

方形通风管道中粒子沉积的拉格朗日模拟^{*}

西安建筑科技大学 兰州交通大学 张金萍[☆]
西安建筑科技大学 李安桂

摘要 采用一维耦合拉格朗日旋涡粒子相互作用模型,数值模拟了 7 m/s 和 9 m/s 空气流速下直径为 10~200 μm 的粒子在水平和竖直光滑方形通风管道内的沉积速度。结果表明,在水平管道中,粒子在管道底部的量纲一沉积速度高于垂直壁面和顶部,沉积速度受摩擦速度和粒径的影响较大;在竖直管道中,对于 10~80 μm 的粒子,量纲一沉积速度随着粒径的增大而增大,对于较大的粒子(粒径约大于 80 μm),量纲一沉积速度随着粒径的增大而略微减小;流动方向(向上或向下)对粒子的沉积有明显的影响。

关键词 通风管道 粒子沉积速度 松弛时间 拉格朗日旋涡粒子相互作用模型

Lagrangian simulation for particle deposition in square ventilating ducts

By Zhang Jinping[★] and Li Angui

Abstract Based on a one-dimensional coupling Lagrangian eddy-particle interaction model, numerically simulates deposition rate of particles in smooth horizontal and vertical ventilating ducts for a variety of particle sizes ranging from 10 μm to 200 μm at different air speeds of 7 m/s and 9 m/s. The results show that in a horizontal duct, dimensionless deposition rate to floors is higher than those to vertical wall and ceiling surface and they are all highly dependent on the magnitude of the friction velocity and particle size, and that in a vertical duct, for the particles with the particle size of 10~80 μm, the dimensionless deposition rate increases with particle size, and for larger particles with the particle size greater than about 80 μm, the dimensionless deposition rate slightly decreases with particle size increasing, and that the flow direction, upward or downward, also has a notable influence on particle deposition.

Keywords ventilating duct, particle deposition rate, relaxation time, Lagrangian eddy-particle interaction model

★ Xi'an University of Architecture & Technology, Xi'an, China

0 引言

通风管道中的气流通常是湍流,气流中携带的粒子通过与湍流相互作用及重力沉降等机理沉积到管道内表面上。在工程实践中观察到通风系统管道内表面存在大量的粒子沉积物。通风管道的粒子沉积物在一些情况下会引发其他污染物的生

成,比如通风管道内的细菌和真菌可以在粒子沉积物上生长,产生微生物挥发性有机物(MVOC),并

①[☆] 张金萍,女,1966年10月生,在读博士研究生,副教授
710055 西安建筑科技大学环境与市政工程学院
(0931) 4956848 (029) 82203506
E-mail: zhangjinping@mail.lzjtu.cn
收稿日期:2006-01-18
一次修回:2006-04-14
二次修回:2006-05-08

且会增大空气流中生物气溶胶的浓度,严重影响室内空气质量。另外,管道中的粒子沉积还会减少管道中的空气量,降低通风系统的运行性能^[1-3]。

根据卫生部全国公共场所集中空调通风系统卫生状况监督检查报表,卫生合格率仅为 6.2%,通风管道内最高积尘量达到 486 g/m²,是国家标准规定值的 486 倍^[4]。目前集中空调系统普遍使用粗放过滤器,它们最多只能过滤掉空气中 40% 的可吸入颗粒物,一半以上的可吸入颗粒物及大颗粒物会进入集中空调系统,通风与空调系统中颗粒物的直径主要为 0.003~100 μm^[1-2]。由于通风管道中沉积的尘埃粒子是由不同粒径粒子组成的,而不同粒径的粒子其空气动力学规律是不同的(一般认为,10 μm 以下的微小粒子和 10 μm 以上的大粒子空气动力学规律不尽相同),作为研究通风管道内粒子沉积规律的切入点,本文研究了 10~200 μm 的粒子在通风管道内的沉积特性,有关通风管道中小于 10 μm 粒子的沉积研究见后续论文。本文研究的理论和实践意义在于探寻利用数值模拟方法,预测直径为 10~200 μm 粒子在通风管道内的沉积过程,预测完全发展湍流中水平和竖直光滑方形管道中粒子的沉积速度。

关于湍流中粒子沉积实验的文献多数是针对小管或水力直径远小于典型的暖通空调系统的管道^[5-8],直接应用到空调通风管道中有一定的局限性。文献[9]通过实验方法研究了水力直径为 15.2 cm 的通风管道中粒子大小、空气速度和管道表面特征对粒子沉积速度的影响,但该实验主要考虑了 10 μm 以下的粒子在空气速度分别为 2.2, 5.3, 9.0 m/s 下的沉积。目前缺乏对大于 10 μm 的粒子在通风管道中沉积过程的研究资料。

