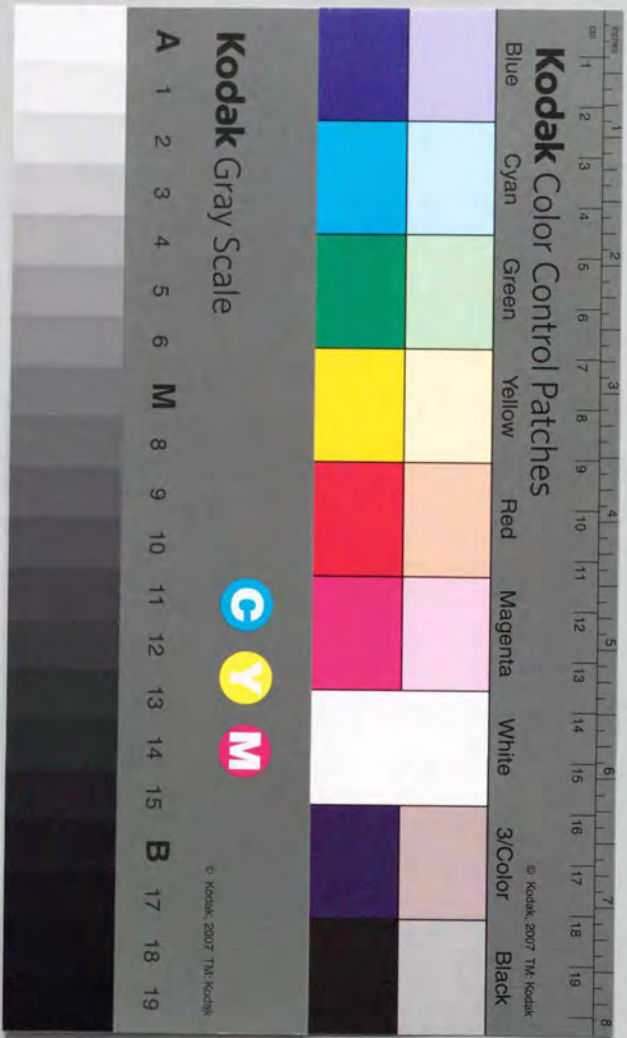


MPDアークジェットの電磁流体流れ

船木 一幸



①

MPDアークジェット of 電磁流体流れ

1995年 船木一幸

指導教官 栗木恭一教授

概要

MPD (電磁プラズマ流体力学) アークジェット of 放電室断面形状の違いが推力特性・推進効率特性にどう反映され、その時流れ場はどのように異なるかを調べるため、六種類の放電室形状についてMPDアークジェットの推進性能取得、内部流測定と数値解析を行った。MPDアークジェットの推力では、放電室形状には依存しない電磁推力が支配的とされてきたが、今回測定の対象となった放電室形状と作動条件では空気力学的熱電子効果による熱的加速分が大きいことが電磁流体力学方程式を基にした数値解析より明らかになった。推力特性の測定結果は放電室形状毎に大きく異なっており、この空気力学的熱電子加速量の違いが大きな推力差に結びついていることがわかった。内部プラズマ流の可視化からは、全ての形状にて陰極先端付近の強い加熱領域と比較的濃いプラズマ領域が観測され、この高エンタルピープラズマの膨張加速を強調できる形状が大きな推力を発生でき、同一比推力あたりでの推進効率にも優れている。

	ページ
第1章 MPDアークジェット	1
1-1 はじめに	1
1-2 MPDアークジェットの動作原理	5
1-3 MPDアークジェット研究の現状と問題点	7
1-4 研究の目的	10
第2章 2次元MPDアークジェット作動システム	13
2-1 システム概略	13
2-2 放電ヘッド	13
2-3 真空排気系	18
2-4 電力供給系	20
2-5 推進剤供給系	21
2-6 作動制御系	21
2-7 放電状況	24
第3章 推進性能測定	30
3-1 測定方法	30
3-1-1 放電電流測定	30
3-1-2 放電電圧測定	32
3-1-3 推力測定	32
3-2 測定結果	34
3-2-1 放電電流・電圧特性	34
3-2-2 推力特性	34
3-2-3 推進効率特性	38
3-3 3章のまとめ	49
第4章 内部プラズマ分布測定	55
4-1 測定方法	55
4-1-1 放電経路測定	55
4-1-2 プラズマ密度分布測定	56
4-2 測定結果	61
4-2-1 放電経路分布	61
4-2-2 プラズマ密度分布	68
4-3 4章のまとめ	76

第5章 MPDアークジェット内部流の解析	78
5-1 電磁流体方程式による定式化	78
5-2 準一次元解析	83
5-2-1 支配方程式	85
5-2-2 音速点, 磁気音速点条件について	87
5-2-3 数値解析方法	89
5-2-4 数値解析結果	90
5-3 2次元数値解析	97
5-3-1 方程式系	97
5-3-2 数値解析方法	99
5-3-3 解析結果	105
5-4 5章のまとめ	121
第6章 考察	122
6-1 磁気音速点の存在	122
6-2 実験結果と計算結果の比較	128
6-2-1 推力特性データの比較	128
6-2-2 内部流の比較	130
6-3 推力特性の放電室断面形状依存性の電磁流体力学的解釈	139
第7章 結論	153
謝辞	154
参考文献	155

主要記号一覧

(特別な指示のない限りSI単位系に従う)

a	音速
a_m	磁気音速
A	放電室断面積
A^*	放電室断面積の無次元化量
A_{out}	放電室出口の断面積
b	磁束密度のz成分 (無次元量)
B	磁束密度のz成分
\mathbf{B}	磁束密度ベクトル
B_0	放電室入口の磁束密度
c	光速
C	コンデンサ容量
d_a	陽極間距離
e	全エネルギー、電場の無次元量、電気素量
E	一次元解析での電場のy成分
E	電場
E_t	電場の電極表面上接線方向成分
E_x	電場のx成分
E_y	電場のy成分
F	推力
\mathbf{F}	Euler方程式/電磁流体方程式の流束ベクトル
\hat{F}	\mathbf{F} の一般座標への変換
F_{dis}	放電による推力
F_{gas}	コールドガス噴出による推力
$(Ft)_{total}$	測定された全衝撃力
g	重力加速度
\mathbf{G}	Euler方程式/電磁流体方程式の流束ベクトル
\hat{G}	\mathbf{G} の一般座標への変換
h	プランク定数、エンタルピー
\hat{h}	電磁流体に一般化されたエンタルピー
H	高さ、全エンタルピー
\mathbf{H}	Euler方程式/電磁流体方程式のソース項ベクトル
\hat{H}	\mathbf{H} の一般座標への変換
I_{sp}	比推力
\mathbf{j}	電流密度ベクトル

j_x	電流密度のx成分
j_y	電流密度のy成分
J	総放電電流、変換のヤコビアン $J = \xi_x \eta_y - \xi_y \eta_x$
k	ボルツマン定数
ℓ	長さ
$\ln \Lambda$	クーロン対数
L	インダクタンス、電極長
m_e	電子一個の質量
m_i	イオン一個の質量
\dot{m}	質量流量
M	質量
M_i	原子質量
M_m	一分子の質量、磁気マッハ数
n	数密度
n_e	電子数密度
n_i	イオン数密度
p	圧力
\hat{p}	電磁流体に一般化された圧力
p_c	貯気槽圧
p_{out}	放電室出口での平均圧力
P	プラズマの運動エネルギーと電離エネルギーの和
\mathbf{Q}	Euler方程式/電磁流体方程式の変数ベクトル
\hat{Q}	\mathbf{Q} の一般座標への変換
r_a	陽極径
r_c	陰極径
R	気体定数
$R_{j+1/2}, R_{k+1/2}$	固有ベクトル行列
Rm	磁気レイノルズ数
S	オリフィス断面積
t	時間
t_{dis}	放電パルス半値幅
t_{gas}	ガスパルス半値幅
t_{PFN}	n段の梯子回路で得られるパルス幅
T	温度
T_c	貯気槽内の気体温度
T_e	電子温度
TP	推力電力比

u	速度のx成分
\mathbf{u}	速度ベクトル
u_m	速度の無次元化量
u_{out}	放電室出口での平均速度
v	速度のy成分
V	放電電圧
V_c	コンデンサの充電電圧
V_i	電離電圧
W	2次元MPDアークジェット放電室の長さ
x	座標
y	座標
z	座標
Z	イオンの価数
Z_{arc}	アークインピーダンス
Z_{PFN}	PFNの特性インピーダンス
α	軸対称型MPDアークジェット理論推力の定数 ((1.1)式)
β	屈折率と密度の線形な関係式における定数 (~ 0.0003 , (4.3)式)
$\Delta\phi$	位相変化
Δs	フリンジシフト量
ϵ_0	真空誘電率
γ	気体の比熱比
γ^*	電磁流体に一般化された気体の比熱比
η	推進効率、一般座標
λ_0	入射レーザー波長
μ	透磁率
μ_0	真空透磁率
v_{cr}	Alfvenの臨界速度
ρ	密度
ρ_s	標準状態 (0°C, 1atm) の密度
σ	電気伝導度
ω_0	入射電磁波振動数
ω_{pi}	イオンプラズマ振動数
ω_{pe}	電子プラズマ振動数
ξ	一般座標

添字	
e	電子
i	イオン
x	x成分
y	y成分
t	接線方向
0	放電室入口
out	放電室出口
m	無次元化量
c	貯気槽
\cdot	電磁流体方程式に一般化された物理量、スロートでの物理量
\wedge	一般座標への変換、無次元量

第1章 MPDアークジェット

1-1 はじめに

宇宙開発の進展にともない宇宙空間におけるミッションへの要求も多様化しており、特に長期間にわたる惑星ミッションなどでは搭載した推進剤の利用効率を高めた高比推力エンジンの開発が急務である。従来から開発が進んでいる化学ロケットでは比推力600秒以上は到達不可能であり、更に高い比推力を達成するための手段の中でも最も実用に近いのが、推進剤を電気的な加熱または電磁氣的体積力にて加速する電気推進機である。電気推進機は衛星の大型化に伴い搭載電源の大規模化が進むにつれ脚光を浴びるようになってきており、以下のような特徴を持つ。¹⁾

- (1) 高い比推力 (MPDアークジェットで1,000~5,000秒、イオンエンジンでは~10,000秒)
- (2) 比推力の選択が可能
- (3) 化学ロケットに比べて低推力で低加速度
- (4) 推力のオン・オフが容易

各推進機ごとの推力密度と比推力領域の相関図 (図 1-1) を見てみると、電気推進機は機種別に比推力、推力密度の各領域がばらついて分布しており、これは推進機への電圧レベル/投入パワーによって決定される。例えばイオンエンジンは1kV/500W、直流アークジェットでは50V/1kW、MPDアークジェットになると100V/500kWである。これらの推進機の中から推進機種と作動領域を選択することにより幅広い比推力領域のカバーが可能であること、そして、電気的スイッチによりオン・オフの繰り返しが可能なのが電気推進機の最大の特徴である。しかし推力密度は化学エンジンには及ばず、衛星の地上からの直接打ち上げやインパルス軌道遷移には用いることができない。従って低加速度ながらも長期間にわたって大きい速度増分 (ΔV) を利用することにより仕事量を稼ぐことが出来る、長期間のミッションにおいて電気推進機は最も威力を発揮できる。

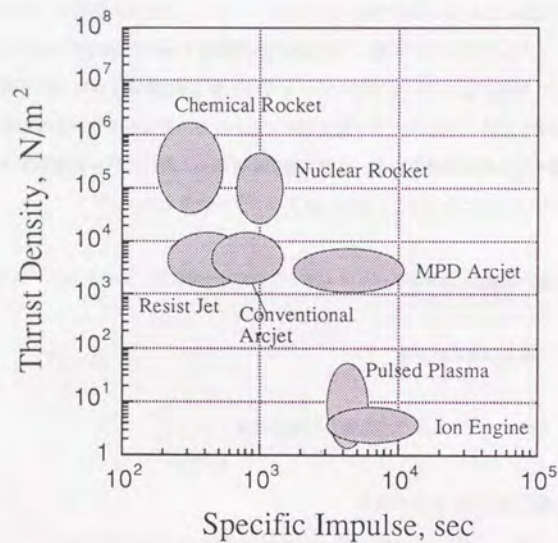


図1-1 各推進機の作動領域

電気推進機の作動領域の違いは推進機の加速機構の違いと密接に関連しており、以下のように三種類に大別することができる。^[1] イオンエンジンのように電離したイオンをクーロン力で加速する静電加速型、DCアークジェット・レジストジェットのように推進剤を加熱しラバールタイプノズルによって膨張・加速させる熱電子加速型、そしてMPDアークジェットのように電離させた推進剤を電流と電流から発生する磁場との相互作用によるローレンツ力にて加速する電磁加速型である。イオンエンジンはプラズマ源から供給される 10^{12}cm^{-3} のイオンの一つ一つを高電圧をかけたアクセルとスクリーンの2つのグリッド間で静電的に加速する。粒子単位で加速できるため排気速度は非常に大きく $\sim 100\text{km/s}$ にも達し、比推力も3,000秒から最大で10,000秒と大きい、空間電荷制限電流のため推力密度が制限される。^[2] このため推力を稼ぐためには推進機を大面積化するしかなく、直径30cmで推力150mNクラスのエンジンが実際に開発されるに至っている^[3] が、大推力の確保は根本的に難しい。DCアークジェットは化学エンジンが化学反応によって行う加熱を電気的に行うものであり、1万度以上もの高エンタルピ源を作り出すことが可能である。当然加熱するほど大きな推力が得られるが、温度上昇による排気速度の向上は構体の融点で制限されてしまい、投入電力30kWで比推力800秒程度が限度である^[4]。MPDアークジェットは比推力領域としては両推進機の間をカバーするものであり、放電電流の増減により自由に推力を調整できる。しかし、定常作動にはMWクラスの電力供給が必要であり、現在2t級の衛星で総供給電力が3kW、スペースステーションでも100kW以下であることを考えれば、推進機を作動させるのに必要な電力供給量には程遠く、パルス作動が用いられる。^[5] イオンエンジンとDCアークジェットの比推力領域を補完する候補のもう一つは、磁場と電子電流の電磁的な相互作用によって生じる電界を利用して加速するホール型スラスタであり、イオンエンジンのような空間電荷制限電流による推力密度の上限が存在しないため、比較的高い推力密度が期待でき、期待される比推力領域も1,000 \sim 3,000秒と幅広い。^[6]

電気推進の実用化は要求電力レベルの小さいイオンエンジンとDCアークジェットから始まっており、軌道投入に失敗したため本格的な運用とはならなかったが、NASAの実用試験静止衛星ETS-VIでは推力20mN、比推力2500秒のイオンエンジン2機が南北軌道制御用として搭載され、今後10年間にわたるオペレーションを行う予定である。^[7] 同様の南北軌道制御用としてRRC製の4台の1.8kW級ヒドラジンDCアークジェットが1993年打上のアメリカの通信衛星Telstar-IVに搭載され、週に一度1時間ほどの作動を行っており、同じシステムが1996年打ち上げのIntelsat-VIIIなどでも採用される。^{[8][9][10]} イオンエンジン・DCアークジェットより更に大電力に対応したMPDアークジェットのシステム試験も始まっており、1995年打ち上げの多目的回収型実験衛星スペース・フライヤー・ユニット(SFU)^[11]の電気推進機実験システム(EPEX)^[12]では、1kW級の準定常作動MPDアークジェットシステムの試

験が1995年夏期に行われた。

本論分で扱うMPD(magnetoplasmadynamic, プラズマ電磁流体力学)アークジェットは既に衛星軌道制御用として搭載されているイオンエンジン・DCアークジェットに比べて実用化は遅れているが、他の電気推進と比較して

- (1) 推力密度が大きく大電力に対応しやすい。
- (2) 構造・作動・運用が簡単でウオームアップが全くいらぬ。
- (3) 作動電圧が低い(充電~300V、放電~150V)ため太陽電池等からの電力変換が容易である。
- (4) 用いる推進剤種が豊富であり、従来のヒドラジンガスジェットとの共用も可能である。また、 N_2H_4 、 NH_3 、 H_2 等を用いれば環境への汚染は少ない。
- (5) 推進剤種類・投入電力の選択により、比推力を広範囲にカバーできる。

といった点で有利であり、¹¹³⁾ 惑星間航行用主エンジンとして期待されている。しかし、大電力対応はMPD作動の必要条件でもあるため、電力供給量が限られる現在の衛星では直流放電での作動は難しい。原子力電源と組み合わせた定常作動が米ソ協同の火星ミッションで取り上げられたことがあるが、実現には至っていない。これを回避するため、エネルギーを充電して推進剤とともにパルス作動を行う準定常MPDのシステムが確立されている。MPDアークジェットの利用としては、低軌道保持状態での月・火星近接探査¹¹⁴⁾ が提案されているほか、化学エンジンでは到達できない高エンタルピー風洞のプラズマ源として働くアークヒーターとして、¹¹⁵⁾ あるいは着火の安定性や構造の簡便さからレーザー核融合装置Gamma-10のプラズマ源として利用されている例がある。¹¹⁶⁾

1-2 MPDアークジェットの動作原理¹¹⁾

自己誘起磁場型MPDの加速原理について説明する。本論文では今後この自己誘起磁場型のアークジェットのみについて考える。流れに外部から磁場をかける外部磁場型MPDアークジェットの開発も盛んであり、低電力にて電磁気的な加速のできることが特徴となっているが、¹¹⁷⁾¹¹⁸⁾ 磁場用電源が別に必要となるなどシステムの複雑化・重量増大を招くことになり、システム全体としての性能向上は難しい。

自己誘起磁場型のアークジェットは図1-2に示すように陽極・陰極と電源からなる単純なシステムをなしており、円環状陽極から同軸の棒状陽極に10kA程の大電流が流れ推進剤が電離する。この大電流がアンペールの法則にしたがって周方向の磁界を誘起し、この自己誘起磁場とこれに直交する元の大電流が干渉して電磁気力(ローレンツ力)をプラズマに及ぼす。力は電流を通じて電子に、また、引き続いてイオンに伝えられる。力の成分は軸方向に働くブローイング力と中心軸方向のポンピング力に分かれる。ブローイング力はそのまま推力に、ポンピング力はいったん圧力に変換されてから陰極表面を押すことにより圧力推力となる。このようにMPDアークジェットではプラズマ源と加速部分の区別はなく、一つの放電室内で行われる。MPDアークジェットの推力発生量はJahnによって理論的に定式化されており、これによると放電電流を J 、透磁率を μ 、陽極および陰極径を r_a 、 r_c として

$$F = \frac{\mu}{4\pi} J^2 \left(\ln \frac{r_a}{r_c} + \alpha \right) \quad (1.1)$$

の推力が生成され、これは放電電流の二乗に比例する。しかし、数万度まで加熱された後の高エンタルピープラズマの膨張加速分は無視できなく、(1.1)の電磁力成分の他にかなりの空力加速成分が推力として換算されていると思われる。ここで $\alpha = 3/4$ は陰極先端に入る電流量で定まる定数である。式(1.1)を見る限りでは放電電流の増大によって推力をいくらでも大きくでき、MPDアークジェットは推力・比推力に臨界のない理想的な加速器である。しかし次節で述べるように放電電流増加による推力・比推力の向上には臨界点が存在することが実験的に明らかになっており、MPDはその作動比推力領域に上限があると考えられている。

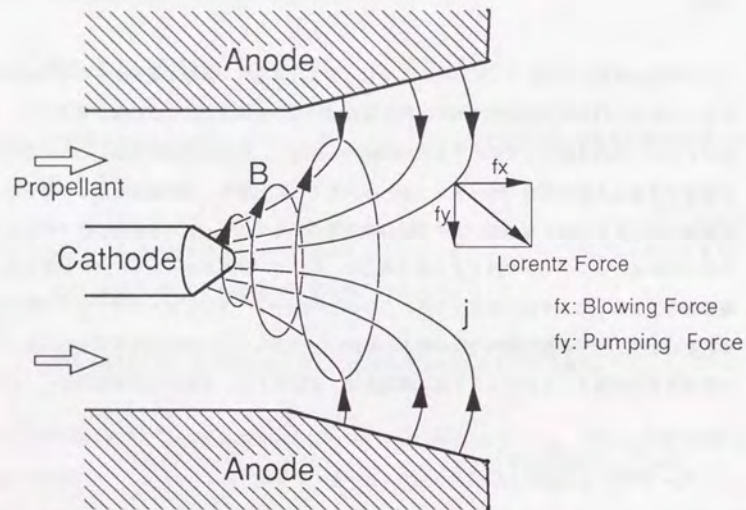


図1-2 MPDアークジェット の作動原理

1-3 MPDアークジェット研究の現状と問題点

大電流作動時の不安定現象による性能臨界（オンセット現象）は実験では放電電流の増加にともなう電流電圧波形の極度の不安定振動として観測される。^[19] この不安定現象のため放電電流増加による推力向上は頭打ちとなり、推進性能向上の最大の障害となっている。

この現象を最初に説明しようとしたのはMalliarisである。^[20] 彼はMPDアークジェットに投入される電力は、完全電離の仮定のもとで、プラズマの運動エネルギーと電離エネルギーの和

$$P = \frac{F^2}{2\dot{m}} + \dot{m} \frac{eV_i}{M_i}$$

F : 推力、 V_i : 電離電圧、 M_i : 原子質量、 e : 電子電荷

で与えられるとし、これに最小仕事の原理を適用して

$$\frac{\partial P}{\partial \dot{m}} = -\frac{1}{2} \left(\frac{F}{\dot{m}} \right)^2 + \frac{eV_i}{M_i} = 0 \quad \therefore v_{cr} = \left(\frac{F}{\dot{m}} \right)_{cr} = \left(\frac{2eV_i}{M_i} \right)^{1/2}$$

となることから

$$v_{cr} = \frac{(Isp)_{cr}}{g} = \left(\frac{2eV_i}{M_i} \right)^{1/2} \quad (1.2)$$

なる臨界速度を得た。この v_{cr} はAlfvenの臨界速度^[21] に等しく、エネルギー等分配がなりたつ際のMPDアークジェット到達排気速度（すなわち比推力）の限度を示すとされた。この後この臨界速度を越えた作動が可能であることが栗木らによって実証されたものの、^[22] 式(1.2)より大きい比推力にて新たな不安定臨界が発見され、結局理論的には説明がつかないまま臨界現象の存在だけが事実となっている。

ガス種や放電部形状によりこの臨界現象の始まる作動条件を多少制御することは出来るが、現時点でこのオンセット現象を根本的に回避する方法はない。オンセット現象の根本的な原因を究明し、これを排除しようという試みも始まっており、プラズマの微視的不安定性がプラズマ抵抗の急激な上昇、さらには放電の不安定性へと結びつくというMicroInstability理論が近年注目を集め始めている。^{[23][24][25]}

衛星への供給電源が大電流へ対応していないことも重なって、現時点ではオンセットによる上限をいかに高めるかというより、オンセット領域以下で最適な作動状況を模索することが重要課題になっている。これはガス種にもよるが、比推力にして1,000～3,000秒程度の運用に相当する。電気推進機の中でもMPDの他に比推力1,000秒台を担えるのは主にロシアで開発されてきたホールスラストのみであり、これも基本的には粒子単位の加速を行うため推力密度は小さい。このためMPDアークジェットにかかる期待は大きいですが、残念ながらMPDは他の電気推進機と比べて実用化が遅れている。これは

低い推進効率

激しい電極損耗による耐久性の乏しさ

が衛星への搭載意欲を削いでいるからである。このため現実にはMPD推進機を実現するためにはオンセット現象の生じない作動領域内での推進効率の改善と電極損耗低減による推進機の長寿命化が不可欠である。

推進効率の改善では、推進機（放電部）形状・推進剤種類・推進剤供給方法について最適化をはからなくてはならない。推進機形状としては歴史的に高エンタルピ源の熱エネルギーの回収をねらうラバールノズル型のものや、^[26] 逆に壁面での熱損失を抑え、ローレンツ力による電磁気的な直接加速の強調をねらった等間隔電極型^[27] が主流である（図1-3参照）が、未だ明確な指針はない。最近の幾つかの報告の中では単純開口型のフレア形状が高性能とされている。^{[28][29]} 放電の安定と一様性を確保するため分割電極を採用するのが望ましく、^[29] また、推進剤の選定としては水素系の軽い分子ガスが適切とされている。^[30]

その他、電極損耗の低減についても決め手はないものの幾つかの指針が得られている。詳細はこの電極損耗と関連深い電極近傍現象の研究とあわせて表にまとめた。

表 1-1 電極損耗の低減法^{[31][32][34]}

推進剤供給方式の工夫	推進剤を電極表面付近から供給することにより電極での損失を減らし、かつ、流れの安定化をはかる
電極材料の選定	陰極には仕事関数の低いバリウムあるいはトリウム入りタングステン、陽極には銅又はモリブデン様々な条件での損失を比較
その他	準定常型MPDにおいて陰極又は陽極を加熱することにより電極損失を減らすことができる

表 1-2 電極近傍現象の現象^{[35][36][37][38]}

MWクラスのアークジェットの陽極・陰極での損失とプラズマの流れの関係	陰極での大きな電力の消費や陽極損失の投入電力に対する依存性
アノード損耗現象・理論	陽極表面では放電電流の増加に伴い電極近傍の電圧降下が急激に上昇し、損失の増大、更にはオンセットへとつながっていくという実験および解析結果

比推力にして1,000～2,000秒といった作動領域でのMPDアークジェットは熱電子加速と電磁気的な加速が混在するハイブリッド領域にあり、放電室断面形状の違いによる熱的または電磁気的推力発生量の違いが推進性能を大きく左右することが明らかになってきた。電気推進分野ではこの熱的な現象を空気力学的作用ではあるもののイオン・中性原子より温度が高い電子がエネルギーの大半を有しているので、空気力学的熱電子（以下、熱電子と略す）効果と呼んでいる。放電室形状の変遷を歴史的に振り返ってみると、MPD開発初期の1950年代後半にはアーク放電を化学ロケットと同様に高エンタルピ源として用いて高温プラズマ（～20,000K）をラバール型のノズルで膨張させる現在ではDCアークジェットと呼ばれる形式のエンジンの開発が始まり、1960年代前半からは壁面熱損失を減らす意図から放電室・ラバールノズルが消えて同軸状の電極だけが残った（図1-3）。^[13] これは壁面断面積を減らすことによる熱電子（空力）加速および解離・電離エネルギー回収の代償として電磁力加速を強調するコンセプトによるものであり、MPD（電磁プラズマ流体力学）アークジェットの名の由来と

なっている。現在各研究機関で用いられている推進機形状には図1-4に示したとおりストレートあるいはフレア型の同軸形状^{[39][40][28][29]}、ラバルノズルをもったConverging-Diverging形状^[26]、ベンチマーク型^[41]等があるが、これらの優劣ははっきりしていない。例えば本来電磁力による加速が支配的な場合には、ラバルノズル形状陽極が熱電子加速による推進性能向上へどれだけ寄与しているかは不明であり、ただ先人に習って使われ続けてきた節がある。単純開口型フレア/短陰極形状が高性能との報告があるが、この時プラズマ流れは陰極先端で一旦淀んで高温高圧化してから膨張することになり、陰極で淀む際に衝撃波を発生して空力的性能を劣化させないか、更には、なぜこうした熱化過程を免れ得ない形状が単純な平行電極形状にてできるだけ壁面損失を抑え、ローレンツ力による直接加速を強調するよりも優れているのかははっきりしない。MPDアークジェット研究の当面の課題は、オンセット現象の現れない実用可能な比推力領域内にて最も推進効率の優れた作動/形状パラメータを調べ、その際に熱電子のまたは電磁氣的の推力が放電室形状によってどれだけ異なり、優れた放電室形状は熱電子の又は電磁氣的の推力のどちらを生かしているのかという推力発生機構を明らかにしなくてはならない。

1-4 研究の目的

本研究の目的は、先に述べたように比推力1,000~3,000秒において

(1) 様々な放電室断面形状のMPDアークジェットの推力特性・放電電圧特性を取得し、比較を行う。特に

- (a) 従来から用いられているConverging-Diverging形状は本当に優れているのか。
- (b) 短い陰極形状の採用は陰極先端部での圧縮のため衝撃波の発生原因となり推力発生に不利ではないか。

といった疑問に答える。

(2) 各形状の推力特性と内部流の相関を得るため、放電室内部プラズマ分布の可視化を行う。

(3) 実験データを基に内部流のモデル化と数値解析を行い、各形状の推力特性の優劣を放電室内部電磁流体流の特性から説明を試みる。特に有利な加速機構を見だし、その物理的内容を明らかにする。

