［研究·设计］

DOI:10.3969/j.issn.1005-2895.2019.05.008

方管中颗粒随黏弹性流体迁移的力学特性

朱 亮，王企鲲，钱佳杰，薛壮壮

（上海理工大学 能源与动力工程学院，上海 200093）

摘 要:为研究黏弹性流体中颗粒迁移的力学成因,对方管 Poiseuille 流动中悬浮颗粒的迁移进行数值研究。选用 Giesekus 模型的黏弹性流体和球形刚性颗粒作为研究对象,忽略流体的惯性效应以研究流体弹性效应和剪切变稀效应对颗粒受力的影响。控制方程采用有限元法和伽辽金-最小二乘法(GLS)方法进行求解,并取得了较好的收敛性。颗粒运动模型采用基于"相对运动模型的准定常算法",对通道中颗粒的横向升力的分布特征进行研究。研究结果表明:颗粒在不同横向位置上所受的横向升力决定了颗粒在实际流动中的迁移方向,且受到流体弹性和剪切变稀的影响。

关 键 词:颗粒迁移;黏弹性流体;Giesekus 模型;相对运动模型;横向升力

中图分类号:O373 **文献标志码**:A **文章编号**:1005-2895(2019)05-0039-06

Mechanical Characteristics of Particle Migration with Viscoelastic Fluid in Square Tube

ZHU Liang, WANG Qikun, QIAN Jiajie, XUE Zhuangzhuang

(School of Energy and Power Engineering, University of Shanghai for Science & Technology, Shanghai 200093, China)

Abstract: In order to study the mechanics of particle migration in viscoelastic fluid, the migration of suspended particles at Poiseuille flow in square tube was numerically studied. Giesekus viscoelastic fluid and spherical rigid particles were selected as the research objects. The inertia effect of fluid was neglected to study the effects of fluid elasticity and shear thinning on the force of particles. The governing equation was solved by finite element method and Galerkin least squares method (GLS), and good convergence was obtained. The quasi-steady algorithm based on the relative motion model was used to study the distribution characteristics of the lateral lift force of particles in the channel. The results show that the transverse lift of particles at different transverse positions determines the migration direction of particles in actual flow, and is affected by hydroelasticity and shear thinning.

Keywords: particle migration; viscoelastic fluid; Giesekus model; relative motion model; lateral lift

在微流道颗粒操控中,常常利用流体的惯性力使颗粒聚集以实现固液分离的目标[1]。然而在以牛顿流体为介质的管道流中,低流速下无法形成稳定聚集,在高流速下能量损耗将会剧增,因此牛顿流体对于颗粒操控工艺仍存在一定的局限性[2]。随着黏弹性流体的应用越来越广泛,黏弹性流体与牛顿流体相比展现出了不同的力学性质,并被用于执行牛顿流体难以实现的操作,例如流体中颗粒的筛选、计数等[3]。在以某些黏弹性流体为介质的通道中,颗粒在流体弹性力的作用下,即使在极低雷诺数中,仍可形成稳定的、有规律的聚集运动[4],从而为流体中颗粒的筛选、计数等提供了新的解决方案,即利用黏弹性流体实现低流速中对颗粒的操控。

对于黏弹性流体中颗粒的力学特性,传统上主要采用实验的手段进行研究。实验结果表明,根据流体流变学特性、通道截面形状和颗粒尺寸,悬浮颗粒最终

收稿日期:2019-03-25;**修回日期**:2019-07-20

基金项目:国家自然科学基金(51776128);国家教育部博士点基金资助项目(201113120120003)。

第一作者简介:朱亮(1993),男,湖北蕲春人,硕士研究生,主要研究方向为流体力学。**通信作者**:王企鲲(1978),男,浙江嘉兴人,工学博士,副教授,中国机械工程学会高级会员,上海力学学会会员,主要研究领域为叶轮机械流体动力学、低雷诺数黏性流体力学、生物流体力学等。E-mail:wangqk@usst.edu.cn

将聚集于通道中心、壁面或某一平面上[5-7]。此结论与颗粒在牛顿流体中的运动特性截然不同。因此对于颗粒在黏弹性流体中的力学特性及其影响特征的研究具有重大意义。遗憾的是,实验手段仅能从表面现象中总结颗粒迁移的规律而难以揭示其力学特征。

