

异质材料有限长微通道电渗流热效应*

晁侃, 吴健康, 陈波

(华中科技大学力学系,武汉光电国家实验室,武汉 430074)

(林建忠推荐)

摘要: 采用数值方法,分析有限长 PDMS/玻璃微通道电渗流热效应.数值求解双电层的 Poisson-Boltzmann 方程,液体流动的 Navier-Stokes 方程和流-固耦合的热输运方程,分析二维微通道电渗流的温度特性.考虑温度变化对流体特性(介电系数、粘度、热和电传导率)的反馈效应.数值结果表明,在通道进口附近有一段热发展长度,这里的流动速度、温度、压强和电场快速变化,然后趋向到一个稳定状态.在高电场和厚芯片的情况下,热发展长度可以占据相当一部分的微通道.电渗流稳定态温度随外加电场和芯片厚度的增加而升高.由于壁面材料的热特性差异,在稳定态时的 PDMS 壁面温度比玻璃壁面温度高.研究还发现在微通道的纵向和横向截面有温度变化.壁面温升降低双电层电荷密度.微通道纵向温度变化诱发流体压强梯度和改变微通道电场特性.微通道进流温度不改变热稳定态的温度和热发展长度.

关键词: 微通道; 双电层; 电渗流; Joule 热效应

中图分类号: O363.2 **文献标志码:** A

DOI: 10.3879/j.issn.1000-0887.2010.01.011

引 言

微流控器件在生物、化学和医学等领域有广阔的应用^[1].微流控系统的优化设计要求对微通道的流动和热传导特性有深入的理解.电渗流是微流控系统最重要的流体驱动原理之一^[2].大部分的固体壁面在和电解质溶液接触时会带电荷.壁面电荷吸引液体中异性离子,排斥同性离子.因此,在接近壁面的液体薄层里异性离子数超过同性离子数.这个带电的液体薄层叫双电层(EDL)^[3].电渗流是带电液体在外加电场作用下,相对于静止壁面的流动.一般情况下,在微通道中(1~10 mm/s)的电渗流速度需要施加大约(100~1 000 V/cm)的直流电场^[3].高电压的直流电场会在微通道产生可观的 Joule 热. Joule 热来自微通道两端施加电场的热效应. Joule 热会导致流体温度上升和微通道纵向和径向的温度梯度.反过来,温度变化又改变流体性质,如粘性系数、介电常数、质量扩散率、电淌度和液体 pH 值等,最终影响电渗流特性^[4-7].在毛细管电泳分离微通道中, Joule 热会改变柱塞型的速度剖面,引起样品带宽消散和峰值拓宽^[6],而且高温还会导致样品的分解.所以 Joule 热效应会限制了毛细管电泳的应

* 收稿日期: 2009-04-11; 修订日期: 2009-12-02

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10872076;50805059)

作者简介: 晁侃(1983—),男,陕西宝鸡人,博士生(E-mail: chaokan@foxmail.com);
吴健康(1946—),男,福建人,教授,博士(联系人. Tel: +86-27-87543338;
E-mail: wujkang@mail.hust.edu.cn).

用.文献[8]研究了二维微通道,在电场和压强梯度联合作用下的电动流的热效应,并根据 Helmholtz-Smoluchowski 条件给出流动速度和温度的解析解.文献[8-9]研究了二维微通道稳定电渗流温度发展特性.以上研究都只局限于微通道的流体.文献[10-13]研究了流-固耦合微通道的电渗流热效应,而且考虑到温度变化对流体性质的反馈影响,研究是单一材料微通道.聚合物材料 PDMS 具有良好的光学、化学、生物学特性,而且无毒,容易制造和低成本有许多优点,近年来在微流控芯片中大量应用^[14-18].但是 PDMS 是一种软性聚合物材料,容易变形.把 PDMS 薄膜与玻璃基片键合是一种固定芯片的有效方法.PDMS 微通道的流动特性与玻璃微通道不同.PDMS 壁面的 zeta 电位势和热传导系数比玻璃低,因为不同材料物理化学性质有所差异,如表面能、热电传导率等.所以研究异质材料组成的有限长度微通道流动和热传导特性,对复杂微流控系统有重要意义.为了更好了解微流控系统流-电-热多物理场的相互作用,本文研究 PDMS 和玻璃材料组成的有限长度狭缝微通道的 Joule 热效应,包括温度变化对流体性质的反馈作用.

1 有限长微通道电渗流的控制方程和边界条件

为了方便制造,微流控芯片通常采用狭缝型的微通道,即微通道的宽度比厚度大很多.微通道上层是开槽 PDMS 薄膜,把它键合在玻璃基片上就形成微通道.狭缝微通道的流动可以近似为二维流动,如图 1 所示,其中, D 是 PDMS 层和玻璃基片的厚度, $2H$ 和 L 分别是微通道的厚度和长度.

