

# 数值模拟喷射夹角对 VIGA 制粉雾化过程的影响

郭快快, 陈进, 刘常升, 陈岁元

(东北大学 材料科学与工程学院, 辽宁 沈阳 110819)

**摘 要:** 通过计算流体力学软件数值模拟和实验相结合的方法,以高温合金雾化过程中气、液、固三相的交互作用机制为研究对象,采用欧拉-拉格朗日法的 VOF(volume of fluid)多相流模型和 DPM(discrete phase model)离散相方法,研究了喷射夹角对熔体主雾化和二次雾化过程 TAB(Taylor analogy breakup)破碎过程和粒度分布的影响,并与同步实验结果进行了对比. 研究表明,随着喷射夹角的增大,回流区面积逐渐减小. 金属熔体的初次破碎形态呈“倒喷泉状→伞状”,初次液滴的尺寸为 0.3~0.9 mm. 初次破碎液滴的气体韦伯数( $We$ )为 10~90,随喷射夹角的增大,粉末的平均粒径逐渐降低,喷射夹角为 36°时,实验制备的粉末粒径与数值模拟得到的粉末粒径基本一致,表明了数值模拟合金雾化破碎过程的合理性.

**关 键 词:** 真空感应熔炼气雾化(VIGA);主雾化和二次雾化;喷射夹角;流场结构;粒度分布

**中图分类号:** TB 126      **文献标志码:** A      **文章编号:** 1005-3026(2020)05-0729-07

## Numerical Simulation of the Intersection Angle Influence on Atomization Process of Powders Produced by VIGA

GUO Kuai-kuai, CHEN Jin, LIU Chang-sheng, CHEN Sui-yuan

(School of Materials Science & Engineering, Northeastern University, Shenyang 110819, China. Corresponding author: LIU Chang-sheng, E-mail: csliu@mail.neu.edu.cn)

**Abstract:** The effect of intersection angle on the primary and secondary atomization of vacuum induction melting gas atomization (VIGA) was studied by the combination of experiments and computational fluid dynamics CFD simulations. The VOF (volume of fluid) multiphase flow model based on the Euler-Lagrange method was used to simulate the primary atomization process and the discrete phase model (DPM) was used to simulate the breakup process and predict the particle size distribution (PSD) of Taylor analogy breakup (TAB) in secondary atomization. The results show that the simulated area of recirculation zone decreases with the increase of intersection angle. The fragmentation morphology of metal melt is presented as "fountain→umbrella" and the primary droplets size is 0.3~0.9 mm. The Weber number ( $We$ ) of liquid droplets is 10~90. With increasing intersection angle, the average particle size of the powders decreases gradually. Moreover, these simulation results prove reasonable, which the simulated particle size of the powders is in agreement with the experimental one when the intersection angle is 36°.

**Key words:** vacuum induction melting gas atomization (VIGA); primary and secondary atomization; intersection angle; flow field structure; particle size distribution

激光 3D 打印技术(增材制造)是从 20 世纪 80 年代初期逐渐发展起来的一项先进技术. 激光 3D 打印技术中,高质量低成本的 3D 打印用金属粉末是实现快速成形零件的物质基础和关键要素之一<sup>[1-2]</sup>. 真空感应熔炼气雾化(vacuum induction melting gas atomization, VIGA)制粉技术,综合了高真空、高温熔炼、气体的高压和高速技术,其雾化过程通过感应线圈加热坩埚内金属

收稿日期: 2019-11-19  
基金项目: 国家重点基础研发计划项目(2017YFB0305801); 国家自然科学基金-辽宁联合基金重点资助项目(U1508213); 国家自然科学基金资助项目(51771051).

作者简介: 郭快快(1989-),男,河南平顶山人,东北大学博士研究生; 刘常升(1963-),男,内蒙古奈曼旗人,东北大学教授,博士生导师; 陈岁元(1964-),男,甘肃天水人,东北大学教授,博士生导师.

棒材,液流经导液管进入雾化室,被高速高压气体雾化成粉末<sup>[3-4]</sup>.真空熔炼技术可以有效防止合金元素的氧化烧损,同时减少成分偏析,细化晶粒,改善第二相的形状、尺寸及分布;而惰性气雾化技术可以起到细化合金组织、改善合金性能的效果<sup>[5]</sup>.VIGA 雾化技术适用于微细不锈钢、铁合金、镍合金、钛合金、铜合金、磁性材料等粉末生产,已经成为制备 3D 打印用高性能金属粉末的主流方法<sup>[6]</sup>.

