

Z 箍缩内爆过程中的能量转换机制研究*

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 3 月 21 日收到,2002 年 7 月 15 日收到修改稿)

利用一维三温辐射磁流体力学程序对氖气和铝丝阵 Z 箍缩内爆过程中的能量转换过程进行了详细的数值研究,发现在内爆过程中离子和电子之间的碰撞能量交换是最主要的能量交换过程,其次是电子和光子之间的光电过程和韧致过程,而康普顿散射过程中的能量交换可以忽略不计,辐射出的 x 射线主要是在光电激发和光电复合过程中产生的,其次是在韧致辐射过程和康普顿散射过程中产生的.理论分析表明,辐射出的 x 射线能量可以超过,也可能小于其等离子体最大动能.数值模拟结果表明,在氖气 Z 箍缩中,辐射出的 x 射线能量没有超过其等离子体最大动能,而在铝丝阵列内爆中,辐射出的 x 射线能量超过了其等离子体最大动能,但小于磁压所做的功,在整个 Z 箍缩过程中欧姆加热能量是较小的.

关键词:Z 箍缩,能量转换,x 射线辐射

PACC:5225P,5230

1. 引 言

电磁内爆驱动的 Z 箍缩(Z-pinch)是一个有广阔应用前景的等离子体辐射源.它的技术原理简洁明了,电能转化为 x 射线能的效率高,并且 Z-pinch 研究的突破性进展^[1]使它可能成为驱动 ICF 的新的技术途径,从而引起了人们普遍的重视.在负载的 Z 箍缩过程中,能量的转换过程和机制是非常复杂的,首先 Marx 发生器中储存的电能转化为负载的电磁能,再由电磁能转化为负载(等离子体)的动能和内能,到滞止(stagnation)阶段,大部分的等离子体动能和内能再转化为 x 射线辐射能.几年来,大量的 Z-pinch 实验^[2-5]均确认了这样的事实^[6]:Z 箍缩过程中辐射出的 x 射线能量大于等离子体的最大机械能或动能,大约有 50%左右的 x 射线辐射能的来源或能量转换机理尚不十分清楚.基于这样的情况,本文想通过数值模拟手段,详细地分析氖气喷气式 Z-pinch 过程中能量的转化,并与铝丝阵列内爆的情况进行比较,以探讨 Z 箍缩过程中 x 射线能量的转换机理.

2. 能量转化的物理分析和数学描述

一维三温辐射磁流体力学方程组为

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

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

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

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

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

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

方程(1)~(6)分别是连续性方程、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. u_r 为介质径向速度, t 为时间, r 为径向坐标, ρ

* 国家自然科学基金重点资助(批准号:10035030)和国家高技术研究发展计划(批准号:804-1-10-10)资助的课题.

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 为人工黏性, B_θ 为角向磁感应强度, C_{ve} 为电子比热, C_{vi} 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 $E \cdot j = \eta_{p\perp} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rB_\theta) \right)^2 \cdot \left(\frac{c}{4\pi} \right)$, $\eta_{p\perp}$ 为垂直于磁场的等离子体电阻率, a 为斯蒂芬常数, $\nu_m = \frac{C^2}{4\pi\sigma_{p\perp}}$ 为磁黏性系数, $\sigma_{p\perp}$ 为垂直于磁场的等离子体电导率, ω_{ie} 为电子和离子的碰撞能量交换系数, ω_{Ber} , ω_{Cer} 和 ω_{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, 其具体的表达式如下^{[7,8]*}:

$$\omega_{ie} = \frac{4\sqrt{\frac{2\pi}{k}} N_i N_e (Ze^2)^2 \ln\Lambda_{ei}}{m_e m_i \left(\frac{T_e}{m_e} + \frac{T_i}{m_i} \right)^{3/2}}, \quad (7)$$

$$\omega_{Ber} = \frac{32\pi}{3} \left(\frac{2\pi}{3m_e kT_e} \right)^{1/2} \frac{Z^2 e^6 k N_e N_i G \left(\frac{T_r}{T_e} \right)}{m_e c^3 h}, \quad (8)$$