の3点である。

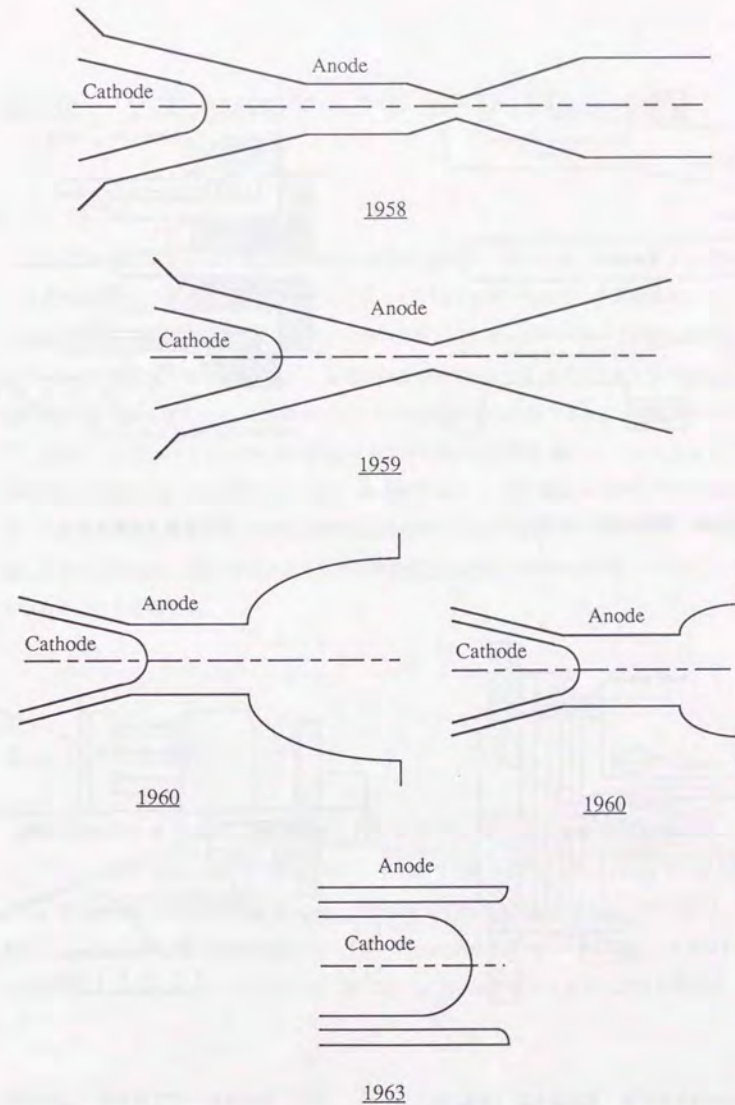
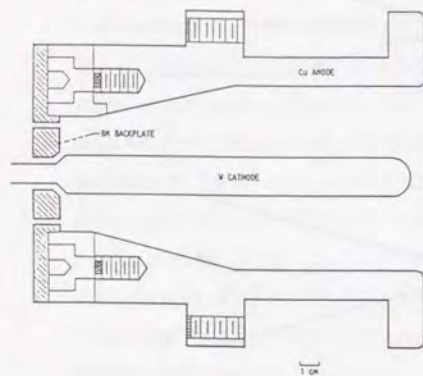
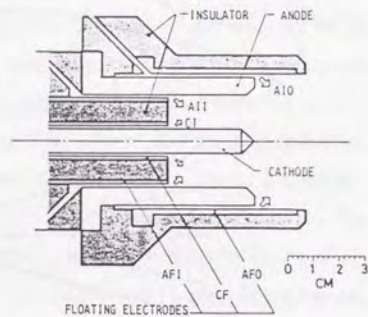


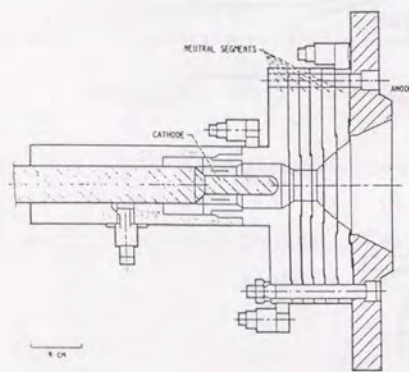
図1-3 MPDアークジェット電極形状の変遷



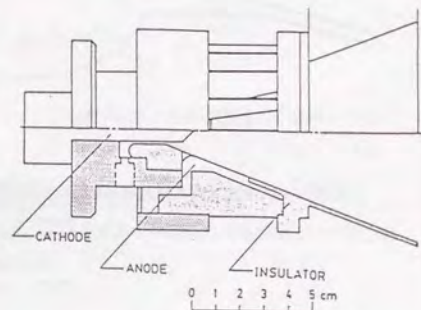
フレア形状陽極・長陰極形状 (文献[28])



平行電極 (文献[31])



Converging-Diverging形状陽極・短陰極形状 (文献[26])



フレア形状陽極・短陰極形状 (文献[29])

図1-4 各研究機関のMPDアークジェットのエー電極形状

第2章 2次元MPDアークジェット作動システム

二次元型MPDアークジェット (2D-MPD) は同軸形状のアークジェットでは観測が困難な内部流の可視化を非接触な光学測定によって実現しようとして製作されたもので、多電極放電により二次的な放電パターンを実現できる。放電は流れの特性時間に対して十分長い間同じ状態を続けるという意味でいわゆる準定常作動を行っており、陽極と陰極のベアからなる各チャンネルには分割抵抗により放電電流が等分配されている。この際各チャンネルの放電波形は相似であることが確かめられている。

^[42] MPDアークジェットにて流れ場に作用する力は、熱的な圧力およびローレンツ力あるいは磁気圧であるが、放電の二次元性は電磁力分布の二次元性を保証し、流れ場にも同様の二次元性が期待されることになる。二次元型MPDの推進性能特性は同軸型のそれより低いものの定性的には特徴をよく模擬しており、これは二次元MPDで与えられる性能向上への指針が同軸型MPDアークジェットでも生かされることを意味する。

2-1 システム概略

準定常MPDアークジェットシステムを図2-1に示した。システムは3つの部分に分けられ、放電ヘッドと、これに電力を供給する電力供給系、推進剤を供給するFAV (Fast Acting Valve) から構成される。電力はPFN (Pulse Forming Network) 回路に蓄えられ、コントローラトリガ回路によって半値幅0.5msecの矩形の放電パルスを生産する。FAVは5msec幅のガスパルスを生産し、放電は推進剤供給が定期的になったタイミングで行われる (図2-2)。以下、各ブロック毎に説明を加える。

2-2 放電ヘッド

二次元MPDアークジェットの放電室外観を図2-3に、図面を図2-4に示した。中央の陰極と上下

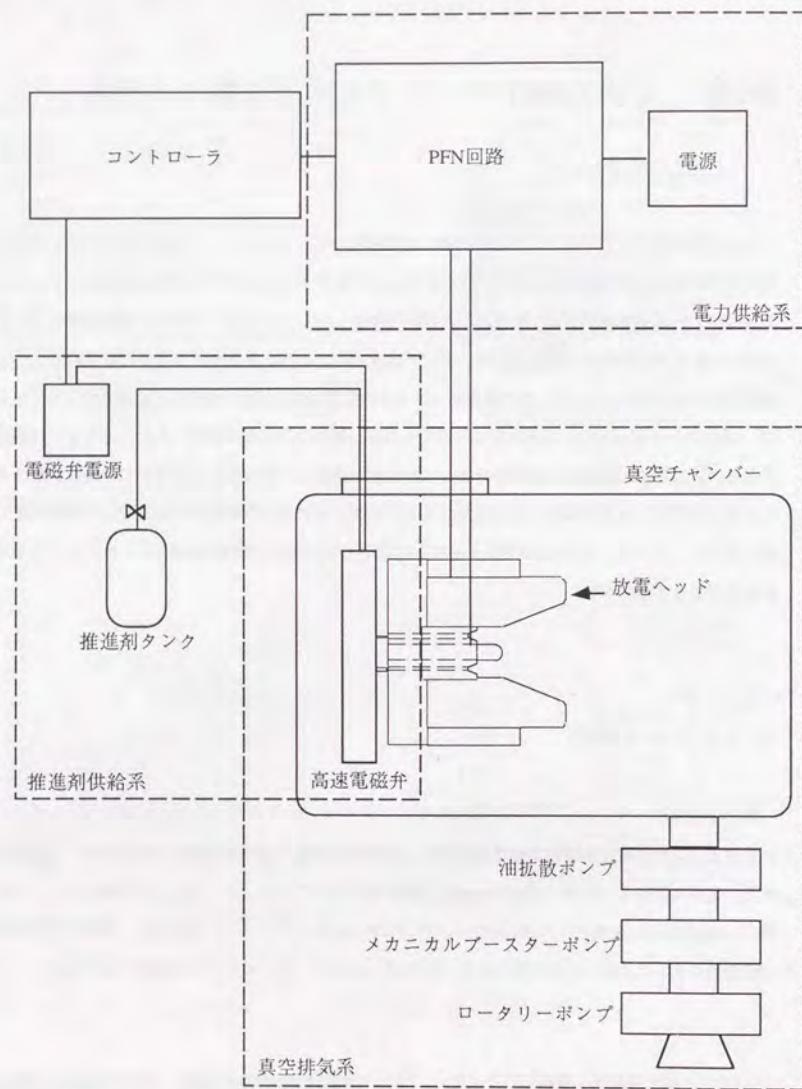


図 2-1 準定常MPDアークジェットシステム

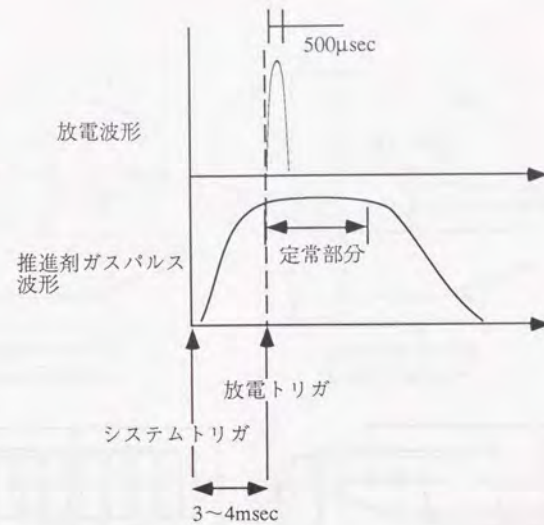


図 2-2 作動シーケンス

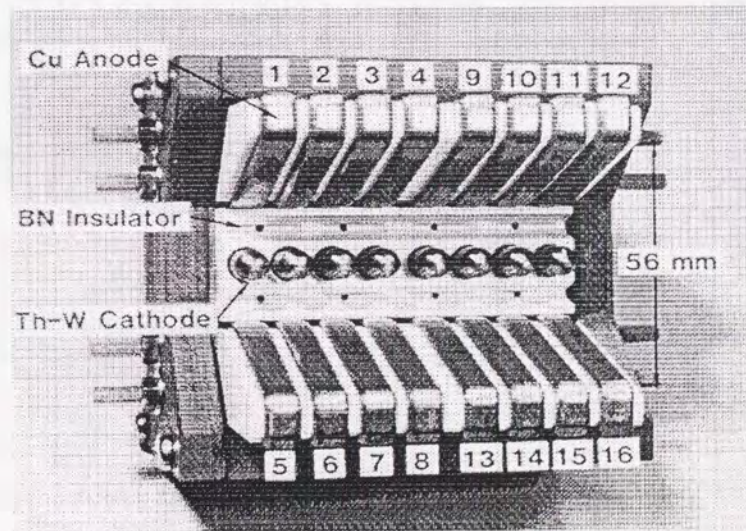


図 2-3 2次元MPDアークジェット外観図

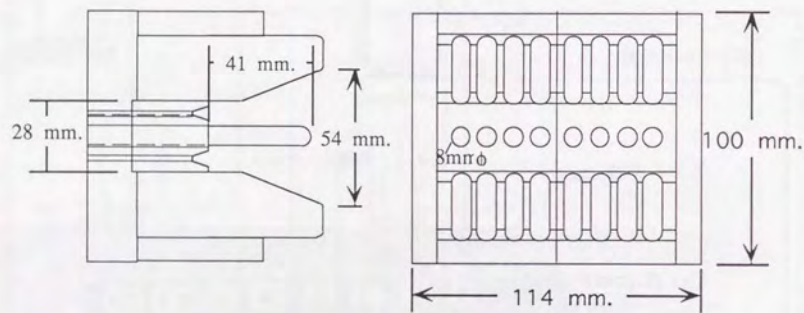


図2-4 2次元MPDアークジェット側面図・正面図

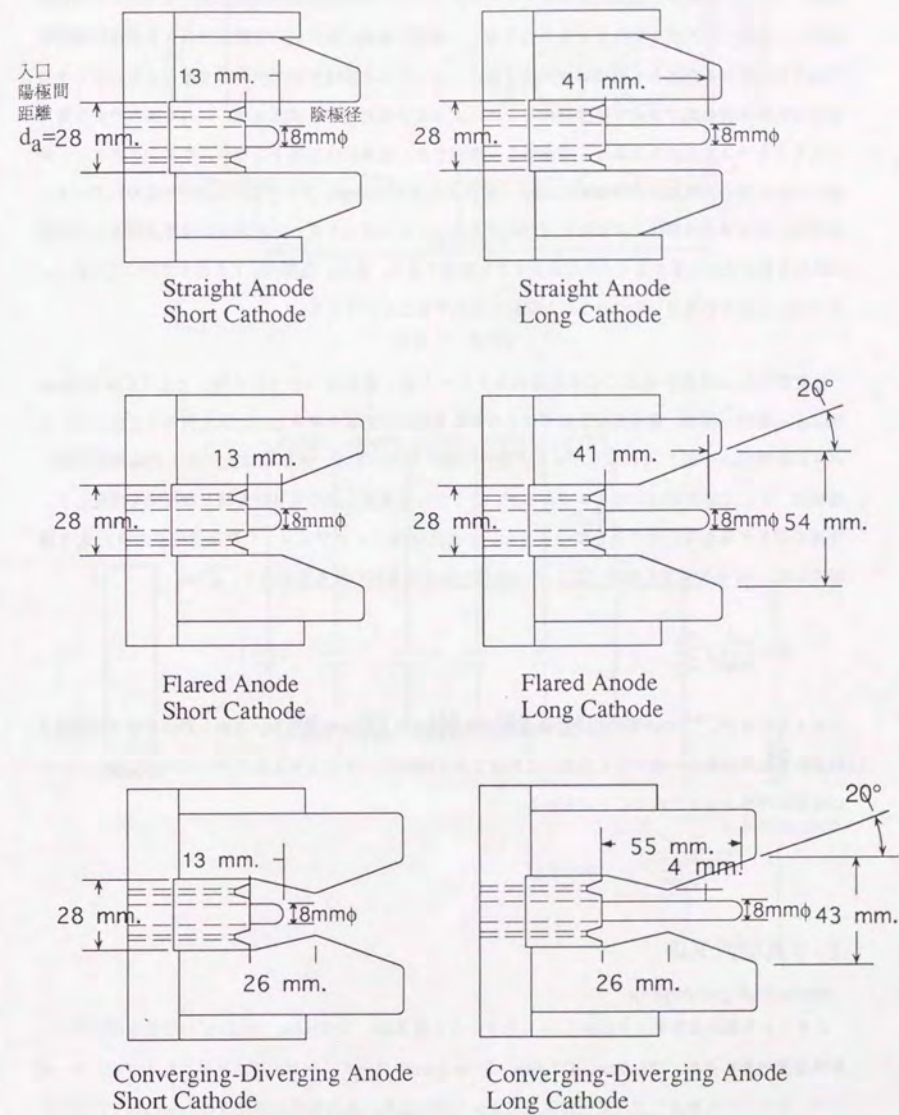


図2-5 放電室断面形状

の陽極で一つの対をなし、計8個のチャンネルを長手方向に並べることによって準二次元的な放電を実現している。陰極が二次元的な形状をしていないのは、半球形以外の陰極形状では角点にて放電が集中し一様性と耐久性を劣化させるためであり、陽極と陰極に流れ込む電流成分のうち陰極先端領域で軸方向に流れる電流を8個の陰極先端に集め、それぞれの陰極先端で同軸型で起こっていると予想される陰極先端の高プラズマ密度領域とこれによる圧力推力寄与を実現させ、これを横方向から重ねて見ることによって二次元的な現象として近似して観測する。陰極には2%トリウム入りタングステン、陽極には銅を用い、電極間の絶縁剤にはBN(窒化ホウ素)形成体、フレームにはFRPが使われている。推進剤は電極間の絶縁材上に設けた8つのガスポートより流入する。左右両端には推進剤および放電の流出を防ぐために厚さ2ミリの石英ガラスを装着できる。更に、放電ヘッドを長手方向に二分割し、その間に二枚の石英ガラスに挟まれた探針を挿入することができる。

放電部形状は陽極形状として等間隔のストレート型、単純開口のフレア型、そしてConverging-Diverging型の三種類、陰極形状としてはそれぞれ長短の2形状を用意し、比較を行うことにした。これらの断面形状を図2-5に示してある。幾何学的パラメータは、図2-5左上に示した陽極間距離、陰極径、そして陽極開口比の3つであるが、ここでは放電室入口の陽極間距離と陰極径を固定して、陰極の長さおよび陽極開口比のみを変化させた。2次元MPDアークジェット理論電磁推力は、 d_a を陽極間距離、 W を放電室の長さ(図2-5で紙面に垂直な方向の放電室の長さ)として

$$F = \frac{\mu d_a}{8W} J^2 \quad (2.1)$$

で与えられるが、¹⁴⁾この電磁推力は陽極間距離の増加とともに増加する。このため、今回は放電室入口での陽極間距離を一定で与えたが、これは2次元MPDアークジェットのスケールリングを考える上では重要なパラメータとなることがわかる。

2-3 真空排気系

ステンレス製の真空タンクは図2-6に示すように長さ2m、直径0.8m、容積1m³の横置き円筒型で、排気速度がそれぞれ、125 ℓ/sec、417 ℓ/sec、3700 ℓ/secのロータリーポンプ、メカニカルブースターポンプ、および油拡散ポンプの直列排気系によって排気され、各放電前の真空度は6.6mPa以下に保たれた。真空タンクの残留ガスによる高い背圧は放電室に逆流して余剰な推力の発生の原因となったり、

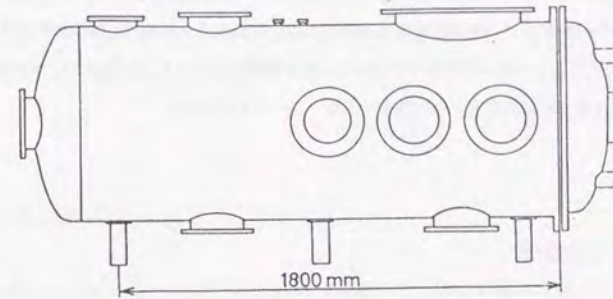


図2-6 真空タンク

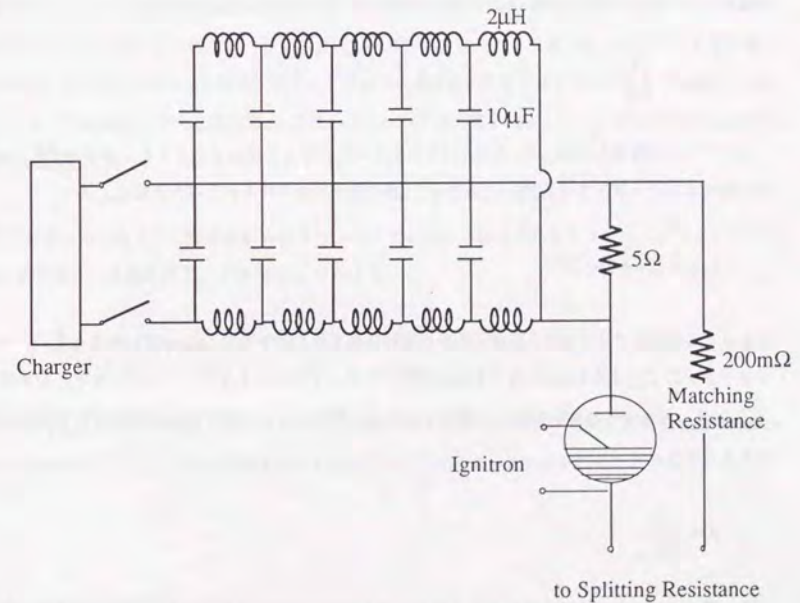


図2-7 パルス形成回路 (PFN:Pulse Forming Network)

プラズマ加速機構そのものを阻害したりすることになる。Sovicらは低電力・外部磁場型MPDアークジェットの作動が真空タンク内の背圧に影響されない試験条件として26mPa以下の真空度が必要と指摘しているが^[44]、この真空排気系の性能はこの要求を満たしている。またプラズマとタンク間の電氣的干渉を避けるために真空タンク内壁をマイラーシートで覆った。

2-4 電力供給系

自己誘起磁場型MPDアークジェットでは数kAにおよぶ準定常電流を供給しなければならないので、図2-7に示すような回路によって構成されるパルス形成回路 (PFN:Pulse Forming Network) を使用して矩形の電流波形を形成する。準定常状態は電極温度が低いなど一部の特性を除いては定常的な作動を模擬していると考えられている。^[45]PFNの特性インピーダンス Z_{PFN} は

$$Z_{PFN} = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

コンデンサは容量 $C=200\mu\text{F}$ 、耐圧4.5kVのオイルコンデンサで、インダクタンス L は約 $9.75\mu\text{H}$ なので特性インピーダンスは約 $220\text{m}\Omega$ となる。n段の梯子回路で得られるパルス幅 t_{PFN} は

$$t_{PFN} = (2n+1)\sqrt{LC}$$

であり、このPFNでは2つの5段梯子回路が並列に組まれているので $t_{PFN}=486\mu\text{sec}$ となる。アークインピーダンス Z_{arc} は数十 $\text{m}\Omega$ 程度でPFNの特性インピーダンスよりもずっと小さいので、放電回路に $Z_{PFN}-Z_{arc}$ なる整合抵抗を付加して整合を取ると、電流 J とコンデンサの充電電圧 V_C の関係は次式で与えられる。

$$J = \frac{V_C}{2Z_{PFN}}$$

アークインピーダンスは放電によって変化するが $Z \gg Z_{arc}$ なので整合の条件は変化しない。整合抵抗は $Z_{arc}=50\pm 10\text{m}\Omega$ とすると $170\pm 10\text{m}\Omega$ である。最大充電電圧4kVとすると二つの回路からそれぞれ9kAが供給され、最大電流値は18kAである。

放電電流は小さな電源を16個用意する代わりに、陰極側に 0.5Ω 、陽極側に 0.75Ω とアークインピーダンスより十分に大きい固定抵抗を加えることによって一つの電源から得られる電流を強制的に16等分に分割して用いた(図2-8)。

2-5 推進剤供給系

準定常作動のためにFAV (高速電磁弁: Fast Acting Valve) によって放電電流に合わせたガスパルスを放電ヘッドに供給した。図2-9にFAVの断面形状と駆動用電源回路を示す。サイリスタにトリガをかけるとコイル状のLC共振回路にパルス電流が動起され、アルミディスク上に生じる渦電流との間に磁氣的な反発力が作用し、ピストンは図の右方向に駆動される。この時オリフィスを流れるガスの流量はピストンが図右側で静止するまでのごく短い遷移状態を経て定常的に一定となる。コイル電流が流れなくなるとピストンはバネの復元力で押し戻されてオリフィスは閉じる。オリフィスを通過したガスは、シリコンチューブを経て放電ヘッド電極間に等間隔に配置されたガスポートへ供給される。FAVによって放電室内で半値幅約5msecのガスパルスを得た(図2-10)。尚、衛星搭載用には半値幅約0.8msecの超短パルスFAVも開発されている。

FAVによって供給される質量流量 \dot{m} はオリフィスでの流れが音速であることから、オリフィス断面積 S 、貯気槽内の気体温度 T_c 、貯気槽圧 p_c で決まる。

$$\dot{m} = p_c S \sqrt{\frac{\gamma M_m}{k T_c} \left(\frac{2}{1+\gamma} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}}$$

ただし、 M_m : 一分子の質量、 k : ボルツマン定数、 γ : 気体の比熱比である。実験では直径1.2mm又は0.6mmのオリフィスを用い、貯気槽圧を変化させることによって推進剤流量を調整した。

2-6 作動制御系

PFN・FAVに供給される電流及び推進剤は準定常状態にいたるまでに時間遅れを持ち、この二つと測定系は同期を取る必要がある。電流の時間遅れは $10\mu\text{sec}$ ほどと短いのでガスパルスの遅れに対して

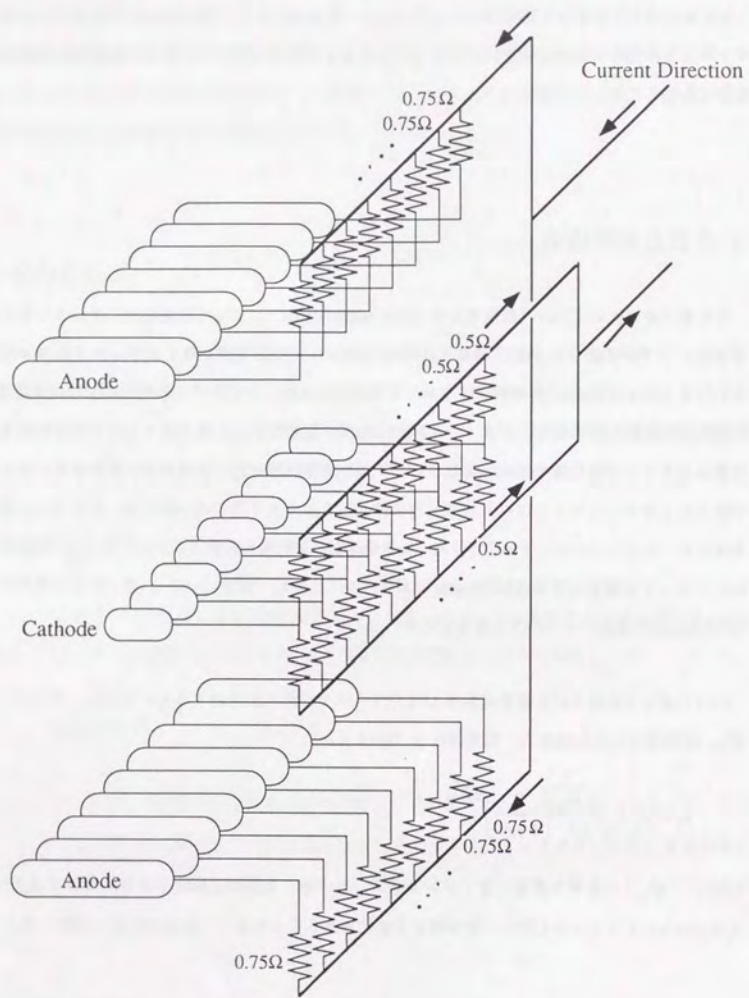


图 2-8 分割抵抗

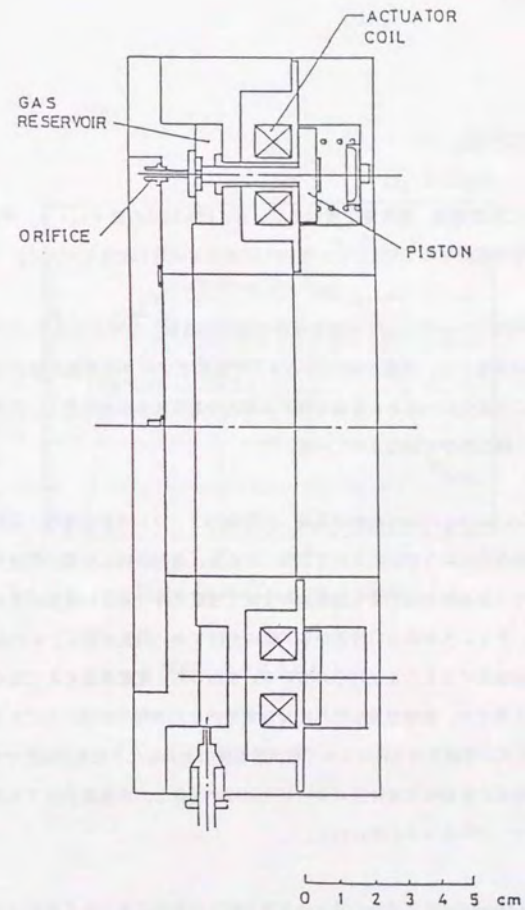


图 2-9 FAV (Fast Acting Valve)

無視できる。ガスパルスの時間遅れの評価は放電室内静圧の時間プロファイルから行った(図2-10)。FAVの駆動回路にトリガーをかけてから放電室内のガス流量が一定に達するまでの時間から決定することができ、アルゴンに対して4.0msec、水素に対して3.0msecの時間遅れの後放電を開始することにした。

2-7 放電状況

図2-11に放電電流・放電電圧波形を示した。PFN回路の働きにより、半値幅500 μ secのフラットトップな波形が観測されており、この間MPDは準定常状態にあるといえる。

2次元型MPDアークジェットの放電状況を横から撮影した写真を図2-12に掲載した。撮影の際シャッターは開放にし、光量をNDフィルターで弱めてアークの構造が分かりやすいようにした。なお、放電の二次性は16組ある電極を流れる電流の電圧波形の相似性と、正面から計測したプラズマ発光強度の一様性等から確認されている。^[56]

ここではConverging-Diverging形状陽極・短陰極形状、フレア形状陽極・短陰極形状、ストレート形状陽極・長陰極形状の3形状について比較してある。各形状毎に放電の特性を見ていくと、まずストレート形状では推進剤がArの場合放電室の全域で放電に伴う青白い発光が見られるがH₂の場合は上流付近は暗く、チャンネルの出口付近から下流にかけて赤い発光が続く。このArとH₂の放電の大きな違いは実在気体効果によることが知られている。すなわち、電離現象のみで完全電離に近いプラズマに励起するArと異なり、解離現象を伴うH₂は放電室内は低電離の状態にとどまる。放電はジュール加熱による温度上昇と電離度の上昇によって電気伝導度の上昇した下流部分に集中するわけである。また、両推進剤の場合とも陰極先端付近に強い発光領域が存在し、高温高密度プラズマジェットの存在が予想され、カソードジェットと呼ばれる。

Converging-Diverging型ではArの場合放電室の外での発光はなくなり放電は上流側からスロートまでに閉じ込められる。H₂の場合、ストレート・フレアの両形状で見られた実在気体効果による放電の下流への大きな移行がなくなって放電はスロート付近で活発であり解離現象のためとされてきた上流側の暗い領域が小さくなった。更にフレア形状で強調されていたカソードジェットは余り目立たない。

