

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

Burst Frequency effect of DBD Plasma actuator on the control of separated flow over an airfoil

- 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
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, Sagamihara, Kanagawa, 252-5210, Japan
Kozo Fujii, Institute of Space and Astronautical Science, JAXA, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, 252-5210, Japan

The flow-fields controlled by DBD plasma actuator on burst mode around the NACA0015 airfoil are simulated with implicit large eddy simulation (ILES) using compact difference scheme, and the burst frequency effect of DBD plasma actuator on the control of separated flow over the airfoil is discussed. The Reynolds number based on chord length is set to 6,3000 and the angle of attack is set to 14 [deg]. The DBD plasma actuator is installed at the 0 % and 5 % chord length from the leading edge, and actuated in burst mode. For the burst mode, the nondimensional burst frequency is set to 1 and 6. Through the present analysis, the two mechanisms of separation control are discussed. The first mechanism enhance the vortex shedding from the separation shear layer and avoid the massive separation from the leading edge on burst mode with nondimensional burst frequency of 1. The second mechanism improves the airfoil performance by suppressing the separation region on the burst mode with nondimensional burst frequency of 6. In addition, it is clarified that the first mechanism is more sensitive to the location of DBD plasma actuator than the second mechanism and it is associated with large fluctuation of lift.

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零気体中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⁾などがあげられる.

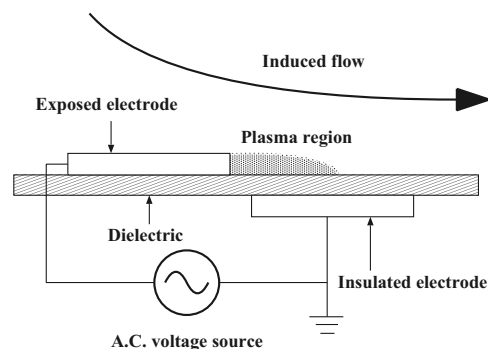


Figure 1 Configuration of plasma actuator.

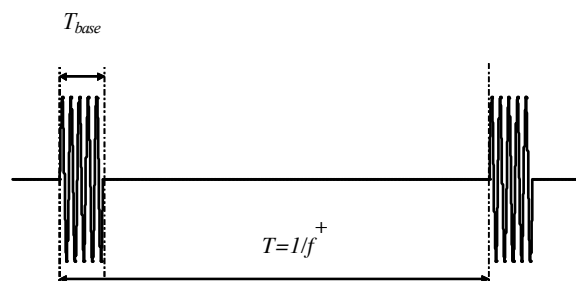


Figure 2 Burst wave image.

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。しかしながらバースト波を用いた剥離制御は有用性が知られているにも関わらず、そのメカニズムは明らかになっていない。一方で、バースト波の重要なパラメータとして、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^* があり、この F^* の最適な値に関する研究は多くなされている。Corke らはこの最適な値に対して $F^*=1$ 付近の値が剥離制御に最も効果的であると主張⁽¹¹⁾⁽¹²⁾している一方で、 $F^*=10$ 付近の値が効果的であるという報告もなされている⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾。さらに同様の議論はシンセティックジェットや、スピーカーの音を用いた翼剥離制御に関する研究でもなされており、Greenblatt⁽¹⁵⁾らによりまとめられているが、いずれの研究においても、最適な F^* の値にばらつきがあり、また実験条件も様々であるため、真に最適な値は何であり、そもそも F^* の無次元化の方法が適切であるのかという疑問が残る。これは先ほど述べた様にバースト波や、シンセティックジェットを用いた剥離制御のメカニズムや、現象の理解が不十分であるためであると考えられる。

バースト波を用いた剥離制御メカニズムに関する研究としては Visbal らが数値計算を行い、アクチュエータが3次元の渦構造を誘起する事で剥離制御が効果的に行われている事が報告されている⁽¹⁶⁾。また、著者らはこれらの3次元の渦の誘起メカニズムを部分的に示したが⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾、前述の様なバースト波を用いた剥離制御において最適なパラメータがどのような現象により決定され、また個々の研究において最適値がなぜ異なるのかは明らかになっていない。

そこで本研究ではプラズマアクチュエータのバースト駆動 (Burst mode) を用いた翼剥離制御において最適とされているバースト周波数がなぜ異なり、どのような現象によって最適値が決定されているのかを明らかにする事を目的とする。これらのメカニズム解明や現象理解が進めば、実用化の際のより効果的なプラズマアクチュエータの適用方法提案へとつながる事が期待される。プラズマアクチュエータを利用した剥離制御は入力として kHz オーダーの交流電圧を使用した場合、プラズマの発光現象の周期が MHz 以上のオーダーである一方で、先に述べたバースト波の周波数は 10Hz 程度と非常に広範囲の時間スケールを持つ現象であり、どの時間スケールの擾乱が剥離制御に重要であるのか解明されていない。そこで、本研究では実験的手法に比べ、時空間の解像度が高い LES 解析を従来の手法に比べ効率的に計算が行なえるコンパクトスキームを用いて行った。

バースト周波数として文献(11)で効果的であるとされている $F^*=1$ 及び文献(14)にて効果的であるとされている $F^*=6$ の計算ケースを比較し、バースト周波数と剥離制御効果、それらを支配する流れ場について議論する。また、前述の最適なバースト駆動条件に関するいくつかの研究においてアクチュエータの取り付け位置が事なる事を述べたが、文献(11)と文献(14)では取り付け位置が異なる。そこで、アクチュエータの取り付け位置が最適な駆動条件に影響を及ぼす可能性があるため、本研究では限られた計算ケースではあるが翼の前縁にアクチュエータを取り付けた場合と前縁から翼弦長の 5%位置に配置した場合でプラズマアクチュエータを用いた剥離制御においてバースト発振の周波数効果を議論する。

