

文章编号: 1673-5196(2016)03-0167-06

H-S 管对超声速欠膨胀自由射流的激励

顾声龙¹, 吴玉帅¹, 陈立红², 张新宇²

(1. 青海大学 水利电力学院, 青海 西宁 810016; 2. 中国科学院 力学研究所, 北京 100190)

摘要: 将激励装置 Hartmann-Sprenger(H-S)管集成到传统物超声速射流装置中, 来激励射流剪切层中的大尺度结构, 并利用纹影成像对其进行实验研究. 通过对瞬态纹影图和时均纹影图的分析表明有激励射流可以有效增大射流的扩散宽度, 并且在 2.2 kHz 以上激励频率的情况下均有明显的激励效果, 扩散宽度相对于无激励情况, 增大了近 70%.

关键词: 超声速射流; 激励; 纹影; H-S 管

中图分类号: O355 **文献标志码:** A

Excitation of supersonic under expanded free jet with H-S tube

GU Sheng-long¹, WU Yu-shuai¹, CHEN Li-hong², ZHANG Xin-yu²

(1. School of Water Resources and Electric Power, Qinghai University, Xining 810016, China; 2. Institute of Mechanics, CAS, Beijing 100190, China)

Abstract: Hartmann-Sprenger(H-S)tube of exciting equipment was integrated into the traditional supersonic jet device to excite the large-scale structure in shear layer of the jet. The experimental investigation of this structure was performed by using schlieren imaging. It was shown by the analysis of transient and time-averaged schlieren images that the excited jet could enhance the mixing of jet with air increase the width of jet diffusion effectively, and there would be an obvious exciting effect on the jet at 2.2 kHz exciting frequency, enhancing the mixing width by almost 70% compared to the unexcited jet.

Key words: supersonic jet; excitation; schlieren; H-S tube

超燃冲压发动机要求空气和燃料在有限的空间和时间内形成高效混合燃烧, 燃料与空气的混合过程及程度决定着超燃发动机的性能. 而燃料都是超声速欠膨胀射流的形式进入燃烧室内的, 在燃烧室内燃烧与空气的混合主要受穿透深度影响, 较大穿透深度, 需要较大的射流压力, 但这会引起较大的总压损失, 一味地提高射流压力, 来增强混合并不是明智之举.

在一定的射流压力下, 增强燃料与空气的混合就是一个急需解决的问题. 但在此之前, 如何增强超声速欠膨胀射流自身的扩散是基础问题. 增强其混合的方法主要分主动模式和被动模式.

从主动方式和被动方式的增混机制来看, 被动混合方式主要以产生流向涡为主, 利用流向涡的卷

吸空气的特性, 进行增强混合, 如通过部件的几何构型对剪切层进行激励^[1]、基于声波反馈引起自激共振的理论的逆流装置^[2]. 被动方式的特点就是无需额外能量, 完全依靠流动自身的特性来增强混合.

主动方式的特点是可以控制大尺度结构的形成与发展, 改善流场品质. 在众多主动方式中, 大部分是以激励射流来达到主动控制的目的. 如利用压电发生器种振动片增强了小尺度湍流结构^[3], 电膜结构配合空腔进行零质量射流^[4]、利用离子发生器来激励超声速射流^[5]、利用声波来激励剪切层^[6-7].

1 激励原理

本文实验研究所采用的激励装置为 Hartmann-Sprenger(H-S)管. 这种激励装置最早是由 Hartmann 在用 Pitot 管来研究射流总压时, 发现在特定位置会出现噪声. 之后的研究表明该噪声是由射流和 Pitot 管的空腔相互作用产生的, 并将这种由喷管和同轴共振管组成的简易装置命名为 Hartmann-

收稿日期: 2014-12-18

基金项目: 国家自然科学基金(90305022, 10525212)

作者简介: 顾声龙(1982-), 男, 河北泊头人, 博士, 副教授.

Sprenger 管, 简称 H-S 管^[8].

