

强迫振动下超声速混合层的掺混特性

张冬冬, 谭建国, 吕 良, 王前程

(国防科学技术大学 航天科学与工程学院

高超声速冲压发动机技术重点实验室, 长沙 410073)

摘 要: 利用实验研究与数值仿真相结合的方法,对强迫振动下对流马赫数为0.22的超声速混合层的掺混特性进行了分析,采用动量混合、雷诺应力以及标量混合指标对超声速混合层的掺混效率进行评估.研究表明:强迫振动对超声速混合层的掺混特性有重要影响.与无振动下相比,强迫振动使混合层的失稳位置提前,卷起的展向涡尺度变大,加快上下两层流动的混合.同时,强迫振动下,动量混合和标量混合更加充分.振动频率为4500 Hz时,雷诺应力峰值提高约48%,薄平板后缘下游160 mm处,动量厚度增长120%.

关 键 词: 超声速混合层; 强迫振动; 掺混特性; 动量混合; 雷诺应力; 标量混合

中图分类号: V211.7

文献标志码: A

Mixing characteristics of supersonic mixing layer induced by forced vibration

ZHANG Dong-dong, TAN Jian-guo, LÜ Liang, WANG Qian-cheng

(Science and Technology on Scramjet Laboratory,

College of Aerospace Science and Engineering,

National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: Through combining an experimental study with numerical simulation, an analysis of mixing characteristics of a supersonic mixing layer was carried out, which was influenced by forced vibration under the condition of convective Mach number 0.22. The indexes of momentum mixing, Reynolds stress and scalar mixing were adopted to assess the mixing efficiency of supersonic mixing layer. The results show that forced vibration has an important effect on the mixing efficiency. Compared with no vibration, forced vibration advances the instability position of mixing layer and enlarges the scales of rolled-up spanwise vortices, which can promote the mixing of upper and lower streams. Meanwhile, with forced vibration, both momentum and scalar are more fully mixed. The peak value of Reynolds stress increases by about 48% when the vibration frequency is 4500 Hz and the momentum thickness increases by 120% at 160 mm position downstream the trailing edge of thin metal plate.

Key words: supersonic mixing layer; forced vibration; mixing characteristics; momentum mixing; Reynolds stress; scalar mixing

近年来,随着超燃冲压发动机技术的发展,超声速混合层的掺混特性受到了极大的关注和持续不断的研究^[1-2].超燃冲压发动机燃烧室内气流速度非常高,来流在燃烧室内的停留时间很短^[3-4],

实现燃料与来流的快速混合对于提高燃烧效率具有决定性的意义,混合层的发展演化、混合效率和燃烧机理成为问题的关键.开展无反应下的超声速混合层的研究,有助于加深对混合层流场结构

收稿日期:2015-03-04

基金项目:国家自然科学基金(11272351,91441121)

作者简介:张冬冬(1990—),男,江苏泰州人,硕士生,主要从事高超声速推进技术的研究. E-mail:zhangdd0902@163.com

发展演化和掺混规律的认识。

此外,超声速混合层作为典型的可压缩剪切流动^[5],其流场特性涉及到湍流的基本结构,对其流动机理进行深入研究有助于加深对湍流理论的理解。正是因为超声速混合层在工程应用以及基础研究中的重要性,国内外研究人员在这方面开展了广泛深入的研究。

Olsen 等人^[6]通过对可压缩混合层中大尺度涡的配对进行分析,发现涡的配对以拍打的方式进行,并伴随有大尺度涡的横向移动。Paramoschou 等人^[7]研究发现流动的压缩性对混合层增长速度有重要影响,并采用对流马赫数的概念对混合层的可压缩性进行描述。Freund 等人^[8]发现超声速条件下自由混合层的掺混效率明显较低的重要原因在于可压缩性明显降低了混合层的增长速率。

考虑到超声速条件下混合层的掺混效率较低,国内外研究学者提出了一系列混合增强措施来解决掺混效率的问题。Fernando 等人^[9]通过实验研究了不同的小扰动隔板的混合增强效果,探讨了各种小扰动隔板对流场影响的规律,发现采用小扰动隔板的装置能够强化混合,但是带来的总压损失也较大。程晓军等人^[10]通过数值模拟设计了一种方形波瓣混合器来研究掺混特性,发现该波瓣混合器能够通过诱导流向涡有效地增强混合,同时扩张角的增加会带来总压损失的增长,因此要综合考虑掺混效率和总压损失来选择合适的扩张角。曹伟等人^[11]通过在超声速混合层入口加入流向速度扰动的方式研究流场发展演化情况,数值模拟结果表明高频流向速度振荡可以有效地增强混合,但是由于实验条件的限制,其结果至今未得到实验验证。Williams 等人^[12]采用两片悬臂结构的离子聚合物薄膜来研究微流体的混合,薄膜受到流体的激励而振动来增强混合,其混合增强的效果达到 150%~375%,同样由于实验条件所限,其研究的对象为层流,雷诺数仅为 10。

