



不同外罩型线短舱边界层的转捩位置预测

文豪 苏彩虹 张美红 刘凯礼 王美黎

Transition prediction of boundary layers over an engine nacelle with different outer covers

WEN Hao, SU Caihong, ZHANG Meihong, LIU Kaili, WANG Meili

引用本文:

文豪, 苏彩虹, 张美红, 等. 不同外罩型线短舱边界层的转捩位置预测[J]. 空气动力学学报, 2024, 42(11): 43–54. DOI: 10.7638/kqdlxxb-2023.0130

WEN Hao, SU Caihong, ZHANG Meihong, et al. Transition prediction of boundary layers over an engine nacelle with different outer covers[J]. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2024, 42(11): 43–54. DOI: 10.7638/kqdlxxb-2023.0130

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7638/kqdlxxb-2023.0130>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

短舱边界层的稳定性分析及转捩预测

Boundary-layer stability analysis and transition prediction over a nacelle

空气动力学学报. 2022, 40(6): 117–128 <https://doi.org/10.7638/kqdlxxb-2021.0204>

边界层转捩预测中的局部散射理论

Local scattering theory for transition prediction in boundary-layer flows

空气动力学学报. 2020, 38(2): 286–298 <https://doi.org/10.7638/kqdlxxb-2019.0140>

高超声速三维边界层转捩数值研究进展及预测软件

Numerical research progress and prediction software of transition in hypersonic three-dimensional boundary layer

空气动力学学报. 2023, 41(11): 1–19 <https://doi.org/10.7638/kqdlxxb-2023.0014>

基于全局稳定性理论的 e^N 方法对高超声速有迎角锥背风流向涡转捩分析

The leeward vortex transition over hypersonic yawed cones by e^N method based on global stability theory

空气动力学学报. 2024, 42(1): 33–44 <https://doi.org/10.7638/kqdlxxb-2023.0055>

温度对高速平板边界层转捩雷诺数的影响

Effect of temperature on the transitional Reynolds number of high-speed planar boundary layer

空气动力学学报. 2020, 38(2): 308–315 <https://doi.org/10.7638/kqdlxxb-2020.0026>

壁温对钝三角翼边界层稳定性及转捩影响

Effect of wall temperature on stability and transition of hypersonic boundary layer on a blunt delta wing

空气动力学学报. 2020, 38(6): 1017–1026 <https://doi.org/10.7638/kqdlxxb-2018.0235>

地址: 四川省绵阳市二环路南段8号11信箱9分箱

电话: 0816-2463375

Email: kqdlxxb@163.com



关注微信公众号

获得更多资讯信息

文章编号: 0258-1825(2024)11-0043-12

不同外罩型线短舱边界层的转捩位置预测

文豪¹, 苏彩虹^{2,*}, 张美红^{3,4}, 刘凯礼³, 王美黎³

(1. 北京空天技术研究所, 北京 100074;

2. 天津大学 机械工程学院, 天津 300072;

3. 中国商用飞机有限责任公司 上海飞机设计研究院, 上海 201210;

4. 西北工业大学 航空学院, 西安 710072)

摘要: 在设计短舱外罩型线时, 希望尽可能使其表面边界层保持层流状态, 以减小摩阻, 提高有效载荷。理解边界层的转捩机制, 并准确预估转捩发生的位置, 有利于有效评估不同外罩型线设计方案。以巡航状态下 3 种不同外罩型线的通气短舱为研究对象, 采用线性稳定性理论分析了边界层稳定性特征, 并综合考虑 T-S 波和激波诱导分离泡这两种转捩机制, 预测了不同外罩型线下短舱边界层的转捩位置。结果表明, 逆压梯度越大, T-S 波越不稳定, 流动分离的位置也越靠前。因此, 设计时应尽可能保持大范围的顺压梯度并减小逆压梯度, 这将有利于推迟转捩发生。此外, 针对风洞实验中的短舱缩比模型, 比较了预测的转捩位置与实验转捩位置, 发现两者的转捩线在形态上非常一致, 进一步证实了预测方法的有效性。

关键词: 转捩预测; 短舱; 边界层; 线性稳定性理论; e^N 方法

中图分类号: V211.3 文献标识码: A doi: 10.7638/kqdlxxb-2023.0130

Transition prediction of boundary layers over an engine nacelle with different outer covers

WEN Hao¹, SU Caihong^{2,*}, ZHANG Meihong^{3,4}, LIU Kaili³, WANG Meili³

(1. Beijing Aerospace Technology Research Institute, Beijing 100074, China;

2. School of Mechanical Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China;

3. Shanghai Aircraft Design and Research Institute, COMAC, Shanghai 201210, China;

4. School of Aeronautics, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

Abstract: In the design of the nacelle outer cover profile, it is crucial to maintain the boundary layer's laminar state to minimize wall friction and enhance payload capacity. Understanding the boundary-layer transition mechanisms and accurately predicting the transition front is fundamental to effectively evaluate different designs of the nacelle. In this work, we focus on the stability characteristics of boundary layers over nacelle with three different outer covers under cruise conditions. Considering transition mechanisms correlated with the T-S waves and the shock wave-induced separation bubbles, the transition fronts are predicted. The results indicate that as the unfavorable pressure gradient increases, T-S waves become more unstable, leading to earlier boundary-layer separation. Therefore, maintaining a relatively large range of favourable pressure gradient as well as reducing unfavorable pressure gradient will delay the boundary-layer transition. In addition, for a scaled nacelle model, the predicted transition front and that obtained in wind tunnel tests are morphologically similar, confirming the validity of the prediction method.

Keywords: transition prediction; nacelle; boundary layer; liner stability theory; e^N method

收稿日期: 2023-07-31; 修订日期: 2023-12-13; 录用日期: 2024-01-01; 网络出版时间: 2024-09-02

作者简介: 文豪(1997—), 男, 陕西汉中, 硕士研究生, 研究方向: 流动稳定性和边界层转捩. E-mail: 1229881022@qq.com

通信作者: 苏彩虹(1979—), 女, 内蒙古包头, 教授, 研究方向: 流动稳定性和边界层转捩. E-mail: su_ch@tju.edu.cn

引用格式: 文豪, 苏彩虹, 张美红, 等. 不同外罩型线短舱边界层的转捩位置预测[J]. 空气动力学学报, 2024, 42(11): 43–54.

WEN H, SU C H, ZHANG M H, et al. Transition prediction of boundary layers over an engine nacelle with different outer covers[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2024, 42(11): 43–54(in Chinese). doi: 10.7638/kqdlxxb-2023.0130

0 引言

大型客机采用大涵道比涡扇发动机,随着短舱尺寸增大,发动机所受阻力在全机阻力中所占比重逐渐增大。由于层流状态下壁面摩擦阻力(摩阻)明显低于湍流状态,若使短舱表面边界层尽可能保持层流状态,则有利于减小短舱摩擦阻力,从而提高客机的经济性^[1]。因此,需要对短舱外罩型线进行优化设计,以使表面边界层尽可能层流化。在短舱设计中,准确预测短舱表面边界层转捩发生的位置,有助于有效评估短舱外罩型线的设计方案。

国外有关短舱层流化设计的研究开展较早^[2-3]。20 世纪 90 年代, Radespiel 等^[2]将翼型的自然层流设计方法应用到短舱设计上,通过合理设计短舱外形,使得层流区长度达到了短舱弦长的 60%,以空客 A320 巡航飞行状态为基准,发现短舱减阻效果可达飞机总阻力的 3.5%。何小龙等^[4]采用自由变形技术(extended free-form deformation, EFFD)将短舱形状参数化以实现短舱气动外形的优化设计。Li 等^[5]通过优化二维短舱的型线参数,生成三维短舱,使短舱层流区所占面积从 16% 增至 23%,壁面摩阻降低了约 1.5%。曹凡等^[6]提取短舱的 3 个基准面,采用类别形状函数参数化方法,结合 γ - Re_θ 转捩模型和遗传算法建立了自然层流短舱的自动优化流程。

目前,专门针对短舱边界层开展转捩位置预测的研究相对较少。Lin 等^[7]采用以雷诺平均纳维-斯托克斯(Reynolds-averaged Navier-Stokes, RANS)方程为基础的 γ - Re_θ 转捩模型对短舱表面边界层进行了转捩预测,所得结果与实验相比在整体趋势上基本相符,但转捩位置存在明显偏差。Vermeersch 等^[8]结合欧拉方程和边界层方程获得基本流场,基于二维流动中由当地平均流特征参数建立的 T-S 波(Thermal-Sonic Wave)增长率模型计算 N 值,用来预测转捩位置。孟晓轩等^[9]基于不可压缩线性稳定性方程,将 e^N 方法与 RANS 求解器耦合,分析了雷诺数、攻角等因素对 CRM(center of rotation module)短舱(表面大部分是湍流)转捩影响的规律。在课题组之前的工作中^[10],曾针对一种自然层流化设计的通气短舱,基于可压缩线性稳定性理论,细致分析了短舱边界层中的横流模态和 T-S 波的稳定性特征,并采用 e^N 方法研究了来流攻角和马赫数对转捩位置的影响规律。其中,转捩位置随巡航马赫数(0.8~0.89)增大而后移的规律,与杜玺等^[11]在德国 ETW(European Transonic Windtunnel)中开展的实验观察到的结果一致。

