

プラズマアクチュエータを用いた サイレント超音速機の流体制御

Ⅱ：プラズマアクチュエータによる衝撃波位置の制御

川添 博光*¹ 松野 隆*²

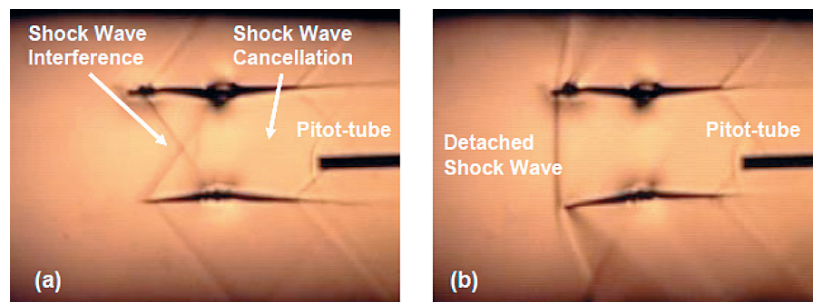
1. 序 論

1.1 研究背景

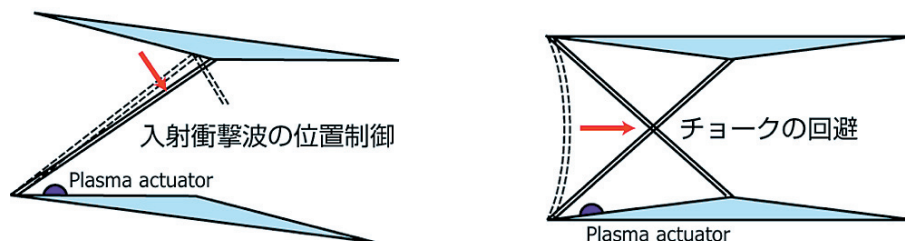
本プロジェクトはソニックブームレス超音速飛行機への応用を目指し、プラズマ流体アクチュエータの開発とその超音速流への適用を目的としている。

超音速大型旅客機の成立を妨げているのはソニックブームである。これを解決するため、近年日本において、複葉翼理論に基づくソニックブームレス超音速飛行の研究が始まっており、理論および数値解析においては劇的にソニックブームを低減する、きわめて興味深い特性が報告されている[1,2]。一方で、設計点を外れると図 1-1 に示すような複葉翼間での流れのチョークなどによってその性能は抗力・騒音ともに著しく低下する点が現在問題となっている[3]。このため、ロバストネスが求められる実機開発を目指すためには、ウェッジ前縁から発生する衝撃波など、機体周りの流れ場を制御する技術が必須である（図 1-2 参照）。

そこで本研究では、このような超音速流の制御法として、現在本研究室で研究を行っている誘電体バリア放電（DBD）を用いたプラズマ流体アクチュエータを適用することを提案する。プラズマアクチュエータは従来のデバイスに比べ小型で制御が容易であるなど非常に利点が多く、今後の発展が非常に期待できる流体制御手法である。DBD プラズマアクチュエータの複葉超音速機への応用に関して特筆すべき点として、このデバイスが翼表面形状に影響を与えない事が挙げられ



(a) 設計条件における衝撃波の相殺, (b) 非設計条件におけるチョーク
図 1-1 設計条件・非設計条件の複葉超音速機の衝撃波干渉場の比較[3]



(左) 入射衝撃波の位置制御, (右) チョークの回避
図 1-2 プラズマアクチュエータによる複葉超音速機の流れ制御コンセプト

* 1 鳥取大学工学部 教授 (代表者)

* 2 鳥取大学工学部 講師

る。アクチュエータを翼に埋め込むことによって表面を一体・平滑にすることができることは、超音速域での流体制御デバイスとしては非常に大きなアドバンテージである。

本研究室では平成18年度より宇宙航空研究開発機構ならびに日本航空宇宙学会サイレント超音速機研究会のサポートの下でプラズマ流体アクチュエータの開発とその超音速流への適用に関して研究を進めている。これまでに超音速流におけるアクチュエータの動作と流れ場の制御可能性を確かめたが、より応用的である航空機形状より発生する衝撃波の制御を可能にするためには、プラズマアクチュエータの基本性能を単体試験・風洞実験により調べるのが求められる。

1.2 プラズマアクチュエータについて

近年活発に研究が行なわれているプラズマアクチュエータは、将来的には空力舵・高揚力装置を置き換える可能性を持つ候補として期待されている。流体制御デバイスとしては、従来のものに比べ小型で制御が容易であるなど非常に利点が多い。本研究室での実験を含めた先行研究によって、二次元の剥離制御などにおける際立った有効性が示されている[4-8]。円柱周りの流れ場の剥離制御にプラズマアクチュエータを適用した例[8]のように、一定の流れ場の条件であればプラズマアクチュエータによって剥離の制御を行なうことが可能であることが明らかになっている。

現在本研究室において開発しているプラズマアクチュエータは誘電体バリア放電（Single Dielectric Barrier Discharge, (S)DBD）を利用している。SDBD プラズマアクチュエータの構造は図1-3に示される通りである。アクチュエータは二枚の電極とその間に挟まれた誘電体から成り、片側の電極は気流にさらされている。もう一方の電極は誘電体によって物体表面に埋め込まれており、気流には直接触れない。この電極に図1-4（上）に示されるような高圧の交流電圧を印加することによって、上部電極と誘電体に挟まれた部分の気体がイオン化される（図1-4（下）にイオン化された空気が発光している様子を示す）。イオン化された気体分子と電磁場の作用によって体積力が生じ、アクチュエータの周囲気体には図中矢

