

脉冲调制条件下介质阻挡特高频放电特性的数值模拟

高书涵 王绪成 张远涛

Numerical study on discharge characteristics in ultra-high frequency band modulated by pulses with electrodes covered by barriers

Gao Shu-Han Wang Xu-Cheng Zhang Yuan-Tao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 115204 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20191853

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191853>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

大气压介质阻挡辉光放电脉冲的阴极位降区特性及其影响因素的数值仿真

Simulations of the cathode falling characteristics and its influence factors in atmospheric pressure dielectric barrier glow discharge pulse

物理学报. 2017, 66(2): 025203 <https://doi.org/10.7498/aps.66.025203>

大气压氦气介质阻挡放电单多柱演化动力学

Evolutionary Dynamics of Single-Multiple Columns in Atmospheric Helium Dielectric Barrier Discharge

物理学报. 优先发表 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200473>

大气压甲烷针-板放电等离子体中粒子密度和反应路径的数值模拟

Numerical simulation on particle density and reaction pathways in methane needle-plane discharge plasma at atmospheric pressure

物理学报. 2018, 67(8): 085202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172192>

大气压管板结构纳秒脉冲放电中时域X射线研究

Properties of temporal X-ray in nanosecond-pulse discharges with a tube-to-plane gap at atmospheric pressure

物理学报. 2017, 66(10): 105204 <https://doi.org/10.7498/aps.66.105204>

亚大气压六相交流电弧放电等离子体射流特性数值模拟

Numerical modelling for characteristics of the meso-pressure six-phase alternative current arc discharge plasma jet

物理学报. 2018, 67(5): 055201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172557>

脉冲调制条件下介质阻挡特高频放电特性的数值模拟*

高书涵 王绪成 张远涛†

(山东大学电气工程学院, 济南 250061)

(2019年12月6日收到; 2020年3月5日收到修改稿)

大气压条件下, 引入脉冲调制是一种有效地提高射频放电稳定性的方法. 已有的研究表明, 当电源频率提高到甚高频乃至特高频频段的时候, 在脉冲调制条件下射频放电会表现出新的放电现象与放电规律. 本文借助于流体模型, 研究了当电源频率提高至 500 MHz, 脉冲调制条件下介质阻挡放电的放电特性. 数值计算表明, 在电压开启的第一个周期内的正负半周期会各出现一次大电流放电的现象, 瞬时阳极鞘层的电场结构及介质表面电荷对该现象的产生具有重要影响; 并深入研究了占空比、调制频率与电压调制比对该大电流脉冲的影响, 以及大电流脉冲在放电从脉冲调制状态过渡到连续状态逐渐消失的过程. 本研究将对深入理解脉冲调制参数对介质阻挡放电的影响起到积极作用.

关键词: 大气压放电, 介质阻挡放电, 流体模拟, 脉冲调制, 鞘层电场

PACS: 52.80.Pi, 51.50.+v, 52.65.-y

DOI: 10.7498/aps.69.20191853

1 引言

近十年来, 大气压射频辉光放电成为了国际上放电等离子体研究领域的热点之一^[1-7], 该种形式的放电无需昂贵的真空装置, 可以实现流水线式的连续作业, 且能产生大体积均匀稳定的低温等离子体, 展现出巨大的应用前景, 甚至还催生了等离子体医学这样的新兴学科^[8-11]. 在大气压条件下, 气体中的碰撞非常频繁 (在皮秒范围内), 带电粒子的平均自由程非常短 (几十纳米范围内), 放电过程的演化比较剧烈, 非常容易出现不稳定的放电, 气体加热现象也比较严重, 而且随着气体温度的升高, 放电模式较容易发生变化^[12-17]. 引入脉冲调制, 将射频放电从连续转化为不连续的放电, 在一定程度上可以解决该问题^[18,19]. 同时, 可以引入占空比、调制频率和电压调制比等新的控制参数, 这样可以

更好地优化与调控放电过程^[12,18-21].

当将电源频率提高到甚高频乃至特高频频段时, 引入脉冲调制机制, 这时放电会出现不同于通常射频 (13.56 MHz) 放电的新现象, 比如在电压开启的第一个周期内会出现一次大电流放电现象^[17,22], 即电压开启期间的第一个周期的放电电流峰值远远大于其稳定后的电流脉冲幅值; 并且基于粒子模拟的结果可知, 该过程同时会出现具有 50 eV 左右电子能量的高能电子^[17], 这就意味着该类型放电具有潜在的巨大应用价值, 比如这些高能电子有可能打开某些化学键, 这样为大气压等离子体在医学领域的应用带来极大的便利^[23-26].

但是, 当在电极上覆盖介质后, 脉冲调制是否对介质阻挡放电有重要的影响还没有深入研究^[27]. 一般来说, 当电源频率增加至甚高频乃至特高频频段的时候, 基于传统的放电理论, 很多放电现象与极板表面是否覆盖介质已经关系不大, 因为快速变

* 国家自然科学基金 (批准号: 11375107, 11675095) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ytzhang@sdu.edu.cn

化的电场导致放电空间的带电粒子很难到达极板表面, 绝大多数带电粒子被束缚在放电空间内 [3,4,28,29]. 但是已有的实验与计算研究表明, 介质的引入还是能够有效调控射频放电过程, 比如调控放电模式的转换等 [30–32]. 因此当引入脉冲调制之后, 在甚高频乃至特高频频段下, 介质阻挡放电是否呈现出新的特点还需要进一步深入的研究.

2 计算模型介绍

本文采用流体模型来实现对于大气压脉冲调制射频放电的数值模拟. 流体模型通过数值求解带电粒子的连续性方程、动量方程、能量方程, 并耦合泊松方程, 具有较高的计算效率, 其直接得到的电流、电压、电子温度等宏观参量也便于同实验结果直接比较 [3,4,33]. 在大气压放电的流体模型中, 粒子的产生与消失可以由连续性方程给出, 其动量方程在大气压下可由扩散漂移近似方程代替. 一般说来, 描述大气压射频放电的主要方程如下 [18,34,35]:

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

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

$$j_e(x,t) = -\mu_e E(x,t)n_e(x,t) - D_e \frac{\partial n_e(x,t)}{\partial x}, \quad (3)$$

$$j_i(x,t) = \mu_i E(x,t)n_i(x,t) - D_i \frac{\partial n_i(x,t)}{\partial x}, \quad (4)$$

其中 $n_e(x,t)$, $n_i(x,t)$ 和 $S(x,t)$ 分别代表电子密度、离子密度和源项; $j_e(x,t)$ 和 $j_i(x,t)$ 分别代表电子流和离子流量; μ_e 和 μ_i 分别是电子和离子迁移率; D_e 和 D_i 分别是电子和离子的扩散系数; $E(x,t)$ 表示极板之间的电场, 此电场由泊松方程决定:

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial t} = \frac{e}{\varepsilon_0} \rho(x,t), \quad (5)$$

(5) 式中, e 表示基本电荷; ε_0 是真空介电常数; ρ 表示放电区域的空间电荷.

