

Re 10^4 - 10^6 における DBD プラズマアクチュエータを用いた

翼周り剥離制御の LES 解析

LES of separated-flow controlled by DBD plasma actuator at Reynolds numbers 10^4 - 10^6

- 佐藤允, ISAS/JAXA, 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, sato@flab.isas.jaxa.jp
- 岡田浩一, 菱友システムズ(現 IDAJ), 愛知県名古屋市中区大津町 6-19, okada@flab.isas.jaxa.jp
- 青野光, ISAS/JAXA, 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, aono@flab.isas.jaxa.jp
- 浅田健吾, 東大院 (現 Ohio State Univ.), 相模原市中央区由野台 3-1-1, asada@flab.isas.jaxa.jp
- 焼野藍子, ISAS/JAXA, 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, yakeno@flab.isas.jaxa.jp
- 野々村拓, ISAS/JAXA, 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, nonomura@flab.isas.jaxa.jp
- 藤井孝藏, ISAS/JAXA, 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, fujii@flab.isas.jaxa.jp
- Makoto Sato, ISAS/JAXA, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, 252-5210
- Koichi Okada, Ryoyu systems Co.ltd, 6-19 Oye-cho, Minato-Ku, Nagoya, Aichi, 455-0024
- Hikaru Aono, ISAS/JAXA, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, 252-5210
- Kengo Asada, Univ. Tokyo, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, 252-5210
- Aiko Yakeno, ISAS/JAXA, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, 252-5210
- Taku Nonomura, ISAS/JAXA, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, 252-5210
- Kozo Fujii, ISAS/JAXA, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, 252-5210

Large-eddy simulations on the separated-flow with control by the DBD plasma actuator over NACA0015 airfoil in wide Reynolds number range have been conducted. Reynolds numbers based on the chord length are set to be 63,000, 260,000, and 1,600,000. For natural flow structure, the laminar-separation near the leading edge occurs at Reynolds number 63,000 and 260,000, while the turbulent-separation at 15% of the chord length occurs at Reynolds number 1,600,000. The characteristics of the separation shear-layer are greatly different in each Reynolds number region. From the effects of the operating conditions of the plasma actuator on the separation control, the effective burst frequency, which is non-dimensionalized by the chord length and freestream velocity, changes with the Reynolds number. On the other hand, the effective burst frequency non-dimensionalized by the characteristics of the separated shear-layer seems to be the consistent value among each Reynolds number case.

1. 結論

「翼」に代表される、流体機器周りの流れにおいて生じる「剥離」を抑制・制御することは、機器の性能向上や騒音の低減のために極めて重要であり、数多くの方法が発案され実用化されている。特に近年、DBD プラズマアクチュエータやシンセティックジェットといったマイクロデバイスを用いた剥離制御に大きな注目が集まっている^[1,2]。これらのデバイスは、従来用いられてきた定常型のジェット装置とは異なり、局所的な変動を剥離せん断層に加えることで流れを制御する。中でも、DBD プラズマアクチュエータ(図 1)は構造が単純で、素早い応答性をもち、投入運動量が少ないといった利点があり、近年、その研究論文数は飛躍的に増加している^[2,5]。特に、低・中レイノルズ数領域($Re=10^4$ - 10^5)における剥離制御に関する研究は非常に多く、このレイノルズ数域における DBD プラズマアクチュエータを用いた剥離制御の有効性はほぼ実証されている^[6,7]。我々の研究グループでも、低レイノルズ数($Re=63,000$)および中レイノルズ数($Re=260,000$)におけるプラズマアクチュエータを用いた翼周り剥離制御の Large-eddy simulation

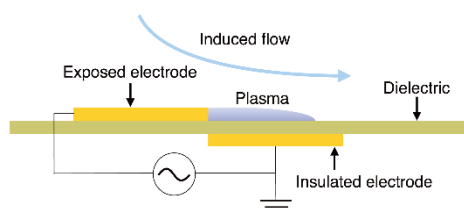


Fig. 1 Schematic of DBD plasma actuator.

(LES)を行い、剥離制御メカニズムや効果的なプラズマアクチュエータの設計パラメータに関する知見を得ている^[8,11]。

これら低・中レイノルズ数域においては流れが層流状態で剥離する層流剥離が多く見られる。層流剥離の制御においては剥離せん断層における乱流遷移の促進が重要な役割を果たしており、剥離点付近で流れを乱流へと遷移させることで主流の運動量を境界層内に供給し、再付着を導くというプロセスが層流剥離制御において効果的な方法の一つとなる^[8,11]。DBD プラズマアクチュエータはその制御性の良さから、乱流遷移促進を引き金とした間接的な運動量供給による剥離制御において極めて大きな利点を有している。

一方で、実用的な流体機器周りの流れはレイノルズ数が 10^6 を超える場合が多く、このような高レイノルズ数におけるプラズマアクチュエータを用いた剥離制御に関する研究が求められている。我々のグループではレイノルズ数 1,600,000 における翼周り剥離制御に関する LES を行い、本レイノルズ数域における効果的な剥離制御方法についての知見を得た^[12]。レイノルズ数が 10^6 を超える高レイノルズ数では、流れも低・中レイノルズ数のように層流状態で剥離するのではなく、乱流状態で剥離する場合がしばしば見られる^[13]。乱流剥離では、層流剥離制御で効果的であった方法の一つであるせん断層の乱流遷移を促進するというメカニズムはそのまま適用できず、大規模渦構造をうまく誘起することが揚力の向上につながるということがわかった^[12]。

本研究では、これら幅広いレイノルズ数($Re=10^4$ - 10^6)におけるプラズマアクチュエータを用いた剥離制御の LES 結果を踏まえ、翼

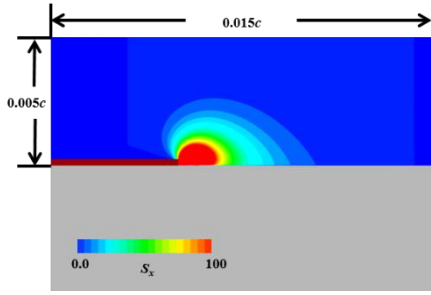


Fig. 2 Force distribution of the Suzen model.

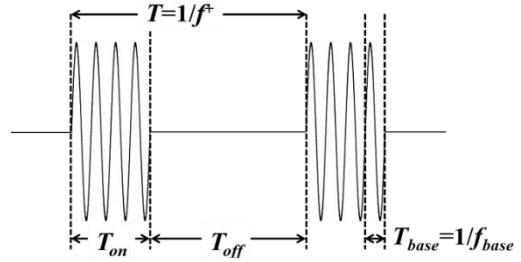


Fig. 3 Schematic diagram of burst wave.

