

# 非定常特徴構造抽出による遷音速バフエット現象の機構解明

Transonic buffet phenomenon analyzed by transient characteristic structure extraction

- 焼野 藍子, 流体研, 宮城県仙台市片平 2-1-1, E-mail : aiko.yakeno@tohoku.ac.jp  
 大関 真之, 東北大, 宮城県仙台市荒巻字青葉 6-3-9, E-mail : mohzeki@tohoku.ac.jp  
 観山 正道, 東北大, 宮城県仙台市荒巻字青葉 6-3-9, E-mail : masamichi.miyama.e4@tohoku.ac.jp  
 河合 宗司, 東北大, 宮城県仙台市荒巻字青葉 6-6-1, E-mail : kawai@cfm.mech.tohoku.ac.jp  
 大林 茂, 流体研, 宮城県仙台市片平 2-1-1, E-mail : obayashi@ifs.tohoku.ac.jp

Aiko Yakeno, Institute of Fluid Science, 2-1-1 Katahira, Sendai, Miyagi

Masayuki Ohzeki, Tohoku University, 6-3-9 Aoba, Aramaki-aza, Sendai, Miyagi

Masamichi Miyama, Tohoku University, 6-3-9 Aoba, Aramaki-aza, Sendai, Miyagi

Soshi Kawai, Tohoku University, 6-6-1 Aoba, Aramaki-aza, Sendai, Miyagi

Shigeru Obayashi, Institute of Fluid Science, 2-1-1 Katahira, Sendai, Miyagi

In this study, we tried to understand phenomena by extracting unsteady characteristic by singular value decomposition for transonic unsteady Buffett obtained by Fukushima and Kawai (2018). As a result, singular value modes indicating each feature were found for the two effects caused by strong interference of the shock wave with the boundary layer, which has been conventionally proposed.

## 1. 背景

航空機で運行時に迎角を上げるとバフエットと呼ばれる機体の激しい振動が発生し、機体の安全な飛行に差し障りが生じる。これは高速飛行中に生じる衝撃波と剥離渦が相互作用することによる自励的な圧力変動に起因すると言われており、その予測のためには、遷音速域での高精度な数値流体計算が必要となり、計算コストの面からも容易ではない。このような流体振動を司る特徴構造を抽出できれば、それに合わせた解像度の設定、計算手法の設計などが可能になり、将来的な予測精度の向上を期待できると考えられる。一方、東北大学情報科学研究科、量子アニーリング研究開発センターでは、データ解析においてスパースモデリングによる良質な基底関数の取得に関する研究を実施している (Otsuki, J. *et al.*, 2017)。このような航空宇宙工学的課題に対して、データ科学の観点から新しい解析手法を適用し、本解析で得られた新知見を、波及効果の高い計算技術開発に生かしたいと考えている。

近年、壁面モデル LES により、遷音速バフエット現象を捉えた大規模数値計算が行われ (Fukushima and Kawai (2018)), 詳細な機構の解明も進められている (福島ら (2018))。そこで本報告では、非定常流れとして、遷音速バフエット現象を対象に解析を実施する。膨大な時系列データなため、まずは翼の奥行きスパン方向に空間平均を施した各種統計量についてを扱うこととする。

## 2. 計算手法

### 2.1 特異値分解による特徴構造抽出

流れ場は、圧縮性ナビエ-ストークス方程式の初期値・境界値問題として、ある時刻  $\tau$  までの反復計算により以下のように得られる。

$$\mathbf{u}(\tau) = \mathbf{A}(\tau)\mathbf{u}(0) \quad (1)$$

このとき、 $\mathbf{A}(\tau)$  はある初期値  $\mathbf{u}(0)$  を時間  $\tau$  進行させる作用素である。このシステムの性質を調べる際に、変数の大きさを定量化するため、物理的に意味があり最もよく使われているものが、運動エネルギーである。運動エネルギーは、以下のように L2 ノルムの内積の形で表現されるという利点がある。

$$E = (\mathbf{u}, \mathbf{v}) \equiv \int_{\Omega} \mathbf{u} \cdot \mathbf{v} dv \quad (2)$$

