

跨声速抖振与翼型蒙皮的耦合作用

韦莲旖^{1,2}, 郑冠男^{1,3}, 黄程德¹, 杨国伟^{1,2,3}

(中国科学院力学研究所 流固耦合系统力学重点实验室, 北京, 100190

中国科学院大学 未来技术学院, 北京, 101400

中国科学院大学 工程科学学院, 北京, 101400)

摘要: 本文在 NACA0012 翼型上表面 0.1c-0.35c (跨声速抖振激波主要振荡区域) 设置弹性蒙皮, 将蒙皮运动简化为弦的横向振动, 研究三阶模态在深度抖振工况下与流场的耦合作用。通过对第一阶固有频率分别为 $0.25f_b$ (f_b 为抖振频率), $0.5f_b$, $0.75f_b$ 以及 $1.2f_b$ 的蒙皮结构进行数值模拟, 发现随着固有频率增大, 蒙皮广义位移逐渐减小。对一阶固有频率为 $0.75f_b$ 以及 $1.2f_b$ 的工况, 气动力随时间发展幅值变化很小, 广义位移过小而不足以对抖振流场造成显著影响。而对于一阶固有频率为 $0.25f_b$ 和 $0.5f_b$ 的工况, 广义位移曲线有长时间的线性发展阶段, 使得气动力发展也变得复杂, 幅值变化也很剧烈, 显著的广义位移对流场产生一定影响。以上所有固有频率工况中气动力曲线均未出现锁频现象, 即抖振频率被结构运动频率同化的现象。

关键词: 跨声速抖振; 蒙皮; 结构模态; 稳定性; CFD

在跨声速流动中一些特定的飞行条件下 (来流马赫数, 攻角 AoA 以及雷诺数 Re 组合), 由于激波与分离剪切层的相互作用等因素影响, 激波会自发产生大幅振荡, 限制飞行器的飞行表现。抖振特征频率与结构模态常在一个量级上, 使得飞行器有发生极限环振荡的风险, 损害疲劳寿命, 干扰机载仪表设备的正常工作。跨声速抖振的发生与全局稳定性理论相关^[1], 学者 Lee^[2] 也提出激波自激振荡模型来描述抖振现象中激波, 分离剪切层以及声波之间的作用联系。

跨声速抖振锁频现象, 指抖振频率被结构运动频率同化。该现象最早是 Raveh & Dowell^[3,4] 在对 NACA0012 翼型进行俯仰强迫简谐振动的数值模拟中发现的, Hartmann 等在风洞实验中也观察到翼型俯仰强迫简谐振动中的锁频现象^[5]。对弹性俯仰单自由度刚性翼型在跨声速抖振流动中的气弹响应, Raveh & Dowell^[6] 进行数值模拟发现在翼型固有频率与抖振频率相差较大时, 翼型振荡主要受抖振频率控制。但当弹性系统固有频率接近抖振频率时, 结构运动频率则锁定到了固有频率上而非抖振

频率, 锁频现象发生, 同时翼型俯仰振荡的幅值也会增大。以上所描述的跨声速抖振锁频现象与圆柱绕流涡激振动中的锁频现象类似, 两者中弹性悬挂系统均在不稳定周期流动中振幅增大且振荡频率受弹性系统固有频率控制。

对跨声速抖振锁频现象的机理, 高传强等^[7] 利用由系统识别方法构建的线性降阶模型与结构运动方程耦合来研究流动中的稳定性问题, 提出锁频现象本质是在不稳定流动中的颤振现象, 是一种线性的模态耦合作用。不稳定流动模态与不稳定结构模态之间存在竞争关系, 流场与结构耦合首先引起结构模态失稳, 翼型响应在经历由抖振主导的受迫振动转变为结构自激颤振。线性模型的优势在于能够明显揭示与稳定性相关的物理机制, 而计算流体力学方法 (CFD) 则能够刻画流动中的非线性现象并展示流场结构。