随着流变学的发展,数值方法在研究此类问题上具有明显优势。Villone 等[8] 利用 ALE (Arbitrary Lagrangian-Euler)方法,对流体流变学特性、颗粒尺寸等因素对悬浮颗粒迁移的影响进行了系统性地研究。得出结论:黏弹性流体弹性效应变强、剪切变稀程度变大和颗粒尺寸变大,均能使更多颗粒向通道中心迁移,且横向运动速度变大,由此总结出颗粒在黏弹性流体中的迁移规律。然而他们并未对该规律的力学成因进行探讨。

Jeseph[9-10] 对 Poiseuille 流动模型中颗粒迁移进行数值研究,弹性力采用 Oldroyd-B 模型,黏度采用基于 Bird-Carreau 的剪切稀化模型。结果表明:在剪切率较低的区域内,颗粒向剪切率较低的位置(即通道中心)迁移;在流体剪切率较高的区域内,颗粒向黏度较低的位置(即通道壁面)迁移。这个结果揭示了通道中颗粒不同横向迁移方向是由流体弹性和剪切变稀效应引起的,但是他们并未对流体弹性力、黏性力和压力等组分进行深入研究,因此无法揭示出这两种效应的形成机理。

目前对于颗粒在黏弹性流体中迁移的研究仍停留在对于表面规律的总结,且主要采用二维流动模型,原因在于该类研究存在以下难点:黏弹性流体本构方程的非线性程度较高,数值求解时收敛比较困难;三维黏弹性流体的本构方程求解变量较多,且耦合性要求较高;颗粒在黏弹性流体中的运动过程属于非定常、动边界运动,传统的 ALE 方法将采用动网格、时间推进等方法进行 CFD 求解,计算过程十分复杂且计算周期极长。

课题组基于 Carlo 等[11]3045的相对运动模型,对上述问题在三维流动模型条件下进行深入地研究。该算法已被一些研究者[11-13] 应用于颗粒惯性聚集的数值研究,并被证实可以较为可靠地计算出颗粒在流场不同位置运动时的受力分布,并且可以极大地提升计算效率。流体采用 Giesekus 模型,此模型常应用于具有剪切变稀和弹性特征的流体的数值研究。另外,由于文中研究工况为极低雷诺数条件,因此忽略流体的惯性。笔者研究旨在揭示颗粒迁移时所受横向力的组成特征,并探讨因此诱发的聚集运动的力学成因。

1　计算模型与方法

1.1　计算模型简介

笔者研究对象为单个球形颗粒在截面边长为 H 的方形直管流中运动。如图 1 所示,在固定坐标系 O-XYZ 中,当颗粒在流体的驱动下运动到达平稳状态时,其平移速度 U_p和旋转速度 ω_p保持不变,此流场属于非定常流场。若采用相对运动模型,将颗粒置于通道截面若干横向位置,以颗粒的几何中心为原点建立坐标系 o-xyz 并随颗粒作等速平移。在此平移坐标系 o-xyz 中:颗粒运动可被视为仅存有旋转速度 ω_p而无平移速度;通道壁面以 $-U_P$的速度作反向平移。如此,在平移坐标系 o-xyz 中,整个流场便转化为定边界、相对定常流动,采用固定网格便可进行数值求解。这能显著降低计算的时间和难度。另外,平移坐标系 o-xyz 本质上仍是一个惯性坐标系,常规的 CFD 代码均可适用于对它的计算,仅需对“速度型边界条件”根据运动相对性原理转化为相对意义下的值即可。由于通道截面具有对称性,这里只计算 $0 < y^+ < 1$,$0 < z^+ < 1$ 区域的工况。

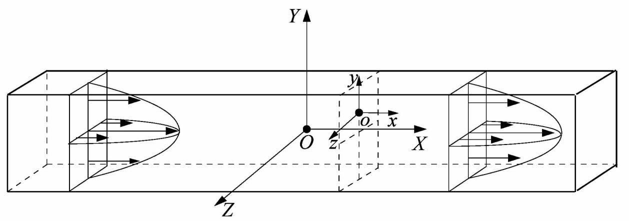

图 1　计算模型示意图

Figure 1　Schematic diagram of computational model

在上述相对运动模型中,笔者将颗粒的运动速度 U_P及旋转速度 ω_p转化为相应壁面的边界条件。然而这些壁面条件在数值计算前作为定解条件须事先给出,可采用“试凑法”加以确定:预估一个颗粒速度 U_P和旋转速度 ω_p,进行试算后,获得颗粒在 x 轴方向所受的合力 F_x和转矩 T。在一定计算精度范围内不断调节 U_P和 ω_p,使 F_x和 T 趋近于零,此时的 U_P即为所求的壁面运动速度,ω_p即为颗粒的旋转速度。