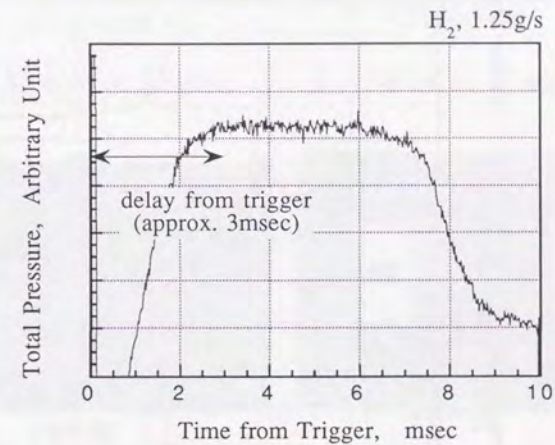
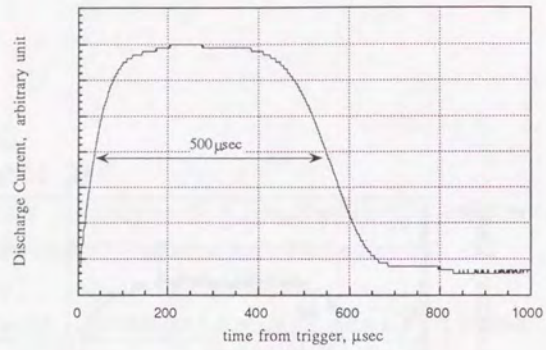
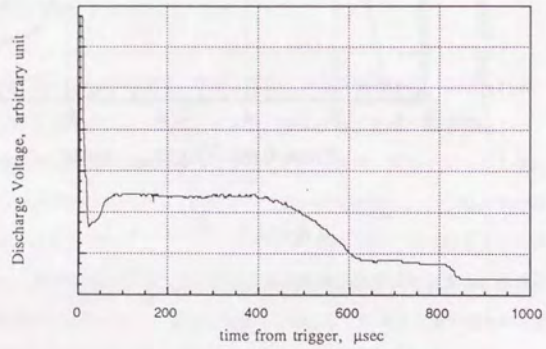


図2-10 ガスパルス

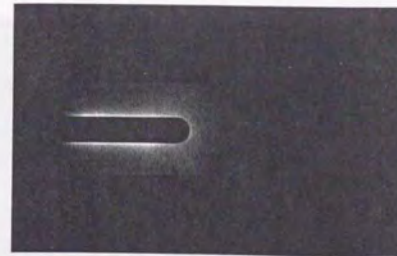


放電電流波形



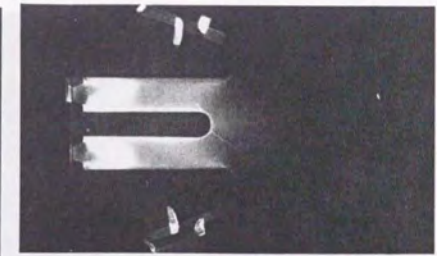
放電電圧波形

図 2-1 1 放電電流・電圧波形 (Converging-Diverging陽極短陰極型, Ar, 1.25g/s, 12kA)



ストレート型

$J = 8 \text{ kA}, \dot{m} = 2.5 \text{ g/sec}$



ストレート型

$J = 16 \text{ kA}, \dot{m} = 0.625 \text{ g/sec}$



フレア型

$J = 8 \text{ kA}, \dot{m} = 2.5 \text{ g/sec}$



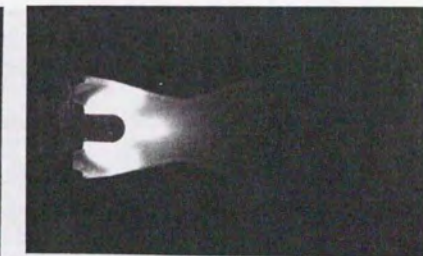
フレア型

$J = 16 \text{ kA}, \dot{m} = 0.625 \text{ g/sec}$



CD型

$J = 8 \text{ kA}, \dot{m} = 2.5 \text{ g/sec}$



CD型

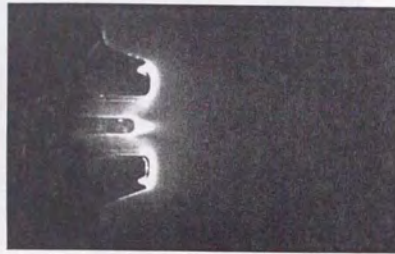
$J = 16 \text{ kA}, \dot{m} = 0.625 \text{ g/sec}$

図 2-1 2a 放電写真 (アルゴン)



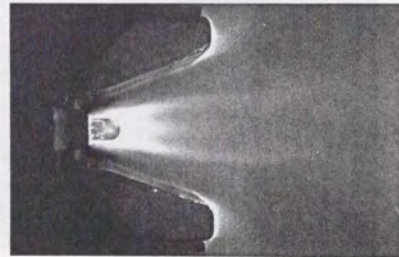
ストレート型

$J = 8 \text{ kA}, \dot{m} = 2.5 \text{ g/sec}$



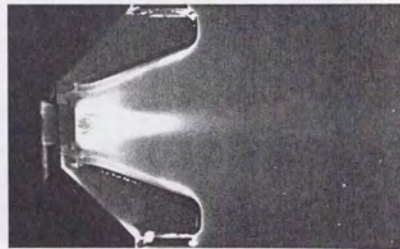
ストレート型

$J = 16 \text{ kA}, \dot{m} = 0.625 \text{ g/sec}$



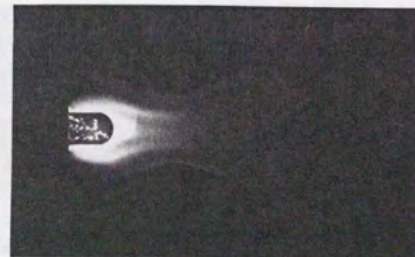
フレア型

$J = 8 \text{ kA}, \dot{m} = 2.5 \text{ g/sec}$



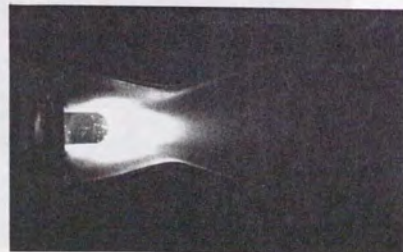
フレア型

$J = 16 \text{ kA}, \dot{m} = 0.625 \text{ g/sec}$



CD型

$J = 8 \text{ kA}, \dot{m} = 2.5 \text{ g/sec}$



CD型

$J = 16 \text{ kA}, \dot{m} = 0.625 \text{ g/sec}$

図2-12b 放電写真(水素)

これらの放電写真からだけでも、流れ場の特徴は推進剤種類だけでなく放電室形状にも大きく依存しており、それぞれの形状間で推進効率特性が大きく異なってくることが予想される。

第3章 推進性能測定

2次元MPDアークジェットの放電状況は放電室断面形状に依存して大きく変化する。放電状況の変化は放電室内の流れ場の変化を意味し、この際推力・放電電圧特性も異なったものになることが予想される。この章ではMPDアークジェットの推力・放電電圧特性の測定結果について述べ、推進効率特性の放電室断面形状への依存性を評価していく。ここで推進効率とは投入エネルギーが運動エネルギーに変換される割合であり、推進機であるMPDアークジェットの性能評価において最も大切な量となる。

3-1 測定方法

ここではMPDアークジェットの推力特性評価にあたって必要とされる推力・放電電流・放電電圧各特性の測定系について述べる。特性はパルス作動によるインパルス発生量から直接評価するのではなく、準定常状態の作動部分に注目し、定常状態に換算して評価した。

3-1-1 放電電流測定

放電電流の測定にはロゴスキーコイルを使用し、RC積分回路によりコンデンサ端子電圧の形で出力される総起電力から総放電電流が求められる(図3-1)。実際の電流値と端子電圧の関連を校正する必要があるが、実際の電流値は、放電ヘッドの代わりにダミー抵抗をおいた回路にシャント抵抗 $1\text{m}\Omega$ を直列に接続して抵抗の両端電圧を測定することにより求められる。ここでは16チャンネルすべてに均等に電流が分配されたと仮定し、全電流のみ測定した。

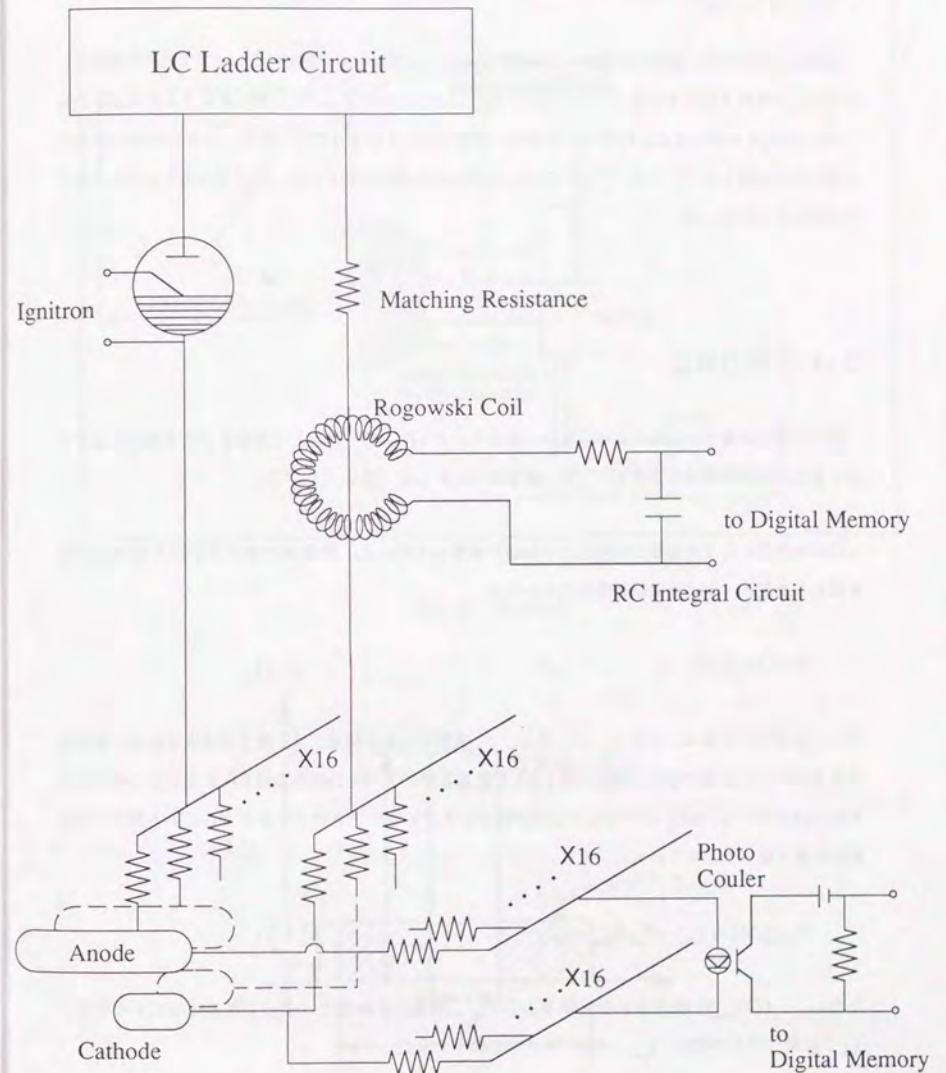


図3-1 放電電流・放電電圧測定回路

3-1-2 放電電圧測定

放電電圧測定では、陽極と陰極からなる各電極のペアに放電ヘッドと並列なシャント抵抗を接続し、この抵抗を流れる電流を測定して放電電圧へ換算した。この際アークインピーダンスより十分に大きい10kΩの抵抗を用いることにより、放電部へ影響を与えないようにしてあり、さらにMPDの放電部と電圧測定装置とはフォトカプラーによって電気的に絶縁されている。ここでは16チャンネルの平均放電電圧を測定した。

3-1-3 推力測定

推力の測定は振り子方式により行ない、放電ヘッドとFAVを一体化して真空タンク上部からつり下げ、推力発生時の微小変動量をレーザー変移計で測定した(図3-2)。

パルス状推力による衝撃力の校正には剛球の衝撃力を用いた。質量 M の剛体球を高さ H から円弧を描いて放電ヘッドに完全非弾性衝突させると

$$Ft = M\sqrt{2gH} \quad (3.1)$$

のような衝撃力を得る。ただし、 F ：推力、 t ：衝撃力の働く時間、 g ：重力加速度である。電流及びガスパルスによる衝撃力の発生には t として放電及びガスパルスの半値幅を用いる。ここでは従来の測定例に習って、図3-3のように放電が行なわれていないときのコールドガスによる推力への貢献を取り除いた。すなわち、

$$F_{dis}t_{dis} = (Ft)_{total} - F_{gas}(t_{gas} - t_{dis}) \quad (3.2)$$

ただし、 $(Ft)_{total}$ ：測定された全衝撃力、 F_{dis} ：放電による推力、 F_{gas} ：ガス噴出による推力、 t_{dis} ：放電パルス半値幅、 t_{gas} ：ガスパルス半値幅である。

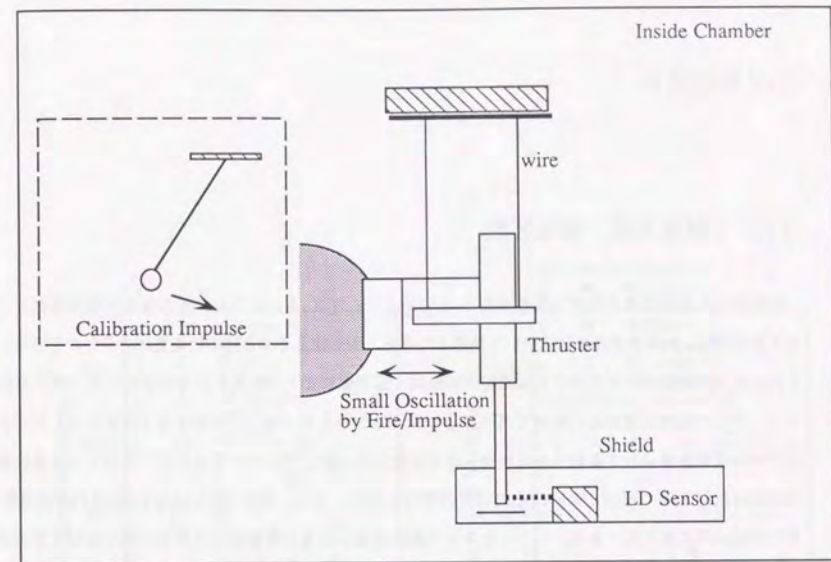


図3-2 推力測定

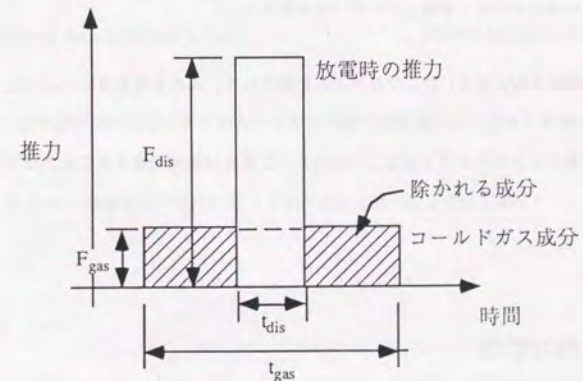


図3-3 推力評価方法

3-2 測定結果

3-2-1 放電電流・電圧特性

放電電圧の放電電流に対する特性を図3-4に示した。図3-4にはフレア形状陽極・短陰極型/フレア形状陽極・長陰極型の二種について掲載してある。両形状ともArとH₂の放電電圧の違いが目立ち、これはH₂は解離反応の存在のため放電室内が低温・低電離にとどまり電気伝導度がArに比べて小さいこと、そして放電経路がArに比べて長いことが原因とされるが、詳しくは第4章で議論する。同一形状内での質量流量に対する特性も長短両形状で定性的に一致している。すなわち、水素では質量流量の増加は放電電圧の増加を伴い、Arでは逆の傾向を示す。また、Arで $\dot{m}=0.625\text{g/sec}$ の時の放電電流・電圧特性は特に急勾配である。こうしたフレア形状陽極・長短両陰極形状に共通の傾向は放電室形状には鈍感で、全ての形状で見られた。

長短両形状の比較をしてみると、Arでは放電電圧特性がほぼ同じであり、H₂では長陰極型の放電電圧が短陰極型に比較して大きい。H₂の場合長短両形状での放電電圧の差は最大50Vにも達しており、陰極の長さの違いが大きく影響していることがわかる。

放電電圧特性は投入電力に対して最もよく整理される。これを全形状についてAr、H₂それぞれ別に図3-5、6にまとめた。放電室形状の違いによりアルゴンでは最大20Vの電圧差、水素では最大50Vの電圧差と電力レンジのシフトが起こっており、これらは到底無視することが出来ないほど大きな違いである。

3-2-2 推力特性

推力特性図3-7は放電電圧特性図3-4に対応した推力特性である。水素ガスで陰極形状に関わらず大きな推力を生みだし、また、特性は推進剤流量に大きく依存する。陰極形状の比較をすると、水

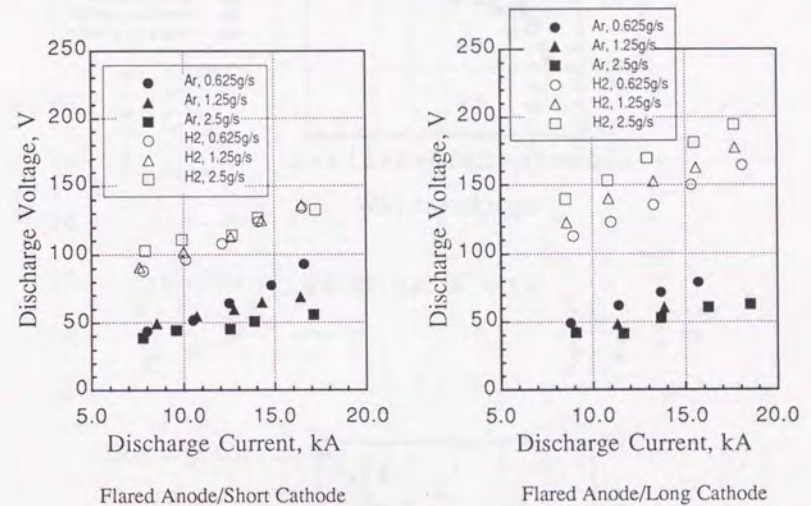


図3-4 放電電流・電圧特性 (フレア形状陽極/長短両陰極形状)

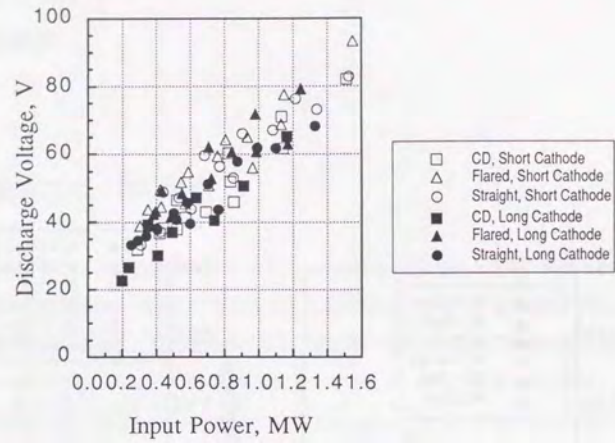


図3-5 投入電力・電圧特性 (アルゴン全形状)

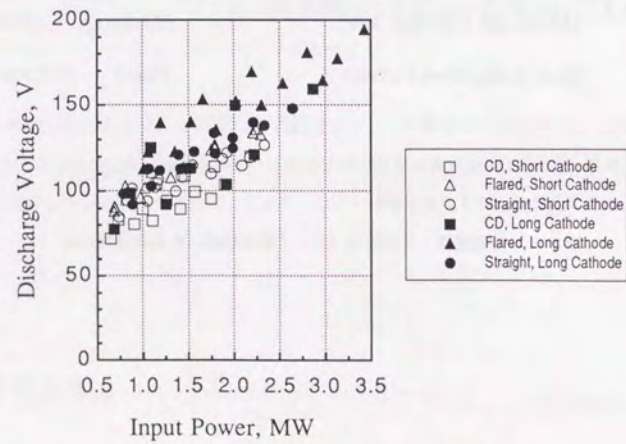


図3-6 投入電力・電圧特性 (水素全形状)

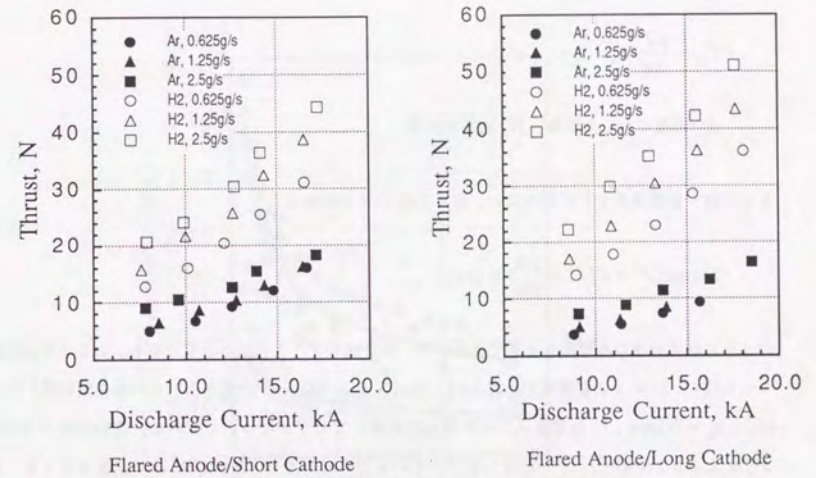


図3-7 放電電流・推力特性 (フレア形状陽極/長短両陰極形状)

素での長短両形状の推力差は目立たず、アルゴンでは短陰極型の推力が長陰極型に比べて大きい。

図3-8には推力特性のスケーリングを示すため、六種類の全放電室形状についてプロットしてある。軸対称MPDアークジェットの理論電磁推力を示す(1.1)式

$$F = \frac{\mu}{4\pi} J^2 \left(\ln \frac{r_a}{r_c} + \alpha \right)$$

と同様に、2次元MPDアークジェットの理論電磁推力(2.1)式

$$T_{em} = \frac{\mu J^2}{8W} d_a$$

d_a :陽極とおしの距離、 W :放電室の幅

もガス種・質量流量などに因らない。従って図3-8の縦軸は

$$Thrust/J^2 = F/J^2 = \frac{\mu d_a}{8W} = const. \quad (3.3)$$

のように幾何形状のみで決まる量であるため、横一線のグラフになるはずである。フレア形状陽極について式(3.3)による電磁推力を図3-8にMax ($d_a = 54mm$:放電室出口での陽極間隔) および Min ($d_a = 30mm$:放電室入口での陽極間隔) としてプロットしている。実験値はアルゴンの J^2/\dot{m} 大にて $Thrust/J^2$ が一定値へ近づいているだけであり、 $Thrust/J^2$ は一定値をとらず、値も Max-Minの間の領域から外れており、Ar J^2/\dot{m} 大で(3.3)式のMinが測定推力を上回っているなどこの式による予想はあまり正確ではない。更に、水素とアルゴンの推力は(1.1)にしたがって同じ値に漸近する様子は無く、明らかに異なっている。図から両推進剤の場合とも J^2/\dot{m} 小では非常に大きな推力を発生するが、この余分な推力は高エンタルピプラズマの熱的膨張加速分だと考えることができる。

3-2-3 推進効率特性

推進効率 η ・比推力 I_{sp} ・推力電力比 TP は次式で定義される。

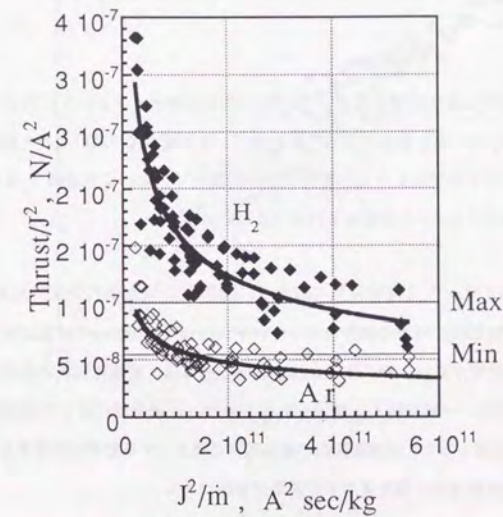


図3-8 推力特性のスケーリング

(Min、Maxは2次元MPDフレア形状陽極の理論電磁推力推算値で式(3.3)式による)

$$\eta = \frac{F^2}{2\dot{m}JV} \quad (3.4)$$

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{m}g} \quad (3.5)$$

$$TP = \frac{F}{JV} \quad (3.6)$$

ただし、 F ：測定された推力、 \dot{m} ：推進剤流量、 g ：重力加速度、 J ：放電電流、 V ：放電電圧である。
定義より、推進効率と推力電力比は次式の関係を持つ。

$$\eta = \frac{g}{2} I_{sp} \cdot TP \quad (3.7)$$

図3-9には今回測定した全測定点について比推力-推進効率グラフ上に(3.7)式とともにプロットした。高い推進性能とは一定比推力に対して推進効率・推力電力比が高いことを意味するが、推進効率は推進剤に関してはアルゴンよりも水素が圧倒的に優れている。これは図3-8などに示したように水素の推力発生量がアルゴンの倍程度と大きいことによる。

形状依存性は図3-10、3-11から見て取れる。図3-10は水素の特性であるが、3,000secを越える高比推力作動では形状に対する依存性は小さいが、1,000~3,000secでは短陰極形状の3形状が長陰極型より明らかに効率が低い。特にConverging-Diverging陽極・短陰極形状の高効率が目を引く。図3-11のアルゴンでは、一部交錯する領域もあるものの、ほぼ全域に渡って短陰極の3形状が長陰極型に勝っている。結論として、短陰極形状が陽極形状に関わらず高効率を発揮するといえる。また、Converging-Diverging陽極は特に低比推力での運用が有利である。

推力・放電電圧特性の陰極形状依存性

こうした短陰極形状の採用による推進効率向上の実態は、以下のように同一陽極形状の長短両陰極形状の比較を行うことにより明らかにすることができる。図3-12、13にはConverging-Diverging陽極形状、アルゴンについて陰極形状の違いが推力・放電電圧特性に与える影響を示してある。短陰極形状は作動パラメータによらず推力特性が優れており、放電電圧も高い。しかし、短陰極型は長陰極型に比べて高い放電電圧にも関わらず大きな推力により高い推進効率を発揮している(図3-14)。図3-15、16にはフレア形状陽極・ストレート形状陽極についてやはり長短両陰極の推力比較を行っているが、程度の差はあれ短陰極型の推力が大きく、更に図3-17、18に示される

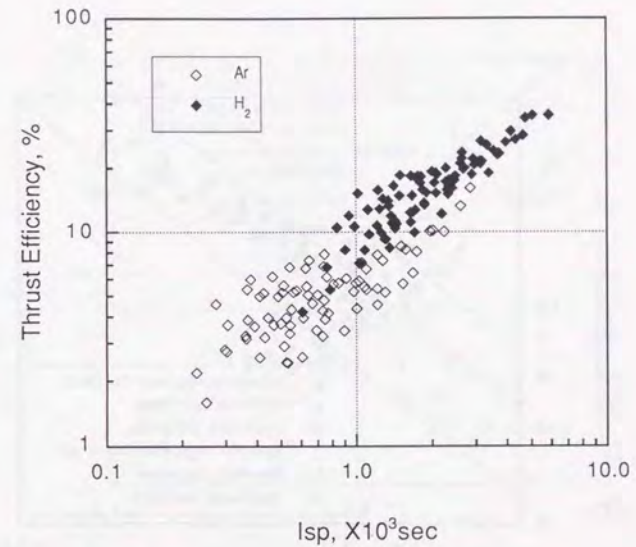


図3-9 比推力-推進効率特性
(全放電室形状全作動パラメータについてガス種別に表示)

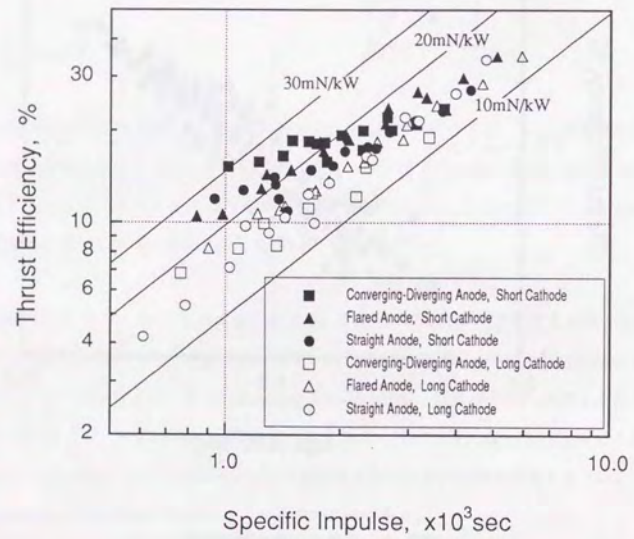


図 3-1 0 比推力-推進効率特性の放電室形状依存性 (水素)

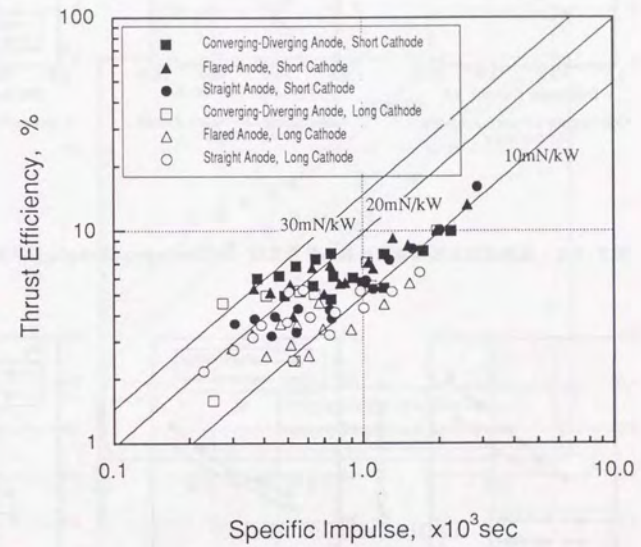


図 3-1 1 比推力-推進効率特性の放電室形状依存性 (アルゴン)