印方向の速度が与えられる。これらの電極の位置や数、主流に対する方向を変えることによって、生成される体積力、あるいは速度場を容易に変化させることができる。また、必要であれば物体表面に埋め込むことができるため、前述したとおり物体の形状に影響を与えない点も大きな利点である。

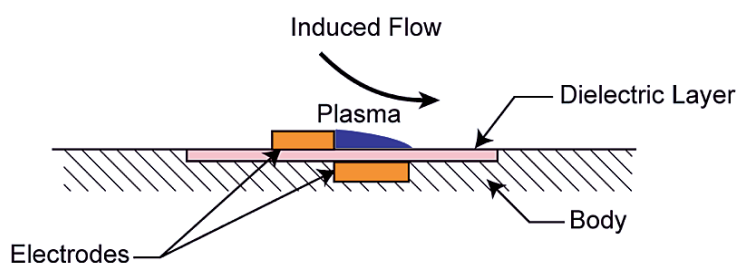
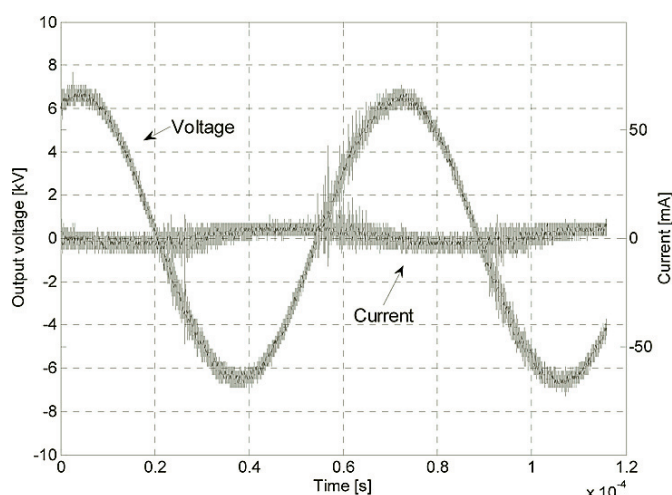


図1-3 プラズマアクチュエータ構造の概要



（上）印加電圧と電流の時間履歴，（下）イオン化された空気の発光
図1-4 DBDプラズマアクチュエータ駆動時の電氣的・光学的特徴

1.2.1 プラズマアクチュエータによる空気力の発生原理

プラズマアクチュエータによる空気力の発生メカニズムについては、現在多くの学者・研究者らが実験・数値シミュレーション双方から解析を行い数々の説が提唱されているが、未だに意見の一致を見ていない。ここでは比較的広く知られているシナリオとして、Fontの行った数値解析による力の発生原理のシナリオ[9]、およびOrlovの実験・理論双方からのアプローチによるDBD放電の時間・空間発展の様子[10]について以下に記す。

単一の誘電体バリア放電に関する現象解析[9]

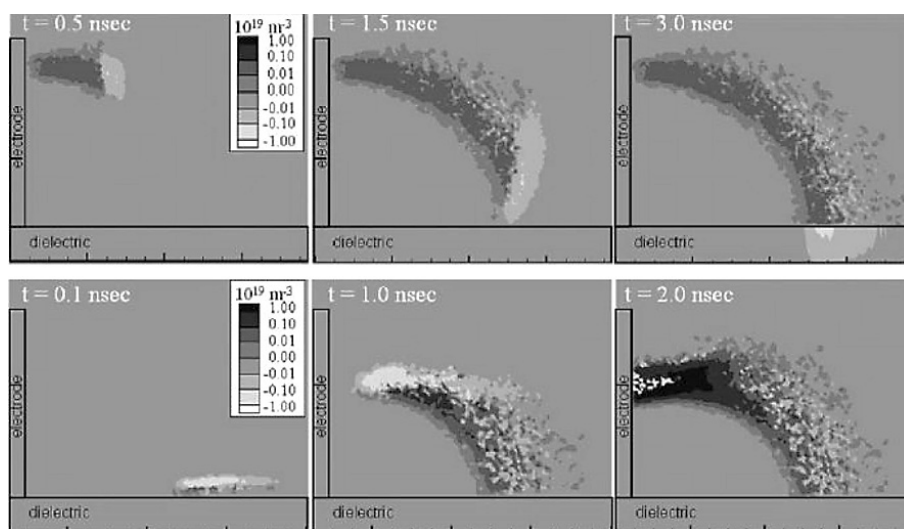
単体の誘電体バリア放電では、主に空間内で放電させることによってイオン化が起こり、それによる電子、イオンなどの移動による分子間の衝突が力の発生原理とされている。

DBD放電において、一周期中の始めの半周期では、約1-2kVの負の電圧が露出電極にかかる。この半周期をforward dischargeと呼ぶ（図1-5（上））。

この図にはイオンおよび電子密度が示されている。白色に近いほどイオン密度が大きく、黒色に近づくほど電子密度が大きい。このとき、露出電極近くの空間で放射された電子が誘電体に向かって加速していき、イオン化が生じる。大部分の電子は中性子域を流れ、誘電体に付着し、誘電体上の境界でその動きを止める。放電により最大密度まで到達するまでの時間は約 30 ns であり、その後、空間中あるいは露出電極上でイオンが再結合するにつれて、徐々に放電は衰退していく。最終的に forward discharge では、放電終了後に電子によって覆われた誘電体を形成する。

