

驻波声场中可吸入颗粒物漂移的影响因素分析

宋晓通, 凡凤仙

(上海理工大学 能源与动力工程学院, 上海 200093)

摘要: 综合考虑驻波声场中可吸入颗粒物受到的粘性夹带力、非稳定力和漂移力, 建立颗粒动力学模型, 基于变步长四阶龙格库塔算法, 编制程序进行求解, 得到不同漂移力条件下颗粒的漂移量值并与实验值相对比, 确定关键的漂移力, 在此基础上, 对影响颗粒漂移的因素进行分析。结果表明: 非对称漂移力是驻波声场中可吸入颗粒物发生漂移的决定因素, 声辐射压力的影响很弱; 颗粒的漂移引起其运动范围大大增加、间距减小, 相互作用增强, 促进了声凝并; 颗粒是否发生漂移由初始位置决定, 同一初始位置时, 漂移量随颗粒粒径的增加先增大后减小, 随声场强度的增加而迅速增加; 在一定的声波作用时间下, 存在一个对应于最大漂移量的声场频率, 起初其值满足无量纲弛豫时间近似为1, 随着声波作用时间的延长, 该频率降低。

关键词: 驻波声场; 可吸入颗粒物; 颗粒动力学; 漂移; 影响因素

中图分类号: X51 文献标识码: A
DOI: 10.16146/j.cnki.rndlgc.2016.01.014

引言

声凝并是一种重要的可吸入颗粒物脱除预处理技术^[1-3]。其原理是: 利用外加声场作用, 促进颗粒物发生相对运动, 进而碰撞、接触, 凝并为粒径较大的颗粒, 以提高除尘设备对颗粒物的捕集效率。

对声场中颗粒的受力和运动进行研究是获得声凝并机理最直接的方法。早期研究主要集中在粘性夹带力作用下颗粒的往复振动^[4-5]。为解释声场中颗粒的汇聚现象, 研究者开始关注导致颗粒振动中心在声波传播方向上发生漂移的作用力, 即漂移力。文献[6-7]将漂移力归纳为声辐射压力、非对称漂移力和粘性漂移力。文献[8-9]通过可视化实验, 确定了驻波声场中可吸入颗粒物边振动、边漂移的运动规律。然而, 上述研究未对颗粒漂移机理进行深入分析, 也没有进一步探讨颗粒位置、颗粒粒径、

声场参数对颗粒漂移过程的影响。本研究建立综合考虑粘性夹带力、非稳定力和漂移力作用的驻波声场中颗粒动力学模型, 将数值模拟结果和文献[13]的实验结果进行对比, 确定颗粒所受的漂移力, 进而分析声场中颗粒漂移的影响因素。

1 驻波声场中颗粒动力学模型

为便于建模和求解, 做以下假设:

- (1) 将气体介质简化为空气, 并视为理想气体;
- (2) 将颗粒视为刚性球体, 忽略颗粒的转动和颗粒之间的相互作用;
- (3) 忽略声致湍流的影响。

1.1 驻波声场波动方程

无旋、无粘流体中驻波声场的波动方程为:

$$u_{ix}(x, t) = u_a \sin(kx) \cos(\omega t) \quad (1)$$

式中: u_{ix} —声波引起的流体介质振动速度, m/s; u_a —速度振幅, m/s; k —波数, $k = \omega/c$, 1/m; c —声速, m/s; x —位置坐标, m; $\omega = 2\pi f$; f —声场频率, Hz; t —时间, s。

当流体中存在颗粒时, 流体会在颗粒表面产生绕流。若考虑颗粒周围流体的旋度和粘度, 将给求解流场带来很大困难。如果用 d_p 表示颗粒直径 (m); λ 表示声波波长 (m); u_{px} 表示颗粒运动速度 (m/s); ρ_f 表示气体密度 (kg/m^3); μ_f 表示气体动力粘度 ($\text{Pa} \cdot \text{s}$) 则满足:

- (1) $d_p \ll \lambda$;
- (2) $u_{px} \ll c$;
- (3) 雷诺数 $Re_p = |u_{ix} - u_{px}| \rho_f d_p / \mu_f \ll 1$;
- (4) 流体密度变化的时间尺度远大于粘性扩散的时间尺度, 即 $d_p^2 c \rho_f / (\mu_f \lambda) \ll 1$ 。

在此条件下, 可将流体视为无旋、无粘流体, 颗

收稿日期: 2014-12-02; 修订日期: 2015-03-12

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(51206113; 51176128)

