

腔体增压等离子体合成射流激励器工作特性*

周岩, 夏智勋, 罗振兵, 彭文强, 邓雄, 王林
(国防科技大学空天科学学院, 湖南长沙 410073)

摘要:为改善等离子体合成射流激励器在稀薄空气环境中的控制效果,增强其临近空间环境适应性,开展了腔体增压条件下激励器工作特性的研究。建立了腔体增压效果理论分析模型,计算结果表明:采用高压气源供气可以较好地提升激励器腔体气压,并且腔体气压对高压气源气压具有较好的跟随性,从而为射流强度调节提供了一种新的方式。搭建了腔体增压等离子体合成射流激励器实验系统,开展了腔体增压压力和射流流场特性测量,实验测量结果与计算结果吻合良好,误差小于2.6%。高速纹影观测显示:在腔体增压作用下,激励器控制力得到显著改善,射流锋面峰值速度由256 m/s提升至507 m/s。

关键词:等离子体合成射流;腔体增压;临近空间飞行器;主动流动控制

中图分类号:V211.3 文献标志码:A 文章编号:1001-2486(2019)06-012-07

Characterization of plasma synthetic jet actuator with cavity pressurization

ZHOU Yan, XIA Zhixun, LUO Zhenbing, PENG Wenqiang, DENG Xiong, WANG Lin

(College of Aeronautics and Astronautics, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: To increase its authority in rarefied air and improve its environmental suitability in near space flow control, the characteristics of plasma synthetic jet actuator with cavity pressurization were investigated. A simplified model was proposed to analyze the cavity pressurization performance. The calculation showed that the chamber pressure is effectively improved by the high pressure air supply. Besides, the chamber pressure shows good following characteristics, which provide a novel method to control plasma synthetic jet intensity. The experimental system of plasma synthetic jet actuator with cavity pressurization was built. The measured chamber pressure was in good agreement with the calculated result, with a maximum error of 2.6%. The high-speed schlieren visualization showed that the jet front velocity is significantly improved with cavity pressurization. The peak velocity increases from 256 m/s to 507 m/s.

Keywords: plasma synthetic jet; cavity pressurization; near space aircraft; active flow control

优良的空气动力学特性是实现飞行器性能跨越的必要条件,研究表明,主动流动控制技术对于改善飞行器的气动力特性具有重要作用,是未来新型飞行器、发动机气动设计中的关键手段^[1-3]。等离子体合成射流激励器是一种新型的高速主动流动控制激励器,通过在小腔体内进行气体放电,使得腔内气体快速升温、增压后从射流出孔高速喷出,对外界流场施加干扰,它融合了合成射流与等离子体激励器两者的优势,克服了常规等离子体激励器诱导气流速度较低的不足,在激波强度及非正常性控制等高速流动控制领域表现出良好的应用前景^[4-8]。

目前国内外多个机构都开展了等离子体合成射流激励器工作特性及流动控制的应用研

究^[9-15]。对于该主动流动控制装置的命名,不同研究机构存在差异,法国宇航中心^[13]等机构将其命名为等离子体合成射流,美国得克萨斯大学奥斯汀分校^[4-5]等机构将其命名为脉冲等离子体射流,美国约翰霍普金斯大学应用物理实验室^[9]等机构将其命名为火花射流。在近几年发表的论文中,等离子体合成射流这一名称应用最为广泛,它所表达的含义是激励器放电腔体的增压依靠了气体击穿放电产生的等离子体所带来的气体加热效应,在激励器的工作过程中,气体放电等离子体发挥了核心作用。以往研究结果表明,等离子体合成射流的峰值速度超过500 m/s,响应时间约为10~20 μs,工作频带可达1 Hz至n kHz。Grossman等的数值计算结果表明:等离子体合成射流可以

* 收稿日期:2018-07-16

基金项目:国家自然科学基金资助项目(11872374,11602299,11572349);国防科技大学基金资助项目(ZK18-03-11)

作者简介:周岩(1990—),男,山东临沂人,博士研究生,E-mail:bjlgzy@163.com;

王林(通信作者),男,讲师,博士,E-mail:wanglin-2007@126.com

穿透马赫数为3的超声速流场边界层,并引起横向主流边界层转捩。他们首次验证了等离子体合成射流激励器用于超声速流场主动流动控制的可行性^[9]。Narayanaswamy等^[4]的试验结果表明:峰值电流为1.2 A的等离子体合成射流对马赫数为3的超声速主流垂直喷射时的射流穿透度达到6 mm,并在上游处引起一道激波。他们初步估计得到射流与主流的动量通量比约为0.6,并且在射流的非定常控制下,下游的压缩拐角斜激波的移动频率被锁定为射流激励频率^[4-5]。Zhou等的试验结果表明:等离子体高能合成射流控制能够有效减弱甚至消除激波,减小飞行器阻力^[6]。

