

空气外掠钢渣颗粒准则关系式及其影响因素

米沙¹⁾, 谢锴^{1)✉}, 孙岱²⁾, 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

✉ 通信作者, E-mail: mishacsu@163.com

摘要 通过空冷固态高温钢渣颗粒实验, 由实验数据拟合平均努塞尓数实验关联式。对空冷高温钢渣颗粒进行三维数值模拟, 研究不同绕流雷诺数下的准则关系式, 分析空气外掠固态钢渣颗粒影响因素。研究得出空气冷却固态钢渣颗粒的实验关联式与数值计算关联式, 实验与数值计算之间误差较小, 验证了采用 SST $k-\omega$ 模型计算的可靠性。实验结果表明: 钢渣颗粒的平均努塞尓数随着绕流雷诺数、粒径和气体流速的增大而增大。在同等条件下, 钢渣粒径对平均努塞尓数的影响作用大于气体流速; 模拟空冷高温钢渣颗粒时, 直径对钢渣颗粒凝固时间的影响作用最大, 导热系数的影响作用次之, 来流空气温度影响作用最小。

关键词 钢渣; 颗粒; 气流; 影响因素; 努塞尓数; 凝固时间

分类号 TF4

Criterion equations and influencing factors of air flow around steel slag particles

MI Sha¹⁾, XIE Kai^{1)✉}, SUN Dai²⁾, 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

✉ Corresponding author, E-mail: mishacsu@163.com

ABSTRACT The experiment of air flowing high-temperature steel slag particles was done and the experimental correlation of non-dimensional average Nusselt number was fitted. A three-dimensional numerical simulation of air-cooled high-temperature steel slag particles was performed to study the criterion equations in different conditions and to analyze the influencing factors of air sweeping solid steel slag particles. The experimental correlation and numerical calculation of air-cooled solid steel slag particles were gained, and the error between the experimental and numerical calculation is very small, which verifies the reliability of the SST $k-\omega$ model. The results show that the average Nusselt number of slag particles increases with the increase of streaming Reynolds number, particle diameter, and air velocity. The particle diameter effect on the average Nusselt number is larger than the air velocity under the same conditions. The influence of the steel slag particle diameter on the solidification time is the largest, the thermal conductivity is the second, and the air stream temperature is the smallest.

KEY WORDS steel slag; particles; air flow; influencing factors; Nusselt number; solidification time

钢渣是钢铁冶炼过程中排出的副产物之一, 其温度在1400℃以上, 具有很高的显热资源。2009年我国钢渣热能全部回收可达 1.6×10^{14} kJ, 相当于节省546.8万t标准煤^[1-2]。这些热资源在很大程度上没有得到有效的回收, 2013年我国钢渣产量达到了1.17

亿t, 而利用率仅在25%左右^[3], 这均归咎于钢渣采用水淬法处理工艺。急冷干法粒化技术余热回收效果显著, 得到的钢渣玻璃化率和稳定性较高, 可以提高钢渣的利用率。干法粒化技术^[4], 即钢渣在1400~1500℃时, 把液态钢渣分离破碎成细小颗粒, 通过增大钢渣颗

粒比表面积来增强其换热效果, 以达到急冷及余热回收的目的, 实现瞬间粒化。因而气淬粒化后单个钢渣颗粒传热凝固过程的研究成为关键。

Purwanto 等^[5] 模拟离心粒化条件下熔渣颗粒的传热特性, 指出渣粒直径越小表面及中心温差越小。Guo 和 Yang^[6] 对熔渣余热回收系统进行数值模拟, 得到熔渣在系统中的温度场和速度场。卢宏伟等^[7] 采用数值模拟方法确定渣滴凝固过程分为液相冷却、潜热释放和固相冷却三个阶段。邢宏伟等^[8] 对不同粒径渣粒凝固过程进行数值模拟, 确定熔渣完全凝固所用时间。文献中钢渣颗粒与气体换热多侧重于温度分布的数值模拟研究, 而具有普遍适用和推广价值的量纲一的准则数的研究较少; 气淬粒化钢渣属于气粒两相流, 单个渣粒凝固受诸多因素的影响, 有效控制各因素对实现瞬间粒化至关重要。

本文通过空气外掠高温液态钢渣颗粒实验, 拟合平均努塞尔数的实验关联式, 将此关联式推广到实物; 建立空冷钢渣颗粒三维模型进行数值计算, 结合一元非线性拟合法归纳颗粒在不同雷诺数下平均 Nu 数关联式, 分析不同粒径及空气流速下平均 Nu 数变化的规律, 并与实验关联式比对; 进一步研究导热系数、空气流速、渣粒直径以及空气温度对渣粒凝固时间的影响。

1 液态渣粒准则数与实验分析

1.1 量纲一的准则数

努塞尔数反映了量纲一的形式的表面换热系数:

$$Nu = h' d_p / \lambda_g, \quad (1)$$

$$\alpha = c_p m (T_2 - T_1) / A (T_w - T_f). \quad (2)$$

式中 h' 为熔渣平均表面换热系数, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$; d_p 为熔渣直径, m ; λ_g 为来流空气导热系数, $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$; c_p 为空气定压比热容, $\text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$; m 为空气流量, $\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$; T_1 和 T_2 分别为进口和出口空气平均温度, K ; A 为熔渣表面积, m^2 ; T_w 和 T_f 分别为熔渣表面和来流空气温度, K 。

