

纳米流体强化换热特性的 LBM 模拟

郭亚丽*, 秦道洋, 沈胜强, 徐鹤函

(大连理工大学 能源与动力学院, 辽宁 大连 116024)

摘要: 采用 LBM 模拟了封闭方腔内不同体积分数、不同浮升力参数下纳米流体自然对流时速度场与温度场的分布, 得出了纳米流体换热强度随各参数的变化情况. 结果表明, 当 Ra 较小时换热表现为导热占主导, 随着 Ra 增大, 换热表现为对流占主导, 两者的换热都会随着纳米颗粒体积分数的增加而增强, 且纳米颗粒体积分数在壁面附近对温度分布的影响比在中心区域的明显; 在不同 Ra 下, 纳米粒子体积分数增加所引起的 X 和 Y 方向速度峰值增大的幅度不同, Ra 较大时, 随纳米粒子体积分数的增加, X 和 Y 方向的速度峰值大幅增加.

关键词: 纳米流体; 强化换热; 体积分数; 浮升力参数

中图分类号: TK124 **文献标志码:** A

0 引言

纳米流体概念的提出给强化换热技术的研究带来了新的方向. 纳米颗粒的加入能够在很大程度上提高流体的换热性能, 与传统的添加大颗粒固体的流体相比, 由于纳米颗粒的布朗运动和小尺寸效应, 纳米流体的悬浮稳定性更好. 纳米流体强化换热的机理比较复杂, 其传热特性受到许多因素影响, 如粒子的大小、体积分数、受力情况及粒子的微运动等. Jou 等^[1]、Khanafer 等^[2]、李新芳等^[3]分别用宏观方法对影响纳米流体强化传热的因素进行了分析, Sebdani 等^[4]模拟了方腔内纳米流体的混合对流, 指出仅在 $Ra=10^3$ 时纳米颗粒的出现会增强换热, 而当 $Ra=10^4$ 和 10^5 时, 换热反而会随纳米颗粒体积分数的增加而减弱. Haddad 等^[5]研究了纳米流体的 Rayleigh-Benard 流动, 在考虑布朗力的情况下, 发现无论纳米粒子的体积含量是多少, 只要加入纳米粒子, 换热就增强, 并且在低含量下, 这种强化作用更显著, 而随着纳米粒子体积分数的增加, 换热会减弱. Kefayati 等^[6]认为纳米颗粒的加入会提高努塞尔数并最终增强换热, Khanafer 等^[2]得出与其相同的结论, Fattahi 等^[7]认为提高纳米颗粒的体积分数,

Al_2O_3 和 Cu 纳米流体的平均努塞尔数均会提高. 可见, 不同学者对纳米颗粒体积分数对换热影响规律的结论不尽相同, 有必要对此做进一步研究.

近年来用于分析纳米流体常用的一种计算方法是格子 Boltzmann 方法 (LBM)^[6-14]. Joshi 等^[12-13]建立了二维和三维的气液三相流格子 Boltzmann 质量守恒方程, 考察了纳米粒子悬浮在液体或气体中的作用. 作者采用 LBM 对矩形腔内的混合对流进行了模拟^[10], 对方腔内的纳米流体在有温差条件下的自然对流的温度分布和换热特点进行了分析^[14]. 本文主要采用 LBM 模拟分析纳米流体在方腔内受热自然对流时的换热, 模拟中考虑纳米粒子所受的布朗力和粒子间相互作用力等力的作用, 分析体积分数及浮升力参数对纳米流体强化换热的影响.

1 物理模型和计算模型

1.1 物理模型

本文所用的物理模型为如图 1 所示的二维方腔, 其中上下壁绝热, 左壁为高温壁 T_h , 右壁为低温壁 T_c . 模拟中封闭方腔中充有 $Al_2O_3-H_2O$ 纳米流体, 纳米粒子的粒径为 100 nm, 其中水和 Al_2O_3 的热物性参数如表 1 所示. 而计算中用到

收稿日期: 2011-07-13; 修回日期: 2012-12-04.

