

超声速喷流混合流场大涡模拟

朱志斌, 程晓丽, 潘宏禄
(中国航天科技集团有限公司 中国航天空气动力技术研究院, 北京 100074)

摘 要: 以光学窗口外冷喷流为研究背景,采用大涡模拟方法对后台阶外形切向喷流混合流场进行了研究。数值方法基于隐式亚格子模型,采用高精度 WENO 格式进行空间离散,并通过超声速平面混合层流动对数值方法进行了考核验证。喷流混合流场计算模型与试验一致,来流和喷流马赫数分别为 3.4 和 2.5。数值模拟清晰地捕捉到了流场波系以及混合剪切层、壁面边界层等典型流场结构,并精细预测了混合层发生失稳、转捩及发展为充分发展湍流的时空发展过程。数值模拟得到的湍流大尺度结构的位置和形态与实验图像一致。通过对瞬时流场、统计平均流场和脉动参数的分析,揭示了流场结构特征及其时空演化规律,并获得了流场密度脉动特性。

关 键 词: 超声速; 冷却喷流; 剪切层; 转捩; 湍流; 大涡模拟

中图分类号: V211.3 **文献标志码:** A

Large eddy simulation of supersonic jet mixing flow

ZHU Zhibin, CHENG Xiaoli, PAN Honglu

(China Academy of Aerospace Aerodynamics,
China Aerospace Science and Technology Corporation, Beijing 100074, China)

Abstract: On the background of cooling jet flow on the optical window, the supersonic jet flow over a backward facing step was investigated via large-eddy simulation (LES). Based on the implicit sub-grid model, the numerical method utilized the seventh order WENO scheme for spatial discretion, which was validated by the simulation of the supersonic mixing layer. The computational model for supersonic jet mixing flow was identical to the wind tunnel experiment, and the Mach number of the free flow and jet flow were set as 3.4 and 2.5, respectively. The numerical simulation captured the complex flow structures of compressive and expansive waves, as well as the shearing mixing layer and boundary layers. The process of flow becoming unsteady and transiting to turbulence was predicted subtly. The position and shape of large-scale turbulent structures obtained from numerical simulation agreed with experimental images. By the analysis of instantaneous, averaged, and fluctuant flow field, the temporal and spatial evolution of flow structures were revealed, and the feature of density fluctuation was acquainted.

Key words: supersonic; jet cooling flow; shear layer; transition; turbulence; large eddy simulation

收稿日期:2018-01-04

作者简介:朱志斌(1987—),男,工程师,硕士,主要从事可压缩湍流、转捩数值模拟研究。

引用格式:朱志斌,程晓丽,潘宏禄. 超声速喷流混合流场大涡模拟[J]. 航空动力学报,2019,34(1):210-216. ZHU Zhibin,CHENG Xiaoli,PAN Honglu. Large eddy simulation of supersonic jet mixing flow[J]. Journal of Aerospace Power,2019,34(1): 210-216.

红外成像精确制导武器作超声速飞行时,光学头罩与来流相互作用带来严重的气动加热,不仅会使未制导光学窗口产生严重的热应力,而且窗口高热辐射会造成红外成像饱和。目前有效的解决途径是采用外部喷流致冷窗口。冷却喷流与光学头罩外流会形成激波、膨胀波、压缩波等波系结构,同时出现混合层和边界层的失稳、转捩等非定常物理过程,直接影响喷流致冷效果,同时对光波的传输带来较大扰动,引起严重的气动光学效应^[1]。

气体喷流冷却也称为气膜冷却,主要用于火箭发动机和超声速飞行器热防护。气膜冷却工程应用研究始于 20 世纪六七十年代,Stollery 等^[2]和 Kanda 等^[3]先后提出了气膜冷却模型,对流场的基本流动特征进行了描述。早期风洞实验^[4-7]侧重于冷却效率影响因素的研究。近年来,国防科学技术大学陈植、朱杨柱、易仕和等^[8-11]采用纳米示踪平面激光散射技术(nanoparticle-based planar laser scattering, NPLS),对超声速喷流进行了精细的流动显示试验。赵学军等^[12]运用瞬态纹影、粒子测速和压敏漆技术研究了后台阶喷流混合层的典型流场结构以及冷却效率。但风洞试验不可避免地存在洞壁的影响,同时流场显示和测试技术还存在局限。

