



## 解説

# プラズマアクチュエータ研究の進展 -実験とシミュレーション-

## Progress in Research of Plasma Actuators – Experiments and Simulations –

西田浩之<sup>1)\*</sup>, 畑本明彩未<sup>2)</sup>, 金子 泰<sup>3)</sup>  
NISHIDA Hiroyuki<sup>1)</sup>, HATAMOTO Asami<sup>2)</sup> and KANEKO Yutaka<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup>東京農工大学, <sup>2)</sup>青山学院大学, <sup>3)</sup>東北大学 流体科学研究所

(原稿受付: 2025年12月20日)

大気圧放電を利用した能動的な流れ制御デバイスである誘電体バリア放電プラズマアクチュエータについて、流れ制御のメカニズムと現在に至るまでの研究動向と課題について解説する。特に、熱特性の解明に向けた表面温度の時間変化を特徴づける相似則導出の研究、および数値流体シミュレーションと実験計測を協働したデータ同化のアプローチによる電気流体場推定の研究について、具体的に紹介する。

Keywords:

atmospheric plasma, dielectric barrier discharge, electrohydrodynamics, gas heating, active flow control

### 1. はじめに

近年、流体機械の性能向上に対する需要の高まりから、流れの制御技術の研究が活発である。特に、動的に変動する流れに対しリアルタイムに応答し制御する「流れのフィードバック制御」に関する研究は、データサイエンスや深層機械学習技術の発展に伴い、大きな進展を遂げている[1-4]。リアルタイムフィードバック制御の実現には、制御信号に対して高速に応答して流れに力を加え、操作できる能動的な流体制御アクチュエータが必要であり、適用可能な流れのレイノルズ数は、アクチュエータの制御能力に強く依存することになる。すなわち、より強い制御力とより速い応答時間を持つアクチュエータほど、高レイノルズ数の流れを能動制御可能であるため、能動的流れ制御アクチュエータの開発は、重要な研究トピックである。

機械的な可動部を持たず、高速応答な流れ制御アクチュエータとして、数十年に渡って活発な研究が行われているのがプラズマアクチュエータである。プラズマアクチュエータとは、放電プラズマを利用して空気の流れを操作する流れ制御アクチュエータの総称である。用途や対象となる流れのレイノルズ数とマッハ数に応じて、さまざまな放電方式が用いられるが、中でも特に注目集め、世界中で広く研究されているのが、表面バリア放電型 (Surface Dielectric Barrier Discharge, DBD) である[5]。

表面バリア放電 (DBD) プラズマアクチュエータの典型的な構造は、誘電体を挟んで非対称に配置された2つの電極からなるシンプルなものである (図1(a))。一方の電極は空気中に露出し、もう一方は誘電体に埋め込まれている。電極間に交流高電圧を印加することで、表面を伝播す

るバリア放電が生成される。

表面バリア放電は、大気圧条件下でも安定した放電を維持することができるため、空気の流れ制御への工学応用として適した放電形態である。また、薄く柔軟な構造で製作できるため、微細な流路内部を含むあらゆる表面へ容易に設置でき、適用先の幅が広い。そして、交流電圧の周波数やナノ秒パルス電圧の繰り返し周波数を数十kHz以上に設定すれば、数kHzの高速な能動制御を実現できる。このように、DBDプラズマアクチュエータは、流れ制御デバイスとして従来にはない多くの利点を備える。

本解説では、まずDBDプラズマアクチュエータの流れ制御メカニズムについて説明し、次に現在に至るまでの研究動向と課題について述べる。そして、その研究背景と課題に基づき、著者らが近年取り組んでいる研究の成果について紹介する。

#### 1.1 表面バリア放電による流れ制御のメカニズム

表面バリア放電は、2つのメカニズムにより流れを制御する。1つは電気流体力 (Electrohydrodynamic force, EHD力) による境界層流れの直接加速 (運動量入力) であり、数十kHzまでの交流高電圧で駆動したDBD (AC-DBDプラズマアクチュエータ) による流れ制御において、支配的に働くと考えられている (図1(b)) [7]。放電によって生成されたプラズマ粒子は、外部から印加された電場によりドリフト運動を行い、その運動量が粒子間衝突を通じて中性分子に伝達される。この運動量伝達が、巨視的には周囲の空気を加速する体積力として現れたものがEHD力である。もう1つのメカニズムは、放電による気体加熱である (図1(c))。気体加熱は、ナノ秒パルス電圧で駆動され

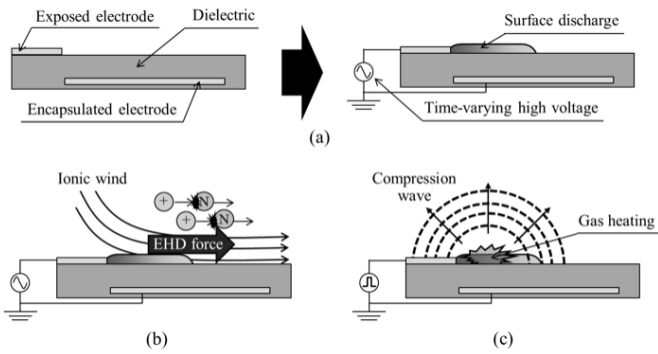


図1 DBD プラズマアクチュエータと流れ制御メカニズム [6]. (a) 典型的な構造と交流高電圧印加による表面バリア放電の発生, (b) EHD 力生成, (c) 気体加熱.

る DBD (NS-DBD プラズマアクチュエータ) において支配的に働く流れ制御メカニズムとされており, 局所的かつ瞬時的な気体加熱によって生じる衝撃波や密度擾乱を流れ制御に利用する [8]. 気体加熱によって形成された低密度領域は, 主流との相互作用による不安定性から大規模な渦構造を誘起する. その大規模渦が境界層流れと主流との間で運動量混合を促し, 流れ構造を大きく変化させることができる [9].

