

シンセティックジェットによる翼周り剥離流れの制御に関する LES ： スパン方向渦の解析

Analysis of spanwise vortex structures in separated flow control around an airfoil using a synthetic jet

- 阿部 圭晃, 東大院, 〒 252-5210 神奈川県相模原市由野台 3-1-1, E-mail : abe@flab.isas.jaxa.jp
佐藤 允, 宇宙研, 〒 252-5210 神奈川県相模原市由野台 3-1-1, E-mail : sato@flab.isas.jaxa.jp
野々村 拓, 宇宙研, 〒 252-5210 神奈川県相模原市由野台 3-1-1, E-mail : nonomura@flab.isas.jaxa.jp
藤井 孝藏, 宇宙研, 〒 252-5210 神奈川県相模原市由野台 3-1-1, E-mail : fujii@flab.isas.jaxa.jp

Yoshiaki Abe, University of Tokyo, Sagamihara, Kanagawa, Japan

Makoto Sato, Institute of Space and Astronautical Science, JAXA, Sagamihara, Kanagawa, Japan

Taku Nonomura, Institute of Space and Astronautical Science, JAXA, Sagamihara, Kanagawa, Japan

Kozo Fujii, Institute of Space and Astronautical Science, JAXA, Sagamihara, Kanagawa, Japan

The computation of separated flow control using a synthetic jet over an airfoil is conducted. The airfoil is NACA0015, the Reynolds number based on chord length is set to 63,000, the angle of attack is 12 [deg], and the freestream Mach number is 0.2, respectively. The synthetic jet is installed at the leading edge (0 % chord length) and actuates with some frequencies, i.e., nondimensional frequency F^+ which is set to 1.0 and 6.0. The synthetic jet is numerically modeled by the deforming cavity and two-dimensional boundary condition on the airfoil (BC model), and flow fields controlled by both are compared with using large-eddy simulation (LES). The BC model does not perform as the synthetic jet in terms of time-averaged and instantaneous flow fields. The spanwise vortex structures in the controlled flow field without introducing spanwise disturbances are also investigated by this numerical experiment.

1. 背景

翼周りの流れの剥離は揚力の低下や抗力の増加を伴い、重大な航空機事故の原因となりうる。剥離流れを翼面上に沿う流れへと変化させる剥離制御技術には、Vortex generator に代表される受動的な制御が実用上広く用いられている。しかし、受動的な剥離制御は設計点以外の条件下で機能が著しく低下してしまう為、非定常性の強い剥離流れに対しては制御効率が悪い。一方、流れの変化に追従して境界層内に直接大量の運動量を供給する定常ジェット等を用いた能動制御の有効性⁽¹⁴⁾が示されているが、これらは機構が複雑で重量増加に見合う効果を得にくい事、主流と同程度の大きな運動量を付与する必要があり非効率な制御である事を指摘されている。そこで、より小さな機器を用いて局所的に微小な流体変動を与えるだけで、同様の剥離制御効果を得られる能動制御手法が近年注目されている。代表的な機器として、シンセティックジェット⁽⁸⁾⁽²⁾⁽¹⁷⁾やプラズマアクチュエータ⁽³⁾⁽⁴⁾を挙げられるが、微小な流体変動を与える事で大規模な剥離流れを付着流れへと制御するという点で、両者の物理的な剥離制御メカニズムには共通する点があると考えられる。本稿ではその中でもシンセティックジェットを用いた剥離流れの制御を研究対象とし、その制御メカニズムを物理的に理解する事を目的とした数値計算による解析を行う。図 1 にシンセティックジェットの模式図を示す。翼面に埋め込まれたシンセティックジェットは、キャビティ底面が振動する事により、オリフィス出口から流体を流し出す装置である。キャビティ底面の駆動には圧電素子やピストン、スピーカーが用いられ、機器の大きさは非常に小さくて済む事や流体に与える運動量は非常に小さい事が特徴である。

シンセティックジェットの研究の多くは、実験を中心と

したパラメトリックスタディの観点から行われてきた。翼周り剥離流れの制御については、シンセティックジェットの設置位置、キャビティ底面の振動周波数（コード長または剥離領域の長さと同様流速で無次元化）、オリフィス出口から外部流へ与えられる運動量の最適値に関する報告⁽²⁾⁽⁸⁾⁽⁹⁾がある。例えば、無次元周波数に関しては 1 あるいは 10 程度の値が有効となる例が報告されている⁽²⁾⁽⁸⁾。しかし、個々の実験を物理的な観点から整理し比較する事は難しく、特定の条件下での各パラメータの制御特性には多くのデータが存在するものの、シンセティックジェットの剥離制御メカニズムを統一的に理解するには至っていないと考えられる。

一方で数値計算を用いた研究も行われてきたが、実験との比較やパラメトリックスタディを目的とした 2 次元の RANS 解析が中心であり、制御時の空力係数の比較等、その多くが定常的な制御特性の導出に留まっている⁽¹¹⁾⁽⁵⁾。最近では Ravi らによってキャビティ内流れの 3 次元 DNS 解析⁽¹⁹⁾が行われ、キャビティ内部流れにも強い 3 次元性が存在する事が指摘されている。このような研究を受け、実用上重要な高レイノルズ数流れに特徴的な乱流渦構造を捉え、かつキャビティ内部流れに見られる 3 次元性を再現出来る LES による数値解析が重要と考えられ始めている。例えば Okada らは、バックステップ形状周りの剥離流れ制御⁽¹⁶⁾に対してキャビティ底面の振動まで計算格子の移動変形によって忠実に再現した LES を行い、剥離制御の鍵となる乱流微細渦構造の特性を議論している。これに対し、空力係数や準定常的な流れ場の特性を実験と比較する事に主眼を置いている報告ではあるが、You らによって 10^6 程度のレイノルズ数の下でシンセティックジェットを用いた翼周り剥離流れ制御の LES⁽²¹⁾が行われている。しかし、翼周りの LES は計算

コストが高く、この You らの例を除いて殆ど行われていないのが現状である。さらに、キャビティ内部流れに潜在する 3 次元性が静止流中に及ぼす影響については議論(17)(18)されているものの、一般的な外部流れ、特に翼周り剥離流れやその制御特性にどの程度影響するかは明らかにされていない。

これらの既往研究を受け、我々はキャビティ底面の振動まで再現したシンセティックジェットによって翼周りの剥離流れを付着流れへと制御する LES (コード長と一様流速で定義したレイノルズ数は 63,000) を行った。本稿ではまず、キャビティ内部流れを無視した簡略モデルによってシンセティックジェットの効果を模擬出来るかどうかを検証する。具体的には、翼面上の 2 次元な流速境界条件でシンセティックジェットの効果を模擬し (キャビティ内部で作られるスパン方向の強い変動を排除した状態で流体の流出入を再現する)、3 次元計算においても 2 次元な流速境界条件モデルを使用する事が、制御特性等の観点から工学的に妥当か判断する。これらのモデルは、主に RANS を用いた既往研究で多用されてきたもの(11)(5)である。

一方これまでの計算から、シンセティックジェットによる制御時には前縁付近で乱流遷移を生じ、乱流境界層となって翼面に付着する事が分かっている。本稿では、先の境界条件モデルの計算例を用い、キャビティ内部のスパン方向の強い変動が前縁付近の乱流遷移に及ぼす影響を調べる数値実験を行う。本稿では特に、翼面上の 2 次元な大規模渦構造 (スパン方向渦) の移流とレイノルズ応力の関係に重点を絞った解析を行う。

