

doi:10.12068/j.issn.1005-3026.2024.08.001

基于双电场叠加效应的诱导电荷电渗调控方法

陈晓明^{1,2}, 沈默^{1,2}, 刘顺^{1,2}, 赵勇^{1,2}

(1. 东北大学秦皇岛分校 控制工程学院, 河北 秦皇岛 066004;

2. 东北大学秦皇岛分校 河北省微纳精密光学传感与检测技术重点实验室, 河北 秦皇岛 066004)

摘要: 为了从多种细胞群体中提取纯净细胞群或者从复杂的样本中提取所需成分, 提出了一种基于双电场叠加效应的诱导电荷电渗调控新方法, 研究诱导电荷电渗漩涡的重塑机理及其颗粒操控性能. 首先, 建立多物理场耦合仿真模型并研究双电场叠加作用下诱导电荷电渗漩涡的非对称演变机理. 其次, 设计并加工颗粒操控器件, 搭建颗粒操控实验系统. 然后, 研究不同电压下非对称诱导电荷电渗漩涡对单颗粒的聚集和纵向偏移特性. 最后, 研究非对称诱导电荷电渗漩涡对不同颗粒的聚集和分离特性. 结果表明: 此方法能够以简单的控制方式实现微尺度颗粒的聚集、偏移和分离, 其在环境检测、疾病诊断领域方面具有巨大的应用潜力.

关键词: 诱导电荷电渗; 双极性电极; 颗粒聚集; 颗粒分离; 微流控器件

中图分类号: R 331.3 文献标志码: A 文章编号: 1005-3026(2024)08-1065-09

Regulation Method of Induced-Charge Electro-Osmosis Based on Superposition Effect of Dual Electric Fields

CHEN Xiao-ming^{1,2}, SHEN Mo^{1,2}, LIU Sun^{1,2}, ZHAO Yong^{1,2}

(1. School of Control Engineering, Northeastern University at Qinhuangdao, Qinhuangdao 066004, China; 2. Hebei Key Laboratory of Micro-Nano Precision Optical Sensing and Measurement Technology, Qinhuangdao 066004, China. Corresponding author: CHEN Xiao-ming, E-mail: chenxiaoming@neuq.edu.cn)

Abstract: In order to extract pure cell populations from multiple cell populations or to extract the required components from complex samples, a novel regulation method of induced-charge electro-osmotic (ICEO) is proposed, based on the superposition effect of dual electric fields, to study the remodeling mechanism of the ICEO vortex and its particle control performance. Firstly, a multi-physical coupling simulation model is established and the asymmetric evolution mechanism is studied. Secondly, the particle control device is designed and processed, and the particle control experimental system is built. Then, the aggregation and longitudinal migration characteristics of single particle induced by asymmetrically ICEO vortices at different voltages are studied. Finally, aggregation and separation characteristics of various particles within the asymmetric ICEO vortices are explored. The results show that this method can achieve the aggregation, migration and separation of micro-scale particles in a simple control way, and it has great application potential in the field of environmental detection and disease diagnosis.

Key words: induced-charge electro-osmosis (ICEO); bipolar electrode; particle aggregation; particle separation; microfluidic device

微尺度颗粒操控技术在医学、生物学、材料科学等领域具有重要应用, 因此该技术受到了广泛的关注. 颗粒富集技术能够将浓度非常低

的颗粒样本, 如污染物、病变细胞、病毒等, 进行聚集以提高局部浓度, 从而达到检测的目的, 在环境检测、疾病诊断等领域具有重要应用^[1-2]. 颗

收稿日期: 2023-04-03

基金项目: 河北省自然科学基金资助项目(A2022501004, F2020501040); 中央高校基本科研业务费专项资金资助项目(N2223013).

作者简介: 陈晓明(1990-), 男, 河南郑州人, 东北大学秦皇岛分校讲师, 博士; 赵勇(1973-), 男, 辽宁沈阳人, 东北大学教授, 博士生导师.

粒偏移技术能够将样本进行定向输送,可以实现癌细胞的靶向破坏、病毒检测、蛋白质分析、免疫检测等功能^[3-4].颗粒分离技术能够从多种细胞群体中提取纯净细胞群或者从复杂的样本中提取所需成分,是颗粒样本处理过程中一个必不可少的工具,比如生物科学领域的科学家从血液中分离出病变细胞用于疾病的早期诊断和病理研究^[5].

随着微纳加工技术的不断进步,微流控技术得到迅速发展^[6].在微流控技术中,微尺度样本操控技术在解决生物医学、化学分析、环境监测等领域问题时具有成本低、效率高、集成度高等优点^[7].因此,很多学者相继提出了不同的微尺度颗粒操控方法,如流场驱动法^[8]、声波操控法^[9]、光场操控法^[10]、磁场操控法^[11]、电场操控法^[12]等.流场驱动法是利用压力差或泵推等方式产生流体流动以实现样本的操控.虽然流场驱动法具有操作简单、可靠性高的优点,但该方法的耗能较大并且难以精确控制^[8].声波操控法是利用超声波在液体中产生压力梯度和辐射力以实现颗粒样本的无接触、无损伤操控,但是该方法的器件加工工艺比较复杂^[9].光场操控法是利用光子在液体中激发光压或光热效应以实现微纳尺度样本精准操控.虽然该方法空间分辨率高、可集成性强^[11],但是其光损耗大且易受环境影响.磁场操控法通过外加磁场吸附或排斥磁性或被磁性修饰的颗粒以实现样本的操控.虽然磁场操控法具有无损伤、无污染等优点^[12],但是该方法存在磁场强度难以调节的局限性.电场操控法是利用电场直接作用于颗粒样本的方式或驱动流体间接作用于样本的方式实现颗粒样本的操控,具有供能简单方便、元件价格低廉、响应速度快、调控方式灵活等优势^[13],在研发微流控功能器件方面具有较大的潜力.为此,各种各样电场颗粒操控方法相继被提出,如介电泳(dielectrophoresis, DEP)力^[14]、电渗透(electro-osmosis, EO)流^[15]、交流电热(alternating current electrothermal, ACET)体对流^[16]等.