Sarohia 等^[8]将 H-S 管的共振模式归纳为两种主要模式, 分别为吞吐模式(Jet-regurgitant)和尖叫模式(Jet-screech). 在吞吐模式下, 共振管以其共振基频周期吞吐射流气体, 与射流相互作用进而形成振荡. 在尖叫模式下, 在共振管和喷管之间形成一道高频率振荡的激波, 类似于欠膨胀射流冲击平板所产生的振荡, 振荡频率要比在吞吐模式下高得多, 而且与共振管的基频无关. 发生尖叫模式的参数范围很窄, 较难控制, 并且幅度不大.

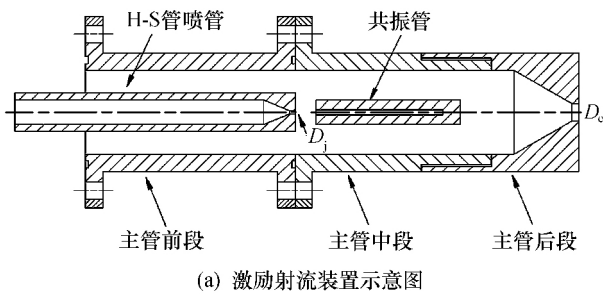
顾声龙等^[9]针对吞吐模式进行研究, 得到更适合于小管径情况的平均频率估算公式, 如下所示.

$$f = \frac{\sqrt{\gamma RT_j}}{4(L + \beta D_i)} \quad \begin{cases} L/D_i < 6 & \beta = 0.4 \sim 0.5 \\ L/D_i \geq 6 & \beta = 1 \sim 1.3 \end{cases}$$

式中: f 为吞吐频率; T_j 为射流温度; D_i 为共振管径; L 为共振管长. 对于激励射流的激励模式, 本文采用吞吐模式, 其激励频率的主要因素为共振管管长.

2 实验装置

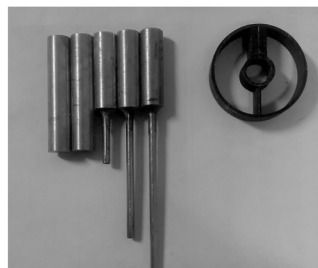
本文通过将 H-S 管集成到传统的射流装置中, 形成激励射流装置. H-S 管的喷管和共振管分别固定在主管前段和主管中段, 且都与主管共轴, 而主管后段主要作用是改变激励射流的出口直径. 这种结构简单, 方便拆卸, 如图 1a 所示, 实物如图 1b 所示. 用于固定 H-S 管的装置确保是紧配合, 实物如图 1c 所示(D_j 为 H-S 管喷管直径, D_e 为激励射流出口直径).



(a) 激励射流装置示意图



(b) 装置实物图



(c) 共振管实物图

图 1 激励射流结构示意图及实物图

Fig. 1 Schematic diagram of structures of excited jet and its real structure

实验供气系统由单一气瓶供气, 通过气动阀、调压阀来调节 H-S 管与主流稳定室的压强, 如图 2 所示. 改变激励射流出口直径 D_j 和 H-S 管的喷管出口直径 D_e , 可以得到相应的 H-S 管的喷管压力比. 由于是欠膨胀射流, 那么激励射流的出口处的速度为声速,

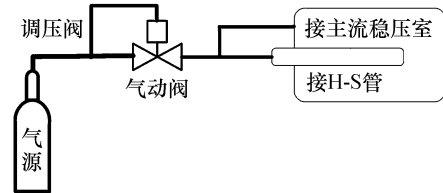


图 2 实验气路示意图

Fig. 2 Sketch of experimental air circuit

实验中 H-S 管处于吞吐模式下, 固定除共振管外其它参数, 改变共振管长来获得所需的激励频率; 为了使更多的射流气体进入共振管从而扩大吞吐模式的激励效果, 将共振管直径设为 1.5 mm, 而 H-S 管中的喷管出口直径为 1 mm, 激励射流出口直径为 5 mm. 实验中主流稳压室压力为 0.4 MPa, 在 1:5 的出口直径比下, H-S 管的供气压力约为 1.2 MPa.

