

1D12 衝撃波失速フラッター発生条件の高精度予測： 翼根壁干渉の重要性

○来原聡，三宅冬馬，寺島洋史（北海道大学）

Accurate Prediction of Shock-Stall Flutter : Importance of Wing Root Wall Interference
Satoshi Kuruhara, Toma Miyake and Hiroshi Terashima (Hokkaido University)

Key Words : Flutter, Stall, Secondary flow

Abstract

This study presents a numerical investigation of shock-stall flutter in the NACA0012 benchmark wing at transonic speed ($M_\infty = 0.78$), with a particular focus on the influence of wall interference at the wing root. Shock-stall flutter, typically caused by flow separation at high angles of attack, can also occur at lower angles in transonic regimes due to shock-induced adverse pressure gradients. To address a 1 deg discrepancy from experimental flutter onset under symmetric root conditions (C1_Sym), an alternative setup was tested using a no-slip root wall with the SA-QCR2024 model incorporating turbulence anisotropy (C2_Wall_QCR). In static simulations, this setup improved agreement with experimental pressure distributions at high angles. However, in flutter simulations, its impact on stall flutter behavior was limited. Both configurations (C1_Sym) and (C2_Wall_QCR) reproduced the sharp drop in dynamic pressure near $\alpha = 3 - 4$ deg, characteristic of shock-stall flutter. The secondary flow near the root wall was captured only with the QCR model, but its influence on the flutter boundary remained limited.

1. 緒論

近年，航空機の高速化に伴う流体動圧の増大や遷音速域での飛行により，空力弾性問題が顕著になってきた．空力弾性問題とは，流体による空気力と構造物の弾性力・慣性力が連成して生じる問題であり，その1つにフラッターと呼ばれる翼の自励振動現象がある．航空機において，フラッターが発生すると翼に発散的な振動が生じ，構造物の破壊に至る可能性がある．そのためフラッター現象のメカニズム解明およびフラッター発生条件の高精度予測は航空機の安全設計上，非常に重要である．

フラッター現象の中でも失速フラッターと呼ばれる現象がある[1,2]．失速とは，Fig. 1に示す通り，高迎角時に翼周りの流れがはく離し，揚力が急激に低下する現象である．失速フラッターは，失速迎角付近で起こるフラッター現象として知られ，低迎角で発生する従来の曲げ振じりフラッターと比べて低い動圧でフラッターが発生してしまう．そのため失速フラッターは非常に危険な現象であり，フラッター発生動圧の正確な予測と，そのメカニズム解明が重要である．

これまで失速フラッターに関する実験・解析例はいくつか報告されているが[1,2]，そのほとんどは亜音速域を対象としたものである．亜音速での失速フラッターは迎角 $\alpha = 10 - 20$ deg付近でフラッター

発生動圧が急激に減少する[1]ことが知られている．一方，衝撃波が生じる遷音速域における失速フラッター特性についての研究は少ない．遷音速域での失速フラッターに関する先行研究の一つとして，Riveraら[3]が行った3次元低アスペクト比矩形翼(翼型：NACA0012，アスペクト比：2.0)を用いた2自由度フラッター試験がある．遷音速域であるマッハ数 $M_\infty = 0.78$ で，迎角を変更した実験が行われ，Fig. 2に示すように迎角 $\alpha = 4$ deg付近でフラッター発生動圧が急激に低下することが確認された．遷音速域では衝撃波の発生による強い逆圧力勾配により，より低迎角ではく離が生じることから，迎角 $\alpha = 4$ degでフラッター発生動圧が急減している．この遷音速域での失速フラッターは，衝撃波失速フラッターと呼ばれる．

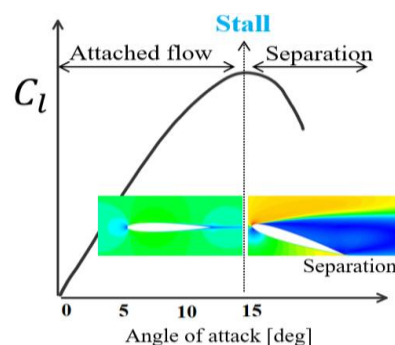


Fig. 1 $C_l - \alpha$

またStanfordら[4]は、翼振動時の流れ場の変動が十分小さく、変動成分が調和振動することを仮定したLinearized Frequency-domain Method (LFD) [5]を用いたフラッター解析を行い、フラッター境界を実験と比較した。ここで、流れ場の計算にはレイノルズ平均した3次元圧縮性Navier-Stokes方程式を用いており、乱流モデルとしてSpalart-Allmaras (SA) モデル[6]を採用している。Figure 3に各迎角でのフラッター境界を実験値とともに示す。Figure 3に示す通り、Stanfordら[4]の計算結果は、迎角 $\alpha = 0 - 2 \text{ deg}$ では実験値の傾向を再現している。しかし、迎角 $\alpha = 2 \text{ deg}$ 以上のフラッター境界は、実験との乖離が大きい。衝撃波失速フラッターの解析は、衝撃波とその背後で生じるはく離によって、急激な逆圧力勾配と非定常性を伴うため、流れ場が非常に複雑となる。そのため実験[3]の数値解析による再現は難しく、先行研究の数も少ない。従って、衝撃波失速フラッター特性は未解明な点が多く残されている。

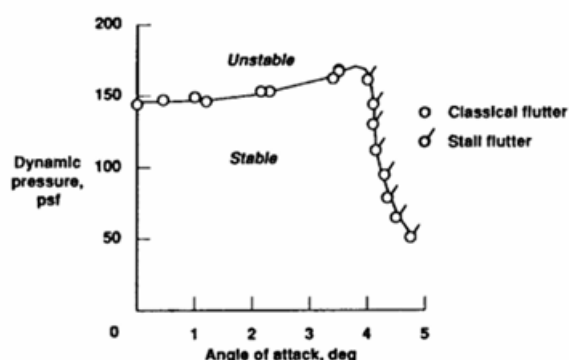


Fig. 2 Flutter boundary obtained in the NACA0012 benchmark experiment [3].

