

# 交流激励下的锯齿环状表面介质阻挡放电特性

徐海笑, 姜 慧, 杨永杰, 龚子羿, 杨 帆

(输变电装备技术全国重点实验室(重庆大学电气工程学院), 重庆 400044)

**摘 要:** 为探究高压电极形状对环状表面介质阻挡放电特性和气动激励的影响, 设计了一种锯齿环状激励器并研究了交流电源激励下锯齿数量对电流波形、放电图像、功率、推力和流场的影响。研究表明: 增加锯齿后电压上升期间的电流脉冲数增多, 这与锯齿极不均匀的电场与暴露电极长度的增加有关; 平均功率与电压近似线性关系且功率随锯齿数增加逐渐降低。锯齿的存在使环状电极内边缘放电通道更加集中, 较为密集的锯齿结构有助于改善放电的均匀性。锯齿环状表面介质阻挡放电以更低的功率产生更大面积的等离子体, 锯齿数等于 12 时等离子体分布的对称性达到最优。相邻锯齿外电场的抵消作用抑制了微放电的产生, 外电场分布决定了放电面积的增长。锯齿结构增大了环状激励器的推力和推功比, 推力的增加与电流脉冲数和平均功率有关。流场在水平方向的分布随锯齿数增加逐渐变窄, 放电产生的动量在垂直方向上更加集中。

**关键词:** 表面介质阻挡放电; 锯齿电极; 微放电; 放电面积; 推力

## Sawtooth Annular Surface Dielectric Barrier Discharge Characteristics Under High Frequency Alternating Current Power

XU Haixiao, JIANG Hui, YANG Yongjie, GONG Ziyi, YANG Fan

(State Key Laboratory of Power Transmission Equipment Technology, School of Electrical Engineering, Chongqing University, Chongqing 400044, China)

**Abstract:** In order to investigate the influences of the high-voltage electrode shape on the annular surface dielectric barrier discharge characteristics and aerodynamic excitation, a sawtooth annular actuator was designed in this paper, and the influences of sawtooth number on current waveforms, discharge images, discharge power, thrust and flow field under alternating current power were investigated. The research results show that the number of current pulses during the voltage rise period increases after increasing the sawtooth, which is related to the electric field distribution of sawtooth and the increase of exposed electrode length. The average power and voltage have an approximately linear relationship and the average power decreases gradually as the number of sawtooth increases. The existence of sawtooth results in the concentration of discharge channels at the inner edge of the electrode, and the relatively dense sawtooth structure design helps to improve the uniformity of discharge. The sawtooth annular surface dielectric barrier discharge produces a larger area of plasma at lower power, and the symmetry of the plasma distribution reaches the best when the number of sawtooth is equal to 12. The cancellation effect of the external electric fields of adjacent sawtooth results in the suppression of micro-discharge formation. The external electric field distribution determines the growth of the discharge area. The sawtooth structure increases the thrust and thrust-to-power ratio of the annular actuator. The increase in thrust is related to the number of current pulses and the average power. The horizontal distribution of the flow field gradually narrows as the number of sawtooth increases, and the momentum generated by the discharge is more concentrated in the vertical direction.

**Key words:** surface dielectric barrier discharge; sawtooth electrode; micro-discharge; discharge area; thrust

## 0 引言

减小飞机的飞行阻力在航空工程中备受关注, 主动流动控制技术可以调整流动控制策略以适应不同的飞行条件, 在减少燃油消耗和提高飞行安全性

方面有重要的工程价值<sup>[1-2]</sup>。表面介质阻挡放电(surface dielectric barrier discharge, SDBD)产生的等离子体可以调控周围的流场, 与壁面吹吸和展向壁面振荡技术相比具有结构简单、重量轻、响应时间短、安装灵活的优点<sup>[3]</sup>。

现阶段表面介质阻挡放电的减阻研究以条状非对称结构为主, 由于单个激励器作用范围较小, 研究通常将多个激励器组合成阵列结构以提高减阻

基金资助项目: 国家自然科学基金(52377135); 国家重点研发计划(2021YFB2401700)。

Project supported by National Natural Science Foundation of China (52377135), National Key R&D Program of China (2021YFB2401700).

能力。受边缘效应限制条状激励器的布局较为单一,对于复杂的流场难以实现最佳控制效果<sup>[4-5]</sup>。Jia 的研究表明相同条件下流向布置的阵列相较于展向布置控制效果明显更弱<sup>[6]</sup>。Thomas 发现当来流方向和激励器阵列之间存在  $5^\circ$  的夹角时激励器的减阻效率从 46% 降低至 36%<sup>[7]</sup>。为此有学者提出了环状电极结构并展开了相关研究<sup>[8]</sup>, 环状激励器闭合的高压电极避免了边缘效应, 相互独立的激励器可实现更灵活的布局。环状 SDBD 因形成垂直方向上合成射流的特点在流动控制领域受到关注, Neretti 等人发现条状 SDBD 的最大合成射流高度约为 40 mm 而同条件下环状 SDBD 的合成射流高度可达 60 mm, 诱导气流速度和合成射流高度随半径增加而增大并在 30 mm 处达到峰值<sup>[9]</sup>。姜慧等人的研究表明环状 SDBD 的合成射流高度可达 90 mm 以上<sup>[10-11]</sup>。在减阻方面, Meng 等人的研究表明环状 SDBD 在稳定和失速状态下分别减小 7% 和 3% 的阻力<sup>[12]</sup>。Zheng 等人发现改变占空比能显著影响环状 SDBD 诱导射流的形成从而提高减阻效率<sup>[13]</sup>。Yu 等人使用环状激励器阵列在最佳条件下减小了 17.72% 的阻力<sup>[14]</sup>。

现阶段激励器大多都采用光滑的电极边缘, 在长时间放电后存在局部不均匀放电现象, 复杂的流场则导致 SDBD 容易向丝状放电过渡<sup>[15]</sup>。为改善放电稳定性, 有学者将高压电极设计成锯齿、蛇形、方形等形状并开展研究<sup>[16]</sup>。Lilley 等人发现锯齿电极使放电通道固定产生于齿尖附近, 可在较小的制造缺陷、湿度及表面污染条件下放电<sup>[17]</sup>。Belan 等人的研究表明相同条件下锯齿 SDBD 的放电比条状 SDBD 更稳定<sup>[18]</sup>。Wang 等人发现锯齿 SDBD 的减阻效果和能量效率相较于条状 SDBD 分别提升了 35% 和 1.2%<sup>[19]</sup>。现有研究表明锯齿电极在结构设计上优于光滑电极边缘。现阶段锯齿电极设计只针对条状 SDBD 进行了优化研究, 关于高压电极形状对环状 SDBD 放电特性的影响尚未见讨论。本文在环状 SDBD 基础上将高压电极改为锯齿结构, 研究交流电源激励下电压和锯齿数量对环状 SDBD 的电流、放电图像、推力和流场的影响。

## 1 实验装置与测量系统

### 1.1 激励器结构

实验在大气压空气中进行, 基于印刷电路板 (printed circuit board, PCB) 加工定制的锯齿环状 SDBD 激励器结构如图 1 所示。激励器电极均采用

35  $\mu\text{m}$  厚的铜箔, 环状高压电极内半径  $r=10$  mm, 铜环宽度为 5 mm。电极内边缘凸起部分为边长 2.5 mm 的正三角形锯齿, 锯齿数用字母  $n$  表示。本文设计了 5 种环状电极, 对应锯齿数量分别为  $n=0$ 、6、8、12、24。阻挡介质为 1 mm 厚的 FR-4 环氧树脂板, 相对介电常数  $\epsilon_r=4.2$ 。地电极为直径 20 mm 的圆形铜箔, 与高压电极铜环的水平间距为 0 mm, 锯齿与地电极重合, 使用热熔胶封装地电极侧防止放电产生。