熔渣受到黏性力和惯性力的作用, 雷诺数是表征这两个力比值的量纲一的参数:

$$Re = \rho_g u_{g-s} d_p / \mu_g. \quad (3)$$

式中: ρ_g 为空气相密度, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$; u_{g-s} 为来流空气和渣粒的相对速度, $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$; μ_g 为空气动力学黏性系数, $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ 。

1.2 实验过程

图 1 为空气绕流高温钢渣装置截面示意图。40 mm 钢渣穿过一根直径约为 2 mm 的电阻丝 (1000 W, 220 V), 由于实际的渣粒熔融状态和空气换热是一个相变过程, 渣粒内部温度在不断的发生变化, 渣粒表面

与空气形成对流换热, 表面温度逐渐降低, 而 Nu 数的计算需要知道稳定的渣粒表面温度, 因此实验时对钢渣加热到稳定温度 423 K。将钢球穿过电阻丝悬挂于黏土砖搭建的方形盒内, 盒内外壁面以玻璃纤维棉确保隔热效果, 实现整个系统内部的能量守恒。实验过程中对进出口空气温度和空气流速的测量采用热线风速仪; 用红外测温仪测量钢球表面温度。

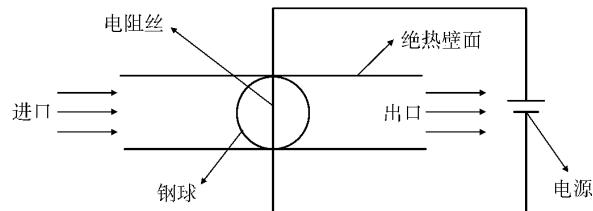


图 1 空气外掠钢渣实验装置截面示意图

Fig. 1 Sketch map of the experimental apparatus

实验结果采用 Matlab 软件进行一元非线性拟合, 寻求平均 Nu 数和 Re 之间的关联式。经多次最小二乘法回归分析后自定义非线性回归模型如下:

$$z = f(x, y) = ax + c. \quad (4)$$

进行多次回归分析, 通过实验数据拟合得到了空气外掠固态钢渣颗粒 Nu 数实验关联式如式(5)所示。此拟合关联式可决系数达到了 $r^2 = 0.921$, 此公式拟合度较好。

$$Nu = 0.319 Re^{0.607}. \quad (5)$$

2 空气绕流高温钢渣颗粒模型

2.1 物理模型

采用 ANSYS ICEM CFD 前处理软件建立三维物理模型。图 2 给出空冷高温渣粒三维模型。整个模型划采用六面体结构化网格。钢渣外部为气相域, 内部为液相域, 分别对气相域和液相域建立网格。为了更好地给出气相域与液相域交界处的耦合边界条件, 采用双曲正交函数对控制方程离散, 网格划分为正交性。对网格进行无关性验证, 气相域网格数为 145000, 液相域网格数为 45000 时, 量纲一的 Nu 数的变化基本稳定。

气相域计算中进口边界条件为速度入口, 出口为压力出口, 气相与液相的界面为无滑移壁面。由气相的边界条件来求得气相流场速度、温度等, 将由气相所求得的气液界面间的值带入液相, 作为液相的边界条件, 由液相的边界条件来求得液相的流场速度、温度。液相域计算时壁面边界条件采用第三类边界条件, 明确边界上的表面平均换热系数及周围环境温度条件。

2.2 数学模型

2.2.1 气相区域数学模型

空气绕流钢渣颗粒时, 采用的湍流模型为 Menter

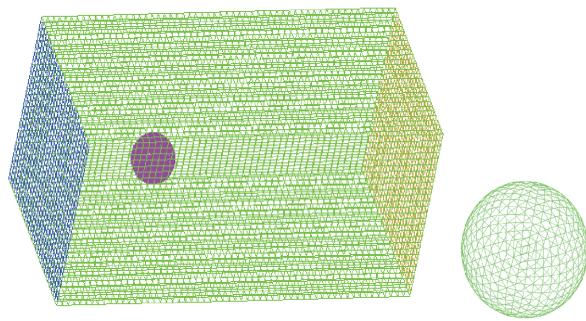


图 2 钢渣气相与液相网格划分示意图

Fig. 2 Mesh grid diagram of the gas phase and liquid phase

er^[9-11]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 $k-\omega$ 模型(shear stress transport $k-\omega$ model, 简称 SST 模型), SST 模型的 $k-\omega$ 方程考虑了湍流切应力的传输, 可以精确预测流动负压梯度条件下流体分离量。在近壁面处采用 Wilcox^[12] 的 $k-\omega$ 模型, 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(6)~(10)。

连续性方程:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0. \quad (6)$$

动量方程:

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial \tau} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = \rho f_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (7)$$

能量方程:

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial \tau} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) = \Gamma \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \lambda_1 \frac{\partial^2 T}{\partial x_j^2} + q_v. \quad (8)$$

k 方程:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial \tau} + u_i \frac{\partial(\rho k)}{\partial x_i} = p_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right]. \quad (9)$$