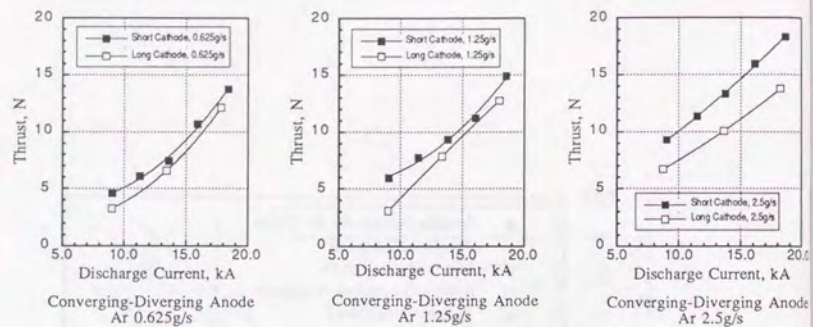


図3-1-2 長陰極型と短陰極型の推力特性比較 (Ar,Converging-Diverging形状陽極)

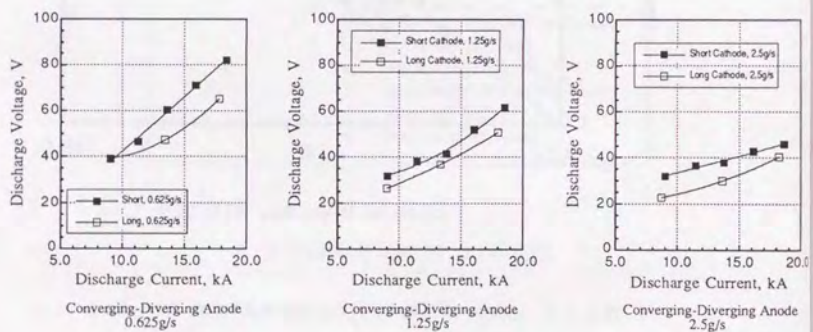


図3-1-3 長陰極型と短陰極型の放電電圧特性比較 (Ar,Converging-Diverging形状陽極)

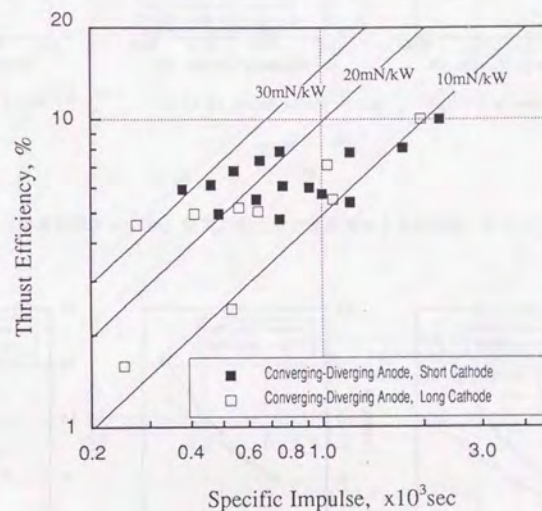


図3-1-4 長陰極型と短陰極型の推進効率特性の比較 (Ar,Converging-Diverging形状陽極)

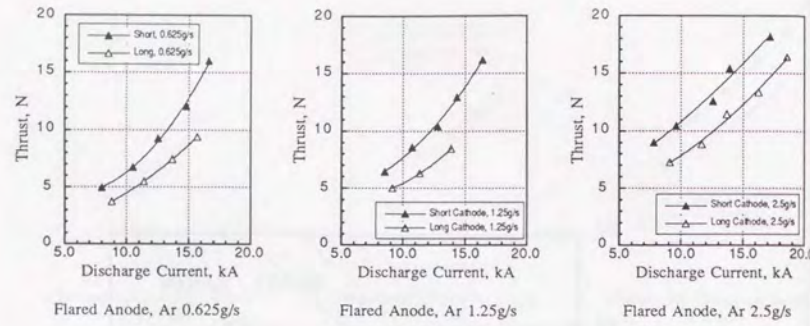


図 3-15 長陰極型と短陰極型の推力特性比較 (Ar,フレア形状陽極)

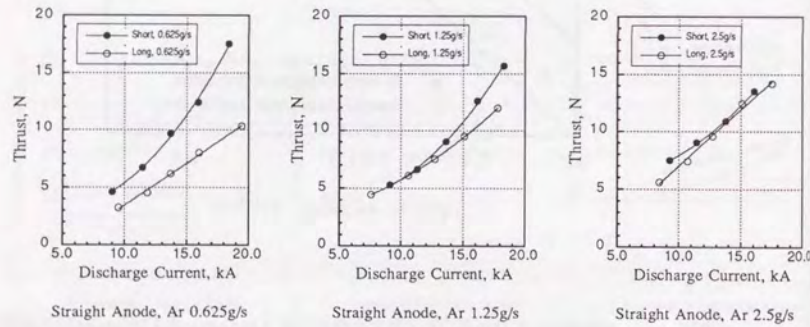


図 3-16 長陰極型と短陰極型の推力特性比較 (Ar,ストレート形状陽極)

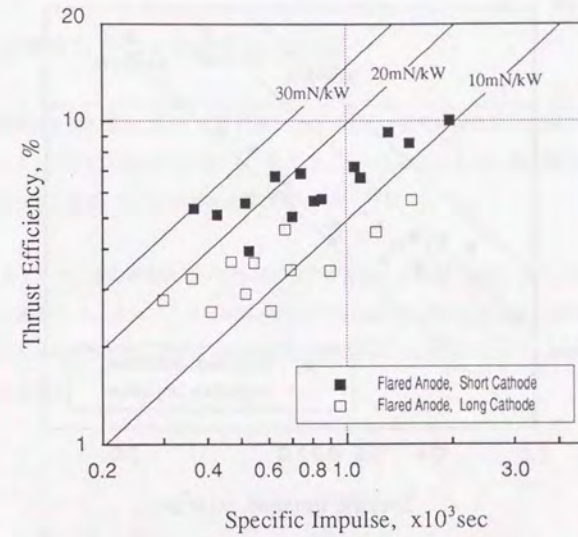


図 3-17 長陰極型と短陰極型の推進効率特性比較 (Ar,フレア形状陽極)

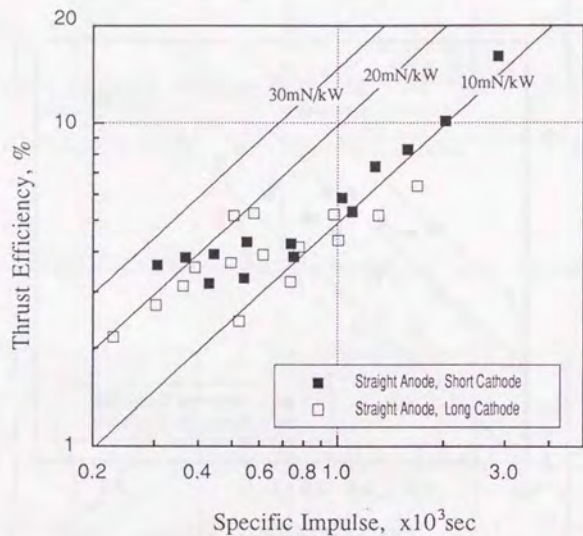


図3-18 長陰極型と短陰極型の推進効率特性比較 (Ar, ストレート形状陽極)

ように推進効率が高い。従って、アルゴンでは推力発生機構上短陰極型が完全に勝っており、高い推進効率を達成していると結論できる。ただし短陰極形状のこうした大きな推力発生がどうゆう原因によるかは以上の特性だけからでは明らかではなく、内部流の測定や理論的解析を通して次章以降で取り上げていく。

同様の議論は水素ガスの場合にも成立する。Converging-Diverging形状陽極での長短両陰極の特性の比較を図3-19に掲載した。

推力・放電電圧特性の陽極形状依存性

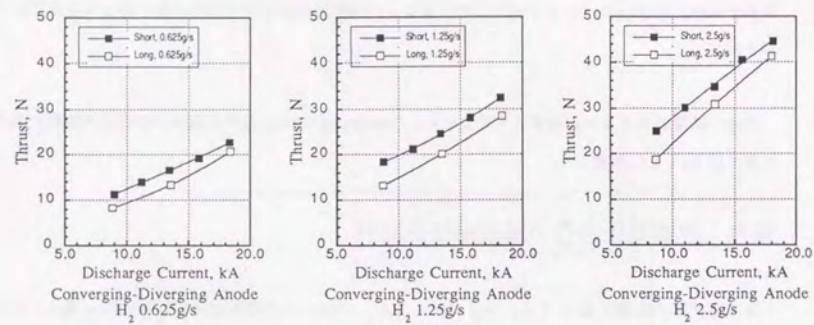
陽極形状間の比較を図3-20、21に示したが、今度は長短両陰極間の比較の時と違って作動パラメータによって有利な形状が変化する。図3-21から分かるように、長陰極を用いたときは、陽極形状の違いによる推力の違い自体が非常に小さい。

図3-22 アルゴン短陰極形状での陽極形状間での推進効率特性の比較、図3-23には同水素の場合について掲載した。アルゴンでは800sec水素では2,000sec以下の低比推力領域ではConverging-Diverging形状が高効率だが、それ以上の高比推力領域ではフレア・ストレート陽極形状の方がむしろ良いことがわかる。

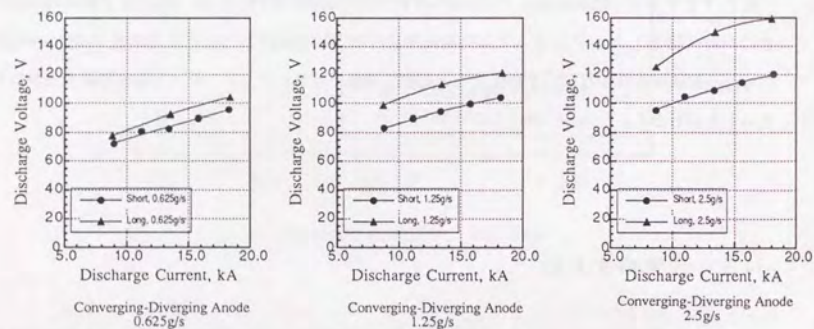
3-3 3章のまとめ

2次元MPDアークジェットの推力・放電電圧特性を取得し、これらから得られる推進効率特性が推進剤種類と放電室断面形にどのように依存するか調べた。幾何形状パラメータの中では、陰極径と放電室入口での陰極陽極間距離を一定にし、陽極開口比と陰極長さを可変とした。

1. 推進剤の比較ではアルゴンより水素の推力が大きく、推進効率も圧倒的に優れている。
2. 長短両陰極形状の比較では短陰極型が優れている。短陰極型は放電電圧が長陰極型よりも高いが、大きな推力により推進効率で長陰極型を凌いでいる。従って短陰極形状の推力発生機構は長陰極形状より優れているといえる。しかしながら推力発生機構の差異については以上の推進性能測定



推力



放電電圧

図3-19a 長陰極型と短陰極型の推力・放電電圧特性比較 (H₂ Converging-Diverging形状陽極)

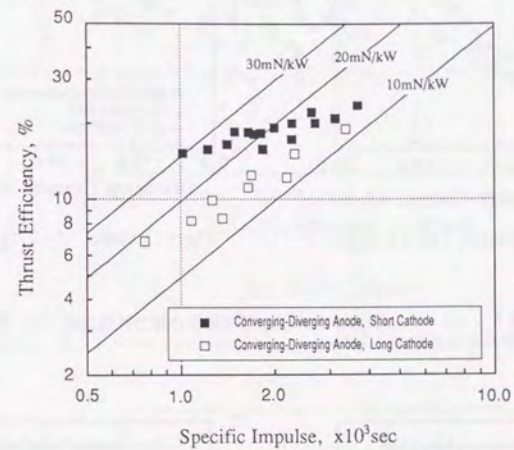


図3-19b 長陰極型と短陰極型の推進効率特性比較 (H₂ Converging-Diverging形状陽極)

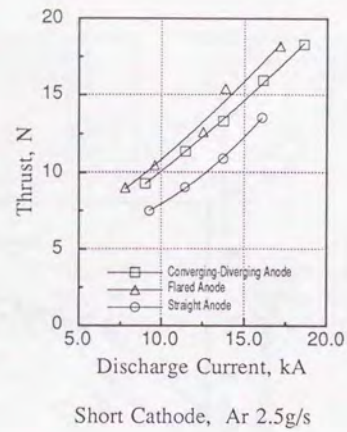
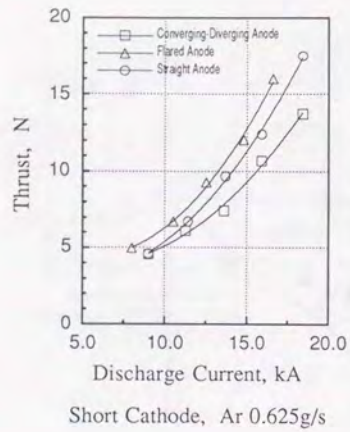


図3-20 フレア・ストレート・Converging-Diverging形状陽極の推力特性比較 (Ar、短陰極形状)

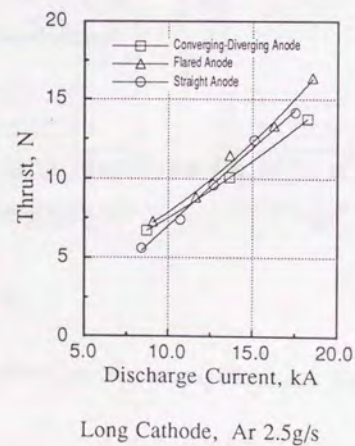
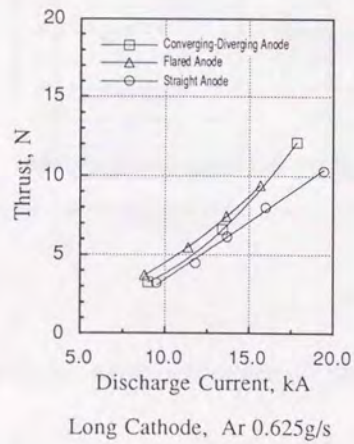


図3-21 フレア・ストレート・Converging-Diverging形状陽極の推力特性比較 (Ar、長陰極形状)

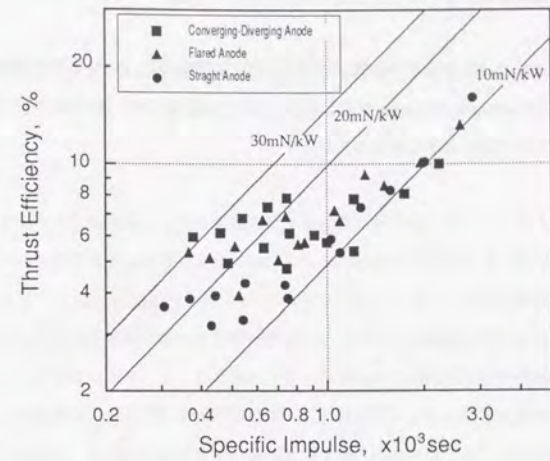


図3-22 フレア・ストレート・Converging-Diverging形状陽極の推進効率特性の比較 (Ar、短陰極形状)

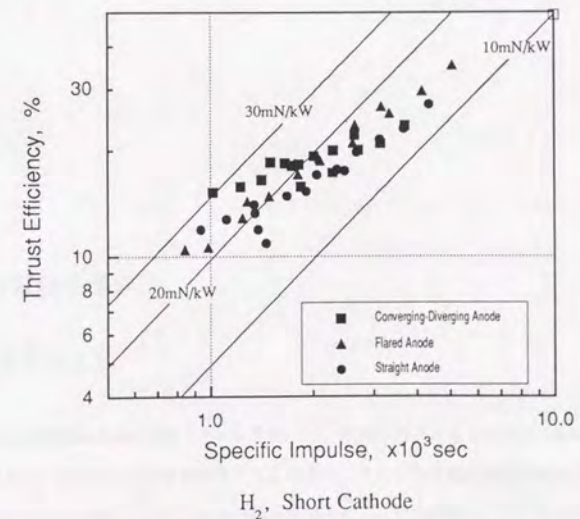


図3-23 フレア・ストレート・Converging-Diverging形状陽極の推進効率特性の比較 (H_2 、短陰極形状)

からだけでは説明が難しく、内部流測定・解析が必要である。

- 3.陽極形状間の比較では推進効率の差異が小さく、また作動領域によって有利な放電室形状が変化する。注目したConverging-Diverging形状は低比推力側で他を凌ぐが、逆に高比推力側ではストレート・フレア両形状に僅かながら劣ることが分かった。

第4章 内部プラズマ分布測定

MPDアークジェットの加速場としては電磁力による加速と熱的なエネルギー投入が膨張加速により運動エネルギーへ変化する空力加速の2つが期待される。MPDアークジェット放電室では電離による熱投入とローレンツ力による加速が同時に行われることからこの2つの加速機構は同時に機能する。推力特性測定から、各放電室形状間の比較では陽極形状に関わらず短陰極形状が推力発生で勝り、推進効率も良いことが分かったが、こうした推進性能のみからでは短陰極形状が電磁加速と熱的加速のどちらをどれだけ有効に利用しているかを判断することは難しい。なぜ短陰極形状が優れているかの問いに答えるためには、放電室形状毎にその加速機構を定量的に評価することが必須であり、これには電磁場・熱場の2次元な場を測定する必要がある。

この章では2次元MPDアークジェットの磁場強度分布・プラズマの密度の測定方法とその測定結果について述べる。

4-1 測定方法

4-1-1 放電経路測定

磁束密度分布測定法

磁場強度分布の測定には磁気感应フィルムを用いた。磁気感应フィルムは大きさ0.6mmの超小型磁気探針がプラスチックフィルムに多数挟まれた物であり、それぞれの磁気探針はフィルムと垂直方向の磁場の大きさに応じて回転してフィルムを黒く変化させる。その結果フィルム上の任意点の磁場強度はフィルム上の濃淡として記録されることになる。MPDアークジェットの磁束密度分布測定は、厚

さ1mmの2枚の石英ガラスにこの磁気感応フィルムを挟んで放電室中央のすき間に挿入することにより得られた。この際図4-1上の濃淡分布はフィルム濃度と磁場強度の関係をもとに磁束密度分布に変換されている。磁気感応フィルムの校正は直径40cm、2巻のコイルに0~16kAの電流を流し、コイル中央に生じる0~0.1Tの磁場によって行なった。この磁場校正曲線を図4-2に示した。

放電経路分布への変換

放電の二次性を仮定するとこうした等磁束密度線は電流経路と等価であることを示すことができる。各磁束密度分布を最大値で規格化して0~1までの等高線を描けば、それは放電室入口からその点までに全電流の何%の電流が流れたかを示す電流経路分布に相当する。

測定する磁束密度分布は500 μ secという準定常放電時のものであるが、磁気感応フィルムには時間分解能がないため磁束密度分布は放電時間中の積分量となってしまう。これが放電開始時や放電終了時などの非定常放電の状態に左右されずに準定常状態での特性を表すためには、磁気感応シートの準定常状態への遷移過程での非定常放電の効果が非常に小さい必要がある。しかし、磁気感応シートの濃度は測定中に時間的に変化する磁束密度の最大値のみに依存し、アークジェットの放電による磁束密度は準定常状態にて最大値を取るため、幸いにも非定常放電による効果は無視することができる。

4-1-2 プラズマ密度分布測定

放電室内プラズマの2次元プラズマ密度分布を取得するため、気体力学の分野で風洞実験などに広く利用されているMach-Zehnder干渉計が用いられた。^[46] プラズマのMach-Zehnder干渉計は電磁波と荷電粒子との干渉を利用した密度の絶対値直接測定が可能であり、相対的な分布しか求められない気体力学における利用とは少し異なっている。^[47] 以下に測定法の概略を示す。

プラズマ中を透過する電磁波

プラズマ中を電磁波が透過する際に生じる位相差は、プラズマ中の電磁波の伝播の分散関係式から考えることができる。^[48] これによるとイオンなど重粒子の運動と温度場を無視することにより、プラズマ中の電磁波伝播通路に沿う長さ l を通過後の位相は、同じ長さの真空中を通過するのに比べて

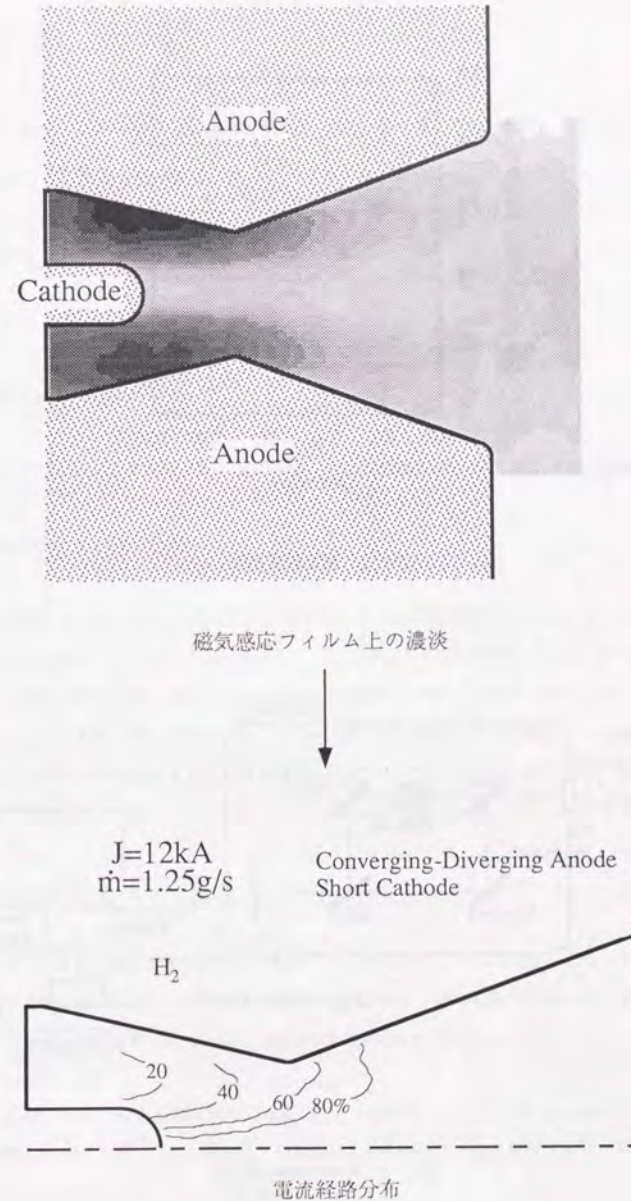


図4-1 電流経路測定法

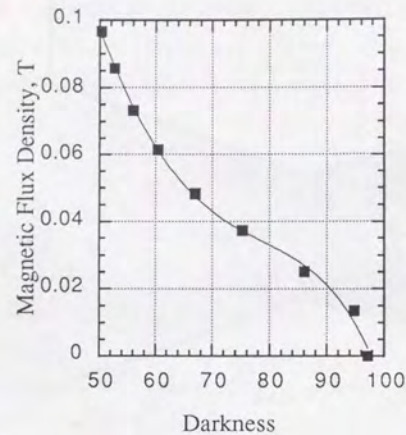


図4-2 磁場校正曲線

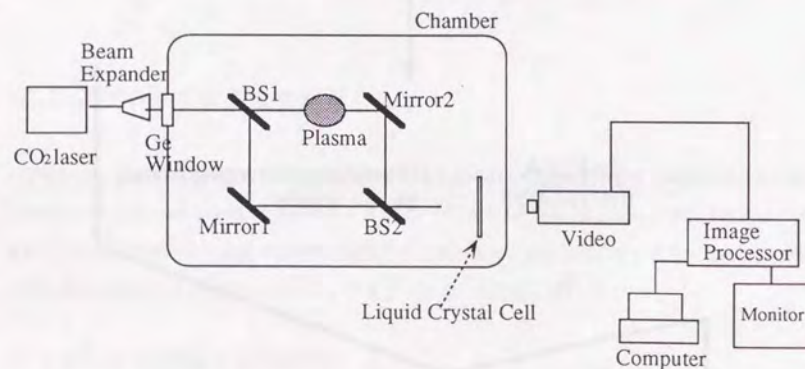


図4-3 Mach-Zehnder測定系

$$\Delta\phi = \frac{\omega_0 \ell}{c} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2}} \right)$$

だけ大きくなる。ここで ω_0 : 入射電磁波振動数、 ω_0 : 電子プラズマ振動数、 c : 光速である。通常

ω_0 は ω_{pe} より十分大きく $\omega_0 \gg \omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}}$ であるから、

$$\sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2}} \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2}$$

と近似でき、

$$\Delta\phi = \frac{\ell}{2c\omega_0} \omega_{pe}^2 = \frac{\lambda_0 \omega_{pe}^2 \ell}{4\pi c^2} \quad (4.1)$$

が得られる。なお、 e : 素電荷、 n_e : 電子密度、 ϵ_0 : 真空誘電率、 m_e : 電子一個の質量である。

Mach-Zehnder干渉計原理

干渉計は図4-3に示すように二枚ずつの全反射ミラーと半透過性のビームスプリッターから構成されており、入射レーザーはビームスプリッターにて測定アームと参照アームの二つの経路に分けられたうえで再度合成される。4枚のミラーが平行な状態からどちらかのビームスプリッターを僅かに傾けるとレーザー光の干渉によりスクリーン上にフリッジが観測できる。測定アーム側にプラズマが発生すると、プラズマを透過する際に位相差 $\Delta\phi$ が生じ、プラズマが無いときに比べてフリッジが移動する。この移動量、すなわちフリッジシフト量 Δs は縞のピークからピークまでの間隔を1として

$$\Delta s = \frac{\lambda_0 \ell e^2}{8\pi^2 c^2 m_e \epsilon_0} n_e \quad (4.2)$$

のようにプラズマの密度に比例するため、フリッジシフト量からプラズマ密度を求めることができる。ただし $\lambda_0 = 2\pi\omega_0/c$ は入射レーザー波長である。密度 10^{21} m^{-3} 、厚さ 8 cm の非常に薄い密度のプラズマで約1フリッジシフトを得るため、ここでは波長 $10.6 \mu\text{m}$ の赤外炭酸ガスレーザーを用いた。

(4.1)式は、イオンによる電磁波の位相変化と、中性粒子による流体的な位相変化を無視することにより得られているが、これらを無視して本当に良いのか以下で検証してみる。まずイオンによる電磁波の位相変化は、イオンプラズマ振動数

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{Z^2 n_i e^2}{m_i \epsilon_0}}$$

Z: イオンの価数、 $n_i (= n_e)$: イオン密度、 m_i : イオン一個の質量

に基づき、(4.1)と同様

$$\Delta\phi_i = \frac{\ell}{2c\omega_0} \omega_{pi}^2 = \frac{\lambda_0 \omega_{pi}^2 \ell}{4\pi c^2}$$

であるが、イオンと電子プラズマ振動数

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}$$

を比べると、今回の実験でのプラズマ密度はおおよそ 10^{21} 個/m³であるから、

$$\omega_{pi} = 6.55 \times 10^9 (Ar), 4.14 \times 10^{10} (H_2) \ll \omega_{pe} = 1.78 \times 10^{12}$$

のように、イオンプラズマ振動による寄与分は小さくて無視できることが分かる。

次に中性粒子によるフリンジシフトであるが、これは電荷を持つイオン・電子の分散性を利用した上の議論とは異なり、相対的な密度変化がシフト量として観測されるものである。測定部内の密度が $\Delta\rho$ 変化したとすると、シフト量は

$$\Delta s = \frac{\ell}{\lambda} \beta \frac{\Delta\rho}{\rho_s} \quad (4.3)$$

ただし、 β は屈折率と密度の線形な関係式における定数 (~ 0.0003)、 ρ_s は標準状態 (0°C、1atm) の密度^[49]

のように与えられるが、この式によるシフト量は、密度変化量を 0.5×10^{21} 個/m³ ($3.35 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^3$) と非常に大きく見積もったときでも0.003フリンジシフトであり、式(4.1)の電子分散関係によるシフト量 (~ 1.0) に比べて無視できる。

実際の光学系 (図4-3) ではレーザービームはビームエキスパンダーによってアークジェット放電室をカバーできるよう拡大、平行光に補正したうえでチャンバー内に設置された光学系へ導入される。波長10.6 μ の赤外光は熱的に感知するほか無いため、干渉光 (フリンジ) は温度によって段階的に変色する液晶シート上で画像化され、これをCCDカメラを通してコンピュータと直結した画像取り込み装置へ記録する。そしてプラズマが存在する時としない時とのフリンジシフト量から式(4.2)にてフリンジ上でのプラズマ密度が得られる (図4-4)。密度分布はこのフリンジ上のデータをもとに2次的に補間することによって得られた。

4-2 測定結果

4-2-1 放電経路分布

磁気感应フィルムで測定された代表的な電流経路を図4-5に示す。数字は全放電電流に対して上流からその曲線の間に流れた電流の割合を表す。ここでは同一のフレア陽極形状・同一の作動条件 ($J = 12 \text{ kA}$, $m = 1.25 \text{ g/s}$) にて長短両陰極形状の比較を行っているが、ArとH₂の放電経路分布は大きく異なっており、Arでは放電が上流側へ集中し、またH₂ではArとは対照的に下流へ大きく広がっていることがわかる。特に短陰極形状H₂では6割以上の電流が陰極先端から伸びており、陰極の延長線上に極端に放電が局在するカソードジェットと呼ばれる放電を構成する。このArとH₂の放電パターンの違いは水素の解離反応の存在に起因するとされている。^[50] これによると単原子分子であるアルゴンより二原子分子である水素は解離特性時間分だけ電離が遅れ、低温のほとんど電離していない領域が上流側に存在する。電気伝導度は温度により指数関数的に上昇する関数なので、放電はこの上流低温領域を避け下流側に分布する。

長短両形状での比較では、アルゴンの場合大きな違いは見られず、H₂では短陰極形状は陰極先端カソードジェットが強調されているが、長陰極形状では放電は下流側に分布しているだけで拡散しておりカソードジェットは見られない。