### 1.2 实验测量系统

放电系统如图 2 所示, CTP-2000K 高频交流电源输出电压为 0~30 kV 可调, 电源频率为 5~20 kHz, 实验固定频率为 7 kHz。电压信号通过 Tek P6015A 高压探头采集, 电流信号通过 Pearson 4100 电流传感器采集, 放电的电压电流波形通过 Tek DPO 2024B 示波器记录保存。选取容值为 1 000 pF 的多层陶瓷电容 (multi-layer ceramic capacitor, MLCC) (C0G 材质, 耐压值为 2 kV) 接入电路测量功率。放电在暗室环境中进行, 通过数码相机 Canon EOS 5D Mark III 拍摄放电图像, 光圈为 F4.0, 感光度为 ISO1600, 曝光时间为 1 s。激励器产生的流场通过纹影仪和数码相机观测。

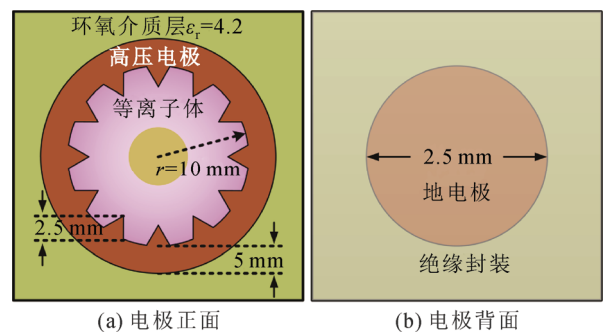


图 1 锯齿环状 SDBD 激励器示意图

Fig.1 Diagram of sawtooth annular SDBD actuator

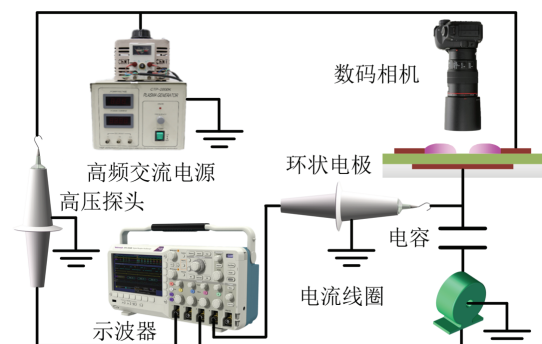


图 2 放电系统示意图

Fig.2 Diagram of discharge system

环状激励器的推力测量基于高精度电子天平(BSM-220.4)和搭建的力学杠杆实现, 推力测量系统如图3所示。天平量程为220 g, 精度为0.1 mg, 防风罩避免读数受外界环境影响, 托盘上方放有100 g砝码和滑块。力学杠杆包括平衡杠杆、滚珠轴承、支撑板和连接支架。平衡杠杆用于连接天平和激励器, 滚珠轴承用于减小摩擦力, 连接支架用于激励器的连接与位置调整。将砝码放置在平衡杆靠近天平的一侧, 调整滑块和支撑板的高度并经水平仪观察确保杠杆处于二力平衡状态, 此时天平读数等效为推力产生的重量。实验过程中天平的最后1位读数不稳定, 推力测量系统的准确度为0.01 mN。采用直径为0.2 mm的细铜丝连接激励器的高压电极与地电极。施加电压后激励器产生垂直方向上的诱导气流, 推力形成的反作用力使天平读数减小, 对施加电压前后天平读数作5次平均计算推力。

## 2 实验结果及分析

### 2.1 电压电流特性

#### 2.1.1 放电电流波形

电压幅值为8 kV时电流波形如图4所示, 放电集中发生在电压上升期间, 等离子体以正流注形式在介质表面传播, 1个放电周期结束后介质表面有正电荷积累<sup>[20]</sup>。电压上升期间放电电压逐渐由负极性转为正极性,  $n=0$ 时的电流波形因电压极性反分成波形1和波形2两部分, 如图4(a)所示。在电压负半周期表面正电荷的电场与外电场相互叠加促进了流注的形成。外加电压在上升过程中电压变化率逐渐增大, 流注在介质表面积累更多的正电荷进一步增强电场产生新流注。在电压正半周期表面正电荷削弱了外电场, 使得电压极性转换期间流注较难产生, 因此波形1和2之间的电流脉冲数量较少且幅值较低。随着电压幅值的增大电压变化率逐渐减小并在电压达到最大值后放电停止。由于 $n=0$ 时的电极边缘光滑电场均匀, 流注在相近时刻产生, 电压极性的转变对放电有较大影响。锯齿环状SDBD的电流波形如图4(b)—4(e)所示, 锯齿的极不均匀电场导致流注发生时刻更加分散, 两部分电流没有明显界限。

在电压下降期间,  $n=0$ 时波形存在数个电流幅值较大的负脉冲, 增加锯齿后电流脉冲非常密集且不存在幅值较大的负脉冲。负流注的产生与表面正电荷积累有关, Li等人认为表面正电荷积累对激励

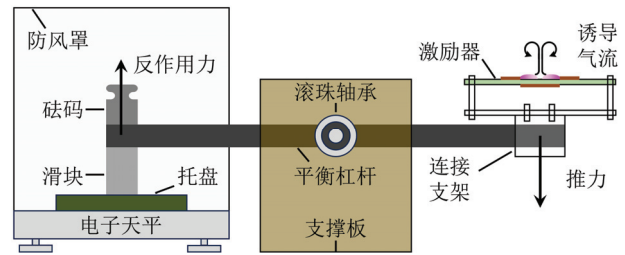


图3 推力测量系统示意图

Fig.3 Diagram of thrust measurement system

器推力的影响大于负电荷的积累, 推力随暴露电极直径的减小而增大的同时, 远离暴露电极的表面正电荷越少而靠近暴露电极的正电荷增加<sup>[21]</sup>。电流波形差异说明锯齿结构能更有效地中和介质表面积累的正电荷, 可能产生更大的推力。

#### 2.1.2 电流脉冲数

电压上升期间锯齿环状SDBD的电流脉冲数如图5所示, 增加锯齿后电流脉冲数明显增多。电流波形由一系列电流脉冲组成, 每个脉冲对应一定时间内发生的微放电, 电流脉冲数的增多表明产生更多微放电。锯齿电极的外电场分布极不均匀, 尖端部分电场更强, 最先产生微放电。微放电通常在气-固交界处先产生<sup>[22]</sup>, 增加锯齿后电极边缘的长度增大, 高压电极与介质表面接触长度的增加有助于形成更多的微放电。电流脉冲数随锯齿数增加而增多并在 $n=12$ 时达到最大, 锯齿数 $n=24$ 时电流脉冲数反而减少。微放电的产生与外电场密切相关, Moreau等人的研究表明锯齿尖端部分放电较强而相邻锯齿间部分的放电较弱, 放电强弱与锯齿外电场分布有关<sup>[23]</sup>。锯齿尖端部分的外电场沿环状电极径向方向向外发散, 锯齿数较少时相邻锯齿间存在较大的间距, 单个锯齿的外电场互不影响。随着锯齿数的增加相邻锯齿间距缩小、电场分布区域发生重叠, 外电场的相互抵消抑制了相邻锯齿间微放电的形成。锯齿数从0增加到12时相邻锯齿间均存在一定间距, 相邻锯齿外电场重叠区域较小、电场抵消作用不显著, 电流脉冲数随锯齿数增加而增多。锯齿数增加至 $n=24$ 时间距消失、电场相互抵消作用明显, 虽然此时电极总长度增加, 但外电场的减弱严重限制了微放电的产生, 电流脉冲数反而有所减少。