2. 解析モデル

(1) 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、一樣流条件及び翼弦長で無次元化した形を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、一樣流マッハ数、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、一樣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。

(2) 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れる電気的なエネルギーと流体の一樣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⁽¹⁹⁾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。

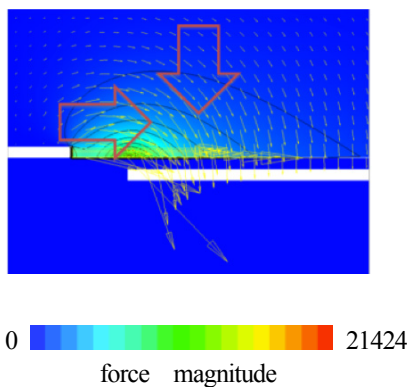


Figure 3 Force image of Suzen model.

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、物体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(14)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。

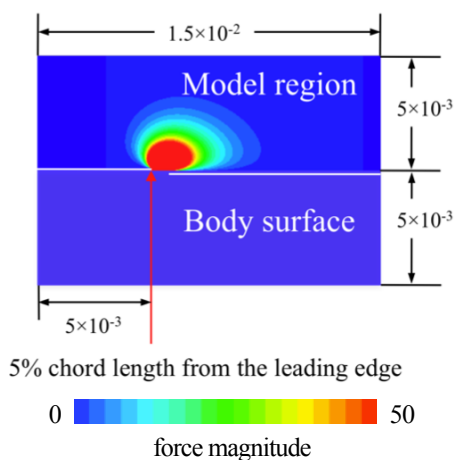


Figure 4 Force distribution of Suzen model ($D_c=8$).

(3) 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、陽的なモデルを用いない Implicit LES⁽²⁵⁾を用いた。外部境界は静圧を一様流圧力に固定し、壁面は滑り無しの条件を用いた。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。

(4) 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 $0.2c$ 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。格子点数は Zone1: $351 \times 101 \times 121$, Zone2: $301 \times 101 \times 201$ 及び、モデル用格子: 1201×801 ($\times 121$)である。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、我々の経験では渦流れを例にとると、計算効率 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 ζ 、スパン方向へ η 、翼面から垂直な方向へ ξ とすると、 $(\Delta \zeta^+, \Delta \eta^+, \Delta \xi^+_{\min}) = (15, 20, 1)$ 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。

(5) 計算条件

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、一様流レイノルズ数はコード長を代表長として $Re_c=6,3000$ とした。この値は参考実験⁽¹⁴⁾と同じである。また、迎角 α は前縁剥離を生じる $\alpha=14^\circ$ とした。

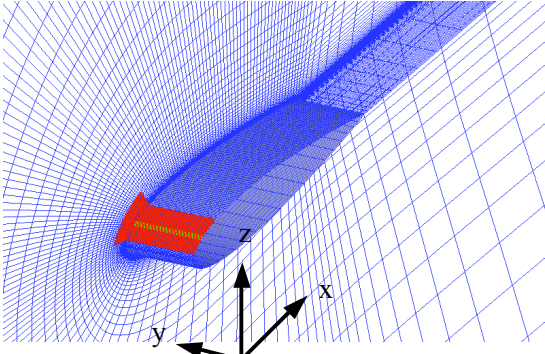


Figure 5 Computational grids Whole image.

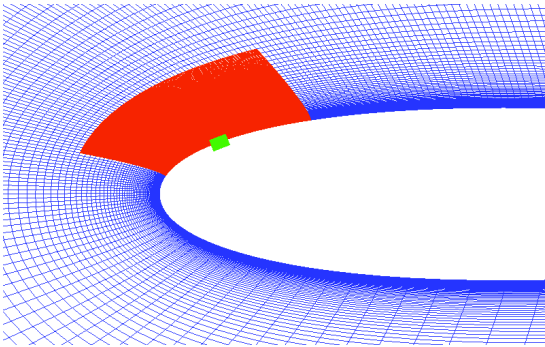


Figure 6 Computational grids near the leading edge: Zone1 (blue), Zone2 (red) and model grid (green).

(6) プラズマアクチュエータの作動条件

プラズマアクチュエータの作動条件は前述の文献(11), (14)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あった2つの周波数について計算を行った。バースト波の周波数を f^+ 、バースト波の基となる sine 波の周波数を f_{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させていると仮定する。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

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

で表される。 D_c の値は文献(10)を参考にし、現実的な値として8とした。Table 1 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。今回計算するケースは効果的に剥離制御が行えるケースとして報告されている $F^+=1$ と $F^+=6$ の2つの場合を計算し、両者の流れ場を比較する。 BR の値は文献(14)で最も制御効果があったとされる10%とした。また、アクチュエータの取り付け位置は前述の様に文献(11)と同じ翼前縁に設置した場合と、文献(14)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。

Table 1. Plasma actuator parameters.

