

[文章编号] 1004-0609(2001)03-0348-08

改性平面流铸粉末化过程的数值模拟^①

向青春^{1,2}, 李荣德², 周彼德¹, 唐宗军², 徐玉桥²

(1. 哈尔滨工业大学 材料科学与工程学院, 哈尔滨 150001; 2. 沈阳工业大学 材料科学与工程学院, 沈阳 110023)

[摘 要] 在传统平面流铸技术的基础上, 研究出一种新的金属粉末制取技术——改性平面流铸粉末化技术。将改性平面流铸粉末化工艺过程分为平面液流的形成、平面液流的破碎和金属粉末的形成 3 个主要阶段, 对这 3 个阶段建立了完整的数学模型, 并对 Sn60Pb40 合金粉末化过程进行了数值计算。计算了平面液流形成过程动态熔潭中熔融金属液的温度场和流场, 以及所得金属粉末的尺寸, 计算结果与实验结果相吻合。考察了喷嘴几何尺寸、雾化室气氛气体密度等主要工艺参数对改性平面流铸粉末化工艺的影响。

[关键词] 粉末冶金; 平面流铸; 金属雾化; 数学模型; 数值计算

[中图分类号] TG 131

[文献标识码] A

自 20 世纪 70 年代以来, 采用金属熔体雾化直接制取金属粉末的快速凝固制粉技术已得到了越来越广泛的应用, 其中以高压气雾化法和高压水雾化法^[1]应用最广, 它们是生产金属粉末的最主要方法, 而旋转电极雾化法^[2]、旋转盘雾化法^[3]、熔液提取法^[4]等也已逐步应用于工业生产各种金属和合金粉末。这些制粉方法由于不能有效地控制雾化所需的能量, 而且施加到金属液流上的能量远比金属液雾化所需要的能量大, 因此所生产的粉末粒度分布范围较宽, 且粉末形状不圆整。超声气体雾化法^[5]所得粉末尺寸比较集中, 粉末收得率超过 90%, 但是这种雾化制粉方法耗气量大, 成本较高。近年来发展迅速的喷射沉积技术^[6]将金属熔体的雾化与沉积成形合二为一, 但主要用于由液体金属制取尺寸较大的快速凝固净形坯料。针对以往快速凝固制粉方法的不足, 在传统平面流铸技术^[7~9]的基础上, 最近我们研究出改性平面流铸粉末化技术。与其他快速凝固制粉技术相比, 改性平面流铸粉末化技术能生产出形状圆整度好、尺寸分布频带狭窄的金属粉末, 且粉末收得率较高, 工艺设备投资少, 工艺流程简单, 同时具有进行大规模工业生产的潜力。

1 平面流铸粉末化过程

改性平面流铸粉末化工艺装置如图 1 所示, 整个过程细分为以下 3 个主要阶段。

1) 预合金坯料在坩埚内感应熔化, 当合金液加热到一定温度时, 启动变频电机, 使辊轮按预定转速高速旋转, 然后抬起坩埚堵塞杆, 合金液自坩埚流入保温漏斗, 再从长形狭缝喷嘴中喷出至喷嘴与辊轮间隙中, 在约几微秒时间内形成金属液熔潭。由于辊轮表面粘接有一复合层, 它使金属液与辊轮间的热交换作用大大减小, 从而熔潭中金属液不会发生凝固。在高速旋转辊轮的拉取作用下, 合金液在辊轮面上形成一薄层平面液流, 此过程称做平面液流的形成阶段。

2) 形成的平面液流在表面张力作用下呈现出二维表面张力不稳定性, 在长度方向和宽度方向上形成不稳定小扰动波。小扰动波随时间延长不断长大。当最不稳定的小扰动波振幅增长至平面液流的厚度时, 将引起平面液流破碎, 形成液体碎片, 然后在表面张力作用下, 液体碎片收缩成柱状液流, 如图 2 所示, 此过程叫做平面液流的破碎阶段。在这一阶段, 时间和空间的不稳定性均起作用。

3) 在平面液流破碎形成液体碎片的同时, 平面液流宽度方向上的小扰动波也在不断长大, 使柱状液流形成类似“葫芦”状的液流束。随后液流束中的小扰动波也经历时间和空间的不稳定性的发展过程。当小扰动波的振幅增长到液流柱的半径时, 将引起“葫芦”状的液流束破碎成许多“梭子”状的液滴, 在表面张力作用下, “梭子”状的液滴在飞行过程中收缩凝固成微细球形粉末。此过程叫做金属粉末的形成阶段。

① [收稿日期] 2000-09-07; [修订日期] 2001-02-10

[作者简介] 向青春(1972-), 男, 讲师, 博士研究生。

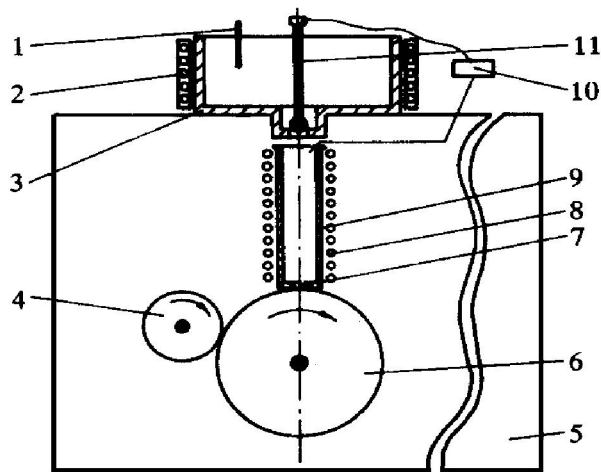


图 1 改性平面流铸粉末化技术的工艺装置示意图

Fig. 1 Schematic of prototype apparatus for modified planar flow casting technique

