

辐射烧蚀的自调制准定态模型^{*}

张 钧 裴文兵 古培俊 隋成之 常铁强

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(1995 年 6 月 27 日收到; 1995 年 8 月 30 日收到修改稿)

根据数值模拟的物理图像建立了辐射烧蚀的自调制准定态模型, 不求助于复杂的计算机模拟而定量预言 X 射线辐射的各种烧蚀参量, 诸如烧蚀深度、烧蚀压等与辐射温度、能量、脉冲宽度的定标规律. 给出了 ICF 感兴趣的几种材料的计算结果, 得到的定标关系形式简单, 易于掌握, 对于靶设计和实验结果的分析有重要意义.

PACC: 5110; 0340G; 4410; 4770

1 引 言

激光间接驱动惯性约束聚变是利用激光产生的 X 射线通过输运到达内爆靶丸周围, 烧蚀靶丸外壳, 壳外表面受热后要向外等温膨胀, 同时形成较高的烧蚀压力驱动靶内物质向心运动, 即形成所谓的“内爆”. 在烧蚀界面附近, 由于温度梯度和密度梯度的方向相反, 形成轻物质推动重物质, 加速度方向由轻物质指向重物质的结构. 因此会产生流体力学界面不稳定性. 这将严重地影响内爆的球对称性, 从而使热核聚变产额降级. 另一方面, 辐射烧蚀将对不稳定性有某种致稳效应. 不稳定性的发展与致稳将受辐射烧蚀压和质量烧蚀速率的制约. 因而, 辐射烧蚀规律是流体力学界面不稳定性和内爆动力学很重要的课题. 激光 X 射线转换和辐射输运与辐射烧蚀也有直接的联系. 细致研究辐射烧蚀需要借助于流体力学方程与辐射输运方程以及原子动力学方程组的数值求解, 问题十分复杂. 对于高温高密度等离子体, 辐射可用扩散近似处理简化为辐射流体力学方程组, 即将问题归结为所谓的烧蚀热波与流体力学的耦合研究. 辐射输运和原子动力学的耦合计算简化为辐射不透明度或辐射自由程, 以参数形式给出, 这样问题便得到大大简化.

如上所述, 辐射烧蚀是属于辐射流体力学范畴的问题. 早在 1958 年 Marshak^[1]发表过一篇奠基性文章. 70 年代以后, 由于激光聚变的推动, 陆续发表了不少文章^[2-6]. 随着惯性约束聚变间接驱动高增益靶的设计, 有必要对辐射烧蚀的规律做较为深入的研究, 以适应靶设计和有关实验研究的需要. 本文根据数值模拟的物理图像建立辐射烧蚀的自调制准定态模型, 不求助于复杂的计算机模拟而定量预言 X 射线辐射的各种烧蚀参量, 如质量烧蚀速率、烧蚀压与材料、辐射强度、脉冲宽度等的定标规律. 介绍自调制准定态模型的结构, 导出烧蚀参量的定标规律, 对理论计算结果与某些实验测量值作了比较, 还对结

^{*} 国家自然科学基金资助的课题.

果作了讨论.

2 辐射烧蚀的自调制准定态模型

当 X 射线辐射烧蚀固体靶时形成的等离子体大致可分为四个区域. 靶表面受热后膨胀, 稀疏波由表面向靶内部传播形成稀疏波区, 在这个区中根据等离子体的飞散速度又可分为超声区和亚声区. 在亚声区由于辐射热传导形成烧蚀压, 高达 100 GPa, 于是一方面驱动一个冲击波压缩固体物质, 另一方面推动亚声区的等离子体加速向外飞散, 在冲击波阵面前为常密度区, 在烧蚀压峰值与冲击波阵面之间为常流区, 分区示意图在图 1 中给出.

