中国科学: 技术科学 2010 年 第 40 卷 第 8 期: 867 ~ 878
www.scichina.com tech.scichina.com
《中国科学》杂志社
SCIENCE CHINA PRESS

超临界机翼表面涡流发生器影响研究

黄静波[①], 肖志祥[①], 符松[①*], 张淼[②]

① 清华大学航天航空学院, 北京 100084;
② 上海飞机设计研究所, 上海 200232
* E-mail: fs-dem@tsinghua.edu.cn

收稿日期: 2009-11-11; 接受日期: 2010-04-16
国家自然科学基金(批准号: 10932005)重点资助项目

摘要 通过数值求解 Reynolds 平均的 Navier-Stokes 方程组, 对重要的流动控制手段之涡流发生器(vortex generator, 简称 VG)的绕流流场及其对主流的影响规律进行计算模拟. 首先, 预测平板上单一涡流发生器流动, 验证数值计算方法, 并认识含涡流发生器流场的基本流场特征; 其次, 预测标准模型——ONERA-M6机翼跨声速流动, 探索激波/边界层干扰流动特征; 再次, 在超临界机翼 25%当地弦长附近布置一排涡流发生器, 探索它们对机翼跨声速流动边界层的干扰效应; 最后, 将这些涡流发生器位置提前(距前缘 3.5%当地弦长), 检验其对低速大攻角流动的影响规律. 结果表明, 7 个 VG 能有效抑制跨声速强激波/边界层干扰导致的分离, 减小展向流动; 也能大幅缩减低速大攻角状态下的分离范围.

关键词
超临界机翼
涡流发生器
激波/边界层干扰

涡流发生器(vortex generators, 简称 VG)是一种典型的流动控制措施, 可追溯到 20 世纪 40 年代. 它是一种可产生流向涡的气动面, 其尾涡可促进边界层外高动能气流与近壁低能量边界层气流的混合, 增加近壁流体的动量和能量, 减小边界层厚度, 抑制展向流动, 从而延缓或消除湍流边界层分离, 达到减小阻力的目的.

由于涡流发生器的控制效果明显, 且带来重量与成本的增加较少, 容易实现, 因此在飞机(如机翼、收缩后机身、增升装置、进气道、涡轮等)、叶轮机械、风洞设计中得到了广泛的应用, 其中机翼涡流发生器引起飞机设计师们的浓厚兴趣, 他们迫切需要了解 VG 的优劣势、作用规律及设计规范等. 实际上, 机翼 VG 已经应用到现役飞机中, 以 Boeing 飞机为例, 737-300/800, 757 以及 777 等, 其机翼上表面均存在一排清晰可见的涡流发生器. 图 1(a)为 Boeing-737-800 机翼及上表面 VG 的照片; 此外, Glof-Stream(湾流)的翼稍部分也安装了多个 VG, 见图 1(b).

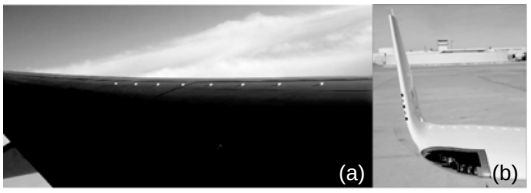

图 1 Boeing-737-800 机翼 VG 及 Golf-Stream 机翼

目前, 我国正在全面开展大型民用客机的总体论证工作, 需要对总体气动领域内影响飞机主要性能的关键技术进行深入研究, 其中增升和减阻是头等要务, 而与之密切相关的是机翼设计. 机翼外形的优化设计从很大程度上提升了飞机在多种特定状态下的飞机性能, 然而受到结构、重量等的限制, 尚不能以同一种外形满足飞行包线内的所有任务, 更进

引用格式: Huang J B, Xiao Z X, Fu S, et al. Study of control effects of vortex generators on a supercritical wing. Sci China Tech Sci, 2010, 53: 2038–2048, doi: 10.1007/s11431-009-3240-0

一步获得总体性能提升已经非常困难. 需要设计针对某些特定状态设计特殊装置以改进和提高民机气动特性, 这些装置又不能对其他状态产生负面影响. 由于 VG 对提高机翼性能有非常重要的作用, 属于单点设计, 有必要深入研究.

然而 VG 的设计具有很强的经验性, 因为目前对旋涡与边界层相互作用机理的认识仍然不透彻, VG 的形状、尺寸、间距、安排形式、偏角等参数设计变量多, 排列组合种类繁多, 通过实验测量和数值预测来设计机翼 VG 难度很大. 其中一个重要难点在于 VG 和机翼的尺度差异巨大: 1) 风洞试验模型均为缩比模型, 其大小只有真实外形的十分之一, 甚至二十分之一, 真实 VG 高度一般仅在厘米量级, 经缩比后, 无异于在机翼上添加粗糙单元, 其可信度不高; 2) 由于 VG 高度与边界层厚度为同一量级, 要求详细测量边界层内的流动特征, 对测试仪器提出相当高的要求; 3)数值预测时, 为保证 VG 法向及展向 2 个方向上有足够的网格数目, 网格总数必定大量增加, 难以同时保证计算精度和效率. 因此, 真实机翼上关于 VG 的研究成果很少. Vos 等人[1]对求解 NS 方程组设计飞机的进展进行总结, 列举 BAe 鹰式飞机机翼采用 VG 进行流动控制的例子, 发现由 VG 引起的当地扰动能将激波向下游推动. 刘刚等人[2]用 S-A 模式、多重网格法对含 VG 超临界机翼流场(500 万网格)进行数值研究, 探讨了低速和跨声速下 VG 对主流的影响, 但是他们对激波/边界层干扰流动的影响研究比较简略.

国外在 VG 的设计上已经取得较大进展, 并且得到实际应用, 但缺乏可信的设计准则. 从公开的文献看, 对 VG 的研究主要集中于机理研究, 如倪亚琴[3]对 VG 的重要参数进行分析验证, 发现 VG 可有效减薄边界层厚度, 且对流场均匀性影响不大; Lin[4]回顾了 VG 功用, 发现它适用于分离点相对固定的流动, 且应该被安放在分离区域附近; Lin 等人[5,6]在平板上采用 PIV 开展单个 VG 的测试, 考察了偏转角度和 VG 高度的影响; Jirasek[7]在前人基础上发展一种新的 VG 简化模型-jBAY, 该方法无需生成 VG 周围的密网格, 对于 VG 阵列的分析非常有效. Erik[8]分别应用 SA, k-ω-SST 以及 RSM 等湍流模式对平板 VG 流场进行数值分析, 发现传统基于各向同性假设的涡粘性湍流模式预测效果较差, RSM 模式效果较好; 张进等人[9]在低速风洞中研究微型 VG 对超临界翼型边界层分离的控制影响; Vavilis 和 Ekaterinaris[10]预测了主动和被动流动控制措施, 它们均能有效抑制分离, 提升机翼性能. Florian 等人[11]在 CFD 和实验的基础上针对 VG 提出统计模型, 效果较好.

