线板放电电流体的实验研究与数值模拟

李庆, 杨振亚, 王巧艳, 刘志强, 何寿杰

河北大学静电研究所, 保定 071002

E-mail: liqing@hbu.cn

2011-09-13 收稿, 2011-10-28 接受

国家自然科学基金(10875036, 51077035)、河北省自然科学基金(A2010000182)、河北省科技支撑计划(09276712D)和河北大学博士基金(2009-178)资助项目

摘要 为了分析不同极配形式下放电场中离子风的运动状态, 采用实验分析和数值模拟的方法, 并结合相关电流体理论进行分析, 确立了离子风起始电压的概念; 得出了极板处离子风速、电晕线处离子风速和放电电压之间的关系; 建立了线板式放电仿真模型, 并采用动力风代替离子风的方法对放电通道内的离子风进行了数值模拟, 阐述了离子风速模拟值与实测风速值、理论风速值产生误差的原因. 模拟结果显示, 电晕放电过程中离子风在放电通道内呈双螺旋结构分布. 上述结论将对放电空间物质间相互作用的研究提供必要的理论指导.

关键词

离子风
离子风起始电压
伏安特性
数值模拟
双螺旋结构

离子风也称电风, 是电晕放电过程中特有的现象. 研究表明, 离子风是影响放电空间物质相互作用的一个重要因素^[1]. 因此, 对离子风形成机理及其在放电区域的分布状况研究是当今空间放电研究的一大热点^[2~4]. 离子风的测量方法繁琐复杂, 离子风在放电通道中的分布状况使用普通实验仪器难以捕捉. 我们曾通过实验总结出线板间距为 15 cm 时, 放电电极附近离子风速与放电电压的关系^[5]. 为了进一步讨论不同极配方式下离子风速的大小, 本文通过实验与数值模拟相结合的方法分析研究了不同线板间距下接地极板附近和电晕线处离子风速与放电电压之间的关系, 得出了不同线板间距下离子风速和放电电压之间的普遍规律, 并模拟了电晕放电过程中离子风在放电通道内的分布状态. 研究结果为离子风的深入研究提供了必要的实验和理论基础.

1 实验

1.1 实验装置及方法

实验装置原理图见文献[5]. 为了避免放电过程中产生的离子损坏风速仪, 接地极板改为双层网-板

结构, 网-板电极间距为 1 cm. 在实验测量过程中, 风速仪的探头放置于网状电极和平板电极之间. 该电极结构的设计既能保护风速仪, 又能更加真实地反映平板电极对离子风的反作用效果. 实验中调整放电电极与网-板接地电极的距离. 对放电电极施加不同的放电电压, 并利用 Testo405-v1 风速仪及微安表测量各种情况下电晕放电时的伏安特性及极板处的离子风速. 实验在常温常压下进行, 环境温度为 20~25℃.

1.2 线板放电的伏安特性

调整线板间距, 测量电晕放电的伏安特性, 图 1 所示为线板间距为 10, 15 和 20 cm 时的伏安特性.

在不同线板间距下该装置电晕放电伏安特性的变化规律基本相似且非常稳定. 随着放电电压的升高, 放电板极电流呈上升趋势. 因为在初始阶段放电电压小于起晕电压时, 游离于空气中的微量离子在弱电场力作用下运动至接地极板处的数量很少, 产生的电流比较微小, 所以在初始阶段, 电流上升幅度较为平缓. 这时放电电流维持在 0.9~1.0 μA 之间, 该阶段微量离子在向接地极板方向运动的过程中, 由

英文引用格式: Li Q, Yang Z Y, Wang Q Y, et al. Experimental research and numerical simulation of electro-hydrodynamic in wire-plate discharge channel (in Chinese). Chinese Sci Bull (Chinese Ver), 2011, 56: 2947–2951, doi: 10.1360/972011-951

图 1 不同线板间距下的伏安特性关系及拟合结果

于运动速度缓慢且运动方向相对离散,在放电空间内不能引起气流有规律的变化,不能形成离子风.随着放电电压的升高,放电电压达到起晕电压,从电晕线表面释放的电子向接地极运动的速率增加,带电离子在运动过程中与气体原子或分子碰撞电离,在形成电子崩效应^[6]的同时也引起了放电空间气流的扰动,随着电压的升高电离强度迅速加剧,宏观表现为接地极的放电电流和离子风速的迅速增大.由于该阶段的极板电流和离子风是在电晕放电机制下形成的,对空间电流体的影响很大^[7],因此我们将该阶段产生的电流定义为离子风效应形成的有效电流,将电晕放电过程中生成有效电流的临界电压值(电晕放电机制下生成离子风的临界电压)定义为离子风起始电压.

