

# 微系统中转矩及电渗流作用下的微粒子 电动旋转操控\*

姜洪源<sup>1)2)</sup> 任玉坤<sup>1)†</sup> 陶冶<sup>1)</sup>

1) (哈尔滨工业大学机电工程学院, 哈尔滨 150001)

2) (浙江大学流体传动及控制国家重点实验室, 杭州 310027)

(2010年4月4日收到; 2010年5月17日收到修改稿)

微粒子的电动旋转操控是表征分散系中微粒子介电特性的有效方法. 低雷诺数微系统中, 以 Maxwell-Wagner 极化理论为基础, 进行了转矩作用下的微粒子电动旋转机理研究, 推导了此机理作用下微粒子电动旋转峰值速度所对应的特征频率, 分析了弛豫时间对粒子旋转方向的影响, 对转矩作用下的微粒子电动旋转速度进行仿真; 以双电层理论为基础, 对电渗流导致的微粒子电动旋转机理进行定性分析, 提出具有金修饰的粒子表面更适合电渗流作用下的电动旋转研究. 分别以羧基修饰的聚苯乙烯微球以及表面被金修饰的聚苯乙烯微球为操控对象, 进行电动旋转实验研究. 结果表明, 羧基修饰的聚苯乙烯微球电动旋转方向与电场相反, 其速度峰值对应频率较高, 转矩起主导作用; 而表面被金修饰的聚苯乙烯微球电动旋转方向与电场相同, 其速度峰值对应频率较低, 电渗流起主导作用.

**关键词:** 微系统, 电动旋转, 转矩, 电渗流

**PACS:** 07.10.Cm, 47.57.jd, 87.50.ch, 82.39.Wj

## 1. 引言

微系统中流体以及粒子的相关操控研究, 均是在低雷诺数这一假设条件下进行的. 对于微系统而言, 以典型特征尺寸为参数, 即对于速度  $v$ 、距离  $l$ 、黏度  $\eta$  以及质量密度  $\rho_m$  分别为  $10^{-2}$ — $10^{-3}$  m/s,  $10^{-4}$  m,  $10^{-3}$  kg/m $\cdot$ s 以及  $10^3$  kg/m $^3$  的微系统而言, 其雷诺数  $\rho_m v l / \eta$  数量级介于 0.01 到 0.1 之间, 远小于 1, 而多数微系统的特征尺寸均在此数量级内, 因此一般可认为微系统中的流体以及粒子的相关研究, 以低雷诺数为基础<sup>[1]</sup>. 事实上, 微纳粒子的驱动、定位以及表面性质的测定等操控过程是 MEMS 以及芯片实验室研究过程中的一个瓶颈问题, 人们对此进行了大量的理论以及实验研究, 而前期的研究均是以微机械结构为基础, 然而由于机械构件的可移动性, 大大降低了系统操作的可靠性以及稳定性, 因此探索无移动部件的新型流体以及

粒子的操控方法具有重要意义<sup>[2-11]</sup>.

交流电动力学研究中, 以交流电场为基础的微纳粒子以及微流体操控技术, 是实现微系统操作中无移动部件要求的核心技术. 基于电场机理的力, 在操控微米或者纳米级的生物学对象即细胞、DNA、蛋白质时, 较为有效并且不会破坏被操控对象的内在性质, 具有较大应用前景<sup>[12]</sup>. 利用电场进行微粒子的驱动与控制的方法主要有电泳、介电泳、电动旋转以及电场定位等<sup>[13-16]</sup>. 电泳主要依赖于被操控粒子带电不同进而在电场中具有不同的移动速度, 来分离不同种粒子, 相比电泳而言, 介电泳能利用较低的交流电场对较多粒子进行收集或者分离操作, 避免了电解以及气泡等不利影响的产生, 但是介电泳在单个粒子操控方面, 作用甚微. 而利用旋转电场对表面极化的微粒子进行定向旋转驱动, 不仅可以进行分散系中单个粒子的定位操作, 而且能够对微粒子的表面性质(介电系数以及电导系数)进行有效测定.

\* 国家自然科学基金(批准号:51075087), 浙江大学流体传动及控制国家重点实验室基金(批准号:GZKF-201004) 和国家留学基金(批准号:2009612129)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: xiaoyu2002-2001@163.com; yr1e09@ecs.soton.ac.uk

以 Maxwell-Wagner 理论模型为基础进行的微粒子电动旋转分析认为,置于电场中的微粒子会受到极化作用,进而产生偶极矩.偶极矩上电荷会受到大小相等方向相反的力的作用,进而对偶极矩产生转矩作用,使得偶极矩调整方向与电场同向.当电场矢量发生变化时,偶极矩与电场向量之间会产生相位差,进而使得粒子运动.该机理适用于较高频率范围内的粒子运动(一般大于 100 kHz),据此,众多学者研究了非球形粒子的旋转操控并通过旋转频谱分析了粒子表面的介电性质<sup>[17-21]</sup>.

事实上,除了较高频率的微粒子电动旋转外,低频条件下某些粒子仍会有电动旋转运动,而这一研究往往具有随机性,即并不清楚何种性质粒子的低频电动旋转较为明显.事实上,低频时电渗流的影响极有可能导致粒子的旋转运动<sup>[22,23]</sup>.这一理论无法依据传统的 Maxwell-Wagner 转矩模型进行解释,直到目前为止基于电渗流的粒子电动旋转仍缺乏一个合理的理论模型.然而,利用电动旋转进行单个粒子表面介电特性的研究,要求对广泛频率范围内的电动旋转进行合理分析并为精确的应用研究提供理论依据,因此分别对高、低频不同机理作用下的电动旋转进行研究具有重要意义.