1.2 プラズマアクチュエータの研究動向と課題

AC-DBD プラズマアクチュエータによる EHD 力は, 数十 m/s 程度の低速流れに対して柔軟な流れ制御を可能にし, NS-DBD プラズマアクチュエータの気体加熱は, 遷音速の高速流れまで有効であることが実証されている.

上記の利点から, DBD プラズマアクチュエータは, 1998 年に Roth ら [10] がその流れ制御能力を示して以来, 世界中でさまざまな工学的応用が研究されてきた. 最も代表的な応用例は, 翼の失速特性改善を目的とした大迎角剥離流れの制御であり, 近年のフィードバック制御の研究を含め, 長い研究の歴史がある [11]. 具体的な適用先として期待されるのは, 風車や小型航空機であろう. 同じ剥離流れ制御としては, 車両の空気抵抗低減への応用研究が継続的に行われている [12, 13]. 近年, 研究が活発化していると感じるのは, 乱流摩擦抵抗低減への適用である [14-16]. 数十%の低減が報告された例もあり, 航空機や鉄道車両の抗力低減への応用が期待される. フィルムクーリングの遮熱効果改善や対流熱伝達促進など, 実現可能性の高い適用先として熱流体機器を想定した研究も数多くなされている [17, 18]. 最近では, 放電による発熱を利用した翼への着氷防止と除氷への応用研究を集中的に行っている研究チームもある [19]. その他にも, 空力騒音の低減や燃焼場の制御など, 適用先は広がり続けている.

上記の工学的な応用の実現にむけ, EHD 力, および気体加熱とそれにより引き起こされるアクチュエータの熱特性 (表面温度上昇など) を深く理解することが不可欠である. そして, そのための基礎研究も数多く行われてきた.

EHD 力に関しては, 多くの研究グループが, EHD 力によって誘起される空気の流れ (イオン風) の特性 (すなわち機械的特性) を計測することで調べている. 誘電体材料とその厚さ, 電極の形状と配置, 交流電圧の周波数と振幅などの設計パラメータをパラメトリック変化させた実験研

究が行われ, イオン風の推力 (時間平均的な運動量流量) と最大流速, およびイオン風誘起の電力効率の傾向が報告されている (これまでに得られた結果は, 複数のレビュー論文にまとめられている [5, 7]). さらに, EHD 力の時空間分布も, 流体制御の CFD (数値流体力学) 解析への実装という観点から, 明確にすべき重要な特性である. 表面 DBD では, 負極性のグロー型放電が交流電圧の負の半周期で発生し, 一方, 正極性のストリーマ型放電が正の半周期で発生する (図 2). この放電形態の変化により, EHD 力の強さと分布も時間的に変動することになる. 大気放電の場合, プラズマは電離により生じた電子と正イオン, および電子付着により生じた負イオンから成る. 正極性放電において, 電子と負イオンは印加された電場から受けるクーロン力により露出電極へ引き寄せられ, 電極と衝突することで失われる. 一方, 正イオンはクーロン力を受けて空間中に広がりながら被覆電極へとドリフトし, 正イオンが過剰な状態が作られる. 正イオンはドリフトする過程で露出電極から遠ざかる方向の EHD 力を生成する (図 2 (e)). 放電の極性が反転すると, 正負のイオンの挙動が逆転し, 空間中に過剰となった負イオンが EHD 力生成を担う (図 2 (f)). こうして, 交流電圧印加にもかかわらず空気が一方向に加速される. ただし, 正負の両極において流れを一方向に加速することに異論を唱える研究報告もあり [7]. 直接測定する手法がないため, EHD 力の時空間構造を解明することは容易でない. 粒子画像流速測定法 (PIV 法) によって得られるイオン風の時間分解速度場から EHD 力場を推定する方法がいくつか提案されているが, 強い仮定が必要であり, 推定結果には大きな誤差が含

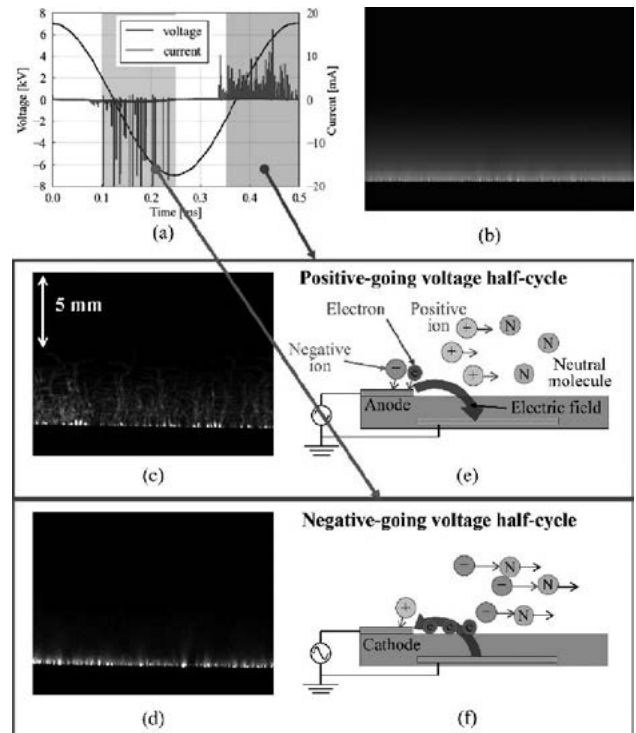


図2 (a) 放電電流波形, (b) 時間平均された放電発光, (c, d) 正放電と負放電におけるプラズマ構造, (e, f) 各放電極性におけるプラズマダイナミクス.

まれることが指摘されている[20]. 数値シミュレーションが強力な研究ツールではあるが、定量的にずれがあることが指摘されており、実験と協働した研究の深化が必要不可欠である[21].

