

电极感应熔化雾化制粉技术中非限制式喷嘴雾化过程模拟

夏敏 汪鹏 张晓虎 葛昌纯

Computational fluid dynamic investigation of the primary and secondary atomization of the free-fall atomizer in electrode induction melting gas atomization process

Xia Min Wang Peng Zhang Xiao-Hu Ge Chang-Chun

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 67, 170201 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180584

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180584>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I17>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[集流体塑性变形对锂离子电池双层电极中锂扩散和应力的影响](#)

Effects of plastic deformation in current collector on lithium diffusion and stress in bilayer lithium-ion battery electrode

物理学报.2018, 67(14): 140201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180148>

[一种基于压缩感知的三维导体目标电磁散射问题的快速求解方法](#)

Compressed sensing based fast method of solving the electromagnetic scattering problems for three-dimensional conductor targets

物理学报.2018, 67(10): 100201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172543>

[考虑介质膨胀速率的锂离子电池管状电极中扩散诱导应力及轴向支反力分析](#)

Influence of local velocity on diffusion-induced stress and axial reaction force in a hollow cylindrical electrode of lithium-ion batteries with considering expansion rate of medium

物理学报.2018, 67(7): 070203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172288>

[超高斯光束抽运调Q固体激光器仿真模型研究](#)

Simulation model of super Gaussian beam pumped Q-switched solid-state laser

物理学报.2017, 66(18): 180204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.180204>

[广义平面应变锂离子电池柱形梯度材料颗粒电极中扩散诱导应力分析](#)

Stress analysis of a cylindrical composition-gradient electrode of lithium-ion battery in generalized plane strain condition

物理学报.2016, 65(10): 100201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.100201>

电极感应熔化气雾化制粉技术中非限制式喷嘴雾化过程模拟

夏敏^{1)†} 汪鹏¹⁾ 张晓虎²⁾ 葛昌纯^{1)‡}

1) (北京科技大学材料科学与工程学院, 特种陶瓷粉末冶金研究所, 北京 100083)

2) (贵州工程应用技术学院土木建筑工程学院, 毕节 551700)

(2018年4月2日收到; 2018年5月10日收到修改稿)

电极感应熔化气雾化 (electrode induction melting gas atomization, EIGA) 是一种制备超洁净无夹杂物的先进制粉技术, 本文以粉末高温合金的氩气雾化过程为研究示例, 对现有用于实际生产的国内某厂家提供的EIGA用非限制式喷嘴进行建模, 采用商用计算流体力学软件FLUENT, 分布采用欧拉-欧拉VOF (volume of fluid) 多相流方法与欧拉-拉格朗日DPM (discrete phase model) 离散相方法, 对非限制式环缝喷嘴主雾化与二次雾化过程进行了数值模拟. 通过对主雾化过程中多相流大涡模拟速度流场, 主雾化过程中不同阶段高温熔体云图模拟以及二次雾化过程中TAB (Taylor analogy breakup) 模型速度流场及TAB模型粒度分布的模拟研究, 实现了对EIGA制粉技术中非限制式喷嘴雾化过程的全过程模拟, 并预测了雾化后的粉末粒度分布. 在此基础上, 采用本文模拟使用的非限制式环缝喷嘴, 设定与模拟条件一致 (进气压力4 MPa, 液流直径约4 mm) 的实验条件, 制备的粉末大部分颗粒的直径大小在100 μm 左右, 该实验结果与模拟得到的粉末直径 $D_{50} = 100 \mu\text{m}$ 大小一致, 进一步验证了模拟数据的合理性. 该方法也适用于非限制式喷嘴里, 其他金属或合金的雾化过的模拟研究.

关键词: 电极感应熔化气雾化, 主雾化和二次雾化, 高温合金, 粒度分布

PACS: 02.60.Cb, 41.20.Gz, 61.66.Dk, 81.20.Ev

DOI: 10.7498/aps.67.20180584

1 引言

金属粉末的广泛应用促进了粉末制备技术的快速发展, 尤其是在3D打印、粉末冶金和热喷涂技术领域, 对金属粉末的需求和要求越来越高^[1-4]. 金属粉末的生产方法主要有化学、机械和物理方法^[5]. 其中, 物理方法中的气雾化法^[4,6,7], 由于具有生产成本低、生产效率高、粉末质量高、可控性好以及具备大规模生产的潜力等诸多优点, 被广泛应用于实际生产中. 在气雾化制粉技术中, 绝大部分工艺在金属熔化过程中直接接触坩埚、导流嘴等耐火材料, 会在金属粉末中不可避免地带来非金属夹杂物. 这些非金属夹杂物往往会对高性能的部件

(如粉末高温合金部件)带来致命的影响^[8]. 电极感应熔化气雾化 (electrode induction melting gas atomization, EIGA) 制粉是一种不引入非金属夹杂物的超洁净气体雾化制粉技术, 兼具气雾化生产效率高、产量大、粉末粒径细小等特点^[9-12], 其雾化过程是通过超高频感应线圈加热合金棒材, 形成直径大小连续可控的合金液流, 合金液流在非限制式喷嘴 (无陶瓷导流管) 的作用下, 被高压高速气体破碎雾化, 从而制得超洁净的合金粉末. 在EIGA制粉技术中, 合金的整个熔化过程不接触坩埚以及导流嘴等耐火材料, 主要依靠超高频感应熔化来控制^[13]. 不使用导流嘴而是通过使用非限制式喷嘴来实现制粉, 因此, 非限制式喷嘴的设计制造是

† 通信作者. E-mail: xmdsg@ustb.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: ccge@mater.ustb.edu.cn

EIGA法超洁净制粉技术的关键核心技术之一。

根据喷嘴是否存在陶瓷导流管,目前工业上广泛使用的气雾化喷嘴分为限制式雾化喷嘴和非限制式雾化喷嘴^[14,15]。由于限制式喷嘴具有生产效率高、生产粉末颗粒细小等优点,因此关于气雾化研究的绝大部分工作都集中在限制式喷嘴上,生产企业目前使用最多的也是限制式喷嘴^[16-18],而关于非限制式喷嘴的研究报道偏少。气雾化的过程是一个非常复杂的过程,高速气体在极短时间内对高温流体进行冲击破碎,常规的实验手段很难对整个破碎过程进行表征,也很难再现冲击破碎的复杂物理过程。数值模拟可以实现对气体轨迹、金属熔体的破碎等过程的可视化重现,因此关于气雾化喷嘴的设计优化工作,大部分采用数值模拟来进行。如:关于限制式喷嘴雾化过程与雾化机理的研究,文献^[14, 19-21]都通过仿真的方法对限制式喷嘴的应用和性能进行了广泛的研究。

