

介电微杆在圆极化电场中的可控电旋转行为

李艳波，高江琦，刘维宇，姚博彬，武奇生
(长安大学电子与控制工程学院，710064，西安)

摘要：为了解决悬浮在电解质溶液中的介电杆旋转方向难以改变的问题，并实现对介电杆的灵活控制，提出了单个介电微杆在外加旋转电场作用下旋转方向可以主动调节的方法。通过建立微流控芯片模型，在四相电极阵列中心布置或去除结构化的悬浮微电极，对电解质溶液中的介电微杆的运动开展研究。实验结果表明：在没有理想的可极化金属表面的情况下，测得的与行波电场相反的电旋转角速度总是远大于考虑非均匀表面传导的 Maxwell-Wager 界面极化理论所预测的角速度，最大角速度可达 $2.9(^{\circ})/\text{s}$ ；在嵌入了偶极悬浮微电极的情况下，诱导出的双电层极化导致了一种新型的共场旋转模式，平均角速度从 $0.18(^{\circ})/\text{s}$ 变化为 $-3.15(^{\circ})/\text{s}$ 。提出的方法不仅实现了介电杆从反场到同场电动旋转行为的调节，而且大大加快了杆运动的角速度，为研究电旋转特性提供一定的参考。

关键词：旋转电场；双电层极化；电旋转；介电微杆；偶极悬浮微电极

中图分类号：TN42 **文献标志码：**A

DOI：10.7652/xjtuxb202201017 **文章编号：**0253-987X(2022)01-0151-07



OSID 码

Controllable Electrical Rotation Behavior of Dielectric Micro-Rod in a Circularly Polarized Electric Field

LI Yanbo, GAO Jiangqi, LIU Weiyu, YAO Bobin, WU Qisheng
(School of Electronic and Control Engineering, Chang'an University, Xi'an 710064, China)

Abstract: To govern the rotation direction of the dielectric rod suspended in the electrolyte solution and realize flexible control of the dielectric rod, a method for adjusting the rotation direction of a single dielectric micro-rod under the action of external rotating electric field is proposed. By establishing a model of the microfluidic chip and arranging or removing the structured suspending microelectrode in the center of the four-phase electrode array, the rotating motions of the rigid dielectric micro-rod in electrolyte are researched. Experimental results show that without the polarizable metal surface, the measured angular velocity of anti-field electrorotation can reach $2.9(^{\circ})/\text{s}$, more significant than that predicted by the Maxwell-Wager theory about the polarizable surface with consideration of uneven surface conduction. It is found that in the case of embedded dipole-suspended microelectrodes, the polarization of double electric layer leads to a new co-field rotation mode. This model changes the average angular velocity from $0.18(^{\circ})/\text{s}$ to $-3.15(^{\circ})/\text{s}$. The proposed method not only adjusts the electrorotation behavior of the dielectric rod from anti-field to co-field but also greatly speeds up the angular velocity, and it

may provide a general reference for the design of the rotation characteristics.

Keywords: rotating electric field; double electric-layer polarization; electrorotation; dielectric micro-rod; dipole-suspended microelectrode

在交流电动力学现象中,介电泳(DEP)、电旋转(ER)和电定向(EO)已被广泛用于描述和处理时变交流电场的粒子样本^[1-3]。文献[4-5]提出在非均匀电场作用下粒子电极化的应力不平衡,因此正或负介电泳会使目标粒子在增加或减小的外加交变电场梯度中运动;文献[6-7]介绍了粒子在旋转电场驱动下的异步旋转运动和无相位变化的正弦稳态下非球形粒子的定向行为。文献[8-9]根据经典电偶极矩法和 Maxwell 应力张量法关于介电泳力的物理描述,通过实验观测以及粒子运动轨迹和拓扑形态的仿真结果,得出粒子在多电极阵列微流控芯片上运动的可行性和优势。文献[10]给出可极化粒子的电动行为在很大程度上取决于等效感应电偶极子,由粒子和电解质交界面处的介电特性突然跃变与外加电场相互作用而产生,且随粒子极化率变化而变化,粒子极化率包括介电常数和弯曲表面的表面电导率。

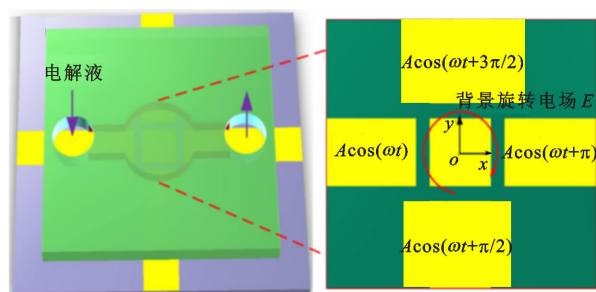
从当前的数学建模和仿真分析来看,粒子承受介电泳力作用的动力学研究仍然存在一些问题需要进一步解决,仅通过 Maxwell-Wagner 界面结构极化难以改变介电杆的旋转方式^[11]。为了解决该问题并实现对介电杆旋转方向的灵活控制,本文提出在旋转电场中充分利用在结构化的悬浮微电极上方的诱导电荷电渗的优势。旋转诱导电荷电渗流场(ROT-ICEO)的动态流动停滞线(FSL)导致粒子始终在双层扩散频率周围以 $-10(^{\circ})/s$ 数量级的角速度在双极沿共场方向旋转,与以相同角速度在标准电旋转的反场驱动方式形成良好的互补关系。

