

文章编号: 1000-0887(2002) 05-0483-06

# 两相流中柱状固粒对流体 湍动特性影响的研究\*

林建忠<sup>1</sup>, 林江<sup>1,2</sup>, 石兴<sup>1</sup>

(1 浙江大学 力学系, 杭州 310027; 2 杭州应用工程技术学院, 杭州 310012)

(本刊编委林建忠来稿)

**摘要:** 对含柱状固粒的两相流场, 建立了包含柱状固粒对流场影响的流体脉动速度方程, 在求解脉动速度方程的基础上, 经平均得到流体的湍流强度和雷诺应力, 将该方法用于槽流湍流场的求解, 并与单相流实验结果进行了比较, 计算中变化柱状固粒的参数, 给出了固粒的体积分数、长径比、松弛时间对流场湍动特性的影响, 说明粒子对流场的湍动特性起着抑制作用, 其抑制的程度与粒子的体积分数、长径比成正比, 与粒子的松弛时间成反比。

**关键词:** 两相流; 柱状固粒; 槽流; 湍动特性

**中图分类号:** O359      **文献标识码:** A

## 引 言

含柱状粒子的两相流, 是多相流和非牛顿流理论研究中的难题, 研究它具有学术价值。同时, 该流动还具有广泛的应用背景。在材料科学中, 短纤维复合材料的成型和加工就与该流动特性密切相关, 加工过程中由流动诱导的纤维取向决定了成品质量。玻璃制品成型时, 玻璃纤维需用水进行喷淋以消除静电, 消除的效果取决于水与纤维的相互作用, 玻璃的易碎性来源于内部的应力集中, 而应力集中则与玻璃处于熔液状态时纤维的取向有关。聚合物是化工领域常见的基质, 液态下的聚合物应力由本构方程描述, 推导该方程的主要手段是将聚合物视为离散的固态与流体的结合, 而柱状固态物代表了一大类聚合物, 柱状粒子在流体作用下的运动与取向以及对流体的作用等都决定了聚合物的特性。

现有研究表明, 与圆球状粒子不同, 即使柱状粒子为稀相, 也会对流场有较大影响。因此, 一般情况下必须考虑粒子对流体运动的影响。柱状粒子与湍流场的相互作用是高度复杂的现象, 该现象受到粒子的长径比、体积分数、流场特性和湍流长度尺度等因素的影响。Gore 等<sup>[1]</sup>由实验发现, 小的柱状粒子会通过增加流体的表观粘度使流场湍流度降低, 对大的柱状粒子, 由于粒子上的涡脱落会使流场湍流度增强。这种增强和降低湍流度的现象都与柱状粒子的体积分数密切相关。Lin 等<sup>[2]</sup>用双向耦合的方法数值模拟了含柱状粒子的两相二维混合层的演变过程, 说明只有在涡核附近的粒子才对混合层有明显影响, 粒子的存在加速了流场动量厚度

\* 收稿日期: 2001\_07\_30; 修订日期: 2001\_11\_28

基金项目: 国家杰出青年科学基金资助项目(19925210)

作者简介: 林建忠(1958—), 男, 福建建阳人, 教授, 博士, 博导。

的增加和涡量的扩散。本文则从流体的脉动方程入手,研究柱状粒子对流场湍动特性的影响。

## 1 含柱状粒子的湍流脉动速度方程

对于含柱状粒子的粘性不可压流体流场,可列出连续性方程和运动方程:

$$u_{j,j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \phi \frac{(u_{pi} - u_i)}{\tau_p}, \quad (2)$$

式中  $u_i$  是流体速度,  $u_{pi}$  是粒子速度,  $\phi$  是粒子体积分,  $r$  是柱状粒子的长径比,  $\tau_p$  是粒子松弛时间,  $\tau_p = \rho_p d^2 / 18\mu$ ,  $\rho_p$  是粒子比重,  $d$  为粒子直径,  $\mu$  为流体粘性系数。