在气雾化过程中,雾化过程主要由初次雾化和二次雾化组成^[18]。目前,对气体雾化过程的数值模拟主要采用欧拉-欧拉模型的VOF (volume of fluid)方法^[22-24]与欧拉-拉格朗日DPM (discrete phase model)离散相模拟方法^[25,26],但是由于气雾化制备的金属粉末粒度较小(大部分粉末粒度 $< 50 \mu\text{m}$),采用网格方法捕捉雾化后液滴的欧拉-欧拉VOF多相流模型,会带来过于庞大的计算量,大大降低研究效率。为了克服上述困难,目前大部分研究在高温熔体的不稳定性破碎理论基础上,利用熔体破碎不稳定性分解模型TAB (Taylor analogy breakup)模型与Kelvin-Helmholtz (K-H)不稳定性模型^[18,22,25]等,对气体雾化粉末的粒度进行预测。但是高温熔体不稳定性破碎理论一般只应用于二次雾化过程研究^[5,27,28],直接采用不稳定性雾化破碎模型会忽略初次雾化破碎的过程。并且,直接通过高温熔体不稳定性破碎理论模拟方法,很难对高温熔体气雾化过程中液柱在高速气流作用下变成液滴的过程进行可视化再现,因此对于气体雾化机理与过程的分析就只能停留在数学不稳定性破碎模型上,难以通过模拟计算的数据可视化手段,重现液滴脱落剥离的过程。有研究采用欧拉-欧拉方法的VOF多相流模拟研究限制式喷嘴初次破碎过程^[22],但由于网格分辨率的限制,熔体的初次破碎液滴脱落过程不明显。

本文以粉末高温合金的氩气雾化过程为

研究示例,运用商业CFD (computational fluid dynamics)软件FLUENT,对现有的用于实际生产的非限制式喷嘴进行建模。首先通过欧拉-欧拉VOF多相流模型,利用VOF的界面追踪功能,计算模拟非限制式喷嘴的主雾化过程,并实现该过程中大液滴从熔体液柱脱落过程的可视化研究。然后再采用高温熔体不稳定性理论的雾化模型,将主雾化的VOF模型计算结果作为初始条件,模拟计算主雾化后大液滴二次雾化成小液滴的粒度分布。克服了单独采用欧拉-欧拉方法的VOF多相流方法或者欧拉-拉格朗日方法直接模拟非限制式喷嘴的雾化过程中存在的技术瓶颈,实现了对EIGA制粉技术中非限制式喷嘴雾化过程的全过程模拟,并预测了氩气雾化后的高温合金的粉末粒度分布。模拟的粒度分布结果与实验实测的结果高度符合。该方法也适用于非限制式喷嘴里,其他金属或合金的雾化过的模拟研究。

2 实验方法及过程

2.1 非限制式喷嘴的物理模型设计

由于本文研究的非限制式环缝喷嘴具有旋转对称性,为了提高计算效率,在不影响网格分辨率的前提下,减少网格数目,将模型简化为二维轴对称模型。首先采用工程绘图软件CAXA电子图板进行二维模型的绘制,之后通过Gambit软件对非限制式环缝喷嘴几何模型进行网格划分,采用映射画法划分结构或者非结构网格,同时要根据流体路径充分考虑网格数量(本文为50000—100000个网格)及密度问题并设置入口及出口条件,最后在FLUENT软件内加载符合气体雾化物理过程考虑的物理模型,多相流模型一般采用VOF模型,黏度模型可以采用 k -epsilon模型、雷诺应力(Reynolds stress)模型以及大涡模拟(large eddy simulation)模型,边界条件设置为气体进口压力4 MPa、出口压力1 MPa、金属熔体温度2000 K、下落速度1.4 m/s,采用瞬态法计算非限制式环缝喷嘴的熔体破碎雾化过程。

本文采用的非限制式环缝喷嘴结构如图1所示,主要由进气口、气室和环形喷嘴组成。研究采用VOF多相流模型模拟喷嘴内气液相互作用的主雾化过程。然后,在主雾化模拟结果的基础上,采用欧拉-拉格朗日方法(DPM模型)对非限制式喷嘴

的二次雾化进行数值模拟. 非限制式环缝喷嘴雾化的几何模型与边界条件如图 2 所示, 该模型由气室和雾化室两部分组成, 金属包围的气室连接着进气口和喷管出口, 将气室的边界作为壁面来处理 [16]. 由于真正的雾化室是巨大的, 需要考虑的只有喷嘴出口下很小的一部分 ($\Phi 86 \text{ mm} \times 180 \text{ mm}$). 几何模型采用二维轴旋转对称模型, 选择下边界为旋转轴, 雾化室的上边界和左边界与大气连通, 视为压力出口. 为了避免高温合金熔体接触陶瓷导流管与中间包被污染, 非限制式环缝喷嘴的合金熔体入口位置设计为空腔体. 高温合金熔体入口位置边缘与大气连通, 视为压力出口. 高温合金母材在超高频感应线圈中熔化, 并以一定速度落入非限制式喷嘴系统, 高温合金熔体入口视为速度入口. 实验选用气体为氩气, 进气压力为 4 MPa. 将氩气进口视为压力进口, 其余为固壁边界条件. 实验材料采用某牌号镍基高温合金, 对应的熔体参数如表 1 所列. 模拟实验的合金类型为镍基高温合金, 合金液流直

径为 4 mm; 进气口压力为 4 MPa; 喷嘴类型为非限制式环缝喷嘴.

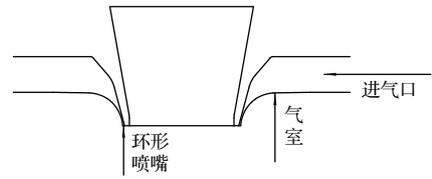


图 1 非限制式环缝喷嘴截面图

Fig. 1. The cross-sectional image of the free-fall atomizer.

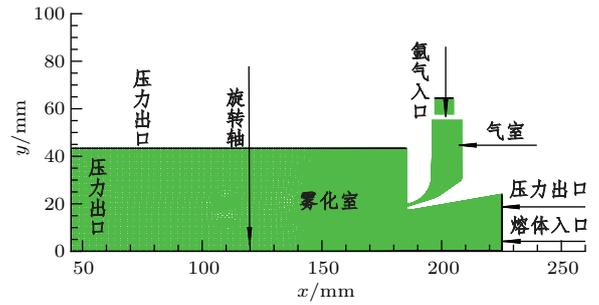


图 2 非限制式环缝喷嘴二维轴对称模型图

Fig. 2. Computational grid for the free-fall atomizer.

表 1 某牌号镍基高温合金熔体参数表 [23]

Table 1. Physical properties of a certain Ni-based superalloy [23].

