

DBD プラズマアクチュエータを用いた翼剥離制御に関する 大規模パラメトリックスタディ

Huge Parametric Study on Separation Control by DBD Plasma Actuator

- 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, 愛知県名古屋市長区大江町 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
- 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, Ryoyu Systems, 6-19 Oye-cho, Minato-Ku, Nagoya, Aichi, 455-0024
- Hikaru Aono, 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

A huge number of large-eddy simulations of the separated flow over NACA0015 airfoil, which are controlled by a DBD plasma actuator, are conducted. Reynolds number based on chord length is $Re_c=63,000$. In these simulations, position and operation conditions of DBD plasma actuator, such as the burst frequency, the degree of induced flow and burst ratio of actuation, are varied as simulation parameters. It is clarified that the effective position of actuator is near separation point to suppress the separation. The most effective burst frequency of burst wave of actuation is $F^+ \approx 5$. The promotion of turbulent transition around airfoil is closely related to the control of separation. The simple analyses of turbulent kinetic energy distributions clarify that the cases with earlier and smooth turbulent transition over airfoil have better aerodynamic performance in almost cases.

1. 序論

「翼」に代表される様々な流体機器において生じる剥離流を抑制することは、機器の性能向上、騒音の低減といった観点から極めて重要であり、多くの方策が発案・実用化されている。特に近年では 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]-[4]}。図1は翼面上に配置された DBD プラズマアクチュエータと、アクチュエータによって剥離が抑制された翼周りの流れ場を示している^{[5][6]}。これらのデバイスは、従来用いられてきた定常ジェットとは異なり、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。特に、DBD プラズマアクチュエータは構造が単純で、素早い応答性を持ち、消費エネルギー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^{[7]-[9]}。しかしながら、剥離流れにおける DBD プラズマアクチュエータの配置や駆動条件に関する明確な設計指標は存在しておらず、試行錯誤的な手法に頼っているのが現状である。

例えば過去の研究^{[8][15]}から、DBD プラズマアクチュエータの on/off を周期的に切り替えるパルス波を用いることで剥離制御をより効率的に行えることが明らかにされているが、このパルス周波数の最適値は提案しているそれぞれの研究者によって異なり、明確な値は得られていない。また、アクチュエータの位置や誘起する流れの速度等の様々な設計パラメータについても同様であり、DBD プラズマアクチュエータを用いた剥離制御の多方面における実用化に際しては、剥離制御流れにおける流体现象の詳細な理解に立脚した統一的な設計指標を得ることが必要不可欠である。

剥離抑制において重要な役割を果たす流体现象の一つとして、剥離せん断層における乱流遷移が挙げられる。比較的低レイノルズ数条件で起こる層流剥離においては、剥離せん断層における乱流遷移を促進することによって再付着が導かれ、剥離が抑制され

る。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。そのため、アクチュエータによる様々な運動量付加条件が層流剥離せん断層の乱流遷移と再付着に与える影響を評価することは、剥離制御における流体现象の理解を促し、また、アクチュエータの最適設計値を得る上でも重要である。

本研究では、DBD プラズマアクチュエータを用いた低レイノルズ数翼周り剥離制御流れの large-eddy simulation (LES) によって、アクチュエータの設計パラメータに関する大規模なパラメトリックスタディを行い、各ケースの空力性能と設計パラメータとの関係を比較することで、設計パラメータ選定における有用な知見を構築することを目的としている。さらに、各ケースの乱流遷移の遅速を定量的に評価することで、翼周り剥離制御における乱流遷移と空力性能の関係を検討し、DBD プラズマアクチュエータの設計指標を得ることを目的としている。

2. 解析モデル

(1) 支配方程式及び計算手法

支配方程式として連続の式、運動量保存式、エネルギー保存式を用いた。運動量保存式とエネルギー保存式には DBD プラズマ

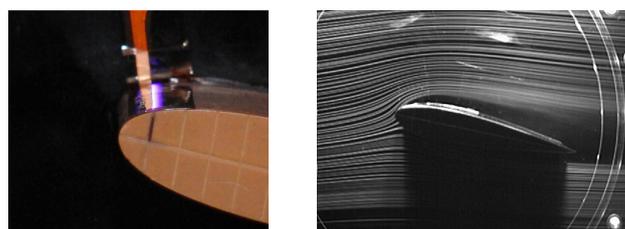


Fig. 1 DBD plasma actuator and separation control flow^{[5][6]}.

アクチュエータによる効果をソース項として加えた。補助方程式として理想気体の状態方程式を用いた。より詳細な計算方法については別文献^{[8], [20]}を参照されたい。

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。以下に今回用いた手法を示す。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、マトリックス、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^[21]を用いた。壁面境界から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。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^[22]。フィルター係数は $\alpha_f=0.495$ 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5回入れた、ADI-SGS陰解法を用いた^[23]。無次元時間刻み幅は、寺本の乱流境界層LES解析の研究を参考に、最大クラン数が1.8程度になる0.0002とした^[24]。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) 計算対象及び計算格子

計算対象はNACA0015翼であり、スパン方向が一樣である2次元翼形状とする。計算領域は翼弦長 c に対して $25c$ とし、スパン長は $0.2c$ とした。計算格子にはC型格子を用い、翼周りの流れを解くための格子Zone1と、アクチュエータからの擾乱を高解像で解くためにより格子を細かくしたZone2の2つのゾーンからなる重合格子法を適用した。各格子間の物理量のやり取りには解強制置換法を用いた^[25]。Zone2に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: $795 \times 134 \times 179$, Zone2: $129 \times 134 \times 61$ 及び、モデル用格子: $1201(\times 134) \times 801$ である。LES計算はZone1, Zone2で行い、総格子点数は約2,000万点、最小格子幅はZone1, Zone2ともに、境界層の厚み方向に 1.2×10^{-4} である。

(3) プラズマアクチュエータ駆動パラメータ

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。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時間平均したSuzenら^[26]のモデル $S_{Suzen}(x, y, z)$ を用いた次式によって体積力を加える。

$$S(x, y, t) = S_{suzen}(x, y) \sin^2(2\pi f_{base} t) \quad (1)$$

ここで、バースト波の基となるsine波の周波数を f_{base} としており、 $\sin^2(2\pi f_{base} t)$ の部分は上記仮定によるものである。付加する体積力の大きさは、支配方程式中のソース項に対して、次式で示す Dc を乗ずることによって変化させる。

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

Dc はプラズマアクチュエータによる体積力項の無次元数であり、物理的な意味としては流れの運動エネルギーと電磁力からのエネルギーの比を表す。(2)式中の ϕ_{ref} , $q_{c,ref}$ は電圧、電荷の参照量であ

り、 ρ_{∞} と u_{∞} は一樣流密度と一樣流速である。 Dc の値を変化させることは、実際のプラズマアクチュエータにおける入力電圧を変化させることに対応している。また、本研究で用いているSuzenらが提案したモデルは、 Dc 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^[27]。

