论文

中频域大气压介质阻挡放电中放电模式及其演化的数值模拟研究

张远涛*, 刘雨

山东大学电气工程学院, 济南 250061

* 联系人, E-mail: ytzhang@sdu.edu.cn

收稿日期: 2017-06-21; 接受日期: 2017-07-18; 网络出版日期: 2017-11-20

国家自然科学基金(编号: 11375107和11675095)和山东大学基本科研业务费(编号: 2017JC017)资助项目

摘要 最近的实验研究表明, 在300 kHz–3 MHz的中频域, 大气压氦气介质阻挡放电存在两种放电模式, 即 Ω 模式和混合模式. 为了深入研究中频域的放电模式与低频域(25–100 kHz)辉光放电模式及高频域(5–15 MHz) α 模式之间的关系, 本文借助于一维流体模型, 数值模拟了中频域放电的这两种放电模式, 并与实验结果进行了比较. 数值研究表明, 在中频域 Ω 模式下, 传导电流及功率相对较小, 带电粒子主要产生在放电间隙的中部, 密度较低, 电子加热方式主要为放电区域中部的欧姆加热. 而中频域的混合模式, 既体现了低频域的辉光放电模式的特点, 比如阴极附近有很高的离子密度, 电子产生及欧姆加热的区域均在鞘层内部, 同时也体现了高频域的 α 模式的特点, 比如在放电间隙中部有密度很高的等离子体区, 这些计算结果均与实验观测定性一致. 同时, 进一步在固定电压的条件下研究了放电模式随频率的变化, 指出中频域的混合模式实际是低频域的辉光放电模式与高频域的 α 模式之间的过渡阶段, 本研究将有助于深化人们对大气压气体放电中放电模式之间转化的认识.

关键词 介质阻挡放电, 中频域, Ω 模式, 混合模式, 欧姆加热, 流体模拟

PACS: 52.80.Pi, 52.65.Kj, 52.25.-b

大气压低温等离子体可以在室温条件下产生大量的活性粒子并保持稳定, 且不需要配备昂贵复杂的真空设备, 使用方便, 具有广泛的应用价值^[1–4]. 介质阻挡放电由于可以在大气压下得到均匀稳定的大体积低温等离子体, 因而受到极大的关注^[2–13]. 到目前为止, 大气压介质阻挡放电的研究主要集中在300 kHz以下的低频域^[6–8]和3 MHz以上的高频域^[14–20], 当然对于高频域乃至射频频域, 介质的作用不如低频域下明

显. 而对于放电频率在300 kHz–3 MHz中频域, 则是大气压放电中研究较少的一个频域^[21,22]. 当放电频率在几十kHz范围内时, 作为通常的大气压辉光放电(介质阻挡放电), 不论从实验测量还是数值模拟的角度都已经有了较为充分的研究^[5,7,11]. 而当放电频率增加到13.56 MHz, 也就是通常的射频放电, 在工业领域有着广泛的应用, 对其放电性质的研究, 特别是放电模式的研究, 不论在低气压下还是高气压下乃至大气压都

引用格式: 张远涛, 刘雨. 中频域大气压介质阻挡放电中放电模式及其演化的数值模拟研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2018, 48: 025201
Zhang Y T, Liu Y. Numerical study on discharge modes in atmospheric dielectric barrier discharges and their transition excited by the medium frequencies (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2018, 48: 025201, doi: [10.1360/SSPMA2017-00172](https://doi.org/10.1360/SSPMA2017-00172)

有较多的研究^[16,18,23].

一般说, 放电模式问题主要涉及两个方面, 一是带电粒子(等离子体)的产生问题, 需要澄清在一个放电周期中带电粒子的产生区域, 以及电子是如何获得能量的及获得能量的位置; 另一方面就是带电粒子(等离子体)的维持问题, 需要解释清楚在一个周期中产生的带电粒子在放电空间如何分布. 比如, 对于低频域的辉光放电, 带电粒子主要在鞘层产生, 电子也主要是通过鞘层加速获得能量, 同时在放电间隙中部维持等离子区, 鞘层区的离子密度一般远高于等离子体区的离子密度^[6-8]; 而大气压汤森放电则是一种放电较弱的模式, 电子密度比较低, 在放电空间中也并没有明显的等离子体区域, 虽然阴极附近的电场比较强, 但是在整个放电空间, 电场从阴极到阳极近乎线性下降的, 不存在明显的鞘层结构^[9,11]. 在大气压高频域或射频放电中, 两种放电模式, 即 α 模式与 γ 模式, 也已经为人们所熟知, 在 α 模式下, 放电可以产生大体积均匀的等离子体, 同时等离子体温度保持在室温附近, 电子加热主要发生在鞘层附近^[17]. 然而, 随着输入功率的增加, 放电比较容易转化成为体积较小、发光明亮的热等离子体, 电流密度增加而总电流减小, 这就进入了所谓的 γ 模式^[18,19]. 为了有效地抑制这种模式转换, 人们已经发展了一些行之有效的方法, 比如降低放电间隙、提高放电频率, 对放电进行脉冲调制等^[18,20,24,25].

