

声学超表面抑制第一模态研究



赵瑞^{1,*}, 严昊¹, 席柯², 温志湧³

1. 北京理工大学, 北京 100081

2. 中国兵器工业导航与控制技术研究所, 北京 100089

3. 香港理工大学, 香港 999077

摘要:以声学超表面为研究对象,采用线性稳定性理论,研究了声学超表面导纳幅值与相位对超声速边界层内第一模态的影响。研究结果表明,当导纳相位 θ 接近 0.5π 时,第一模态趋于稳定;与此同时,在一定范围内导纳幅值的增大能够增强第一模态的稳定性,但超出该范围后幅值的增大会激发第一模态。在此基础上,采用反向设计的思想,通过对声学超表面微结构的几何尺寸进行优化设计,实现其在马赫数为4的平板边界层流动中抑制第一模态的目标。

关键词:声学超表面;第一模态;线性稳定性分析;边界层转捩;超声速流动

中图分类号:O354.5

文献标识码:A

DOI: 10.19452/j.issn1007-5453.2020.11.013

层流和湍流流动在壁面摩擦阻力、噪声和气动加热等方面有巨大差别^[1-3]。湍流区气动加热远大于层流区,而热流峰值一般出现在流动转捩区,高超声速时可达层流热载荷的三倍^[4],因而需配置额外的热防护系统、采用主动冷却技术或进行弹道调整,但会造成高超飞行器成本与重量的增加^[5]。层流到湍流的转捩过程与环境扰动密切相关^[6],一般来说,高超声速飞行器使用尖前缘和尽量光滑的蒙皮表面可以抑制由于粗糙元引起的旁路转捩以及横流不稳定性,但无法抑制由于第一模态或Mack第二模态诱发的转捩。低马赫数时,第一模态是转捩的主要诱因,随着马赫数的增加,Mack第二模态逐渐占据主导地位^[7-8]。

为了降低飞行阻力,增加有效载荷比,有效抑制转捩成为国内外高超领域的研究热点。声学超表面对飞行器流场影响较小,同时能够明显抑制Mack第二模态,且其结构可与热防护系统进行一体化设计,因此受到国内外广泛关注^[9-11]。Mack第二模态被认为是一种声学扰动模态。声学超表面通过设计表面微结构几何尺寸和排布方式,实现特定的声学特性(如吸声、近零阻抗、可控反射方向等),从而抑制或破坏Mack第二模态的增长或传播。Malmuth等^[12]

最先提出可以使用超声波吸收表面(吸声型声学超表面的一种,通过孔/缝内黏性耗散声波能量,达到抑制转捩的目的)来稳定Mack第二模态,并在加州理工学院的风洞试验中得到证实^[13]。国内赵瑞等^[14]给出了计及相邻孔间干扰的二维缝隙超表面阻抗模型,优化设计了吸声型超表面,并提出可抑制Mack第二模态的近零阻抗型超表面^[15]。近零阻抗型超表面使反射声波的相位与入射波的相位在壁面处相反,声压相互抵消,破坏了Mack第二模态传播机制,从而抑制转捩。此外,国内朱德华等^[15]采用线性稳定性理论与直接数值模拟相结合的方式,研究了不同孔隙排列情形对Mack第二模态的影响,并指出顺排多孔表面推迟高超声速边界层转捩的能力更强。涂国华等^[16]采用时间模式的直接数值模拟对马赫数6的平板边界层进行研究,在较广的参数范围内考察了微圆孔超表面的开孔率和孔半径对Mack第二模态扰动波幅值增长率的影响,得到了最优开孔率和孔半径沿流向的分布。李闯和董明^[17]采用直接数值模拟方法研究了局部矩形凹槽对马赫数6的高超声速平板边界层中Mack第二模态扰动演化的影响,研究表明当孔深小于0.25时,凹槽深度增加,对不稳定模态的抑制作用增加;但

收稿日期: 2020-06-15; 退修日期: 2020-07-25; 录用日期: 2020-10-22

基金项目: 国家自然科学基金(11872116, 11991030, 11991033)

*通信作者: Tel.: 15801555304 E-mail: zr@bit.edu.cn

引用格式: Zhao Rui, Yan Hao, Xi Ke, et al. Research on acoustic metasurfaces for the suppression of the first mode [J]. Aeronautical Science & Technology, 2020, 31(11): 104-112. 赵瑞, 严昊, 席柯, 等. 声学超表面抑制第一模态研究[J]. 航空科学技术, 2020, 31(11): 104-112.

更深的凹槽对不稳定波的抑制作用减弱。郭启龙等^[18]采用二维数值模拟研究了微缝隙超表面对高超声速边界层Mack第二模态扰动增长的抑制作用,研究表明缝隙型超表面能在宽频范围内有效抑制Mack第二模态,且控制效果随着开槽率的增大而增强。朱文凯等^[19-20]通过理论与试验研究表明,Mack第二模态在可渗透材料表面的增长速度更快,发展区域更大,但由于后期非线性干扰更弱,能够起到抑制转换的作用。

然而,Fedorov等^[21]研究表明,声学超表面会导致第一模态不稳定。Stephen等^[22]研究了规则微结构的声学超表面对第一模态的影响,发现其能够激起非轴对称的扰动模态。Wang和Zhong^[23]发现Mack第二模态的不稳定性与声学超表面的导纳相位有关。田旭东等^[24]提出了一种反向设计方法,考虑在不激发第一模态的同时,有效抑制Mack第二模态所需的导纳相位与幅值。但是截至目前,如何使用超表面抑制第一模态的研究鲜有报道。

本文研究了声学超表面导纳幅值与相对超声速边界层内第一模态的影响规律。采用反向设计的思路,通过优化设计超表面微结构几何参数,实现单频和宽频范围内抑制第一模态的目的。

