

90-98

第14卷第1期
1997年1月计算物理
CHINESE JOURNAL OF COMPUTATIONAL PHYSICSVol. 14, No. 1
Jan., 1997颗粒与高频感应热等离子体流
的迭代计算*

万德成 戴世强

(上海大学上海市应用数学和力学研究所, 上海 200072)

陈允明

(中国科学院力学研究所, 北京 100080)

A 摘要 用完全二维自洽模型计算等离子体的速度场与温度场, 用颗粒轨迹模型计算颗粒的运动轨迹与加热历程, 但在等离子体的连续、动量和能量控制方程中, 增加一项由于颗粒直径、运动速度及能焓的变化而引起的源项, 计及颗粒的运动与加热对等离子体的速度场与温度场的影响; 在颗粒的运动轨迹与加热历程计算中, 考虑流体阻力和热泳力对颗粒运动与加热的影响; 并在等离子体的速度场与温度场和颗粒的运动与加热之间进行迭代计算。通过对铝颗粒与氩等离子体流的计算表明: 颗粒与高频感应热等离子体流的相互作用不仅对颗粒的运动轨迹和加热历程有影响, 而且对热等离子体流的速度场和温度场也有重要影响。

关键词 完全二维自洽模型 颗粒轨迹模型 SIMPLER 法 迭代计算

中图分类号 O532.2

等离子体流

0 引言

近三十年来, 由于在大气压、流动气体、开放管式条件下容易产生高频感应热等离子体, 而且具有无电极烧损污染、焓值高、化学活性强、经济实用的特点, 热等离子体在化工合成、高纯微粉与超微粉制备、材料烧结、颗粒球化、薄膜材料制取、喷涂和晶体生长等方面取得了广泛的应用^[1, 2]。与此同时, 在高频感应等离子体的许多技术应用中遇到了等离子体与颗粒相互作用问题。当颗粒状原料加入高频感应等离子体发生器中, 一方面颗粒在高温流动气体中被加热和加速, 另一方面颗粒的加热与加速反过来影响反应器中等离子体的流场与温度场分布, 从而又改变颗粒的加热历程与运动轨迹。为了有效控制颗粒的运动轨迹及其在高温区的停留时间, 以使其加热到工艺过程所要求的程度, 如部分熔化(球化、表面净化等应用中)、完全熔化但不过多蒸发(等离子体喷涂中)、完全蒸发(ICP 光谱分析、陶瓷材料粉的合成、金属球化等应用中)。如果靠纯经验办法寻求颗粒与等离子体流相互作用的最佳工作参数, 是很费时费钱的。因此近年来在积极开展实验研究的同时, 等离子体与颗粒相互作用的数值计算已受到各国研究者重视^[2-5]。

高频感应热等离子体的速度场和温度场的数值模拟, 经历了从六十年代求解简单的一维热传导方程和一维电磁场方程的一维模型^[6, 7], 到求解二维速度场、二维温度场耦合一维电磁场方程的准二维非自洽模型^[8, 9], 再到完全二维自洽模型^[10, 11]的发展过程。采用完全二维自洽模型, 在求解耦合的电磁场方程时, 不仅考虑磁场的轴向分量, 而且考虑磁场的径向分量, 得

收稿日期: 1995-11-13; 修回日期: 1996-09-09

* 本文得到国家自然科学基金资助

到满足 Maxwell 方程的完全自治电磁场方程。由于它比其它方法更为准确地预报高频感应热等离子体的流场结构、温度分布和电磁场特性,近年来已得到了广泛的应用^[12]。

颗粒在等离子体中的运动和加热的数值计算,通常是采用颗粒轨迹模型^[13,14],即先计算出等离子体流的速度分布与温度分布,再计算颗粒加入后它的运动轨迹与加热历程。由于没有考虑等离子体与颗粒的相互作用,其计算结果与实测结果有一定偏差。能否正确预报颗粒的运动轨迹和加热历程,将直接影响到颗粒的有效加工。然而目前对等离子体与颗粒相互作用的研究还不多。本文在以往工作的基础上^[11,14,15,16],仍用完全二维自治模型计算等离子体的速度场与温度场,用颗粒轨迹模型计算颗粒的运动轨迹与加热历程,但在等离子体的连续、动量和能量控制方程中,增加一项由于颗粒直径、运动速度及能焓的变化而引起的源项,计及颗粒的运动与加热对等离子体的速度场与温度场的影响;在颗粒的运动轨迹与加热历程计算中,考虑流体阻力和热泳力对颗粒运动与加热的影响。然后对等离子体的速度场与温度场和颗粒的运动与加热之间进行迭代计算,直到等离子体温度场与速度场以及质量、动量和能量方程中的源项不再变化为止。本文对铝颗粒与氩等离子体相互作用的计算表明,颗粒与高频感应热等离子体流的相互作用不仅对颗粒的运动轨迹和加热历程有影响,而且对等离子体流的速度场和温度场也有重要影响。经过两到三次的迭代计算,就可以得到满意的结果。