临近空间高超声速飞行器是未来飞行器的重要发展方向^[16-18],但是目前等离子体合成射流激励器在此方面的应用研究相对欠缺。在临近空间稀薄空气环境中,等离子体合成射流激励器的控制力会显著下降。这是由于一方面激励器所需的工质变得稀少,激励器产生的射流动量降低;另一方面在低气压环境下,气体放电特性显著改变,小腔体内的快速能量沉积变得困难,并且因为分子振动能损失的增大,激励器的电热转化效率降低^[4]。解决这一难题最直接的方式是设法提高激励器腔体压力,对此,本文开展了腔体增压等离子体合成射流激励器工作特性的研究。

1 腔体增压效果理论分析

1.1 简化模型及基本假设

为评估腔体增压等离子体合成射流激励器可行性,分析其腔体增压效果,将腔体增压激励器简化为图1所示模型。高压气源气体经过一个收缩喷管进入激励器腔体,激励器腔体内气体经过一个收缩喷管喷出外界大气。在计算时引入以下基本假设。

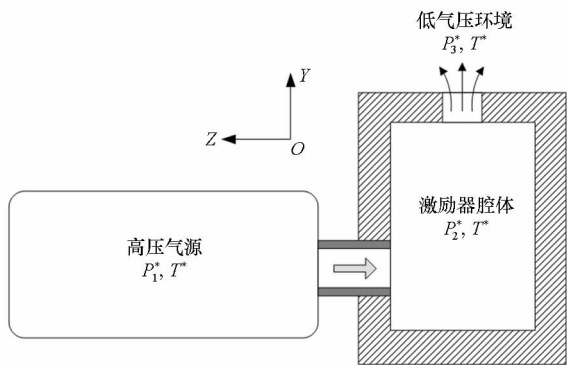


图1 腔体增压效果理论分析简化模型

Fig.1 Simplified model to analyze the cavity pressurization

- 1) 气体为理想气体,气体常数恒为287.06 J/(kg·K),比热比恒为1.4;
- 2) 流动为一维等熵定常可压缩流动;
- 3) 由于研究中气流的马赫数较小,因此忽略气动热的作用,认为激励器腔体内气体总温与高压气源气体总温相同,两者都等于外界大气温度;
- 4) 在激励器腔体内,忽略气流流速,认为气流是滞止的,气体的总压等于静压。

其中假设4的引入具有较大的不确定性,为了初步评估理论分析计算的可行性,开展了三维定常可压缩流数值仿真,数值仿真计算域及边界条件如图2所示。计算域为整个激励器腔体,不包含高压气源及管路。激励器腔体形状为圆柱体,直径为11 mm、高度为16 mm。激励器充气入口为圆形,直径为3 mm,充气入口位于圆柱体计算域的侧面,中心距圆柱体底面5.5 mm,边界条件设为“压力入口”,总温为300 K,入口总压为101 325 Pa,入口静压根据迭代计算中激励器腔体压力获得。激励器出口为圆形,直径3 mm,位于圆柱体计算域顶面,边界条件设为“压力出口”,出口总压根据迭代计算中激励器腔体压力获得,出口静压为10 000 Pa。其余面边界条件设为“无滑移壁面”,壁面温度为300 K。数值仿真得到的激励器腔体对称面上速度、总压及静压分布如图3所示。数值仿真结果显示,在高压气源到激励器腔体入口处,进气气流以较大的速度喷入,但气流到达壁面后速度迅速降低,然后以较低的速度在腔体内环流。出气气流的速度仅在激励器出口附近很小的区域内才变得显著。在激励器腔体内的大部分区域气流速度较小,平均气流速度约为41 m/s,平均气体总压(约为82 400 Pa)与

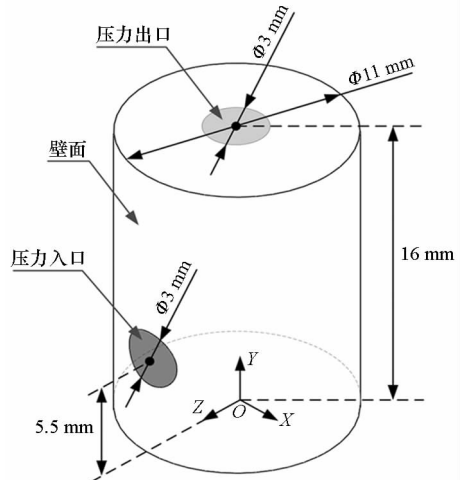


图2 腔体增压效果数值仿真计算域及边界条件

Fig.2 Computational domain and boundary conditions of the numerical simulations to analyze the cavity pressurization

