

2E06 高レイノルズ数・遷音速強制振動翼における非定常空力現象と流体からのエネルギー流入機構

○指田裕理, 河合成孝, 河合宗司 (東北大学)

Unsteady aerodynamics and extracted energy transfer mechanism around a transonic pitching airfoil at a high Reynolds number

Hiromichi Sashida, Shigetaka Kawai, Soshi Kawai (Tohoku University)

Key Words: Transonic Flow, Unsteady Flow, LES

Abstract

This study conducts the wall-modeled large-eddy simulation (WMLES) of transonic flows ($M_\infty \simeq 0.8$) around a pitching airfoil (NACA64A010) at a high Reynolds number ($Re_c \simeq 1.2 \times 10^7$) to investigate the energy transfer mechanism from fluid into a pitching airfoil. The present WMLES successfully predicts the phase differences of unsteady aerodynamic forces, which showed the effectiveness of the WMLES for predicting the transonic pitching airfoil phenomena. Energy transfer analysis reveals the extent to which shock wave movement and separation contribute to energy transfer to the pitching airfoil.

1 緒言

航空機設計において重要とされる問題にフラッター現象がある。フラッター現象は空力弾性問題の1例であり、翼などの構造物が振動する際、それに伴い生じた空気力が構造物の振動を助長し、振動が持続・発散する現象である。この現象は最終的に構造物の破壊につながる可能性があるため、フラッター発生の正確な予測は航空機設計において重要である。また遷音速域においてはフラッターが極端に発生しやすくなることが知られている（遷音速ディップ）。遷音速ディップの要因としては、翼面上の衝撃波が翼振動に対してずれた位相で運動することによる空気力の位相差が挙げられる [1, 2]。そのため、遷音速フラッターの正確な予測およびメカニズム解明には、遷音速域における非定常流体現象とそれに伴う非定常空気力を正確に予測できる解析手法を用いる必要がある。

非定常空力の予測精度検証の第一ステップとしては強制振動翼が挙げられる [1, 3–6]。これは翼を一定の周波数で強制的に振動させることで、フラッター現象を簡便に模擬したモデルである。また近年では、実際の流れに誘起される自由翼振動の簡易モデルとしても、強制振動翼解析が適用可能であることが指摘されている [7]。そこで本研究においてもまずは強制振動翼をターゲットとする。

一方で、実際の航空機に近い条件で強制振動翼解析を実施する際には課題が残っている。乱流境界層内の特に内層乱流の最小渦スケールはレイノルズ数の増加に伴い小さくなり、それらを解像するためにはLESであってもレイノルズ数の約2乗に比例した格子点数が必要となる [8]。実際の航空機周りのレイノルズ数はコード長基準でおよそ 10^7 オーダーにもなり、格子点数は大幅に増加する。同時に、このような高レイノルズ数における乱流の最小の時間スケールは翼の振動周期に比べて非常に小さく、これらを捉えつつ強制振動に伴う長周期非定常現象を解析する場合、計算時間は膨大となる。このように、実機レベルでの強制振動翼のLES解析は格子点数、計算時間の両面において高コストとなり現実的に不可能であった。

以上の課題に対し、本研究では壁面モデルLES解析 [9] を実施する。この手法は多くの格子点を必要とする境界層内層のみをモデル化するため、格子点数を大幅に削減しつつも境界層の大部分についてはLESによる高忠実解析が可能となる。また、時間スケールの小さい内層乱流を解像しないために時間刻み幅も大きくとることができ、計算時間も大幅に短縮できる。Fukushima & Kawai [10] は壁面モデルLESを用い、フラッタに近い振動周期を持つ遷音速パフエット現象の再現に成功している。この結果は、実高レイノルズ数条件下における長周期現象解析に対する壁面モデル

LES の有効性を示している．一方で，壁面モデル LES を格子が時間変化する解析に適用した例はない．

本研究では，遷音速，高レイノルズ数条件下での強制振動翼周りの流れ場について壁面モデル LES による解析を実施し，壁面モデル LES の非定常空気力の予測精度を検証する．さらに，流体から翼振動への流入エネルギーの解析を行い，翼振動を不安定化させる流体現象のメカニズムについて議論する．

2 問題設定および解析手法

2.1 問題設定

Davis らによる風洞試験 [3,4] に基づき対象翼型を NACA64A010 とする．無次元振動数を $k = \omega c / 2U_\infty$ として，25% コード長を中心にピッチ方向へ強制振動させる．ここで， ω, c, U_∞ はそれぞれ角振動数，コード長，一様流速度である．強制振動中の迎角 $\alpha(t)$ は以下の式で表される．

$$\alpha(t) = \alpha_m + \alpha_0 \sin(\omega t) \quad (1)$$

α_m, α_0, t はそれぞれ平均迎角，迎角の振幅，時間である．平均迎角としては，流れ場に大規模な剥離を伴わない $\alpha_m = 0^\circ$ ，大規模な剥離を伴う $\alpha_m = 4^\circ$ の 2 ケースを対象とする．両ケースともに $\alpha_0 = 1.01^\circ$ とする．実験条件をもとに， $\alpha_m = 0^\circ$ のケースは主流マッハ数 $M_\infty = 0.796$ ，コード長基準のレイノルズ数 $Re_c = 1.256 \times 10^7$ ，無次元振動数 $k = 0.202$ とする． $\alpha_m = 4^\circ$ のケースは $M_\infty = 0.789$ ， $Re_c = 1.188 \times 10^7$ ， $k = 0.204$ とする．

2.2 数値計算手法

2.2.1 支配方程式

本研究では支配方程式として以下に示す，空間フィルターを適用した一般座標移動格子系の 3 次元圧縮性 Navier–Stokes(NS) 方程式を用いる．

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial (\hat{F}_k - \hat{F}_{v,k})}{\partial \xi_k} = 0, \quad (2)$$

$$\hat{Q} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_i \\ E \end{bmatrix}, \quad (3)$$

$$\hat{F}_k = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho U_k \\ \rho u_i U_k + p \xi_{x_i}^k \\ (E + p) U_k - p \xi_i^k \end{bmatrix}, \quad \hat{F}_{v,k} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{ij} \xi_{x_j}^k \\ \theta_j \xi_{x_j}^k \end{bmatrix}. \quad (4)$$

