DOI:10.16450/j.cnki.issn.1004-6801.2020.03.010

机翼极限环颤振的 CFD/CSD 全隐式紧耦合方法*

黄 杰[1], 姚卫星[1,2], 姜志平[3], 周丹发[1]
(1. 南京航空航天大学机械结构力学及控制国家重点实验室 南京,210016)
(2. 南京航空航天大学飞行器先进设计技术国防重点学科实验室 南京,210016)
(3. 中国航空工业集团公司沈阳飞机设计研究所 沈阳,110035)

摘要 发展了一种机翼极限环颤振的全隐式紧耦合数值方法。流场的空间和时间离散分别采用基于有限体积法的 Roe 格式和双时间步长法。结构瞬态响应采用基于 Newmark 法的有限元法求解,并考虑机翼大变形情况下的几何非线性。此外,流场和结构分析均采用隐式时间推进格式。紧耦合方法在传统松耦合方法的基础上增加了伪迭代,当伪迭代收敛后再进行与真实时间步相关的物理迭代的分析,即能降低传统松耦合方法分析过程中冻结边界条件带来的时间滞后效应。进行了切尖三角翼的跨声速极限环颤振分析,结果表明,紧耦合方法获得的翼尖极限环振荡的幅值和频率均优于传统松耦合方法,更靠近试验结果,因此,紧耦合方法在一定程度上能消除时间推进累积的误差,具有更高的耦合时间精度。

关键词 极限环颤振;数值方法;紧耦合;几何非线性;伪迭代
中图分类号 V214; TH128

引 言

气动弹性是飞行器设计过程中必须考虑的问题,相比静气动弹性,颤振对飞行器带来的危害更严重,若设计不当,飞行动压达到颤振临界动压时,飞行器将发生机毁人亡的事故。早期的飞行器颤振分析基于经典颤振理论,典型的分析方法有 v-g 法和 p-k 法[1-2]。经典颤振理论为频域分析方法,非定常气动力的分析通常采用偶极子网格法[3-4],该气动力模型为线性模型,只适用于亚声速和超声速问题,无法分析高度非线性的跨声速问题。当攻角较大时,流动分离也会导致气动力非线性,故偶极子网格法也无法分析大攻角问题。经典颤振理论的结构动力学通常采用模态叠加法分析,同样也为线性模型。因此,经典颤振理论仅能分析亚声速或超声速、小攻角、线性结构等条件下的颤振问题。

对于大型客机和高速无人机,巡航速度大多处于跨声速区域,其气动力是高度非线性的。而大展弦比无人机机翼柔度较大,在气动力作用下会产生较大的几何变形,机翼必然会产生明显的几何非线性效应,而几何非线性会造成翼面结构在非定常气动力作用下发生极限环振荡(limit cycle oscillation,简称 LCO)[5-6],同时发生颤振问题和 LCO 现象时可称为极限环颤振[7-9]。LCO 颤振分析的关键是准确计算 LCO 幅值和频率。因此,经典颤振理论无法分析这类高度非线性的 LCO 颤振问题。随着计算流体力学(computation fluid dynamics,简称 CFD)和计算结构动力学(computational structural dynamics,简称 CSD)的发展,一些学者开始采用基于 CFD/CSD 的耦合方法进行 LCO 颤振的研究,非定常气动力通过有限体积法求解 Euler 方程或 Navier-Stokes 方程获得,而结构瞬态响应分析通常采用非线性有限元法,因此这是一种时域方法。目前 LCO 颤振的研究对象主要集中在壁板,而机翼的 LCO 颤振研究相对较少。Schairer 等[10]通过试验方法研究了切尖三角翼的 LCO 颤振问题,获得了三角翼的模态及不同来流动压下的翼尖 LCO 幅值和 LCO 频率。文献[11-13]通过 CFD/CSD 耦合方法研究了切尖三角翼的 LCO 颤振,并将计算结

* 博士后创新人才支持计划资助项目(BX20190152);中国博士后科学基金资助项目(2019M660118);江苏省博士后科研资助计划资助项目(2019K127);江苏高校优势学科建设工程资助项目
收稿日期:2018-06-01;修回日期:2018-10-11

果与试验结果进行了对比。该耦合方法具有松耦合的特点，耦合时间精度较低，具有时间滞后效应，已有学者证明了松耦合方法仅具有一阶耦合时间精度[14]。

针对松耦合方法的时间滞后效应及耦合时间精度较低的缺点，笔者发展了一种跨声速翼面极限环颤振的 CFD/CSD 紧耦合分析方法，其特点是在传统松耦合方法的基础上增加了内部伪迭代分析过程。采用 Schairer 等的试验模型进行了紧耦合和松耦合分析，并将计算结果和试验结果进行了对比，以验证紧耦合方法的耦合时间精度。