3 激励频率的选择

激励射流的目的就是刺激射流剪切层内的不稳定性. Kelvin-Helmholtz 不稳定性是引起自由剪切层不稳定的主要机制. 多年的研究表明自由射流有两种主导不稳定性频率, 分别对应于不同尺度的涡结构. 第一种称为初始涡脱落频率, 具有最大空间增长率的初始涡脱落频率, 也称为最大不稳定性频率. Brown 等^[10]发现这种初始不稳定性波在射流势核消散后, 会导致由 K-H 不稳定性引起的小尺度涡合并, 逐渐形成大尺度涡结构. 而大尺度涡结构的频率就是自由射流不稳定性的第二主导频率.

大尺度结构会将剪切层外的流体卷吸进剪切层内, 所以它对于流体的混合是非常重要的. 在无任何人因素下的大尺度结构并不是经常有时间和空间相关性, 甚至出现的位置都不是固定的, 而最大不稳定性频率下的大尺度结构会出一定的时空相关性, 这种状态称为 Jet Preferred Mode. Ho 等^[11]表明亚声速射流下, 射流被激励的频率小于 Jet Preferred Mode 的频率时, 也会引起小尺度涡合并, 这称为聚集作用 (Collective Interaction), 也会增大扩散速度. Murugappan 等^[12]表示这种聚集作用在超声速射流也存在.

顾声龙^[13]针对的欠膨胀超声速射流进行线性

稳定性分析, 得到欠膨胀超声速射流在 Jet Preferred Mode 下大尺度结构的频率约为 25 kHz. 本文采用 Jet Preferred Mode 的频率的分频, 即

$$f_E = \frac{f}{N} \quad N = 1, \dots, n$$

其中: f_E 为激励频率; f 为 Jet Preferred Mode 的频率; N 为自然数. 但受于 H-S 管的限制, 激励频率只能低于 10 K 以下, 所以激励频率可选范围为 1) 偶分频: 6.3、3.2、1.6、0.8 kHz; 2) 奇分频: 8.3、5.3、3.6、2.7、2.3 kHz. 而考虑到计算也有一定的偏差, 以及共振管设备误差, 最终激励频率为 6、5、3、2.2、1.6、1 kHz, 根据顾声龙等^[9]得出的频率估算公式获得相对应的共振管长度在 9~75 mm.

4 测量装置

实验采用纹影技术对激励射流进行可视化成像. 纹影成像采用反射式平行光纹影成像系统, 如图 3 所示. 在 P 端, 利用照像机进行接收实验图像.

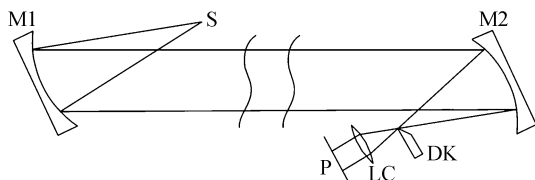


图 3 反射式纹影系统示意图

Fig. 3 Sketch of reflective schlieren system

5 图像处理方法

在实验开始前, 先对实验区域进行照相以记录背景图像. 实验过程所记录的图像与背景图像的差值的绝对值, 即为射流流动. 为了得到较明显的射流边界, 对图像进行灰度放大是必要的. 采用线性灰度放大函数, 对每一列单独进行处理, 可以更好反应激波串结构耗散以后的射流边界.

$$G(i, j)_{\text{amplified}} = 255 \frac{G(i, j)_{\text{original}} - \min(G_i)}{\max(G_i) - \min(G_i)}$$

式中: G 表示灰度值; i 表示列; j 表示行; G_i 表示 i 列中所有点的灰度值.

6 实验结果

6.1 瞬态纹影图分析

通过对瞬态纹影图的处理结果的分析发现激励频率大于 2.2 kHz 的情况下, 激励效果差别大, 所以本文只给出 1、1.6、2.2、3 kHz 激励射流的结果, 并与无激励射流进行对比. 瞬态纹影的曝光时间为 0.1 ms.