目前, 人们对中频域的放电模式还不是特别清楚, 近年来, 为了增强对这个频域的理解, 人们已经进行了一些实验工作. 比如, Boisvert等人^[21,22]最近的实验表明, 大气压氦气介质阻挡放电在中频域存在两种放电模式, 即击穿电压以上的混合模式和击穿电压附近的 Ω 模式. 所谓 Ω 模式是指在较高频率下, 电子密度最大值及光发射最大值均出现在气隙中部的放电模式, 其电子能量主要来自气隙中部的欧姆加热^[26-28]; 而混合模式则兼具了辉光放电模式与射频 α 模式的特点.

本文拟通过数值模拟, 并和实验结果相对比, 详细分析中频域 Ω 模式和混合模式的特征, 试图从数值模拟的角度对中频域的放电模式进行系统的研究. 研究中频域放电模式的意义除了可能的实际应用价值外, 可以使人们从全频域上对放电模式及其转化有完整的认识. 例如, 本文的研究结果将展示, 放电模式如何从常见的低频域的辉光放电结构平滑地转化到射

频放电中的 α 模式, 这种平滑转化的一个中间环节就是中频域下的混合模式, 这些计算结果也可以很好地与实验数据对比.

在第2节中, 介绍本文所用的理论模型及放电条件, 在第3节中, 基于数值模拟的结果, 分别讨论了中频域介质阻挡放电中出现的 Ω 模式、混合模式及模式转化. 最后, 基于计算结果对放电模式作概括性总结, 并给出本文的主要结论.

1 理论模型

本文研究的是平行板电极结构的大气压氦气介质阻挡放电, 极板间距远小于极板宽度, 采用一维的流体模型进行模拟是合适且通行的做法. 流体模型通常采用连续性方程描述等离子体中粒子密度的变化. 用源项 $S_e(x, t)$ 来表征粒子在反应中的产生与消失, 而粒子的运动则由漂移-扩散近似来给出, 其中中性粒子只考虑扩散项:

$$\frac{\partial N_e(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial j_e(x, t)}{\partial x} = S_e(x, t), \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_i(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial j_i(x, t)}{\partial x} = S_i(x, t), \quad (2)$$

$$\frac{\partial N_n(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial j_n(x, t)}{\partial x} = S_n(x, t), \quad (3)$$

$$j_e(x, t) = -\mu_e E(x, t) N_e(x, t) - D_e \frac{\partial N_e(x, t)}{\partial x}, \quad (4)$$

$$j_i(x, t) = \mu_i E(x, t) N_i(x, t) - D_i \frac{\partial N_i(x, t)}{\partial x}, \quad (5)$$

$$j_n(x, t) = -D_n \frac{\partial N_n(x, t)}{\partial x}, \quad (6)$$

式中, N 表示粒子数密度, j 表示粒子流密度也称粒子通量密度, S 表示粒子源项, E 表示电场强度, μ 表示迁移率, D 表示扩散系数; 下标 e 表示电子, i 表示离子, n 表示中性粒子; 通常放电间隙的电场由泊松方程给出:

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial x} = -\frac{q}{\varepsilon_0} (N_i - N_e), \quad (7)$$

式中, q 为基本电荷, ε_0 为真空介电常数. 在当前的放电条件下, 为了提高计算速度, 电场也可以由电流连续性方程求得

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} = J_0(t) - J_g(x, t), \quad (8)$$

式中, $J_0(t)$ 表示总电流密度, 只随时间变化, $J_g(x, t)$ 表示传导电流密度, 同时是位置与时间的函数. 这两种算法的等价性及结果的有效性参见文献[9,11,12].

而电子温度则通过电子能量平衡方程^[15]来求解:

$$\frac{\partial \left(N_e \times \frac{3}{2} K_B T_e \right)}{\partial t} = - \frac{\partial Q_e}{\partial x} - q j_e E - \sum k_i N_e N_i H_i - 3 K_B \frac{m_e}{m_d} (T_e - T_{gas}) \bar{v}_e, \quad (9)$$

式中, K_B 表示玻尔兹曼常数, Q_e 表示电子能流, k_i 表示相应碰撞反应的反应速率, H_i 表示能量损耗, m_e 和 m_d 分别表示电子和背景气体粒子的质量, $\bar{v}_e$ 表示动量转移碰撞频率. 电子能流可由下式给出:

$$Q_e = \frac{5}{2} K_B T_e j_e - \eta_e \frac{\partial T_e}{\partial x}, \quad (10)$$

式中, η_e 为电子热扩散系数:

$$\eta_e = \frac{5}{2} K_B D_e N_e. \quad (11)$$

本模型的有效性已经在低频域的介质阻挡放电及高频域的射频放电中得到了充分的验证^[9,11]. 在本文的模拟中, 假定初始时刻电子和离子密度相等且在气隙中均匀分布, 取值为 10^7 cm^{-3} . 所采用的氧化铝绝缘介质板的介电常数为 9.9, 厚度为 0.1 cm, 放电气隙为 0.2 cm, 工作气体为大气压纯氦气, 所采用的纯氦气反应集合主要来自文献[15]. 如不特别注明, 本文使用的电源频率为 1.6 MHz, 在本文的研究中外加电压幅值作为主要的控制参数.