上述研究仅对短舱边界层中 T-S 波引起的转捩进行了讨论,但实际上,短舱流动中还存在另一种转捩机制,即由激波诱导产生的分离泡引起的转捩。在短舱表面,气流局部加速产生激波,激波诱导边界层分离,分离泡极不稳定,很容易转捩为湍流。从机理上来看,流动分离后剪切层内存在 K-H(Kelvin-Helmholtz)不稳定性^[12-14],层流分离泡对上游扰动起到了空间放大器的作用^[15],即上游扰动在分离泡剪切层中快速放大,发生非线性作用,使转捩快速发生。因此,对于短舱边界层,即使 T-S 波的增长不足以触发转捩,层流分离泡也可能成为触发转捩的因素。

综上,本文细致讨论了短舱边界层中上述两种转捩机制,给出了具体的转捩预测方案。由于 T-S 波在顺压梯度下更稳定^[16],从短舱层流化设计的角度,希望外罩型线尽可能保持较长的顺压区,从而推迟 T-S 波转捩发生的位置。为了考察短舱不同外罩型线对转捩位置的影响,本文选取了 3 种不同外罩型线的短舱为研究对象,综合考虑 T-S 波和层流分离泡两种触发转换的机制,采用 e^N 方法预测转捩发生的位置。此外,还针对短舱的缩比模型,对比了转捩预测结果与风洞实验结果。

1 短舱边界层的主要转捩机制和预测方法

对于一般的三维边界层,主要的不稳定波有 T-S 波和横流不稳定性。本团队^[10]前期曾对巡航状态下短舱边界层的稳定性开展研究,发现由于短舱流动横流速度分量很小,横流不稳定性弱, T-S 波在边界层中占主导地位。因此,本文不再考虑横流失稳的情况。那么,当 T-S 波增长较弱时,激波诱导产生的分离泡可能成为触发转捩的因素。图 1 给出了短舱表面边界层中 T-S 波和分离泡转捩的示意图。

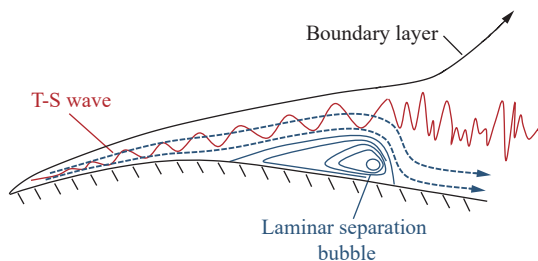


图 1 短舱表面边界层主要转捩机制示意图

Fig. 1 Sketch of transition mechanisms in the boundary layer over a nacelle

1.1 T-S 波引起的转捩

短舱边界层的转捩过程可以描述为:首先,外界扰动通过感受性过程激发边界层中的 T-S 波^[10];随

后, T-S 波经历一个较长的线性增长过程, 当幅值达到一定程度时, 在非线性作用下, 更多扰动被激发, 促使边界层从层流转捩为湍流。线性稳定性理论为扰动波的线性演化提供了成熟的理论框架。目前, 工程上广泛应用的 e^N 方法就是基于该理论, 通过描述边界层中不稳定波的线性演化来预测转捩。

根据线性稳定性理论, 将流场分解为基本流与小扰动的叠加, 小扰动可以写成如下的行进波形式^[17]:

$$q'(\xi, \eta, \zeta, t) = \hat{q}(\eta)e^{i(\alpha\xi + \beta\zeta - \omega t)} + \text{c.c.} \quad (1)$$

其中: q' 代表任一物理量的扰动量; $\hat{q}(\eta)$ 为扰动的形状函数; c.c. 代表共轭复数; 对于空间模式, ω 为实数, 表示频率, α, β 为复数, 其实部 α_r, β_r 分别表示扰动波沿 ξ, ζ 方向上的波数, 虚部 $-\alpha_i, -\beta_i$ 分别表示扰动波沿 ξ, ζ 方向上的增长率。将式(1)代入线性化的 N-S 方程中, 减去平均流满足的方程, 可得到关于 $\hat{q}(\eta)$ 的特征值问题。对于一般的三维边界层, 扰动往往是三维的, 采用 O-S (Orr-Sommerfeld) 方程求解特征值时, 需要补充额外的条件使特征值唯一。由于 α, β 存在相容关系^[18-19], 在实际应用中, 可取 $\beta_i = 0$ 。

若不稳定波在中性点处的幅值为 A_0 , 其幅值放大因子 N 为:

$$N = \ln\left(\frac{A}{A_0}\right) = \int_{\xi_0}^{\xi} -\alpha_i ds \quad (2)$$

其中, s 表示沿着扰动的传播路径, 即群速度方向。对于以流向为主的流动, 扰动波传播的群速度方向和无黏流线很接近, 可采用无黏流线方向近似代替扰动传播方向^[10]。不同频率的 T-S 波增长程度不同, 根据实验和经验确定转捩阈值 N_{cri} , 最先达到这一阈值的扰动为触发转捩的关键扰动, 其对应的位置就是预测的转捩位置 x_T 。

需要说明的是, 在复杂构型的三维边界层中应用 e^N 方法时, 需要将计算网格下的流场转换到无黏流线与壁面法向所构成的网格上。相关的处理方法已在之前的工作^[10]中给出。

e^N 方法在翼型边界层转捩预测方面已经得到了广泛的应用^[20-22]。为了验证本文方法和程序的有效性, 选取 NLF 0416 翼型进行转捩预测并与实验结果进行对比。计算工况为 $Ma=0.1$, 翼型弦长 c 为 60.902 cm, 以该长度为特征长度, 对应的雷诺数为 $Re=4 \times 10^6$ 。计算网格如图 2 所示, 流向和法向分别布置了 145 和 217 个网格点, 其中边界层内分布 70~90 个网格点。利用开源计算流体力学 (Computational Fluid Dynamics,

CFD) 程序获得层流基本流场, 采用 e^N 方法预测翼型上表面的转捩位置。

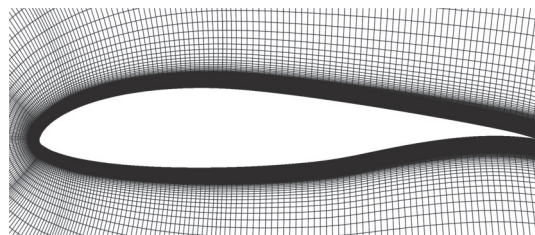


图 2 NLF 0416 翼型计算网格

Fig. 2 Mesh for NLF 0416 airfoil

在不同升力系数下比较采用 e^N 方法和实验所得到的转捩预测结果, 如图 3 所示。其中, 空心圆和实心圆分别为实验中传感器给出的层流和湍流的位置, 即实际的转捩位置发生在二者之间。从图中可见, 取 $N_{\text{cri}}=8$, 不同升力系数下给出的转捩位置完全位于实验测得的层流和湍流之间, 验证了 e^N 方法是可靠的。

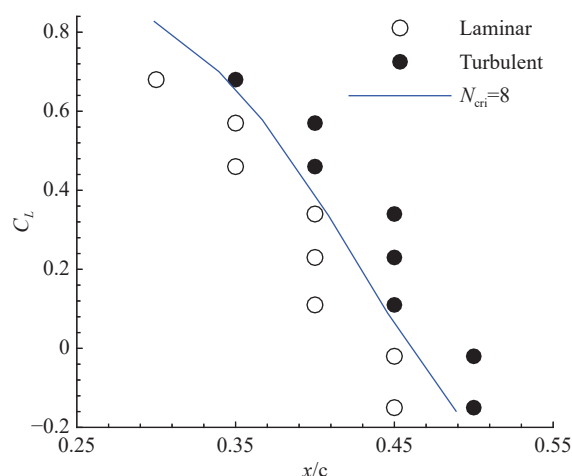


图 3 不同升力系数下采用 e^N 的转捩预测位置与实验结果^[23]的比较

Fig. 3 Predicted transition locations based on e^N method in comparison with experimental measurements under different lift coefficients^[23]

1.2 层流分离泡引起的转捩

短舱头部附近的顺压梯度会导致流体加速, 致使流体局部超过声速, 在短舱中部出现一道弱激波。同时, 激波带来的逆压梯度使得短舱边界层发生流动分离, 并且在分离后很快转捩为湍流。在分离后, 湍流边界层重新附着在短舱表面, 从而形成回流区域, 即分离泡。当边界层出现流动分离时, e^N 方法便不再适用。

分离泡主要分为短气泡和长气泡两种类型。一般来说, 长气泡在低雷诺数 ($Re=10^4 \sim 10^5$) 流动中很常见^[24], 例如涡轮机叶片和小型无人飞行器的机翼周围的流动; 而在高雷诺数下, 层流分离泡的范围很小, 约为弦长的 1%^[25]。Owen 和 Klanfer^[26] 提出了根

