

文章编号 1004-924X(2007)04-0522-07

# 矩形微流道内流体电动效应研究

张 鹏<sup>1</sup>, 左春桧<sup>1</sup>, 周德义<sup>2</sup>

(1. 吉林大学 机械科学与工程学院, 吉林 长春 130022;

2. 吉林大学 生物与农业工程学院, 吉林 长春 130022)

**摘要:** 由于固-液界面双电层的作用, 矩形微流道中的压力驱动流存在电动效应。矩形微流道截面上双电层场和速度场的控制方程分别是二维 Poisson-Boltzmann 方程和修正 Navier-Stokes 方程。应用有限控制容积法对控制方程进行了数值求解, 并计算了压力梯度与雷诺数之间的关系, 模型预测值与试验值之差在 5% 之内。相同尺寸的微流道中, 考虑电动效应的模型预测液体摩擦系数的值大于宏观流体理论中液体摩擦系数的值, 且电解质溶液浓度越低, 摩擦系数偏离宏观流体理论值越大。

**关键词:** 电动效应; 摩擦系数; 雷诺数; 有限控制容积法; 计算机仿真

**中图分类号:** O351.2 **文献标识码:** A

## Study on characteristics of liquid flow through a rectangular microchannel with electrokinetic effects

ZHANG Peng<sup>1</sup>, ZUO Chun-cheng<sup>1</sup>, ZHOU De-yi<sup>2</sup>

(1. *College of Mechanical Science and Engineering, Jilin University, Changchun 130022, China;*

2. *College of Biological and Agricultural Engineering, Jilin University, Changchun 130022, China)*

**Abstract:** The presence of the Electrical Double Layer (EDL) near a solid-liquid interface results in the electrokinetic effect on pressure-driven liquid flow through microchannels. The equations governing the EDL field and the velocity field in the cross-section of rectangular microchannels are the two-dimensional Poisson-Boltzmann equation and the modified Navier-Stokes equation, respectively. In this paper, the equations are numerically solved employing a finite control volume scheme. The relationship between the pressure gradients and the Reynolds numbers is computed, and the differences between the predicted and the experimental Reynolds number from pressure gradients are well within 5%. It is found that the friction coefficients predicted by the model with electrokinetic effect are higher than that predicted by the macroscale fluid theory in the same microchannel. Stronger deviations are observed as the solution concentration decreases.

**Key words:** electrokinetic effect; friction coefficient; Reynolds number; finite control volume scheme; computer simulation

收稿日期: 2006-04-15; 修订日期: 2006-12-25.

基金项目: 国家自然科学基金项目 (No. 10572053); 高等学校博士学科点专项科研基金资助课题 (No. 20040183057)

## 1 引言

微机电系统 (MEMS) 和纳米机电系统 (NEMS)<sup>[1]</sup>, 如微泵<sup>[2-3]</sup>、散热片<sup>[4]</sup>、热交换器<sup>[5]</sup>、芯片实验室诊断设备<sup>[6]</sup>和药物输送系统<sup>[7]</sup>中普遍存在微流控现象。各种微流控系统中均需要将所需的液体从流道的一个位置驱动到另一各位置, 压力驱动流是微流控芯片<sup>[8]</sup>中最常使用的驱动控制方法之一, 该方法通过压力驱动流道内流体流动。与各种专门的微流控系统构型有关, 流道的截面形状不尽相同。目前国内在微流体方面的研究没有涉及到矩形流道内压力驱动流的流体流动特性分析, 所进行的仿真研究仅涉及两平板间的一维流动。由于现代微加工技术中加工的流道多为矩形, 近年来人们开始对矩形流道中的微流体特性进行研究。

微尺度下, 表面积-体积比率变大, 表面效应对微流体的影响占主导地位<sup>[9]</sup>, 由于固-液界面双电层的作用而产生的感应电动势在微流道流体输送中起着重要作用<sup>[10]</sup>。研究表明, 微流道中流体的流动特性经常偏离传统流体理论<sup>[11]</sup>。为了提高微机电系统的性能, 改善其设计能力, 研究微流道中流体的流动特性是十分有必要的。本文将矩形微流道内固-液界面上双电层场和感应电动效应产生的源项引入传统动量方程, 通过求解矩形微流道中完全发展压力驱动流的控制方程, 数值模拟研究电动效应对微流道中流体流动特性的影响。