参数	热容/ $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	热导率/ $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	黏度/ $\text{mPa}\cdot\text{s}$	表面张力/ $\text{mN}\cdot\text{m}^{-1}$	密度/ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
数值	720	29.6	0.05	1.84	7705

2.2 EIGA 制粉实验

为了验证喷嘴模拟的准确性, 开展了 EIGA 制粉实验, 制粉实验采用自主设计的第三代 EIGA 生产制粉设备, 如图 3 所示. EIGA 制备的工艺参数与模拟实验的工艺参数一致.



图 3 自主设计的第三代 EIGA 制粉生产设备

Fig. 3. Home-made EIGA equipment.

3 非限制式喷嘴的主雾化模拟

3.1 主雾化模拟的条件设置

利用商用 CFD 软件 FLUENT, 运用 VOF 多相流模型, 求解连续方程、Navier-Stokes 输运方程和动量守恒方程等, 来实现对高速气体和粉末高温合金熔体流动之间相互作用的模拟. 采用大涡模拟湍流模型 (LES) 对此类超音速问题进行模拟, 它能够过滤掉比过滤宽度或者给定物理宽度小的涡旋, 仅对雾化过程中的大涡进行计算, 从而能够比较准确地再现雾化湍流瞬时变化过程 [29].

实际非限制式喷嘴雾化步骤是先将粉末高温合金熔体落入喷嘴雾化区域, 再通高速氩气将粉末高温合金熔体雾化破碎. 若先通气再落金属熔体则容易造成金属熔体反喷现象, 在模拟计算雾化过程时也会出现类似现象, 若运用多相流 VOF 模型计算时同时通高速氩气与金属熔体, 由于氩气的速度远远高于金属熔体的速度, 金属熔体还没有到达雾化区域时, 氩气流场就已经稳定, 也会出现类似反

喷现象. 本研究采用VOF多相流计算主雾化时, 根据实际工艺操作, 采用VOF多相流模拟时, 先将金属熔体落入雾化位置, 再通入高速氩气将高温合金熔体雾化, 模拟主雾化过程.

3.2 非限制式喷嘴主雾化数值模拟与分析

首先, 对VOF多相流模型计算的气液两相流相互作用的主雾化过程的速度流场进行分析, 结果如图4所示, 非限制式喷嘴氩气出口形成一系列包含冲击波的超音速气体流动, 这与文献[24]中的可压缩和高速射流理论一致. 气体通过喷嘴流入炉内, 属于湍流射流类, 由于黏性剪切力的作用, 在自由边界附近形成一系列湍流漩涡. 这些漩涡的存在导致气体具有转动动量并因此改变一些气体的流动. 射流相交后, 上下层雾化器之间的湍流涡流增强, 增加气体的传播方向, 并聚集形成回流区[23]. 回流区位于气体交叉点的上方, 如图4箭头所示.

在雾化室中, 氩气从喷嘴倾斜喷出, 并与回流区顶部低速下降的高温合金熔体作用. 当高温合金熔体开始接触回流区气流时, 前端的合金熔体本身

具有自身动量并且承受整个液柱向下的压力, 同时也承受沿着回流区域轴线向上的回流区的气体压力, 这将导致高温合金熔体向下的流动速度降低甚至停止流动, 另一方面高温合金熔体将随回流区气体一同无障碍地向径向方向扩展. 高温合金熔体在不同下降阶段对应的熔体流动形态如图5所示.

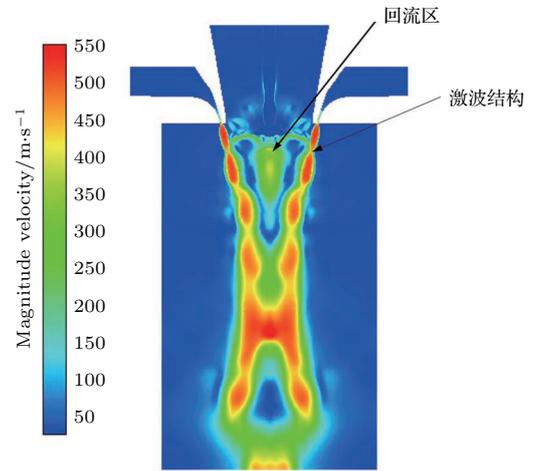


图4 多相流大涡模拟速度流场分布

Fig. 4. Velocity vector field.

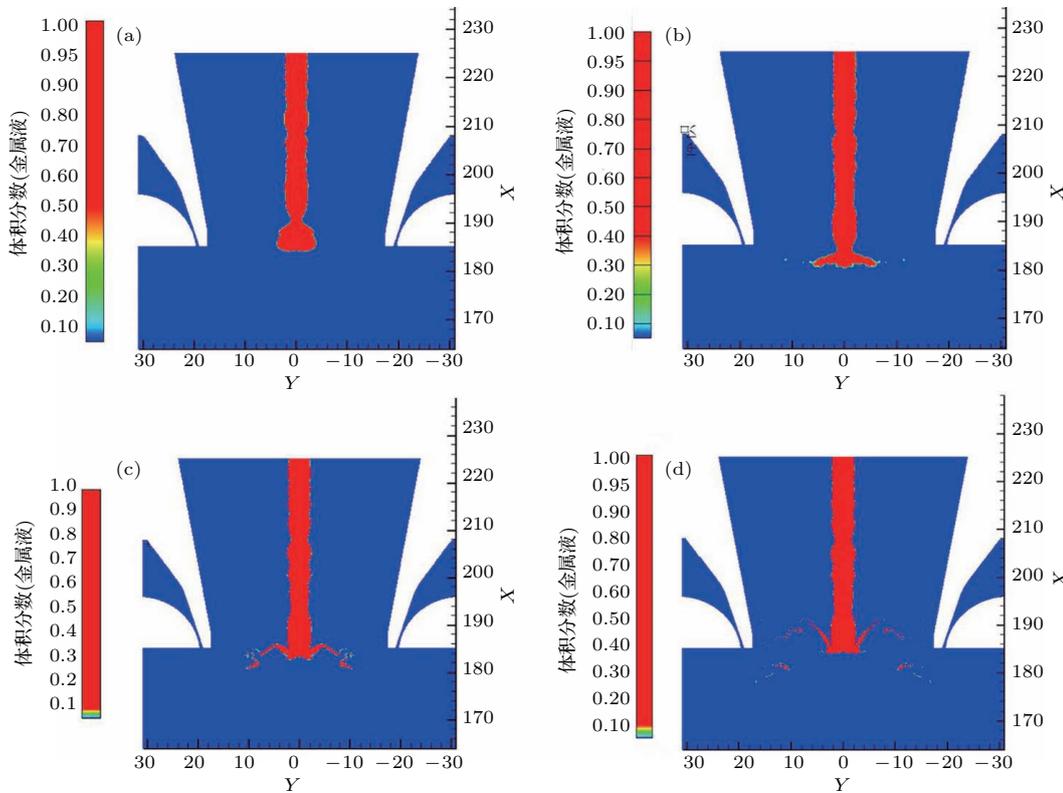


图5 主雾化不同阶段高温熔体云图

Fig. 5. Different stages of melt-flow (m/s) in primary atomization.