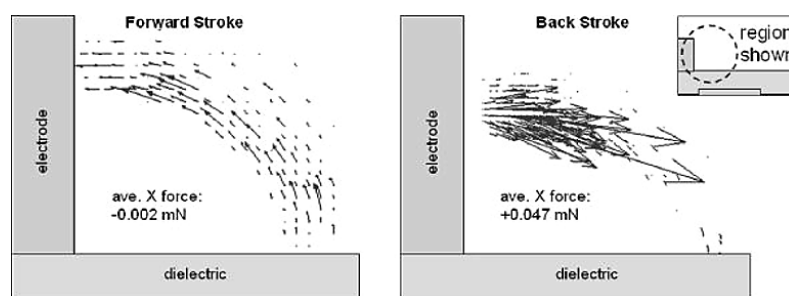
次の半周期では、約 1～2 kV の正の電圧が露出電極にかかる。この半周期を back discharge と呼ぶ（図 1-5（下））。このとき、イオンが最初は露出電極上で再結合もしくは中性子化する間に、始めの半周期で誘電体表面に電子が溜まった状態となっている。この状態が back discharge での初期条件となり、溜まっていた電子が露出電極に向かって加速していき、それによりエネルギーを得て、イオン化、励磁、分離が生じ始める。実際には、これらの電子は誘電体の表面から放れるために小さな結合エネルギーに打ち勝たなければならない。その結果、back discharge における放電密度は一桁違い、forward discharge における放電密度よりも大きくなる。

中性流れでプラズマを発生させると、供給された粒子と中性分子とが衝突することで得られるエネルギーによって、その空間に力が生成される。しかしながら、電子とイオンは力の生成が均等に生じるわけではない。中性粒子中のイオン同士が衝突する断面積は、電子と中性子間で衝突する断面積よりも 1 オーダもしくはそれ以上に大きい。その結果、イオンはより多く衝突を受け、よって力の大部分が加わる。forward discharge では、イオンは露出電極の方へ引っ張られ、結果露出電極方向へ力が作用する。back discharge では、イオンは露出電極から押し出で、結果露出電極から力が発生している。しかし、back 中のイオン密度の方が forward discharge よりも大きいため、発生する力は等しくはならない。それぞれの周期行程における力の向きと大きさを図 1-6 に示す。forward discharge は力の向きがしだいにはっきりと大きくなっていることが分かる。forward discharge における力の大きさは、back discharge に発生する力の大きさの 5% に満たない。その結果、アクチュエータから生成される力は全周期を平均化すると、露出電極から出てくる力、流れについては下降流が発生することになる。



(上) Forward discharge, (下) Back discharge

図 1-5 酸素雰囲気下での誘電体バリア放電初期における荷電粒子密度分布の推移[9]



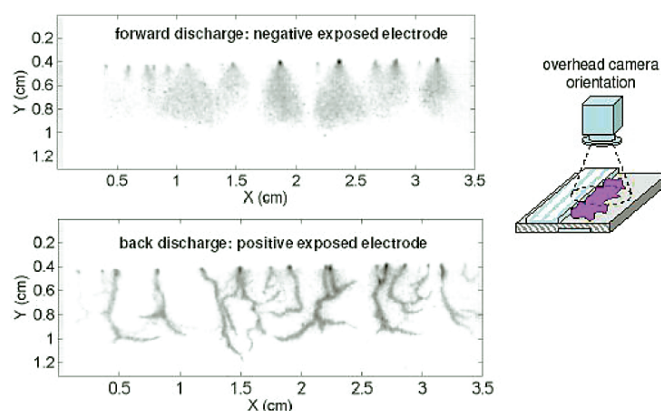
(左) Forward discharge, (右) Back discharge

図 1-6 酸素雰囲気下での誘電体バリア放電時、単一の放電により発生する空気力ベクトルの分布[5]

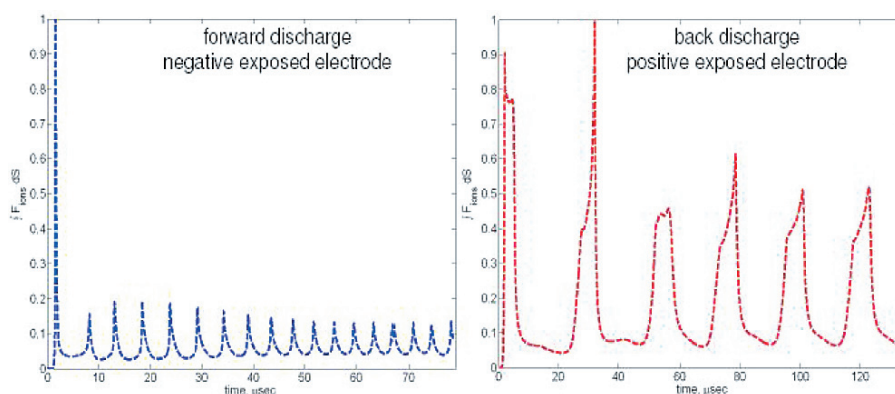
放電現象の進展に関する研究[10]

上で示したように、Font ら[9]によれば forward discharge では露出電極側から、back discharge では露出電極から離れた誘電体側からプラズマが発生する。しかし、実際に放電を起こした実験によると、forward discharge においても back discharge においても露出電極から放電が進展することが明らかとなった。この放電の様子を図 1-7 に示す。両行程の違いは放電の形状にある。forward discharge では、不連続地点から広がっていくような放電が起こる、いわゆる“glow type”である。一方で back discharge では、特定の位置（点）から細糸状に伝播するような放電が起こる、いわゆる“streamer type”となっている。

forward discharge および back discharge 中に発生する空気力の変化の時間履歴を図 1-8 に示す。どちらの放電も電界強度の増加によって加速的にイオンを生み出し、空气中に運動量を与える。この条件下では、forward discharge では極初期に大きな力が発生してから、小さい力が約 5 μ s 毎に発生しているのに対し、back discharge では約 5 μ s おきに比較的大きな力が発生し続けている。プラズマアクチュエータにおける DBD 放電では、forward discharge では露出電極付近で発生した高密度プラズマは誘電体を覆うようにして広がっていく放電が起こり、back discharge では露出電極の近くで発生したプラズマは誘電体に沿って細糸状に移動していく放電が起こることが示されているが、この違いによって forward/back discharge それぞれにおいて発生する空気力が異なると考えられている。実際には、放電特性によって生じるイオンと周囲の中性粒子が衝突し、結果としてプラズマアクチュエータによって周囲の大気に空気力が発生するが、このときの推力の特性は放電によって発生するイオン密度だけではなく、中性粒子の密度である雰囲気圧力に依存する。