诱导电荷电渗流具有操控条件温和、样本无接触等优势,在颗粒样本的浓缩和筛选方面具有重要的应用^[17-19].诱导电荷电渗流的形貌可以通过调节电场分布和双极性电极表面 Zeta 电势分布进行调整和重塑.此外,漩涡速度可以通过调节电场强度、频率和溶液电导率进行精准调控.为此,本文提出了一种基于双电场叠加效应

的诱导电荷电渗流调控方法.首先建立电场和流场耦合仿真模型,数值模拟诱导电荷电渗流的形貌演变规律及流体停滞区迁移规律.其次,设计并加工颗粒操控器件,完成实验平台的搭建.然后,研究非对称诱导电荷电渗流对单种颗粒的聚集和偏移特性.最后,研究非对称诱导电荷电渗流对两种颗粒的聚集与分离特性.本文提出的诱导电荷电渗流调控方法能够以简单经济的方式实现微尺度样本的富集、偏移和分离,在环境检测、疾病诊断领域具有重要的应用潜力.

1 理论背景

对微通道上游和下游的上侧激发电极分别添加交流电信号:

$$V_1 = A_1 \cos(\omega_1 t + \theta_1), \quad (1)$$

$$V_2 = A_2 \cos(\omega_2 t + \theta_2). \quad (2)$$

将上游和下游的下侧激发电极接地,即

$$V_3 = V_4 = 0. \quad (3)$$

式中: V_1, V_2 分别为上游和下游的上侧激发电极电压; V_3, V_4 分别为上游和下游的下侧激发电极电压; A_1, A_2 分别为上游和下游电场的电压幅值; ω_1, ω_2 分别为上游和下游电场的角频率; θ_1, θ_2 分别为上游和下游电场的相位角.对上游和下游激发电极施加交流信号之后,通道内的电场 φ 可以通过 Laplace 方程^[20]进行计算:

$$\nabla^2 \varphi = 0. \quad (4)$$

在电场作用下,电解液中的阴阳离子发生定向迁移,并在电解液和双极性电极的界面上形成双电层.位于扩散层和双极性电极中间的致密层与电极紧密结合,无法在电场作用下产生定向迁移,如图 1a 所示.扩散层中的离子在切向电场作用下产生定向运动.由于迁移离子与电解液溶液间的黏滞作用,双极性电极表面可以产生电渗滑移(图 1b),其速度的时均形式^[20]为

$$\langle \mathbf{u} \rangle = -\varepsilon_f \left\langle (\xi_1 + \xi_2) (\mathbf{E}_{u1} + \mathbf{E}_{u2}) \right\rangle / \eta. \quad (5)$$

式中: ξ_1, ξ_2 分别为上游和下游电场作用对双极性电极产生的 Zeta 电势; ε_f 为电解液介电常数; η 为动力黏度; \mathbf{u} 是流体的速度; \mathbf{E}_{u1} 和 \mathbf{E}_{u2} 分别为上游和下游电场的切向分量.将式(5)作为边界条件添加于双极性电极表面,其他表面定义为无滑移边界条件.微通道中的流体满足 Navier-Stokes 方程^[21]:

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} &= -\nabla p + \nabla \cdot \left[\eta \left(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T \right) \right], \\ \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

式中: ρ 为电解液密度; p 是流体压强.当上游和下游的电极同时施加交流电信号时,两个电场的叠加效应及其对 Zeta 电势的调制效应,破坏了诱导电荷电渗漩涡的对称性,如图 1c 所示.左侧诱导电荷电渗漩涡速度和作用范围会显著增大(图 1d).

颗粒在诱导电荷电渗漩涡中受到 Stokes 力^[22]:

$$\mathbf{F}_s = -6\pi\eta a(\mathbf{v} - \mathbf{u}). \quad (7)$$

式中: a 是颗粒的半径; \mathbf{v} 是颗粒的速度.由于电场梯度的存在,颗粒还受到介电泳(DEP)力^[23]:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{F}_{\text{DEP}} &= \pi\epsilon_r a^3 \text{Re} \left[\tilde{f}_{\text{CM}} \right] \nabla |\mathbf{E}|^2, \\ \tilde{f}_{\text{CM}} &= (\tilde{\epsilon}_p - \tilde{\epsilon}_m) / (\tilde{\epsilon}_p + 2\tilde{\epsilon}_m). \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

式中: $\tilde{\epsilon}_p$ 和 $\tilde{\epsilon}_m$ 分别为颗粒和流体的复介电常数; $\text{Re}[\cdot]$ 表示实部; \mathbf{E} 为上游和下游电场叠加后的电场; \tilde{f}_{CM} 为颗粒的 Clausius-Mosstti 因子^[24-25].