1 材料与方法

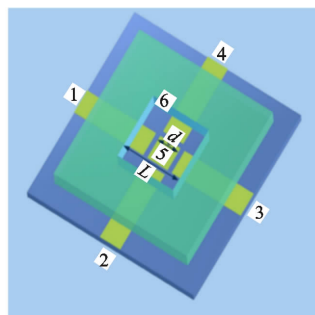
1.1 芯片结构

图1给出了微流控装置的模型结构,其中一个方形悬浮电极被4个条形驱动电极围绕,所有电极均由薄膜氧化铟锡(ITO)制成,并在由聚二甲基硅氧烷(PDMS)覆盖的玻璃基板模型上进行。相反极化电极的间距 L 为2 mm,方形 ITO 悬浮电极边长 d 为 $300\text{ }\mu\text{m}$ 。一个 $500\text{ }\mu\text{m}$ 高的PDMS通道与一对电解端口对准并与玻璃基板结合,形成所需的微流控芯片。旋转电场 $E(t) = \text{Re}(((2A/L)e_x + j(2A/L)e_y)e^{j\omega t})$ 顺时针方向的传播几乎不受直流极限值中存在金属方形的影响, A 为电压幅值, $A=1$

$\sim 5\text{ V}$, $L=2\text{ mm}$ 。由SU-8材料制成的介电微杆^[12]的直径为 $11\text{ }\mu\text{m}$,长度为 $47\text{ }\mu\text{m}$,即 $a=23.5\text{ }\mu\text{m}$, $b=c=5.5\text{ }\mu\text{m}$,介电微杆的介电常数 $\epsilon_p=10\epsilon_0$, ϵ_0 为真空介电常数,KCL 电解质水溶液的电导率设置为 $\sigma_f=0.001\text{ S/m}$, σ_f 足够低以满足稀溶液理论的极限^[13]。通过使用多相函数发生器将相迁的交流电压源施加到4个ITO驱动电极上,以产生所需的粒子运动。粒子的瞬态运动可以通过光学显微镜进行观察,并可以通过高速CCD相机进行记录。



(a)多电极阵列微流控芯片



(b)微流控芯片的几何模型

图1 微流控装置的模型结构

Fig. 1 Model structure of microfluidic device

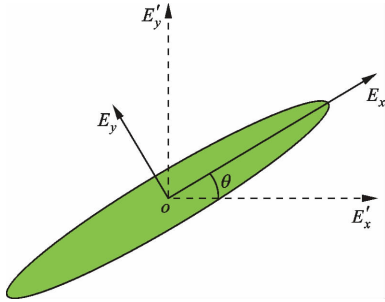
1.2 表面传导对粒子极化率的影响

德拜层内过量反离子的表面传导会引导出沿弯曲表面扩散层的切向电流密度 $\nabla_s \cdot (K_s E_t)$, E_t 为直流极限下悬浮电极表面的切向电场分量,这是由从流体进入德拜层的额外离子电流通量补偿的。在没有双层极化的情况下,表面电导率 K_s 可以通过提高胶体的极化率来提高^[14]

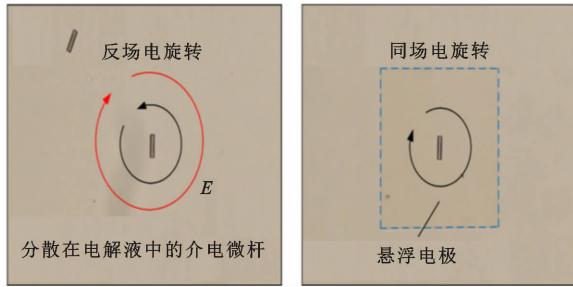
$$K_s = 4\lambda_D \sigma_f (1 + m) \sin(h^2) (ze\zeta / 4k_B T) \quad (1)$$

式中: k_B 为玻耳兹曼常数; T 为环境温度; λ_D 为德拜长度; e 为基元电荷; z 为离子物种的价键; h 为德拜层中紧密层的厚度; ζ 为电动电势; m 为电对流相对

于电迁移对表面传导的贡献参数比^[15]。由于杆体介电常数往往有限,在界面区域诱导的非均匀电动电位(zeta)导致表面电导的平均值约为1 nS的数量级。由于表面传导的作用,棒状粒子的体积电导特性在 x 、 y 、 z 轴上呈各向异性。考虑到表面导电的影响,当前工作中所使用的SU-8介质微棒的电导特性如图2所示。在没有浮置电极的情况下,悬浮在电解质溶液中的介电微杆逆时针旋转,与电场的旋转方向相反。当悬浮微电极位于旋转场上方时,介电微杆在电场方向上表现出顺时针旋转的行为。