气体静压(约为 80 600 Pa)之间的差别小于 2.2%,因此初步判断假设 4 带来的计算误差相对较小,2.2 节实验与计算结果的对比也验证了这一点。

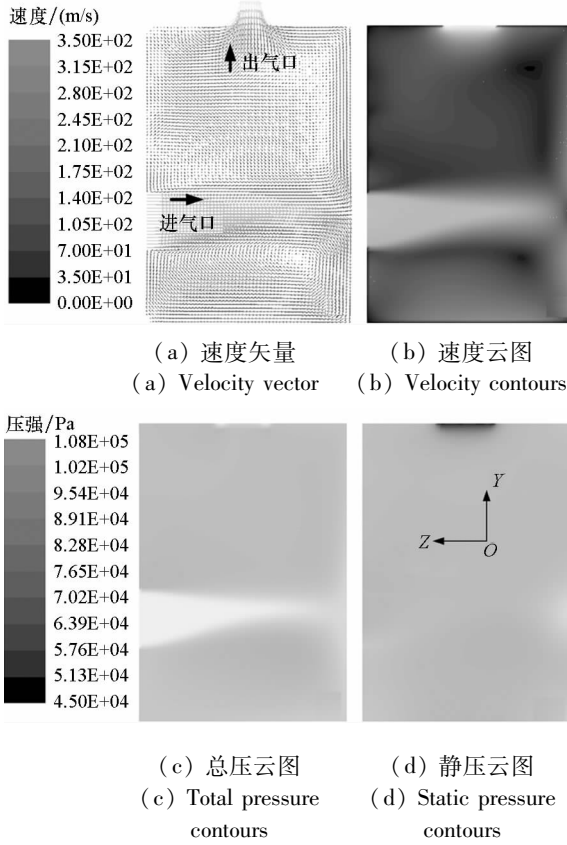


图 3 激励器腔体内速度及压力分布三维数值仿真结果

Fig. 3 Numerical results of the velocity and pressure in the actuator cavity

1.2 计算方法

在满足假设的情况下,可以理论计算得到不同条件下激励器腔体内的气压大小以及进气、出气的质量流量,计算方法如下:

已知高压气源、激励器腔体内及低气压环境的气体总压分别为 P_1^* 、 P_2^* 、 P_3^* ,总温均为 T^* ,进气口及出气口的截面积分别为 A_{in} 、 A_{out} ,气体常数 $R = 287.06 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$,比热比 $\gamma = 1.4$,收缩管道的临界压强比为:

$$\beta_{cr} = \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (1)$$

对于进气口,气流的马赫数为:

$$Ma_{in} = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{P_1^*}{P_2^*} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} - 1 \right]} & \frac{P_1^*}{P_2^*} < \frac{1}{\beta_{cr}} \\ 1 & \frac{P_1^*}{P_2^*} \geq \frac{1}{\beta_{cr}} \end{cases} \quad (2)$$

进气口速度因数为:

$$\lambda_{in} = Ma_{in} \sqrt{\frac{\gamma + 1}{2 + (\gamma - 1) Ma_{in}^2}} \quad (3)$$

进气口流量函数为:

$$q(\lambda_{in}) = \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{1}{\gamma - 1}} \cdot \lambda_{in} \cdot \left(1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \lambda_{in}^2 \right)^{\frac{1}{\gamma - 1}} \quad (4)$$

因此,进气口的质量流量为:

$$q_{in} = \sqrt{\frac{\gamma}{R} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}} \cdot \frac{P_1^* A_{in}}{\sqrt{T^*}}} \cdot q(\lambda_{in}) \quad (5)$$

同理,对于出气口,气流的马赫数为:

$$Ma_{out} = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{P_2^*}{P_3^*} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} - 1 \right]} & \frac{P_2^*}{P_3^*} < \frac{1}{\beta_{cr}} \\ 1 & \frac{P_2^*}{P_3^*} \geq \frac{1}{\beta_{cr}} \end{cases} \quad (6)$$

出气口速度因数为:

$$\lambda_{out} = Ma_{out} \sqrt{\frac{\gamma + 1}{2 + (\gamma - 1) Ma_{out}^2}} \quad (7)$$

出气口流量函数为:

$$q(\lambda_{out}) = \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{1}{\gamma - 1}} \cdot \lambda_{out} \cdot \left(1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \lambda_{out}^2 \right)^{\frac{1}{\gamma - 1}} \quad (8)$$

因此,出气口的质量流量为:

$$q_{out} = \sqrt{\frac{\gamma}{R} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}} \cdot \frac{P_2^* A_{out}}{\sqrt{T^*}}} \cdot q(\lambda_{out}) \quad (9)$$

对于腔体增压等离子体合成射流激励器,在未放电情况下,当流动达到定常状态时存在以下关系:

$$P_1^* \geq P_2^* \geq P_3^* \quad (10)$$

$$q_{in} = q_{out} \quad (11)$$

根据以上关系,当高压气源、激励器腔体内及低气压环境的气体总压三个未知量中已确定两个时,便可以近似求解第三个。

1.3 结果分析

针对图 2、图 3 数值仿真工况进行理论计算,得到的进气、出气质量流量随激励器腔体内气压的变化曲线如图 4 所示,两曲线的交点即该工况下激励器腔体内实际气压,结果约为 81 800 Pa,与数值仿真结果接近。