数值模拟方面,国内外对气膜冷却混合问题的早期研究^[13-16]主要采用雷诺平均方法(Reynolds averaged Navier-Stokes, RANS)。但 RANS 方法难以准确预测喷流冷却混合流场中剪切层和边界层的失稳、转捩及湍流等物理现象;而直接数值模拟方法(direct numerical simulation, DNS)对计算要求非常高,目前只适用于低雷诺数流动和简单湍流问题。大涡模拟方法(large eddy simulation, LES)能够有效预测流动的非定常发展过程,并且与 DNS 方法相比,空间和时间分辨率要求大大降低,被认为是在今后相当长的一个时期内气动光学效应研究最有前途和精确的数值方法^[17]。Konopka 等^[18-19]将 LES 方法应用于超燃冲压发动机内气膜冷却流场进行了数值模拟分析。Ayyalasomayajula 等^[20]采用 LES 方法研究了超声速后台阶流动流场特征以及光学传输效应。而对喷流外冷流场的精细数值模拟研究还未见诸报道。

因此,本文采用大涡模拟方法对后台阶外形超声速喷流混合流场开展数值模拟预测,研究流场结构特征及其时空演化过程,并重点分析与气动光学效应紧密相关的密度脉动特性。

1 数值方法

1.1 控制方程

考量量热完全气体,采用空间滤波函数对三维可压缩 Navier-Stokes 方程进行 Favre 滤波运算,得到三维守恒形式的大涡模拟控制方程,形式如下:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}_j)}{\partial x_j} &= 0 \\ \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} &= \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \Gamma_{ij}}{\partial x_j} \\ \frac{\partial \bar{\rho} \bar{e}}{\partial t} + \frac{\partial [(\bar{\rho} \bar{e} + \bar{p}) \bar{u}_j]}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} (\Theta_j + \Gamma_{ij})\end{aligned}\quad (1)$$

其中

$$\begin{aligned}\bar{e} &= \bar{p}/\bar{\rho}(\gamma - 1) + \frac{1}{2} \bar{u}_i \bar{u}_i, \quad \bar{p} = \bar{\rho} P \tilde{T}, \\ \Gamma_{ij} &= \bar{\sigma}_{ij} + \tau_{ij}, \quad \Theta_j = \bar{q}_j + q'_j \\ \bar{\sigma}_{ij} &= \mu(\tilde{T}) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right), \\ \bar{q}_j &= k(\tilde{T}) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j}\end{aligned}$$

$\tau_{ij} = -\bar{\rho}(\widetilde{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j)$, $q'_j = -\bar{\rho} c_p(\widetilde{u_i T} - \bar{u}_i \tilde{T})$ 其中 $\tilde{f}$ 表示空间滤波变量, $\widetilde{f}$ 表示 Favre 滤波变量,且有 $\tilde{f} = \bar{\rho} \widetilde{f}/\bar{\rho}$ 。滤波后的动量方程和能量方程中出现亚格子应力项 τ_{ij} 和热通量项 q'_j , 对其模化需要构造亚格子模型或者依靠数值耗散作用。

本文采用隐式大涡模拟方法(implicit LES, ILES)^[21-22],该方法基于亚格子模型对可解尺度流动起耗散性作用的假设,依靠数值格式的耗散特征来提供湍流动能耗散,无需添加显式亚格子模型,并已被成功应用于超声速非定常复杂流场的精细数值模拟研究中^[18]。

1.2 计算格式

为精细刻画流场小尺度结构,同时无振荡捕捉激波等间断,对流项采用 7 阶精度的 WENO (weighted essentially non-oscillatory) 格式离散。该格式根据模板加权思想,半节点处正负通量为分别对应的 4 个模板上通量的加权平均

$$H_{j+1/2} = \omega_1 H_{j+1/2}^{(1)} + \omega_2 H_{j+1/2}^{(2)} + \omega_3 H_{j+1/2}^{(3)} + \omega_4 H_{j+1/2}^{(4)} \quad (2)$$

其中 $H_{j+1/2}^{(k)}$ 为 4 阶差分格式通量表达式, ω_k 为相应的权重系数

$$\begin{aligned}\omega_k &= \frac{\alpha_k}{\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_4}, \quad \alpha_k = \frac{C_k}{(\epsilon + S_k)^2}, \\ k &= 1, 2, 3, 4\end{aligned}\quad (3)$$

