

文章编号:1000-582X(2010)07-081-05

附着颗粒对磁流变液偶极子链力学特性的影响

李海涛,彭向和,易成建

(重庆大学 资源及环境科学学院, 重庆 400044)

摘要:在磁流变液中,有部分颗粒附着在偶极子链上。采用数值模拟手段,通过模拟包含附着颗粒的偶极子链的拉伸和剪切过程,并结合附着颗粒处颗粒的受力特点,深入分析了附着颗粒对偶极子链的影响。结果表明,拉伸过程中附着颗粒会逐渐进入链中,从而提高了链断裂时的正应变;剪切过程中,偶极子链会首先在附着颗粒处断开,相应的断裂强度和切应变也会变小。

关键词:磁流变液;偶极子链;附着颗粒;数值模拟

中图分类号:TB303

文献标志码:A

Effect of attached particles on the mechanical properties of dipolar chains in magnetorheological fluids

LI Hai-tao, PENG Xiang-he, YI Cheng-jian

(College of Resource and Environmental Sciences, Chongqing University, Chongqing 400044, P. R. China)

Abstract: There are some particles attached to the side of dipolar chains in magnetorheological fluids. The reorganization and rupture of these chains are simulated when a tension and shear movement are applied, respectively. And the micromechanical behavior of these chains is also analyzed. It is found that the attached particles move into the chains during the tension, which increases the strain when the chain ruptures. While in shear process, attached particles introduce localized weakness in chain, which makes the chain rupture more easily and decreases the strength of the chain.

Key words: magnetorheological fluids; dipolar chains; attached particles; numerical simulation

磁流变液是由微米量级的铁磁颗粒分散于载液中所形成的悬浮体,它作为一种新型功能材料,具有广泛的应用前景,越来越引起学界和产业界的关注,因此需要对磁流变效应的微观机理进行更加深入地研究。实验和理论都证明,磁场作用下链状微结构的形成是磁流变效应产生的主要原因^[1-3]。目前,基于链状微结构建立了很多模型,如 Ginder 等用有限元方法计算了单链中颗粒间的作用力^[4], Bossis 等从单链变形对屈服剪应力的贡献得到磁流变液屈服剪应力的描述^[5],以及其它的链化模

型^[6-8],这些模型都是假设颗粒呈一定几何形状规则排列。但是根据实验观测和数值模拟结果发现^[9-10],并不是所有的链都是由颗粒首尾依次相连组成的,在链的单侧或两侧还有一些颗粒附着在链上。根据附着形式可分为 3 种类型:卫星型、十字型和双十字型,如图 1 所示。采用数值模拟的手段,研究附着颗粒在链拉伸和剪切过程中的运动特点,通过含附着颗粒的链和无附着颗粒的链在拉伸及剪切时的力学差异来研究附着颗粒对磁流变液偶极子链性能的影响。

收稿日期:2010-03-23

基金项目:国家自然科学基金资助项目(10872220);重庆市科委自然科学基金计划资助项目(CSTC,2008BB4306);重庆大学自然科学基金青年基金资助项目(2006-09)

作者简介:李海涛(1978-),男,重庆大学副教授,博士,主要从事智能材料方向的研究,(E-mail)htli@cqu.edu.cn。

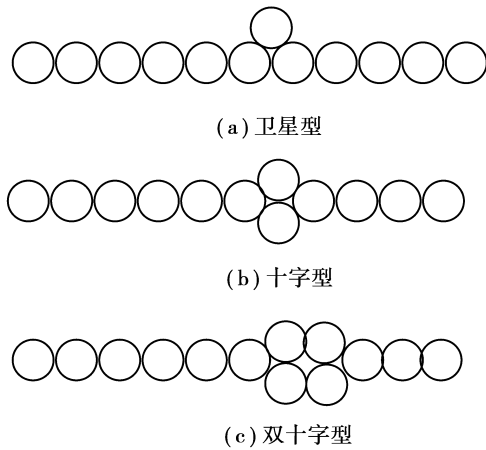


图 1 附着颗粒的不同形状

1 数值模拟方程及算法

在外界磁场的作用下,磁流变液中的固体颗粒被磁化为偶极子,从而导致颗粒之间产生磁相互作用。根据磁偶极子理论,颗粒 i 受到的磁力 \mathbf{F}_i^m 可以表示为该颗粒与其它颗粒的磁相互作用的总和^[11],即

$$\mathbf{F}_i^m = \sum_{j \neq i} \left[\frac{3\mu_0}{4\pi r_{ij}^5} (\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_j - 5m_{ir}m_{jr}) \mathbf{r}_{ij} + \frac{3\mu_0}{4\pi r_{ij}^4} (m_{ir}\mathbf{m}_j + m_{jr}\mathbf{m}_i) \right], \quad (1)$$