针对现有飞机研制状况, 发展高效而准确的数值方法并参考 Boeing 飞机机翼 VG 设计经验, 能够更好地设计适于我国大飞机的机翼 VG, 并提升飞机性能. 因此, 本文试图通过数值计算, 首先研究单个 VG 流场以验证和阐明 VG 流动特点, 然后计算 M6 机翼标模以分析跨声速激波/边界层干扰流动特点, 最后在超临界机翼上安装多个 VG 以探索多 VG 对机翼主流场的影响规律.

1 数值计算方法简介

本文所使用的计算程序为课题组十多年来的工作积累[12,13], 主旨是在多块结构网格的基础上通过求解 Navier-Stokes(N-S)方程组以预测复杂湍流流动. 其中, N-S 方程组对流项空间离散格式主要有 Jameson 类中心+人工粘性, Roe, van Leer 等, 其中 Roe 格式引入了 Radspiel-Swanson (RS)熵修正; 对于迎风格式, 可通过三阶 MUSCL 或五阶 WENO 插值提高格式精度. 扩散项则采用中心差分离散. 采用引入伪时间子迭代的隐式 LU-SGS 方法进行时间推进, 预测非定常流动的时间精度能达到二阶.

程序还集成了多种湍流模式, 如 B-L, S-A, k-g, k-ω-SST, 含弱非线性修正的 k-ω-1988/1998/2006 等, 另外有包含 Smagrinsky 亚格子应力模式的大涡模拟方法(LES), 并在其基础上构造兼顾计算精度和计算效率的 RANS/LES 混合方法[14~17]. 湍流模式方程也采用伪时间隐式 LU-SGS 时间推进求解, 对流项二阶迎风离散, 生成项作显式处理, 而耗散项中的负项采用隐式处理, 以提升数值鲁棒性.

考虑到超临界机翼主要为跨声速附体流动, 强激波/边界层干扰诱导的分离仅存在于局部, 因此求解 Reynolds 平均的 NS 方程组能较好地获得流场特征. 为较好捕捉激波, 对流项采用引入 RS 熵修正的 Roe 格式, 采用三阶 MUSCL 或五阶 WENO 插值实现高阶精度; 由于强激波/边界层干扰流动存在一定的非定常现象, 时间推进格式取隐式 LU-SGS 方法, 时间步长为全场统一时间. 湍流模式采用了 SST 和 WD+两种 k-ω模式.

2　湍流模式

求解 RANS 方程组时, 一般要求湍流模式具有良好的预测能力和鲁棒的数值特性. 因 k-ω类模式能直接积分到物面且数值特性较好, 经过弱非线性修正后的模式预测 SWBLI 性能更好, 因此本文选取的模式为 WD+[14,18,19]和 SST[14,20].

2.1　原始的 k-ω模式

由 Wilcox 提出的 k-ω模式[21]如下

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho u_j k-\left(\mu+\sigma_k \mu_t\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right)=\tau_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}-\beta^* \rho k\omega, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho u_j \omega-\left(\mu+\sigma_\omega \mu_t\right)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right)=\frac{\gamma\omega}{k}\tau_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}-\beta\rho\omega^2, \tag{2}$$

其中,

$$\tau_{ij}=\mu_t\left(2S_{ij}-\frac{2}{3}\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\delta_{ij}\right)-\frac{2}{3}\rho k\delta_{ij},$$

S_{ij} 是平均应变率, 定义为$(\partial u_i/\partial x_j+\partial u_j/\partial x_i)/2$; 各常系数为$\sigma_k=\sigma_\omega=0.5$, $\beta^*=0.09$, $\gamma=5/9$ 和$\beta=3/40$.

涡粘系数定义为

$$\mu_{t,\mathrm{Wilcox}}=\rho k/\omega. \tag{3}$$

该涡粘系数最初的设计目的是为了准确捕捉零压力梯度的边界层流动.

2.2　引入弱非线性修正的 k-ω-WD+模式

(3)式定义的线性涡粘系数在预测逆压梯度较大的流动时效果不佳. Durbin 在 Wilcox k-ω 模式的基础上进行弱非线性修正, 后又引入三维效应, 可使 C_μ 在S_{ij}趋于无穷大时具有渐近特性. 计算表明, 该修正可很好地改善对激波/边界层干扰流动的数值模拟能力[18]. 修正后的涡粘系数为

$$\mu_{t,\mathrm{WD+}}=\min\left[\rho k/\omega;\rho a_1 k/\sqrt{\left(\Omega^2+S^2\right)/2}\right], \tag{4}$$

其中,

$\Omega^2=2W_{ij}W_{ji}$,　$S^2=2S_{ij}S_{ji}$,　$W_{ij}=(\partial u_i/\partial x_j-\partial u_j/\partial x_i)/2$; $a_1=0.31$. 如果(4)式中涡粘系数只取第一项, 那么它与 Wilcox 提出的 k-ω 模式完全相同.

2.3　Menter 提出的 SST 模式

尽管 Wilcox 提出的 k-ω 模式具有很多优点, 但是对自由来流参数的依赖却限制了它的应用. Menter 提出一个混合两方程模式, 即剪切应力输运(SST)模式, 它在近壁区域采用可很好模拟近壁区流动、无需低雷诺数修正的 k-ω 模式, 在远离壁面的边界层外或剪切流动区域采用对自由来流值不敏感的标准 k-ε模式(以 k-ω 模式的形式表达). 此外, SST 模式对湍流剪切应力进行了限制, 可明显改善对强逆压梯度和分离流动的模拟能力.

具体的, SST 模式方程组可写作:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho u_j k-\left(\mu+\sigma_k \mu_t\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right)=\tau_{ij}S_{ij}-\beta^* \rho k\omega, \tag{5}$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho u_j \omega-\left(\mu+\sigma_\omega \mu_t\right)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right)=\frac{\gamma\omega}{k}\tau_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}-\beta\rho\omega^2+2\left(1-F_1\right)\frac{\rho\sigma_{\omega 2}}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \tag{6}$$

其中混合函数

$$F_1=\tanh\left\{\left[\min\left(\max\left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega d};\ \frac{500\mu}{\rho d^2\omega}\right);\ \frac{4\rho\sigma_{\omega 2}k}{CD_{k\omega}d^2}\right)\right]^4\right\},$$

交叉扩散项定义为

$$CD_{k\omega}=\max\left(\frac{2\rho\sigma_{\omega 2}}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j};\ 10^{-20}\right),$$

各常系数$\beta^*=0.09$, $\kappa=0.41$; d 是到最近物面的距离. 模式中各系数通过下式获得:

$$\phi=F_1\phi_1+(1-F_1)\phi_2,$$

其中, ϕ分别为如下常数: $\sigma_{k1}=0.85$, $\sigma_{\omega 1}=0.5$, $\beta_1=0.075$, $\gamma_1=\beta_1/\beta^*-\sigma_{\omega 1}\kappa^2/\sqrt{b^*}=0.553$; $\sigma_{k2}=1.0$, $\sigma_{\omega 2}=0.856$, $\beta_2=0.0828$, $\gamma_2=\beta_2/\beta^*-\sigma_{\omega 2}\kappa^2/\sqrt{b^*}=0.44$.

