

双模态颗粒声凝并微观行为的数值模拟

杨娜娜, 凡凤仙, 胡晓红, 赵豪

(上海理工大学 能源与动力工程学院, 上海 200093)

摘要: 考虑颗粒间多种相互作用机理及颗粒碰撞后的凝并与反弹机制, 建立声凝并微观动力学模型, 对大粒径外加颗粒及两个邻近的亚微米细颗粒之间的声凝并微观行为进行数值模拟研究。结果表明, 双模态颗粒声凝并行为主要表现为外加颗粒仅与一个细颗粒发生凝并, 以及外加颗粒先后与两个细颗粒发生凝并, 声尾流效应、重力沉降作用是双模态颗粒声凝并的重要机理。随着外加颗粒初始位置与波节间距的增大, 外加颗粒与较近细颗粒的平均凝并时间变化很小, 两者形成的团聚体与较远细颗粒的平均凝并时间显著缩短; 外加颗粒距离波节很近时, 其仍能与较近的细颗粒发生凝并。对于外加颗粒与较近细颗粒以及两者形成的团聚体与较远细颗粒的凝并, 随着外加颗粒直径的增加, 平均凝并时间显著缩短, 凝并概率先增加而后趋于恒定。

关键词: 细颗粒; 外加颗粒; 声凝并; 微观行为; 数值模拟

中图分类号: O 359 **文献标志码:** A

Numerical simulation on microscopic behavior of acoustic agglomeration of bimodal particles

YANG Nana, FAN Fengxian, HU Xiaohong, ZHAO Hao

(School of Energy and Power Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

Abstract: A microscopic dynamic model for particle agglomeration was developed with simultaneous consideration of multiple particle interaction mechanisms as well as mechanisms of agglomeration or rebound upon inter-particle collision. The microscopic behaviors of acoustic agglomeration of a large-sized additional particle and its two neighboring submicron-sized fine particles were numerically investigated. The results show that the major acoustic agglomeration behaviors of the bimodal particles are characterized by the agglomeration between the additional particle and either fine particle and the successive agglomerate between the addition particle and the closer and farther fine particles. The gravitational effect and acoustic wake effect play an important role in the acoustic agglomeration of bimodal particles. When the distance between the initial position of the additional particle and wave node increases, small variation in the average agglomeration time between the additional particle and the closer fine particle is observed, whereas the average agglomeration time between the agglomerate

收稿日期: 2022-02-16

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(51976130, 51776129); 上海市科委科研计划资助项目(13DZ2260900)

第一作者: 杨娜娜(1997-), 女, 硕士研究生. 研究方向: 气固两相流数值模拟. E-mail: yangna8122@163.com

通信作者: 凡凤仙(1982-), 女, 教授. 研究方向: 多相流动与传热. E-mail: fanfengxian@usst.edu.cn

formed by the said particles and the farther fine particle decreases obviously. When the additional particle is initially close to the wave node, it is possible for the particle to agglomerate with its closer fine particle. Concerning the agglomeration between the additional particle and its closer fine particle as well as the agglomerate formed by the said particles and the farther fine particle, the average agglomeration time increases while the agglomeration probability increases first and then tends to a constant value with the increasing additional particle diameter.

Keywords: *fine particle; additional particle; acoustic agglomeration; microscopic behavior; numerical simulation*

细颗粒(PM_{2.5})对人体健康和大气环境带来严重危害, 高温燃烧过程的排放是细颗粒的主要源头。随着环保标准的日趋严格, 细颗粒排放控制日益成为能源与环境领域的研究热点。鉴于细颗粒粒径微小, 常规除尘装置对其脱除难以奏效, 一些学者提出了声凝并^[1-2]、蒸汽相变凝结^[3-4]等细颗粒预处理技术, 以促使其粒径增大, 从而提高常规除尘装置的效率。其中, 声凝并利用外加声场促进颗粒凝并在一起, 该技术因装置简单、适用性强而备受研究者关注^[1-2,5-9]。

声凝并效果与颗粒粒径分布密切相关, 已有研究表明, 对于粒径集中在亚微米尺度的细颗粒, 声凝并效果仍不够理想^[6-9]。为了有效提高亚微米细颗粒的声凝并效果, 发展出了双模态颗粒声凝并技术, 即向烟气中添加的微米尺度外加颗粒作为一个模态、烟气中的细颗粒作为另一个模态, 利用两者在声场中动力学行为的差异, 从而强化声凝并效果^[6-9]。然而, 目前对双模态颗粒声凝并微观行为及机理的掌握仍很欠缺, 难以对其效果优化提供有效指导。

为揭示双模态颗粒声凝并中涉及的颗粒间相互作用直至碰撞、凝并的微观行为及机理, 本文综合考虑同向相互作用、重力沉降作用、声尾流效应、互散射效应这 4 种颗粒间相互作用机理, 以及颗粒碰撞后凝并与反弹的物理机制, 建立双模态颗粒凝并过程的微观动力学模型; 利用数值模拟方法, 研究颗粒凝并微观行为随外加颗粒和细颗粒中心连线与声波波动方向的初始夹角的变化特性, 探讨外加颗粒的初始位置和直径对平均凝并时间和凝并概率的影响规律。本文研究可为细颗粒低成本、高效脱除提供科学依据, 对细颗粒超低排放具有重要意义。