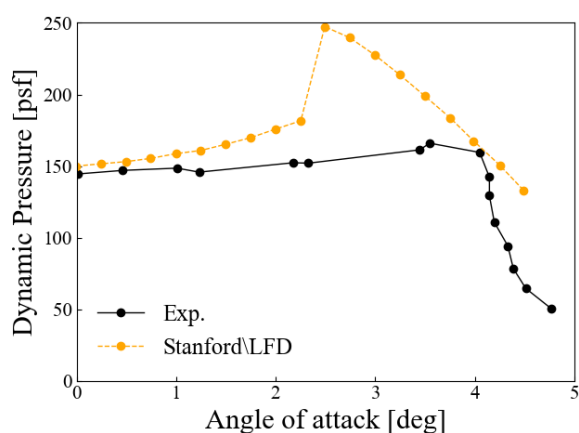


Fig. 3 Flutter boundary obtained from Stanford [4] compared with the experiment [3].

本研究では、Riveraらの実験[3]で確認された衝撃

波失速フラッターの定量的な再現を目指す。これまでの3次元フラッター解析では翼根側に対称境界条件を課することが一般的であった。一方、実際のフラッター試験では翼根側には壁が存在する。低迎角時や亜音速域では翼面上に衝撃波やはく離が生じないため、対称境界条件と滑りなし境界条件での差異は小さいと考えられるが、翼根付近で衝撃波やはく離が生じるような場合、壁がどのように流れ場に影響するかについての議論は少ない。Riveraらのフラッター試験[3]はマッハ数0.78で行われているほか、後退角のない低アスペクト比翼であることから、翼根付近に強い衝撃波が生じており、壁の影響を無視できないと考えられる。翼根側に壁が存在する場合、翼根壁と翼表面の乱流境界層の干渉によりプラントルの第2種2次流れ（2次流れ）が誘起され、翼根側のはく離に大きく影響することが示されている[7]。この2次流れを捉えるためにはレイノルズ応力の非等方性を考慮する必要があるため、変形速度テンソルの2次の項まで含んだSA model with Quadratic Constitutive Relation (SA-QCR) [8]が解析によく用いられている。

本研究では翼根側の壁を考慮した3次元フラッター解析を行い、衝撃波失速フラッターの定量的な予測、および翼根壁および2次流れが衝撃波失速フラッター特性に及ぼす影響について調査する。解析は、
C1_Sym：翼根側対称境界かつQCRなし
C2_Wall_QCR：翼根側滑りなし境界かつQCRあり
の2ケースを行い実験値と結果を比較する。

2. 数値計算法

2-1 流体方程式、数値解法

流体の支配方程式としてレイノルズ平均された3次元圧縮性Navier-Stokes方程式を用いた。非粘性流束の評価にはSHUS[9]を用い、MUSCL法[10]により高次精度化を行った。時間項は2次精度後退差分で離散化し、時間積分には並列化に適したDP-LUR陰解法[11]を用いた。乱流モデルは低レイノルズ数修正型のSpalart-Allmarasモデル (SA) [12]を適用した。また翼根壁と翼面上の乱流境界層の干渉による2次流れをとらえるため、SAに加えてレイノルズ応力の非等方性を考慮したSA-QCR2024[13]を用いた。

外部境界条件は、流入が一樣流固定、流出は静圧が一樣流に回復、その他は外挿する条件を用いた。壁面では密度を外挿、速度には構造方程式により得られた変位に基づいて、翼面移動速度を与えた。また、壁面上圧力は加速度運動の効果を考慮するため、壁面に対して垂直方向の運動量方程式を解くことで求めた。翼根側の境界条件については対称境界条件もしくは滑りなし境界条件を用いた。

2-2 構造方程式，数値解法

Figure 4に後退翼の一断面をモデル化した構造モデルを示す．構造モデルの自由度は上下変位 h （下向きが正），回転変位 α （頭上げが正）の2自由度である．支配方程式は次式のようになる[14]．

$$\begin{aligned} m\ddot{h} + S_\alpha\ddot{\alpha} + k_h h &= -L \\ S_\alpha\ddot{h} + I_\alpha\ddot{\alpha} + k_\alpha\alpha &= M \end{aligned} \quad (1)$$

ここで， m はコード方向の単位長さ当たりの質量， $S_\alpha(=mbx_\alpha)$ は弾性軸周りの静的モーメント， $I_\alpha(=mb^2r_\alpha^2)$ は弾性軸周りの慣性モーメント， $k_h(=m\omega_h^2)$ と $k_\alpha(=I_\alpha\omega_\alpha^2)$ はそれぞれ上下運動，回転運動のばね剛性， L は揚力（上向き正）， M は弾性軸周りのモーメント（頭上げ正）を表す．また， ω_h と ω_α は上下運動もしくは回転運動のみを行わせたときの角振動数である．構造減衰項は考慮していない．