目前已发展了各种经验方程、欧拉模型和拉格朗日模拟来预测湍流中的粒子沉积速度。但多数方法是针对完全发展湍流中粒子在光滑垂直壁面的沉积,并且多数模型是针对圆形横断面管道。通风系统中通常存在各种水平和竖直管道,因此为通风管道中的粒子沉积提供好的预测方法是相当必要的。

欧拉模型的特点是假设粒子通过湍动扩散运动到邻近壁面且根据自由飞射机理到达壁面^[10-13];粒子沉积的拉格朗日模拟通常更像物理实验,因为模拟结果是针对各种粒径的分散的粒子

且模拟的流动条件明确。湍流中粒子沉积的拉格朗日模拟包括两步:第一步为在数学上描述流场;第二步为将粒子释放在模拟流中,然后基于粒子的运动方程追踪粒子的运动轨迹。

McLaughlin 首次在由直接的数值模拟(DNS)产生的湍流场中进行了粒子沉积的拉格朗日模拟^[14];Brooke 等人在扩散碰撞区只考虑曳力的情况下,在基于 DNS 产生的竖直通道流中进行了拉格朗日粒子追踪^[15-16];Uijtewaal 等人在由 DNS 和 LES 产生的竖向圆柱管流中完成了惯性缓冲区内粒子的模拟^[17];Zhang 等人在由 DNS 产生的管道流中分析了粒子在垂直壁和水平底部的沉积^[18],研究主要集中在由于提升力的改变导致垂直向上流和垂直向下流之间粒子沉积的差别,然而这个研究的独特之处在于它是一个惟一包括底部沉积的 DNS-拉格朗日模拟。粒子沉积的拉格朗日模拟已显示出和实验数据有较好的吻合性,因此,湍流中粒子沉积的拉格朗日模拟的结果可为空调通风管道中粒子沉积的预测提供一些信息。

旋涡粒子相互作用模型(旋涡生存期模型)是一种用来追踪模拟流中所负载粒子的拉格朗日随机步行模型,这种模型要求给定粒子速度和位置的初始条件,就可以分析计算单个粒子的运动,计算时认为粒子和具有一个特征大小、生存期和速度的旋涡有相互作用。Govan 等人利用一维耦合拉格朗日旋涡粒子相互作用模型(旋涡生存期模型)预测了湍流中粒子的沉积^[19]。

笔者采用 CFD 中的旋涡粒子相互作用模型模拟追踪了较大数量的粒子且考虑了粒子和流场间的一维耦合,这与通风管道中的粒子小负载是相对应的,这些粒子不改变空气流的动力学特性。本文选择一维耦合拉格朗日旋涡粒子相互作用模型来模拟通风管道中的粒子沉积,分别模拟 10,15,20,30,40,50,70,80,100,120,150,180,200 μm 粒径的粒子在 7 m/s 和 9 m/s 入口平均空气流速下,在光滑的水平和竖直方形通风管道中的沉积速度,以了解 10~200 μm 粒径的粒子在通风管道中的沉积规律。

1 拉格朗日模拟方法

在有适当边界条件的任意形状的流动区域内利用有限体积法求解 N-S 方程和连续性方程。通过求解给定粒子的运动方程计算粒子的轨迹,利用

一维耦合拉格朗日旋涡粒子相互作用模型研究通风管道中的粒子沉积。

1.1 通风管道中的湍动空气流模型

应用 CFD 中的雷诺应力传输模型作为空气流的湍动模型,因为它对方形管道中空气流的模拟结果和测量数据有很好的 consistency^[20-21]。雷诺应力传输模型及湍动参数详见文献[22]。

采用标准壁函数计算平均速度场和湍动雷诺应力分量。利用有限体积法进行速度分量和雷诺应力湍动分量的收敛,各值均小于 10^{-6} 。离散方法是二阶迎风法和 SIMPLE 运算法则。

1.2 边界条件

由于模拟中考虑的湍动空气流为充分发展流,故周期性边界条件使用在初始的流场计算中,当加入粒子相模型时,就像文献[23-24]所采用的,速度入口和出流边界条件应用在相同的管道上,但管道的空气流速度轮廓和湍动雷诺应力分量按照周期流边界条件的计算结果来描述。壁面上采用无滑移边界条件。

1.3 粒子轨迹模型

除了求解连续流的雷诺应力传输模型外,一个离散的轨迹模型也即拉格朗日一维耦合旋涡粒子相互作用模型应用在粒子的轨迹模拟中,这种方法把粒子相分成一系列有代表性的单个分散粒子,然后通过流动区域求解粒子的运动方程来分别追踪这些粒子。追踪粒子时进行了下列假设:

- 1) 固体壁面无粒子反弹;
- 2) 粒子沉积过程中无粒子凝聚;
- 3) 所有粒子是球形的固体粒子。

CFD 通过积分粒子的力平衡(粒子的惯性力和作用在粒子上的力相等)方程来预测粒子轨迹,在笛卡尔坐标的 x 轴方向可以写为

$$\frac{du_p}{dt} = F_D(u - u_p) + \frac{g_x(\rho_p - \rho)}{\rho_p} + F_x \quad (1)$$

式中 u_p 为粒子速度, m/s; t 为时间, s; $F_D(u - u_p)$ 为单位粒子质量的曳力, m/s^2 , 其中 F_D 为由于空气和粒子的相对滑动引起的曳力, s^{-1} , u 为空气流速, m/s; g_x 为自由落体加速度, m/s^2 , $g_x(\rho_p - \rho)/\rho_p$ 代表了重力项, ρ_p 和 ρ 分别为粒子和空气的密度, kg/m^3 ; F_x 为附加力项, m/s^2 。

$$F_D = \frac{18\mu}{\rho_p d_p^2} \frac{C_D Re'}{24} \quad (2)$$

式中 μ 是空气的动力黏度, $Pa \cdot s$; d_p 是粒子直径, m; C_D 为曳力因数, $C_D = a_1 + a_2/Re + a_3/Re^2$, a_1, a_2 和 a_3 是适用于光滑球形粒子的常数^[25], Re 为雷诺数; Re' 是相对雷诺数, 定义为 $Re' \equiv \rho d_p \cdot |u_p - u|/\mu$; 对亚微米粒子, F_D 的定义见文献[26]。

一般来说通风管道中粒子的作用力除了重力、惯性力和曳力外,主要有布朗力、湍动扩散力、剪切升力(Saffman 升力)、静电迁移力。由于本文研究的粒子粒径大于等于 $10 \mu m$, 不发生布朗扩散, 布朗力忽略不计, 另外对于较大的粒子, 静电迁移力也不明显。在计算中, 为了考虑湍动扩散对粒子轨迹的影响, 对单个粒子的瞬时速度沿着粒子的路径进行积分计算若干次。本文应用的这个随机模型中, 脉动速度分量是时间的离散分段常函数, 通过给定旋涡的特征生存期在一段时间间隔内随机值保持常量。因此, 在粒子轨迹的计算过程中附加力项 F_x 只包括 Saffman 升力, Saffman 升力的计算见文献[27]。

1.4 粒子相的边界和初始条件

假设管道中的粒子浓度足够低而忽略粒子与粒子之间的相互作用; 假设粒子一旦和管壁面接触后就不会反弹和分离。粒子到达入口和出口边界后将逃逸。

粒子相的初始条件定义了粒子的开始位置和速度大小。较大数量相同直径的粒子在管道入口均匀分布, 粒子的速度等于流体的速度, 粒子的密度为 $1500 kg/m^3$ 。

1.5 粒子沉积速度的计算

粒子沉积速度定义为

$$V_d = \frac{J}{C_{ave}} \quad (3)$$

式中 J 为粒子到管道表面的平均通量, $kg/(m^2 \cdot s)$ 或 $个/(m^2 \cdot s)$; C_{ave} 是管道中平均悬浮粒子浓度, kg/m^3 或 $个/m^3$ 。模型预测的粒子沉积速度多数按照量纲一粒子沉积速度的形式 V_d^+ 表示, V_d^+ 是指用摩擦速度 u^* 常化沉积速度 V_d , 即

$$V_d^+ = \frac{V_d}{u^*} \quad (4)$$

湍动管道流中的摩擦速度可以由下式计算:

$$u^* = U \sqrt{\frac{f}{2}} \quad (5)$$

式中 U 为管道中气流平均速度, m/s; f 为摩擦

因数,其计算见文献[9]。

对光滑壁通风管道中的湍流,表面的黏性曳力引起了摩擦。管道流中的湍动旋涡呈现了较宽范围的尺度,最大的旋涡受到管道尺寸的限制,最小的旋涡受到分子黏性耗散作用的限制;比较小的旋涡趋向于存活期短,比较大的旋涡持续较长时间。流动中最小的旋涡是那些近壁旋涡,可以估计它们的平均生存期。由于粒子沉积发生在壁上,粒子和近壁旋涡的相互作用在决定沉积速度上是重要的。将粒子的松弛时间与相关近壁湍动旋涡的时间尺度的比值定义为松弛时间 τ^+ , Stokes 流动区球形粒子的 τ^+ 按下式计算:

$$\tau^+ = \frac{C_c \rho_p d_p^2 u^*{}^2}{18 \mu \nu} \quad (6)$$

式中 C_c 为滑动修正因子,其计算见文献[9]; ν 为空气的运动黏度,单位为 m^2/s 。

在一个水平的方形通风管道中有三个不同的内表面:底部、垂直壁和顶部,由于重力的影响,粒子到这些表面的沉积速度不同。按照粒子在管道入口注射的总数量以及粒子分别沉积到这三个表面的数量,可以分别计算出粒子在这三个表面的沉积速度。