随着合金熔体靠近气体回流区, 气液相对速度和熔体本身所受的压力增大, 合金熔体向下流动受到的阻碍也增大, 导致其速度降低, 直到前端高温合金熔体轴向上的受力达到平衡, 熔体向下流动的趋势开始停止. 此时, 高温合金液体柱前端熔体为了打破轴向上熔体的受力平衡, 将发生紧缩汇聚, 使得熔体继续向下流动, 如图 5(a) 所示. 熔体越接近回流区, 轴向上对高温合金熔体的作用力就越大, 但熔体通过紧缩汇聚的方式增加对气体向下的作用力是有限的, 此时气流的径向回流也越来越强烈. 继续下落的高温合金熔体下落到一定距离后 (如图 5(b) 所示), 高温合金熔体对气体向下的作用力将到达上限, 此时气液上下受力达到最后的平衡, 熔体液柱将达到轴向上的最终位置, 此时合金熔体将跟随回流气体沿着不受压力的径向方向延伸. 随着合金熔体沿着喷嘴径向方向延伸距离的增加, 由于受回流区气体径向挤压作用的影响, 径向方向延伸越远的高温合金熔体其轴向厚度越薄. 回流气体靠近喷嘴出口的激波气体时, 其脉动强度更加剧烈, 导致沿着径向方向流动的高温合金熔体边缘在气体的强烈脉动下, 剥离原来连续流动的熔体, 发生破碎, 如图 5(c) 所示. 合金熔体在氩气回流区气流的作用下形成类似伞状结构^[23], 在伞状结构边缘, 大液滴开始从连续熔体中剥离出来, 发生破碎. 发生破碎剥离后的熔体液滴, 脱离了连续熔体的作用, 破碎时自身所带动能与本身的重力惯性作用, 相对于连续高温合金熔体来说都小得多. 破碎分离后的细小熔体液滴, 对回流区气流的影响更加敏感. 图 5(d) 显示, 破碎后的大熔体液滴, 由于自身重量惯性相对小, 将被回流区气体拖拽, 跟随回流区氩气一同流动. 随着回流区气体越发靠近喷嘴出口的音速边界, 气体的动能变大, 脉动强度加强. 在开始携带刚剥离连续熔体的大液滴时, 对应的氩气的动能与脉动强度有限, 因此回流氩气只能拖拽大熔体液滴移动. 随着移动过程中气体动能与脉动强度的增加, 大熔体液滴将在移动过程中在气体强烈脉动作用下进一步发生雾化破裂成小熔体液滴. 在此种破裂的过程中, 气体动能与液滴表面能之间发生转换, 高温熔体液滴的热能被高速氩气带走, 发生熔滴的凝固. 液滴凝固的同时在表面张力的作用下, 收缩成表面能最低的球状. 大液滴的拖拽、破碎、凝固、收缩、合并过程同时进行, 直到熔体液滴与氩气动能之间的转化达到极限, 氩气脉动作用已

经不能让细小的液滴进一步破碎, 或者细小的熔体液滴已经凝固熔体液滴雾化终止. 大液滴在气体作用下破碎成更加细小的熔体液滴粒时, 采用欧拉-欧拉方法的 VOF 模型捕捉这些液滴需要极其细小的网格. 实际计算条件难以达到要求, 为了让破碎的液滴尽可能显示, 将体积分数标尺变化尽可能地调小, 以在网格分辨率限制的条件下尽可能多地显示破碎后熔体液滴的形貌. 最终非限制式喷嘴主雾化高温熔体液滴形貌如图 6 所示.

图 6 显示了初次破碎雾化后熔体液滴沿着回流区气体的轨迹移动, 并且部分液滴有互相合并成大液滴的趋势. 因此进一步说明主雾化后熔体液滴是跟随回流区气体, 沿着回流区轨迹继续往下移动, 以待进一步破碎. 高温合金熔体未发生熔体破碎雾化之前的液柱边界结构与文献^[25]中讨论的熔体射流边界相同, 证明本文模拟的正确性. 进一步采用 Photoshop 软件将图 6 中破碎的熔体液滴进行抠图处理, 并利用 image-ProPlus 软件对统计抠图出来的液滴面积进行测量, 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 0.4—1.0 mm 之间. 本文研究的熔体液柱的直径为 4 mm, 拟合的熔体液滴直径分布符合文献^[19, 33]中得到的主雾化后的液滴尺寸约为液柱直径的 10%—100% 的结论.

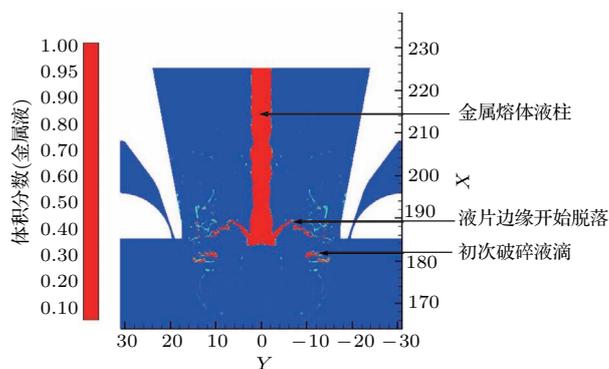


图 6 主雾化熔体液滴分布图

Fig. 6. Gas-melt interaction in primary atomization.

4 非限制式环缝喷嘴的二次雾化模拟

二次雾化已经被广泛的分解理论描述^[5]. 在非限制式喷嘴中, 气体和熔体相之间存在很大的速度梯度, 因此液体的二次雾化可以用碎裂理论很好地描述^[25]. 以主雾化的模拟结果作为初始条件, 采用

欧拉-拉格朗日方法, 利用 fluent 软件的液滴破碎模型与液滴合并模型, 模拟非限制式喷嘴的高温液滴的二次雾化, 同时采用液滴-气体双向耦合的方式, 实现液滴二次雾化中气液相互作用的耦合模拟, 并追踪二次雾化后的粉末粒径分布.

