

◇ 综述 ◇

基于定量分析的气固两相流声速模型综述*

宋志江¹ 胡尚锋² 李言钦^{1†}

(1 郑州大学机械与动力工程学院 郑州 450001)

(2 郑州航天电子技术有限公司 郑州 450001)

摘要: 声波法是多相流测量的一种有效方法,可靠的声速模型是其中时差法等测量的理论基础。该文系统总结了国内外不同学者所建立的气固两相声速模型。为直观地呈现其差异、发展与局限,该文以颗粒相浓度的影响为例,采用模拟计算和实验测量相结合的方法对其中不同典型声速模型进行了定量分析与比较。结果表明,传统的拟均相介质模型声速随颗粒浓度变化,与在其基础上考虑声波特性的改进模型,以及分别基于相间耦合和颗粒散射的声速模型差异均较大,且显著偏离实验测量值。其主要源于传统的拟均相介质模型未考虑两相间相对运动的影响;而考虑相间相互作用的声速模型间虽有不同差异,但均与实验测量值较为接近,根据稀相区实验研究,所得声速值均较实验值偏小。

关键词: 声速模型; 声波法测量; 气固两相流; 颗粒浓度; 综述

中图法分类号: O422 **文献标识码:** A **文章编号:** 1000-310X(2023)01-0182-11

DOI: 10.11684/j.issn.1000-310X.2023.01.024

Review on sound speed models in gas-solid two-phase flow based on quantitative comparison

SONG Zhijiang¹ HU Shangfeng² LI Yanqin¹

(1 School of Mechanical and Power Engineering, Zhengzhou University, Zhengzhou 450001, China)

(2 Zhengzhou Aerospace Electronic Technology Co., Ltd., Zhengzhou 450001, China)

Abstract: The acoustic method is an effective method for multiphase flow measurement. Wherein, reliable sound speed model underlines the acoustic method that is based on the sound flight time scheme. This paper systematically sorts out the gas-solid two-phase sound speed models established by different scholars, from different theoretical bearings. In order to intuitively present the difference, development, and defects, quantitative simulation and experimental measurements was performed for comparison and characterization between the sorted four different models. Relative to the coupled sound speed model, the scattering-based model, and the developed pseudo-homogeneity model that considers acoustic characteristics, the traditional pseudo-homogeneity sound speed model is remarkably smaller in terms of changing particle concentration in the gas-solid two phase flow. The reason was drawn that the latter does not consider the influence of the relative movement between the two phases in flow. By comparison, the other models considering the interaction between different phases give close sound speed values relative to the experimental measurements, with certain small drops.

Keywords: Sound speed model; Acoustic measurement; Gas-solid two phase flow; Particle concentration; Review

2021-11-17 收稿; 2022-03-07 定稿

*国家自然科学基金项目 (51676175)

作者简介: 宋志江 (1997-), 男, 河南新乡人, 硕士研究生, 研究方向: 气固两相流中声波传播速度模型。

†通信作者 E-mail: liyq@zzu.edu.cn

0 引言

气固两相流动现象在工业过程及自然现象中广泛存在,如火力发电厂一次风管道内煤粉的气力输送、旋风分离器、制药造粒以及自然现象中的沙尘暴、雾霾等都是气固两相流动的典型实例^[1-2]。其中电厂锅炉一次风煤粉的输送过程为典型两相流应用。煤粉浓度的测量较早从给煤机的总给煤量和各管道的总风量来推算,存在较大误差与难度^[3-4];近来多采用电荷感应式风速仪来间接测量风管内的煤粉浓度^[5]。而相比来说,超声法则更便捷、高效,在内禀算法足够精确与可靠的情况下,预期有更好的前景。在其他广泛的多相流测量应用方面,声学法测量同样凭借实时、快速和准确的优势受到关注,如张国强^[6]利用声发射法研究了对颗粒粒径信息的在线检测;凡凤仙课题组^[7-8]研究了气固两相中声波作用引起的颗粒相运动规律及颗粒间的团聚效应,建立了包含曳力、重力、声尾流效应的颗粒相互作用模型,为研究声波在气固两相中的应用提供了基础参考;Tan等^[9-10]提出了一种宽带超声方法,来解决颗粒聚集对声波在气固两相中传播的影响,并阐述了利用相应超声多普勒法在气液、液液,以及三相流中的测量原理和研究进展。

在有关多相流的不同类型声波法测量研究、应用中,声波的传播规律是理论基础^[11]。本文着眼于讨论气固两相流应用中作为时差法等测量基础的声传播速度模型的研究与发展。由于气固两相流中颗粒参数、形貌、运动规律及空间分布等的复杂性,国内外对声波在气固两相流中的传播机理模型研究较少,尚没有关于气固两相流中声波传播速度模型的系统与深入的总结。本文梳理了国内外不同学者所研究建立的气固两相流声速模型,并对不同方法建立的两相声速模型在稀疏两相流中受声波频率、粒径和颗粒体积浓度等的影响进行了定量模拟分析与实验验证,以揭示其相对优势、差异,并讨论其尚存在的局限。

此外,有学者从多孔介质的角度研究堆积两相介质中的声速,认为气固两相流动是流体在固体框架中的运动,进而将颗粒堆积作为一种多孔介质研究声波在其中传播的规律。这种方法认为固相是固定连接或松散连接的框架,其仅限于颗粒堆积的气固两相流,本文不针对此角度具体展开。

1 数学模型

目前国内外对两相流中声波传播规律的研究主要基于3种模式:第一,把气固两相介质看作均相介质,称为拟均相介质,运用气固两相混合物热力学性质建立其声速模型;第二,基于颗粒对声波散射作用,考虑颗粒散射所引起的黏滞损耗和散射损耗建立声速模型;第三,研究声波通过气固两相流时相间相互作用力,及动量守恒、能量守恒关系来建立声速模型。3种声速模型的建立方法及典型模型讨论如下。

