



冶金渣颗粒与空气间的换热和阻力特性

米 沙¹, 谢 错¹, 孙 岱², 严 兵¹, 李 启¹

(1. 中南大学 能源科学与工程学院, 长沙 410083;
2. 中南大学 信息科学与工程学院, 长沙 410083)

摘要: 对空气绕流高温冶金熔渣颗粒进行非稳态三维数值模拟, 研究不同绕流雷诺数下熔渣颗粒与空气的换热性能以及熔渣所受空气的阻力特性。结果表明: 空气冷却渣粒时, 高温渣粒与空气换热出现了不均匀性, 熔渣迎风面换热迅速, 背风面的回流加强换热, 空气温度较高; 熔渣颗粒的平均努塞尔数(Nu)随着绕流雷诺数(Re)增大而增大, 粒径越小, 则平均努塞尔数越小, 空气流速越大则平均努塞尔数越大, 同等条件下粒径对平均努塞尔数的作用比空气流速的作用更强烈。不同粒径的绕流雷诺数可将平均努塞尔数一元拟合为非线性幂次函数, 得到空气绕流熔渣颗粒对流换热计算关联式; 熔渣阻力系数随着绕流雷诺数的增大而增大, 最终趋于恒定, 空气流速需要优化控制。绕流雷诺数将阻力系数 C_D 进行一元非线性拟合, 得到熔渣绕流阻力系数的计算关联式。

关键词: 冶金熔渣颗粒; 气粒换热; 平均努赛尔数; 阻力系数; 拟合关联式; 数值模拟

中图分类号: TF4

文献标志码: A

Heat transfer and resistance characteristics between metallurgical slag particles and air

MI Sha¹, XIE Kai¹, SUN Dai², YAN Bing¹, LI Qi¹

(1. School of Energy Science and Engineering, Central South University, Changsha 410083, China;
2. School of Information Science and Engineering, Central South University, Changsha 410083, China)

Abstract: Unsteady flowing about the flow around high temperature metallurgical slag particle of the three-dimensional was simulated, and the heat transfer and resistance characteristics of slag particles in different Streaming Reynolds number were studied. The results show that the heat transfer of slag particles is nonuniform when the slag particles are cooled in air, windward of the slag exchanges heat quickly, circumfluence of leeward enhances heat transfer, and the temperature is higher. The average Nusselt number (Nu) of slag particles increases with increasing of streaming Reynolds number (Re), reduces with decreasing of the particle diameter, and increases with increasing of air velocity. Under the same conditions, the effect of the diameter on average Nusselt number is stronger than that of air velocity. Streaming Reynolds number is fitted as the nonlinear power function by the average Nusselt number (Nu), and the three dimensionless correlations can be gotten. The drag coefficient of slag particles increases with increasing of Streaming Reynolds number, and ultimately tends to constant. Air velocity should be controlled well. The Streaming Reynolds number is fitted as the nonlinear power function by the drag coefficient, and the correlations of the drag coefficient are gotten.

Key words: metallurgical slag particles; gas-particle heat transfer; average Nusselt number; drag coefficient; fitting correlation; numerical simulation

冶金渣(高炉渣、钢渣、铜渣、镍渣和合金渣等)是金属冶炼的副产品, 排出温度在 1300 °C 以上, 具有

较高的能量^[1], 我国冶金渣大都采用水淬法处理, 造成了热量的巨大浪费。目前, 提出的冶金渣干法粒化

基金项目: 国家高技术研究发展计划资源环境技术领域重点项目(2009AA064603)

收稿日期: 2014-07-13; 修订日期: 2015-05-07

通信作者: 谢 错, 副教授, 博士; 电话: 15874902080; E-mail: xiekaisu@163.com

及余热回收工艺主要以空气作为换热介质，采用固定床、移动床和流化床对高温渣粒进行冷却^[2]，余热回收效果显著。而单个冶金熔渣颗粒与气体间的换热规律和影响因素对于冶金熔渣的冷却过程起着关键性的作用。高温熔渣气淬冷却是是一个复杂的相变过程，在这方面研究还比较少。

PURWANTO 等^[3]模拟了转盘粒化条件下熔渣颗粒的传热特性，结果表明，颗粒直径越小则熔渣颗粒表面和中心温差越小。GUO 等^[4]利用 FLUENT 对熔渣余热回收系统进行模拟，得到熔渣在系统中的温度场和速度场。卢宏伟等^[5]采用 FLUENT 软件对渣滴冷却过程动力学进行数值模拟，确定对渣滴凝固过程分为液相冷却、潜热释放和固相冷却 3 个阶段。邢宏伟等^[6]采用 FLUENT 软件对不同粒径渣滴凝固的过程进行数值模拟，确定熔渣完全凝固所用的时间。然而，对冶金熔渣与气体的换热研究多侧重于温度分布情况，并未说明熔渣与气体换热的机理。因此，本文作者以单颗粒冶金熔渣作为研究对象，研究反映无量纲形式表面换热系数的平均努塞尔数 Nu ，并对空气绕流高温熔渣的阻力系数 C_D 进行了研究。

