

超声速边界层自然转捩影响因素研究

樊佳坤^{1a}, 谢露², 徐家宽^{1a,1c}, 乔磊^{1b}, 白俊强^{1a,1b}

(1. 西北工业大学 a. 航空学院; b. 无人系统技术研究院; c. 飞行器基础布局全国重点实验室, 西安 710072;

2. 航空工业第一飞机设计研究院, 西安 710089)

摘要: 为了研究马赫数、雷诺数、后掠角、壁面温度和压力梯度等因素对超声速边界层自然转捩横流模态和 Oblique T-S 模态的影响, 在平板、翼型和无限展长后掠翼等二维或准三维流动中使用线性稳定性理论 (LST, linear stability theory) 和 e^N 转捩预测方法, 通过变参数分析研究了这几类影响因素分别对横流模态和 Oblique T-S 模态 N 因子的作用效果。基于文中算例所设置的来流和壁面条件进行计算, 计算结果表明, 横流模态 N 因子增长速率分别与来流马赫数、雷诺数呈正相关; 随着后掠角从 30° 增加到 60° , 横流模态 N 因子值的不断增长加快, 超过 60° 以后驻波 N 因子值增长开始减弱, 而行波 N 因子值在 $60^\circ \sim 75^\circ$ 范围内变化不明显, 可以推断行波 N 因子值开始衰减的临界后掠角更大; Oblique T-S 模态 N 因子值的增长速率分别与来流雷诺数、壁面温度与来流温度的比值呈正相关, 当来流马赫数越大或者顺压力梯度越大时增长速率减小。因此, 来流马赫数的变化对自然转捩的影响与所分析的不稳定模态类型有关, 而来流雷诺数的变化对自然转捩横流模态和 Oblique T-S 模态 N 因子的影响趋势是一致的。

关键词: 横流模态; Oblique T-S 模态; 马赫数; 雷诺数; 后掠角; 壁面温度

中图分类号: V211; V411

文献标志码: A

文章编号: 1674-5590(2024)05-0028-08

Study on influencing factors of natural transition of supersonic boundary layer

FAN Jiakun^{1a}, XIE Lu², XU Jiakuan^{1a,1c}, QIAO Lei^{1b}, BAI Junqiang^{1a,1b}

(1a. School of Aeronautics; 1b. Unmanned System Research Institute; 1c. National Key Laboratory of Aircraft Configuration Design, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China; 2. The First Aircraft Institute, AVIC, Xi'an 710089, China)

Abstract: In order to investigate the effects of factors such as Mach number, Reynolds number, sweep angle, wall temperature and pressure gradient on the natural transition of supersonic boundary layer in the cross-flow mode and Oblique T-S mode, linear stability theory (LST) and e^N transition prediction method are used in two-dimensional or quasi three-dimensional flows such as flat plates, airfoils and infinite swept-back wings. The effects of these influencing factors on the N factor of cross-flow mode and Oblique T-S mode are studied through variable parameter analysis. Based on the inflow and wall conditions set in the cases in this article, the calculation results show that the growth rate of the N factor in the cross-flow mode is positively correlated with the inflow Mach number and Reynolds number, respectively. As the sweep angle increases from 30° to 60° , the N factor growth of the cross-flow mode continues to accelerate. After exceeding 60° , N factor growth in the stationary wave begins to weaken, while the N factor in travelling wave does not change significantly in the range of 60° to 75° . It can be inferred that the critical sweep angle at which the N factor in travelling wave begins to decay is larger. The N factor growth rate of Oblique T-S mode is positively correlated with the inflow Reynolds number, the ratio of wall temperature to inflow temperature, respectively. The N factor growth rate decreases as the inflow Mach number increases or the positive pressure gradient increases. Therefore, the influence of the variation of inflow Mach number on natural transition is related to the type of analyzed instability mode, while the trend of the influence of the variation of inflow Reynolds number on the N factor of natural transition of cross-flow mode and Oblique T-S mode is consistent.

Key words: cross-flow mode; Oblique T-S mode; Mach number; Reynolds number; sweep angle; wall temperature

收稿日期: 2024-02-07; 修回日期: 2024-07-10

基金项目: 翼型、叶栅空气动力学国家级重点实验室稳定支持经费项目(D5050210007); 中央高校基本科研业务费项目(G2021KY05101)

作者简介: 樊佳坤(2000—), 男, 陕西咸阳人, 硕士研究生, 研究方向为流动稳定性。

为了减小激波阻力, 超声速飞机通常采用大后掠角机翼构型。因此, 在机翼前缘气流加速区存在较强的展向压力梯度, 使得机翼表面的无粘流线向翼根方向弯曲, 粘性作用导致超声速边界层内越靠近壁面流向速度越小, 但是法向压力不变, 使得边界层内存在垂直于外边缘无粘势流方向的横流速度分量, 横流剖面存在拐点, 产生横流不稳定性^[1]。在超声速边界层中, Mack 第一模态 Oblique T-S 波成为导致流向不稳定的主要机制之一^[2], 从稳定性分析角度来看, 其中性曲线下支附近由粘性主导, 在中性曲线上支附近通常为无粘拐点解; 此外, 在超声速边界层中还可能存在扰动, 沿机翼前缘附着线发展引起的前缘附着线失稳^[3-4], 以及凹曲面离心力作用下生成的对转旋涡引起的 Görtler 涡失稳^[5-6], 但这两种失稳机制易于通过改进壁面形状的设计而被显著抑制^[7-8]。因此, 针对超声速飞机的转捩预测问题, 本文主要考虑横流模态和 Oblique T-S 模态失稳引起的自然转捩。

