

# 漩涡合并过程中颗粒运动的数值模拟\*

黄海明, 徐晓亮

(北京交通大学 工程力学研究所,北京 100044)

(周哲玮推荐)

**摘要:** 漩涡合并不仅影响着流场的演化,还制约着颗粒相的运动.基于涡团分裂合并机制,以一种改进的涡核扩散方法(CCSVM)计算了二相流中的漩涡合并与演化,在此基础上采用单颗粒轨道模型计算、分析了漩涡合并过程中的颗粒运动轨迹.研究表明:漩涡合并过程中的颗粒轨迹是一条螺旋线,并且保持与漩涡相同的旋转方向,合并后的漩涡中心即为达到稳定状态后的环状颗粒群中心;合并时间与环量初始值、漩涡半径与涡心距比值的初始值有关;特定条件下,颗粒群中会生成一条拉伸的尾迹,尾迹的产生与黏度系数、颗粒与漩涡的相对位置、合并漩涡环量的不对称性有关.

**关键词:** 涡方法; 漩涡合并; 颗粒运动; 尾迹

**中图分类号:** O359.1      **文献标志码:** A

**DOI:** 10.3879/j.issn.1000-0887.2010.04.006

## 引 言

漩涡合并是一种常见的流体现象.在钝体两相绕流中,漩涡合并不仅决定着流场的演化,而且制约着颗粒的运动.迄今,多种数值方法均可应用于钝体绕流计算<sup>[1-4]</sup>,其中,涡方法<sup>[2-3]</sup>在解决高 Reynolds 问题时具有较高的精度,国内外学者对其进行了大量开拓性研究<sup>[2-11]</sup>.作为一种确定性涡方法,涡核扩散法(CSVM)通过改变涡核半径计算粘性影响,但涡核的不断增长将导致控制方程无法收敛于 Navier-Stokes(NS)方程,必须对涡核尺寸进行严格的控制,作为一种确定性涡方法,CSVM 的计算精度与涡团分裂合并处理技术密切相关. Rossi<sup>[6]</sup>首先提出了涡团合并的纯数学算法.基于 Rossi 的算法, Shiels<sup>[7]</sup>有针对地将合并条件进行了调整,进一步提高了计算精度;Huang<sup>[9]</sup>引入了网格处理技术,在 Rossi 基础上弱化了合并条件;以上研究均为涡团合并提供了坚实的数学基础以及涡方法算法稳定性上的支持.目前,在涡结构中颗粒运动方面的研究已经涌现出大量的成果,黄远东等<sup>[3]</sup>、张会强等<sup>[4]</sup>分别采用离散涡方法对两相圆柱绕流、两相混合层中颗粒的运动与分布进行了数值模拟.随着涡方法的不断发展,现代涡方法对涡结构的精细刻画日益成熟,采用现代涡方法对两颗漩涡合并过程中的颗粒进行模拟可以得到诸如颗粒分布、尾迹更为一般的运动规律,但是目前尚未见到采用现代涡方法模拟漩涡

\* 收稿日期: 2009-08-26; 修订日期: 2010-03-03

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10572020)

作者简介: 黄海明(1969—),男,河南郑州人,博士(联系人. E-mail: huanghaiming@tsinghua.org.cn);  
徐晓亮(1983—),男,山东人,博士生(E-mail: 05121250@bjtu.edu.cn).

合并过程中颗粒运动的系统报道。

近年来,伴随着航天技术的发展,颗粒二相流的钝体绕流问题日益受到重视。例如,在航天飞行器的烧蚀计算中,在气流的冲刷下,飞行器表面产生剥蚀,剥蚀掉的颗粒被气流带走,并与之构成二相流,颗粒的运动将影响飞行器表面烧蚀、剥蚀率的分布。分析颗粒运动的轨迹是弄清非线性剥蚀机制的前提。本文采用一种改进的涡旋扩散方法(CCSVM),结合涡团分裂合并算法与颗粒轨道模型,计算并分析了对称、非对称条件下二维 Oseen 涡合并过程中颗粒的运动,其结论可为飞行器的安全分析提供参考。

## 1 二维流场的无网格计算方法

### 1.1 改进的涡核扩散法

二维不可压流场的涡量控制方程为

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u_x \frac{\partial \omega}{\partial x} + u_y \frac{\partial \omega}{\partial y} = \nu \nabla^2 \omega, \quad (1)$$

$$\nabla^2 \Psi = -\omega, \quad (2)$$

其中  $u_x, u_y$  为  $x, y$  方向的速度分量,  $\Psi$  为流函数且  $u_x = \partial \Psi / \partial y, u_y = -\partial \Psi / \partial x, \nu$  是流体的运动黏度系数,  $\omega$  为涡量。将涡量场离散为  $N$  个涡团, 选取 Gauss 分布函数:

$$\omega(\mathbf{x}, t) = \sum_{j=1}^N \frac{\Gamma_j}{\pi \sigma_j^2} \exp\left(-\frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_j|^2}{\sigma_j^2}\right), \quad (3)$$

