

脉冲介质阻挡放电等离子体热效应实验

田永强^{1,2}, 蔡晋生^{1,2}, 杨磊磊^{1,2}, 张正科^{1,2}

(1. 西北工业大学 翼型叶栅空气动力学国家级重点实验室, 西安 710072;

2. 西北工业大学 航空学院, 西安 710072)

摘 要: 为了研究介质阻挡放电的热效应,将介质阻挡放电等离子体激励器(DBDPA)安装在一个小型量热风洞中,采用微秒级脉冲等离子体电源驱动 DBDPA 产生放电等离子体。分别应用 Lissajous 图形分析方法和量热学原理获得了 DBDPA 的放电功率特性和热功率特性。结果表明:①脉冲介质阻挡放电等离子体的放电功率、热功率和热效率均随着激励电压峰-峰值和激励频率的升高而逐渐增大;②脉冲介质阻挡放电等离子体的放电功率和热功率与激励电压和激励频率之间均存在幂函数关系,即脉冲式介质阻挡放电等离子体的放电功率正比于激励电压峰-峰值的 1.75 次方,正比于激励频率的 1 次方,其热功率正比于激励电压峰-峰值的 5.0 次方,正比于激励频率的 1.5 次方;③在激励电压和激励频率这两个参数中,优先选择提高激励电压峰-峰值更有利于提高热效率,也可更快地提升介质阻挡放电等离子体热功率中气体加热功率的比例。

关 键 词: 介质阻挡放电; 等离子体; 放电功率; 热功率; Lissajous 图; 量热

中图分类号: V211

文献标志码: A

Experimental on the thermal effects of pulsed dielectric barrier discharge plasma

TIAN Yongqiang^{1,2}, CAI Jinsheng^{1,2}, YANG Leilei^{1,2}, ZHANG Zhengke^{1,2}

(1. National Key Laboratory of Science and Technology on Aerodynamic Design and Research, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China;

2. School of Aeronautics,

Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

Abstract: A dielectric barrier discharge plasma actuator (DBDPA) was installed at the test section of a small calorimetric wind tunnel to study the thermal effects of dielectric barrier discharge plasma where the actuator was actuated by a pulsed dielectric barrier discharge plasma power source. The discharge power and the thermal power of the actuations were calculated by Lissajous figure method and the calorimetric principle, respectively, while their characteristics were studied. The following conclusions could be drawn: (1) the discharge power, thermal power and thermal efficiency of the dielectric barrier discharge plasma increased with the peak-peak discharge voltage and the discharge frequency; (2) both the power and thermal power of the actuator were power functions of the peak-peak discharge voltage and the discharge frequency, namely, the discharge power was proportional to the peak-peak discharge voltage to the power 1.75, and to the discharge frequency to the power 1, while

收稿日期:2019-06-25

基金项目:国家自然科学基金(11472221)

作者简介:田永强(1990—),男,博士生,主要从事实验空气动力学研究。

引用格式:田永强,蔡晋生,杨磊磊,等.脉冲介质阻挡放电等离子体热效应实验[J].航空动力学报,2019,34(12):2663-2676. TIAN Yongqiang, CAI Jinsheng, YANG Leilei, et al. Experimental on the thermal effects of pulsed dielectric barrier discharge plasma[J]. Journal of Aerospace Power, 2019, 34(12): 2663-2676.

the thermal power is proportional to the peak-peak discharge voltage to the power 5.0 and to the discharge frequency to the power 1.5; (3) to increase the thermal efficiency and the proportion of gas heating power in the total thermal power, it is better to give priority to increase the peak-peak discharge voltage instead of the discharge frequency.

Key words: dielectric barrier discharge; plasma; discharge power; thermal power; Lissajous figure; calorimetry

介质阻挡放电等离子体与空气动力学的邂逅可以追溯到半个世纪以前^[1],此后这方面研究陷入了低潮。而后随着各方面研究的进展,过去的二十年里,介质阻挡放电等离子体气动激励的概念及应用技术已成为空气动力学和气体动力学领域的研究热点^[2-4],特别是在空气动力学流动控制领域。

介质阻挡放电(dielectric barrier discharge, DBD)等离子体气动激励的实现主要是通过等离子体电源驱动安装流动中的特定位置的 DBDPA (dielectric barrier discharge plasma actuator)来改变流动系统的局部流动特性从而达到相应的应用目的。典型的 DBDPA 构型由导电金属材质的裸露电极和埋置电极以及位于两者之间的绝缘介质层构成,裸露电极和埋置电极交错地固定在绝缘介质层的两侧,等离子体电源的高压输出端接入裸露电极,埋置电极进行接地,这样就在裸露电极一侧形成了介质阻挡放电等离子体。介质阻挡放电等离子体的作用位置具有高强度的电场,该电场一方面电离空气产生等离子体,另一方面加速等离子体中的带电粒子,使得等离子体中的带电粒子与周围的中性气体碰撞,从而将动量、动能、热能等传递到边界层的中性气体中,导致边界层流动状态发生变化,进一步影响主流,达到主动流动控制的目的。边界层中输入的控制因素很大程度上依赖于所施加的激励电压的形式,比如交流电(alternating current, AC)激励等离子体会产生一定速度的壁面射流,向边界层输入动量和动能,而纳秒脉冲等离子体激励会在边界层内局部输入能量密度很高的热能,从而能在空间形成高速冲击波和垂直激励器向上的速度值很低的冲击气流^[5]。

从 DBDPA 的空间尺度上来讲,电极的厚度一般为几十微米,绝缘介质的厚度一般在毫米量级,相比于被控制的对象(飞行器部件等)要小很多。因此沿面 DBDPA 具有尺寸小、质量轻、无运动部件、响应快、附加阻力小等优点。各种形式的表面 DBDPA 已经应用在飞行器部件增升减阻^[6],翼型和细长体构型在大迎角条件下的分离

涡控制^[6-7],超声速流动下的激波控制^[8],尾迹区气动噪声控制^[9],发动机点火及火焰稳定性控制^[10],流动的流态控制(转捩控制)^[11]等领域,表明介质阻挡放电等离子体气动激励技术在航空航天基础研究和应用研究上具有广阔的应用前景。

实际上,介质阻挡放电等离子体的应用不只局限于上述方面。近年来,介质阻挡放电等离子体与空气动力学领域的交叉得到了新的发展,国内外开始把介质阻挡放电等离子体作为一种新型的防除冰技术进行探索与发展^[12-16]。西北工业大学^[12]在低速环形结冰风洞中进行了正弦波形激励下介质阻挡放电等离子体防除冰试验,其结果表明介质阻挡放电等离子体激励在防除冰领域具有很好的研究和应用前景。此后,代尔伏特理工大学^[13],爱荷华州立大学^[14]等相继进行了介质阻挡放电等离子体防除冰方面的技术探索和试验,并取得了一定的成果。对于这种防除冰方法,其机理仍然在探索的初期,文献^[12-16]对于介质阻挡放电等离子体防除冰方法的机理探索中都认为介质阻挡放电等离子体的热效应是其中一个关键的方面。

由于介质阻挡放电等离子体区域的较强的电磁环境,直接进行温度或者其他热参数测量来研究其热效应是比较困难的,常用的方法有红外成像方法和光谱分析方法^[17-20],结果表明介质阻挡放电等离子体激励具有明显的热效应,可以加热激励器的绝缘介质使其温度升高,同时也会使激励器周围的空气温度升高,尤其是文献^[18]通过光谱分析方法对 DBDPA 的热效应进行了空间解析,其结果表明等离子体中的 N_2^+ 离子的转动温度在一定的电压下甚至可以高达 473 K 以上。文献^[21]在一个简易的实验装置中对等离子体激励器进行了量热研究,为研究介质阻挡放电等离子体的热效应提供了一个很好的思路,且类似的工作在国内鲜有报道。

本文将 DBDPA 安装在一个小型量热风洞中,通过脉冲等离子体电源驱动等离子体激励器产生稳定的介质阻挡放电,进行了脉冲介质阻挡放电功率和热功率测量,通过改变激励电压和激