将流体的瞬时速度和瞬时压力、粒子的瞬时速度分解成平均和脉动两部分,代入方程(1)和(2),然后取平均,便得到流体平均运动的连续性方程和含柱状粒子的平均运动方程。再将方程(1)和(2)减去平均方程,就得到脉动速度方程:

$$u_{j,j} = 0 \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + u_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \phi \frac{(u_{pi} - u_i)}{\tau_p}, \end{aligned} \quad (4)$$

式中  $U$  为流体平均速度,为表达方便起见,脉动量的“ $'$ ”都已省略,  $u_i$  和  $p$  分别表示流体的脉动速度和压力,  $u_{pi}$  表示粒子的脉动速度。

可以将充分发展的湍流场中的变量分成两类,一类是平均量及其导数,它们是时间和坐标的慢变函数;另一类是脉动量,它们是时间和坐标的快变函数。如果同时计算这两类变量,要求既有足够高的时间和空间分辨率,又要获得足够多的流场空间和时间演变的信息,这就对计算机提出了很高的要求。实际上,对于大多数流场而言,目前的计算机水平还不具备这样的能力。因此,本文采用将两类变量分开求解的办法<sup>[3]</sup>,即把原有的固定坐标变换成随平均流动速度  $U_{0i}$  一起运动的坐标系,取动点  $P_0$  为新的运动坐标原点,这样得到方程(3)、(4)在运动坐标系下的形式:

$$u_{j,j} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + u_j \frac{\partial U_{0i}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{0j}}{\partial x_j} + \phi \frac{u_i(c-1)}{\tau_p}, \quad (6)$$

式中  $c = u_{pi}/u_i$ , 下标 0 表示  $P_0$  处的值。

## 2 脉动方程的求解

### 2.1 求解域

脉动速度  $u_i$  一般满足准相似性条件,可用周期函数来近似<sup>[4]</sup>,它的特征长度尺度是湍流的微尺度  $\lambda$ 。将(5)、(6)两式用于图1以  $\lambda$  为边长的正方体内流场的求解,中心点为动点  $P_0$ 。平均量是时间和空间的慢变函数,立方体内的  $\partial U_{0i}/\partial x_j$  和  $\partial \tau_{0j}/\partial x_j$  可用以  $P_0$  的值代替。在立方体内用 Fourier 级数作为光滑函数,方程(5)和(6)中的量用该函数展开并采用周期性边界条件。

### 2.2 脉动速度方程的求解

方程(5)、(6)中的 $\partial U_{0i}/\partial x_j$ 和 $\partial \tau_{0ij}/\partial x_j$ 可以通过求解雷诺平均运动方程得到,因此这两个量在方程中可以视为已知量,将(5)、(6)中的各量变换到谱空间,得到谱空间中的方程:

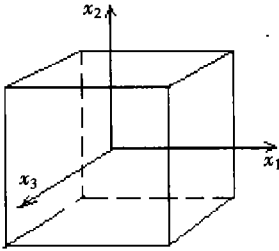


图1 脉动速度求解域

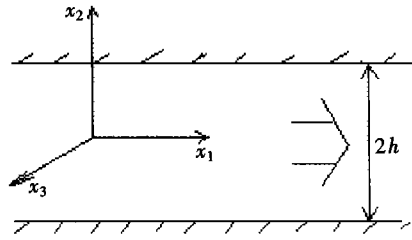


图2 槽流场

$$\frac{\partial u_i^*}{\partial t} + \left[ \mathcal{V}'_{kj} k'_j + \frac{\Phi(c-1)}{\tau_p} \right] u_i^* + \tau_i^* = f_i - ik_i \pi_i \quad (7)$$

$$k_i u_i^*(k_a, t) = 0, \quad (8)$$

式中带“\*”号的量为谱空间上对应的量,  $k'_j$  是波数向量, 为 $(2\pi k_1/\lambda, 2\pi k_2/\lambda, 2\pi k_3/\lambda)$ 。将 $k'_j$ 点乘(7), 结合(8)得:

$$\frac{\partial u_i^*}{\partial t} + \left[ \mathcal{V}'_{kj} k'_j + \frac{\Phi(c-1)}{\tau_p} \right] u_i^* + \tau_i^* = f_i - \frac{k'_i k'_j (f_j - \tau_j^*)}{k'_j k'_j}, \quad (9)$$

