物理学报 Acta Physica Sinica

Chinese Physical Society

Institute of Physics, CAS

倾斜多孔介质方腔内纳米流体自然对流的格子Boltzmann方法模拟

张贝豪 郑林

Numerical simulation of natural convection of nanofluids in an inclined square porous enclosure by lattice Boltzmann method

Zhang Bei-Hao Zheng Lin

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 69, 164401 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20200308

在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.69.20200308

当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

纳米结构超疏水表面冷凝现象的三维格子玻尔兹曼方法模拟

Three-dimensional lattice Boltzmann modeling of droplet condensation on superhydrophobic nanostructured surfaces

物理学报. 2019, 68(3): 030501 https://doi.org/10.7498/aps.68.20181665

底部局部加热多孔介质自然对流传热的格子Boltzmann模拟

Simulation of effect of bottom heat source on natural convective heat transfer characteristics in a porous cavity by lattice Boltzmann method

物理学报. 2017, 66(20): 204402 https://doi.org/10.7498/aps.66.204402

纳米流体液滴内的光驱流动实验及其解析解

Experiments and analytical solutions of light driven flow in nanofluid droplets

物理学报. 2020, 69(6): 064701 https://doi.org/10.7498/aps.69.20191508

平衡分布正值性对格子Boltzmann方法数值表现影响分析

Effect of equilibrium distribution positivity on numerical performance of lattice Boltzmann method

物理学报. 2019, 68(20): 204701 https://doi.org/10.7498/aps.68.20190624

基于浸入边界-多松弛时间格子玻尔兹曼通量求解法的流固耦合算法研究

A method combined immersed boundary with multi-relaxation-time lattice Boltzmann flux solver for fluid-structure interaction

物理学报. 2017, 66(22): 224702 https://doi.org/10.7498/aps.66.224702

非正交多松弛系数轴对称热格子Boltzmann方法

Non-orthogonal multiple-relaxation-time lattice Boltzmann method for axisymmetric thermal flows

物理学报. 2017, 66(4): 044701 https://doi.org/10.7498/aps.66.044701

倾斜多孔介质方腔内纳米流体自然对流的格子 Boltzmann 方法模拟*

张贝豪 郑林†

(南京理工大学能源与动力工程学院, 南京 210094)

(2020 年 2 月 28 日收到; 2020 年 4 月 8 日收到修改稿)

利用格子玻尔兹曼方法 (lattice Boltzmann method, LBM) 对倾斜多孔介质方腔内 Al_2O_3-H_2O 纳米流体的自然对流进行数值模拟, 考虑了孔隙率 ($0.3 \leqslant \epsilon \leqslant 0.9$)、瑞利数 ($10^3 \leqslant Ra \leqslant 10^6$)、纳米颗粒体积分数 ($0 \leqslant \phi \leqslant 0.04$) 和倾斜角 ($0° \leqslant \gamma \leqslant 120°$) 等因素的影响, 研究了正弦温度分布边界条件下倾斜多孔介质方腔内纳米流体的自然对流传热机理. 结果表明: 若 ϵ 和 γ 保持不变时, 随着 Ra 数的增大, 热壁面处的平均努塞尔数 ($Nu_{\rm ave}$ 数) 呈现出先减小后增大的趋势; 对于给定的 Ra 数, 当 $\gamma = 0°$时, 随着孔隙率的增大, 热壁面处 $Nu_{\rm ave}$ 数逐渐增大, 当 $\gamma = 40°$, 80°和 120°时, $Nu_{\rm ave}$ 数在 $\epsilon = 0.7$ 左右时达到最大值; 若 ϵ 和 Ra 数保持不变, 当 $\gamma = 40°$时, 方腔内的自然对流换热效率最强, 当 $\gamma = 80°$时热壁面自然对流换热效率被削弱. 最后, 研究了纳米颗粒体积份数的影响, 当方腔施加一定倾角时, 热壁面处的 Nu_{ave} 数随着纳米颗粒体积分数的增大而增大.

关键词: 纳米流体, 自然对流, 非均匀温度分布, 格子玻尔兹曼方法

PACS: 44.25.+f, 44.30.+v, 47.61.–k, 47.11.Qr **DOI:** 10.7498/aps.69.20200308

1 引 言

近几十年来人们在电力电子设备、太阳能集热器、核反应堆等领域的强化传热方面开展了广泛的研究, 而自然对流是该研究领域所涉及到的经典流动与传热问题之一. 在这些设备当中, 大多采用水、冷冻液和乙二醇等传统换热工质来进行强化换热, 与之相比, 在传统的纯液体中添加纳米颗粒, 所得到的纳米流体具有较高的导热系数, 并且能满足一些特殊条件下的传热与冷却要求, 因而其强化传热特性引起了研究者的广泛关注 [1].

国内外许多学者已经对方腔内纳米流体自然对流现象进行了研究. 例如: 李新芳和朱冬生 [2] 采用 CFD 方法对影响纳米流体强化传热的因素进行了分析, 结果表明, 随着纳米颗粒体积分数的增大, 流体的能量传输得到强化. 张晶等 [3] 采用 4 种不同的粘度模型计算纳米流体粘度, 并对二维 U 型腔内 Al_2O_3-H_2O 纳米流体的自然对流换热进行了数值模拟. Khanafer 等 [4] 数值模拟研究了二维方形腔内的纳米流体自然对流换热, 结果表明, 随着纳米颗粒体积分数的增加, 热效率增强. Hatami[5] 采用有限元方法研究了不同纳米流体 (TiO_2 和 Al_2O_3) 在加热肋片的矩形腔内的自然对流问题, 结果表明, 随着体积分数的增大, 虽然 Al_2O_3-H_2O 纳米流体在热肋片处 $Nu_{\rm ave}$ 数缓慢增大, 但是 TiO_2-H_2O 纳米流体在热肋片处 $Nu_{\rm ave}$ 数先增大后减小. Chen 和 Du[6], Selimefendigil 和 Oztop[7], Hatami[8] 研究了纳米流体在方腔内的自然对流换热, 结果表明, 随着 Ra 数的增加, 传热速率得到提高. Jahanshahi 等 [9] 采用瞬态热线法和哈密顿模型得到了不同体积分数下的流体导热系数, 分别研究了 SiO_2-H_2O 纳米流体在热壁面处不同 Ra 数下

* 国家自然科学基金 (批准号: 51876092, 51506097) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lz@njust.edu.cn

© 2020 中国物理学会 Chinese Physical Society

$Nu_{\rm ave}$ 数随体积分数增加的变化趋势, 结果表明采用哈密顿模型计算得到的 $Nu_{\rm ave}$ 数呈现轻微减小的趋势.

多孔介质中的自然对流与换热问题普遍存在于自然界和工业应用中, 得到了学者们的广泛研究. 目前, 对于封闭多孔介质腔体内自然对流的研究大致可以分为两大类: 一类为通过水平多孔介质层的传热问题, 特别是水平多孔层存在高低温壁面, 即经典的 Benard 流动问题[10], 另一类是具有两个不同温度的垂直壁面以及两个绝热的水平壁面的多孔介质传热问题[11]. Lan 和 Prakash 等[12]采用 Darcy-Brinkman-Forchheimer (DBF) 模型探究了不同达西数、Ra 数和毕渥数下达西和非达西流体的流动机制. Kaluri 和 Basak[13] 研究了二维多孔介质方腔内纳米流体的自然对流换热问题. Alsabery 等[14] 研究了倾斜方腔多孔层内纳米流体的自然对流问题, 结果表明施加较小的倾斜角可以显著提高壁面的 $Nu_{\rm ave}$ 数. Toosi 和 Siavashi[15] 对二维多孔介质腔内纳米流体自然对流现象进行了数值模拟, 结果表明同时采用多孔介质和纳米流体可以获得最佳的传热性能. 相比于均匀受热的边界条件, 近年来, 学者们对于壁面处于非均匀温度加热的研究不断增多. Wu 等[16] 采用非达西模型的多孔介质控制方程, 分析了左右壁面均为正弦温度分布的自然对流传热特性. Basak 等[17] 对比了多孔介质方腔内均匀边界条件和非均匀边界条件影响下自然对流强弱的变化情况, 研究指出, 底部中心加热壁面处为非均匀温度分布时, 换热效率更高. 前面的研究主要分析纯流体的自然对流问题, 由于纳米流体具有强化传热特征, 考虑纳米颗粒影响的多孔介质方腔内自然对流的研究同样受到一些学者的关注. 比如: Ghasemi 和 Siavashi[18] 采用 LBM 方法研究了不同线性温度分布的边界条件对多孔介质内纳米流体换热效率的影响. 此外, Sivasankaran[19] 利用交替方向隐式的有限差分方法分析了下壁面为非均匀温度分布的倾斜多孔介质方腔内 Cu-H_2O 纳米流体的自然对流问题, 发现在 $Ra = 10^3$ 时 $Nu_{\rm ave}$ 数随纳米颗粒体积分数的增加而减少.

综上所述, 以往研究表明纳米流体在多孔介质方腔内具有强化作用, 但是对于不同边界条件和计算模型, 其流动和换热过程表现出不同结论, 有的结果表现为强化换热效果[20], 有的则表现为削弱换热作用[21]. 值得注意的是, 非均匀温度边界条件对倾斜多孔介质方腔内的纳米流体流动与传热过程产生了重要影响. 与此同时, 由于 Al_2O_3 纳米颗粒在分散系中化学性质较为稳定且价格低廉, 故被广泛应用于工业强化传热领域中, 因此, 本文对非均匀温度边界条件下倾斜多孔介质方腔内 Al_2O_3-H_2O 纳米流体自然对流进行数值模拟, 分析了 ϵ, Ra 数, ϕ 和 γ 等参数对纳米流体流动传热特性的影响.