1 研究方法 with 模型

1.1 线性稳定性理论

可压缩黏性流体高超声速或超声速边界层中的不稳定性问题可以使用线性稳定性理论分析^[8,25-29]。可压缩黏性流体的Navies-Stocks方程为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i) &= 0 \\ \rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \right] \\ c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v_i \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial p}{\partial t} + v_i \frac{\partial p}{\partial x_i} + \lambda \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_i} \right)^2 + \\ &\quad \frac{\mu}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)^2 \end{aligned} \quad (1)$$

式中: v_i 为*i*方向上的速度分量, ρ 为密度, p 为压力, T 为温度, μ 为第一黏度, λ 为第二黏度, κ 为导热系数, c_p 为比定压热容。遵循Stokes假设, $\lambda = -2\mu/3$ 。

理想气体状态方程为:

$$p = \rho R_1 T \quad (2)$$

式中: R_1 为气体常数。

使用笛卡儿坐标 xyz ,其中 x 和 z 分别为流向和展向, y 为垂直于壁面的法线方向。 u,v,w 分别为 x,y,z 方向上的速度分量。瞬时量被分解为平均量和小扰动量,如式(3)所示:

$$\begin{aligned} u &= \bar{U} + u', v = \bar{V} + v', w = \bar{W} + w' \\ p &= \bar{P} + p', T = \bar{T} + T', \rho = \bar{\rho} + \rho' \\ \mu &= \bar{\mu} + \mu', \lambda = \bar{\lambda} + \lambda', \kappa = \bar{\kappa} + \kappa' \end{aligned} \quad (3)$$

将式(3)代入式(1)和式(2),然后减去平均流量,可得出扰动的控制方程:

$$\begin{aligned} C_t \frac{\partial \phi}{\partial t} + C_x \frac{\partial \phi}{\partial x} + C_y \frac{\partial \phi}{\partial y} + C_z \frac{\partial \phi}{\partial z} + C_0 \phi &= \\ C_{xx} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + C_{xy} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y} + C_{yy} \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + C_{xz} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial z} + \\ C_{yz} \frac{\partial^2 \phi}{\partial y \partial z} + C_{zz} \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + F_n \end{aligned} \quad (4)$$

式中: $\phi = [u', v', p', T', w']^T$ 表示扰动量,上标T为转置运算符。五阶矩阵 C_i ($i = t, x, y, z, 0, xx, xy, yy, xz, yz, zz$)中的非零元素为平均流速和温度。 F_n 代表非线性项,在此被忽略。假设扰动量 ϕ 为:

$$\phi(x, y, z, t) = \psi(y) e^{i(\alpha x + \beta z - \omega t)} \quad (5)$$

式中: $\psi = [\hat{u}, \hat{v}, \hat{p}, \hat{T}, \hat{w}]^T$, α 和 β 分别为流向波数和展向波数, ω 为角频率。将式(5)代入式(4)中可得:

$$\hat{C}_0 \psi + \hat{C}_x \frac{\partial \psi}{\partial x} + \hat{C}_y \frac{\partial \psi}{\partial y} = C_{xx} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + C_{xy} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} + C_{yy} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \quad (6)$$

其中:

$$\begin{aligned} \hat{C}_0 &= -i\omega C_t + C_0 + i\alpha C_x + i\beta C_z + \alpha^2 C_{xx} + \alpha\beta C_{xz} + \beta^2 C_{zz} \\ \hat{C}_x &= C_x - 2i\alpha C_{xx} - i\beta C_{xz} \\ \hat{C}_y &= C_y - i\alpha C_{xy} - i\beta C_{yz} \end{aligned}$$

基于平行流假设,忽略流向的求导,式(6)可简化为:

$$\hat{C}_0 + \hat{C}_y \frac{\partial \psi}{\partial y} - C_{yy} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = 0 \quad (7)$$

边界条件为:

$$\begin{aligned} \hat{u} = \hat{w} = \hat{T} &= 0, \hat{v} = A\hat{p}, \quad y = 0 \\ \hat{u} = \hat{v} = \hat{w} = \hat{T} &= 0, \quad y \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (8)$$

式中: $\hat{v} = A\hat{p}$ 为超表面声学特性关系式,其物理意义为材料表面压力脉动引起的法向速度脉动,其中 $\hat{v}$ 为壁面法向脉动速度, $\hat{p}$ 为壁面声场压力, A 为超表面声导纳。声导纳是描述声波在材料上传播难易程度的物理量,其值取决于壁面材料特性、孔隙率、壁面平均流动特性以及扰动参数。对于光滑壁面, $|A| = 0$ 。式(7)和式(8)构成了在边界层中小扰动的色散关系。通过空间理论可以将色散问题转化为空间问

题,其中 ω 已知, α 未知。采用单域频谱配置方法^[26]求解得到 α 。扰动波的增长率为 $\sigma = -\alpha_i$, α_i 是 α 的虚部。若 $\alpha_i < 0$,则扰动波不稳定。

因本文只考虑二维扰动,故省去展向波数 β 与 z 方向的速度 $\hat{w}$ 项。

1.2 缝隙型超表面的数学模型

本文研究超声速平板边界层流动。来流马赫数为4,温度为70.238K,单位雷诺数 Re 为 1.39×10^7 。假设来流为理想气体,普朗特数 $Pr=0.72$,比热容比 $\gamma = 1.4$ 。平板壁面为等温壁 $T_w^* = 295K$,上标*表示无量纲参数。动力黏度 μ^* 遵循Sutherland定律。

采用笛卡儿坐标系, x 轴与 y 轴分别为流向与壁面法线方向,并且通过边界层厚度 $l^* = \sqrt{(\mu_e^* x^*)/(\rho_e^* U_e^*)}$ 对 x 和 y 进行无量纲化,下标 e 表示边界层外边界。流动速度分量 (u^*, v^*) 、温度 T^* 和压力 p^* 分别以边界层外边界处的 U_e^*, T_e^* 和 $\rho_e^* U_e^{*2}$ 作为量纲。流向波数 α 和无量纲角频率 ω 分别用 $1/l^*$ 和 $U_e^* l^*$ 进行无量纲处理。

