

# プラズマアクチュエータの 3 次元分布が剥離制御に与える効果の LES 解析

## LES Analysis of Effect of Three-dimensional Layout of Plasma Actuator on Separation Control

○金田一哲, 東大院, 〒252-5210 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, kaneda@flab.isas.jaxa.jp  
 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  
 Ittetsu Kaneda, The University of Tokyo, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, 252-5210, Japan  
 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, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, 252-5210, Japan

In order to clarify the effect of three dimensional vortices on separation control over an airfoil, two cases that imaginary body force is distributed in spanwise-uniform layout and spanwise-intermitted layout are calculated by employing large eddy simulation. The flow is separated and do not retouch in the first case. On the other hand, in the later case the flow has only short bubble near the leading edge despite of the same total given momentum as the first case. Thus, it is considered that the three dimensional vortices are effective to control the separation flow. In addition, the distance of spanwise-intermitted layout affects on the structure of vortices in flow field and in order to make the three dimensional vortices, it is necessary to distribute the body force in proper distance.

### 1. はじめに

近年, Dielectric Barrier Discharge(DBD)プラズマアクチュエータ<sup>(1)</sup>やシンセティックジェットといった小型の能動的な流体制御デバイスが注目を浴びている。これらのデバイスは従来のデバイスと比べて、即応性、比較的簡易な機構、少ない投入エネルギーで剥離制御が可能という点において優れており、剥離制御や壁面摩擦応力の低減などへの応用が期待されている。例として小型無人航空機などの外部流れやタービン翼などの内部流れへの剥離制御デバイスとしての利用等が考えられている。

本研究では、上記の能動的な流体制御デバイスの一つであるプラズマアクチュエータに着目する。プラズマアクチュエータは、シンセティックジェットのように物体表面に穴を設ける必要がないという利点もある。Fig. 1 にプラズマアクチュエータの概略図を示す。図に示すように、プラズマアクチュエータは2枚の電極の間に誘電体を挟み、両電極に交流高電圧をかけることにより、プラズマ領域を発生させ、非定常な速度変動を流体に誘起するデバイスである。これを時間平均すると、露出電極から被覆電極へ向かう流れが誘起される。

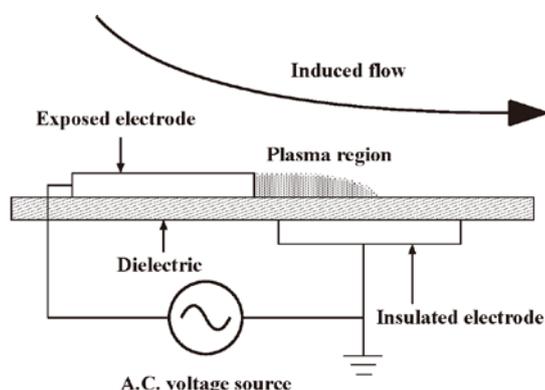


Fig. 1 Configuration of plasma actuator.

プラズマアクチュエータに関する実験は実機におけるプラズマアクチュエータの有用性を示し、より効果的に利用するために、実験、数値シミュレーション共に多く行われている。特に、交流電圧、周波数、波形などのパラメータを変化させ、より効果的に剥離制御を行おうとする応用的な研究が多い<sup>(2)(3)</sup>。波形に関しては Fig. 2 のように、1 周期の中で与える交流電圧の on/off を周期的に切り替えるバースト波を入力波形として入力することでより効果的に剥離制御が行えることが知られており<sup>(4)</sup>、このバースト波に関して最適なパラメータやメカニズムを明らかにしようとする研究が行われている。

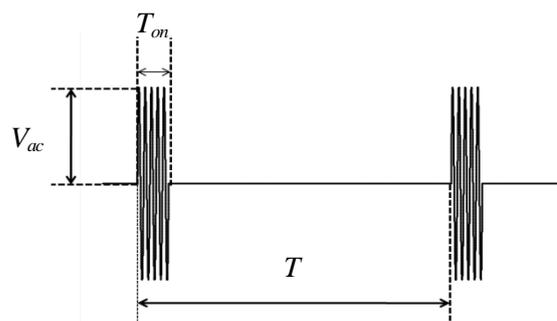


Fig. 2 Burst wave image.

剥離制御のメカニズムを解明することを目的とした研究は主に数値シミュレーションを用いて行われている。浅田らは、バースト波と通常の交流波形を用いたプラズマアクチュエータによる翼剥離制御において剥離制御メカニズムを解明することを目的とし数値シミュレーションを行った<sup>(5)(6)</sup>。これによりスパン方向の2次元的な渦の崩壊後に生成される3次元的な渦による混合の促進が、剥離制御に大きく寄与している可能性と示唆した。この結果から、3次元的な渦を意図的に作り出すことで、より効果的に剥離制御ができる可能性が考えられる。

3次元的な渦を意図的に作り出そうとする研究として、プラズマアクチュエータをスパン方向に変化させて剥離制御に与える効

果について調べた研究もなされている。Jonathan らは、翼に対しスパン方向に楕形のプラズマアクチュエータを用いて実験を行っている<sup>7)</sup>。この研究では、Hot-Film センサーによる剥離の再付着点を判断できるかどうかということの主目的としている。そのため、楕形のプラズマアクチュエータが剥離制御に対し効果があることは述べられているものの、プラズマアクチュエータをスパン方向に一樣に配置したケースとの比較は行われておらず、3 次元の渦と剥離制御効果の関係は述べられていない。また、Rizzetta らは、数値シミュレーションを用いて 3 次元の渦を意図的に作り出す研究を行った<sup>8)</sup>。この研究では、翼表面にプラズマアクチュエータの体積力をスパン方向に変化させて分布したケースと一樣に分布したケースを様々なアクチュエータのモデルおよびグリッドで計算を行い、各ケースにおいて前述のバースト波および単純な交流波の入力の両方の計算を行っている。この結果から、特に単純な交流波を入力したケースにおいて、スパン方向に変化させたケースがスパン方向に一樣に分布させたケースよりも剥離制御に効果があることが示されている。しかしながら、流れ場に関して 3 次元の渦と剥離制御効果の関係については詳細に述べられていない。