放电空间的总电流密度 $I(t)$, 可以通过如下的电流平衡方程来计算:

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E(x,t)}{\partial t} = I(t) - I_g(x,t), \quad (6)$$

其中 $I_g(x,t)$ 是放电间隙中的传导电流.

为了得到电子温度, 电子能量方程也需要自洽地求解,

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} k_B n_e(x,t) T_e(x,t) \right) \\ &= - \frac{\partial q_e(x,t)}{\partial x} - e j_e(x,t) E(x,t) \\ & \quad - \sum k_t n_e(x,t) T_t H_t \\ & \quad - 3k_B \frac{m_e}{m_d} (T_e(x,t) - T_g(x,t)) \bar{v}_e, \end{aligned} \quad (7)$$

其中 k_B , $n_e(x,t)$ 和 $T_e(x,t)$ 分别是玻尔兹曼常数、电子密度和电子温度; k_t 代表反应速率; H_t 表示非弹性碰撞的阈值能量, 其相应的值可以从文献 [34] 中得到; $T_g(x,t)$ 是气体温度; \bar{v}_e 是电子和背景气体的碰撞频率, m_e , m_d 分别为电子和离子质量. 另外, $q_e(x,t)$ 是电子能量通量, 可以由 (8) 式给出

$$q_e(x,t) = \frac{5}{2} j_e(x,t) k_B T_e(x,t) - \eta_e(x,t) \frac{\partial T_e(x,t)}{\partial x}. \quad (8)$$

(8) 式中, $\eta_e(x,t)$ 可以被表示为

$$\eta_e(x,t) = \frac{5}{2} k_B D_e n_e(x,t). \quad (9)$$

放电所施加的脉冲调制电压形式由如下的分段函数给出, 电压幅值在电压开启阶段 (记为 P_{on}) 和关断阶段 (记为 P_{off}) 具有不同的取值,

$$V(t) = \begin{cases} V_0 \sin(2\pi ft), & t \in P_{on}, \\ rV_0 \sin(2\pi ft), & t \in P_{off}, \end{cases} \quad (10)$$

其中 V_0 为电压幅值; r 为电压调制比, 即电压关断期间与电压开启期间电压幅值的比值, 其取值范围为 0—1, 当 r 取值为 0 时, 则在电压关断期间完全没有施加外加电压, 也是常用脉冲调制放电的方式, 而当 $r = 1$ 时, 则放电为通常的连续放电形式.

本文所使用的介质阻挡放电模型中, 放电间隙为 0.05 cm, 介质板的厚度为 0.03 cm. 射频频率固定为 500 MHz, 该频率已经处于特高频频段. 实际上研究表明 [22], 当放电频率提高至几百兆赫兹后, 脉冲调制放电中出现的大电流脉冲现象会变得极为显著, 因此在本文的研究中放电频率取为 500 MHz. 模拟中所使用的气体为纯氦气, 其中所考虑的化学反应及反应系数均来自文献 [34], 二次电子发射作为重要的边界条件在模拟中应加以考虑, 为简化计算, 这里二次电子发射系数取为 0.03, 同时电子、离子及其他亚稳态粒子的初始密度取为 $1.0 \times 10^8 / \text{cm}^3$, 在一定范围内, 初始粒子密度的取值对最终计算结果并没有影响. 本文所采用的计算程序的有效性已经通过与实验数据的对比得到了验证 [3,4].

由于介质的引入,在电压开启期间的第一个周期内,如图1所示,可以看到在正负半周期内均出现了一次大电流脉冲现象,也就是出现“双电流脉冲”现象,这与裸电极条件下只在电压正半周期出现一个大电流脉冲的放电现象是不同的^[22-24].同时,由图1可知,正半周期的大电流脉冲幅值达到了 23.4 A/cm^2 ,而负半周期的大电流脉冲幅值为 23.1 A/cm^2 ,即正半周期大电流幅值比负半周期稍大一点.而随着外加电压的持续施加,放电稳定后的电流脉冲正负半周期幅值相等,均为 19.2 A/cm^2 .而且,由于在裸电极条件下大电流脉冲中会同时产生大量的高能电子^[22,23],考虑类似的机理,这些高能电子应该也会在介质阻挡放电中出现,而且会在正负半周期各产生一次,这就使得该类型的放电具有较大的应用优势与潜力.然而,考虑到本文所使用的流体模拟是基于局域场近似的,此处并不深入分析双电流脉冲的产生机理及高能电子的产生过程(高能电子的问题将另文基于粒子模拟进行讨论),而是更多地关注双电流脉冲随放电参数的演化过程,这也更能充分体现流体模型计算速度快、遍历参数范围大且计算曲线光滑等优势.

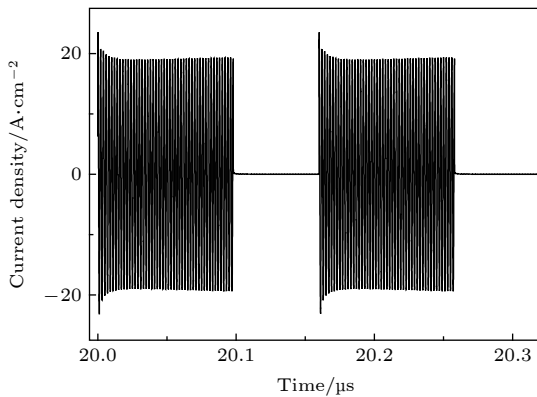


图1 调制频率为 6.25 MHz ,电压为 800 V ,占空比为 60% 时脉冲调制的介质阻挡电流脉冲波形

Fig. 1. Temple evolution of current densities in DBDs with a modulation frequency of 6.25 MHz , voltage amplitude of 800 V and duty cycle of 60% .

