

多孔介质平板通道发展传热中非局部热平衡时的温度分布特征*

杨 骁^{1,2}, 刘雪梅^{1,2}

(1. 上海大学 理学院 力学系, 上海 200444;
2. 上海市应用数学和力学研究所, 上海 200072)

(程昌钧推荐)

摘要: 研究了多孔介质平板通道中, Darcy 流体发展传热强迫对流非局部热平衡下, 固相骨架和孔隙流体的温度分布特征。考虑流体流动方向的热传导以及固相和流相相互作用的粘性耗散, 根据非局部热平衡的两能量方程模型, 得到了常壁温度时多孔介质固相骨架温度和孔隙流体温度的解析解。证明了当两相间的热交换系数趋于无穷大时, 两能量方程的温度解趋于局部热平衡时一能量方程的温度解。针对不同的无量纲参数, 给出了固相和流相的温度分布状态, 通过参数研究, 揭示了非局部热平衡强迫对流时温度对无量纲参数的依赖关系。

关键词: 多孔介质; 发展传热强迫对流; 非局部热平衡; Brinkman 数; Biot 数; Péclet 数

中图分类号: O357.3; TK124 文献标识码: A

引 言

多孔介质理论早期主要应用和发展于采矿学、土力学和水文地质学等领域中^[1], 当时, 主要关注多孔介质中等温流体的运动特性和固相骨架的变形规律。然而, 近年来多孔介质中非等温流体的运动成为研究热点之一, 其原因为大孔隙度多孔介质已广泛应用于复合材料制造、建筑物绝热材料和电力系统的储能装置等设备中^[2~4]。目前, 有关多孔介质热-力-流耦合作用的研究取得了长足的进展^[1,5]。

多孔介质高表面积比的特征使其在传热传质领域中得到广泛的应用, 高表面积比可提高固相和流相间的宏观热交换系数, 以增加热量传递效率。在这方面的研究中, 常用的模型假定在基本单元体内固相骨架和孔隙流体的温度相等, 即固相骨架和孔隙流体之间达到充分的热交换。此时, 可采用局部热平衡模型(一能量方程模型)进行理论研究和分析。基于此模型, 在 Péclet 数 Pe 充分大时, 可忽略流体流动方向的热传导效应, 即充分发展的传热情形(fully developed heat transfer), 这方面有关 Darcy 流体的传热研究已有众多的成果^[6]。对于 Brinkman 流体,

* 收稿日期: 2005_06_13; 修订日期: 2006_04_27

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10272070); 上海市重点学科建设资助项目(Y0103)

作者简介: 杨骁(1965—), 男, 山西人, 博士、教授、博导, 主要研究多孔介质理论、非线性固体力学(联系人, Tel. + 86_21_66134972; Fax: + 86_21_66134463; E_mail: xyang@staff.shu.edu.cn)。

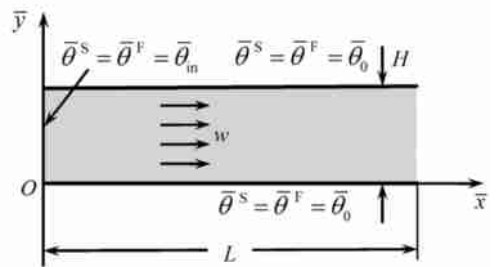
Haji_Sheikh 和 Vafai^[7]研究了任意截面形状直管道中的传热问题, 并就推广的 Graetz 方法和加权剩余法进行了比较。对于考虑流体流动方向热传导效应的传热问题, 即发展传热情形 (developing heat transfer), Simacek 和 Advani^[8]研究了复合材料铸造工艺中 Darcy 流树脂在多孔介质中的传热问题, 得到了多孔介质通道中温度的级数解析解, 并就温度分布特征进行了详细的讨论。Kuznetsov 等人^[9]利用 Brinkman 模型和推广的 Graetz 方法, 考虑流体粘性耗散, 分析研究了无限长圆管通道中的传热问题, 得到了 Nusselt 数的表达式, 并进行了广泛的参数研究。Nield 和 Kuznetsov^[10]则研究了非牛顿流体在多孔介质中的传热问题。

如果流体在多孔介质中高速流动, 通常并不能保证基本单元体内固相骨架和孔隙流体的温度相等, 此时, 必须考虑由于物相间的温差而引起的传热效应, 采用非局部热平衡模型 (两能量方程模型) 研究其传热传质特性。在充分发展的传热情形下, 利用推广的 Graetz 法, Nield 等人^[11]和 Nield 和 Kuznetsov^[12]研究了 Darcy 流体在多孔介质通道中传热时的温度分布, 计算了基本温度模态所对应的 Nusselt 数。Nield 等人^[13]研究了 Brinkman 流体非局部热平衡的传热特性, 考察了各种无量纲参数对 Nusselt 数的影响。在非局部热平衡的传热情形中, 通常还存在着两相间的附加热对流和附加热传导效应, 有关这方面的研究可参见 Quintard 和 Whitaker^[14], Zhang 和 Huang^[15]等的工作。可见, 非局部热平衡情形下多孔介质的传热问题有待于进一步的深入研究和分析。

