介电液体电羽流流动特性实验研究

孙德鑫, 孙志浩, 宋志伟, 罗康, 易红亮, 吴健*

哈尔滨工业大学能源科学与工程学院, 空天热物理工信部重点实验室, 哈尔滨 150001

* E-mail: jian.wu@hit.edu.cn

收稿日期: 2020-03-23; 接受日期: 2020-06-28; 网络版发表日期: 2020-07-18

国家自然科学基金(批准号: 11802079, 51776054)和CAST-BISEE创新基金(编号: 2019-012)资助项目

摘要 利用静电场可以实现不同流体介质内部输运过程的有效控制, 这为基于电场的主动流动和传热控制技术、电场驱动泵、电雾化等一系列创新应用提供了基础. 这些应用依赖于电场、电荷和流场间相互耦合关系的深入理解. 本文对针-板电极结构介电液体在高压直流电场作用下的流动和电压-电流特性进行了实验研究. 实验结果表明, 对曲率0.1 mm的针电极, 当针-板间距为30 mm而施加的电压的绝对值在5~6 kV时, 液体处于稳定对流状态, 流动方向为从针电极指向板电极, 流动形态与浸没射流有一定的相似性. 该流动是由电场作用在从针电极表面注入流体内部的自由电荷上的库仑力驱动产生的. 通过对轴向速度、纵向速度和羽流宽度分析发现, 流场中最大流动速度位于水平对称轴上. 在稳态流动区间, 随电压增强, 流型基本保持不变, 但流动强度增大. 另外, 实验结果表明同样幅值下施加负电压时电流值和流动强度均更大, 羽流核心区位置也离针电极更远.

关键词 电流体动力学, 羽流, 介电液体, 粒子图像测速, 电压-电流特性

1 引言

电流体动力学(Electrohydrodynamics, EHD)研究静电场与不同流体介质(包括介电液体、气体和晶体等)之间相互作用^[1-4]. 它与磁流体力学(Magnetohydrodynamics, MHD)同属流体力学与经典电磁场理论相互交叉的学科^[5]. 电流体动力学是理解离子风、电对流、电泳、电流变效应、电黏性等物理现象的理论原理, 同时它又是许多实际和创新应用的理论基础^[6-9]. 现代科学技术向着节能、精密、微型化等方向发展, 电流体动力学在这些方面的优势正逐步得到各界认可^[10,11]. 电流体动力学的本质是电能和流体动能的直

接相互转换, 这为能量的高效和智能利用提供了基础. 基于电场驱动的流体流动技术因无需运动部件、智能控制、低能耗、低噪音、对于空间跨尺度的良好适应性等特性^[12], 在静电除尘^[13,14]、电纺丝^[15,16]、电子冷却^[17,18]、热控制系统及储能^[19,20]、电射流和电雾化^[21,22]、电混合^[23]、电推进^[24,25]、流动控制^[26]、干燥^[27]、电场驱动泵^[28,29]等方面具有广阔应用前景. 例如, 美国航空航天局NASA公布的2015年版《NASA技术路线图》中, 第5主题(通信系统等)和第14主题(热管理系统)都对低重力空间环境航天器热管理技术提出了具体要求, 而电场驱动泵技术和电场强化沸腾换热技术都被写入该路线图^[30].

引用格式: 孙德鑫, 孙志浩, 宋志伟, 等. 介电液体电羽流流动特性实验研究. 中国科学: 技术科学, 2020, 50: 983–996

Sun D X, Sun Z H, Song Z W, et al. Experimental study on the flow characteristics of electro-hydrodynamic plumes of dielectric liquid (in Chinese). Sci Sin Tech, 2020, 50: 983–996, doi: 10.1360/SST-2020-0121

目前, 哈尔滨工业大学有多个团队正在开展电流体动力学相关的研究工作, 并取得了一定的科研成果. 其中, 代表性的方向包括基于电场的液滴微流体器件基础与应用研究(机电工程学院姜洪源、任玉坤团队)、等离子射流(电气工程及自动化学院聂秋月团队)、低温等离子体以及电推进(能源科学与工程学院于达仁、唐井峰团队)等. 从2016年起, 本课题组和能源科学与工程学院易红亮团队开始合作, 围绕着电流体动力学介观建模方法^[31~34]、介电液体电对流稳定性和流动转捩特性^[35~38]、电场强化换热技术^[39,40]等课题开展了一系列理论分析和数值模拟工作. 2018年, 我们成立了电流体动力学实验室, 并逐步完成了电流体动力学综合实验平台的搭建. 该平台主要包括多种高压电源(交流、直流)、电压-电流测试子系统、液体电物性测试平台、第三代ICCD相机、光栅光谱仪、粒子成像测速(PIV)系统、高速相机、气溶胶发生器等, 能用于开展电场与单相(气体、液体)和多相流体力学相互作用的基础及应用研究工作. 本文是基于该实验平台的第一个工作.

当处于外部电场 E 中, 介质液体(低电导率绝缘液体)通常会在电场力 F_e 作用下流动, 形成电对流. 电场力是体积力, 可表示成包含三个分量的形式^[41]:

$$F_e = qE - \frac{1}{2}E^2 \nabla \varepsilon + \nabla \left[\rho \frac{E^2}{2} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \right],$$

其中, q , E , ε , ρ , T 分别表示空间电荷密度、电场、液体介电常数、密度和温度. 上式右边三项依次表示库仑力、介电力和电致收缩力. 电致收缩力可理解成某一标量的梯度, 因此可并入动量方程中的压力梯度项, 不会对流体运动产生影响^[42]. 对于等温均质流体, 介电常数不随空间变化, 介电力为零, 因此只有库仑力能驱动流体产生持续的流动.

库仑力源自于电场与空间电荷的相互作用. 通常, 电子会很快被液体分子俘获, 所以液体中的自由电荷为正、负离子. 介电液体中离子产生机制主要包括中性电解质的解离(传导机制)和电极表面电化学反应产生的电荷注入(注入机制)^[1]. 其中, 传导机制还包括电场强化中性电解质分解速率的维恩效应(也称翁萨格效应)^[29,43]. 这些机制都与电场强度、电解质种类、电导率、电极材料及结构布置等因素有着密切且复杂的关系. 尤其是, 分解速率和电荷注入强度都是电场强相

关函数. 一般可以定性认为, 在低电场时分解机制占主导, 而电荷注入要求电场大于某临界值, 且只在强电场时起主导作用. 以针-板电极为例, 理论分析和实验均定性表明传导和注入机制单独起作用时产生的流动有显著不同. 对传导机制, 介电液体中的离子由电解质解离产生, 解离产生的正、负离子被吸引到相反极性的电极上, 在电极附近形成一个异号电荷层, 此时库仑力将驱动介电液体由平板电极流向针电极^[44], 如图1(a)所示. 对注入机制, 金属电极表面和介电液体发生复杂的电化学反应, 电极表面电荷的积聚形成同号电荷层. 同号电荷层在电场下被排斥远离电极, 从而驱动流体朝向平板电极运动^[45], 如图1(b)所示.