如图1所示,缝隙型超表面是在 xOz 面内的刚性平面, y 方向为孔深方向。平面上,以 s 为周期,分布着孔宽为 $2b$,孔深为 H 的缝隙。无量纲几何参数孔隙率 $n = 2b/s$,宽深比 $Ar = 2b/H$ 。长度等变量的无量纲过程与上文相同。

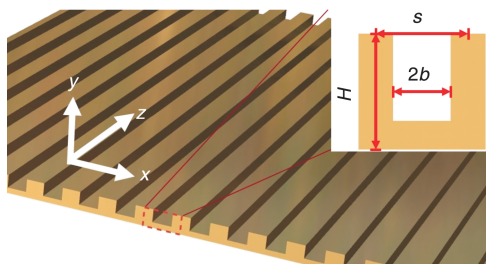


图1 缝隙型超表面的示意图

Fig.1 Schematic illustration of the acoustic metasurface with subwavelength grooves

当入射波沿法向入射时,声学超表面导纳公式^[14,30-31]为:

$$A = -nM_a \sqrt{T_w \left(1 - \frac{\tan(k_v b)}{k_v b}\right)} \times \sqrt{1 + \frac{(\gamma - 1)\tan(k_i b)}{k_i b}} \times \tanh \left[i\omega H M_a \frac{\sqrt{1 + \frac{(\gamma - 1)\tan(k_i b)}{k_i b}}}{T_w \left(1 - \frac{\tan(k_v b)}{k_v b}\right)} \right] \quad (9)$$

式(9)由Fedorov^[2]根据电力线理论类比得到,在孔宽小

于入射波长时,可用于计算缝隙型超表面的导纳。其中,无量纲黏性波数和热波数分别为 $k_v = \sqrt{i\omega \rho_w Re/\mu_w}$ 和 $k_i = \sqrt{Pr} k_v$, μ_w 和 ρ_w 分别用边界层外缘处的 μ_e^* 和 ρ_e^* 进行无量纲化处理, Re 为基于边界层厚度的无量纲来流雷诺数, $Re = \rho_e^* U_e^* l^* / \mu_e^*$ 。

因为导纳 A 为无量纲复数,所以导纳 A 又可表示为 $A = |A|e^{i\theta}$ 。 $|A|$ 为导纳幅值, θ 为导纳相位。声学超表面单位面积对壁面扰动能量的贡献为:

$$E_w = \frac{1}{4} (p'_w + \text{c.c.}) (v'_w + \text{c.c.}) = |A| |p'|^2 \cos \theta \quad (10)$$

式中:c.c.为相应的共轭复数。若声学超表面能够抑制壁面扰动波,需 $E_w < 0$ 。因此,相位 θ 在 $0.5\pi \sim 1.5\pi$ 的范围内。

2 声学超表面设计与结果分析

首先通过线性稳定性理论分析光滑壁面边界层中第一模态和Mack第二模态的增长率,如图2所示。横坐标 Re 为基于边界层厚度 l^* 的雷诺数, $Re = \sqrt{\rho_e^* U_e^* x^* / \mu_e^*}$ 。图2表明低频的第一模态和高频的Mack第二模态在边界层中共存。随着雷诺数 Re 增长,第一模态和Mack第二模态最大增长率对应的无量纲角频率 ω 基本保持恒定。从图中可以看出,第一模态和Mack第二模态最大增长率对应的无量纲角频率 ω 分别为0.07和0.25。因此,可以通过无量纲角频率 ω 表示两种模态所处的频率范围。

反向设计思路首先通过不稳定模态的无量纲角频率确定抑制该模态所需的导纳幅值和相位,再寻找满足上述条

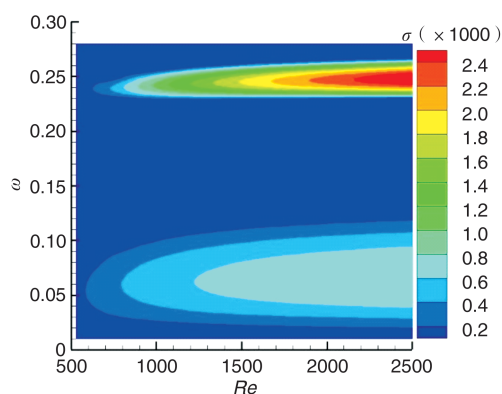


图2 光滑壁面第一模态和Mack第二模态增长率 σ 与无量纲角频率 ω 和雷诺数 Re 的关系云图

Fig.2 Contour of the growth rates of the first and second modes as a function of the dimensionless angular frequencies ω and Reynolds number Re for a smooth solid wall

件的声学超表面结构参数。以下各节中将采用这种设计思路。

2.1 第一模态单频抑制策略

2.1.1 导纳对单频第一模态的影响

当扰动频率为 80kHz 时, x^* 在 0~0.4m 范围内对应的无量纲角频率为 0~0.127。从图 2 中可以看出, 该无量纲角频率范围对应第一模态。因此对单频抑制策略的研究, 选择扰动频率为 80kHz。图 3 研究了雷诺数 Re 为 2358 时 ($x^*=0.4m$), 在不同导纳幅值 $|A|$ 下, 导纳相位 θ 对第一模态和 Mack 第二模态增长率 σ 的影响。对于第一模态, 当相位 θ 在 π 附近时, 第一模态增长率增加; 相位 θ 接近 0.5π 时, 第一模态增长率减小。随着导纳幅值 $|A|$ 的增加, 第一模态出现的频率范围也在 $\theta \approx \pi$ 处扩大。从图 3(c) 中可以看出, 当 $|A| = 4$ 时, 第一模态和 Mack 第二模态在 $\theta = 0.75\pi$ 附近合并, 并不利于超表面针对性设计。因此可以认为, 当超表面相位 θ 接近 0.5π , 且幅值 $|A| < 4$ 时, 可以有效抑制第一模态。