本文作者对冶金熔渣建立了相应三维数学模型，利用商业流体动力学软件 ANSYS CFX14.0 进行数值模拟。在空气相对颗粒运动时，分析不同绕流雷诺数 Re 下颗粒外部的流场和温度场的分布规律；采用一元非线性拟合法，归纳颗粒在不同绕流雷诺数条件下 Nu 的计算关联式，分析不同粒径及空气流速下 Nu 的变化规律；拟合归纳阻力系数的计算关联式，揭示绕流熔渣流动阻力的变化规律。获得的冶金熔渣无量纲准则关联式具有普遍推广和适用价值。研究结果为冶金熔渣气淬工艺技术的开发和热量回收提供理论指导，并对冶金熔渣的合理利用提供一定的理论基础。

1 物理模型和数学模型

1.1 物理模型

采用 ANSYS ICEM CFD 前处理软件建立三维物理模型。图 1 所示为气淬熔渣三维模型。球形渣粒的直径 d_p 为 1、2、3 mm，入口端距离渣粒中心 $2.5d_p$ ，壁面距渣粒中心 $2d_p$ ，渣粒中心距出口端 $6d_p$ 。利用 ANSYS ICEM CFD 对整体划分为六面体结构化网格，球形区采用 O 型网格，其他区域采用 H 型网格。空气绕流熔渣颗粒，流动比较复杂，因此，对渣粒球周围网格划分较密，从而较好地模拟近壁面流动情况。为了避免由网格数引起的求解误差，对粒径 d_p 为 2 mm

的熔渣设计了 4 种不同密度的网格，并进行无关性分析。比较熔渣平均努塞尔数(Nu)和阻力系数(C_D)随着网格密度变化来选择合适的计算网格。表 1 所列为其网格参数和计算结果。从表 1 可以看出，当网格数大于 1.4×10^5 以后，随着网格数的增加，平均努塞尔数 Nu 、阻力系数 C_D 的波动较小，因此，在网格 3 的基础上进行后续研究。

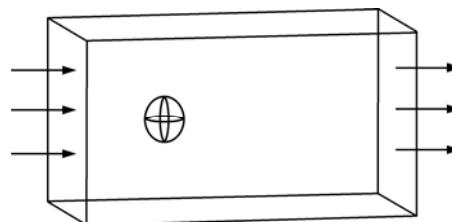


图 1 模拟对象示意图

Fig. 1 Schematic diagram of simulation object

表 1 Re 为 250 时不同网格数空气绕流熔渣的平均努塞尔数 Nu 和阻力系数 C_D

Table 1 Nu and C_D of slag in different grid numbers at Re of 250

| Work condition | Mesh element | Time step | Nu | C_D |
|----------------|--------------|-----------|---------|--------|
| 1 | 87500 | 0.0005 | 10.2485 | 0.8870 |
| 2 | 87500 | 0.001 | 10.2484 | 0.8870 |
| 3 | 87500 | 0.005 | 10.2480 | 0.8870 |
| 4 | 87500 | 0.01 | 10.2476 | 0.8862 |
| 5 | 125000 | 0.0005 | 10.2522 | 0.8991 |
| 6 | 125000 | 0.001 | 10.2521 | 0.8991 |
| 7 | 125000 | 0.005 | 10.2518 | 0.8985 |
| 8 | 125000 | 0.01 | 10.2510 | 0.8971 |
| 9 | 143750 | 0.0005 | 10.2527 | 0.9070 |
| 10 | 143750 | 0.001 | 10.2527 | 0.9068 |
| 11 | 143750 | 0.005 | 10.2521 | 0.9064 |
| 12 | 143750 | 0.01 | 10.2518 | 0.9051 |
| 13 | 162500 | 0.0005 | 10.2538 | 0.9076 |
| 14 | 162500 | 0.001 | 10.2537 | 0.9074 |
| 15 | 162500 | 0.005 | 10.2532 | 0.9072 |
| 16 | 162500 | 0.01 | 10.2525 | 0.9069 |

