

文章编号:1000-8055(2013)01-0143-08

脉冲横向射流的大涡模拟

史万里, 葛 宁

(南京航空航天大学 能源与动力学院, 南京 210016)

摘 要: 为了研究脉冲气膜冷却的流动特性, 采用基于高阶对称加权本质无振荡(WENO)-Roe 格式和隐式牛顿迭代时间推进、动态亚格子模型和预处理技术下的大涡模拟(LES)计算方法, 对吹气比为 1.0 下的斜管横向射流进行了稳态和脉冲两种不同工况下的数值模拟. 计算结果显示了射流流场中存在发卡涡结构, 研究表明射流孔进口位置的脉冲改变了射流出口拟序结构, 即改变了射流与主流的掺混过程.

关 键 词: 脉冲射流; 气膜冷却; 大涡模拟; 发卡涡; 拟序结构

中图分类号: V211.3

文献标志码: A

Large eddy simulation of inclined transverse jet with pulsation

SHI Wan-li, GE Ning

(College of Energy and Power Engineering,

Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: To study the flow characteristics of film cooling of flat plates with pulsation, the large eddy simulation (LES) calculation method was adopted to simulate inclined cylindrical hole transverse jet at nominal blowing ratio of 1.0 and the numerical techniques of high order symmetric weighted essentially non-oscillatory (WENO)-Roe scheme, implicit Newtonian time advance, dynamic Smagorinsky sub-grid model and the preconditioned technology were involved. The working conditions of inclined tube transverse jet included steady and pulsed jet. Calculation results showed the hairpin vortex structure in transverse jet flow field. Research shows that the pulsation of the jet hole import changes jet exit coherent structure, which means the mixing process of jet and mainstream is changed.

Key words: pulsed jet; film cooling; large eddy simulation (LES); hairpin vortex; coherent structure

气膜冷却技术在航空燃气涡轮中广泛采用, 现代发动机中 20%~25% 的压气机流量被用来冷却高性能燃气涡轮. 如果冷却空气的需求量减少, 那么发动机的性能就会提高, 因此准确预估气膜冷却效果对涡轮叶片等热端部件的设计起着至关重要的作用^[1]. 横向湍流射流是存在于气膜冷却叶片内的基本流动形式, 其射流主体在横向主流中的流动结构决定了气膜冷却的效果. 由于射

流与横向主流的相互掺混会形成复杂的旋涡结构, 特别是在射流近孔区附近, 流动主要以大涡结构为特征, 如文献[2-3]中提到的反向旋转涡对、发卡涡、垂直尾迹涡及射流剪切层涡, 这些结构的变化会直接影响射流主体的发展.

通常涡轮叶片气膜冷却设计所考虑的都是稳态工况下的主流和冷气流流动, 并没有考虑流动的非定常性^[4]. 但在工程实际中, 无论是由于激波

收稿日期: 2012-01-18

网络出版地址: http://www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20130114.1726.201301.143_020.html

作者简介: 史万里(1978—), 男, 山东德州人, 博士生, 主要从事叶轮机气动力学研究.

还是上游尾迹都会引起涡轮叶片主流本身的非定常效应^[4],同时气膜冷却引气是来自压气机,而压气机本身流场的非定常性也会造成冷气射流的脉冲波动^[5],因此在早期研究人员主要研究带有压力波动的来流主流对气膜冷却的影响^[6].随着主动控制技术的发展,同时也为了便于控制波动对射流的影响,近年来研究人员开始关注主动控制射流波动产生脉冲的气膜冷却方法,即脉冲气膜冷却.关于脉冲射流对气膜冷却特性的影响,目前只有较少的研究结果发表.2004 年 Ekkad 等人^[1]及 2006 年 Coulthard 等人^[7]分别从不同角度用实验来探究了脉冲射流以及工作周期对于气膜冷却的影响.随后,2007 年 Muldoon 和 Acharya^[8]采用直接数值模拟研究了高频脉冲在吹气比为 1.5 时对气膜冷却的改善.2008 年 Kartuzova 等人^[5]及 Rutledge 等人^[9]分别用商用软件 Fluent 对不同工作环境下的脉冲射流对气膜冷却的影响进行了数值计算.研究人员对于倾斜圆柱孔脉冲射流都有共同相似的结论:在吹气比较低时,脉冲导致了气膜冷却效果的减小;在吹气比较高时,气膜冷却效果会在一定频率下有所增加,如文献^[5]指出脉冲可使展向平均的气膜冷却效果相对稳态增加 14.77%,而文献^[7]中可观察到脉冲相对稳态冷却效果最大可增加 20%以上.

但在公开的文献中,从气动角度考虑脉冲射流如何影响气膜孔出口流动结构的研究目前还很鲜见,而对这个问题的思考有助于深入研究脉冲气膜冷却机理.有鉴于此,本文采用基于高阶对称 WENO (weighted essentially non-oscillatory)-Roe 格式和隐式牛顿迭代时间推进、动态亚格子模型和预处理技术下的大涡模拟计算方法,对吹气比为 1.0 下的斜管横向射流进行了稳态和脉冲两种不同工况下大涡数值模拟计算、验证和初步分析,为进一步了解脉冲射流影响气膜冷却机理奠定基础.