尽管刚性翼型的跨声速抖振响应已有不少数值和实验研究, 考虑多模态的柔性机翼结构与抖振相互耦合的研究仍很缺乏, 加之三维抖振与二维抖振在频率特性和展向

发展等方面有很大不同,利用数值模拟方法揭示柔性机翼结构的跨声速锁频现象机理还存在诸多挑战。Belesiotis^[8]利用施加于单一扭转模态上的受迫简谐运动研究大型客机抖振发生边界附近的线化气动力响应(基于定常流场),发现三维机翼的抖振发生亦可以通过特征根分析归结为线性稳定性问题;另一方面,对于受迫振动的非线性气动力响应(基于非定常流场),尽管升力系数频率随着俯仰角度增大到某一角度看似会被受迫振动频率同化,机翼的宽频响应中仍在线性频域分析中出现的显著低于抖振频率的共振峰,该现象不同于二维抖振锁频发生时气动力频率响应完全锁定于结构运动频率的行为,进一步表明二维抖振与三维抖振现象之间存在差异。

本文利用蒙皮结构研究跨声速抖振与柔性翼型的耦合作用,通过高精度 CFD 数值仿真分析气动力响应与蒙皮广义位移之间的关系,以及探讨蒙皮结构可能对二维抖振锁频现象产生的影响。

1 数值方法与验证

由于抖振现象对湍流模型、差分格式、时间步长以及网格尺寸等非常敏感,在对超临界翼型 OAT15A 以及 NACA0012 翼型抖振现象进行大量模拟后本文采用雷诺应力模型作为湍流模型,该模型摒弃对涡粘性的各向同性假设转而求解雷诺应力输运方程,尽管增加了求解的复杂程度收敛性也不及一方程或者两方程模型,但预测的准确性却可能得以提高。对于二维流动,除了连续性方程、动量方程和能量方程之外,还需要另外五个雷诺应力输运方程来封闭,不考虑体力与热源项的有限体积法 Navier-Stokes (N-S) 控制方程为:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \mathbf{Q} d\Omega \\ & + \oint_{\partial\Omega} (\mathbf{F}_c - \mathbf{F}_v) dS \\ & = 0 \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{Q} &= \begin{Bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho E \end{Bmatrix}, \mathbf{F}_c = \begin{Bmatrix} \rho V \\ \rho u V + n_x p \\ \rho v V + n_y p \\ \rho H V \end{Bmatrix}, \mathbf{F}_v \\ &= \begin{Bmatrix} 0 \\ \tau_{1j} n_j \\ \tau_{2j} n_j \\ (\tau_{ij} v_j + k T_{,i}) n_i \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (2)$$

其中粘性应力张量 $\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right)$, 粘性系数 $\mu = \mu_l + \mu_t$, μ_l 为层流粘性系数由 Sutherland 公式计算, $V = \vec{v} \cdot \vec{n}$, \vec{v} 为速度矢量; $E = e + \frac{1}{2} \vec{v}^2$ 为单位质量总能, e 为单位质量内能; $H = E + \frac{p}{\rho} = h + \frac{1}{2} \vec{v}^2$ 为总焓, $h = e + \frac{p}{\rho}$ 为焓; k 为热传导系数。

颤振计算需要用到 N-S 方程与结构运动方程耦合 (CFD/CSD), 不考虑阻尼的线性结构运动方程为:

$$\ddot{\mathbf{M}}\mathbf{u} + \mathbf{K}\mathbf{u} = \mathbf{F} \quad (3)$$

\mathbf{M} 为质量矩阵, \mathbf{K} 为刚度矩阵, \mathbf{F} 为外力。采用模态法降低自由度:

$$\mathbf{u} = \Phi \eta \quad (4)$$

Φ 为模态矩阵, η 为广义位移, 将式 (4) 代入 (3) 得到广义结构运动方程:

$$\ddot{\eta} + \Lambda \eta = \bar{\mathbf{F}} \quad (5)$$

模态关于质量归一, 广义力 $\bar{\mathbf{F}} = \Phi^T \mathbf{F}$ 。谱矩阵表达为:

$$\Lambda = \begin{bmatrix} \omega_1^2 & & \\ & \ddots & \\ & & \omega_n^2 \end{bmatrix} \quad (6)$$

n 为截取模态阶数。定义状态变量 $\mathbf{x} = [\eta^T, \dot{\eta}^T]^T$, 则式 (5) 可转换为一阶方程组:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{x}}{dt} &= \mathbf{k}(t, \mathbf{x}) \\ &= \begin{bmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{F}(t) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{0} & \mathbf{I} \\ -\Lambda & \mathbf{0} \end{bmatrix} \mathbf{x} \\ &= \mathbf{f}(t) + \mathbf{g}(\mathbf{x}) \end{aligned} \quad (7)$$