#### 2.1.3 放电功率

基于李萨如图形计算平均功率如图6所示, 锯齿环状SDBD的平均功率均随电压幅值的增加而增大且功率与电压呈近似线性关系。条状SDBD相关

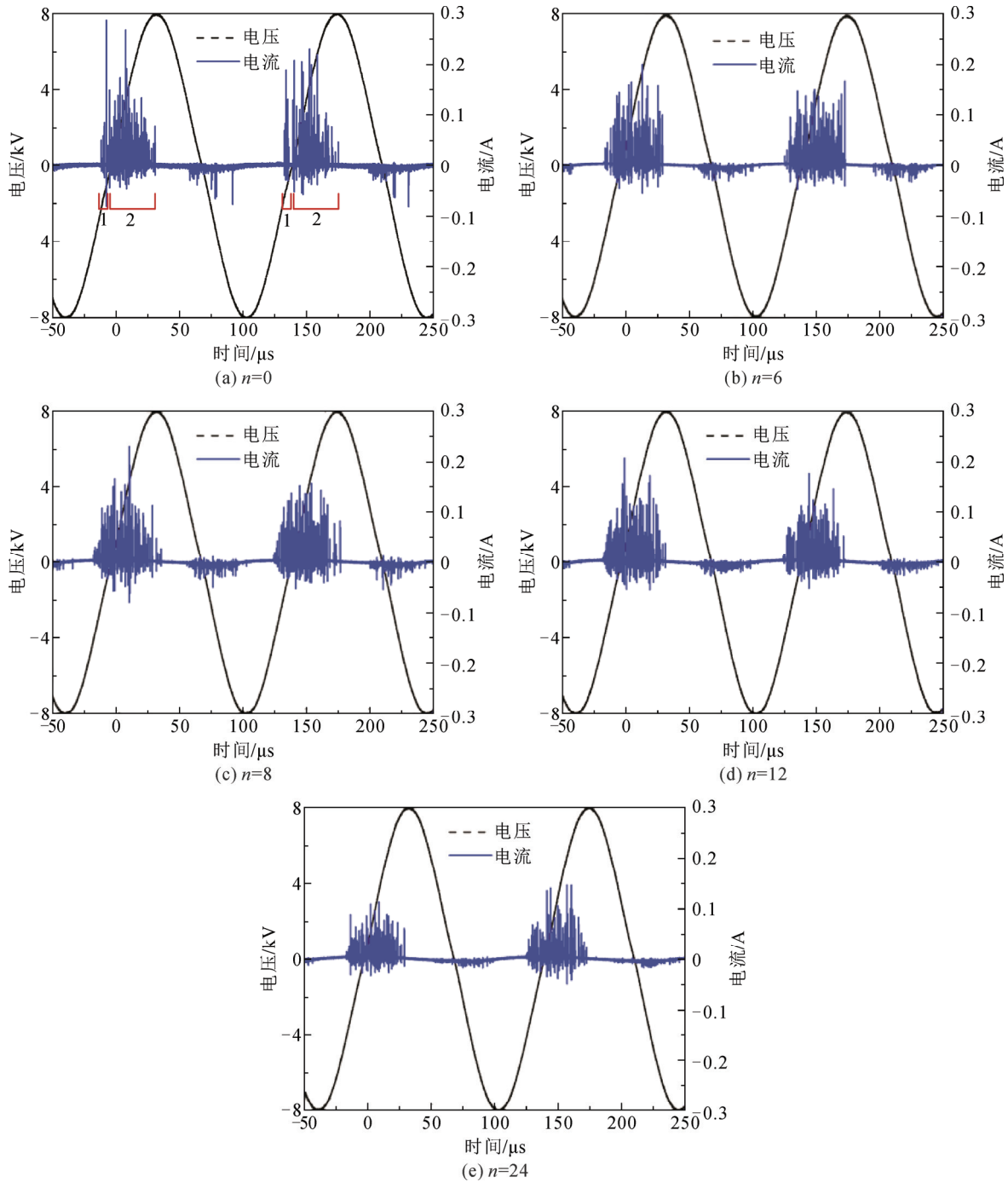


图4 不同锯齿数下的电流波形

Fig.4 Current waveforms under varying numbers of sawteeth

研究中增加锯齿后功率有所增加，且功率随电压增加而上升越来越迅速<sup>[24-25]</sup>，环状 SDBD 功率与电压的线性关系表明环状 SDBD 的能量输入相对较少，放电较弱。增加锯齿后功率曲线的斜率减小，且平均功率随锯齿数的增加逐渐降低。锯齿环状 SDBD 功率的降低表明锯齿环状结构进一步削弱了放电，放电随锯齿数的增加而减弱。环状 SDBD 各流注发展方向均指向环状电极中心，流注在传播过程中相

互靠近。流注头部正电荷产生库仑力使相邻流注间相互排斥<sup>[26]</sup>，多个流注同时存在时库仑力形成的合力与流注发展方向相反，抑制了流注的发展。库仑力大小与电荷量成正比，与距离成反比，电压越高则流注的传播距离越远。各流注相互靠近的同时单个流注头部的正电荷量增大，库仑力增大进一步抑制流注的发展从而限制了环状 SDBD 功率的上升。锯齿作为高压电极内边缘的凸起部分，流注与环状

电极中心的距离更近, 锯齿尖端放电增强的同时相邻流注库仑力的增大对流注发展的阻碍也更强。环状 SDBD 功率的缓慢增加表明放电过程中库仑力影响了放电的发展, 锯齿数量越多则库仑力对流注发展的阻碍作用越显著。 $n=0$  时平均功率随电压幅值增加而快速上升, 增加锯齿后功率变化缓慢, 电压幅值增加到 8~10 kV 时平均功率随锯齿数增加而逐渐减小。根据图 5 可知锯齿环状 SDBD 形成的微放电更多, 根据图 4 可知电流脉冲幅值随锯齿数增加呈现逐渐减小的趋势。功率的降低表明单个微放电的平均能量更低, 锯齿环状 SDBD 放电能量在时间上的分布更加分散, 有助于形成更稳定的放电。

## 2.2 放电图像特性

### 2.2.1 放电形貌

电压幅值为 8 kV 时锯齿环状 SDBD 的放电图像如图 7 所示。根据电流波形可知放电以正流注为主, 电压上升期间流注从高压电极产生并向地电极一侧延伸。由于粒子的漂移和扩散作用, 相邻放电通道在延伸过程中逐渐合并为等离子体薄层, 形成宏观上均匀稳定的弥散放电。 $n=0$  时电场分布均匀微放电在电极内边缘随机产生, 电极边缘局部存在少量离散通道但以弥散放电模式为主。锯齿环状电极各部分电场差异很大, 尖端附近电场集中而相互靠近的电极间电场相互抵消, 使得尖端的放电更强而其余部分放电较弱。环状电极内边缘的流注向电极中心延伸, 锯齿两侧的流注垂直于电极边缘, 锯齿尖端的流注则集中向外扩散。各部分流注发展方向存在一定的夹角, 流注相遇时因库仑力发生排斥形成不同的放电区域, 对应图 7 中的 A、B、C 3 个放电区。

图 7 中 A 区域对应环状电极边缘的放电, 电极边缘中点处的放电长度最大, 电极边缘与锯齿距离越近则放电的长度越短。增加锯齿后流注集中产生于数个位置相对固定的亮点处, 相邻放电通道间存在较大的距离且放电的不均匀程度增加。高频交流电源激励下相邻 2 个放电周期的时间间隔较短, 上一次放电会影响后续放电的发展。 $n=0$  时流注在电极边缘的分布较为均匀, 增加锯齿后放电通道的集中说明后续放电沿着先前放电的路径形成, 且 A 区域放电的“记忆效应”更显著。与  $n=0$  不同的是 A 区域的放电受到 B、C 区域放电的影响, 锯齿数从 6 增加到 12 时的 A 区域以及  $n=24$  时的 B 区域均存在放电通道集中现象。以上放电集中区域的共同点