据分离时边界层雷诺数 Re_{δ^*} 的大小来判断气泡类型的经验准则: 当 $Re_{\delta^*} \geq 450$ 时, 分离泡是短气泡, 反之则为长气泡。

分离泡的分离点 x_L 和再附点 x_M 可由壁面摩擦系数 $C_f=0$ 的点来确定, 如图 4 所示, 分离泡位于 x_L 和 x_M 之间^[27]。壁面摩擦系数定义为:

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho_e u_e^2}, \quad \tau_w = \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \right]_w \quad (3)$$

其中, ρ_e 、 u_e 分别为边界层外缘的密度和速度, τ_w 为壁面局部剪应力, μ 为动力黏度。

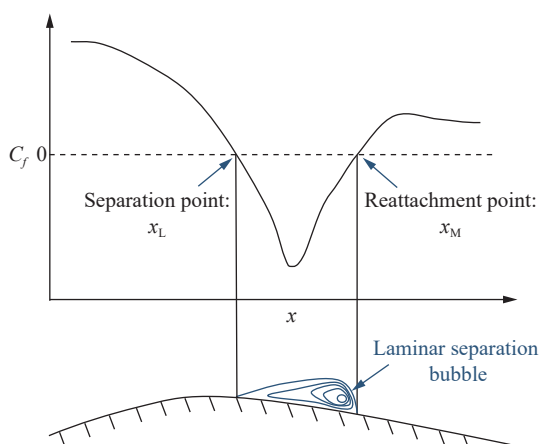


图 4 层流分离泡及对应的壁面摩擦系数曲线示意图

Fig. 4 Schematic diagram of a laminar separation bubble and the corresponding wall friction coefficient

前文讨论中提及, 分离泡转捩的机理主要是因为分离引起的剪切层容易发生 K-H (Kelvin-Helmholtz) 失稳, 使得扰动可以快速放大并触发转捩。在较高雷诺数下, 分离泡扰动波的增长大小在实际中并不关键, 因为分离泡长度很小, 转捩只发生在非常小的范围内; 相反, 在低雷诺数下, 长气泡的情况中, 从边界层失稳、扰动波激发到转捩为湍流是一个较长的过程, 需要专门研究分离泡的转捩机理和转捩位置预测。显然, 对于短舱流动, 由于雷诺数很大, 从转捩预测的角度来看, 分离泡的转捩机理不是关注的重点。为了简化计算, 近似地采用分离点的位置作为分离泡触发转捩的位置, 这在分离泡尺度远小于短舱长度的情况下是合理的。

图 5 给出了短舱边界层转捩预测的流程图。具体为: 在短舱基本流场的基础上, 确定流动分离的位置 x_L , 对于 x_L 之前的流场, 采用线性稳定性理论计算 T-S 波的 N 值。若 N 值达到转捩阈值 N_{cri} , 则确定转捩位置 x_T ; 若 T-S 波的放大因子未达到转捩阈值 N_{cri} , 则转捩位置近似地取为分离位置 x_L 。

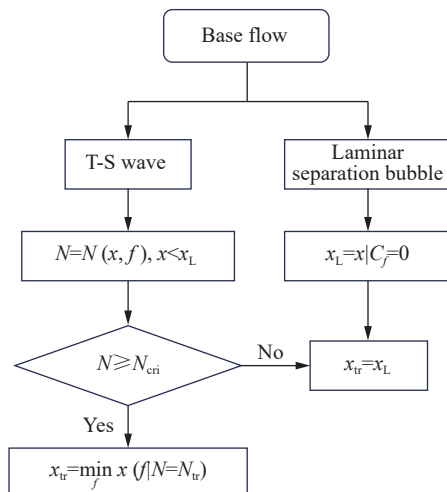


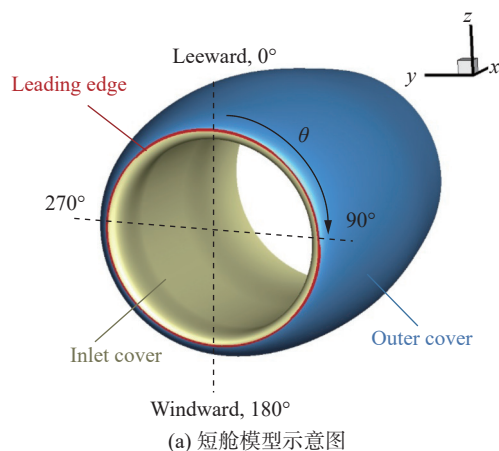
图 5 短舱边界层转捩预测的流程

Fig. 5 Workflow for transition prediction of a nacelle boundary layer

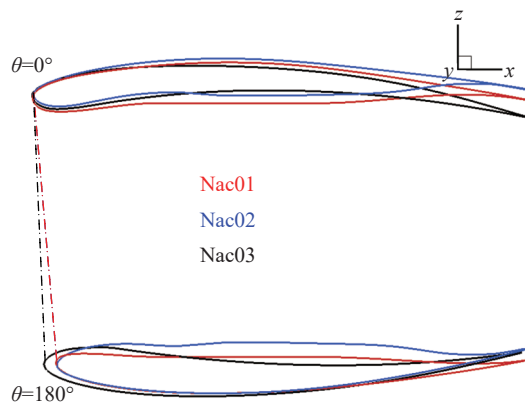
2 不同外罩型线短舱边界层的转捩预测

2.1 模型和计算工况

通气短舱的示意图如图 6(a) 所示。短舱表面由如图所示的前缘线将其分为内表面和外表面。坐标原点位于前缘线平面的中心, x 轴沿短舱轴线方向。



(a) 短舱模型示意图



(b) 3 种不同短舱外罩型线的比较

图 6 短舱示意图及不同短舱外罩型线的比较

Fig. 6 Nacelle model and comparison of different nacelle covers

短舱左右对称, 将短舱顶部(背风面)记为 $\theta = 0^\circ$, 底部(迎风面)记为 $\theta = 180^\circ$ 。

以 3 个不同外罩型线的短舱为研究对象, 分别记为 Nac01、Nac02 和 Nac03。图 6(b)给出了这 3 种短舱顶部和底部外罩型线的比较。其中, Nac03 在文献[10]中已有探讨。Nac01 和 Nac02 下垂角(短舱型线顶部和底部前缘的连线与铅垂线的夹角)接近, 约为 5° ; Nac03 下垂角较小, 约为 2° 。在 $\theta = 0^\circ$ 处, Nac01 整体较厚。从外表面流向曲率来看, Nac03 曲率变化最大, Nac01 次之, Nac02 最平缓。在 $\theta = 180^\circ$ 处, 3 种短舱构型曲率变化程度相近。

短舱总长度均为 5.5 m。考虑巡航状态下的流动条件, 飞行高度为 11 887 m, 马赫数为 0.85, 攻角为 5° , 侧滑角为 0° , 来流温度为 216.65 K, 以来流物理量定义的单位雷诺数为 $5.58 \times 10^6/\text{m}$ 。

2.2 基本流场

基本流场采用中国航空工业西安航空计算技术

研究所开发的 WiseManPlus 软件计算^[28]。由于短舱中下部往往存在流动分离, 若全部采用层流模式计算基本流场, 需要较长时间才能收敛。为了提高计算效率, 在短舱流动中后部(激波后)预设一个位置, 在该位置前采用层流模式, 该位置后采用 S-A(Spalart-Allmaras)湍流模式。预设的转捩位置在计算中保持不变。在团队之前的工作中^[10], 验证了流场的可靠性和网格无关性, 比较了层流结合湍流模式的方法与全部采用层流模式得到的流场, 发现两种方法所获得的在预设的转捩位置前是一致的。

从短舱表面流动转捩的角度, 只关注边界层分离位置及在此位置前 T-S 波是否能够引起转捩。以 Nac01 为例, 图 7 给出了不同周向位置处分离泡附近的流线分布, 可以清楚看到分离泡所在位置, 分离最先发生在背风面, 随着周向角度增大, 分离泡位置逐渐靠后。Nac02 和 Nac03 的情况与 Nac01 类似, 不再赘述。

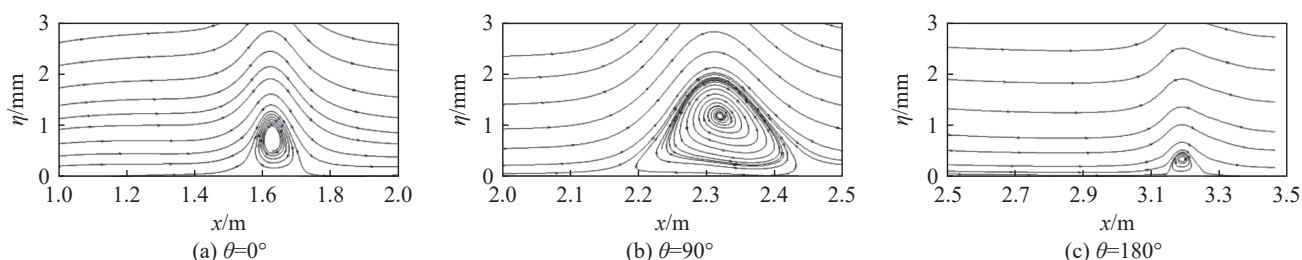


图 7 Nac01 不同周向位置处分离泡附近的流线图

Fig. 7 Streamlines near the laminar separation bubble at different circumferential positions for Nac01