3 结果分析与讨论

双电流脉冲的出现是脉冲调制条件下高频介质阻挡放电的相对独特的放电现象,如何调控与优化该大电流脉冲,深入分析其内在机理并加以应用是需要深入考虑的问题.一般说来,占空比与调制频率是脉冲调制放电的常用控制参数,而调节电压

调制比(电压关断期间的电压幅值与电压开启期间的电压幅值之比)则有助于更为深入地分析电压关断期间的等离子体分布是如何影响电压开启期间的放电现象的.在本节中,基于数值计算的结果,将针对上述控制参数对双电流脉冲的影响加以讨论,明确优化该电流脉冲的最佳放电参数范围.

3.1 占空比的影响

在给定调制频率条件下,随着占空比的逐渐增加,电压开启时间越来越长,相应的电压关断时间越来越短,乃至当占空比为 100% 的时候放电将逐步转化为通常的连续性放电.为保证数值模拟结果稳定性的同时,能够更明显地观察双电流脉冲现象,本节将射频电压幅值设定为 800 V ,调制频率设定为 6.25 MHz ,电压调制比为 0 .图2分别给出了占空比为 10% , 30% , 50% , 70% , 90% 及 100% 的情况下的脉冲调制电流密度波形.此时一个脉冲调制周期持续 160 ns ,含射频周期数约 80 个.在调制频率不变的情况下增加占空比,从图2中可以直观地看出电压开启期间的射频周期数明显增加.占空比为 30% 时,电压开启期间的射频周期数约为 24 个,电压关断时间为 112 ns ,双电流脉冲的正峰值达到了 21.6 A/cm^2 ,而稳定后的电流脉冲峰值为 18.8 A/cm^2 ,两者差值为 2.8 A/cm^2 .占空比为 70% 时,电压开启期间的射频周期数为 56 个,电压关断时间为 48 ns ,双电流脉冲的正峰值达到了 23.6 A/cm^2 ,而稳定后的电流脉冲峰值为 19.3 A/cm^2 ,两者差值为 4.3 A/cm^2 .从图2整体上来看,双电流脉冲峰值与稳定后的电流幅值相比差值是比较大的,而且随着占空比的逐渐增大,双电流脉冲峰值与稳定后电流脉冲峰值的差值的变化规律也是比较复杂的,基于计算数据,将其变化规律总结在图3中.

图3详细给出了双电流脉冲正负峰值及稳定后的电流脉冲峰值随占空比的变化曲线.由图3可知,随着占空比的增加,双电流脉冲的正峰值总体呈现出先增大后减小的趋势,并且大约在占空比为 70% 时达到最大值,该值接近 23.6 A/cm^2 .而双电流脉冲的负峰值与正峰值的变化趋势相同,只是负半周期的电流密度幅值略微小一些.稳定之后的电流脉冲峰值随着占空比的增加而逐渐增大,最后在占空比达到 100% (即放电连续)时电流脉冲峰值接近 20.2 A/cm^2 ,与双电流脉冲的正负峰值重合.

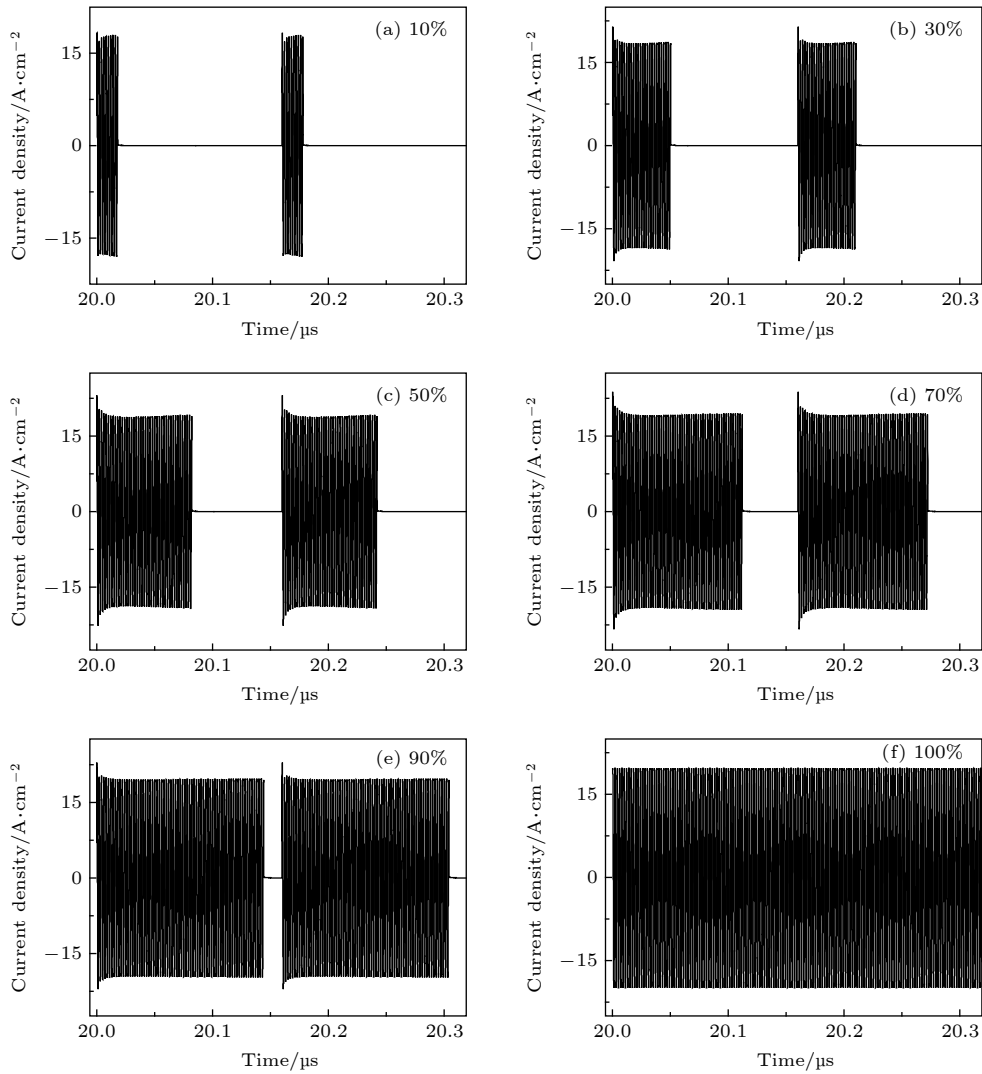


图 2 调制频率为 6.25 MHz, 电压为 800 V 时, 占空比从 10% 到 100% 的脉冲调制电流密度波形

Fig. 2. Temporal evolution of current densities at a given modulation frequency of 6.25 MHz and voltage amplitude of 800 V for various duty cycles from 10% to 100%.