(a)全局笛卡尔坐标到局部坐标转换



(b)无悬浮电极

(c)有悬浮电极

图2 SU-8介质微棒的电导特性

Fig. 2 Schematic diagram of the rotation of a single dielectric SU-8 micro-rod in a rotating electric field

2 介电杆在电场中运动的结果与讨论

2.1 反场电旋转

在角频率 ω 的外加电场 $E(t)$ 中, $\omega=2\pi f$, f 为线性电场频率,由于整个杆表面的极化率不连续,为了保证总电流密度法向分量的连续性,自由表面电荷和束缚表面电荷不得不被诱导在介电杆/电解质界面上。虽然界面诱导净电荷在相同的外加电场作用下,边界表面感应的双极性电荷不断地旋转,但随着时间延迟,作用于颗粒表面诱导电荷的电应力会产生两个主要影响:传统的同相介电泳力会使极化率更低的杆状颗粒移向场中心(电场最弱的区域)^[16];由于界面处电导率的跃变,异相的电旋转转矩使极化

胶体在界面电荷弛豫频率附近发生异步旋转^[17]。

2.1.1 点偶极矩模型 使用点偶极子方法等效地表示微杆表面上的界面双极感应电荷,沿着长轴和短轴的介电椭球的每个轴向计算场强和偶极矩场, $2a=47\text{ }\mu\text{m}$, $2b=2c=11\text{ }\mu\text{m}$ 。如图2a所示,对于 z 轴与垂直方向重合的标准二维情况,电场分量 E (上限变量 $\tilde{E}$ 代表其复相量振幅)可以根据与杆同步旋转的局部坐标系 $oxyz$ 确定,以代替全局笛卡尔坐标系 $o'x'y'z'$

$$\left. \begin{aligned} \tilde{E}_x &= \tilde{E}_{x'} \cos\theta + \tilde{E}_{y'} \sin\theta \\ \tilde{E}_y &= -\tilde{E}_{x'} \sin\theta + \tilde{E}_{y'} \cos\theta \\ \tilde{E}_z &= \tilde{E}_{z'} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

假设杆的长轴与电场的水平分量成一定角度 θ ,沿每个主轴($i=x, y, z$)的复偶极矩^[18]如下式

$$\tilde{p}_i = 4\pi abc\epsilon_f \tilde{K}_i \tilde{E}_i \quad (3)$$

其中

$$\tilde{K}_x = \frac{\tilde{\epsilon}_{px} - \tilde{\epsilon}_f}{3(\tilde{\epsilon}_f + (\tilde{\epsilon}_{px} - \tilde{\epsilon}_f)L_x)}, \tilde{K}_y = \frac{\tilde{\epsilon}_{py} - \tilde{\epsilon}_f}{3(\tilde{\epsilon}_f + (\tilde{\epsilon}_{py} - \tilde{\epsilon}_f)L_y)},$$

$$\tilde{K}_z = \frac{\tilde{\epsilon}_{pz} - \tilde{\epsilon}_f}{3(\tilde{\epsilon}_f + (\tilde{\epsilon}_{pz} - \tilde{\epsilon}_f)L_z)}, \tilde{\epsilon}_{px} = \epsilon_p - j \frac{(b+c)K_s}{bc\omega}, \tilde{\epsilon}_{py} = \epsilon_p - j \frac{(a+c)K_s}{ac\omega}, \tilde{\epsilon}_{pz} = \epsilon_p - j \frac{(a+b)K_s}{ab\omega}.$$

$\tilde{K}_i$ 与 $\tilde{\epsilon}_{pi}$ 分别为微棒沿局部 $oxyz$ 坐标系不同轴向的克劳修斯-摩娑提(CM)函数和复介电常数。各轴的去极化因子^[19]表示为

$$L_x = \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{ds}{(s+a^2) \sqrt{(s+a^2)(s+b^2)(s+c^2)}} \quad (4)$$

$$L_y = L_z =$$

$$\frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{ds}{(s+b^2) \sqrt{(s+a^2)(s+b^2)(s+c^2)}} \quad (5)$$

将 $a=23.5\text{ }\mu\text{m}$ 和 $b=c=5.5\text{ }\mu\text{m}$ 代入式(4)(5)求积分得

$$L_x = 0.0691 \quad (6)$$

$$L_y = L_z = 0.4655 \quad (7)$$

从点偶极子的理论出发,得到了由于宏观的Maxwell-Wagner结构极化而作用于杆颗粒的场平均旋转力矩^[20]的一般表达式为

$$\begin{aligned} \bar{\Gamma}_{\text{ROT}} &= \frac{1}{2} \text{Re}(\bar{\mathbf{p}} \times \bar{\mathbf{K}}^*) = \\ &2\pi abc\epsilon_f \text{Re} \left((\tilde{K}_y \tilde{E}_y \tilde{E}_z^* - \tilde{K}_z \tilde{E}_z \tilde{E}_y^*) \mathbf{x} + \right. \\ &(\tilde{K}_z \tilde{E}_z \tilde{E}_x^* - \tilde{K}_x \tilde{E}_x \tilde{E}_z^*) \mathbf{y} + \\ &(\tilde{K}_x \tilde{E}_x \tilde{E}_y^* - \tilde{K}_y \tilde{E}_y \tilde{E}_x^*) \mathbf{z} \left. \right) \end{aligned} \quad (8)$$