其中: μ_0 为真空磁导率, \mathbf{r}_{ij} 表示两颗粒 i 和 j 之间相对位置的矢量, $r_{ij} = \|\mathbf{r}_{ij}\|$, m_{ir} 和 m_{jr} 分别代表磁矩 \mathbf{m}_i 和 \mathbf{m}_j 沿 \mathbf{r}_{ij} 方向的分量大小。设颗粒大小均一,且为圆球状,则磁矩的表达式为

$$\mathbf{m} = \frac{4}{3}\pi a^3 \chi \mathbf{H}, \quad (2)$$

式中, a 为颗粒半径, \mathbf{H} 为外加磁场强度, χ 为磁化率。

颗粒在载液中运动将会受到粘性阻力的影响,若载液为粘性不可压流体,圆形颗粒 i 受到的阻力 \mathbf{F}_i^v 可以表达为^[12]

$$\mathbf{F}_i^v = -6\pi a \eta \dot{\mathbf{u}}_i, \quad (3)$$

其中: η 为载液的粘度, $\dot{\mathbf{u}}_i$ 表示颗粒 i 的速度。

颗粒在运动中还会发生相互碰撞,这个过程比较复杂,在磁流变材料的分析中,一般采用较为简洁的指数形式来近似表达颗粒碰撞所产生的排斥力^[13],此时,颗粒 i 受到周围相邻颗粒的排斥力表示为

$$\mathbf{F}_i^r = \sum_{j \neq i} \frac{3\mu_0 m^2}{2\pi(2a)^4} \exp\left(-\beta \frac{r_{ij} - 2a}{2a}\right) \hat{\mathbf{r}}_{ij} \quad (4)$$

其中 m 为磁矩大小, β 为材料参数, $\hat{\mathbf{r}}_{ij}$ 为 \mathbf{r}_{ij} 的单位矢量。

外磁场作用下,颗粒的受力主要是上述的磁力、粘性阻力和排斥力,因此任意颗粒 i 的运动控制方程为

$$\mathbf{F}_i^m + \mathbf{F}_i^v + \mathbf{F}_i^r = \rho V \ddot{\mathbf{u}}_i \quad (5)$$

其中 ρ 和 V 分别表示颗粒密度和体积, $\ddot{\mathbf{u}}_i$ 表示颗粒 i 的加速度。

数值模拟过程需要给定颗粒的初始位置,即事先确定偶极子链的排布和不同的颗粒附着形态,然后对偶极子链一端固定,另一端施加拉伸或剪切运动,研究附着颗粒对链的影响。需要指出的是,拉伸或剪切过程需要分成若干步完成,每移动一步,都需要对整个偶极子链中的颗粒进行动力学模拟,其中每个颗粒的运动规律由控制方程(5)确定。因为计算中考虑到了所有颗粒的影响,当链的几何形状有所改变时,每个颗粒受到的磁力、粘性阻力和排斥力以及它们的变化也能在每一个模拟步中准确计算出来。

为使数值模拟具有良好的稳定性,并考虑速度与位置的同步性,模拟采用速度 Verlet 算法^[14]。具体的循环迭代过程如下

1) 颗粒的初始位置

$$\{\mathbf{u}_i |_{t=0} = \tilde{\mathbf{u}}_i\}, (i = 1, 2, \dots, N), \quad (6)$$

式中, $\tilde{\mathbf{u}}_i$ 为事先设定的初始值, N 为链中(含附着颗粒)的颗粒数量。

2) 颗粒的初始速度

$$\{\dot{\mathbf{u}}_i |_{t=0} = 0\}, (i = 1, 2, \dots, N), \quad (7)$$

3) 颗粒的加速度

$$\ddot{\mathbf{u}}_i(t) = \frac{\mathbf{F}_i(t)}{\rho V}, (i = 1, 2, \dots, N), \quad (8)$$