1—Thermal couple; 2—Induction heating coil;

3—Steel container; 4—Rotating brush;

5—Atomization box; 6—Wheel; 7—Nozzle;

8—Resistance heating coil; 9—Funnel;

10—Automatic hydrostatic system; 11—Stopper rod

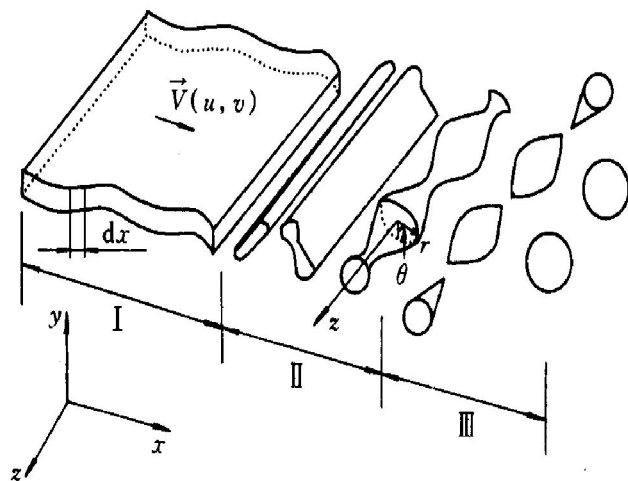


图 2 平面液流的破碎模型

Fig. 2 Disintegration model of liquid flow sheet

I—Growth of sinuous waves on liquid sheet;

II—Sheet fragmentation and formation of ligaments;

III—Breakup of ligaments into liquid droplets

2 数学模型

2.1 平面液流形成阶段

平面金属液流的形成过程如图 3 所示。整个流场可分成 5 个区域: I. 金属液容器; II. 漏斗和喷嘴通道; III 喷嘴辊轮间隙动态熔潭区域; IV. 下流自由表面动态熔潭区域; V. 平面液流区。

2.1.1 区域 I ——金属液容器区

根据质量守恒定律, 忽略粘性损失及自由表面

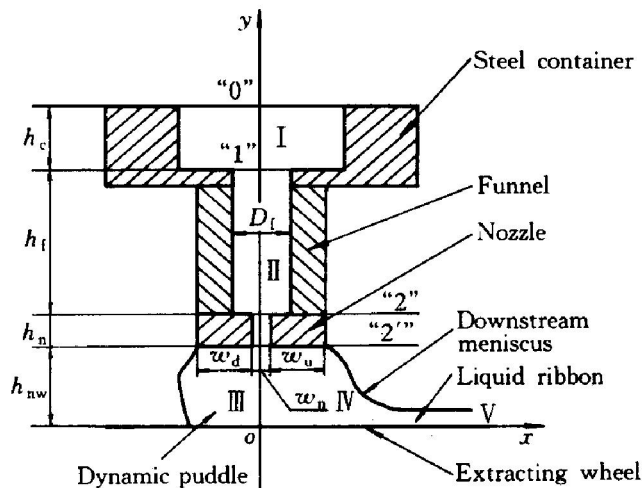


图 3 平面液流形成过程示意图

Fig. 3 Schematic representation of liquid metal ribbon formation

处表面张力的作用, 由 Bernoulli 方程得

$$p_1 = p_0 - \rho_l \left[\frac{1}{2} \left(\frac{Q}{\rho_l A_1} \right)^2 - gh_c \right] \quad (1)$$

2.1.2 区域 II ——漏斗和喷嘴通道区

1) 漏斗通道

由粘性流体在圆管内流动的 Hagen-Poiseuille 定律, 结合方程(1)可得

$$p_2 = p_0 - \rho_l \left[\frac{1}{2} \left(\frac{Q}{\rho_l A_1} \right)^2 - gh_c \right] - \frac{128 \mu}{\rho_l} \frac{h_f}{\pi D_f^4} Q \quad (2)$$

2) 喷嘴通道

由 Navier-Stokes 方程及其边界条件, 可解得

$$p'_2 = p_2 + h_n \left(\rho_l g - \frac{12 \mu Q}{\rho_l l_n w_n^3} \right) \quad (3)$$

2.1.3 区域 III ——喷嘴辊轮间隙动态熔潭区域

该区域中流体的流动非常复杂。假设流体边界层从上流自由表面开始, 且与旋转辊轮间无相对滑动, 则流体的 Navier-Stokes 动量方程为

$$\frac{d^2 u}{dy^2} = \frac{1}{\mu} \frac{dp}{dx} \quad (4)$$

按相应边界条件, 由式(4)求出的速度分布和质量守恒定律, 可得喷嘴辊轮间隙动态熔潭区域流体压力为

$$p_g = p'_2 + w_u \left(\frac{6 \mu U}{h_{nw}^2} - \frac{12 \mu Q}{\rho_l h_{nw}^3 l_n} \right) \quad (5)$$

2.1.4 区域 IV ——下流自由表面动态熔潭区域

该区域流体的动量方程为

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{1}{\mu} \frac{dp}{dx} \quad (6)$$

由相应边界条件, 从式(6)可解得

$$\frac{dp}{dx} = \frac{3 \mu}{h_{em}^3} \left(U h_{em} - \frac{Q}{\rho_l l_n} \right) \quad (7)$$