1.1 拟均相介质声速模型

从广义两相流角度考虑,两相声速取决于等效密度和等效压缩率(或等效体积模量)。对于气固系统,则是将颗粒假定为第二“气相”^[2],把气固两相混合系统看作单一拟定气体,考虑这一拟定气体的等效密度、等效压缩率。理想气体的体积模量等于绝热指数与压力之积,对于拟理想气体的气固混合物,需研究等效绝热指数、等效压力、两相混合物状态方程以及等熵变化关系式,最终由拉普拉斯方程导出两相声速模型。声波在拟均相流体中的声速可由等效密度和等效等熵压缩率表示^[12-13]:

$$C_{fs} = \frac{1}{\sqrt{\rho_m K_m}}, \quad (1)$$

其中,Urick^[12]给出了两相混合物的等效密度和等效压缩率的表达式:

$$\rho_m = \varphi \rho_s + (1 - \varphi) \rho_f, \quad (2)$$

$$K_m = \varphi K_s + (1 - \varphi) K_f, \quad (3)$$

式(1)~(3)中: C_{fs} 是流固两相声速,m/s; ρ_m 是两相混合物的密度, kg/m^3 ; ρ_f 和 ρ_s 分别为流体相和颗粒相密度, kg/m^3 ; φ 是颗粒相体积浓度; K_m 为混合物的等效压缩系数, Pa^{-1} ; K_f 是流体相的等熵压缩率, $K_f = 1/(\rho_f C_f^2)$, Pa^{-1} ; K_s 是气相的等熵压缩率, $K_s = 1/(\rho_s C_s^2)$ ^[14], Pa^{-1} ; C_s 为固相声速,m/s; C_f 是纯流体相中的声速,m/s。

此后,Ament^[15]在Urick的模型的基础上进行了明显的改进。相比于Urick的模型,Ament的模型考虑了声波特性和颗粒尺寸、流体黏度等对等效密度的影响,提出了与声波频率和颗粒粒径等参数相关的两相流等效密度表达式:

$$\begin{cases} \rho_m = \varphi \rho_s + (1 - \varphi) \rho_f - \frac{2(\rho_s - \rho_f)^2 \varphi (1 - \varphi) L}{L^2 + P^2}, \\ L = 2(\rho_s - \rho_f) \varphi (1 - \varphi) + \frac{9}{2} \frac{\delta_v}{R} \rho_f + 3\rho_f, \\ P = \frac{9}{2} \rho_f \left(\frac{\delta_v}{R} + \frac{\delta_v^2}{R^2} \right), \quad \delta_v = \sqrt{\frac{2\mu}{\rho_f \omega}}, \end{cases} \quad (4)$$

其中, R 为颗粒半径, m ; δ_v 为黏性集肤深度; μ 为气相的动力黏度, $\text{Pa}\cdot\text{s}$; ω 为角频率, $\omega = 2\pi f$, rad/s ; f 为声波频率, Hz ; L 、 P 为中间变量。上述两模型均是针对包含气固两相系统在内的一般流体-固体两相流对象所建立的。

Rudinger^[16] 系统研究了气固混合系统的热力学特性, 推导了气固混合物的各项热力学关系, 并依据拉普拉斯方程得到了气固混合物的等熵声速关系式。陈大伟等^[17] 依据 Rudinger 的思路建立了稀疏和稠密状态下的气固等熵声速模型, 并对气固等熵声速随固相浓度的变化进行了研究。以后者为例, 其声速模型如下:

$$C_{gs}^2 = \frac{P_m}{\rho_m} \left[\frac{1}{1 - \varphi} + \varphi \frac{f'(\varphi)}{f(\varphi)} + (\gamma_m - 1) \right], \quad (5)$$

$$P_m = P_g [1 + f(\varphi)], \quad (6)$$

$$f(\varphi) = \begin{cases} \frac{\varphi^\chi}{\varphi_{cp} - \varphi}, & (\varphi_{cp} - \varphi) > \varepsilon(1 - \varphi), \\ \frac{\varphi^\chi}{\varepsilon(1 - \varphi)}, & \varepsilon(1 - \varphi) > (\varphi_{cp} - \varphi), \end{cases} \quad (7)$$

$$\gamma_m = 1 + (\gamma_g - 1) (1 + f(\varphi)) \times \frac{1 - \varphi_m}{1 - \varphi} \frac{1}{(1 - \varphi_m) + \varphi_m \delta \gamma_g}, \quad (8)$$

式(5)~(8)中: C_{gs} 为气固两相声速, m/s ; ρ_m 为气固混合物的等效密度, kg/m^3 , 取 Urick 的模型定义的等效密度形式, 即式(2); φ_m 是颗粒相质量分数; φ_{cp} 为密实填充时的颗粒体积分; δ 为颗粒相定容比热 c_{vs} 和气相定容比热 c_{vg} 之比; P_m 为混合相压力, Pa ; P_g 为气相压力, Pa ; T 为温度, K ; γ_m 为一般混合物的等效比热比; γ_g 为气相比热比; ε 为避免接近密实填充时出现奇的修正常数, 取 $\varepsilon = 10^{-7}$; χ 为常数, 推荐 $2 \leq \chi \leq 5$ 。

对于稀疏气固两相介质,

$$\begin{cases} f(\varphi) \approx 0, & f'(\varphi) \approx 0, \\ 1 - \varphi \approx 1, & P_m \approx P_g = \rho_g R_g T, \end{cases} \quad (9)$$

$$\gamma_m \approx \gamma_g \left(\frac{1 - \varphi_m + \delta \varphi_m}{1 - \varphi_m + \gamma_g \delta \varphi_m} \right), \quad (10)$$

式(9)~(10)中: ρ_g 为气相密度, kg/m^3 ; R_g 为空气气体常数;

于是稀疏气固两相等熵声速模型可简化为

$$C_{gs} \approx \sqrt{\frac{\gamma_m P_g}{\rho_m}} \approx \sqrt{\gamma_m (1 - \varphi_m) R_g T}, \quad (11)$$

该模型也可用颗粒相的体积浓度来代替质量浓度, 如式(12)所示^[18]:

$$\varphi_m = \frac{\sigma \varphi}{1 - \varphi + \sigma \varphi}, \quad (12)$$

式(12)中, σ 为颗粒密度和气相密度比。

1.2 基于散射的声速模型

气固两相介质是气相中携带颗粒相的混合介质。声波通过气固两相介质时, 颗粒会对声波的传播产生散射。散射与声波波长、颗粒粒径以及颗粒数密度等因素有关^[19]。Swell^[20] 从散射角度研究了悬浮在气体中的刚性不动球形颗粒对声波传播的衰减。此后 Lamb^[21] 在 Swell 的基础上进行了修正, 消除了粒子固定不动的限制。在此基础上, Epstein 和 Carhart^[22] 从散射角度出发, 认为声波在两相介质中的衰减主要源于黏滞耗散和热耗散, 构建了 EC 模型, 并提出声波受到介质散射会产生 3 种波: 压缩波、黏滞波和热波。Allegra 和 Hawley 等^[23] 对单散射理论进行了全面回顾, 对 EC 模型进行了修正, 扩展到了流体连续相和固体连续相理论。后人为纪念其对两相声传播理论模型的突出贡献, 将相应的模型称之为 ECAH 模型。

