

大气压下纳秒脉冲弥散放电

章程^{①②}, 邵涛^{①②*}, 严萍^{①②}

① 中国科学院电工研究所, 北京 100190;

② 中国科学院电力电子与电气驱动实验室, 北京 100190

* 联系人, E-mail: st@mail.iee.ac.cn

2014-01-02 收稿, 2014-01-27 接受, 2014-05-04 网络版发表

国家自然科学基金(51207154, 51222701)和国家重点基础研究发展计划(2014CB239505)资助

摘要 纳秒脉冲条件下放电物理过程十分复杂, 会出现多通道交叠的弥散放电. 这种放电通常在较高电场强度下形成, 具有较高粒子密度和较大放电体积等特点, 成为近年来纳秒脉冲放电等离子体研究中的热点. 本文综述了大气压纳秒脉冲弥散放电领域的研究进展. 首先介绍了弥散放电的国内外研究现状, 然后从放电发光和电特性角度分析了放电特性及其影响因素, 最后评述了纳秒脉冲弥散放电的形成机理.

关键词

纳秒脉冲
弥散放电
大气压
传导电流
粒子密度

气体作为最常见的绝缘介质, 在直流、工频交流、冲击脉冲等常规条件下的研究内容丰富^[1]. 随着气体放电应用技术的发展, 大气压非平衡态等离子体的应用领域不断拓展, 需求广泛. 由于大气压放电操作简便、环境友好, 无需真空设备, 故大气压放电与传统的低气压放电相比具有优势. 然而常规激励(交流、直流)产生的非平衡态等离子体在大气压条件下极易向局部热力学平衡等离子体转化. 近年来, 采用非常规的上升沿和脉宽均在纳秒量级的窄脉冲激励源来避免放电向热平衡或局部热平衡的模式过渡的研究受到广泛关注^[2,3]. 同时, 纳秒脉冲激励的气体放电能够提供高功率密度、高约化电场来产生具有高反应效率的活性粒子的大气压非平衡态等离子体^[4]. 纳秒脉冲条件下放电物理过程十分复杂, 经典放电理论已经不能较好地解释纳秒脉冲气体放电的现象. 一些研究人员认为纳秒脉冲气体放电由电子崩发展时产生的高能快电子和 X 射线主导, 这些高能电子发生逃逸, 使放电发展更快、更迅速, 可以达到经典流注机理无法解释的领域^[5,6]. 高能电子的逃逸存在随机性与统计性, 因此放电会出现多通道交叠的弥散(Diffuse)放电. 弥散放电中的等离子体

通道互相交叠, 在施加一系列脉冲时拍摄的长时间曝光的积分图像中仍表现为扩散的大面积的形态, 且放电空间不存在放电细丝. 这种放电兼具有能量密度高、放电区域大和气体温度接近室温的特点, 是目前纳秒脉冲气体放电研究的热点问题之一.

传统的辉光放电通过在放置平板电极的真空腔内充入低压气体, 并在两极间施加高压来获得, 放电均匀且有明显分区, 电流幅值通常为几毫安. 近年来研究人员通过采用在放电间隙内插入绝缘介质形成介质阻挡放电(DBD)来获得大气压均匀放电(也有称为大气压辉光放电), 绝缘介质的插入限制了电流的无限增长, 避免了火花流注的形成^[7]. DBD 放电均匀性较好, 要好于直接金属电极激发的弥散放电, 且能够在大气压下产生, 电流幅值为几百毫安至几安培. 与上述两种放电不同, 弥散放电既无需在低气压下产生, 也无需绝缘介质插入放电, 而是直接在金属电极之间激发. 多采用纳秒脉冲电源激励, 并在大气压下获得较为均匀的放电, 电流在安培量级. 20世纪90年代开始, 研究人员开始对弥散放电的机理与特性进行了研究. 在一些文献中, 这种放电也被称为脉冲电晕放电或脉冲流注放电. Ono 等人^[8]测量了脉冲

引用格式: 章程, 邵涛, 严萍. 大气压下纳秒脉冲弥散放电. 科学通报, 2014, 59: 1919-1926

Zhang C, Shao T, Yan P. Nanosecond-pulse diffuse discharges at atmospheric pressure (in Chinese). Chin Sci Bull (Chin Ver), 2014, 59: 1919-1926, doi: 10.1360/N972014-00003