2 模拟结果与分析

为了精确分辨中频域介质阻挡放电的模式, 图1中首先给出了 1.6 MHz 下的伏安特性曲线. 可以看到伏安特性曲线明显地分为几个不同的区间. 起始, 随着外加电压的增加, 由于没有发生放电, 电流几乎没有发生变化, 微小的增加也是由于位移电流的增加造成的, 由于频率处于中频域并不高, 可以看到位移电流的增加也并不明显. 然而, 当外加电压接近 1190 V 的时候, 可以看到电流有明显的增加, 表明放电击穿的发

生, 同时也意味着功率输入的增加. 从功率消耗的角度讲, 一般说来在击穿点附近功率消耗较低, 可以称之为低功率模式. 比如在电压为 1190 V 时, 功率密度只有 1.427 W/cm, 但是当电压增加到 1200 V 的时候, 这时放电已经相对充分, 耦合的功率为 56.808 W/cm, 是比较高的, 已经可以称之为高功率模式了. 功率密度 P 的计算在本文中是通过离散化如下积分方程得到的

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T J_0(t) V_g(t) dt, \quad (12)$$

式中, T 为放电周期, V_g 为气体电压.

本文以下的研究就主要以这两个电压值为例, 讨论中频域下低功率模式与高功率模式的放电特性. 一般说来, 在低功率条件下, 大气压中频域介质阻挡放电呈现 Ω 模式, 而在高功率条件下, 则呈现兼具 α 模式与辉光放电模式特征的混合模式. 从计算的具体数据上看, 放电在 1190 和 1195 V 之间发生击穿, 击穿电压附近比如 1190 V 时是低功率放电模式即 Ω 模式, 而 1195 V 及以上则具有明显的高功率放电的特征, 以混合模式的形式出现.

2.1 Ω 模式

图2给出了当外加电压为 1190 V 时, 两个周期中的放电电流和外施电压随时间的演化曲线. 这里总电流、传导电流、位移电流的最大值分别为 4.85, 0.62 与 4.81 mA cm⁻². 传导电流较小, 由于频率较高, 所以位移电流较大, 总电流基本保持为正弦形式. 总电流

图1 电压电流密度特性曲线
Figure 1 Current-voltage characteristics of atmospheric discharges controlled by dielectric barriers at 1.6 MHz.

图2 (网络版彩图) 电流密度与外加电压随时间的演化
Figure 2 (Color online) Temporal evolution of discharge current density and applied voltage.

最大的时刻和位移电流最大的时刻非常接近, 而传导电流最大的时刻和外施电压最大的时刻接近, 但是传导电流比较弱. 整个放电具有明显的容性特征.

为了进一步深入分析该电压下放电模式的主要特征, 图3给出了一个周期内的电场变化, 可以看到, 从阴极到阳极, 空间电场在气隙中是近乎线性下降的. 阴极区域虽然电场比较强, 但是显然并没有形成电场特别强的鞘层区域, 阴极附近的电场低于8000 V/cm, 同时放电空间中部的电场则是比较高的, 在5000 V/cm左右. 并且可以观察到空间电场随着外加电压的变化而在半个周期内翻转极性.

图4和5则分别给出了电子密度与离子密度在一个周期内的时空演化. 从图4可以看到, 随着外加电场的变化, 电子密度也近乎同步发生来回振荡. 电子密度的分布呈现出如下的特点: 首先, 可以看到两个半周期内电子密度还是分离的, 一个半周期的结束与下一个半周期的开始并没有连续的变化, 中间有短暂的不关联的时刻; 其次, 由于放电比较弱, 高电子密度存在的时间还是比较短的, 从图上来看, 真正的高电子密度区域(图中的红色区域)也只是窄窄的一条; 第三, 高电子密度区域是从放电中部区域向阳极延伸, 放电空间中部的电子密度还是比较高的.

图5给出的离子密度则体现出与电子密度分布明显不同的特点, 这里的离子密度指的是氦原子离子与氦分子离子密度之和. 离子密度在一个周期的放电过程中是连续的, 离子密度在整个放电周期中已经连成一区域, 这表明由于外加频率较高, 大量的离子被束缚在放电空间中部, 离子只能随电场的变化而振荡, 这

图3 (网络版彩图) 电场在一个周期的时空演化
Figure 3 (Color online) Spatial-temporal distribution of electric fields in a whole cycle.