ECAH 模型是表征两相流中声传播的经典模型, 但需要的物性参数多, 线性方程组通常是病态的, 求解难度大, 且多用于液固、气液两相中的声速研究。依据声波波长远大于颗粒粒径的假设, McClements^[24] 推导出了简化的 ECAH 模型, 如下所示:

$$\frac{1}{C_{gs}} - \frac{1}{C_g} = \frac{3\varphi}{2\omega k_g^2} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \cdot \text{Im} \cdot A_n, \quad (13)$$

$$A_0 = \frac{ik^3 D^3 (\rho_g k_s^2 - \rho_s k_g^2)}{24\rho_s k_g^2} - \frac{1}{2} k_g^2 D C_g T \rho_g \kappa_g H \left(\frac{\beta_g}{\rho_g c_{pg}} - \frac{\beta_s}{\rho_s c_{ps}} \right)^2, \quad (14)$$

$$A_1 = \frac{-ik_g^2 D^3}{24} \times \frac{\rho_g - \rho_s}{3\rho_g - \frac{D^2(\rho_g - \rho_s)}{[D^2/2 + 3/2 \times D(1+i)\delta_v + 3i\delta_v^2]}}, \quad (15)$$

$$C_g = \sqrt{\frac{\gamma_g P_g}{\rho_g}}, \quad (16)$$

$$\alpha = -\frac{12\varphi}{k^2 D^3} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \cdot \text{Re} \cdot A_n, \quad (17)$$

$$k = \frac{\omega}{C_{gs}} + i\alpha, \quad (18)$$

$$k_g = \frac{2\pi f}{C_g}, \quad k_s = \frac{2\pi f}{C_s}, \quad (19)$$

$$H = \left[\frac{\delta_{tg}}{\delta_{tg} + (1-i)D/2} - \left(\frac{\kappa_g}{\kappa_s} \right) \frac{\tan z_p}{(\tan z_p - z_p)} \right]^{-1}, \quad (20)$$

$$z_p = (1+i)D/2\delta_{ts}, \quad (21)$$

$$\delta_{tg} = \sqrt{\frac{2\kappa_g}{\rho_g \omega c_{pg}}}, \quad \delta_{ts} = \sqrt{\frac{2\kappa_s}{\rho_s \omega c_{ps}}}, \quad (22)$$

其中： C_g 是纯气相中的声速，m/s； k 为两相复波数， k_g 、 k_s 为气相和固相波数， m^{-1} ； D 为颗粒粒径， μm ； α 为声衰减系数， Np/m ； κ_g 和 κ_s 为气相和固相导热系数， $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ ； β_g 和 β_s 为连续相和离散型扩散系数， K^{-1} ； δ_{tg} 和 δ_{ts} 为气相和离散相热集肤深度； c_{pg} 和 c_{ps} 为空气和颗粒相的定压比热， $J/(kg \cdot K)$ ； H 和 z_p 为中间变量； A_n 与 n 阶 Bessel 函数有关，在长波理论假设时，只取前两项 A_0 和 A_1 。

同样基于散射理论，钱祖文^[25-26]对颗粒介质中的声速、声衰减及黏滞系数等做了深入的研究，假设粒子为刚性球形颗粒，应用长波假设理论，通过考虑两相间的黏滞作用、颗粒对声波的单散射和多重散射作用，并利用熄灭定理分别得到了稀疏和稠密情况下的气固两相声速模型。其中稀疏情况下的气固两相声速模型如式(23)~(25)所示：

$$C_{gs} = C_g \frac{1}{\sqrt{1 - \varphi(1 - 3b)}}, \quad (23)$$

$$b = (\sigma - 1) \times \frac{4(2\sigma + 1)z^4 + 12(\sigma + 2)z^3 + 54z(1 + \sigma) + 27}{[2(2\sigma + 1)z^2 + 9z]^2 + 81(1 + z)^2}, \quad (24)$$

$$z = xR, \quad x = \sqrt{\frac{\rho_g \omega}{2\mu}}. \quad (25)$$

稠密情况下的气固两相声速模型为

$$C_{gs} = C_g \sqrt{\frac{1 + \frac{1}{4}\varphi(1 - 9b)}{1 - \frac{3}{4}\varphi(1 - 3b)}}, \quad (26)$$

其中： b 、 z 为中间变量； x 为黏滞波的波数， m^{-1} 。

1.3 基于相间耦合的声速模型

声波通过气固两相介质时，引起流体及颗粒随声波的振动，会引起两相间的相对滑移运动，产生动量和能量转移。基于相间耦合的声速模型即是通过分析声波通过气固两相介质时相间相互作用力以及能量、动量的守恒关系来建立的。Soo^[27]推导了多相连续介质动量、能量守恒方程，在此基础上基于修正的低雷诺数下颗粒在流体中运动时受力的 BBO 方程、气固混合物中的平面波方程建立了低雷诺数下的两相声速模型。Temkin 等^[28]研究了低体积分浓度的气溶胶中颗粒对声波的衰减和频散，综合考虑了相间动量、热量的传递及颗粒粒度分布的影响，但缺少对相间滑移的考虑。Harker 等^[13,29]通过假设颗粒是可压缩的，并忽略相间传热，基于波数与相速度间的关系提出了一种耦合相声速模型，在此基础上进一步扩展用于解释粒径的分布，同时给出了实验验证，但该模型同样缺少对相间滑移的考虑。3种声速模型中以Soo的模型最为典型，其声速模型建立的过程中考虑了以颗粒速度和流体速度比 U_0 表示的相间 Stokes 滑移，声速模型和两相速度比如式(27)~(29)所示：

$$C_{gs} = C_g \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\varphi}{1 - \varphi} \frac{\rho_s}{\rho_g} \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_s}\right) \frac{(1 + \xi)\xi + \eta^2}{(1 + \xi)^2 + \eta^2}}}, \quad (27)$$

$$\begin{cases} \xi = \frac{\rho_g}{\rho_s} \left(\frac{1}{2} + \frac{9}{4\sqrt{N_w}} \right) + \frac{9\rho_g}{4\rho_s} \frac{1}{\sqrt{N_w}}, \\ \eta = \frac{9\rho_g}{4\rho_s} \frac{1}{\sqrt{N_w}} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{N_w}} \right) + \frac{9\rho_g}{4\rho_s} \frac{1}{\sqrt{N_w}}, \\ N_w = \frac{\mu\omega D^2}{8\rho_g}, \end{cases} \quad (28)$$

$$U_0 = \frac{U_s}{U_g} = \frac{\eta^2 + (1 + \xi) \left(\xi + \frac{\rho_g}{\rho_s} \right) - i \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_s} \right) \eta}{(1 + \xi)^2 + \eta^2}, \quad (29)$$