1　气动力和结构动力学控制方程

不考虑体积力和内热源情况下，直角坐标系下的流体动力学 Navier-Stokes 控制方程的积分形式为

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_V \boldsymbol{W}\mathrm{d}\Omega+\oint_{\partial V}(\boldsymbol{F}_c-\boldsymbol{F}_v)\boldsymbol{n}\mathrm{d}S=0 \tag{1}$$

其中：$\boldsymbol{W}$ 为守恒向量；$\boldsymbol{F}_c$ 为对流通量；$\boldsymbol{F}_v$ 为黏性通量；∂V 为控制体 V 的边界面；$\boldsymbol{n}$ 为 ∂V 的外法线单位向量。

$$\boldsymbol{W}=(\rho\quad \rho u\quad \rho v\quad \rho w\quad \rho e)^{\mathrm{T}} \tag{2}$$

$$\boldsymbol{F}_c=\begin{bmatrix}\rho ui+\rho vj+\rho wk\\ (\rho u^2+p)i+\rho uvj+\rho uwk\\ \rho uvi+(\rho v^2+p)j+\rho vwk\\ \rho uwi+\rho vwj+(\rho w^2+p)k\\ (\rho ue+up)i+(\rho ve+vp)j+(\rho we+wp)k\end{bmatrix} \tag{3}$$

$$\boldsymbol{F}_v=\begin{bmatrix}0\\ \tau_{xx}i+\tau_{xy}j+\tau_{xz}k\\ \tau_{yx}i+\tau_{yy}j+\tau_{yz}k\\ \tau_{zx}i+\tau_{zy}j+\tau_{zz}k\\ \Pi_x i+\Pi_y j+\Pi_z k\end{bmatrix} \tag{4}$$

$$\begin{cases}\Pi_x=u\tau_{xx}+v\tau_{xy}+w\tau_{xz}-q_x\\ \Pi_y=u\tau_{yx}+v\tau_{yy}+w\tau_{yz}-q_y\\ \Pi_z=u\tau_{zx}+v\tau_{zy}+w\tau_{zz}-q_z\end{cases} \tag{5}$$

其中：ρ 为密度；p 为压强；u，v 和 w 分别为直角坐标系下的速度分量；q_x，q_y 和 q_z 分别为直角坐标系下的热流分量；e 为单位质量气体的总能量，其表达式为 $p/((\gamma-1)\rho)+(u^2+v^2+w^2)/2$；$\gamma$ 为气体比热比；τ_{ij} 为黏性应力分量。

将式(1)按有限体积法进行空间离散可得

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\boldsymbol{W}_iV_i=-\sum_{N=1}^{N_F}(\boldsymbol{F}_c-\boldsymbol{F}_v)_N\boldsymbol{n}\Delta S_N \tag{6}$$

其中：$\boldsymbol{W}_i$ 和 V_i 分别为控制体 i 的守恒向量和体积；N_F 为控制体边界面的数目；ΔS_N 为第 N 个边界面的面积。

由于对流通量 F_c 具有高度非线性特点，并且集中体现了流场的对流特征，笔者采用 Roe 格式[15]对其进行空间离散，为获得单调解，采用完全迎风的二阶 MUSCL 格式[16]离散分裂后的无黏通量，并采用 minmod 限制器使空间离散格式达到空间二阶精度，且非定常问题的求解采用双时间步长法[17]。

以上是气动力分析的控制方程和数值计算方法，而通过有限元法离散后结构动力学运动方程可表示为

$$\boldsymbol{M}\ddot{\boldsymbol{u}}+\boldsymbol{C}\dot{\boldsymbol{u}}+\boldsymbol{K}\boldsymbol{u}=\boldsymbol{F}_e \tag{7}$$

其中：$\boldsymbol{M}$ 为质量矩阵；$\boldsymbol{C}$ 为阻尼矩阵；$\boldsymbol{K}$ 为刚度矩阵；$\boldsymbol{F}_e$ 为结构所受的外力；$\boldsymbol{u}$，$\dot{\boldsymbol{u}}$ 和 $\ddot{\boldsymbol{u}}$ 分别为结构运动的位移、速度和加速度向量。

本研究的机翼极限环非线性颤振仅考虑结构的几何非线性，不考虑其材料非线性，且采用 Newmark 法进行结构非线性瞬态动力学的求解，其属于隐式求解方法。将式(7)写为结构非线性动力学的平衡方程为

$$\boldsymbol{M}\ddot{\boldsymbol{u}}+\boldsymbol{C}\dot{\boldsymbol{u}}+\boldsymbol{F}_i=\boldsymbol{F}_e \tag{8}$$

其中：$\boldsymbol{F}_i=\int\boldsymbol{B}^{\mathrm{T}}\sigma\mathrm{d}V$，为单元内力。

F_i 体现了结构的几何非线性，需要将其线性化以方便求解

$$\boldsymbol{F}_{i,n+1}=\boldsymbol{F}_{i,n}+\boldsymbol{K}_{T,n}\Delta\boldsymbol{u} \tag{9}$$