$$\omega_{Cer} = \frac{32\pi}{3} \frac{kaT_r^4}{m_e c} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 N_e, \quad (9)$$

$$\omega_{Per} = A_{Per} N_i \sum_{n=1}^{n_0} \frac{Z_n^4 P_n}{n^3} \sum_m^\infty \exp\left(\frac{mE_n}{kT_r}\right) \times \left[\frac{\exp\left(\frac{E_n}{kT_e} - \frac{E_n}{kT_r}\right)}{m-1 + \frac{T_r}{T_e}} - \frac{1}{m} \right] \frac{T_r}{T_r - T_e} \quad (10)$$

其中

$$G\left(\frac{T_r}{T_e}\right) = \begin{cases} 1 - \left(\frac{T_r}{T_e}\right)^2 \frac{1}{1 - \frac{T_r}{T_e}} \sum_{n=1}^\infty \frac{1}{n\left(\frac{T_r}{T_e} + n\right)} & T_r \neq T_e, \\ \frac{\pi^2}{6} & T_r = T_e, \end{cases}$$

$$A_{Per} = \begin{cases} -\frac{1024\pi^5 ke^{10} m_e}{3\sqrt{3} c^3 h^6} & T_r \neq T_e \\ 0 & T_r = T_e. \end{cases}$$

N_i 和 N_e 分别是离子和电子的单位体积粒子数, m_i 和 m_e 分别是离子和电子的质量, k 为玻尔兹曼常数, e 为电子电量, Z 为离子电荷数, $\ln\Lambda_{ei}$ 为库仑对

数, h 为普朗克常数, Z_n , E_n 和 P_n 分别为原子第 n 层的有效电荷数, 能级和束缚电子占据概率, n_0 为原子能级数.

从方程(1)–(6)可以看出, 洛伦兹力 $j \times B$ (j 电流密度, B 磁感应强度) 的径向分量 $-\frac{B_\theta}{4\pi r} \frac{\partial}{\partial r} (rB_\theta)$ 使等离子体向内箍缩, 对等离子体做功, 使其动能和内能增加; 电流的欧姆加热使电子温度升高; 三温系统中的能量交换过程有电子与离子之间的库仑碰撞能量交换过程和电子与光子之间的光电能量交换过程, 而光电能量交换过程包括韧致辐射过程、康普顿散射过程、光电激发和复合过程. 磁场一方面随等离子体运动, 另一方面又向介质内部扩散.

到 t 时刻, 负载外界面磁压对等离子体所做的总功为

$$E_{PB} = -2\pi l \int_0^l P_{Bj} r_j u_r dt, \quad (11)$$

其中 l 为负载高度, P_{Bj} 为负载外界面磁压, r_j 为等离子体外半径.

到 t 时刻, 等离子体的总焦耳热为

$$E_J = 2\pi l \int_0^l \int_0^r E \cdot j r dr dt. \quad (12)$$

t 时刻, 等离子体的总动能为

$$E_k = \pi l \int_0^r \rho u_r^2 r dr. \quad (13)$$

t 时刻等离子体的总内能为

$$E_{int} = 2\pi l \int_0^r (\epsilon_e + \epsilon_i + \epsilon_r) r dr, \quad (14)$$

其中 ϵ_e , ϵ_i , ϵ_r 分别为电子、离子和光子的单位体积内能, 它们分别有相应的状态方程给出. 则 t 时刻, 等离子体的总能量为 $E_t = E_k + E_{int}$.

在 Z-pinch 过程中, 到 t 时刻光子在电子与光子之间的能量交换过程中得到的总能量为

$$E_r = E_{rB} + E_{rC} + E_{rP} = 2\pi l \int_0^l \int_0^r (\omega_{Ber} + \omega_{Cer} + \omega_{Per}) \times (T_e - T_r) r dr dt. \quad (15)$$

在扩散近似下, 箍缩等离子体柱通过等离子体外界面辐射出去的辐射通量密度为 $F_{rr} = \frac{1}{2} acT_{rj}^4$, 故到 t 时刻, 通过等离子体外界面辐射出去的 x 射线总能量为

$$E_x = \pi acl \int_0^l T_{rj}^4 r_j dt, \quad (16)$$

* 其中 ω_{Per} 取自本单位内部科技档案.