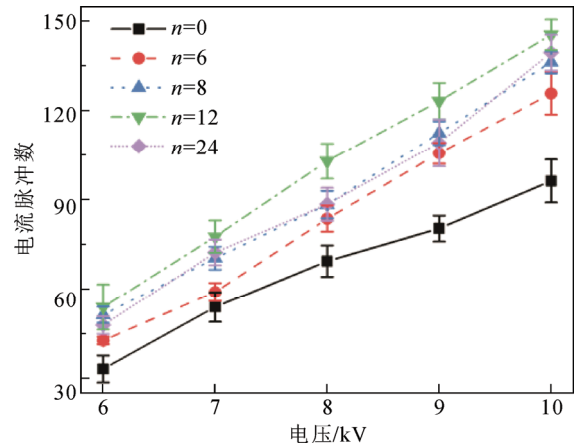


图 5 不同锯齿数下的电流脉冲数

Fig.5 Number of current pulses under varying numbers of sawteeth

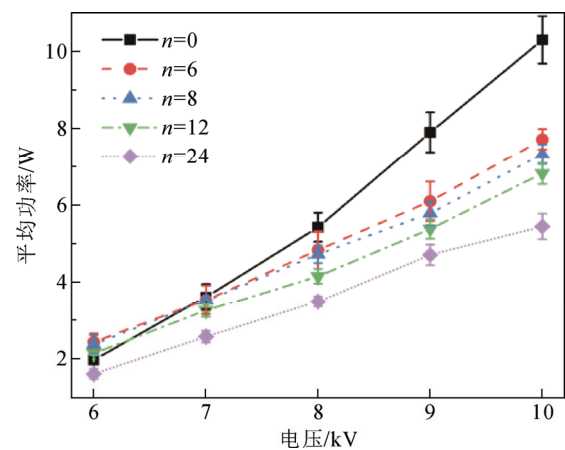


图 6 不同锯齿数下的平均功率

Fig.6 Average power under varying numbers of sawteeth

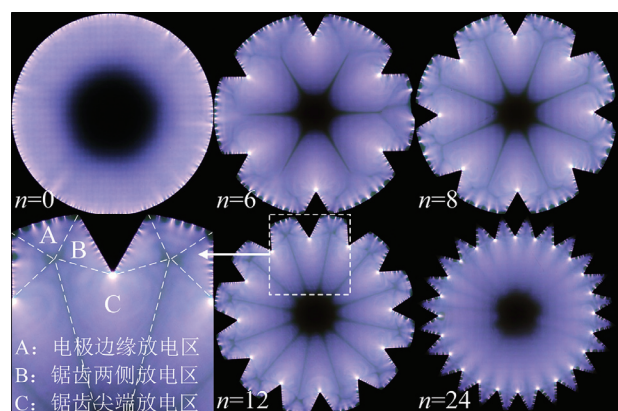


图 7 不同锯齿数下的放电图像

Fig.7 Discharge images under varying numbers of sawteeth

在于暴露电极边缘相互靠近形成半封闭的结构, 流注发展方向不同和库仑力的存在限制了等离子体在下游的扩散, 这可能增大空气中激发态粒子密度,

为后续流注的产生提供路径,新产生的流注又会增大路径中的激发态粒子密度。因此放电通道的集中与可能空气中更高的激发态粒子密度有关。 $n=0$  时相邻流注因库仑力相互排斥但流注的发展方向始终指向环状电极中心,等离子体在下游的扩散降低了暴露电极附近的激发态粒子密度,“记忆效应”并不显著、形成的放电也相对均匀。C 区域对应锯齿尖端的放电,等离子体亮度最高、放电最强。根据图 6 可知平均功率随锯齿数的增加而降低,锯齿数的增加使放电能量在空间上的分布更加分散。由于库仑力限制了流注向锯齿两侧的发展,锯齿尖端的等离子体在传播过程中变得狭长,同时相邻放电区域因库仑力作用形成明显的边界。随着锯齿数的增加相邻放电区域的边界逐渐变得模糊,锯齿数增加至  $n=24$  时相邻锯齿尖端的等离子体相互合并,放电形貌整体上类似弥散放电。考虑到锯齿环状电极内边缘存在放电通道集中现象,为改善放电均匀性,应选取锯齿较为密集的结构。

### 2.2.2 放电图像的灰度处理

放电面积和放电长度是等离子体图像特性的重要参数,当电极参数较多且结构相近时放电面积和放电长度难以通过肉眼观察进行比较,因此需要对放电区域进行准确的量化。现阶段 SDBD 图像处理仍以灰度化为主,并将大于灰度阈值的部分作为放电区域<sup>[27-28]</sup>。由于 SDBD 的电极形式多变,对放电图像灰度阈值的选取标准并不明确。本文通过分析不同曝光时间下放电图像的面积确定灰度阈值选取标准。以  $n=0$  为例,不同电压下放电图像的灰度分布曲线如图 8 所示,曝光时间为 1 s。所有直方图中均存在 1 个明显的灰度峰,大于灰度峰的部分图像亮度更高,小于灰度峰的部分图像的亮度则更低。结合图 7 可知 SDBD 放电最亮的中心部分面积很小,而外侧的等离子体亮度小于内侧,灰度峰的存在表明等离子体面积随着亮度的降低呈先增大后减小的趋势。随着灰度值的减小像素点数量也减小到极小值,当灰度继续减小时像素点数量反向增大的部分可视为背景噪声。因此可将像素点极小值对应的灰度值作为量化放电面积的灰度阈值。若相机参数合适,同一放电条件下不同曝光时间的放电面积应基本相等。

以  $n=0$  为例拍摄 1/30~1 s 共 16 个曝光时间下的放电图像,放电面积与灰度阈值的平方的统计结果分别如图 9(a)、9(b)所示。图 9(a)中在相同曝光时

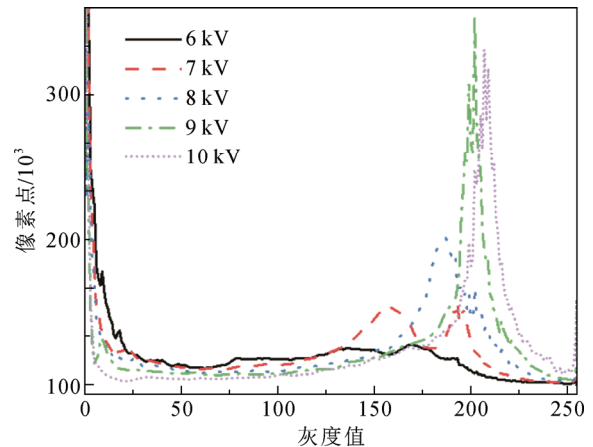
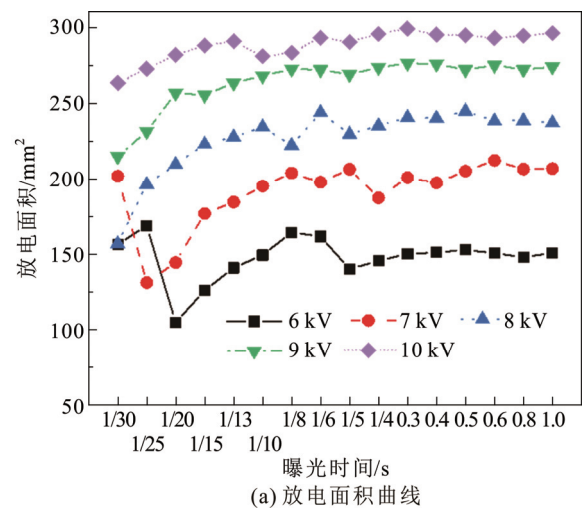
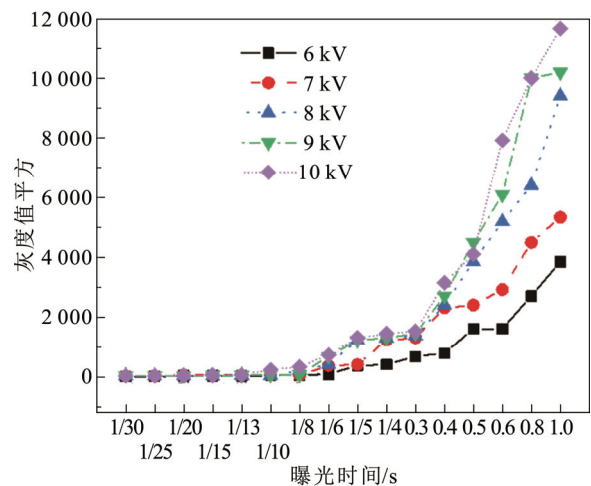