本文通过可控振动系统激励双喷管后薄平板,研究振幅相同、振动频率变化时超声速混合层的流场演化以及掺混特性。采用基于纳米粒子的平面激光散射(nano planar laser scattering, NPLS)技术^[13-15]和粒子图像测速(PIV)^[16]获得了超声速混合层的流动精细结构及速度分布,结合数值仿真,采用动量混合、雷诺应力以及标量混合指标对不同振动频率下超声速混合层的掺混效率进行评估。

1 实验系统及数值仿真方法

1.1 实验系统

1.1.1 超声速混合层风洞

实验在超声速吸气式混合层风洞(简称超声速混合层风洞)中进行,如图 1(a)所示。该风洞由过渡段、稳定段、实验段、扩压段等几部分构成,后面与真空罐相连。该风洞具有来流稳定、气动噪声低的优点,对于对初、边值条件非常敏感的超声速混合层流场的研究非常有利。在风洞稳定段的前端安装有总压调节器,通过调节上层低速层的来流总压实现来流在喷管出口的静压匹配。图 1(b)为设计的薄平板实验件的流向截面示意图。薄平板通过其后缘两侧的两根刚性连杆与置于其下方的振动台体相连,通过可控振动系统来控制薄平板的运动。

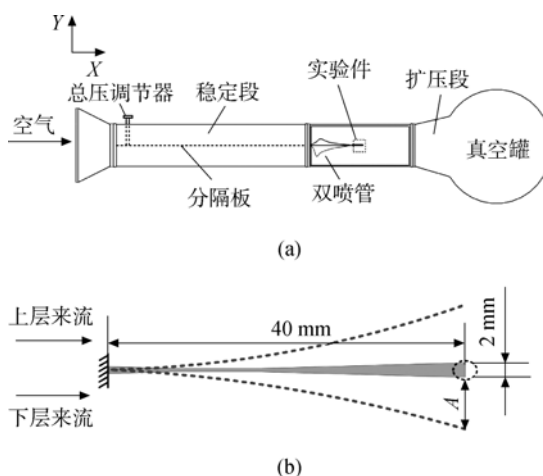


图1 超声速混合层风洞及实验件流向截面示意图

Fig. 1 Schematics of supersonic mixing layer wind tunnel and streamwise section of thin metal plate

实验研究中,通过可控振动系统设定运动为定频简谐运动,则薄平板在强迫振动下作振幅为 A ,频率为 f 的简谐运动。在实验之前通过对超声速混合层的来流参数进行校测,结果如表 1 所示。

1.1.2 可控振动系统和 NPLS 技术

实验采用的振动控制系统由振动控制器、振动台、加速度传感器、冷却风机、功率放大器以及计算机组成。计算机用来控制各个部件的平稳运行,并得到相应的振动图像。系统的峰值力为 489 N,可以获得的最大加速度为 110 g,可以控制的振动频率范围为 0~6 500 Hz。此外,根据实验的不同需求,可以分别施加正弦、随机和冲击等振动形式。

表1 来流参数
Table 1 Parameters of incoming flow

对流马赫数	马赫数	总压/kPa	静压/kPa	总温/K	静温/K
0.22	2.12	21.36	2.64	300	156
	3.18	101.16	2.52	300	98

NPLS 系统由计算机、电耦合器体 (CCD) 相机、脉冲激光光源、同步控制器以及纳米粒子发生器等几部分组成, 其以平面激光散射技术为基础, 以纳米粒子为示踪粒子, 具有散射光强、信噪比高的特点. NPLS 系统的示意图如图 2 所示, 其中, 计算机负责控制系统的运行和并对获得的图像进行存储; 同步控制器用来控制系统各个部件协同工作, 其时间精度达到 250 ps; 采用波长为 532 nm, 脉冲时间为 6 ns 的双腔 Nd:YAG 激光器作为脉冲激光光源, 其单脉冲激光能量最高为 500 mJ, 时间相关分辨率可达 200 ns; 采用的 CCD 相机具有较高的分辨率, 其分辨率达到 4 000 像素 $\times$ 2096 像素; 纳米粒子发生器采用纳米级的 TiO_2 作为示踪粒子, 在超声速流场中有较好的跟随性, 能够很好地再现流场的精细结构. 实验时, 超声速混合层风洞中投放的纳米示踪粒子受到激光片光的照射发生散射, CCD 相机通过对纳米粒子成像得到流场结构的图像. 采用 NPLS 技术得到的图像中, 灰度低的区域对应于低马赫数的流场, 灰度高的区域对应于高马赫数的流场. 在 NPLS 基础上开发的 PIV 技术, 与 NPLS 共享一套系统, 其基于共振散射技术, 很好地解决了在超声速流场中粒子跟随性的问题.