在一个竖直的方形管道中,所有壁表面是相同的,可认为粒子在每一个壁面上的沉积都是相同的。按照入口注射的粒子总数量以及沉积到垂直壁上的粒子数量,可以计算出粒子在垂直壁的平均沉积速度。

2 研究示例

具有充分发展湍流轮廓的光滑的水平 and 竖直接方形管道作为典型通风管道的研究示例,管长为 4.5 m,横截面尺寸为 $0.3 \text{ m} \times 0.3 \text{ m}$ 。管道流的速度轮廓和湍动雷诺应力分量按照相同管道的周期性边界条件计算结果描述。因此,这个管道流可认为是完全发展湍流。对直径为 $10 \sim 200 \mu\text{m}$ 的粒子在水平管道和竖直管道空气流速为 7 m/s 和 9 m/s 下进行了粒子追踪模拟。

图 1,2 显示了这个管道几何体的计算网格,网格采用近壁紧密的非均匀网格,原因在于近壁处的速度梯度是最高的。

3 结果和讨论

3.1 空气流场

图 3 为空气入口平均流速为 7 m/s 时的水平

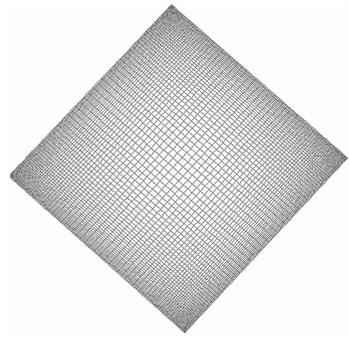


图 1 水平方形管道的横截面网格

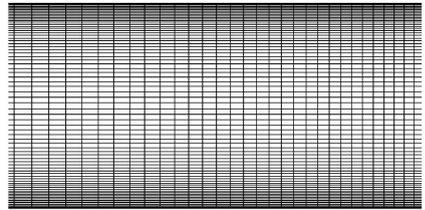


图 2 水平方形管道的流向网格

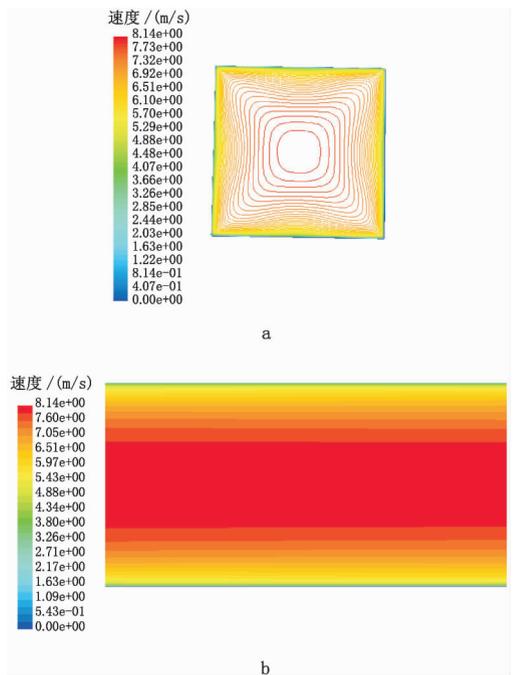


图 3 水平方形管道速度等值线(空气流速 7 m/s)

方形管道速度等值线图。从图中可看出,速度等值线向角落处凸出,这说明方形管道中产生了二次流,可能是由雷诺应力的梯度引起的。这与文献[28]中方形管道的大涡模拟结果一致。

3.2 水平方形通风管道中粒子沉积速度

图 4~8 显示了光滑水平方形通风管道中底部、垂直壁和顶部的量纲一沉积速度。按照文献[29-30]对沉积区的划分原则(扩散区($\tau^+ < 0.1$),

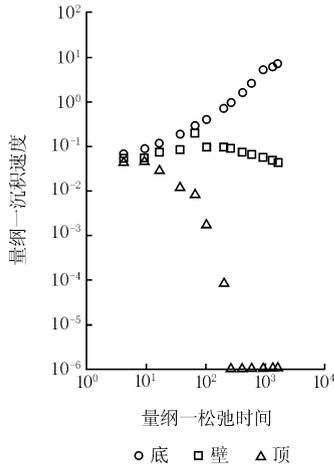


图4 水平方形通风管道粒子量纲一沉积速度(空气流速 7 m/s)