周り剥離制御におけるレイノルズ数効果について調べることを目的とする。

2. 解析モデル

2-1. 計算対象

計算対象は NACA0015 翼周りの流れで、スパン方向が一様である 2 次元翼形状とした。一様流レイノルズ数はコード長 c を代表長として $Re_c=63,000(Re10^4)$, $260,000(Re10^5)$ および $1,600,000(Re10^6)$ とし、迎角は各レイノルズ数において $\alpha=12^\circ$, 18.8° および 20.11° にそれぞれ設定した。ここで、無制御時の流れ場は各レイノルズ数で大規模な剥離をおこしている。

総計算格子点数はレイノルズ数 63,000 で約 2000 万点、レイノルズ数 260,000 で約 1 億点、レイノルズ数 1,600,000 で約 10 億点となっている。各レイノルズ数における計算条件・計算格子は別文献に詳しい^{[8][12]}。一様流マッハ数は計算効率の点から、圧縮性の無視できる範囲で可能な限り大きい値とし、 $M_\infty=0.2$ に設定した。

2-2. 計算手法

支配方程式には 3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用い、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。計算には ISAS/JAXA で開発された圧縮性流体解析ソルバー LANS3D を用いた。ただし、本計算で用いた LANS3D は京での計算用に特別にチューニングされている^[14]。本研究ではプラズマアクチュエータの変動及び乱流境界層を効率的に解くために、メトリックス、ジャコビアン、対流項および粘性項の離散化には従来の圧縮性スキームに比べて空間精度と解像度が高い 6 次精度のコンパクト差分を適用した^[15]。境界から 1 点目と 2 点目は 2 次精度の陽的差分を用いた。高周波の数値振動を抑えるために 10 次精度 3 重対角フ

ィルターを使用した^[16]。時間積分法には 2 次精度 3 点後退差分に内部反復 5 回を入れた ADI-SGS 陰解法を用いた^[17]。

通常の LES であれば陽的なサブグリッドスケールモデルが必要であるが、今回は乱流のサブグリッドスケールモデ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 を用いた。外部境界は静圧を一樣流圧力に固定し、壁面は滑り無しの断熱条件を用いた。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とした。

2-3. DBD プラズマアクチュエータのモデル化と設計条件

DBD プラズマアクチュエータによる速度誘起の効果は、Suzen ら^[18]のモデルで示された体積力(図 2)に、時間変動の効果に乗じたものを支配方程式にソース項として加えることで表す。付加する体積力の大きさは、ソース項に対して印加電圧パラメータ D_c を乗ずることによって変化させている。

アクチュエータの駆動条件は、アクチュエータを間欠的に駆動させるバースト駆動と連続的に駆動させるノーマル駆動を用いた様々な駆動条件に対して解析を行っているが、本稿では主にバースト駆動の結果について示す。図 3 はバースト駆動におけるアクチュエータの駆動ダイアグラムを示している。ここで、 f^* はバースト周波数、 f_{base} は AC 電圧の base 周波数である。 T_{on}/T はバースト波一周期中の駆動時間の割合を示すバースト比(BR)である。本研究では、バースト周波数を翼コード長と一様流速を用いて無次元化した無次元バースト周波数($F^*=fc/u_\infty$)を重要な設計パラメータの 1 つとして用いる。各レイノルズ数の LES においてパラメータとして用いたプラズマアクチュエータの設計条件は別文献を参照されたい^{[8][12]}。主な設計パラメータはアクチュエータ位置(翼前縁からの距離)、無次元バースト周波数(F^*)、バースト比(BR)、印加電圧パラメータ(D_c)、base 周波数である。

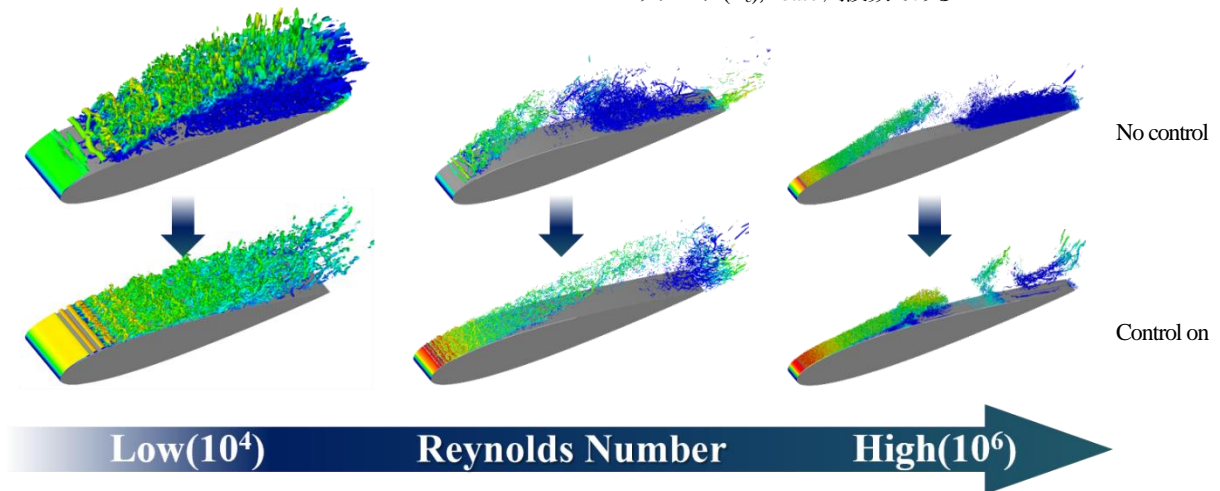


Fig. 4 The instantaneous flow-fields for no control and controlled cases in each Reynolds number.