電磁推力の方向

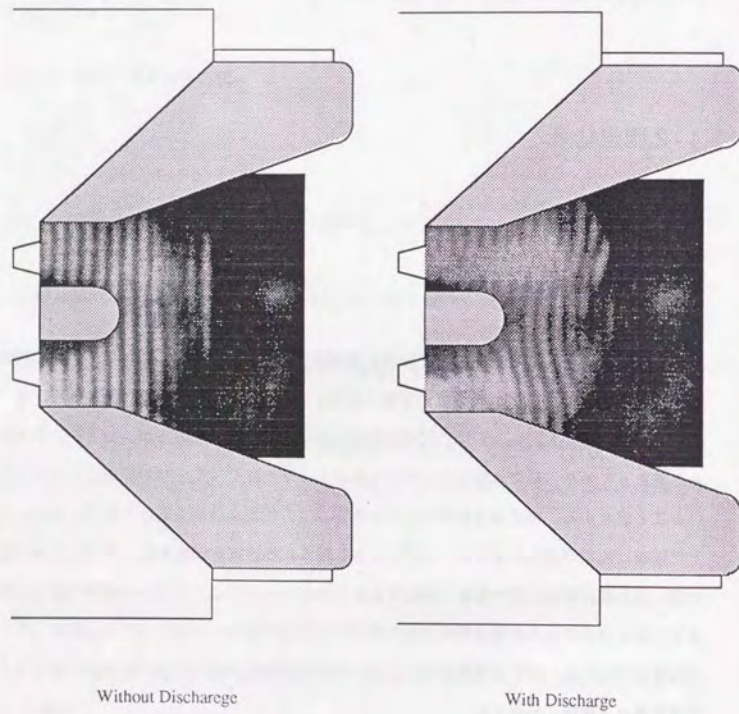


図 4-4 フリンジシフト (フレア形状陽極・短陰極形状, H_2 , $1.25g/s$, $12kA$)

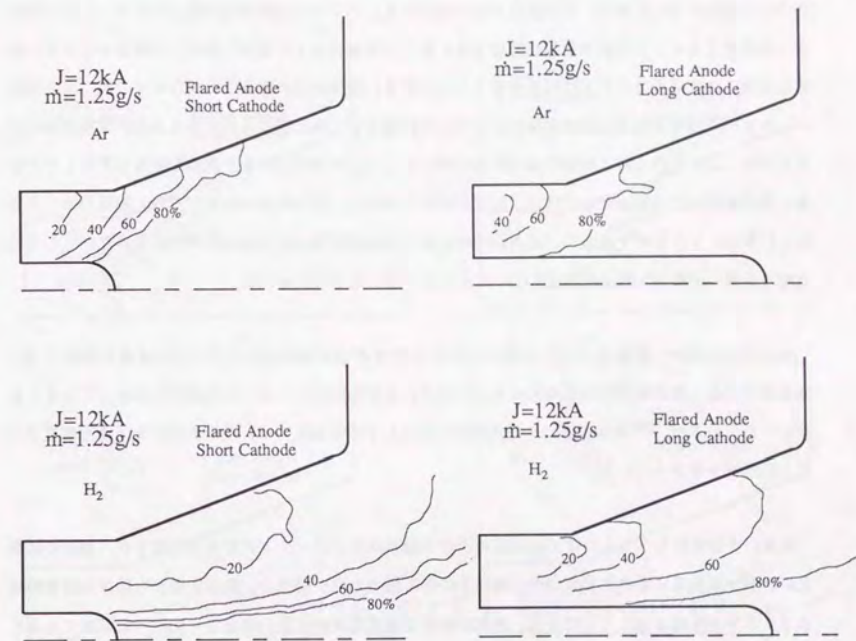


図 4-5 電流経路分布 (フレア形状陽極、 $J=12kA$, $\dot{m}=1.25g/s$)

MPDアークジェットの放電室内においては圧力と同様かそれ以上にローレンツ力の影響が大きく、電磁加速の方向は放電電流と自己誘起磁場の相互作用で生じるローレンツ力ベクトルの向きで決定される。ベクトルの向きは電流経路に対して垂直であるから、図4-6のように軸方向下流に向かってやや中心軸寄りになる。ローレンツ力は電荷担体である電子を通してイオンへ伝えられるが、アルゴンの場合この電磁力ベクトルの軸方向成分（ブローイング力）はプラズマをローレンツ力により直接加速する方向に向いており、電磁推力として寄与する。ベクトルの半径方向成分はイオンを中心軸方向へ移動させるが、この結果長陰極形状ではイオンが陰極表面上で電子と衝突して運動エネルギーが熱に変換され電磁推力としては損失を被ることになる。短陰極型の場合でもプラズマの径方向の運動エネルギーは陰極表面又は陰極先端部より下流の軸線上にて熱に変わるだけであるが、陰極先端付近では加熱による圧力上昇は陰極先端表面部を押すことにより軸方向の推力成分を生み出すことができる。長陰極形状では陰極先端ではほぼ放電が終わっており、径方向ローレンツ力にて陰極先端の高圧化を引き起こすことができない。推力特性の比較では長短陰極による推力差が大きかったが、こうした現象の違いが長短の推力生成量に違いを生じさせていると考えられる。

陰極表面に向かう電磁力ベクトル成分は図4-6では水素短陰極以外のすべての場合に存在する。陰極表面には、高温高密度の電荷担体である電子と比較的低温のイオンが境界層を形成していることが知られているが、¹³⁾ 陰極表面での電流経路の歪みによる電磁気力は、陰極表面の高温高密度電子の圧力勾配とつりあっている。

水素の場合電磁力ベクトルは下流域陽極近傍で軸方向のブローイング力を発生するが、陰極の延長上に存在する放電により半径方向中心軸向きに特に強力な力が発生し、陰極先端から延びる放電領域にプラズマが圧縮されることになる。水素の場合は放電電流が大きい場合でも比較的低電圧であることが知られており、プラズマにかかる大きなローレンツ力は衝突によって中性粒子にも伝えられ、このため陰極先端領域にはイオン及び中性粒子が閉じ込められて磁気ノズルに閉じ込められたまま膨張する特徴的な流れ場が実現される。

作動パラメータ依存性：フレア

MPDでは J^2/\dot{m} が主要な実験パラメータとなる。 J^2/\dot{m} パラメータに対する放電経路の依存性を図4-7、4-8に示した。図4-7のアルゴンガスの場合、 $J=8kA, \dot{m}=2.5g/s, J^2/\dot{m}=2.56 \times 10^{10}$ から $J=16kA, \dot{m}=0.625g/s, J^2/\dot{m}=4.096 \times 10^{11}$ のように J^2/\dot{m} が増大に伴い、短陰極形状では放電領域が下流へ広がり、長陰極では大きく変化しない。

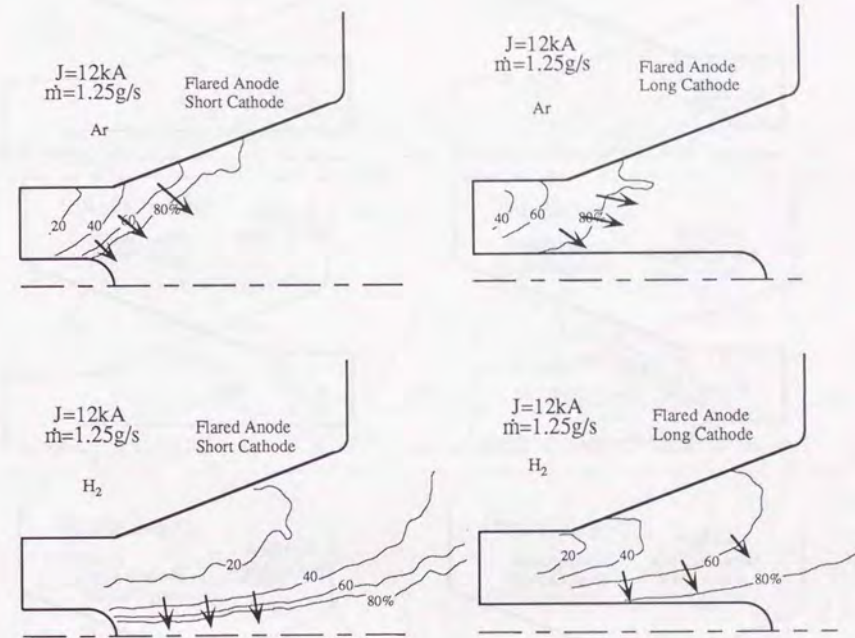


図4-6 ローレンツ力の向き（フレア形状陽極、 $J=12kA, \dot{m}=1.25g/s$ ）

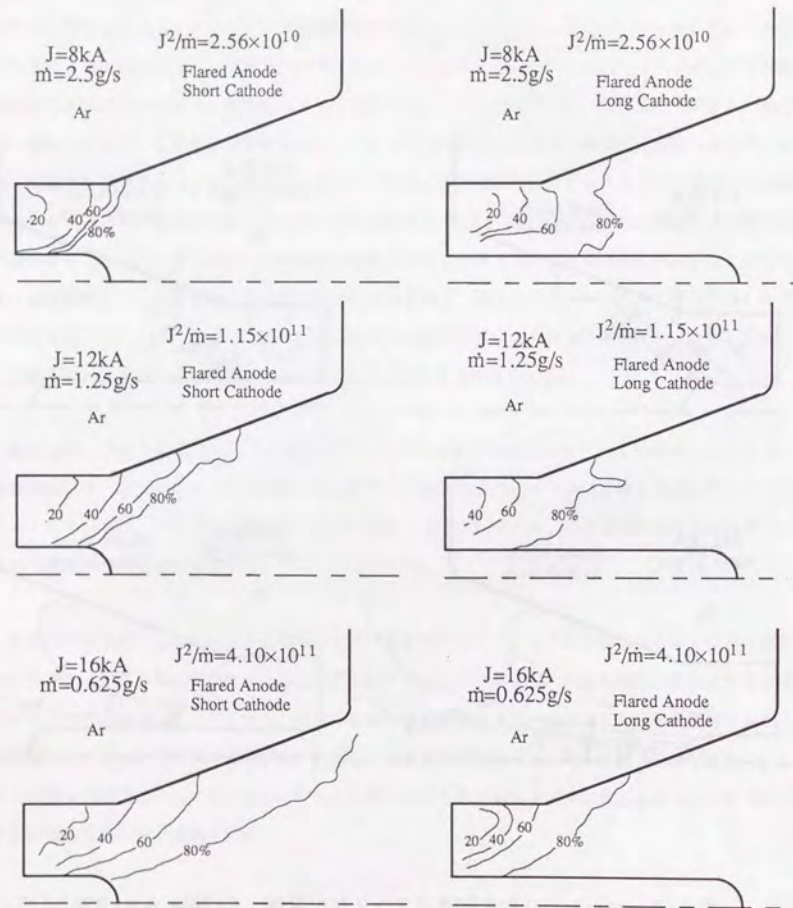


図4-7 電流経路の J^2/\dot{m} に対する依存性（アルゴン、フレア形状陽極）

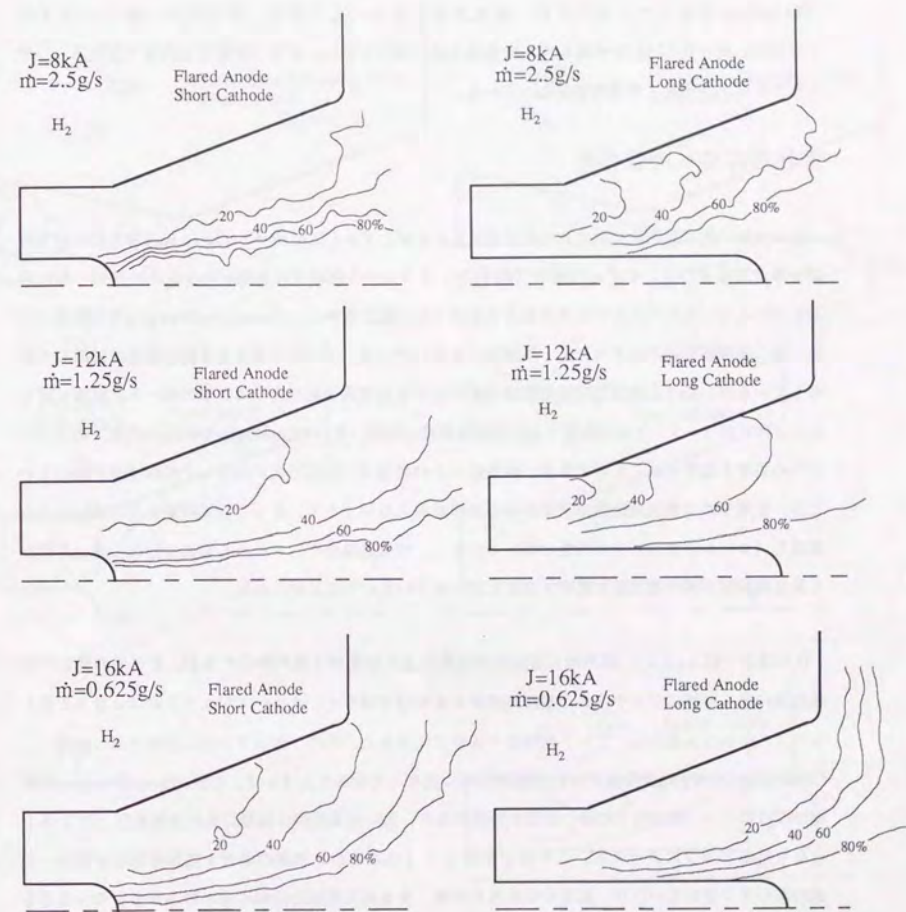


図4-8 電流経路の J^2/\dot{m} に対する依存性（水素、フレア形状陽極）

図4-8の水素では J^2/\dot{m} 増に対して短陰極ではカソードジェットがディフューズして弱まる傾向が見られるが、長陰極 $J=16kA, \dot{m}=0.625g/s$ では三つのパラメータの中で最も放電が下流に移行し、等高線が詰まっていて強い放電集中が起こっている。水素の場合解離反応の存在から放電分布が下流へ偏るのは前述したとおりだが、投入電流を大きくして温度・電離度が上昇したはずの $J=16kA, \dot{m}=0.625g/s$ の場合でも放電は上流へ移行しない。これは放電室上流側へ放電集中しがちなアルゴンの場合と本質的に異なっている。

形状依存性への依存性

電流経路の放電室形状に対する依存性を考えるため、 $J=12kA, \dot{m}=1.25g/s$ にて各形状の放電経路分布の比較を行う。まずArの場合(図4-9)ストレート形状では放電がチャンネル内に一様に分布しているのに対してフレア形状陽極の2形状では上流に集中し、Converging-Diverging形状陽極の二つ・特に長陰極形状ではスロート・陰極間に集中している。アルゴンでは基本的に放電は拡散して分布しているが、こうした放電室断面形状の変化による放電集中域の変化は5章の準一次元解析で明らかにされており、フレア形状陽極での上流放電電流の集中、そしてConverging-Diverging形状でのスロートへの集中を説明することができる。推進効率との関連は、陽極形状に関わらず短陰極型が優れていたが、放電分布は長短両陰極形状で大きな差異があるわけではなく、従って放電経路分布の違いによる電磁力(ローレンツ力)分布の差はほとんどなく、放電経路分布、すなわち電磁力分布の違いだけから長短両陰極形状の推力差を説明することはできないということが分かる。

H_2 の場合(図4-10)、基本的に実在気体効果により放電が下流へ移行するが、すべての形状で陰極先端に続く極端にピンチされた電流経路があるわけではなく、カソードジェットがはっきりと見えるのはストレート長陰極、フレア短陰極の場合だけである。他の3形状では放電経路分布は拡散し、Converging-Diverging長陰極では放電室内全域に広がった分布をしている。Converging-Diverging短陰極ではスロート・陰極間での強い放電が特徴であり、短い放電経路は極端に低い放電電圧(図3-6)となり効率アップに貢献する。この様子を図4-11に示した。水素の場合も短陰極形状が推力・推進効率の面で優れていたが、放電分布特性の情報、すなわち電磁力分布の違いのみからこの性能差を説明するのは難しく、他の特性分布もあわせて考慮していかなければならない。

4-2-2 プラズマ密度分布

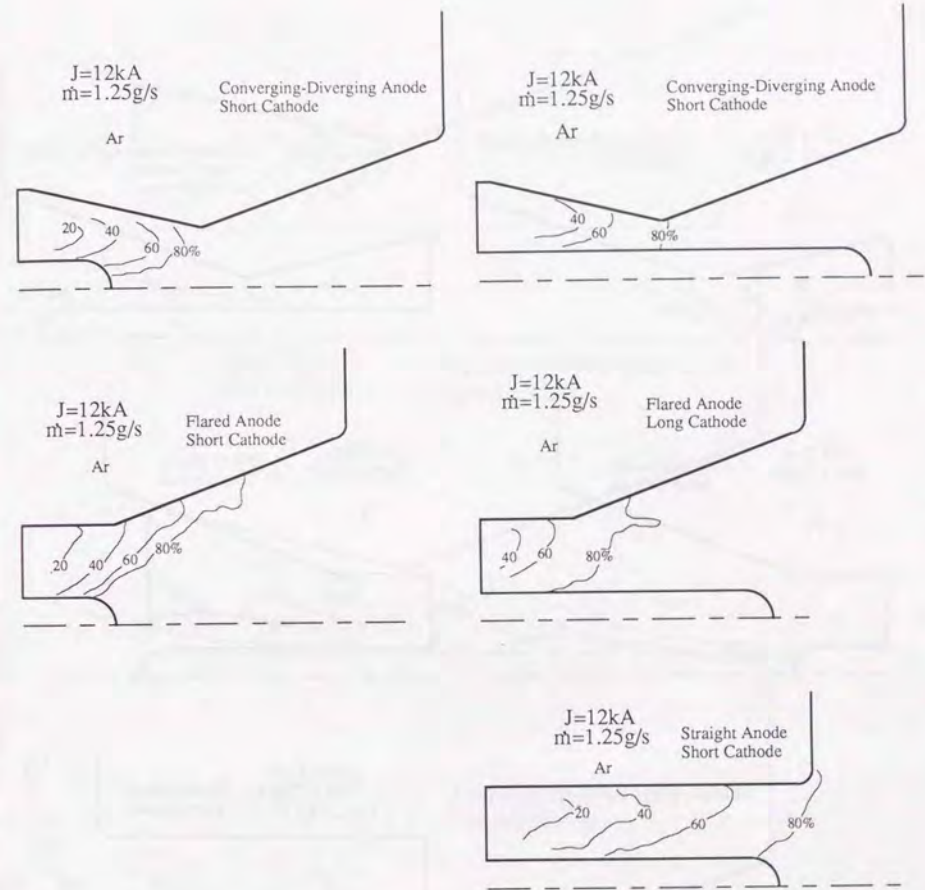


図4-9 電流経路の放電室形状に対する依存性(アルゴン)

$$J = 12kA, \dot{m} = 1.25g/s$$

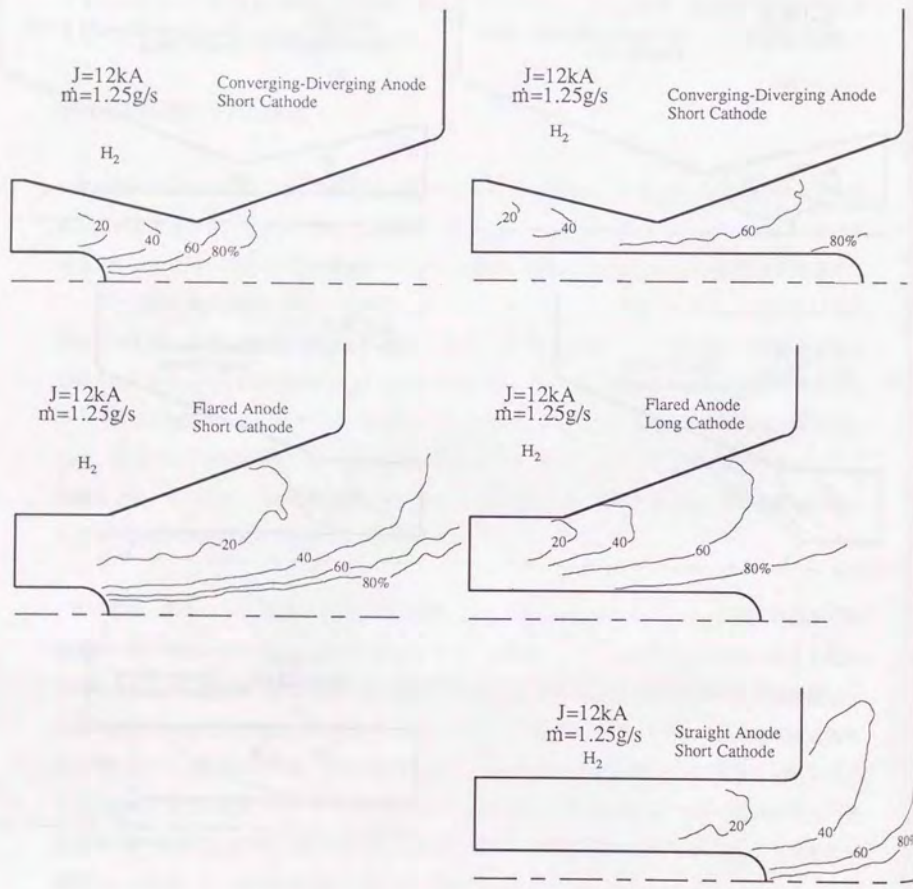


図 4-10 電流経路の放電室形状に対する依存性 (水素)

$J = 12\text{kA}, \dot{m} = 1.25\text{g/s}$

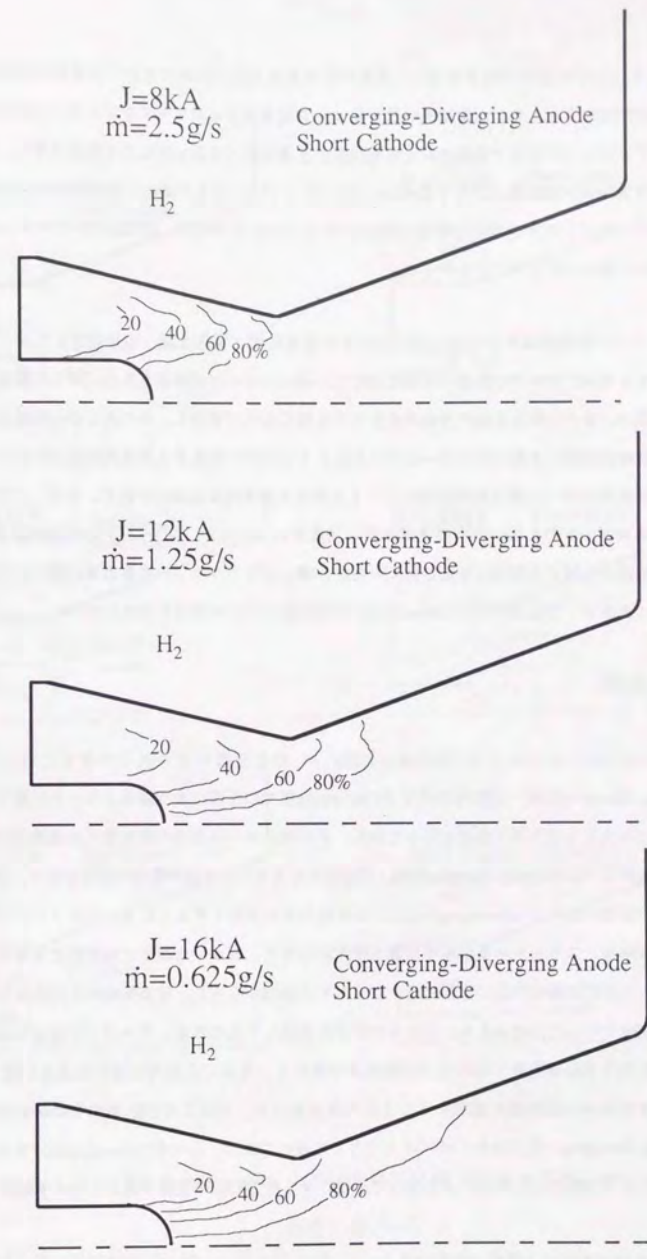


図 4-11 電流経路 (Converging-Diverging形状陽極、短陰極、水素)

図4-12、13にそれぞれアルゴン・水素ガスを推進剤とした時のフレア形状陽極短陰極形状のプラズマ密度分布を示した。水素原子の数密度は同じ質量流量あたりでアルゴン原子の約40倍ある。このためアルゴンのプラズマ密度はいくら電圧度が水素に比べて高いにしても密度は薄く、この放電室形状ではアルゴンでは最大シフト量が0.2~0.3フリンジシフトしか無い。今回のMach-Zehnder干渉計法ではフリンジシフトの測定分解能が約0.1フリンジシフトであり、放電室内のアルゴン密度分布を十分細かく捉えることはできなかった。

図4-12には推進剤にアルゴンを用いたときの放電電流・質量流量への依存性をフレア形状について示してあるが、すべての場合で陰極先端付近に濃いプラズマが存在するのに対して陽極付近のプラズマは薄い。また、陰極先端の曲線部分を曲がる際に密度は減少し、そのあと中心軸線上でやや上昇する。陰極先端部には軸方向のローレンツ力によりプラズマが集まり高温高密度となるといわれているが、2次元MPDでは軸対称アークジェットと異なり幾何的な圧縮率が低く、また、この領域での径方向のローレンツ力も弱いため高密度状態は達成されていない。図4-13の水素の場合、放電領域が陰極先端から伸びる領域に限定されていたが、濃いプラズマはこの放電領域に閉じ込められており、ここでアルゴンでは達成されなかったほどの高密度プラズマ領域を形成している。

形状間比較

図4-14ではアルゴン $J=12kA, \dot{m}=1.25g/s$ の各放電形状の密度分布を比較してある。Converging-Diverging陽極・短陰極形状ではConverging部での圧縮により陽極スロート位置で他の形状の二倍ほどの大きなプラズマ密度となっており、その後スロート通過の際急激に加速膨張している様子が見て取れる。Converging-Diverging陽極・長陰極でもスロート付近で最大の密度分布で、陽極スロート近傍での放電の集中とConverging部分による圧縮効果が原因と考えられる。他のフレア短陰極/ストレート短陰極/ストレート長陰極では最大密度が小さく、細かい分布までは測定できなかった。しかしこれらの形状は陰極付近に比較的濃いプラズマの領域が存在し、陰極先端の半円部分を横切る際膨張して密度がいったん減少する、といった様子が共通して見られる。アルゴンの形状間比較では推力・推進効率とも陽極形状に関わらず短陰極型が優れていたが、長短両陰極の性能差を図4-14の密度データのみから合理的に説明することはできなかった。ただこの作動条件では陽極形状としてConverging-Divergingの推力特性が他に対してとくに優れており、これがConverging部分での圧縮に伴う濃いプラズマ密度とこれをノズルを使って膨張させる空力加速の強調であることは予想できる。

図4-15はアルゴンと同様の作動パラメータ $J=12kA, \dot{m}=1.25g/s$ の場合の水素を推進剤とし

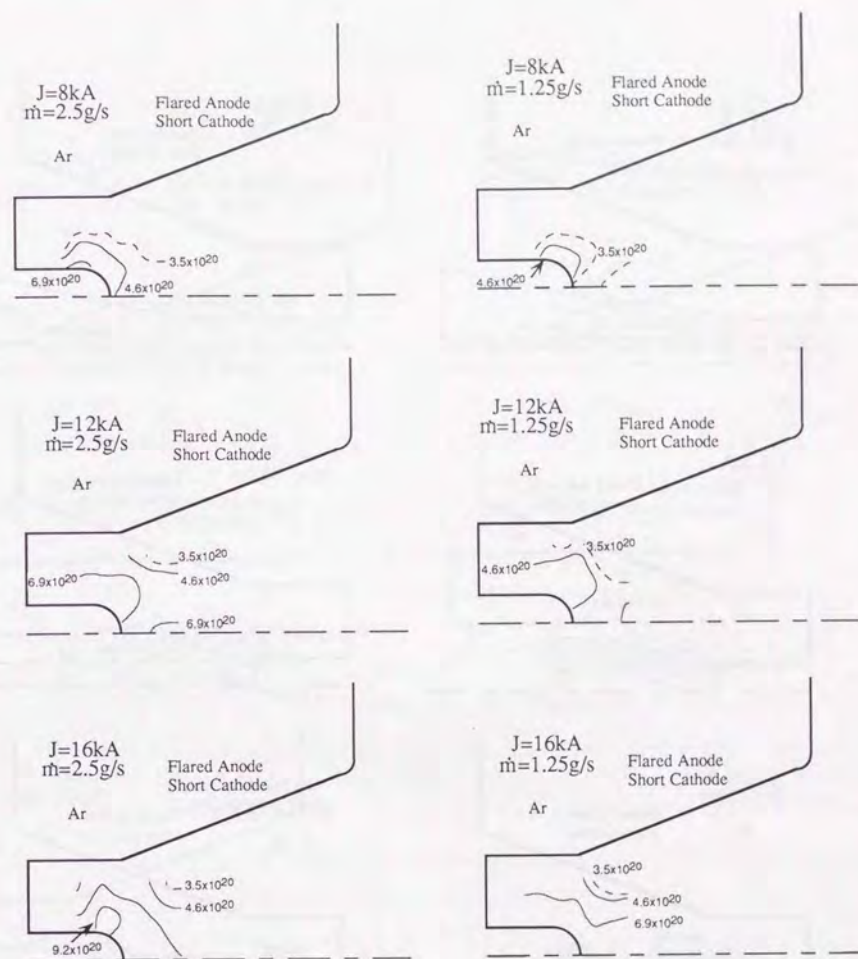


図4-12 プラズマ密度分布（フレア形状陽極・短陰極形状、アルゴン）

単位：個/m³

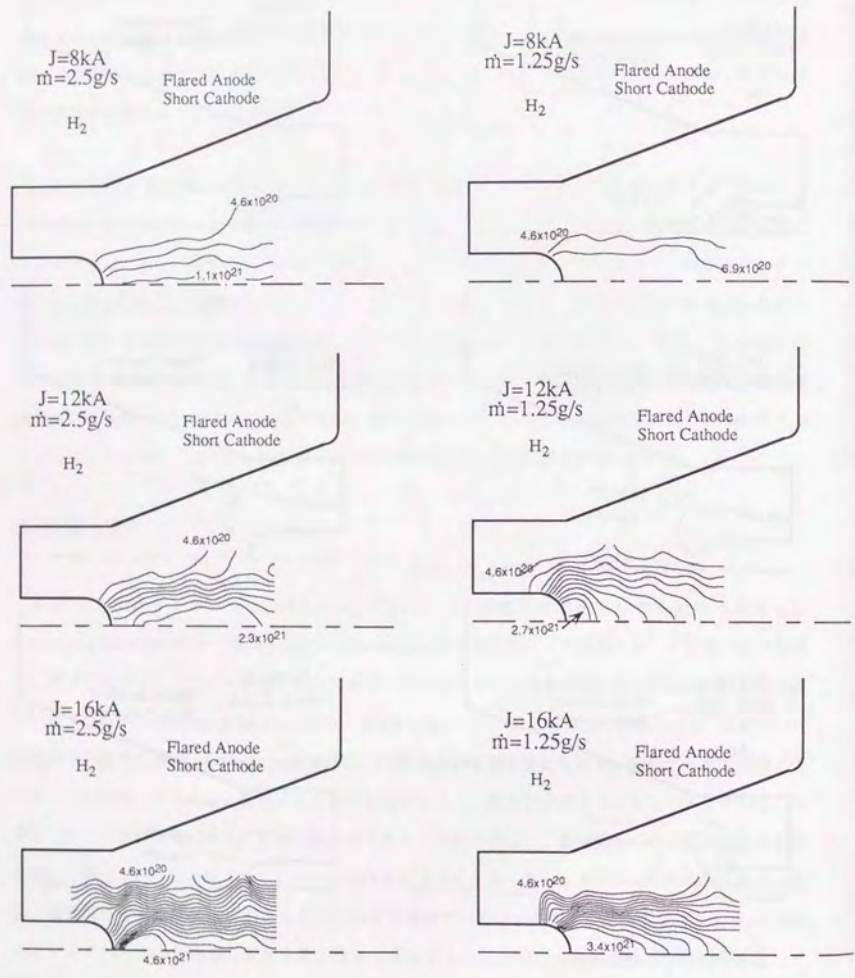


図 4-13 プラズマ密度分布 (フレア形状陽極・短陰極形状、水素)