1 模型与方法

1.1 物理模型

针对水平驻波声场中外加颗粒与邻近的 2 个细颗粒开展研究, 颗粒的相对位置如图 1 所示。图中, 颗粒 1 为外加颗粒, 颗粒 2 和颗粒 3 为细颗粒; x 向为声波波动的正方向, y 向为重力方向; d_i 为颗粒 i ($i=1, 2, 3$) 的直径; r_{ij} 为颗粒 i 与 j 的中心距, $r_{ji}=r_{ij}$; θ_{ij} 为颗粒 i 指向颗粒 j 的向量与 x 向的夹角, $\theta_{ji}=\pi+\theta_{ij}$ 。

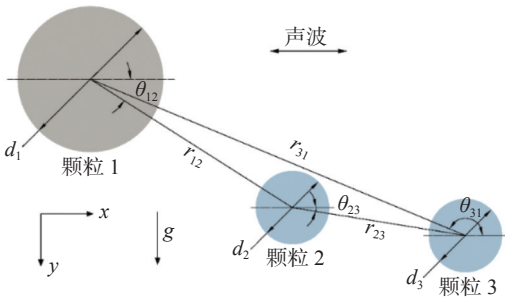


图 1 声场中外加颗粒与细颗粒的相对位置示意图
Fig.1 Schematic diagram of the relative position of additional particle and fine particles in acoustic field

1.2 数学模型

- 为建模的方便, 作出如下简化假设:
- a. 认为颗粒发生二维运动, 颗粒碰撞后仅能发生凝并和反弹;
 - b. 将颗粒和颗粒凝并后生成的团聚体视为球形, 认为颗粒不带电荷;
 - c. 为着重探讨声场的作用效果, 不考虑布朗力的影响, 认为范德华力仅在颗粒碰撞接触过程中发挥作用。

1.2.1 颗粒运动模型

考虑颗粒所受曳力、重力与浮力, 颗粒 i 的运动方程可写为^[1,10]

$$\begin{cases} m_i \frac{dv_{ix}}{dt} = 3\pi\mu_g d_i (u_{ix} - v_{ix}) C_{1,i} / C_{C,i}, & i = 1, 2, 3 \\ m_i \frac{dv_{iy}}{dt} = 3\pi\mu_g d_i (u_{iy} - v_{iy}) C_{1,i} / C_{C,i} + \\ \frac{1}{6} \pi d_i^3 (\rho_i - \rho_g) g \end{cases} \quad (1)$$

式中: m_i 为颗粒 i 的质量; v_i 为颗粒 i 的速度; t 为时间; μ_g 为气体的动力黏度; u_i 为颗粒 i 所在位置处的气体速度; $C_{1,i}$ 和 $C_{C,i}$ 分别为颗粒 i 的惯性修正系数和滑移修正系数; ρ_i 为颗粒 i 的密度; ρ_g 为气体的密度; g 为重力加速度; 下标 x 和 y 分别表示 x 和 y 向分量。

1.2.2 气体速度模型

在施加声场前, 气相处于静止状态, 施加声场后, 颗粒 i 所在位置的气体速度由声波波动速度与其他颗粒的声尾流效应和互散射效应引起的扰动速度共同决定, 即

$$\begin{cases} u_{ix} = u_a + u_{jix}^{AWE} + u_{jix}^{MSE} + u_{kix}^{AWE} + u_{kix}^{MSE} \\ u_{iy} = u_{jiy}^{AWE} + u_{jiy}^{MSE} + u_{kiy}^{AWE} + u_{kiy}^{MSE} \end{cases} \quad (2)$$

式中: u_a 为声波波动速度; u_{ji}^{AWE} , u_{ki}^{AWE} 分别为颗粒 j 和 k 在颗粒 i 位置处的声尾流效应扰动速度; u_{ji}^{MSE} 和 u_{ki}^{MSE} 分别为颗粒 j 和 k 在颗粒 i 位置处的互散射效应扰动速度。

声尾流扰动速度的表达式见文献 [1,10-11], 互散射效应扰动速度的表达式见文献 [1,12]。

水平驻波的波动方程为

$$u_a(x, t) = u_m \sin(k'x) \sin(\omega t) \quad (3)$$

式中: x 为声波波动方向上的位置坐标; u_m 为速度振幅; k' 为波数, $k' = \omega/c$; ω 为角频率, $\omega = 2\pi f$; f 为频率; c 为声速。

若用声压级 L (单位为 dB) 表示声场强度, 则有

$$u_m = \frac{\sqrt{2} P_r 10^{\frac{L}{20}}}{c \rho_g} \quad (4)$$

式中, P_r 为参考声压, $P_r = 2 \times 10^{-5}$ Pa。

1.2.3 颗粒碰撞模型

根据颗粒碰撞后的动能和颗粒间的范德华黏附能之间的平衡关系, 得到判断颗粒 i 和 j 碰撞后果的临界碰撞速度 $v_{c,ij}$ 为^[13]

$$v_{c,ij} = \frac{A \sqrt{1-e^2}}{\pi d_{\min} z_0^2 e^2 \sqrt{6 P_p \rho_{\min} (1 + d_{\min}/d_{\max})}} \quad (5)$$