在非局部热平衡的假定下, 本文研究了多孔介质平板通道的强迫热对流问题。忽略非局部热平衡时的附加热传导和附加热对流效应, 考虑固相和流相相互作用的粘性耗散和流体流动方向的热传导效应, 基于两能量方程模型, 首先, 得到了常壁温度时非局部热平衡的多孔介质固相骨架和孔隙流体温度的解析解。严格证明了当两相间的无量纲热交换系数 e_0 趋于无穷大时, 非局部热平衡的两相温度 θ^S 和 θ^F 均趋于局部热平衡的温度 θ 。其次, 考察了 Peclet 数, Brinkman 数, Biot 数和两相热传导系数比 k_r 等对温度分布的影响。结果表明, 非局部热平衡状态普遍存在于平板通道中, 随着 Biot 数 e_0 和热传导系数比 k_r 的增加, 非局部热平衡状态区域逐渐减小。然而, Peclet 数 Pe 的增加将扩大非局部热平衡的区域。

1 数学模型

考虑厚为 H 、长为 L ($L \gg H$) 的均匀多孔介质平板通道中的 Darcy 理想流体 (图 1)。若通道两端 $x = 0$ 和 $x = L$ 处的孔隙压力分别为 p_0 和 p_1 , 上下表面不渗透, 忽略温度梯度对固相和流相相互作用的影响, 则由多孔介质理论^[1]可知, 在固相骨架和孔隙流体的稳态响应中, 孔隙流体的定常流动沿 Ox 方向, 其速度 $w = \phi(p_0 - p_1)/(S_v L)$ 为常量。这里, ϕ 为多孔介质的孔隙度, S_v 为孔隙流体与固相骨架相互作用的耦合系数, 与 Darcy 渗透系数 K^F 的关系为 $S_v = \phi^2 \gamma^{FR}/K^{F[1]}$, 其中, γ^{FR} 为流体的真实比重。



记多孔介质固相骨架和孔隙流体的温度分别为 $\theta^S(x, y)$ 和 $\theta^F(x, y)$, 则在上述假定下稳态响应时非局部热平衡情形下固相骨架和孔隙流体的能量方程分别为^[12, 16]

$$\begin{cases} k^S \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} \theta^S + e_{\ominus}(\theta^F - \theta^S) = 0, \\ k^F \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} \theta^F - e_{\ominus}(\theta^F - \theta^S) - c^F \rho^F w \frac{\partial \theta^F}{\partial x} + S_{\sqrt{w}}^2 = 0, \end{cases} \quad (1)$$

其中, k^S 和 k^F 分别为固相和流相物质的宏观热传导系数, e_{\ominus} 为两相间的宏观热交换系数, ρ^F 和 c^F 分别为流相的宏观质量密度和比热系数, 而 $S_{\sqrt{w}}^2$ 为固相和流相间相互作用而引起的粘性耗散。

假定平板通道上下表面的温度为 θ_0 , $x = 0$ 处的温度为 θ_{in} , 则边界条件为

$$\begin{cases} \theta^S = \theta^F = \theta_0, & y = 0, H, \\ \theta^S = \theta^F = \theta_{in}, & x = 0, \\ \theta^S, \theta^F \rightarrow \text{keep finite}, & x = L \rightarrow +\infty \end{cases} \quad (2)$$

引入如下无量纲量和常量

$$\begin{cases} y = \frac{y}{H}, x = \frac{x}{L}, \theta^S = \frac{\theta^S}{\theta_{\max}}, \theta^F = \frac{\theta^F}{\theta_{\max}}, \theta_0 = \frac{\theta_0}{\theta_{\max}}, \theta_{in} = \frac{\theta_{in}}{\theta_{\max}}, \\ \lambda = \frac{H}{L}, k^S = \frac{k^S}{k^S + k^F}, k^F = \frac{k^F}{k^S + k^F}, e_{\ominus} = \frac{H^2 e_{\ominus}}{k^S + k^F}, \\ c^F = \mathcal{N}Pe, B_r = \frac{S_{\sqrt{w}} H^2 w^2}{(k^S + k^F) \theta_{\max}}, Pe = \frac{H \rho^F c^F w}{k^S + k^F}. \end{cases} \quad (3)$$

这里, $\theta_{\max} = \max\{\theta_0, \theta_{in}\}$, 且 Pe 为 P clet 数, B_r 为 Brinkman 数, e_{\ominus} 为 Biot 数。