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (50906005).

作者简介: 郭亚丽* (1976-), 女, 博士, 副教授, E-mail: ylguo@dlut.edu.cn.

的纳米流体的物性参数主要包括纳米流体的密度 ρ_{nf} 、黏度 μ_{nf} 、导热系数 k_{nf} 和定压比热容 $c_{p,nf}$ ，其密度和定压比热容通过两相混合物的关系式得到，黏度采用 Einstein 模型计算，导热系数采用 Wasp 模型计算。

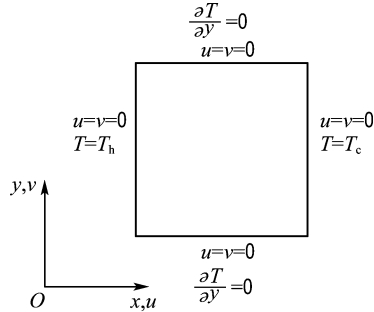


图1 物理模型

Fig. 1 Physical model

表1 纳米流体双组分的物性参数

Tab. 1 The properties of two components in nanofluid

材料	$c_p /$ (J · kg ⁻¹ · K ⁻¹)	$\rho /$ (kg · m ⁻³)	$k /$ (W · m ⁻¹ · K ⁻¹)	$\beta /$ 10 ⁻⁵ K ⁻¹
水	4 179	997.1	0.613	21.00
Al ₂ O ₃	765	3 970.0	2.000	0.85

纳米流体密度计算表达式为

$$\rho_{nf} = (1 - \phi)\rho_f + \phi\rho_p \quad (1)$$

式中： ϕ 为纳米流体的体积分数； ρ_f 为水的密度； ρ_p 为纳米粒子的密度。

纳米流体定压比热容由下式确定：

$$\rho_{nf} c_{p,nf} = (1 - \phi)\rho_f c_{p,f} + \phi\rho_p c_{p,p} \quad (2)$$

式中： $c_{p,f}$ 、 $c_{p,p}$ 分别为水和纳米粒子的定压比热容。

纳米流体的黏度

$$\mu_{nf} = \mu_f(1 + 2.5\phi) \quad (3)$$

式中： μ_f 为水的黏度。

纳米流体的导热系数由下式确定：

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_p + 2k_f - 2\phi(k_f - k_p)}{k_p + 2k_f + \phi(k_f - k_p)} \quad (4)$$

式中： k_f 为水的导热系数； k_p 为纳米粒子的导热系数。

1.2 计算模型

格子 Boltzmann 方法 (LBM) 因其程序设计简单、易处理复杂边界问题、适于大规模并行计算等特点，近年来受到越来越多的关注。该方法将流场离散为规则的格子，假设流体仅沿格线运动，并

在到达格点与当地粒子相互作用后继续运动，从而完成质量、动量及能量的输运。它已被广泛地用于解决多相流、多组分流、带相变的传热问题等多种领域的研究。目前 LBM 对换热问题的模拟主要有多速模型、双分布函数模型和有限差分模型。本文计算以 D2Q9 模型为基础，采用文献[8-9]提出的双分布函数模型。由于所用纳米流体是双组分流体，悬浮的纳米粒子在流体发生自然对流时受到重力、黏滞力、分子间相互作用力、浮升力、布朗力等力的作用，同时视纳米流体为连续相，因此采用两相的 LBM 模型处理流动过程。为了节省计算时间，动量方程采用 D2Q9 模型而能量方程采用 D2Q5 模型进行计算。其离散方程如下：

$$f_i^\sigma(x + e_i \Delta t, t + \Delta t) - f_i^\sigma(x, t) = -\frac{1}{\tau_n^\sigma} (f_i^\sigma(x, t) - f_i^{\sigma,eq}(x, t)) + \frac{2\tau_n^\sigma - 1}{2\tau_n^\sigma} \frac{D\Delta t}{A_i c^2} e_i \cdot F^\sigma \quad (5)$$

$$g_i^\sigma(x + e_i \Delta t, t + \Delta t) - g_i^\sigma(x, t) = -\frac{1}{\tau_g^\sigma} (g_i^\sigma(x, t) - g_i^{\sigma,eq}(x, t)) \quad (6)$$