在影响横流模态和 Oblique T-S 模态增长和失稳的因素中, 马赫数可以用来度量空气被压缩的程度, 其物理意义是气流的惯性力与粘性力之比, 表征了气流本身的性质。除此以外, 横流模态主要受横流强度影响, 与机翼后掠角关系较大; Oblique T-S 模态对流向压力梯度变化较为敏感, 与壁面形状分布有关, 此外壁面的加热或者冷却也会影响到 Oblique T-S 模态的稳定性。国内外已针对超声速边界层稳定性的影响因素开展了相关研究工作。袁湘江等^[9]研究了压力梯度对可压缩边界层的影响, 发现周向流动使得顺压力梯度对 Mack 第一模态起稳定的作用。赵耕夫^[10]采用四阶精度紧致格式研究了壁面冷却对超声速/高超声速旋转圆锥三维边界层稳定性的影响, 发现壁面冷却对 Mack 第一模态有稳定作用, 但该作用在大马赫数或者有横流的情况下不显著。Lysenko 等^[11]进行了冷却壁面对马赫数分别为 2、3、4 的超声速平板边界层自然小扰动发展影响的试验研究, 证实了稳定性理论中关于冷却能够稳定 Mack 第一模态的结论。Zurigat 等^[12]研究了压力梯度对可压缩边界层稳定性的影响, 发现顺压力梯度对 Mack 第一模态中三维波的稳定性作用远大于二维波。Haas 等^[13]研究了超声速双圆弧翼型无限展长后掠翼上横流不稳定性受后掠角和翼型相对厚度变化的影响, 发现随着后掠角或者翼型相对厚度在一定范围内增大, 横流不稳定性会增强。

综上, 上述研究没有系统性地针对 Mack 第一模态 Oblique T-S 波在 1~3 马赫范围内双圆弧翼型或平

板上的失稳规律进行研究; 同时也没有对横流不稳定性在大后掠角机翼上的失稳规律进行研究, 随着后掠角的进一步增大, 横流强度反而会减小, 这对于横流模态发展是不利的。因此, 本文将主要针对以上问题对 Oblique T-S 模态和横流模态在不同影响因素分别作用下的失稳规律进行分析, 所选取的几何模型和来流工况将为超声速飞机机翼的边界层稳定性问题研究提供参考。

由于在有后掠角的超声速边界层中横流模态和 Oblique T-S 模态是同时存在的, 为了揭示不同影响因素对这两类不稳定模态各自的作用效果, 通过限制后掠角范围来达到仅研究其中单一模态的目的: 无后掠角时, 边界层内不存在横流分量, 也就不可能产生横流不稳定性问题; 在超过 30° 的中等大后掠角下则是后掠翼前缘区域的横流模态快速增长、失稳^[14], 此时可以忽略 Oblique T-S 模态对稳定性分析结果的影响。本文所有工作都是基于线性稳定性理论和 e^N 转捩预测方法, 可以非常好地描述小扰动线性增长过程。

1 研究方法

1.1 线性稳定性理论

线性稳定性理论基于小扰动和平行流假设, 此时可以忽略扰动方程^[15]中非线性项的影响, 以及背景流动在弦向和展向的梯度, 并令壁面法向速度为 0, 对扰动方程进行线性化和当地化处理, 小扰动可表示为

$$\Phi' = (\rho', u', v', w', T')^T \quad (1)$$

式中: ρ' 为密度的扰动分量; u' 、 v' 和 w' 分别为弦向、法向和展向速度的扰动分量; T' 为温度的扰动分量。小扰动还可以写成行进波的形式, 即

$$\Phi'(x, y, z, t) = \hat{\phi}(y) e^{i\alpha x + i\beta z - i\omega t} + \text{c.c.} \quad (2)$$

式中: x 、 y 、 z 分别为弦向、法向、横向坐标; t 为时间; $\hat{\phi}(y)$ 为扰动波的形状函数; α 、 β 分别为弦向和展向波数; i 为虚数单位; ω 为圆频率; c.c. 表示式(2)右端第一项的共轭复数。在空间模式下, 针对二维或者准三维流动的稳定性问题, 可以认为扰动只沿着弦向增长, 因此 ω 和 β 均为实数, α 为复数, 扰动的当地增长率为 $\sigma = -\text{Im}(\alpha)$ 。

将式(2)代入线性小扰动方程^[15], 得到线性稳定性方程, 经过适当变换, 可以得到关于 α 的广义特征值问题形式^[15], 并通过 Rayleigh 熵迭代法^[16]进行局部特征值求解。

1.2 e^N 方法

e^N 方法最早在航空界被提出^[7],其基本思想是边界层内有外部扰动引入的不稳定波,在向下游传播时其幅值将放大或者衰减,沿着小扰动波的传播方向积分当地增长率可以得到累计放大倍数,用以 e 为底数的指数形式表示,即

$$N = \ln \left(\frac{A}{A_0} \right) \int_{s_0}^s \sigma dX \quad (3)$$

式中: N 为幅值放大因子; A 为扰动的幅值; A_0 为扰动的初值幅值; s 是积分路径,与 e^N 方法的具体定义有关; s_0 为扰动增长的起始位置。当 N 增长到转捩阈值 N_{tr} 时认为转捩发生。 N_{tr} 不是一个普适常数,需要根据不同的外流条件通过系统试验确定^[1],因此 e^N 方法是一种半经验的方法。