其中： ξ 、 η 和 N_w 为中间变量； U_0 为气固速度比； U_s 和 U_g 为颗粒相和气相速度，m/s。

Gregor 和 Rumpf 等^[30-32]同样从能量、动量守恒及力平衡角度推导了声波通过气固两相介质的

速度模型,并研究了粒径分布对声速的影响,指出两相声速与声波频率、粒径、颗粒浓度、相间相对速度、相对加速度以及两相密度比有关,这里记为G&R声速模型。与Soo的模型不同的是其没有将相间滑移速度限制于Stokes区。相应地,其模型中气固两相间相对滑移速度往往难以实时测量和确定。该模型如式(30)~(33)所示:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{C_{gs}}{C_g}\right)^4 \left[\sigma \left(1 + \frac{G}{1-\varphi} - G\right) + G \right] \\ & + \left(\frac{C_{gs}}{C_g}\right)^3 \left[2\sigma \left(1 + \frac{G}{1-\varphi} - G\right) + G \right] \frac{U_{sl}}{C_g} \\ & + \left(\frac{C_{gs}}{C_g}\right)^2 \left[\sigma \left(\frac{U_{sl}}{C_g}\right)^2 \left(1 + \frac{G}{1-\varphi} - G\right) \right. \\ & \left. + 1 - G - \frac{1}{1-\varphi} - \frac{G}{(1-\varphi)^2} \right] \\ & - \frac{C_{gs}}{C_g} \frac{U_{sl}}{C_g} \left(2\sigma + \frac{G}{1-\varphi} \right) - \sigma \left(\frac{U_{sl}}{C_g}\right)^2 = 0, \quad (30) \end{aligned}$$

$$G = \frac{\sigma g}{U_{pt}\omega}, \quad (31)$$

$$U_{pt} = \frac{D^2(\rho_s - \rho_g)g}{18\mu}, \quad (32)$$

$$U_{sl} = U_g - U_s, \quad (33)$$

其中: U_{pt} 为低雷诺数下颗粒的沉降速度, m/s; U_{sl} 为气固相对滑移速度, m/s; g 为重力加速度, m/s²; G 为中间变量。

2 模拟计算与对比分析

2.1 稀疏气固两相流的定义域

稀疏气固两相系统中,对于耦合相理论,可以忽略颗粒间相互作用力,认为气体连续相和颗粒之间的相互作用占主导地位。对于散射理论,则可忽略多重散射效应。相反,浓相悬浮系统中必须考虑颗粒间的相互作用力和多重散射的影响。本文以电站锅炉炉膛一次风管道内的煤粉输送过程为背景进行数值模拟,须对稀疏气固两系统的定义域加以确定,确保研究范围的合理性。

以颗粒与颗粒相互碰撞的平均自由程与颗粒间平均间隔的对比来确定稀疏悬浮系统的定义域。如果颗粒的平均自由程大于颗粒间的平均间隔,那么每个颗粒均具有较大的自由活动的空间,此时的气固悬浮系统属于稀相,否则属于密相。

颗粒平均自由程 L_p 如式(34)所示^[33]:

$$L_p = (2n_p\pi D^2)^{-1}, \quad (34)$$

式(34)中: n_p 为颗粒数密度。与平均自由程相比,颗粒间平均间隔按单位容积内颗粒总数倒数的立方根求取,则稀疏气固两相条件下有

$$L_p = (2n_p\pi D^2)^{-1} > n_p^{-\frac{1}{3}}. \quad (35)$$

将关系式 $\varphi = \pi D^3 n_p / 6$ 代入可得: $\varphi < 0.056$ 。即当颗粒体积浓度小于5.6%时,气固悬浮系统属于稀疏相,相应在此范围内考虑稀疏两相体系声速模型。

2.2 不同声速模型模拟对比

电厂锅炉一次风管道内的煤粉体积浓度在0.031%~0.309%之间^[34],由2.1节的稀疏气固两相流的定义可知,一次风管内煤粉气力输送流为稀疏气固两相流。为使数据结果更具代表性,结合稀疏气固两相系统的定义域,本文数值模拟中选取颗粒体积分数的范围为0.01%~5%,另外按电站锅炉煤粉颗粒粒径分布,取1~100 μm范围^[35]。所研究声波频率取1~40 kHz,此频率范围内声波波长远大于颗粒粒径,满足长波假设,且涵盖了可听声至超声范围的声波,基于高频声波有利于获得相对高的测量精度,同时气相中声强衰减与频率平方成正比特性,该范围可适应一般气固两相流对象的测量。

鉴于Urick的模型是已知文献中较早提出的两相流声速模型,过于简化,与后期发展的同样基于拟均相模式建立的Ament的模型差异较大,因而本文首先比较分析了该模式下不同声速模型之间的差异。相比而言,分别基于相间耦合和基于颗粒散射两种模式下建立的不同声速模型间差异较小,甚至可忽略,所以不须进行相应同一模式下不同模型的定量对比。总体上,在拟均相模式不同模型对比分析的基础上,进一步对比了不同模式下典型声速模型结果的异同,从而系统地给出了不同气固两相流声速模型的特性比较。

2.2.1 拟均相模式不同声速模型对比

在基于拟均相介质的声速模型中,相比传统的拟均相介质模型(Urick的模型和陈大伟等的模型),Ament的模型考虑了声波特性和颗粒粒径的影响,因而首先对此3种典型拟均相声速模型在稀疏空气-煤粉两相流中随煤粉浓度变化的规律进行模拟。依据式(1)~(4)和式(11),模拟结果如图1所示。其中 P_g 为1标准大气压,温度 T 为25℃,由式(16)确定纯气相声速 C_g 为348.35 m/s,即 $\varphi = 0$ 时的两相流声速。所采用物性参数如表1所示^[34,36-37]。

表1 空气和煤粉物性参数

Table 1 Parameters of air and coal particles

$\mu/(\text{Pa}\cdot\text{s})$	$\rho_g/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	$\rho_s/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	γ_g	$c_{ps}/(\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$	$c_{pg}/(\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$	$C_s/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$
18×10^{-6}	1.169	1500	1.4	1800	1005	2500