	DBD location	f_{base} [Hz]	BR [%]	f^+ [Hz]	F^+
DBD-OFF	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A
BM_5p_F6	5 %	6,000	10	600	6
BM_5p_F1	5 %	6,000	10	100	1
BM_0p_F6	0 %	6,000	10	600	6
BM_0p_F1	0 %	6,000	10	100	1

3. 計算結果及び考察

(1) 計算手法の検証

解析手法の検証を行うために、剥離制御を行っていない場合の実験⁽¹⁴⁾と計算の圧力係数分布をFigure 7に示す。実線及び点線がLESによる結果を示しており、丸及び三角形のプロットが実験結果を示している。圧力係数は、 $\alpha=4^\circ$ において上面と下面ともに良い一致を示しているのがわかる。また、 $\alpha=14^\circ$ では上面の翼前縁付近で値の違いが目立つが、実験、計算ともに圧力分布がフラットな分布をとり、翼前縁から剥離している流れ場となっている。今回の解析ではバースト発振を用いたプラズマアクチュエータによる剥離制御において、バースト周波数と剥離制御効果及び、その流れ場に関して定性的な議論を行う事を目的とするため、現在の解析手法は十分であると言える。

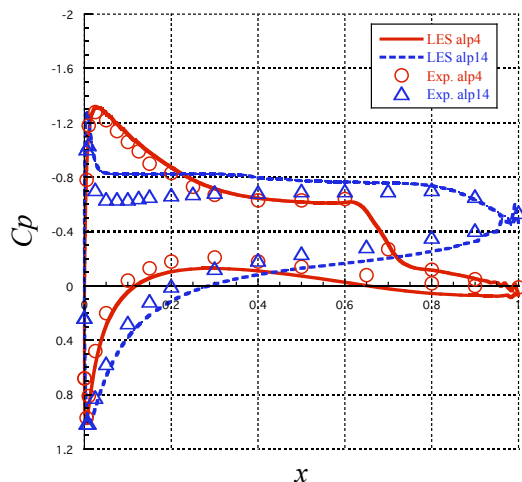


Figure 7 C_p distributions of the computations and experiments at $\alpha=4, 14$ deg.

(2) 基本流れ場

各計算ケースの比較を行う前に基本となる剥離制御を行っていない場合の流れ場について述べておく。剥離制御を行わない場合 (DBD-OFF) の迎角 14° での時間平均流れ場を Figure 8 に示す。面塗りはコード長方向の速度を表しており、流線と共に示している。なお、流れ場はスパン方向にも平均している。本研究では前縁からの剥離制御を対象としており、各計算ケースを行う迎角 14° では前縁から完全に剥離し、翼面上で大きな循環領域を作っているのがわかる。Figure 9 に剥離制御を行っていない場合の瞬間流れ場を示す。背景の面塗りはコード長方向 (x 軸方向) の速度を表し、等値面は速度勾配テンソルの第 2 不変量にコード長方向の渦度で着色している。速度勾配テンソルの第 2 不変量の正の値は渦構造を示しており、渦度は時計回りが赤色となっている。流れは翼前縁から剥離し、剪断層を形成し、そこからスパン方向に軸を持つ渦を放出しているのがわかる。この渦は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する。またこの流れ場の揚力の値は一樣流とコード長に元づく無次元周波数で $0.6 \sim 0.8$ 程度で変動しているのが確認された。

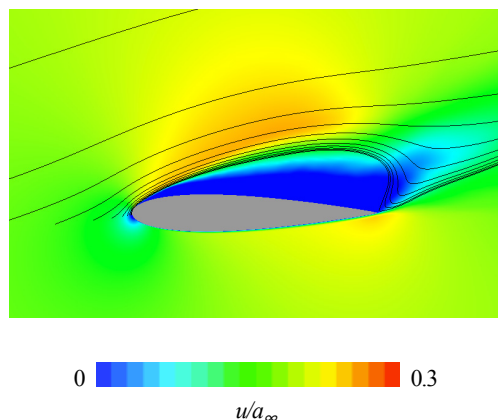


Figure 8 Time averaged chord direction velocity distributions and stream lines at $\alpha=14$ deg.

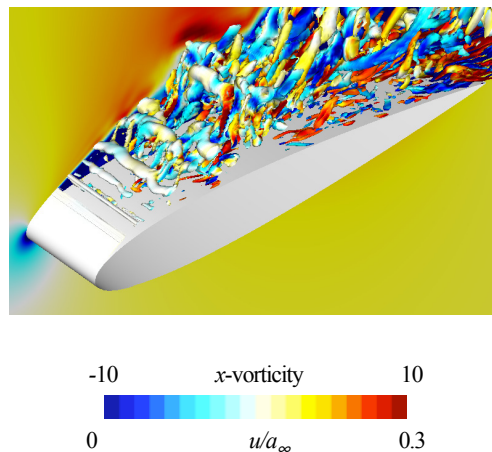


Figure 9 Iso-surfaces of 2nd invariant of the velocity gradient tensors and chord direction velocity distributions (iso-surface is colored by x -vorticity).

(3) 時間平均流れ場

本節では各計算ケースでの剥離制御効果の概要をつかむために時間平均流れ場について議論する。流れ場はスパン方向にも平均している。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た。Figure 10 に各計算ケースのコード方向 (x 方向) 速度と流線を示す。いずれのケースも DBD-OFF のケースに比べて翼前縁からの剥離を抑制する事が出来ている。さらに制御出来ているケースの中でも流れ場の様子が少しずつ異なっている。最も剥離領域が小さくなっているのは BM_0p_F1, BM_5p_F6, BM_0p_F6 の 3 ケースで前縁付近と後縁付近でわずかに剥離しているのをのぞいてほぼ翼面に沿った流れとなっている。BM_5p_F1 のケースでは前縁からの大きな剥離は無いものの翼面近傍での逆流領域 (青い領域) が目立ち、翼後縁での逆流領域も他のケースに比べて大きい。