为分析高压气源气压与外界环境气压相对变化情况下的工作特性,将压力进行无量纲化处理,视外界环境气压为一个单位压力。图 5 所示为随着高压气源气压(无量纲化)的增大,激励器腔体内气压(无量纲化)的变化曲线,并展示了不同进、出口管路截面积比($\alpha = 2, 1, 0.5$)的影响。理论

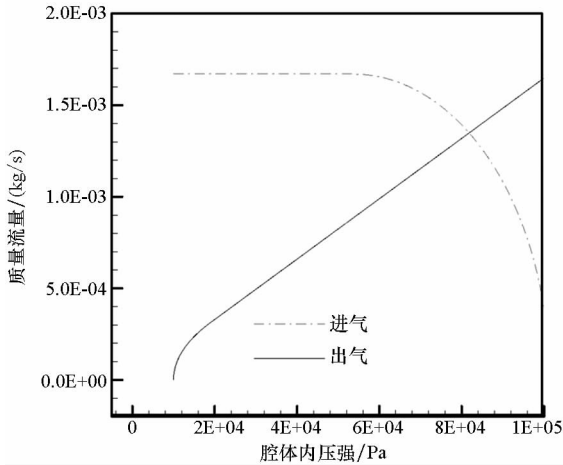


图4 进气、出气质量流量随激励器腔体内气压变化曲线
Fig.4 Variation of the inflow and outflow mass rate with the actuator cavity pressure

计算结果表明:当高压气源气压较低时,激励器腔体气压随高压气源气压呈加快增长趋势;当高压气源气压超过某一压力值后,激励器腔体气压转而随高压气源气压呈线性增长趋势,这一压力值称之为临界增压压力,线性增长阶段腔体与高压气源压力之比为定值,称之为增压比例。如图5所示,随着进、出口管路截面积比的增大,增压比例提高,临界增压压力减小, α 分别为0.5、1.0和2.0三种工况下的增压比例分别为0.50、0.81和0.94,无量纲临界增压压力分别为3.70、2.26和1.76。增压比例提高、临界增压压力减小可以使得增压式激励器控制效率提高、可控性改善。但是 α 过大也会导致放电后的气体回流严重,因此需要对 α 进行合理设计。

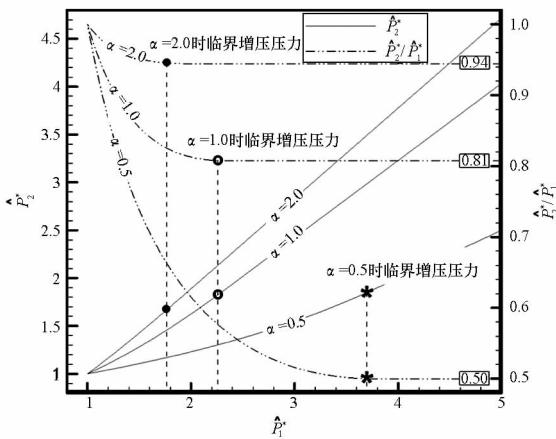


图5 激励器腔体气压(无量纲化)随高压气源气压(无量纲化)变化曲线

Fig.5 Variation of the normalized actuator cavity pressure with the normalized pressurized chamber pressure

综上理论与数值计算结果可得:采用高压气

源供气可以较好地提升激励器腔体压力,对有效改善激励器工作性能是可行的。激励器腔体压力对高压气源气压具有较好的跟随性,而激励器腔体压力直接决定着击穿电压、放电能量,进而决定射流的强度,通过调节进气压力可以产生不同强度射流。相比于调整电容大小、腔体体积、电极间距的方式,这种调节方式更易于控制。

2 腔体增压激励器工作特性实验研究

2.1 实验装置

腔体增压等离子体合成射流激励器实验装置系统如图6所示,实验系统通过一个低压仓模拟高空低气压环境,通过外部大气压气体模拟高压气源,利用101.325 kPa的气体为低压仓中的激励器供气。低压仓结构尺寸为320 mm × 320 mm × 640 mm,内部尺寸足够大以保证激励器工作过程中不会引起仓内气体的回流,影响射流流场的建立和测量。为保证实验的安全性,低压仓下底面安装有电木绝缘底座。输气管道、激励器电源导线和电压-电流测试装置通过低压仓底部开有的小孔进入低压仓内,并通过输气管道密封塞、导线密封塞及硅胶密封,保证低压仓的密封性和导线与低压仓接触的绝缘性。