## 2 数学模型

### 2.1 矩形微流道中的双电层场

当分散体系表面带电时, 还会吸引与表面电荷相反的水溶液中的离子在其周围, 以使整个体系成为电中性, 这样就构成了双电层。矩形微流道中的双电层场为二维场, 此二维双电层场将影响矩形微流道中的流场。矩形微流道的几何形状如图1所示<sup>[12]</sup>, 其宽为  $2W$ , 高为  $2H$ , 长为  $L$ 。

矩形微流道的宽为  $2W$ , 高为  $2H$ , 长为  $L$ 。根据静电学理论, 电势  $\phi(x, y)$  和单位体积内的静电荷密度  $\rho_e$  之间的关系可由二维 Poisson 方程描述:

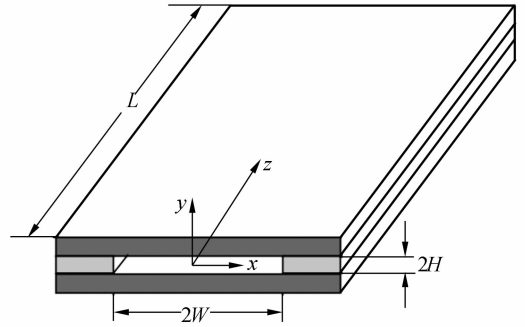


图1 两平行硅板形成的矩形微流道的几何形状  
Fig. 1 Geometry of a rectangular microchannel formed between two parallel silicon plates

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = -\frac{\rho_e}{\epsilon_r \epsilon_0}, \quad (1)$$

式中:  $\epsilon_r$  是相对介电常数, 本文中,  $\epsilon_r = 80$ ;  $\epsilon_0$  是真空介电常数。

假设电解质溶液中单位体积内离子浓度服从 Boltzmann 分布:

$$n_i = n_{i\infty} \exp\left(-\frac{z_i e \phi}{k_b T}\right), \quad (2)$$

式中:  $n_{i\infty}$  是电解质溶液的离子浓度;  $z_i$  是第  $i$  种离子的离子价;  $e$  是电子所带的电荷量。

单位体积内的静电荷密度  $\rho_e$  为:

$$\rho_e = \sum n_i z_i e = e \sum z_i n_{i\infty} \exp\left(-\frac{z_i e \phi}{k_b T}\right), \quad (3)$$

对于 KCl ( $z_+ : z_- = 1 : 1$ ) 溶液, 式(3)具体为:

$$\rho_e = e \sum z_i n_{i\infty} \exp\left(-\frac{z_i e \phi}{k_b T}\right) = -2en_{\infty} \sinh\left(\frac{e\phi}{k_b T}\right), \quad (4)$$

将上式代入方程(1), 得到 Poisson-Boltzmann 方程:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = \frac{2en_{\infty}}{\epsilon \epsilon_0} \sinh\left(\frac{e\phi}{k_b T}\right), \quad (5)$$

通过引入以下无量纲变量将 Poisson-Boltzmann 方程及其边界条件进行无量纲化

$$\bar{x} = \frac{x}{D_h}, \quad \bar{y} = \frac{y}{D_h}, \quad \bar{\phi} = \frac{e\phi}{k_b T}$$

式中:  $D_h$  是液力直径, 图1所示的矩形微流道的液力直径为

$$D_h = \frac{4A_c}{P_w} = \frac{4HW}{H+W}$$

其中,  $A_c$  是流道截面面积;  $P_w$  是流道截面周长。

将以上无量纲变量代入方程(5), 得到无量纲

Poisson-Boltzmann 方程:

$$\frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial y^2} = \kappa^2 D_h^2 \sinh(\bar{\psi}), \quad (6)$$