于是, 无量纲温度 $\theta^S(x, y)$ 和 $\theta^F(x, y)$ 的边值问题为

$$\begin{cases} k^S \left\{ \lambda^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} \theta^S + e_{\ominus}(\theta^F - \theta^S) = 0, \\ k^F \left\{ \lambda^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} \theta^F - e_{\ominus}(\theta^F - \theta^S) - c^F \frac{\partial \theta^F}{\partial x} + B_r = 0; \end{cases} \quad (4)$$

$$\begin{cases} \theta^S = \theta^F = \theta_0, & y = 0, 1, \\ \theta^S = \theta^F = \theta_{in}, & x = 0, \\ \theta^S, \theta^F \rightarrow \text{keep finite}, & x = \rightarrow \infty \end{cases} \quad (5)$$

2 非局部热平衡情形下的温度

由于 $k^S + k^F = 1$, 则控制方程(4)有特解

$$\begin{cases} \theta^{*S}(y) = \theta_0 + B_r \left[\frac{1}{2} y(1-y) + \frac{e^{-\gamma y} + e^{-\gamma(1-y)} - 1 - e^{-\gamma}}{\gamma^2(1+e^{-\gamma})} \right], \\ \theta^{*F}(y) = \theta_0 + B_r \left[\frac{1}{2} y(1-y) - \frac{k^S}{k^F} \cdot \frac{e^{-\gamma y} + e^{-\gamma(1-y)} - 1 - e^{-\gamma}}{\gamma^2(1+e^{-\gamma})} \right], \end{cases} \quad (6)$$

其中, $\gamma = \sqrt{e_{\ominus}/(k^S k^F)}$. 令

$$\begin{cases} \theta^S(x, y) = \sum_{k=0}^{\infty} T_k^S(x) \sin[(2k+1)\pi y] + \theta^{*S}(y), \\ \theta^F(x, y) = \sum_{k=0}^{\infty} T_k^F(x) \sin[(2k+1)\pi y] + \theta^{*F}(y). \end{cases} \quad (7)$$

代入控制方程(4)中, 得

$$\begin{cases} T_k^{S''} - \frac{(2k+1)^2\pi^2 + \gamma^2 k^F}{\lambda^2} T_k^S + \frac{\gamma^2 k^F}{\lambda^2} T_k^F = 0, \\ T_k^{F''} - \frac{c^F}{\lambda^2 k^F} T_k^{F'} - \frac{(2k+1)^2\pi^2 + \gamma^2 k^S}{\lambda^2} T_k^F + \frac{\gamma^2 k^S}{\lambda^2} T_k^S = 0. \end{cases} \quad (8)$$

由此进一步可得

$$\begin{aligned} T_k^{S(4)} - \frac{c^F}{\lambda^2 k^F} T_k^{S(3)} - \frac{2(2k+1)^2\pi^2 + \gamma^2}{\lambda^2} T_k^{S''} + \\ \frac{c^F [(2k+1)^2\pi^2 + \gamma^2 k^F]}{\lambda^2 k^F} T_k^{S'} + \frac{(2k+1)^2\pi^2 [(2k+1)^2\pi^2 + \gamma^2]}{\lambda^4} T_k^S = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

其特征方程为

$$\begin{aligned} F(\eta) \equiv \eta^4 - \frac{c^F}{\lambda^2 k^F} \eta^3 - \frac{2(2k+1)^2\pi^2 + \gamma^2}{\lambda^2} \eta^2 + \\ \frac{c^F [(2k+1)^2\pi^2 + \gamma^2 k^F]}{\lambda^4 k^F} \eta + \frac{(2k+1)^2\pi^2 [(2k+1)^2\pi^2 + \gamma^2]}{\lambda^4} = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