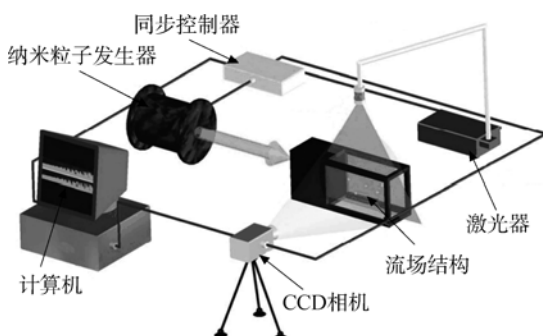


图2 NPLS系统示意图

Fig. 2 Schematic of NPLS system

1.2 数值仿真方法

研究采用大涡模拟 (large eddy simulation, LES) 数值仿真方法, 结合 Fluent 自带的动能输

运亚格子尺度模型进行数值模拟分析. 采用自定义函数 (UDF) 动态链接到 Fluent 解算器中, 通过对 Fluent 进行二次开发, 利用 UDF 模拟弹性薄平板的运动过程, 从而得到薄平板运动对于混合层发展和演化的影响.

1.2.1 大涡模拟

大涡模拟的基本思想是采用滤波函数将湍流中大尺度脉动和小尺度脉动分离, 对湍流中大尺度的涡进行直接数值模拟, 而小尺度的涡用亚格子模型进行封闭. 经过滤的大涡模拟控制方程如下^[17]:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j) = \\ \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{\sigma}_{ij}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (2)$$

其中黏性应力张量分量和亚格子应力张量分量分别表示为

$$\sigma_{ij} = \mu \left[\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] \quad (3)$$

$$\tau_{ij} = 2\mu_t \delta_{ij} - \frac{2}{3} \mu_t \delta_{ij} \delta_{ij} + \frac{1}{3} \tau_{ll} \delta_{ij} \quad (4)$$

其中 Ma_{sgs} 为亚格子马赫数, 则

$$\tau_{ll} = \gamma Ma_{sgs}^2 \bar{p} \quad (5)$$

亚格子剪切应力张量分量定义为

$$\tau_{ij} = \frac{2}{3} k_{sgs} \delta_{ij} - 2 C_m k_{sgs}^{1/2} \Delta f \bar{S}_{ij} \quad (6)$$

亚格子涡黏系数定义为

$$\mu_t = C_m k_{sgs}^{1/2} \Delta f \quad (7)$$

其中

$$k_{sgs} = \frac{1}{2} (\bar{u}_k^2 - \bar{u}_k^2) \quad (8)$$

$$\Delta f \equiv V^{1/3} \quad (9)$$

亚格子动能通过一方程亚格子模型进行封闭求解

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{k}_{sgs}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{k}_{sgs}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \bar{k}_{sgs}}{\partial x_j} \right] - \\ \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_n \frac{\bar{k}_{sgs}^{3/2}}{\Delta f} \end{aligned} \quad (10)$$

其中 C_m, C_n, α_k 为常数.

1.2.2 计算模型和边界条件

计算考虑的全区域长度为 200 mm, 其中, 薄平板长 40 mm, 后缘厚度为 2 mm, 混合区长度为 160 mm. 采用有限体积法对方程进行空间离散, 采用隐式耦合求解方法进行求解. 壁面采用无滑移绝热边界条件, 给定超声速入口条件, 超声速出口采用 3 阶外推方式外推. 计算的流场参数与实验校测的参数相同, 如表 1 所示.

研究的薄平板为弹性体, 由于只研究小振幅下的运动, 可以假设平板振型为抛物线形式. 平板末端位置呈现周期性的变化, 其变化形式为

$$Y = A \sin(2\pi ft) \quad (11)$$

其中 A 为平板末端的振幅, f 为平板周期性运动的频率.

在小振幅情况下, 平板的运动可以作抛物线形式的假定, 有

$$Y(X, t) = \frac{X^2}{L^2} A \sin(2\pi ft) \quad (12)$$

其中 L 为薄平板的长度, L 取 40 mm.