1.2　控制方程

流场控制方程如下:

$$\nabla \cdot \boldsymbol{u} = 0; \tag{1}$$

$$\rho(\boldsymbol{u} \cdot \nabla)\boldsymbol{u} = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}; \tag{2}$$

$$\boldsymbol{\sigma} = -p\boldsymbol{I} + 2\mu_s \boldsymbol{S}(\boldsymbol{u}) + \boldsymbol{\tau}。 \tag{3}$$

式(1)~(3)分别为流体连续性方程、动量方程和总应力张量的表达式。

式中:ρ 为流体密度,kg/m^3;$\boldsymbol{u}$ 为流体速度,m/s;$\boldsymbol{\sigma}$ 为

总应力张量，Pa；p 为流体压强，Pa；$\boldsymbol{I}$ 为单位张量；μ_s 为溶剂的动力黏度，Pa·s；$\boldsymbol{S}(\boldsymbol{u})$ 为流体变形速率张量，s^{-1}；$\boldsymbol{\tau}$ 为黏弹性流体的弹性应力张量，Pa。

其中，

$$\boldsymbol{S}(\boldsymbol{u})=\frac{1}{2}[\nabla\cdot\boldsymbol{u}+(\nabla\cdot\boldsymbol{u})^{\mathrm{T}}]。\quad(4)$$

对于弹性应力张量 $\boldsymbol{\tau}$，在本文计算中采用三维 Giesekus 模型与式(1)~(2)进行耦合求解，其本构方程如下：

$$\boldsymbol{\tau}+\lambda\overset{\nabla}{\boldsymbol{\tau}}+\alpha\frac{\lambda}{\mu_p}\boldsymbol{\tau}\cdot\boldsymbol{\tau}=2\mu_p\boldsymbol{S}(\boldsymbol{u})。\quad(5)$$

式中：λ 为黏弹性流体的松弛时间，s；α 为非线性衰减系数($0<\alpha<1$)，表征黏弹性流体剪切稀化程度，它与黏弹性流体表观黏度 $\eta(\dot{\gamma})$ 的关系为(其中 $\dot{\gamma}$ 为流体剪切率，s^{-1})：

$$\eta(\dot{\gamma})=\eta_s+\eta_p\frac{4(1-\alpha)}{\sqrt{f+1}[\sqrt{f+1}+\sqrt{2}(1-2\alpha)]};\quad(6)$$

$$f=\sqrt{1+16\alpha(1-\alpha)\lambda^2\dot{\gamma}^2}。\quad(7)$$

在柔性高分子聚合物和表面活性剂溶液中，μ_p 为柔性高分子聚合物或表面活性剂的动力黏度；$\overset{\nabla}{\boldsymbol{\tau}}$ 为 $\boldsymbol{\tau}$ 的 Oldroyd 逆变微商，其表达式如下：

$$\overset{\nabla}{\boldsymbol{\tau}}=\frac{\partial\boldsymbol{\tau}}{\partial t}+(\boldsymbol{u}\cdot\nabla)\boldsymbol{\tau}-[(\nabla\boldsymbol{u})\boldsymbol{\tau}+\boldsymbol{\tau}(\nabla\boldsymbol{u})^{\mathrm{T}}]。\quad(8)$$

由于笔者重点是研究流体在极低流速下黏弹性对颗粒迁移的影响，因此控制方程的惯性项被忽略，动量方程转化为 $\nabla\cdot\boldsymbol{\sigma}=0$。

1.3　计算方法

在数值计算中，网格采用非结构化网格，并对颗粒附近的网格进行加密以提高计算精度。流动模型采用三维、相对定常、不可压缩流。控制方程采用有限元法求解。在方程中，速度的形函数阶次为二次，压力和弹性力的形函数阶次为线性。