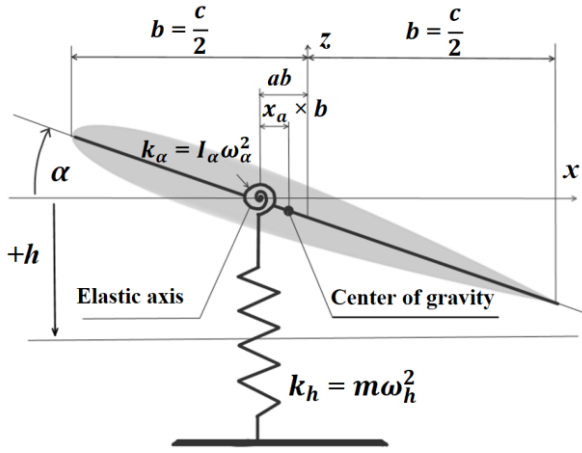


Fig. 4 A wing section model with two degrees of freedom

式 (1) において，上下変位 h は半翼弦長 b ，時間 t は回転運動の角振動数 ω_α を用いてそれぞれ無次元化し，行列形式でまとめると以下のようになる．

$$[M]\{\ddot{q}\} + [K]\{q\} = \{Q\} \quad (2)$$

ここで，

$$\begin{aligned} [M] &= \begin{bmatrix} 1 & x_\alpha \\ x_\alpha & r_\alpha^2 \end{bmatrix} \\ [K] &= \begin{bmatrix} (\omega_h/\omega_\alpha)^2 & 0 \\ 0 & r_\alpha^2 \end{bmatrix} \\ \{q\} &= \begin{Bmatrix} h \\ \alpha \end{Bmatrix}, \{Q\} = \frac{v_\infty^2}{\pi} \begin{Bmatrix} -C_l \\ 2C_m \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (3)$$

である． x_α と r_α^2 は静的質量不均衡と慣性能率である．また，式 (3) において，

$$V_* = \frac{U_\infty}{b\omega_\alpha\sqrt{\mu}}, \mu = \frac{m}{\rho_\infty b^2\pi} \quad (4)$$

である．ここで V_* はSpeed index（フラッター速度）と呼ばれ，流体力と構造力の比を表す無次元パラメータである． U_∞ ， ρ_∞ ， μ はそれぞれ一様流速度，密度，質量比を表す．

構造方程式の時間積分法として4段階Runge-Kutta法を用いた．ただし，各段階での空気力 C_l と C_m は一定であるとした．

2-3 連成手法

流体構造連成には，時間方向に各方程式を交互に解き進める弱連成法を用いた．連成解析は以下の手順で実行される．

- ① 流体側で定常計算を行い，翼周りの流れ場を求める．
- ② 定常計算の流れ場から変位 h と α のつり合い位置を求める計算を行う．
- ③ つり合い位置を初期位置として，翼に初期変位を与え，流体計算を行い空気力 C_l ， C_m を求める．
- ④ 得られた空気力 C_l ， C_m を構造方程式に代入して構造計算を行い，変位 h と α を求める．
- ⑤ 構造計算で得られた変位に基づき，格子を移動させ，再び流体計算を行う．以上③～⑤の計算を繰り返す．

この連成プロセスにおいて，流体側と構造側の無次元量が異なるため，物理量の変換が必要になる．本研究では，流体側が長さを翼弦長 c ，時間を翼弦長 c と音速 a_∞ を用いて c/a_∞ 構造側が長さを半翼弦長 $b(=c/2)$ ，時間を回転運動の角振動数 ω_α により無次元化を行った．これらを考慮し，実際の長さや時間が互いに同じであるという条件を課せば，

$$\begin{aligned} h_{structure} &= 2H_{fluid} \\ \Delta\tau_{structure} &= \frac{2M_\infty}{V_*\sqrt{\mu}} \Delta t_{fluid} \end{aligned} \quad (5)$$

となる．ここで H_{fluid} は流体方程式における座標系から見た，翼の変位である．

2-4 計算条件

本研究ではRiveraらの実験[3]で用いられた後退角およびテーパーのないNACA0012矩形翼を対象に計算を行った．翼は剛体であり，翼根に上下振動と回転振動の自由度を与える弾性支持装置（Pitching and Plunging Apparatus）が取り付けられている．従って，剛体翼が空気力によって上下・回転の2自由度で振動する系となっている．翼の諸元および構造パラメータはTable 1およびTable 2に示す．Figure 5に翼根側が対称境界条件の場合に用いた計算格子を示す．格子

点数はC1_Symの場合は505×162×201（周方向×スパン方向×半径方向），C2_Wall_QCRでは505×182×201であり，どちらもO-C型の構造格子である．翼根側が滑りなし境界の場合，翼根壁の境界層を解像する必要があるため，対称境界の場合に比べてスパン方向の格子点数が増加している．フラッター解析における無次元時間刻み幅は $\Delta t = 1.0 \times 10^{-2}$ ，内部反復回数は5回とした．またフラッター境界を同定する際は，迎角を固定したまま密度を変化させ動圧を上げていった．