根据式(3)中最不稳定扰动和积分路径定义的不同,可将 e^N 方法分为包络法、固定频率与波数法、鞍点法、流向放大因子与横流放大因子法等^[1]。本文求解空间模式采用固定展向波数与频率法,通过计算一系列不同展向波数与频率的扰动波组合,沿着弦向积分^[3]当地增长率来计算幅值放大因子 N ,并提取所有幅值放大因子 N 的最不稳定包络作为稳定性分析的最终结果。这与沿着扰动实际传播方向积分幅值放大因子 N 的结果一致^[18]。

2 求解器验证

本节采用文献[19]中的无限展长后掠圆柱算例来验证本文基本流计算和线性稳定性分析程序的准确性。

2.1 来流工况与几何模型

选取的验证算例设置如下:来流马赫数为 3.0,单位米雷诺数为 2.83×10^7 ,温度为 121.42 K,密度为 0.359 kg/m^3 ;圆柱半径 r 为 0.03 m,后掠角 A 为 55° ,壁面温度恒定为 300 K,如图 1 所示,其中角度 θ 表示圆柱周向位置,从前缘开始为 0° 。

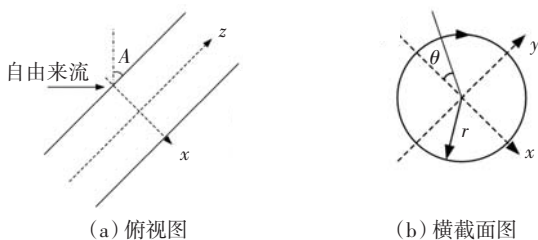


图 1 无限展长后掠圆柱示意图

Fig.1 Sketch diagram of infinite swept-back cylinder

2.2 基本流计算

本文通过求解边界层方程得到所需要的层流基本流。对于无限展长后掠构型,这里将边界层方程建立在正交贴体坐标系下, x 轴垂直于前缘指向弦向, y 轴指向壁面外法向, z 轴根据右手系确定并指向展向。边界层方程是一组抛物型的偏微分方程,由前缘附着线出发,向下游递推求解,在出现逆压力梯度时终止求解。初始条件根据来流和壁面条件,通过求解前缘附着线方程得到;为了获得边界条件,使用美国航空航天局(NASA, National Aeronautics and Space Administration)的开源多块结构化网格求解器 CFL3D 计算无粘流场,提取壁面处的流场解作为边界层外边缘流动参数的近似值,边界层方程在壁面处满足无滑移和恒温壁面边界条件。

针对 2.1 节的无限展长后掠圆柱算例,本文计算的边界层内分布的流向速度型、横流速度型和密度的法向分布与参考文献[19]对比分别如图 2—图 4 所示,其中 U_s 、 W_s 、 ρ_s 分别表示无量纲的流向速度、横流速度和密度, V_{inf} 和 ρ_{inf} 分别表示来流速度和密度。从图 2—图 4 可以看出,本文计算的圆柱不同周向位置处(用角度 θ

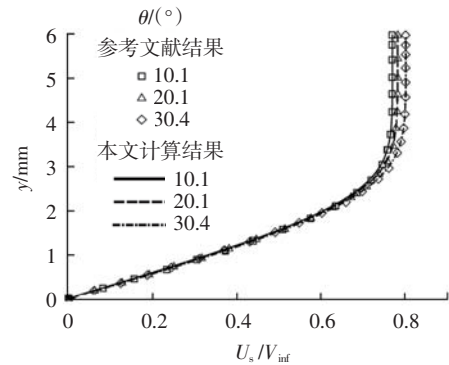


图 2 本文计算的流向速度型法向分布与参考文献[19]对比
Fig.2 Comparison of the normal distribution of stream-wise velocity type between this paper and Ref.[19]

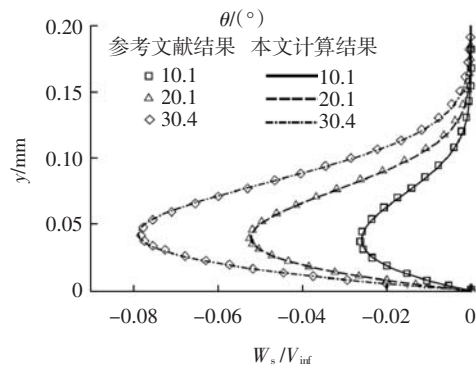


图 3 本文计算的横流速度型法向分布与参考文献[19]对比
Fig.3 Comparison of the normal distribution of cross-flow velocity type between this paper and Ref.[19]

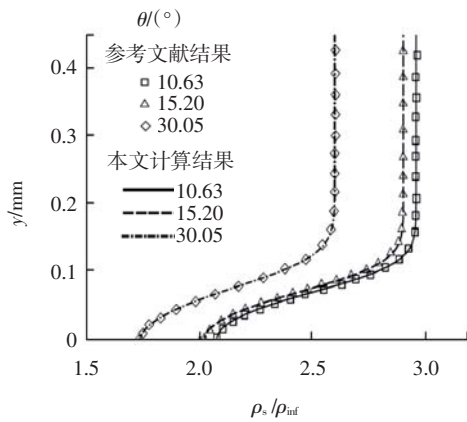


图 4 本文计算的密度法向分布与参考文献[19]对比

Fig.4 Comparison of normal distribution of density between this paper and Ref.[19]