4.1 二次雾化理论模型选择

一旦接触到高速气体射流, 熔体就会分裂成直径高达 500 μm 的大液滴 (初次破碎) [26]. 这些液滴在飞行中进一步分解产生更细的粉末 (二次分解) [31]. 在研究二次雾化时, 两个重要的无量纲参数, 空气动力韦伯数 We 和 Ohnesorge 数 (Oh) 将被提出, We 数定义为

$$We = \frac{\rho_g U^2 d_L}{\sigma},$$

其中 ρ_g 是气体密度, U 是气体相对于缓慢移动的液滴的相对速度, d_L 是主雾化液滴直径, σ 是熔滴的表面张力.

$$Oh = \frac{\mu_d}{\sqrt{\rho_d d_d \sigma}},$$

其中 μ_d 是熔体液滴黏度, ρ_d 是液滴的密度, σ 是熔滴的表面张力, d_d 是初次破碎雾化液滴的直径.

We 数是扰动气动力与修复表面张力的比值, Oh 表示黏滞力与表面张力的比值. 大的 We 表示较大的破碎分裂倾向, 但较大的 Oh 表示较低的破碎分裂倾向 [32]. 不同的流动条件导致不同的破碎模式. 随着 We 数的增加, 将会出现各种典型的二次破碎模式. 二次雾化开始于一个向平盘延伸的小滴 [32], 三种最典型的雾化破碎模式如图 7 所示.

1) 袋式破碎分解 ($6 \leq We_g \leq 25$) 过程类似于附着在环上的肥皂膜吹出的肥皂泡爆裂. 薄的空心包最终爆裂形成大量的小碎片, 边缘碎裂成少量大碎片 [32].

2) 袋式和蕊心式分裂模式 ($25 \leq We_g \leq 50$) 中破碎结构具有类似于破袋的特征, 然而, 沿着与流动方向接近平行的下降轴线形成一列液体 (雄蕊). 袋子首先爆裂; 边缘和雄蕊稍后解体. 这个过程有时被称为“伞分裂”或“棒状分裂” [32].

3) 片式剥离式破裂模式 ($50 \leq We_g \leq 175$) 这种破碎机制与上两种破碎机制明显不同. 没有形成袋子, 而是薄片连续从其周边剥离形成小滴. 在整个分解过程中存在一致的残留 [32].

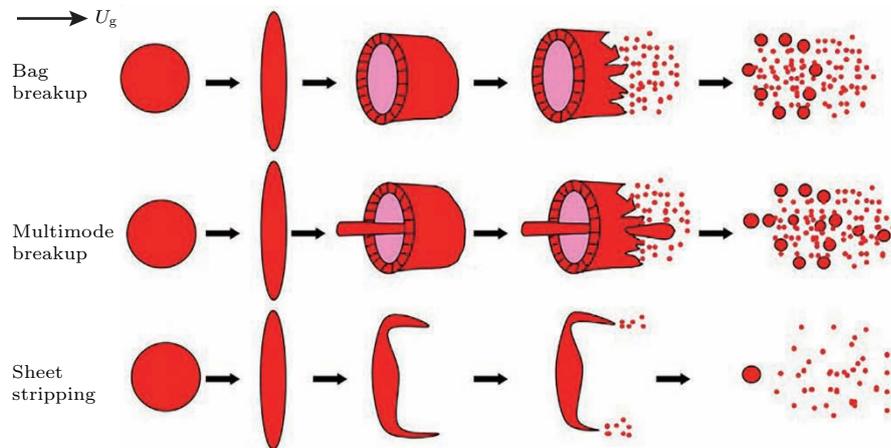


图 7 典型破碎模式图解 [32]

Fig. 7. Typical modes of droplet breakup [32].

目前, 根据韦伯数的两种不同的不稳定性液体破裂模型 TAB 破碎模型和 KH 不稳定性模型, 已被有效地用于雾化破碎模拟. 众所周知, TAB 模型在袋式破裂中效果较好 (通常用于 $We < 80$), 而 KH 不稳定性模型与剥离式破碎中的实验数据密切相关 ($We > 80$) [18]. 但是, Zeoli 和 Gu [18] 在模拟中使用了两种模型, 其平均粒径没有实质性

差异. 根据 Zeoli 和 Gu 2006 年的研究, TAB 模型是基于袋式破碎机制和多模式破碎机制的 (通常 $12 < We < 40-100$). 根据本文研究的非限制式喷嘴主雾化模拟液滴韦伯数以及 Zeoli 和 Gu 的理论结果, 本文选择 TAB 不稳定性模型, 对初次破碎后的液滴破碎成更加细小的液滴的二次雾化进行模拟.

O'Rourke 和 Amsden 于 1987 年开发的 TAB 模型基于液滴变形动力学, 以临界变形作为破碎标准, 通过弹簧质量系统的类比来处理扭曲液滴的振动. 弹簧的恢复力由表面张力 (σ) 表示, 外力由气动力表示, 液体黏度 (μ_l) 表示阻尼力. 设 $y = 2x/r$, 液滴变形的管理方程为 [32]

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{C_f \rho_g u^2}{C_b \rho_l r^2} - \frac{C_k \sigma}{\rho_l r^3} y - \frac{C_d \mu_l}{\rho_l r^2} \frac{dy}{dt},$$

其中 x 是未扰动液滴赤道球形位置的位移, r 是未受干扰的液滴半径, ρ_l 和 ρ_g 分别为液滴与氩气的密度. 其他参数为无量纲数.

只有当 $y > 1$ 时才会发生熔体液滴的破碎. 可以推导出破碎后液滴的 Sauter 平均半径 (r_{32}) 的表达式,

$$r_{32} = \frac{r_{old}}{1 + \frac{4y^2}{3} + \frac{\rho_l r_{old}^3 (dy/dt)^2}{8\sigma}},$$

其中 r_{old} 为原始液滴直径.

以主雾化的计算结果为初始条件, 采用 TAB 不稳定性破碎模型计算非限制式喷嘴二次雾化. 关于二次雾化湍流模型, 由于 LES 模型不能实现对气液双向耦合的模拟, 所以只能选择基于雷诺应力对时间平均的 RANS 湍流模型. 参考文献 [17, 18] 选择标准 $k-\varepsilon$ 湍流模型, 对连续的气相方程与离散相液滴模型 (DPM 模型) 进行离散相与连续相的双向耦合计算, 以体现雾化期间气体与液滴和液滴与气体之间相互的影响. 由于主雾化发生的距离和时间很短, 因此二次雾化熔体被处理为包含给定数量的具有与主雾化相同参数的液滴组, 模拟的边界条件

与主雾化模拟的边界条件相同. 金属熔滴被加载在主雾化发生位置, 以主雾化计算的破碎熔体液滴结果参数作为二次雾化模拟的初始条件. 首先将氩气加载到连续相中开始计算, 一旦气体流场在雾化室内达到稳定收敛状态, 就在主雾化发生位置加载给定数量的初次破碎的熔体液滴群以 0.3 kg/s 的质量流率释放. 在出口处以一定的时间间隔 (例如, 每 1 ms) 重复测量液滴平均粒径, 直到液滴的尺寸随时间不发生变化, 至此熔体液滴的二次破碎计算完成.

