円形噴流に生じる渦輪の
発生要因と制御

令和２年６月

秋　　元　　雅　　翔

円形噴流に生じる渦輪の発生要因と制御

目　次

第１章　序論

１－１　噴流とは……...1

１－２　自由噴流の流動特性……...2

１－３　円形噴流における渦輪の生成……...3

１－４　縦渦の発生……...8

１－５　渦輪の崩壊……10

１－６　流れの受動的制御，能動的制御……11

１－７　噴流の制御

１－７－１　受動的制御……....12

１－７－２　能動的制御……....13

１－８　DBDプラズマアクチュエータ……16

１－９　本研究の目的……18

第２章　自由噴流初期領域の渦輪列の発生要因

２－１　第２章　目的……....19

２－２　実験装置……21

２－３　自由噴流初期領域に生じる渦輪列の発生要因

２－３－１　自由噴流初期領域に生じる渦輪列の周波数　計測手法…....23

２－３－２　自由噴流初期領域に生じる渦輪列の周波数　計測結果…....24

２－３－３　自由噴流初期領域に生じる渦輪列の発生要因　評価手法.....35

２－３－４　自由噴流初期領域に生じる渦輪列の発生要因　評価結果.....37

２－４　渦輪列の発生要因の抑制による噴流拡散過程への影響

２－４－１　渦輪列の発生要因　抑制手法……....46

２－４－２　渦輪列の発生要因　抑制結果……....47

２－５　第２章　結論……....63

第３章　**DBD-PA** による噴流渦構造の変化

３－１　第３章　目的……....64

３－２　実験装置・実験条件……65

３－３　実験結果

３－３－１　f_{vortex} と f_{burst} の関係……71

３－３－２　可視化結果……74
３－３－３　$f_{vortex}=f_{burst}$ での可視化結果……..89
３－３－４　$f_{vortex}>f_{burst}$ での可視化結果……..89
３－３－５　$f_{vortex}<f_{burst}$ での可視化結果……..91
３－４　第３章　結論…….....92

第４章　DBD-PA による噴流拡散過程の変化
４－１　第４章　目的……93
４－２　実験装置・実験条件……94
４－３　実験結果
４－３－１　印加電圧がロックイン範囲に与える影響……...101
４－３－２　渦輪のペアリングの安定と乱れ……...105
４－３－３　ノズル中心軸上の速度分布……...119
４－３－４　ノズル中心軸上の乱れ分布……...124
４－３－５　駆動条件による噴流拡散の変化……...134
４－３－６　平均流量比較……...135
４－４　第４章　結論……...137

第５章　DBD-PA による噴流渦輪の操作
５－１　第５章　目的……...138
５－２　実験装置……...140
５－３　オリジナルバースト波形　設計手法……...141
５－４　PIV 解析条件……....144
５－５　実験条件……...145
５－６　実験結果
５－６－１　可視化と PIV 解析結果……...146
５－６－２　ノズル中心軸上の速度分布……...181
５－６－３　ノズル中心軸上の乱れ分布……...183
５－７　第５章　結論……...186

第６章　DBD-PA による部分予混合火炎の制御
６－１　第６章　目的……...187
６－２　燃焼方式……...188
６－３　実験装置……...192
６－４　実験条件
６－４－１　ノズル出口におけるノズル半径方向速度分布……...196

６－４－２　DBD-PA 連続駆動による火炎形態の変化……... 196
６－４－３　DBD-PA バースト駆動による浮き上がり火炎の保炎……... 197
６－５　実験結果
６－５－１　ノズル出口におけるノズル半径方向速度分布　計測結果...198
６－５－２　DBD-PA 連続駆動による火炎形態の変化　実験結果……....199
６－５－３　DBD-PA バースト駆動による浮き上がり火炎の保炎　実験結果
…….214
６－６　第６章　結論……...224

第７章　本論文の結論……...225

第２～７章で使用する記号

d ：第２～５章で使用するノズルのノズル出口内径（10 mm）

d_b ：第６章で使用する DBD-PA バーナーノズルのノズル出口内径（6 mm）

f_a ：自由噴流の大規模渦輪列の周波数（自由噴流初期領域に自然発生する渦輪のペアリング後の周波数）

f_{base} ：DBD-PA の駆動周波数

f_{burst} ：バースト周波数

f_{FFT} ：FFT 解析で求める周波数

f_n ：自由噴流初期領域に発生する渦輪の周波数（自然周波数）

f_{nh} ：I 型熱線流速計で計測した自然周波数

f_{nv} ：f_a から求めた自然周波数

f_{vortex} ：DBD-PA 駆動時の噴流初期領域に発生する渦の周波数（渦発生周波数）

f^* ：自然周波数と FFT 解析で求める周波数の比（f_{FFT} / f_n）

I_s ：電流プローブで計測した電流値

k_c ：LDV で計測した流速より求めた，ノズル中心軸上の乱流運動エネルギー $k_c = (u_{cx}'^2 + 2 \cdot v_{cx}'^2) / 2$

$Q_{0.1}$ ：$x/d = 0.1$ で計測した U_i より求めた，自由噴流の平均流量

Q_i ：U_i より求めた平均流量

Q_x ：U_x より求めた平均流量

Re ：レイノルズ数（代表長さはノズル出口内径）

St_a ：f_a から求めたストローハル数

St_b ：DBD-PA を駆動する基準のストローハル数

St_h ：f_{nh} から求めたストローハル数

St_θ ：噴流初期領域におけるストローハル数

$St_{\theta b}$ ：f_{burst} と自由噴流の運動量厚さから求めたストローハル数

U_m ：ノズルから噴出させる流量から求めた平均流速

U_0 ：I 型熱線流速計で計測した，$x/d = 0$ における自由噴流のノズル中心軸上の時間平均流速

$U_{0.1}$ ：I 型熱線流速計で計測した，$x/d = 0.1$ における自由噴流のノズル中心軸上の時間平均流速

U_i ：I 型熱線流速計で計測した時間平均流速

u_i' ：I 型熱線流速計で計測した流速の乱れ成分の rms 値

U_c ：I 型熱線流速計で計測したノズル中心軸上の時間平均流速

u_c' ：I 型熱線流速計で計測したノズル中心軸上の流速の，乱れ成分の rms 値

$U_{0.2}$ ：LDV で計測した $x/d = 0.2$ における自由噴流のノズル中心軸の，x 軸方向

時間平均流速

$U_{0.5}$ ：LDV で計測した $x/d = 0.5$ における自由噴流のノズル中心軸の，x 軸方向時間平均流速

U_{cx} ：LDV で計測したノズル中心軸上の x 軸方向時間平均流速

u_{cx}' ：LDV で計測したノズル中心軸上の x 軸方向流速の，乱れ成分の rms 値

u'' ：LDV で計測した x 軸方向速度変動成分

v_{cy}' ：LDV で計測したノズル中心軸上の y 軸方向流速の，乱れ成分の rms 値

v'' ：LDV で計測した y 軸方向速度変動成分

U_b ：LDV で計測した x 軸方向の誘起流れの時間平均流速

U_x ：LDV で計測した x 軸方向時間平均流速

u_x' ：LDV で計測した x 軸方向流速の乱れ成分の rms 値

$V_{p\text{-}p}$ ：DBD-PA への印加電圧

θ ：運動量厚さ

Φ_u^* ：FFT 解析結果より得られる無次元パワースペクトラム

第１章

第１章　序論

１－１　噴流とは

噴流は自然界・産業界に生じる代表的な流動様式の一つであり，加熱，冷却，乾燥，噴霧，微細化，混合，燃焼など多様な目的に積極的に利用される．表 1-1 に産業における噴流の用途をまとめる．航空用エンジン，鉄鋼やガラスの製造，電子機器の冷却，ウォータージェット加工など，噴流の利用は極めて多岐に渡る．そのため噴流の高度な制御は，機器の高機能・高効率化及び環境負荷低減，快適な人間生活を生み出すためにも極めて重要である[1].

表 1-1 産業における噴流の用途[1]

１－２　自由噴流の流動特性

図 1-1 に自由噴流のフローモデルを示す．円形ノズル（軸対象ノズル）から噴流を広い静止空間中に噴出させると，噴流は周囲気体との間の速度勾配と粘性の作用の結果，周囲の流体を巻き込んで噴流幅を広げながら，また噴出させた噴流自身は速度を減少させながら下流方向に流れていく．

図 1-1 に示すように円形ノズルから噴出する自由噴流は，ノズル近傍及び下流の三つの領域に分けることができる．ノズル近傍の領域はポテンシャルコア領域とよばれ，その領域の中心には速度が減衰しないポテンシャルコアが存在する．またポテンシャルコアの周りには，噴流と周囲気体とが混合する混合領域が存在する．

ノズル出口から下流に移流するにつれて混合領域がノズル半径方向に広がり，それに伴いポテンシャルコアが縮小し，その後ポテンシャルコアが消失する．ポテンシャルコアがなくなる位置から噴流中心速度は減衰し，遷移領域を経て下流の完全発達領域に至る．完全発達領域での噴流速度分布形は，速度分布 u を最大流速 u_m（ノズル中心軸上の流速）と半値幅 b（$\frac{1}{2}u_m$となるノズル半径方向の位置）で無次元化して表記すると，相似な速度分布形となる．

噴流幅は噴流外縁（流速がゼロとなるノズル半径方向の位置）の境界が自由境界のため判別しにくい．そのため $u/u_m = 0.1$ の流速となるノズル半径方向の位置を噴流外縁と定義するなどして，噴流幅を求めることが多い．

遷移領域と完全発達領域での噴流外縁を上流側に延長すると，図 1-1 に示すようにそれらは 1 点で交わる．この点を仮想原点とよび，そこからノズル出口までの距離を仮想原点距離とよぶ[2]．

図 1-1 自由噴流のフローモデル[3]

１－３　円形噴流における渦輪の生成

噴流形状において最も基本的な形状は円形ノズルから噴出される円形噴流であり，多くの研究が行われている．円形噴流中には図 1-2 に示すような周期的渦輪列が存在し，その生成過程は噴出口の条件によって異なる(4).

図 1-3(a)に示すように噴出口がノズルで境界層が層流の場合では，境界層のせん断層のケルビンーヘルムホルツ不安定性の増幅によって，小規模な渦輪列が生成される. そしてそれらの渦輪がペアリングし, 大規模な渦輪が形成される(4).

図 1-4 にケルビンーヘルムホルツ不安定性の概略図を示す. 二流体の境界層のせん断層において，速度差を持つ境界面が粘性の影響により微小な変形をする．図 1-4 のように境界面が微小な変形をしている流体では, 上の流体の流線の変形を考えると，境界面の峰のところでは流線が密になり，流速が増加する．また境界面の谷のところでは流線が粗になり，流速が低下する．その結果，ベルヌーイの定理により，圧力は峰の位置で低くなり，谷の位置で高くなる．図 1-4 の下の流体の流線を考えると，上の流体とは反対に下の流体では境界面の峰で流線が粗になって圧力が増加し, 境界面の谷で圧力は減少する. そのため境界面の峰は流体の流線を考えると，上の流体とは反対に下の流体では境界面の峰で流線が粗になって圧力が増加し, 境界面の谷で圧力は減少する. そのため境界面の峰はより上に移動し, 谷はより深くなる. そうして境界面の変形が大きくなるにつれて，境界面の頭が内側に巻き込まれ渦に成長する(5).

図 1-3(b)に示すようなオリフィスからの噴流でも, 鋭い角部から剥がれた薄いせん断層のケルビンーヘルムホルツ不安定性の増幅によって渦輪列が生成される．$x/d = 3$～4（x : 噴出口からの下流方向距離，d : 噴出口の直径）の渦輪列の発生周波数を f とすると，ストローハル数 $St = f \cdot d/U$（U : 噴出速度）は 0.24～0.51 となることが多い(6). 大規模渦輪列の発生周波数は噴流全体の速度分布によるコラム不安定性によって生じ，ケルビンーヘルムホルツ不安定性により発生する小規模渦輪列の合体過程，実験装置固有の共鳴および噴流外部の暗騒音による励起効果により影響される．そのため従来の，$x/d = 3$～4 の渦輪列の発生周波数の測定結果は広範囲にわたっている(4). ここでコラム不安定性とは図 1-5 に示すような速度分布を持った流れ場において，速度分布曲線の変曲点で流れが不安定になり，渦へと成長するものである(7).

噴出口境界層が乱流の場合（図 1-3(c)）には，噴出口近傍で層流の場合のような，せん断層不安定による顕著な周期的渦輪列構造は見られないが，$x/d = 2$～3 でコラム不安定性により周期的に大規模渦輪構造が発生する. また, 直管内に発達した乱流管内流が噴流になる場合（図 1-3(d)）にも，コラム不安定性による顕著な大規模渦輪構造が現れる．また噴流中の渦輪列の合体は大規模渦輪の発生要因となり，重要な現象である(4).

図 1-2 噴流に生じる周期的渦輪列[4]

図 1-3 大規模渦輪構造の生成過程[4]

図 1-4 ケルビンーヘルムホルツ不安定性[5]

図 1-5 コラム不安定性[7]

図 1-6 に示す先細ノズル，オリフィスノズル及びパイプ（直管）ノズルにおいて I 型熱線流速計で測定したノズル出口内径を代表直径とする $Re = 3000$ の，ノズル出口近傍（$x/d = 0.5$）でのノズル半径方向速度分布：U/Um（図の左半分）と乱れ強さ分布：u'/Um（図の右半分）を図 1-7 に示す．また $Re = 3000$ と $Re = 4000$ の時の可視化結果を図 1-8 と 1-9 に示す．ここで噴出気体は空気で，U：速度，Um：ノズル出口平均速度，u'：乱れ成分（rms 値），r：ノズル出口半径及び d：ノズル出口内径である[8].

図 1-7 に示すように, ノズル形状によってノズル出口近傍における噴流の速度分布に差が生じる．ここでオリフィスノズルはノズル出口の切欠きの影響で縮流が発生し，ノズル中心軸付近の流速が増速する．また直管ノズルは内径 8 mm に対して長さが 1 m と十分長いので管内の壁面摩擦により壁面境界層が発達した管内流れの様相を示し，ノズル出口の速度分布は粘性により噴流外縁の速度が減速した状態で噴出される. その結果, 図 1-8 と 1-9 に示すように先細ノズル，オリフィスノズル及びパイプノズルでは渦輪の発達の有無，渦輪列の周波数に差が生じる．パイプノズルにおいては管内の流れが層流管内流（$Re = 3000$）の場合，管内の壁面摩擦により壁面境界層が発達してなだらかな速度分布で噴出されて周囲気体と連続した速度分布となり，噴出後も層流で渦輪構造は出現しない．しかし乱流管内流（$Re = 4000$）の場合，コラム不安定性による顕著な大規模渦輪構造が現れる[8].

図 1-6 ノズル形状[8] (a)先細ノズル，(b)オリフィスノズル，(c)パイプノズル

図 1-7 ノズル出口近傍（$x/d = 0.5$）における空気噴流の流速と乱れ強さ[8]

(a) (b) (c)

図 1-8 $Re = 3000$ の空気噴流の可視化結果[8]
(a)先細ノズル，(b)オリフィスノズル，(c)パイプノズル

(a) (b) (c)

図 1-9 $Re = 4000$ の空気噴流の可視化結果[8]
(a)先細ノズル，(b)オリフィスノズル，(c)パイプノズル

１－４　縦渦の発生

円形噴流中に発生した縦渦は渦輪と干渉するが，渦輪に巻きついた縦渦の変形，渦輪の変形・崩壊，それに伴う流れ場と噴流混合特性の関連性などの詳細は十分に解明されていない[4].

図 1-10 と 1-11 は渦発生突起（以下 VG）を取り付けたノズルより噴出した噴流の，x/d = 0.75 と 1.0 の噴流断面画像に Taylor による凍結乱流の仮説を適用して構築した三次元画像である．図 1-10(a)と 1-11(a)は軸対称渦輪と縦渦の効果により境界面が変形している．図 1-10(b)と 1-11(b)は，噴流断面画像から抽出した縦渦画像を境界面に重ね合わせたものである．縦渦画像の濃い部分は，軸対称渦輪の内側にあることを示している．x/d = 0.75 では縦渦は流れ方向とほぼ平行になっており，x/d = 1.0 では軸対称渦輪が成長して渦輪に巻きついた縦渦は周方向に移動する．図 1-10 と 1-11 中の S2 と S3 は一つの VG から発生した縦渦対，S1 と S4 は両隣の VG から発生した渦対の一部である．軸対称渦輪の外側では S1 と S2 は互いに接近し，図 1-11 中の A 部で接続していることが推察される．軸対称渦輪の内側では S2 と S3 が接近し，図 1-11 中の B 部で接続していることが推察される[9].

渦輪の周方向変形には，噴流の流れ方向に軸を持つ縦渦が関連しており，縦渦は混合を促進する．縦渦の発生機構については，渦輪間のブレイド領域[10]（ロールアップする渦輪の間の領域）の渦度場が渦輪により引き伸ばされて縦渦になるという説[11][12]，渦輪による流れ場の不安定性により縦渦が発生するという説[13][14][15]がある[4].

(a) 噴流境界面

(b) 縦渦

図 1-10 $x/d = 0.75$ における空気噴流の三次元画像[9]

(a) 噴流境界面

(b) 縦渦

図 1-11 $x/d = 1.0$ における空気噴流の三次元画像[9]

１－５　渦輪の崩壊

大規模渦輪列構造の崩壊過程の詳細については，図 1-12 のようなモデルが提案されている[16]. 円形の渦輪構造は周方向に波状に変形し，小規模な渦に分裂，崩壊する[4].

図 1-12 噴流に発生する渦輪の崩壊過程[4]

１－６　流れの受動的制御，能動的制御

噴流の諸特性はせん断層から発生する大規模渦構造の時空間発展に支配され，ノズル出口の流れの状態によって，渦構造の放出や合体などの挙動が大きく変化する[17].

流れの制御は，その目的に沿ってなるべく流動損失（エネルギ損失）を少なくするために，図 1-13 に示すように受動的（Passive），或いは能動的（Active）方法によって行なわれる．たとえばノズル形状変更，タブ，リブ及び円柱などの設置による受動的制御，アクチュエータなどを使用する能動的制御などがある[18].

受動制御はエネルギーや物質の継続的な投入を必要としない点で優れているが，顕著な制御効果を期待しにくい，あるいは環境汚染の問題を伴う場合がある．能動制御法は，一般に，系の運転時の付加的なコストに対して，それを上回る価値を生み出すことが出来る場合，あるいは受動制御では達成できない性能を追求する場合に成立する技術である[19].

能動的制御の主な手法には制御対象物の流動状況などのデータを得ながら，それを基に希望の流動状態にアクチュエータなどを使って制御するフィードバック制御がある．流動現象のフィードバック制御には，（１）制御対象の流動現象，（２）それを制御する手法と状況を感知するセンサ，及び（３）アクチュエータの３要素が重要であり，それらの関係を図 1-14 に示す[18].

図 1-13 流れの制御手法[20]

図 1-14 流れのフィードバック制御[18]

１－７　噴流の制御

１－７－１　受動的制御

噴流の受動的制御として，噴流出口直後に図 1-15 に示すようにタブを設置した場合，いずれのタブ数の場合にも平均速度分布および平均温度分布が大きく変化する．噴流出口近傍の領域では，設置するタブの数の増加に従い，周囲流体の取り込み量が増大する．噴流出口遠方の領域では，1 タブ設置時ではタブ無しの場合との流量はほぼ同一であり，2～3 タブ設置時ではタブの数の増加に従い，特に 3 タブ設置時に周囲流体の取り込み量が最も増大する．一方，4～6 タブ設置時にはタブの数の増加に従い，周囲流体の取り込み量が減少する[21].

図 1-15 噴流出口直後に設置したタブ[21]

またノズル形状を変更した非円形噴流も受動的制御の一種である．非円形噴出口からの噴流中に生成される非円形渦輪は，軸対象の円形渦輪ではなく，非一様の形状であるため三次元的に変形して移動方向にひずみ，噴流の拡散過程が変化する．図 1-16 に正方形，三角形，長方形噴流の可視化結果を示す[22][23].

図 1-16 非円形噴流の渦輪の干渉（X: 流れ方向の位置，De: ノズル内径）[23]

１－７－２　能動的制御

噴流の能動的制御として，スピーカーから出力される圧力波によって噴流を音響励起する研究が実施されている．円形噴流をスピーカーによって音響励起した際，励起する周波数を $St = 0.85$ とすると，図 1-17 のような大規模な渦輪合体を生じさせることができる[23][24].

図 1-17 $St = 0.85$ で励起した噴流の渦合体[24]

また図 1-18 に示すように MEMS 技術を用いて製作した 18 枚のフラップ型マイクロ電磁アクチュエータを，同軸二重円管ノズルに設置して噴流を制御した研究があり，新技術によって能動的制御を行うアクチュエータが開発されている．フラップを 10 Hz で駆動して噴流を制御した結果，図 1-19 に示すように内外せん断層でそれぞれ 1 つの渦（A・A'および B・B'）が発生し，大規模渦の生成を制御できる[25]．このフラップ型マイクロ電磁アクチュエータは燃焼による 1 kW 程度の出力を想定したメタン・空気同軸噴流火炎にも応用されている[26].

(a) 概略図　　(b) ノズル外観図

図 1-18 フラップ型マイクロ電磁アクチュエータ[25]

図 1-19 フラップ駆動による内外せん断層の時空間発展の様子[25]

他にも図 1-20 に示すように同軸二重ノズルにミニチュア噴流孔を設け，サーボバルブによってミニチュア噴流を吹き出し，メタン・空気同軸噴流を制御した研究がある．ミニチュア噴流は 8～125 Hz の周波数で吹き出し，メタン・空気同軸噴流火炎を制御した．その結果，図 1-21 に示すようにミニチュア噴流の周期的な噴き出しに同期して，内外せん断層に渦輪が形成される．そして保炎器の後流の火炎を対象として，保炎器上流での混合制御が火炎に与える効果を検討した結果，自由噴流火炎に対して保炎限界が希薄側に大きく拡大された[27].

図 1-20 ミニチュア噴流孔を有する同軸二重ノズル[27]

(a) $St = 0.3$ 環状流，(b) $St = 0.3$ 中心流，(c) $St = 0.7$ 環状流，(d) $St = 0.7$ 中心流
(e) $St = 1.1$ 環状流，(f) $St = 1.1$ 中心流，(g) $St = 1.6$ 環状流，(h) $St = 1.6$ 中心流

図 1-21 環状空気流・中心メタン流の瞬時可視化画像[27]

１－８　DBD プラズマアクチュエータ

１－７－２項に示した通り，流れを能動的に制御するデバイスは様々であるが，その一つに DBD（Dielectric Barrier Discharge：誘電体バリア放電）プラズマアクチュエータ（DBD-PA）がある．

図 1-22 に基本的な DBD-PA の概略図を示す．二枚の電極を誘電体の上下に配する．下部電極をグラウンド電極とし，表面に露出している上部電極を高電圧印加用電極として交流高電圧（数～数十 kV，数～数十 kHz）を印加させる．そうすると，ずらして配置した高電圧印加用電極とグラウンド電極の間に，高電圧印加用電極からグラウンド電極に向かう方向に誘電体バリア放電が発生し，壁面に沿って誘起流れが発生する．

流れが誘起される現象は以下のように説明される．発生した弱電離プラズマによって気体の電離が起き，正イオンと負イオンが発生する．印加した交流 1 サイクルのうち，負勾配時は高電圧印加用電極からグラウンド電極に向けて電子が放出され，グラウンド電極の上側の誘電体表面に電子が帯電される．その際，負イオンは電子と同様にグラウンド電極方向に移動する．正勾配時には誘電体層に帯電された電子が高電圧印加用電極側に移動し，正イオンはグラウンド電極側に移動する．それらの過程でイオンが電離されなかった中性粒子と衝突して運動量が移送され，体積力が生じる[28]．また電子源の違い（高電圧印加用電極あるいは誘電体表面に帯電した電子）によって負勾配時と正勾配時ではプラズマ形態が異なる．印加電圧の正勾配時は高電圧印加用電極が陽極となるためストリーマ状の放電が発生し，また負勾配時は陰極放電が発生するためグロー放電が発生する[29]．正勾配時のストリーマ状放電は高密度のプラズマが電界を遮断するため体積力生成にあまり寄与せず，負勾配時の放電が体積力生成に大きく寄与すると考えられており[30]，負勾配時に誘起流れが加速される[31]．

図 1-22 DBD-PA 概略図

例えば，DBD-PA を用いた研究で

（1）翼の前縁付近に取り付けて駆動し，翼周りの流れを制御することで剥離の抑制が可能となる[32].

（2）風車翼前縁に取り付け，風車翼周りの流れを制御することで， 風車翼の剥離流れを抑制でき, DBD-PA が消費する消費電力よりも十分大きな発電量向上が見込まれる[33].

（3）ひも型プラズマアクチュエータを，環状タービン翼列風洞のケーシングにマウントし，駆動することで環状タービン翼列の翼先端とケーシングの間に誘電体バリア放電が誘起され，ロータ出口乱流強度が低減される[33].

などが報告されている.

ここで DBD-PA のメリットは

（1）薄型のため，アクチュエータ自体の段差や突起が流れに影響を与えにくい.

（2）アクチュエータ構造が単純，小型である.

（3）機械的なアクチュエータと比較して応答性が早く，高い周波数で駆動が可能である.

が挙げられる.

しかし，DBD-PA は誘起される流速が低速，アクチュエータ効率が低いといった課題が存在し，実用化には至っていない.

１－９　本研究の目的

本研究の目的を記す.

過去の研究において，プリファード周波数が研究対象や研究条件によって異なり，$St = 0.24$～0.51 と広範囲に渡っている[6]要因が不明瞭である．そのため本研究では,

（１）円形先細ノズルより噴出される，プリファード周波数の基となる自由噴流に発生する噴流初期領域の渦輪列の発生要因を明らかにする（第２章).

また，高い周波数で駆動可能なアクチュエータである DBD-PA を用いて，円形先細ノズルより噴出される噴流の渦発生と渦発達過程の制御を行い，その噴流拡散過程を明らかにする．そのため本研究では,

（２）ノズル内部に組み込んだ DBD-PA によって円形噴流を制御し，その噴流渦構造の挙動を明らかにする（第３章).

（３）DBD-PA の駆動条件が, 円形噴流の拡散過程にどのような変化を及ぼすのか明らかにする（第４章).

（４）DBD-PA 特有の能動的制御によって他のアクチュエータでは困難な制御が可能か明らかにする（第５章).

（５）DBD-PA によって部分予混合火炎を制御し, DBD-PA による噴流制御が工業発展に寄与することが可能か明らかにする（第６章).

第２章

第２章　自由噴流初期領域の渦輪列の発生要因

２－１　第２章　目的

噴流の諸特性はせん断層から発生する大規模渦構造の時空間発展に支配され，ノズル出口の流れの状態によって，渦構造の放出や合体などの挙動が大きく変化する[17]．第１章に示した通り，噴流を能動的に制御する際はスピーカーによる音響励起やフラップ型マイクロ電磁アクチュエータなどを用いて，ある周波数で噴流に変動を与えて制御することが大半である．

また噴流制御の研究では吹き出し口のノズルの上流に，整流のため助走管を設けることが多い．これはノズル出口の流れの状態が乱流であると，乱れ成分によって制御することが困難なためである．

噴流制御の研究において噴流を励起する周波数は，噴流に渦輪が形成される周波数から求めたストローハル数 St や，プリファード周波数[8]から求めたストローハル数 St を基準に決定されることが多い．第１章に示した通り，プリファード周波数は噴流初期領域のコラム不安定性によって定まるとされており，このプリファード周波数は噴流初期領域に生じる渦輪列のペアリングの影響を受けることが知られている[4]．噴流ポテンシャルコア領域での拡散特性は，コラムモードに支配されているので，プリファード周波数を基準とした撹乱で噴流拡散を制御する試みが進められており，噴流の制御，噴流拡散を促進する上でプリファード周波数は非常に重要である[8]．しかし，プリファード周波数は研究対象によってストローハル数 $St = f \cdot d/U = 0.24 \sim 0.51$ と広範囲に渡っている[6]．ここで f : プリファード周波数（噴流初期の渦輪がペアリングした後の周波数，噴流初期の渦輪列の半分の周波数），d : 噴流噴出口の内径，U : 噴出速度である．そのため，プリファード周波数を基準に噴流を励起する周波数を決定する場合，研究者によって励起する周波数が異なる．そのため噴流を制御し，噴流拡散を促進する効果的なストローハル数 St は研究対象，制御対象によって様々であり，例え特定の噴流現象において効果的な制御結果を得られても，異なる噴流現象にその制御結果をそのまま適用することは困難である．プリファード周波数は音響共鳴[34]，実験装置から生じるノイズ，実験室の暗騒音，実験室の構造[16]の影響を受けるとされ，過去の研究でプリファード周波数の発生要因の特定が実施されてきたが，その要因は未だに不明瞭である．

近年では，プリファード周波数を励起の基準周波数として，円形噴流初期領域のせん断層を局所的に音響スピーカーで励起し，噴流中の局所的な渦構造制御を試みた研究[35]や，二次元噴流ノズル内に小円柱を配置し，円柱後流の渦周波数がプリファード周波数とほぼ一致すると，噴流拡散が抑制されることが明ら

かにされている[36]．またアルゴンガスを用いたプラズマジェットのせん断層をスピーカーを用いて励起した結果，プリファード周波数と励起周波数との関係によってプラズマジェットの伸縮振幅に変化が生じることが示唆されており[37]，工業利用も期待される．このようにプリファード周波数を積極的に活用し，噴流制御を行う研究が多数実施されている．しかし，同じ実験環境，実験装置においてこのプリファード周波数の発生要因を低減した場合，噴流にどのような影響を及ぼすかは未知となっている．

そこで本章では助走管を有する円形先細ノズルから噴出される自由噴流において，プリファード周波数に影響を及ぼす噴流初期領域に生じる渦輪列の発生要因を特定する．さらにその特定した発生要因を低減した場合の，噴流への影響を評価する．

２－２　実験装置

図 2-1 に本研究における実験装置概略図を示す.

図 2-1 実験装置概略図

噴出気体は空気とし，コンプレッサー（アネスト岩田株式会社：CFP110-8.5D）から供給されてマスフローコントローラ（azbil：CMQ0050）で流量を調節し，シーディングジェネレーター（西華デジタルイメージ：PIV Part14）でトレーサー粒子を混入する．トレーサー粒子には DEHS（Di-2-ethylhexyl Sebacate，MONOPLEX® DOS）オイルを用い，トレーサー粒子の平均粒形は約 1 μm である[38].