式中: A 为哈默克常数; e 为恢复系数; $d_{\min}$, $d_{\max}$ 分别为较小和较大颗粒的直径; $\rho_{\min}$ 为较小颗

粒的密度; z_0 为最小接触距离; P_p 为极限接触压力。

用 $\mathbf{n}$ 表示颗粒 i 指向颗粒 j 的法向单位向量, 当 $|(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j) \cdot \mathbf{n}| < v_{c,ij}$ 时, 颗粒凝并; 反之, 颗粒反弹。若颗粒凝并, 将生成的团聚体按等体积球形颗粒进行处理。研究表明, 颗粒凝并行为总是发生在外加颗粒与细颗粒之间, 考虑到外加颗粒直径远大于细颗粒, 凝并后形成团聚体的形貌与球形颗粒相差很小, 这表明将团聚体视为球形是合理的。

根据质量和动量守恒定律, 可得,

$$d_{\text{agg}} = \sqrt[3]{6(m_i + m_j)/\pi} \quad (6)$$

$$u_{\text{agg}} = \frac{m_i v_{0,i} + m_j v_{0,j}}{m_i + m_j} \quad (7)$$

式中: d_{agg} , u_{agg} 分别为团聚体的直径和速度; 下标 0 表示碰撞前的值。

若颗粒发生反弹, 基于硬球模型求解反弹速度^[14]。硬球模型认为碰撞过程中发生滑移的颗粒受到的摩擦力遵循库仑摩擦定律, 并且认为颗粒一旦停止滑移, 将不会再次发生滑移。

当 $\frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{G}_0}{|\mathbf{G}_{0,ct}|} \leq \frac{2}{7} \frac{1}{f_p(1+e)}$ 时, 碰撞过程中颗粒发生滑移, 此时反弹速度为

$$\begin{cases} \mathbf{v}_{r,i} = \mathbf{v}_{0,i} - (\mathbf{n} + f_p \mathbf{t})(\mathbf{n} \cdot \mathbf{G}_0)(1+e) \frac{m_j}{m_i + m_j} \\ \mathbf{v}_{r,j} = \mathbf{v}_{0,j} + (\mathbf{n} + f_p \mathbf{t})(\mathbf{n} \cdot \mathbf{G}_0)(1+e) \frac{m_i}{m_i + m_j} \end{cases} \quad (8)$$

当 $\frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{G}_0}{|\mathbf{G}_{0,ct}|} > \frac{2}{7} \frac{1}{f_p(1+e)}$ 时, 碰撞过程中颗粒不发生滑移, 此时有

$$\begin{cases} \mathbf{v}_{r,i} = \mathbf{v}_{0,i} - \left[(1+e)(\mathbf{n} \cdot \mathbf{G}_0) \mathbf{n} + \frac{2}{7} |\mathbf{G}_{0,ct}| \mathbf{t} \right] \frac{m_j}{m_i + m_j} \\ \mathbf{v}_{r,j} = \mathbf{v}_{0,j} + \left[(1+e)(\mathbf{n} \cdot \mathbf{G}_0) \mathbf{n} + \frac{2}{7} |\mathbf{G}_{0,ct}| \mathbf{t} \right] \frac{m_i}{m_i + m_j} \end{cases} \quad (9)$$

式中: f_p 为摩擦系数; $\mathbf{G}_0$ 为碰撞前颗粒的相对速度; $\mathbf{G}_{0,ct}$ 为 $\mathbf{G}_0$ 的切向分量; $\mathbf{t}$ 为切向单位向量; 下标 r 表示反弹后的值。

1.3 数值计算方法

数值模拟流程如图 2 所示。其中, 颗粒间发生首次凝并后, 继续跟踪团聚体和未参与碰撞颗粒的运动, 直至再次凝并 (即模拟颗粒总数 $N_t=1$) 或达到计算终止时间 $t_e=5$ s 时, 计算停止。数值模拟时, 采用的时间步长为 $\Delta t=10^{-7}$ s, 利用单颗粒运动速度的解析解设置颗粒的初始速度^[10]。