电晕放电中的 OH 自由基, 研究表明其浓度可达 $7 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. 采用 5 ns 曝光时间的高速摄影拍摄的不同施加电压下一次流注和二次流的放电图像表明放电通道的分叉随着施加电压的增大而减少. Macheret 等人^[9]研究了空气中重复频率纳秒脉冲放电等离子体的特性, 获得了大面积辉光放电, 计算得电子能量可达 100 eV, 高过直流和射频放电结果两个数量级. Pai 等人^[10]在加热至 1000 K 的大气压空气重频纳秒脉冲放电中发现了类电晕放电、类弥散放电和类丝状放电 3 种模式. 电气特性和光学特性诊断结果表明类弥散放电具有低电子温度和低电流的特点. 此外他们估算得到粒子密度最大可达 10^{13} cm^{-3} , 而与之相对应的类丝状区放电的粒子密度达到 10^{15} cm^{-3} . Tarasenko 等人^[11]采用尖-尖、管-板等电极结构研究了大气压空气中极不均匀电场下的脉冲放电特性, 获得了大气压下弥散放电. 实验中施加电压脉冲上升时间小于 1.5 ns, 脉宽小于 5 ns, 重复频率 0.5~1500 Hz. 中国科学院电工研究所、大连理工大学和华中科技大学近年来也陆续对纳秒脉冲激励的弥散放电特性进行了研究^[12-19]. Shao 等人^[12-16]采用不同上升沿的纳秒脉冲电源激励极不均匀电场下的空气放电, 在大气压下均获得了大面积弥散放电, 并研究了弥散放电的电特性、图像特征和 X 射线辐射特性. Yang 等人^[17,18]采用纳秒脉冲电源激励 DBD 和六边形多针阵列结构的放电, 在大气压下的空气、氮气和氦气中获得了弥散放电. 其中脉冲 DBD 中的弥散放电比交流 DBD 更为均匀, 这与陡上升沿有利于放电均匀有关, 六边形多针阵列中的弥散放电在 10 mm 间隙中产生, 使放电发展时间小于流注放电强调的光电离其作用的时间. Li 等人^[19]采用自行研制的上升沿为 30 ns 的亚微秒电源激励线电极, 在大气压空气中获得了大面积弥散放电, 放电间隙最大可达 5 cm. 本文对纳秒脉冲弥散放电的特性和影响因素的最新研究成果进行总结.

1 弥散放电特性评述

1.1 弥散放电的特性

图 1 给出了典型的纳秒脉冲弥散放电图像和电压电流波形. 放电图像的曝光时间为 2 s, 含有 1000 次放电产生的光强. 图 1(a)为侧面拍摄的放电图像, 虽然拍摄的图像为 1000 次放电叠加的效果, 但放电

表现为在极不均匀电场的强场所在的铜管端部发出弥散放电, 并贯穿整个间隙, 未观察到明显的放电细丝. 图 1(b)给出了对应的正面拍摄图像, 图中可见阳极铜管端部直径约 0.5 mm 的亮点自端部向四周各个方向发散, 气隙内可见许多各自独立的弥散通道互相交叠, 此时的放电即为弥散放电. 传统的极不均匀电场中的气体放电起始于电晕放电, 随着场强的增大, 放电会过渡到火花或电弧模式. 一般认为, 电晕放电表现为气体的不完全击穿, 仅在极不均匀电场的强场附近区域内产生. 而火花放电是一个气体完全击穿的状态, 表现为大电流和气隙内收缩的明亮通道. 与电晕放电和火花放电不同的是, 纳秒脉冲气体放电中的弥散放电表现为电流密度适中, 等离子体分布均匀, 具有广阔的应用潜力. 弥散放电中的等离子体通道互相交叠, 在施加一系列脉冲时拍摄的长时间曝光的积分图像中仍表现为扩散的大面积的形态, 故可认为弥散放电是电晕放电和火花放电之间的一个过渡状态. 对应的电压、电流波形如图 1(c)所示, 图中虽然施加的是单极性脉冲, 测得的电流表现为双极性, 具有一个正脉冲和一个负脉冲, 电流幅值约为 15 A, 这与 Pai 等人^[10]在加热至 1000 和 2000 K 空气中测得的弥散放电的电流波形相似. 研究表明, 弥散放电时电流由两部分组成, 分别为位移电流与传导电流. 前者是电场变化所形成的电流, 后者是在电场作用下大量自由电子在导体中运行形成的电流, 能够反映放电的真实情况. 需要指出的是图 1(b)是普通相机拍摄的积分图像, 若利用相机的手动快门模式拍摄过的单个脉冲激励下的放电图像并未表现出大面积均匀模式, 而是出现若干射流状等离子体通道^[16]. 正是多个脉冲激励的这些射流状等离子体通道相互交叠, 形成了大面积均匀的弥散放电. 图 1(c)中测得的电流波形与位移电流的波形相近. 但值

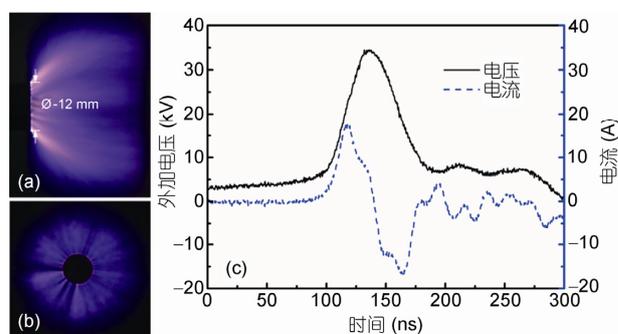


图 1 (网络版彩色)典型的弥散放电的图像和电压电流波形

得注意的是, 随电场变化的位移电流波形通常为对称的正负两个脉冲, 而图 1(c) 中电流的负极性的脉冲与正极性并不完全对称, 这就表明放电电流中存在传导电流部分, 传导电流在测得的总电流中不可忽略.