图 8 不同电压下的灰度分布曲线

Fig.8 Curves of gray level distribution under different voltages



(a) 放电面积曲线



(b) 灰度阈值平方曲线

图 9 不同曝光时间下放电面积与灰度阈值的平方

Fig.9 Discharge area and square of gray threshold value at different exposure time

间下外加电压越低则面积曲线的波动越大,随着电压幅值的增大,不同曝光时间下面积的偏差减小,

面积曲线趋于水平。相同电压下曝光时间越小则面积曲线的波动越大, 当曝光时间 $<1/6$  s时不同电压下的放电面积偏差显著增大。电压的降低和曝光时间的缩短导致放电图像的亮度降低。由于所选灰度阈值需要放电图像具有明显的亮度差异, 图像亮度的降低会影响灰度阈值选取的准确性, 进而导致面积统计偏差的增大。根据图 9(b)可知当曝光时间 $<1/6$  s时不同电压下的灰度阈值平方曲线趋于重叠, 亮度差异的减小导致不同电压下放电图像的灰度阈值不再随曝光时间减小而减小, 此时基于像素点极小值对应灰度值计算放电面积的可信度较低。因此该方法仅适用于曝光时间较长以及电压较高的放电图像, 本文中当放电图像曝光时间 $\geq 1/6$  s时认为放电面积的统计结果较为准确。

### 2.2.3 放电面积与放电长度

根据 2.2.2 节的结果选择  $1/6\sim 1$  s 共 9 个曝光时间的放电图像并做灰度化处理, 不同电极的放电面积如图 10 所示。较小的标准差证明所选曝光时间和灰度阈值在合理范围内。根据放电面积统计, 锯齿环状 SDBD 的最大放电长度如图 11 所示。由于锯齿环状 SDBD 的平均功率随锯齿数的增加而逐渐减小, 单个锯齿的放电减弱则对应的放电长度应当减小。放电长度的变化规律与根据功率曲线推测的结果一致, 放电面积与放电长度的统计结果证明了该灰度阈值计算方法的准确性, 该方法可用于不同电极结构表面介质阻挡放电图像的量化。随着电压幅值的增加,  $n=0$  的放电面积增长更迅速而锯齿环状 SDBD 的放电面积增长相对缓慢。放电面积的变化反映了流注的发展过程, 而外电场对流注的形成与传播有重要影响。正流注从暴露电极附近产生向地电极一侧延伸, 流注头部正电荷增强了前方的电场, 促进了流注的传播, 而外电场强度随着流注传播距离的增加而迅速减小。形成的流注越强则外电场强度越高, 流注的传播距离越远则形成的放电面积也越大。 $n=0$  时电极边缘各处的电场分布均匀, 形成的流注具有较为均匀的分布, 单个流注的电流密度较小, 流注头部的正电荷量也较低。电压幅值较低时流注传播距离很短、形成的放电面积也较小。随着电压幅值的增加, 单个流注电流密度增大的同时外电场强度也增大, 流注传播的距离增加形成更大面积的放电。

锯齿改变了环状电极的外电场分布, 尖端电场很高, 形成的流注具有更大的电流密度, 因此更容

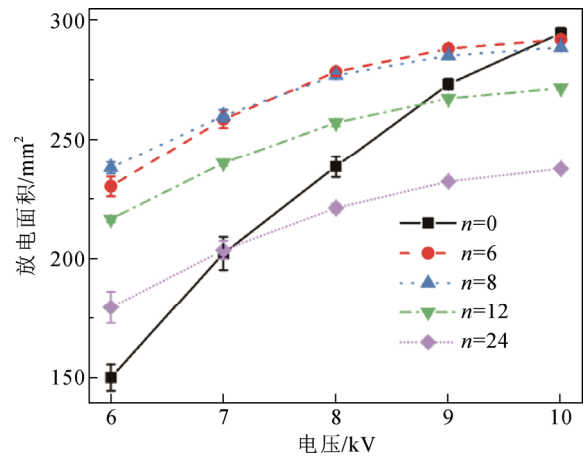


图 10 不同锯齿数下的放电面积

Fig.10 Discharge areas under varying numbers of sawteeth

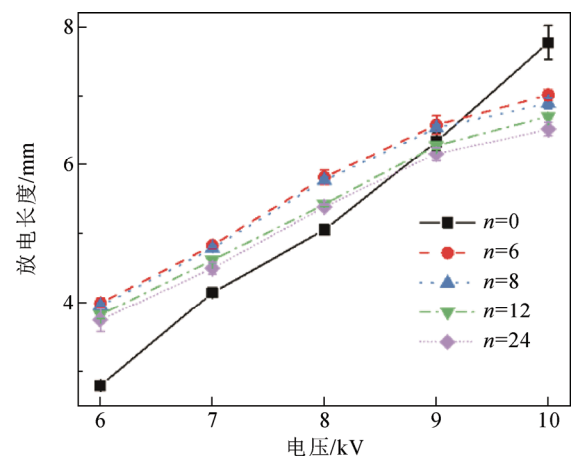


图 11 不同锯齿数下的最大放电长度

Fig.11 Maximum discharge lengths under varying numbers of sawteeth

易在介质表面传播, 这使得较低电压下锯齿环状 SDBD 有更大的放电面积。由于锯齿电极外电场分布极不均匀, 相同距离下外电场强度的下降速度大于光滑边缘。随电压幅值的增大外电场范围没有明显的增加, 流注的传播受到外电场分布的限制导致放电面积的增长较为缓慢。Lindner 等人的结果表明条状 SDBD 放电面积的增加取决于功率和电压的线性关系<sup>[29]</sup>。环状 SDBD 的功率与电压近似为线性关系, 而放电面积与电压近似为对数关系。由于放电通道间的库仑力抑制了流注的发展、削弱了环状 SDBD 的放电, 环状 SDBD 放电面积的变化规律与条状 SDBD 有较大差异。锯齿环状 SDBD 在较低电压下的放电面积更大, 随着电压增加、放电面积增加缓慢。考虑到环状 SDBD 平均功率与电压幅值的

线性关系, 锯齿环状 SDBD 能以相对低的功率产生更大面积的等离子体, 锯齿环状结构设计有利于降低 SDBD 的功耗。

为了便于观察放电均匀性随电压的变化, 将不同电压下的放电面积叠加得到锯齿环状 SDBD 的等离子体轮廓, 如图 12 所示。 $n=0$  时等离子体轮廓近似为 1 个不规则的圆环, 电极边缘各处放电并不均匀。理想状态下光滑的电极边缘电场分布均匀对称形成的放电更均匀, 实际上 SDBD 通常存在放电局部不均匀的现象, 仅通过调整电源激励产生均匀稳定的放电较为困难。微放电的随机性导致放电通道的位置并不固定, 电压幅值的增大增加了放电通道集中的可能, 随着电压的增大放电逐渐由弥散放电过渡到离散通道模式。电压幅值达到 10 kV 时放电区域变得极不规则, 局部丝状放电的形成降低了放电均匀性和稳定性。与  $n=0$  相比锯齿电极的放电不均匀程度增加, 但各部分等离子体有较为对称的分布。锯齿电极使放电通道集中在尖端附近, 改变锯齿间距能有效控制放电的发生位置, 有助于提高放电的稳定性。锯齿环状 SDBD 的等离子体轮廓随电压幅值的增加变得更加规则, 电压幅值达到 10 kV 时等离子体分布依然呈现出较好的对称性。可见锯齿环状 SDBD 避免了较高电压下不均匀放电的形成, 形成稳定放电的电压调整范围更大。随着锯齿数的增加等离子体分布更加对称, 放电均匀程度增加。锯齿数增加至  $n=12$  时等离子体分布的对称性达到最优, 锯齿数增加至  $n=24$  时等离子体的轮廓反而变得不规则。根据图 7 可知该条件下相邻锯齿的等离子体相互合并, 过于密集的锯齿结构反而降低了放电的稳定性。考虑到光滑电极边缘的放电易受各种因素影响, 相对密集的锯齿结构在增强放电的稳定性同时产生对称分布的等离子体, 提高放电的均匀性。

