

两电极等离子体合成射流激励器工作特性研究*

王林 夏智勋 罗振兵† 周岩 张宇

(国防科技大学, 高超声速冲压发动机技术重点实验室, 长沙 410073)

(2014年3月17日收到; 2014年5月9日收到修改稿)

采用放电测量和高速阴影技术对两电极等离子体合成射流激励器工作特性进行了系统实验研究. 实验表明: 激励器工作击穿电压和放电峰值电流随激励器所处环境压强的降低和放电频率的增大而减小, 激励器腔体内的放电过程为火花电弧放电. 典型的等离子体合成射流流场包含有一道前驱激波和一股呈蘑菇状的高速射流. 在整个射流发展过程中, 前驱激波以当地声速恒速传播, 不随激励器条件的改变而变化, 波的强度则随着激励器出口直径的减小、腔体体积的增大、环境压强的降低和放电频率的升高而减小. 激励器腔体体积和放电频率的增加会降低腔内气体的加热效果, 并减小射流速度. 激励器出口直径和环境压强对射流速度的影响按规律变化且存在最佳值. 本文实验条件下激励器都产生了明显的前驱激波和高速射流, 具有实现高速流场主动流动控制的应用潜能.

关键词: 等离子体, 合成射流, 前驱激波, 射流速度

PACS: 47.27.wg, 52.80.-s, 47.32.-y, 52.30.-q

DOI: 10.7498/aps.63.194702

1 引言

为了实现各种流体机械内外流场流动状态的可变、可控, 目前已经发展出了多种不同工作方式的流动控制激励器^[1,2]. 在众多激励器类型中, 基于气体放电的等离子体激励器以其结构简单、响应迅速、工作频带宽、无机械活动部件等优点正受到越来越多的关注^[3], 并且极有可能成为主动流动控制技术从实验室走向实际工程应用的突破口.

介质阻挡放电(DBD)等离子体激励器作为研究最多的一种等离子体气动激励方式, 在湍流转捩、边界层分离、增升减阻、噪声抑制等方面都表现出较好的应用效果^[4-6]. DBD主要通过体积力加速和诱导涡相干作用实现对流场的控制, 但由于DBD等离子体功率低, 产生的体积力及诱导射流速度较小^[7], 因此DBD激励器的应用研究领域主要为低速、低雷诺数条件下的流动控制^[4,5]. 为了获得流场控制能力更强的等离子体气动激励方式,

研究人员对DBD激励器结构参数和驱动参数进行了多种优化^[6]. 其中采用更短放电时间的纳秒脉冲DBD激励器可以实现放电区域的快速焦耳加热, 在流场中产生一道近似声速的压缩波^[8], 能够显著提升激励器控制效果, 实现超声速流场控制^[9]. 除了DBD激励器自身参数的优化, 电晕放电^[10]、弧光放电^[11]和射频(RF)放电^[12]等其他放电类型激励器的研究也开始兴起. 以上所述放电类型激励器均属于表面放电等离子体气动激励方式, 都是依靠激励器表面产生的等离子体与受控流场直接相互作用, 通过电流体动力效应(EHD)的动量注入或快速局部焦耳加热效应的压缩波扰动实现对流场的控制.

等离子体合成射流(又称为火花放电式射流^[13]或脉冲等离子体射流^[14])是有别于上述表面放电等离子体的一种新的气动激励方式, 它的放电是在一个开有出口孔缝的小腔体内, 所产生的等离子体并不与受控流场直接接触, 而是通过加热腔内气体, 使其增压膨胀并高速喷出, 实现对流

* 国家自然科学基金(批准号: 11372349)、全国优秀博士学位论文作者专项资金(批准号: 201058)和国防科技大学杰出青年基金(批准号: CJ110101)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: luozhenbing@163.com

场的操控. 等离子体合成射流激励器既可以产生速度高达数百米每秒的高能射流, 又可以产生近似声速的压缩波^[15], 对受控流场兼具动量注入的涡控效果和压缩波扰的波控效果, 在超声速/高超声速流动控制中具有双重作用优势. 自从Grossman等^[13]首次提出等离子体合成射流激励器概念, 国内外众多单位相继开展了与之相关的研究. Cybyk等^[16,17]改进了初始激励器结构设计, 提高了激励器的射流形成能力和工作可靠性. Grossman^[13]和Haack^[18]等提出并完善了等离子体合成射流一维理论分析方法, 结果表明射流的最大理论速度可以达到1500 m/s. Taylor^[19]和王林^[20]等分别建立了等离子体合成射流数值计算模型, 分析了激励器能量利用效率和射流发展过程. 在实验研究方面, 由于PIV技术示踪粒子的播撒困难和跟随性不足^[21], 纹影/阴影技术成为主要的研究手段. 德克萨斯州立大学^[14]、伊利诺伊州立大学^[22]、韩国Ulsan大学^[23]、法国宇航研究中中(ONERA)^[24]和国防科技大学^[15]、空军工程大学^[25]等单位分别采用纹影/阴影技术研究了激励器出口构型、电容大小、能量沉积速率、放电电流和频率等对射流速度的影响. 作为一种主动流动控制装置, 等离子体合成射流激励器已经在超声速边界层转捩^[14,23]、激波边界层干扰^[26,27]和超声速飞行器气动力控制^[27]等方面展现出较强的控制能力.

等离子体合成射流激励器的研究起步较晚, 现有研究成果中还缺乏对激励器工作的放电特性、流场特性和各工作参数影响规律的系统研究. 本文将采用放电测量和光学诊断相结合的方法, 实验研究激励器放电电压-电流特性和射流流场结构, 分析不同激励器结构参数、环境参数和驱动参数对射流特性的影响, 验证各条件下激励器作为高速流场主动流动控制装置的可行性, 并为激励器实现超声速

流场主动流动控制研究参数选择提供参考.

2 实验装置

图1所示为实验系统装置, 主要组成包括等离子体合成射流激励器、高压脉冲电源、放电测量设备和高速阴影系统. 等离子体合成射流激励器组件结构如图1(b)所示. 为增强激励器工作过程中的散热效果, 提高形成的等离子体射流速度^[14], 激励器腔体和堵盖材料选用高导热性、耐电击穿的氮化硼. 电极为直径1 mm的钨针, 以提高电极材料的抗放电烧蚀能力, 同时为了增加激励器使用寿命和工作可靠性, 电极不再采用尖端结构^[14,15,22]. 实验过程中激励器电极间距固定为3 mm. 激励电源采用西安交通大学高电压实验室研制的KD-1高压脉冲电源, 电源最大输出电压为10 kV, 脉冲频率1—50 Hz可调, 单脉冲最大输出能量约为20 J. 放电时的电压和电流分别通过Tecktronic P6015A型高压探头(带宽75 MHz, 衰减比1000:1)和Rogowski电流线圈(带宽13 MHz)进行测量, 并通过Tecktronic DPO3014型数字示波器(带宽100 MHz, 采样频率2.5 GS/s)进行采集. 高速阴影系统包括波长532 nm的连续激光光源, 两个直径200 mm的凹透镜和型号为Photron FAST-CAM SA-X2的超高速相机. 实验过程中相机采样频率为80 kHz, 曝光时间设定为0.36 μs, 以实现测量流场的冻结获得瞬时流场结构, 并通过同步控制器(MicroPulse 725)实现放电触发和流场采样的同步. 同时为了测量不同大气压强条件下激励器的放电特性和流场特性, 还另外设计了尺寸为32 cm×32 cm×64 cm的低压实验仓, 可以达到的环境压强范围为0.06—1.0 atm (1 atm = 1.01325 × 10⁵ Pa).

