

气体压强对超音速气雾化中气体流场的影响

赵新明^①, 徐骏^{①②*}, 朱学新^①, 张少明^①

① 北京有色金属研究总院国家有色金属复合材料工程技术研究中心, 北京 100088

② 北京康普锡威焊料有限公司, 北京 100088

* E-mail: xujun@grinn.com

收稿日期: 2008-11-16; 接受日期: 2009-03-02

科技部科研院所技术开发研究专项基金(批准号: NCSTE-2007-JKZX-054)资助项目

摘要 气体雾化技术可以制备一系列高性能超细球形金属粉末. 利用计算流体动力学软件 Fluent 模拟了雾化气体压强(P_0)对超音速气雾化喷嘴气体流场的影响, 以及对流场中心线上压强、速度等变化的影响规律. 研究表明: 随着 P_0 的增大, 流场内气流达到的最大速度逐渐增加; 当雾化气体压强较小时, 抽吸压强(ΔP)随雾化气体压强增大而减小; 而当雾化气体压强达到某一临界值时, ΔP 才随雾化气体压强增大而增大; 抽吸压强的变化与雾化室中心线上滞止压强和马赫碟位置的变化相一致, 滞点位置对抽吸压强的作用不大; 导液管顶端径向分布的静压强存在一个压强梯度, 并且随着雾化气体压强的增加而增大.

关键词

气雾化
雾化气体压强
气体流场
数值模拟

气体雾化技术制备的金属粉末具有球形度高、粉末粒度可控、氧含量低以及该技术适应多种金属及合金粉末的生产等优点, 已经成为生产高性能金属及特种合金粉末的主要方法^[1]. 在气雾化过程中, 雾化气体压强变化对所得粉末的粒度和形貌产生较大的影响. 有研究表明, 雾化气体压强为 0.7 MPa 时, 所制备 63A 焊锡合金粉末粒度分布最窄, 平均粒度最小, 表面没有卫星球; 反之, 雾化气体压强大于和小于 0.7 MPa 时, 所得粉末性能较差^[2]. Aksoy 及其他学者认为, 随着雾化气体压强的增加, 粉末的平均粒度逐渐减小^[3-6]. 但是, 雾化气体压强影响粉末性能的物理机制尚未彻底弄清楚. 多年来, 国内外对此研究给予了高度重视^[7-13]. Ting 等人^[7]通过对环缝 HPGA 喷嘴中雾化气体压强对其流场中出现的开涡(open-wake)和闭涡(closed-wake)现象进行了研究, 认为是由金属熔体的破碎机制的改变导致雾化性能出现差

异, 并提出了“脉动雾化”机制; Mi 等人^[8,9]利用计算流体动力学软件 PHOENICS 模拟了环缝 HPGA 喷嘴中雾化气体压强及喷嘴的结构参数对气体流场的影响; Jeyakumar 等人^[10]利用 Fluent 软件对收缩型气流喷嘴的集气腔和喷管出口处的流场进行了模拟; Tong 等人^[11]利用面追踪模型模拟了气雾化开始阶段雾化气流与熔体之间的相互作用; Zeoli 等人^[12]利用 Fluent 软件研究了环缝 IPN 喷嘴雾化过程中的金属熔体破碎、冷却及凝固现象; Allimant 等人^[13]利用 Fluent 软件模拟了层流雾化喷嘴(De Laval)中雾化气流流量和熔炼室内压强对气体流场的影响. 但是, 目前对紧耦合超音速气雾化喷嘴(CCSN)(即气流喷管型线为拉瓦尔形状)气体流场随雾化压强变化的研究尚未见报道.

由于仅有气流存在的雾化过程和实际的雾化过程之间存在着紧密地联系^[8], 因此, 本文针对紧耦合超音速气雾化喷嘴, 采用数值模拟方法研究了雾化

引用格式: 赵新明, 徐骏, 朱学新, 等. 气体压强对超音速气雾化中气体流场的影响. 中国科学 E 辑: 技术科学, 2009, 39(9): 1582—1588
Zhao X M, Xu J, Zhu X X, et al. Effect of atomization gas pressure variation on the gas flow field in supersonic gas atomization. Sci China Ser E-Tech Sci, 2009, 52(10): 3046—3053, doi: 10.1007/s11431-009-0158-5

气体压强对雾化室内气体流场的影响, 以及雾化过程中几个重要参数的变化规律, 以期对高效雾化喷嘴的设计、操作及雾化现象的认识提供依据和指导, 实现雾化过程的智能控制.