そこで、本研究では 3 次元の渦が剥離制御に与える影響についての現象を理解し、より効果的な配置を探ることを目的としている。3 次元の渦を意図的に生成するため、プラズマアクチュエータの体積力をスパン方向に離散的に分布させ、数値シミュレーションを行った。本研究では、渦が剥離制御に与える効果の現象理解を目的としているため、細かい非定常な渦構造を捉えることが重要となる。そこで、本研究では、非定常な流れ場を理解するために十分であると考えられ direct numerical simulation (DNS) に比べて計算コストの軽い large-eddy simulation (LES) を用いて計算を行った。本研究では、3 次元の渦の剥離制御効果を研究対象としており、バースト波による一連の渦崩壊過程と切り分け純粋に 3 次元の渦の剥離制御効果を調べるために通常の交流波形を入力波形とした。以降では、Fig. 3 に示されるような離散的に体積力を分布したケースとスパン方向に一樣に分布したケース、および制御をしていないケースを比較し、流れ場を議論する。

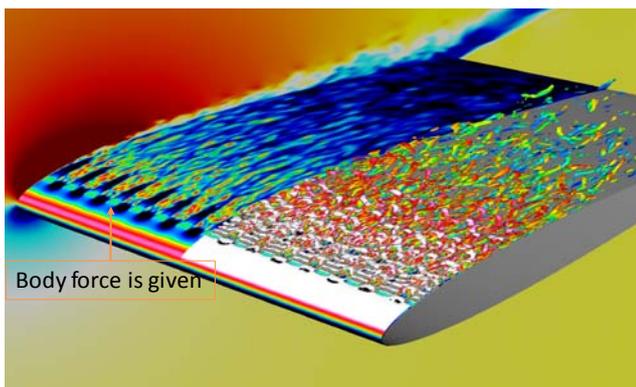


Fig. 3 Flow field of intermitted actuator case

## 2. 解析モデル

### (1) 計算条件

参考文献(5)の浅田らの研究との比較のため、流れの条件は同じにした。一樣流マッハ数は流体の圧縮性をほとんど無視できるマッハ数として 0.2 とし、コード長に基づくレイノルズ数は 63,000 とした。比熱比は 1.4、プラントル数は 0.72 である。翼型としては、NACA0015 翼を用い、迎角 14 deg で計算を行った。プラズマアクチュエータによる体積力のモデルは、前縁からコード方向に 5% の位置に適用した。

### (2) 支配方程式

本研究では、支配方程式として 3 次元 Navier-Stokes 方程式にプラズマアクチュエータによる体積力およびエネルギーを加えた方程式を用いている。方程式は質量、運動量、エネルギーの保存則からなり、一樣流およびコード長で無次元化された式は以下に示される。

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

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

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

式(2)および(3)において、右辺最終項はそれぞれプラズマアクチュエータによって与えられる単位体積あたりの体積力とエネルギーである。これらの詳細は次節で述べる。

### (3) プラズマアクチュエータのモデル化

前節において、体積力とエネルギーは Navier-Stokes 方程式の中で、それぞれ  $D_c q_c E_i (=D_c F_i)$  と  $D_c q_c u_k E_k (=D_c u_k F_k)$  と表わされると述べた。ここで、 $D_c$  は静電気力に関する無次元数であり、体積力の大きさを決定する。

$$D_c = \frac{q_{c,ref} E_{ref} c}{\rho_\infty u_\infty^2} = \frac{q_{c,ref} \phi_{ref}}{\rho_\infty u_\infty^2} \quad (4)$$

ここで、添字“ref”は代表値を表し、 $\phi$  は静電ポテンシャル(電圧)である。式(4)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わすパラメータとして用いることができる。本研究においても入力電圧の大きさを表すにあたり、この  $D_c$  を用いることにする。 $F_i$  は体積力の分布を示しており、Suzen モデル<sup>10)</sup>によって決定される。Suzen モデルによる力のベクトル分布は、Fig. 4 に示される。体積力の大きさを色づけされており、黄色の矢印は体積力の方向を表わしている。また、二つの白色の部分は電極である。このモデルは物体表面に対し垂直な力と翼表面に沿った力の二つの特徴的な体積力を持っている。Fig. 5 は本研究における体積力の大きさの分布を示している。モデル化を行っている領域は、0.015(コード方向)×0.01(コード方向に垂直な方向)の領域であり、Fig. 5 に示す物体のちょうど中心に物体表面があり、その上下に白色で示される露出電極と被覆電極が存在する。また、スパン方向の体積力分布は一樣である。この体積力のモデルを翼面に適用するに当たり、翼表面に前縁からコード長の 5% 位置に赤矢印で与えられる点を一致させ、翼表面の接線方向と物体面が一致するように回転させた。

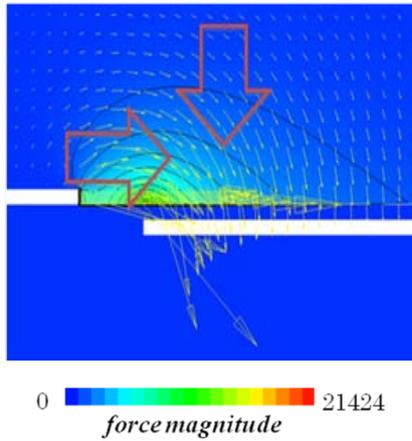
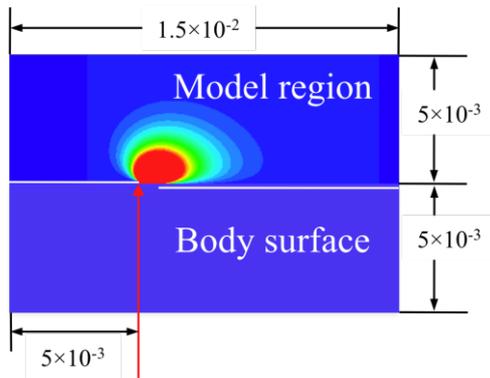


Fig. 4 Force image of Suzen model.