实验中的粒化冶金熔渣初始温度为 1823 K，冷却空气温度为 298 K。气淬粒化过程渣粒伴随有复杂的相变问题，为了便于计算，对物理模型作如下假设：

1) 不考虑高温熔渣的内热源，以熔渣外表面的温

度作为研究对象。

2) 由于高温熔渣在气淬后, 粒度非常小, 故将其看作是粒径均匀的球形颗粒。

3) 忽略空气物性参数随温度的变化。

4) 空气相对高温渣粒运动。

5) 高温熔渣的平均表面对流换热系数均匀分布。

1.2 数学模型

空气绕球形熔渣流动时, 在熔渣的壁面附近产生了一个很薄的流体层, 此薄层内的速度梯度很大, 在一定雷诺数下, 近壁处会发生边界层的分离, 边界层脱离壁面后的空间形成负压区。采用的湍流模型为MENTER^[7-9]提出的模拟钝体空气动力学流动现象具有较高精度的剪切应力输运 $k-w$ 模型(SST模型), SST模型的 $k-w$ 方程考虑了湍流切应力的传输, 可以精确的预测流动的负压梯度条件下流体的分离量^[10]。 $k-\varepsilon$ 模型能够较好地模拟远离壁面处已充分发展的湍流流动, 而在近壁面处采用WILCOX^[11]的 $k-w$ 模型, 两者之间通过使用一个混合函数来实现过渡, 能够更好地处理各种压力梯度下的边界层问题。描述此模型的数学表达式如式(1)~(5)所示:

连续性方程:

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

动量方程:

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = \rho f_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2)$$

能量方程:

$$\rho c_p \left(\frac{\partial t}{\partial \tau} + u_j \frac{\partial t}{\partial x_j} \right) = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial x_j^2} + q_v \quad (3)$$

k 方程:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + u_i \frac{\partial(\rho k)}{\partial x_i} = p_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (4)$$

ω 方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i \omega)}{\partial x_i} &= \alpha \frac{\omega}{k} p_k - \beta_\omega \rho \omega^2 + \\ \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] &+ 2\rho(1-F) \frac{1}{\sigma_\omega \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (5)$$

式中: 涡粘系数 $\mu_t = \min \left[\frac{\rho k}{\omega}, \frac{a_1 \rho k}{\Omega F} \right]$; 湍流生成项

$$p_k = \mu_t \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right); \rho \text{ 为流体密度, kg/m}^3; u_i$$

和 u_j 分别为速度场中矢量方向 i 和 j 的流体速度, m/s; ρf_i 为单位体积力, N/m³; p 为作用在流体微元体上的压强, N/m²; c_p 为流体定压比热容, kJ/(kg·K); τ_{ij} 为应力张量; λ 为流体导热系数, W/(m·K); q_v 为内热源项; p_k 为湍流生成项; μ_t 为涡粘系数; k 为湍动能, m²/s²; ω 为湍流频率; F 为混合函数; μ 为流体黏度系数, Pa·s; 模型中的常数^[8] $\beta^*=0.09$, $\alpha=0.04$, $\beta=0.0828$, $\sigma_k=1$, $\sigma_\omega=0.856$ 。

努赛尔数反映的是无量纲形式的表面换热系数如式(6)所示:

$$Nu = \frac{hd_p}{\lambda_g} \quad (6)$$

式中: h 为熔渣平均表面换热系数, W/(m²·K), 根据能量守恒计算得出 $h=c_p m(t_2-t_1)/A(t_w-t_f)$, c_p 为空气比热容, kJ/(kg·K); m 为空气流量, kg/s; t_1 为进口空气平均温度, K; t_2 为出口空气平均温度, K; A 为熔渣表面积, m²; t_w 为熔渣表面温度, K; t_f 为来流空气温度, K; λ_g 为来流空气导热系数, W/(m·K)。

熔渣受到粘性力和惯性力的作用, 雷诺数是表征这两个力比值的无量纲参数, 表达式如式(7)所示:

$$Re = \frac{\rho_g u_{g-s} \cdot d_p}{\mu_g} \quad (7)$$

式中: u_{g-s} 为来流空气和渣粒的相对速度, m/s; d_p 为熔渣直径, m; ρ_g 为空气相密度, kg/m³; μ_g 为空气动力学黏度, m²/s。

空气绕流熔渣颗粒时, 会受到来流方向的阻力作用, 无量纲化后阻力系数表达式如式(8)所示:

$$C_D = \frac{F_y}{0.5 \rho_g u_{g-s}^2 \pi r^2} \quad (8)$$

式中: F_y 为熔渣表面来流方向矢量力, N/m; r 为熔渣的半径, m。

2 计算条件和分析求解

2.1 计算条件

1) 入口条件: 气淬高炉渣的入口为速度入口, 温度为常温 298 K, 进口湍流强度为中等湍流强度 I 为 5%。

2) 出口条件: 出口设置为平均静态压力出口, 沿

流线方向各流动参数的导数为 0, 给定压力和压力梯度, 出口湍流强度 I 为 5%。

3) 壁面边界条件: 为无滑移速度边界条件, 即流体在近壁处的速度为 0, 球形熔渣的四周为绝热壁面类型。球形颗粒的外域为空气, 球形颗粒壁面边界为第一类边界条件, 即 t_w 为 1823 K。表 2 所列为空气的物理性能参数。