其中：$\Delta\boldsymbol{u}=\boldsymbol{u}_{n+1}-\boldsymbol{u}_n$。

将式(9)带入式(8)，即可得到线性化的结构动力学的平衡方程

$$\boldsymbol{M}\ddot{\boldsymbol{u}}_{n+1}+\boldsymbol{C}\dot{\boldsymbol{u}}_{n+1}+\boldsymbol{K}_{T,n}\Delta\boldsymbol{u}_i=\boldsymbol{F}_e-\boldsymbol{F}_{i,n} \tag{10}$$

由于式(9)在一定程度上属于一阶线性化，故一阶线性化的式(10)求解精度较差，可引入子迭代 Newmark 方法来求解式(10)，其平衡方程为

$$\boldsymbol{M}\ddot{\boldsymbol{u}}^i_{n+1}+\boldsymbol{C}\dot{\boldsymbol{u}}^i_{n+1}+\boldsymbol{K}_T\Delta\,\boldsymbol{u}^i=\boldsymbol{F}_{e,n+1}-\boldsymbol{F}^i_{i,n} \tag{11}$$

基于子迭代 Newmark 方法的结构瞬态非线性动力学求解的详细过程可参考文献[14]。

2　全隐式紧耦合分析策略

本研究非定常气动力采用 CFD 方法求解，而结构非线性动力学采用基于有限元的 CSD 方法求解，且 CFD 和 CSD 均采用隐式时间推进，相比显示格

式,隐式格式能采用更大的时间步长且具有更好的稳定性。

传统的机翼非线性颤振分析采用基于 CFD/CSD 的串行松耦合方法,其在相同的时间步进行气动力和节点位移的数据交换,并进行迭代推进求解。松耦合方法简单明了,实现起来较容易,但在任意 n 到 $n+1$ 时间步内 CFD(或 CSD)求解过程中节点位移(或气动力)不变,即冻结边界条件,这样会造成时间滞后的效应,且随着分析的进行,累积误差会越来越大。文献[14]已经证明了即使 CFD 和 CSD 分析均达到了二阶时间精度,由于耦合边界上气动力和节点位移在交换时间上的滞后,传统松耦合方法只能达到一阶时间精度。这明显不满足机翼极限环颤振对耦合方法时间精度的要求。

基于传统松耦合方法时间精度较低的缺点,笔者采用全隐式紧耦合方法进行机翼极限环颤振的研究。其在任意一个时间步内 CFD 与 CSD 进行反复的内迭代,通常将其称之为伪迭代。当流体与结构满足精度要求,跳出伪迭代进行下一个时间步的求解,即进入物理迭代的分析。相比松耦合方法,紧耦合方法增加了伪迭代,并要求伪迭代收敛后才进行物理迭代的计算,这在一定程度上能消除松耦合方法在时间推进过程中累积的误差,即降低松耦合方法存在的时间滞后效应,具有更高的耦合时间分析精度。由于伪迭代完全收敛后再进入物理迭代,造成了计算量大大增加。因此在实际的紧耦合分析中通常需要设置一个最大伪迭代次数,即当伪迭代达到最大次数时即使其还未完全收敛,也跳出伪迭代进入物理迭代。

如图 1 所示,紧耦合方法的主要分析步骤如下:

1) 进行 CFD 和 CSD 建模,并进行 CFD 定常流场的计算,计算得到的定常气动力结果作为耦合分析的初始条件;

2) 进行 t_i 时刻的非定常气动力的计算,并将壁面压力热 F_i 传递给 CSD 模型,进行 CFD 与 CSD 的伪迭代分析,直到伪迭代达到最大迭代次数后结束该时间步内的伪迭代分析;

3) 进行下一个时间步的分析,即进入物理迭代的计算;

4) 若物理迭代分析时间 t_i 到达分析总时间 t_{total},结束分析,否者返回步骤 2,直至 $t_i=t_{\text{total}}$ 为止。

以上耦合流程中涉及到气动力和节点位移在耦合面上的数据交换,而 CSD 的网格尺寸通常远大于 CFD 网格尺寸,故在耦合面上不能直接通过节点一一对应的方式进行以上耦合变量的传递,需要采用