5% chord length from the leading edge

Fig. 5 Force distribution of Suzen model.

(4) プラズマアクチュエータの作動条件及び体積力分布

プラズマアクチュエータの作動条件は、パースト波を用いず通常の交流電圧を入力したケース(Normal mode)のみを扱っている。また、Suzenらのモデルは時間平均流れ場を再現するように作られたモデルであり、非定常な振る舞いはあまり考慮されていない。そこで本研究では簡単ではあるが、時間変動の効果を反映するように定式化を行う。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(露出電極から被覆電極の方向)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  $S(x, y, z, t)$ 、Suzenらのモデルによって得られた体積力分布を  $S_{suzen}(x, y, z)$  で表すと次のように表わされる。

$$S(x, y, z, t) = S_{suzen}(x, y, z) \sin^2(2\pi f_{base} t) \quad (5)$$

式(5)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の  $D_c$  の値を定義すると考えると、以下のように表わされる。

$$\begin{aligned} S_{ave}(x, y, z) &= \int_0^{T_m} S(x, y, z, t) dt \\ &= \frac{1}{2} D_c S_{suzen}(x, y, z) \end{aligned} \quad (6)$$

スパン方向に一定であるアクチュエータの  $D_c$  の値は8の計算を行った。また、スパン方向に離散的なアクチュエータのケースで

は、スパン方向の体積力を与える領域が半分になるので、体積力の総和が同じになるように  $D_c$  の値をおよそ2倍の値にしている。なお、計算ケースはTable 1に記す通りである。表における  $D_c^*$  は各点の  $D_c$  の値をスパン方向に平均したものである。DBD-offのケースは、プラズマアクチュエータによる体積力を0にしたケースである。

Table 1 計算ケース

case name	actuator layout	$D_c^*$	$f_{base}[Hz]$	Intermitt distance
DBD-off	Standard actuator	0	N/A	N/A
Std_8	Standard actuator	8	6000	N/A
Imd_0.006	Intermitted actuator	8	6000	0.006c
Imd_0.022	Intermitted actuator	8	6000	0.022c

ここで Intermitted actuator は、Fig. 6に示されるような離散的に体積力が分布されたケースである。本研究では、離散的な間隔はスパン方向に等間隔で分布させており、その間隔はTable 1で Intermitted distance として示している。ここで、 $c$  はコード長を示している。これらの体積力の与えている領域の大きさは、この領域と同じスケールのコード方向に軸を持つ渦を誘起することを期待し決定している。

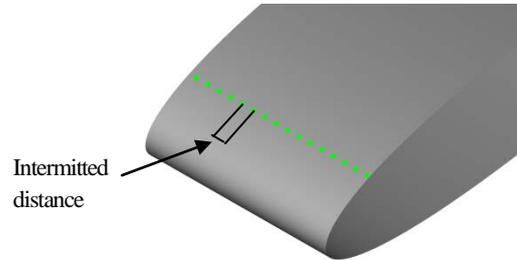


Fig. 6 Intermitted actuator image.  
(body force is given in green area)

3. 計算手法および計算格子

(1) 計算手法

支配方程式として、3次元圧縮性Navier-Stokes方程式を用いた。これらの方程式は一般極座標( $\xi - \eta - \zeta$ )で解かれる。プラズマアクチュエータによって誘起される速度は非常に小さく非定常なので、高解像度かつ非定常の計算手法が必要となる。よって、対流項と粘性項の空間微分およびヤコビアンは6次精度コンパクト差分法<sup>(11)</sup>で評価した。境界近くでは、2次精度陽解差分法を使用した。また、数値振動を防ぐため10次精度の3重対角フィルター<sup>(12)</sup>を用いており、フィルター係数は0.47である。時間積分として、ADI-SGSスキーム<sup>(13)</sup>を用いている。時間精度を保証するため、時間積分として2次精度後退差分法を使用し、3回の内部反復を行っている。無次元時間における時間刻みは0.0002であり、最大クーラン数がおよそ1.6となる。なお、乱流のサブグリッドスケールの効果は前述した3重対角フィルターが担うものと考え、本研究では陽的なモデルを用いないImplicit LES(ILES)<sup>(14)</sup>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で5点を重ね合わせている。

(2) 計算格子

計算格子をFig. 7、およびFig. 8に示す。流体計算にはFig. 7に示す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  $20c$  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 Zone 1(青色格子)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 Zone 2(赤色格子)の2つの Zone