1.2 弥散放电的传导电流

电流反映了电荷的定向运动. 图 1(c) 所示的电流包含位移电流与传导电流, 而传导电流能够反映放电的真实情况. 因此研究人员十分关注纳秒脉冲气体放电中的传导电流. Pai 等人^[10]通过将测得的电流(总电流)减去位移电流来计算放电中的传导电流. 位移电流通过 $C_{eq}(du/dt)$ 计算, 式中 C_{eq} 为气隙的等效电容, u 为施加脉冲的电压, du/dt 为施加脉冲的电压对时间的导数. 他们算得的类辉光放电中的传导电流幅值不超过位移电流的振荡幅值范围, 因此测得的总电流中的主要成分还是位移电流. Packan 等人^[20]估算了放电中等离子体的阻抗, 计算了弥散放电中通过等离子体通道的电流, 结果表明该电流的幅值仅为 10 mA, 而测得的总电流的幅值为 250 mA, 可见传导电流所占比例也不大. 实际放电中, 尤其是极不均匀电场下, 介质等效电容没有成熟的计算公式, 因此通常采用不同电压下测得的电晕放电电流来计算气隙的等效电容. 这个方法的原理是, 电晕放电时气隙未完全贯穿, 等离子体通道的阻抗较大, 放电几乎全是位移电流. 随着施加电压增大, 位移电流幅值线性增加, 位移电流幅值随施加电压变化的关系曲线的斜率即为气隙的等效电容. 得到等效电容后只需将测得的总电流减去对应施加电压的位移电流即可得到传导电流. 公式法适用于计算测量回路杂散电感电容较小, 测得电压电流波形较好的情况下的位移电流. 但在一些实验中, 由于测量回路的杂散电感电容较大, 测得的电压电流波形较差, 震荡较多, 此时直接利用电压波形对时间求导会造成计算得到的气隙等效电容有偏差, 无法获得较好的传导电流波形. 但是回路对电压电流的影响与电极结构和布置本身无直接关系, 因此在重复频率和单次条件下回路对气隙等效电容计算的影响是一致的, 所以我们采用单次放电法来近似获得放电的位移电流, 从而计算得到弥散放电的传导电流.

在纳秒脉冲气体放电中, 尤其是重复频率纳秒脉冲放电中的击穿比单次击穿更迅速, 而这与放电

空间积累的空间电荷或带电粒子对放电发展的记忆效应有关. 因为空气放电中氮元素和氧元素的一些激发态要回到基态, 以及一些带电离子的扩散和复合过程均需要时间. 研究表明虽然分子或原子处于激励态的寿命很短, 很多在 $10^{-7} \sim 10^{-8}$ 秒量级, 但如果处于亚稳态时, 其寿命就长得多, 有的甚至达到秒级, 这些均能影响放电发展过程^[21]. 重复频率越高, 记忆效应越明显. 因此在其他条件相同情况下, 实验中存在高重频下发生放电, 单次条件下不放电的情况. 图 2 给出了典型的测得的单次放电电流与对施加电压求导算得的位移电流波形. 图中单次放电电流指施加单个脉冲时测得的总电流, 此时气隙内未观察到明显的放电. 施加电压求导算得的位移电流波形指用重复频率条件下测得的电压波形对时间求导, 这个波形乘以一个比例系数即可获得位移电流波形, 这个比例系数即为气隙的等效电容^[18]. 该比例系数是通过将图 2 中各条件下的单次放电电流除以重复频率条件下电压对时间的导数获得的. 计算过程中不同气隙(45, 35, 25 mm)中的比例系数分别为 3.78×10^{12} , 3.19×10^{12} 和 1.79×10^{12} , 即 45, 35 和 25 mm 下的

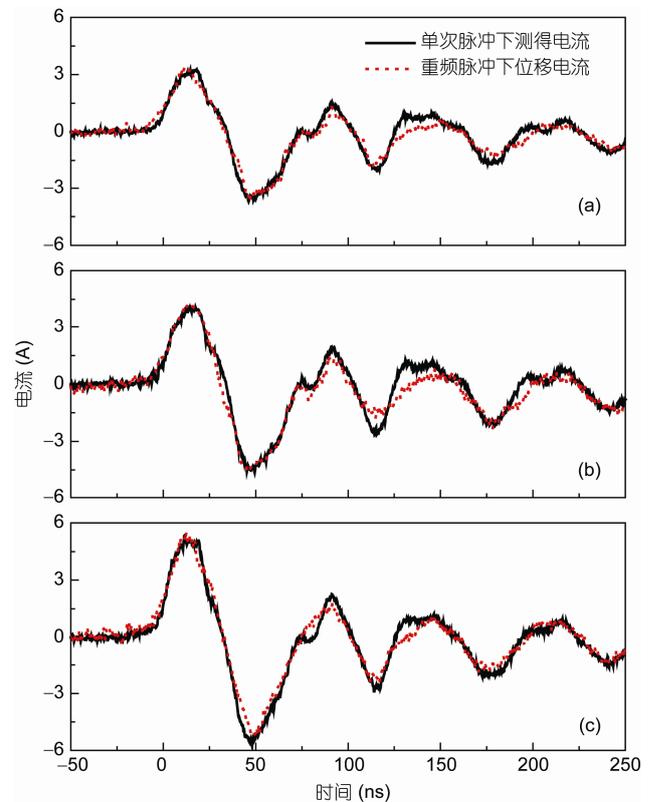


图 2 (网络版彩色)测得典型的单次放电和算得的位移电流

气隙等效电容分别为 3.78, 3.19 和 1.79 pF. 图 2 中可见单次电流波形和算得的位移电流波形均存在震荡, 这表明回路中的杂散电感电容对波形的影响较大. 但两个波形的两个脉冲吻合得较好, 这表明单次脉冲的放电电流波形与重复频率下的位移电流近似, 可用来估算重复频率条件下的传导电流波形.