近期研究表明, 两种机制随着电场强度的转变以及强电场时电荷注入机制与维恩效应的共存都伴随着复杂的流动现象, 还需要深入的研究^[46~48]. 值得说明的是, 在电对流系统中, 电场、流场和正、负离子分布强烈地非线性耦合在一起, 这导致了丰富的流场结构以及独特的流动转捩路径及特性. 一方面, 库仑力

图1 (网络版彩图)两种流动方向相反的电对流. (a) 传导机制; (b) 注入机制

Figure 1 (Color online) Two types of electro-convection showing different flow directions. (a) Conduction mechanism; (b) injection mechanism.

驱动流体产生对流, 流体流动会加速离子的输运过程并改变其空间分布, 从而改变电场和库仑力场. 另一方面, 库仑力场的变化会影响流场, 而电场的变化既会通过迁移机制影响电荷的输运过程, 同时也会通过分解速率和电荷注入强度影响离子的来源.

电流体动力学研究与电场特性(包括电极几何结构及布置、电源)密切相关. 已有多种电极结构和布置用于电流体的研究, 大致可分为两大类: 均匀电场(包括平行平板、同心圆环和球)和非均匀电场(包括针-板、刀片-板、线-板、线-线、偏心圆环等)^[49]. 均匀电场结构常用于流动线性和非线性失稳以及向湍流转捩过程的研究, 而非均匀电场电极结构更接近于实际应用^[1,42,50,51]. 例如, 线-板和线-环结构经常分别用于静电除尘和电场强化强迫流动换热研究.

一些早期的实验研究证实了非均匀电场下的电羽流的存在. Atten等人^[45]采用纹影法观测到了针-板电极结构间由于电荷注入引起的非常薄的羽流结构. McCluskey和Perez^[52]利用激光多普勒测速技术(LDV)对线-板结构间由于电荷注入引起的羽流结构进行了定量分析, 他们的实验只考虑了负高压. 2008年起, 法国普瓦捷大学电流体动力学研究组开始将粒子图像测速技术(PIV)用于介电液体电流体动力学研究, 获得了更为丰富的流场信息^[53]. 他们对刀片-平板结构间电对流问题开展了较为系统的研究^[46,48,54~56]. 最近, 他们开始利用PIV技术对电导泵的流场结构和流动机理进行分析^[57].

本文对针-板电极介电液体电对流开展实验研究. 该结构由于其轴对称特性常用于介电液体自由电荷产生和输运过程以及液体击穿的研究^[58]. 同时, 该结构也可直接用于强化散热、电流体动力学泵等实际应用^[59]. 另外, 本课题组还注意到该结构的电羽流流场还未利用PIV技术充分研究. 本工作中, 通过向针电极施加正、负高压, 液体在库仑力作用下流动, 形成电羽流. 实验记录了系统的电压-电流特性, 并利用PIV技术获得了电羽流的流场结构, 分析了不同电压和电极距离下电羽流的流动特性, 同时比较了正、负极性对电羽流的影响.

2 实验装置

如图2所示, 实验装置主要包括四部分: 高压电

图2 (网络版彩图)电流体实验装置示意图

Figure 2 (Color online) Schematic diagram of the electro-convection experiments.

源、电压-电流特性测试子系统、粒子成像测速PIV系统和实验腔体. 实验腔体是一个内部尺寸为140 mm×140 mm×140 mm的立方体, 腔体材料为聚甲基丙烯酸甲酯(PMMA), 透明的壁面可在无激光反射的情况下实现PIV测速. 腔体内充满实验工质液体, 无自由液面. 腔体底部水平安装一个尺寸为138 mm×138 mm×2 mm(厚度)的铁板电极. 直径为1.2 mm, 针尖曲率约为0.1 mm的不锈钢钢针垂直放置于平板电极上方. 通过旋转钢针外部的螺栓, 可实现针-板电极之间距离的灵活调整.

实验中, 针电极外接的高压电由波形发生器(Key-sight Tech, MODEL 33512B, 美国)和功率放大器(Mat-susada, AMP-30B10, 日本)产生. 高压探头(Tektronix, P6015A, 美国)配合示波器(Tektronix, MSO54, 美国)可实时监测实际输出电压. 电路中的电流由保护电阻($R=10\text{ M}\Omega$)两端的电压计算得出, 该电压通过万用表(Fluke, 8845A, 美国)测量. 粒子成像测速系统为自组装, 包括双脉冲Nd: YAG激光器(Beamtech, Vlite-380, 镭宝光电, 北京)、14位CCD PIV专用相机(CookeCorp, PCO 2000, 美国)和脉冲同步器(Berkeley Nucleonics, Model 577, 美国). 该PIV系统最大采样频率为15 Hz, 最高分辨率为400万(2048×2048)像素. 实验过程中将PIV系统两路激光强度统一为380 mJ, 具体实验参数范围如表1所示. 图像处理过程中查询窗口设置为32×32 pix, 查询窗口重叠率为50%, 空间分辨率约为2 mm×2 mm.

方腔内的介电液体选用低电导率和介电常数的

25#变压器油, 其在25℃下的物性参数见表2. 其中, 密度通过确定容积液体的质量测量得到, 运动黏度由数显旋转黏度计(NDJ-9S, 力辰, 上海)测得, 电导率由体积表面电阻测量仪(GEST-121, 冠测, 北京)测得, 介电常数由液体介电常数测试仪(GCSTD-F, 冠测, 北京)测得.

粒子成像测速要求将示踪粒子均匀分散在液体中. 在电场作用下, 示踪粒子会出现荷电现象, 从而影响其流场跟随性以及流场测量精度. 因此, 当PIV用于高压电场作用下流场的测量时必须考虑示踪粒子的流场跟随性问题. 在液体环境中, 颗粒荷电是一个非常复杂的过程, 荷电量与示踪粒子的材料、尺寸、浓度以及电场强度等因素密切相关. 文献[60,61]利用与本文类似的电羽流系统对示踪粒子的影响进行了实验分析, 确定了颗粒尺寸、材料以及示踪粒子浓度的影响规律. 根据文献[61,62]的指导建议, 并经过实验测试, 本文选用平均直径为5 μm的SiO₂颗粒为示踪粒子, 浓度为0.0072 g L⁻¹. 实验前利用上述仪器测量了施加示踪粒子前后以及实验过程中液体工质的电导率和介电常数, 发现这些电物性参数几乎不发生变化, 证明了示踪粒子选择的合理性. 另外, 实验测量了实验前后液体的温度, 确认了弱电流产生的焦耳热不会导致明显的温度波动, 因此电对流可认为是等温过程.