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<sup>(15)</sup>を用いた。Zone 2 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 Zone 1 : 351 × 101 × 121, Zone 2 : 301 × 101 × 201 及び、モデル用格子 : 1201 × 801 (× 121) である。LES 計算は Zone 1, Zone 2 で行い、総格子点数は約 1000 万点程度、最小格子幅は Zone 1, Zone 2 ともに、境界層の厚み方向に  $1.2 \times 10^{-4}$  である。一般座標として、翼面に沿った方向へ  $\xi$ , スパン方向へ  $\eta$ , 翼面から垂直な方向へ  $\zeta$  とすると、 $(d\xi^+, d\eta^+, d\zeta^+_{min}) = (15, 20, 1)$  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。ただし、Imd\_0.022 case に関しては、十分なスパン方向の長さをとるため、格子点は Zone 1 : 351 × 319 × 121, Zone 2 : 301 × 319 × 201 とスパン方向に拡大している。ただし、スパン方向の格子幅は一定で拡大している。

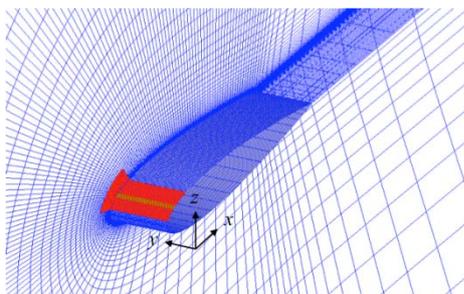


Fig. 7 Computational grids (air view).

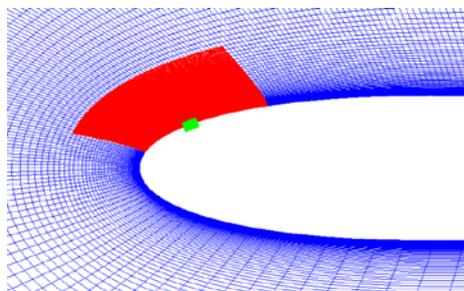


Fig. 8 Computational grids near the leading edge (side view, Zone 1:blue color, Zone 2:red color, model grid:green color).

### (3) 解析手法の検証

参考文献(5)に示す浅田らの研究によって、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と計算の圧力係数分布の比較が行われており、実験結果と良い一致を示している。本研究においても同じ解析手法を用いており、プラズマアクチュエータによる剥離制御において定性的な違いを比較するためには、現在の解析手法は十分であると言える。

## 4. 結果および考察

### (1) 平均流れ場

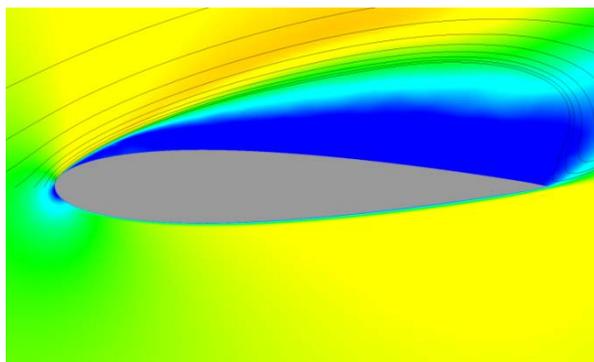
本節では時間平均流れ場について議論するが、流れ場はスパン方向にも平均している。ここで、スパン方向に離散的に体積力を分布させたケースにおいて、アクチュエータを作用させている領域、および作用させていない領域だけのスパン方向の平均も行ったが、全体を平均した場合とほぼ同様であったため、本論文では全体を平均した場合について議論する。アクチュエータを作用さ

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による体積力を作用させ計算を行った。Fig. 12 に今回計算した各ケースのコード方向速度と流線を示す。Fig. 12(a)に示されるように、DBD-off case は翼の前縁から大きく剥離している。一方、Fig. 12(b)の Std\_8 case は、参考文献(5)の浅田らの研究では剥離が制御できていると思われたがさらに計算を続けたところ、前縁での剥離領域は DBD-off case に比べて薄くなっているが、明らかな剥離制御効果は得られなかった。一方、Fig. 12(c)および(d)に示される Intermittent case は前縁からの剥離を抑えることができている。アクチュエータの体積力の総和が Std\_8 case と同じになるようにするために、 $D_c$  の値を約 2 倍にしていることによる効果も存在すると考えられるが、本論文には掲載していない  $D_c=32$  のケースと比べても剥離制御効果がみられることから、 $D_c$  による効果以外にも剥離制御に寄与している効果があると考えられる。また、Fig. 11 に各ケースにおける圧力係数  $C_p$  の分布を示す。各ケースにおける Fig. 12 に示される剥離領域が  $C_p$  分布においても同様に確認される。DBD-off case および Std\_8 case は翼前縁からフラットな値が翼後縁まで続き、翼後縁での値が 0 よりも小さい値をとっており、大規模な剥離の  $C_p$  分布となっている。一方、Intermittent actuator のケースでは、他のケースと比べて明らかに剥離領域が減少している。また、Imd\_0.006 case と Imd\_0.022 case を比較した場合、Imd\_0.022 case の方が剥離領域の小さな流れ場となっていることがわかる。また、プラズマアクチュエータを用いたケースのコード方向 5% 位置付近において、 $C_p$  の小さなピークが見られる。これは、プラズマアクチュエータによって速度が誘起されたためであると考えられる。そのため、5% 付近で見られる負圧のピークの値は  $D_c$  の値が大きくなるに従い大きくなり、プラズマアクチュエータを用いていない DBD-off case においてはそのようなピークは見られない。また、同様に前縁付近で見られる  $C_p$  の負圧のピークの値もアクチュエータを用いたケースは DBD-off case と比べて明らかに負に大きな値を取っている。これはプラズマアクチュエータの作用により付着した流れが、アクチュエータによって加速されるためであると考えられる。