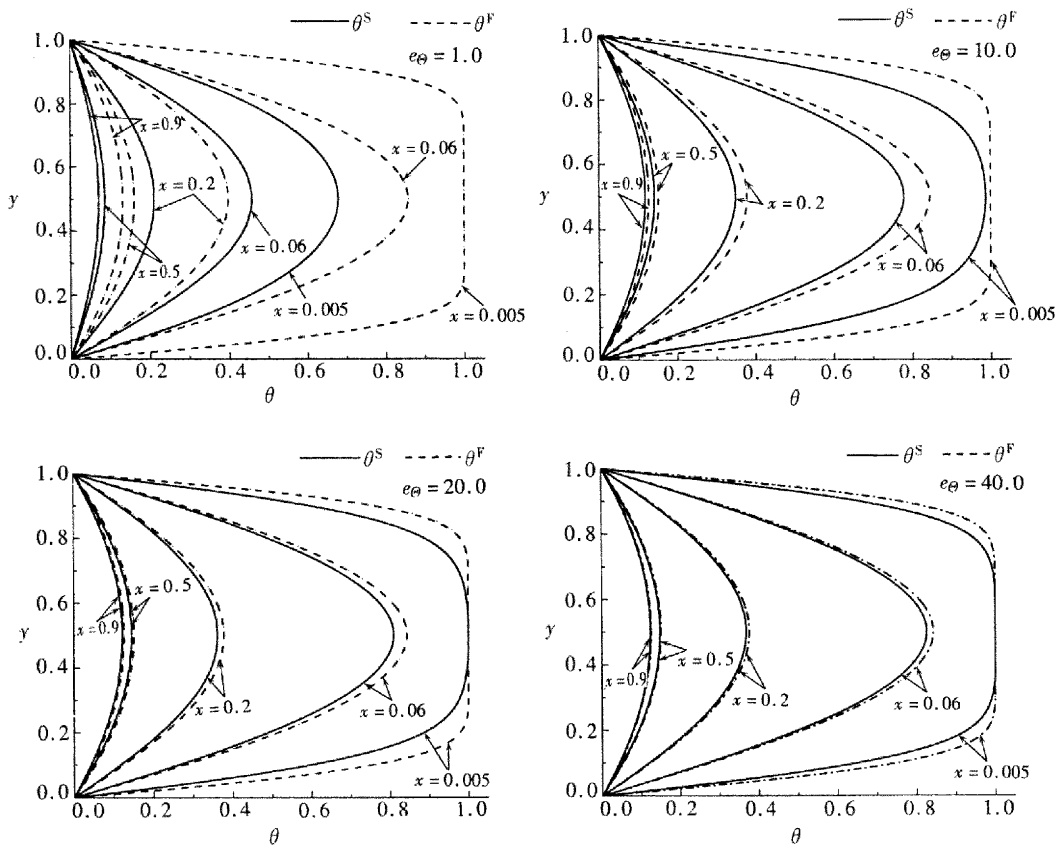


图2 不同 Biot 数 e_θ 的固相温度 θ^S 和液相温度 θ^F 的分布

不难证明, 对任意 $k (k = 0, 1, 2, \dots)$, 特征方程 $F(\eta) = 0$ 的 4 个根 $\eta_i (i = 1, 2, 3, 4)$ 满足

$$\begin{aligned} -\frac{\sqrt{(2k+1)^2\pi^2 + \gamma^2}}{\lambda} < \eta_1 < -\frac{(2k+1)\pi}{\lambda} < \eta_2 < 0 < \\ \frac{(2k+1)\pi}{\lambda} < \eta_3 < \frac{\sqrt{(2k+1)^2\pi^2 + \gamma^2}}{\lambda} < \eta_4 < +\infty \end{aligned} \quad (11)$$

