

三電極プラズマアクチュエータの工学モデル開発 Development of Engineering Model for Tri-Electrode Plasma Actuator

- 中井公美, 農工大, 東京都小金井市中町 2-24-16, E-mail:50012255073@st.tuat.ac.jp
- 田村真暉, 農工大, 東京都小金井市中町 2-24-16
- 中野 朝, 農工大, 東京都小金井市中町 2-24-16
- 西田浩之, 農工大, 東京都小金井市中町 2-24-16
- 田中雄飛, IHI, 神奈川県横浜市磯子区新中原町 1 番地
- 須田俊之, IHI, 神奈川県横浜市磯子区新中原町 1 番地
- Kumi NAKAI, TUAT, 2-24-16, Naka-cho, Koganei-city, Tokyo, 184-8588, Japan
- Masaki TAMURA, TUAT, 2-24-16, Naka-cho, Koganei-city, Tokyo, 184-8588, Japan
- Asa NAKANO, TUAT, 2-24-16, Naka-cho, Koganei-city, Tokyo, 184-8588, Japan
- Hiroyuki NISHIDA, TUAT, 2-24-16, Naka-cho, Koganei-city, Tokyo, 184-8588, Japan
- Yuhi TANAKA, IHI, 1, Shin-Nakahara-Cho, Isogo-ku, Yokohama 235-8501, Japan
- Toshiyuki SUDA, IHI, 1, Shin-Nakahara-Cho, Isogo-ku, Yokohama 235-8501, Japan

Tri-electrode plasma actuator(TED-PA) can generate stronger jet than that of conventional two-electrode type plasma actuator. In this study, we develop an engineering model for TED-PA utilizing Suzen model, which is one of the engineering models for two-electrode type plasma actuator. As the start of this study, to validate the Suzen model, we compared the body force field in Suzen model and plasma simulation. As a result, it is confirmed that Suzen model can reproduce the comprehensive structure of the time-averaged body force field generated from two-electrode type plasma actuator. Next, to develop Suzen model for TED-PA, we analyzed the charge density distribution on the dielectric surface by conducting the TED-PA plasma simulation. As a result, on the side of AC electrode the charge density distribution fluctuates in association with the time variation of applied voltage. On the other hand, on the side of DC electrode it is formed of a linear distribution and almost doesn't fluctuate.

1. 序論

近年, 誘電体バリア放電を利用した Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuator (以下 DBDPA) が能動的流体制御デバイスとして注目を集めている。DBDPA は, Fig. 1(a)のように1枚の誘電体と2枚の電極から構成され, 電極間に数 kV, 数 kHz の交流電圧を印加すると, 誘電体表面上に発生したバリア放電によりプラズマが生成される。電界により加速されたプラズマが周囲ガスの中性粒子と衝突し, 運動量を交換することによって, 体積力が発生する。発生した体積力により, 誘電体表面上にジェットが誘起される。機械的可動部が無い, 制御信号に対し応答が速い, 薄く軽量などの利点から, 物体表面へ設置することで表面流れを制御する応用研究が活発に行われている⁽¹⁾。しかし, 誘起されるジェットは数 m/s 程度であり, 高速流において実用に足る制御効果が得られていないことが問題とされている。現在, 産業的実用化の加速にむけ, この問題を解決するために, 主に2つのアプローチで研究が行われている。1つは小さな力で効果的に流れを制御する手法の確立であり⁽¹⁻³⁾, もう1つは誘起するジェットを強化することである。ジェットを強化する方法の1つとして, 新たな電極を追加した三電極プラズマアクチュエータ (Tri-Electrode PA, 以下 TED-PA) が提案されている⁽⁴⁻⁶⁾。TED-PA は Fig. 1(b)のように, 2枚の露出電極と1枚の被覆電極, およびそれらに挟まれる誘電体から構成され, 一方の露出電極 (以下 AC 電極) に数 kV, 数 kHz の交流電圧を印加し, 他方 (以下 DC 電極) には数 kV の直流電圧を印加する。松野らの先行研究⁽⁷⁾では, TED-PA の誘起するジェットの運動量は通常の DBDPA に比べ約 5 倍増加したことが報告されており, 今後, 様々な流体機器への応用研究が進むと期待される。

ジェットの誘起は, バリア放電が作り出す体積力によって生じる。DBDPA の応用研究を推進し実用化するためには, 体積力の分布と強度を簡便に予測できる工学モデルが必要である。従来の DBDPA の工学モデルはすでにいくつか提案されているが⁽⁸⁻⁹⁾,

TED-PA については未だに例が無い。そこで本研究では, TED-PA の体積力を予測する工学モデルの開発を最終目的とする。今回の報告では, DBDPA の工学モデルの一つである Suzen モデルの妥当性の評価を行い, 次に TED-PA の放電プラズマシミュレーションによって, Suzen モデルを TED-PA へ拡張するためのデータを収集する。