1 基本方程

1.1 等离子体的温度场与速度场

对图 1(a)所示的高频感应热等离子体发生器(或称灯炬)内的等离子体流,做以下几个基本假定:(1)轴对称的二维速度场、温度场和电磁场;(2)准定常可压缩层流流动;(3)等离子体处于局部热力学平衡状态;(4)等离子体光性薄;(5)由于气体速度低,忽略粘性耗散和压力对能量输运的影响;(6)由于射频(几兆赫)条件下电磁振荡的波长比发生器的尺寸大得多且磁雷诺数小,忽略位移电流、静电场和气体流动产生的电场;(7)能量加入为欧姆加热,等离子体辐射项作为热汇处理。基于这些假定,完全二维自治的高频感应热等离子体的质量、动量、能量和电磁场方程的柱坐标形式为^[11]

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho u_r) = S_m \quad (1)$$

$$\rho(u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r}) = -\frac{\partial p}{\partial z} + 2 \frac{\partial}{\partial z}(\mu \frac{\partial u_z}{\partial z}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}[r \mu (\frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z})] + \bar{F}_z + \rho g + S_u \quad (2)$$

$$\rho(u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r}) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z}[\mu (\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r})] + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \mu \frac{\partial u_r}{\partial r}) - 2 \mu \frac{u_r}{r^2} + \bar{F}_r + S_v \quad (3)$$

$$\rho(u_z \frac{\partial h}{\partial z} + u_r \frac{\partial h}{\partial r}) = \frac{\partial}{\partial z}(\frac{k}{C_p} \frac{\partial h}{\partial z}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \frac{k}{C_p} \frac{\partial h}{\partial r}) + \bar{q}_J - \bar{q}_R + S_h \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 A_1}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \frac{\partial A_1}{\partial r}) - \frac{A_1}{r^2} - \sigma \xi \omega A_2 = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 A_2}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \frac{\partial A_2}{\partial r}) - \frac{A_2}{r^2} + \sigma \xi \omega A_1 = 0 \quad (6)$$

式中: u_z 、 u_r 分别是轴向 z 、径向 r 等离子体的速度分量, h 是比焓, p 是压力, ρ 、 μ 分别

是等离子体的密度和动力粘性系数, k 、 C_p 、 ξ 、 σ 分别是等离子体的热传导系数、定压比热、磁导率、电导率, q_R 是辐射流密度, ω 是高频线圈激励电流的频率, A_1 、 A_2 分别是磁矢势与线圈激励电流同相位、异相位分量, \bar{F}_z 、 \bar{F}_r 、 \bar{q}_J 分别是 Lorentz 力的轴向、径向分量、Joule 热源项在一个激励电流振荡周期的平均值, 由下式表达

$$\bar{F}_z = \frac{1}{2} \sigma \omega (A_1 \frac{\partial A_2}{\partial z} - A_2 \frac{\partial A_1}{\partial z}), \quad \bar{F}_r = \frac{1}{2} \sigma \omega (A_1 \frac{\partial A_2}{\partial r} - A_2 \frac{\partial A_1}{\partial r})$$

$$\bar{q}_J = \frac{1}{2} \sigma \omega^2 (A_1^2 + A_2^2)$$

此外, S_m 、 S_u 、 S_v 、 S_h 分别是颗粒对等离子体流反影响的源项, 可按下面公式计算^[2]

$$S_m = - \left(\frac{\pi}{6} \right) \frac{\rho_p}{V} \sum_j n_j \Delta d_p^3, \quad S_u = - \left(\frac{\pi}{6} \right) \frac{\rho_p}{V} \sum_j n_j \Delta (d_p^3 u_p), \quad (7)$$

$$S_v = - \left(\frac{\pi}{6} \right) \frac{\rho_p}{V} \sum_j n_j \Delta (d_p^3 v_p), \quad S_h = - \left(\frac{\pi}{6} \right) \frac{\rho_p}{V} \sum_j n_j \Delta (d_p^3 h_p), \quad (8)$$