固液界面双电层的电位势 ψ 和电荷密度 ρ_e 满足以下的 Poisson-Boltzmann (P-B) 方程^[3]:

$$\begin{cases} \nabla \cdot [\varepsilon(T) \nabla \psi] = \frac{2n_0ze}{\varepsilon_0} \sinh\left(\frac{ze\psi}{k_b T}\right), \\ \rho_e = -2n_0ze \sinh\left(\frac{ze\psi}{k_b T}\right), \end{cases} \quad (1)$$

这里, $\varepsilon(T)$ 是随温度变化的液体相对介电系数, ε_0 是真空的介电常数, n_0 是液体离子浓度, e 是基本电荷, z 是离子化合价, k_b 是 Boltzmann 常数, T 是绝对温度.粘性不可压缩流体运动的连续方程和 Navier-Stokes 方程表示如下:

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0, \quad \rho(\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla p + \nabla \cdot (\mu(T) \nabla \mathbf{V}) + \rho_e \mathbf{E}, \quad (2)$$

这里, $\mu(T)$ 是随温度变化的流体粘度, $\mathbf{E} = -\nabla \varphi$ 是微通道电场强度, $\rho_e \mathbf{E}$ 是流体的电场力.在本文研究中,微通道两端没有压强差.压强差流动-诱导的电场不考虑.外加电场电位势满足以下的 Laplace 方程^[3]:

$$\nabla \cdot [\lambda(T) \nabla \varphi] = 0, \quad (3)$$

这里, $\lambda(T)$ 是随温度变化的流体电导率.电渗流的热输运防护层表示如下:

$$\rho_c c_p (\mathbf{V} \cdot \nabla) T = \nabla \cdot (k(T) \nabla T) + \lambda(T) (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}), \quad (4)$$

这里, c_p 是流体比热, $k(T)$ 是随温度变化的流体热传导率, $\lambda(T) (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E})$ 是电渗流局部 Joule 热生成率.固体区域的热传导方程表示如下:

$$\nabla \cdot (k_g \nabla T) = 0, \quad \text{玻璃区域}, \quad (5)$$

$$\nabla \cdot (k_p \nabla T) = 0, \quad \text{PDMS 区域}, \quad (6)$$

这里, k_g, k_p 分别是 PDMS 和玻璃的热传导率.为普遍性,流动变量无量纲化如下^[14]:

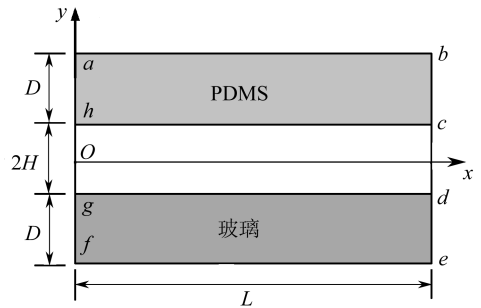


图 1 二维有限长均匀微通道示意图

$$\left\{ \begin{aligned} \xi &= \frac{x}{H}, \eta = \frac{y}{H}, \bar{\psi} = \frac{\psi}{\zeta_g}, \bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon(T)}{\varepsilon_{\text{ref}}}, \bar{\rho}_e = \frac{\rho_e}{-\varepsilon_{\text{ref}}\zeta_g/H^2}, \bar{\varphi} = \frac{\varphi}{\varphi_0}, \\ \bar{V} &= \frac{V}{U_{\text{ref}}}, \bar{p} = \frac{p}{\rho U_{\text{ref}}^2}, \bar{\mu} = \frac{\mu(T)}{\mu_{\text{ref}}}, Re = \frac{\rho U_{\text{ref}} H}{\mu_{\text{ref}}}, Pr = \frac{\mu_{\text{ref}} c_p}{k_{\text{ref}}}, \\ \bar{T} &= \frac{(T - T_{\text{ref}}) k_{\text{ref}}}{\varphi_0^2 \lambda_{\text{ref}}}, \bar{k} = \frac{k(T)}{k_{\text{ref}}}, \bar{k}_g = \frac{k_g}{k_{\text{ref}}}, \bar{k}_p = \frac{k_p}{k_{\text{ref}}}, \bar{\lambda} = \frac{\lambda(T)}{\lambda_{\text{ref}}}, \end{aligned} \right. \quad (7)$$