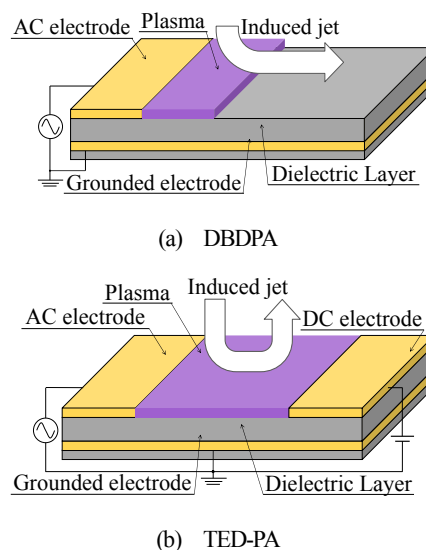


Fig. 1 Schematics of plasma actuators.

2. 計算モデル

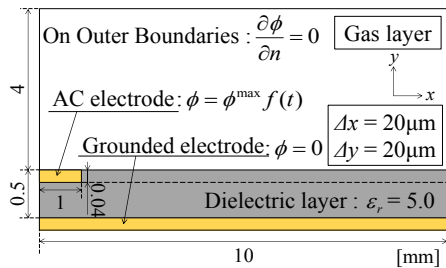
2.1 体積力の工学モデル (Suzen モデル)

本研究では、DBDPA の体積力の工学モデルの一つである Suzen モデル⁽⁸⁾に着目する。体積力ベクトル \mathbf{F} すなわち電場が荷電粒子に及ぼす EHD 力は、式(1)に示すように電場ベクトル \mathbf{E} とプラズマの電荷密度 ρ_c の積で表される。Suzen モデルでは、電場ベクトル \mathbf{E} とプラズマの電荷密度 ρ_c を、式(2)と(3)でそれぞれ表される独立した Poisson 方程式を解くことで求める。 ϵ_r は比誘電率、 ϕ は空間電位、 λ_D はデバイ長である。計算手法には SOR 法を用いる。計算領域を Fig. 2 に示し、(a)に式(2)の境界条件、(b)に式(3)の境界条件を示す。 ϕ^{max} は AC 電極の印加電圧、 $f(t)$ は印加電圧の波形関数である。まず電場 (空間電位分布) の計算では、計算領域境界で法線方向の電位勾配が 0 となるように境界条件を設定する。電場の分布は、式(2)よりアクチュエータ形状と印加電圧波形を決定することで定まる。一方、電荷密度分布の計算では、計算領域境界の法線方向成分と AC 電極内部の成分が 0 となるように設定し、分布を定めるには λ_D 及び誘電体表面上の電荷密度分布を定める必要がある。誘電体表面の電荷密度は、表面へのプラズマの接触による帯電で生じるものである。本研究では、Suzen らの提案に従い、電荷密度分布関数 $\rho_{cw}(x,t)$ として、AC 電極端で最大値 (ρ_c^{max}) をとり下部電極端にかけて減衰する半ガウス分布に、印加電圧波形に伴う時間変動を考慮する。 ρ_c^{max} は体積力の大きさを左右するパラメータであり、状況に合わせて定める必要がある。 λ_D は電荷密度の空間方向への拡散を決定するパラメータであり、Suzen らの先行研究の値 ($\lambda_D=1$ mm) を用いる。

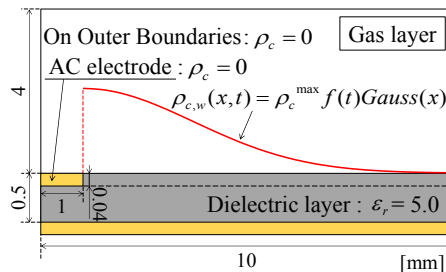
$$\mathbf{F} = \rho_c \mathbf{E} \quad (1)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon_r \nabla \phi) = 0 \quad (2)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon_r \nabla \rho_c) = \rho_c / \lambda_D^2 \quad (3)$$



(a) Electric potential



(b) Charge density

Fig. 2 DBDPA model.

2.2 プラズマシミュレーション

本研究では、プラズマのシミュレーションに Boeuf らが提案したプラズマモデルを用いている⁽¹⁰⁾。このモデルでは、プラズマ粒子種として電子 (添え字: e)、一価の陽イオン (添え字: p)、一価の陰イオン (添え字: n) を考慮し、プラズマ反応として電子衝突による電離や電子付着、電子-陽イオン間、陽イオン-陰イオン間の再結合を考慮している。支配方程式には、ドリフト拡散近似を用いたそれぞれの粒子種についての連続の式と、電場についての Poisson 方程式を連立して解く。支配方程式を以下の式(1)-(4)に示す。

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (-n_e \mu_e \mathbf{E} - D_e \nabla n_e) = (\alpha - \eta) n_e |v_e| - \gamma_{ep} n_e n_p \quad (4)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \nabla \cdot (-n_p \mu_p \mathbf{E} - D_p \nabla n_p) = \alpha n_e |v_e| - \gamma_{ep} n_e n_p - \gamma_{pn} n_p n_n \quad (5)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \nabla \cdot (-n_n \mu_n \mathbf{E} - D_n \nabla n_n) = \eta n_e |v_e| - \gamma_{pn} n_p n_n \quad (6)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon_r \mathbf{E}) = \frac{e}{\epsilon_0} (n_p - n_e - n_n) + \frac{e}{\epsilon_0} \alpha \delta_s \quad (7)$$