ここで， x_i はデカルト座標， ξ_k は一般座標， ρ は密度， u_i は x_i 方向速度， E は全エネルギー， p は圧力であ

る． τ_{ij} ， θ_j は以下の式で与えられる．

$$\tau_{ij} = 2(\mu + \mu_{t,SGS}) S_{ij} + \left[\beta_{bulk} - \frac{2}{3}(\mu + \mu_{t,SGS}) \right] S_{ij} \delta_{ij}, \quad (5)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (6)$$

$$\theta_j = \tau_{ij} u_i - q_j. \quad (7)$$

ここで μ は分子粘性係数， $\mu_{t,SGS}$ は SGS 粘性係数， β_{bulk} は体積粘性率， q_j は熱流束である． $\xi_{x_j}^k = \partial \xi_k / \partial x_j$ ， $\xi_t^k = \partial \xi_k / \partial t$ は座標変換の空間・時間メトリックである． U_k は反変速度であり以下で与えられる．

$$U_k = u_j \xi_{x_j}^k + \xi_t^k. \quad (8)$$

空間微分には 6 次精度コンパクト差分スキーム [11] を用い，高周波振動を除去するため，8 次精度コンパクトフィルター [11,12] を用いる．対象とする流れ場では衝撃波が発生するため，コンパクト差分スキームとともに衝撃波をロバストに捕獲するために localized artificial diffusivity (LAD) 法 [13] を用いて人工的な体積粘性率 $\beta_{bulk} = \beta_{LAD}$ を評価する．SGS 粘性係数の評価には selective mixed-scale モデル [14] を用いる．また時間積分には，3 段 3 次 Total variation diminishing (TVD) Runge–Kutta [15] スキームを用いた．

2.2.2 平衡壁面モデル

本研究では河合らによって提案された平衡壁面モデルを使用する [9]．本モデルでは，LES のある高さ (マッチング高さ) の物理量を入力とし，平衡乱流境界層を仮定した常微分方程式系を解くことにより壁面せん断応力および壁面熱流束を計算し LES 側に与える．これにより，LES 流れ場の壁面近傍の格子解像度が粗い場合でも適切な境界条件を課することができる．平衡壁面モデルのモデル式は以下である．

$$\frac{d}{dy} \left[(\mu + \mu_{t,wm}) \frac{du_{||}}{dy} \right] = 0, \quad (9)$$

$$\frac{d}{dy} \left[(\mu + \mu_{t,wm}) u \frac{du}{dy} + \frac{1}{\gamma - 1} \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_{t,wm}}{Pr_t} \right) \frac{dT}{dy} \right] = 0. \quad (10)$$

ここで y は壁面垂直方向， $u_{||}$ は壁面水平方向速度， γ は比熱比， Pr はプラントル数， T は温度である．モデル内で用いられる渦粘性係数 $\mu_{t,wm}$ は以下で与える．

$$\mu_{t,wm} = \rho \kappa y \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \left[1 - \exp \left(-\frac{y^+}{A^+} \right) \right]^2. \quad (11)$$

ここで、 $y^+ = \rho_w y u_\tau / \mu_w$, $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho_w}$ である (添字 w はそれぞれ物理量の壁面での値である). また κ , Pr_t , A^+ は定数であり, $\kappa = 0.41$, $Pr_t = 0.9$, $A^+ = 17$ とする. 本解析では, 風洞実験での乱流遷移位置である $x/c \approx 0.05$ より上流の領域で $\mu_{t,wm} = 0$ とすることで乱流遷移を再現する.

2.2.3 計算格子

本研究で用いた計算格子は図 1 に示すような C 型格子であり, 格子点数はコード方向に 10,811 点 (翼面上に 10,427 点), 壁面垂直方向に 498 点, スパン方向に 694 点 (総格子点数は約 37 億点) である. 外部領域はコード長の 100 倍, スパン領域幅はコード長の 7.590% とする. また格子幅については翼前縁から 20% 位置において壁面モデル LES の先行研究において十分とされる境界層厚さ δ を基準に $\delta/\Delta x \approx \delta/\Delta y_w \approx \delta/\Delta z \approx 25$ とする [9]. マッチング点は壁面から 4 点目の格子点とする.

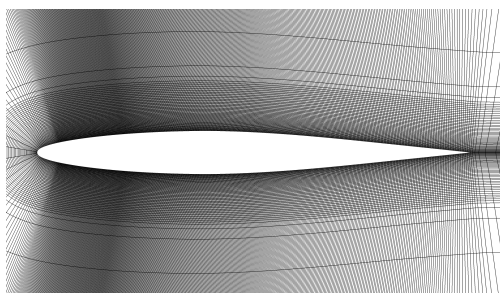


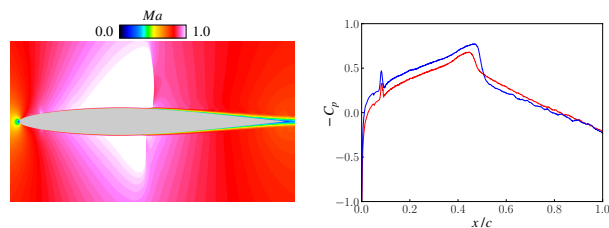
図 1: 計算格子 (10 点ごと).

