

DBD プラズマアクチュエータを用いた大迎角細長物体の非対称剥離渦制御における周方向駆動位置の影響の数值解析

佐藤雅幸、稲葉亮司、西田浩之(東京農工大学)
野々村拓、藤井孝蔵(JAXA)

Numerical Study on Effect of Circumferential Driving Position of DBD Plasma Actuator on Asymmetric Separation Vortex Control for High-Angle-of-Attack Slender-Body

Masayuki Sato, Ryoji Inaba, Hiroyuki Nishida (TUAT)
Taku Nonomura, Kozo Fujii (JAXA)

ABSTRACT

We have analyzed the asymmetric separation flow over a slender body at high angle of attack by numerical simulation aiming a control of the asymmetric vortices using a dielectric barrier discharge (DBD) plasma actuator. Reynolds Averaged Navier Stokes/Large-Eddy Simulation hybrid method (RANS/LES) is adopted with high-order compact spatial difference scheme. First, the characteristics of the asymmetric separation flow were explained for various angles of attack. When the angle of attack becomes higher, the asymmetry of the flow field becomes stronger. The side force has nonlinearity in the relation with the angle of attack. We estimated the circumferential flow separation point using circumferential pressure distribution. Separation point is changed with the angle of attack, axial position and body side (right or left hand side). Next, numerical simulations of the flow field over the slender body with the plasma actuator actuation were conducted. Plasma actuators are located circumferential position of ± 80 degs, ± 100 degs or ± 120 degs. We investigated the influence of the positional relation between the flow separation point and the actuator location on the side force control effect. As a result, the flow control effect can be improved by installing the actuator near to the flow separation point. The flow can be controlled by the plasma actuator located not only before the flow separation point but also after that; this result indicates the flow control is due to the Coanda effect.

1. 研究背景及び目的

航空機の胴体やロケットなどは基本的に円形に近い断面をもった細長飛行物体である。この細長物体が大迎角飛行を行う際には、後流渦が物体から離れ非対称となり¹⁾、これに起因する横力が機体に加わることで、機体の姿勢安定性が著しく損なわれることが知られている。この問題を解決する有用な方法の一つが流れの制御であり、非対称剥離渦発生メカニズムを解明し、制御する研究がこれまでに数多く行われてきている^{2,3)}。マイクロジェットや小型振動翼など、能動的な流体制御デバイスの大迎角細長物体への適用研究が行われてきたが^{4,5)}、作動流体のタンクが必要、機械的構造が複雑であるため重量が大きいためから実用化には至っていない。また、これまでの研究ではデバイスの設置自由度が限られ、横力の比例的制御を実現していないのも実用化に至らない要因の一つである。

近年、Fig. 1 に示すような DBD (Dielectric Barrier Discharge) プラズマアクチュエータと呼ばれる流体制御デバイスが注目を集めている^{6,7)}。このデバイスは、可動部が一切なく電氣的に能動的制御が行えること、非常に薄い膜のため元の空力特性に大きな影響を与えないこと、物体近傍に作用するため境界層の制御に適していることなど、既存の装置にはない特性を数多く備えている。翼の失速特性の改善に代表されるように、物体周りの流れの剥離制御を行うことによって、小さな制御力で効率よく剥離渦を制御できる可能性がある。

以上に述べた利点から、DBD プラズマアクチュエータが既存の流体制御デバイスの欠点を払拭し、細長飛行体の流れ制御に大きな効果をもたらせることが期待できる。これまでも DBD プラズマアクチュエータを細長飛行体に適用し横力を制御する研究が行われてきたが、物体先端での制御^{8,9)}による bang-bang 制御が実証されたのみであり、制御力(アクチュエータの出力)に対して比例的な制御は実現していない。我々のこれまでの研究により、物体後胴において、左舷と右舷で別々にアクチュエータを駆動することで¹⁰⁾、ある程度比例的に大迎角時の横力を制御できるこ

とがわかっているが、実用レベルでの制御を行うためには、アクチュエータの出力が足りないことがわかっている。今後、アクチュエータの出力改善の研究と共に、駆動方法(パルス駆動やナノパルス駆動など)及び駆動位置の最適化などを行ってゆく必要がある。

本研究では 3 次元数値流体解析により、細長物体後胴に設置したプラズマアクチュエータの周方向の駆動位置と元の剥離位置の関係が横力制御に及ぼす影響について調査することを目的とする。

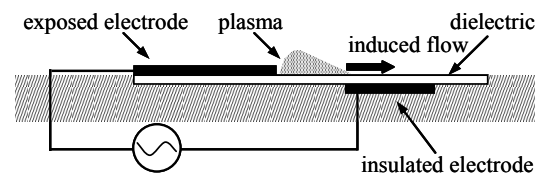


Fig. 1. DBD Plasma actuator

2. 大迎角細長物体周りの流れ場の特性

細長物体周りの流れ場は、物体先端頂角 θ_c と迎角 α によって、Fig. 2 に示すように 4 つのタイプに分類される¹⁾。

- 物体軸方向の流れが、卓越し、横断流(軸方向に垂直な流れ)による剥離が生じず、渦のない流れ。
- 横断流がやや強くなり、先端部側面あるいは背面から発生した渦糸が胴体に沿う流れ。
- 後流渦が横断流に押し流されて物体から離れると共に非対称渦を生じ、横力の発生がみられる流れ。
- 円柱を過ぎる流れとよく似た周期的な渦が生じる流れ。