进一步研究导纳相位 θ 与幅值 $|A|$ 对第一模态的影响。如图 4 所示, 在相位 θ 分别为 0.5π 和 0.55π 时, 幅值对不同流向位置处第一模态的影响。图 4 表明, 相位 θ 取 0.5π 和 0.55π 时, 幅值 $|A|$ 在一定范围内对第一模态都有抑制作用, 但超过该范围, 则会激发第一模态。随着流向位置 x^* 增大, 能够抑制第一模态的幅值 $|A|$ 逐渐变小。显然, 若使整个边界层内第一模态皆受抑制, 应以 $x^*=0.4m$ 处抑制效果最佳的导纳幅值作为设计的上限, 此处无量纲角频率亦为最大值。此外, 图 4(a) 和图 4(b) 两者相较, 相位 $\theta=0.5\pi$ 时, 抑制效果更明显。

图 5 为 $x^*=0.4m$ 处, 导纳相位 θ 在 $0.5\pi \sim 0.55\pi$ 时与幅值 $|A|$ 对第一模态增长率 σ 的影响关系。可以看到, 相位 θ 取 $0.5\pi \sim 0.55\pi$ 时, 幅值 $|A|$ 在一定范围内对第一模态有抑制作用, 且有一个抑制效果最明显的幅值 $|A|_{opt}$ 。表 1 给出了导纳相位 θ/π 与对应的抑制效果最明显的幅值 $|A|_{opt}$ 。通过最小二乘法进行拟合, 得到拟合公式:

$$|A|_{opt} = -65.74 \times \theta/\pi + 37.02 \quad (11)$$

2.1.2 反向设计

为抑制 80kHz 扰动频率激发的第一模态, 导纳相位 θ 应接近 0.5π , 幅值 $|A|$ 应尽量满足式(11)。本文在以下参数空间中通过数值求解式(9)来计算所需的导纳幅值与相位: $0.1 \leq H^* \leq 5mm$, $0.1 \leq Ar \leq 1.5$, $0.2 \leq n \leq 0.8$ 。最终确定声学超表面所需的几何参数为: $H^* = 0.35235mm$, $n = 0.5246$, $Ar = 1.5$; 此时 $x^* = 0.4m$ 处导纳幅值和相位分别为 2.7552 和

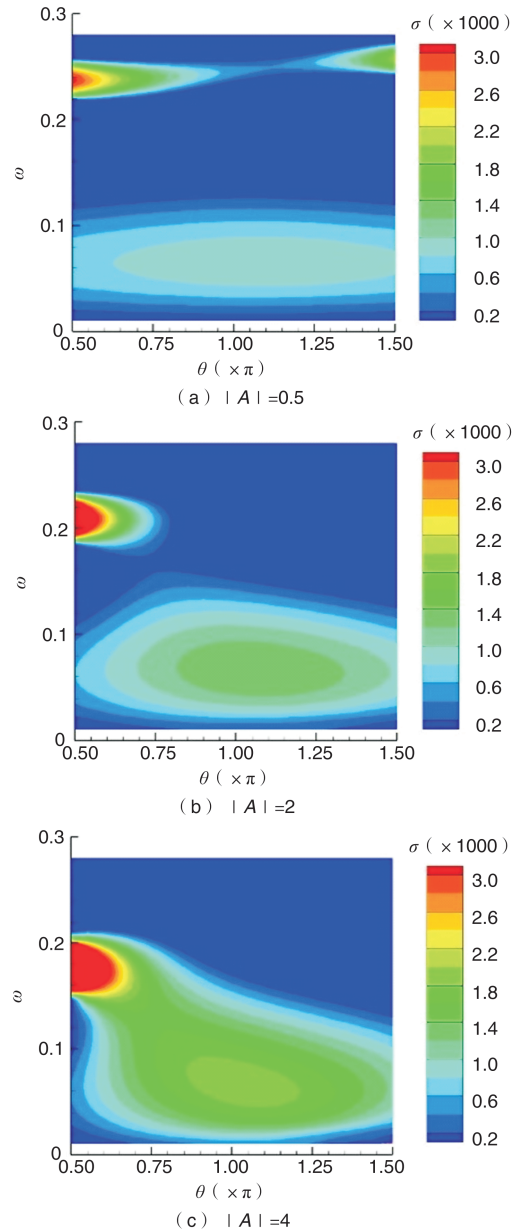
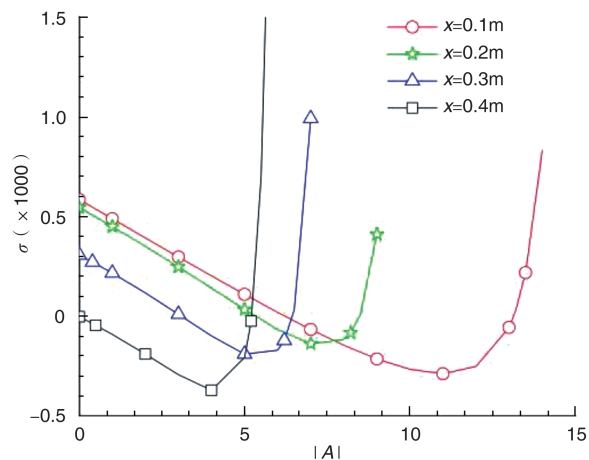


图3 $Re=2358(x^*=0.4m)$ 处不同导纳幅值 $|A|$ 下, 第一/Mack 第二模态的增长率 σ 随无量纲角频率 ω 和导纳相位 θ 的变化云图