励频率研究了这两个放电参数与介质阻挡放电等离子体的放电功率、热功率和热效率之间的关系。

1 实验原理

1.1 介质阻挡放电等离子体放电功率测量原理

基于电压—电荷 Lissajous 图形分析是一种常用的测量介质阻挡放电功率的方法。具体方法如下：

在放电回路中串接一个测量电容 C_m ，用以测量放电输送的电荷量 Q ，当放电发生时， C_m 两端的电压为 V_m ，激励器上的电压 V_a ，则流过回路的电流 I 为

$$I = C_m \frac{dV_m}{d\tau} \tag{1}$$

式中 τ 为时间。因此放电功率为^[22]

$$P = \frac{1}{T_d} \int_0^{T_d} V_a Id\tau = \frac{1}{T_d} \int_0^{T_d} V_a C_m \frac{dV_m}{d\tau} d\tau = C_m f \int_0^{T_d} V_a dV_m \tag{2}$$

式中 f 为激励频率， T_d 为放电周期，积分项 $\int_0^T V_a dV_m$ 正好就是以 V_m 和 V_a 表示的 Lissajous 图形的面积。 V_m 和 V_a 的值可由高压探头和示波器直接测量得出，由他们表示的 Lissajous 图形的面积由 V_m 和 V_a 的值积分得出。

理想的介质阻挡放电等离子体的 Lissajous 图形如图 1 所示。图中 Q_{max} 为电路输送电荷量的最大值， V_{max} 为测量电容的电压最大值。 C_d 为介质的电容， C_{total} 为介质电容和放电气隙电容串联后的总电容。本文中采用了电容值为 $0.47\mu F$ 的电容作为测量电容接入电路进行 Lissajous 图的测量和放电功率计算。图 2 给出了激励频率 $f=$

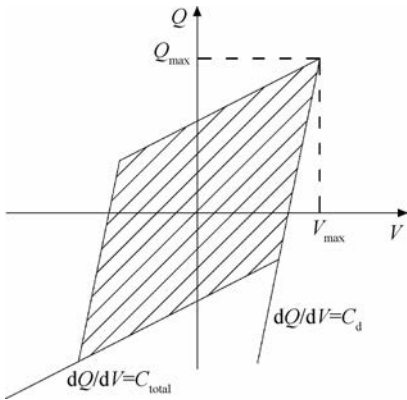


图 1 理想的 Lissajous 图形
Fig.1 Ideal lissajous figure

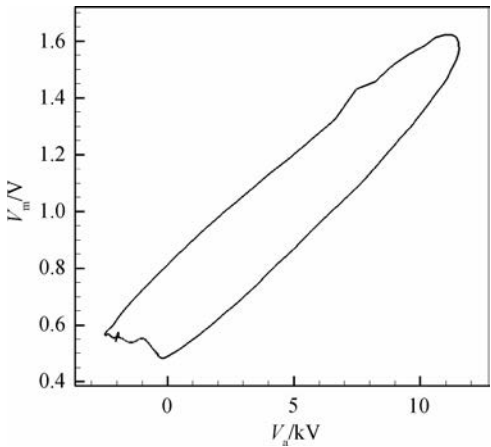


图 2 $f=16\text{ kHz}, V_{pp}=14\text{ kV}$ 时的 Lissajous 图形
Fig.2 Lissajous figure under $f=16\text{ kHz}, V_{pp}=14\text{ kV}$

16 kHz，激励电压峰-峰值 $V_{pp}=14\text{ kV}$ 时的以 V_m 和 V_a 表示的 Lissajous 图形。

1.2 介质阻挡放电等离子体热功率测量

如图 3 所示，将热源放置在由保温壁面构成的一维流动管道中，在热源上游，入口气流温度 T_0 可被认为在截面内为均匀分布，当气流流过热源后，在对流换热的作用下，当地气流温度 T_1 呈现中心高，边缘低的分布形式，在距离热源足够远的下游，由于热扩散，当地气流温度 T_2 重新表现为在截面内均匀分布的形式。因此，就可以采用在热源上游和下游对气流温度进行点测量的方法来确定上下游气流温度的温差。

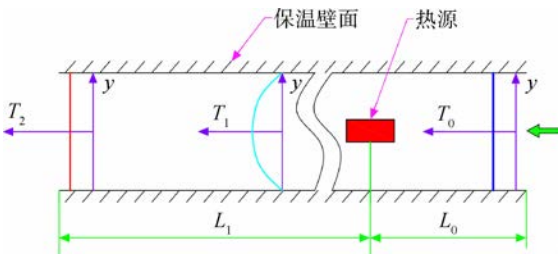


图 3 量热原理示意图
Fig.3 Sketch diagram of calorimetric principle

当等离子体激励器作为热源放入管道内时，根据能量守恒原理，DBDPA 的放电功率转化为流经激励器的空气的内能、边界层射流的气体的动能以及从系统边界损耗的能量。因此，该系统的能量转化关系为

$$P_a = P_k + P_t - P_b \tag{3}$$

其中

1) P_a 为介质阻挡放电等离子体的放电功率，可由式(2)得出；

2) P_k 边界层动能输入,即介质阻挡放电产生的壁面射流向边界层输入的动能;

3) P_t 为介质阻挡放电通过气体加热和介质加热的共同作用下加热流过等离子体激励器的空气的总功率^[20],本文中统称为热功率,它可通过量热学原理进行测量计算^[20]

$$P_t = P_{t,air} + P_{t,dielectric} = c_p \dot{m} \Delta T = c_p \rho_{air} \phi \Delta T$$

(4)

其中 $\Delta T = T_2 - T_0$ 为通过上下游测温点测量可得, T_0 为入口处气流的温度, T_2 为下游测温点处气流的温度, $\dot{m}$ 为质量流量, ϕ 为体积流量, ρ 为空气密度, c_p 为空气的比定压热容, $P_{t,air}$ 为由介质阻挡放电等离子体中的高能电子与重粒子之间的碰撞导致的等离子体区域的温度升高,继而通过对流换热加热流过等离子体区域的空气的功率,本文中统称为气体加热功率, $P_{t,dielectric}$ 为绝缘介质加热的功率,本文中统称为介质加热功率,它可通过下式计算^[20]:

$$P_{t,dielectric} = U_{max}^2 \frac{2\pi f A}{d} \epsilon_r \epsilon_0 \tan \delta$$

(5)

其中 U_{max} 为电压峰值, f 为激励频率, A 为介质的面积, d 为介质厚度, ϵ_r 为相对电容率, ϵ_0 为真空电容率, $\tan \delta$ 为介电损失常数或耗损因子。当放电为暗放电时,热效应仅包含介质加热,可采用式(5)进行计算。本文是在辉光放电条件下进行的,因此采用式(4)进行热功率计算;

4) P_b 为系统边界功率损耗,即由于壁面两侧温差产生的热传导引起的功率损耗。

本文中只考虑热功率和放电功率的测量以及它们的关系。

定义热效率为介质阻挡放电的热功率占放电功率的比例,即

$$\eta = P_t / P_a$$

(6)

它表示介质阻挡放电等离子体的放电功率转化为绕流气体内能的比例。

2 实验设置

试验系统如图 4 所示,它主要由小型量热风洞、等离子体激励器和脉冲等离子体电源构成。实验中将介质阻挡放电等离子体激励器安装在小型量热风洞的试验段中,激励器的裸露电极接脉冲等离子体电源的高压输出端,埋置电极接地,在试验段中产生稳定的介质阻挡放电等离子体。放电功率由 Lissajous 图形法测量,热功率由量热学原理测量。

实验时,对于每个条件下的热功率测量,首先启动量热风洞,待上下游的测温点的温度稳定且相等;然后启动等离子体电源,使等离子体激励器在给定条件下工作;最后待上下游测温点的温度稳定后,记录温度值并使用热力学原理计算热功率。同样地,对于每个条件下的放电功率测量,采用示波器分别记录 V_m 和 V_a 的值,并按式(2)计算得出。