利用单次放电法计算得到的传导电流的一个算例如图 3 所示. 图 3 中可见弥散放电的传导电流与施加极性一致, 均为正极性脉冲. 其幅值约为 2.5 A, 而位移电流的幅值为 4.5 A, 传导电流的幅值小于位移电流, 但两者在同一数量级上. 值得注意的是传导电流的相位要落后于位移电流, 这正说明位移电流是随电压的变化而变化, 传导电流能够真实反映电荷在弥散放电等离子体通道内形成的电流.

2 弥散放电影响因素分析

2.1 脉冲重复频率的影响

重复频率纳秒脉冲条件下的脉冲间隔时间影响放电的特性, 因为放电产生的一些粒子有可能对下一个脉冲的击穿特性存在影响. 这是因为提高脉冲重复频率, 气隙内残余的电荷数量会增加, 记忆效应明显, 一方面残余的空间电荷畸变了原来的施加电场, 使得放电是多电子引燃, 最终放电通道也是多通道的发展, 避免单个流注的发展抑制其他放电通道的形成, 有利于形成弥散放电. 另一方面残余的空间电荷会辅助下一个脉冲的放电发展, 降低脉冲的施加后电场的击穿时施加的电压, 有利于弥散的等离子体通道的相互交叠^[22]. 不同脉冲重复频率下放电图

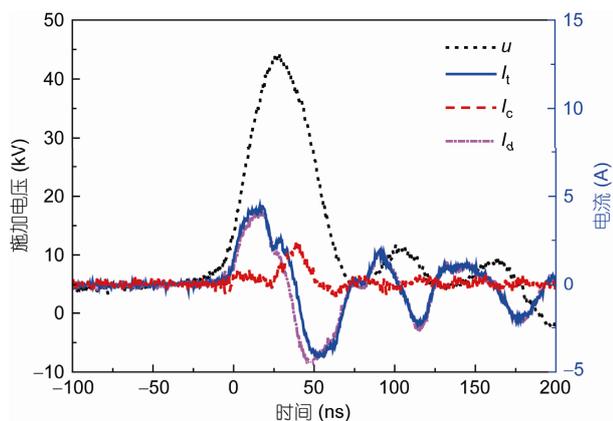


图 3 (网络版彩色)弥散放电的总电流、位移电流和传导电流波形

像如图 4 所示. 图中曝光时间为 1 s, 上行为从放电区域侧面拍摄的图像, 下行为正面拍摄的图像. 图 4 中可见各个频率范围内放电均表现为互相交叠的弥散放电模式, 放电稳定. 随着重复频率的增加图像亮度增强, 表明放电强度逐渐增强^[23]. 对应的电压、电流波形如 5 所示, 图 5 中可见虽然放电图像均表现为弥散放电模式, 但电压、电流波形存在差异. 从图 5 中可见各脉冲重复频率下测得的电流均为双极性模式, 其中正极性脉冲的幅值相差不大, 约 17.5 A, 但负极性脉冲的幅值随着脉冲重复频率的增加而减小. 这是因为测得的电流包括两部分, 一部分为传导电流, 主要由电极固有的等效电容引起, 通常表现为幅值对称的双极性的位移电流, 另一部分为放电所产生的电流, 极性为正. 图 5 中可见随着放电的产生, 第二部分正极性的放电产生的电流会抵消位移电流的负极性部分, 因此测得的整个电流表现为负极性幅值随脉冲重复频率的增加而减小, 从图 5 中也推测出放电电流的幅值随着脉冲重复频率的增加而增加, 最高幅值小于 20 A. 从放电图像和电压电流均可看出, 纳秒脉冲弥散放电的强度随着脉冲重复频率的增加而增加.

2.2 气隙距离的影响

气隙距离的影响反应在放电中电场强度的变化, 图 6 给出了不同气隙距离下的放电图像. 图中可见随着气隙距离的变化, 大气压空气中的放电模式会经历电晕、弥散和火花 3 种模式^[24]. 气隙距离较大时, 放电表现为在管状端部附近区域发射的紫色辉光, 等离子体通道方向具各异性, 表现为电晕放电的特点. 气隙距离适中时, 放电表现为贯穿两极的弥散放电模式. 气隙距离较小时, 气隙内出现大量放电细丝, 放电已过渡到火花放电. 然而此时施加脉冲持续时间和流注理论中流注形成时间在同一量级, 不会因为某处形成击穿后抑制其他放电通道的增长, 存在多个电子崩同时发展. 对应的电压电流波形如图 7 所示. 图中可见气隙距离为 30 和 35 mm 时, 放电波形为双极性, 幅值约为 10 A, 而随着气隙距离的增加, 放电电流正极性脉冲的幅值几乎不变, 负极性脉冲逐渐消失, 放电波形向单极性转变. 当气隙距离小于 30 mm 时, 放电电流幅值显著增大, 幅值可达上百安培, 这表明气隙内放电剧烈, 已经形成火花放电通道. 这与图 6(e)和(f)获得的放电图像一致. 值得注意