其中  $\Gamma_j$  为第  $j$  个涡团环量,  $\sigma_j$  为第  $j$  个涡团特征半径,  $\mathbf{x}_j$  为第  $j$  个涡团的中心位置。由 Biot-Savart 定律, 我们可以计算直角坐标系下的流体的速度场为

$$u_x = -\sum_{i=1}^N \frac{\Gamma_i}{\pi \sigma_i^2} \frac{y - y_i}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i|^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i|^2}{\sigma_i^2}\right)\right],$$

$$u_y = \sum_{i=1}^N \frac{\Gamma_i}{\pi \sigma_i^2} \frac{x - x_i}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i|^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i|^2}{\sigma_i^2}\right)\right].$$

Leonard 提出  $\Gamma_j, \sigma_j, \mathbf{x}_j$  的计算应满足式(4)~(6)<sup>[5]</sup>:

$$\frac{d\Gamma_j}{dt} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{d\sigma_j^2}{dt} = 4\nu, \quad (5)$$

$$\frac{d\mathbf{x}_j}{dt} = \mathbf{u}(\mathbf{x}_j, t). \quad (6)$$

由式(5), 涡团的特征半径  $\sigma$  为时间  $t$  的函数, 随着时间的增长, 涡团特征半径必然不断增长, 经 Greengard 证明, 过大的涡团半径将导致方程无法收敛于 NS 方程<sup>[11]</sup>, 要得到准确的数值解, 必须严格控制涡团半径。

### 1.2 涡团分裂合并机制

Huang 在 Shiels 的文献[7]基础上提出了满足二阶涡动量守恒的涡团分裂合并算法并得到良好的数值模拟结果<sup>[9]</sup>。该算法规定一个最大涡团控制半径  $\sigma_{\max}$ , 以特征半径超过控制半径的涡团作为母涡团并将其分裂为  $M$  个子涡团, 子涡团与母涡团之间的距离为  $r_{\text{rad}}$ , 分裂后的母涡团与子涡团具有相同的特征半径, 定义  $\sigma_0, \Gamma_0$  分别为分裂后母涡团的特征半径与环量,  $\Gamma_c$  为子涡团的环量, 设

$$\sigma_0 = \alpha \sigma_{\text{par}}, \tag{7}$$

其中下标 par 代表母涡团,系数  $\alpha$  与子涡团个数  $M$  共同决定着数值模拟精度<sup>[9]</sup>,且  $\alpha$  与  $M$  的数值越大,误差越小. 一般情况下,涡团分裂满足二阶涡动量守恒,分裂机制的方程为

$$\frac{\Gamma_{\text{rad}}^2}{\sigma_{\text{par}}^2} = 2(1 - \alpha^2), \tag{8}$$

$$\Gamma_0 = \frac{\Gamma_{\text{par}}}{2}, \tag{9}$$

$$\Gamma_c = \frac{\Gamma_{\text{par}}}{2M}. \tag{10}$$

该分裂机制必导致待分裂母涡团的数量以  $M$  倍的速度指数增加,显然不适合数值模拟,必须将多个临近而环量较小的涡团合并为一个较大环量的涡团,判断合并发生的条件<sup>[12]</sup>为

$$\frac{\Gamma_0}{\Gamma_c} < \pi \varepsilon \min_{1 \leq j \leq M} \sigma_j^2, \tag{11}$$

$$\frac{\sigma_0^2}{\sigma_j^2} > 1, \tag{12}$$

其中  $\Gamma_c$  为参考环量值,  $\varepsilon$  为控制误差; 一般情况下,合并满足零、一、二阶涡矩守恒,则:

$$\Gamma_0 = \sum_{j=1}^M \Gamma_j, \tag{13}$$

$$\Gamma_0 \mathbf{x}_0 = \sum_{j=1}^M \Gamma_j \mathbf{x}_j, \tag{14}$$

$$\frac{\Gamma_0}{\sigma_0^2} = \sum_{j=1}^M \frac{\Gamma_j}{\sigma_j^2} \exp\left(-\frac{|\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_0|^2}{\sigma_j^2}\right). \tag{15}$$

## 2 颗粒轨道模型

假设颗粒对气流的影响、颗粒所受重力与颗粒间的碰撞均可以忽略,则颗粒的动力学方程为<sup>[13]</sup>

$$m_p \frac{d\mathbf{V}_p}{dt} = m_f \frac{D\mathbf{U}}{Dt} - \frac{1}{2} m_f \frac{d}{dt} \left( \mathbf{V}_p - \mathbf{U}(\mathbf{Y}, t) - \frac{1}{10} a^2 \nabla^2 \mathbf{U}(\mathbf{Y}, t) \right) - 6\pi a \mu \mathbf{X}(t) - 6\pi a^2 \mu \int_0^t \frac{d\mathbf{X}(\tau)/d\tau}{\sqrt{\pi\nu(t-\tau)}} d\tau, \tag{16}$$

其中  $\mathbf{X}(t) = \mathbf{V}_p(t) - \mathbf{U}(\mathbf{Y}(t), t) - a^2 \nabla^2 \mathbf{U}(\mathbf{Y}, t)/6$ ,  $\nabla$  为梯度算子;  $m_p$  为颗粒的质量,  $m_f$  为与颗粒同体积的流体质量,  $\mathbf{V}_p$  为颗粒速度,  $\mathbf{Y}$  为流体微团的位置矢量,  $\mu$  为动力黏度系数,  $a$  为颗粒半径,算子  $D/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{U} \cdot \nabla$  表示流体微团的物质导数,  $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{V}_p \cdot \nabla$  表示颗粒的物质导数,

$$- \frac{1}{2} m_f \frac{d}{dt} \left( \mathbf{V}_p - \mathbf{U}(\mathbf{Y}, t) - \frac{1}{10} a^2 \nabla^2 \mathbf{U}(\mathbf{Y}, t) \right)$$