2. 解析対象

制御対象とする流れや、シンセティックジェットと境界条件モデルに関する解析条件を説明する。

2.1 制御対象とする翼周り流れ

翼型には NACA0015 翼型を採用し、一様流マッハ数 M_∞ を圧縮性の効果が無視出来る 0.2 とする。また、コード長 c_h^* と一様流速 u_∞^* を基準としたレイノルズ数を 63,000 とし、迎え角はこのレイノルズ数で大規模な剥離を生じる 12° とする。なお、翼型を含めた本設定条件は当研究室で既に行われているプラズマアクチュエータによる翼剥離流れ制御に関する実験・数値計算と一致させている。流体には空気を想定し、比熱比を 1.4、プラントル数を 0.72 に設定した。

2.2 シンセティックジェットの形状と制御パラメータ

本節では、キャビティ底面の振動まで再現するシンセティックジェットについて説明する。

2.2.1 幾何形状と設置位置 現象を単純化する為、シンセティックジェットは図 1 に示すような、スパン方向に 2 次元なオリフィスとキャビティを有する単純形状を採用する。これは Okada らによって行われた、シンセティックジェットを用いたバックステップ流れ周りの剥離流れ制御に関する研究(16)で採用されたのと同様の形状である。オリフィス幅 d^* に対し、オリフィス高さを d^* 、振動中心時のキャビティ深さ $z_{L0}^* = 10d^*$ 、キャビティ幅 $x_L^* = 15d^*$ とした。なおオリフィス幅 d^* は翼コード長 c_h^* の 0.5% とするが、これは既往研究で頻繁に用いられてき

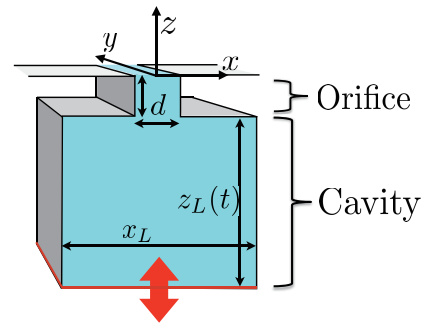


図 1: Geometric configuration of synthetic jet

た値である(21)。また、本稿で示す例では、シンセティックジェットを NACA0015 翼型の前縁に、オリフィスが翼面に垂直になるよう取り付けるとする。

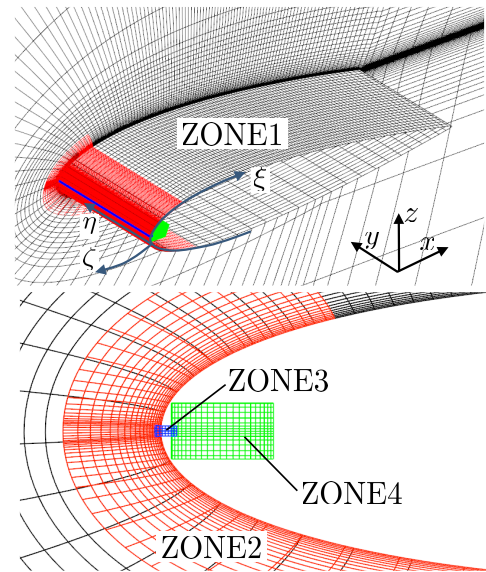


図 2: Computational grids

2.2.2 制御パラメータ 以下、* の付いていない値は明記しない限り、コード長 c_h^* と一様流音速 a_∞^* で無次元化した量とする。本研究では、キャビティ底面の振動にはピストンのような並進運動 (1) を仮定する。この際、 f^* はキャビティ底面の振動周波数 (F^+ はコード長 c_h^* と一様流速度 u_∞^* を基にした f^* の無次元周波数: 式 (2)) である。また、 A は壁面振動の振幅、 t は時間、 $z_L(t)$ を時間的に変化するキャビティ深さとする。

$$z_L(t) = z_{L0} + A \cos(2\pi f^* t^*) \\ = z_{L0} + A \cos(2\pi F^+ M_\infty t) \quad (1)$$

$$F^+ = \frac{f^* c_h^*}{u_\infty^*} \quad (2)$$

また、単位時間辺りにシンセティックジェットから及ぼされる運動量と一様流の運動量の比を運動量係数 C_μ とし、

式 (3) で定義する.

$$C_\mu = \frac{\rho u_j^2 d}{\rho u_\infty^2 c_h} \quad (3)$$

$$u_j d = x_L \max \left(\frac{dz_L(t)}{dt} \right) = 2\pi x_L A F^+ M_\infty \quad (4)$$

ここで, シンセティックジェット の運動量 ρu_j はキャビティ内を非圧縮流体と仮定し, キャビティ内の体積変化率に比例してオリフィス出口の流速 (オリフィス内では空間的に一定とする) が決まると考えた. この定義より, $A = a_\infty \sqrt{c_h C_\mu d} / 2\pi F^+ x_L$ となる為, C_μ を一定に保つて F^+ を変化させる際には振幅 A が変化する.

2.3 境界条件モデルとその制御パラメータ

ここでは, シンセティックジェットの効果を翼面上境界条件で模擬したモデルについて説明する. 図 2 のように, オリフィス出口 (幅 d) において 2 次元な流速分布 $\mathbf{u}_{BC}(x, z, t) = [u_{BC}(x, z, t), w_{BC}(x, z, t)]$ を与える.

$$u_{BC}(x, z, t) = 0, \quad (5)$$

$$w_{BC}(x, z, t) = \frac{3}{2} u_j \left\{ 1 - \left(\frac{2x}{d} \right)^2 \right\} \sin(2\pi F^+ M_\infty t) \quad (6)$$

出口流速には放物型プロファイルを仮定しており, 最大流速時の空間平均値が u_j と一致する (これは通常のシンセティックジェットと同じ C_μ を採る事に相当する). u_j は式 (4) で定義され, F^+ と C_μ が与えられれば決まる. その他の制御パラメータは通常のシンセティックジェットと同様に定義する. また, 壁面上の圧力は壁面鉛直方向の空間 1 次元の常微分方程式を解いて与え, 密度は壁面から 1 点目の値を外挿する. なお以下では, キャビティ底面の振動まで再現した通常の制御をシンセティックジェットによる制御, 翼面上の流速境界条件によってシンセティックジェットの効果を模擬した制御を境界条件モデルによる制御と呼ぶ.

2.4 計算ケース

本稿に示す計算ケースは以下の通りである. なお, ここで設定した C_μ の 0.2% という値は, 既往研究⁽²¹⁾ に比べ非常に小さい値を採っている.

表 1: Synthetic jet parameters

CASE†	Synthetic jet	F^+	$A/a_\infty \sqrt{c_h}$
$F^+ = 1$	With cavity	1	0.018
$F^+ = 6$	With cavity	6	0.0031
$F^+ = 1$ (BC model)	Boundary condition	1	0.018
$F^+ = 6$ (BC model)	Boundary condition	6	0.0031

† C_μ is set to 0.002 and synthetic jet is installed at L.E..

3. 数値計算

計算格子と手法に関して説明する.