(上) Forward discharge, (下) Back discharge
図 1-7 大気雰囲気下での SDBD プラズマアクチュエータにおける放電の瞬時画像[6]



(左) Forward discharge, (右) Back discharge
図 1-8 誘電体バリア放電により発生する空気力ベクトルの各行程における時間履歴[6]

1.3 研究目的および内容

本研究ではプラズマアクチュエータの開発とその超音速流れへの適用を目指し、超音速流れ中におけるアクチュエータの基本性能を風洞実験により確認する事を目的としている。これを達成するために、本プロジェクトでは次に示す3つのマイルストーンを設定した。

I：プラズマアクチュエータの超音速流れ場への適用を可能にする

II：プラズマアクチュエータによる衝撃波位置の制御

III：virtual shape（プラズマアクチュエータの誘起する流れ場によって機体表面の形状を変化させるのと実質的に同等の効果を得的）の制御と、それによるチョーク回避

昨年度までに、本研究プロジェクトによって超音速流れ中におけるアクチュエータの動作と流れ場の制御可能性を確かめた[3]。これまでの知見をもとに、今年度はフェイズIIとして、低圧超音速流れ中におけるアクチュエータの基本性能調査および衝撃波位置制御のためのプラズマアクチュエータ形状と駆動方法についてそれぞれ研究を行なった。

低圧雰囲気下におけるアクチュエータの基本性能調査

巡航時、あるいは大気圧吸込み型超音速風洞内においては静圧が低下し（ P_{∞} は0.2-0.3 atm程度）、このときのプラズマアクチュエータの性能は大気圧時に比較し大きく変化することが予想される。このため、低圧大気下におけるアクチュエータの性能を定量的に評価することは衝撃波制御法の設計において重要である。本実験においては、低圧チャンバ内にプラズマアクチュエータを設置し、低圧の静止気体中でアクチュエータを駆動し、アクチュエータ単体の推力（発生する空気力）の投入電力や構造の違いに対する変化を調べ、駆動条件などの最適化を図った。

衝撃波位置制御のためのプラズマアクチュエータ形状と駆動方法の開発

小型吸込み式超音速風洞を用い、測定部にプラズマアクチュエータを設置したダブルウェッジ/平板模型を取りつけ、衝撃波位置制御に効果的なアクチュエータの形状と駆動方法を開発した。このとき、アクチュエータ単体が発生する体積力のみを利用するのではなく、アクチュエータ駆動により生じる衝撃波と、ターゲットとなる衝撃波の干渉やアクチュエータ駆動により縦渦を誘起し、剥離を抑制する境界層制御などを利用し、大きな流れ場の変化をねらう。このときの流れ場の設計には上のアクチュエータの性能見積を活用するとともに、CFDを用いた性能予測を行った。風洞実験ではシュリーレン法による流れの可視化結果から衝撃波位置の変化を評価した。

2.（低圧）雰囲気におけるアクチュエータの基本性能評価試験

2.1 実験装置・方法および実験条件

低圧での性能評価試験は鳥取大学の真空チャンバにおいて実施された。真空チャンバは内部容量2 m³であり、真空ポンプによって内部圧力を大気圧から10⁻⁴ torr程度まで制御することができる。内部圧力は設置された半導体圧力センサによって測定されると同時に、設置されているブルドン管によってもモニタできる。

前述したように本研究では、プラズマアクチュエータの単体の基礎性能を示す指標として、プラズマアクチュエータが静止気体中で発生する推力を用いる。これは、プラズマアクチュエータを単体で駆動すると、壁面に沿うジェットが生じるが、このジェットの推力を測定することによって、反作用である周囲の流体への空気力を測定できることを利用した。実験においては、アクチュエータの推力を力天秤によって直接測定した。測定にはGregoryらによる同種の研究[11]を参考に、図2-1に示される装置を製作し使用した。この装置はこの原理を利用し、片側にはプラズマアクチュエータを上向きに推力が発生するように取り付け、支点を挟んで反対側に分析天秤（島津製作所 AUW 320, 最小表示0.1 mg, 直線性±0.3 mg）を設置し、発生する推力を計測する。分析天秤は真空チャンバ内部に設置する必要があるが直接操作することが出来ないため、天秤とチャンバ外部よりLabVIEWによってシリアル通信を介し制御と計測を行った。

プラズマアクチュエータの駆動には図2-2に示されるような回路を用いる。kHzレンジのTTL信号を信号発生器によって生成し、これをパワーアンプに入力し、得られた交流電圧を・高圧トランスカスケードを介して図1-4（上）に示されるような高圧交流電圧を得る。

プラズマアクチュエータは300×100×5 mmのガラスエポキシ樹脂板を基板として、その片面に電極ならびに誘電体を積層し制作した。本実験においては、電極には銅メッキポリエステルクロスを母材とする導電性布テープ（厚さ約85μm）

