

DBD プラズマアクチュエータを用いた翼剥離制御流れにおける 平均空力特性と瞬間流れ場の関係

Relationship between Instantaneous Flow-fields and Time-averaged Aerodynamic Characteristics on the Separation Control over an Airfoil with DBD Plasma Actuator

- 浅田健吾, 東大・院, 〒252-5210 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, asada@flab.isas.jaxa.jp
- 関本諭, 東大・院, 〒252-5210 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, sekimoto@flab.isas.jaxa.jp
- 藤井孝藏, ISAS/JAXA, 〒252-5210 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, fujii@flab.isas.jaxa.jp
- Kengo Asada, The University of Tokyo, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagami-hara, Kanagawa, 252-5210, Japan
- Satoshi Sekimoto, The University of Tokyo, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagami-hara, Kanagawa, 252-5210, Japan
- Kozo Fujii, Institute of Space and Astronautical Science, JAXA, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagami-hara, Kanagawa, 252-5210, Japan

The relation between aerodynamic characteristics and the effectiveness of separation control with the DBD plasma actuator over the airfoil are discussed. The flow-fields around the NACA0015 airfoil are simulated with implicit large-eddy simulation using compact difference scheme. The normal mode generates moderately separated region over the airfoil and gains lift by negative pressure at the vortex center. The burst mode with nondimensional burst frequency of 1 enhances the vortex shedding from the separation shear layer and avoid the massive separation from the leading edge. However, the lift coefficient oscillate very much, in this case. The burst mode with nondimensional burst frequency of 6 improves the airfoil performance by suppressing the separation region. These facts indicate that the unsteady aerodynamic characteristics must be discussed when the effectiveness of separation control is evaluated.

1. はじめに

近年, 従来の定常ジェットのように直接境界層内に大量の運動量
を供給する事で剥離制御を行う剥離制御法とは異なり, 局所的に
小さな変動を流れに加える事で流れを制御する剥離制御法が注目
を集めている. この手法の発案当初はスピーカーやシンセティ
ックジェット⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾⁽⁴⁾といったデバイスが用いられてきたが, 最近で
はこれらよりもさらに構成が簡単であり, 電気的な駆動が可能で
ある Dielectric Barrier Discharge (DBD)プラズマアクチュエータ⁽⁵⁾⁽⁶⁾
がアメリカを始め世界中で広く研究されている.

プラズマアクチュエータは Figure 1 に示すように誘電体を挟む 2
つの電極で構成される. 両電極に交流高電圧をかけることにより
非定常な速度変動を流体に誘起するが, 時間平均を取ると露出電
極から被覆電極へと向かう空気の流れが誘起される. 現在, プラ
ズマアクチュエータが誘起可能な流速は数 m/sec と小さいものの,
構成装置が単純である, 素早い応答性を持つ, 消費エネルギーが
少ないという利点がある. さらにジェットフラップ⁽⁷⁾やシンセテ
ィックジェットのように翼表面に穴を設ける必要がなく構造面
でも有利である.

プラズマアクチュエータについての研究は実験, 数値シミュ
レーションともに多く行われている. 基礎研究として, プラズマ
アクチュエータが雰囲気流体に速度を誘起するメカニズムに関する
研究⁽⁸⁾, 誘起速度に関する研究⁽⁹⁾等がある. 応用に関する研究と
しては, 翼面上でのプラズマアクチュエータの設置位置が剥離制
御に及ぼす影響に関する研究⁽¹⁰⁾, 入力電圧としてバースト波を用
いる事で剥離制御をより効率的に行おうとする研究⁽¹¹⁾⁽¹²⁾⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾な
どがあげられる.

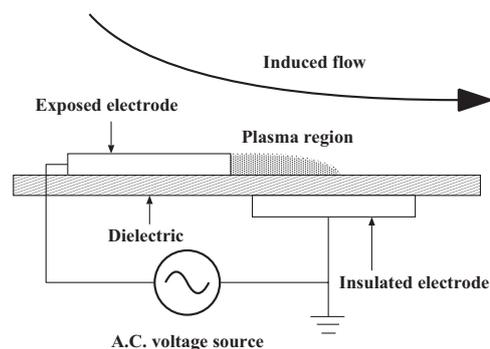


Figure 1. Configuration of plasma actuator.

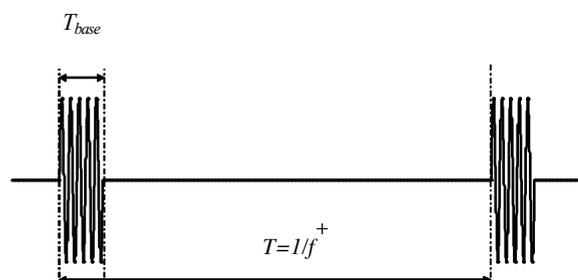


Figure 2. Burst wave image.

バースト波は Figure 2 に示すように入力電圧として与える交流電圧の on と off を周期的に切り替えるもので、適切なパラメータを選ぶ事で通常の交流電圧では剥離を押さえられない迎角で、投入エネルギーを抑えつつ剥離制御が行えることが知られている。筆者らはこのバースト波を用いた剥離制御に着目し、LES 解析を行うことで剥離制御メカニズムの解明を行ってきた⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾。まず通常の交流周波数を用いてアクチュエータを駆動させた場合 (Normal mode) とバースト波を用いた場合 (Burst mode) とで誘起される流れ場が全く異なることを示し、特にバースト波を用いた剥離制御においては複雑な 3 次元的な渦構造が重要な役割を担うことを示した⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾。さらにバースト周波数 f をストローハル数と同様に主流速度 u_∞ とコード長 c で無次元化した F^+ に関して、 $F^+ \sim 1^{(11)(12)}$ が剥離制御に最適であるという主張と $F^+ \sim 10^{(13)(18)}$ が最適であるという 2 つ主張が存在するが、それぞれの周波数で誘起される流れ場がどのように異なり、なぜ主張が異なるかを明らかにした⁽¹⁷⁾。 $F^+=6$ のケースではアクチュエータが作り出すスパン方向の渦が下流へ移流する過程で崩壊し、細かな 3 次元的な渦が多数生成される。これによって一様流から境界層内に運動量が供給され、剥離が抑えられている事を示した。また、 $F^+=1$ のケースではアクチュエータが周期的に生み出すスパン方向の渦が翼面から離れようとする剥離剪断層を翼面に引き寄せる事によって完全に流れが翼面から剥がれるのを抑制している事を明らかにした。さらに、 $F^+=1$ のケースでは剥離剪断層の位置が大きく変動するためにそれを引きつけようとするアクチュエータの設置位置が剥離制御効果に大きく影響する事を示した。この様に DBD プラズマアクチュエータを用いた剥離制御において、誘起される流れ場はアクチュエータの駆動条件、設置位置等によって様々であり、時には非常に非定常性の強い流れ場となる。様々な流れ場が想定されるものの現在“剥離制御効果”を議論する評価指標として使用されるのは多くの場合時間平均した空力特性 ($C_L, C_D, L/D, C_p$ 分布) もしくは時間平均流れ場における付着領域の大きさである。しかしながら、もし“付着領域の増加” = “空力特性の改善”という暗黙の了解が成り立っていない場合にどちらの評価指標を用いたかによって別の議論をしている事となる。

そこで本研究ではこれまで計算してきた計算結果に数ケースの追加計算を行い、改めて“剥離制御効果”の各評価指標や詳細な流れ場を比較し、“剥離制御効果”を評価する際にどのような事柄に注意する必要があるのかについて議論する。

(1) 対象一様流条件

一様流条件は文献(18)の実験を参考にし、対象翼型を NACA0015、コード長基準のレイノルズ数 Re_c を $Re_c=6,3000$ とした。また迎角 α は大規模な前縁剥離を生じる $\alpha=14^\circ$ 、一様流マッハ数を圧縮性の効果が無視できる $M_\infty=0.2$ とした。