ここで、 n_k ($k = e, p, n$) は各粒子の粒子数密度を示す。また \mathbf{E} は電場ベクトル、 v_e は電子の速度、 μ_k は移動度、 D_k は拡散係数、 α は電離係数、 η は電子付着係数を表す。 ϵ_0 は真空の誘電率、 ϵ_r は誘電体の比誘電率、 e は電気素量を示す。式(7)における σ は表面電荷密度を表す。 σ は、誘電体表面に流れ込む電子流束とイオン流束を積分することで、表面に入射する荷電粒子数と表面電荷の総和が表面電荷として蓄積するように求める。クロネッカーのデルタ関数 δ_s を用いることで、誘電体表面においてのみ帯電を考慮している。周囲気体は大気 ($N_2:O_2 = 8:2$) を仮定し、誘電体表面への帯電と、電極及び誘電体表面からのイオン衝突による 2 次電子放出を考慮する。電離係数 α 、電子付着係数 η 、電子の移動度 μ_e は BOLSIG+データベース⁽¹⁵⁾より計算する。再結合係数 γ_{ep} 、 γ_{pn} は $\gamma_{ep} = \gamma_{pn} = 2 \times 10^{-13} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ で設定し、陽イオンの移動度 μ_p 、陰イオンの移動度 μ_n は式(8)から算出する。ただし、 p は大気中の圧力を示し、 $p = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$ で設定する。電子の拡散係数 D_e と陽イオン、陰イオンの拡散係数 D_p 、 D_n は、それぞれ式(9)、(10)に示すアインシュタインの関係式から求める。

$$\mu_p = \mu_n = 26.7 / p \quad (8)$$

$$D_e / \mu_e = 1 \quad (9)$$

$$D_p / \mu_p = D_n / \mu_n = 0.01 \quad (10)$$

支配方程式は有限体積法により時間発展的に解く。ドリフト項は MUSCL 法で高精度化した風上差分を用い、拡散項は二次精度中心差分で評価する。ポアソン方程式は半陰解 SOR 法⁽¹⁰⁾を用いて解き、時間積分には陰解法を用いる。

アクチュエータが生成する体積力は、シミュレーション領域内で荷電粒子から中性粒子へ運動量が衝突により移行されることを仮定して計算する。体積力ベクトル \mathbf{f} の計算式を以下の式(11)に示す。

$$\mathbf{f} = \frac{en_p \mu_p \mathbf{E} - eD_p \nabla n_p}{\mu_p} - \frac{en_e \mu_e \mathbf{E} - eD_e \nabla n_e}{\mu_e} - \frac{en_n \mu_n \mathbf{E} - eD_n \nabla n_n}{\mu_n} \quad (11)$$

3. Suzen モデルの妥当性評価 (DBDPA)

まず Suzen モデルの妥当性を, DBDPA について, プラズマシミュレーションと比較することで評価する. Suzen モデルの計算コードは今回新たに開発した. プラズマシミュレーションコードは本研究室で開発したものをを用いており, 実験との比較によりその妥当性が確認されている⁽¹²⁾. Fig. 3 にプラズマシミュレーションの計算領域及び計算条件を示す.

Fig. 4 に, 振幅 14 kV_p, 周波数 10 kHz の交流電圧を印加した時の時間平均体積力場を示す. (a)に Suzen モデル, (b)にプラズマシミュレーションの結果を示す. ここで, Suzen モデルにおいて $\rho_c^{max} = 0.0795 \text{ C/m}^3$ と定めた. これは, 体積力のオーダーを合わせた上で分布を比較するために, プラズマシミュレーションの結果と体積力の空間積分値が一致するように調整した値である. Fig. 4 より, Suzen モデルは体積力の最大値が小さくかつ分布が y 方向により広がるという違いはあるが, Suzen モデル, プラズマシミュレーション共に, AC 電極端に大きな体積力が生じ, 誘電体に沿って広がる特徴は一致する. 従って Suzen モデルは, DBDPA における体積力場の大局的な構造を再現できることがわかった.