表 2 空气的物理性能参数

Table 2 Physical properties of air

| Density/ (kg·m ⁻³) | Dynamic viscosity/ (Pa·s) | Kinematic viscosity/ (m ² ·s ⁻¹) | Specific heat capacity/ (kJ·kg ⁻¹ ·K ⁻¹) |
|--|---------------------------------|---|---|
| 1.185 | 18.35×10^{-6} | 15.53×10^{-6} | 1.005 |
| Thermal conductivity/ (W·m ⁻¹ ·K ⁻¹) | Temperature/ K | <i>Pr</i> | |
| 0.0263 | 298 | 0.702 | |

2.2 分析求解

将 ANSYS ICEM CFD 划分的网格文件导入 ANSYS CFX14.0 中求解, 湍流模型采用 SST 湍流流动模型。高温熔渣气淬过程是颗粒与空气之间的换热问题, 空气实际上并无发射和吸收辐射能的能力, 可认为是热辐射的透明体^[12], 因此, 不考虑空气和熔渣之间的辐射换热。气体与高温熔渣表面形成对流传热, 空气温度随时间发生变化。采用求解准确、结果可靠性较强的高级求解格式, 非稳态求解过程采用二阶向后欧拉格式, 模拟总时间为 1.0 s, 为了准确地模拟实际情况, 分别选取时间步长为 0.0005、0.001、0.005、0.01 进行步长独立性验证。表 1 所列为不同步长下 1.0 s 时平均 Nu 和 C_D 的变化。进一步对表 1 进行观察发现, 在相同网格条件下, 随着时间步长的减小, 数值模拟的精度越高; 除了时间步长为 0.01 外, 对于同一个时间步长, 网格越密, 网格质量越高, 计算结果的精度也越高。另外, 考虑计算中所花费的时间和占用的内存, 网格数不可无限加密。因此, 网格数为 143700、时间步长为 0.001 的计算条件的精度和经济性较好。高级求解迭代过程采用的残差为 1×10^{-4} 。

2.3 平均努赛尔数 Nu 和阻力系数 C_D 的比较

在 Re 为 250 时, BAGCHI 等^[13]计算得到的 Nu 为 9.95; WHITAKER^[14]通过实验计算获得的 Nu 为 10.42; ANDREAS 等^[15]计算得到的 Nu 为 10.014, 而本实验得到的 Nu 为 10.25, 与上述结果非常接近。

在 Re 为 250 时, CLIFT 等^[16]计算得到了 C_D 为

0.738; SCHLICHTING^[17]计算得到了 C_D 为 0.72; HAIDER 等^[18]计算得到 C_D 为 0.768。本实验计算结果 C_D 为 0.906, 与上述计算结果误差可接受。因此, 本实验的数值模拟结果是可信的。

3 模拟结果及讨论

3.1 气淬高温熔渣换热特性

空气以不同的速度流过熔渣时, 熔渣尾迹区会产生不同的流场分布情况。图 2 所示为空气流速为 1.94 m/s, 即 Re 为 250 时, 熔渣温度分布和流场分布随时间的变化过程。冷空气在流过高温液态熔渣时, 与空气发生强烈的对流换热。从图 2 可见, 当步长 t 为 0.012~0.08 s 时, 熔渣尾流区空气温度沿流动方向逐渐升高, 在熔渣壁面附近空气最高温度达到了 1670 K; 当 t 为 0.08~1.0 s 时, 空气温度变化趋于稳定。

由图 2 速度矢量分布情况可见, 熔渣背风侧产生了回流现象, 回流区的扰动强化了熔渣与空气的换热, 此区内空气温度大约为 755~1060 K, 回流作用也加强了尾迹区高温空气与周围低温空气的传热作用, 提高了余热空气的品位。回流区强烈的空气扰动有利于熔渣快速发生相变换热, 释放潜热, 使熔渣在短时间内达到凝固点。整体上熔渣在气淬绕流过程中出现了与周围空气换热的不均匀性, 由于熔渣在冷却时, 伴随着相变传热, 因此, 冷却过程必然导致凝固的不均匀性, 熔渣颗粒会出现少量的变形。