ω 方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial \tau} + \frac{\partial(\rho u_i \omega)}{\partial x_i} &= \alpha \frac{\omega}{k} p_k - \beta_\omega \rho \omega^2 + \\ &\quad \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + \\ &\quad 2\rho(1-F) \frac{1}{\sigma_\omega \omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}. \end{aligned} \quad (10)$$

湍流生成项:

$$p_k = \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right).$$

式中: τ 为时间, s ; ρ 为流体密度, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$; u_i 和 u_j 分别为速度场中某一点处 i 和 j 方向的流体速度, $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$; x_i 和 x_j 代表坐标分量; f_i 为 i 方向单位质量力, $\text{N} \cdot \text{m}^{-3}$; p 为作用在流体微元体上的压力, $\text{N} \cdot \text{m}^{-2}$; μ 为流体黏度系数, $\text{Pa} \cdot \text{s}$; T 为温度, K ; Γ 为应力张量; λ_1 为流体的导热系数, $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$; q_v 为内热源项; p_k 为湍流生成项;

k 为湍动能, $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$; ω 为湍流频率; F 为混合函数; μ_t 为涡黏系数; 模型中的常数^[8] $\beta^* = 0.09$; $\alpha = 0.04$, $\beta_\omega = 0.0828$; $\sigma_k = 1$, $\sigma_\omega = 0.856$ 。

2.2.2 液相区域相变数学模型

高温液态钢渣颗粒与空气换热, 在温度达到 1573 K 时, 钢渣颗粒开始发生相变, 液态钢渣凝固是一个非稳态过程, 采用焓法模型计算, 则满足液态钢渣凝固过程的数学方程如下:

渣粒凝固能量方程:

$$\nabla(\rho_2 v_g H) = \nabla(k \nabla T) + q. \quad (11)$$

式中: H 为热焓, $\text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$; ρ_2 为钢渣密度, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$; v_g 为流体速度, $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$; q 为源项。

$$H = h + \Delta H, h = h_{\text{ref}} + \int_{T_{\text{ref}}}^T c_p dT, \Delta H = \gamma L,$$

式中: h_{ref} 为基准焓, $\text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$; T_{ref} 为基准温度, K ; L 为物质的相变潜热, $\text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$; γ 为相变材料的液相率; ΔH 为相变潜热项, $(\text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1})$ 。温度与焓的关系:

$$T - T_m = \begin{cases} (h - h_s) / c_s, & h < h_s; \\ 0, & h_s < h < h_1; \\ (h - h_1) / c_1, & h_1 < h. \end{cases} \quad (12)$$

式中: T_m 为相变温度, K ; 温度 h_s 为固相饱和焓, $\text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$; h_1 为液相饱和焓, $\text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$; c_s 为固相饱和比热, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$; c_1 为液相饱和比热, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ 。

渣粒相变区域的导热数学模型:

$$\rho_2 \frac{\partial H}{\partial t} = \lambda_2 \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (13)$$

式中: t 为凝固时间, s ; λ_2 为钢渣的导热系数, $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ 。

对气相和液相计算采用 SIMPLE 算法, 均为非稳态过程, 非稳态计算的时间步长为 0.001 s。为提高计算的精度, 采用具有三阶精度的 QUICK 差分格式进行方程的离散。收敛判据为所有控制方程的残差为 10^{-6} 。

3 计算结果分析与讨论

3.1 Re 和钢渣粒径对 Nu 数的影响

文中将不同条件下数值计算的钢渣颗粒平均 Nu 数整理成准则数 Pr 数为定值。采用 Matlab 软件一元非线性拟合法, 寻求平均 Nu 数和 Re 之间的关联式。本文分别对 1.2 和 3 mm 钢渣颗粒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如式(14)~(16)。数值计算拟合关联式之间的误差均非常小, 均可用于不同粒径钢渣表面平均 Nu 数的计算。

1 mm 钢渣颗粒:

$$Nu = 0.406 Re^{0.569} + 0.931. \quad (14)$$

2 mm 钢渣颗粒:

$$Nu = 0.577 Re^{0.539} - 0.245. \quad (15)$$

3 mm 钢渣颗粒:

$$Nu = 0.424 Re^{0.563} + 0.721. \quad (16)$$

由表 1 分析发现随着绕流熔渣的空气流速的增大 Re 随之增大, 经计算不同粒径钢渣相对应的平均 Nu 数随之增大, 因而表现的平均表面换热系数随着的空气流速的增大而增大. 如表 1 中, 对于直径为 $d_p = 1$ mm, $d_p = 2$ mm 及 $d_p = 3$ mm 的渣粒取相同的空气流速 u_g , 分别为 $3.11, 3.88$ 和 $4.66 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 分析发现当流速一定时, 随着钢渣粒径的增大, 平均 Nu 数增大, 则量纲一的形式的平均表面换热系数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减弱.