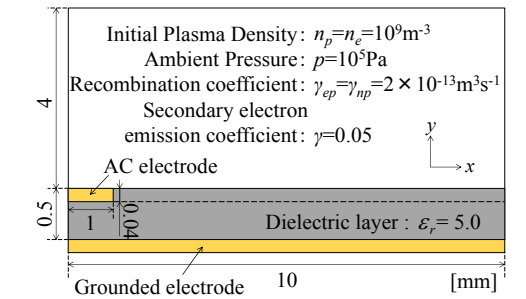
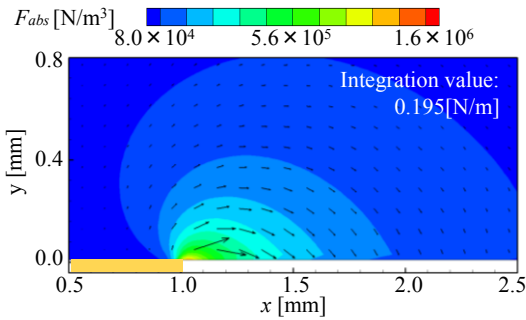
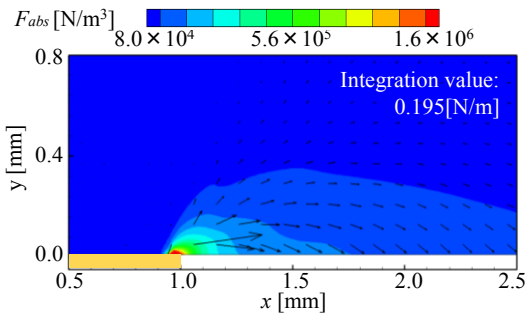


Fig. 3 Plasma simulation domain (DBDPA).



(a) Suzen model

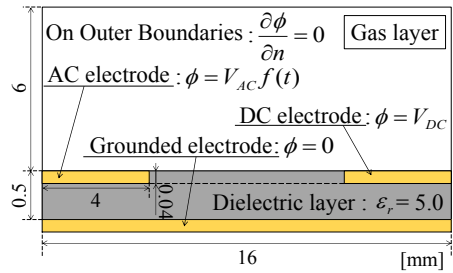


(b) Plasma simulation

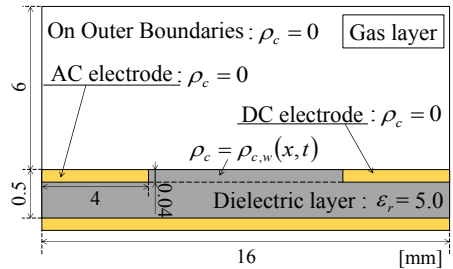
Fig. 4 Time-averaged body force distribution (DBDPA).

4. TED-PA への拡張

Suzen モデルの TED-PA への拡張について述べる. Fig. 5 に Suzen モデルを TED-PA へ拡張する際の計算領域を示し, (a)に電位の境界条件, (b)に電荷密度の境界条件を示す. 左側の露出電極 (AC 電極) に交流電圧 (V_{ac}) を印加し, 右側 (DC 電極) に直流電圧 (V_{dc}) を印加する. Suzen モデルを拡張するには, TED-PA の生成する体積力場を理解し, モデルの境界条件を決定するためのデータを取得する必要がある. 拡張にむけて必要なデータを取得するため, TED-PA のプラズマシミュレーションを実施した. シミュレーションコードは本研究室で開発したものをを用いており, 実験結果と定性的に一致することが確認されている⁽¹³⁾. Fig. 6 にプラズマシミュレーションの計算領域及び計算条件を示す. 印加電圧は, 振幅 10.5 kV_p, 周波数 16 kHz の交流電圧及び正の直流電圧 8.4 kV とした.



(a) Electric potential



(b) Charge density

Fig. 5 TED-PA model.

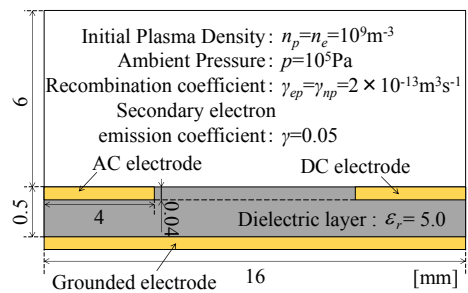
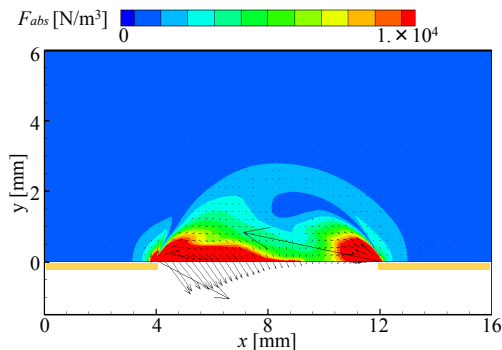


Fig. 6 Plasma simulation domain (TED-PA).