SST 模式的涡粘系数由下式给出

$$\mu_{t,\mathrm{SST}}=\min[\rho k/\omega,\rho a_1 k/\Omega F_2], \tag{7}$$

F_2 为另一混合函数, 定义为

$$F_2=\tanh\left\{\left[\max\left(2\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega d};\ \frac{500\mu}{\rho d^2\omega}\right)\right]^2\right\}.$$

SST 模式中的涡粘系数定义(7)式与 WD+模式中弱非线性涡粘系数定义式具有相近的形式, 从某种

意义上讲, SST 模式也可以被视为弱非线性涡粘模式.

3 讨论及结果分析

在分析超临界机翼 VG 之前, 需要对 VG 流场以及跨声速机翼强激波/边界层干扰流场有比较清楚和全面的认识, 因此首先对有较详细实验数据的单个 VG 平板和 M6 机翼标模流动进行数值分析.

3.1 平板单 VG 绕流

Yao 等人[5]在 NASA-Langley 中心 20×28 英寸剪切风洞里对边界层流动中单个小尺寸 VG 的下游流场进行测量, 我们根据其实验数据验证本文的计算方法.

实验中, 主流风速为 34 m/s, VG 片相对主流的偏转角为 16°, 长 49 mm, 高 7 mm, 厚度很小可以忽略, 基于 VG 高度的雷诺数为 20000. 未安装 VG 时, 流动为自由发展的边界层. VG 安装在边界层厚度δ为 35 mm 处, 此时 VG 高度仅为边界层厚度的 20%, VG 完全淹没于边界层内, 此类 VG 被称为小尺度 VG. 尽管 VG 会产生旋涡, 主流仍然维持典型的边界层流动, 最合适的数值预测方法仍是 RANS 方法; 若采用 LES 方法, 需要大规模的计算网格模拟边界层流场.

图 2 为局部计算网格和流动概貌. 流场为四块结构网格, 网格总数为 150×10^4, 在 VG 法向及展向网格进行了加密, 同时为了预测 VG 尾迹流场, 其下游网格进行了加密. 边界条件分别为入口、出口、对称和物面条件. 通过流动概貌发现: 由于 VG 与主流偏角较大, 背风面存在大的逆压梯度, 流动不能保持附着状态, 于是从 VG 前缘脱出旋涡, 该旋涡非常强, 它对 VG 下游很长距离的流场造成影响. 据实验观察和数值预测结果发现, 在流向位置 x/H=109, 流场依然受到 VG 的影响.

本算例中的湍流模式为 k-ω-SST. N-S 方程的对流项采用 Roe 格式离散, 着重对比分析三阶 MUSCL 和五阶 WENO 插值对计算结果的影响.

图 3 和 4 中分别给出 VG 后缘下游 6 个流向截面(即 x/H=3, 5, 10, 17, 50 和 109)处的流向速度及流向涡量的实验与计算结果对比. 可看出 VG 引起的旋涡对主流的影响可持续很长距离: 在 x/H=3 处, 旋涡较强且集中, 流向涡量Ω_x 绝对值较大, 涡核中心位置距壁面较近; 随着流动向下游发展, 旋涡强度逐渐变弱, 涡核中心沿展向发展; 至 x/H=109 处, 旋涡核心受到主流影响逐渐消散, 核心几乎不可见. 通过三阶 MUSCL 和五阶 WENO 格式的结果对比发现, 格式精度对计算结果的影响较大, 精度越高其预测的流动细节越丰富, 与实验的吻合度越高, 如在 x/H=109 处, 三阶格式预测的旋涡几乎完全耗散, 但是五阶 WENO 格式预测的旋涡仍与实验保持较高的吻合度. 因此在后续工作中, 建议采用较高的格式精度以获得相对可靠的数值结果.

3.2 M6 机翼强激波/边界层干扰流动

ONERA-M6 机翼是应用范围极广的三维激波/边界层干扰的标准测试算例. 本文研究其典型流动状态: M_∞=0.8447, 攻角 5.06°, 基于平均气动弦长的