在 $d_p = 1$ mm 时, 当 u_g 由 $3.11 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 增大到 $4.66 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 时, 在速度增幅 49.84%, 对应平均 Nu 数则由

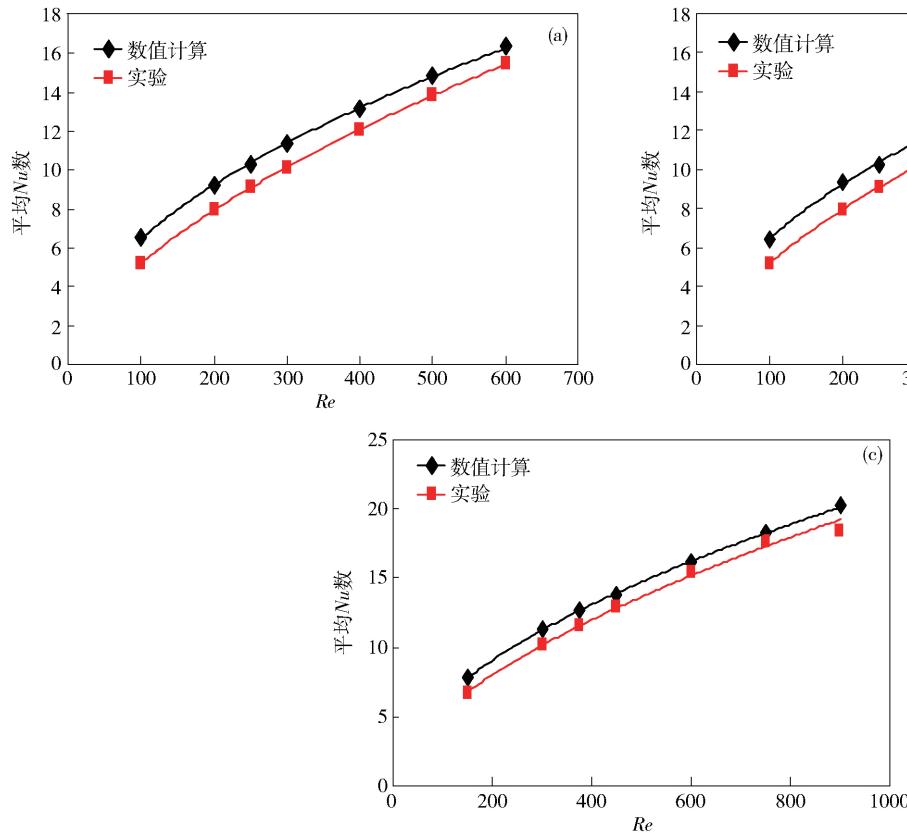


图 3 不同渣粒实验与数值计算结果对比. (a) 1 mm; (b) 2 mm; (c) 3 mm

Fig.3 Comparison of experimental and numerical results for different particle sizes: (a) 1 mm; (b) 2 mm; (c) 3 mm

数值计算与实验之间的误差并不大, 最小误差在 3.3%, 而最大误差在 20.3%, 其余计算误差在 12.70% 以内. 本实验所得 Nu 实验关联式与 Ranz 和 Marshall^[13] 公式计算结果非常接近. 在 $Re = 250$ 时流体外掠球体的 Nu 数, Bagchi 等^[14] 计算得到的平均 $Nu = 9.95$, Richter 和 Nikrityuk^[15] 计算得到的平均 $Nu = 10.014$, 而本文得到的平均 $Nu = 10.25$, 与上述计算结果非常接近.

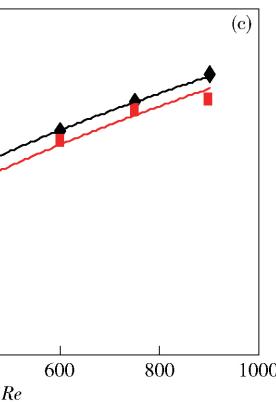
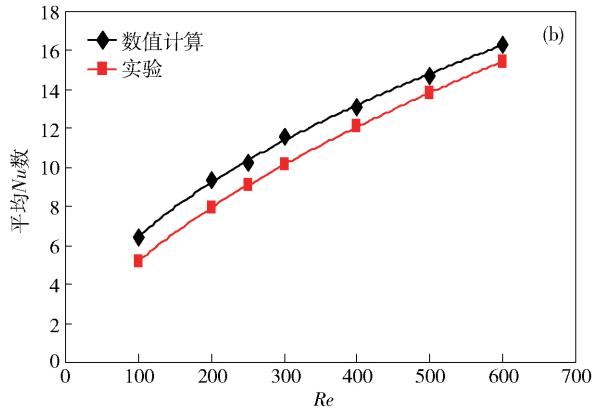
9.72 增大到 12.26, 增幅 26.13%; 当 $u_g = 3.16 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 时, d_p 由 1 mm 增大到 3 mm, 对应平均 Nu 数则由 9.72 增大到 16.19, 增幅 66.56%. 同样分析其他工况, 发现粒径的大小对换热的影响比空气流速更为突出, 因而钢渣粒径应控制在一定范围内, 有利于强化换热.

表 1 不同 d_p 及 u_g 时 Re 的变化

Table 1 Change of Re at different values of d_p and u_g

d_p / mm	$u_g / (\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$								
	0.78	1.55	1.94	2.33	3.11	3.88	4.66	6.21	7.21
1	100		200		300	400	500	600	
2	100	200	250	300	400	500	600		
3	150	300	375	400	600	750	900		

图 3 给出直径为 1、2 和 3 mm 渣粒, 平均 Nu 数实验与数值计算结果对比.