2.1 量热风洞

量热风洞平台如图 4 所示,为一直流吹气式风洞,总长为 1.83 m。洞壁采用 10 mm 厚的有机

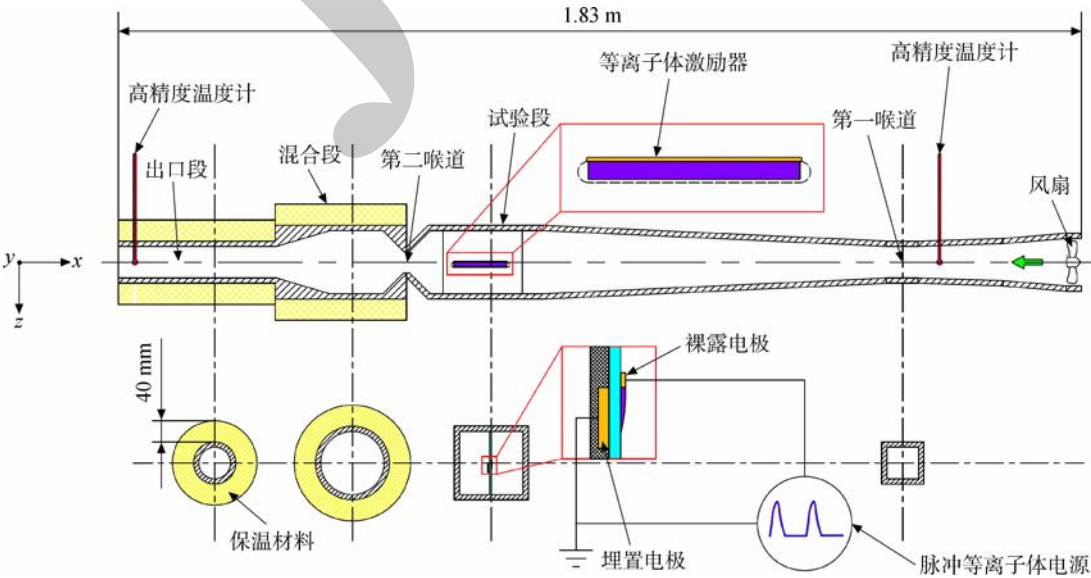


图 4 实验系统

Fig. 4 Experimental system

玻璃加工而成。

该风洞第二喉道上游为正方形截面,第二喉道下游为圆形截面,并且采用了 40 mm 厚的保温材料(导热系数为 0.034 W/(m·K))进行了隔热处理,以确保被加热的气流通过洞壁散热量尽可能的小,根据传热学的基本原理^[23],并结合多层圆筒壁面传热计算理论^[23],将混合段与出口段分别计算并求和,可估算得

$$(P_b/P_t)_{\max} = \Phi_{\max}/P_t = 2.97\% \quad (7)$$

可见,微型量热风洞的壁面通过包装保温材料后边界损耗的热功率最大值不超过总体热功率的 2.97%,因此真实的热功率损耗要比 2.97% 更小,试验中可认为

$$P_b \approx 0 \quad (8)$$

风洞洞体内体积流量为 0.0055 m³/s,出口段的平均风速为 1.95 m/s,试验段平均风速为 0.38 m/s。出口段基于直管内径的雷诺数为 7 715,试验段内基于方形截面边长的雷诺数为 3 007,均为湍流流动,这也确保了风洞内气流和等离子体的对流换热的速率相对较高。

等离子体激励器安装在紧邻第二喉道上游的试验段中,激励器的放电边缘与风洞的中心轴线重合,以保证对流换热后热扩散的各向均匀性。流过等离子体激励器的气流被加热后,温度较高的空气聚集在风洞轴线附近并向下游流动,然后经过第二喉道快速收缩又急剧扩张,在大分离流动的作用下,聚集在风洞轴线附近的较高温度的空气与靠近洞壁的较低温度的空气剧烈掺混,然后经过下游收缩段进入出口段,这就可以确保在下游出口附近达到温度沿截面均匀分布的状态。上述机制也得到了 CFD(computational fluid dynamics)方法的验证,经过网格无关性分析采用了网格量为 359 840 的六面体多块网格,湍流模型采用了标准 $k-\epsilon$ 湍流模型,在来流温度为 300 K,等离子体激励器的热功率密度为 2 500 W/m²,换热面积为 0.001 m² 的条件下计算得到的 CFD 结果如图 5 所示,可以看出:第二喉道设计的剧烈收缩-剧烈扩张机制能够使得紧邻喉道下游的湍流度(T_u)急剧增大(图 5(a)和图 5(b)),可以很好的加速聚集在风洞轴线附近的较高温度的气体与周边较低温度气体之间的热量交换,图 5(c)给出了测温点处的气流温度沿着测温点所在横截面的径向距离 r 的变化曲线,由图很容易看出:在很短的流向距离内下游出口测温点所在的截面上气流温度基本上呈现均匀分布,保证了点测量的可靠

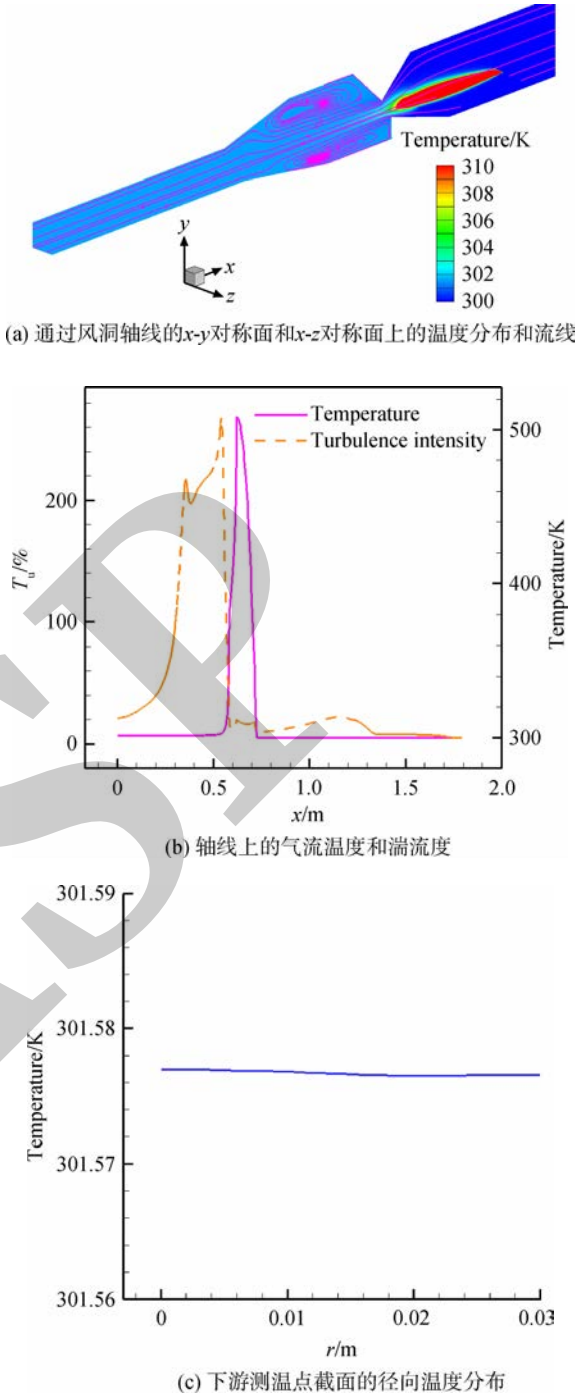


图 5 风洞流场的 CFD 计算结果

Fig. 5 CFD results of the flow field in the wind tunnel

性和壁面散热面积尽可能的小。

由于介质阻挡放电会伴随着强烈的电磁干扰,对于热电偶、热敏电阻等温度测量装置都会产生强烈的干扰信号,从而严重影响测量结果的可靠性和准确性。因此,本文采用了传统的基于物质热胀冷缩原理的高精度水银温度计,其最小刻度为 0.1 ℃,可估读到小数点后第二位。经过实验测试,在本文所有的试验电压和频率范围内所采用的温度计均完全不受电磁干扰的影响。

2.2 量热风洞的标定

尽管从理论分析上可以得出式(7),但是为了确保实验测量结果的准确性,采用电热膜作为热源对量热风洞的热测量结果的准确性进行了标定。

本文采用了电阻阻值为 21Ω 矩形电热膜作为热源,放在与等离子体激励器放置的同一位置并采用直流电源进行驱动,假定驱动电压为 U ,回路电流为 I ,则已知的电功率为

$$P_{\text{input}} = UI = I^2R = U^2/R \tag{9}$$

并且这些电功率全部转化为热能并经过对流换热加热了风洞中的空气。而根据式(4)可得测量的热功率

$$P_{\text{measure}} = c_p \rho_{\text{air}} \phi \Delta T \tag{10}$$

通过改变不同的驱动电压,并采用三次测量平均后得到的测量结果如图 6 所示,可见,式(7)的估算是合理的,通过壁面的热功率损耗基本上可忽略不计,该风洞可准确地测量出置于其试验段内热源的热功率。