1 喷嘴物理模型描述

研究对象为自行研制的紧耦合超音速气雾化喷嘴, 结构如图 1 所示. 其中, α 为喷嘴气流夹角($^\circ$), β 为金属熔体导液管的锥顶角($^\circ$), h 为导液管的突出长度(mm). 气流喷管为拉瓦尔喷管, 喷嘴的腔体通过进气管与高压气源相连接, 进气管的压力由调节阀控制, 雾化气体为氮气.

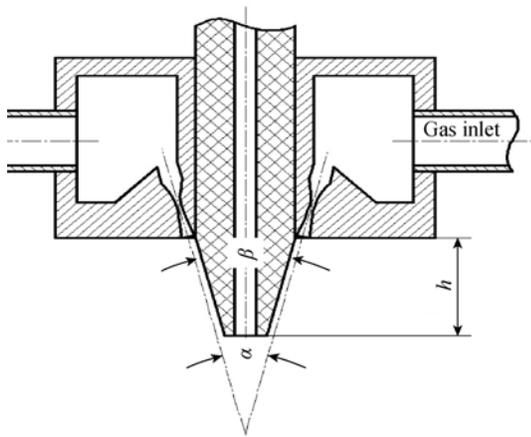


图 1 紧耦合超音速气雾化喷嘴的结构图

为了便于建立雾化气体流动模型, 提出如下假设: 1) 喷嘴内气流为定常流动; 2) 包括喷嘴腔体在内的气体流场呈轴对称分布, 喷嘴导液管中心线即为流场的对称轴, 计算过程中为了减少计算时间, 简化为二维对称模型; 3) 雾化气流是等熵的可压缩流, 并且遵守理想气体定律 $P = \rho RT$; 4) 雾化气流的流动状态为湍流流动, 气流层与层之间既有质量的传递又有动量的传递; 5) 忽略重力对气流流动的影响.

2 喷嘴数学模型及计算方法

2.1 流体动力学控制方程

连续方程

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (1)$$

动量方程(Navier-Stokes 方程)

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \tau_{ij} \right] + S_i \quad (2)$$

能量方程

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j T) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{K}{c} \frac{\partial T}{\partial x_j} \right] + S_T \quad (3)$$

式中, ρ 为密度; u_i 和 u_j 分别为 x_i 和 x_j 方向的速度分量; μ 为动力粘度; τ_{ij} 为 Reynolds 应力张量; S_i 为动量方程的广义原项; T 为温度; K 为气体的热导率; c 为气体的比热容; S_T 为粘性耗散项.

在标准 $k-\varepsilon$ 模型中, 湍动能 k 和湍动耗散率 ε 方程分别为:

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (5)$$

式中, G_k 是由于平均速度梯度引起的湍动能 k 的产生项; G_b 为浮力引起的湍动能 k 的产生项; Y_M 为可压湍流中脉动扩张的贡献; S_k 和 S_ε 为源项; $C_{1\varepsilon} = 1.44$; $C_{2\varepsilon} = 1.92$; $C_\mu = 0.09$; $\sigma_k = 1.0$; $\sigma_\varepsilon = 1.3$ ^[14].

2.2 网格划分

利用前处理软件 Gambit 对喷嘴的流场区域进行建模. 考虑到实际雾化过程中, 气体流场以喷嘴轴线为中心线, 呈轴对称分布, 因此取流场的 1/2 作为计算区域, 如图 2 所示. 与真实气雾化设备不同, 在建模过程中, 气体的流场采用水平放置, 高压气体自左端压力入口进入, 由右端出口释放, 流场的中心线位于计算区域的底端, 并且采用近似结构来代替复杂的 Laval 型线(收缩-扩张结构), 如图 2 所示. 网格化时, 采用四边形网格进行划分. 在雾化气体刚离开喷嘴时, 会出现较强的压力梯度, 需要加密网格划分, 远离喷嘴出口处气流较为平稳, 则网格较稀疏. 图中, h 为导液管的突出长度, $h = 1 \text{ mm}$. 喷嘴的气流夹角 α

与金属导液管锥顶角 β 相等, 皆为 90° , 即 $\alpha = \beta = 90^\circ$.