2 问题描述

2.1 物理模型

本文主要研究多孔介质方腔内纳米流体的自然对流问题. 如图 1 所示, 方腔内纳米流体受到重力场的作用, 其下壁面与水平方向的夹角为 γ, 左壁面温度分布为 $T = \sin(\pi y/H)$, 而右壁面则保持低温 T_c, 上下壁面绝热且不可渗透, 流体在固体壁面无滑移. 由于多孔介质内复杂的物理结构, 本文将通过以下 4 种假设来简化物理问题: 1) 假设多孔介质为均质且各向同性; 2) 粘性耗散在能量方程中可以忽略不计; 3) 该流体被认为是不可压缩的牛顿流体; 4) 可以采用标准的 Boussinesq 假设.

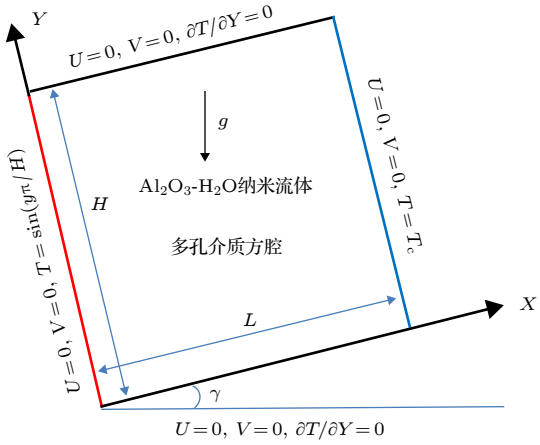

图 1 物理模型示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the physical model.

2.2 无量纲控制方程

基于上述基本假设, 本文采用 DBF 模型, 对多孔介质方腔内纳米流体的自然对流问题模型的无因次形式的连续性方程、动量方程和能量方程进行描述[22]:

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0, \tag{1}$$

$$\frac{1}{\epsilon^2}\left(U\frac{\partial U}{\partial X}+V\frac{\partial U}{\partial Y}\right)=-\frac{\partial P}{\partial Y}+\frac{\mathrm{Pr}}{\epsilon}\frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf}\nu_f}\left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}\right)-\frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf}\nu_f}\times\frac{\mathrm{Pr}}{Da}U$$
$$-\frac{1.75}{\sqrt{150Da}\epsilon^{\frac{3}{2}}}\left(\sqrt{U^2+V^2}\right)U+(\sin\gamma)\frac{\rho_f}{\rho_{nf}}\left(1-\phi+\frac{\rho_s\beta_s}{\rho_f\beta_f}\phi\right)Ra\,\mathrm{Pr}\,T, \tag{2}$$

$$\frac{1}{\epsilon^2}\left(U\frac{\partial V}{\partial X}+V\frac{\partial V}{\partial Y}\right)=-\frac{\partial P}{\partial Y}+\frac{\mathrm{Pr}}{\epsilon}\frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf}\nu_f}\left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial Y^2}\right)-\frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf}\nu_f}\times\frac{\mathrm{Pr}}{Da}V$$
$$-\frac{1.75}{\sqrt{150Da}\epsilon^{\frac{3}{2}}}\left(\sqrt{U^2+V^2}\right)V+(\cos\gamma)\frac{\rho_f}{\rho_{nf}}\left(1-\phi+\frac{\rho_s\beta_s}{\rho_f\beta_f}\phi\right)Ra\,\mathrm{Pr}\,T, \tag{3}$$

$$U\frac{\partial T}{\partial X}+V\frac{\partial T}{\partial Y}=\frac{\alpha_{nf}}{\alpha_f}\frac{k_m}{k_{nf}}\left(\frac{\partial^2 T}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial Y^2}\right), \tag{4}$$

其中, X和 Y是无因次横向纵向坐标, U和 V是沿 X和 Y方向的无因次速度, Ra是瑞利数, Pr是普朗特数, Da是达西数, T是无因次流体温度, P是无因次压力, ρ是流体密度, μ是流体粘度, k是流体导热系数, ϕ是纳米颗粒体积分数, γ是方腔旋转角度, ϵ 是多孔介质孔隙率. 下标 f代表基液, 下标 nf代表纳米流体, 下标 m代表考虑多孔介质的有效物理量.

相应地, 无因次边界条件由以下表达式来确定:

上壁面: $Y=1$

$$U=0,\ V=0,\ \frac{\partial T}{\partial Y}=0, \tag{5}$$

下壁面: $Y=0$

$$U=0,\ V=0,\ \frac{\partial T}{\partial Y}=0, \tag{6}$$

左壁面: $X=0$

$$U=0,\ V=0,\ T=\sin\left(\frac{y\pi}{H}\right), \tag{7}$$

右壁面: $X=1$

$$U=0,\ V=0,\ T=0. \tag{8}$$

2.3 纳米流体的物性参数

本文所研究的纳米流体是在基液水中加入一定体积分数的 Al_2O_3 纳米颗粒而形成的悬浮液. 假设纳米流体中的水和 Al_2O_3 处于热平衡状态, 并且纳米颗粒为球形结构且均匀分布在基液中, 不存在纳米颗粒的团聚和沉淀现象. 表 1 所示为基液、Al_2O_3 纳米颗粒和多孔介质的物性参数.

利用这些已知的热物性参数, 可以得到不同体积分数以及不同孔隙率下系统内的热物性参数[25,26], 具体计算公式如表 2 所示:

为描述热壁面处自然对流强度, 本研究组分析了壁面处局部 Nu数和 Nu_{ave}数, 其计算公式分别为[26]

$$Nu=-\frac{k_m}{k_f}\left(\frac{\partial T}{\partial X}\right)\Big|_{X=0}, \tag{9}$$

表 1 H_2O, Al_2O_3 和玻璃纤维的热物理性质

Table 1. Thermophysical properties of water, Al_2O_3 and glass fibers.

物性参数	H_2O	Al_2O_3	Glass fiber[23,24]
ρ/kg·m^{-3}	997.1	397	1650
C_p/J·kg^{-1}·K^{-1}	4179	765	750
k/W·m^{-1}·K^{-1}	0.613	25	1.2
β/K^{-1}	21×10^{-5}	1.89×10^{-5}	—
d_s/nm	—	47	—

表 2 纳米流体的热物性参数计算公式

Table 2. Calculation formula for thermodynamic properties of nanofluids.

热物性参数	计算表达式
纳米流体粘度	$\mu_{nf}=\dfrac{\mu_f}{(1-\phi)^{2.5}}$
纳米流体密度	$\rho_{nf}=(1-\phi)\rho_f+\phi\rho_s$
纳米流体热容	$(\rho C_p)_{nf}=(1-\phi)(\rho C_p)_f+\phi(\rho C_p)_s$
纳米流体热扩散系数	$\alpha_{nf}=\dfrac{k_{nf}}{(\rho C_p)_{nf}}$
纳米流体热膨胀系数	$(\rho\beta)_{nf}=(1-\phi)(\rho\beta)_f+\phi(\rho\beta)_s$
纳米流体导热系数	$k_{nf}=\dfrac{k_p+2k_f-2(k_f-k_p)\phi}{k_p+2k_f+2(k_f-k_p)\phi}k_f$
多孔介质有效导热系数	$k_m=(1-\epsilon)k_p+\epsilon k_{nf}$

$$Nu_{\mathrm{ave}}=\int_0^L Nu\mathrm{d}Y. \tag{10}$$

3 网格选择和程序验证

与传统的数值方法相比, 格子玻尔兹曼方法

(lattice Boltzmann method, LBM) 的介观性质和独特的计算特点使其具有演化过程清晰、计算效率高、易实现等优点[27], 已经被成功地应用到传热传质、湍流、多相流、多孔介质等复杂流体系统上[28–32]. 因此, 本文采用 LBM 开展倾斜多孔介质方腔内纳米流体自然对流的数值模拟研究. 为了验证程序的可靠性, 首先对经典的多孔介质方腔自然对流问题进行网格无关性验证, 其中多孔介质方腔的上下壁面为绝热壁面, 左壁面为高温壁面, 右壁面为低温壁面, 不考虑倾斜角变化, 流体在固体壁面处无滑移. 在该模拟研究中, 保持 $Da = 10^7$, $\epsilon = 0.9999$, $Ra = 10^6$, $Pr = 6.2$ 不变, 并采用四种均匀网格 (80×80, 100×100, 120×120, 140×140) 进行网格无关性验证, 得到了不同网格数下热壁面处的 $Nu_{\rm ave}$ 数. 与文献 [33] 对比的结果如表 3 所示, 随着网格数的增大, $Nu_{\rm ave}$ 数的相对误差逐渐减小, 当网格数为 120×120 时, $Nu_{\rm ave}$ 数的相对误差为 0.83%, 综合考虑结果准确性以及计算效率, 本文所有算例将选用 120×120 作为计算网格数.