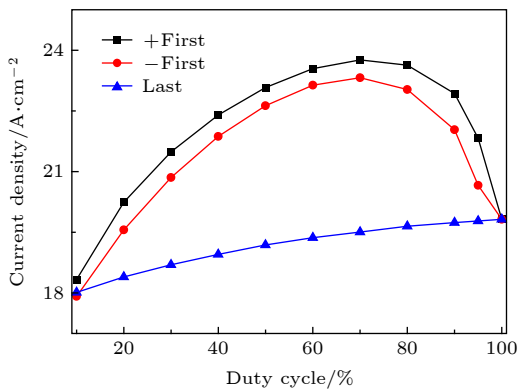


图 3 双电流脉冲正负峰值及稳定后的电流脉冲峰值随占空比的变化曲线

Fig. 3. Peak values of current densities as a function of duty cycle at a given modulation frequency and voltage amplitude.

为了进一步分析说明上述变化趋势出现的内在机理, 图 4 给出了第一个电压周期的正半周期电流峰值时刻的电场强度空间分布情况, 图 5 给出了相同时刻的电子与离子密度空间分布, 其中两图均为左侧为瞬时阳极, 右侧为瞬时阴极. 其中的放电条件中固定电压为 800 V, 调制频率为 6.25 MHz, 调节占空比从 10%—100%. 由图 4 可以看出, 当占空比为 100%, 即为连续放电的时候, 阳极与阴极电场方向为异号, 其中阳极和阴极附近的电场强度分别突变为 -38 kV/cm 和 75 kV/cm , 电场的空间分布为正常的射频放电情况下的电场分布, 这已经有了较为充分的讨论^[2-4]. 当占空比小于 100% 时, 电场分布规律基本一致, 均是在阴极和阳极附近出现相同极性的电场, 这与占空比为 100% 的情况是

完全不同的. 阴极鞘层电场的最大值在 40 kV/cm 左右, 而阳极的电场数值较小, 最大在 17.5 kV/cm 左右, 但是已经能比较明显地在阳极附近再次加速电子进而形成较大的放电电流, 并能提高电子能量形成一定数量的高能电子.

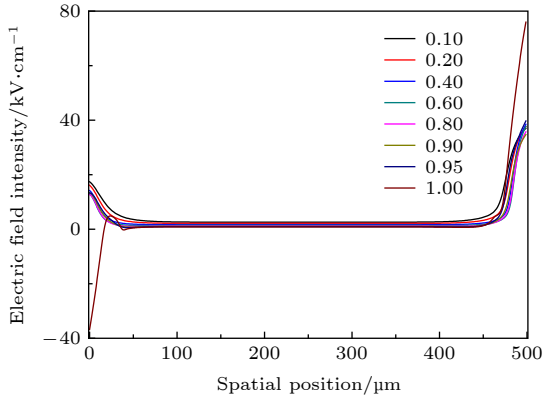


图 4 正电流脉冲峰值时刻电场强度的空间分布随占空比的变化

Fig. 4. Spatial distribution of electric fields at the moment when the positive current density reaches the top value for various duty cycles.

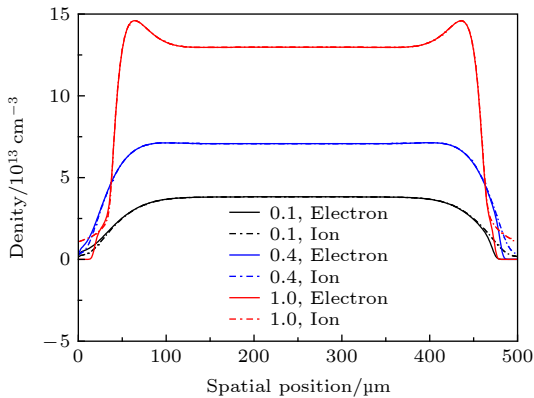


图 5 正电流脉冲峰值时刻电子密度 (实线) 与离子密度 (虚线) 随占空比的变化曲线

Fig. 5. Spatial profiles of electron density (solid line) and ion density (dash line) at the instant when the positive current density reaches the peak value for various duty cycles.

一般说来, 当电压关闭后, 等离子体在放电空间主要以扩散运动为主, 特别是在极板表面附近, 由于电子运动的较快, 离子运动的较慢, 最终形成相对稳定的双极扩散运动, 极板前面存在正离子区域以形成双极电场. 当电压开启后, 就阳极附近而言, 一般情况下, 随着电压的升高, 大量电子在电场的作用下到达极板并离开放电空间, 阳极附近形成较高密度的正离子区域, 从而在阳极附近形成较

强的与外加电场反向的电场, 在电压连续施加的情况下也是这样, 如图 5 中的占空比为 100% 的情况. 然而, 如果外加电压变化较快, 比如电源频率为 500 MHz, 由于外加电压在极短时间内上升到较大的数值, 导致在发生击穿的时候, 阳极极板附近的电子还没有完全响应电场的变化, 依旧有大量电子停留在极板附近, 如图 5 中占空比为 0.1 和 0.4 的情况, 从而在阳极与电子区域之间形成较强的正电场, 如图 4 所示.

图 5 描述了正脉冲峰值时刻电子密度与离子密度的空间分布. 由图 5 可知, 电子与离子的密度空间变化规律基本一致, 仅在极板鞘层附近的分布有明显的差别. 在占空比小于 100% (即放电仍为不连续) 时, 随着占空比的逐渐增大, 介质板附近的等离子体鞘层区宽度基本不变, 阳极鞘层宽度约为 110 μm , 阴极鞘层宽度约为 125 μm (结合图 4). 而电子密度与离子密度均逐步增大, 在介质板之间的放电空间内, 电子密度和离子密度均从 $3.8 \times 10^{13} / \text{cm}^3$ (占空比为 10%) 升高至 $7.1 \times 10^{13} / \text{cm}^3$ (占空比为 40%). 而在占空比达到 100% 时, 电子密度与离子密度在介质板之间的空间内继续增大, 均达到了 $1.3 \times 10^{14} / \text{cm}^3$. 但是在介质板附近的鞘层区却呈现出了减小的趋势, 这与图 4 中鞘层的变化趋势大体一致. 此时介质板附近离子密度要大于电子密度, 两者的密度梯度差随占空比的变化决定了图 4 中的电场分布变化.