Figure 11 に各計算ケースでの圧力係数分布を示す。赤の線は制御なしのケース (DBD-OFF) を、青は $F^+=6$ のケース、緑は $F^+=1$ のケースを示している。また、実線ものはアクチュエータを 5% に取り付けられた場合、細かい破線は 0% の位置に取り付けた場合を示している。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。一方 Burst mode のケースについては前述の流れ場でも述べた様に BM_5p_F1 のケースを除いて効果的に剥離制御が行えており、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。BM_5p_F1 のケースに関しては翼前縁の負圧のピークは維持できているものの後縁では前縁から剥離した流れの C_p 分布に似ている。この様に BM_5p_F1 のケースは効果的に剥離制御できている場合と剥離制御していない場合との中間的な流れ場になっているが、この理由は次節で説明する。

Figure 12 は各計算ケースの境界層速度分布を示している。速度分布は一樣流で無次元化しており、横軸に速度、縦軸に壁面からの距離 y_n をプロットしている。また、(a) から (f) まで順番に前縁から 0% から 40% の位置を示している。圧力係数分布同様に実線は前縁から 5% にアクチュエータを設置した場合、破線は 0% 位置に設置した場合を表している。(a) の翼前縁の位置では全ケースとも正の値 (一樣流方向) をとっており流れが翼面に沿っている事を示しているが、 C_p 分布で前縁の負圧のピークが大きかった

ケース (BM_5p_F6, BM_0p_F6) は速度の最大値は他のケースに比べて大きくなっている。(b)の5%の位置ではすべてのケースで逆流しているが、(c)から(e)にかけて BM_0p_F6, BM_5p_F6, BM_0p_F1, BM_5p_F1 の順に正の値をとるようになり再附着している。特に $F^+ = 6$ のケースはアクチュエータの位置が 0%, 5% のいずれの場合にも再附着が早く効果的に剥離制御が行えているのがわかる。また、アクチュエータの取り付け位置に関してバースト波を用いる場合、 $F^+ = 1$ のケースはアクチュエータの設置位置の影響を受けなく翼前縁に配置した場合のみ剥離制御効果が見られた。この事は文献(14)で $F^+ = 1$ を用いた場合に剥離制御効果が見られなかった事実と一致する。

最後に各計算ケースにおけるレイノルズ応力の分布について議論する。Figure 13 は各計算ケースのレイノルズ応力のうち $-u'w'$ の分布を示している。レイノルズ応力の $-u'w'$ 成分は流れの混合の強い位置で大きな値をとり、一様流からの運動量供給の度合いを表している。この図からレイノルズ応力分布はアクチュエータの設置位置が同じものよりも、同じ駆動条件のもので傾向が似ているのがわかる。 $F^+ = 6$ のケースでは翼前縁から 10% から 20% 付近に集中してレイノルズ応力が高い領域があるのがわかる。 $F^+ = 6$ のケースのうち BM_5p_F6 の流れ場については詳しく文献(17)(18)に記してあるが、このケースにおいてレイノルズ応力の分布が特定の位置に集中するのはバースト波をもちいる事で周期的にスパン方向の大きな渦を作り、その渦が下流へ移流していきながら崩壊し、3次元的な複雑な渦を多く生み出す事に起因する事が分かっており、スパン方向の渦が崩壊する位置でレイノルズ応力は特に強くなっている。

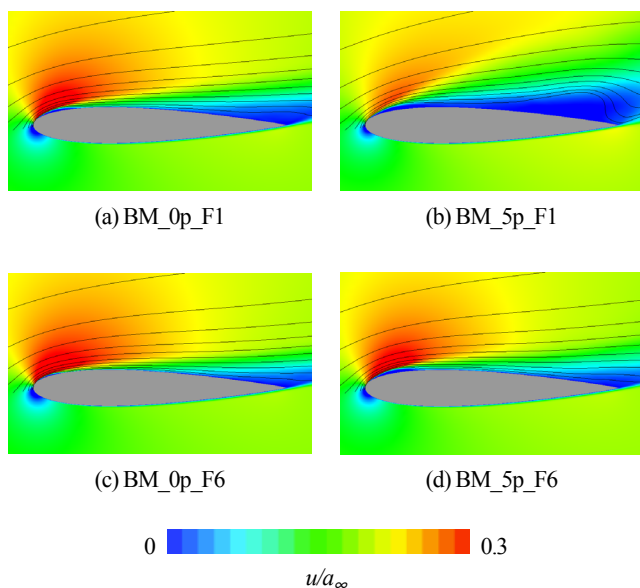


Figure 10 Time averaged chord direction velocity distributions and streamlines at $\alpha = 14$ deg.

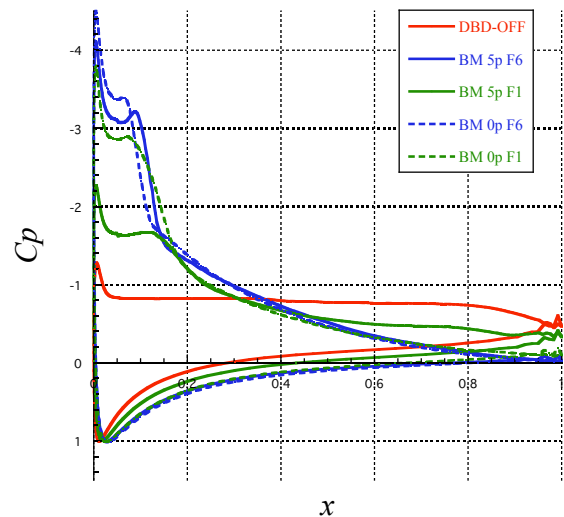


Figure 11 C_p distributions of the No-control case, Normal mode case and Burst mode case at $\alpha = 14$ deg.