这里, $(\quad)_{\text{ref}}$ 表示某一变量的参考特征值. $(-\varepsilon_{\text{ref}}\zeta_g/H^2)$ 是双电层电特征电荷密度, ζ_g 是玻璃表面 zeta 电位势. φ_0 是外电场在微通道进口处电位势. $U_{\text{ref}} = -\varepsilon_{\text{ref}}\zeta_g\varphi_0/(\mu_{\text{ref}}L)$ 是根据 Helmholtz-Smoluchowski 公式^[3] 采用的特征速度. $\varepsilon_{\text{ref}}, \mu_{\text{ref}}, k_{\text{ref}}, \lambda_{\text{ref}}$ 分别是介质特性系数在室温 ($T_{\text{ref}} = 298 \text{ K}$) 的参考值. Re 和 Pr 分别是流动 Reynolds 数和 Prandtl 数. 无量纲形式的控制方程(1)~(6)表示如下:

$$\bar{\nabla} \cdot (\bar{\varepsilon} \bar{\nabla} \bar{\psi}) = \beta \sinh(\alpha \bar{\psi}), \quad \bar{\rho}_e = \beta \sinh(\alpha \bar{\psi}), \quad (8)$$

这里

$$\bar{\nabla} = \frac{\partial}{\partial \xi} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial \eta} \mathbf{j}, \quad \alpha = \frac{ze\zeta_g}{k_b T}, \quad \beta = \frac{(\kappa H)^2}{\alpha}, \quad \kappa^{-1} = \lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_{\text{ref}} k_b T}{2n_0 e^2 z^2}}$$

是双电层特征厚度. κH 是微通道半宽对双电层厚度的比值, 有时也称为动电长度.

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{V} = 0, \quad (\bar{V} \cdot \bar{\nabla}) \bar{V} = -\bar{\nabla} \bar{p} + \frac{1}{Re} \bar{\nabla} \cdot (\bar{\mu} \bar{\nabla} \bar{V}) - \frac{\tau}{Re} \bar{\rho}_e \bar{\nabla} \bar{\varphi}, \quad (9)$$

其中, $\tau = L/H$.

$$\bar{\nabla} \cdot (\bar{\lambda} \bar{\nabla} \bar{\varphi}) = 0, \quad (10)$$

$$Pr \cdot Re (\bar{V} \cdot \bar{\nabla} \bar{T}) = \bar{\nabla} \cdot (\bar{k} \bar{\nabla} \bar{T}) + \bar{\lambda} |\bar{\nabla} \bar{\varphi}|^2, \quad (11)$$

$$\bar{\nabla} \cdot (\bar{k}_g \bar{\nabla} \bar{T}) = 0, \quad (12)$$

$$\bar{\nabla} \cdot (\bar{k}_p \bar{\nabla} \bar{T}) = 0. \quad (13)$$

方程(8)~(10)的计算区域是充满液体的微通道 $hcdg$, 如图 1 所示. 对应的边界条件给出如下:

$$gh (\xi = 0): \bar{p} = 0, \quad \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial n} = 0, \quad \bar{\varphi} = 1,$$

$$cd (\xi = L/H): \frac{\partial \bar{V}}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial n} = 0, \quad \bar{\varphi} = 0,$$

$$hc (\eta = 1): u = v = 0, \quad \bar{\psi} = \zeta_p / \zeta_g, \quad \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial n} = 0,$$

$$gd (\eta = -1): u = v = 0, \quad \bar{\psi} = 1, \quad \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial n} = 0,$$

这里, ζ_p, ζ_g 分别是 PDMS 和玻璃壁面的 zeta 电位势. 液-固耦合区域 $abcdefgh$ 用来求解热输运方程(11)~(13), 见图 1. 边界条件说明如下:

$$gh (\xi = 0): \bar{T} = \bar{T}_e \quad (\text{进流温度}),$$

$$cd (\xi = L/H): \frac{\partial \bar{T}}{\partial n} = 0,$$

$$ab, fe: \eta = \pm(1 + D/H): \bar{T} = 0 \quad (\text{无量纲室温}).$$

在液-固界面 hc 和 gd 的温度连续条件自动满足.

2 温度对流体性质的反馈作用

流体电导率受温度影响由以下关系给定^[19]:

$$\begin{cases} \lambda(T) = \lambda_+ c_+ + \lambda_- c_-, \\ \lambda_+(T) = \lambda_{+0} + 0.025\lambda_{+0}(T - 298), \\ \lambda_-(T) = \lambda_{-0} + 0.025\lambda_{-0}(T - 298), \end{cases} \quad (14)$$

这里, λ_+, λ_- 是正负离子的 Molar 电导率, $\lambda_{+0}, \lambda_{-0}$ 是室温时的 Molar 电导率, c_+, c_- 是正负离子 Molar 浓度. 流体的相对介电系数、动力粘度和热传导率随温度变化由以下关系确定^[14]:

$$\begin{cases} \varepsilon(T) = 305.7 \exp(-T/219), \\ \mu(T) = 2.761 \exp(1713/T) \times 10^{-6} \text{ kg}/(\text{m}\cdot\text{s}), \\ k(T) = 0.61 + 0.0012(T - T_{\text{ref}}) \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K}). \end{cases} \quad (15)$$