作用在液体薄膜自由表面上的毛细压力 p_σ 由 Laplace 方程给出, 于是有^[10]

$$p = p_{\text{amb}} - \sigma \frac{d^2 h_{\text{em}}}{dx^2} \quad (8)$$

由式(7)和式(8)可得

$$\frac{d^3 h_{\text{em}}}{dx^3} = \frac{3\mu}{\sigma h_{\text{em}}^3} \left(\frac{Q}{\rho_1 l_n} - U h_{\text{em}} \right) \quad (9)$$

2.1.5 区域 V ——平面液流区

由于平面液流的厚度非常小, 可近似认为平面液流其平均速度等于辊轮表面线速度, 于是有

$$Q = \rho_1 h_\infty l_n U \quad (10)$$

2.1.6 平面液流形成过程速度分布、压力分布、温度分布和流函数的求解

喷嘴辊轮间隙动态稳定熔潭的形成, 是保证平面流铸粉末化制粉工艺成功和粉末尺寸均匀分布的前提和基础。本文配合使用时间相关有限差分法和人工压缩性方法, 来计算平面液流形成过程动态熔潭中熔融金属液的温度场和流场, 以考察主要工艺参数对动态熔潭形成过程的影响。用方程式(4)和(6)求 x 方向上的速度分布 u , 用质量连续性方程 $\partial u / \partial x + \partial v / \partial y = 0$ 求 y 方向上的速度分布 v 。构造人工压缩性方程^[11]

$$\frac{\partial p}{\partial t} + C^2 \nabla^2 V = 0 \quad (11)$$

来计算压力分布 p 。

根据流体力学, 喷嘴辊轮间隙和下流自由表面整个动态熔潭区域金属液的涡量为

$$\omega = \omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (12)$$

$$\omega = -\nabla^2 \phi \quad (13)$$

根据式(12)和(13)采用超松弛迭代法可计算出流函数 ϕ 。

动态熔潭区域金属液的微分热能平衡方程为

$$u \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha_m \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (14)$$

熔融金属液与辊轮界面之间的热能守恒方程为

$$k_w \frac{\partial T}{\partial y} = h_{\text{tc}}(T - T_w) \quad (15)$$

在计算速度场、压力场的同时, 根据式(14)和(15)可计算动态熔潭区域熔融金属液的温度场, 计算时必须先给出合理的 h_{tc} 值, 流场、温度场均需达到定常状态。

2.2 平面液流破碎阶段

平面金属液流在静止气氛中运动时(见图2), 在两气体/液体界面处均受气体压力 F_p 、表面张力

F_σ 、惯性力 F_I 和粘性力 F_μ 作用。

对于长度 dx 的金属液流体单元在 y 方向上总的受力 F 为

$$F = F_p + F_\sigma + F_I + F_\mu =$$

$$2k\rho_2 U^2 yz dx + 2\sigma \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} dx - \rho_1 h_\infty \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} z dx +$$

$$\mu h_\infty \frac{\partial^3 y}{\partial t \partial x^2} z dx = 0 \quad (16)$$

设平面液流小表面扰动波的形式为

$$y = \eta_0 e^f \sin(kx + \varepsilon) \quad (17)$$

令

$$\frac{\partial f}{\partial t} = q \quad (18)$$

将式(17)和(18)代入式(16)可得

$$2\rho_2 k U^2 - 2\sigma k^2 - \rho_1 h_\infty q^2 - \mu h_\infty k^2 q = 0 \quad (19)$$

当不考虑平面液流的粘性时, 从式(19)可求出最不稳定的扰动波的波数为 $\rho_2 U^2 / 2\sigma$, 长大速率为 $\rho_2 U^2 / \sqrt{2h_\infty \rho_1 \sigma}$ 。当考虑平面液流的粘性时, 令

$$k = \frac{N \rho_2 U^2}{2\sigma} \quad (20)$$

$$q = \frac{M \rho_2 U^2}{\sqrt{2h_\infty \rho_1 \sigma}} \quad (21)$$

把式(20)和(21)代入方程(19), 令 $V = \frac{\mu \rho_2 U^2}{2} \sqrt{\frac{h_\infty}{2\rho_1 \sigma^3}}$, 可得 M 与 V 和 N 的关系式, 并对 N 求偏导, 可求出具有最大长大速度的扰动波的波数, 即

$$3V^4 N^6 - 12V^2 N^4 + 8V^2 N^3 + 16N^2 - 32N + 16 = 0 \quad (22)$$

引起平面液流能够破碎的表面扰动波的 N 必须使长大速率 $q > 0$, 从而 N 必须满足条件

$$\begin{cases} V^2 N^3 - 4N + 8 = 0 \\ 0 < N < 2 \end{cases} \quad (23)$$

由方程(22)可求出满足条件式(23)的根 N 的值, 再利用式(20)求出相应的 k 值, 即为粘性平面液流中具有最大长大速度的表面扰动波的波数, 此波数对于破碎后金属液滴的尺寸起着决定性的作用。由此波数和式(21)可求出长大速率 q 的值。