1) 无激励射流

图 4 给出两个不同时刻的无激励射流的纹影处理结果. 图中方格的边长为射流出口半径 $D_j/2$, 竖直白实线表示射流出口处的壁面, 中间水平红线表示对称轴, 竖直白虚线表示距射流出口 $10D_j$ 的标记线, 以下都是如此. 从图 4a、4b 中可以看到在上游, 射流被牢牢控制在核心区内, 大概有 $6 \sim 7D_j$, 射流气体向径向扩展的速度很小, 距射流出口 $8D_j$ 处才明显向外扩散, 比如距射流出口 $10D_j$ 处的射流气体的扩散宽度大约为 $2.5 \sim 3D_j$. 而在距射流出口 $7D_j$ 处有一个小突起, 这是由小尺度涡合并形成大尺度结构.

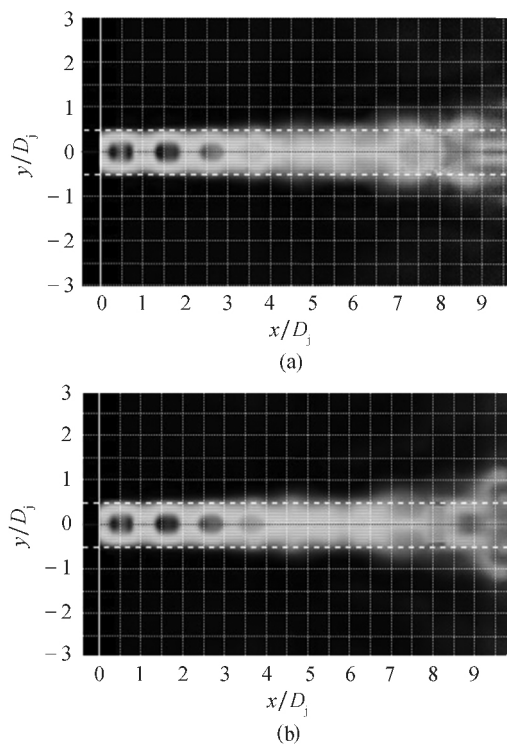


图 4 无激励射流下, 两个不同时刻的纹影处理图

Fig. 4 Schlieren treatment of unexcited jet at two moments
2) 1 kHz 激励射流.

1 kHz 激励下, 两个不同时刻的纹影处理结果如图 5 所示. 从图 5a、5b 可以看到, 这时的射流不再像无激励射流那般稳定, 射流核心区的长度虽然没有减小, 但射流气体向径向的扩散速度也有所增长, 从不同时候的图像上看, 其扩散宽度也是时大时小, 最小情况比无激励情况下的小一些, 但最大情况下扩散宽度大约 $4.5 \sim 5D_j$, 如图中竖直白虚线处所示. 而在大扩散宽度的情况下, 射流激波串结构的强度也有所减小. 而且在距射流出口 $4D_j$ 就出现了一个小突起.

3) 1.6 kHz 激励射流.

图 6 是 1.6 kHz 激励情况下的处理结果. 可以发现这种工况下与 1 kHz 激励情况下的流场相差

不多,扩散宽度时大时小.在射流核心外,扩散宽度相对于无激励情况也有所增大,距射流出口 $10D_j$ 处扩散宽度约为 $4\sim 4.5D_j$.图 6a、6b 中的射流激波串结构也变为三个,说明射流核心区能量减小,使超声速射流的稳定程度降低,导致下游扩散宽度增加.

4) 2.2 kHz 激励射流.