Maxwell-Wagner 模型转矩作用产生的电动旋转几乎适用所有胶体粒子,而以电渗流为基础的研究,其前提条件是双电层的有效形成.研究表明,金属表面与液体基础时的双电层最为明显,一般当频率大于 100 kHz 时双电层可以忽略<sup>[24]</sup>,因此尝试对金属表面修饰的胶体微球进行低频电动旋转研究具有可行性.

本文分别以 Maxwell-Wagner 模型与电渗流理论为基础,进行了转矩作用导致的微球形粒子的旋转运动分析,定性分析了电渗流作用下的微球形粒子电动旋转机理.为了捕捉球形粒子的电动旋转运动,将羧基修饰的直径为 20  $\mu\text{m}$  的聚苯乙烯微球表面附着氨基修饰的 1  $\mu\text{m}$  聚苯乙烯微球,以利于粒子电动旋转的观察.为了进行电渗流作用下的低频电动旋转实验,将直径为 20  $\mu\text{m}$  的聚苯乙烯微球表面镀金,以利于较理想双电层的形成.以上述两种粒子为操控对象,分别进行了较高频率(大于 100 kHz)以及较低频率(小于 10 kHz)范围内的微球形粒子电动旋转实验,测定了不同溶液电导率、不同频率条件下的微球形粒子旋转速度,并对实验结果进行了对比分析.

## 2. 球形微粒电动旋转机理

### 2.1. 转矩作用下的旋转机理

通常,转矩作用被认为是导致单个微粒在电场中进行电动旋转的主导因素,即电场导致的极化作用与外部电场之间的相位差形成的电动转矩.事实上,当对一能产生极化的粒子施加外加电场作用时,便在粒子中形成诱导偶极矩  $\mathbf{p}$ <sup>[25]</sup>.而当这一偶极矩置于均匀电场中时,偶极矩上的任何一个电荷将会产生大小相等、方向相反的力试图调整偶极矩与电场方向平行,也就是说要产生转矩作用.对微粒施加电场作用时,偶极矩需要一定时间调整其方向与电场方向平行,也就是说偶极矩与电场之间具有一定的时间差,进而二者相位之间具有一定的角度差,如图 1 所示.

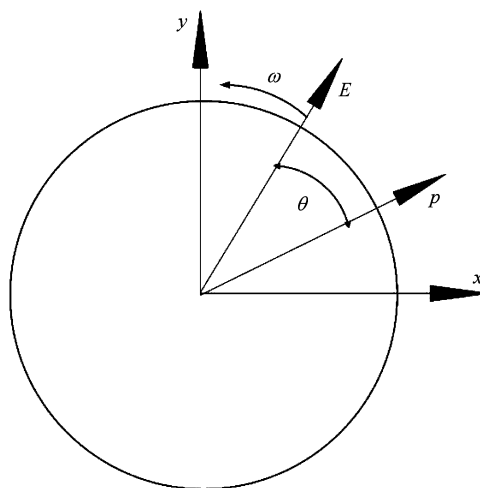


图 1 偶极矩与电场之间相位差示意图

本文中为了产生相位差为  $90^\circ$  的旋转电场采用玻璃基底镀金的四相星型实验芯片,其中心对称两电极之间的最大距离为 500  $\mu\text{m}$ ,如图 2 所示.

根据上述实验系统,偶极矩的表达式为

$$\mathbf{p}_{\text{eff}}^* = 4\pi\epsilon_1 K^*(\omega) R^3 \mathbf{E}_0, \quad (1)$$

式中,  $\epsilon_1$  为溶液的介电常数,  $K^*(\omega)$  为极化参数 Clausius-Mossotti 因子(简称 CM 因子),  $R$  为粒子半径,  $|\mathbf{E}_0|$  为电场幅值. CM 因子的表达式为

$$K^*(\omega) = \frac{\epsilon_2^* - \epsilon_1^*}{\epsilon_2^* + 2\epsilon_1^*}, \quad (2)$$

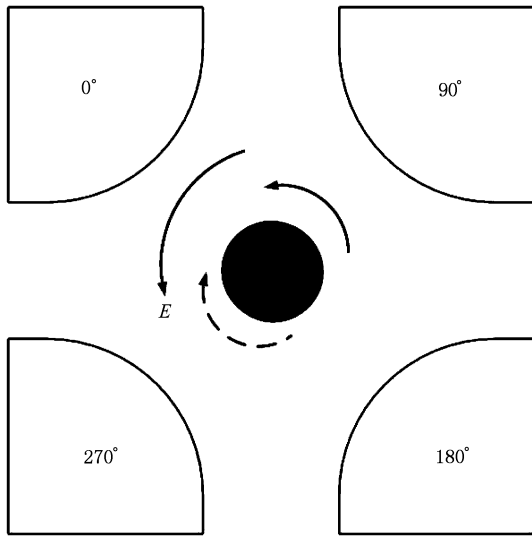


图2 实验用四相星型电极

其中,  $\epsilon_j^* = \epsilon_j + \frac{\sigma_j}{i\omega}$  ( $j = 1, 2$ ),  $\epsilon_1$  和  $\epsilon_2$  分别为溶液和粒子的介电常数.

