

文章编号: 1000-0887(1999)05-0470-07

气固两相圆射流场涡结构影响 固粒扩散的研究

林建忠^{1,2}, 林江², 朱丽兵¹⁽¹⁾ 浙江大学力学系, 流体传动及控制国家重点实验室, 杭州 310027;⁽²⁾ 杭州应用工程技术学院, 杭州 310027)

摘要: 用三维离散涡丝方法模拟轴对称圆射流场涡结构的发展。所得结果在某个周向位置上与用二维点涡方法计算的结果符合较好。然后采用单向耦合模型模拟固粒在圆射流中的运动, 说明当固粒 St 数远小于 1 时, 固粒受流场的作用较明显, 当 St 数为 1 时, 固粒主要分布在涡结构的周围, 分布较均匀; 当 St 数远大于 1 时, 固粒受流场的影响较弱。当对涡环沿周向施以五个波长的扰动时, 固粒扩散的范围较宽。固粒的扩散与扰动的振幅成正比。文中所得结论与一些实验结果相符, 对实际应用有指导意义。

关键词: 气固两相流; 圆射流; 大涡结构; 固粒扩散

中图分类号: O359 **文献标识码:** A

引 言

气固两相流动在自然界和工程应用中非常普遍, 最近研究结果表明, 固粒在某些流场中的分布具有高度不均匀性, 而这种不均匀性又是由于流场中存在着拟序的涡结构造成的。以往研究固粒扩散的统计理论, 没有也无法考虑拟序涡结构对固粒扩散的影响。实际上拟序结构存在于很多流场^[1], 即使是网格湍流这样的均匀流场也发现存在拟序结构^[2]。

在气固两相圆射流中, 拟序涡结构的存在所导致的固粒浓度扩散不均匀会直接影响到具体的工业过程, 如喷出的煤粉在工业炉中的充分燃烧, 喷雾器的喷散效果等。因此, 研究固粒在具有大涡结构圆射流场中的运动, 对将来有目标地控制流场使其向所希望的方向发展具有重要意义。

以往有关流场拟序涡结构对固粒运动影响的研究很少, Crowe^[3]研究了固粒在具有 Stuart 常直径涡所形成的混合层中的扩散, 说明当固粒的 St 数在 0.01 和 1 之间时, 固粒以远大于流体粒子的速率扩散。Gore^[4]研究了随时间发展的混合层大涡结构对固粒运动的影响; Mauceri^[5]等研究了固粒在随时间变化的三维混合层的扩散, 说明流体的拉伸和折叠会导致固粒分布的变化。然而有关固粒在圆射流拟序涡结构流场中的扩散研究却未见报导, 因此本文对其进行研究。

收稿日期: 1998_04_03; **修订日期:** 1998_10_25

基金项目: 浙江省自然科学基金青年科技人才专项培养资金资助项目

作者简介: 林建忠(1958~), 男, 教授, 博导, 院长, 已发表专著 3 部, 论文 103 篇, 获科技论文专著奖 21 项。

1 数学模型和方程

如图 1 所示, 涡环模型是将涡层离散成一系列涡环, 本文中将涡环又离散成一系列涡段, 每段可视为具有零横截面积的曲线涡丝。根据涡动力学理论, 涡丝的诱导速度可以由 Biot-Savart 公式计算:

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}) = - \sum_{j=1}^N \frac{\Gamma_j}{4\pi c} \frac{(\mathbf{x} - \mathbf{r}(s)) \times \frac{d\mathbf{r}}{ds}}{|\mathbf{x} - \mathbf{r}|^3} \quad (1)$$

当(1)式用于计算涡丝本身所在位置处的诱导速度时, 会产生数学上的奇异性。为了消除这一奇异性, Rosenhead 提出了一种光滑技术, 并给出了一种修正的 Biot-Savart 公式:

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}) = - \sum_{j=1}^N \frac{\Gamma_j}{4\pi c} \frac{(\mathbf{x} - \mathbf{r}) \times \frac{d\mathbf{r}}{ds}}{(|\mathbf{x} - \mathbf{r}|^2 + \frac{1}{2} \sigma^2)^{3/2}}, \quad (2)$$