1 控制方程

对预处理下的可压缩 Navier-Stokes 方程,采用 Faver 提出的密度加权过滤方法,得到曲线坐标系下无量纲通用形式的 LES 控制方程表达式如下^[10-11]:

$$M\Gamma^{-1}J\frac{\partial q}{\partial \tau}+J\frac{\partial Q}{\partial t}+\frac{\partial F_j}{\partial \kappa_j}=0 \quad (1)$$

$$F_j = J \begin{bmatrix} \bar{\rho}\tilde{U}_j \\ \bar{\rho}\tilde{u}_1\tilde{U}_j + \bar{p}\kappa_{x1}^j + \kappa_{xi}^j\left(\tau_{1i} - \frac{1}{Re}\tilde{\sigma}_{1i}\right) \\ \bar{\rho}\tilde{u}_2\tilde{U}_j + \bar{p}\kappa_{x2}^j + \kappa_{xi}^j\left(\tau_{2i} - \frac{1}{Re}\tilde{\sigma}_{2i}\right) \\ \bar{\rho}\tilde{u}_3\tilde{U}_j + \bar{p}\kappa_{x3}^j + \kappa_{xi}^j\left(\tau_{3i} - \frac{1}{Re}\tilde{\sigma}_{3i}\right) \\ \tilde{U}_j[\bar{\rho}\tilde{e} + (\gamma-1)Ma_r^2\bar{p}] - \\ (\gamma-1)Ma_r^2\tilde{T}_{\kappa_j}\tilde{u}_i + \frac{\kappa_{xi}^j}{Re}(q_i + q_i^{sgs}) \end{bmatrix} \quad (2)$$

$i, j = 1, 2, 3$

式中上标“-”表示系统平均,“~”表示细网格过滤,转换矩阵 $M = \partial Q / \partial q$, 原始变量 $q = [\bar{\rho}, \bar{u}, \bar{v}, \bar{w}, \bar{p}]$, 守恒变量 $Q = [\bar{\rho}, \bar{\rho}\bar{u}, \bar{\rho}\bar{v}, \bar{\rho}\bar{w}, \bar{\rho}\bar{e}]$; $Re = \bar{\rho}\bar{u}L/\bar{\mu}$ 为特征雷诺数,上标“·”表示有量纲量; $\kappa_{xi}^j = \partial \kappa_j / \partial x_i$, $\tau_{ij} = \bar{\rho}(\widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)$ 表示亚格子黏性应力, q_i^{sgs} 为亚格子热流通量,坐标转换矩阵 $J = \det \left| \frac{\partial(x,y,z)}{\partial(\xi,\eta,\zeta)} \right|$; $\Gamma = \text{diag}\{1 \quad 1 \quad 1 \quad 1 \quad \beta(Ma_r)\}$ 为预处理矩阵;参数 β 的选取为:若 $Ma_r < 1.0$, $\beta(Ma_r) = Ma_r^2$, 若 $Ma_r \geq 1.0$, $\beta(Ma_r) = 1.0$; $Ma_r^2 = \hat{u}_r^2 / (\gamma R \hat{T}_r)$ 为特征参考马赫数,其下标“r”表示参考值.采用预处理主要是为了改善边界层近壁区低马赫数流动情况下计算格式的稳定性及加快计算结果的收敛^[10-11].其中控制方程的有限体积空间离散采用了高阶对称 WENO-Roe 格式^[12],时间推进采用了隐式牛顿迭代方法,其详细过程可参见文献^[10].

2 动态亚格子模型

建立合理的亚格子模型是大涡模拟的关键,Smagorinsky 模型^[13]是广泛使用的一种亚格子模型,其表达形式如下:

$$\tau_{ij} = \bar{\rho}(\widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -2C\bar{\rho}\Delta^2 |\tilde{S}| \tilde{S}_{ij} + \frac{1}{3}\delta_{ij}\tau_{kk} \quad (3)$$

其中 $|\tilde{S}| = \sqrt{2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}}$, $\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i}\right)$ 为速度的应变率张量, Δ 为计算网格尺度,各向同性湍流中 C 取为常数 0.01.在不可压流动情况下,方程(3)等式右边最后一项包含在压力项中,不需要进行模拟,亚格子黏度可以表达为

$$\mu^{sgs} = C\bar{\rho}\Delta^2 |\tilde{S}| \quad (4)$$

相应的亚格子热流通量为

$$q_k^{sgs} = -\frac{\mu^{sgs}}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_k} \quad (5)$$

然而, Smagorinsky 模型在实际应用中存在明显的缺陷^[13]. 模型中参数 C 的大小与当地流动状态有关而并非等于常数; 同时在可压流中, Smagorinsky 模型未体现流体压缩性的影响. 考虑到横向射流各向异性的特征, 本文采用 Germano^[13] 的动态亚格子模型以更好地计算亚格子应力.