2 结果分析与讨论

2.1 流场结构分析

图 3(a) 为无振动条件下超声速混合层流向结构的 NPLS 图像. Mattner^[17] 采用大涡模拟研究了混合层流动过程中涡的产生、生长、破裂以及涡列的形成与各涡的合并过程. 本次研究中, 为了对比实验和仿真得到的流场结构, 图 3(b) 给出了本次大涡模拟得到的混合层流场结构的流向截面涡量云图. 流动经过一小段距离后, 由于 K-H (Kelvin-Helmholtz) 不稳定性的作用, 大尺度结构开始出现, a 点和 b 点对应于大尺度涡卷起的位置. 从涡量云图可以看出, 上下来流刚相遇时, 涡量最大, 随着流动向下游发展, 涡量逐渐减小. 这表明在混合层前段, 主要是两侧来流对中间边界层加速, 发生强烈的剪切作用, 随着流动向下游发展, 速度剪切作用逐渐减弱, 对应的涡量也变小. 同时, 大尺度结构在向下游发展演化过程中, 发生大涡的配对与合并, 对并后的涡的尺度变大, 上下两层更多的流动卷入, 加强了混合. 比较图 3(a) 和图 3(b) 可以发现, NPLS 技术和大涡模拟得到的流场图像都能够反映超声速混合层的发展和演化情况, 且卷起的展向涡的位置和涡的尺度能够得到很好地对应. 此外, 由于大涡模拟在计算过程

中采用滤波函数过滤掉了流场中的小尺度涡, 因此 NPLS 技术获得的流场图像中破碎的小涡结构并没有在数值计算的涡量云图中得到体现.

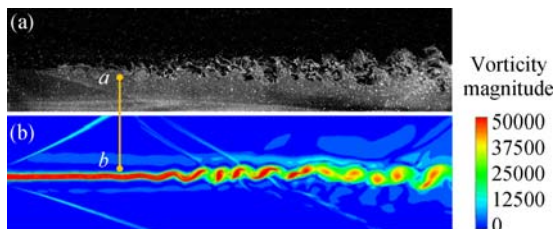


图 3 无振动下超声速混合层流向图像

Fig. 3 Streamwise images of supersonic mixing layer with no vibration

图 4 是不同振动条件下超声速混合层流向结构的 NPLS 图像. 图 4(a)~图 4(d) 分别对应振动频率 f 为 0, 500, 2000 Hz 和 4500 Hz, 振幅均为

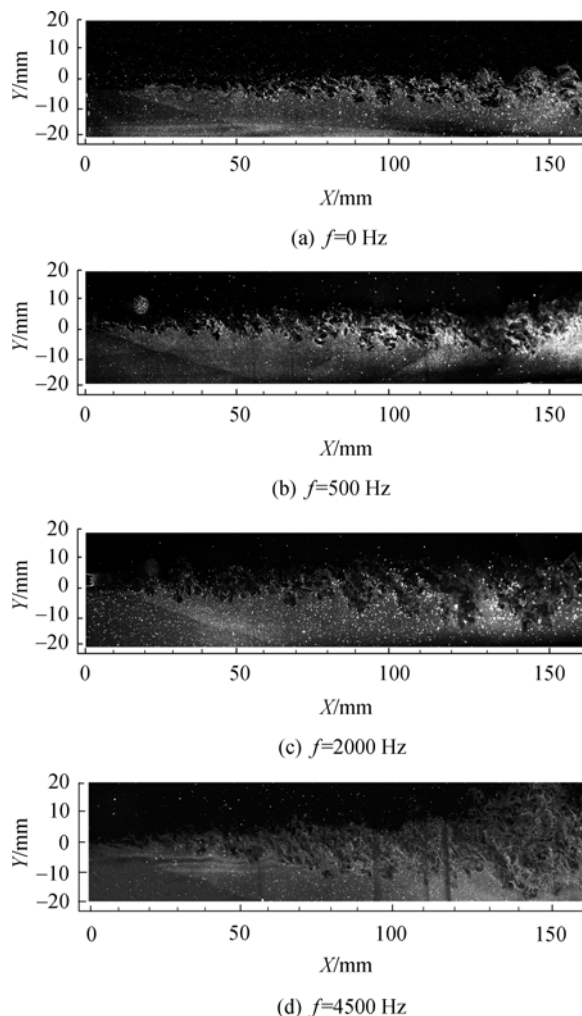


图 4 超声速混合层流向 NPLS 图像

Fig. 4 Streamwise NPLS images of supersonic mixing layer

$1\mu\text{m}$. 图像的实际尺寸、曝光时间和拍摄位置均相同. 从图4可以看出,随着振动频率的提高,K-H不稳定性作用下卷起的大尺度结构的波长越来越大,上下两层更多的流动被卷入,从而有效地增强了混合.同时,频率的提高导致大尺度涡结构中包含更多的破碎的小涡,大量小涡的出现有利于促进上下两层流动以涡的形式交换动量和能量,提高混合效率.