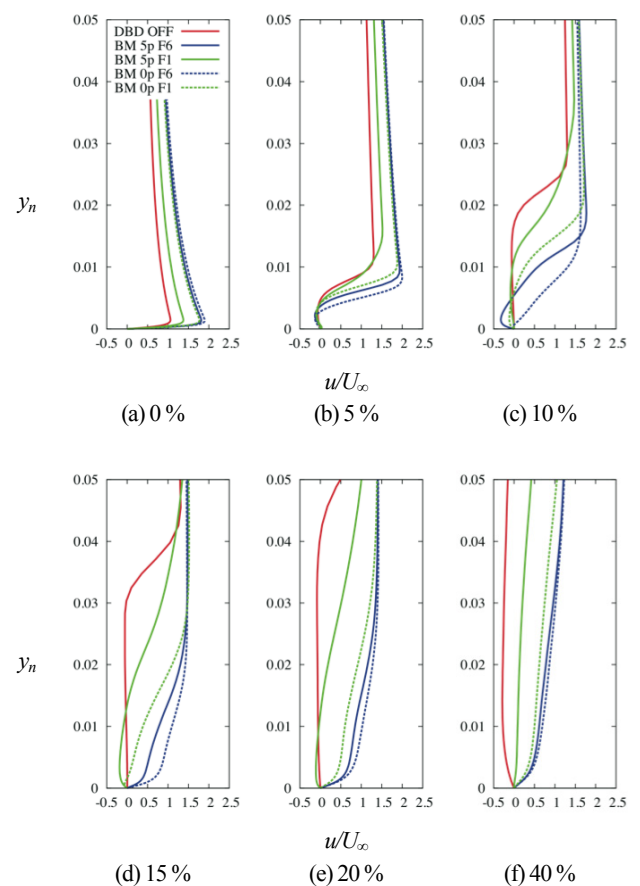


Figure 12 Velocity profiles at the upper airfoil surface.

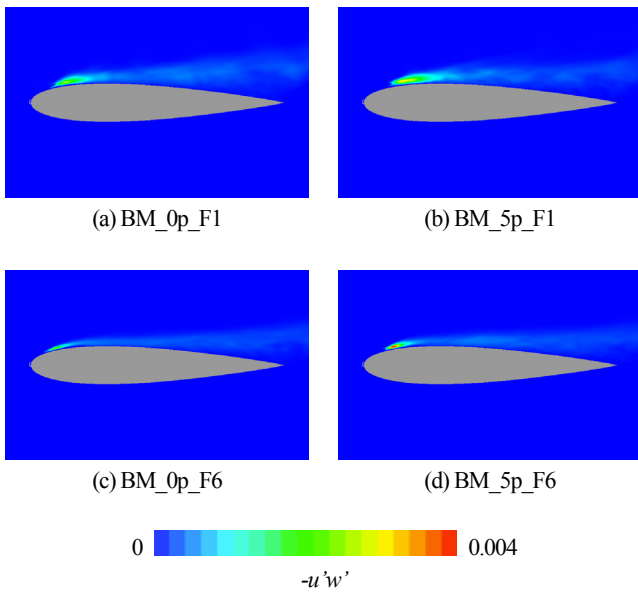


Figure 13 Reynolds stress distributions of No-control case, Normal mode case and Burst mode case at $\alpha=14$ deg.

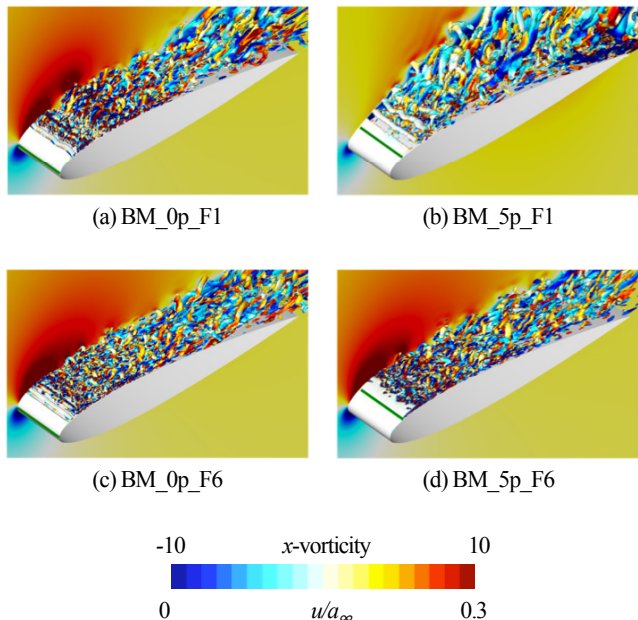


Figure 14 Iso-surfaces of 2nd invariant of the velocity gradient tensors and chord direction velocity distributions (iso-surface is colored with x -vorticity).

(4) 瞬間流れ場

本節では各計算ケースでの瞬間流れ場を見る事で、前節で議論された流れ場の違いが生じる原因について考察を行う。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。まず前節で剥離制御効果が比較的高いと判断されたケースである (a) BM_0p_F1, (c) BM_0p_F6, (d) BM_5p_F6 のいずれのケースも前縁での剥離は抑えられ、コード長方向の流れが加速されているのがわかる。さらにこれらのケースではレイノルズ応力が集中して大きな値をとっていた領域 (翼前縁から 10 % から 20 % 付近) に多数の細かな渦が確認でき、これらの渦が流れの混合を促進し、レイノルズ応力

が局所的に高くなっていると考えられる。一方、(b) BM_5p_F1 の時間平均流れ場は前縁制御を行っていない流れ場と剥離制御効果があった流れ場の両方の特徴をもっていたが、これは前縁剥離と付着を長い周期で繰り返すためであり、Figure 14 (b) では前縁から剥離し、再付着しない流れ場を示している。Figure 15 に BM_5p_F1 の揚力係数 (C_L) の時間履歴を示しているが、Figure 14 (b) の図は 250000 step での流れ場を示しており、前縁からの剥離によって揚力が急激に減少しているのがわかる。