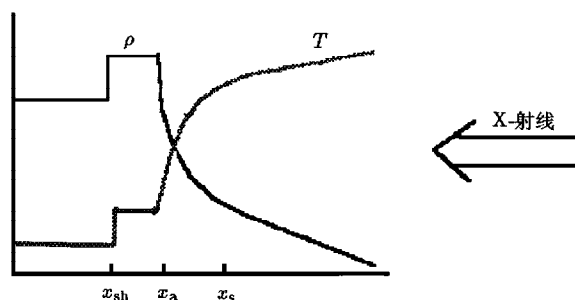


图 1 辐射烧蚀平面靶形成的等离子体区域划分示意图 $\chi \geq \chi_s$ 为超声区, $\chi_a \leq \chi \leq \chi_s$ 为亚声区, $\chi_{sh} \leq \chi \leq \chi_a$ 为冲击波区或常流区, $\chi \leq \chi_{sh}$ 为未扰动区. X 光从右边入射到平面靶

目前激光产生 X 射线的辐射温度大约在 1—3 MK 的范围, 这对于中等以上原子序数的物质只能产生部分离化. 描述辐射烧蚀的流体力学方程组可写成如下的形式:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho c^2}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\frac{3}{2} \rho \frac{\partial c^2}{\partial t} + \frac{3}{2} \rho v \frac{\partial c^2}{\partial x} + \rho c^2 \frac{\partial v}{\partial x} = - \frac{\partial q}{\partial x}, \quad (3)$$

$$c^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T = \Gamma T \approx \bar{\Gamma} T^{4/3}, \quad \bar{\Gamma} = \sum \alpha_j \frac{245.1}{A_j^{2/3}}, \quad (4)$$

这里利用了电晕平衡情况下电离度的近似公式^[7]

$$Z^* = 2.95 \cdot (AT)^{1/3}, \quad (5)$$

其中 A 是原子质量数, T 是辐射温度, 以 MK 为单位, α_j 是第 j 种原子在化合物分子中的质量份额.

$$q = - \frac{lc}{3} \frac{\partial a T^4}{\partial x}, \quad (6)$$

$$l = l_0 \rho^m T^n. \quad (7)$$

这里 l 是 Rosseland 辐射平均自由程, c 为光速, a 为辐射常数, T 为温度.

上述方程组的精确求解只能求助于数值方法. 为了得到解析结果, 我们采用分区求解并在分区界面上用某些物理量连续条件的方法构造整体解.

2.1 超声区的解

在该区有稀疏波的自相似解,同时忽略能量方程(3)的等号左边前两项可得到如下的解

$$\rho = \rho_s \exp\left(-\frac{x - x_s}{c_s t}\right), \quad (8)$$

$$v = c_s + \frac{x - x_s}{t}, \quad (9)$$

$$q_0 = q_s + \rho_s c_s^3, \quad (10)$$

其中带下标 s 的量表示在声点处对应的物理量.

2.2 亚声区的解

在亚声区也存在自型解,下面引入相似变量

$$\xi = \frac{x - x_a}{\Delta_s(t)}. \quad (11)$$

力学量可写成形式

$$\begin{aligned} \rho(x, t) &= \rho(t) R(\xi), \\ c^2(x, t) &= c_s^2(t) \bar{T}(\xi), \\ v(x, t) &= c_s(t) V(\xi), \end{aligned} \quad (12)$$

于是辐射流体力学方程组可化为:

质量守恒方程

$$\frac{r\rho_s}{t} R(\xi) - \xi(s+1) \frac{\rho_s}{t} \frac{dR(\xi)}{d\xi} = - \frac{\rho_s c_s}{\Delta_s} \frac{dRV}{d\xi},$$

即

$$rR(\xi) - \xi(s+1) \frac{dR(\xi)}{d\xi} = - \frac{c_s t}{\Delta_s} \frac{dRV}{d\xi}. \quad (13)$$