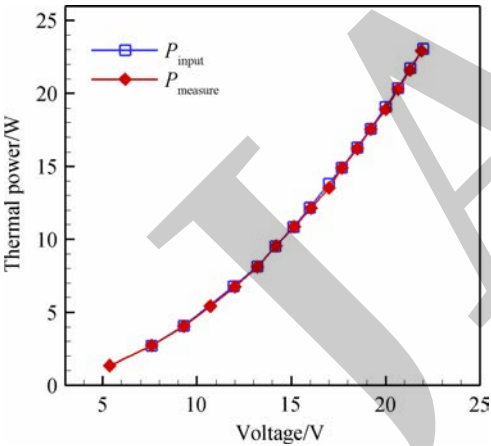


图 6 量热风洞标定结果

Fig. 6 Calibration results of the calorimetric wind tunnel

2.3 等离子体电源与激励器

试验采用 CTP-200KP 低温脉冲式等离子体电源,输入电压为 220 V,该电源自带高压输出电压检测口,两个高压输出电流检测口,其中一个电流检测端口通过 50Ω 的取样电阻测量电流的瞬时值,另一个取样端口内部连接 $0.47\mu\text{F}$ 的取样电容来测量 Lissajous 图。电压输出电压范围为 $0\sim 30\text{ kV}$,输出频率范围为 $5\sim 24\text{ kHz}$,最大输出功率为 1 kW 。该电源可产生微秒级周期脉冲信号。输出电压波形如图 7 所示。

等离子体激励器如图 8 所示,它的上、下电极

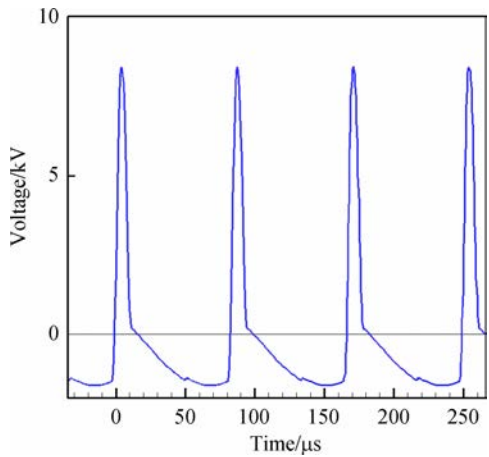


图 7 $f=12\text{ kHz}, V_{\text{pp}}=10\text{ kV}$ 时介质阻挡放电等离子体电源的输出电压波形

Fig. 7 Wave form of the output voltage by the dielectric barrier discharge plasma power source under $f=12\text{ kHz}$ and $V_{\text{pp}}=10\text{ kV}$

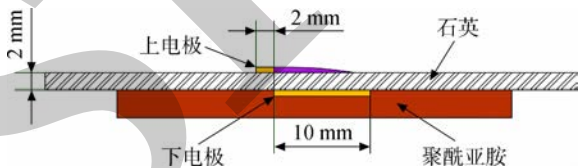


图 8 等离子体激励器

Fig. 8 Plasma actuator

采用厚度为 $35\mu\text{m}$ 的直条形铜箔制成,放电边缘为直线形状,上电极的宽度为 2 mm ,下电极宽度为 10 mm ,激励器的展长为 100 mm 。绝缘介质为 2 mm 厚的石英平板。

3 实验结果

3.1 介质阻挡放电等离子体激励电压对其热效应的影响

图 9 为激励频率固定为 8 kHz 时,介质阻挡放电等离子体的放电功率、热功率和热效率与激励电压峰-峰值 V_{pp} 的关系曲线。由图可以看出,当激励电压峰-峰值从 10 kV 增加到 15 kV 时,放电功率随着激励电压峰-峰值逐渐增大,从 9.2 W 增长到 18.2 W ,当激励电压峰-峰值从 9.6 kV 变化到 15 kV 时,热功率从 0.54 W 逐渐增大到 4.79 W 。通过计算,在激励电压峰-峰值从 10 kV 增大到 15 kV 时,热效率从约 5.9% 增加到约 26.3% ,这就说明,在随着激励电压峰-峰值增大的过程中,介质阻挡放电的功率转化为热功率的比例逐渐增大。

图 10~图 13 为激励频率分别固定为 $12、16、$

20 kHz 和 24 kHz 时,介质阻挡放电等离子体的放电功率、热功率和热效率与激励电压峰-峰值的关系曲线。由图可见,在放电频分别固定为 12、16、20 kHz 和 24 kHz 时,激励电压峰-峰值从 10 kV 增长到 15 kV 的过程中,介质阻挡放电等离子体的放电功率体现出了与激励频率固定为 8 kHz 时相类似的规律,即在每一个固定的频率下随着激励电压峰-峰值的逐渐增加,放电功率也逐渐升高。同样地,热功率和热效率也在固定的频率下随着激励电压峰-峰值的升高逐渐增加。具体的数值见表 1。

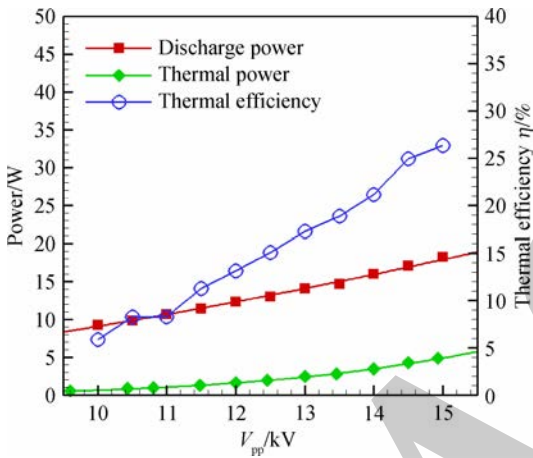


图 9 放电功率、热功率和热效率与激励电压峰-峰值的关系 ($f=8\text{ kHz}$)

Fig. 9 Relations between discharge power, thermal power, thermal efficiency and the peak-peak values of discharge voltage ($f=8\text{ kHz}$)

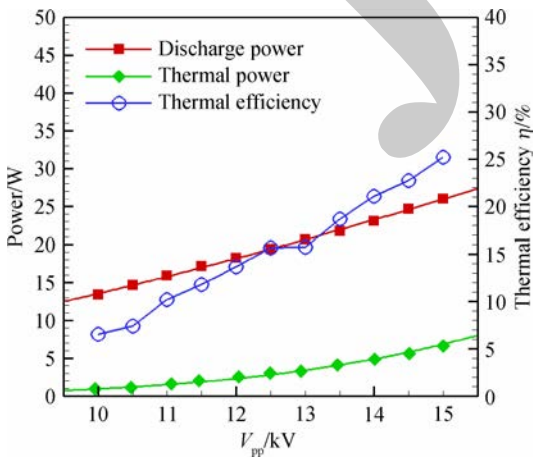


图 10 放电功率、热功率和热效率与激励电压峰-峰值的关系 ($f=12\text{ kHz}$)

Fig. 10 Relations between discharge power, thermal power, thermal efficiency and the peak-peak values of discharge voltage ($f=12\text{ kHz}$)

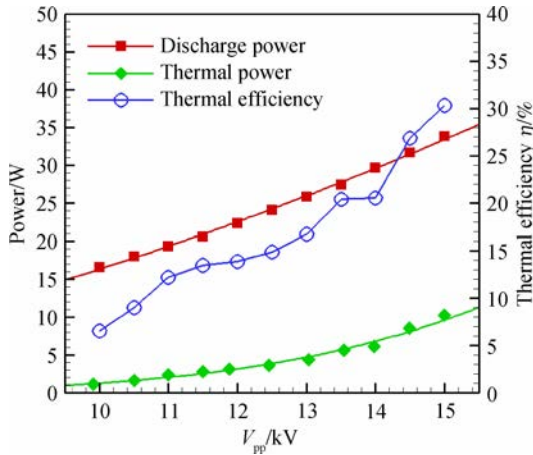


图 11 放电功率、热功率和热效率与激励电压峰-峰值的关系 ($f=16\text{ kHz}$)

Fig. 11 Relations between discharge power, thermal power, thermal efficiency and the peak-peak values of discharge voltage ($f=16\text{ kHz}$)

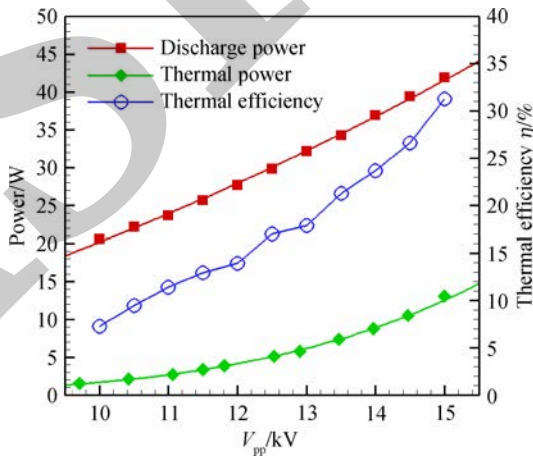


图 12 放电功率、热功率和热效率与激励电压峰-峰值的关系 ($f=20\text{ kHz}$)