由于黏弹性流体模型的非线性程度较高，直接数值求解很容易发散。为保证计算的稳定性，课题组采用 GLS 法(Galerkin/least square)[14] 对 Giesekus 本构方程进行求解，其有限元方程的弱格式有：

$$\int_{\Omega}[w^h\cdot\rho(\boldsymbol{u}^h\cdot\nabla\boldsymbol{u}^h)-\nabla\cdot\boldsymbol{w}^hp^h+2\mu_s\boldsymbol{S}(\boldsymbol{w}^h):\boldsymbol{S}(\boldsymbol{u}^h)+q^h\nabla\cdot\boldsymbol{u}^h+\boldsymbol{S}(\boldsymbol{w}^h):\boldsymbol{\tau}^h+\lambda\boldsymbol{G}^h:\overset{\nabla}{\boldsymbol{\tau}^h}+\alpha\frac{\lambda}{\mu_p}\boldsymbol{\tau}^h\cdot\boldsymbol{G}^h-2\mu_p\boldsymbol{G}^h:\boldsymbol{S}(\boldsymbol{u}^h)]\mathrm{d}\Omega+\sum_{e=1}^{n}\int_{\Omega_e}[1+(\frac{2\lambda\|\boldsymbol{u}^h\|}{h})^2+(\lambda\|\nabla\boldsymbol{u}^h\|)^2]^{\frac{1}{2}}\cdot2\mu_p[\boldsymbol{G}^h+\lambda\overset{\nabla}{\boldsymbol{G}^h}+\alpha\frac{\lambda}{\mu_p}\boldsymbol{\tau}^h\cdot\boldsymbol{G}^h-2\mu_p\boldsymbol{S}(\boldsymbol{w}^h)]:[\boldsymbol{\tau}^h+\lambda\overset{\nabla}{\boldsymbol{\tau}^h}+\alpha\frac{\lambda}{\mu_p}\boldsymbol{\tau}^h\cdot\boldsymbol{\tau}^h-2\mu_p\boldsymbol{S}(\boldsymbol{u}^h)]\mathrm{d}\Omega=0。\quad(10)$$

式中：等式左边第一项为 Giesekus 方程的 Galerkin 弱形式，第二项为“最小二乘”稳定项；h 为网格单元 Ω_e 的尺寸；$\boldsymbol{u}^h\in\mathfrak{R}_u^h$，$\boldsymbol{\tau}^h\in\mathfrak{R}_\tau^h$，$p^h\in\mathfrak{R}_p^h$；$\boldsymbol{w}^h\in l_u^h$，$\boldsymbol{G}^h\in l_\tau^h$，$q^h\in l_p^h$；$\mathfrak{R}_u^h$，$\mathfrak{R}_\tau^h$，$\mathfrak{R}_p^h$ 分别为速度、弹性应力和压力的插值空间；l_u^h，l_τ^h，l_p^h 分别为速度、弹性应力和压力的试函数空间。

颗粒在流体中受到力和转矩：

$$\left.\begin{aligned}\boldsymbol{F}&=(F_x,F_y,F_z)=-\iint_{\Sigma}\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{\sigma}\mathrm{d}s;\\\boldsymbol{T}&=(T_x,T_y,T_z)=\frac{a}{2}\iint_{\Sigma}\boldsymbol{n}\cdot(\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{\sigma})\mathrm{d}s。\end{aligned}\right\}\quad(11)$$

式中：$\boldsymbol{n}$ 为颗粒表面外法线单位向量；s 为表面积；a 为颗粒直径。

计算边界条件：对于速度场和压力场，入口处给定充分发展的流体相对速度；在通道出口给定参考压力；通道壁面为移动壁，速度为以颗粒质心为参照物的相对速度；颗粒壁面以一定转速绕质心旋转。