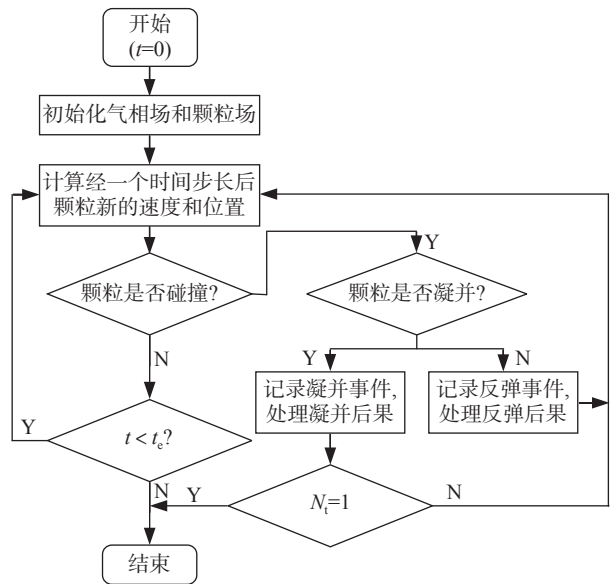


图 2 数值模拟流程

Fig. 2 Flow chart of numerical simulation

2 结果与讨论

目前尚缺少双模态颗粒声凝并微观行为的实验结果, 给模型的直接验证带来困难。文献 [1,10] 已对水平驻波声场中 2 个等粒径颗粒相互作用直至碰撞的微观行为进行了充分验证。本文将在 3 个颗粒中心共线的初始条件下, 以 1° 为间隔在 $-180^\circ \sim 180^\circ$ 范围改变颗粒中心连线与声波波动方向的初始夹角(简称初始夹角), 进行数值模拟。考虑到双模态颗粒声凝并的实际应用中, 外加颗粒采用 CaO 颗粒有望实现烟气中细颗粒和 SO_2 的协同脱除, 在数值模拟中, 外加颗粒和细颗粒的物性参数和相互作用参数, 如密度、哈默克数、最小接触距离、极限接触应力等依据 CaO 颗粒以及燃煤飞灰颗粒进行设置^[15]。表 1 给出了数值模拟采用的参数。需要说明的是: 由于细颗粒直径在亚微米尺度, 属于零惯性颗粒, 其对流场的扰动可以忽略, 且受外加颗粒影响发生运动的轨迹几乎一致, 并因其黏附性强, 与外加颗粒发生碰撞后, 能够最终与外加颗粒凝并在一起。因此, 双模态颗粒声凝并行为对细颗粒直径的变化不敏感。基于此, 数值模拟中保持细颗粒直径不变。

2.1 微观行为分析

图 3 给出了不同初始夹角下的凝并时间。其中, 凝并时间 t_a 为发生凝并所需要的声波作用时间。数值模拟中采用的外加颗粒直径 $d_1=10\text{ }\mu\text{m}$, 初始位置 $x_{0,1}=0.1\lambda$, $\lambda=c/f=0.17\text{ m}$, λ 为声波波长。图 3

表 1 数值模拟采用的参数

Tab.1 Parameters used in numerical simulations

参数	数值
气体温度 T/K	293.15
气体静压 P/Pa	101 325
声压级 L/dB	150
声波频率 f/Hz	2000
外加颗粒密度 $\rho_1/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	1500
细颗粒密度 $\rho_2, \rho_3/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	2400
细颗粒直径 $d_2, d_3/\mu\text{m}$	0.2
细颗粒的初始中心距 $r_{0,23}/\mu\text{m}$	100
外加颗粒与相邻细颗粒的初始中心距 $r_{0,12}/\mu\text{m}$	50
哈默克常数 A/J	6.5×10^{-20}
最小接触距离 z_0/m	4×10^{-10}
极限接触压力 P_p/Pa	5×10^9
恢复系数 e	0.6
摩擦系数 f_p	0.2

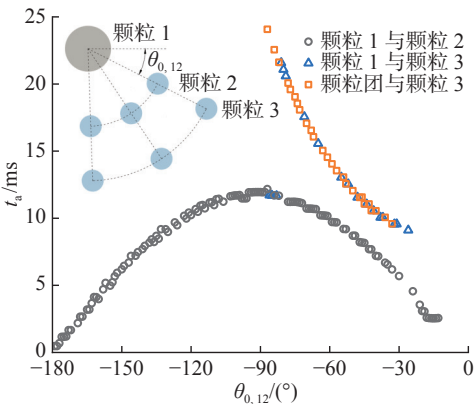


图 3 不同初始夹角下的凝并时间

Fig. 3 Agglomeration time at different initial orientation angles

的内插图给出了初始时刻颗粒的相对位置关系, 初始时刻 3 个颗粒的中心共线, 颗粒 2 和颗粒 3 分别为初始时刻距离外加颗粒(颗粒 1)较近和较远的细颗粒。需要说明的是: 在本文模拟中, 大多数情况下颗粒首次碰撞后, 经历数次“反弹-远离-靠近-碰撞”过程而发生凝并, 少数情况下颗粒首次碰撞即引发凝并。前者发生颗粒首次碰撞速度较大时, 此时颗粒碰撞后的动能能够克服颗粒间黏附能, 导致颗粒反弹。反弹后由于声尾流与互散射作用, 颗粒将再次靠近。由于碰撞过程中能量的耗散, 碰撞速度降低, 碰撞后反弹速度随之降低。如此反复, 最终颗粒碰撞后的动能小于

颗粒间的黏附能, 颗粒发生凝并。后者发生在首次碰撞速度较小时, 此时颗粒首次碰撞后的动能无法克服颗粒间的黏附能, 引起颗粒凝并在一起。

通过分析可知, 外加颗粒难以被声波夹带, 与气相之间存在较大的相对速度, 从而引起强烈的声尾流和互散射效应; 细颗粒由于粒径小, 对流场的扰动可以忽略。考虑到声尾流与互散射效应的作用距离, 施加声场后, 外加颗粒的声尾流效应开始发挥作用, 而当细颗粒接近外加颗粒表面时, 互散射效应才发挥作用。声尾流效应表现为: 颗粒中心连线与声波方向接近平行时, 颗粒间发生吸引, 且在平行时吸引作用最强; 颗粒中心连线与声波方向接近垂直时, 颗粒间因发生排斥, 且在垂直时排斥作用最强。