记 $\eta_1 = -\beta_{k1}$, $\eta_2 = -\beta_{k2}$, 利用边界条件(5)的第 3 式, 可得

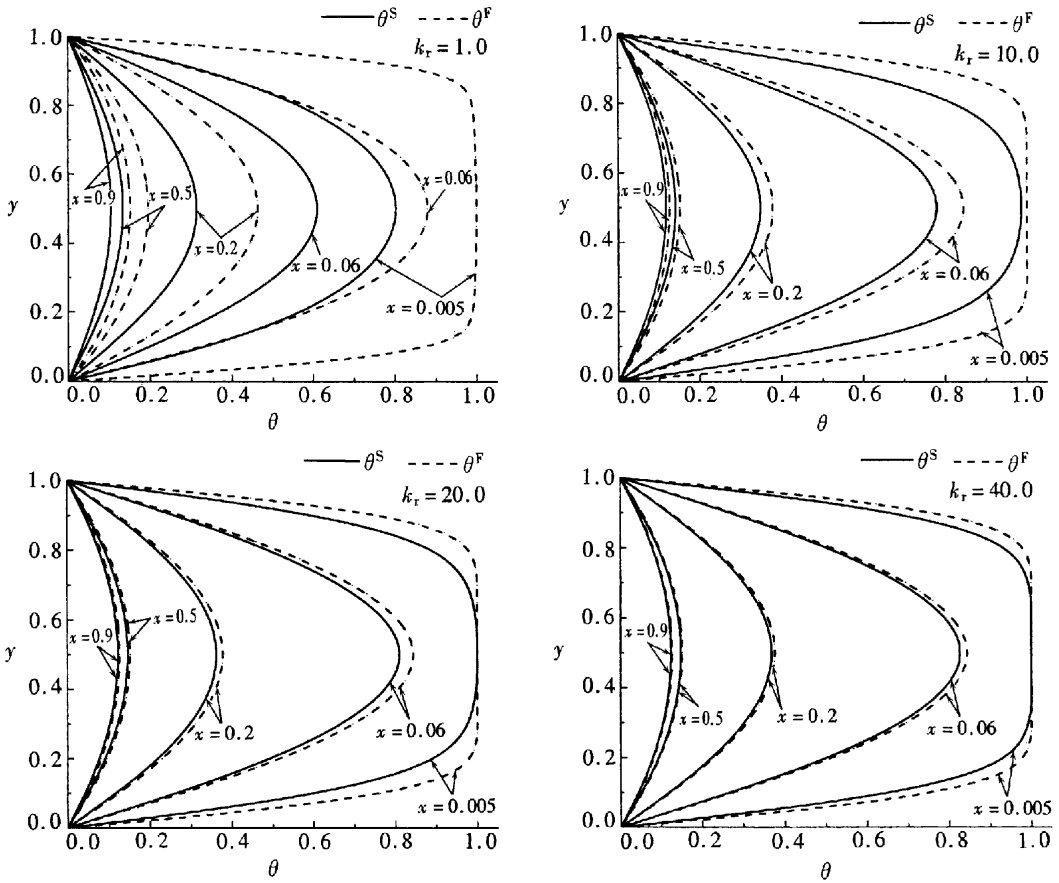


图3 不同热传导系数比 k_r 的固相温度 θ^S 和流相温度 θ^F 的分布

$$T_k^S = C_{k1}e^{-\beta_{k1}x} + C_{k2}e^{-\beta_{k2}x} \quad (12)$$

将式(12)代入(8)中的第1个方程,得

$$T_k^F = C_{k3}e^{-\beta_{k1}x} + C_{k4}e^{-\beta_{k2}x} \quad (13)$$

其中,

$$C_{k3} = \frac{(2k+1)^2\pi^2 + \gamma^2k^F - \lambda^2\beta_{k1}^2}{\gamma^2k^F}C_{k1}, \quad C_{k4} = \frac{(2k+1)^2\pi^2 + \gamma^2k^F - \lambda^2\beta_{k2}^2}{\gamma^2k^F}C_{k2}$$

利用 $x=0$ 处的边界条件 $\theta^S = \theta^F = \theta_n$, 得

$$\left\{ \begin{aligned} C_{k1} &= \frac{4B_r\gamma^2\beta_{k2}^2}{\pi^3(2k+1)^3(\beta_{k1}^2 - \beta_{k2}^2)[\gamma^2 + \pi^2(2k+1)^2]} + \\ &\quad \frac{4(\theta_n - \theta_0)[\pi^2(2k+1)^2 - \lambda^2\beta_{k2}^2]}{\pi(2k+1)\lambda^2(\beta_{k1}^2 - \beta_{k2}^2)}, \\ C_{k2} &= \frac{4B_r\gamma^2\beta_{k1}^2}{\pi^3(2k+1)^3(\beta_{k2}^2 - \beta_{k1}^2)[\gamma^2 + \pi^2(2k+1)^2]} + \\ &\quad \frac{4(\theta_n - \theta_0)[\pi^2(2k+1)^2 - \lambda^2\beta_{k1}^2]}{\pi(2k+1)\lambda^2(\beta_{k2}^2 - \beta_{k1}^2)}. \end{aligned} \right. \quad (14)$$

至此,得到了多孔介质平板通道强迫对流时固相温度 $\theta^S(x, y)$ 和流相温度 $\theta^F(x, y)$ 的分布。通过理论分析,可严格证明:当 $e^{\ominus} \rightarrow +\infty$ 时,有

$$\lim_{e_{\ominus} \rightarrow +\infty} \theta^S(x, y) = \lim_{e_{\ominus} \rightarrow +\infty} \theta^F(x, y) = \theta(x, y), \quad (15)$$

其中
而

$$\beta_k = \frac{\sqrt{(c^F)^2 + 4\lambda^2(2k+1)^2\pi^2} - c^F}{2\lambda^2},$$

$$\theta = \frac{\sum_{k=0}^{\infty} \left[\frac{4(\theta_{in} - \theta_0)}{(2k+1)\pi} - \frac{4B_r}{(2k+1)^3\pi^3} \right] e^{-\beta_k x} \sin[(2k+1)\pi y] + \frac{B_r}{2}y(1-y) + \theta_0}{(16)}$$