一方で熱特性、すなわちプラズマ化学反応を通じた電場からのエネルギー吸収と気体加熱への放出、さらに周囲への熱エネルギー伝達、についての研究は、イオン風特性の研究と比べ数が少ない。熱電対を使ったイオン風の温度分布計測[22]、BOS法によるイオン風の密度分布計測とそれに基づいた温度分布推定、誘電体表面の温度変化測定[23]などの研究がなされているが、広いレンジにおけるパラメトリックな調査が不足しており、その傾向が整理され、統一的に理解されているとは言い難い。

## 2. 伝熱プロセスと表面温度変化の相似則

AC-DBD プラズマアクチュエータの消費電力のうち、誘起流の運動エネルギーに変換されるのはわずか0.2%程度であり[7]、大部分は熱として散逸する[24]. アクチュエータ素子の温度変化はプラズマ生成に影響するため、発生した熱の伝達プロセス、つまり熱特性の理解は前述の伝熱工学分野への応用はもちろん、アクチュエータの制御力向上の観点においても重要である。

先行研究では赤外線カメラを用いた表面温度計測が盛んに行われており、アクチュエータ駆動中に誘電体の温度が数十ケルビン上昇することが報告されている[22, 23, 25-28]. アクチュエータ表面が加熱されるメカニズムとして、3つの機構が挙げられる[29]. 1つ目は、放電電流によるジュール熱である。放電により空気が加熱され、誘電体表面への対流熱伝達が生じる。2つ目はプラズマによる直接加熱 (flux heating) である。イオンが誘電体表面に衝突して再結合する際に、放出されたイオン化エネルギーが誘電体を加熱する。3つ目は、時間変化する電場による誘電加熱 (dielectric heating) である。これら3つの加熱機構の中で、プラズマアクチュエータの消費電力に対する誘電加熱の寄与は小さく、無視できると報告されている[24]. Tirumalaらは、ジュール熱が支配的な加熱機構であると仮定し、実証した[23]. しかし、直接加熱を無視できないとする研究もある[30, 31]. したがって、プラズマアクチュエータの加熱メカニズム (伝熱プロセス) の詳細は依然として議論されている。

本章では、ジュール発熱と対流熱伝達が支配的な伝熱プロセスであるとの仮定に基づいて表面温度を統一的に整理できる相似則を理論的に導出し、実験的に検証した結果を紹介する[32].

### 2.1 相似則の導出

図3に示すように、静止空気中においてDBDプラズマアクチュエータを駆動した状況を想定し、表面温度の時間変化を特徴づける相似則を導出する。表面に空気の流れ (イオン風) が誘起されると同時に、ジュール熱により気流は加熱される。また、現象は奥行方向に一様と仮定する (二次元現象)。

誘電体内の流れ方向 ( $x$ 方向) の熱伝導が無視できると

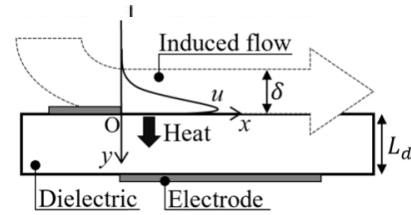


図3 相似則における座標軸と物理量の定義.

仮定すると、ある位置  $x$  での熱伝導方程式は次のように表される。

$$\frac{\partial \theta}{\partial Fo} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \quad (1)$$

ここで、 $\theta$  は無次元温度、 $Y$  は無次元長さ、 $Fo$  は無次元時間を表すフーリエ数である。無次元温度とフーリエ数は次式で定義される。

$$\theta = \frac{T - T_0}{T_f - T_0} = \frac{\Delta T}{\Delta T_f} \quad (2)$$

$$Fo = \frac{\alpha_d}{L_d^2} t \quad (3)$$

ここで、 $T$  は誘電体表面温度の時間変化、 $T_0$  は初期温度、 $T_f$  は誘起流の温度、 $L_d$  は誘電体内の熱伝導の代表長さである。本研究では、代表長さに誘電体の厚さを用いる。  $t$  はプラズマアクチュエータ駆動開始からの時間である。  $\alpha_d$  は熱拡散率で、次のように表される。

$$\alpha_d = \frac{k_d}{\rho_d c_d} \quad (4)$$

ここで、 $\rho_d$ 、 $c_d$ 、 $k_d$  はそれぞれ誘電体の密度、比熱、熱伝導率である。

先行研究より、誘電体を半無限固体とみなした場合、駆動開始直後の表面温度は解析解とよく一致することが報告されている[33-35]. このとき、上面と下面の境界条件は以下の通りである。

$$-k \left. \frac{\partial y}{\partial x} \right|_{y=0} = h [T_f - T(y, t)] \quad (5)$$

$$T(\infty, t) = T_0 \quad (6)$$

ここで、 $h$  は熱伝達率である。これらを境界条件とした一次元熱伝導方程式の解析解より、アクチュエータ表面 ( $y = 0$ ) における温度の時間変化は次のように表される[36].

$$\theta = 1 - \exp\left\{-(Bi\sqrt{Fo})^2\right\} \operatorname{erfc}(Bi\sqrt{Fo}) \quad (7)$$

ここで、 $Bi$  はビオ数、 $\operatorname{erfc}$  は相補誤差関数である。ビオ数は気流からの熱伝達と固体内部の熱伝導の比を表す無次元数であり、次式で表される。

$$Bi = \frac{hL_d}{k_d} \quad (8)$$

式(7)についてテイラー展開を用いると、

$$1 - \exp(x^2) \operatorname{erfc}(x) = 1 - \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}}x + x^2 + \dots\right) \quad (9)$$

であるから、 $Bi\sqrt{Fo} \ll 1$ 、つまり、プラズマアクチュエータの駆動開始からの時間 $Fo$ が十分短い場合、式(7)は2次以上の微小項を無視して以下ようになる。

$$\bar{\Theta} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \bar{Bi}' \sqrt{Fo} \quad (10)$$