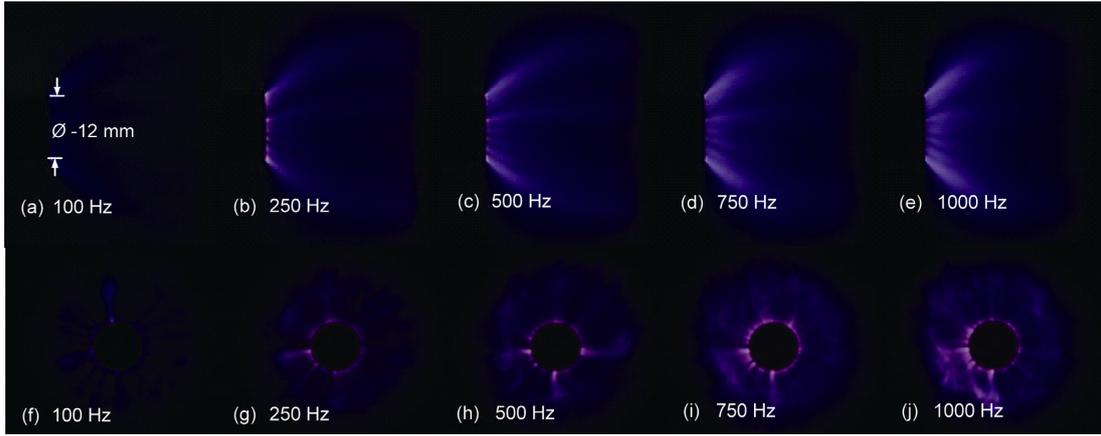


图 4 重复频率对弥散放电图像的影响

(a)~(e) 侧面; (f)~(j) 正面

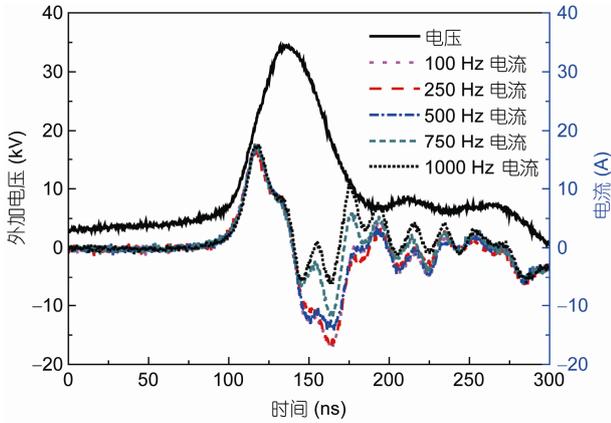


图 5 重复频率对弥散放电电压-电流波形

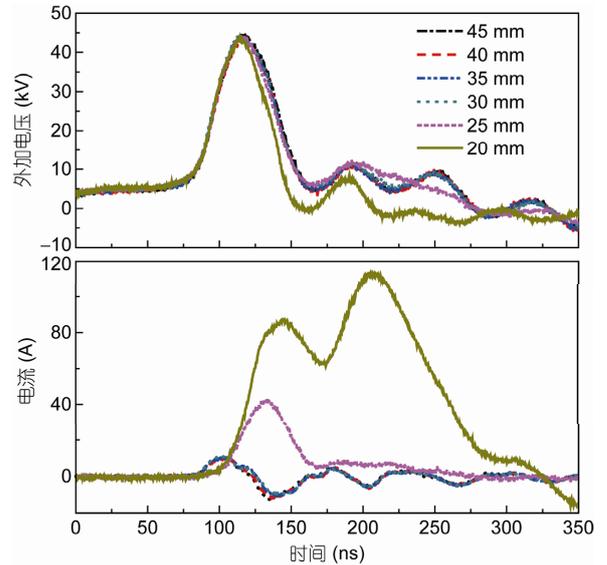


图 7 气隙距离对弥散放电电压-电流波形

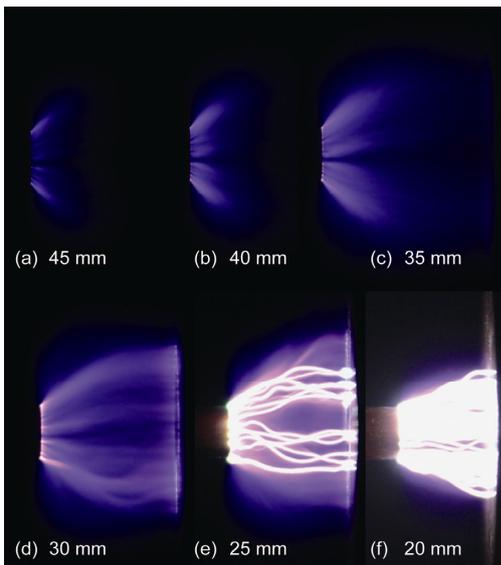


图 6 气隙距离对弥散放电图像的影响

(a)~(c) 侧面; (d)~(f) 正面

的是, 火花放电条件下, 对应的电压波形脉宽变窄, 这是由于快速形成的等离子体通道贯穿两极, 气隙内阻抗迅速减小, 放电电压持续时间变短, 脉宽变窄. 气隙 20 mm 时的电流有两个峰, 而气隙 25 mm 时的电流有一个峰, 两者的区别是因为当气隙距离较小时, 火花放电较强烈, 气隙内阻抗较小. 由于采用的纳秒脉冲电源末端有一电阻与放电负载并联, 火花放电的电流会从电阻通过, 导致放电电流存在第二个峰.