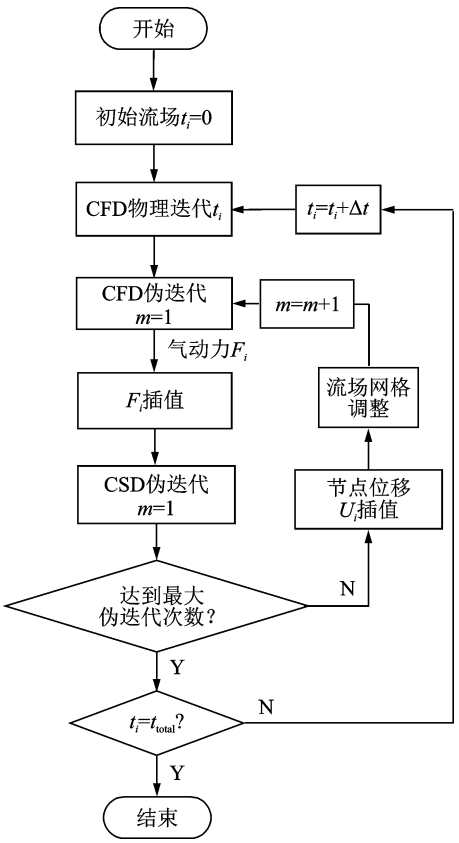


图 1 紧耦合方法分析流程

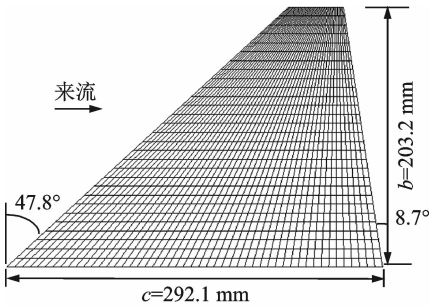
Fig. 1 Analysis process of tightly coupled method

插值算法完成数据的传递。笔者采用三维薄板样条插值方法进行气动力和节点位移的插值计算。此外,结构变形会导致流场网格的重新调整,笔者采用基于无限插值方法的动网格技术实现流体网格的变形,其详细计算方法可参考文献[18]。

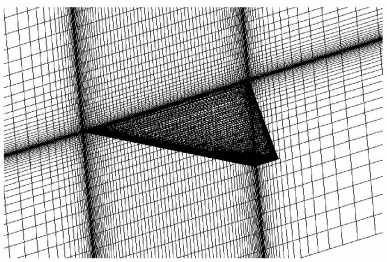
3 跨声速切尖三角翼极限环颤振分析

3.1 数值模型

笔者采用跨声速切尖三角翼试验模型[11]进行研究,通过试验可知,该模型的非线性因素来自于气动载荷作用下的结构大变形和跨声速非线性气动力。此剪切三角翼为等厚度薄板,其厚度为 0.889mm,材料为钢,弹性模量为 200GPa,泊松比为0.25,密度为 7 850kg/m^3,其平面形状和几何尺寸如图 2(a)所示,且翼根为固支边界条件。来流马赫数在 0.86 和 0.879 之间,攻角为 0°。为了与试验来流参数相匹配,来流动压的单位采用 psi,其与 Pa 的变换关系为 1psi=6 895Pa。图 2 为 CFD 和 CSD 数值模型,由于采用松耦合方法分析该模型极限环颤振的文献中未考虑流场的黏性效应,为了对比分



(a) CSD网格
(a) CSD grid



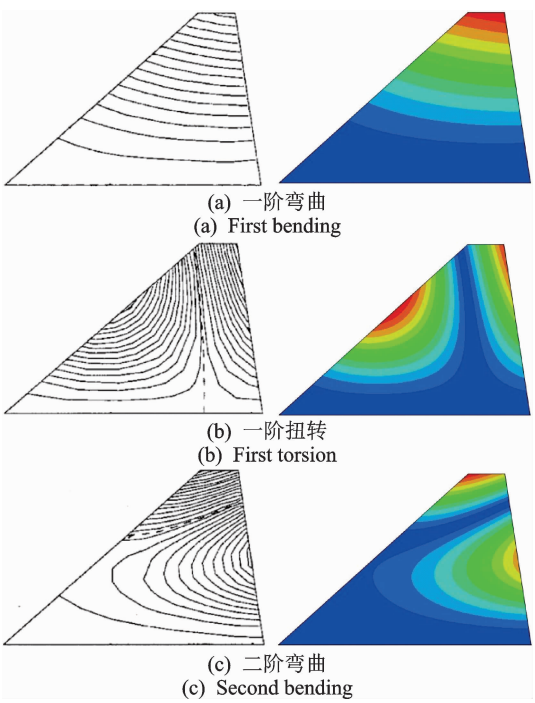
(b) CFD网格
(b) CFD grid

图 2　流体和结构模型网格

Fig. 2　Fluid and structural meshes

析，本研究 CFD 模型仅求解 Euler 方程。此外 CSD 模型采用壳单元模拟，且考虑结构大变形带来的几何非线性效应。

笔者进行了结构模态分析，结构振型的试验和分析结果如图 3 所示，机翼前 3 阶振型分别为一阶弯曲、一阶扭转和二阶弯曲，且分析结果与试验结果吻合得很好。表 1 列出了机翼前 3 阶固有频率的试