過去の研究から、Fig. 2 における物体先端頂角と各迎角の関係は、それぞれ $\alpha_{SV}=1.1\sim 1.3\theta_c$ 、 $\alpha_{AV}=2\theta_c$ 、 $\alpha_{UV}=70\sim 75$ deg. となる¹⁾。

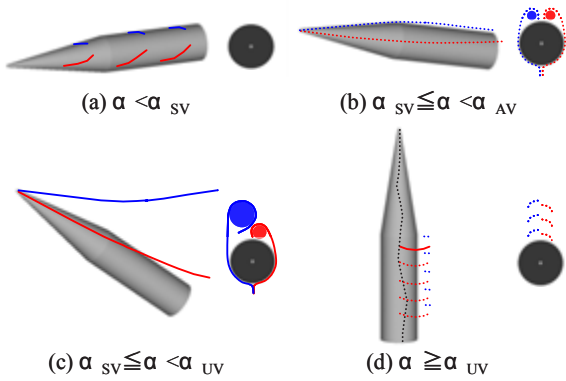


Fig. 2 Classifications of the flow around the slender body.¹⁾

3. 解析モデル

3.1. 支配方程式

支配方程式としては、一様流音速および機体底面直径 D で無次元化した三次元圧縮性 Navier Stokes 方程式を用いる。質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則からなり、以下のように表される。

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

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_k + p \delta_{ik})}{\partial x_k} = \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_k} + S, \quad (2)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial ((e+p)u_k)}{\partial x_k} = \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial u_i \tau_{ik}}{\partial x_k} + \frac{1}{(\gamma-1)\text{PrRe}M_\infty^2} \frac{\partial q_k}{\partial x_k} + S_E \quad (3)$$

また、基本的な無次元量である Re , Pr , M_∞ は以下のように表される。

$$\text{Re} = \frac{\rho_\infty u_\infty D}{\mu_\infty}, \quad \text{Pr} = \frac{\mu_\infty C_p}{k_\infty}, \quad M_\infty = \frac{u_\infty}{a_\infty}. \quad (4)$$

式 (2), (3) で右辺最終項はそれぞれ DBD プラズマアクチュエータが単位体積あたりに流体に与える力とエネルギーを表している。

3.2. プラズマアクチュエータのモデル化

式 (2), (3) におけるアクチュエータの制御効果を表すソース項は以下の式で与えられる。

$$S = D_C q_C E_i, \quad S_E = D_C q_C \mu_k E_{ki}. \quad (5)$$

q_C 及び E_i の空間分布には、Suzen ら¹¹⁾ のモデルを用いている。Suzen モデルは適切な D_C の値に対して信頼性を有する体積力の分布が得られることが既に示されている。 D_C は電磁力に関する無次元数で次のように表される。

$$D_C = \frac{q_{c,ref} u_{ref} L}{\rho_\infty u_\infty^2} = \frac{q_{c,ref} \phi_{ref}}{\rho_\infty u_\infty^2}. \quad (6)$$

本研究においては、アクチュエータが流れ場に与える制御力を無次元量 C_ϕ により表す。

$$C_\phi = \frac{S_{ac}}{\rho_\infty u_\infty^2 S_{cylinder}}. \quad (7)$$

Suzen モデルから得られた体積力分布は 2 次元の分布であるため、アクチュエータが設置されている機軸方向に対して一様に分布させることで 3 次元の体積力分布とする。また、本研究では、プラズマアクチュエータの体積力の時間変動は考慮せず、常に一定の体積力が流れ方向（横断流に対して順方向）に発生するものとして計算を行う。

3.3. プラズマアクチュエータの駆動条件及び配置

本研究でのアクチュエータの配置を Fig. 3 に示す。本研究では、機体後胴にアクチュエータを設置し、その周方向位置は、風上淀み点を原点として $\theta_{ac} = \pm 80, \pm 100, \pm 120$ の 3 箇所とした。アクチュエータの全長は、後胴部の約 77% をカバーする長さとした。これは、水木らの実験¹⁰⁾ に合わせるためである。本研究では、+y, -y 側どちらか一方のアクチュエータを駆動させることで、物体周りの流れ場を左右非対称に変化させ、横力を制御することを試みる。アクチュエータの駆動方向は左右いずれも、剥離を抑制する方向に体積力が加わるようにしている。