Table 1 Configuration of the NACA0012 benchmark wing [3]

翼	NACA0012
コード長	0.4064 m
質量	87.067 kg
アスペクト比	2.0
翼端	Round Tip

Table 2 Structure parameters of the NACA0012 benchmark wing [3]

x_α	0
r_α^2	1.024
ω_h	3.36
ω_α	5.20

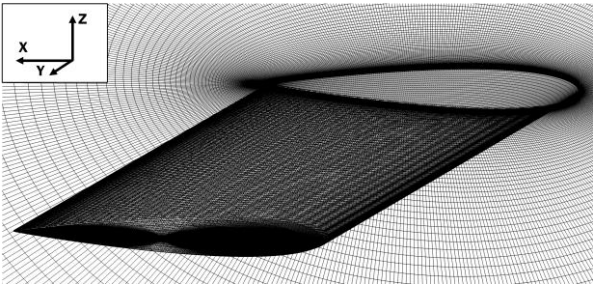


Fig. 5 Computational grid (Sym : 505×162×201)

3. 結果と考察

3-1 これまでの対称境界での研究

本節では，本研究に先立って行った対称境界条件でのフラッター解析について述べる．Riveraらのフラッター試験[3]を対象に翼根側を対称境界条件（C1_Sym）として解析を行った．Figure 6に各迎角でのフラッター境界を実験値とともに示す．ここで翼の変位の振動振幅が一定となる時の動圧をフラッター動圧，その時の振動周波数をフラッター周波数と定義した．また，すべての迎角においてマッハ数は実験と同じ $M_\infty = 0.78$ である．

Figure 6から明らかなように，C1_Symは迎角 $\alpha = 0 - 2 \text{ deg}$ で実験値と定性的に一致する傾向を示し，迎角 $\alpha = 3 \text{ deg}$ 前後で，フラッター発生動圧が減少し始めていることがわかる．Figure 6で示した先行解析

[4]と比較すると，本解析では $\alpha = 2 - 4 \text{ deg}$ で生じた急激なフラッター動圧の上昇は起きず，実験[3]で見られた衝撃波失速フラッターの定性的な傾向を再現することができた．また，Fig. 7に示すフラッター周波数を確認すると，衝撃波失速フラッターが発生している迎角 $\alpha = 4 \text{ deg}$ において，フラッター周波数は構造のピッチング周波数と一致している．実験値において，衝撃波失速フラッターでのフラッター周波数の記載がないが，一般的に失速フラッターはピッチング振動が支配的な現象であることが知られており[1,2]，本計算で得られたフラッター周波数が妥当なものであると考えられる．しかし，Fig. 6に示す通り，失速フラッターの発生迎角を実験値よりも1 deg小さく予測した．

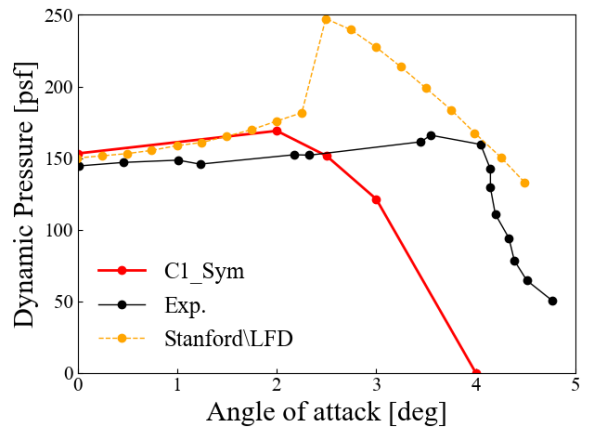


Fig. 6 Comparison of flutter boundaries with experiment [3] and analysis by Stanford [4]

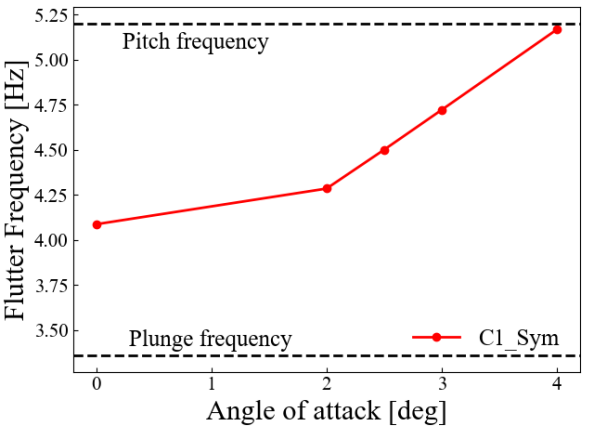


Fig. 7 Flutter frequency

3-2 失速フラッター発生メカニズム

亜音速域での失速フラッターの発生メカニズムは文献[1,2]で議論されているが，遷音速域での失速フラッターについてはあまり議論がなされていない．そこで本節では対称境界を用いたケースにおいて判明