其中 ϵ 是正的小数,以防止除零,取 10^{-15} , C_k 为

插值系数, S_k 为模板光滑度量函数, 具体表达式参见文献[23]。黏性项通过 2 阶中心差分计算。时间推进采用显式 2 阶 Runge-Kutta 方法。

1.3 验证算例

考虑三维空间发展超声速平面混合层流动, 计算工况与 Goebel 和 Dutton^[24] 的实验状态相同, 具体参数如表 1 所示。

表 1 超声速混合层流动参数

Table 1 Flow parameters for supersonic mixing layer				
Ma_1, Ma_2	$U_1, U_2/(m/s)$	$T_1, T_2/K$	$Re_1, Re_2/(10^7/m)$	
2.04, 1.40	519, 409	295, 295	4.7, 2.2	

以入口处两股气流界面为原点, 流向、法向和展向计算范围分别为 3.2、0.2 m 和 0.15 m, 对应网格维数取 $1\,301 \times 121 \times 76$, 网格单元总量 11 700 000, 计算网格在流向和展向均匀分布。入口处, 流向速度分布采用双曲正切剖面:

$$u(y) = \bar{U} \left[1 + \frac{1-r_u}{1+r_u} \tanh\left(\frac{y}{2\delta}\right) \right] \tag{4}$$

其中 y 为法向坐标, $\bar{U} = (U_1 + U_2)/2$, $r_u = U_2/U_1$, δ 为初始动量厚度, 取 0.0025。

为了促进涡的卷起和配对, 在入口引入流向、法向和展向的速度扰动, 其形式为

$$\begin{aligned} u', v', w' = \\ AG(y) \begin{bmatrix} \pm \cos(\beta z + \omega t) \\ \pm \cos(\beta z + 0.5\omega t) \\ \pm \cos(\beta z + 0.25\omega t) \end{bmatrix} \end{aligned} \tag{5}$$

其中 A 为扰动幅值, 取 0.05, $G(y)$ 为扰动沿 y 方向的分布函数

$$G(y) = \exp\left[-2\left(\frac{y}{4\delta}\right)^2\right] \tag{6}$$

扰动参数 $\omega = 2\pi f$, f 为最不稳定扰动频率 10 182 Hz, 展向取 5 个周期, 频率 β 为 $5 \times 2\pi/0.15$ 。

图 1 给出了流场充分发展后的瞬时流场涡系结构, 从中可以看到, 混合层在入口扰动影响下由于流动失稳, 形成 Δ 涡结构, 并向上卷起形成马蹄涡, 随后出现旋涡之间螺旋对并等典型结构, 转捩为湍流, 形成复杂的三维拟序结构。

对时间统计平均流场作展向平均得到统计平均流场, $x=3\text{ m}$ 处的平均流向速度自相似参数计算结果与实验数据对比如图 2 所示(其中, y_0 为混合层横向截面 $U=U_1-0.1\Delta U$ 和 $U=U_2+0.1\Delta U$ 两点连线中心点 y 坐标, b 为两点距离), 两者吻合较好。以上结果验证了发展的数值方法

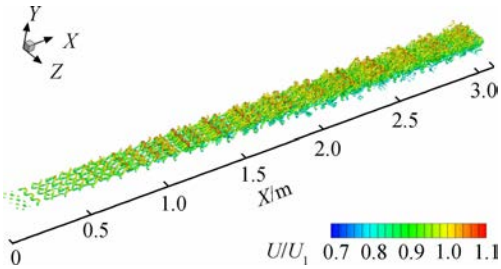


图 1 超声速混合层瞬时流场涡系结构 (Q 准则, 流向速度着色)

Fig. 1 Instantaneous vortex of supersonic mixing layer flow (Q-criterion, colored by stream-wise velocity)

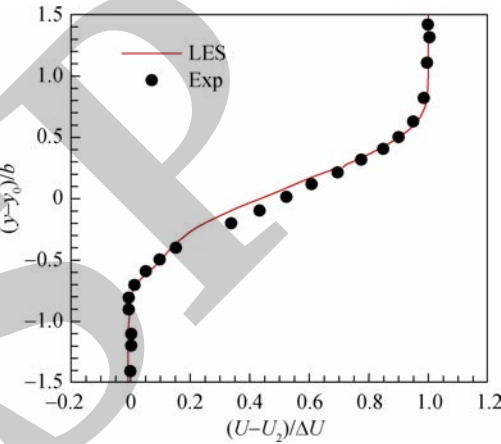


图 2 统计平均流向速度自相似剖面
Fig. 2 Similarity profiles of normalized mean stream-wise velocity