气雾化制粉过程是一种瞬态变化复杂的物理多相耦合过程,主要由一次雾化和二次雾化组成,常规的实验手段难以表征,而计算流体力学(computational fluid dynamics,CFD)可以模拟实现对气体轨迹、金属熔体的破碎等过程的可视化重现,是一种方便有效的方法<sup>[7]</sup>.Thompson 等<sup>[8]</sup>采用 DPM 离散相模型研究了相关工艺参数(导液管伸出长度、气压、质量流率、表面张力)对二次破碎粉末粒径的影响,发现粉末粒径随着气体压力和导液管伸出长度的增加而减小.Zhao 等<sup>[9]</sup>比较了两种湍流模型下喷射夹角对流场以及一次破碎的影响,注意到 RSM 模型比  $k-\varepsilon$  更能准确地模拟流场结构.Zeoli 等<sup>[10]</sup>研究了高压气体对熔体破碎的影响以及粒度分布规律,提出气流场由许多振动波组成,高压气可以提高气液能量转换效率,从而使液滴破碎更充分.

本文以高温合金雾化中固、液、气三相的交互作用机制为研究对象,以喷射夹角对熔体一次破碎和二次破碎过程的影响为研究内容,采用 ANSYS Fluent 商用软件 CFD 数值计算方法,系统模拟 VIGA 制粉技术中限制式喷嘴雾化的全过程,研究喷射夹角对流场和雾化粉末粒度分布的影响规律,以期为高效雾化喷嘴的设计及雾化结果的认识提供理论依据,同时指导 VIGA 雾化制粉的工业化生产.

## 1 实验方法及过程

### 1.1 数值模拟几何模型设计和雾化模型选择

本文采用的限制式紧耦合喷嘴结构如图 1 所示,主要由进气口、气室和导液管组成,导液管直径 3 mm.根据 VIGA 气雾化装置的实际情况,对雾化设备进行简化的几何结构模型和边界条件如图 2 所示,该模型由气室和雾化室两部分组成,金属熔体经导液管流入雾化室完成雾化.边界条件设置压力入口作为气体入口,同样选择压力入口

作为熔体入口,计算区域的上边界与左边界设为压力出口边界.雾化气体为氩气,设置为不可压缩气流,气体进口压力 4 MPa、出口压力 1.2 MPa,金属熔体温度 1 863 K、下落速度 1.8 m/s,合金熔体的物理特性见表 1.求解器采用基于密度算法的瞬态法模拟计算真空感应气雾化制粉熔体破碎过程.

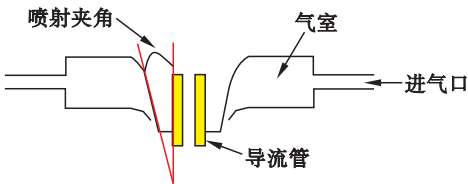


图 1 限制性紧耦合喷嘴示意图  
Fig. 1 Schematic of close-coupled nozzle

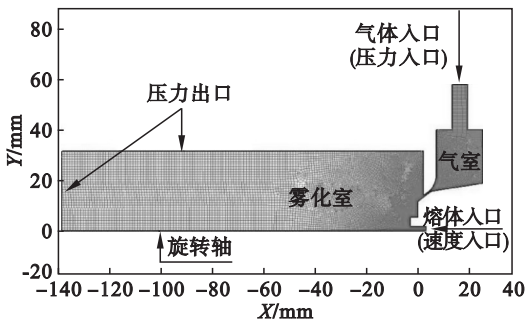


图 2 气雾化设备二维模型  
Fig. 2 Two-dimensiond model of the gas atomizer

表 1 镍基高温合金熔体物理特性  
Table 1 Physical properties of Ni-based high-temperature alloy melts

合金物理特性	数值
密度/ $(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	7 750
比热容/ $(\text{J}\cdot(\text{kg}\cdot\text{K})^{-1})$	732
热导率/ $(\text{W}\cdot(\text{m}\cdot\text{K})^{-1})$	25.8
黏度/ $(\text{mPa}\cdot\text{s})$	0.04
表面张力/ $(\text{N}\cdot\text{m}^{-1})$	1.712

研究采用多相流模型模拟喷嘴内气液相互作用的主雾化过程(一次雾化).湍流方程包括直接数值模拟(DNS)、雷诺平均(RANS)和大涡模型.然后,将一次雾化的计算结果作为初始条件,采用欧拉-拉格朗日离散相模型模拟二次雾化过程.

### 1.2 VIGA 气雾化制粉实验

为了验证数值模拟的准确性,同时开展了 VIGA 制粉实验,实验采用东北大学(鞍山)激光应用技术研究院自主开发设计的第二代 VIGA 雾化制粉专用设备(见图3),VIGA制备设备采用 20 kg坩埚熔炼炉,设备喷嘴夹角选择  $36^\circ$ ,其他工艺参数与模拟实验的工艺参数一致.