した、衝撃波失速フラッターの発生メカニズムについて簡潔に示す。

衝撃波失速フラッターが起きる迎角 $\alpha = 4 \text{ deg}$ では、翼振動時の急激な迎角の変化により、静的な場合と比べて、はく離と再付着が翼の変位に対して遅れた。このはく離・再付着の遅れにより流れ場に強いヒステリシス性が生じ、同一迎角でも頭上げ時と頭下げ時で空気力とモーメントに大きな差が生じた。これにより、ピッチングモーメント係数 C_m が時計回りのヒステリシスループとなり、翼の回転方向と同じ向きにより強いモーメントが加わることで、系が負減衰となってフラッター発生動圧が急激に減少することが判明した。一方、衝撃波失速フラッターが起きない迎角 $\alpha = 2 \text{ deg}$ ではヒステリシス性は弱く、安定的な挙動を示すことがわかった。

3-3 翼根壁の考慮と静的解析

3-1節で議論した通り、対称境界であるC1_Symでは、実験[3]で見られた衝撃波失速フラッターの定性的な傾向を再現することができたが、衝撃波失速フラッターが発生する迎角は 1 deg 小さく予測しており、実験値の定量的な再現ができたとは言いがたい結果となった。Sellandらの研究からはく離が空気力の位相に変化を与えるため、フラッターに及ぼす影響は大きいことが知られている[15]。緒論で述べたように、後退角のない低アスペクト比翼を用いていることから翼根壁の流体挙動がフラッター特性に与える影響が大きいと考えられる。先に実施した対称境界での解析では、翼根側で大規模にはく離したが（Fig. 13が一例）、壁条件とした場合は壁の境界層により翼根側でののはく離が抑制される。3-2節で述べたように、はく離と再付着の遅れがフラッター発生動圧の急減を生じさせることから、翼根壁でののはく離を抑制することで、フラッター発生動圧が急減する迎角が 1 deg 遅れることが期待される。そこで、翼根壁境界条件を変更し解析を行った。本解析では、対称境界であるC1_Symと、滑りなし境界およびQCR2024を用いたC2_Wall_QCRの2種類で比較を行った。

はじめに、翼根壁の影響を考察するため、それぞれの境界条件で翼を固定した静的解析を行った。実験系および翼はフラッター試験と同様であり、数値解析手法も同じである。マッハ数 $M_\infty = 0.78$ 、レイノルズ数は $Re = O(10^6)$ の流れ場を対象に、翼を固定した静的な条件で迎角 $\alpha = 2.01, 5.99 \text{ deg}$ の計算結果と実験値[16]を比較する。

まず迎角 $\alpha = 2.01 \text{ deg}$ の結果について議論する。Figure 8に壁面速度勾配分布を示す。またFig. 9, 10に、5%スパン位置マッハ数分布を示す。Figure 8を見ると、いずれのケースも衝撃波が生じているが、Fig. 9の5%

スパン位置マッハ数分布からもわかる通り、C1_Symでは翼根側においても強い衝撃波が生じている。一方で、C2_Wall_QCRではスパン中央部から翼根側にかけて衝撃波が弱くなり、Fig. 10に示すように翼根部では衝撃波が形成されていない。これは、翼根部では翼根壁で発達した境界層の影響により流入流速が小さくなるためである。一方で、Fig. 11に示す60%スパン位置における翼上面 C_p 分布の比較では、衝撃波位置を含めC1_SymとC2_Wall_QCRで結果に差異はなかった。Figure 8に示すように迎角 $\alpha = 2.01 \text{ deg}$ では翼根部で衝撃波やはく離領域に違いがあるものの、スパン中央部では差異は生じないことがわかった。

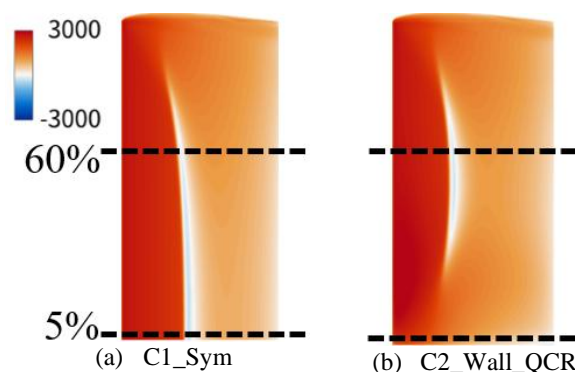


Fig. 8 Wall velocity gradient ($\alpha = 2.01 \text{ deg}$)

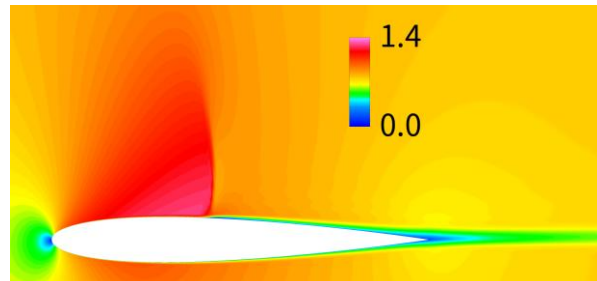


Fig. 9 Mach number distribution at 5% span position (C1_Sym, $\alpha = 2.01 \text{ deg}$)

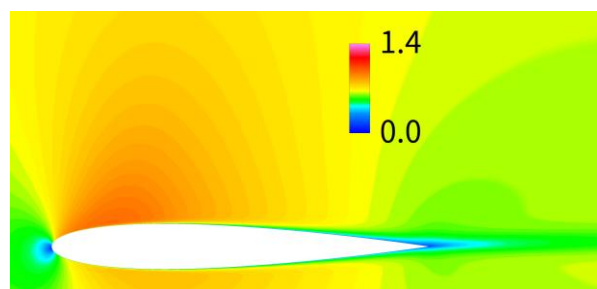


Fig. 10 Mach number distribution at 5% span position (C2_Wall_QCR, $\alpha = 2.01 \text{ deg}$)