图 7 是 2.2 kHz 激励的处理纹影图.可以看到,这时流场仍延续了前二种激励流场的特性,即扩散宽度时大时小.扩散宽度在最小情况下约为 $4D_j$,而在最大情况下约为 $5D_j$.值得注意的是,在图 7b 中,在距射流出口 $4D_j$ 的射流边界处有明显“鼓包”,这

时的射流在视场范围内就像一个葫芦,这说明在 2.2 kHz 激励频率下的扰动较大程度地刺激了射流剪切层,使剪切层内的小尺度涡提早合并,形成大尺度结构出现,增大了扩散速度,这个现象在 1、1.6 kHz 激励的情况下也有出现,但不明显.

前面提到的射流边界的“鼓包”也出现在 3 kHz 激励射流中,如图 8 所示.在这个工况下,无论扩散宽度大小与否,射流的激波串结构都控制在三个以内,较前面的工况都有所减少,这说明超声射流在这种激励频率下,核心区的能量向径向的传输速度加快,即扩散速度加快.

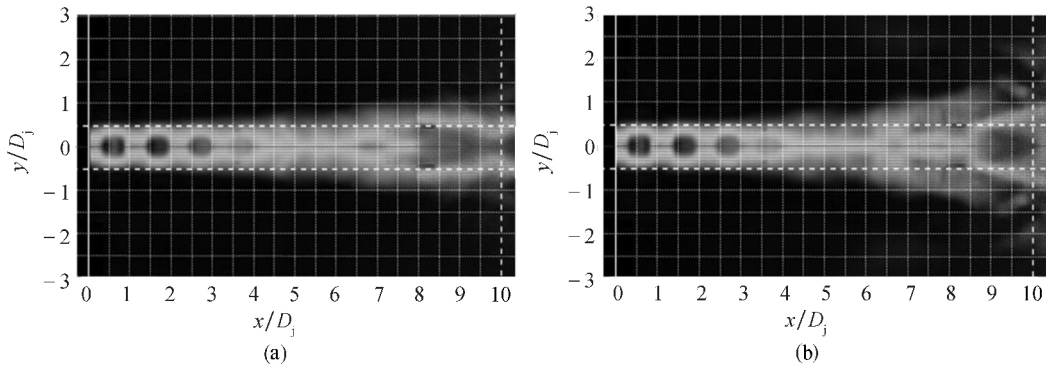


图 5 1 kHz 激励下,两个不同时刻的纹影处理结果

Fig. 5 Schlieren images at two moments under 1 kHz excited Jet

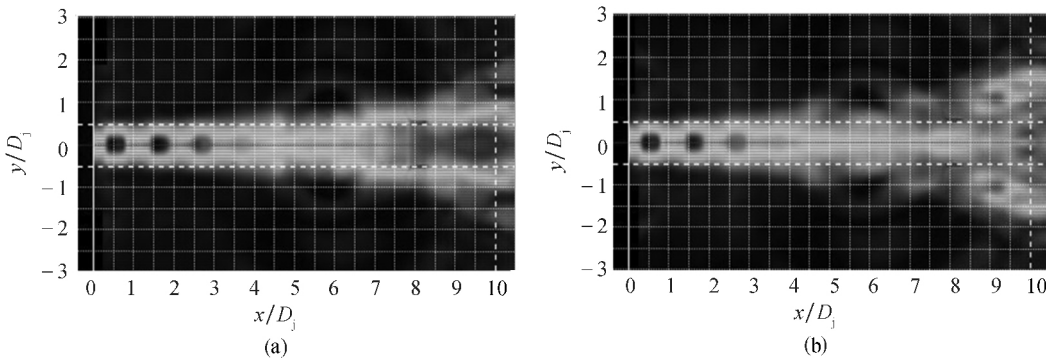


图 6 1.6 kHz 激励情况下,两个不同时刻的纹影处理结果