3 計算結果

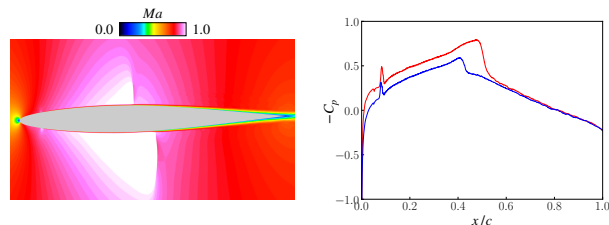
3.1 位相ごとの流れ場および表面圧力分布

まず図 2 に平均迎角 $\alpha_m = 0^\circ$ における位相ごとのスパン平均マッハ数分布および表面圧力係数分布を示す. 翼振動に伴い上下面に生じた衝撃波が前後に運動している. 同じ迎角となる瞬間 (図 2a と 2c) を比較すると, その衝撃波位置には差異 (位相差) が生じており, 上面衝撃波はピッチ下げ時には後方へ, ピッチ上げ時には前方に移動している. また今回は対称翼を解析対象としているため, 下面衝撃波については上面とは逆の傾向を示している.

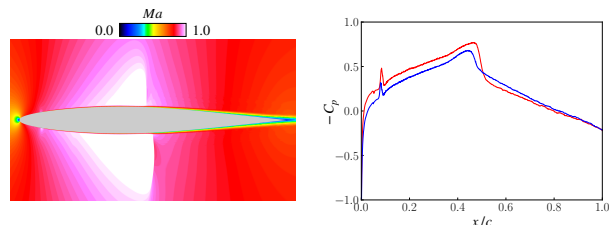
図 3 に平均迎角 $\alpha_m = 4^\circ$ における位相ごとのスパン平均マッハ数分布および表面圧力係数分布を示す. こちらは衝撃波が生じているのは翼上面のみであり, また衝撃波足元では流れ場の剥離が生じている. そして翼振動に伴い, 剥離の規模は大きく変化し, ピッチ上



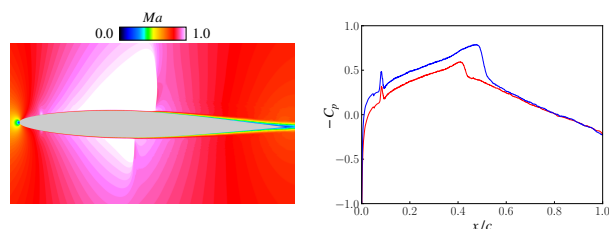
(a) $\alpha = 0.00^\circ$ (ピッチ下げ時)



(b) $\alpha = -1.01^\circ$ (最小迎角)



(c) $\alpha = 0.00^\circ$ (ピッチ上げ時)



(d) $\alpha = 1.01^\circ$ (最大迎角)

図 2: 平均迎角 $\alpha_m = 0^\circ$ における位相ごとのマッハ数分布 (左) および表面圧力係数分布 (右). 青線: 翼上面, 赤線: 翼下面.

げ時にはその規模が特に拡大, ピッチ下げ時には縮小しほぼ翼面に付着している. また衝撃波運動については, $\alpha_m = 0^\circ$ の時とは傾向が逆転し, ピッチ下げ時 (図 3a) には前方へ, ピッチ上げ時 (図 3c) には後方に移動している. この衝撃波運動の違いは先行研究でも確認されており [6], 衝撃波足元で生じた剥離の有無が要因であると考えられる.

3.2 表面圧力係数の時間平均および RMS 値

次に, 風洞試験結果と本解析結果を比較し, その予測精度を検証する. 図 4, 5 に平均迎角 $\alpha_m = 0^\circ$ および $\alpha_m = 4^\circ$ の上面表面圧力係数の時間平均, RMS (root

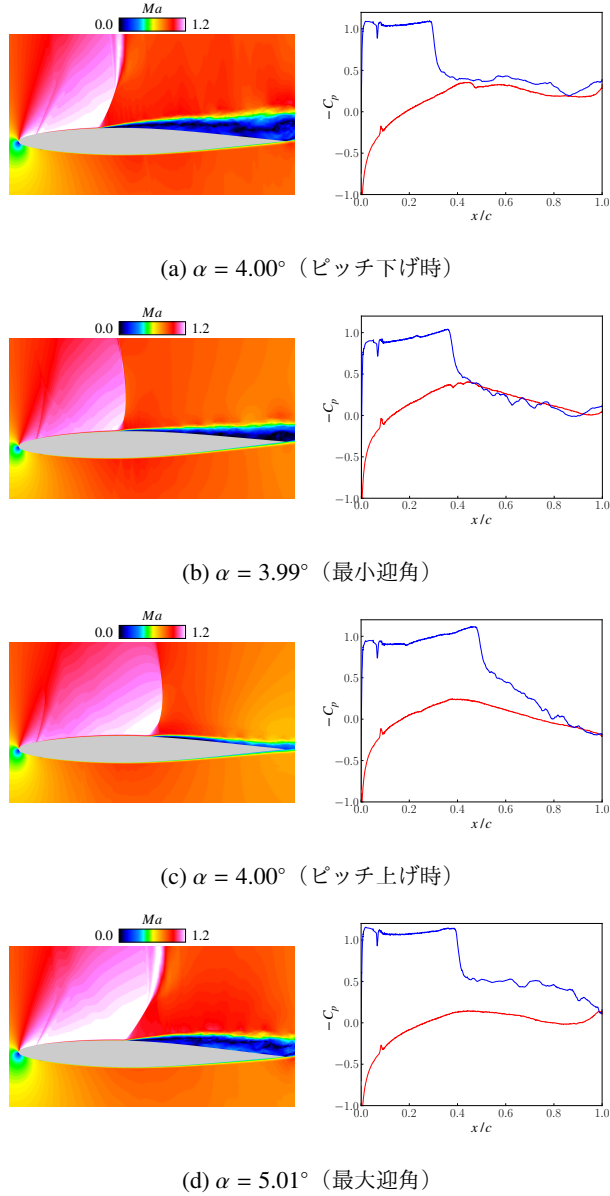
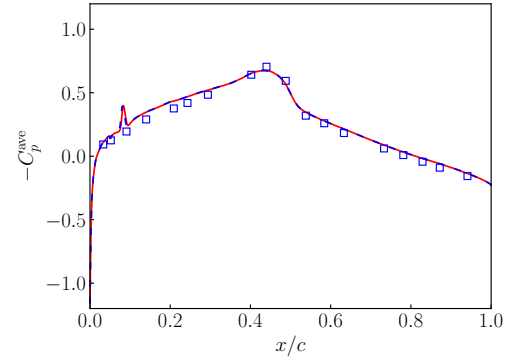
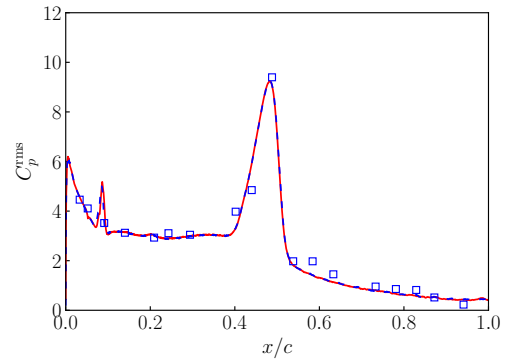