实验过程中发现, 系统不会出现绝对稳定流动状态, 电流也不会趋于恒定值. 在所研究的参数范围内,

表 1 实验参数范围

Table 1 Range for the experimental parameters

实验内容	采样频率 (Hz)	间距 (mm)	电压绝对值 (kV)
羽流形成	8	30	5.5
低电压	4	5	0.5~2
高电压	4	20~40	3~6

表 2 25℃下25#变压器油的物性参数

Table 2 Physical properties of 25# transformer oil at 25℃

物性参数及符号	单位	数值
密度, ρ	kg/m ³	895
运动黏度, ν	m ² /s	10.68×10^{-6}
电导率, σ	S/m	1.57×10^{-11}
相对介电常数, ϵ_r	—	1.49

系统大部分时候处于有弱振荡的近似稳定状态, 电流也在平均值上下持续波动, 如图3(a)所示. 为此, 实验过程中, 对于给定电压和针-板间距, 采用统计平均的方法来获得电流和流场. 为保证速度场为统计收敛的时间平均结果, 用分位数作图法^[62]对实验数据的平均值和误差进行了研究. 图3(b)示意性地给出了一组典型工况下1000张速度场图片的结果. 需要说明的是, 这种处理方式在之前的刀-板结构电对流问题研究中经常被使用^[53~57].

3 结果与讨论

3.1 电压-电流特性

为分析系统的电压-电流特性, 实验中对针电极施加正、负两种电压, 电压值从0.5 kV连续变化到

图 3 (网络版彩图)某一典型工况(-5.5 kV, 针-板间距 30 mm)下(a)电流随时间变化和(b)分位数作图法结果
Figure 3 (Color online) Results with a typical operating condition (the applied voltage is -5.5 kV and the needle-plate distance is 30 mm). (a) Electric current with time; (b) Q-Q plot results.

7.5 kV. 图4给出了针-板间距为30 mm时的电压-电流特性曲线.

电流-电压曲线可以粗略地分成两个区域: 欧姆区和注入区. 其中, 欧姆区的电压范围约为0~4 kV. 在此范围内, 电流随施加电压线性增加. 该区域内电流的大小主要取决于介电液体的电导率. 注入区电压在4 kV以上, 此时电流-电压曲线呈指数增长. 在注入区内, 电荷注入产生了大量离子作为电荷载流子, 它们的定向输运导致了电流的急剧增加.

当电压的极性不同时, 曲线的形状基本保持不变, 区分欧姆区和注入区的临界电压稍有不同. 结合曲线对比可知, 当施加电压为负时, 电流更大且随电压增长更快. 大电流意味着在电场强度相同的情况下存在更多的电荷载流子, 因此可认为负电压时电荷注入强度更强, 这与空气中负电压时气体放电更强烈是一致的^[63].

3.2 PIV速度场

本文利用PIV系统测量了不同电压和针-板间距时的速度场. 采样频率一般为4 Hz, 每个实验工况拍摄最多1000张速度场图片做统计平均. 受限于本实验中的PIV系统只能测量二维截面的两个速度分量(即2D2C), 实验采用腔体旋转90°的办法来确认流动可能的轴对称特性.

首先注意到在低电压和高电压时存在两种不同类型的流动. 对于同一电压, 当针-板电极间距减小时, 针

图4 (网络版彩图)针-板间距为30 mm时电压-电流特性曲线

Figure 4 (Color online) The electric current-voltage characteristic curve when the needle-plate distance is 30 mm.

尖处局部电场会增强, 有利于电荷注入. 但针-板间距过小, 宏观尺度PIV测量会受限. 本实验的PIV系统, 能准确测得最小针-板间距为5 mm. 图5给出了针-板间距为5 mm时, 三种不同正电压下的速度场. 其中, 云图表示垂直方向速度分量 V_n . 左上没有数据的空白区域是由于激光照射针头产生的阴影造成的. 对于低电压0.5 kV(图5(a)), 靠近板电极有一个向上的流动(V_n 值为正), 这种流动模式可以用传导机制来解释^[44]. 需要注意的是, 图5(a)显示的流动强度很弱, 最大速度值仅为0.015 mm/s. 电导机制与异号电荷层相关, 该电荷层厚度决定于针电极的尺寸以及电导无量纲数 C_0 (定义式为 $C_0 = \sigma_0 d / 2\epsilon K E_0$, σ_0 为初始电导率, d 为电极间距, K 为离子迁移系数)^[64]. 本研究中的针电极尺寸较小而 C_0 较大, 因此电导机制引起的流动强度很弱. 另外, 图5(a)显示的流动非常不规则, 而且随时间剧烈变化, 旋转腔体发现流动并不具有轴对称特性, 这与近期报道的刀-板^[46]和线-板^[48]结构电导机制引起的不规则电流

图5 (网络版彩图)针-板间距为5 mm不同电压下的流场. (a) +0.5 kV; (b) +0.75 kV; (c) +2.0 kV

Figure 5 (Color online) The flow field with different applied voltages when the needle-plate distance is 5 mm. (a) +0.5 kV; (b) +0.75 kV; (c) +2.0 kV.

动的实验结果是一致的。

对于高电压+2.0 kV, 如图5(c)所示, 观察到从针尖流向平板电极的流动, 这种流动模式可以用注入机制来解释^[45,52]。这类流动较为稳定, 且具有轴对称特性。这种流动与局部受热产生的热羽流的流型相似^[65], 因此被称为电羽流。图5(b)给出了一个过渡区间电压+0.75 kV的结果, 意外发现系统几乎不流动, 针-板间区域流动速度最大值仅约为 8×10^{-4} mm/s, 这可能是由于两种电荷产生机制同时起作用的结果。

对于电极间距远大于5 mm的情况, 由于间距增大, 相同电压下电荷注入强度很弱, 系统中的自由电荷由分解机制产生为主。实验测量了针-板间距为20 mm, +0.75 kV的结果, 已经不能获得明显的流场。这主要是由于针电极附近形成的异号电荷层厚度比较薄, 整体的库仑力较小^[46]。本文将对高电压下的电羽流的流动特性进行详细分析, 而低电压下电导机制引起的流动以及电导-注入机制转变过程的分析将在未来工作中开展。

图6给出了针-板间距30 mm, 电压+5.5 kV时腔体旋转90°前后的速度场。本文仅展示了重点关注的针-板间区域的结果, 而且取向下方为速度正方向。通过对比可知, xy 平面和 zy 平面上的速度矢量场及垂直方向速度分量云图是一致的, 证实了针-板结构间的电羽流的三维轴对称结构特性。

为了更好地理解电羽流的流动特性, 本文将PIV

图6 (网络版彩图)腔体旋转90°前后速度矢量和云图。(a) xy 平面; (b) zy 平面。参数: 针-板间距 $d=30$ mm, 电压+5.5 kV

Figure 6 (Color online) The velocity contours and vectors before and after the cavity rotates 90° when the needle-plate distance is 30 mm and the applied voltage is +5.5 kV. (a) xy plane; (b) zy plane.

