The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	超臨界翼におけるダブル遷音速ディップ発生メカニズムの解明 : 移動エントロピー法による流れ場の因果解析
Author(s)	三宅, 冬馬
Citation	サイバーメディアHPCジャーナル. 2024, 14, p. 80-84
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/96531
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

超臨界翼におけるダブル遷音速ディップ発生メカニズムの解明

：移動エントロピー法による流れ場の因果解析

三宅 冬馬
北海道大学 大学院工学院 機械宇宙工学専攻

1. はじめに

航空機の飛行時には、翼に作用する空気力と翼の慣性力、弾性力が連成することで、図 1 に示すような発散的な振動現象が生じることがある。この現象はフラッターと呼ばれ、翼の破壊など航空機に対して致命的なダメージを与えるため、航空機設計において重要な現象となっている。また、航空機が巡行する遷音速域では、翼面上に生じる衝撃波により、フラッターが発生しやすくなることが知られており、この領域を遷音速ディップと呼ぶ[1]。従って遷音速域におけるフラッター現象が航空機設計上クリティカルとなる。亜音速域ではポテンシャル方程式に基づく線形解析により高精度にフラッター発生速度を予測することが可能であるが、遷音速域では衝撃波や境界層はく離など流体の非線形性が顕著となる。従って、非線形方程式に基づく数値計算が必須となる。

Isogai[2、3]は、対称翼型を用いた 2 次元遷音速フラッター解析および強制振動翼解析を行い、翼面上での衝撃波振動により空気力の位相遅れが生じ、系が不安定になることを明らかにした。これが遷音速ディップ発生の主な原因となる。一方、現在高速旅客機で用いられている超臨界翼型は翼面上のフラットな形状および翼後縁で正キャンバーを有し、これまで多くの解析が行われてきた対称翼型と比べ形状が大きく異なる。そのため、遷音速域におけるフラッター特性も変化すると考えられる。

Persoon ら[4]は、超臨界翼型を用いた遷音速フラッター試験を行い、特定の迎え角において 2 つの遷音速ディップ（ダブル遷音速ディップ）が生じることを示した。従来の対称翼型の場合、フラッター境界における遷音速ディップは単一であり、2 つのディップは超臨界翼型特有のものと考えられる。しかし、これまでダブル遷音速ディップ現象について調査した研究例はほとんど見られず、その発生メカニズムは未解明といえる。

本研究では、超臨界翼型を用いた 2 自由度系の遷音速フラッター解析を行い、ダブル遷音速ディップの有無およびその発生メカニズムを明らかにすることを目的とした。

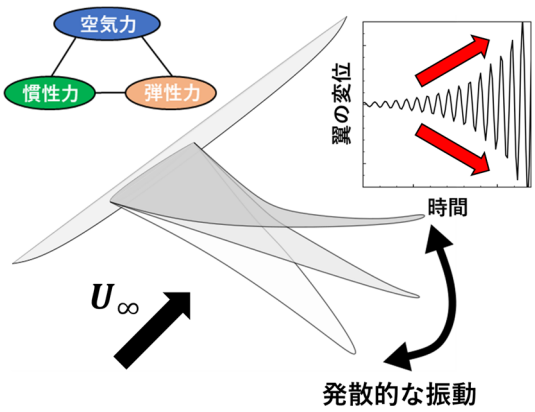


図 1：フラッター現象の概略図

2. 数値計算法

2.1 流体方程式の数値解法

流体の支配方程式としてレイノルズ平均された 2 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[5]を用い、MUSCL 法により高次精度化を行った。時間積分には LU-SGS 陰解法[6]を用いた。乱流モデルは 1 方程式モデルである SA モデル[7]を適用した。

2.2　構造方程式の数値解法

図 2 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。無次元化された支配方程式は次式のようになる[2]。

$$[M]\{\ddot{q}\} + [K]\{q\} = \{Q\} \tag{2}$$

ここで、

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

である。本研究では構造減衰は考えず$c_h = c_\alpha = 0$とした。x_αと${r_\alpha}^2$は静的質量不均衡と慣性能率である。また式(3)において、