当然, 结合电场 (图 4) 与密度 (图 5) 的分布, 也可以更好地理解图 3 中电流密度的变化, 简单地说电流密度正比于电场与等离子体密度的乘积, 图 4 可以看出阳极鞘层的电场是逐渐减弱的, 而与此同时图 5 表明等离子体密度是逐渐增加的. 随着占空比的增加, 电子密度的增加对电流的贡献较大, 大电流脉冲逐渐上升, 而另一方面当阳极电场减弱到一定程度时, 虽然粒子密度依旧增大, 但是电流值已不再增加, 逐渐下降.

到了外加电压的负半周期, 两极板电压极性反转, 特别是沉积在介质表面的壁电荷产生的电场比较显著, 可以影响放电空间中, 特别是介质板附近的电场, 这也是介质阻挡放电的重要特性 [5,35]. 如图 6 所示, 当占空比为 100% 的时候, 电场的分布类似于正常的射频放电的电场分布, 并且其分布情况与正半周期除了阴极与阳极反转之外也完全相同. 但是当占空比小于 100% 的时候, 电场的分布

呈现出新的特点,主要体现在阳极附近(图6右侧),从左至右先出现与阴极同向的电场,该电场主要是由于离子区域的存在与表面电荷共同作用的结果,这个电场将可以有效地再次加速电子;然后是与阴极反向的电场,其中阳极附近的电子区域起了重要作用.

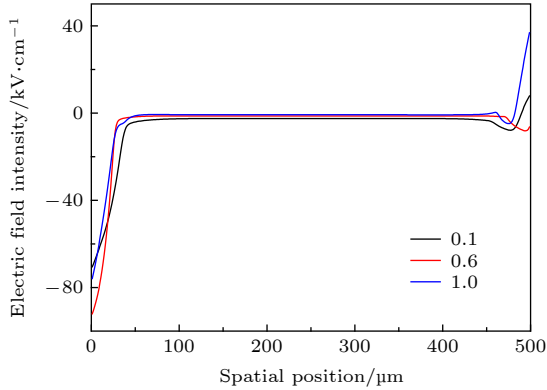


图6 负电流脉冲峰值时刻电场强度的空间分布随占空比的变化

Fig. 6. Spatial distribution of the electric fields at the moment when the negative current density reaches the top value for various duty cycles.

同时可以看到,此时在阴极附近的电场值得到了极大的增强,要明显大于上半周期的数值,这显然是表面电荷极大地增强了极板表面的电场,这也体现了介质阻挡放电的特点.

可以概括地说,电压开启前的剩余等离子体密度空间分布以及由此引起的电场的空间分布,是影响电压开启后放电行为的重要因素.如果电源频率非常高,即电压变化非常快,放电空间的剩余等离子体来不及响应外加电场的变化(如图5所示),放电时阴极与阳极均会有较高的正电场(如图4),从而在电压开启后第一个周期形成较大的电流密度脉冲.

3.2 调制频率的影响

调制频率对放电也有重要的影响,在给定占空比的情况下,提高调制频率意味着电压关断时间与开启时间均缩短.图7给出了占空比为60%且外施电压峰值为600 V时,改变脉冲调制频率(从6.25 MHz开始逐步增加至50 MHz为止)所得到的电流密度脉冲波形图.当调制频率较低的时候,比如6.25 MHz,如图7(a)所示,电压开启期间与关断期间的时间都相对较长,在电压开启期间施加

的电压周期数较多,达到了48个电压周期,产生的等离子体密度也较高,同时较长的电压关断时间也能使等离子体的空间输运过程比较充分.当调制频率较高的时候,电压开启时间与关断时间均较短,如图7(f)所示,当调制频率为50 MHz的时候,在电压开启期间仅有6个电压周期,电压关断时间也非常短,仅为8 ns.由图7可知,随着脉冲调制频率的增大,双电流脉冲的正负峰值均渐渐减小,而稳定后的电流脉冲峰值几乎不变.当脉冲频率达到较高的50 MHz的时候,双电流脉冲现象几乎消失.

图8是通过采集图7各个图像中双电流脉冲的正负峰值及稳定后的电流脉冲峰值得出的电流脉冲峰值变化曲线.随着调制频率的增加,双电流脉冲的正峰值从16.1 A/cm²减小至13.6 A/cm²,负峰值从15.4 A/cm²减小至13.3 A/cm²,两者均呈现单调减小的趋势,而稳定后的电流脉冲峰值始终保持在13.5 A/cm²左右.这意味着当调制频率大于25 MHz后,负半周期的电流脉冲峰值已经小于稳定后的电流峰值了.

从计算结果可以得出,调制频率的增加不会影响稳定后的电流脉冲峰值,但是对于双电流脉冲的正负峰值有较大影响.主要原因在于随着脉冲调制频率的增加,一个脉冲调制周期的时间越来越短,由于放电稳定后的电流基本不变,而电压关断时间的变短,却会影响电压关断期间带电粒子的运动(主要以扩散运动为主),这就不可避免地影响了下一次电压开启前空间电场的分布,进而影响电压开启后第一个电压周期的放电电流.

3.3 电压调制比的影响

通过逐渐增加电压调制比,即逐渐增加电压关断期间内的电压幅值,从另一角度实现了非连续性放电向连续性放电的转化过程,有利于更好地从理论上分析电压关断期间的等离子体输运过程,特别是其最终的空间分布对后继放电行为的影响.