适用于该类问题的精细模拟分析。

2 计算设置

2.1 计算模型

计算模型和来流条件与国防科学技术大学开展的风洞实验^[11]一致, 模型外形如图 3 所示, 其出口喷缝为矩形, 喷流方向平行于下表面, 模型台阶高度 $h=3\text{ mm}$, 来流和喷流介质均为空气, 来流马赫数和喷流马赫数分别为 3.4 和 2.5, 具体参数见表 2 和表 3(其中, 下标 0 表示滞止参数, ∞ 表示来流参数)。

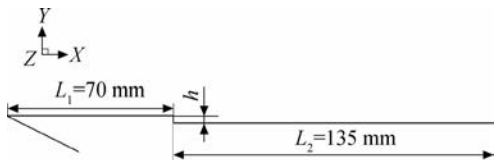


图 3 计算模型示意图

Fig. 3 Schematic of the backward-facing step model

表 2 主流来流参数

Table 2 Parameters of the primary flow

Ma	p_0/MPa	T_0/K	T_∞/K	$\rho_\infty/(\text{kg}/\text{m}^3)$	$U_\infty/(\text{m}/\text{s})$
3.4	0.1	300	90.6	0.0589	648

表 3 喷流参数

Table 3 Parameters of the jet flow

Ma	p_0/kPa	T_0/K	p_∞/kPa
2.5	20.1	300	1.267

2.2 计算网格及边界条件

以后阶下角点为原点,流向和法向计算域分别为 $[-40\text{ mm}, +135\text{ mm}]$ 和 $[0\text{ mm}, 20\text{ mm}]$,展向范围取 $[-6\text{ mm}, 6\text{ mm}]$,采用粗、密两套网格进行对比分析,网格单元总量分别为 4 101 500 和 7 860 000,最小网格尺度对应为 0.0175 mm 和 0.01 mm. 分多块进行并行计算,网格示意图如图 4.

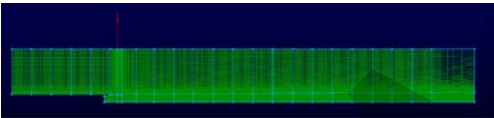


图 4 计算网格示意图

Fig. 4 Sketch of computational mesh

主流入口及喷流入口由二维层流计算结果给定,为模拟实际流动中流场存在的干扰,促进流场结构的快速形成,在入口加入速度扰动,扰动形式与式(5)一致,扰动幅值取 0.05,扰动参数 $\omega=\pi/\delta$, $\beta=2\times 2\pi/L_z$,扰动沿 y 方向分布函数

$$G(y) = \exp\left[-2\left(\frac{y}{\delta}\right)^2\right] \tag{7}$$

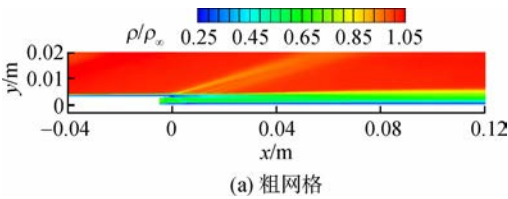
其中 δ 为当地边界层厚度, L_z 为展向计算域宽度.

物面取等温无滑移边界条件,壁温设为 300 K;展向取周期边界条件;法向及流向出口边界条件作外插,并对网格作缓冲层处理.

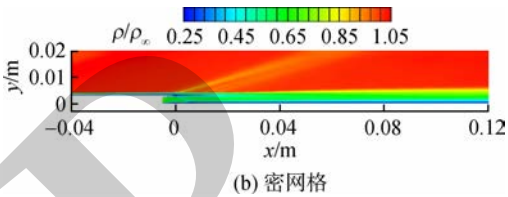
2.3 网格尺度分析

图 5 和图 6 对比了不同网格下得到的计算结果.从统计平均结果(图 5)可以看出,不同网格得到的密度分布一致;从瞬时涡系结构(图 6)来看,数值模拟清晰地捕捉到了混合层发生失稳、转捩及湍流发展演化过程,在流场下游区域,密网格对小尺度涡结构捕捉地更为精细.综上,两套网格计算得到的流场特征一致,能够反映主要流场

信息;随网格加密,流场结构特征未出现明显差异,说明网格划分合理有效.在密网格下对流场细节刻画地更为细致,在后续分析中均采用该网格下的计算结果.