图 3 VIGA 雾化制粉实验设备  
Fig. 3 VIGA atomization experimental equipment

## 2 一次雾化模拟结果与讨论

### 2.1 气体单相流场结构

图 4 为喷射夹角为  $28^\circ$ 、导液管伸出长度为 3 mm、导液管直径为 3 mm 时 VIGA 气雾化气体单相流场速度云图和矢量图。高压气体由雾化喷嘴顶端射入时,受到喷管收缩部分的压缩形成压缩流,随后在喷嘴出口形成膨胀流。高速气流经过膨胀后,得到加速,膨胀速度可达 550 m/s,形成超音速气流,如图 4a 所示。在导液管底端与滞点(气流速度为 0)之间,存在气流速度方向与入口气流方向相反的呈倒锥形的回流区。从喷嘴喷出的气体从滞点的前端进入回流区,并通过湍流层流出回流区。由图 4b 可见,在回流区内部,气体由下向上流动,并在导液管底端向两侧扩展,而在回流区的外围,气体由上向下流动。湍流

层中气体的速度很低,但气体质量流量却很大。图 5 为不同喷射夹角条件下,导液管底端回流区单相流场速度云图。由图 5 可以看出,随着喷射夹角的增大,回流区面积减小。当导液管中的金属液尚未流入雾化室时,回流区一直存在且基本保持不变。

不同喷射夹角条件下,雾化气流单相流场中心线上的速度变化如图 6 所示。回流区沿轴线方向上,气流速度首先增大,达到最大值(250 m/s),然后逐渐减小,在滞点处速度为 0。当喷射夹角从  $28^\circ$  依次增加到  $32^\circ$  和  $36^\circ$  时,气体回流速度有所增加,且回流区长度依次为:  $L_1 = 13\text{ mm}$ ,  $L_2 = 15\text{ mm}$ ,  $L_3 = 18\text{ mm}$ ,该结果与单相流场速度云图所显示的结果一致。当远离滞点沿 X 轴正方向运动时,气流速度向下逐渐增大。当距离导液管底端 95 mm 时,其流速逐渐达到稳定值。随着伸出长度的变化,气流速度稳定在 380 ~ 420 m/s 之间。

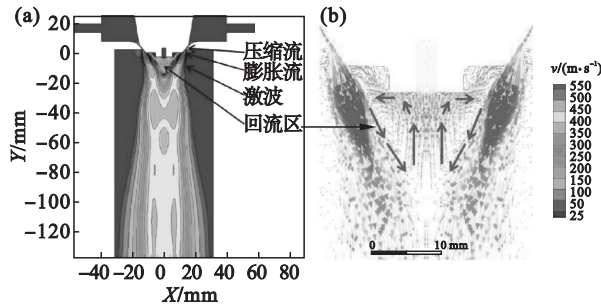


图 4 气体单相流场速度云图  
Fig. 4 The contours of velocity field of single gas phase  
(a)—速度云图; (b)—回流区的速度矢量图。

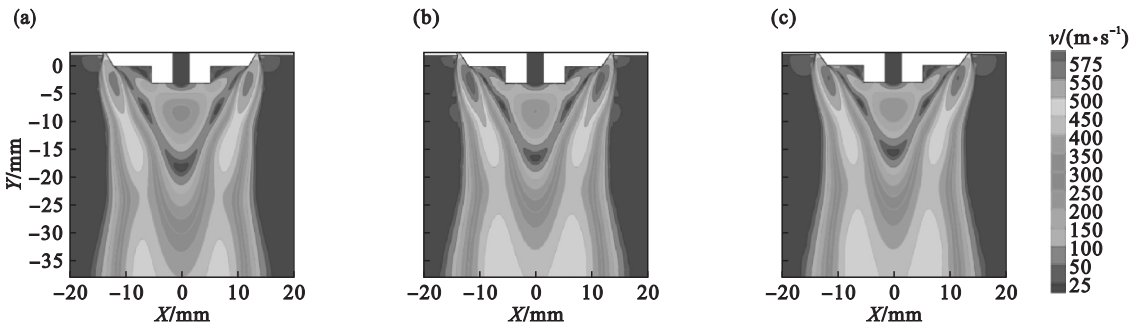


图 5 不同喷射夹角条件下单相流场速度云图  
Fig. 5 The contours of velocity vector field of single phase at different intersection angles  
(a)— $28^\circ$ ; (b)— $32^\circ$ ; (c)— $36^\circ$ 。

在气雾化过程中,导液管底端抽吸压力(抽吸压力值为导液管底端静压值与大气压值  $1 \times 10^5\text{ Pa}$  下的差值)的变化会导致金属熔体流速的变化。抽吸压力呈正压状态时,将会减缓金属熔体的流速,甚至会导致气体通过导液管进入坩埚,出现熔体起泡现象,严重时会造成熔体向上反喷,造