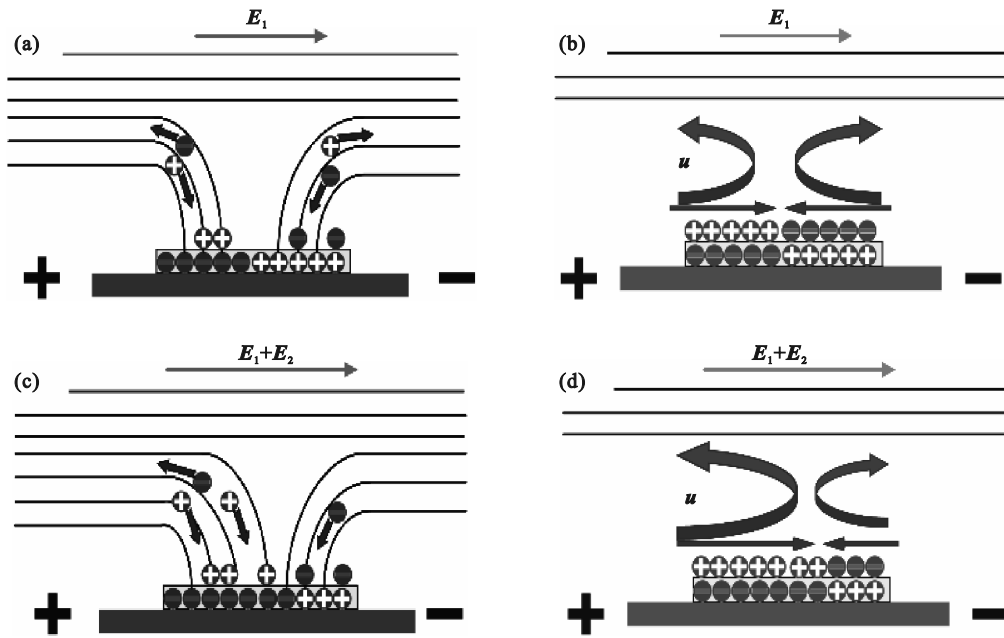


图 1 双电场叠加效应下诱导电荷电渗漩涡的形成机理

Fig. 1 Formation mechanism of induced-charge electro-osmosis (ICEO) vortex based on superposition effect of dual electric fields

(a)一单电场作用下双电层形成;(b)一单电场作用下对称漩涡;

(c)一双电场作用下双电层形成;(d)一双电场作用下非对称漩涡的 Clausius-Mossotti 因子^[24-25].

除此之外,颗粒还受到 Buoyancy 力^[26-27]的作用:

$$\mathbf{F}_B = \frac{4\pi}{3} a^3 (\rho_p - \rho_m) \mathbf{g}. \quad (9)$$

式中: ρ_p 和 ρ_m 分别为颗粒和流体的密度; \mathbf{g} 为重力加速度.

在上述作用力的平衡下,颗粒的运动速度为

$$\mathbf{v} = \mathbf{u} + \frac{2a^2(\rho_p - \rho_m)\mathbf{g}}{9\eta} + \frac{\epsilon_r a^2 \text{Re}[\tilde{f}_{\text{CM}}] \nabla |\mathbf{E}|^2}{6\eta}. \quad (10)$$

式(9)中颗粒的运动速度对时间进行积分能够求解颗粒的运动位置.当上游和下游的电场发生叠加,引起诱导电荷电渗漩涡发生非对称演变时,停滞区产生向右偏移,会引起微尺度颗粒发生偏转.不同的颗粒受到的介电泳力、Stokes 力和

Buoyancy 力存在差异.相同参数下,不同颗粒在诱导电荷电渗漩涡中产生不同的运动轨迹,从而实现其有效分离.

2 颗粒操控器件的设计与加工

基于上述机理,设计颗粒操控器件.双极性电极上游和下游分别设计一对用于施加外加电信号的激发电极.双极性电极的长度为 2 500 μm ,宽度为 300 μm .

上游激发电极的宽度为 1 500 μm ,下游激发电极的宽度为 800 μm ,上游和下游激发电极的间隙宽度为 200 μm .激发电极和双极性电极的间隙宽度为 80 μm .器件示意图如图 2a 所示,通道和电极配置结构如图 2b 所示.

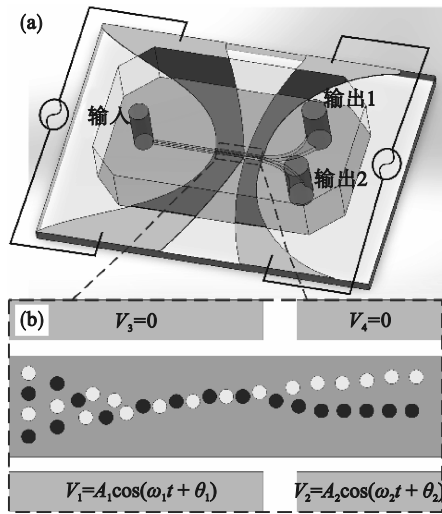


图 2 颗粒操控器件示意图
Fig. 2 Schematic of particle control device
(a)颗粒操控器件示意图; (b)一通道和电极配置结构.

在颗粒操控器件设计完成之后,进行加工.该器件的加工步骤包括:氧化锡锡(indium tin oxide, ITO)电极的加工、聚二甲基硅氧烷(Polydimethylsiloxane, PDMS)通道的加工及电极与通道的键合.①通过标准软光刻和化学刻蚀工艺实现 ITO 电极的加工;②利用标准软光刻工艺将干膜加工成通道模具,浇铸 PDMS 后分别进行排气泡处理和加热固化处理,获得 PDMS 通道;③将 PDMS 通道和 ITO 电极进行氧等离子处理,在显微镜下进行对齐和键合.通过上述加工工艺制作的颗粒操控器件及其通道和电极配置如图 3 所示.