3 讨论

大气压下要实现均匀性放电就是要避免气隙内

出现火花流注击穿. 流注击穿是由单个电子崩发展起来的. 空间电荷场通过倍增形成等离子体流注通道的过程. 这个过程不再像 Townsend 放电依赖阴极表面电荷, 会在气隙内形成火花现象. 在脉冲放电中极短的持续时间内, 由于电子向阳极运动而正离子运动缓慢, 因此电子崩头部可简化为一个充满自由电子的半球, 电子崩的形状由电子扩散决定. 当某处电子崩头部空间电荷场与施加的电场在同一数量级时, 流注开始发展^[1,2]. 在这个点会出现由光电离产生的二次电子崩并汇入主电子崩. 流注发展的速度远大于主电子崩, 朝向阳极的流注速度由于阳极和电子崩头部的空间电荷场加强而增加, 朝向阴极的流注主要由正离子组成而在电子崩头部后方. 在周围气体中, 光电子点燃二次电子崩, 并沿着强场方向向主电子崩发展方向运动. 当充满负电荷的主电子崩头部向阳极发展时, 将会留下正电荷的“拖尾”, 这将会继续增长和加强积累速度, 直至出现贯穿两极的自殖的等离子体流注. 可见当单个电子崩发展到引发流注的关键值时, 气隙内将会发生击穿.

在上述流注击穿理论中, 仅考虑单个主电子崩发展的情况, 未考虑气隙内同时出现或者消失的其他主电子崩情况, 因此击穿过程中无需考虑电子崩中的粒子密度, 空间电荷发展成的强场梯度是放电电流增加形成火花放电的原因. 当一个或少量主电子崩形成空间电荷场时, 强的电场梯度会限制了其他电子崩路径的扩散, 从而主电子崩能够迅速形成流注并完成击穿. 当气隙内粒子密度较高时, 多个电子崩同时发展在阴极产生. 当电子崩数量达到一定值时, 相邻的电子崩路径会相互交叠. 当交叠程度较高时主电子崩产生的二次电离不仅会使随后产生的等离子体密度均匀, 而且会使得空间电荷场局部的电场梯度降低到一定范围来完全抑制流注的形成. Levatter 等人^[25]通过建模给出了脉冲放电中形成均匀放电所需要的条件, 结果表明当粒子密度高于 10^6 cm^{-3} 时, 放电表现为均匀模式, 而模型算得的获得均匀放电的最低粒子密度为 $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$. 针对我们的实验条件(取施加电压为 45 kV, 气隙距离为 3.5 cm)时最大粒子密度可达 $10^{13} \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. 放电间隔时间内考虑隙内的粒子发生复合, 粒子密度会发生变化, 1 ms 间隔时间后(对应的施加脉冲频率为 1000 Hz)的粒子密度为 10^8 cm^{-3} ^[21]. 可见重频纳秒脉冲条件下放电初始时刻粒子密度就达到 10^8 cm^{-3} 以上, 高于 Levatter 等

人^[25]算得的获得均匀放电的最低粒子密度. 且与 Pai 等人^[10,26]和 Packan 等人^[20]通过提高空气反应温度来获得大气压均匀放电的初始时刻粒子密度相近.

高压纳秒脉冲下的弥散放电是近年来的研究热点, 研究中的共同特点是大气压和高过电压, 因为利用纳秒脉冲提供的高过电压来激发大气压空气中的大面积放电具有广阔的应用前景. 但弥散放电的机理尚未明了, 一般说来弥散放电通常出现在收缩的火花放电之前, 可以观察到弥散放电起始于小曲率半径处的强烈放电(针尖的亮点). Tarasenko 等人^[27]和 Kutsyk 等人^[28]将弥散放电的起因归结与逃逸电子对气隙的预电离, 他们认为外加电场和阴极附近区域驻留的正离子加强了场致发射, 从而产生具有高能量的逃逸电子. 电子崩发展到临界状态时逃逸电子是二次电子崩的来源, 当二次电子崩与主电子崩叠加会点燃弥散放电. 而 Pai 等人^[10,26]用初始粒子密度来解释放电中弥散放电的形成符合 Levatter 等人^[25]提出的理论. Tarasenko 等人^[27]和 Kutsyk 等人^[28]认为放电中逃逸电子产生 X 射线对整个气隙进行预电离, 实质上也是为放电提供种子电子, 有利于提高初始时刻放电的粒子密度. 可见粒子密度对于形成气隙内放电发展和形成弥散放电至关重要. 逃逸电子的存在通常采用直接测量逃逸电子束流和间接测量 X 射线来佐证. 课题组采用 X 射线测量手段获得过上升沿 15 ns, 脉宽 30~40 ns 的纳秒脉冲放电中的 X 辐射计数, 结果表明弥散放电中 X 射线多于电源和火花放电中的 X 射线^[29-31]. 此外, 通过自行研制的束流收集器, 在上升沿 1~2 ns, 脉宽 3~5 ns 的纳秒脉冲放电中测得了逃逸电子束流, 对应的放电表现为弥散模式^[32]. 上述结果均验证了弥散放电中逃逸电子的存在.