作者简介: 宋晓通(1989-), 男, 河南扶沟人, 上海理工大学硕士研究生。

粒附近的流场可由式(1)描述^[10]。

通常采用声强和频率来描述声场。习惯上,声强以声压级表示,其表达式为:

$$SPL = 20 \log_{10} \left(\frac{P_s}{P_r} \right) \quad (2)$$

式中: SPL —声压级, dB; P_s —有效声压, Pa; P_r —参考声压, $P_r = 2 \times 10^{-5}$ Pa。

有效声压 P_s 与速度振幅 u_a 之间的关系为:

$$P_s = \frac{\sqrt{2}}{2} u_a c \rho_f \quad (3)$$

1.2 颗粒动力学模型

1.2.1 粘性夹带力与非稳定力作用下颗粒的运动

非均匀流场中,颗粒的运动方程为:

$$m_p \frac{du_{px}}{dt} = F_{stx} + F_{Bx} + F_{px} + F_{vmx} \quad (4)$$

式中: m_p —颗粒质量, kg; F_{stx} 、 F_{Bx} 、 F_{px} 、 F_{vmx} —粘性夹带力、倍瑟特力、压力梯度力、虚拟质量力, N。

$$F_{stx} = 3\pi\mu_f d_p (u_{fx} - u_{px}) / C_c \quad (5)$$

$$F_{Bx} = \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi\rho_f\mu_f} \int_0^t \frac{\left(\frac{du_{fx}}{dt'} - \frac{du_{px}}{dt'} \right)}{\sqrt{t-t'}} dt' \quad (6)$$

$$F_{px} = m_f \left(\frac{\partial u_{fx}}{\partial t} + u_{fx} \frac{\partial u_{fx}}{\partial x} \right) \quad (7)$$

$$F_{vmx} = \frac{1}{2} m_f \left(\frac{du_{fx}}{dt} - \frac{du_{px}}{dt} \right) \quad (8)$$

式中: C_c —肯宁汉修正系数; t' —时间变量, s; m_f —与颗粒等体积的流体的质量, kg。

常压下, C_c 的表达式为:

$$C_c = 1 + Kn [1.257 + 0.400 \exp(-1.10 / Kn)] \quad (9)$$

式中: Kn —克努森数, $Kn = 2l_m / d_p$ (l_m 为气体分子平均自由程, m)。

1.2.2 漂移力作用下颗粒振动中心的漂移

文献[6-7]将声场中颗粒的漂移归因于颗粒对声波的散射效应产生的声辐射压力,颗粒振动过程中相对于流体的相位滞后引起的非对称漂移力,以及流体粘度的周期性波动引发的粘性漂移力。

声辐射压力已在声悬浮和颗粒分离领域得到应用和证实^[11-12],其表达式为:

$$\langle F_{RAD} \rangle = km_f u_a^2 \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \sin(2kx) \quad (10)$$

式中: $\langle \rangle$ 表示基于声波周期的时均值; F_{RAD} —声辐射

压力, N; τ —颗粒的弛豫时间, $\tau = \frac{\rho_p d_p^2 C_c}{18\mu_f}$, s; ρ_p —

颗粒密度, kg/m³。

由非对称漂移力的机理和推导过程可知,该力对颗粒漂移的作用是毫无疑问的,并且其作用效果已包含在式(4)中^[7]。粘性漂移力是由于声波传播过程中,流体介质反复经历周期性压缩和膨胀,导致其温度、粘度发生周期性变化而引起的二阶作用。粘性漂移力机理复杂,不仅受流体粘度和热传导性能的影响,还受粘度随温度变化规律的影响。文献[6-7]采用的粘性漂移力的表达式为:

$$\langle F_{VIS} \rangle = \frac{3}{4} \pi (\gamma - 3) d_p u_a^2 \frac{\mu_f}{c} \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \sin(2kx) \quad (11)$$

式中: F_{VIS} —粘性漂移力, N; γ —绝热指数,对于空气 $\gamma = 1.4$ 。

式(12)是在大量简化假设的情况下得到的,该式的适用性有待实验验证。

根据时均力的平衡关系,有

$$m_p \frac{d \langle v_p \rangle}{dt} + 3\pi\mu_f d_p \langle v_p \rangle / C_c = \langle F_{DRI} \rangle \quad (12)$$

式中: v_p —时均漂移速度, m/s; $t = nT$ ($n = 1, 2, \dots$); T —声波周期, s; F_{DRI} —漂移力, N。

由式(12),可得漂移速度为:

$$\langle v_p \rangle = \frac{\langle F_{DRI} \rangle}{3\pi\mu_f d_p / C_c} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] \quad (13)$$