3.1 計算格子

計算には重合格子を用い, 格子間の物理量のやり取りには解強制置換法⁽⁷⁾を適用する. 格子は翼周りの背景格

子 (黒色: ZONE1), シンセティックジェットのキャビティ (緑色: ZONE4), オリフィス (青色: ZONE3) および伸介格子 (赤色: ZONE2) の 4 つに分かれている. シンセティックジェット駆動時には, キャビティ底面の振動に合わせて格子 (緑色: ZONE4) が変形する. キャビティとオリフィスは接合部の格子点を 30 点程, オリフィスと伸介格子は 20 点程, 伸介格子と背景格子は両袖で計 40 点程一致させており, 内挿誤差が極力少ない状態で格子間の物理量のやり取りが行われる. 格子点数は以下の表に示す通りであり, 総格子点数は約 3000 万点である.

3.1.1 翼周り格子

翼周りには C 型格子を用い, 外部境界は翼前縁を中心に $25c_h$ とし, スパン長は $0.2c_h$ とした. また, 一般座標系 (ξ, η, ζ) を翼表面に沿う方向に ξ , スパン方向へ η , 翼表面から法線方向へ ζ とした. 最小格子幅は翼表面において ζ 方向に, コード長 c_h の 0.12% を採った. なお, この翼周り格子を用いて迎角 9° における付着した流れを計算した場合, 各方向の最小格子幅は乱流境界層における壁単位で $(\Delta\xi^+, \Delta\eta^+, \Delta\zeta^+) \leq (8, 9, 1)$ となる. これは, Kawai らによって報告されている乱流境界層を解像するのに必要な格子幅の基準⁽¹⁰⁾を十分に満たしている.

表 2: Grid points

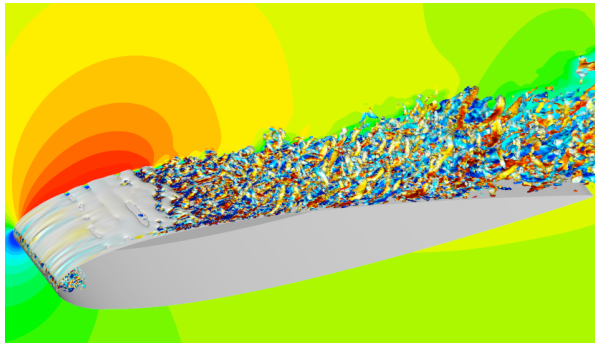
ZONE	ξ	η	ζ	All points
ZONE1	795	134	179	19,068,870
ZONE2	253	134	91	3,085,082
ZONE3	45	134	75	452,250
ZONE4	157	134	214	4,502,132

3.1.2 シンセティックジェット周辺格子

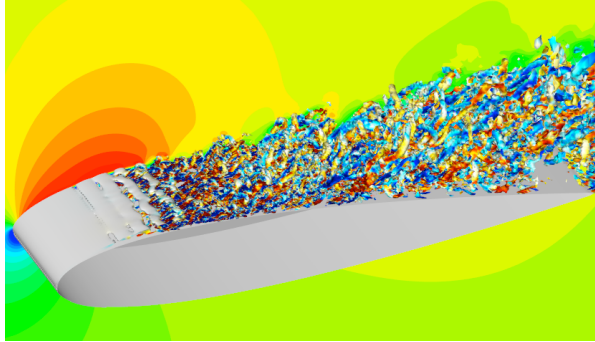
キャビティ底面の振動まで再現した計算を行う場合, シンセティックジェットの為に図 2 の全ての格子を用いる. シンセティックジェットのオリフィス (青色: ZONE3) とキャビティ (緑色: ZONE4) 内部の最小格子幅は翼周り格子のそれと同じ大きさとした. またキャビティ底面の振動を再現する際には, キャビティ格子のみを Melville らの手法⁽¹³⁾に基づいて代数的に滑らかに変形させている. なお境界条件モデルを使用する場合には, 背景格子 (黒色: ZONE1) と伸介格子 (赤色: ZONE2) のみを使用し, 式 (6) の流速を伸介格子上の翼前縁表面で与える事によってシンセティックジェットの効果を模擬する.

3.2 計算手法

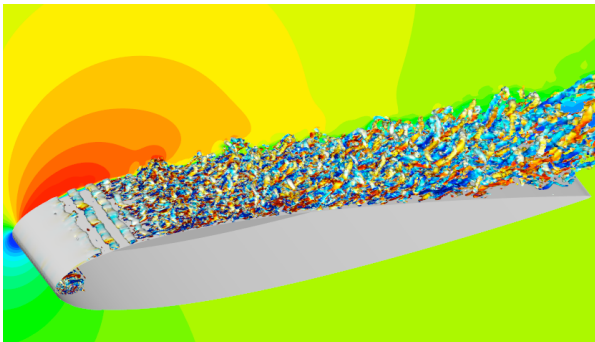
流体解析ソルバーとして, ISAS/JAXA で開発された LANS3D⁽⁶⁾を用いた. 支配方程式は 3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式とし, 先に示した一般座標系 (ξ, η, ζ) 上で解く. 本研究ではキャビティ内部や翼面上の微細な渦構造を捉えなければならない為, 空間的に高解像度なスキームが必要となる. その為, 移流項, 粘性項, 座標変換のメトリックおよびヤコビアン の計算には, 空間 6 次精度のコンパクト差分法⁽¹²⁾を用いた. なお計算の安定の為, 壁



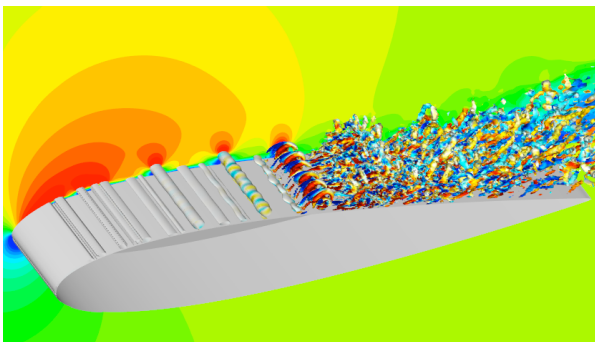
(a-1) $F^+ = 1$



(a-2) $F^+ = 1$ (BC model)



(b-1) $F^+ = 6$



(b-2) $F^+ = 6$ (BC model)



図 3: Instantaneous flow field: x -direction velocity contour; isosurfaces of second invariant of velocity gradient tensor (colored by x vorticity). (a-1) Synthetic jet: $F^+ = 1$, (a-2) Boundary condition model: $F^+ = 1$ (BC model), (b-1) Synthetic jet: $F^+ = 6$, (b-2) Boundary condition model: $F^+ = 6$ (BC model).

面境界 1 点目と 2 点目には 2 次精度陽的差分を適用した。また、移流項の不安定性に起因する高周波の数値振動を抑える為、10 次精度 3 重対角フィルター (フィルター係数は 0.495) ⁽¹²⁾ を用いた。時間方向の離散化は 2 次精度 3 点後退差分で行い、時間積分には ADI-SGS 陰解法⁽¹⁵⁾ (内部反復は 5 回) を用いた。計算の無次元時間ステップは 2.0×10^{-4} としてあり、最大クーラン数が 1.8 程度になるように設定した。これらのスキームを用いて、本解析では LES を行う。特に前述した高次精度フィルターが、数値的に解像出来ていない高周波の波のみを選択的に取り除くと考え、陽的なサブグリッドスケールモデルを導入しない ILES⁽²⁰⁾ を採用した。なお本計算では時間に応じて変形する格子を用いるが、高次精度差分の下でも幾何学的保存則を満足する為に、対称保存型メトリックを用いた⁽¹⁾。流出境界には境界の 1 点手前から外挿 (圧力は一樣流圧力に固定) を行い、壁面上では粘着条件を適用した。さらに、スパン方向 ($\eta(y)$ 方向) には周期境界条件を適用した。数値計算は無次元時間 $0 \leq tu_\infty/c_h \leq 28$ で行い、制御は $16 \leq tu_\infty/c_h \leq 28$ の間に行った。

4. 流速の境界条件によるモデル化の妥当性

ここではまず、境界条件モデルによってシンセティックジェットの効果模擬する事が妥当であるかどうかを検証する。

4.1 空力係数の時間変動量

図 4 に翼の揚力係数 C_L および抗力係数 C_D の時間変動を示す。いずれも横軸には無次元時間 t を採り、縦軸に C_L および C_D の値を示している。図中には、非制御 (off control) のケースを含めた 5 ケースが示されている。制御を行うケースでは $16 \leq tu_\infty/c_h \leq 28$ でシンセティックジェットおよび境界条件モデルを稼働させており、図 4 にはこの間の時間履歴を載せている。図 4 の揚力係数 C_L か

表 3: Time averaged C_L and C_D values in $20 \leq tu_\infty/c_h \leq 28$.