Germano 假定粗细两网格对应的紊流流场结构相似, 对湍流场做粗细 2 次过滤, 并假设粗网格上最小脉动产生的应力等于粗、细网格分别过滤后产生的亚格子应力之差. 在此基础上采用最小二乘法推导出亚格子模型中的系数 C 如下:

$$C = \left\langle \frac{M_{ij} L_{ij}}{M_{ij} M_{ij}} \right\rangle \quad (6)$$

$$\begin{cases} L_{ij} = \overline{(\rho u_i \rho u_j / \rho)} - \overline{\rho u_i} \overline{\rho u_j} / \bar{\rho} - \frac{1}{3} \delta_{ij} (\overline{\rho u_i \rho u_j / \rho} - \overline{\rho u_i} \overline{\rho u_j} / \bar{\rho}) \\ M_{ij} = -2(\bar{\rho} \hat{\Delta}^2 | \hat{S} | \hat{S}_{ij} - \overline{\rho \Delta^2 | S | S_{ij}}) \end{cases}$$

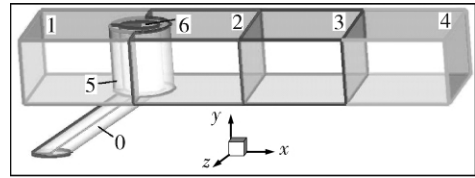
其中上标“ $\sim$ ”表示粗网格过滤, 符号 $\langle \rangle$ 表示在统计方向上平均.

3 几何模型及进口边界条件

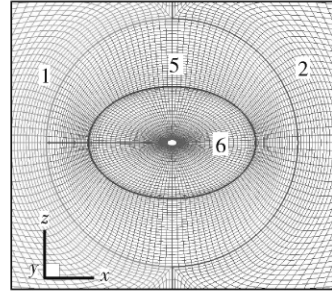
计算选取的几何模型为椭圆斜管射流注入水平流动主流, 射流管与水平方向的夹角为 35° ^[3], 计算域及并行计算分区如图 1(a), 其中 6 分区为正对气膜孔 0 分区的主流分区, 0, 5, 6 分区都是 O 型网格, 1, 2, 3, 4 分区为 H 型网格, 气膜孔附近 1, 2, 5, 6 分区网格的 $x-z$ 视图如图 1(b) 所示.

计算域主流区流向长度为 $17d$, 其中气膜孔前为 $4.0d$, 主流法向高度约为 $3.0d$, 展向宽度为 $4.5d$, 射流管高度为 $3.0d$, d 为射流管直径, 原点取为射流管出口与主流椭圆交界面的中心, 总网格量接近 120 万. 稳态工况时流动特征参考马赫数为 $Ma_r = 0.06$, 吹气比为 1.0, 基于主流进口速度和射流管直径的雷诺数 $Re = 22\,200$. 在此本文关注的核心是射流中的拟序结构及其与主流的掺混过程, 故本文对大涡模拟进口边界条件和亚格子湍流普朗特数作了简化处理, 主流进口参照雷诺平均方法(RANS)仅给出时间平均的湍流速度剖面, 而亚格子湍流普朗特数给定为常数 0.92, 层流普朗特数为 0.70.

脉冲工况时^[7], 射流孔进口方波的无量纲频率选为 0.1905, 方波的占空比(duty cycle)为 0.5, 即射流进口在 1 个时间周期内有一半是开的, 一半是关的, 在周期开时吹气比为 1.0, 方波随时间变化过程如图 2 所示. 该图中同时叠加了



(a) 几何模型及并行计算分区



(b) 近气膜孔区域的网格

图 1 计算域的并行分区及网格

Fig. 1 Parallel decompositions and meshes of computational domain

射流管出口吹气比随时间变化过程, 可以看出尽管进、出口吹气比的周期基本保持一致, 周期性没有变化, 但波形已发生了根本改变, 由方波变成了尖峰波. 相比进口方波变化过程, 出口吹气比有近 $1/10$ 个周期的时间延迟现象. 显然这种滞后同管内流动有关. 射流管尺度小、内流阻力或黏性影响大是不可忽视的影响因素. 此外, 射流与横向主流之间的非定常相互干扰也会对出口波形变化有一定影响.

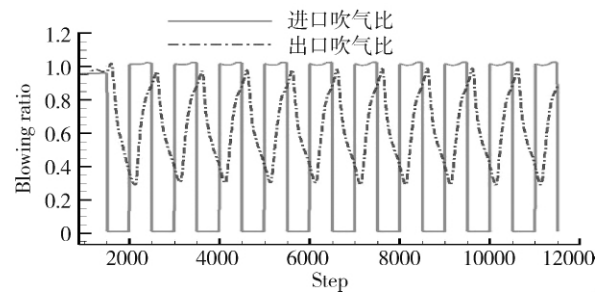


图 2 脉冲工况下射流管进口与出口吹气比随时间的变化

Fig. 2 Instantaneous blowing ratio of jet tube inlet and outlet with pulsation varying as a function of time

4 计算结果演示及分析

下面的计算结果中, 首先对稳态计算结果与实验数据进行了对比验证, 然后分析了射流中典型的发卡涡现象, 最后对比了稳态与脉冲 2 种工况下流场中发卡涡的不同发展.