式中:  $\kappa$  是 Debye-Huckel 参数,  $\kappa^{-1}$  通常叫做双电层的特征厚度, 定义为

$$\kappa^{-1} = \left( \frac{2e^2 n_\infty}{\epsilon \epsilon_0 k_b T} \right)^{-1/2}$$

假设微流道中电势场是对称的, 则方程(6)在 1/4 矩形横截面上服从以下无量纲边界条件:

$$\bar{x}=0, \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x}=0 \text{ 和 } \bar{y}=0, \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial y}=0, \quad (7)$$

$$\bar{x}=\frac{W}{D_h}, \bar{\psi}=\bar{\zeta} \text{ 和 } \bar{y}=\frac{H}{D_h}, \bar{\psi}=\bar{\zeta}. \quad (8)$$

其中,  $\bar{\zeta}=e\zeta/(k_b T)$  是流道壁上的无量纲  $\zeta$  电势。

## 2.2 矩形微流道中的流场

将双电层效应产生的源项引入传统 Navier-Stokes 方程, 则 Navier-Stokes 方程可以修正为:

$$\rho \left[ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right] = -\nabla P + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \rho_e E_z, \quad (9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (10)$$

式中:  $\mathbf{u}$  是速度矢量;  $\mu$  是动力学粘度, 本文中  $\mu = 9 \times 10^{-4} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ;  $\rho$  是液体的密度;  $E_z$  是微流道中的感应电场强度。

假设流动是二维、稳态、完全发展流, 则速度分量分别为  $\mathbf{u}=\mathbf{u}(x, y)$  和  $v=w=0$ , 方程(9)左边的惯性项  $\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}$  和时间项  $\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}$  为零。外加压力只是  $z$  的函数, 因此压力梯度是常数, 其定义为:

$$-\frac{dP}{dz} = \frac{\Delta P}{L}$$

其中, 负号“ $-$ ”表示压力沿流道方向下降。

如果忽略重力, 那么只有静电荷受到感应电场的作用产生的电场力, 即  $F = \rho_e E_z$ 。运动方程可简化为:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial y^2} = \frac{1}{\mu} \frac{dP}{dz} - \frac{1}{\mu} E_z \rho_e, \quad (11)$$

## 2.3 矩形微流道中的感应电场

从方程(11)可以看出, 只有当感应电场强度  $E_z$  已知时, 速度场才可以计算出来。这种由感应电场强度沿流道方向建立起来的稳态电势差叫做电动电势(或流动电势)。在没有外加电场强度的情况下, 当液体在外部压力的作用下进入微流道时, 双电层的扩散层中的抗衡离子被带到下游, 从而产生电流, 这种电流称为流动电流, 与压力驱动流方向相同。与流动电流相对应产生的电势叫流

动电势。流动电势驱动双电层的扩散层中抗衡离子运动产生电流, 这种由流动电势产生的电流叫做传导电流, 它的运动方向与流动电流的方向相反。

通常沿流道轴向的净电流  $I_{\text{net}}$  是流动电流  $I_s$  和传导电流  $I_c$  的代数和。稳态情况下, 净电流为零, 即传导电流与流动电流数值相等, 方向相反, 可表示为:

$$I_s = -I_c, \quad (12)$$

考虑到对称性, 矩形流道中的流动电流  $I_s$  可表示为:

$$I_s = 4 \int_0^H \int_0^W \mathbf{u}(x, y) \rho_e(x, y) dx dy, \quad (13)$$

微流道中的传导电流由两部分组成<sup>[13]</sup>: 由于流体的传导性而产生的传导电流  $I_{cb}$ ; 由于双电层表面传导性而产生的表面传导电流  $I_{cs}$ 。因此流道中的总传导电流  $I_c$  可表示为:

$$I_c = I_{cb} + I_{cs} = \lambda_0 E_z A_c + \lambda_s E_z P_w = 4\lambda_1 E_z HW, \quad (14)$$