其中 σ 是一个待定常数, r_0 是涡丝半径。Moore 令 $\sigma^2 = \frac{1}{2} r_0^2$, 直接将其和涡核半径联系起来, 由 Moore 模型可以确定 σ 值。对于涡核内涡量为 Gauss 分布的涡丝, $\sigma = 0.412 r_0$; 对于涡量均匀分布的涡丝, $\sigma = 0.22 r_0$ 。当两个不同涡核半径的涡丝相互作用时, 公式(2)中 $\sigma^2 = (\frac{1}{2} r_i^2 + \frac{1}{2} r_j^2)$, 此时 $\sigma = 0.2065 r_0$ 。

为了反映由于涡丝的拉伸而引起的涡量变化, 可以采用下面的约束方程:

$$\frac{d}{dt} (\frac{1}{2} r_i^2) = 0, \quad (3)$$

r_i 是第 i 根涡丝的涡核半径, l_i 是涡丝的总长度。

2 计算方法

2.1 流场的计算

将流动分成两部分, 一部分是圆管内的流场, 另一部分是射流剪切层中的流动。圆管中流动的处理是将圆管作为一个涡管, 用一系列双排 400 个涡环来表示, 如图 1(a) 所示。同一排两个涡环间的轴向距离为 $0.05D$, 两排涡环的径向距离为 $0.025D$, D 为圆管直径。假设圆管内的涡环数目足够多以至可以模拟无限长的管流。

当一个涡环射出后, 在涡管的上游进来一个涡环补充。这样使得圆管内涡环总数保持不变, 圆管中涡环保持轴对称, 由于喷管内涡环系列足够长, 使得上游涡环的进入对射流流动影响甚微。

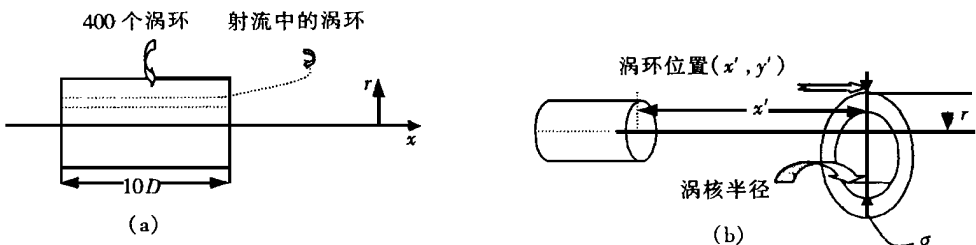


图 1 计算模型示意图

圆管外的射流剪切层如图 1(b) 所示, 轴对称圆射流从圆管的出口开始, 当涡环一射出圆

管时开始数值模拟。用上面的三维涡方法,可以计算流场中任一位置的诱导速度,该速度由射流剪切层中的涡环和圆管内的涡环产生的诱导速度叠加而成。因此第 N 个涡环所在处的速度由其余 $N-1$ 个涡环以及圆管中的涡环诱导所组成,这样公式(2) 成为

$$u_i(\mathbf{x}_i) = - \sum_{j=1, j \neq i}^N \frac{\Gamma_j}{4\pi c} \frac{(\mathbf{x}_i - \mathbf{r}_j) \frac{\Gamma_j}{s}}{(|\mathbf{x}_i - \mathbf{r}_j|^2 + \frac{s^2}{4})^{3/2}} \quad (4)$$

同样用公式(2) 可得到第 i 个涡环的自诱导速度,将其加到前面所求的速度上,就得到第 i 个涡环所在位置处的速度。第 i 个涡环第 i 涡段的诱导速度用以上相同方法求得。在三维模拟中,总速度有三个分量

涡环所在新位置可由前面时刻的速度和位置经二阶近似得到

$$\mathbf{x}_{ij+1} = \mathbf{x}_{ij} + \frac{1}{2}(3\mathbf{u}_{ij} - \mathbf{u}_{j-1}) \Delta t, \quad (5)$$