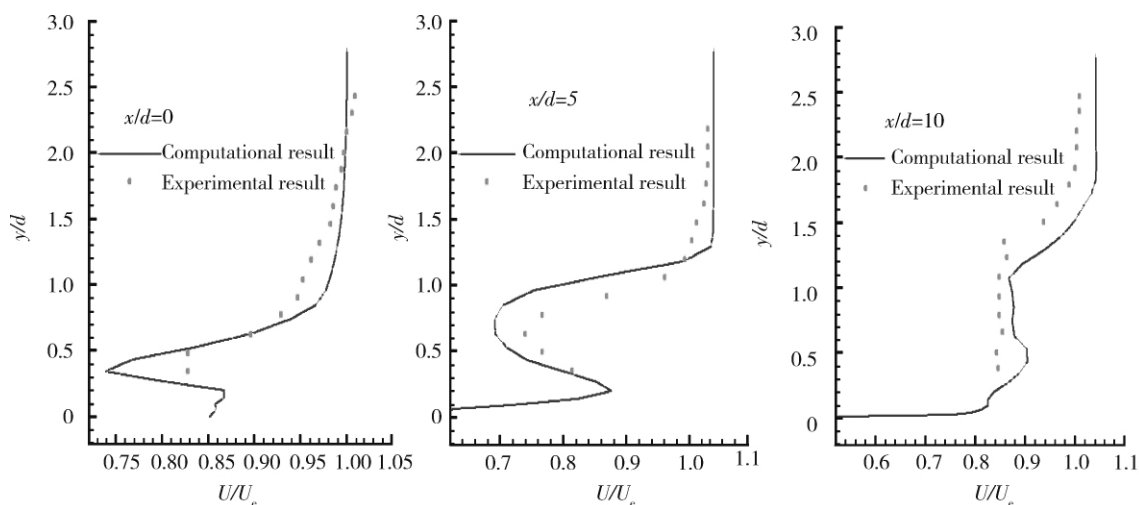
4.1 稳态计算结果验证

在吹气比为 1.0 条件下,本文分别对斜管横向射流稳态和脉冲 2 种不同工况进行了计算.图 3 为稳态工况下,沿流向在 $x/d=0, 5, 10$ 几个位置处的计算结果与实验^[3]对比图,图中离散点为实验值,连续线为计算值,其中用 $x/d=0$ 代表气膜孔中心所在的位置,纵坐标为壁面法向, $y/d=0$ 为冷却壁面位置,流向速度和法向速度在气膜孔的中心平面内给出,展向速度在气膜孔边缘 ($z/d=0.5$) 所在的平面内给出,图中的速度值皆采用主流速度 U_e 无量纲化.由图可以看出,计算得到的平均速度分布曲线在远离壁面位置与实验值吻合非常好,而在近壁处计算值与实验值稍有偏差,这主要是因为本文计算时主流进口湍流边界的给定与实验条件下的主流进口的偏差引起

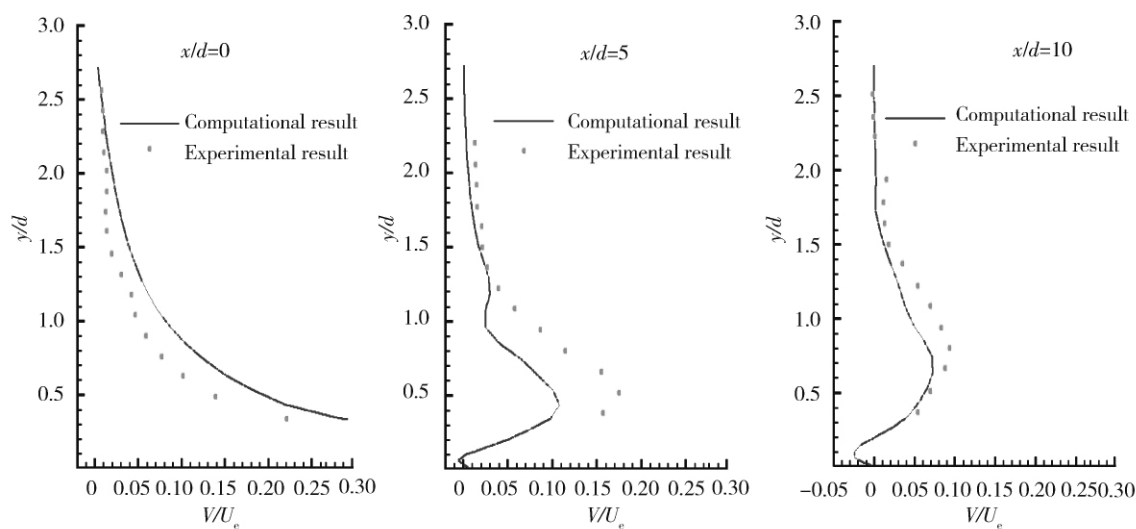
的,但是本文的计算结果还是能够反映出给定截面 3 个方向上平均速度的变化趋势,说明了动态亚格子模型具有捕捉横向射流大尺度各向异性的能力.