图9表示电压固定为800 V,调制频率固定为6.25 MHz,电压调制比从0(对应电压为0 V)上升到1.0(对应电压为800 V)情况下脉冲调制电流密度波形.从图9中可以直观地看到,随着电压调制比的逐渐增大,电压开启与关断期间的电压差值在逐渐缩小.在电压开启期间稳定后的电流脉冲峰值大小基本维持在19.5 A/cm²左右,这也是电压调制比为1.0,即完全连续放电的情况下(图9(f))

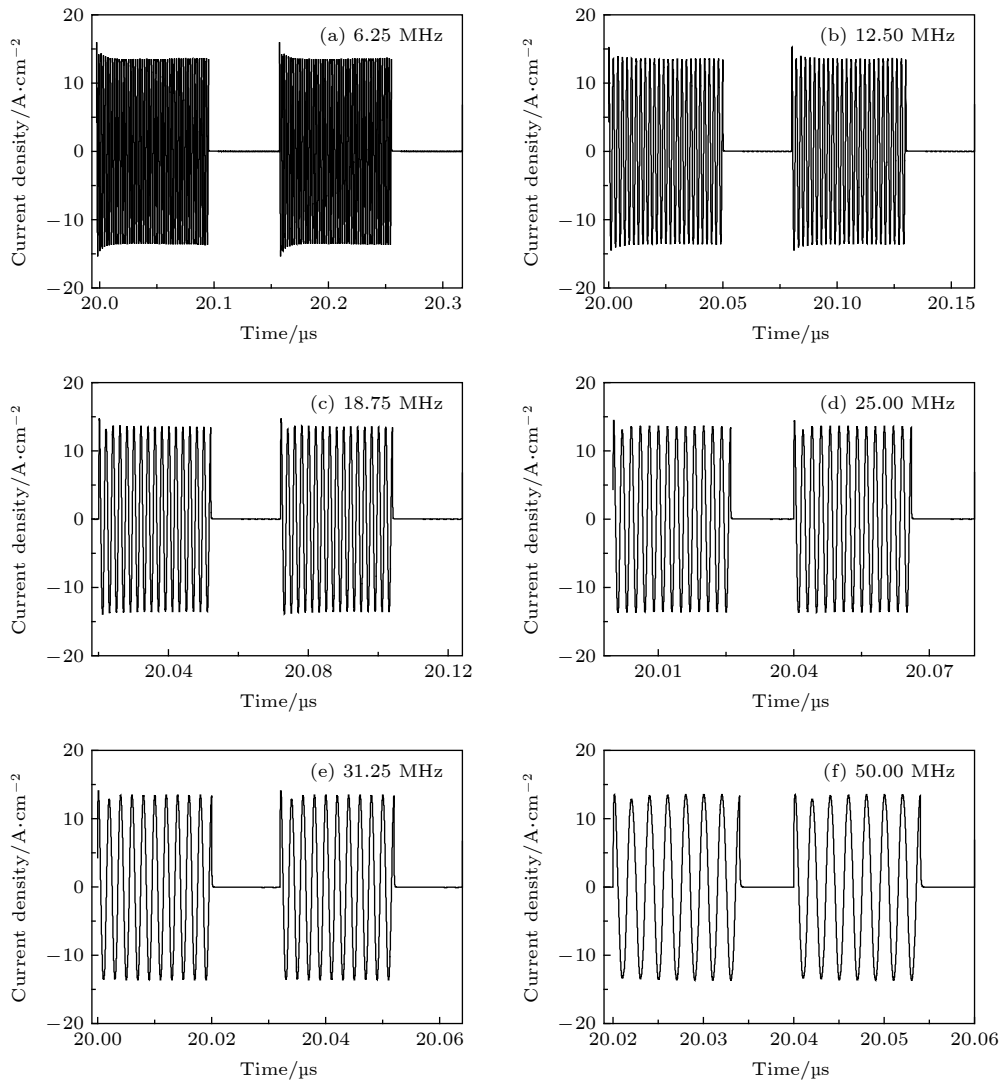


图 7 电压为 600 V, 占空比为 60% 时, 调制频率从 6.25 MHz 到 50 MHz 的脉冲调制电流密度波形

Fig. 7. Temporal evolution of current densities at a given voltage amplitude of 600 V and duty cycle of 60% for various modulation frequencies from 6.25 MHz to 50 MHz.

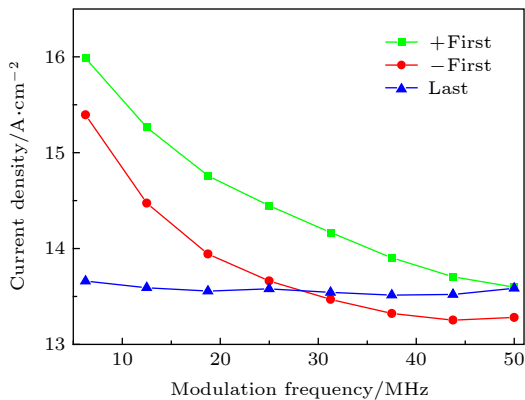


图 8 电压为 800 V, 占空比为 60% 时, 双电流脉冲正负峰值及稳定后的电流脉冲峰值随调制频率的变化曲线

Fig. 8. Peak values of current densities as a function of modulation frequency at a given applied voltage of 800 V and duty cycle of 60%.

的放电电流值. 而双电流脉冲的大小却受电压调制比的影响较大, 这点从图 10 中也可以看出.

图 10 通过采集图 9 各个图像中双电流脉冲的正负峰值及稳定后的电流脉冲峰值得到了电流脉冲峰值的变化曲线. 从图 10 中可以看出, 双电流脉冲正负峰值的最大值出现在电压调制比为 0 时, 且正负电流脉冲峰值均达到 23.1 A/cm^2 以上. 随着电压调制比的增加, 双电流脉冲幅值先逐渐减小, 甚至在电压调制比为 0.35 左右后小于稳定后的电流脉冲峰值, 在电压调制比为 0.6 左右达到最小值 18.5 A/cm^2 , 然后逐渐增加, 直到电压调制比为 1.0 时, 各电流值趋于一致, 达到 19.8 A/cm^2 .