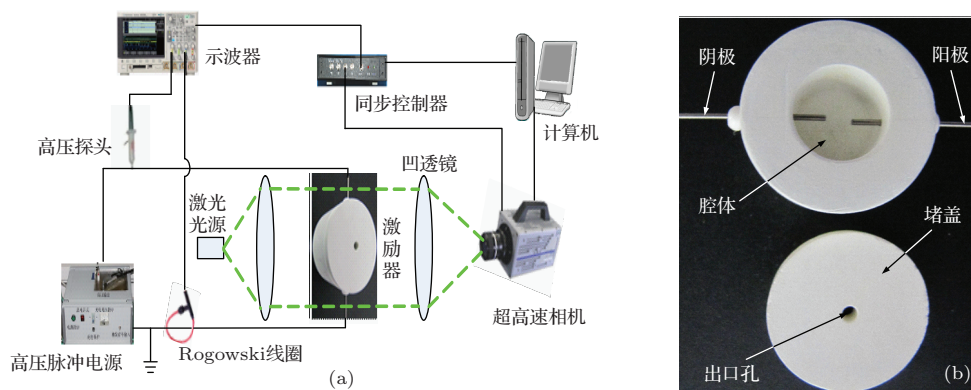


图1 实验系统及等离子体合成射流激励器 (a) 实验系统; (b) 激励器组件结构

3 放电电压-电流特性

图2为放电频率 $f = 1 \text{ Hz}$, 环境大气压强 $P = 1 \text{ atm}$ 条件下激励器电极放电的典型电压-电流波形图. 由于激励电源为容性电源(依靠电容的充放电实现电能的存储与释放^[24]), 由电源电容、连接导线和激励器组成的等效电路近似为一欠阻尼RLC系统, 因此图2中放电电压和电流整体上呈振荡衰减的变化趋势. 在放电开始时刻电压波形出现了严重的高频波动, 这是由于强烈的电磁干扰所致, 所以实验中需要做好各测量与采集装置的电磁屏蔽, 以保证实验过程及结果的可靠. 由图2可知, 电极间距3 mm、大气压强1 atm条件下激励器的工作击穿电压 $V_{BD} \approx 7.2 \text{ kV}$, 峰值电流 $I_{\max} \approx 1.75 \text{ kA}$. 根据电极横截面积推算, 放电间隙电流密度约为 10^5 A/cm^2 , 放电具有电弧放电特征^[28], 同时放电过程中伴随有明显的爆炸声响, 根据气体放电的分类, 激励器腔体内的放电过程应为火花电弧放电^[29].

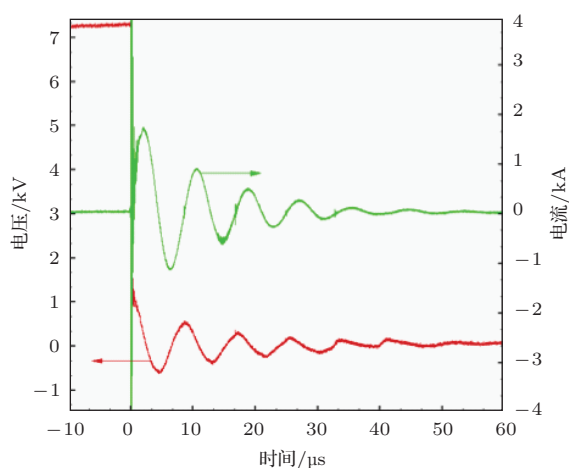


图2 放电典型电压-电流波形图

图2同时表明放电一旦触发, 激励器电极电压在约 $3 \mu\text{s}$ 内迅速从 7.2 kV 降至 0 V , 完成主要能量的释放. 激励器电极放电总的持续时间约为 $45 \mu\text{s}$, 振荡频率约为 10^5 Hz . 需要指出的是气体放电过程中放电持续时间和振荡周期主要受电源电路和工作环境湿度的影响^[30], 本实验环境温度为 293.6 K , 湿度为 68% . 因此实验过程中测得的各项条件下放电时间和振荡频率基本一致, 差异仅表现在击穿电压和峰值电流的不同, 具体如图3所示.

不同条件下激励器工作击穿电压和峰值电流的变化如图3所示, 图中数据为十次测量结果的平

均值. 图3(a)表明随着气体压强的降低, 击穿电压和峰值电流逐渐减小, 0.1 atm 时击穿电压和峰值电流分别降至约为 2.6 kV 和 0.64 kA . 这是由于低气压条件下, 中性粒子和带电离子的平均自由程增大, 使得在相同电场强度条件下各种粒子能够获得更大的动能, 具有较大动能的气体粒子更易于击穿电离, 这也符合巴申定律相同电极间隙条件下, 低气压需要更小击穿电压的表述^[29]. 图3(b)为激励器工作击穿电压和电流峰值随放电频率的变化. 由图可知随着激励器放电频率的提高, 击穿电压和峰值电流以先快后慢的趋势下降. 这是由于两个方面的原因: 一是随着放电频率的增加, 对激励器腔体的加热效果变得明显, 导致激励器腔体内气体温度升高, 气体分子动能增大, 击穿电压降低; 二是由于放电频率增加, 使得两次放电时间间隔缩短, 电极间隙内剩余带电粒子没有完全消失, 空气电离度增大, 放电通道更易于建立, 降低了气体击穿所需电压. 随着放电频率的持续增加, 激励器工作稳定后, 腔体与外部环境的热交换逐渐达到平衡, 腔体的相对温升减小, 击穿电压和峰值电流的下降也趋缓.

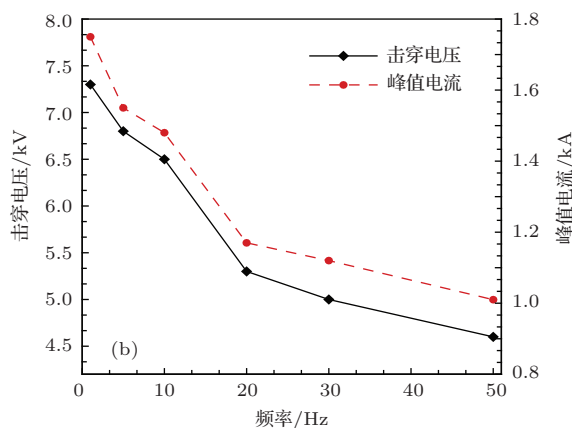
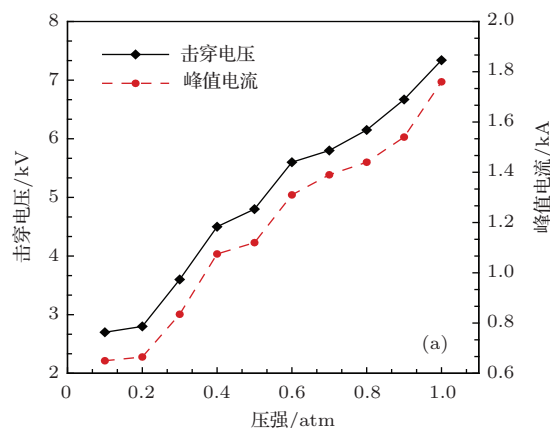


图3 不同条件下激励器工作击穿电压和峰值电流的变化 (a) 不同压强; (b) 不同放电频率

激励器工作击穿电压及峰值电流的大小反应了放电过程中腔内能量沉积的多少, 从而影响腔内气体温度及压力的变化, 并最终决定等离子体合成射流流场结构与速度特性. 大气压强的降低及放电频率的增加都会导致腔内能量沉积绝对量的减小, 也会影响等离子体合成射流的形成, 具体影响将在 5.3 节进行分析.