可采用四阶龙格库塔法 (RK4) 与 CFD 耦合求解。由于气动节点与结构节点相互独立, 本文采用径向基函数 (RBF) 插值交换力与位移数据, 同样地, 结构运动引起的气动网格变形也采用 RBF 方法插值进行更新, 具体方法可参考文献 [9]。

抖振工况选用来流马赫数 $Ma = 0.70$, 攻角 $AoA = 5.5^\circ$, 雷诺数 $Re \approx 3 \times 10^6$ 下 NACA0012 翼型作为验证, 本文通量计算采

用 Roe-FDS 格式, 梯度计算基于 Green-Gauss 方法, 空间离散采用三阶 MUSCL 格式, 时间采用二阶精度双时间步隐式格式推进。实验 [10] 中该来流马赫数条件下抖振始发攻角为 4.8° , 抖振边界始发频率为 74 Hz (缩减频率 $k_b = \pi f_b c / U_\infty = 0.173$), 且随着攻

角增大抖振频率也会增大直到 110 Hz ($k_b = 0.257$), 高传强等 [11] 对该工况进行数值模拟得到 $k_b = 0.20$, 本文利用 RSM 湍流模型计算出升力系数 c_l 的缩减频率 $k_b = 0.205$ 如图 1 (a) 所示, 与文献 [11] 以及实验结果均吻合。翼型表面时均压力系数也在图 1 (b) 中给出, 与文献 [11] 中的模拟结果也是吻合的, 证明该数值方法用于计算抖振是可行的。图 2 给出了该抖振测试工况下气动系数变化曲线。

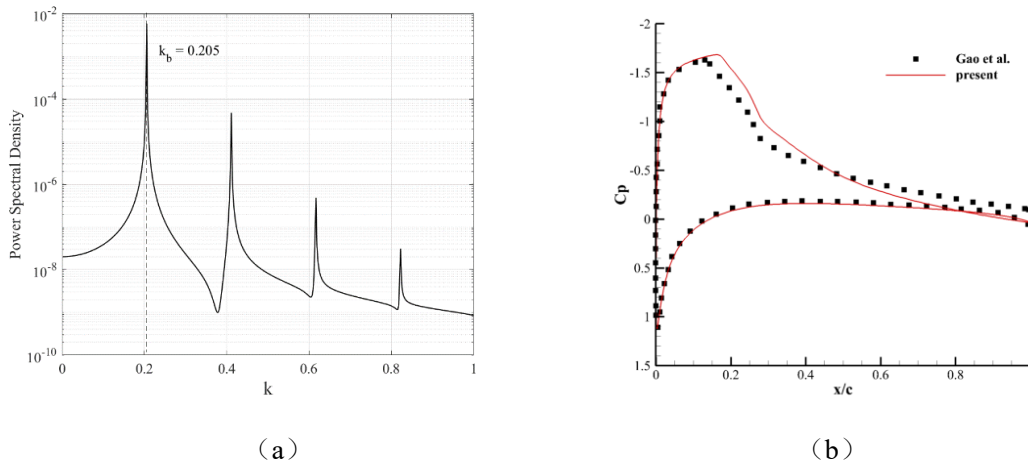


图 1 (a) 抖振工况升力系数能量密度图; (b) 翼型表面时均压力系数与文献[11]对比。

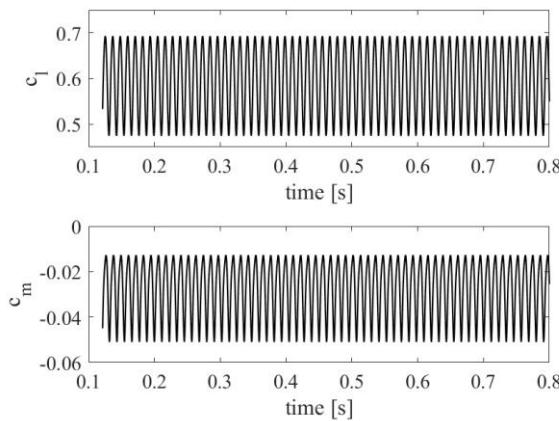


图 2 $Ma = 0.70$, $AoA = 5.5^\circ$, $Re \approx 3 \times 10^6$ 下 NACA0012 翼型升力系数 c_l 与力