系统采集频率提高至8 Hz, 并利用同步器同步触发电源和PIV系统, 获得了电羽流在初始阶段随时间发展的速度矢量图(图7)。从图中可以直观地看到流动源自于针尖, 形成一对漩涡, 朝向板电极运动, 这类似于热羽流和经典的浸没射流。而且, 羽流形成过程非常短, 在羽流不稳定的初始阶段, 其流动强度随着时间逐步增强, 漩涡中心也随之远离针电极移动。

图8给出了针-板电极间距为40 mm时不同正电压下的速度矢量云图。从图中可以看出, 所有工况都存在一个从针尖流向平板电极的流动, 随着电压的增加, 速度会更大, 羽流的流动形态也更稳定, 羽流强度随着电压的增加而增大。如图8(a)所示, 电压为+3 kV时形成的电羽流是不稳定的, 羽流的流动方向并不垂直指向平板, 而是存在一定程度的偏移。羽流从针尖产生, 在距离平板电极较远的地方消失, 羽流未能得到充分发展, 说明在电压较低时, 针尖附近的电场较弱, 驱动液体流动的库仑力较小, 此时液体内的黏性力占主导地位, 随着距离的增加, 库仑力衰减较快, 从而抑制羽流的进一步发展, 这一点会在之后的中心线速度分析中

图7 羽流形成过程。(a) 25 ms; (b) 125 ms; (c) 300 ms。参数: 针-板间距 $d=30$ mm, 电压+5.5 kV

Figure 7 (Color online) The developing process for charged plume when the needle-plate distance is 30 mm and the applied voltage is +5.5 kV. (a) 25 ms; (b) 125 ms; (c) 300 ms.

图 8 (网络版彩图)针-板间距为40 mm时, 不同正电压下电羽流速度矢量云图. (a) +3.0 kV; (b) +4.5 kV; (c) +5.0 kV

Figure 8 (Color online) The velocity contours and vectors of charged plume with different applied voltages when the needle-plate distance is 40 mm. (a) +3.0 kV; (b) +4.5 kV; (c) +5.0 kV.

得到证实. 随着电压的增加, 电场会随之增强, 注入的电荷量也会增加, 库仑力逐渐占据主导地位, 羽流的速度会不断增大, 羽流得到了充分的发展, 如图8(b)所示. 此时羽流的流动方向垂直指向平板电极, 羽流范围也在不断的扩大, 羽流逐渐变得稳定. 当电压在+5 kV左右, 介电液体会在针-板结构间形成稳定的电羽流, 如图8(c)所示.

当电压在+5~+6 kV的范围内, 介电液体会在针-板结构间形成稳定的电羽流. 本文使用电瑞利数 T 来描述电羽流的稳定流动区间^[66].

$$T = \frac{\varepsilon \Delta \phi}{K \mu}, \quad (1)$$

电瑞利数值正比于针-板间电势差 $\Delta \phi$, 式中电荷迁移率 K 利用Walden's rule计算^[67], 我们认为电瑞利数在3298~3957范围内为羽流的稳定流动区间.

如果进一步增加电压, 例如在+7 kV时, 实验观察到羽流周期性左右摆动, 这是由系统的线性失稳引起的^[68]. 相似的现象在刀-板结构电羽流的实验和直接数值模拟^[69]结果中也可观察到. 当超出该临界电压时,

羽流速度在平板电极附近仍保持一个较高的值, 形成一个向上的回流, 与针尖附近形成的流动汇合形成一个复杂的流动区域, 如图9所示. 随着流动强度的增大, 这个区域的范围也逐渐增大, 并于左右两侧形成一个流动较强的回流区. 此时非稳态羽流的最大速度存在于羽流的回流区.

作为起始研究, 本文重点关注电羽流的稳定形态. 图10给出了针-板间距为20 mm, 施加电压为-4 kV时电羽流的速度矢量云图. 羽流是由针电极尖端注入的电荷引起的, 介电液体在库仑力作用下形成从针尖指向平板电极的电羽流, 在接近平板电极处, 分为两股流动, 并于左右两侧形成两个反向运动的对称涡. 此时, 平板电极左右边界附近区域的速度非常低. 羽流的最大速度存在于针尖与平板的垂直对称轴上, 此处为羽流中心区域. 由于实验选用的是介电液体, 整个系统的电流很小(如-6 kV, 电流大约为0.6 μ A), 系统的焦耳热可以忽略. 因此, 在定常流动情况下, 电场力做功全部转化为黏性耗散, 因此对流动的动能的贡献为零. 对稳态流动, 利用PIV数据以及考虑流场的轴对称特性, 我们可以了解空间各点的黏性耗散率, 并且通过积分获得整个系统的平均动能, 作为系统流动平均强度的一种度量.

图 9 (网络版彩图)针-板间距为20 mm时, 8 kV下电羽流速度矢量云图

Figure 9 (Color online) The velocity contours and vectors of charged plume when the needle-plate distance is 20 mm and the voltage is +8.0 kV.

图 10 (网络版彩图)针-板间距为20 mm时, -4.0 kV下电羽流的流线图

Figure 10 (Color online) The streamlines of charged plume when the needle-plate distance is 20 mm and the voltage is -4.0 kV.

3.3 电羽流流动特性分析

3.3.1 电压对羽流流动特性的影响

本文首先分析了电压对羽流速度场的影响。图11给出了针-板间距40 mm时不同正电压下电羽流轴线上的速度分布, 插入图为轴向速度随电压变化的原始数据。y=40 mm处为针尖位置。如图所示, 速度曲线可以分为两个区间: 第一个是加速个区间(y=30~40 mm), 加速阶段是由针电极尖端的电荷注入所引起的。随着电压的增加, 曲线的斜率逐渐增大, 这说明电压增大, 针电极尖端注入介电液体的电荷量增大, 产生更强的库仑力, 引起的流动速度也迅速增长。在针尖附近(y=30 mm)处, 速度增加至最大值, 此时意味着库仑力和黏性摩擦力达到平衡点。第二个是减速个区间(y=30~1 mm), 减速个区间是由平板电极的存在引起的。考虑到平板电极附近的电场与针尖处的局部电场相比很低, 此时黏性摩擦力占主导地位。通过比较无量纲轴向速度(轴向速度除以最大速度值获得)的结果可知, 不同电压下的曲线在加速区间都近乎重合, 呈现出一个增长的趋势。而在之后的减速区间, 黏性摩擦的作用不可忽略。在减速阶段, 曲线随电压变化呈现不同程度的下降趋势, 电压越小, 库仑力衰减越快, 曲线下降越快。

为进一步分析电羽流的结构, 对针-板间距40 mm, 电压+5.5 kV下稳态电羽流的纵向速度进行分析。在距

图11 (网络版彩图)针-板间距为40 mm时, 电羽流无量纲轴向速度随电压变化。插入图为轴向速度随位置变化的原始数据

Figure 11 (Color online) Variation of the charged plume's dimensionless axial velocity with voltage when the needle-plate distance is 40 mm. The inset shows the raw data of axial velocity.