2 数值计算方法

采用变步长四阶龙格-库塔算法编制数值计算程序对式(4)进行求解。其中,倍瑟特力通过将流体速度和颗粒速度基于经历的时间步进行离散而计算,即

$$F_{Bx} = \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi\rho_f\mu_f} \sum_{i=0}^{n-1} \frac{\Delta u_{fxi} - \Delta u_{pxi}}{\sqrt{t_n - t_i}} \quad (14)$$

式中: n —颗粒运动经历的时间步数; Δu_{fxi} 、 Δu_{pxi} —第 i 个时间步内流体速度和颗粒速度增量, m/s; t_0 —第 1 个时间步的起始时间, s; t_i ($i > 0$)—第 i 个时间步的终止时间, s。

在每个时间步长内,将由式(4)得到的颗粒运动速度与由式(13)得到的振动中心漂移速度叠加,从而获得颗粒在声波传播方向的合速度,即

$$U_{px} = u_{px} + \langle v_p \rangle \quad (15)$$

式中: U_{px} —合速度, m/s。

颗粒在声波传播方向的位移为:

$$X_p(t + \Delta t) = X_p(t) + \frac{\Delta t}{2} [U_{px}(t + \Delta t) + U_{px}(t)] \quad (16)$$

式中: X_p —位移, μm ; Δt —时间步长, s 。

3 结果与讨论

3.1 数值模拟结果的验证与漂移力的确定

为对比不同漂移力的作用效果,并确定粘性漂移力的适用性,结合文献[8]的燃煤可吸入颗粒物动力学特性实验,进行以下 3 种条件的数值模拟:

条件 1: 令 $\langle F_{\text{DRI}} \rangle = 0$, 模拟非对称漂移力的作用;

条件 2: 令 $\langle F_{\text{DRI}} \rangle = \langle F_{\text{RAD}} \rangle$, 模拟非对称漂移力与声辐射压力的作用;

条件 3: 令 $\langle F_{\text{DRI}} \rangle = \langle F_{\text{RAD}} \rangle + \langle F_{\text{VIS}} \rangle$, 模拟非对称漂移力、声辐射压力与粘性漂移力的共同作用。

数值模拟采用与文献[8]的相同的实验参数,即温度 $T = 287 \text{ K}$ 、气体静压 $P_0 = 101\,325 \text{ Pa}$ 、颗粒初始位置 $x_0 = 0.13\lambda$ 、 $f = 3 \text{ kHz}$ 、 $\text{SPL} = 141.2 \text{ dB}$ 、 $d_p = 4.0 \mu\text{m}$ 、 $\rho_p = 2\,300 \text{ kg/m}^3$ 、 $t = 1/30 \text{ s}$ 。其中 d_p 根据实验获得的夹带宽度和沉降距离,利用式(17)确定^[13]

$$d_p = \left[\frac{162\mu_t^2 Y_t \sqrt{(X_0/X_t)^2 - 1}}{\pi g f \rho_p^2} \right]^{1/4} \quad (17)$$

式中: X_t 、 Y_t —夹带宽度和沉降距离, m ; X_0 —颗粒初始位置处气体介质振动宽度, m ; $X_0 = u_a \sin(kx_0) / (\pi f)$; g —重力加速度, m/s^2 ; 实验中 $X_t = 27.0 \mu\text{m}$, $Y_t = 35.6 \mu\text{m}$ 。

3 种模拟条件下的夹带宽度和漂移量及与实验的对比如表 1 所示。可见,不同漂移力情况下,颗粒的夹带宽度相等,且和实验值吻合良好,而颗粒的漂移量存在差别。这是因为夹带宽度是由粘性夹带力和非稳定力决定的;漂移力为基于声波周期的时均力,短时间内其只影响颗粒振动中心的漂移,不影响颗粒的振幅。对比不同条件下的漂移量发现,与非对称漂移力相比,声辐射压力的作用效果很弱;考虑粘性漂移力时,漂移量的数值模拟结果与实验迥异,说明式(11)不适用于计算声场中可吸入颗粒物的漂移。模拟条件 1 和模拟条件 2 的漂移量结果相对于实验结果的偏差分别为 4.8% 和 5.2%,与实验值符合较好。考虑到模拟条件 2 与模拟条件 1 相比,包含了声辐射压力引起的漂移,而声辐射压力的存在已得到证实^[11-12]。由于模拟条件 2 对应的数学