其中 T_j 为等离子体外边界的光子温度。

3. 数值计算结果与讨论

图 1 至图 6 是对氖气喷气负载 Z-pinch 实验^[9] (气层内外半径分别为 1.0cm 和 1.5cm, 厚 0.5cm, 气柱高 4cm, 线密度 $40\mu\text{g}/\text{cm}$) 进行数值模拟的结果。图 1 是负载驱动电流波形和负载外面向内箍缩和向外飞散的运动轨迹。图 2 是负载(等离子体)总欧姆加热和总能量随时间的变化。从图 2 可以看出, 等离子体总能量随着箍缩的进行而逐渐增大, 当等离子体热压力增大到与外磁压相当时, 等离子体箍缩开始减速, 进入滞止(stagnation)阶段, 此时等离子体总能量开始减少, 所减少的能量通过等离子体外界面辐射出去; 等离子体的总欧姆加热是较小的, 仅有 300J 左右, 不到等离子体总能量的 10%。

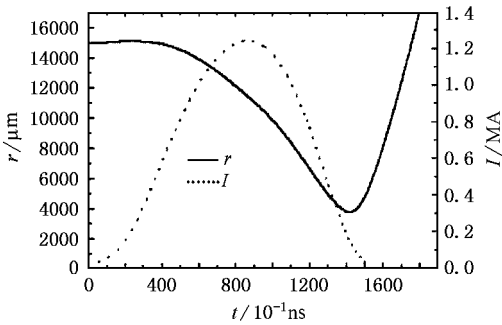


图 1 Z-pinch 驱动电流波形和外界面的运动轨迹

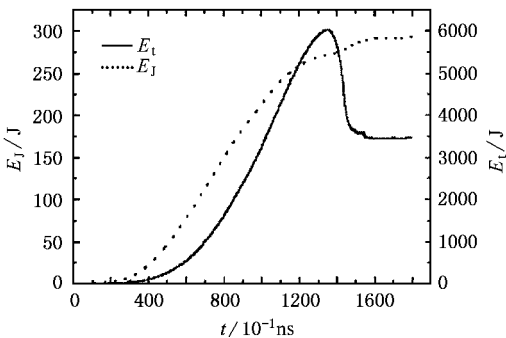


图 2 等离子体欧姆加热和总能量随时间的变化

图 3 是 x 射线辐射总能量、等离子体总动能和磁压所做的总功随时间的变化情况。从图中可见, 随着箍缩的进行, 等离子体总动能逐渐增大, 当进入阻滞阶段后, 它开始减少, 但 x 射线辐射总能量却迅速地开始增大; 当等离子体向外飞散后, 等离子体总动能又开始增加, 此时的 x 射线辐射总能量达到饱和;

辐射出的 x 射线总能量没有超过等离子体总动能的最大值; 外界面磁压对等离子体做功 E_{P_B} (仅是洛伦兹力对负载做功的一部分) 随箍缩的进行而增大, 它总是大于等离子体动能和 x 射线辐射总能量; F_{P_B} 大约为 4.4kJ 左右。比较图 2 和图 3 可见, 等离子体进入滞止阶段后, 等离子体总能量的减少基本上就等于辐射出去 x 射线总能量。