矩系数 c_m （力矩中心设在 $0.25c$ ）曲线
CFD/CSD 耦合模型算法验证则以标模 AGARD 445.6 机翼^[12]为例，机翼各向异性，纵向弹性模量 3.1511 Gpa，横向弹性模量 0.4162 Gpa，泊松比 0.31，剪切模量 0.4392 Gpa，密度 381.98 kg/m³，材料主方向沿四分之一弦线。验证工况为 $Ma = 0.96$ ，空气密度 $\rho = 0.063392 \text{ kg/m}^3$ ，密度比为 225.82。保持来流马赫数与密度不变，通过改变温度并且根据理想气体状态方程计算出的压力

来改变来流速度，从而寻找颤振边界。对第一模态施加 10^{-4} 的广义位移扰动，实验值颤振速度为 309 m/s，如图 3 所示本文 CFD/CSD 计算机翼在来流速度为 300 m/s 时位移扰动衰减，在来流速度为 309 m/s 时扰动却是发散的，在来流速度为 305 m/s 时位移呈现等幅运动，可以得到数值模拟计算出的颤振速度为 305 m/s，与实验值误差 1.29% 非常小，说明该 CFD/CSD 耦合模型精度可以满足需求。

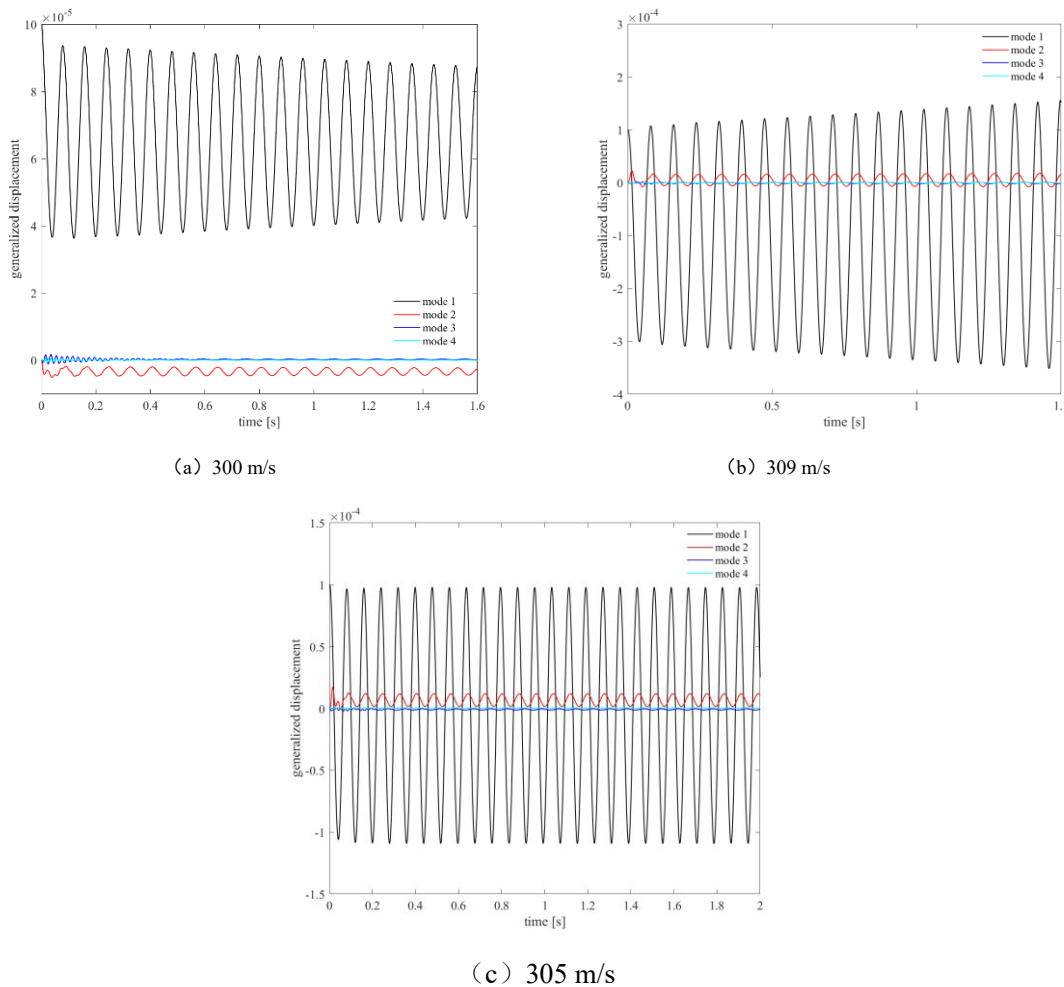


图 3 广义位移曲线， $Ma = 0.96$ ，时间步长 0.002 s

2 结果分析与讨论

本文以弦的横向振动来简化翼型表面蒙皮的运动，只考虑蒙皮结构沿 y 方向的位移，则蒙皮的受迫运动方程可以写为

$$y(x, t) \approx \sum_{i=1}^n Y_i(t) \sin\left(\frac{i\pi x}{l}\right), \quad (8)$$