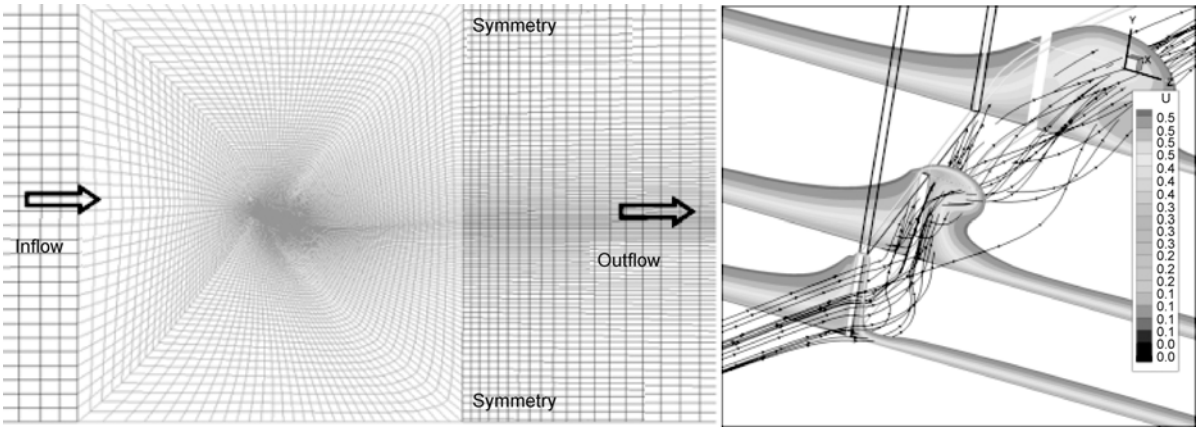

图 2 单 VG 附近的网格及流场

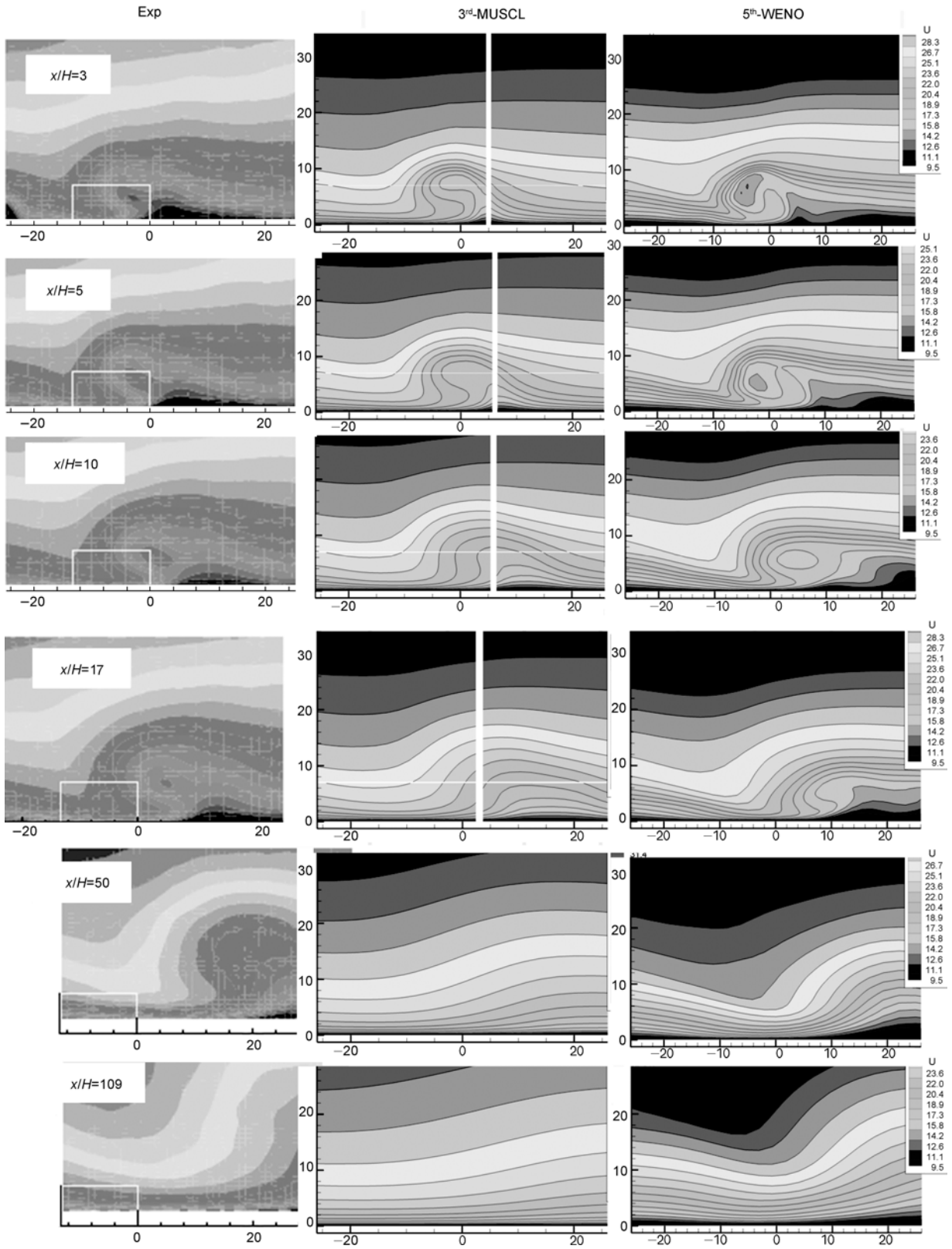

图 3　VG 下游截面流向速度与实验对比

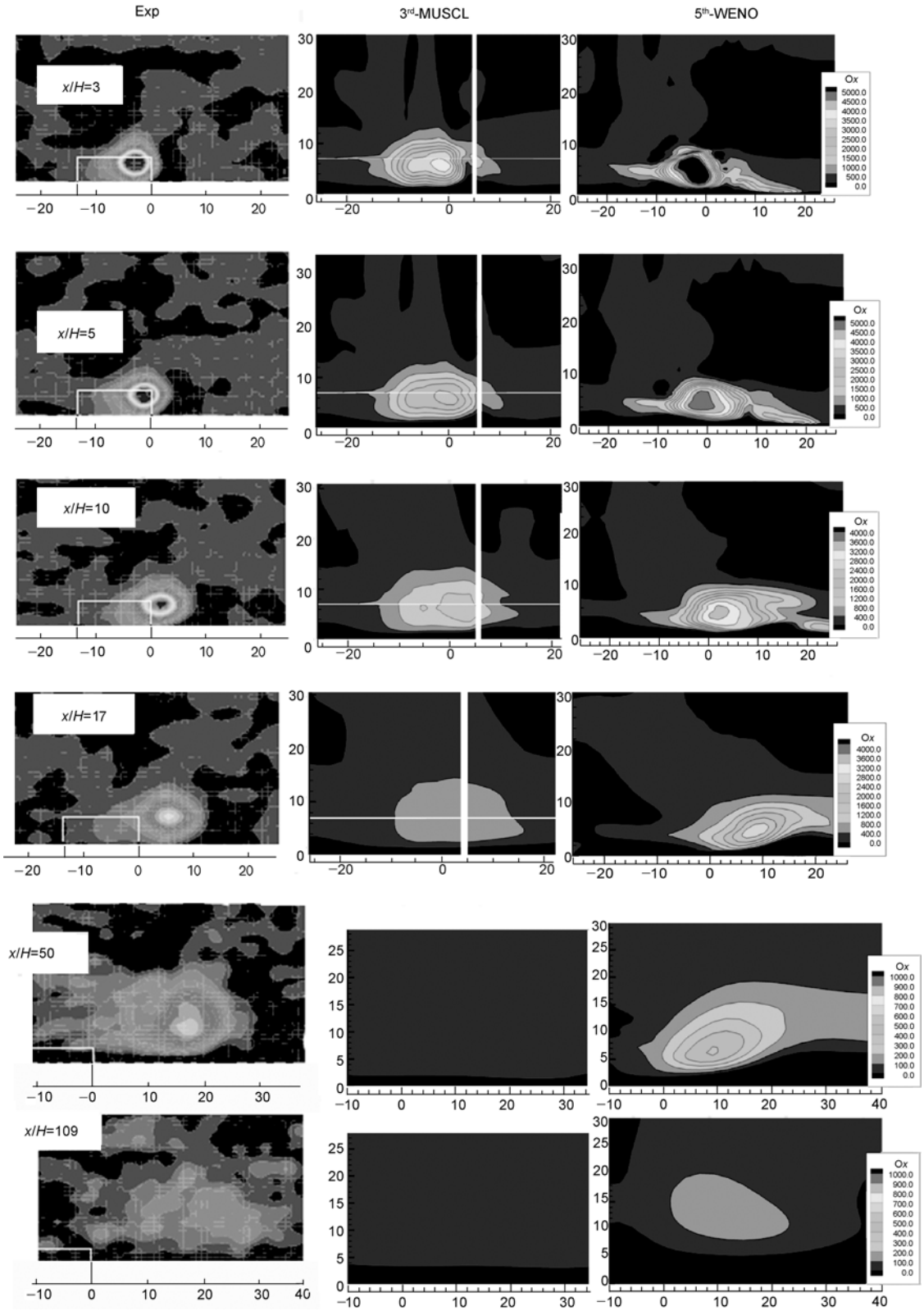

图 4　VG 下游截面流向涡量与实验对比

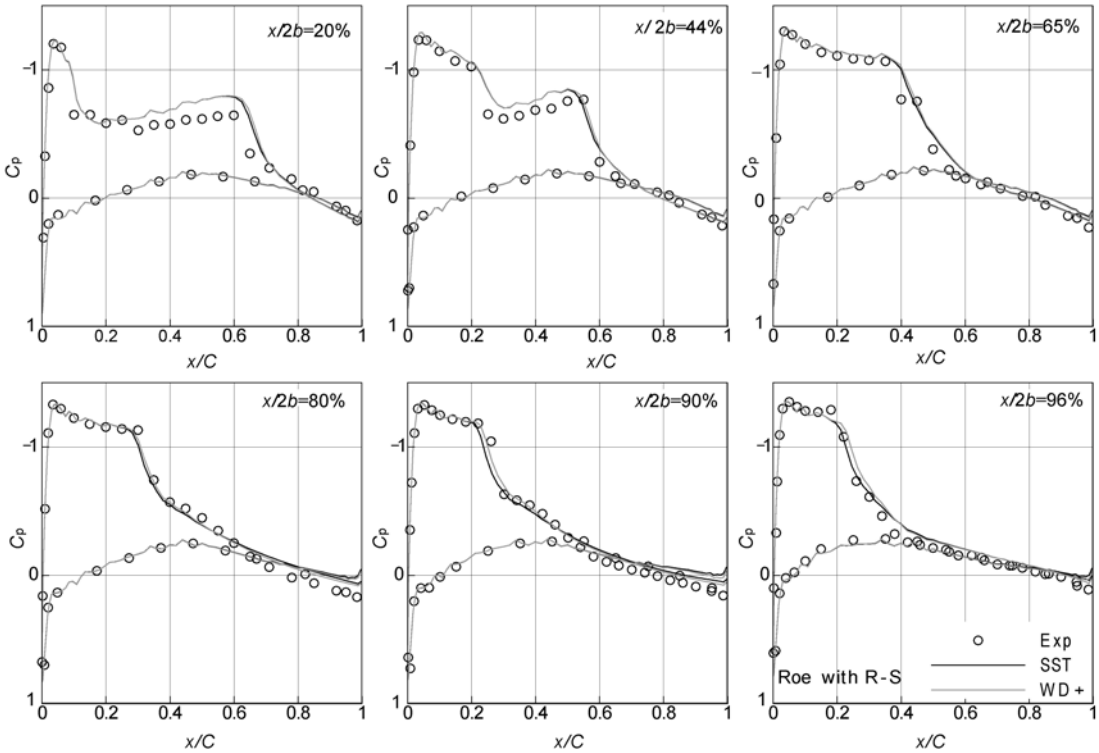

图 5　机翼展向截面表面压力系数对比

Reynolds 数 11.7×10^6. 其预测难点在于机翼上表面的"γ"激波以及因强激波/边界层干扰而导致的分离. 由于是简单梯形机翼, 因此, 网格结构选用 C-H 结构, 网格数目为流向 187×展向 56×法向 65, 其中距离物面最近的网格厚度为 1×10^{-5}.

在 6 个展向位置(22%, 44%, 65%, 80%, 90%和95%半展长处)的计算与实验压力系数对比见图 5. 从图 5 中可以看到, SST 和 WD+模式得到的结果均与实验的吻合度高, 模式间区别很小, SST 模式预测的激波位置较 WD+略靠前, 在翼尖部分更明显. 从某种意义上讲, 这些区别部分反映 2 个模式对涡粘系数的不同定义. 图 6 则给出机翼上表面流线和压力云图, 可看出 SST 模式预测的分离区域略大于 WD+模式, 其展向分离区域明显偏大, 流向分离区域则差别不大.

3.3　超临界机翼 VG 强激波/边界层干扰流动

由于 VG 尺寸相对机翼平均气动弦长(MAC)非常小(1%量级), 且 VG 高度与当地边界层厚度在同一量级, 给数值预测带来了极大困扰, 很难兼顾计算精度和计算效率: 要很好预测 VG 附近及尾迹区变化剧烈的流场, 则必须添加足够多且过渡均匀的高质量网格; 若要提高计算效率, 需要减少计算网格数, 但很难准确预测 VG 对于主流的影响. 因此, 准确模拟边界层内的粘性效应和涡流发生器后产生的窄长的尾涡流是网格生成时需要注意的问题.