1.3 形成离子风的有效电流和放电电压的关系

利用 Origin 软件对不同线板间距下电晕放电时的伏安特性进行非线性拟合^[5,8](各间距下的伏安特性拟合图像及对应的 u_0 和 K 值如图 1 所示),发现当放电电压大于或者等于某一数值 u_0 时,离子风有效电流与电晕线所加电压之间符合如下关系:

$$I = K(u - u_0)^2. \quad (1)$$

将实验测得的离子风起晕电压与拟合值 u_0 比较,发现二者基本吻合.另外,利用 $V-I$ 曲线拟合法计算各间距下的理论起晕电压^[9],其结果如表 1 所示.从表 1 可以看出,离子风起始电压值要略高于理论起始电压值,其原因是因为理论起始电压和离子风起始电压是两个不同的概念.根据本文定义的离子风起

表 1 理论起始电压与离子风起始电压的比较

线板间距 d (cm)	理论起始电压(kV)	离子风起始电压(kV)
10	12.21	12.37
15	13.71	14.81
20	16.82	17.41

始电压的概念,离子风起始电压的起始值要符合以下三个条件:第一,电晕放电已经产生;第二,电晕放电产生的离子在电场作用下能加速运动至接地极板;第三,离子运动过程中和放电空间中的各种粒子相互作用可以引起气流扰动.在放电电压刚达到理论起晕电压时,电晕区的范围极小^[10,11],产生的自由电子数量小、能量低,离子向极板方向运动的过程中与空气分子摩擦碰撞将导致能量损失殆尽,引起的气流扰动不足以充满整个放电空间,从而无法在极板处形成离子风,只有当放电极电压继续升高,放电过程中产生的所有离子的能量和达到一定值才可以引起气流扰动,此时所施电压才是离子风起始电压.所以,理论计算的离子风起始电压值小于实际的离子风起始电压值.

实验中发现接地极板处测得的电晕电流小于 $1.0 \mu\text{A}$ 时,在极板处测量不到气流流动.当放电电流超过 $1.0 \mu\text{A}$ 后,极板处离子风速发生了变化.该实验结果验证了上述观点.另外,系统的实验结果表明,当线板间距为其他特征值时,拟合值 u_0 和离子风起始电压同样吻合,而且各间距下,公式(1)中的 K 值在 0.1 左右小幅度变化, K 值的大小随线板尺寸的不同而不同.因此,对线板放电装置而言,公式(1)具有普遍适用性.

1.4 离子风速与放电电压的关系

测量点 A 是电晕线垂直于网电极中心且距板电极 1 cm 处的点,实验测量了单根电晕线放电条件下,线板间距分别为 10, 15, 20 cm 时 A 点处的离子风速,结果如图 2 所示.由图 2 可知,在各线板间距下,离子风速随放电极电压的增大而增大.在放电极电压相同的情况下, A 点处离子风速与线板间距成逆相关关系.在电晕放电过程中,离子风速随放电极电压的变化规律与其伏安特性关系一样也非常稳定^[12],并且与电晕放电伏安特性的变化规律相似.所以,根据离子风的形成机制并结合电流形成公式^[13]:

$$I = nvqS, \quad (2)$$

其中 n 为通过横截面的载流子密度, v 为载流子垂直横截面的速度, q 为每个载流子的带电量, S 为横截面的面积. 可知, 放电电流随着电荷数量以及电荷运动速度的增大而增大. 放电电流越高, 单位时间通过某一横截面的电荷数就越多, 电荷定向移动的速度也越快, 因此造成电流体运动越剧烈, 离子风速度随之增大. 根据上述分析可以设想离子风速和放电电流之间存在简单的线性关系^[5], 即

$$v = AI. \quad (3)$$

由公式(1)可得

$$v = AI = Ak(u - u_0)^2. \quad (4)$$

因为 A, k 都是常数, 所以令 Ak 等于常数 B . 于是(4)式可变形为

$$v = AI = B(u - u_0)^2. \quad (5)$$

为了验证该假设是否成立, 对图 4 中离子风速随放电电压变化的实测值也进行二次函数非线性拟合. 如图 2 所示, 拟合结果与实验结果的吻合度很好, 与放电伏安特性规律一样. 常数 B 在 0.001 左右小幅度变化时, 实测离子风速与公式计算出的离子风速吻合度较好, 实测值和计算值存在偏差的原因是极板的边缘效应引起的返流现象对 A 点风速造成的测量干扰^[5,14,15]. 因此, 排除边缘效应和室内空气流动影响后, 实验值和理论值变化趋势基本相同. 在误差允许的范围, 可以认为理论值和实验值吻合, 该结果再次证明了公式(1)的正确性.