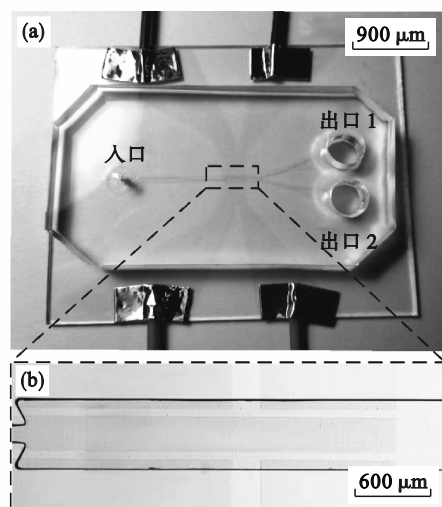


图 3 颗粒操控器件照片
Fig. 3 Photograph of particle control device
(a)颗粒操控器件照片; (b)一通道和电极配置.

在颗粒操控器件加工完成之后,进行颗粒操控系统的搭建,如图 4 所示.该操控系统由函数发

生器、功率放大器、高速摄像机、微注射泵组成.信号发生器为颗粒操控系统提供交流电信号,功率放大器对交流电信号进行放大处理,显微镜能够观测颗粒的运动规律,高速摄像机能够记录颗粒的运动过程,微注射泵控制颗粒在操控器件中的运动速度.

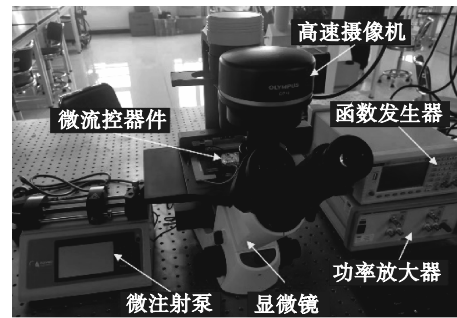


图 4 颗粒操控实验系统
Fig. 4 Experimental system of particle control

3 结果与讨论

3.1 双电场叠加下诱导电荷电渗漩涡的形貌调控

上、下游电场的叠加效应能够实现诱导电荷电渗漩涡的重塑.通过数值模拟研究不同电场作用下诱导电荷电渗漩涡的分布.当下游电压幅值为 0 时(图 5a),诱导电荷电渗漩涡呈现对称分布状态,能够将粒子样品聚集在双极性电极中心线位置(图 6a~6d).然而,当下游区域施加交流电信号时(图 5b 和 5c),该电场引起双极性电极的 Zeta 电势重新分布,且通道内的电场是上游和下游电场叠加后的结果.因此,上游区域中诱导电荷电渗漩涡呈现出非对称分布状态,如图 6e~6h 所示.

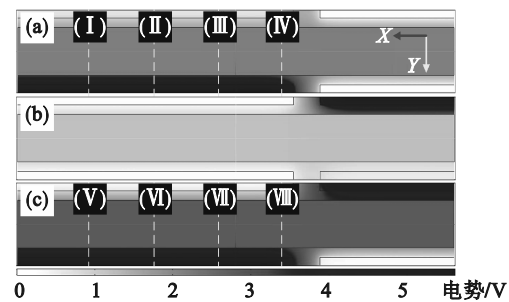


图 5 不同电场作用下的电势分布
Fig. 5 Potential distribution under different electric fields
(a)一上游电场作用下; (b)一下游电场作用下;
(c)一上游和下游电场作用下.

在对下游电极施加交流电信号之后(图 7a),下游区域中的诱导电荷电渗漩涡呈现出非对称

分布,且下游的流体停滞区产生向上偏移(图 7b~7g).之后分别在图 7b~7g 中距离双极性电极 $8\ \mu\text{m}$ 的位置定义截线,并定量研究流体流速沿该截线的变化规律.由不同截面位置 Y 轴和 Z 轴流体流

速分量(图 8a 和图 8b)可知,下游区域的诱导电渗漩涡发生了非对称演变,且非对称程度沿 X 轴方向不断增大.

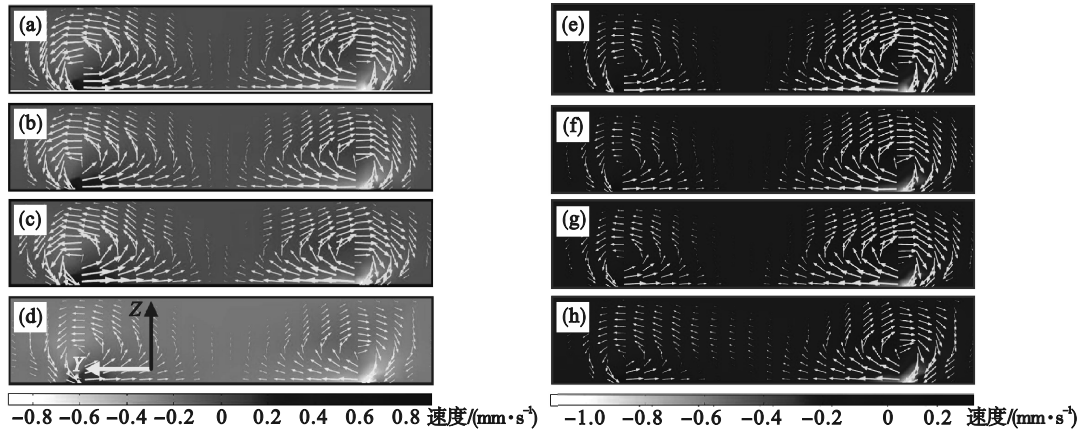


图 6 图 5 中各截面上游诱导电荷电渗漩涡分布

Fig. 6 Upstream ICEO vortex distribution at different cross sections in Fig.5

(a)—截面 I ; (b)—截面 II ; (c)—截面 III ; (d)—截面 IV ; (e)—截面 V ; (f)—截面 VI ; (g)—截面 VII ; (h)—截面 VIII.