为局部热平衡时固相和流相的温度, 满足一能量方程的边值问题^[8]。

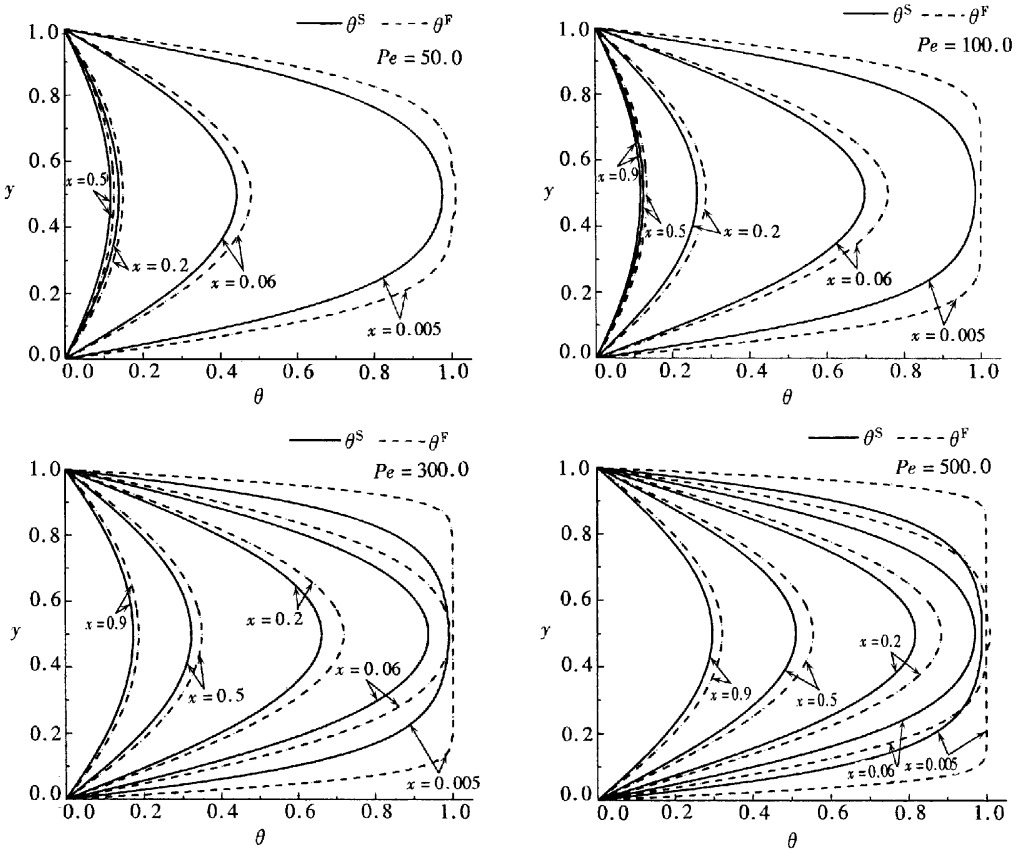


图4 不同 P clet 数 Pe 的固相温度 θ^S 和流相温度 θ^F 的分布

3 数值结果及分析

通常区域长度 L 远大于其厚度 H , 这里取 $\lambda = 0.01$ ^[8], 且 $\phi = 0.5, \theta_0 = 0, \theta_{in} = 1$. 对不同的 P clet 数 Pe 、Brinkman 数 B_r 、Biot 数 e_{\ominus} 以及热传导系数比 $k_r = k^{RR}/k^{SR}$, 可计算多孔介质平板通道的固相温度 θ^S 和流相温度 θ^F , 进而求得局部 Nusselt 数 Nu . 下面仅讨论 P clet 数 Pe 、Brinkman 数 B_r 、Biot 数 e_{\ominus} 和 k_r 等对固相温度 θ^S 和流相温度 θ^F 的影响。

图2 给出了 $Pe = 130, B_r = 1$ 和 $k_r = 10$ 时, 不同 Biot 数 e_{\ominus} 下固相骨架温度 $\theta^S(x, y)$ 和孔隙流体温度 $\theta^F(x, y)$ 在多孔介质平板通道中的分布情况。可见, 在同一截面 ($x = \text{const}$) 处,

流相温度 θ^F 大于固相温度 θ^S , 并且两相温差 $\theta^F - \theta^S$ 随 x 值或 Biot 数 e_∞ 的增加而减小, 与传热机理和前节理论结果相吻合。当 $e_\infty = 1.0$ 时, 即便在通道出口 ($x = 1$) 附近, 两相的温差仍十分明显。当 $e_\infty = 20.0$ 时, 在 $x < 0.2$ 的区域中, 两相温差较大, 而在 $x > 0.2$ 的区域中, 两相温差较小, 随着 e_∞ 的继续增加, 温差小的区域增大。当 $e_\infty = 40.0$ 时, 在整个通道中, 两相温差较小, 此时, 可近似为局部热平衡的强迫对流传热。

图 3 给出了 $Pe = 130, Br = 1$ 和 $e_\infty = 10$ 时, 不同热传导系数比 k_r 下固相温度 θ^S 和流相温度 θ^F 在平板通道中的分布情况。可见, 在同一截面处, 两相温差 $\theta^F - \theta^S$ 随 k_r 的增加而减小。当 $k_r = 1.0$ 时, 即便在通道出口 ($x = 1$) 附近, 两相的温差仍十分明显, 而当 $k_r = 40.0$ 时, 在整个通道中, 两相温差较小。此时, 可近似为局部热平衡的强迫对流传热。表明随着热传导系数比 k_r 的增加, 强迫对流接近局部热平衡传热状态。