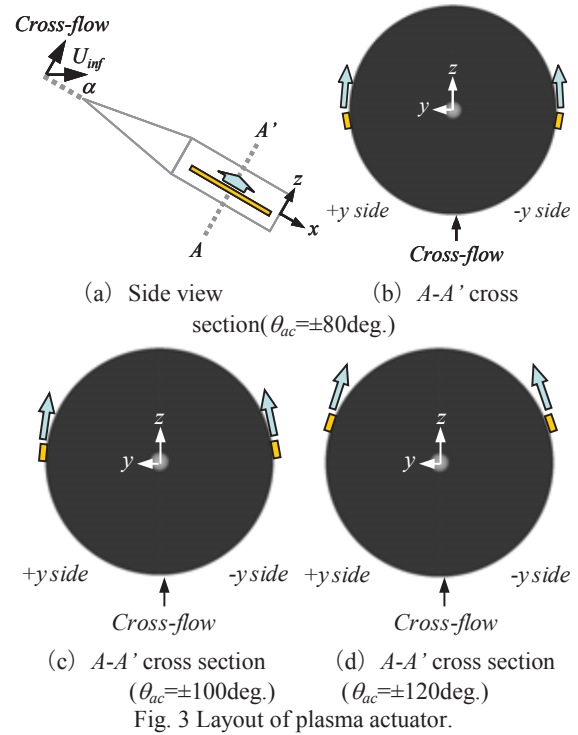


Fig. 3 Layout of plasma actuator.

3.4. 計算手法

本解析では壁面近傍では RANS で計算を行い、その外側では LES で計算を行う Reynolds averaged Navier Stokes (RANS) / large-eddy simulation (LES) hybrid 手法を用いた。これは壁面付近で流れ方向に比較的粗い格子を用いると、壁に近づくにつれて乱流の積分長さ比べ格子幅が長くなり、乱れのスペクトルの大部分がサブグリッドスケールに入ってしまう精度が落ちるので、そのような領域では従来の RANS を用いるのがふさわしいという考え方に基づいている。RANS の乱流モデルとしては付着流れにおいて信頼性が高く、安定性に優れている Baldwin-Lomax モデルを用いた。LES のサブグリッドスケールモデルとしては乱流の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¹²⁾。また、LES と RANS の切り替えは乱流境界層の外側になるように設定した。

対流項及び粘性項の離散化には 6 次精度の Compact 差分法を用いた。また、数値振動を抑えるために 6 次精度 3 重対角フィルターを使用した^{13, 14)}。時間差分法には 2 次精度 3 点後退差分を Alternating Direction Implicit Gauss-Seidel (ADI-SGS) 陰解法^{15, 16)}により、内部反復を 3 回行った。ADI-SGS は Four-Factored Symmetric Gauss-Seidel (FF-SGS)¹⁷⁾ と同様に、Lower-Upper Alternating Direction Implicit (LU-ADI) と Lower-Upper Symmetric Gauss-Seidel (LU-SGS) の両方の要素を取り入れた陰解法である。時間刻みは $\Delta t = 0.005$ とし 10 万時間ステップの計算を行った。

4. 計算条件及び計算格子

本研究では、水木らの実験¹⁰⁾と比較するために機体形状や計算条件を彼らの実験条件に合わせた。

4.1. 計算条件

機体底面直径基準のレイノルズ数は $Re=3.0 \times 10^4$ 、一様流マッハ数は $M_\infty=0.3$ 、プラントル数は $Pr=0.72$ とした。上述したように、レイノルズ数とプラントル数は水木らの実験条件¹⁰⁾に合わせてあるが、マッハ数は水木らの実験¹⁰⁾に比べわずかに高い。しかしながら、このマッハ数では圧縮性の効果が十分小さいと期待でき、計算で得られる結果と実験結果との比較において妥当性は失われない。

4.2. 計算対象(機体形状)

計算形状は、Cone 形状と Cylinder 形状(長さ比 1:1)を組み合わせた Cone-Cylinder 形状である。寸法と形状は Table 1, Fig. 4 に示す。ここで、計算格子は機体の底面直径 D で無次元化した長さを用いて作成した。

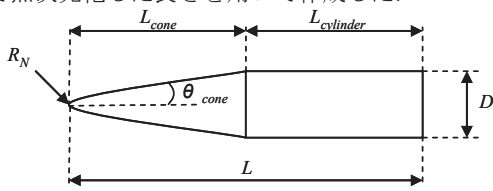


Fig. 4 Computational model.

Table.1 Scale of the computational model.