图 8 展示了不同周向位置处 3 个短舱表面压力系数分布曲线对比。由此可见, 在 $\theta = 0^\circ$ 处, Nac01 和 Nac03 的流动特点是: 前缘附近很快达到吸力峰值, 下游完全处于逆压梯度区直到激波出现, 且 Nac01 的逆压梯度比 Nac03 更大, Nac02 则在激波出现前保持了一定的顺压梯度区; 在 $\theta = 90^\circ$ 和 $\theta = 180^\circ$ 处, 3 种短

舱外形在激波前都保持了较长的顺压区。

由于分离泡与短舱表面气流加速引起的激波有关, 根据表面压力系数分布可以确定激波出现的大致位置, 将其与分离位置进行比较, 如图 9 所示。结果显示, 两者的位置非常接近。因此, 在实际中, 若 T-S 波增长不明显, 也可由激波出现的位置作为转捩发

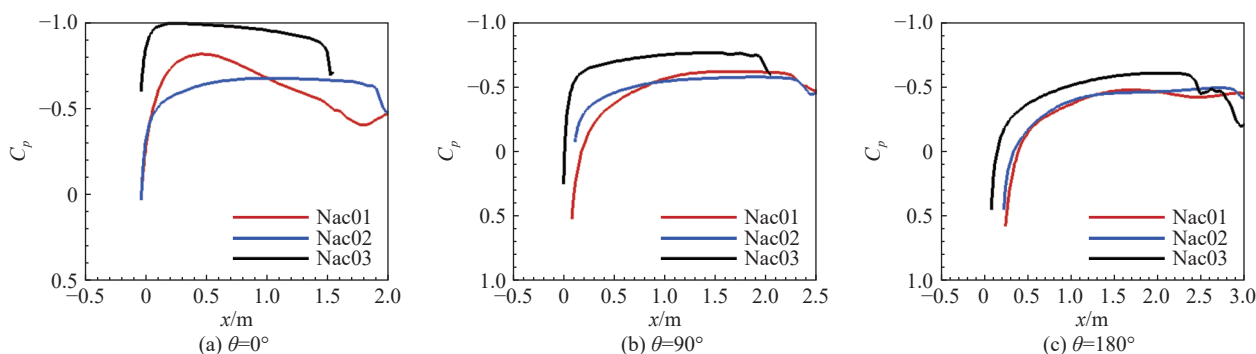


图 8 不同周向位置处 3 个短舱压力系数分布的比较

Fig. 8 Comparisons of pressure coefficients for three nacelles at different circumferential positions

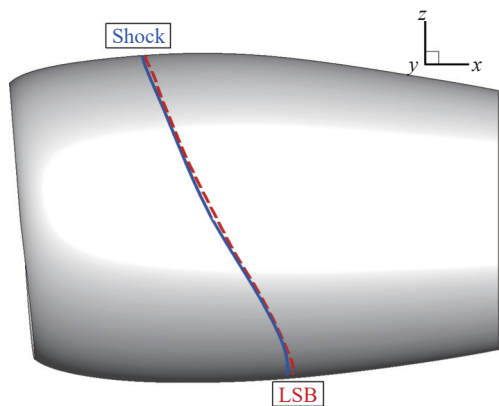


图9 Nac01 的激波与层流分离泡位置

Fig. 9 Position of the shock and the starting point of laminar separation bubble on Nac01

生的近似位置。

为了展示短舱表面的流场速度剖面,以 Nac01 为例,选取了如图 10 所示的 5 条典型流线,分别为从唇口 $\theta = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$ 处出发的流线。由于横流相对较强的区域出现在比较靠上游的位置,在每条流线上选取一个如图 10 中黑点所示的位置,具体为 Q1(1.000 m, -7.954 m, 1.646 m)、Q2(1.000 m, -1.517 m, 1.066 m)、Q3(1.005 m, -1.857 m, 0.157 m)、Q4(1.000 m, -1.636 m, -0.838 m) 和 Q5(1.005 m, -0.921 m, -1.548 m),将速度矢量分别投影到无黏流线方向和垂直于流线方向上,得到势流方向的速度分量 u_s 和横流速度分量 u_c 。图 11(a、b) 分别给出了 u_s 和 u_c 沿法向的分布,可以发现,横流速度分量很小,不到来流速度的 3%。

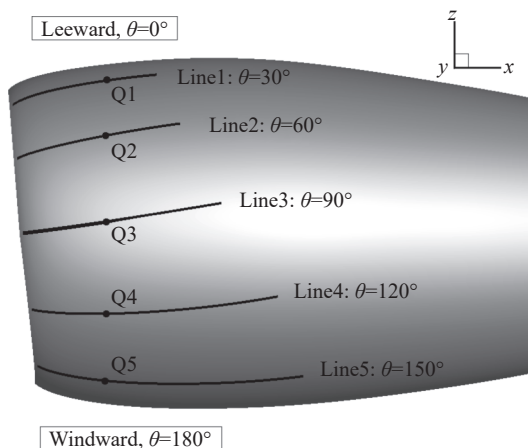
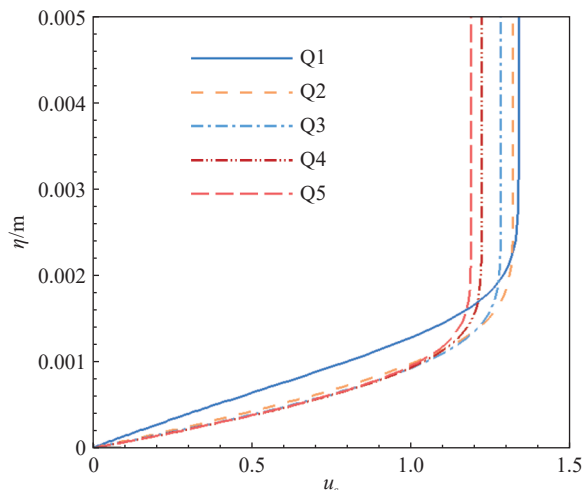


图10 Nac01 短舱侧面流线

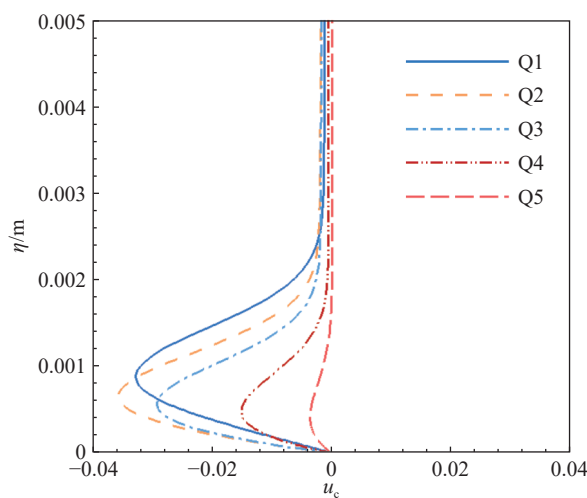
Fig. 10 Streamlines on the side of Nac01

2.3 稳定性分析

从短舱周向 $\theta = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ 处各取一条从唇口出发的无黏流线,沿无黏流线各站位处分析边界层的不稳定性。图 12 给出了 3 种短舱边界层中 T-S 波的增长率云图,其中白色区域为 T-S 波的衰减区,彩色



(a) 势流方向的速度剖面



(b) 横流速度剖面

图11 速度剖面

Fig. 11 Velocity profiles

区域为增长区。可以看出,在 $\theta = 0^\circ$ 处, Nac01 最不稳定, Nac03 次之, Nac02 最稳定,与图 8(a) 给出的压力系数分布规律是一致的,即逆压梯度越大,边界层越不稳定。在 $\theta = 90^\circ$ 处, Nac03 最先出现不稳定区,增长率也最大,而 Nac01 出现不稳定区的位置最靠后,对应的频率最低。在 $\theta = 180^\circ$ 处,3 个构型出现不稳定区的位置都比较靠后,且增长率比 $\theta = 0^\circ$ 和 90° 位置处显著减小。总体来看,压力梯度对 T-S 波影响较大,逆压梯度越大, T-S 波越不稳定,反之, T-S 波越稳定。

2.4 转捩预测

由中性曲线开始沿无黏流线积分 T-S 波的增长率,可以得到扰动放大因子 N 沿流向的分布,如图 13 所示。图中还给出了壁面压力系数沿流向的分布(蓝色曲线),并标出了分离泡(laminar separation bubble, LSB)的位置。可以看出,在 $\theta = 0^\circ$ 处, Nac01 和 Nac03