式中,合力 $\mathbf{F}_i = \mathbf{F}_i^m + \mathbf{F}_i^v + \mathbf{F}_i^r$,它可通过 t 时刻颗粒的位置、速度等计算求得,由表达式(1)~(4)确定。假设 t 时刻的计算已经完成,给定时间步长 Δt ,则下一时刻的位置和速度可由下述 Verlet 算法求得。

4) $t + \Delta t$ 时刻颗粒的位置

$$\mathbf{u}_i(t + \Delta t) = \mathbf{u}_i(t) + \dot{\mathbf{u}}_i(t) \Delta t + \frac{1}{2} \ddot{\mathbf{u}}_i(t) \Delta t^2, (i = 1, 2, \dots, N). \quad (9)$$

5) $t + \Delta t$ 时刻颗粒的速度

$$\dot{\mathbf{u}}_i(t + \Delta t) = \dot{\mathbf{u}}_i(t) + \frac{1}{2} \left[\ddot{\mathbf{u}}_i(t) + \ddot{\mathbf{u}}_i(t + \Delta t) \right] \Delta t (i = 1, 2, \dots, N). \quad (10)$$

6) 返回 3) 并重复过程 3)~5) 直至模拟系统达到稳定状态。

在数值模拟中,磁流变液的材料参数取值如表 1 所示。

表 1 材料参数

$\mu_0/(10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1})$	$a/(10^{-6} \text{ m})$	χ
4π	5	1
$H/(\text{kA} \cdot \text{m}^{-1})$	$\eta/(\text{Pa} \cdot \text{s})$	$\rho/(10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3})$
35	0.01	7.5

2 拉伸过程中附着颗粒对偶极子链的影响分析

对含十字型附着颗粒的偶极子链的拉伸,数值模拟过程的结果如图 2 所示,其中磁场方向水平向右,链的左端固定,右端颗粒受拉。从图中可以看出,在拉伸过程中,偶极子链并没有在十字型附着颗粒处断开,而是 4 个附着颗粒依次被拉进链中,最后形成一条理想的单链。

作为对比,同时模拟了一条理想链的拉伸断裂过程,它和附着颗粒链具有相同的长度及特征尺寸,拉伸过程中的拉力如图 3 所示,这里,正向应变定义为链的伸长量与链原长的比值。从图 3 中可以看出,2 条链具有相同的断裂强度,这是因为偶极子间的磁相互作用力一样。但是,由于附着颗粒在链被拉长时补充进了链中的空隙,从而阻止了链过早的断开,提高了断裂时链的正应变。只有当全部附着颗粒都进入链中后,链才具有类似理想链的断裂行为。从图中还可以发现,要把附着颗粒拉入链中,相对断裂强度来说,所需要的拉力并不大。

除了进行上述拉伸过程的数值模拟,还取图 4 所示两种形态中的颗粒 i 进行受力分析,以便弄清附着颗粒被拉进偶极子链的具体原因。在卫星型形态(a)中,3 个颗粒间呈正三角形排列,由磁力表达式(1)可求得,图 4(a)状态时颗粒 i 受到相邻两颗粒的合磁力大小为

$$F_i^m = \frac{3\sqrt{3}\mu_0 m^2}{16\pi(2a)^4}, \quad (11)$$

其方向竖直向下,这意味着沿磁场的水平方向合力为零。因此,一旦在链的拉伸过程中出现空隙,颗粒 i 就会被磁力拉入空隙中,致使链不会过早断裂。

另一方面,这个空隙也必定会出现在颗粒 i 的附着处,这可以通过分析图 4(a) 状态时颗粒 j 的受力情况得到。根据方程(1)求得,颗粒 j 受到相邻颗粒的合磁力分量为

$$F_{j1}^m = \frac{27\mu_0 m^2}{32\pi(2a)^4}, F_{j2}^m = \frac{3\sqrt{3}\mu_0 m^2}{32\pi(2a)^4}, \quad (12)$$