模型最为合理,所得漂移量与实验值符合较好,在研究颗粒漂移的影响因素时,将按模拟条件 2 进行处理。

表 1 夹带宽度和漂移量的数值模拟结果及与实验的对比 (μm)

Tab.1 Simulation results of entrainment width and drift distance and comparison with experiments (μm)

| 参 数 | 实验 | 条件 1 | 条件 2 | 条件 3 |
|------|-----|------|------|------|
| 夹带宽度 | 27 | 27.3 | 27.3 | 27.3 |
| 漂移量 | 7.1 | 6.76 | 6.73 | 26.6 |

3.2 驻波声场中颗粒漂移的影响因素分析

对冷态烟气中燃煤颗粒的运动过程进行数值模拟,据此分析漂移的影响因素。参数选择为 $T = 300 \text{ K}$ 、 $P_0 = 101\,325 \text{ Pa}$ 、 $\rho_p = 2\,300 \text{ kg/m}^3$ 、 $t = 5 \text{ s}$ 。

3.2.1 颗粒初始位置

在 $f = 2 \text{ kHz}$ 、 $\text{SPL} = 151 \text{ dB}$ 、 $d_p = 2.5 \mu\text{m}$ 时,不同初始位置颗粒的漂移特性如图 1 所示。

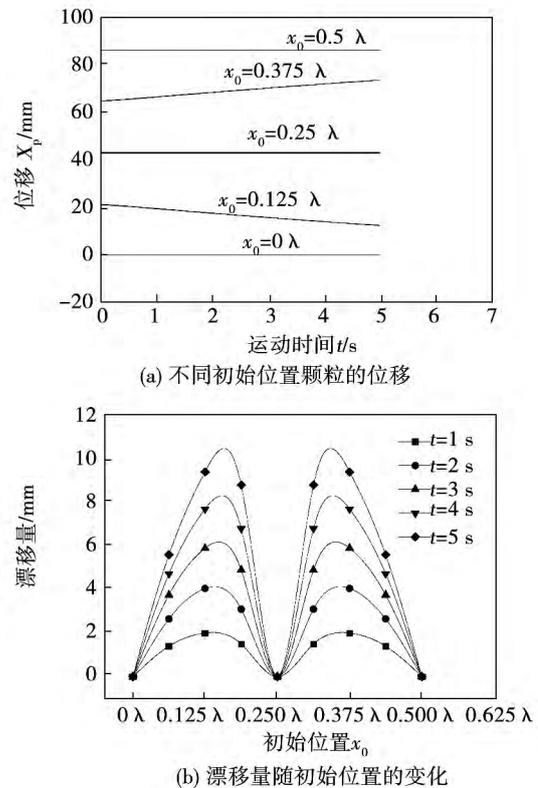


图 1 不同初始位置颗粒的漂移

Fig. 1 The particle drift in different initial positions

图 1(a) 给出了颗粒的位移曲线,图 1(b) 给出了不同时间内颗粒的漂移量。由图 1(a) 可知,颗粒

是否发生漂移由初始位置决定。初始位置位于波节点($x_0 = 0\lambda, 0.5\lambda$)的颗粒始终保持静止,既不发生振动也不发生漂移;初始位置在波腹点($x_0 = 0.25\lambda$)的颗粒,只发生振动而不发生漂移;初始位置偏离波节点和波腹点(如 $x_0 = 0.125\lambda, 0.375\lambda$)的颗粒边振动,边向邻近的波节点漂移。由图1(b)可知,初始位置位于波节点和波腹中点附近的颗粒具有最大的漂移速度,因而对应的漂移量最大。颗粒的漂移使得颗粒运动范围大大增加、颗粒间距减小,颗粒之间的相互作用增强,促进了声凝并的发生。

3.2.2 颗粒粒径的影响

在 $f=2\text{ kHz}$ 、 $SPL=151\text{ dB}$ 、 $x_0=0.875\lambda$ 时,得到的不同粒径颗粒的漂移特性如图2所示。