トレーサー粒子混入後，流れを整流するためにろ過度 5 μm のエアフィルターを通過し，拡大管を用いて助走管内径まで管内径を拡大して内径 25 mm の助走管を通過させて，図 2-2 に示す縮流比 6.25，ノズル出口内径 $d = 10$ mm の円形先細ノズルから鉛直上向きに噴流を噴出させる．噴流を噴出する方向の噴流主流方向を x 軸とし，ノズル半径方向を y 軸，x，y 軸に直行する向きを z 軸とする．

ここで，長さが異なる 2 種類の助走管を用いて実験を行った．2 種類の助走管

は助走管 A を長さ 1.17 m，助走管 B を 1.00 m とする．本研究で使用する助走管に拡大管及び先細ノズルを取り付けた噴流装置形状を図 2-3 に示す．

噴流の可視化撮影は，噴流に Nd:YAG レーザー（Omicron Laserage Laserprodukte Gmbh：FK-LA5000）を照射し，レーザーライトシート法で噴流断面を可視化してハイスピードカメラ（Photron：FASTCAM Mini AX100）にて撮影を行った．

噴流流速の計測は図 2-1 の構成からシーディングジェネレーターを取り外した実験装置で，熱線流速計にて測定を行った．熱線流速計による計測は I 型熱線（KANOMAX：0251R-T5，タングステン製センサ直径 5 μm，長さ 1 mm，プロング間隔 2 mm）を用い，単線型熱線プローブと定温度型熱線流速計（KANOMAX：MODEL 1008，1010，1013，1075）にて流速を計測する．熱線流速計の校正は，流速を絶対計測可能な二次元 LDV（レーザードップラー流速計）（Dantec Dynamics：Standard FlowExplorer，Burst Spectrum Analyzer F600）により計測したノズル中心軸上 $x/d = 0.5$ における x 軸方向の流速を用いて行った．

図 2-2 先細ノズル

図 2-3 噴流装置形状

２－３　自由噴流初期領域に生じる渦輪列の発生要因

２－３－１　自由噴流初期領域に生じる渦輪列の周波数　計測手法

本実験条件の流速は代表長さをノズル出口内径 d = 10 mm として求めたレイノルズ数 Re を基準に決定した．Re は Re = 1400 から 200 間隔で上昇させ，Re = 5600 まで実験を実施した．自由噴流初期領域に生じる渦輪列の周波数を自然周波数 f_n とし，下記Ⅰ，Ⅱに示す手法にて求めた．

I. 撮影した噴流 xy 断面の可視化結果より，自由噴流初期領域に生じる渦輪を数えて自然周波数 f_{nv} を求めた．ハイスピードカメラの撮影速度は 12000 fps とし，Re = 1400～2000 間はノズル出口より x/d = 1.5 の位置，Re = 2200～5600 間はノズル出口より x/d = 1 の位置で渦輪の発生を数え，f_{nv} を求めた．渦を数える時間は 0.1 秒間（1200 コマ）とした．

II. 噴流ノズル中心軸上の，ノズル出口からの距離 x/d = 2.5～7 間の噴流流速を，熱線流速計を用いて計測した．得られた噴流流速に伴う出力信号を FFT 変換して周波数解析を行い，周波数スペクトラムの卓越周波数から大規模渦輪列の周波数 f_a（自由噴流初期領域に自然発生する渦輪のペアリング後の周波数であり，プリファード周波数）を求めた．

ここで熱線流速計でのデータ取得は，測定点ごとにデータレート 10 kHz，計測時間は 10 秒間行った．また周波数スペクトラムは平滑化，ノイズ除去を目的に，得られた dB 値（周波数分解能 0.1 Hz）を前 2 点（-0.1 Hz と-0.2 Hz）と後 2 点（+0.1 Hz と+0.2 Hz）の dB 値を用いて移動平均した．周波数スペクトラムの卓越周波数を x/d = 2.5～7 の範囲で計測を行ったのは，Re によって渦輪の発達過程が異なり，渦輪がペアリングする位置が異なったためである．

f_a は噴流初期領域に生じる渦輪列のペアリングによって定まるため，噴流 xy 断面の可視化結果より渦輪がペアリングする位置の確認を行い，そのペアリングした位置よりも下流で求めた f_a より自然周波数 f_{nh} を求める．Re = 1600～5600 は噴流 xy 断面の可視化結果より，主としてノズル出口近傍から発生した 2 つの渦輪が x/d = 2.5～7 でペアリングして大規模渦輪に発達する．本手法では噴流初期領域の渦輪同士がペアリングし，大規模渦輪に発達する位置で流速を計測し，大規模渦輪列の発生する周波数を求めた．大規模渦輪が発生する位置での速度変動は，この大規模渦輪が引き起こす速度変動が支配的だと考えられる．そのため大規模渦輪が発生する位置で噴流流速を計測し，その結果を FFT 変換することで大規模渦輪列の周波数 f_a を正確に得ることができる．大規模渦輪は自由噴流初期領域に発生する渦輪が 2 つペアリングして発生するため，大規模渦輪列の周波数 f_a を 2 倍して自然周波数 f_{nh}（$f_{nh} = 2 \cdot f_a$）を求めた．Re = 1400 は渦輪

がペアリングせずに崩壊したため, 2 つの渦輪がペアリングして発生する大規模渦輪列の周波数 f_a を求めることができなかったため，f_{nh} を求めなかった.

２－３－２　自由噴流初期領域に生じる渦輪列の周波数　計測結果

２－３－１項Ｉの手法にて求めた f_{nv} の値を図 2-4 に示す．実験は助走管 A, 助走管 B の二種類の助走管を用いて行った. 図 2-4 より助走管の長さによって, 助走管 A, 助走管 B で同じノズル形状，*Re* 及び測定環境にも関わらず f_{nv} の値に違いが生じている．また *Re* に対して直線的に f_{nv} が上昇するのでは無く，階段状にステップアップする. そのため噴流噴出前の，ノズル出口より上流の噴流装置内部の条件に，自由噴流初期領域に生じる渦輪列の周波数が影響されていることが示唆される.

一部実験条件での，$x/d = 1$ の位置で渦輪が発生している瞬間の可視化結果を図 2-5 に示す．図 2-5 より，同じノズル形状，同じ *Re* でも助走管の長さが異なることで, 渦輪の発生位置やペアリングの位置が異なっていることが分かる. 図 2-4 に示したように，助走管 A，B で噴流初期領域に生じる渦輪の発生周波数が異なるために，渦輪の発達過程にも違いが生じている.

２－３－１項Ｉの手法で求めた f_{nv} と２－３－１項Ⅱの手法によって求めた f_{nh} を比較した結果を図 2-6 に示す．実験は助走管 A を用いて行った.

ここで $Re = 3000$，3800 及び 4800 での f_{nh} は測定した x/d の位置によって，100 Hz 以上異なったため，各々の周波数を示す. f_a は *Re* に対して直線的に上昇するのではなく，階段状にステップアップする．そのため図 2-6 に示した通り，f_a より求めた f_{nh} も *Re* に対して直線的に上昇するのでは無く，階段状にステップアップする.

２－３－１項Ｉ，Ⅱで求めた f_{nv} と f_{nh} の値は $Re = 2200$, 3000, 3600 及び 4400, 4600 を除いてよい一致が見られる．ここで図 2-7(a)～(e)に f_{nh} を求める際に用いた $Re = 2000$，3000，4000 及び 5000 の周波数スペクトラムを示す．周波数スペクトラムのピークが複数ある条件や，周波数スペクトラムのピークが幅広い条件が存在するが，最大のピーク値（図の黒矢印部）を f_a とし，$f_{nh} = 2 \cdot f_a$ として f_{nh} を求めた．また図 2-7(b)と(c)に示すように $Re = 3000$ では x/d の位置によって f_a の値が異なり，複数の周波数で渦輪が発達している.

図 2-4 助走管 A と助走管 B における自然周波数 f_{nv} の比較（可視化による）

(a) *Re* = 2000, 助走管 A　(b) *Re* = 2000, 助走管 B　(c) *Re* = 3000, 助走管 A　(d) *Re* = 3000, 助走管 B

(e) *Re* = 4000, 助走管 A　(f) *Re* = 4000, 助走管 B　(g) *Re* = 5000, 助走管 A　(h) *Re* = 5000, 助走管 B

図 2-5 噴流 *xy* 平面可視化結果

図 2-6 助走管 A における自然周波数 f_{nv}（可視化）と f_{nh}（熱線流速計）の比較

(a) Re = 2000，x/d = 6.0

図 2-7 Re = 2000，3000，4000 及び 5000 の周波数スペクトラム

(b) $Re = 3000$，$x/d = 3.0$

図 2-7 $Re = 2000$，3000，4000 及び 5000 の周波数スペクトラム

(c) Re = 3000，x/d = 4.0

図 2-7 Re = 2000，3000，4000 及び 5000 の周波数スペクトラム

(d) Re = 4000，x/d = 3.0

図 2-7 Re = 2000，3000，4000 及び 5000 の周波数スペクトラム

(e) $Re = 5000$，$x/d = 2.5$

図 2-7 $Re = 2000$，3000，4000 及び 5000 の周波数スペクトラム

表 2-1 に助走管 A にて求めた f_{nh} と f_{nh} を計測した x/d の位置，大規模渦輪列の周波数 f_a から求めたストローハル数 St_a，自然周波数 f_{nh} から求めたストローハル数 St_h 及び噴流初期領域におけるストローハル数 St_θ を示す．大規模渦輪列の周波数 f_a から求める St_a は式(2-1)より，自然周波数 f_{nh} から求める St_h は式(2-2)から求めた．St_θ は運動量厚さ θ を用いて求めた．運動量厚さ θ は式(2-3)より求め，St_θ は式(2-4)より求めた．速度 $U_i/U_{0.1}$ 分布は噴流ノズル出口から $x/d = 0.1$ の位置で，I 型熱線流速計をトラバース装置でノズル半径方向（y 軸方向）に移動させて計測した．U_i は I 型熱線流速計でノズル半径方向に計測した流速で，$U_{0.1}$ は $x/d = 0.1$ のノズル中心軸上の流速であり，積分上限の r_* は噴流低速外延部における熱線計測の不確かさを考慮して $U_i/U_{0.1} = 0.1$ になる半径位置とした[39]．また U_m は噴出させる流量から求める断面平均流速である．$Re = 3000$，3800 及び 4800 では，測定した x/d の位置によって f_{nh} が 100 Hz 以上異なったため，各々の St_a，St_h 及び St_θ を示す．

$$St_a = \frac{f_a \cdot d}{U_m} \tag{2-1}$$

$$St_h = \frac{f_{nh} \cdot d}{U_m} \tag{2-2}$$

$$\theta = \int_0^{r_*} \frac{U_i}{U_{0.1}} \left(1 - \frac{U_i}{U_{0.1}}\right) dr \tag{2-3}$$

$$St_\theta = \frac{f_{nh} \cdot \theta}{U_m} \tag{2-4}$$

表 2-1 助走管 A における各ストローハル数

Re [-]	x/d [-]		f_{nh} [Hz]		St_a [-]		St_h [-]		St_θ [-]	
1600	7.0		167		0.34		0.68		0.0179	
1800	6.0		179		0.33		0.65		0.0169	
2000			187		0.31		0.61		0.0141	
2200	5.5		260		0.39		0.78		0.0177	
2400	4.0		302		0.41		0.83		0.0178	
2600			306		0.38		0.77		0.0163	
2800			305		0.36		0.71		0.0147	
3000	4.0	3.0	315	422	0.34	0.46	0.69	0.92	0.0135	0.0181
3200	3.5		433		0.44		0.89		0.0169	
3400			437		0.42		0.84		0.0162	
3600			440		0.40		0.80		0.0143	
3800	3.5	2.5	457	571	0.39	0.49	0.79	0.98	0.0141	0.0176
4000	3.0		578		0.47		0.95		0.0163	
4200			569		0.44		0.89		0.0153	
4400			574		0.43		0.86		0.0142	
4600			576		0.41		0.82		0.0133	
4800	3.0	2.5	567	691	0.39	0.47	0.77	0.94	0.0121	0.0147
5000	2.5		709		0.46		0.93		0.0141	
5200			723		0.46		0.91		0.0134	
5400	2.5		788		0.48		0.96		0.0143	
5600			815		0.48		0.96		0.0143	

表 2-1 より St_a = 0.31～0.49 となっており，他の研究者と同等の値（$St = f \cdot d/U$ = 0.24～0.51）[6]となっている．また St_h = 0.61～0.98 となっている．ここで低い Re で St_a と St_h が小さく，高い Re で St_a と St_h が大きくなる傾向がある．

St_θ は概ね St_θ = 0.012～0.018 となっており，St_θ も他の研究者と同等の値[34]となっている．階段状に f_{nh} はステップアップしていくが，f_{nh} の値が概ね一定となる範囲（Re = 2400～2800，3200～3600 及び 4000～4600）の St_θ は，計測した x/d によって f_{nh} が異なった Re = 3000，3800 及び 4800 の各々高い f_{nh} と低い f_{nh} で求めた St_θ の範囲に入っている．そして f_{nh} がステップアップした直後の Re = 2400，3200 及び 4000 での St_θ は，f_{nh} の値が概ね一定となる範囲（Re = 2400～2800，3200～3600 及び 4000～4600）の中で最大値となり，次の周波数にステップアップする直前の Re = 2800，3600 及び 4600 での St_θ は，f_{nh} の値が概ね一定となる範囲（Re = 2400～2800，3200～3600 及び 4000～4600）で最低値を示す．

St_a と St_h の上昇には周期性は見られないが，St_θ は St_θ = 0.012～0.018 の範囲に

収まるように値が変移し，Re = 5000 以降では概ね St_θ = 0.014 となる．f_{nh} は Re に対して階段状にステップアップして上昇するが，St_θ = 0.012～0.018 の範囲に収まるようにステップアップする．f_{nh} は Re が低いときは St_θ = 0.012～0.018 を満たす周波数となり，Re を上昇させると St_θ が概ね一定の値となるよう変移する．そのため先細ノズルから噴出される噴流の，初期領域の渦輪列の周波数は St_θ に依存して変移している可能性がある．

２－３－３　自由噴流初期領域に生じる渦輪列の発生要因　評価手法

２－３－１項で示された自然周波数 f_n が Re に対して直線的に上昇せずに階段状にステップアップする原因，また f_n が助走管の長さによって変化する，すなわちノズル出口より上流の噴流装置内部の状態に影響される原因を評価する．ここで助走管の長さによって f_n が変化するため，噴流装置内部の音響共鳴に着目し，実験，解析を実施した．噴流装置内部の音響共鳴の周波数スペクトラムを下記Ⅲ，Ⅳに示す手法にて求めた．

III. 先細ノズル出口先端よりノズル内部 x/d = -1.0 の位置にプリアンプ一体型 1/4 インチマイクロホン（アコー：TYPE4156N，口径 1/4 インチ，測定周波数範囲 20 Hz～100 kHz）を挿入し，ノズル内部の音響共鳴による圧力変動を実測した．計測のため，ノズル内部にマイクロホンを挿入した状態を図 2-8 に示す．マイクロホンより得られたアナログ信号をサウンドカード（アコー：TYPE8833）にてデジタル変換してパソコンに入力し，FFT スペクトラムアナライザーソフト（Pioneer Hill Software：SpectraPLUS Professional Edition）にて周波数スペクトラムを求めた．実験は Re = 2000～8000 まで Re = 1000 間隔で計測を行った．

図 2-8 ノズル内部へのマイクロホンの挿入

IV. COMSOL Multiphysics バージョン 5.4 を用いて噴流装置内部の音響共鳴のシミュレーションを行った．シミュレーションでは COMSOL Multiphysics 音響モジュールの機能である圧力音響（周波数領域）を用いて，ノズル出口における噴流装置内部の音響共鳴による圧力変動を評価した．図 2-9 に示すように解析は実験環境と同じ内部形状の拡大管, 助走管 A 及び助走管 B, 先細ノズルを模したジオメトリを作成し，拡大管入口～ノズル出口までの範囲で実施した. 拡大管より上流（コンプレッサー～マスフローコントローラ～拡大管）の流れは解析対象としていない. 解析は軸対称 2D モデルで行い，拡大管入口～ノズル出口の内部気体は空気とした．COMSOL Multiphysics 音響モジュールでは, 式(2-5)に示す音圧に関するヘルムホルツの波動方程式を解き，拡大管入口～ノズル出口までの壁面の境界条件は圧力が減衰せずに反射する条件とした．ここで，k：波数（$k=\omega/c$，ω[rad/s]：角周波数及び c[m/s]：音速），p[Pa]：圧力及び ρ[kg/m^3]：密度である．また拡大管入口を振動させて噴流装置内部を励起し，先細ノズル出口では広大な領域に開口する条件とした．メッシュサイズは最大で 0.00572 m とし，シミュレーションで求める周波数の分解能は 1 Hz で計算を行った．

$$\frac{k^2 \cdot p}{\rho} + \nabla \cdot \left(-\frac{1}{\rho}\nabla p\right) = 0 \tag{2-5}$$

図 2-9 ジオメトリ

２－３－４　自由噴流初期領域に生じる渦輪列の発生要因　評価結果

２－３－３項Ⅲの手法により求めた，助走管 A での噴流装置内部の音響共鳴による圧力実測値（SPL：Sound pressure level）の周波数スペクトラムを図 2-10 に示す．図 2-10 より *Re* が大きいほど音圧レベルが高くなる傾向があるが，どの *Re* でも音圧レベルの卓越周波数は同じであり，この卓越する周波数で圧力変動が大きくなっている．

図 2-10 助走管 A における *x*/*d* = -1.0 での圧力実測値の FFT 解析結果

次に２－３－３項Ⅳの手法により求めた，噴流装置内部の音響共鳴による圧力変動の周波数スペクトラムを図 2-11 に示す．助走管 A，助走管 B は長さが異なるため共鳴が起こる周波数は異なり，音圧レベルの周波数スペクトラムの卓越周波数は異なる．

図 2-11 シミュレーションによるノズル出口での圧力の FFT 解析結果

図 2-12 にて２－３－３項Ⅲ，Ⅳの手法で求めた音圧レベルの周波数スペクトラム結果を比較する．助走管は助走管 A で，実測値の例として $Re = 5000$ の結果とシミュレーション解析結果を比較した．その結果，音圧レベルの周波数スペクトラムの卓越周波数がほぼ一致している．そのため２－３－３項Ⅲで実測した噴流装置内部の圧力変動は，噴流装置内部の音響共鳴によって生じる．シミュレーションにて求めた音圧レベルの値が非常に高いのは，強制的に拡大管入口で励起していること，壁面の境界条件が圧力波を減衰しない条件で計算したことが原因と考えられる．

図 2-12 実測値とシミュレーションでの圧力の FFT 解析結果比較

そして二次元 LDV で助走管 A における Re = 5000，x/d = 0.5 でのノズル中心軸上の x 軸方向流速を 10 秒間計測（データレート：約 8000 Hz）し，FFT 解析を行った．得られた周波数スペクトラムを図 2-13 に，２－３－３項Ⅲ，Ⅳの手法で求めた音圧レベルの周波数スペクトラム結果と共に示した結果を図 2-14 に示す．図 2-13 と 2-14 より，x/d = 0.5 におけるノズル中心軸上の x 軸方向流速の周波数スペクトラムと，噴流装置内部の音圧レベルの周波数スペクトラムの卓越周波数が一致する．そのため噴流ポテンシャルコア内で生じる速度変動の周波数は，噴流装置内部の音響共鳴による圧力変動に起因して定まる．

図 2-13 助走管 A における x 軸方向流速 FFT 解析結果（Re = 5000，x/d = 0.5）

図 2-14 助走管 A における圧力と x 軸方向流速の FFT 解析結果比較

図 2-15 と 2-16 に２－３－２項で求めた助走管 A と助走管 B での f_{nv} と f_{nh}，及び２－３－３項Ⅳでシミュレーション解析にて求めた噴流装置内部の音響共鳴による圧力変動の周波数スペクトラムの卓越周波数をまとめて示す.

図 2-15 助走管 A における自然周波数 f_{nv}, f_{nh} 及び圧力変動の周波数

図 2-16 助走管 B における自然周波数 f_{nv} と圧力変動の周波数

図 2-15 と 2-16 より２－３－２項で求めた f_n は階段状にステップアップしたが，その f_n の上昇が停滞する周波数と，シミュレーション解析で求めた噴流装置内部の音響共鳴の周波数スペクトラムの卓越周波数が一致する．そのため助走管を有する円形先細ノズルより噴出される噴流初期領域に生じる渦輪列の周波数は，ノズル出口上流の噴流装置内部の圧力変動の周波数に従属し，決定されることがわかる．この圧力変動はノズル形状，助走管長さなどに起因する音響共鳴によって引き起こされるため，結果的に噴流初期領域に生じる渦輪列の周波数と，噴流装置内部の音響共鳴が生じる周波数が一致したと考えられる．これは過去の文献[34]でも指摘されており，噴流装置入口からノズルまでの音響共鳴の影響により，異なる研究機関において，噴流の初期せん断層に生じる不安定周波数が階段状にステップアップする．

噴流の渦輪列は噴流と周囲気体境界面の，せん断層のケルビンーヘルムホルツ不安定性の増幅によって生成される．図 2-14 より音響共鳴の周波数とノズル出口近傍での速度変動の周波数が一致し，さらに図 2-15 よりそれらの周波数と f_n が一致した．そのため音響共鳴による圧力変動によってノズル出口での噴流攪乱の初期振幅が生じて，ケルビンーヘルムホルツ不安定性による渦の発生をもたらす，噴流境界面の微小な変形の要因となり，f_n と音響共鳴の周波数が一致したと考えられる．プリファード周波数は噴流初期領域に生じる渦輪列（f_n で発生する渦輪列）のペアリングの影響を受ける[4]．過去の研究でプリファード周波数 f から求めたストローハル数 St が $St=f\cdot d/U=0.24$～0.51 と広範囲に渡る[6]のは，仮にノズル出口形状や Re が同じでも，噴流装置全体の内部形状が異なるために音響共鳴の周波数が異なり，その結果 f_n が異なるためである．

図 2-10 より噴流装置内部の圧力変動による周波数スペクトラムの卓越周波数は Re に対して変化はないが，渦輪列の発生する周波数は Re に対して上昇する．これは Re に対して渦輪に成りやすい圧力変動の周波数が存在し，その周波数と音響共鳴の共鳴周波数の中で近い周波数が選択的に決定されて，渦輪列の周波数となっているためと考えられる．２－３－２項に示したように，f_{nh} は Re が低いときは $St_\theta=0.012$～0.018 を満たす周波数となり，Re を上昇させると St_θ が概ね一定の値となるよう変移する．Re を上昇させると f_n の周波数も上昇するのは，噴流速度が上昇するために噴流と周囲気体の境界面の速度差が大きくなり，ケルビンーヘルムホルツ不安定性による渦の発生が促進されるためと考えられる．

図 2-6 より２－３－１項Ⅰで求めた f_{nv} の値は $Re=2800$，3600，4400 及び 4600 で，２－３－１項Ⅱで求めた f_{nh} と一致しなかった．これらの Re では階段状にステップアップする前後の各々の周波数で渦輪が発生し，その平均値が f_{nv} として求められたためと考えられる．２－３－１項Ⅱの手法で求めた $Re=3000$，3800 及び 4800 の周波数スペクトラムは，ノズル出口からの x/d の位置によって卓越

周波数が異なった．音響共鳴の共鳴周波数は複数存在し，各々の周波数の圧力変動によって噴流が攪乱される．その結果，噴流と周囲気体境界面の，せん断層のケルビン－ヘルムホルツ不安定性による渦の発生をもたらす，噴流境界面の微小な変形は音響共鳴による複数の周波数で生じていると考えられる．$Re = 3000$，3800 及び 4800 の x/d の位置によって異なる各々の卓越周波数から求めた f_{nh} は，概ね $St_\theta = 0.012$〜0.018 を満たしており，$Re = 4800$ の高い方の f_{nh} は $Re = 5000$ 以上の Re で概ね一定となる St_θ の値（本研究環境においては $St_\theta = 0.014$）に近くなっている．そのため Re に対して渦輪に成りやすい音響共鳴による圧力変動の周波数が複数存在する場合は，それら複数の周波数で渦輪が発生していると考えられる．そして渦輪の発生及びペアリングの過程で，発達する渦輪の周波数が計測されるが，各々の周波数で発生した渦輪の発達過程が異なるため，x/d の位置によって FFT 解析で求めた周波数スペクトラムの卓越周波数に変化が生じたと考えられる．

２－４ 渦輪列の発生要因の抑制による噴流拡散過程への影響

２－４－１　渦輪列の発生要因　抑制手法

２－３節の結果より，助走管を有する円形先細ノズルより噴出される噴流初期領域に生じる渦輪列の周波数は，噴流装置内部の音響共鳴の圧力変動に支配されている．そのため，この噴流装置内部の圧力変動を低減させることで，噴流初期領域に生じる渦輪列がどのように変化するか実験を行った．噴流装置内部の圧力音響を低減させる手法として助走管内部に吸音材（富士ゴム産業株式会社：U0020）を配した．吸音材は多孔質材とし，図 2-17 と 2-18 に示すように拡大管直後に高さ 300 mm の吸音材を助走管内部に隙間無く配置した．多孔質材の吸音材は無数の隙間や気泡部分が存在し，その隙間や気泡部分を空気が通過する．ここで吸音材が存在するとトレーサー粒子が除去されてしまうため，可視化はノズル出口径より十分大きいアクリルボックスでノズルとノズル周囲を覆い，トレーサー粒子を充満させてから，ノズルから噴流を噴出して可視化した．

多孔質材料の吸音機構は，多孔質材料に圧力変動があたると材料内部の隙間や気泡部分の空気に伝わり，繊維や気泡の面での空気の粘性摩擦が生じ，エネルギーの一部が熱エネルギーに変換されて吸音作用を生じる[40]．同時に多孔質材料を噴出させる空気が通過した際，繊維や気泡の面での空気の粘性摩擦によって圧力損失も生じていることが考えられる．また多孔質材の吸音材は，低周波数領域の吸音率が高周波数領域と比較して低いが，吸音材の厚みを増すことで低周波数領域の吸音率を上昇させることができる[40]．これらの吸音作用により，噴流装置内部の圧力音響を低減する．

図 2-17 吸音材を設置した噴流装置

図 2-18 吸音材を設置した噴流装置断面

２－４－２　渦輪列の発生要因　抑制結果

研究は助走管 A，*Re* = 2000，5000 及び 8000 で実施した．吸音の効果を確認するため，２－３－３項Ⅲと同じ手法でノズル内部の音圧レベルを計測した．計測結果を図 2-19(a)～(c)に示す．

(a) *Re* = 2000

図 2-19 助走管 A における吸音材有無での音圧レベルの比較

(b) *Re* = 5000

図 2-19 助走管 A における吸音材有無での音圧レベルの比較

(c) *Re* = 8000

図 2-19 助走管 A における吸音材有無での音圧レベルの比較

図 2-19 より，吸音材有は無と比較してノズル出口近傍の音圧レベルが 20～30 dB 程度低減している．*Re* が大きくなり，流量が増えると吸音材有での周波数スペクトラムのピークが下がり，図 2-19(c)より *Re* = 8000 では卓越周波数が確認できない. また図 2-19(a)と(b)より卓越周波数が確認できる *Re* = 2000 と 5000 では，ピークの位置が吸音材を入れることで変化しており，噴流装置内部の音響共鳴の共鳴周波数が変化している．

図 2-20 に吸音材有無での可視化結果比較画像を示す.

図 2-20 吸音材有無での可視化結果

図 2-20 より吸音材有では明らかに噴流初期領域に生じる渦輪が抑制されており，吸音材無と比較して噴流に発生する渦輪の位置が下流となっている．これは図 2-19 に示したように，噴流装置内部の音響共鳴による音圧レベルが吸音材によって低減していることより，音響共鳴による圧力変動が低減されてノズル出口での噴流攪乱の初期振幅も低下し，ケルビン－ヘルムホルツ不安定性による渦の発生をもたらす，噴流境界面の微小な変形が抑制されるためと考えられる．そして噴出される噴流の渦輪のロールアップ位置が下流へシフトし，渦輪生成，渦輪の発達が遅くなったと考えられる．

例えば，噴流ノズル出口直前に共鳴室を設けた共鳴噴流においても，共鳴が明確に生起する場合は音圧レベルと速度変動の卓越周波数はよく一致し，共鳴音の生起によって速度変動が生じて噴流全体の速度分布に差が生じる[41]．これは噴流の攪乱成分が共鳴室で共鳴・増幅された結果であると考えられ[41]，すなわち，ノズル出口より上流での噴流の攪乱の大きさによって噴流の渦構造に変化が生じている．

また吸音材有では噴流装置内部の共鳴が起こる周波数も変化し，２－３－１項 I の手法により求めた吸音材有の $Re = 5000$ の f_{nv} は 642 Hz であり，図 2-19 より求めた卓越周波数の一つとほぼ一致している．

I 型熱線流速計で計測した $Re = 5000$ の速度分布を示す．図 2-21(a)～(h)に吸音材有無における，$x/d = 0.1$～12.0 間のノズル半径方向（y 軸方向）に計測した速度 $U_i/U_{0.1}$ 分布，及びノズル半径方向に計測した乱れ強さ $u_i'/U_{0.1}$ 分布を示す．また，図 2-22(a)と(b)に吸音材有無における，ノズル中心軸上速度 U_c/U_0 分布及びノズル中心軸上乱れ強さ u_c'/U_0 分布を示す．ここで u_i'はノズル半径方向に計測した乱れ強さ，U_c は計測高さにおけるノズル中心軸上の流速，u_i'は計測高さにおけるノズル中心軸上の乱れ強さ，U_0 は吸音材無での $x/d = 0$ のノズル中心流速，$U_{0.1}$ は吸音材無での $x/d = 0.1$ のノズル中心軸上の流速及び r はノズル半径 $r = 5$ mm である．$U_i/U_{0.1}$ 分布，$u_i'/U_{0.1}$ 分布では，$x/d = 0.1$～6.0 の計測はデータレート 10 kHz で 10 秒間，$x/d = 8.0$～12.0 の計測はデータレート 10 kHz で 20 秒間行った．また U_c/U_0 分布，u_c'/U_0 分布では，全計測ポイントでデータレート 10 kHz で 20 秒間計測した．

(a) $x/d = 0.1$ における速度 $U_i/U_{0.1}$ 分布，乱れ強さ $u_i'/U_{0.1}$ 分布

図 2-21 $Re = 5000$ における速度 $U_i/U_{0.1}$ 分布，乱れ強さ $u_i'/U_{0.1}$ 分布

(b) $x/d = 0.5$ における速度 $U_i/U_{0.1}$ 分布，乱れ強さ $u_i'/U_{0.1}$ 分布

図 2-21 $Re = 5000$ における速度 $U_i/U_{0.1}$ 分布，乱れ強さ $u_i'/U_{0.1}$ 分布

(c) $x/d = 2.0$ における速度 $U_i/U_{0.1}$ 分布，乱れ強さ $u_i'/U_{0.1}$ 分布

図 2-21 $Re = 5000$ における速度 $U_i/U_{0.1}$ 分布，乱れ強さ $u_i'/U_{0.1}$ 分布

(d) $x/d = 4.0$ における速度 $U_i/U_{0.1}$ 分布，乱れ強さ $u_i'/U_{0.1}$ 分布

図 2-21 $Re = 5000$ における速度 $U_i/U_{0.1}$ 分布，乱れ強さ $u_i'/U_{0.1}$ 分布

(e) $x/d = 6.0$ における速度 $U_i/U_{0.1}$ 分布，乱れ強さ $u_i'/U_{0.1}$ 分布

図 2-21 $Re = 5000$ における速度 $U_i/U_{0.1}$ 分布，乱れ強さ $u_i'/U_{0.1}$ 分布

(f) x/d = 8.0 における速度 $U_i/U_{0.1}$ 分布，乱れ強さ $u_i'/U_{0.1}$ 分布

図 2-21 Re = 5000 における速度 $U_i/U_{0.1}$ 分布，乱れ強さ $u_i'/U_{0.1}$ 分布

(g) x/d = 10.0 における速度 $U_i/U_{0.1}$ 分布，乱れ強さ $u_i'/U_{0.1}$ 分布

図 2-21 Re = 5000 における速度 $U_i/U_{0.1}$ 分布，乱れ強さ $u_i'/U_{0.1}$ 分布

(h) x/d = 12.0 における速度 $U_i/U_{0.1}$ 分布，乱れ強さ $u_i'/U_{0.1}$ 分布

図 2-21 Re = 5000 における速度 $U_i/U_{0.1}$ 分布，乱れ強さ $u_i'/U_{0.1}$ 分布

(a) 吸音材有無における速度 U_c/U_0 分布

図 2-22 吸音材有無における速度 U_c/U_0 分布及び乱れ強さ u_c'/U_0 分布

(b) 吸音材有無における乱れ強さ u_c'/U_0 分布

図 2-22 吸音材有無における速度 U_c/U_0 分布及び乱れ強さ u_c'/U_0 分布

図 2-21(a)より $x/d=0.1$ の $U_i/U_{0.1}$ 分布と $u_i'/U_{0.1}$ 分布は吸音材有無でほぼ同等であるが，図 2-22(a)と(b)より吸音材有無で U_c/U_0 分布，u_c'/U_0 分布に差が生じている．そのためノズル出口の速度分布形はほぼ同一であるが，渦輪の成長，発達，崩壊過程に差が生じている．まずは $x/d=0$ よりも上流に着目する．$x/d=0$ よりも上流では吸音材有無で U_c/U_0 分布に差が無く，また $x/d=-4.0$ よりも上流では u_c'/U_0 分布もほぼ差がない．拡大管直後に長さ 300 mm の吸音材を配しており，その吸音材の影響で吸音材部を通過した直後の流れは乱れていると考えられるが，吸音材を通過後の助走管部で整流され，$x/d=0$ よりも下流では吸音材有無で U_c/U_0 分布に差が生じなかったと考えられる．$x/d=-4.0$〜0 では u_c'/U_0 分布に差が生じているが，吸音材無の u_c'は U_0 に対して 0.6 %程度，吸音材有の u_c'は U_0 に対して 0.3 %程度であり，どちらも小さい．$x/d=-4.0$ 付近から先細ノズルの縮流が生じており，この位置より u_c'/U_0 分布に差が生じたと考えられる．$x/d=0$ よりも上流，先細ノズル内部で u_c'/U_0 分布に差が生じたのは，図 2-19 に示すように吸音材有では噴流装置内部の音圧レベルが低減されており，そのため噴流装置内部の圧力変動が抑制されて，噴流装置内部の流れの攪乱が低下したためと考えられる．