4 射流典型流场结构及发展过程

图 4 为放电开始后 100 μs 射流的典型流场结构. 其中激励器出口直径 $d = 3 \text{ mm}$, 腔体直径和高度 $D = H = 9.6 \text{ mm}$ (腔体体积 $V_c = 700 \text{ mm}^3$), 放电频率 $f = 1 \text{ Hz}$, 大气压强 $P = 1 \text{ atm}$. 由图 4 可知, 流场中等离子体合成射流呈蘑菇状结构, 而且在射流锋面上方有一道呈球对称结构的被称之为前驱激波 [14,15] 的强压缩波, 同时射流流场中还存在有多道由反射等作用产生的弱的压缩波. 作为两种不同的扰动方式, 等离子体合成射流激励器产生的射流具有动量/能量注入效果, 可以实现边界层

分离、湍流转捩等控制应用, 而前驱激波引起的压力梯度则具有激波边界层干扰控制的应用潜能. 因此, 等离子体合成射流激励器在超声速/高超超声速流动控制中具有双重作用能力. 实验中等离子体合成射流激励器工作具有较好的可重复性, 不同放电周期、同一时刻的射流流场中射流锋面及前驱激波位置至激励器出口测量距离偏差小于 5% (如图 7).

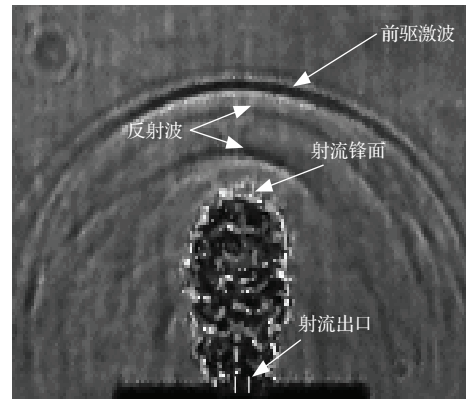


图 4 放电开始后 100 μs 的射流流场结构

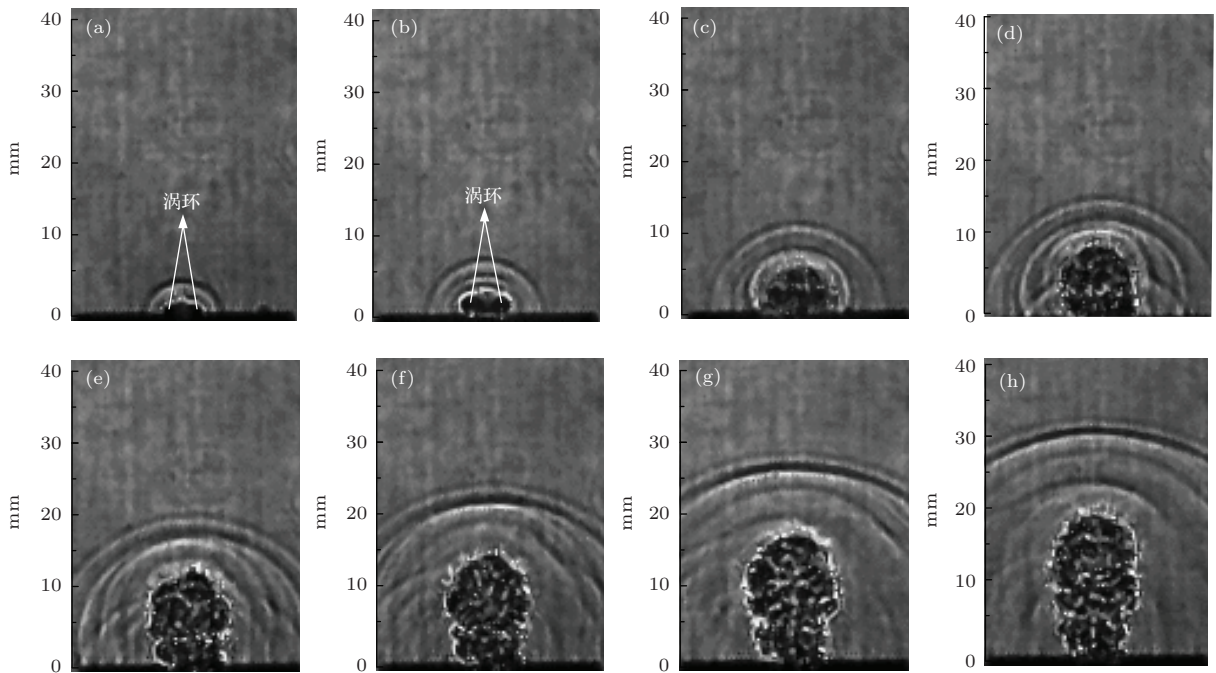


图 5 等离子体合成射流流场发展过程图 (a) $t = 12.5 \mu\text{s}$; (b) $t = 25 \mu\text{s}$; (c) $t = 37.5 \mu\text{s}$; (d) $t = 50 \mu\text{s}$; (e) $t = 62.5 \mu\text{s}$; (f) $t = 75 \mu\text{s}$; (g) $t = 87.5 \mu\text{s}$; (h) $t = 100 \mu\text{s}$

图 5 为高速阴影获得的放电开始后等离子体合成射流流场随时间的演化过程, 其中每两幅图的时间间隔固定为 12.5 μs . 由图可见, 放电开始后 12.5 μs , 激励器出口处已形成有一股呈涡环结构的明显射流, 而前驱激波已经离开激励器出口. 这表明等离子体合成射流激励器具有很快的流场响应

速度. 当 $t = 25 \mu\text{s}$ 时, 射流继续以涡环结构向下游运动, 流场中开始出现明显的反射波. 当 $t = 37.5 \mu\text{s}$ 时, 射流的涡环结构消失, 开始呈典型的蘑菇状结构, 并成为充分发展的湍流. 随着时间的继续, 流场中经历着复杂的波系变化, 而射流仍然保持着蘑菇状的湍流结构向下游运动, 但射流锋面与前驱

激波的距离在随着时间的增加而逐渐增大, 这表明两者的速度差整体上在不断扩大. 经过各压缩波持续的融合与耗散, 当 $t = 100 \mu\text{s}$ 时, 射流流场中尤其是沿激励器出口径向仅有一道前驱激波和两道弱的压缩波.

图 6 为当 $t = 200 \mu\text{s}$, $500 \mu\text{s}$ 和 $1000 \mu\text{s}$ 时射流进一步发展的流场结构. 由图可知当 $t = 200 \mu\text{s}$ 时, 射流流动状态基本维持不变, 而流场中的压缩波仅剩下两道, 其他弱的反射波已经衰减消失. 除了第一道前驱激波, 初步认为第二道压缩波是由于前驱激波在腔内的反射形成并由激励器放电过程电压-电流振荡导致能量沉积的波动而加强. 当 $t = 500 \mu\text{s}$ 时, 压缩波已经脱离实验观察区域, 射流结构也

开始发生明显变化, 射流起始时刻的涡环结构再次出现射流的上方, 并且以比射流主流区更快的速度向下游迁移. 当 $t = 1000 \mu\text{s}$ 时, 涡环已经与射流主流分离, 而射流的影响区域达到激励器出口下游 80 mm 处, 并将继续扩大. 阴影图像反应的是流场密度的二阶梯度变化, 根据图 6 (c) 激励器出口处射流密度分析, 此时仍有明显的射流喷出, 即激励器工作周期中射流喷出时间要大于 1 ms, 这一结果要大于前期 $220 \mu\text{s}$ 的实验 [24] 及数值计算结果 [20]. 这是由于本实验条件下的放电沉积能量及腔内初始气体质量都较文献 [24, 20] 要大, 能够实现腔内气体更充分的加热及更多气体的喷出.