式中 \mathbf{x}_{ij} 和 \mathbf{x}_{ij+1} 分别是涡环在 t 时刻和 $t + \Delta t$ 时刻的位置; \mathbf{u}_{ij} 和 \mathbf{u}_{ij+1} 分别是 t 时刻和 $t + \Delta t$ 时刻涡环的速度。计算时将时间量纲一,量纲一时间定义为:

$$T = U_0 t / D, \quad (6)$$

其中 $U_0 = \omega_0 R$, 是圆柱状单位长度涡强度为 ω_0 涡层中心线上的速度, D 为圆管直径, 涡环系列由涡管所诱导的对流速度 U_d 驱动且 $U_d / U_0 = 0.54$

2.2 固粒运动的计算

粒子的运动方程为^[6]

$$m_d \frac{d\mathbf{u}_d}{dt} = -V \left[P + 3 \frac{d(\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_d)}{dt} + \frac{V}{2} \left(\frac{d\mathbf{u}_f}{dt} - \frac{d\mathbf{u}_d}{dt} \right) + \frac{3}{2} d^2 \sqrt{\frac{f}{d}} \int_0^t \left(\frac{d\mathbf{u}_f}{dt} - \frac{d\mathbf{u}_d}{dt} \right) dt + m_d \mathbf{g} \right] \quad (7)$$

m_d 和 V 分别为粒子的质量和体积, 下标 d 和 f 分别指粒子和流体。右边第一项是由于流体压力梯度产生的浮力项。第二项是 Stokes 阻力。第三项为附加质量项, 用来描述加速流体的附加力。第四项是 Basset 力, 是由于球周围的非定常流动而产生的。第五项是体积力。将压力梯度代入粒子运动方程, 两边同除以粒子质量并进行无量纲化得:

$$\left[1 + \frac{f}{2} \right] \frac{d\mathbf{u}_d^*}{dt^*} = \frac{3}{2} \frac{f}{d} \frac{d\mathbf{u}_f^*}{dt^*} + \frac{f}{St} (\mathbf{u}_f^* - \mathbf{u}_d^*) + \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{1}{St} \frac{1}{\sqrt{f}} \sqrt{\frac{f}{d}} \int_0^{t^*} \left(\frac{d\mathbf{u}_f^*}{dt^*} - \frac{d\mathbf{u}_d^*}{dt^*} \right) dt^* + \frac{1}{Fr^2} \left[1 - \frac{f}{d} \right] \mathbf{g}, \quad (8)$$

其中 $St = \rho_f d = d^2 U / 18$, $Fr = U / \sqrt{g}$, 为动量厚度两倍, U 是剪切层速度差, f 是 Stokes 阻力系数修正因子, 一般取 $f = 1 + 0.15 Re^{0.67}$ ($Re < 1000$), 由速度和位移关系就可计算出粒子运动的轨迹

3 结果和讨论

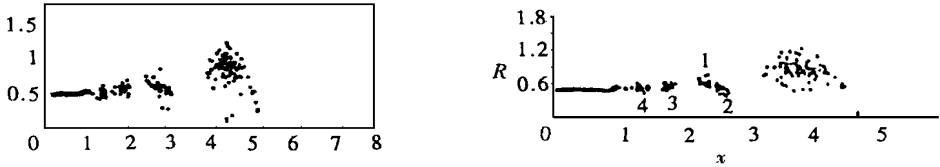
3.1 与轴对称二维点涡方法计算结果的比较

为了验证计算方法的可靠性和合理性, 对封闭涡丝在某个周向位置横切后可得所切涡丝截面随时间发展的演变图形, 该图形对应涡丝轨道沿径向和轴向的变化, 这一计算结果与 Chung