次に $x/d=0$ よりも下流に着目する．図 2-22(a)と(b)より，$x/d=0$ よりも下流では U_c/U_0 分布，u_c'/U_0 分布共に差が生じている．図 2-20 の可視化結果より，吸音材有無で噴流の渦輪の発達過程が異なる．吸音材有では噴流装置内部の圧力変動が抑制されて，ノズル出口での噴流攪乱の初期振幅も低下し，$x/d=0$ 以降の噴流に生じる渦輪の発達過程が異なったと考えられる．この吸音材有無での，噴流装置内部の圧力変動の差によって，ノズルから噴出後の噴流に生じる渦輪の発生，発達，崩壊の過程が異なるために，噴流の拡散過程も異なると考えられる．そのため渦輪の発達過程の変化に伴い u_c'/U_0 分布に差が生じ，U_c/U_0 分布にも差が生じたと考えられる．$U_c/U_0=0.95$ までの位置をポテンシャルコアとすると[42]，吸音材無では $x/d=2$ まで，吸音材有では $x/d=5$ である．また吸音材有無での，噴流下流の U_c/U_0 の差は $x/d=10$ では約 12 %，$x/d=20$ では約 4 %であり，測定範囲において $x/d=0$ よりも下流ではどの位置でも吸音材有の方が，U_c の低下が遅く，噴流拡散が抑制されている．

図 2-21 より吸音材有無で $U_i/U_{0.1}$ 分布が異なり，$x/d=2$ より下流では吸音材有では無と比較しての $U_i/U_{0.1}$ 分布が急峻で，噴流拡散が抑制されていることが分かる．また $u_i'/U_{0.1}$ 分布も差が生じている．u_i'は渦輪の発生，発達，崩壊の影響を受けるため，渦輪の発達過程の差異が生じていることがわかる．吸音材無では $x/d=4$ まで u_i'が増加するが，比較して吸音材有では u_i'が低いため吸音材無よりも渦輪が発達していない．しかし，$x/d=6$ 以降ではノズル中心軸付近の u_i'の値は吸音材有無で逆転し，吸音材有の方が大きくなっている．これは吸音材有の方

が吸音材無と比較して渦輪の発達が遅く，渦輪発達に伴う u_i'の増加と渦輪渦輪崩壊に伴う u_i'の減少が下流で起こるため，$x/d=6$ 以降が吸音材有の u_i'の方が大きいと考えられる．

次に図 2-21 より求めた平均流量 Q_i を図 2-23 に示す．Q_i は式(2-6)により求め，吸音材無での $x/d = 0.1$ の平均流量 $Q_{0.1}$ を基準に比で表す．Q_i は各条件での測定位置の，ノズル中心軸上の流速 U_c を用いて $U_i/U_c=0.1$ となる U_i までの値を有効とし，そこでのノズル中心軸上からの y 軸位置を σ の値として算出した[42]．

$$Q_i = 2\pi \int_0^{\sigma} U_i y dy \tag{2-6}$$

図 2-23 $Re = 5000$ における平均流量 Q_i

図 2-23 より吸音材有無による噴流渦輪の発達過程の差によって，Q_i が異なる．吸音材有の $x/d = 2$ の Q_i は，$Q_i/Q_{0.1}$≒1 であり，渦輪がほとんど発達しないためにエントレイメントがほぼないことがわかる．$x/d = 4$ より下流においても吸音材有では渦輪の発達が遅いため，吸音材無と比較してエントレイメントが少なく，Q_i が小さくなっている．そのため，噴流装置内部の音響共鳴による圧力変動を低減することで，噴流拡散が抑制されて Q_i も小さくなる．

２－５　第２章　結論

助走管を有する先細ノズルから噴出される，円形噴流初期領域の渦輪列が特定の周波数（自然周波数）で発生する要因を明らかにし，その発生要因を低減した結果を評価した．本章の研究により得られた主要な結論を下記に示す．

（１）助走管を有する先細ノズルから噴出される円形噴流の渦輪の自然周波数は，噴流装置内部に生じる音響共鳴の共鳴周波数に従属しており，噴流装置内部の音響共鳴による圧力変動が自然周波数を支配している．そのためノズル出口上流部に音響共鳴が生じる装置が存在した場合，その音響共鳴の周波数がノズルから噴出される自由噴流初期せん断層に生じる不安定周波数の一つの要因となる．そして研究対象や研究条件によってプリファード周波数 f から求めたストローハル数 St が広範囲（$St = f \cdot d/U =$ 0.24～0.51）に渡る[6]のは，仮にノズル出口形状や Re が同じでも噴流装置全体の内部形状が異なり，音響共鳴の周波数が異なって自然周波数が異なったためと考えられる．

（２）噴流装置内部の音響共鳴の周波数スペクトラムの卓越周波数と自然周波数は概ね一致し，自然周波数は Re に対して階段状にステップアップする．ノズル出口近傍における運動量厚さと，自然周波数から求めた St_θ は概ね St_θ = 0.012～0.018 となり，他の研究者が従来の研究で計測した St_θ の値[34]も，ほぼ同等である．自然周波数は Re に対して階段状にステップアップするが，低 Re では St_θ = 0.012～0.018 の範囲に収まるように変移し，Re を上昇させると St_θ が概ね一定の値となる．そのため先細ノズルから噴出される噴流の自然周波数は，噴流装置内部の音響共鳴の共鳴周波数の内，低 Re では St_θ = 0.012～0.018 を満たす周波数が，高 Re では St_θ が概ね一定となる周波数が選択的に決定される可能性がある．

（３）噴流装置内部の音響共鳴による圧力変動を低減すると，ノズル出口におけるノズル半径方向の速度分布がほぼ同等でも，ノズルから噴出される円形噴流に生じる渦輪の発生が抑制されて渦輪の発達が遅くなる．

（４）噴流装置内部の音響共鳴による圧力変動を低減すると，渦輪の発生が抑制されて渦輪の発達が遅くなるため，エントレイメント量が低下して噴流拡散が抑制される．

（５）ノズル出口より上流の噴流装置全体の内部形状や状態が，噴流初期領域の渦輪列の周波数や発生位置，ペアリング位置に影響を与えて噴流の拡散過程に影響する．そのため噴流装置全体の内部の形状，状態を考慮して噴流研究を行う必要がある．

第３章

第３章　DBD-PA による噴流渦構造の変化

３－１　第３章　目的

第１章に示した通り，噴流の諸特性はせん断層から発生する大規模渦構造の時空間発展に支配され，ノズル出口の流れの状態によって，渦構造の放出や合体などの挙動が大きく変化する[17]．そこで本章では誘電体バリヤ放電（DBD：Dielectric Barrier Discharge）を用いた DBD プラズマアクチュエータ（DBD-PA）を任意の周波数で駆動し，発生させた誘起流によって，噴流の流れの状態を制御する．流体制御デバイスとして DBD-PA を用いた研究は壁面境界層制御，例えば航空分野の翼端剥離制御が活発に行われている[43][44][45]．DBD-PA を噴流制御に適用する研究は，主噴流と同軸方向に誘起流れを発生する同軸型 DBD-PA を円形噴流ポテンシャルコアの拡散制御に適用する例[46]や長方形噴流を制御した例[47]が挙げられる．本研究では円形ノズル内部に DBD-PA を組み込んだ同軸型 DBD-PA をバースト駆動し，間欠的に誘起流を発生させることで噴流を制御する．バースト駆動とは DBD-PA に，一つの決まった電圧印加時間と電圧停止時間で構成されるバースト波形を繰り返し印加して駆動することである．そうすることで間欠的に誘起流を発生させて噴流ノズル出口で積極的に速度変動を与えて，噴流を制御する．本章では DBD-PA をバースト駆動する周波数を変化させて噴流を制御することで，噴流に生じる渦構造がどのように変化するかを明らかにする．

３－２　実験装置・実験条件

本研究で使用する同軸型 DBD-PA の概略図を図 3-1 に示す.

誘電体で作成した円形ノズルを高電圧印加用電極，グラウンド電極で挟み込み，DBD-PA を構成する．ここで，ノズル出口内径 $d = 10$ mm とした．誘電体の材質は，誘電率と絶縁耐圧を考慮しマシナブルセラミックス（ホトベールII-S：誘電率 9, 絶縁耐圧 30 kV/mm[48]）を採用した．電極の材質は加工性よりリン青銅とし，高電圧印加用電極及びグラウンド電極は厚さ 0.5 mm の円筒状に加工して誘電体にはめ込む．同軸型 DBD-PA に交流電源を配した模式図を図 3-2 に示す．交流高電圧を高電圧印加用電極に印加することで誘電体バリア放電がノズル内部で発生し，第 1 章に示した通りに高電圧印加用電極（ノズル内部電極）側からグラウンド電極側方向に向かう方向に誘起流が生じる. この同軸型 DBD-PA ノズルを縮流比 6.25 の先細ノズル先端に取り付ける．同軸型 DBD-PA ノズルを取り付けた先細ノズルの内部形状は，第２章で使用した先細ノズルと同じ形状である．この先細ノズルを図 3-3 に示す.

図 3-4 に実験装置概略図を示す. DBD-PA ノズルから噴出する噴出気体は空気とし，コンプレッサー（アネスト岩田株式会社 : SLP-22EFD）から供給する．空気の噴出流量をマスフローコントローラ（azbil : CMQ0050）にて調整し，シーディングジェネレーター（西華デジタルイメージ : PIV Part14）でトレーサー粒子を混入する. トレーサー粒子にはオリーブオイルを用いた. トレーサー粒子の平均粒形は約 1 μm[38]である.

トレーサー粒子混入後，拡大管で内径 6 mm から内径 25 mm まで流路を拡大し，整流のために内径 25 mm，長さ 1.17 m の助走管を通過させた後，図 3-3 に示した DBD-PA ノズルを先端に取り付けた縮流比 6.25 の先細ノズルからノズル鉛直上向きに噴流を噴出させる．拡大管と助走管は第２章で使用した物と同じであり，助走管は助走管 A を用いた．ここで噴流噴出方向を x 軸方向，ノズル半径方向を y 軸方向，x，y 軸に直行する方向を z 軸とする.

噴出した噴流に Nd:YAG レーザー（Omicron Laserage Laserprodukte Gmbh : FK-LA5000）を照射し，レーザーライトシート法にて噴流断面を可視化し，ハイスピードカメラ（Photron : FASTCAM Mini AX100）にて撮影を行う.

ファンクションジェネレータ（NF 回路設計ブロック : WF1974）にて DBD-PA へ印加する電圧波形の信号を出力し, 大型高電圧電源（松定プレシジョン : HAP-20B20）によって電圧を増幅して DBD-PA に印加する.

DBD-PA へ印加するバースト波形の模式図を図 3-5 に示す. ここでバースト波形の電圧波形は正弦波と矩形波の 2 種類とし，矩形波の duty 比は 50 %とした.

図 3-1 同軸型 DBD-PA の概略図

図 3-2 DBD プラズマと発生する誘起流れ

図 3-3 DBD-PA を備えた先細ノズル

図 3-4 実験装置概略図

図 3-5 バースト波形

図 3-5 に示す通り，バースト波形のバースト周波数 f_{burt} は電圧を印加し，その次に印加するまでの時間間隔のバースト周期 b の逆数となる．バースト比は 1 バースト周期 b と b 内で電圧を印加している時間の比のことで，全ての実験条件で 50 %とした．ここで DBD-PA にバースト波形を印加した際，電圧を印加している時間（on）で誘起流が生じ，印加されていない時間（off）で誘起流は減速される[31]. ここで駆動周波数 f_{base}, バースト周波数 f_{burst} は図 3-5 に示した記号 a, b を用いて式(3-1)と(3-2)で定義する．

$$f_{base} = \frac{1}{a} \tag{3-1}$$

$$f_{burst} = \frac{1}{b} \tag{3-2}$$

噴流初期の流動特性を評価するため，ノズル出口付近で発生する渦の発生周波数を，ハイスピードカメラによる xy 平面の可視化動画より数えて求めた．ハイスピードカメラの撮影速度はレイノルズ数 Re = 2000 と 5000 では 6000 fps, Re = 8000 と 10000 は 12000 fps である．

まず DBD-PA を駆動しない自由噴流で，使用する DBD-PA ノズルを取り付けた噴流装置での噴流初期特性である噴流初期に発生する渦の発生周波数を，渦

へ発達するせん断層の噴流のくびれの数を数えて求め，自然周波数 f_n とした．$Re = 2000$ は $x/d = 1.5$ 付近に発生するくびれの数を 14 秒間（72000 コマ，撮影速度 6000 fps），$Re = 5000$ は $x/d = 1$ 付近に発生するくびれの数を 4 秒間（24000 コマ，撮影速度 6000 fps），$Re = 8000$ と 10000 は $x/d = 0.5$ 付近で発生するくびれの数を 1 秒間（12000 コマ，撮影速度 12000 fps）のコマ数を再生して数え，各々の渦へ発達するくびれの発生周波数の平均値を f_n とする．

また DBD-PA をバースト駆動して誘起流を発生させ，誘起流を発生させた状態で噴流に発生した渦の発生周波数を，渦発生周波数 f_{vortex} とする．ここで流れにおける振動現象の周波数を表すストローハル数 St は式(3-3)で求まる．

$$St = \frac{f \cdot d}{U_m} \tag{3-3}$$

ここで f : 周波数，d : 同軸型 DBD-PA ノズル出口内径，U_m : 各 Re の流量より求めた断面平均流速である．式(3-2)に示す DBD-PA に印加する f_{burst} を $f_{burst} = f_n$ とした場合と，ストローハル数 St の周波数を基準とした場合とで実験を行った．St の周波数 f を f_{burst} とした値を DBD-PA を駆動する基準のストローハル数 St_b の値とし，式(3-4)で定義する．

$$St_b = \frac{f_{burst} \cdot d}{U_m} \tag{3-4}$$

このストローハル数 St_b に則り, DBD-PA をバースト駆動して噴流制御を行う．図 3-5 と式(3-1)に示すバースト波形内の駆動周波数 f_{base} は 7 kHz を基準としたが，ファンクションジェネレータの制約により，印加する f_{burst} によって 7 kHz から前後（本実験条件において f_{base} = 6200～7872 Hz）する．また全ての実験条件で DBD-PA への印加電圧 $V_{p\text{-}p}$ =14 kV とした．

表 3-1 に求めた f_n とその周波数より算出した St をまとめ，表 3-2 に f_{vortex} を求める実験条件をまとめる．f_{vortex} はハイスピードカメラによる xy 平面の可視化動画より，0.1 秒間に当たるコマ数（600 コマ又は 1200 コマ）を再生して噴流初期に発生する渦の数を数え，渦の発生周波数を求めた．DBD-PA 駆動時と自由噴流で，渦の発生周波数を数える x/d 位置が異なる Re があるのは DBD-PA で誘起流が生じると，自由噴流と比較して噴流初期の渦が噴流上流に発生するためである．ここで，数えるコマ数を 0.1 秒間分と短くしたのは f_n を求めた際に，多くのコマ数を数えた値と 0.1 秒間のコマ数を数えた値とがほぼ同じだったためである．

表 3-1 自然周波数 f_n

Reynolds number Re [-]	2000	5000	8000	10000
Mean velocity of flow rate U_m	3.1 m/s	7.8 m/s	12.3 m/s	15.5 m/s
Count position of f_n [-]	$x/d = 1.5$	$x/d = 1$	$x/d = 0.5$	
Natural vortex frequency f_n	187 Hz	716 Hz	1451 Hz	1941 Hz
Strouhal number St [-]	0.60	0.92	1.18	1.25

表 3-2 実験条件

Reynolds number Re [-]	2000	5000	8000	10000
Mean velocity of flow rate U_m	3.1 m/s	7.8 m/s	12.3 m/s	15.5 m/s
Driving voltage $V_{p\text{-}p}$	14 kV			
Driving frequency f_{base}	About 7 kHz			
High speed camera frame rate	6000 fps		12000 fps	
St_b [-]	0.2~2.0			
Count position of f_{vortex} [-]	$x/d = 1$		$x/d = 0.5$	

３－３　実験結果

３－３－１　f_{vortex} と f_{burst} の関係

表 3-2 に則り実験を行い，求めた f_{vortex} と f_{burst} の関係を図 3-6 に示す.

図 3-6 の結果より，実験を行った全ての Re で正弦波，矩形波問わず，印加した f_{burst} と f_{vortex} の関係には $f_{vortex} > f_{burst}$，$f_{vortex} = f_{burst}$，$f_{vortex} < f_{burst}$ となる 3 区間が存在する．そのため DBD-PA に印加するバースト周波数，すなわち噴流に誘起流を発生させる周波数によって，噴流に発生する渦の形態が異なる．

まず，$f_{vortex} = f_{burst}$（$f_{vortex}/f_{burst} = 1$）が成り立つ範囲では f_{vortex} が f_{burst} に同調するロックイン現象[17][49]が発生している．３－２節で示した通り，DBD-PA をバースト駆動することで発生する誘起流の周波数は f_{burst} で制御される[31]. すなわち，ロックイン現象が生じる St_b の範囲では図 3-5 の on の区間で一度の誘起流が生じ, その一度の誘起流によって噴流初期に一つの渦輪が発生しており, また図 3-5 の off の区間では誘起流は減速されて渦輪が発生していないと考えられる．そのため, f_{burst} に同調した定常的な周期で噴流初期に渦輪が発生していると考えられる.

$f_{burst} = f_n$ のときは全ての Re で $f_{vortex} = f_{burst}$ となっており，ロックイン現象が生じる．ロックイン現象が生じる St_b では f_{burst} に同調して渦輪が発生し，励起によって発生する以外の渦輪は生じないため, 任意の周波数で渦輪が発生でき, 噴流を制御できる．Re が高くなるにつれて f_n の周波数が高くなって表 3-1 の f_n より算出した St の値が高くなり，ロックイン現象が発生する St_b も高くなる.

また f_{burst} が f_n の前後の周波数のとき，ロックイン現象が発生している．第２章で示した通り，f_n は噴流装置内部の音響共鳴の周波数と一致する．すなわち, f_n は音響共鳴の周波数にロックインして発生している．図 3-6 より噴流にロックイン現象が生じる周波数には範囲がある. 音響共鳴が生じる周波数の中で, この周波数範囲に入っている共鳴周波数で噴流に渦輪が発生し, f_n に成ると考えられる.

St_b がロックイン現象を発生する St_b 以下のときは $f_{vortex} > f_{burst}$ となり，それ以上では $f_{vortex} < f_{burst}$ となる.

(a) 正弦波

図 3-6 f_{vortex} カウント結果

(b) 矩形波

図 3-6 f_{vortex} カウント結果

３－３－２　可視化結果

$Re = 5000$，DBD-PA に印加する電圧波形が矩形波での xy 平面，yz 平面の可視化結果を図 3-7～3-15 に示す．DBD-PA を駆動する電圧波形が正弦波，矩形波の 2 種類で可視化実験を行ったが，正弦波と矩形波で可視化結果に差は生じなかった．そのため電圧波形が矩形波のときの実験結果のみを示す．

・自由噴流

図 3-7 自由噴流の xy 平面

図 3-8 自由噴流の $x/d = 1$，1.5，2，3 及び 4 における yz 平面

・$f_{vortex} = f_{burst}$（$f_{burst} = f_n$）

図 3-9 $St_b = 0.92$ の xy 平面

図 3-10 $St_b = 0.92$ の $x/d = 1$，1.5，2，3 及び 4 における yz 平面

図 3-10(e)には縦渦が 3 つ発生，図 3-10(f)には縦渦が 5 つ発生している可視化結果を示す．

・$f_{vortex} > f_{burst}$

図 3-11 $St_b = 0.3$ の xy 平面

図 3-11(a)には渦が安定してペアリングするタイミングの，図 3-11(b)には渦のペアリングが乱れているタイミングの可視化結果を示す．

図 3-12 $St_b = 0.3$ の $x/d = 1$，1.5，2，3 及び 4 における yz 平面

・$f_{vortex} < f_{burst}$

図 3-13 $St_b = 1.6$ の xy 平面

図 3-14 $St_b = 1.6$ の $x/d = 1$，1.5，2，3 及び 4 における yz 平面

図 3-15 $x/d = 6$ における自由噴流と $St_b = 0.92$，0.3 及び 1.6 の yz 平面

ここで T は各 DBD-PA 駆動条件での図 3-5 に示すバースト周期 b の 1 周期の時間であり，t は 1 枚目の可視化画像を基準（ゼロ）とした時間である．例えば，$t/T = 1/2$ では 1 枚目の可視化画像から 1/2 バースト周期後，$t/T = 4/2$ では 4/2 バースト周期（＝2 バースト周期後）での可視化画像である．また T'は自由噴流における $f_n = 716$ Hz の 1 周期の時間であり，t'は 1 枚目の可視化画像を基準（ゼロ）とした時間である．例えば，$t'/T' = 1/2$ では 1 枚目の可視化画像から(1/716)×(1/2)秒後，$t'/T' = 4/2$ では(1/716)×(4/2)秒後での可視化画像である．

図 3-7 自由噴流の *xy* 平面可視化結果（*Re* = 5000）

図 3-8 自由噴流の yz 平面可視化結果（$Re = 5000$）

図 3-8 自由噴流の yz 平面可視化結果（$Re = 5000$）

図 3-9 $St_b = 0.92$ の xy 平面可視化結果（$Re = 5000$）

図 3-10 $St_b = 0.92$ の yz 平面可視化結果（$Re = 5000$）

図 3-10 $St_b = 0.92$ の yz 平面可視化結果（$Re = 5000$）

(a) $St_b = 0.3$，渦が安定してペアリングするタイミング

図 3-11 $St_b = 0.3$ の xy 平面可視化結果（$Re = 5000$）

(b) $St_b = 0.3$，渦のペアリングが乱れているタイミング

図 3-11 $St_b = 0.3$ の xy 平面可視化結果（$Re = 5000$）

図 3-12 $St_b = 0.3$ の yz 平面可視化結果（$Re = 5000$）

(d) $x/d = 3$

$t/T = 0$ $t/T = 1/4$ $t/T = 2/4$ $t/T = 3/4$ $t/T = 4/4$

(e) $x/d = 4$

$t/T = 0$ $t/T = 1/4$ $t/T = 2/4$ $t/T = 3/4$ $t/T = 4/4$

図 3-12 $St_b = 0.3$ の yz 平面可視化結果（$Re = 5000$）

図 3-13 $St_b = 1.6$ の xy 平面可視化結果（$Re = 5000$）

図 3-14 $St_b = 1.6$ の yz 平面可視化結果（$Re = 5000$）

図 3-14 $St_b = 1.6$ の yz 平面可視化結果（$Re = 5000$）

(a) free jet　(b) $St_b = 0.92$　(c) $St_b = 0.3$　(d) $St_b = 1.6$

図 3-15 $x/d = 6$ の yz 平面可視化結果（$Re = 5000$）

３－３－３　$f_{vortex} = f_{burst}$ での可視化結果

図 3-8(a)より自由噴流では x/d = 1 で発生していない軸対称渦輪によるリングが，図 3-10(a)の St_b = 0.92 では x/d = 1 で確認でき，自然遷移に比べて上流で渦輪が発生している．図 3-9 より x/d = 1 で f_{burst} に同調して発生していた渦輪が，x/d = 2 付近で下流の渦輪に上流の渦輪が引き寄せられ，二つの渦輪がペアリングして大規模渦輪が形成される．St_b = 0.92 ではロックイン現象が発生するため，噴流初期の渦輪は誘起流れが生じるタイミング（f_{burst} の周期）のみで発生し，下流と上流の渦輪の発生間隔は一定である．またロックイン現象が発生すると軸対象渦輪のみが生じるため，渦発達の非軸対象性が生じにくい．そのためペアリングが乱れにくく，発達した下流の渦輪が上流の渦輪を引き寄せて巻き込み，二つの渦輪のペアリングする頻度が高い．図 3-10(c)に示す通り x/d = 2 では軸対称渦輪によるリングが $f_{burst}/2$ の一定間隔で発生しており，渦輪が崩壊するまでこの $f_{burst}/2$ の周期が保たれる．したがって，渦輪による噴流主流の巻き込みが軸対称で一定の間隔で起こり，下流に到達する噴流主流部もノズル中心軸上に移流し，渦輪による周囲気体の巻き込みの周期も安定していると考えられる．

図 3-7 より自由噴流での渦輪のペアリングは x/d = 3 付近で発生するが，ペアリングする x/d 位置は St_b = 0.92 と比較して安定しない．図 3-8(b)と(c)より自由噴流では x/d = 1.5 で軸対称渦輪によるリングの発生は確認できるが，定常的に発生するのは x/d = 2 からである．図 3-10(b)より St_b = 0.92 では x/d = 1.5 で既に縦渦が確認でき，自由噴流と比較して上流で縦渦が発生している．縦渦は定常的に発生しているが，下流に到達すると確認できる縦渦の数は減っている．また成長して大規模な縦渦になる数は非定常であり，図 3-10(e)と(f)のように同じ x/d の位置でもタイミングによって変化する．二つの渦輪が x/d = 2 付近でペアリングし，軸対称渦輪が崩壊するまでは $f_{burst}/2$ の周期を保ち軸対称渦輪間の間隔はほぼ等間隔，軸対称渦輪のロールアップによって噴流主流部の位置もノズル中心軸上に移流している．そのため下流の横渦（軸対称渦輪）の周方向（循環方向）に移動する縦渦が，上流の横渦の周方向に移動する縦渦と連なり，縦渦が大きく発達していると考えられる．また，図 3-8 と 3-10 より St_b = 0.92 では自由噴流と比較して同じ x/d 位置で縦渦が大きく成長するのは，誘起流の影響によって軸対称渦輪が上流に発生し，縦渦が早期に成長するためと考えられる．図 3-15(a)より自由噴流では x/d = 6 まで縦渦は確認でき，渦輪はまだ崩壊していない．

３－３－４　$f_{vortex} > f_{burst}$ での可視化結果

図 3-11(a)と(b)よりロックイン現象が生じるよりも低い周波数 St_b = 0.3（f_{burst} = 234 Hz）で DBD-PA を駆動したとき，x/d = 1 では DBD-PA による誘起流によって発生する大きな渦輪とその渦が及ぼすせん断層の不安定性によって誘発され

る小さい渦が別々に発生している．これは，ロックイン現象が生じる周波数よりも f_{burst} が低く，図 3-5 における f_{burst} の一周期の on と off の時間がロックイン現象が生じる f_{burst} よりもどちらも長いため，図 3-5 の off の誘起流が減速，停止される時間が長く，図 3-5 の on で生じた誘起流によって発生した大きな渦輪が，off の区間で小さい渦を誘発していると考えられる．それらの誘起流で生じた渦輪とその渦に誘発された渦は下流でペアリングするが，ペアリングする x/d の位置は図 3-9 の $St_b = 0.92$ と比較して安定しない．また図 3-11(b)のようにタイミングによってペアリングが軸対称とならず，$x/d = 3$ でも未だにペアリングしない渦が存在する．

図 3-12(a)より $x/d = 1$ で軸対称渦輪によるリングと，円周上の一部にしか発生せずにリングが非軸対称となる渦が発生する．また非軸対称渦による円周上の一部にしか発生しないリングの発生位置は．非定常であり変化する．図 3-11(a)のように軸対称渦輪が連続して発生しているタイミングでは渦のペアリングが安定して行われる．そのため大規模渦輪が形成され，渦輪による噴流主流の巻き込みが軸対称で行われ，下流に到達する噴流主流部もノズル中心軸上に安定している．しかし図 3-11(b)のように渦が軸対称とならないタイミングでは渦のペアリングが非軸対称となり，渦の発達は非軸対称となる．そのため渦による噴流主流の巻き込みも非軸対称となり，下流に到達する噴流主流部はノズル中心軸上に安定せず，振られながら到達する．したがって図 3-12(d)と(e)に示す通り，非軸対称渦のロールアップによって噴流の巻き込みが軸対称とならず，噴流主流部は振られながら下流に到達し，拡散していく．図 3-11(a)と(b)に示す可視化結果より $St_b = 0.3$ では誘起流による大きな渦輪に誘発されて発生する小さな渦はその発生数，発生したときの渦形状は非定常であり，f_{burst} の一周期で発生する小さな渦の数は非定常である．

また図 3-12 より $St_b = 0.3$ のときは $x/d = 1.5$ で縦渦の発生が確認できるが，図 3-10 の $St_b = 0.92$ と比較して $x/d = 3$ 以降での縦渦は小さく，$x/d = 4$ では安定した縦渦の継続は確認できない．ペアリングが軸対称でない非軸対称渦では，渦のロールアップが非軸対称になり，噴流渦輪間のブレイド領域[10]の噴流形状や位置が不安定である．そのため縦渦に発達する噴流外周部の不安定波[50]の発生箇所が非定常である．また，せん断層の不安定性によって発生する渦の周期が不安定であり，非軸対称渦発生のため渦のリング外周部に発生する縦渦は一定周期で生じない．そのため，下流の横渦の周方向に移動する縦渦が上流の横渦の周方向に移動する縦渦と連なり難く，縦渦が発達し難いため，$St_b = 0.92$ より縦渦が小さいと考えられる．図 3-15(c)より $x/d = 6$ では渦は崩壊している．

３－３－５　$f_{vortex} < f_{burst}$ での可視化結果

図 3-13 よりロックイン現象が生じるよりも高い周波数 $St_b = 1.6$（$f_{burst} = 1248$Hz）で駆動したとき，渦の発生は軸対称とならず，渦のペアリングする周期も安定しない．図 3-14(a)より $x/d = 1$ では渦の発生によるリングは円周上の一部にしか発生せず，小さく細かい非軸対称渦が散乱する．ロックイン現象が生じる周波数よりも f_{burst} が高く，図 3-5 における f_{burst} の一周期の on と off の時間が，ロックイン現象が生じる f_{burst} よりもどちらも短い．したがって，on で生じる誘起流と off の誘起流が減速される間隔が狭く，一度の誘起流の時間が短いために渦が発達する前に誘起流が減速され，小さく細かい非軸対称渦が形成されると考えられる．図 3-14 より $x/d = 1.5$ 以降では複数個の小さく細かい非軸対称渦がペアリングして軸対称渦輪が形成され，軸対称のリングが確認できるタイミングと，それらの渦のペアリング後も非軸対称渦が形成されるタイミングが存在する．$St_b = 1.6$ では誘起流による噴流初期の渦は非軸対称であり，その非軸対称渦がペアリングして軸対称渦も形成されるが，それらの発生数，発生する渦形状は非定常であることが図 3-13 と 3-14 の xy，yz 平面の可視化結果より観察され，f_{burst} の一周期で発生する渦の数は非定常である．

図 3-10，3-12 及び 3-14 より $St_b = 1.6$ では $St_b = 0.3$ と 0.92 と比較して縦渦の発生は遅く，縦渦の発生は $x/d = 1.5$ では確認できずに $x/d = 2$ で確認できる．また縦渦の安定した継続は確認できず，縦渦が発生しても成長せずに崩壊する．さらに $St_b = 0.3$ と 0.92 と比較して同じ x/d 位置での渦のリングのサイズが小さい．これは発生する渦の周期が短く，各々の渦が $St_b = 0.3$ と 0.92 よりも発達しないためと考えられる．$St_b = 1.6$ の場合も $St_b = 0.3$ と同様に，非軸対称渦のロールアップによって，ブレイド領域の噴流主流部の形状や主流部の位置が不安定であり，縦渦に発達する噴流外周部の不安定波の発生箇所が非定常である．また，他条件と比較して縦渦が成長しないのは，ノズル出口近傍で小さく細かい非軸対称渦が多く発生することで，その非軸対称渦の発生個所やロールアップ周期が不安定のため下流の縦渦と上流の縦渦が連なり難いことと，小さく細かい非軸対称渦がペアリングして他条件より渦が早く崩壊してしまうためと考えられる．図 3-14(e)より $x/d = 4$ では渦は既に崩壊している．

３－４　第３章　結論

同軸型 DBD プラズマアクチュエータを式(3-4)に則り，ストローハル数 St_b でバースト駆動して間欠的に誘起流を発生させて噴流を制御し，ハイスピードカメラで可視化撮影を行った．本章の研究により得られた主要な結論を下記に示す．

（１）DBD-PA で誘起流を生じさせることでノズル出口近傍に発生する噴流初期領域の渦の発生挙動が変化する．特にロックイン現象が生じるバースト周波数で DBD-PA を駆動することで，噴流初期領域の渦輪をバースト周波数と同じ周波数で発生でき，噴流を制御できる．ロックイン現象が生じるバースト周波数には範囲があり，この範囲内の周波数において DBD-PA によって任意の周波数で渦輪を発生できる．バースト周波数はストローハル数を基準に決定したが，レイノルズ数に対してロックイン現象が発生するストローハル数は変化する．そのためストローハル数を基準に噴流を制御する際，ロックイン現象によって渦輪の発生を制御できるストローハル数は，レイノルズ数に対して変化する．

（２）噴流の自然周波数をバースト周波数とした際，渦輪の発生がバースト周波数に同調するため，一定の周波数でノズル出口近傍より渦輪が発生する．二つの渦が安定的に一定の周期でペアリングして大規模渦輪が形成されるため，大規模渦輪間の間隔は一定である．また下流と上流の縦渦が連なり，噴流上流で縦渦が発達する．

（３）ロックイン現象が生じるバースト周波数よりも低い周波数をバースト周波数としたときは，DBD-PA による誘起流によって発生する渦とその渦が及ぼすせん断層の不安定性によって発生する渦がノズル出口近傍で別々に発生し，軸対称渦輪と非軸対称渦が発生してペアリングする周期が安定しない．そのため下流と上流の縦渦が連なり難く，縦渦の発達が抑制される．

（４）ロックイン現象が生じるバースト周波数よりも高い周波数をバースト周波数としたときは，ノズル出口近傍では渦によるリングは円周上の一部にしか発生せず，小さく細かい渦が散乱する．それらの渦がペアリングしてタイミングによっては軸対称渦輪も形成されるが，初期渦が非軸対称に発生するために，渦のペアリングが非対称となって非軸対称渦が多く形成される．

第 4 章

第４章　DBD-PA による噴流拡散過程の変化

４－１　第４章　目的

第３章にて円形噴流断面の可視化撮影により, DBD-PA をバースト駆動して誘起流を間欠的に発生させて噴流を制御することにより特定のバースト周波数の範囲で，バースト周波数と噴流に発生する渦輪が同調するロックイン現象が発生することが明らかになった．そのためロックイン現象が発生する周波数で噴流を励起することによって，噴流に生じる渦輪の周波数を制御することが可能である. またロックイン現象が発生する前後の周波数で噴流を励起した場合, ロックイン現象が生じる前の周波数と，後の周波数で噴流に生じる渦輪の特徴に差異が生じた.