对于弹性应力，入口条件设置为：

$$\frac{\partial\boldsymbol{\tau}}{\partial x}=0。\quad(12)$$

通道壁面和颗粒表面边界条件为：

$$(\boldsymbol{\tau}\cdot\boldsymbol{n})\cdot\boldsymbol{n}=0。\quad(13)$$

1.4　相关物理参数

为便于下文表述，定义无量纲参数如下：

魏森贝格数

$$Wi=\lambda\frac{U}{H}。\quad(14)$$

颗粒 y 方向无量纲横向位置

$$y^+=\frac{Y}{H/2}。\quad(15)$$

颗粒 z 方向无量纲横向位置

$$z^+=\frac{Z}{H/2}。\quad(16)$$

颗粒与通道中心距离

$$d^+=\sqrt{y^{+2}+z^{+2}}。\quad(17)$$

颗粒无量纲直径

$$a^+=\frac{a}{H}。\quad(18)$$

颗粒无量纲旋转速度

$$\omega^+=\frac{\omega_p}{\dot{\gamma}}。\quad(19)$$

横向升力系数

$$C_{F_L}=\frac{F_L}{\pi(\mu_s+\mu_p)Ua^2/H}。\qquad(20)$$

式中 U 为通道中流体平均流速,m/s。

2　计算结果与分析

2.1　数值方法验证

为了验证 GLS 型有限元法和相对运动模型的准确性,课题组对颗粒在 Couette 流动中的运动进行数值模拟,并与 Avino 的计算结果[15]720进行对比参照,其中 Avino 使用的是 ALE 方法进行求解。流动模型如图 2 所示,取 2 块相互平行、距离为 H 的平板,其间充满着 Giesekus 黏弹性流体;上板 CD 以 U_w 的速度沿 x 轴方向运动,下板静止不动;将一根圆柱置于 2 板之间某一横向位置并随流体运动。

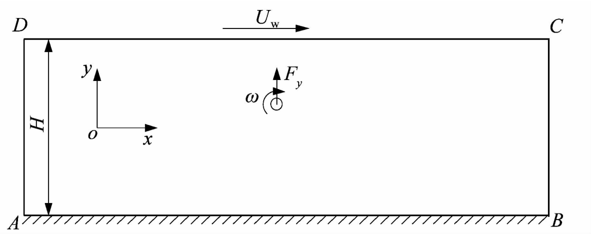

图 2　Couette 流动模型

Figure 2　Couette flow model

计算采用的参数为:$Wi=1.0$,$\alpha=0.2$,$a^+=0.1$,$\mu_s/\mu_p=0.1$。在颗粒随着流场运动时,将受到横向升力 F_y 而横向迁移,并且以一定的角速度旋转。颗粒在 Couette 流中的稳定旋转速度可由“试凑法”加以确定。图 3 显示了在不同横向位置上颗粒无量纲旋转速度 ω^+ 的横向分布,并与 Avino 的计算结果[15]720进行了对比。

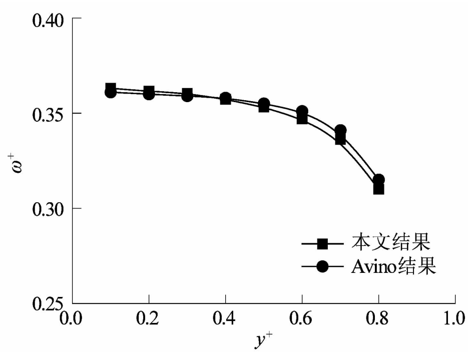

图 3　颗粒旋转速度 ω^+ 的横向分布与 Avino 计算结果的比较

Figure 3　Comparison of transverse distribution of particle rotation velocity ω^+ with results of Avino calculation

从图 3 中可以看出,随着颗粒的横向位置逐渐靠近上壁面,旋转速度先以较小幅度减小,在接近上壁面后大幅度减小。课题组计算结果与 Avino 的结果[15]720误差在允许范围内,因此可以认为相对运动模型和 GLS 算法具有可靠性。

2.2　颗粒的横向迁移的力学分析

实验结果[16]表明,在方形直管中随着黏弹性流体运动的颗粒,其横向迁移规律具有以下特点:位于剪切率较低的区域的颗粒向通道中心线迁移;位于剪切率较高的区域的颗粒向通道角落迁移。为探究此规律的力学成因,课题组对管道某一横截面上的颗粒受力情况进行数值计算。计算结果的横向升力系数分布如图 4 所示。

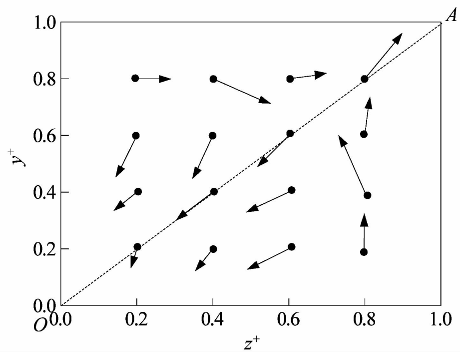

图 4　$Wi=0.3$ 时颗粒在横截面上所受横向力的分布

Figure 4　Distribution of transverse force on cross section of particles at $Wi=0.3$