Fig. 6 Schlieren images at two moments under 1.6 kHz excited Jet

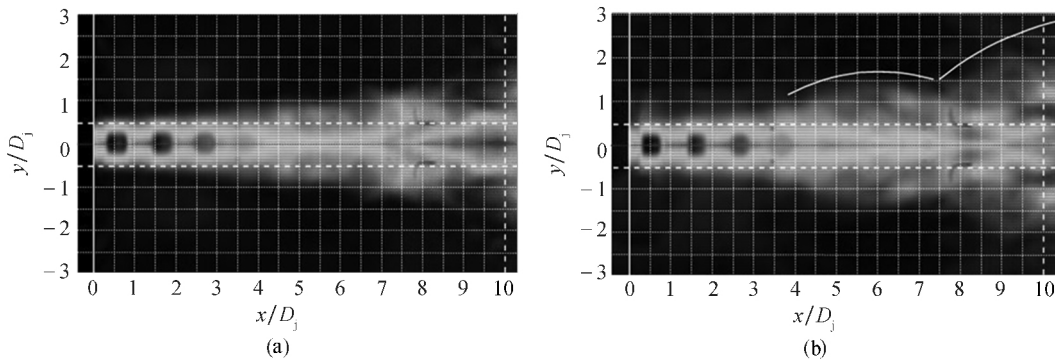


图 7 2.2 kHz 激励情况下,两个不同时刻的纹影处理结果

Fig. 7 Schlieren treatment result of 2.2 kHz excited jet at two moments

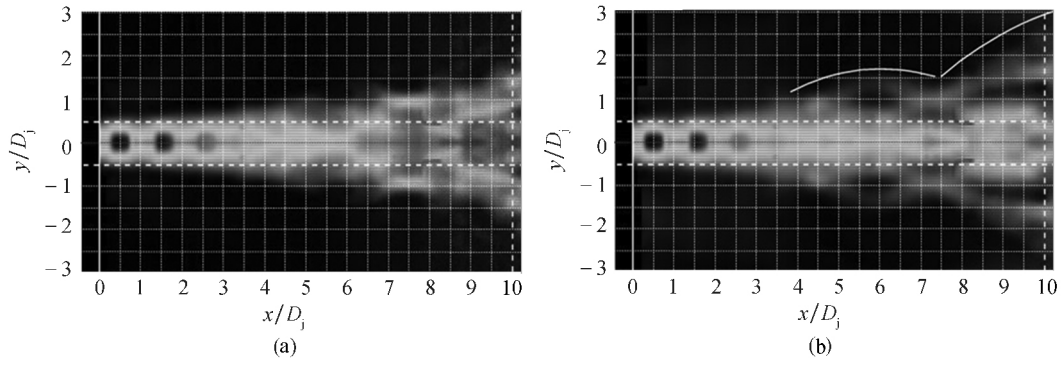


图 8 3 kHz 激励情况下, 两个不同时刻的纹影处理结果

Fig. 8 Schlieren treatment result of 3 kHz excited jet at two moments

6.2 时均纹影图

虽然瞬态纹影图可以了解某一时刻的流场情况, 但也需要考虑时间平均上的效果. 通过对多幅瞬态纹影图叠加取平均, 得到时均纹影图像.

图 9 是各种激励频率下, 时间平均后的纹影处

理图. 可以看到相对于无激励射流, 有激励射流的扩散宽度基本上都要大. 从射流激波串结构的数量上来看, 1 kHz 和 2.2 kHz 激励的情况相似, 而 1.6 kHz 和 3 kHz 激励的情况类似, 这说明激励效果在时间平均上可能存在倍频关系.