本章では噴流にロックイン現象を生じさせた場合と，ロックイン現象を生じさせない場合で噴流の拡散過程にどのような差が生じるかを評価した．ロックイン現象が生じる周波数, ロックイン現象が生じるよりも低い周波数, ロックイン現象が生じるよりも高い周波数で噴流を励起し，噴流の発達過程を比較する. また噴流を励起する強さを変化させることで噴流の発達過程に変化が生じる可能性があるため，励起する強さも変化させて評価した.

過去に噴流に生じる渦が噴流を励起した周波数に同調するロックイン現象を応用した研究例[(17)(51)(52)]はあるが, 同軸型 DBD-PA による誘起流によってロックイン現象を生じさせたときに噴流特性がどのように変化するかは未知である. またロックイン現象の有無と合わせて励起の強さを変化させて，噴流の発達過程の変化に着目した研究例は無い.

そこで本章では，DBD-PA に印加する電圧及び駆動する周波数を変化させ，DBD-PA の駆動条件による噴流の発達過程の変化をレーザードップラー流速計（以下 LDV と示す）による計測，及びハイスピードカメラによる可視化撮影によって明らかにすることを目的とする.

４－２　実験装置・実験条件

第３章と同様に誘電体で作成した円形ノズル内部に高電圧印加用電極，外部にグラウンド電極を設置し，同軸型 DBD-PA を構成する．ここでノズル出口内径 $d = 10$ mm で，誘電体の材質はマシナブルセラミックス（フェローテックセラミックス：ホトベールII-S）である．電極の材質はリン青銅で，厚さ 0.5 mm の円筒状に加工してノズルにはめ込む．この同軸型 DBD-PA を第３章と同様に，図 4-1 に示す縮流比 6.25 の先細ノズルの先端に配する．第３章で使用した同軸型 DBD-PA と比較して本章では，同軸型 DBD-PA ノズルと先細ノズルがはめ合う最外形部のノズル外形直径を大きくしている．これは高電圧印加用電極とグラウンド電極間での空気の絶縁破壊による通電を防ぐための措置で，ノズルをはめ込む部分の外形部を大きくすることで，同軸型 DBD-PA に 14 kV 以上の電圧を印加できるようにした．ノズル内径，ノズルリブ厚み，ノズル先端形状及びノズル内部の形状は第３章のノズルと同等であり，流れに影響を与える箇所の形状に変更はない．

実験装置も第３章と同様である．噴出気体は空気とし，コンプレッサー（アネスト岩田株式会社：SLP-22EFD）から供給して，マスフローコントローラ（azbil：CMQ0200）で流量を調節，シーディングジェネレーター（西華デジタルイメージ：PIV Part14）でオリーブオイルのトレーサー粒子を混入する．その後，整流するために，ろ過度 5 μm のエアフィルターを通過させて拡大管で内径 6 mm か

図 4-1 DBD-PA を備えた先細ノズル

ら内径 25 mm まで流路を拡大し，内径 25 mm，長さ 1.17 m の助走管を通過させて，図 4-1 に示した同軸型 DBD-PA ノズルを先端に取り付けた先細ノズルからノズル鉛直上向きに噴流を噴出させる．拡大管と助走管は第 2 章で使用した物と同じであり，助走管は助走管 A を用いた．ここで噴流を噴出する方向の噴流主流方向を x 軸とし，ノズル半径方向を y 軸，x，y 軸に直行する向きを z 軸とする．DBD-PA の駆動は，ファンクションジェネレータ（NF 回路設計ブロック：WF1974）にて DBD-PA へ印加する電圧波形の信号を出力し，大型高電圧電源（松定プレシジョン：HAP-20B20）によって電圧を増幅して DBD-PA に印加する．

噴流の可視化撮影は，噴流に Nd:YAG レーザー（Omicron Laserage Laserprodukte Gmbh：FK-LA5000）を照射し，レーザーライトシート法で可視化してハイスピードカメラ（Photron : FASTCAM Mini AX100）にて撮影を行う．噴流流速は二次元 LDV にて測定を行った．x，y 軸方向の流速を同時計測する 2 種類の異なる波長のレーザーを出力する光学プローブ（Dantec Dynamics : Standard FlowExplorer）によって，主噴流に混入させたトレーサー粒子の挙動より得られたドップラー信号を LDV シグナルプロセッサー（Dantec Dynamics : Burst Spectrum Analyzer F600）に入力して処理し，流速を計測する．ここで周囲気体に主噴流と同濃度のトレーサー粒子を混入することが困難だったため，周囲気体にトレーサー粒子を混入せず，得られた流速データは周囲気体の流速を含まない主噴流のみの流速となる．ハイスピードカメラと二次元 LDV の測定条件を表 4-1 に示す．

まず二次元 LDV を用いて周囲気体にトレーサー粒子を混入せずに計測しても問題がないか，定温度型熱線流速計（合同会社 Pantec：Slim-I CTA）で計測したノズル中心軸上の速度分布と比較した．使用した定温度型熱線流速計は I 型熱線流速計である．ノズル中心軸上の二次元 LDV の x 軸方向流速と I 型熱線流速計で計測した流速を U_{cx}，乱れ強さを u_{cx}' とする．自由噴流の $Re = 5000$ におけるノ

表 4-1 ハイスピードカメラと LDV の測定条件

Evaluation device	High speed camera	2D LDV
Date rate	12000 fps	x/d = 0.5～8 : about 10 kHz x/d = 12～20 : about 5 kHz
Size of measurement point $dx \times dy \times dz$	-	x : 50 μm×247 μm×48 μm y : 59 μm×294 μm×58 μm
Measurement time	-	x/d = 0.5～8 : 10 s for each measurement point. x/d = 12～20 : 30 s for each measurement point.

ズル中心軸上の x 軸方向速度 $U_{cx}/U_{0.5}$ 分布を図 4-2 に，x 軸方向乱れ強さ $u_{cx}'/U_{0.5}$ 分布を図 4-3 に示す．ここで $U_{0.5}$ は $x/d = 0.5$ における，二次元 LDV で計測した自由噴流のノズル中心軸上の x 軸方向流速である．定温度型熱線流速計の測定条件は $x/d = 0.5$～8 間でデータレート 20 kHz で計測時間は 10 秒間，$x/d = 12$～20 間でデータレート 10 kHz で計測時間は 20 秒間である．

図 4-2 自由噴流のノズル中心軸上 x 軸方向速度 $U_{cx}/U_{0.5}$ 分布
（$Re = 5000$，LDV と CTA 計測）

図 4-3 ノズル中心軸上 x 軸方向乱れ強さ $u_{cx}'/U_{0.5}$ 分布
（Re = 5000，LDV と CTA で計測）

二次元 LDV は周囲気体にトレーサー粒子を混入せずに計測したが，図 4-2 と 4-3 より二次元 LDV と熱線流速計で計測した U_{cx} と u_{cx}'を比較するとほぼ一致している．そのため本研究で，二次元 LDV で周囲気体にトレーサー粒子を混入せずに計測した結果を用いることは問題ないと考えられる．

本実験は代表長さをノズル出口内径 d = 10 mm としたレイノルズ数 Re = 5000 と 10000 の噴流で行った．駆動周波数 f_{base}，バースト周波数 f_{burst} の定義は３－２節の式(3-1)と(3-2)と同様である．バースト比は全ての実験条件で 50 %とした．DBD-PA にバースト波形を印加した際，電圧を印加している時間で誘起流が生じ，印加されていない時間では誘起流は減速される[31]．そのためバースト駆動では f_{burst} によって誘起流の生じる周波数を制御することが可能である．そして第３章に示した通り，噴流にロックイン現象が発生する f_{burst} の範囲では，f_{burst} に噴流初期に生じる渦輪の発生周波数 f_{vortex} が同調し，噴流に発生する渦輪の周波数を制御することが可能となる．

自由噴流の自然周波数 f_n はノズル出口から Re = 5000 では x/d = 1 の位置，Re = 10000 では x/d = 0.5 の位置で自然発生する渦の発生周波数から求めた．第３章で求めた通り，本実験環境における Re = 5000 の f_n は 716 Hz である．Re = 10000 の f_n は，周波数が高く渦の数を数える手法では誤差が懸念されたため，LDV で計測したノズル中心軸上の x 軸方向速度変動の FFT 解析結果も考慮し，1984 Hz とした．この f_n を基準の周波数として，f_n の係数倍を DBD-PA に印加する f_{burst} とする．f_n の係数倍を f_{burst} とした理由は第３章の結果より，f_n の前後の周波数でロックイン現象が生じたためで，この f_n の周波数を基準として噴流を制御する．

また f_{vortex} はハイスピードカメラにて撮影した可視化動画より，Re = 5000 では x/d = 1，Re = 10000 では x/d = 0.5 の位置で発生する噴流初期の渦の発生を数えて求めた．f_{vortex} を求める際に数えたデータ量は 0.1 秒間分（1200 コマ）である．

DBD-PA へ印加する交流高電圧の周波数である f_{base} は 7 kHz を基準としたが，ファンクションジェネレータの制約により，印加する f_{burst} によって 7 kHz から前後（Re = 5000 では f_{base} = 6444～7518 Hz，Re = 10000 では f_{base} = 5952～8333 Hz）する．また DBD-PA に印加する f_{base} の電圧波形は正弦波のみで実験を行った．正弦波のみで実験を行った理由は第３章の結果より，正弦波及び矩形波を DBD-PA に印加して誘起流を発生させて噴流を制御したところ，正弦波と矩形波でロックイン現象が発生する f_{burst} の範囲にほとんど差が生じなかったためである．

誘起流速度 U_b を把握するため，U_m = 1.2 m/s でトレーサー粒子を供給して DBD-PA を f_{base} = 7 kHz で連続的に駆動し，LDV にてノズル出口から x/d = 0.2 の位置でノズル半径方向（y 軸方向）に流速計測を行った．計測結果を図 4-4 に示す．ここで r はノズル半径 r = 5 mm である．図 4-4 より x 軸方向の U_b は，f_{base} = 7 kHz，$V_{p\text{-}p}$ = 16 kV では U_b ≒ 3.5 m/s，$V_{p\text{-}p}$ = 14 kV では U_b ≒ 2.0 m/s，$V_{p\text{-}p}$ = 12

図 4-4 x 軸方向の誘起流速度 U_b（U_m = 1.2m/s）

kV では U_b ≒ 0.5 m/s である．

本研究では DBD-PA に印加する $V_{p\text{-}p}$ 及び f_{burst} を変化させて，誘起流速度及び誘起流れの発生周波数の変化が噴流特性に及ぼす影響を明らかにする．実験条件を表 4-2 にまとめる．

表 4-2 実験条件

Reynolds number Re [-]	5000	10000
Mean velocity of flow rate U_m	7.8 m/s	15.3 m/s
Natural vortex frequency f_n	716 Hz	1984 Hz
Driving voltage $V_{p\text{-}p}$	16 kV，14 kV，12 kV	16 kV，12 kV
Driving frequency f_{base}	About 7 kHz	
Burst frequency f_{burst}	$0.2f_n$～$2.0f_n$ (143 Hz~1432 Hz)	$0.2f_n$～$2.0f_n$ (397 Hz~3968 Hz)
Driving voltage waveform	Sine wave	

４－３　実験結果

４－３－１　印加電圧がロックイン範囲に与える影響

表 4-2 に則り，$V_{p\text{-}p}$ を変化させたときの噴流に生じるロックイン現象の範囲を評価した．印加する f_{burst} を変化させ，各々の条件における f_{vortex} を求めた．図 4-5(a)に $Re = 5000$，図 4-5(b)に $Re = 10000$ で求めた f_{vortex} の結果を示す．

図 4-5(a)と(b)のグラフの縦軸は f_{vortex} と f_{burst} の比，横軸は f_{burst} と f_n の比である．ここで $f_{vortex}/f_{burst} = 1$ となる f_{burst}/f_n の範囲で，印加する f_{burst} の周波数，すなわち DBD-PA の誘起流の発生周波数と f_{vortex} が同調するロックイン現象が発生している．ここで f_{vortex} を求める際には可視化動画より渦を数えるが，撮影速度や数える動画のコマ数の影響で誤差が生じる．そのため $f_{vortex}/f_{burst} = 0.97$～$1.03$ の範囲でロックイン現象が発生していると判断した．本実験条件において図 4-5(a)より，$Re = 5000$ では $V_{p\text{-}p} = 16$ kV，14 kV 及び 12 kV で全てロックイン範囲は同じであり，ロックインは $f_{burst} = 0.9f_n$～$1.4f_n$ の範囲で生じる．また図 4-5(b)より，主流の速い $Re = 10000$ では $V_{p\text{-}p} = 16$ kV で $f_{burst} = 0.9f_n$～$1.4f_n$ の範囲，$V_{p\text{-}p} = 12$ kV で $f_{burst} = 0.9f_n$～$1.3f_n$ の範囲でロックインが生じた．

$Re = 5000$ と 10000 共に誘起流が微速な $V_{p\text{-}p} = 10$ kV ではロックイン現象は確認できなかった．そのためロックイン現象が発生する誘起流速度 U_b には下限がある．また図 4-5(a)と(b)の結果より，ロックイン現象が発生する f_{burst} の範囲は U_b の増加と共に広範囲になるが，一定の範囲に飽和する．よって U_b を増加させるほどロックイン範囲が拡大するわけではない．

次に $Re = 5000$ の噴流において $V_{p\text{-}p} = 16$ kV で f_{burst} を 20 Hz 刻みで変化させて，自由噴流の運動量厚さ θ を用いて式(4-1)より，ロックイン現象が発生する噴流初期領域におけるストローハル数 $St_{\theta b}$ を求めた．

$$St_{\theta b} = \frac{f_{burst} \cdot \theta}{U_m} \tag{4-1}$$

本章のノズルの内部形状は第２章で使用したノズルと同形状であり，助走管と拡大管は第２章で使用した物と同じである．そのため $Re = 5000$ の自由噴流の運動量厚さ θ は２－３－２項で求めた値を用いた．その結果，$Re = 5000$ の噴流では $St_{\theta b} = 0.0116$～0.0200 となる f_{burst} の範囲でロックイン現象が発生した．

第３章の結果より，ロックイン現象が生じるよりも低いバースト周波数では，誘起流によって発生する渦輪とせん断層の不安定性によって発生する渦輪が存在する．図 4-6 に LDV で計測した $V_{p\text{-}p} = 16$ kV，$f_{burst} = 0.3f_n$ における $x/d = 1$，$y/r = 0.9$ での y 軸方向速度を示す．図 4-6 より，大きい速度変動と小さい速度変動が発生しており，大きい速度変動は一定周期で発生している．ここで大きい速度

変動の発生周期は 0.3f_n（215 Hz）であり，この大きい速度変動をもたらしているのは誘起流で生じる大きな渦輪であるとわかる．また，小さい速度変動をもたらす小さな渦輪は，誘起流で発生する大きな渦輪の一周期内に 2～3 つ発生している．この小さな渦輪は，誘起流で発生する大きな渦輪が及ぼすせん断層の不安定性の影響を受けて生じていると考えられる．ロックイン現象が生じるよりも高いバースト周波数では，ノズル出口近傍で渦に成長する前の噴流外周部の小さな変動が結合して渦に発達するため，渦がランダムに発生する．

(a) Re = 5000 における f_{vortex}

図 4-5 f_{vortex} の結果

(b) Re = 10000 における f_{vortex}

図 4-5 f_{vortex} の結果

図 4-6 $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV, f_{burst} = 0.3f_n における x/d = 1, y/r = 0.9 での y 軸方向速度

４－３－２　渦輪のペアリングの安定と乱れ

以降は Re = 5000 の噴流を制御した結果を示す．噴流の xy 平面可視化結果及びノズル中心軸上における x 軸方向速度変動の FFT 解析結果を図 4-7～4-13 に示す．実験は印加電圧 $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，14 kV 及び 12 kV でロックイン範囲の f_{burst} = 0.9f_n, 1.0f_n 及び 1.4f_n と, 本実験環境におけるプリファード周波数[8]の f_{burst} = 0.5f_n, ロックイン範囲外の f_{burst} = 0.7f_n と 2.0f_n 及び自由噴流で行った．xy 平面の可視化結果はその駆動条件の特徴を表している画像を 1 枚抽出して示す．FFT 解析結果は得られた無次元パワースペクトラムΦ_u^*[42]を示す．ここでΦ_u^*は FFT 解析で求める周波数を f_{FFT} とし，f^* = f_{FFT}/f_n を用いて式(4-2)で求めた．積分範囲は f^* = f_{FFT}/f_n = 1/716 から f^* = f_{FFT}/f_n = 1432/716 = 2 までとした．

$$\int_{\frac{1}{716}}^{2} \Phi_u^*(f^*)df^* = 1 \tag{4-2}$$

ここで FFT 解析結果より渦輪のペアリングの頻度（安定性）や渦輪の発達，崩壊の進行を評価する．噴流の渦輪が発生，発達するとその渦輪の発生，発達する周期, 周波数で速度変動が生じ, その変動はノズルの中心軸上まで影響を及ぼす．そのためノズル中心軸上の速度変動を FFT 解析することにより，渦輪の発生, 発達する周波数, また卓越した周波数のピーク値の高さから変動が生じる周波数の頻度が評価できる．渦輪の崩壊が進行するにつれて周期的な速度変動が生じる頻度が少なくなり，卓越した周波数が計測されなくなる．

・噴流の xy 平面可視化結果

図 4-7 $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，14 kV 及び 12 kV，f_{burst} = 0.5f_n，0.7f_n，0.9f_n，1.0f_n，1.4f_n 及び 2.0f_n と自由噴流

・ノズル中心軸上 x/d = 3 における x 軸方向速度変動の FFT 解析結果

図 4-8 $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，f_{burst} = 0.5f_n，0.7f_n，0.9f_n，1.0f_n，1.4f_n 及び 2.0f_n と自由噴流

図 4-9 $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV，f_{burst} = 0.5f_n，0.7f_n，0.9f_n，1.0f_n，1.4f_n 及び 2.0f_n と自由噴流

図 4-10 $V_{p\text{-}p}$ = 12 kV，f_{burst} = 0.5f_n，0.7f_n，0.9f_n，1.0f_n，1.4f_n 及び 2.0f_n と自由噴流

・ノズル中心軸上 x/d = 5 における x 軸方向速度変動の FFT 解析結果

図 4-11 $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，f_{burst} = 0.5f_n，0.7f_n，0.9f_n，1.0f_n，1.4f_n 及び 2.0f_n と自由噴流

図 4-12 $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV，f_{burst} = 0.5f_n，0.7f_n，0.9f_n，1.0f_n，1.4f_n 及び 2.0f_n と自由噴流

図 4-13 $V_{p\text{-}p}$ = 12 kV，f_{burst} = 0.5f_n，0.7f_n，0.9f_n，1.0f_n，1.4f_n 及び 2.0f_n と自由噴流

まずはロックイン現象の生じる f_{burst} = 0.9f_n～1.4f_n の範囲に着目する．図 4-8, 4-9 及び 4-10 に示す x/d = 3 の FFT 結果より, ロックイン現象によって f_{burst} = 0.9f_n では 0.9f_n の周波数で発生した噴流初期の渦輪がペアリングして，f_{burst} = 0.9f_n の半分の f^* = 0.45f_n にΦ_u^*の卓越周波数が存在する．これはロックイン現象によって 0.9f_n の周波数で発生した渦輪が 2 つペアリングし, その半分の周波数の 0.45f_n で大規模渦輪が発達するためである．同様に f_{burst} = 1.0f_n では，1.0f_n の半分の f^* = 0.5f_n にΦ_u^*の卓越周波数が存在し, $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV が最も高くなる. 特に $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, f_{burst} = 1.0f_n では全駆動条件の中で卓越周波数のピーク値は最も高くなっており, その他の条件と比較して誘起流で発生した渦輪同士のペアリングの頻度が高く, またペアリングの周期が安定している．図 4-12 に示すように，x/d = 5 でも発生した大規模渦輪がその周期を保ったまま発達している．これは図 4-7(l)からもわかる．しかし，$V_{p\text{-}p}$ = 14 kV よりも誘起流速度の速い $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，f_{burst} = 1.0f_n では図 4-8 よりΦ_u^*のピーク値が低く，渦輪のペアリング周期が乱れている．

図 4-14 に $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，f_{burst} = 1.0f_n，図 4-15 に $V_{p\text{-}p}$ = 12 kV，f_{burst} = 1.0f_n での，ノズル出口近傍のレイノルズ応力分布を示す．x/d = 0.1，y/d = 0.025 刻みで 10 秒間ずつ計測を行い，同時刻で計測した x 軸方向速度変動成分 u''，y 軸方向速度変動成分 v''を用いて，x/d = 0.2 における自由噴流の x 軸方向ノズル中心軸上の x 軸方向流速 $U_{0.2}$ により無次元化して示す.

図 4-14 と 4-15 の結果より，$V_{p\text{-}p}$ = 16 kV の方がノズル出口近傍でレイノルズ応力が高くなっている．レイノルズ応力は渦による対流によって生じていると考えられ，誘起流速度が速い $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV の方が，誘起流速度の遅い印加電圧と比較してノズル出口近傍で渦輪が早期に発達していると考えられる．印加電圧を上げると渦輪が早期に発達するのは，誘起流速度が上昇するに伴ってケルビンーヘルムホルツ不安定性によって発生する渦の基となる噴流外周部の微小な変形が, ノズル出口近傍でより大きくなるために, 渦輪の発達する位置が上流になるためと考えられる.

発達した下流の渦に上流の渦が誘導されて巻き込まれペアリングが成されるが，$V_{p\text{-}p}$ = 16 kV では早期に渦輪が発達するため上流でも渦の循環が強くなる．$V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，f_{burst} = 1.0f_n では下流の渦による誘導よりも，循環の強い渦が上流に発達するためペアリングが乱れていると考えられる．図 4-8，4-9 及び 4-10 より f_{burst} = 0.9f_n では f_{burst} = 1.0f_n と比較し，x/d = 3 におけるΦ_u^*のピーク値は幅が広く，低い値となっている．これは発生する渦輪の周波数が f_{burst} = 0.9f_n では f_{burst} = 1.0f_n と比較して低く，渦輪の間隔が離れているためにペアリングが乱れやすくなるためと考えられる.

f_{burst} = 1.4f_n はロックイン範囲終端の周波数であり，渦輪の発生する周波数が高いため，図 4-7(n)，(o)及び(p)の可視化結果からもわかるように，発生する渦輪が

その他の条件と比較して小さい．またノズル出口近傍で発生する渦輪同士の間隔も近く，それらの渦輪がペアリングすることでその他の駆動条件よりも早期に渦輪が崩壊し，渦輪が大規模化しない．

次にロックイン範囲外の $f_{burst} = 0.5f_n$，$0.7f_n$ 及び $2.0f_n$ の結果に着目する．

図 4-8，4-9 及び 4-10 に示す $x/d = 3$ の FFT の結果より，$f_{burst} = 0.5f_n$ では Φ_u^* のピーク値は $V_{p\text{-}p} = 16$ kV のときに高く，$V_{p\text{-}p} = 12$ kV は低い．図 4-7(b)，(c)及び(d)の可視化結果より，誘起流によって生じる渦輪は誘起流速度が速い程 $x/d = 1$ 付近でより大きく発達する．$V_{p\text{-}p} = 16$ kV では誘起流による大きな渦輪と，この渦輪が及ぼすせん断層の不安定性によって生じる小さい渦輪が安定してペアリングし，渦輪が大規模化する．また $V_{p\text{-}p} = 12$ kV では誘起流によって生じる渦輪の発達が遅く，せん断層の不安定性によって発生する渦輪との間隔が広くなる．印加電圧が低くなると誘起流による渦輪の発達が遅くなり，上流のせん断層の不安定性による渦を巻き込もうとする誘導が弱く，ペアリングが乱れやすくなることと $V_{p\text{-}p} = 16$ kV と比較して $V_{p\text{-}p} = 14$ kV と 12 kV では渦輪がペアリングする位置が下流となることが Φ_u^* の値に差が生じた要因だと考えられる．また $V_{p\text{-}p} = 16$ kV において $f_{burst} = 0.5f_n$ の方が $f_{burst} = 1.0f_n$ よりも Φ_u^* のピーク値が高いのは，$f_{burst} = 0.5f_n$ では誘起流によって $0.5f_n$ の周波数で大きな渦輪が発生し，その渦輪とせん断層の不安定性による小さい渦輪がペアリングして渦輪が発達する．$f_{burst} = 1.0f_n$ で $f^* = 0.5f_n$ の周波数に卓越周波数が発生するのは誘起流れで発生した 2 つの渦輪がペアリングし，$0.5f_n$ の周期で渦輪が発達するためである．しかし $V_{p\text{-}p} = 16$ kV，$f_{burst} = 1.0f_n$ ではペアリングが乱れやすく，ペアリングの頻度が低くなるため $f_{burst} = 0.5f_n$ の方が $f_{burst} = 1.0f_n$ よりも Φ_u^* のピーク値が高かったと考えられる．

図 4-8 の $x/d = 3$ の FFT 結果より，$V_{p\text{-}p} = 16$ kV，$f_{burst} = 0.7f_n$ では，$f_{burst} = 0.7f_n$ の半分の $f^* = 0.35f_n$ に Φ_u^* のピークが存在している．よって図 4-7(e)に示すように，誘起流による渦輪同士がペアリングしていることがわかる．図 4-9 と 4-10 より $V_{p\text{-}p} = 14$ kV と 12 kV，$f_{burst} = 0.7f_n$ では $f^* = 0.7f_n$ に Φ_u^* の卓越周波数が存在するが，半分の $f^* = 0.35f_n$ には Φ_u^* のピークが存在していない．そのため誘起流で発生する渦輪とせん断層の不安定性による渦のペアリングは成されるが，誘起流で発生する渦輪同士のペアリングが起こりにくいことがわかる．図 4-11，4-12 及び 4-13 より $x/d = 5$ の FFT 結果では，$V_{p\text{-}p} = 14$ kV と 12 kV，$f_{burst} = 0.7f_n$ では Φ_u^* のピーク値が低く，また幅が広くなっているため渦輪の崩壊が進行しているが，$V_{p\text{-}p} = 16$ kV，$f_{burst} = 0.7f_n$ では半分の $f^* = 0.35f_n$ に Φ_u^* の卓越周波数が存在しており渦輪の崩壊が遅くなっている．

印加電圧が高くて誘起流速度が速いとノズル出口近傍で渦が発生し，比較して印加電圧が低くて誘起流速度が遅いとノズルから離れたところで渦が発生する．$V_{p\text{-}p} = 14$ kV と 12 kV，$f_{burst} = 0.7f_n$ ではロックイン範囲外のため誘起流によっ

て生じた渦輪とせん断層の不安定性によって生じる渦がペアリングするが，誘起流で生じた渦輪同士はペアリングが生じにくい．そして図 4-12 と 4-13 の FFT の結果より，$x/d = 3$ で成長した渦輪が $x/d = 5$ で既に崩壊しており，渦輪の崩壊の進行が早い．これは図 4-16 に示すように，発達した下流の渦輪の誘導により，上流の渦輪が下流の渦輪に引き寄せられるが，ペアリングに至る前に下流の渦輪の崩壊が進行するため，引き寄せられた上流の渦輪がその崩壊に巻き込まれ，早期に渦輪が崩壊している．$V_{p\text{-}p} = 16$ kV，$f_{burst} = 0.7f_n$ ではノズル出口近傍で誘起流による渦輪が発達するために，下流の渦輪の崩壊が進行する前に，誘起流による渦輪同士がペアリングすると考えられる．

図 4-7(n)，(o)，(p)，(q)，(r)及び(s)の可視化結果より，ロックイン現象が生じる $f_{burst} = 1.4f_n$ では規則的な周期で小さい渦輪が発生して，渦輪が発達する前にノズル出口近傍でペアリングして崩壊するのに対し，$f_{burst} = 2.0f_n$ では誘起流発生の周波数が高いために，ノズル出口近傍で渦に成長しようとする噴流外周部の変動が渦に成長する前に結合し，渦を形成して大規模化している．図 4-8～4-13 の FFT 結果より $f_{burst} = 2.0f_n$ では特定の周波数にΦ_u^*のピークがなく，ランダムに渦が発生している．

(a) free jet (b) $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV; $f_{burst} = 0.5f_n$ (c) $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV; $f_{burst} = 0.5f_n$ (d) $V_{p\text{-}p}$ = 12 kV; $f_{burst} = 0.5f_n$

(e) $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV; $f_{burst} = 0.7f_n$ (f) $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV; $f_{burst} = 0.7f_n$ (g) $V_{p\text{-}p}$ = 12 kV; $f_{burst} = 0.7f_n$

(h) $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV; $f_{burst} = 0.9f_n$ (i) $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV; $f_{burst} = 0.9f_n$ (j) $V_{p\text{-}p}$ = 12 kV; $f_{burst} = 0.9f_n$

図 4-7 Re = 5000 における xy 平面可視化結果

(k) $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV; $f_{burst} = 1.0f_n$ (l) $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV; $f_{burst} = 1.0f_n$ (m) $V_{p\text{-}p}$ = 12 kV; $f_{burst} = 1.0f_n$

(n) $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV; $f_{burst} = 1.4f_n$ (o) $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV; $f_{burst} = 1.4f_n$ (p) $V_{p\text{-}p}$ = 12 kV; $f_{burst} = 1.4f_n$

(q) $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV; $f_{burst} = 2.0f_n$ (r) $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV; $f_{burst} = 2.0f_n$ (s) $V_{p\text{-}p}$ = 12 kV; $f_{burst} = 2.0f_n$