図 3: 平均迎角 $\alpha_m = 4^\circ$ における位相ごとのマッハ数分布（左）および表面圧力係数分布（右）。青：翼上面，赤：翼下面。

mean square) 分布を示す。どちらのケースも風洞試験結果と良い一致を示している。 $x/c = 0.4$ 付近ではどちらも RMS 値の急激な立ち上がりが見られ、翼振動に伴い衝撃波がこの範囲で前後に運動していることがわかる。また $\alpha_m = 4^\circ$ については、時間平均圧力係数のピーク位置、RMS 値の急激な立ち上がり位置が風洞試験結果と比較しやや前方に位置している。これは本解析が衝撃波運動範囲を前方に若干大きく予測し、 $x/c = 0.3$ 付近での圧力の時間変動が大きくなったためであると考えられる。



(a) 上面表面圧力係数の時間平均。



(b) 上面表面圧力係数の RMS 値 ($C_p^{\text{rms}} = \sqrt{\overline{C_p'^2}/\alpha_0}$).

図 4: 平均迎角 $\alpha_m = 0^\circ$ における上面表面圧力係数の時間平均および RMS 値。四角：風洞試験 [3,4]，線：壁面モデル LES。青：翼上面，赤：翼下面。

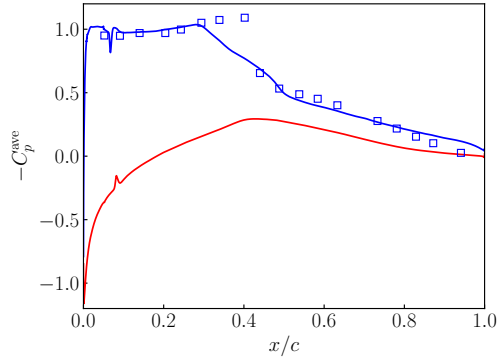
3.3 流体から翼振動への流入エネルギー解析

本研究で対象とするピッチング振動翼において、翼振動 1 周期における流体から翼振動への無次元流入エネルギー E は、以下のように流体によるモーメントが翼に対して行った仕事として定義される。

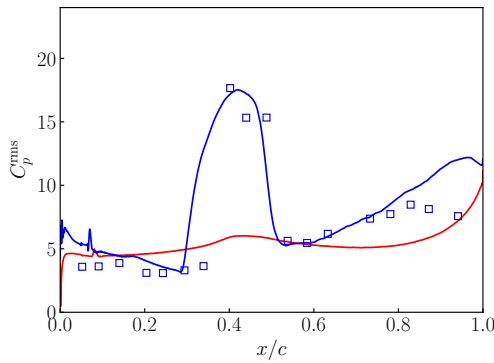
$$E = \oint C_m d\alpha \quad (12)$$

$$= \int_t^{t+T_p} C_m \frac{d\alpha}{dt} dt. \quad (13)$$

ここで、 C_m はピッチングモーメント係数、 $T_p = 2\pi/\omega$ は周期である。また、被積分量である $C_w = C_m \frac{d\alpha}{dt}$ は瞬時の流入エネルギーを意味する。 $E > 0$ ($C_w > 0$) の時、流体は翼に対し正の仕事をし、つまり流体から翼へエネルギーが流入する。これは空気力が翼振動に対して負減衰であることを表す。一方、 $E < 0$ ($C_w < 0$) の時は逆に翼から流体へエネルギーが流出し、空気力が翼振動に対して正減衰であることを表す。翼面上の



(a) 上面表面圧力係数の時間平均.



(b) 上面表面圧力係数の RMS 値 ($C_p^{\text{rms}} = \sqrt{C_p' C_p' / \alpha_0}$).

図 5: 平均迎角 $\alpha_m = 4^\circ$ における上面表面圧力係数の時間平均および RMS 値. 四角: 風洞試験 [3,4], 線: 壁面モデル LES. 青: 翼上面, 赤: 翼下面.

局所流入エネルギーについても同様に定義できる.

$$E^{\text{local}}(\mathbf{x}) = \oint C_m^{\text{local}}(\mathbf{x}) d\alpha = \int_t^{t+T} C_m^{\text{local}}(\mathbf{x}) \frac{d\alpha}{dt} dt. \quad (14)$$

従って, この局所流入エネルギーを評価することで, 翼面上の流体現象による安定性への寄与を判定できる.