离针电极尖端不同的位置处提取同一水平线上的纵向速度 V_n , 其随平板电极水平位置 x 的变化如图12所示。插入图为纵向速度随水平位置变化的原始数据。从图中可知, 纵向速度曲线关于 $x=58$ mm这条中轴线对称, 说明稳定状态下的电羽流结构是轴对称的。对于同一水平线上的纵向速度分量来说, 在中轴线处达到最大值。当水平位置 x 逐渐远离中轴线时, 纵向速度会随之减小。当水平位置移动到平板电极左右边界区域时, 速度减小几乎为0。在中轴线附近, 由于针尖电荷注入, 库仑力起主导作用, 而在远离中轴线的边界区域黏性摩擦力起主要作用。图12还展示了不同位置处的无量纲纵向速度曲线。从图中可以看出, 不同位置的曲线具有很好的一致性, 说明电羽流在稳定流动区间中流型保持不变, 距离针尖不同位置处的纵向速度曲线具有自相似性。自相似也是热羽流和浸没射流的一个典型流动特征。

Atten等人^[45]提出了羽流宽度的概念。稳态电羽流存在一个靠近中轴线宽度为 δ 的区域, 在该区域外(除回流区)的速度可以忽略。即, 当 $|x| \geq \delta$ 时, $V_n \approx 0$ mm/s。图12证实了该羽流宽度的存在, 可认为由针尖注入液体内部的电荷集中分布在这个较窄区域内, 对应产生的库仑力驱动液体流动。在该区域外部只存在较弱的回流。图13给出了针-板间距为40 mm时电羽流宽度随

图12 (网络版彩图)针-板间距为40 mm, 电压为+5.5 kV时, 不同高度处电羽流纵向速度随水平位置的变化。插入图为纵向速度随位置变化的原始数据

Figure 12 (Color online) The distribution of charged plume's vertical velocity at different heights when the needle-plate distance is 40 mm and the voltage is +5.5 kV. The inset shows the raw data of vertical velocity.

图 13 (网络版彩图)针-板间距40 mm时, 电羽流宽度随电压变化

Figure 13 (Color online) The variation of charged plume's width with voltage when the needle-plate distance is 40 mm.

电压的变化. 电压低于+4 kV时的羽流宽度曲线与其他曲线有明显区别, 这是由于低电压时羽流未得到充分发展, 羽流存在区域较小, 流动在距离平板电极较远处便消失, 如图8(a)所示. 当电压高于+4 kV时, 羽流宽度曲线形状相似, 可分为增长区和降低区. 增长区是靠近针尖的区域(0.5~1.0), 羽流宽度随着与针电极尖端距离的增加而增大, 但是增长较为缓慢. 增长区由于电场较强, 库仑力起主导作用, 可忽略平板电极的影响, 此时羽流宽度存在一段稳定增长的区域. 电荷在库仑力和羽流流动的综合作用下扩散开来, 宽度逐渐增大. 而降低区是距离平板电极较近时(0.5~0)的区域, 羽流宽度随距离的增大而迅速减小.

3.3.2 针-板距离对羽流流动特性的影响

除电压之外, 电极间距也是影响羽流流动的一个重要因素. 图14给出了针-板距离为20 mm和30 mm时, 流体速度曲线随电压(3 kV ≤ V ≤ 6 kV)的变化. 对于同样的电压值, 与30 mm相比, 针-板间距为20 mm时流动虽然保持相似的流型, 通过比较速度沿着整个轴的分布可知, 流体速度整体显著增大.

图15给出了电压为+5.5 kV时, 轴向速度随着针-板间距的变化. 插入图为轴向速度随间距变化的原始数据. 由图可知, 间距为30 mm和40 mm的两条曲线在加速区和减速区近乎重叠. 对于无量纲轴向速度, 针-板距离为20 mm的曲线明显区别于其他速度曲线: 其

图 14 (网络版彩图)不同电压下, 针-板间距为20 mm和30 mm时电羽流轴向速度比较

Figure 14 (Color online) Comparison of charged plume's axial velocities under different voltages when the needle-plate distance is 20 mm or 30 mm.

图 15 (网络版彩图)电压为+5.5 kV时, 电羽流无量纲轴向速度沿轴向分布. 插入图为轴向速度分布的原始数据

Figure 15 (Color online) Distribution of charged plume's axial velocity along with the axis direction when the voltage is +5.5 kV. The inset shows the raw data of axial velocity.

加速区的范围要比其他距离要远.

从羽流宽度角度来看, 如图16所示, 随着针-板距离的改变, 羽流宽度曲线的增长和降低趋势具有很好的一致性, 但羽流宽度值会随着距离的增加而增大. 在靠近针尖的加速区域, 可以明显的看到羽流宽度的初始值随着距离的增加而增大, 但曲线整体增长的趋势是相同的. 而在靠近平板的减速区, 羽流宽度会迅

图 16 (网络版彩图) 当电压+5.5 kV时, 不同针-板间距时羽流宽度沿轴线变化

Figure 16 (Color online) Distribution of charged plume's width on the axis direction with different needle-plate distances when the voltage is +5.5 kV.

速降低至一个固定值, 说明在黏性摩擦力主导的区域, 随着针-板距离的增大, 电场衰减的越快, 所以羽流宽度降低的越快, 但羽流宽度增长区域和降低区域的范围不会随着距离而改变. 因此, 可认为电压是影响电羽流流动的主要因素, 针-板距离是次要因素, 针-板距离过小会压缩羽流的发展空间, 限制其发展.

3.3.3 电压极性对羽流速度的影响

介电液体电对流与施加电压的正负极性密切相关, 本节分析了电压极性对电羽流流动特性的影响. 图 17展示了针-板距离为20 mm时, 施加 ± 3 kV电压下的速度矢量图. 首先, 无论电压是正极性还是负极性都会形成由针尖指向平板的羽流. 因为电荷注入产生的是同极性电荷, 所以正高压注入正电荷, 而负高压注入负电荷. 其次, 通过对比速度云图可知, 负极性下的电羽流得到更加充分发展, 流动强度也更大.

图18给出了针-板距离为20 mm时正负电压下电羽流轴线速度变化曲线. 通过比较可知, 负极性的羽流轴线速度更大, 证明了负极性产生的羽流强度更强. 负极时的最大速度比正极最大速度高出约50%, 电羽流流动的整体强度也更大. 而且, 与正极性相比, 负极性下羽流最大速度位置距离针尖要更远.