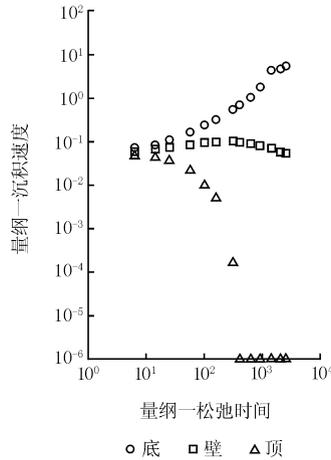


图5 水平方形通风管道粒子量纲一沉积速度(空气流速 9 m/s)

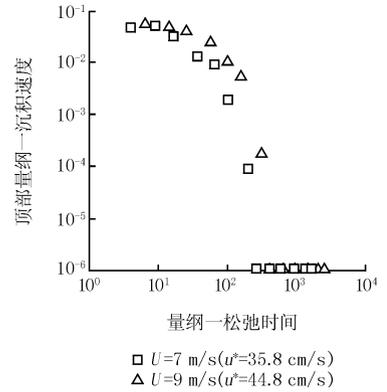


图6 不同空气流速下水平方形通风管道顶部粒子量纲一沉积速度的比较

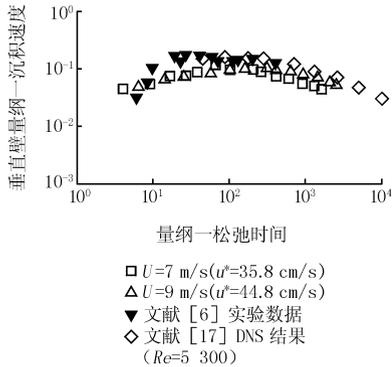


图7 不同空气流速下水平方形通风管道垂直壁粒子量纲一沉积速度及与文献[6,17]数据的比较

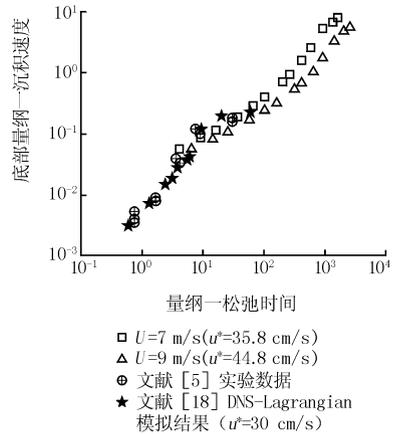


图8 不同空气流速下水平方形管道底部粒子量纲一沉积速度及与文献[5,18]数据的比较

扩散碰撞区 ($0.1 < \tau^+ < 10$), 惯性缓冲区 ($10 < \tau^+$), 现有的模拟结果一部分处于扩散碰撞区, 一部分处于惯性缓冲区, 但主要在惯性缓冲区。

图4,5 明显显示出沉积面的方位对粒子的沉积速度影响很大。由于重力的影响, 对于 $10 \sim 200 \mu\text{m}$ 的粒子, 到管底的沉积速度高于到管壁和管顶的沉积速度, 沉积速度的差别随着空气流速的增加而减小。

从图4~6 可以看出:

1) 底部沉积速度随着量纲一松弛时间的增加而增大, 其原因在于重力沉降是粒子沉积到底部的主要机理。在 7 m/s 这个较小的空气速度下预测的底部沉积速度较大。对相同的量纲一松弛时间 τ^+ , 底部沉积速度随着摩擦速度 u^* 的增加而减小, 这说明底部量纲一沉积速度高度依赖于摩擦速度的大小。

2) 顶部沉积速度随着量纲一松弛时间的增加先逐渐减小而后迅速地减小到零。尽管前人通过实验方法和经验方程研究得出小粒子在湍流管道顶部的量纲一沉积速度随量纲一松弛时间的增加而增大, 但是他们所研究的几乎都是微小粒子(最大的粒子粒径没有超过 $16 \mu\text{m}$), 而小粒子在顶部的沉积主要是通过湍动扩散和布朗扩散以及其他作用力, 因此当粒子粒径在一定的范围内时, 顶部沉积速度会随量纲一松弛时间的增加而增大; 但当粒子直径增大到一定程度时, 重力沉降对粒子的沉积起主导作用, 粒子受湍流波动的影响很小, 几乎不会和顶部碰撞, 因此粒子主要沉积到管底, 粒子越大沉到管底的越多, 管顶几乎不会沉积(图中显示粒子直径增加到 $80 \mu\text{m}$ 时顶部沉积速度迅速减小为零)。因此, 笔者的研究结论——当粒径较大时(如本文研究的粒径 $10 \sim 200 \mu\text{m}$ 范围), 顶部量

纲一沉积速度随量纲一松弛时间的增加而减小,是有理论依据的。另外,从图 6 可以看出,对于相同的 τ^+ ,空气流速大时,顶部沉积速度也大;在 7 m/s 和 9 m/s 两个空气速度下,顶部沉积速度为零时对应的量纲一松弛时间分别为 262 和 410。