4.2 二次雾化气体流动

如图 8 (a) 所示, 在不引入高温合金熔体的雾化室内, 高速氩气在喷嘴出口处的速度流场形成一系列激波, 该流场结构与文献 [13, 19] 中可压缩高速射流的理论描述一致, 与前面主雾化模拟速度流场相似. 当引入金属熔体液滴时, 通常熔滴会完全横穿喷射气流的中间交汇位置, 导致气体流场形成大的菱形激波图案, 如图 8 (b) 所示. 这种流场结构的变化是高速氩气对熔体液滴质量荷载作用的体现.

据报道, 即使质量负荷率小至 0.1%, 类似几何形状的两相流中的质量荷载效应也是显著的 [33]. 在研究中, 质量负荷比定义为离散相质量流量与连续相质量流量的比值. 在 FLUENT 喷雾模型中, 离散相的质量分数不应超过 10%. 在本研究中, 离散相的质量荷载率为 5%. 图 9 为在不引入金属熔体的高速氩气流场结构与引入高温合金金属液滴的高

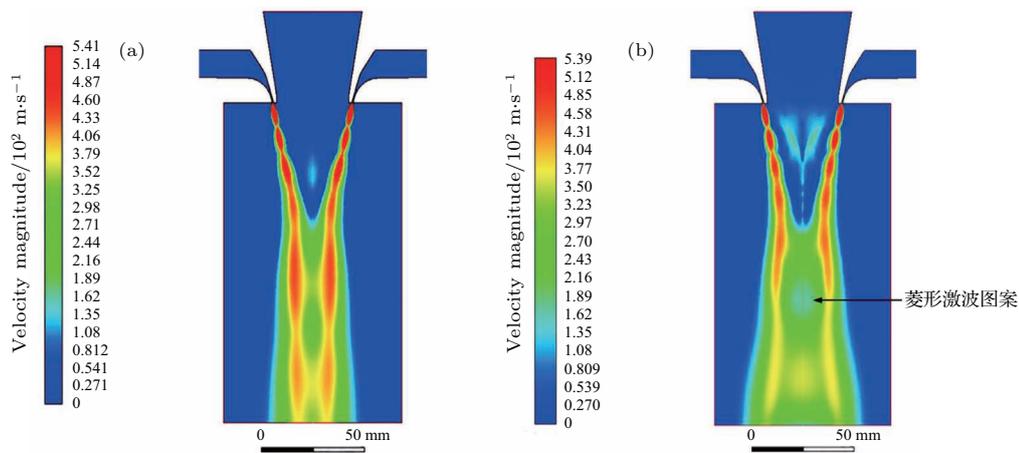


图 8 (a) 单相氩气速度流场分布; (b) 二次雾化 TAB 模型速度流场分布
Fig. 8. Velocity vector field in different model: (a) Argon gas simulation; (b) secondary break-up TAB model.

速氩气流场结构中轴向速度的对比. 显然, 当存在负载效应时, 与空载时对比, 轴上的氩气速度降低. 这种负载效应大大降低了气体速度, 在文献 [27] 中报道了射流核心产生了明显的径向速度梯度.

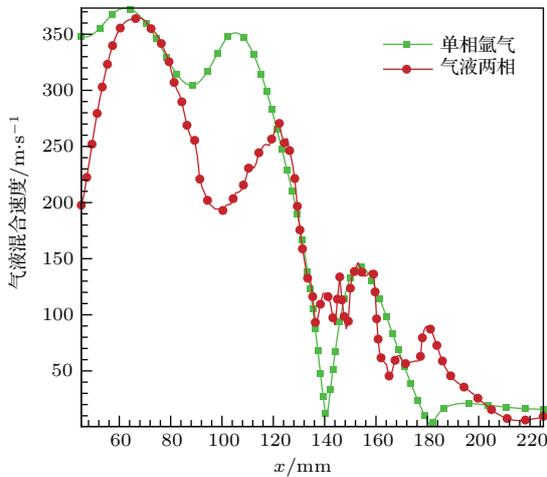


图9 轴线速度对比

Fig. 9. Axial velocity in different models.

4.3 高温合金粉末粒度分析

当高温合金熔体以一定的速度从喷嘴顶端下落时, 熔体就会与前文描述的回流区高速气体接触, 最前端的液体柱在上下都受压的情况下, 沿着径向方向延伸, 变成一个薄薄的圆形液片. 随着熔体沿着喷嘴径向方向延伸成薄片, 接近高速气体的范围, 导致薄片边缘开始剥落, 金属熔体开始雾化. 主雾化后的大液滴在高速气体的作用下, 发生二次破碎雾化. 图 10 和图 11 显示了采用 TAB 破碎模型下二次雾化的液滴粒径云图与在二次雾化计算时逃逸出非限制式喷嘴物理模型出口的雾化液滴粒度统计图. 显然图 10 显示的这种液滴粒径分布图的流动轨迹符合采用多相流模型 VOF 计算的理论分析结果, 大液滴进一步破碎成更加细小的液滴, 并在回流区气体拖拽下一起流动, 最终在回流区底部气体交汇位置, 两股金属液滴汇聚在一起, 继续沿着轴向方向跟随气体一起流动.

通过在几何模型出口统计逃逸粒子信息, 得到了二次雾化后液滴粒度分布统计图, 如图 11 所示. 使用的是市面购得的非限制式环缝喷嘴, 氩气作为雾化气体, 进气压力 4 MPa, 高温合金液流直径 4 mm, 高温合金雾化后的粉末粒度 100 μm . 图 12 为采用本文模拟使用的非限制式环缝喷嘴, 与表 2 的模拟条件一致的实验条件下, 所制备粉

末的扫描电镜图, 从图 12 可以看出大部分高温合金粉末形状呈球形, 且大部分颗粒的直径大小在 100 μm 左右, 该实验结果与模拟得到的 100 μm 的粉末直径大小一致, 进一步验证了模拟数据的合理性.

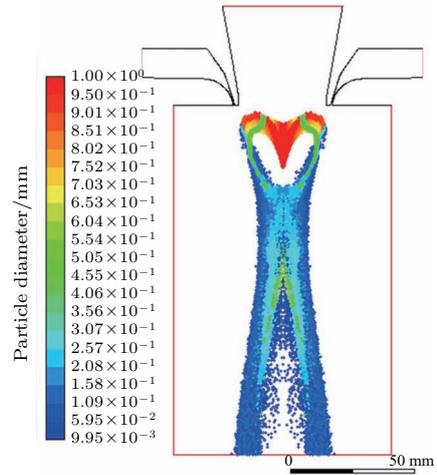


图10 二次雾化 TAB 模型粒度分布云图

Fig. 10. Diameter distribution simulated by TAB model in secondary atomization.