本節までで翼前縁にアクチュエータを配置し、バースト波を用いた場合に $F^+ = 1, 6$ のいずれの場合も効果的に剥離制御が行える事が分かったが、次節ではバースト周波数と剥離制御メカニズムの関係について議論する。

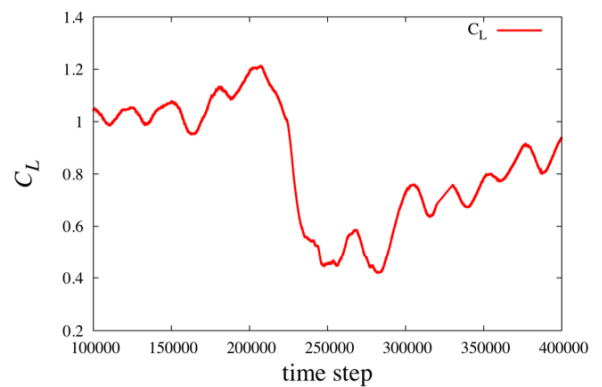


Figure 15 C_L history of BM_0p_F1.

(5) バースト周波数と剥離制御効果

本節では特に剥離制御効果が見られたケースのうち、同じアクチュエータの設置位置の BM_0p_F1, BM_0p_F6 の 2 つのケースについて比較し、バースト周波数と剥離制御メカニズムとの関係性について議論する。Figure 16 は BM_0p_F1, BM_0p_F6 の各ケースの C_L 履歴とアクチュエータの作り出す体積力項のうち、 $\sin^2(2\pi f_{burst} t)$ の値の履歴を Force fluctuation として示している。横軸は (a) BM_0p_F1 及び (b) BM_0p_F6 のいずれのケースとも同じ時間をプロットしており、一樣流とコード長に基づく無次元時間で 2 である。この図が示す様に (a) の C_L の時間履歴が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。一方、(b) 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みられない。

これらの違いをより詳細に議論するために Figure 17 及び Figure 18 に各 time step での局所 C_L 分布 (左側) と翼前縁付近でのコード長方向の速度 u の分布を等高線 (右側) で共に示す。ここで、局所 C_L 分布とは局所的に翼面に加わっている力を揚力方向に成分分解し、一樣流同圧と翼面積で無次元化したものである。 C_L 分布には背景に C_p 分布を重ねて示し、 C_L, C_p ともにスパン方向に平均している。 u の分布で等高線が集まっている部分は前縁から剥離した剪断層を表している。Figure 17 の BM_0p_F1 のケースの (a) 375000 step では Figure 16 でアクチュエータが作動し始める直前であり、翼前縁で大きな剥離領域を作り、その領域部分で主に大きな揚力を得ているのが分かる。そのために揚力の変動する周期の中で最も大きな揚力の値をとっている。(b) の時点ではアクチュエータが一定時間作動し終わり、それによって作られたスパン方向の渦が 10 % 付近と 20 % 付近に 2 つ発生しているのが分かる。また、この渦の発生により、翼から遠ざかっていた剪断層が翼表

面に引き寄せられているのが分かる。この作用により、翼前縁の剥離領域に存在した大きな剥離領域によって得られていた揚力が一時的に減少していく。アクチュエータによって作られた渦はこの後も消える事無く翼面上を移流して行く。(d)の時点では70%の辺りまで渦が移流し、その箇所まで翼面上の揚力がわずかに上昇しているのが分かる。渦が下流に移流して行くにしたがって、翼面に引き寄せられた剥離層が再度離れていく事によって剥離領域が拡大し、揚力は上昇していく。BM_0p_F1 のケースではこのようなサイクルを繰り返していると考えられる。この様に $F^+ = 1$ という値は前述の制御していない流れ場において揚力の変動の周波数に近い値であり、剥離剪断層が完全に翼面から剥がれてしまう前にスパン方向の大きな渦を作る事によって前縁からの大規模な剥離を抑えていると考えられる。一方、Figure 18 の BM_0p_F6 のケースではいずれの時点であっても剥離剪断層は BM_0p_F1 のケースに比べて翼面に近い位置に留まり、剥離領域も小さい事がわかる。また、BM_0p_F1 のケースではアクチュエータにより作られたスパン方向の渦は翼面上を移流していったのに対して、BM_0p_F6 のケースでは(a)の時点で10%付近に存在した渦は(d)の時点では消えてしまっている。これはアクチュエータによって作られたスパン方向の渦が移流していく過程で崩壊し、3次元的な複雑な渦へと変化するためである。 $F^+ = 6$ のケースに関しては5%位置にアクチュエータを配置した場合の議論を(18)にて詳細に行っているが、BM_0p_F6 のケースでも同様に3次元的な細かな渦により混合が促進され、剥離を抑制していると考えられる。これらの視点から BM_5p_F1 の剥離制御効果が不安定であった理由を考えると、5%の位置にアクチュエータを設置した場合は剥離剪断層とアクチュエータの距離が必然的に遠くなってしまったために剥離剪断層の揺らぎを利用する $F^+ = 1$ のケースでは安定した制御が行えなかったと考えられる。それに対して $F^+ = 6$ のケースでは3次元的な渦を作る事によって剥離を制御し、剥離剪断層は比較的翼面に近い位置に留まるために $F^+ = 1$ のケースに比べて安定に剥離制御が行えたと考えられる。