ここで、ある時刻  $\tau$  での運動エネルギーは式 (1) に基づき、 $\mathbf{A}(\tau)$  の自己随伴作用素  $\mathbf{A}^*(\tau)$  を用いて、以下のよう表せる。

$$\begin{aligned} E(\tau) &= (\mathbf{A}(\tau)\mathbf{u}(0), \mathbf{A}(\tau)\mathbf{u}(0)) \\ &= (\mathbf{u}(0), \mathbf{A}^*(\tau)\mathbf{A}(\tau)\mathbf{u}(0)) \end{aligned} \quad (3)$$

本研究では上記に基づき、特徴構造として運動エネルギーの増幅するモードを、 $\mathbf{A}^*(\tau)\mathbf{A}(\tau)\mathbf{u}(0)$  の固有ベクトルとして、算出し議論することとする。

本研究の流れ場は、 $\mathbf{A}(\tau)$  が正規作用素とは断定できず、直交行列を用いた対角化を非正規作用素についても許容するため、特異値分解を適用することとする。 $\mathbf{u}(\tau)$  は、 $\mathbf{A}(\tau)\mathbf{u}(0)$  の特異値分解により以下のように再構築される。

$$\mathbf{u}(\tau) = \mathbf{A}(\tau)\mathbf{u}(0) = \mathbf{U}\Sigma\mathbf{V}^* \quad (4)$$

ここで、 $\Sigma$  は特異値  $\sigma_k$  による対角行列である。また、式 (3) の  $\mathbf{A}^*(\tau)\mathbf{A}(\tau)\mathbf{u}(0)$  の固有値は各モードの運動エネルギーであり、式 (6) の  $\mathbf{A}(\tau)\mathbf{u}(0)$  の特異値  $\sigma_k$  の二乗と同じである。

### 2.2 非定常流れ場の再構築

非定常流れを扱うにあたり、圧力や密度が負になる場合を許容するため、時間平均値からのずれの成分に対して特異値分解を施すこととする。流れ場の変数は、スパン奥行き方向と時間の平均値を上付き線のある変数行列  $\bar{\mathbf{F}}_i$  とすると、

$$\mathbf{F}_{ij} = \bar{\mathbf{F}}_{ij} + \mathbf{F}'_{ij} \quad (5)$$

のようになり、右辺のずれの成分  $\mathbf{F}'_i$  は、特異値分解により以下のように表せる。

$$\mathbf{F}'_i = \sum_{k=1}^n w_k U_{i,k} V_{j,k} \quad (6)$$

前節の式 (6) の非定常流れ場  $\mathbf{A}(\tau)\mathbf{u}(0)$  を、ある時刻  $\tau$  までの反復計算の結果として、以下のように  $(m, n)$  行列

を構成する.

$$\begin{bmatrix} \mathbf{u}(0) & \mathbf{A}(\Delta t)\mathbf{u} & \mathbf{A}(\Delta t)^2\mathbf{u}(0) & \dots & \mathbf{A}(\tau)\mathbf{u}(0) \end{bmatrix} \quad (7)$$

このとき  $n\Delta t = \tau$  であり,  $m$  はある時刻での変数の数を表す. 本報告では,  $m$  はスパン方向平均を施した流れ場の格子数として, 密度, 三方向流速, 圧力について, それぞれ  $(m, n)$  行列を構成し, 解析を実施した. 一つの変数について, 計算に要する実時間は 2 分程度であった.

### 2.3 流れ場の条件

本研究では非定常流れ場として, Fukushima and Kawai (2018) により, 壁面モデル LES から得られた遷音速バフエット現象を捉えたデータを対象に解析を実施した. このとき, レイノルズ数は  $Re_c = 3.0 \times 10^6$ , 迎角は  $\alpha = 3.5[\text{deg}]$ , OAT15A supercritical 翼型, マッハ数はバフエット現象が起こる  $M_\infty = 0.73$ , 起こらない  $M_\infty = 0.715$  の二つの場合を比較する.