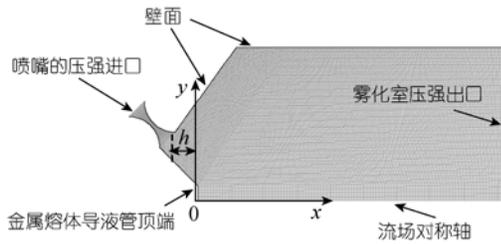


图 2 紧耦合超音速气雾化喷嘴的计算区域及边界类型

2.3 边界条件

流场的边界类型如图 2 所示, 其中, 喷嘴的进口边界设置为压强进口边界类型(pressure inlet); 雾化室出口边界设置为压强远场边界类型(pressure far field); 流场中心线设置为对称面类型(axis of symmetry); 其余(包括导液管)设置为壁面类型(wall). 边界条件设置如下: 喷嘴进口总压 P_0 为分别设定为 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45 和 50 atm, 温度为 300 K; 雾化室出口压强 P_e 为 1 atm, 温度为 300 K; 环境压强 P_a 为 1 atm; 在流场的中心线上, 其垂直速度取 0; 壁面边界(wall)处为近壁面流动, 采用标准壁面函数计算; 雾化气体为氮气, 其具体参数见表 1. 气体的粘度利用 Sutherland 公式来进行计算:

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \frac{T_0 + S}{T + S}, \quad (6)$$

式中 μ 为粘度; μ_0 为参考粘度; T_0 为参考温度; T 为静态温度; S 为有效温度(又称 Sutherland 常数), 见表 1. 其他遵循 Fluent 软件默认设置.

表 1 模拟计算使用的氮气属性

物理属性	值
密度($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	1.138
比热容($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)	1040.67
热导率($\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)	0.0242
参考粘度($\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$)	1.663×10^{-5}
参考温度(K)	273.11
有效温度(K)	106.67
分子量	28.0134
标准状态熵($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)	191494.8

2.4 求解方法

求解器采用耦合算法(coupled)中的隐式格式(implicit), 同时求解连续方程、动量方程和能量方程. 计算通量的方法为二阶迎风格式(second order upwind). 计算过程中, 库朗数(Courant number)设定为 2. 以进口边界进行初始化操作, 设定一定的迭代次数(一般为 60000 次)进行计算. 当流场的重要变量经过一段时间的计算不再发生变化, 则结束计算.

3 结果与讨论

图 3(a)~(c)分别示出不同雾化气体压强下, 雾化室内气体速度流场的等值线图, 图 3(d)为 Espina 等人 [15] 利用舒利莱恩光学系统(Schlieren optical system)对紧耦合环缝喷嘴气体流场观测的结果. $P_0=15$ atm 条件下, 雾化气体自喷嘴喷管射出后便形成高速气流, 在行进过程中经过一系列激波后, 迅速衰减至低速状态, 音速边界包括的气体流场区域(有效雾化区)很窄, 并且中心线上马赫碟不明显(见图 3(a)); 雾化气体压强较大时($P_0=20$ atm), 形成的高速气流经过膨胀波后, 继续加速, 音速边界内流场区域较宽, 中心线上有马赫碟出现(见图 3(b)); 当雾化气体压强进一步增大时($P_0=25$ atm), 与 $P_0=20$ atm 时的差别为马赫碟后的亚音速区域变小, 音速边界内流场区域更宽(见图 3(c)); 与 Espina 等人的实际观测结果(见图 3(d))相对照, 可以发现, 计算流场($P_0=25$ atm)与观测流场基本一致. 因为继续提高雾化气体压强后, 雾化室内气体流场结构没有大的变化, 在此没有给出 $P_0 > 25$ atm 时的流场结构图. 此外, 可以看出, 随着 P_0 的增大, 流场内气流达到的最大速度逐渐增加, 图 3(a)~(c)中最大速度依次为 6.91×10^2 m/s, 7.08×10^2 m/s 和 7.17×10^2 m/s. 这是因为每一个超音速 Laval 喷嘴都对应着一设计状态(理想状态), 即喷管出口处气流压强与环境压强相等, 气流在喷管出口达到完全膨胀; 当出口截面上气流压强小于环境压强时, 气流在出口处将产生激波, 通过激波后气流压强升高至与环境压强相等, 同时其速度迅速下降(见图 3(a)), 此状态称为过度膨胀状态; 当气流在喷管内没有得到完全膨胀, 在出口截面上气流压强高于环境压强, 高速气流在喷管出口处产生膨胀波系, 经过膨胀波后气流压强降至环境压强, 并且继续加速行进(如图 3(b)