平衡态分布函数如下：

$$f_i^{\sigma,eq} = \rho^\sigma \omega_i \left(1 + \frac{3}{c^2} e_i u^{\sigma,q} + \frac{9}{2c^4} (e_i u^{\sigma,q})^2 - \frac{3}{2c^2} (u^{\sigma,q})^2 \right) \quad (7)$$

$$g_i^{\sigma,eq} = \theta^\sigma \omega_i \left(1 + \frac{3}{c^2} e_i u^{\sigma,eq} + \frac{9}{2c^4} (e_i u^{\sigma,eq})^2 - \frac{3}{2c^2} (u^{\sigma,eq})^2 \right) \quad (8)$$

其中 $u^{\sigma,q} = u^{\sigma,eq} + F^\sigma \frac{\Delta t}{2\rho^\sigma}$ 。

上式中， $\sigma = f, p$ ，分别表示基液和粒子； τ_n^σ 、 τ_g^σ 是各组分密度分布函数和内能密度分布函数的松弛因子； D 是维数； ω_i 是权系数； e_i 是离散速度； $c = \Delta x / \Delta t$ ，是格子速度，系数 A_i 用于保证计算时质量和动量守恒； F^σ 为外力总和。

可得出宏观密度 ρ 、局部平衡速度 u^{eq} 、温度 T ：

$$\rho^\sigma(x, t) = \sum_i f_i^\sigma(x, t) \quad (9)$$

$$\rho^\sigma(x, t) u^\sigma(x, t) = \sum_i f_i^\sigma(x, t) e_i \quad (10)$$

$$u^{eq} = \sum_\sigma \frac{\rho^\sigma u^\sigma}{\tau^\sigma} / \sum_\sigma \frac{\rho^\sigma}{\tau^\sigma} \quad (11)$$

$$T(x, t) = \frac{\sum_\sigma \sum_i g_i^\sigma(x, t)}{\sum_\sigma \rho^\sigma c_p^\sigma} \quad (12)$$

模拟时纳米流体各相的松弛因子可根据纳米流体的平均运动黏性系数和热扩散系数确定,其关系如下:

$$\nu = \frac{2 \sum c_\sigma \tau_n^\sigma - 1}{6} c^2 \Delta t \quad (13)$$

$$\chi = \frac{2 \sum c_\sigma \tau_\theta^\sigma - 1}{6} c^2 \Delta t \quad (14)$$

其中 c_σ 是各相的体积浓度,由下式确定:

$$c_\sigma = \frac{\rho^\sigma}{\sum \rho^\sigma} \quad (15)$$

纳米流体作为胶体悬浮液与纯流体不同,具有更高效的能量传输性,且稳定性比普通的液-固混合物好^[9,11],纳米粒子在其中受到重力、浮升力、黏滞力、布朗力及粒子间相互作用力的作用。

2 数值模拟及结果分析

封闭方腔内自然对流的主要起因是壁面温度引起的浮升力作用,模拟中通过 Ra 的调节达到改变浮升力作用,计算时 Ra 的取值范围为 $10^3 \leq Ra \leq 10^5$. 对于纳米粒子体积分数 ϕ 的影响,通过改变 ϕ 的值,调节纳米流体的黏度,改变模拟中的松弛因子来实现,模拟时 ϕ 的取值范围是 $0 \leq \phi \leq$

0.15. x 、 y 方向上的网格数均取为 150,且各边界处理均采用非平衡外推法。

为了验证模型的有效性,将本文模拟结果与文献[2]和[15]的结果作了比较,如图2所示,可以看出结果吻合良好,本模型有效。

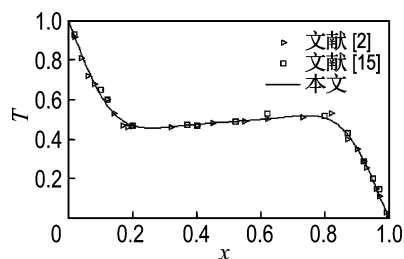


图2 方腔中部温度沿 x 轴的变化与文献[2]和[15]的比较

Fig. 2 Comparison of the temperature at the mid-plane of the cavity along x axis in present work with in Lits. [2] and [15]