式中的 $f_i$ 按伪谱方法求解, 这样问题就归结为对常微分方程(9)的求解。

### 2.3 初始条件

在求解方程(9)之前, 先要给出初始条件, 即要给出 $u_i^{*0}$ 和 $f_i^*$ , 文中的初始条件是初始脉动速度必须满足连续性方程和能谱条件。

## 3 槽流场的求解

### 3.1 流场条件

以二维槽流为例, 在图2所示的槽流场中, 令 $x_1, x_2, x_3$ 分别表示流向、横向和展向, 槽道宽度为 $2h$ , 则二维槽流场的速度表示为

$$U_1 = U(x_2), \quad U_2 = U_3 = 0, \quad (10)$$

$$\overline{u_1 u_3} = 0, \quad \overline{u_2 u_3} = 0 \quad (11)$$

### 3.2 求解步骤

1) 在充分发展的槽流湍流场中, 沿 $x_2$ 方向取11个点 $\eta = 0, 0.1, 0.2, \dots, 0.9, 1.0$ 作为 $P_0$ 的初始位置, 其脉动速度值满足前面所提的初始条件。

2) 将一级近似解<sup>[4]</sup>中得到的 $U_{01}, \overline{u_1 u_2}, \overline{u_1^2}, \overline{u_2^2}$ 和 $\lambda$ 作为 $P_0$ 上的值, 并用来计算(5)、(6)式中的 $\partial U_{0i}/\partial x_j$ 和 $\partial \tau_{0ij}/\partial x_j$ 。

3) 经过一个 $\Delta t$ 后,  $u_i^{*1}$ 可以由(9)式计算出, 然后在图1所示的立方体内取平均得到流体的湍流强度和雷诺应力。 $P_0$ 的新位置由 $x_1^1 = x_1^0 + \Delta t U_{01}^0(x_1^0, x_2^0)$ 和 $x_2^1 = x_2^0 + \Delta t U_{02}^0(x_1^0, x_2^0)$ 计算得到。

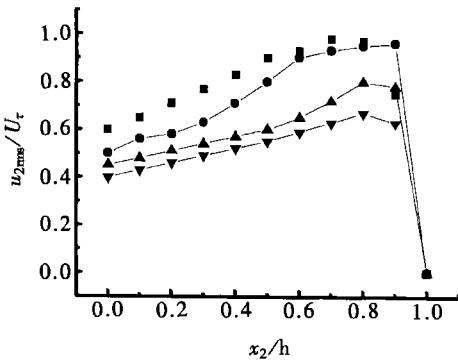
4) 当 $P_0$ 点在新的位置时重复(2)。

重复以上步骤, 可以得到初始不同位置的点 $P_0$ 随时间推移时, 沿程的湍流强度和雷诺应力。

### 3.3 计算结果与分析

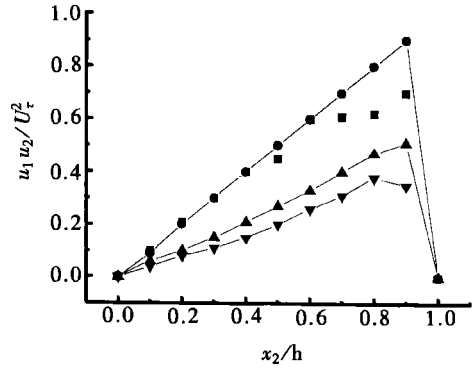
计算时的时间步长  $\Delta t$  为 0.001 s, 立方体内的节点数分别为  $k_1 = 32, k_2 = 17, k_3 = 16$ 。图 2 至图 8 是计算结果, 横坐标表示无量纲横向位置, 0 代表在槽流中心, 1 代表在壁面上,  $u_{2rms}$  表示横向脉动速度分量的均方根,  $u_1 u_2$  是两个脉动分量的关联,  $U_\tau$  是壁摩擦速度, 图中还给了单相流体的实验结果<sup>[5]</sup> 进行比较。