其中,分量 F_{j1}^m 水平向左,分量 F_{j2}^m 竖直向上。若颗粒

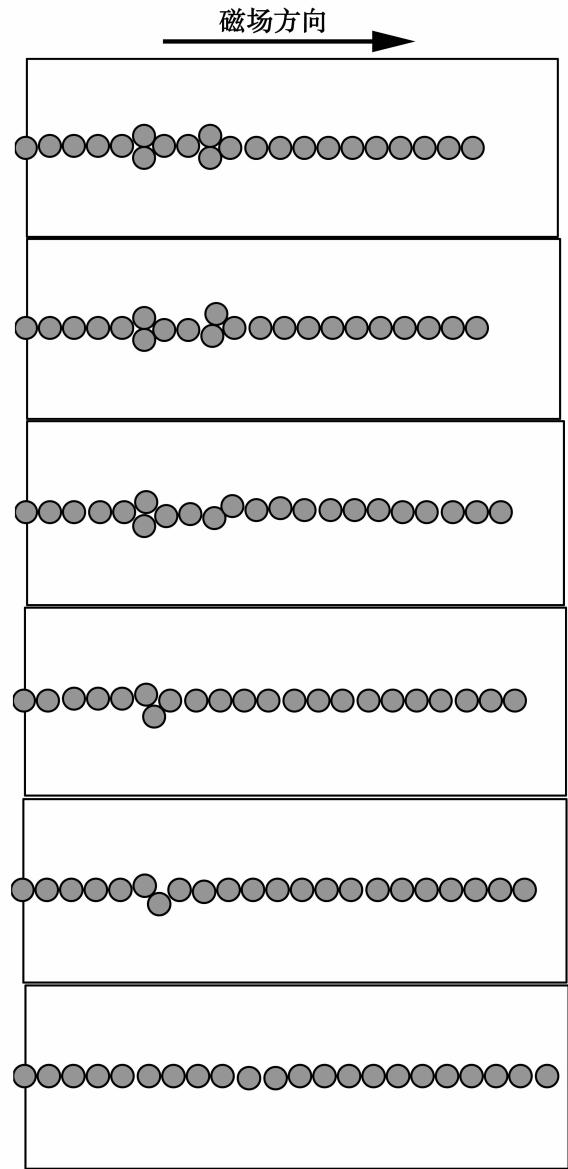


图 2 含十字型附着颗粒的偶极子链的拉伸模拟

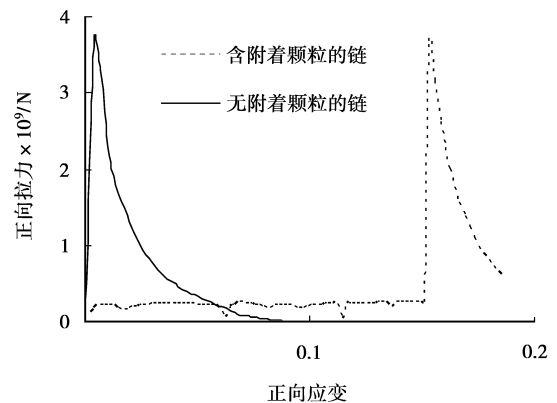


图 3 偶极子链正向拉伸过程的拉力

i 不存在,即构成理想的单链,此时颗粒 j 受到另一

个颗粒的磁力大小为

$$F'_{ji} = \frac{3\mu_0 m^2}{2\pi(2a)^4}, \quad (13)$$

其方向跟 F_{ji}^m 相同。两者对比可以发现, F_{ji}^m 约为 F'_{ji} 的一半, 这意味着附着颗粒造成链的薄弱, 链首先在此处被拉开, 附着颗粒随即被填充进来。

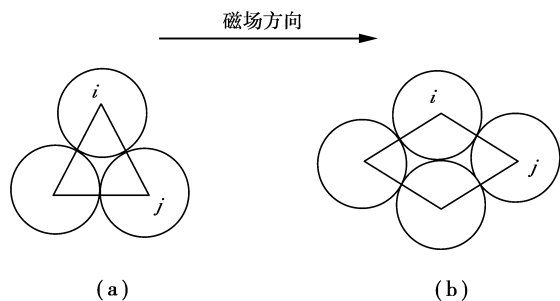


图 4 2 种形态中颗粒 i 的受力分析

对于图 4(b) 所示的十字型形态, 4 个颗粒成菱形排列, 此时颗粒 i 受到其它颗粒的合磁力大小为

$$F_i^m = \frac{21\mu_0 m^2}{16\pi(2a)^4}, \quad (14)$$

其方向竖直向下, 也有被拉进链的趋势, 但是受正下方颗粒的排斥而无法移动。当这两个颗粒位置稍有错动时, 就会逐个被拉入偶极子链中, 如图 2 所示的数值模拟过程。