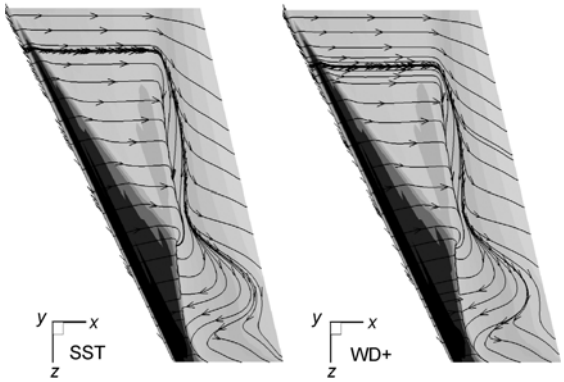

图 6　采用 SST 和 WD+模式计算的表面流线和压力云图

图 7(a)为单独机翼外形及计算网格, 翼尖为平面, 网格为 O-O 结构, 分作两区, 包含机翼的主要区域网格数为流向 151×展向 101×法向 81, 网格总数为 120×10^4 左右, 第一层网格高度取为参考长度的 2×

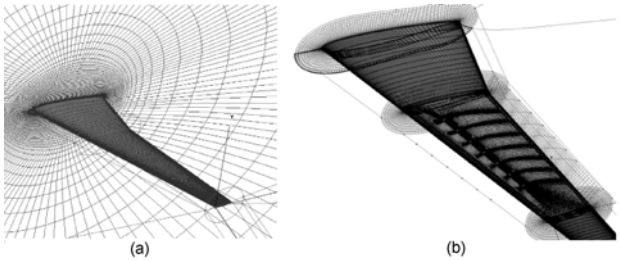

图 7　单独机翼及安装多 VG 机翼的计算网格示意

10^{-5} 倍.

参照 Boeing-737-800, 在超临界机翼前缘附近布置一排 VG, 检验其对机翼流动的影响. 最多可加七个 VG, 其中每个 VG 的大小、形状相同, 均为薄片长方形, 66 mm×17 mm×2 mm; 展向从 43.9%到 70.6%等间距布置, 流向位置为 24.25%的等当地弦长; VG 与自由来流的偏转角为 25°.

图 7(b)为包含 7 个 VG 的机翼网格, 为了提高计算效率, VG 区域网格进行了局部加密, 其与外部平滑流动块网格间采用准点对点搭接, 展向密度比为 3:1, 流向及法向密度比均为 2:1. 此类局部加密网格既保证了 VG 附近边界层及尾迹区网格足够密, 又保证整体网格数不致过高而影响计算效率. 最终生成的网格总数在 322×10^4 左右, 若全流场采用点对点搭接, 网格总数会超过 700×10^4. 需要说明的是, 由于 VG 厚度相对于高度小一个数量级, 本文忽略其厚度, 这样处理能方便地通过改变边界条件, 在同一套网格基础上分别计算 7 个、4 个、3 个或 2 个不同数目的 VG 组合.