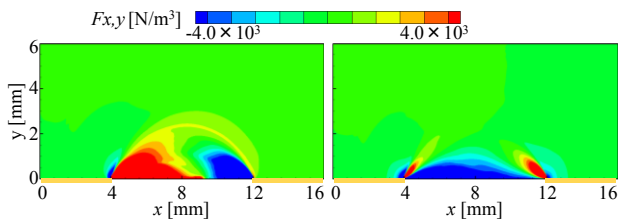
4.1 TED-PA の体積力場

まず, TED-PA の生成する体積力場をプラズマシミュレーションから取得した. プラズマシミュレーションにより得られた時間平均化した体積力場を Fig. 7 に示す. (a)に体積力の絶対値を, (b)に x 正方向の体積力を, (c)に y 正方向の体積力を示す. Fig. 7(a) より, DBDPA と同様に AC 電極近傍に体積力が生成されるとともに, DC 電極近傍でも体積力が生成されている. さらに, Fig. 7(b)より, AC 電極近傍で生成される体積力は右向き (正) となる一方で, DC 電極近傍で生成される体積力は左向き (負) となる

ことが分かる。TED-PA では DC 電圧の上昇に伴いジェットが垂直方向に偏向することが報告されており⁽⁷⁾、その偏向は DC 電極における左向き体積力生成が原因である⁽¹⁴⁾。よって、TED-PA のモデル開発においては、AC 電極近傍の正の体積力と、DC 電極近傍における負の体積力の双方を再現できることが重要である。



(a) Body force magnitude



(b) x-direction body force (c) y-direction body force

Fig. 7 Time-averaged body force distribution (TED-PA).

4.2 誘電体表面上の電荷密度分布

TED-PA のモデル化では、Fig. 5(b)に示す誘電体表面上の電荷密度分布関数 $\rho_{cw}(x,t)$ を境界条件として設定する必要がある。誘電体表面の電荷密度は、運動するプラズマが表面に衝突することによる帯電で生じるものである。関数 $\rho_{cw}(x,t)$ を適切に設定するため、プラズマの運動と電荷密度分布をプラズマシミュレーションから取得した。

Fig. 8 に、印加電圧と AC 電極に流れる電流の時間履歴を示す。Fig. 9, Fig. 10, Fig. 11, Fig. 12 にそれぞれ陽イオンの粒子数密度分布、陰イオンの粒子数密度分布、x 方向の電界分布、y 方向の電界分布の時間変化を示し、Fig. 13 に誘電体表面上の電荷密度分布の時間履歴を示す。T は交流電圧の周期を表す。Fig. 9~13 の時間 t/T は Fig. 8 の時間と対応している。Fig. 8 の AC 電圧正負配時における電流パルスはストリーマ放電の発生時、負負配時における連続した電流の振動はグロー放電の発生時に対応する。

Fig. 9~12 の(a)~(e) と Fig. 13 から、プラズマの運動と電荷密度分布の時間変動を調査する。 $t/T=0.25$ の時、グロー放電の発生により、AC 電極近傍に陽イオンと陰イオンが生成されることがわかる。AC 電極近傍の x 方向の電界は負であるため、陽イオンは AC 電極に衝突し、陰イオンは AC 電極から離れるように移動する。 $t/T=0.375$ では、DC 電極近傍でも陽イオンが生成されることがわかる。AC 電極側、DC 電極側ともに x 方向の電界が負であるため、陽イオンは AC 電極に向かって移動し、陰イオンは DC 電極に向かって移動する。このとき、y 方向の電界に着目すると、陰イオンが広がっている領域では電界が正であるため、陰イオンは表面に衝突しながら移動し、その結果 Fig. 13 に示す様に電荷密度が減少することがわかる。その後、 $t/T=0.5$ では、陽イオンが表面にほぼ接触せずに移動するのに対し、陰イオンは表面に沿っ

て移動することがわかる。このとき、誘電体表面は y 正方向の電界であるため、AC 電極側では高密度の陰イオンの衝突により電荷密度はさらに減少し、DC 電極側でも低密度の陰イオンの衝突によりわずかに減少する。その後、 $t/T=0.625$ の時、AC 電極側には陽イオンのみが存在していることがわかる。陽イオンは y 負方向の電界によって表面に衝突するため、AC 電極付近の電荷密度は増加し始める。一方、DC 電極側の誘電体表面では y 方向の電界が弱いため、イオンの衝突は少なく、電荷密度はほぼ変化しない。 $t/T=0.75$ はストリーマ放電発生後である。AC 電極近傍では x 方向の電界が正であるため、AC 電極近傍に発生した陽イオンは AC 電極から離れるように広がり、陰イオンは AC 電極に衝突する。このとき、陽イオンが y 負方向の電界によって表面に衝突しながら移動することで、AC 電極側の電荷密度は増加する。