2. 解析モデル

(2) 支配方程式

支配方程式として 3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式にプラズマアクチュエータによる効果をソース項として加えたものを用いた。質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則からなり、一様流条件及び翼弦長で無次元化を行った形で以下のように表される。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_k}{\partial x_k} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_k + p \delta_{ik})}{\partial x_k} = \frac{1}{Re} \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_k} + D_c q_c E_i \quad (2)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial ((e+p)u_k)}{\partial x_k} = \frac{1}{Re} \frac{\partial u_i \tau_{ki}}{\partial x_k} + \frac{1}{(\gamma-1)PrReM_\infty^2} \frac{\partial q_k}{\partial x_k} + D_c q_c u_k E_k \quad (3)$$

ここで、上式は和の規約を用いており、同一項内で繰り返される添字には 3 までの和を取る。 $u_i, q_i, \rho, p, e, \tau_{ij}, \delta_{ij}$ 及び t はそれぞれ無次元化された速度ベクトル、熱流束ベクトル、密度、圧力、単位体積あたりの全エネルギー、応力テンソル、クロネッカーのデルタ及び時間である。式(2), (3)で、右辺最後の項はプラズマアクチュエータが単位体積あたりに流体へ与える力 ($D_c q_c E_i$) とエネルギー ($D_c q_c u_k E_k$) をそれぞれ表している。プラズマアクチュエータによる項については次節で詳しく述べる。

式中に現れている 3 つの基本的な無次元パラメータ Re, M_∞, Pr はレイノルズ数、一様流マッハ数、プラントル数であり、以下のように定義される。

$$Re = \frac{\rho_\infty u_\infty c}{\mu_\infty}, \quad M_\infty = \frac{u_\infty}{a_\infty}, \quad Pr = \frac{\mu_\infty c_p}{k_\infty} \quad (4)$$

ここで μ, c, a, c_p そして k は、それぞれ粘性係数、翼弦長、音速、定圧比熱であり、添字“ ∞ ”は、一様流状態を表している。実際の計算では、これらを一般座標へと変換したものを用いた。

(3) プラズマアクチュエータのモデル化

前節において、プラズマアクチュエータの効果が、運動量保存則に流体に与えられる力として $D_c q_c E_i$ 、エネルギー保存則に流体に与えられるエネルギーとして $D_c q_c u_k E_k$ という形で支配方程式に含まれることを述べた。 q_c 及び E_k はアクチュエータが空間に作り出す電荷分布と電場ベクトルをそれぞれ表している。また D_c は電磁力に関する無次元数で次のように表される。

$$D_c = \frac{q_{c,ref} E_{ref} c}{\rho_\infty u_\infty^2} = \frac{q_{c,ref} \phi_{ref}}{\rho_\infty u_\infty^2} \quad (5)$$

ここで、添字“ref”は代表値を表し、 ϕ は静電ポテンシャル (電圧) である。上式より、 D_c の物理的な意味はアクチュエータから流体に加えらる電気的なエネルギーと流体の一様流状態における動圧との比である。つまり、入力電圧の大きさが大きい程 D_c の値は大きくなるため、 D_c は入力電圧の大きさを表すパラメータとして用いる事ができる。本研究においても入力電圧の大きさを表すのにこの D_c を用いることにする。具体的に D_c の値を決めるには $q_{c,ref}$ と ϕ_{ref} の値を決める必要があるが、 ϕ_{ref} は入力電圧の最大値等で簡単に決める事ができるのに対して $q_{c,ref}$ を与えるためには空間の電荷分布を計測等によりあらかじめ知っておく必要がある。しかし、 $q_{c,ref}$ の値を計測するのは困難であるため、本研究では一様流に対して誘起流速がどれほど生じるかという事からこの D_c の値を現実的な値として見積もることとする。

次に実際に計算を行うには q_c 及び E_i の空間分布を求める必要があるが、本研究では既存のモデルである Suzen らによって提案されたモデル⁽⁹⁾を用いた。この Suzen らによるモデルは D_c の値を適切に決める事で、ある程度信頼性のある誘起速度の速度分布が得られることが知られている⁽¹⁰⁾。Figure 3 に Suzen らによるモデルの体積力分布を示す。面塗りは力の絶対値を、黄色い矢印は力の方向を示している。また、白い部分は露出電極及び、被服電極である。このモデルは図の赤い矢印で示すように物体表面に向かう力と物体面に沿う 2 つの大きな力が働くのが特徴である。

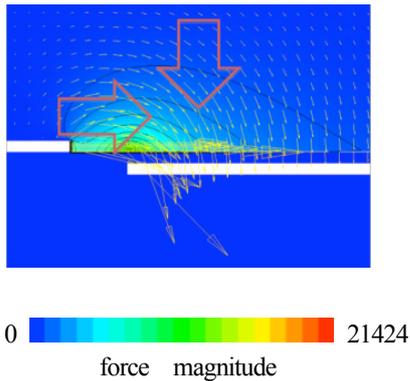
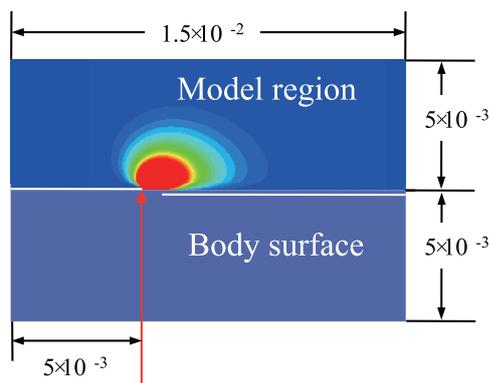


Figure 3. Force image of Suzen model.

また、本研究で使用するモデルの具体的な体積力分布を Figure 4 に示す。翼面に沿った方向に 1.5×10^2 、翼面から垂直な方向に 1×10^3 の領域をとっている。また、モデル領域のちょうど中心に物体面があり、その上下に白で示されている露出電極と被服電極が存在する。体積力は物体表面から 5×10^3 の領域にのみ働いている。この領域を赤い矢印で示した点を中心に翼面の接線方向に物体面が重なる様に回転させ翼面上に配置する。また、配置する位置であるが、前述の文献(11)及び文献(18)において採用されている翼前縁から 0%と 5%の位置に配置する。



Definition point of the DBD plasma actuator location

Figure 4. Force distribution of Suzen model ($D_c=8$).

(4) 数値計算手法

3次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を支配方程式とし LES を用いて解析を行った。流体解析ソルバーとして ISAS/JAXA で開発された LANS3D を用いた。以下に今回用いた手法を示す。支配方程式は主流の音速と翼弦長 c で無次元化した。誘起速度領域が小さいプラズマアクチュエータの変動や、乱流境界層領域を効率的に解くために、対流項及び粘性項の離散化には従来の圧縮性スキームに比べ解像度が高い 6 次精度のコンパクト差分法⁽²⁰⁾を用いた。今回の解析では、壁面付近で計算が不安定になり発散することを防ぐため、境界から 1 点目と 2 点目は通常用いられている片側 4 次精度の陽的差分ではなく、片側 2 次精度の陽的差分を用いた。数値振動を抑えるために 10 次精度 3 重対角フィルター⁽²¹⁾を使用した。フィルター係数は $\alpha_f=0.47$ としている。時間積分法には 2 次精度 3 点後退差分に内部反復を 3 回⁽²²⁾入れた ADI-SGS 陰解法⁽²³⁾

を用いている。無次元時間刻み幅は、寺本の乱流境界層の研究⁽²⁴⁾を参考に、最大クーラン数が 1.6 程度になる 0.0002 とした。なお乱流のサブグリッドスケールの効果は前述したフィルターが担うと考え、陽的モデルを用いない Implicit LES⁽²⁵⁾を用いた。外部境界は静圧を一樣流圧力に固定し、壁面は滑り無し条件を用いた。また解析対象が 2 次元形状なので側面の両端は周期境界条件(5 点重ね合わせ)を課している。