为了进一步验证所采用 LBM 的可行性, 对二维方腔内的自然对流问题进行数值模拟, 其中, 方腔上下壁面为绝热壁面, 左壁面为高温壁面, 右壁面为低温壁面, 流体在固体壁面处无滑移. 首先验证忽略多孔介质的影响, 即 $\epsilon = 0.9999$, 并在模拟时取 $Pr = 0.72$ 和 $Da = 10^7$, 计算热壁面处的 $Nu_{\rm ave}$ 数, 并与已有文献 [33] 的结果进行对比. 从表 4 可知, 本文的计算结果与文献 [33] 的计算结果吻合得非常好.

表 3 不同网格数与文献 [33] 的 $Nu_{\rm ave}$ 数比较

Table 3. Comparison of Nu_{ave} number with literature[33] in different grids number.

	不同网格数下的$Nu_{\rm ave}$数			
	80×80	100×100	120×120	140×140
$Nu_{\rm ave}$数	8.528	8.670	8.744	8.785
误差/%	3.39%	1.70%	0.83%	0.36%

表 4 本文与文献 [33] 的 $Nu_{\rm ave}$ 数值结果的比较

Table 4. Comparison of $Nu_{\rm ave}$ number with previous literature[33].

Ra数	文献[27]	本文结果	误差/%
10^3	1.116	1.123	0.63
10^4	2.238	2.266	1.25
10^5	4.509	4.556	1.04
10^6	8.817	8.744	0.83

其次, 考虑多孔介质的影响, 采用 DBF 模型进行数值模拟计算. 在模拟过程中保持 $\epsilon = 0.6$, $Pr = 1.0$ 和 $Da = 10^{-2}$ 不变, 同样, 在表 5 中对比了不同 Ra 数情况下热壁面处的 $Nu_{\rm ave}$ 数. 结果表明, 本文的结果与文献 [28] 的吻合得比较好, 误差大约在 3% 以内.

表 5 本文与文献 [34] 的 $Nu_{\rm ave}$ 数值结果的对比

Table 5. Comparison of $Nu_{\rm ave}$ number with previous literature[34].

NO.	Da数	Ra数	文献[34]	本文结果	误差/%
1	10^{-2}	10^4	1.530	1.497	2.16
2	10^{-2}	10^5	3.555	3.441	3.09
3	10^{-2}	5×10^5	5.740	5.694	0.87

4 结果与讨论

4.1 孔隙率 ϵ 对方腔内流动换热的影响

本文数值模拟了多孔介质方腔内 Al_2O_3-H_2O 纳米流体的自然对流问题, 分析了不同物理参数对纳米流体换热效率的影响. 在模拟过程中, 无量纲参数的选取为 $Da = 0.01$, $\phi = 0.01$, $Ra = 10^5$, $Pr = 6.2$, $\epsilon = 0.9$ 和 $\gamma = 0°$.

由于孔隙率与多孔介质渗透率有关, 它的大小会影响多孔介质方腔内纳米流体的流动状态和传热效率. 如图 2 所示, 当 $\epsilon = 0.3$ 时, 流场中心处形成了一个不规则的椭圆形流胞, 方腔中心区域内等温线与水平壁面存在一定倾斜, 并且左右壁面温度边界层较厚, 因此其换热方式以导热为主; 随着孔隙率的增大, 当 $\epsilon = 0.5$ 时, 椭圆形主流胞变得更加扁平, 温度边界层逐渐被挤压到左右壁面, 其对流换热强度增大; 当 $\epsilon = 0.7$ 时, 流体受到的约束阻力进一步变小, 使得其对流换热区域扩大; 当 $\epsilon = 0.9$ 时, 即在高孔隙率条件下, 流胞在方腔中心处转变为扁平的椭圆形流胞, 并且主流胞中心存在分裂成两个小流胞的趋势, 方腔中心区域存在大量与水平壁面平行的等温线, 因此方腔内对流换热占据主导作用. 值得注意的是, 由于左侧垂直壁面为正弦温度分布, 在方腔左上角位置存在壁面吸收热的现象, 导致在左上角处形成了一个相反于主对流胞的逆时针小漩涡.

为了分析孔隙率对流体流速的影响, 本研究组还比较了不同 ϵ 下热壁面处局部 V 和上壁面处局部 U 的分布图象. 如图 3 所示, 随着孔隙率的增

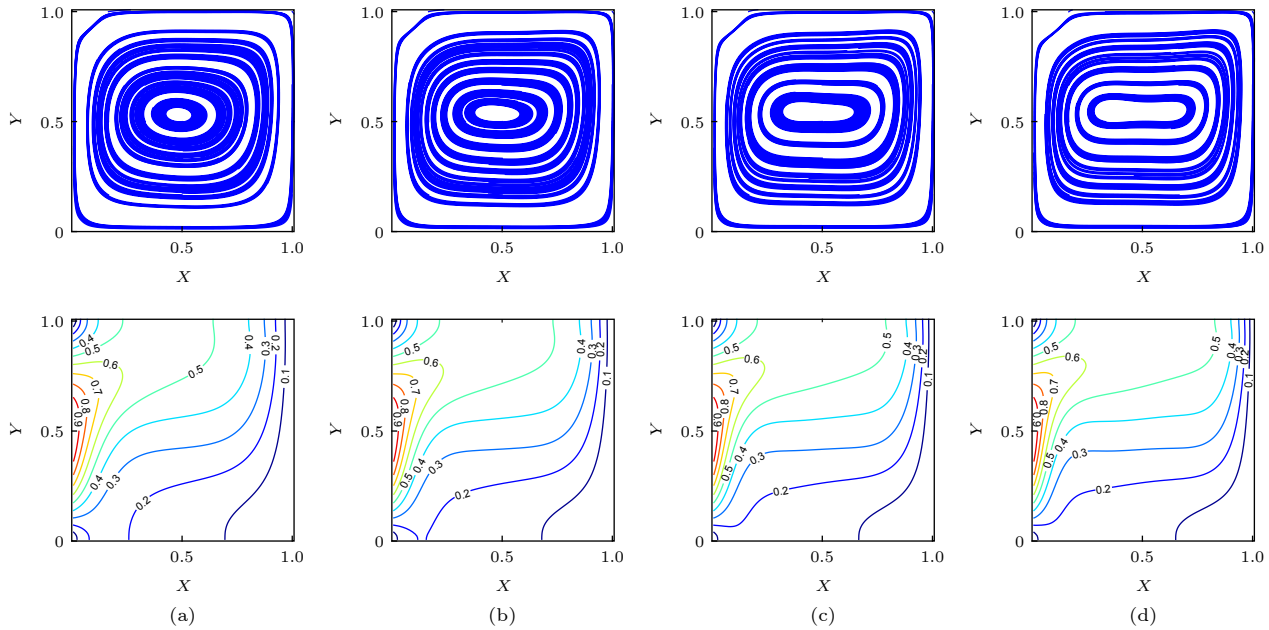

图 2 不同 ϵ 下温度场和流场的分布图像 (a) $\epsilon = 0.3$; (b) $\epsilon = 0.5$; (c) $\epsilon = 0.7$; (d) $\epsilon = 0.9$

Fig. 2. Streamlines, isotherms contours for different ϵ: (a) $\epsilon = 0.3$; (b) $\epsilon = 0.5$; (c) $\epsilon = 0.7$; (d) $\epsilon = 0.9$.

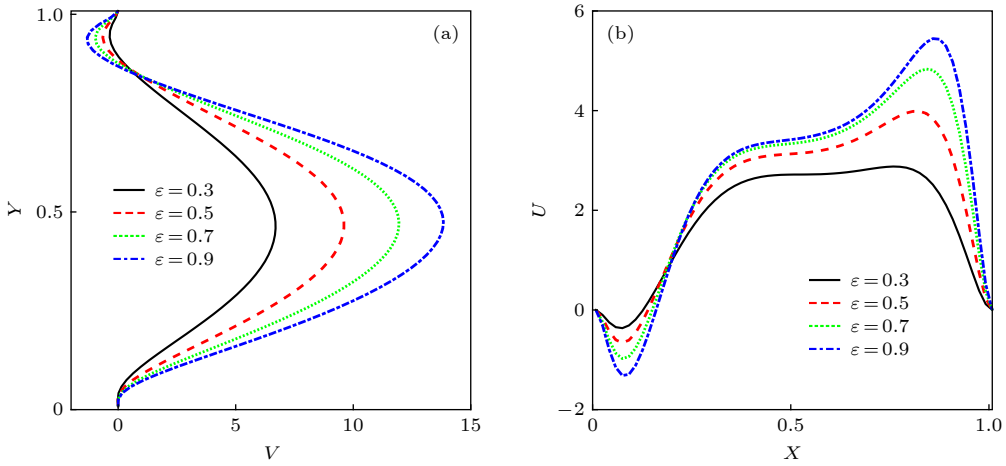

图 3 (a) 不同 ϵ 下 $X = 0$ 处的竖直速度分布; (b) $Y = 1$ 处的水平速度分布图

Fig. 3. (a) Vertical velocity distribution at $X = 0$; (b) horizontal velocity distribution at $Y = 1$ for different ϵ.