(a) 一阶弯曲
(a) First bending

(b) 一阶扭转
(b) First torsion

(c) 二阶弯曲
(c) Second bending

图 3　机翼振型对比

Fig. 3　Comparison of modal shape of wing

验和分析结果[11]，固有频率的计算值与试验值最大相对误差为 1.82%，这说明本研究的 CSD 模型能够反映切尖三角翼的基本动力学性能。

表 1　机翼固有频率的对比

Tab. 1　The comparison of natural frequencies of wing

固有频率	试验值/Hz	计算值/Hz	相对误差/%
f_1	26.7	26.8	0.37
f_2	88.2	89.5	1.47
f_3	131.8	134.2	1.82

3.2　机翼几何非线性的影响

为了研究结构几何非线性对颤振的影响，笔者采用紧耦合方法同时分析了来流动压 $q=2.58$psi 下考虑和不考虑几何非线性时的翼尖瞬态位移响应，其中耦合时间步长 Δt 取 0.000 4s，每个时间步内的最大为迭代为 10。图 4 为线性结构（不考虑结构几何非线性）和非线性结构下的结果对比图，可知考虑结构几何非线性时机翼在初始扰动下振动幅度逐渐增加，并且在最终呈等幅振荡状态。这是因为翼面为刚度渐硬的系统，即随着翼面变形的增加，翼面几何刚度也逐渐增加，机翼抵抗变形的能力得到了加强。线性刚度的机翼在分析过程中刚度保持不变，当受初始扰动时，机翼在初期呈现较小幅度的振动，随后进入剧烈的动态发散阶段，此阶段机翼的变形远大于考虑几何非线性情况下的结果。据此可知机翼几何非线性对时域分析结果产生了重要影响，必须考虑其影响才能获得正确的颤振分析结果。

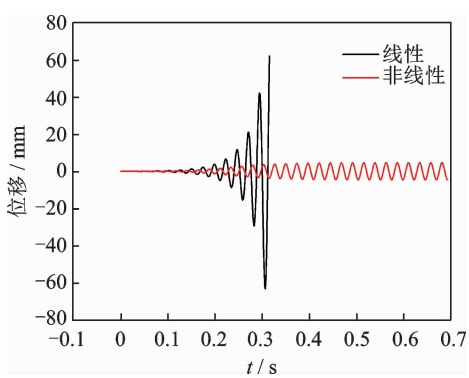


图 4　翼尖线性和非线性位移响应（动压 $q=2.58$psi）

Fig. 4　Linear and nonlinear displacement responses of wing tip($q=2.58$psi)

3.3　非线性临界颤振动压

笔者采用紧耦合方法进行了切尖三角翼的临界颤振动压分析，同时考虑了非线性跨声速气动力和结构几何非线性。图 5 为不同动压下机翼翼尖的法

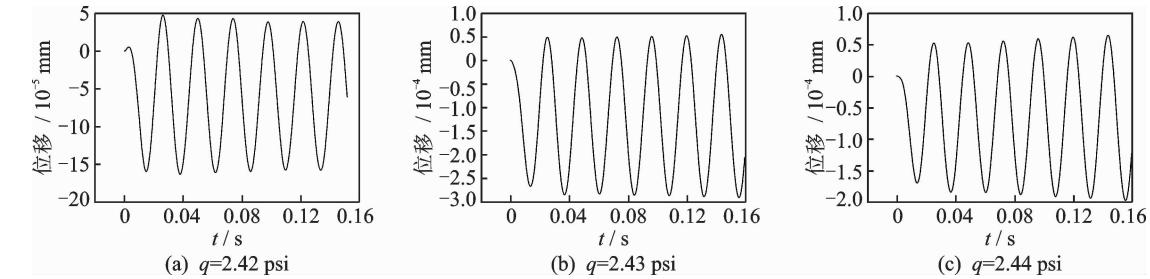


图 5 不同动压下翼尖位移响应

Fig. 5 Displacement responses of wing tip under different dynamic pressure

向位移时域分析结果，根据结果可知：动压 q 为 2.42psi时，在外界扰动下翼尖的振动呈收敛的趋势；动压 q 为 2.44psi 时，翼尖的振动逐渐发散；动压 q 为 2.43psi 时，翼尖呈近似等幅振动的状态，故本研究的切尖三角翼模型非线性临界颤振动压为 2.43psi。

表 2 为 p-k 法[13]与本研究紧耦合方法计算得到的临界颤振动压与试验结果的对比情况，可知紧耦合方法获得的临界颤振动压值 2.43psi 与试验值 2.40psi 吻合良好，而 p-k 法计算得到的临界颤振动压为 2.75psi，结果较差。这是因为 p-k 法为工程算法，其气动力和结构分析均为线性，无法考虑切尖三角翼的非线性跨声速气动力和结构几何非线性。表 2中的数据同样也验证了紧耦合方法在求解非线性临界颤振动压中的高精度。