图 3 和图 4 是柱状粒子的体积分数对流场湍动特性的影响。 $\phi = 0$  对应单相流情形, 可见与实验结果大致吻合。流场从中心沿横向趋向于壁面时, 横向湍动特性和雷诺应力由小变大, 最后又变为 0, 最大值出现在壁面附近  $x_2/h$  大约为 0.9 的地方。随着粒子体积分数的增大, 流场的湍动特性受到抑制, 这与圆球粒子的结论相同。



●:  $\phi = 0$ ; ▲:  $\phi = 0.1$ ; ▼:  $\phi = 0.2$ ;  
■: 实验;  $r = 15; \tau_p = 6$

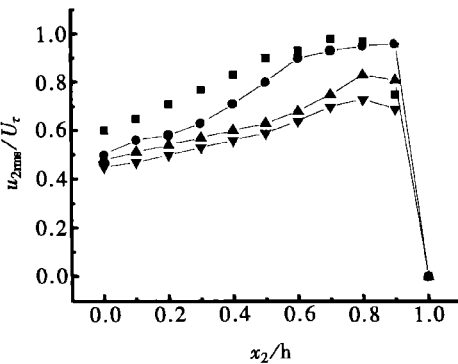
图 3 粒子体积分数对横向湍动特性的影响



●:  $\phi = 0$ ; ▲:  $\phi = 0.1$ ; ▼:  $\phi = 0.2$ ;  
■: 实验;  $r = 15; \tau_p = 6$

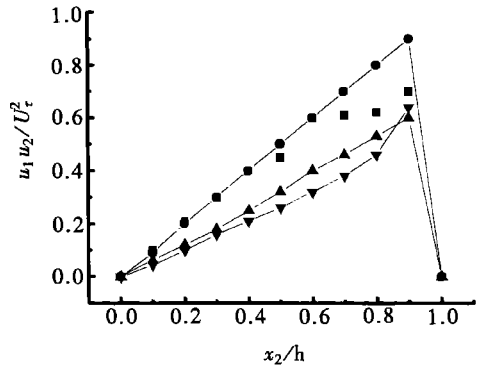
图 4 粒子体积分数对雷诺应力的影响

图 5 和图 6 是粒子长径比对流场湍动特性的影响,  $r = 0$  对应单相流情形。横向湍动特性和雷诺应力的变化趋势与图 3 和图 4 类似, 最大值也出现在壁面附近  $x_2/h$  大约为 0.9 的地方。随着粒子长径比的增大, 流场的湍动特性受到抑制。长径比增加一倍, 但粒子对湍动特性的抑制程度的变化不是很明显。



●:  $r = 0$ ; ▲:  $r = 10$ ; ▼:  $r = 20$ ;  
■: 实验;  $\phi = 0.1; \tau_p = 6$

图 5 粒子长径比对横向湍动特性的影响

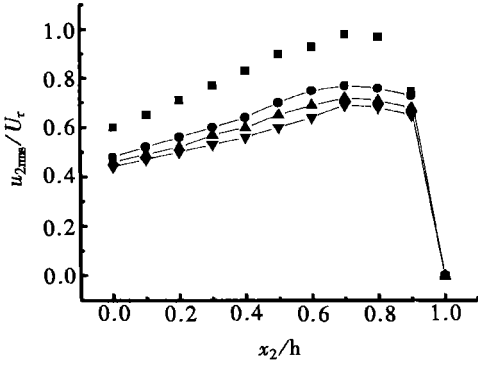


●:  $r = 0$ ; ▲:  $r = 10$ ; ▼:  $r = 20$ ;  
■: 实验;  $\phi = 0.1; \tau_p = 6$

图 6 粒子长径比对雷诺应力的影响

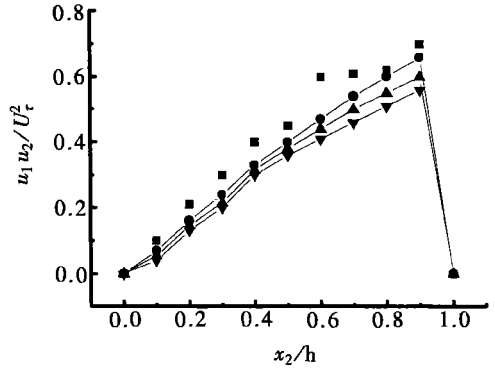
图 7 和图 8 是粒子松弛时间对流场湍动特性的影响, 粒子的松弛时间越小, 对流场湍动特

