

考虑多颗粒近程相互作用的电流 变液泊肃叶流动行为^{*}

赵晓鹏 郜丹军

(西北工业大学电流变技术研究所, 西安 710072)
(2000 年 8 月 7 日收到, 2000 年 10 月 14 日收到修改稿)

考虑多颗粒近程相互作用, 利用等效平板电导模型, 由分子动力学方法模拟了电流变液泊肃叶流动行为. 研究表明在外电场作用下, 流动流体形成柱塞区的时间比由偶极子模型所得结果大为缩短, 呼吸式跃迁峰值也有很大提高. 依据颗粒在接触区的相互作用解释了跃迁区的形成. 模拟出三维颗粒运动速度剖面 and 颗粒结构状态演化过程.

关键词: 电流变液, 多相互作用, 泊肃叶流动

PACC: 4760, 6620, 4750, 6210

1 引 言

大多数电流变液是由高介电常数的固体微细颗粒分散于低介电常数的绝缘油中形成的悬浮液, 其力学性能(黏度、剪切强度等)可以通过外加电场连续调控^[1]. 泊肃叶流动(Poiseuille flow)是电流变器件一种重要的工作方式, 对电流变阻尼器、离合器、液压阀等器件的设计有很重要的指导意义^[2]. 早期的理论研究中, 电流变液泊肃叶流动采用连续介质模型^[3], 将电流变液看作均匀连续的液体, 即平均速度梯度与位置无关, 应用流体力学方程来模拟电流变液的泊肃叶流动. 板间颗粒速度剖面由零电场强度时的抛物线分布转化为外电场作用下形成柱塞区. 然而连续介质模型并没有考虑电流变液在外电场作用下的内部结构变化. 事实上, 电流变液在外电场的作用下会排列成疏密不均的链状或柱状结构. Tamura 和 Doi 用偶极子模型模拟电流变液的泊肃叶流动, 将极化颗粒等效为电偶极子, 用分子动力学方法模拟电流变液泊肃叶流动, 得到与实验相近的一些结果^[4]. 本文作者之一及其合作者用偶极子的分子动力学模拟得到电流变液泊肃叶流动中, 颗粒运动速度不仅有柱塞区, 同时在接触区还表现出“呼吸式”的跃迁状态^[5]. 然而由于偶极子模型自身的不足, 如按照偶极子模型, 电流变液的静态剪切强度与

电场强度成平方关系^[6,7], 这与实验观察到的指数小于平方的关系相矛盾^[8], 特别是没有考虑由于颗粒浓度造成的大量颗粒多体近程相互作用等, 导致需要进一步研究电流变液的泊肃叶流动. Foulc 与 Felici 提出了半球电导模型^[9,10]. 它考虑了颗粒间的近距相互作用, 预测的静态剪切强度与电场强度的关系跟实验结果基本一致. 然而由于模型的非线性特征, 使得难以用来计算多颗粒相互作用的问题. 作者之一及合作者曾经提出等效平板电导模型^[11,12], 将颗粒相互作用的非线性问题约化成线性叠加, 大大简化了计算, 而且可以方便地计算多颗粒相互作用问题^[12]. 本文应用等效平板电导模型, 采用分子动力学方法模拟电流变液泊肃叶流动, 所得结果与偶极子模型结果进行比较, 并模拟三维结构速度剖面及结构状态演化过程.

2 等效电导模型与电流变液泊肃叶流动模拟方法

2.1 等效平板电导模型

Foulc 与 Felici 针对颗粒电导率大于液体电导率的情况提出了电导模型, 将两个接触的颗粒等效为两个半球并确定接触区来计算其相互作用力^[9,10]. Tang 将其方法加以改进, 把两个接触的半球球面划分成若干相互平行台阶, 通过计算台阶之间作用力

^{*} 国家自然科学基金重点项目(批准号: 59832090)和航空科学基金资助的课题.

得出全部作用力,并通过叠加得到两个半球间的作用力^[13].

本文采用的平板电导模型^[11]将一对半球等效为一对平板,如图 1 所示.