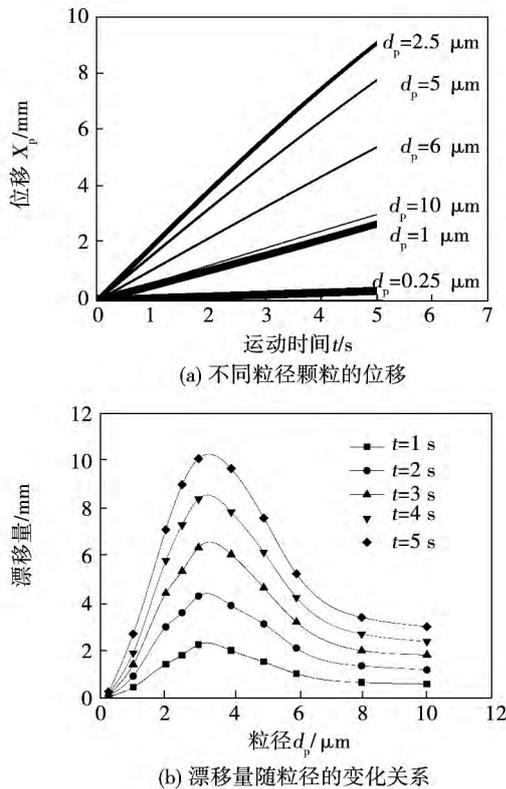


图2 不同粒径颗粒的漂移

Fig. 2 The particle drifting of different diameters

图2(a)给出了典型粒径颗粒的位移随时间的变化关系,图2(b)给出了漂移量随粒径的变化关系。图2(a)中曲线的宽度即为颗粒的夹带宽度,曲线的纵坐标表示漂移量。对比夹带宽度和漂移量可以发现,粒径为 $0.25\ \mu\text{m}$ 的颗粒主要表现为往复振动,5 s时间内,漂移量和夹带宽度相当;粒径为 $1 -$

$10\ \mu\text{m}$ 的颗粒则具有显著的漂移特性,漂移量随声波作用时间的增加而增大。5 s时间内,粒径为 $1、2.5、5$ 和 $6\ \mu\text{m}$ 的颗粒的漂移量分别为 $2.7、9、7.6$ 和 $5.24\ \text{mm}$,呈现出漂移量随粒径的增加,先增加后减小的趋势。由图2(b)可以看出,在给定的声场条件下,存在一个对应于最大漂移量的粒径,本模拟条件下,该粒径约为 $3\ \mu\text{m}$ 。由此可以推断,对于特定的声场,对应于一个最佳工作粒径范围,若颗粒粒径集中在此范围内,声凝并过程迅速,若颗粒粒径偏离工作粒径范围,声凝并效率降低。

3.2.3 声场频率

在 $SPL=151\text{ dB}$ 、 $d_p=2.5\ \mu\text{m}$ 、 $x_0=0.875\lambda$ 时,得到的不同声场频率下颗粒的漂移特性如图3所示。

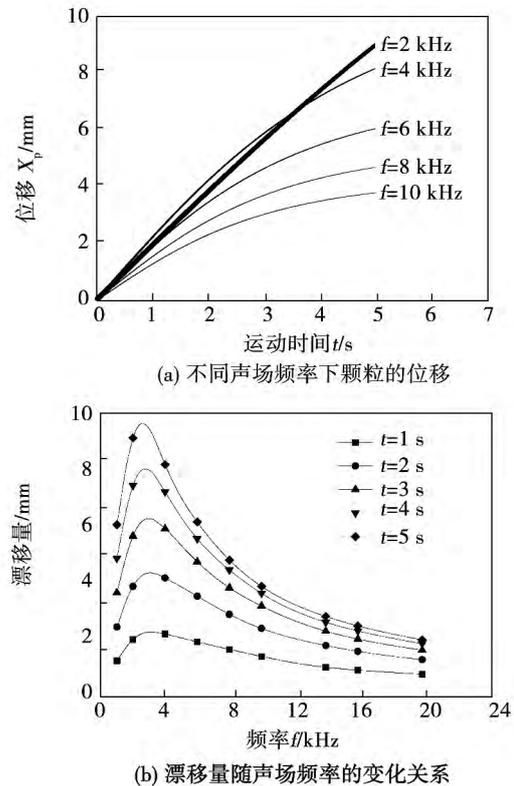


图3 不同声场频率下颗粒的漂移

Fig. 3 The particle drifting at different acoustic frequencies

图3(a)中曲线的斜率表示漂移速度, $f=2\text{ kHz}$ 时,漂移速度几乎不随时间发生改变;而 $f \geq 4\text{ kHz}$ 时,漂移速度随声波作用时间的增加而明显下降。这是由于频率增加引起波长减小,导致漂移力随颗