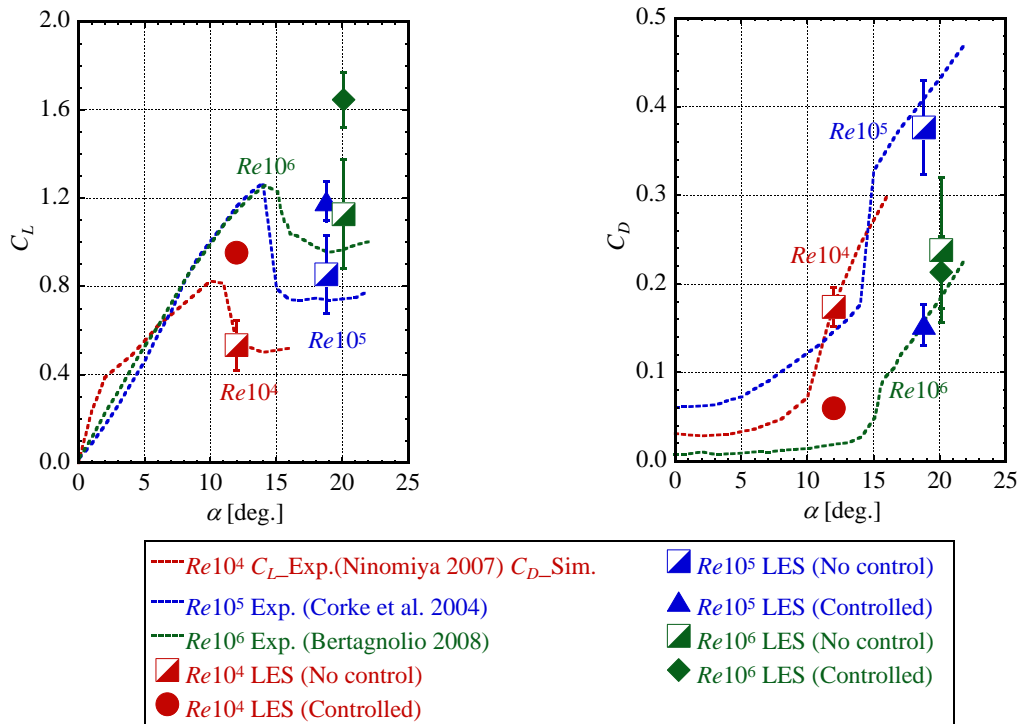


Fig. 5 Lift and drag coefficients with angle of attacks for each Reynolds number case.

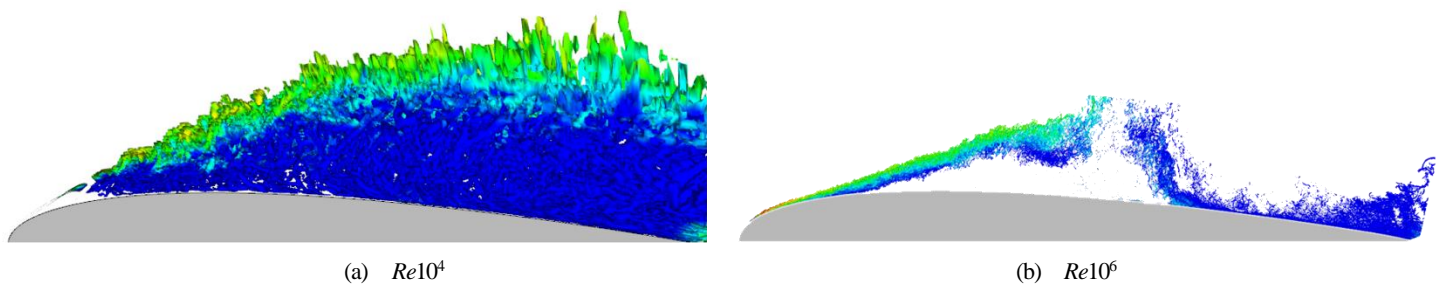


Fig. 6 The instantaneous flow-fields in side view for no control cases.

3. 結果と考察

3-1. 各レイノルズ数における流れの特徴と剥離制御効果

図 4 は各レイノルズ数における流れの瞬間場を示しており、等値面は速度勾配テンソルの第二不変量である。ここで、等値面はコード方向速度によって色付けされており、描画している第二不変量の値はレイノルズ数によって異なる。図 4 上段は無制御時の流れ、下段は制御時の流れとなっている。制御時の流れは各レイノルズ数において制御効果が高かった条件について示しており、アクチュエーションの無次元バースト周波数は $Re10^4$ で $F^+=6^{[10]}$ 、 $Re10^5$ で $F^+=50^{[11]}$ 、 $Re10^6$ で $F^+=1^{[12]}$ である。制御時の流れの比較より、流れの渦スケールはレイノルズ数が高いほど細かくなっていく様子が明確に観察される。 $Re10^4$ と $Re10^5$ では前縁付近から流れが大規模に剥離しているが、 $Re10^6$ ではより後方において剥離が起こっている。また、 $Re10^4$ と $Re10^5$ では剥離直後に層流剥離せん断層から放出されるスパン方向渦が観察される。これらのレイノルズ数域では剥離後のせん断層において流れが層流から乱流へと乱流遷移し、より下流において乱流剥離せん断層が形成されている。これに対して、 $Re10^6$ では大規模剥離前にすでに乱流へと遷移しており、乱流状態で剥離する。制御時の流れより、 $Re10^4$ と $Re10^5$ ではアクチュエーションによる 2 次元性的なスパン方向渦の放出とそ

の崩壊による乱流遷移が翼面付近で見られる。乱流へと遷移することによって 3 次元的な細かな乱流渦が生成され、これらが流れの付着に寄与する。 $Re10^5$ では再付着後ふたたび剥離しているのに対して、 $Re10^4$ では流れが後縁付近まで翼に沿って流れており、制御によって剥離がほぼ抑制されていることがわかる。一方、 $Re10^6$ では制御によって大規模剥離位置が無制御時に比べて下流側へ移動しているが、剥離後の明確な再付着は観察されない。

次に各レイノルズ数において剥離制御が空力性能に与える影響について議論する。図 5 は各レイノルズ数における揚力曲線および抗力曲線を示している。ここで、各点線は無制御時の結果であり、 $Re10^4$ の抗力曲線を除き、全て過去の研究における実験値である^{[19][22]}。 $Re10^4$ の抗力曲線は LES の結果である。 $Re10^4$ の $\alpha=12^\circ$ 、 $Re10^5$ の $\alpha=18.8^\circ$ および $Re10^6$ の $\alpha=20.1^\circ$ に LES による無制御時および制御時の空力係数を示した。図より、各レイノルズ数において制御対象としている迎角は失速後であり、無制御時には揚力の大幅な低下と抗力の大幅な増加が起きている。 $Re10^4$ と 10^5 では剥離制御によって揚力の上昇と抗力の減少が実現できている。これは、図 4 で示したようにこれらのレイノルズ数域では制御によって流れの再付着が導かれているためである。これに対して、 $Re10^6$ では剥離制御によって揚力が大幅に増加しているが、抗力の改善はわずかである。これは効果的な剥離制御メカニズムが $Re10^4$ と 10^5 で