式中:  $\lambda_0$  是电解质溶液的电导率;  $\lambda_s$  是表面电导率。

总电导率可由下式表示:

$$\lambda_t = \lambda_0 + \lambda_s \frac{P_w}{A_c} = \lambda_0 + \lambda_s \frac{H+W}{HW}$$

将式(13)和(14)代入式(12), 得到感应电场强度为:

$$E_z = -\frac{4 \int_0^H \int_0^W \mathbf{u}(x, y) \rho_e(x, y) dx dy}{\lambda_t HW}, \quad (15)$$

## 2.4 无量纲 Navier-Stokes 方程

定义参考雷诺数  $Re_0 = \frac{\rho D_h U}{\mu}$ , 引入无量纲参数如下:

$$\bar{u} = \frac{u}{U}, \quad \bar{z} = \frac{z}{D_h Re_0}, \quad \bar{P} = \frac{P - P_0}{\rho U^2},$$

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{z}} = \frac{D_h Re_0}{\rho U^2} \frac{\partial P}{\partial z}, \quad \bar{E}_z = \frac{D_h Re_0}{\zeta_0} E_z$$

式中:  $U$  是任意参考速度, 本文中  $U = 1 \text{ m/s}$ ;  $P_0$  是参考压力;  $\zeta_0$  是参考电动电势。

应用以上无量纲参数, 将方程(4)代入方程(11), 得到无量纲运动方程为:

$$\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} = \frac{d\bar{P}}{d\bar{z}} + \frac{2zen_\infty \zeta_0}{\rho U^2} \bar{E}_z \sinh(\bar{\psi}), \quad (16)$$

无量纲感应电场强度为:

$$\bar{E}_z = \frac{D_h Re_0 2ze n_{\infty} D_h^2 U}{\zeta_0 \lambda_l HW} \int_0^H \int_0^W \bar{u} \sinh(\bar{\psi}) d\bar{x} d\bar{y}, \quad (17)$$

将方程(17)代入方程(16),定义一个新的无量纲参数  $M = \frac{4z^2 e^2 n_{\infty}^2 D_h^4}{\mu \lambda_l HW}$ ,可以得到以下无量纲运动方程:

$$\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{y}^2} = \frac{d\bar{P}}{dz} + M \sinh(\bar{\psi}) \int_0^H \int_0^W \bar{u} \sinh(\bar{\psi}) d\bar{x} d\bar{y}, \quad (18)$$

在1/4矩形横截面上方程(18)服从以下无量纲边界条件:

$$\bar{x}=0, \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}}=0 \text{ 和 } \bar{y}=0, \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}}=0, \quad (19)$$

$$\bar{x}=\frac{W}{D_h}, \bar{u}=0 \text{ 和 } \bar{y}=\frac{H}{D_h}, \bar{u}=0, \quad (20)$$

其中,式(19)和(20)分别是对称边界条件和无滑动边界条件。

矩形微流道中的流量为:

$$Q = 4 \int_0^H \int_0^W \mathbf{u}(x, y) dx dy = 4 \int_0^H \int_0^W \bar{\mathbf{u}}(\bar{x}, \bar{y}) U dx dy, \quad (21)$$

平均速度为:

$$u_{ave} = \frac{Q}{A_c} = \frac{Q}{4HW}, \quad (22)$$

### 3 数值方法

方程(6)是二维、二阶非线性偏微分方程,不易求得其解析解。假设  $\psi$  很小,当  $|\bar{\psi}| < 1$  时,  $\sinh(\bar{\psi}) \approx \bar{\psi}$  成立。则方程(6)可简化为:

$$\frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial \bar{y}^2} = \kappa^2 D_h^2 \bar{\psi}, \quad (23)$$

以上简化就是古典 EDL 理论中的线性 Debye-Huckel 近似<sup>[14-15]</sup>。室温下,当  $\psi < 25$  mV 时,线性 Debye-Huckel 近似是有效的<sup>[14]</sup>。实际上,大多数固-液界面上的表面静电势都高于 25 mV,应用线性 Debye-Huckel 近似法求解二维、二阶非线性 Poisson-Boltzmann 方程是不可行的。本文应用帕坦卡<sup>[16]</sup>提出的数值算法求解方程(6)。求解过程如下:

首先将方程(6)右边的非线性源项线性化如下:

$$S = \kappa^2 D_h^2 \sinh(\bar{\psi}_{i,j}^{(k+1)}) = S_c + S_p \bar{\psi}_{i,j}^{(k+1)}$$

式中:

$$S_c = \kappa^2 D_h^2 \sinh(\bar{\psi}_{i,j}^{(k)}) - \kappa^2 D_h^2 \cosh(\bar{\psi}_{i,j}^{(k)}) \cdot \bar{\psi}_{i,j}^{(k)};$$

$$S_p = \kappa^2 D_h^2 \cosh(\bar{\psi}_{i,j}^{(k)});$$

其中,  $k$  是迭代次数;  $i, j$  是节点号。

然后应用有限控制容积法得到离散化方程如下:

$$\bar{\psi}_{i,j} = \left( \frac{\Delta y}{\Delta x} \cdot (\bar{\psi}_{i-1,j} + \bar{\psi}_{i+1,j}) + \frac{\Delta x}{\Delta y} \cdot (\bar{\psi}_{i,j-1} + \bar{\psi}_{i,j+1}) + S_c \Delta x \Delta y \right) / \left( \alpha 2 \left( \frac{\Delta y}{\Delta x} + \frac{\Delta x}{\Delta y} \right) - S_p \Delta x \Delta y \right)$$

式中:  $\Delta x, \Delta y$  是计算中使用的步长;  $\alpha$  是调节系数。

最后,将  $S_c, S_p$  的表达式代入上式,采用高斯-塞代尔迭代法求解即可得到  $\bar{\psi}(\bar{x}, \bar{y})$  的数值解。将  $\bar{\psi}(\bar{x}, \bar{y})$  代入方程(15),即可求得速度  $\bar{\mathbf{u}}(\bar{x}, \bar{y})$  的数值解。

### 4 讨论

利用上述模型,本文对微流道内的压力驱动流进行了仿真。为了验证模型的准确性,将上述的电动理论模型得到的数值模拟结果与参考文献[12]中的试验结果进行对比。为了避免由于流道截面形状和表面粗糙度而引起的复杂性,试验中使用了由两块平行、光滑的硅板形成的流道(如图1所示),硅板的长度是 30 mm,宽度是 14 mm,厚度是 1 mm;表面粗糙度大约为 20 nm;试验温度是 21 °C;试验中微流道的长是 30 mm,宽是 5 mm,流道高度分别是 14.1  $\mu\text{m}$ , 28.2  $\mu\text{m}$  和 40.5  $\mu\text{m}$ ;试验用到的溶液分别是  $10^{-2}$  M 的 KCl 溶液,  $10^{-4}$  M 的 KCl 溶液和去离子水(DIUF Water)。

#### 4.1 速度图形

图2表示浓度为  $10^{-6}$  M 的 KCl 溶液,流道高度为 28.2  $\mu\text{m}$ ,压力梯度不同时,1/4 矩形微流道中高度方向上考虑电动效应时的速度图。从图中可以看出,速度分布仍然是抛物线流型,速度随压差的增大而增大。

#### 4.2 压力梯度与雷诺数之间的关系

经常用来表征流体流动特性的一个无量纲参数是雷诺数,它表征流体内部粘度特性,定义为

$$Re = \frac{\rho u_{ave} D_h}{\mu}$$

本文应用以上模型和数值算法计算了三种高度的流道中,三种溶液(浓度为  $10^{-2}$  M,  $10^{-4}$  M 的 KCl 溶液和去离子水)的压力梯度与雷诺数之间