图3中的结果显示, 当 $-12^\circ \leq \theta_{0,12} \leq 0^\circ$ 时, 颗粒不发生凝并。其原因是由于外加颗粒的重力沉降作用, 细颗粒在其声尾流效应吸引区的停留时间较短, 不足以使颗粒间发生碰撞。当 $-25^\circ \leq \theta_{0,12} < -12^\circ$ 时, 大多数初始夹角下, 外加颗粒仅与初始距离较近的细颗粒发生凝并, 除此之外, 颗粒间不发生凝并。其原因可解释为: 相比 $-12^\circ \leq \theta_{0,12} \leq 0^\circ$ 时, 细颗粒在外加颗粒声尾流效应吸引区的停留时间更长, 初始距离较近的细颗粒能够运动到接近外加颗粒表面的位置, 使得外加颗粒的互散射效应开始发挥作用。此时, 若声尾流的吸引作用占主导, 则两颗粒发生碰撞和凝并; 反之, 若互散射效应使得两颗粒无法继续靠近, 在外加颗粒重力沉降作用下颗粒间距持续增加, 使得颗粒无法碰撞。此外, 初始距离较远的细颗粒受到的吸引作用较弱, 难以到达外加颗粒表面。

图3中的结果显示, 当 $-90^\circ \leq \theta_{0,12} < -25^\circ$ 时, 颗粒凝并行为表现为: 外加颗粒仅与初始距离较近的细颗粒凝并、外加颗粒仅与初始距离较远的细颗粒凝并、外加颗粒先后与初始距离较近和较远的细颗粒凝并、不发生凝并。这4种行为中以前3种为主, 第3种最多。外加颗粒仅与初始距离较近的细颗粒凝并的原因与 $-25^\circ \leq \theta_{0,12} < -12^\circ$ 时类似。外加颗粒仅与初始距离较远的细颗粒凝并的原因可解释为: 初始距离较近的细颗粒处于外加颗粒声尾流效应的吸引区时, 向外加颗粒靠近, 但是, 当其与外加颗粒距离很小时, 外加颗粒互散射效应的排斥作用占主导, 使得该细颗粒

无法与外加颗粒发生碰撞; 而初始距离较远的细颗粒在外加颗粒声尾流效应的吸引区停留时间更长, 且在吸引区随着间距的减小, 声尾流效应更加显著, 该细颗粒向外加颗粒加速靠近, 最终两颗粒将发生碰撞和凝并。与之不同, 若外加颗粒与初始距离较近的细颗粒很接近时, 声尾流与互散射效应的共同作用仍能引发吸引作用, 则该细颗粒与外加颗粒发生碰撞和凝并, 形成团聚体, 而后团聚体与初始距离较远的细颗粒发生凝并。最后, 颗粒间不发生凝并的原因与初始颗粒中心连线与声波方向偏离程度有关。当偏离较小时, 与 $-25^\circ \leq \theta_{0,12} < -12^\circ$ 时一致; 当偏离较大时, 由于外加颗粒的重力沉降作用, 细颗粒先进入外加颗粒声尾流效应的吸引区而后受互散射效应排斥作用的影响, 使得颗粒间无法发生碰撞。

图3中的结果还表明, 当 $-180^\circ \leq \theta_{0,12} < -90^\circ$ 时, 颗粒凝并行为绝大多数表现为外加颗粒仅与初始距离较近的细颗粒发生凝并, 其余为颗粒间不发生凝并。这两种颗粒凝并行为也可以通过重力沉降作用、声尾流效应和互散射效应加以解释, 与 $-90^\circ < \theta_{0,12} \leq 0^\circ$ 时的机理类似。此外, 初始夹角在 $0 \sim 180^\circ$ 范围时, 由于重力沉降作用, 外加颗粒迅速远离细颗粒, 导致颗粒间无法发生碰撞和凝并。

2.2 初始位置的影响

图4给出了外加颗粒直径 $d_1 = 10 \mu\text{m}$ 时初始位置 $x_{0,1}$ 对平均凝并时间 $\bar{t}_a$ 和凝并概率 p 的影响。数值模拟中, 初始时刻颗粒的相对位置关系与图3相同。 T 为声波周期, $T=1/f=0.5 \text{ ms}$; 平均凝并时间定义为能够发生凝并的初始夹角下颗粒凝并时间的平均值; 凝并概率定义为能够发生凝并的初始夹角个数与总的初始夹角个数的比值。需要说明的是: 本文针对颗粒微观凝并行为定义了凝并概率, 其不同于颗粒凝并宏观效果建模中通常采用的凝并率, 凝并率的定义是单位时间、单位体积内颗粒凝并次数^[16]。为确保计算结果独立于夹角个数的选择, 在不同的夹角个数下进行计算, 发现当夹角个数达到360时, 继续增加夹角个数, 凝并时间与凝并概率的计算结果几乎不发生改变, 这表明选择360个夹角进行计算是合理的。