2.1.2 电旋转转速分析 在没有悬浮电场时外加

旋转电场为 $E_b(t)$, 该电场以角频率 $\omega = 2\pi f$ 顺时针传播, 施加在远离目标介电微杆的地方

$$E_b(t) = E_0(\cos(\omega t)x' - \sin(\omega t)y') \quad (9)$$

式中: E_0 为场强。将 $\tilde{E}_{x'} = E_0 = 2A/L$, $\tilde{E}_{y'} = jE_0$, $\tilde{E}_{z'} = 0$ 各项的关系代入式(2), 根据式(8)获得单个交流周期内的时间平均电旋转转矩

$$\bar{T}_z = 2\pi abc\epsilon_f E_0^2 \text{Im}(\tilde{K}_x + \tilde{K}_y)z \quad (10)$$

利用悬浮介质对杆表面施加的黏性液体应力来平衡电旋转转矩, 得到了旋转电场中杆状刚体的稳定平均角速度

$$\bar{\Omega} = \frac{\bar{T}_z f(\lambda)}{8\pi a^3 \eta} = \frac{3bc\epsilon_f E_0^2 f(\lambda) \text{Im}(\tilde{K}_x + \tilde{K}_y)z}{4a^2 \eta} \quad (11)$$

$$f(\lambda) = \lambda - (1.14 + 0.2/\lambda + 16/\lambda^2 - 63/\lambda^3 + 62/\lambda^4) \quad (12)$$

式中: $\lambda = \ln \frac{2a}{b}$; 液体动力学黏度 $\eta = 0.001 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ 。当 $\text{Im}(\tilde{K}_x + \tilde{K}_y) > 0$, 电子旋转是逆时针方向或反场旋转。

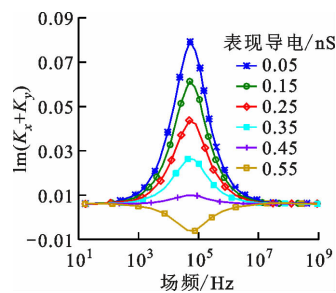
式(11)表明, 几何上各向异性对电旋转现象有一定的影响, 而电旋转角速度与粒子取向角 θ 无关, 电旋转对于频率的依赖性取决于 CM 函数的虚部。如图 3a 所示, 随着表面电导 K_s 从 0.05 nS 增加到 0.55 nS, 异相极化率 $\text{Im}(\tilde{K}_x + \tilde{K}_y)$ 减小, 当 K_s 达到 0.55 nS 时, 甚至变为负值, 意味着同场旋转。因此在没有布置任何结构化悬浮电极的情况下, 观察到介电微杆的反场旋转, 且从物理角度来看, K_s 必须小于 0.55 nS。图 3b 显示了在电解质的体积电荷弛豫频率附近, 电旋转角速度的单个弛豫峰, 即

$$f_{\text{Debye}} \approx \frac{D}{2\pi\lambda_D^2} = \frac{\sigma_f}{2\pi\epsilon_f} = 2.25 \times 10^5 \text{ Hz} \quad (13)$$

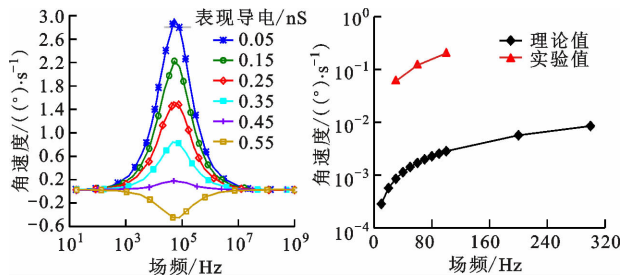
式中: D 表示离子的扩散系数。由于颗粒表面电导率约为 10^{-5} S/m , 对弛豫过程影响很小, 忽略不计。然而, 随着表面电导率的增加, 粒子和介质之间的相对极化率衰减, 从而减弱了电旋转效应。当 $f = f_{\text{Debye}}$ 时 K_s 取最低, $K_s = 0.05 \text{ nS}$, 最大旋转角速度可达 $2.9(^{\circ})/\text{s}$ 。随着频率偏离 f_{Debye} , 单位时间平均旋转角速度 $\bar{\Omega}$ 迅速下降。在频率 f 为 100 Hz 时, $\Omega = 0.0028(^{\circ})/\text{s}$, 比实验观测的 $0.18(^{\circ})/\text{s}$ 小两个数量级, 如图 3c 所示。其原因可能是, 在远低于界面极化频率时粒子表面周围存在复杂的扩散电荷动力。