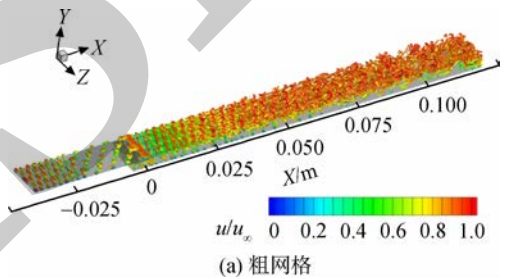
(a) 粗网格



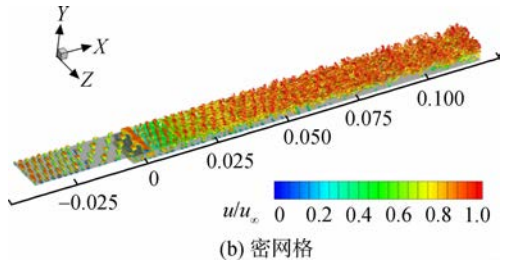
(b) 密网格

图 5 不同网格平均密度分布对比

Fig. 5 Comparison of time-averaged density contours



(a) 粗网格



(b) 密网格

图 6 不同网格瞬时涡系结构对比

Fig. 6 Comparison of instantaneous vortex

3 结果分析

3.1 与实验结果对比

图 7 为大涡模拟展向中间截面位置处瞬时密度灰度图与实验 NPLS 图像的对比,两者均可精细显示流动结构.从中可以看到,喷流与主流经过唇口后形成的剪切混合层迅速发生失稳及转捩,形成大尺度的湍流涡系结构,计算得到的 K-H(Kelvin-Helmholtz)涡和湍流大尺度结构的位置和形态与实验图像吻合较好.

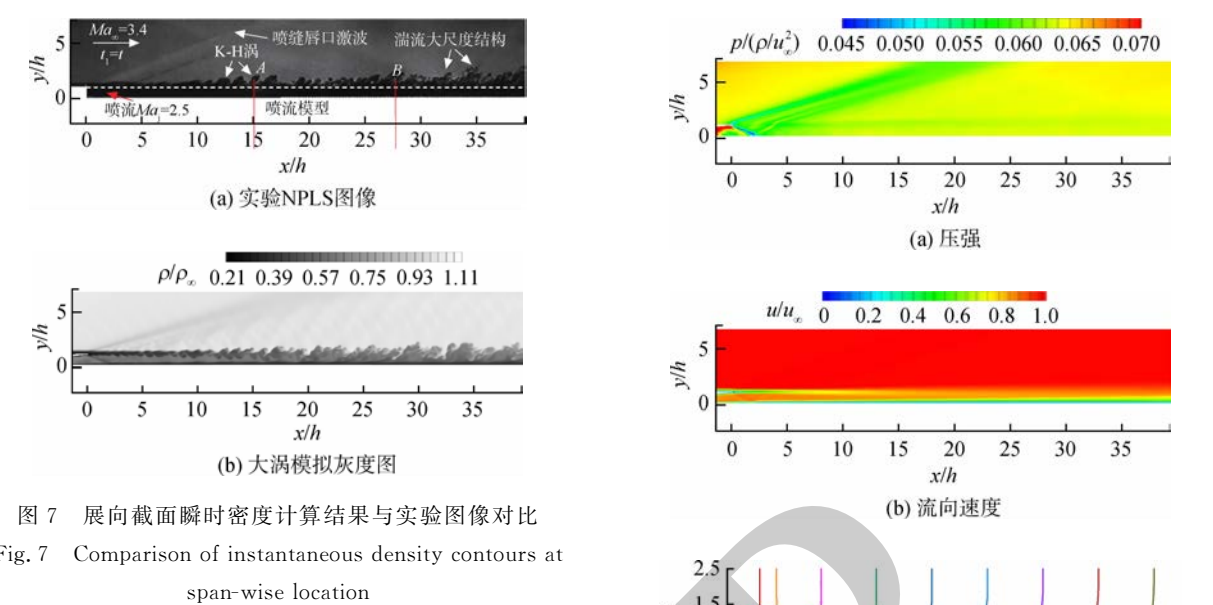


图 7 展向截面瞬时密度计算结果与实验图像对比
Fig. 7 Comparison of instantaneous density contours at span-wise location