电旋转可产生于任何具有空间相位变化的电场中, 微粒上作用的平均时间转矩为

$$\langle T^e(t) \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}[\mathbf{p}_{\text{eff}}^* \times \mathbf{E}^*], \quad (3)$$

其中  $\mathbf{E}^* = E_0(x - iy)$ , 整理平均时间转矩表达式有

$$\langle T^e(t) \rangle = - \frac{6\pi\epsilon_1 R^3 E_0^2 (1 - \tau_1/\tau_2) \omega \tau_{\text{MW}}}{(1 + 2\epsilon_1/\epsilon_2)(1 + \sigma_2/2\sigma_1)[1 + (\omega\tau_{\text{MW}})^2]}, \quad (5)$$

其中,  $\tau_1 = \epsilon_1/\sigma_1, \tau_2 = \epsilon_2/\sigma_2, \tau_{\text{MW}} = (\epsilon_2 + 2\epsilon_1)/(\sigma_2 + 2\sigma_1)$ ,  $\tau_{\text{MW}}$  为弛豫时间, 对(5)式求极值可知, 转矩的峰值点所对应的频率值即为  $\tau_{\text{MW}}^{-1}$ . 由(5)式不难看出, 当  $\tau_1 < \tau_2$  时,  $\langle T^e(t) \rangle$  为负值, 即微球形粒子受到的转矩方向与电场方向相

$$\begin{aligned} \langle T^e(t) \rangle &= \frac{1}{2} \text{Re} \left[ \det \begin{pmatrix} x & y & z \\ p_x^* & p_y^* & p_z^* \\ E_x^* & E_y^* & E_z^* \end{pmatrix} \right] \\ &= \frac{1}{2} \text{Re} \left[ \det \begin{pmatrix} x & y & z \\ p_x^* & p_y^* & 0 \\ E_x^* & E_y^* & 0 \end{pmatrix} \right] \\ &= \frac{1}{2} \text{Re}[ip_x^* E_0 - p_y^* E_0] \\ &= -2\pi\epsilon_1 R^3 \text{Im}[K^*(\omega)] E_0^2 z. \quad (4) \end{aligned}$$

由(4)式不难看出, 当其他条件固定的情况下, 作用在粒子上的转矩主要决定于 CM 因子的虚部, 因此合理分析并加以确定这一参数具有重要参考价值. 以本实验相关参数为依据, 当电导率变化, 其他参数不变时,  $\text{Im}[K^*(\omega)]$  随频率变化的曲线如图3所示. 不难看出, 溶液的电导率  $\sigma_m$  增加时, CM 因子的虚部幅值逐渐减小, 并且其峰值所对应频率值递增. 而在其他条件不变时, 增加粒子的电导率, CM 因子的虚部幅值逐渐增加, 并且峰值所对应频率逐渐增加, 仿真所用数据与实验数据一致, 不难发现, CM 因子的虚部极值所对应频率均出现在较高范围内(一般均大于  $10^5$  Hz), 上述变化规律, 对于单微粒的电动旋转操控具有较重要的指导作用.

整理平均时间作用转矩的表达式可得

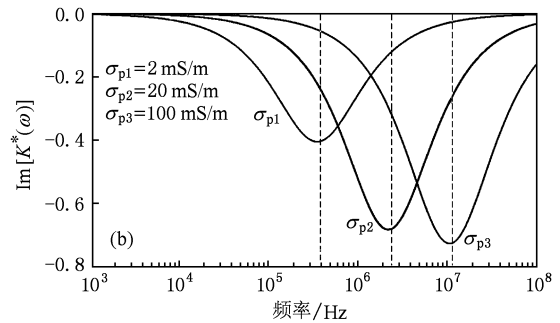
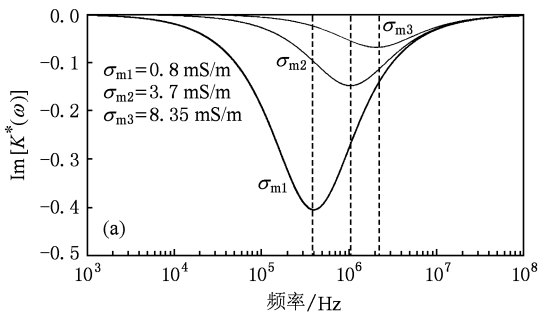


图3 不同电导率条件下  $\text{Im}[K^*(\omega)]$  随频率的变化曲线 (a) 溶液电导率变化; (b) 粒子电导率变化

反, 也即粒子将作与电场方向相背离的旋转运动. 反之, 当  $\tau_1 > \tau_2$  时, 粒子旋转反向与电场相同. 对于本文实验系统而言, 转矩作用下的聚苯乙烯微球作与电场反向的顺时针旋转如图2中虚线所示.