成导液管堵塞<sup>[6]</sup>。在抽吸压力呈负压状态时,金属熔体将会被抽进雾化区,其从导液管底端的流出较为顺畅。图 7 为流场中心线上静压的变化曲线。可以看出,随着喷射夹角的增大,导液管底端静压值增加,即抽吸压力值逐渐变小。喷射夹角分别为  $28^\circ$ ,  $32^\circ$ ,  $36^\circ$  时,导液管出口处静压值分别为



25.93, 51.98, 74.74 kPa; 即抽吸压力分别为 -74.07, -48.02, -25.26 kPa, 均为负值. 由此可知, 雾化设备设置的 3 组喷射夹角参数均会产生负压, 有利于金属熔体的流入, 因此有利于雾化过程的进行.

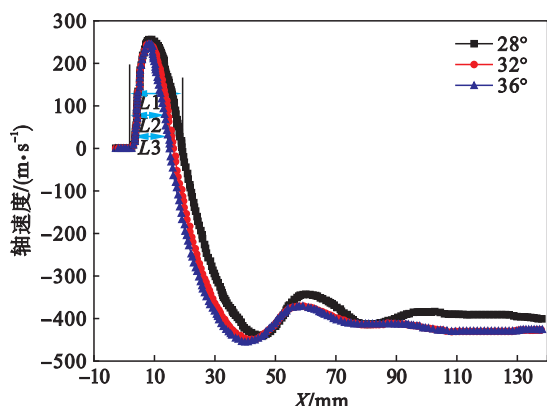


图 6 不同喷射夹角下单相流场中心线上轴速度曲线  
Fig. 6 Axial velocities along the center line of single phase flow field at different intersection angles

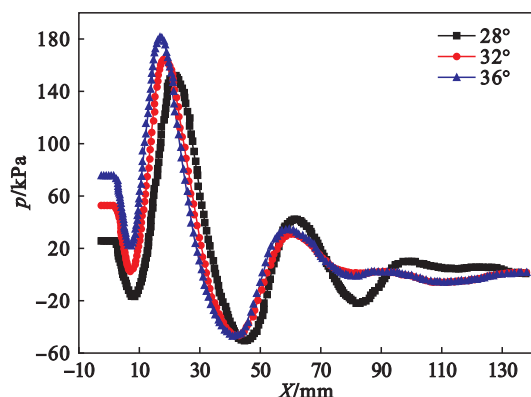


图7 不同喷射夹角下单相流场中心线上压力变化曲线  
Fig. 7 Pressure variation curves along the central line of single phase flow field at different intersection angles

## 2.2 气液两相流流场

金融熔体随导液管进入回流区,同时与回流区内的气体发生交互作用,如图8所示,在金属液沿导液管底端径向铺展过程中,边缘部分熔体开始发生一次破碎,这会对气流场结构产生干扰。同

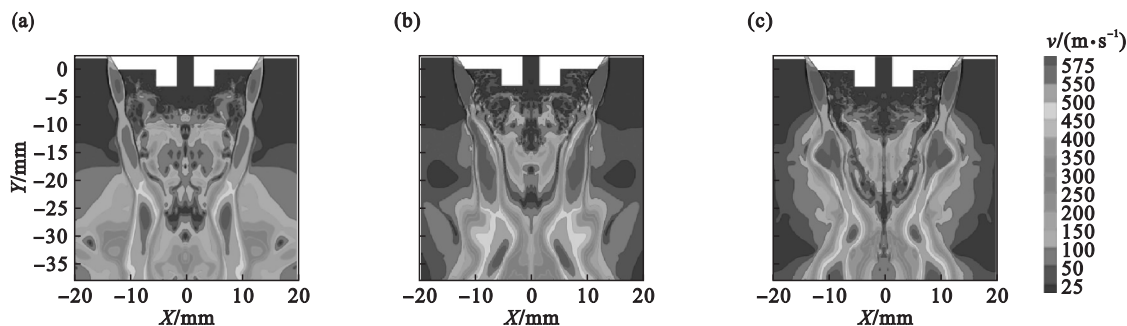


图 8 不同喷射夹角条件下气液两相流场速度云图

Fig. 8 The contours of velocity of the gas-liquid two-phase flow field at different intersection angles  
(a)— $28^\circ$ ; (b)— $32^\circ$ ; (c)— $36^\circ$ .