表 2 非线性颤振动压比较

Tab. 2 The comparison of nonlinear flutter dynamic pressure

结果	试验	p-k 法	本研究紧耦合法
颤振动压/psi	2.40	2.75	2.43

3.4 LCO 分析结果和讨论

在切尖三角翼的颤振试验中观察到了 LCO 现象，其中的非线性来自于非线性跨声速气动力和结构几何非线性，且结构几何非线性是主要影响因素。笔者分析了不同来流动压下的翼尖法向位移的时域结果和相应的相位图，如图 6 所示。从图中结构可知，在初始扰动下翼尖振动在初始阶段呈现轻微的发散趋势，随后翼尖振动进入剧烈发散阶段，翼尖位

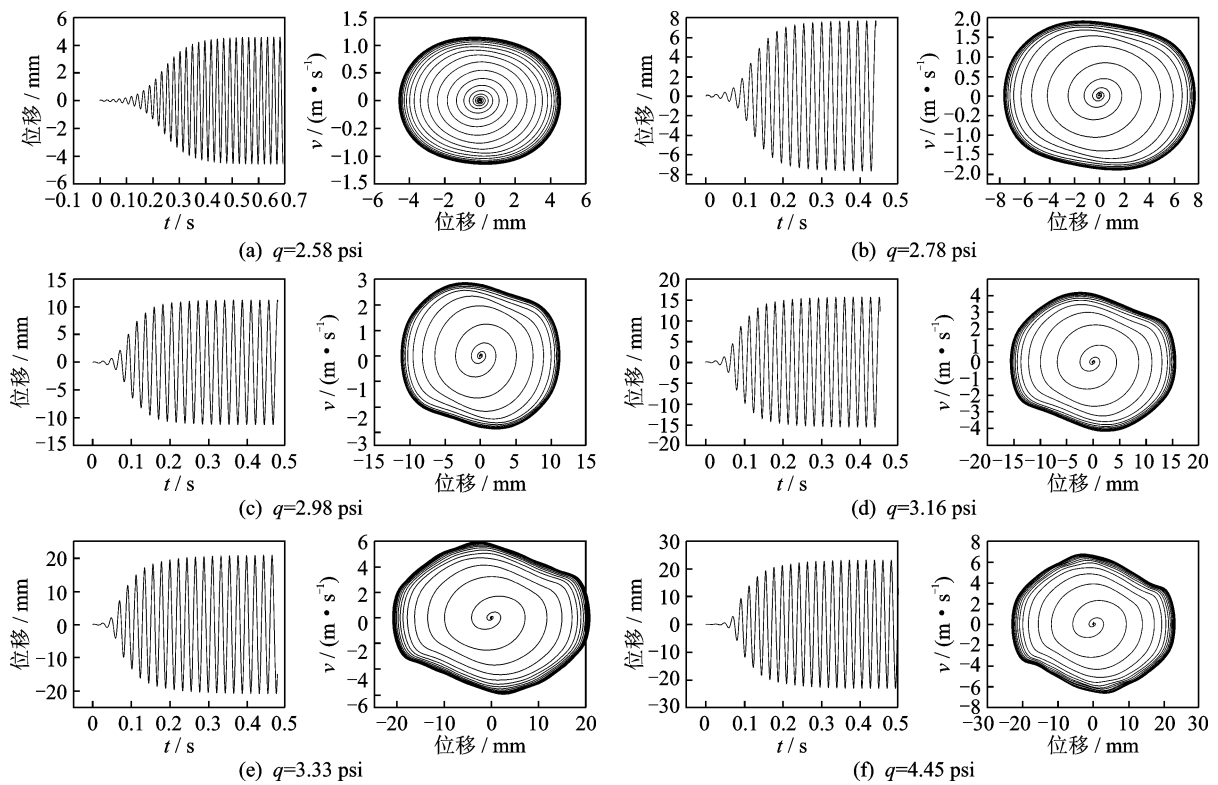


图 6 不同动压下翼尖位移响应及相位图

Fig. 6 Displacement responses and phase diagrams of wing tip under different dynamic pressure