置于电场中的微观球形粒子,受到电动转矩的作用,必然会产生相应的旋转运动,进而形成本文所关注的电旋转现象.对于粘性溶液而言,微观粒子的电动旋转必然会产生与其旋转方向相反的一个粘性拖动转矩,这一转矩决定于摩擦阻力系数,而该系数是由流体的粘性系数( $\eta$ )以及微观粒子的形状和表面性质决定的<sup>[26]</sup>.对于层流状态的溶液而言(一般微系统均属于层流),半径为 $R$ 的球形微观粒子其中心受到的摩擦阻力系数为

$$f_{\text{friction}} = 8\pi\eta R^3, \quad (6)$$

于是,稳态条件下的球形粒子的转矩平衡方程为

$$\langle \bar{T}^e(t) \rangle = -f_{\text{friction}} v_{\omega}. \quad (7)$$

联立(4),(7),(8)式有稳态条件下球形粒子的旋转速度为

$$\omega_{\text{torque}} = \frac{\varepsilon_1 \text{Im}[K^*(\omega)] E_0^2}{4\eta}. \quad (8)$$

球形微观粒子在电动转矩作用下的旋转速度公式,是实验分析的基础.

## 2.2. 电渗流作用下的电动旋转

研究发现,转矩作用下的电动旋转机理只适合于较高频率范围内的单个微粒子的旋转运动,而对于频率远小于溶液特征频率( $f \ll \sigma/\omega$ )时的电动旋转现象,以电渗流理论为基础进行解释则更为合理.而基于电渗流的电动旋转理论非常复杂<sup>[21,22]</sup>,目前为止,这一理论研究仍缺少严格的数学模型用于定性分析,因此如何利用较为简单的模型对此原理进行说明并加以实验验证,则具有重要意义<sup>[27]</sup>.

一般而言,固-液表面接触时,由于离子化、离子选择以及离子吸附等作用,会在接触面上形成双电层,而这一双电层在金属与液体接触时最为明显<sup>[1]</sup>.双电层主要包括与固体表面紧密接触的致密层(stern层)以及介于致密层与液体之间的扩散层(diffuse层).电渗流则是由于对浸于液体中的固体表面施加有切向电场时,双电层内的电荷受到力的作用产生移动,由于流体具有粘性,进而带动流体运动的一种流体运动形式.同样对于自由分散在流体中的微纳粒子而言,电渗流的流动也会对粒子产生力的作用,进而在旋转电场中使得粒子产生旋转运动.

建立如图4所示模型,进行电渗流致微粒子电动旋转的机理分析<sup>[27]</sup>.假设置于电场中的一球形粒子内部充负电,并假设粒子内部电荷是不动的,如

图4(a)所示为粒子周围离子平衡分布的模型,这一条件下,粒子的外部离子受力是平衡的,因此不能对粒子的电动旋转产生作用.如图4(b)所示为外加电场信号,将这一电场分解为 $E_{\parallel}$ 与 $E_{\perp}$ 两部分,并假设二者分别在粒子外部感应电荷的分布以及受力方面发挥作用.由于电场在粒子周围的双电层区会产生正离子电流,这一电流导致粒子外部的离子浓度分布不均,由于外部感应电荷为正电,则其分布如图4(c)所示,粒子上部离子浓度较高,反之下部较低,双电层可认为由符号相反的两种电荷组成的双层壳状结构,如图4(d)所示,根据平衡条件可知,这些离子与电场的综合作用导致粒子外部分别受到大小相等、方向相反的两个力的作用,即 $F_i$ 与 $F_e$ ,而这一力的作用则是电渗流产生的动力.

令粒子半径为 $a$ ,双电层的厚度变化为 $\delta$ ,平衡时粒子的总电量为 $Q$ ,则上述二力作用在粒子上的转矩 $M_i$ 与 $M_e$ 分别为

$$M_i = QaE_{\perp}, \quad (9)$$

$$M_e = Q(a + \delta)E_{\perp}. \quad (10)$$

上述两个转矩认为分别作用在半径为 $a$ 以及 $a + \delta$ 的两个壳上,因此由于电渗流导致的粒子的电动旋转速度为( $\delta \ll a$ ),

$$\begin{aligned} \omega_{\text{eo}} &= \omega_i - \omega_e = \frac{QE_{\perp}}{8\pi\eta} \left[ \frac{1}{a^2} - \frac{1}{(a + \delta)^2} \right] \\ &= \frac{Q\delta E_{\perp}}{4\pi\eta a^3}. \end{aligned} \quad (11)$$

由(11)式不难看出,电渗流导致的粒子旋转运动与电场方向一致,对于本文所用系统为逆时针旋转,如图3中实线所示.根据Grosse与Shilov的理论计算方法,由于电渗流导致的粒子旋转速度公式为<sup>[21]</sup>

$$\begin{aligned} \omega_{\text{eo}} &= -\frac{\varepsilon E^2}{2\eta z} \tanh\left[\frac{ze\zeta}{2kT}\right] (1 - K_{\text{d}\infty}) \\ &\times \frac{3z(R^+ - R^-)AW^2(W + 1)/2}{W^2(AW + B)^2 + B^2(W + 1)^2}, \end{aligned} \quad (12)$$

其中, $z, k^{-1}, \zeta$ 分别为电荷数、Debye长度及电动电势, $W^2$ 为特征扩散时间的无量纲变形, $R^{+/-}$ , $A$ 和 $B$ 为电动电势、离子扩散系数、离子数以及Debye长度的复合函数.

上述分析不难发现,电渗流导致的微粒子的电动旋转运动主要原因是因为双电层区域的离子受力,因此,选择双电层明显的金属表面进行电渗流电动旋转粒子实验具有重要意义,本文在聚苯乙烯微球表面镀上金来进行低频电动旋转实验.