大, 热壁面附近的竖直流速明显增大; 同样地, 上壁面附近的水平速度也存在相同的增长趋势. 由于为正弦温度分布, 热浮升力在热壁面中点位置最强, 因此竖直速度的峰值在 $Y = 0.5$ 附近; 与此同时, 由于左上角小流胞的阻碍作用, 上壁面附近水平速度的峰值出现在 $X = 0.8$ 附近. 值得注意的是, 由于方腔的左上角存在一个逆时针旋转的小流胞, 因此, 在其附近的竖直和水平速度均为负值. 综上所述, 随着孔隙率的增大, 流体受到多孔介质的阻力减弱导致流速增强, 提升了热壁面处的换热效率.

如图 4(a) 所示, 随着孔隙率的增大, $Nu_{\rm ave}$ 数呈现上升趋势, 然而这种增长幅度逐渐减弱, 这一变化规律与以往均匀温度分布所得的结论相符[35]. 这是由于在较高孔隙率的情况下, 方腔内部多孔介质的阻碍作用较小, 孔隙率对方腔内传热效率的提升不明显. 为了进一步分析孔隙率对热壁面附近局部换热特性的影响, 本研究组还分析了热壁面处的局部 Nu 数随孔隙率变化的情况, 如图 4(b) 所示, 热壁面 $0.2 < Y < 0.6$ 为主换热区域, 不同孔隙率之间的变化差异并不明显. 与此同时, 在热壁面 $0.6 < Y < 0.8$, 随着 ϵ 的增大, 局部 Nu 数逐渐减小, 这是由于位于方腔中心的主流胞对流逐渐增强, 流胞形态逐步转变为偏平椭圆形, 使得温度边

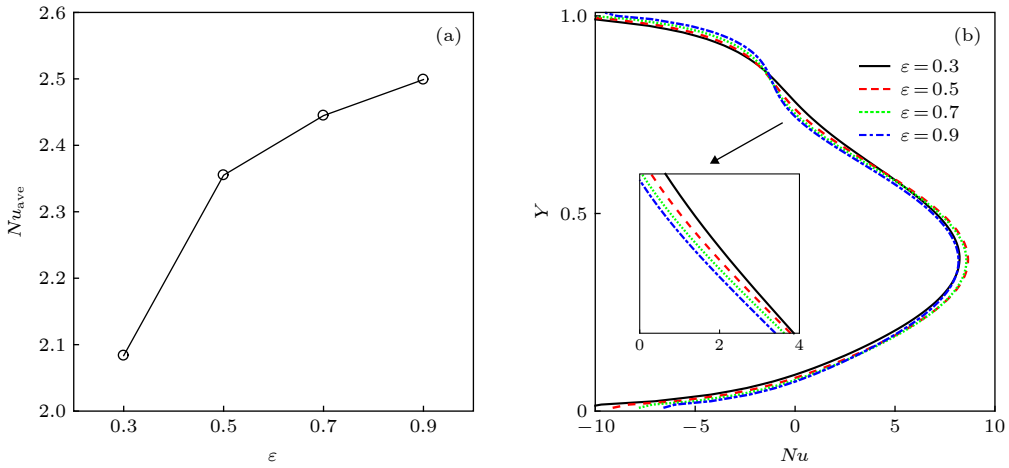

图 4 (a) 不同 ϵ 下热壁面处 Nu_{ave} 数分布曲线; (b) 热壁面处局部 Nu 数分布曲线

Fig. 4. (a) At the heated wall Nu_{ave} number; (b) local Nu number for different ϵ.

界层沿着主流胞流动方向扩散, 因此, 在该区域内温度边界层逐渐变厚, 局部换热效率下降. 但是在 $0 < Y < 0.2$ 和 $0.9 < Y < 1$ 靠近上下壁面区域附近, 其变化趋势恰好相反, 这是由于最大温度在热壁面中点位置, 向上或向下壁面延伸时热壁面温度逐渐减小, 在上下壁面局部形成了左侧低温右侧高温的现象, 因此在方腔左上角和左下角出现了热壁面向方腔内部吸热的现象, 并且形成了逆时针方向的小漩涡. 随着孔隙率的变大, 主流胞逐渐扩展至几乎整个方腔区域, 上下两个小流胞逐渐被挤压变小, 向左换热的区域逐渐被压缩并且换热效率变弱, 局部 Nu 数的绝对值逐渐变小主导了 Nu_{ave} 数的发展趋势, 因此, 随着孔隙率的增大, 流胞形态发生转变, 减少了热壁面从方腔内部的吸热量, 进一步促进了方腔内的对流换热效率, 使得热壁面处的 Nu_{ave} 数不断增大.

4.2 Ra 数对方腔内自然对流的影响

在自然对流问题中, Ra 数是表征自然对流综合强弱的重要无量纲准则数, 为了研究 Ra 数对方腔内自然对流的影响, 保持ϵ=0.9, $Da = 0.01$, $\phi = 0.01$, $Pr = 6.2$ 不变, Ra 数在 10^3—10^6 变化. 如图 5 所示, 当 $Ra = 10^3$ 时, 对流换热现象几乎可以忽略不计, 圆滑的主流胞集中在靠近热壁面区域内, 大量等温线呈现上下对称并垂直于水平方向, 温度梯度大部分集中在方腔左半侧区域内, 因此该状态下流场内主要以导热为主; 当 $Ra = 10^4$ 时, 方腔中心处形成了一个椭圆形状的对流胞, 由于浮升力的增强, 流体在进入热壁面下侧时促进了对流换热, 而流体在进入热壁面上侧时等温线将沿着流动方向扩散, 导致局部换热能力减弱, 此时方腔内换热方式仍然以导热为主; 当 $Ra = 10^5$ 时, 方腔中心处存在大量水平方向的等温线, 方腔中心的流胞开始出现向多个流胞分裂的趋势, 因此对流区域内主要以对流换热为主; 当 $Ra = 10^6$ 时, 此时方腔中心处的椭圆形流胞分裂成 2 个不规则小漩涡, 主流胞占据了几乎整个多孔介质方腔, 边界层被挤压变薄, 并且边界层附近存在很多沿流体流动方向的等温线. 值得注意的是, 随着 Ra 数的不断增大, 方腔左上方的对流胞在逐渐增大, 其中心位置不断向右侧移动, 挤占主流胞的空间.

本研究组还比较了不同 Ra 数下热壁面处竖直速度和上壁面处水平速度分布图像. 如图 6(a) 和图 6(b) 所示, 在低 Ra 数时热壁面处的流速十分微弱, 在高 Ra 数时热壁面处流体流速得到了显著提升, 这意味着 Ra 数的增加将直接增强方腔内自然对流的强度, 腔体内流胞环流变得越来越剧烈, 流动速率加快, 温度边界层变薄, 强化了壁面处的传热能力, 使得方腔内部温度变得越来越均匀. 随着 Ra 数的增大, 在主换热区域流速增大的同时, 方腔左上角小漩涡的流动速率也得到增大, 并且速度为负的区域明显扩大.

如图 7(a) 所示, 均匀温度分布模型表明热壁面的 Nu_{ave} 数随 Ra 数增大而增大 [20], 但是随着 Ra 数的增大, 当 $Ra = 10^4$ 时, 热壁面 Nu_{ave} 数出现了微弱减小现象. 为了进一步解释这一现象, 本研究组分析了局部 Nu 数的分布曲线. 如图 7(b) 所示, 随着瑞利数的增大, 局部 Nu 数的峰值位置

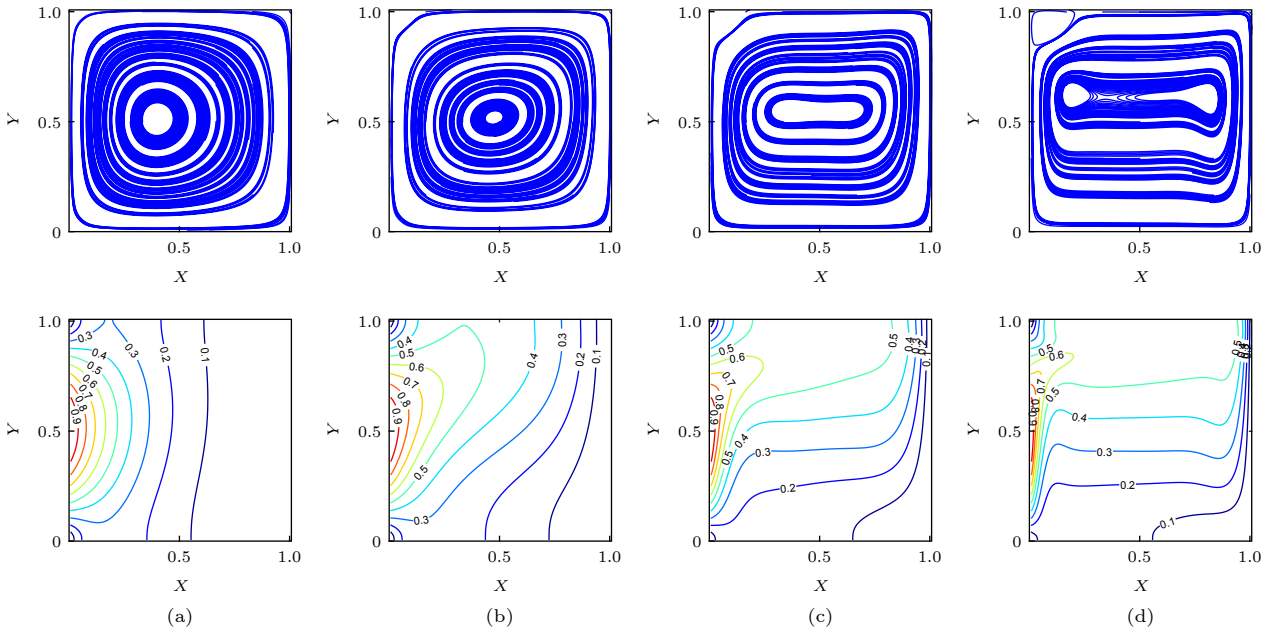

图 5 不同 Ra 下温度场和流场的分布图像 (a) $Ra = 10^3$; (b) $Ra = 10^4$; (c) $Ra = 10^5$; (d) $Ra = 10^6$

Fig. 5. Streamlines, isotherms contours for different Ra number: (a) $Ra = 10^3$; (b) $Ra = 10^4$; (c) $Ra = 10^5$; (d) $Ra = 10^6$.