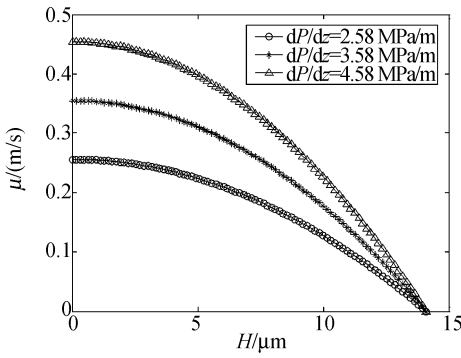


图 2 当  $C=10^{-6} M$ ,  $2H=28.2 \mu m$  时, 四分之一流道截面上高度方向上的速度图

Fig. 2 Velocity profiles of height direction in a quarter of cross-section microchannel with  $C=10^{-6} M$ ,  $2H=28.2 \mu m$

的关系, 并将仿真得到的结果同参考文献[12]中的试验测量值进行了对比, 对比结果见图 3。从图中可以看出, 模型预测值与试验值基本吻合。

### 4.3 电动效应对摩擦系数的影响

矩形流道中流体流动的 Darcy 摩擦因子<sup>[10]</sup>为:

$$f = \frac{(-dP/dz) D_h}{\rho u_{ave}^2 / 2} = \frac{2 D_h \Delta P}{\rho u_{ave}^2 L}$$

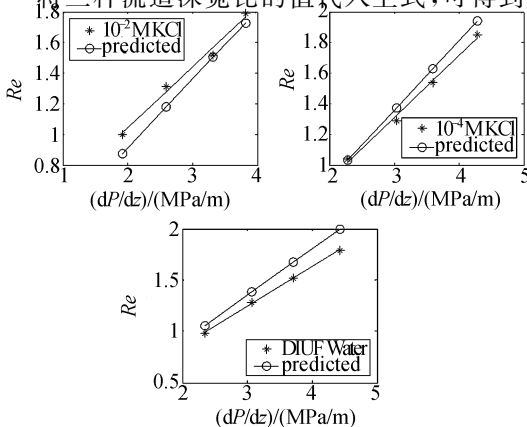
则摩擦系数为:

$$C_f = f \cdot Re = \frac{2 D_h^2 \Delta P}{\mu u_{ave} L} = \frac{-2 d\bar{P}/dz}{u_{ave}}$$

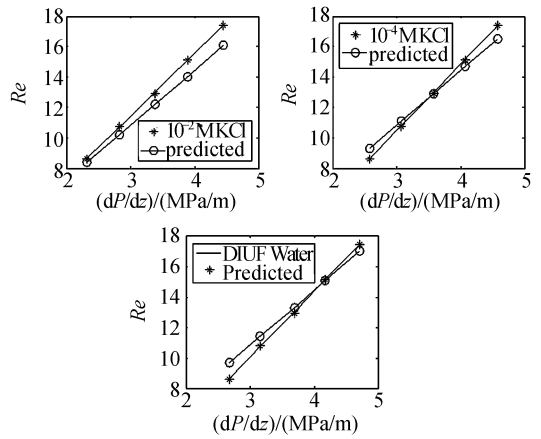
宏观流体理论中, 矩形流道内液体摩擦系数只与流道的深宽比有关。假设矩形流道的深宽比为  $\alpha = H/W$ , 则摩擦系数的拟合公式为<sup>[17]</sup>:

$$C_f = 96 \times (1 - 1.355 3 \times \alpha + 1.946 7 \times \alpha^2 - 1.701 2 \times \alpha^3 + 0.956 4 \times \alpha^4 - 0.253 7 \times \alpha^5)$$

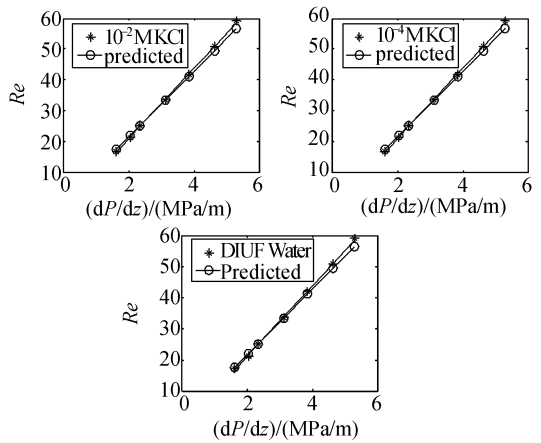
将三种流道深宽比的值代入上式, 可得到无



(a)  $2H=14.1 \mu m$



(b)  $2H=28.2 \mu m$



(c)  $2H=40.5 \mu m$

图 3 流道高度  $2H$  分别为:  $14.1 \mu m$ ,  $28.2 \mu m$  和  $40.5 \mu m$  时,  $dP/dz \sim Re$  的试验结果和仿真结果对比图