CASE	C_L	C_D	L/D
Off control	0.427	0.151	2.8
$F^+ = 1$	1.10	0.0751	14.6
$F^+ = 1$ (BC model)	1.07	0.0847	12.6
$F^+ = 6$	1.10	0.0690	15.9
$F^+ = 6$ (BC model)	1.07	0.0791	13.5

らは、制御時の 4 ケース [$F^+ = 1, F^+ = 6, F^+ = 1$ (BC model), $F^+ = 6$ (BC model)] は非制御時 (off control) に比べて揚力係数 C_L が高くなっていると分かる。また、抗力係数 C_D は制御時の 4 ケースが非制御時よりも低くなっており、全ての制御時に失速状態から回復したと言える。シンセティックジェットと境界条件モデルの違いに着目すると、揚力係数 C_L は $F^+ = 1$ と 6 共にシンセティックジェットを用いた方が時間方向の変動が小さく安定に制御出来ている。また抗力係数 C_D は、 $F^+ = 1$ と 6 共にシンセティックジェットの方が、若干ではあるが小さ

く保っている。これらは $20 \leq tu_\infty/c_h \leq 28$ で時間平均を採った C_L と C_D の値 (表 3) にも反映されている。しかしこれらの違いはわずかであり、シンセティックジェット代わりに境界条件モデルを用いても、ほぼ同程度に揚力を回復し抗力を減少させると言える。すなわち少なくとも本稿で示す計算・制御条件では、空力係数という観点からキャビティの有無が制御特性に大きな影響を及ぼさないと分かった。また、制御時における揚力係数 C_L と抗力係数 C_D の変動周期はいずれも、シンセティックジェットもしくは境界条件モデルによって加振される周波数と一致している。

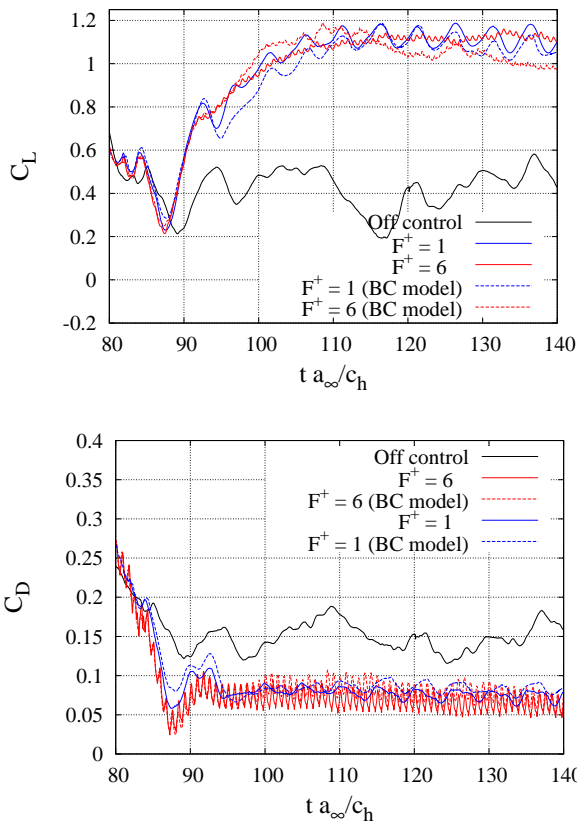


図 4: C_L and C_D history in controlled sequence $16 \leq tu_\infty/c_h \leq 28$.

4.2 瞬時流れ場の比較

図 3 には、各制御ケースの瞬時流れ場を示しており、 y 軸 (スパン方向) に垂直な平面は流速の x 成分 u/a_∞ を、翼面近傍の等値面は速度勾配テンソルの第 2 不変量を表している。また、等値面の色は x 軸正方向 (コード方向) を軸とする渦度である。なお、シンセティックジェットを用いた 2 ケースについては、キャビティ内部まで可視化を行なっている。まず、シンセティックジェットを用いた制御時 (図 3(a-1) および (b-1)) には、前縁近傍にスパン方向の変動の大きな領域が存在する (前縁付近の等値面上で色の付いている部分)。またいずれの F^+ でも、翼面上には 3 次元性の強い微細な渦構造が見られ、翼前半で乱流状態に遷移していると考えられる。一方、境界条

件モデルを用いた制御時 (図 3(a-2) および (b-2)) には、前縁 10-20% 近傍でスパン方向に 2 次元的な構造が大きく存在すると分かる。この傾向は、特に $F^+ = 6$ のケース (図 3(b-1) と (b-2) の比較) で顕著であり、最大翼厚近く (コード長 50% 程度) まで 2 次元的な渦が維持されている。このように $F^+ = 6$ の境界条件モデルを用いた場合には、制御時の流れ場で 2 次元性が強くなり、シンセティックジェットを用いた流れ場とは大きく異なる事が分かった。一方で $F^+ = 1$ の境界条件モデルを用いた場合には、前縁近くの流れ場は 2 次元性が強いが、殆ど同じ場所での乱流遷移を経て翼面上に乱流境界層が形成されるという点で、シンセティックジェットを用いた流れ場と似ている事が分かる。

このように瞬時流れ場の比較からは、 $F^+ = 1$ の場合にはシンセティックジェットと境界条件モデルに大きな違いは見られない。一方、 $F^+ = 6$ の場合は、シンセティックジェットと境界条件モデルで大きく異なると分かった。

4.3 時間平均流れ場

ここでは時間平均した制御時の流れ場を比較する。

4.3.1 翼面上の剥離領域と空力係数 まず、無次元時間で $20 \leq tu_\infty/c_h \leq 28$ の時間平均を採った流れ場について議論する。図 5(a-1)-(b-2) は、制御時の 4 ケースの時間平均流れ場 (x 方向の流速 u を一様流音速 a_∞ で割ったもの) を示している。なお、シンセティックジェットを用いたケースでもキャビティ内部は可視化していない。全ての制御ケースで翼面に沿って流れが付着しているが、 $F^+ = 1$ (図 5(a-1) および (a-2)) では、シンセティックジェットよりも境界条件モデルの方が前縁近傍に大きな剥離領域 (等高線の青色部分) を有している。これは、時間平均流れ場の翼表面摩擦係数 C_f を示した図 7 の $F^+ = 1$ および $F^+ = 1$ (BC model) の前縁付近で C_f が負になる領域は境界条件モデルの方が大きい事からも分かる。また $F^+ = 6$ の境界条件モデルは、シンセティックジェットと異なり前縁近傍の剥離領域が複数に分かれている。これは、表面摩擦係数 C_f の空間分布 (図 7) から確認する事が出来、圧力係数 C_p の分布にも反映されている。また前節で議論したように、 $F^+ = 6$ の境界条件モデルの制御時の流れは翼前半で層流状態にある為、翼面上の殆どの領域で乱流境界層であるシンセティックジェットに比べて C_f の積分値が小さい。これに対し、前縁での $-C_p$ のピーク値はシンセティックジェットの方が大きい。つまり、境界条件モデルはシンセティックジェットよりも摩擦抵抗が小さく、圧力抵抗が大きい。このように $F^+ = 6$ の場合には境界条件モデルとシンセティックジェットの抗力係数の値が殆ど同じであるにも関わらず、抗力の発生原因は大きく異なると考えられる。