对于非极性液体,Felici^[10]给出了 Onsager 理论的简化式:

$$\sigma_f(E) = \sigma_f(0) \left[(1 - A) + A e^{\sqrt{E/E_C}} \right], \quad (1)$$

E 为局域电场, A, E_C 是依赖于液体的常数, $\sigma_f(0)$ 为零场电导率. 由于 $V = E_0 \cdot D = 2 \cdot E_p \cdot r + E_f \cdot (D - 2 \cdot r)$, 代入(1)式得

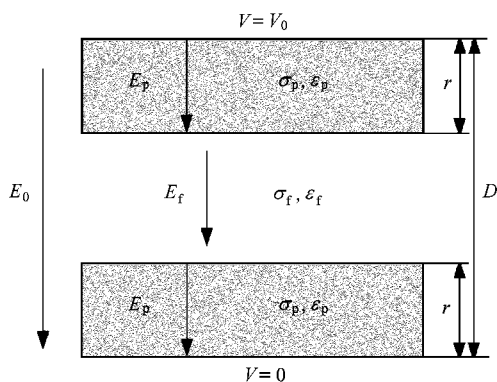


图 1 平板电导模型

$$\begin{aligned} & \left\{ (1 - A) E_f + 2 \cdot A \cdot E_C \left[\left(\sqrt{E_f/E_C} - 1 \right) \right. \right. \\ & \cdot \exp\left(\sqrt{E_f/E_C} \right) + 1 \left. \right\} \Gamma^{-1} + E_f \left(\frac{\alpha_{eq}}{2} - 1 \right) \\ & - \frac{E_0 \cdot \alpha_{eq}}{2} = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

从而两平板间的吸引力为

$$F = \frac{1}{2} \pi a^2 \epsilon_f E_f^2 (E_0, E_C, A, \Gamma, \alpha_{eq}), \quad (3)$$

其中 $\alpha_{eq} = D/r_{eq}, \Gamma = \sigma_p/\sigma_f(0)$, 于是等效平板厚度为

$$r_{eq} = a \cdot \left(1 - \left[0.462 + 0.031 \cdot \lg A - 0.042 \lg \Gamma + 0.285 \cdot \lg (E_0/E_C) \right] \right)^{\frac{1}{2}}.$$

2.2 电流变液的泊肃叶流动的模拟方法

利用等效平板电导模型两颗粒之间的作用力为^[12]

$$F_{ij}(\mathbf{R}_{ij}) = f(D_x, D_z + 2 \cdot r_{eq}) + f(D_x, D_z - 2 \cdot r_{eq}) - 2 \cdot f(D_x, D_z), \quad (4)$$

其中

$$f(D_x, D_z) = \frac{\sigma^2 a^2}{4\pi\epsilon_f} \int_{-1}^1 dx_1 \int_{-1}^1 dx_2 \int_{-\sqrt{1-x_1^2}}^{\sqrt{1-x_1^2}} dy_1 \int_{-\sqrt{1-x_2^2}}^{\sqrt{1-x_2^2}} dy_2$$

$$\cdot \frac{(D_x + x_1 - x_2) \mathbf{i}_p + (y_1 - y_2) \mathbf{j} + D_z \mathbf{i}_0}{\left[(D_x + x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + D_z^2 \right]^{3/2}} dy_2, \quad (5)$$

$D_x = x_j - x_i, D_z = z_j - z_i, \epsilon_f$ 为电流变液中分散液体的介电常数, $\mathbf{i}_p, \mathbf{j}, \mathbf{i}_0$ 分别是平行于 x, y, z 轴的单位向量, a 为粒子半径, σ 为粒子电导率.

由于颗粒之间的短程排斥力随颗粒之间的距离增加而迅速衰减, 本文采用幂指数衰减形式:

$$F_{ij}^{rep}(\mathbf{R}_{ij}) = -F_{ij}(\mathbf{R}_{ij}) \cdot \exp[-100(R_{ij}/\delta - 1)]. \quad (6)$$

这里 δ 为粒子的半径.

颗粒受到的总的镜像力为

$$F_i^{self} = F_{ij}(0, 2 \cdot z_i) + \sum_{s=1}^{+\infty} [F_{ij}(0, 2 \cdot z_i - 2 \cdot s \cdot L_z) - F_{ij}(0, 2 \cdot z_i + 2 \cdot s \cdot L_z)], \quad (7)$$

L_z 为极板间距.