2.2 介电微杆同场旋转行为

2.2.1 旋转诱导电荷电渗流场颗粒旋转角速度解析解推导 通过将边缘长度为 d 的方形偶极微电



(a) C-M 函数虚部的理论预测



(b) 不同表面电导率的角速度 (c) 理论与实验结果的对比
图 3 在没有浮置电极的情况下介电杆旋转角速度的定量分析

Fig. 3 Quantitative analysis of rotation rate of dielectric rod without suspending microelectrode

极嵌入电场中心, $d = 300 \mu\text{m}$, 实现了驱动模式从反场旋转到同场旋转的过渡, 如图 2c 和图 4 所示。诱导双电层的特征弛豫频率为

$$f_{\text{RC}} = \frac{\sigma_D(1+\delta)}{2\pi\epsilon_f d} \approx 300 \text{ Hz} \quad (14)$$

式中: δ 为紧实层 C_s 和扩散层 C_d 之间的电容比, 当外加电场频率远超过 f_{RC} 时, 由于电场的极性变化很快, 不允许过多的反离子在德拜层中积累^[21]。悬浮的偶极电极的理想可极化表面发射出较强的垂直电场分量, 这意味着水平场分量 E_x 和 E_y 比垂直场分量 E_z 小至少一个数量级。因此, 式(8)中的第 3 项可以忽略。由于 $f_{\text{Debye}} \gg f_{\text{RC}}$, 在金属正方形表面上的电旋转转矩只有 x 分量, 导致杆在进入电极表面时在 oyz 平面中滚动运动, 平均旋转力矩为

$$\begin{aligned} \bar{T}_{\text{ROT}} &= 2\pi abc\epsilon_f \text{Re}((\tilde{K}_y \tilde{E}_y \tilde{E}_z^* - \tilde{K}_z \tilde{E}_z \tilde{E}_y^*) \mathbf{x}) = \\ &2\pi abc\epsilon_f \text{Re}((\tilde{K}_y \tilde{E}_z \tilde{E}_x^* - \tilde{K}_z \tilde{E}_x \tilde{E}_y^*) \sin\theta + \\ &(\tilde{K}_y \tilde{E}_y \tilde{E}_z^* - \tilde{K}_z \tilde{E}_z \tilde{E}_y^*) \cos\theta) \mathbf{x} \end{aligned} \quad (15)$$

假设介电杆始终位于电极表面上, 因此可以忽略电旋转转矩的 y 分量。在这种情况下, 由于关于 b 和 c 轴的几何对称性, 式(2)的变换关系仍然正确, 电旋转转矩的求解需要进一步了解特定形式的电场和金属表面的取向角 θ 。实验结果表明, 在低

于 RC 弛豫频率的情况下,悬浮电极上方的介电杆发生了同场旋转运动。随后对诱导双层极化在低频旋转场中进行数学分析。在电极/电解液界面处,诱导电动电位 $\tilde{\zeta}$ 被定义为落在扩散层电容中的压降^[22-23]

$$\tilde{\zeta} = \frac{E_0}{1+\delta}(x\cos(\omega t) - y\sin(\omega t)) \quad (16)$$

根据亥姆霍兹公式,旋转电场下悬浮电极上方 ICEO 滑移的瞬态表达式为

$$u_s = \frac{-\epsilon\zeta E_t}{\eta} = \frac{-\epsilon E_0^2}{\eta(1+\delta)}(x\cos(\omega t) - y\sin(\omega t)) \cdot (e_x \cos(\omega t) - e_y \sin(\omega t)) \quad (17)$$

其中 $E_t = E_0(e_x \cos(\omega t) - e_y \sin(\omega t))$ 。滑移流场 u_s 有一个流动停滞线 $y = \cot(\omega t)$,在存在悬浮电极的情况下会导致介电杆的旋转。将滑移速度方程式(17)在极坐标 (ρ, θ) 下的角分量分解为 u_θ ^[24]

$$u_\theta = \frac{-\epsilon}{\eta} \frac{1}{1+\delta} E_0^2 \frac{-\rho}{2} e_\theta \sin(2\omega t + 2\theta) \quad (18)$$

单个介电杆在旋转诱导电荷电渗流场中的旋转行为如图 4 所示。在不考虑电化学离子弛豫的情况下,通过求解粒子运动方程 $\frac{d\theta}{dt} = -\frac{\epsilon E_0^2}{2\eta(1+\delta)} \sin(2\omega t + 2\theta)$ 得到平均旋转角速度 $|\bar{\Omega}_\rho|$,由悬浮电极上的 ROT-ICEO 滑移流动引起的理想介电微杆旋转角速度的解析解为

$$|\bar{\Omega}_\rho| = -2\pi f, \quad f \leq f_{\text{peak}} \quad (19)$$

$$\bar{\Omega}_\rho = -\left(2\pi f - \sqrt{(2\pi f)^2 - \left(\frac{\epsilon E_0^2}{2\eta(1+\delta)}\right)^2}\right), \quad f \geq f_{\text{peak}} \quad (20)$$

$$\bar{\Omega}_\rho = -\frac{\epsilon^2 E_0^4}{16\pi f \eta^2 (1+\delta)^2}, \quad f \gg f_{\text{peak}} \quad (21)$$