4 结论和展望

大气压下纳秒脉冲弥散放电贯穿正负两极的等离子体通道贯穿整个气隙, 且等离子体通道互相叠加, 表现为大面积的似均匀放电. 这种放电的传导电流的极性与施加电压的极性一致, 幅值与位移电流在同一量级, 显著小于火花放电的传导电流幅值. 此外, 气隙距离和脉冲重复频率共同作用影响弥散放电的稳定性, 过大或过小的气隙, 易过渡到电晕放电与火花放电. 而脉冲重复频率对放电有增强放电的强度. 通过对纳秒脉冲弥散放电中粒子密度的估算可见, 粒

子密度最高可达 10^{15} cm^{-3} , 且初始时刻密度即可达到 10^8 cm^{-3} 量级以上, 这两者有利于放电的均匀性。

目前, 大气压下均匀放电的研究仍为热点问题, 研究人员采用不同方法来抑制大气压下火花流注的产生, 如预电离、加热空气、窄脉冲激励和采用介质阻挡等。越来越多的研究表明采用纳秒量级的脉冲放电来获得较为均匀的大气压等离子体是一种有效的方式。然而纳秒脉冲弥散放电的机理尚未明了, Paschen 定律、Townsend 理论、Raether 和 Meek 流注理论等经典理论在解释快脉冲过程下二次电子崩产生、流注发展等过程都存在一定缺陷。国内外研究人

员就纳秒脉冲放电机理提出了多种假说, 这些假说均认为由逃逸电子与 X 射线共同主导放电发展过程是当前能够解释纳秒脉冲下放电现象的主要依据。然而, 这些假说对二次电子崩产生和流注发展过程尚未达成共识, 因此也限制了纳秒脉冲弥散放电的优化控制和应用拓展。故对弥散放电的研究仍需从纳秒脉冲气体放电机理的探索深入。后续将开展基于高能电子逃逸击穿的纳秒脉冲气体放电机理研究工作, 对弥散放电的形成机制和稳定性进行系统研究, 分析其形态稳定性和热稳定性, 为拓展弥散放电所涉及的理论和应用技术的研究奠定基础。

参考文献

- 1 白希尧, 张芝涛, 白敏冬, 等. 非平衡等离子体化学研究现状与进展. 科学通报, 2002, 47: 321–322
- 2 卢新培, 严萍, 任春生, 等. 大气压脉冲放电等离子体的研究现状与展望. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2011, 41: 801–815
- 3 张适昌, 严萍, 王珏, 等. 民用脉冲功率源的进展与展望. 高电压技术, 2009, 35: 618–631
- 4 张芝涛, 白敏冬, 白敏药, 等. 环境友好条件下甲烷等离子体转化生成液态产物、氢和氨的研究. 科学通报, 2009, 54: 579–584
- 5 章程, 邵涛, 马浩, 等. 基于高能电子逃逸行为的纳秒脉冲放电特性分析. 高电压技术, 2012, 38: 1648–1654
- 6 Shao T, Zhang C, Niu Z, et al. Diffuse discharge, runaway electron, and X-ray in an atmospheric pressure air in an inhomogeneous electrical field in repetitive pulsed modes. Appl Phys Lett, 2011, 98: 021513
- 7 王新新, 李成榕. 大气压氮气介质阻挡放电. 高电压技术, 2011, 37: 1405–1415
- 8 Ono R, Oda T. Formation and structure of primary and secondary streamers in positive pulsed corona discharge—Effect of oxygen concentration and applied voltage. J Phys D—Appl Phys, 2003, 36: 1952–1958
- 9 Macheret S O, Shneider M N, Murray R C. Ionization in strong electric fields and dynamics of nanosecond-pulse plasmas. Phys Plasmas, 2006, 13: 023502
- 10 Pai D Z, Lacoste D A, Laux C O. Transitions between corona, glow, and spark regimes of nanosecond repetitively pulsed discharge in air at atmospheric air. J Appl Phys, 2010, 107: 093303
- 11 Tarasenko V F, Baksh E K, Shut'ko Y V. Diffuse discharges in atmospheric pressure air in repetitive pulsed mode with point-to-plane and point-to-point gaps. IEEE Trans Plasma Sci, 2011, 39: 2096–2097
- 12 Shao T, Zhang C, Niu Z, et al. Runaway electron preionized diffuse discharges in atmospheric pressure air with a point-to-plane gap in repetitive pulsed mode. J Appl Phys, 2011, 109: 083306
- 13 Shao T, Tarasenko V F, Zhang C, et al. Generation of runaway electrons and X-rays in repetitive nanosecond pulse corona discharge in atmospheric pressure air. Appl Phys Express, 2011, 4: 066001
- 14 Zhang C, Shao T, Niu Z, et al. Diffuse and filamentary discharges in open air driven by repetitive high-voltage nanosecond pulses. IEEE Trans Plasma Sci, 2011, 39: 2208–2209
- 15 Shao T, Tarasenko V F, Zhang C, et al. Diffuse discharge produced by repetitive nanosecond pulses in open air, nitrogen, and helium. J Appl Phys, 2013, 113: 093301
- 16 章程, 邵涛, 牛铮, 等. 大气压尖板电极结构重复频率纳秒脉冲放电中 X 射线辐射特性研究. 物理学报, 2012, 61: 035202
- 17 Yang D, Wang W, Jia L, et al. Production of atmospheric pressure diffuse nanosecond pulsed dielectric barrier discharge using the array needles-plate electrode in air. J Appl Phys, 2011, 109: 073308
- 18 Liu Z, Wang W, Yang D, et al. A large-area diffuse air discharge plasma excited by nanosecond pulse under a double hexagon needle-array electrode. Spectrochim Acta Part A—Molecul Biomol Spectr, 2014, 121: 698–703
- 19 Li L, Liu Y, Ge Y, et al. Generating diffuse discharge via repetitive nanosecond pulses and line-line electrodes in atmospheric air. Rev Scient Instr, 2013, 84: 105105
- 20 Packan D. Repetitive nanosecond glow discharge in atmospheric pressure air. Doctoral Dissertation. Palo Alto, California, USA: Stanford University, 2003