从图 4 中可以看出:在如图所示方管截面的四分之一区域内,O 点附近区域(内区)的颗粒将向 O 点迁移,离 O 点较远的区域(外区)的颗粒最终将迁移至最近的角落。此计算结果与实验结论相吻合。

图 4 中显示,颗粒位于对角线 OA 两侧时,将在不同的横向力的驱动下逐渐向对角线集中,且在在对角线 OA 上,横向力方向几乎指向通道中心 O 或通道角落 A。因此,可通过分析颗粒在对角线 OA 上的横向升力分布来研究迁移规律的力学成因。

图 5 为 $Wi=0.5$ 时颗粒在对角线上的横向升力系数 C_{F_L} 与 d^+ 的关系曲线(指向通道角落方向定义为正方向)。该曲线具有以下特征:在 $d^+=0$ 位置,由于流场对称性,横向升力为零;在离通道中心较近位置,横向升力指向通道中心,且随着 d^+ 的增加而先增大后减小到零;之后,横向升力指向通道角落并随着 d^+ 的增加而急剧增大。该曲线表明,颗粒除了沿着流向运动外,还会沿着横向升力方向作横向迁移。

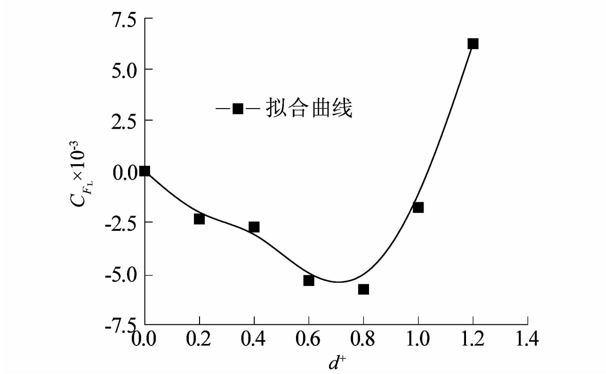

图 5　$Wi=0.5$ 时颗粒在对角线上的横向力系数的分布

Figure 5　Distribution of transverse force coefficients of particles on diagonal lines at $Wi=0.5$

为分析横向升力的构成及特点,将其进行分解。对于颗粒所受横向升力,就其成分而言可分解为 3 部分,即流场作用于颗粒表面的压力合力 F_P、流体内摩擦产生的黏性力合力 F_S 和黏弹性流体流变特性而产生的弹性应力合力 F_T。其表达式如式(21)~(23)所示。

$$F_P=-\iint_\Sigma \boldsymbol{n}_y\cdot(-p\boldsymbol{I})\mathrm{d}s;\qquad(21)$$

$$F_S=-\iint_\Sigma \boldsymbol{n}_y\cdot[2\mu_s\boldsymbol{S}(\boldsymbol{u})]\mathrm{d}s;\qquad(22)$$

$$F_T=-\iint_\Sigma \boldsymbol{n}_y\cdot\boldsymbol{T}\mathrm{d}s。\qquad(23)$$

式中:$\boldsymbol{n}_y$ 为颗粒表面外法向量的 y 轴分量。

其对应的无量纲分力系数:

$$C_{F_P}=\frac{F_P}{\pi(\mu_s+\mu_p)Ua^2/H};\qquad(24)$$

$$C_{F_S}=\frac{F_S}{\pi(\mu_s+\mu_p)Ua^2/H};\qquad(25)$$

$$C_{F_T}=\frac{F_T}{\pi(\mu_s+\mu_p)Ua^2/H}。\qquad(26)$$

图 6 为横向升力系数的 3 个分量在对角线上的分布。

图 6 表明,黏性力、压力与弹力的分布具有相似的规律:从通道中心为零开始,随着 d^+ 的增大,3 个分力均指向通道中心,且先增大后减小至零;之后,3 个分力指向通道角落并随着 d^+ 而增大。由图 6 不难发现,在通道中心附近区域内,黏性力在较低的剪切率下占 C_{F_L} 的比例较小,另外压力是随着其它力的出现而相应变化的,并非是独立的力,因此在该区域内颗粒的迁移方向主要取决于弹力;在通道角落附近区域内,黏性力