动量守恒方程

$$s \frac{c_s}{t} V(\xi) - \xi(s+1) \frac{c_s}{t} \frac{dV(\xi)}{d\xi} + c_s^2 \frac{V}{\Delta_s} \frac{dV}{d\xi} = - \frac{c_s^2}{R\Delta_s} \frac{dR\bar{T}}{d\xi},$$

即

$$sRV - \xi(s+1) R \frac{dV}{d\xi} + \frac{c_s t}{\Delta_s} VR \frac{dV}{d\xi} = - \frac{c_s t}{\Delta_s} \frac{dR\bar{T}}{d\xi},$$

与质量守恒方程耦合合成为

$$(s+r)RV - \xi(s+1) \frac{dRV}{d\xi} + \frac{c_s t}{\Delta_s} \frac{dRV^2}{d\xi} = - \frac{c_s t}{\Delta_s} \frac{dR\bar{T}}{d\xi}. \quad (14)$$

能量方程

$$\frac{3}{2} \left[2s\bar{T} - \xi(s+1) \frac{d\bar{T}}{d\xi} \right] + \frac{3}{2} \frac{c_s t}{\Delta_s} V \frac{d\bar{T}}{d\xi} + \frac{c_s t}{\Delta_s} \bar{T} \frac{dV}{d\xi} =$$

$$= \frac{4 a c l_0 \rho_s^{m-1} T_s^{(n+4)}}{3(n+4) c_s^3 \Delta_s} \frac{c_s t}{\Delta_s} \frac{1}{R} \frac{d}{d\xi} \left(R^m \frac{d\bar{T}^{(n+4)}}{d\xi} \right). \quad (15)$$

这里假定了

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} = \frac{r \rho_s}{t}, \quad \frac{\partial c_s}{\partial t} = s \frac{c_s}{t},$$

$$\Delta_s \propto c_s t, \quad \dot{\Delta}_s / \Delta_s = (s+1)/t. \quad (16)$$

如果因子 $c_s t / \Delta_s$ 和 $4 a c l_0 \rho_s^{m-1} T_s^{n+4} / [3(n+4) c_s^3 \Delta_s]$ 不是时间的函数, 则有

$$r(m-1) + s \left[\frac{3(n+4)}{2} - 4 \right] - 1 = 0. \quad (17)$$

另外, 系统加源的总能流是 $q_0 = B \rho c^3$, 这里 B 是依赖于亚声区等离子体力学量空间分布的常数, 这个关系不是时间的函数要求

$$r = -3s, \quad (18)$$

由 r 和 s 的两个关系(17)和(18)式可得到

$$r = \frac{-6}{3n-6m+10}, \quad s = \frac{2}{3n-6m+10}. \quad (19)$$

但是无论解析或数值求解自相似的常微分方程(13)–(15)都是十分困难的, 根据数值模拟的物理图像, 在亚声区可找到近似解

$$T = T_s \left(\frac{x - x_a}{\Delta_s} \right)^{\frac{3}{3n+8}}, \quad (20)$$

$$v = c_s \left(\frac{x - x_a}{\Delta_s} \right)^{\frac{3n+5}{3n+8}}, \quad (21)$$

$$\rho = \frac{\rho_s c_s}{v}. \quad (22)$$

利用上述表达式可给出亚声区能密度随空间的变化关系

$$E(x) = \frac{1}{2} \rho_s c_s \left[3 \left(\frac{x - x_a}{\Delta_s} \right)^{\frac{3n+1}{3n+8}} + \left(\frac{x - x_a}{\Delta_s} \right)^{\frac{3n+5}{3n+8}} \right], \quad (23)$$

对亚声区的空间积分得到

$$\int_{x_a}^{x_s} E(x) dx = \frac{(3n+8)(9n+23)}{7(6n+13)} \rho_s c_s^2 \Delta_s. \quad (24)$$

超声区的能量增加速率^[8]是 $4 \rho_s c_s^3$, 如果忽略冲击波区的能量, 则系统总能量增加的速率是

$$q_0 = B \rho_s c_s^3. \quad (25)$$

其中

$$B = 4 + \frac{(3n+5)(9n+23)}{7(6n+13)}. \quad (26)$$

从这里可以看出, 在相对于烧蚀阵面的坐标系中, 由于声点不断地向超声区方向移动, 因而亚声区并不完全处于稳定态, 该区的总能量也在不断地增加.