4.3.2 制御時のレイノルズ応力分布 ここでは、各ケースにおけるレイノルズ応力の分布に着目する。図 6(a-1)-(b-2) は、それぞれレイノルズ応力の $-u'w'/u_\infty^2$ 成分を表しており、値の高い領域は主流からの主流方向運動量供給の度合いが大きい事を意味する。主流からの運動量供給は、翼面上の逆圧力勾配に打ち勝つ主流方向運動量の供給源として、付着流れを保つ為に重要と考えられている。まず、 $F^+ = 1$ の制御時には、シンセティックジェット

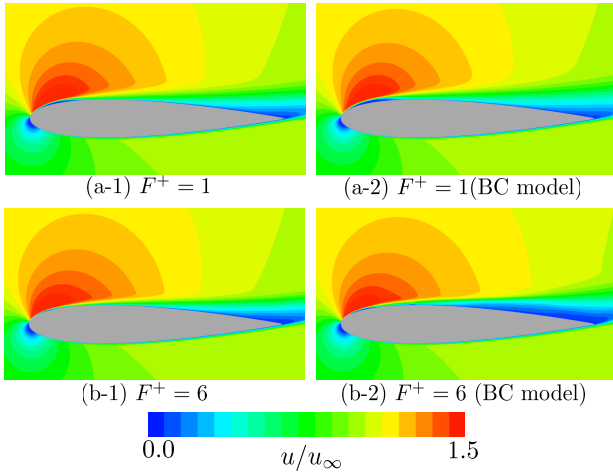


図 5: Time averaged flow field (averaged in $20 \leq tu_\infty/c_h \leq 28$): x -direction velocity field.

(図 5(a-1)) と境界条件モデル (図 5(a-2)) 共に似たようなレイノルズ応力分布を持つ事が分かる. すなわち, 前縁近傍の剥離領域においてレイノルズ応力のピークがあり, 瞬時流れ場 (図 5) では乱流遷移を伴う場所に相当する事が分かる. また $F^+ = 1$ の制御時には, シンセティックジェット (図 5(b-1)) は前縁近傍の剥離領域をピーク値としてなだらかな分布を示しているのに対し, 境界条件モデル (図 5(b-2)) は前縁近傍の剥離領域周辺に複数の強いピークがあり, 後縁付近にも別のピークがある. このように $F^+ = 6$ のシンセティックジェットと境界条件モデルは, 主流からの運動量供給の割合についても異なる空間分布となり, 制御時のメカニズム自体が大きく異なる可能性がある.

以上をまとめると, 空力係数の時間変動および平均値はシンセティックジェットと境界条件モデルに殆ど違いは見受けられない. しかし, 瞬時流れ場と時間平均流れ場の様子は互いに異なり, 特に $F^+ = 6$ の場合に大きな違いが存在する. $F^+ = 6$ のシンセティックジェットと境界条件モデルでは, 抗力の値は同じでもその発生原因は異なり, また剥離制御のメカニズムも大きく異なる可能性がある. その為, シンセティックジェットによる剥離流れの制御に対し 3次元 LES を用いた定量的な解析を行う目的で 2次元的な流速境界条件モデルを使用する事は妥当でないとと言える.

5. 剥離制御時の流れ場の大規模渦構造

前節では 2次元的な流速境界条件でシンセティックジェットを模擬出来るかを議論し, 特定のケース ($F^+ = 6$) で妥当ではないと分かった. しかし冒頭でも述べたように, $F^+ = 6$ のケースでキャビティ内部から外部流れに与えられるスパン方向の強い変動成分を意図的に除去し, 前縁付近での乱流遷移が生じないような流れ場を得られた (図 5(b-2)). その為, 本計算結果からはキャビティ内部の流れが制御時の流れ場に及ぼす影響を確かめる事が出来る. ここでは特に, 前節で特定した時間平均場での流れ場の違いをより詳細に議論する. その際, 翼面上の 2次元的な大規模渦構造の挙動とレイノルズ応力の空間分

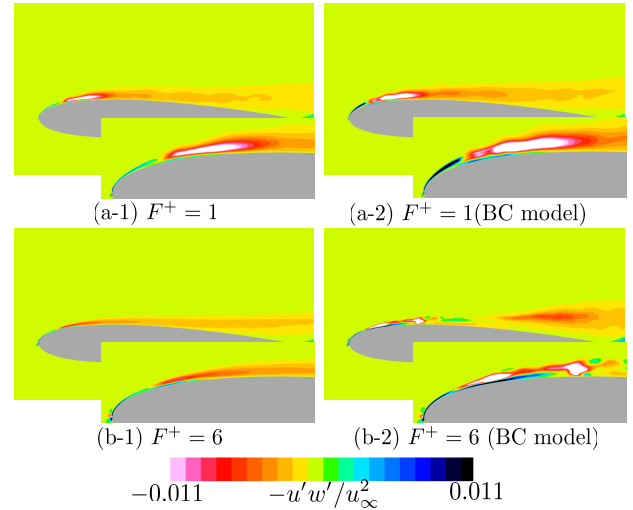


図 6: Time and span-direction averaged field of turbulent Reynolds stress $-u'w'/u_\infty^2$ (averaged in $20 \leq tu_\infty/c_h \leq 28$).

布の関係に着目し, 流れ場の準定常的な振る舞いを解析する.

5.1 レイノルズ応力の周期・非周期変動成分の比較

位相平均場は, 各物理量 $f(t, x, y, z)$ を,

$$\begin{aligned} f(t, x, y, z) &= \bar{f}(x, y, z) + \hat{f}(t, x, y, z) \\ &= \bar{f}(x, y, z) + f'(\varphi, x, y, z) + f''(t, x, y, z) \\ &= \tilde{f}(\varphi, x, y, z) + f''(t, x, y, z) \end{aligned} \quad (7)$$

と分けて得られる. ここで, 瞬間場は f , 時間平均場は \bar{f} , 周期変動成分は f' , 非周期変動成分は f'' とした. また, φ は位相 ($0 \leq \varphi \leq 2\pi$) を表しており, $\tilde{f}(\varphi, x, y, z)$ が位相平均場である. 今回は, 流れ場の最も支配的な周波数であるシンセティックジェットおよび境界条件モデルの無次元周波数 F^+ に基づいて位相平均を採った. 図 8(a-1)-(b-2) は, 無次元周波数 F^+ に基づいたレイノルズ応力 $-u'w'/u_\infty^2$ 成分の周期変動成分と非周期変動成分の, 時間およびスパン方向の空間平均を採ったものである. これにより, 先の図 6 に示した時間平均流れ場でのレイノルズ応力 $-u'w'/u_\infty^2$ 成分のうち, 無次元周波数 F^+ に追従して周期的に変動する成分と非周期的に変動する成分 (乱流成分) を切り分けられる.