### 2.3 静电场仿真

基于 Maxwell 仿真软件建立锯齿环状激励器的三维静电场模型, 以空气击穿场强 30 kV/cm 为参考, 介质表面上方 0.1 mm 处沿径向方向的外电场曲线如图 13 所示, 其中  $l$  为从环状电极内边缘指向地电极中心的距离。图 13(a) 为相邻锯齿间电极内边缘中点沿径向方向的电场。随着距离的增加外电场强度急剧减小, 随着锯齿数的增加最大外电场强度减小而最小外电场强度增大, 外电场曲线趋于平缓。锯齿数从 0 增加到 12 时径向外电场曲线差异较小,

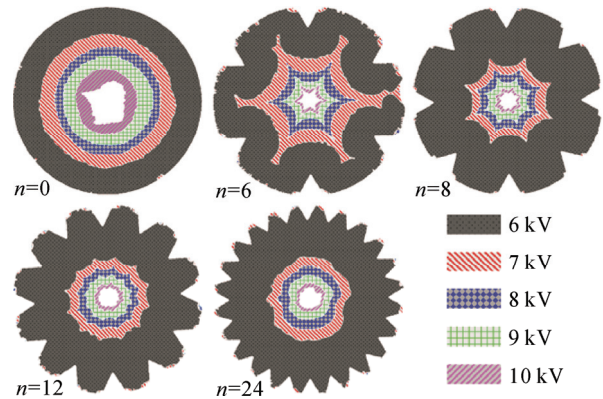


图 12 不同锯齿数下的等离子体轮廓

Fig. 12 Plasma outlines under varying numbers of sawteeth

锯齿数增加至  $n=24$  时最大外电场曲线发生明显变化, 靠近高压电极侧的外电场强度反而更低。锯齿电极间的外电场相互抵消削弱了高压电极附近的外电场。锯齿数增加缩短了相邻锯齿的间距, 外电场的抵消作用增强进一步削弱了外电场。电极内边缘径向外电场的仿真结果解释了电压上升期间电流脉冲数随锯齿数增加而先增多后减少的现象, 相邻锯齿间距过小引起的电场抵消作用是电流脉冲数减少的主要原因。锯齿数从 0 增加至 12 时外电场分布无明显变化, 电极各处微放电的产生受外电场的影响较小。此时锯齿数的增加延长了电极边缘, 有利于形成更多的微放电, 电流脉冲数随锯齿数增加而增多。锯齿数  $n=24$  时锯齿分布连续外电场强度下降明显, 部分高压电极边缘外电场减小至 30 kV/cm 以下, 在相同外加电压幅值下难以激发放电。此时增加锯齿延长了电极的边缘但部分电极边缘激发放电的难度较大, 电流脉冲数反而减少。平均功率的减小也说明外电场分布使放电减弱。图 13(b) 为锯齿尖端沿径向方向的外电场。锯齿尖端的最大外电场强度显著高于电极内边缘, 不同锯齿数的外电场曲线高度相符, 单个锯齿尖端的外电场强度不受锯齿数量的影响。随着距离的增加锯齿尖端外电场强度的下降速度更快, 这解释了不同电压下锯齿环状 SDBD 放电面积的差异。电压幅值较低时锯齿尖端的外电场强度很高, 更容易激发放电, 较大的场强范围形成的放电面积也较大。锯齿尖端外电场强度的迅速减小不利于外电场范围的增加, 随着电压幅值的增大, 外电场范围的缓慢增加限制了流注传播。 $n=0$  的外电场分布则相反, 外电场强度随距离的增加下降速度相对缓慢, 随着电压幅值的增加, 外电场范围显著增加并逐渐超过锯齿环状电极, 放电面

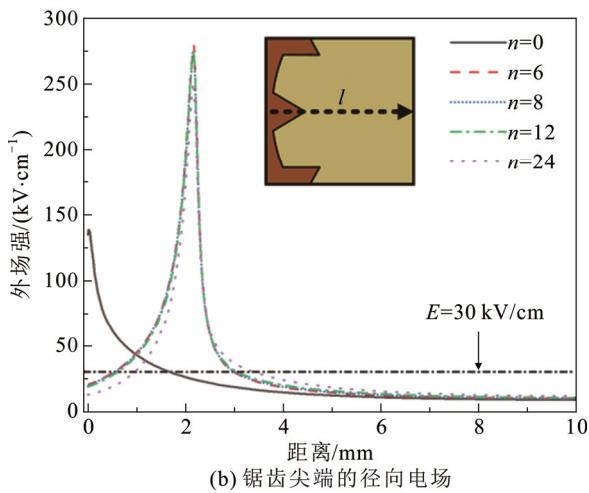
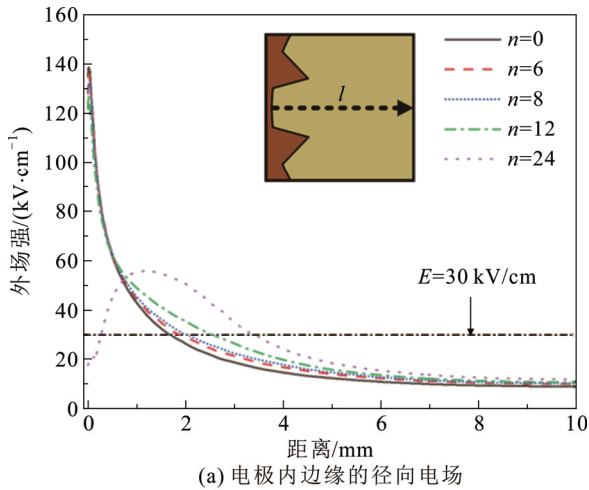


图 13 不同锯齿数下的外电场分布

Fig.13 External electric field distribution under varying numbers of sawteeth

积随电压幅值的增大而增长迅速。外电场仿真结果表明锯齿环状 SDBD 在较低电压下放电面积更大, 较高电压下的锯齿结构限制了放电面积的增加。

## 2.4 推力与流场分布

锯齿环状激励器的推力与推功比如图 14 所示。根据图 14(a)可知  $n=0$  时环状激励器产生的推力最小, 锯齿结构增大了激励器的推力, 且在电压较低时这种增益更加显著。推力增大的现象与 2.1.1 节中电压下降期间的电流对应, 锯齿环状激励器推力的增加与表面正电荷的中和有关。随着电压的增大, 推力随锯齿数的增加而减小, 但这种关系在 6 kV 时并不成立, 反而是  $n=12$  时产生的推力最大, 且  $n=8$  时的推力比  $n=6$  时略大, 推力有随锯齿数增加而增大的趋势。这说明在电压较低和较高时激励器推力增大的原因可能不同。