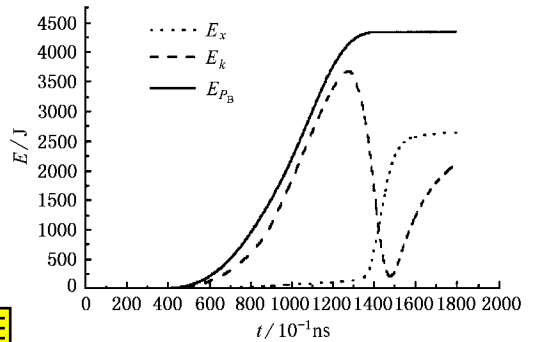


图 3 x 射线辐射能量、等离子体动能和磁压做功随时间的变化

图 4 是等离子体鞘层中间位置的各能量交换系数 ω_{Ber} , ω_{Cer} , ω_{Per} 和 ω_{ie} 随时间的变化情况。从中可以看到, 离子和电子之间的碰撞能量交换系数最大, 其次分别是光电过程中、韧致辐射过程中和康普顿散射过程中的光电能量交换系数, 它们都是在内爆到心时达到最大, 在 $t = 50\text{ns}$ 时, ω_{ie} 增加得很快, 它是由于该时刻的电子温度有一个小幅度的快速增加造成的。图 5 是 $t = 140.0\text{ns}$ 时各能量交换系数 ω_{Ber} , ω_{Cer} , ω_{Per} 和 ω_{ie} 随空间的变化情况。从图 5 中可见, 此时它们均在对称轴附近最大, 其相对大小与图 4 中的变化趋势一样。计算结果表明, ω_{Cer} 是最小的, 它比其余三者要小 5 个数量级以上, 因此, 可以忽略康普顿散射过程对 Z 箍缩产生 x 射线辐射的贡献。也正因为这样, ω_{Cer} 的变化曲线在图 4 和图 5 中均画不出来。

图 6 是光子在韧致辐射过程、康普顿散射过程、光电激发和复合过程中得到的能量以及光子得到的总能量随时间的变化情况。光子在光电激发和复合过程中得到的能量最多, 其次是在韧致辐射过程中得到的能量, 光子在康普顿散射过程中得到的能量可以忽略不计。比较图 3 和图 6 可知, 光子所得到的总能量 E_r 基本上就等于 Z-pinch 辐射出去的总能量 E_x , 即光子得到的能量几乎全部通过等离子体外界面辐射出去了。

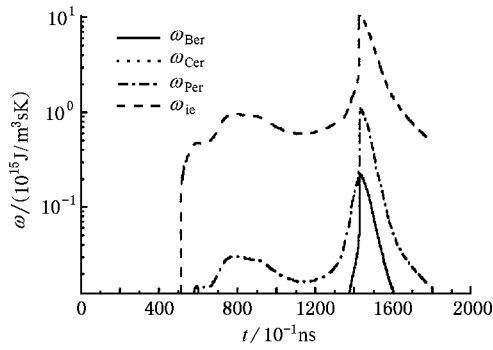


图 4 各能量交换系数随时间的变化

见 辐射出的 x 射线总能量超过了等离子体的最大动能,但小于外界面磁压对等离子体所做的总功.