移迅速增加，并且最终作等幅振荡的状态，即表现出 LCO 现象。此外随着来流动压的增加，翼尖会更剧烈且更快地进入 LCO 状态。

分析获得了不同来流动压下的翼尖 LCO 幅值和频率，如图 7 所示，图 7(a)中的纵坐标为 LCD 与机翼半展长 b(其值为 203.2mm)之比。为了对比分析，图中还给出了一些采用松耦合方法获得的结果。为了保证对比分析的合理性，本研究紧耦合方法和文献中松耦合方法的气动力分析控制方程均为 Euler 方程，且耦合时间步长均为 0.000 4s。由图可知，紧耦合和松耦合方法获得的 LCO 幅值在较低来流动压下吻合较好，随着来流动压的增加，计算值与试验值误差越来越大，尤其在来流动压 $q=3.45$psi 时 LCO 幅值的试验值远大于所有计算值，但可以明显观察到采用紧耦合方法获得的 LCO 幅值更靠近试验值。随着来流动压的增加，LCO 频率的试验值逐渐增加，紧耦合方法计算得到的 LCO 频率能清晰地反映这一规律，而松耦合方法却不能。此外，紧耦合方法获得的 LCO 频率也与试验值吻合得更好。

以上分析说明了紧耦合方法比传统松耦合方法能更好地分析 LCO 幅值和频率，具有更高的分析精度。但是在较高来流动压下，紧耦合方法获得的

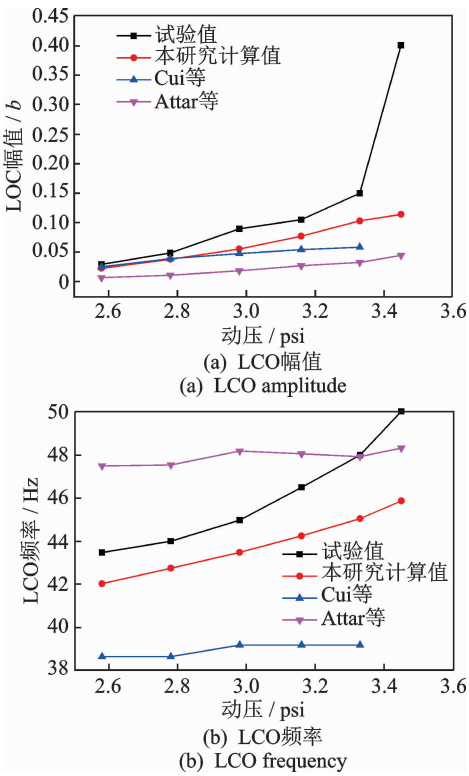


图 7　不同动压下翼尖 LCO 幅值和频率

Fig. 7　LCO amplitude and frequency of wing tip under different dynamic pressure

LCO 幅值及频率与试验值还存在较大的误差。主要原因有：①三角翼的扭转变形会造成局部大攻角，三角翼在大攻角下会形成前缘分离涡和前缘低压区，如图 8 所示，这难以通过 Euler 方程进行数值模拟，即存在气动力不精确的问题；②试验过程中机翼的振动容易引起翼根的松动[11]，降低约束刚度，造成振动幅值增加；③翼根部为高应力区域，有部分结构已进入塑性阶段，而本研究的分析不考虑材料非线性，这也将引起振幅增加。

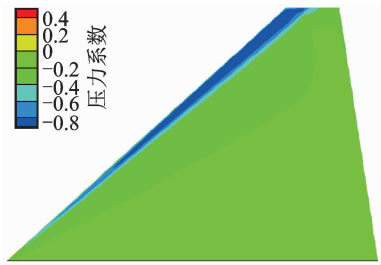


图 8　翼面压力系数分布

Fig. 8　Pressure coefficient distribution of wing

4　结　论

1) 传统松耦合方法分析过程中存在严重的时间滞后问题，会影响耦合时间精度。笔者发展了一种机翼极限环颤振的 CFD/CSD 全隐式紧耦合研究方法，其特点是在传统松耦合方法的基础上增加了内部伪迭代分析过程。

2) 进行了切尖三角翼跨声速极限环颤振的分析，结果表明结构几何非线性对 LCO 颤振具有重要影响，且紧耦合方法获得的机翼临界颤振动压与试验结果吻合得很好，从而验证了紧耦合方法的分析精度。

3) 紧耦合方法获得的翼尖 LCO 幅值和 LCO 频率均优于传统松耦合方法，更靠近试验结果，故紧耦合方法在一定程度上能消除时间推进累积的误差，具有更高的耦合时间精度。

4) 本研究的紧耦合方法不仅能应用于机翼极限环颤振的分析，还可应用于对时间精度要求较高的机翼突风响应以及其他类型的瞬态耦合分析中，如气动热与结构传热的瞬态耦合分析，因此紧耦合方法具有广泛地工程应用价值。

参　考　文　献

[1]　常勇，王玉惠，卢广山，等. 基于模糊自适应的高超声速

机翼颤振的主动控制[J]. 振动、测试与诊断,2014,34(5):851-856.
CHANG Yong, WANG Yuhui, LU Guangshan, et al. Active control based on fuzzy adaptive for hypersonic airfoil flutter[J]. Journal of Vibration, Measurement & Diagnosis, 2014, 34(5): 851-856. (in Chinese)