电压较低时电极各处的放电强弱差异较小, 等

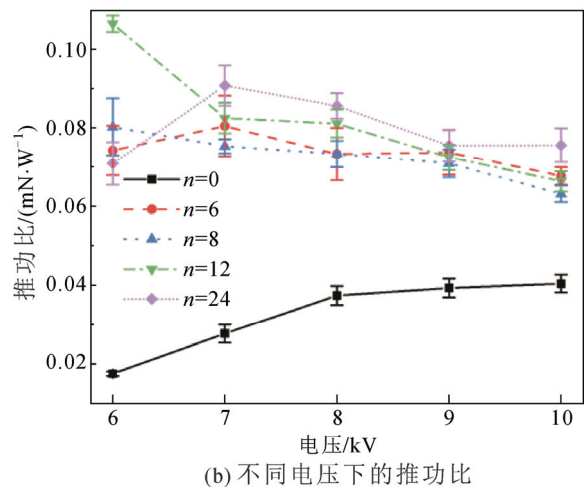
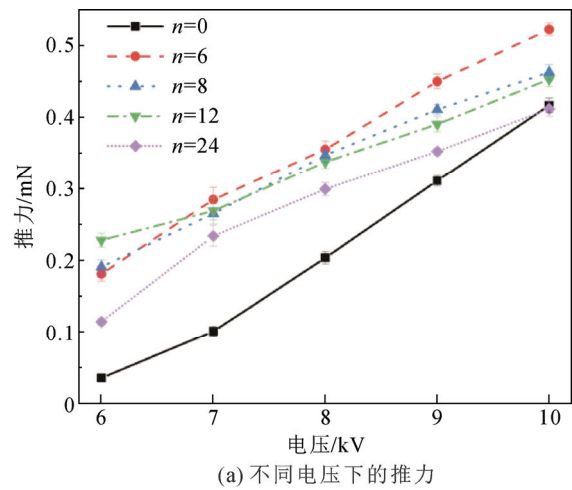


图 14 不同锯齿数下的推力与推功比

Fig.14 Thrust and thrust-to-power ratio under varying numbers of sawteeth

离子体之间没有明显的相互作用, 每个电流脉冲都产生离子风向空气分子注入动量。电流脉冲数增加意味着微放电的发生次数增多, 对空气的动量累积效应越显著, 增多的微放电主要来自锯齿两侧, 因此推力随锯齿数的增加而逐渐增大。 $n=24$  时推力下降的现象可以解释为锯齿间距过小导致外电场相互抵消, 锯齿两侧放电受到抑制, 微放电平均能量减小的同时电流脉冲数也减少。Holsen 等人的研究也表明过于密集的锯齿结构并非最佳设计<sup>[30]</sup>, 因此较低电压下推力的产生由微放电的次数决定。随着电压的增大, 电流脉冲数仍随锯齿数的增加而增加但推力逐渐减小, 激励器的推力和平均功率的变化更接近。结合功率曲线可知激励器的平均功率越大则推力增加越迅速。放电越强则等离子体的密度越大, 更高的动量传递效率有助于产生更大的推力, 随着锯齿数的增加放电逐渐减弱反而不利于推力的增

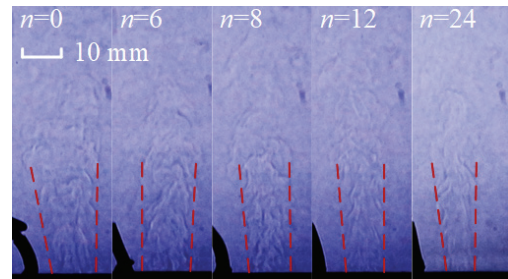
加。据此推测较高电压下放电的增强对推力的影响比增加微放电次数更显著，推力的增加取决于输入功率的大小。

根据图 14(b)可知  $n=0$  时环状激励器的推功比最小且在电压达到 8 kV 后只有轻微的增加，增加锯齿后激励器的推功比显著增大，产生推力的能量效率更高。推功比随着电压的增大略有下降，锯齿数量对推功比的影响较小。在 6 kV 时  $n=12$  的电极结构能获得最大的推力和推功比，在更高的电压下锯齿数较少的结构能以相对较高的推功比产生更大的推力。推功比的变化规律与推力类似，在电压较低时采用锯齿密集的结构可以兼顾推力与推功比，随着电压的增大选择锯齿数较少的结构反而更优。考虑到  $n=12$  时等离子体分布对称性和放电稳定性最好，综合比较锯齿环状 SDBD 的放电形貌、推力和推功比，应选择锯齿较为密集的电极结构。

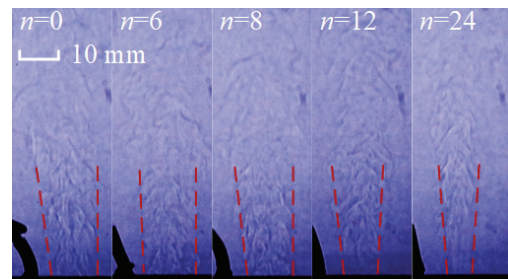
不同电压下锯齿环状激励器的流场分布如图 15 所示，相机曝光时间为  $1/6\ 400\ \text{s}$ 。锯齿环状激励器产生的合成射流高度最大可达 70 mm，其中高度 <30 mm 的流场分布最显著。相同电压下不同激励器产生的流场高度没有显著差异，但流场在水平方向的分布随锯齿数的增加而逐渐变窄。锯齿尖端的放电最强则产生的诱导气流速度最大，流场主要产生于锯齿尖端附近，锯齿数越多则流场的发生范围越集中，这种变化在  $n=12$  和  $n=24$  时最明显。已知锯齿环状激励器能产生更大的推力，在垂直方向上产生的动量更大，可以更有效地将能量注入到边界层中，实现抑制边界层分离。水平方向较窄的流场意味着放电产生的动量集中在更小的空间内，有助于实现小范围更精确地控制边界层流动，提高流动控制效果。由于单个表面放电激励器的作用范围较小，现有研究通常将多个激励器组合形成阵列结构。多个激励器同时工作时阵列单元之间的流场可能发生相互干扰引起边界层流动的波动增加，减弱流动控制效果和产生额外的能量损失。水平方向流场的集中或许可以减小这种干扰以保持各激励器之间相互独立，进而实现更灵活的电极布局，提高空间利用效率。

### 3 结论

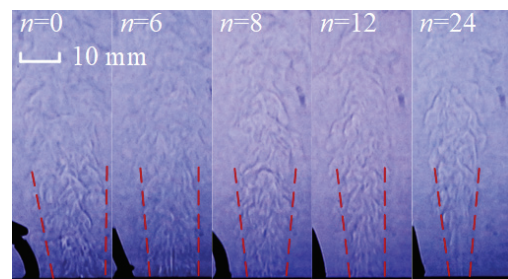
1) 电压上升期间电流脉冲数随锯齿数增加逐渐增多并在  $n=12$  时达到最大，锯齿电极的极不均匀电场和暴露电极长度的增加有利于产生更多的微放电；平均功率随锯齿数增加逐渐降低，放电能量



(a) 8 kV 时不同锯齿数对应的流场



(b) 9 kV 时不同锯齿数对应的流场



(c) 10 kV 时不同锯齿数对应的流场

图 15 环状激励器在不同电压下的流场分布

Fig. 15 Flow field distributions of annular actuators under different voltages

的分散有助于形成更稳定的放电。

2) 增加锯齿后环状电极内边缘放电通道更加集中，密集的锯齿结构有助于改善放电均匀性；锯齿环状电极以更低的功率产生更大面积的放电， $n=12$  时等离子体分布对称性最优，锯齿过于密集时相邻放电通道合并使放电稳定性降低。

3) 电极间距过小导致相邻锯齿的外电场相互抵消从而抑制了微放电的产生；锯齿尖端迅速减小的外电场决定了锯齿环状结构仅在较低电压下有更大的放电面积。

4) 锯齿结构增大了环状激励器的推力和推功比，电压较低时推力的增大与微放电次数有关，随着电压的增大推力的增加取决于功率大小；流场水平方向的分布随锯齿数增加而逐渐变窄，放电产生的动量在垂直方向上更加集中，有助于实现更精确的流动控制和减小激励器间的相互干扰。