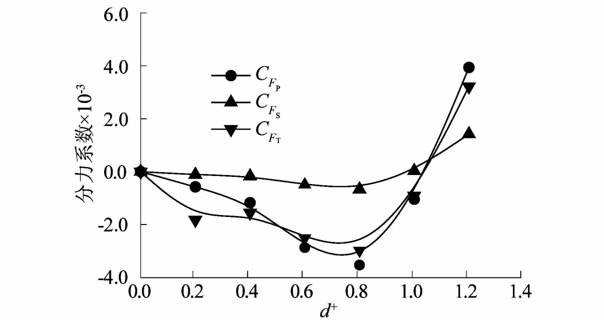

图 6　C_{F_P},C_{F_S} 和 C_{F_T} 在对角线上的分布

Figure 6　Distribution of C_{F_P},C_{F_S} and C_{F_T} on diagonal lines

在剪切率变高的条件下占 C_{F_L} 的比例明显提升,因此在该区域内颗粒迁移受到剪切变稀作用较为明显。

2.3　流体流变学特性对颗粒迁移的影响

流变学特性对流体的力学性质会产生重大影响,从而影响到颗粒在流体中的迁移。课题组对 Giesekus 流体中 Wi 和 α 对流体中颗粒力学性质的影响进行了研究,如图 7 所示。

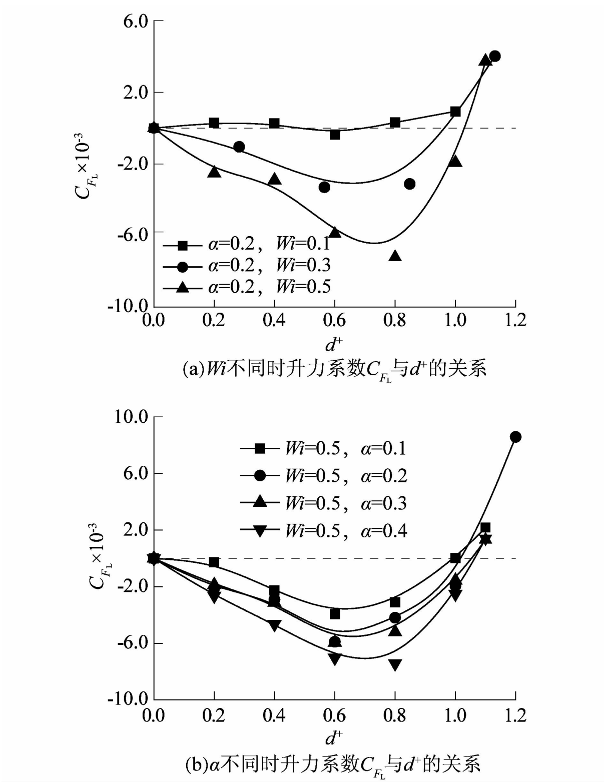

图 7　Wi 和 α 对横向升力 C_{F_L} 的影响

Figure 7　Influence of Wi and parameters α on transverse lift C_{F_L}

通过比较不同参数下横向升力的差异,可以定性

地得出参数 Wi 和 α 对颗粒横向迁移特性的影响。从图 7 可以看出,除 $Wi=0.1,\alpha=0.2$ 工况外,颗粒所受的横向升力在不同 Wi 下有明显规律:从通道中心为零开始,随着颗粒远离通道中心,横向升力指向通道中心且越来越大,在 $d^+=0.6\sim0.8$ 时达到最大值,之后逐渐开始减小至 0,此时颗粒向通道中心迁移;颗粒进一步靠近通道壁面时,横向升力指向壁面且逐渐增大,此时颗粒向通道角落迁移。

图 7(a)表明,在相同 α 参数下,随着 Wi 越大,颗粒所受横向升力也越大,且升力系数曲线零点 d_{N+} 越靠近通道角落,因此颗粒更容易向通道中心迁移。另外,在 $Wi=0.1$ 工况下,由于弹性力较小,并且在忽略惯性效应时惯性力也较小,因此颗粒受到的合力几乎为零。