和 Trout^[7] 利用轴对称二维点涡方法计算得到的结果相似, 图 2 给出了两者的对比结果

3.2 不同 St 数下固粒在轴对称圆射流中的分布

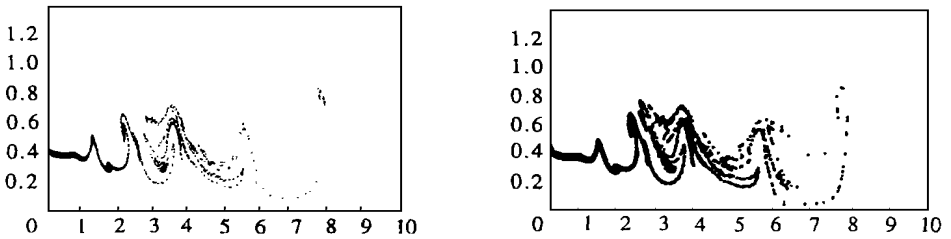
固粒每隔 $dt = 0.02$ 由喷口加入流场, 每次在 $R = 0.41; 0.43, 0.45, 0.47, 0.49$ 处加入粒子。粒子的初始速度只有轴向速度, 其值等于流场在该处的轴向速度。图 3 列出了在 $T = 15$ 时刻, 不同 St 数的粒子在轴对称射流剪切层中的分布情况



(a) 本文结果($T = 10$)

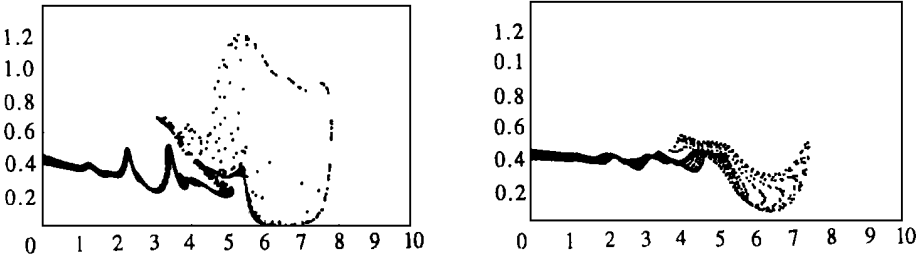
(b) 文[7]结果($T = 10$)

图 2 两种不同方法计算的结果比较



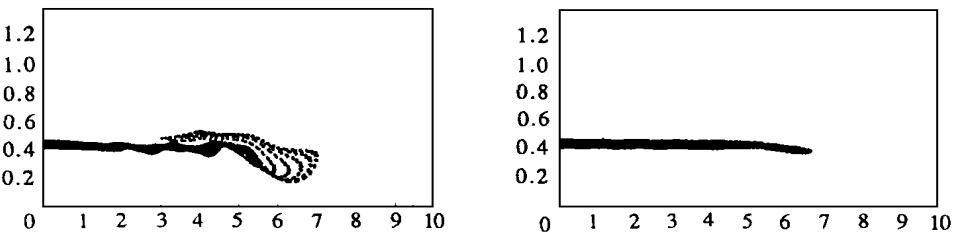
(a) $St = 0.01, T = 15$

(b) $St = 0.05, T = 15$



(c) $St = 1.0, T = 15$

(d) $St = 5.0, T = 15$



(e) $St = 10, T = 15$

(f) $St = 100, T = 15$

图 3 不同 St 数下固粒在流场中的分布情况

由图可见在 St 数远小于 1 的时候, 粒子受流场的影响较强, 因而在流场中的混合较充分,

粒子主要集中于涡结构内。当 St 数等于 1 时, 粒子在流场中的分布主要集中在涡结构的周围, 而且相对其它 St 数, 粒子分布得较广, 表明粒子 St 数为 1 时具有较大的分布率。当 St 数大于 1 时, 粒子由于本身惯性力的作用, 受流场的影响相对较弱, 在流场中的分布与流场关系不大。特别是在 St 数等于 100 时, 可以看到粒子基本不受流场影响而按其初始速度直线前进。