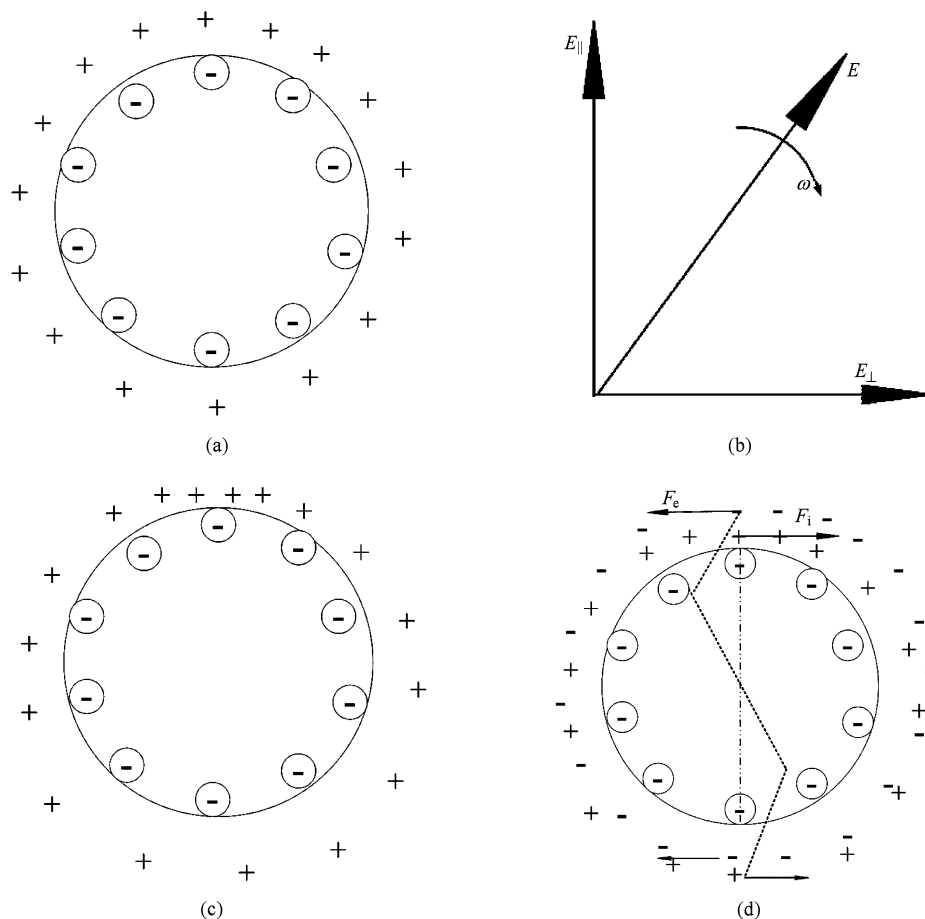


图4 电渗流导致粒子电动旋转运动机理分析简图 (a)平衡条件下粒子周围电荷分布; (b)电场矢量; (c)粒子周围浓度极化后离子分布; (d)粒子受力

### 3. 电动旋转实验及结果分析

以上述理论研究为基础,分别以具有羧基表面且直径为  $20\ \mu\text{m}$  的微球形聚苯乙烯粒子以及在此粒子基础上,利用金进行表面修饰后的微观球形粒子为操控对象,利用如图 2 所示的四相星型电极,通过信号发生器(TGA12104)施加相位差为  $90^\circ$  的四相信号,并通过 CCD(WAT-902H2, Supreme) 记录微球形粒子在电场中的旋转运动,进而对其旋转频谱进行分析.

事实上,由于球形微粒本身的严格对称性,其在电场中的旋转运动是很难进行观察的,笔者利用表面修饰技术,在直径为  $20\ \mu\text{m}$  的球形微粒表面附着直径为  $1\ \mu\text{m}$  的球形微粒,使得实验过程易于记录与控制,如图 5 所示,分别为显微镜下(Nikon eclipse LV100)观察的附着单个粒子以及多个粒子的实物图.

表面具有羧基修饰的大聚苯乙烯微球( $20\ \mu\text{m}$ )附着氨基修饰的聚苯乙烯微球( $1\ \mu\text{m}$ )的操作较为简便,具体步骤为

1) 配置表面羧基修饰的大聚苯乙烯微球(Bangs Laboratories inc.)与表面氨基修饰的小聚苯乙烯微球(Sigma)的混合液,大小粒子数比值为10:1;

2) 配置 EDC 与 NHS(Sigma-Alorich)的混合缓冲液,二者浓度均为  $1\ \text{mg/ml}$ ;

3) 利用去离子水清洗步骤 1) 的混合粒子,并通过振荡去除上清液,加入  $1\ \text{ml}$  缓冲液置于振荡器,振荡时间大于  $16\ \text{h}$ .