図 8(a-1) には, 無次元周波数 $F^+ = 1$ でのシンセティックジェットと境界条件モデルにおけるレイノルズ応力の周期・非周期変動成分を示している. $F^+ = 1$ の場合には, シンセティックジェットと境界条件モデル共に周期変動成分よりも非周期変動成分が強く残っており, 周期変動成分は翼前縁 20% 付近に局所的に強い領域が存在する. 本稿では定量的な議論を省略するが, $F^+ = 1$ の制御時には翼前縁近傍の剥離領域後端で乱流遷移が生じている (瞬時流れ場の図 3(a-1) および (a-2)). つまり, 乱流状態にある領域ではレイノルズ応力の非周期成分が強く残り, 特に乱流遷移の生じる箇所では非周期成分が局所的に強い値を持つと考えられる.

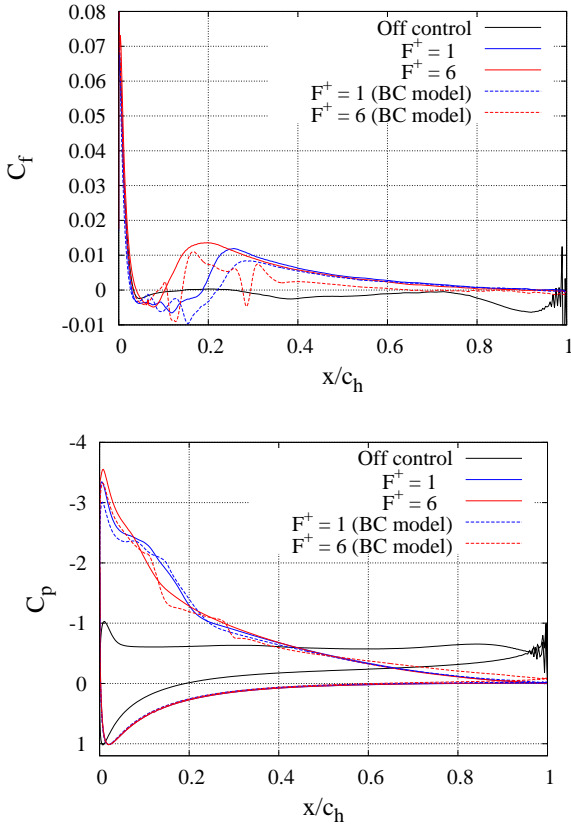


図 7: C_f and C_p distributions of time averaged flow field (averaged in $20 \leq tu_\infty/c_h \leq 28$).

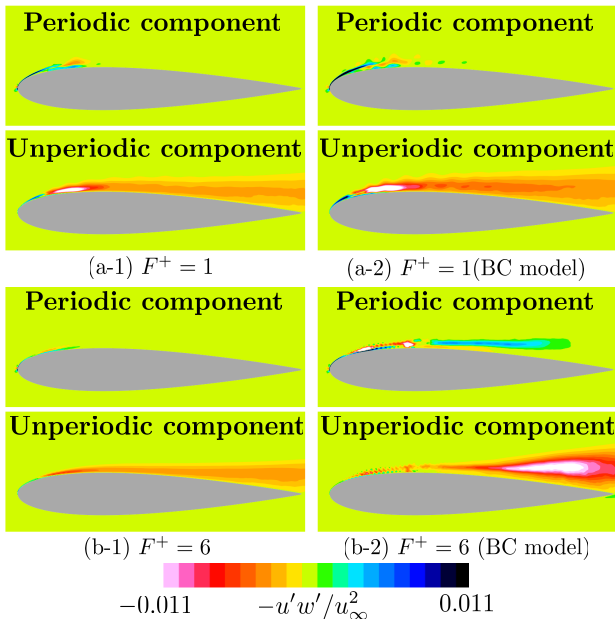


図 8: Periodic component and unperiodic (turbulent) component of span-averaged turbulent Reynolds stress $-u'w'/u_\infty^2$.

一方、 $F^+ = 6$ の場合の周期・非周期変動成分は、実際のシンセティックジェットと境界条件モデルで大きく異なる。まず、シンセティックジェットのレイノルズ応力分布 (図 8(b-1)) は $F^+ = 1$ の場合と同じ傾向であり、乱流遷移を生じるコード長 20%程度で周期・非周期成分が共に強い。しかし、境界条件モデル (図 8(b-2)) では前縁付近の 2 箇所強い周期変動成分が存在し、非周期変動成分のピークは翼後半に位置する。境界条件モデルの場合に非周期成分のピークが翼後半に存在するのは、翼後半で乱流遷移が起こっている為である (瞬時流れ場: 図 3(b-1)(b-2))。また、境界条件モデルの前縁付近にはレイノルズ応力を周期的に強める現象が存在すると考えられる為、次節で議論する。

5.2 レイノルズ応力の位相平均場

レイノルズ応力の周期成分をより詳細に見る為、各制御ケースの無次元周波数 F^+ の位相・スパン方向平均流れ場を各位相に分けて図 9 に示す。図 9 には、レイノルズ応力 $-u'w'$ 成分の周期変動成分 \tilde{f} の位相・スパン方向平均を採ったものである。図中の等高線は、速度勾配テンソルの第 2 不変量を表しており、スパン方向渦を捉えている。なお、図 9 の等高線で可視化されているスパン方向渦は、瞬時流れ場ではっきりと確認出来る 2 次元的な渦だけでなく、乱流領域における大規模な 2 次元的な渦構造も捉えている。図 9(a-1)(a-2) には $F^+ = 1$ の制御ケースを示しており、シンセティックジェットと境界条件モデルでは、いずれもコード長 20% 付近の剥離領域後端で周期的に強いレイノルズ応力が生じている。前縁付近の剥離領域後端はスパン方向渦が放出されている箇所であり、放出の位相 (図 9(a-1)(a-2) の $\varphi = 3\pi/5 - \pi$) 時に特に強くなっている。また、いずれも 2 つのスパン方向渦が $\varphi = \pi/5$ の位相時に合体している。

また、 $F^+ = 6$ のシンセティックジェットと境界条件モデル (図 9(b-1)(b-2)) でも、前縁付近の剥離領域後端でスパン方向渦が放出される際に周期的に強いレイノルズ応力が生じ、また $\varphi = \pi/5$ の位相時に 2 つのスパン方向渦が合体している。しかし境界条件モデルでは、翼面上の渦周りに他のケースよりも強いレイノルズ応力が見られ、さらに渦同士の合体時に特に強いレイノルズ応力が現れている (図 10)。これらの渦は、瞬時流れ場 (図 3(b-2)) でもはっきりと確認出来るような 2 次元性の強いものである。以上をまとめると、瞬時流れ場でも確認出来るような 2 次元性の強いスパン方向渦 ($F^+ = 6$ の境界条件モデル: 図 9(b-2)) に関しては、

- 剥離領域から周期的に放出される時に強いレイノルズ応力を生じる。
- スパン方向渦同士が合体する際に強いレイノルズ応力を生じる。

事が分かった。なお前者の傾向は、他のケース (図 9(a-1)(a-2)(b-1): 瞬時流れ場にスパン方向渦が確認出来ない場合) にも確認出来るが、そのレイノルズ応力の周期成分は非常に小さい。これらのケースでは剥離領域後端部で非周期成分が卓越すると分かっており (図 9(a-1)(a-2)(b-1))、スパン方向渦の周期的な放出だけでなく乱流遷移が同時に生じていると考えられる。一方、後者の傾向は