项为浮力项,  $- 6\pi a \mu \mathbf{X}(t)$  项为 Stokes 力,

$$- 6\pi a^2 \mu \int_0^t \frac{d\mathbf{X}(\tau)/d\tau}{\sqrt{\pi\nu(t-\tau)}} d\tau$$

项为 Basset 力. 流场的速度  $\mathbf{U}(\mathbf{Y}, t)$  由 CCSVM 求得,假设颗粒尺寸很小,可以忽略掉式中少量,颗粒的动力学方程(16)简化为

$$\begin{aligned} \left(m_p + \frac{m_f}{2}\right) \frac{dV_p(t)}{dt} = & 6\pi a \mu [U(Y(t), t) - V_p(t)] + \\ & m_f U(Y(t), t) \cdot \nabla U(Y(t), t) + \\ & \frac{1}{2} m_f V_p(t) \cdot \nabla U(Y(t), t) + \frac{3}{2} m_f \frac{\partial U(Y(t), t)}{\partial t}, \end{aligned} \quad (16)'$$

利用流场特征长度  $L$  和特征速度  $U_0$  对变量进行无量纲化,  $Y \rightarrow YL, V_p \rightarrow V_p U_0, t \rightarrow tL/U_0$ , 得到式(16)'的无量纲形式:

$$\frac{dV_p(t)}{dt} = A[U - V_p(t)] + B\left(U + \frac{1}{2}V_p(t)\right) \cdot \nabla U + \frac{3}{2}B \frac{\partial U}{\partial t}, \quad (17)$$

其中  $A = \frac{6\pi a \mu L}{(m_p + m_f/2) U_0}, B = \frac{m_f}{m_p + m_f/2}.$

二维无散 Euler 速度场中, 颗粒的运动方程可表示为

$$\frac{dY(t)}{dt} = V_p(t). \quad (18)$$

利用式(7)~(15)中所述的涡核处理方法, 流场的速度可由式(1)~(6)求解得到. 将流场速度代入式(17)得到颗粒速度; 进而由式(18)求得颗粒的运动.

### 3 漩涡分裂合并机制下颗粒的运动轨迹

#### 3.1 初始涡量场的近似

取涡团的分布函数为 Gauss 分布函数, 将一定区域内的漩涡环量平均分给该区域内的每个涡团, 则可在该区域构建一阶梯状分布的涡量场(图1), 构建若干个阶梯状涡量场并将其组合后得到实际涡量场的近似离散形式. 假定在  $\nu = 1.0$  的流场中存在一个半径  $r = 1.0$ 、环量  $\Gamma_0 = 100\pi$  的 Oseen 涡, 已知 Oseen 涡扩散遵循

$$\omega(x, t) = \frac{\Gamma_0}{4\pi\nu(t_0 + t)} \exp\left(\frac{-|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0|^2}{4\nu(t_0 + t)}\right),$$

初始时刻取  $t_0 = 0.125$ , 近似将其离散为 6 682 个涡团. 由方程(1)~(15), 利用 Fortran 语言编程计算得到的离散涡量场可准确描述单颗 Oseen 涡产生的涡量场(图2).

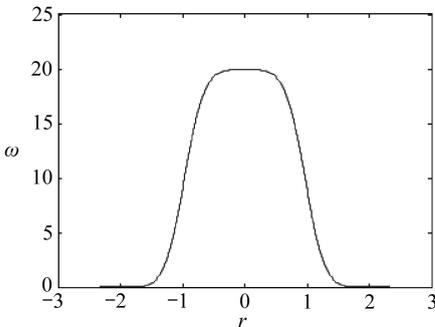


图1 阶梯状涡量场

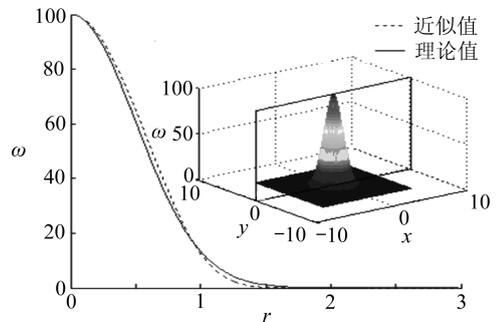


图2 离散涡方法对 Oseen 涡的模拟精度

#### 3.2 对称涡旋合并下的颗粒轨迹计算

不妨取计算域为无限域, 图3(a)中正方形区域内均匀分布着  $a = 0.01 \text{ mm}$  的 1 681 个静止颗粒, 颗粒密度与流体密度之比  $\rho_p/\rho_f = 2.0$ , 颗粒之间无碰撞,  $(r/b)_0 = 0.31$ , 每颗漩涡环量均为  $\Gamma_0 = 200\pi$ ,  $\Delta t = 0.001 \text{ s}$ , 由式(1)~式(6)、式(17)、式(18)编程计算得到两颗对称涡旋合