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

である。ここでV_*は Speed index(フラッター速度)と呼ばれ、フラッター境界の判断に使うパラメータである。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 Weakly Coupling 手法を用いた。また、流体側と構造側の無次元量が異なるため、以下に示す物理量の変換が必要になる。

$$h_{\text{structure}} = 2H_{\text{fluid}}$$
$$\Delta\tau_{\text{structure}} = \frac{2M_\infty}{V_*\sqrt{\mu}}\Delta t_{\text{fluid}} \tag{5}$$

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、超臨界翼型として SC2-0610 翼型、比較のため対称翼型として NACA64A010 翼型を用いた。図 3 に SC2-0610 翼型の計算格子を示す。格子点数は SC2-0610 翼型では1204×250、NACA64A010 翼型では1355×250とし、計算格子には O 型格子を用いた。翼面法線方向の最小格子幅は2.0×10^{-6}であり、これは翼面法線方向の第 1 格子点において$y^+ < 1$を満たす。外部境界範囲はコード長の 50 倍とした。流体計算における無次元時間刻み幅は$\Delta t = 10^{-4}$とし、各計算ステップにおいて内部反復を 2 回行っている。フラッター計算では、翼の変位に合わせて時間ステップごとに格子を移動させる必要がある。本計算では、Melville ら[8]の手法を用いて格子を移動させた。

式(3)と図 2 における構造パラメータは両翼型に対して、$x_\alpha = 1.8$、${r_\alpha}^2 = 3.48$、$a = -2.0$、$\mu = 60$、$\omega_h = \omega_\alpha = 100$ rad/sとした[2]。本研究で用いた構造モデルで固有値解析を行うと、固有振動数は 1 次(曲げ)モードで 11.35 Hz、2 次（捩り）モードで 84.95 Hz となる。

超臨界翼型では翼型の上下面非対称性から、定常状態で翼に揚力とモーメントが働く。そのため連成計算を行うと、空気力と構造力がつり合う位置まで翼型が変位し、任意の迎角を基準としたフ

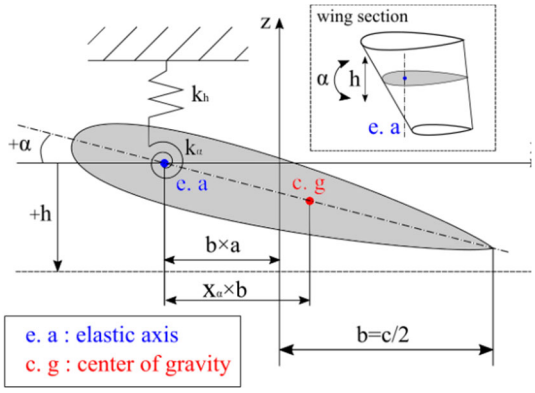


図 2：2 自由度構造モデル

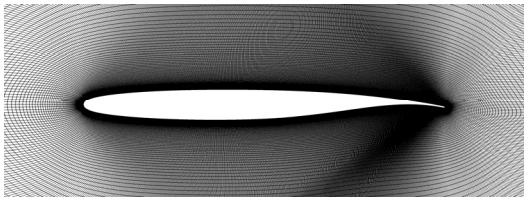


図 3：計算格子

ラッター計算を行うことができない。従って、本計算では式(2)の右辺に定常状態での揚力係数$C_{l,\ 0}$、ピッチングモーメント係数$C_{m,\ 0}$を付加し、$\{Q\}$を新たに

$$\{Q\} = \frac{V_*^2}{\pi}\begin{Bmatrix} -\left(C_l - C_{l,\ 0}\right) \\ 2\left(C_m - C_{m,\ 0}\right) \end{Bmatrix} \tag{6}$$