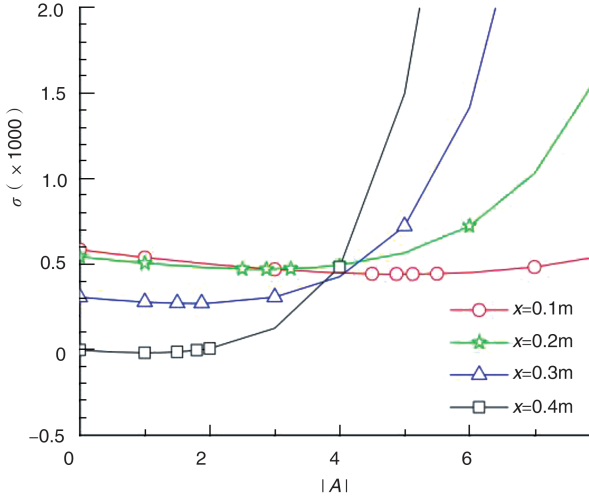
Fig.3 Growth rates of the first and second modes varied along with the nondimensional angular frequency and admittance phase at $Re=2358(x^*=0.4m)$ under different admittance magnitudes

0.5227 π 。

为了验证设计的声学超表面的性能, 图 6 给出了扰动频率为 80kHz 的第一模态增长率。如图 6 所示, 在 80kHz 下, 经过设计的声学超表面使第一模态的增长率在流向各位置处都有所降低。



(a) 导纳相位 $\theta=0.5\pi$



(b) 导纳相位 $\theta=0.55\pi$

图4 扰动频率为80kHz时不同位置 x^* 处导纳幅值 $|A|$ 对第一模态增长率 σ 的影响

Fig.4 Growth rates of the first mode varied along with admittance magnitudes under different x^* at frequency 80kHz

2.2 第一模态宽频抑制策略

2.2.1 导纳对宽频第一模态的影响

2.2.1 节内已通过图3说明了导纳相位 θ 接近 0.5π 时,在宽频内可以降低第一模态的增长率。为了考虑对宽频内第一模态的抑制效果,需以沿流向各位置不同频率对应的增长率的最大值为参照来研究导纳相位和幅值对第一模态的抑制效果,并且在宽频对应的无量纲角频率范围内均需满足抑制条件。图7(a)和图7(b)为导纳相位 $\theta = 0.5\pi$ 时,在不同的导纳幅值 $|A|$ 下的第一模态的最大增长率及其相应的角频率关系,幅值 $|A|$ 沿箭头方向从0增长到2,步长为0.2。从图7(a)可以看出,随着导纳幅值 $|A|$ 的增加,第一模态的最大增长率逐步降低。图7(b)表明,当导纳幅值 $|A|$ 在一定范围内增加时,第一模态最大增长率对应的角频率无

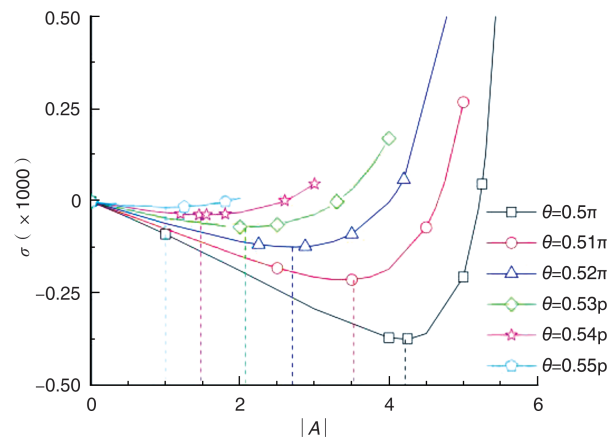


图5 不同的导纳相位 θ 下导纳幅值 $|A|$ 对第一模态增长率 σ 的影响

Fig.5 Growth rates of the first mode varied along with admittance magnitudes under different admittance phase

表1 导纳相位 θ/π 与抑制效果最佳的幅值 $|A|_{opt}$

Table 1 Admittance phase θ/π with the optimum admittance magnitudes

θ/π	0.50	0.51	0.52	0.53	0.54	0.55
$ A _{opt}$	4.23	3.56	2.70	2.06	1.49	1.00

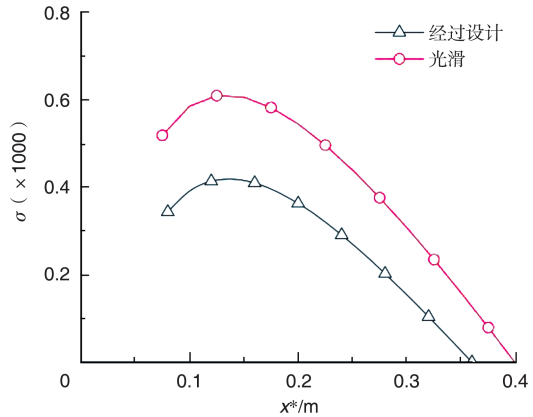


图6 扰动频率为80kHz的第一模态增长率

Fig.6 Dimensional growth rates of the first mode at frequency 80kHz

明显变化;当雷诺数 Re 较大时,无量纲角频率约为0.064。

2.2.2 反向设计

从图2中可以看出,第一模态对应的无量纲角频率范围为0~0.12。根据上文对于单频第一模态的研究,无量纲角频率最大值占主导地位,即在 $\omega=0.12$ 时能满足抑制条件,则 ω 在0~0.12范围内均能满足抑制条件。因此,为抑制宽频第一模态,在设计过程中无量纲角频率取其中最大值,