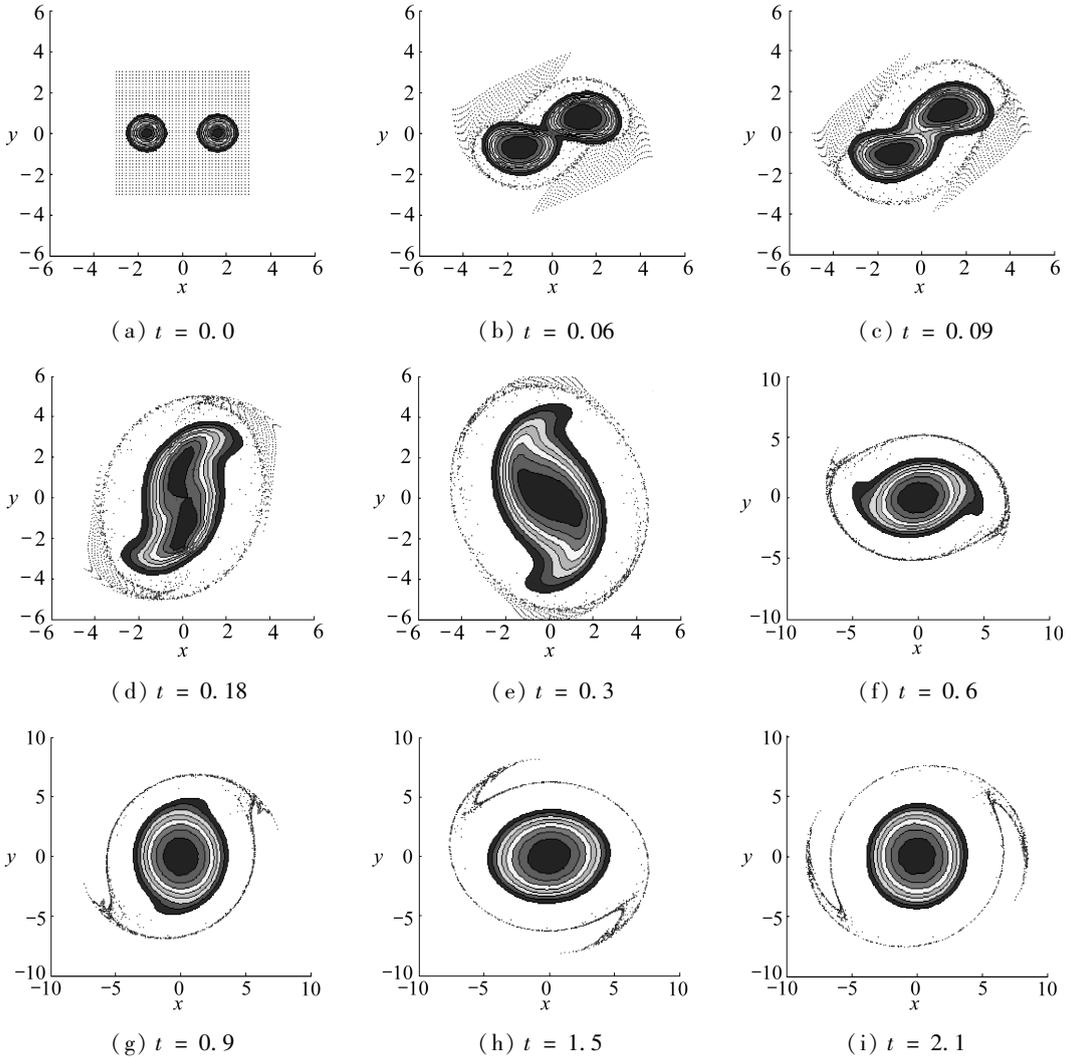


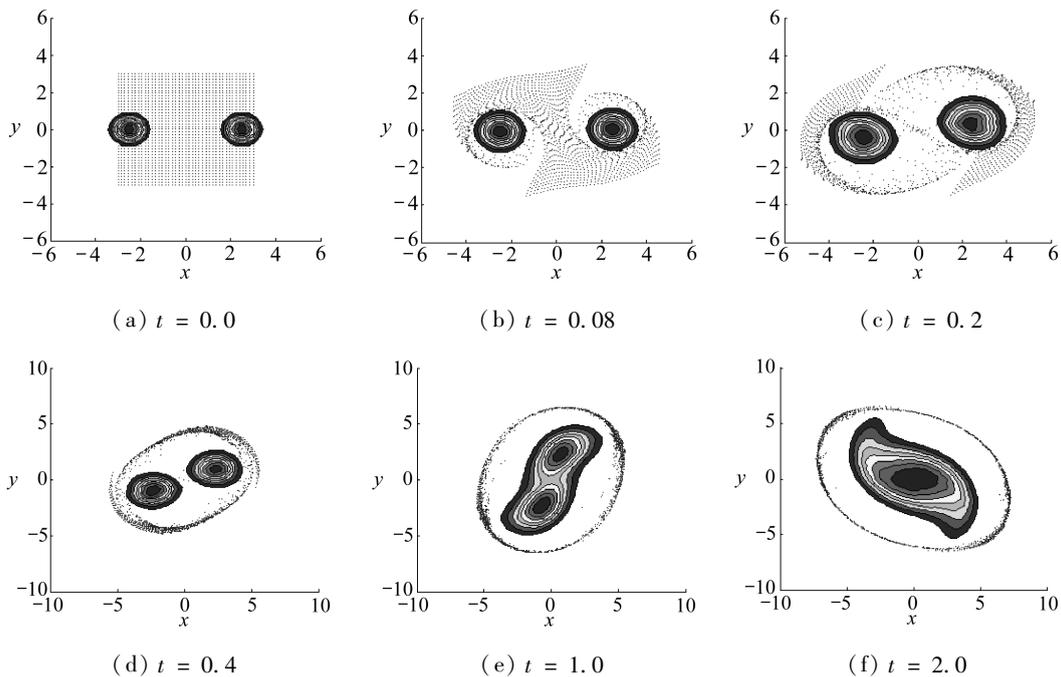
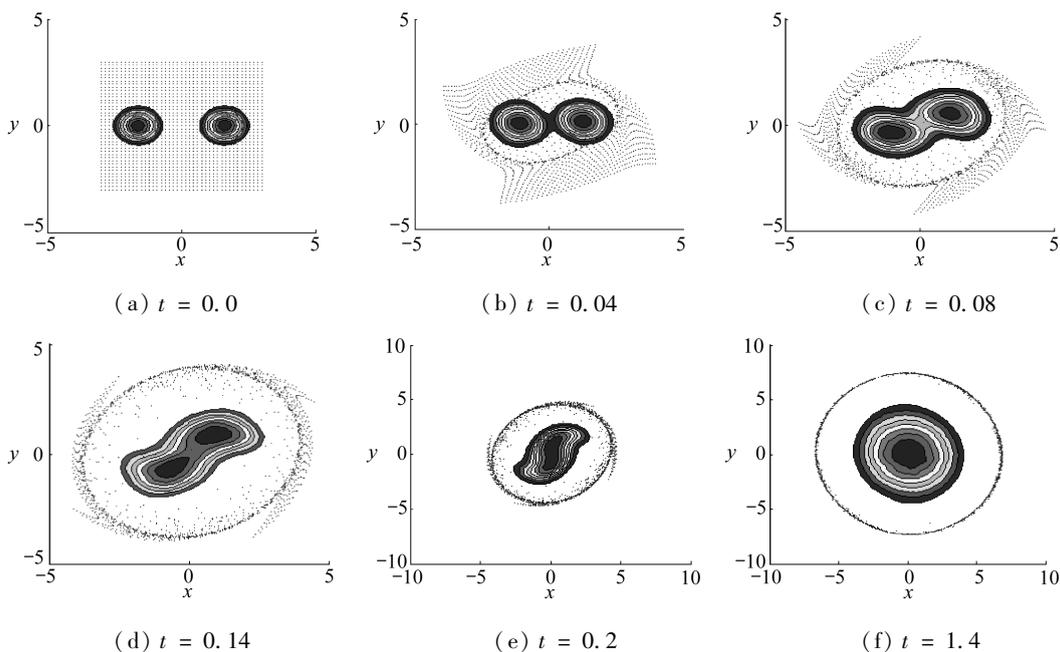
图3 颗粒群在旋涡合并过程中的分布 ( $(r/b)_0 = 0.31$ )

并过程中颗粒的运动(图3)。

合并尚未发生前(图3(a)和图3(b)),两个旋涡彼此绕着对方旋转,颗粒迅速移动到距自身较近的旋涡外围,由于流体具有黏性,单个旋涡半径随着时间的增长而增大,从而导致合并现象产生(图3(c)至图3(f)),合并后的旋涡不断绕涡心旋转且旋涡半径最终收缩到一稳定值(图3(g)至图3(i)),合并过程中颗粒聚积在旋涡外围并呈环状分布,伴随旋涡绕某点旋转.颗粒群中出现一条逐渐拉伸的尾迹,且颗粒群旋转的方向与旋涡自旋的方向是相同的(正环量为逆时针方向).