3) 垂直壁沉积速度首先随着量纲一松弛时间的增加而增大,而后稍有减小。图 4 显示出,当 $\tau^+ > 200$ 时,垂直壁沉积速度开始减小;图 5 显示出,当 $\tau^+ > 410$ 时,垂直壁沉积速度稍微变小。这些结果说明了在惯性缓冲区,粒子直径大于 $70 \mu\text{m}$ (粒子直径和量纲一松弛时间的换算关系见式(6))时,垂直壁沉积速度有轻微减小的趋势,原因在于这些大粒子受近壁面区气流的影响较小,相反由湍动中心的大旋涡控制,大粒子不能快速地对近壁旋涡的波动作出响应。

从图 7 可以看出,在 7 m/s 和 9 m/s 空气流速下,垂直壁量纲一沉积速度随量纲一松弛时间的变化关系遵循类似的规律,且与文献[6,17]的数据较为一致;当 $\tau^+ > 300$ 时,对于相同的 τ^+ ,垂直壁量纲一沉积速度随摩擦速度 u^* 的增大略微增大。文献[6]的实验数据是在摩擦速度约为 74 cm/s 下获得的,显示出扩散碰撞区的粒子沉积速度随着粒径的增大而增大,在惯性缓冲区沉积速度随粒径的增大略微减小。

从图 8 可以看出,对于底部量纲一沉积速度随量纲一松弛时间的变化趋势,笔者的模拟结果与文献[5,18]有较好的一致性。

从上述的分析也可得到以下结论:对于 $10 \sim 200 \mu\text{m}$ 的粒子,粒径对顶部沉积速度的影响较大,对垂直壁沉积速度的影响较小;空气流速(摩擦速度)对底部、顶部、垂直壁沉积速度均有影响。

3.3 竖直方形通风管道中粒子沉积速度

在空气流速为 7 m/s 和 9 m/s 的垂直向下流和向上流中垂直壁量纲一沉积速度与文献[6]的实验数据及文献[17]的模拟结果的比较见图 9,10。在相同空气流速下垂直向下流和向上流垂直壁量纲一沉积速度的比较见图 11,12。

从图 9 可以看出,7 m/s 和 9 m/s 空气流速下垂直向下流的壁面量纲一沉积速度差别不大,并且与文献[6,17]的数据在 $\tau^+ > 100$ 的范围几乎交迭。图 10 显示出在两个空气流速下垂直向上流的模拟结果差别较小;在 $\tau^+ > 10$ 的范围,笔者的模

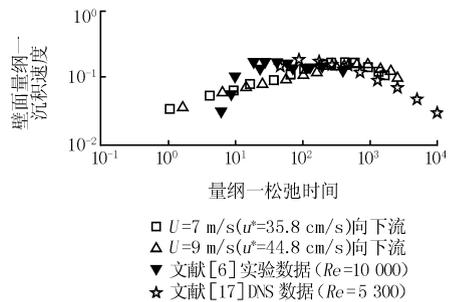


图 9 垂直向下流在两个空气流速下的壁面量纲一沉积速度与文献[6,17]数据的比较

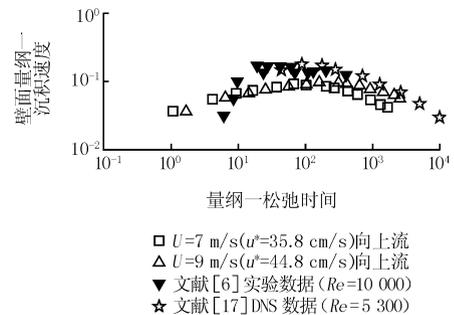


图 10 垂直向上流在两个空气流速下的壁面量纲一沉积速度与文献[6,17]数据的比较

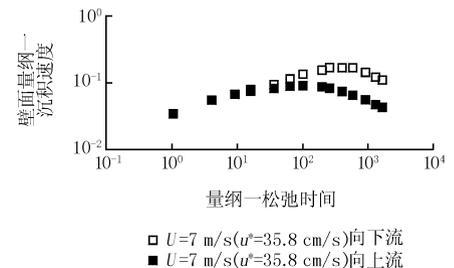


图 11 向下流和向上流在 7 m/s 空气流速下的壁面量纲一沉积速度的比较

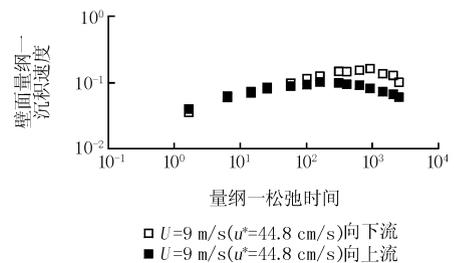


图 12 向下流和向上流在 9 m/s 的空气流速下的壁面量纲一沉积速度的比较

拟数据都略小于文献[5,18]的数据。

从图 11,12 可以看出,在相同的摩擦速度下向下流的沉积速度基本上大于向上流的沉积速度,特别当量纲一松弛时间 $\tau^+ > 100$ 时,这个差别是明显的。原因可能是对于向下流,面向壁的提升力作