式(19)~(21)中的负号表示粒子是沿电场顺时针方向旋转的,当频率为理想频率时,即

$$f = f_{\text{peak}} = \frac{\epsilon E_0^2}{4\pi \eta (1+\delta)} \approx 1.37 \text{ Hz} \quad (22)$$

电压幅值 $A = 5 \text{ V}$ 且电场密度 $E_0 = 5 \text{ V/mm}$ 时,最大平均旋转角速度 $|\bar{\Omega}_\rho|_{\text{max}} = -\frac{\epsilon E_0^2}{2\eta(1+\delta)}$ 。

2.2.2 介电微杆旋转分析 图 5 给出了悬浮电极上 ROT-ICEO 引起的介电杆同场旋转速率结果。如图 5a 所示,当圆极化电场频率低于 $f_{\text{peak}} = 1.37 \text{ Hz}$,杆可以以恒定速率 $|\bar{\Omega}_\rho| = -2\pi f$ 旋转。原因是当 FSL 的转速慢于 ICEO 流速时,杆的旋转角速度完全由 FSL 的动态转动行为决定,与初始位置无关。接通交流电压后,微杆首先逆着电场旋转以找

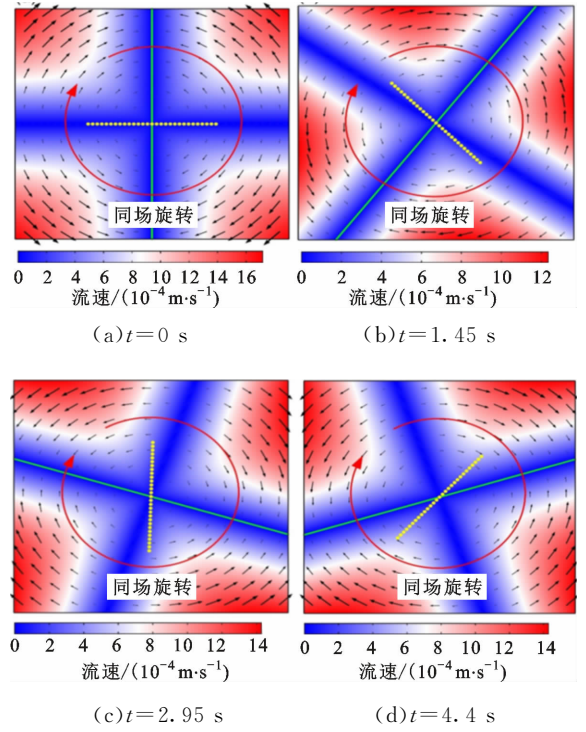
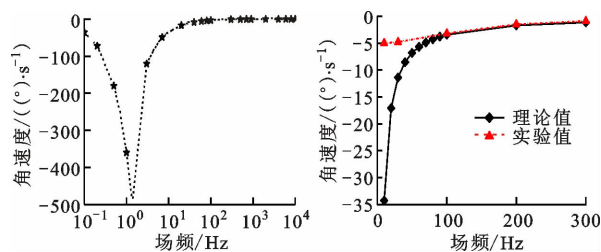


图 4 单个介电杆在旋转诱导电荷电渗流场中的旋转行为
Fig. 4 Electro-rotation behaviour of a single dielectric micro-rod under induced-charge electroosmosis

到旋转的 FSL,位滞后(约为峰值)跟随其速度。当频率处于峰值 f_{peak} 时,动态 FSL 的角流动分量与旋转角速度达到平衡,即 $2\pi f\rho = |u_\theta|$,微杆和 FSL 旋转运动的相位差最大,杆粒子始终停留在时变液体动力矩最大的位置,其旋转速度最大 $\Omega_{\text{max}} = \frac{\epsilon E_0^2}{2\eta(1+\delta)}$ 。当圆极化电场频率超过频率峰值时,如式(20)所示由于粒子旋转角速度无法跟上动态的 FSL,从而与旋转电场变得异步,并随着电场频率的增加而衰减。在这种情况下,每次旋转的 FSL 经过时,杆向前和向后摆动一次,因此其旋转轨迹的振动频率是所施加场的两倍。尽管动态 FSL 和杆旋转之间没有具体的相位关系,但由于 u_θ 的作用,粒子仍保持在同场方向旋转。