また、Fig. 13 の電荷密度分布において、AC 電圧負負配時である $t/T=0.75, 0.875$ の時に、AC 電極端から $x=5\sim 6$ mm にかけて電荷密度を急激に増加させるような変動が生じていることがわかる。ここで、Fig. 8 の電流に着目すると、 $t/T=0.75, 0.875$ の直前でストリーマ放電が発生している。Fig. 9~12 の(f)に、ストリーマ放電発生時 ($t/T=0.760$) における陽イオンの粒子数密度分布、陰イオンの粒子数密度分布、x 方向の電界分布、y 方向の電界分布を示す。(f)のイオンの分布より、ストリーマ放電によって高密度のプラズマが AC 電極端から発生し、DC 電極方向へ誘電体表面に沿って進展していることがわかる。その進展距離は 2 mm 程度であり、Fig. 13 の電荷密度分布の急激な変動の発生位置と一致している。また、高密度プラズマ発生領域の y 方向電界に着目すると、負方向の電界が発生している。すなわち、陰イオンは表面から離れ、陽イオンが表面に衝突する。これは、 $t/T=0.75, 0.875$ の時に AC 電極近傍の電荷密度が急激に増加する挙動と一致する。次に、ストリーマ放電によって発生したプラズマの電荷密度と、表面の電荷密度のオーダーを比較する。まず、ストリーマ放電によって発生した誘電体表面に沿ったイオンは、Fig. 9, Fig. 10 から $10^{19}/\text{m}^3$ の密度である。電気素量を考慮すると、その電荷密度は 10^0 C/m^3 程度のオーダーである。一方、Fig. 13 に示す電荷密度分布では、電荷密度変化量のオーダーは $10^0\sim 10^1 \text{ C/m}^3$ である。よって、ストリーマ放電によって発生したプラズマの電荷密度は、表面の帯電と同程度のオーダーであると考えられる。よって、 $t/T=0.75, 0.875$ の電荷密度分布における急激な変動は、ストリーマ放電により高密度のプラズマが表面に発生し衝突したためだと考えられる。

以上より、電界によって運動するプラズマの衝突により、誘電体表面上の電荷密度分布は電界を中和するように変動する分布となると考えられる。すなわち、印加電圧が変動する AC 電極側では、AC 電極端で最大値をとり AC 電極と DC 電極の間点にかけて減少する分布が、印加電圧の正負に追従して変動する。一方、印加電圧が一定の DC 電極側の分布は、時刻によってほとんど変化せず、AC 電極と DC 電極の間点から DC 電極端にむかって増加する分布となる。

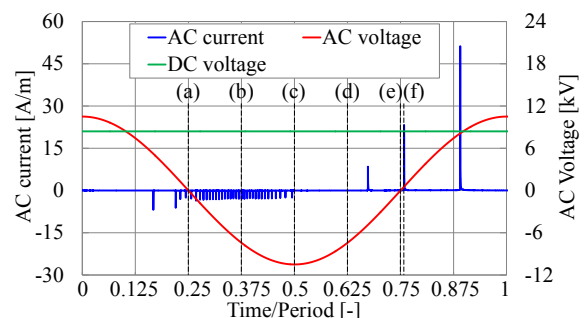
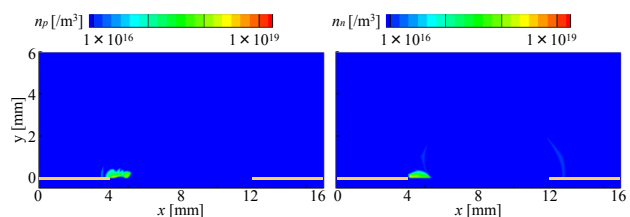
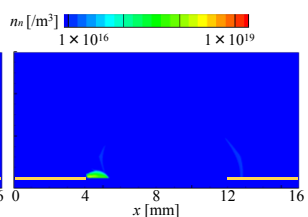


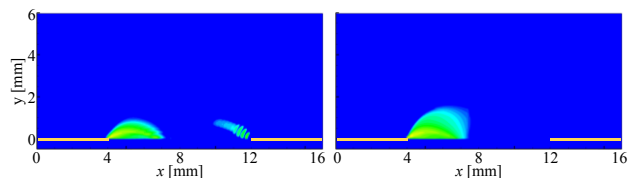
Fig. 8 Applied voltage waveform and AC current.