(5) 計算格子

計算格子を

Figure 5, Figure 6 に示す。流体計算には Figure 5 に示すような C 型格子を用い、外部境界は翼型前縁を中心に翼弦長 c に対して $20c$ とし、スパン長は $0.18c$ とした。計算は、翼周りの流れを解くための格子 Zone1 (青) とアクチュエータからの擾乱を解くための解像度の高い格子である Zone2 (赤) の 2 つのゾーンからなる重合格子法を用いている。各格子間の物理量のやり取りには解強制置換法⁽²⁶⁾を用いた。Zone2 には前節で述べたプラズマアクチュエータをモデル化した体積力をモデル用格子(緑)から前処理として内挿している。その際、プラズマアクチュエータの体積力は 2 次元格子によって解かれているので、スパン方向には同一の値を内挿している。Table 1 に各 Zone の格子点数を示す。LES 計算は Zone1, Zone2 で行い、総格子点数は約 1,000 万点程度、最小格子幅は Zone1, Zone2 とともに、境界層の厚み方向に 1.2×10^{-4} である。コンパクト差分法の空間解像度は高く、50 倍以上の格子点数を用いた汎用的な 2 次精度数値計算に匹敵する。一般座標として、翼面に沿った方向へ ξ 、スパン方向へ η 、翼面から垂直な方向へ ζ とすると、 $(\Delta \xi^+, \Delta \eta^+, \Delta \zeta^+_{\min}) = (15, 20, 1)$ である。内挿による空間精度の低下を防ぐため、各格子は接合部で格子を 7 点ずつ一致させている。また、座標軸は翼のコード長方向に x 、スパン方向に y 、垂直方向に z 軸とする。なお、上記の計算手法及び計算格子を用いた計算に関しては文献(16)において報告しており、定性的な議論を行うには十分であることを確認している。

Table 1 Grid points

DBD Location	Zone 1	Zone 2	Total grid points
0%	$351 \times 101 \times 121$	$115 \times 101 \times 201$	6,624,186
5%		$301 \times 101 \times 201$	10,400,172

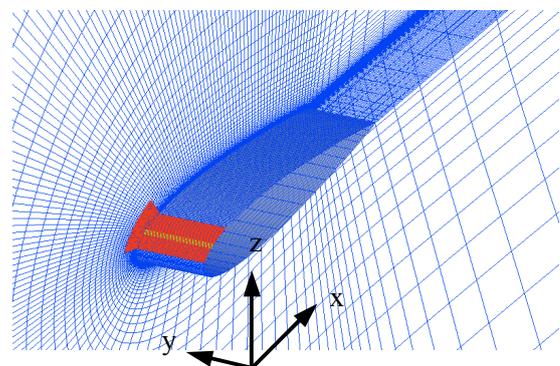


Figure 5. A whole image of computational grids.

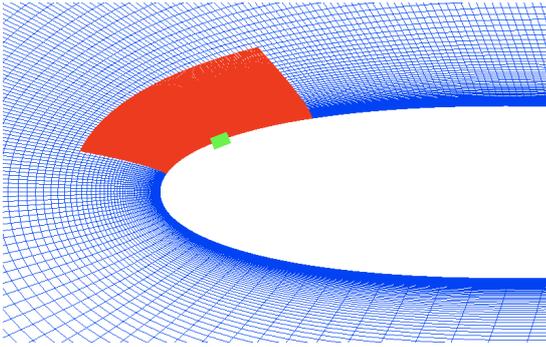


Figure 6. Computational grids near the leading edge: Zone1 (blue), Zone2 (red) and model grid (green).

(6) プラズマアクチュエータの作動条件

バースト波の周波数を f^+ , 周期を T , バースト波の基となる sine 波の周波数を f_{base} , 周期を T_{base} とし, バースト比率 BR を

$$BR = \frac{T_{base}}{T} \quad (6)$$

とする。ここで, $BR=100\%$ は通常の交流入力の意味する。バースト波一周期中の波数を n とすると

$$f^+ = \frac{f_{base} BR}{n} = \frac{1}{T} \quad (7)$$

となる。また f^+ を次の様に無次元化する。

$$F^+ = \frac{f^+ c}{U_\infty} \quad (8)$$

次にこれらのパラメータを用いてプラズマアクチュエータを作動させた時の体積力の時間変動について定式化する。通常, プラズマアクチュエータを交流電圧により作動させた場合, 交流一周期中に 2 回の放電が起こっていることが知られている。そこで, 本研究では, 体積力はその 2 回の放電の両方で起こっていると仮定し, さらに両者とも, 流れ方向 (露出電極から被服電極の方向) に同様の大きさの体積力が発生していると仮定する。具体的には時間変動する体積力を $S(x,y,z,t)$, 時間平均した Suzen らのモデルを $S_{Suzen}(x,y,z)$ で表すと次の様に表される。

$$S(x,y,z,t) = S_{Suzen}(x,y,z) \sin^2(2\pi f_{base} t) \quad (9)$$

この式において $\sin^2(2\pi f_{base} t)$ の部分は上記の仮定によるものである。また, この力を時間平均した時の力を $S_{ave}(x,y,z)$ とし, この値に対して前述した D_c の値を定義すると考えると

$$\begin{aligned} S_{ave}(x,y,z) &= \int_0^{T_{om}} S(x,y,z,t) dt \\ &= \frac{1}{2} D_c S_{Suzen}(x,y,z) \end{aligned} \quad (10)$$

で表される Table 2 に計算ケースと各種パラメータを記す。上記の体積力は f_{base} , BR , f^+ で表現可能であるが, 計算では無次元化した F^+ を用いるため, 参考実験の一樣流とコード長で無次元化した

F^+ も示している。議論に使用するデータは既に報告済みの文献(16), (17)のデータが中心であるが, 体積力の大きさの変化により流れ場が変化した場合の“剥離制御効果”に関して議論をするために新たに NM_5p_dc32, NM_5p_dc64 の計算を行った。各計算ケース名は計算条件を現しており, “NM_5p_dc8” において “NM” は Normal mode, “5p” はアクチュエータの位置がコード長の 5 % 位置であること, “dc8” は $D_c = 8$ であることを現している。同様に “BM_0p_F1” においては “BM” は Burst mode, “0p” はアクチュエータの位置がコード長の 0 % 位置であること, “F1” は $F^+ = 1$ であることを現している。バースト波を用いた場合のプラズマアクチュエータの作動条件は前述の文献(11), (18)を参考にし, バースト波を用いた剥離制御において剥離制御効果が現れたと報告のされている $F^+ = 1, 6$ の値を, BR の値は文献(18)で最も制御効果があったとされる 10 % としている。アクチュエータの取り付け位置は文献(11)と同じ翼前縁に設置した場合と, 文献(18)と同じ翼前縁から 5 % の位置に設置した場合で計算を行った。 D_c の値は文献(10)を参考に現実的な値として $D_c = 8$ を基本とし, NM_5p_dc32, NM_5p_dc64 の 2 ケースは $D_c = 32, 64$ としている。また, Burst mode のケースは各ケースでの時間平均した際の力積投入量は同じである。なお, アクチュエータを作用させているケースに関しては初期解からプラズマアクチュエータを作用させ計算を行っている。

Table 2. Plasma actuator parameters.

	DBD location [%]	D_c	f_{base} [Hz]	BR [%]	f^+ [Hz]	F^+
DBD-OFF	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A
NM_5p_dc8	5	8	6,000	(100)	N/A	N/A
NM_5p_dc32	5	32	6,000	(100)	N/A	N/A
NM_5p_dc64	5	64	6,000	(100)	NA	N/A
BM_0p_F1	0	8	6,000	10	100	1
BM_0p_F6	0	8	6,000	10	600	6
BM_5p_F1	5	8	6,000	10	100	1
BM_5p_F6	5	8	6,000	10	600	6