3 电渗流 Joule 热效应数值算例

为了研究电渗流在微通道的热发展特性,需要大长宽比的微通道 ($L/H \gg 1$). 当前算例

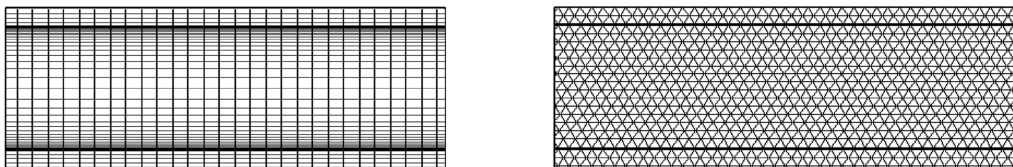


图2 结构化的矩形网格和非结构化的三角形网格

采用如下的数据:微通道长 $L = 2 \times 10^4 \mu\text{m}$, 半宽 $H = 50 \mu\text{m}$, PDMS 薄膜和玻璃基片厚度 $D = 200 \mu\text{m}$. 玻璃表面 zeta 电位 $\zeta_g = -100 \text{ mV}$, PDMS 表面 zeta 电位 $\zeta_p = -50 \text{ mV}$, 液体 Molar 电导率为^[19]

$$\begin{aligned} \lambda_{+0} &= 50.08 \times 10^{-4} \text{ m}^2\text{S}/\text{mol}, \\ \lambda_{-0} &= 76.31 \times 10^{-4} \text{ m}^2\text{S}/\text{mol}. \end{aligned}$$

玻璃的热传导率为 $k_g = 1.38 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$, PDMS 的热传导率为 $k_p = 0.15 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ ^[14]. 室温为 $T_{\text{ref}} = 298 \text{ K}$. 本文采用 CFD 软件 FLUENT 求解电场、流场和热运输耦合方程组(8) ~ (15). 可以把包含多物理场耦合的 UDS (user defined scalar) 程序嵌入到 FLUENT 中. 液-固界面附近的

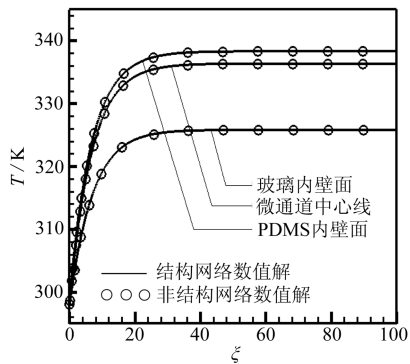


图3 在热稳定态下,微通道纵向液体温度分布

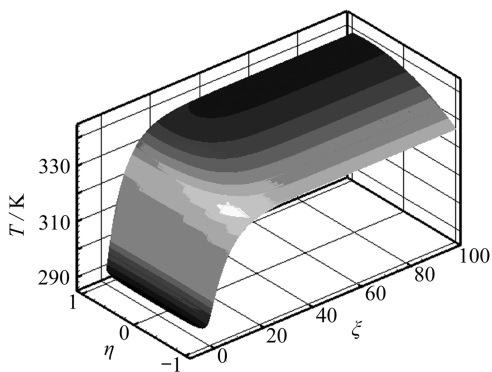


图4 微通道二维温度分布图(进流温度 $T_e = 288 \text{ K}$, 离子浓度 $n_0 = 0.1 \text{ M}$)

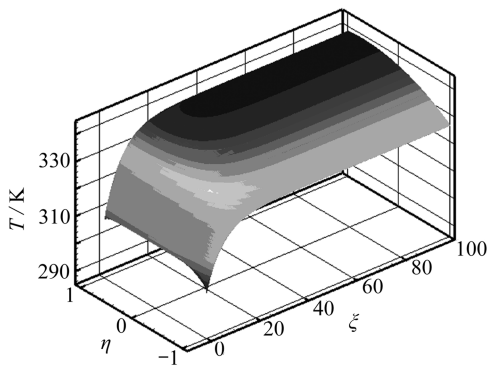


图5 微通道二维温度分布图(进流温度 $T_e = 308 \text{ K}$, 离子浓度 $n_0 = 0.1 \text{ M}$)

网格充分加密.采用结构化的矩形网格和非结构化的三角形网格来确认数值解与网格无关,如图2所示.微通道纵向温度分布表示在图3中,两种网格的数值解吻合很好.可以看出,PDMS壁面的温度比玻璃壁面的温度高,这是因为PDMS材料散热率比玻璃低.