を採用した．またここでは誘電体は厚み 0.495 mm の PTFE 樹脂を用いた場合の結果を示す．

本実験においては実験ごとに変更するパラメータとして，雰囲気圧力およびプラズマアクチュエータ駆動装置へ入力する電圧を設定した．大気圧を基準として真空引きして実験を行う都合上，雰囲気圧力は大気圧～真空の範囲で変更した．また，プラズマアクチュエータに投入するシステム全体での消費電力と推力の関係を調べるため，他の変数を固定して（印加周波数，誘電体厚さなど）プラズマアクチュエータが発生する推力特性を調べた．実際にプラズマアクチュエータに印加された電圧・電流を併せて測定したが，本稿ではこれらに関する特性解析は割愛する．図 2-4 は測定されたプラズマアクチュエータの推力時間履歴の生波形の例である．本実験では天秤の時間応答性が非常に遅いため，ここから定常な推力が発生している部分を抜き出し時間平均値を求め，その値を当該条件での推力値とした．

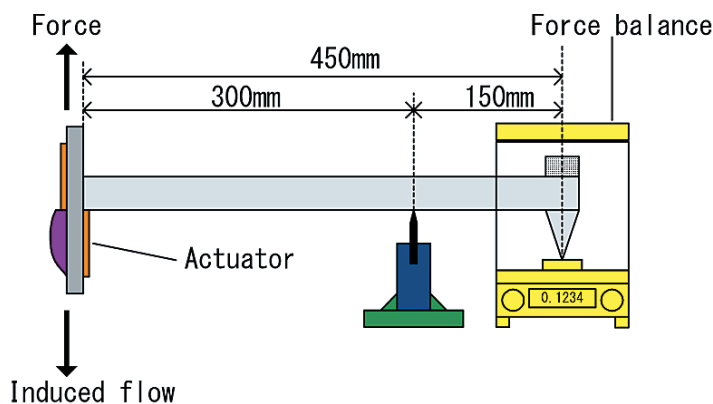


図 2-1 プラズマアクチュエータ基本性能評価試験における推力測定試験装置概要

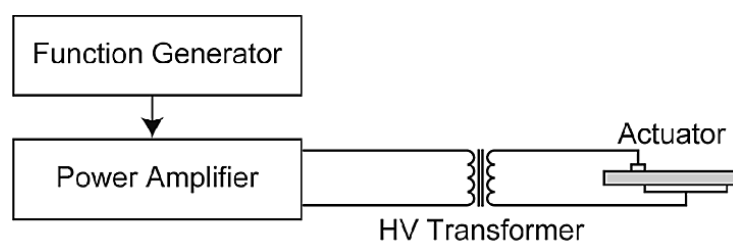


図 2-2 プラズマアクチュエータの駆動回路概要

2.2 実験結果

図 2-5 は天秤計測によるプラズマアクチュエータの消費電力－推力特性を雰囲気圧力を変化させ測定した結果である．他の研究者によっても報告されており，また容易に予測できるとおり，プラズマアクチュエータの推力は消費電力が上昇するにつれ増加する．その増加特性は高圧・低消費電力のレンジにおいてはほぼ線形であるが，高い消費電力になるにつれ増加率は下がる．また，低圧になるほど全般に推力は低く，その電力に対する増加率も低いことが分かる．低圧域においては線形性が崩れているが，これは分析天秤の測定誤差だけでなく，放電がこのレンジで DBD 放電から風洞壁面などへのグロー放電へ遷移し，プラズマアクチュエータとしての正しい駆動がなされていないためであることが目視の結果分かっている．遷移が生じる条件は風洞への設置位置や雰囲気電離度に依存する．電力消費を横軸に取り同条件のデータをまとめた図 2-6 を見ると，上述した推力上昇と雰囲気圧力の関係がより明らかになる．圧力方向への点数が少ないため確度は小さいが，比較的低い圧力レンジにおいては圧力に対し線形に推力が上昇し，0.9-1.0 atm で急激に関係が壊れることがわかる．

これらから，大気圧吸込み型超音速風洞においては，実験マッハ数 ($M = 1.5-1.7$) では風洞静圧はおおよそ 0.2 ～ 0.3 atm となるため，1.0 atm-0.5 atm の比較的高圧の領域のような安定な駆動ではなく，グロー放電への遷移が発生する不安定な領域での駆動を行う必要があることが明らかになった．またこれは誘電体の材質や厚さ，あるいは周波数に依存する要素もあるため，これらについても検討を行う必要があると考えている．

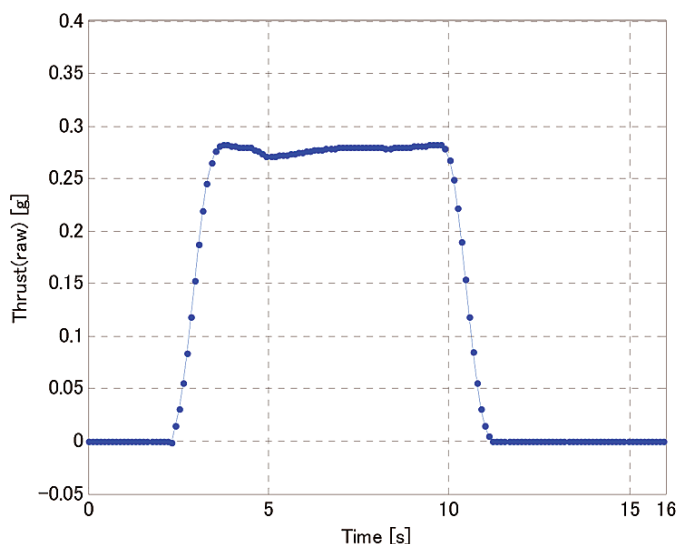


図 2-4 プラズマアクチュエータによって生成される推力の時間履歴

3. プラズマアクチュエータの超音速流への適用試験

3.1 剥離位置の推定（プラズマアクチュエータ設置位置の検討）

風洞試験による適用可能性調査においては、昨年度の研究において観測されたプラズマアクチュエータによる衝撃波位置の変化について、その有意性と再現性を確認することを目的とした。また、衝撃波干渉や剥離抑制などを利用したより大きな流れの変化を目指し実験を行った。