図 4-7 Re = 5000 における xy 平面可視化結果

図 4-8 x 軸方向速度変動の FFT 解析結果（$Re = 5000$, $V_{p\text{-}p} = 16$ kV, $x/d = 3$）

図 4-9 x 軸方向速度変動の FFT 解析結果（$Re = 5000$, $V_{p\text{-}p} = 14$ kV, $x/d = 3$）

図 4-10 x 軸方向速度変動の FFT 解析結果（$Re = 5000$, $V_{p\text{-}p} = 12$ kV, $x/d = 3$）

図 4-11 x 軸方向速度変動の FFT 解析結果（$Re = 5000$，$V_{p\text{-}p} = 16$ kV，$x/d = 5$）

図 4-12 x 軸方向速度変動の FFT 解析結果（$Re = 5000$, $V_{p\text{-}p} = 14$ kV, $x/d = 5$）

図 4-13 x 軸方向速度変動の FFT 解析結果（$Re = 5000$, $V_{p\text{-}p} = 12$ kV, $x/d = 5$）

図 4-14 ノズル出口近傍のレイノルズ応力（Re = 5000, $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV）

図 4-15 ノズル出口近傍のレイノルズ応力（Re = 5000, $V_{p\text{-}p}$ = 12 kV）

図 4-16 $Re = 5000$ における xy 平面可視化結果（$V_{p\text{-}p} = 14$ kV，$f_{burst} = 0.7f_n$）

４－３－３　ノズル中心軸上の速度分布

Re = 5000 におけるノズル中心軸上の x 軸方向速度 $U_{cx}/U_{0.5}$ 分布を図 4-17～4-19 に示す．噴流拡散が進行し，噴流幅が広がるとノズルの中心軸上の速度が低下するため, U_{cx} 低下が進行する条件ほど噴流拡散が進行していると考えられる．

・ノズル中心軸上の x 軸方向速度 $U_{cx}/U_{0.5}$ 分布

図 4-17 $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，f_{burst} = 0.5f_n，0.7f_n，0.9f_n，1.0f_n，1.4f_n 及び 2.0f_n と自由噴流

図 4-18 $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV，f_{burst} = 0.5f_n，0.7f_n，0.9f_n，1.0f_n，1.4f_n 及び 2.0f_n と自由噴流

図 4-19 $V_{p\text{-}p}$ = 12 kV，f_{burst} = 0.5f_n，0.7f_n，0.9f_n，1.0f_n，1.4f_n 及び 2.0f_n と自由噴流

まずはロックイン現象が生じる f_{burst} = 0.9f_n～1.4f_n に着目する．図 4-17，4-18 及び 4-19 より f_{burst} = 0.9f_n～1.4f_n の範囲において，f_{burst} の周波数が低い方がノズル中心軸上の U_{cx} 低下の進行が早く，f_{burst} の周波数が高い方が U_{cx} 低下の進行が遅くなる傾向がある．

ロックイン範囲外の条件を含めても噴流上流の x/d = 4 までの U_{cx} 低下は，どの電圧においても f_{burst} = 0.9f_n と 1.0f_n が早く進行している．また，f_{burst} = 0.9f_n と 1.0f_n では印加電圧による U_{cx} 低下の進行に大きな差は無い．より顕著に U_{cx} 低下が進行する x/d = 5 以降ではどの電圧においても，ロックイン範囲外の一部の駆動条件（f_{burst} = 0.5f_n と 0.7f_n）の方が，U_{cx} 低下の進行が早くなる．これは図 4-11，4-12 及び 4-13 より，x/d = 5 ではロックイン現象で発生した渦輪のペアリング後の周波数（0.45f_n 及び 0.5f_n）でΦ_u^*の卓越周波数が存在し，ペアリングによって生じた大規模渦輪の崩壊の進行が遅く，f_{burst} = 0.9f_n と 1.0f_n で下流（x/d > 5）の U_{cx} 低下の進行が遅かったと考えられる．

f_{burst} = 1.4f_n では，噴流上流の x/d = 4 までの U_{cx} 低下の進行は自由噴流よりも遅く，ポテンシャルコア[42]が長くなる．x/d = 5～8 で U_{cx} 低下の進行は自由噴流よりも早くなるが，x/d = 12 以降では U_{cx} 低下の進行は再度自由噴流よりも遅くなる．また f_{burst} = 1.4f_n においては印加電圧によって U_{cx} 低下の進行に差が生じている．x/d = 12 以降の U_{cx} 低下の進行は図 4-17 より $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV で速度低下が最も遅く，図 4-19 より $V_{p\text{-}p}$ = 12 kV では U_{cx} 低下の進行が早くなり自由噴流と同等程度になる．

次にロックイン範囲外である f_{burst} = 0.5f_n, 0.7f_n 及び 2.0f_n に着目する．図 4-17，4-18 及び 4-19 よりプリファード周波数である f_{burst} = 0.5f_n では $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV のとき，ノズル出口近傍の上流から下流にかけて，その他の条件と比較して U_{cx} 低下の進行が早い傾向がある．

またその他の条件と比較して，f_{burst} = 0.7f_n では $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，14 kV 及び 12 kV において x/d = 5 以降の U_{cx} 低下の進行が早い．特に，$V_{p\text{-}p}$ = 14 kV，f_{burst} = 0.7f_n で

は全駆動条件の中で，下流（$x/d > 6$）での U_{cx} 低下の進行が最も早く，噴流拡散の進行が最も早いことがわかる．

$f_{burst} = 2.0f_n$ では $V_{p\text{-}p} = 16$ kV，14 kV 及び 12 kV において，$f_{burst} = 1.4f_n$ と比較して U_{cx} 低下の進行が早く，自由噴流よりも U_{cx} 低下の進行が早い．

この結果より，DBD-PA によって噴流を制御した結果，上流（$x/d < 4$）の U_{cx} 低下は，ロックイン範囲初期の $f_{burst} = 0.9f_n$ と $1.0f_n$ が早く進行している．下流（$x/d > 6$）では $V_{p\text{-}p} = 14$ kV，$f_{burst} = 0.7f_n$ で U_{cx} 低下の進行が最も早いため，噴流拡散の進行が最も早い．ロックイン範囲終端の $V_{p\text{-}p} = 16$ kV，$f_{burst} = 1.4f_n$ では下流（$x/d > 12$）での U_{cx} 低下の進行が自由噴流よりも遅く，噴流拡散が自由噴流よりも抑制されている．

図 4-17 ノズル中心軸上 x 軸方向速度 $U_{cx}/U_{0.5}$ 分布
（Re = 5000，$V_{p\text{-}p}$ = 16 kV）

図 4-18 ノズル中心軸上 x 軸方向速度 $U_{cx}/U_{0.5}$ 分布
（Re = 5000，$V_{p\text{-}p}$ = 14 kV）

図 4-19 ノズル中心軸上 x 軸方向速度 $U_{cx}/U_{0.5}$ 分布
（$Re = 5000$，$V_{p\text{-}p} = 12$ kV）

４－３－４　ノズル中心軸上の乱れ分布

Re = 5000 における x/d = 0.5～12 間のノズル中心軸上の x 軸方向乱れ強さ $u_{cx}'/U_{0.5}$ 分布を図 4-20～4-22 に，ノズル中心軸上の乱流運動エネルギー$k_c/U_{0.5}^2$ 分布を図 4-23～4-25 に示す．k_c は円形軸対称ノズルのノズル中心軸上のため，ノズル半径方向である y 軸方向と z 軸方向の乱れ強さは同じであると仮定し，u_{cx}' と y 軸方向乱れ強さ v_{cy}'を用いて式(4-3)から求める．

$$k_c = \frac{\left(u_{cx}'^2 + 2 \cdot v_{cy}'^2\right)}{2} \tag{4-3}$$

・ノズル中心軸上の x 軸方向乱れ強さ $u_{cx}'/U_{0.5}$ 分布

図 4-20 $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，f_{burst} = 0.5f_n，0.7f_n，0.9f_n，1.0f_n，1.4f_n 及び 2.0f_n と自由噴流

図 4-21 $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV，f_{burst} = 0.5f_n，0.7f_n，0.9f_n，1.0f_n，1.4f_n 及び 2.0f_n と自由噴流

図 4-22 $V_{p\text{-}p}$ = 12 kV，f_{burst} = 0.5f_n，0.7f_n，0.9f_n，1.0f_n，1.4f_n 及び 2.0f_n と自由噴流

・ノズル中心軸上の乱流運動エネルギー$k_c/U_{0.5}^2$ 分布

図 4-23 $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，f_{burst} = 0.5f_n，0.7f_n，0.9f_n，1.0f_n，1.4f_n 及び 2.0f_n と自由噴流

図 4-24 $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV，f_{burst} = 0.5f_n，0.7f_n，0.9f_n，1.0f_n，1.4f_n 及び 2.0f_n と自由噴流

図 4-25 $V_{p\text{-}p}$ = 12 kV，f_{burst} = 0.5f_n，0.7f_n，0.9f_n，1.0f_n，1.4f_n 及び 2.0f_n と自由噴流

図 4-20，4-21 及び 4-22 より，u_{cx}'のピークは全条件で 2 箇所の位置で存在する．発達した渦輪が通過して生じる速度変動によって上流（x/d = 3 付近）に発生する第 1 ピークと，崩壊した渦輪がノズル中心軸上に到達することで下流（x/d = 6）に発生する第 2 ピークがあり，第 2 ピーク以降は u_{cx}'は低下する．

図 4-23，4-24 及び 4-25 より，k_c のピークは上流（x/d = 3 付近）と下流（x/d = 6）に発生する条件と下流（x/d = 6）のみに発生する条件がある．上流のピークは大規模渦輪の発達，通過により生じ，下流のピークはノズル中心軸上に渦輪の崩壊に伴う流れの乱れ成分が到達して生じると考えられる．全ての条件で k_c の最大値は下流（x/d = 6）で生じる．

図 4-20，4-21 及び 4-22 より f_{burst} = 0.5f_n，0.9f_n 及び 1.0f_n では，x/d = 2.5～3 まで u_{cx}'が上昇して第 1 ピークが生じ，第 1 ピーク後 x/d = 4～5 まで u_{cx}'が一旦低下した後に，x/d = 6 まで u_{cx}'が上昇する．

図 4-23，4-24 及び 4-25 より $V_{p\text{-}p}$ = 12 kV，f_{burst} = 0.5f_n を除いて f_{burst} = 0.5f_n，0.9f_n 及び 1.0f_n では，x/d = 2.5～3 まで k_c が上昇して第 1 ピークが生じ，第 1 ピーク後 x/d = 3.5～4 まで k_c が一旦低下した後に，x/d = 6 まで k_c が上昇する．

図 4-8，4-9 及び 4-10 に示した x/d = 3 での FFT 解析結果より，x/d = 3 までに

f_{burst} = 0.5f_n では誘起流れで発生する大きな渦輪とせん断層の不安定性による小さな渦輪が高い頻度でペアリングするため，0.5f_n で卓越周波数が存在する．f_{burst} = 0.9f_n と 1.0f_n では誘起流れで発生した渦輪同士が高い頻度でペアリングすることで，f_{burst} = 0.9f_n と 1.0f_n の半分の f_{burst} = 0.45f_n と 0.5f_n に卓越周波数が存在する．f_{burst} = 0.5f_n，0.9f_n 及び 1.0f_n では，x/d = 2.5～3 での u_{cx}'と k_c は f_{burst} = 0.7f_n，1.4f_n 及び 2.0f_n と比較して大きい．これは渦輪がペアリングして大規模渦輪が発生し，大規模渦輪がもたらす大きな速度振幅によると考えられる．第 1 ピーク後 u_{cx}'と k_c が一旦低下する．これは渦輪が徐々に崩壊していき渦輪がもたらす速度振幅が小さくなることと，f_{burst} = 0.5f_n，0.9f_n 及び 1.0f_n では軸対称渦輪同士がペアリングすることにより，噴流主流部が比較的ノズル中心軸上に存在するため，渦輪の循環による速度変動の影響を受けづらいことが要因と考えられる．

f_{burst} = 0.9f_n と 1.0f_n で図 4-17，4-18 及び 4-19 に示すように x/d = 4 までの U_{cx} 低下が，その他の条件より早く進行したのは，u_{cx}'と k_c の大きな第 1 ピークをもたらす，誘起流れで発生した渦輪同士のペアリングによって生じる大規模渦輪により，噴流幅が広がったためと考えられる．

図 4-20，4-21，4-22，4-23，4-24 及び 4-25 より $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，f_{burst} = 0.5f_n では x/d = 0.5～2 にかけてその他の条件と比較して u_{cx}'と k_c の上昇が大きい．しかし $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV と 12 kV では，この x/d = 0.5～2 にかけての u_{cx}'と k_c の大きな上昇は生じない．図 4-8，4-9 及び 4-10 より，0.5f_n の卓越周波数のピーク値は印加電圧が高い方が高く，また図 4-17，4-18 及び 4-19 より f_{burst} = 0.5f_n では印加電圧が高い方が U_{cx} 低下の進行が早い．U_{cx} 低下，u_{cx}'及び k_c に差が生じたのは４－３－２項でも示したように，印加電圧によって渦輪のペアリング，発達過程に差異が生じたためだと考えられる．

図 4-20，4-21 及び 4-22 より f_{burst} = 0.7f_n，1.4f_n 及び 2.0f_n では，x/d = 2.5～3.5 まで u_{cx}'が上昇して第 1 ピークが生じ，第 1 ピーク後 x/d = 4 まで u_{cx}'の上昇がほぼ停滞した後に，x/d = 6 まで u_{cx}'が上昇する．

図 4-23，4-24 及び 4-25 より f_{burst} = 0.7f_n，1.4f_n 及び 2.0f_n では，k_c は u_{cx}'で生じた上昇の停滞は発生せず，x/d = 6 まで k_c が上昇する．

図 4-8，4-9，4-10，4-11，4-12 及び 4-13 に示した x/d = 3 と x/d =5 での FFT 解析結果より，$V_{p\text{-}p}$ = 14 kV と 12 kV，f_{burst} = 0.7f_n では誘起流れで発生した渦輪同士のペアリングの頻度は低く，$V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，f_{burst} = 0.7f_n では誘起流れで発生した渦輪同士はペアリングする．$V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，f_{burst} = 0.7f_n ではペアリングによる大規模渦輪の発生により，x/d = 3.5 での u_{cx}'が $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV と 12 kV よりも高い．その後の x/d = 6 までの u_{cx}'と k_c の上昇は，$V_{p\text{-}p}$ = 14 kV と 12 kV の方が大きく，$V_{p\text{-}p}$ = 14 kV，f_{burst} = 0.7f_n での x/d = 6 の u_{cx}'と k_c が全条件の中で最大値となる．ここで x/d = 4～6 にかけて $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV と 12 kV の k_c が他の条件と比較して大きく，大

規模渦輪の発達から崩壊への進行が早い．

４－３－２項でも示したように，$V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，$V_{p\text{-}p}$ = 14 kV 及び 12 kV，f_{burst} = 0.7f_n では渦輪のペアリング，崩壊の進行過程に差が生じている．図 4-17，4-18 及び 4-19 より U_{cx} 低下が $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV と 12 kV の方が $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV よりも早かった要因は，この渦輪の発達過程の差によるものだと考えられる．x/d = 5 以降で $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV と 12 kV，f_{burst} = 0.7f_n がその他の条件と比較して U_{cx} 低下が早いのは，誘起流で発生した渦輪とせん断層の不安定性で生じる渦輪がペアリングしながら発達し，その渦輪の崩壊の進行がその他の条件と比較して早いためと考えられる．

f_{burst} = 1.4f_n では図 4-20，4-21 及び 4-22 よりどの印加電圧においても，u_{cx}'と k_c はその他の条件と比較して低い．$V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，f_{burst} = 1.4f_n のとき，u_{cx}'の第 1 ピークと第 2 ピークが全条件の中で各々最低値を示す．図 4-14 と 4-15 に示したように誘起流速度が速い印加電圧の方が，誘起流速度の遅い印加電圧と比較してノズル出口近傍で渦輪が発達する．f_{burst} = 1.4f_n ではロックイン現象によって高い周波数で渦輪が発生するため渦輪間隔が狭く，また $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV は $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV と 12 kV と比較してノズル出口近傍で渦輪が発達するため，早期に渦輪がペアリングして崩壊し，渦輪が発達しなかったと考えられる．また f_{burst} = 1.4f_n では第 1 ピークの u_{cx}'が x/d = 4 までほぼ保たれた後，第 2 ピークへ向けて上昇する．u_{cx}'が保たれたのは x/d = 2.5～3 では既に渦輪の崩壊が進行しており，渦輪の通過に伴う速度変動による u_{cx}'から，崩壊した渦輪に伴う乱れによる u_{cx}'への移行過程で，u_{cx}'の値に変化が生じなかったためと考えられる．

図 4-23，4-24 及び 4-25 より f_{burst} = 1.4f_n での k_c は，上流でのピークが無く x/d = 6 まで上昇していく．これは渦輪の崩壊が進行に伴う乱流成分が増加するためであり，u_{cx}'の値が停滞していても渦輪の崩壊が進行していることがわかる．f_{burst} = 1.4f_n での x/d = 2.5～4 の u_{cx}'と k_c は小さく，渦輪の発達，崩壊による攪乱の影響がノズル中心軸上まで影響を及ぼしにくい．そのため図 4-17，4-18 及び 4-19 より，f_{burst} = 1.4f_n ではポテンシャルコアが長くなっている．

また，$V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，f_{burst} = 1.4f_n のとき x/d = 6 での u_{cx}'と k_c は全条件の中で最低値を示す．f_{burst} = 1.4f_n では渦輪が早期崩壊して渦輪が大規模化せずに噴流拡散が抑制され，u_{cx}'と k_c がその他の条件と比較して小さく，図 4-17 に示すように $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，f_{burst} = 1.4f_n では自由噴流よりも下流（x/d > 12）で U_{cx} 低下が遅くなる．

図 4-20，4-21，4-22，4-23，4-24 及び 4-25 より f_{burst} = 2.0f_n ではどの印加電圧でも，x/d = 2 までは u_{cx}'と k_c は f_{burst} = 1.4f_n よりも小さいが，それより下流では f_{burst} = 1.4f_n よりも大きく，f_{burst} = 1.4f_n と比較して渦が大規模化していることがわかる．図 4-17，4-18 及び 4-19 より f_{burst} = 2.0f_n では f_{burst} = 1.4f_n と比較して U_{cx} 低下が早いのは，渦に成長する前のノズル出口近傍の噴流外周部に生じる小さい変動同

士が結合して渦に発達し，噴流の拡散を促進するためと考えられる．

U_{cx} の低下及び u_{cx}'，k_c の大小は，渦輪の大小，発生位置，渦輪間の間隔に起因する渦輪の発達及び崩壊過程の差によって生じる．そのため DBD-PA の誘起流の強弱，誘起流の発生周波数によってノズル出口近傍に発生する渦輪の大小，渦輪間の間隔を制御することにより，噴流拡散を制御することが可能となる．

図 4-20 ノズル中心軸上 x 軸方向乱れ強さ $u_{cx}'/U_{0.5}$ 分布
（Re = 5000，$V_{p\text{-}p}$ = 16 kV）

図 4-21 ノズル中心軸上 x 軸方向乱れ強さ $u_{cx}'/U_{0.5}$ 分布
（Re = 5000，$V_{p\text{-}p}$ = 14 kV）

図 4-22 ノズル中心軸上 x 軸方向乱れ強さ $u_{cx}'/U_{0.5}$ 分布
（Re = 5000，$V_{p\text{-}p}$ = 12 kV）

図 4-23 ノズル中心軸上乱流運動エネルギー$k_c/U_{0.5}^2$ 分布
（Re = 5000，$V_{p\text{-}p}$ = 16 kV）

図 4-24 ノズル中心軸上乱流運動エネルギー$k_c/U_{0.5}^2$ 分布
（Re = 5000，$V_{p\text{-}p}$ = 14 kV）

図 4-25 ノズル中心軸上乱流運動エネルギー$k_c/U_{0.5}^2$ 分布
（Re = 5000，$V_{p\text{-}p}$ = 12 kV）

４－３－５　駆動条件による噴流拡散の変化

４－３－２項～４－３－４項に本実験条件における噴流の拡散過程を示した．DBD-PA のバースト周波数及び誘起流の強さによって噴流に発生する渦，また渦のペアリングの過程に変化が生じる．またロックイン現象を発生させることで，噴流拡散の抑制が可能であることが明らかになった．下記に４－３－２項～４－３－４項によって判明した主となる内容をまとめる．

(a)下流において最も噴流拡散が促進した条件

ロックイン範囲外の $V_{p\text{-}p} = 14$ kV，$f_{burst} = 0.7f_n$ が下流（$x/d > 6$）において U_{cx} 低下の進行が最も早く，噴流拡散が最も促進した．$V_{p\text{-}p} = 14$ kV，$f_{burst} = 0.7f_n$ ではロックイン範囲外のため誘起流によって生じた渦輪とせん断層の不安定性によって生じる渦がペアリングするが，誘起流で生じた渦輪同士はペアリングが生じにくい．そして図 4-9 と 4-12 の FFT 解析結果より，$x/d = 3$ で発達している渦輪が $x/d = 5$ で既に崩壊が進行している．これは図 4-16 に示したように下流の渦輪の崩壊に上流の渦輪が巻き込まれて崩壊することで，渦輪が発達した後に早期に渦輪が崩壊するためである．この発達後の渦輪の早期崩壊が要因となり，下流での噴流拡散の進行が最も早くなったと考えられる．

(b)下流において最も噴流拡散が抑制した条件

ロックイン範囲終端のバースト周波数 $V_{p\text{-}p} = 16$ kV，$f_{burst} = 1.4f_n$ のときに下流（$x/d > 12$）で最も噴流拡散が抑制されて，図 4-17 より，自由噴流よりも噴流拡散が抑制されている．$f_{burst} = 1.4f_n$ ではロックイン範囲終端の周波数で周波数が高いため，狭い間隔で小さい渦輪が等間隔で発生して渦輪が早期にペアリングし，崩壊している．この渦輪が大規模化せずに早期に崩壊することは，図 4-20 と 4-23 より $V_{p\text{-}p} = 16$ kV，$f_{burst} = 1.4f_n$ の u_{cx}' と k_c が，$x/d = 2.5$ より下流で低い値を示していることからもわかる．また高電圧を印加して誘起流速度を速くした方が噴流拡散が抑制された理由は，誘起流速度が速い方が渦輪がよりノズル出口近傍で発生して渦輪のペアリング，崩壊が上流で生じたためと考えられる．この渦輪の早期崩壊，渦輪が大規模化しないことでエントレイメント量が低下し，噴流拡散が抑制されたと考えられる．

(c)ロックイン現象による噴流拡散過程の変化

$V_{p\text{-}p} = 16$ kV，14 kV 及び 12 kV，ロックイン範囲初期のバースト周波数 $f_{burst} = 0.9f_n$，$1.0f_n$ では，上流（$x/d < 4$）の U_{cx} 低下の進行が早い．これはロックイン現象により生じた渦輪のペアリングの頻度が高く，ペアリングで発生する大規模渦輪により噴流幅が拡大したためだと考えられる．この上流で大規模渦輪が発

生して噴流拡散が促進されること，また第３章で示したように噴流上流で縦渦が大きく発達することが，ロックイン範囲初期のバースト周波数で噴流を制御したときの特徴である．

４－３－６　平均流量比較

下流における U_{cx} の低下の進行が最も早かった $V_{p\text{-}p} = 14$ kV，$f_{burst} = 0.7f_n$ と下流での速度低下の進行が最も遅かった $V_{p\text{-}p} = 16$ kV，$f_{burst} = 1.4f_n$，及び自由噴流のノズル半径方向（y 軸方向）に計測した x 軸方向流速を U_x とし，平均流量 Q_x を比較する．計測は $x/d = 12$ で行った．Q_x は式(4-4)によって求めた．

$$Q_x = 2\pi \int_0^{\sigma} U_x y dy \tag{4-4}$$

ここで U_x は流速計測結果にバラつきが生じた．そのため U_x は各測定ポイントで 20 秒間ずつ計測し，さらに各測定ポイント±0.5 mm の計測結果を用いて移動平均により平滑化を行った．また Q_x は各駆動条件の $x/d = 12$ におけるノズル中心軸上の x 軸方向流速 U_{12} を用いて, $U_x/U_{12} = 0.1$ となる U_x までの値を有効とし，そこでのノズル中心軸上からの y 軸位置を σ の値として算出した[42]．$x/d = 12$ における y 軸方向に計測した $U_x/U_{0.5}$ 分布を図 4-26 に，図 4-26 より求めた自由噴流の流量 $Q_{free\ jet}$ に対する Q_x の比を図 4-27 に示す．

図 4-27 より $V_{p\text{-}p} = 14$ kV，$f_{burst} = 0.7f_n$ では自由噴流と比較して約 12 %流量が増えており, $V_{p\text{-}p} = 16$ kV, $f_{burst} = 1.4f_n$ では自由噴流と比較して約 7 %流量が少ない．よって DBD-PA によって円形噴流を制御することで，自由噴流に対して拡散を促進すること，及び抑制することが可能である．

図 4-26 x/d = 12 における $U_x/U_{0.5}$ 分布（Re = 5000）

図 4-27 自由噴流に対する Q_x の比

４－４　第４章　結論

同軸型DBDプラズマアクチュエータを用いて円形噴流を制御した結果を実験的に評価して明らかにした．本章の研究により得られた主要な結論を下記に示す．

（1） DBD-PA の駆動条件（印加電圧，バースト周波数）を変化させることで噴流拡散の促進，抑制のどちらも達成できる．

（2） DBD-PA を駆動するバースト周波数によってはロックイン現象が引き起こされる．ロックイン現象が生じるバースト周波数範囲は誘起流速度が低速のときに狭く，誘起流速度を増速すると拡大するが一定の周波数範囲で飽和し，それ以上誘起流速度を増速させても周波数範囲は拡大しない．

（3） ロックイン現象が生じるバースト周波数の範囲では，渦輪の発生周波数を制御することが可能となり，バースト周波数が低い程，渦輪間隔が離れ，バースト周波数が高い程，渦輪間隔が近くなる．また印加電圧による誘起流速度の変化によって，渦輪の発生する位置も変化し，印加電圧が高く誘起流速度が速いと，よりノズル出口近傍に渦輪が発生する．そのため渦輪の発達過程に違いが生じ，渦輪のペアリングする頻度に差が生じる．$f_{burst} = 0.9f_n$ と $1.0f_n$ では $V_{p\text{-}p} = 14$ kV の方が $V_{p\text{-}p} = 16$ kV よりも渦輪のペアリングの頻度が高い．

（4） 単純に DBD-PA に高電圧を印加させ，誘起流速度を速くするほど噴流拡散が促進するということではない．また噴流を励起する周波数が同じでも，励起する強さによって渦輪のペアリングの頻度が変化し，噴流制御結果が変化する．本研究条件において，$x/d = 4$ までの上流では，印加電圧によらず $f_{burst} = 0.9f_n$ と $1.0f_n$ のときに，ロックイン現象により生じた渦輪がペアリングすることで大規模渦輪に成長するため，速度低下の進行が早くなる．$x/d = 6$ 以降の下流においては $V_{p\text{-}p} = 14$ kV，$f_{burst} = 0.7f_n$ のときに渦輪の発達から渦輪の崩壊までの進行が早く，噴流拡散に従う速度低下の進行が全駆動条件の中で最も早くなる．また $V_{p\text{-}p} = 16$ kV，$f_{burst} = 1.4f_n$ ではロックイン現象による定常周期での小さい渦輪の発生，渦輪の早期ペアリングによる渦輪の崩壊によって，噴流拡散が自由噴流と比較して抑制される．

第５章

第５章　DBD-PA による噴流渦輪の操作

５－１　第５章　目的

第４章にて DBD-PA をバースト駆動し，誘起流を間欠的に発生させて噴流を制御した．その結果，バースト周波数 f_{burst} と印加電圧 $V_{p\text{-}p}$ によって噴流の発達過程が変化し，自由噴流と比較して噴流拡散の促進と抑制が可能であることが示された．

本章では DBD-PA の応答性が早いという特徴と，噴流を励起する周波数と噴流に生じる渦輪の発生周波数が同調するロックイン現象を応用して, DBD-PA によって更なる噴流の制御を試みる．ロックイン現象が生じると，DBD-PA による誘起流れに同調して渦輪が発生する．そこで長短の波形と印加停止時間を組み合わせたオリジナルのバースト波形を作成し，DBD-PA に印加する．1 つの波形が入力されて誘起流れが生じるタイミングで渦輪を 1 つ発生させ，誘起流によって発生させた渦輪を複数個合体させる．第３章と第４章に示した通り，ロックイン現象が生じない周波数で波形を入力し，誘起流れを生じさせても渦輪がランダムに発生してしまい，渦輪を制御できない．トライ・アンド・エラーを繰り返し，渦輪の発生と渦輪の大きさを制御できる波形の長さ，印加停止時間及び印加電圧を決定してオリジナルバースト波形を作成する．

そのオリジナルバースト波形を特定のバースト周波数で DBD-PA へ印加することで，ロックイン現象によって噴流の渦輪をバースト周期内で複数個発生させる．オリジナルバースト波形 1 周期内で発生させた渦輪同士を合体させることで，通常のバースト波形で制御したときよりも大規模な渦輪を噴流に発生させる．通常のバースト波形と比較して大規模な渦輪を発達させるためオリジナルバースト波形を印加するバースト周波数は，通常のバースト波形でロックイン現象が生じるよりも低い周波数とする．通常のバースト波形で駆動するときと比較して長い周期で渦輪を一つ発生させることで，より大規模な渦輪を発生させる．そうすることで通常のバースト波形と比較して噴流上流の拡散を促進することを目的とする．

本章では $Re = 5000$ の噴流で研究を行い，DBD-PA をオリジナルバースト波形で駆動した条件と，第４章で特徴的な結果が得られた駆動条件及び自由噴流を比較する．本章で実験を行う条件は下記である．

① 自由噴流

② $V_{p\text{-}p} = 16$ kV，$f_{burst} = 0.5f_n$

③ $V_{p\text{-}p} = 14$ kV，$f_{burst} = 0.7f_n$

④ $V_{p\text{-}p} = 14$ kV，$f_{burst} = 0.9f_n$

⑤ $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV，f_{burst} = 1.0f_n
⑥ $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，f_{burst} = 1.4f_n
⑦ オリジナルバースト波形

５－２　実験装置

第３章と第４章と同様に誘電体で作成した円形ノズル内部に高電圧印加用電極，外部にグラウンド電極を設置し，同軸型 DBD-PA を構成する．ここで同軸型 DBD-PA の構成は第４章と同様であり，円形ノズル出口の内径は d = 10 mm で，縮流比 6.25 の先細ノズルの先端に配する．

実験装置は，第４章と同様の装置を使用した．ここで，噴流を噴出する方向の噴流主流方向を x 軸とし，ノズル半径方向を y 軸，x，y 軸に直行する向きを z 軸とする．DBD-PA の駆動は，ファンクションジェネレータ（NF 回路設計ブロック：WF1974）にて DBD-PA へ印加する電圧波形の信号を出力し，大型高電圧電源（松定プレシジョン：HAP-20B20）によって電圧を増幅して DBD-PA に印加する．

噴流の可視化撮影は，噴流にシーディングジェネレータ（西華デジタルイメージ株式会社：PIV Part14）でトレーサー粒子を混入して，Nd:YAG レーザー（Omicron Laserage Laserprodukte Gmbh : FK-LA5000）を照射し，レーザーライトシート法で噴流断面を可視化する．トレーサー粒子は DEHS オイルを用い，トレーサー粒子の粒径は約 1 μm[38]である．そしてハイスピードカメラ（Photron : FASTCAM Mini AX100 と FASTCAM SA-Z）にて噴流断面を可視化撮影する．噴流流速は二次元 LDV（Dantec Dynamics : Standard FlowExplorer，Burst Spectrum Analyzer F600）にて測定を行った．ここで第４章と同様に周囲気体に主噴流と同濃度のトレーサー粒子を混入することが困難だったため，周囲気体にトレーサー粒子を混入せずに，主噴流のみにトレーサー粒子を混入して流速を計測した．

ハイスピードカメラと二次元 LDV の測定条件を表 5-1 に示す．

表 5-1 ハイスピードカメラと LDV の測定条件

Evaluation device	High speed camera	2D LDV
Date rate	Mini AX100 : 12000 fps SA-Z : 60000 fps	x/d = 0.5～8 : about 10 kHz x/d = 12～20 : about 5 kHz
Size of measurement point $dx \times dy \times dz$	-	x : 50 μm×247 μm×48 μm y : 59 μm×294 μm×58 μm
Measurement time	-	x/d = 0.5～8 : 10 s for each measurement point. x/d = 12～20 : 30 s for each measurement point.