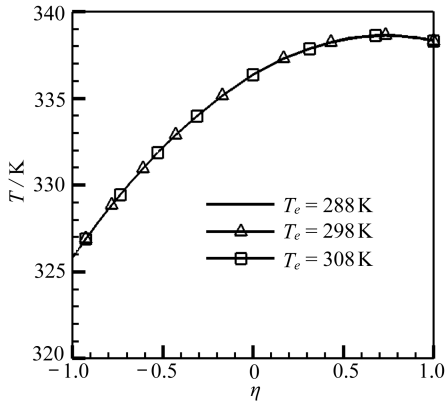


图6 稳定态温度在微通道截面的分布图

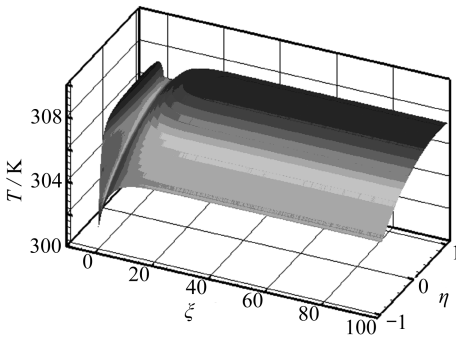


图7 微通道二维温度分布图
(进流温度 $T_e = 308 \text{ K}$,
 $\varphi_0 = 400 \text{ V}$, $n_0 = 0.1 \text{ M}$)

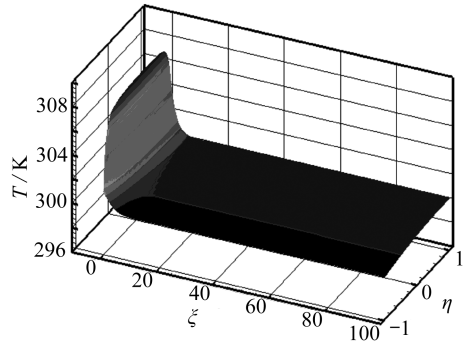


图8 微通道二维温度分布图
(进流温度 $T_e = 308 \text{ K}$,
 $\varphi_0 = 200 \text{ V}$, $n_0 = 0.1 \text{ M}$)

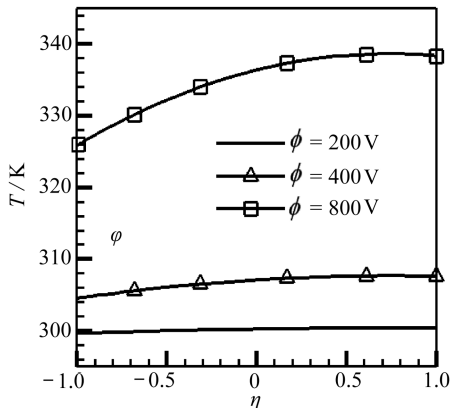


图9 不同外电场时,微通道截面
稳定态温度分布图

微通道的二维流体温度分布表示在图4~图5中,其中,外电场在微通道进口处电位势为

$$\varphi_0 = 800 \text{ V}.$$

可以看出,由于电渗流的发热,在微通道进口处液体温度快速上升.过了一个热发展长度后到达一个充分发展的热稳定状态.当前算例的热发展长度为 $\xi_0 \approx 50$.而且,热发展长度和稳定态温度与进流温度无关(288 K, 298 K, 308 K),如图6所示.在热发展长度后面 $\xi \geq 50$,电渗流的热生成率和通过芯片壁面的热耗散率平衡,因此温度稳定不再变化.

在微通道进口处施加不同电位时,微通道温度分布表示在图7~图9中.

可以看出,稳定态电渗流温度随外电场升高.在进口电位为 $\varphi_0 = 800 \text{ V}$ 时(高外加电场),稳定态电渗流温度比 $\varphi_0 = 200 \text{ V}$ 时(低外加电场)的温度高很多,如图9所示,电渗流发热显著.在低外加电场时,电渗流稳定态温度几乎与室温相同(298 K),热发展长度也较短,当前算例的热发展长度为 $\xi_0 \approx 5$,如图8所示,电渗流热效应不甚明显.芯片厚度对电渗流温度的影响表示在图10~图12中,其中 D 为芯片厚度.可以预料,芯片厚度增加电渗流散热不好.

可以看出,随着芯片厚度的增加,电渗流温度可以上升很高.因为厚芯片散热性较差,造成电渗流热量在微通道堆积.同时热发展长度也增加.当前算例

($D = 1\,000\ \mu\text{m}$) 的热发展长度为 $\xi_0 \approx 80$, 它占据相当一部分微通道长度. 流体离子浓度对电渗流温度的影响表示在图 13 中.