Fig. 12 Relations between discharge power, thermal power, thermal efficiency and the peak-peak values of discharge voltage ($f=20\text{ kHz}$)

综上可见,在固定的激励频率下,随着激励电压峰-峰值的升高,介质阻挡放电等离子体的放电功率、热功率和热效率均逐渐增大,这也说明介质阻挡放电等离子体的放电功率转化为热功率的比例越来越高。从物理机理上讲,一方面,等离子体中的高能电子的动能随着激励电压峰-峰值的升高逐渐增大,因此单位时间内通过碰撞传递给重粒子的能量也得到增加,导致重粒子的内能得到提升,从而增大了等离子体区域与流过等离子体激励器的空气的温度差,进而对流换热的强度增大,热功率 P_t 增大。而式(3)中的 P_k 项,是由

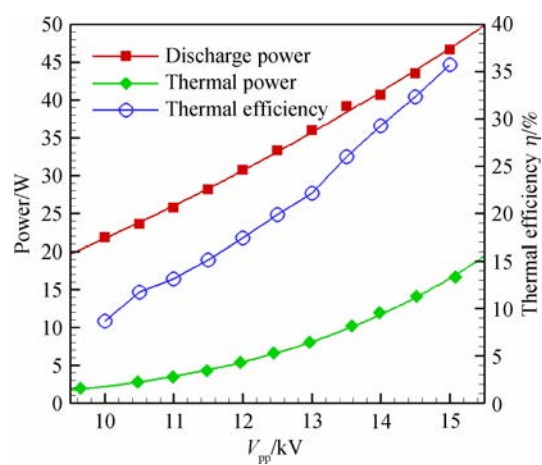


图 13 放电功率、热功率和热效率与激励电压峰-峰值的关系($f=24\text{ kHz}$)

Fig. 13 Relations between discharge power, thermal power, thermal efficiency and the peak-peak values of discharge voltage ($f=24\text{ kHz}$)

于等离子体中的离子与中性气体分子之间的动量输运导致,根据等离子体中粒子的碰撞理论,电子和重粒子之间的碰撞的能量传递效率要远高于重粒子之间的碰撞,并且惯性更小的电子在相同的电场下具有更高的加速性能,也就是当外界激励电压峰-峰值增大时,电子与重粒子之间的碰撞能量传递的增大程度是要高于离子与中性气体分子的能量(动量)传递的增大程度的,因此热功率在放电功率中的占比随着激励电压峰-峰值的增加逐渐增大。

3.2 介质阻挡放电等离子体激励频率对其热效应的影响

图 14 为激励电压峰-峰值固定为 11 kV 时,介质阻挡放电等离子体的放电功率、热功率和热

效率与激励频率的关系曲线。由图可见,当激励电压频率从 10 kHz 变化到 20 kHz 时,放电功率随着激励频率逐渐增长,从 11.6 W 增长到 23.1 W,热功率从 1.2 W 逐渐增大到 3.4 W,热效率从 10.3% 增加到 14.7%,这就说明,在固定的激励电压峰-峰值下,随着激励频率增大的过程中,介质阻挡放电等离子体的放电功率转化为热功率的比例越来越大。

图 15~图 18 为激励峰-峰值电压分别固定为 12、13、14 kV 和 15 kV 时,介质阻挡放电功率和热功率与激励频率的关系曲线。由图可见,在激励电压分别为 12、13、14 kV 和 15 kV 时,激励频率从 10 kHz 增长到 20 kHz 的过程中,介质阻挡放电等离子体的放电功率体现出了与激励电压固定为 11 kV 时相类似的规律,即在每一个固定的激励电压下随着激励频率的逐渐增加,放电功率也逐渐升高。同样地,热功率和热效率也在固定的激励电压下随着激励频率的升高逐渐增加。具体的数值见表 2。

由此可见,在固定的激励电压峰-峰值下,随着激励频率的升高,介质阻挡放电等离子体的放电功率、热功率和热效率均逐渐增大,也说明介质阻挡放电功率转化为热功率的比例越来越高。从物理机理上讲,在固定的激励电压峰-峰值下,等离子体中的高能电子的平均动能不发生变化,但是随着激励电压频率的升高,单位时间内高能电子与重粒子之间的碰撞的次数逐渐增大,那么电子通过碰撞传递给重粒子的能量也得到增加,导致重粒子的内能得到了提升,从而增大了等离子体区域与流过等离子体激励器的空气的温度差,进而对流换热的强度增大,热功率 P_t 增大。与热

表 1 固定频率下介质阻挡放电热效应测量数据

Table 1 Measured data from experiments on the thermal effects of dielectric barrier discharge at fixed discharge frequencies

频率/kHz	激励电压峰-峰值变化/kV	放电功率变化/W	热功率变化/W	热效率变化/%
8	10→15(放电功率测量)	9.2→18.2	0.54→4.79	5.9→26.3
	9.6→15(热功率测量)			
12	10→15	13.4→25.9	0.9→6.5	6.7→25.0
16	10→15	16.5→33.8	1.1→10.3	6.7→30.4
20	10→15(放电功率测量)	20.5→41.9	1.5→13.0	7.3→31.0
	9.7→15(热功率测量)			
24	10→15(放电功率测量)	21.9→46.6	1.9→15.5	8.7→33.2
	9.65→15(热功率测量)			

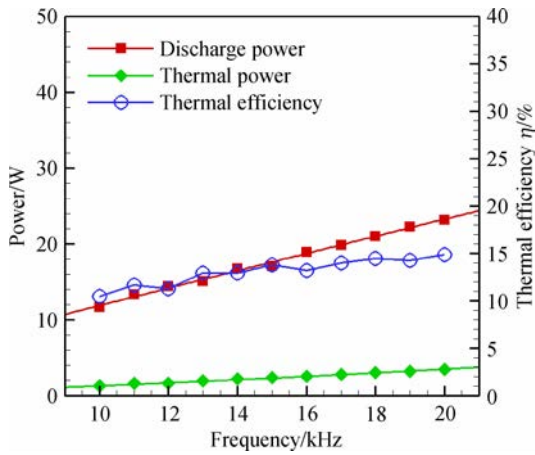


图 14 放电功率、热功率和热效率与激励频率的关系
($V_{pp}=11\text{ kV}$)

Fig. 14 Relations between discharge power, thermal power, thermal efficiency and the discharge frequency ($V_{pp}=11\text{ kV}$)

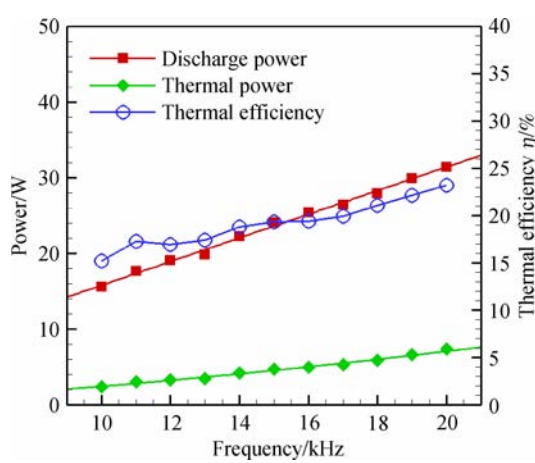


图 16 放电功率、热功率和热效率与激励频率的关系($V_{pp}=13\text{ kV}$)

Fig. 16 Relations between discharge power, thermal power, thermal efficiency and the discharge frequency ($V_{pp}=13\text{ kV}$)

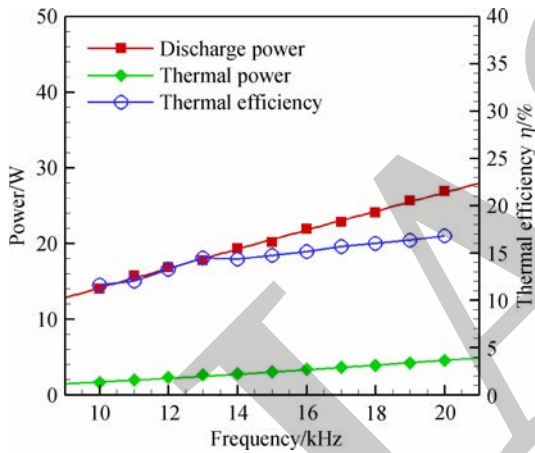


图 15 放电功率、热功率和热效率与激励频率的关系
($V_{pp}=12\text{ kV}$)