时,液柱表面产生的扰动不断向下传递,造成回流区结构变形紊乱,表现为气液交互作用区,即一次雾化区。喷射夹角为  $28^\circ$  时,紊乱度较高,回流区紊乱度越高越有利于金属熔体的破碎,但却不利于雾化的持续进行,雾化过程会出现一些较大的初次液滴。

### 2.3 高温熔体一次雾化过程

喷射夹角为  $36^\circ$  时, 一次雾化不同阶段高温熔体的流动形态如图 9 所示. 由图 9a ~ 图 9d 可以看出, 首先高温液态金属在自身重力以及抽吸压力的作用下, 沿导液管向雾化室中流动, 5 ms 后, 液滴开始流出导液管, 此时会遭遇回流区反向气体的压力无法继续向下流动, 从而沿着气流的方向向回流区的边缘流动. 当遇到具有更高速度

的气流之后,金属液流又会沿着气流向下流,这样就会与之前的金属液流相遇而形成驻点。此时,气流对于金属液流有两个方向相反的作用力,驻点处的压力向上,而抽吸压力因负压的缘故,促使金属液流进入雾化区因而向下,在气流压力的作用下挤压金属液流横向扩展,金属液流在抽吸压力与驻点压力的共同作用下径向扩展,进而形成了撑伞机制,如图 9f 所示。根据图 9e ~ 图 9h 可知,熔体破碎过程是动态平衡的,高温合金熔体的流动形态呈倒喷泉状—伞状—倒喷泉状—伞状,连续循环发生一次破碎。在伞状结构边缘,高温合金熔体开始从连续熔体中剥离出来,在表面张力的作用下发生球化,成为较大的金属液滴,大液滴随后将继续发生二次破碎。

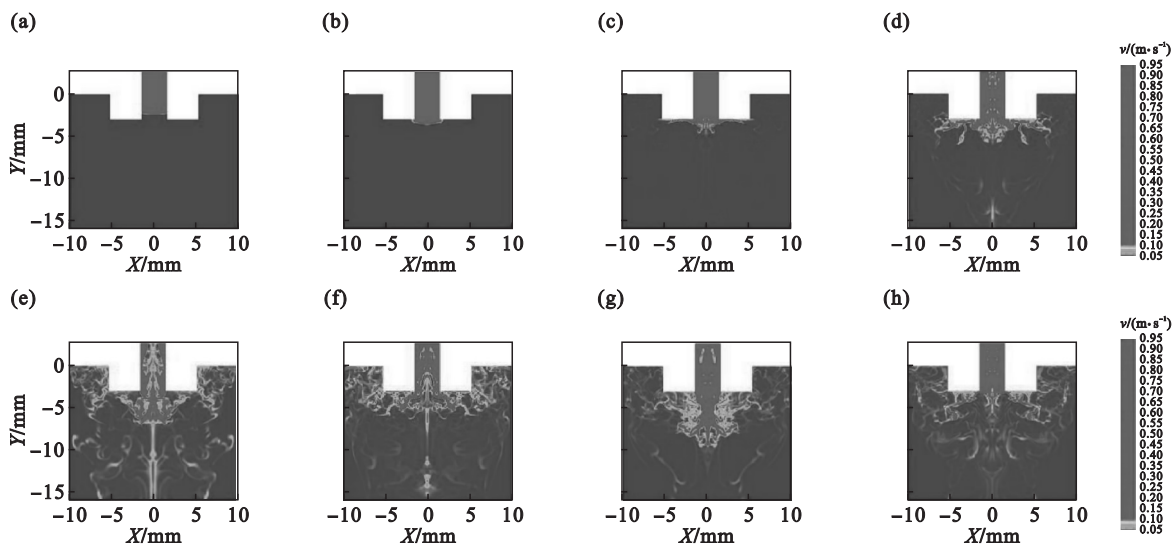


图 9 一次雾化不同流动时间高温熔体云图

Fig. 9 High-temperature melt contours with different flow time in the primary atomization

(a)—4.0 ms; (b)—5.0 ms; (c)—5.7 ms; (d)—7.6 ms; (e)—9.2 ms; (f)—12.0 ms; (g)—15.6 ms; (h)—17.0 ms.

图 10 为不同喷射夹角条件下主雾化高温熔体破碎分布. 从图 10 可以看出, 随喷射夹角的增大, 高温金属熔体发生破碎的主要区域变小. 喷射夹角为  $28^\circ$  时, 由于此时抽吸压力太大, 高温熔体被瞬时压力吸至回流区中部, 回流区内保留了较多的一次破碎的液片, 破碎面积较大. 随着喷射夹角的增大, 抽吸压力减小, 高温熔体直接在导液管

底部边缘被回流区高速气体冲击形成薄膜, 并随流场方向向两端扩散, 因此回流区内液片较少. 采用 Image-ProPlus 软件对初次破碎的液滴面积进行统计测量, 将测量的液滴面积拟合为相同面积的圆形液滴面积, 得到液滴尺寸分布在  $0.3 \sim 0.9 \text{ mm}$  之间, 是熔体液柱的初始直径 ( $3 \text{ mm}$ ) 的  $10\% \sim 30\%$ .