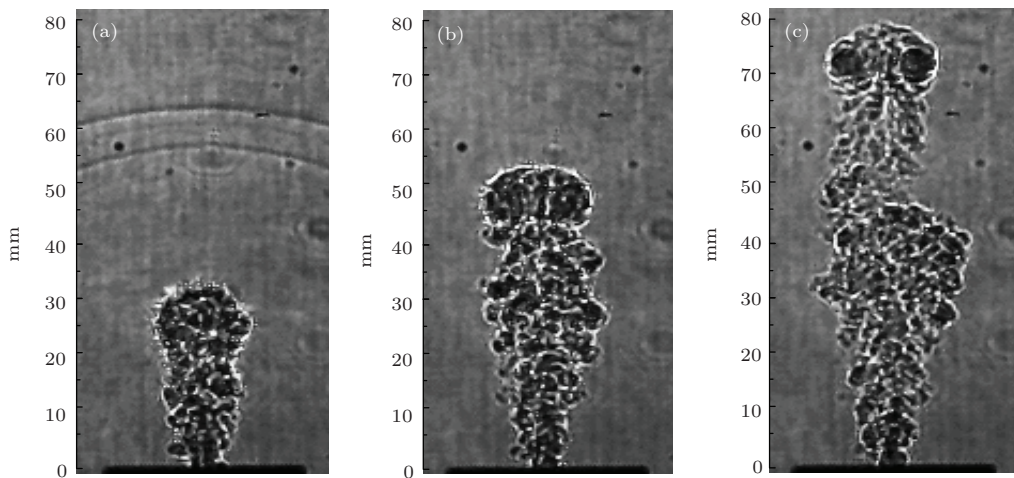


图 6 等离子体合成射流分别在 (a) $t = 200 \mu\text{s}$, (b) $t = 500 \mu\text{s}$, (c) $t = 1000 \mu\text{s}$ 时刻流场

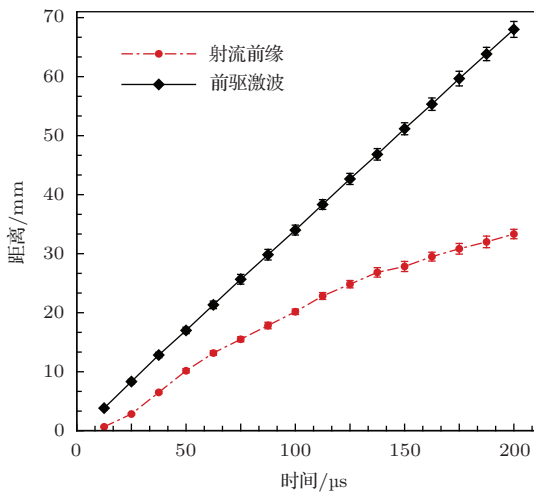


图 7 前驱激波及射流面至激励器出口距离随时间变化

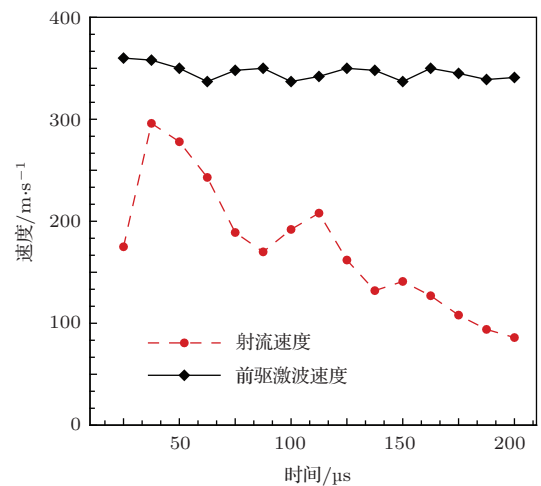


图 8 前驱激波及射流速度随时间变化

实验中采集了每个条件 20 个周期的射流流场, 并测量了每个时刻前驱激波及射流锋面至激励器出口的距离, 其结果如图 7 所示. 由图可知前驱激

波至激励器出口距离随着时间的变化几乎按线性增长, 而射流锋面至出口距离整体上则以增速递减的趋势增长. 图 7 中前驱激波及射流锋面距离的变

化率反应的即是二者的速度特性, 在此约定将两个连续时刻间射流的平均速度作为后一时刻的瞬时速度. 虽然该方法获得的速度并不是射流的真实速度, 但也可以作为射流速度的一种度量方式^[22]. 图8即为实验测量的前驱激波和射流速度随时间的变化情况. 其结果表明前驱激波的速度约维持为350 m/s, 即当地声速. 因此推断流场中的前驱激波其实是一道以声速传播的强的压缩波. 射流速度则以多峰值减小的趋势变化. 射流速度的减小是由于在向下游发展过程中与周围静止气体的摩擦和卷吸作用而耗散, 强度减弱速度降低. 射流速度的第一个峰值是由于高压气体从腔内喷出后的快速膨胀产生, 而后续的速度峰值则是由于流场内反射波的加速作用引起的. 射流达到的最大速度约为

300 m/s, 远大于DBD 激励器诱导产生的射流速度 (≤ 10 m/s^[5]).

5 射流参数影响规律分析

等离子体合成射流激励器的结构参数、工作环境参数和驱动参数对射流形成及流场发展具有重要的影响. 因此本文对激励器射流出口直径 d 、腔体体积 V_c (包括腔体直径 D 和高度 H)、工作环境压强 P 及放电频率 f 等对等离子体合成射流流动特性的具体影响效果进行了研究, 为等离子体合成射流激励器优化设计及实际应用的参数选择提供参考. 具体各实验条件参数如表1所示.

表1 不同激励器实验条件参数

激励器条件	d/mm	D/mm	H/mm	V_c/mm^3	P/atm	f/Hz
不同出口直径	1.5, 3, 5	9.6	9.6	700	1.0	1
		8	9	450		
不同腔体体积	3	9.6	9.6	700	1.0	1
		15	10	1750		
		15	20	3500		
不同环境压强	3	9.6	9.6	700	0.1—1.0	1
不同放电频率	3	15	10	1750	1.0	1, 5, 10, 20, 30, 50

5.1 激励器出口直径的影响

放电开始后100 μs 不同出口直径激励器的射流流场结构如图9所示. 由图可知随着激励器出口直径的变化射流锋面至激励器出口距离表现为 $d = 3$ mm最大, $d = 1.5$ mm次之, $d = 5$ mm最小. 三种出口直径激励器流场中前驱激波至激励器出口距离基本一致, 即前驱激波速度不受激励器出口直径影响, 以当地声速稳定传播, 但流场内各压缩波的强度则明显受激励器出口直径的影响. $d = 1.5$ mm时, 流场内压缩波都比较弱, $d = 3$ mm的激励器流场具有最强的前驱激波, 而 $d = 5$ mm时, 前驱激波及反射波的强度都比较大.