通过实验与数值计算所得结果发现, 数值计算结果总体上要比实验计算结果略高, 这是由于数值计算能够保证最理想的绝热等计算环境. 随着 Re 数的增加实验与数值计算误差越来越小, 从图中可见计算结果整体上拟合度较好, 说明本数值计算采用的 SST 模型的可靠性和准确性, 采用气相域计算所得平均表面换热系数, 作为液态钢渣颗粒与空气换热凝固过程的计算条件.

3.2 液态钢渣颗粒凝固过程影响因素分析

3.2.1 直径及风速的影响

表面凝固时间的控制对于防止渣粒黏接有重要意义,当熔渣表面凝固到一定程度时,就会避免颗粒之间粘接。表面凝固区域是距离渣粒表面0.1 mm厚度的薄层。图4(a)给出不同直径的渣粒表面凝固时间与直径及风速之间的关系。

从图4(a)中可见,在同样的空气流速下,表面凝固时间随粒径的增大而增大。对于同一粒径的渣粒,表面凝固时间随着空气流速的增大而减小。在空气流速为1.94 m·s⁻¹时,直径 $d_p = 1$ mm 熔渣表面凝固时间为1.42 s,而直径 $d_p = 5$ mm 熔渣表面凝固时间为8.40 s。在空气流速为4.66 m·s⁻¹时,直径 $d_p = 5$ mm 熔渣表面凝固时间也到达6.10 s,粒径的增大会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,这会导致凝固时间增长。在小于3 mm 直径的渣粒,在低速下即可实现表面凝固,且在空气流速在大于3.11 m·s⁻¹时,熔渣表面在2.9 s 内就可快速凝固,实现瞬间粒化。经数值计算,在空气温

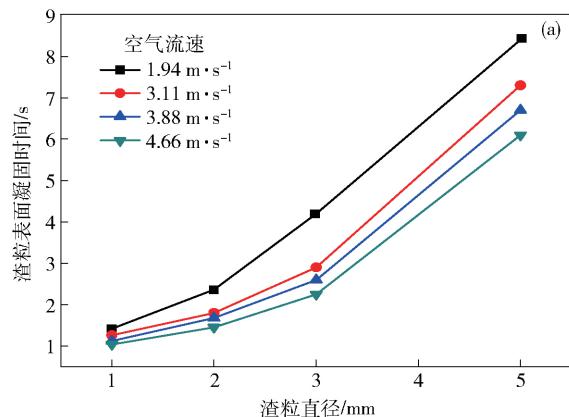


图4 凝固时间随熔渣直径的关系。(a) 渣粒表面; (b) 中心

Fig. 4 Relationship of solidification time and diameter: (a) surface; (b) center

3.2.2 空气来流温度的影响

图5(a)给出不同直径渣粒在来流空气温度为298、333、523 和 773 K,速度为1.91 m·s⁻¹时,渣粒冷却空气温度与渣粒表面凝固时间变化关系。渣粒表面凝固时间随着来流冷却空温度的增大而增大。这是由于增加空气温度,减小空气与熔渣之间的温差,在平均对流换系数一定的情况下,减小对流换热量。空气温度越低,渣粒表面凝固所用时间越短。但是凝固时间变化非常平缓,温度从300 K 到800 K 的变化过程中渣粒表面凝固时间变化非常小,仅为0.3 s左右。

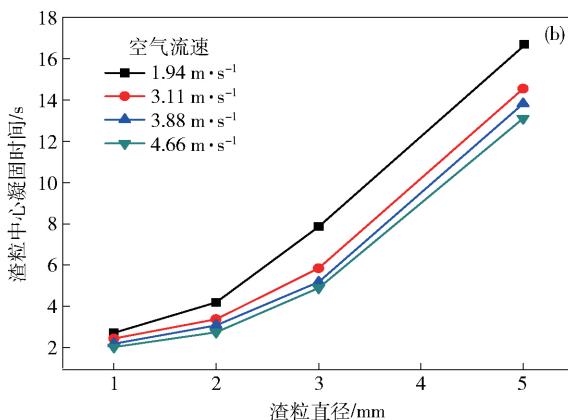
对于1 mm 渣粒在来流空气温度从298 K 变化到773 K 时,渣粒表面凝固时间1.32 s 变化到1.76 s,渣粒表面凝固时间增幅33.3%;对于来流空气温度为333 K 时,直径从1 mm 变化到3 mm,渣粒表面凝固时间由

度为298 K,空气流速大于3.11 m·s⁻¹时2.9 s 内在熔渣表面可形成0.1 mm 的渣壳。

对于1 mm 渣粒在空气流速从1.94 m·s⁻¹变化到4.66 m·s⁻¹时,渣粒表面凝固时间从1.32 s 变化到0.94 s,渣粒表面凝固时间减幅28.78%。对于相同风速1.94 m·s⁻¹时,直径从1 mm 变化到3 mm,渣粒表面凝固时间由1.32 s 变化到3.95 s,渣粒表面凝固时间增幅近2倍。同样分析其他工况发现:渣粒直径相对来流空气速度,对渣粒的表面凝固影响作用较大。