图5为 $X=120\text{mm}$ 处计算得到的横向无量纲速度分布与采用 PIV 互相关算法^[18]得到的实验结果的对比.其中,定义混合层的高速侧和低速侧边界分别为 $U=U_1-0.1\Delta U$, $U=U_2+0.1\Delta U$, $\Delta U=U_1-U_2$.从图中可以看出,本次计算所采用的 LES 模型能够在一定程度上捕捉到流场的速度分布规律,计算和实验结果符合的较好.此外,比较不同振动条件下流场的速度分布曲线,可以发现在 $X=120\text{mm}$ 处速度的分布仍然具有较好的相似性.

2.2 掺混效果评估

为了对不同振动条件下的超声速混合层的掺

混特性有更深入了解,采用动量混合、雷诺应力以及标量混合指标来对掺混效果进行评估.

2.2.1 动量混合指标

动量混合指标深刻反映了流场的发展和演化,大涡结构的对并等过程,其主要基于速度场的分布均匀程度来评估混合程度的高低.动量厚度考虑了由于剪切层的存在而引起的动量流率的亏损,其定义如下:

$$\theta = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\rho}{\rho_{\text{average}}} u^* (1 - u^*) dy \quad (13)$$

$$\rho_{\text{average}} = 0.5(\rho_1 + \rho_2) \quad (14)$$

其中 $u^* = \frac{u-u_2}{u_1-u_2}$. u_1 和 u_2 分别代表混合层高速层和低速层的来流速度, ρ_1 和 ρ_2 分别代表上下两层来流在出口处的密度.

图6是不同振动条件下超声速混合层的动量厚度沿流向的变化情况.随着强迫振动频率的提高,混合层的动量厚度增大,这加剧了混合层中动量和能量的输运,对于促进上下两层流动的掺混,提高混合效率有重要作用.同时在大尺度涡卷起