2 离子风速数值模拟及分析

前面实验中已经得出不同线板间距下极板处离

图 2 不同极配方式下的离子风速及拟合

子风速与放电电压的关系, 为了深入研究电晕线处离子风速与放电电压的关系以及放电通道各点处离子风的矢量分布状态^[16-18], 采用动力风代替离子风的方法^[5], 利用 Fluent 软件建立数学仿真模型进行数值模拟分析.

数学模型见文献[5]. 利用 Fluent 软件进行电流体模拟时, 电晕线处输入的动力风风速数值与电晕线处所加电压相对应. 假设公式(5)在电晕线处同样适用, 由实验测得, 在线板间距为 15 cm 的条件下, 单根电晕线空载火花放电的临界值为 70 kV, Hinds^[19]指出火花放电时电晕线附近的离子风速为 75 m/s, 根据公式(5)并结合上述条件, 可得 $B=0.024$. 故而得出在电晕线处离子风速与放电电压 u 满足变化规律:

$$v = 0.0246(u - 14.81)^2, u \geq 14.81 \text{ kV}. \quad (6)$$

由公式(6)可计算出线板间距为 15 cm 时不同放电电压所对应的离子风速, 结果如表 2 所示.

将表 2 中计算值输入模拟软件, 模拟各风速下放电空间中的电流体状态, 数学模型中 A 点的离子风速模拟值与实测风速值、理论风速的对比结果如图 3 所示.

从图 3 可以发现, 三者的吻合度很好. 40 kV 后实测风速大于模拟风速, 且差值有随电压增加而变大的趋势. 由于我们讨论的是电晕放电条件下的电流体运动, 在放电电压小于火花放电电压时, 两者的差值处于工程计算允许的范围之内. 从误差分析的角度来看, 两者产生差别的原因在于使用了动力风模拟的方法, 用该方法进行数值模拟时, 整个空间只存在一个动力源(处于电晕线处的进风动力). 在空间气流模拟过程中使用的是体积元分割算法, 此时, 每个体积元形成的动力风速都没有新动力源进行加速, 风速会随着空气阻力的作用下而减小. 但是在电

表 2 电晕线处不同放电电压下对应的离子风速

放电电压(kV)	离子风速(m/s)
20	0.66
25	2.55
30	5.68
35	10.03
40	15.61
45	22.42
50	30.46
55	39.73

图3 模拟风速值、实测风速值和理论风速值的对比

晕放电形成电流体的过程中,初始动力依然来源于电晕线外的强放电,与纯动力风模拟的区别在于放电空间中的每一个计算体积元都存在一个由于电场强度作用而形成的微动力源^[20],而且该微动力源的能量均会随着电场强度的变化而变化,上述原因造成了随着电压的增加实测风速大于模拟风速的结果.但是由于研究的是非均匀电场放电,电场强度的衰减很剧烈,所以上述微动力源的影响不大.从结果来看,实测风速、模拟风速、理论风速三者之间的差值很小,均在误差允许的范围内.该结果证明了电晕线处离子风速和放电电压之间关系的正确性,对不同线板间距进行数值模拟,结果基本相同,所以公式(5)在电晕线处也具有普遍适应性.

由前讨论可知,电晕线处施加不同的放电电压即可根据公式(6)求出对应的风速,在数学模型的电晕线处(动力风进口)分别输入相应的动力风速值,即可模拟出放电空间中的离子风速度矢量分布状况.取不同放电电压进行模拟后发现,放电空间内离子风的矢量分布状态基本相同,如图4所示,离子风在

图4 放电空间中离子风的矢量分布

放电空间中呈典型的双螺旋结构.

3 结论

本文对电晕放电过程中线板式放电通道内的离子风的运动状态进行了理论分析和实验研究,得出以下结论:

(1) 线板电晕放电时离子风有效电流和放电电压之间存在 $I = k(u-u_0)^2$ 关系,极板处有效电流和离子风速度之间存在 $v=AI$ 关系,极板附近离子风速与放电电压之间存在 $v=AI=B(u-u_0)^2$ 关系,其中 u_0 为相应线板间距下的离子风起始电压.

(2) 利用数值模拟方法推导出了电晕线处离子风速与放电电压之间的关系同实验结果吻合,证明了总结的公式具有普遍适用性.该公式为电流体数值模拟的设计提供了正确的理论依据.