3 整体解和烧蚀参量的定标规律

从上述两区的解析解知道,如果能确定声点的密度 ρ_s , 声速 c_s 和亚声区的烧蚀厚度 Δ_s , 则整个系统的解就完全被确定. 下面利用三个物理条件确定这三个量.

3.1 假定在声点处速度光滑

假定速度是光滑的, 即速度的梯度连续, 于是有

$$\left. \frac{\partial v}{\partial x} \right|_{x \leq x_s} = \frac{3n+5}{3n+8} \frac{c_s}{\Delta_s},$$

$$\left. \frac{\partial v}{\partial x} \right|_{x \geq x_s} = \frac{1}{t},$$

让这两式相等, 得

$$\Delta_s = \frac{3n+5}{3n+8} c_s t. \quad (27)$$

由此看出声点相对于烧蚀阵面是以 $\left(\frac{3n+5}{3n+8}\right)$ 倍的 c_s 向超声区移动. 而亚声区的能量增加速率是

$$\frac{d}{dt} \int E(x) dx = \frac{(3n+5)(9n+23)}{7(6n+13)} \rho_s c_s^3.$$

3.2 在声点处辐射流连续

利用近似解(20)式, 可写出在声点的辐射流

$$q_s = -\frac{4ac l_0 \rho_s^m T_s^{n+4}}{3} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x_s} = -\frac{4ac l_0 \rho_s^m T_s^{n+4}}{(3n+8) \Delta_s}, \quad (28)$$

与 Δ_s 的表达式(27)比较可得

$$|\Delta_s| = \frac{4ac l_0 \rho_s^m T_s^{n+4}}{(3n+8)(|q_0| - \rho_s c_s^3)}$$

$$= \frac{4ac l_0 \rho_s^m T_s^{n+4}}{(3n+8)(B-1)\rho_s c_s^3} = \frac{3n+5}{3n+8} c_s t. \quad (29)$$

3.3 系统功率平衡

进入系统的总能流等于两区的总能量增加速率, 即

$$q_0 = B \rho_s c_s^3. \quad (30)$$

利用上述表达式可得到辐射烧蚀各种参量的定标关系

$$c_s = c_{s0} q_0^{n_1} t^{n_2} \quad (10^6 \text{ cm/s}), \quad (31)$$

$$\rho_s = \rho_{s0} q_0^{n_3} t^{n_4} \quad (\text{g/cm}^3), \quad (32)$$

$$\dot{m} = \rho_s c_s = \dot{m}_0 q_0^{n_5} t^{n_6} \quad (10^6 \text{ g/cm}^2\text{s}), \quad (33)$$

$$P_a = 2 \rho_s c_s^2 = P_{a0} q_0^{n_7} t^{n_8} \quad (10^{11} \text{ Pa}), \quad (34)$$

$$T_s = \frac{c_s^{3/2}}{\Gamma^{3/4}} = T_{s0} q_0^{n_9} t^{n_{10}} \quad (10^6 \text{ K}), \quad (35)$$

$$\frac{E}{A} = E_0 T_s^{n_{11}} t^{n_{12}} \quad (100 \text{ J/mm}^2), \quad (36)$$

其中 q_0 , t 和 T 分别以 10^3 W/cm^2 , 0.1 ns 和 10^6 K 为单位.