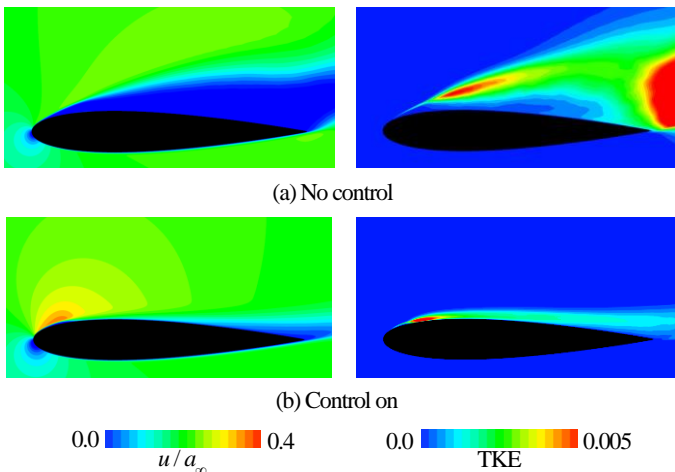
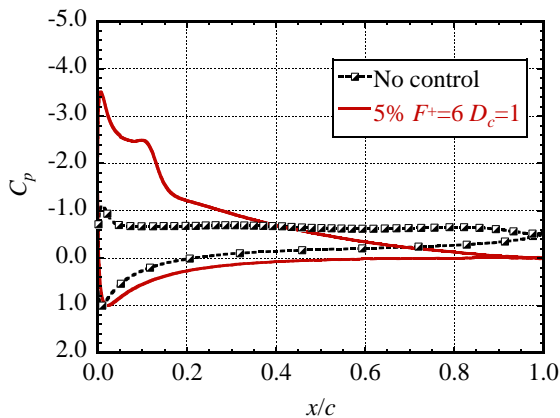


Fig. 7 Distributions of time- and spanwise averaged chordwise velocity(left) and TKE(right) at $Re 10^4$



(a) $Re 10^4$

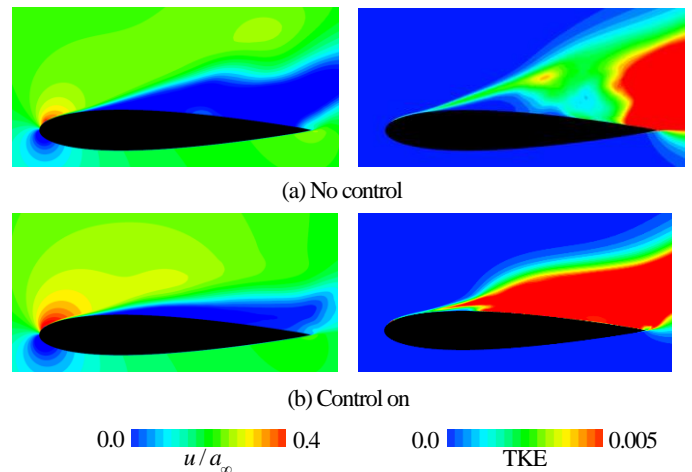
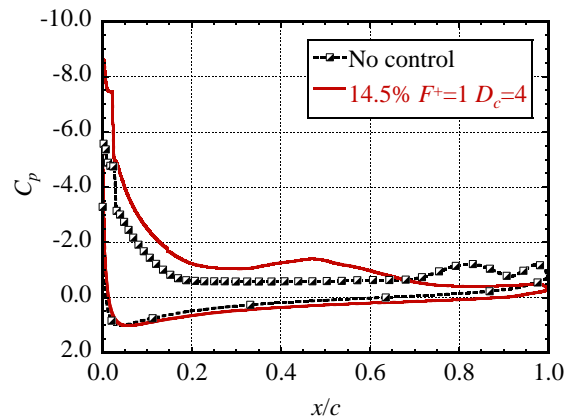


Fig. 8 Distributions of time- and spanwise averaged chordwise velocity(left) and TKE(right) at $Re 10^6$



(b) $Re 10^6$

Fig. 9 Mean pressure coefficients along the airfoil.

は乱流遷移による流れの再付着であるのに対し、 $Re 10^6$ では二次元的な大規模渦構造の誘起とその移流によるものだからである^[12]。図4および図5より、 $Re 10^4$ と $Re 10^5$ の低・中レイノルズ数領域では剥離制御メカニズムや制御効果が同様の傾向を持つことから、本節以降では $Re 10^4$ と $Re 10^6$ の結果を主に比較する。特に、 $Re 10^4$ では乱流遷移促進によって再付着を示すケース、 $Re 10^6$ では大規模渦を誘起して揚力が大幅に増加するケースの制御結果を比較していく。

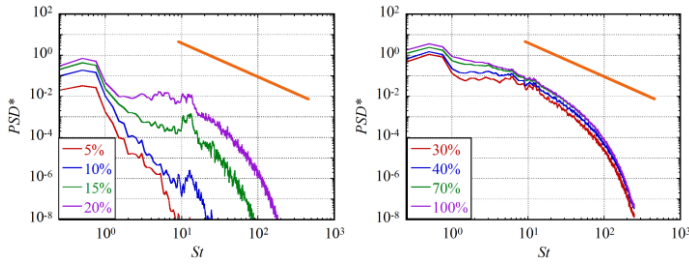
3-2. 層流剥離制御と乱流剥離制御

図6は $Re 10^4$ と $Re 10^6$ における無制御時の瞬間場を翼側面方向から見たものである。 $Re 10^4$ では流れは翼前縁付近($x/c \approx 0.04$)から層流状態で剥離しているため、剥離直後に非常に薄い層流剥離せん断層が観察される。これに対して、 $Re 10^6$ では前縁付近で一度層流剥離するが乱流遷移によって流れは再付着し、層流剥離泡が形成される^[13]。再付着後、翼面上には乱流境界層が形成されるが強い逆圧力勾配によって $x/c \approx 0.145$ 付近で流れは乱流剥離する。この剥離せん断層は多数の微細な渦構造で構成される乱流剥離せん断層となっており、剥離直後のせん断層厚さは $Re 10^4$ の層流剥離せん断層に比べて厚い。せん断層厚さの詳細は次節で扱う。

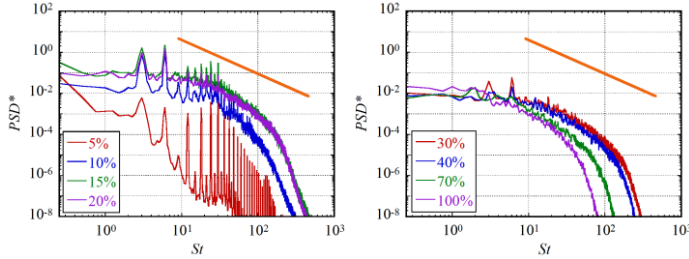
図7および図8は、時間およびスパン方向に平均されたコード方向速度と乱流運動エネルギー(TKE)の分布を、図9は圧力係数の分布を示している。各図で $Re 10^4$ と $Re 10^6$ のそれぞれの条件における無制御時と制御時の結果を共に示している。ここで、制御時の