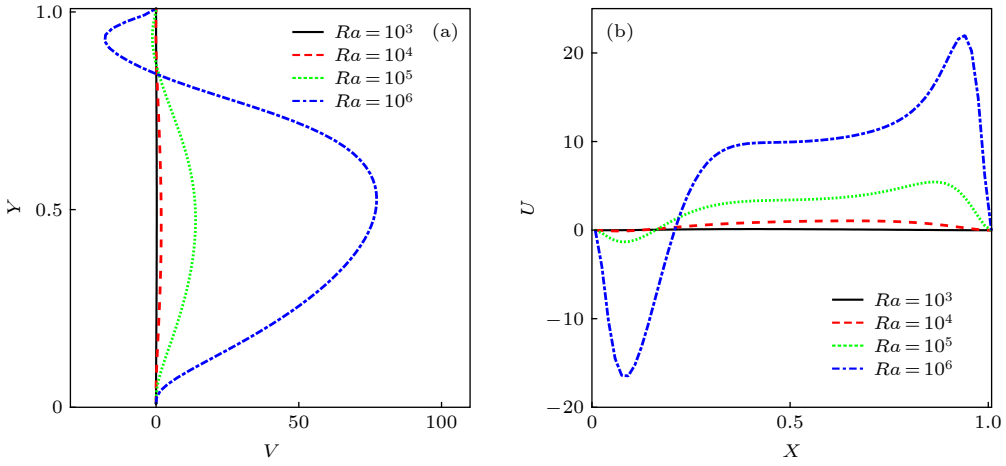

图 6 (a) 不同 Ra 下 $X = 0$ 处的竖直速度分布; (b) $Y = 1$ 处的水平速度分布图

Fig. 6. (a) Vertical velocity distribution at $X = 0$; (b) horizontal velocity distribution at $Y = 1$ for different ϵ.

集中在 $0.2 < \mathrm{Y} < 0.5$ 附近, 这是由于热浮升力的增强使得流速加快, 下侧热边界层变薄, 并且在高瑞利数时该换热区域占据主导地位, 因此, 在 $Ra = 10^5$ 和 10^6 时, 局部 Nu 数产生了显著的增长趋势. 但是, 在 $0.6 < Y < 0.8$, 当 $Ra = 10^3$ 和 10^4 时局部会出现 Nu 数被削弱的现象, 究其原因, 一方面, 是由于流胞逐渐转变为扁平的椭圆形, 对左上侧的热边界层挤压作用减弱; 另一方面, 随着瑞利数的增大, 中心流胞流速增大并转变为椭圆形状, 由于流体流速的增强, 该区间内等温线沿流胞主流区域流动方向扩散, 使得该局部温度边界层变厚. 此外, 由于热壁面为非均匀边界条件, 在上下壁面附近处出现了局部 Nu 数小于 0 的情况, 随着瑞利数的增加, 中心区域的换热效率增强, 同时上壁面附近向左的热通量也得到加强, 而下壁面受到主流胞挤压作用向左侧的换热效率微弱下降.

通过上述分析发现, 当 $Ra = 10^4$ 时, 热壁面上侧局部边界层沿流体流动方向扩散, 局部换热效率下降显著, 并且低温区域吸热现象随 Ra 数增大而增大, 导致左壁面的 Nu_{ave} 数出现了减小现象. 与此同时, 在高 Ra 数情况下, 由于方腔内主换热区域换热效率增长更加明显, 其壁面 Nu_{ave} 数增长显著, 受非均匀温度边界层影响较小.

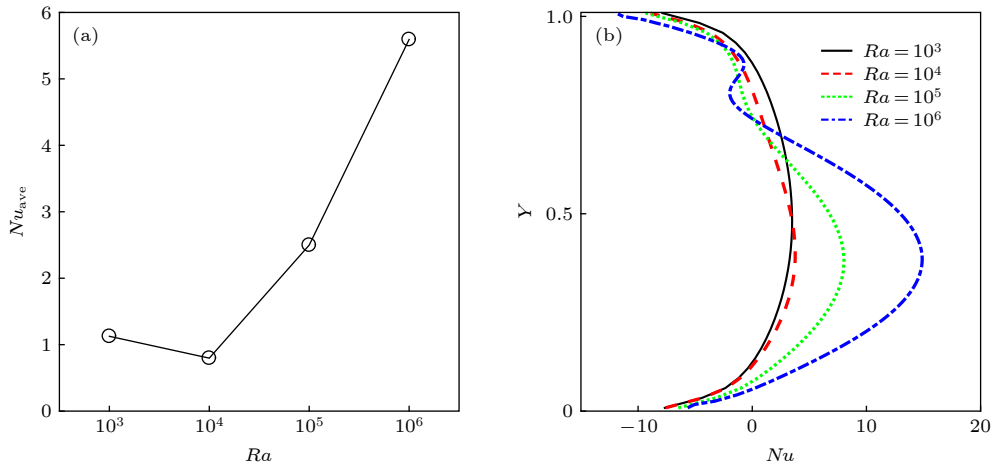

图 7 (a) 不同下 Ra 热壁面处 Nu_{ave} 数; (b) 热壁面处局部 Nu 数分布曲线

Fig. 7. (a) At the heated wall Nu_{ave} number; (b) local Nu number for different Ra.

4.3 倾斜角 γ 对流体流动换热的影响

当多孔介质方腔逆时针旋转一定角度时, 流体的流动形态和换热强度将会发生明显变化. 为了分析倾斜角 γ 的影响, 保持 $\epsilon=0.9$, $Da=0.01$, $\phi=0.01$, $Ra=10^5$, $Pr=6.2$ 不变, 倾斜角 γ 在 $0°\leqslant\gamma\leqslant120°$变化. 从图 8 可知, 当 $\gamma\neq0°$时, 方腔中心流胞的流线更加圆滑, 主流胞也更加向中心集中, 并且方腔中心为单一流胞, 未出现分裂成多个流胞的趋势. 从温度场可知, 当方腔施加倾角时, 在方腔中心形成了大量沿流胞主流速方向的弯曲等温线, 但是其温度边界层的变化在宏观云图中变化不明显.

因此, 本研究组计算了水平中心线的局部温度分布以及热壁面处 V_{ave}/Nu_{ave} 的对比图, 其中, V_{ave} 为沿 Y 方向的平均速度. 如图 9(a) 所示, 与 $\gamma=0°$相比, 热壁面附近温度下降更为迅速, 这意味着在有倾斜角的情况下热壁面中点附近的温度边界层变薄, 换热效率得到一定加强. 深入分析热壁面整体的换热效率. 如图 9(b) 所示, 当 $\gamma=40°$时, 发现壁面处的换热效率得到了较为显著的提升; 当 $\gamma=80°$时, Nu_{ave} 数存在削弱换热现象; 当 $\gamma=120°$时, 其强化传热作用较为微弱, 这一变化规律与以往文献 [36] 所得结论一致. 由于倾斜角的变化使得热浮升力的方向发生改变, 流体在 X 方向上存在浮升力的驱动, 影响了热壁面处 V_{ave} 的大小, 并且壁面处局部 V 会直接影响温度梯度以及壁面处传热强度, 因此 V_{ave}/Nu_{ave} 的变化趋势基本相同, 并呈现上下波动的趋势.

为了进一步探究 γ 对流体传热的影响, 本研究组分析了热壁面处局部 V 的分布曲线, 由于 $\gamma=120°$时旋涡流动方向为逆时针, 本文选取它的相反数作为参考. 从图 10(a) 可以看出, 当 $\gamma=40°$时, 其局部 V 的峰值存在最大值; 当 $\gamma=80°$时, 其局部 V 的峰值最小, 并且绝大多数区域小于 $\gamma=0°$时的数值; 当 $\gamma=120°$时, 速度峰值数值与 $\gamma=0°$时几乎接近, 因此 $\gamma=40°$时强化效果最为明显, 而 $\gamma=80°$时则产生削弱现象. 最后, 为了进一步细致分析 $\gamma=120°$时局部 Nu 数的分布规律, 本研究组给出了不同倾角下局部 Nu 数的分布曲线. 如图 10(b) 所示, 当 $\gamma=0°$, 40°和 80°时, 非均匀温度边界条件在中点以上位置出现了与主换热区域相反趋势的分布情况, 而最大局部 Nu 数存在于热壁面中点以下区域. 这是由于当流体流动方向为顺时针时, 中点以下的流体受到浮升力和主流包挤压作用的影响, 对流换热作用最显著. 由图 10(b) 可知, 主换热区域内的换热强度由强到弱依次为 40°, 0°和 80°. 当 $\gamma=120°$时, 流胞旋转方向的转变使得热壁面最大局部 Nu 数出现在壁面中点以上的位置, 而局部 Nu 数的峰值介于 0°和 40°之间.