Fig. 3 Comparison of the experimentally determined  $dP/dz \sim Re$  with the simulation results in the three of microchannels  $2H=14.1 \mu m$ ,  $2H=28.2 \mu m$ ,  $2H=40.5 \mu m$

电动效应时液体摩擦系数分别是 95.634 6, 95.272 1 和 94.958 4。然而, 我们的模型显示微尺度下考虑电动效应时三种流道内液体的摩擦系数均高于无电动效应时的摩擦系数, 且固-液界面上的  $\zeta$  电势, 电解质溶液浓度对摩擦系数均有影响。

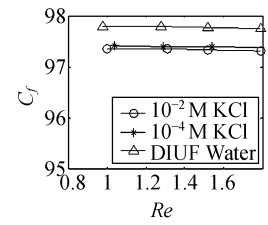
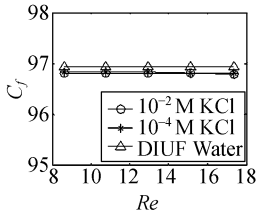
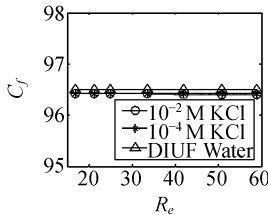
(a)  $2H = 14.1 \mu\text{m}$ (b)  $2H = 28.2 \mu\text{m}$ (c)  $2H = 40.5 \mu\text{m}$ 

图4 流道高度  $2H$  分别为:  $14.1 \mu\text{m}$ ,  $28.2 \mu\text{m}$  和  $40.5 \mu\text{m}$  时, 摩擦系数  $C_f$  随雷诺数  $Re$  的变化关系

Fig. 4 Friction coefficient as a function of Reynolds number in the three of microchannels: a)  $2H = 14.1 \mu\text{m}$ , b)  $2H = 28.2 \mu\text{m}$ , c)  $2H = 40.5 \mu\text{m}$

图4表示三种高度的微流道中,  $10^{-2} \text{ M}$  的 KCl 溶液,  $10^{-4} \text{ M}$  的 KCl 溶液和去离子水的摩擦系数  $C_f$  与雷诺数  $Re$  之间的关系。这里假设相同温度下, 电解质溶液的粘度与浓度无关<sup>[18]</sup>。仿真结果显示: 图4所示的  $Re$  变化范围内, 液体摩擦系数基本不随  $Re$  的变化而变化; 同一流道中, 离子浓度较低的溶液的摩擦系数较高, 这是由于离子浓度较低的溶液,  $\zeta$  电势较高, 电动效应更强的缘故。

## 5 结 论

本文应用电动理论模型研究了微流道内压力驱动流的流动特性。没有使用线性 Debye-Huckel 近似, 而是应用有限控制容积法求解了二维 Poisson-Boltzmann 方程和修正的 Navier-Stokes 方程。对三种尺寸微流道中不同溶液的雷诺数与压力梯度之间的关系进行了数值模拟, 模型预测值与试验值之差在 5% 之内。数值模拟结果表明, 微尺度下考虑电动效应时流道内液体的摩擦系数高于无电动效应时的摩擦系数; 同一流道中, 离子浓度较低的溶液, 摩擦系数较高; 液体的摩擦系数基本不随  $Re$  的变化而变化。本文为微型压力驱动泵有效控制方法的研究提供了理论依据。