用在粒子上,导致沉积速度增大。从图 11,12 中还可以看出,在垂直向下流中,空气流速为 7 m/s,量纲一松弛时间 $\tau^+ \geq 260$ 时,量纲一沉积速度开始减小,空气流速为 9 m/s, $\tau^+ \geq 640$ 时,量纲一沉积速度开始减小;在垂直向上流中,空气流速为 7 m/s, $\tau^+ \geq 102$ 时,量纲一沉积速度开始减小,空气流速为 9 m/s, $\tau^+ \geq 160$ 时,量纲一沉积速度开始减小。这是由于惯性缓冲区的粒子太大而不能快速地对近壁旋涡的波动作出响应,因而粒子通过湍动传输到壁面的作用很弱。这些粒子主要由湍流中心的大旋涡给予动量而到达壁面。文献[6,29]也已证明了这个规律。

总之,在完全发展湍流的垂直管道中,对沉积在垂直壁上的较大的粒子,随着粒径的增大沉积速度略微减小。在相同的流动条件下,对于相同的量纲一松弛时间,向下流的沉积速度基本上高于向上流的沉积速度。

4 结论

笔者分别在 7 m/s 和 9 m/s 空气流速下模拟了 10~200 μm 粒径的粒子的沉积问题,获得了完全发展湍流光滑水平方形通风管道顶部、垂直壁和底部的沉积速度及竖直方形通风管道壁面的沉积速度。探讨了通风空调管道中粒子在不同方向表面沉积过程的规律。

通过利用拉格朗日模拟进行的探索性研究,对水平通风管道得出以下结论:

1) 在空气流速为 7 m/s 和 9 m/s 下,10~200 μm 粒径的粒子在管道底部的沉积速度高于垂直壁和顶部的沉积速度。底部、垂直壁和顶部量纲一沉积速度的差别随着空气流速的增加而减小。

2) 底部量纲一沉积速度随量纲一松弛时间的增加而增大,垂直壁量纲一沉积速度随量纲一松弛时间的增加先增大而后稍有减小,也即对较大的粒子,模拟结果显示壁面沉积速度随着粒子粒径的增加有略微减小的趋势,且和摩擦速度的大小相关。顶部沉积速度随量纲一松弛时间的增加先逐渐减小而后迅速减小到零。

3) 对于相同的量纲一松弛时间,底部量纲一沉积速度随摩擦速度 u^* 的增大而减小;顶部量纲一沉积速度随摩擦速度 u^* 的增大而增大;当 $\tau^+ > 300$ 时,垂直壁量纲一沉积速度随摩擦速度 u^* 的增大略微增大。

4) 底部、垂直壁和顶部的量纲一沉积速度高度依赖于摩擦速度和粒径的大小。粒子的重力沉降是本文所研究的水平管道中影响粒子沉积最强烈的因素。

对竖直通风空调管道得出以下结论:

1) 对于 10~80 μm 的粒子,由于湍动旋涡碰撞机理,量纲一沉积速度随着粒径的增大而增大。对于较大的粒子(量纲一松弛时间约大于 100,即粒径约大于 80 μm),量纲一沉积速度随着粒径的增大而略微减小。

2) 空气流速(摩擦速度)对垂直管道流中的粒子沉积速度有轻微影响。

3) 流动方向(向上或向下)对粒子的沉积有明显的影 响,向上流沉积速度比向下流略小。

总之,本文的研究显示出在基于雷诺应力传输模型模拟空气流的基础上,一维耦合拉格朗日旋涡粒子相互作用模型能在较宽范围的粒子量纲一松弛时间($4 < \tau^+ < 2560$)内预测 10~200 μm 粒径的粒子在光滑水平方形通风管道底部、垂直壁和顶部的沉积速度及在垂直方形通风管道壁面的沉积速度。

本文的模拟结果显示出通风管道中的粒子沉积取决于许多因素,为更全面地了解通风管道中的粒子沉积规律,还需进行大量的实验和模拟计算。

参考文献

- [1] 刘东,陈沛霖,季雷,等.风管清洗:改善室内空气品质的有效方法[J].暖通空调,2003,33(4):139-140
- [2] 徐文华.空调风系统的清洗[J].清洗世界,2005,21(2):21-27
- [3] Morrison G C, Nazaroff W W, Cano-Ruiz J A, et al. Indoor air quality impacts of ventilation ducts: ozone removal and emissions of volatile organic compounds [J]. Journal of the Air and Waste Management Association, 1998, 48(10): 941-952
- [4] 公共场所中央空调通风系统污染状况堪忧[EB/OL]. <http://info.hvacr.hc360.com/html/001/016/35703.htm>
- [5] Sehmel G A. Particle eddy diffusivities and deposition velocities for isothermal flow and smooth surfaces[J]. Aerosol Science, 1973, 4(2): 125-138