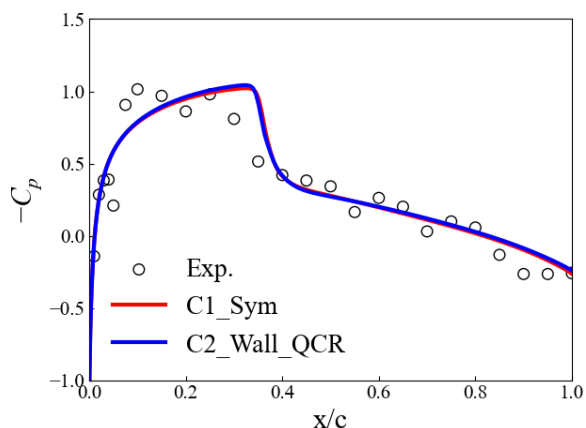


Fig. 11 C_p distributions on the upper surface at 60% span position for $\alpha = 2.01$ deg.

次に、迎角 $\alpha = 5.99$ deg の場合について議論する。Figure 12 にそれぞれのケースの壁面速度勾配分布を示す。いずれのケースも衝撃波が生じており、衝撃波背後で流れははく離していることがわかる。Fig. 12 からわかる通り、C1_Sym では、60% スパン位置から翼根にかけて衝撃波背後で広く流れははく離している。一方で、C2_Wall_QCR では60% スパン位置から30% スパン位置ではく離しているが、30% スパン位置から翼根部にかけて付着していることがわかる。Figure 13, 14 には翼根側5% スパン位置でのマッハ数分布を示しており、Fig. 13 に示すC1_Sym では強い衝撃波が生じているほか、その背後で大規模にはく離していることがわかる。一方、Fig. 24 に示すC2_Wall_QCR では衝撃波が非常に弱くはく離も小さいことから、翼根側での流れ場の差異が大きいことがわかる。Figure 15 にC2_Wall_QCR の $x/c = 0.3$ における x 方向速度分布と面内速度ベクトルを示す。C1_Sym では等方的なSAモデルを用いていることから、コーナー部において渦は生じないのに対して、Fig. 15 に示すようにC2_Wall_QCR では渦が生じており2次流れがとらえられていることが分かる。2次流れはレイノルズ応力の非等方性に起因するものであるため、非等方性を考慮したモデルであるQCR2024を用いたC2_Wall_QCRでのみ2次流れがとらえられた。従って、Fig. 15 に示す翼根コーナー部での2次流れが、境界層に運動量を輸送し、はく離を抑制した結果、C2_Wall_QCR では翼根側で流れが付着したことが確認された。またFig. 16 に示す60% スパン位置における翼上面 C_p 分布の比較から、C2_Wall_QCR の計算結果の方が実験[16]の C_p 分布と一致していることが分かる。以上より、静的計算の場合は迎角 $\alpha = 2$ deg では差が生じないものの、迎角 $\alpha = 6$ deg では滑りなし境界の適用およびSA-QCR2024の導入により、翼上面 C_p 分布が実験値とよく一致した。

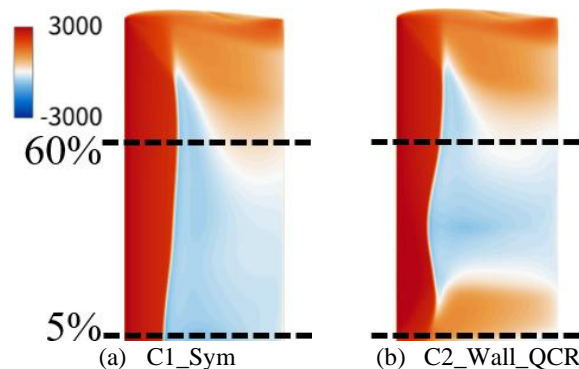


Fig. 12 Wall velocity gradient ($\alpha = 5.99$ deg)

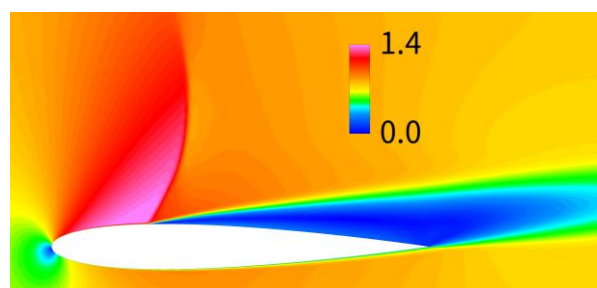


Fig. 13 Mach number distribution at 5% span position (C1_Sym, $\alpha = 5.99$ deg)

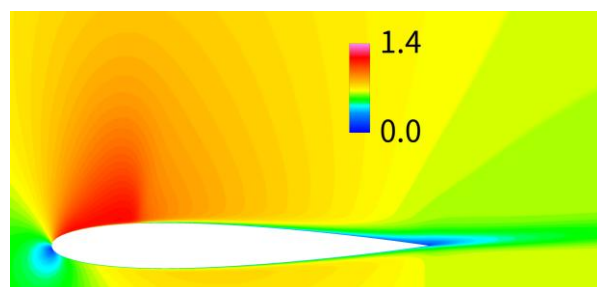


Fig. 14 Mach number distribution at 5% span position (C2_Wall_QCR, $\alpha = 5.99$ deg)