图10为不同出口直径条件下射流锋面至激励器出口距离和射流速度随时间的变化. 图10(a)表明在放电开始后的12.5 μs , 三种不同直径的激励器出口下游均出现有明显的射流, 并且在射流喷出后较短的时间内(< 50 μs), 射流锋面至激励器出口距离基本相同, 即不同出口直径的激励器具

有相同射流建立时间和初始射流速度, 如图10(b). 随着射流的进一步发展($t > 50$ μs), 出口孔径的影响开始凸显. 在图10(a)中表现为射流锋面至出口距离不再一致, 而是 $d = 5$ mm的射流距离与 $d = 1.5$ 和3 mm的射流距离差别越来越大, $d = 1.5$ mm和 $d = 3$ mm的射流距离差别则以先增大后减小的趋势变化. 在图10(b)中表现为三种出口直径下射流速度大小开始出现偏离, 整体变化趋势上射流速度均振荡减小. 在射流发展中期阶段(50 $\mu s < t < 125$ μs), 3 mm出口直径的射流速度最大, 1.5 mm直径的次之, 5 mm直径射流速度最小. 当 $t > 125$ μs 时, 射流速度则随出口直径的增加而单调减小. 这主要是由于在相同驱动电参数和环境参数条件下, 相同腔体体积内注入同等能量, 对激励器腔体的加热效果一致, 腔内气体升温加压效果相同. 在射流发展的前期($0 < t < 50$ μs), 不同出口直径的腔内压强与环境压强比相等, 因此气体喷出及膨胀速率大致相同, 射流速度也相同. 在射流发展中期(50 $\mu s < t < 125$ μs), 腔体内压强

相差不大, 小的激励器出口直径可以产生更高速度的射流, 但考虑到出口喉道处边界层的影响, 对于 $d = 1.5 \text{ mm}$ 的直径边界层阻塞作用变得显著, 因此

射流速度反而比大口径 ($d = 3 \text{ mm}$) 速度低. 而在射流后期阶段 ($t > 125 \mu\text{s}$), 射流速度则随激励器出口直径的增加逐渐减小.

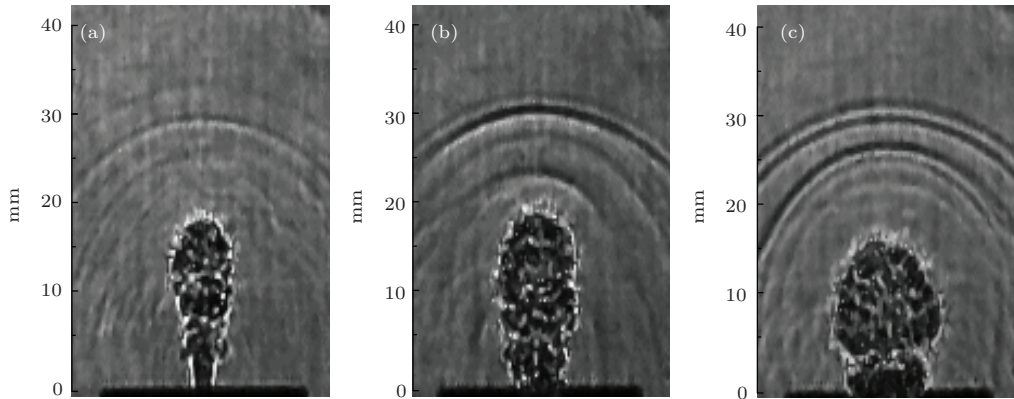


图9 放电开始后 $100 \mu\text{s}$ 不同出口直径激励器射流流场对比 (a) $d = 1.5 \text{ mm}$; (b) $d = 3 \text{ mm}$; (c) $d = 5 \text{ mm}$

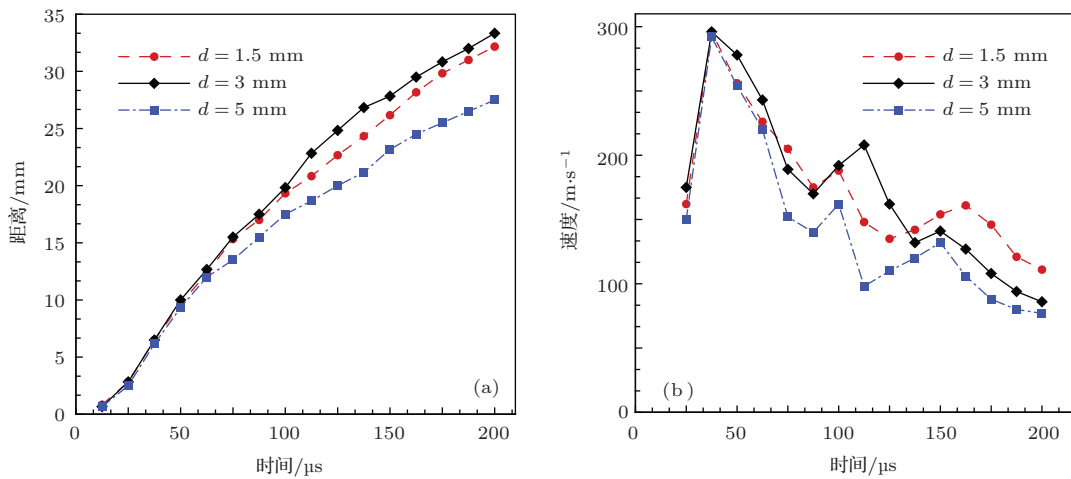


图10 不同激励器出口直径条件下射流特性对比 (a) 射流锋面距离; (b) 射流速度

5.2 激励器腔体体积的影响

激励器腔体体积是另一个影响射流流场特性的重要结构参数, 因为它反映了激励器工作气体质量, 决定腔内气体温度及压力的升高, 并最终影响流场发展及射流速度. 图 11 为不同激励器腔体体积下, 放电触发后 $100 \mu\text{s}$ 流场结构对比. 由图可知激励器腔体不仅影响射流速度、激波强度, 还显著改变了射流流场结构. 首先随着激励器腔体体积的增大, 射流锋面至激励器出口处距离减小, 即射流速度变小; 其次随着腔体体积的增大流场内压缩波强度减弱, 虽然前驱激波速度基本维持不变, 但强度衰减速度加快; 最后, 当激励器腔体体积 $V_c = 3500 \text{ mm}^3$ 时, 射流以涡环的形式传播, 而

不再是充分发展的连续湍流射流. 初步认为这种改变是由于腔体体积的增大导致相同放电沉积能量对激励器腔内气体加热不充分, 射流膨胀强度减弱造成的. 随着激励器腔体体积的减小, 腔内气体质量降低, 同等放电能量条件下, 腔内气体温度及压力升高显著, 腔体内外压比增大, 形成的各压缩波强度更大, 射流速度也更大. 当射流以较快速度向下游传播时, 射流开始形成的涡环(如图 5 (a), (b))很快与高速喷出的射流融合消失, 成为连续湍流. 而当腔体体积太大时(本文中 $\geq 3500 \text{ mm}^3$ ($D = 15 \text{ mm}$, $H = 10 \text{ mm}$)), 由于腔内气体加热作用不显著, 形成的射流速度低于涡环向下游迁移的速度, 因此射流呈涡串结构向下游传播. 为了进一步分析大体积条件下射流的涡串流动现象, 研究了体积

$V_c = 6200 \text{ mm}^3$ 的更大腔体的激励器在同等其他参数条件下的射流特性, 结果显示射流结构与体积为 3500 mm^3 激励器流场相似(文中未示出), 均呈涡环发展结构.

图 12 为不同激励器腔体体积条件下射流锋面至激励器出口距离随时间的变化和射流发展过程中达到的最大射流速度. 图 12 (a) 更直观表明随着激励器腔体体积的增大, 射流锋面至激励器出口距

离减小. 从图 12 (a) 还可以发现, 当 $t = 12.5 \mu\text{s}$ 时腔体体积为 1750 mm^3 和 3500 mm^3 的激励器出口下游尚未出现明显射流, 这表明不能够实现充分加热的大的激励器腔体体积不仅会降低形成的射流速度, 而且增加了射流建立的响应时间. 图 12 (b) 则表明随着激励器腔体体积的增加, 射流速度峰值快速降低, 即腔体内外压比的减小使得射流喷出后的膨胀加速作用明显减弱.