具有波数 k 的初始小扰动波随时间延长不断长大, 最终使平面液流在波峰和波谷处破裂, 形成半波长的平面液流碎片^[12], 在表面张力作用下平面液流碎片迅速收缩, 形成细长柱状液流丝线, 如图2所示。根据质量守恒定律, 液流柱直径为

$$d_L = \sqrt{4h_\infty / k} \quad (24)$$

2.3 金属粉末形成阶段

依据柱状液流不稳定性非线性理论, 液流丝线在表面张力作用下也呈现出不稳定性, 其内部存在着小扰动波, 小扰动波的长大最终引起液流丝线破碎形成微细液滴。

柱状液流在表面张力作用下的破碎规律, 主要考虑扰动波的时间不稳定性, 假设流动无旋。由于液流柱的直径很小和高度对称, 射流周围气氛的作用可不予考虑。另外, 液流的重力作用也可不考虑。以无扰动时柱状液流的半径 a 作为特征长度, $(\sigma/\rho_1 a^3)^{-1/2}$ 作为特征时间, $(\sigma/\rho_1 a)^{1/2}$ 作为特征速度, 采用柱坐标 (r, θ, z) (见图 2)。小扰动 $\eta(z, t)$ 作用在柱状液流上, $\eta(z, t)$ 为自由表面离开其未受扰动位置 $r = a$ 处的位移, 则柱状液流的无量纲速度势函数 $\Phi(r, \theta, z, t)$ 满足 Laplace 方程, 即^[13]

$$\begin{aligned} \nabla^2 \Phi(r, \theta, z, t) = \\ \Phi_{rr} + \frac{1}{r} \Phi_r + \frac{1}{r^2} \Phi_{\theta\theta} + \Phi_{zz} = 0 \end{aligned} \quad (25)$$

$$r \leq 1 + \eta(z, t), \quad -\infty < z < \infty$$

这里, $r = 1 + \eta(z, t) = 1 + \eta_0 \cos k_n z \cdot e^{qt}$ 为含小扰动波的柱状液流的自由表面方程。

初始条件为

$$\begin{aligned} \eta(z, 0) = r - 1 = \\ \eta_0 \cos k_n z + \eta_0^2 \left(-\frac{1}{4}\right) + \eta_0^4 \left(-\frac{1}{32}\right) + \dots \end{aligned} \quad (26)$$

$$\eta_t(z, 0) = 0 \quad (27)$$

柱状液流自由表面的边界条件适用 Lamb 的运动学和动力学边界条件, 分别为^[14]

$$\begin{aligned} \Phi_r = \Phi_z \eta_t + \frac{1}{r^2} \Phi_{\theta} \eta_{\theta} + \eta_t, \\ r = 1 + \eta(z, t) \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \Phi + \frac{1}{2} \left[\Phi_r^2 + \left(\frac{\Phi_{\theta}}{1 + \eta} \right)^2 + \Phi_z^2 \right] + \left[1 + \left(\frac{\eta_0}{1 + \eta} \right)^2 + \eta_z^2 \right]^{-3/2} \cdot \left[\frac{1}{1 + \eta} \left(1 + 2 \left(\frac{\eta_0}{1 + \eta} \right)^2 + \right. \right. \\ \left. \left. \eta_z^2 \right) - \frac{1 + \eta_z^2}{(1 + \eta)^2} \eta_{\theta\theta} - \left[1 + \left(\frac{\eta_0}{1 + \eta} \right)^2 \right] \eta_{zz} + \right. \\ \left. \frac{2 \eta_0 \eta_t \eta_{\theta}}{(1 + \eta)^2} \right] = 1, \\ r = 1 + \eta(z, t) \end{aligned} \quad (29)$$

结合初始条件和边界条件, 用级数法对方程式 (25) 进行求解, 可得柱状液流表面波动的三阶表达式为^[15]

$$\begin{aligned} \eta = \eta_0 \cos K \zeta \cdot \cosh q_1 \tau + \\ \eta_0^2 \left[\frac{1}{2} \Pi_{22}(\tau) \cos 2K \zeta - \frac{1}{8} (\cosh q_1 \tau + 1) \right] + \end{aligned}$$

$$\eta_0^3 \left[\frac{1}{6} \Pi_{31}(\tau) \cos K \zeta + \frac{1}{6} \Pi_{33}(\tau) \cos 3K \zeta \right] \quad (30)$$

式中 $\zeta = k_c z$, $K = k_n/k_c$, $k_c = k_{c1} + \eta_0 k_{c2} + \eta_0^2 k_{c3} + \dots$ 。

利用式 (30) 计算小扰动波在不同时刻的表面形状 $\eta(\zeta, \tau)$, 当 η 长大到液流柱的中心轴线时, 液流柱便发生破碎, 此时对应的时间 t_{bp} 叫做柱状液流破碎时间, 相应的 z_{bp} 坐标值称作破碎长度。一个波长范围内的液流柱破碎形成主液滴和卫星液滴^[16]。根据质量守恒定律, 可求出主液滴和卫星液滴的半径分别为

$$r_{md} = \frac{3}{4\pi} \int_0^{z_{bp}} \pi [1 + \eta(z, t_{bp})]^2 dz \quad (31)$$

$$r_{sd} = \frac{3}{4\pi} \int_{z_{bp}}^{z_{bp}+k_n} \pi [1 + \eta(z, t_{bp})]^2 dz \quad (32)$$

将上述 3 个阶段的数学模型联合起来, 可计算出平面液流形成过程的速度、压力、温度分布及破碎的金属液滴的直径。由于金属液滴凝固过程中尺寸变化很小, 可近似认为金属液滴的直径即为金属粉末的直径。