Fig. 15 Relations between discharge power, thermal power, thermal efficiency and the discharge frequency ($V_{pp}=12\text{ kV}$)

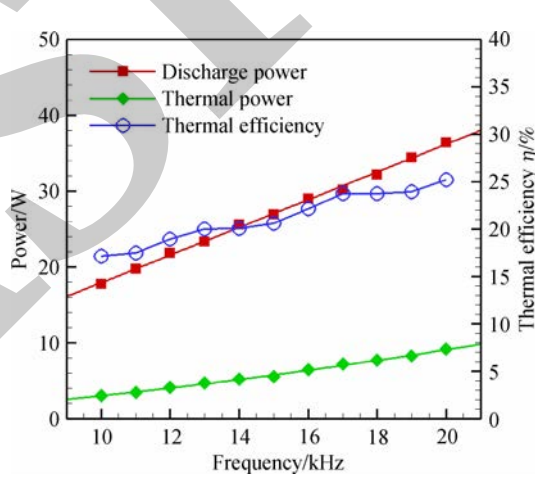


图 17 放电功率、热功率和热效率与激励频率的关系($V_{pp}=14\text{ kV}$)

Fig. 17 Relations between discharge power, thermal power, thermal efficiency and the discharge frequency ($V_{pp}=14\text{ kV}$)

效率跟激励电压的关系类似,当外界激励频率增大时,单位时间内等离子体中粒子的碰撞次数增大,电子与重粒子之间的碰撞能量传递的增大程度是要高于离子与中性气体分子的能量(动量)传递的增大程度的,因此热功率在放电功率中的占比随着激励电压频率的增加逐渐增大。

3.3 介质阻挡放电等离子体的放电功率和热功率的标度律

3.3.1 脉冲介质阻挡放电等离子体的放电功率标度律

大量的研究表明^[24-32]:在特定的试验条件下,

介质阻挡放电等离子体的放电功率 P_a 与激励电压峰-峰值 V_{pp} 和激励频率 f 具有如下关系:

$$P_a \propto V_{pp}^m \tag{11}$$

$$P_a \propto f^n \tag{12}$$

式中 m 和 n 为待定常数,上述文献中 m 值范围介于 2.0~3.5 之间, n 值介于 1.0~1.5 之间,它们的值取决于具体的实验条件。

将图 9~图 18 的数据进行分析,可以发现介质阻挡放电等离子体的放电功率与激励电压峰-峰值和激励频率之间分别存在形式为式(11)和式(12)的标度律。

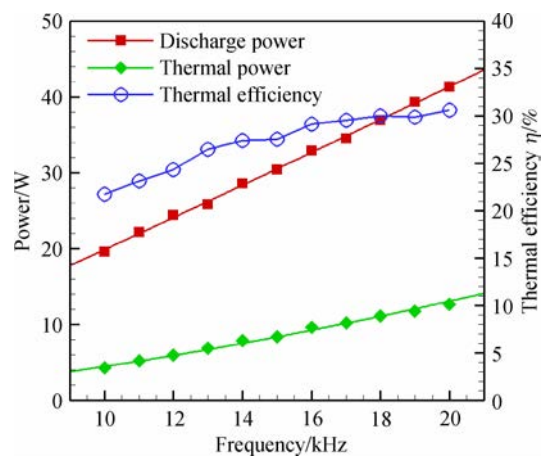


图 18 放电功率、热功率和热效率与激励频率的关系 ($V_{pp}=15\text{ kV}$)

Fig. 18 Relations between discharge power, thermal power, thermal efficiency and the discharge frequency ($V_{pp}=15\text{ kV}$)

图 19 为激励电压峰-峰值 10~15 kV,激励频率为 8~24 kHz 时,双对数坐标下放电功率和激励电压峰-峰值的关系曲线。由图可见,当激励频率为 8 kHz,激励电压峰-峰值从 10 kV 增大到 15 kV 时,在双对数坐标下,通过最小二乘法对离散点进行幂函数拟合,放电功率和激励电压峰-峰值的关系曲线近似为一条直线,其斜率为 1.67,即,放电功率和激励电压峰-峰值之间满足

$$P_a \propto V_{pp}^{1.67} (f = 1\text{ kHz})$$

(13)

同样可见,当激励频率分别为 12、16、20 kHz 和 24 kHz 时,在双对数坐标下通过最小二乘法进行幂函数拟合后,同一频率下的电压峰-峰值为 10~15 kV 的离散点均在同一条直线上,四条直线的斜率分别为 1.60、1.76、1.78 和 1.89。这就说明,当激励频率分别为 12、16、20 kHz 和 24 kHz,电压峰-峰值为 10~15 kV 时,放电功率和激励电压峰-峰值之间满足

表 2 固定电压下介质阻挡放电热效应测量数据

Table 2 Measured data from experiments on the thermal effects of dielectric barrier discharge at fixed discharge voltages

激励电压峰-峰值/kV	激励频率变化/kHz	放电功率变化/W	热功率变化/W	热效率变化/%
11	10→20	11.6→23.1	1.2→3.4	10.3→14.7
12	10→20	13.9→26.9	1.6→4.5	11.5→16.7
13	10→20	15.6→31.4	2.4→7.3	15.4→23.2
14	10→20	17.7→36.4	3.0→9.2	16.9→25.3
15	10→20	19.6→41.3	4.3→12.6	21.9→30.5

$$P_a \propto V_{pp}^{1.60} (f = 12\text{ kHz})$$

(14)

$$P_a \propto V_{pp}^{1.76} (f = 16\text{ kHz})$$

(15)

$$P_a \propto V_{pp}^{1.78} (f = 20\text{ kHz})$$

(16)

$$P_a \propto V_{pp}^{1.89} (f = 24\text{ kHz})$$

(17)

上述的五条直线近似平行,其斜率(即式(11)中的 m 值)可以写成 1.75 ± 0.15 ,可以近似认为

$$P_a \propto V_{pp}^{1.75} (8\text{ kHz} \leq f \leq 24\text{ kHz})$$

(18)

图 20 为激励频率为 10~20 kHz,激励电压为 11~15 kV 时,双对数坐标下放电功率和激励频率的关系曲线。由图可见,当激励电压为 11 kV 时,激励频率从 10 kHz 增大到 20 kHz,在双对数坐标下,通过最小二乘法对离散点进行幂函数拟合,放电功率和激励电压峰-峰值的关系曲线近似为一条直线,其斜率为 1.67,即,放电功率和激励频率之间满足

$$P_a \propto f^{0.97} (V_{pp} = 11\text{ kV})$$

(19)

同样可见,当激励电压峰-峰值分别为 12、13、14 kV 和 15 kV 时,在双对数坐标下通过最小二乘法进行幂函数拟合后,同一电压峰-峰值下的电压频率为 10~20 kHz 的离散点均在同一条直线上,四条直线的斜率分别为 0.92、0.99、1.01 和 1.06。这就说明,当激励电压峰-峰值分别为 12、13、14 kV 和 15 kV,激励频率为 10~20 kHz 时,放电功率和激励频率之间满足

$$P_a \propto f^{0.92} (V_{pp} = 12\text{ kV})$$

(20)

$$P_a \propto f^{0.99} (V_{pp} = 13\text{ kV})$$

(21)

$$P_a \propto f^{1.01} (V_{pp} = 14\text{ kV})$$

(22)

$$P_a \propto f^{1.06} (V_{pp} = 15\text{ kV})$$

(23)

上述的五条直线近似平行,其斜率(即式(12)中的 n 值)可以写成 1.0 ± 0.08 ,可以近似认为

$$P \propto f (11\text{ kV} \leq V_{pp} \leq 15\text{ kV})$$

(24)

综上可见,在本文的实验条件下,脉冲式介质

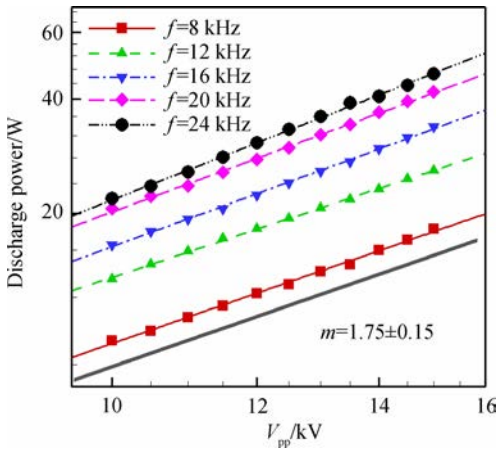


图 19 双对数坐标下放电功率和激励电压峰-峰值 (V_{pp} 从 10 kV 变化到 15 kV) 的标度律

Fig. 19 Scaling laws of discharge power versus V_{pp} (ranging from 10 kV to 15 kV) in logarithm coordinate system