L [m]	0.421
L_{cone} [m]	0.21
$L_{cylinder}$ [m]	0.211
D [m]	0.072
R_N [m]	0.0028
θ_{cone} [deg.]	9

4.3. 計算格子

計算格子は、機体底面の中心を原点として、 j (ξ) 方向を機体先端から底面に向かう方向、 k (ζ) 方向を機体円周方向、 l (η) 方向を機体面から離れていく方向として、O-O トポロジーの構造格子とした。作成した計算格子を Fig. 5 に示す。格子点数は 219 点 (j 方向)、186 点 (k 方向)、101 点 (l 方向) の計 411 万点とした。また、計算格子は全体の流れ場を解くための格子 Zone 1 とアクチュエータからの擾乱を解くための格子 Zone 2、Zone 3 からなり、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 2 次内挿を用いている。一般に、層流境界層における壁面近傍の最小格子幅は $0.08/\sqrt{Re}$ 程度とる必要がある。本研究では、 $Re=3.0 \times 10^4$ であるため、機体直径によって無次元化した長さで 1.5×10^{-4} とした。

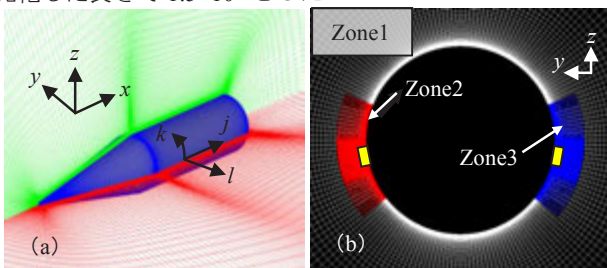


Fig. 5 LES/RANS Hybrid computational grid.

4.4. 幾何学的な擾乱(bump)

過去の研究^{18, 19)}において、非対称剥離渦を数値シミュレーションで再現するためには、機体先端付近に幾何学的な

擾乱源(bump)を取り付ける必要があることが知られている。この bump は、実験や実飛行における機体の工作精度、主流乱れなどのような非対称剥離渦の発達の原因となる擾乱を代表するものとして機体先端に設置している。稲葉らの研究²⁰⁾により、この bump を設置することで、実験で観測されているような大迎角流れ場をよく再現できることが示されている。そこで、本研究でも、Fig. 6 に示すような bump を模型先端に設ける。

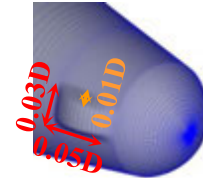


Fig. 6 bump at the body apex.

5. 大迎角剥離流れ場の特性

本章では大迎角飛行する細長物体の流れ場の特性について述べるために、アクチュエータを駆動していない状態での計算結果をまず示す。迎角と横力の関係を Fig. 7 に、各迎角での流れ場の 3 次元可視化結果(表面圧力(0.94~1.06)及び x 軸方向渦度(-5.0~5.0))を Fig. 8 に、軸方向局所横力係数の軸方向分布を Fig. 9 に示す。

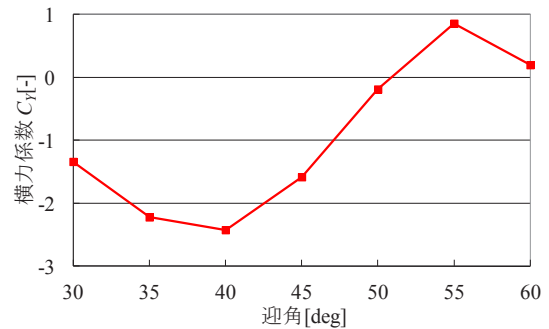


Fig. 7 Side force coefficient v.s. angle of attack.

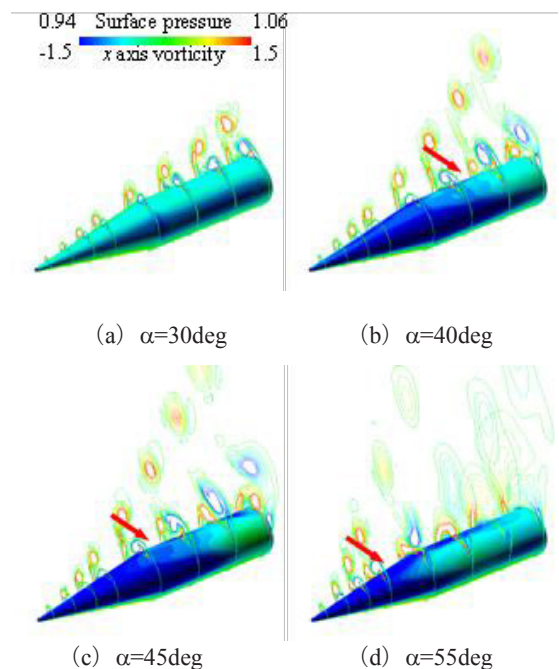


Fig. 8 Surface pressure distribution and x -directional vorticity in time averaged flow field at various angles of attack.