同理可计算出初始涡心距满足  $(r/b)_0 = 0.2$  与  $(r/b)_0 = 0.4$  两种情况的颗粒运动(图4和图5);对比初始涡心距的3种情况:相同环量条件下,涡心距越小的旋涡合并所需的时间越短,颗粒群在合并后的旋涡外围呈环状分布,且  $(r/b)_0 = 0.31$  时,旋涡外围颗粒群在运动中会产生一条不断拉伸的尾迹.

### 3.3 非对称旋涡合并下的颗粒轨迹计算

流场中的旋涡环量并非是完全相同的,对于更一般的非对称环量合并情况,取一个旋涡的环量为  $\Gamma_0 = 100\pi$ ,另一个旋涡环量为  $\Gamma_0 = 200\pi$ .由式(17)和式(18)编程计算得到旋涡合并

图4 颗粒群在漩涡合并过程中的分布 ( $(r/b)_0 = 0.2$ )图5 颗粒群在漩涡合并过程中的分布 ( $(r/b)_0 = 0.4$ )

条件下的颗粒轨迹(图6):非对称漩涡合并过程中,环量小的漩涡较快地移向环量大的漩涡并与其合并,与图3、图5相比较可知,环量小的漩涡合并所用时间较长,且非对称漩涡合并过程中颗粒群也会产生尾迹。