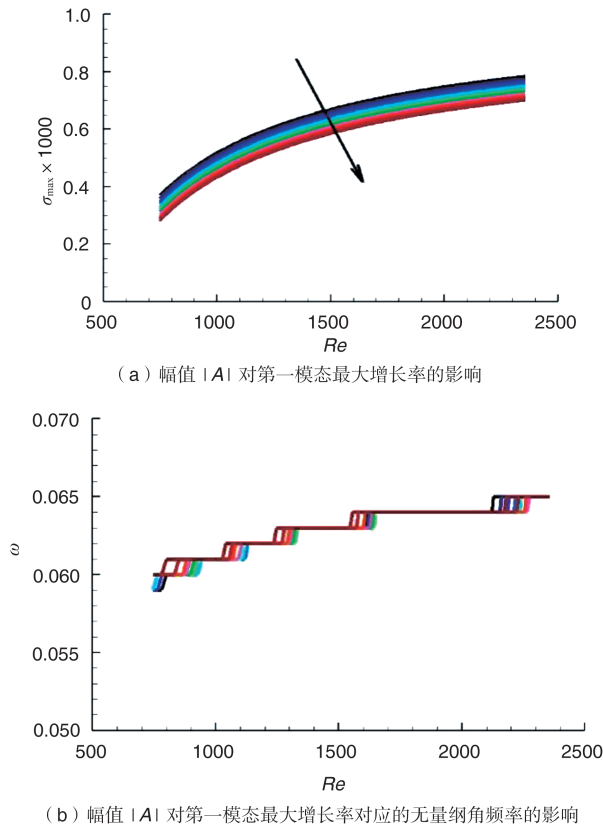


图7 幅值 $|A|$ 对第一模态最大增长率及相应的无量纲角频率的影响

Fig.7 Maximum growth rate and the corresponding angular frequency for the first mode under different $|A|$

即0.12, 导纳相位 θ 应接近 0.5π , 为避免模态融合导致的不稳定, 幅值 $|A|$ 的取值范围为0~2。

式(9)也可以写为 $A = nF(\omega H, \omega b^2 R)$, 其中 F 是关于变量 ωH 和 $\omega b^2 R$ 的函数^[24]。本文在以下参数空间中通过数值求解式(9)来计算所需的导纳幅值与相位: $0 < \omega H \leq 0.8$, $0 < \omega b^2 R \leq 300$, $0.2 \leq n \leq 0.8$ 。从中得到导纳相位 θ 最接近 0.5π 且幅值 $|A|$ 在0~2范围内的声学超表面参数。从中选择 $\omega H = 0.123$, $\omega b^2 R = 300$, $n = 0.5$ 进行验证。 $\omega b^2 R = 300$, 则半孔宽 $b^* = 50(x^*)^{1/4} Re^{-3/4}$; $\omega H = 0.123$, 则孔深 $H^* = (x^*)^{1/2} Re^{-1/2}$ 。由此得到孔宽和孔深逐渐增加的缝隙型声学超表面。在 $x^* = 0.25\text{m}$ 处, $b^* = 0.1557\text{mm}$, $H^* = 0.1375\text{mm}$ 这与Fedorov等^[32]试验中所用超声波吸收表面微结构几何参数的数量级相同。

图8给出了宽频设计的声学超表面的导纳相位和幅值的云图。图8(a)表明, 当 ω 在0~0.12范围内时, 导纳相位 θ 接近 0.5π , 导纳幅值 $|A|$ 在0~2范围内。因此设计的声学超

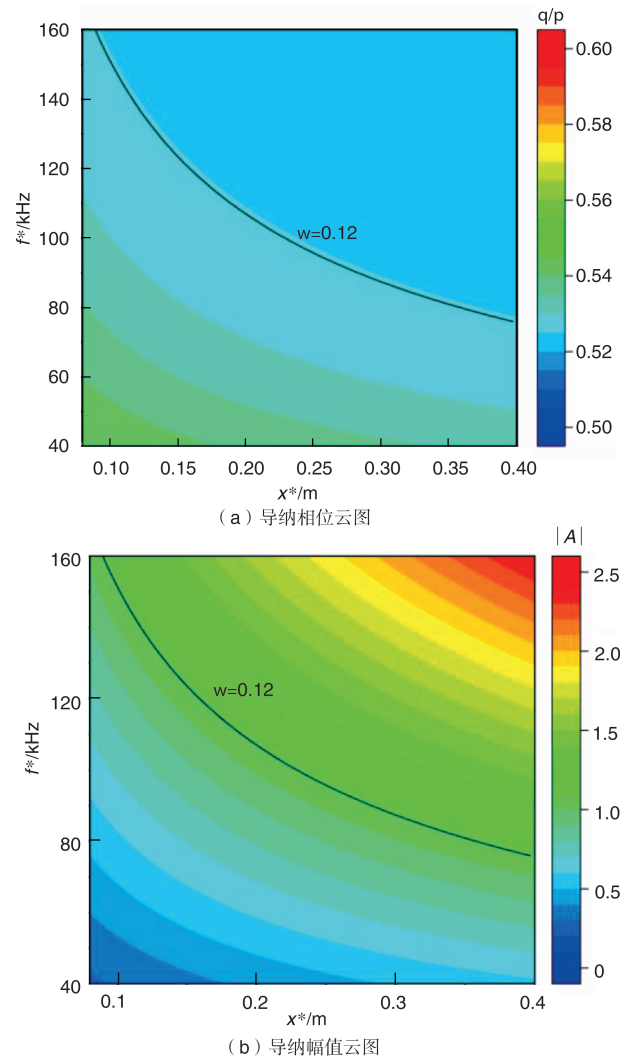


图8 设计的声学超表面的导纳相位和幅值的云图

Fig.8 Contours of admittance phase and magnitude of the designed UAC

表面满足抑制第一模态的要求。

为验证设计的声学超表面的性能, 对不同频率下的第一模态增长率进行了计算, 如图9所示。在不同扰动频率下, 第一模态的增长率在各位置处都有所降低。通过反向设计得到的声学超表面可以降低第一模态的不稳定性。

3 结论

本文使用线性稳定性理论分析了声学超表面对超声速边界层中第一模态的影响规律。研究表明, 当导纳相位 θ 接近 0.5π 时, 第一模态趋于稳定; 在一定范围内增大导纳幅值能够增强第一模态的稳定性, 但超出该范围幅值的增大会激发第一模态。以扰动频率80kHz为例, 导纳相位在