在 t 为 0.002~1.0 s 时, 渣粒滞止点处空气流速小于 0.6 m/s, 此处速度边界层比较薄, 传热效果明显, 利于传热。熔渣两侧面近壁速度大约为 1.83 m/s, 其两侧的温度变化梯度较小, 这是由于空气从滞止点到分离点的过程中速度边界层不断的增厚, 导致局部 Nu 降低的缘故。

3.2 Re 和熔渣粒径对 Nu 的影响

将不同条件下数值模拟计算的 Nu 整理成准则数, 普朗特数 Pr 为定值。图 3 所示为不同 d_p 时 Re 对 Nu 的影响曲线。由图 3 可知, 随着 Re 的增大, 即随着绕流熔渣的空气流速的增大, d_p 为 1 mm、2 mm、3 mm 的相对应的 Nu 也随之增大, 因此, 表现的平均表面换热系数随着的空气流速的增大而增大。

在 d_p 为 2 和 3 mm 时, 计算选取的空气流速均相等; 在 d_p 为 1 mm, Re 为 600、750、900 时, u_g 为 3.11 m/s; 在 d_p 为 2 mm, Re 为 400、500、600 时, u_g 为 3.88 m/s; 在 d_p 为 3 mm, Re 为 200、250、300 时,

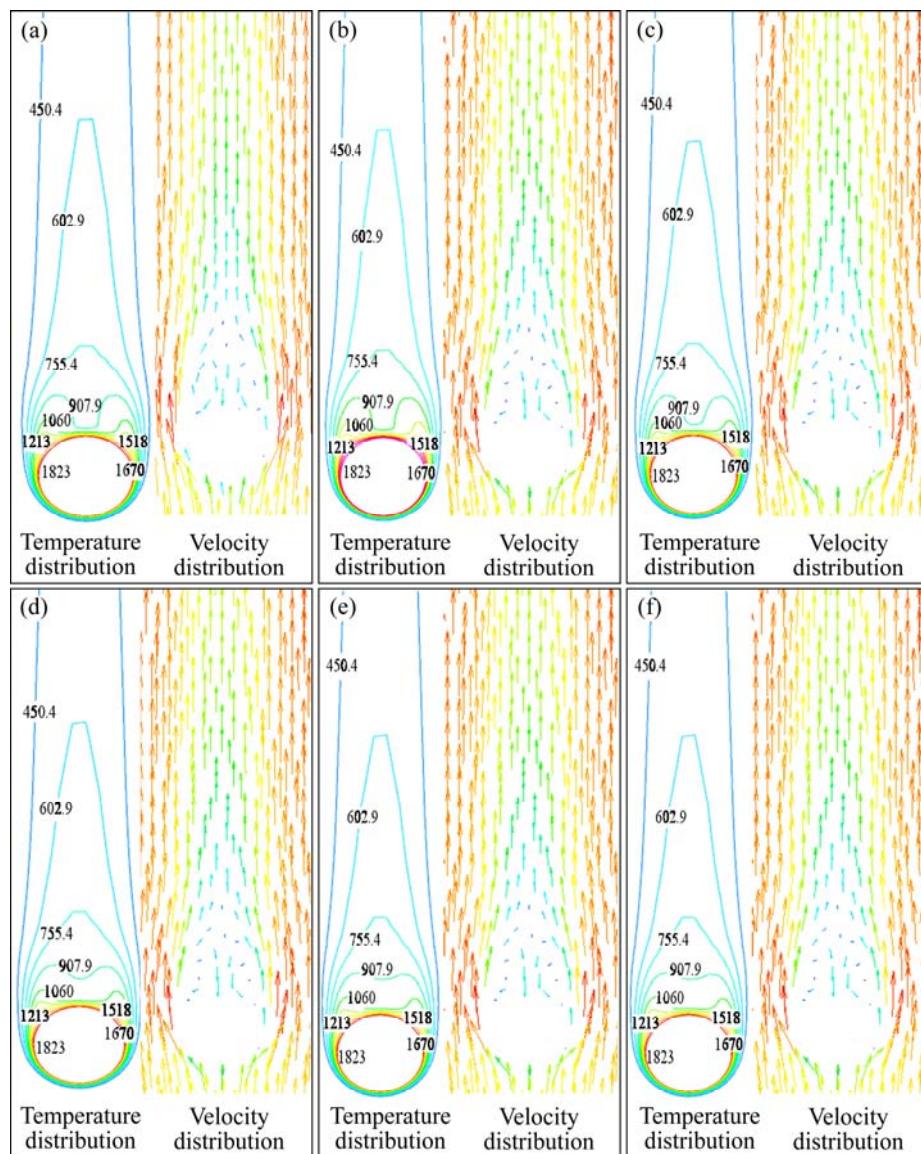
图2 空气绕熔渣的温度分布和速度分布($D=2\text{ mm}$, $u=1.94\text{ m/s}$)