图4 (网络版彩图) 电子密度在一个周期的时空演化
Figure 4 (Color online) Spatial-temporal distribution of electron density in a whole cycle.

图5 (网络版彩图) 离子密度在一个周期的时空演化
Figure 5 (Color online) Spatial-temporal distribution of total ion density in a whole cycle.

点从高离子密度区域(图中红色区域)的宽度的变化也可以看出来.

可以说,从图4与5的计算结果来看,在中频域低功率模式下,电子还可以跟得上电场的变化而离子已经无法实时响应电场的变化了,这也是频率较高情况下的放电特点.

我们知道,实验中光谱测量的是不同波段的辐射,对应的是激发态粒子的分布,而且大气压氦气放电不可避免地会有少量空气混杂,一旦空气混杂,少量的 N_2 电离激发后产生大量的300–400 nm波段辐射,可以对应电离发生的主要区域.在文献[21,22]的实验指明,在低功率模式下,中频域的放电发光明亮区域主要集中在放电空间中部.图6给出了计算中电子源项的时空分布.可以明显地看到,电子源项在放电空间中部达到峰值.同时,为了进一步确认此时放电是处在 Ω 模式下,图7还给出了在电子能量计算式(10)中,欧姆加热项的时空分布,从图7中可以明显地看到,电子的欧姆加热也主要发生在放电区域的中部,这也是典型的 Ω 模式放电特征,同时,这也与文献[26]中给出的射频放电中的 Ω 模式的粒子模拟结果非常相似.

为了进一步澄清此时的放电模式,图8给出了电子源项和欧姆加热一个周期的时间均值的空间分布,可以看到,电子源项的分布集中在气隙中部,这和实验中长时间曝光的图像非常一致[21,22],这就可以确定,此时放电是运行在 Ω 模式下.

我们知道,在低频域下,是有所谓的 Ω 模式的,只有辉光放电与汤森放电这两种模式,其中汤森放电一般是在低频域的低功率模式下产生的,这点是与中

图6 (网络版彩图)电子源项在一个周期的时空演化
Figure 6 (Color online) Spatial-temporal distribution of electron sourced item in a whole cycle.

图7 (网络版彩图)电子的欧姆加热在一个周期的时空演化
Figure 7 (Color online) Spatial-temporal distribution of Ohmic heating in a whole cycle.

图8 (网络版彩图)时间平均的电子源项及欧姆加热在放电间隙的分布
Figure 8 (Color online) Spatial profiles of time-averaged electron source item and Ohmic heating in a whole cycle.

频域 Ω 模式相对应的.众所周知,低频域的汤森放电模式类似直流汤森放电,是可以用电流的汤森放电理论完整解释的一种放电类型.汤森放电中没有明显的鞘层区域,电场的分布近乎线性分布,这是与中频域 Ω 模式一致的地方.但是,根据汤森放电理论,汤森放电中电子的碰撞电离在阴极附近还是比较强的,这与 Ω 模式中碰撞电离主要发生在放电间隙中部是不同的.同时, Ω 模式下离子密度在放电区域中部密度较高,分布的区域相较于汤森放电也更宽一些.其中主要的原因在于,随着频率的升高,离子由于质量较大,其运动已经滞后于外加电场的变化.

2.2 混合模式

随着外加电压的进一步增加, 放电功率急剧增加, 则放电进入到高功率模式下. 通过实验可以观测到^[21,22], 气隙综合发射光谱几乎不随时间变化, 稳定地出现在气隙中部; 如果单独看氢的发射光谱, 则主要出现在极板附近, 光发射最强的区域和正常低频域的辉光放电模式一样还是出现在阴极附近. 这与低功率的 Ω 模式是明显不同的.

图9给出了当外加电压为1200 V的电流与电压曲线, 可以看到, 电流波形并不呈现近似于正弦的曲线, 而是类似于低频域的辉光放电, 在外加电压的上升沿会有一个明显的电流脉冲出现, 而且如图所示计算表明该电流脉冲主要由传导电流组成, 呈正弦曲线变化的位移电流相比则非常小. 但是与低频域辉光放电不同的是, 该电流脉冲的脉宽是比较宽的, 接近200 ns, 电流幅值也比较大, 接近 60 mA cm^{-2} .

图10给出了空间电场在一个周期内的分布, 可以明显看到, 在阴极附近出现了接近 33000 V/cm 的强电场, 而在广阔的放电空间中部则电场仅有 1000 V/cm 左右, 这意味着鞘层区域的形成. 此时空分布也非常类似于在射频 α 模式下的情形^[16,18,20,24].