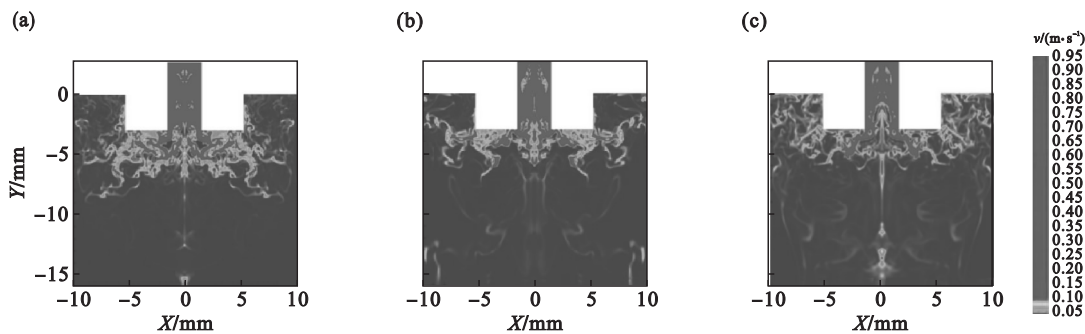


图 10 不同喷射夹角条件下主雾化过程高温熔体云图

Fig. 10 High-temperature melt contours with different intersection angles in the primary atomization

(a)— $28^\circ$ ; (b)— $32^\circ$ ; (c)— $36^\circ$ .

### 3 二次雾化结果与讨论

#### 3.1 二次破碎理论模型

不同的流动条件导致不同的破碎模式, 与熔体破碎物理相关的主要参数是气体  $We$ ,  $We$  的计算公式为

$$We = \frac{\rho_g v_r^2 d_p}{\sigma} \quad (1)$$

式中:  $\rho_g$  为雾化气体的密度,  $\text{kg/m}^3$ ;  $v_r$  为雾化气体与液态金属的相对速度,  $\text{m/s}$ ;  $d_p$  为金属液滴的直径,  $\text{mm}$ ;  $\sigma$  为液态金属的表面张力,  $\text{N/m}$ .

$We$  是作用在液滴上的空气动力与由表面张力控制的液滴破裂阻力的比值.  $We$  的高低, 决定了二次破碎的物理机制.  $We$  越高, 液滴破碎分解的倾向越高, 二次雾化发生的必要条件是  $We > 11$ . 三种最典型的雾化破碎模式为: ①袋状破碎 ( $11 < We < 35$ ); ②混合破碎 ( $35 < We < 80$ ); ③片状剥离式破碎 ( $80 < We < 150$ ).

目前常见的液滴破碎模型包括 TAB (Taylor analogy breakup) 和 K-H/K - HRT (Kelvin-Helmholtz Rayleigh-transport) 模型. TAB 模型以液滴变形动力学为基础, 以临界变形为破碎准则, 以液滴表面不稳定增长为波动模型, Zeoli 等<sup>[11]</sup>

研究发现 TAB 模型更适合于液滴发生袋状破碎和多模破碎的情况下 ( $12 < We < 40 \sim 100$ ). K-H/KHRT 模型更适合于发生剥离破碎的液滴 ( $We > 80$ ). 根据一次雾化的模拟结果,取  $U_r$  为  $300\text{ m/s}$ ,  $d_p$  为  $0.3 \sim 0.9\text{ mm}$ , 氩气密度为  $1.7837\text{ kg/m}^3$ , 液滴表面张力为  $1.588\text{ N/m}$ , 根据公式(1) 计算可知,初次破碎的气体韦伯数  $We$  为  $10 \sim 90$ . 因此,本文选择 TAB 破碎不稳定性分解模型,对初次破碎后的液滴破碎成更加细小液滴的二次雾化进行模拟并对粉末粒径进行统计.

3.2 二次破碎模拟结果分析

满足  $We$  条件的初始液滴才会发生二次破碎,二次破碎的实质在 K-H 不稳定性的作用下形成 K-H 不稳定波从而使初次破碎形成的液滴(液

膜)在自身重力和气流动力的双重作用下生成波长更短、振幅更大的不稳定波. 在 K-H 不稳定波的作用下,初始大液滴分割成小的碎片液滴直至  $We$  降低到临界值无法被破碎为止. 图 11 为不同喷射夹角条件下粒子在 TAB 破碎模型下的破碎效果. 由图 11a 可以看出,由于喷射夹角小,回流区面积较大,回流区内分散着粒径尺寸约在  $0.2 \sim 0.3\text{ mm}$  的大液滴碎片. 随着喷射夹角的增加,回流区面积减小,回流区内大液滴碎片减少,回流区边缘的大液滴在气流场的作用下,迅速球化凝固,并在回流区气体拖曳下一起流动,两股金属液滴最终交汇在回流区底部位置,随后分叉继续跟随气体一起流动. 显然,液滴流动轨迹(图 11)符合多相流模型 VOF 计算的理论分析结果.