図3-1は衝撃波制御実験に用いた超音速ランプ（実験時の一様流マッハ数 $M = 1.7$ ，上流総圧は大気圧）の概要である。この実験では、ランプ前方に生じる剥離の位置を制御し、結果として生じる剥離衝撃波の位置を変化させることを目標とする。このため、プラズマアクチュエータ設置位置はランプ前方の剥離点近傍である必要がある。予備試験として数値計算およびオイルフロー法を行い、剥離位置を推定した。

3.1.1 予備試験Ⅰ：CFDによる流れ場の把握

剥離位置同定のため、市販の汎用流体解析ソフト STAR-CD を用いて2次元ノズル内の空気の流れの数値解析を行った。ソルバは AMG solver を使い、MARS スキームを用いて差分法により離散化し計算を行った。計算条件は風洞一様流マッハ数 $M = 1.7$ ，流入側において大気密度は 1.18 kg/m^3 ，気温は常温とした。単位長さを基準とするレイノルズ数は $Re = 1.54 \times 10^6$ であり、乱流モデルには $k-\epsilon$ を用いた。物体形状は上の図3-1の通りである。また図3-2に計算格子を示す。なお、計算格子は約17000セルからなるポリヘドラルメッシュであり、物体表面には 0.2 mm の7層レイヤーを配置し境界層の解像を図った。

図3-3に計算されたランプ近傍場のマッハ数分布および流線を示す。マッハ数分布から明らかなように、意図したとおりランプ前方において境界層が剥離し、それによって衝撃波が発生することが分かる。流線を見ると、ランプ前方では流れが剥離・再循環を生じており、このときの境界層最下部に運動エネルギーを付与することによって流れを制御できる可能性があることがうかがえる。また、下面壁面上の圧力係数分布（図3-4）によって、ランプ前方の剥離域はおおよそランプ前縁から $5\text{--}7 \text{ mm}$ まで広がっていることが確認できる。ただし、この計算は予備的であり厳密に剥離位置を決定できるものではないことには注意せねばならない。

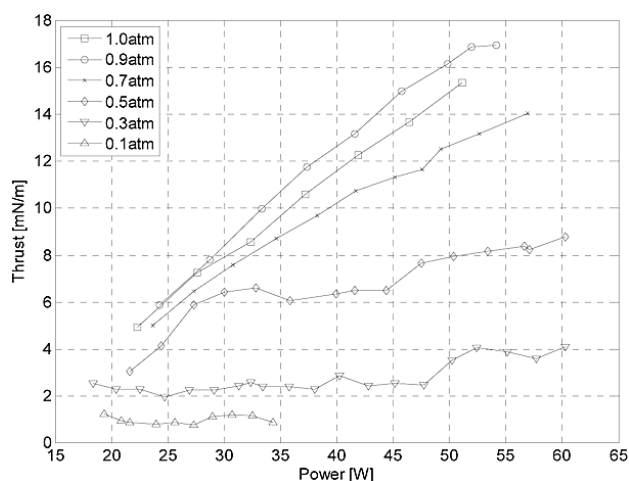


図2-5 プラズマアクチュエータの雰囲気圧力による消費電力－推力特性変化

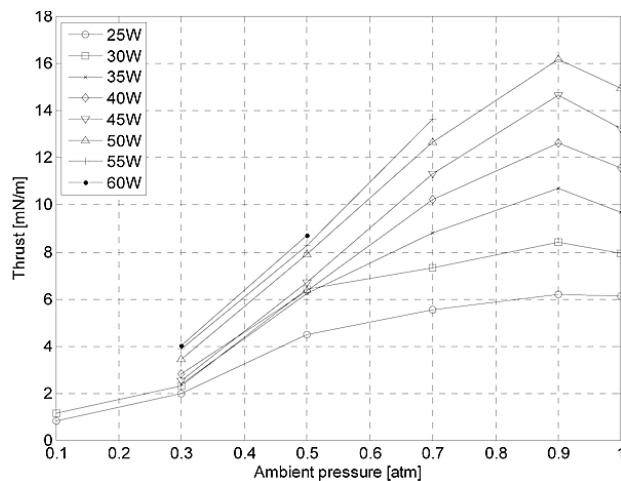


図2-6 プラズマアクチュエータの消費電力毎の雰囲気圧力による推力特性変化

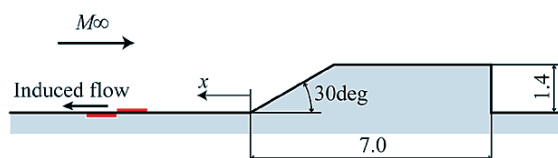


図3-1 超音速ランプ模型概要とプラズマアクチュエータ設置位置

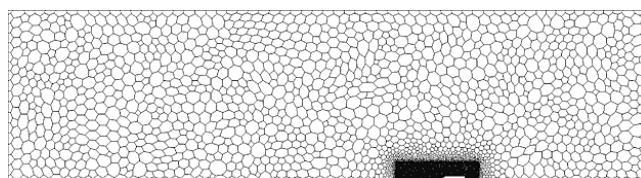


図3-2 超音速ランプ数値解析に使用した計算格子

3.1.2 予備試験Ⅱ：オイルフロー法による剥離位置の観察

オイルフロー法によって、超音速風洞に設置したランプ周りの表面流れを可視化し、上のCFD解析結果と同様に境界層の剥離位置を推定した。当然プラズマアクチュエータ電極にも有限の厚さがあり、これは流れ場に影響を与えるが、本実験においては風洞壁面に超音速ランプのみを設置し、プラズマアクチュエータ電極を設置しない状態で可視化を行った。オイルミクスチャには流動パラフィンを母剤にカーボンパウダーを混合し、適宜オレイン酸を添加した。使用した超音速風洞は平成18年度の本受託研究によって開発したものであり、一様流マッハ数は $M = 1.7$ 、流れの条件は総圧・総温はそれぞれ大気圧・室温である。