表示,前缘处 $\theta = 0^\circ$ 的基本流与参考文献[5]给出的结果基本吻合,表明本文的基本流计算方法具有较高的准确性。

2.3 线性稳定性分析

针对 2.1 节无限展长后掠圆柱边界层的横流模态稳定性分析,本文采用固定展向波数和频率法,沿着弦向积分当地增长率得到特定展向波长和扰动频率的横流驻波和横流行波的 N 因子^[6]曲线,在该算例中考虑了壁面曲率的影响。其中横流驻波是指横流模态中频率为 0 的一类定常扰动,而横流行波属于相速度不为 0 的非定常扰动,数值结果表明行波通常比驻波更不稳定^[1],但是对于实际的边界层转捩过程而言,由哪类扰动主导与来流湍流度、壁面粗糙度等因素有关。图 5 展示了沿着无限展长后掠圆柱周向分布(用弦向坐标表示,前缘处 $x = 0 \text{ mm}$)的不同展向波长的横流驻波 N 因子曲线,图 6 为不同展向波长和扰动频率的横流行波 N 因子曲线,可以看出本文计算的几例 N 因子

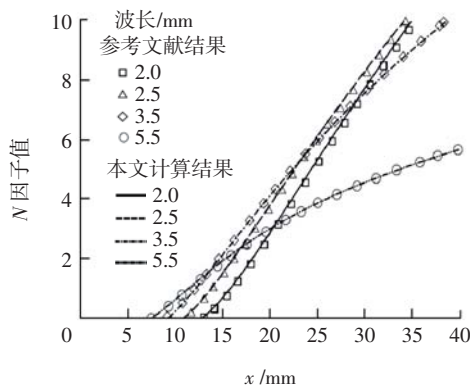


图 5 本文计算的不同展向波长的横流驻波 N 因子曲线与参考文献[19]对比

Fig.5 Comparison of crossflow stationary wave N factor curves with different spanwise wave lengths between this paper and Ref.[19]

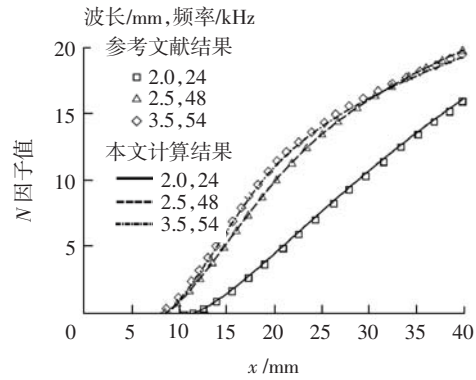


图 6 本文计算的不同展向波长和频率的横流行波 N 因子曲线与参考文献[19]对比

Fig.6 Comparison of crossflow travelling wave N factor curves with different spanwise wave lengths and different frequencies between this paper and Ref.[19]

曲线结果均与参考文献[19]一致,这说明本文所使用的线性稳定性分析程序具有较高的可信度。

3 横流模态

3.1 计算模型

针对横流模态的稳定性分析,计算模型选取参考文献[19]中的钝头双圆弧无限展长后掠翼,其垂直于前缘的弦长为 130 mm,最大厚度为 30 mm,翼型前 20% 弦长为一段与圆弧相切的抛物线,头部半径为 6 mm,如图 7 所示。在计算壁面处的无粘流场解时,通过设置侧滑角来等效后掠翼流动,为了更准确地进行稳定性分析,沿着弦向加密分布有 401 个网格点。

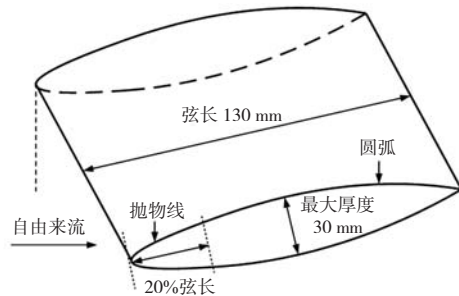


图 7 钝头无限展长后掠翼示意图

Fig.7 Sketch diagram of blunt infinite swept-back wing

3.2 来流马赫数的影响

针对来流马赫数的影响研究,这里选取的计算条件为:单位雷诺数为 7.5×10^6 ,温度为 216.65 K,后掠角为 60° ,绝热壁面,来流马赫数分别取 1.2、1.8、2.2、3.0。本文计算的横流驻波和横流行波 N 因子包络线分别如图 8 和图 9 所示。从图 8 和图 9 可以看出,随

随着来流马赫数的增加,横流驻波和横流行波的 N 因子值包络线均呈增长趋势,且行波增长明显快于驻波;从基本流分析可知,马赫数的增大导致横流速度分量增大,进而加剧了横流的拐点不稳定性,导致当地增长率显著放大, N 因子值增长加快。同时,从图 8 和图 9 可以看出,横流模态的 N 因子值在前缘附近增长最快,因为该处当地后掠角最大,横流强度最强;继续向下游,当地后掠角会迅速减小并最终缓慢变化,横流强度逐渐变弱,所以 N 因子值在下游以几乎不变的速率增长。