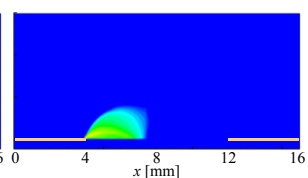
(a) $t/T=0.250$



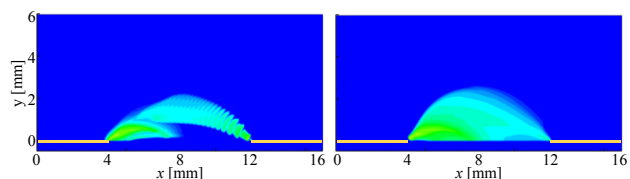
(a) $t/T=0.250$



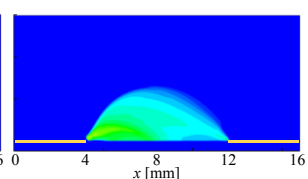
(b) $t/T=0.375$



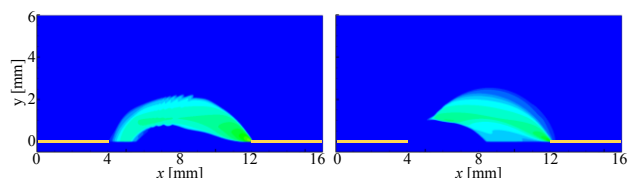
(b) $t/T=0.375$



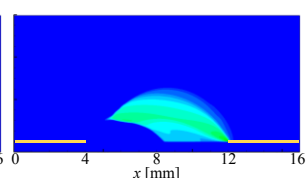
(c) $t/T=0.500$



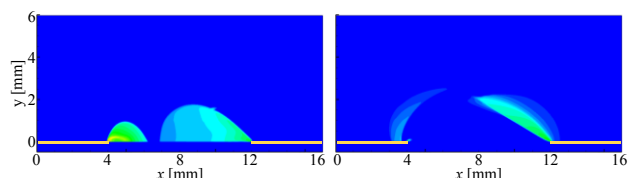
(c) $t/T=0.500$



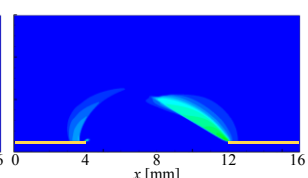
(d) $t/T=0.625$



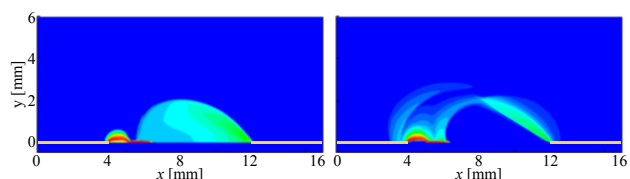
(d) $t/T=0.625$



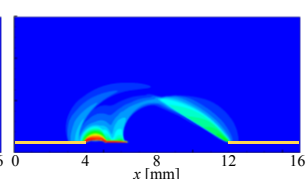
(e) $t/T=0.750$



(e) $t/T=0.750$



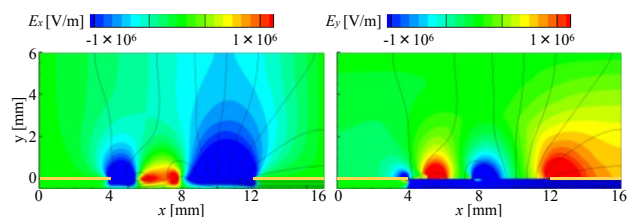
(f) $t/T=0.760$



(f) $t/T=0.760$

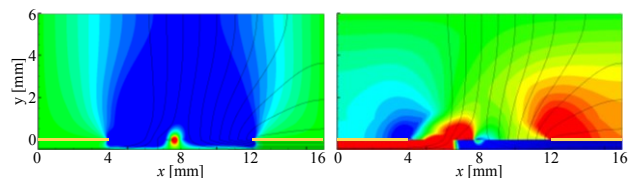
Fig. 9 Time evolution of positive ion distribution.

Fig. 10 Time evolution of negative ion distribution.



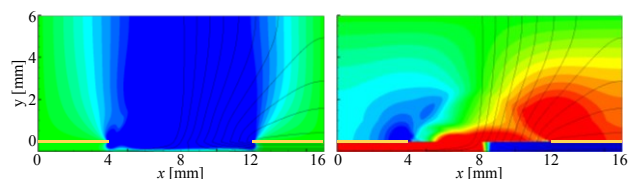
(a) $t/T=0.250$

(a) $t/T=0.250$



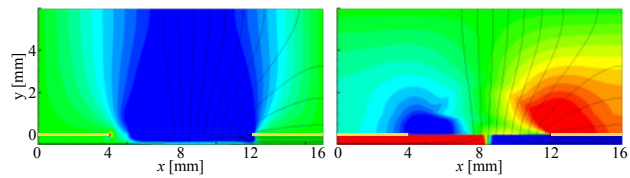
(b) $t/T=0.375$

(b) $t/T=0.375$



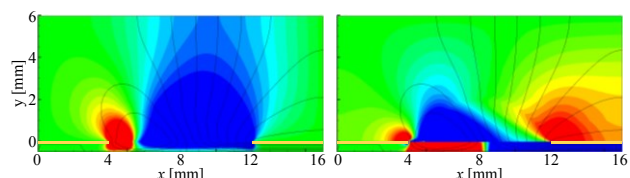
(c) $t/T=0.500$

(c) $t/T=0.500$



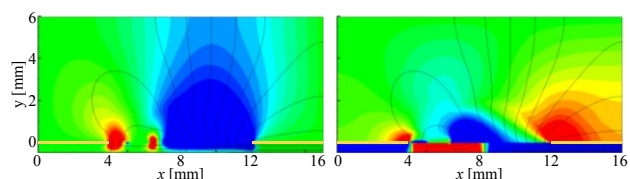
(d) $t/T=0.625$

(d) $t/T=0.625$



(e) $t/T=0.750$

(e) $t/T=0.750$



(f) $t/T=0.760$

(f) $t/T=0.760$

Fig. 11 Time evolution of x-direction electric field.

Fig. 12 Time evolution of y-direction electric field.