ここで、 $\bar{\Theta}$ と $\bar{Bi}' = \bar{h}L_d/k_d$ はそれぞれ、流れ方向に空間的に平均化された無次元温度とビオ数である。本研究では式(10)を表面温度についての相似則と呼ぶ。以上より、伝熱プロセスとして気流からの熱伝達による壁面加熱を仮定して相似則が導出された。

## 2.2 実験的検証のための近似

相似則(式(10))を有次元数で展開すると、

$$\frac{\Delta T_f}{\Delta \bar{T}_f} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\bar{h}\sqrt{\alpha_d t}}{k_d} \quad (11)$$

となり、気流温度上昇 $\Delta \bar{T}_f$ と熱伝達率 $\bar{h}$ が未知数となる。相似則の妥当性を実験的に検証するために、 $\Delta \bar{T}_f$ と $\bar{h}$ を計測可能な物理量を用いて推定する。推定にはプラズマアクチュエータの性能を評価するために一般的に測定される推力(イオン風の運動量流量)と消費電力を用いる。

まず、プラズマアクチュエータの消費電力の大部分が空気を加熱するために使われる[24]ことから、 $\Delta \bar{T}_f$ はおおよそ以下のように見積もられる。

$$\Delta \bar{T}_f \approx \frac{P}{\dot{m}c_f} = \frac{P}{\rho_f U \delta c_f} \quad (12)$$

ここで、 $P$ はスパン長あたりの消費電力、 $\dot{m}$ は質量流量、 $c_f$ は空気の比熱である。質量流量は、それぞれ空気密度 $\rho_f$ 、平均速度 $U$ 、誘起流の厚さ $\delta$ を用いて $\rho_f U \delta$ と表され、静止流体中では推力が運動量流量に相当するため、平均流速は式(13)のように推定できる。

$$\therefore U = \sqrt{\frac{F}{\rho_f \delta}} \quad (13)$$

ここで、 $F$ はスパン長あたりの推力である。

平板上の層流強制対流において平均ヌセルト数 $\bar{Nu}$ が平均レイノルズ数 $\bar{Re}$ の平方根に比例することから、平均熱伝達係数 $\bar{h}$ は式(13)を用いて以下のように近似できる。

$$\bar{Nu} = \frac{\bar{h}\delta}{k_f} \propto \bar{Re}^{\frac{1}{2}} = \sqrt{\frac{\rho_f U \delta}{\mu}} \quad (14)$$

$$\therefore \bar{h} = C_{Nu} \frac{k_f}{\delta} \sqrt{\frac{\rho_f U \delta}{\mu}} = C_{Nu} \frac{k_f}{\delta \sqrt{\mu}} \left(\rho_f \delta F\right)^{\frac{1}{4}} \quad (15)$$

ここで、 $k_f$ と $\mu$ はそれぞれ空気の熱伝導率と粘度、 $C_{Nu}$ は比例定数である。式(12)~(15)を用いると、式(10)は次のように書き換えることができる。

$$\bar{\Theta} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} C_{Nu} \bar{Bi}' \sqrt{Fo} \quad (16)$$

式(16)の左辺 $\bar{\Theta}$ と右辺の $\bar{Bi}'\sqrt{Fo}$ はそれぞれ以下のとおりであり、物性値と表面温度 $\Delta T$ 、推力 $F$ 、消費電力 $P$ 、誘起流の厚さ $\delta$ の関数となる。

$$\bar{\Theta} = \frac{c_f (\rho_f F \delta)^{\frac{1}{2}} \Delta T}{P} \quad (17)$$

$$\bar{Bi}' \sqrt{Fo} = \frac{k_f (\alpha_d t)^{\frac{1}{2}} (\rho_f F)^{\frac{1}{4}}}{k_d (\mu_f)^{\frac{1}{2}} (\delta)^{\frac{3}{4}}} \quad (18)$$

以上より、 $\delta$ を決定することによって、表面温度の測定結果より、式(10)を検証することができる。本研究では、 $\delta$ を5 mmとし、誘起流の物性値は大気圧下300 Kの値を用いた。室温の変化による粘度の相対誤差は、実験条件下で約7%である。検証のために、表1に示す実験条件において、表面温度、推力、消費電力を計測した。実験装置の詳細については文献[32]を参照されたい。

## 2.3 結果と考察

図4(a)に無次元温度 $\bar{\Theta}$ と $\bar{Bi}'\sqrt{Fo}$ に実験結果を代入した結果を示す。無次元温度 $\bar{\Theta}$ は、測定した表面温度の流れ方向( $0 \leq x[\text{m}] \leq 0.03$ )とスパン方向にわたる空間平均温度を用いて計算された。同じ誘起流についての結果は、異なる印加電圧でも同じマークでプロットされている。フーリエ数 $Fo$ が時間の関数であるため、横軸はアクチュエータ駆動開始からの経過時間 $t$ に依存する。式(6)における半無限固体の近似を満たすために、熱浸透厚さ $d$ が誘起流厚さ $L_d$ よりも小さい時間についてプロットした。熱浸透厚

表1 実験条件.

誘起流材料	PMMA, PTFE, PC
誘起流厚さ	1 mm, 3 mm
駆動電圧	1 mm: 14, 16, 18 kV <sub>pp</sub> 3mm: 18, 20, 22 kV <sub>pp</sub>
表面温度計測時間	300 s
周囲空気	室温, 静止流体

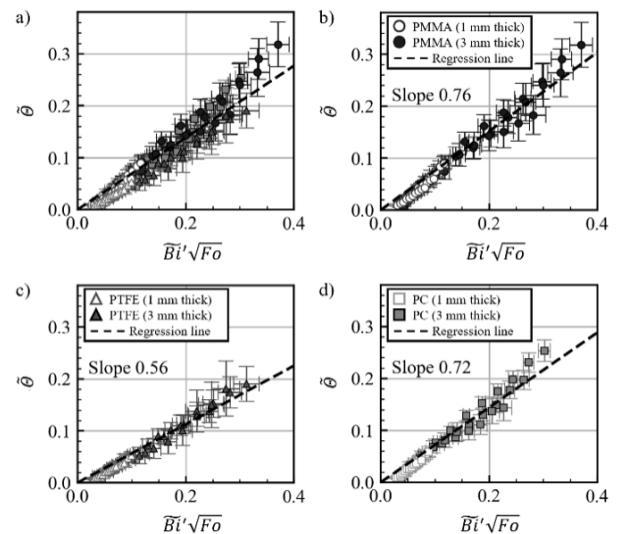


図4 平均無次元温度 ( $x = 0 \sim 30$  mm の平均値) (a) 全条件, (b) PMMA, (c) PTFE, (d) ポリカーボネート。©IOP Publishing. Reproduced with permission. All rights reserved [32].