从计算结果可以看出, 电压调制比的增加对于稳定后的电流脉冲峰值几乎没有影响, 对电压开启

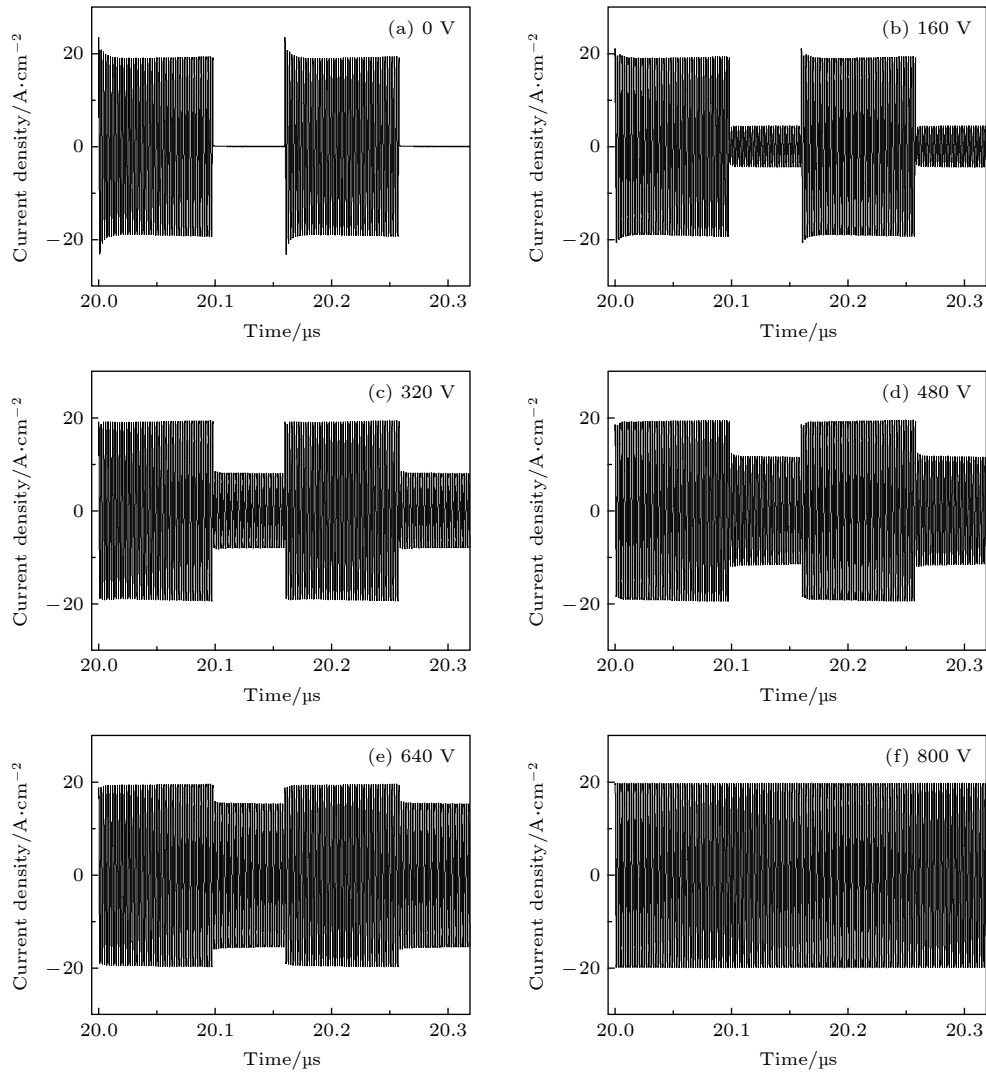


图 9 调制频率为 6.25 MHz, 电压为 800 V 时, 电压调制比从 0 (对应电压为 0) 到 1.0 (对应电压为 800 V) 的脉冲调制电流密度波形
 Fig. 9. Temporal evolutions of current densities at a given modulation frequency of 6.25 MHz and voltage amplitude of 800 V for various voltage modulated rates from 0 to 1.0.

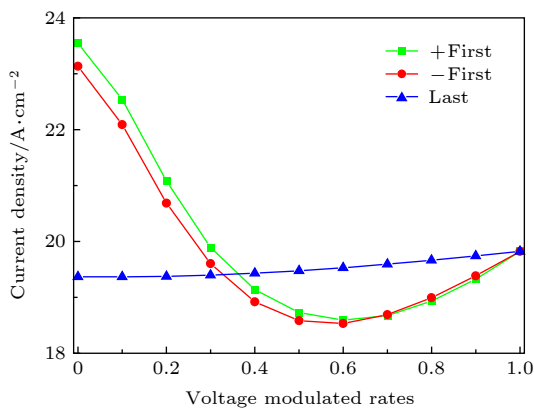


图 10 调制频率为 6.25 MHz, 电压为 800 V 时, 双电流脉冲正负峰值及稳定后的电流脉冲峰值随电压调制比的变化曲线
 Fig. 10. Peak values of current densities as a function of voltage modulated rates at a given modulate frequency of 6.25 MHz and voltage amplitude of 800 V.

后第一个周期产生的双电流脉冲有较大影响. 其主要原因在于, 随着电压调制比的增加, 电压关断期间的外施电压幅值逐渐升高, 此时施加的外加电场可以有效调控电压关断期间等离子体的空间分布, 导致在电压开启前无法在阳极附近形成较强的正电场 (如图 4 所示), 这样在电压开启后也就无法形成显著的大电流脉冲现象 (大电流脉冲逐渐下降). 甚至随着电压调制比的逐渐增大, 在电压开启前阳极附近逐渐形成类似于连续放电的负电场, 大电流脉冲现象不再出现, 且由于此时外加电压较小, 导致电压开启后放电形成的电流也比较小. 而随着电压调制比的进一步增大, 电压开启后形成的电流也逐渐增大, 直至当电压调制比为 1 的时候, 电压关断与电压开启期间形成统一的放电电流密度值.

4 结 论

研究表明,在大气压射频放电中引入脉冲调制可以有效提高放电的稳定性,但是脉冲调制在高频乃至特高频放电中所起的作用仍需要深入研究.本文借助于流体模型,研究了当电源频率为 500 MHz 时,脉冲调制条件下的介质阻挡放电的特性.计算数据表明,电压开启的第一个电压周期的正负半周期内,会各出现一次较大电流脉冲,其幅值明显大于稳定后的放电电流,其瞬时阳极的电场分布对产生大电流脉冲具有重要作用.基于计算结果可得知,随着占空比的增加,出现在正负半周期的电流脉冲幅值先增加,并均在占空比为 70% 左右达到最大值,然后逐渐下降,直至放电连续的情况下该电流脉冲消失.一般说来,大电流脉冲会出现在射频频率比较高而调制频率较低的情况下(比如本文中的射频频率为 500 MHz,而调制频率低于 50 MHz),且该大电流脉冲的正负峰值均会随着调制频率的升高而逐渐降低.数值模拟还表明,随着电压开启期间电压调制比的不断增加,出现在第一个电压周期的正负半周期的大电流脉冲逐渐减小,直至放电连续的情况下完全消失.本文的研究将有助于深化对脉冲调制放电过程的认识,并加深对内在放电机理的理解,进而提出优化脉冲调制放电等离子体产生的放电条件.