3 计算结果与分析

依据上述建立的数学模型, 对 Sn60Pb40 合金进行了数值模拟。雾化室中雾化气体为氮气。

3.1 平面液流形成过程动态熔潭温度场和流场

图 4 是改性平面流铸粉末化工艺过程动态熔潭区域熔融金属液典型的等温线和流线图。图形并不是按实际尺寸绘制的, y 方向被大大地放大了。实际上, 动态熔潭的长度比其高度大得多, 因此下流自由表面几乎平行于辊轮面。与传统平面流铸典型的等温线和流线图^[17] 进行对比可知, 平面流铸的流线在靠近辊轮表面处密集, 表明此处金属液的流动速度较大; 在熔潭上部, 流线稀疏, 表明靠近喷嘴底端附近, 金属液流动速度慢。而对于平面流铸粉末化过程, 熔潭中金属液的流线在喷嘴辊轮间隙动态熔潭区域基本呈水平均匀分布。这主要是由于平面流铸粉末化工艺的喷嘴辊轮间距比平面流铸工艺的要小得多, 而由于无喷铸压力作用质量流率较小, 所以平面流铸粉末化过程喷嘴辊轮间隙中动态熔潭区域金属熔液的流速相差很小。但图中在下流自由表面动态熔潭区域流线方向发生改变, 流线变得密集起来, 这是雾化室气氛压力和金属液表面张力共同作用的结果。在平面流铸粉末化过程的计算中, 动态熔潭区域没有出现旋涡, 这可能也是由于

喷嘴辊轮间距较小的缘故。平面流铸粉末化过程的熔潭中金属液的温度分布也明显不同于平面流铸过程的温度分布,平面流铸粉末化的等温线也基本呈水平均匀分布,这是由于平面流铸粉末化过程熔潭长度(2.1780 mm)远比平面流铸过程熔潭长度小(约6.8 mm)。平面流铸粉末化过程下流自由表面处温度分布与动态熔潭区域内的温度分布相比没有明显变化,是由于假设下流自由表面处熔融金属液与气氛无热交换作用。

3.2 主要工艺参数对金属粉末尺寸的影响

图5反映出喷嘴狭缝长度对主、卫星液滴的尺寸、平面液流的计算厚度、液柱直径、实际的破碎时间、实际的破碎长度等参数的影响。可见,随着喷嘴狭缝的加长,主液滴、卫星液滴的直径均减小,这是由于喷嘴狭缝长度的增加,使薄层平面液流的厚度和所破碎的液流柱的直径减小,从而直接引起主、卫星液滴直径减小。从图5(b)中可以看出,当质量流率为0.008 kg/s时,只要增大喷嘴狭缝长度至0.10 m以上,即使在通常气氛中,当辊速为35 m/s时,也可以获得粒径在60~80 μm ,且尺

寸分布频带狭窄的合金粉末。从图5还发现,增大喷嘴狭缝的长度对主、卫星液滴的直径差值的影响不很明显。

图5(a)中的虚线表明,在质量流率为0.008 kg/s、辊速为25.0 m/s和其它工艺参数的条件下,当喷嘴长度为0.25 m时,所形成的平面液流将不会产生破碎,平面液流中的扰动波将逐渐衰减,直至消失,因而此时不能获得金属粉末。如果增加辊速,如增至35.0 m/s,在同样的工艺参数条件下,又可以获得金属粉末(见图5(b))。因为增加辊速,能增大平面液流的惯性力作用,从而能够克服平面液流本身的表面张力而使平面液流发生破碎形成金属液滴。

雾化室中气氛的气体密度对液流柱直径、实际破碎时间和破碎所形成的金属液滴的影响见图6。可见,增大气体的密度,可使液流柱的直径减小,从而直接导致主液滴和卫星液滴的直径明显减小;但当气体密度增大至5.0 kg/m³后,再增大气体的密度对金属液滴直径的影响已不明显。由此可见,在图6中的工艺参数条件下,当气体密度小于5.0 kg/m³时,增大气体密度是使金属液滴变细的有效