图19给出了不同电压极性下的羽流宽度. 负极性下-4 kV和-5 kV的羽流宽度曲线近乎重叠, 说明电羽流在负极性下能更快地发展至充分稳定状态. 而且,

图 17 (网络版彩图) 针-板间距20 mm, 不同电压极性下电羽流速度矢量和云图. (a) +3.0 kV; (b) -3.0 kV

Figure 17 (Color online) The velocity fields of charged plume under different voltage polarities when the needle-plate distance is 20 mm. (a) +3.0 kV; (b) -3.0 kV.

图 18 (网络版彩图) 针-板间距20 mm, 不同电压极性下轴向速度比较

Figure 18 (Color online) Comparison of charged plumes' axial velocity under different voltage polarities when the needle-plate distance is 20 mm.

与正极性相比, 负极性羽流增长的区域更宽, 增长的速率也大.

通过以上对比可知, 正负极性的电荷注入方式可能不同. 从电压-电流曲线可知, 负电压下的电流显著大于正电压下的电流, 可能原因有两个: 与吸收电子产生正离子相比, 通过直接注入电子产生负离子要更容易, 且能获得更强的电荷注入; 另外, 正负离子的迁移速率的差异也可能导致羽流速度和宽度值的不同. 由于电荷分布和电场等重要信息很难通过实验手段获取, 未来工作中有必要结合直接数值技术来进一步研究正负极性对羽流特性影响的深入原因.

图 19 (网络版彩图)针-板间距20 mm, 不同电压极性下羽流宽度比较

Figure 19 (Color online) Comparison of charged plume's width under different voltage polarities when the needle-plate distance is 20 mm.

4 结论与讨论

本文对高压直流电场下的针-板结构间介电液体电羽流进行了实验研究. 实验记录了系统的电压-电流特性曲线, 并利用PIV技术获得了速度场信息. 通过提取羽流的中心速度、纵向速度和羽流宽度, 分析了电羽流的结构特性, 并讨论了电压和针-板距离对羽流的影响.

本文发现施加低电压和高电压时存在两种方向相反的流动, 分别对应于电导机制和电荷注入机制. 注入机制引起的电羽流的流向是从针尖指向平板电极, 流场中存在一个加速区和一个减速区, 其最大速度出现在连接针尖与平板的水平对称轴上. 稳定状态下的羽流具有轴对称特性, 其流型在稳定流动电压区间内保持不变. 实验发现, 电压和电极间距是影响羽流宽度的主要和次要因素. 另外, 与正电压相比, 相同幅值的负电压对应的电荷注入强度更强, 电流值更高. PIV结

果显示负电压下的羽流流动强度也更大, 羽流核心区位于距离针电极更远的位置.

基于电场的主动流动控制和热控制是近年来流体和传热领域的一个重要的研究方向. 这些应用的基础是库仑力驱动下的流动. 库仑力源自于空间自由电荷与电场的乘积, 所以关键问题之一在于自由电荷的产生机制及输运特性. 本文的实验数据对理解介电液体在高压直流非均匀电场作用下的产生机制有一定帮助. 通过实验结果给出了注入机制和分解机制对应的电场强度范围, 并确认了过渡区的存在. 对两种机制对应的流场也给出了PIV流场结果, 确认了前人对两种机制引起的流动方向相反的预测的准确性. 另外, 本文的结果也对工程应用有一些启示. 以电羽流强化传热应用为例, 文献[59]报道了通过针尖注入电荷引起的电羽流强化平板电极高热流的散热的实验结果. 在该工作中, 作者通过热电偶测温, 定量给出了传热强化的效果, 但没有给出电流-电压(I - V)曲线和流场测量的结果. 本文的工作可以视作此类应用的一个很好的补充. 例如, 利用 I - V 曲线可确定出此类应用的起始电压以及最大电压范围; 利用PIV数据获得的流场分布, 把温度视为流场中的被动输运标量, 可以解释加热平板处的局部Nusselt数的空间分布特性.

另外, 实验注意到当电压增加到一定程度时, 流动会再次失稳, 从稳态变成非稳态, 流场的非定常有利于不同温度流体的混合和传热强化. 实验也证明了相同电压下负电极比正电极下流动更强烈, 可预见对应的传热强化效果会更好, 即负电极更有利于传热强化应用.

本文仅重点关注了电荷注入机制引起的稳态电羽流. 在未来工作中我们将结合实验和数值计算开展两方面工作: 一是电导机制引起电流流动特性, 二是注入机制引起电流流动在更高电压下的失稳特性.

致谢 法国普瓦捷大学电流体动力学研究组Christophe Louste教授和西班牙塞维利亚大学电流体动力学研究组Pedro Ángel Vazquez副教授对本工作中的实验台搭建以及数据分析提供了诸多帮助, 在此深表感谢.

参考文献

- 1 Castellanos A. Electrohydrodynamics. New York: Springer, 1998
- 2 Antonio R. Electrokinetics and Electrohydrodynamics in Microsystems. New York: Springer, 2011