結果は各レイノルズ数で制御効果が高かった設計条件のものを用いている($Re 10^4$:アクチュエータ位置 5%, $F^+=6$, $D_c=1$, $BR=0.1$ $Re 10^6$:アクチュエータ位置 14.5%, $F^+=1$, $D_c=4$, $BR=0.1$)。図7(a)より、 $Re 10^4$ では流れは前縁付近より剥離し、大規模な逆流領域を形成している。TKE分布より高TKE領域が剥離せん断層において観察されることから、この領域において流れは乱流へと遷移し乱流剥離せん断層を形成することがわかる。これは図6(a)からも確認できる。図7(b)より、 $Re 10^4$ では剥離制御によって流れがほぼ付着していることがわかる。また、TKE分布からわかるように、翼面近傍に高TKE領域が形成されておりこの領域において流れが乱流へと遷移していることがわかる。本レイノルズ数域では層流剥離せん断層における乱流遷移を促進することが再付着を導くために極めて重要となる。図9(a)より、剥離制御によって、流れは $x/c \approx 0.15$ で再付着する。これにより翼面上には圧力がフラットな層流剥離泡が形成されるとともに、翼前縁においてサクションピークが観察される。層流剥離泡後、圧力は回復し後縁においてもほぼ付着している流れであることがわかる。

図8(a)より、 $Re 10^6$ では無制御時に流れは前縁ではなくより下流($x/c \approx 0.145$)において大規模に剥離している様子がわかる。前縁付近($x/c \approx 0.025$)において高TKE領域が形成されており、層流剥離から乱流遷移によって再付着した層流剥離泡が観察される。剥離後の剥離せん断層においては明確な高TKE領域が観察されないが、 $x/c \approx 0.5$ 程度の位置においてTKEの上昇がみられる。これは本領域において乱流剥離せん断からスパン方向に軸を持つ大規模渦が放

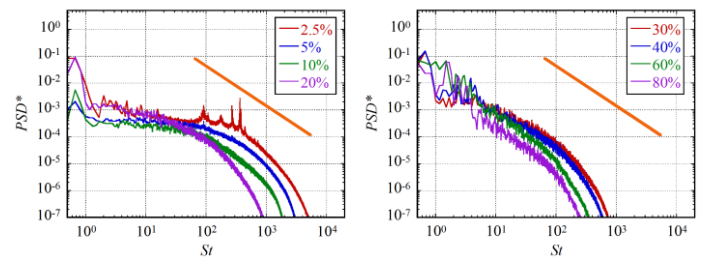


(a) No control

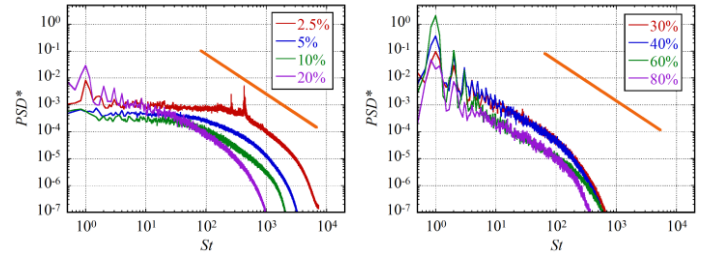


(b) Control on

Fig. 10 Power spectrum densities of the chordwise velocity at $Re10^4$.

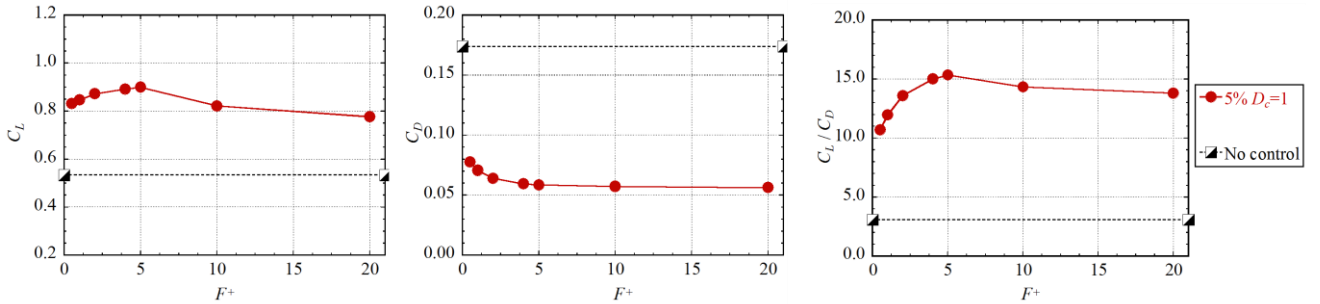


(a) No control

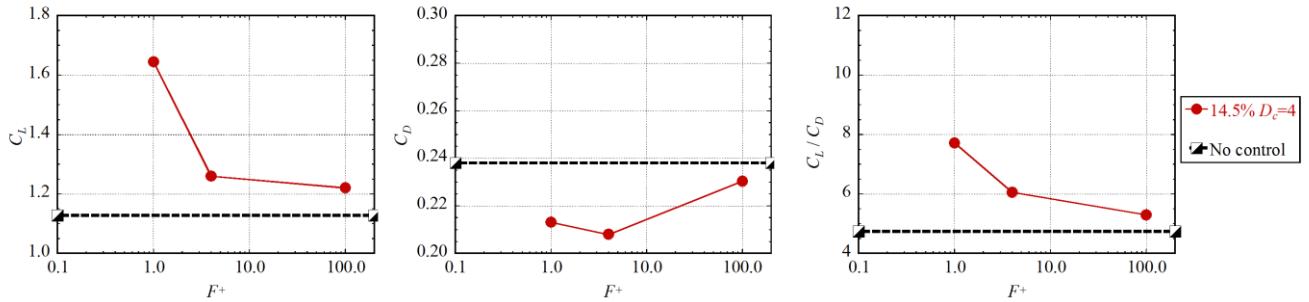


(b) Control on

Fig. 11 Power spectrum densities of the chordwise velocity at $Re10^6$.



(a) $Re10^4$



(b) $Re10^6$

Fig. 12 Effect of the burst frequency on lift coefficient, drag coefficient and lift-drag ratio.