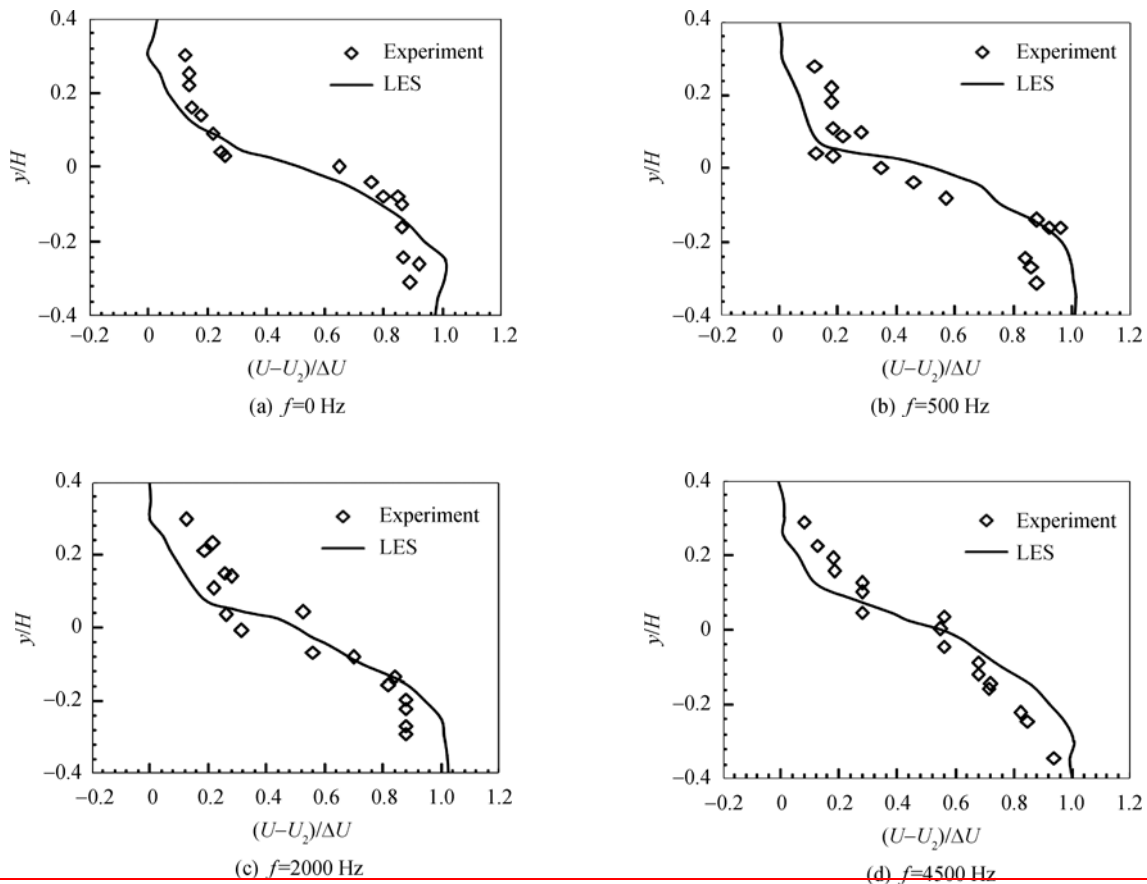


图5 $X=120\text{mm}$ 处 LES 得到的速度分布曲线与 PIV 实验结果对比

Fig. 5 Comparison between the velocity distribution of LES and PIV results at $X=120\text{mm}$ position

之前,混合层的动量厚度增长率较小,而在涡卷起形成向下游运动的周期性结构之后,动量厚度的增长率加快,这一现象并没有因为强迫振动频率的改变而发生变化,其原因在于大涡卷起带来的无黏扩散对促进动量厚度的增长起主导作用.从图4和图6可以看出,振动频率为2000 Hz和4500 Hz时,卷起的展向涡的尺度明显增大,且动量厚度增长率明显提高.因此,通过施加高频激励来激发混合层中大尺度涡结构,这对于促进动量厚度的增长,提高掺混效率有重要的作用.

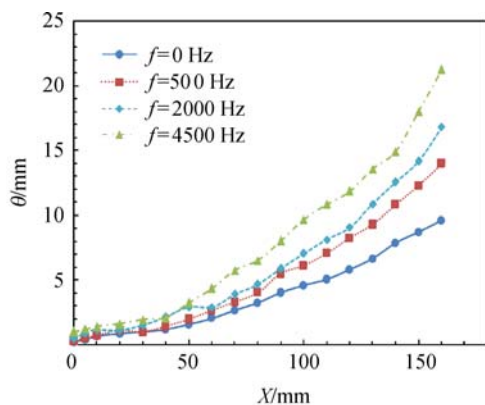


图6 动量厚度沿流向变化情况

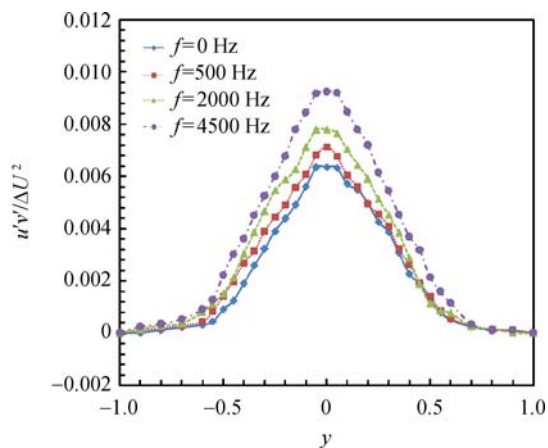
Fig. 6 Momentum thickness varying along the flow direction

2.2.2 雷诺应力指标

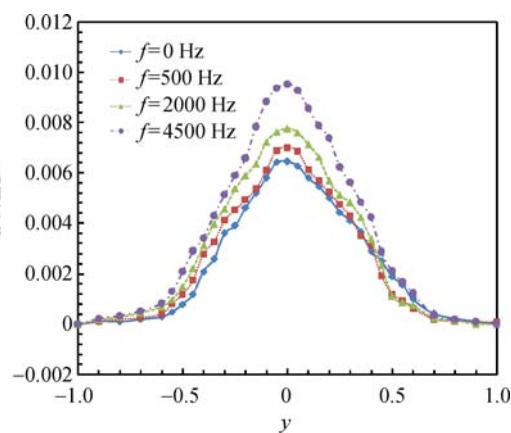
图7(a)和图7(b)为不同振动条件下时均雷诺应力 ($u'v'/\Delta U^2$) 在流向 $X=120$ mm 和 $X=150$ mm 处的分布图(图中横坐标 y 为无量纲化 Y 方向的位置).施加振动时,雷诺应力的峰值会有不同程度的增长,振动频率为4500 Hz时,雷诺应力峰值提高约48%.实际上,雷诺应力 $u'v'$ 反映了剪切层增长情况和混合层中流向大尺度结构的脉动.因此,在振动情况下,雷诺应力峰值的提高说明流场中大尺度涡结构尺度的增长以及脉动的加剧,这也可以从图4中超声速混合层 NPLS 的流场图像中展向涡尺度的变化得到反映.此外,通过比较同一振动频率下时均雷诺应力在 $X=120$ mm 和 $X=150$ mm 的分布,可以发现时均雷诺应力的分布很好地满足了自相似性.