由图4可见, 外加颗粒与初始距离较近的细颗粒的平均凝并时间对初始位置的变化不敏感。其原因是: 当初始位置靠近波节点(声波波动速度

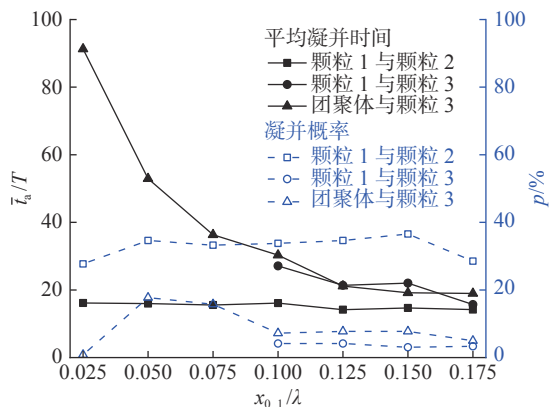


图4 初始位置对平均凝并时间和凝并概率的影响

Fig. 4 Influence of initial position on average agglomeration time and agglomeration probability

始终为0的点, 如 $x = 0$ 位置)时, 声波引起的气体介质振动较弱, 因而外加颗粒的声尾流效应较弱, 细颗粒处于外加颗粒声尾流效应的吸引区时, 向着外加颗粒运动的速度较低。初始位置远离波节点时, 虽然外加颗粒的声尾流效应更强, 但此时细颗粒的位移振幅增大, 以致细颗粒受声波夹带往复运动过程中交替出现在外加颗粒尾流效应的吸引区与排斥区, 降低了细颗粒向外加颗粒靠近的速度。由图4还可以看出, 随着初始位置远离波节点, 外加颗粒和初始距离较近的细颗粒形成的团聚体与初始距离较远的细颗粒间的平均凝并时间缩短, 这是由于初始位置越靠近波腹点, 初始距离较远的细颗粒受团聚体声尾流效应的吸引作用越强的缘故。

图4中的结果还表明, 外加颗粒与初始距离较近的细颗粒的凝并概率最大, 并且在初始位置较靠近波节点时也能发生凝并, 形成团聚体; 该团聚体与初始距离较远的细颗粒的凝并概率居中; 外加颗粒与初始距离较远的细颗粒的凝并概率最小, 且初始位置距离波节点较近时, 无法发生凝并。其原因可解释为: 外加颗粒的声尾流效应对初始距离较近的细颗粒的吸引更强, 因而两者发生凝并的概率最大; 两者形成团聚体后, 团聚体的声尾流效应对初始距离较远的细颗粒发挥作用, 相应的凝并概率取决于该细颗粒在团聚体的声尾流效应吸引区的停留时间、声尾流效应的强度, 以及团聚体与细颗粒接近时互散射效应的作用效果, 因此, 凝并概率明显低于外加颗粒与初始距离较近的细颗粒之间的凝并概率。外加颗粒与初始距离较远的细颗粒发生碰撞和凝并是建

立在初始距离较近的细颗粒受外加颗粒声尾流效应的吸引而接近外加颗粒表面时, 互散射效应使得细颗粒未能到达外加颗粒表面的基础之上, 而互散射效应的作用距离短, 作用效果受到颗粒中心连线与声波波动方向偏离程度的影响, 相比于声尾流效应在颗粒碰撞中发挥的主导作用, 互散射效应起到辅助作用, 因而外加颗粒仅与初始距离较远的细颗粒的凝并概率最低。此外, 初始位置距离波节点较近时, 声尾流的吸引效应较弱, 初始距离较远的细颗粒无法到达外加颗粒表面。凝并时间短、凝并概率大, 意味着单位时间内有更多细颗粒被外加颗粒捕集, 细颗粒凝并的宏观效果好。基于此, 可以采用非均匀加料, 在凝并效果差的位置多添加外加颗粒, 从而强化细颗粒凝并长大效果。

2.3 外加颗粒直径的影响

图5给出了外加颗粒直径对平均凝并时间和凝并概率的影响。数值模拟采用的外加颗粒初始位置 $x_{0,1}=0.1\lambda$ 。数值模拟中, 初始时刻颗粒的相对位置关系与图3相同。由图5可以看出, 颗粒凝并行为除呈现出图4中的4种情况外, 还存在外加颗粒先与初始距离较远的细颗粒凝并, 形成团聚体, 之后团聚体与初始距离较近的细颗粒发生凝并的现象。数值模拟显示, 这种现象发生在 $-180^\circ \leq \theta_{0,12} < -170^\circ$ 情况下。初始时刻2个细颗粒均处在外加颗粒声尾流效应的吸引区, 初始距离较近的细颗粒在强烈的吸引作用下, 迅速向外加颗粒靠近。然而, 在该细颗粒接近外加颗粒表面时, 受互散射效应影响, 其转而向上远离外加颗粒运动。而初始距离较远的细颗粒始终向外加颗粒靠近, 并迅速发生凝并, 形成团聚体。在初始距离较近的细颗粒向上运动的过程中, 外加颗粒或团聚体的声尾流效应开始对该细颗粒产生排斥作用, 两者之间的水平距离增加, 两者的中心连线与声波波动方向的偏离程度减小, 该细颗粒重新进入外加颗粒或团聚体声尾流效应的吸引区, 从而两者加速靠近, 并发生凝并。该现象仅发生在外加颗粒直径较大 ($d_1/d_2 \geq 100$) 时, 这是因为大粒径颗粒产生的互散射和声尾流效应更为强烈, 足以使得初始距离较近的细颗粒呈现出先向上远离外加颗粒或团聚体, 而后向下靠近外加颗粒或团聚体的运动特性。由图5还可以看出, 除上述现象外, 其余颗粒凝并行为中平均凝并时间