さは次式で表され[37],  $d \leq L_d$  のとき, 誘電体に関係なく  $F_0 \leq 1/12$  となる.

$$d = \sqrt{12\alpha d t} \quad (19)$$

図4(a)より, 無次元温度  $\bar{\theta}$  と  $\bar{B}i/\sqrt{F_0}$  は全体的に強い正の相関を示している. しかし, プロットは完全に一直線ではなく, ずれが見られる. さらに, すべての条件下で駆動開始直後の実験値は回帰直線よりもやや小さい. これは, 流れ場の発達に時間遅れによるものと考えられる. プラズマアクチュエータは駆動開始直後に starting vortex を生じ, 流れが発達するまでに時間がかかる[38]. 予備実験にて, 熱線流速計を用いて流速が定常になるまでの時間を計測したところ, 流れが発達するまでに0.08~0.14秒程度の時間遅れがあった. これは  $\bar{B}i/\sqrt{F_0}$  に変換すると0.02~0.05に相当し, グラフのプロットの立ち上がり初めの値と一致する.

図4(b)~(d)に, 誘電体材料ごとに分けてプロットした結果を示す. 同じ誘電体材料に対しては, 異なる厚さでもプロットは直線となる. PMMAとPCの回帰線の傾きはそれぞれ約0.76と0.72でほぼ同じである. しかし, PTFEはやや小さい傾きの0.56を示す. この相違の主な理由の一つは, 式(17)に用いられた誘電体の熱伝導率, 密度, 比熱容量が実際に測定された値ではなくカタログ値であったためであると考えられる.

以上から, 得られた結果は式(10)で表される相似則が成り立つことを意味し, 相似則の導出に用いた仮定である「放電電流によるジュール熱によって誘起流が加熱され, その熱が強制対流によって誘電体に伝達する」という加熱メカニズムを支持するものである. これは, プラズマアクチュエータによる熱伝達促進性能の評価に資する.

### 3. データ同化によるEHD力場の推定

本章では, EHD力場の理解に向けた取組みとして, 誘起流の再現を目指したCFDについて解説した後, 実験計測に基づくEHD力場推定手法における課題および新規手法としてのデータ同化に関する研究を解説する.

#### 3.1 EHD力場に起因した誘起流のCFD

DBDプラズマアクチュエータの誘起流の流速は数m/s程度であり, 圧縮性は無視できる. そのため多くの場合, EHD力場を体積力項  $\mathbf{F}$  として考慮した非圧縮Navier-Stokes方程式(式(20))および連続の式を支配方程式とする. 体積力項には, プラズマシミュレーションの結果[21]やEHD力場の工学モデルが用いられる. 多くの流体制御のCFD解析では, 工学モデルが用いられ, Maxwell方程式を起点として電場および空間電荷密度分布を計算あるいは仮定し, クーロンの法則によりEHD力場を計算するSuzenモデル[39]やShyyモデル[40]が広く使われている. EHD力場の空間分布を仮定し, 直接的に値を与えるGaussianモデル[41]もある.

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \nu \nabla^2 \mathbf{u} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \frac{\mathbf{F}}{\rho} \quad (20)$$

アクチュエータ設置面での境界条件を滑りあり壁条件として, 加速効果を模擬するモデル[42]もある. いずれもCFD結果と, 速度場の実験値とを比較しながら, モデルパラメータを調整することで, 壁面ジェットをよく再現できる. また, 気体加熱の効果が支配的となるNS-DBDプラズマアクチュエータについては, 発熱項を考慮したエネルギー方程式および加熱による密度変化を考慮した連続の式と圧縮性Navier-Stokes方程式を支配方程式としたCFDの研究例もある[43].

#### 3.2 EHD力場推定における課題

1.2節で述べた, 速度場の計測結果を用いたEHD力場推定手法には, 2つの大きな課題があり, EHD力場に関する統一された知見が得られない. まず, 2本の非圧縮NS方程式(2次元)に対し, EHD力2成分および圧力勾配2成分の計4つの未知変数が存在する. そのため解を得るためには, 圧力勾配が無視できるほど小さい ( $\nabla p = 0$ ), EHD力2成分のうち, PA表面の接線方向成分が支配的 ( $F_x \gg F_y$ ), 等の仮定が必要となる. 3つほど存在する代表的な推定手法は, 用いられる仮定が異なり, 得られる解が異なることが問題視されている. もう1点は, 実験計測における計測誤差および不確かさである. 特にPIV計測においてはトレーサ粒子の帯電に伴う滑りや画像相関精度などの計測誤差要因が多分に存在する. また, 疎な計測点のデータを用いた微分計算においても少なからず誤差が生じ, 最終的に得られる推定結果に影響していると考えられる.

#### 3.3 データ同化, Data assimilation

前節の背景から, EHD力場の新たな解析手法として, データ科学の一つであるデータ同化に着目した. 物理量を確率密度変数に従う確率変数として扱い, ベイズの定理により実験と数値計算における不確実性を考慮しながら, 両者を統合する解析手法である.