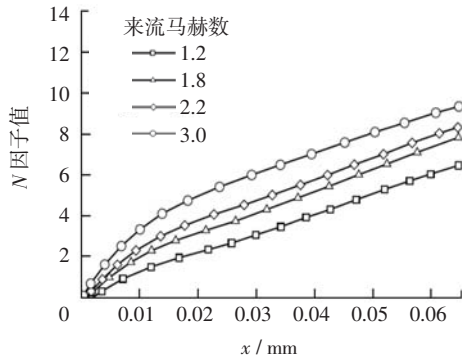


图 8 不同来流马赫数下的横流驻波 N 因子值包络线

Fig.8 N factor value envelope of crossflow stationary waves with different inflow Mach numbers

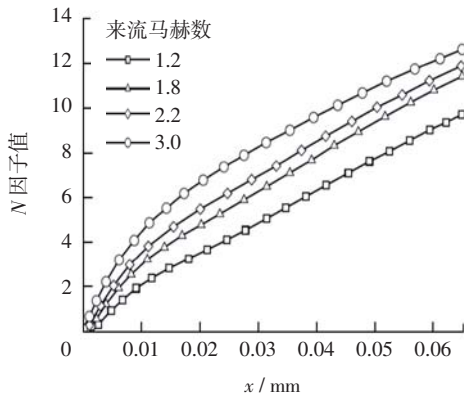


图 9 不同来流马赫数下的横流行波 N 因子值包络线

Fig.9 N factor value envelope of crossflow travelling waves with different inflow Mach numbers

3.3 来流雷诺数的影响

针对来流雷诺数的影响研究,本文选取的计算条件为:来流马赫数为 1.8,温度为 216.65 K,后掠角为 60° ,绝热壁面,单位米雷诺数分别取 1.0×10^7 、 3.0×10^7 、 5.0×10^7 。稳定性分析结果如图 10 和图 11 所示。由图 10 和图 11 可知,随着来流雷诺数的增大,横流驻波和横流行波的 N 因子包络线增长均较快,并且行波增长较驻波更快。这符合雷诺数越大,边界层越容易失稳的一般规律。从稳定性分析角度来看,雷诺数的增大导致不稳定波分布的展向波数和频率范围扩大,并

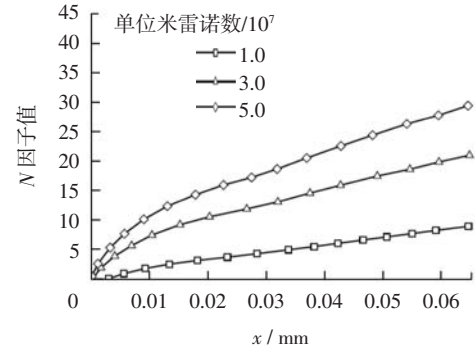


图 10 不同来流雷诺数下的横流驻波 N 因子值包络线

Fig.10 N factor value envelope of crossflow stationary waves with different inflow Reynolds numbers

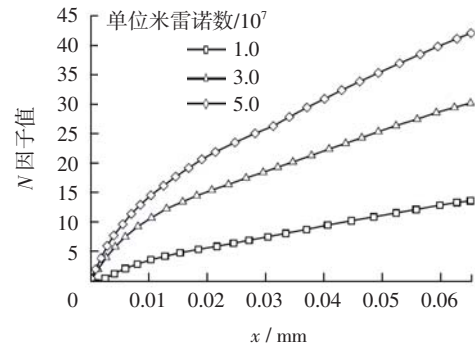


图 11 不同来流雷诺数下的横流行波 N 因子值包络线

Fig.11 N factor value envelope of crossflow travelling waves with different inflow Reynolds numbers

且最不稳定扰动的当地增长率得到显著放大,使得横流模态 N 因子值增长加快。

3.4 后掠角的影响

针对后掠角的影响研究,这里选取的计算条件为:来流马赫数为 1.8,单位米雷诺数为 4.545×10^6 ,温度为 216.65 K,绝热壁面,后掠角分别取 30° 、 45° 、 60° 和 75° 。图 12 给出了本文计算的横流驻波 N 因子值包络线随着后掠角的变化关系。从图 12 可以看出,随着后掠角的增大,横流驻波 N 因子值增长呈先加快后

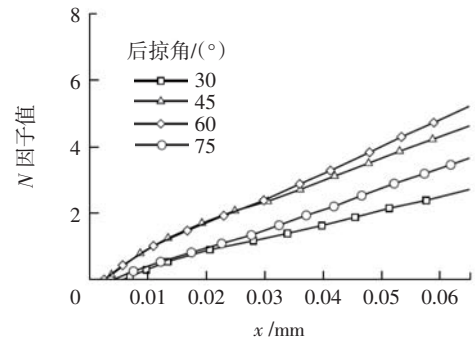


图 12 不同后掠角下的横流驻波 N 因子值包络线

Fig.12 N factor value envelope of crossflow stationary waves with different sweep angles

减缓的趋势, 在后掠角为 60° 左右时增长最快。图 13 为选取的若干弦向位置处的横流驻波 N 因子值随着后掠角的变化关系曲线。从图 13 可以看出, 随着后掠角的增大, 不同弦向位置处的 N 因子基本呈现了先增大后减小的变化趋势, 并且在 60° 附近达到最大值。后掠角对基本流的影响主要体现在改变横流强度的大小, 在中小后掠角下, 随着后掠角的增加, 越来越多的气流顺着展向流动, 边界层内的横流速度分量逐渐增大, 横流强度增大; 但随着后掠角进一步增大, 此时顺压力梯度逐渐减小, 形成横流的物理条件逐渐被削弱, 导致横流强度变小, 横流模态增长放缓。