上記の様に同じバースト波を用いても剥離制御メカニズムが異なる可能性があり、さらに BM_5p_F1 のケースの様にアクチュエータの取り付け位置が異なるだけで剥離制御効果が得られない場合もあり議論の際には注意が必要である。また、この様に剥離制御メカニズムが流れを刺激する周波数によって異なるという議論はシンセティックジェットを用いた研究²⁷⁾でもなされており、異なるデバイス間との比較を行う事で能動小型剥離制御デバイスに共通する知見が得られる可能性があると考えられる。

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 Implicit LES を行った。アクチュエータは翼前縁からコード長の0%もしくは5%の位置に配置し、入力電圧として、コード長と一様流流速に基づく無次元周波数 F^+ が1もしくは6のバースト波を用いた。0%位置にアクチュエータを配置した場合はいずれのバースト周波数においても前縁からの剥離を抑える事ができた。一方、5%の位置に配置した場合、 $F^+ = 6$ のケースでは前縁剥離を制御出来たものの、 $F^+ = 1$ のケースでは前縁から剥離し再付着しない流れと再付着する流れを周期的に繰り返すような不安定な流れ場となった。

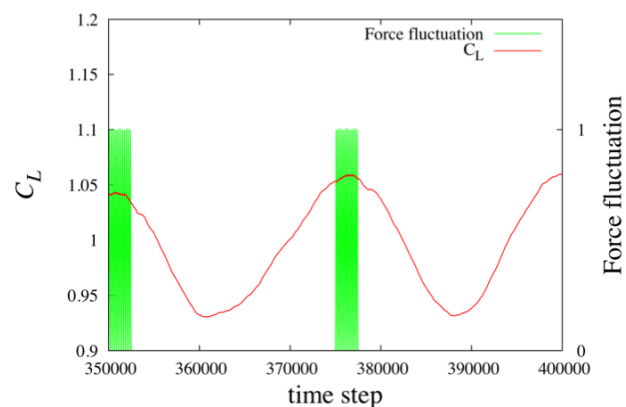
さらに、前縁にアクチュエータを配置したケースであっても $F^+ = 1$ と $F^+ = 6$ の場合で流れ場の様子が事なり、 $F^+ = 1$ のケースでは揚力が時間の経過と共に大きく変動するのに対して、 $F^+ = 6$ のケースでは揚力の変動は比較的小さなものとなった。 $F^+ = 6$ のケースではアクチュエータが作り出すスパン方向の渦が下流へ移流する過

程で崩壊し、3次元的に複雑で細かな渦が多数生成される。これらの渦が一様流から境界層内に運動量を供給する事で剥離を抑えていると考えられる。一方、 $F^+ = 1$ のケースではアクチュエータが周期的に生み出す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翼面から剥がるのを抑制している事を明らかにした。また、局所的な揚力の分布を見る事により、この一連のサイクル中に変化する前縁の剥離領域の変化が揚力の大きな変動を引き起こしているのがわかった。

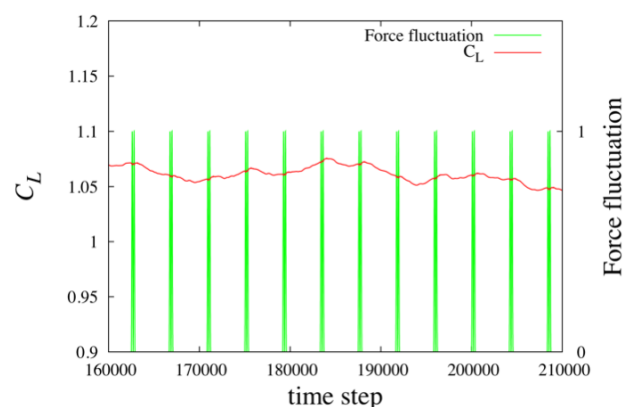
この様にバースト波を用いた DBD プラズマアクチュエータの剥離制御には少なくとも2つの剥離制御メカニズムがあると考えられ、翼の性能評価を行う場合には注意が必要である。本研究ではバースト周波数のパラメータとして基本となる交流周波数及び、バースト比率を一定値としたため、これらが剥離制御に及ぼす影響に関する議論は不十分であり、今後更なる議論が必要である。

謝辞

本研究の一部は科学研究費(基盤研究(A) No. 20246122)による支援を受けた。ここに記して謝意を表す。

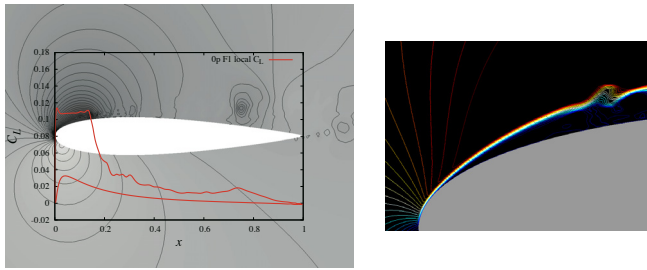


(a) BM_0p_F1

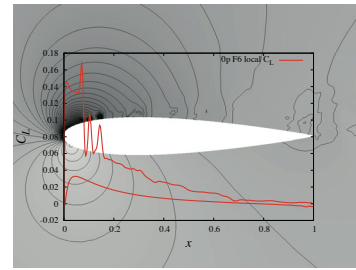
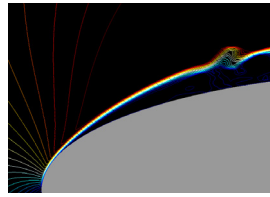


(b) BM_0p_F6

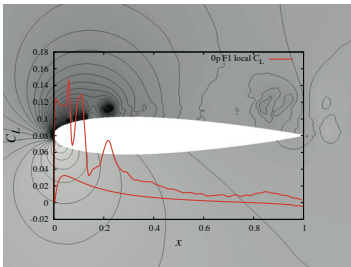
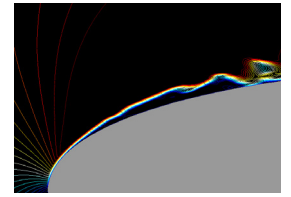
Figure 16 C_L and force magnitude histories on BM_0p_F1 and BM_0p_F6.