3.3.1 流入エネルギー予測精度の検証

まずは本解析による流入エネルギーの予測精度を検証する. 翼振動に対する空気力の位相遅れがフラッタ発生の要因であり, 位相差を正確に予測することが重要であることは諸言で述べた. ここでは空気力の位相遅れと流入エネルギーの関係を示し, 流入エネルギーの予測精度検証方法を示す. モーメント係数の時間履歴は以下のようにフーリエ級数展開できる.

$$C_m(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos(n\omega t) + b_n \sin(n\omega t)] \quad (15)$$

迎角が $\alpha(t) = \alpha_m + \alpha_0 \cos(\omega t)$ で振動する時, 三角関数の直交性を利用すると流入エネルギーは以下のように変形できる.

$$\begin{aligned} E &= \int_t^{t+T} C_m \frac{d\alpha}{dt} dt \\ &= \int_t^{t+T_p} \left\{ \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos(n\omega t) + b_n \sin(n\omega t)] \right\} \\ &\quad \times (-\omega \alpha_0 \sin(\omega t)) dt \\ &= -\omega \alpha_0 b_1 \frac{T_p}{2} \\ &= -\pi \alpha_0 b_1 \quad (\because \omega T_p = 2\pi) \end{aligned} \quad (16)$$

式 (16) には, 式 (15) で表されるモーメント係数の成分のうち, b_1 のみしか現れていない. つまり, 今回対象とする強制振動翼において, 流体から翼振動へのエネルギー流入に関わるのは, 非定常空気力の 1 次モード, かつ翼振動に対して $\pi/2$ ずれた位相成分のみである. 従って, 非定常空気力の 1 次モード, かつ翼振動に対して $\pi/2$ ずれた位相成分を風洞試験結果と比較することで, 用いた解析手法による流体から翼振動への流入エネルギー予測の精度検証ができる.

翼上面表面圧力係数の, 1 次モードかつ翼振動に対して $\pi/2$ ずれた位相成分の分布を図 6 に示す. どちらも風洞試験とよく一致しており, 本解析が流体から翼振動への流入エネルギーを高忠実に予測できていることを示している. 各平均迎角における分布を比較すると, その傾向は大きく異なっている. まず $\alpha_m = 0^\circ$ の場合, $x/c = 0.5$ を境に前方では負, 後方では正の値を持っている. 一方で $\alpha_m = 4^\circ$ の場合, 衝撃波運動範囲では大きな正の値をもち, それ以外では主に負となっている. これは, 先にも述べた通り衝撃波運動の位相差が $\alpha_m = 0^\circ$ と $\alpha_m = 4^\circ$ で逆転していることに起因する. 次の節では, これらの空気力の位相差が具体的にどのように翼振動へのエネルギー流入に寄与するか議論する.

3.3.2 流体から翼振動への流入エネルギー

図 7 に迎角変化に対するモーメント係数の履歴を示す. ここで, 流入エネルギーの定義 (式 (12)) より, 流入エネルギーは迎角変化に対するモーメント係数の時間履歴が作る符号付き面積と同値である. 図 7 を見ると, どちらの条件も反時計回りのヒステリシスループであり, その面積は負である. よって, 翼全体にはたらく空気力は両ケースともに翼振動を安定化させる (正減衰) ことがわかる.

衝撃波や剥離といった流体現象が具体的にどのよ

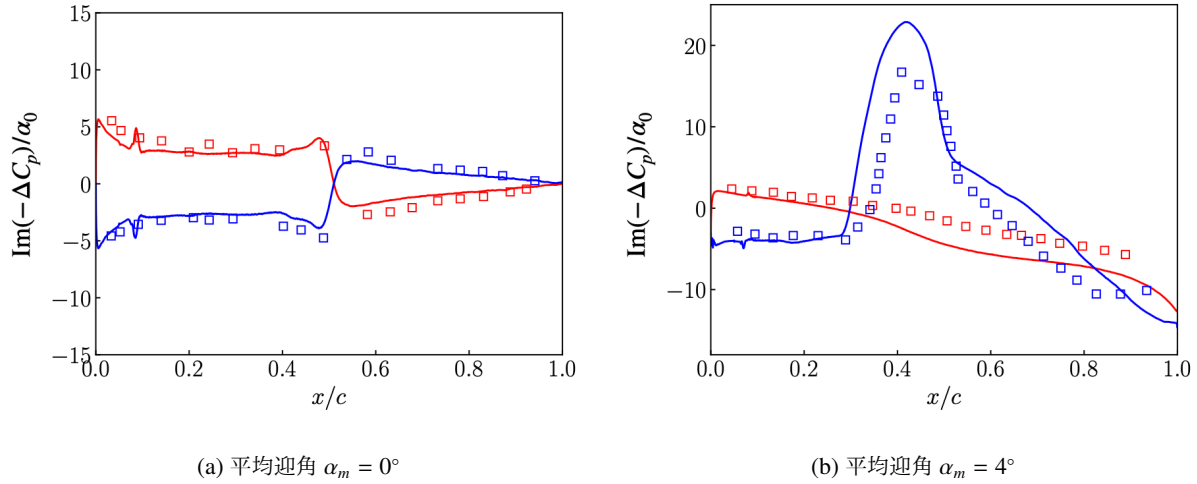


図 6: 上面表面圧力係数の 1 次モードかつ翼振動に対して $\pi/2$ ずれた位相成分の分布. 四角：風洞試験 [3,4], 実線：壁面モデル LES. 青：翼上面, 赤：翼下面.

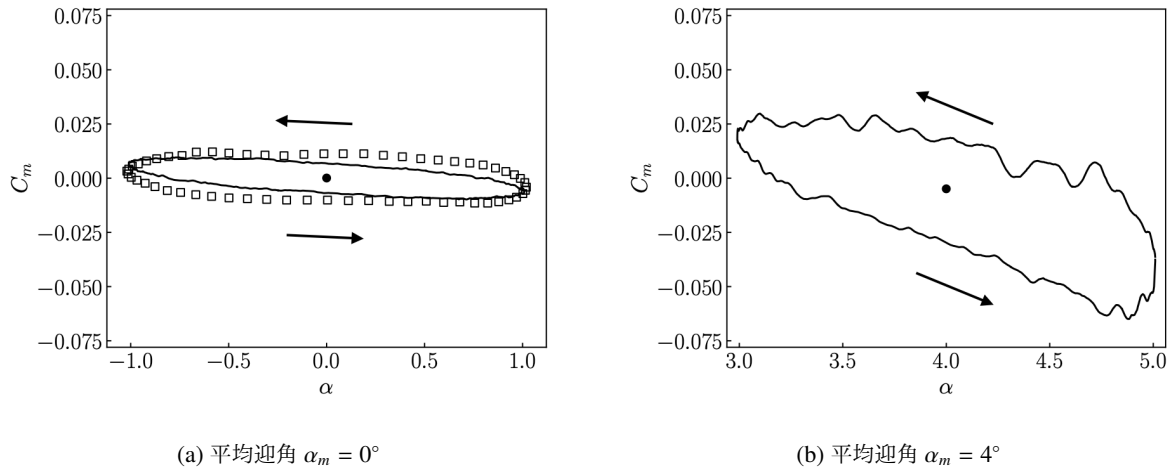


図 7: 迎角の時間変化に対するモーメント係数の履歴. 丸：固定翼（壁面モデル LES）, 四角：風洞試験 [3,4], 実線：壁面モデル LES.