4.2 射流场中典型拟序结构分析

在横向射流中,通常认为存在着以下几种基本的大涡拟序结构:肾状涡,发卡涡和马蹄涡等^[2-3,14-15].肾状涡的旋向同射流孔的直径和入射角度有一定的关系,有正向和反向 2 种结构.横向射流中的马蹄涡产生于孔出口前缘附近,沿下表面射流孔两侧向下游发展.本节主要讨论横向射流中发卡涡的空间结构、自诱导流动现象及对主流的影响.对于涡结构的显示,本文选用的是 Tyagi 和 Acharya^[3]提出的拉普拉斯压力显示参数,取此参数的等值面很容易识别出流场中涡核结



(a) $z/d=0$, 流向速度分量



(b) $z/d=0$, 法向速度分量

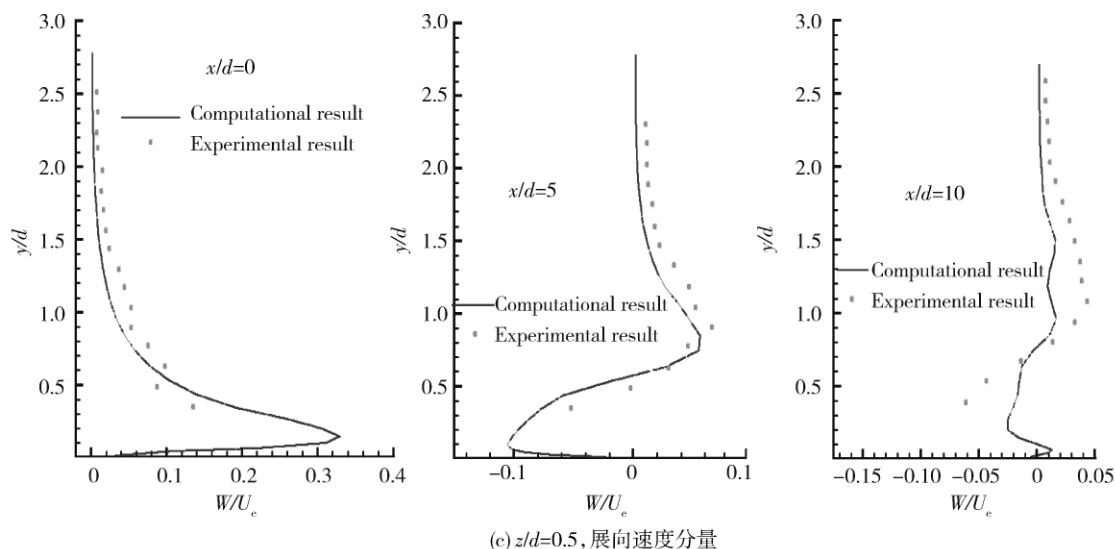
图3 稳态工况下平均速度计算值与实验值^[3]对比

Fig. 3 Comparison of time-averaged velocity distributions between calculation and experiment at steady-state condition

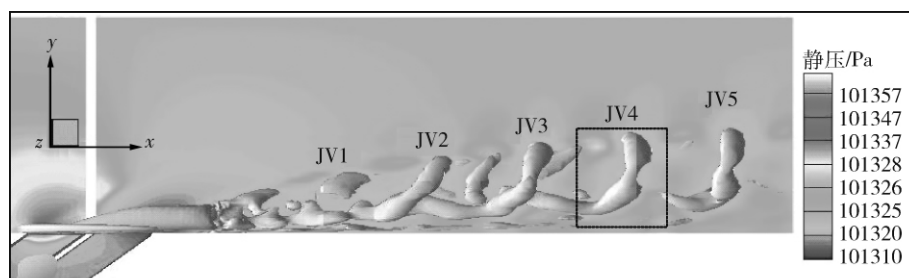
构,这样可以清楚地显示出流场中的拟序结构^[16],这里以及以后图中涡结构的显示均为拉普拉斯压力的等值面,图中显示的时间是以发卡涡经过2个发卡涡之间距离所用时间 $\Delta T=8.22\text{ ms}$ 为参考时间得到的无量纲时间。

图4是稳态工况下在 $T=24.4$ 时刻,流场中拟序结构的显示。图4(a)是在展向 $z=0$ 位置,即在气膜孔中线沿流向的压力云图,同时图中还显示了流场中的发卡涡结构(JV1~JV5),在图中可以清楚地看到发卡涡头部是低压核心区,而2个发卡涡之间是相对的高压力区,同时发卡涡结构在向下游发展的过程中总是在远离壁面。

图4(b)~图4(d)是在图4(a)中选定的(图4(a)中方框所示)1个发卡涡结构,然后用不同的视图来显示该结构。其中图4(c)~图4(d)中的速度矢量所在平面的云图也是压力云图,可以看到发卡涡的涡腿所在也是低压核心区。这里要说明的是,由于射流场中横向主流的运动为主要运动方向,而发卡涡在主流场中也会随主流向下游运动,因此为