图3是 $Ra=10^3$ 、 10^4 、 10^5 时,不同体积分数下 $Al_2O_3-H_2O$ 纳米流体的流线分布情况. 从图中可以看出当 Ra 较小时($Ra=10^3$),方腔中心的流线出现一个旋涡;随着 Ra 的增大,纳米粒子及水分子的浮升力作用加强,方腔中纳米流体自然对

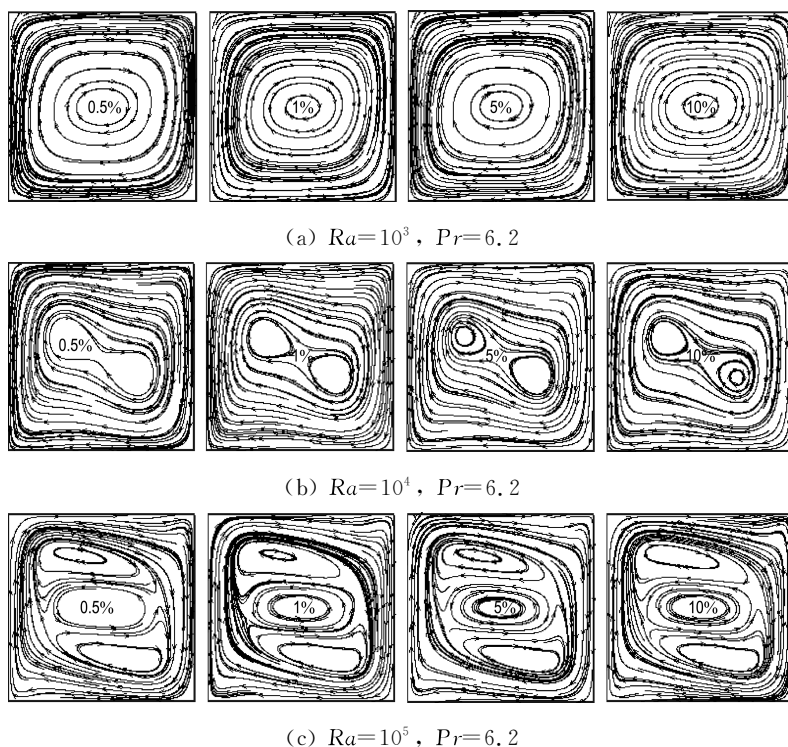


图3 不同纳米粒子体积分数下纳米流体的流线

Fig. 3 The streamlines of the nanofluid at different nanoparticles volume fractions

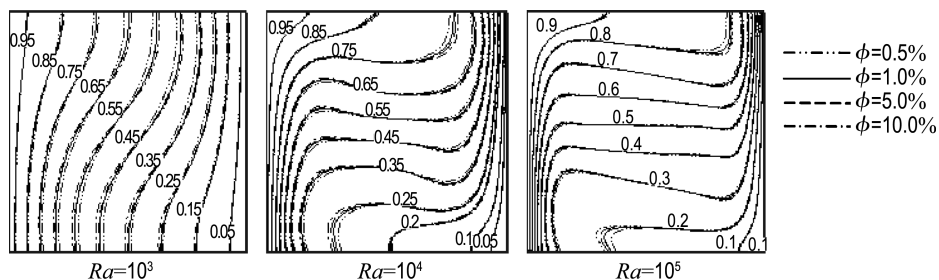
图4 不同 Ra 、不同纳米粒子体积分数下等温线分布的对比

Fig. 4 The isotherms comparison for different nanoparticles volume fractions at different Rayleigh numbers