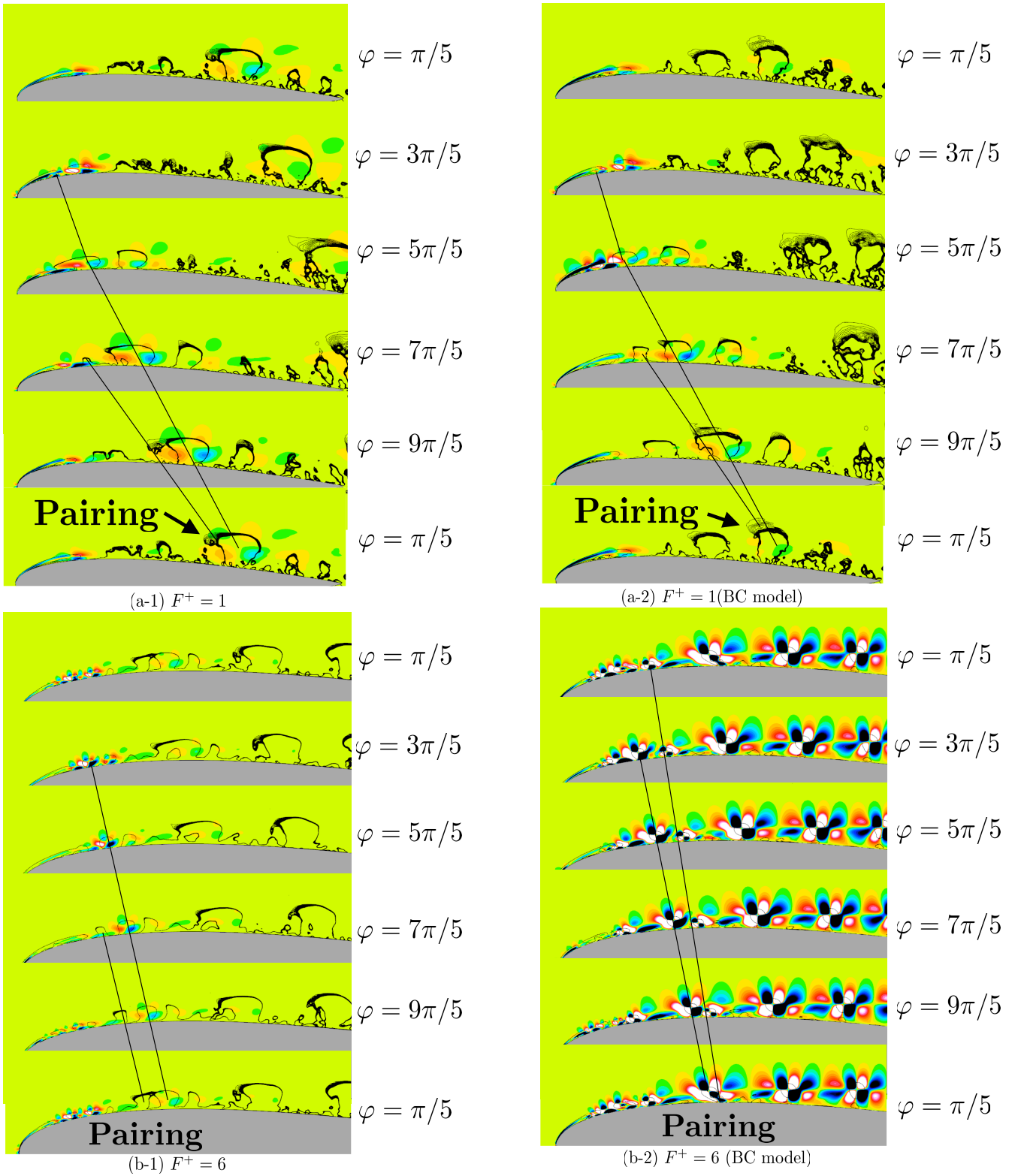


図 9: Phase history of periodic component of span-averaged turbulent Reynolds stress $-u'w'/u_\infty^2$ (phase: $\varphi = \pi/5, 3\pi/5, \pi, 7\pi/5, 9\pi/5, \pi/5$). The white contour line is second invariant of velocity gradient tensor.

他のケース (図 9(a-1)(a-2)(b-1)) でははっきりと確認出来ない。つまり乱流状態にある領域では、位相平均場で見えるスパン方向渦同士の合体によって強いレイノルズ応力は発生しないと言える。

また、いずれのケースでも合体後の大きなスパン方向渦は、それぞれの F^+ に対応した周期で翼面を流れ去る事が分かる。これは、空力係数の時間変動で指摘したように、シンセティックジェットと境界条件モデルに共通する性質の 1 つであり、 F^+ に応じて C_L や C_D の変動周期が変化する事の要因になっていると考えられる。

5.3 スパン方向渦の移流と合体

先の周期変動成分のレイノルズ応力・スパン方向渦の合体と移流を位相毎に表した図 9 を、スパン方向に位相軸を採った 3 次元の等値面として図 10 に表した。ここでは前節でシンセティックジェットと境界条件モデルの流れ場の違いが顕著であった $F^+ = 6$ のケースに限定した。図 10 は、スパン方向に位相軸 (4 周期分) を採っており、位相軸に垂直な断面には各位相における周期成分のスパン・位相平均場を示している。また、等高線は周期変動成分の各位相でのレイノルズ応力 $-u'w'/u_\infty^2$ を表しており、背景は周期変動成分の全時間平均 (図 9(b-1)(b-2) と同一) を示している。さらに、等値面は速度勾配テンソルの第 2 不変量を表しており、スパン方向渦を捉えている。図 10(b-1)(b-2) からは図 9(b-1)(b-2) の渦の移流と合体を、1 つの図で理解する事が出来る。例えば、図 10(b-1)(b-2) では、前縁付近の剥離領域から放出されたスパン方向渦がコード方向に移流していき、 $\varphi = 8\pi/40$ の位相時に 2 つの渦が合体している。特に、境界条件モデルの場合 (図 10(b-2)) には、前節でも指摘したように渦の合体箇所ではレイノルズ応力の周期変動成分が強くなっている。

6. まとめ

レイノルズ数 63,000、一様流 Mach 数 0.2、迎え角を 12° に設定した NACA0015 翼型周りの剥離流れを、前縁に取り付けたシンセティックジェットと、その流速を翼面上の境界条件で模擬した境界条件モデルによって付着流れへと制御する LES を行い両者の制御時の流れ場を比較した。2 次元的な流速境界条件を用いたモデルの妥当性を調べた所、揚力・抗力係数の大きさとその時間変動周期は各無次元周波数 F^+ でキャビティ内部まで解いたシンセティックジェットとほぼ同じであった。しかし境界条件モデルを用いた $F^+ = 6$ の制御時には、「前縁付近で乱流遷移を起こさない」という特徴があり、キャビティ内部まで解いたシンセティックジェットとは全く異なる流れ場となった。このように、境界条件モデルが正確にシンセティックジェットを用いた制御を模擬しているかどうかを、空力係数の値だけで判断出来ないケース ($F^+ = 6$) が存在する事が分かった。また $F^+ = 1$ のケースでも、シンセティックジェットと境界条件モデルの瞬時流れ場や時間平均流れ場の様子は異なる。その為、3 次元 LES による定量的な解析を行う際に、境界条件モデルをシンセティックジェットの代わりに用いる事は出来ない結論付けられる。