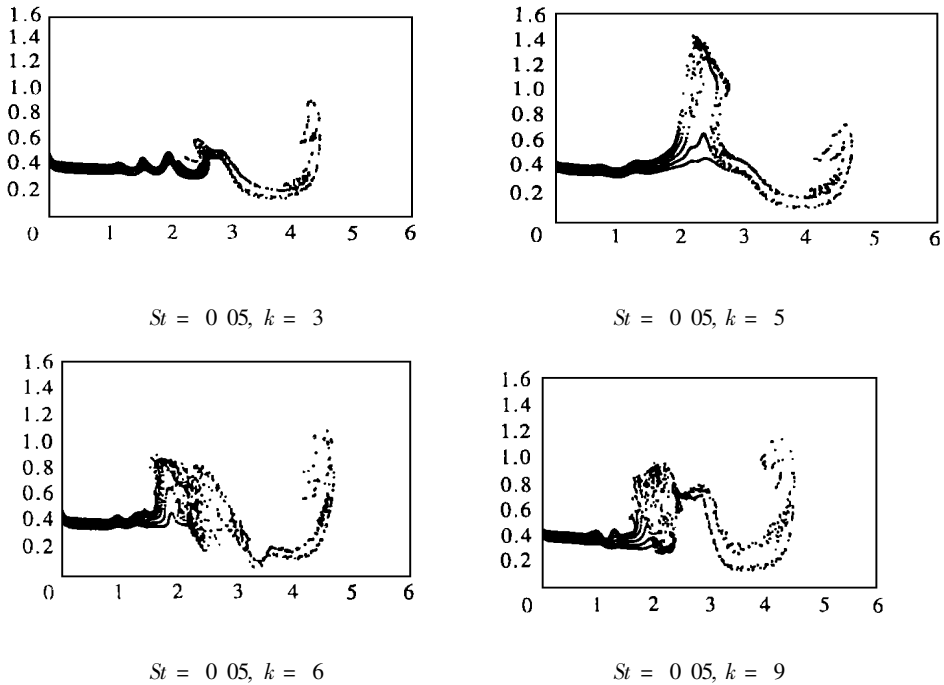


图 4 不同波长扰动时固粒的扩散特性

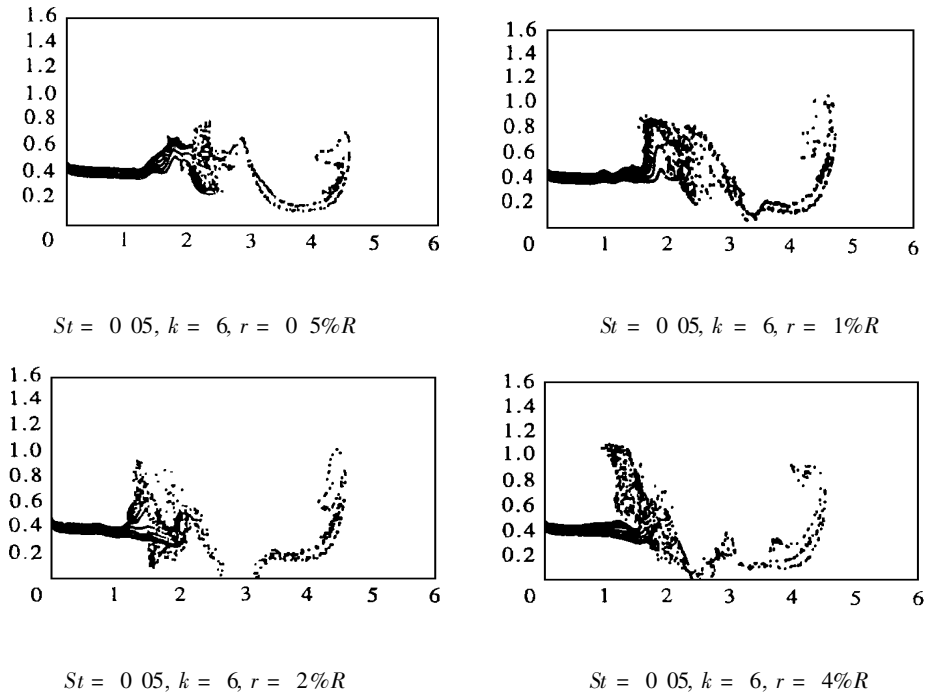


图 5 不同振幅扰动下固粒的扩散特性

3.3 对涡环沿周向施加不同波长扰动时固粒的扩散特性

对涡环引入周向扰动时固粒的扩散特性进行了研究,在模拟流场时,每个涡环给出如下的扰动形式

$$r = R(1 + 0.02 \sin(k\theta)) \quad (9)$$

式中 R 是涡环未扰动时的半径,取 0.5 是周向角, r 是涡环受扰动时在不同周向位置处的半径, k 是周向波数 扰动的振幅是 R 的 2%

图4是引进不同波长扰动时固粒扩散的结果对比,可见波长为5时,固粒沿径向扩散得最宽,这一结果与文[8]的实验结果相符合,文[8]结果说明当波数为5时,射流场沿径向有最大的扩张率,而本文中固粒的扩散主要是由流固间的作用力控制的,固粒的扩散与流场的扩张有直接的关系,这一结论对人为施加扰动来增强固粒的扩散效果具有重要的指导意义