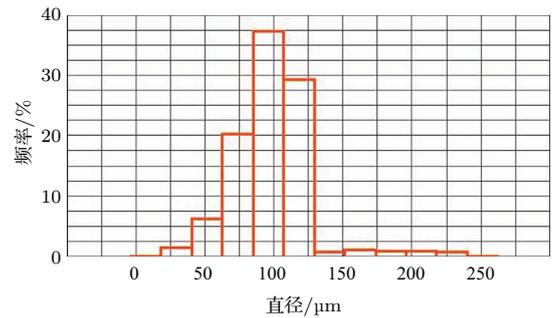


图11 二次雾化 TAB 模型高温合金雾化粉末粒度分布统计图
Fig. 11. Diameter distribution diagram simulated by TAB model in secondary atomization.

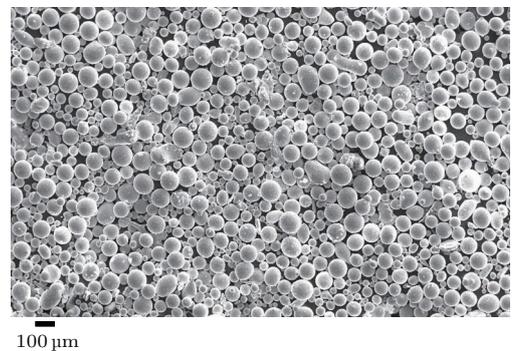


图12 采用本文模拟使用的非限制式环缝喷嘴, 与模拟条件一致 (进气压力 4 MPa, 液流直径约 4 mm) 条件下, 制备的粉末的扫描电镜图

Fig. 12. SEM image of the Ni-based superalloy powders prepared by EIGA process.

通过发展欧拉-欧拉 VOF 多相流方法与欧拉-拉格朗日离散相方法等计算方法, 对非限制式环缝喷嘴主雾化与二次雾化过程进行了数值模拟, 实现了 EIGA 制粉技术中非限制式喷嘴雾化过程的全过程模拟, 并能预测雾化后的粉末粒度分布. 根据模拟结果可知, 在非限制式喷嘴的主雾化及二次雾化过程的模拟过程中, 金属熔体的气雾化过程是一个非常复杂的物理多相耦合过程, 粉末的产量与质量是金属熔体(液流的直径、黏度、液流的连续或脉冲)、气体(出口速度、温度)、喷嘴结构(喷嘴之间的距离、喷嘴角度、拉法尔喉管结构)等多因素协同作用的结果. 其中, 主雾化过程与这些影响因素密切直接相关, 也直接决定二次雾化的最终效果. 在主雾化过程中, 金属熔体的影响可以通过合适的工艺进行控制, 如控制液流连续(液流不连续影响生产效率及产量), 直径大小在 3 mm 左右(直径太大不利于细粉收得率, 太小不利于形成连续稳定液流), 并具有一定的过热度(温度不够高金属熔体黏度大, 不利于破碎雾化), 气体与喷嘴结构的影响主要体现在影响回流区的强度以及位置. 而回流区位置又影响了粉末的生产效率. 如图 4 所示, 回流区的位置过高, 会造成严重的反喷或产生大量的片状粉, 引起喷嘴堵塞, 严重影响生产效率; 回流区位置过低, 会严重降低回流区位置的气体速度, 细粉收得率大大降低. 因此, 通过对主雾化回流区的分析以及整个雾化过程的模拟(如图 5), 可以加深对整个雾化过程中影响因素的理解, 理解其原理和过程, 进一步通过优化回流区来获得高质量的金属粉末. 金属的二次雾化模拟, 实际是主雾化的进一步延伸, 在二次雾化的模拟中, 以主雾化的粒度分布为初始条件, 采用欧拉-拉格朗日方法中的不稳定破碎雾化模型(TAB 模型)对初次破碎的熔体大液滴进一步雾化破碎成更加细小的液滴过程进行数值模拟, 从而得到 TAB 模型粒度分布图, 可直观地反映粉末的粒度分布.

5 结 论

本文通过 CFD 数值模拟的方法对非限制式喷嘴的主雾化过程与二次雾化过程进行了数值模拟研究. 采用欧拉-欧拉法的 VOF 多相流模型, 对粉末高温合金的熔体主雾化过程进行了数值模拟, 再现了非限制式喷嘴的主雾化发生过程, 对非限制式

喷嘴的主雾化机理有了进一步的认识, 为指导设计优化非限制式喷嘴具有重要意义. 通过 Photoshop 软件与 image-ProPlus 软件对主雾化计算熔体破碎结果云图的液滴粒度进行统计拟合, 发现主雾化液滴粒度分布在 0.4—1.0 mm 之间的结果. 以主雾化的粒度分布为初始条件, 采用欧拉-拉格朗日方法中的不稳定破碎雾化模型(TAB 模型)对初次破碎的熔体大液滴进一步雾化破碎成更加细小的液滴的二次雾化进行数值模拟. 模拟的二次雾化过程由于熔体液滴的作用, 非限制式喷嘴的氩气速度场出现粒子负载效应, 通过 FLUENT 软件监控非限制式喷嘴物理模型的出口边界, 统计了二次雾化后的液滴粒度分布. 采用本文模拟使用的非限制式环缝喷嘴, 实验条件与模拟条件一致(进气压力 4 MPa, 液流直径约 4 mm), 制备的粉末大部分颗粒的直径大小在 100 μm 左右, 该实验结果与模拟得到的粉末直径 100 μm 的大小一致, 进一步验证了模拟数据的合理性.

参考文献

- [1] Chandrasekhar S B, Wasekar N P, Ramakrishna M, Suresh Babu P, Rao T N, Kashyap B P 2016 *J. Alloys Compd.* **656** 423
- [2] Li S, Su Y, Ouyang Q, Zhang D 2016 *Mater. Lett.* **167** 118
- [3] Chou D, Wells D, Hong D, Lee B, Kuhn H, Kumta P N 2013 *Acta Biomater.* **9** 8593
- [4] Si C, Tang X, Zhang X, Wang J, Wu W 2017 *Mater. Design* **118** 66
- [5] Ashgriz N 2011 *Handbook of Atomization and Sprays* (New York: Springer Verlag) p339
- [6] Kourmatzis A, Lowe A, Masri A R 2016 *Exp. Therm. Fluid Sci.* **75** 66
- [7] Motaman S, Mullis A M, Cochrane R F, Borman D J 2015 *Metall. Mater. Trans. B* **46** 1990
- [8] Zhang L N, Zhang M C, Li X, Xie X S 2001 *Ordinance Material Science and Engineering* **3** 64 (in Chinese) [张丽娜, 张麦仓, 李晓, 谢锡善 2001 兵器材料科学与工程 **3** 64]
- [9] Guo K, Liu C, Chen S, Li J, Fu Q 2017 *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering* **207** 012046
- [10] Wei M W, Chen S Y, Guo K K, Liang J, Liu C S 2017 *Materials Review* **12** 64 (in Chinese) [魏明炜, 陈岁元, 郭快快, 梁京, 刘常升 2017 材料导报 **12** 64]
- [11] Franz H, Plochl L, Schimansky F P 2008 *Titanium 2008* September 21–24, 2008, Las Vegas, USA, pp1–4
- [12] Guo K K, Liu C S, Chen S Y, Fu Q 2017 *Materials Science and Technology* **01** 16 (in Chinese) [郭快快, 刘常升, 陈岁元, 付骞 2017 材料科学与工艺 **01** 16]