５－３　オリジナルバースト波形　設計手法

オリジナルバースト波形の設計手順について説明する．まずオリジナルバースト波形 1 周期を繰り返し印加する周波数を決定した．本章では通常のバースト波形で制御するよりも大規模な渦輪を発生させることを目的とする．バースト周波数 1 周期で発生させた渦輪を合体させて，通常のバースト波形で生じる渦輪よりもオリジナルバースト波形の方が大規模な渦輪を発達させる．第４章の結果より，通常のバースト波形で $f_{burst} = 0.9f_n$ と $1.0f_n$ で DBD-PA を駆動するとロックイン現象が発生し，渦輪のペアリングの頻度が高く，大規模な渦輪が発生する．このときの大規模な渦輪の発生周期は $f_{burst} = 0.9f_n$ と $1.0f_n$ の半分の $0.45f_n$ と $0.5f_n$ である．そのためオリジナルバースト波形を印加するバースト周波数は $f_{burst} = 0.4f_n$ 以下とし，その 1 周期内で発生させた複数の渦輪を合体させ，バースト周波数の 1 周期で 1 つの大規模な渦輪を発達させる．

設計手順

１．任意波形作成ソフトウェア ARB Edit for WF1973/74 で波形を作成する．
第４章で示した通り，通常のバースト波形では噴流の渦輪は 2 つの渦輪がペアリングして発達していく．オリジナルバースト波形ではロックイン現象により，波形 1 周期で渦輪を入力した波形に同調させて 3 つ発生させ，それら全てを合体させる．そうすることで，通常のバースト波形よりもオリジナルバースト波形の方が渦輪を大規模化できると考えられる．ロックイン現象によって波形 1 周期で噴流に渦輪を 3 つ発生させるため，オリジナル波形 1 周期の波形は 3 つの電圧印加と 3 つの電圧停止で構成する．1 つの電圧印加と停止のペアで，噴流に誘起流による渦輪を 1 つ発生させ，1 周期内に発生した 3 つの渦輪を合体させる．波形は正弦波で作成する．

２．作成した波形をファンクションジェネレータに入力する．
PC とファンクションジェネレータを USB ケーブルで接続し，ARB Edit for WF1973/74 を使用して，PC からファンクションジェネレータに波形を入力する．

３．DBD-PA を駆動して噴流制御を試みる．
ファンクションジェネレータより，設計した波形を出力し，噴流を噴出させながら DBD-PA を駆動する．噴流断面をレーザーシート法により可視化し，ハイスピードカメラ（FASTCAM Mini AX100）にて噴流の制御結果を可視化撮影する．

４．制御結果の評価．
可視化撮影した動画より渦輪の発生やペアリングが安定的に成されるか確認する．3 つの渦輪が発生しない場合や合体が乱れる場合は，電圧波形の位置や長さ及び印加電圧を調整して再度試行する．

①～④の工程を行い作成した波形を図 5-1 に示す．

図 5-1 オリジナルバースト波形

ここで駆動周波数 f_{base}，バースト周波数 f_{burst} は図 5-1 に示した記号 a，b を用いて，３－２節で定義した式(3-1)と(3-2)とする．

$$f_{base} = \frac{1}{a} \tag{3-1}$$

$$f_{burst} = \frac{1}{b} \tag{3-2}$$

f_{base} は約 7 kHz とする．この図 5-1 の波形をオリジナルバースト波形の 1 周期とし，$f_{burst} = 0.3f_n$ の周波数で駆動する．$f_{burst} = 0.3f_n$ を基準にオリジナルバースト波形を設計した理由は，４－３－１項の図 4-5(a)より，$f_{burst} = 0.3f_n$ で通常バースト駆動した際の渦発生周波数 f_{vortex}/f_{burst} が 3～4 付近であり，1 バースト周期の中で 3～4 つの渦輪が発生しやすいためである．ここで図 5-1 に示したオリジナルバースト波形によって噴流には，最初の長い波形で大きな渦輪を 1 つ発生，その後の短い波形 2 つで各々小さい渦輪を発生させて，それら合計 3 つの渦輪を合体させ，大規模渦輪に発達させる．

合計で約 300 通りの波形を作成したが, 可視化撮影の結果より本波形では 3 つの渦輪の合体が最も安定していた．また $f_{burst} = 0.2f_n$，$0.25f_n$ 及び $0.4f_n$ のバースト周波数で設計した波形では，3 つの渦輪を合体させることは困難であった．

５－４　PIV 解析条件

噴流断面を可視化撮影した動画を用いて PIV 解析を行い，渦度分布を求め，渦輪の発生，発達過程を評価する．撮影はハイスピードカメラ（FASTCAM SA-Z）を用い，解析は PIV 解析ソフトウェア（株式会社ディテクト：Flownizer64 Ver.1.2.12）で実施した．PIV の検査領域[53]は 0.65 mm×0.65 mm（18 pixel×18 pixel）とし，隣接する検査領域同士を 50 %オーバーラップさせ，直接相互相関法にて解析を行った．PIV の検査領域は流体が 10 m/s で移流した際に，解析対象の 1 フレーム目と 2 フレーム目で約 4 pixel 移動するように設定した．ハイスピードカメラは撮影速度を高速化すると撮影可能な画角が狭くなる．解析の分解能，撮影するシャッタースピード，画像の絵流れ及び画像の輝度を考慮し，ハイスピードカメラの撮影速度を 60000 fps に設定してシャッタースピードは 1/72727 sec とした．撮影できる画角に制約が生じるため，$x/d = 0.5$～2，$x/d = 2$～3，$x/d = 3$～4 に分割して撮影を行って解析した．解析は 60001 フレーム（1 秒間分のデータ）行った．また $x/d = 3$～4 の解析は渦輪の発達にしたがって噴流幅が拡大するため，ノズル中心から片側の y 軸方向のみ撮影し，解析を実施した．

PIV 解析の後処理（過誤ベクトルの除去など）は表 5-2 の条件で行った．

表 5-2 PIV 解析の後処理条件

解析範囲	過誤ベクトルの除去	
	相関係数	絶対流速
$x/d = 0.5$～2	相関係数0.5未満のベクトルを除去.	絶対流速14.0 m/s以上を除去.
$x/d = 2$～3	相関係数0.4未満のベクトルを除去.	絶対流速16.0 m/s以上を除去.
$x/d = 3$～4		
解析範囲	ベクトルの補間	ベクトルのスムージング
$x/d = 0.5$～2	除去されたベクトル（過誤ベクトル）を，8近傍のベクトルの平均ベクトルで補間.	対象ベクトルを，平均ベクトル（対象ベクトルと周囲8つのベクトルの平均ベクトル）に置換.
$x/d = 2$～3		
$x/d = 3$～4		

５－５　実験条件

本章での実験条件を表 5-3 に示す. 噴出させる噴流は第３章と第４章と同様に $Re = 5000$ とし，自由噴流と 6 種類の駆動条件で研究を実施した．第４章にて特徴的な結果が得られた駆動条件とオリジナルバースト波形で実験を行う．②～⑦の通常のバースト波形の電圧波形は正弦波とし，バースト比は 50 %とした.

表 5-3 実験条件

①	自由噴流	
②	$V_{p\text{-}p} = 16$ kV $f_{burst} = 0.5f_n$ (308 Hz)	プリファード周波数.
③	$V_{p\text{-}p} = 14$ kV $f_{burst} = 0.7f_n$ (501 Hz)	$x/d = 6$ 以降のノズル中心軸上の流速低下が最も速い.
④	$V_{p\text{-}p} = 14$ kV $f_{burst} = 0.9f_n$ (644 Hz)	ロックイン現象が始まる周波数.
⑤	$V_{p\text{-}p} = 14$ kV $f_{burst} = 1.0f_n$ (716 Hz)	自然周波数.
⑥	$V_{p\text{-}p} = 16$ kV $f_{burst} = 1.4f_n$ (1002 Hz)	ロックイン現象が終わる周波数. $x/d = 12$ 以降のノズル中心軸上の流速低下が最も遅い.
⑦	$V_{p\text{-}p} = 16$ kV *original*（$f_{burst} = 0.3f_n$, 215 Hz）	オリジナルバースト波形.

５－６　実験結果

５－６－１　可視化と PIV 解析結果

表 5-3①～⑦の実験条件でのハイスピードカメラ（FASTCAM Mini AX100）で撮影した噴流の *xy* 平面可視化結果を，図 5-2(a)，5-3(a)，5-4(a)，5-5(a)，5-6(a)，5-7(a)及び 5-8(a)に示す．また PIV 解析によって渦度分布を求めた結果を各図の(b)に $x/d = 0.5$～2，(c)に $x/d = 2$～3 及び(d)に $x/d = 3$～4 を示す．

・噴流の *xy* 平面可視化結果と渦度分布

図 5-2 自由噴流

図 5-3 $V_{p\text{-}p} = 16$ kV，$f_{burst} = 0.5f_n$

図 5-4 $V_{p\text{-}p} = 14$ kV，$f_{burst} = 0.7f_n$

図 5-5 $V_{p\text{-}p} = 14$ kV，$f_{burst} = 0.9f_n$

図 5-6 $V_{p\text{-}p} = 14$ kV，$f_{burst} = 1.0f_n$

図 5-7 $V_{p\text{-}p} = 16$ kV，$f_{burst} = 1.4f_n$

図 5-8 $V_{p\text{-}p} = 16$ kV，オリジナルバースト波形，$f_{burst} = 0.3f_n$

ここで T は各 DBD-PA 駆動条件でのバースト周期の 1 周期の時間であり，t は 1 枚目の可視化画像を基準（ゼロ）とした時間である．また T'は自然周波数 f_n の 1 周期の時間であり，t'は 1 枚目の可視化画像を基準（ゼロ）とした時間である．また図 5-9 に $x/d = 3$～4 における PIV 解析によって求めた，1 秒間（60001 フレーム）の渦度分布の平均値を示す．

LDV で計測したノズル中心軸上 $x/d = 3$ と $x/d = 5$ における，x 軸方向速度変動の FFT 解析結果を図 5-10 と 5-11 に示す． FFT 解析結果は４－３－２項と同様に得られた無次元パワースペクトラム$\Phi_u^{*(42)}$で示す．Φ_u^*は FFT 解析で求める周波数を f_{FFT} とし，$f^* = f_{FFT}/f_n$ を用いて４－３－２項式(4-2)で求めた．ハイスピードカメラによる可視化画像は非常に短い時間の可視化結果を示しているため，渦輪のペアリングの安定性に関しては図 5-10 と 5-11 に示した FFT の結果より述べる．

(a) 自由噴流の *xy* 平面可視化結果

図 5-2 自由噴流の *xy* 平面可視化結果と渦度分布

(b) 自由噴流の渦度分布（x/d = 0.5〜2）

図 5-2 自由噴流の xy 平面可視化結果と渦度分布

(c) 自由噴流の渦度分布（$x/d = 2$〜3）

図 5-2 自由噴流の xy 平面可視化結果と渦度分布

(d) 自由噴流の渦度分布（x/d = 3〜4）

図 5-2 自由噴流の xy 平面可視化結果と渦度分布

(a) $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV, $f_{burst} = 0.5f_n$ の xy 平面可視化結果

図 5-3 $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV, $f_{burst} = 0.5f_n$ の xy 平面可視化結果と渦度分布

(b) $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV, $f_{burst} = 0.5f_n$ の渦度分布（x/d = 0.5〜2）

図 5-3 $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV, $f_{burst} = 0.5f_n$ の xy 平面可視化結果と渦度分布

(c) $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV, $f_{burst} = 0.5f_n$ の渦度分布（x/d = 2〜3）

図 5-3 $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV, $f_{burst} = 0.5f_n$ の xy 平面可視化結果と渦度分布

(d) $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV, $f_{burst} = 0.5f_n$ の渦度分布（x/d = 3〜4）

図 5-3 $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV, $f_{burst} = 0.5f_n$ の xy 平面可視化結果と渦度分布

(a) $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, $f_{burst} = 0.7f_n$ の xy 平面可視化結果

図 5-4 $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, $f_{burst} = 0.7f_n$ の xy 平面可視化結果と渦度分布

(b) $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, $f_{burst} = 0.7f_n$ の渦度分布（x/d = 0.5〜2）

図 5-4 $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, $f_{burst} = 0.7f_n$ の xy 平面可視化結果と渦度分布

(c) $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, f_{burst} = 0.7f_n の渦度分布（x/d = 2〜3）

図 5-4 $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, f_{burst} = 0.7f_n の xy 平面可視化結果と渦度分布

(d) $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, f_{burst} = 0.7f_n の渦度分布（x/d = 3〜4）

図 5-4 $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, f_{burst} = 0.7f_n の xy 平面可視化結果と渦度分布

(a) $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, $f_{burst} = 0.9f_n$ の xy 平面可視化結果

図 5-5 $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, $f_{burst} = 0.9f_n$ の xy 平面可視化結果と渦度分布

(b) $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, $f_{burst} = 0.9f_n$ の渦度分布（x/d = 0.5〜2）

図 5-5 $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, $f_{burst} = 0.9f_n$ の xy 平面可視化結果と渦度分布

(c) $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, $f_{burst} = 0.9f_n$ の渦度分布（x/d = 2〜3）

図 5-5 $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, $f_{burst} = 0.9f_n$ の xy 平面可視化結果と渦度分布

(d) $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, $f_{burst} = 0.9f_n$ の渦度分布（x/d = 3〜4）

図 5-5 $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, $f_{burst} = 0.9f_n$ の xy 平面可視化結果と渦度分布

(a) $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, f_{burst} = 1.0f_n の xy 平面可視化結果

図 5-6 $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, f_{burst} = 1.0f_n の xy 平面可視化結果と渦度分布

(b) $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, f_{burst} = 1.0f_n の渦度分布（x/d = 0.5～2）

図 5-6 $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, f_{burst} = 1.0f_n の xy 平面可視化結果と渦度分布

(c) $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, f_{burst} = 1.0f_n の渦度分布（x/d = 2〜3）

図 5-6 $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, f_{burst} = 1.0f_n の xy 平面可視化結果と渦度分布

(d) $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, f_{burst} = 1.0f_n の渦度分布（x/d = 3〜4）

図 5-6 $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, f_{burst} = 1.0f_n の xy 平面可視化結果と渦度分布

(a) $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV, f_{burst} = 1.4f_n の xy 平面可視化結果

図 5-7 $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV, f_{burst} = 1.4f_n の xy 平面可視化結果と渦度分布

(b) $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV, f_{burst} = 1.4f_n の渦度分布（x/d = 0.5～2）

図 5-7 $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV, f_{burst} = 1.4f_n の xy 平面可視化結果と渦度分布

(c) $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV, f_{burst} = 1.4f_n の渦度分布（x/d = 2〜3）

図 5-7 $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV, f_{burst} = 1.4f_n の xy 平面可視化結果と渦度分布

(d) $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV, f_{burst} = 1.4f_n の渦度分布（x/d = 3〜4）

図 5-7 $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV, f_{burst} = 1.4f_n の xy 平面可視化結果と渦度分布

(a) $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，オリジナルバースト波形の *xy* 平面可視化結果

図 5-8 $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，オリジナルバースト波形の *xy* 平面可視化結果と渦度分布

(b) $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，オリジナルバースト波形の渦度分布（x/d = 0.5〜2）

図 5-8 $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，オリジナルバースト波形の xy 平面可視化結果と渦度分布

(c) $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，オリジナルバースト波形の渦度分布（x/d = 2〜3）

図 5-8 $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，オリジナルバースト波形の xy 平面可視化結果と渦度分布

(d) $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，オリジナルバースト波形の渦度分布（x/d = 3〜4）

図 5-8 $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，オリジナルバースト波形の xy 平面可視化結果と渦度分布

(a) *free jet* (b) $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV, $f_{burst} = 0.5f_n$ (c) $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, $f_{burst} = 0.7f_n$ (d) $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, $f_{burst} = 0.9f_n$

(e) $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV, $f_{burst} = 1.0f_n$ (f) $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV, $f_{burst} = 1.4f_n$ (g) $V_{p\text{-}p}$ = 16 kV, *original*

図 5-9 渦度分布の平均値（x/d = 3〜4）

図 5-10 ノズル中心軸上 x 軸方向速度変動の FFT 解析結果（$x/d = 3$）

図 5-11 ノズル中心軸上 x 軸方向速度変動の FFT 解析結果（$x/d = 5$）

自由噴流（条件①）では図 5-2(a) と第２章の結果より，ノズル内部の音響共鳴の影響を受けて渦輪が生じる．図 5-2(c)と(d)より，x/d = 2.5～3 付近で 2 つの渦輪がペアリングしている．しかし図 5-10 と 5-11 に示した FFT 解析の結果より，x/d = 3 と 5 に目立つ周波数のピークは存在せず，周波数スペクトラムのピークが広範囲化している．そのため渦輪のペアリングの周期は乱れやすい．

$V_{p\text{-}p}$ = 16 kV，$f_{burst} = 0.5f_n$（条件②）では図 5-3(b)より，誘起流によって発生する大きな渦度を有する渦輪 1 つと，その渦輪が及ぼすせん断層の不安定性による小さな渦度を有する渦輪 1 つが x/d = 1.5～2 付近でペアリングし，渦輪が大規模に発達している．図 5-3(c)と(d)の渦度分布より，ペアリング後の渦輪がその周期を保ったまま発達している．また図 5-10 と 5-11 に示した FFT の結果より，x/d = 3 と 5 共に DBD-PA を駆動したバースト周波数である，$f_{burst} = 0.5f_n$ に卓越周波数が存在する．そのため誘起流によって発生する大きな渦輪 1 つと，その渦輪が及ぼすせん断層の不安定性による小さな渦輪 1 つのペアリングは高い頻度で行われ，その周期を保って渦輪が発達している．

$V_{p\text{-}p}$ = 14 kV，$f_{burst} = 0.7f_n$（条件③）では誘起流で発生した渦輪の上流に，せん断層の不安定性による小さな渦が発達する場合としない場合がある．図 5-4(b)の PIV 解析結果より，誘起流で発生する大きい渦度を有する渦輪が発生しているが，せん断層の不安定性による渦は発達しにくく，発生しても渦度は小さい．せん断層の不安定性による渦が生じた場合は，下流の誘起流によって発生した渦輪と x/d = 2 付近でペアリングしている．図 5-4(c)と(d)の渦度分布より，誘起流で発生した渦輪同士はペアリングせずその周期を保ったまま移流していくが，図 5-9(c)より，x/d = 4 付近で平均渦度分布が低い値を示しており，渦輪の崩壊が進行していることがわかる．また図 5-10 と 5-11 に示した FFT の結果より，x/d = 3 では DBD-PA を駆動したバースト周波数である $f_{burst} = 0.7f_n$ に卓越周波数が存在し，誘起流で発生する渦輪の周期を保ったまま発達している．x/d = 5 では卓越周波数が存在せず，渦輪による速度変動の周波数は表れていないため渦輪の崩壊が進行しており，誘起流で発生した渦輪同士はペアリングされにくい．

$V_{p\text{-}p}$ = 14 kV，$f_{burst} = 0.9f_n$（条件④）では図 5-5(a)より，ロックイン現象によりバースト周波数に渦輪が同調して発生している．図 5-5(b)の PIV 解析結果より，ロックイン現象によって誘起流で発生した大きい渦度を有する渦輪が発生する．しかし誘起流で発生した渦輪間には渦度は確認できず，せん断層の不安定性による渦輪は発生していない．図 5-5(c)と(d)の PIV 解析結果から求めた渦度分布より，誘起流で発生した渦輪同士のペアリングが x/d = 2.5～3 付近で成されて発達する．図 5-10 と 5-11 に示した FFT 解析の結果より，x/d = 3 では DBD-PA を駆動したバースト周波数の半分である $0.45f_n$ に卓越周波数が存在するが，$f_{burst} = 0.5f_n$ と $1.0f_n$ のピーク値と比較して小さくなっており，周波数スペクトラムのピ

ークが $f_{burst} = 0.5f_n$ と $1.0f_n$ と比較して広範囲化している．しかし，$x/d = 5$ においては $f_{burst} = 0.5f_n$ と $1.0f_n$ のピーク値と比較的近い値を示している．これは $x/d = 3$ では渦輪のペアリングはまだ完全に行われていないことと，$f_{burst} = 0.5f_n$ と $1.0f_n$ と比較して誘起流の渦輪同士の間隔が離れており，渦輪のペアリングの周期が乱れやすいことが要因だと考えられる．

$V_{p\text{-}p} = 14$ kV，$f_{burst} = 1.0f_n$（条件⑤）では図 5-6(a)より，$f_{burst} = 0.9f_n$ と同様にロックイン現象によってバースト周波数に渦輪が同調して発生している．図 5-6(b)の PIV 解析結果より，$f_{burst} = 0.9f_n$ と同様にロックイン現象により誘起流で発生した大きい渦度を有する渦輪が発生する．また誘起流で発生した渦輪間には，渦輪発生による渦度は確認できない．図 5-6(c)の PIV 解析結果から求めた渦度分布より，誘起流で発生した渦輪同士のペアリングが $x/d = 2$〜2.5 付近で成されて，発達する．図 5-10 と 5-11 に示した FFT の結果より，$x/d = 3$ と 5 共に DBD-PA を駆動したバースト周波数の半分である，$0.5f_n$ に卓越周波数が存在する．そのため誘起流によって発生する渦輪同士のペアリングは，高い頻度で $x/d = 3$ より上流で行われている．

$V_{p\text{-}p} = 16$ kV，$f_{burst} = 1.4f_n$（条件⑥）では図 5-7(a)より，ロックイン現象によりバースト周波数に渦輪が同調して発生している．しかし，図 5-7(b)の PIV 解析結果より，バースト周波数が高いため，誘起流によって発生する小さい渦度を有する小さな渦輪が狭い間隔で発生して $x/d = 1.5$〜2 で早期にペアリングしている．図 5-7(c)と(d)の PIV 解析結果の渦度分布より，渦輪はペアリング後，大規模化せずに小規模なまま崩壊している．図 5-9(f)に示した平均渦度分布では，その他の条件と比較し，渦度が小さい値を示しており，他の条件よりも渦輪の崩壊が早く進行している．図 5-10 と 5-11 に示した FFT 解析の結果より，$x/d = 3$ と 5 において $f_{burst} = 1.4f_n$ に関連するような周波数スペクトラムのピークは存在せず，すでに渦輪の崩壊が進行している．ここで $x/d = 3$ に $f^* = 0.6$ 付近に卓越周波数が存在している．これは第２章で示した，ノズル内部の音響共鳴による圧力変動の攪乱で生じた速度変動の影響であると考えられる．第２章に示した通り，本噴流装置において，440 Hz 付近に音響共鳴の周波数が存在する．また第４章に示した通り，$V_{p\text{-}p} = 16$ kV，$f_{burst} = 1.4f_n$ では渦輪が小規模なまま早期に崩壊し，ポテンシャルコアが延長される．その他の駆動条件では DBD-PA によって発生した渦輪による速度変動が，ポテンシャルコア内の速度変動にも影響を及ぼし，音響共鳴によって生じる速度変動の周波数は $x/d = 3$ では認められない．しかし，$V_{p\text{-}p} = 16$ kV，$f_{burst} = 1.4f_n$ では発生する渦輪が小規模で，また渦輪が大規模化せずに崩壊してしまうため，渦輪によって及ぼされる速度変動がポテンシャルコア内まで影響しにくいと考えられる．そのため，噴流装置内部の音響共鳴によって引き起こされるノズル出口での速度変動が，ポテンシャルコア内に残存していた

と考えられる．

オリジナルバースト波形（$f_{burst}=0.3f_n$）（条件⑦）では図 5-8(a)より，図 5-1 に示した長い波形の誘起流で発生する大きな渦輪と，短い波形 2 波の誘起流で発生する比較的小さな渦輪 2 つが生じている．また図 5-8(b)に示す渦度分布より，長い波形の誘起流で発生した大きい渦度を有する渦輪と，その後の短い波形の誘起流で生じる小さい渦度を有する渦輪の間に，せん断層の不安定性で生じる小さい渦輪が確認できるが，$x/d = 2$ 付近で長い波形で生じる大きい渦輪とペアリングする．また，短い波形 2 波で生じた渦輪同士が $x/d = 2$ 付近でペアリングしている．その後，図 5-8(c)と(d)より $x/d=3$～4 付近で長い波形で生じた渦輪と短い波形 2 波の渦輪がペアリングして生じた渦輪が，さらに合体して渦輪が大規模化している．図 5-8(a)からも渦輪同士が合体し，大規模な渦輪に発達していることがわかる．

図 5-9(g)に示した平均渦度分布では渦度が幅広く存在し，渦度が高い箇所と低い箇所がある．これはオリジナルバースト波形の長い波形で発生した大きい渦輪の通過する位置と，短い波形で発生した小さい渦輪の通過する位置が異なるためと考えられる．大きい渦度を有する長い波形で生じた渦輪が噴流外側から，小さい渦度を有する短い波形で生じた渦輪を噴流内側より巻き込むようにして合体が成されるため，噴流外側は渦度が大きく，噴流内側は渦度が小さい分布になっていると考えられる．図 5-10 と 5-11 に示した FFT の結果より，$x/d=3$ ではバースト周波数である $0.3f_n$ で FFT 解析の卓越周波数が確認でき，長い波形と 2 つの短い波形で発生した渦輪が，高い頻度で合体して渦輪が発達していることがわかる．$f_{burst} = 0.5f_n$ と $1.0f_n$ よりも周波数スペクトラムのピーク値がやや低いのは，3 つの渦輪の合体が $x/d = 3$ ではまだ完全に成されていないためと考えられる．$x/d = 5$ ではオリジナルバースト波形の卓越周波数がその他の条件と比較して高く，渦輪の崩壊の進行が他の条件と比較して遅くなっている．そのため，誘起流によって発生した 3 つの渦輪の合体の頻度が高く，$x/d = 5$ ではまだ渦輪が崩壊していないと考えられる．

５－６－２　ノズル中心軸上の速度分布

ノズル中心軸上 x 軸方向速度 $U_{cx}/U_{0.5}$ 分布を図 5-12 に示す．ここで $U_{0.5}$ は $x/d = 0.5$ における自由噴流のノズル中心軸上の x 軸方向流速である．

オリジナルバースト波形においては，$x/d = 5$ までの上流の速度低下は早く，特に $x/d = 4$～5 間の速度低下は顕著に早くなっている．長い波形の誘起流で生じる 1 つの渦輪，短い波形 2 つで発生する 2 つの渦輪が発生し，それらの渦輪が合体することによる渦輪の大規模化によって，噴流幅が拡大されて $x/d = 5$ までのノズル中心軸上の速度低下が早くなったと考えられる．$x/d = 5$ 以降の下流では，ノズル中心軸上の速度低下は $V_{p\text{-}p} = 16$ kV での $f_{burst} = 0.5f_n$，$V_{p\text{-}p} = 14$ kV での $f_{burst} = 0.7f_n$ 及び $0.9f_n$ よりも遅くなっている．これは図 5-11 の FFT 解析結果で示した通り，オリジナルバースト波形では渦輪の崩壊の進行が遅くなっているためである．したがって，$x/d = 5$ より下流においては渦輪崩壊の進行が遅く，渦輪崩壊に伴う噴流拡散の進行が遅くなるためノズル中心軸の速度低下の進行が遅くなったと考えられる．

また $x/d = 2$～4 において，$f_{burst} = 0.5f_n$，$0.9f_n$ 及び $1.0f_n$ の速度低下の進行が早かったのは，５－６－１項の PIV 解析結果で示した通り，ペアリング後の渦輪が発達し，噴流幅が広くなったためと考えられる．

図 5-12 ノズル中心軸上 x 軸方向速度 $U_{cx}/U_{0.5}$ 分布

５－６－３　ノズル中心軸上の乱れ分布

ノズル中心軸上 x 軸方向乱れ強さ $u_{cx}'/U_{0.5}$ 分布を図 5-13 に，ノズル中心軸上乱流運動エネルギー$k_c/U_{0.5}^2$ 分布を図 5-14 に示す．k_c は円形ノズルのノズル中心軸上のため，４－３－４項と同様にノズル半径方向である y 軸方向と z 軸方向の乱れ強さは同じであると仮定し，u_{cx}'と y 軸方向乱れ強さ v_{cy}'を用いて式(4-3)から求めた．

図 5-13 と 5-14 より，オリジナルバースト波形の u_{cx}'と k_c は，$x/d=2$ より上流では他の条件よりも大きい値を示す．これは長い波形で発生する渦輪とせん断層の不安定性で発生する渦輪が $x/d = 2$ 付近でペアリングして発達するのと，短い波形 2 つで発生した各々の渦輪が $x/d = 2$ 付近でペアリングして渦輪が発達するため，u_{cx}'と k_c が $x/d = 2$ より上流でその他の条件よりも大きくなったと考えられる．図 5-13 より，u_{cx}'は $x/d=4$ まで上昇し，$x/d=5$ より下流では低下する．また図 5-14 より，k_c の値は $x/d=6$ まで停滞することなく上昇する．$f_{burst}=0.5f_n$, $0.9f_n$ 及び $1.0f_n$ での，$x/d = 3$～5 付近の u_{cx}'低下，$x/d = 3$～4 付近の k_c 低下はオリジナルバースト波形では生じない．この x/d 位置でオリジナルバースト波形の誘起流れで発生した 3 つの渦輪が合体し，大規模な渦輪に発達するため u_{cx}'と k_c が低下せずに上昇したと考えられる．噴流上流の u_{cx}'上昇は，渦輪が通過することで生じる速度変動によって発生する．$x/d=5$ より下流では u_{cx}'低下するため，$x/d=5$ までに渦輪が合体して，それより下流では渦輪の崩壊が進行していると考えられる．

図 5-13 ノズル中心軸上 x 軸方向乱れ強さ $u_{cx}'/U_{0.5}$ 分布

図 5-14 ノズル中心軸上乱流運動エネルギー$k_c/U_{0.5}^2$ 分布

５－７　第５章　結論

同軸型 DBD プラズマアクチュエータを，DBD-PA の応答性が早いという特徴とロックイン現象を応用したオリジナルバースト波形で駆動し，円形噴流を制御した結果を実験的に評価して明らかにした．本章の研究により得られた主要な結論を下記に示す.

（１）DBD-PA へ入力する波形の長さとタイミングで, 噴流にロックイン現象を発生させて渦輪の大きさ，発生タイミング及び渦輪の合体を制御するオリジナルバースト波形を設計した．複数の長短の波形を組み合わせたオリジナルバースト波形で DBD-PA を駆動し，噴流の渦輪を誘起流に同調させて発生させ，それらの渦輪を合体させることで通常のバースト波形と比較して大規模な渦輪が発達する.

（２）オリジナルバースト波形で噴流を制御すると，$x/d = 3$〜4 の間で誘起流に同調して発生した渦輪が合体して大規模な渦輪が発生する．$x/d = 5$ までの上流ではノズル中心速度の低下は比較的早く進行しており，渦輪の合体により噴流幅が拡大している．$x/d = 5$ より下流のノズル中心速度の速度低下は比較的緩やかに進行するが，これは渦輪が合体することで発生する大規模渦輪の崩壊の進行がその他の条件と比較して遅いためと考えられる.