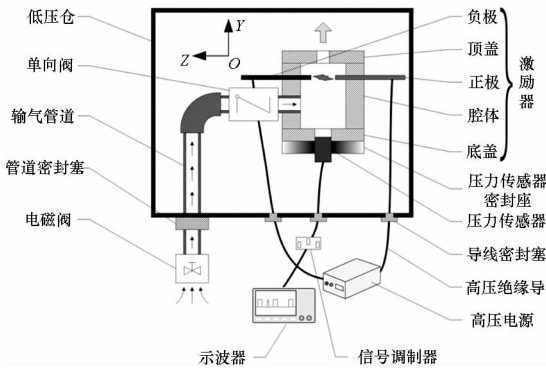


图6 腔体增压等离子体合成射流激励器实验装置系统
Fig.6 Experimental system of plasma synthetic jet actuator with cavity pressurization

等离子体合成射流激励器由腔体、顶盖、底盖、电极组成,由耐高温、导热及绝缘性较好的六方氮化硼加工而成。顶盖上开有射流出口,底盖上开有压力传感器测量孔。腔体上在同一平面上开有若干个直径为1 mm的小孔,用于插入电极;另外在腔体上开有一个较大的供气孔,用于输入外部高压气体。

采用上海天沐 NS-3 小型压力传感器,图7为压力传感器及安装示意图。传感器量程为绝压0~400 kPa,响应时间为1 ms,测量精度为0.3%

F. S. ,输出信号为 0 ~ 5 V 电压信号,输出信号经过配套的信号调制器后输出到示波器进行采集。压力传感器头部采用 M5 × 0.5 的螺纹进行连接,采用了橡胶密封圈增强密封性。由于激励器所用材料六方氮化硼的强度较小,不适合加工和连接螺纹,因此增加了不锈钢制作的传感器固定座,固定座与激励器底盖之间采用硅橡胶连接和密封,这样既可以保证激励器底部良好的绝缘性,又可以较好地固定传感器。

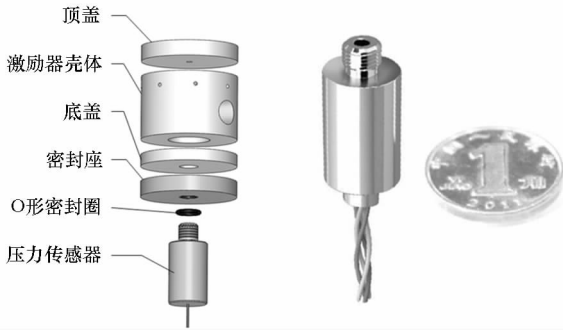


图 7 压力传感器及安装示意图

Fig. 7 Pressure sensor and its installation diagram

供气系统由电磁阀、输气管道、单向阀等组成。电磁阀控制供气系统的通断,实验中采用 Parker 公司生产的两位两通常闭式铜制电磁阀,响应时间约为 20 ms,供电电压为 220 V。输气管道采用不锈钢无缝圆管,管道外径为 6.35 mm,壁厚为 0.899 mm,内径约为 4.6 mm,为了连接方便加入了一些管径及弯道转接头。在接近激励器供气入口的管路上接入一个单向阀,目的是尽可能减少激励器工作过程中腔体内的气体回流进入输气管道。

2.2 腔体增压特性

首先开展了激励器未放电时的自增压效果实验。实验时首先打开真空泵进行抽气,同时通过压力传感器和气压计监测仓内气压变化。当气压下降到一定值时,为电磁阀充电,电磁阀打开,开始对激励器腔体供气。激励器顶盖出口直径为 2 mm,侧面进气入口直径约为 4.6 mm。

图 8 所示为其中一次实验时的激励器腔体压力变化曲线以及此时的高压气源气压曲线。高压气源气压基本保持为 101 kPa。在低压仓工作,电磁阀未打开时,激励器腔体内压力约为 22 kPa。电磁阀打开后,激励器腔体内压力上升,经过约 60 ms 压力恢复稳定,此时可以看到腔体内压力与高压气源气压已十分接近。

图 9 所示为高压气源气压(无量纲化)与激

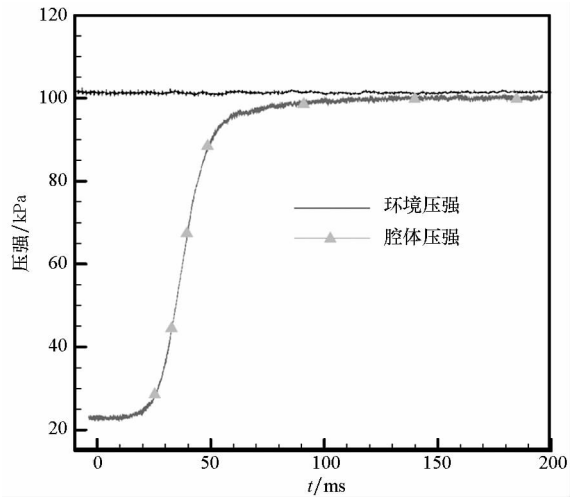


图 8 充气过程中激励器腔体内压力变化曲线

Fig. 8 Variation of the actuator cavity pressure with time during the air inflation