同时, 图11给出的电子密度分布也同射频频域的 α 模式非常类似. 此时, 放电区域中部形成一个稳定的高电子密度区域, 密度在 $6.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 左右, 密度值及宽度几乎不随时间变化. 但是离子密度却呈现出明显的不同, 如图12所示, 虽然在放电区域中部也有一个密度约为 $6.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 的高密度区域, 同电子一起形

图9 (网络版彩图) 电流密度和外施电压随时间的演化
Figure 9 (Color online) Temporal evolution of discharge current density and applied voltage.

图10 (网络版彩图) 电场在一个周期的时空演化
Figure 10 (Color online) Spatial-temporal distribution of electric fields in a whole cycle.

图11 (网络版彩图) 电子密度在一个周期的时空演化
Figure 11 (Color online) Spatial-temporal distribution of electron density in a whole cycle.

图12 (网络版彩图) 离子密度在一个周期的时空演化
Figure 12 (Color online) Spatial-temporal distribution of total current density in a whole cycle.

成稳定的等离子体区,但是在鞘层附近存在密度达 $9.9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 的峰值.众所周知,在 α 模式下,离子密度的峰值是出现在中部的等离子体区的,而低频域的辉光放电模式下离子密度才会出现在鞘层区域呈现峰值.

为了进一步看清此时的放电结构,图13给出了当传导电流取得最大值时刻电子、离子与电场的空间分布.从该图中可以更为清楚地看出,电子密度的分布有点类似于射频 α 模式,在放电间隙中部呈现很高的密度,并且与离子一起构成等离子体区,但是鞘层区域内也有一个密度较低的峰值,这是与通常的 α 模式不同的.而离子密度则兼具射频 α 模式的特点及低频域辉光放电的特点,这主要体现在,在中部有高密度区域,但是最大值却是出现在鞘层区域.而电场的分布则与低频域的辉光模式及高频域的 α 模式一致,均在鞘层内有非常高的电场值,同时在等离子体区的数值较小.可以说,此时的放电结构兼具了低频域的辉光模式及高频域的 α 模式的特点,但又与两者有一定的不同.所以,一般也把这种放电模式称之为混合模式(Hybrid Mode).文献中的实验观测也给出了类似的结果^[21,22].

为了进一步了解混合模式的放电特点,图14给出了电子源项在一个周期内的时空演化,来澄清电子产生的主要位置.从图中可以看到,电子主要在鞘层内部产生,或者说,电子主要是在阴极区内部通过碰撞电离产生的,这更类似于低频率的辉光放电.同样,基于数值模拟的结果也可以给出电子欧姆加热的区域,如图15所示,可以看到欧姆加热过程也主要发生在鞘层内部,这与低频域的辉光放电是一致的.

从上面的讨论可以看出,概括地讲,混合模式与辉光放电模式的主要区别在于带电粒子的维持方式有所不同,混合模式在放电区域中部有较高的带电粒子密度;而混合模式与 α 模式的区别则体现在带电粒子的产生方式有所不同,混合模式的电子获得能量还在于鞘层内部,而 α 模式则是在鞘层附近在鞘层的扩张过程中获得能量.

图16给出了电子源项及欧姆加热的一个周期积分均值的空间分布,可以比较清楚地看到二者均是在靠近极板处最大,这与实验中1.6 MHz高功率放电模式下时间平均的气隙光发射图像^[22]显然定性是一致的.

当然,图16与8的对比也可以明显地看出两者的

图13 (网络版彩图)放电电流最大时刻带电粒子密度和电场的空间分布

Figure 13 (Color online) Spatial profiles of ion density, electron density and electric fields at the instant when the current density gets to the peak value.

图14 (网络版彩图)电子源项在一个周期内的时空分布

Figure 14 (Color online) Spatial-temporal distribution of electron source item in a whole cycle.

图15 (网络版彩图)欧姆加热在一个周期内的时空分布

Figure 15 (Color online) Spatial-temporal distribution of Ohmic heating in a whole cycle.

图 16 (网络版彩图)电子源项及欧姆加热的一个周期积分均值的空间分布

Figure 16 (Color online) Spatial profiles of time-averaged electron source item and Ohmic heating in a whole cycle.

放电处在完全不同的模式. 究其原因还在于随着耦合功率的增加, 放电比较充分, 相较于低功率模式, 放电空间产生了大量的带电粒子, 而频率处在中频域, 可以将大量的带电粒子束缚的放电空间中部, 这就极大地增强了放电空间中部传导电流的能力, 而无需在放电空间中部存在较强的电场确保电流的连续性.

2.3 高功率下放电模式随频率的变化

实验与计算均表明, 高功率模式随频率的不同有辉光放电模式、混合模式、 α 模式. 其中低频辉光放电模式和射频 α 模式是大家熟知的, 从上面的讨论, 混合模式应该是辉光放电模式到 α 模式的一种过渡模式. 为了对放电模式随频率的转变过程有一个详细直观的认识, 特别是进一步认识混合模式作为一种过渡模式的特征, 我们给出相同电压下从低频经中频到高频的放电变化. 当然, 一般说来, 如果功率固定而不是电压对于这种放电模式的转化可能更为合适一些^[29]. 在图17给出的频率中, 75 kHz属于低频域, 5 MHz是高频域的下限频率, 其他的频率均属于中频域. 图中给出的电子密度、离子密度与电场强度曲线均是当放电电流取得最大值时的空间分布, 这有助于我们更清晰地给出放电模式的演化.