$$c_{s0} = \left[\frac{(3n+5)(B-1)\Gamma^{\frac{3(n+4)}{4}}}{4acl_0\left(\frac{B}{100}\right)^{1-m}} \right]^{n_2}, \quad (37)$$

$$\rho_{s0} = \left[\frac{(3n+5)(B-1)\Gamma^{\frac{3(n+4)}{4}}}{4acl_0\left(\frac{B}{100}\right)^{\frac{3n+4}{6}}} \right]^{n_4}, \quad (38)$$

$$\dot{m}_0 = \left[\frac{(3n+5)(B-1)\Gamma^{\frac{3(n+4)}{4}}}{4acl_0\left(\frac{B}{100}\right)^{\frac{3n-2m+6}{4}}} \right]^{n_6}, \quad (39)$$

$$P_{a0} = \left[\frac{(3n+5)(B-1)\Gamma^{\frac{3(n+4)}{4}}}{4acl_0\left(\frac{B}{100}\right)^{\frac{3n-2m+8}{2}}} \right]^{n_8}, \quad (40)$$

$$T_{s0} = \left[\frac{(3n+5)(B-1)\Gamma^{\frac{3m+1}{2}}}{4acl_0\left(\frac{B}{100}\right)^{1-m}} \right]^{n_{10}}, \quad (41)$$

$$E_0 = \left(\frac{1}{T_{s0}} \right)^{1/n_9} \left(1 - \frac{n_{10}}{n_9} \right)^{-1}. \quad (42)$$

$$n_1 = \frac{2(1-m)}{3n-6m+10}, \quad (43)$$

$$n_2 = \frac{2}{3n-6m+10}, \quad (44)$$

$$n_3 = \frac{3n+4}{3n-6m+10}, \quad (45)$$

$$n_4 = -\frac{6}{3n-6m+10}, \quad (46)$$

$$n_5 = \frac{3n-2m+6}{3n-6m+10}, \quad (47)$$

$$n_6 = -\frac{4}{3n-6m+10}, \quad (48)$$

$$n_7 = \frac{3n-4m+8}{3n-6m+10}, \quad (49)$$

$$n_8 = -\frac{2}{3n-6m+10}, \quad (50)$$

$$n_9 = \frac{3(1-m)}{3n-6m+10}, \quad (51)$$

$$n_{10} = \frac{3}{3n-6m+10}, \quad (52)$$

$$n_{11} = \frac{1}{n_9}, \quad (53)$$

$$n_{12} = 1 - \frac{n_{10}}{n_9}. \quad (54)$$

3.4 冲击波区的能量

为了简单,作强冲击波近似,不带下标的量为冲击波后的量, ρ_0 是初始密度,根据强冲击波关系有

$$\rho_0 D = \rho(D-v), \quad (55)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}, \quad (56)$$

$$\rho_0 D^2 = P + \rho(D-v)^2, \quad (57)$$

由此得

$$D = \frac{\gamma+1}{2} v, \quad (58)$$

$$P = \rho_0 D v = \frac{\gamma+1}{2} \rho_0 v^2 = \frac{2}{\gamma+1} \rho_0 D^2. \quad (59)$$

利用状态方程 $P = \Gamma \rho T = \frac{\gamma+1}{2} \rho_0 v^2$

即

$$\frac{\Gamma T}{\gamma-1} = \frac{1}{2} v^2, \quad (60)$$

看出冲击波后单位质量的内能与动能相等.

在一维几何平面情况下,烧蚀压驱动的冲击波波后是常流区,该区的能密度是

$$E(x) = \rho \left(\frac{\Gamma T}{\gamma-1} + \frac{1}{2} v^2 \right) = \rho v^2. \quad (61)$$