単位：個/ m^3

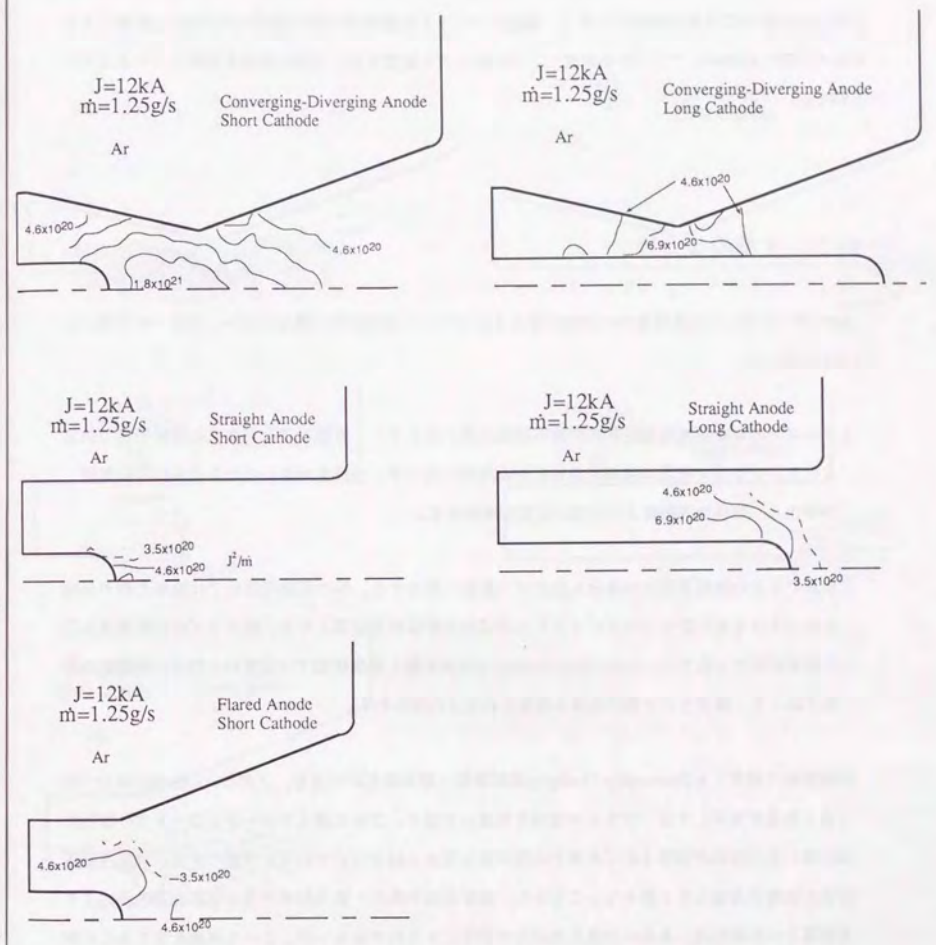


図 4-14 プラズマ密度分布の放電室形状に対する依存性 (アルゴン)

単位：個/ m^3

た各形状の比較である。全ての場合で陰極先端での密度が大きく、放電が下流へ偏在している影響が密度分布にも現れている。短陰極形状ではこの陰極先端での密度が特に大きく、カソードジェット内に閉じ込められたプラズマの膨張加速が推力に大きく貢献していると予想できる。特にConverging-Diverging短陰極では最大密度が大きく、陽極スロートと短陰極間の強い放電とConverging陽極による圧縮の影響の結果濃いプラズマを生成し、その後ノズル膨張を通して空力加速を強調していると考えられる。

4-3 4章のまとめ

MPDアークジェット放電室内の放電経路およびプラズマ密度分布の測定を行い、形状・ガス種による比較を行った。

1. アルゴンでは長短両陰極形状間の放電経路の違いは小さく、放電経路分布は主に陽極形状で決定される。プラズマ密度は陰極先端付近が相対的に高いが、陰極先端角の部分を通る際に膨張・希薄化し、陰極先端軸線上では僅かに高密度化する。
2. 水素ではどの放電室形状の場合も放電が下流側へ局在する。特に短陰極形状では陰極先端から軸方向に延びるようなカソードジェットと呼ばれる特徴的な放電となり、高プラズマ密度領域もこの放電領域と一致する。Converging-Diverging形状を除く長陰極型では放電の大部分は放電室の外部で起こり、高プラズマ密度領域は陰極先端部分に限られる。

両推進剤の場合ともConverging-Diverging形状陽極・短陰極形状の場合、上流のConverging部分で特に強く放電が集中して濃いプラズマ領域を形成しており、これに続くアノードスロートでの膨張加速の際に空力加速が強調されて大推力の効率的な発生に結びついていると予想できる。長短両陰極形状の放電分布は大きく異なることから、両形状間の推力・推進効率の差は電磁加速の優劣よりも熱電子の膨張加速、あるいは空力加速分の寄与によるのではないかと、という仮説を立てることができる。空力加速分を実験的に定量化/評価することは困難であり、これは次章で示される数値解析結果をもとに考察していく。

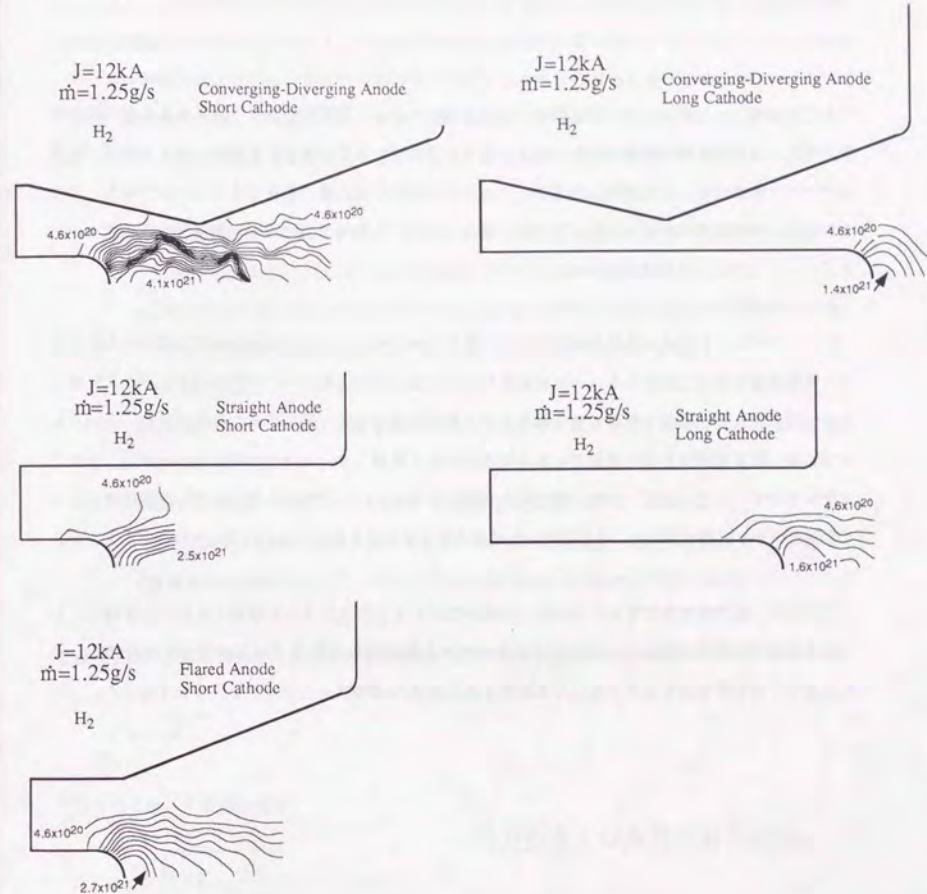


図 4-15 プラズマ密度分布の放電室形状に対する依存性 (水素)

単位: 個/m³

第5章 MPDアークジェット内部流の解析

2次元MPDアークジェットの性能評価および内部測定から、短陰極形状と分類される放電室形状の推力特性・推進効率特性が特に優れており、陰極先端付近の放電の集中する領域には比較的高い密度のプラズマが存在し、これが膨張加速するといった特徴的な流れ場の存在することが分かった。このとき陰極先端付近では極端な加熱も引き起こされていて、¹⁵¹¹放電写真にも強い発光を伴う通常カソードジェットと呼ばれる構造が見られる。

カソードジェットによる推力上昇機構として考えられるのは、一つが陰極先端プラズマの高圧化により陰極表面を押す力を生じる、いわゆる圧力推力によるもの、もう一つが磁場によるプラズマ閉じ込め作用により特に陽極の壁面ロスを減少させ、膨張加速する際に損失低減の効果が現れるというものである。壁面熱損失を抑え電磁力による軸方向加速を強調しているはずの長陰極タイプが、プラズマをわざわざいったん減速・加熱・閉じ込めて膨張させるといった熱的な過程を含む短陰極型に比べて不利なのかを説明するには、熱的推力と電磁推力の各発生量を各形状毎に評価しなければならない。

ここでは、推力特性の放電室断面形状への依存性がどうして生じるかを説明するため、方程式として熱的電磁気的効果が混在した場を扱うことができる電磁流体方程式（MHD方程式）を採用し、これに基づいた数値解析を実験で用いた各放電室断面形状のMPDアークジェットについて行った。

5-1 電磁流体方程式による定式化

MPDアークジェット放電室内のプラズマ流れは電離、電磁気力によるプラズマの加速、電極近傍における流体的／電磁気的な境界層現象など、複雑な物理過程の混在した場である。放電室内の密度が $10^{21}/\text{m}^3$ 程度のプラズマであるために、電離などの化学反応、そして粒子間の温度や速度などの特性が化学平衡・熱平衡状態からずれる、いわゆる流れの非平衡性が起き、放電室内の現象をより一層複雑にしているとされる。しかし、例えばアルゴンプラズマに限って考えれば、MPDアークジェット放電

室から中性粒子のスペクトルは可視域では観測できないことから、ほとんどの原子はイオンへ励起してプラズマはほぼ一価の電離状態にあるといえる。この場合、近似的には電離過程を無視した完全電離プラズマの仮定が有効である。熱平衡性に関していえば、2次元MPDアークジェットの光学測定によると、境界近傍や放電室外部の膨張領域をのぞく放電室内にて部分局所熱平衡（Partial-LTE）の成立が保証されているだけであり、完全熱平衡の仮定に基づく取り扱いはできない。しかしPartial-LTEは輻射過程以外の熱平衡性を保証するので、輻射による熱損失が他の過程に比べて十分小さいとすれば、熱平衡を仮定しても構わない。更に、壁面境界層の存在による加速効率の劣化をとりあえず無視して主流の加速過程に話を限定することにして、以下のような仮定を導入する。

- 1) 定常の電磁場・流れ場とする。これはMPDアークジェットが流れの特性時間に対して十分長い時間放電を行う、いわゆる準定常作動を行うことに基づく。
- 2) 流れの特性時間 \ll 光速であることから、Maxwell方程式にて変位電流の項を無視できる、いわゆるMHD近似が成立する。
- 3) 自己誘起磁場のみ取り扱う。
- 4) 推進剤はアルゴンとし、放電室内に準中性の完全電離プラズマとして流入する。理想気体の状態方程式に従う。
- 5) 粘性・熱伝導・電極シースの存在・放射過程は無視する。
- 6) 電気伝導度はSpitzer-Härmの公式で与えられ、等方的な密度・温度の関数として扱われる。
- 7) 電磁流体的加速器として、プラズマは亜磁気音速から超磁気音速まで加速する。

最後の仮定に現れる磁気音速をここで定義する。通常の気体力学における音速が

$$a = \sqrt{\gamma RT}$$

であるのに対して磁気音速は

$$a_m = \sqrt{\gamma RT + \frac{B_0^2}{2\rho\mu_0}}$$

のように定義される。これはMHD流れにおける微小擾乱伝播速度であり、MPD流れの特性速度となる。また、ここで流れの局所磁気音速で流速を割ったものを局所磁気マッハ数として定義した。

$$\text{磁気マッハ数 } M_m = \frac{|u|}{a_m}$$

$M_m > 1$ が磁気超音速、 $M_m < 1$ が磁気亜音速であり、 $M_m = 1$ の点が磁気音速点となる。上記仮定の最後の条件は、MPDアークジェットの流れ場が放電室内で $M_m = 1$ の磁気音速点を通過することを意味する。これを言い換えれば、MPDアークジェットは局所流速がその特性速度である磁気音速を放電室内で通過する、遷磁気音速加速流れである。この仮定の有効性は6章で議論する。

ここでは電磁的的境界層（シース）、流体的境界層（粘性境界層）とも考慮しなかった。このため計算では図5-1に示したように三つの境界領域に囲まれた完全電離プラズマを扱うことになる。電離過程は無視したため、推進剤は放電室入口の電離境界層にて一気に完全電離して導入されることになる。このため電離過程に対するエネルギー投入量は評価することができない。シース領域は、放電室内の準中性完全電離プラズマと完全導体である電極間を結ぶものであって、電圧降下が存在し、特にオンセット条件越えではここに大きな電圧降下と電力投入が起こることが知られている。¹⁵⁾ 粘性の存在は加速を鈍らせ、推力を低下させる。内部流観測データによると、代表的なレイノルズ数は ~ 10 であり、シース厚は 10^3 mmと予想される。粘性効果は壁面近傍に限られ、推力をある程度劣化させるだけであるので、単純化のため今回は無視することにした。シースの影響を取り込むことは一般に困難であり、これも無視した。

こうした近似にて境界領域を計算領域から排除したため、以下の解析では全投入電力のうちどれだけ電離反応に消費され、どれだけが壁面でロスしているかというエネルギーバランスを決定することができない。これはMPDアークジェットの特性のうち上記方程式系で評価できるのは主流部分の電圧のみであり、電離電圧やシース電圧を含んだ全放電電圧は決定できないことを意味する。第3章で示された推進効率測定値が5-20%程度低い値しか達成できていないことから、元来放電室内は損失が支配的な流れ場である。しかしながら、こうした電離・壁面ロスが形状には鈍感だとして、形状毎にどのぐらい電磁流体的な加速量、すなわち推力が違うかを見積もることはできる。

支配方程式

以上の仮定のもと、Maxwell方程式における変位電流項を無視したいわゆるMHD方程式が適用できる。解析手法としてtime-marching法を用いるため、以下のように時間依存の方程式系が考慮される。

Maxwell 方程式

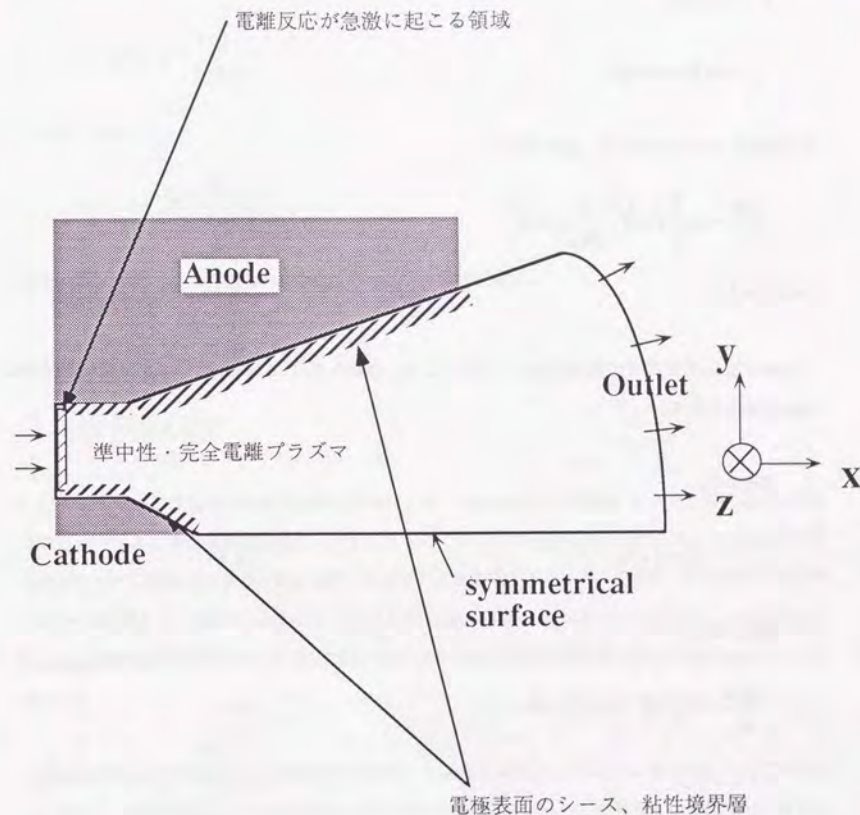


図5-1 MPDアークジェット放電室内部流のモデル

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\text{rot} E \quad (5.1)$$

$$j = \frac{1}{\mu_0} \text{rot} B \quad (5.2)$$

オームの法則

$$j = \sigma(E + u \times B) \quad (5.3)$$

磁束密度について求めると、誘導方程式

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \text{rot} \left[u \times B - \frac{1}{\sigma \mu_0} \text{rot} B \right] \quad (5.4)$$

が得られる。

非粘性Euler方程式には電磁気的ソース項として、運動方程式にLorentz力、エネルギー方程式にJoule加熱を加える。

連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho u) = 0 \quad (5.5)$$

運動方程式

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \nabla(\rho |u|^2 + p) = j \times B \quad (5.6)$$

エネルギー式

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla[(e + p)u] = j \cdot E \quad (5.7)$$

$$\text{ここで } e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho |u|^2 \quad (5.8)$$

は単位体積あたりの全エネルギーである。

更に、理想気体の状態方程式が加わる。

$$p = \rho R T \quad (5.9)$$

電気伝導度 σ は完全電離プラズマの衝突理論から導かれたSpitzer-Härmの式で与えられる。¹⁵⁾

$$\sigma = 1.5 \times 10^{-2} \frac{T^{3/2}}{\ln \Lambda} \quad (5.10)$$

ただし、ここで

$$\ln \Lambda = \ln \left(\frac{12 \pi \epsilon_0^{3/2} (kT)^{3/2}}{e^3 h^{1/2}} \right) \quad (5.11)$$

はクーロン対数であり、実際のMPD流れでは5から7の値を取る。

5-2 準一次元解析

MPD放電室内加速過程の放電室形状依存性は、準一次元MHD方程式系によって大域的見通しを得ることができる。短陰極形状MPDアークジェットのように二次元性の強い形状は扱えないが、長陰極形状どうしでの陽極形状間の比較には準一次元モデルが有効である。ここでは準一次的な放電形状の違いが放電あるいは流れ場にどのように影響を与えるかを調べていくとともに、converging-diverging形状電極が持つスロートがMPDアークジェットのような電磁流体において持つ役割について考えていく。

電極間に挟まれた領域における推進剤の放電・加速過程は図5-2のように準一次元へモデル化した。即ち、作動原理図1-2の電流成分のうち軸方向陰極に向かってに流れるものを仮想的な陰極の中を流れると考えこの電流の推力への寄与分を無視し、陽極から陰極へと半径方向に向かってまっすぐに流れる電流成分のみを考える。図1-2から自己誘起磁場は電極と同軸状に誘起され、図5-2で陰極より上の部分では紙面に突き刺さる方向、下の部分では紙面から突き抜ける方向に生じることが分かる。この時ローレンツ力は推進剤を加速する軸方向に発生するので、これらを図5-3のように間隔Aの陽極陰極間をy方向に電流密度 j で電流が流れ、電流に垂直にz軸をとり自己誘起磁場 B が発

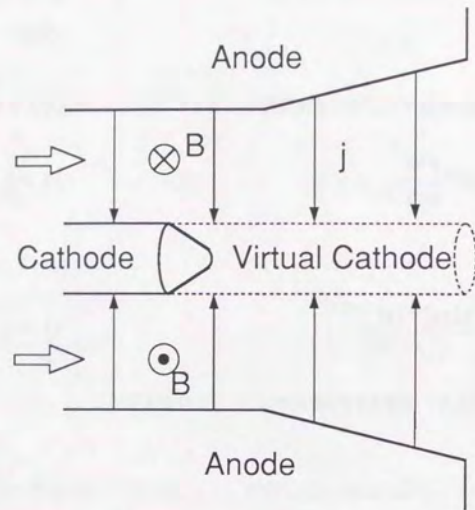


図 5-2 MPDアークジェット放電室内部流の準一次元モデル化

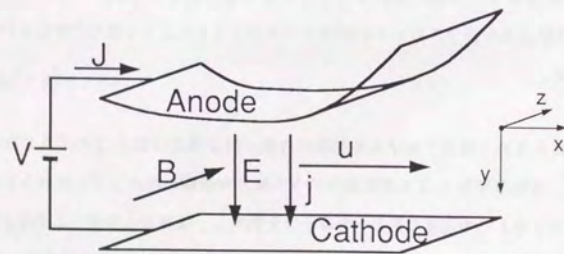


図 5-3 準一次元MPD流れ

生、 $j \times B$ のローレンツ力方向にx軸：流速をとると、電極形状の変化によって放電形状がどのように変化し、ブローイング力（軸方向ローレンツ力）による推進剤の軸方向の直接的な加速過程にどう影響するかを評価することができる。ローレンツ力の半径方向成分によって陰極先端表面に高圧のプラズマを作り陰極表面を押しかわゆるポンピング力による加速はMPD加速機構において重要な働きをしているとされているが、2次元的な取り扱いが必要なため一次元解析では現れない。

5-2-1 支配方程式

上の方程式系を準一次元流の場合について書き下す。

連続の式

$$\frac{\partial \rho A}{\partial t} + \frac{\partial \rho u A}{\partial x} = 0 \quad (5.12)$$

運動方程式

$$\frac{\partial \rho u A}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2 A}{\partial x} = -A \frac{\partial p}{\partial x} + j B A \quad (5.13)$$

エネルギー式

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{p}{\gamma-1} + B^2 \right) A + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{p}{\gamma-1} + p \right) u + \frac{E B}{\mu_0} \right\} A = 0 \quad (5.14)$$

状態方程式

$$p = \rho R T \quad (5.15)$$

Maxwellの式

$$\frac{\partial B A}{\partial t} = - \frac{\partial E A}{\partial x} \quad (5.16)$$

$$j = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B}{\partial x} \quad (5.17)$$

オームの式

$$j = \sigma(E - uB) \quad (5.18)$$

無次元化は入口境界での磁束密度 B_0 、電極長 L 、電極間距離 A^* 、推進剤流量 \dot{m} をもとに行なった。速度の無次元量は磁気音速に、圧力の無次元化は磁気圧に関連した量でそれぞれ行なわれている。

無次元化量

$$b = B_0 \hat{B}, u = \frac{B_0^2 A^*}{2\mu_0 \dot{m}} \hat{u} = u_m \hat{u}, p = \frac{B_0^2}{2\mu_0} \hat{p}, E = u_m B_0 \hat{E}$$

$$A = A^* \hat{A}, x = L \hat{x}, t = t / u_m \hat{t}$$

無次元パラメータ (磁気レイノルズ数)

$$Rm = \sigma \mu_0 u_m L \quad (5.19)$$

無次元パラメータである磁気レイノルズ数: Rm は磁気粘性項と磁気対流項の比を、大きい Rm は磁場と流れ場の強い相互作用を表し、MPDアークジェット流れでは強磁場中 (または大放電電流の時) の流れに対応する。

無次元化方程式系を速度、密度、圧力、磁束密度の 4 つの変数についてまとめる。 j, E を消去して整理すると次のようになる。

$$\frac{\partial \rho A}{\partial t} + \frac{\partial \rho u A}{\partial x} = 0 \quad (5.20)$$

$$\frac{\partial \rho u A}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2 A}{\partial x} + A \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (p + b^2) \right\} = 0 \quad (5.21)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{p}{\gamma-1} + b^2 \right) A + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{\gamma p}{\gamma-1} + 2b^2 \right) u - \frac{1}{Rm} \frac{\partial b^2}{\partial x} \right\} A = 0 \quad (5.22)$$

$$\frac{\partial b A}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \left(ub - \frac{1}{Rm} \frac{\partial b}{\partial x} \right) A \right\} = 0 \quad (5.23)$$

すなわち、次のようにベクトル化した方程式系を解くことになる。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + H = 0 \quad (5.24)$$

ただし、各ベクトルは以下に示される。

$$Q = \begin{bmatrix} \rho A \\ \rho u A \\ \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{p}{\gamma-1} + b^2 \right) A \\ b A \end{bmatrix} \quad F = \begin{bmatrix} \rho u A \\ (\rho u^2 + p + b^2) A \\ \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{\gamma p}{\gamma-1} + 2b^2 \right) u A - \frac{1}{Rm} \frac{\partial b^2}{\partial x} A \\ \left(ub - \frac{1}{Rm} \frac{\partial b}{\partial x} \right) A \end{bmatrix}$$

$$H = \begin{bmatrix} 0 \\ (p + b^2) \frac{\partial A}{\partial x} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

5-2-2 音速点、磁気音速点条件について

5-2-1 の方程式系は適切な境界条件、すなわち、流入・流出条件のもとで解析されなければならないが、解の持つ基本的な傾向などを解析的に議論することができる。以下で用いた p^*, h^*, γ^* は電磁流体に対して一般化された変数であり、

$$p^* = p + b^2$$

$$h^* = h + 2 \frac{b^2}{\rho}$$

$$\frac{\gamma^*}{\gamma^* - 1} \frac{p^*}{\rho} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + 2 \frac{b^2}{\rho}$$

のように定義した。積分形式の 4 本の方程式:

$$\rho u A = 1 \quad (5.25)$$

$$\rho u \frac{du}{dx} = -\frac{dp^*}{dx} \quad (5.26)$$

$$\rho u A \left(h^* + \frac{u^2}{2} \right) - \frac{A}{Rm} \frac{db^2}{dx} = const. \quad (5.27)$$

$$V = eA = \left(ub - \frac{1}{Rm} \frac{db}{dx} \right) A = const. \quad (5.28)$$

で唯一与えられるパラメータは磁気レイノルズ数Rmであり、小さなRmに対してはJoule加熱による音速度度までの加速が主となるが、大きなRmに対しては流れは上流の加熱が支配的な部分とそれ以降の加速が支配的な部分の二つに分けることができ、Lorentz力による電磁体積力が流れを等温的に超音速まで加速することができる。

磁気レイノルズ数を直接実験パラメータと一意に関連付けることは難しいが、MPDアークジェットの光学測定によると放電室内のプラズマ流れはほぼ等温的に超音速の状態にある。密度が $10^{21}/m^3$ 、温度が1eV-2eVであるから、現実的なMPDの磁気レイノルズ数は0.5-10ぐらいの間を変化することになる。

dp^* 、 dp 、 dh^* を消去することにより磁気音速点条件式が導かれる。

$$u \left(1 - \frac{a^2}{u^2} \right) du = \gamma^* p^* A dA - (\gamma^* - 1) d \left(\frac{A}{Rm} \frac{db^2}{dx} \right) \quad (5.29)$$

従って、 $u = a$ の磁気音速点では

$$\left[\gamma^* p^* A dA - (\gamma^* - 1) d \left(\frac{A}{Rm} \frac{db^2}{dx} \right) \right]_{u=a} = 0 \quad (5.30)$$

Converging-Diverging形状電極でのスロート近傍での解の挙動を考えてみよう。磁気レイノルズ数が十分大きい場合、通常 $p \ll b^2$ から $p^* = b^2$ であり、右辺の2項の大小関係はRmの大きさのみで決定される。 $Rm \gg 1$ であり、第二項の存在は無視できるため、

$$\left[\gamma^* p^* A dA \right]_{u=a} = 0 \quad (5.31)$$

すなわち磁気音速点もし存在するならばスロート点 $dA = 0$ にて存在する。これは連続体方程式では非粘性の極限において幾何学的なスロートは方程式系の微小擾乱速度と一致するという事実と適合