流作用加剧,方腔中流线的旋涡逐渐变成椭圆形,并最终分裂为多个小的旋涡($Ra=10^5$).同时从图4的等温线分布图也可以看出,随 Ra 的增加对流换热增强,与普通流体一样,当 Ra 较小时等温线几乎垂直,传热主要是热壁和冷壁之间的热传导作用引起的;随 Ra 增大方腔内部的等温线趋于水平,换热表现为对流占主导地位.另外从图4中不同纳米粒子体积分数对应的温度分布可以看出,当 Ra 较小时,随纳米粒子体积分数增加,粒子的高导热性能使流体的传导换热增强;当 Ra 比较大时,随体积分数的增大粒子无规则运动增强,使流体对流运动增强从而强化了流体对流换热,且纳米粒子体积分数在壁面附近对温度分布的影响比在中心区域的明显.

图5、6显示的是在 $Pr=6.2$ 时不同 Ra 、不同体积分数下纳米流体在方腔中心截面的速度分布图.从图中可以看出,在壁面附近由于流体的温度梯度较大,受到的浮升力作用较强,粒子的无规则运动剧烈,在壁面黏性力的共同作用下,壁面附近的流速表现出先增加后减小的趋势,总体流速比中心位置偏高.当 Ra 较大时,随纳米粒子体积分数的增加, X 和 Y 方向的速度峰值大幅增加;当 Ra 较小时,随纳米粒子体积分数的增加, X 和 Y 方向的速度峰值增大的幅度较小.这是由于 Ra 较大时,与粒子所受黏滞力相比浮升力作用较强,随着粒子体积分数的增加,大量粒子的无规则运动和粒子与基液分子相互作用增强,从而加剧了粒子运动,使粒子运动速度增大. Ra 较小时,黏滞力的影响比较强,随着粒子体积分数的增加,粒子无规则运动受黏滞力影响增大幅度减小.从总体来看粒子体积分数的提高加剧了粒子运动,增强了流体的热扩散,促进了流体的能量传输.

模拟时通过文献[11]的模型计算了纳米流体

热壁的平均努塞尔数 ($\overline{Nu}$).

$$Nu(x) = \frac{h(x)L(x)}{k_{nf}} = \frac{L(x)}{T_h(x) - T_c(x)} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} \quad (16)$$

$$\overline{Nu} = \frac{\int_0^L Nu(x) dx}{L} \quad (17)$$

式中: $h(x)$ 是局部换热系数; k_{nf} 是纳米流体导热系数; $L(x)$ 是局部特征长度; L 是方腔的长度; $T_h(x)$ 和 $T_c(x)$ 分别是热壁和纳米粒子局部平均温度.

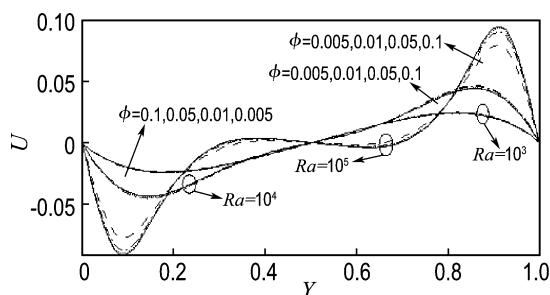
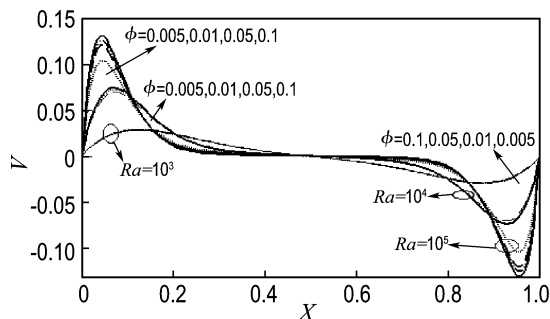
图5 X 轴中线速度(U)沿 Y 方向的变化曲线 ($Pr=6.2$)Fig. 5 The velocity (U) at mid-plane of X axis changing along Y direction ($Pr = 6.2$)图6 Y 轴中线速度(V)沿 X 方向的变化曲线 ($Pr=6.2$)Fig. 6 The velocity (V) at mid-plane of Y axis changing along X direction ($Pr = 6.2$)