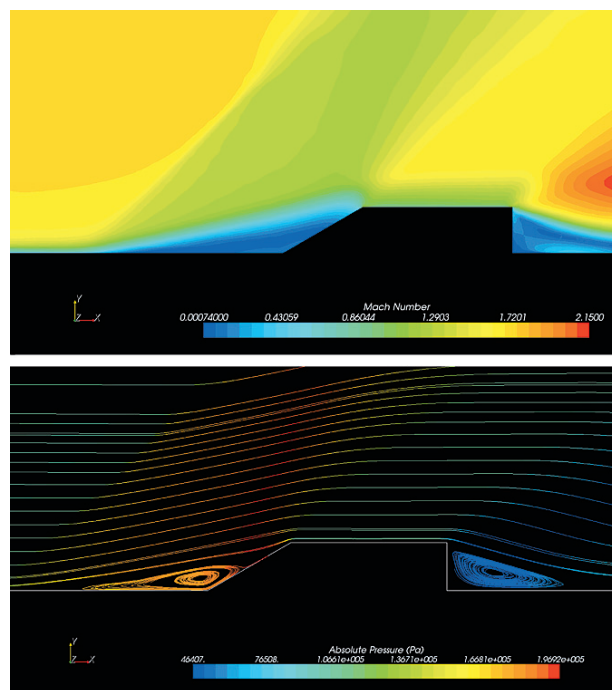
図3-5に示すのは風洞内に設置したランプ前方のオイルフロー画像である。画像は、通風中一様流が安定している瞬間に取得したものである。ここから、実際のランプ模型まわりにおいてはおよそランプ前縁より上流側3.5 mm-5 mmに剥離線が存在することが確かめられた。数値解析の結果とはわずかに異なるが、これは図からも分かるように風洞壁面が存在することに起因する三次元性などが影響していると考えられ、この実験の結果は実験条件決定のための予備実験としては十分な確度であると考ええる。

これらの結果より、超音速風洞における確認試験では、プラズマアクチュエータ電極はランプ前縁から2-10 mmの範囲で位置を種々変更して実験することとした。

3.2 実験装置・方法および実験条件

上述した実験結果および開発の成果を利用して、プラズマアクチュエータの超音速流への適用試験を行なった。本実験では図3-6のように、超音速風洞試験部壁面にプラズマアクチュエータを直接設置し、これを駆動することによる流れ場の変化をシュリーレン法によって可視化した。なお、このときのプラズマアクチュエータの駆動電圧、周波数は、実験Ⅰで得られた結果から投入電力20 V、周波数13 kHzに設定した。実験に使用した電極・誘電体は実験Ⅰの性能試験に用いたものと同一である。ただし、プラズマアクチュエータ電極長さは風洞幅の制約より30 mmとした。

流れ場の観測にはシュリーレン法・シャドウグラフ法による流れの可視化を用いた。シュリーレン光源にはハロゲンランプを用い、CCDカメラ（Imperx IPX-VGA 210）によって高速度撮影（240 x 240, ~1000 fps）を行った。流れの非定常性の影響を緩和するため、画像は取得後にプラズマアクチュエータ駆動時・非駆動時それぞれに関して画像をスタッキング・平均化を行い時間