3 剪切过程中附着颗粒对偶极子链的影响分析

无附着颗粒的偶极子链的剪切模拟过程如图 5(b) 所示, 磁场竖直向上, 下端颗粒固定, 上端颗粒水平剪切运动。可以看出, 在剪切时, 链逐渐倾斜, 链被拉长, 在某个位置处出现空隙, 如果继续剪切, 链在此处被拉断, 在断裂处有回弹现象。

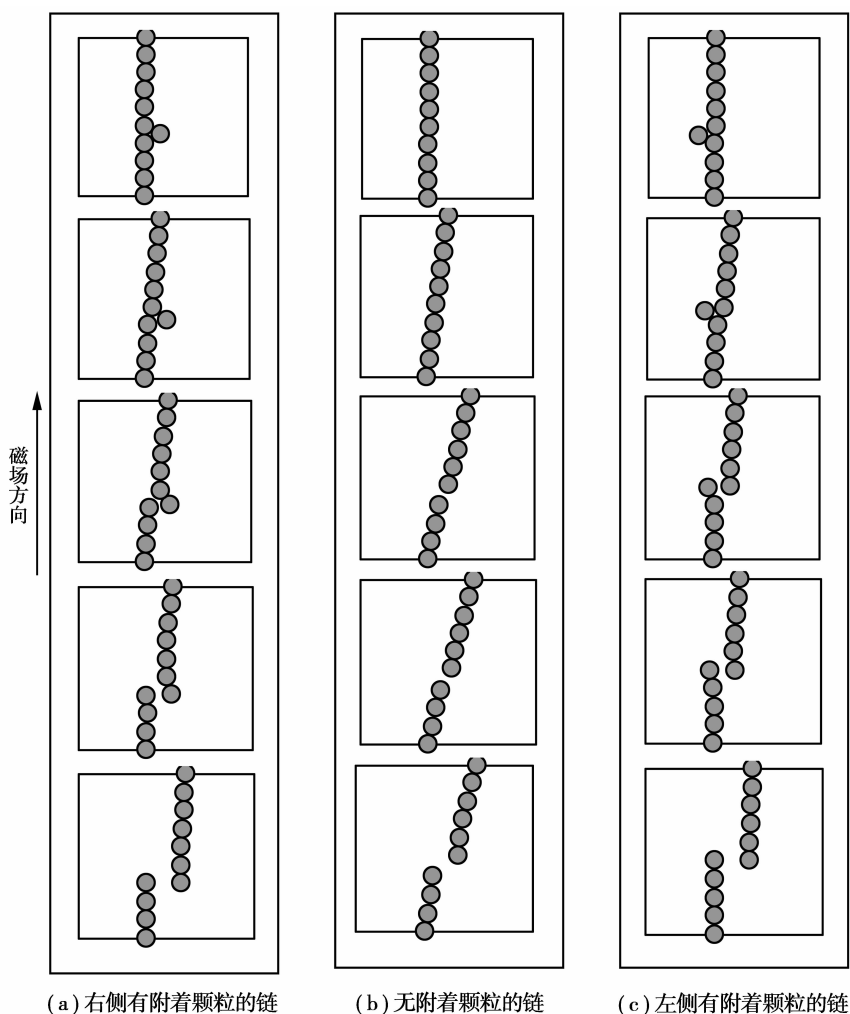


图 5 偶极子链的剪切模拟过程

右侧和左侧有附着颗粒的偶极子链的剪切模拟过程分别如图 5(a)、5(c) 所示, 此时附着颗粒在链中

的作用不同于正向拉伸过程, 不论颗粒附着在哪一侧, 偶极子链因为附着颗粒的存在而比理想的单链

更容易断裂。

图6是在剪切模拟过程中不同链的水平切向力,这里,切向应变定义为链的剪切端的水平位移量与链垂直长度的比值。从图中可以看出,无附着颗粒偶极子链的剪切强度明显更高,对应的切应变更大。这主要是因为,在剪切运动时,颗粒间出现的沿磁场方向的空隙较小,附着颗粒无法填入其中,而是吸在一个粒子上面,导致其与另一个颗粒基本处在同一水平位置,如图5所示。根据磁力学原理分析^[15],这2个颗粒相互排斥,由此减弱了链的强度,使得偶极子链更容易断裂。