图7表示了纳米流体的 $\overline{Nu}$ 随不同 Ra 、不同体积分数的变化曲线.从模拟计算中可以得出在不同的 Ra 下,在 $\phi = 0.1$ 时,纳米流体的 $\overline{Nu}$ 比纯水的高33%~58%.从图7中可以看出在体积分数 $\phi < 0.01$ 时,随体积分数的增加 $\overline{Nu}$ 急剧增大,但当 $\phi > 0.01$ 时, $\overline{Nu}$ 随纳米粒子体积分数的增大趋势趋缓,这是因为当纳米粒子的体积分数过度增大时,纳米流体的黏度增加幅度比较大,纳米粒子受到的黏滞力比较大,从而影响到纳米粒子的运动,对换热效果产生了一定的影响.另外,从图7可见,在两段区域内, $\overline{Nu}$ 随 ϕ 近似呈线性变化,这是体积分数变化对导热和对流综合作用的结果.由式(4)可知,纳米流体的导热系数随体积分数的增加而增大,而当体积分数增加时,在布朗力、粒子间相互作用力和黏滞力的共同作用下,热对流也随着增强,热传导和热对流随体积分数综合变化的结果,使 $\overline{Nu}$ 呈现出随体积分数近似呈线性变化的结果.

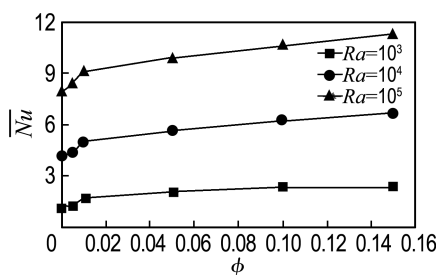


图7 $\overline{Nu}$ 随不同 Ra 、不同纳米粒子体积分数的变化曲线($Pr=6.2$)

Fig. 7 The $\overline{Nu}$ changing with nanoparticles volume fraction at different Rayleigh numbers ($Pr = 6.2$)

3 结 论

(1) 在方腔内纳米流体的换热与普通流体相似,当 Ra 较小时表现为导热占主导,随着 Ra 增大,换热表现为对流占主导.无论哪种方式占主导,随着纳米颗粒体积分数的增加,换热都会增强,且纳米颗粒体积分数在壁面附近对温度分布的影响比在中心区域的明显.

(2) 在不同 Ra 下,纳米粒子体积分数增加所引起的 X 和 Y 方向速度峰值增大的幅度不同:当 Ra 较大时,随纳米粒子体积分数的增加, X 和 Y

方向的速度峰值大幅增加;当 Ra 较小时,随纳米粒子体积分数的增加, X 和 Y 方向的速度峰值增大的幅度较小.

(3) 在不同的 Ra 下,当纳米粒子体积分数 $\phi = 0.1$ 时,纳米流体的 $\overline{Nu}$ 比纯水的高33%~58%.当 $\phi < 0.01$ 时,随体积分数的增加 $\overline{Nu}$ 急剧增大,但当 $\phi > 0.01$ 时, $\overline{Nu}$ 随体积分数的增大趋势趋缓.

参考文献:

- [1] Jou Rong-yuan, Tzeng Sheng-chung. Numerical research of nature convective heat transfer enhancement filled with nanofluids in rectangular enclosures [J]. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2006, **33**(6):727-736.
- [2] Khanafer K, Vafai K, Lightstone M. Buoyancy-driven heat transfer enhancement in a two-dimensional enclosure utilizing nanofluids [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2003, **46**(19):3639-3653.
- [3] 李新芳,朱冬生. 封闭腔内纳米流体强化自然对流换热的数值模拟[J]. 低温与超导, 2009, **37**(1): 67-71.
LI Xin-fang, ZHU Dong-sheng. Numerical simulation of natural convection and heat transfer of nanofluids in a two-dimensional enclosure [J]. *Cryogenics and Superconduction*, 2009, **37**(1): 67-71. (in Chinese)
- [4] Sebdani S M, Mahmoodi M, Hashemi S M. Effect of nanofluid variable properties on mixed convection in a square cavity [J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2012, **52**:112-126.
- [5] Haddad Z, Eiyad A N, Oztup H F, et al. Natural convection in nanofluids: Are the thermophoresis and Brownian motion effects significant in nanofluid heat transfer enhancement? [J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2012, **57**:152-162.
- [6] Kefayati G H R, Hosseini-zadeh S F, Gorji M, et al. Lattice Boltzmann simulation of natural convection in tall enclosures using water/SiO₂ nanofluid [J]. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2011, **38**(6):798-805.
- [7] Fattahi E, Farhadi M, Sedighi K, et al. Lattice Boltzmann simulation of natural convection heat

- transfer in nanofluids [J]. **International Journal of Thermal Sciences**, 2012, **52**:137-144.
- [8] XUAN Yi-min, YAO Zheng-ping. Lattice Boltzmann model for nanofluids [J]. **Heat and Mass Transfer**, 2005, **41**(3):199-205.
- [9] Nemati H, Farhadi M, Sedighi K, *et al.* Lattice Boltzmann simulation of nanofluid in lid-driven cavity [J]. **International Communications in Heat and Mass Transfer**, 2010, **37**(10):1528-1534.
- [10] GUO Ya-li, Rachid B, SHEN Sheng-qiang, *et al.* Simulation of mixed convection in slender rectangular cavity with lattice Boltzmann method [J]. **International Journal of Numerical Methods for Heat and Fluid Flow**, 2010, **20**(1):130-148.
- [11] Li K M, Jung H Y, Park Y K, *et al.* Multi-phase analysis on effect of Brownian motion in heat transfer of H₂O-Cu nanofluid using LBM [C] // **International Conference on Cooling and Heating Technologies**. Bandung:[s n], 2010.
- [12] Joshi A S, SUN Ying. Multiphase lattice Boltzmann method for particle suspensions [J]. **Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics**, 2009, **79**(6):066703.
- [13] Joshi A S, SUN Ying. Wetting dynamics and particle deposition for an evaporating colloidal drop: A lattice Boltzmann study [J]. **Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics**, 2010, **82**(4):041401.
- [14] GUO Ya-li, QIN Dao-yang, SHEN Sheng-qiang, *et al.* Nanofluid multi-phase convective heat transfer in closed domain: Simulation with lattice Boltzmann method [J]. **International Communications in Heat and Mass Transfer**, 2012, **39**(3):350-354.
- [15] Jahanshahi M, Hosseinzadeh S F, Alipanah M, *et al.* Numerical simulation of free convection based on experimental measured conductivity in a square cavity using water/SiO₂ nanofluid [J]. **International Communications in Heat and Mass Transfer**, 2010, **37**(6):687-694.

Simulation of nanofluid heat transfer enhancement characteristics with lattice Boltzmann method

GUO Ya-li*, QIN Dao-yang, SHEN Sheng-qiang, XU He-han

(School of Energy and Power Engineering, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China)

Abstract: The streamlines and isotherms in a closed cavity are simulated for nanofluid natural convection with lattice Boltzmann method at different nanoparticles volume fractions and different buoyancy parameters. The heat transfer intensity of nanofluid changing with the parameters is obtained. The experimental results show that conduction dominates the heat transfer process when Rayleigh number is smaller, while at larger Rayleigh number convection dominates the process. In either condition the heat transfer will be enhanced with the rise of nanoparticles volume fraction. And near the wall the nanoparticles volume fraction has more obvious effect on the isotherms than in the core region. At different Rayleigh numbers, nanoparticles volume fraction has different effects on the velocity peak values in X and Y directions. When Rayleigh number is larger, the velocity peak values in X and Y directions will increase markedly with rise of nanoparticles volume fraction.

Key words: nanofluid; heat transfer enhancement; volume fraction; buoyancy parameter