している。^[54] こうした特異性はRm大の極限でのみ存在することに注意すべきであり、現実の有限電導度流れでは決して特異点は存在せず、ただ磁気音速点がスロート近傍で到達されるといった現象が起こるだけである。反対に磁気レイノルズ数が小さい場合は、熱的な圧力項が磁気圧項と同等： $p = b^2$ あるいはそれ以上： $p > b^2$ を意味するので、2つの項の大きさはRmだけでなく p/b^2 にも依存してしまい、磁気レイノルズ数が大きいときのように限定的な話ではなならない。ただし誘導方程式から、

$$V = -\frac{A}{Rm} \frac{db}{dx} = \frac{jA}{Rm} = const. \quad (5.32)$$

のように電流密度が放電室断面積に逆比例し、スロート位置での大きな電流集中が予想される。

方程式系の特性速度である磁気音速と同様、通常の音速点についても同様の条件式を構成することが可能である。

$$\left(1 - \frac{a^2}{u^2} \right) u du = 2[(\gamma - 1)e - \gamma ub] \quad (5.33)$$

Kingはこの音速点での特異性をもとに一定磁気レイノルズ数のMPDアークジェット流れの解析解を構成した。

5-2-3 数値解析方法

方程式を常微分方程式として解析する際は、方程式の整理の仕方によって音速点又は磁気音速点が分母=0の特異点(鞍点)となるため、この点をまたいで解を構成することができない。これを避けるためには特異点にてある条件を与えて解を上流・下流の両方向へ構成してやり、上流境界又は下流境界の境界条件と適合するまでこの特異点での条件についてイタレーションを行うといった解法が必要である。

この特異性を避ける一つの方法は、time-marching方である。解析は密度・運動量・エネルギーといった保存量に対して行われるので、速度に直接関連する特異点は直接取り扱わなくてもすむ。今回はtime-marching方による解析を行った。解には亜磁気音速から超磁気音速までの連続的な加速を課し、

これは、入口での亜磁気音速条件は流入条件として速度・密度・磁束密度は与え、さらに入口圧力は計算領域内からの外挿で求めることにより実現できる。チャンネル長さで放電が終了するよう考えているため、磁束密度はチャンネル出口で0とし、強制的に放電がそこで終わるよう指定してある。その他の物理量は外挿によって与えた。

数値解析の妥当性

一次元一定電気伝導度モデルはKingらによる解析解が存在するため、これによって差分法やtime-marchingといった数値解析方法の妥当性を検証することが可能である(図5-4、解析解と数値解)。全体的な流れ場は数値解析と解析解で大差なく、これにより数値解析の妥当性が示された。以下の解析はこの一次元流れでの厳密解との整合性を拠り所にして、準一次元、更に次節では2次元方程式にこうした解析手法を拡張して用いることにする。

5-2-4 数値解析結果

放電室形状としてフレア・ストレート・Converging-Divergingを模擬した3形状を用意して比較を行った(図5-5)。ストレート形状は純粋な一次元モデルに相当する。

一定電気伝導度モデルでの解析

図5-6は現実の作動条件から見るとやや大きい磁気レイノルズ数 $R_m=18$ のときであり、これは電磁気的な効果が非常に大きく、熱電子加速の割合は非常に小さい場合である。特性はすべて無次元量で表示しており、磁気圧 b^2 ・速度・密度・ローレンツ力・電流密度のチャンネル方向分布が示されている。なお横軸のチャンネル方向位置は、0が入口で1が出口になるよう、チャンネル長さで無次元化したもので表示してある。ストレートの完全一次元形状の場合、チャンネルはほぼ中心で変曲点を取り、これは磁気音速点と一致する。これは文献[55]で指摘されており、式にて $dA=0$ とした

$$u \left(1 - \frac{a^2}{u^2} \right) du = -(\gamma - 1) d \left(\frac{1}{R_m} \frac{db^2}{dx} \right) \quad (5.34)$$

からも理解することができる。準一次元流Converging-Diverging形状では磁気音速点が上記解析の予想

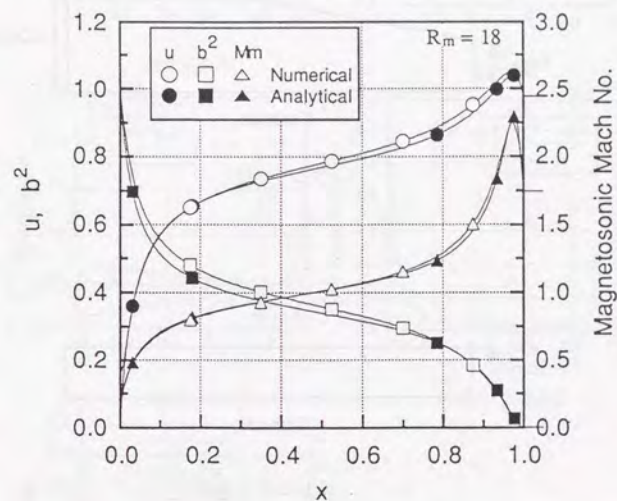


図5-4 解析解と数値解の比較(一次元流、 $R_m=18$)

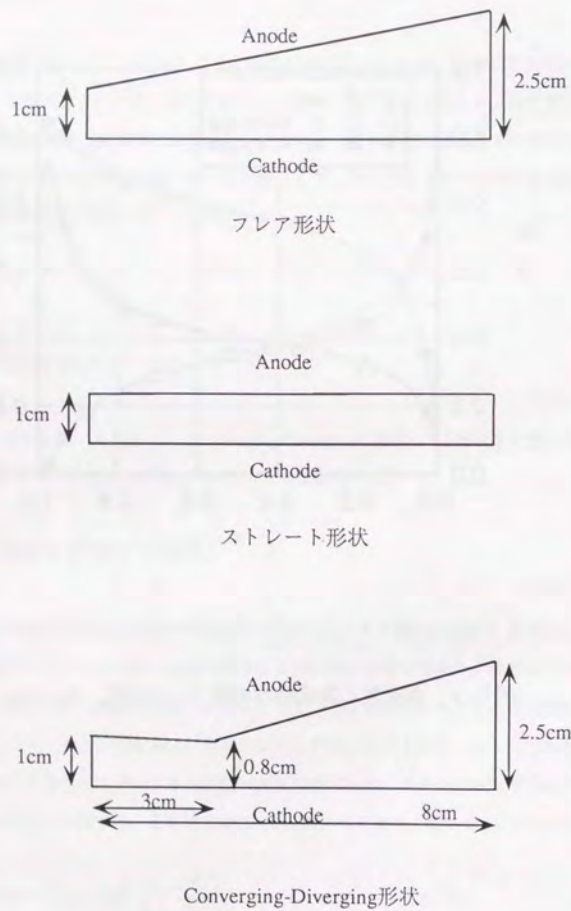


図5-5 準一次元解析の放電室形状

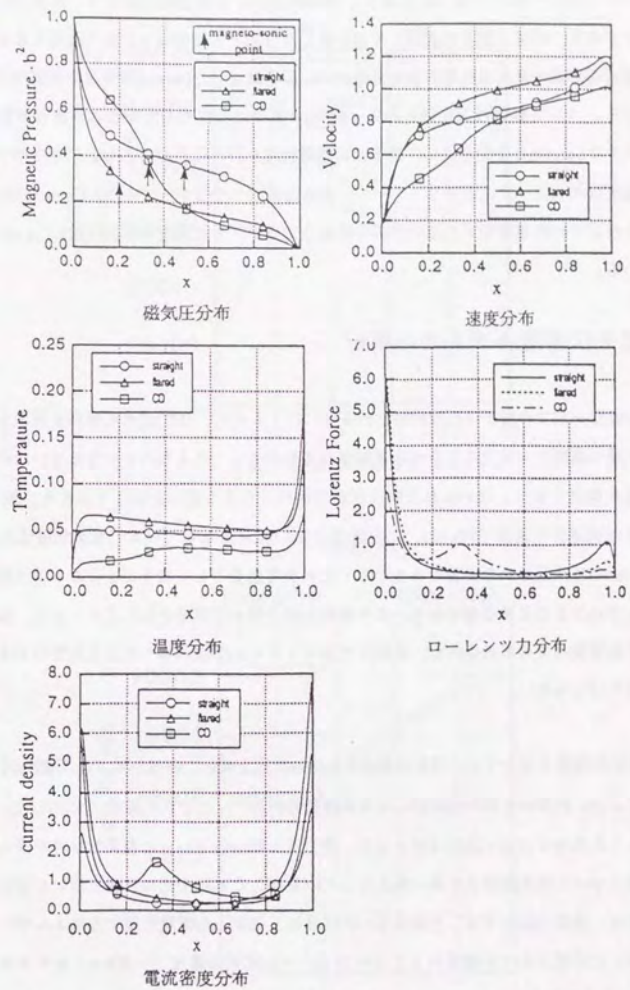


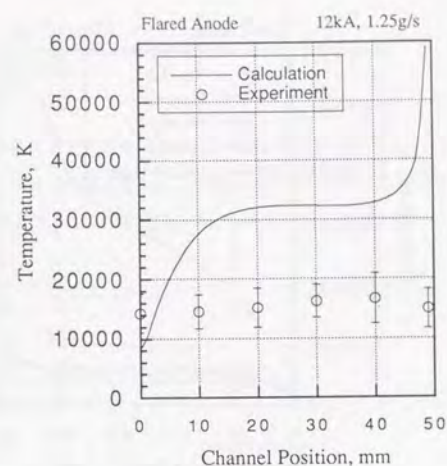
図5-6 電気伝導度一定の解析 (Rm=18、無次元量で表示)

通りスロート付近へ来ている(図5-6)。単純開口のフレア形状ではチャンネル入口付近に強い放電の集中があり、磁気音速点の通過も今回計算した3形状の中でもっとも上流側である。準一次元的な放電室断面形状の変化は放電形状を変化させ、若干異なったLorentz力分布を強制的に与えることが可能となる。フレア形状の上流側への強い放電の集中は上流の大きな磁束密度 b の効果と重なって非常に大きなLorentz力を生み出し、効率的に電磁加速を行うことができる。このためフレア形状の到達排気速度は他に比べて大きくなって、大きな推力へつなっている。Converging-Diverging型はスロート付近での放電集中/加速の強調を特徴とするが、上流電流の緩和は逆にLorentz加速の減退を招いている。

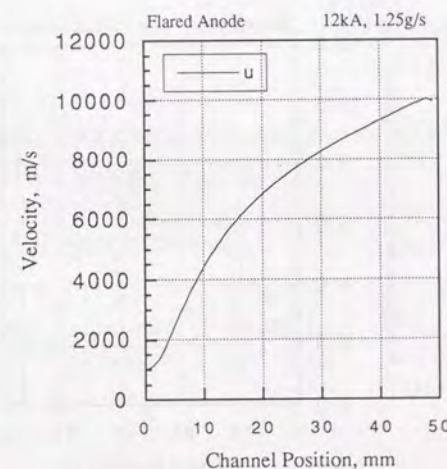
可変電気伝導度モデルでの解析

電気伝導度一定での解析は比較的解析が安定に行えるため、MPD流れの傾向を見る上で有益だが、本来流れ場の温度から決定されるべき電気伝導度を前もって与えなければならないため、電気伝導度の予測値を間違えると、求められた解は現実の流れと大きな違いを生じてしまう。例えば図5-6の計算例では到達排気速度で80km/s、代表温度は100万Kにもなっている。電気伝導度は方程式系からSelf-consistentに決定される量であるから、これを可変量として扱うことによって上記のように電気伝導度を予め与える必要はなくなり、より自然な形で解を構成できる。このことは、実験結果から予測される放電室内での熱的条件が、本論分でも扱うようにMPD流れ場へ与える影響が大きい場合に考慮されなければならない。

可変電気伝導度モデルでは、電気伝導度にSpitzerの式を使い、磁気レイノルズ数 R_m を可変として取り扱えばよい。計算例を相対強度法による温度計測結果¹⁵⁾とともに図5-7に示した。一定電導度の場合のような極端な加速・加熱は抑えられ、数万度・数km/sといった現実的な解が得られている。ただし温度については実測値より高い値となっているが、これは今回の計算で用いた理想気体の仮定のためであり、現実の流れでは二万度以上の加熱は二価以上の電離に要するエネルギーと電子励起のエネルギーに分配されて抑制されることになる。一定電気伝導度(一定 R_m)モデルの場合でも十分正確な R_m の予測値を与えればSpitzerの式に基づく解析とほとんど同じ解を得ることが出来るが(図5-7b)、予測値が少し外れた $R_m=9$ の場合には極端に高温まで加熱されてしまっている。また、可変電導度モデルでの磁気レイノルズ数 R_m のチャンネル内の分布から、磁気レイノルズ数(あるいは電気伝導度)は加速過程で非常に大きく変化しており、本質的にチャンネル内での温度に対応して大きく変化する量である。こうしたことから可変電気伝導度モデルの採用は本論分でもMPD流れを扱うためには必須であり、以下の2次元解析でもすべてこのモデルを採用した。

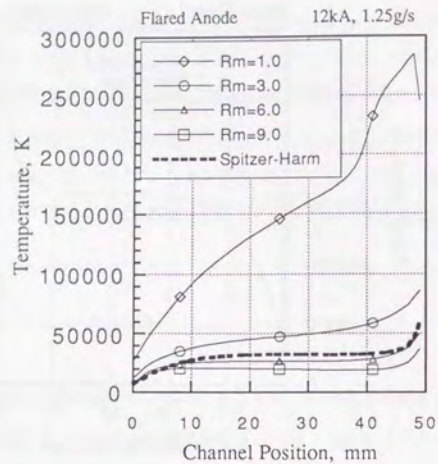


温度比較

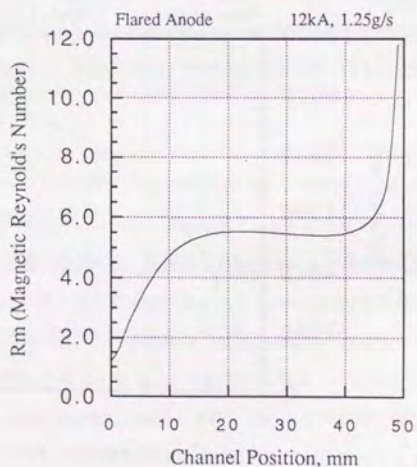


解析による速度分布

図5-7a 電気伝導度としてSpitzer-Härm式を用いたときの数値解析解と実験との比較
(準一次元、Ar、フレア形状)



解析による温度分布



解析による局所磁気レイノルズ数分布

図 5-7b 電気伝導度として Spitzer-Härm 式を用いたときの数値解析解と実験との比較
(準一次元、Ar、フレア形状)

5-3 2次元数値解析

陰極先端付近の流れ場は本来2次的であり、2次元電磁流体方程式による直接シミュレーションはこうした現象の解明に威力を発揮できる。ここでは2次元数値解析方法を説明するとともに、数値解析により各放電室断面形状ごとに特有な流れ場が存在するかどうかを確かめ、各形状の推力特性の説明を試みる。

5-3-1 方程式系

5-1の方程式を図5-8のような2次元MPDに適用すると、磁束密度・速度・電流密度・電場の各ベクトルは

$$B = (0, 0, B), \quad u = (u, v, 0), \quad E = (E_x, E_y, 0), \quad j = (j_x, j_y, 0) \quad (5.35)$$

のようになるから、流体および電磁場の誘導方程式の2式にまとめられ、これらが2次元MPDアークジェットシミュレーションのための基礎式となる。

$$\frac{\partial}{\partial t} Q + \frac{\partial}{\partial x} F + \frac{\partial}{\partial y} G + H = 0 \quad (5.36)$$

ただし、 $Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}$ 、 $F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ eu \end{bmatrix}$ 、 $G = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ ev \end{bmatrix}$ 、 $H = \begin{bmatrix} 0 \\ j_y B \\ -j_x B \\ j_x E_x + j_y E_y \end{bmatrix}$

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} + \frac{\partial u B}{\partial x} + \frac{\partial v B}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\sigma \mu_0} \frac{\partial B}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\sigma \mu_0} \frac{\partial B}{\partial y} \right) = 0 \quad (5.37)$$

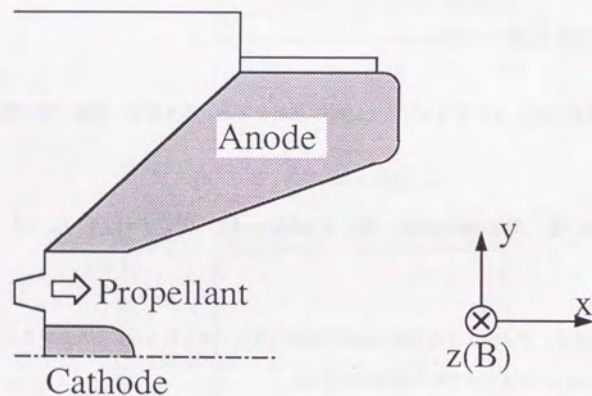


図 5-8 2次元計算座標系

5-3-2 数値解析方法

各電極に垂直な境界適合メッシュはラプラス方程式

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} = 0 \quad (5.38)$$

を数値的に解いて得られる。境界に適合した滑らかな直交格子の利用により非粘性流体解析の境界条件である「壁に垂直な流れがない」という条件を容易に適用することができるようになる。流れ場(5.36)および電磁場(5.37)の計算はこの放電室形状に合わせて作成された一般曲線座標系 (x, y) (50×30点、図5-9)から正方計算座標系 (ξ, η) に変換して行なわれた。この座標変換は以下のように変換後も保存性を保つよう工夫され、流量・運動量といった保存量が計算中も容易に保存される。

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{G}}{\partial \eta} + \hat{H} = 0 \quad (5.39)$$

$$\hat{Q} = \frac{Q}{J}, \quad \hat{F} = \frac{1}{J}(\xi_x F + \xi_y G), \quad \hat{G} = \frac{1}{J}(\eta_x F + \eta_y G), \quad \hat{H} = \frac{H}{J}$$

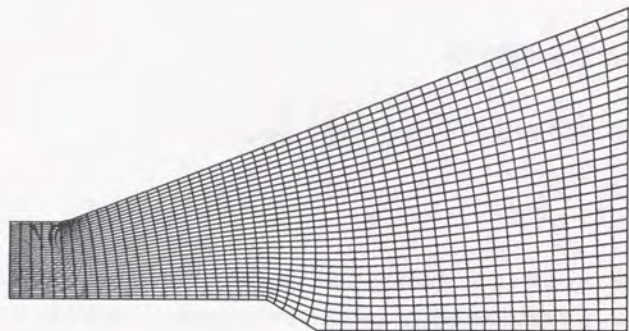
$J = \xi_x \eta_y - \xi_y \eta_x$ は変換のヤコビアンである。

微分方程式の離散化は全て差分法にて行なった。Euler方程式を一般曲線座標系に変換した式の計算にはソース項の自然な取り込みが可能なTVD-MacCormackスキームを導入した。

$$Q_{j,k}^{(1)} = \hat{Q}_{j,k}^n - \frac{\Delta t}{\Delta \xi} (\hat{F}_{j,k}^n - \hat{F}_{j-1,k}^n) - \frac{\Delta t}{\Delta \eta} (\hat{G}_{j,k+1}^n - \hat{G}_{j,k}^n) - \Delta t \hat{H}_{j,k}^n \quad (5.40)$$

$$Q_{j,k}^{(2)} = \frac{1}{2} \left\{ \hat{Q}_{j,k}^n + Q_{j,k}^{(1)} - \frac{\Delta t}{\Delta \xi} (\hat{F}_{j+1,k}^{(1)} - \hat{F}_{j,k}^{(1)}) - \frac{\Delta t}{\Delta \eta} (\hat{G}_{j,k}^{(1)} - \hat{G}_{j,k-1}^{(1)}) - \Delta t \hat{H}_{j,k}^{(1)} \right\} \quad (5.41)$$

$$\hat{Q}_{j,k}^{n+1} = Q_{j,k}^{(2)} + \frac{1}{2} [R_{j+1/2} \Phi_{j+1/2} - R_{j-1/2} \Phi_{j-1/2}] + \frac{1}{2} [R_{k+1/2} \Phi_{k+1/2} - R_{k-1/2} \Phi_{k-1/2}] \quad (5.42)$$

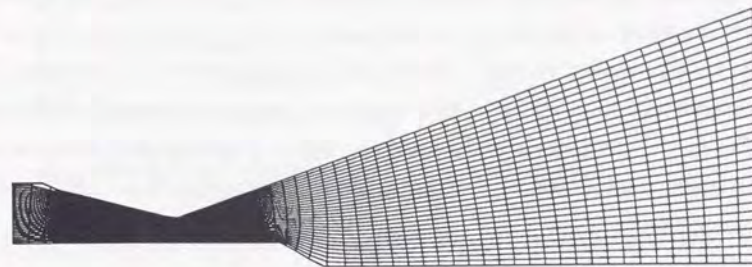


フレア形状陽極・長陰極形状

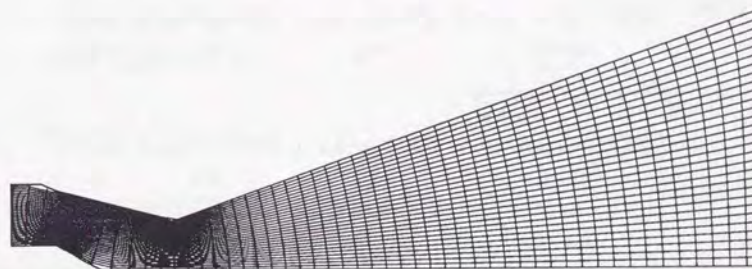


フレア形状陽極・短陰極形状

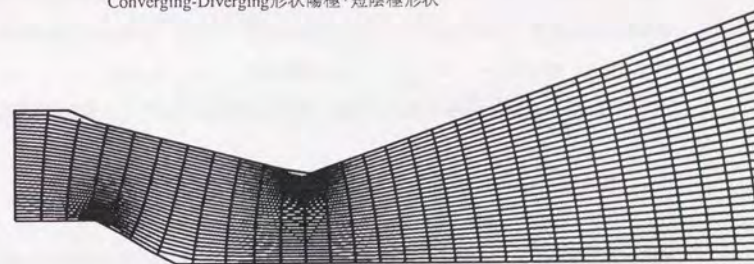
図5-9a 計算格子



Converging-Diverging形状陽極・長陰極形状



Converging-Diverging形状陽極・短陰極形状



陽極スロート付近の拡大図

図5-9b 計算格子

上の2段がTwo-Stage MacCormackのpredictor段とCorrector段であり、3段目がTVDによる人工粘性付加項である。TVD項は双曲型方程式の計算の安定と高精度化の両方を目指すものであり、安定な計算スキームであるための条件（TVD条件）を満たすスキームが数多く提唱されている。人工粘性項としては気体力学シミュレーションで数多く使われ実績もあるRoe-Yee-Davisによるexplicit-symmetric TVDを使用した。¹⁵⁷⁾ この項は流れの中の急勾配を自動的に評価し、安定化作用を働かせる役割を持つ。TVD項の評価には方程式の固有ベクトル行列 $R_{j+1/2}$ とΦベクトルの評価が必要であり、これらは以下のように公式化されている。

固有ベクトル行列 $R_{j+1/2}, R_{k+1/2}$ は2次元オイラー方程式では

$$R_{j+1/2}^{-1} = \begin{bmatrix} 1/2(b_1 + k_1 u/c + k_2 v/c) & 1/2(-b_2 u - k_1/c) & 1/2(-b_2 v - k_2/c) & 1/2 b_2 \\ 1 - b_1 & b_2 u & b_2 v & -b_2 \\ 1/2(b_1 - k_1 u/c - k_2 v/c) & 1/2(-b_2 u + k_1/c) & 1/2(-b_2 v + k_2/c) & 1/2 b_2 \\ k_2 u - k_1 v & -k_2 & k_1 & 0 \end{bmatrix}$$

$$k_1 = \frac{\xi_x}{\sqrt{\xi_x^2 + \xi_y^2}}, \quad k_2 = \frac{\xi_y}{\sqrt{\xi_x^2 + \xi_y^2}}$$

$$R_{k+1/2}^{-1} = \begin{bmatrix} 1/2(b_1 + k_1 u/c + k_2 v/c) & 1/2(-b_2 u - k_1/c) & 1/2(-b_2 v - k_2/c) & 1/2 b_2 \\ 1 - b_1 & b_2 u & b_2 v & -b_2 \\ 1/2(b_1 - k_1 u/c - k_2 v/c) & 1/2(-b_2 u + k_1/c) & 1/2(-b_2 v + k_2/c) & 1/2 b_2 \\ k_2 u - k_1 v & -k_2 & k_1 & 0 \end{bmatrix}$$

$$k_1 = \frac{\eta_x}{\sqrt{\eta_x^2 + \eta_y^2}}, \quad k_2 = \frac{\eta_y}{\sqrt{\eta_x^2 + \eta_y^2}}$$

$$H = \frac{c^2}{\gamma - 1} + \frac{u^2 + v^2}{2}$$

$$b_1 = b_2 \frac{u^2 + v^2}{2}$$

$$b_2 = \frac{\gamma - 1}{c^2}$$

$\Phi_{j,k}$ の成分 $\phi_{j,k}^t$ については

$$\phi_{j+1/2}^t = [\psi(v_{j+1/2}^t) - v_{j+1/2}^{t^2}] (\alpha_{j+1/2}^t - \hat{Q}_{j+1/2}^t)$$

$$v_{j+1/2}^t = \lambda a_{j+1/2}^t = \Delta t / \Delta \xi a_{j+1/2}^t$$

$$\psi(z) = \begin{cases} |z| & |z| \geq \delta_1 \\ (z^2 + \delta_1^2) / \delta_1^2 & |z| < \delta_1 \end{cases}$$

$$a_{j+1/2,k}^t \text{は行列 } \xi_x A + \xi_y B \text{の固有値 } (\hat{U} - k_\xi c, \hat{U}, \hat{U} + k_\xi c, \hat{U}), \hat{U} = \xi_x u + \xi_y v,$$

$$a_{j,k+1/2}^t \text{は行列 } \eta_x A + \eta_y B \text{の固有値 } (\hat{V} - k_\xi c, \hat{V}, \hat{V} + k_\xi c, \hat{V}), \hat{V} = \eta_x u + \eta_y v \text{である。}$$

$$\hat{Q}_{j+1/2}^t = \min \text{mod}(\alpha_{j-1/2}^t, \alpha_{j+1/2}^t, \alpha_{j+3/2}^t)$$

minmod関数はTVDの適用条件判定のために使われ、引数に異符号のものが含まれるときゼロ、それ以外では引数の絶対値が最大のものを取る。

$$\alpha_{j+1/2} = R_{j+1/2}^{-1} (Q_{j+1,k} - Q_{j,k})$$

$$\alpha_{k+1/2} = R_{k+1/2}^{-1} (Q_{j,k+1} - Q_{j,k})$$

$\alpha_{j+1/2}$ は隣接メッシュ間物理変化量の特性方向への写像成分に相当する。

電磁場の(5.37)式も一般座標系に変換したうえで中心差分により差分化し、SOR法で解析した。ただし今回の解析では定常解のみに興味があるため、電磁場は非定常項を落として計算した。放電時の解は流れ場と電磁場を交互に解くことによって互いにカップリングさせて得る。流れ場及び電磁場の境界条件は表5-1、5-2にまとめてある。電極表面およびインシュレータは流体側から見れば滑り境界として、電磁気的境界としては電極表面上の電場の接線方向成分がゼロである

$$E_t = 0 \quad (5.43)$$

の条件により、電極表面が当ポテンシャル面であることが保証される。総放電電流 J と放電室入口磁場 B_0 は

$$B_0 = \mu_0 J \quad (5.44)$$

によって関係づけられているため、放電室入口で $B=B_0$ 、中心軸線上、流出境界にて $B=0$ を課すという
ことは、総放電電流を指定することに等しいことになる。放電電圧は(5.37)式の解から

$$V = \int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} \quad (5.45)$$

のように各電流経路に沿った積分値から求めた。

流入・流出境界条件であるが、今回は特性速度が音速であるEuler方程式と電磁場の方程式を別個に
解いてカップリングさせるため、電磁流体本来の特性速度である磁気音速を元に亜磁気音速流入・超
磁気音速流出という直接的に条件を与えることはできない。流れの方程式は流体方程式+電磁気的の
ス項という構成であるため、

流入条件：速度 $<a_{m1}$

流出条件：速度 $>a_{m2}$

として入口では亜磁気音速より強い条件として亜音速流入を仮定することにした。このためもし超音
速かつ亜磁気音速で流入するような解が存在した場合、スキームは入口条件を正確に捉えることがで
きず収束性が悪化する。これが今回の解法での計算臨界となる。亜音速流入条件のもとでは残った1
つの入口境界の未知変数は放電室内の流れ場から逆に定まる。今回は入口での質量流量および温度が
固定され、密度は計算領域からの外挿により定められた。超音速流出境界ではすべての物理量が0次
の外挿で与えられる。対称境界では反射則が適用された。

表5-1 流れ場に対する境界条件

放電室入口	亜音速（亜磁気音速）流入 y方向速度，温度，質量流量を固定
放電室出口	超音速（超磁気音速）流出
中心軸線上	対称境界
電極・壁面上	スリップ条件

表5-2 電磁場に対する境界条件

電極上	接線方向電界がゼロ
放電室入口	磁場 $B_0=J/\mu_0$
対称境界 インシュレータ 放電室出口	磁場=ゼロ

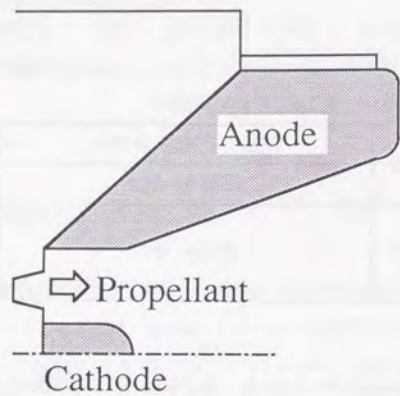
陽極はフレア形状とConverging-Diverging形状、陰極は長・短両形状の合計四種類について計算し、チャ
ンネル方向に一次的な流れ場が予想される長陰極形状と、陰極先端に二次的な構造が期待される
短陰極形状の比較を行なうことにした。実際のMPDアークジェットの場合は陽極端にて剥離を伴う希
薄な流れになり、非粘性の領域から外れてしまうため、上のモデルでは解析が困難となる。この領域
の流れが放電室内で電磁流体流れを決定する際重要であるとは考えにくいので、今回は陽極の先をイ
ンシュレーターで置き換えることにした。また、2次元MPDの場合陰極の先端は半円形をしているが、
極端な淀みによる計算の破綻を防ぐために直線形状で近似している。（図5-10）