- [6] Liu B Y H, Agarwal J K. Experimental observation of aerosol deposition in turbulent flow[J]. *J Aerosol Sci*, 1974,5(2): 145-155
- [7] Cheong K W. Deposition of aerosol particles in ductwork[J]. *Applied Energy*, 1997, 57(4): 253-261
- [8] Lai C K. An experimental study of the deposition of aerosol on rough surfaces and the implications for indoor air quality control [D]. London: Imperial College, 1997
- [9] Raymond S, William W N, Robert A H, et al. Particle deposition in ventilation ducts [D]. California: University of California, 2002
- [10] Beal K S. Deposition of particles in turbulent flow on channel or pipe walls[J]. *Nucl Sci Engrg*, 1970, 40(1):1-11
- [11] Ganic E N, Mastanaiah K M. Investigation of droplet deposition from a turbulent gas stream[J]. *Int J Multiphase Flow*, 1981,7(6):401-422
- [12] Lee S L, Wiesler M A. Theory on transverse migration of particles in a turbulent two-phase suspension due to turbulent diffusion [J]. *Int J Multiphase Flow*, 1987, 13(1):99-111
- [13] Yang Z W, Lee S L. On the droplet deposition and mist supercooling in a turbulent channel flow[J]. *Part Syst Charact*, 1991, 8(1/2/3/4):72-78
- [14] McLaughlin J B. Aerosol particle deposition in numerically simulated channel flow[J]. *Physics of Fluids A*, 1989, 1(7): 1211-1224
- [15] Brooke J W, Kontomaris K, Hanratty T J, et al. Turbulent deposition and trapping of aerosols at a wall[J]. *Physics of Fluids*, 1992, 4(4): 825-834
- [16] Brooke J W, Hanratty T J, McLaughlin J B. Free-flight mixing and deposition of aerosols[J]. *Physics of Fluids*, 1994, 6(10): 3404-3415
- [17] Uijtewaal W S J, Oliemans R V A. Particle dispersion and deposition in direct numerical and large eddy simulations of vertical pipe flows [J]. *Physics of Fluids*, 1996, 8(10): 2590-2604
- [18] Zhang H, Ahmadi G. Aerosol particle transport and deposition in vertical and horizontal turbulent duct flows[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2000, 406(1): 55-88
- [19] Govan A H, Hewitt G F, Ngan C F. Particle motion in a turbulent pipe flow[J]. *Int J Multiphase Flow*, 1989, 15(3):471-481
- [20] Bradshaw P. Turbulent secondary flows [J]. *Ann Rev Fluid Mech*, 1987, 19(1):53-74
- [21] Kajishima T, Miyake Y. A discussion on eddy viscosity models on the basis of the large eddy simulation of turbulent flow in a square duct [J]. *Computers Fluids*, 1992, 21(2): 151-161
- [22] He Chunhong, Ahmadi G. Particle deposition in a nearly developed turbulent duct flow with electrophoresis[J]. *J Aerosol Sci*, 1999, 30(8): 739-758
- [23] Tandon P, Adewumi M A. Particle deposition from turbulent flow in a pipe[J]. *J Aerosol Sci*, 1998, 29(2): 141-156
- [24] Chen Qian, Ahmadi G. Deposition of particles in a turbulent pipe flow[J]. *J Aerosol Sci*, 1997, 28(8): 789-796
- [25] Morsi S A, Alexander A J. An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems[J]. *J Fluid Mech*, 1972, 55(2):193-208
- [26] Ounis H, Ahmadi G, McLaughlin J B. Brownian diffusion of sub-micrometer particles in the viscous sublayer [J]. *Journal of Colloid and Interface Science*, 1991, 143(1):266-277
- [27] Saffman P G. The lift on a small sphere in a slow shear flow[J]. *J Fluid Mech*, 1965, 22(3): 385-400
- [28] Chad M W. Large eddy simulations of particle dispersion and deposition in a turbulent square duct flow[D]. Urbana-Champaign: University of Illinois, 2002
- [29] Wood N B. The mass transfer of particles and acid vapour to cooled surfaces[J]. *Journal of the Institute of Energy*, 1981, 76(1): 76-93
- [30] Papavergos P G, Hedley A B. Particle deposition behaviour from turbulent flows [J]. *Chemical Engineering Research and Design*, 1984, 62(3): 275-295