- 21 Zhang C, Shao T, Ma H, et al. Experimental study on conduction current of positive nanosecond-pulse diffuse discharge at atmospheric pressure. *IEEE Trans Dielectr Electr Insul*, 2013, 20: 1304–1314
- 22 Shao T, Tarasenko V F, Zhang C, et al. Runaway electrons and X-rays from a corona discharge in atmospheric pressure air. *New J Phys*, 2011, 13: 113035
- 23 Zhang C, Shao T, Niu Z, et al. Pulse repetition frequency effect on nanosecond-pulse diffuse discharge in atmospheric-pressure air with a point-to-plane gap. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2011, 39: 2070–2071
- 24 章程, 邵涛, 许家雨, 等. 大气压空气中纳秒脉冲弥散放电实验研究. *高电压技术*, 2012, 38: 1090–1098
- 25 Levatter J I, Lin S C. Necessary conditions for the homogenous formation of pulsed avalanche discharges at high gas pressure. *J Appl Phys*, 1980, 81: 210–222
- 26 Pai D Z, Stancu G D, Lacoste D A, et al. Nanosecond repetitively pulsed discharges in air at atmospheric pressure—The spark regime. *Plasma Sources Sci Technol*, 2010, 19: 065015
- 27 Tarasenko V F, Baksht E K, Lomaev M I, et al. Transition of a diffuse discharge to a spark at nanosecond breakdown of high-pressure nitrogen and air in a nonuniform electric field. *Tech Phys*, 2013, 58: 1115–1121
- 28 Kutsyk I M, Babich L P, Donskoi, et al. Analysis of the results of a laboratory experiment on the observation of a runaway electron avalanche in air under high overvoltages. *Plasma Phys Rep*, 2012, 38: 891–898
- 29 Zhang C, Shao T, Tarasenko V F, et al. X-ray emission from a nanosecond-pulse discharge in an inhomogeneous electric field at atmospheric pressure. *Phys Plasmas*, 2012, 19: 123516
- 30 Zhang C, Shao T, Yan P, et al. Generation of X-ray emission in repetitive nanosecond-pulse discharge at atmospheric pressure. *High Voltage Eng*, 2013, 39: 2095–2104
- 31 Zhang C, Tarasenko V F, Shao T, et al. Effect of cathode materials on the generation of runaway electron beams and X-rays in atmospheric pressure air. *Laser Part Beams*, 2013, 31: 353–364
- 32 章程, 马浩, 邵涛, 等. 纳秒脉冲气体放电中逃逸电子束流的研究. *物理学报*, 2014, 63: 085208

Nanosecond-pulse diffuse discharges at atmospheric pressure

ZHANG Cheng^{1,2}, SHAO Tao^{1,2} & YAN Ping^{1,2}

¹*Institute of Electrical Engineering, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;*

²*Key Laboratory of Power Electronics and Electric Drive, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*

The physical process of nanosecond pulse discharge is complex. One type of such discharge is diffuse discharge covering multiple overlapped channels. In general, diffuse discharges with high electron density and large volume are generated by a strong electric field. Such discharge has become a research hot spot in the field of nanosecond-pulse discharge plasmas. This paper focuses on work conducted on nanosecond-pulse diffuse discharges at atmospheric pressure. First, the research status of diffuse discharges is introduced. Second, discharge characteristics and the factors affecting diffuse discharges are analyzed according to discharge images and electrical parameters. Finally, the mechanism of diffuse discharge is discussed.

nanosecond pulse, diffuse discharge, atmospheric pressure, conduction current, particle density

doi: 10.1360/N972014-00003