と定義する。これによって、任意の平均迎角α_mを基準としたフラッター計算を行うことができる。本計算では$\alpha_m = 0$ deg とした。

3. 結果と考察

3.1 SC2-0610 翼型のフラッター特性

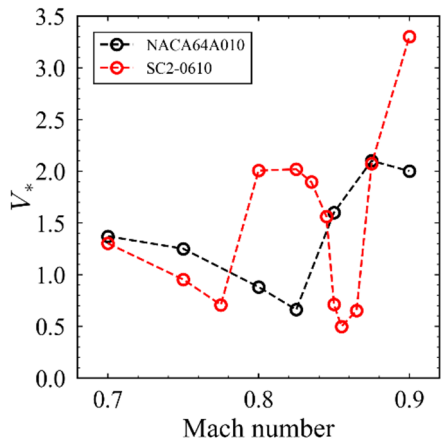
図4にSC2-0610翼型のフラッター速度とフラッター周波数をNACA64A010翼型の結果とともに示す。ここで、翼の変位の振動振幅が一定となるときのV_*をフラッター速度、そのときの周波数をフラッター周波数と定義した。

まずNACA64A010翼型に着目すると、マッハ数の増大に伴いフラッター速度は低下し、$M_\infty = 0.825$において最小となることが分かる。また、周波数も同様に低下し1次の曲げモードが支配的となる。さらにマッハ数を大きくすると、フラッター速度が急激に増大し、曲げ-捩じりの連成振動が生じる。これらの挙動は典型的な遷音速ディップ特性[2、3]を示している。

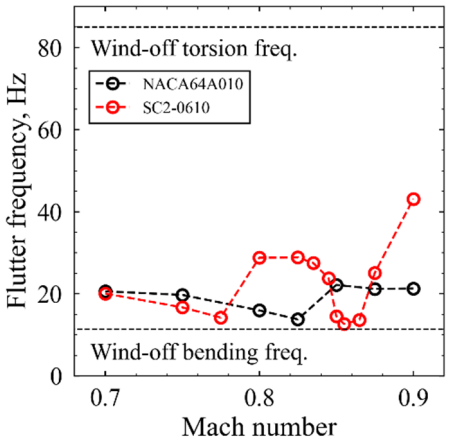
一方、超臨界翼型である SC2-0610 翼型を用いた解析では、2 つの遷音速ディップの発生がとらえられた。フラッター境界線の形状は、実験で報告された結果[4]と似ており、2nd-dip は 1st-dip に比べより深いディップとなった。また、両ディップの底では 1 次の曲げモードが支配的である。

図 5 に 1st-dip まわりでのマッハ数分布を示す。マッハ数分布より、$M_\infty = 0.775$では翼上面において衝撃波が発生しており、また衝撃波背後でのはく離は生じていないことが分かる。衝撃波背後においてはく離がない場合の衝撃波振動は系に対して負減衰であることが先行研究[9]において分かっている。マッハ数を大きくした$M_\infty = 0.8$では衝撃波背後ではく離が生じ、それに伴いフラッター速度が急激に増大する。以上の衝撃波発生によるフラッター速度の低下および衝撃波背後でのはく離によるフラッター速度の急激な上昇は従来の対称翼と同様の傾向であるため、1st-dip は典型的な遷音速ディップであることが分かる。

図 6 に 2nd-dip まわりでのマッハ数分布を示す。翼上面に着目すると、3 つすべてのマッハ数条件において衝撃波背後ではく離が生じており、流れ場構造はよく似ていることが分かる。一方、翼下面では衝撃波の発生やその背後でのはく離