うに寄与しているかを調べるために、局所流入エネルギー分布に着目する。図 8 に時間およびスパン平均局所流入エネルギー分布を示す。ここで、局所流入エネルギーは以下のように、翼振動の安定化および不安定化に直接関与しない一様流圧力の寄与を差し引いて計算している。

$$E = \oint (C_m - C_{m,p_\infty}) d\alpha. \quad (17)$$

まず、本解析では翼振動の回転中心を $x/c = 0.25$ としたため、モーメントが生じない $x/c = 0.25$ では厳密に 0 となっている。また、翼全体に働く空気力は両ケースともに正減衰であったものの、それぞれの計算条件

について、局所流入エネルギーの表面分布は大きく異なっている。 $\alpha_m = 0^\circ$ では衝撃波運動範囲で負減衰、後方では正減衰、後縁に向かうにつれて 0 に近づく。一方で、 $\alpha_m = 4^\circ$ では衝撃波運動範囲で正減衰、後方では負減衰となっている。衝撃波運動範囲における流入エネルギー分布の傾向の逆転は、図 6 で示した位相ずれ成分の傾向と一致している。従って、この衝撃波範囲における流入エネルギー寄与の逆転は、衝撃波運動の位相差の傾向が逆転していることで生じたと考えられる。そこでさらに、ピッチ下げ、ピッチ上げ時の瞬時場、およびその時の翼表面に働く空気力分布を比較する。

図 9 に $\alpha_m = 0^\circ$ におけるピッチ下げおよびピッチ

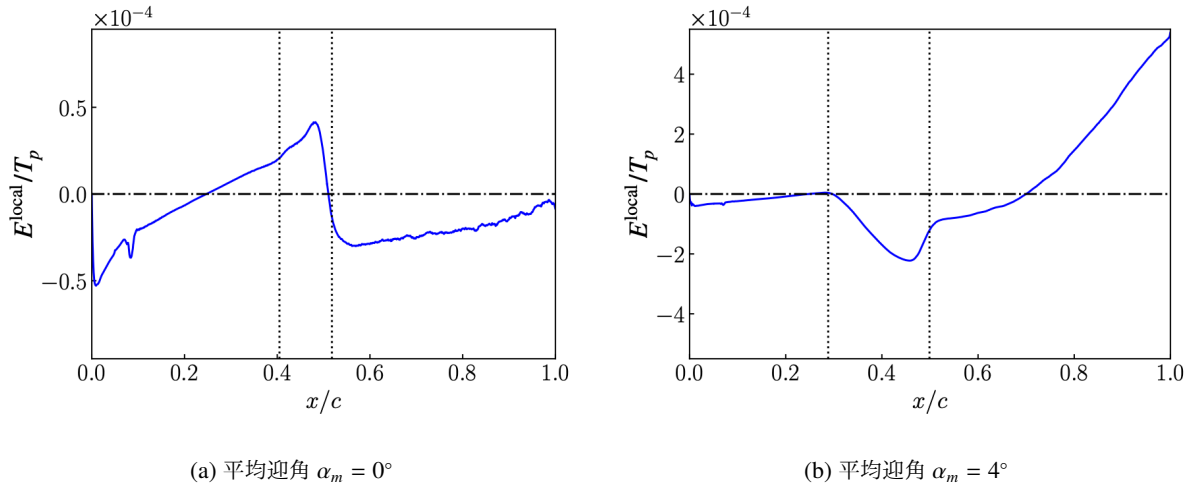


図 8: 翼上面における流体からの無次元流入エネルギー分布．縦の点線は衝撃波運動範囲を示している．

上げ時のマッハ数分布および表面圧力係数分布，表面モーメント係数分布，単位時間あたりの流入エネルギー分布を示す．ここでも，モーメント，流入エネルギーからは翼振動の安定化，不安定化に直接関与しない一様流圧力の寄与を差し引いている．マッハ数分布を見ると，ピッチ下げ時の方が上面衝撃波はより後方に存在し，前縁から衝撃波足元にかけての低圧領域がより後方に拡大している．その結果，衝撃波位置が回転中心 $x/c = 0.25$ からより後方へ遠ざかるピッチ下げ時には，衝撃波近傍においてピッチ上げ時よりも大きな負モーメントが生じる．次に，これらのモーメントによって生じる瞬間の流入エネルギーを比較する．ここで，ピッチ下げ，上げ時には角速度の大きさ $|\dot{\alpha}|$ は等しく最大であり，エネルギーの移動方向は角速度の符号とモーメントの符号の積で決定する．つまり，ピッチ下げ，上げ時でモーメントの符号が同じ場合，ピッチ下げ，上げ時でその安定化への寄与は逆転する．まず衝撃波足元付近で生じるモーメントはピッチ下げ，上げ時ともに負であるため， $\dot{\alpha} < 0$ となるピッチ下げ時には流入エネルギーが正， $\dot{\alpha} > 0$ となるピッチ上げ時には流入エネルギーが負となっている．そして，そのモーメントの大きさはピッチ下げ時の方が大きいため，合計値としてはエネルギー流入（負減衰）となっている．次に後縁近傍では，ピッチ下げ上げ時ともに流れは付着しており，空気力の位相差は小さい．そのため，後縁近傍でのモーメントによる流入エネルギーに注目すると，ピッチ下げ上げともにエネルギーの移動が生じているものの，その大きさは等しく符号が逆転している．従って合計値としては互いに打ち消しあ