这里利用了比内能与比动能相等的条件.冲击波区的能量增长速率是

$$q_{\text{shock}} = \rho v^2 D. \quad (62)$$

由于冲击波后是常流区,波后压力等于烧蚀压,

$$P = P_a = 2 \rho_s c_s^2 = \frac{\gamma+1}{2} \rho_0 v^2, \quad (63)$$

$$v^2 = \frac{P_a}{\rho_0} \frac{2}{\gamma+1} = \frac{2 \rho_s c_s^2}{\rho_0} \frac{2}{\gamma+1}, \quad (64)$$

$$D = \frac{\gamma+1}{2} v. \quad (65)$$

将(56), (64)和(65)式代入(62)式可得

$$q_{\text{shock}} = 4 \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \left(\frac{\rho_s}{\rho_0} \right)^{1/2} \rho_s c_s^3 \approx 0.6 \rho_s c_s^3. \quad (66)$$

超声区与亚声区的总能量增长速率约为 $6-7 \rho_s c_s^3$, 因此忽略冲击波区的能量不会给结果带来明显的误差.

还需要说明的一点是辐射烧蚀深度的计算, 辐射烧蚀质量应该包括两部分: 一部分是通过声点喷射出来的质量, 另一部分是在亚声区烧蚀的质量. 前一部分的质量喷射速率已经给出, 后一部分的质量应为

$$m_2 = \int_{x_a}^{x_s} \rho(x) dx = \rho_s \int_{x_a}^{x_s} \left(\frac{x - x_a}{\Delta_s} \right)^{-\frac{3n+5}{3n+8}} dx = \frac{3n+5}{3} \rho_s c_s t, \\ \dot{m}_2 = \frac{d}{dt} \int_{x_a}^{x_s} \rho(x) dx = \frac{3n+5}{3} \rho_s c_s. \quad (67)$$

所以总质量烧蚀速率应为

$$\dot{m}_t = \dot{m}_1 + \dot{m}_2 = \frac{3n+8}{3} \dot{m}_1. \quad (68)$$

由此可定义等效固体密度烧蚀深度为

$$L_0 = \frac{1}{\rho_0} \int \dot{m} dt = \frac{3n+8}{3} \frac{\dot{m}_0}{\rho_0} \int q_0^{n_5} t^{n_6} dt = L_{00} T_{s0}^{n_{13}} t^{n_{14}} \quad (\mu\text{m}), \quad (69)$$

$$n_{14} = 1 + n_6 - \frac{n_5 n_{10}}{n_9} = \frac{m(3n-6m+2)}{(1-m)(3n-6m+10)}, \quad (70)$$

$$L_{00} = \frac{3n+8}{3n_{14}} \cdot \frac{m_0}{\rho_0} \left(\frac{1}{T_{s0}} \right)^{n_{13}}. \quad (71)$$

4 模型计算结果与实验测量值的比较

只要给定靶物质辐射平均自由程参数, 就可以按照上述模型计算各种烧蚀参量. 在表 1 中给出必要的参数.

计算的烧蚀参量结果列在表 2 和表 3 中.

表 1 某些物质的辐射平均自由程参数和原子质量数

物 质	Z	A	l_0	n	$-m$	B
Au	79	197	1.33	1.91	1.36	6.519
Fe	26	55.8	9.9	2.23	1.68	6.727
Al	13	27	30.2	0.64	1.78	5.688
Cu	29	63.5	19.7	2.16	1.43	6.681
SiO ₂	14, 8	28, 16	3.43	2.40	1.48	6.837
Au, Am	79	197	1.34	1.50	4/3	6.252

表 2 某些物质的辐射烧蚀深度的定标指数和系数

物 质	L_{00}	n_{13}	n_{14}
Au	0.282	2.041	0.576
Fe	1.32	1.996	0.627
Al	4.581	1.376	0.640
Cu	1.491	2.104	0.588
SiO ₂	2.826	2.172	0.577
Au, Am	0.201	1.881	0.571

文献[9]给出辐射烧蚀 Au 平面靶烧蚀深度的解析表达式是 $L_0 = 0.45 T^{1.935} \tau^{0.53}$ (μm), 其中温度和时间分别以 10^6 K 和 ns 为单位, 这个表达式与本模型在表 2 中给出的结果比较, 定标指数基本一致, 只是系数略低.