图17(a)给出了当外加频率为75 kHz时, 当电流取得最大值时的电子密度、离子密度及空间电场的空间分布, 该频率还属于低频域的范围, 因此该放电运行在辉光放电模式下. 在鞘层外, 电子密度与离子密度都是近乎平滑地下降. 其中, 此时鞘层的宽度大概

0.39 mm, 鞘层内离子密度最大值达到 $6.764 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, 电子密度最大值在 $3.508 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 左右, 鞘层的电场强度也超过27.6 kV/cm.

而当频率增加到550 kHz, 进入中频域, 从整体看来, 与75 kHz下的放电分布基本相同. 但是仔细观察也可以发现, 在鞘层外, 电子密度与离子密度不再是平滑下降, 而是在大约0.09 cm的位置有些许的增加, 体现出带电粒子有在中部汇集增加的趋势. 但是鞘层的结构依旧是比较清晰的, 此时的鞘层宽度在0.44 mm左右, 比75 kHz的情况稍宽一些, 最大离子密度降至 $5.569 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, 同时鞘层内最大电子密度降至 $1.922 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, 相应的鞘层最大电场也减小为26.1 kV/cm. 应该说, 此时的放电结构与辉光放电从表面上来看, 并没有明显的不同, 只是具体参数有所下降.

此后, 随着频率在中频域的进一步增加, 从1–2.7 MHz, 可以看到在放电区域中部逐渐形成比较明显的高密度等离子体区, 等离子体密度从 $3.261 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 到 $6.244 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 再到 $10.472 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, 随着频率的增加呈现明显的增加趋势. 同时, 随着等离子体密度的增加, 等离子区也逐渐扩张, 鞘层区域被压缩, 鞘层的厚度从0.36 cm到0.32 cm, 再下降到0.29 cm, 此时鞘层内的最大离子密度分别为 $7.707 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 到 $9.646 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 再到 $12.502 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, 也是明显增加的, 而且值得注意的是, 鞘层内的离子密度是明显高于等离子区的离子密度, 应该说, 这也是混合模式的一个主要特征. 由于鞘层厚度的压缩及内部离子密度的增加, 相应的鞘层内电场强度也逐步增加, 从29.8 kV/cm到32.8 kV/cm再到36.7 kV/cm.

另外, 从另一个角度来看, 在频率为1 MHz的时候, 鞘层内电子密度最大值仅为 $2.603 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, 已经明显小于中部等离子体区域的等离子体密度, 这就提示我们可以给出这样一个可操作的标准来区别辉光模式与混合模式, 如果鞘层内的最大电子密度大于中部等离子体区的电子密度, 则放电运行在辉光放电模式下, 如果鞘层内的最大电子密度小于中部等离子体区的电子密度, 则放电运行在混合模式.

当频率增加到5 MHz的时候, 从图中可以看到 α 模式的特征已经非常明显了, 中部的等离子体区域非常宽阔, 此时的鞘层厚度只有0.23 cm, 等离子体区密度

图 17 (网络版彩图)在给定1200 V电压幅值下,在电流取得最大值时不同频率下的电子密度、离子密度与电场的空间分布. (a) 75 kHz; (b) 550 kHz; (c) 1 MHz; (d) 1.6 MHz; (e) 2.7 MHz; (f) 5 MHz

Figure 17 (Color online) Spatial profiles of electron density, ion density and electric fields at the instant when the current density gets to the peak value for various excitation frequencies of 75 kHz (a), 550 kHz (b), 1 MHz (c), 1.6 MHz (d), 2.7 MHz (e) and 5 MHz (f).

达到 $22.189 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, 而鞘层区域的离子密度峰值只有 $14.745 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, 明显小于中部的离子密度, 但是鞘层电场此时已经增加到 39.7 kV/cm . 而电子密度在鞘层附近的变化已经呈现平滑递增的趋势了. 从这里我们也可以给出区别混合模式与 α 模式的一个判断标准, 就是比较鞘层内离子密度与等离子体区离子密度的大小. 如果鞘层内离子密度高于等离子体区的离子密度则此时放电运行在混合模式下, 而如果鞘层内的离子密度低于等离子体区的离子密度, 则放电运行在 α 模式下.

这样, 通过比较鞘层区与等离子体区的电子密度与离子密度就可以从理论上明确地区分辉光放电模式、混合放电模式与 α 模式. 当然从实验上来说, 从不同的光谱分布来判断可能更为容易的判据.