[2] 吴志刚,惠俊鹏,杨超. 高超声速下翼面的热颤振工程分析[J]. 北京航空航天大学学报,2005,31(3):270-273.
WU Zhigang, HUI Junpeng, YANG Chao. Hypersonic aerothermoelastic analysis of wings [J]. JournaI of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2005, 31(3): 270-273. (in Chinese)

[3] 黄礼耀,陈奎霖,卢叔全. 跨声速偶极子网格法的改进和在颤振计算中的应用[J]. 空气动力学学报,1998(3):379-385.
HUANG Liyao, CHEN Kuilin, LU Shuquan. The improvement of transonic doublet lattice method and the application to flutter calculation [J]. Acta Aerodynamica Sinica, 1998(3): 379-385. (in Chinese)

[4] 李增文,林立军,关世义. 超声速全动翼面热颤振特性分析[J]. 战术导弹技术,2008(5):36-39.
LI Zengwen, LIN Lijun, GUAN Shiyi. Research on the thermal flutter characteristics of hypersonic all-move wing [J]. Tactical Missile Technology, 2008(5): 36-39. (in Chinese)

[5] 付志超,陈占军,刘子强. 大展弦比机翼气动弹性的几何非线性效应[J]. 工程力学,2017,34(4):231-240.
FU Zhichao, CHEN Zhanjun, LIU Ziqiang. Geometric nonlinear aeroelastic behavior of high aspect ratio wings [J]. Engineering Mechanics, 2017, 34(4): 231-240. (in Chinese)

[6] 钮耀斌. 高超声速飞行器机翼非线性颤振研究[D]. 长沙:国防科学技术大学,2013.

[7] 张军红,韩景龙. 二元翼段间隙非线性颤振的模糊控制[J]. 振动与冲击,2012,31(6):58-61.
ZHANG Junhong, HAN Jinglong. Airfoil control surface LCO suppression with Fuzzy logic control [J]. Journal of Vibration and Shock, 2012, 31(6): 58-61. (in Chinese)

[8] 吴侃. 含结构非线性和时滞的二元翼段颤振主动抑制研究[D]. 南京:南京航空航天大学,2016.

[9] 王益锋,邵松,朱清华,等. 带有气动及结构非线性的二元机翼颤振分析[J]. 航空动力学报,2012,27(9):2063-2074.
WANG Yifeng, SHAO Song, ZHU Qinghua, et al. Flutter analysis of a two-dimensional wing with aerodynamic and structural nonlinearity [J]. Journal of Aerospace Power, 2012, 27(9): 2063-2074. (in Chinese)

[10] SCHAIRER E T, HAND L A. Measurements of unsteady aeroelastic model deformation by stereo photogrammetry [J]. Journal of Aircraft, 1999, 36(6): 1033-1040.

[11] CUI P, HAN J L. Numerical investigation of the effects of structural geometric and material nonlinearities on limit-cycle oscillation of a cropped delta wing [J]. Journal of Fluids and Structures, 2011, 27: 611-622.

[12] ATTAR P J, GORDNIER R E. Aeroelastic prediction of the limit cycle oscillations of a cropped delta wing [J]. Journal of Fluids and Structures, 2006, 22: 45-58.

[13] 崔鹏,韩景龙. 基于 CFD/CSD 的非线性气动弹性分析方法[J]. 航空学报,2010,31(3):480-486.
CUI Peng, HAN Jinglong. Investigation of nonlinear aeroelastic analysis using CFD/CSD [J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2010, 31(3): 480-486. (in Chinese)

[14] 徐敏,安效民,康伟,等. 现代计算气动弹性力学[M]. 北京:国防工业出版社,2014:126-129.

[15] 黄杰,姚卫星,陈炎,等. 热防护系统分区协调耦合推进方法[J]. 宇航学报,2018,39(1):27-34.
HUANG Jie, YAO Weixing, CHEN Yan, et al. Division coordinating coupled marching method on thermal protection system [J]. Journal of Astronautics, 2018, 39(1): 27-34. (in Chinese)

[16] LEER B V. Towards the ultimate conservative difference scheme V: a second-order sequel to Godunov's method [J]. Journal of Computational Physics, 1979, 32(1): 101-136.

[17] HUANG J, LI P, YAO W X. Thermal protection system gap analysis using a loosely coupled fluid-structural thermal numerical method [J]. Acta Astronautica, 2018, 146: 368-377.

[18] 丁力. 动网格技术及其在气动弹性数值模拟中的应用研究[D]. 南京:南京航空航天大学,2014.

第一作者简介:黄杰,男,1989 年 4 月生,博士后。主要研究方向为高超声速飞行器热防护系统与多物理场耦合问题。曾发表《Uncertainty dynamic theoretical analysis on ceramic thermal protection system using perturbation method》(《Acta Astronautica》2018, No. 148)等论文。

E-mail:jiehuangxyz@163.com