式中: V 是微元体体积; d_p 、 ρ_p 、 u_p 、 v_p 、 h_p 是颗粒直径、密度、轴向速度、径向速度、比焓; n_j 是第 j 组直径的颗粒通过该控制体的频率; Δ 表示控制体出口与入口的差值。

对图 1(a) 所示典型的高频感应等离子体发生器, 方程(1)至(4)的边界条件如下

$$r = 0 \text{ (对称轴)}, \quad u_r = 0, \quad \frac{\partial u_z}{\partial r} = \frac{\partial h}{\partial r} = 0 \quad (9)$$

$$r = R_0 \text{ (管壁)}, \quad u_r = u_z = 0, \quad - \frac{k}{C_p} \frac{\partial h}{\partial r} = \frac{k_c}{W} (T - T_{w0}) \quad (10)$$

$$z = 0 \text{ (进口)}, \quad u_r = 0, \quad h = h_0, \quad u_z = \begin{cases} \frac{Q_1}{\pi r_1^2} & r < r_1 \\ 0 & r_1 < r < r_2 \\ \frac{Q_2}{[\pi(r_3^2 - r_2^2)]} & r_2 < r < r_3 \\ \frac{Q_3}{[\pi(R_0^2 - r_3^2)]} & r_3 < r < R_0 \end{cases} \quad (11)$$

$$z = L_T \text{ (出口)}, \quad \frac{\partial u_r}{\partial z} = \frac{\partial u_z}{\partial z} = \frac{\partial h}{\partial z} = 0 \quad (12)$$

这里 k_c 是灯炬管壁的热传导系数; W 是灯炬壁厚; T 是比焓 h 所对应的温度; T_{w0} 是外管壁温度; h_0 是进口温度下的比焓。方程(5)和(6)的边界条件比较繁琐, 这里不详细列出, 详细式子可在文献[11]中找到。

1.2 颗粒的运动轨迹与加热历程

对于本文所研究的原料颗粒直径为几十微米, 气流与颗粒相对速度较大的情形, 影响颗粒运动的主要是流体阻力; 在温度梯度较大的区域还有正比于温度梯度的热泳力; 重力项通常可以忽略。因此, 颗粒在等离子体中的运动方程可写成

$$\frac{du_{pr}}{dt} = \frac{3}{4} C_D (u_r - u_{pr}) u_R \left(\frac{\rho}{\rho_p d_p} \right) + B \left(\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (13)$$

$$\frac{du_{pz}}{dt} = \frac{3}{4} C_D (u_z - u_{pz}) u_R \left(\frac{\rho}{\rho_p d_p} \right) + B \left(\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (14)$$

式中 u_{pr} , u_{pz} 分别是颗粒沿径向和轴向的速度分量; ρ_p 是颗粒密度。 C_D 是流体阻力系数, 由下式计算

$$C_D = \left[\frac{24}{Re_f} + \frac{6}{1 + \sqrt{Re_f}} + 0.44 \right] / \left(\frac{\rho_g \mu_g}{\rho_w \mu_w} \right)^{0.45} \quad (15)$$

式中 ρ_g, μ_g 是当地等离子体密度和动力粘性系数; ρ_w, μ_w 是在颗粒表面上等离子体的密度和动力粘性系数; Re_f 是膜雷诺数, 由下式定义

$$Re_f = \frac{\rho_f U_\infty d_p}{\mu_f}; \rho_f = \frac{\rho_g + \rho_w}{2}; \mu_f = \frac{\mu_g + \mu_w}{2}; u_R = [(u_r - u_{pr})^2 + (u_z - u_{pz})^2]^{1/2}$$

式中 U_∞ 是等离子体与颗粒的相对速度。在方程(13)、(14)中, B 是热泳力系数, 由下式计算^[2]

$$B = 9 \left(\frac{\mu_g^2}{\rho_g \rho_p d_p^2} \right) C_i \frac{(k/k_p) + C_i (\lambda^*/d_p)}{[1 + 3C_m (\lambda^*/d_p)] [1 + 2k/k_p + 2C_i (\lambda^*/d_p)]} \quad (16)$$