3.2 流场结构特征

从瞬时涡系结构(图 8)可以看到,入口引入的三维速度扰动经过唇口后,迅速发生失稳,产生 Λ 涡结构,并形成交替出现的马蹄涡,最终演化为复杂的大尺度三维拟序结构。

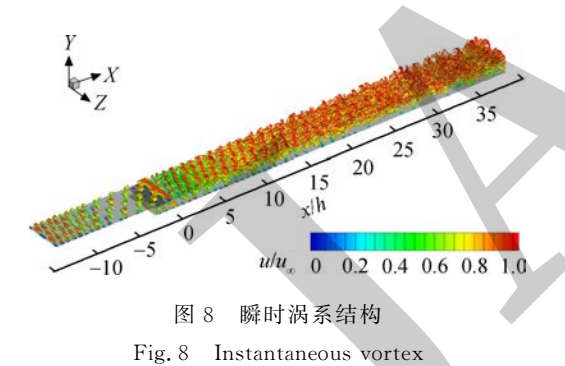


图 8 瞬时涡系结构
Fig. 8 Instantaneous vortex

从平均脉动速度动能分布(图 9)可以看到,在 $x/h=5$ 附近速度脉动最为强烈,表明在这一区域喷流混合层失稳发生转捩,随后脉动幅值逐渐减小;在接近出口处边界层脉动速度逐渐增大,表明壁面边界层开始发生转捩。

统计平均流场如图 10 所示,从中可以看出,主流和喷流在经过唇口后形成膨胀波,与壁面反

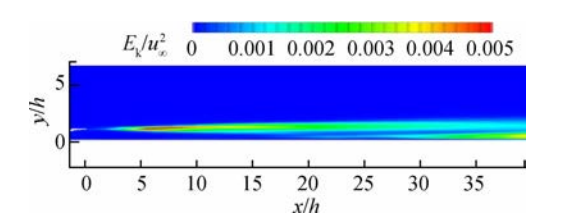


图 9 统计平均脉动速度动能分布图
Fig. 9 Contours of the averaged fluctuant kinetic energy

图 10 统计平均流场
Fig. 10 Averaged flow field

射压缩波;流场中同时存在喷流与主流形成的混合层及壁面边界层,随流动向下游发展,混合层速度亏损逐渐减弱,厚度逐渐增大,壁面边界层逐渐增厚。

从以上结果可推断喷流混合流场发展的物理过程为:超声速喷流边界层与主流边界层经过唇口后汇聚形成剪切层,速度剖面出现拐点,产生流动不稳定性,由于扰动作用剪切层迅速发生失稳和转捩,逐步发展为充分发展湍流,并诱发了边界层的转捩。流场结构特征可归纳为图 11。

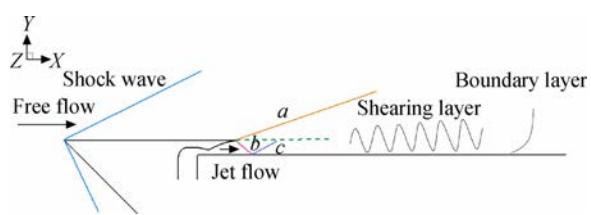


图 11 流场结构示意图(a, b 为膨胀波, c 为压缩波)
Fig. 11 Main flow characteristics of supersonic jet flow
(a and b stand for expansive waves, c for compressive waves)

3.3 密度脉动特性

流场涡结构及其非定常特征会引起流场密度脉动,导致流场折射率变化进而影响光学传输。

因此,重点分析流场密度脉动特征。从展向截面瞬时密度梯度幅值(图 12)可以看到,混合层的发展产生强烈的流场密度脉动,在 $x/h=20$ 下游,密度梯度幅值开始减小, y 方向影响范围增大。

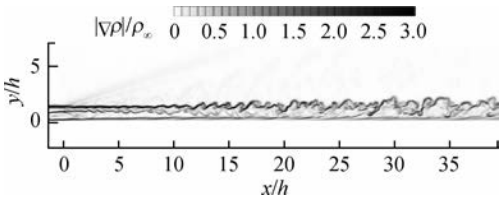


图 12 瞬时密度梯度灰度图

Fig. 12 Gray scale contours of instantaneous density gradient

从统计得到的密度脉动方均根云图(图 13)及不同流向位置处密度脉动方均根剖面图(图 14)可以看到,混合层的时空发展引起显著的密度脉动,在 $x/h=15$ 位置处,密度脉动方均根幅值最大,对应位置处为混合层由层流向湍流的转捩过程;之后随混合层掺混加剧,密度脉动幅值逐渐减小, y 方向影响范围增大。