基于电渗流导致的粒子电动旋转操控,主要基础为双电层,因此其控制频率较低,而金属表面与液体接触时的双电层是最为理想和规则的,在大粒子附着小粒子实验的基础上,对其表面进行镀金修饰,其具体步骤为

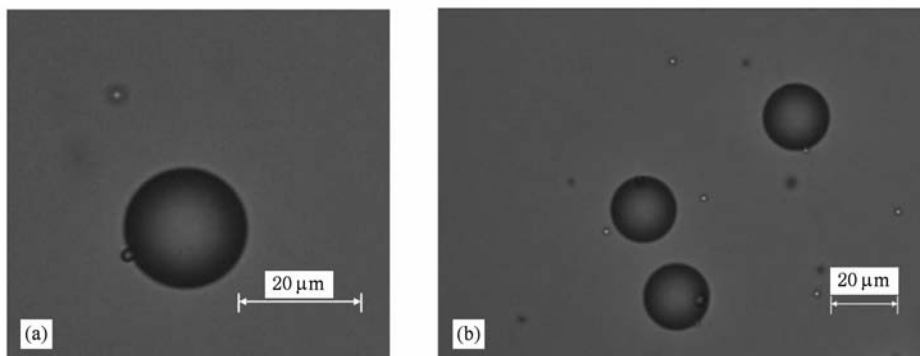


图5 大粒子附着小粒子的理论模型及实物图 (a) 表面单个粒子附着; (b) 表面多个粒子附着

1) 以大粒子附着小粒子所得混合液为基础, 取 100  $\mu\text{l}$  溶液, 加入具有金离子的混合液进行反应, 反应时间大于 12 h<sup>[28,29]</sup>;

2) 配置浓度分别为 34 mM 与 57 mM 的硫代硫酸金钠与维生素 C 的混合缓冲液;

3) 将步骤 1) 的粒子用去离子水清洗后, 加入步骤 2) 的缓冲液 1 ml, 同时加入浓度为 1 M 的 NaOH 调节溶液 pH 值, 当溶液变为浅红色时, 停止滴加, 静置 5 min 反应完毕.

表面被金修饰后, 利用透射光源进行聚苯乙烯粒子观察时, 由于粒子表面镀上一层金, 因此光不

能透过, 进而呈现黑色, 如图 7 所示. 表面被金修饰的粒子, 平均金层厚度为 0.05  $\mu\text{m}$ , 与粒子直径相差较大, 模型分析时主要考虑其作为固-液接触时的金属面, 进而形成双电层的作用.

实验时, 在显微镜下选取较理想的粒子作为操控对象, 利用激光诱捕将粒子移动到电极中心, 通过四相信号发生器, 对电极是加以相位差为 90° 的交流电信号, 便可看到粒子在电场作用下的旋转运动. 如图 6 所示, 为电导率 3.7 mS/m, 电压 6 V, 频率 1 MHz 时微粒子的旋转记录, 粒子做顺时针旋转, 与电场方向相反, 这与理论分析结果一致.

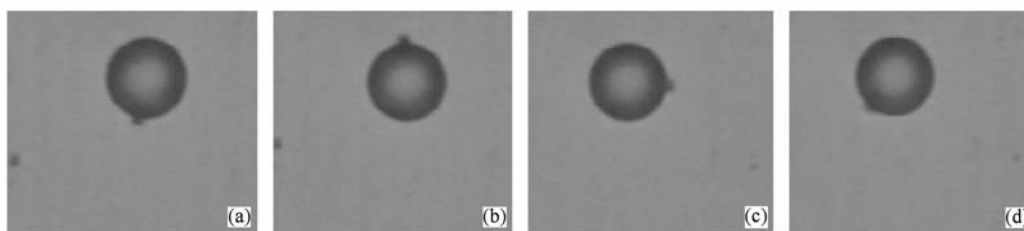


图6 电压 6 V 频率 1 MHz 时聚苯乙烯微球顺时针旋转结果 (a)  $t=0$  s; (b)  $t=2$  s; (c)  $t=4$  s; (d)  $t=6$  s

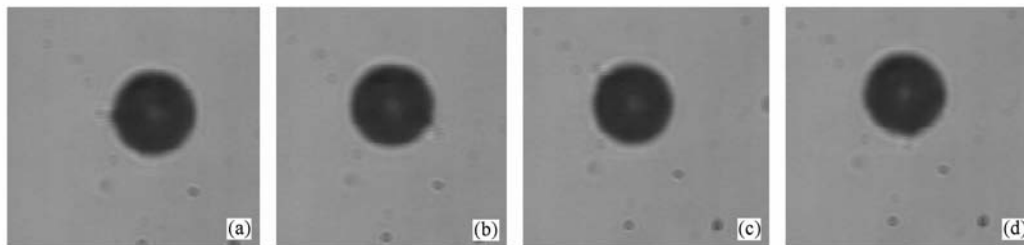


图7 电压 6 V 频率 1 kHz 时表面被金修饰的粒子逆时针旋转结果 (a)  $t=0$  s; (b)  $t=0.5$  s; (c)  $t=1$  s; (d)  $t=1.5$  s

如图 7 所示, 为表面被金修饰后的粒子, 电导率 3.7 mS/m, 电压 6 V, 频率 1 kHz 时的粒子运动情况, 粒子作逆时针旋转, 与电场同向, 这与理论分析

结果符合. 实验发现, 在相同条件下 (电压、溶液电导率) 由电渗流导致的具有金表面修饰的粒子的最大旋转速度, 大于转矩作用下产生的粒子旋转速度.