励器腔体压力(无量纲化)实验结果与上文理论计算方法所得结果的对比。三次实验中低压仓的压力分别约为 10 kPa, 22 kPa 和 54 kPa, 高压气源气压绝对值保持 101 kPa 不变。结果表明:实验与理论计算结果比较接近,但实验结果略大,分析认为误差主要原因可能是出气损失较大,导致实际出气质量流量低于计算出气质量流量。在低压仓压力为 10 kPa(无量纲化高压气源气压等于 10.1)时误差最大,约为 2.6%。

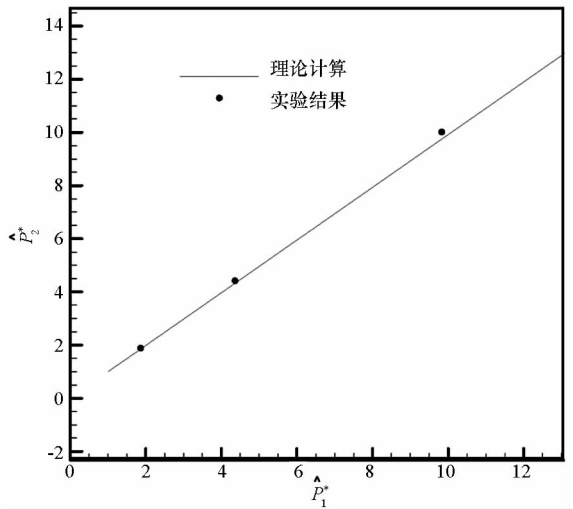


图 9 激励器腔体气压(无量纲化)与高压气源气压(无量纲化)关系理论计算与实验对比

Fig. 9 Comparison of the theoretical and experimental results of the variation of the normalized actuator cavity pressure with the normalized pressurized chamber pressure

2.3 射流流场特性

对于腔体增压等离子体合成射流激励器,射流的产生以及射流速度、穿透深度的增加来源于

两方面的作用:一方面是通过高压气源供气使得激励器腔体内气压升高,从而在腔体与外部流场之间建立压差,使得射流喷出;另一方面是通过高压电源在腔体内电极之间建立电势差,使得电极之间的空气击穿放电并产生等离子体,由于等离子体的气动加热效应,腔体内的气体被大幅快速加热,气压随之大幅快速升高,从而使得腔体与外部流场之间产生更大的压差,导致射流进一步增强。为了对比分析两方面的影响,开展了仅充气条件下、仅放电条件下和充气加放电条件下射流流场特性的研究。两种条件下激励器的尺寸结构相同,未充气条件下腔体压力约为 54 kPa(即低压仓内气压),充气条件下腔体压力约为 100.8 kPa。

采用阴影技术获得了未充气条件下的定常射流场,如图 10(a)所示,仅充气条件下的定常射流流场如图 10(b)所示,由于在 $0 \mu\text{s}$ 时刻空气击穿刚刚发生,放电的影响还未显现,因此此时的射流流场仍保持之前仅充气条件下的定常射流状态。由图 10(b)可见,射流出口处存在微小先导射流,由于激励器腔体内和低压仓内的压强比接近 2,达到了堵塞临界压力,因此激励器出口处射流达到了声速,在图中可以观察到射流形成的马赫盘结构。

通过高速相机(拍摄频率为 50 kHz)获得了仅放电条件下、充气加放电条件下射流流场的非定常演化过程,如图 10 所示。

对比图 10(b)、图 10(d)、图 10(f)、图 10(h)可以发现,相比于仅充气条件下,充气加放电条件下的射流宽度显著增大,激波结构由声速射流典型的马赫盘结构转变为不断扩张的锥形激波。

对比图 10(c)~(h)可以发现,相比于仅放电条件下,充气加放电条件下的射流及射流激波形态出现较大变化:未充气时射流为较宽的蘑菇云状,射流激波为球形;在充气时射流转变为较细的尖锥形,射流激波转变为锥形激波。此外,比较 $20 \mu\text{s}$ 、 $60 \mu\text{s}$ 、 $120 \mu\text{s}$ 时刻的流场图像可以发现,充气加放电条件下的射流锋面移动速度显著提高,等离子体合成射流的速度明显加快。图 11 显示了射流穿透高度随时间变化曲线,根据相邻两时刻之间射流移动距离估算,充气及未充气条件下的射流锋面峰值速度分别约为 507 m/s 和 256 m/s 。分析认为射流速度的提高有两个主要原因:一是充气条件下激励器腔体气压增高导致击穿电压增大,从而放电能量增加;二是先导射流的存在对等离子体合成射流具有一定携带作用,并且在先导射流作用下,等离子体合成射流从较宽的蘑菇云状转变为较细的尖锥形,射流能量集