粒位置的变化加剧,从而使漂移速度发生明显变化。由图 3(b)可知,随着频率的增加,漂移量先增大后减小,存在一个使得漂移量最大的频率值。数值模拟结果显示, $t = 1, 2, 3, 4, 5$ s 时,该频率分别为 3 300、2 700、2 600、2 500、2 300 Hz,相应的无量纲弛豫时间 $\omega\tau$ 分别为 0.96、0.79、0.76、0.73、0.67。文献[2]的实验研究表明,燃煤飞灰声凝并效率最高时对应的声场频率满足 $\omega\tau \approx 1$,利用同向相互作用凝并机理对这一现象进行解释。由模拟可知,最大漂移量对应的频率起初也满足 $\omega\tau \approx 1$ 。随着声波作用时间的延长,该频率降低。这表明除同向相互作用外,颗粒的漂移也是声凝并存在最佳频率的原因。

3.2.4 声场强度的影响

在 $f = 2$ kHz、 $d_p = 2.5$ μm 、 $x_0 = 0.875\lambda$ 时,不同声场强度下颗粒的漂移特性如图 4 所示。

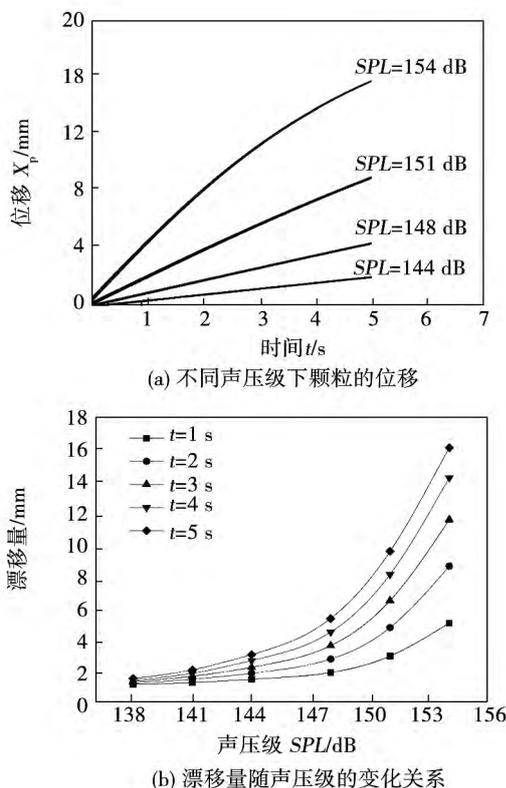


图 4 不同声场强度下颗粒的位移

Fig. 4 The particle drifting at different acoustic intensities

图 4(a) 给出的颗粒位移曲线可知,随声场强度的增加,颗粒漂移量增加,声压级为 144、148、151 和 154 dB 时,5 s 时间内颗粒的漂移量分别为 2.1、

4.5、9.1 和 15.9 mm。由图 4(b) 可以清楚地看到,漂移量随声压级呈指数关系迅速增大。提高声场强度,由于颗粒的受力增加,因而在促进颗粒漂移的同时,也引起颗粒的振幅增加,从而使得颗粒的运动区域极大增大,颗粒之间的凝并效率提高。然而,声场强度高于 160 dB 时,声致湍流的影响将不可忽略,此时由于流场特性发生变化,本研究模型将不再适用。

4 结 论

(1) 非对称漂移力是驻波声场中可吸入颗粒物发生漂移的决定因素,声辐射压力的影响很弱。

(2) 漂移的发生引起颗粒运动范围大大增加、颗粒间距减小,颗粒之间的相互作用增强,促进了声凝并的发生。

(3) 颗粒是否发生漂移由初始位置决定;同一初始位置时,漂移量随颗粒粒径的增加先增大后减小,随声场强度的增加而迅速增加。

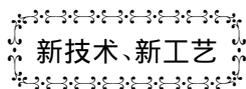
(4) 在一定的声波作用时间下,随声场频率的增加,漂移量先增加后减小,存在一个对应于最大漂移量的声场频率。起初该频率满足 $\omega\tau \approx 1$,随着声波作用时间的延长,该频率降低。

参考文献:

- [1] Dong S, Lipkens B, Cameron T M. The effects of orthokinetic collision, acoustic wake, and gravity on acoustic agglomeration of polydisperse aerosols [J]. *Journal of Aerosol Science*, 2006, 37 (4): 540 - 553.
- [2] Liu Jianzhong, Zhang Guangxue, Zhou Junhu, et al. Experimental study of acoustic agglomeration of coal-fired fly ash particles at low frequencies [J]. *Powder Technology*, 2009, 193(1): 20 - 25.
- [3] Fan Fengxian, Yang Xufeng, Kim Chang Nyung. Direct simulation of inhalable particle motion and collision in a standing wave field [J]. *Journal of Mechanical Science and Technology*, 2013, 27(6): 1707 - 1712.
- [4] Gucker F T, Doyle G J. The amplitude of vibration of aerosol droplets in a sonic field [J]. *Journal of Physical Chemistry*, 1956, 60 (7): 989 - 996.
- [5] Temkin S, Leung C M. On the velocity of a rigid sphere in a sound wave [J]. *Journal of Sound and Vibration*, 1976, 49(1): 75 - 92.
- [6] Czyz H. Aerosol particle drift in a standing wave field [J]. *Archives of Acoustics*, 1987, 12(3-4): 199 - 214.