n 为截取模态数，本文取 3 阶模态进行分析， $Y_i(t)$ 为与时间相关的广义坐标，

$\sin\left(\frac{i\pi x}{l}\right)$ 为第 i 阶模态振型，蒙皮长度为 l

(本文设为 $0.25c$ ， c 为弦长)。由于横波沿弦(蒙皮)传播的速度 a 与所受拉力 T 相关，表达为

$$a = \sqrt{T/m} \quad (9)$$

m 为单位长度质量，则第 i 阶模态的固

表格 1 所示，各工况均从同一非定常流场开始进行耦合计算，假定与原有翼型贴合的蒙皮位置为初始位置，由于流场是非稳定

有频率可以表示为：

$$\omega_i = \frac{i\pi a}{l}, \quad (10)$$

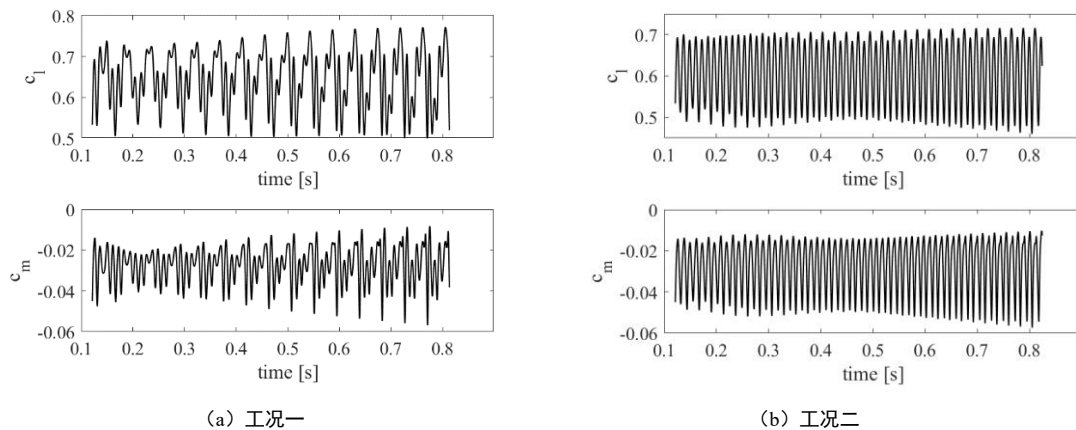
本文通过改变波传播速度 a 来改变固有频率。蒙皮结构总共设 21 个节点，计算工况如

的，无需施加初始扰动。

表格 1 各工况模态频率

	一阶模态频率	二阶模态频率	三阶模态频率
工况一	$0.25f_b$	$0.5f_b$	$0.75f_b$
工况二	$0.5f_b$	f_b	$1.5f_b$
工况三	$0.75f_b$	$1.5f_b$	$2.25f_b$
工况四	$1.2f_b$	$2.4f_b$	$3.6f_b$

图 4 给出了升力系数与力矩系数在各工况下的响应曲线，可见对于第一阶模态固有频率接近抖振频率 k_b 附近的工况三与工况四，气动力系数与固定翼型相比变化幅值非常小，说明蒙皮耦合振动对抖振流场影响很小。但是对第一阶固有频率显著小于 k_b 的工况一与工况二，气动力系数发生了剧烈的变化。工况一与工况二的气动力系数在经历短暂瞬态阶段后很长一段计算时间内呈发散趋势，说明蒙皮运动在该时间内增加了抖振流场的不稳定性，增加了激波振荡的范围。