了清楚地显示发卡涡周围的流体流动,这3张图中显示的速度矢量是减去背景速度(主流速度)之后的相对速度矢量。

图4(b)是发卡涡结构的 $x-y$ 平面视图,可以看到,发卡涡头部的流体在相对运动中都是绕发卡涡头部做旋转运动的。图4(c)是发卡涡结构的 $x-z$ 视图,图中显示了流体绕发卡涡的2条涡腿的运动方向,可以看到发卡涡头下方,2条涡腿之间的速度矢量方向是沿 $-x$ 方向的,因此在实际流场中,这个区域是低速区域;同时,流体质点在绕垂直涡腿旋转时,其流向涡量的方向是相反的, z 正方向的涡腿流向涡量为 ω_y ,而另一边的涡腿涡量则为 $-\omega_y$ 。图4(d)是发卡涡结构的前视图,由图可以看到流体质点在绕前平行涡腿旋转时,其流向涡量的方向是相反的, z 正方向的涡腿流向涡量为 ω_x ,而另一边则为 $-\omega_x$,这种反向旋转的涡对与一些实验^[2]及数值模拟^[2,14]过程中观察到的反向涡对(CVP)^[15]是相符的。同时可以看到这使得在发卡涡涡腿的中间的流体是上升运动,在涡腿

(a) $z=0$, 压力云图及流场中的发卡涡显示

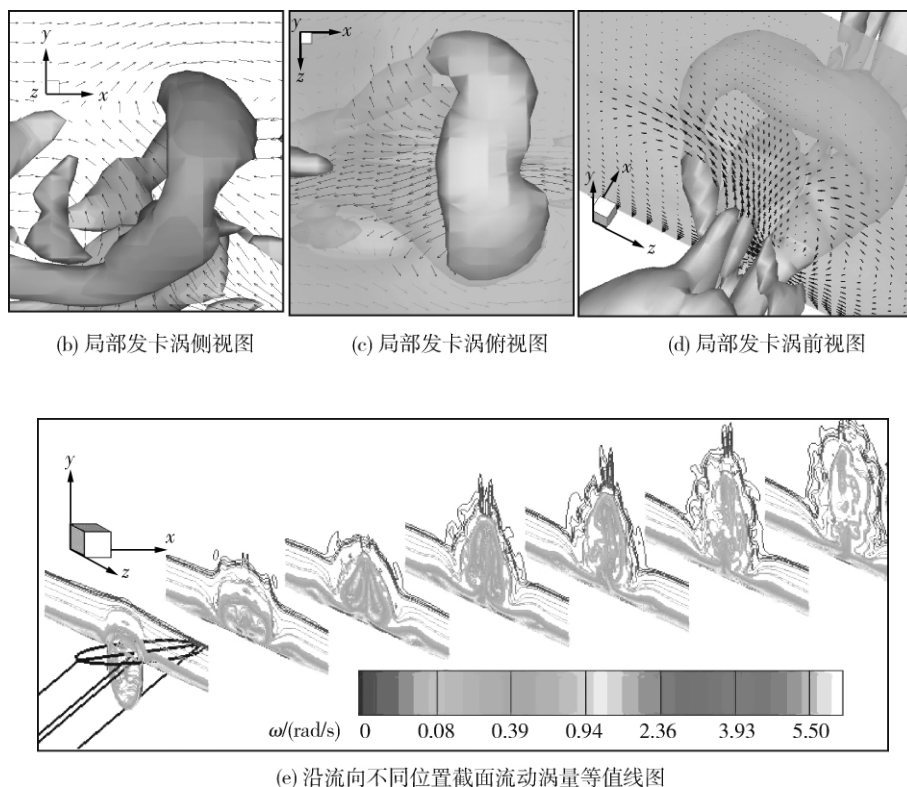


图 4 稳态工况下在 $T=24.4$ 时刻, 流场拟序结构显示

Fig. 4 Jet coherent structure at steady-state condition at $T=24.4$ moment

两侧是下降运动. 很明显, 这些运动是由于发卡涡旋转的涡腿诱导形成的^[16-17].

图 4(e) 是沿流向方向不同 x 位置的涡量等值线 $y-z$ 平面图. 由图可以明显看到, 从气膜孔出来的射流, 在向下游的发展过程中, 其涡量明显地向法向 (y 方向) 和展向 (z 方向) 扩散, 同时涡量的强度在减小, 这就是说射流核心区是慢慢向周围扩展, 即射流核心影响范围在变大. 这说明射流在向下游运动过程中不断与射流周围的主流进行掺混. 同时还可以看到, 下游的射流核心区相对于上游而言, 其离开壁面的位置要远一点, 对应图 4(a) 中的涡结构也可以看到, 远离射流出口的发卡涡结构总是比前 1 个发卡涡结构更加远离壁面.

4.3 稳态与脉冲计算结果的对比分析

在上节, 本文研究了发卡涡的基本流动特征, 本节将从流场整体上研究发卡涡的运动.

图 5 是稳态工况 2 种不同采样时刻下流场中大尺度拟序结构. 从图 5 中 2 种不同时刻流场拟序结构图可以看出, 稳态进口条件下发卡涡从出口到下游输运过程中呈现出有规律的非定常流动过程, 涡逐渐扩散、尺度不断增大, 而且有离开壁面成为脱体涡的发展趋势, 如图 5(a) 的 V4. 对于

发卡涡发展到涡结构 V4 的变化, 这一点与文献 [17-18] 中的研究结果相同. 图 5(b) 对应第 2 采样时刻, 相对于前一时刻, 发卡涡向下游移动, V1 前移至 V2 的位置, 大涡结构仍保持着结构相似