- [7] Czyz H. On the concentration of aerosol particles by means of drift forces in a standing wave field [J]. *Acustica*, 1990, 70(1): 23-28.
- [8] 姚刚. 燃煤可吸入颗粒物声波团聚——微观动力学特性可视化及宏观效果实验研究及模拟[D]. 南京: 东南大学 2006. YAO Gang. Acoustic agglomeration of inhalable particles from coal combustion-Experiments and simulations on microscopic dynamic behavior visualization and macroscopic effects [D]. Nanjing: Southeast University 2006.
- [9] 赵兵, 姚刚. 燃煤可吸入颗粒物在驻波声场中动力学特性的研究[J]. *中国电机工程学报* 2007, 27(26): 13-17. ZHAO Bing, YAO Gang. Study on the dynamical behavior of inhalable particle from coal combustion in a standing wave field [J]. *Proceedings of the CSEE* 2007, 27(26): 13-17.
- [10] Cleckler J, Elghobashi S, Liu F. On the motion of inertial particles by sound waves [J]. *Physics of Fluids* 2012, 24(3): 033301.
- [11] Xie W J, Wei B. Dynamics of acoustically levitated disk samples [J]. *Physical Review E* 2004, 70(42): 046611.
- [12] Aboobaker N, Blackmore D, Meegoda J. Mathematical modeling of the movement of suspended particles subjected to acoustic and flow field [J]. *Applied Mathematical Modelling*, 2005, 29(6): 515-532.
- [13] 姚刚, 赵兵, 杨林军, 等. 可吸入颗粒粒径声学夹带法测量的实验研究[J]. *热能动力工程* 2006, 21(3): 272-275. YAO Gang, ZHAO Bing, YANG Lin-jun, et al. Experimental study of the measurement of inhalable particle diameter by the use of an acoustic entrainment method [J]. *Journal of Engineering for Thermal Energy and Power* 2006, 21(3): 272-275.

(丛敏 编辑)



新技术、新工艺

OP16-3C 的低热值燃烧室

据《Gas Turbine World》2015年5-6月刊报道,OPRA公司的OP16燃气轮机从它2005年投放市场以来,大约有60台已经成功地分布在世界各地的热电联产装置中运行。

额定1.9 MW功率的OP16两个主要的市场是用于石油和天然气的生产(在岸上或海上)以及工业应用。

为了适应市场对使用低热值燃料燃气轮机的需求,OPRA研制了装备有低热值燃烧室的OP16-3C燃气轮机。

OP16-3C燃气轮机使用了标准的OP16-3A的燃烧室和空气喷射雾化喷嘴,并针对燃烧低热值燃料作了进一步的调整。空气喷射雾化喷嘴可以处理具有比标准的压力喷嘴更高运动粘度的液体。它的另一个优点是可以降低由于通过燃烧室火焰筒的压力损失造成的压力降。这意味着空气喷射雾化喷嘴不需要任何外部的空气或蒸汽源。

除了液体燃料,新的燃烧室也可以燃烧低热值气体燃料。该燃烧室的体积比普通燃烧室体积大5倍,以便为大多数热值低于10 MJ/kg的气体燃料完全燃烧提供充足的停留时间。

这意味着,可以处理低热值的气体(如塑料热解气、生物气)和许多超低热值的气体(如煤气、木材热解气)。

第一台工业用的OP16-3C计划于2015年8月交付使用。该燃气轮机具有双燃料系统,柴油将作为备用燃料。

(吉桂明 摘译)

qiang (College of Mechanical and Power Engineering ,North University of China ,Taiyuan ,China ,Post Code: 030051) ,LI Yong-mao (Shanxi Pingshuo Gangue-fired Power Generation Co. Ltd. ,Shuozhou ,China ,Post Code: 036800) //Journal of Engineering for Thermal Energy & Power. -2016 31(1) . -76 -80