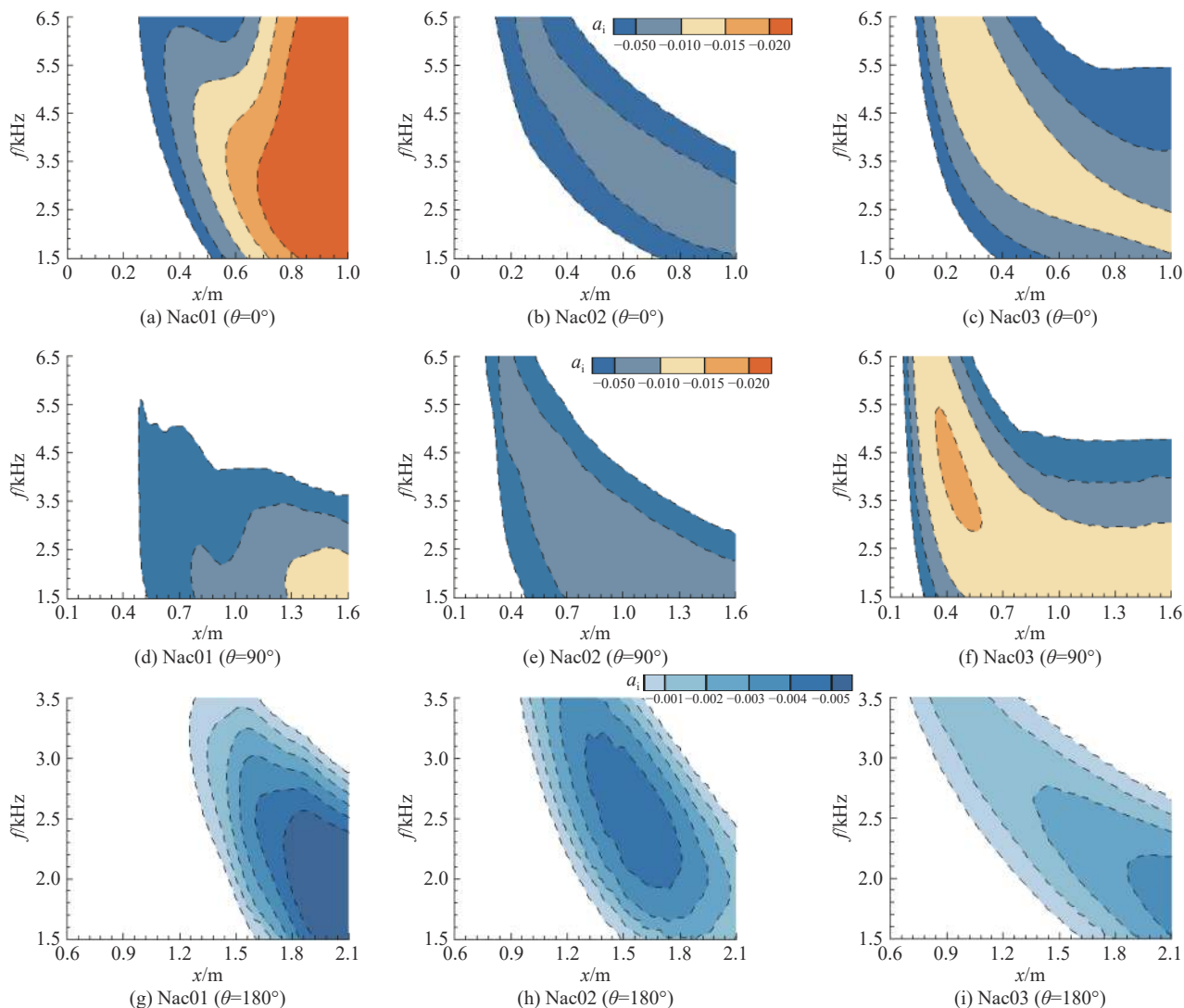


图 12 周向不同位置处短舱边界层中 T-S 波的增长率云图

Fig. 12 Growth rate contours of unstable modes for nacelle boundary layers at different circumferential positions

的逆压区内, T-S 波表现出快速增长。其中, Nac01 对应的 T-S 波所能达到的 N 值最大(不超过 6), Nac03 次之, Nac02 最小。在 $\theta = 90^\circ$ 处, 3 个构型下 T-S 波的 N 值均能达到 10 以上, 其中, Nac03 的 N 值增长最快, Nac01 次之, Nac02 的 T-S 波增长最慢。在 $\theta = 180^\circ$ 处, 分离位置靠近上游, T-S 波的 N 值明显小于 $\theta = 0^\circ$ 和 90° 位置处的 N 值, 其中取得最大 N 值的是 Nac01 构型, 这说明, 实际中该位置处的转捩很可能由边界层分离决定。

采用类似的方法分析每个周向位置处的 T-S 波的 N 值曲线, 对应给定的转捩阈值 $N_{\text{cri}} = 3 \sim 8$, 可以得到整个短舱的转捩线分布, 如图 14 所示。其中云图表示壁面压力系数的分布, 图中还标出了由分离泡确定的转捩线, 由 LSB 表示。总体来看, 3 个构型下分离泡出现的位置在短舱顶部($\theta = 0^\circ$)更靠前, 在底部($\theta = 180^\circ$)更靠后。从 T-S 波给出的转捩线来看,

Nac01 的转捩位置在顶部更靠前, 在底部更靠后, 而 Nac02 和 Nac03 最先发生转捩的位置在短舱 $\theta = 90^\circ$ 附近, 且相同 N 值下, Nac02 的转捩位置明显比 Nac03 更靠后。对于 Nac02, T-S 波在靠近底部的区域内无法达到转捩阈值, 因此, 该区域内的转捩由边界层分离决定。结合壁面压力系数分布云图可以看出, Nac01 和 Nac03 在顶部具有明显的逆压区, 不同 N 值的转捩线在逆压梯度较大的区域分布较为集中; 而对于 Nac02, 顶部逆压梯度小, 转捩线分布较分散, 这是因为逆压梯度越大, T-S 波越不稳定, 相同流向距离内幅值增长更快。Nac02 转捩线相对更为分散, 意味着该模型对外界扰动的变化会更敏感, 即外界环境中小幅值扰动变化也会显著影响转捩位置。总的来看, Nac03 层流区范围最小, Nac02 层流区范围最大。

为了更清楚地展示 3 个短舱层流区的范围, 以 $N_{\text{cri}} = 6$ 为例, 图 15 给出了短舱不同周向位置下转捩

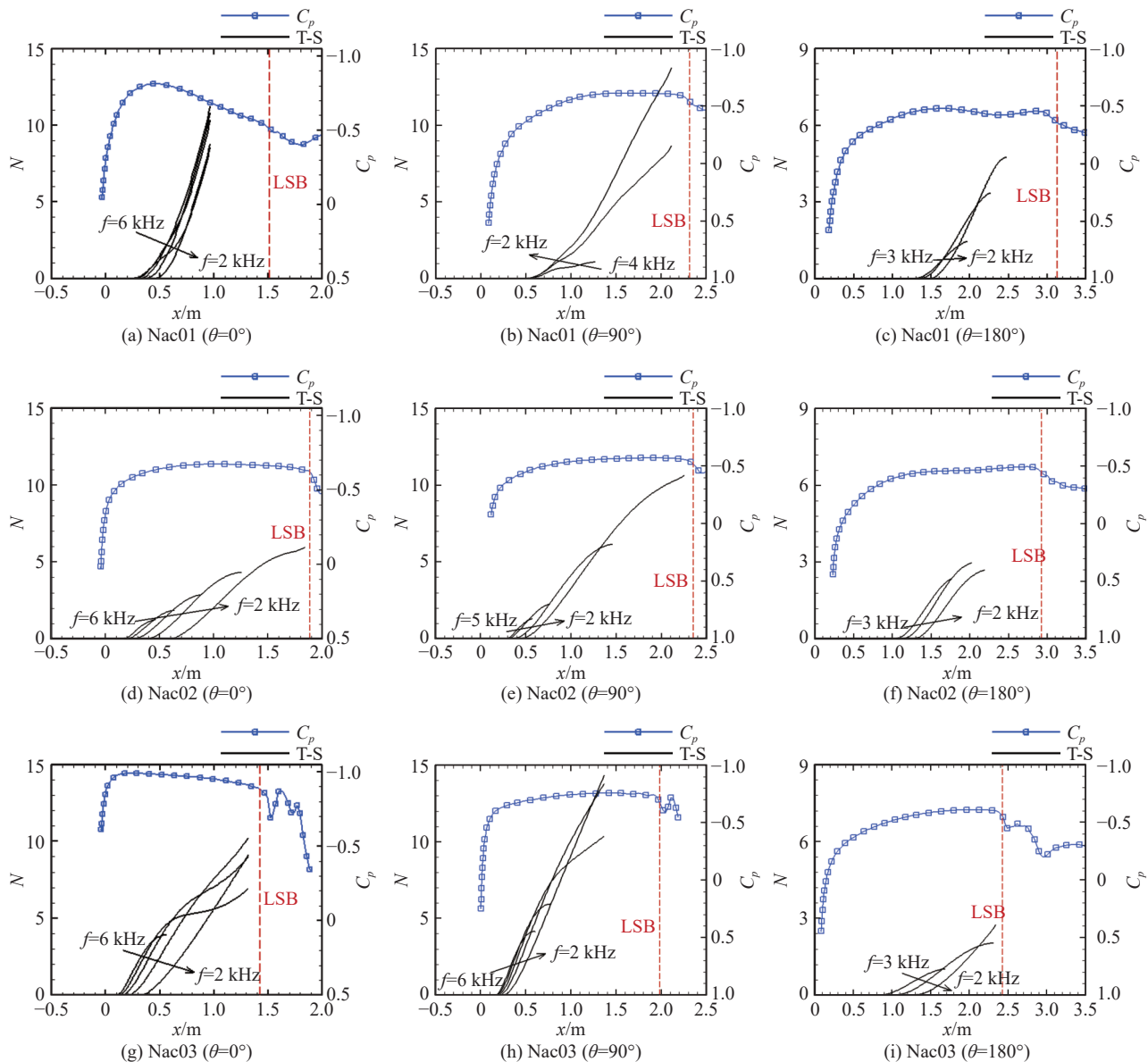


图 13 周向不同位置处不同频率扰动得到的 N 值曲线沿流向的变化 (LSB 代表分离泡的位置)