出されるためである。この大規模渦は図 6 および 13 においても確認できる。図 8(b)より、剥離制御によって逆流領域が大幅に減少し剥離せん断が翼面へと引き寄せられているが、 $Re10^4$ の場合は異なり、流れの再付着は観察されない。TKE 分布も $Re10^4$ とは異なり、 $x/c > 0.4$ に高 TKE 領域が広範囲にわたって分布している。図 9(b)より、 $Re10^6$ でも $Re10^4$ の場合と同様に制御によって前縁付近のサクシオンピークが著しく上昇している。サクシオン側の圧力は無制御に比べて低くなり、特に $x/c = 0.5$ 付近に圧力のなだらかなピークが観察される。これは本領域において大規模渦同士が翼面付近で合体し、負圧が生じるためである。

図 10 および 11 はコード方向各位置におけるパワースペクトルを示している。ここで、パワースペクトルは次式を用いて無次元化した。

$$PSD^* = \frac{PSD}{u_\infty^2 c} \quad (1)$$

スペクトルは壁垂直方向に沿って TKE が最大値を示す位置で取得しており、横軸は周波数をコード長と一様流速で無次元化したストローハル数である。オレンジの線は $5/3$ 乗則を表している。

図 10(a)より、 $Re10^4$ では 10%-20%位置において $St \approx 15$ 付近のパワースペクトルが顕著に増加しており、20%以降で $5/3$ 乗則に相当する慣性小領域が形成されていく。この卓越する周波数は層流剥離せん断における K-H 不安定性に起因しており、本レイノルズ数域における効果的な剥離制御のためのバースト周波数と密接に関係している⁹⁾。図 10(b)より、5%位置におけるスペクトルはアクチュエータによる加振周波数($F^+ = 6$)に相当する周波数及びその高調波成分と低調波成分で鋭いピークを示している。流れ方向に進むにつれ、2次元的な渦が崩壊することで(図 4 参照)その他の乱れの

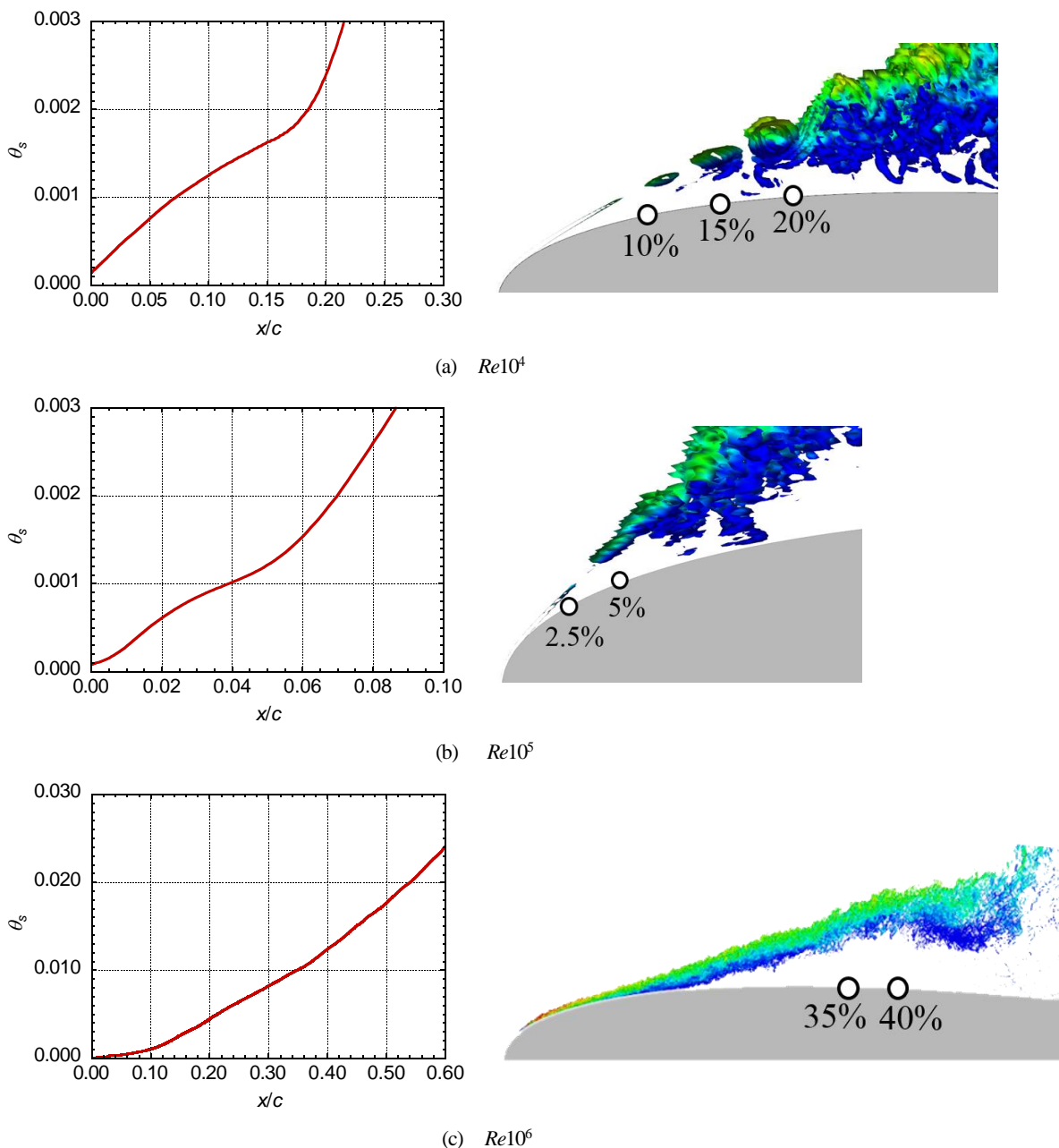


Fig. 13 Spatial developments of the momentum thickness.

成分も増加していき、前縁から 10%~15%程度の位置で乱流へと発達している。このように層流剥離制御では、層流剥離せん断層の乱流遷移を促進することが再付着を導くために重要となる。

図 11(a)より、 $Re10^6$ では2.5%の再付着位置付近において高周波数側に鋭いピークが観察される。これらは再付着位置において放出されるスパン方向渦の周波数($St \approx 100$)およびその高調波に相当している。また、この位置で $5/3$ 乗則に相当する慣性小領域が形成されはじめており、乱流へと遷移していく過程にあることがわかる。5%-10%位置で流れは完全に乱流へと遷移しており、明確な慣性小領域が観察される。また、乱流剥離後は低周波数側のパワースペクトルが増加していることがわかる。40%の位置において $St \approx 2$ から $St \approx 4$ にピークが見られる。これらは図6で示した、乱流剥離せん断層において形成される大規模な渦構造の放出によるものである。 $Re10^4$ の結果と比較すると、 $Re10^6$ では前縁付近の層流剥離泡で観察されるピーク周波数は $Re10^4$ の層流剥離せん断のピーク周波数比べて5倍程度となる。図 11(b)より、制御によって前縁