本研究では過去の研究^[8]と同様に、アクチュエータを間欠的に駆動させるバーストモードと連続的に駆動させるノーマルモードを用いた様々な駆動条件に対して解析を行う。図2はバーストモードにおけるアクチュエータの動作ダイアグラムを示している。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率 BR は図2より次式で与えられる。

$$BR = \frac{T_{on}}{T} \quad (3)$$

ここで、 $BR=100\%$ はノーマルモードを意味する。バースト波一周期中の波数を n とするとバースト波の周波数 f は次式で表される。

$$f^+ = \frac{f_{base} BR}{n} = \frac{1}{T} \quad (4)$$

また f を翼コード長 c と一樣流速を用いて無次元化し、以下に示す無次元バースト周波数を得る。

$$F^+ = \frac{f^+ c}{u_{\infty}} \quad (5)$$

ここで、単位時間あたりにアクチュエータから供給される運動量と一樣流の運動量の比である運動量係数 C_{μ} を導く。静止流中に置かれたノーマルモード($BR=100$), $Dc=1$ で駆動するアクチュエータから供給される運動量を体積力モデルに基づいて算出すると、コード方向に関する運動量係数 $C_{\mu,x}$ は0.086384 [%]となる^[28]。その他、例えばバーストモードでバースト比率 $BR=10$ の場合はこの値の1/10となり、 $Dc=4$ の時は4倍となる。

本研究では、アクチュエータの設計パラメータとして、アクチュエータ位置(前縁からの距離)、バースト周波数(F^+)、投入運動量(Dc)、バースト比率(BR)、ベース周波数(F_{base})を変化させた計算を行う。

(4) 計算条件

一樣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。一樣流レイノルズ数はコード長を代表長として $Re_c=63,000$ とした^{[6], [9]}。また、プラントル数は0.72である。計算パラメータには、上に示したプラズマアクチュエータの設計パラメータ及び翼迎角を用いた。迎角は前縁剥離を生じる $\alpha=12^\circ$ 及び 14° である。それぞれのケースにおけるパラメータ値を表1に示す。表中の F_{base} は f_{base} をコード長と一樣流速で無次元化した値である。合計で48ケースについてLESを行なった。

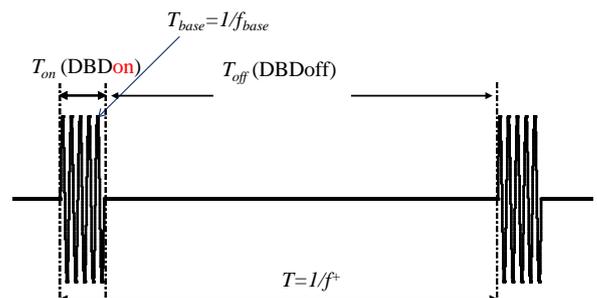


Fig. 2 Diagram of actuation for burst mode.

Table 1 Numerical parameters of DBD plasma actuator.

Case ID	Position [%]	F^+	Dc	BR [%]	F_{base}	C_μ	AOA [angle]
0p_F1_D025_B10_Fb60_A12	0	1	0.25	10	60	0.00216	12
0p_F1_D1_B10_Fb60_A12	0	1	1	10	60	0.00864	12
0p_F1_D4_B10_Fb60_A12	0	1	4	10	60	0.0346	12
0p_F6_D025_B10_Fb60_A12	0	6	0.25	10	60	0.00216	12
0p_F6_D1_B10_Fb60_A12	0	6	1	10	60	0.00864	12
0p_F6_D4_B10_Fb60_A12	0	6	4	10	60	0.0346	12
2p_F1_D025_B10_Fb60_A12	2.5	1	0.25	10	60	0.00216	12
2p_F1_D1_B10_Fb60_A12	2.5	1	1	10	60	0.00864	12
2p_F1_D4_B10_Fb60_A12	2.5	1	4	10	60	0.0346	12
2p_F6_D025_B10_Fb60_A12	2.5	6	0.25	10	60	0.00216	12
2p_F6_D1_B10_Fb60_A12	2.5	6	1	10	60	0.00864	12
2p_F6_D4_B10_Fb60_A12	2.5	6	4	10	60	0.0346	12
5p_F1_D025_B10_Fb60_A12	5	1	0.25	10	60	0.00216	12
5p_F1_D1_B10_Fb60_A12	5	1	1	10	60	0.00864	12
5p_F1_D4_B10_Fb60_A12	5	1	4	10	60	0.0346	12
5p_F6_D025_B10_Fb60_A12	5	6	0.25	10	60	0.00216	12
5p_F6_D1_B10_Fb60_A12	5	6	1	10	60	0.00864	12
5p_F6_D4_B10_Fb60_A12	5	6	4	10	60	0.0346	12
10p_F1_D1_B10_Fb60_A12	10	1	1	10	60	0.00216	12
10p_F1_D4_B10_Fb60_A12	10	1	4	10	60	0.00864	12
10p_F6_D1_B10_Fb60_A12	10	6	1	10	60	0.00864	12
5p_F05_D1_B10_Fb200_A12	5	0.5	1	10	200	0.00864	12
5p_F1_D1_B10_Fb200_A12	5	1	1	10	200	0.00864	12
5p_F2_D1_B10_Fb200_A12	5	2	1	10	200	0.00864	12
5p_F4_D1_B10_Fb200_A12	5	4	1	10	200	0.00864	12
5p_F5_D1_B10_Fb200_A12	5	5	1	10	200	0.00864	12
5p_F10_D1_B10_Fb200_A12	5	10	1	10	200	0.00864	12
5p_F20_D1_B10_Fb200_A12	5	20	1	10	200	0.00864	12
5p_F1_D1_B20_Fb60_A12	5	1	1	20	60	0.0173	12
5p_F6_D1_B20_Fb60_A12	5	6	1	20	60	0.0173	12
5p_F6_D4_B20_Fb60_A12	5	6	4	20	60	0.0173	12
5p_F1_D1_B50_Fb60_A12	5	1	1	50	60	0.0432	12
5p_F1_D4_B50_Fb60_A12	5	1	4	50	60	0.0432	12
5p_F6_D1_B50_Fb60_A12	5	6	1	50	60	0.0432	12
5p_F6_D4_B50_Fb60_A12	5	6	4	50	60	0.0432	12
5p_Norm_D1_Fb60_A12	5	N/A	1	N/A	60	0.0864	12
5p_Norm_D4_Fb60_A12	5	N/A	4	N/A	60	0.346	12
5p_Norm_D16_Fb60_A12	5	N/A	16	N/A	60	1.384	12
Off_A12	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	12
0p_F1_D1_B10_Fb60_A14	0	1	1	10	60	0.00864	14
0p_F6_D1_B10_Fb60_A14	0	6	1	10	60	0.00864	14
2p_F1_D1_B10_Fb60_A14	2.5	1	1	10	60	0.00864	14
2p_F6_D1_B10_Fb60_A14	2.5	6	1	10	60	0.00864	14
5p_F1_D1_B10_Fb60_A14	5	1	1	10	60	0.00864	14
5p_F6_D1_B10_Fb60_A14	5	6	1	10	60	0.00864	14
10p_F1_D1_B10_Fb60_A14	10	1	1	10	60	0.00864	14
10p_F6_D1_B10_Fb60_A14	10	6	1	10	60	0.00864	14
Off_A14	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	14