### 3.4 尾迹的影响因素

图3、图6中,在漩涡合并的最后阶段,颗粒群中出现了一条不断拉伸的尾迹,而图4、图5

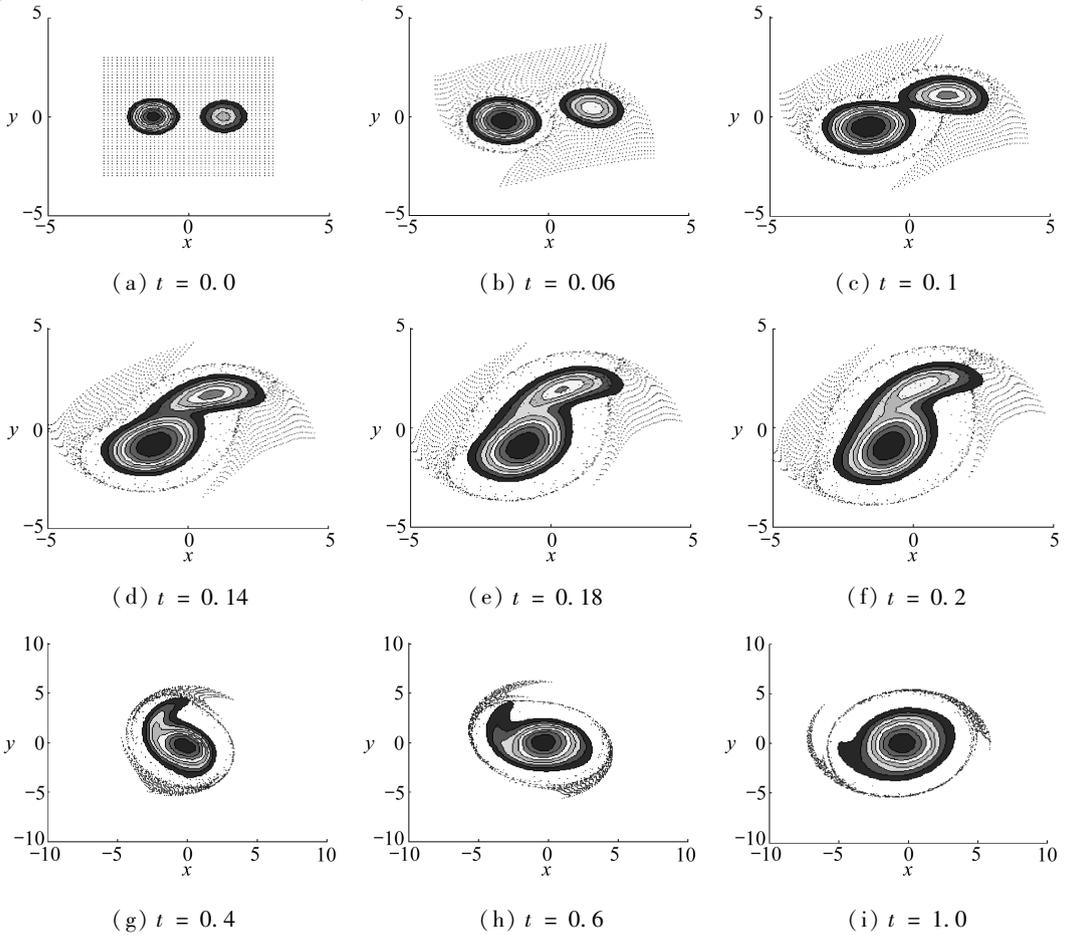


图6 颗粒群在非对称漩涡合并过程中的分布 ( $(r/b)_0 = 0.31$ )

中却无明显尾迹出现。据此可以推测尾迹的产生可能与流场黏性、颗粒与漩涡的相对位置、两个合并漩涡环量的不对称性有关。

### 3.4.1 黏度系数的影响

对无黏流场中漩涡的合并与颗粒的运动进行计算,假定漩涡的环量与颗粒群的初始分布条件与图3同。文献[13]提到,对于无粘流场,若漩涡半径  $r$  与涡心距  $b$  的初始值满足  $(r/b)_0 \geq (r/b)_{cr}$ ,两颗漩涡会逐渐合并为一个,反之,两颗漩涡将一边变形一边绕着彼此旋转,其中  $(r/b)_{cr}$  的值介于  $0.29 \sim 0.33$  之间;对于黏性流场,黏性扩散作用下的漩涡半径随时间增长不断增大,经过一段时间后两颗漩涡必然合并。然而,经过本文计算,无黏流场中的两颗漩涡,无论  $(r/b)_0$  取何值,均不会发生合并。其原因如下:由式(5),在无黏流场中,随着时间的增长,涡团半径  $\sigma$  一直保持为一常量,将  $\sigma$  代入式(3)可知,  $\omega(\mathbf{x}, t)$  也应保持不变(图7),故合并现象不会发生。对比图7与图3可知,相同计算条件下,黏性流场的漩涡合并过程中,颗粒群中存在尾迹。

### 3.4.2 颗粒初始位置的影响

对比图3与图5:相同漩涡环量与颗粒群初始分布条件下,  $(r/b)_0$  的不同取值是颗粒群中出现尾迹的另一原因。改变图3中颗粒群初始分布,对圆形分布域内的颗粒群进行计算(图

8), 比较图3与图8可知, 相同漩涡环量和 $(r/b)_0$ 取值条件下, 图3中的尾迹是由方形区域角落处的颗粒构成. 由此: 相同的漩涡环量条件下, 若颗粒初始分布固定,  $(r/b)_0$ 的改变是尾迹产生的原因; 若 $(r/b)_0$ 固定, 颗粒的初始位置是尾迹产生的原因. 故颗粒与漩涡的相对位置是尾迹产生的另一原因.