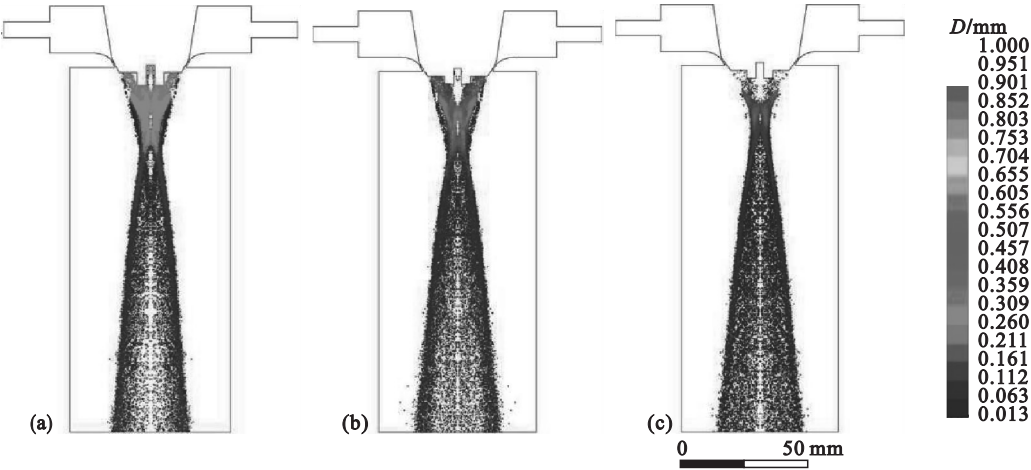


图 11 不同喷射夹角条件下 TAB 模型二次雾化破碎效果  
Fig. 11 Secondary atomization break-up effect from TAB model at different intersection angles  
(a)— $28^\circ$ ; (b)— $32^\circ$ ; (c)— $36^\circ$ .

通过 Fluent 软件监控物理模型的出口边界(雾化室出口),统计逃逸粒子信息,得到了二次雾化后液滴粒度分布,由模拟统计结果分析可知,随喷射夹角的增大 ( $28^\circ \sim 36^\circ$ ),粉末的平均粒径

逐渐增大,分别为  $84.9, 94.2, 110.3\text{ }\mu\text{m}$ , 粉末中位径 ( $d_{50}$ ) 分别为  $72.1, 76.8, 98.3\text{ }\mu\text{m}$ . VIGA 制粉实验的喷射夹角  $36^\circ$ , 喷嘴结构参数和工艺参数与模拟条件一致. 图 12a 是实验制备的合

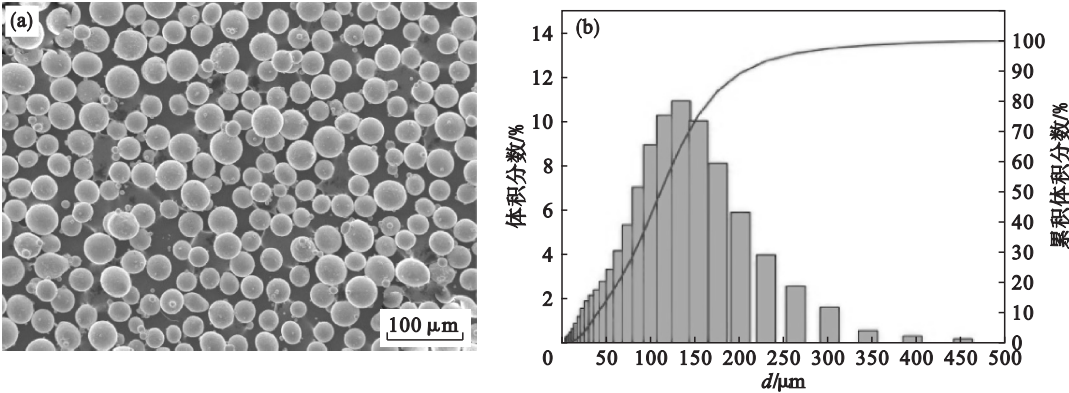


图 12 VIGA 制备的合金粉末宏观形貌及粒径分布  
Fig. 12 Image of alloy powders prepared by VIGA and particle size distribution of these powders  
(a)—SEM; (b)—粒径分布.