参考文献

- [1] Park J, Henins I, Herrmann H W, Selwyn G S 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 15
- [2] Iza F, Kim G J, Lee S M, Lee J K, Walsh J L, Zhang Y T, Kong M G 2008 *Plasma Processes Polym.* **5** 322
- [3] Walsh J L, Zhang Y T, Iza F, Kong M G 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 221505
- [4] Zhang Y T, Li Q Q, Lou J, Li Q M 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 141504
- [5] Massines F, Rabelhi A, Decomps P, Gadri R B, Ségur P, Mayoux C 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 2950
- [6] Lou J, Zhang Y T T 2013 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **41** 274
- [7] Balcon N, Hagelaar G J M, Boeuf J P 2008 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 2782
- [8] Fridman G, Friedman G, Gutsol A, Shekhter A B, Vasilets V N, Fridman A 2008 *Plasma Processes Polym.* **5** 503
- [9] Laroussi M 2005 *Plasma Processes Polym.* **2** 391
- [10] Sousa J S, Niemi K, Cox L J, Algwari Q T, Gans T, O'connell D 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 123302
- [11] Waskoenig J, Niemi K, Knake N, Graham L M, Reuter S, Schulz-von der Gathen V, Gans T 2010 *Plasma Sources Sci. Technol.* **19** 045018
- [12] Zhang Y T, Chi Y Y, He J 2014 *Plasma Processes Polym.* **11** 639
- [13] Moravej M, Babayan S E, Nowling G R, Yang X, Hicks R F 2004 *Plasma Sources Sci. Technol.* **13** 8
- [14] Boeuf J P, Pitchford L C 2005 *J. Appl. Phys.* **97** 103307
- [15] Farouk T, Farouk B, Gutsol A, Fridman A 2008 *Plasma Sources Sci. Technol.* **17** 035015
- [16] Zhang Y T, He J 2013 *Phys. Plasmas* **20** 013502
- [17] Kwon H C, Jung S Y, Kim H Y, Won I H, Lee J K 2014 *Phys. Plasmas* **21** 033511
- [18] He J, Hu J, Liu D W, Zhang Y T 2013 *Plasma Sources Sci. Technol.* **22** 035008
- [19] Huang X, Sun L Q, Bao Y, Zhang J, Shi J J 2011 *Phys. Plasmas* **18** 033503
- [20] Huo W G, Jian S J, Yao J, Ding Z F 2014 *Phys. Plasmas* **21** 053505
- [21] Hu J T, Liu X Y, Liu J H, Xiong Z L, Liu D W, Lu X P, Iza F, Kong M G 2012 *Phys. Plasmas* **19** 063505
- [22] Zhang Y T, Liu Y, Liu B 2017 *Plasma Sci. Technol.* **19** 085402
- [23] Lee M U, Lee J K, Yun G S 2018 *Plasma Processes Polym.* **15** 1700124
- [24] Wang G, Kuang Y, Zhang Y T 2020 *Plasma Sci. Technol.* **22** 015404
- [25] Liu X Y, Hu J T, Liu J H, Xiong Z L, Liu D W, Lu X P, Shi J J 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 043705
- [26] Leins M, Kopecki J, Gaiser S, Schulz A, Walker M, Schumacher U, Stroth U, Hirth T 2014 *Contrib. Plasma Phys.* **54** 14
- [27] Wang Y H, Wang D Z 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1694 (in Chinese) [王艳辉, 王德真 2003 物理学报 **52** 1694]
- [28] Zhang Y T, Wang D Z, Wang Y H 2005 *Phys. Plasmas* **12** 103508
- [29] Xu X J, Zhu D C 1996 *Discharge Physics of Gas* (Shanghai: Fudan University Press) p277 (in Chinese) [徐学基, 诸定昌 1996 气体放电物理 (上海: 复旦大学出版社) 第277页]
- [30] Zhang Y T, Wang D Z, Wang Y H 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4808 (in Chinese) [张远涛, 王德真, 王艳辉 2005 物理学报 **54** 4808]
- [31] Lee D, Park J M, Hong S H, Kim Y 2005 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33** 949
- [32] Zhang Y, Gu B A, Peng X W, Wang D Z, Wang W C 2008 *Thin Solid Films* **516** 7547
- [33] Lee H W, Park G Y, Seo Y S, Im Y H, Shim S B, Lee H J 2011 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** 053001
- [34] Yuan X H, Raja L L 2003 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 495
- [35] Zhang Y T, Wang D Z, Kong M G 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 063304

Numerical study on discharge characteristics in ultra-high frequency band modulated by pulses with electrodes covered by barriers^{*}

Gao Shu-Han Wang Xu-Cheng Zhang Yuan-Tao[†]

(*School of Electrical Engineering, Shandong University, Jinan 250061, China*)

(Received 6 December 2019; revised manuscript received 5 March 2020)

Abstract

Pulse-modulated discharge is an effective way to improve the stability of radio-frequency (rf) discharges. Previous studies have shown that with the power frequency increasing to the ultra-high frequency (UHF) band, the introduction of pulse modulation in rf discharges will bring about new discharge behaviors. In this paper, the fluid model is adopted to numerically investigate the new discharge characteristics in dielectric barrier discharges (DBDs) with the rf frequency larger than 500 MHz. A very large current peak occurs in the first positive and negative half cycle during the power-on phase, respectively. The spatial structure of electric field is given to further understand the underpinning physics of the large current peaks. Furthermore, the effects of duty cycle, modulation frequency and voltage modulation rates on the large current peaks are examined based on the computational data. This numerical study will deepen the understanding of DBDs modulated by pulses in the UHF band.

Keywords: atmospheric plasmas, dielectric barrier discharge, fluid model, pulse modulation, sheath structure

PACS: 52.80.Pi, 51.50.+v, 52.65.-y

DOI: [10.7498/aps.69.20191853](https://doi.org/10.7498/aps.69.20191853)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11375107, 11675095).

[†] Corresponding author. E-mail: ytzhang@sdu.edu.cn