2.2.3 标量混合度

为了进一步评估上下两层流动的掺混情况,采用标量混合指标 W 来衡量上下两层气体的掺混程度. W 定义为



(a) $X=120$ mm



(b) $X=150$ mm

图7 雷诺应力分布

Fig. 7 Profile of Reynolds stress

$$W = \frac{1}{s} \int_s \frac{(x_{a1} - x_a)(x_a + x_{a1} - 1)}{x_a(1 - x_a)} ds \quad (15)$$

$$x_a = \frac{\rho_1 U_1 / M_{ra1}}{\rho_1 U_1 / M_{ra1} + \rho_2 U_2 / M_{ra2}} \quad (16)$$

其中 s 为流向各截面处的面积;上下两层来流分别标记为1和2; x_{a1} 和 x_a 分别为上层气体的摩尔分数和上下两层气体完全混合后的摩尔分数; ρ , U 和 M_{ra} 分别代表来流在入口处的密度、速度和气体相对分子质量.

由于本次研究中上下两层来流均为空气,具有相同的气体相对分子质量,则

$$M_{ra1} = M_{ra2} \quad (17)$$

因此

$$x_a = \frac{\rho_1 U_1}{\rho_1 U_1 + \rho_2 U_2} \quad (18)$$

图8是不同振动条件下 W 值沿流向的分布情况. W 为1时,说明上下两层气体完全未混合; W 为0时,说明上下两层气体完全混合.因此,采用 W 值来评估掺混效率时, W 值越小说明标量

混合越充分。

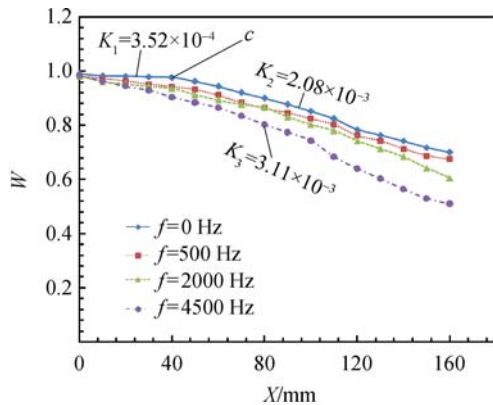


图8 标量混合程度沿流向的变化

Fig. 8 Level of scalar mixing varying along the flow direction

比较不同振动频率下 W 值沿流向的变化情况可以发现,强迫振动下,振动频率越高, W 值下降的速率越快.线性拟合可知,振动频率为 4500 Hz 时, W 值下降速率达到 $K_3 = 3.11 \times 10^{-3}$,说明上下来流混合的更加充分.此外,通过分析混合层发展和演化过程中 W 值的变化趋势,可以发现在 K-H 不稳定导致的大尺度涡卷起之前, W 值的下降速率较慢,对应的来流混合程度较低,这表明超声速混合层形成初期,上下两层来流由于速度差造成的强烈剪切作用并不是加剧上下两层标量混合的主要因素。

图8中 c 点处是 $f=0$ Hz 条件下 W 值变化快慢的分界点.通过线性拟合可知, c 点之前, W 值的下降速率为 $K_1 = 3.52 \times 10^{-4}$,而 c 点之后 W 值的下降速率为 $K_2 = 2.08 \times 10^{-3}$.结合图3中无振动条件下超声速混合层流向结构的流场图像,可知 c 点对应的位置正是大尺度涡卷起的位置,对应于图3中 a 和 b 处.因此,强迫振动下 K-H 不稳定性作用下卷起的大尺度涡位置的提前对超声速混合层掺混效率的提高起了重要的作用。

3 结 论

通过研究,得出以下结论:

1) 强迫振动对超声速混合层的掺混特性有重要影响.与无振动相比,强迫振动使混合层的失稳位置提前,卷起的展向涡尺度变大,加快上下两层流动的混合.在 $X=120$ mm 处,采用大涡模拟计算的速度场分布和 PIV 得到的实验数据符合很好。

2) 强迫振动下超声速混合层的动量厚度增

长率变大.振动频率为 4500 Hz 时,混合层下游 160 mm 处,动量厚度增长 120%.其机理主要在于高频振动下卷起的展向涡尺度变大,展向涡作用下的无黏扩散效应加剧,促进了动量厚度的增长。