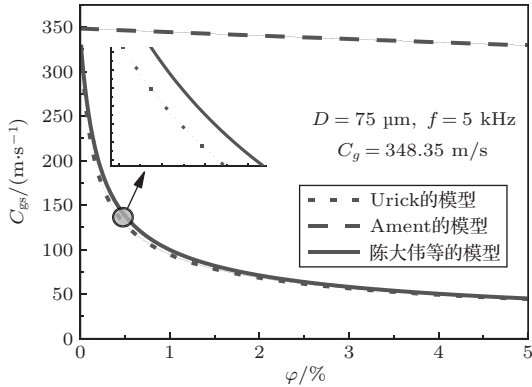


图1 拟均相模式3种典型声速模型随体积浓度变化规律

Fig. 1 Schematic on three typical sound speed models of pseudo-homogeneous mode changing with volume concentration

从图1中可以看出, Urick的模型和陈大伟等的模型近乎重合, 两相声速随体积浓度的变化幅度较大, 与Ament的模型声速变化的差异巨大。相比而言, Ament的模型考虑了声波频率、粒径以及流体黏度的影响, 两相声速随颗粒体积浓度的变化较小。由于Ament的模型与基于相间耦合的模型和基于散射的模型均考虑了声波特性、颗粒粒径及体积浓度对声速的影响, 故下文将此三者一起比较, 以研究不同模式建立的声速模型间的异同。

2.2.2 不同模式建立的声速模型对比

依据式(1)、式(3)、式(4)、式(23)和式(27), 对空气-煤粉两相流中的基于相间耦合的Soo的模型、基于颗粒散射的钱祖文的模型及基于拟均相介质改进的Ament的模型随颗粒浓度、粒径和声波频率的变化规律进行数值模拟比较, 模拟结果如图2~4所示。

从图中可以看到, 3种模式的声速模型随颗粒体积浓度、粒径以及声波频率的变化趋势相同。随着颗粒相体积分数的增大, 气固两相声速逐渐降低。随着粒径和声波频率的增大, 两相声速增加, 逐渐趋向于纯气相中的声速。这可由影响声波在气固两相介质中传播的3种主要因素来解释: 颗粒表面与气相之间的不可逆热传导过程引起的热损耗、颗粒表

面与气相间相对滑移运动引起的黏滞损耗以及颗粒介质引起声波的散射损耗。两相声速随浓度的增大而减小是由于体积浓度的增加引起颗粒物数量的增加, 从而引起上述3种损耗的增大^[35]。两相声速随粒径的增大而升高是由于相同浓度下, 颗粒粒径增加的同时, 颗粒的数量会减少, 且声波对颗粒的扰动作用降低, 相应损耗降低。声速随频率的增大而增高的原因为: 低频率声波引起的气相扰动会携带颗粒一起运动, 从而引起黏滞损耗和热损耗的增大。高频率下声波的携带作用很弱, 颗粒基本不随声波的扰动而运动^[38], 颗粒处于“冻结”状态, 黏滞衰减和热衰减降低, 故两相声速增大。在稀疏气固

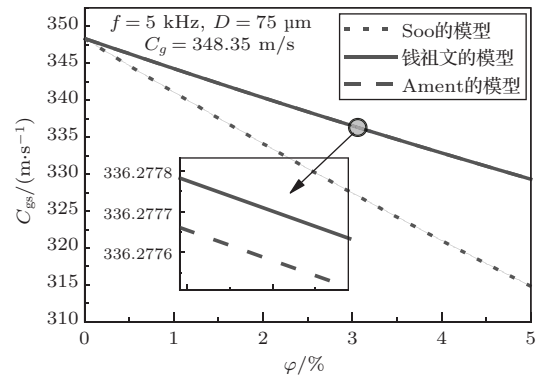


图2 不同模式建立的声速模型随颗粒体积浓度变化
Fig. 2 The sound speed model established by different modes changing with the particle volume fraction

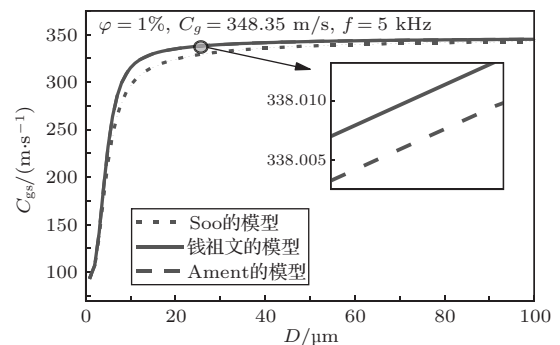


图3 不同模式建立的声速模型随颗粒粒径变化
Fig. 3 The sound speed model established by different modes varying with the particle size

悬浮系统中, 高频率下的两相声速也称冻结声速, 和纯气相时的声速有很接近的数值, 但总是小于纯气相时的声速。这也与普朗特关于气固两相介质中声速的定性描述相一致 [39]。

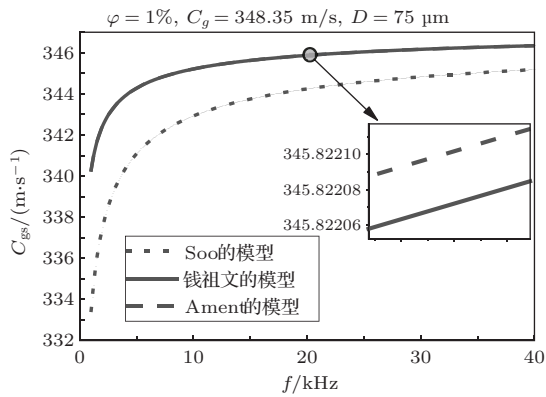


图4 不同模式建立的声速模型随声波频率变化
Fig. 4 The sound speed, by models established by different modes, changing with the sound frequency

随着颗粒浓度的增加, Soo的模型与其他两种模型的差异逐渐增大, 这可从颗粒浓度增加后颗粒间的相互作用力引起的相间滑移运动的逐渐增加造成额外黏滞损失来解释。钱祖文的模型和Ament的模型的曲线近乎重合, 这是由于气固两相介质处

于稀疏工况时, 散射作用影响很小, 两者均考虑了黏滞作用, 且均未考虑相间相对滑移运动, 故声速非常接近。当粒径和频率逐渐增大时, 3种声速模型间的差异越来越小, 这是由于粒径和频率增大后声波引起的颗粒扰动相对降低, 损耗减少。