考虑到颗粒典型的惯性项系数均为 $o(10^{-10})$, 可以忽略颗粒的惯性力和布朗力. 在压力梯度 p' 和电场强度 E_0 的作用下, 颗粒的运动方程为

$$\begin{aligned} & \sum_{j \neq i} [F_{ij}(\mathbf{R}_{ij}) + F_{ij}^{rep}(\mathbf{R}_{ij})] + F_i^{self} \\ & - 3\pi\delta\eta \left[\frac{d\mathbf{R}_i}{dt} - \frac{p'}{2\eta} z \cdot (h - z) \cdot \mathbf{e}_x \right] = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

将(8)式无量纲化后得

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{R}_i^*}{dt^*} &= \sum_{j \neq i} [F_{ij}^*(\mathbf{R}_{ij}^*) + F_{ij}^{rep*}(\mathbf{R}_{ij}^*)] \\ &+ F_i^{self*} + S^* \cdot \frac{z_i^*(h^* - z_i^*)}{2} \cdot \mathbf{e}_x, \end{aligned} \quad (9)$$

$i, j = 1, 2, \dots, M$ (M 为颗粒的数目), h 为上下两接触区的间距, 无量纲因子: 长度 $\sim \delta$, 作用力 $\sim F_0$, 时间 $\sim 3\pi\eta\delta^2/F_0$, 其中 $F_0 = \frac{\sigma^2 \delta^2}{4\pi\epsilon_f}$,

$$S^* = \frac{3\pi\eta\delta}{F_0} \cdot \frac{\delta^2}{\eta} p' = \frac{12\pi^2 \epsilon_f \delta}{\sigma^2} p', \quad (10)$$

S^* 为无量纲的压力梯度, 称为相对压力梯度.

采用时间步长为 0.01 的四阶龙格-库塔法求解方程, 模拟电流变液泊肃叶流动的元胞结构及具体参数同参考文献 [5, 11].

3 模拟结果及讨论

3.1 二维状态电流变液泊肃叶流动模拟

图 2 是 $S^* = 0.002$, 不同时刻的速度剖面图. 当 $t^* = 0$ 时, 粒子速度剖面由图中曲线 a 所示. 此时极

板受外电场作用,板间的电流变液被极化.由于电流变液中颗粒之间极化力的作用,电流变液的黏度增大,致使流动速度减慢,反映在图中,其速度剖面由曲线 a 至曲线 b 滑移.由于电流变液中央的流动速度减小得快,两端减小得慢,所以,当 $t^* = 7.8$ 时,速度剖面中央变得平坦,形成所谓的“柱塞区”,如曲线 b 所示.应用偶极子模型模拟得到的电流变液进入“柱塞”状态的响应时间为 18.5,远大于考虑多颗粒近程相互作用的平板电导模型的结果 7.8.在电流变液进入了“柱塞”状态之后,速度剖面开始出现“跃迁区”,靠近极板的颗粒运动速度迅速增大,速度剖面中两端出现了尖峰;中间颗粒的运动速度变化不明显.在 $t^* = 16.5$ 时,跃迁区速度的峰值达到最大值 1.03.与之相比,应用偶极子模型模拟的最大峰值为 0.85. $t^* = 20.5$ 时,跃迁区消失,颗粒运动速度回复到 b 状态,但是柱塞区宽度大大增加.