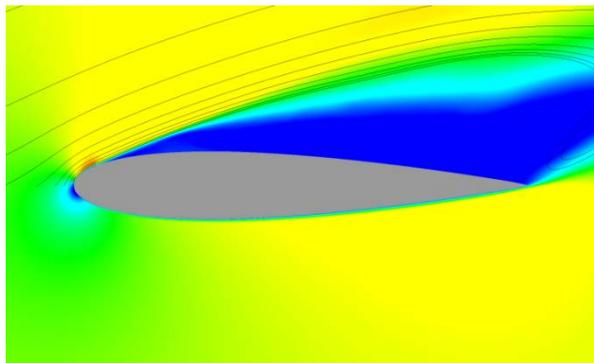
また、Fig. 11 に摩擦係数  $C_f$  の分布を示す。ここで、図中に描かれている値は、上面の  $C_f$  の値のみプロットしている。図の破線で囲われた位置は、再付着点を示している。図からわかるように、再付着点の位置は、Intermittent actuator case の方が前縁に近い。特に、Imd\_0.022 case においては、剥離領域が非常に小さく、剥離後すぐに再付着していることがわかる。また、DBD-off case および Std\_8 case では、再付着していないことが  $C_f$  の分布からわかる。

さらに、レイノルズ応力に相当する  $-u'w'$  の分布を Fig. 13 に示す。Fig. 13 に関して、レイノルズ応力が高い値を示している領域は剥離剪断層により生成された 2 次元的な渦の崩壊する領域に分布している。ここで、Fig. 13(d)に示される Imd\_0.022 case のレイノルズ応力が他のケースと比べて小さい値をとっているのは、剥離した流れがすぐに再付着し剥離剪断層による 2 次元的な渦がほとんど存在しないためであると考えられる。また、剥離領域が小さいケースほど、レイノルズ応力の分布は小さい領域に高く分布している。これは、剥離を制御しているため剥離剪断層が小さくなり、その結果レイノルズ応力が小さくなるためであると考えられる。

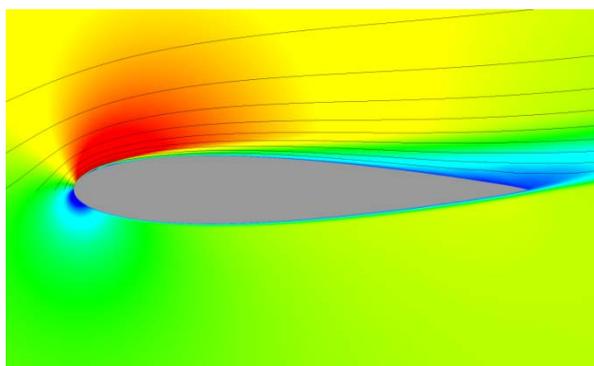
以上のことから、Intermittent actuator case は Standard actuator case と比べて剥離制御に対して効果的であることがわかった。このように Intermittent actuator case が剥離制御に有効である理由として、3 次元的な渦の効果が考えられる。また今回行った計算では、Intermittent case において離散距離が大きいケースの方が剥離制御に対し効果的であった。次節では、瞬間流れ場について 3 次元的な渦と剥離制御効果の関係性について議論する。



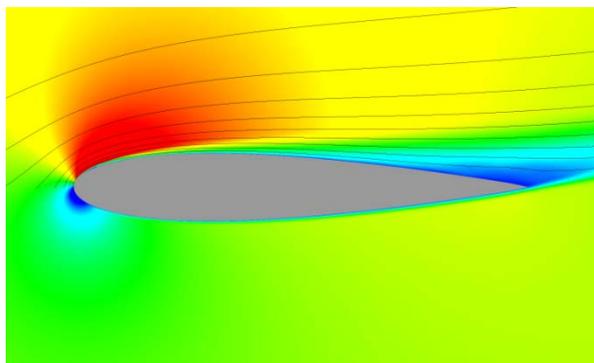
(a) DBD-off case.



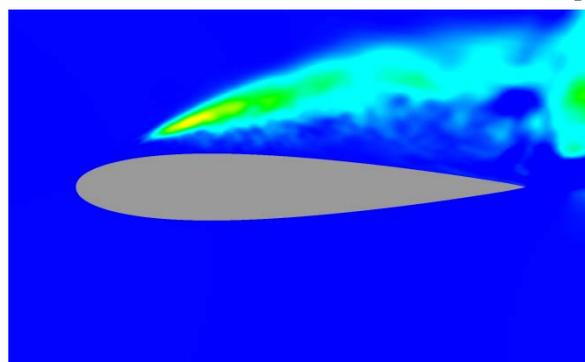
(b) Std\_8 case.



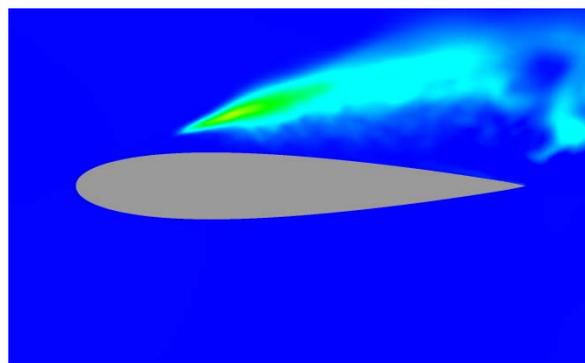
(c) Imd\_0.006 case.



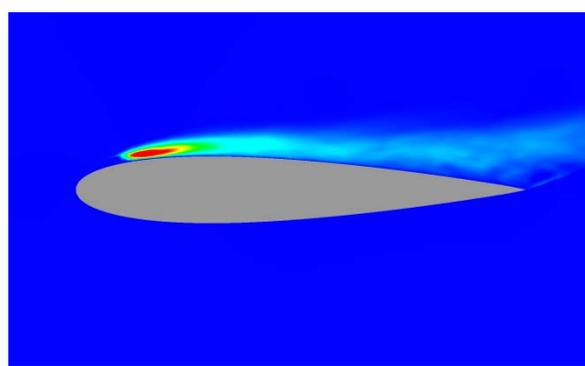
(d) Imd\_0.022 case.