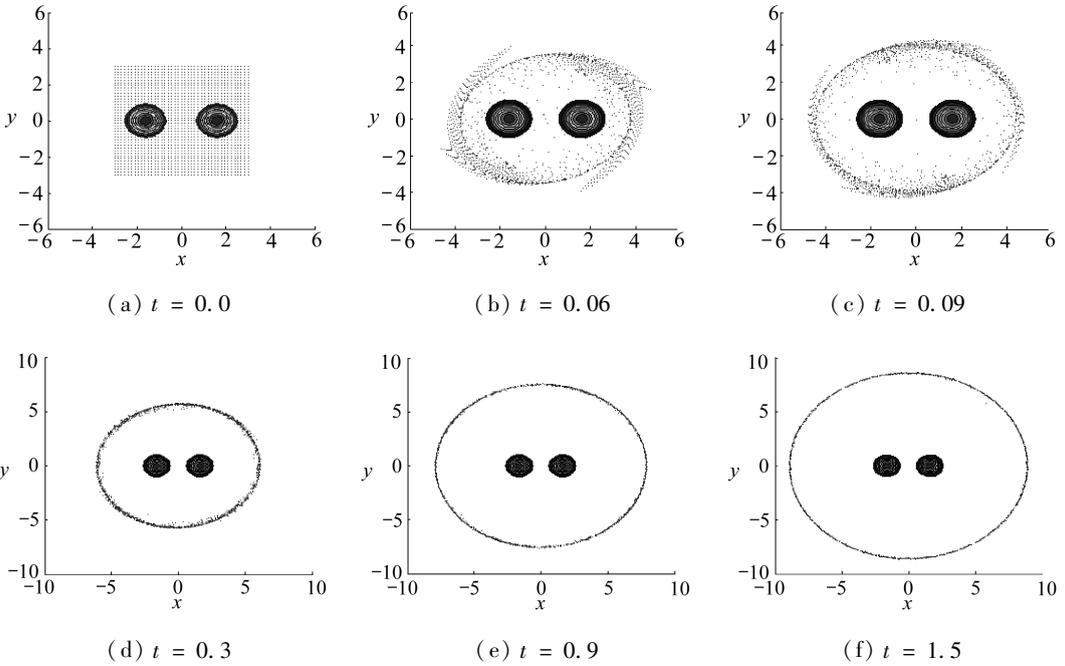


图7 无黏流场中的漩涡与颗粒运动 ( $(r/b)_0 = 0.31$ )

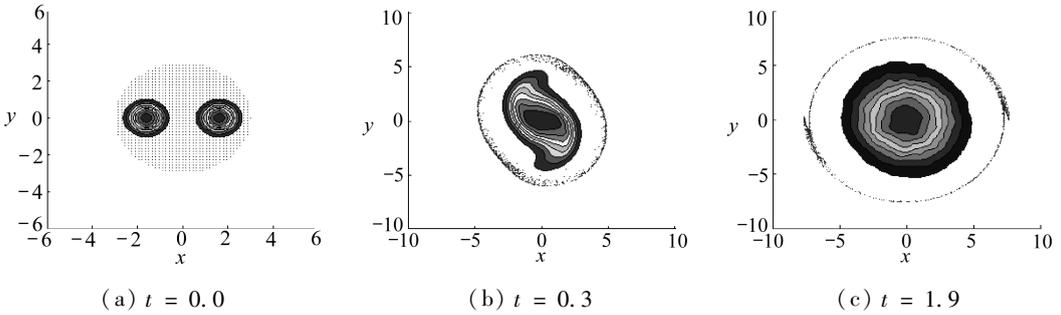


图8 初始分布为圆形域的颗粒群运动 ( $(r/b)_0 = 0.31$ )

### 3.5 颗粒运动迹线

在流场中任意选取 20 个颗粒, 对颗粒群进入稳定圆周运动状态后某一时刻的旋转中心与颗粒群旋转半径进行最小二乘拟合 (图 9), 可知: 颗粒在漩涡合并过程中沿螺旋线轨迹运动 (图 10, 图中仅显示 8 条颗粒迹线).

为寻找颗粒轨迹与漩涡合并之间的关系, 计算 4 种非对称合并条件下的颗粒运动 (表 1). 引入  $\zeta_x = (\|x_0 - x_1\|) / |R|$ ,  $\zeta_x$  表示颗粒群旋转中心到涡心的距离与环状颗粒群半径的比值, 计算满足零阶、一阶涡矩守恒条件下涡心坐标的理论值  $x_0$ , 并将其与由计算结果拟合得到颗粒群中心坐标的近似值  $x_1$  比较 (表 1): 颗粒做圆周运动的旋转中心与合并后漩涡的涡心重合.