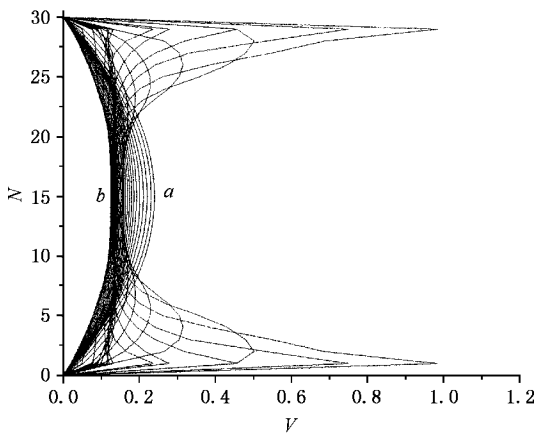


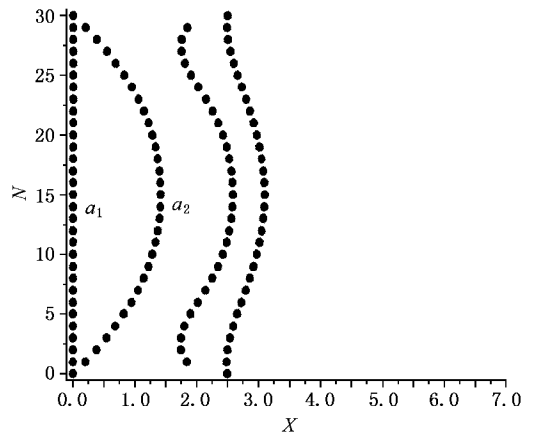
图2 二维粒子速度剖面图

3.2 跃迁区的形成机理

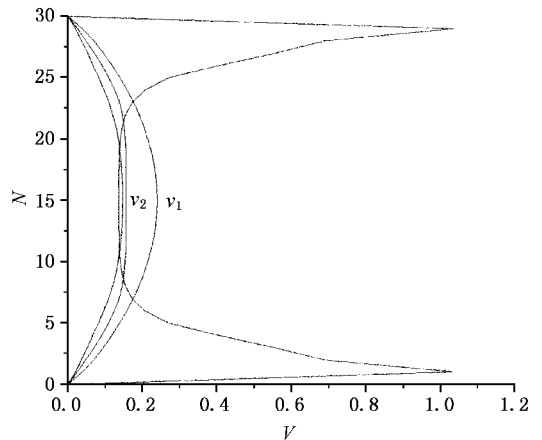
图3是电流变液中的一列链在不同时刻的位置与速度剖面图.图3(a)上下两端为接触区,厚度为一个颗粒直径,接触区内的颗粒与电极之间无滑移,非接触区内的颗粒可以自由移动,这被 Klingenberg^[14]的实验所证实.

$t^* = 0$ 对应位置剖面图 3(a) 的曲线 a_1 和速度剖面图 3(b) 的曲线 v_1 . 此时极板受外加电场,颗粒之间开始有极化力的作用. $t^* = 7.8$ 对应位置剖面图 3(a) 的曲线 a_2 和速度剖面图 3(b) 的曲线 v_2 , 流体进入“柱塞”状态. 此时电流变液中央“柱塞区”的颗粒运动速度几乎相同,颗粒以整体向前移动. 之后,流体进入“跃迁”状态,靠近极板的颗粒运动速度迅速增大,使得速度图中出现了尖峰. 表现在位置图

中,在链的末梢,粒子排列由先前的向后弯曲变为向前弯曲. 这是由于: 1) 链两端邻近接触区的颗粒与接触区颗粒之间存在着较强的相互作用力. 2) 接触区的颗粒与极板无相对滑移. 这样,靠近极板运动的非接触区颗粒在向前移动时,时而靠近接触区颗粒,时而远离接触区颗粒. 于是接触区颗粒与靠近的颗粒之间相互作用时强时弱,表现为一段时间是向前的拉力,一段时间是向后的阻力. 由于这种作用力比中间颗粒受到的作用力大,因此导致速度剖面图中靠近极板的两端出现尖峰. 这样形成了电流变液泊肃叶流动中出现的“呼吸式”的跃迁运动. 连续介质模型模拟电流变液的泊肃叶流动时,只注重流体的整体宏观运动特性,忽视了电流变液内部结构,因而没有发现“跃迁区”存在.