Fig. 13 Variations of the N -factor for different frequencies along the streamwise direction at different circumferential positions

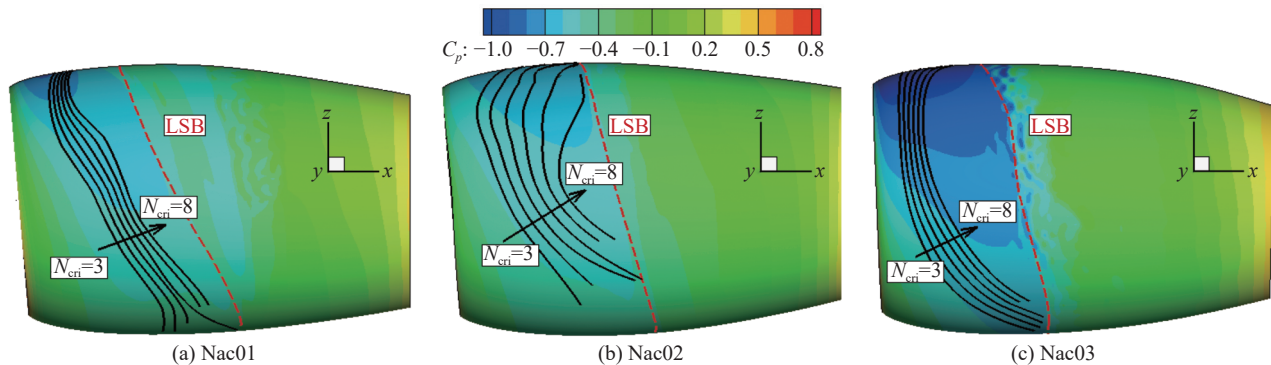


图 14 不同 N 值判据下得到的转换线

Fig. 14 Transition fronts under different criteria of N factor

位置到短舱前缘的距离(用 d 来表示),并标出了分离泡的位置。可以看出,在靠近短舱顶部的区域内,Nac02 的转换位置比另两个短舱显著靠后。Nac01 和

Nac03 在短舱顶部转换位置相当,随着周向角增加,Nac01 的转换位置比 Nac03 更靠后。在短舱底部,T-S 波无法达到转换阈值,实际的转换位置由分离泡的

位置来确定。总体来看, Nac02 的层流区范围更大, 其次是 Nac01, 最后是 Nac03。

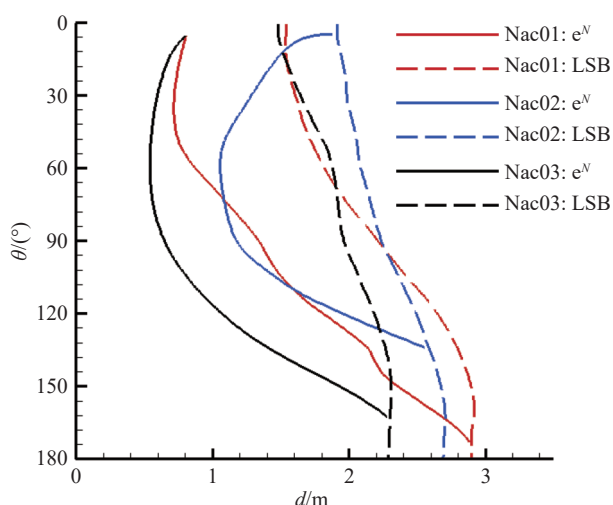


图 15 不同周向位置处转捩点距短舱前缘的距离 ($N_{\text{cri}} = 6$)

Fig. 15 Distance of transition from the leading edge at different circumferential positions

对于 T-S 波转捩, e^N 方法还可以给出触发转捩的关键频率。对应图 15 中的 T-S 波转捩线, 不同周向位置处触发转捩的 T-S 波的频率如图 16 所示。可见, 对于一个特定的短舱, 频率随周向位置的变化趋势和转捩线刚好相反, 即转捩位置越靠上游, 对应的 T-S 波的关键频率越高。但总的来看, 3 个短舱关键频率的范围相差不大, Nac02 比 Nac01 和 Nac03 略低, 在 1~3 kHz, 而 Nac01 在 1.5~4 kHz, Nac03 在 1.5~5 kHz。

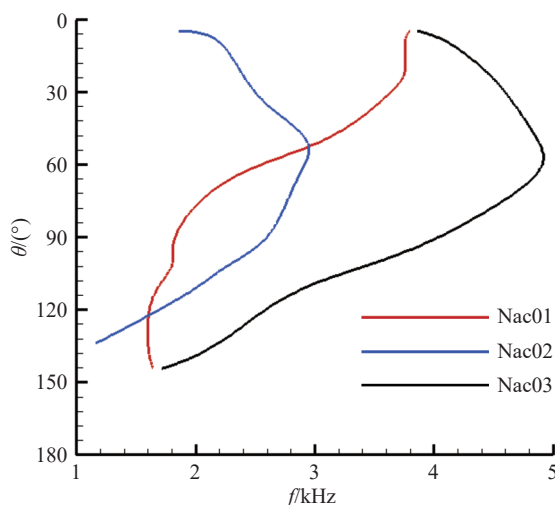


图 16 由 e^N 方法给出的短舱不同周向位置处触发转捩的关键频率

Fig. 16 Critical frequency of the T-S wave triggering transition at different circumferential positions by the e^N method

3 短舱实验模型的转捩预测

在风洞中开展转捩实验的短舱为 1/10 缩比模型, 长度为 0.55 m, 外罩型线与 Nac01~03 均不同。实验在中国航空工业空气动力研究院高雷诺数风洞中完成, 来流马赫数为 0.85, 攻角为 7° , 基于发动机模型弦长 (0.55 m) 的雷诺数为 1.3×10^7 。实验短舱的计算模型如图 17 所示。与前文研究的通气短舱的不同之处是, 实验短舱简化了进排气系统。在短舱内部增加了一个通气内涵 (图 17 中的橙色部分), 其作用是调节短舱内气流的流量系数, 使之与特定状态下带动力短舱的流量系数一致, 从而获得与带动力短舱外罩和进气道基本相同的压力分布与激波形态^[29]。根据实验条件, 流量系数取 0.7。