对方腔施加倾角后, 热浮升力的有效作用发生改变, 使得壁面的竖直速度发生改变, 而壁面 V_{ave} 与 Nu_{ave} 数关联性增强. 当 $\gamma=40°$时, 通过提升主换热区域的竖直速度可以提高该区域内局部 Nu 数, 使得整体壁面换热效率增强. 类似地, 当 $\gamma=80°$时, 壁面竖直速度的削弱对流体传热效率的影响较为明显, 导致壁面换热效率下降显著. 这一规律与文献 [36] 所得结论相符, 表明主换热区域

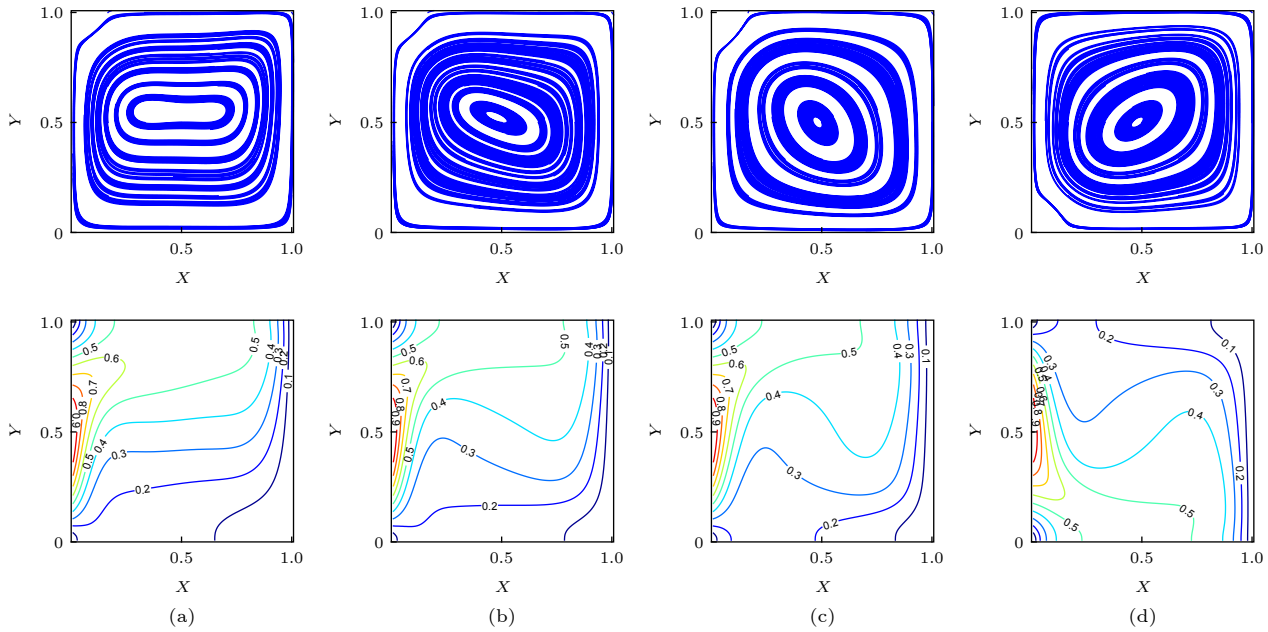

图 8 不同γ下温度场和流场的分布图像 (a) $\gamma=0°$; (b) $\gamma=40°$; (c) $\gamma=80°$; (d) $\gamma=120°$

Fig. 8. Streamlines, isotherms contours for different γ number: (a) $\gamma=0°$; (b) $\gamma=40°$; (c) $\gamma=80°$; (d) $\gamma=120°$.

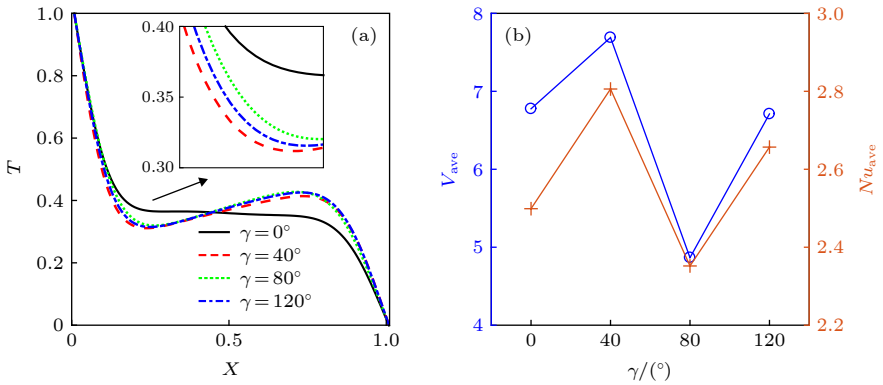

图 9 (a) 不同γ时 $Y=0.5$ 处局部温度分布曲线; (b) 热壁面处 V_{ave}/Nu_{ave} 的分布曲线

Fig. 9. (a) Local temperature distribution along the $Y=0.5$; (b) average velocity in the y direction & Nu_{ave} number at the heated wall in different γ.

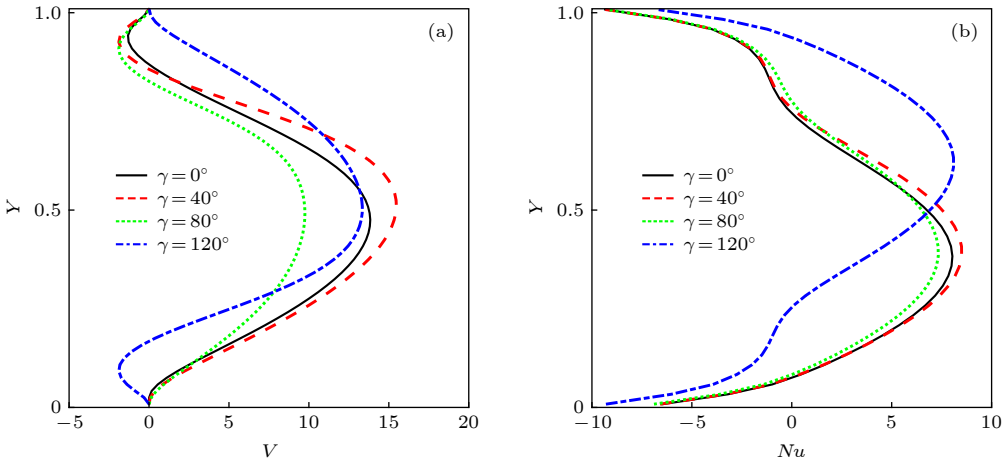

图 10 (a) 不同γ下热壁面处局部竖直速度 V; (b) 热壁面处局部 Nu 数的分布曲线

Fig. 10. (a) Local velocity in the y direction; (b) local Nu_{ave} number at the heated wall in different γ.

对壁面 $Nu_{\rm ave}$ 数影响较为明显, 壁面低温区域从方腔内吸热的强度受倾斜角的影响较小, 这是由于主换热区域和主流区域近似重叠, 因此, 随倾斜角的变化, 均匀或非均匀边界条件下主换热区域内 $Nu_{\rm ave}$ 数强化或削弱作用都将起到主导作用.

本研究组还研究了不同倾斜角下孔隙率的增加对方腔内强化传热的影响. 如图 11(a) 所示, 在施加倾斜角的情况下, 随着孔隙率的增大, 当 $\epsilon = 0.9$ 时, $Nu_{\rm ave}$ 数出现轻微减小; 而没有施加倾角时, $Nu_{\rm ave}$ 数随 ϵ 的增大而增大. 当 $\gamma = 40°$ 时, $Nu_{\rm ave}$ 数的增长幅度最大, 当 $\epsilon = 0.7$ 时, $Nu_{\rm ave}$ 数达到峰值, 与 $\gamma = 0°$ 的情况相比, $Nu_{\rm ave}$ 数在 $\epsilon = 0.7$ 时提升了 17.72%.