## 参考文献 References

- [1] ADAMOVIČ I, AGARWAL S, AHEDO E, et al. The 2022 plasma roadmap: low temperature plasma science and technology[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2022, 55(37): 373001.
- [2] 文 韬, 向念文, 章 程, 等. 高压放电等离子体研究现状及发展趋势[J]. *高电压技术*, 2023, 49(8): 3226-3239.  
WEN Tao, XIANG Nianwen, ZHANG Cheng, et al. Research status and development trend of high voltage discharge plasma[J]. *High Voltage Engineering*, 2023, 49(8): 3226-3239.
- [3] 苏 志, 宗豪华, 梁 华, 等. 等离子体湍流摩擦减阻研究进展与展望[J]. *空气动力学学报*, 2023, 41(9): 1-19.  
SU Zhi, ZONG Haohua, LIANG Hua, et al. Progress and outlook of plasma-based turbulent skin-friction drag reduction[J]. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2023, 41(9): 1-19.
- [4] ZONG H H, WU Y, LIANG H, et al. Experimental investigation and intelligent optimization of airfoil zero-lift drag reduction with plasma actuators[J]. *AIAA Journal*, 2023, 61(1): 223-240.
- [5] ZHANG X, HUANG Y. Pulsed velocity created by a plasma actuator in the vicinity of the wall[J]. *AIAA Journal*, 2023, 61(5): 1964-1972.
- [6] JIA Y H, LIANG H, ZONG H H, et al. Flow separation control in S-shaped ~inlet with a nanosecond pulsed surface dielectric barrier discharge plasma actuator[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2022, 55(5): 055201.
- [7] THOMAS F O, CORKE T C, DUONG A H. Airfoil friction drag reduction with net power savings using pulsed-direct-current plasma actuation[J]. *AIAA Journal*, 2023, 61(9): 4045-4055.
- [8] FANG Z Q, ZONG H H, WU Y, et al. Design and characterization of a virtual-dimple plasma actuator for turbulent skin-friction drag reduction[J]. *Physics of Fluids*, 2024, 36(3): 031702.
- [9] NERETTI G, SERI P, TAGLIOLI M, et al. Geometry optimization of linear and annular plasma synthetic jet actuators[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2017, 50(1): 015210.
- [10] 李文慧, 姜 慧, 杨 帆, 等. 高频高压激励环形表面介质阻挡放电特性实验研究[J]. *电工技术学报*, 2020, 35(16): 3539-3550.  
LI Wenhui, JIANG Hui, YANG Fan, et al. Experimental study on ring surface dielectric barrier discharge characteristics of high frequency and high voltage excitation[J]. *Transactions of China Electrotechnical Society*, 2020, 35(16): 3539-3550.
- [11] JIANG H, LI W H, XU Y Z, et al. Influence of segmented grounding electrodes on electrical characteristics in annular surface dielectric barrier discharge[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2021, 54(26): 265203.
- [12] MENG X S, ABBASI A A, LI H X, et al. Bioinspired experimental study of leading-edge plasma tubercles on wing[J]. *AIAA Journal*, 2019, 57(1): 462-466.
- [13] ZHENG B R, LIN D L, QI S J, et al. Turbulent skin-friction drag reduction by annular dielectric barrier discharge plasma actuator[J]. *Physics of Fluids*, 2023, 35(12): 125129.
- [14] YU M H, JIN Y Z, ZHENG B R, et al. Effects of different working parameters on the turbulent drag reduction regulated by annular plasma synthetic jet actuators[J]. *Physics of Plasmas*, 2023, 30(11): 113509.
- [15] CHEN S N, SHI Z W, GENG X, et al. Nanosecond plasma actuation by a bending actuator mounted on a sharp edge in quiescent air[J]. *Physics of Fluids*, 2023, 35(6): 067113.
- [16] PORTUGAL S, CHOUDHURY B, CARDENAS D. Advances on aerodynamic actuation induced by surface dielectric barrier discharges[J]. *Frontiers in Physics*, 2022, 10: 923103.
- [17] LILLEY A J, ROY S, MICHELS L, et al. Performance recovery of plasma actuators in wet conditions[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2022, 55(15): 155201.
- [18] BELAN M, TESCARIOLI E. Discharge stability enhancement in surface corona actuators[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2022, 50(1): 69-78.
- [19] WANG L J, ALAM M, Zhou Y. Drag reduction of circular cylinder using linear and sawtooth plasma actuators[J]. *Physics of Fluids*, 2021, 33(12): 124105.
- [20] 雷志鹏, 石志杰, 杜宇鹏, 等. 绝缘特性对正极性脉冲下表面静电放电的影响[J]. *高电压技术*, 2023, 49(6): 2662-2670.  
LEI Zhipeng, SHI Zhijie, DU Yupeng, et al. Effect of the properties of insulating materials on the surface electrostatic discharge under positive pulse volage[J]. *High Voltage Engineering*, 2023, 49(6): 2662-2670.
- [21] LI J Q, YAN H J, LI T, et al. Surface charge characteristics in surface dielectric barrier discharge actuators with thin cylindrical exposed electrode[J]. *Journal of Applied Physics*, 2023, 133(6): 063301.
- [22] 孙楚昱, 丁 未, 王海洋, 等. 纳秒脉冲下 SF<sub>6</sub> 中的气固界面流注特性[J]. *高电压技术*, 2024, 50(7): 3235-3248.  
SUN Chuyu, DING Wei, WANG Haiyang, et al. Characteristics of gas-solid flashover streamers under nanosecond pulses in SF<sub>6</sub>[J]. *High Voltage Engineering*, 2024, 50(7): 3235-3248.
- [23] MOREAU E, BAYODA K, BENARD N. Streamer propagation and pressure waves produced by a nanosecond pulsed surface sliding discharge: effect of the high-voltage electrode shape[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2021, 54(7): 075207.
- [24] UEMURA T, NISHIDA H, ONO R, et al. Effect of nitrogen/oxygen ratios on surface charge distributions generated by repetitive surface dielectric barrier discharges[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2024, 33(6): 065011.
- [25] TROSAN D, WALTHER P, MCLAUGHLIN S, et al. Analysis of the effects of complex electrode geometries on the energy deposition and temporally and spatially averaged electric field measurements of surface dielectric barrier discharges[J]. *Plasma Processes and Polymers*, 2024, 21(2): 2300133.
- [26] PENG B F, JIANG N, SHANG K F, et al. Streamer dynamics and charge self-erasing of two counter-propagating plasmas in repetitively pulsed surface dielectric barrier discharge[J]. *High Voltage*, 2022, 7(4): 730-743.
- [27] 李梦遥, 王歆昀, 赵昱雷, 等. 纳秒脉冲电压幅值和上升/下降沿时间对大气压氮气 DBD 均匀性的影响[J]. *高电压技术*, 2024, 50(2): 852-860.  
LI Mengyao, WANG Xinyun, ZHAO Yulei, et al. Influence of nanosecond pulse voltage amplitude and rising/falling edge time on the uniformity of atmospheric pressure N<sub>2</sub> DBD[J]. *High Voltage Engineering*, 2024, 50(2): 852-860.
- [28] 许桂敏, 穆海宝, 林芳妃, 等. 基于印刷电路板的沿面型介质阻挡放电特性[J]. *高电压技术*, 2022, 48(9): 3784-3793.  
XU Guimin, MU Haibao, LIN Fangfei, et al. Characteristics of surface dielectric barrier discharge based on a printed circuit board[J]. *High Voltage Engineering*, 2022, 48(9): 3784-3793.
- [29] LINDNER M, PIPA A V, BRANDENBURG R, et al. Expansion of surface barrier discharge scrutinized[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2022, 31(10): 105018.
- [30] NAU-HIX C, HOLSEN T M, MEDEDOVIC THAGARD S. Optimization of a gas-liquid plasma reactor for water treatment applications: design guidelines and electrical circuit considerations[J]. *Plasma Processes and Polymers*, 2022, 19(10): 2200036.



XU Haixiao

徐海笑

1999—, 男, 硕士生

主要从事气体放电方面的研究工作

E-mail: xuhaixiao1999@163.com



JIANG Hui

Ph.D.

Associate professor

Corresponding author

姜 慧(通信作者)

1985—, 女, 博士, 副教授

主要从事高压气体放电机理及等离子体应用方面的研究

E-mail: jianghui@cqu.edu.cn

收稿日期 2024-04-28 修回日期 2025-02-17 编辑 曾文君