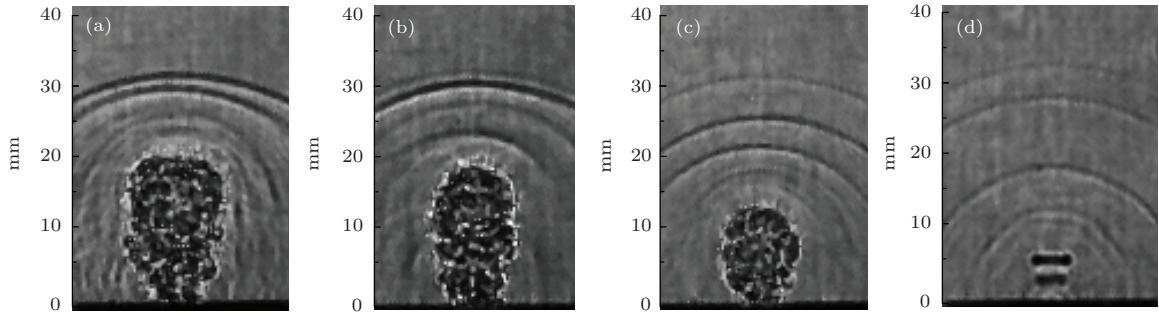


图 11 放电开始后 $100 \mu\text{s}$ 不同腔体体积流场对比 (a) $V_c = 450 \text{ mm}^3$; (b) $V_c = 700 \text{ mm}^3$; (c) $V_c = 1750 \text{ mm}^3$; (d) $V_c = 35000 \text{ mm}^3$

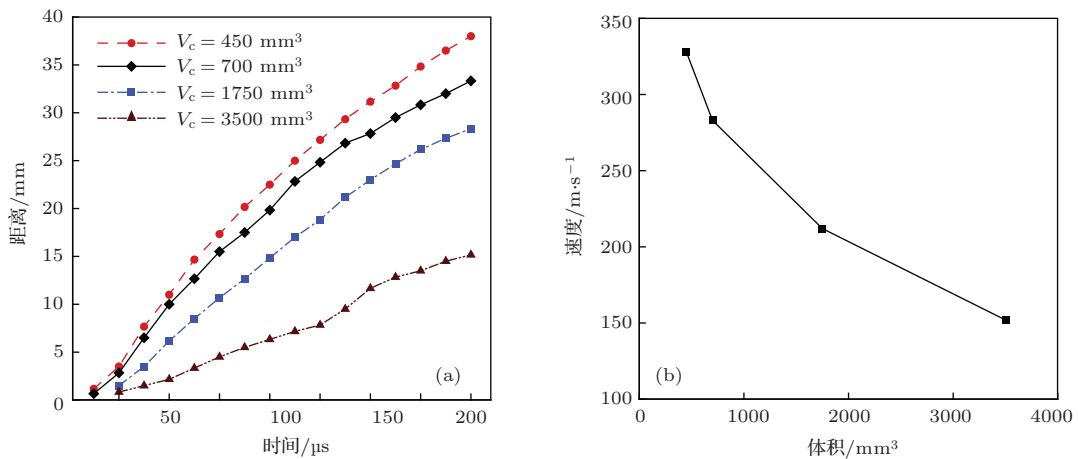


图 12 不同腔体体积条件下射流特性对比 (a) 射流锋面距离; (b) 射流速度峰值

5.3 激励器工作环境压强的影响

激励器所处工作环境, 如压强、温度、湿度等参数是激励器实际应用中的重要影响因素. 文献 [30] 则指出, 对于等离子体气动激励方式, 压强对激励器工作特性的影响更为重要, 图 3 (a) 也表明环境压强会显著改变激励器工作击穿电压, 影响放电时激励器腔内能量沉积大小. 在此对不同环境压强条件下射流的流场特性进行了对比研究.

图 13 为不同环境压强条件下, 放电开始后 $100 \mu\text{s}$ 射流流场结构对比. 由图可知随着环境压强的

降低, 前驱激波的强度减弱, 但至激励器出口距离仍保持不变, 即环境压强仅改变了前驱激波的强度, 但并不会影响其速度. 环境压强对射流的影响则表现得较为复杂, 首先, 随着压强的降低, 腔体内气体密度降低, 导致形成的射流密度减小, 如图 13 中阴影图像的密度对比; 其次, 随着压强的降低射流锋面至激励器出口距离在图 13 中则呈先增加后减小, 然后又增加的变化趋势.

为获得更全面的环境压强与射流速度的相互关系, 对 $0.1\text{--}1.0 \text{ atm}$ 条件下射流锋面距离及射流速度峰值的变化进行了测量, 结果如图 14 所示.

图 14(a) 为不同环境压强条件下射流锋面至激励器出口距离随时间的变化. 由图可知, 当 $t = 12.5 \mu\text{s}$ 时, 各大气压强条件下激励器出口下游均有明显的射流出现, 所以即使在低气压低密度环境条件下, 等离子体合成射流仍然可以具有快速的流场响应能力, 这对实现具有较低静压的超声速/高超声速飞行器快速气动力控制至为重要. 从图 14(a) 还可以看出, 当 $P > 0.6 \text{ atm}$ 时, 射流锋面至激励器出口距离随着压强的增大整体上呈减小趋势, 当

$P < 0.6 \text{ atm}$ 时, 随着压强的降低射流距离则开始减小, 而当 $P = 0.1 \text{ atm}$ 时, 射流距离突然变大, 这种射流速度的突变尚无具体原因, 还需要后续开展更为详细的实验或数值研究. 射流速度峰值随压强的变化如图 14(b) 所示. 由图可知, 射流速度峰值在 0.1 atm 和 0.6 atm 条件下都达到约为 350 m/s , 而压强为 1.0 atm 时射流速度峰值最小, 约为 300 m/s .

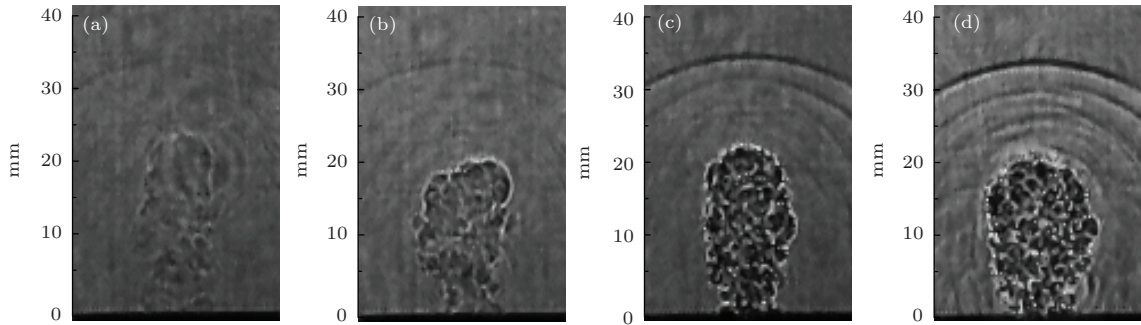


图 13 放电开始后 $100 \mu\text{s}$ 不同环境压强射流流场对比 (a) $P = 0.1 \text{ atm}$; (b) $P = 0.2 \text{ atm}$; (c) $P = 0.6 \text{ atm}$; (d) $P = 0.9 \text{ atm}$