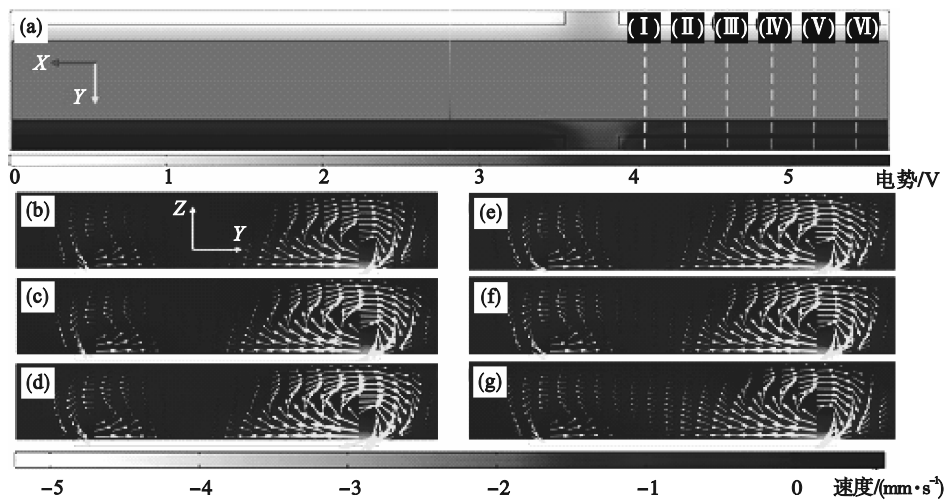


图 7 下游诱导电荷电渗漩涡分布

Fig. 7 Downstream ICEO vortex distribution

(a)—上、下游电场同时作用下的电势分布; (b)— X - Z 截面 I ; (c)— X - Z 截面 II ; (d)— X - Z 截面 III ; (e)— X - Z 截面 IV ; (f)— X - Z 截面 V ; (g)— X - Z 截面 VI.

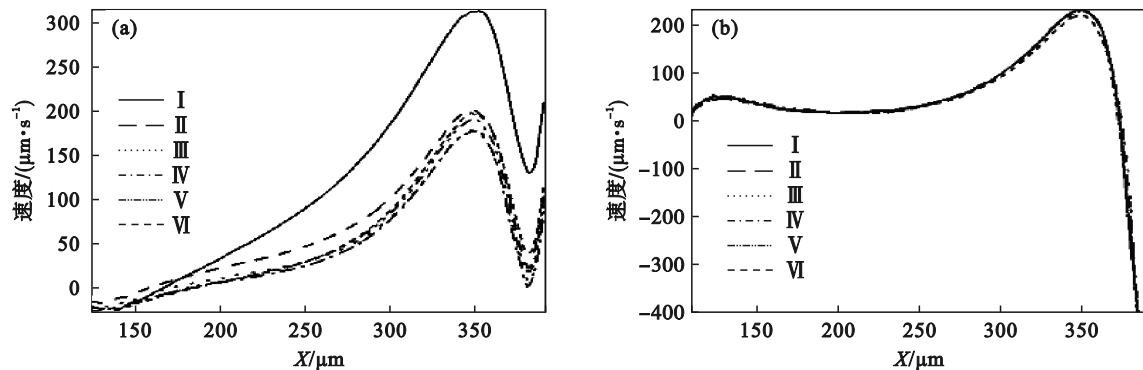


图 8 图 7 中不同截面处流体流速

Fig. 8 Flow rate at different cross sections in Fig.7

(a)— Y 轴方向; (b)— Z 轴方向.

下游电压幅值对诱导电荷电渗流涡流体流速的影响规律,如图 9 所示.随着电压幅值的增大, Y 轴和 Z 轴方向上流体的速度不断增大,诱导电荷电渗流涡的非对称程度不断增大.此外, Y 轴

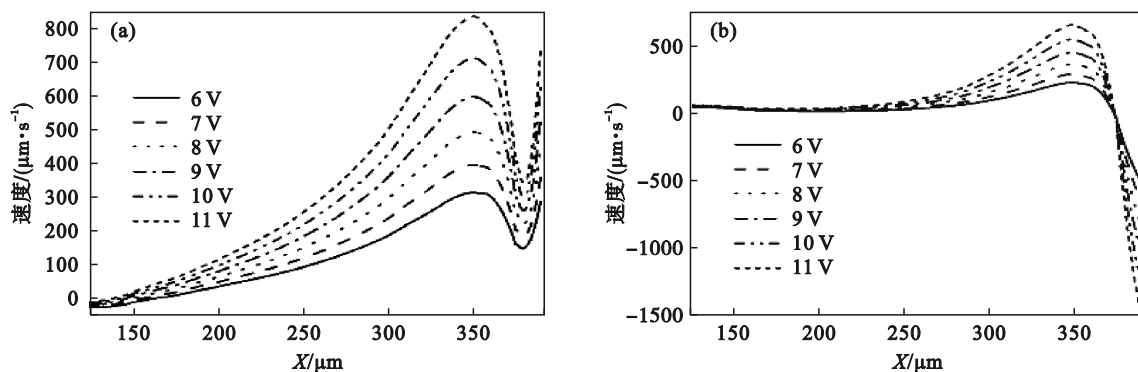


图9 不同电压下流体流速

Fig. 9 Flow rate under different voltages

(a)— Y 轴方向; (b)— Z 轴方向.