- [13] Feng S, Ge C C, Xia M 2017 *Chin. Phys. B* **26** 1
- [14] Ting J, Anderson I E 2004 *Mat. Sci. Eng. A: Struct.* **379** 264
- [15] Motaman S, Mullis A M, Cochrane R F, McCarthy I N, Borman D J 2013 *Comput. Fluids* **88** 1
- [16] Zhao W, Cao F, Ning Z, Zhang G, Li Z, Sun J 2012 *Comput. Chem. Eng.* **40** 58
- [17] Zeoli N, Gu S 2008 *Comp. Mater. Sci.* **43** 268
- [18] Zeoli N, Gu S 2006 *Comp. Mater. Sci.* **38** 282
- [19] Mi J, Figliola R S, Anderson I E 1996 *Mat. Sci. Eng. A: Struct.* **8** 20
- [20] Antipas G S E 2009 *Comp. Mater. Sci.* **46** 955
- [21] Ting J, Peretti M W, Eisen W B 2002 *Mat. Sci. Eng. A: Struct.* **326** 110
- [22] Zeoli N, Tabbara H, Gu S 2011 *Chem. Eng. Sci.* **66** 6498
- [23] Liu Y, Li Z, Zhang G Q, Xu W Y, Yuan H, Liu N 2015 *J. Aeronautical Materials.* **5** 63 (in Chinese) [刘杨, 李周, 张国庆, 许文勇, 袁华, 刘娜 2015 航空材料学报 **5** 63]
- [24] Fritsching U 2004 *Spray Simulation* (Cambridge: Cambridge University Press) p11
- [25] Thompson J S, Hassan O, Rolland S A, Sienz J 2016 *Powder Technol.* **291** 75
- [26] Firmansyah D A, Kaiser R, Zahaf R, Coker Z, Choi T, Lee D 2014 *Jpn. J. Appl. Phys.* **53** 05HA09
- [27] Beale J C, Reitz R D 1999 *Atomization Sprays* **9** 623
- [28] Fritsching U 2006 *Spray Simulation: Modeling and Numerical Simulation of Sprayforming Metals* (New York: American Society of Mechanical Engineers)
- [29] Versteeg H K, Malalasekera W 1995 *An Introduction to Computational Fluid Dynamics* (New York: Longman Scientific and Technical) p11
- [30] Markus S, Fritsching U, Bauckhage K 2002 *Mat. Sci. Eng. A: Struct.* **326** 122
- [31] Ünal A 1989 *Metall. Trans. B* **20** 61
- [32] Li X G, Fritsching U 2017 *J. Mater. Process. Technol.* **239** 1
- [33] Borée J, Ishima T, Flour I 2001 *J. Fluid Mech.* **443** 129

Computational fluid dynamic investigation of the primary and secondary atomization of the free-fall atomizer in electrode induction melting gas atomization process

Xia Min^{1)†} Wang Peng¹⁾ Zhang Xiao-Hu²⁾ Ge Chang-Chun^{1)‡}

1) (*Institute of Nuclear Materials, University of Science and Technology Beijing, Beijing 100083, China*)

2) (*Guizhou University of Engineering Science, Bijie 551700, China*)

(Received 2 April 2018; revised manuscript received 10 May 2018)

Abstract

Nickel-based superalloy is mainly used for fabricating the important high temperature parts including the turbine disk, turbine baffle, compressor disk, and other critical components. Ceramic inclusions in powder metallurgy (PM) superalloy could promote fatigue crack initiation, and thus accelerating the crack propagation under certain conditions. In this case, the ultra-clean nickel-based superalloy powder is critical for PM superalloy components. Generally, there are two well-known methods of fabricating superalloy powders, i.e., argon gas atomization (AA) and plasma rotating electrode process (PREP). Electrode induction melting gas atomization (EIGA) process is a newly developed method of preparing ultra-clean metal powders. The EIGA process is a completely crucible-free melting and atomization process developed by ALD vacuum technologies. In this process, a slowly rotating prealloyed bar is fed into a conical induction coil. The end of the bar is inductively heated and molten alloys falls into an atomizer where the liquid alloy is atomized with a high-pressure inert gas. The EIGA prepared powders possess the advantages of AA (more fine powders) and PREP (ultra-clean powders) processes. Generally, there are two key issues in EIGA process, and the free-fall gas atomizer design is one of the critical issues for the powder yield and quality. Free-fall gas atomizers are some of the first two fluid atomizer designs to be used for molten metal atomization. In a simple open (unconfined stream) design a melt stream falls from a tundish exit via gravity into the convergence of focused atomization gas jets where it is disintegrated. The gas-melt interaction is complex, and it is difficult to characterize the interaction process directly. To have a good understanding of the atomisation technology, the physical break-up process instead of correlating the gas dynamics with droplet fragmentation indirectly must be able to be examined. And it will be desirable, if we input the atomization parameters, we can obtain the particles' distributions directly. In this work, a computational fluid dynamic approach to simulating the primary and secondary atomization processes is developed by using the volume of fluid method and discrete phase model. By integrating the metal stream break-up (in primary atomization) with the flow field and particles distribution simulation (in second atomization), this numerical simulation method is able to provide the direct assessment for the atomisation process. To verify the method performance, the melt stream is initialized into a 4 mm-diameter stream, which is then injected into the gas flow field for further fragmentation. The experimental results show that the simulated particles' diameter distribution is consistent with the experimental results in the same conditions.

Keywords: computational fluid dynamics, primary and secondary atomization, free-fall atomizer, electrode induction melting gas atomization

PACS: 02.60.Cb, 41.20.Gz, 61.66.Dk, 81.20.Ev

DOI: 10.7498/aps.67.20180584

† Corresponding author. E-mail: xmdsg@ustb.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: ccge@mater.ustb.edu.cn