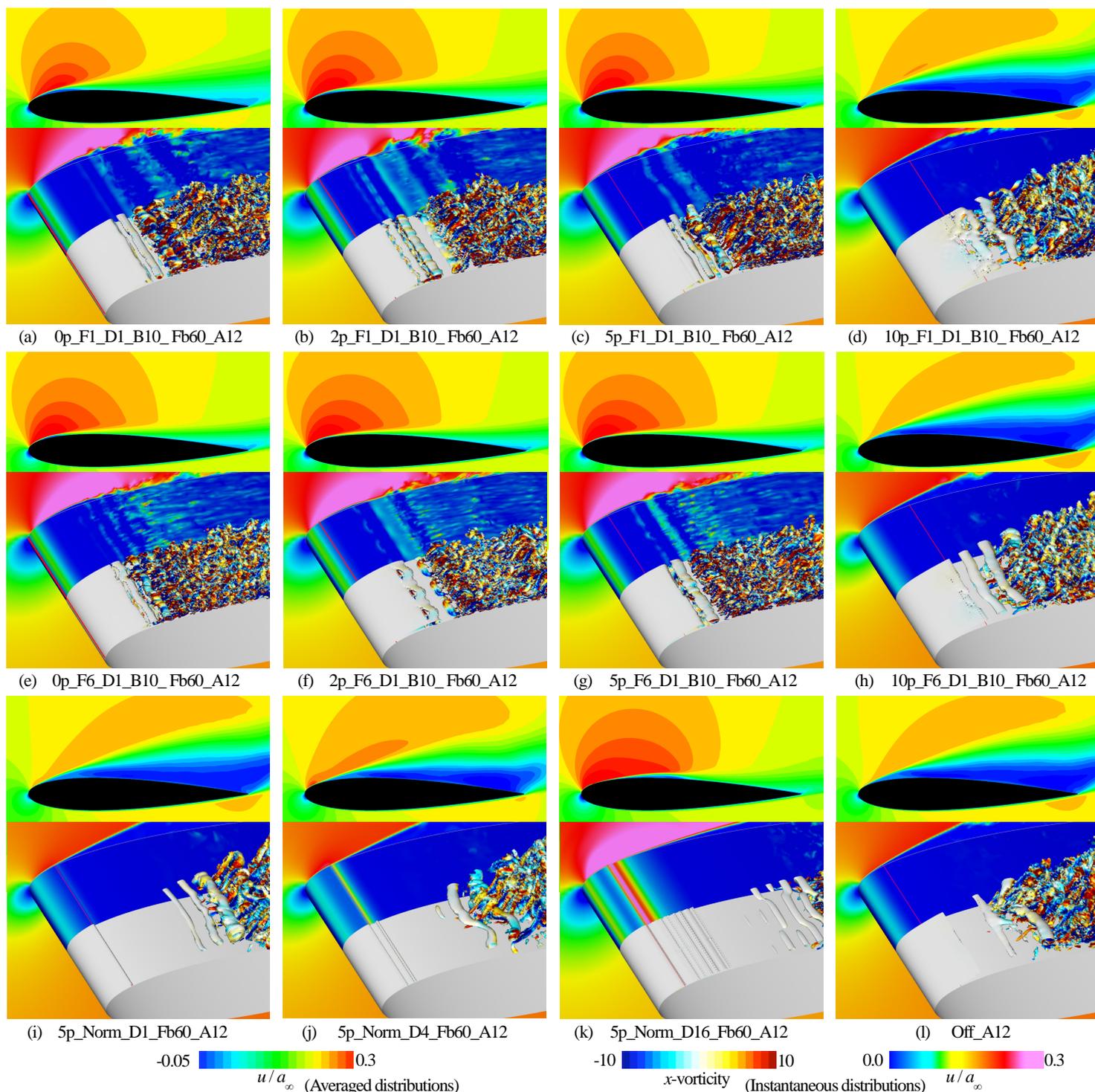


Fig. 3 Time- and Spanwise averaged chord direction velocity distributions and iso-surfaces of the second invariant of velocity gradient tensors of instantaneous flow field. The iso-surfaces are colored with x -vorticity. Red lines show the location of DBD plasma actuator except for Off_A12.

3. 結果と考察

3-1 平均流れ場と瞬間流れ場

本節では様々なケースの流れ場を概観することで、剥離が抑制されるケースと抑制されないケースの違いを議論する。図3は各ケースにおける時間及びスパン方向に平均した流れ方向の速度分布(上側)と、瞬間的な速度場(下側)を示している。瞬間的な速度場における背景の面塗りと翼面上の奥半分の分布は壁面付近の流れ方向の速度を表している。等値面は速度勾配テンソルの第2不変量を表わし、等値面の面塗りは x 軸(コード方向)周りの渦度であり、時計回りが赤、反時計回りが青である。また、スパン方向

に引かれた赤色の線はアクチュエータの設置位置を示している(Offケース除く)。

平均場の(d)(h)(i)(j)及び(l)の図より、これらのケースでは剥離が抑制されており、前縁剥離となっている。瞬間場の図より、剥離せん断層から2次元的なスパン方向に軸を持つ渦がせん断層に沿って放出され、下流に向かって移流していく様子が観察できる。また、瞬間場の速度分布より、壁面近傍の速度変動はほとんど見られず、壁面付近では層流状態であることがわかる。これに対して、その他のケースでは、流れが剥離後再付着している様子が平均場の図より確認できる。形成される剥離泡の大きさはケースに

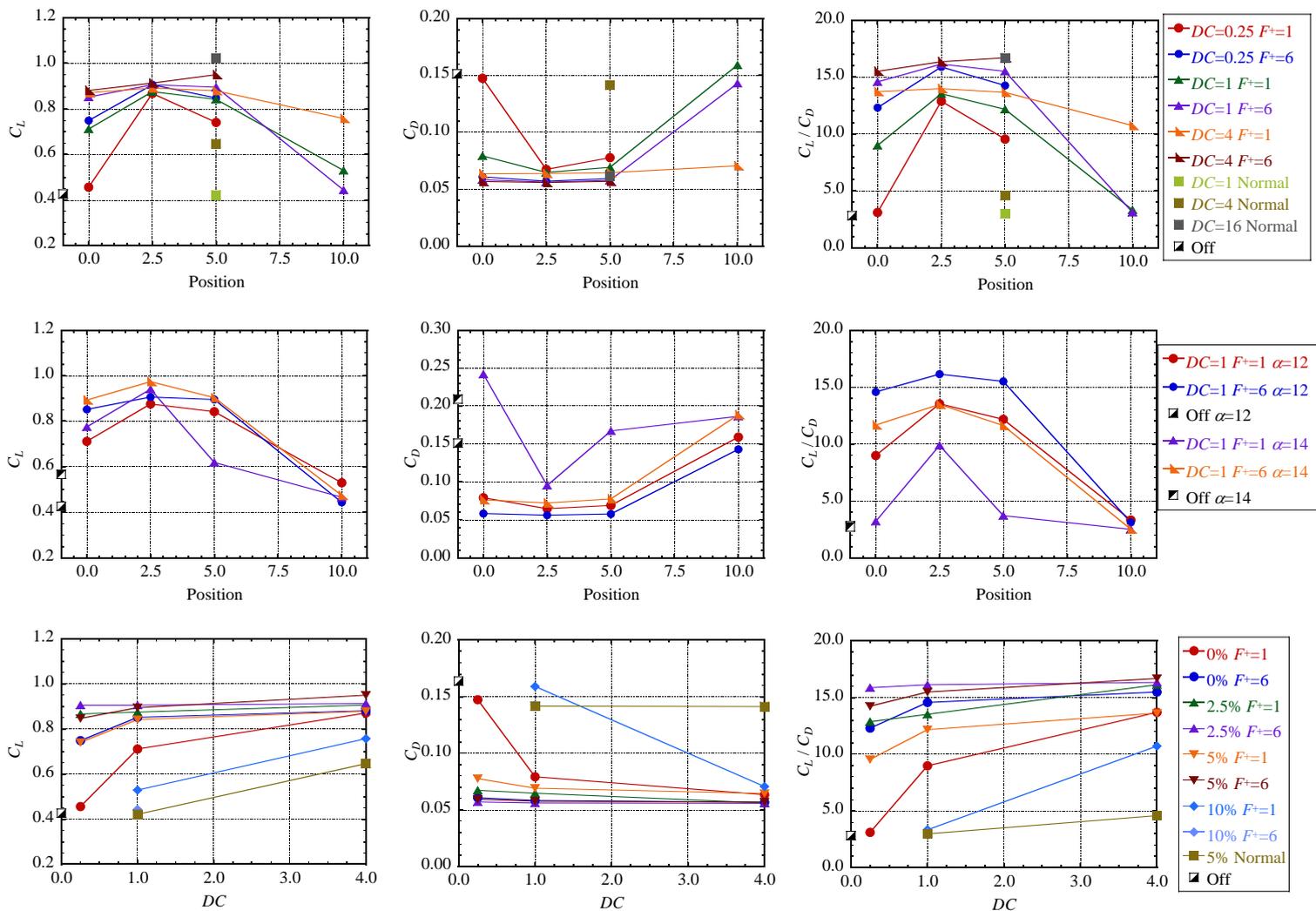


Fig.4 DBD plasma actuator design parameters vs. lift coefficient, drag coefficient and L/D .