如图 8 所示,为具有小粒子附着的直径为 20  $\mu\text{m}$  的聚苯乙烯微球的旋转速度与频率之间的关系曲线,两条曲线分别代表溶液电导率为 0.8 mS/m 以及 3.7 mS/m 时粒子的旋转记录.不难看出,由于转矩导致的微粒子的电动旋转速度峰值一般出现在较高频率范围(大于 100 kHz).转矩导致的电动旋转是以 Maxwell-Wagner 模型为基础的,仿真分析可知,其峰值所对应的频率均较高,并且其峰值所对应频率,随溶液电导率的升高而升高,如图 3 所示.对比图 3 仿真曲线与图 8 实验曲线发现,实验微粒子旋转速度随频率变化曲线的峰值对应频率要略高于仿真结果,因为待操控粒子所在的流体体积较小,在显微镜的光照作用下,溶液会有挥发,进而导致电导率升高,考虑转矩作用下粒子旋转速度的峰值频率  $\tau_M^{-1}$  表达式可知,峰值频率会随溶液电导率的升高而升高,因此实验峰值对应频率略高于理论值.

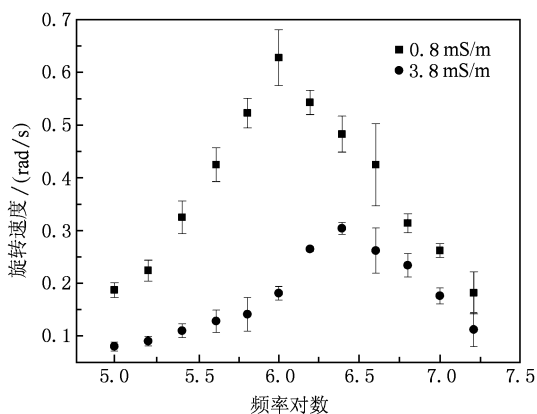


图 8 转矩作用下聚苯乙烯微球旋转速度与频率关系

如图 9 所示,表面被金修饰的微球形粒子的电动旋转速度随频率的变化曲线.不难看出,电渗流导致的微粒子电动旋转速度较大,峰值对应频率较低仅为数百赫兹.一般认为,电渗流的特征频率即最高速频率为  $f = (\sigma/2\pi\epsilon)(\lambda_D/l)$ ,其中  $\sigma, \epsilon, \lambda_D$  以及  $l$  分别为溶液电导率、溶液介电常数、Debye 长度以及系统特征尺寸,对于本实验系统而言,电导率为 0.8 mS/m, 3.7 mS/m 时所对应的特征频率值分别为 5 Hz 以及 20 Hz.而如图 9 所示,微粒子最高旋转速度所对应的频率值明显高于理论值,这是因为电极上的氧化层增加了电渗流的特征频率值<sup>[30]</sup>,同

时由于实验过程中溶液的挥发导致了溶液电导率的升高,使得实验结果与理论值具有一定偏差.

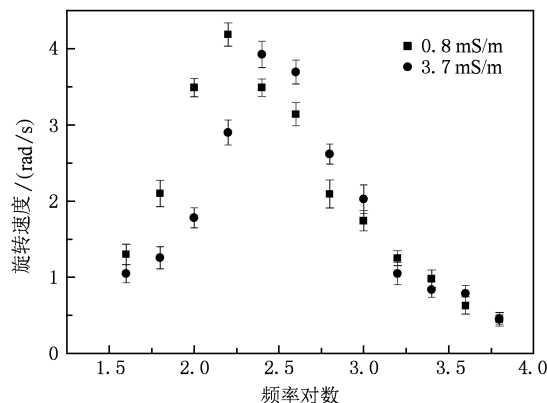


图 9 电渗流作用下聚苯乙烯微球旋转速度与频率关系

## 4. 结 论

微系统中微粒子的电动旋转操控,是进行单个粒子表面介电性质测量的一种有效手段.传统 Maxwell-Wagner 模型中转矩作用下的电动旋转一般适用于较高频率范围,低频条件下粒子的电动旋转却难以据此进行解释,而电渗流在导致低频粒子旋转方面具有重要作用.本文分别以转矩、电渗流理论为基础,进行了转矩作用导致的微球形粒子的旋转运动分析,定性分析了电渗流作用下的微球形粒子电动旋转机理.以直径为 20  $\mu\text{m}$  的聚苯乙烯微球以及在此微球表面进行金修饰后的粒子为操控对象,进行了高、低两种频率范围内的电动旋转实验研究.结果表明,以转矩为基础的高频交流电动旋转操控适用于大部分胶体粒子,而以电渗流为基础的低频交流电动旋转操控,对于双电层较为明显的粒子表面(金属表面),则能够产生更为明显的旋转速度.后续研究中,将以金修饰表面为中间载体,连接带有不同电荷单元结构,深入分析电荷以及表面电导率等因素对于电渗流作用下的电动旋转的影响.

在本文完成过程中,英国南安普顿大学电子与计算机学院 Hywel Morgan 教授为该论文的完成提供了良好的实验条件,在此表示感谢.