金粉末宏观形貌 SEM 图,如图所示,合金粉末粒度均匀,具有较高的球形度.图 12b 为实验制备的合金粉末粒径分布结果,分析可知,喷射夹角为  $36^\circ$  时,雾化制备的合金粉末平均粒径为  $113.7\text{ }\mu\text{m}$ ,实验  $d_{50}$  为  $105.9\text{ }\mu\text{m}$ .实验结果表明,喷射夹角为  $36^\circ$  时,实验制备的粉末粒径与数值模拟得到的粉末粒径基本一致,验证了数值模拟合金雾化破碎过程的合理性.

## 4 结 论

1) 随着喷射夹角的增大,回流区面积逐渐减小,抽吸压力值逐渐变小.高速气流经过膨胀后,加速形成超音速气流.当喷射夹角从  $28^\circ$  增大到  $32^\circ$  和  $36^\circ$  时,气体回流速度有所增大,且回流区长度依次为:  $L_1 = 13\text{ mm}$ ,  $L_2 = 15\text{ mm}$ ,  $L_3 = 18\text{ mm}$ .

2) 气液两相交互作用造成回流区结构变形紊乱(一次雾化区),喷射夹角为  $28^\circ$  时,紊乱度较高.高温熔体在导液管底部边缘被回流区高速气体冲击形成薄膜,并随流场方向径向扩散,熔体的初次破碎形态呈“倒喷泉状→伞状”,初次液滴的尺寸分布在  $0.3 \sim 0.9\text{ mm}$ .

3) 采用限制性喷嘴物理模型下初次破碎液滴的韦伯数  $We$  为  $10 \sim 90$ .随喷射夹角的增大,粉末的平均粒径逐渐降低,分别为  $84.9$ ,  $94.2$ ,  $110.3\text{ }\mu\text{m}$ .喷射夹角为  $36^\circ$  时,雾化制备的合金粉末平均粒径为  $113.7\text{ }\mu\text{m}$ ,实验制备的粉末粒径与数值模拟得到的粉末粒径基本一致,进一步验证了数值模拟合金雾化破碎过程的合理性.

## 参考文献:

[1] Sun P, Fang Z Z, Zhang Y, et al. Microstructure and mechanical properties of Ti-6Al-4V fabricated by selective laser melting of powder produced by granulation-sintering-deoxygenation method [J]. *JOM*, 2017, 69 (12): 2731 -

2737.

- [2] Wei W H, Wang L H, Chen T, et al. Study on the flow properties of Ti-6Al-4V powders prepared by radio-frequency plasma spheroidization [J]. *Advanced Powder Technology*, 2017, 28(9): 2431 - 2437.
- [3] 韩寿波,张义文,田象军,等.航空航天用高品质 3D 打印金属粉末的研究与应用[J].粉末冶金工业,2017,27(6): 44 - 51.  
(Han Shou-bo, Zhang Yi-wen, Tian Xiang-jun, et al. Research and application of high quality 3D printing metal powders for aerospace use[J]. *Powder Metallurgy Industry*, 2017, 27(6): 44 - 51.)
- [4] Dawes J, Bowerman R, Trepleton R. Introduction to the additive manufacturing powder metallurgy supply chain[J]. *Johnson Matthey Technology Review*, 2015, 59(3): 243 - 256.
- [5] Ting J, Peretti M W, Eisen W B. The effect of wake-closure phenomenon on gas atomization performance [J]. *Materials Science & Engineering A (Structural Materials, Properties, Microstructure and Processing)*, 2002, 326(1): 110 - 121.
- [6] 陈平,刘福平.雾化制粉用喷嘴的改进[J].金属材料与冶金工程,2009,37(4): 46 - 49.  
(Chen Ping, Liu Fu-ping. Improvement of the atomizer used for producing metal powder [J]. *Metal Materials and Metallurgy Engineering*, 2009, 37(4): 46 - 49.)
- [7] Xia M, Wang P, Zhang X H, et al. Computational fluid dynamic investigation of the primary and secondary atomization of the free-fall atomizer in electrode induction melting gas atomization process [J]. *Acta Physica Sinica*, 2018, 67(17): 41 - 51.
- [8] Thompson J S, Hassan O, Rolland S A, et al. The identification of an accurate simulation approach to predict the effect of operational parameters on the particle size distribution (PSD) of powders produced by an industrial close-coupled gas atomiser [J]. *Powder Technology*, 2016, 291: 75 - 85.
- [9] Zhao W, Cao F, Ning Z, et al. A computational fluid dynamics (CFD) investigation of the flow field and the primary atomization of the close coupled atomizer [J]. *Computers & Chemical Engineering*, 2012, 40(11): 58 - 66.
- [10] Zeoli N, Gu S. Numerical modelling of droplet break-up for gas atomisation [J]. *Computational Materials Science*, 2006, 38(2): 282 - 292.
- [11] Zeoli N, Gu S. Computational validation of an isentropic plug nozzle design for gas atomisation [J]. *Computational Materials Science*, 2008, 42(2): 245 - 258.