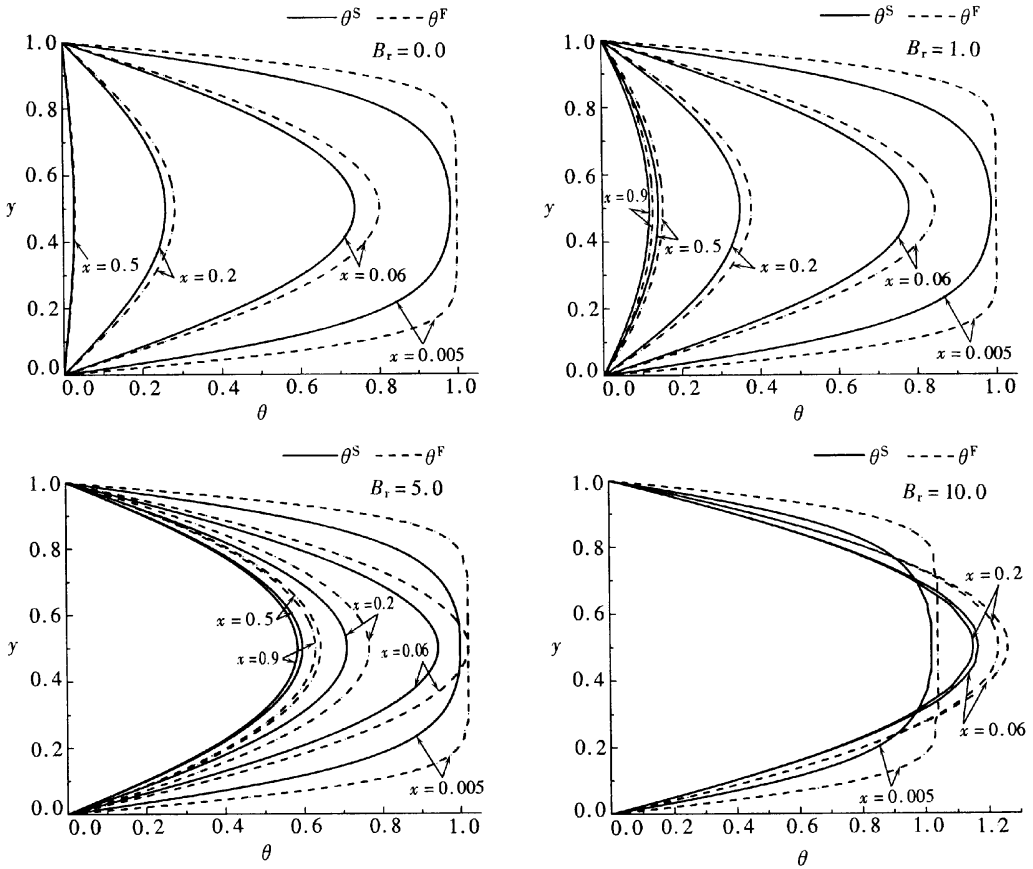


图 5 不同 Brinkman 数 B_r 的固相温度 θ^S 和流相温度 θ^F 的分布

图 4 给出了 $k_r = 10, Br = 1$ 和 $e_\infty = 10$ 时, 不同 P clet 数 Pe 的固相骨架温度 θ^S 和孔隙流体温度 θ^F 的分布情况。可见, 当 Pe 较小时, 两相温差 $\theta^F - \theta^S$ 较大的区域位于流体入口附近; 随着 Pe 的增加, 此区域逐渐扩大, 并且, 通道中一点处固相和流相的温度随着 Pe 的增加而升高。图 5 给出了 $k_r = 10, Pe = 130$ 和 $e_\infty = 10$ 时, 不同 Brinkman 数 B_r 时固相温度 θ^S 和流相温度 θ^F 的分布情况。由于两相间相互作用而引起的粘性耗散 B_r 相当于介质内部的一个热源, 所以, 固相和流相温度为 B_r 的单增函数, 并且, 当 B_r 较大时, 通道内部的温度 θ^S 和 θ^F 可能大于入口处的温度 $\theta_{in} = 1$ 。此时, 热源产生的热量大于通过平板通道两边放出的热量, 净热

量引起固相和流相温度的升高。

4 结 论

根据非局部热平衡的两能量方程模型, 本文得到了考虑孔隙流体粘性耗散效应的多孔介质平板通道发展传热情形下强迫对流的内部温度解析解。理论证明了当两相间的热交换系数 e_{\ominus} 趋于无穷大时, 非局部热平衡的温度 $\theta^S(x, y)$ 和 $\theta^F(x, y)$ 趋于局部热平衡时的温度 $\theta(x, y)$ 。