- 3 Zhakin A I. Electrohydrodynamics. [Physics-USpekhi](#), 2012, 55: 465–488
- 4 Bazant M Z. Electrokinetics meets electrohydrodynamics. [J Fluid Mech](#), 2015, 782: 1–4
- 5 Stuetzer O M. Magnetohydrodynamics and electrohydrodynamics. [Phys Fluids](#), 1962, 5: 534–544
- 6 Melcher J R, Taylor G I. Electrohydrodynamics: A review of the role of interfacial shear stresses. *Ann Rev Fluid Mech*, 1969, 1: 111–146
- 7 Saville D A. Electrohydrodynamics: The Taylor-Melcher Leaky dielectric model. [Annu Rev Fluid Mech](#), 1997, 29: 27–64
- 8 Paillat T, Touchard G. Electrical charges and liquids motion. [J Electrostatics](#), 2009, 67: 326–334
- 9 Yu H, Yu J, Ma C F. Fabrication and experimental research for an electrohydrodynamic micropump (in Chinese). [Sci Sin Tech](#), 2010, 40: 1201–1207 [于翮, 俞坚, 马重芳. 电液动力微泵的制作及实验研究. 中国科学: 技术科学, 2010, 40: 1201–1207]
- 10 Chen X P, Chen J S, Yin X Z. Research progress and application of electrohydrodynamics (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2003, 48: 637–646 [陈效鹏, 程久生, 尹协振. 电流体动力学研究进展及其应用. 科学通报, 2003, 48: 637–646]
- 11 Fylladitakis E D, Theodoridis M P, Moronis A X. Review on the history, research, and applications of electrohydrodynamics. [IEEE Trans Plasma Sci](#), 2014, 42: 358–375
- 12 Seyed-Yagoobi J, Bryan J E. Enhancement of heat transfer and mass transport in single-phase and two-phase flows with electrohydrodynamics. *Adv Heat Transfer*, 1999, 33: 95–186
- 13 Mizuno A. Electrostatic precipitation. [IEEE Trans Dielect Electr Insul](#), 2000, 7: 615–624
- 14 Yan K P, Li S R, Zhen Q Z, et al. Development and application of electrostatic precipitation technology (in Chinese). *High Vol Eng*, 2017, 43: 476–486 [闫克平, 李树然, 郑钦臻, 等. 电除尘技术发展与应用. 高电压技术, 2017, 43: 476–486]
- 15 Teo W E, Ramakrishna S. A review on electrospinning design and nanofibre assemblies. *Nanotechnology*, 2006, 17: 89–106
- 16 Yin X Z, Li F. Electrospaying, electrospinning and instability of electrified jets (in Chinese). *Mech Eng*, 2009, 31: 1–7 [尹协振, 李芳. 电雾化、电纺丝和带电射流稳定性研究. 力学与实践, 2009, 31: 1–7]
- 17 Laohalertdech S, Naphon P, Wongwiset S. A review of electrohydrodynamic enhancement of heat transfer. [Renew Sustain Energy Rev](#), 2007, 11: 858–876
- 18 Luo X P, Zhang C Y, Zhang J X, et al. Flow boiling heat transfer enhancement in microchannels under needle electrode (in Chinese). *Chem Ind Eng Pro*, 2019, 38: 3517–3524 [罗小平, 张超勇, 章金鑫, 等. 针状电极作用下的微细通道流动沸腾传热. 化工进展, 2019, 38: 3517–3524]
- 19 Rashidi S, Bafekr H, Masoodi R, et al. EHD in thermal energy systems—A review of the applications, modelling, and experiments. [J Electrostatics](#), 2017, 90: 1–14
- 20 Nakhla D, Sadek H, Cotton J S. Melting performance enhancement in latent heat storage module using solid extraction electrohydrodynamics (EHD). [Int J Heat Mass Transfer](#), 2015, 81: 695–704
- 21 Li S B, Yang R, Luo X S, et al. Instability study of an electrified coaxial jet in a coflowing gas stream (in Chinese). *Chin J Theor Appl Mech*, 2017, 49: 997–1007 [李帅兵, 杨睿, 罗喜胜, 等. 气流作用下同轴带电射流的不稳定性研究. 力学学报, 2017, 49: 997–1007]
- 22 Xie J, Jiang J, Davoodi P, et al. Electrohydrodynamic atomization: A two-decade effort to produce and process micro-/nanoparticulate materials. [Chem Eng Sci](#), 2015, 125: 32–57
- 23 Jalaal M, Khorshidi B, Esmailzadeh E. Electrohydrodynamic (EHD) mixing of two miscible dielectric liquids. [Chem Eng J](#), 2013, 219: 118–123
- 24 Moreau E, Benard N, Alicalapa F, et al. Electrohydrodynamic force produced by a corona discharge between a wire active electrode and several cylinder electrodes—Application to electric propulsion. [J Electrostatics](#), 2015, 76: 194–200
- 25 Ma F, Yang X, Zhao H, et al. Inducing propulsion of colloidal dimers by breaking the symmetry in electrohydrodynamic flow. [Phys Rev Lett](#), 2015, 115: 208302
- 26 Corke T C, Enloe C L, Wilkinson S P. Dielectric barrier discharge plasma actuators for flow control. [Annu Rev Fluid Mech](#), 2010, 42: 505–529
- 27 Martynenko A, Kudra T. Electrically-induced transport phenomena in EHD drying—A review. *Trends Food Sci Tech*, 2016, 54: 63–73
- 28 Seyed-Yagoobi J. Electrohydrodynamic pumping of dielectric liquids. [J Electrostatics](#), 2005, 63: 861–869
- 29 Ryu J C, Park H J, Park J K, et al. New electrohydrodynamic flow caused by the Onsager effect. [Phys Rev Lett](#), 2010, 104: 104502
- 30 Chandler F, Ambrose R, Biegel B, et al. NASA Technology Roadmaps. 2015
- 31 Luo K, Wu J, Yi H L, et al. Lattice Boltzmann model for Coulomb-driven flows in dielectric liquids. [Phys Rev E](#), 2016, 93: 023309
- 32 Luo K, Yi H L, Tan H P, et al. Unified lattice Boltzmann method for electric field-space charge coupled problems in complex geometries and its applications to annular electroconvection. [IEEE Trans Ind Applicat](#), 2017, 53: 3995–4007
- 33 Luo K, Wu J, Yi H L, et al. Lattice Boltzmann modelling of electro-thermo-convection in a planar layer of dielectric liquid subjected to unipolar