3. 結果及び考察

(1) 平均空力特性

本節ではまず各計算ケースにおける平均空力特性の比較を行う。多くの先行する研究ではこれらの値が剥離制御効果を評価する指標となっており, 揚力係数 C_L や揚抗比 L/D が高いものがより良い剥離制御効果が得られているものとされている。Table 3 に各計算ケースでの平均空力係数 (揚力係数 C_L , 抗力係数 C_D , ピッチングモーメント係数 C_{Mp}) 及び揚抗比 L/D の値を示し, Figure 7 でこれらの値を比較している。次節以降で詳しく議論するが, 前縁からの大規模な剥離 (以降 “前縁失速” と呼ぶ) を抑制できている (流れを再付着させられている) のは NM_5p_dc32, NM_5p_dc64, BM_0p_F1, BM_5p_F1, BM_5p_F6 の 5 つのケースである。これらの L/D の値は前縁失速を抑えられなかったケースの 2 倍以上にもなり空力性能が改善されているのがわかる。これらの中で最も L/D の高いケースは NM_5p_dc64 のケースであるが, このケースは次に高いケースである BM_5p_F6 に比べて時間平均で 80 倍もの力積を投入している。さらに BM_5p_F6 のケースは NM_5p_dc32 に比べて時間平均で 1/40 の力積しか加えていないにも関わらず, わずかではあるが NM_5p_dc32 よりも高い L/D を示している。これはバースト波を用いた方が通常の交流波形を用いた場合よりも効果的に剥離制御が行えるという先行研究の結果と

も一致する⁽¹⁸⁾。一方で C_L の値は NM_5p_dc32 の方が BM_5p_F6 よりも高く、L/D の大小関係と逆である。これは後ほど詳しく議論するが NM_5p_dc32 のケースは大きな剥離泡を持つために揚力の増加に伴い抗力も増加するためである。

Table 3. Aerodynamic coefficients (lift, drag and pitching moment coefficients and lift-to-drag ratio).

	C_L	C_D	C_{Mp}	L/D
DBD-OFF	0.69	0.225	-0.260	3.04
NM_5p_dc8	0.57	0.164	-0.183	3.48
NM_5p_dc32	1.23	0.076	-0.281	16.07
NM_5p_dc64	1.42	0.059	-0.339	23.83
BM_0p_F1	1.00	0.869	-0.212	11.50
BM_0p_F6	1.08	0.066	-0.225	16.27
BM_5p_F1	0.83	0.165	-0.233	5.03
BM_5p_F6	1.07	0.082	-0.230	12.94

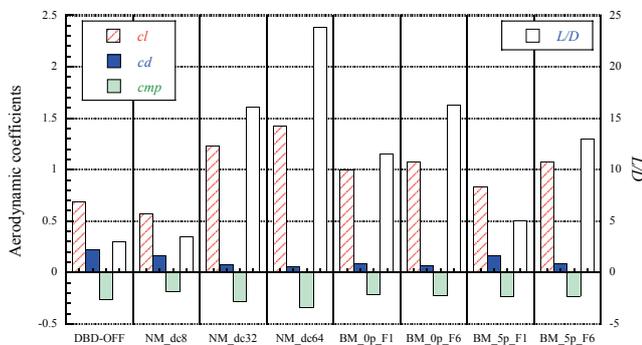


Figure 7. Comparison of aerodynamic coefficients (lift, drag and pitching moment coefficients and lift-to-drag ratio).

(2) 平均空力特性と剥離・付着領域の関係

次に各計算ケースでの付着領域の違いについて議論する。Figure 8 に各計算ケースでの剥離・付着領域の分布及びコード長に対する付着領域の大きさを示す。各プロットでの●, ■, ▲, ×はそれぞれ壁面摩擦係数から判断した第一剥離点, 再付着点, 第二剥離点及びアクチュエータの位置をそれぞれ示しており, 赤いラインが剥離領域, 青いラインが付着領域を示している。NM_5p_dc32, NM_5p_dc32 のケースはコード長の 20%~40%付近に大きな剥離泡を持つのに対し, バースト波を用いた制御のうち前縁剥離を抑えられているケース (NM_5p_dc32, NM_5p_dc64, BM_0p_F1, BM_0p_F1, BM_5p_F6) では前縁近傍で剥離した流れが 20%位置までに再付着している。さらに Normal mode, Burst mode 共にアクチュエータを 5%位置に配置した場合, 第二剥離点が後方に移動しているのがわかる。なお Burst mode で剥離制御を行ったケースの詳細な議論に関しては文献(17)を参照されたい。この様にアクチュエータの駆動条件, 取り付け位置によって剥離・付着領域の場所が全く異なり, 航空機を設計する際には設計要求に応じたアクチュエータの適用を行う必要がある (例えばエルロンやラダーの位置を考慮して後縁での剥離を抑える)。

次に平均空力特性と剥離・付着領域との関係を議論する。Figure 9 に付着領域の大きさに対する C_L の値を示す。左端は全領域で剥離, 右端は全領域で流れが付着していることを示す。もし“付着領域の増加” = “揚力の増加”であればこの図中でのプロットは単調増加になっているはずである。しかしながら, 必ずしもそうではない事をこの図は示している。図中で前縁失速を抑えられた

グループが右上に, そうでないものが左下に集まっている。前縁失速を抑えられたグループ内で極端に大きな体積力を与えている NM_5p_dc64, NM_5p_dc32 は例外として扱った場合であっても, 最も付着領域が大きい BM_0p_F6 のケースはこれよりも付着領域が小さい BM_5p_F6 のケースよりもわずかではあるが C_L が小さくなっている。これは本研究で用いている翼型の特性上, 後縁での穏やかな剥離はさほど翼面上の圧力分布には影響せず, 前縁付近での剥離の様子が大きく揚力に影響するためであると考えられる。さらにこの事柄は Figure 10 に示す L/D と剥離・付着領域との関係で顕著に現れ, BM_5p_F6 のケースよりも BM_0p_F6 のケースの方が 26%大きい。これは前縁近傍での剥離泡が BM_5p_F6 の方が大きいためであり, 揚力の増加に加え抗力も増加させているからである。

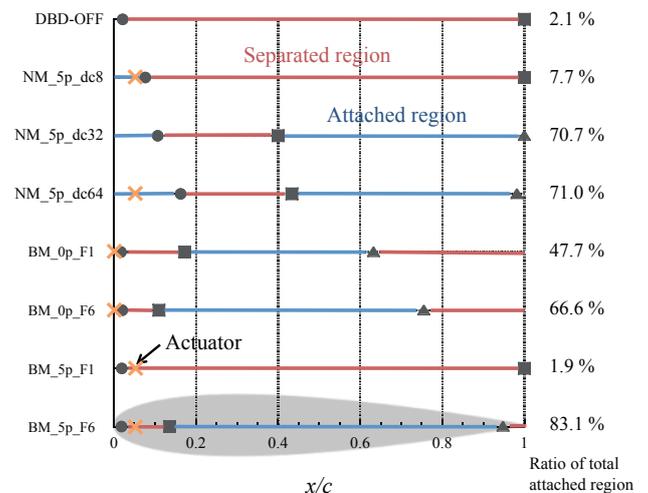


Figure 8. Regions of separated and attached (●: 1st separation points, ■: reattachment points, ▲: 2nd separation points, ×: locations of the actuator).

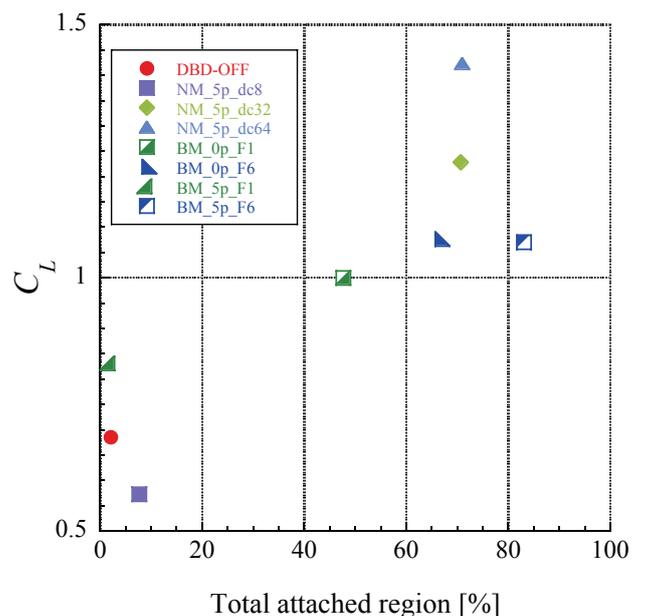


Figure 9. Lift coefficient C_L vs total attached region.