よって異なるが、5p_Norm_D16_Fb60_A12以外のケースでは剥離後比較的早く再付着している様子が観察できる。剥離泡は、同じ F^+ のケース(横列)では2.5%位置のケースが最も小さく、次いで5%、0%位置のケースとなっている。瞬間場より、これら再付着が見られるケースでは、せん断層から放出される2次元な渦は再付着がないケースに比べて早い位置で崩壊し、縦渦による rib 構造を形成したのち、より小さいスケールの渦を有する3次元的な乱流構造へと変化していく。瞬間場における翼面上の速度分布より、 F^+ が6のケースは F^+ が1のケースに比べて速度変動がより細かくなり、特にスパン方向の変動が顕著となる。

3-2 空力性能に対する設計パラメータの影響

図4及び5はそれぞれDBDプラズマアクチュエータの各設計パラメータに対する揚力係数(C_L)、抗力係数(C_D)及び揚抗比(C_L/C_D)の値を示している。ここで、それぞれの空力性能は無次元時間 t^* で $100 \leq t^* (= t/a_{\infty}) \leq 140$ の時間平均値を用いている。ただし、本計算では $0 \leq t^* \leq 80$ はアクチュエータを駆動させず、流れ場が準定常状態になった後、 $80 \leq t^*$ でアクチュエータを駆動させている。

(1) アクチュエータ位置の影響

図4上段と中段はアクチュエータ位置に対する空力性能の変化を示している。アクチュエータ位置は前縁からコード長の0%、2.5%、5%及び10%位置で、上段は迎角12°の結果、中段は迎角12°

及び14°の結果である。それぞれ線で結ばれた同色のプロットはアクチュエータ位置以外のパラメータが全て同条件である。図4上段より、迎角12°の場合、揚力係数はアクチュエータ位置が2.5%で最も高くなる傾向があり、次いで5%、0%、10%の順に高い。抗力係数は、0%、2.5%及び5%位置間の差は揚力係数に比べて小さい。特に、 $DC=0.25, F^+=1$ と $DC=1, F^+=1$ の条件を除くと0%~5%間でのアクチュエータ位置に対する抗力係数の差は小さく、制御効果がある程度存在する場合、抗力係数に対する位置の影響は弱い。揚抗比は揚力係数の分布と同傾向を示すが、位置以外の条件による差異がより明確になる。 $F^+=6$ の場合、 $F^+=1$ に比べて位置の影響が弱く、10%、 $DC=1$ の条件を除いて揚抗比は高い値となる。また、 DC が小さい条件ほど、揚抗比はより位置の影響を受けやすくなる。これについての考察はバースト周波数の影響の箇所所述べる。

図4の中段より、迎角14°の場合、迎角12°と同じく2.5%で最も高い揚抗比を示す傾向が見られる。しかし、0%位置と5%位置を比較すると、迎角14°の場合は揚抗比の差はほぼ見られず、迎角12°と異なる傾向を示す。過去の研究^{[18][29]-[31]}で、剥離せん断層を抑制する場合、剥離点近傍に擾乱を加えることでより剥離抑制効果が高くなる結果が報告されている。本研究におけるアクチュエータなしのケースでは、迎角12°の時の剥離点は前縁から約3.6%の位置に、迎角14°の時の剥離点は前縁から約2.5%の位置にある。剥離点位置とアクチュエータ位置を比較すると、両迎角に

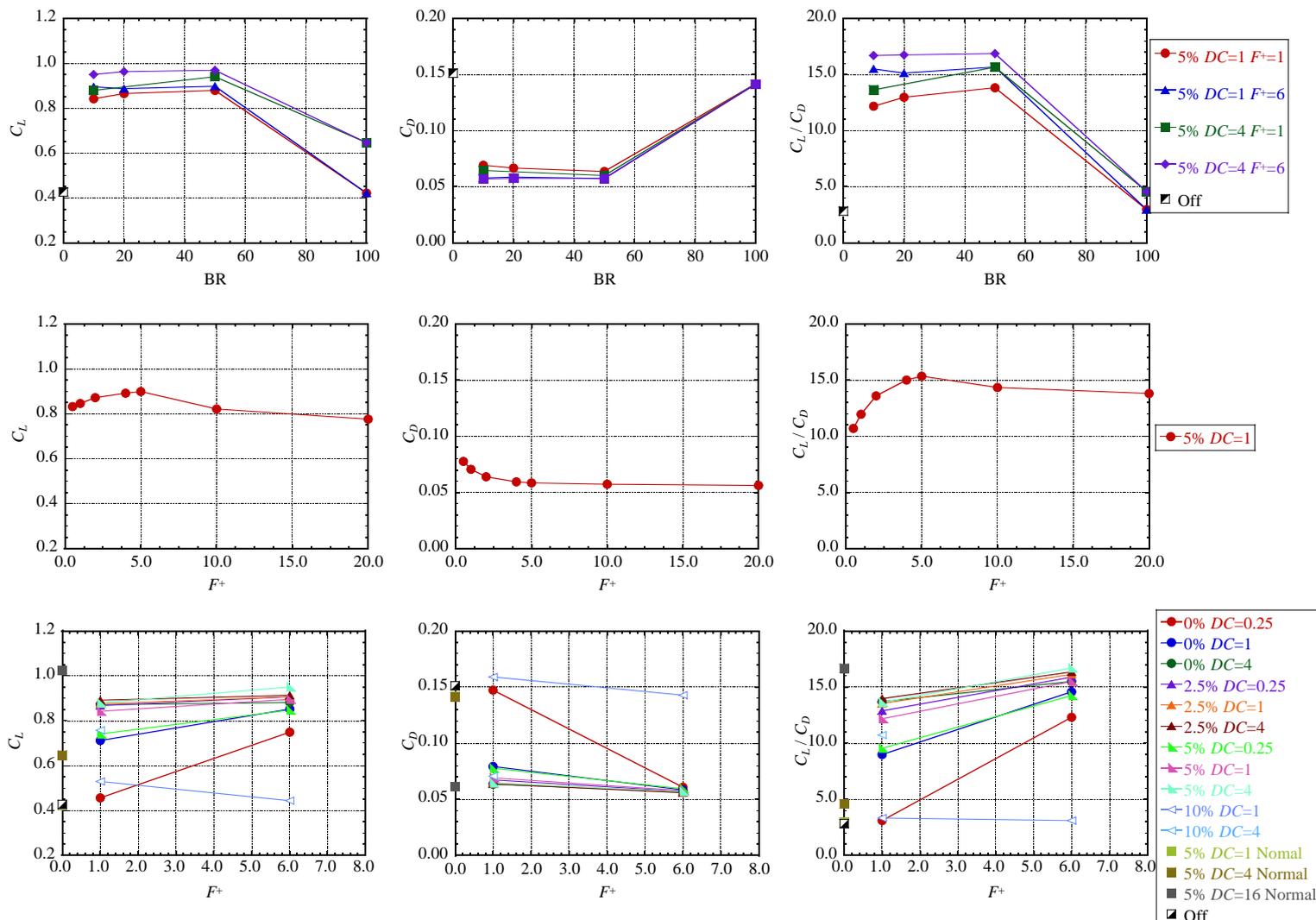


Fig.5 DBD plasma actuator design parameters vs. lift coefficient, drag coefficient and L/D.