よりコード長の 20%以降の位置で加振周波数($F^+=1$)に相当する周波数で鋭いピークを示している。特に、40%から 60%位置でパワースペクトルの急激な上昇が観察されるが、これは制御によって誘起されたスパン方向の大規模渦構造と自然に放出される大規模渦構造同士が合体することに起因している。図 10(b)と図 11(b)の比較より、 $Re10^4$ における層流剥離の制御で効果的であった乱流遷移を促すためのアクチュエーションと、 $Re10^6$ における乱流剥離の制御で効果的であった大規模渦を誘起するためのアクチュエーションでは励起すべき流れのスケールが大きく異なっている。次節では各レイノルズ数における効果的な剥離制御のためのバースト周波数について検討していく。

3-3. 各レイノルズ数における効果的なバースト周波数と剥離せん断層特性の関係

図 12 は揚力、抗力および揚抗比に対する無次元バースト周波数(F^+)の影響を $Re10^4$ と $Re10^6$ について示している。ここで点線は無

制御時の結果である。ここで、制御時のバースト比は $BR=0.1$ に固定されており、その他のアクチュエータ設計パラメータの詳細は別文献を参照されたい^{[10][12]}。揚抗比に対するバースト周波数の影響から、 $Re10^4$ では $F^+ \approx 5$ で最も揚抗比が高く、効果的なバースト周波数であると考えられる。これに対して、 $Re10^6$ では低バースト周波数ほど揚抗比が高く、本結果の範囲内では $F^+=1$ が最も効果的なバースト周波数である。このように、翼周り剥離制御の研究で多く使われている翼コード長と一様流速に基づく無次元バースト周波数を用いた場合、レイノルズ数によって効果的な周波数の値は異なる。本研究では、剥離せん断層の特性に基づいた次式に示す無次元バースト周波数を用いてバースト周波数と制御効果について検討する^[23]。

$$F_{\theta_s} = \frac{f \theta_s}{U_e} \quad (2)$$

ここで、 θ_s は次式で定義する運動量厚さ、 U_e はせん断層外縁における速度である。

$$\theta_s = \int_{z_{U_{min}}}^{z_{U_{max}}} \frac{U(z_w) - U_{min}}{U_{max} - U_{min}} \left(1 - \frac{U(z_w) - U_{min}}{U_{max} - U_{min}} \right) dz_w \quad (3)$$

ここで、 z_w は翼面垂直方向を表している。下付き添字の max と min は翼面垂直方向の速度プロファイルにおける最大速度と最小速度である。式(2)で示した剥離せん断層特性に基づいた無次元バースト周波数を用いる場合、運動量厚さと U_e が位置によって変化するため、どの位置における剥離せん断層の情報を用いたかを検討する必要がある。図 13 の左図は各レイノルズ数における運動量厚さのコード方向変化を示している。図 13 の右図は各レイノルズ数における瞬間場を翼側面方向から見たものである。図より、全レイノルズ数で運動量厚さは下流に向かって上昇している。 $Re10^6$ では乱流剥離せん断層であるため剥離直後の運動量厚さは $Re10^4$ と 10^5 に比べて大きくなっている。図 13(a)および(b)より、 $Re10^4$ では $x/c \approx 0.17$ 、 $Re10^5$ では $x/c \approx 0.05$ において運動量厚さのプロファイルに明確な変曲点が見られる。流れ場より、これらの位置は層流剥離せん断層から放出されるスパン方向の渦が合体し、rib 構造を形成したのち流れが乱流へと遷移していく領域に相当している。同様の傾向が過去の自由せん断流の研究においても報告されている^{[24][25]}。これに対して、 $Re10^6$ では他のレイノルズ数に比べて剥離後のプロファイルには明確な変曲点は見られない。しかしながら、 $x/c \approx 0.36$ の位置において運動量厚さの増加率がわずかに変わっている。流れ場より、この位置は大規模なスパン方向渦が乱流剥離せん断層より放出される直前の位置に相当している。本研究ではこれらの結果から、各レイノルズ数において剥離せん断層の特性を計測する位置を $Re10^4$ では $x/c=0.17$ 、 $Re10^5$ では $x/c=0.05$ 、 $Re10^6$ では $x/c=0.36$ とした。本研究で示した計測位置の選定は 1 つの例であり、別の選定方法による結果も今後検討していく。特に、図 13 からわかるように運動量厚さは位置によって急激に変化しており、例えば $Re10^5$ では、コード長の 5% 分の位置の変化で運動量厚さが 3 倍程度変わるため、位置の影響は大きい。

図 14 は揚抗比に対する、剥離せん断層の特性に基づいた無次元バースト周波数の影響を各レイノルズ数について示している。図より、揚抗比が高く効果的なバースト周波数であると考えられる条件はレイノルズ数によらず $F_{\theta_s} \approx 0.01$ となる。過去の研究より、変曲点速度分布を有する層流せん断層での不安点周波数は $0.005 < St_{\theta_s} < 0.016$ と報告されており^[23]、本研究における効果的なバースト周波数と同程度の値である。これは、レイノルズ数によらず効果的なバースト周波数が剥離せん断層の不安定性、特にスパン方向渦の放出周波数と密接に関係していることを示している。

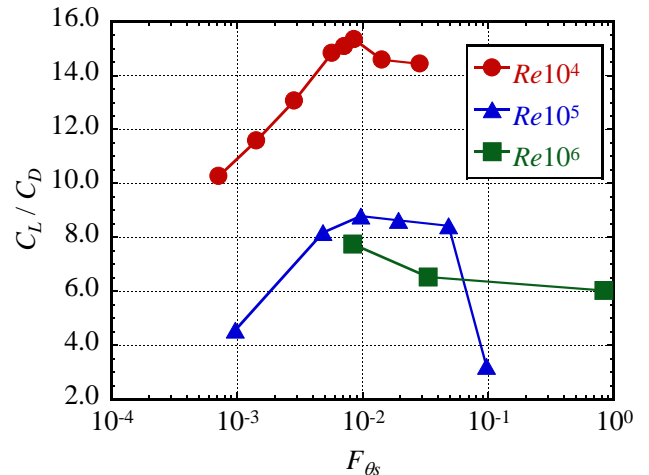


Fig. 14 Effect of the burst frequency non-dimensionalized by the characteristics of the separation shear-layer in each Reynolds number region.