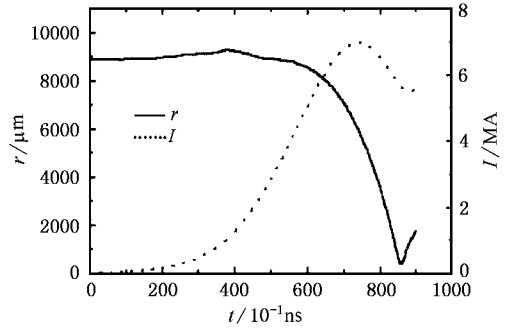


图 7 在 Al 丝阵列 Z-pinch 中,驱动电流波形和外界面的运动轨迹

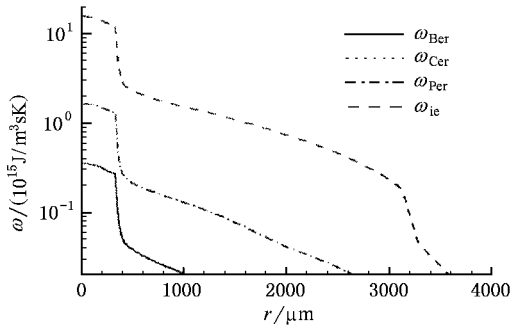


图 5 t = 140.0ns 时,各能量交换系数随空间的变化

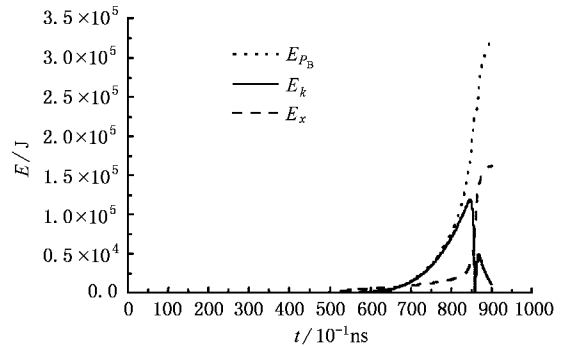


图 8 在 Al 丝阵列 Z-pinch 中,磁压做功、负载动能和 x 射线辐射能量随时间的变化

就质点模型或零维模型而言,外磁场对等离子体做功全部转化为等离子体的动能,Z-pinch 辐射出的 x 射线能量是不能大于等离子体最大动能的,反之,则是不能理解的.而在考虑了等离子体结构的一维或多维和温度分离的情况下,Marx 发生器提供给负载的电磁能,一方面通过磁场做功使等离子体动能增加,另一方面通过欧姆加热使电子温度上升,内能增加,从而使原子电离,等离子体电导率增大,电流进一步趋肤,使箍缩过程加快.在整个 Z-pinch 过程中(不一定要等到滞止阶段),等离子体内部的相互挤压使其动能不断地转化为内能,而等离子体内能在电子、离子和光子之间的转移和分配取决于等离子体状态和各能量交换系数.也就是说光子在 Z-pinch 过程中得到的能量取决于等离子体状态和各能量交换系数,与等离子体动能没有直接的依赖关系.从上面的计算结果知,光子得到的能量几乎全部通过等离子体边界辐射出去,即其等离子体是光学薄的.因此,在 Z-pinch 过程中辐射出的 x 射线能量

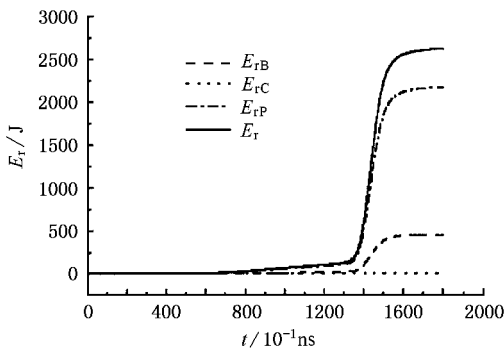


图 6 光子在各光电能量交换过程中得到的能量随时间的变化

同时根据电子的局域热力学平衡假设,通过求解费米-狄拉克分布可以确定原子不同能级的电子占据概率,从而计算出等离子体的电离度和电离能.计算结果表明,直到内爆到心时氖等离子体还没有达到全电离(平均电离度为 9.6 左右),在整个 Z-pinch 过程中总的电离能为 3.3kJ 左右.

图 7 和图 8 是对 Al 丝内爆实验^[10](丝阵半径 0.86cm,高 2cm,总质量 645μg)进行数值模拟的部分结果.图 7 和图 8 分别给出了驱动电流波形和外界面的运动轨迹以及磁压所做的总功、负载总动能和 x 射线辐射总能量随时间的变化情况.从图 8 中可

不直接决定于等离子体动能,而决定于等离子体状态和其中的能量交换系数. 作者认为, Z 箍缩辐射出的 x 射线能量 E_x 小于或大于等离子体最大动能,在物理上是可能的,也是合理的. 在具体的 Z-pinch 实验中,其辐射出的 x 射线能量是小于或大于等离子体的最大动能,依赖于靶的材料和结构以及加速器的运行状况. 本文计算的 Ne 气 Z-pinch 和 Al 丝阵 Z-pinch,前者是惰性气体,后者是金属丝,其密度相差几个数量级,在结构上,前者是一个厘米量级厚的轴对称的中空的圆锥台,而后者是一个微米量级厚的丝筒;另外它们的驱动电流波形也差得很远(分别见图 1 和图 7),这反映出加速器的运行状况的差异. 一般而言,驱动电流愈大,负载箍缩状况愈好,压得愈紧,密度愈高,则 E_x 大于等离子体最大动能的可能性就愈大.