随着外加颗粒直径的增加而缩短。这是由于外加颗粒直径越大,细颗粒进入外加颗粒声尾流效应的吸引区时所受到的吸引作用越强的缘故。

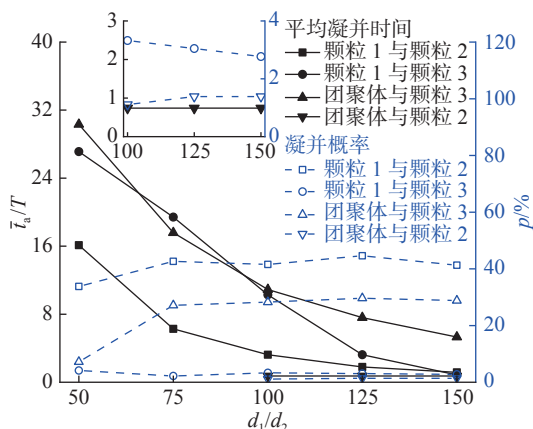


图5 外加颗粒直径对平均凝并时间和凝并概率的影响

Fig.5 Influence of additional particle diameter on average agglomeration time and agglomeration probability

图5中的结果还表明,随着外加颗粒直径的增大,外加颗粒与初始距离较近的细颗粒以及两者形成的团聚体与初始距离较远的细颗粒的凝并概率呈现先增加而后趋于恒定的特性。这是由于外加颗粒直径越大,其声尾流效应的吸引作用越强,外加颗粒或团聚体凝并细颗粒的能力增强;然而,外加颗粒粒径增大到一定程度,由于声尾流效应的吸引作用已足够引起细颗粒处于吸引区时发生凝并,继续增大外加颗粒直径,凝并概率变化很小。由于外加颗粒与初始距离较远的细颗粒以及两者形成的团聚体与初始距离较近的细颗粒的凝并行为与互散射效应有关,互散射效应在颗粒凝并中发挥辅助作用,因此,凝并概率很低。实际应用中,可适当增加外加颗粒直径,以缩短凝并时间,提高凝并效率^[17-18],从而提高细颗粒凝并的宏观效果。此外,声场条件也会影响凝并时间和凝并效率,后续的研究中可以对颗粒凝并动力学模型进行无量纲化,从而给出微观凝并行为受无量纲参数的影响,以深层次揭示双模态颗粒声凝并的行为规律。

3 结 论

同时考虑多种颗粒间相互作用机理,以及颗粒碰撞后凝并与反弹的机制,建立声凝并微观动力学模型,对双模态颗粒声凝并微观行为受初始夹角、初始位置和直径的影响进行数值模拟研

究,得到以下结论:

a. 双模态颗粒凝并微观行为主要表现为外加颗粒仅与初始距离较近的细颗粒凝并、外加颗粒仅与初始距离较远的细颗粒凝并、外加颗粒先后与初始距离较近和较远的细颗粒凝并,声尾流效应、重力沉降作用在双模态颗粒声凝并中发挥重要作用。

b. 随着外加颗粒初始位置距波节点的距离增大,其与初始距离较近的细颗粒的平均凝并时间的变化很小,两者形成的团聚体与初始距离较远的细颗粒的平均凝并时间显著缩短;外加颗粒与初始距离较近的细颗粒的凝并概率最大,且外加颗粒初始位置距离波节点很近时,仍能发生凝并。

c. 对于在双模态颗粒声凝并中占主要地位的外加颗粒与初始位置较近的细颗粒凝并以及两者形成的团聚体与初始位置较远的细颗粒的凝并,随着外加颗粒直径的增加,平均凝并时间显著缩短,凝并概率呈现先增加而后趋于恒定的特性。

参考文献:

- [1] FAN F X, XU X, ZHANG S H, et al. Modeling of particle interaction dynamics in standing wave acoustic field[J]. *Aerosol Science and Technology*, 2019, 53(10): 1204-1216.
- [2] WU Z H, FAN F X, YAN J P, et al. An adaptable direct simulation Monte Carlo method for simulating acoustic agglomeration of solid particles[J]. *Chemical Engineering Science*, 2022, 249: 117298.
- [3] FAN F X, ZHANG S H, PENG Z B, et al. Numerical investigation of heterogeneous nucleation of water vapour on PM₁₀ for particulate abatement[J]. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 2019, 97(4): 930-939.
- [4] FAN F X, ZHANG S H, WANG W Y, et al. Numerical investigation of PM_{2.5} size enlargement by heterogeneous condensation for particulate abatement[J]. *Process Safety and Environmental Protection*, 2019, 125: 197-206.
- [5] KILIKEVIČIENĖ K, KAČIANAUSKAS R, KILIKEVIČIUS A, et al. Experimental investigation of acoustic agglomeration of diesel engine exhaust particles using new created acoustic chamber[J]. *Powder Technology*, 2020, 360: 421-429.
- [6] ZHANG G X, ZHOU T T, ZHANG L L, et al. Improving acoustic agglomeration efficiency of coal-fired fly-ash particles by addition of liquid binders[J]. *Chemical Engineering Journal*, 2018, 334: 891-899.
- [7] YAN J P, LIN Q, ZHAO S H, et al. Effect of seed nuclei

combined with acoustic field on fine particles removal[J].
Powder Technology, 2018, 340: 8–16.