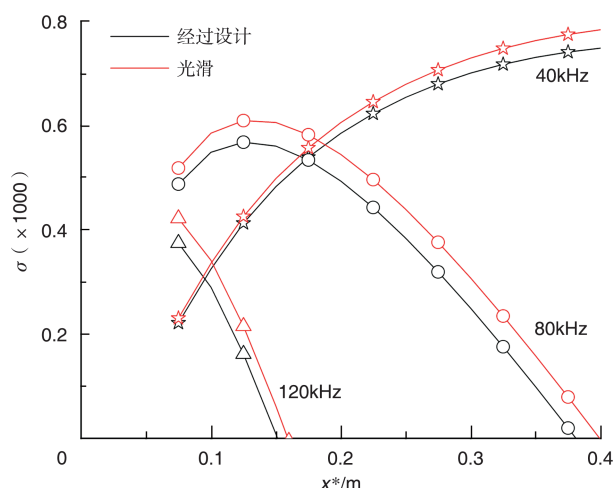


图9 第一模态的增长率

Fig.9 Dimensional growth rates of the first mode

$0.5\pi \sim 0.55\pi$ 范围内可以抑制第一模态:当导纳相位取 0.5π 时,幅值在 $0 \sim 5.22$ 范围内对第一模态有抑制作用;当导纳相位取 0.55π 时,幅值取 $0 \sim 1.81$ 对第一模态都有抑制效果;并拟合了抑制效果最佳的幅值与相位之间的关系。对于抑制宽频第一模态,当导纳相位取 0.5π ,导纳幅值 $|A|$ 在 $0 \sim 2$ 内增加时,第一模态的最大增长率逐步降低。运用反向设计思想,优化设计了缝隙型声学超表面以抑制 80kHz 下的第一模态,可使最大增长率减小 32.14% ;又设计了孔宽和孔深逐渐增加的缝隙型声学超表面,在一定频率范围内,流向各位置处第一模态增长率均有所降低。

不同来流工况下声学超表面导纳对第一/Mack第二模态的影响不尽相同。在后续工作中,将进一步研究以上策略在不同工况中的运用,也将在此基础上,使用eN方法预测声学超表面对边界层转换的影响,进一步研究声学超表面的工程应用价值。

AST

参考文献

- [1] Bushnell D M, Hefner J N, Ash R L. Effect of compliant wall motion on turbulent boundary layers[J]. Physics of Fluids, 2008, 20(10): 31-48.
- [2] Fedorov A V, Malmuth N D, Rasheed A, et al. Stabilization of hypersonic boundary layers by porous coatings[J]. AIAA Journal, 2001, 39(4): 605-610.
- [3] Riley Z B, Deshmukh R, Miller B A, et al. Characterization of structural response to hypersonic boundary-layer transition [J]. AIAA Journal, 2016, 54(8): 2418-2431.
- [4] 李锋,解少飞,毕志献,等. 高超声速飞行器中若干气动难题的实验研究[J]. 现代防御技术, 2014, 42(5): 1-7.
- [5] Li Feng, Xie Shaofei, Bi Zhixian, et al. Experimental study of several on aerodynamic problems on hypersonic vehicles[J]. Modern Defence Technology, 2014, 42(5): 1-7. (in Chinese)
- [6] Bertin J J, Cummings R M. Critical hypersonic aerothermodynamic phenomena[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2006, 38: 129-157.
- [7] Morkovin M, Reshotko E, Herbert T. Transition in open flow systems-a reassessment[J]. Bulletin of the American Physical Society, 1994, 39(9): 1882.
- [8] Mack L M. Boundary-layer linear stability theory[R]. California Inst of Tech Pasadena Jet Propulsion Lab, 1984.
- [9] Reshotko E. Boundary-layer instability, transition, and control [C]//32nd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 1994.
- [10] Wagner A, Kuhn M, Schramm J M, et al. Experiments on passive hypersonic boundary layer control using ultrasonically absorptive carbon, carbon material with random microstructure [J]. Experiments in Fluids, 2013, 54(10): 1606.
- [11] 赵旭升,杨志斌,张新霞. 一种一体化热防护系统综合效能量化评价方法[J]. 航空科学技术, 2019, 30(5): 65-69.
- [12] Zhao Xusheng, Yang Zhibin, Zhang Xinxia. A quantitative evaluation method for comprehensive efficiency of integrated thermal protection system[J]. Aeronautical Science & Technology, 2019, 30(5): 65-69. (in Chinese)
- [13] 张肖肖,秦强. 一体化热防护系统承载能力/热失配改进方法 [J]. 航空科学技术, 2018, 29(6): 68-72.
- [14] Zhang Xiaoxiao, Qin Qiang. Improvement method for bearing capacity/thermal mismatch of the integrated thermal protection systems[J]. Aeronautical Science & Technology, 2018, 29(6): 68-72. (in Chinese)
- [15] Malmuth N, Fedorov A, Shalaev V, et al. Problems in high speed flow prediction relevant to control[C]// 2nd Theoretical Fluid Mechanics Meeting, 1998: 2695.
- [16] Rasheed A, Hornung H G, Fedorov A V, et al. Experiments on passive hypervelocity boundary-layer control using an ultrasonically absorptive surface [J]. AIAA Journal, 2002, 40(3): 481-489.
- [17] Zhao R, Liu T, Wen C Y, et al. Theoretical modeling and optimization of porous coating for hypersonic laminar flow control[J]. AIAA Journal, 2018, 56(8): 2942-2946.