2.3 模拟结果分析

从以上对不同模式模型的模拟对比分析看出, Ament的模型的建立机制接近基于相间耦合的Soo的模型和基于散射的钱祖文的模型, 变化规律也与后两者接近。Urlick的模型和陈大伟等的模型都是直接从气固混合物热力学性质的角度建立的拟均相声速模型, 这种将气固两相流看作单一拟定流体的假设, 使其只能在气固两相混合物中颗粒相所占比例极低、颗粒间的相互作用和碰撞可忽略、颗粒与气体间的相互作用力可忽略、气固两相近似为纯气相的情况下运用, 而实际运用中颗粒相与气相之间存在不同程度的相互作用, 这种相互作用往往不可忽略, 上述其他模型则从不同角度、不同程度考虑了这种作用。表2总结对比了上述不同声速模型的特点。

为进一步揭示和验证上述不同模型的对比效果和可靠性, 在第3部分中进行了气固两相声速模型的实验验证。

表2 不同声速模型特点对比

Table 2 Comparison of characteristics of different sound speed models

模型名称	模型特征	模型优点	模型缺点	适用条件
Urlick的声速模型 [12]	基于拟均相介质假设建立的声速模型	开创了基于拟均相介质假设建立声速模型的先河, 等效压缩率的定义方法被广泛应用	仅考虑颗粒浓度对声速的影响, 两相声速的影响因素考虑不全面, 方程过于理想化	气固混合物近似于纯气相时的情况
Ament的声速模型 [15]	基于拟均相介质假设, 且考虑声波和颗粒特性后修正建立的声速模型	极大改进了Urlick的模型中未考虑声波和颗粒特性的缺陷, 验证了基于拟均相介质模式建立声速模型的可行性	未考虑颗粒对声波的散射作用和相间相对滑移运用, 认为颗粒与流体协同运动	颗粒粒径远小于声波波长, 低雷诺数流动下的稀疏或稠密气固两相流
Soo的声速模型 [27]	基于气固相间相互作用力及能量、动量守恒建立的声速模型	对两相流流动状态有着明确限定, 考虑了声波通过气固两相介质时, 相间的相对滑移速度的影响	未考虑颗粒对声波的散射作用, 仅适用于Stokes流动下的稀疏气固两相流动	颗粒粒径远小于声波波长, Stokes流动下的稀疏气固两相流
钱祖文的声速模型 [25]	基于颗粒对声波传播路径的散射作用建立的声速模型	考虑了声波的散射作用, 稀疏和稠密气固两相流动均有相应声速公式	缺少对流体流动状态范围的定义, 未考虑相间相对滑移运用, 认为颗粒与流体协同运动	颗粒粒径远小于声波波长, 低雷诺数流动下的稀疏或稠密的气固两相流

3 实验验证

3.1 实验

气固两相声速测量实验系统由颗粒重力沉降实验台、声波测量系统以及颗粒重量计量系统组成，如图 5 所示。颗粒重力沉降实验台依据颗粒沉降原理建立，由可调节振动频率的振动给料筛和透明亚克力圆管组成。振动给料筛直径略大于沉降管道直径，以使管道横截面上颗粒分布尽可能均匀。管道内径为 0.194 m，长 1 m。通过调节振动给料机的振动频率可改变沉降颗粒的质量流量。

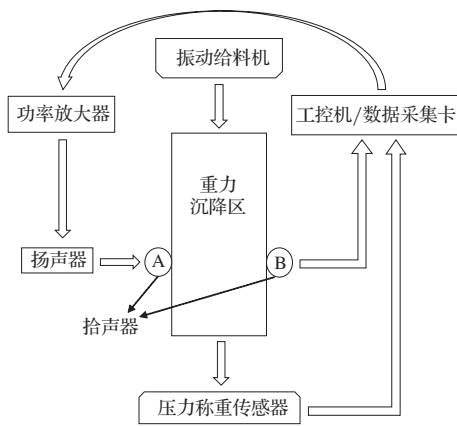


图 5 气固两相声速测量系统

Fig. 5 Gas-solid sound speed measurement system

颗粒重量计量系统由平顶梁压力传感器、RS485 数字通讯模块以及相应的上位机软件组成。压力称重传感器测得的重量可实时记录在上位机软件中。利用称重传感器测得一段时间内重力沉降

实验台中颗粒物下落的重量，利用式 (36) 换算得到管内两相介质中煤粉颗粒的体积分数^[34]：

$$\varphi = \frac{m}{\Delta t \rho_s U_{pt} S}, \quad (36)$$

其中： m 为 Δt 时间内颗粒沉降的重量，kg； S 为管道内横截面积， m^2 ；在对应体积分数下发射和采集声波，测得两声传感器间声波传播时间，可得到声波通过气固两相流的声速。

实验测量中声波频率为 5 kHz，将一定量粒径为 75 μm 的煤粉置于振动给料机内。打开称重传感器上位机软件进行称重校准，调节振动给料机至指定振动频率使相应流量的煤粉颗粒在管内自由沉降，沉降过程中进行声波发射与采集。不断重复上述操作，取不同振动频率进行了 8 组实验，共采集到 8 组不同体积分数下的声波数据。由公式 (37) 计算得到不同颗粒体积分数之下的声速：

$$C_{gs} = \frac{d_{trans}}{(P_{nB} - P_{nA}) / f_c}, \quad (37)$$

其中， d_{trans} 为两拾声器的距离，这里受测量孔局限，将近侧拾声器布置于管外并面向扬声器，相应两传感器间距 $d_{trans} = 0.21$ m，在计算两相流声速时，考虑了近侧传感器信号接收面与相应管内壁间的空气介质距离； P_{nA} 和 P_{nB} 为拾声器 A 和 B 在初始时刻采集的采样点数；采样频率 $f_c = 5 \times 10^6$ Hz；本次实验在环境温度为 25 $^\circ C$ 、一个标准大气压下的条件下进行，实验时测得的纯气相声速 C_g 约为 349.05 m/s。8 组不同体积分数之下的实验参数如表 3 所示。

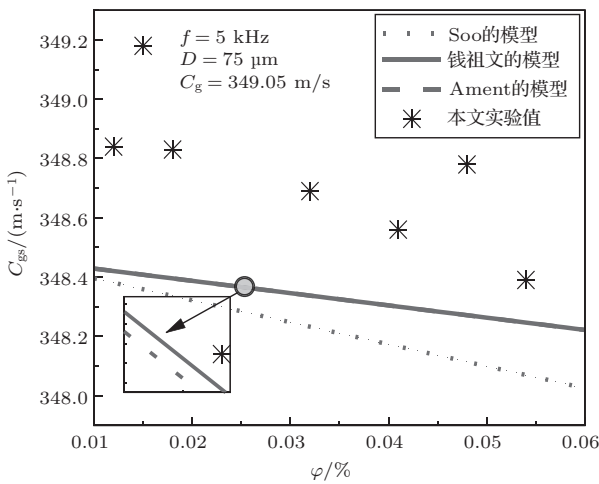
表 3 煤粉-空气两相介质声速测量实验结果

Table 3 Experimental results of sound speed measurement in two-phase media of coal particles in air