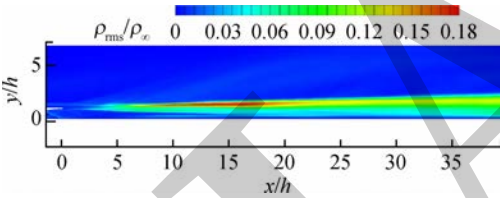


图 13 密度脉动方均根分布云图

Fig. 13 Contours of the root-mean-square density fluctuation

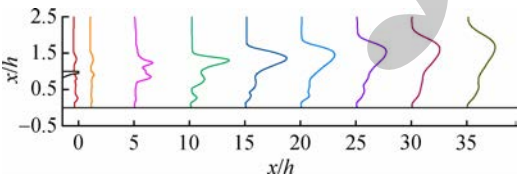


图 14 不同流向位置处密度脉动方均根分布剖面

Fig. 14 Profiles of root-mean-square density fluctuation

图 15 显示了不同流向位置,密度脉动幅值最大处的密度能谱分布(f 为无量纲频率)。可以看到,以流向位置 $x/h=15$ 为分界,密度特征频率存在显著差别,在此上游无量纲频率为 259.40,高于下游值 76.30,对应有量纲频率分别为 168270 Hz 和 49495 Hz。

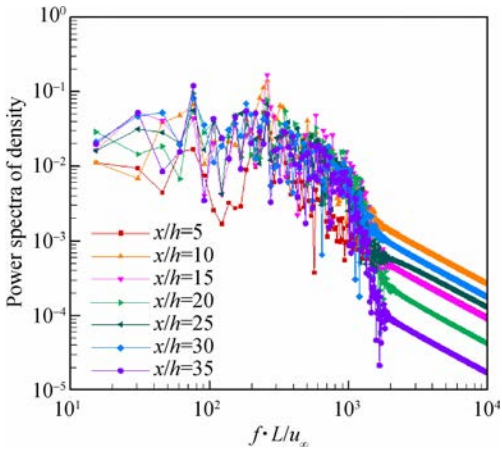


图 15 不同流向位置处密度能谱分布

Fig. 15 Comparison of power spectra of density fluctuations at various streamwise locations

4 结 论

采用高精度大涡模拟方法研究了后台阶外形超声速喷流混合流场结构特征及其密度脉动特性,得到如下结论:

- 1) 采用大涡模拟方法能够精细分辨喷流混合流场中的小尺度结构,准确预测混合层失稳、转捩及湍流的时空演化过程,计算结果与实验现象吻合较好。
- 2) 喷流混合流场中存在激波、膨胀波和压缩波等波系结构,以及壁面边界层和喷流混合层;喷流与主流形成的混合剪切层很快发生失稳和转捩,形成大尺度复杂流动结构。
- 3) 喷流混合流场中混合层的时空发展过程占主导,并引起强烈的密度脉动,在层流向湍流转捩过程中密度脉动最为强烈。

参考文献:

[1] 李桂春. 气动光学[M]. 北京:国防工业出版社,2006:7-11.
[2] STOLLERY J L, EL-EHWANY A A M. A note on the use of a boundary-layer model for correlating film-cooling data[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1965, 8(1):55-65.
[3] KANDA T, MASUYA G, ONO F, et al. Effect of film cooling/regenerative cooling on scramjet engine performances[J]. Journal of Propulsion and Power, 1994, 10(5): 618-624.
[4] GOLDSTEIN R J, ECKERT E R G, TSOU F K, et al. Film cooling with air and helium injection through a rearward-facing slot into a supersonic air flow[J]. AIAA Journal, 1966, 4(6):981-985.
[5] RICHARDS B E, STOLLERY J L. An experimental study of the cooling effectiveness of a laminar two-dimensional