- [1] Morgan H, Green N G 2002 *AC Electrokinetics: colloids and nanoparticles* (Baldock: Research Studies Press Ltd.) p67
- [2] Stone H, Stroock A, Ajdari A 2004 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **36** 381
- [3] Ren Y K, Yan H, Jiang H Y, Gu J Z, Ramos A 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4349
- [4] Hardt S, Schönfeld F 2007 *Microfluidic Technologies for Miniaturized Analysis Systems* (New York: Springer-Verlag.)
- [5] Ramos A, Morgan H, Green N G, Castellanos A 1998 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31** 2338
- [6] Jiang H Y, Ren Y K, Ao H R 2008 *Chin. Phys. B* **17** 4541
- [7] Li B X, Ye M Y, Chu Q Y, Yu J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3447 (in Chinese) [李宝兴、叶美英、褚巧燕、俞健 2007 物理学报 **56** 3447]
- [8] Liu H W, Ma D M, Shi W, Tian L Q, Wang X M, Xie W P, Xu M, Zhou L J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1219 (in Chinese) [刘宏伟、马德明、施卫、田立强、王馨梅、谢卫平、徐鸣、周良骥 2009 物理学报 **58** 1219]
- [9] Hou L, Liu Z, Shi W, Wang X M, Xu M 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7185 (in Chinese) [侯磊、刘峥、施卫、王馨梅、徐鸣 2008 物理学报 **57** 7185]
- [10] Ren Y K, Jiang H Y, Yang H K, Ramos A, Garcia-Sanchez P 2009 *J. Electrostatics* **67** 372
- [11] Li F M, Liu X, Lu X Z, Qian S X, Wang G M, Wang W J, Xu J H 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 544 (in Chinese) [李富铭、刘秀、陆兴泽、钱士雄、王恭明、王文军、徐建华 2000 物理学报 **49** 544]
- [12] Deng L Z, Xia Y, Yin J P 2007 *Chin. Phys.* **16** 707
- [13] Ren Y K, Ao H R, Gu J Z, Jiang H Y, Ramos A 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7869 (in Chinese) [任玉坤、敖宏瑞、顾建忠、姜洪源、Ramos A 2009 物理学报 **58** 7869]
- [14] Arnold W M, Zimmermann U 1988 *J. Electrostatics* **21** 151
- [15] Arnold W M, Schwan H P, Zimmermann U 1987 *J. Phys. Chem.* **91** 5093
- [16] Burt J P H, Chan K L, Dawson D, Patron A, Pething R 1996 *Ann. Biol. Clin.* **54** 253
- [17] Huang G P, Yu K W, Gu G Q 2002 *Phys. Rev. E* **65** 021401
- [18] Dolinsky Yu, Elperin T 2009 *Phys. Rev. E* **80** 066607
- [19] Kakutani T, Shibatani S, Sugai M 1993 *Bioelectrochem Bioenerg* **92** 67
- [20] Falokun C D, Markx G H 2007 *J. Electrostatics* **65** 475
- [21] Yang C Y, Lei U 2007 *J. Appl. Phys.* **102** 094702
- [22] Gross C, Shilov V N 1996 *J. Phys. Chem.* **100** 1771
- [23] Gross C, Shilov V N 1998 *Colloids Surfaces A: Physicochem. Eng. Aspects* **140** 199
- [24] Green N G, Ramos A, Gonzalez A, Morgan H, Castellanos A 2000 *Phys. Rev. E* **61** 4011
- [25] Pohl H A 1978 *Dielectrophoresis* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [26] Minoura I, Muto E 2006 *Biophys. J.* **90** 3739
- [27] Georgieva R, Neu B, Shilov V M, Knippel E, Budde A, Latza R, Donath E, Kieseewetter H, Baumler H 1998 *Biophys. J.* **74** 2114
- [28] Vykoukal J, Vykoukal D M, Sharma S, Becker F F, Gascoyne P R C 2003 *Langmuir* **19** 2425
- [29] Lim J, Eggeman A, Lanni F, Tilton R D, Majetich S 2008 *Adv. Mater.* **20** 1721
- [30] Lian M, Islam N, Wu J 2007 *IET Nanobiotechnol.* **1**(3) 36



## Electrorotation manipulation of microparticles induced by torque and electroosmotic slip in microsystem\*

Jiang Hong-Yuan<sup>1)2)</sup> Ren Yu-Kun<sup>1)†</sup> Tao Ye<sup>1)</sup>

1) (*School of Mechatronics Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China*)

2) (*State Key Laboratory of Fluid Power Transmission and Control, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China*)

(Received 4 April 2010; revised manuscript received 17 May 2010)

### Abstract

Electrorotation is an effective technique to characterize the electrical properties of dispersed particles. For the low Reynolds number microsystem, the mechanism of the electrorotation of microparticles induced by torque was analyzed based on the Maxwell-Wagner polarization. Characteristic frequency corresponding to the peak value of the electrorotation speed was deduced and the effect of the relaxation time on the particles' electrorotation direction was analyzed by the simulation of the electrorotation speed induced by the torque. The mechanism of the electrorotation of the microparticles induced by electroosmotic slip was qualitative analyzed based on the double layer and the idea about the gold surface being favorable to the electrorotation was proposed. Experiments on the electrorotation of the polystyrene with the carboxy surface and gold modified surface were performed, respectively. The results show that, the direction of the electrorotation of polystyrene spheres with carboxy surface is opposite to the electric field and, the corresponding frequency is higher with the torque playing the leading role. On the other hand, direction of the rotation of polystyrene spheres with the gold surface is homodromous with the electric field and the corresponding frequency is lower with the electroosmotic slip playing the leading role.

**Keywords:** microsystem, electrorotation, torque, electroosmotic slip

**PACS:** 07.10.Cm, 47.57.jd, 87.50.ch, 82.39.Wj

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of china (Grant No. 51075087), the State Key Lab of Fluid Power Transmission and Control of Zhejiang University (Grant No. GZKF-201004) and the China Scholarship Council (Grant No. 2009612129).

† Corresponding author. E-mail: xiaoyu2002-2001@163.com; yr1e09@ecs.soton.ac.uk