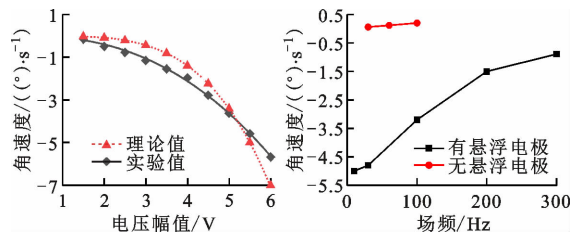
从图 5b 可知,当频率低于 50 Hz 时,由于交流电场中的固有表面电荷导致微杆的振荡电泳运动,严重影响粒子的旋转行为,使理论预测高于实验测量。图 5b 中,当频率大于 80 Hz 时,在没有其他非平衡电表面现象的情况下,实验的结果与基于 Debye-Huckel 理论的分析结果近似。当理论频率 $f \gg f_{\text{peak}}$ 时,频率相关性 $\Omega_\rho \propto 1/f$ 与 RC 特征频率 $f_{\text{RC}} \approx 300 \text{ Hz}$ 以下的测量数据高度吻合。然而,如图 5c 中,超过 f_{RC} 的部分,理论预测的下降趋势比实际测

量的更明显,因为当前的数学分析所排除的电化学离子弛豫效应会进一步降低 ROT-ICEO 的流速。特别的,100 Hz 时旋转角速度达到 $-3.15(^{\circ})/\text{s}$ 。此外,对固定 $f=100\text{ Hz}$ 的电压依赖性比较表明,转速测量数据遵循 V^{α} ($2<\alpha<3$) 的指数增长规律,略大于作为驱动源本身的流体的二次电压依赖性增长趋势。理论上 ROT-ICEO 转速随电压增长成四次方的趋势 $\Omega_p \propto V^4$ 是在没有壁面摩擦力的情况下得到的,而壁面摩擦力可能在引起观察到的差异中起重要作用。因此对于 ROT-ICEO 引起的介电微杆的电压依赖性旋转特性的研究还有待进一步深入。



(a) 固定电压幅值 5 V 时顺时针角速度随频率变化的理论预测

(b) 固定电压幅值 5 V 时粒子角速度随频率变化的理论值与实验值比较



(c) 固定场频率 $f=100\text{ Hz}$ 时粒子角速度随电压的变化

(d) 有无悬浮电极的比较

图 5 悬浮电极上 ROT-ICEO 引起的介电杆同场旋转速率结果

Fig. 5 The same-field rotation rates of dielectric rod induced by ROT-ICEO on suspended electrode

图 5 中,虽然所得到的旋转速度很慢,但无悬浮电极时的电旋转和有悬浮电极时的 ROT-ICEO 这两种方法都显示出了较好的应用前景。与通常用于介电特性表征的电旋转不同,在悬浮电极上由于 ROT-ICEO 而引起的介电粒子旋转方程,对粒子自身性质的依赖性较小,电场强度或其他系统物化属性与粒子参数无关。这种方法几乎不受焦耳热的影响,因此它们的温和性可以很容易地用于处理芯片实验室中的生物样品。为了进一步加快粒子的旋转速度,可以使用高阶相位来表示背景旋转场,使其更像一个理想的正弦波,产生更强的电动效应。

3 结 论

本文证明了在没有布置任何结构化悬浮电极的情况下,当电杆表面电导率 K_s 小于 0.55 nS 时出现介电微杆的反场旋转,而悬浮在电解质溶液中的介电微杆的旋转行为可以通过在旋转电场中布置结构化的悬浮微电极来进行主动调节。曲面上非均匀表面传导增强 Maxwell-Wagner 界面极化,介电杆在电旋转力矩作用下与施加的旋转电场相反方向旋转,100 Hz 时平均角速率为 $0.18(^{\circ})/\text{s}$ 。然而,在微器件中嵌入偶极悬浮电极时,ROT-ICEO 产生的流体动力转矩在金属表面产生了同场旋转,100 Hz 时其平均角速度为 $-3.15(^{\circ})/\text{s}$ 。这种方法不仅实现了从反场到同场电动旋转行为的灵活调节,而且大大加快了运动的角速度,这可对电动力学、分析化学和微流体等交叉学科研究领域提供一定的参考。

参考文献:

- [1] 陈琰, 安立宝. 粒子受介电泳力作用运动的仿真研究[J]. 固体电子学研究进展, 2015, 35(1): 25-30.
CHEN Yan, AN Libao. Simulation of particle motion caused by dielectrophoretic force [J]. Research & Progress of Solid State Electronics, 2015, 35(1): 25-30.
- [2] HUANG Liang, ZHAO Peng, LIANG Fei, et al. Single-cell 3D electro-rotation [J]. Methods in Cell Biology, 2018, 148: 97-116.
- [3] ARCENEGUI J J, GARCÍA-SÁNCHEZ P, MORGAN H, et al. Electro-orientation and electrorotation of metal nanowires [J]. Physical Review: E, 2013, 88(6): 063018.
- [4] LAPIZCO-ENCINAS B H, RITO-PALOMARES M. Dielectrophoresis for the manipulation of nanobioparticles [J]. Electrophoresis, 2007, 28(24): 4521-4538.
- [5] KIM D, SONKER M, ROS A. Dielectrophoresis: from molecular to micrometer-scale analytes [J]. Analytical Chemistry, 2019, 91(1): 277-295.
- [6] SHANKAR B M, KUMAR J, SHIVAKUMARA I S. Numerical investigation of electrohydrodynamic instability in a vertical porous layer [J]. Applied Mathematics and Computation, 2017, 310: 15-39.
- [7] MAVROGIANNIS N, DESMOND M, LING K, et al. Microfluidic mixing and analog on-chip concentration control using fluidic dielectrophoresis [J]. Micromachines, 2016, 7(11): 214.
- [8] ZHOU Teng, YE H L, LI Fengchen, et al. De-