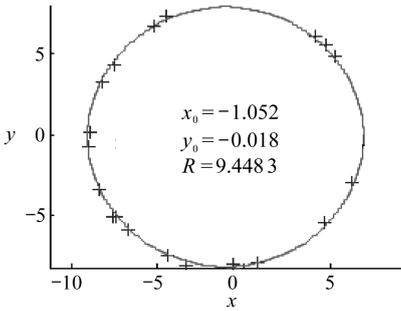


图9 环状颗粒群中心与半径的拟合

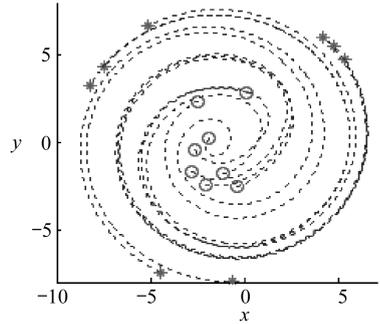


图10 单颗粒的运动轨迹

表 1 几种情况下环状颗粒群中心与半径的最小二乘拟合

漩涡对环量	$x_0$	$x_1$	环状颗粒群半径 $R$	$\zeta_x = \ x_0 - x_1\  /  R $
$200\pi/200\pi$	(0.000, 0.000)	(0.047, 0.073)	8.440 8	0.088 54%
$200\pi/100\pi$	(-0.537, 0.000)	(-0.518, 0.045)	7.208 2	0.033 29%
$500\pi/100\pi$	(-1.075, 0.000)	(-1.052, 0.018)	9.448 3	0.009 94%
$700\pi/100\pi$	(-1.210, 0.000)	(-1.203, 0.049)	10.545 1	0.023 71%

## 4 结 论

基于涡团分裂合并算法与颗粒轨道模型,计算分析了对称、非对称条件下二维 Oseen 涡合并过程中颗粒的运动轨迹:

- 1) 漩涡合并过程中,单颗粒的运动轨迹成螺旋型且运动方向与漩涡自旋方向相同;
- 2) 漩涡合并的时间与漩涡的环量初始值、漩涡半径以及涡心距的初始值有关,初始环量值越大,  $(r/b)_0$  越大,合并所用的时间越短,颗粒运动达到稳定状态所用的时间也越短;
- 3) 在某些条件下,在颗粒群中将产生不断拉伸的尾迹.尾迹的成因与流场黏度系数、颗粒与漩涡的相对位置、合并漩涡环量的不对称性有关;
- 4) 漩涡合并满足零阶、一阶涡矩守恒,颗粒群达到稳定环状运动状态时的中心近似为两漩涡合并后的涡心.

本文的计算是在给定密度比率和颗粒尺寸的条件下去进行的,改变密度比率研究颗粒运动分布和尺度效应将是一个很好的研究方向.

### 参考文献:

[1] 李志辉,张涵信.稀薄流到连续流的气体运动论模型方程算法研究[J].力学学报,2002,34(2):145-155.

[2] 童秉纲,尹协远.关于涡方法的讨论[J].空气动力学学报,1992,10(1):1-7.

[3] 黄远东,吴文权.液固两相圆柱绕流尾迹内颗粒扩散分布的离散涡数值研究[J].应用数学和力学,2006,27(4):477-483.

[4] 张会强,王赫阳,王希麟,等.两相混合层中颗粒运动的数值模拟[J].工程热物理学报,2000,21(1):115-119.

[5] Leonard A. Vortex methods for flow simulations [J]. J Comput Phys, 1980, 37(3): 289-335.

[6] Rossi L. Resurrecting core spreading vortex methods: a new scheme that is both determinis-

- tic and convergent [J]. *SIAM J Sci Com*, 1996, **17**(2): 370-397.
- [7] Shiels D. Simulation of controlled bluff body flow with a viscous vortex method [D]. PhD thesis. California: California Institute of Technology, 1998.
- [8] 李永光, 林宗虎. 气液两相涡街稳定性的研究[J]. 力学学报, 1998, **30**(2): 138-144.
- [9] Huang M J. Diffusion via splitting and remeshing via merging in vortex methods [J]. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 2005, **48**(5): 521-539.
- [10] Koumoutsakos P, Leonard A. Boundary conditions for viscous vortex methods [J]. *Journal of Computational Physics*, 1994, **113**(1): 53-61.
- [11] Greengard C. The core-spreading vortex method approximations the wrong equation [J]. *J Comput Phys*, 1985, **61**(2): 345-348.
- [12] Huang M J. The physical mechanism of symmetric vortex merger: a new viewpoint [J]. *Physics of Fluids*, 2005, **17**(7): 1-7.
- [13] Takashi Nishikawa, Zoltan Toroczkai. Finite-size effects on active chaotic advection [J]. *Physical Review E*, 2002, **65**(2): 1-11.
- [14] 吴柏翰. 二维对称漩涡对合并动力学之研究 [D]. 台湾: 国立台湾大学, 2007.

## Simulation on Motion of Particles in Vortex Merging Process

HUANG Hai-ming, XU Xiao-liang

(*Institute of Engineering Mechanics, Beijing Jiaotong University,  
Beijing 100044, P. R. China*)

**Abstract:** In two-phase flow, the vortex merging influences both flow evolution and particles motion. With the help of the blobs-splitting-and-merging scheme, the vortex merging was calculated by using a corrected core spreading vortex method (CCSVM); based on these, the particles motion in vortex merging process was calculated according to the particle kinetic model. As the results indicate, the particle traces are spiral lines, keeping the same rotation direction with the spinning vortex; the center of particles group is in agreement with that of the merged vortex; the merging time is determined by the circulation and initial ratio of the vortex radius and vortex center distance; and in a certain initial condition, a stretched particle trail is generated, which is determined by the viscosity, the relative position between particles and vortex, and the unsymmetrical circulation of the two merging vortexes.

**Key words:** vortex method; vortex merging; particles motion; particle trail