表 3 各种烧蚀参量的定标系数和指数

物 质	C_{s0}	n_1	n_2	ρ_{s0}	n_3	n_4
Au	3.368	0.198	0.084	0.401	0.407	-0.251
Fe	3.785	0.2	0.075	0.274	0.399	-0.224
Al	3.782	0.246	0.088	0.325	0.262	-0.265
Cu	3.556	0.194	0.08	0.333	0.418	-0.239
SiO ₂	3.733	0.190	0.077	0.281	0.429	-0.230
Au, Am	3.382	0.207	0.089	0.256	0.378	-0.267
	$\dot{m}_0$	n_5	n_6	P_{s0}	n_7	n_8
Au	1.352	0.605	-0.167	9.108	0.802	-0.082
Fe	1.038	0.6	-0.149	7.855	0.800	-0.075
Al	1.229	0.508	-0.177	9.297	0.754	-0.088
Cu	1.183	0.612	-0.160	8.417	0.806	-0.080
SiO ₂	1.049	0.620	-0.153	7.838	0.810	-0.077
Au, Am	1.017	0.585	-0.178	9.429	0.793	-0.089
	T_{s0}	n_9	n_{10}	E_0	n_{11}	n_{12}
Au	1.399	0.296	0.126	0.560	3.378	0.574
Fe	0.887	0.300	0.112	2.38	3.333	0.627
Al	0.616	0.369	0.133	5.812	2.710	0.640
Cu	0.862	0.291	0.120	2.835	3.436	0.588
SiO ₂	1.170	0.285	0.115	0.966	3.509	0.596
Au, Am	1.415	0.311	0.133	0.572	3.215	0.572

文献[9]给出辐射穿透 Au 等离子体时温度和单位面积能量 E/A 的理论公式是 $E/A = 0.312 T^{3.175} \tau^{0.63} (100 \text{ J/mm}^2)$ 与本模型的结果 $E/A = 0.56 T^{3.378} \tau^{0.574} (100 \text{ J/mm}^2)$ 基本符合. 结果示于图 2, 图中的结果用时间归一化. 模型结果与实验结果比较, 斜率一致, 但由相同辐射能推得的辐射温度模型结果偏低, 在 10%—20% 的误差范围内符合. 另外, 本模型得到的定标指数与从辐射流体力学自型解得到的定标指数比较只有较小的差异^[10].

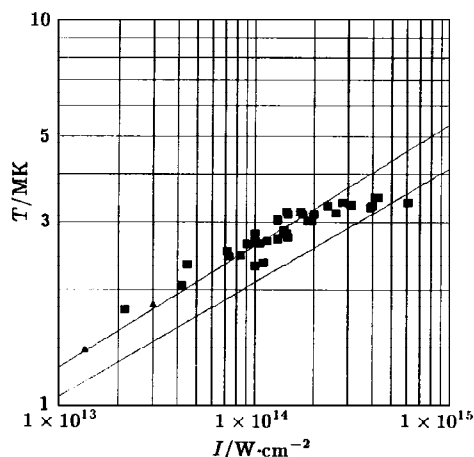


图 2 辐射穿透能量与辐射温度之间的定标关系 上面的直线是文献[9]给出的结果, 下面的直线是本模型的结果, ■为实验结果

5 结果与讨论

我们利用自相似解构造了辐射烧蚀自调制准定态模型, 采用完全解析的方法得到了各种辐射烧蚀参量的定标规律. 其中定标指数完全由辐射平均自由程的温度和密度的指数以及离化的温度指数确定. 定标关系对空间分布的近似解指数无关, 只对定标系数有微小的影响. 也就是说, 定标关系对近似解的具体形式很不敏感, 采用近似解不会引入明显的误差. 因此本模型对各种形式的近似解有自调制作用.