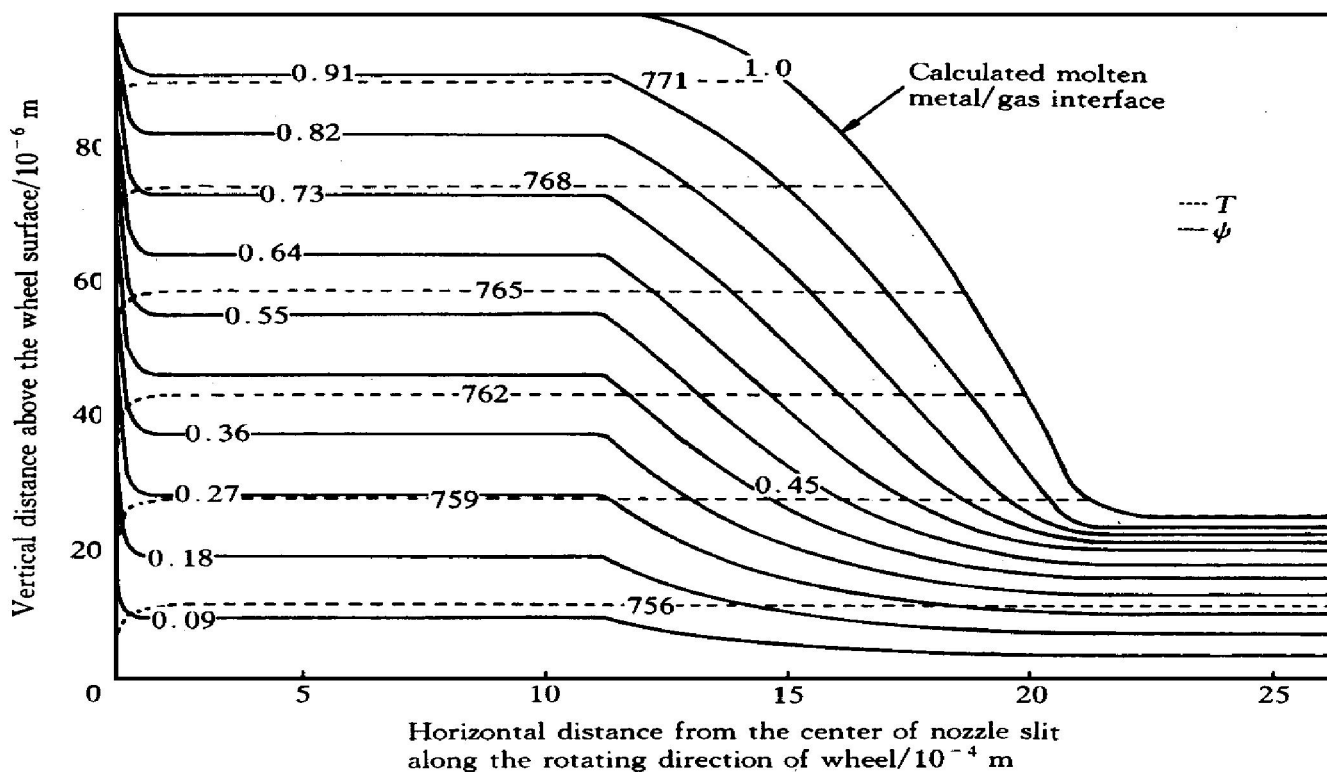


图4 改性平面流铸粉末化工艺喷嘴辊轮间隙动态熔潭中金属液的典型等温线和流线

Fig. 4 Typical streamlines and isotherms of molten metal in dynamic puddle of modified planar flow casting atomization technique

(Material: Pb-Sn alloy; mass flow rate: 0.08 kg/s; wheel speed: 45.0 m/s; nozzle-wheel gap distance: 0.0001 m; length of nozzle slit: 0.01 m; width of nozzle slit: 0.0004 m; casting pressure: 1.013×10^5 Pa; ambient pressure: 1.013×10^5 Pa; heat transfer coefficient between molten metal and wheel: 10000.0 W/(m²·K))

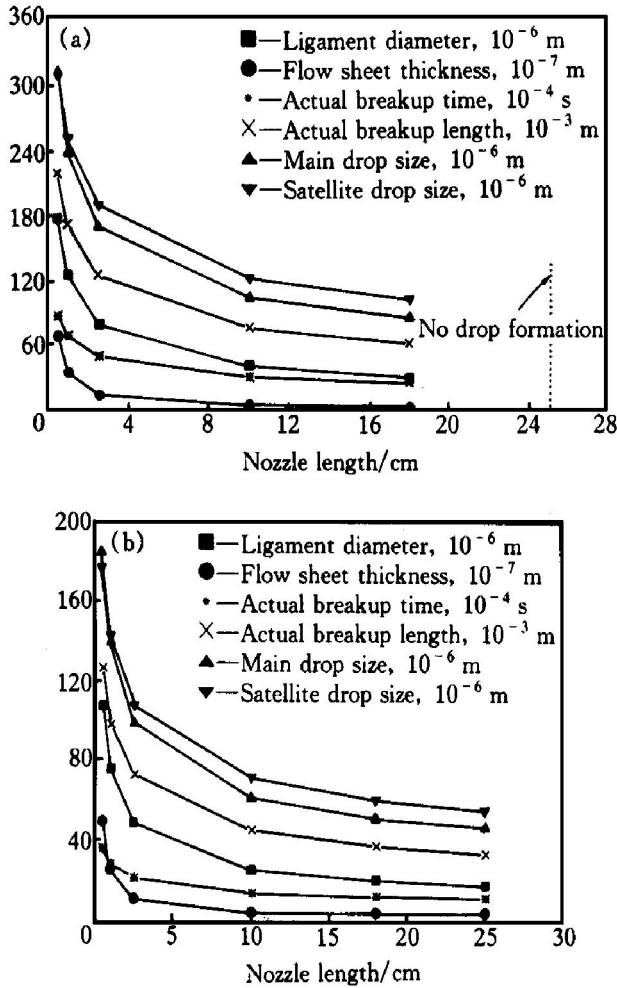


图 5 喷嘴长度对破碎后金属液滴直径及其它参数的影响

Fig. 5 Influence of nozzle length on drop diameters and other variables

- (a) —Mass flow rate: 0.008 kg/s, wheel speed: 25.0 m/s, air density: 1.29 kg/m³;
(b) —Mass flow rate: 0.008 kg/s, wheel speed: 35.0 m/s, air density: 1.29 kg/m³

手段。

从图 6(a) 可以看出, 在气体密度为 5.0 kg/m^3 、质量流率为 0.004 kg/s 、辊速为 35 m/s 及其它合适的工艺参数条件下, 可以获得主液滴直径和卫星液滴直径几乎相同的金属液滴, 且金属液滴直径在 $50 \mu\text{m}$ 以下, 这与实验结果取得了较好的一致。从图 6(a) 可见, 计算结果与实验结果相吻合。

4 结论

1) 通过对传统平面流铸技术进行改性处理, 如在辊轮表面粘接复合层, 改变主要工艺参数, 增加雾化室结构等, 发展了一种新的金属粉末制取技术——改性平面流铸粉末化技术。整个平面流铸粉末化过程分为平面液流的形成、平面液流的破碎和金属粉末的形成 3 个基本阶段。依据质量连续性