这里 λ^* 是气体粒子的平均自由程长度, 由下式计算

$$\lambda^* = \frac{2\bar{k}}{\rho_w \mu_w C_p} Pr_w \quad (17)$$

这里 ρ_w, \bar{v}_w, Pr_w 是颗粒表面的气体密度、气体离子的平均热运动速率和气体的 Prandtl 数; \bar{k}, \bar{C}_p 是气体的热导率与定压比热在颗粒表面温度 T_w 与当地等离子体温度 T_∞ 之间的积分平均值; k, k_p 分别是等离子体和颗粒的热导率; C_i, C_l, C_m 分别取 1.17, 2.18, 1.14。

通过对(13)、(14)式沿时间积分, 就得到颗粒运动轨迹

$$z_p = z_0 + \int_0^t u_{pz} dt; \quad r_p = r_0 + \int_0^t u_{pr} dt \quad (18)$$

式中 (z_0, r_0) 是颗粒的初始位置。

如果颗粒在加热过程中内部无化学反应, 颗粒温度可由下面的能量平衡关系得到:

$$Q = \pi d_p^2 h_c (T_\infty - T_p) \quad (19)$$

这里 Q 是颗粒与等离子体的热交换量, 由下式给出^[14]

$$Q = \begin{cases} m_p C_{ps} \frac{dT_p}{dt} & T_p < T_m \\ m_p L_m \frac{dx}{dt} & T_p = T_m \\ m_p C_{pl} \frac{dT_p}{dt} & T_m < T_p < T_b \\ -\rho_p \frac{\pi d_p^2}{2} L_v \frac{dd_p}{dt} & T_p = T_b \end{cases} \quad (20)$$

式中 T_p, m_p 是颗粒的温度和质量; T_∞ 是当地等离子体温度; $h_c = \frac{kNu}{d_p}$ 是熔化界面的移动速度, Nu 是 Nusselt 数, 由下式计算

$$Nu = 2.0 + 0.515 Re^{0.5}, \quad Re = \frac{u_R d_p \rho_g}{\mu_g}$$

式中 T_m 是颗粒熔点温度, T_b 是颗粒蒸发温度, C_p 是熔化界面固相侧定压比热, C_{pl} 是熔化界面液相侧定压比热, L_m 是颗粒熔化潜热, L_v 是颗粒蒸发潜热, 对铝颗粒来说, $\rho_p = 3.9 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, $T_m = 2323 \text{ K}$, $T_b = 3800 \text{ K}$, $C_p = 1.5 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$, $C_{pl} = 960 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$, $L_m = 1 \text{ MJ/kg}$, $L_v = 25 \text{ MJ/kg}$ 。

2 数值计算方法

方程(1)至(6)式的联立求解采用通用的 SIMPLER 方法。为此, 将方程(1)~(6)式化为下面的通用微分方程形式:

$$\frac{\partial(\rho u_z \Phi)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho u_r \Phi)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial z} [\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial z}] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [\Gamma_\Phi r \frac{\partial \Phi}{\partial r}] + S_\Phi \quad (21)$$

各方程对应的 ρ , Φ , Γ_Φ , S_Φ 如表 1 所示:

表 1

方程	ρ	Φ	Γ_Φ	S_Φ
连续方程	ρ	1	0	S_m
轴向动量方程	ρ	u_z	μ	$-\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} (\mu \frac{\partial u_z}{\partial z}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [\mu r \frac{\partial u_r}{\partial z}] + \bar{F}_z + \rho g + S_u - u_z \cdot S_m$
径向动量方程	ρ	u_r	μ	$-\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} (\mu \frac{\partial u_z}{\partial r}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [\mu r \frac{\partial u_r}{\partial r}] - \frac{2\mu u_r}{r^2} + \bar{F}_r + S_v - u_r \cdot S_m$
能量方程	ρ	h	k/C_p	$\bar{q}_j - q_R + S_h - h \cdot S_m$
A_1 方程	0	A_1	1	$\frac{A_1}{r^2} + \sigma \xi \omega A_2$
A_2 方程	0	A_2	1	$\frac{A_2}{r^2} - \sigma \xi \omega A_1$

对(21)式用有限体积法离散(幂函数格式), 其中压力场利用动量方程解出的速度分量须满足连续方程这一约束条件计算(压力校正)。计算中采用交错网格技术, 一方面避免了波形速度场对连续方程的假性满足, 只有合理的速度场才能满足连续方程; 另一方面使得两相邻网格点间的压力差成为该两网格点间速度分量的自然驱动力, 避免了非物理压力场的出现。此外, 迭代计算中采用逐行迭代的 TDMA 技术和欠松弛方法, 速度与比焓的松弛因子为 0.5, A_1 与 A_2 的松弛因子为 0.7。