Fig. 2 Temperature distribution and velocity distribution of air around slag ($D=2\text{ mm}$, $u=1.94\text{ m/s}$): (a) $t=0.002\text{ s}$; (b) $t=0.012\text{ s}$; (c) $t=0.06\text{ s}$; (d) $t=0.07\text{ s}$; (e) $t=0.08\text{ s}$; (f) $t=1.0\text{ s}$

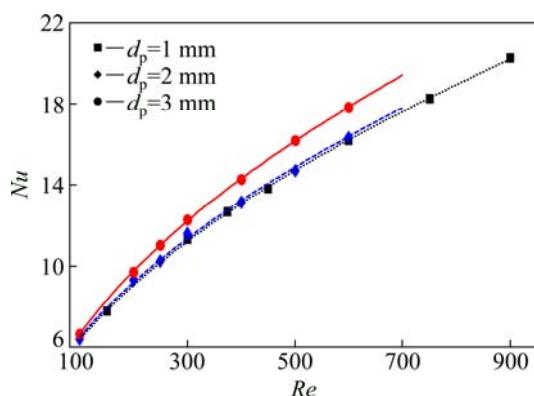
图3 不同 d_p 时 Re 对平均 Nu 数的影响

Fig. 3 Effect of Re on Nu at different d_p

u_g 为 4.66 m/s 。分析发现当流速一定时, 随着熔渣粒径的增大, Nu 增大, 则无量纲形式的平均表面换热系数经计算, 随着粒径的增大而减小, 在同样的空气流速下, 随着粒径的增大, 换热能力逐渐减弱, 这对于颗粒完全达到凝固所用的时间就会增大。同时粒径的增大使熔渣的比表面积增大, 颗粒内部的传热形式以导热为主, 从而熔渣内部的导热热阻加大, 这也会导致凝固时间的增长。

当 u_g 由 3.11 增大到 4.66 m/s (增幅为 47.47%)时, 当 d_p 为 1 mm 时, 对应的 Nu 则由 9.72 增大到 12.26 , 增幅为 26.13% ; 当 d_p 为 2 mm 时, 对应的 Nu 则由 13.14 增大到 16.33 , 增幅为 27.28% ; 当 d_p 为 3 mm 时, 对

应的 Nu 则由 16.19 增大到 20.24, 增幅为 25.02%。当 u_g 为 3.16 m/s 时, d_p 由 1 增大到 3 mm, 对应的 Nu 则由 9.72 增大到 16.19, 增幅为 66.56%; 当 u_g 为 3.88 m/s 时, d_p 由 1 增大到 3 mm, 对应的 Nu 则由 11.04 增大到 18.26, 增幅为 65.40%; 当 u_g 为 4.66 m/s 时, d_p 由 1 增大到 3 mm, 对应的 Nu 则由 12.26 增大到 10.24, 增幅为 65.10%。这说明熔渣粒径的大小对熔渣换热的影响比空气流速的大小更为突出, 因而熔渣粒径应控制在一定范围内, 有利于强化换热。

采用 Matlab 软件一元非线性拟合法, 寻求 Nu 和 Re 之间的关联式。经多次模型最小二乘法回归分析后自定义非线性回归模型表达式如式(9)所示:

$$z = f(x, y) = ax^b + c \quad (9)$$

式中: x 与 y 分别为 Re 和 Nu ; a 、 b 、 c 均为常数, 分布代表两者相对权重的大小, 整个回归模型以幂次函数为主。模型有效性主要以可决系数 r^2 接近 1 的程度来确定。利用 Matlab 软件进行多次回归分析, 计算结果如表 3 所列。

表 3 回归系数置信表

Table 3 Regression coefficient table

| Diameter/mm | Regression coefficient | Estimate coefficient value | Regression model |
|-------------|------------------------|----------------------------|------------------------------------|
| 1 | a_1 | 0.406 | $Nu = 0.406 Re^{0.5689} + 0.9308$ |
| | b_1 | 0.5689 | |
| | c_1 | 0.9308 | |
| | | $r^2 = 0.9991$ | |
| 2 | a_2 | 0.5766 | $Nu = 0.5766 Re^{0.5387} - 0.2445$ |
| | b_2 | 0.5387 | |
| | c_2 | -0.2445 | |
| | | $r^2 = 0.9999$ | |
| 3 | a_3 | 0.4238 | $Nu = 0.4238 Re^{0.5626} + 0.7205$ |
| | b_3 | 0.5626 | |
| | c_3 | 0.7205 | |
| | | $r^2 = 0.9997$ | |