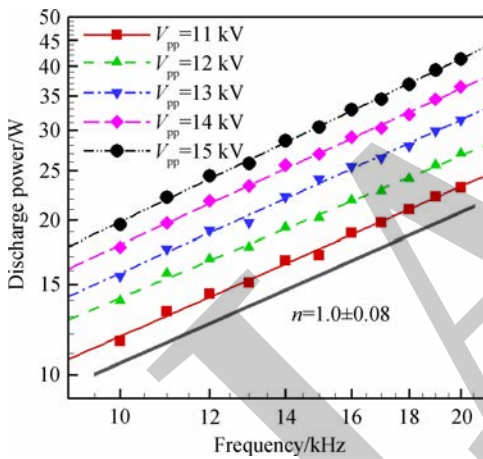


图 20 双对数坐标下放电功率和激励频率 (f 从 10 kHz 变化到 20 kHz) 的标度律

Fig. 20 Scaling laws of discharge power versus f (ranging from 10 kHz to 20 kHz) in logarithm coordinate system

阻挡放电功率标度律为式(18)和式(24)。

3.3.2 脉冲式介质阻挡放电等离子体的热功率标度律

为了探索介质阻挡放电等离子体的热功率与激励电压峰-峰值和激励频率之间的规律,对图 9~图 18 中的数据行了分析,同样发现了它们之间的形式为式(11)和式(12)的标度律。

图 21 为激励电压峰-峰值 10~15 kV,激励频率为 8~24 kHz 时,双对数坐标下热功率和激励电压峰-峰值的关系曲线。由图可见,当激励频率为 8 kHz,激励电压峰-峰值从 10 kV 增大到

15 kV 时,在双对数坐标下,通过最小二乘法对离散点进行幂函数拟合,热功率和激励电压峰-峰值的关系曲线近似为一条直线,其斜率为 5.00,即,热功率和激励电压峰-峰值之间满足

$$P_t \propto V_{pp}^{5.00} (f = 8 \text{ kHz}) \quad (25)$$

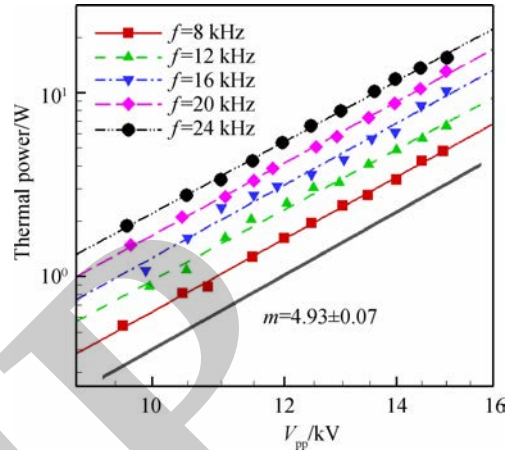


图 21 双对数坐标下热功率和激励电压峰-峰值 (V_{pp} 从 10 kV 变化到 15 kV) 的标度律

Fig. 21 Scaling laws of thermal power versus V_{pp} (ranging from 10 kV to 15 kV) in logarithm coordinate system

同样可见,当激励频率分别为 12、16、20 kHz 和 24 kHz 时,在双对数坐标下通过最小二乘法进行幂函数拟合后,同一频率下的电压峰-峰值为 10~15 kV 的离散点均在同一条直线上,四条直线的斜率分别为 4.86、5.00、4.96 和 4.91。这就说明,当激励频率分别为 12、16、20 kHz 和 24 kHz,电压峰-峰值为 10~15 kV 时,热功率和激励电压峰-峰值之间满足

$$P_t \propto V_{pp}^{4.86} (f = 12 \text{ kHz}) \quad (26)$$

$$P_t \propto V_{pp}^{5.00} (f = 16 \text{ kHz}) \quad (27)$$

$$P_t \propto V_{pp}^{4.96} (f = 20 \text{ kHz}) \quad (28)$$

$$P_t \propto V_{pp}^{4.91} (f = 24 \text{ kHz}) \quad (29)$$

上述的五条直线近似平行,其斜率(即式(11)中的 m 值)可以写成 4.93 ± 0.07 ,可以近似认为

$$P_t \propto V_{pp}^{5.00} (8 \text{ kHz} \leq f \leq 24 \text{ kHz}) \quad (30)$$

图 22 为激励频率为 10~20 kHz,激励电压为 11~15 kV 时,双对数坐标下热功率和激励频率的关系曲线。由图可见,当激励电压为 11 kV 时,激励频率从 10 kHz 增大到 20 kHz,在双对数坐标下,通过最小二乘法对离散点进行幂函数拟合,放电功率和激励电压峰-峰值的关系曲线近似为一条直线,其斜率为 1.44,即,放电功率和激励

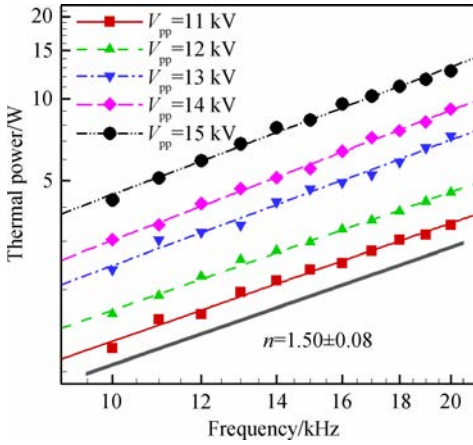


图 22 双对数坐标下热功率和激励频率
(f 从 10 kHz 变化到 20 kHz) 的标度律

Fig. 22 Scaling laws of thermal power versus f
(ranging from 10 kHz to 20 kHz) in logarithm
coordinate system

频率之间满足

$$P_t \propto f^{1.44} (V_{pp} = 11 \text{ kV}) \quad (31)$$

同样可见,当激励电压峰-峰值分别为 12、13、14 kV 和 15 kV 时,在双对数坐标下通过最小二乘法进行幂函数拟合后,同一电压峰-峰值下的电压频率为 10~20 kHz 的离散点均在同一条直线上,四条直线的斜率分别为 1.44、1.53、1.58 和 1.55。这就说明,当激励电压峰-峰值分别为 12、13、14 kV 和 15 kV,激励频率为 10~20 kHz 时,放电功率和激励频率之间满足

$$P_t \propto f^{1.44} (V_{pp} = 12 \text{ kV}) \quad (32)$$

$$P_t \propto f^{1.53} (V_{pp} = 13 \text{ kV}) \quad (33)$$

$$P_t \propto f^{1.58} (V_{pp} = 14 \text{ kV}) \quad (34)$$

$$P_t \propto f^{1.55} (V_{pp} = 15 \text{ kV}) \quad (35)$$

上述的五条直线近似平行,其斜率(即式(12)中的 n 值)可以写成 1.50 ± 0.08 ,可以近似认为

$$P_t \propto f^{1.50} (11 \text{ kV} \leq V_{pp} \leq 15 \text{ kV}) \quad (36)$$

综上所述,在本文的实验条件下,脉冲式介质阻挡放电功率标度律为式(30)和式(36)。

4 脉冲介质阻挡放电等离子体的热效应应用中放电参数的选择

结合式(23)和式(35),可近似认为

$$\eta = P_t / P_a \propto V_{pp}^{3.25} \quad (37)$$

同样地,结合式(29)和式(41),可近似认为

$$\eta = P_t / P_a \propto f^{0.5} \quad (38)$$

比较式(37)和式(38)可以看出,脉冲介质阻挡放电等离子体的热效率随着激励电压峰-峰值的升高增长越来越快,而随着激励频率的升高增

长越来越慢,这个趋势也可以从图 9~图 13、图 14~图 18 分别看出来。这也就说明,在脉冲介质阻挡放电等离子体的热效应时,在可选的参数范围内和确保激励器工作状态良好的前提下,优先选择提高激励电压峰-峰值的工作形式更有利于提高热效率。如在介质阻挡等离子体防除冰方法中,激励器应选择介质的抗击穿场强高的绝缘介质作为激励器的绝缘介质,以利于将激励电压提高到较高的数值,充分利用等离子体的能量输入进行防除冰。