中于流向,在周向的耗散减小。

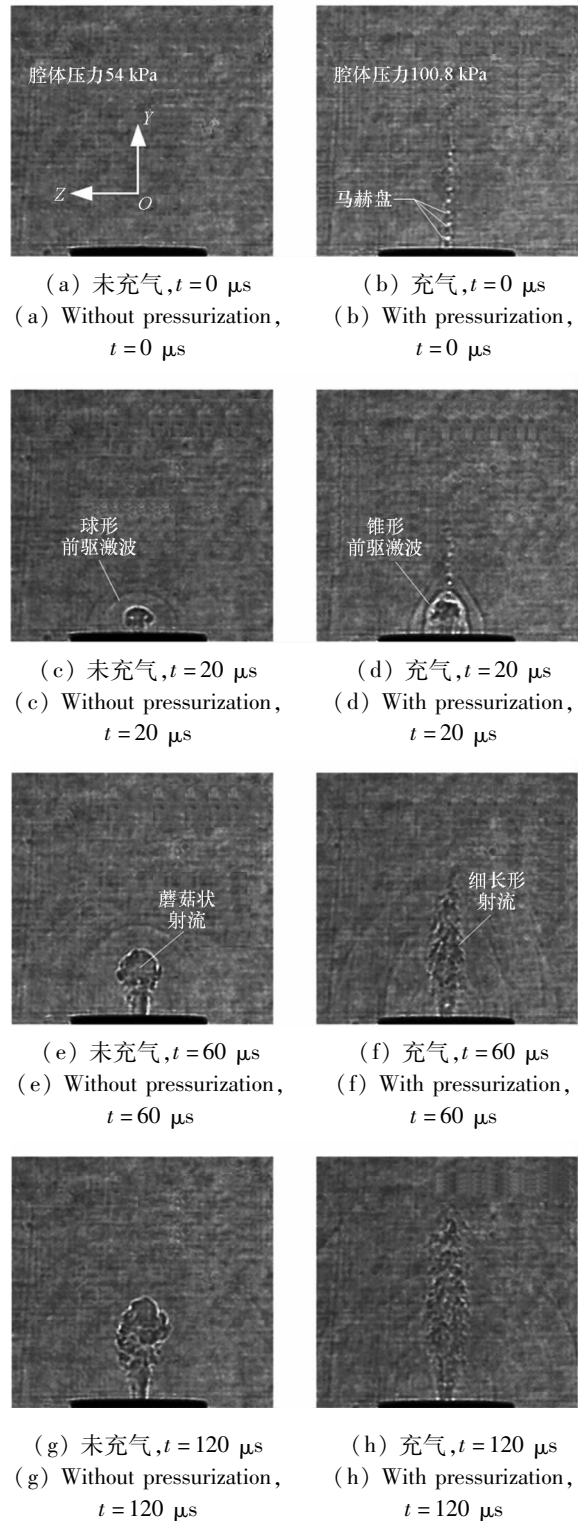


图 10 充气及未充气时射流流场演化过程

Fig. 10 Flowfield evolution of plasma synthetic jet with and without pressurization

3 结论

为改善等离子体合成射流激励器在稀薄空气环境中的控制效果,开展了腔体增压条件下等离子体合成射流激励器工作特性的研究。为初步评

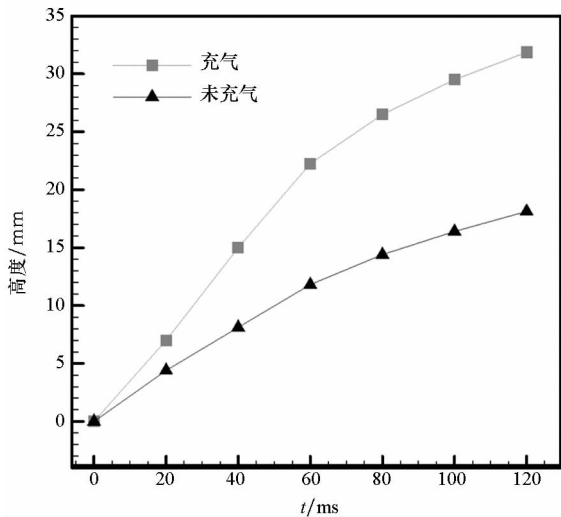


图 11 射流穿透高度随时间变化曲线

Fig. 11 Variation of jet perturbation height with time

估腔体增压效果,建立了简化分析模型,计算结果表明,采用高压气源供气可以较好地提升激励器腔体压力。当高压气源气压较低时,激励器腔体气压随高压气源气压呈加快增长趋势;当高压气源气压超过临界值后,激励器腔体气压随高压气源气压呈线性增长趋势。开展了腔体增压压力和射流流场特性实验研究,结果表明,腔体压力与计算结果吻合良好,误差小于 2.6%,验证了计算方法的可行性。纹影观测显示,在腔体增压作用下,射流前驱激波由球形结构变为类锥形结构,同时等离子体合成射流锋面移动速度明显加快,峰值速度由 256 m/s 提升至 507 m/s,表明腔体增压对激励器控制力具有显著改善作用。

参考文献 (References)