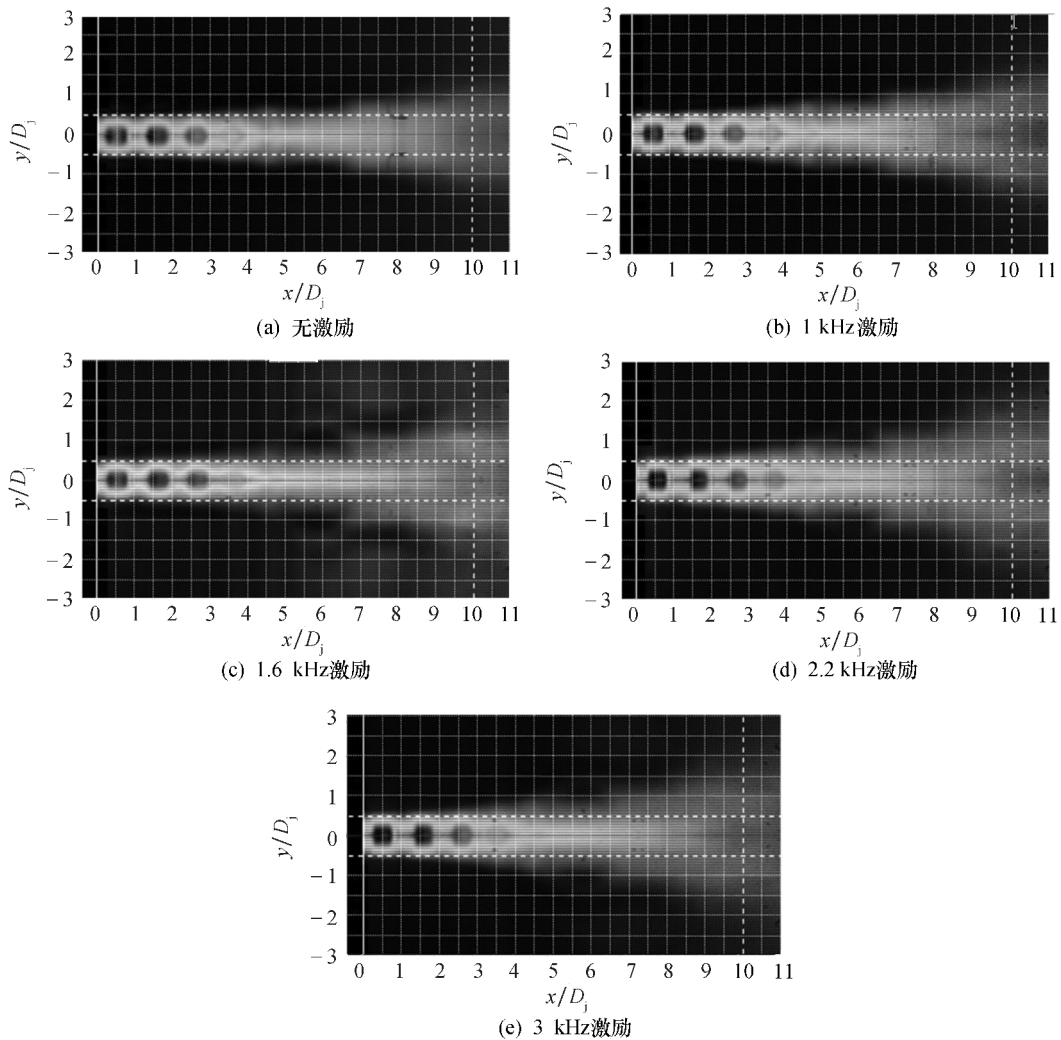


图 9 各种激励频率下, 时间平均后的纹影处理结果

Fig. 9 Time averaged schlieren treatment result of jet excited with different frequency

通过定义射流边界为 $G_{\text{Boundary}} = G_{10\%} = G_{\text{max}} \times 10\%$. 即认为灰度为最大灰度的 10% 处为射流边界. 由此可以得各种工况下, 沿轴向的扩散宽度, 如图 10 所示.