图 8 给出了干净机翼及安装了 2, 3 及 7 个 VG 后的表面压力云图与极限流线对比.

- 无 VG. 激波非常强烈, 导致激波后边界层分离, 且范围较大, 转折点以外基本都存在明显的分离区域, 这会导致升力减小; 由于是后掠机翼, 展向流动明显, 大范围的分离气流向翼尖积聚, 导致翼尖能量损失加大, 形成强的翼尖涡, 从而增加诱导阻力. 除此之外, 强激波诱导的边界层非定常分离可能导致颤振、抖振等, 危及飞行安全, 在设计中应尽量避免.
- 二 VG. 在 VG 区内的展向流动几乎被抑制, 有意思的现象是内侧涡流发生器附近气流堆积在一起, 形成一个明显的旋涡, 该涡有效地阻止了流动向机翼外侧发展; 然而由于 VG 数目过少, 外侧 VG 作用有限, 翼尖附近的展向流动仍然比较强烈.
- 三 VG. 与二 VG 情况类似, VG 影响区域内展向流动相对较弱, 翼尖分离相对较小.
- 七 VG. 与上述几种情况不同, 加入 7 个 VG 后的机翼上表面流动受到较好的控制, VG 下游强激波/边界层干扰导致的分离和展向流动得到了有效抑制, 在最内侧 VG 附近没有存在明显气流堆积; 最外侧 VG 仍存在较弱的展向流动.

为验证 VG 在跨声速下激波/边界层干扰的作用, 流动参数取为: M_a 数 0.785, Reynolds 数为 5.94×10^6 /m, 攻角为 4°, 此时激波/边界层干扰明显, 采用 WD+模式.

图 9 给出速度张量的二阶不变量 $Q=0.5\times(S_{ij}-W_{ij})$ 等值面($Q=-10$)与空间流线对比, 可以清楚地看到:

- 无 VG. 外侧机翼由于强激波导致下游存在明显的展向涡, 展向流动强.
- 二 VG. VG 之间的分离涡得到了初步抑制, 翼尖涡相对无 VG 状态范围较小; 但是由于 VG 作用有限, VG 附近形成 2 个较明显的分离旋涡.
- 三 VG. 激波后分离涡得到了进一步抑制, 翼尖涡范围小; 内侧 VG 仍存在流动积聚现象, 外侧 VG 外仍存在较弱的分离和展向流动.
- 七 VG. VG 附近的机翼上表面分离流动基本得到了有效抑制, 基本排除了展向流动; 内侧 VG 附近也没有旋涡积聚, 外侧 VG 以外存在弱的展向涡.

机翼表面的压力系数的对比见图 10. 图 10 中给出了展向位置 40.5%~92.6%(三 VG 展向位置为从 48.4%到 66.2%, 只有 $2z/B$=57.9%位于控制区内, 而七 VG 为从 43.9%到 70.6%, 有 2 个截面 $2z/B$=57.9%和 69.4%在控制区域内)5 个截面上机翼无 VG、三 VG 以及七 VG 的对比情况, 可以看出:

- $2z/B$=40.5%截面. 因为在 VG 内侧, 流动整体差别不大, 有 VG 流动激波位置靠前, 而光机翼的激波略靠后.
- $2z/B$=57.9%截面. 干净机翼上表面中部出现大范围的分离区域, 压力出现较大波动, 由于处在 VG 控制区域内, 三 VG 和七 VG 控制效果相当, 压力系数比较光滑, 表明 VG 下游分离流动均得到了控制.