由式(5)可以看出

$$P_{t, \text{dielectric}} \propto U_{\text{max}}^2 \propto V_{pp}^2 \quad (39)$$

$$P_{t, \text{dielectric}} \propto f \quad (40)$$

结合式(30)和式(36)可近似认为

$$\frac{P_{t, \text{dielectric}}}{P_t} \propto V_{pp}^{-3} \quad (41)$$

$$\frac{P_{t, \text{dielectric}}}{P_t} \propto f^{-0.5} \quad (42)$$

可以看出介质加热功率与热功率的比值随着激励电压峰-峰值和激励频率的升高均逐渐减小,且介质阻挡放电等离子体的热功率中气体加热逐渐占据主要部分,介质加热的比例越来越小。同时,在其他条件不变时,优先提高激励电压的峰-峰值可更快地提升介质阻挡放电等离子体热功率中气体加热功率的比例。

5 结论

1) 在固定的激励频率下,随着激励电压峰-峰值的升高,介质阻挡放电等离子体的放电功率、热功率和热效率均逐渐增大,介质阻挡放电等离子体的放电功率转化为热功率的比例越来越高。这种现象的机理为:外界激励电压峰-峰值增大时,惯性更小的电子在相同的电场下具有更高的加速性能,导致电子与重粒子之间的碰撞能量传递的增大程度高于离子与中性气体分子的能量(动量)传递的增大程度。

2) 在固定的激励电压峰-峰值下,随着激励频率的升高,介质阻挡放电等离子体的放电功率、热功率和热效率均逐渐增大,介质阻挡放电功率转化为热功率的比例越来越高。这种现象的机理为:外界激励频率增大时,单位时间内等离子体中粒子的碰撞次数增大,导致电子与重粒子之间的碰撞能量传递的增大程度高于离子与中性气体分子的能量(动量)传递的增大程度。

3) 在本文的实验条件下,脉冲介质阻挡放电

等离子体激励的放电功率和热功率与激励电压和激励频率之间均存在幂函数关系,即:脉冲介质阻挡放电等离子体激励的放电功率正比于激励电压峰-峰值的 1.75 次方,正比于激励频率的 1 次方,其热功率正比于激励电压峰-峰值的 5.0 次方,正比于激励频率的 1.5 次方。

4) 在激励电压和激励频率中,优先选择提高激励电压峰-峰值更有利于提高热效率,也可更快地提升介质阻挡放电等离子体热功率中气体加热功率的比例。

参考文献:

- [1] STARIKOVSKIY A, ALEKSANDROV N. Nonequilibrium plasma aerodynamics[M]//MULDER M. Aeronautics and Astronautics. Rijeka; In Tech, 2011:55-96.
- [2] ROTH J R. Boundary layer flow control with one atmosphere uniform glow discharge surface plasma[R]. AIAA 98-0328, 1998.
- [3] CORKE T C, ENLOE C L, WILKINSON S P. Dielectric barrier discharge plasma actuators for flow control[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2010, 42(1):505-529.
- [4] SERPIERI J, KOTSONIS M. Conditioning of unsteady cross-flow instability modes using dielectric barrier discharge plasma actuators[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2018(93):305-313.
- [5] 邵涛,严萍.大气压气体放电及其等离子体应用[M].北京:科学出版社,2015.
- [6] YANG L, LI J, CAI J, et al. Lift Augmentation based on flap deflection with dielectric barrier discharge plasma flow control over multi-element airfoils[J]. Journal of Fluids Engineering, 2016, 138(3):365-372.
- [7] LIU F, LUO S, GAO C, et al. Flow control over a conical forebody using duty-cycled plasma actuators[J]. AIAA Journal, 2012, 46(11):2969-2973.
- [8] NISHIHARA M, TAKASHIMA K, RICH J, et al. Mach 5 bow shock control by a nanosecond pulse surface DBD[R]. AIAA 2011-1144, 2011.
- [9] KOZLOV A V, THOMAS F O. Active noise control of bluff-body flows using dielectric barrier discharge plasma actuators[J]. AIAA Journal, 2000, 46(8):1921-1931.
- [10] ONO R, OGURA K, MOGI T. Stabilization of premixed lean methane-air combustion using dielectric barrier discharge with low pollutant emissions[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2017(50):365201. 1-365201. 7.
- [11] USTINOV M, KOGAN M, LITVINOV V, et al. Natural laminar-turbulent transition delay by dielectric barrier discharge[J]. Journal of Physics: Conference Series, 2011(318):022037. 1-022037. 9.
- [12] MENG X, CAI J, TIAN Y, et al. Experimental study of anti-icing and deicing on a cylinder by DBD plasma actuation[R]. AIAA 2016-4019, 2016.
- [13] VAN DEN BROECKE J. De-icing using NS-DBD plasma actuators-efficiency and deicing capability of nanosecond pulsed dielectric barrier discharge plasma actuators[D]. Delft; Delft University of Technology, 2016.
- [14] ZHOU W, LIU Y, HU H, et al. Utilization of thermal effect induced by plasma generation for aircraft icing mitigation[J]. AIAA Journal, 2018, 56(3):1-8.
- [15] CAI J, TIAN Y, MENG X, et al. An experimental study of icing control using DBD plasma actuator[J]. Experiments in Fluids, 2017, 58(8):102. 1-102. 8.
- [16] TIAN Y, ZHANG Z, CAI J, et al. Experimental study of an anti-icing method over an airfoil based on pulsed dielectric barrier discharge plasma[J]. Chinese Journal of Aeronautics, 2018, 31(7):1449-1460.
- [17] JOUSSOT R, HONG D, RABAT H, et al. Thermal characterization of a DBD plasma actuator: dielectric temperature measurements using infrared thermography[R]. AIAA 2010-5102, 2010.
- [18] STANFIELD S A, MENART J, DEJUSEOH C Jr, et al. Rotational and vibrational temperatures for a dielectric barrier discharge in air using emission spectroscopy[J]. AIAA Journal, 2009, 47(5):1107-1115.
- [19] DONG B, BAUCHIRE J M, POUVESLE J M, et al. Experimental study of a DBD surface discharge for the active flow control of subsonic airflow[J]. Journal of Physics: D Applied Physics, 2008, 41(15):1525-1528.
- [20] ERFANI R, ZARE-BEHTASH H, KONTIS K, et al. Plasma actuators: influence of dielectric surface temperature[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2012, 42(5):258-264.
- [21] RODRIGUES F, PASCOA J, TRANCOSI M. Heat generation mechanisms of DBD plasma actuators[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2018(90):55-65.
- [22] 武占成,张希军,胡有志.气体放电[M].北京:国防工业出版社,2012.
- [23] 杨世铭,陶文铨.传热学[M].北京:高等教育出版社,2006.
- [24] ROTH J R, DAI X. Optimization of the aerodynamic plasma actuator as an electrohydrodynamic (EHD) electrical device[R]. AIAA 2006-1203, 2006.
- [25] JOLIBOIS J, FORTE M, MOREAU É. Application of an AC barrier discharge actuator to control airflow separation above a NACA 0015 airfoil: optimization of the actuation location along the chord[J]. Journal of Electrostatics, 2009, 66(9):496-503.
- [26] MURPHY J P, KRIEGSEIS J, LAVOIE P. Scaling of maximum velocity, body force, and power consumption of dielectric barrier discharge plasma actuators via particle image velocimetry[J]. Journal of Applied Physics, 2013, 113(24):247-272.
- [27] ENLOE C L, MCLAUGHLIN T E, DYKEN R D V, et al. Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator: plasma morphology[J]. AIAA Journal,

2004,42(3):589-594.

[28] LITTLE J, NISHIHARA M, ADAMOVICH I, et al. High-lift airfoil trailing edge separation control using a single dielectric barrier discharge plasma actuator[J]. Experiments in Fluids,2010,48(3):521-537.

[29] ORLOV D M,CORKE T C. Numerical simulation of aerodynamic plasma actuator effects[R]. AIAA 2005-1083, 2005.

[30] ABE T,TAKIZAWA Y,SATO S,et al. A parametric experimental study for momentum transfer by plasma actuator[R]. AIAA 2007-187,2007.

[31] BAUGHN J W, PORTER C O, PETERSON B L, et al. Momentum transfer for an aerodynamic plasma actuator with an imposed boundary layer[R]. AIAA 2006-168, 2006.

[32] PORTER C,BAUGHN J,MCLAUGHLIN T,et al. Plasma actuator force measurements[J]. AIAA Journal,2007, 45(7):1562-1570.

(编辑:张 雪)