图4(b)给出在其他条件不变,来流空气温度为常温298 K 时,熔渣中心凝固时间的变化。

对于1 mm 渣粒在空气流速从1.94 m·s⁻¹变化到4.66 m·s⁻¹时,渣粒中心凝固时间2.72 s 变化到2.02 s,渣粒中心凝固时间减幅25.74%。对于相同风速1.94 m·s⁻¹时,直径从1 mm 变化到3 mm,渣粒中心凝固时间由2.72 s 变化到7.86 s,渣粒中心凝固时间增幅近2倍。同样对其他粒径及工况,经分析得知,渣粒直径相对来流空气速度,对渣粒的中心凝固影响较大。



1.44 s 变化到4.19 s,渣粒表面凝固时间增加近2倍。同样分析其他工况,得知渣粒直径相对来流空气温度,对渣粒的表面凝固影响较大。

如图5(b)所示,2 mm 渣粒在来流空气温度为298、333、523 和 773 K,速度为1.91 m·s⁻¹时,颗粒内部凝固时间随着来流空气温度增加而增大,颗粒表面和颗粒门内部增加的趋势基本一致。

来流冷却空气温度越高,渣粒最终凝固时间会增大,从来流空气温度从298 K 到773 K 变的过程中,渣粒中心凝固时间的变化仅为0.5 s 左右,变化同样并不明显。由此可见,来流空温度对于渣粒的凝固影响并不明显。

对于1 mm 渣粒在来流空气温度从298 K 变化到773 K 时,渣粒中心凝固时间2.72 s 变化到3.46 s,渣粒

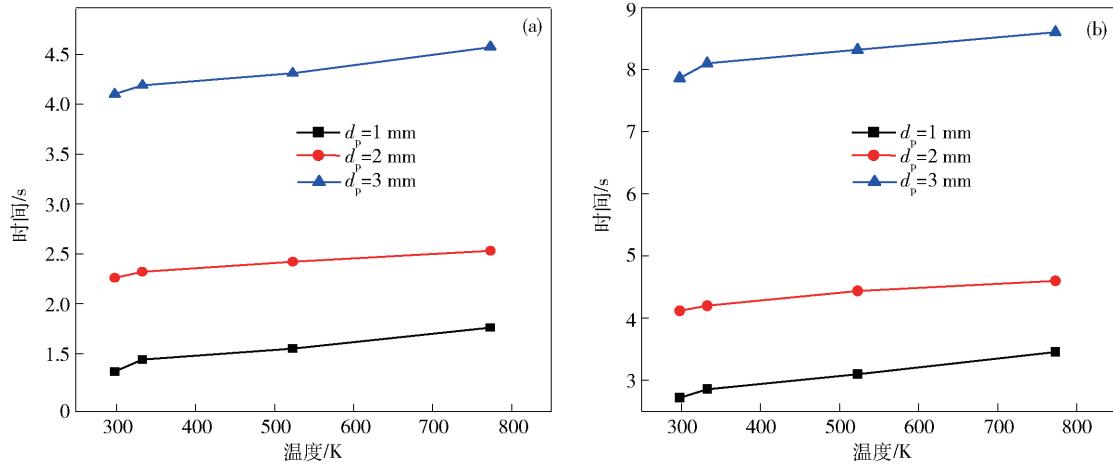


图 5 凝固时间随来流空气温度的变化. (a) 表面; (b) 中心

Fig. 5 Relationship of solidification time and air temperature: (a) surface; (b) center

中心凝固时间增幅 27.21%；对于来流空气温度为 298 K 时，直径从 1 mm 变化到 3 mm，渣粒中心凝固时间由 2.72 s 变化到 7.86 s，渣粒中心凝固时间增幅近 2 倍。分析得知，渣粒直径相对来流空气温度，对渣粒的中心凝固影响较大。

3.2.3 颗粒初始温度的影响

图 6 给出不同初始温度下 2 mm 渣粒在空气速度 $1.94\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时渣粒表面温度变化。

对不同初始温度的渣粒，温度越低，初始凝固时间就越早，完全凝固时间较短。在不同的初始温度下，渣粒温度随时间的变化趋势基本是一致的。在初始温度相差 150 K 时，在同样的换热时间下，随着换热时间的变化，最大温差仅仅达到了 120 K。由此可见，渣粒初始温度对于凝固过程中温度的变化影响并不大，但是可以通过降低钢渣的初始温度，使得渣粒较早的达到凝固点。

3.2.4 导热系数对渣粒凝固的影响

图 7 给出了直径为 2 mm 渣粒，导热系数、渣粒直径和空气速度对渣粒表面凝固时间的影响。通过分析

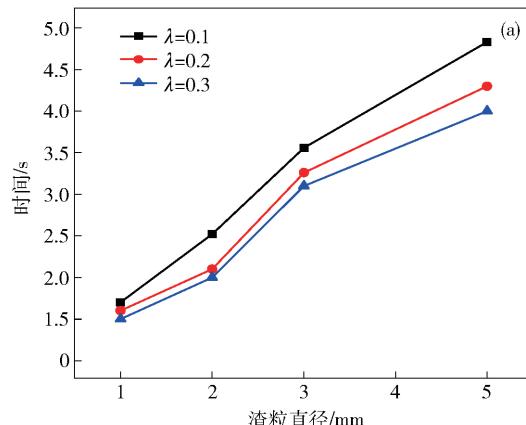


图 7 不同导热系数下表面凝固时间随直径(a) 和空气流速(b) 的变化

Fig. 7 Changes of surface solidification time with diameter (a) and air speed (b) at different thermal conductivities