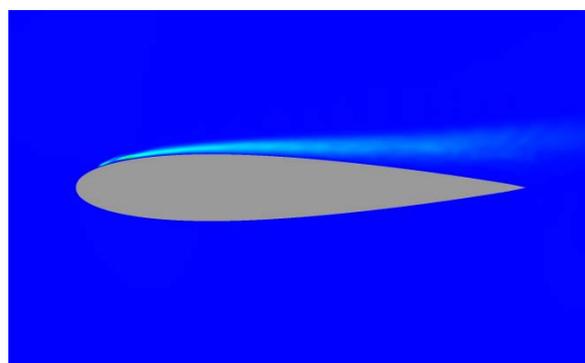
(a) DBD-off case.



(b) Std\_8 case.



(c) Imd\_0.006 case.



(d) Imd\_0.022 case.

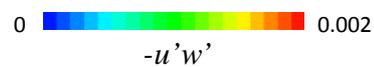


Fig. 12 Time-averaged and spanwise-averaged chord direction velocity distributions and stream lines.

Fig. 13 Reynolds stress distributions.

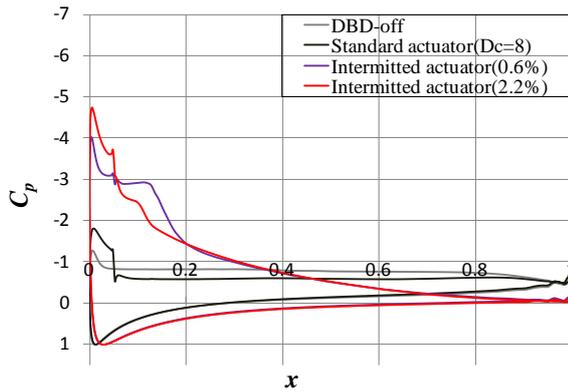


Fig. 10  $C_p$  distributions.

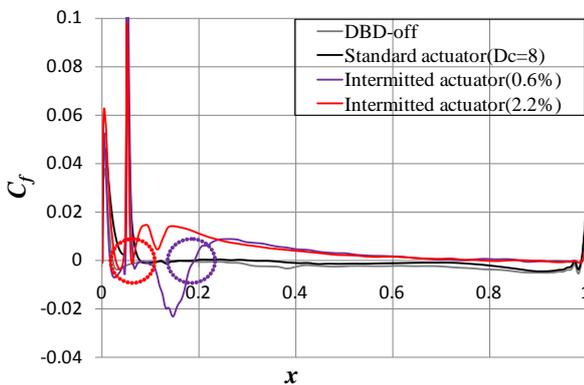


Fig. 11  $C_f$  distributions.

(2) 瞬間流れ場

Fig. 14 にアクチュエータによる体積力を付加した各ケースの瞬間流れ場を示す。図において、左半分における背景はコード方向速度で色づけされており、等値面は速度勾配テンソルの第2不変量を表わし、コード方向渦度で色づけしている。また、右半分は翼面から垂直方向に最小格子幅分離れた面でのコード方向速度を表わしている。

DBD-off case では、翼前縁から剥離した流れによる剪断層において、Kelvin-Helmholtz 不安定によってスパン方向に軸を持つ2次元的な渦を生成し、それが下流に移流する過程で崩壊し複雑な3次元的な渦構造となる。Std\_8 case では、翼前縁付近では剪断層の角度は小さくなるものの、下流に向かっては従い大きく剥離し、DBD-off case と同様に2次元的な渦を生成され、下流で崩壊し3次元的な渦構造となる。Imd\_0.006 case では、翼前縁に近い位置で2次元的な渦が崩壊し、3次元的な渦へ遷移する。また、遷移後の渦構造が Standard actuator の各ケースと比べて非常に細かい渦構造をとっている。さらに、Imd\_0.022 case では、アクチュエータの体積力を付加した領域では2次元的な渦構造を形成しているが、体積力を付加していない領域では、コード方向5%位置にあるアクチュエータによる体積力の分布位置の直後から3次元的な渦構造をとっている。また、体積力を付加している領域から発生する2次元的な渦も移流の過程で3次元的な渦へと遷移していることがわかる。これらの渦構造の移流を具体的に見るために、Fig.15~18 に瞬間流れ場の時間変化を示す。図中の矢印における色は、時間経過後の同じ渦であることを示す。また、これらの渦の移流の過程を視覚的に理解しやすくするために動画を添付した。B6-5-1 は Imd\_0.006 case, B6-5-2 は Imd\_0.022 case を示している。

意図的に3次元的な渦を作るようにした Imd\_0.006 case では、アクチュエータによる体積力を付加した直後に3次元的な渦を生成することはなく、剪断層から放出される渦の周期で2次元的な渦が発生する。しかし、それらは非常に不安定であり後縁に移流する過程でStandard actuator caseの2次元的な渦と比べてすぐに崩壊する。その結果、非常に細かい3次元的な渦が生成される。これらの渦によって流れの混合が促進され翼面に沿う流れ場となっている。