(a) 粒子位置剖面图



(b) 粒子速度剖面图

图3

3.3 考虑三维结构的电流变液泊肃叶流动模拟

在电流变液泊肃叶流动的二维模拟中,流体的

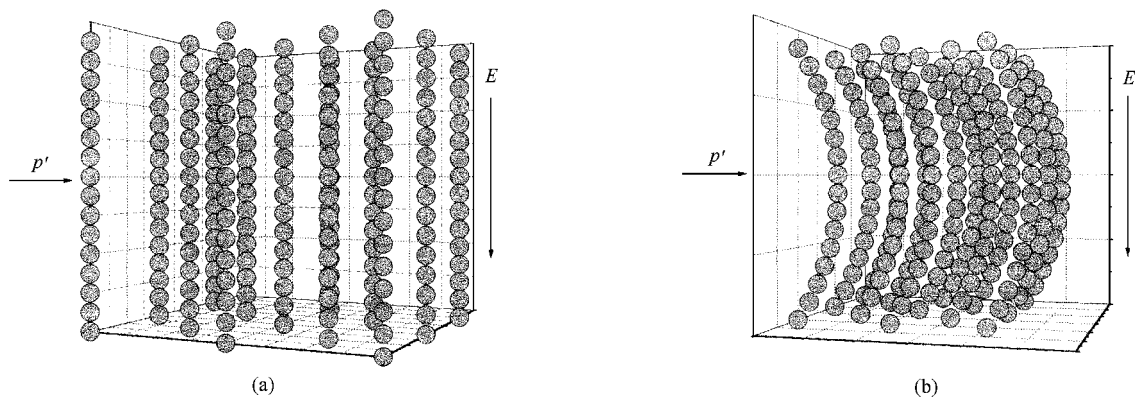


图 4 三维模拟结构图

运动被视作定常流动. 只考虑同一运动剖面内颗粒之间的相互作用, 而没有考虑位于邻近剖面之间的相互作用, 它只适用于无限大平面极板的情

形. 在实际的电流变器件(如电流变液压阀、阻尼器等)中, 极板不可能很大, 因此应当从电流变液的三维结构出发, 进一步研究电流变液的泊肃叶流动.

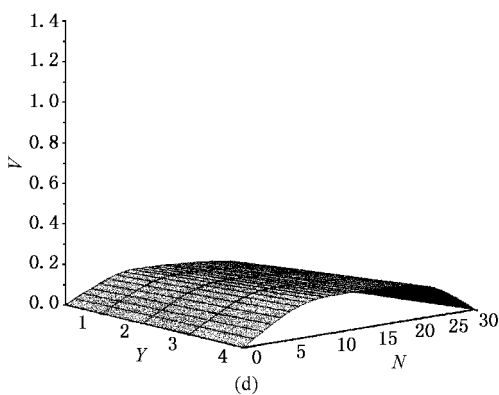
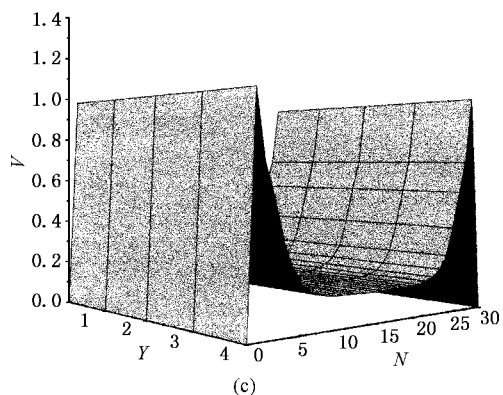
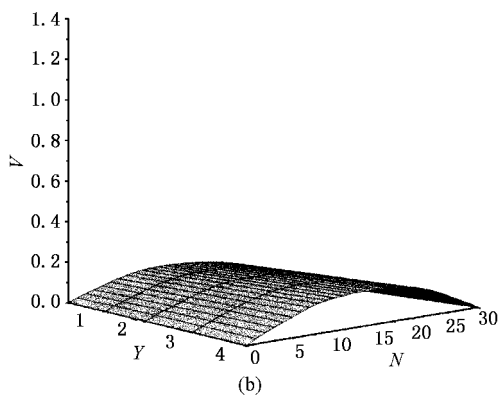
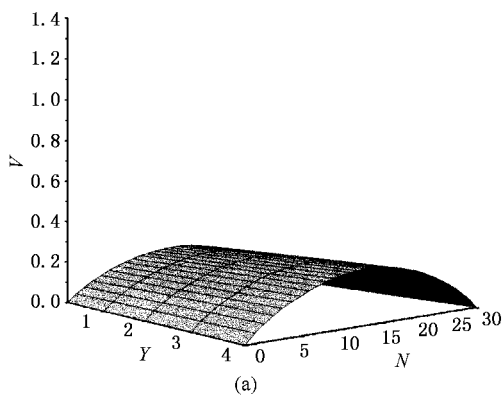


图 5 三维粒子速度剖面演化图

考虑到电流变液在电场作用下会排成 BCT 结构, $E > E_C$, $t = 0$ 时刻颗粒排列成密排结构, 如图 4

(a) 所示. 同一运动平面内颗粒的排布同二维情形, 计算相互作用仍用原来的法则. 相邻运动平面之间

的链排列相互错开, 形成密排结构, 相邻运动平面间距为 1.5. 计算运动平面间颗粒相互作用时, 选取邻近颗粒左右各三层. 按上述步骤确定作用力, 然后利用方程 (9) 来确定流动过程. 图 5 给出颗粒运动速率的演化过程. 可以看到, 当外加压力梯度 p' 后, 起先颗粒运动速度剖面呈抛物形 (图 5(a)), 如同通常的连续介质流动, 但由于外电场的影响导致粒子之间相互作用, 很快出现柱塞状区域 (如图 5(b)); 随时间进一步演化, 在两边界面接触区出现呼吸状跃迁区, 形如“翘翘板” (图 5(c)); 由于大量颗粒多相互作用, 最后形成较大稳定柱塞状运动 (图 5(d)). 颗粒结构形态如图 4(b) 所示.