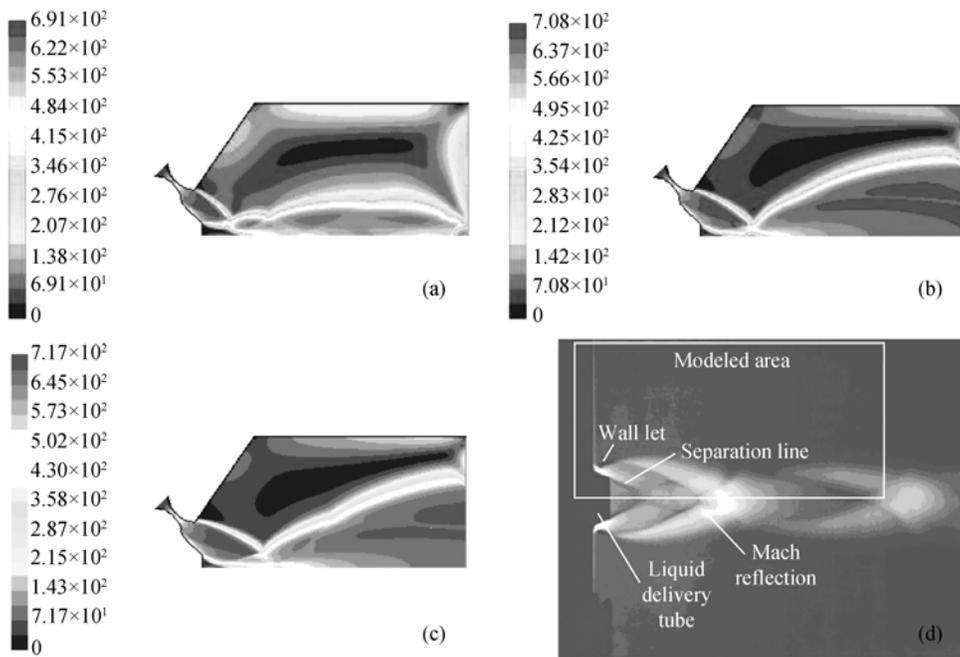


图 3 雾化中速度流场的等值线图 and 观测流场

(a) 15 atm; (b) 20 atm; (c) 25 atm; (d) Schlieren 照片^[14]

和(c), 此状态称为欠膨胀状态. 由图 3 还可以看出, 在 $P_0 > 20$ atm 条件下, 随着压强的增大, 马赫碟后亚音速区域逐渐减小.

雾化室内气体流场中心线上静压变化曲线如图 4 所示. 由图可见, 自导液管顶端开始, 随着距离的增加气流静压缓慢减小, 达到最小值后迅速增加, 形成第一个静压强的峰值(处于滞点位置, 称之为滞止压强). 随后又逐渐降低, 在马赫碟处静压升高, 并形成第二个峰值. 中心线上静压变化与气体流场的结构相关, 呈轴对称分布的高速气流相交于滞点(处于中心线上, 此处气流速度降为 0, 压强增大), 而在导液管顶端形成一个回流区. 图 5 是导液管顶端回流区的速度矢量图. 由图可见, 高速气流部分通过滞点前端进入回流区, 其他则沿流场中心线向下运动. 进入回流区内的气体, 由于中心线方向上存在一个向上的正压力梯度, 因而气流沿中心线向导液管顶端方向流动. 气流首先加速达到最大值, 然后由于负的压强梯度存在而逐渐减速. 当接近导液管顶端时, 转向沿锥顶径向流动^[18,9]. 在导液管锥顶边缘, 气流与音速边界接触时, 一部分气流受到向内的挤压, 而向下流动, 并限制在音速边界内侧. 另一部分气流则由

于粘滞力的作用, 与高速雾化气流汇合. 在回流区内部, 湍流层分离了向下和向上运动的气流.