実験データで構成される観測ベクトルを  $\mathbf{y}$ , 数値計算結果で構成される状態ベクトルを  $\mathbf{x}$  と表す.  $\mathbf{y}$  が起こる (実験データとして  $\mathbf{y}$  を得る) という条件のもとでの,  $\mathbf{x}$  に関する条件付き確率密度関数  $p(\mathbf{x}|\mathbf{y})$  は, ベイズの定理より

$$p(\mathbf{x}|\mathbf{y}) = p(\mathbf{y}|\mathbf{x})p(\mathbf{x})/p(\mathbf{y}) \quad (21)$$

である.  $p(\mathbf{x})$  は事前分布と呼ばれ, 実験データを得る前の数値計算結果に関する確率密度関数である.  $p(\mathbf{y}|\mathbf{x})$  は尤度,  $p(\mathbf{x}|\mathbf{y})$  は事後分布と呼ばれ,  $p(\mathbf{y})$  は定数である. すなわち式(21)は, 事前予測としての数値計算結果に関する確率密度関数を, 実験データの情報を取り入れることで  $p(\mathbf{x}|\mathbf{y})$  へと修正することを意味する (同化). これにより, 実験データをより良く再現するような, 物性値やパラメータ, 初期・境界条件などを推定することができる.

データ同化は, 同化・修正の方法の違いから, 逐次型と非逐次型の2つに大別される. 本稿では, 同化期間内の実験データの時間変動を再現するように, 同化・修正を行う非逐次型データ同化によるEHD力場推定に関する研究について, 以降で述べる.

### 3.4 データ同化によるEHD力場推定

本節では、流れ場の実験計測およびCFDを統合したデータ同化による、EHD力場の推定[44]について説明する。CFDのソース項として与える体積力項が未知量、すなわち推定対象である(図5)。そしてCFDによる非定常計算の結果が、プラズマアクチュエータ駆動時の流れ場の時系列実験データを再現するように、体積力項(EHD力場)を修正し、推定値を得る。データ同化手法には、非逐次型に分類されるアンサンブル4次元変分法[45]を用いた。推定の手順は以下の通りである。まず事前予測としてのCFDの計算結果と、実験データとの比較により差分を算出する。これをもとに計算される評価関数が小さくなるように、EHD力場を修正する。修正されたEHD力場を用いたCFD、CFD結果と実験結果の比較、EHD力場の修正、評価関数が変化しなくなるまで繰り返すことで、流れ場の実験データをよく再現するEHD力場を推定値として得る。

以降では、実際の実験データを用いた推定にさきがけて行った数値実験について紹介する。数値実験では、任意に設定したEHD力場を真値としてデータ同化を行う。実験データには、真値としたEHD力場を用いたCFDで得られる、時系列速度場の結果を用いる(疑似実験データ)。また、時空間分解能や、不確実性といった実験データの条件を任

意に設定することができる。様々な実験条件下での数値実験を行うことで、十分な精度で推定値を得るために必要な実験条件に関する知見を得られる。

本数値実験では、図6(a)-(c)に示すような定常、Gauss分布形状を仮定した、壁面接線方向EHD力場 $F_x$ の、最大値 $a_g$ 、中心座標 $(x_g, y_g)$ 、広がりを表すパラメータ $\sigma_g$ を推定対象とした。推定対象であるEHD力場の真値(図6(a))は、上記4パラメータに対して設定した真値により計算される。図6(b)は初期推定値であり、各パラメータの真値に対する相対誤差は $\pm 30\%$ とした。疑似実験データはPIV計測を想定し、駆動直後から50ms間の30時刻分の速度場を得られることとした。時空間解像度はそれぞれ1.67ms、0.1mmであり、実際に実現可能な条件である。速度場の実験計測における不確実性を標準偏差により定義し、時空間的に一樣かつ速度2成分で同じ値( $\sigma_u = \sigma_v = 0.5$  m/s)とした。

図6(d)は速度場の疑似実験データを示しており、PA駆動時に生成される初期渦の形成とその移流過程が再現されている。EHD力場の初期推定値によるCFDの結果(図6(e))を見ると、生成される渦の大きさや移流速度、誘起流速について、疑似実験データとの間には明確な差異がある。各パラメータの相対誤差(図7)は、コスト関数の最小化計算を重ねるごとに減衰し、同化後( $k = 100$ )の相対誤差は $\pm 10\%$ 以内である。図6(c)に示す、同化後のEHD力場分布は、真値としたEHD力場をよく再現できている。このときの速度場(図6(f))と疑似実験データとは、渦の位置や最大流速がほとんど同じであることが分かる。また、複数回の数値実験結果から、PAが誘起する流れ場を決定づける重要なパラメータは $a_g$ 、 $y_g$ 、 $\sigma_g$ の3つであることも明らかとなっている。

最後に、図8に計測の不確実性の影響を示す。標準偏差を $\sigma_u = \sigma_v = 2.0$  m/sにまで大きくしても、推定精度は落ちない。しかしながら、最大流速の50%である6.0 m/sにまで大きくすると、 $a_g$ や $y_g$ の推定精度が顕著に低下する。以上より、高精度なEHD力場推定を実現するためには、最大流速の17%以内の精度が必要であることを示唆している。