3.4 对涡环沿周向施加不同振幅扰动时固粒的扩散特性

改变(9)式中的 r ,就得到不同的扰动振幅,图5给出了不同振幅时固粒的扩散结果,可见振幅越大,固粒沿径向的扩散范围越宽 这是因为当初始扰动振幅较大时,在相同轴向位置处涡环的最大半径就较大,那么流固间的作用就使固粒沿径向有较宽的分布

4 结 论

用本文的三维离散涡丝方法能得到比较可靠的流场计算结果 对于圆射流场加入固粒的情形,计算得出在固粒数 $St = 1$ 时,固粒受流场的作用较明显,在流场中混合很充分,固粒主要集中在涡结构内 当 $St = 1$ 时,固粒主要分布在涡结构周围,并具有较大分布率 当 $St = 1$ 时,固粒受流场的影响较弱,粒子基本上按其初始速度直线前进 对涡环沿周向施加不同波长的扰动时,在波长为5的情况下,固粒具有较宽的扩散范围 对涡环施加的扰动振幅越大,固粒扩散的范围就越宽 本文中所得结论对实际应用有指导意义

参 考 文 献

- [1] 林建忠. 湍流的拟序结构[M]. 北京: 机械工业出版社, 1995.
- [2] Ruetsch G R, Maxey M R. The evolution of small scale structure in homogeneous turbulence[J]. Phys Fluids, 1992, A4: 2747.
- [3] Crowe C T, Gore R A, Troutt T R. Particle dispersion by coherent structures in free shear flows[J]. Particle Science and Technology, 1985, 3: 149.
- [4] Gore R A, et al. Particle dispersion by large scale vortex structures[J]. Particle Science and Technology, 1989, 7: 201.
- [5] Marcu B, Meiburg E. Three-dimensional features of particle dispersion in a nominally plane mixing layer[J]. Phys Fluids, 1996, 8(9): 2266.
- [6] Maxey M R, Riley J J. Equation of motion for a small rigid sphere in a uniform flow[J]. Phys Fluids, 1983, 26(4): 883.
- [7] Chung N, Troutt T R. Simulation of particle dispersion in axisymmetric jet[J]. J Fluid Mech, 1988, 188: 199.
- [8] Glauser M, Zheng X, Doering C R. The dynamics of organized structures in the axisymmetric jet mixing layer[A]. In: O Metais, M Lesieur eds. Turbulence and Coherent Structure[C], Kluwer: springer_Verlag, 1991.

Research on the Particle Dispersion in the Particulate Two-Phase Round Jet

Lin Jianzhong^{1,2}, Lin Jiang², Zhu Libing¹

(¹Department of Mechanics, the State Key Laboratory of Fluid Power Transmission and Control, Zhejiang University, Hangzhou 310027, P R China;

²Hangzhou Institute of Applied Engineering, Hangzhou 310027, P R China)

Abstract: In this paper, the three-dimensional vortex filament method was used to simulate the evolution of vortex structures in the axisymmetric round jet. The results agree well with the ones given by Chung and Troutt. Then one-coupling model was employed to calculate the particle motion based on the computed flows. The results show that the particle motion is affected by flows obviously at the case of particle number $St \ll 1$ and negligibly at $St \gg 1$, particles distribute around the vortex structures uniformly at $St \sim 1$. When perturbations with wavenumber 5 are introduced to vortex rings, particles disperse wider along radial direction, which conforms to the experimental results. The degree of particle dispersion is in the direct ratio to the amplitude of perturbation. The conclusions given in the paper are useful to the practice usage.

Key words: gas particle two-phase flow; round jet; large vortex structure; particle dispersion