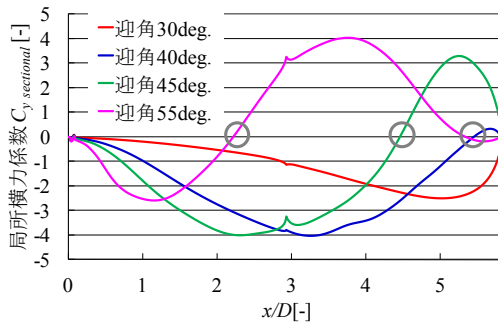
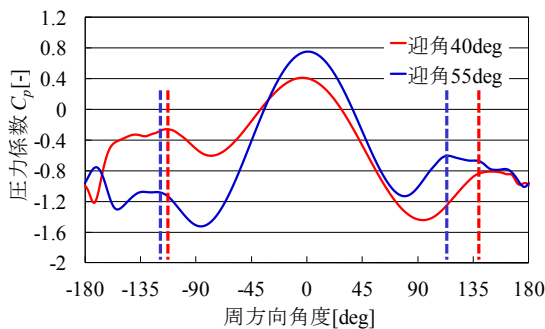
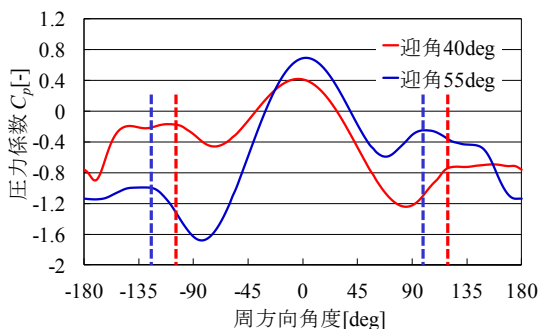


Fig. 9 Sectional side force coefficient distributions.

Fig. 8 より、迎角が大きくなるにつれて、渦の非対称性が強くなっていることがわかる。迎角 40° 以上の大迎角においては、渦糸が軸方向下流に流されてゆく途中で機体表面から剥がれ、Fig. 8 の赤い矢印で示すように、剥がれた箇所から 3 本目の渦糸が現れることが見て取れる。3 本目の渦糸が発生する位置は、迎角が大きくなるにつれて、物体先端に近づく。この 3 本目の渦糸が発生した位置より後方では、局所横力係数の正負が反転する (Fig. 9 参照)。この現象のため、Fig. 7 のように迎角と横力係数の関係は非線形となる。

次に、周方向圧力分布を用いて迎角 40° , 55° における剥離位置について示す。先端からの距離 $x/D=3.0$ 、及び $x/D=4.5$ における、周方向圧力係数分布を Fig. 10, 11 に示す。点線は剥離位置を示している。なお、周方向圧力分布は風上よどみ点を原点とし、 $+y$ 側を負の角度、 $-y$ 側を正の角度としている。

Fig. 10 Circumferential C_p distributions at $x/D=3.0$.Fig. 11 Circumferential C_p distributions at $x/D=4.5$.

周方向圧力分布図から、剥離位置は迎角、物体の左右、軸方向位置によって異なることがわかる。

次に、アクチュエータの $+y$ 側、 $-y$ 側それぞれにおける周方向剥離位置と迎角の関係を Fig. 12 に示す。この剥離位置には軸方向位置 $x/D=3.0$, 4.5 , 5.5 での平均値を用いている。また、本研究におけるアクチュエータの周方向設置位置を点線で示しておく。

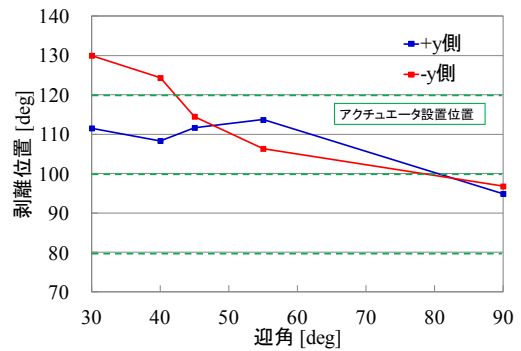


Fig. 12 Separation point v.s. angle of attack.

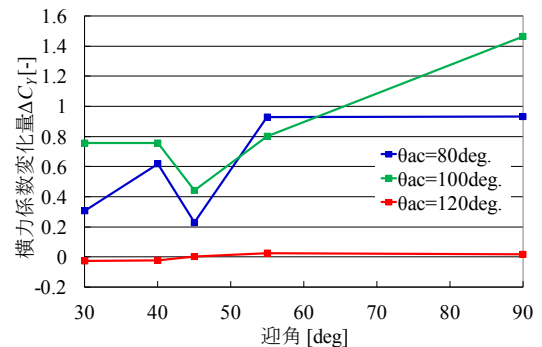
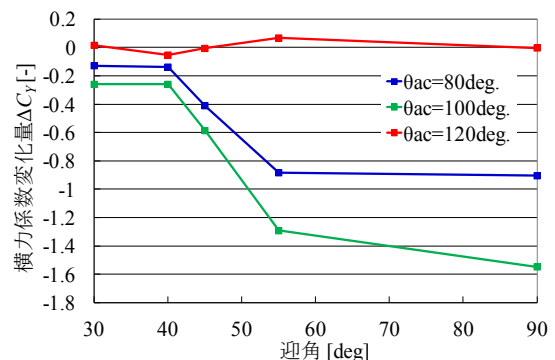
Fig. 12 より、剥離位置とアクチュエータの設置位置の関係は、迎角や物体の左右によって変化することがわかる。本研究では、剥離位置とアクチュエータの設置位置の変化に特に着目し、アクチュエータの制御効果について調べる。