## 参考文献:

- [1] ESASHI M, ONO T. Micro-nano electromechanical system by bulk silicon micromachining[J]. *Opt. Precision Eng.*, 2002, 10(6): 608-613.
- [2] 刘国君, 程光明, 杨志刚. 一种压电式精密输液微泵的试验研究[J]. *光学精密工程*, 2006, 14(4): 612-616.  
LIU G J, CHENG G M, YANG ZH G. Experimental research on a piezoelectric micro-pump for precision pumping [J]. *Opt. Precision Eng.*, 2006, 14(4): 612-616. (in Chinese)
- [3] 王皓, 罗先刚, 姚汉民, 等. 微机械往复无阀泵的振动特性分析[J]. *光学精密工程*, 2005, 13(增): 98-102.  
WANG H, LUO X G, YAO H M, et al.. Analysis on the vibrating characteristics of a micro mechanical valveless pump[J]. *Opt. Precision Eng.*, 2005, 13(supp.): 98-102. (in Chinese)
- [4] PFRAHLER J N. *Advances in Thermal Modeling of Electronic Components and Systems*[M]. New York: SME Press, 1990.
- [5] HUNT C E, DESMOND C A, CIARLO D R, et al.. Direct bonding of micromachined silicon wafers for laser diode heat exchanger applications[J]. *J. Micromech. Microeng.*, 1991, (1): 152-156.

- [6] HARRISON J D, FLURI K, SELLER K, *et al.*. Micromachining a miniaturized capillary electrophoresis-based chemical analysis system on a chip[J]. *Science*, 1993, 261: 895-897.
- [7] BOUROUNAY T, BOSSEBOEUF A, GRANDCHAMP J P. Design and simulation of an electrostatic micropump for drug-delivery applications[J]. *J. Micromech. Microeng.*, 1997, 7: 186-188.
- [8] 金庆辉, 庄贵生, 刘菁, 等. 微流控分析芯片在线尿中蛋白及 LDH 同工酶检测[J]. *光学精密工程*, 2005, 13(2): 151-157.  
JIN Q H, ZHUAN G SH, LIU J, *et al.*. On-line detection of urinary protein and lactate dehydrogenase isoenzyme by capillary electrophoresis microchip[J]. *Opt. Precision Eng.*, 2005, 13(2): 151-157. (in Chinese)
- [9] HO CH M, TAI Y CH. Micro-Electro-Mechanical-Systems (MEMS) and fluid flows[J]. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 1998, 30: 579-612.
- [10] LYKLEMA J. *Fundamentals of Interface and Colloid Science*[M]. New York: Academic Press, 1995.
- [11] QU W L, MALA G M, LI D Q. Pressure-driven water flows in trapezoidal silicon microchannels[J]. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2000, 43: 353-364.
- [12] REN L Q, LI D Q, QU W L. Electro-viscous effects on liquid flow in microchannels[J]. *J. Coll. Interface Sci.*, 2001, 233: 12-22.
- [13] LI D Q. Electro-viscous effects on pressure-driven liquid flow in microchannels[J]. *Coll. Surf. A: Physicochem. Eng. Aspects*, 2001, 195: 35-57.
- [14] MALA G M, YANG CH, LI D Q. Electrical double layer potential distribution in a rectangular microchannel[J]. *Coll. and Surf. A: Physicochem. Eng. Aspects*, 1998, 135: 109-116.
- [15] QU W L, LI D Q. A model for overlapped EDL fields[J]. *J. Coll. Interface Sci.*, 2000, 224: 397-407.
- [16] 帕坦卡. 传热与流体流动的数值计算[M]. 北京: 科学出版社, 1984.  
PATANKAR S V. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*[M]. New York: McGraw Hill, 1980. (in Chinese)
- [17] GAD-EL-HAK M. *The MEMS Handbook*[M]. New York: CRC Press, 2002.
- [18] HUNTER R J. *Zeta Potential in Colloid Science, Principles and Applications*[M]. New York: Academic Press, 1981.

作者简介:张 鹏(1978—),女,山东平度人,博士研究生;E-mail:zhangpengjlu@sohu.com

左春桎(1963—),男,山西繁峙人,教授,博士生导师,主要从事微流控, DNA 流体动力学方面的研究;E-mail: zuocc@jlu.edu.cn