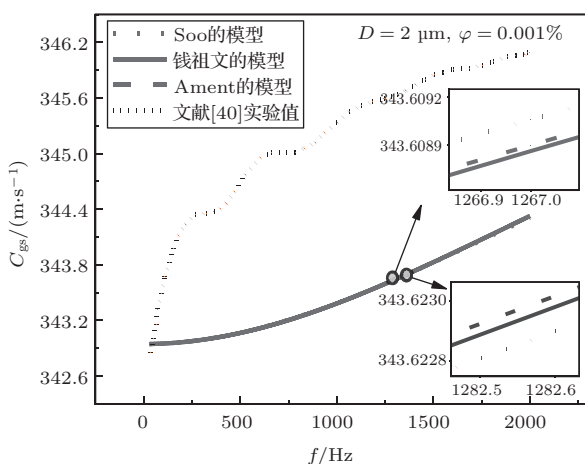
组别	沉降重量/g	沉降时间/s	颗粒体积分数/%	P_{nA}	P_{nB}	两相声速/($m \cdot s^{-1}$)
1	19.17	14.012	0.012	1987	4997	348.84
2	23.06	14.187	0.015	1997	5004	349.18
3	28.53	14.291	0.018	1991	5001	348.83
4	36.49	14.008	0.023	2039	5055	348.14
5	25.23	7.102	0.032	2000	5011	348.69
6	56.44	12.045	0.041	1997	5009	348.56
7	26.92	5.013	0.048	2038	5048	348.78
8	42.78	7.049	0.054	2004	5018	348.39

3.2 结果分析

基于上述实验测量得到的8组不同浓度下的声速值,本文进行了相同条件下与Soo、钱祖文和Ament的模型模拟结果的直接对比,如图6(a)所示。Moss等对粒径为 $2\ \mu\text{m}$ 、浓度为 0.001% 的空气- Al_2O_3 两相流进行了 $0\sim 2\ \text{kHz}$ 范围内不同频率的声速测量实验,绘制了声速频散系数-频率曲线^[40]。为进一步验证本文所述模型的准确性与可靠性,作者将文献^[40]的结果在与本文实验相同温度条件下进行了推导换算,将对应得到的声速-频率结果与同等条件下的不同模型模拟值比较,结果如图6(b)所示。注意图中钱祖文的模型和Ament的模型均几近重合。



(a) 空气-煤粉



(b) 空气- Al_2O_3

图6 气固两相流中声速实验值与模型模拟值对比

Fig. 6 Comparison between the experimental and model simulation values of sound speed in gas-solid two-phase flow

从图6可以看出,图6(a)中本文实验测量值和图6(b)中文献测量值均在一定程度上大于模型模拟值,浓度小时差异较大,随着浓度的增大,实验值和模拟值有接近趋势,同时,低频下的模型模拟值和实验值差异相对更大。另外,结合图6(a)和图6(b),颗粒相浓度变大和声频率变大时均有钱祖文的模型和Ament的模型更接近实验值的趋势。分析其影响因素主要有两点:上述模型自身原因,以及实验误差。在声速模型的建立方面,综合考虑散射、相间滑移运动可得到更为准确、可靠的声速模型。而在实验误差的影响因素中,实验时的温度、颗粒相在气固两相流中的均匀程度以及颗粒的粒径分布等均会对实验测量值产生影响。

将图6的两种实验测量结果结合图1和图4的模拟结果可得出如下结论:相比于传统的拟均相声速模型(Urick的模型和陈大伟等的模型),Ament的模型、Soo的模型以及钱祖文的模型显然更接近于气固两相流中的实验测量声速值。此外,低频率下由于携带作用更强而使两相声速值更低,而由于模型的局限,所确定的声速与实验测量值差异也更大,图6(a)中采用的声频率相对较大,其模型值与实验值差异相对较小。整体结果也说明了本文实验结果与文献实验结果的内在一致性。

4 结论

本文系统总结了气固两相流中典型声速模型的建立方法和机制,并对3种典型声速模型随颗粒体积浓度、颗粒粒径及声波频率在稀疏两相流状况下的变化规律进行了数值模拟和实验验证,得出了以下结论:

(1) 基于相间耦合的声速模型和基于散射的声速模型变化趋势相同,差异较小,两者与传统拟均相介质声速模型随浓度的变化相差较大,而与考虑相间相互作用改进的拟均相介质模型差异较小。

(2) 根据较低颗粒相浓度的稀疏两相流及较低测量声频率两种情况实验结果,从不同角度和程度考虑两相间相互作用的声速模型与实验测量值差异较小,但均不同程度低于实验值,且随着体积浓度的增大,实验值与模拟值逐渐接近,随测量声频率增大有同样变化趋势。

总的来说,上述已有的气固两相流声速模型在不同程度考虑了相间相互作用后具有一定的准确与可靠性,但尚没有充分深入、正确地揭示和刻画

两相流中复杂的相间相互作用机理,从而仍存在一定的误差,因而需要进一步的研究发展。而在气固混合物声速的理论研究及声波法测量应用中,应根据具体对象情况选择合适的两相声速模型,以确保结果的可靠。