おける剥離点に最も近い 2.5%位置にアクチュエータを配置した場合、最も制御効果が高くなり、これらは過去の研究の傾向と一致する。その他の条件では、剥離点に近い位置の条件ほど、揚抗比は高くなる傾向が両迎角において示されており、アクチュエータ位置と剥離点の位置関係が、剥離制御では重要であるといえる。

(2) 投入運動量の影響

図 4 下段は Dc に対する空力性能の変化を示している。アクチュエータ位置の図同様、それぞれ線で結ばれた同色のプロットは Dc 以外のパラメータが全て同条件である。図より、どのケースにおいても揚力係数は Dc が大きい程高くなる傾向がある。一方、抗力係数は Dc が大きい程低くなるが、 Dc の違いによるバラツキは揚力係数に比べて小さい。揚抗比は揚力係数と同様の傾向を示しているが、その差異はより明確に見える。 $F^+=1$ の条件は $F^+=6$ に比べて Dc の影響が強くなり、 Dc が大きくなるほど高い揚抗比を示す傾向が顕著である。これは、 $F^+=1$ の場合、アクチュエータの誘起流れによって作られる比較的スケールの大きい渦の特性が空力性能向上に大きく関わるためである^[14]。この傾向は、図 5 上段におけるバースト比と空力性能の関係からも導かれる。図より、 $F^+=6$ の場合、バースト比の変化が空力性能に与える影響が $F^+=1$ よりも弱いといえる。バースト比が大きいほどアクチュエータの駆動時間が長くなることから、誘起する流れによって生成される渦のスケールは大きくなる。 $F^+=1$ ではこのアクチュエータによ

て生成される渦スケールと誘起速度の影響を強く受けるため、バースト比及び Dc に対する空力性能の変化が大きくなる。

(3) バースト周波数の影響

図 5 の中段と下段は、バースト周波数 F^+ に対する空力性能の変化を示している。図 5 の中段は Base 周波数 200 の場合、図 5 の下段は Base 周波数 60 の場合の結果である。図 5 中段より、揚力係数は、 $F^+=5$ でピークを示していることがわかる。また、抗力係数は、 $F^+=0.5$ から増加するにしたがって減少していき、 $F^+=5$ 以上ではほぼ一定となる。揚抗比は、 $F^+=5$ において明確に最大となる。我々のグループの過去の研究^{[8][14][15]}より、 $F^+=1$ よりも $F^+=6$ の方が剥離制御効果が高いことが示されている。本研究でも $F^+=1$ と $F^+=6$ に特に注目して、それぞれのバースト条件に対して、バースト周波数以外の設計パラメータを変化させた際の比較を行った。図 5 下段より、10%位置の条件を除き、揚抗比は $F^+=1$ よりも $F^+=6$ の方が高くなることがわかる。 F^+ が 5 付近で剥離抑制効果が高くなるのは、この周波数が剥離せん断層の不安定周波数と密接に関係するためである(説明の詳細は別文献^[20]で行う)。また、 Dc が小さいケースほど F^+ の影響が強い。これは、 Dc が小さいケースはアクチュエータによる直接的な運動量付加が小さく、微小な誘起流れに起因する乱流遷移促進が空力性能の向上により寄与するため、 Dc 以外の様々な設計条件の影響を受けやすいためである。なお、ここでは示さないが、Base 周波数以外の条件を同一にし、Base

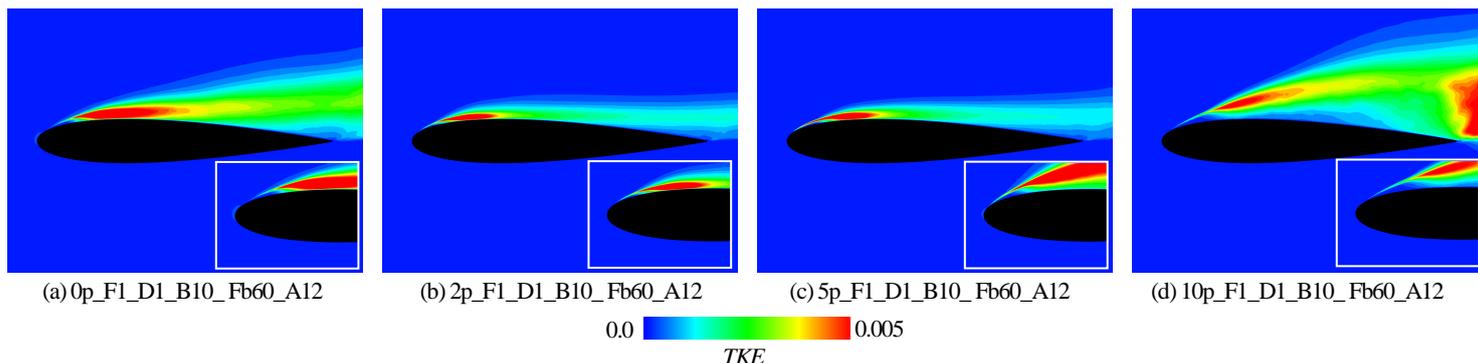


Fig. 6 Distributions of turbulent kinetic energy.

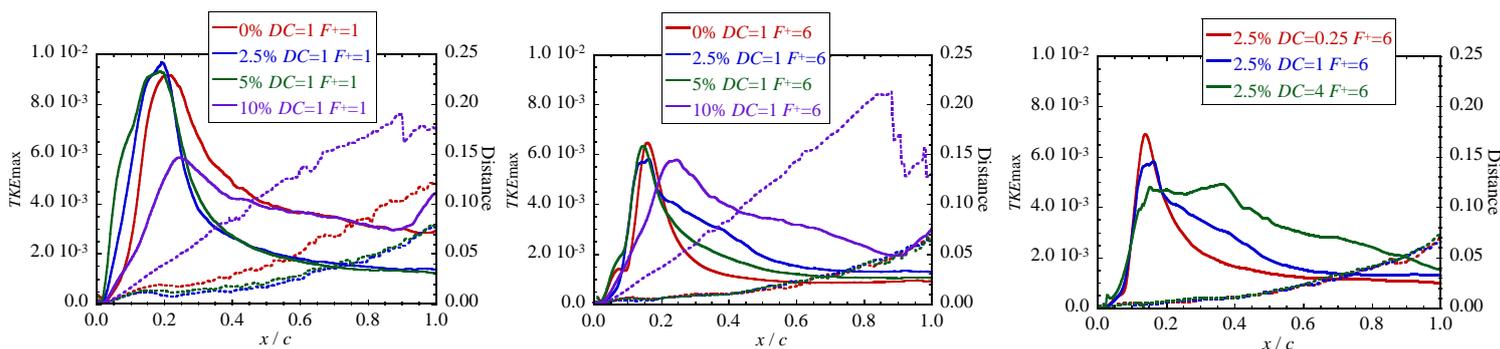


Fig. 7 Profiles of maximum turbulent kinetic energy and distance from wall.