用 Runge-Kutta 法和 Gauss 公式计算方程(13), (14), (18), (19)。整个计算过程是这样的: 第一步计算中, 先不考虑颗粒加入的影响, 即在方程(1)至(4)中, 令 $S_m = S_u = S_v = S_h = 0$, 用完全二维自洽模型方程(1)至(6)或(21)式, 计算等离子体的速度场和温度场, 并利用这一结果作为环境条件, 用方程(13), (14), (18), (19)计算颗粒的运动轨迹与加热历程, 并计算(7), (8)的源项 S_m, S_u, S_v, S_h 。把这些源项加到方程(1)至(4)中, 用方程(1)至(6)重新计算等离子体的速度场和温度场, 由此又重新计算颗粒的运动和加热以及新源项 S_m, S_u, S_v, S_h , 如此反复迭代, 直到等离子体温度场与速度场以及质量、动量和能量源项不再变化为止。

3 计算结果与讨论

图 1(a)所示为高频感应热等离子体灯炬的剖面简图, 灯炬的几何尺寸如图所示。该发生器的氩工作气体分为三股(简称内气 Q_1 、中气 Q_2 、边气 Q_3), 灯炬功率 3kW, 激励电流频率为

3MHz, 铝颗粒(为计算方便,把连续分布的颗粒直径分为独立的五组直径 $d_p = 20\mu\text{m}, 40\mu\text{m}, 60\mu\text{m}, 80\mu\text{m}, 100\mu\text{m}$, 并遵循正态分布)和氩气体相同的入射速度,从灯炬顶部 $r_0 = 0.8\text{mm}$ 处沿轴线方向喷入灯炬中,有关尺寸和参数见图 1(a)左侧。图 1(b)是计算用的网格,共有 27、21 个节点,在线圈和管壁附近的网格有加密。计算中用到的 $\rho, \mu, k, \sigma, q_R, C_p$ 值取自文献[17]。