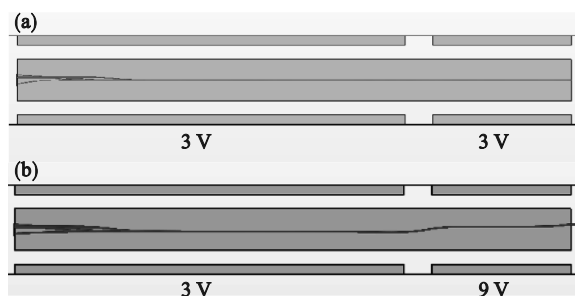


图10 粒子追踪轨迹图

Fig. 10 Particle tracking trajectory diagram

(a)—上游电极施加3 V电压,下游电极施加3 V电压;
(b)—上游电极施加3 V电压,下游电极施加9 V电压.

3.2 单种颗粒在诱导电荷电渗流涡中的运动规律

在双电层叠加作用下的非对称诱导电荷电渗流涡对二氧化硅颗粒的操控性能.当 $A_1=3\text{ V}$, $f_1=200\text{ Hz}$, $u=28.8\mu\text{L/h}$, $f_2=200\text{ Hz}$ 时(f_1 , f_2 分别为上、下游上侧激发电极频率),通过调节下游交流信号的幅值改变非对称诱导电荷电渗流涡形态,并研究二氧化硅颗粒的运动规律,如图 11 所示.

当 $A_2=0\text{ V}$ 时,二氧化硅颗粒被聚集在双极性电极的中心线(图 11a).当 $A_2=1\text{ V}$ 时,二氧化硅粒子流产生了明显向上偏移,如图 11b 所示.随着下游电场振幅的增加,诱导电荷电渗流涡间流体停滞区不断向上迁移,二氧化硅粒子流侧向偏移量不断增大,如图 11c~11j 所示.因此,上游和下游电场的叠加效应引起诱导电荷电渗流涡形态的变化,从而导致颗粒样本发生纵向偏转,这与图 10 的仿真结果吻合.

和 Z 轴方向的流体流速均在 $X=350\mu\text{m}$ 的位置达到最大值.最后改变下游激发电极电压,对粒子进行追踪,在下游激发电极施加更高的电压后,粒子聚集后在下游向上偏转(图 10a~10b).

3.3 两种颗粒在诱导电荷电渗流涡中的运动规律

首先研究双电场叠加效应下的非对称诱导电荷电渗流涡对聚甲基丙烯酸甲酯(Polymethyl methacrylate, PMMA)颗粒和二氧化硅颗粒的操控性能.当 $A_1=3\text{ V}$, $f_1=200\text{ Hz}$, $u=28.8\mu\text{L/h}$, $f_2=200\text{ Hz}$ 时,通过改变下游电压幅值,对诱导电荷电渗流涡的形态进行调控,实验研究两种颗粒的运动规律,实验结果如图 12 所示.

当 $A_2=0$ 时,二氧化硅和 PMMA 颗粒被双极性电极表面电渗流输送至流体停滞区并聚集成颗粒流(图 12a).当 $A_2=1\text{ V}$ 时,混合颗粒被聚集成粒子流,并产生向上偏转(图 12b).值得注意的是,由于 PMMA 颗粒具有较小的密度,少量的 PMMA 颗粒从流体停滞区逃逸,并在双极性电极下侧边沿附近运动.随着下游电压幅值的不断增大,混合粒子流的纵向偏移量不断增大,且两种颗粒的偏移量出现差异.当 $A_2=8\text{ V}$ 时,二氧化硅颗粒和 PMMA 颗粒开始产生分离效果,如图 12i 所示.当 $A_2=9\text{ V}$ 时,二氧化硅颗粒和 PMMA 颗粒分离效果得到加强,如图 12j 所示.

在 $A_1=3\text{ V}$, $f_1=200\text{ Hz}$, $u=28.8\mu\text{L/h}$, $f_2=200\text{ Hz}$ 时,通过调节下游电压幅值,研究非对称诱导电荷电渗流涡对酵母细胞和二氧化硅颗粒混合物的操控性能,实验结果如图 13 所示.

当 $A_2=0\text{ V}$ 时,对称的诱导电荷电渗流涡将酵母细胞和二氧化硅颗粒输送到双极性电极的流体停滞区并聚集成混合颗粒流(图 13a).