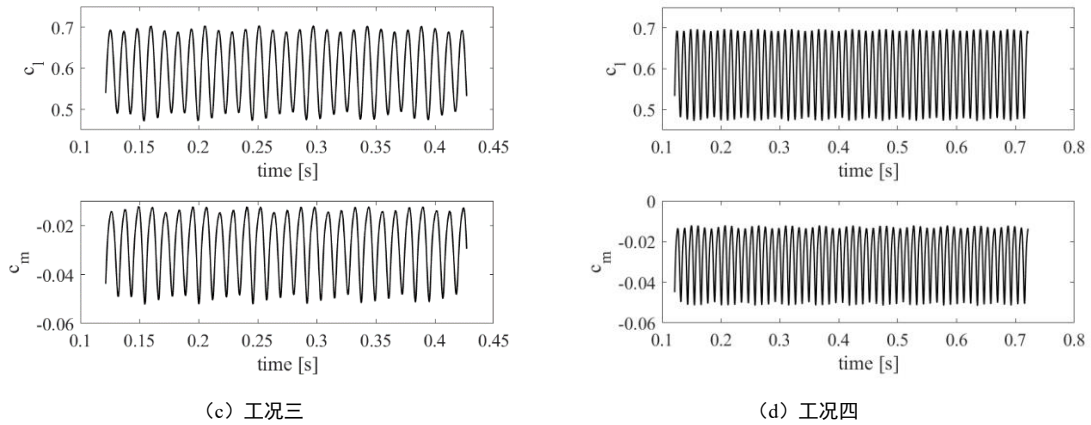


图 4 各蒙皮工况升力系数与力矩系数变化曲线

进一步对气动力系数的频率响应进行分析，如图 5 所示。可见工况一与工况二气动力系数呈现出多频率响应的特性。其中工况一频率响应更为复杂，因为选取的三阶蒙皮模态固有频率均低于抖振频率且均对流场造成了显著影响，主导的频率为蒙皮第一阶固有频率，抖振本身的频率也非常显著，呈现出蒙皮频率与抖振频率共存的特征。而工况二，工况三与工况四的气动力响应则是抖振频率占显著主导，蒙皮模态尽管参与但是造成的影响相对减弱。对表 1 中所有蒙皮工况，气动力系数均未出现锁频现象，即未出现流场频率完全锁定于蒙皮结构运动频率的现象。