第６章

第６章　DBD-PA による部分予混合火炎の制御

６－１　第６章　目的

第３章と第４章にて DBD-PA をバースト波で駆動し，誘起流を間欠的に発生させて噴流を制御した．その結果，ロックイン現象が生じて噴流に発生する渦輪が DBD-PA を駆動するバースト周波数 f_{burst} に同調して発生し，噴流に生じる渦輪を制御可能なことが明らかになった．

本章では DBD-PA を用い，噴流を励起する周波数と噴流に生じる渦輪の周波数が同調するロックイン現象が，工業発展へ寄与することが可能か明らかにする．

本章の研究では，設計した DBD-PA バーナーノズル用いてノズルから噴出させた可燃性気体の挙動を制御し，噴流火炎を制御する．本研究の研究対象は部分予混合気による浮き上がり火炎である．噴流拡散火炎において，ノズルから火炎が離脱することによって形成される浮き上がり火炎は代表的な部分予混合火炎とされ(54)，火炎基部上流で空気と燃料の混合が促進されるため，NOx 低減に効果的な火炎形態である(55)．ここで浮き上がり火炎の基部は上下に振動しながら燃焼する(56)．そのため安定性に欠け，吹き消えしやすい．

過去の研究では MEMS 技術によって製作したフラップ型マイクロ電磁アクチュエータ(25)(26)やサーボバルブによってミニチュア噴流を吹き出し，メタン・空気同軸噴流を制御した研究がある(27)が，駆動できる周波数が遅いために低速な拡散火炎を制御するに留まっている．また噴流の制御を行うデバイスは，例えばスピーカーを使用した音響励起が挙げられ，これを浮き上がり火炎に適用した研究例(57)がある．しかし音響励起によって噴流火炎を制御するためには，スピーカーを設置するためノズル構造体が大きくなる．また燃焼場における耐久性に不安がある．本研究で使用する DBD-PA は数 kHz で駆動可能であり，またセラミックス製のため高温の燃焼場でも使用可能である．

本章では，部分予混合気を燃焼させることで生じた浮き上がり火炎を，DBD-PA によって生じる誘起流で制御する．浮き上がり火炎基部より上流の，燃焼ガス未燃部の噴流を制御することで，浮き上がり火炎の上下振動を抑制して浮き上がり火炎を保炎することを目的とする．

６－２　燃焼方式

気体燃料の燃焼方式は，バーナー燃焼（連続燃焼）と容器内燃焼（間欠燃焼）に大別される[58]．本研究での燃焼方式はバーナー燃焼である．

また，予混合燃焼は燃料と空気を予め混合させて燃焼させ，予混合気中を火炎（燃焼波）が伝播する．拡散燃焼（非予混合燃焼）は燃料流と空気流の境界で燃焼が起こり，火炎に伝播性はない．部分予混合燃焼は拡散燃焼を加速させるために，火炎が伝播しない程度の空気を予め燃料に混合した過濃予混合気とする[58]．

予混合燃焼は，燃焼負荷率（燃焼室単位体積当たりの熱発生率）を高くとれる，また燃焼過程で出現する最高温度が混合気の断熱温度を超えないため 1800 K 以上の高温で生成されるサーマル NOx の排出抑制が可能である．しかし逆火や振動燃焼，振動騒音が発生する可能性がある[58]．

拡散燃焼は逆火の危険がない，広い流速範囲で火炎が安定し，振動燃焼や燃焼騒音の発生もほとんどない．しかしサーマル NOx の抑制が困難，すすや粒子状物質が発生しやすい．また火炎が長く伸びるため，燃焼室の長さを延長する必要があり燃焼負荷率が低下する[58]．

部分予混合燃焼は逆火の危険がなく，振動燃焼や燃焼騒音の危険もほとんどない．また空気を予め混合しているため，拡散燃焼と比較して火炎が短くなる．そのため今後，使用が積極的に検討されてよい燃焼技術である[58]．

本研究では，空気とプロパン（C_3H_8）の部分予混合気を燃焼させる．プロパンの体積百分率における希薄可燃限界濃度は 2.1 %，過濃可燃限界濃度は 9.5 %である[58]．本研究では空気 80 %，プロパン 20 %の部分予混合気で実験を行う．

円形バーナーから静止空気中へ気体燃料が噴出するときにできる噴流拡散火炎は代表的な拡散火炎である．図 6-1 に自由噴流拡散火炎の長さと燃料噴出速度の関係を示す．燃料噴出速度が低い場合，層流拡散火炎が形成される．層流拡散火炎の火炎長さはバーナー径によらず，燃料の噴出速度に依存する[59]．

層流拡散火炎領域以上に噴出速度が上昇すると火炎の先端が乱れ始め，流速が増えるとともに乱れ始める点（遷移点）が火炎の上流へ移り，それとともに火炎長さが減少する．噴出速度の上昇とともに，層流から乱流への遷移点が上流側へ移行しバーナーに近づくが，火炎基部に層流部が残る．この領域における火炎を遷移火炎と呼ぶ[59]．

さらに噴出速度が上昇し遷移点が火炎の根元付近に達すると，乱流拡散火炎に遷移する．乱流拡散火炎に遷移すると燃焼騒音が発生するが，これは速度変動に伴う微弱な圧力波によるものである．乱流拡散火炎領域では噴出速度が上昇すると火炎長さはやや長くなるが，その増加割合は極めて小さい．また乱流拡散火炎領域では火炎長さはバーナー径に比例して増大する．バーナー近傍の層流部の長さ（遷移点より上流）は噴出速度にかかわらずほぼ一定である[59]．

図 6-1 自由噴流拡散火炎の長さと燃料噴出速度の関係[59]

(a) 火炎の位置　　(b) 流速と燃焼速度分布

図 6-2 境界層速度勾配による火炎の付着機構[60]

高温の火炎中では動粘度が高く，一度発生した渦が下流側へ移るにつれて消滅する局所層流化現象が生じる．そのため燃焼時の方が非燃焼時と比較して，乱流に遷移する *Re* が大きくなる傾向がある[60].

予混合バーナー火炎の流れ場は火炎面に沿う流速成分が存在するため，火炎要素は火炎面に沿って斜め上方へ移動する．失火しないためにはバーナー火炎は火炎基部に連続的に点火が行われる付着点が必要である．バーナー管内壁に沿う境界層速度勾配に関係する点火機構は，壁面からほぼ一定の勾配で増加する流速と，壁面からの距離に反比例して減少する壁面の消炎作用の競合に関係する．境界層内の流速 U_u はほぼ直線的に増加するが，燃焼速度 S_u は壁面の消炎作用の影響がなくなったところから一定値となる．そのため S_u と U_u は一点でつり合い，接点で火炎は流線と直行して安定してこの位置で連続的に点火される．この関係を図 6-2 に示す．図 6-2 (a)で火炎が 4，3，2 と上方へ移動すると，燃焼速度曲線は図 6-2 (b)で 4，3，2 と左方へ移動する．このような燃焼速度分布を持つ火炎とバランスする流速分布（速度勾配）を直線 4’，3’，2’とする．対応する燃焼速度曲線と流速分布曲線とは一点で接し，その点で S_u と U_u が釣り合い，火炎が安定化される．これが火炎付着の原理であり，燃焼速度と流速の釣り合う点が火炎の付着点である．図 6-2 (a)の火炎 2 は吹き飛び寸前の火炎で，直線 1’のように流速勾配が増して火炎が上方へ移動すると，バーナーリムの消炎作用が減少しても，周囲気体との混合による希釈効果の方がそれを上回り，燃焼速度が低下する．そして火炎のいずれの点でも燃焼速度が流速を下回ると，付着点がなくなり，火炎が吹き飛んでしまう．この現象を火炎の吹き飛びと呼び，直線 2’に相当する速度勾配を吹き飛び限界速度勾配と呼ぶ．ここで部分予混合気では図 6-3 に示すように周囲空気による希釈によって理論混合比に近づくにつれて燃焼速度が上昇し，最適混合比の位置が低流速の周囲空気側へと移動する．そのため部分予混合気の燃料混合比が上昇する程，吹き飛び限界速度勾配も上昇する．部分予混合気では火炎が吹き飛ぶまでに火炎基部がリムから離れて浮き上がる浮き上がり火炎が生じる．浮き上がり火炎が生じると，火炎基部をリムに再付着させるには，速度勾配を浮き上がり限界よりもさらに下げる必要がある[58] [60].

図 6-4 に高温空気中の浮き上がり火炎と噴流拡散火炎の比較を示す．火炎をノズルから燃焼噴流のポテンシャルコア以上に浮き上がらせることにより，拡散火炎でなく希薄予混合火炎を形成させ，NOx を低減させることが可能である．そのため低 NOx 化にとって，燃料噴流基部に拡散火炎が形成されず，浮き上がり火炎が形成され，浮き上がり火炎が保持されることが極めて重要である．火炎の浮き上がりは燃料噴流基部での拡散火炎の吹き消えによって起きる．すなわち，低 NOx 火炎形成技術の重要なポイントは，燃料噴流基部での拡散火炎の吹き消え制御技術と浮き上がり火炎の保炎である[59].

図 6-3 部分予混合火炎の付着機構[60]

(a) 浮き上がり火炎　　(b) 拡散火炎

図 6-4 高温空気中の浮き上がり火炎と噴流拡散火炎の比較[59]

６－３　実験装置

実験に使用する DBD-PA バーナーノズルの概略図を図 6-5，DBD-PA バーナーノズルを先細ノズルに取り付けた状態を図 6-6 に示す．本ノズルでは，高電圧印加用電極の上下に誘電体を挟んでグラウンド電極を各々配置する．そしてどちらか一方のグラウンド電極をグラウンドに接続する．上側のグラウンド電極にグラウンドを接続した場合は，主噴流と同方向（ノズル上向き）に DBD プラズマによる誘起流れが発生する．下側のグラウンド電極にグラウンドを接続した場合は，主噴流と逆方向（ノズル下向き）に DBD プラズマによる誘起流れが発生する．そのため主噴流と同方向，また逆方向に誘起流れが生じた場合の，主噴流への影響及び火炎への影響を評価できる．ケルビン－ヘルムホルツの不安定性による渦の発生を，より促すことを目的として主噴流と同方向だけでなく逆向きにも誘起流れを発生させる形状にした．上向きの誘起流れを発生させる場合を UP，下向きの誘起流れを発生させる場合を DOWN と呼称する．

誘電体の材質は絶縁性と耐熱性，また高温下で使用するために熱膨張での破損を防止するため，低い熱膨張率を考慮してマシナブルセラミックス（ホトベールII）とした．表 6-1 にホトベールIIの仕様を示す[48]．また電極の材質はりん青銅を使用し，DBD プラズマによって発生するオゾンによる酸化を防止するため，金メッキ処理を施した．ノズル出口内径は $d_b = 6$ mm，ノズルの肉厚は 1 mm，電極の厚みは 0.5 mm，高電圧印加用電極の長さは 2 mm，グラウンド電極の長さは 10 mm である．DBD プラズマは，UP の場合はノズル出口より上流約 10 mm，DOWN の場合はノズル出口より上流約 13 mm の位置に発生する．この DBD-PA バーナーノズルを縮流比 25 の先細ノズルの先端に取り付ける．先細ノズルの材質は耐熱性を考慮し，マシナブルセラミックス（マコール）とした．

表 6-1 ホトベールII 仕様[48]

Volume resistivity	10^{15} Ω·cm
Thermal expansion coefficient	0.9×10^{-6} 1/K
Permittivity	5.5

図 6-5 DBD-PA バーナーノズルの概略図

図 6-6 DBD-PA バーナーノズルを備えた先細ノズル

実験装置の概略図を図 6-7 に示す．コンプレッサー（アネスト岩田株式会社，CFP110-8.5D）から空気を，ガスボンベからプロパンを供給する．各々デジタルマスフローコントローラ（azbil : CMQ0050）によって流量を調節し，ミックスチャンバー内で混合させ，部分予混合気を形成させる．フレームトラップを兼ねたハニカムで混合気を整流させた後，内径 30 mm，長さ 460 mm の助走管を通過させ，DBD-PA バーナーノズルを取り付けた縮流比 25 の先細ノズルから，ノズル鉛直上向きに部分予混合気を噴出させて燃焼させる．部分予混合気を噴出する方向を x 軸とし，ノズル半径方向を y 軸，x，y 軸に直行する向きを z 軸とする．

DBD-PA はファンクションジェネレータ（NF 回路設計ブロック : WF1974）により出力した交流電圧を大型高電圧電源（松定プレシジョン : HAP-20B20）にて昇圧させて高電圧印加用電極に印加し，駆動する．

速度分布計測は二次元 LDV（Dantec Dynamics : Standard FlowExplorer，Burst Spectrum Analyzer F600）を用いて計測を行った．トレーサー粒子には線香粒子（粒径約 0.1～1 μm[61]）を用い，コンプレッサーから供給する空気に混入した．

可視化撮影は，ハイスピードカメラ（Photron : FASTCAM Mini AX100）にて撮影を行った．また浮き上がり火炎基部未燃部の部分予混合気を可視化する際のトレーサー粒子は線香粒子を用い，Nd:YAG レーザー（Omicron Laserage Laserprodukte Gmbh : FK-LA5000）を照射してレーザーライトシート法で噴流断面を可視化した．

High voltage amplifier
Exhaust
equipment
Jet flame
x
Plasma
actuator
nozzle
y
Function generator
z
Converging
nozzle
C_3H_8
Gas cylinder
Flow controller
Compressor
Flow controller
Air
Chamber

図 6-7 実験装置概略図

６－４　実験条件

６－４－１　ノズル出口におけるノズル半径方向速度分布

DBD-PA OFF，UP 駆動及び DOWN 駆動において，$x/d_b = 0.5$ の位置におけるノズル半径方向（y 軸方向）に計測した x 軸方向速度 $U_x/U_{0.5}$ 分布と x 軸方向乱れ強さ $u_x'/U_{0.5}$ 分布を求めた．空気 100 %の気体を流量から求めた平均噴出流速 U_m = 2 m/s でノズルより噴出させて，OFF，UP 及び DOWN で計測を行った．ここでノズル半径方向に計測した x 軸方向流速を U_x，ノズル半径方向に計測した x 軸方向乱れ強さを u_x' 及び $x/d_b = 0.5$ の位置における DBD-PA OFF（自由噴流）でのノズル中心軸上の x 軸方向流速を $U_{0.5}$ とする．実験条件を表 6-2 に示す．DBD-PA の駆動は３－２節式(3-1)より f_{base} = 7 kHz で連続駆動した．

表 6-2 実験条件

Gas	Air : 100 %
Driving direction	UP，DOWN
Applied voltage $V_{p\text{-}p}$	14 kV
Drive frequency f_{base}	7 kHz
Voltage waveform	Sine wave

６－４－２　DBD-PA 連続駆動による火炎形態の変化

浮き上がり火炎の実験を実施する前に，DBD-PA を連続駆動した際の火炎形態の変化を評価した．ノズル出口における平均流速 U_m = 4 m/s で部分予混合気を噴出させて着火し，付着火炎を形成した後に DBD-PA を駆動する．そして噴出流速を 1 m/s 刻みで上昇させ，火炎形態の変化を評価した．

実験条件を表 6-3 に示す．DBD-PA の駆動は３－２節式(3-1)より f_{base} = 7 kHz で連続駆動した．

表 6-3 実験条件

Fuel gas	Air : 80 %，C_3H_8 : 20 %
Driving direction	UP，DOWN
Applied voltage $V_{p\text{-}p}$	2 kV，6 kV，10 kV，14 kV
Drive frequency f_{base}	7 kHz
Voltage waveform	Sine wave

６－４－３　DBD-PA バースト駆動による浮き上がり火炎の保炎

DBD-PA OFF では失火してしまう噴出流速において，DBD-PA をバースト駆動し，浮き上がり火炎の保炎が可能か評価を行う．DBD-PA の駆動は UP と DOWN を各々実施し，バースト駆動するバースト周波数 f_{burst} は式(6-1)に示すストローハル数 St_b より決定した．

$$St_b = \frac{f_{burst} \cdot d_b}{U_m} \tag{6-1}$$

DBD-PA OFF で U_m = 12 m/s で浮き上がり火炎を形成後，実験を行う噴出流速になるようマスフローコントローラの流量値を上昇させるのと同時に，ファンクションジェネレータを ON にして DBD-PA を駆動した．

６－５　実験結果

６－５－１　ノズル出口におけるノズル半径方向速度分布　計測結果

x/d_b = 0.5 の位置におけるノズル半径方向（y 軸方向）に計測した x 軸方向速度 $U_x/U_{0.5}$ 分布と乱れ強さ $u_x'/U_{0.5}$ 分布を図 6-8 に示す．ここで r_b はノズル半径 r_b = 3 mm である．

UP 駆動時は誘起流れが上向きに発生するため，OFF と比較してノズルリブ上方の U_x が上昇し，噴出する質量流量が一定のため，ノズル中央の U_x が低下する．また DOWN 駆動時は誘起流れが下向きに発生するため，OFF と比較してノズルリブ上方の U_x が低下し，ノズル中央の U_x が上昇する．UP，DOWN で誘起流が発生する方向が変化し，ノズル出口での噴流速度分布に影響を与えている．

u_x'は DOWN の方が UP よりも大きい．DOWN ではノズル内部で噴流主流と逆向きに誘起流れが発生するため，ノズル内壁面付近の速度勾配が大きい．そのため DOWN の方が UP よりもノズル出口近傍のせん断層内の渦度が大きいために，ケルビン－ヘルムホルツ不安定性によって発生する渦輪が早期に発達し，u_x' が大きくなったと考えられる．

図 6-8 x/d_b = 0.5 におけるノズル半径方向速度 $U_x/U_{0.5}$ 分布

６－５－２　DBD-PA 連続駆動による火炎形態の変化　実験結果

表 6-3 の実験条件にて，実験を行った．噴出流速を 1 m/s 刻みで上昇させ，火炎形態の変化を評価した結果を表 6-4 に示す．ここで，○は付着火炎，△は浮き上がり火炎及び×は失火を示す．浮き上がり火炎が保炎されているか否かの判定は 3 分間，火炎が保炎された条件とする．

また，図 6-9～6-18 に電流プローブ（日置電機株式会社 : CT6701）で計測した電流値 I_s の結果を示す．

・電圧印加時の電流値

図 6-9 UP，$V_{p\text{-}p}$ = 2 kV の電流値
図 6-10 UP，$V_{p\text{-}p}$ = 6 kV の電流値
図 6-11 UP，$V_{p\text{-}p}$ = 10 kV の電流値
図 6-12 UP，$V_{p\text{-}p}$ = 12 kV の電流値
図 6-13 UP，$V_{p\text{-}p}$ = 14 kV の電流値
図 6-14 DOWN，$V_{p\text{-}p}$ = 2 kV の電流値
図 6-15 DOWN，$V_{p\text{-}p}$ = 6 kV の電流値
図 6-16 DOWN，$V_{p\text{-}p}$ = 10 kV の電流値
図 6-17 DOWN，$V_{p\text{-}p}$ = 12 kV の電流値
図 6-18 DOWN，$V_{p\text{-}p}$ = 14 kV の電流値

一部の実験条件ではスパイク状電流が計測されるが，これは誘電体バリア放電の生成消滅に起因すると思われる急激な電流変化である[62]．

U_m = 10 m/s，16 m/s，20 m/s 及び 27 m/s における火炎を，ハイスピードカメラ（撮影速度 : 500 fps）で撮影した画像を各々図 6-19，6-20，6-21，6-22 及び 6-23 に示す．

・火炎の撮影結果

図 6-19 UP，U_m = 10 m/s での火炎形態
図 6-20 DOWN，U_m = 10 m/s での火炎形態
図 6-21 DOWN，U_m = 16 m/s での火炎形態
図 6-22 DOWN，U_m = 20 m/s での火炎形態
図 6-23 DOWN，U_m = 27 m/s での火炎形態

表 6-4 DBD-PA 駆動による火炎形態の変化

Jet velocity U_m	OFF	UP					DOWN					Jet velocity U_m	DOWN				
		2 kV	6 kV	10 kV	12 kV	14 kV	2 kV	6 kV	10 kV	12 kV	14 kV		2 kV	6 kV	10 kV	12 kV	14 kV
4 m/s	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	17 m/s	×	○	○	○	○
5 m/s	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	18 m/s		○	○	○	○
6 m/s	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	19 m/s		○	○	○	○
7 m/s	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	20 m/s		○	○	○	○
8 m/s	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	21 m/s		○	○	○	○
9 m/s	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	22 m/s		○	○	○	○
10 m/s	○	○	○	○	○	△	○	○	○	○	○	23 m/s		×	○	×	×
11 m/s	○	○	○	○	○	×	○	○	○	○	○	24 m/s			○		
12 m/s	△	△	△	×	×		○	○	○	○	○	25 m/s			○		
13 m/s	×	×	×				○	○	○	○	○	26 m/s			○		
14 m/s							○	○	○	○	○	27 m/s			○		
15 m/s							○	○	○	○	○	28 m/s			×		
16 m/s							○	○	○	○	○						

図 6-9 UP，$V_{p\text{-}p}$ = 2 kV の電流値

図 6-10 UP，$V_{p\text{-}p}$ = 6 kV の電流値

図 6-11 UP，$V_{p\text{-}p}$ = 10 kV の電流値

図 6-12 UP，$V_{p\text{-}p}$ = 12 kV の電流値

図 6-13 UP，$V_{p\text{-}p}$ = 14 kV の電流値

図 6-14 DOWN，$V_{p\text{-}p}$ = 2 kV の電流値

図 6-15 DOWN，$V_{p\text{-}p}$ = 6 kV の電流値

図 6-16 DOWN, $V_{p\text{-}p}$ = 10 kV の電流値

図 6-17 DOWN, $V_{p\text{-}p}$ = 12 kV の電流値

図 6-18 DOWN, $V_{p\text{-}p}$ = 14 kV の電流値

図 6-19 UP，U_m = 10 m/s での火炎形態

図 6-20 DOWN，U_m = 10 m/s での火炎形態

図 6-21 DOWN，U_m = 16m/s での火炎形態

図 6-22 DOWN，U_m = 20 m/s での火炎形態

$V_{p\text{-}p}$ = 10 kV

図 6-23 DOWN，U_m = 27 m/s での火炎形態

表 6-4 より，DBD-PA OFF では U_m = 11 m/s まで付着火炎が形成され，U_m = 12 m/s で浮き上がり火炎が形成，U_m = 13 m/s で失火した．

図 6-9，6-10，6-14 及び 6-15 より $V_{p\text{-}p}$ = 2 kV と 6 kV ではスパイク状電流は観測されず，そのため誘電体バリア放電が発生していないことがわかる．

表 6-4 より，UP，$V_{p\text{-}p}$ = 2 kV と 6 kV では U_m = 12 m/s で浮き上がり火炎が生じ，DBD-PA OFF と同じ噴出流速で浮き上がり火炎が生じた．DBD プラズマが発生しないと主流と同方向の誘起流れが生じないため，火炎形態は OFF と比較して変化がなかったと考えられる．また火炎は電場の影響を受ける(63)．DBD-PA を駆動すると電場が発生していると考えられるが，印加電圧が低いため，ノズルリブから付着火炎を引き剥がすには至らなかったと考えられる．

図 6-11，6-12，6-13，6-16，6-17 及び 6-18 より $V_{p\text{-}p}$ = 10 kV，12 kV 及び 14 kV ではスパイク状電流が観測され，誘電体バリア放電が発生して誘起流れが生じていることが分かる．印加電圧が上昇するほどスパイク状電流が大きくなり，強い放電現象が生じている．

表 6-4 より，UP，$V_{p\text{-}p}$ = 10 kV と 12 kV では U_m = 12 m/s で失火した．これは主流と同じ向きの誘起流れが，ノズルリブから付着火炎を引き剥がす方向に発生していることと，電極に交流高電圧を印加することで電場も生じるため，この電場も影響していると考えられる．すなわち，火炎内部には熱電離で生じた炭素イオンやプラスに帯電した炭素の微粒子が存在し(64)，これらが高電圧印加電極から上側グラウンド電極に向かう向きに発生する電場によって主噴流と同方向に加速され，ノズルリブから付着火炎を引き剥がす方向に運動量が発生したと考えられる．また DBD-PA OFF よりも遅い流速（U_m = 12 m/s）で失火したのは，DBD-PA OFF と比較して誘起流によって浮き上がり火炎基部より上流の未燃部の噴出気体（部分予混合気）と周囲気体（空気）の拡散混合が促進し，燃焼ガスが希薄化したため，浮き上がり火炎が保炎できなかったと考えられる．

表 6-4 より，UP，$V_{p\text{-}p}$ = 14 kV では U_m = 10 m/s で浮き上がり火炎が形成され，U_m = 11 m/s で失火した．$V_{p\text{-}p}$ = 14 kV では $V_{p\text{-}p}$ = 10 kV と 12 kV よりも誘起流れの流速が速く，主流と同じ向きの誘起流れがノズルリブから付着火炎を引き剥がし，浮き上がり火炎が形成されたと考えられる．またノズルリブから付着火炎を引き剥がす方向に発生する電場の影響も，浮き上がり火炎形成に寄与していると考えられる．U_m = 11 m/s で失火したのは，$V_{p\text{-}p}$ = 10 kV と 12 kV よりも速い誘起流れによって，噴出気体（部分予混合気）と周囲気体（空気）と拡散混合がより促進され，燃焼ガスが希薄化したためと考えられる．

表 6-4 より，DOWN，$V_{p\text{-}p}$ = 2 kV では U_m = 16 m/s まで，$V_{p\text{-}p}$ = 6 kV では U_m = 22 m/s まで付着火炎が形成された．$V_{p\text{-}p}$ = 2 kV と 6 kV ではスパイク状電流が計測されず，DBD プラズマが発生していないため誘起流れが発生しない．よって，

DBD-PA OFF と比較して，付着火炎が保炎される噴出流速が上昇したのは高電圧印加電極から下側グラウンド電極に向かう向きに発生する電場によって，噴出気体と逆方向に運動量が発生し，ノズルリブに火炎が引き寄せられたためと考えられる．

表 6-4 より，DOWN，$V_{p\text{-}p}$ = 10 kV では他の条件と比較して最も速い流速の U_m = 27 m/s まで，付着火炎が保炎された．$V_{p\text{-}p}$ = 10 kV では誘起流れは微速であり，電場の影響によって付着火炎が U_m = 27 m/s まで保炎されたと考えられる．$V_{p\text{-}p}$ = 2 kV と 6 kV よりも付着火炎が保炎できる噴出流速が上昇したのは，印加電圧の上昇に従い，電場が強くなったためと考えられる．

表 6-4 より，DOWN，$V_{p\text{-}p}$ = 12 kV と 14 kV では U_m = 22 m/s まで付着火炎が保炎された．$V_{p\text{-}p}$ = 10 kV では U_m = 27 m/s まで付着火炎が保炎されたため，$V_{p\text{-}p}$ = 10 kV，12 kV 及び 14 kV では印加電圧を上昇させた方が，火炎が保炎できる噴出流速が低速となった．これは，印加電圧を上昇させたため誘起流れの流速が上昇し，層流から乱流へ遷移する過程で噴出する部分予混合気と周囲気体（空気）との拡散混合が促進されて，燃焼ガスが希薄化したために失火したと考えられる．

図 6-19 と 6-20 に示すように，U_m = 10 m/s では UP，$V_{p\text{-}p}$ = 14 kV で浮き上がり火炎が生じ，その他の条件では付着火炎である．また，付着火炎では印加電圧が高くなるほど火炎長さが短くなる傾向がある．印加電圧が高い方が，火炎長さが短くなったのは，印加電圧が高いと電場と誘起流れが強く，乱流への遷移が上流で進行したためと考えられる．

図 6-21，6-22 及び 6-23 には各々 U_m = 16 m/s，20 m/s 及び 27 m/s で火炎が保炎できた条件のみ，画像を示す．U_m = 16 m/s と 20 m/s では印加電圧によって，火炎長さに差がない．印加電圧によって火炎長さに差がなかったのは，U_m = 16 m/s と 20 m/s ではどの印加電圧でも乱流拡散火炎であるためと考えられる．U_m = 27 m/s では $V_{p\text{-}p}$ = 10 kV で付着火炎が形成されているが，ノズル近傍の層流部から乱流に遷移する付近で，一部の火炎が欠けている．これは乱流に遷移する箇所で周囲気体（空気）と混合が促進し，一部の燃焼ガスが希薄化して火炎が欠けたと考えられる．

６－５－３　DBD-PA バースト駆動による浮き上がり火炎の保炎　実験結果

６－５－２項の結果より，DBD-PA OFF では U_m = 12 m/s で浮き上がり火炎が形成されるが，U_m = 13 m/s で火炎が失火してしまう．そこで DBD-PA を駆動し，部分予混合気の噴出流速に対する，浮き上がり火炎の保炎範囲の拡大を試みた．実験は OFF では失火してしまう U_m = 14 m/s で行った．

６－４－３項に則り，浮き上がり火炎の保炎実験を行った．実験結果を表 6-5 に示す．ここで，△は浮き上がり火炎が保炎された条件，×は失火した条件を示す．浮き上がり火炎が保炎されているか否かの判定は 3 分間，火炎が保炎された条件とする．

表 6-5 浮き上がり火炎の保炎実験結果

St_b [-]	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8
f_{burst}	467 Hz	700 Hz	933 Hz	1167 Hz	1400 Hz	1633 Hz	1867 Hz
UP	×	×	×	×	×	×	×
DOWN	×	×	×	×	×	×	△
St_b [-]	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5
f_{burst}	2100 Hz	2333 Hz	2567 Hz	2800 Hz	3033 Hz	3267 Hz	3500 Hz
UP	×	×	×	×	×	×	×
DOWN	△	△	×	×	×	×	×

表 6-5 より DOWN，St_b = 0.8，0.9 及び 1.0 の駆動条件において浮き上がり火炎が保炎された．

第３章，第４章及び第５章で示した通り，DBD-PA を駆動することで，噴流に発生する渦輪の周期に変化が生じる．線香粒子をトレーサー粒子として混入し，レーザーライトシート法によって，浮き上がり火炎が保炎された条件，保炎されなかった条件の噴流断面を可視化撮影して，特定の条件のみ浮き上がり火炎が保炎された要因を明らかにする．

OFF，DOWN，St_b = 0.2～1.5 の場合の噴流断面可視化結果を図 6-24 に示す．

図 6-24 OFF，DOWN，St_b = 0.2～1.5 の噴流断面可視化結果

図 6-24 OFF，DOWN，St_b = 0.2～1.5 の噴流断面可視化結果

図 6-24 OFF，DOWN，St_b = 0.2～1.5 の噴流断面可視化結果

図 6-24 の可視化結果より，浮き上がり火炎が保炎された $St_b = 0.8$，0.9 及び 1.0 では浮き上がり火炎基部より上流の未燃部の噴流に，軸対象の渦輪が等間隔に発生していることが確認できる．それ以外の条件でも浮き上がり火炎が確認できるが，これは失火前の火炎であり，その後は保炎できずに失火する．次に $St_b = 0.8$，0.9 及び 1.0 の f_{burst} の，4 周期分の可視化結果を図 6-25，6-26 及び 6-27 に示す．ここで T は各 DBD-PA 駆動条件でのバースト周期の 1 周期の時間とし，t は 1 枚目の可視化画像を基準（ゼロ）とした時間である．

また DOWN，$St_b = 0.7$〜1.3 のレーザーライトシート法により噴流断面を可視化撮影した動画（撮影速度 12000 fps）を用いて，$x/d_b = 1$ の位置に発生する渦輪の数を 0.1 秒間分数え，渦輪の発生周波数 f_{vortex} を求めて図 6-28 に示す．

図 6-28 より $St_b = 0.8$，0.9 及び 1.0 では，浮き上がり火炎基部より上流未燃部の噴流に，バースト周波数 f_{burst} と渦発生周波数 f_{vortex} が同調するロックイン現象が発生している．第 4 章で示したように，噴流下流部でロックイン現象が発生する駆動条件よりも，噴流拡散が促進する駆動条件が存在する．しかしロックイン現象が発生している駆動条件のみ，浮き上がり火炎の保炎が可能である．

ロックイン現象が生じると渦輪が等間隔で発生する．$St_b = 0.8$，0.9 及び 1.0 では図 6-25，6-26 及び 6-27 に示すように，渦輪のペアリングが比較的安定した周期で行われる．そのため周囲気体（空気）のエントレイメントも，ロックイン現象が生じていない条件と比較して定常的な周期で行われていると考えられる．その結果，噴出する部分予混合気の拡散に伴う燃焼ガスの空間濃度分布が，ロックイン現象が生じていない条件と比較して安定していると考えられる．また渦輪のペアリングによって発生する大規模渦輪がもたらす，渦輪外縁部の逆向きの流れも浮き上がり火炎の保炎に影響を与えていると考えられる．さらに第 4 章に示した通り，ロックイン現象が発生する f_{burst} の範囲の中で低い周波数で駆動したときは，噴流上流部でノズル中心軸上の速度低下の進行が早く，噴流幅が拡大して拡散が促進する．図 6-28 より $St_b = 0.8$，0.9 及び 1.0 はロックイン現象が発生する f_{burst} の範囲の中で低い周波数であり，その他の駆動条件と比較して噴流上流部で噴流幅が拡大していると考えられる．ロックイン現象によって渦輪のペアリングの頻度も高いため，定常的に噴流幅が拡大してノズル半径方向（y 軸方向）の速度勾配が緩やかになり，燃焼速度と釣り合いやすいことも浮き上がり火炎が保炎された要因だと考えられる．加えて第 3 章に示した通り，ロックイン現象が生じると噴流上流部で縦渦が発達する．縦渦は噴出する燃焼ガスの噴流外縁部に相当する．部分予混合気で形成される縦渦は周囲気体（空気）との拡散混合によって，縦渦部分の燃料濃度は燃焼範囲に収まっていると考えられる．そのため噴流外縁部で燃焼している浮き上がり火炎は，流れ方向に軸を持つ縦渦によって伝播していることも考えられる．このロックイン現象によって

生じる縦渦の発達も，浮き上がり火炎が保炎された一因となっていると考えられる．

DOWN で浮き上がり火炎が保炎されたが，UP では保炎されなかった．これは６－５－１項に示したように，DOWN ではノズル内部で噴流主流と逆向きに誘起流れが発生するため，ケルビン－ヘルムホルツ不安定性によって発生する渦輪が UP よりも早期に発達するためと考えられる．

図 6-28 より $St_b = 1.1$ と 1.2 でもロックイン現象が生じている．しかし $St_b = 1.1$ と 1.2 では浮き上がり火炎は保炎できない．第４章で示した通り，ロックイン現象が生じる終端の f_{burst} では渦輪がペアリングすることで早期に崩壊し，噴流拡散が抑制される．$St_b = 1.3$ ではロックイン現象が生じていないため，$St_b = 1.1$ と 1.2 の f_{burst} はロックイン現象が生じる f_{burst} の終端付近の周波数である．そのため渦輪が早期にペアリングして崩壊することで渦輪が大規模化しなかったこと，また横渦が崩壊することで縦渦も発達しないため，$St_b = 1.1$ と 1.2 では浮き上がり火炎が保炎できなかったと考えられる．

図 6-25 $St_b = 0.8$ の f_{burst} 4 周期分の可視化結果

図 6-26 $St_b = 0.9$ の f_{burst} 4 周期分の可視化結果

図 6-27 $St_b = 1.0$ の f_{burst} 4 周期分の可視化結果

図 6-28 DOWN, St_b = 0.7～1.3 における f_{vortex}

６－６　第６章　結論

DBD プラズマアクチュエータを用いて空気とプロパンの部分予混合気による，噴流拡散火炎を制御した結果を実験的に評価して明らかにした．本章の研究により得られた主要な結論を下記に示す.