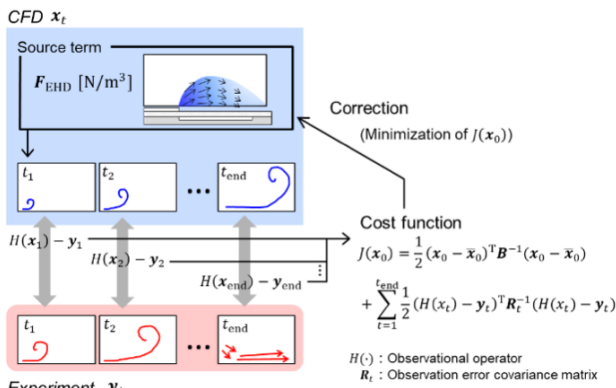


図5 時系列流れ場の実験データとCFDを用いたデータ同化によるEHD力場推定。

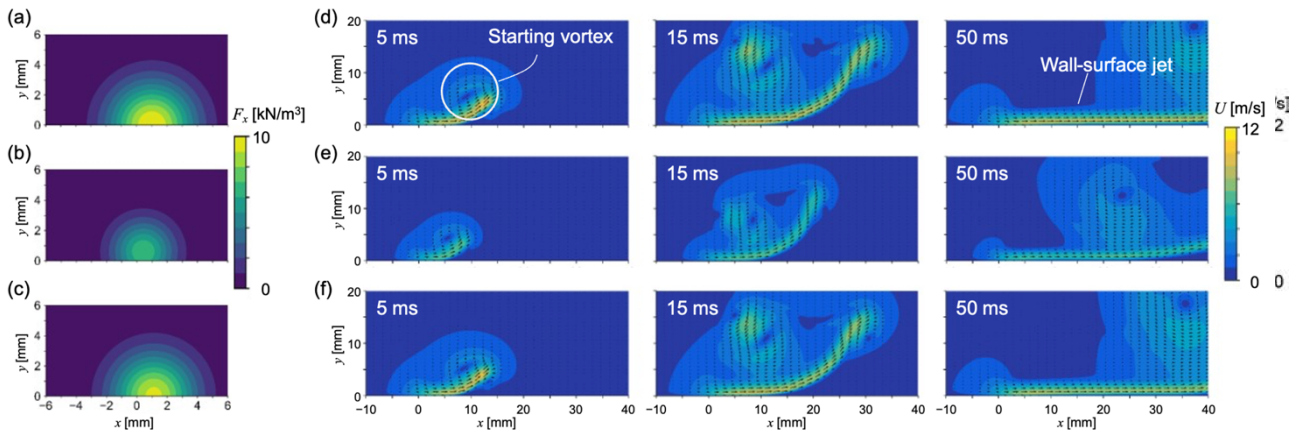


図6 左: Gauss分布形状の壁面接線方向EHD力場 $F_x$ (ただし $F_y = 0$ である)。(a)真値、(b)初期推定値(同化前)、(c)推定結果(同化後)。右: 時系列速度場。(d)疑似実験データ、(e)初期推定値(同化前)、(f)推定結果(同化後)。

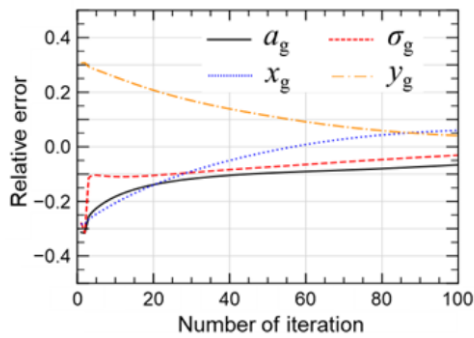


図7 EHD力場パラメータの推定誤差 [44].

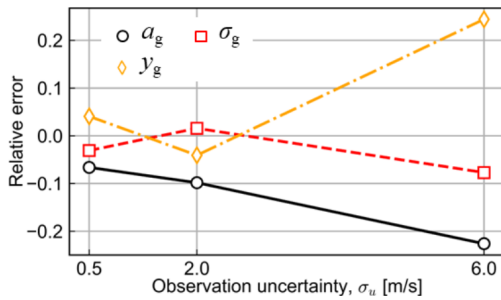


図8 速度場計測の不確かさが推定結果に与える影響.

#### 4. まとめと今後の展望

本解説では、流れの能動制御を可能とするデバイスであるDBDプラズマアクチュエータについて、流れ制御のメカニズムと現在に至るまでの研究動向と課題について述べ、さらに著者らが近年取り組んでいる熱特性とEHD力推定手法の研究成果について紹介した。

熱特性については、ジュール発熱と強制対流熱伝達が主要な伝熱プロセスであるとの仮定から、表面温度の時間変化を特徴づける相似則を導出し、実験的に相似則の検証を行った。結果として、無次元温度 $\bar{\theta}$ と $\overline{Bi} \sqrt{Fo}$ の間に強い正の相関があることが明らかとなり、これは伝熱プロセスの仮説を支持するものである。今後は、相似則を発展させて、DBDプラズマアクチュエータの発熱特性が熱流体制御効果へ与える影響を理解し、実用化への道を切り拓いてゆくことが必要である。

直接計測ができないEHD力場については、DBDプラズマアクチュエータが誘起する流れ場の時系列データおよびCFDを用いたデータ同化による推定手法の有効性を、数値実験結果により確認することができている。今後は、実験計測データを用いたデータ同化を実現し、EHD力場の時空間分布特性を解明することが期待される。また、熱流体制御や除氷・防霜といった応用研究が盛んに行われていることを鑑みると、EHD力場だけでなく気体加熱場も含めた理解が重要と言える。気体加熱場が流れ場に与える影響は、気体の密度変化として捉えられることが示されている[46]。したがって、本手法を発展させることで、EHD力場と気体加熱場の同時推定も実現可能と考えられる。

DBDプラズマアクチュエータは、30年近い基礎研究と応用研究の歴史があるが、未だ産業的な実用化に至っていない。その大きな要因の一つは、実用化に際し(10<sup>5</sup>乗を超えるような高レイノルズ数流れの制御)、流れの制御力

(EHD力と気体加熱)が不十分であることである。EHD力生成と気体加熱の特性を理解することで、それを制御、最大化するアクチュエータ設計を行うことが求められる。また、大気圧放電によるオゾン生成の抑制、耐久性の向上、降雨や降雪など悪天候下における安定駆動、放電による電磁ノイズの抑制、なども産業応用に際しては重要になるだろう。