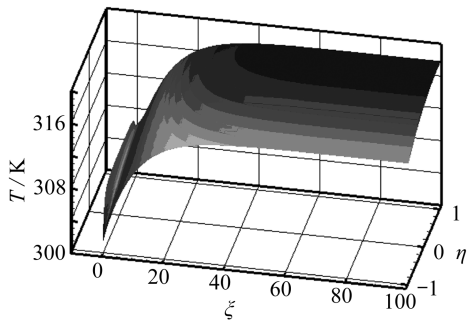


图 10 微通道温度分布图(进流温度 $T_e = 308\ \text{K}$, $\varphi_0 = 400\ \text{V}$, $D = 500\ \mu\text{m}$)

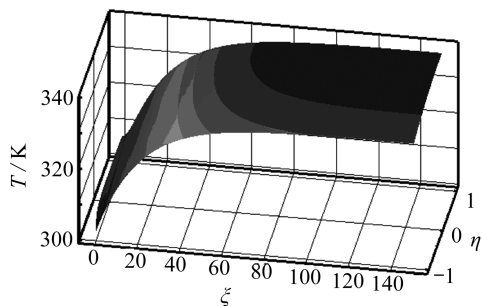


图 11 微通道温度分布图(进流温度 $T_e = 308\ \text{K}$, $\varphi_0 = 400\ \text{V}$, $D = 1\,000\ \mu\text{m}$)

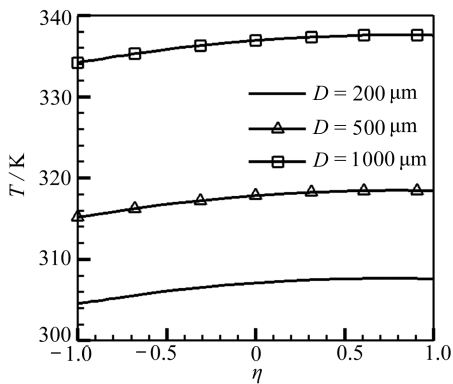


图 12 对不同的芯片厚度,电渗流稳定态温度在微通道截面分布图

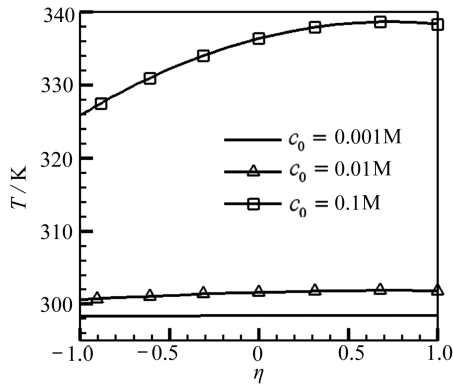


图 13 对不同的离子浓度,电渗流稳定态温度在微通道截面分布图

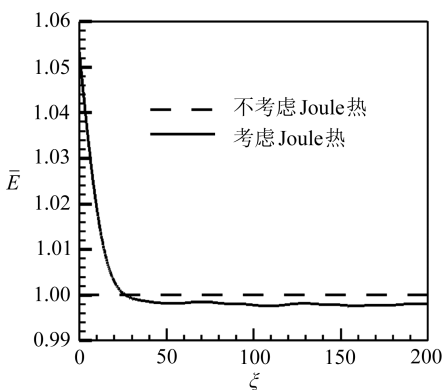


图 14 电渗流 Joule 热在微通道诱发的电场强度梯度

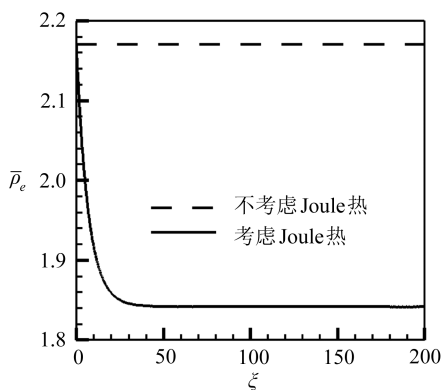


图 15 玻璃壁面附近 ($\eta = 0.992$) 电荷密度沿微通道纵向的分布图

可以看出,随着液体离子浓度的升高,电渗流稳定态温度也大大上升.这是因为液体的电导率 λ 正比于离子浓度.高离子浓度导致高的 Joule 热生成率 λE^2 .在低离子浓度时($C_0 = 0.001\ \text{M}$), Joule 热很低,微通道电渗流温度与室温几乎相同.研究还发现,Joule 热还会改变微

通道电渗流的电场分布,如图 14 所示.可以看到,在微通道的进口附近,电场强度比平均值 (φ_0/L) 高很多,在热发展长度之后 ($\xi > \xi_0$) 快速下降到一个比平均值小的稳定值.在热发展阶段,温度变化引起液体电导率的变化,因此,导致电场变化.如果不考虑电渗流的热效应,电场强度在微通道为常数.