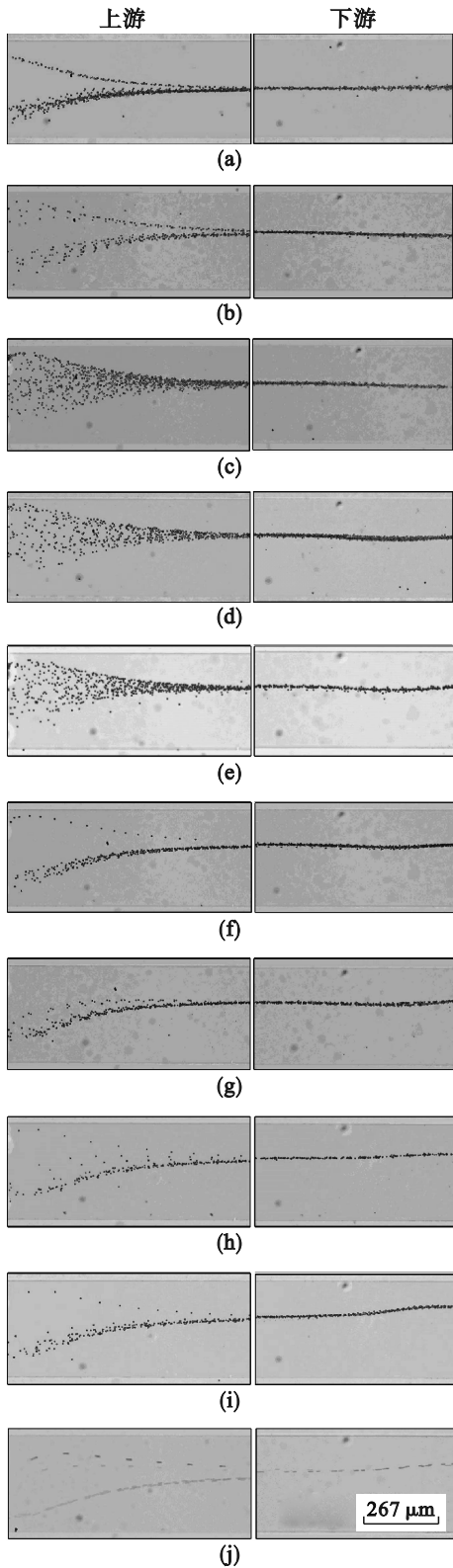


图 11 二氧化硅颗粒的聚集与偏移特性照片
Fig. 11 Photos of aggregation and deflection characteristics of silica particles

(a)— $A_2=0$ V; (b)— $A_2=1$ V; (c)— $A_2=2$ V; (d)— $A_2=3$ V;
(e)— $A_2=4$ V; (f)— $A_2=5$ V; (g)— $A_2=6$ V; (h)— $A_2=7$ V;
(i)— $A_2=8$ V; (j)— $A_2=9$ V.

当 $A_2=1$ V 时,混合颗粒被聚集成粒子流,并产生向上偏转(图 13b).值得注意的是,在 $A_2=7$ V 的

情况下,二氧化硅颗粒产生较大的纵向偏移,而酵母细胞产生较小的纵向偏移,二者开始出现分离现象,如图 13h 所示.当 $A_2=9$ V 时,二氧化硅颗粒和酵母细胞的分离效果变得更加清晰,如图 13j 所示.

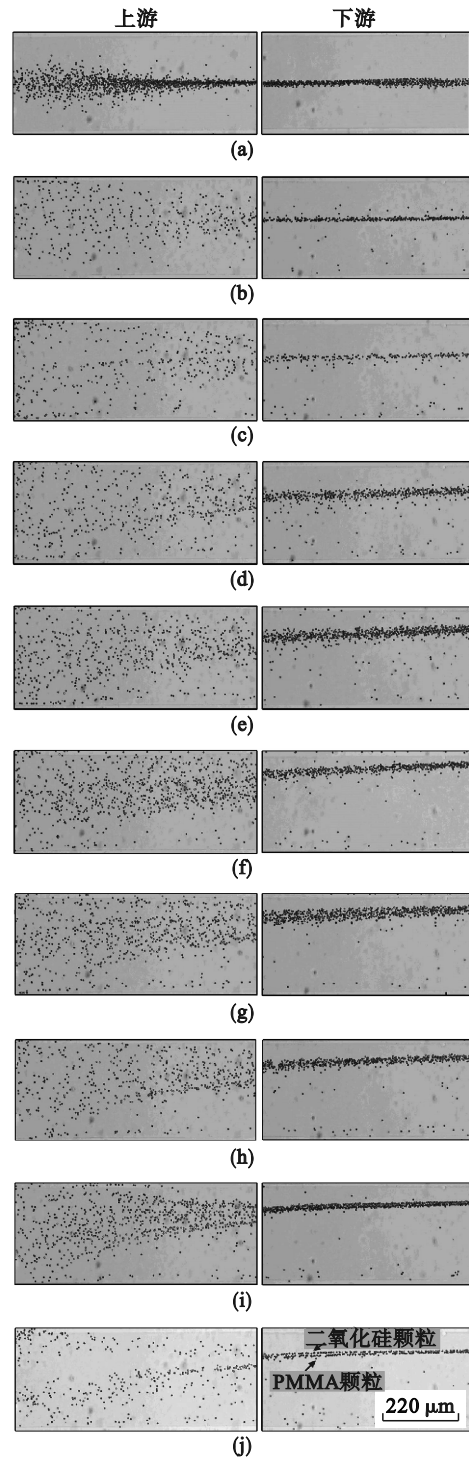


图 12 二氧化硅颗粒和 PMMA 颗粒的聚集和分离照片
Fig. 12 Photos of aggregation and separation of silica particles and PMMA particles

(a)— $A_2=0$ V; (b)— $A_2=1$ V; (c)— $A_2=2$ V; (d)— $A_2=3$ V;
(e)— $A_2=4$ V; (f)— $A_2=5$ V; (g)— $A_2=6$ V; (h)— $A_2=7$ V;
(i)— $A_2=8$ V; (j)— $A_2=9$ V.