由表 3 可见, 经计算得到的可决系数分别为 0.9991、0.9999、0.9997, 说明此计算模型可靠, 图 3 中拟合曲线和数值模拟离散点吻合的非常好。RANZ 等^[19]通过实验得到了球体在强制对流换热条件下的 Nu 的关联式:

$$Nu = 2 + 0.6 Re^{1/2} Pr^{1/3} \quad (10)$$

Ranz 公式的 Re 指数与本拟合公式系数 b 在误差上达到了 7%~12%, 整体计算的 Nu 与本拟合公式计算值的误差为 0.5%~1%, 误差非常小。由于实际渣粒表面粗糙度会增加空气绕流时的湍流度, 因此, 本拟合公式计算的 Nu 结果略小于 Ranz 公式计算值。

3.3 气淬高温熔渣的流动阻力

目前普遍采用的强化传热技术已获得了相当广泛的应用, 但普遍存在一个问题是在强化换热的同时, 流动阻力也相应的增加, 而且可能会增加的更多^[20]。如对粒径为 2 mm 的熔渣, 根据浮力、阻力、重力平衡关系可知, 当 u_g 大于 214.28 m/s, 即 Re 为 2.76×10^4 时, 会导致阻力大于熔渣的质量, 将渣粒吹起上浮, 这不利于熔渣余热的回收, 而且过高的速度会加大风机能耗。

TURTON 等^[21]在实验的基础上得到了绕流球体的阻力系数关联式如式(12)所示:

$$C_D = \left[0.352 + \left(0.124 + \frac{24}{Re} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^2 \quad (Re \leq 2 \times 10^5) \quad (12)$$

图 4 所示为流动阻力系数和 Re 的变化关系, 模拟结果与 TURTON 等的实验关联式计算结果基本一致。 C_D 随着 Re 的增大而递减, 最终趋于恒定。本文作者采用 Matlab 软件一元非线性拟合法得到了空气绕流熔渣阻力系数计算关联式如式(13)所示:

$$C_D = \left(\frac{79.47}{Re} \right)^{0.9588} + 0.5113 \quad (13)$$

拟合关联式得到的可决系数 r^2 为 0.9992。模拟结果与 TURTON 等^[21]的实验关联式计算误差在 15% 以内。对比可见, 拟合关联式比实验计算结果略高。

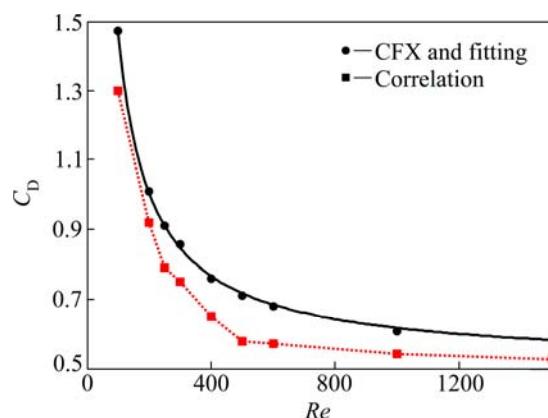


图 4 阻力系数 C_D 和 Re 的关系

Fig. 4 Relationship between C_D and Re

4 结论

1) 空气在绕流高温熔渣时, 在熔渣尾部产生了回流现象, 强烈的回流扰动加强了高温熔渣与周围气体的换热, 空气流过熔渣时, 在熔渣的迎风面、侧面、背风面的换热效果不同, 出现了传热的不均匀性。

2) 空气冷却高温熔渣时, 其 Nu 随着绕流雷诺数 (Re) 的增大而呈现递增的趋势。 Nu 随着的熔渣粒径 (d_p) 的增大而增大, 随着空气流速的增大而增大, 而熔渣粒径的变化要比空气流速的变化对 Nu 的影响更为明显, 粒径越小越有利于传热。对与粒径 d_p 为 1、2、3 mm, 绕流雷诺数 Re 可以将 Nu 一元拟合为非线性幂次函数, 得到了空气绕熔渣 Nu 关联式分别为:
 $Nu=0.406Re^{0.5689}+0.9308$; $Nu=0.5766Re^{0.5387}-0.2245$;
 $Nu=0.4238Re^{0.5626}+0.7205$ 。可决系数分别达到了 0.9991、0.9999、0.9997。

3) 熔渣阻力系数的数值模拟结果与实验结果吻合较好, 对计算结果进行拟合, 得到了空气绕流高温熔渣的阻力系数(C_D)的关联式: $C_D=(79.47/Re)^{0.9588}+0.5113$, 此计算式与实验关联误差在 15% 以内。