#### 参考文献

- [1] X. Garcia *et al.*, *Int. J. Heat Flu.* **116**, 109913 (2025).
- [2] Q. Liu *et al.*, *Theor. Comput. Fluid Dyn.* **39**, 49 (2025).
- [3] A. Watanabe *et al.*, *Aerosp. Sci. Technol.* **164**, 110347 (2025).
- [4] T. Nonomura *et al.*, *Exp. Fluids* **66**, 136 (2025).
- [5] S. Portugal *et al.*, *Front. Phys.* **10** (2022).
- [6] H. Nishida, *J. Electrostat.* **137**, 104115 (2025).
- [7] N. Benard and E. Moreau, *Exp. Fluids* **55**, 1846 (2014).
- [8] J. Zhang *et al.*, *J. Electrostat.* **137**, 104073 (2025).
- [9] A. Komuro *et al.*, *Plasma Sources Sci. Technol.* **27**, 104005 (2018).
- [10] J. Roth *et al.*, 36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, Virginia, AIAA-1998-328 (1998).
- [11] T.C. Corke *et al.*, *Exp. Fluids* **46**, 1-26 (2009).
- [12] J.A. Vernet *et al.*, *Flow Turbul. Combust.* **100**, 1101-1109 (2018).
- [13] Y. Kaneko *et al.*, *J. Fluids Eng.* **147**, 1-27 (2025).
- [14] T.C. Corke and F.O. Thomas, *AIAA J.* **56**, 3835-3847 (2018).
- [15] B. Zheng *et al.*, *Plasma Sci. Technol.* **24**, 114003 (2022).
- [16] M.T. Hehner *et al.*, *J. Phys. D Appl. Phys.* **55**, 205203 (2022).
- [17] J. Sun *et al.*, *Int. Commun. Heat Mass Transfer* **140**, 106522 (2023).
- [18] Q. Wen *et al.*, *Z. Phys. Plasmas* **32**, 103506 (2025).
- [19] F. Rodrigues *et al.*, *Actuators* **12**, 5 (2022).
- [20] J. Kriegseis *et al.*, *J. Phys. D Appl. Phys.* **46**, 055202 (2013).
- [21] K. Nakai *et al.*, *AIAA J.* **59**, 1313-1327 (2021).
- [22] W. Hui *et al.*, *Phys. Fluids* **34**, 034110 (2022).
- [23] R. Tirumala *et al.*, *J. Phys. D Appl. Phys.* **47**, 255203 (2014).
- [24] F. Rodrigues *et al.*, *Exp. Therm. Fluid Sci.* **90**, 55-65 (2018).
- [25] R. Durscher *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 252902 (2012).
- [26] M. Kotsonis, *Meas. Sci. Technol.* **26**, 092001 (2015).
- [27] F.F. Rodrigues *et al.*, *J. Heat Transfer* **140**, 102801 (2018).
- [28] L. Shen *et al.*, *AIAA J.* **58**, 3368-3377 (2020).
- [29] 野崎智洋 他：日本機械学会論文集 B編 **68**, 2593-2600 (2002).
- [30] K. Suzuki *et al.*, *J. Phys. D Appl. Phys.* **54**, 315204 (2021).

- [31] B. Gilbert *et al.*, J. Phys. D Appl. Phys. **54**, 175202 (2021).
- [32] A. Hatamoto *et al.*, J. Phys. D Appl. Phys. **56**, 155203 (2023).
- [33] R. Jousot *et al.*, 40th Fluid Dynamics Conference and Exhibit, American Institute of Aeronautics and Astronautics, AIAA-2010-5102 (2010).
- [34] T.N. Jukes *et al.*, Proc. Inst. Mech. Eng. Part I J. Syst. Control. Eng. **222**, 347-356 (2008).
- [35] A. Hatamoto *et al.*, ASME 2021 Fluids Engineering Division Summer Meeting, American Society of Mechanical Engineers Digital Collection (2021).
- [36] 日本機械学会：JSME テキストシリーズ 伝熱工学 (2005).
- [37] 日本機械学会：伝熱工学資料 改訂第4版 (1986).
- [38] R.D. Whalley and K.-S. Choi, J. Fluid Mech. **703**, 192-203 (2012).
- [39] Y. Suzen *et al.*, 35th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, Virginia, AIAA-2005-4633 (2005).
- [40] B. Jayaraman and W. Shyy, Prog. Aerosp. Sci. **44**, 139-191 (2008).
- [41] S. Kawai *et al.*, Theor. Comput. Fluid Dyn. **32**, 805-820 (2018).
- [42] K. Lee *et al.*, Phys. Fluids **34**, 077102 (2022).
- [43] M. Abdollahzadeh *et al.*, J. Comput. Appl. Math. **270**, 401-416 (2014).
- [44] Y. Kaneko *et al.*, Sens. Actuators A Phys. **372**, 115320 (2024).
- [45] A. Ishii *et al.*, Mater. Today Commun. **30**, 103089 (2022).
- [46] Y. Kaneko *et al.*, Meas. Sci. Technol. **32**, 125402 (2021).



にしだ ひろゆき  
西田 浩之

東京農工大学 工学府機械システム工学専攻・教授。電気流体力学と空気力学を専門に、大気圧放電プラズマとそれを使った流体制御や各種工学応用の研究を行っています。3人の息子の育児に追われ、趣味と言えるものがなくなっていました。



はた もとあさみ  
畑本 明彩未

青山学院大学 理工学部機械創造工学科・助教。2024年4月より現職。主な専門分野は伝熱工学と電気流体力学で、プラズマアクチュエータによる対流熱伝達促進やEHDポンプ、ヒートパイプなど、流体を使った熱輸送に関する研究をしています。趣味はバンドのライブに行くこと、旅行、天体観測です。



かね こ ゆたか  
金子 泰

東北大学 流体科学研究所・助教。電気流体力学を専門とし、大気圧放電を利用した流体制御アクチュエータや静電噴霧を応用したCO<sub>2</sub>回収技術、電場応答性を利用したセルロース材料創製に関する研究に取り組んでいます。今年の目標は、ウイスキーを飲めるようになることです。