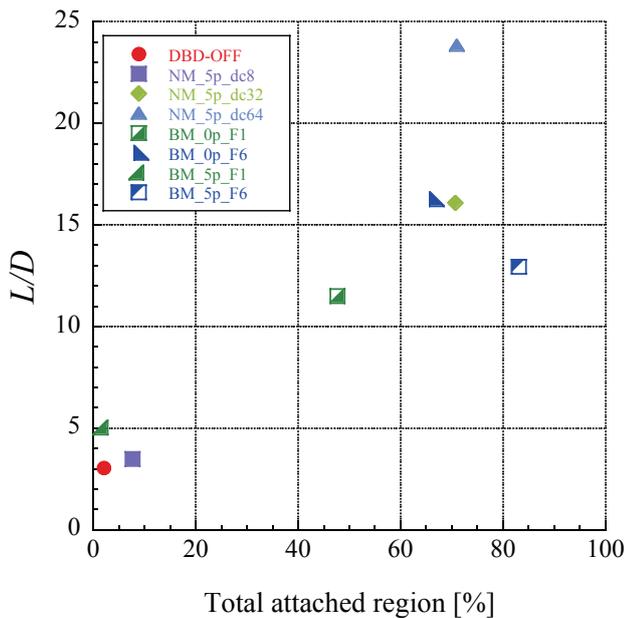


Figure 10. Lift-drag ration L/D vs total attached region.

(3) 時間平均流れ場

本節では前節までで議論してきた空力特性がどのように決まっているかを理解するために平均流れ場について議論する。流れ場は時間平均およびスパン方向にも平均している。Figure 11 に各計算ケースのコード方向 (x 方向) 速度と流線を示す。DBD-OFF のケースは明らかに前縁から剥離を起こしており翼のほぼ全領域で流れが剥離しているのがわかる。NM_5p_dc8 のケースも同様に前縁から大規模な剥離を起こしているものの、アクチュエータにより剥離剪断層が翼表面近くまで引き寄せられているのがわかる。なおNM_5p_dc8 のケースはすでに文献(16)にて報告しているが、当ケースは非常に不安定な流れ場であり当報告にてさらに十分な時間平均(無次元時間で50)をとったところ翼前縁から剥離する流れ場となった。また、BM_5p_F1 のケースは流れ場では前縁失速を抑制できているように見えるものの前節で述べた様に C_f から判断した剥離領域は翼のほぼ全領域である。これは文献(17)にて議論しているが、本計算ケースが前縁からの大規模剥離と付着流れを繰り返すような流れとなっているためである。前縁失速を抑制できているケース(BM_0p_F1, BM_0p_F6, BM_5p_F6)では翼上面において翼面に沿った領域が存在する。また、その内 Normal mode ケースは大きな剥離泡を持ち、Burst mode ケースでは前縁の剥離泡が小さく翼後縁で剥離しているのがわかる。

Figure 12, Figure 13 に各計算ケースでの圧力係数分布を示す。DBD-OFF のケースは前節で述べた様に前縁から剥離しており、翼弦の5%のあたりからフラットな分布を示している。また、翼後縁の C_p の値も0から負圧側にずれており、前縁剥離を生じた流れ場特有の C_p 分布をとっている。また同様にNM_5p_dc8 のケースにおいてもアクチュエータによって流れが引き寄せられ翼前縁付近で圧力が下がっているが、その他の領域ではフラットな分布をとっている。一方、前縁失速を抑制できたいずれのケースも翼前縁の負圧のピークは大きな値をとっている。特にNM_5p_dc32, NM_5p_dc64 のケースは流れ場に対して投入している運動量が大きいために加速された流れによって他のケースよりも負圧のピークでの圧力低下は大きいものとなっている。またこれらのケースは先に述べた様に大きな剥離泡を持つために翼の20%~40%付近でフラットな圧力分布をとる。Burst mode のケースについてはBM_5p_F1 のケースを除いて前縁の大規模な剥離を抑制できてお

り、翼前縁で加速された流れにより作られる負圧のピークは大きな値をとっている。特に $F^+ = 6$ のケースは0%, 5%のいずれの位置に置いても鋭い前縁の負圧のピークを持ち、翼本来の性能を引き出していると考えられる。

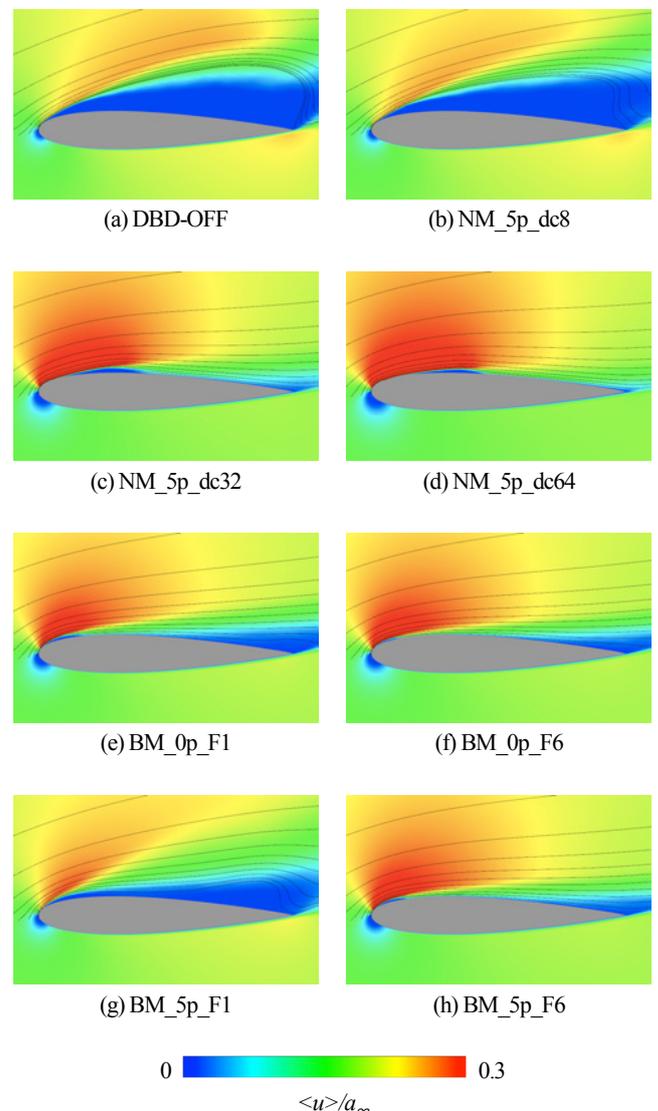


Figure 11. Time averaged chord direction velocity distributions and stream lines at $\alpha = 14$ deg.

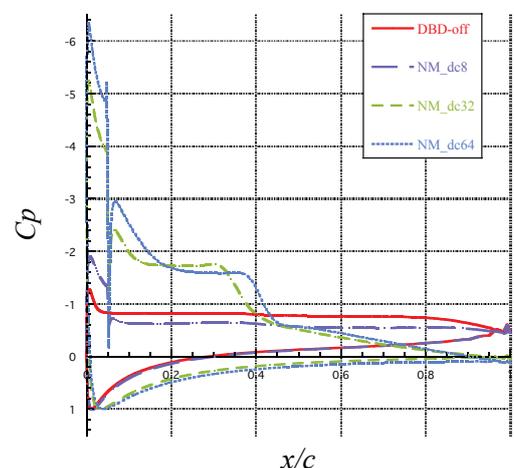


Figure 12. C_p distributions of the DBD-OFF case and the Normal mode cases.

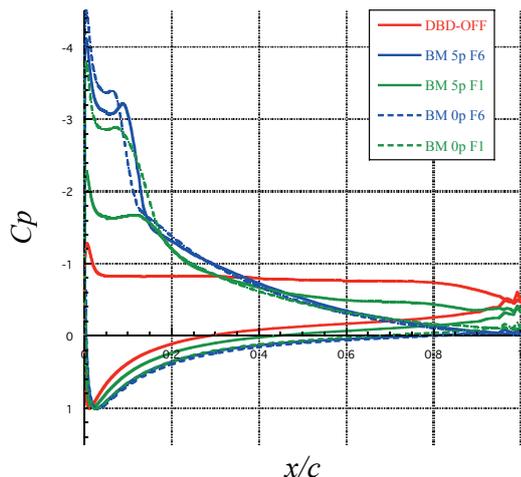


Figure 13. C_p distributions of the DBD-OFF case and Burst mode case.