(a) フラッター速度

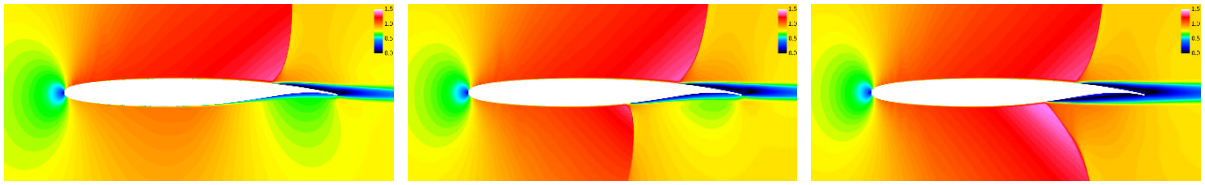


(b) フラッター周波数

図 4：SC2-0610 翼型と NACA64A010 翼型におけるフラッター特性の比較

(a) $M_\infty = 0.775$　　(b) $M_\infty = 0.8$

図5：1st-dip周辺でのSC2-0610翼型におけるマッハ数分布



(a) $M_\infty = 0.825$　　(b) $M_\infty = 0.855$　　(c) $M_\infty = 0.875$

図 6：2nd-dip 周辺での SC2-0610 翼型におけるマッハ数分布

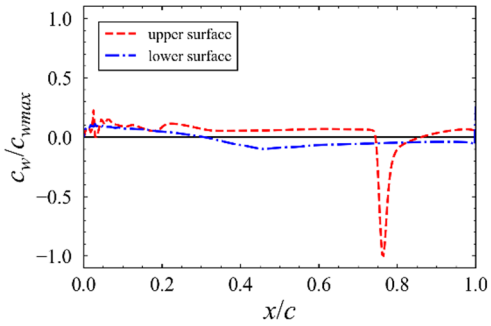
等、マッハ数条件によって流れ場に違いが見られることから、翼下面の流れ場構造、特に衝撃波が 2nd-dip における不安定性を誘起していることが示唆される。

3.2　エネルギー収支による安定性の評価

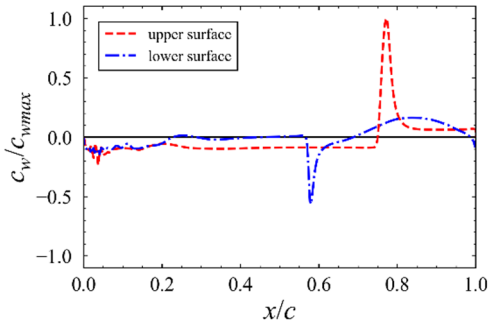
Dierz ら[10]が導入した局所的なエネルギー収支を用いて、非定常空気力の安定性の寄与について評価した。

図 7 に、2nd-dip 周りでの正規化された局所エネルギー分布c_w/c_{wmax}を示す。ここで、c_wの値が正の場合、流体が構造にエネルギーを与えていることを表す。これは、空気力が系に対して負減衰であることを意味する。逆にc_wの値が負の場合、空気力が系に対して正減衰であることを意味する。$M_\infty = 0.855$および$M_\infty = 0.875$では翼下面(青線)において負のピークが生じており、翼下面の衝撃波振動が正減衰として働くことが分かる。前節では、翼下面の流れ場（衝撃波）が不安定性を誘起していると考察したが、実際には翼下面衝撃波は系を安定にしていることが分かった。従って、次に翼上面（赤線）の局所エネルギー分布に着目する。

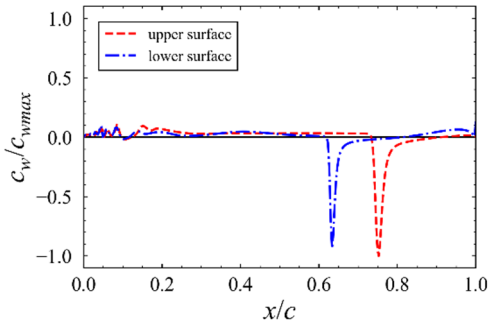
図 6 に示したように、翼上面では 3 つのマッハ数条件すべてにおいて衝撃波背後で流れがは