また、本計算結果を用い、キャビティ内部流れ由来のスパン方向変動が制御時の流れに及ぼす影響を数値実験的に調べた。特に、 $F^+ = 6$ の境界条件モデルとシンセティック

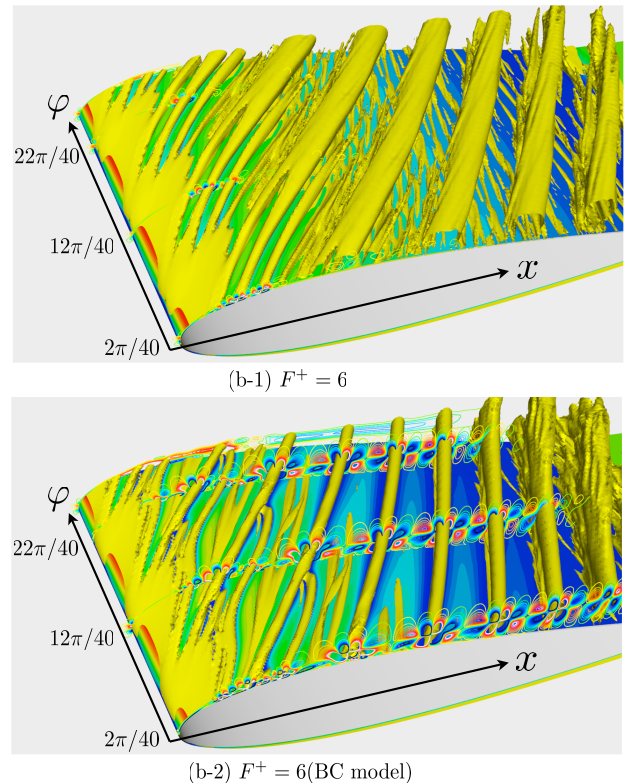


図 10: Periodic component of phase and span averaged flow field.

クジェットの流れ場の違いを、レイノルズ応力 $-u'w'/u_\infty^2$ 成分の無次元周波数 F^+ に基づく位相・スパン方向平均流れ場に特徴付けて説明した。 $F^+ = 6$ の境界条件モデルでの制御時には、前縁付近の剥離領域後端からスパン方向渦の放出に合わせて周期的に強いレイノルズ応力が発生し、またその後方でスパン方向渦同士が合体する事によっても周期的に強いレイノルズ応力が生じている。一方、 $F^+ = 6$ のキャビティ内部まで解いたシンセティックジェットでの制御時には、前縁付近の剥離領域後端でレイノルズ応力の非周期成分がピークを持ち、スパン方向渦の放出・合体に合わせた周期的な成分は殆どなかった。以上の解析により、通常のシンセティックジェットと境界条件モデルを用いた $F^+ = 6$ の制御は、主流から翼面近傍に運動量を運搬するメカニズムが全く異なる結論付けられる。このような剥離制御メカニズムの違いは存在するものの、通常のシンセティックジェットと境界条件モデルの位相・スパン方向平均流れ場では、共に F^+ に相当する周期でスパン方向渦が放出されている事も分かった。これは、空力係数の時間変動が通常のシンセティックジェットと境界条件モデルで等しくなる事を裏付ける現象の 1 つである。

謝辞

(株) 菱友システムズの岡田浩一博士から有意義なコメントを頂いた。また、本研究の解析には JAXA の SX9 スーパーコンピュータシステム (JSS-SX9) 及び東京大学情報基盤センターの FX10 スーパーコンピュータシステム (Oakleaf-FX) を使用した。ここに記して 謝意を表す。

参考文献

- (1) Y. Abe, N. Iizuka, T. Nonomura, and K Fujii. Conservative metric evaluation for high-order finite difference schemes with the gcl identities on moving and deforming grids. *Journal of Computational Physics*, 232:14–21, 2013.
- (2) Michael Amitay and Ari Glezer. Role of actuation frequency in controlled flow reattachment over a stalled airfoil. *AIAA Journal*, 40(2):209–216, February 2002.
- (3) Kengo Asada and Kozo Fujii. Computational analysis of unsteady flow-field induced by plasma actuator in burst mode. In *AIAA-2010-5090*, June 2010.
- (4) Thomas C. Corke, C. Lon Enloe, and Stephen P. Wilkinson. Dielectric barrier discharge plasma actuators for flow control. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2010.
- (5) John F. Donovan, Linda D. Kral, and Andrew W. Cary. Active flow control applied to an airfoil. In *AIAA-1998-210*, 1998.
- (6) K Fujii. Developing an accurate and efficient method for compressible flow simulations -example of cfd in aeronautics-. *The Proceedings: Fifth International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics*, 1990.
- (7) K. Fujii and T. Ogawa. Aerodynamics of high speed trains passing by each other. *Computers & Fluids*, 24:897–908, 1995.
- (8) Ari Glezer and Michael Amitay. Synthetic jets. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 34:503–529, 2002.
- (9) David Greenblatt and Israel J. Wygnanski. The control of flow separation by periodic excitation. *Progress in Aerospace Sciences*, 36:487–545, 2000.
- (10) Soshi Kawai and Kozo Fujii. Compact scheme with filtering for large-eddy simulation of transitional boundary layer. *AIAA Journal*, 46(3):690–700, March 2008.
- (11) Sang Hoon Kim and Chongam Kim. Separation control on naca23012 using synthetic jet. In *AIAA-2006-2853*, 2006.
- (12) Sanjiva K. Lele. Compact finite difference schemes with spectral-like resolution. *Journal of Computational Physics*, 103(1):16–42, 1992.
- (13) Reid B. Melville, Scott A. Moiton, and Donald P. Rizzetta. Implementation of a fully-implicit, aeroelastic navier-stokes solver. In *AIAA-1997-2039*, 1997.
- (14) Koji Miyaji and Tomoyuki Arasawa. High-lift devices for a delta wing installed around a trailing-edge. *Journal of Aircraft*, 40(5):932–937, September-October 2003.
- (15) Hiroyuki Nishida and Taku Nonomura. Adi-sgs scheme on ideal magnetohydrodynamics. *Journal of Computational Physics*, 228:3182–3188, 2009.
- (16) Koichi Okada, Kozo Fujii, and Koji Miyaji. Computational study of frequency and amplitude effects on separation flow control with the synthetic jet. In *ASME 2009 International Mechanical Engineering Congress & Exposition*, 2009.
- (17) Koichi Okada, Akira Oyama, Kozo Fujii, and Koji Miyaji. Computational study on effect of synthetic jet design parameters. *International Journal of Aerospace Engineering*, 2010, 2010.
- (18) Koichi Okada, Akira Oyama, Kozo Fujii, and Koji Miyaji. Computational study of effects of non-dimensional parameters on synthetic jets. *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, 55(1):1–11, 2012.
- (19) B. R. Ravi, R. Mittal, and F. M. Najjar. Study of three-dimensional synthetic jet flowfields using direct-numerical simulation. In *AIAA-2004-91*, 2004.
- (20) M. R. Visbal and D. P. Rizzetta. Large-eddy simulation on general geometries using compact differencing and filtering schemes. In *AIAA-2002-288*, 2002.
- (21) D. You and P. Moin. Active control of flow separation over an airfoil using synthetic jets. *Journal of Fluids and Structures*, 24:1349–1357, 2008.