6. アクチュエータによる流れ場及び空力特性への影響

本章では、アクチュエータの効果を組み込んだ計算結果について議論する。いずれの結果もアクチュエータの体積力は $C_\phi=0.064$ である。

6.1. アクチュエータの設置位置による制御効果への影響

迎角とアクチュエータ駆動による横力の変化量の関係について示す。アクチュエータの $+y$ 側駆動の結果を Fig. 13 に、 $-y$ 側駆動の結果を Fig. 14 に示す。

Fig. 13 Change in side force coefficient v.s. angle of attack at $+y$ side.Fig. 14 Change in side force coefficient v.s. angle of attack at $-y$ side.

結果より、 $+y$ 側でアクチュエータを駆動すると横力は増加し、 $-y$ 側でアクチュエータを駆動すると横力は減少することがわかる。ここで、 $+y$ 側、 $-y$ 側ともに、 $\theta_{ac}=120^\circ$ では横力がほとんど変化していない。これは、アクチュエータの設置位置が風上淀み点から下流すぎるため、すなわち駆動位置が剥離位置よりも下流すぎるためだと考えられる。その他のアクチュエータ位置に関しては、 $-y$ 側では迎角が増加するにつれて横力の変化量が増加する様な傾向がみ

られているのに対して、+y 側では大迎角において渦糸が機体表面から剥がれ、Fig. 8 に赤い矢印で示したように、3 本目の渦糸が発生している。この複雑な剥離の影響により、迎角と横力の変化量に単純でない関係が現れていると考えられる。

次に、剥離位置とアクチュエータ間の距離が横力変化に与える影響について議論する。+y 側の結果を Fig. 15 に、-y 側の結果を Fig. 16 に示す。ここで、横軸正はアクチュエータの設置位置が剥離位置よりも上流であること、負は下流であることを意味している。

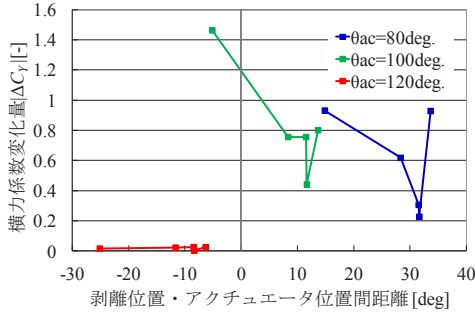


Fig. 15 Variation of side force coefficient v.s. angle distance between original separation point and actuator location at +y side.

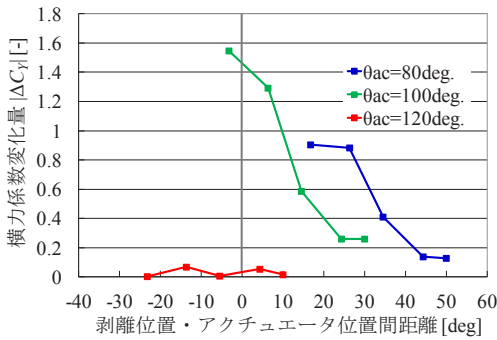


Fig. 16 Variation of side force coefficient v.s. angle distance between original separation point and actuator location at -y side.

-y 側については、アクチュエータの設置位置が剥離位置に近くなるほど、横力変化量が大きくなっている。この傾向は、剥離位置に対してアクチュエータの設置位置が上流であるか下流であるかは関係ない。これはアクチュエータの誘起流によるコアングダ効果が剥離制御メカニズムであることを示唆していると考えられる。一方、+y 側の結果については、-y 側でみられているような傾向はみられていない。

6.2. 迎角 45deg.における制御効果

迎角 45deg.における+y 側駆動の場合の軸方向局所横力係数分布の結果を Fig. 17 に、x/D=4.5, 5.5 における周方向圧力分布を Fig. 18, Fig. 19 に示す。周方向圧力分布の点線は剥離位置を示している。また、アクチュエータ駆動による剥離位置の変化量を $\Delta\theta$ で示している。

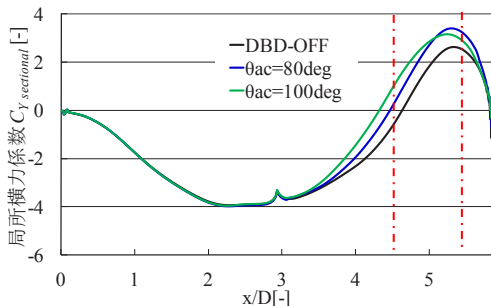


Fig. 17 Sectional side force coefficient distributions at $\alpha=45\text{deg}$, +y side.