対象データは, スパン方向空間平均を施した二次元データ, バフエット現象の 1 周期分である. 格子点数は, 流れ方向, スパン方向, 高さ方向に対して, それぞれ (4505, 1, 130) であり, 1 周期は  $\tau = 0.225$ , 時間刻み幅  $\Delta t = 1.5 \times 10^{-3}$  として, 150 個のデータを用いた. それにより, 変数ごとに, 585, 650 行 150 列の, 式 (7) に示す行列を構成し, 特異値分解を実施した.

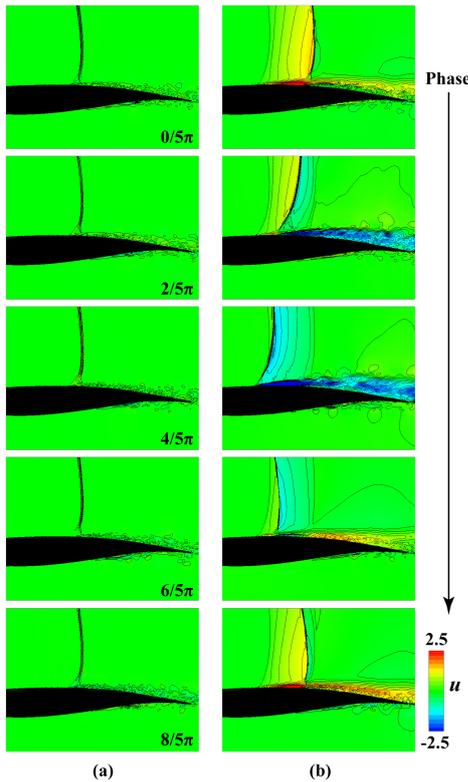


Fig. 1: Original values of steady/unsteady streamwise velocity averaged in the spanwise direction from  $0/5\pi$  to  $8/5\pi$ , at the mach number  $M_\infty$  of (a) 0.715 and (b) 0.73, respectively.

### 3. 結果と考察

まず解析を施す前の, スパン方向平均を施した流れ方向速度の二次元分布について, マッハ数  $M_\infty$  が 0.715 と 0.73 の場合を, それぞれ図 1(a), (b) に示す. 遷音速バフエット現象が発生している  $M_\infty = 0.73$  では流れ方向速度が衝撃波と壁面の境界層付近で大きく変動し, 衝撃波の位

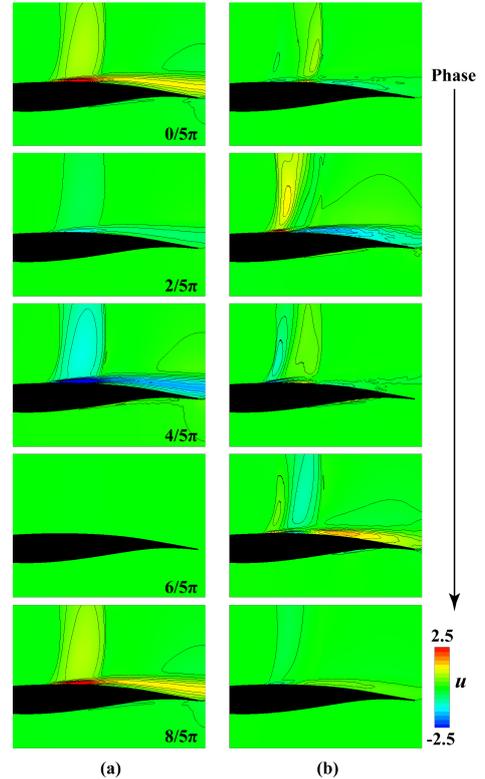


Fig. 2: Singular value decomposition modes  $w_k U_{i,k} V_{j,k}$  of streamwise velocity averaged in the spanwise direction at  $M_\infty$  of 0.73; (a) the 1st and (b) the 2nd mode.