参 考 文 献

- [1] 宋梓枫. 水平气固两相流动的模拟研究[D]. 北京: 中国科学院大学(中国科学院过程工程研究所), 2021.
- [2] 范良士, 朱超. 气固两相流原理(上)[M]. 北京: 科学出版社, 2018: 251-262.
- [3] 蔡小舒, 潘咏志, 吴伟亮, 等. 电厂煤粉粒径, 浓度和速度的在线测量技术研究[J]. 动力工程, 1999, 19(6): 466-470.
Cai Xiaoshu, Pan Yongzhi, Wu Weiliang, et al. A study of on-line measurement technology for size, concentration and velocity of pulverized coal[J]. Power Engineering, 1999, 19(6): 466-470.
- [4] 李少芝, 王传生. 发电锅炉煤粉浓度在线监测系统开发与应用[J]. 工业锅炉, 2020(3): 37-39.
Li Shaozhi, Wang Chuansheng. Development and application of on-line monitoring system for pulverized coal concentration in power generation boiler[J]. Industrial Boiler, 2020(3): 37-39.
- [5] 李通, 李如飞, 周燕弟, 等. 基于电荷感应法的风粉在线检测仪器开发与应用[J]. 自动化应用, 2018(12): 37-39.
- [6] 张国强. 基于声发射技术的颗粒粒径在线监测研究[D]. 北京: 华北电力大学, 2021: 73-82.
- [7] 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.
- [8] 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): 178-186.
Qu Guangning, Fan Fengxian, Zhang Sihong, et al. Interaction between monodisperse fine particles in a standing wave acoustic field[J]. Acta Physica Sinica, 2020, 69(6): 178-186.
- [9] Yu H, Tan C, Dong F. Particle size characterization in liquid-solid dispersion with aggregates by broadband ultrasound attenuation[J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 2021, 70: 7501611.
- [10] Tan C, Murai Y, Liu W L, et al. Ultrasonic doppler technique for application to multiphase flows: a review[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2021, 144: 103811.
- [11] Temkin S. Sound propagation in bubbly liquids. A review[R]. Memorandum Report, Jun.-Aug. 1988 Naval Research Lab., Washington, DC. Acoustic Systems Branch. 1989: 1-46.
- [12] Urlick R J. A sound velocity method for determining the compressibility of finely divided substances[J]. Journal of Applied Physics, 1947, 18(11): 983-987.
- [13] Harker A H, Temple J A G. Velocity and attenuation of ultrasound in suspensions of particles in fluids[J]. Journal of Physics D-Applied Physics, 2000, 21(11): 1576-1588.
- [14] Deshwal B R, Sharma A, Singh K C. Speeds of sound and excess isentropic compressibilities of butyl acetate+aromatic hydrocarbons[J]. Chinese Journal of Chemical Engineering, 2008, 16(4): 599-604.
- [15] Ament W S. Sound propagation in gross mixtures[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 1953, 25(4): 638-641.
- [16] Rudinger G. Fundamentals of gas-particle flow[M]. New York: Elsevier Scientific, 1980: 40-47.
- [17] 陈大伟, 王裴, 蔚喜军, 等. 稠密可压缩气粒两相流动中的等熵声速计算建模及物理规律[J]. 物理学报, 2016, 65(9): 195-202.
Chen Dawei, Wang Pei, Yu Xijun, et al. On modeling and physical laws of isentropic speed of sound in dense gas-particle two-phase compressible flow[J]. Acta Physica Sinica, 2016, 65(9): 195-202.
- [18] 方丁酉. 两相流动力学[M]. 长沙: 国防科技大学出版社, 1988: 11.
- [19] Evans J M. Models for sound propagation in suspensions and emulsions[D]. London: Open University, 1996: 36-38.
- [20] Sewell C J T. The extinction of sound in a viscous atmosphere by small obstacles of cylindrical and spherical form[J]. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 1910, 210(566): 239-270.
- [21] Lamb H. Hydrodynamics[M]. New York: Dover publications, 1945: 659.
- [22] Epstein P S, Carhart R R. The absorption of sound in suspensions and emulsions. I. Water fog in air[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 1953, 25(3): 553-565.
- [23] Allegra J R, Hawley S A, Holton G. Attenuation of sound in suspensions and emulsions: theory and experiments[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 1972, 51(5): 1545-1564.
- [24] McClements D J. Ultrasonic characterization of emulsions and suspensions[J]. Advances in Colloid and Interface Science, 1991, 37(1-2): 33-72.
- [25] 钱祖文. 散砂及表层海洋(砂质)沉积物中的声速[J]. 声学学报, 2008, 33(5): 385-388.
Qian Zuwen. Sound speed in air-filled sands and marine shallow-layer sediments(sands)[J]. Acta Acustica, 2008, 33(5): 385-388.
- [26] 钱祖文. 颗粒介质中的黏滞系数[J]. 物理学报, 2012, 61(13): 220-223.
Qian Zuwen. Viscosity coefficient in granular medium[J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(13): 220-223.
- [27] Soo S L. Effect of transport processes on attenuation and dispersion in aerosols[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 1960, 32(8): 943-946.
- [28] Temkin S, Dobbins A. Attenuation and dispersion of sound by particulate-relaxation processes[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 1966, 40(2): 317-324.

- [29] Harker A H, Schofield P, Stimpson B P, et al. Ultrasonic propagation in slurries[J]. *Ultrasonics*, 1991, 29(6): 427–438.
- [30] Gregor W, Rumpf H. Velocity of sound in two-phase media[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 1975, 1(6): 753–769.
- [31] Gregor W, Rumpf H. The attenuation of sound in gas-solid suspensions[J]. *Powder Technology*, 1976, 15(1): 43–51.
- [32] Gregor W, Raasch J, Rumpf H. The influence of particle size distributions on the velocity and the attenuation of sound in gas-solid suspensions[J]. *Chemical Engineering Science*, 1976, 31(1): 15–21.
- [33] 袁竹林, 朱立平, 耿凡, 等. 气固两相流动与数值模拟 [M]. 南京: 东南大学出版社, 2013: 32.
- [34] 潘晗. 基于超声的气固两相流浓度检测方法研究 [D]. 南京: 东南大学, 2018: 20–21.
- [35] 许伟龙. 声波作用下炉内煤颗粒的动力学特性研究 [D]. 北京: 华北电力大学, 2018: 36–48.
- [36] 沈维道, 童钧耕. 工程热力学 [M]. 北京: 高等教育出版社, 2007: 437.
- [37] 苏亚杰, 杜英虎, 陈寿林. 铁矿煤球团内生还原气生产直接还原铁工艺及估算 [C]// 2010年全国能源环保生产技术会议文集, 2010: 668.
- [38] Zhou D, Luo Z, Fang M, et al. Numerical calculation of particle movement in sound wave fields and experimental verification through high-speed photography[J]. *Applied Energy*, 2017, 185(2): 2245–2250.
- [39] 赵良举, 李斌, 高虹, 等. 气固两相介质音速研究 [J]. *工程热物理学报*, 2007, 28(3): 388–390.
- Zhao Liangju, Li Bin, Gao Hong, et al. Sound velocity of gas-solid two-phase medium[J]. *Journal of Engineering Thermophysics*, 2007, 28(3): 388–390.
- [40] Moss S, Attenborough K. Measurements of attenuation and dispersion in an airborne suspension of dust[J]. *Applied Acoustics*, 1994, 42(2): 187–196.