- [15] 朱德华, 刘智勇, 袁湘江. 多孔表面推迟高超声速边界层转捩的机理[J]. 计算物理, 2016, 33(2): 163-169.
- Zhu Dehua, Liu Zhiyong, Yuan Xiangjiang. Mechanism of transition delay by porous surface in hypersonic boundary layers[J]. Chinese Journal of Computational Physics, 2016, 33(2): 163-169. (in Chinese)
- [16] 涂国华, 陈坚强, 袁先旭, 等. 多孔表面抑制第二模态失稳的最优开孔率和孔半径分析[J]. 空气动力学学报, 2018, 36(2): 273-278.
- Tu Guohua, Chen Jianqiang, Yuan Xianxu, et al. Optimal porosity and pore radius of porous surfaces for damping the second-mode instability[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2018, 36(2): 273-278. (in Chinese)
- [17] 李闯, 董明. 局部凹槽对高超声速边界层中第二模态扰动演化的影响[J]. 航空动力学报, 2019, 34(10): 2203-2210.
- Li Chuang, Dong Ming. Impact of local cavities on evolution of the second-mode disturbances in hypersonic boundary layers[J]. Journal of Aerospace Power, 2019, 34(10): 2203-2210. (in Chinese)
- [18] 郭启龙, 涂国华, 陈坚强, 等. 横向矩形微槽对高超边界层失稳的控制作用[J]. 航空动力学报, 2020(1): 16.
- Guo Qilong, Tu Guohua, Chen Jianqiang, et al. Control of hypersonic boundary layer instability by transverse rectangular micro-cavities[J]. Journal of Aerospace Power, 2020(1): 16. (in Chinese)
- [19] Zhu Wenkai, Shi Mingtao, Zhu Yiding, et al. Experimental study of hypersonic boundary layer transition on a permeable wall of a flared cone[J]. Physics of Fluids, 2020, 32(1): 011701.
- [20] Zhu Wenkai, Shi Mingtao, Lee Cunbiao. Experimental and theoretical study of the hypersonic boundary layer transition on the permeable wall of a flared cone[C]// AIAA Aviation 2020 Forum, 2020: 2964.
- [21] Fedorov A, Kozlov V F, Shiplyuk A N, et al. Stability of hypersonic boundary layer on porous wall with regular microstructure[J]. AIAA Journal, 2006, 44(8): 1866-1871.
- [22] Stephen S O, Michael V. Effects of porous walls on hypersonic boundary layer over a sharp cone[J]. AIAA Journal, 2013, 51(5): 1234-1244.
- [23] Wang X, Zhong X. Phase angle of porous coating admittance and its effect on boundary-layer stabilization [C]// 41st AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, 2011: 3080.
- [24] Tian X D, Zhao R, Long T H, et al. Reverse design of ultrasonic absorptive coating for the stabilization of Mack modes [J]. AIAA Journal, 2019, 57(6): 2264-2269.
- [25] Mack L M. Linear stability theory and the problem of supersonic boundary-layer transition[J]. AIAA Journal, 1975, 13(3): 278-289.
- [26] Malik M R. Numerical methods for hypersonic boundary layer stability[J]. Journal of Computational Physics, 1990, 86: 37.
- [27] El-Hady N M. On the effect of boundary layer growth on the stability of compressible flows[R]. NASA-CR-3474, 1981.
- [28] El-Hady N M. Nonparallel stability of three-dimensional compressible boundary layers. part 1: Stability analysis[R]. NASA-CR-3245, 1980.
- [29] Malik M R. Boundary-layer transition prediction toolkit[C]// Computational Fluid Dynamics Review, 1998: 869-890.
- [30] Kozlov V F, Fedorov A V, Malmuth N D. Acoustic properties of rarefied gases inside pores of simple geometries[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 2005, 117(6): 3402-3411.
- [31] Stinson M R. The propagation of plane sound waves in narrow and wide circular tubes, and generalization to uniform tubes of arbitrary cross-sectional shape[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 1991, 89(2): 550-558.
- [32] Fedorov A, Shiplyuk A, Maslov A, et al. Stabilization of a hypersonic boundary layer using an ultrasonically absorptive coating[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2003, 479: 99-124.

(责任编辑 王昕)

作者简介

赵瑞(1987-)男, 博士, 副教授。主要研究方向: 高超声速气体动力学、计算流体力学。

Tel: 15801555304

E-mail: zr@bit.edu.cn

严昊(1996-)女, 学士。主要研究方向: 高超声速气体动力学、计算流体力学。

Tel: 13382392100 E-mail: 3220180057@bit.edu.cn

席柯(1986-)男, 博士, 副研究员。主要研究方向: 高超声速气体动力学、计算流体力学。

Tel: 13401084423

E-mail: cauchy86@163.com

温志湧(1964-)男,博士,教授。主要研究方向:高超声速

气体动力学,计算流体力学。

Tel: 852-27666644

E-mail: chihyung.wen@polyu.edu.hk

Research on Acoustic Metasurfaces for the Suppression of the First Mode

Zhao Rui^{1,*}, Yan Hao¹, Xi Ke², Wen Zhiyong³

1. *Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China*

2. *Research Institute of Navigation and Control Technology, Beijing 100089, China*

3. *The Hong Kong Polytechnic University, Kowloon 999077, China*

Abstract: Taking the acoustic metasurfaces as the research object, the influence of the admittance amplitude and phase on the first mode in a high-speed boundary layer are analyzed using linear stability theory. It shows that the first mode is damped when the admittance phase θ tends to 0.5π . Meanwhile, the increase of amplitude in a certain range can enhance the stability of the first mode, while amplitude out of the range may amplify the first mode. Based on the requirements of the admittance phase and amplitude for the suppression of the first mode, the reverse design strategy is used for the structural design of the acoustic metasurfaces to satisfy the target which stabilizes the first mode on the flat plate boundary layer with the freestream Mach number 4.

Key Words: acoustic metasurfaces; first mode; linear stability analysis; boundary-layer transition; supersonic flow

Received: 2020-06-15; Revised: 2020-07-25; Accepted: 2020-10-22

Foundation item: National Natural Science Foundation of China(11872116, 11991030, 11991033)

responding author.Tel. : 15801555304 E-mail: zr@bit.edu.com