Imd\_0.022 case では、アクチュエータの交流入力力がピークになった時に、アクチュエータの体積力を付加した領域に2次元的な渦を生成していることが見てとれる。この2次元的な渦は他のケースと異なり、アクチュエータの体積力の周期で放出されている。また、2次元的な渦が生成する3回に一度の周期でアクチュエータの体積力を付加していない領域にヘアピン渦のような3次元的な渦が生成される。またこれらのヘアピン渦の放出間には、細かい3次元的な渦が見られる。このヘアピン渦は、後縁に移流する過程ですぐに崩壊し、より細かい3次元的な渦へと遷移する。Imd\_0.022 case では、コード方向5%位置にあるアクチュエータによる体積力分布位置の直後の体積力を付加していない領域に生成される3次元的な渦が運動量の混合に大きく貢献し、その結果、剥離がより効果的に制御できていると考えられる。以上の結果から、運動量の投入とは別に剥離制御に対して3次元的な渦を作りだすことが重要であると考えられる。この3次元的な渦をより前縁に近い位置に意図的に生成することにより、剥離領域を小さくすることが可能となる。また、離散的に体積力を分布することにより3次元的な渦を意図的に作りだすためには離散距離が大きく影響し、小さすぎる距離では3次元的な渦は形成されない。

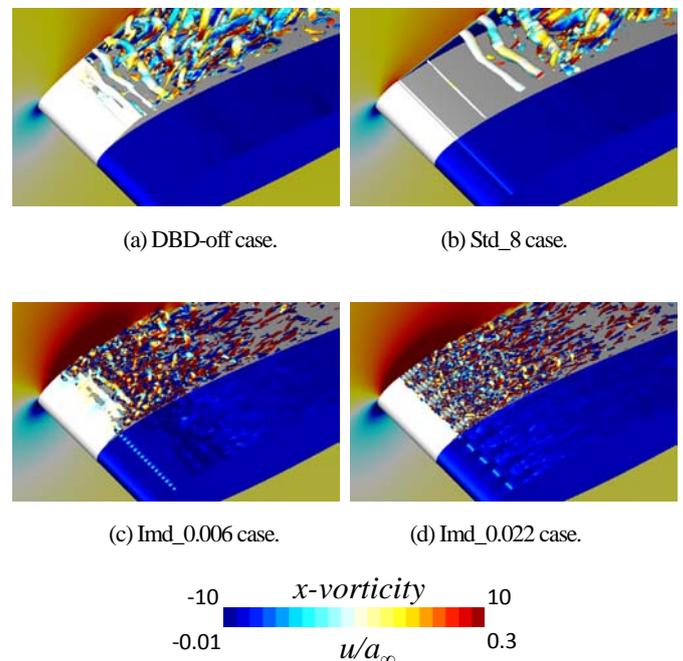
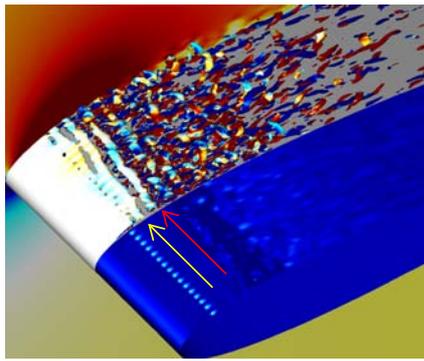
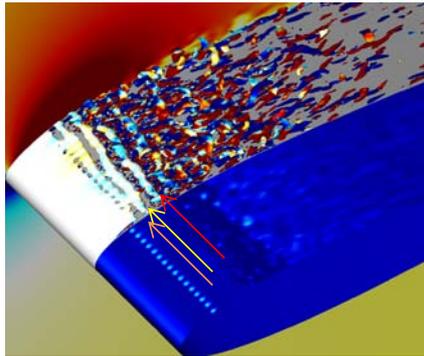


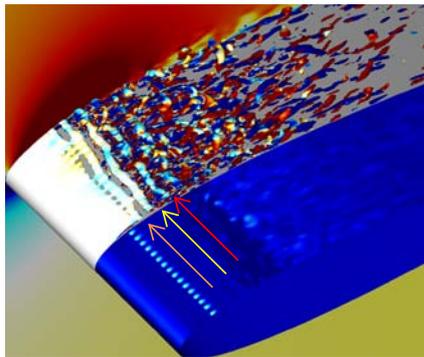
Fig. 14 Iso-surfaces of 2nd invariant of the velocity gradient tensors and Chord direction velocity distributions



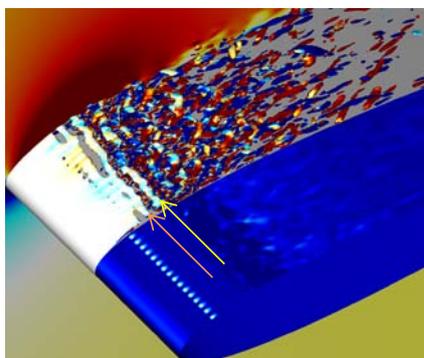
(a)



(b)



(c)



(d)

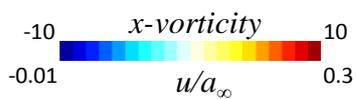
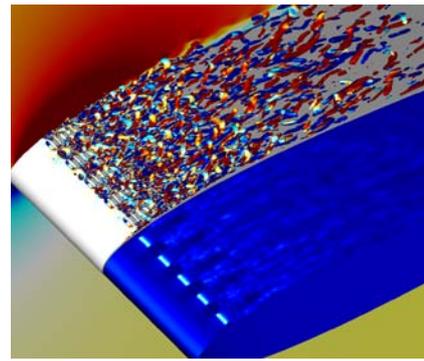
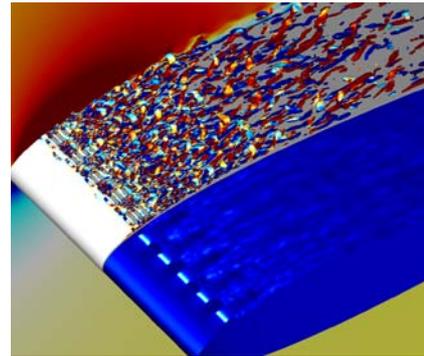