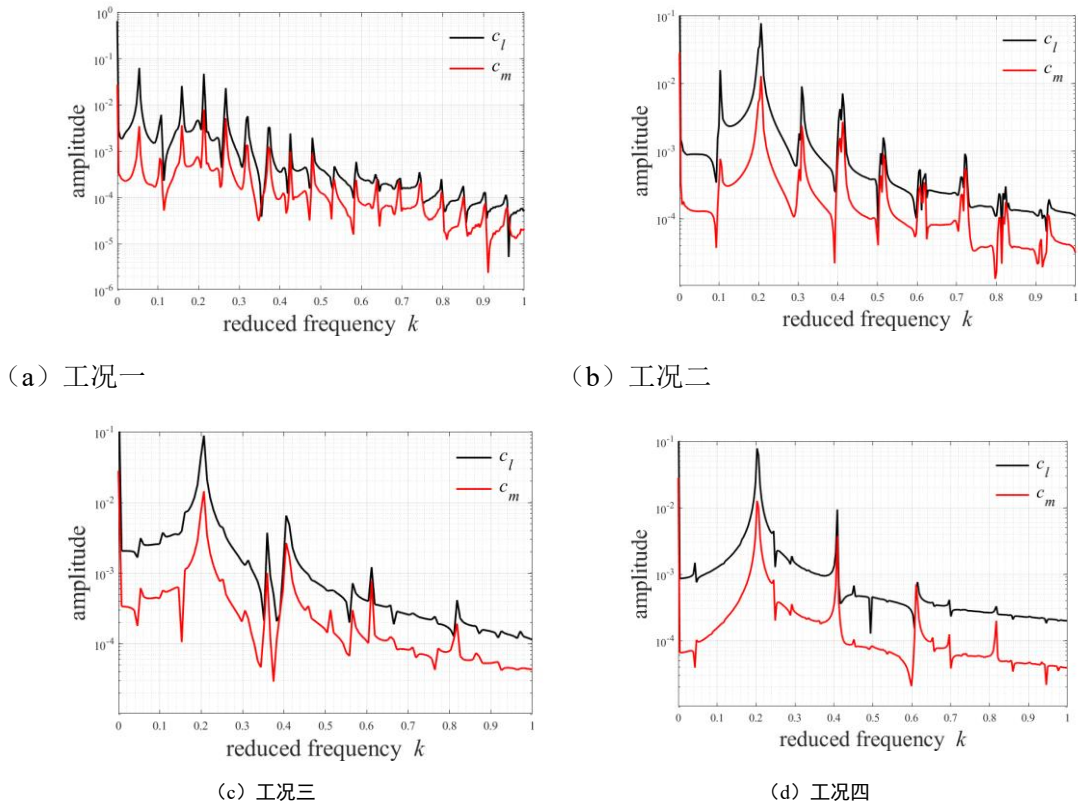


图 5 各蒙皮工况升力系数与力矩系数频率响应分析

最后分析各工况蒙皮的广义位移，如图 6 所示。可见初始位置并非蒙皮在非稳定抖振流场中的平衡位置，尽管蒙皮做受迫运动，

各阶模态均以自己的固有频率在运动而非以抖振流场的频率。蒙皮所选取的位置与长度基本覆盖了激波在翼型上表面的运动范

围,但是流场施加在蒙皮上的横向的广义力仍不足以同化蒙皮各阶模态的运动。以第一阶模态固有频率为例,随着固有频率的增大,各工况对应的模态位移幅值减小,该观察同样适用于二、三阶模态。这是因为固有频率的增加意味着蒙皮的刚度增加,同样的力更难使蒙皮产生振动。越小的蒙皮广义位移对流场的影响越小,这解释了图4中工况三与工况四气动力系数变化微弱的现象,并且工况四的广义位移在测试时间呈现收敛趋势,对流场造成的影响可能将进一步削弱。而对于固有频率显著低于抖振频率的工况一与工况二,蒙皮广义位移足够显著来影响流场,而

流场的改变进一步影响广义位移。工况一与工况二的广义位移在测试时间呈发散趋势,这与气动力剧烈波动以及发散趋势是吻合的,即蒙皮结构在该时间内发生失稳。尽管工况一与工况二的蒙皮广义位移是发散的,但他们本身大小还是不足以抑制流场稳定性导致锁频发生,蒙皮的运动与流场耦合也加剧了气动力振荡。

更多的蒙皮固有频率,不同的蒙皮位置以及长度应在未来的研究中考虑进去,以进一步加深对蒙皮结构与流场耦合作用的机理认识,并且在此基础上利用蒙皮结构实现抖振的抑制。

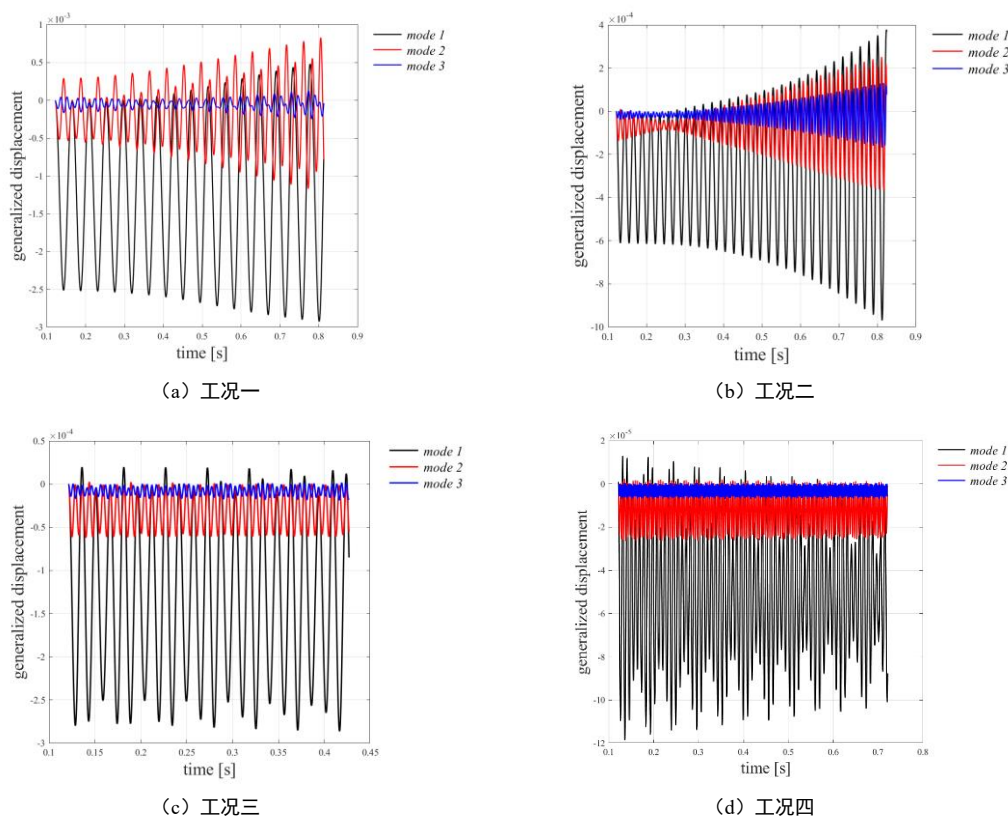


图 6 各蒙皮工况对应模态广义位移变化曲线

3 结论

本文建立以弦的横向振动简化的蒙皮结构模型,通过 CFD 模拟来研究在翼型上表面 $0.1c-0.25c$ 处不同固有频率的蒙皮振动与抖振流场的耦合作用,考虑前三阶模态,