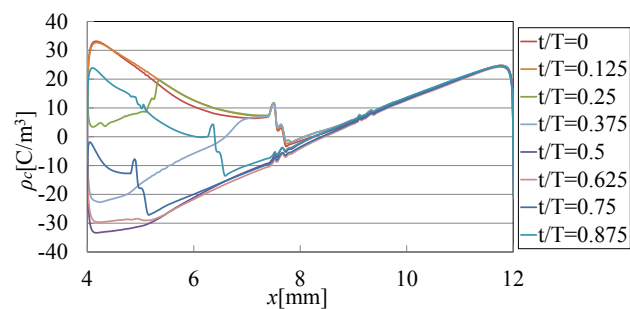


Fig. 13 Charge density distribution.

5. 結論

本研究では、DBDPA の工学モデルである Suzen モデルを TED-PA モデルに拡張するため、DBDPA の Suzen モデルの妥当性評価を行った後、プラズマシミュレーションによる TED-PA のデータ収集を行った。その結果、以下の知見を得た。まず、DBDPA において、Suzen モデルによる体積力分布の計算結果とプラズマシミュレーションの計算結果を比較することで、Suzen モデルの妥当性が確認できた。次に、TED-PA の電荷密度分布の解析を行い、表面の電荷密度は電界によって運動するプラズマの衝突によるものであり、電界を中和するような分布となる。すなわち、印加電圧の変動する AC 電極側では時間変動する分布であり、印加電圧が一定の DC 電極側ではほぼ時間に依らない一定の分布となることがわかった。また、急激な電荷密度分布の変動は、ストリーマ放電によって発生した高密度のプラズマの衝突によるものであることがわかった。今後は、今回の調査で得られた電荷密度分布に相当するフィッティング関数を決定し、TED-PA の生成する体積力場の大域的構造を再現できるモデルを開発する予定である。

参考文献

- (1) Kengo Asada, Yoshihiko Ninomiya, Akira Oyama, Kozo Fujii, "Airfoil Flow Experiment on the Duty Cycle of DBD Plasma Actuator", AIAA 2009-531, 2009
- (2) T. Unfer, J. P. Boeuf, "Modeling of a nanosecond surface discharge actuator", J. Appl. Phys, 42(2009), 194017(12pp), 2009
- (3) Dmitry F. Opaitis, Gabriele Neretti, Alexandre V. Linkhanskii, Sohail Zaidi, Mikhail N. Shneider, Richard B. Miles, Sergey O. Macheret, "Experimental Investigation of DBD Plasma Actuators Driven by Repetitive High Voltage Nanosecond Pulses with DC or Low-Frequency Sinusoidal Bias", AIAA 2007-4532, 2007
- (4) E. Moreau, C. Louste, G. Touchard, "Electric wind induced by sliding discharge in air at atmospheric pressure", Journal of Electrostatics, 66(2008), 107-114, 2008
- (5) R. Sosa, E. Amaud, E. Memin, G. Artana, "Study of the Flow Induced by a Sliding Discharge", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 16, No. 2, 2009
- (6) Takashi MATSUNO, Mikimasa Kawaguchi, Noboru Fujita, Gouji Yamada and Hiromitsu Kawazoe, "Jet Vectoring and Enhancement of Flow Control Performance of Trielectrode Plasma Actuator Utilizing Sliding Discharge", AIAA 2012-3238, 2012
- (7) Takashi MATSUNO, Masataka SUGAWARA, Jun KOYAMA, Noboru FUJITA, Gouji YAMADA and Hiromitsu KWAZOE, "Vectored Jet Control for Trielectrode Plasma Actuator with Serrated Electrode", ISTS, 2015-e-18, 2015
- (8) Y.B.Suzen, P.G.Huang, J.D.Jacob, "Numerical Simulations of Plasma Based Flow Control Applications", AIAA 2005-4633, 2005
- (9) Benjamin E. Mertz, Thomas C. Corke, "Time-Dependent Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuator Modeling", AIAA 2009-1083, 2009
- (10) J. P. Bouef and L. C. Pitchford, "Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric barrier discharge", J. Appl. Phys 97, 103307, 2005
- (11) C. Punset, S. Cany, J. P. Bouef, "Addressing and sustaining in alternating current coplanar plasma display panels", J. Appl. Phys, 86, No. 1, 1999
- (12) Hiroyuki Nishida, Takashi Abe, "Validation Study of Numerical Simulation of Discharge Plasma on DBD Plasma Actuator", AIAA 2011-3913, 2011
- (13) 西田浩之, 白石朋巳, 田村真暉, "電極追加による DBD プラ

- ズマアクチュエータ性能向上の研究", JSASS 2014-2039, 2014
- (14) Masaki TAMURA, Hiroyuki NISHIDA, Takashi MATSUNO, "Numerical Analysis of Electrohydrodynamics Plasma Actuator Utilizing Sliding Discharge", ISEHD-2014-P14, 2014
- (15) 田村真暉, 西田浩之, 松野隆, "DC 高電圧を利用した三電極プラズマアクチュエータの交流電圧特性の数値解析", JSME S0530102, 2015
- (16) Lab. on plasma and conversion of energy, BOLSIG+ : Electron Boltzmann equation solver, <http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/>