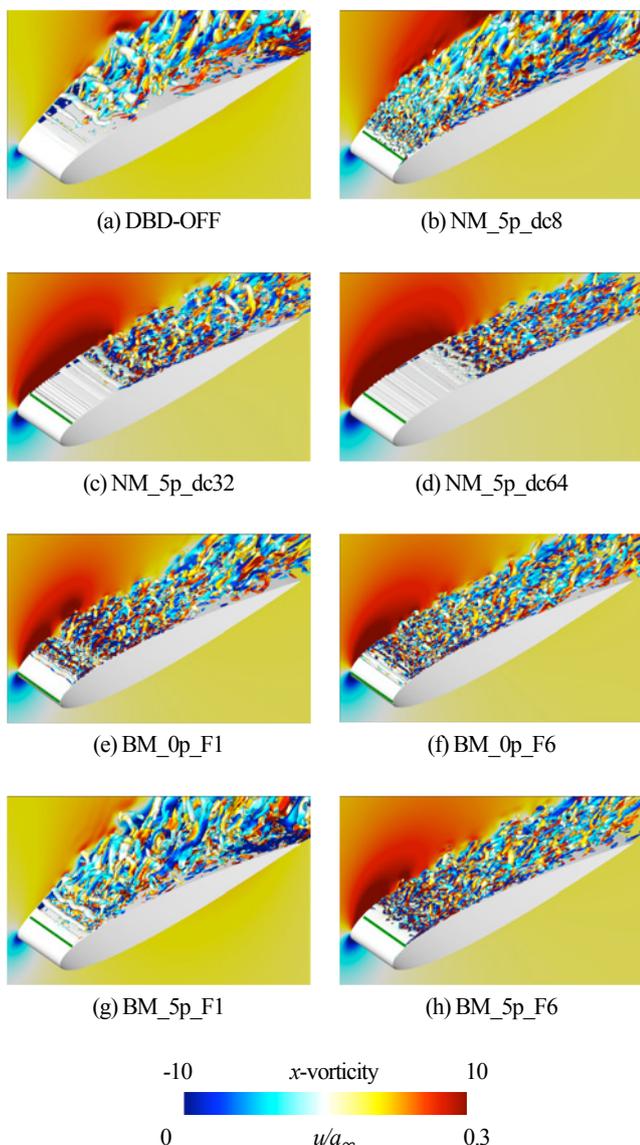


Figure 14. Instantaneous flow-fields. Iso-surfaces of 2nd invariant of the velocity gradient tensors chordwise velocity distributions. The iso-surface is colored with x -vorticity and green lines show the location of DBD plasma actuator.

(4) 瞬間流れ場

前節までで議論してきた時間平均的な流れ場や空力特性に対して実際の瞬間流れ場がどのような流れ場になっているか議論する。

Figure 14 は各計算ケースでの瞬間場を示している。背景の面塗りはコード長方向 (x 軸方向) の速度を表し、渦構造を把握するために速度勾配テンソルの第 2 不変量の等値面をコード長方向の渦度で着色したものを示している。また、スパン方向に引かれた緑色の線はアクチュエータの設置位置を示している。アクチュエータによる制御を行っていない DBD-OFF の流れは翼前縁から剥離し、剪断層を形成しているのがわかる。また剪断層の不安定性からスパン方向に軸を持つ渦が放出され下流に流れるにつれ崩壊し、下流では複雑な渦構造を形成している。NM_5p_dc8 のケースは DBD-OFF のケースと同様に前縁から大規模に剥離しているケースであったが、瞬間場は流れが前縁から剥離しているものの DBD-OFF とは異なり剥離した直後から非常に細かな渦を多数確認することができる。他の Normal mode ケースでは BDB-off ケース同様に強い剪断層が形成されているのがわかるが、アクチュエータの作用によって剪断層は翼面側へ引き寄せられ下流で乱流に遷移し再付着している。この様に Normal mode ケースでの剥離制御は運動量の供給により剥離剪断層を翼表面に引き寄せることで行われていると考えられる。一方で、Burst mode を用いたケースは BM_5p_F1 を除き非常に細かな 3 次元的な渦を伴う流れとなっており、Normal mode ケースよりも早い段階で流れが付着している様子がわかる。さらに、BM_0p_F1 のケースではスパン方向に軸を持つ大きな渦がアクチュエータの作用により周期的に放出され、その周りに細かな 3 次元的な渦を伴う流れとなっている。Figure 14 (e)においてコード長の 20% 付近にスパン方向に軸を持つ大きな渦が確認できる。このスパン方向に軸を持つ渦は翼後縁まで崩壊せずに移流する。 $F^+ = 6$ のケース (BM_0p_F6, BM_5p_F6) でもスパン方向の渦は生成されるが、BM_0p_F1 のケースと異なりスパン方向の渦は比較的上流で崩壊し複雑な渦構造へと変化する流れ場となっている。また、BM_5p_F1 ケースの時間平均流れ場は剥離制御を行っていない流れ場と前縁失速を抑えられた流れ場の両方の特徴をもっていたが、これは前縁失速流れと付着流れを長い周期で繰り返すためであり、Figure 14 (g)には前縁失速している瞬間の流れ場を示している。これら Burst mode を用いた剥離制御メカニズムに関する詳細な議論は文献(17)を参照されたい。

この様に本計算ケースの内、前縁失速を回避できたケースの流れ場はアクチュエータの駆動条件に応じて以下の 3 つに分けられる：①アクチュエータによって翼面近傍へ引きつけられた剥離剪断層が不安定性により遷移し再付着するもの、②アクチュエータにより生成されたスパン方向に軸を持つ渦が翼後縁まで維持されながら移流するもの、③アクチュエータにより生成されたスパン方向に軸を持つ渦が比較的上流で崩壊し、多数の 3 次元的な渦を生成するもの。

(5) 非正常空力特性

本節では前節で述べた特徴的な 3 種類の流れによって生じる揚力の非正常性について議論する。Figure 15 は前節の分類での代表的なケース① NM_5p_dc64, ② BM_0p_F1, ③ BM_0p_F6 の C_L 履歴をアクチュエータの作り出す体積力項のうち $\sin^2(2\pi f_{base}t)$ の値の履歴を Force fluctuation として共に示している。(a) NM_5p_dc64 は一様流とコード長に基づく無次元時間で 0.4 (b) BM_0p_F1 及び (c) BM_0p_F6 のケースは同じ時間をプロットしており無次元時間で 2 である。(a) NM_5p_dc64 のケースは他の 2 ケースに比べて大きな揚力を維持しつつアクチュエータの体積力が働く瞬間にわずかに揚力が下がっているのがわかる。これはアクチュエータに

よって翼面に向かって加速された流れが翼面上で淀むことによつて翼上面の圧力が上がったことによるものと急激に負荷された体積力のエネルギーが圧力に変化したものによる。(b) BM_0p_F1 の C_L の時間履歴はアクチュエータのバースト周期とほぼ同周期で変動しているのがわかるが、これはアクチュエータが作るスパン方向に軸を持つ渦が翼面上を通り過ぎることによるものである。一方、スパン方向の渦が比較上流で崩壊する(c) BM_0p_F6 のケースでは比較的 C_L の変動は少なくバースト周波数との間に明確な関係性は見られない。

この様に時間平均的な流れ場や空力特性を観察するだけでは知りえない現象が実際には起こっていると考えられ、実用化に際しては剥離制御によって生じる非定常な空力特性まで注意を払う必要がある。