- [8] ZHANG G X, ZHANG L L, WANG J, et al. Improving acoustic agglomeration efficiency by addition of sprayed liquid droplets[J]. *Powder Technology*, 2017, 317: 181–188.
 - [9] YAN J P, CHEN L Q, LI Z. Removal of fine particles from coal combustion in the combined effect of acoustic agglomeration and seed droplets with wetting agent[J]. *Fuel*, 2016, 165: 316–323.
 - [10] 屈广宁, 凡凤仙, 张斯宏, 等. 驻波声场中单分散细颗粒的相互作用特性[J]. *物理学报*, 2020, 69(6): 064704.
 - [11] ZHANG G X, LIU J Z, WANG J, et al. Numerical simulation of acoustic wake effect in acoustic agglomeration under Oseen flow condition[J]. *Chinese Science Bulletin*, 2012, 57(19): 2404–2412.
 - [12] SONG L M. Modeling of acoustic agglomeration of fine aerosol particles[D]. State College: Pennsylvania State University, 1990.
 - [13] SGROTT O L, SOMMERFELD M. Influence of inter-*Journal of Chemical Engineering*, 2019, 97(2): 511–522.
 - [14] CROWE C T, SCHWARZKOPF J D, SOMMERFELD M, et al. Multiphase flows with droplets and particles[M]. 2nd ed. New York: CRC Press, 2011.
 - [15] MARSHALL J S, LI S Q. Adhesive particle flow: a discrete-element approach[M]. New York: Cambridge University Press, 2014.
 - [16] SHENG C D, SHEN X L. Modelling of acoustic agglomeration processes using the direct simulation Monte Carlo method[J]. *Journal of Aerosol Science*, 2006, 37(1): 16–36.
 - [17] 蒋瑜, 贾楠, 苏明旭. 基于改进差分进化算法的超声衰减谱反演计算[J]. *上海理工大学学报*, 2020, 42(4): 333–338.
 - [18] 凡凤仙, 张斯宏, 白鹏博, 等. 基于声凝并的PM_{2.5}脱除技术研究进展(II): 声凝并与其他机制联合作用[J]. *能源研究与信息*, 2017, 33(4): 205–210.
- (编辑: 石 瑛)

(编辑: 石 瑛)

[illegible]

[上接第 49 页]

- [20] NOWICKI A, KOWALEWSKI T, SECOMSKI W, et al. Estimation of acoustical streaming: theoretical model, Doppler measurements and optical visualisation[J]. [European Journal of Ultrasound](#), 1998, 7(1): 73–81.
 - [21] ZHANG C Y, GUO X F, ROYON L, et al. Unveiling of the mechanisms of acoustic streaming induced by sharp edges[J]. [Physical Review E](#), 2020, 102(4): 043110.
 - [22] HUANG P H, XIE Y L, AHMED D, et al. An acoustofluidic micromixer based on oscillating sidewall sharp-edges[J]. [Lab on A Chip](#), 2013, 13(19): 3847–3852.
 - [23] NAMA N, HUANG P H, HUANG T J, et al. Investigation of acoustic streaming patterns around oscillating sharp edges[J]. [Lab on A Chip](#), 2014, 14(15): 2824–2836.
 - [24] OVCHINNIKOV M, ZHOU J B, YALAMANCHILI S. Acoustic streaming of a sharp edge[J]. [The Journal of the Acoustical Society of America](#), 2014, 136(1): 22–29.
 - [25] ZHANG C Y, GUO X F, ROYON L, et al. Acoustic streaming generated by sharp edges: the coupled influences of liquid viscosity and acoustic frequency[J]. [Micromachines](#), 2020, 11(6): 607.
 - [26] ZHANG C Y, GUO X F, BRUNET P, et al. Acoustic streaming near a sharp structure and its mixing performance characterization[J]. [Microfluidics and Nanofluidics](#), 2019, 23(9): 1–15.
 - [27] MALBOUBI M, GU Y C, JIANG K. Surface properties of glass micropipettes and their effect on biological studies[J]. [Nanoscale Research Letters](#), 2011, 6(1): 401.
 - [28] GRITSENKO D, XU J, PAOLI R. Transverse vibrations of cantilever beams: analytical solutions with general steady-state forcing[J]. [Applications in Engineering Science](#), 2020, 3: 100017.
 - [29] WESTERVELT P J. Scattering of sound by sound[J]. [The Journal of the Acoustical Society of America](#), 1957, 29(2): 199–203.
- (编辑: 石 瑛)

(编辑: 石 瑛)