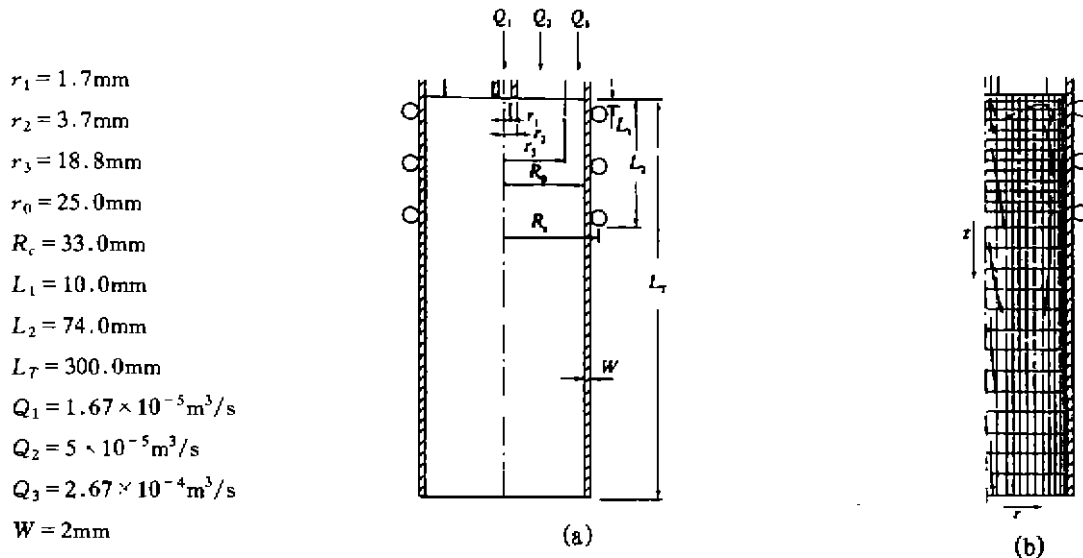


图 1 高频感应等离子体发生器简图和计算网格

图 2(a)和图 3(a)给出了没有加入颗粒时,第一步计算得到的等离子体的流线和等温线,它们与文献[14]的计算结果是一致的。图 2(b), (c), (d)和图 3(b), (c), (d)是加入颗粒后,第二步,第三步,第四步与颗粒耦合迭代计算后的等离子体的流线和等温线。从图 2 可以看到,在没有颗粒加入时,等离子体流场有一个较大的回流区,随着颗粒加入和与颗粒耦合作用,等离子体的回流区逐渐变小。这是因为加入的颗粒要消耗能量,同时也增加了等离子体的粘性作用。从图 2(c), (d)看到,经过三次迭代计算,流场结构已变化不大,颗粒与等离子体的耦合影响趋于稳定。同样,从图 3 等离子体温场的迭代结果可以看到,在颗粒没有加入时,等离子体的等温线分布较密(见图 3(a)),温度较高,颗粒加入后以及与颗粒耦合作用时,温度逐渐减小,在灯炬入口处,温度减小得更为明显。这是由于颗粒加入后要吸收热量,对等离子体温度场会起到一定的降温作用。图 3(c)和(d)表明,经过三次迭代计算后,等离子体的温度场已趋于稳定。图 2 和图 3 的结果说明,颗粒与等离子体的耦合作用,对等离子体的速度场和温度场的影响是明显的。

本文计算了五组直径颗粒($d_p = 20\mu\text{m}, 40\mu\text{m}, 60\mu\text{m}, 80\mu\text{m}, 100\mu\text{m}$)的运动和加热情况。限于篇幅,图 4 只给出两组直径颗粒的计算结果。图 4(a)是颗粒直径 $d_p = 20\mu\text{m}$ 的运动轨迹,随着与等离子体耦合计算次数增加,颗粒可以运动更长距离,这是因为等离子体流场的回流区域减小,使得颗粒反向运动量减小。第三步与第四步的结果很接近,说明颗粒运动轨迹的计算已稳定。图 4(b)是颗粒直径 $d_p = 80\mu\text{m}$ 的情形,第一步计算结果表明颗粒已被打到管壁上,不仅得不到有效加热,而且会损坏等离子体发生器。随着耦合计算的进行,可以看到颗粒

不会打在管壁上,而是在等离子体的高温区运动。因此考虑颗粒和等离子体的耦合作用,不仅可以正确预报颗粒的有效加工过程,而且对等离子体发生器正常工作的维护也有重要意义。