- formability-based electrokinetic particle separation [J]. *Micromachines*, 2016, 7(9): 170.
- [9] 姚佳烽, 姜祝鹏, 赵桐, 等. 多电极阵列微流控芯片内细胞介电泳运动分析 [J]. *分析化学*, 2019, 47(2): 221-228.
- YAO Jiafeng, JIANG Zhupeng, ZHAO Tong, et al. Analysis of cell dielectrophoretic motion with microfluidic device embedding multi-electrodes [J]. *Chinese Journal of Analytical Chemistry*, 2019, 47(2): 221-228.
- [10] LAPIZCO-ENCINAS B H. On the recent developments of insulator-based dielectrophoresis: a review [J]. *Electrophoresis*, 2019, 40(3): 358-375.
- [11] DU Xiaotian, MA Xiao, LI Hang, et al. Validation of Clausius-Mossotti function in wideband single-cell dielectrophoresis [J]. *IEEE Journal of Electromagnetics, RF and Microwaves in Medicine and Biology*, 2019, 3(2): 127-133.
- [12] MORGANTI D, MORGAN H. Characterization of non-spherical polymer particles by combined electrorotation and electroorientation [J]. *Colloids and Surfaces: A Physicochemical and Engineering Aspects*, 2011, 376(1/2/3): 67-71.
- [13] 崔祥干, 丁海涛, 杜山. 交流电热流对导电岛纳米电极介电组装的影响 [J]. *西安交通大学学报*, 2020, 54(2): 127-136.
- CUI Xianggan, DING Haitao, DU Shan. Influence of AC electrothermal flow on dielectrophoretic assembly in a conductive-island nanogap electrode system [J]. *Journal of Xi'an Jiaotong University*, 2020, 54(2): 127-136.
- [14] LIU Zhijian, LI Di, SONG Yongxin, et al. Surface-conduction enhanced dielectrophoretic-like particle migration in electric-field driven fluid flow through a straight rectangular microchannel [J]. *Physics of Fluids*, 2017, 29(10): 102001.
- [15] 闫姿姿, 李姗姗, 李铭浩, 等. 交流电热流场对微纳粒子介电泳行为的影响 [J]. *机械工程学报*, 2017, 53(14): 202-208.
- YAN Zizi, LI Shanshan, LI Minghao, et al. Influence of AC electrothermal flow on the dielectrophoretic behaviors of micro-nano particles [J]. *Journal of Mechanical Engineering*, 2017, 53(14): 202-208.
- [16] MANSHADI M K D, MOHAMMADI M, ZAREI M, et al. Induced-charge electrokinetics in microfluidics: a review on recent advancements [J]. *Journal of Micro-mechanics and Microengineering*, 2020, 30(11): 113001.
- [17] ABDALLAH B G, CHAO T C, KUPITZ C, et al. Dielectrophoretic sorting of membrane protein nanocrystals [J]. *ACS Nano*, 2013, 7(10): 9129-9137.
- [18] VIEFHUES M, EICHHORN R. DNA dielectrophoresis: theory and applications a review [J]. *Electrophoresis*, 2017, 38(11): 1483-1506.
- [19] MICHÁLEK T, BOLOPION A, HURÁK Z, et al. Electrorotation of arbitrarily shaped micro-objects: modeling and experiments [J]. *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics*, 2020, 25(2): 828-836.
- [20] GENCOGLU A, OLNEY D, LALONDE A, et al. Dynamic microparticle manipulation with an electroosmotic flow gradient in low-frequency alternating current dielectrophoresis [J]. *Electrophoresis*, 2014, 35(2/3): 362-373.
- [21] PAUL A, MUKHERJEE S, DHAR J, et al. The effect of the finite size of ions and Debye layer overspill on the screened Coulomb interactions between charged flat plates [J]. *Electrophoresis*, 2020, 41(7/8): 607-614.
- [22] KHAIR A S, SQUIRES T M. The influence of hydrodynamic slip on the electrophoretic mobility of a spherical colloidal particle [J]. *Physics of Fluids*, 2009, 21(4): 042001.
- [23] BAZANT M Z, KILIC M S, STOREY B D, et al. Towards an understanding of induced-charge electrokinetics at large applied voltages in concentrated solutions [J]. *Advances in Colloid and Interface Science*, 2009, 152(1/2): 48-88.
- [24] LALONDE A, ROMERO-CREEL M F, SAUCEDO-ESPINOSA M A, et al. Isolation and enrichment of low abundant particles with insulator-based dielectrophoresis [J]. *Biomicrofluidics*, 2015, 9(6): 064113.

(编辑 武红江)