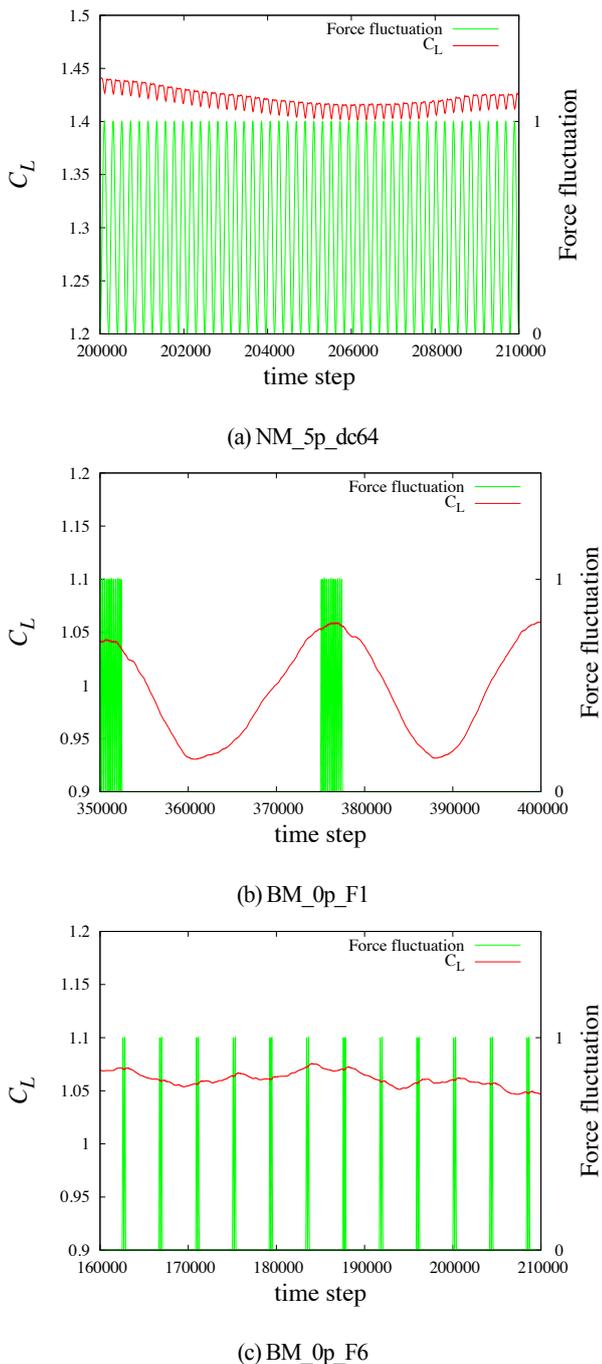


Figure 15. C_L and force fluctuation ($\sin^2(2\pi f_{bact})$) histories on BM_0p_F1 and BM_0p_F6.

(6) 剥離・付着の時間平均評価と瞬間評価

最後に本節では流れの剥離及び付着が瞬間的にはどの様になっているかについて議論を行う。Figure 16, Figure 17に NM_5p_dc64, BM_0p_F1 での平均流れ場と再付着点近傍(下流側)の速度プロファイルを示す。一般に流れの剥離・付着の判断基準として壁面摩擦係数 C_f の符号すなわち速度勾配 du/dy の符号の正負が使われるが、両図中での速度プロファイルは再付着点以降の流れであるので速度勾配は正であり、流れが付着しているのがわかる。しかしながら、これまで述べて来た様に翼面上の流れ場がアクチュエータの駆動条件によって大きく変動するケースがある事を念頭に置いた場合、剥離や付着領域の様子も時々刻々と変化すると考えるのが自然である。そこで、Figure 18 と Figure 19 に NM_5p_dc64, NM_0p_F6 のケースの任意の時刻での瞬間流れ場とスパン方向に平均をとった同流れの速度プロファイルを示す。速度プロファイルの位置は Figure 16, Figure 17 と同じであり、流れ場に示している白の線がその位置を示している。NM_5p_dc64 のケースでは(a), (b) のいずれの時刻でも速度勾配は正の値であり、速度プロファイルの分布も時間平均をとったものと似た分布をとっている。また、このケースでは Figure 18 に示した以外の時刻においても同様に速度勾配は正の値を維持した流れ場となっていた。一方、BM_0p_F1 のケースでは(a)の時点では速度勾配は負であるが、(b)の時点では速度勾配は正となり流れ場が剥離した状態から付着した状態へと変化しているのがわかる。これは既に述べたスパン方向に軸を持つ大きな渦の回転方向が時計回りであり、翼面上を移流する際に一樣流と逆方向の速度を誘起するためである。この現象は Figure 15 において比較的揚力が安定していた BM_0p_F6 の一部の領域でも見られた。

このように時間平均場から判断する剥離・付着領域と瞬間的に判断した剥離・付着領域とは異なる場合があり、従来の時間平均的に見た評価方法では判別できない現象が存在する事を念頭に置いて剥離制御効果に関する議論を進める必要がある。

4. まとめ

DBD プラズマアクチュエータにより前縁剥離制御を行った NACA0015 翼流れに対して、高解像度コンパクトスキームを用いた LES を行い、平均空力特性と瞬間流れ場との関係、及び剥離制御効果の評価指標に関して議論を行った。解析結果のうち C_L が同等の値を示した場合であっても L/D の値は異なる場合があり、剥離制御効果の評価するには少なくとも 2 つ以上の指標を用いるのが理想的である。特に本解析の様に低レイノルズ数領域では剥離泡が空力特性に大きく影響するために、付着領域を増加させる事と空力性能(例えば揚力)を向上させることは必ずしも一致しない事に注する必要がある。同様に単一の評価指標が近い値を示した場合であっても剥離・付着領域が全く異なる場合があり、必要に応じた剥離制御方法を選択できる様な評価指標を選ぶ必要がある。また、バースト波によって駆動したアクチュエータを用いて剥離制御を行った場合、アクチュエータによって生成されたスパン方向に軸を持つ大きな渦が移流する際に翼面上の流れの方向が入れ替わる事が本解析によって明らかになったが、このような現象は従来の剥離や付着の評価基準とされてきた時間平均的な評価方法では判別し得ない現象であり、今後剥離制御効果の議論を行う際にはこれらの事象を念頭に置いて議論を行う必要がある。

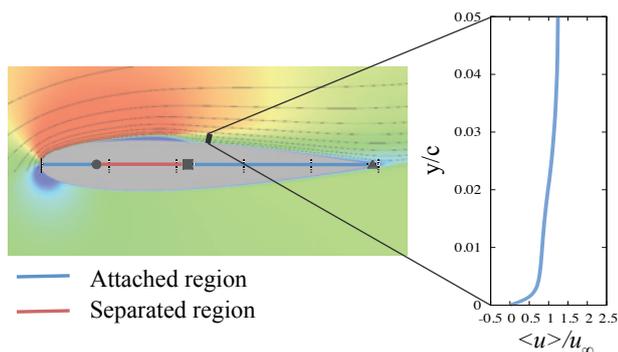


Figure 16. The flow-field and the velocity ($\langle u \rangle / u_\infty$) profile at $x/c = 0.5$ of the time and spanwise averaged flow on the NM_5p_dc64 case.

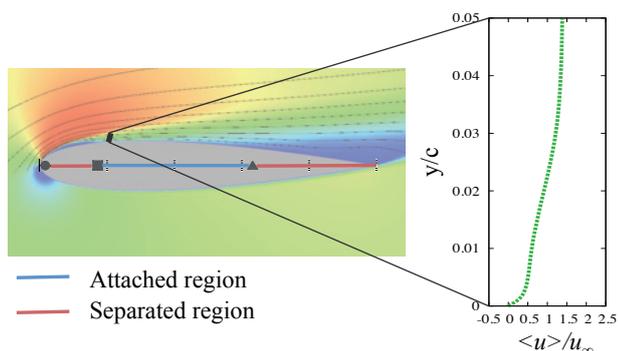
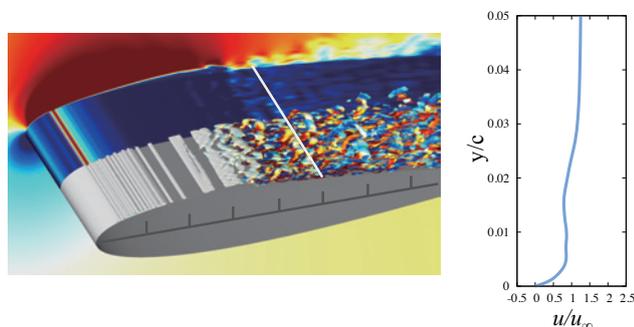
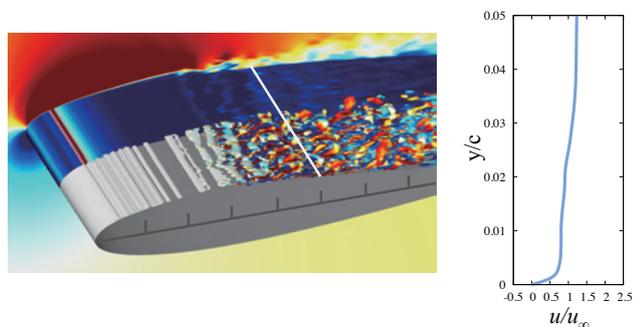


Figure 17. The flow-field and the chordwise velocity $\langle u \rangle / u_\infty$ profile at $x/c = 0.2$ of the time and spanwise averaged flow on the BM_0p_F1 case.