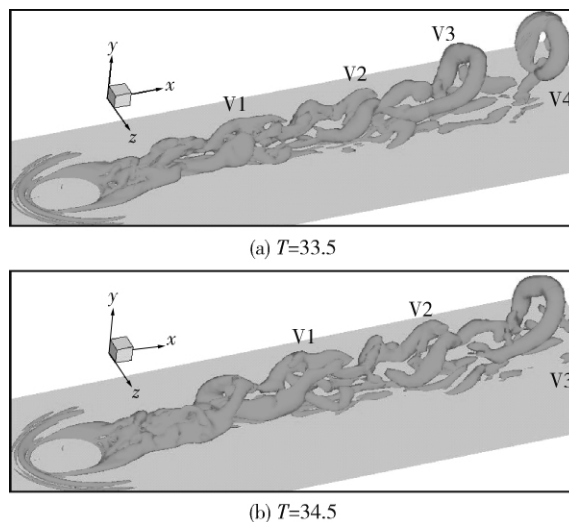


图 5 稳态工况下主流流场中 2 个不同时刻的非定常动态拟序结构

Fig. 5 Unsteady dynamic coherent structures of jet at steady-state condition at two time instants

的基本流动状态,可见低雷诺数下发卡涡能向下游输运很远的距离.同时可以发现,射流孔前缘有马蹄涡运动痕迹,但由于斜孔前缘逆压梯度不够并没有发展起来,因此可以推断斜管横向射流中的反向涡对(CVP)是从管内带出来的.

图 6 是脉冲工况下主流流场中 2 个不同采样时刻的流场结构图,可看出脉冲状态下的发卡涡结构与稳态相比有很大区别.稳态进口条件下,发卡涡的尺寸由小到大并逐渐向周围流场扩散,近孔区有很强的结构相似性;但在脉冲状态下,发卡涡生成过程变成一组一组的,如图 6 中 A1~A4 是一组发卡涡, B1~B3 是另一组. 2 组发卡涡分别对应着 2 个连续脉冲,中间有明显的过渡区存在,此区域的流动与稳态连续涡系结构形成很大的区别,表明脉冲下的大尺度运动存在间歇性.在每一个脉冲周期中,发卡涡结构同稳态的结构基本相似且先发出的发卡涡总比后一个尺度更大,但涡结构相似的程度要比稳态弱得多.

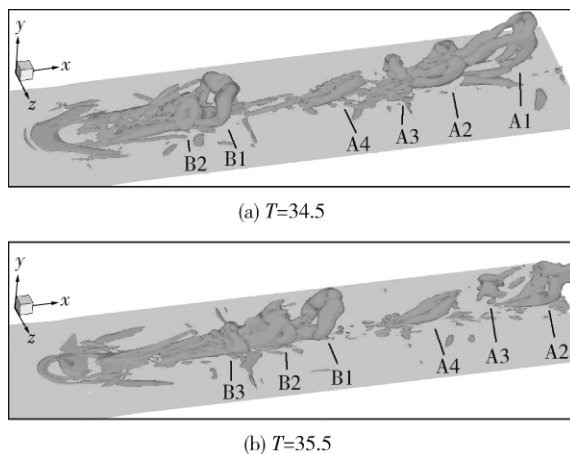


图 6 脉冲工况下主流流场中 2 个不同时刻的非定常动态拟序结构

Fig. 6 Unsteady dynamic coherent structures of jet at pulsation condition at two time instants

图 7 对比了稳态和脉冲 2 种工况下中心平面上流向速度等值线图.在图 7(a)中,稳态工况下流向速度等值线形成了高、低速相间的流动分布状况,反映了发卡涡结构很强的空间周期性特性.但在图 7(b)中,脉冲使速度等值线的分布呈现出以发卡涡组为结构的大波动形态,形成了大波峰和大波谷速度分布状况.因此,脉冲改变了连续的发卡涡模式,在以发卡涡组为结构的波谷中不存在射流的大尺度发卡涡结构,使得此区域是以小尺度涡起作用,这就是脉冲影响气膜冷却

效率的根本原因.

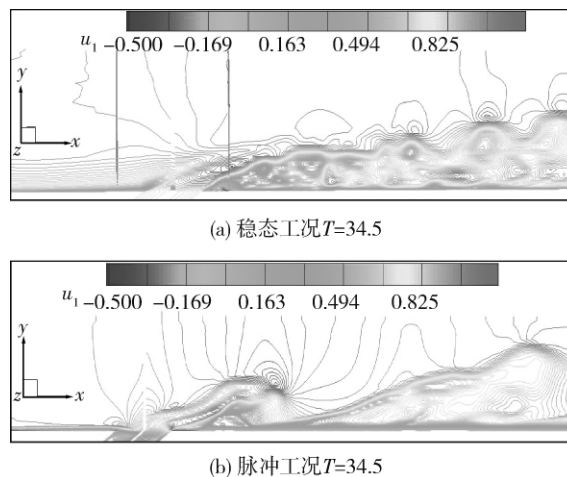


图 7 稳态和脉冲 2 种工况下中心平面位置($z/d=0$)流向速度等值线图

Fig. 7 Flow speed contours with steady and pulsed jets at central plane position ($z/d=0$)

5 结 论

本文采用基于高阶对称 WENO-Roe 格式和隐式牛顿迭代时间推进、动态亚格子模型和预处理技术下的大涡模拟计算方法,对吹气比为 1.0 下的斜管横向射流进行了稳态和脉冲 2 种不同工况下大涡数值模拟.计算结果显示了稳态情况下射流进入横向主流产生的发卡涡结构,通过对比稳态和脉冲 2 种工况下的发卡涡结构的发展,发现射流孔进口位置的脉冲改变了射流出口结构,即改变了射流与主流的掺混过程.