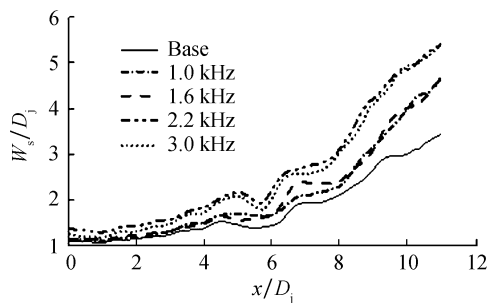


图 10 各种工况下, 沿轴向的射流扩散宽度

Fig. 10 Axial spread width of jet under all conditions

图 10 给出不同激励频率下, 沿射流轴向的扩散宽度, 其中横坐标为沿轴向的无量纲化的距离, 纵坐标为无量纲化的射流的扩散宽度. 从图中可以看到, 在距离喷口 $10D_j$ (即纹影图中的白虚线) 处, 无激励射流的扩散宽度约为 $3D_j$; 1 kHz 和 1.6 kHz 激励射流的扩散宽度约为 $4D_j$; 2.2 kHz 和 3 kHz 激励射流的扩散宽度约为 $5D_j$. 而 2.2 kHz 和 3 kHz 激励射流较其它情况, 在射流激波串结构结束处 ($4 \sim 5D_j$) 的扩散宽度也要大些, 约为 $2D_j$, 其它情况约为 $1.5D_j$. 这说明较高频率激励在近场和远场的效果都比较明显, 而较低频率激励只有在远场才有较明显的效果. 从曲线的形状上来看, 2.2 kHz 和 3 kHz 激励的情况类似, 可以说他们的激励效果是相差不多.

7 结论

本文通过超声速欠膨胀激励射流进行实验研究, 通过对瞬态纹影图和时均纹影图的分析, 发现激励射流增强混合可表现在以下几个方面:

- 1) 激励射流可以有效地增大在射流核心区耗散以后的卷吸速度, 使射流更快地扩散到周围空气中去.
- 2) 有激励射流可以使射流剪切层内的小尺度涡提前合并, 形成大尺度结构, 有效地增大射流的扩

散宽度或扩散角.

3) 不同的激励频率下, 大尺度结构出现的位置基本一致, 大约距离喷管出口为 $4D_j$ 附近, 但大尺度结构尺寸会不同, 而引起下游扩张角不同, 其中 2.2 kHz 以上激励频率的情况下均有明显的激励效果, 扩散宽度相对于无激励情况, 增大了近 70%.

参考文献:

- [1] HO C M, GUTMARK E. Vortex induction and mass entrainment in a small-aspect-ratio elliptic jet [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1987, 179: 383-405.
- [2] HUERRE P, MONKEWITZ P A. Absolute and convective instabilities in free shear layers [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1985, 159: 151-168.
- [3] SEINER J M, DASH S M, KENZAKOWSKI D C. Historical survey on enhanced mixing in scramjet engines [J]. Journal of Propulsion and Power, 2001, 17(6): 1273-1286.
- [4] 顾蕴松, 李斌斌, 程克明. 零质量射流激励器内外流动特性的 PIV 研究 [J]. 实验流体力学, 2008, 22(4): 19-22.
- [5] SAMIMY M, KIM J H, KASTNER J, et al. Active control of high-speed and high-reynolds-number jets using plasma actuators [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2007, 578: 305-330.
- [6] TAM C K W, MORRIS P J. Tone excited jets—a theoretical model and comparison with experiment [J]. Journal of Sound and Vibration, 1985, 102(1): 119-151.
- [7] GOLDSTEIN M E, LEIB S J. Nonlinear roll-up of externally excited free shear layers [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1988, 191: 481-515.
- [8] SAROHIA V, BACK L H. Experimental investigation of flow and heating in a resonance tube [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1979, 94: 649-672.
- [9] 顾声龙, 陈立红, 张新宇. H-S 管激励振荡流动的数值模拟及实验研究 [J]. 实验流体力学, 2009, 23(4): 1-6.
- [10] BROWN G L, ROSHKO A. Density effects and large structure in turbulent mixing layers [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1974, 64: 775-781.
- [11] HO C M, HUERRE P. Perturbed free shear layers [J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1984, 16: 365-424.
- [12] MURUGAPPAN S, GUTMARK E. Flow field and mixing control of an underexpanded jet [J]. AIAA Journal, 2004, 42(8): 1612-1621.
- [13] 顾声龙. 激励射流对超声速混合的影响 [D]. 北京: 中国科学院研究生院(力学研究所), 2010.