数值结果表明非局部热平衡状态普遍存在于平板通道中, 随着 Biot 数 e_{\ominus} 和热传导系数比 k_r 的增加, 非局部热平衡状态区域逐渐减小。特别地, 当 e_{\ominus} 较小, 如 $e_{\ominus} = 1$ 时, 整个区域中有明显的两相温差, 表明在整个区域中均为非局部热平衡强迫对流; 而当 $e_{\ominus} > 40$ 时, 区域中两相温度相差较小, 此时, 可视为局部热平衡强迫对流。然而, Péclet 数 Pe 的增加将扩大非局部热平衡的区域, 因为 Pe 的增加意味着流体速度的增加。这样, 没有充足的时间在基本单元体内达到完全热交换, 致使非局部热平衡的区域扩大。此时, 应采用两能量方程研究通道中的传质传热问题。另外, 刻画两相间相互作用的粘性耗散效应 B_r 对温度的分布有显著的影响, 当 B_r 较大时, 通道内部的温度 θ^S 和 θ^F 可能大于入口处的温度 θ_{in} 。

[参 考 文 献]

- [1] de Boer R. Theory of Porous Media: Highlights in the Historical Development and Current State [M]. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2000.
- [2] Voller V R, Peng S. An algorithm for analysis of polymer filling of molds [J]. Poly Eng Science, 1995, 35(22): 1758—1765.
- [3] Schrefler B A, Pesavento F. Multiphase flow in deforming porous material [J]. Computer and Geotechnics, 2004, 31(3): 237—250.
- [4] Spiga G, Spiga M. A rigorous solution to a heat transfer two-phase model in porous media and packed beds [J]. Heat Mass Transfer, 1981, 24(2): 355—364.
- [5] Schrefler B A. Mechanics and thermodynamics of saturated/unsaturated porous materials and quantitative solutions [J]. Appl Mech Rev, 2002, 55(4): 351—388.
- [6] Nield D A, Bejan A. Convection in Porous Media [M]. second Ed. New York: Springer-Verlag, 1999.
- [7] Haji-Sheikh A, Vafai K. Analysis of flow and heat transfer in porous media imbedded inside various shaped ducts [J]. Heat Mass Transfer, 2004, 47(8/9): 1889—1905.
- [8] Simacek P, Advani S G. An analytic solution for the temperature distribution in flow through porous media in narrow gaps (I) — linear injection [J]. Heat Mass Transfer, 2001, 38(1/2): 25—33.
- [9] Kuznetsov A V, Ming Xiong, Nield D A. Thermally developing forced convection in a porous medium: circular duct with walls at constant temperature, with longitudinal conduction and viscous dissipation effects [J]. Transport in Porous Media, 2003, 53(3): 331—345.
- [10] Nield D A, Kuznetsov A V. Thermally developing forced convection in a channel occupied by a porous medium saturated by a non-Newtonian fluid [J]. Heat Mass Transfer, 2005, 48(6): 1214—1218.
- [11] Nield D A. Effects of local thermal nonequilibrium in steady convection processes in a saturated porous medium: forced convection in a channel [J]. Porous Media, 1998, 1(2): 181—186.
- [12] Nield D A, Kuznetsov A V. Local thermal nonequilibrium effects in forced convection in a porous medium channel: a conjugate problem [J]. Heat Mass Transfer, 1999, 42(17): 3245—3252.

- [13] MING Xiong, Nield D A, Kuznetsov A V. Effect of local non-equilibrium on thermally developing forced convection in a porous medium[J]. *Heat Mass Transfer*, 2002, **45**(25): 4949—4955.
- [14] Quintard M, Whitaker S. Two-medium treatment of heat transfer in porous media: numerical results for effective properties[J]. *Adv Water Resour*, 1997, **20**(2/3): 77—94.
- [15] Zhang H Y, Huang X Y. A two-equation analysis of convection heat transfer in porous media[J]. *Transport in Porous Media*, 2001, **44**(2): 305—324.
- [16] YANG Xiao. Gurtin-type variational principles for dynamics of a non-local thermal equilibrium saturated porous medium[J]. *Acta Mechanica Solida Sinica*, 2005, **18**(1): 37—45.

Temperature Profiles of Local Thermal Nonequilibrium for Thermal Developing Forced Convection in a Porous Medium Parallel Plate Channel

YANG Xiao^{1,2}, LIU Xue_mei^{1,2}

(1. Department of Mechanics, Shanghai University, Shanghai 200444, P. R. China;

2. Shanghai Institute of Applied Mathematics and Mechanics,
Shanghai 200072, P. R. China)

Abstract: Based on the two energy equation model, taking into account viscous dissipation due to the interaction between solid skeleton and pore fluid flow, temperature expressions of the solid skeleton and pore fluid flow were obtained analytically for the thermally developing forced convection in a saturated porous medium parallel plate channel, with walls being at constant temperature. It was proved that the temperatures of the two phases for the local thermal nonequilibrium will approach the temperature derived from the one-energy equation model for the local thermal equilibrium when the heat exchange coefficient goes to infinite. The temperature profiles were shown in figures for different dimensionless parameters and the effects of the parameters on the local thermal nonequilibrium is revealed by the parameter study.

Key words: porous medium; thermally developing forced convection; local thermal nonequilibrium; Brinkman number; Biot number; Peclet number