い，エネルギーの流入が生じない．

一方で，図 10 で示される $\alpha_m = 4^\circ$ の場合は， $\alpha_m = 0^\circ$ とは逆にピッチ上げ時の方が衝撃波が回転中心 $x/c = 0.25$ に対してより後方に位置し，それに伴うモーメントはピッチ上げ時の方がより大きな負のモーメントとなっている．従って， $\dot{\alpha} > 0$ であるピッチ上げ時にはより大きなエネルギーの流出が， $\dot{\alpha} < 0$ であるピッチ下げ時には小さなエネルギー流入につながる．その結果，流入・流出エネルギーの大小関係は $\alpha_m = 0^\circ$ の場合とは逆転し，衝撃波足元における合計値としてはエネルギーが流出（正減衰）となっている．また後縁近傍では，ピッチ下げ時には剥離が大きく，上げ時にはほぼ付着している．圧力係数を見てみると，剥離が大きい時には衝撃波足元から後縁にかけて圧力がほぼ一定であり，一方で付着時には後縁にかけて圧力回復が生じ符号が正に変化している．そのため後縁近傍のモーメントは，圧力係数が負となっているピッチ下げ時には負，圧力係数が正となっているピッチ上げ時には正となる．その結果，ピッチ下げ時，上げ時ともに流入エネルギーは正となる．以上のように，後縁でのモーメント位相差が大きいことで，大きなエネルギー移動が生じている（エネルギーが流入，負減衰）ことがわかる．

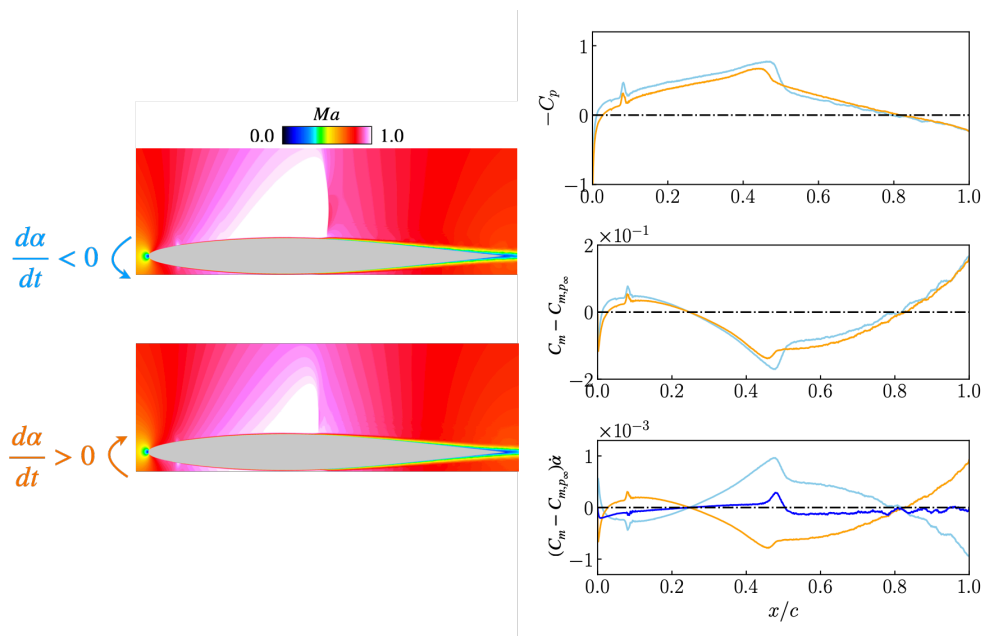


図 9: 平均迎角 $\alpha_m = 0^\circ$ における，ピッチ下げおよびピッチ上げ時のマッハ数分布（左上および左下），翼上面の表面圧力分布（右上），モーメント分布（右中央），単位時間あたりの流入エネルギー分布（右下）．水色：ピッチ下げ，橙色：ピッチ上げ．流入エネルギー分布における青線はピッチ下げとピッチ上げの分布の合計．モーメント係数，流入エネルギーからは一様流圧力の寄与を排除している．

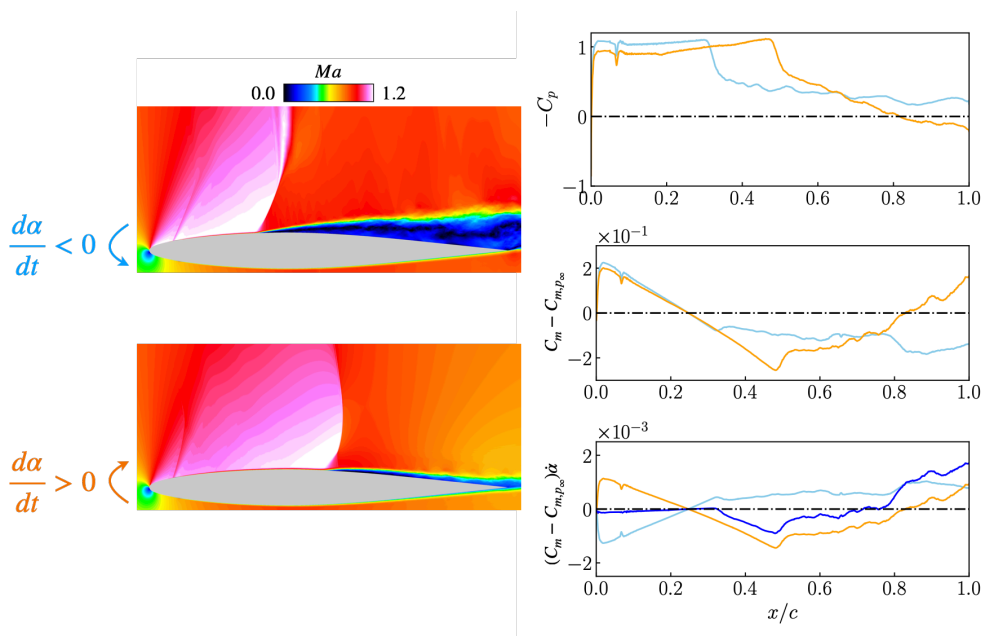


図 10: 平均迎角 $\alpha_m = 4^\circ$ における，ピッチ下げおよびピッチ上げ時のマッハ数分布（左上および左下），翼上面の表面圧力分布（右上），モーメント分布（右中央），単位時間あたりの流入エネルギー分布（右下）．水色：ピッチ下げ，橙色：ピッチ上げ．流入エネルギー分布における青線はピッチ下げとピッチ上げの分布の合計．モーメント係数，流入エネルギーからは一様流圧力の寄与を排除している．