With a 300 MW CFB boiler unit operating in a combined slag removal mode by adopting roller slag coolers and air-water slag coolers serving as an example ,the equivalent enthalpy drop method was used to calculate ,analyze ,contrast ,study and case verify the influence of the three bottom slag waste heat recovery versions chosen on the cost-effectiveness of the unit. It has been found that the lower the heating value of the coal burned ,the bigger the space for utilizing the bottom slag waste heat recovered and the more conspicuous the energy-saving effectiveness. When the optimum bottom slag waste heat recovery version is chosen ,the heat rate of the unit can reduce by 3.54 kJ/(kW · h) to 8.76 kJ/(kW · h) and lower the standard coal consumed by 0.133 g/(kW · h) to 0.329 g/(kW · h) . After the unit has been subjected to an optimization and reconstruction ,the actual operation results are in good agreement with the theoretically analytic results above-mentioned ,thus offering reference for the waste heat utilization of other units of the same kind. **Key words:** circulating fluidized bed ,low heating value ,slag cooler ,equivalent enthalpy drop ,thermal cost-effectiveness

驻波声场中可吸入颗粒物漂移的影响因素分析 = **Analysis of the Factors Influencing the Drift of Inhalable Particles in a Standing Wave Acoustic Field** [刊 ,汉] SONG Xiao-tong ,FAN Feng-xian (College of Energy Source and Power Engineering ,Shanghai University of Science and Technology ,Shanghai ,China ,Post Code: 200093) //Journal of Engineering for Thermal Energy & Power. -2016 31(1) . -81 -86

With the viscosity-caused entraining force ,unsteady forces and drifting forces received by the inhalable particle matters in a standing wave acoustic field being considered in a comprehensive way ,a kinetic model for particles was established and based on the step-variable four-order Runge-Kutta algorithm ,a program was self prepared to seek solutions. The drifting values of particles in various drifting forces were obtained and contrasted with the test values. To this end ,the key drifting force was determined. On this basis ,the factors influencing the drift of particles were analyzed. It has been found that the non-symmetrical drifting force is regarded as the factor dominating whether or not any drift occurs to the inhalable particle matters in the standing wave acoustic field and the influence of the acoustic radiation pressure is very weak. The drift of the particles causes their movement space to greatly expand ,the interval to reduce and the interaction to strengthen ,thus contributing to the acoustic agglomeration. Whether a particle drifts

or does not is determined by its initial location. At a same initial location, the drift will first increase and then decrease with an increase of the diameter of the particle and quickly increase with an increase of the intensity of the acoustic field. In a certain time duration of the action exerted by the acoustic wave, there exists a frequency of the acoustic field corresponding to the maximum drift. In the beginning, such a frequency value meets the condition that the non-dimensional relaxation time approximately equals to 1. With an extension of the time duration of the action exerted by the acoustic wave, the frequency value will go down. **Key words:** standing wave, acoustic field, inhalable particle, particle kinetics, drift, influencing factors

长短叶片离心泵内固液两相流场三维数值模拟 = **Three-dimensional Numerical Simulation of the Solid-liquid Two-phase Flow Field Inside a Centrifugal Pump Installed with Long and Short Blades** [刊, 汉] GUO Ren-ning, XIAO Chun-yan, LI Guo-wei (College of Mechanical Engineering, Liaoning Engineering Technology University, Fuxin, China, Post Code: 123000) // Journal of Engineering for Thermal Energy & Power. - 2016, 31(1) . - 87 - 92

To analyze the law governing the flow field and flow inside the impeller of a centrifugal pump installed with long and short blades when conveying a solid-liquid two-phase flow, the software Fluent was used to conduct a numerical simulation of the two-phase flow field inside a centrifugal pump installed with commonly-used blades and one installed with long and short blades respectively and contrast and analyze the law governing the distribution of the total pressure, static pressure and solid phase particle concentration. It has been found that the variation laws of the static pressure and total pressure are both identical no matter whether in a common centrifugal pump or in a centrifugal pump installed with long and short blades, both existing growth tendency along the out-going flow direction and arriving at their maximum values at the outlet of the impeller. The solid-phase particle concentration in the centrifugal pump installed with long and short blades is relatively small, thus conspicuously enhancing the wear-resistant performance of the pump. Compared with the common pumps, the zone with a high particle concentration in the flow passage of the impeller of the centrifugal pump installed with long and short blades conspicuously becomes small, thus securing a more smooth and stable operation. The particle distribution in the centrifugal pump installed with long and short blades is more uniform, therefore the flow loss will greatly decrease and the flow state can be better. **Key words:** long and short blade, centrifugal pump, solid-liquid two-phase flow, flow field, numerical simulation