性的抑制程度就越强。这个结论也可通过对方程(6)的分析得到,在方程(6)中,松弛时间  $\tau_p$  出现在粒子对流体影响项的分母中,该值越小,在方程中所起的作用就越大。粒子的松弛时间表征着粒子对于流体的跟随性,松弛时间越小,说明粒子跟随性越好,此时粒子对流体的作用能迅速地表现出来,在脉动流场中这种作用尤为明显,所以粒子对湍动特性的抑制程度越强。



●:  $\tau_p = 6$ ; ▲:  $\tau_p = 4$ ; ▼:  $\tau_p = 2$ ;  
■: 实验;  $\phi = 0.1$ ;  $r = 15$

图 7 粒子松弛时间对横向湍动特性的影响



●:  $\tau_p = 6$ ; ▲:  $\tau_p = 4$ ; ▼:  $\tau_p = 2$ ;  
■: 实验;  $\phi = 0.1$ ;  $r = 15$

图 8 粒子松弛时间对雷诺应力的影响

## 4 结 论

本文建立了含柱状粒子的脉动速度方程,提出了相应的求解方法,用该方程和相应的方法能有效地求解含柱状粒子的两相流中粒子对流场湍动特性的影响。该方法的特点是能直接考虑粒子对流动脉动速度的作用,而流体的湍动程度又通过对脉动速度求关联函数得到,所以更加直接和有效。通过计算说明,粒子对流场的湍动特性起着抑制作用,其抑制的程度与粒子的体积分数、长径比成正比,与粒子的松弛时间成反比。

### [参 考 文 献]

- [1] Gore R A, Crowe C. Effect of particle size on modulating turbulent intensity[J]. Intl J Multiphase Flow, 1989, 15: 279—291.
- [2] LIN Jian\_zhong, SHI Xing. Study on fibre suspended two\_phase flow by two\_way coupling model[A]. In: Michaelides E E Ed. Inter of Confer Multiphase Flow 2001[C]. May 27\_June 1, USA New Orleans. Tulane University Press, No. 708, 2001.
- [3] CHOU Pei\_yuan. Similarity structure of vorticity fluctuation and the theory of turbulence[J]. Scientia Sinica, 1958, 8(10): 1059—1119.
- [4] 林建忠, 黄永念. 湍流准相性理论及其在矩形渠道流场中的应用[J]. 水利学报, 1994, (12): 72—77.
- [5] Clark J A. A study of incompressible turbulent boundary layers in channel flows[J]. Trans ASME J Basic Engng, 1968, 90(8): 455—462.

## Research on the Effect of Cylinder Particles on the Turbulent Properties in Particulate Flows

LIN Jian\_zhong<sup>1</sup>, LIN Jiang<sup>1,2</sup>, SHI Xing<sup>1</sup>

(1. Department of Mechanics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, P R China ;

2. Hangzhou Institute of Applied Engineering, Hangzhou 310012, P R China)

**Abstract:** The fluid fluctuating velocity equations which include the term of cylinder particles were established. The turbulent intensity and Reynolds stress of fluid were obtained by averaging fluctuating velocity based on the solution of the fluctuating velocity equations. Above approach was used to solve the channel turbulent flows, and computational results were compared with the experimental ones for the case of single phase flow. The effects of volume fraction of particles, the ratio of particle length to diameter and the particle relaxation time on turbulent properties were illustrated by changing cylinder particle parameters. It is shown that particles play a restraining role to turbulent properties in the flows. The degree of restraint is directly proportional to the volume fraction of particle, the ratio of particle length to diameter and inversely proportional to particle relaxation time.

**Key words:** two\_phase flow; cylinder particle; channel flow; turbulent property