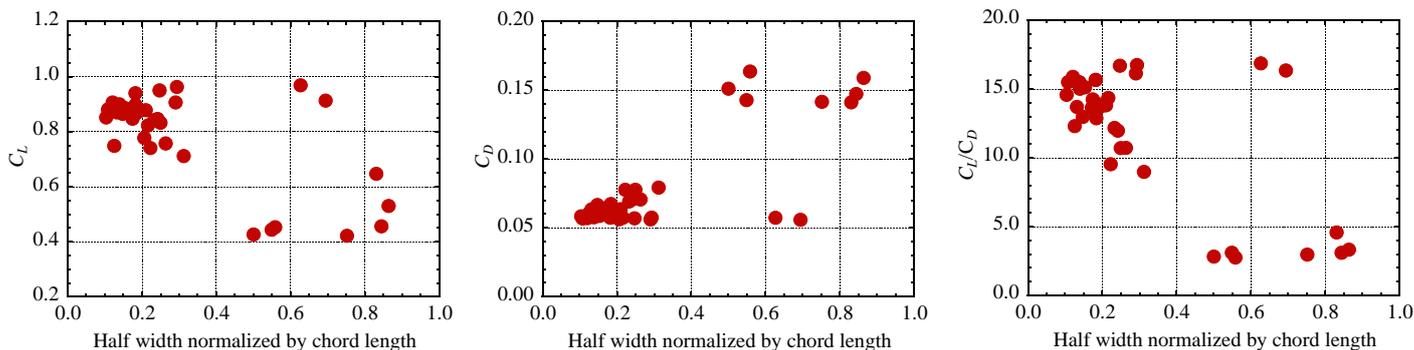


Fig. 8 Half width of TKE profile vs. lift coefficient, drag coefficient and L/D .

周波数を変化させた時に得られる空力性能の比較から、Base 周波数の影響は非常に小さいことがわかっている。

(4) ノーマルモードとバーストモードの比較

本計算の結果より、ノーマルモードはバーストモードに比べて剥離制御効果が低いことがわかる。特に $Dc=1$ と 4 の条件は剥離がほとんど抑制されていない。また、バースト比の結果から、バースト比 50% から 100% で揚抗比が急激に減少しており、間欠的な駆動による運動量付加が必要であるとわかる。また、 $Dc=16$ の場合は大きな剥離制御効果が得られているが、連続駆動でかつ高い電圧を用いるため、実用の際のエネルギー効率はバーストモードに比べて大幅に落ちるといえる。

3-3 乱流遷移と空力性能の関係

比較的低レイノルズ数の層流剥離流れでは、剥離せん断層の乱流遷移を促進させることで一樣流からの運動量を取り入れ、剥離の再付着を導くことによって剥離が抑制される^[2]。そこで本節では、翼の空力性能とアクチュエータの設計パラメータの関係を乱流遷移の見地から検討するため、各条件における剥離せん断層内の乱流遷移の遅速を定量的に評価し、空力性能との関係を調べる。

図 6 は乱流運動エネルギー(TKE)の平均分布をアクチュエータの位置を変えたケースについてそれぞれ示している。ここで乱流運動エネルギー算出に用いた速度変動は一樣流音速で無次元化されている。図より、アクチュエータの位置によって TKE の分布は大きく異なり、揚抗比が高い値を示す条件ほど、翼近傍で TKE が上昇する領域が狭いことがわかる。これは剥離せん断層において乱流遷移がよりスムーズに促進されることを表しており、次にこの乱流遷移の迅速性を定量的に評価する。

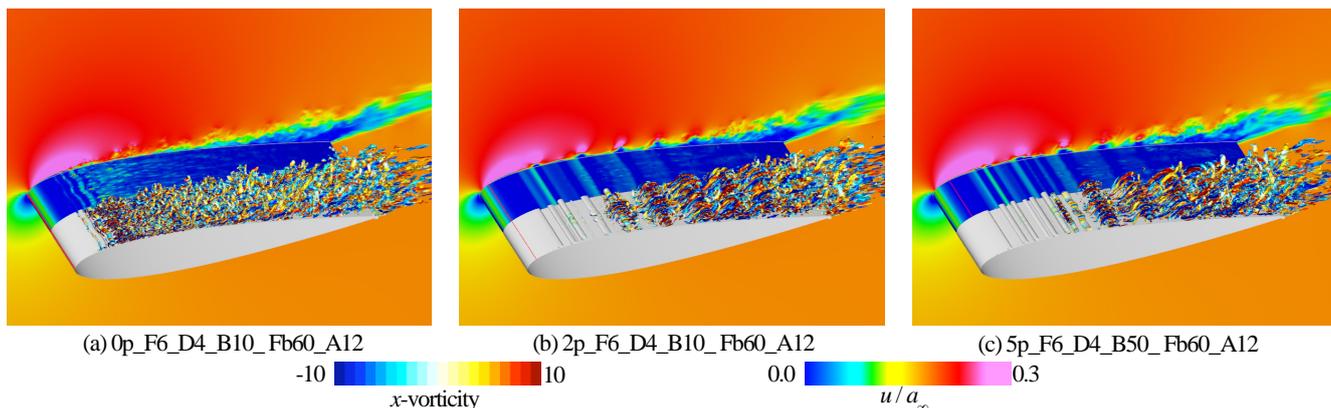


Fig. 9 Instantaneous flow-fields. Iso-surfaces of second invariant of the velocity gradient tensors and chordwise velocity distributions. The iso-surfaces are colored with x -vorticity and red lines show the location of DBD plasma actuator.

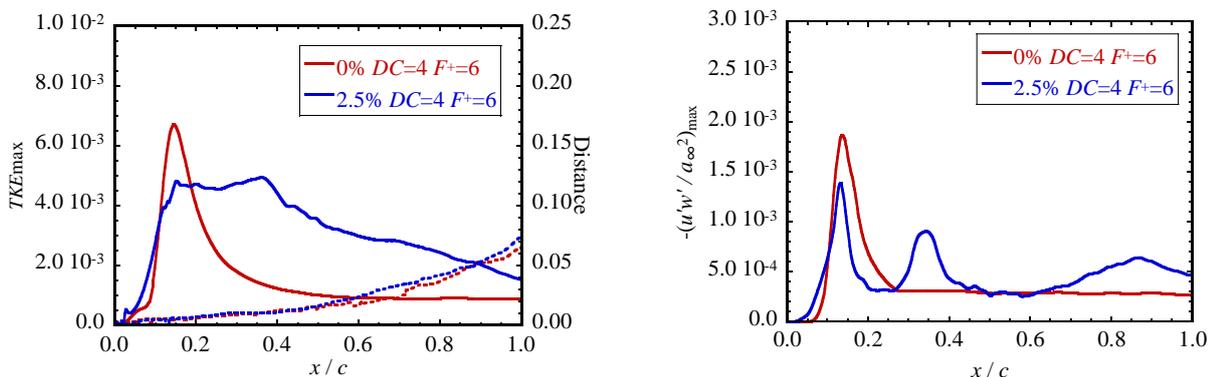


Fig. 10 Profiles of maximum turbulent kinetic energy (left) and Reynolds stress $-u'w'$ (right).