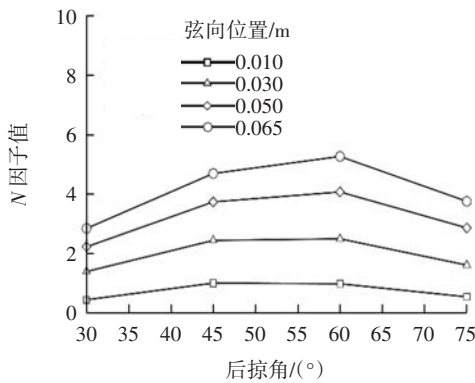


图 13 不同后掠角下的若干弦向站位横流驻波 N 因子值
Fig.13 N factor value of crossflow stationary waves at several chordwise stations with different sweep angles

不同后掠角下的横流行波 N 因子值包络线如图 14 所示。从图 14 可以看出, 从 30° 开始, 随着后掠角的增大, N 因子值增长不断加快, 超过 60° 以后 N 因子值随着后掠角的增大变化不明显, 直到 75° 时仍未出现衰减的趋势, 增大变化不明显这一变化规律也可以从图 15 中得出。不过从理论上分析, 行波 N 因子值也将在超过某个后掠角后快速衰减, 因为当后掠角接近 90° 的极限情况下横流将彻底消失, 横流强度变为 0,

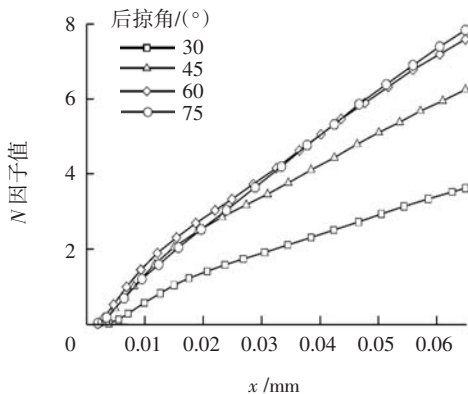


图 14 不同后掠角下的横流行波 N 因子值包络线
Fig.14 N factor value envelope of crossflow travelling waves with different sweep angles

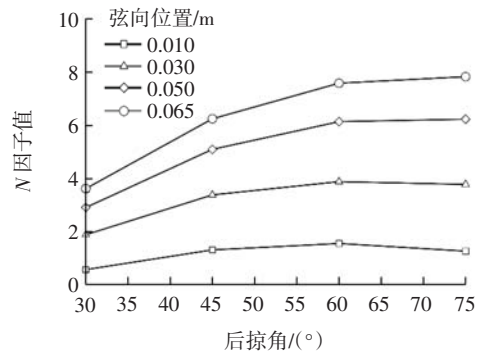


图 15 不同后掠角下的若干弦向站位横流行波 N 因子值
Fig.15 N factor value of crossflow travelling waves at several chordwise stations with different sweep angles

此时横流行波将不再增长, 因此认为行波 N 因子值开始衰减的后掠角比驻波更大。

4 Oblique T-S 模态

4.1 计算模型

本节将在二维边界层中研究 Oblique T-S 模态的稳定性问题, 这样可以避免横流行波干扰稳定性分析结果, 因为二者不能通过展向波数和频率实现显式区分。针对来流马赫数的影响研究, 几何模型采用长度为 1.0 m 的平板, 而来流雷诺数、壁面温度和压力梯度的影响研究则基于双圆弧翼型, 弦长为 1.0 m, 最大厚度为 0.05 m, 迎角均为 0° 。双圆弧翼型的几何模型示意图如图 16 所示。

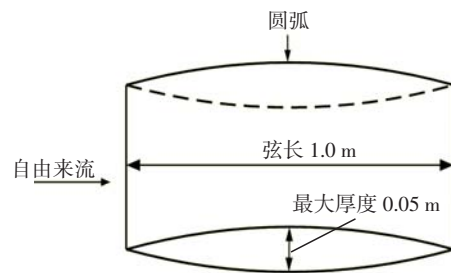


图 16 双圆弧翼型示意图
Fig.16 Sketch diagram of biconvex airfoil

4.2 来流马赫数的影响

由于双圆弧翼型沿着弦向为顺压力梯度流动, 在实际计算中发现 Oblique T-S 模态增长较为缓慢, 不容易区分不同马赫数下的 N 因子值包络线。因此, 本文几何模型选择长度为 1.0 m 的零压力梯度平板, 其可以看作是双圆弧翼型相对厚度无限接近 0 时的情况。基本流通过直接求解零压力梯度平板的边界层方程得到, 流向布置 100 个网格点。计算条件为: 单位米

雷诺数为 3.0×10^7 , 温度为 216.65 K, 绝热壁面, 来流马赫数分别取 1.2、1.8、2.2 和 3.0。不同来流马赫数下的 Oblique T-S 模态 N 因子值包络线如图 17 所示, 其中当地增长率用线条表示, N 因子值用图形表示。由图 17 可知, 随着来流马赫数的增加, 不同弦向位置处的当地增长率整体呈减小的趋势, 因此 Oblique T-S 模态 N 因子值包络线增长减缓。这说明随着马赫数的增大, 气体可压缩性的增强, 一定程度上抑制了 Oblique T-S 模态的增长, 起到了稳定的作用, 这与横流模态同一影响因素下的计算结果趋势相反。