图 6 为流场中心线上滞点和马赫碟的位置, 以及滞止压强的变化曲线. 由图可见, 随着雾化气体压强的增加, 滞点和马赫碟的位置首先向导液管顶端移动, 即与导液管之间的距离减小. 随后马赫碟与导液管之间的距离又逐渐增大, 在其变化曲线上, 于 35~45 atm 处达到一个平台阶段后, 继续增大. 与之不同的是, 自雾化气体压强大于 20 atm 开始, 滞点的位置基本保持不变. 滞点压强的变化趋势与马赫碟

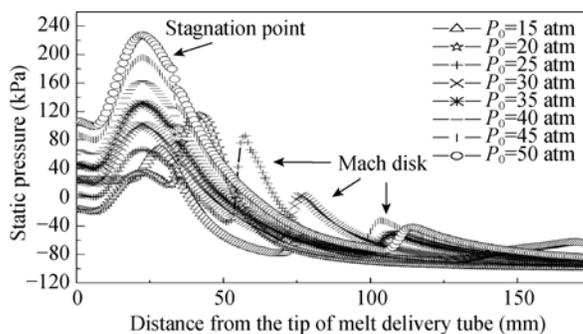


图 4 流场中心线上静压变化曲线

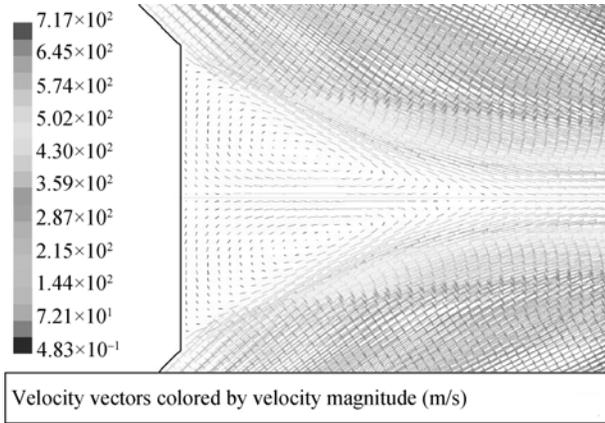


图 5 典型导液管顶端回流区的速度矢量图

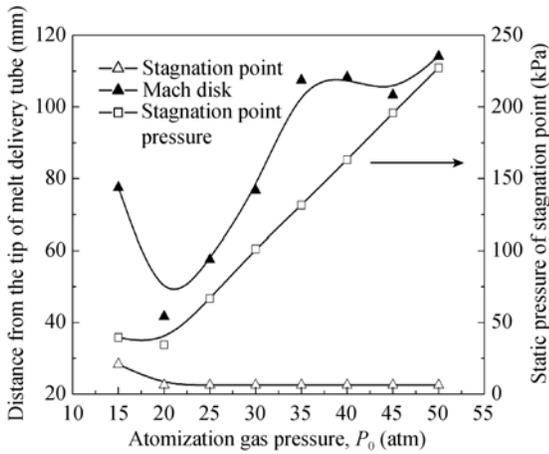


图 6 流场中心线上滞点和马赫碟的位置及滞止压强变化曲线

的位置变化相似, 即首先随雾化气体压强的增加而减小, 随后呈线性增加. 结果说明, 在雾化气体压强小于 20 atm 条件下, 气体流场中高速气流的交汇点和马赫碟向导液管方向移动, 同时, 轴线上交汇点处压强逐渐减小; 在雾化气体压强大于 20 atm 条件下, 马赫碟向流场的下游方向移动, 与导液管的距离逐渐增大, 同时高速气流的交汇点没有发生变化, 此处压强却线性增大.

在气雾化过程中, 导液管顶端抽吸压强 ΔP 的变化会导致金属熔体流速 v 的变化^[13]:

$$v = \sqrt{2gH - \frac{2\Delta P}{\rho}}, \quad (7)$$

式中 g 为重力加速度, 9.81 m/s^2 , ρ 为金属熔体的密度,

H 为中间包内熔体的高度. 由此可以看出, 雾化过程中中间包内金属熔体的高度维持一个定值时, 金属流速仅受抽吸压强的影响. 抽吸压强呈正压状态($\Delta P > 0$)时, 将会减缓金属的流速, 甚至会导致气体通过导液管进入坩埚, 出现熔体起泡现象, 严重时会造成金属熔体凝结; 在负压状态($\Delta P < 0$)雾化时, 金属熔体将会被抽进雾化区, 加速金属的流速. 图 7 为喷嘴的抽吸压强 ΔP 随雾化气体压强变化的数值模拟与实验测量结果, 其中 $\Delta P = P_t - P_a$, P_t 表示导液管顶端的压强值, P_a 表示周围环境压强, 即一个标准大气压. 实验过程中, 压力变送器A和B分别安装在金属导液管内部和喷嘴气腔的进气管处, 测量导液管顶端的抽吸压强 ΔP 和雾化气体压强 P_0 . 压力变送器A和B的测量范围分别为 $-100 \sim 600 \text{ kPa}$ 和 $0 \sim 10 \text{ MPa}$, 测量精度都是量程的 $\pm 0.5\%$. 测量过程中, 压力变送器输出的电信号输入一数字转化模块, 再利用计算机进行采集. 由图可见, 数值模拟和实验结果都具有相同的变化趋势, 当雾化气体压强较小时, ΔP 随雾化气体压强增大而减小; 而当雾化气体压强达到某一临界值时, ΔP 才随雾化气体压强增大而增大. 这也说明雾化气体压强并不能持续降低导液管顶端的抽吸压强, 即提高雾化过程中的抽吸效应. 结合图 6 可以看出, 抽吸压强的变化与雾化室中心线上滞止压强和马赫碟位置的变化相一致, 滞点位置对抽吸压强的作用不大. 高速气流在导液管顶端形成回流区, 抽吸压强是由进入和离开回流区的气体流量的关系引起的^[7]. 滞止压强的大小是表征气流进入回流区的多少, 滞止压强越高说明此处的气体密度越大, 因此进入回流区的气体量也就越大, 导致抽吸压强值变大, 使雾化过程中抽吸效应减弱. 同时, 马赫碟的出现导致了回流区被分离成两部分(见图 3(b)), 限制了回流区内气流向导液管顶端流动, 造成抽吸压强的减小^[16]. 由于随雾化气体压强($P_0 > 20 \text{ atm}$)的增大, 马赫碟逐渐远离回流区(同时滞点位置没有发生变化), 对回流区内压强的变化影响逐渐减小, 使得抽吸压强主要随滞止压强的变化而变化.

由图 7 还可以看出, 数值模拟中抽吸压强的数值和雾化气体压强的临界值与实验结果有一定的差别. 可能的原因是: 首先, Fluent 中流动问题的解是在单元内部的节点上定义的, 解的精度由网格中单

元的数量所决定的;其次,在模拟计算中所采用的标准 $k-\varepsilon$ 模型用于带有弯曲壁面的流动时,会出现一定失真,如本文所采用的圆弧状喷管型线;最后,实验中所采用的喷管结构是通过理论计算得到的,而在模拟计算中采用了近似处理,造成流场结构稍有差异.

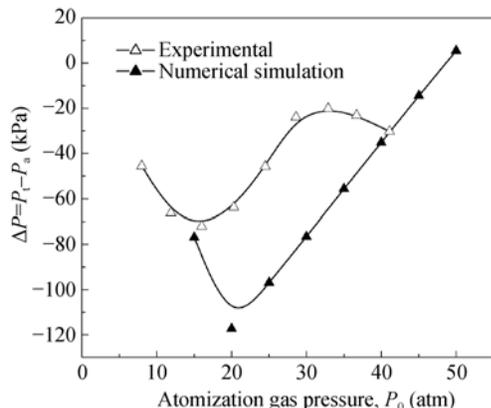


图 7 喷嘴的抽吸压强 ΔP 随雾化压强变化的数值模拟与实验测量结果

图 8 为雾化室内流场中心线上气体速度变化曲线. 由图 8 可见,回流区内滞点速度为零;在 $P_0 > 15$ atm 条件下,回流区内气流速度变化基本一致;在 $P_0 = 15$ atm 条件下,气流速度变化与其他条件下有一定差异,并且回流区内气流所达到的最小值不同. 结合图 5 速度矢量图可知,由于回流区内滞点位置与导液管顶端存在一个压强梯度,轴线上气流速度首先增大(因为与 X 轴正方向相反,速度值表现为负),达到最大值后,逐渐减小,在导液管顶端又变为 0. 当气流远离滞点沿流场下游(X 轴正方向)运动时,雾化气流逐渐加速. 由于马赫碟的出现,使气流速度突降,穿过马赫碟后,气流继续膨胀加速. 由图还可以看出,在 $P_0 = 15$ atm 时,气流经过一段时间的加速后,迅速衰减,在流场的出口处为 509.7 m/s;而在 $P_0 > 15$ atm 时,在流场的出口处气流速度呈加速状态,速度值为 626.5~672.2 m/s. 需要指出的是,出口处气流速度的差异是由在不同雾化压强下,各流场中出现马赫碟的位置不同,导致气流穿过马赫碟后的加速距离不同造成的,并不能说明其与雾化压强之间的关系,如在 $P_0 = 20$ atm 和 50 atm 时,其速度分别为 672.2 和