- [1] 罗振兵, 夏智勋, 邓雄, 等. 合成双射流及其流动控制技术研究进展[J]. 空气动力学学报, 2017, 35(2): 252-264. LUO Zhenbing, XIA Zhixun, DENG Xiong, et al. Research progress of dual synthetic jets and its flow control technology [J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2017, 35(2): 252-264. (in Chinese)
- [2] 吴云, 李应红. 等离子体流动控制研究进展与展望[J]. 航空学报, 2015, 36(2): 381-405. WU Yun, LI Yinghong. Progress and outlook of plasma flow control [J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2015, 36(2): 381-405. (in Chinese)
- [3] 罗振兵, 朱伯鹏, 夏智勋, 等. 激励器结构参数对合成射流影响的试验研究[J]. 国防科技大学学报, 2004, 26(6): 9-14. LUO Zhenbing, ZHU Bopeng, XIA Zhixun, et al. Experimental study of the effects of the geometric parameters of actuator on synthetic jets [J]. Journal of National University of Defense Technology, 2004, 26(6): 9-14. (in Chinese)
- [4] Narayanaswamy V, Raja L L, Clemens N T. Characterization of a high-frequency pulsed-plasma jet actuator for supersonic flow control [J]. AIAA Journal, 2010, 48(2): 297-305.
- [5] Greene B R, Clemens N T, Magari P, et al. Control of mean separation in shock boundary layer interaction using pulsed plasma jets [J]. Shock Waves, 2015, 25: 495-505.
- [6] Zhou Y, Xia Z X, Luo Z B, et al. Effect of three-electrode plasma synthetic jet actuator on shock wave control [J]. Science China Technological Sciences, 2017, 60(1): 146-152.
- [7] Yang G, Yao Y F, Fang J, et al. Large-eddy simulation of shock-wave/turbulent boundary layer interaction with and without SparkJet control [J]. Chinese Journal of Aeronautics, 2016, 29(3): 617-629.
- [8] Liu R B, Niu Z G, Wang M M, et al. Aerodynamic control of NACA 0021 airfoil model with spark discharge plasma synthetic jets [J]. Science China Technological Sciences, 2015, 58(11): 1949-1955.
- [9] Grossman K R, Cybyk B Z, Vanwie D M. SparkJet actuators for flow control [C]// Proceedings of the 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2003.
- [10] 王林, 周岩, 罗振兵, 等. 并联放电等离子体合成射流激励器工作特性[J]. 国防科技大学学报, 2018, 40(4): 59-66. WANG Lin, ZHOU Yan, LUO Zhenbing, et al. Characteristics of plasma synthetic jet actuator array in parallel [J]. Journal of National University of Defense Technology, 2018, 40(4): 59-66. (in Chinese)
- [11] Wang L, Xia Z X, Luo Z B, et al. A three-electrode plasma synthetic jet actuator for high speed flow control [J]. AIAA Journal, 2014, 52(4): 879-882.
- [12] Zhou Y, Xia Z X, Luo Z B, et al. A novel ram-air plasma synthetic jet actuator for near space high-speed flow control [J]. Acta Astronautica, 2017, 133: 95-102.
- [13] Caruana D, Barricau P, Hardy P. The "plasma synthetic jet" actuator aero-thermodynamic characterization and first flow control applications [C]// Proceedings of the 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 2009.
- [14] Zong H H, Wu Y, Song H M, et al. Efficiency characteristic of plasma synthetic jet actuator driven by pulsed direct-current discharge [J]. AIAA Journal, 2016, 54(11): 1-12.
- [15] Zhang Z B, Wu Y, Jia M, et al. The multichannel discharge plasma synthetic jet actuator [J]. Sensors and Actuators A: Physical, 2017, 253: 112-117.
- [16] 王东方, 邓小刚, 王光学, 等. 高超声速尖双锥流动高精度数值模拟[J]. 国防科技大学学报, 2016, 38(4): 54-63. WANG Dongfang, DENG Xiaogang, WANG Guangxue, et al. Numerical simulation of hypersonic double cone flows with high-order methods [J]. Journal of National University of Defense Technology, 2016, 38(4): 54-63. (in Chinese)
- [17] 孟竹喧, 胡凡, 彭科, 等. 高超声速飞行器边界层外缘参数仿真分析[J]. 国防科技大学学报, 2016, 38(2): 31-36. MENG Zhuxuan, HU Fan, PENG Ke, et al. Simulation analysis of outer edge boundary parameters for hypersonic-glide vehicle [J]. Journal of National University of Defense Technology, 2016, 38(2): 31-36. (in Chinese)
- [18] 李新春, 王中伟. 高超声速飞行器的热电技术热管理系统参数[J]. 国防科技大学学报, 2016, 38(2): 43-47, 86. LI Xinchun, WANG Zhongwei. Parametric of an integrated thermoelectric generation thermal management system for hypersonic vehicle [J]. Journal of National University of Defense Technology, 2016, 38(2): 43-47, 86. (in Chinese)