在超声区等离子体具有高温低密度, 扩散近似在这里失效. 因此我们在该区的求解过程中并没有用到辐射流的明显表达式, 而只是用积分的方法求出边界辐射流 q_s 与真空边界输入辐射流 q_0 的关系, 即方程(10). 在亚声区等离子体具有低温高密度, 显然, 扩散近似在这里是适用的. 所以得到的整体解是正确的.

在求解过程中采用了文献[7]给出的离化度的近似公式(5), 该公式在超声区是适用的, 但在亚声区等离子体接近局部热动平衡, 该公式低估了离化度. 因此, 在使用本文给出的烧蚀定标公式时, 对定标系数作某种修正是适宜的.

通过对一系列物质的辐射烧蚀参量的计算, 发现对于各种材料定标指数的变化范围不大, 如

$$\begin{aligned}
P_a &\sim (8 \rightarrow 9) q^{0.75 \rightarrow 0.82} t^{-0.06 \rightarrow -0.089}, \\
\dot{m} &\sim (1 \rightarrow 1.4) q^{0.59 \rightarrow 0.62} t^{-0.13 \rightarrow -0.178}, \\
C_s &\sim (3.3 \rightarrow 3.8) q^{0.17 \rightarrow 0.25} t^{0.063 \rightarrow 0.089}, \\
\rho_s &\sim (0.26 \rightarrow 0.40) q^{0.26 \rightarrow 0.48} t^{-0.19 \rightarrow -0.27}, \\
T_s &\sim (0.6 \rightarrow 1.4) q^{0.26 \rightarrow 0.37} t^{0.095 \rightarrow 0.13}, \\
E &\sim (0.6 \rightarrow 5.8) q^{2.7 \rightarrow 3.8} t^{0.57 \rightarrow 0.64}.
\end{aligned}$$

上述结果与文献[6, 10, 11]给出的实验和理论结果符合得相当好。

- [1] R. E. Marshak, *Phys. Fluids*, **1**(1958), 24.
- [2] R. Pakula and R. Sigel, *Phys. Fluids*, **28**(1985), 232.
- [3] T. Endo, H. Shirga and Y. Kato, *Phys. Rev.*, **A420**(1990), 918.
- [4] 张 钧、裴文兵、隋成之、古培俊, *物理学报*, **40**(1991), 424.
- [5] Zhang Jun and Pei Wenbing, *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, **10**(1992), 125.
- [6] H. Takabe and K. Mima *et al.*, *Phys. Fluids*, **28**(1985), 3676.
- [7] D. Colombant and G. F. Tonon, *J. Appl. Phys.*, **44**(1973), 3524.
- [8] Zhang jun, *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, **8**(1988), 205.
- [9] J. D. Lindl, *Bull. of Am. Phys. Soc.*, **39**(1994), 1575.
- [10] Zhang Jun and Pei Wenbing, *Phys. Fluids*, **B4**(1992), 872.
- [11] T. Mochizuki, S. Sakabe *et al.*, *Japanese J. Appl. Phys.*, **22**(1983), L133.

SELF-MODIFIED QUASI-STATIONARY MODEL FOR THE RADIATION ABLATION

ZHANG JUN PEI WEN-BING GU PEI-JUN

SUI CHENG-ZHI CHANG TIE-QIANG

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

(Received 27 June 1995; revised manuscript received 30 August 1995)

ABSTRACT

The self-modified quasi-stationary model for radiation ablation has been established in this paper based on physical picture of numerical simulations. The objective of the model is to predict quantitatively the scaling laws of various ablation parameters driven by soft-X-ray, such as the dependence of ablation depth, pressure on radiation temperature, energy, pulse width, without resorting to complex computer simulations. The computational results are given for some interesting materials in ICF. Scaling laws obtained in this paper are simple and effective in target design and analysis of experimental results.

PACC: 5110; 0340G; 4410; 4770