(a) $M_\infty = 0.825,\ V_* = 2.03$



(b) $M_\infty = 0.855,\ V_* = 0.50$



(c) $M_\infty = 0.875,\ V_* = 2.07$

図 7：2nd-dip 周辺における局所エネルギー分布

く離している。この状態では通常、衝撃波振動は正減衰となる[9]。図 7 の局所エネルギー分布を見ると、$M_\infty = 0.825$および$M_\infty = 0.875$では翼上面に負のピークが生じており、衝撃波振動が正減衰であることが分かる。しかし、$M_\infty = 0.855$では正のピークであり、これは衝撃波振動が負減衰として働くことを示している。本節で行った解析により、2nd-dip の発生原因は、$M_\infty = 0.855$での翼上面における衝撃波振動であると結論付けられる。

4. おわりに

本研究では超臨界翼型を用いた遷音速フラッター解析を行い、ダブル遷音速ディップの発生メカニズムについて調査した。その結果、1st-dip は翼上面衝撃波振動に起因するもので、従来の対称翼と同様な典型的な遷音速ディップであることが分かった。また 2nd-dip では衝撃波背後で境界層はく離が生じているものの、衝撃波振動が負減衰となっており、そのため系が不安定となっていることが分かった。

先行研究[9]から、衝撃波背後で流れがはく離する場合、衝撃波振動は系に対して正減衰であることが示されているが、2nd-dip においては負減衰となっている。これは翼下面流れ場との相互作用によるものであることが分かっているが、本稿では紙面の都合上、詳細な説明は省略した。詳細については文献[11]を参照されたい。また本課題申請時点では、翼上面衝撃波の位相特性について移動エントロピー法を用いた因果解析を行う予定であった。しかし、はく離域の変化などから翼上下面での相互作用のメカニズムを説明できたため、本流れ場への適用は行わなかった。

参考文献

(1) Mykytow, W. J. “A Brief Overview of Transonic Flutter Problems,” Unsteady Airloads in Separated and Transonic Flow, AGARD-CP-226, April 1977, pp. 11-1-11-11.

(2) Isogai, K. “On the Transonic-Dip Mechanism of Flutter of a Sweptback Wing.” *AIAA Journal*, Vol. 17, No. 7, 1979, pp. 793–795.

(3) Isogai, K. “Transonic Dip Mechanism of Flutter of a Sweptback Wing: Part II.” *AIAA Journal*, Vol. 19, No. 9, 1981, pp. 1240–1242.

(4) Persoon, A. J. et al. “Measurement of Transonic Dips in the Flutter Boundaries of a Supercritical Wing in a Wind Tunnel.” *Journal of aircraft*, Vol. 21, No. 11, 1984, pp. 906–912.

(5) Shima, E., and Jounouchi, T. “Role of CFD in Aeronautical Engineering (No. 14). AUSM Type Upwind Schemes,” NAL SP-34, Japan, 1997.

(6) Yoon, S., and Jameson, A. “Lower-Upper Symmetric-Gauss-Seidel Method for the Euler and Navier-Stokes Equations.” *AIAA Journal*, Vol. 26, No. 9, 1988, pp. 1025–1026.

(7) Spalart, P. R., and Allmaras, S. R. “One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows.” AIAA Paper 1992-0439, 1002.

(8) Melville, R. B. et al. “Implementation of a Fully-Implicit, Aeroelastic Navier-Stokes Solver.” AIAA Paper 1997-2039, 1997.

(9) Oyeniran, N. D. et al. “Unsteady Aerodynamics Around a Pitching Airfoil with Shock and Shock-Induced Boundary-Layer Separation.” *AIAA Journal*, Vol. 60, No. 12, 2022, pp. 1–9.

(10) Dietz, G., Schewe, G., and Mai, H. “Amplification and Amplitude Limitation of Heave/Pitch Limit-Cycle Oscillations Close to the Transonic Dip.” *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 22, No. 4, 2006, pp. 505–527.

(11) Miyake, T., and Terashima, H. “Numerical Investigation of Double Transonic Dip Behaviors in Supercritical Airfoil Flutter.” *AIAA Journal*, Vol. 61, No. 12, 2023, pp. 5365–5376