同时, 我们也可以看到, 在混合模式下, 如果给定电压, 随着频率的增加, 中部等离子体区的密度有明显的增加, 这表明在放电过程中有更多的带电粒子被束

缚在放电区域内, 同时也有利于离子在鞘层的聚集. 进而导致鞘层电场的增加, 有效地提高电离率, 如图14与15所示的电子源项和欧姆加热的时空分布. 可以这样说, 在给定电压下, 在中频域下随着频率的增加, 有效地改变了放电空间的带电粒子的分布, 从而进一步改变了放电模式. 当然, 前提是, 在中频域下, 频率的增加并没有改变大气压介质阻挡放电下电子能量分布函数的形式, 电子加热也一直以欧姆加热为主^[17].

3 结论

目前, 大气压下中频域介质阻挡放电的研究相对而言并不充分, 在该频域下的放电模式与放电演化还需要进一步澄清. 本文通过数值求解一维流体模型, 数值研究了中频域下的 Ω 模式及混合模式的放电特性, 并与实验结果进行了比较. 同时, 进一步研究了随着频率的增加, 放电模式从辉光放电模式到混合模式再到 α 模式的演化.

通过本文的研究可知,在中频域 Ω 模式中,带电粒子主要在放电间隙中部产生,电子主要靠放电间隙中部的电场加速获得能量,所产生的带电粒子也主要维持在放电间隙中部.而中频域的混合模式则有所不同,带电粒子主要产生在鞘层附近,电子加热也是通过鞘层内的电场加速完成,同时在放电区域中部有较高的等离子体密度,但是鞘层内的最大离子密度要高于等离子体区的离子密度,而鞘层区的最大电子密度要小

于等离子体区的电子密度.另外,本文还在固定电压的情况下,给出了放电模式随着频率的增加而发生的变化,指出中频域的混合模式实际上是从低频域的辉光放电模式到射频频域的 α 模式的中间过渡阶段,这将有助于人们从全频域上完整理解放电模式随频率的变化.当然,如果频率继续升高到微波频段,大气压等离子体的产生与维持将更为复杂,对数值计算模型也提出了更高的要求^[30].

参考文献

- Roth J R. Industrial plasma Engineering Principles (Vol. 1). Bristol: Institute of Physics, 1995
- Lu X P, Yan P, Ren C S, et al. Review on atmospheric pressure pulsed DC discharge (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2011, 41: 801–815 [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 力学 天文学, 2011, 41: 801–815]
- Li X C, Di C, Jia P Y, et al. Atmospheric pressure uniform discharge with a fairly large volume between hollow-needle and plate electrodes (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2014, 44: 913–920 [李雪辰, 狄聪, 贾鹏英, 等. 空心针-板电极中大体积的大气压均匀放电. 中国科学: 物理 力学 天文学, 2014, 44: 913–920]
- Xiong Z L, Lu X P, Cao Y G. Plasma medicine (in Chinese). *Sci Sin Tech*, 2011, 41: 1279–1298 [熊紫兰, 卢新培, 曹颖光. 等离子体医学. 中国科学: 技术科学, 2011, 41: 1279–1298]
- Kogelschatz U. Filamentary, patterned, and diffuse barrier discharges. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2002, 30: 1400–1408
- Kanazawa S, Kogoma M, Moriawaki T, et al. Stable glow plasma at atmospheric pressure. *J Phys D-Appl Phys*, 1988, 21: 838–840
- Massines F, Rabehi A, Decomps P, et al. Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier. *J Appl Phys*, 1998, 83: 2950–2957
- Golubovskii Y B, Maiorov V A, Behnke J, et al. Modelling of the homogeneous barrier discharge in helium at atmospheric pressure. *J Phys D-Appl Phys*, 2003, 36: 39–49
- Wang Y H, Wang D Z. Numerical simulation of dielectric-barrier-controlled glow discharge at atmospheric pressure (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2003, 52: 1694–1770 [王艳辉, 王德真. 介质阻挡均匀大气压辉光放电数值模拟研究. 物理学报, 2003, 52: 1694–1770]
- Zhang Y T, Wang D Z, Wang Y H. Numerical simulation of filamentary discharge controlled by dielectric barrier at atmospheric pressure (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2005, 54: 4808–4815 [张远涛, 王德真, 王艳辉. 大气压介质阻挡丝状放电时空演化数值模拟. 物理学报, 2005, 54: 4808–4815]
- Zhang Y T, Wang D Z, Kong M G. Complex dynamic behaviors of nonequilibrium atmospheric dielectric-barrier discharges. *J Appl Phys*, 2006, 100: 063304
- Kulikovskii A A. The structure of streamers in N_2 . I. Fast method of space-charge dominated plasma simulation. *J Phys D-Appl Phys*, 1994, 27: 2556–2563
- Xu Y G, Zhu S, Tang J, et al. Characterization and mechanism studies of argon dielectric barrier discharge excited by a Gaussian voltage at atmospheric pressure (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2016, 46: 115201 [徐永刚, 朱莎, 汤洁, 等. 高斯电压驱动大气压氩气介质阻挡放电的特性研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2016, 46: 115201]
- Park J, Henins I, Herrmann H W, et al. Discharge phenomena of an atmospheric pressure radio-frequency capacitive plasma source. *J Appl Phys*, 2001, 89: 20–28
- Yuan X H, Raja L L. Computational study of capacitively coupled high-pressure glow discharges in helium. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2003, 31: 495–503
- Balcon N, Hagelaar G, Boeuf J P. Numerical model of an argon atmospheric pressure RF discharge. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2008, 36: 2782–2787
- Liu D W, Iza F, Kong M G. Electron heating in radio-frequency capacitively coupled atmospheric-pressure plasmas. *Appl Phys Lett*, 2008, 93: 261503
- Shi J J, Kong M G. Mechanisms of the α and γ modes in radio-frequency atmospheric glow discharges. *J Appl Phys*, 2005, 97: 023306
- Yang X, Moravej M, Nowling G R, et al. Comparison of an atmospheric pressure, radio-frequency discharge operating in the α and γ modes. *Plasma Sources Sci T*, 2005, 14: 314–320