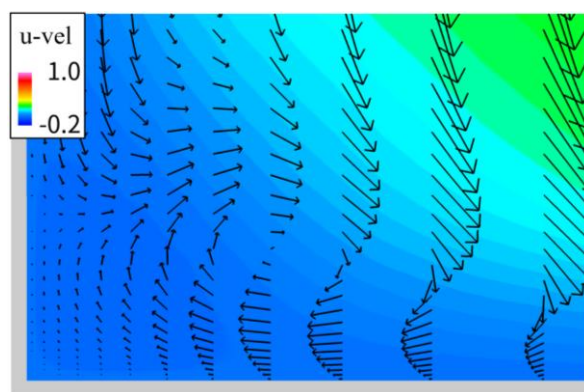


Fig. 15 Velocity distributions in the x -direction on the y - z cross-section with in-plane velocity vectors near the corner at $x/c = 0.3$ for the C2_Wall_QCR

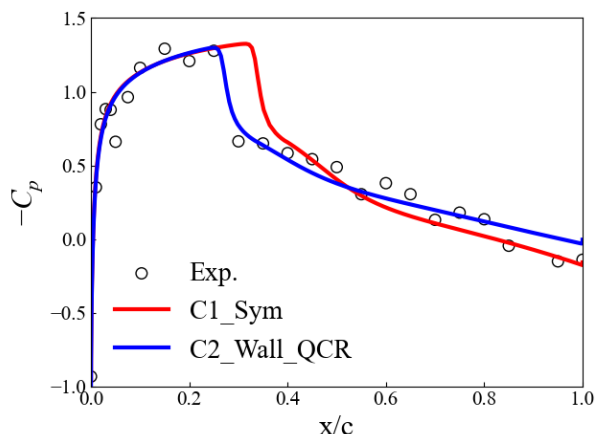


Fig. 16 C_p distributions on the upper surface at 60% span position for $\alpha = 5.99$ deg.

3-4 翼根壁を考慮したフラッター解析

前節から迎角 $\alpha = 6$ deg など比較的高迎角側において、静的計算の C2_Wall_QCR のケースでは、翼上面 C_p 分布が実験値とよく一致したことを確認した。そのことから、対称境界で行った C1_Sym で生じた衝撃波失速フラッター発生迎角の実験値との 1 deg のずれを解消するべく、滑りなし境界の適用および SA-QCR2024 を導入し、フラッター解析を行った。

Figure 17 に、実験値[3]と先に実施した C1_Sym、そして翼根壁を考慮した C2_Wall_QCR でのフラッター境界を示す。C1_Sym 同様、C2_Wall_QCR でも迎角 $\alpha = 0 - 2$ deg で実験値と定性的に一致する傾向を示しているほか、迎角 $\alpha = 3$ deg 前後で、フラッター発生動圧が減少し始めており、実験[3]で見られた衝撃波失速フラッターの定性的な傾向を再現することができた。また、Fig. 18 に示すフラッター周波数から、衝撃波失速フラッターが発生している迎角 $\alpha = 4$ deg において、C1_Sym 同様 C2_Wall_QCR でもフラッター周波数は構造のピッチング周波数と一致していることがわかった。

一方、Fig. 17 に示す C1_Sym と C2_Wall_QCR の結果を比較すると、フラッター境界に差はない。従って、滑りなし境界条件および SA-QCR2024 モデルの導入により翼根壁付近の流れ場はより忠実に再現されたものの、失速フラッター特性に与える影響は小さく、C1_Sym と C2_Wall_QCR 間で顕著な差は確認されなかった。今後は、差が小さかった原因や、衝撃波失速フラッターに与える衝撃波の影響を含めた詳細な発生メカニズムについて調査を続ける予定である。また、マッハ数依存性や時間刻み幅の影響などについても検討する。

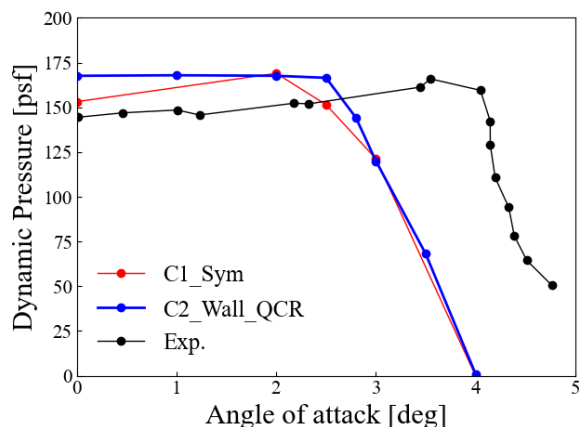


Fig. 17 Comparison of flutter boundaries with experiment [3]