4 結言

本研究では、遷音速、高レイノルズ数 ($M_\infty \approx 0.8$, $Re_c \approx 1.2 \times 10^7$) 条件下の強制振動翼における流体から翼振動へのエネルギー流入機構を明らかにすることを旨とし、壁面モデル LES による非定常空力現象解析を実施した。本解析は翼振動へのエネルギー流入に関わる空気力の位相差を良く再現し、壁面モデル LES の有効性が示された。翼全体のエネルギー解析を通し、今回取り上げた 2 ケース（境界層が付着している平均迎角 0° 、剥離している 4° ）ともに、翼全体に対する非定常空力はピッチング振動を安定化させる（正減衰）ような働きをすることがわかった。しかし、翼面上の局所的なエネルギー流入に着目すると、その傾向は大きく異なっていた。具体的には、剥離を伴わない 0° の場合、翼上面の衝撃波運動範囲における非定常空力の翼振動への寄与は不安定化（負減衰）となっていた。また、後縁では空気力の位相差が小さいために翼振動 1 周期でみると流入エネルギーへの寄与は小さかった。一方で、衝撃波足元で剥離を伴う 4° の場合は、衝撃波運動範囲における非定常空力の寄与は安定化（正減衰）となっていた。また後縁ではピッチ下げ時と上げ時で空気力に大きな位相差が生じ、その結果ピッチング振動を大きく不安定化させるような寄与（負減衰）となっていた。またこの結果より、衝撃波や剥離の存在そのものが翼振動の安定化・不安定化を決定するのではなく、翼振動に対し空気力にどの程度の位相差が生じているのかというバランスによって安定・不安定への寄与が変化することがわかった。

謝辞

本研究は文部科学省「富岳」成果創出加速プログラム「航空機デジタルフライトが拓く機体開発 DX に向けた実証研究」（課題番号: JPMXP1020230320）の助成を受けたものです。また本研究は、理化学研究所のスーパーコンピュータ「富岳」の計算資源の提供を受けて実施しました（課題番号: hp240203 (2024 年度), hp250222 (2025 年度)）。

参考文献

- [1] K. Isogai, “On the transonic-dip mechanism of flutter of a sweptback wing”, *AIAA Journal*, Vol. 17, No. 7, pp. 793–795, 1979.
- [2] K. Isogai, “Transonic dip mechanism of flutter of a

sweptback wing. II”, *AIAA Journal*, Vol. 19, No. 9, pp. 1240–1242, 1981.

- [3] S. S. Davis, G. Malcolm, et al., “Experimental unsteady aerodynamics of conventional and supercritical airfoils”, NASA TM-812211, 1980.
- [4] S. S. Davis and G. N. Malcolm, “Transonic shock-wave/boundary-layer interactions on an oscillating airfoil”, *AIAA Journal*, Vol. 18, No. 11, pp. 1306–1312, 1980.
- [5] J. Nakamichi, “A verification of unsteady Navier-Stokes solutions around oscillating airfoils”, NASA TM-88341, 1986.
- [6] N. D. Oyeniran, T. Miyake, H. Terashima, R. Seki, K. Ishiko, and T. Nonomura, “Unsteady Aerodynamics Around a Pitching Airfoil with Shock and Shock-Induced Boundary-Layer Separation”, *AIAA Journal*, Vol. 60, No. 12, pp. 6557–6565, 2022.
- [7] K. Menon and R. Mittal, “Flow physics and dynamics of flow-induced pitch oscillations of an airfoil”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 877, pp. 582–613, 2019.
- [8] H. Choi and P. Moin, “Grid-point requirements for large eddy simulation: Chapman’s estimates revisited”, *Physics of Fluids*, Vol. 24, No. 1, p. 011702, 2012.
- [9] S. Kawai and J. Larsson, “Wall-modeling in large eddy simulation: Length scales, grid resolution, and accuracy”, *Physics of Fluids*, Vol. 24, No. 1, p. 015105, 2012.
- [10] Y. Fukushima and S. Kawai, “Wall-modeled large-eddy simulation of transonic airfoil buffet at high Reynolds number”, *AIAA Journal*, Vol. 56, No. 6, pp. 2372–2388, 2018.
- [11] S. K. Lele, “Compact finite difference schemes with spectral-like resolution”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 103, No. 1, pp. 16–42, 1992.
- [12] D. V. Gaitonde and M. R. Visbal, “Pade-plusmn;-type higher-order boundary filters for the navier-stokes equations”, *AIAA Journal*, Vol. 38, No. 11, pp. 2103–2112, 2000.
- [13] S. Kawai, S. K. Shankar, and S. K. Lele, “Assessment of localized artificial diffusivity scheme for large-eddy simulation of compressible turbu-

- lent flows”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 229, No. 5, pp. 1739–1762, 2010.
- [14] E. Lenormand, P. Sagaut, L. T. Phuoc, and P. Comte, “Subgrid-scale models for large-eddy simulations of compressible wall bounded flows”, *AIAA Journal*, Vol. 38, No. 8, pp. 1340–1350, 2000.
- [15] S. Gottlieb and C.-W. Shu, “Total variation diminishing Runge-Kutta schemes”, *Mathematics of Computation*, Vol. 67, No. 221, pp. 73–85, 1998.