- 20 Zhang Y T, Li Q Q, Lou J, et al. The characteristics of atmospheric radio frequency discharges with frequency increasing at a constant power density. *Appl Phys Lett*, 2010, 97: 141504
- 21 Boisvert J S, Margot J, Massines F. Transitions between various diffuse discharge modes in atmospheric-pressure helium in the medium-frequency range. *J Phys D-Appl Phys*, 2016, 49: 325201
- 22 Boisvert J S, Margot J, Massines F. Transitions of an atmospheric-pressure diffuse dielectric barrier discharge in helium for frequencies increasing from kHz to MHz. *Plasma Sources Sci T*, 2017, 26: 035004
- 23 Chabert P, Braithwaite N. *Physics of Radio-Frequency Plasmas*. Cambridge: Cambridge University Press, 2011
- 24 Zhang Y T, Shang W L. The recovery of glow-plasma structure in atmospheric radio frequency microplasmas at very small gaps. *Phys Plasmas*, 2011, 18: 110701
- 25 Zhang Y T, Liu Y, Liu B. On peak current in atmospheric pulse-modulation microwave discharges by the PIC-MCC model. *Plasma Sci Technol*, 2017, 19: 085402
- 26 Hemke T, Eremin D, Mussenbrock T, et al. Ionization by bulk heating of electrons in capacitive radio frequency atmospheric pressure microplasmas. *Plasma Sources Sci T*, 2013, 22: 015012, arXiv: 1208.6519
- 27 Eremin D, Hemke T, Mussenbrock T. Nonlocal behavior of the excitation rate in highly collisional RF discharges. *Plasma Sources Sci T*, 2015, 24: 044004
- 28 Killer C, Bandelow G, Matyash K, et al. Observation of Ω mode electron heating in dusty argon radio frequency discharges. *Phys Plasmas*, 2013, 20: 083704
- 29 Zhang Y T, Cui S Y. Frequency effects on the electron density and α - γ mode transition in atmospheric radio frequency discharges. *Phys Plasmas*, 2011, 18: 083509
- 30 Levko D, Raja L L. Electron kinetics in atmospheric-pressure argon and nitrogen microwave microdischarges. *J Appl Phys*, 2016, 119: 163303

Numerical study on discharge modes in atmospheric dielectric barrier discharges and their transition excited by the medium frequencies

ZHANG YuanTao* & LIU Yu

School of Electrical Engineering, Shandong University, Jinan 250061, China

The recent experimental observation shows that in the medium frequency range (300 kHz–3 MHz), there are two discharge modes, namely the Ω mode and hybrid mode. In this paper, a fluid model is explored to study the characteristics of these two discharge modes and their transitions. The numerical data indicate in the Ω mode the conduction current density is very low and the plasmas are mainly generated in the central region of gas gap, while the Ohmic heating takes place at the same region. For the hybrid mode, the ion density is very high in the sheath region, and the electrons are accelerated and produced in the sheath region, which are very similar to the characters of glow discharges in the low frequency region; meanwhile, a bulk plasma region with very high density is also formed in the center of gas gap, which is characterized by the α mode in the high frequency range. The mode transition among the glow discharge mode, hybrid mode and α mode is also investigated by varying the excitation frequency but with a fixed applied voltage. This simulation will deepen the understanding of mode transition in atmospheric discharges controlled by dielectric barriers for the whole excitation frequency range.

dielectric barrier discharge, medium frequency range, Ω mode, hybrid mode, Ohmic heating, fluid simulation

PACS: 52.80.Pi, 52.65.Kj, 52.25.-b

doi: 10.1360/SSPMA2017-00172