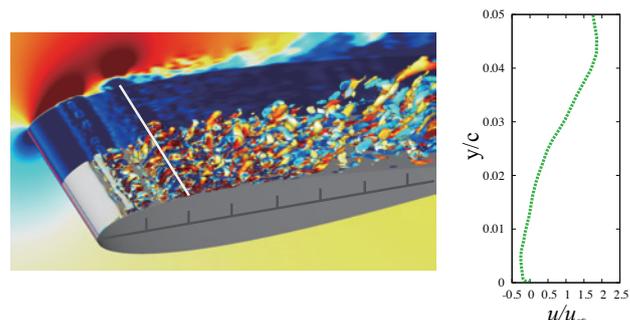


(a) 200000 step

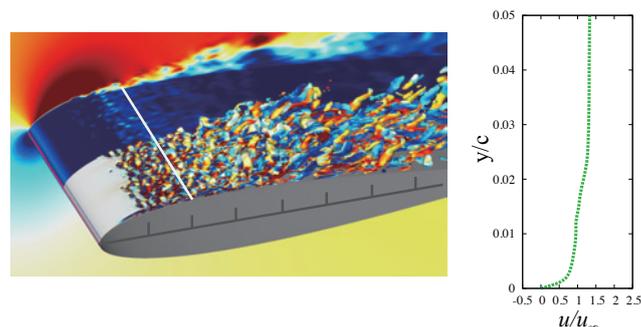


(b) 210000 step

Figure 18. Iso-surfaces of 2nd invariant of the velocity gradient tensors and contour surfaces of chordwise velocity, and chordwise velocity u/u_∞ profiles at $x/c = 0.2$ (corresponding white line) of the spanwise averaged instantaneous flows on the NM_5p_dc64 case. The iso-surfaces colored with x -vorticity.



(a) 379500 step



(b) 388000

Figure 19. Iso-surfaces of 2nd invariant of the velocity gradient tensors and contour surfaces of chordwise velocity, and chordwise velocity u/u_∞ profiles at $x/c = 0.2$ (corresponding white line) of the spanwise averaged instantaneous flows on the BM_0p_F1 case. The iso-surfaces colored with x -vorticity.

参考文献

- (1) Seifert, A., Darabi, A. and Wygnanski, I., "Delay of Airfoil Stall by Periodic Excitation," Journal of Aircraft, Vol.33 No.4 pp.691-698, 1996.
- (2) 岡田, 藤井, 宮路, "シンセティックジェットのキャビティ内部流れに関する研究," 第 21 回数値流体力学シンポジウム講演集, (2007).
- (3) 岡田, 藤井, 宮路, "シンセティックジェットを用いたバックステップ流れの能動制御に関する研究 -周波数効果-, " 第 22 回数値流体力学シンポジウム論文集, (2008).
- (4) Okada, K., Oyama, A., Fujii, K. and Miyaji, K., "Computational Study on Effect of Synthetic Jet Design Parameters," International Journal of Aerospace Engineering (2010).
- (5) Post, M. L. and Corke, T. C., "Separation Control on High Angle of Attack Airfoil Using Plasma Actuators," AIAA Journal, Vol.42 No.11 pp.2177-2184, 2004.
- (6) Corke, T. C., Lon Enloe, C. L. and Wilkinson, S. P., "Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators for Flow Control," Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 42, pp. 505-529, 2010.
- (7) McCormick, B. W., Jr., "Aerodynamics of V/STOL Flight," Academic Press., 1967.
- (8) Font, G. and Morgan, W., "Plasma Discharges in Atmospheric Pressure Oxygen for Boundary Layer Separation Control" AIAA Paper 2005-4632.
- (9) Roth, J. R. and Dai, X., "Optimization of the Aerodynamic Plasma Actuator as an Electrohydrodynamic (EHD) Electrical Device," AIAA Paper 2006-1203.

- (10) Tsubakino, D. and Fujii, K., "Effective Lay-out of plasma Actuators for a Flow Separation Control on a Wing," AIAA Paper 2007-474.
- (11) Corke, T. C., Chuan H. and Patel, M. P., "PLASMA FLAPS AND SLATS: AN APPLICATION OF WEAKLY-IONIZED PLASMA ACTUATORS," AIAA Paper 2004-2127.
- (12) Patel, M. P., Terry Ng, T., Vasudevan, S., Corke, T. C., Post, M. L., McLaughlin, T. E., Suchomel, C. F. "Scaling Effects of an Aerodynamic Plasma Actuator," AIAA Paper 2007-635.
- (13) Sidorenko, A. A. *et al.*, "Pulsed Discharge Actuators for Rectangular Wings Separation Control," AIAA 2007-941.
- (14) Visbal, M. R., Gaitonde, D. V., Roy, S., "Control of Transitional and Turbulent Flows Using Plasma-Based Actuators," AIAA 2006-3230.
- (15) Asada, K. and Fujii, K., "Computational Analysis of Unsteady Flow-field Induced by Plasma Actuator in Burst Mode," AIAA Paper 2010-5090.
- (16) 浅田, 藤井, "LES 解析による DBD プラズマアクチュエータのバースト発振翼剥離制御効果," 第 23 回数値流体力学シンポジウム論文集, (2009).
- (17) 浅田, 藤井, "DBD プラズマアクチュエータを用いた翼剥離制御におけるバースト発振周波数効果," 第 24 回数値流体力学シンポジウム論文集, (2010).
- (18) Asada, K., Ninomiya, Y., Oyama, A., Fujii, K., "Airfoil Flow Experiment on the Duty Cycle of DBD Plasma Actuator," AIAA Paper 2009-531.
- (19) Suzen, Y. B. and Huang, P. G., "Simulations of Flow Separation Control using Plasma Actuator," AIAA Paper 2006-877.
- (20) Lele, S.K., "Compact Finite Difference Scheme with Spectral-Like Resolution," Journal of Computational Physics, Vol.103, pp. 16-22, 1992.
- (21) Gaitonde, D. V. and Visbal, R. M., "Pade Type Higher-Order Boundary Filters for the Navier-Stokes Equations," AIAA Journal, Vol. 38, No. 11, pp. 2103-2112, 2000.
- (22) Chakravarthy, S. R., "Relaxation Methods for Unfactored Implicit Upwind Schemes," AIAA Paper 84 - 0165.
- (23) 藤井, "有限体積法の最前線—高速気流計算法の最近の動向", 日本計算工学会誌, 第 3 巻, 第 3 号, pp.158-166.
- (24) Teramoto, S., "Large-Eddy Simulation of Transitional Boundary Layer with Impinging Shock wave," AIAA Journal, Vol. 38, No. 11, pp. 2103-2112, 2000.
- (25) Visbal, R. M. and Rizzetta, P. D., "Large-eddy simulation on general geometries using compact differencing and filtering schemes," AIAA Paper 2002-288.
- (26) Fujii, K., "Unified Zonal Method Based on the Fortifies Solution Algorithm," Journal of Computational Physics, Vol.118, pp.92-108, 1995.