图 7(b)表明,随着剪切稀化效应增强,横向迁移方向临界位置 d_N 靠近通道角落,并且颗粒受到的横向升力也变大;反之,横向迁移方向临界位置 d_N 靠近通道中心,并且颗粒受到的横向升力变小。

3　结论

1)在方形通道中,悬浮在黏弹性流体中的颗粒横向力偏向距离最近的对角线;处于对角线上的颗粒根据其横向位置不同,横向力分别指向通道中心或角落。这是形成中心聚集和角落聚集的力学成因。

2)黏弹性流体中的悬浮颗粒受力方向与剪切率有关。距离通道中心较近的区域内(剪切率较低),颗粒主要受到弹力的影响;距离通道角落较近的区域内(剪切率较高),黏性力的作用明显提升。

3)流体的剪切变稀效应变弱或弹性效应变强时,颗粒的迁移在弹性力的主导下将更容易向通道中心迁移;反之通道角落的吸引作用增强,颗粒将更容易向距离最近的角落迁移。而当弹性效应小到一定程度时,颗粒迁移现象会出现类似牛顿流体工况中相似的效应。

参考文献:

[1]　SERGE G, SILBERBERG A. Radial particle displacements in poiseuille flow of suspension[J]. Nature,1961,189:210.

[2]　CHO B R,KIM Y W. Lateral migration of neutrally buoyant particles in a square microchannel at low Reynolds number[C]//Proceedings of the ASME 2009 Fluids Engineering Division Summer Meeting. Colarado,USA:ASME,2009:5.

[3]　KARIMI A,YAZDI S,ARDEKANI A M. Hydrodynamic mechanisms of cell and particle trapping in microfluidics[J]. Biomicrofluidics, 2013,7(2):21501.

[4]　KARNIS A,MASON S G. Particle motions in sheared suspensions. XIX. Viscoelastic media[J]. Transactions of the Society of Rheology, 1966,10(2):578.

[5]　LESHANSKY A M,BRANSKY A,KORIN N,et al. Tunable nonlinear viscoelastic focusing in a microfluidic device[J]. Physical Review Letters, 2007,98(23):234501.

[6]　AVINO G D, ROMEO G, VILLONE M M, et al. Single line particle focusing induced by viscoelasticity of the suspending liquid: theory, experiments, and simulations to design a micropipe flow-focuser[J]. Lab on a Chip,2012,12(9):1638.

[7]　YANG S,KIM J Y,LEE S J,et al. Sheathless elasto-inertial particle focusing and continuous separation in a straight rectangular microchannel[J]. Lab on a Chip,2011,11(2):266.

[8]　VILLONE M M, AVINO G D, HULSEN M A, et al. Numerical simulations of particle migration in a viscoelastic fluid subjected to Poiseuille flow[J]. Computer and Fluids,2011,42(1):87.

[9]　HUANG P Y,FENG J,JOSEPH D D. Direct simulation of the motion of solidparticles in Couette and Poiseuille flows of viscoelastic fluids [J]. Journal of Fluid Mechanics,1997,343:82.

[10]　HUANG P Y,KO T, JOSEPH D D. Lift-off of a single particle in Newtonian and viscoelastic fluids by direct numerical simulation[J]. Journal of Fluid Mechanics,2001,438:67.

[11]　DE CARLO D. Inertial microfluidics[J]. Lab on a Chip,2009,9 (21):3045.

[12]　王企鲲,李海军,李昂,等. 颗粒惯性聚集中惯性升力的特性研究[J]. 水动力学研究与进展,2014,29(5):532.

[13]　WANG Qikun, YUAN Dan, LI Weihua. Analysis of hydrodynamic mechanism on particles focusing in micro-channel flows [J]. Micromachines,2017,8(7):197.

[14]　BEHR M, ARORA D, CORONADO O M, et al. GLS-type finite element methods for viscoelastic fluid flow simulation [J]. Computational Fluid and Solid Mechanics,2005,135:588.

[15]　AVINO G D, TUCCILLO T, MAFFETTONE P L, et al. Numerical simulations of particle migration in a viscoelastic fluid subjected shear flow[J]. Computer and Fluids,2010,39(4):720.

[16]　CASERTA S, AVINO G D, GRECO F, et al. Migration of a sphere in a viscoelastic fluid under planar shear flow: experiments and numerical predictions[J]. Soft Matter,2011,7(3):1103.