1) 稳态工况下,大涡计算得到的流向、法向和展向平均速度分布曲线与实验吻合较好,验证了亚格子动态模型对于斜管横向射流各向异性流场的计算能力.

2) 分析了稳态工况横向射流流场中存在的发卡涡结构,显示了发卡涡结构与反向涡对的关系以及发卡涡与低速条带之间的联系.

3) 稳态工况中,瞬时状态下的发卡涡结构并非严格沿射流中线对称,发卡涡在向下游的发展过程中存在不稳定因素,其结构可能会破碎,并且发卡涡不断拉伸的过程是伴随着涡量向周围的扩散及射流与主流的掺混过程而进行的.

4) 脉冲工况下,射流进口流量随时间变化关系呈方波形式,但计算发现射流出口波动已成为尖峰形式且峰值位置比进口稍有延迟.

5) 脉冲改变了稳态工况下射流发卡涡连续

的结构形式,变成了以数个发卡涡为组的大波峰、大波谷结构,且在波谷区间中存在对气膜冷却效果有很大影响的小尺度结构。

参考文献:

- [1] Ekkad S V, Ou S, Rivir R B. Effect of jet pulsation and duty cycle on film cooling from a single jet on a leading edge model[R]. ASME Paper IMECE-2004-60466, 2004.
- [2] Fric T F, Roshko A. Vortical structure in the wake of a transverse jet[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1994, 279: 1-47.
- [3] Tyagi M, Acharya S. Large eddy simulation of film cooling flow from an inclined cylindrical jet[J]. Journal of Turbomachinery, 2003, 125(4): 734-742.
- [4] Abhari R S. Impact of rotor-stator interaction on turbine blade film cooling[J]. Journal of Turbomachinery, 1996, 118(1): 123-133.
- [5] Kartuzova O, Danila D, Ibrahim M B. CFD simulation of jet pulsation pulsation effects on film cooling of flat plates [R]. ASME paper GT-2008-50284, 2008.
- [6] Bons J P, Rivir R B, MacArthur C D, et al. The effects of unsteadiness on film cooling effectiveness[C]// Proceedings of the 33rd AIAA Aerospace Sciences Meeting. Reno, NV: AIAA, 1995.
- [7] Coulthard S M, Volino R J, Flack K A. Effect of jet pulsing on film cooling: Part 1 effectiveness and flowfield temperature results[J]. ASME Journal of Turbomachinery, 2006, 129(2): 232-246.
- [8] Muldoon F, Acharya S. Computation of pulsed film cooling [R]. ASME Paper GT-2007-28156, 2007.
- [9] Rutledge J L, King P I, Rivir R. CFD predictions of pulsed film cooling heat flux on a turbine blade edge[R]. ASME Paper IMECE-2008-67276, 2008.
- [10] SHI Wanli, GE Ning, SHENG Chunhua. Implicit algorithms for viscous flow simulation at arbitrary Mach number[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2009, 27(5): 566-671.
- [11] WANG Xiao, SHENG Chunhua. Numerical study of a preconditioned algorithm for rotational flows [C]// Proceedings of the 17th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference. Toronto, Canada: AIAA, 2005.
- [12] Martin M P, Taylor E M, Wu M, et al. A bandwidth-optimized WENO scheme for the effective direct numerical simulation of compressible turbulence[J]. Journal of Computational Physics, 2006, 220(1): 270-289.
- [13] Germano M, Piomelli U, Moin P, et al. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model[J]. Physics of Fluids, 1991, 3(7): 1760-1765.
- [14] 史万里, 葛宁, 葛松林. 斜管横向射流的大涡模拟并行计算 [C]// 中国航空学会第一届航空发动机数值仿真与数字化设计学术交流会论文集. 北京: 中国航空学会, 2008: 187-190.
- [15] Haven B A, Kurosaka M. Kidney and anti-kidney vortices in cross flow jets[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1997, 352: 27-64.
- [16] SHI Wanli, GE Ning, CHEN Lin, et al. Numerical simulation and analysis of horseshoe-shaped vortex in near-wall region of turbulent boundary layer [J]. Transactions of Nanjing University of Aeronautics & Astronautics, 2011, 28(1): 48-56.
- [17] CHEN Lin, TANG Dengbin, LIU Xiaobing, et al. Evolution of the ring-like vortices and spike structure in transitional boundary layers[J]. Sci China: Ser G, 2010, 53(3): 514-520.
- [18] 葛宁, 高扬, 史万里. 方形孔湍流横向射流大涡模拟及发卡涡运动特性研究[R]. 岳阳: 中国航空学会动力分会第十三届推进系统气动热力学专业学术交流会, 中国航空学会, 2011.