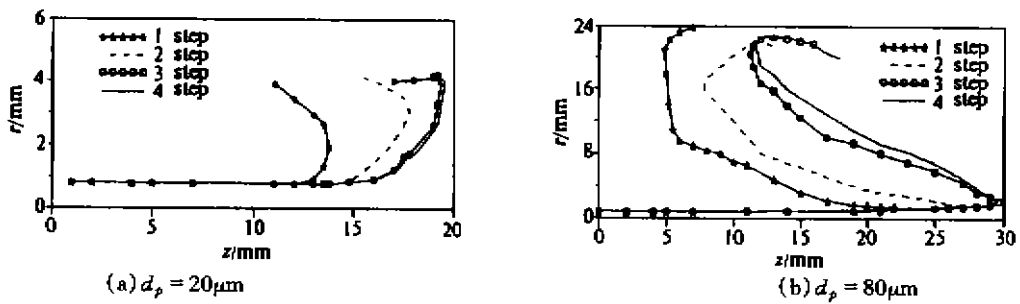
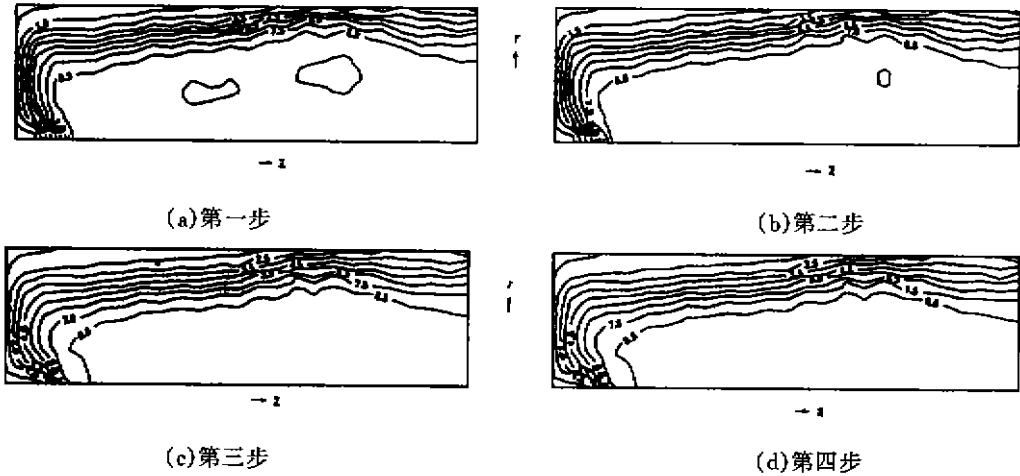
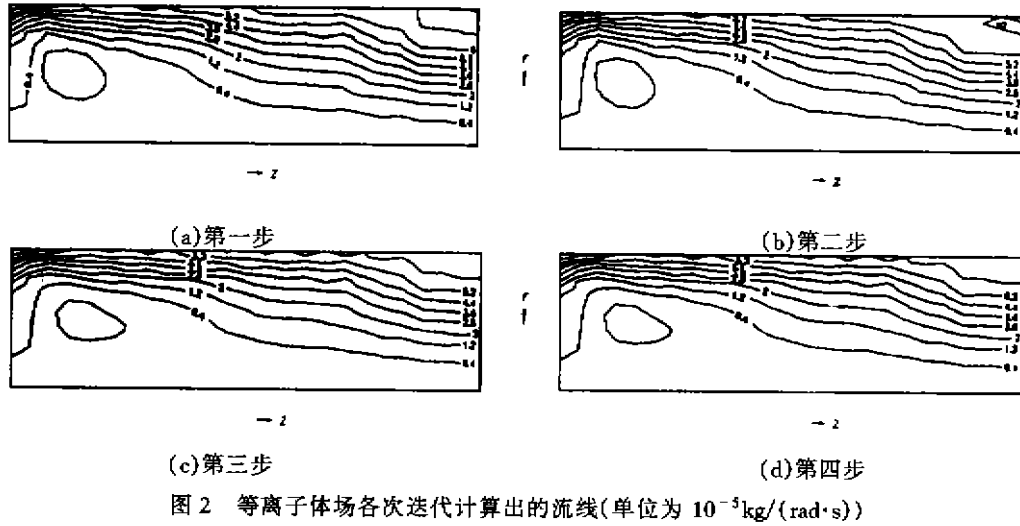


图 5 给出了颗粒温度与时间的变化曲线。图 5(a)和图 5(b)分别对应颗粒直径 $d_p = 20\mu\text{m}$ 和 $d_p = 80\mu\text{m}$ 的情况。从图 5 可以看出,随着与等离子体耦合计算次数增加,颗粒可以运动和持续较长时间,得到有效加热。第三步与第四步的结果很接近,说明计算已稳定。因此,考虑颗粒与等离子体的耦合作用,对正确预报颗粒的加热历程至关重要。

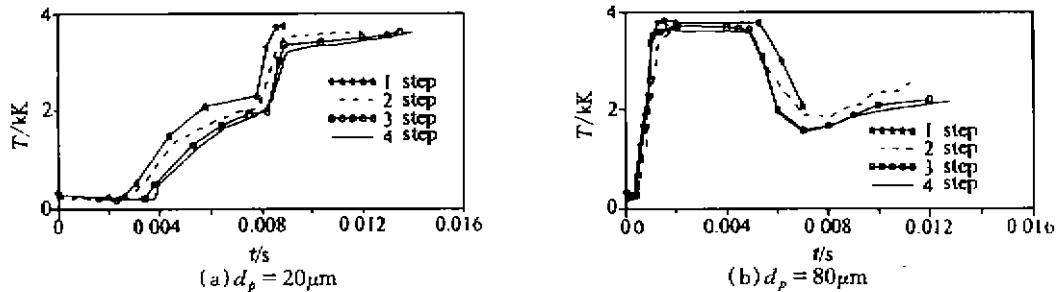


图 5 颗粒在灯炬中的加热历程

图 6 和图 7 分别给出等离子体沿灯炬中心线分布的速度值和温度值。从这两个图可以看到,四次迭代计算的结果都比较接近,说明颗粒的加速和加热对中心线上的等离子体的流场和温度场影响不大。因为颗粒在等离子体的回流作用下,很难进入中心区,因而对中心区的等离子体的流场和温度场影响较小。