3) 随着振动频率的提高,同一流向位置处雷诺应力的峰值增大,振动频率为 4500 Hz 时,雷诺应力峰值提高约 48%.雷诺应力在 $X=120$ mm 和 $X=150$ mm 处的分布均很好地满足了自相似性。

4) 强迫振动的频率增长时,标量混合指标 W 值的变化率变大,相应的标量混合的效果更好.上下两层来流在混合初期速度的强烈剪切作用并不是加剧上下两层标量混合的主要因素,展向涡卷起位置的提前及尺度的增大对标量混合程度的提高起了重要的作用。

参考文献:

- [1] Ribault C L. Large eddy simulation of passive scalar in compressible mixing layers[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2008, 51(13/14): 3514-3524.
- [2] Sankaran V, Menon S. LES of scalar mixing in supersonic mixing layers[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2005, 30(2): 2835-2842.
- [3] 刘世杰,潘余,刘卫东.超燃冲压发动机支板喷射燃料的燃烧过程试验[J].航空动力学报, 2009, 24(1): 55-59.
LIU Shijie, PAN Yu, LIU Weidong. Experimental study on the combustion and flow process in a scramjet with strut-injector[J]. Journal of Aerospace Power, 2009, 24(1): 55-59. (in Chinese)
- [4] 张弯洲,乐嘉陵,田野,等.超燃发动机混合效率评估方法探讨[J].航空动力学报, 2012, 27(9): 1958-1966.
ZHANG Wanzhou, LE Jialing, TIAN Ye, et al. Evaluation methods of the fuel mixing efficiency for scramjet[J]. Journal of Aerospace Power, 2012, 27(9): 1958-1966. (in Chinese)
- [5] Clemens N T, Mungal M G. Two- and three-dimensional effects in the supersonic mixing layer[J]. AIAA Journal, 1992, 30(4): 973-981.
- [6] Olsen M G, Dutton J C. Planar velocity measurements in a weakly compressible mixing layer[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2003, 486(7): 51-77.
- [7] Papamoschou D, Roshko A. The compressible turbulent shear layer: an experimental study[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1988, 197(4): 453-477.
- [8] Freund J B, Lele S K, Moin P. Compressibility effects in a turbulent annular mixing layer; Part 1 turbulence and growth rate[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2000, 421(1): 229-267.
- [9] Fernando E M, Menon S. Mixing enhancement in compres-

- sible mixing layers: an experimental study[J]. AIAA Journal, 2012, 31(2): 278-285.
- [10] 程晓军, 范育新, 蔡迪, 等. 一种波瓣混合器超级燃烧室的掺混特性[J]. 航空动力学报, 2014, 29(7): 1606-1614.
CHENG Xiaojun, FAN Yuxin, CAI Di, et al. Mixing characteristics of hyperburner with a lobed mixer[J]. Journal of Aerospace Power, 2014, 29(7): 1606-1614. (in Chinese)
- [11] 曹伟, 周恒. 二维超音速混合层增强混合的研究[J]. 中国科学: A 辑, 2002, 32(2): 150-157.
CAO Wei, ZHOU Heng. The enhancement of the mixing of a 2D supersonic mixing layer[J]. Science China: Series A, 2002, 32(2): 150-157. (in Chinese)
- [12] Williams A M, Griffiths D J, Vlachos P P. Laminar mixing using oscillating cantilevered ionic polymer actuators[J]. Sensors and Actuators, 2009, 153(1): 105-113.
- [13] Zhao Y X, Yi S H, Tian L F, et al. Supersonic flow imaging via nanoparticles[J]. Science China: Series E, 2009, 52(10): 3640-3648.
- [14] Zhao Y X, Yi S H, Tian L F, et al. Density field measurement and approximate reconstruction of supersonic mixing layer[J]. Chinese Science Bulletin, 2010, 55(19): 2004-2009.
- [15] Tian L F, Yi S H, Zhao Y X, et al. Study of density field measurement based on NPLS technique in supersonic flow[J]. Science China: Series G, 2009, 52(9): 1357-1363.
- [16] Kim Y H, Cierpka C, Wereley S T. Flow field around a vibrating cantilever: coherent structure eduction by continuous wavelet transform and proper orthogonal decomposition[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2011, 669(1): 584-606.
- [17] Mattner T W. Large-eddy simulations of turbulent mixing layers using the stretched-vortex model[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2011, 671(1): 507-534.
- [18] Barre S, Quine C, Dussauge J P. Compressibility effects on the structure of supersonic mixing layers experimental results[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1994, 259(4): 47-78.

(编辑: 秦理曼、叶 青)