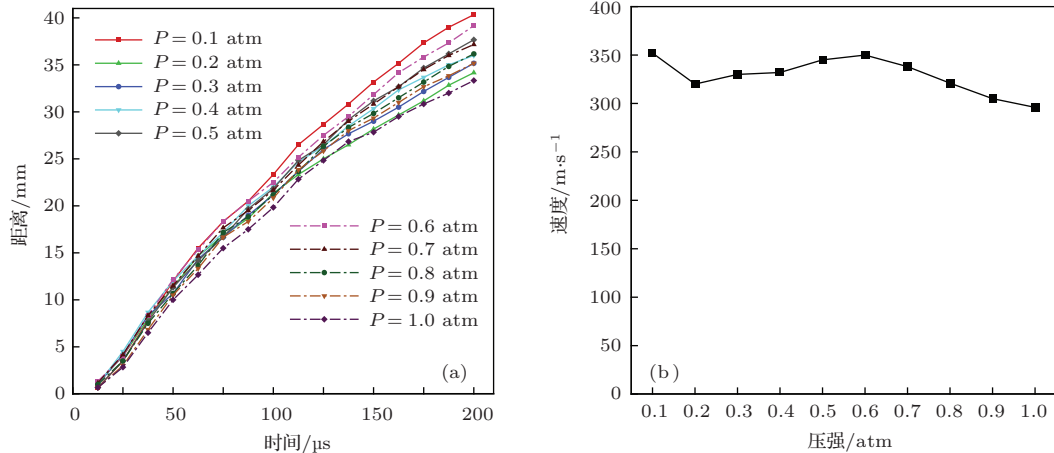


图 14 (网刊彩色) 不同环境压强条件下射流特性对比 (a) 射流锋面距离; (b) 射流速度峰值

5.4 激励器放电频率的影响

图 3(b) 的结果表明随着放电频率的增加激励器工作击穿电压降低, 击穿电压的降低会导致放电产生的腔体内沉积能量的减小, 从而影响射流流场特性. 图 15 为不同放电频率条件下放电触发后 $100 \mu\text{s}$ 射流流场结构对比. 图 15 表明随着放电频率的增加, 射流锋面至激励器出口距离减小, 流场前驱激波及各反射波距离则基本不变, 但强度普遍降低.

图 16 为不同放电频率条件下射流锋面至激励器出口距离随时间的变化及可以到达的最大射流速度. 由图 16(a) 可知当激励器频率较小时 ($f = 1 \text{ Hz}$ 和 5 Hz), 射流锋面至激励器出口距离相差不大. 随着频率的增加, 射流锋面距离差开始变大, 但当频率增加到 30 Hz 及以上时, 射流锋面距离差开始变小. 其原因在于: 一放电频率的增加降低了击穿电压和沉积能量, 使得射流速度降低; 二是当激励器放电频率增加时, 腔体的加热作用变得明显, 腔内气体初始温度的增加使得电加热产生的腔内气

体相对温差及增压效果降低, 从而降低形成的射流速度. 当频率较高时, 激励器工作稳定以后对腔体的加热达到了热力平衡, 加热效果对射流速度的影响作用也开始降低, 反应在射流速度上, 即为

图 16(b) 所示的速度峰值以先快后慢的趋势减小. 这表明提高激励器工作频率虽然会降低射流的速度, 但在较宽频率范围内射流仍可以维持在一个相对较高的速度水平.

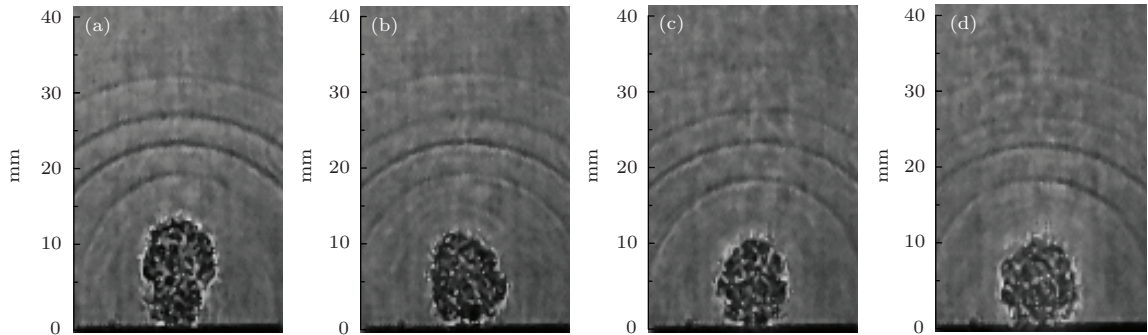


图 15 放电开始后 100 μs 不同放电频率射流流场对比 (a) $f = 1$ Hz, (b) $f = 10$ Hz, (c) $f = 30$ Hz, (d) $f = 50$ Hz

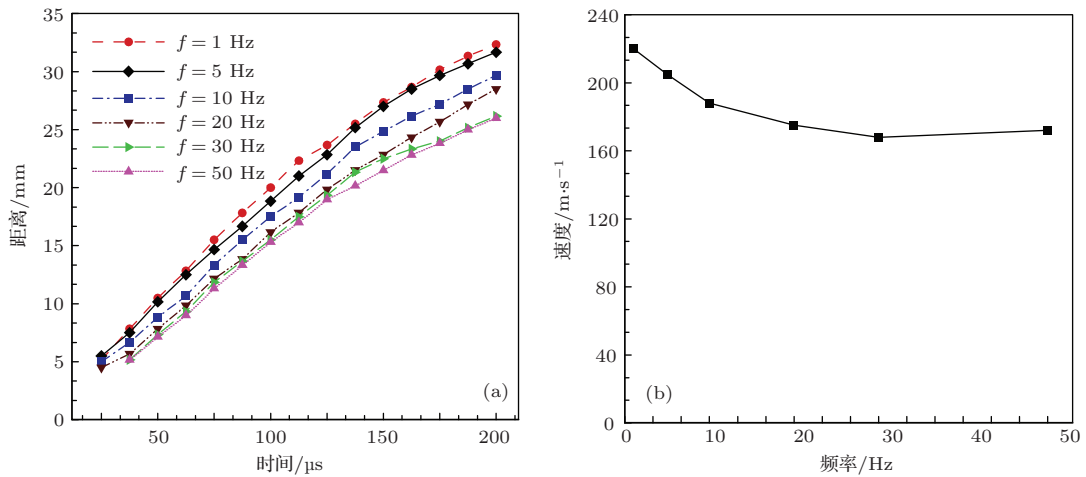


图 16 (网刊彩色) 不同放电频率条件下射流特性对比 (a) 射流锋面距离; (b) 射流速度峰值

6 结 论

本文采用放电测量与光学诊断相结合的方法, 实验研究了两电极等离子体合成射流激励器放电特性、射流流场结构及参数影响规律, 分析了不同条件下激励器放电电压-电流特性, 获得了激励器典型流场结构与发展过程, 系统研究了激励器结构参数、工作环境参数和驱动参数对流场结构及射流速度的影响, 验证了不同条件下等离子体合成射流激励器作为高速流场主动流动控制装置的可行性. 获得的主要结论如下:

1) 容性电源供能的等离子体合成射流激励器放电过程中电压-电流呈振荡衰减变化, 激励器工作击穿电压与放电峰值电流随工作环境压强的降

低和放电频率的增加而减小. 激励器电极间隙最大放电电流密度约为 10^5 A/cm², 放电方式应为火花电弧放电.