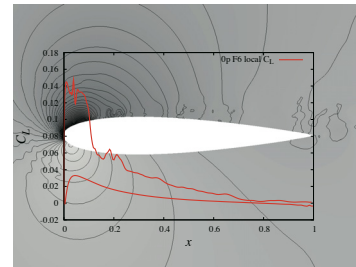
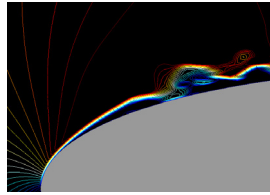
(a) 375000 step



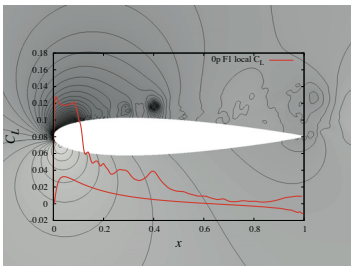
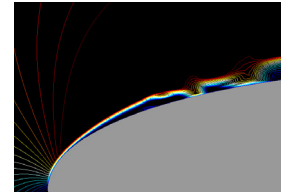
(a) 170000



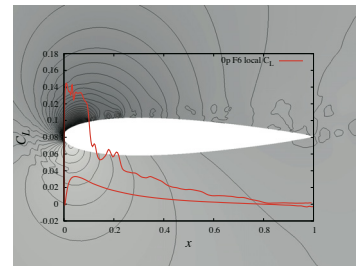
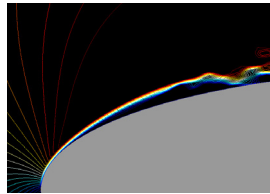
(b) 380000 step



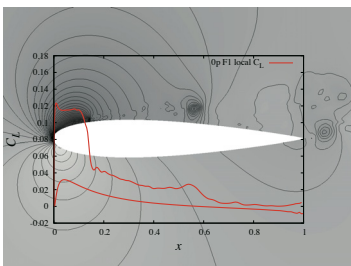
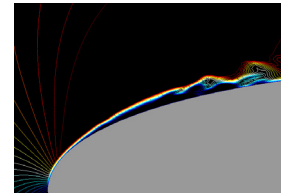
(b) 172000



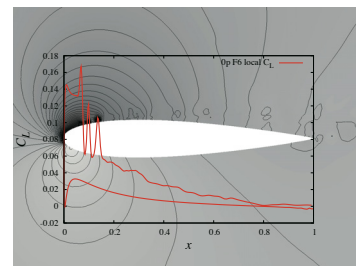
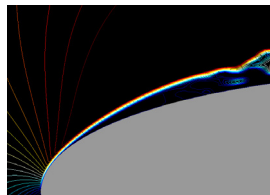
(c) 385000 step



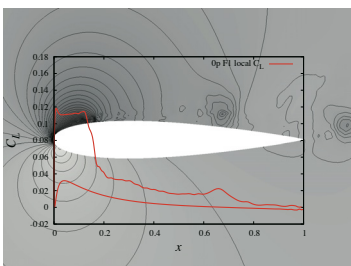
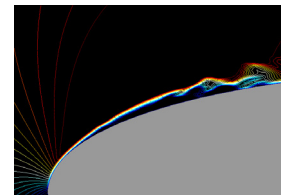
(c) 174000



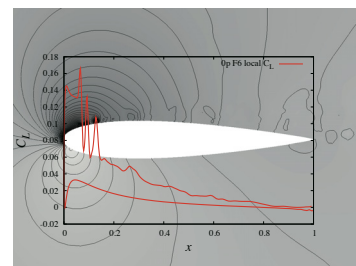
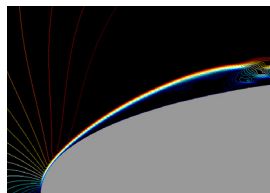
(d) 390000 step



(d) 176000



(e) 395000 step



(e) 178000

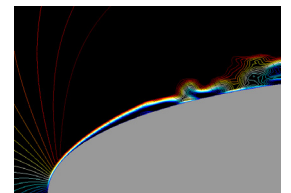


Figure 17 Local C_L distributions and C_p distributions of BM_0p_F1

Figure 18 Local C_L distributions and C_p distributions of BM_0p_F6

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カ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) Asada, K., Ninomiya, Y., Oyama, A., Fujii, K., "Airfoil Flow Experiment on the Duty Cycle of DBD Plasma Actuator," *AIAA Paper* 2009-531.
- (15) Greenblatt, D. and Wygnanski, I. J., "The control of flow separation by periodic excitation," *Progress in Aerospace Sciences* Vol. 36, pp. 487-545, 2000.
- (16) Visbal, M. R., Gaitonde, D. V., Roy, S., "Control of Transitional and Turbulent Flows Using Plasma-Based Actuators," *AIAA* 2006-3230.
- (17) Asada, K. and Fujii, K., "Computational Analysis of Unsteady Flow-field Induced by Plasma Actuator in Burst Mode," *AIAA Paper* 2010-5090.
- (18) 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).
- (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.
- (27) Amitay, M. and Glezer, A., "Role of Actuation Frequency in Controlled Flow Reattachment over a Stalled Airfoil," *AIAA Journal*, Vol. 40, No. 2, pp. 209-216, 2002.