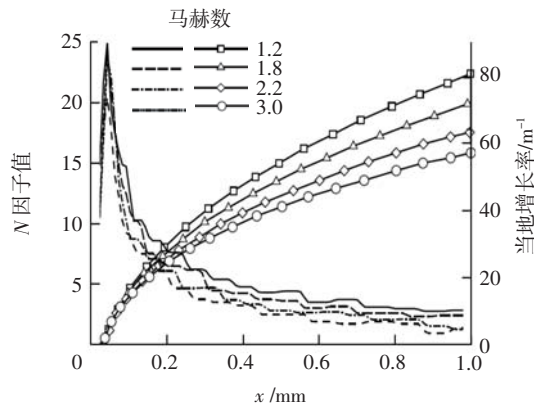


图 17 不同来流马赫数下的 Oblique T-S 模态 N 因子值包络线
Fig.17 N factor value envelope of Oblique T-S mode with different inflow Mach numbers

4.3 来流雷诺数的影响

针对来流雷诺数的影响研究, 这里选取的计算条件为: 来流马赫数为 1.8, 温度为 216.65 K, 绝热壁面, 单位米雷诺数分别取 1.0×10^7 、 3.0×10^7 、 5.0×10^7 和 7.0×10^7 。不同来流雷诺数下的 Oblique T-S 模态 N 因子值包络线如图 18 所示。由图 18 可知, 随着来流雷诺数的增大, Oblique T-S 模态 N 因子值增长加快, 这与横流模态的相应稳定性分析结果类似, 因此雷诺数

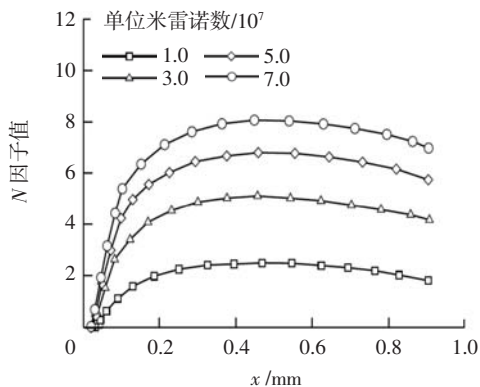


图 18 不同来流雷诺数下的 Oblique T-S 模态 N 因子值包络线
Fig.18 N factor value envelope of Oblique T-S mode with different inflow Reynolds numbers

变化对于不同模态的作用效果是一致的。从稳定性分析角度来看, 雷诺数的增大导致 Oblique T-S 模态不稳定波的展向波数和频率范围扩大, 并且最不稳定波的当地增长率放大, 从而导致 Oblique T-S 模态的 N 因子值包络线增长加快。

4.4 壁面温度与来流温度比值的影响

针对壁面温度与来流温度比值的影响研究, 本文选取的计算条件为: 来流马赫数为 1.8, 单位米雷诺数为 3.0×10^7 , 温度为 216.65 K, 壁面温度分别取 260、280、300、320 K, 与来流温度比值分别为 1.200、1.292、1.385 和 1.477。不同壁面温度与来流温度比值下的 Oblique T-S 模态 N 因子值包络线如图 19 所示。由图 19 可知, 随着壁面温度与来流温度比值的增加, N 因子值增长加快, 这说明在相同来流条件下降低壁面温度可以抑制 Oblique T-S 模态的增长。从基本流分析可知, 壁面的加热或者冷却效应会影响到边界层内速度型和温度型的分布, 从而对 Oblique T-S 模态的失稳产生显著影响。

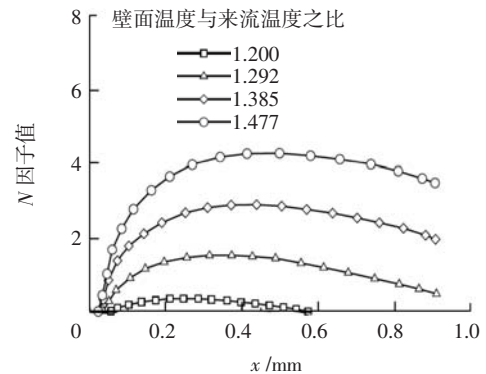


图 19 不同壁面温度与来流温度之比下的 Oblique T-S 模态 N 因子值包络线

Fig.19 N factor value envelope of Oblique T-S mode with different ratios of wall temperature to inflow temperature

4.5 压力梯度的影响

在相同的来流条件下, 不同压力梯度可以通过改变双圆弧翼型的相对厚度得到, 本文选取翼型相对厚度分别为 3%、6%和 9%。计算条件为来流马赫数为 1.8, 单位米雷诺数为 3.0×10^7 , 温度为 216.65 K, 绝热壁面。通过求得无粘流场解, 可以看出随着相对厚度的增大, 顺压力梯度会增大, 如图 20 所示。Oblique T-S 模态的 N 因子包络线随着压力梯度的变化如图 21 所示。由图 21 可知, 顺压力梯度的增大使得 Oblique T-S 模态 N 因子值增长减缓。从稳定性分析角度来看, 顺压力梯度增大, Oblique T-S 模态的当地增长率减小, 因此顺压力梯度在这里起到了稳定的作用。而在逆压力梯度区, Oblique T-S 模态的当地增长率将得到显