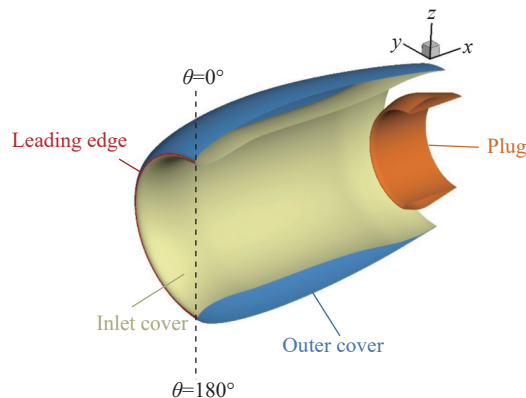


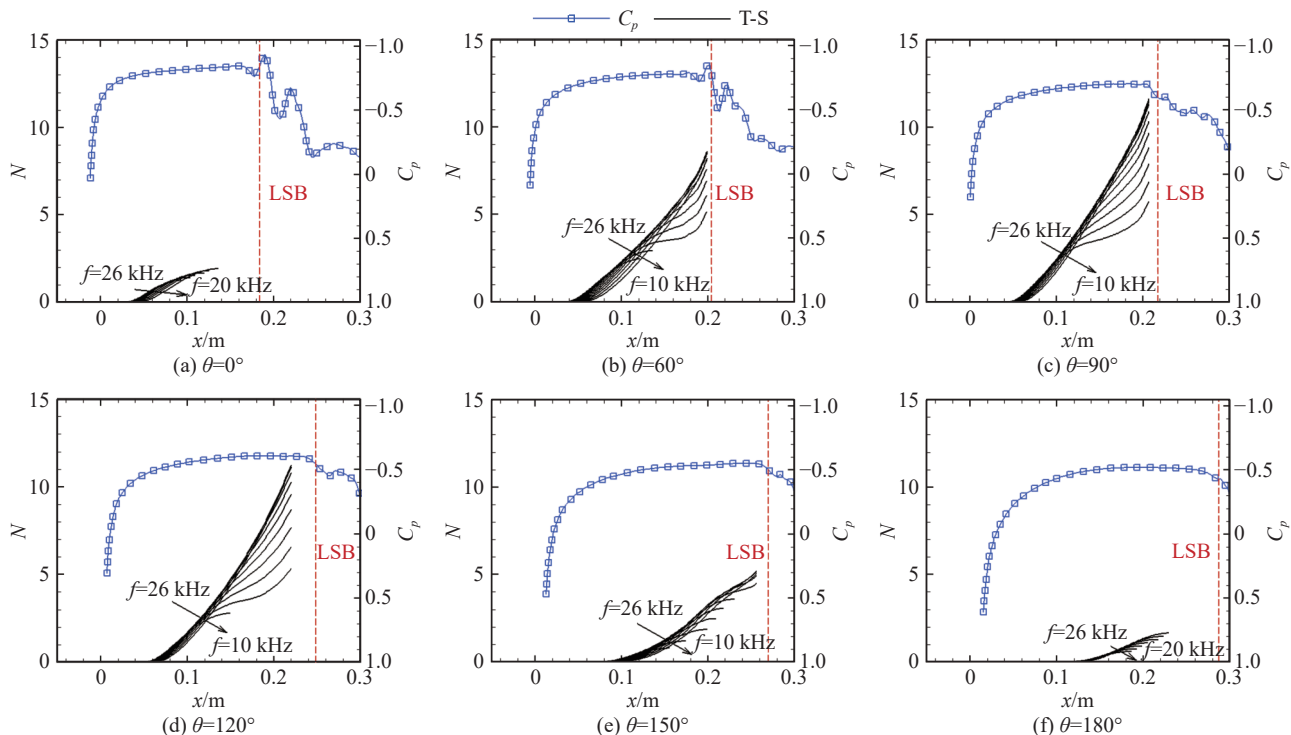
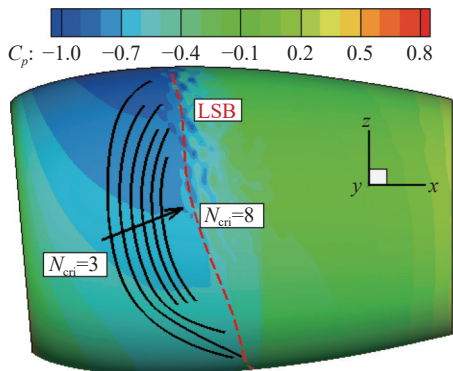
图 17 实验短舱计算模型的半视图

Fig. 17 Nacelle computational half model for wind tunnel test

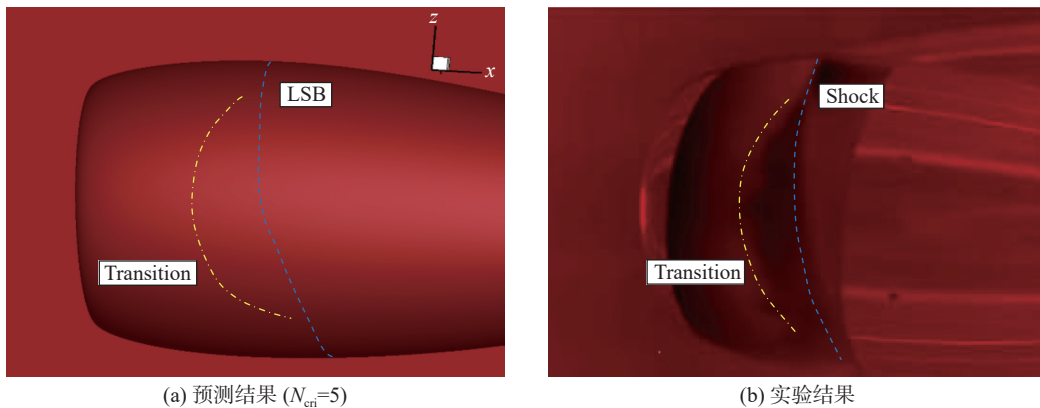
按照第二节的思路, 采用线性稳定性理论对短舱模型边界层的稳定性进行分析, 结果如图 18 所示。由图中的壁面压力系数分布可以看出, 不同周向位置上均不存在明显的逆压梯度区。沿 $\theta = 0^\circ$ 和 $\theta = 180^\circ$ 的流线上, T-S 波的 N 值很小, 不超过 3。而 T-S 波增长较大的区域在 $\theta = 90^\circ$ 附近, N 值可达 10 以上。

对应于给定的转捩阈值 ($N_{\text{cri}} = 3 \sim 8$), 可以得到整个短舱的转捩线分布, 如图 19 所示。可以发现, 最先发生转捩的位置在短舱 $\theta = 90^\circ$ 附近, 由 T-S 波主导。当转捩阈值 $N_{\text{cri}} > 5$ 时, 在靠近顶部和底部的区域内, 转捩将由激波诱导的分离泡决定。

由于目前无法获得实验中短舱转捩线对应的确切空间位置, 因而无法将实验测得的转捩位置与预测结果进行直接比较。为此, 调整图 19 中短舱所在空间位置, 使之视觉上尽可能和实验中短舱固定的位置相近, 从而在定性上比较两者转捩线的形态。图 20 分别给出转捩阈值 $N_{\text{cri}} = 5$ 预测得到的结果和风洞实

图 18 实验短舱模型不同频率扰动得到的 N 值曲线沿流向的变化Fig. 18 Variations of the N -factor for different frequencies along the streamwise direction for the experimental model图 19 短舱缩比模型不同 N 值判据下得到的转换线Fig. 19 Transition fronts under different criteria of N -factor for scaled nacelle model

验得到的结果。在实验中,转换位置的测量采用低温温敏漆(TSP)技术,基于发光分子的热猝灭效应,根据颜色的变化来判断转换位置,浅红色为层流区域,深红色为湍流区域。TSP喷涂在短舱 10%~50% 的区域,由于风洞中存在一些灰尘杂质,且在前缘处加热不均匀,使得涂层开始处出现高阴影区,该区域下游的浅色区域为层流区。实验中激波出现的位置由压力传感器测量结果(这里没有给出)进一步确认。可见,风洞实验中短舱顶部和底部在激波出现前均保持了很大范围的层流区,激波出现后,流场很容易转换为湍流。预测给出的 T-S 波转换线与风洞实验中转换线的形态一致。在短舱顶部和底部附近, T-S 波

(a) 预测结果 ($N_{\text{crit}}=5$)

(b) 实验结果

图 20 预测的转换位置与风洞实验结果的比较

Fig. 20 Comparison of the predicted transition location and the experimental observations in the wind tunnel test

无法达到转捩阈值, 该区域处的转捩由分离泡的起始位置确定(蓝色虚线所示), 两者在整体趋势上是相近的。这也说明, 本文采用的短舱预测方法是可靠的。

4 结 论

本文以发动机短舱表面边界层为研究对象, 分析了其主要的转捩机制, 预测了不同外罩型线下短舱边界层的转捩位置, 并针对短舱的缩比模型, 给出了转捩预测结果与风洞实验结果的比较。主要得到以下结论:

1) 巡航状态下, 短舱边界层中主要的转捩机制是 T-S 波失稳及分离泡引起的转捩。因此, 对短舱边界层进行转捩预测时, 可采用 e^N 方法预测由 T-S 波引起的转捩位置, 若 T-S 波的增长很小, 不足以触发转捩, 则由分离泡的起始位置确定转捩位置。

2) 不同外罩型线短舱转捩的结果表明, 对于同一周向位置, 逆压梯度越大, T-S 波越不稳定, 流动分离的位置也越靠前。需要注意的是, 逆压梯度小的构型, 不同转捩阈值得到的转捩线分布更加分散。这意味着转捩位置会对外界环境中扰动的变化更加敏感。

3) 对于短舱缩比模型, 预测给出的 T-S 波转捩线及分离泡转捩线在形态上与风洞实验结果高度一致, 证实了预测方法的可靠性。

本文在短舱边界层中采用 e^N 方法进行转捩预测时, 个别地方仍需要人工干预, 后续可以进一步优化流程, 以实现更高效和自动化的转捩预测。此外, 在与风洞短舱自然转捩实验结果的对比中, 只进行了定性的比较, 未对实验结果做进一步处理, 后续拟开展更细致的定量比较, 以获得实验条件下适用于短舱边界层的转捩判据。

致谢: 此项工作是在国家超级计算天津中心的“天河一号”超级计算机上完成, 感谢“天河一号”的大力支持。同时, 感谢航空工业计算所颜洪高工、清华大学张宇飞教授、西北工业大学汪辉副教授和孟晓轩博士、中国商飞北京民用飞机技术研究中心闫海津研究员和天津大学牛萌浩博士在本文研究过程中给予的宝贵建议。