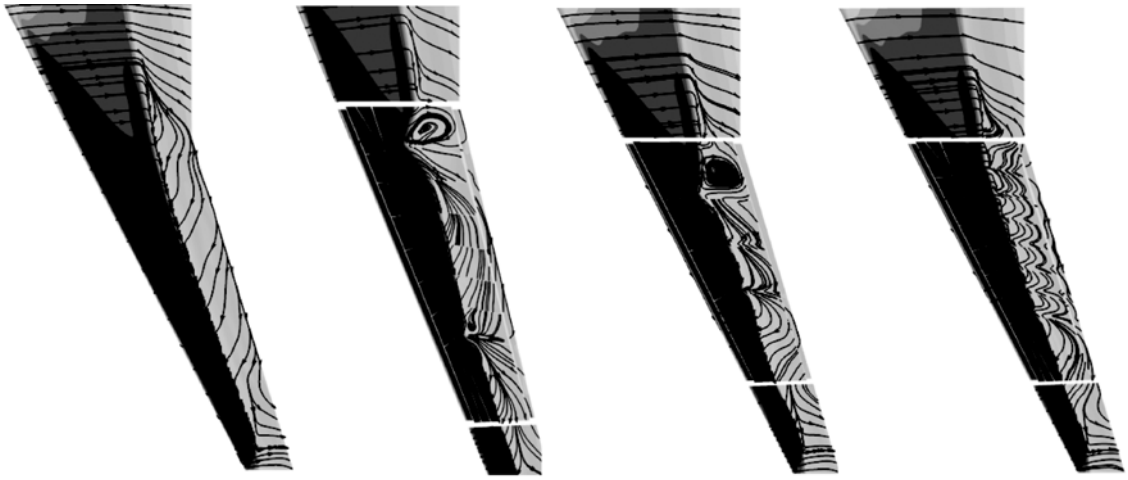

图 8　机翼表面的流线

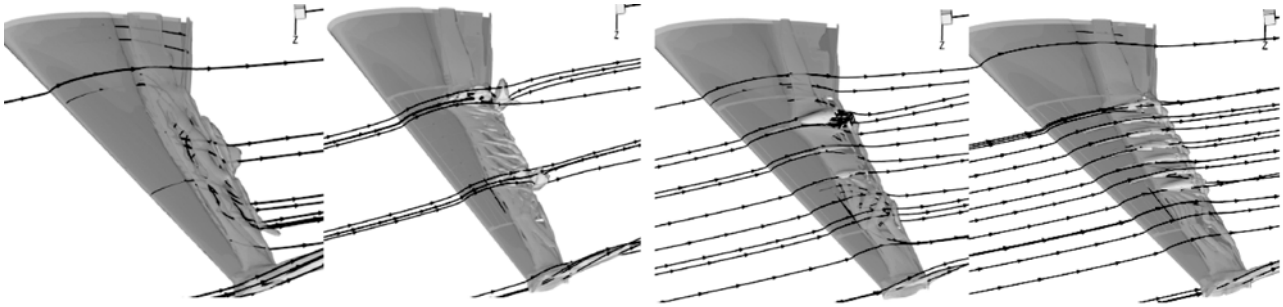

图 9　机翼上表面的涡及空间流线

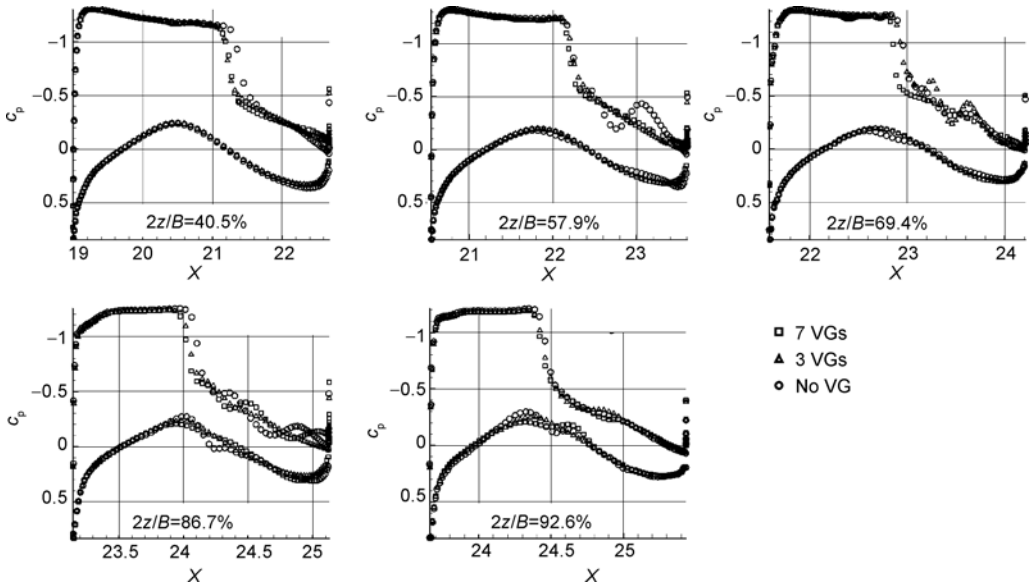

图 10　展向截面的压力系数曲线

- $2z/B$=69.4%截面. 该截面在七 VG 控制区域内而在三 VG 控制区域外, 三 VG 压力系数分离振荡现象仍较严重, 而七 VG 机翼表面的压力系数光滑, 控制仍然有效.
- $2z/B$=86.7%和 92.6%截面. 该两截面均在 VG 控制区域外, VG 对流动的影响较小, 强激波后仍存在分离.

图 11 给出了光机翼和安装了二, 三和七 VG 的机翼计算升力系数与阻力系数的收敛曲线. 安装了 VG 的网格比光机翼的网格数量要大, 计算收敛速度有所不同. 所有计算最终都达到了收敛或小等幅振荡状态. 本文采用全场统一时间步长的 URANS 假设, 从收敛情况也可以定量地反映流场的非定常程度. 由图 11 中可知, 光机翼升力系数振荡幅值最大, 说明流场的不稳定性较强, 安装了二 VG 的振幅次之, 而安装了三个和七个 VG 的机翼升力系数基本达到收敛, 这也印证了前面随着 VG 数量的增多, 流场变得更稳定的结论.

表 1 给出光机翼与分别安装二, 三和七 VG 的机翼升力系数、阻力系数与升阻比对比, 借此探索 VG 对机翼性能的影响. 对小幅振荡情况取其平均值. 可知:

- 安装二 VG 后, 引入附加的气动面但阻力系数反倒有所下降, 说明机翼中部的分离受到较大的抑制, 然而升力系数也有一定损失.
- 增加到三 VG 后, 阻力系数下降明显, 升力系数损失也更大.
- 七 VG 情况, 阻力系数与 3 个 VG 时基本类似, 但是由于后方流场稳定, 升力系数有所回升, 升阻比比单独机翼有所提高. 综合来看, 七 VG 的控制效果最为有效.

表 1　升阻力系数与升阻比表

	无 VG	2VG	3VG	7VG
C_l	0.6728	0.6571	0.6516	0.6592
C_d	0.0416	0.0411	0.0404	0.0406
C_l/C_d	16.17	16.00	16.12	16.24

3.4　超临界机翼 VG 低速大攻角流动

在低速大攻角流动状态下, 机翼上表面会出现大面积分离, 主要表现为翼尖部分的前缘分离. 为了探讨 VG 对其流动的影响及控制规律, 选取 $M_{a\infty}$=0.2, α= 16°的飞行状态进行数值模拟.

图 12 中给出了机翼的表面流线图及空间 Q 的等值面, 可见在光机翼的表面发生了大面积前缘分离. 机翼中部到翼尖约占翼展一半长度的上表面均发生了分离. 采用上节的七 VG 进行流动控制(流向为 24.25%当地弦长), 分离基本未得到改善, 仅在翼尖附近分离涡的形式有所变化. 仔细研究 VG 附近的流场可发现, 流动从下游向上游反向流过涡流发生器, 没有形成流向下游的流向旋涡, 说明涡流发生器在分离区内无可行的控制效果.