4 结 论

1. 考虑多颗粒近程相互作用, 采用等效平板电

导模型模拟泊肃叶流动, 电流变液流动的柱塞状态响应时间大大缩短, 由偶极子模型模拟结果 18.5 变化为 7.8.

2. 计及多颗粒近距作用“呼吸式”跃迁运动的最大峰值为 1.03, 大于偶极子模型的模拟结果 0.85.

3. 跃迁区的出现, 一是由于接触区的存在及接触区的颗粒与极板无相对滑移; 二是由于接触区的颗粒与其邻近的颗粒存在较强的相互作用.

4. 外电场和力场共同作用下, 三维结构颗粒流动速度按照“小柱塞区—翘翘板—大柱塞区”过程演化.

- [1] H. Block, J. P. Kelly, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **21** (1988) 1661.
- [2] K. D. Weiss, J. D. Carlson, D. A. Nixon, *J. Intell. Mater. Syst. Struct.* **5** (1994) 772.
- [3] M. Whittle, R. J. Alkin, W. A. Bullough, *Int. J. Modern. Physics*, **B10** (1996) 2933.
- [4] H. Tamura, M. Doi, *J. Physical Society of Japan*, **11** (1992) 3984.
- [5] X. Y. Gao, X. P. Zhao, C. Q. Zheng, *Acta Physica Sinica* **49** (2000), 272 [in Chinese] [高向阳, 赵晓鹏, 郑长卿, *物理学报*, **49** (2000) 272].
- [6] P. M. Adriani, A. P. Gast, *Phys. Fluids*, **31** (1998) 2757.
- [7] M. Whittle, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* **37** (1990) 233.
- [8] H. Conrad, Y. Shih, Y. Chen, *Developments in electrorheological flows and measurement uncertainty 1994*, edited by D. Siginer, *et al.* (ASME, New York 1994), FED Vol. 2051, AMD Vol. 190, 69—82.
- [9] J. N. Foulc, P. Atten, N. Felici, *J. Electrostatic* **33** (1994) 103.
- [10] N. Felici, J. N. Foulc, P. Atten, *Electrorheological Fluids*, edited by R. Tao and G. D. Roy (World scientific press, Singapore, 1994), 139.
- [11] X. Y. Gao, X. P. Zhao, C. Q. Zheng, *Progress in Liquid Physics* (Wuhan University Press, Wuhan, 1997), 271—275 [in Chinese] [高向阳, 赵晓鹏, 郑长卿, *液态物理进展* (I) (武汉大学出版社, 武汉, 1997) 271—275].
- [12] X. Y. Gao, X. P. Zhao, C. Q. Zheng, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31** (1998) 3397.
- [13] X. Tang, C. Wu, H. Conrad, *J. Appl. Phys.* **78** (1995) 4183.
- [14] D. J. Klingenberg, C. F. Zukoski, *Langmuir* **6** (1990) 15.

SIMULATION TO POISEUILLE FLOW OF ER FLUIDS BY CONSIDERING SHORT-RANGE INTERACTION OF MULTI-PARTICLES^{*}

ZHAO XIAO-PENG GAO DAN-JUN

(*Institute of Electrorheological Technology ,Northwestern Polytechnical University ,Xi 'an 710071 ,China*)

(Received 7 August 2000 ; revised manuscript received 14 October 2000)

ABSTRACT

Considering the short-range interaction of multi-particles ,we conduct a molecular dynamic simulation to Poiseuille flow of electric rheology (ER) fluids based upon the equivalent conduction model .We discover that the period to form the plug zone is greatly shortened and the velocity peak-value of the “ respiring ” transition increases markedly , compared with the simulation results using dipole model .The formation of the transition zone are clearly explained and we first obtain the three-dimensional evolving graphs of the velocity profile of particles .

Keywords : ER fluids , multi-interaction , Poiseuille flow

PACC : 4760 , 6620 , 4750 , 6210

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.59832090).