（上）マッハ数分布、（下）流線
図3-3 超音速ランプ周り流れの解析結果：
プラズマアクチュエータ非駆動時（ $M = 1.7$ ）

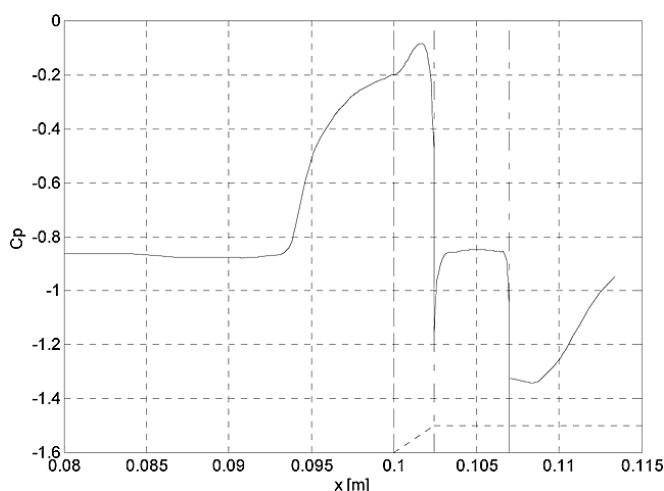


図3-4 超音速ランプ表面の C_p 分布
（プラズマアクチュエータ非駆動時， $M=1.7$ ）

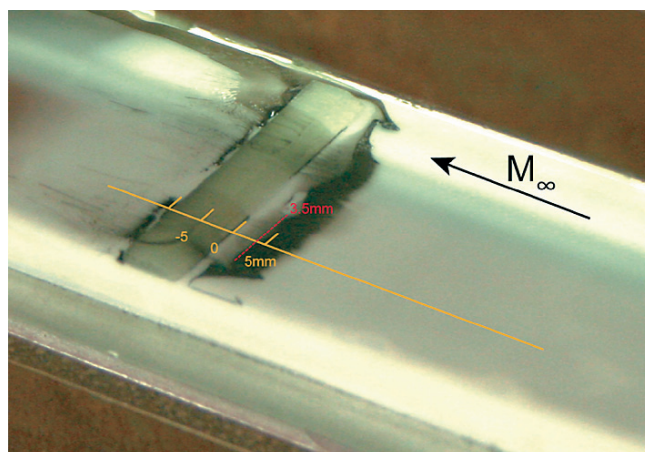


図3-5 オイルフロー法による超音速ランプ前方の剥離領域可視化結果

4. ま と め

本研究ではプラズマアクチュエータの開発とその超音速流への適用を目指し、超音速流中におけるアクチュエータの基本性能を風洞実験により確認する事を目的とし、低圧超音速流中におけるアクチュエータの基本性能調査および衝撃波位置制御のためのプラズマアクチュエータ形状と駆動方法についてそれぞれ研究を行なった。その結果、低圧空気雰囲気下でのプラズマアクチュエータの推力特性は圧力に大きく依存し低圧になるにつれ推力が低下することが分かった。これを超音速ランプ流れにおける剥離衝撃波の制御に適用した結果、衝撃波を有意に移動させることに成功した。但し変位の大きさは現在のところ数 mm とわずかであり、今後基本性能調査試験の知見をもとに、投入電力やプラズマアクチュエータ形状を最適化する必要がある。

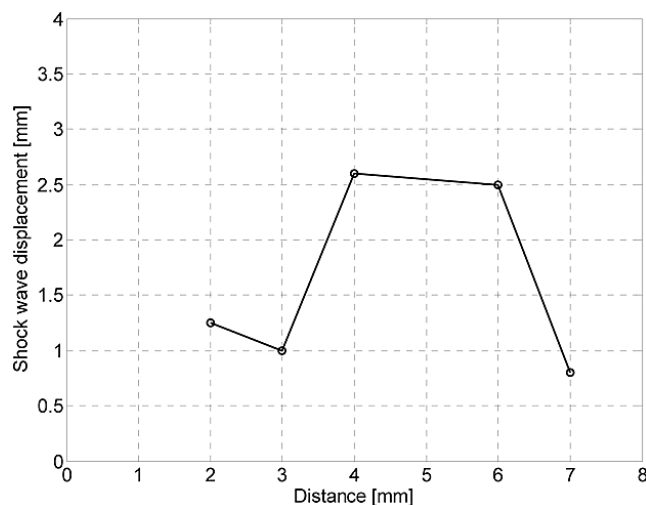


図 3-7 電極位置によるランプ前方の剥離衝撃波の移動量の変化

4.1 今後の展開

本研究は、最終的には複葉超音速機に発生する衝撃波位置の制御にプラズマアクチュエータを適用することが目的である。これを達成するためには次の3点について調査する必要があると考えている。

1. 風洞など現有設備固有の制約条件を緩和し、より大きな投入電力域でのプラズマアクチュエータ性能を調べる
2. 流れ場の変化の空力性能への影響を解析する
3. 実形状における制御法の提案と、風試・CFD解析を連携した性能予測を行う

参 考 文 献

- [1] Kusunose, K., "A New Concept in the Development of Boomless Supersonic Transport," 1st International Conference on Flow Dynamics, 2004, pp. 46-47.
- [2] Yamashita, H., Yonezawa, M., Obayashi, S., and Kusunose, K., "A Study of Busemann -type Biplane for Avoiding Choked Flow," AIAA 2006-0654, 2006.
- [3] 宇宙航空研究開発機構, "サイレント超音速機に関する調査研究（その1）," 宇宙航空研究開発機構契約報告, JAXA-CR-07-001, 2007.
- [4] Post, M., and Corke, T. C., "Separation control on high angle of attack airfoil using plasma actuators," AIAA paper 2003-1024, 2003.
- [5] Enloe, C. L., McLaughlin, T. E., VanDyken, R. D., Kachner, K. D., Jumper, E. J., and Corke, T. C., "Mechanisms and Responses of a Single Dielectric Barrier Plasma Actuator: Plasma Morphology," AIAA Journal, Vol. 42, No. 3, March 2004.
- [6] Enloe, C. L., McLaughlin, T. E., VanDyken, R. D., Kachner, K. D., Jumper, E. J., Corke, T. C., Post, M., and Haddad, O., "Mechanisms and Responses of a Single Dielectric Barrier Plasma Actuator: Geometric Effects," AIAA Journal, Vol. 42, No. 3, March 2004.
- [7] Corke, T. C., He, C., and Patel, M. P., "Plasma Flaps and Slats: An Application of Weakly-Ionized Plasma Actuators," AIAA paper 2004-2127, 2004.
- [8] 松野 隆, 川添博光, "プラズマアクチュエータを用いた円柱周り流れのPWM制御," 平成19年度空力班シンポジウム発表論文集, 2007, pp. 32-33.
- [9] Font, G. I. and Morgan, W. L., "Recent Progress in Dielectric Barrier Discharges for Aerodynamic Flow Control," Contrib. Plasma Phys. 47 (1-2), 2007, pp. 103-110.
- [10] Orlov, D. M., Font, G. I. and Edelstein, D., "Characterization of Discharge Modes of Plasma Actuators," AIAA 2008-1409, 2008.
- [11] Gregory, J. W., Enloe, C. L., Font, G. I., McLaughlin, T. E., "Force Production Mechanisms of a Dielectric-Barrier Discharge Plasma Actuator," AIAA Paper 2007-185, 2007.