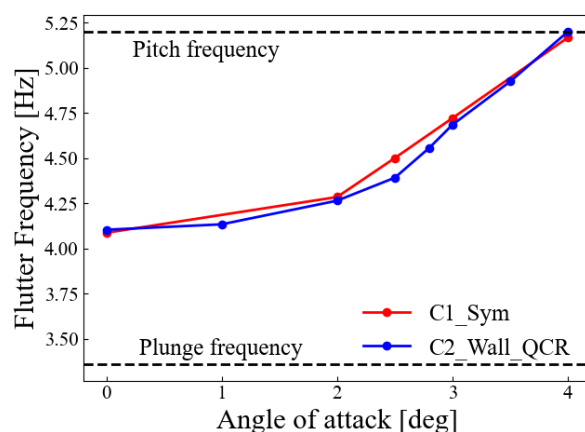


Fig. 18 Flutter frequency

4. 結論

本研究では Rivera らが行った NACA0012 ベンチマーク翼の衝撃波失速フラッター試験[3]および静的試験[15]を対象に 3 次元解析を行い、翼根壁の干渉にも着目しながら、この衝撃波失速フラッターのフラッター境界を調査した。その結果、以下の知見が得られた。

1. 翼根部対称境界および滑りなし境界かつ SA-QCR を用いた場合のいずれとも、実験で観測された衝撃波失速フラッターの定性的な傾向を再現することができる。
2. 衝撃波失速フラッターのフラッター周波数は、亜音速での失速フラッター同様、ピッチングの固有周波数で振動していることが確かめられた。
3. 高迎角時の静的計算では、対称境界と比較して翼根側滑りなし境界と SA-QCR での結果の方が実験値とよく一致した。
4. 翼根側滑りなし境界の適用および SA-QCR を用いたが、失速フラッター特性に与える影響は小さかった。

今後は、衝撃波失速フラッター発生メカニズムの詳細な調査とともに、マッハ数依存性や時間刻み幅の影響などについても検討する。

5. 参考文献

- [1] Bhat, S. S. and Govardhan, R. N., “Stall flutter of NACA 0012 airfoil at low Reynolds numbers,” *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 41, (2013), pp. 166–174.
- [2] Dimitriadis, G. and Li, J., “Bifurcation behavior of airfoil undergoing stall flutter oscillations in low-speed wind tunnel,” *AIAA Journal*, Vol. 47, No. 11, 2009, pp. 2577–2596.
- [3] Rivera, J. A., Dansberry, B. E., Bennett, R. M., Durham, M. H. & Silva, W. A., “NACA 0012 Benchmark Model Experimental Flutter Results with Unsteady Pressure Distributions,” AIAA Paper, 1992-2396-CP, (1992).
- [4] Stanford, B. K. and Jacobson, K. E., “Transonic aeroelastic modeling of the NACA 0012 benchmark wing,” *AIAA Journal*, Vol. 59, No. 10, 2021, pp. 4134–4143.
- [5] Jacobson, K., Stanford, B., Wood, S., and Anderson, W. K., “Flutter Analysis with Stabilized Finite Elements based on the Linearized Frequency-domain Approach”, AIAA SciTech 2020 Forum, AIAA Paper 2020-0403, 2020.
- [6] Spalart, P. R., and Allmaras, S. R., “A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows,” AIAA Paper 1992-0439, Jan. (1992).
- [7] Yamamoto, K., Tanaka, K., and Murayama, M., “Effect of a Nonlinear Constitutive Relation for Turbulence Modeling on Predicting Flow Separation at Wing–Body Junction of Transonic Commercial Aircraft,” AIAA Paper 2012-2895, 2012.
- [8] Spalart, P. R., "Strategies for Turbulence Modelling and Simulation," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 21, 2000, pp. 252-263.
- [9] Shima, E., and Jounouchi, T., “Role of CFD in Aeronautical Engineering (No. 14). AUSM Type Upwind Schemes,” NAL SP-34, 1997.
- [10] Anderson, W. K., Thomas, J. L., and Leer, B. Van, “Comparison of Finite Volume Flux Vector Splittings for the Euler Equations,” *AIAA Journal*, Vol. 24, No. 9, 1986, pp. 1453–1460.
- [11] Wright, M. J., Candler, G. V., and Prampolini, M., “Data-Parallel Lower-Upper Relaxation Method for the Navier-Stokes Equations,” *AIAA Journal*, Vol. 34, No.7, 1996, pp. 1371–1377.
- [12] Spalart, P. R. and Garbaruk, A. V., "Correction to the Spalart-Allmaras Turbulence Model, Providing More Accurate Skin Friction," *AIAA Journal*, Vol. 58, No. 5, 2020, pp. 1903-1905.
- [13] Tamaki, Y. and Kawai, S., "Turbulence Anisotropy Effects on Corner-Flow Separation: Physics and Turbulence Modelling," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 980, 2024, A21.
- [14] Isogai, K., “On the Transonic-Dip Mechanism of Flutter of a Sweptback Wing,” *AIAA Journal*, Vol. 17, No. 7, 1979, pp. 793–795.
- [15] Selland, S., Miyake, T., and Terashima, H., “Analysis of Flutter-Boundary Variation in High-Mach-Number Transonic Flow Regimes,” *AIAA Journal*, Vol. 62, No. 12, 2024, pp. 4881-4887.
- [16] Rivera, J., Dansberry, B., Durham, M., Bennet, R., and Silva, W., “Pressure Measurements on a Rectangular Wing with a NACA0012 Airfoil during Conventional Flutter,” NASA TM-104211, 1992.