- tangential film in hypersonic flow[R]. Albuquerque, N M: AIAA 10th Fluid & Plasmadynamics Conference, 1977.
- [6] JUHANY K A, HUNT M L, SIVO J M. Influence of injectant Mach number and temperature on supersonic film cooling[J]. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 1994, 8(1): 59-67.
- [7] 韩启祥, 何小明, 谈浩元, 等. 超音速射流气膜冷却效果的实验研究[J]. 南京航空航天大学学报, 1998, 30(5): 491-495.
- HAN Qixiang, HE Xiaoming, TAN Haoyuan, et al. Experimental investigation of supersonic gaseous film cooling effectiveness[J]. Journal of Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 1998, 30(5): 491-495. (in Chinese)
- [8] 陈植, 易仕和, 何霖, 等. 基于 NPLS 的超声速层流/湍流后台阶流动精细结构研究[J]. 科学通报, 2011, 56(36): 3057-3063.
- CHEN Zhi, YI Shihe, HE Lin, et al. An experimental study on fine structures of supersonic laminar/turbulent flow over a backward-facing step based on NPLS[J]. Chin Sci Bull, 2011, 56(36): 3057-3063. (in Chinese)
- [9] 朱杨柱, 易仕和, 陈植, 等. 超声速喷流致冷钝头双锥绕流瞬态与平均结构[J]. 气体物理: 理论与应用, 2013, 8(1): 72-78.
- ZHU Yangzhu, YI Shihe, CHEN Zhi, et al. Instantaneous and time-averaged flow structures around a blunt double-cone with supersonic film cooling[J]. Physics of Gases: Theory and Applications, 2013, 8(1): 72-78. (in Chinese)
- [10] 朱杨柱, 易仕和, 陈植, 等. 带喷流超声速光学头罩流场气动光学畸变试验研究[J]. 物理学报, 2013, 62(8): 084219. 1-084219. 8.
- ZHU Yangzhu, YI Shihe, CHEN Zhi, et al. Experimental investigation on aero-optical aberration of the supersonic flow passing through an optical dome with gas injection [J]. Acta Phys. Sin., 2013, 62(8): 084219. 1-084219. 8. (in Chinese)
- [11] 朱杨柱, 易仕和, 孔小平, 等. 带喷流超声速后台阶流场精细结构及其运动特性研究[J]. 物理学报, 2015, 64(6): 064701. 1-064701. 7.
- ZHU Yangzhu, YI Shihe, KONG Xiaoping, et al. Fine structures and characteristics on supersonic flow over backward facing step with tangential injection [J]. Acta Phys. Sin., 2015, 64(6): 064701. 1-064701. 7. (in Chinese)
- [12] 赵学军, 魏连风, 向星居, 等. 高速受限混合层结构和效应实验研究[J]. 气体物理, 2016, 1(6): 56-63.
- ZHAO Xuejun, WEI Lianfeng, XIANG Xingju, et al. Experimental study of hypersonic limited mixing layer structure and effectiveness[J]. Physics of Gases, 2016, 1(6): 56-63. (in Chinese)
- [13] AUPOIX B, BOUVIER F, GAILLARD R, et al. Experimental and numerical study of supersonic film cooling[J]. AIAA Journal, 1998, 36(6): 915-923.
- [14] YANG X B. Numerical study of film cooling in hyper-sonic flows[D]. Glasgow, US: Univerisity of Glasgow, 2002: 49-100.
- [15] 王建, 孙冰, 魏玉坤. 超声速气膜冷却数值模拟[J]. 航空动力学报, 2008, 23(5): 865-870.
- WANG Jian, SUN Bing, WEI Yukun. Numerical simulation of supersonic gaseous film cooling[J]. Journal of Aerospace Power, 2008 23(5): 865-870. (in Chinese)
- [16] 胡娅萍, 吉洪湖. 平壁气膜冷却流场与温度场的协同分析[J]. 工程热物理学报, 2004, 25(1): 94-96.
- HU Yaping, JI Honghu. Synergetic analysis of velocity and temperature fields of flate film cooling[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2004, 25(1): 94-96. (in Chinese)
- [17] CHILDS E R. Prediction and control of turbulent aero-optical distortion using large eddy simulation[R]. AIAA-93-2670, 1993.
- [18] KONOPKA M, MEINKE M, SCHRODER W. Large-eddy simulation of supersonic film cooling at laminar and turbulent injection[R]. AIAA 2011-2260, 2011.
- [19] KONOPKA M, MEINKE M, SCHRÖDER W. Large-eddy simulation of shock/cooling-film interaction [J]. AIAA Journal, 2012, 50(10): 2102-2114.
- [20] AYYALASOMAYAJULA H, ARUNAJATESAN S, KANNEPALLI C, et al. Large eddy simulation of a supersonic flow over a backward-facing step for aero-optical analysis [R]. AIAA 2006-1416, 2006.
- [21] BORIS J P, GRINSTEIN F F, ORAN E S, et al. New insights into large eddy simulation[J]. Fluid Dynamics Research, 1992, 10(4): 199-228.
- [22] GARNIER E, ADAMS N, SAGAUT P. Large eddy simulation for compressible flows[M]. Berlin: Springer Netherlands, 2009: 93.
- [23] JIANG G S, SHU C W. Efficient implementation of weighted ENO schemes[J]. Journal of Computational Physics, 1996, 126: 202-228.
- [24] GOEBEL S G, DUTTON J C. Experimental study of compressible turbulent mixing layers[J]. AIAA Journal, 1990, 29(4): 538-546.

(编辑: 李岩梅)