4. 结 论

本文通过一维三温辐射磁流体力学方程,分析

计算了氖气和铝丝阵 Z 箍缩过程中的能量转化过程. 计算结果和讨论分析表明:

1. 在 Marx 发生器提供给负载的电能为中,转化为欧姆加热的部分是较小的,在 10% 以下.

2. 在 Z-pinch 过程中,离子和电子之间的碰撞能量交换是最主要的能量交换过程,其次是光电过程和韧致辐射过程,而康普顿散射过程中的能量交换可以忽略不计;光子得到的能量,或者辐射出的 x 射线主要来源于光电激发和光电复合过程,其次是韧致辐射过程,同样地,在康普顿散射过程中得到的光子能量也就可以忽略不计.

3. Z-pinch 辐射出的 x 射线能量可以大于,也可能小于等离子体的最大动能,它决定于负载的组成和结构以及等离子体的箍缩状态. 在本文的计算中,在氖气喷气负载 Z-pinch 中辐射出的 x 射线能量小于等离子体最大动能,而在铝丝阵内爆中辐射出的 x 射线能量大于等离子体最大动能,但仍然小于磁压对等离子体所做的功,因而是合理的.

[1] Yonas G 1998 *Scientific American*, August 23

[2] Baksh R B *et al* 1993 *Laser Part. Beams* **11** 587

[3] Deeney C *et al* 1997 *Phys. Rev. E* **56** 5945

[4] Deeney C *et al* 1999 *Phys. Plasma* **6** 3576

[5] Deeney C *et al* 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 4883

[6] Rudakov L I *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3326

[7] Chang T Q *et al* 1991 *Interaction of Laser and Plasma and Laser Fusion* (Changsha: Hunan Press of Science and Technology) Chapter 7

(in Chinese) 常铁强等 1991 激光等离子体相互作用与激光聚变(长沙:湖南科学技术出版社)第七章]

[8] Yang G H, Zhang J Y, Zhang B H, Zhou Y Q and Li J 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 2389 (in Chinese) 杨国洪、张继彦、张保汉、周裕清、李 军 2000 物理学报 **49** 2389]

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

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

Studies on the mechanism of energy transformation in implosion processes of the Z-pinch^{*}

Ning Cheng Yang Zhen-Hua Ding Ning

(*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China*)

(Received 21 March 2002 ; revised manuscript received 15 July 2002)

Abstract

In this paper, the energy transformation processes in neon gas-puff pinch and Al wire-array pinch were studied numerically by means of one-dimensional three-temperature radiation magneto-hydrodynamic code. In the Z-pinch, the main energy transformation process is the Coulomb collision process between ions and electrons. The second one is the photoelectric process and bremsstrahlung radiation process. The energy transformation in the Compton scattering process can be neglected in the computation. The x-ray energy radiated from Z-pinch was produced mainly by the photoelectric excitation and recombination process, and also by the bremsstrahlung radiation process and Compton scattering process. Numerical analysis indicates that the x-ray radiation energy can be larger or smaller than the maximal plasma kinetic energy. In our numerical simulation, the radiation energy from neon gas-puff pinch is smaller than the maximal plasma kinetic energy, however, that from Al wire-array pinch is larger than the maximal plasma kinetic energy. They are all smaller than the work done by magnetic pressure. The electric energy consumed by Ohm heating is rather small.

Keywords : Z-pinch, energy transformation, x-ray radiation

PACC : 5225P, 5230

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.10035030) and by the National High Technology Development Program of China (Grant No.804-1-10-10).