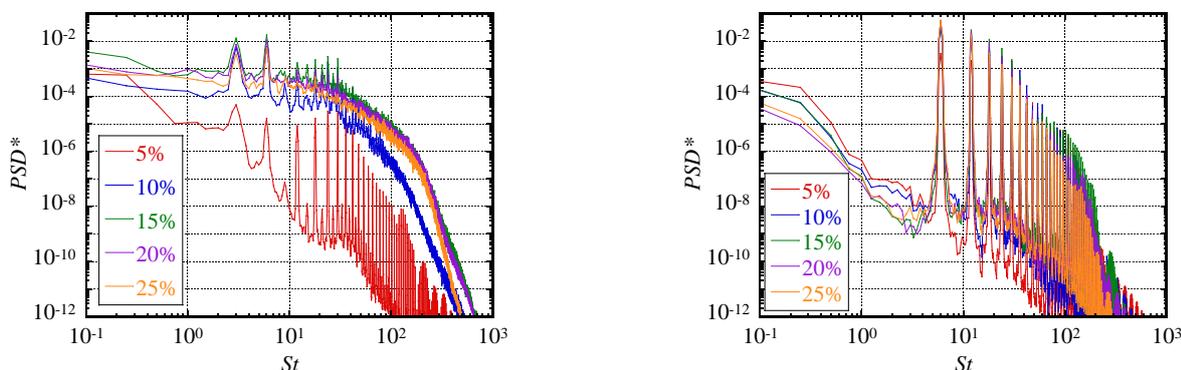


Fig. 11 Power spectra for 0p_F6_D4_B10_Fb60_A12 (left) and 2p_F6_D4_B10_Fb60_A12 (right).

図 7 は、 ζ 方向(翼から離れる方向)に対して TKE が最大値を示す場所のコード方向位置と、TKE の最大値の関係を傍線で示している。点線は最大値を示す場所の翼面からの距離である。図より、ほとんどのケースにおいて TKE は翼前縁から増加していき、ピークを示した後減少する。この分布において、増加の傾き、ピークを示す位置とピーク値、減少の割合はケースによって大きく異なることがわかる。また、最大位置の翼面からの距離がほぼ同様なプロファイルを示すケース同士も、TKE のプロファイルは異なる場合がある。物体後流に生じる自由せん断乱流に関する過去の研究^{[33][34]}から、流れ方向速度の変動値は徐々に増加していき、一度ピークを示した後減少することが示されている。この変化は流れが層流領域から線形領域、非線形領域、偶然化領域を経て乱流状態へと遷移することを示しており、本研究でもこの知見に則って乱流遷移のスムーズさを考える。

図 8 は図 7 の各プロットにおける山のピーク値の半値幅と空力性能の関係を迎角 12° のケースについて示している。ここではピーク値の半値幅を乱流遷移の指標としているが、これはピークを

持つ山がよりシャープなほど、乱流遷移がスムーズに行われているという考えに基づいており、明確な物理的意味はない。また、半値幅はコード長で無次元化されている。図より、揚力係数は半値幅が 0.4 以下であれば高くなる傾向を示している。ただし、これら高揚力係数ケース群中における半値幅と揚力係数の相関は不明瞭である。また、半値幅が比較的大きくて揚力係数が高くなっているケースも存在しており、これらのケースについては次節において考察する。抗力係数は半値幅が 0.4 以下で低くなっており、例外ケースを除く 0.4 以上のケースでは抗力係数が高く、剥離は抑制されていない。揚抗比をみると、半値幅が 0.4 以下の高い揚抗比を示すケース群においても半値幅との相関が見られる。以上の結果より、半値幅が小さく乱流遷移がスムーズであると考えられるケースほど、空力性能は向上しているといえる。

3-4 乱流遷移は遅いが空力性能が向上しているケース

前節において、TKE 分布の半値幅を乱流遷移のスムーズさの評価指標に用いた場合、半値幅が大きいケース、すなわち、乱流遷

移がスムーズでない場合でも揚抗比が高くなっているケースが存在していることを示した。本節では、そのようなケースにおける流れ場を解析することで、乱流遷移とは異なる別の空力性能向上メカニズムについて考察する。

図 9 はそれぞれ、TKE 最大値の半値幅が小さく、乱流遷移がスムーズに促されることで空力性能が向上しているケース (Op_F6_D4_B10_Fb60_A12) と、半値幅が大きいが空力性能が向上しているケース (2p_F6_D4_B10_Fb60_A12 及び 5p_F6_D4_B50_Fb60_A12) における瞬間の流れ場を示している。流れ場の可視化は 3-1 節の瞬間場と同等のものである。乱流遷移が促進されているケースに比べて、そうでない 2 つのケースでは 2 次元渦構造が長い区間維持されている。これらの 2 次元渦は前縁から 50% 程度の位置で崩壊し、その後乱流へと遷移する。Rizzetta and Visbal⁹⁾ は、DBD プラズマアクチュエータを翼面において直線的に配置した場合と曲線状に配置した場合の剥離制御に関する数値計算を行い、曲線状に配置した方が 3 次元渦構造を早く生成することで乱流遷移をスムーズに行えることを示した。彼らの研究では、アクチュエータを直線的に配置した場合、図 9 と同様に 2 次元渦が維持される流れ場が見られる。ただし、Rizzetta and Visbal の計算では De の値が 40 程度と非常に大きく、極めて速い流れを誘起していることに注意が必要である。本計算では De を実際のアクチュエータが誘起可能な現実的な値に設定してあるが、このような De を用いても、特定の条件下では 2 次元渦構造が前縁付近で崩壊せず、長区間維持されることは興味深いと言える。

図 10 の左図は、Op_F6_D4_B10_Fb60_A12 と 2p_F6_D4_B10_Fb60_A12 のケースでの TKE 最大値分布を示している。図より、乱流遷移が遅いケースでは、TKE が上昇後すぐに減少せず、ある一定の値付近を推移したのち減少に転じる。ただし、これら TKE の最大位置の翼面からの距離は両ケースでほぼ一致している。図 10 の右図は、レイノルズ応力成分の $-u'w'$ の最大値の分布である。ここで、それぞれの速度変動はコード方向と翼面垂直方向成分であり、一様流速で無次元化されている。最大値の探索方法は、TKE の場合と同じとした。乱流遷移がスムーズに進む Op_F6_D4_B10_Fb60_A12 のケースでは、TKE の分布とレイノルズ応力の分布は同様の变化を示しており、ほぼ同じ位置にピークが存在する。これに対して、乱流遷移が遅い 2p_F6_D4_B10_Fb60_A12 のケースでは、レイノルズ応力の分布は TKE 最大値の分布と異なり、2 つの鋭いピークが観察される。これらのピークは 2 次元渦同士がペアリングしている場所と一致しており、ペアリングによって生じる壁面方向に向かう強いレイノルズ応力が剥離を抑制する一因と考えられる。

図 11 はそれぞれのケースのパワースペクトル密度を示している。ここで、パワースペクトルは次式を用いて無次元化した。

$$PSD^* = \frac{PSD}{u_\infty^2} \frac{c}{u_\infty} \quad (6)$$

スペクトルは、TKE が最大値を示す流れ方向の各位置で取得しており、前縁から 5% 位置から 25% 位置までを 5% 間隔で示している。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。図より、Op_F6_D4_B10_Fb60_A12 のケースでは、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 次元渦が崩壊することでその他の乱れの成分も増加していき、前縁から 15%~20% 程度の位置で乱流へと発達している。これに対して、2p_F6_D4_B10_Fb60_A12 のケースでは、アクチュエータの加振周波数とその高調波において非常に鋭いピークが立っているが、低調波成分及びその他の成分ではエネルギーの変化が小さいことがわかる。すなわち、このケース

では、長区間 2 次元渦構造が維持されているため、渦崩壊によって生じる縦渦構造やスケールの小さい乱流渦生成による偶然化過程を経ていないため、加振周波数及びその高調波以外のエネルギー成分がほとんど増加しない。これは、TKE 最大値の分布が増加後に減少しないことと対応しており、乱流遷移が遅くなることにつながる。以上のことから、乱流遷移は遅いが空力性能が向上しているケースでは、2 次元渦の移流や、それらのペアリングといった、比較的大規模な 2 次元渦構造の特性が、空力性能に対して大きな影響を与えていると考えられる。特に、乱流遷移しないため、摩擦抵抗がその他のケースに比べて低下することは、これらのケースの特徴として注目すべき点である。