将七个涡流发生器前移至前缘附近, 流向位置 3.5%当地弦长处. 其结果见图 12 右图, 机翼中部的

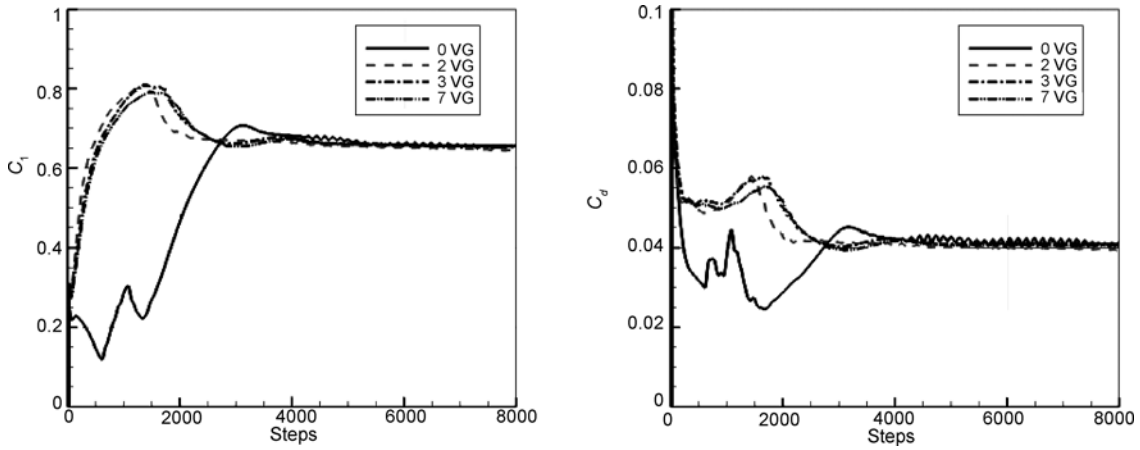

图 11　升力系数与阻力系数的收敛曲线

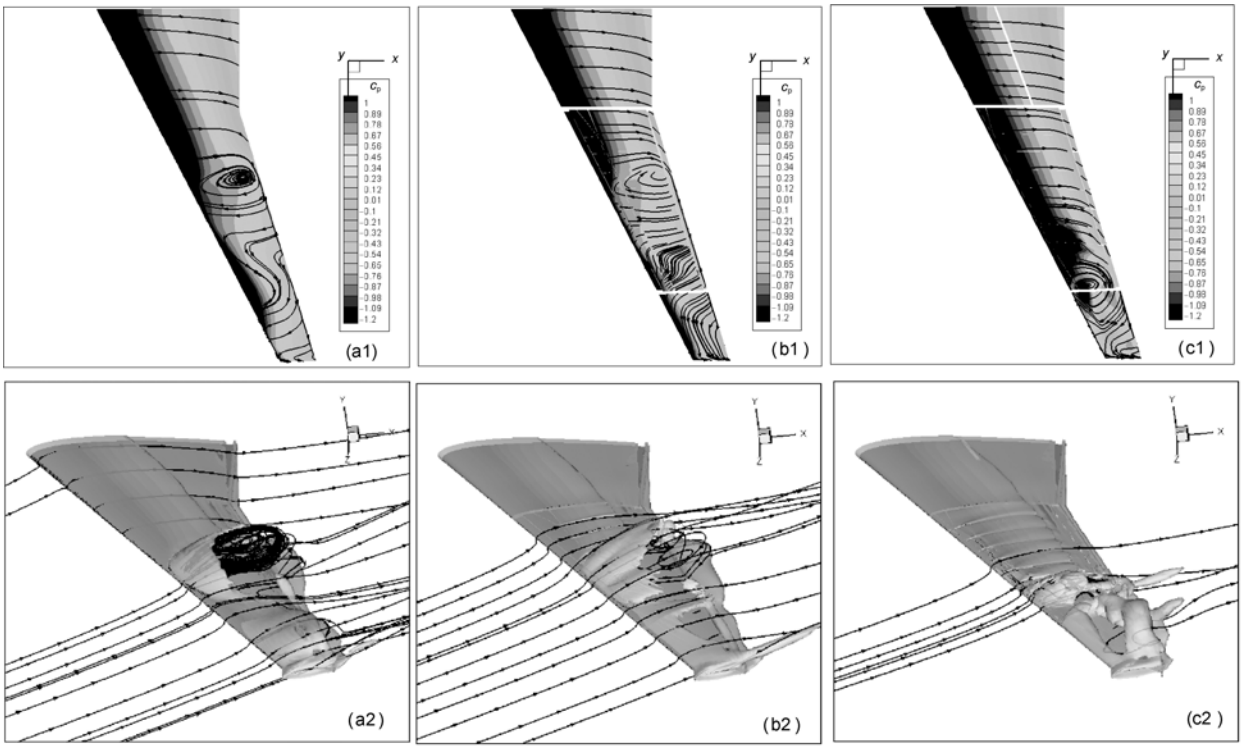

图 12　低速大攻角时表面流线与空间 Q 等值面(左：光机翼；中: 7VG 位于中部；右: 7VG 位于前缘)

展向流动明显受到抑制, 流动分离主要集中于靠近翼尖附近. 说明 VG 必须安装在无分离的高能量区域, 才能有效抑制展向流动和分离.

4　结论

本文在准点对点搭接网格基础上, 求解 Reynolds 平均的 NS 方程组, 开展了超临界机翼涡流发生器对跨声速激波/边界层干扰的影响研究. 首先对平板 VG 流场特征、ONERA M6 机翼跨声速激波/边界层干扰特点进行模拟, 验证了数值计算方法.

通过对干净机翼、两 VG、三 VG 以及七 VG 流场对比, 发现七 VG 对展向强激波导致的边界层分离和展向流动的控制效果较其余 2 种方式更佳, 它能有效改善流场品质. 另外, 通过对低速大攻角前缘分离流动的模拟发现, VG 的有效控制位置应当位于分离区的前方, 淹没于分离区内的 VG 片不能正常产生对流动控制有效的高能量流向旋涡.

参考文献

1　Vos J B, Rizzi A, Darracq D, et al. Navier–stokes solvers in european aircraft design. Progr Aero Sci, 2002, 38: 601—697
2　刘刚, 刘伟, 牟斌, 等. 涡流发生器数值计算方法研究. 空气动力学学报, 2007, 25: 241—244
3　倪亚琴. 涡流发生器研究及其对边界层的影响研究. 空气动力学学报, 1995, 13: 110—116
4　Lin J C. Review of research on low-profile vortex generators to control boundary-layer separation. Progr Aero Sci, 2002, 38: 389—420
5　Yao C S, Lin J C, Allan B G. Flow-field measurement of device-induced embedded streamwise vortex on a flat plate. AIAA, 2002—3162
6　Allan B G, Yao C S, Lin J C. Simulation of embedded streamwise vortices on a flat plate. NASA/CR-2002-211654, ICASE Report, 2002-14
7　Jirasek A. A vortex generator model and its application to flow control. AIAA, 2004-4965
8　Erik W, Scott T S. Numerical simulation of micro vortex generators. AIAA, 2004-2697
9　张进, 张彬乾, 阎文成, 等. 微型涡流发生器控制超临界翼型边界层分离实验研究. 实验流体力学, 2005, 19: 94—97

10 Valilis P S, Ekaterinaris J A. Computational investigation of flow control over wings. AIAA, 2007-477
11 Stillfried F, Lögdberg O, Wallin S, et al. Statistical modeling of the influence of turbulent flow separation control devices. AIAA, 2009—1501
12 肖志祥. 复杂流动 Navier-Stokes 方程数值模拟及湍流模型应用研究. 博士学位论文. 西安: 西北工业大学, 2003
13 肖志祥. 基于飞行器设计的 RANS/LES 混合方法研究. 清华大学博士后出站报告, 2005
14 Xiao Z X, Chen H X, Zhang Y F, et al. Study of delayed-detached eddy simulation with weakly nonlinear turbulence model. J Aircraft, 2006, 43: 1377—1385
15 Fu S, Xiao Z X, Chen H X, et al. Simulation of wing-body junction flows with hybrid RANS/LES methods. Int J Heat Fluid Flow, 2007, 28: 1379—1390
16 Xiao Z X, Zhang Y F, Huang J B, et al. Prediction of separation flows around a 6:1 prolate spheroid using RANS/LES hybrid approaches. Acta Mech Sinica, 2007, 23: 369—382
17 Xiao Z X, Fu S. Studies of the unsteady supersonic base flows around three afterbodies. Acta Mec Sinica, 2009, 25: 471—479
18 Soo H P, Jang H K. Implementation of k-ω turbulence models in an implicit multigrid method. AIAA J, 2004, 42: 1348—1357
19 Durbin P A. On the k–ε stagnation point anomaly. Int J Heat Fluid Flow, 1996, 17: 89—90
20 Menter F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. AIAA J, 1994, 32: 1598—1605
21 Wilcox D C. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. AIAA J, 1988, 26: 1299—1310