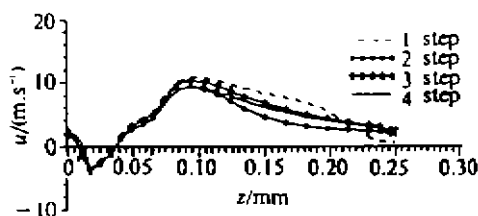


图 6 等离子体沿灯炬中心线分布的速度值

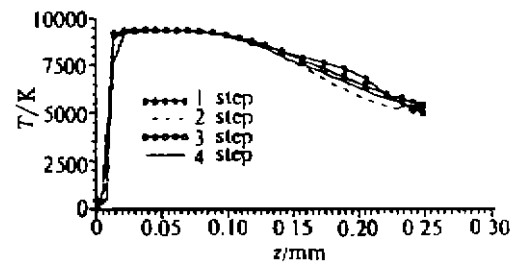


图 7 等离子体沿灯炬中心线分布的温度值

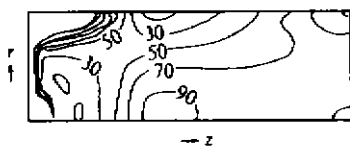


图 8 灯炬内不同位置的雷诺数分布

图 8 是第四步迭代计算后灯炬内不同位置的当地雷诺数 Re_0 的计算值分布图。计算结果表明:在灯炬内的绝大部分区域雷诺数小于 100, 只在靠近入口上方的灯炬壁面附近等值线分布较密, 雷诺数稍大些, 从而说明, 在小流量氩等离子体的数值计算中, 用层流模型是合适的。

4 结论

通过上面的计算和讨论,可以得到以下几个结论:

1 在等离子体的控制方程的源项中,引进颗粒加速和加热的影响;以及对等离子体的速度场与温度场和颗粒的运动与加热进行迭代计算,以此来研究颗粒与等离子体相互作用问题是有效的,一般经过二到三次迭代计算就可得到满意结果。

2 等离子体与颗粒的耦合作用,对等离子体的速度场和温度场,以及颗粒的运动轨迹和

加热历程,均有重要的影响。考虑这种耦合作用,对颗粒的有效加工和加热,以及等离子体发生器正常工作的维护都有重要意义。

参考文献

- 1 Reed T B. *J Appl Phys*, 1961, **32**.
- 2 陈熙. 高频电离气体的传热与流动. 科学出版社, 1993.
- 3 Vardelle A, et al. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 1982, **2**(3).
- 4 Harvey F J, et al. *Metallurgical Transactions*, 1978, **9B**(12).
- 5 Chen Xi, and Lin Bangchu. Proc. 7th Int. Symp. on Plasma Chemistry, 1985, **3**.
- 6 Eckert H U. *J Appl Phys*, 1970, **41**.
- 7 Freeman M P, et al. *Appl Phys*, 1968, **39**.
- 8 Delettretz J A, Ph D Thesis. University of California. Davis, 1974.
- 9 Boulos M I. *IEEE Trans on Plasma Science*, 1979, **4**.
- 10 Mostaghimi J and Boulos M I. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 1989, **9**.
- 11 陈熙, 陈允明. 中国科学, A 辑, 1989 年 12 月.
- 12 陈熙. 力学进展, 1991, **21**(3).
- 13 Proulex P, Mostaghimi J, and Boulos M I. *Int J Heat Mass Transfer*, 1985, **28**.
- 14 Li Ming, Chen Yunming, and Yan Jiaping. *ACTA Mechanica Sinica*, 1993, **9**(4).
- 15 万德成, 陈允明, 戴世强. '95 全国水动力学研讨会文集. 大连, 1995 年 9 月.
- 16 万德成, 陈允明, 戴世强. 现代数学和力学 (MMM-VI). 苏州, 1995, 11 月.
- 17 Evans D L, and Tankin R S. *Physics of Fluids*, 1967, **10**.

NUMERICAL ITERATION OF PLASMA AND PARTICLE FLOW IN A RF PLASMA GENERATOR

Wan Decheng Dai Shiqiang

(Shanghai Institute of Applied Math & Mech, Shanghai Univ 200072)

Chen Yunming

(Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

ABSTRACT The injection of alumina powders into an inductively argon plasma is simulated numerically. Attention is given to the plasma-particle interaction and its effects on plasma fields and particle trajectory and thermal history. It is demonstrated that for most applications, such interactions must be considered in any model.

KEYWORDS complete 2-D self-consistent rf plasma model; particle trajectory model; SIMPLER method; numerical iteration.