5. 結論

本研究では、DBD プラズマアクチュエータを用いた NACA0015 翼周りの剥離制御の Large-eddy simulation をレイノルズ数 10^4 - 10^6 の範囲で行い、幅広いレイノルズ数における剥離制御についての知見を得た。

- (1) 無制御時の結果より、レイノルズ数 10^4 と 10^5 では流れは前縁付近より大規模な層流剥離を起こすのに対して、レイノルズ数 10^6 ではより下流から大規模な乱流剥離を起こす。
- (2) レイノルズ数 10^4 と 10^5 では層流剥離せん断層の乱流遷移を促進することにより流れの再付着を導くことができ、揚力と抗力ともに改善する。レイノルズ数 10^6 では再付着を導くことはできず、大規模渦を誘起することによって揚力が 45% 以上上昇するが、抗力はほとんど改善しない。
- (3) 剥離せん断層の特性に基づいた無次元バースト周波数を用いることによって、レイノルズ数や層流・乱流剥離の違いによらず、揚抗比を改善させる効果的なバースト周波数を求めることができ、その値は 0.01 程度となる。

謝辞

本研究では、文部科学省の「HPCI 戦略プログラム 分野 4 次世代ものづくり 課題 1 『輸送機器・流体機器の流体制御による革新的効率化・低騒音化に関する研究開発』(課題番号 hp120296, hp130001, hp140207)」の支援のもとに理化学研究所計算科学研究機構が保有するスーパーコンピュータ「京」を用い、計算の一部には分野 4 重点課題枠のリソースを使用した。ここに記して謝意を表す。

参考文献

- (1) Glezer, A. and Amitay, M., “Synthetic jets”, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 34 (2002), pp. 503-529.
- (2) 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 (2010), pp. 505-529.
- (3) Post, M. L. and Corke, T. C., “Separation control on high angle of attack airfoil using plasma actuators”, AIAA Journal, Vol.42, 11 (2004), pp. 2177-2184.

- (4) Gaitonde, V. D., "Analysis of plasma-based flow control mechanisms through large-eddy simulations", *Computers & Fluids*, Vol. 85 (2013), pp. 19-26.
- (5) Sidorenko, A. A., Budovskiy, A. D., Maslov, A. A., Postnikov, B. V., Zanin, B. Y., Zverkov, I. D. and Kozlov, V. V., "Plasma control of vortex flow on a delta wing at high angles of attack", *Experimental and Fluids*, Vol. 54 (2013), 1585.
- (6) Rizzetta, D. P. and Visbal, M. R., "Numerical investigation of plasma-based control for low-Reynolds-number airfoil flows," *AIAA Journal*, Vol. 49 (2011), pp. 411-425.
- (7) Vorobiev, A., Rennie, R. M. and Jumper, E. J., "Lift enhancement by plasma actuators at low Reynolds numbers", *Journal of Aircraft*, Vol. 50 (2013), pp.12-19.
- (8) Asada, K. and Fujii, K., "Computational analysis of unsteady flow-field Induced by plasma actuator in burst mode," *AIAA Paper*, 2010-5090 (2010).
- (9) Nonomura, T., Aono, H., Sato, M., Yakeno, A., Okada, K., Abe, Y. and Fujii, K., "Control mechanism of plasma actuator for separated flow around NACA0015 at Reynolds number 63,000 - Separation bubble related mechanisms -," *AIAA Paper*, 2013-0853 (2013).
- (10) Sato, M., Okada, K., Nonomura, T., Aono, H., Yakeno, A., Asada, K., Abe, Y. and Fujii, K., "Massive parametric study by LES on separated-flow control around airfoil using DBD plasma actuator at Reynolds number 63,000" *AIAA Paper*, 2013-2750 (2013).
- (11) Aono, H., Okada, K., Nonomura, T., Kawai, S., Sato, M., Yakeno, A., and Fujii, K., "Effects of Burst Frequency and Momentum Coefficient of DBD Actuator on Control of Deep-stall Flow around NACA0015 at $Re=2.6 \times 5$," *AIAA Paper*, 2014-0766 (2014).
- (12) Sato, M., Asada, K., Nonomura, T., Aono, H., Yakeno, A. and Fujii, K., "Effective Mechanisms for Turbulent-separation Control by DBD Plasma Actuator around NACA0015 at Reynolds Number 1,600,000", *AIAA Paper*, 2014-2663 (2014).
- (13) Asada, K., Sato, M., Nonomura T., Kawai, S., Aono, H., Yakeno, A. and Fujii, K., "LES on Turbulent Separated Flow around NACA0015 at Reynolds Number 1,600,000 toward Active Flow Control", *AIAA Paper*, AIAA 2014-2687 (2014).
- (14) Aono, H., Nonomura, T., Iizuka, N., Ohsako, T., Inari, T., Hashimoto, Y., Takaki, R., and Fujii, K., "Scalar Tuning of a Fluid Solver using Compact Scheme for a Supercomputer with a Distributed Memory Architecture," *CFD letters*, Vol. 5 (2013), pp. 143-152.
- (15) Lele, S.K., "Compact finite difference scheme with spectral-like resolution," *Journal of Computational Physics*, Vol.103 (1992), pp. 16-22.
- (16) Gaitonde, D. V. and Visbal, R. M., "Pade type higher-order boundary filters for the Navier-Stokes equations," *AIAA Journal*, Vol. 38, No. 11 (2000), pp. 2103-2112.
- (17) Chakravarthy, S. R., "Relaxation methods for unfactored implicit upwind schemes," *AIAA Paper* 84 - 0165 (1984).
- (18) Suzen, Y. B. and Huang, P., "Simulations of Flow Separation Control Using Plasma Actuator," *AIAA Paper*, 2006-877 (2006).
- (19) 二宮, 東京大学修士論文, (2007).
- (20) Asada, K., Ninomiya, Y., Oyama, A. and Fujii, K., "Airfoil Flow Experiment on the Duty Cycle of DBD Plasma Actuator", *AIAA Paper*, 2009-513 (2009).
- (21) Corke, T. C., He, C. and Patel, M., "PLASMA FLAPS AND SLATS: AN APPLICATION OF WEAKLY-IONIZED PLASMA ACTUATORS", *AIAA Paper*, 2004-2127 (2004).
- (22) Bertagnolio, F., "NACA0015 measurements in LM wind tunnel and turbulence generated noise", *Riso-R-Report*, (2008), Riso-R-1657.
- (23) McAuliffe, B. R., and Yaras, M. I., "Transition Mechanisms in Separation Bubbles Under Low- and Elevated-Freestream Turbulence", *J. Turbomachinery*, Vol. 132 (2010), pp. 1-10.
- (24) Winant, C. D. and Browand, F. K., "Vortex pairing : the mechanism of turbulent mixing-layer growth at moderate Reynolds number", *J. Fluid Mech.*, Vol. 63 (1974), pp. 237-255.
- (25) Ho, C.-M. and Huang, L.-S., "Subharmonics and vortex merging in mixing layers", *J. Fluid Mech.*, Vol. 119 (1982), pp. 443-473.