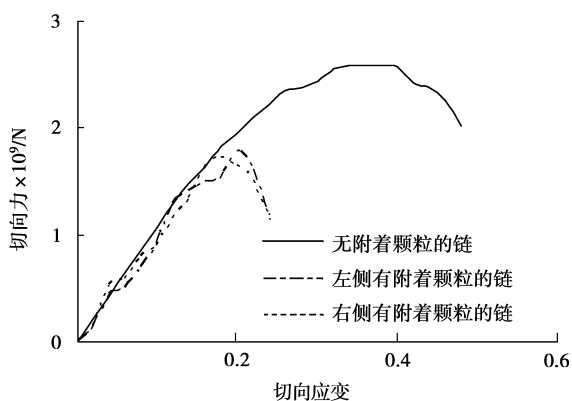


图6 不同偶极子链剪切过程中的切向力

4 结 论

1)磁流变液微结构中的偶极子链并不都是完美排列的,在链的单侧或两侧经常附着有颗粒。

2)在含附着颗粒的偶极子链的拉伸过程中,附着颗粒会逐渐进入链中,最终形成一条理想的单链并断裂。附着颗粒的存在使得链在断裂强度不变的情况下具有更大的正应变。

3)在含附着颗粒的偶极子链的剪切过程中,附着颗粒不会进入链中。相对于理想的单链,含附着颗粒的链在剪切时更容易断裂,其剪切强度和相应的切应变也更低。

参考文献:

- [1] EKWEBELAM C, SEE H. Microstructure investigation of the yielding behaviour of bidisperse magnetorheological fluids[J]. *Rheol Acta*, 2009, 48(1):19-32.
- [2] ZHU Y, GROSS M, LIU J. Nucleation theory of structure evolution in magnetorheological fluid[J]. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 1996, 7(5): 594-598.
- [3] 李海涛,彭向和,陈伟民. 磁流变液流变特性的数值模

拟分析[J]. *功能材料*, 2006, 37(5):710-712.

LI HAI-TAO, PENG XIANG-HE, CHEN WEI-MIN. Analysis on the rheological properties of MRF[J]. *Functional Materials*, 2006, 37(5):710-712.

[4] GINDER J, DAVIS L. Shears stress in magnetoreological fluids: role of magnetic saturation[J]. *Applied Physics Letters*, 1994, 65(26):3410-3412.

[5] BOSSIS G, LACIS S, MEUNIER A, et al. Magnetorheological fluids[J]. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2002, 252(1/3):224-228.

[6] JOLLY M, CARLSON J, MUNOZ B. A model of the behavior of magnetorheological materials[J]. *Smart Materials and Structures*, 1996(5):607-614.

[7] SHKEL Y, KLINGENBERG D. Magnetorheology and magnetostriction of isolated chains of nonlinear magnetizable spheres[J]. *Magnetorheology and Magnetostriction*, 2001, 45(2):351-368.

[8] ZHU C C, ZHAI P C. A new theoretical model about shear stress in magnetorheological fluids with small shear deformation[J]. *Journal of Wuhan University of Technology*, 2005, 20(1): 52-56.

[9] POPPLEWELL J, ROSENSWEIG R. Magnetorheological fluid composites[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1996, 29(9):2297-2303.

[10] Martin J E. Thermal chain model of electrorheology and magnetorheology[J]. *Physical Review E*, 2000, 63(1):0114061-0114069.

[11] LI H T, PENG X H, CHEN W G. A micro-to-macroscopic analysis for the yield stress of magnetorheological fluids[C]// *International Conference on Heterogeneous Materials Mechanics*, Chongqing, June 21-26, 2004, Chongqing, China. Chongqing: Chongqing University Press, 2004: 276-280.

[12] 吴望一. 流体力学[M]. 北京:北京大学出版社, 2000.

[13] MELLE S, CALDERON O, FULLER G G, et al. Polarizable particle aggregation under rotating magnetic fields using scattering dichroism[J]. *Journal of Colloid and Interface Science*, 2002, 247(1):200-209.

[14] WEI Y. Molecular-dynamics simulation study on the irregular size effects of gold nanoclusters[D]. Chongqing: Chongqing University, 2002.

[15] 李海涛,彭向和,黄尚廉. 基于偶极子理论的磁流变液链化机理模拟研究[J]. *功能材料*, 2008, 39(6): 902-904.

LI HAI-TAO, PENG XIANG-HE, HUANG SHANG-LIAN. Study on the chain-formation mechanism of magnetorheological fluids based on dipole theory[J]. *Functional Materials*, 2008, 39(6): 902-904.

(编辑 赵 静)