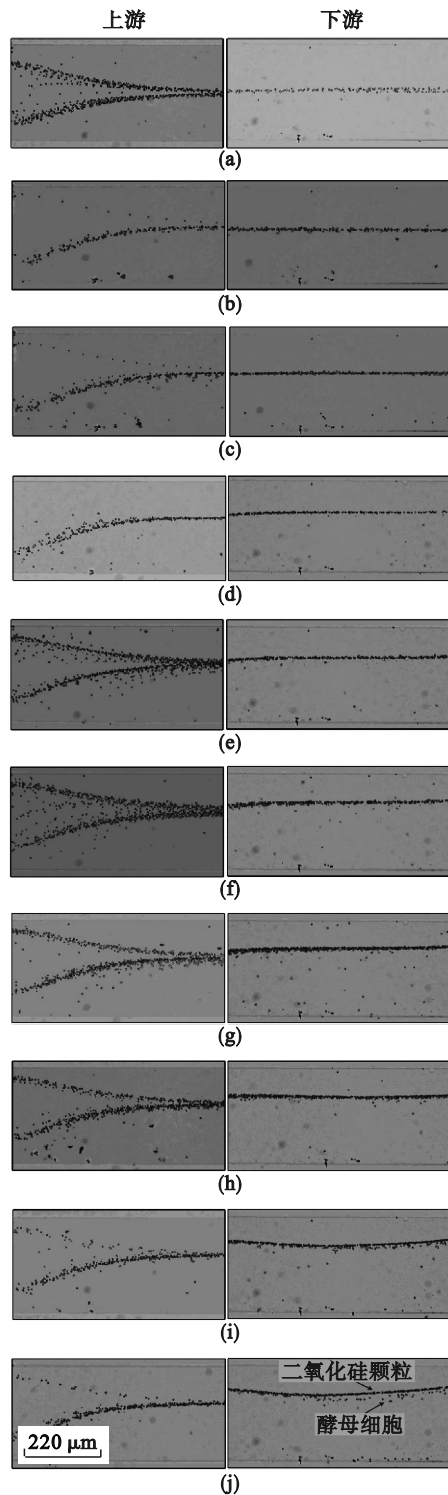


图 13 二氧化硅颗粒和酵母细胞的聚集和分离照片
Fig. 13 Photos of aggregation and separation of silica particles and yeast cells

(a)— $A_2=0$ V; (b)— $A_2=1$ V; (c)— $A_2=2$ V; (d)— $A_2=3$ V;
(e)— $A_2=4$ V; (f)— $A_2=5$ V; (g)— $A_2=6$ V; (h)— $A_2=7$ V;
(i)— $A_2=8$ V; (j)— $A_2=9$ V.

4 结 论

1) 首先建立电场和流场耦合的仿真模型并

进行数值模拟,研究基于双电场叠加效应诱导电荷电渗流发生非对称演变特点及其速度分布规律,随着改变电场,流场的停滞区逐渐发生偏移。

2) 设计并加工了颗粒操控器件,搭建了颗粒操控实验系统,研究了二氧化硅颗粒的运动规律,非对称诱导电荷电渗流对微尺度颗粒具有聚集和偏移效果,且随着下游电压幅值的增大,偏移量不断增大。

3) 在颗粒操控器件中研究了非对称诱导电荷电渗流对不同颗粒的聚集和分离特性,随下游电压幅值不断增加,不同颗粒的偏移差异不断增大,当 $A_2=9$ V时,PMMA和二氧化硅颗粒、酵母细胞和二氧化硅颗粒能够达到清晰的分离效果。

4) 本文提出的基于双电场叠加效应诱导电荷电渗流调控方法能够以简单的控制方式实现微尺度颗粒的聚集、偏移和分离。此外,该方法成本低、操控方便、结构简单的优势使其在环境检测、疾病诊断领域方面具有巨大的应用潜力。

参考文献:

- [1] Hur S C, Henderson-MacLennan N K, McCabe E R B, et al. Deformability-based cell classification and enrichment using inertial microfluidics[J]. *Lab on a Chip*, 2011, 11(5): 912-920.
- [2] Jeong G S, Chung S, Kim C B, et al. Applications of micromixing technology [J]. *The Analyst*, 2010, 135(3): 460-473.
- [3] Choi S. Hydrophoresis—a microfluidic principle for directed particle migration in flow[J]. *BioChip Journal*, 2020, 14(1): 72-83.
- [4] Cai G Z, Xue L, Zhang H L, et al. A review on micromixers[J]. *Micromachines*, 2017, 8(9): 274-301.
- [5] Li W, Zhang L Y, Ge X H, et al. Microfluidic fabrication of microparticles for biomedical applications [J]. *Chemical Society Reviews*, 2018, 47(15): 5646-5683.
- [6] Sajeesh P, Sen A K. Particle separation and sorting in microfluidic devices: a review [J]. *Microfluidics and Nanofluidics*, 2014, 17(1): 1-52.
- [7] Yeo L Y, Chang H C, Chan P P, et al. Microfluidic devices for bioapplications[J]. *Small*, 2011, 7(1): 12-48.
- [8] Holm S H, Beech J P, Barrett M P, et al. Separation of parasites from human blood using deterministic lateral displacement[J]. *Lab on a Chip*, 2011, 11(7): 1326-1332.
- [9] Bruus H. Acoustofluidics 7: the acoustic radiation force on small particles[J]. *Lab on a Chip*, 2012, 12(6): 1014-1021.
- [10] Liu G L, Kim J, Lu Y, et al. Optofluidic control using photothermal nanoparticles[J]. *Nature Materials*, 2006, 5(1): 27-32.
- [11] Pamme N. Magnetism and microfluidics[J]. *Lab on a Chip*, 2006, 6(1): 24-38.
- [12] Gillams R J, Calero V, Fernandez-Mateo R, et al. Electrokinetic deterministic lateral displacement for fractionation of vesicles and nano-particles [J]. *Lab on a Chip*, 2022, 22(20): 3869-3876.

(下转第 1095 页)