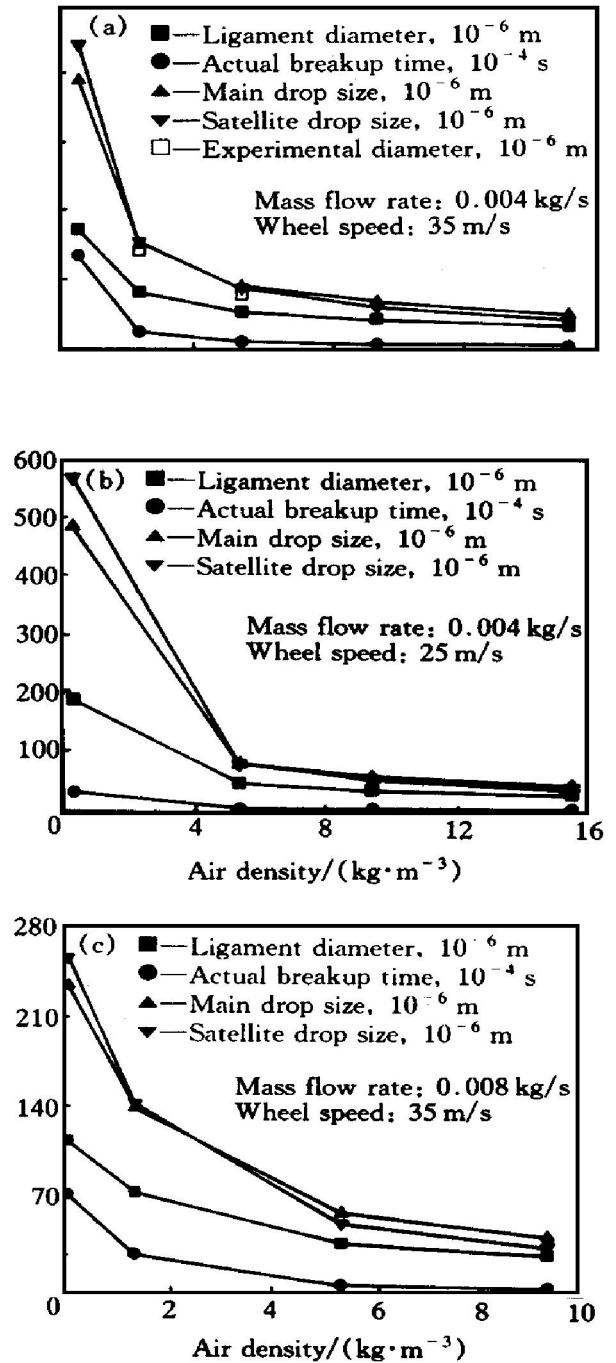


图 6 雾化室气体密度对液流丝线直径、实际破碎时间和破碎后金属液滴直径的影响

Fig. 6 Effect of air density on ligament diameter, actual breakup time and size of drops disintegrated

方程和 Navier-Stokes 动量方程、流体动力学理论及表面张力不稳定性引起柱状液流破碎非线性理论对这 3 个基本阶段建立了完整的数学模型。

2) 采用时间相关有限差分法和人工压缩性方法对平面液流形成过程的数学模型进行了数值求解, 计算出喷嘴辊轮间隙动态熔潭区域熔融金属液的温度分布和流动状况。并且计算了平面液流破碎后所得金属液滴的直径。通过计算工艺参数与金属粉末直径之间的关系, 确定了主要工艺参数, 如喷嘴辊轮间距、辊轮旋转速度、雾化室气氛气体密度、喷嘴几何尺寸, 金属液/辊轮界面热交换系数

等的数值范围。

3) 计算结果表明, 改性平面流铸粉末化工艺在最优工艺参数和最佳雾化条件下, 可以获得直径在 $45\mu\text{m}$ 左右, 尺寸分布范围狭窄的金属粉末。所得计算结果与实验结果一致。

文中所用符号及其物理意义

ρ_1 — 液态合金密度, kg/m^3 ;
 ρ_2 — 雾化室气体密度, kg/m^3 ;
 c_p — 液态合金比热容, $\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$;
 k_w — 辊轮导热系数, $\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$;
 μ — 合金液动力粘度系数, $\text{Pa}\cdot\text{s}$;
 k_m — 合金液相导热系数, $\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$;
 h_c — 金属液容器高度, m ;
 h_f — 保温漏斗高度, m ;
 D_f — 保温漏斗直径, m ;
 U — 辊轮速度, m/s ;
 h_n — 喷嘴高度, m ;
 h_{nw} — 喷嘴辊轮间隙距离, μm ;
 h_{em} — 下流自由表面在 x 处的高度, m ;
 h_∞ — 平面液流的厚度, m ;
 C — 常数;
 p_0 — 金属液容器初始气压, Pa ;
 p_1 — 位置“1”处金属熔液压力, Pa ;
 p_2 — 位置“2”处金属熔液压力, Pa ;
 p_g — 喷嘴辊轮间隙动态熔潭区域金属熔液压力, Pa ;
 p'_2 — 位置“2'”处金属熔液压力, Pa ;
 p_{amb} — 雾化室气氛压力, Pa ;
 l_n — 喷嘴长度, m ;
 w_n — 喷嘴宽度, m ;
 w_u — 喷嘴上沿宽度, m ;
 w_d — 喷嘴下沿宽度, m ;
 T_w — 辊轮初始温度, K ;
 Q — 质量流率, kg/s ;
 A_1 — 金属液容器底孔的横截面积, m^2 ;
 h_{tc} — 金属液/辊轮界面热交换系数, $\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$;
 σ — 液体表面张力系数, N/m ;
 u — x 方向速度, m/s ;
 v — y 方向速度, m/s ;
 x, y, z — 直角坐标;
 r, θ, z — 柱坐标;