当方腔不施加倾角时, 壁面处的 $Nu_{\rm ave}$ 数随孔隙率增加而增加, 但是在施加倾斜角条件时, 方腔热壁面的 $Nu_{\rm ave}$ 数出现先增加后减小的趋势, 为了解释这一现象, 以 $\gamma = 40°$ 和 0°时孔隙率为 0.7 和 0.9 的情况为例进行分析. 如图 11(b) 所示, 当 $\gamma = 0°$ 时, 在主换热区域内 $(0.2 < Y < 0.6)$, 孔隙率增大, 局部 Nu 数减小的幅度较小, 而位于上壁面附近区域内, 局部 Nu 数的增长成为主导. 局部 Nu 数是由导热系数比值 k_m/k_f 和热壁面温度梯度所组成, 当 $\gamma = 0°$ 时, 左壁面温度梯度的增加幅度相对于 k_m/k_f 减小幅度更加显著, 因此, 随着孔隙率的增加, $Nu_{\rm ave}$ 数呈现出单调递增的趋势. 当 $\gamma = 40°$ 时, 方腔内对换热能力起主导作用的依然位于主换热区域 $(0.2 < Y < 0.6)$, 在此区域内, 随着孔隙率的增大, 局部 Nu 数减小的幅度更为明显, 从而导致了孔隙率为 0.9 时 $Nu_{\rm ave}$ 数的轻微减小. 这是由于随着孔隙率的进一步增大, 多孔介质导热对方腔传热效率的贡献逐渐变小, 即 k_m 随孔隙率增大而减小, 而施加不同倾斜角后, 左壁面处的温度梯度在 $0.7 < \epsilon < 0.9$ 增长的幅度减缓, 倾斜角的变化使得 k_m/k_f 的减小幅度相比于左壁面温度梯度的增加幅度更加显著, 因此加热壁面的局部 Nu 数出现了减小的情况. 值得注意的是, 当 $\gamma = 80°$ 与 $\gamma = 0°$ 进行对比时可知, 热壁面处的 $Nu_{\rm ave}$ 数在 ϵ=0.9 时产生了削弱的作用. 这可能是由于在低孔隙率的情况下, 沿 X 方向的作用力可以更有效地促进流场的对流换热, 而随着孔隙率的增加, 方腔内流速加快, 在热壁面沿 Y 方向上热浮升力不再起到主导作用, 从而使得热壁面的换热效率低于 $\gamma = 0°$ 时的换热效率. 通过分析发现, 在高孔隙率时对方腔施加不同的倾角, 随孔隙率增大, 壁面温度梯度增长幅度以及多孔介质对流体流速的影响减弱, 使得热壁面处的传热能力得到抑制, 并且当 ϵ=0.7 时左壁面处的 $Nu_{\rm ave}$ 数达到峰值, 这表明在高孔隙率时, 壁面处的 $Nu_{\rm ave}$ 数受到 k_m/k_f 减小的影响将更加明显.

最后, 本研究组分析了不同 γ 下随着纳米颗粒体积分数的增加, 方腔内部的换热机理. 如图 12(a) 所示, 随着纳米颗粒体积分数的增加, 当 $\gamma = 40°$, 80°和 120°时, 热壁面处的 $Nu_{\rm ave}$ 数存在微弱增大的趋势, 且当 $\gamma = 40°$ 时, $Nu_{\rm ave}$ 数最大, 强化换热现象最明显, 而当 $\gamma = 0°$ 时, $Nu_{\rm ave}$ 数反而出现了微弱削弱的趋势, 且 ϕ=0.04 较 ϕ=0 时的 $Nu_{\rm ave}$ 数

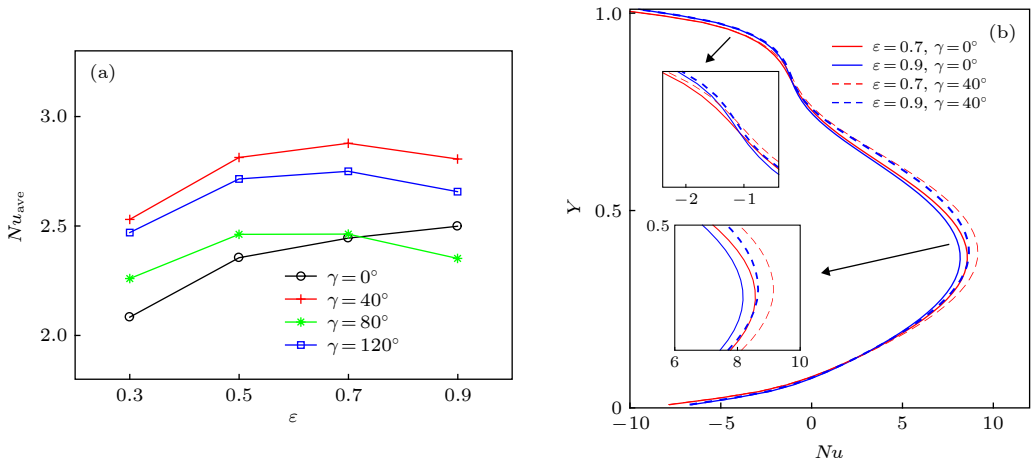

图 11 (a) 随着 ϵ 的增加不同 γ 时热壁面 $Nu_{\rm ave}$ 数分布曲线; (b) 当 $\gamma = 0°$, 40°时, 不同 ϵ 下局部 Nu 数的分布曲线

Fig. 11. (a) Variation of $Nu_{\rm ave}$ number as a function of ϵ in different γ at the heated wall; (b) when $\gamma = 0°$, 40°, variation of local Nu number at the heated wall in different ϵ.

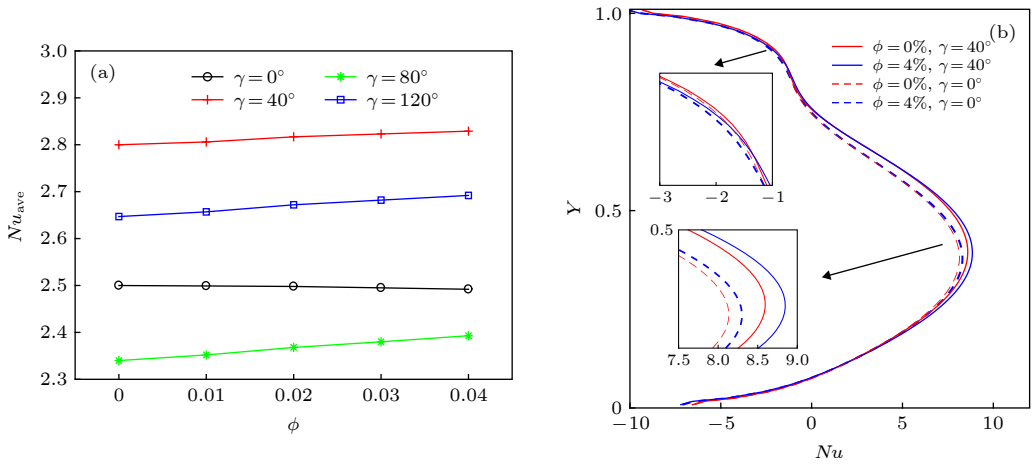

图 12 (a) 随着 ϕ 的增加不同γ下热壁面 Nu_{ave} 数分布曲线; (b) 当$\gamma=0°$, 40°时, 不同 ϕ 下局部 Nu 数的分布曲线

Fig. 12. (a) Variation of Nu_{ave} number as a function of ϕ in different γ at the heated wall; (b) when $\gamma=0°$, 40°, variation of local Nu number at the heated wall in different ϕ.

微弱减小了 0.32%. Ho 等[20] 采用同样的导热系数和粘度公式进行方腔内数值模拟, 发现随着 Al_2O_3-water 纳米流体体积分数的增加, 热壁面的 Nu_{ave} 数缓慢增加. 导致本文的结果与文献 [26] 的差异主要由以下两个方面原因: 一方面, 由于本文采用非均匀温度边界, 在增强高温壁面换热效率的同时, 由于靠近上下两个壁面处存在从方腔内部吸热的现象, 这部分区域也随之被加强并在$\gamma=0°$时占据主导趋势; 另一方面, 在$\gamma=0°$时, 随体积分数的增加流体粘度变大, 热壁面的平均温度梯度缓慢减小, 这一减小幅度相比 k_m/k_f 的增长幅度更为显著, 导致 Nu_{ave} 数出现缓慢下降的现象.

但是, 当对方腔施加任意倾角时, 热壁面 Nu_{ave} 数缓慢增长, 为了进一步分析这种不同变化趋势的原因, 在图 12(b) 中, 以$\gamma=0°$和 40°, 纳米颗粒体积分数为 0% 和 4% 的情况为例进行分析, 一方面, 当$\gamma=40°$时, 在主换热区 ($0.2<Y<0.6$) 附近, 随着孔隙率的增大, 局部 Nu 数随之增长; 另一方面, 虽然随体积分数的增大流体, 有效粘度逐渐变大导致流体流速降低, 对流强度缓慢下降, 但是施加不同的倾斜角后, 壁面温度梯度呈现微弱增加趋势, 而 k_m/k_f 增长幅度固定不变, 使得在$\gamma=40°$时 Nu_{ave} 数单调递增趋势更加明显. 这说明通过对方腔施加一定倾斜角, 改变了壁面温度梯度变化趋势, 进而改变了其 Nu_{ave} 数. 因此, 热壁面的换热效率取决于γ和ϕ对壁面温度梯度的影响.

5 结 论

纳米流体作为良好的换热媒介被广泛地应用到强化传热领域, 很多因素会影响其强化传热特性, 其中包括多孔介质孔隙率、纳米流体体积分数、方腔倾斜角度以及边界条件等因素. 本文以非均匀温度边界条件为例, 采用 LBM 系统研究方腔内 Al_2O_3-H_2O 纳米流体的对流传热特性, 重点讨论了不同γ对腔内换热效率的作用, 以及ϵ和ϕ对不同倾斜角下多孔介质方腔内流动换热的影响. 通过对非均温度边界条件的情况研究表明, Ra 数、孔隙率和纳米颗粒体积分数并不像均匀温度边界条件那样始终起到强化传热的效果.

主要结论如下:

1) 在低 Ra 数时, 流体受非均匀温度边界层低温区域影响出现吸热现象, 热壁面处的 Nu_{ave} 数出现轻微减小的趋势, 这与以往采用均匀温度分布的文献 [20] 所得结论存在差异; 在高 Ra 数时, 由于瑞利数综合表现为热浮升力的强度, 方腔内主换热区域换热效率增长更加明显, 热壁面处 Nu_{ave} 数增大最为显著, 受到非均匀温度边界层影响较小.