Tab. 1: Singular values of unsteady flow data  $u$

$M_\infty$	1st	2nd	3rd	4th
0.715	134.458	66.924	31.195	25.155
0.73	1159.72	412.884	365.808	205.887

置も翼面で前後に大きく動いている. 一方,  $M_\infty = 0.715$  では衝撃波の位置は動かず, 速度変動域は小さく留まる.

遷音速域で衝撃波が発生すると, 壁付近で発達する境界層との強い相互作用のため, 非定常なバフエット現象を引き起こすが, この衝撃波と境界層の干渉と非定常現象の詳細については, 従来, Pearcy ら (1968) によって以下のように説明されている. まず衝撃波と境界層の干渉する位置付近で, 流れの剥離が起こり, 剥離点は, 衝撃波の強度が大きくなるにつれ, 後流に移動していく. 次に, 翼の後端部分で剥離が発生し, これが徐々に上流に移動する. 剥離位置が上流に移動するにつれ, 衝撃波の強度は大きくなる. 本研究で対象とする流れ場は, 図 1(b) の位相  $8/5\pi, 0/5\pi$  で, 剥離点の後流への移動が観察され, 次に, 図 1(b) の位相  $2/5\pi, 4/5\pi$  で, 剥離点の上流への移動が起こり, それぞれ Pearcy ら (1968) により言及のある, 衝撃波と境界層の二つの相互作用に相当することがわかる.

次に式 (6) の変動成分  $F'_i$  に対し, 特異値分解を施した結果を示す. マッハ数  $M_\infty$  が 0.715 と 0.73 の場合について, 遷音速バフエット現象の一周期に関する流れ方向速度の特異値は, 大きい順に表 1 に示すようになった.  $M_\infty = 0.73$  では, バフエット現象の非定常性により運動エネルギーが増加するため, 運動エネルギーの二乗根に相当する特異値は,  $M_\infty = 0.715$  の場合に比べ 10 倍程度大きい. 流れ方向速度の特異値の大きい順に,  $M_\infty = 0.73$  の場合の, それぞれ対応するモード  $w_k U_{i,k} V_{j,k}$ , 第 1 モー

ド, 第 2 モードをそれぞれ図 2(a), (b) に示す. 第 1 モードでは, 特に衝撃波と境界層の干渉する壁付近で, 大きな値になっている様子がみられるが, 衝撃波の位置が前後に移動する際に, 主に寄与する現象と考えられる.

#### 4. 結論

本研究では, 遷音速非定常バフエットに対し特異値分解による特徴量抽出を行い, 現象理解を試みた. その結果, 従来提案されている衝撃波と境界層の強い干渉に起因する作用について, それぞれの特徴を表す特異値モードが見出された.

本報告では, 解析するデータ量を減らすため, 密度, 速度, 圧力のスパン方向平均値のみを扱った. 将来的には, オイラー方程式並びにナビエ・ストークス方程式で, 大規模運動の速度勾配  $\partial \bar{u}_i / \partial x_j$  に起因する, 乱流エネルギーの増加に主な役割を果たす非線形項  $\langle \rho u'_i u'_j \rangle$  についても解析できればと考えている.

#### 参考文献

- (1) Otsuki, J., Ohzeki, M. Shinaoka, H. and Yoshimi, K., "Sparse modeling approach to analytical continuation of imaginary-time quantum Monte Carlo data", *Physical Review E*, 95, 061302(R), (2017)
- (2) Fukushima, Y. and Kawai, S., "Wall-Modeled Large-Eddy Simulation of Transonic Airfoil at High Reynolds Number", *AIAA Journal*, Vol. 56, No. 6, June (2018), pp. 2372 - 2388.
- (3) 福島, 沼田, 河合, "遷音速翼型バフエットの衝撃波自励振動メカニズムとモデリング", 第 50 回流体力学講演会講演論文, 1C04 (2018).
- (4) Pearcey, H. H., Osborne, J. and Haines, A. B., "The Interaction Between Local Effects at the Shock-Wave and Rear Separation: A Source of Significant Scale Effects on Airfoils and Wings," *Transonic Aerodynamics, AGARD Conference Proceedings 35*, paper number 11 (1968).