（１）DBD-PA を駆動すると誘起流れと電場の影響によって, 火炎形態が変化する．バーナーノズルより噴出する部分予混合気と同じ方向に誘起流れと電場を発生させると，$V_{p\text{-}p}$ = 14 kV で，DBD-PA OFF では浮き上がり火炎が形成されない U_m = 10 m/s で浮き上がり火炎が形成された．これは誘起流れと電場によって発生する運動量で，ノズルリブから火炎が引き剥がされたため生じたと考えられる.

（２）バーナーノズルより噴出する部分予混合気と逆方向に誘起流れと電場を発生させると，DBD-PA OFF では失火してしまう噴出流速でも，付着火炎が保炎された．$V_{p\text{-}p}$ = 10 kV で U_m = 27 m/s まで付着火炎が保炎されたが，$V_{p\text{-}p}$ = 10 kV で発生する誘起流れは微速のため，電場によって発生する運動量で付着火炎が保炎されたと考えられる.

（３）浮き上がり火炎を形成後，DBD-PA OFF では失火してしまう U_m = 14 m/s でも DBD-PA をバースト駆動することによって，浮き上がり火炎が保炎された. 浮き上がり火炎が保炎された駆動条件では, 浮き上がり火炎基部より上流の部分予混合気未燃部の噴流に，バースト周波数と渦の発生周波数が同調するロックイン現象が生じている．このロックイン現象によって, 燃焼ガスの空間濃度分布の安定化, 噴流幅が拡大してノズル半径方向の速度勾配が緩やかになり燃焼速度と釣り合いやすい及び流れ方向に軸を持つ縦渦の早期発達が生じたため，浮き上がり火炎が保炎されたと考えられる.

第 7 章

第７章　本論文の結論

本論文の研究では,

- 過去の研究において, 噴流の基本的な特性であるプリファード周波数が研究対象や研究条件によって異なり，広範囲に渡る要因
- ノズル内部に組み込んだ DBD プラズマアクチュエータを用いて，円形先細ノズルより噴出される噴流の渦発生と渦発達過程を制御し，その拡散過程

を明らかにした．本研究を実施し，得た結論を下記に示す.

（１）円形先細ノズルより噴出される，プリファード周波数の基となる自由噴流に発生する噴流初期領域の渦輪列の発生要因を明らかにした（第２章）.

助走管を有する先細ノズルから噴出される，自由噴流に生じる噴流初期領域の渦輪列は噴流装置内部の音響共鳴が起こる周波数に従属して発生する．すなわち噴流装置内部の音響共鳴で生じる圧力変動によって，ノズル出口近傍の噴流の速度変動が生じ，噴流境界面の微小な変形も生じてケルビンーヘルムホルツ不安定性による渦が発生していると考えられる．そのため音響共鳴が生じる周波数が，自由噴流に自然発生する渦輪列の周波数（自然周波数）を支配している. そして過去の研究において, プリファード周波数が研究対象や研究条件によって異なったのは, 仮にノズル出口形状やレイノルズ数が同じでも, 噴流装置全体の内部形状が異なったために，音響共鳴の周波数が異なったからと考えられる.

ノズル内径, ノズル形状及び助走管内径を変えずに, 助走管の長さのみを変更して音響共鳴の周波数を変更させたところ，同じレイノルズ数でも自然周波数が変化した. また自然周波数はレイノルズ数に対して, 階段状にステップアップして上昇する．さらに噴流装置内部の音響共鳴による音圧レベルを吸音材で低減させたところ, 渦輪の発達が抑制された. ノズル出口内径を代表長さとしたレイノルズ数やストローハル数は噴流装置内部（助走管の長さ，形状など）の数値を含まない. したがって, 自由噴流に生じる噴流初期領域の渦輪列の周波数や発達過程を評価する場合，レイノルズ数やストローハル数だけではなく噴流装置内部の形状，音響共鳴の強弱を考慮する必要がある.

（２）ノズル内部に組み込んだ DBD-PA によって円形噴流を制御し，その噴流渦構造の挙動を明らかにした（第３章）.

ノズル内部に組み込んだ DBD-PA をバースト駆動し，間欠的に誘起流を発生させて噴流を制御した. DBD-PA で誘起流を生じさせることで, 噴流初期領域の

渦の発生挙動が変化する．特に，特定の DBD-PA のバースト周波数では，バースト周波数と噴流初期領域の渦輪の発生周波数が同調するロックイン現象が生じる．ロックイン現象が生じるバースト周波数で DBD-PA を駆動することで，任意の周波数で渦輪を発生させることができ，噴流を制御できる．バースト周波数はストローハル数を基準に決定したが，レイノルズ数に対してロックイン現象が発生するストローハル数は変化する．そのためストローハル数を基準に噴流を制御する際，ロックイン現象によって渦輪の発生を制御できるストローハル数は，レイノルズ数に対して変化する．

（３）DBD-PA の駆動条件が，円形噴流の拡散過程にどのような変化を及ぼすのか明らかにした（第４章）．

DBD-PA の駆動条件を変化させることで噴流拡散の促進，抑制のどちらも可能である．

渦輪のペアリングの頻度は，DBD-PA の誘起流速度が速いほど高くなるわけではない．ロックイン現象が発生すると渦輪が等間隔で発生して渦輪がペアリングするが，誘起流速度が速いと渦輪の発達する位置がより上流となる．そのため渦輪同士の間隔によっては，下流の渦による誘導よりも循環の強い渦が上流に発達し，ペアリングが乱れやすくなる．

誘起流速度を速くするほど噴流拡散が促進するということではない．本研究条件（レイノルズ数 $Re = 5000$）において $x/d = 4$ までの上流では，印加電圧によらずにロックイン現象が生じる自然周波数の 0.9 倍と 1.0 倍でバースト駆動したとき，渦輪のペアリングによって大規模渦輪が発生して速度低下の進行が早くなる．しかし $x/d = 6$ 以降の下流においては，ロックイン現象が発生するバースト周波数の直前の，$V_{p\text{-}p} = 14$ kV（誘起流速度 2.0 m/s 程度），自然周波数の 0.7 倍でバースト駆動すると，噴流拡散に従うノズル中心軸上の速度低下の進行が全駆動条件の中で最も早くなる．また $x/d = 12$ 以降の下流においては，ロックイン現象が発生する終端の周波数の，$V_{p\text{-}p} = 16$ kV（誘起流速度 3.5 m/s 程度），自然周波数の 1.4 倍でバースト駆動すると，噴流の拡散が自由噴流と比較して抑制される．

（４）DBD-PA 特有の能動的制御によって他のアクチュエータでは困難な制御が可能か明らかにした（第５章）．

ロックイン現象が発生するように，複数の長短の波形を組み合わせたオリジナルバースト波形を設計して DBD-PA を駆動し，噴流の渦輪を長短の波形で生じる誘起流に同調させて発生させ，制御した．

オリジナルバースト波形によって噴流の渦輪の大きさ，発生タイミング及び

発生した渦輪の合体を, DBD-PA へ入力する波形の長さとタイミングで制御することで，通常のバースト波形と比較して大規模な渦輪を発達させることが可能である.

（5）DBD-PA によって部分予混合火炎を制御し, DBD-PA による噴流制御が工業発展に寄与することが可能か明らかにした（第６章).

DBD-PA を駆動すると誘起流れと電場の影響によって，火炎形態が変化する. 噴出する部分予混合気と同じ方向に誘起流れと電場を発生させると，DBD-PA OFF よりも低流速で浮き上がり火炎が形成される.

浮き上がり火炎を形成後，DBD-PA OFF では失火してしまう噴出流速でも，DBD-PA をバースト駆動することによって浮き上がり火炎が保炎される. 浮き上がり火炎が保炎されるのは，浮き上がり火炎上流未燃部の部分予混合気にロックイン現象が生じる駆動条件である. このロックイン現象によって, 燃焼ガスの空間濃度分布の安定化，噴流幅が拡大してノズル半径方向の速度勾配が緩やかになり燃焼速度と釣り合いやすい及び流れ方向に軸を持つ縦渦の早期発達が生じたため，浮き上がり火炎が保炎されたと考えられる.

謝辞

本研究を遂行し，学位論文をまとめるに当たり，多くの方々からご支援とご助力を賜りました．

主査の木村元昭教授には本研究の構想から研究遂行，査読付き論文執筆や学会発表，本学位論文に対して多大なるご支援，ご助言をいただきました．博士前期課程での研究内容や博士前期課程修了後の職務内容は異分野であったにも関わらず，現職にお誘いいただいたときは，まさに青天の霹靂でした．勇を鼓して現職へ転職し，学位論文をまとめることが出来ました．木村元昭教授のご助力なくては学位論文の執筆は成し得ず，深謝いたします．

副査の吉田幸司教授，村松旦典教授にはお忙しい中，本学位論文をご査読していただきました．業務，学生指導及び研究活動でご多忙にも関わらず，細部まで的確なご助言をいただけて，学位論文の内容を改善することが出来ました．厚く御礼申し上げます．

庄司秀夫名誉教授，飯島晃良准教授には公益財団法人 天野工業技術研究所助成金へご推薦とご紹介をしていただきました．また，公益財団法人 天野工業技術研究所からは本学位論文に関わる研究に対して研究助成金を戴きました．研究助成金を有効に活用させていただき，研究を滞りなく遂行することが出来ました．誠にありがとうございました．

鈴木康方教授には学外活動の日本機械学会流体工学部門講習会WG委員会や，日本機械学会流体工学部門第１７回流れの夢コンテストでは大変お世話になりました．学外活動を通して他大学の先生方とも交流を図ることができました．誠にありがとうございました．

河府賢治准教授には本研究で使用したプリアンプ一体型 1/4 インチマイクロホン（アコー : TYPE4156N），サウンドカード（アコー : TYPE8833）及び FFT スペクトラムアナライザーソフト（Pioneer Hill Software：SpectraPLUS Professional Edition）をお貸しいただきました．これらの実験器具を使用することで重要な実験データを取得できました．誠にありがとうございました．

関谷直樹助教には研究遂行に当たり，実験方法やデータ整理方法など多くのご助言をいただきました．その結果，新たな研究成果を上げることが出来ました．誠にありがとうございました．

宮城徳誠助教には本研究や日本機械学会の学外活動を遂行するに当たり，ご助言をいただき，また相談に乗っていただきました．誠にありがとうございました．

日本大学熱工学研究会の皆さまには叱咤激励と共に，本研究に関するご助言をいただきました．誠にありがとうございました．

木村研究室の大学院生の富田健斗さん，松森大記さん，金井翔太さん，土田紘司さん，岡田大和さん，小川和将さん及び中川寛之さんと卒業研究生の長島弘彦さん，根岸勇仁さん，淵岡賢人さん，本澤和樹さん，敷波庸介さん，堀竜郎さん，前川聖樹さん，井上和馬さん，加藤諒也さん，山根直人さん，山本一肇さん，石田洋輔さん，清田亮さん，平山裕一さん，福井優太さん，山中諒平さん，青木陸さん，佐々木烈さん，鈴木康大さん，小林翔さん，新谷勇斗さん及び劉依辰さん，また吉田研究室の卒業研究生の大倉康演さんと吉橋翔太さんとは，共に研究活動を行い，多くの実験をして研究データを取得しました．皆さんのおかげで円滑に研究活動を遂行できました．ありがとうございました．

セイコーインスツル株式会社，エスアイアイ・プリンテック株式会社の皆さまには，前職で大変お世話になりました．皆さまの仕事を遂行する姿勢や手法，課題解決の仕方を参考にしながら仕事に取組み，様々な経験と知識を得ることが出来ました．社会人，技術者として至らない点が多い私が，在職していた四年間で社会人，技術者として成長することが出来たのは，皆さまと共に仕事をしたためと考えております．四年間という短い期間で退職し，ご恩を返せなかったことを大変申し訳なく思っております．本当にありがとうございました．

他にも多くの方々にご支援とご助力をいただいたことで，本研究を遂行することが出来，学位論文をまとめることが出来ました．関わってくださった全ての皆さまに御礼申し上げます．

学位論文の執筆を終えて

秋元雅翔

参考文献

(1) 笠木伸英, 噴流の知的能動制御への挑戦, 日本機械学会年次大会講演資料集, No.8 (2004), p.85.

(2) 社河内敏彦, 噴流工学 －基礎と応用－, 森北出版, 2004, 222p.

(3) Yaga, M., Wakuta, T., Reji, R.V. and Heuy Dong Kim., Effect of coaxial airstream on high-pressure submerged water jet, Recent Asian Research on Thermal and Fluid Sciences, Proceedings of AJWTF7 2018, pp.1-9.

(4) 豊田国昭, 噴流の渦, ながれ, Vol.24, No.2 (2005), pp.151-160.

(5) 日野幹雄, 流体力学, 第 6 版, 朝倉書店, 1974, 267p.

(6) Petersen, R.A. and Samet, M.M., On the preferred mode of jet instability, Journal of Fluid Mechanics, Vol.194 (1988), pp.153-157.

(7) 森隼人, 噴流中の大規模渦と縦渦の干渉, 北海道工業大学大学院, 2004, 博士論文.

(8) 川井悠輝, 木村元昭, 噴出ガス密度と出口速度分布の影響によるプリファード周波数と噴流拡散の関係, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.77, No.775 (2011), pp.507-516.

(9) 森隼人, 豊田国昭, 平元理峰, 白濱芳朗, 軸対称噴流中の渦輪と縦渦の干渉, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.70, No.697 (2004), pp.2265-2271.

(10) Tsubokura, M., Kobayashi, T. and Taniguchi, N., Numerical study on the difference of the eddy structures between plane and round impinging jets, Proceedings of the 5th International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements, 2002, pp.267-276.

(11) Liepmann, D. and Gharib, M., The role of streamwise vorticity in the near-field entrainment of round jet, Journal of Fluid Mechanics, Vol.245 (1992), pp.643-668.

(12) Grinstein, F.F., Gutmark, E.J., Parr, T.P. Hanson-Parr, D. M. and Obeysekare, U., Streamwise and spanwise vortex interaction in an axisymmetric jet. A computational and experimental study, Physics of Fluid, Vol.8, No.6 (1996), pp.1515-1524.

(13) Widnall, S.E., Bliss, D.B. and Tsai, C.Y., The instability of short waves on a vortex ring, Journal of Fluid Mechanics, Vol.66, No.1 (1974), pp.35-47.

(14) Shariff, K., Verzico, R. and Orlandi, P., A numerical study of three-dimensional vortex ring instability: Viscous correction and early nonlinear stage, Journal of Fluid Mechanics, Vol.279 (1994), pp.351-375.

(15) 奥出宗男, 大蔵信之, 早藤英俊、渦輪に現れる遠心力不安定, ながれ, Vol.21, No.1 (2002), pp.78-88.

(16) Hussain, A.K.M.F., Coherent structures and turbulence, Journal of Fluid Mechanics,

Vol.173 (1986), pp.303-356.
(17) 鈴木宏明，笠木伸英，鈴木雄二，フラップ型マイクロ電磁アクチュエータ群による軸対称噴流の能動制御，日本機械学会論文集 B 編，Vol.65，No.639 (1999)，pp.3644-3651.
(18) 社河内敏彦，噴流，後流，及びはく離流れの流動制御，日本機械学会 2018 年度年次大会 (2018)，W051001.
(19) 笠木伸英，乱流のスマート・コントロールに向けて，日本航空宇宙学会誌，Vol.48，No.554 (2000)，pp.155-161.
(20) Mohamed Gad-el-Hak, Flow Control Passive, Active, and Reactive Flow Management, Cambridge University Press, 2000, p.28.
(21) 三浦健介，半デルタ翼形状タブによる軸対称噴流の混合拡散制御，名古屋大学，2017，博士論文.
(22) 豊田国昭，Hussain, A.K.M.F.，非円形噴流中の渦構造に関する研究，日本機械学会論文集Ｂ編，Vol.55，No.514 (1989)，pp.1542-1545.
(23) 豊田国昭, 噴流中の渦の挙動と制御, ターボ機械, Vol.25, No.9 (1997), pp.497-503.
(24) Zaman, K.B.M.Q. and Hussain, A.K.M.F., Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation. Part1. General jet response, Journal of Fluid Mechanics, Vol.101, No.3 (1980), pp.449-491.
(25) 鈴木雄二，笠木伸英，斎木悠，マイクロ・アクチュエータ群による噴流火炎の能動制御，日本機械学会誌，Vol.110，No.1059 (2007)，pp.124-127.
(26) 栗本直規，斎木悠，鈴木雄二，笠木伸英，マイクロ・アクチュエータ群によるモデル燃焼器内予混合火炎の能動制御，日本機械学会論文集Ｂ編，Vol.74，No.744 (2008)，pp.1843-1852.
(27) 齋木悠，田中繁弘，服部駿也，石野洋二郎，ミニチュア噴流アクチュエータによるメタン・空気同軸噴流の混合および燃焼の能動制御，日本機械学会論文集Ｂ編，Vol.79，No.807 (2013)，pp.2384-2396.
(28) 深潟康二，山田俊輔，石川仁，プラズマアクチュエータの基礎と研究動向，ながれ，Vol.29，No.4 (2010)，pp.243-250.
(29) Benard, N. and Moreau, E., Electrical and mechanical characteristics of surface AC dielectric barrier discharge plasma actuators applied to airflow control, Experiments in Fluids, Vol.55 (2014), 1846.
(30) 西田浩之，清水一男，安部隆士，小方聡，DBD プラズマアクチュエータの作動原理と基本特性，プラズマ・核融合学会誌，Vol.91，No.10 (2015)，pp.651-656.
(31) Benard, N. and Moreau, E., Electric wind produced by a surface plasma discharge

energized by a burst modulated high voltage, Proceedings of the 29th international conference on plasma ionized gazes, Paper No. D.16 (2009), pp.1-4.
(32) 藤井孝藏，浅田健吾，DBD プラズマアクチュエータによる翼剥離制御メカニズム　ーバースト波解析が語るものー，ながれ，Vol.29，No.4 (2010)，pp.259-270.
(33) 瀬川武彦，清水一男，松田寿，光用剛，松沼孝幸，プラズマアクチュエータの産業応用，プラズマ・核融合学会誌，Vol.91，No.10 (2015)，pp.665-670.
(34) Gutmark, E. and Ho, C. M., Preferred modes and the spreading rates of jets, The Physics of Fluids, Vol. 26, No.10 (1983), pp.2932-2938.
(35) 中村宣明，村松旦典，一方向から局所的に励起した円形噴流の発達過程，日本機械学会 流体工学部門講演会講演論文集 (2018)，OS5-10.
(36) 宮越勝美，羽二生博之，榊原強史，ノズル内の小円柱後流による二次元噴流の拡散制御（制御条件におけるレイノルズ数の影響），日本機械学会 流体工学部門講演会講演論文集 (2007)，318.
(37) 内山千鶴，飯尾昭一郎，江角直道，せん断層励起による大気圧プラズマジェットの制御可能性，日本機械学会 2013 年度年次大会 (2013)，S054021.
(38) PIVTEC, User manual aerosol generator PivPart14 series, pp.1-8.
(39) 早川道雄，飯田誠一，乱流軸対称噴流の近傍場に現れる準周期的速度変動，ながれ，Vol.13，No.3 (1994)，pp.215-223.
(40) 子安勝，吸音の基礎事項，音響技術，Vol.19，No.3 (1990)，pp.2-7.
(41) 社河内敏彦，安藤俊剛，関根隆行，松本昌，共鳴噴流の流動とかく乱の増幅・制御，日本機械学会論文集 B 編，Vol.66，No.642 (2000)，pp.352-358.
(42) 鬼頭みずき，社河内敏彦，軸対称噴流の流動特性に対するノズル形状の影響，奈良工業高等専門学校研究紀要，No.45 (2009)，pp.19-24.
(43) Asada, K., Ninomiya, Y., Airfoil Flow Experiment on the Duty Cycle of DBD Plasma Actuator, 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition, AIAA2009-531 (2009)
(44) Mitsuo, K., Watanabe, S., Atobe, T., Kato, H, Lift Enhancement of a Pitching Airfoil in Dynamic Stall by DBD Plasma Actuators, 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, AIAA2013-1119 (2013)
(45) Fujii, K., High-performance computing-based exploration of flow control with micro devices, Philosophical transactions of the Royal Society A, Vol.372, (2014), pp.531-538.
(46) 宮城徳誠，大西真澄，朝倉洵，佐用謙太郎，木村元昭，同軸型 DBD プラズマアクチュエータを用いた噴流制御，日本機械学会論文集 B 編，Vol. 79,

No. 806 (2013)，pp.2041-2052.
(47) 加藤佳久，伊藤宏太，今尾茂樹，菊地聡，小里泰章，DBD プラズマアクチュエータを用いた長方形噴流の制御，日本機械学会論文集，Vol.81 No.825 (2015)，14-00695.
(48) 株式会社フェローテックマテリアルテクノロジーズ，https://ft-mt.co.jp/product/machinable_ceramics/，(参照 2020-01-24)
(49) 亀本喬司, 渦放出とロックイン現象, ターボ機械, Vol.29, No.9 (1997), pp.488-496.
(50) 内藤隆，今井伸治，後藤俊幸，山田日出夫，渦輪の周方向の不安定波について（波の数の時間的減少に関する実験的観察）, ながれ, Vol.15, No.5（1996）, pp.401-408.
(51) 栗間諄二，宮本政英，笠木伸英，平田賢，軸対称噴流の渦輪挙動に対する周期的じょう乱の効果，日本機械学会論文集 B 編，Vol.60，No.574 (1994), pp.2007-2013.
(52) Hussain, A.K.M.F. and Zaman, K.B.M.Q., Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation. Part2. Coherent structure dynamics, Journal of Fluid Mechanics, Vol.101, No.3 (1980), pp.493-544.
(53) 一般社団法人可視化情報学会　編, PIV ハンドブック（第 2 版）, 森北出版, 2018，480p.
(54) 溝渕泰寛，部分予混合火炎，日本燃焼学会誌，Vol.52，No.161 (2010)，pp206-212.
(55) 栗本直規，鈴木雄二，笠木伸英，マイクロ・アクチュエータ群による浮き上がり火炎の能動制御，日本機械学会論文集 B 編，Vol.71，No.701 (2005), pp.191-199.
(56) 檜垣守正，浮き上がり火炎の研究，日本大学大学院，1986，博士論文.
(57) Chao, Y. C. and Jeng. M. S., Behavior of the lifted jet flame under acoustic excitation, Twenty-Fourth Symposium on Combustion, Vol.24, No.1 (1992), pp.333-340.
(58) 水谷幸雄，燃焼工学入門 ー省エネルギーと環境保全のためー，森北出版，2003，161p.
(59) 新岡嵩，河野通方，佐藤順一，燃焼現象の基礎，オーム社，2001，377p.
(60) 水谷幸雄，燃焼工学（第 3 版），森北出版，2002，288p.
(61) 社団法人日本機械学会，“第 3 章 流速”，技術資料 流体計測法，社団法人日本機械学会，1985，pp151-152.
(62) 瀬川武彦，小方聡，武川信也，DBD プラズマアクチュエータへの入力電圧波形が誘起噴流の流動特性に与える影響, ながれ, Vol.29. No.4 (2010), pp251-258.

(63) 金原寿郎，気体の燃焼物理，裳華房，1985，314p.
(64) 藤田順治，たかがロウソク，されどロウソク ー理科教育にも使える身近なプラズマー，プラズマ・核融合学会誌，Vol.88，No.6 (2012)，pp.297-299.

学位論文と関連する査読付き論文

(1) 秋元雅翔, 木村元昭, 助走管を有する円形先細ノズルにおける自由噴流の渦輪の発生原因とその抑制, 日本機械学会論文集, Vol.85, No.876 (2019), p.19-00160.

(2) 秋元雅翔，木村元昭，バースト駆動を用いた同軸型 DBD プラズマアクチュエータによる噴流制御（印加電圧とバースト周波数による噴流拡散過程の変化），日本機械学会論文集，Vol.85，No.874（2019），p.19-00010

(3) M. Akimoto, H. Matsumori, M. Kimura, Jet control using the coaxial type DBD-PA by burst modulation, Proceedings of the 4th Symposium on Fluid-Structure-Sound Interactions and Control (Lecture Notes in Mechanical Engineering), 2018, pp.75-80.

(4) 秋元雅翔，松森大記，木村元昭，同軸型 DBD プラズマアクチュエータによる噴流制御 ーバースト駆動による噴流渦構造の変化ー，可視化情報学会論文集，Vol.37，No.6（2017），pp.21-31.

学位論文と関連する口頭発表

(1) 小川和将，小林翔，新谷勇斗，劉依辰，岡田大和，秋元雅翔，木村元昭，同軸型 DBD プラズマアクチュエータを用いた噴流制御に関する研究 ー誘起流れによるバイオガスを用いた拡散燃焼への影響ー，第 63 回日本大学理工学部学術講演会.

(2) 秋元雅翔，岡田大和，木村元昭，DBD プラズマアクチュエータバーナーノズルによるバイオガス支援燃焼，第 57 回燃焼シンポジウム.

(3) 秋元雅翔，岡田大和，木村元昭，DBD-PA バーナーノズルを用いたバーナー燃焼制御，日本機械学会 第 97 期流体工学部門講演会.

(4) 秋元雅翔，木村元昭，同軸型 DBD プラズマアクチュエータによる円形噴流制御，日本機械学会 2019 年度年次大会.

(5) 岡田大和，秋元雅翔，木村元昭，同軸型 DBD プラズマアクチュエータを用いた噴流制御に関する研究:バースト駆動による誘起流れが部分予混合燃焼に与える影響，第 28 回日本エネルギー学会大会.

(6) 秋元雅翔, 木村元昭, ノズル内部に生じるパイプ共鳴と軸対称噴流に発達する渦輪列の関係，COMSOL CONFERENCE 2018 TOKYO.

(7) 福井優太，岡田大和，山中諒平，秋元雅翔，木村元昭，同軸型 DBD プラズマアクチュエータを用いた噴流制御に関する研究 ー噴流挙動が火炎に与える影響ー，第 62 回日本大学理工学部学術講演会.

(8) 青木陸，佐々木烈，鈴木康大，土田紘司，吉田幸司，秋元雅翔，木村元昭，同軸型 DBD プラズマアクチュエータを用いた層流予混合火炎の制御 －誘起流れと火炎の挙動の関係－，第 62 回日本大学理工学部学術講演会.

(9) 土田紘司，秋元雅翔，吉田幸司，木村元昭，同軸型 DBD プラズマアクチュエータを予混合バーナーに用いた研究 －誘起流れによる速度分布変化の影響－，第 56 回燃焼シンポジウム.

(10) 秋元雅翔, 木村元昭, 助走管を有する先細ノズルにおける軸対称噴流の渦輪列の発生周波数とその活用，日本機械学会 第 96 期流体工学部門講演会.

(11) 秋元雅翔，木村元昭，同軸型 DBD プラズマアクチュエータによる噴流の拡散促進と抑制，日本機械学会 2018 年度年次大会.

(12) 秋元雅翔，土田紘司，木村元昭，同軸型 DBD プラズマアクチュエータによるバーナー燃焼制御，第 28 回日本エネルギー学会大会.

(13) 井上和馬，加藤諒也，山根直人，山本一肇，松森大記，秋元雅翔，木村元昭，同軸型 DBD プラズマアクチュエータを用いた噴流の制御，日本機械学会関東支部 第 24 期講演会.

(14) 井上和馬，加藤諒也，山根直人，山本一肇，松森大記，秋元雅翔，木村元昭，同軸型DBDプラズマアクチュエータを用いた噴流拡散および抑制の制御に関する研究，第 61 回日本大学理工学部学術講演会.

(15) 石田洋輔，清田亮，平山裕一，金井翔太，土田紘司，吉田幸司，秋元雅翔，木村元昭，同軸型 DBD プラズマアクチュエータを用いた希薄燃焼の継続についての研究 －誘起流れによる速度分布の変化－，第 61 回日本大学理工学部学術講演会.

(16) 金井翔太，土田紘司，秋元雅翔，吉田幸司，木村元昭，同軸型 DBD プラズマアクチュエータを用いた燃焼バーナーノズルにおける燃焼制御，第 55 回燃焼シンポジウム.

(17) 秋元雅翔，松森大記，木村元昭，同軸型 DBD プラズマアクチュエータのオリジナル駆動波形による噴流制御，日本機械学会 2017 年度年次大会.

(18) Hiroshi Tsuchida, Shouta Kanai, Masato Akimoto, Koji Yoshida, Motoaki Kimura, Study of Laminar Flow Premixed Flame using a Coaxial Type DBD Plasma Actuator -Behavior of Chemically Active Species and Ozone-, 6th Pacific-Asia Conference on Mechanical Engineering.

(19) M. Akimoto, H. Matsumori, M. Kimura, Jet control using the coaxial type DBD-PA by burst modulation, 4th Symposium on Fluid-Structure-Sound Interactions and Control.

(20) H. Matsumori, M. Akimoto, M. Kimura, Effect of burst modulation by coaxial DBD-PA on jet, 4th Symposium on Fluid-Structure-Sound Interactions and Control.

(21) S. Kanai, H. Tsuchida, K. Yoshida, M. Akimoto, M. Kimura, Flame Control in Combustion Nozzle using a Coaxial Type DBD Plasma Actuator, 4th Symposium on Fluid-Structure-Sound Interactions and Control.
(22) 長島弘彦，根岸勇仁，淵岡賢人，本澤和樹，松森大記，秋元雅翔，木村元昭，同軸型 DBD プラズマアクチュエータを用いた噴流制御に関する研究, 第 60 回日本大学理工学部学術講演会.
(23) 敷波庸介，土田紘司，堀竜郎，前川聖樹，金井翔太，富田健斗，吉田幸司，秋元雅翔，木村元昭，同軸型 DBD プラズマアクチュエータを用いた燃焼促進作用についての研究 －化学活性種が火炎に与える影響－，第 60 回日本大学理工学部学術講演会.
(24) 富田健斗，金井翔太，秋元雅翔，吉田幸司，木村元昭，同軸型 DBD プラズマアクチュエータを用いた予混合バーナーの特性，第 54 回燃焼シンポジウム.
(25) 秋元雅翔，松森大記，木村元昭，同軸型 DBD プラズマアクチュエータを用いた噴流の拡散促進，日本機械学会 第 94 期流体工学部門講演会.
(26) 松森大記，秋元雅翔，宮城徳誠，木村元昭，同軸型 DBD プラズマアクチュエータの電圧波形が噴流に与える影響，日本機械学会 2016 年度年次大会.