- injection and thermal gradient. *Int J Heat Mass Transfer*, 2016, 103: 832–846
- 34 Luo K, Pérez A T, Wu J, et al. Efficient lattice Boltzmann method for electrohydrodynamic solid-liquid phase change. *Phys Rev E*, 2019, 100: 013306
- 35 Luo K, Wu J, Yi H L, et al. Hexagonal convection patterns and their evolutionary scenarios in electroconvection induced by a strong unipolar injection. *Phys Rev Fluids*, 2018, 3: 053702
- 36 Luo K, Wu J, Yi H L, et al. Three-dimensional finite amplitude electroconvection in dielectric liquids. *Phys Fluids*, 2018, 30: 023602
- 37 Wu J, Zhang M Q, Tian F B. Numerical analysis of three-dimensional electro-convection of dielectric liquids in a cubical cavity (in Chinese). *Chin J Theor Appl Mech*, 2018, 50: 1458–1469 [吴健, 张蒙齐, 田方宝. 三维方腔介电液体电对流的数值模拟研究. *力学学报*, 2018, 50: 1458–1469]
- 38 Li T F, Su Z G, Luo K, et al. Transition to chaos in electro-thermo-convection of a dielectric liquid in a square cavity. *Phys Fluids*, 2020, 32: 013106
- 39 Luo K, Wu J, Pérez A T, et al. Stability analysis of electroconvection with a solid-liquid interface via the lattice Boltzmann method. *Phys Rev Fluids*, 2019, 4: 083702
- 40 Li T F, Luo K, Yi H L. Suppression of Rayleigh-Bénard secondary instability in dielectric fluids by unipolar charge injection. *Phys Fluids*, 2019, 31: 064106
- 41 Landau L D, Lifshitz E M. *Electrodynamics of Continuous Media*. Oxford: Pergamon Press, 1999
- 42 Atten P. Electrohydrodynamic instability and motion induced by injected space charge in insulating liquids. *IEEE Trans Dielect Electr Insul*, 1996, 3: 1–17
- 43 Vasilkov S A, Chirkov V A, Stishkov Y K. Electrohydrodynamic flow caused by field-enhanced dissociation solely. *Phys Fluids*, 2017, 29: 063601
- 44 Atten P, Seyed-Yagoobi J. Electrohydrodynamically induced dielectric liquid flow through pure conduction in point/plane geometry. *IEEE Trans Dielect Electr Insul*, 2003, 10: 27–36
- 45 Atten P, Malraison B, Zahn M. Electrohydrodynamic plumes in point-plane geometry. *IEEE Trans Dielect Electr Insul*, 1997, 4: 710–718
- 46 Daaboul M, Traoré P, Vázquez P, et al. Study of the transition from conduction to injection in an electrohydrodynamic flow in blade-plane geometry. *J Electrostatics*, 2017, 88: 71–75
- 47 Chirkov V A, Vasilkov S A, Stishkov Y K. The role of field-enhanced dissociation in electrohydrodynamic flow formation in a highly non-uniform electric field. *J Electrostatics*, 2018, 93: 104–109
- 48 Louste C, Romat H, Traore P, et al. Electroconvective cavity flow patterns created by asymmetric electrode configuration. *IEEE Trans Ind Applicat*, 2018, 54: 4851–4856
- 49 Suh Y K. Modeling and simulation of ion transport in dielectric liquids—Fundamentals and review. *IEEE Trans Dielect Electr Insul*, 2012, 19: 831–848
- 50 Castellanos A. Coulomb-driven convection in electrohydrodynamics. *IEEE Trans Electr Insul*, 1991, 26: 1201–1215
- 51 Li F, Wang B F, Wan Z H, et al. Absolute and convective instabilities in electrohydrodynamic flow subjected to a Poiseuille flow: A linear analysis. *J Fluid Mech*, 2019, 862: 816–844
- 52 McCluskey F M J, Perez A T. The electrohydrodynamic plume between a line source of ions and a flat plate-theory and experiment. *IEEE Trans Electr Insul*, 1992, 27: 334–341
- 53 Daaboul M, Louste C, Romat H. Electrohydrodynamical characteristics of a dielectric liquid flow induced by charge injection. In: *IEEE International Conference on Dielectric Liquids*. IEEE, 2008. 1–4
- 54 Daaboul M, Louste C, Romat H. Transient velocity induced by electric injection in blade-plane geometry. *J Electrostatics*, 2009, 67: 359–364
- 55 Traoré P, Daaboul M, Louste C. Numerical simulation and PIV experimental analysis of electrohydrodynamic plumes induced by a blade electrode. *J Phys D Appl Phys*, 2010, 43: 225502
- 56 Yan Z, Louste C, Traore P, et al. Velocity and turbulence intensity of an EHD impinging dielectric liquid jet in blade-plane geometry. *IEEE Trans Ind Applicat*, 2013, 49: 2314–2322
- 57 Louste C, Traoré P, Vazquez P A, et al. PIV flow measurements of conduction pumping flow created by nine pairs of asymmetric surface electrodes. In: *IEEE 20th International Conference on Dielectric Liquids (ICDL)*, 2019. 1–4
- 58 Wedin P. Electrical breakdown in dielectric liquids—A short overview. *IEEE Electr Insul Mag*, 2014, 30: 20–25

- 59 Testi D. Heat transfer enhancement by an impinging ionic jet in a viscous transformer coolant. *Int Commun Heat Mass Transfer*, 2018, 91: 256–261
- 60 Daaboul M, Louste C, Romat H. PIV measurements on charged plumes-influence of SiO₂ seeding particles on the electrical behavior. *IEEE Trans Dielect Electr Insul*, 2009, 16: 335–342
- 61 Gouriou C, Traoré P, Louste C. Influence of seeding particle type on velocity measurements in silicone oil under high voltage. *IEEE Trans Ind Applicat*, 2017, 53: 2471–2476
- 62 Hosseini R, Takemura A. An objective look at obtaining the plotting positions for QQ-plots. *Commun Stat-Theory Meth*, 2015, 45: 4716–4728
- 63 Moreau E, Audier P, Benard N. Ionic wind produced by positive and negative corona discharges in air. *J Electrostatics*, 2018, 93: 85–96
- 64 Vázquez P A, Talmor M, Seyed-Yagoobi J, et al. In-depth description of electrohydrodynamic conduction pumping of dielectric liquids: Physical model and regime analysis. *Phys Fluids*, 2019, 311: 113601
- 65 Vázquez P A, Pérez A T, Castellanos A. Thermal and electrohydrodynamic plumes. A comparative study. *Phys Fluids*, 1996, 8: 2091–2096
- 66 Vazquez P A, Perez A T, Castellanos A, et al. Dynamics of electrohydrodynamic laminar plumes: Scaling analysis and integral model. *Phys Fluids*, 2000, 12: 2809–2818
- 67 Washabaugh A P, Zahn M. A chemical reaction-based boundary condition for flow electrification. *IEEE Trans Dielect Electr Insul*, 1997, 4: 688–709
- 68 Perez A T, Vazquez P A, Castellanos A. Dynamics and linear stability of charged jets in dielectric liquids. *IEEE Trans Ind Applicat*, 1995, 31: 761–767
- 69 Wu J, Traore P, Louste, et al. Direct numerical simulation of electrohydrodynamic plumes generated by a hyperbolic blade electrode. *J Electrostat*, 2013, 71: 326–331

Experimental study on the flow characteristics of electrohydrodynamic plumes of dielectric liquid

SUN DeXin, SUN ZhiHao, SONG ZhiWei, LUO Kang, YI HongLiang & WU Jian

Key Laboratory of Aerospace Thermophysics, School of Energy Science and Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China

Electrostatic field can be effectively used to control the transport process in different types of fluids, which provides the foundation for various innovative applications, such as the active control of heat and fluid flow based on the electric field (EF), electrohydrodynamic pumping, and electro-spraying. These applications depend on a deep understanding of the mutual coupling between EFs, charges, and flow fields (FFs). In this study, we experimentally investigated the flow and voltage–current characteristics of a dielectric liquid subjected to high voltage DC field in a needle–plate configuration. The experimental results show that for the needle electrode with a curvature around 0.1 mm, when the needle–plate distance is 30 mm and the absolute value of the applied voltage is 5–6 kV, liquid is in a stable state of convection, flow direction originates from the needle electrode toward the plate electrode, and flow pattern is similar to the typical submerged jet. The flow is driven by the Coulomb force due to the EF acting on the injected ions from the needle–liquid interface. Through the analysis of axial velocity, longitudinal velocity, and plume width, we observed that the maximum velocity in the FF is located on the horizontal axis. In the steady-state flow range, the flow pattern remains unchanged, but the flow intensity increases along the voltage. In addition, experimental comparison revealed that the current value and flow intensity are larger when we applied the negative voltage under the same amplitude, and the core position of the plume was farther away from the needle electrode.

electrohydrodynamics, plume, dielectric liquid, particle image velocimetry, voltage-current characteristics

doi: [10.1360/SST-2020-0121](https://doi.org/10.1360/SST-2020-0121)