(3) 采用动力风代替离子风的方法模拟了电晕放电过程中离子风在放电空间中的分布状态.模拟结果表明,放电空间中的离子风呈双螺旋结构.该结构图直观形象地展现了放电空间中电流体运动的空间结构,这对我们进一步研究气固两相流中固相颗粒在电场中的运动状态提供了实用的理论价值.

参考文献

- 1 Choi B S, Fletcher C A J. Turbulent particle dispersion in an electrostatic precipitator. *Appl Math Model*, 1998, 22: 1009–1021
- 2 Talaie M R, Fathikaljahi J, Taheri M, et al. Mathematical modeling of double-stage electrostatic precipitators based on a modified Eulerian approach. *Aerosol Sci Tech*, 2001, 34: 512–519
- 3 刘志强, 白谏平, 李海凤, 等. 板式电除尘器离子风数值模拟. *北京理工大学学报*, 2009, 29: 62–64
- 4 Park S J, Kim S S. Electrohydrodynamic flow and particle transport mechanism in electrostatic precipitators with cavity walls. *Aerosol Sci Tech*, 2000, 33: 205–221
- 5 李庆, 李海凤, 孙晓荣, 等. 电晕放电流体状态实验研究与数值模拟. *高电压技术*, 2010, 36: 2739–2744

- 6 翁苏明, 盛政明, 张杰. 等离子体在任意强度的直流电场中产生电流的过程. 物理学报, 2009, 12: 8454-8459
- 7 党小庆, 李倩婧, 潘民兴, 等. 电除尘器气流分布数计算方法研究. 环境工程, 2009, 27: 103-107
- 8 Robledo M. Characteristics of DC corona discharge in humid, reduced-density air. J Electrostat, 1993, 29: 101-111
- 9 赵宇明, 麻敏华, 楚金伟, 等. 电晕笼中直流导线起晕电压的测量方法. 高电压技术, 2008, 34: 1567-1572
- 10 王凤鸣. 静电除尘器荷电离子在电场中运动方式研究. 硕士学位论文. 保定: 河北大学, 2006. 29-31
- 11 孙玉荣. 电除尘器中颗粒物运动状态研究. 硕士学位论文. 保定: 河北大学, 2008. 1-25
- 12 何剑, 虚国胜, 周孝德, 等. 电除尘器伏安特性规律研究. 环境工程学报, 2009, 3: 143-146
- 13 赵凯华, 陈熙谋. 电磁学. 北京: 高等教育出版社, 1984. 221-223
- 14 孙一坚. 工业通风. 北京: 北京建筑工业出版社, 1985. 25-29
- 15 李庆. 基于激光测量技术的煤尘污染静电治理研究. 博士学位论文. 保定: 河北大学, 2008. 22-31
- 16 Soldati A. Direct simulation of turbulent particle transport in electrostatic precipitators. AIChE J, 1993, 39: 1910-1919
- 17 Soldati A. Lagrangian simulation of turbulent particle dispersion in electrostatic precipitators. AIChE J, 1997, 43: 1403-1413
- 18 Soldati A. On the effects of electrohydrodynamic flows and turbulence on aerosol transport and collection in wire-plate electrostatic precipitators. J Aerosol Sci, 2000, 31: 293-305
- 19 Hinds W C. Aerosol Technology. New York: John Wiley & Sons Inc, 1982
- 20 王福军. 计算流体力学分析——CFD 软件原理与应用. 北京: 清华大学出版社, 2004. 58-62

Experimental research and numerical simulation of electrohydrodynamic in wire-plate discharge channel

LI Qing, YANG ZhenYa, WANG QiaoYan, LIU ZhiQiang & HE ShouJie

Electrostatic Research Institute, Hebei University, Baoding 071002, China

The motion state of ion wind in discharge channel is analyzed for different discharge configurations by experimental method and numerical simulation, as well as analysis on electro-hydrodynamic theory. The conception of inception voltage of ion wind is proposed; the velocity of ion wind is obtained near the plate electrode and that near the wire as functions of the applied voltage. A model to simulate wire-plate discharge is established and the ion wind is simulated in discharge channel by this model through replacing the ion wind by the dynamic wind. Furthermore, the reason is given to explain the error between the simulated velocity and experimental one and that between simulated velocity and theoretical one. The simulated results also show that a double-helix structure distribution of ion wind exists in the discharge channel. The results provide a necessary theoretical support for the research on the interactions between different kinds of materials in discharge channel.

ion wind, inception voltage of ion wind, current-voltage characteristics, numerical simulation, double-helix structure

doi: 10.1360/972011-951