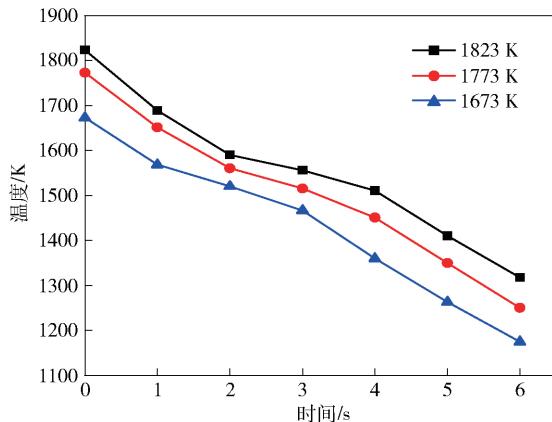
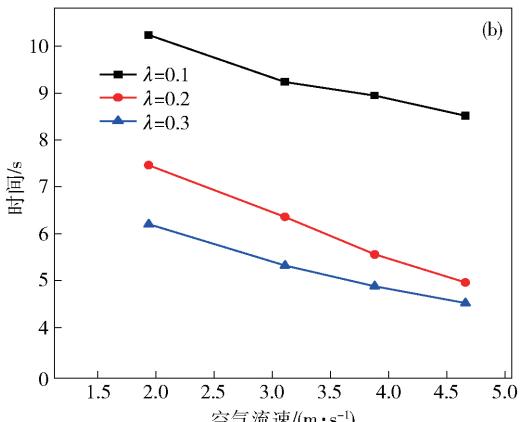


图 6 不同初始温度下表面温度随时间的变化

Fig. 6 Relations of surface temperature and time at different initial temperatures of slag particles

发现：在同样条件下，熔渣颗粒的导热系数越大，渣粒表面的凝固时间越短。

图 8 给出直径为 2 mm 渣粒，导热系数、空气流速、渣粒直径及来流空气温度对渣粒中心凝固时间的



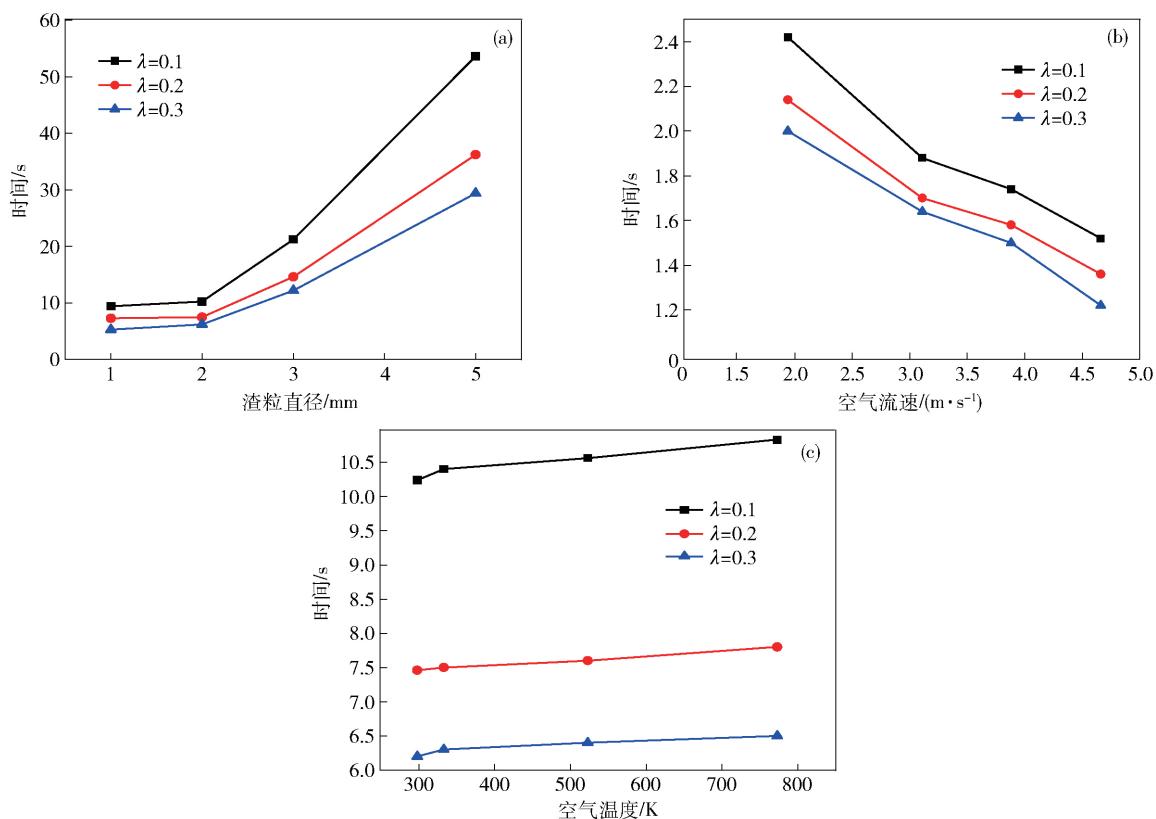


图8 不同导热系数中心凝固时间随渣粒直径(a) ,空气流速(b) 以及空气温度(c) 的变化

Fig.8 Change of center solidification time with diameter (a) , air speed (b) and air temperature (c) at different thermal conductivities

影响.