2) 随着γ的增加, 方腔内热浮升力随之发生改变, 通过对壁面流速的改变, 对其壁面强化换热效果产生不同影响, 当$\gamma=40°$时, 左壁面的 Nu_{ave} 数增长幅度较为明显; 而当$\gamma=80°$时, 左壁面的 Nu_{ave} 数反而产生削弱作用. 这一规律与文献 [36] 所得结论相符, 这是由于主换热区域和主流区域近似重叠, 而壁面 V_{ave} 与 Nu_{ave} 数关联性较强, 因此

壁面 $Nu_{\rm ave}$ 数受主换热区域影响较为明显, 而壁面吸热区域受到倾斜角的影响较小.

3) 均匀温度边界条件下的研究表明, 壁面处的 $Nu_{\rm ave}$ 数随孔隙率增加而增加[12]; 而非均匀温度边界条件下的结果表明, 在高孔隙率对方腔施加不同倾角时, 增大孔隙率对壁面温度梯度的促进作用减弱, 因此, 孔隙率的增加对热壁面处的传热能力存在抑制作用.

4) 对于均匀温度分布边界条件下的研究表明, 热壁面的 $Nu_{\rm ave}$ 数随 Al_2O_3-H_2O 纳米流体体积分数增加而缓慢增加[20], 而本文非均匀温度边界条件下的研究表明, 当$\gamma = 0°$时, 随ϕ的增大流体受粘性增长的影响较为明显, 热壁面温度梯度缓慢下降, $Nu_{\rm ave}$ 数存在微弱减小的趋势. 而施加倾斜角后, 热壁面温度梯度受流体粘性增长的影响减弱, 导致随 ϕ 的增大热壁面温度梯度微弱增大, 使 $Nu_{\rm ave}$ 数呈现微小增长趋势.

通过上述总结归纳发现, 在本文所研究的非均匀温度边界物理模型下, 纳米颗粒体积分数所产生的强化换热作用不再明显. 给定 Ra 数时, 要有效改善纳米流体流动换热效率, 就需要利用多孔介质对有效导热系数的提升, 以及倾斜角对系统内的扰动作用, 采用合适的孔隙率和方腔倾斜角度对方腔进行干预.

参考文献

[1] Kefayati G 2017 *Int. J. Heat Mass Transfer* **112** 709
[2] Li X F, Zhu D S 2009 *Cryogenics & Superconductivity* **37** 67 (in Chinese) [李新芳, 朱冬生 2009 低温与超导 **37** 67]
[3] Zhang J, Bai G J, Ma W Q, Wang G 2017 *Journal of Gansu Sciences* **29** 110 (in Chinese) [张晶, 白国君, 马文强, 王刚 2017 甘肃科学学报 **29** 110]
[4] Khanafer K, Vafai K, Lightstone M 2003 *Int. J. Heat Mass Transfer* **46** 3639
[5] Hatami M 2017 *J. Mol. Liq.* **233** 1
[6] Chen S, Du R 2011 *Energy* **36** 1721
[7] Selimefendigil F, Öztop H F 2016 *J. Mol. Liq.* **216** 67
[8] Hatami M 2017 *Journal of Molecular Liquids* **233** 1
[9] Jahanshahi M, Hosseinizadeh S F, Alipanah M, Dehghani A, Vakilinejad G R 2010 *Int. Commun. Heat Mass Transfer* **37** 687
[10] Mackie C, Desai P, Meyers C 1999 *Int. J. Heat Mass Transfer* **42** 3337
[11] Khair K 1985 *Int. J. Heat Mass Transfer* **28** 909
[12] Lam P, Prakash K 2014 *Int. J. Heat Mass Transfer* **69** 390
[13] Kaluri R, Basak T 2011 *Energy* **36** 5065
[14] Alsabery A, Chamkha A, Saleh H, Hashim I 2017 *Int. J. Heat Mass Transfer* **7** 2357
[15] Toosi M H, Siavashi M 2017 *J. Mol. Liq.* **238** 553
[16] Wu F, Zhou W, Ma X 2015 *Int. J. Heat Mass Transfer* **85** 756
[17] Basak T, Roy S, Paul T, Pop I 2006 *Int. J. Heat Mass Transfer* **49** 1430
[18] Ghasemi K, Siavashi M 2017 *J. Mol. Liq.* **233** 415
[19] Sivasankaran S, Alsabery A I, Hashim I 2018 *Phys. A (Amsterdam, Neth.)* **509** 275
[20] Ho C J, Chen M W, Li Z W 2008 *Int. J. Heat Mass Transfer* **51** 4506
[21] Ashorynejad H R, Hoseinpour B 2017 *J. Theor. Appl. Mech.* **62** 86
[22] Nield D A, Bejan A 2006 *Convection in Porous Media* (Vol. 3) (New York: Springer) pp37–55
[23] Grott M, Knollenberg J, Krause C 2010 *J. Geophys. Res.: Planets* **115** E11005
[24] Reddy K S, Sreedhar D 2016 *Int. J. Curr. Eng. Technol.* **6** 2277
[25] Sheikholeslami M, Gorji-Bandpy M, Domiri Ganji D 2013 *Energy* **60** 501
[26] Selimefendigil F, Öztop H 2014 *Int. J. Heat Mass Transfer* **78** 741
[27] Seta T, Takegoshi E, Okui K 2006 *Math. Comput. Simul.* **72** 195
[28] Mohamad A, Kuzmin A 2010 *Int. J. Heat Mass Transfer* **53** 990
[29] Sajjadi H, Delouei A A, Atashafrooz M, Sheikholeslami M 2018 *Int. J. Heat Mass Transfer* **126** 489
[30] Sajjadi H, Kefayati G 2015 *Heat Transf. Asian Res.* **45** 795
[31] Javadi K, Kazemi K 2018 *Phys. Fluids* **30** 017104
[32] Sadr M, Gorji H 2017 *Phys. Fluids* **29** 122007
[33] Davis G D V, Jones I P 1983 *Int. J. Numer. Methods Fluids* **3** 227
[34] Nithiarasu P, Seetharamu K N, Sundararajan T 1997 *Int. J. Heat Mass Transfer* **40** 3955
[35] Wang J, Lou Q, Xu H, Chen J, Yang M 2018 *Int. Commun. Heat Mass Transf.* **35** 405
[36] Kefayati G H R 2018 *Int. J. Heat Mass Transfer* **116** 762

Numerical simulation of natural convection of nanofluids in an inclined square porous enclosure by lattice Boltzmann method*

Zhang Bei-Hao Zheng Lin †

(*School of Energy and Power Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing* 210094, *China*)

(Received 28 February 2020; revised manuscript received 8 April 2020)

Abstract

In this work, numerical simulation of nature convection of Al_2O_3-H_2O nanofluid in an inclined square porous enclosure is investigated to analyze the influence of different physical parameters on fluid flow and heat transfer via the lattice Boltzmann method. Due to stable chemical properties and low price in the dispersion system, Al_2O_3-H_2O nanofluid is widely used in the field of industrial heat transfer enhancement, which is the focus of present work. When the nanofluid is transport in a porous media, the Darcy-Brinkman-Forchheimer model is usually used to describe the porous media effects on nanofluid flow. Compared with uniform thermal boundary condition, the natural convection of nanofluids with non-uniform thermal boundary condition has not received much attention. In this paper, the sinusoidal boundary condition is applied to the left side wall to analyze the heat transfer mechanism of Al_2O_3-H_2O nanofluid in the inclined square porous enclosure. The effect of porosity ($0.3 \leqslant \epsilon \leqslant 0.9$), Rayleigh number ($10^3 \leqslant Ra \leqslant 10^6$), volume fraction of nanoparticle ($0 \leqslant \phi \leqslant 0.04$), tilt angle ($0° \leqslant \gamma \leqslant 120°$) on the heat transfer performance are systematically investigated. Numerical results show that the non-uniform boundary condition can affect the heat transfer performance on Al_2O_3-H_2O nanofluid with different physical quantities, which is different from the uniform boundary condition. When $\gamma = 0°$ and Ra is fixed, the $Nu_{\rm ave}$ number (average Nusselt number) at the heated wall increases with porosity. When $\gamma = 40°$, $80°$ or $120°$, the $Nu_{\rm ave}$ reaches its maximum value at $\epsilon = 0.7$. In addition, if ϵ and Ra are fixed, the results show that the heat transfer performance is most efficient at $\gamma = 40°$ whereas it is weakened at $\gamma = 80°$. Moreover, when different inclination angles are applied to the square cavity, the $Nu_{\rm ave}$ increases slightly with an augmentation of ϕ. In all, compared with the uniform temperature boundary condition, the effect of volume fraction of nanoparticles on the enhanced heat transfer is not significant, therefore, to improve the heat transfer performance of nanofluids with given ϕ and Ra, it is necessary to take advantage of the improvement of effective thermal conductivity for the nanofluids in porous media and the perturbation influence of inclination angles on the system together with using appropriate porosity and square cavity tilt angle to intervene the flow.

Keywords: nanofluids, nature convection, non-equilibrium temperature distribution, lattice Boltzmann method

PACS: 44.25.+f, 44.30.+v, 47.61.–k, 47.11.Qr **DOI:** 10.7498/aps.69.20200308

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51876092, 51506097).

† Corresponding author. E-mail: lz@njust.edu.cn