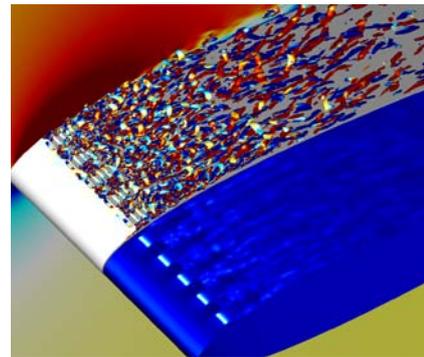
Fig. 15 Iso-surfaces of 2nd invariant of the velocity gradient tensors and Chord direction velocity distributions (Imd\_0.006 case)



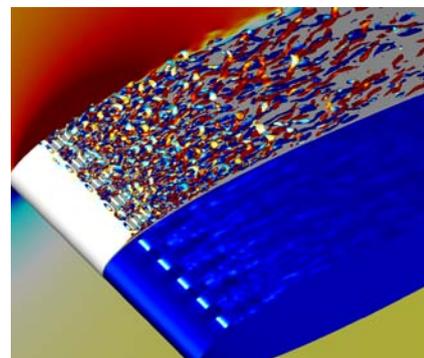
(a)



(b)



(c)



(d)

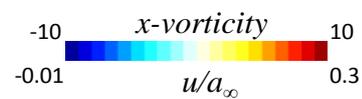


Fig. 16 Iso-surfaces of 2nd invariant of the velocity gradient tensors and Chord direction velocity distributions (Imd\_0.022 case)

## 5. まとめ

NACA0015 翼に対して、高解像度コンパクトスキームを用いた Implicit LES により、前縁剥離を起こす迎角において、プラズマアクチュエータの体積力として通常の交流電圧を付加した場合について体積力の分布をスパン方向に離散的に分布したケースおよび一様に分布したケースの計算を行い、比較を行った。スパン方向に体積力を離散的に分布したケースでは、一様な体積力分布のケースと比較して、より前縁に近い位置で再付着する結果となった。これらは 3 次元的な渦による流れの混合の効果であると考えられる。また、3 次元的な渦を意図的に作り出す際に、スパン方向に離散的に分布する距離が重要であることがわかった。離散的な距離が短すぎる場合には、体積力を付加した直後には 3 次元的な渦は生成されず、不安定な 2 次元的な渦が生成される。その 2 次元的な渦が移流する過程で崩壊し細かい 3 次元的な渦が生成され、これらの渦が剥離制御に大きく貢献している。また、適当な離散距離で体積力を分布された場合には、コード方向 5%位置にあるアクチュエータの体積力分布位置の直後に、体積力を付加された領域に 2 次元的な渦が生成され、体積力が付加されない領域では 3 次元的な渦が生成される。この 3 次元的な渦は剥離制御に大きく影響し、剥離した流れは体積力を付加した直後に再付着する結果となった。今回の計算では、このケースが剥離制御効果という点において、最も効果的であった。

本解析により、運動量を投入することとは別に、スパン方向に離散的に体積力を付加し 3 次元的な渦を意図的に作り出すことによって、より一層効果的に剥離を制御できることがわかった。また剥離制御に有効な 3 次元的な渦を生成するためには、離散距離を適当な距離をとる必要があることがわかった。

## 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。

## 参考文献

- (1) Thomas C. Corke and Martiqua L. Post and Dmitry M. Orlov, "SDBD plasma enhanced aerodynamics: concepts, optimization and applications," *Progress in Aerospace Sciences*, 43(2007), pp.193-217.
- (2) Tsubakino, D. and Fujii, K., "Effective Lay-out of plasma Actuators for a Flow Separation Control on a Wing," *AIAA Paper* 2007-474.
- (3) Sidorenko, A. A. *et al.*, "Pulsed Discharge Actuators for Rectangular Wings Separation Control," *AIAA Paper* 2007-941.
- (4) 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.
- (5) 浅田健吾, 藤井孝藏, "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 回数値流体力学講演論文集, 1 (2003), pp. 1-1.
- (6) Asada, K. and Fujii, K., "Computational Analysis of Unsteady Flow-field Induced by Plasma Actuator in Burst Mode," *AIAA Paper* 2010-5090.
- (7) Poggie, J., Tilmann, C. P., Flick, P. M. *et al.*, "Closed-Loop Stall Control on a Morphing Airfoil Using Hot-Film Sensors and DBD Actuators," *AIAA Paper* 2010-547.
- (8) Rizzetta, D. P., Visbal, M. R., "Numerical Investigation of Plasma-Based Control for Low-Reynolds Number Airfoil Flows," *AIAA Paper* 2010-4255.
- (9) Asada, K., Ninomiya, Y., Oyama, A., Fujii, K., "Airfoil Flow Experiment on the Duty Cycle of DBD Plasma Actuator," *AIAA Paper* 2009-531.

- (10) Suzen, Y. B. and Huang, P. G., "Simulations of Flow Separation Control using Plasma Actuator," *AIAA Paper* 2006-877.
- (11) Lele, S.K., "Compact Finite Difference Scheme with Spectral-Like Resolution," *Journal of Computational Physics*, Vol.103, pp. 16-22, 1992.
- (12) 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.
- (13) 藤井孝藏, "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.
- (14) Visbal, R. M. and Rizzetta, P. D., "Large-eddy simulation on general geometries using compact differencing and filtering schemes," *AIAA Paper* 2002-288.
- (15) Fujii, K., "Unified Zonal Method Based on the Fortified Solution Algorithm," *Journal of Computational Physics*, Vol.118, pp.92-108, 1995.