Joule 热效应会改变微通道电渗流的电荷密度,如图 15 所示.

可以看出,由于电渗流温度上升,微通道壁面附近的电荷密度下降.同时发现,电渗流 Joule 热还会在微通道诱导压强梯度,如图 16 所示.在热发展区域压强梯度为负 $dp/d\xi < 0$,在热稳定区域压强梯度为正 $dp/d\xi > 0$.

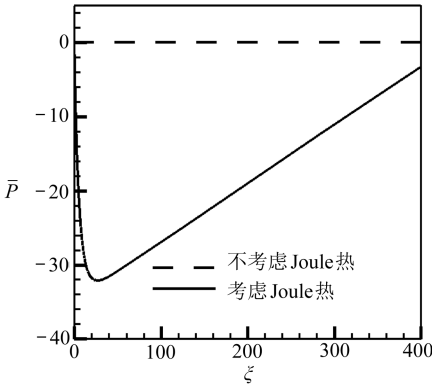


图 16 电渗流 Joule 热在微通道诱发的压强梯度

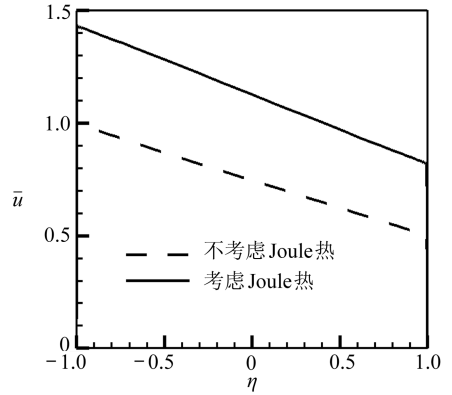


图 18 考虑 Joule 热效应,微通道横截面电渗流速度分布特征

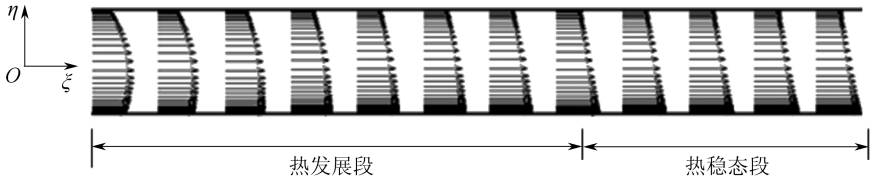


图 17 电渗流在微通道速度分布形态发展过程

电渗流热效应诱发的压强梯度进一步改变微通道电渗流速度形态,如图 17 所示.

可以看出,在微通道的热发展阶段,压强梯度是流动主要驱动力,速度分布呈抛物线形态.在热稳定态阶段,电渗力是主要的驱动力,速度分布为线性直线分布形态.玻璃壁面的滑移速度大于 PDMS 壁面的滑移速度.这是因为玻璃壁面的绝对 zeta 电位较高.电渗流温升降低液体粘度,减少流动阻力,速度上升,如图 18 所示.

4 结束语

本文数值求解了液体流动、电场、热运输耦合方程,研究二维有限长的 PDMS/玻璃微通道电渗流,并分析 Joule 热对电渗流特性的影响(包括流动速度、温度、电荷密度、压强梯度、外加电场).同时考虑温度变化对流体性质的反馈作用.初步结论总结如下:

1) 微通道电渗流速度随外加电场和芯片厚度的增加而上升.而且电渗流的 Joule 热会诱发微通道液体压强梯度和降低热稳定态的电场强度和体积电荷密度.

2) 在微通道进口附近有一个热发展区域,这里的流体速度、温度、压强梯度、电场快速变化,然后趋近到一个稳定状态.稳定态温度和热发展长度与进流温度无关.在高外加电场和厚

芯片的情况下,热发展长度可以占据相当一部分的微通道。

3) 由于 PDMS 的散热率比玻璃低,在微通道的热稳定区域,PDMS 壁面的温度高于玻璃壁面的温度。

参考文献:

- [1] Bayraktar Tuba, Pidugu Srikanth B. Characterization of liquid flows in microfluidic systems [J]. *Int J Heat and Mass Transfer*, 2006, **49**(5/6): 815-824.
- [2] Stone H A, Stroock A D, Ajdari A. Engineering flows in small devices: microfluidics toward a lab-on-a-chip [J]. *Annu Rev Fluid Mech*, 2004, **36**: 381-411.
- [3] Probstein R F. *Physicochemical Hydrodynamics: An Introduction* [M]. New York: John Wiley & Sons, 1994.
- [4] Jones A E, Grushka E. Nature of temperature gradients in capillary zone electrophoresis [J]. *J Chromatogr*, 1989, **466**: 219-225.
- [5] Knox J H. Thermal effects and band spreading in capillary electro-separation [J]. *Chromatographia*, 1988, **26**(1): 329-337.
- [6] Grushka E, McCormick R M, Kirkland J J. Effect of temperature gradients on the efficiency of capillary zone electrophoresis separations [J]. *Anal Chem*, 1989, **61**(3): 241-246.
- [7] Knox J H, McCormack K A. Temperature effects in capillary electrophoresis—1: internal capillary temperature and effect upon performance [J]. *Chromatographia*, 1994, **38**(3/4): 207-214; 2: theoretical calculations and predictions [J]. *Chromatographia*, 1994, **38**(3/4): 215-221.
- [8] Azad Qazi Zade, Manzari Mehrdad T, Hannani Siamak K. An analytical solution for thermally fully developed combined pressure-electroosmotically driven flow in microchannels [J]. *Int J Heat Mass Transfer*, 2007, **50**(5/6): 1087-1096.
- [9] Horiuchi Keisuke, Dutta P. Joule heating effects in electroosmotically driven microchannel flows [J]. *Int J Heat and Mass Transfer*, 2004, **47**(14/16): 3085-3095.
- [10] Dutta P, Horiuchi Keisuke. Thermal characteristics of mixed electroosmotic and pressure-driven microflows [J]. *Comput Math Appl*, 2006, **52**(5): 651-670.
- [11] Tang G Y, Yang C, Chai J C, et al. Numerical analysis of the thermal effect on electroosmotic flow and electrokinetic mass transport in microchannels [J]. *Anal Chim Acta*, 2004, **507**(1): 27-37.
- [12] Tang G Y, Yang C, Chai J C, et al. Joule heating effect on electroosmotic flow and mass species transport in a microcapillary [J]. *Int J Heat and Mass Transfer*, 2004, **47**(2): 215-227.
- [13] TANG Gong-yue, YAN De-guang, YANG Chun, et al. Joule heating and its effects on electrokinetic transport of solutes in rectangular microchannels [J]. *Sens Actuators A*, 2007, **139**(1/2): 221-232.
- [14] XUAN Xiang-chun, Sinton David, LI Dong-qing. Thermal end effects on electroosmotic flow in a capillary [J]. *Int J Heat and Mass Transfer*, 2004, **47**(14/16): 3145-3157.
- [15] Eteshola E, Leckband D. Development and characterization of an ELISA assay in PDMS microfluidic channels [J]. *Sens Actuators B*, 2001, **72**(2): 129-133.
- [16] Brugger J, Beljakovic G, Despont M, et al. Low-cost PDMS seal ring for single-side wet etching of MEMS structures [J]. *Sens Actuators A*, 1998, **70**(1/2): 191-194.
- [17] Fu R, Xu B, Li D. Study of the temperature field in microchannels of a PDMS chip with em-

- bedded local heater using temperature-dependent fluorescent dye [J]. *Int J Thermal Sciences*, 2006, **45**(9): 841-847.
- [18] Jeong Ok Chan, Konishi Satoshi. Fabrication and drive test of pneumatic PDMS micro pump [J]. *Sens Actuators A*, 2007, **135**(2): 849-856.
- [19] Weast R C, Astle M J, Beyer W H. *CRC Handbook of Chemistry and Physics* [M]. Boca Raton: CRC Press, 1986.

Joule Heating Effect of Electroosmosis in a Finite-Length Microchannel Made of Different Materials

CHAO Kan, WU Jian-kang, CHEN Bo

(*Huazhong University of Science & Technology, Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, Wuhan 430074, P. R. China*)

Abstract: A numerical analysis was presented to study Joule heating effect of electroosmosis in a finite-length microchannel made of glass and PDMS polymer. Poisson-Boltzmann equation of electric double layer, Navier-Stokes equation of liquid flow and liquid-solid coupled heat transfer equation were solved to investigate temperature behavior of electroosmosis in two-dimensional microchannel. The feedback effect of temperature variation on liquid properties (dielectric constant, viscosity, thermal and electric conductivities) was taken into account. Numerical results indicate that there exists a heat developing length near channel inlet where flow velocity, temperature, pressure, electric field rapidly vary. The flow velocity, electric field and temperature approach to a steady state after heat developing length, which may occupy a considerable portion of the microchannel in cases of thick chip and high electric field. Liquid temperature of steady state increases with increase of applied electric field, channel thickness and chip thickness. The temperature on PDMS wall is higher than that on glass wall due to difference of heat conductivities. Temperature variations are found in both longitudinal and transverse directions of the microchannel. Temperature increase on wall decreases charge density of the electric double layer. Longitudinal temperature variation induces a pressure gradient and changes behavior of electric field in microchannel. Inflow liquid temperature does not change liquid temperature of steady state and heat developing length.

Key words: microchannel; electric double layer; electroosmosis; Joule heating effect