初步得到以下结论:

- (1)随着同一模态固有频率增加,该模态在抖振流场中对应的广义位移振幅减小。
- (2)对于一阶模态固有频率相对接近于抖振频率的 $0.75f_b$ 和 $1.2f_b$ 的蒙皮工况,由于广义位移很小不足以对抖振流场产生显著影响,气动力系数与固定翼型相比变化微

弱，频率响应也是被抖振主导。

(3) 对于一阶模态固有频率显著低于抖振频率的 $0.25f_b$ 和 $0.5f_b$ 的蒙皮工况，气动系数在明显的广义位移影响下产生了剧烈的变化，其中 $0.25f_b$ 工况下主导频率也变为蒙皮第一阶模态的频率，同时抖振频率也共存且明显。这两种工况下蒙皮各阶模态广义位移呈发散趋势，发生了失稳，该趋势也与气动系数发散趋势相吻合。

(4) 本文的蒙皮测试工况下均未发生抖振锁频现象，流场稳定性没有被抑制。

基金项目：国家自然科学基金（12372171）资助

个人信息：韦莲漪，中国科学院大学在读博士生，研究方向计算流体力学

参 考 文 献：

[1] Crouch, J. D., Garbaruk, A., Magidov, D., and Travin, A., 2009, "Origin of Transonic Buffet on Aerofoils," *J. Fluid Mech.*, 628, pp. 357–369.

[2] Lee, B. H. K., 2001, "Self-Sustained Shock Oscillations on Airfoils at Transonic Speeds," *Progress in Aerospace Sciences*, 37(2), pp. 147–196.

[3] Raveh, D. E., 2009, "Numerical Study of an Oscillating Airfoil in Transonic Buffeting Flows," *AIAA Journal*, 47(3), pp. 505–515.

[4] Raveh, D. E., and Dowell, E. H., 2011, "Frequency Lock-in Phenomenon for Oscillating Airfoils in Buffeting Flows,"

Journal of Fluids and Structures, 27(1), pp. 89–104.

[5] Hartmann, A., Klaas, M., and Schröder, W., 2013, "Coupled Airfoil Heave/Pitch Oscillations at Buffet Flow," *AIAA Journal*, 51(7), pp. 1542–1552.

[6] Raveh, D. E., and Dowell, E. H., 2014, "Aeroelastic Responses of Elastically Suspended Airfoil Systems in Transonic Buffeting Flows," *AIAA Journal*, 52(5), pp. 926–934.

[7] Gao, C., Zhang, W., Li, X., Liu, Y., Quan, J., Ye, Z., and Jiang, Y., 2017, "Mechanism of Frequency Lock-in in Transonic Buffeting Flow," *J. Fluid Mech.*, 818, pp. 528–561.

[8] Belesiotis, P., 2022, "Methods for the Investigation of Transonic Buffet," PhD Thesis, University of Liverpool.

[9] Rendall, T. C. S., and Allen, C. B., 2008, "Unified Fluid-Structure Interpolation and Mesh Motion Using Radial Basis Functions," *Numerical Meth Engineering*, 74(10), pp. 1519–1559.

[10] G. Barbut and M. Braza, M. Miller, W. Kania, Y. Hoarau, G. Barakos, A. Sévrain., 2010, "NACA0012 with Aileron," *Unsteady Eff. of Shock Wave Induced Separation*, P. Doerffer, ed., Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, pp. 101–131.

[11] Gao, C., Zhang, W., Kou, J., Liu, Y., and Ye, Z., 2017, "Active Control of Transonic Buffet Flow," *J. Fluid Mech.*, 824, pp. 312–351.

[12] E. Carson Yates, Jr., 1988, AGARD Standard Aeroelastic Configurations for Dynamic Response I - Wing 445.6, AGARD-R-765, Advisory Group for Aerospace Research and Development.