626.5 m/s.

图 9 为导液管顶端静压的径向变化曲线. 由图 9 可见,径向分布的静压强并非是一个均一值,而是存在一个压强梯度,并且随着雾化压强的增加而增大($P_0 = 15$ atm 除外). 导液管顶端压强梯度的存在为液膜破碎模型提供了一个证据,此模型是被引用最多、被人最为接受的一种破碎机制^[6-8,17]. 由于导液管顶端存在压强梯度,雾化过程中,自导液管流出的金属熔体呈膜状分布于导液管顶端,随后与高速雾化气流相遇发生初次破碎,形成条带状液流,随后在表面张力的作用下发生球形化,成为大的金属熔滴. 有研究发现熔滴尺寸与导液管顶端液膜的厚度和雾化气体的速度有关^[6]. 在相同雾化气流速度条件下,液膜的厚度值越大,初次破碎后形成的金属熔滴尺寸越大. 而液膜的厚度与导液管顶端存在的压强梯度成反比,即压强梯度越大,液膜厚度值越小. 因此,压强梯度越大,所得初次破碎熔滴尺寸值越小. 此外,由图 9 还可以看出,随着雾化气体压强的增大,导液管顶端抽吸压强值越大,对金属液流产生小的抽吸作用,导致液流流速的减小. 同样,液流流速的减小使得导液管顶端液膜的厚度的减小. 综上所述,雾化气体压强的增大使得雾化效率提高(粉末的平均粒径逐渐减小)的原因有 3 个方面:雾化气体压强的增加,使得气体流速的增大,决定熔滴是否发生破碎的无量纲参数韦伯数 We 变大;抽吸压强的增大,导致金属液流流速的减小,雾化过程中气液比变大;导液管顶端压强梯度的增大,使得液膜厚度的减小.

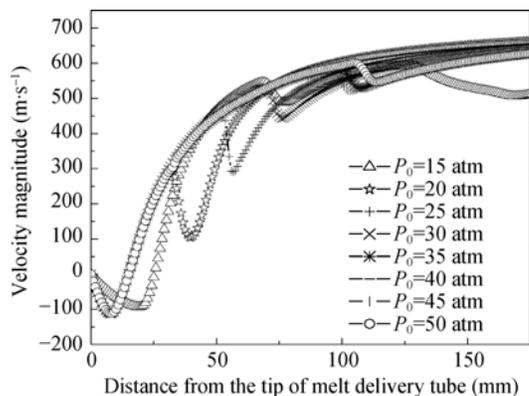


图 8 流场中心线上速度变化曲线

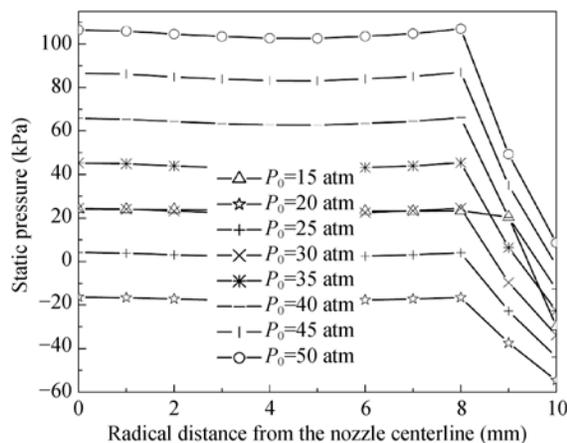


图9 导液管顶端静压的径向变化曲线

4 结论

1) 利用 Fluent 软件模拟了紧耦合超音速气雾化

过程, 发现雾化气体压强对气体流场有很大影响. 通过与气体流场实际观测结果对比, 两者吻合良好, 表明计算结果可为雾化过程中气体流场的变化规律、设计高效雾化喷嘴结构参数、制订雾化工艺提供依据及参考.