著放大, 加速其失稳过程。

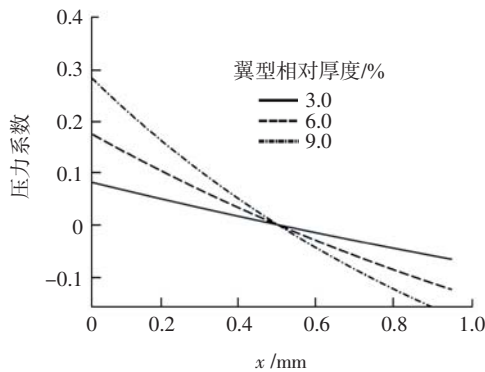


图 20 不同相对厚度的双圆弧翼型表面压力系数对比

Fig.20 Comparison of surface pressure coefficient for different relative thickness biconvex airfoils

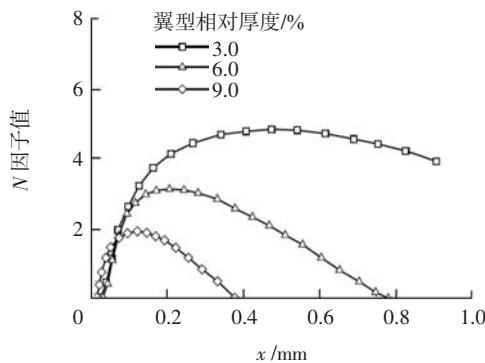


图 21 不同压力梯度下的 Oblique T-S 模态 N 因子值包络线

Fig.21 N factor value envelope of Oblique T-S mode with different pressure gradients

5 结语

本文使用线性稳定性理论和 e^N 转捩预测方法研究了超声速边界层自然转捩横流模态和 Oblique T-S 模态在不同来流马赫数、雷诺数、后掠角、壁面温度与来流温度比值和压力梯度等因素分别作用下的 N 因子值的变化规律。针对本文算例结果, 可以得出以下结论:

(1) 在相同的来流雷诺数、温度和绝热壁面条件下, 马赫数越大, 横流速度分量增大, 加剧了拐点不稳定性, 进而使得横流模态 N 因子值增长加快; 但对于 Oblique T-S 模态, 马赫数增大导致气体可压缩性增强, 起到了稳定的作用;

(2) 在相同的来流马赫数、温度和绝热壁面条件下, 雷诺数越大, 横流模态和 Oblique T-S 模态 N 因子值增长均加快, 这说明雷诺数变化对这两类模态的作用效果是一致的; 雷诺数增大显著扩大了不稳定波的展向波数和频率分布区间, 并且最不稳定波的当地增长率也得到放大, 加快了模态失稳;

(3) 在相同的来流马赫数、雷诺数和绝热壁面条件下, 后掠角变化对横流模态中驻波和行波的作用效果基本一致, 从 30° 后掠角开始, 两者都是随着后掠角的增大先加快后减缓增长, 区别在于行波 N 因子值开始减弱的后掠角较大, 超过了 75° ;

(4) 在相同的来流马赫数、雷诺数、温度和恒温壁面条件下, 壁面温度与来流温度比值越大时, Oblique T-S 模态增长会加快, 这说明壁面冷却可以对 Oblique T-S 模态失稳起到抑制效果;

(5) 在相同的来流马赫数、雷诺数、温度和绝热壁面条件下, 翼型弦向顺压力梯度越大时, Oblique T-S 模态增长会减缓, 这说明维持弦向的顺压力梯度有利于推迟 Oblique T-S 模态的失稳。

后续工作将考虑前缘钝度、吹吸气等因素对横流模态和 Oblique T-S 模态的影响, 以及考虑实际边界层流动的非平行性、失稳的非线性和壁面曲率等对稳定性分析结果的影响。

参考文献:

- [1] 周 恒, 赵耕夫. 流动稳定性[M]. 北京: 国防工业出版社, 2004: 77-78.
- [2] ARNAL D. Boundary layer transition: predictions based on linear theory: AGRD rept 793[R]. Brussels: AGARD, 1994.
- [3] MACK L. Boundary-layer linear stability theory: AGARD rept 709[R]. Brussels: AGARD, 1984.
- [4] GASTER M. On the flow along swept leading edges[J]. Aeronautical Quarterly, 1967, 18(2): 165-184.
- [5] FLORYAN J M. On the Görtler instability of boundary layers[J]. Progress in Aerospace Sciences, 1991, 28(3): 235-271.
- [6] SARIC W S. Görtler vortices[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1994, 26: 379-409.
- [7] 袁吉森, 孙 爵, 李玲玉, 等. 超声速飞机层流布局设计与评估技术进展[J]. 航空学报, 2022, 43(11): 55-90.
- [8] 孙 爵. 超声速机翼层流设计技术研究[D]. 北京: 中国航空研究院, 2021.
- [9] 袁湘江, 周 恒. 考虑流向曲率和压力梯度的可压缩边界层稳定性分析[J]. 空气动力学学报, 1998, 16(3): 276-281.
- [10] 赵耕夫. 壁面冷却和抽吸对超声速高超速三维边界层稳定性的影响[J]. 空气动力学学报, 1999, 17(1): 21-29.
- [11] LYSENKO V I, MASLOV A A. The effect of cooling on supersonic boundary-layer stability[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1984, 147: 39.
- [12] ZURIGAT Y H, NAYFEH A H, MASAD J A. Effect of pressure gradient on the stability of compressible boundary layers[J]. AIAA Journal, 1992, 30(9): 2204-2211.
- [13] HAAS A P, HADER C, FASEL H F. Linear stability investigation of cross-flow instability for a supersonic swept wing with a biconvex airfoil