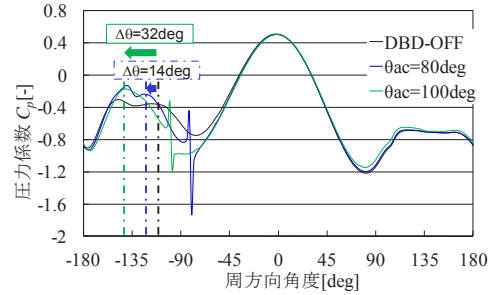


Fig. 18 Circumferential C_p distributions at $x/D=4.5$, $\alpha=45\text{deg}$, +y side.

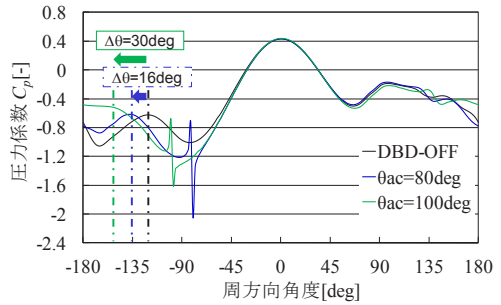


Fig. 19 Circumferential C_p distributions at $x/D=5.5$, $\alpha=45\text{deg}$, +y side.

軸方向局所横力係数分布の結果より、軸方向位置が $x/D=5.0$ より前方ではアクチュエータ位置 100deg の方が 80deg よりも横力の変化量が大きい、それ以降ではその大小は逆転していることがわかる。一方、周方向圧力分布の結果より、軸方向位置が $x/D=5.0$ より前方であるか、後方であるかによらずアクチュエータ位置 100deg の方が 80deg よりも剥離を遅らせることができている。このことから+y 側駆動での制御メカニズムは剥離の抑制だけでなく、渦の位置が変わることも影響していると推測される。

次に、-y 側駆動の軸方向局所横力係数分布の結果を Fig. 20 に、 $x/D=4.5, 5.5$ における周方向圧力分布を Fig. 21, Fig. 22 に示す。

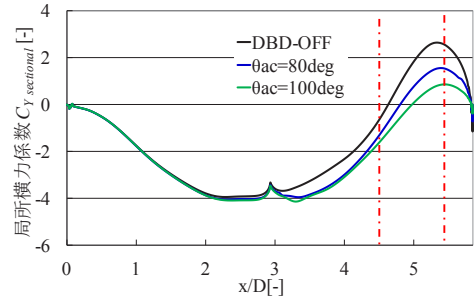


Fig. 20 Sectional side force coefficient distributions at $\alpha=45\text{deg}$, -y side.

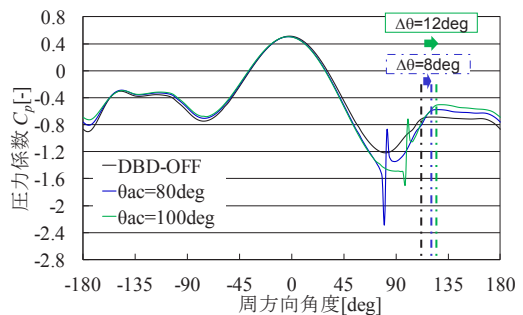


Fig. 21 Circumferential C_p distributions at $x/D=4.5$, $\alpha=45\text{deg}$, -y side.

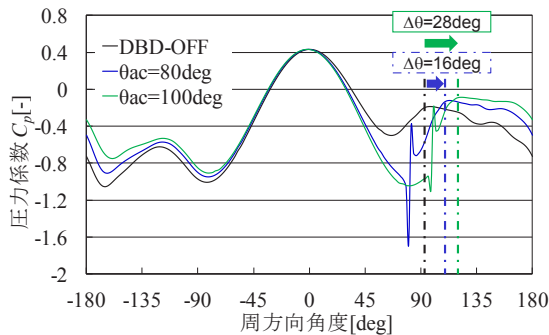


Fig. 22 Circumferential C_p distributions at $x/D=5.5$, $\alpha=45\text{deg}$, $-y$ side.

軸方向局所横力係数分布の結果より、いずれの軸方向位置においても横力の変化量はアクチュエータ位置 100deg の方が 80deg よりも大きいことがわかる。周方向圧力分布の結果より、 $+y$ 側と同様いずれの軸方向位置においてもアクチュエータ位置 100deg の方が 80deg よりも剥離を遅らせることができている。以上のように、 $-y$ 側駆動の場合については、剥離位置の変化量と横力変化量の間に明確な相関があることがわかる。

7. 結論

細長物体後胴に設置したプラズマアクチュエータの周方向の駆動位置と元の剥離位置の関係が横力制御に及ぼす影響について調査することを目的として、数値解析を 3 次元 RANS/LES Hybrid 手法を用いて行った結果、以下の知見が得られた。

アクチュエータの周方向位置が風上方向の淀み点から離れすぎると（アクチュエータの設置位置が剥離位置より離れすぎると）、アクチュエータでの横力の制御はほとんど見られない。 $-y$ 側（渦糸が機体表面から剥がれない側）での制御メカニズムは剥離位置の制御であると考えられ、駆動位置が剥離位置に近い方が制御効果は高い。一方で、 $+y$ 側（渦糸が機体表面から剥がれる側）での制御メカニズムは剥離の抑制だけではないと推測される。剥離位置より下流での駆動でも横力の制御が行え、これはアクチュエータの誘起流によるコアンダ効果によるものだと考えられる。