2) 当雾化气体压强较小($P_0 < 20$ atm)时, 抽吸压强随雾化气体压强增大而减小; 而当雾化气体压强($P_0 \geq 20$ atm)时, 抽吸压强随雾化气体压强增大而增大. 由于随雾化气体压强($P_0 > 20$ atm)的增大, 马赫碟逐渐远离回流区, 对回流区内压强的变化影响逐渐减小, 使得抽吸压强主要随滞止压强的变化而变化.

3) 导液管顶端径向分布的静压强并非是一个均一值, 而是存在一个压强梯度, 并且随着雾化压强的增加而增大.

参考文献

- 1 欧阳鸿武, 陈欣, 余文焘, 等. 气雾化制粉技术发展历程及展望. 粉末冶金技术, 2007, 25(1): 53—63
- 2 Yu X L, Zhao M Q, Zhao G Y. Influence of atomizing gas pressure on 63A solder powder in supersonic atomization. Powder Metall, 2004, 47(2): 200—204 [DOI](#)
- 3 Aksoy A, Ünal R. Effects of gas pressure and protrusion length of melt delivery tube on powder size and powder morphology of nitrogen gas atomized tin powders. Powder Metall, 2006, 49(4): 349—354 [DOI](#)
- 4 Singh D D, Dangwal S. Effects of process parameters on surface morphology of metal powders produced by free fall gas atomization. J Mater Sci, 2006, 41(12): 3853—3860 [DOI](#)
- 5 Anderson I E, Terpstra R L. Progress toward gas atomization processing with increased uniformity and control. Mater Sci Eng A, 2002, 326(1): 101—109 [DOI](#)
- 6 Srivastava V C, Ojha S N. Effect of aspiration and gas-melt configuration in close coupled nozzle on powder productivity. Powder Metall, 2006, 49(3): 213—218 [DOI](#)
- 7 Ting J, Peretti M W, Eisen W B. The effect of wake-closure phenomenon on gas atomization performance. Mater Sci Eng A, 2002, 326(1): 110—121 [DOI](#)
- 8 Mi J, Figliola R S, Anderson I E. A numerical simulation of gas flow field effects on high pressure gas atomization due to operating pressure variation. Mater Sci Eng A, 1996, 208(1): 20—29 [DOI](#)
- 9 Mi J, Figliola R S, Anderson I E. A numerical investigation of gas flow effects on high-pressure gas atomization due to melt tip geometry variation. Metall Mater Trans B, 1997, 28(5): 935—941 [DOI](#)
- 10 Jeyakumar M, Gupta G S, Kumar S. Modeling of gas flow inside and outside the nozzle used in spray deposition. J Mater Process Tech, 2008, 203(1-3): 471—479 [DOI](#)
- 11 Tong M, Browne D J. Direct numerical simulation of melt-gas hydrodynamic interactions during the early stage of atomization of liquid intermetallic. J Mater Process Tech, 2008, 202(1-3): 419—427 [DOI](#)
- 12 Zeoli N, Gu S. Computational simulation of metal droplet break-up, cooling and solidification during gas atomisation. Comp Mater Sci, 2008, 43(2): 268—278 [DOI](#)
- 13 Allimant A, Planche M P, Dembinski L, et al. Progress in gas atomization of liquid metals by means of a de Laval nozzle. Powder Technol, 2009, 190(1-2): 79—83 [DOI](#)
- 14 Launder B E, Spalding D B. The numerical computation of turbulent flows. Comput Method Appl M, 1974, 3(2): 269—289 [DOI](#)
- 15 Espina P I, Piomelli U. Study of the Gas Jet in a Close-coupled Gas-metal Atomizer. Technical Report, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 98-0959. 1998. 1—12
- 16 Ting J, Anderson I E. A computational fluid dynamics (CFD) investigation of the wake closure phenomenon. Mater Sci Eng A, 2004, 379(1-2): 264—276 [DOI](#)
- 17 Ouyang H W, Huang B Y, Chen X, et al. Melt metal sheet breaking mechanism of close-coupled gas atomization. T Nonferrous Met Soc China, 2005, 15(5): 985—992