2) 等离子体合成射流激励器不仅可以产生速度高达数百米每秒的呈蘑菇状的高能射流, 而且流场中还存在有以近似声速传播的前驱激波和各反射波. 等离子体合成射流激励器具有很快的射流响应和建立时间 (≈ 10 μs), 同时兼具有等离子体气动激励体积力诱导射流的能力和快速焦耳加热的流场扰动能力. 放电开始后射流流场的发展经历涡环结构-湍流连续射流结构-湍流射流+涡环结构的变化.

3) 小的射流出口直径可以产生速度更高、耗散时间更长的等离子体合成射流, 但当出口直径太小

($d = 1.5 \text{ mm}$) 时, 由于出口喉道边界层的阻塞作用, 射流速度反而减小. 前驱激波速度不随射流出口直径变化, 但强度随出口直径的增大而增加.

4) 相同环境参数及驱动参数条件下, 大的激励器腔体体积会增加腔内气体质量, 降低腔内外压比, 这不仅会减小形成射流的速度, 减弱前驱激波强度, 增大射流建立的响应时间, 同时还会改变射流流场的发展过程, 使大腔体体积的等离子体射流以涡串结构向下游传播.

5) 随着激励器工作环境压强的降低, 腔体内气体密度减小, 射流流场中前驱激波强度减弱, 但速度基本不变. 产生的射流速度峰值在 0.6 atm 达到最大, 约为 350 m/s , 比标准大气压强条件下的射流速度峰值高约 20% . 但当压强从 0.2 atm 降至 0.1 atm 时, 射流速度峰值反而快速增加, 达到 350 m/s .

6) 放电频率的提高会降低工作击穿电压和能量沉积大小, 减小腔内压升, 并最终减小前驱激波强度和射流速度. 但随着激励器放电频率的继续提高, 对射流速度的影响效果变弱, 在较宽的频率范围内射流依然可以维持较大速度峰值, 而前驱激波速度则几乎不随频率的变化而改变.

参考文献

- [1] Cattafesta L N, Sheplak M 2011 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **43** 247
- [2] Wang L, Luo Z B, Xia Z X, Liu B, Deng X 2012 *Sci China Tech. Sci.* **55** 2225
- [3] Moreau E 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** 605
- [4] Wang J J, Choi K S, Feng L H, Jukes T N, Whalley R D 2013 *Prog. Aerospace Sci.* **62** 52
- [5] Nie W S, Cheng Y F, Che X K 2012 *Adv. Mech.* **42** 6 (in Chinese) [聂万胜, 程钰锋, 车学科 2012 力学进展 **42** 6]
- [6] Corke T C, Enloe C L, Wilkinson S P 2010 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **42** 505
- [7] Roth J 2003 *Phys. Plasmas.* **42** 165503
- [8] Zhu Y F, Wu Y, Cui W, Li Y H, Jia M 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 355205
- [9] Nishihara M, Takashima K, Rich J, Adamovich I 2011 *Phys. Fluids* **23** 066101
- [10] Moreau E, Labergue A, Touchard G 2005 *J. Adv. Oxidation* **8** 241
- [11] Wang J, Li Y H, Cheng B Q, Su C B, Song H M, Wu Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5513 (in Chinese) [王健, 李应红, 程邦勤, 苏长兵, 宋慧敏, 吴云 2009 物理学报 **58** 5513]
- [12] Merriman S, Ploenjes E, Palm P, Adamovich I V 2001 *AIAA J.* **39** 1547
- [13] Grossman K R, Cybyk B Z, vanWie D M 2003 *AIAA Paper* 2003-57
- [14] Narayanaswamy V, Raia L L, Clemens N T 2010 *AIAA J.* **48** 297
- [15] Wang L, Xia Z X, Luo Z B, Chen J 2014 *AIAA J.* **52** 879
- [16] Cybyk B Z, Simon D H, Land III H B, Chen J, Katz J 2006 *AIAA Paper* 2006-478
- [17] Popkin S H, Cybyk B Z, Land III H B, Emerick II T M, Foster C H, Alvi F S 2013 *AIAA Paper* 2013-0322
- [18] Haack S J, Taylor T, Emhoff J, Cybyk B Z 2010 *AIAA Paper* 2010-4979
- [19] Taylor T M, Cybyk B Z 2008 *AIAA Paper* 2008-2608
- [20] Wang L, Luo Z B, Xia Z X, Liu B 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 125207 (in Chinese) [王林, 罗振兵, 夏智勋, 刘冰 2013 物理学报 **62** 125207]
- [21] Ko H S, Haack S J, Land III H B, Cybyk B Z, Katz J, Kim H J 2010 *Flow Meas. Instrum.* **21** 443
- [22] Reedy T M, Kale N V, Dutton J C, Elliott G S 2012 *AIAA Paper* 2012-0904
- [23] Shin J 2010 *Chin. J. Aeronaut.* **23** 518
- [24] Belinger A, Hardy P, Barricau P, Cambronne J P, Caruana D 2011 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** 365201
- [25] Jin D, Li Y H, Jia M, Song H M, Cui W, Sun Q, Li Y F 2013 *Plasma Sci. Technol.* **15** 1034
- [26] Narayanaswamy V, Raja L L, Clemens N T 2012 *Phys. Fluids* **24** 076101
- [27] Emerick II T M, Ali M Y, Foster C H, Alvi F S, Popkin S H, Cybyk B Z 2012 *AIAA Paper* 2012-2814
- [28] Raizer Y P 1991 *Gas Discharge Physics* (Berlin: Springer Press) p246
- [29] Xu X J, Zhu D C 1995 *Physics of Gas Discharge* (Shanghai: Fudan University Press) P215 (in Chinese) [徐学基, 诸定昌 1995 气体放电物理 (上海: 复旦大学出版社) 第 215 页]
- [30] Greason W D, Kucеровsky Z, Bulach S, Flatley M W 1997 *IEEE Trans. Ind. Applicat.* **33** 1519

Experimental study on the characteristics of a two-electrode plasma synthetic jet actuator*

Wang Lin Xia Zhi-Xun Luo Zhen-Bing[†] Zhou Yan Zhang Yu

(Science and Technology on Scramjet Laboratory, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 17 March 2014; revised manuscript received 9 May 2014)

Abstract

Performance of a two-electrode plasma synthetic jet actuator has been experimentally studied by discharge measurements with high-speed shadowgraphy technology. Results show that the breakdown voltage and the peak discharge current of the actuator may be decreased by decreasing the ambient pressure and increasing the discharge frequency. The discharge developed in the actuator cavity is a spark-arc discharge. In the actuator could be created a strong “precursor shock” and a high kinetic energy jet. During the development of the plasma synthetic jet, the speed of the “precursor shock” is invariable and the jet propagates with an approximately local sonic velocity (350 m/s). But with decreasing jet exit diameter and ambient pressure, the increase of the cavity volume and the discharge frequency could lead to decreasing strength of the “precursor shock”. Heating efficiency of the gas in the cavity will decrease with the increase of the cavity volume and discharge frequency, and the jet velocity is decreased as well. The jet exit diameter and the ambient pressure can have their optimal values for affecting the velocity of the jet. Under all the working conditions we have studied, the plasma actuator may create a strong “precursor shock” and a high-speed jet, and also may have the potential to be used in high-speed active flow control.

Keywords: plasma, synthetic jet, precursor shock, jet velocity

PACS: 47.27.wg, 52.80.-s, 47.32.-y, 52.30.-q

DOI: [10.7498/aps.63.194702](https://doi.org/10.7498/aps.63.194702)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11372349), the Foundation for the Author of National Excellent Doctoral Dissertation of China (Grant No. 201058), and the Natural Science Fund for Distinguished Young Scholars of National University of Defense Technology, China (Grant No. CJ110101).

[†] Corresponding author. E-mail: luozhenbing@163.com