以上のように、乱流遷移促進のみによらない、別のメカニズムに基づいた剥離制御法を検討する必要性が今後あるものと考えられる。

4 結論

本研究では、DBD プラズマアクチュエータを用いた翼周り剥離制御流れの Large eddy simulation によって、アクチュエータの設計パラメータに関する大規模なパラメトリックスタディを低レイノルズ数条件下で行い、各ケースの空力性能と設計パラメータとの関係を比較することで、以下の結論を得た。

- (1) 低レイノルズ数流れにおける剥離せん断層の乱流遷移と剥離抑制は密接に関係しており、乱流遷移がより迅速に行われるケースほど、空力性能は向上する傾向にある。
- (2) アクチュエータ位置が剥離点位置近傍ほど、乱流遷移は効率的に促進され、翼の空力性能は向上する。
- (3) 連続的にアクチュエータを駆動するノーマルモードよりも、間欠的に駆動するバーストモードのほうがより効果的に乱流遷移を促進させ、空力性能が向上する。バースト周波数は $F^+ = 5$ 程度で最も空力性能がよくなり、この周波数と剥離せん断層の不安定周波数は密接に関係している。
- (4) 投入運動量大きいほどより空力性能は向上するが、実機アクチュエータにおける現実的な供給運動量でも十分剥離抑制が行える。
- (5) 特定の条件下では、2 次元渦構造が長区間維持される。これらのケースでは乱流遷移は遅いが、空力性能は向上しており、乱流遷移促進のみによらない別のメカニズムに基づいた剥離制御法の存在を示唆している。

謝辞

本研究の遂行において、ISAS/JASA の焼野研究員及び東京大学大学院院生の浅田氏から有意義なコメントを頂いた。本研究の解析は東京大学情報基盤センターのスーパーコンピュータシステム Oakleaf-FX を使用した。また、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』」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」を使用した。ここに記して謝意を表す。

参考文献

- (1) 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.
- (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) Glezer, A. and Amitay, M., "Synthetic jets", Annual Review of Fluid Mechanics, 34 (2002), pp. 503-529.

- (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) Sekimoto, S., Asada, K., Usami, T., Ito, S., Nonomura, T., Ooyama, A. and Fujii, K., "Experimental study of effects of frequency for burst wave on a DBD plasma actuator for separation control," *AIAA Paper*, 2011-3989 (2011).
- (6) Asada, K., Ninomiya, Y., Oyama, A. and Fujii, K., "Airfoil flow experiment on the duty cycle of DBD plasma actuator," *AIAA Paper*, 2009-531 (2009).
- (7) Visbal, M. R., Gaitonde, D. V. and Roy, S., "Control of transitional and turbulent flows using plasma-based actuators," *AIAA Paper*, 2006-3230 (2006).
- (8) Asada, K. and Fujii, K., "Burst frequency effect of DBD plasma actuator on the control of separated flow over an airfoil," *AIAA Paper*, 2012-3054 (2012).
- (9) 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. 411-42.
- (10) Kaneda, I., Sekimoto, S., Nonomura, T., Asada, K., Oyama, A. and Fujii, K., "An effective three-dimensional layout of actuation body force for separation control," *International Journal of Aerospace Engineering* (2012).
- (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 (2004).
- (12) Patel, M. P., Terry Ng, T., Vasudevan, S., Corke, T. C., Post, M. L., McLaughlin, T. E. and Suchomel, C. F., "Scaling effects of an aerodynamic plasma actuator," *AIAA Paper*, 2007-635 (2007).
- (13) Sidorenko, A. A., Zanin, B. Y., Postnikov, B. V., Budovsky, A. D., Starikovskii, A. Y., Roupassov, D. V., Zavalov, I. N., Malmuth, N. D., Smereczniak, P. and Silkey, J. S., "Pulsed discharge actuators for rectangular wings separation control," *AIAA Paper*, 2007-941 (2007).
- (14) Asada, K. and Fujii, K., "Computational analysis of unsteady flow-field induced by plasma actuator in burst mode," *AIAA Paper*, 2010-5090 (2010).
- (15) 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).
- (16) Greenblatt, D. and Wynanski, I. J., "The control of flow separation by periodic excitation," *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 36 (2000), pp. 487-545.
- (17) Whalley, R. D. and Choi, K-S., "The starting vortex in quiescent air induced by dielectric-barrier-discharge plasma," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 703 (2012), pp. 192-203.
- (18) Greenblatt, D., S. T. and Schuele, C. Y. "Mechanism of flow separation control using plasma actuation" *Physics of Fluids*, 24 (2012), 077102.
- (19) Sattari, P., Rival, D. E., Martinuzzi, R. J. and Tropea, C., "Growth and separation of a start-up vortex from a two-dimensional shear layer", *Physics of Fluids*, 24 (2012), 107102.
- (20) 佐藤, 岡田, 阿部, 青野, 野々村, 藤井, "DBD プラズマアクチュエータを用いた翼剥離流れ制御の非定常流れ場解析," 第 26 回数値流体力学シンポジウム論文集, (2012).
- (21) Lele, S.K., "Compact finite difference scheme with spectral-like resolution," *Journal of Computational Physics*, Vol.103 (1992), pp. 16-22.
- (22) 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.
- (23) Chakravarthy, S. R., "Relaxation methods for unfactored implicit upwind schemes," *AIAA Paper* 84-0165 (1984).
- (24) Teramoto, S., "Large-eddy simulation of transitional boundary layer with impinging shock wave," *AIAA Journal*, Vol. 38, No. 11 (2000), pp. 2103-2112.
- (25) Fujii, K., "Unified zonal method based on the fortified solution algorithm," *Journal of Computational Physics*, Vol.118 (1995), pp. 92-108.
- (26) Suzen, Y. B. and Huang, P. G., "Simulations of flow separation control using plasma actuator," *AIAA Paper* 2006-877 (2006).
- (27) Tsubakino, D. and Fujii, K., "Effective lay-out of plasma actuators for a flow separation control on a wing," *AIAA Paper* 2007-474 (2007).
- (28) 青野, 野々村, 藤井, "DBD プラズマアクチュエータモデルを用いた静止期待中における誘起流れの数値解析," 日本機械学会流体工学部門論文集, 252 (2012).
- (29) 西岡, "音波による剥離流れの制御," 日本音響学会誌, 第 55 巻, 9 号 (1999), pp. 650-655.
- (30) Dovgal, A. V., Kozlov, V. and Mxchalke, A., "Laminar boundary layer separation: Instability and associated phenomena", *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 30 (1994), pp. 61-94.
- (31) Packard, N. O. and Bons, J., "Transient aerodynamic response to leading edge flow control," *AIAA Paper*, 2012-2805 (2012).
- (32) Yarusevych, S., Sullivan, P. and Kawall, J. G., "On vortex shedding from an airfoil in low-Reynolds-number flows," *Journal of Fluid Mech.*, Vol. 632 (2009), pp. 245-271.
- (33) 佐藤, 高木, "剥離流の遷移領域における偶然化過程," 京都大学数理解析研究所講究録, 第 218 巻 (1974), pp. 83-107.
- (34) Sato, H. and Saito, H., "Fine-structure of energy spectra of velocity fluctuations in the transition region of a two-dimensional wake," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 67 (1975), pp. 539-559.