4) 通过数值计算和实验关联式计算对比, 发现 Nu 和熔渣阻力系数可以更加精确。由于生产实际熔渣颗粒不规则, 因此, 对熔渣的研究可以更加精细。

REFERENCES

- [1] LIU Jun-xiang, YU Qing-bo, XIE Hua-qing, QIN Qin. Experimental study on waste heat recovery for metallurgical slag particles[J]. Journal of Northeastern University, 2014, 35(2): 245–248.
- [2] BARATI M, ESFAHANI S, UTIGARD T A. Energy recovery from high temperature slags[J]. Energy, 2011, 36(9): 5540–5549.
- [3] PURWANTO H, MIZUCHI T, AKIYAMA T. Prediction of granulated slag properties produced from spinning disk atomizer by mathematical model[J]. Mater Trans, 2005, 46(6): 1324.
- [4] GUO Jian-xing, YANG Bo-jin. Research on the air-cooled waste heat recovery for furnace slag[C]. International Conference on Materials for Renewable, Energy and Environment. Shanghai: Science Press, 2011: 1148–1152.
- [5] 卢宏伟, 李俊国, 张玉柱. 气淬渣滴冷却过程数值模拟研究 [J]. 钢铁钒钛, 2012, 33(3): 28–33.
LU Hong-wei, LI Jun-guo, ZHANG Yu-zhu. Numerical simulation on cooling dynamics of slag droplet granulated by gas quenching[J]. Iron Steel Vanadium Titanium, 2012, 33(3): 28–33.
- [6] 邢宏伟, 王晓娣, 龙 跃, 张玉柱. 粒化钢渣相变传热过程数值模拟[J]. 钢铁钒钛, 2010, 31(1): 79–83.
XING Hong-wei, WANG Xiao-di, LONG Yue, ZHANG Yu-zhu. Numerical simulating for phase-change heat transfer process of slag granule[J]. Iron Steel Vanadium Titanium, 2010, 31(1): 79–83.
- [7] MENTER F R. Improved two-equation $k-w$ turbulence models for aerodynamic flows[R]. California: Ames Research Center, 1992.
- [8] MENTER F R. Zonal two-equation $k-w$ turbulence models for aerodynamic flows[C]//AIAA 24th Aerospace Sciences Meeting, USA: American Institute of Aeronautics and Astronautics Press, 1993: 1993–2906.
- [9] MENTER F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. AIAA-Journal, 1994, 32(8): 1598–1605.
- [10] 谢汉龙, 赵新宇, 张炯明. ANSYS CFX 流体分析及仿真[M]. 北京: 电子工业出版社, 2012.
XIE Han-long, ZHAO Xin-yu, ZHANG Jiong-ming. Analysis and simulation of ANSYS CFX fluid[M]. Beijing: Electronic Industry Press, 2012.
- [11] WILCOX D C. Multiscale model for turbulent flows[J]. Journal, 1988, 26(11): 1311–1320.
- [12] 杨世铭, 陶文铨. 传热学[M]. 北京: 高等教育出版社, 2006.
YANG Shi-ming, TAO Wen-quan. Heat transfer[M]. Beijing: Higher Education, 2006.
- [13] BAGCHI P, HA M Y, BALACHANDAR S. Direct numerical simulation of flow and heat transfer from a sphere in a uniform cross-flow[J]. Journal of Fluids Engineering, 2001, 123: 347–358.
- [14] WHITAKER S. Forced convection heat transfer correlations for flow in pipes, past flat plates, single spheres, and for flow in packed beds and tube bundles[J]. AIChE J, 1972, 18: 361–371.
- [15] ANDREAS R, NIKRITYUK P A. Drag forces and heat transfer coefficients for spherical, cuboidal and ellipsoidal particles in cross flow at sub-critical Reynolds numbers[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2012, 55: 1343–1354.
- [16] CLIFT R, GRACE J R, WEBER M E. Bubbles, drops and particles[M]. New York: Academic Press, 1978.
- [17] SCHLICHTING H. Boundary-layer theory[M]. New York: McGraw-Hill, 1979.
- [18] HAIDER A, LEVENSPIEL O. Drag coefficient and terminal velocity of spherical and nonspherical particles[J]. Powder Technol, 1989, 58: 63–70.
- [19] RANZ W E, MARSHALL W R. Evaporation from drops[J]. Chem Eng Prog, 1952, 48: 141–146.
- [20] 过增元, 黄素逸. 场协同原理与强化传热新技术[M]. 北京: 中国电力出版社, 2004: 1–2.
GUO Zeng-yuan, HUANG Su-yi. Field coordination principle and enhanced heat transfer new technology[M]. Beijing: China Electric Power Press, 2004: 1–2.
- [21] TURTON R, LEVENSPIEL O. A short note on the drag correlation of spheres[J]. Powder Technol, 1986, 47: 83–86.

(编辑 王 超)