8. 今後の予定

今後、アクチュエータの設置の仕方を変更して、計算を行い、細長物体の流れの制御に適したアクチュエータの設置方法を検討する。

謝辞

本研究は、宇宙航空研究開発機構の JAXA Supercomputer System (JSS) を使用して解析を実施した。

参考文献

- 1) Ericsson, L. E. and Reding, J. P.: Steady and Unsteady Vortex-Induced Asymmetric Loads on Slender Vehicles, *J. Spacecraft and Rockets*, **18** (1981), pp.97-109.
- 2) David H. B.: The Asymmetric Vortex Wake Problem – Asking the Right Question, *AIAA Paper 2006-3553*, 2006.
- 3) Hunt, B. L.: Asymmetric Vortex Forces Wakes on Slender Bodies, *AIAA Paper 1982-1336*, 1982.
- 4) Panel, M.P., Tilmann, C.P. and Ng, T. T.: Closed-Loop Missile Yaw Control via Manipulation of Forebody Flow Asymmetries, *Journal of Spacecraft and Rockets*, **41** (2004), pp.436-443.

- 5) Bernhardt, J.E. and Williams, D.R.: Proportional Control of Asymmetric Forebody Vortices, *AIAA J.*, **36** (1998), pp.2087-2093.
- 6) Tsubakino, D. and Tanaka, K.: Effective Layout of Plasma Actuators for a Flow Separation Control on a Wing, *AIAA Paper 2007-474*, 2007.
- 7) Asada, K, Fujii, K.: Computational Analysis of Unsteady Flow-field Induced by Plasma Actuator in Burst Mode, *AIAA Paper 2010-5090*, 2010.
- 8) Liu, F., Luo, S., Gao, C., Meng, X., Hao, J., Wang, J. and Zhao, Z.: Flow Control over a Conical Forebody Using Duty-Cycled Plasma Actuators, *AIAA J.*, **46** (2008), pp.2969-2973.
- 9) Matsuno, T., Kawazoe, H., Nelson, R. C., and Corke, T. C.: Forebody Vortex Control on High Performance Aircraft Using PWM-Controlled Plasma Actuators, *Proceedings of the 26th ICAS Congress*, 2008.
- 10) 水木 栄：プラズマアクチュエータによる大迎角細長物体の空力特性制御，東京大学修士論文，2009.
- 11) Suzen, Y. B., Huang, P. G., Jacob, J. D., and Ashpis, D. E.: Numerical Simulations of Plasma Based Flow Control Application, *AIAA Paper 2005-4633*, 2005.
- 12) Fujii, K.: Efficiency Improvement of Unified Implicit Relaxation/Time Integration Algorithms, *AIAA J.*, **37** (1999), pp.125-128.
- 11) Gaitonde, D.V. and Visbal, M.R.: Further Development of a Navier-Stokes Solution Procedure Based on Higher-Order Formulas, *AIAA Paper 1999-0557*, 1999.
- 12) Gaitonde, D. V. and Visbal, R. M.: Pade-Type Higher-Order Boundary Filters for the Navier-Stokes Equations, *AIAA J.*, **38** (2000), pp.2103-2112.
- 13) Nishida, H., Nonomura, T.: ADI-SGS Schemes on Ideal Magnetohydrodynamics, *Journal of Computational Physics*, **228** (2009), pp. 3182-3188
- 14) Iizuka, N., and Fujii, K.: Evaluation of Dynamic Base Pitching Moment of a Blunt ReEntry Capsule in Transonic Region, *Proceedings of 57th International Astronautical Congress*, IAC-06-D2P.1.9, 2006.
- 15) Chakravarthy, S. R.: Relaxation Methods for Unfactored Implicit Upwind Schemes, *AIAA Paper 1984-0165*, 1984.
- 16) Visbal, M. R. and Rizzetta, D. P.: Large-eddy Simulation on General Geometries Using Compact Differencing and Filtering Schemes, *AIAA Paper 2002-288*, 2002.
- 17) Nishida, H.: Study on Active Flow Control of Separation Flow behind Slender Body in High Angle of Attack, *Annual Meeting of Japan Society of Fluid Mechanics*, 2010.
- 18) Degani D., Levy Y.: Asymmetric turbulent vortical flows over slender bodies, *AIAA J.*, 1992, pp.2267-73.
- 19) Levy, Y., Hesselink, L. and Degani, D.: A Systematic Study of the Correlation Between Geometrical Disturbances and Flow Asymmetries, *AIAA Paper 1995-0365*, 1995.
- 20) Inaba, R., Nishida H., Nonomura T., Asada K., and Fujii K.: Numerical Study on Control of Separation Flow over Slender Body Using DBD Plasma Actuator, *ISTS e-26*, 2011