t — 时间, s ;
 p — 压力, Pa ;
 T — 温度, K ;
 ϕ — 流函数;
 ω — 涡量;
 α_m — 合金液热扩散系数, $\alpha_m = k_m / \rho_p$;
 $\vec{V}$ — 速度矢量;
 k — 初始表面扰动波的波数;
 g — 重力加速度, m/s^2 ;
 η_0 — 表面扰动波的初始振幅, m ;
 f — 表面扰动波总的长大;
 q — 表面扰动波的长大速率;
 N — 粘性平面液流和无粘平面液流的波数比值;
 M — 粘性平面液流和无粘平面液流的长大速率比值;
 ε — 扰动波的相位角;
 d_L — 柱状液流丝线直径, m ;
 a — 柱状液流无扰动时的半径, m ;
 Φ — 柱状液流速度势函数;
 q_1 — 表面扰动波长长大速率的一次谐波分量;
 k_n — 无量纲波数;
 k_c — 柱状液流破断波数;
 τ — 无量纲时间;
 η — 扰动波自由表面离开其未受扰动位置处的位移;
 $\Gamma_{22}(\tau), \Gamma_{31}(\tau), \Gamma_{33}(\tau)$ — 计算系数。

[REFERENCES]

- [1] Riddle S D, Osella S A, Espina P I, et al. Intelligent control of particle size distribution during gas atomization [J]. Int J Powd Metall, 1992, 28(2): 133–147.
- [2] Peng T C, Sastry S M L, O' Neal J E. Laser-melting/spin atomization method for the production of titanium alloy powders [J]. Metall Trans A, 1985, 16A: 1897–1900.
- [3] Ziani A, Michot G. Preparation and characterization of centrifugally atomized Al-Cr-Fe alloy powders [J]. Int J Rapid Solidification, 1996, 9: 305–321.
- [4] Katuya A, Inoue A, Amiya K. Production of Ni-Si-B amorphous alloy wires by melt extraction and their thermal and mechanical properties [J]. Int J Rapid Solidification, 1996, 9: 137–158.
- [5] Bauckhage K, Anderson O, Schreckenber P. Produc-

- tion of fine powders by ultrasonic standing wave atomization [J]. Powder Technol, 1996, 86(1): 77–86.
- [6] SUN Jian-fei(孙剑飞). Heat Transfer and Mechanism of Microstructure Formation in Spray Forming Process of Nickel-base GH742 Superalloy(镍基高温合金(GH742)喷射成形过程热传输与组织形成机制)[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 1999.
- [7] XIANG Qing-chun(向青春), LI Rong-de(李荣德), ZHOU Bi-de(周彼德), et al. 平面流铸技术的数值模拟与实验研究进展[J]. Foundry(铸造), 1999, 48(7): 46–49.
- [8] Carpenter J K, Steen P H. Planar-flow spin-casting of molten metals: process behavior [J]. J Mater Sci, 1992, 27: 215–225.
- [9] Haddad S M, Amberg G. On the formation of amorphous metal ribbon by the planar flow melt spinning (PFMS) process [J]. Int J Rapid Solidification, 1993, 7: 255–267.
- [10] Yu H. A fluid mechanics model of the planar flow melt spinning process under low Reynolds number conditions [J]. Metall Trans, 1987, 18B: 557–563.
- [11] WU Jiang-hang(吴江航), HAN Qing-shu(韩庆书). Theory, Methodology and Application of Computational Fluid Mechanics(计算流体力学的理论、方法及应用)[M]. Beijing: Science Press, 1988. 162.
- [12] Squire H B. Investigation of the instability of a moving liquid film [J]. Br J Applied Physics, 1953, 4: 167–169.
- [13] Nayfeh A H. Nonlinear stability of a liquid jet [J]. Phys Fluids, 1970, 13: 841–852.
- [14] Wang D P. Finite amplitude effect on the stability of a jet of circular cross-section [J]. J Fluid Mech, 1968, 34: 299–313.
- [15] Yuen M C. Non-linear capillary instability of a liquid jet [J]. J Fluid Mech, 1968, 33: 151–163.
- [16] Rutland D F, Jameson G J. Theoretical prediction of the sizes of drops formed in the breakup of capillary jets [J]. Chem Eng Sci, 1970, 25: 1689–1698.
- [17] Gong Z, Wilde P, Matthys E F. Numerical modeling of the planar flow melt-spinning process and experimental investigation of its solidification puddle dynamics [J]. Int J Rapid Solidification, 1991, 6: 1–28.

Numerical simulation of a new powder process named modified planar flow casting atomization

XIANG Qing-chun^{1,2}, LI Rong-de², ZHOU Bi-de¹, TANG Zong-jun², XU Yu-qiao²

(1. School of Materials Science and Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, P. R. China;

2. School of Materials Science and Engineering, Shenyang University of Technology, Shenyang 110023, P. R. China)

[Abstract] Based on the traditional planar flow casting technique, a new powder process named modified planar flow casting atomization was developed. The whole atomization process can be divided into three main stages, namely, the formation of a thin liquid metal ribbon, the disintegration of the molten metal ribbon and the obtaining of metal powder. A complete mathematical model for these three stages was established, and numerical computation of the modified planar flow casting atomization process for Sn60Pb40 alloy was carried out. The flow field and temperature field of molten metal in the dynamic puddle between the nozzle and wheel gap were simulated during the course of liquid metal ribbon formation, and the sizes of metal powder produced were numerically computed. It was found that the computed results agreed well with the experimental ones. The effects of main technological parameters, such as nozzle size, air density in the atomization box, on the modified planar flow casting atomization process were discussed.

[Key words] powder metallurgy; planar flow casting; metal atomization, mathematical model; numerical computation

(编辑 袁赛前)