导热系数越大 ,中心凝固时间越短 ,在直径大于 3 mm 时 导热系数对渣粒中心凝固时间的影响作用变大. 这是由于直径较大时 ,渣粒内部的热传导作用变大. 直径越小 ,内部的热传导作用减弱 ,以表面对流换热形式为主.

从图9(c) 可见 ,随着来流空气温度的增大 ,渣粒中心凝固时间的变化并不大 ,因而来流空气温度对渣粒中心凝固影响作用较小.

4 结论

(1) 通过空冷高温钢渣颗粒实验 ,获得空气外掠固态钢渣颗粒量纲一的平均 Nu 数实验关联式 $Nu = 0.319Re^{0.607}$.

(2) 空冷液态钢渣颗粒时 ,平均 Nu 数随着的钢渣粒径的增大而增大 随着空气流速的增大而增大 ,而钢渣粒径的变化对平均 Nu 数的影响要比空气流速更为强烈 粒径较小有利于传热. 对 1.2 和 3 mm 钢渣颗粒 ,平均 Nu 数和 Re 之间的关联式分别为 $Nu = 0.406Re^{0.569} + 0.931$ 、 $Nu = 0.577Re^{0.539} - 0.245$ 和 $Nu = 0.424Re^{0.563} + 0.721$.

(3) 通过对钢渣颗粒凝固过程受控因素分析发现: 直径对渣粒的表面凝固时间及中心凝固时间的影

响作用最大 来流空气温度及导热系数对渣粒的表面凝固时间及中心凝固时间的影响作用次之 ,而来流空气温度对其影响作用最小.

参 考 文 献

- [1] Wang B. Thermal balance analysis of heat recovery system for molten steel slag // Proceedings of China Energy and Thermal Engineering Annual Meeting. Xiamen , 2010: 341
(王波. 熔融钢渣余热回收系统的热平衡分析 // 全国热能与热工 2010 年学术年会. 厦门 , 2010: 341)
- [2] Liu J X , Yu Q B , Xie H Q , et al. Experimental study on waste heat recovery for metallurgical slag particles. *J Northeast Univ Nat Sci* , 2014 , 35(2) : 245
(刘军祥 , 于庆波 , 谢华清 , 等. 冶金渣颗粒余热回收的实验研究. 东北大学学报(自然科学版) , 2014 , 35(2) : 245)
- [3] Yan Q P. Overview and developing prospect of development and utilization industry of metallurgical slag. *Recyclable Resour Circular Econ* , 2014 , 7(4) : 22
(闫启平. 我国冶金渣开发利用产业概况及发展前景. 再生资源与循环经济 , 2014 , 7(4) : 22)
- [4] Barati M , Esfahani S , Utigard T A. Energy recovery from high temperature slags. *Energy* , 2011 , 36(9) : 5540
- [5] Purwanto H , Mizuuchi T , Akiyama T. Prediction of granulated slag properties produced from spinning disk atomizer by mathematical model. *Mater Trans* , 2005 , 46(6) : 1324
- [6] Guo J X , Yang B J. Research on the air-cooled waste heat recov-

- ery for furnace slag // *International Conference on Materials for Renewable Energy Environment*. Shanghai, 2011: 1148
- [7] Lu H W, Li J G, Zhang Y Z. Numerical simulation on cooling dynamics of slag droplet granulated by gas quenching. *Iron Steel Vanadium Titanium*, 2012, 33(3): 28
(卢宏伟, 李俊国, 张玉柱. 气淬渣滴冷却过程数值模拟研究. 钢铁钒钛, 2012, 33(3): 28)
- [8] Xing H W, Wang X D, Long Y, et al. Numerical simulating for phase-change heat transfer process of slag granule. *Iron Steel Vanadium Titanium*, 2010, 31(1): 79
(邢宏伟, 王晓娣, 龙跃, 等. 粒化钢渣相变传热过程数值模拟. 钢铁钒钛, 2010, 31(1): 79)
- [9] Menter F R. *Improved Two-equation $k-\varepsilon$ Turbulence Models For Aerodynamic Flows*. California: Ames Research Center, 1992
- [10] Menter F R. Zonal two-equation $k-\omega$ turbulence models for aero-
dynamic flows // *AIAA 24th Fluid Dynamics Conference*. Orlando, 1993: 2906
- [11] Menter F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA J*, 1994, 32(8): 1598
- [12] Wilcox D C. Multiscale model for turbulent flows. *AIAA J*, 1988, 26(11): 1311
- [13] Ranz W E, Marshall W R. Evaporation from drops. *Chem Eng Prog*, 1952, 48: 141
- [14] Bagchi P, Ha M Y, Balachandar S. Direct numerical simulation of flow and heat transfer from a sphere in a uniform cross-flow. *J Fluids Eng*, 2001, 123(2): 347
- [15] Richter A, Nikrityuk P A. Drag forces and heat transfer coefficients for spherical, cuboidal and ellipsoidal particles in cross flow at sub-critical Reynolds numbers. *Int J Heat Mass Transfer*, 2012, 55(4): 1343