参 考 文 献:

- [1] JOSLIN R D. Aircraft laminar flow control[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1998, 30: 1–29.
doi: 10.1146/annurev.fluid.30.1.1
- [2] RADESPIEL R, HORSTMANN K H, REDEKER G. Feasibility study on the design of a laminar flow nacelle[J]. Journal of Aircraft, 1990, 27(11): 959–965.
doi: 10.2514/3.45966
- [3] RIEDEL H, HORSTMANN K H, RONZHEIMER A, et al. Aerodynamic design of a natural laminar flow nacelle and the design validation by flight testing[J]. Aerospace Science and Technology, 1998, 2(1): 1–12.
doi: 10.1016/S0034-1223(98)80001-8
- [4] 何小龙, 白俊强, 夏露, 等. 基于 EFFD 方法的自然层流短舱优化设计[J]. 航空动力学报, 2014, 29(10): 2311–2320.
HE X L, BAI J Q, XIA L, et al. Natural laminar flow nacelle optimization design based on EFFD method[J]. Journal of Aerospace Power, 2014, 29(10): 2311–2320(in Chinese).
doi: 10.13224/j.cnki.jasp.2014.10.006
- [5] LI S Y, ZHONG Y J. A turbofan-engine nacelle shape design and optimization method for natural laminar flow control[C]// ASME Turbo Expo 2016: Turbomachinery Technical Conference and Exposition, Seoul, South Korea, 2016.
doi: 10.1115/gt2016-57463
- [6] 曹凡, 胡晓, 张美芳, 等. 高雷诺数下跨声速自然层流短舱优化设计[J]. 航空动力学报, 2021, 36(8): 1729–1739.
CAO F, HU X, ZHANG M F, et al. Transonic natural laminar flow nacelle optimization design at high Reynolds number[J]. Journal of Aerospace Power, 2021, 36(8): 1729–1739(in Chinese).
doi: 10.13224/j.cnki.jasp.20200459
- [7] LIN Y J, ROBINSON T, EARLY J, et al. Implementation of menter's transition model on an isolated natural laminar flow nacelle[J]. AIAA Journal, 2011, 49(4): 824–835.
doi: 10.2514/1.j050890
- [8] VERMEERSCH O, BOUTELLER X. Numerical study of laminar nacelles: Natural and hybrid laminar flow designs[J]. International Journal of Engineering Systems Modelling and Simulation, 2014, 6(3/4): 191.
doi: 10.1504/ijesms.2014.063124
- [9] 孟晓轩, 白俊强, 张美红, 等. 基于双 e^N 方法的短舱层流转捩影响因素[J]. 航空学报, 2019, 40(11): 123040.
MENG X X, BAI J Q, ZHANG M H, et al. Laminar transition influencing factors of nacelle based on double e^N method[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2019, 40(11): 123040(in Chinese).
doi: 10.7527/S1000-6893.2019.23040
- [10] 牛萌浩, 文豪, 韩宇峰, 等. 短舱边界层的稳定性分析及转捩预测[J]. 空气动力学学报, 2022, 40(6): 117–128.
NIU M H, WEN H, HAN Y F, et al. Boundary-layer stability analysis and transition prediction over a nacelle[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2022, 40(6): 117–128(in Chinese).
doi: 10.7638/kqdlxxb-2021.0204
- [11] 杜玺, 闫海津, 吴宇昂, 等. 跨声速自然层流短舱气动设计和风洞试验研究[J]. 航空科学技术, 2019, 30(9): 63–72.
DU X, YAN H J, WU Y A, et al. Aerodynamic design and wind tunnel test of a transonic natural laminar flow nacelle[J]. Aeronautical Science & Technology, 2019, 30(9): 63–72(in Chinese).
doi: 10.19452/j.issn1007-5453.2019.09.009
- [12] MCAULIFFE B R, YARAS M I. Numerical study of instability mechanisms leading to transition in separation bubbles[J]. Journal of Turbomachinery, 2008, 130(2): 021006.
doi: 10.1115/1.2750680
- [13] SPALART P R, STRELETS M K. Mechanisms of transition and heat transfer in a separation bubble[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2000, 403: 329–349.
doi: 10.1017/S0022112099007077
- [14] SCHLICHTING H. Boundary layer theory[M]. KESTIN J, Trans. New York: McGraw-Hill, 1961.
- [15] DOVGAL A V, KOZLOV V V, MICHALKE A. Laminar boundary

- layer separation: Instability and associated phenomena[J]. Progress in Aerospace Sciences, 1994, 30(1): 61–94.
doi: [10.1016/0376-0421\(94\)90003-5](https://doi.org/10.1016/0376-0421(94)90003-5)
- [16] 刘银辉, 吴东润, 杜玺, 等. 跨声速自然层流标模 CRM-NLF 风洞试验快速转捩预测[J]. 空气动力学学报, 2023, 41(7): 36–47.
LIU Y H, WU D R, DU X, et al. Fast transition prediction for wind tunnel testing of the transonic natural laminar flow standard model CRM-NLF[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2023, 41(7): 36–47(in Chinese).
doi: [10.7638/kqdlxxb-2022.0035](https://doi.org/10.7638/kqdlxxb-2022.0035)
- [17] 周恒, 赵耕夫. 流动稳定性[M]. 北京: 国防工业出版社, 2004.
ZHOU H, ZHAO G F. Hydrodynamic stability[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2004(in Chinese).
- [18] 于高通, 罗纪生. 三维高超声速边界层中 e^N 方法的应用[J]. 航空动力学报, 2014, 29(9): 2047–2054.
YU G T, LUO J S. Application of e^N method in three-dimensional hypersonic boundary layers[J]. Journal of Aerospace Power, 2014, 29(9): 2047–2054(in Chinese).
doi: [10.13224/j.cnki.jasp.2014.09.005](https://doi.org/10.13224/j.cnki.jasp.2014.09.005)
- [19] 苏彩虹. 高超声速边界层转捩预测中的关键科学问题: 感受性、扰动演化及转捩判据研究进展[J]. 空气动力学学报, 2020, 38(2): 355–367.
SU C H. Progress in key scientific problems of hypersonic boundary-layer transition prediction: Receptivity, evolution of disturbances and transition criterion[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2020, 38(2): 355–367(in Chinese).
doi: [10.7638/kqdlxxb-2020.0056](https://doi.org/10.7638/kqdlxxb-2020.0056)
- [20] STOCK H W, HAASE W. Navier-Stokes airfoil computations with e transition prediction including transitional flow regions[J]. AIAA Journal, 2000, 38(11): 2059–2066.
doi: [10.2514/2.893](https://doi.org/10.2514/2.893)
- [21] KRIMMELBEIN N, KRUMBEIN A. Automatic transition prediction for three-dimensional configurations with focus on industrial application[J]. Journal of Aircraft, 2011, 48(6): 1878–1887.
doi: [10.2514/1.c031230](https://doi.org/10.2514/1.c031230)
- [22] FISCHER J S, SOEMARWOTO B I, VAN DER WEIDE E T A. Automatic transition prediction in a Navier-Stokes solver using linear stability theory[J]. AIAA Journal, 2021, 59(7): 2409–2426.
doi: [10.2514/1.j059910](https://doi.org/10.2514/1.j059910)
- [23] SOMERS D M. Design and experimental results for a natural-laminar-flow airfoil for general aviation applications: NASA-TP-1861 [R]. 1981.
- [24] BURGMANN S, BRÜCKER C, SCHRÖDER W. Scanning PIV measurements of a laminar separation bubble[J]. Experiments in Fluids, 2006, 41(2): 319–326.
doi: [10.1007/s00348-006-0153-6](https://doi.org/10.1007/s00348-006-0153-6)
- [25] GASTER M. The structure and behaviour of laminar separation bubbles: Reports and Memoranda No. 3595 [R]. NPL, 1967.
- [26] OWEN P R, KLANFER L. On the laminar boundary layer separation from the leading edge of a thin aerofoil: C. P. No. 220 [R]. Aeronautical Research Council, 1955.
- [27] ALAM M, SANDHAM N D. Direct numerical simulation of ‘short’ laminar separation bubbles with turbulent reattachment[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2000, 410: 1–28.
doi: [10.1017/s0022112099008976](https://doi.org/10.1017/s0022112099008976)
- [28] 牛俊强, 周磊. 采用 TAU 软件优化自研并行计算软件[J]. 信息通信, 2020, 33(1): 124–126.
NIU J Q, ZHOU L. Optimization of self-developed parallel computing software by TAU software[J]. Changjiang Information & Communications, 2020, 33(1): 124–126(in Chinese).
- [29] 闫海津, 杜玺. 一种可变流量系数的通气短舱匹配方法[J]. 航空学报, 2018, 39(12): 122379.
YAN H J, DU X. A matching method for variable mass flow ratio for through-flow nacelle[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2018, 39(12): 122379(in Chinese).
doi: [10.7527/S1000-6893.2018.22379](https://doi.org/10.7527/S1000-6893.2018.22379)

(本文责编: 张天航)