5-3-3 解析結果

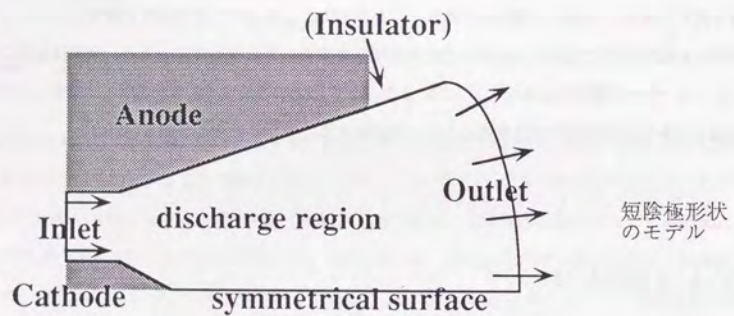
図5-11にはコールドフローの計算結果例がフレア陽極形状について長陰極形状と短陰極形状の
比較として示されている。計算条件は $\dot{m}=2.5\text{g/s}$ 、入口マッハ数1.0である。両形状ともほぼ全域に
て超音速膨張するが、陰極先端からは斜め圧縮衝撃波が伸びており、ここで流れはいったん減速して
高圧化及び高密度化が起こっている。

図5-12は電磁場とのカップリング解の例である。フレア形状陽極/長短両陰極形状について示
してあり、計算条件は $\dot{m}=2.5\text{g/s}$ 、 $J=8\text{kA}$ で、これは実験にて投入電流が最も小さく、電磁気的
加速が最も弱い場合に相当する。

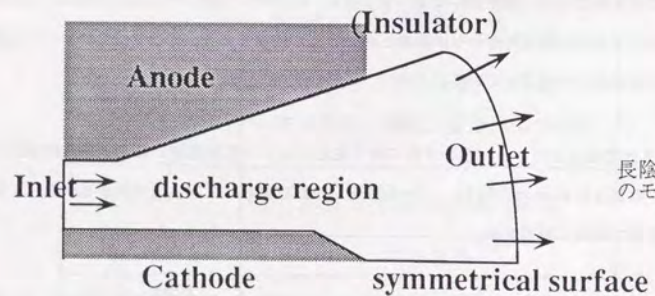
放電形状分布では数値は上流から特定位置までに全放電電流の何割が流れたかを示している。放電
電流分布は非常にdiffuseしており、特に際だった放電集中などは認められない。これは電磁場の誘導



実際の放電室形状

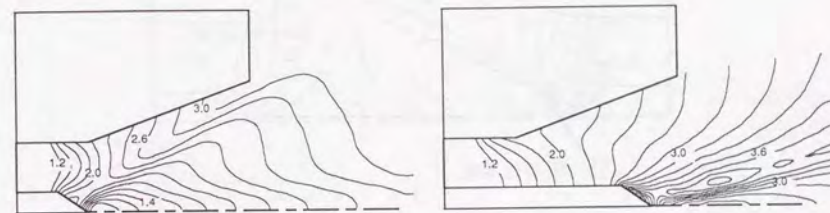


短陰極形状
のモデル



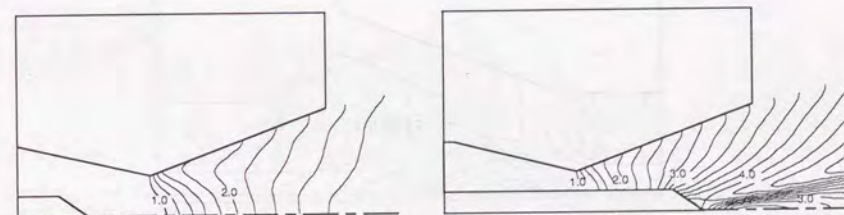
長陰極形状
のモデル

図5-10 計算領域の単純化



フレア形状陽極・短陰極

フレア形状陽極・長陰極



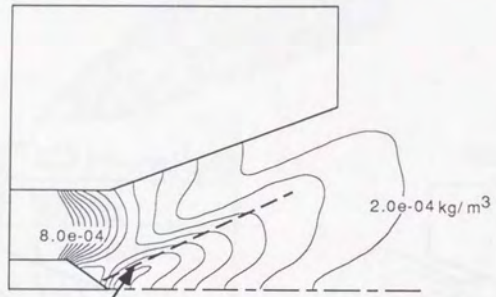
Converging-Diverging形状陽極・短陰極

Converging-Diverging形状陽極・長陰極

マッハ数分布

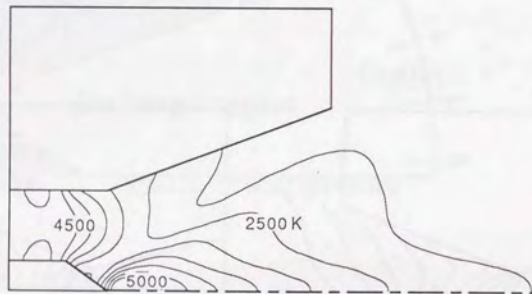
$Ar, \dot{m}=2.5g/s, T_0=5,000K$

図5-11a コールドフロー計算結果



弱い斜め衝撃波

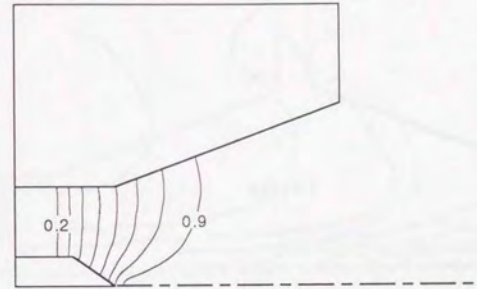
密度分布 (フレア形状陽極・短陰極)



温度分布 (フレア形状陽極・短陰極)

Ar, $\dot{m}=2.5\text{g/s}$, $T_0=5,000\text{K}$

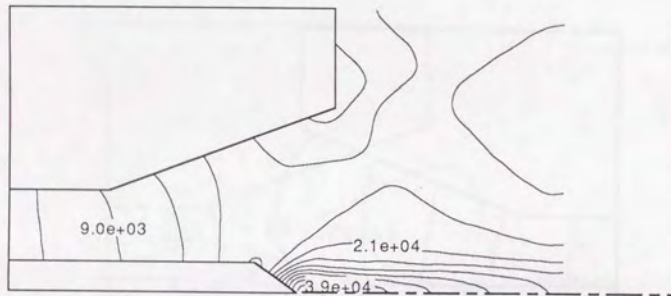
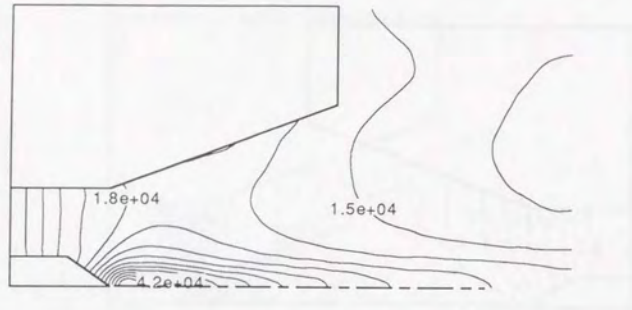
図5-11b コールドフロー計算結果



放電経路分布

Ar, $J=8\text{kA}$, $\dot{m}=2.5\text{g/s}$, $T_0=5,000\text{K}$

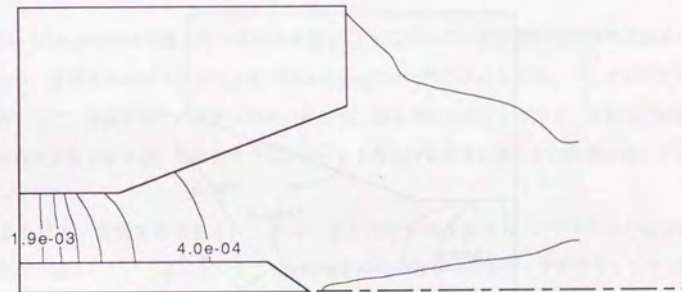
図5-12a 放電時の計算結果(フレア形状陽極/長短両陰極形状)



温度分布 (単位 K)

Ar, $J=8\text{kA}$, $\dot{m}=2.5\text{g/s}$, $T_0=5,000\text{K}$

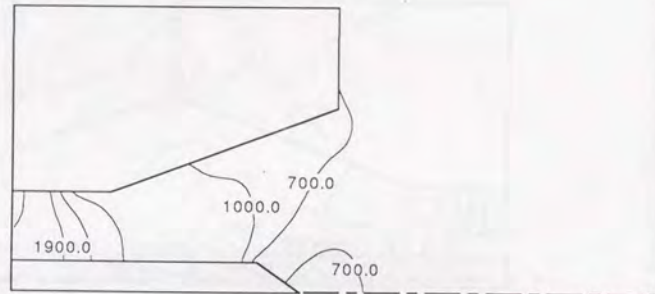
図 5-1 2 b 放電時の計算結果(フレア形状陽極/長短両陰極形状)



密度分布 (単位 kg/m^3)

Ar, $J=8\text{kA}$, $\dot{m}=2.5\text{g/s}$, $T_0=5,000\text{K}$

図 5-1 2 c 放電時の計算結果(フレア形状陽極/長短両陰極形状)



圧力分布 (単位Pa)

Ar, J=8kA, ṁ=2.5g/s, T₀=5,000K

図 5-1 2 d 放電時の計算結果(フレア形状陽極/長短両陰極形状)

方程式

$$\frac{\partial B}{\partial t} + \frac{\partial uB}{\partial x} + \frac{\partial vB}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{Rm} \frac{\partial B}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{Rm} \frac{\partial B}{\partial y} \right) = 0$$

において磁気レイノルズ数が ~ 0.1 と小さいことから、磁気拡散項の効果が大きく、ほとんどこの拡散項のみで電磁場が決まってしまうことを意味する。このため対流項の影響は小さいと予想できる。

電磁エネルギーの投入によりローレンツ力による加速とジュール加熱による高温化が起きるが、その大域的な特徴は長陰極型と短陰極型で一致している。図 5-1 2 の温度分布を見ると陽極陰極の両電極端、特に陰極先端では極端な加熱が起こっている。電極端ではもともと磁場が弱くなっているためジュール加熱が支配的であり、MPDアークジェットは放電の終端で起こるこの極端なジュール加熱を本質的に避けることができない。コールドフローではっきりと現れていた陰極先端での高温・高密度化であるが、この衝撃波前後の大きな密度勾配は放電時には無くなった。2次元アークジェットの計算では同軸型アークジェットの計算で見られるような陰極先端での高密度化⁵⁸⁾は見られず、密度は下流に向かってほぼ単調に減少していることがわかる。

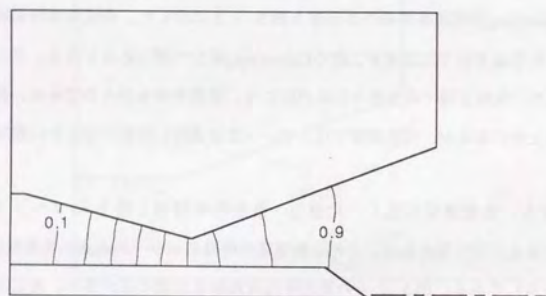
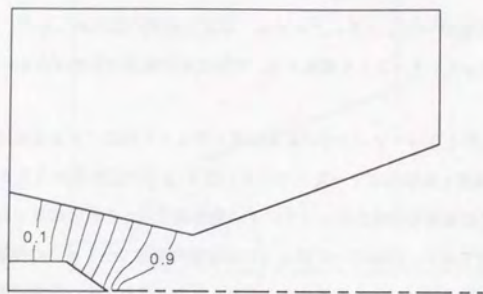
Converging-Diverging形状陽極の時の各分布を図 5-1 3 に示した。長短両陰極形状では放電分布が異なり、短陰極形状では放電が上流のConverging部分へ閉じ込められる。フレア形状の場合と同様の傾向として、陰極先端での急激な加熱が起こり、密度分布も滑らかである。長陰極では陰極先端で僅かな密度上昇があるが、短陰極型ではスロートを通過時に非常に滑らかに膨張加速している。

計算による推力、放電電圧特性と、比推力・推進効率特性を図 5-1 4 ~ 1 6 にConverging-Diverging形状の場合について示した。ただし放電電圧特性にはシース電圧+電離電圧として15Vを仮定して加えて表示してある。図 5-1 4 の推力特性は短陰極形状の方が優れ、放電電圧特性は短陰極形状の方が僅かに大きい。このため推進効率特性は短陰極形状の方が長陰極形状を上回っている。

図 5-1 7 にはConverging-Diverging陽極形状での全推力に対する電磁推力の割合を示した。電磁推力は数値解をもとにローレンツ力の全放電領域での体積積分

$$F_{em} = \iiint \mathbf{j} \times \mathbf{B} dV \quad (5.46)$$

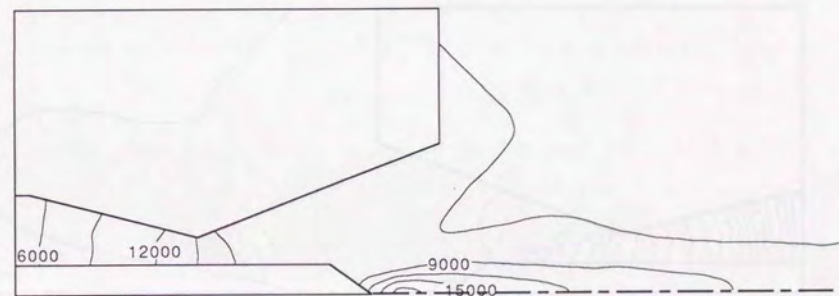
から数値的に求められた。熱的推力は、全推力から電磁推力を差し引いたものとして定義しており、



放電経路分布

Ar, $J=8\text{kA}$, $\dot{m}=2.5\text{g/s}$, $T_0=5,000\text{K}$

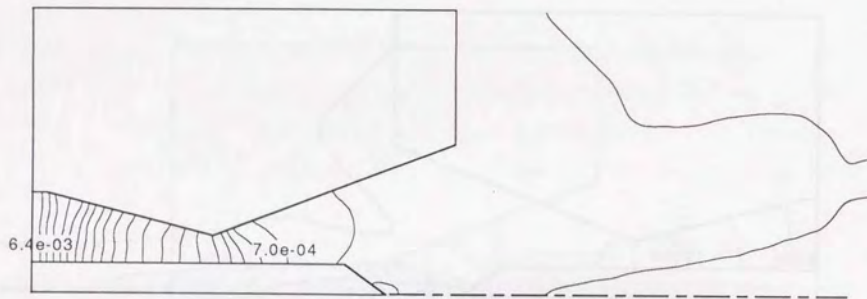
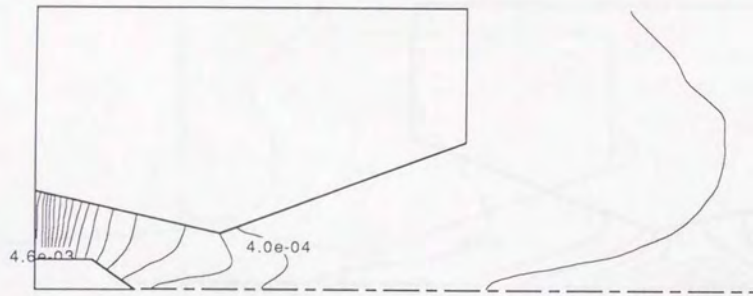
図 5 - 1 3 a 放電時の計算結果(Converging-Diverging形状陽極/長短両陰極形状)



温度分布 (単位 K)

Ar, $J=8\text{kA}$, $\dot{m}=2.5\text{g/s}$, $T_0=5,000\text{K}$

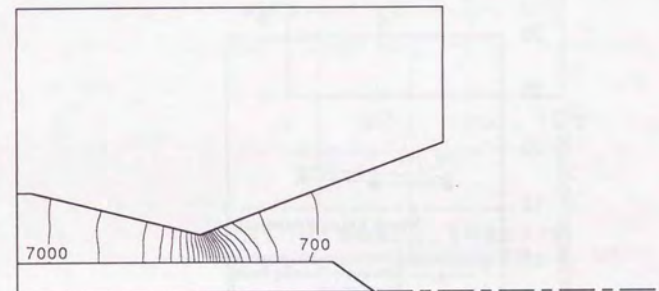
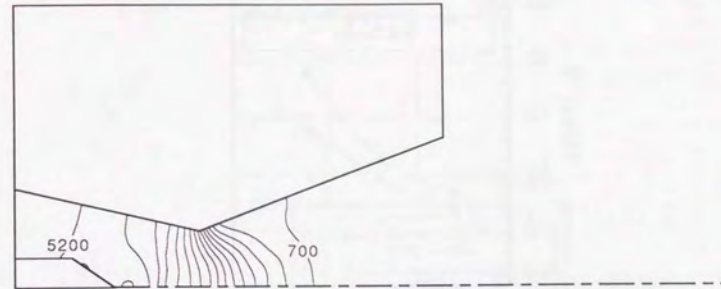
図 5 - 1 3 b 放電時の計算結果(Converging-Diverging形状陽極/長短両陰極形状)



密度分布 (単位 kg/m^3)

Ar, $J=8\text{kA}$, $\dot{m}=2.5\text{g/s}$, $T_0=5,000\text{K}$

図 5 - 1 3 c 放電時の計算結果(Converging-Diverging形状陽極/長短両陰極形状)



圧力分布 (単位Pa)

Ar, $J=8\text{kA}$, $\dot{m}=2.5\text{g/s}$, $T_0=5,000\text{K}$

図 5 - 1 3 d 放電時の計算結果(Converging-Diverging形状陽極/長短両陰極形状)

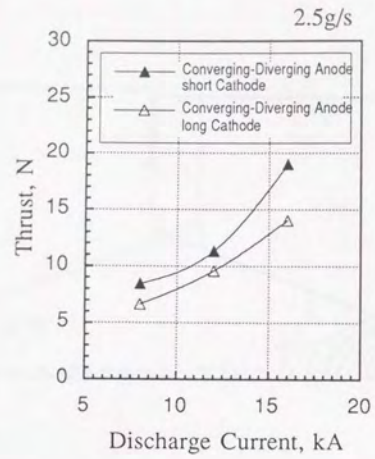


図 5-14 数値解析による推力特性 (Ar, Converging-Diverging陽極時の長短陰極形状による違い)

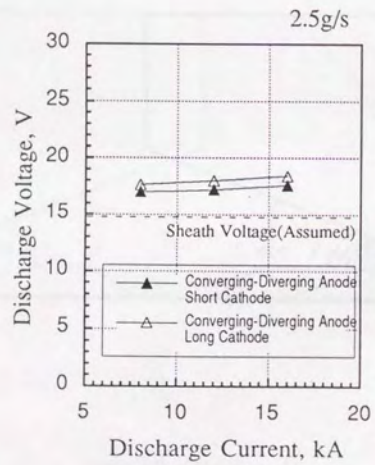


図 5-15 数値解析による電圧特性 (Ar, Converging-Diverging陽極時の長短陰極形状による違い)

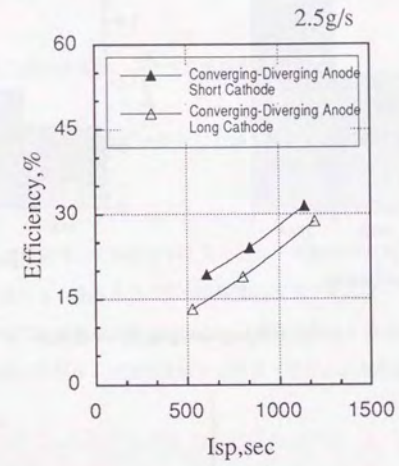
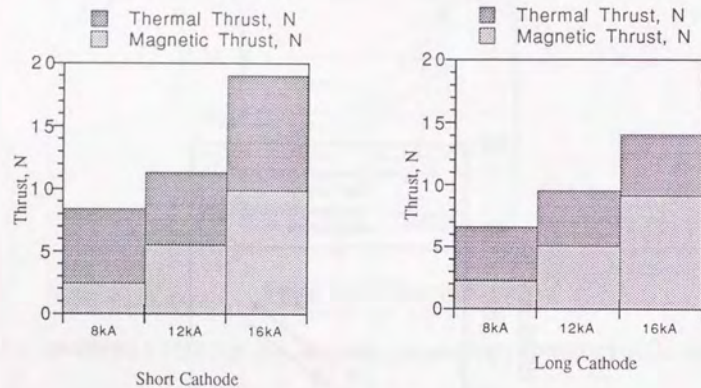


図 5-16 数値解析による推進効率特性 (Ar, Converging-Diverging陽極時の長短陰極形状による違い)



Converging-Diverging Anode (2.5g/s)

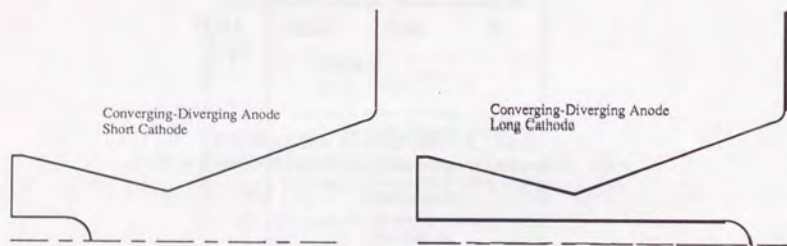


図 5-17 数値解析による推力の構成成分評価 (電磁推力と空力的熱電子加速の弁別)

数値解析では一温度モデルとして扱ったが、本来エネルギー担体である電子の空力的加速と考えられることから、熱電子加速と呼ぶことができる。放電電流の増加とともに電磁推力が増すものの、熱電子加速による推力の割合は非常に大きいことが分かる。計算によると電磁推力量は放電室形状へはほとんど依存せず、長短両形状の推力差は、この熱的推力量の違いであると結論できる。

5-4 5章のまとめ

MPDアークジェット流れ場の一次元、二次元数値解析を行った。

1. Spitzer-Härm式に基づく電気伝導度を可変とした取り扱いが現実的なジュール加熱場を含むMPD流れ場を求めるためには必須である。
2. MPDアークジェットは電極端にて磁場が弱くなりジュール加熱が支配的になるのを避けることが出来ない。熱電子加速による熱的推力の割合は作動パラメータによっては全推力の半分以上を占めるため、この電極端での加熱を如何に推力として回収するかが推力向上のため重要であり、このためには短陰極形状の採用により放電領域を上流側へ閉じ込めるのが効果的である。

第6章 考察

MPDアークジェットの解析の基礎方程式となる圧縮性電磁流体方程式、いわゆるMHD方程式では、気体力学において流れ場の構造がその特性速度である音速を越えているかどうかによって特徴づけられているのと同様に、電磁流体特有の特性速度といえる磁気音速で速度をわった電磁流体方程式特有のマッハ数（磁気音速マッハ数）に基づく解の評価が、流れの構造を見極めるにあたって重要である。

ここではまず電磁流体方程式の特性速度である磁気音速について説明するとともに、流れが特性速度まで加速される磁気音速点を実際のMPDアークジェットの作動領域内で存在するかどうかを確認し、数値解析で用いた遷磁気音速流れの仮定が正しいことを確認する。さらに、推力特性や放電電流分布、プラズマ密度分布といった特性について実験結果と計算結果を比較することにより、数値解析の有効性を確認する。

長短両陰極形状での大きな推力差は、数値解析によって明らかになる両形状の電磁流体的な加速量の違いに起因することが両形状の磁気音速マッハ数分布の違いをもとに説明される。

6-1 磁気音速点の存在

数値計算では亜磁気音速流入、超磁気音速流出を仮定した。これら流入流出条件の妥当性を調べる。MPD流れの大きな特徴は熱的な場と電磁気的な場の混在、あるいはカップリングであり、特性速度である磁気音速

$$a_m = \sqrt{\gamma RT + \frac{B^2}{2\rho\mu_0}} \quad (6.1)$$

は磁場 B と温度場 T の双方を含んでおりこれをよく象徴している。一方、純粋な気体力学の特性速度は音速

$$a = \sqrt{\gamma RT} \quad (6.2)$$

であるが、従来からMPDアークジェットでは電磁気的な加速が強調されるために後者の音速は容易に通過でき、放電室内のほぼ全域において超音速流れが実現されている、と考えられてきた。¹⁵⁹⁾ この加速パターンイメージを図6-1に示す。これは5章で行われた完全電離アルゴンガス一定電導度モデルの場合であるが、これによると加熱が支配的な領域はチャンネルの入口付近と下流出口付近のごく限られた範囲に限定され、その他の領域では等温的な電磁加速が強調される。このためこれまで行われてきたMPDアークジェットの解析は流入条件として音速または超音速を用いることが多かった。

[60] [61]

実際はどうであろうか。放電室内の温度は実験結果からArの場合はほぼ全域で1eVから2eV程度で一様な分布を取る。(6.1)式の温度としては電子温度を用いると、このときの音速は

$$a = \sqrt{\gamma RT_e} = \sqrt{\frac{5}{3} \times 208.133 \times 11640} = 2009 \text{ m/s} \quad (1\text{eV})$$

$$a = \sqrt{\gamma RT_e} = \sqrt{\frac{5}{3} \times 208.133 \times 23280} = 2841 \text{ m/s} \quad (2\text{eV})$$

である。これらと実測された比推力

$$I_{sp} = \frac{\text{Thrust}}{\dot{m}g} = \frac{\dot{m}u_{out} + p_{out}A_{out}}{\dot{m}g} \approx \frac{\dot{m}u_{out}}{\dot{m}g}$$

ただし、 u_{out} , p_{out} , A_{out} は各々放電室出口での平均速度、平均圧力、放電室断面積

から求められる平均排気速度

$$u_{out} = g \times I_{sp}$$

を比較すると、到達排気速度が超音速であるかどうか確認することができる。なお、上式では圧力推力項 $p_{out}A_{out}$ は小さいとして無視したが、これは代表的な物理量として $\dot{m} = 1.25 \text{ g/s}$, $u_{out} = 10 \text{ km/s}$, $p_{out} = 500 \text{ Pa}$, $A_{out} = 4.67 \times 10^{-3} \text{ m}^2$ を代入すると $\dot{m}u_{out} = 12.5 \text{ N sec}$, $p_{out}A_{out} = 2.33 \text{ N sec}$ と圧力推力は $\dot{m}u_{out}$ の一割程度であることから確認できる。以下では I_{sp}, u_{out} についていくつか数字を挙げて調べてみる。

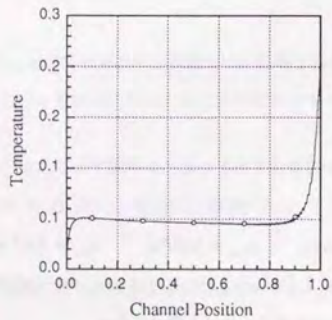
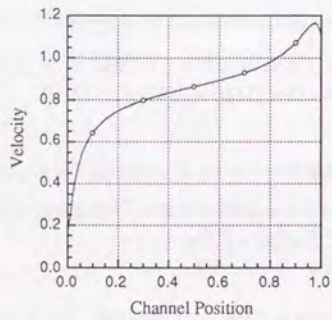
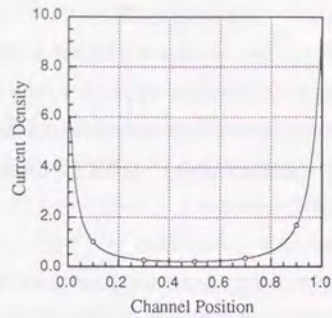


図6-1 MPDアークジェットのアーク加速パターン
(Ar一次元モデル、磁気レイノルズ数=18の数値解)

放電室形状	Isp	平均排気速度
フレア形状陽極、短陰極		
$J = 8kA, \dot{m} = 2.5g/sec$	367sec	3596m/s
$J = 12kA, \dot{m} = 1.25g/sec$	850sec	8330m/s
$J = 16kA, \dot{m} = 0.625g/sec$	2612sec	25597m/s
Converging-Diverging形状陽極、短陰極		
$J = 8kA, \dot{m} = 2.5g/sec$	378sec	3704m/s
$J = 12kA, \dot{m} = 1.25g/sec$	762sec	7467m/s
$J = 16kA, \dot{m} = 0.625g/sec$	2244sec	21991m/s

これらの結果から、MPDアークジェットのアークガスは超音速には到達していると言える。

放電室の出口においては放電が終了しており、磁場は存在しない ($B \rightarrow 0$)。したがって磁気音速 $a_m = \sqrt{\gamma RT + B^2 / 2\rho\mu_0}$ と音速 $a = \sqrt{\gamma RT}$ は同一となり、超音速排出が実現されている場合、その流れは超磁気音速流である。MPD流れが排気段階で超磁気音速・あるいは超音速流出となっているのは疑う余地がない。こうしたことから放電室内で磁気音速点は必ず存在し、問題はチャンネルのどの位置で磁気音速点を越えるかである。放電室入口付近で磁気音速を通過すればその後超磁気音速までの加速が可能だろうし、放電室出口付近での磁気音速点の通過は排気速度が磁気音速程度であることを意味する。従来の解析で仮定されてきたようにチャンネル入口にて音速を通過できるかどうかは微妙であり、ファブリーペロ干渉計による光学測定⁶²⁾においても、放電室内のイオン流速は1~4km/sでただだかに変化することが多く、必ずしも図6-1のような入口での急激な加速が起こっているとは言えない。

可変電気伝導度による1次元チャンネル流れの数値計算結果からは、実際の作動パラメータ内でプラズマ流れはチャンネルの全域では必ずしも超音速とはならず、放電パラメータ J^2/\dot{m} を大きくするに従って放電室出口で音速に達する熱的(熱電子)加速主体のモードから、放電室入口で音速を通過し、超磁気音速まで加速する電磁気加速主体のモードまで遷移することが明らかになった。図6-2、図6-3はこうした遷移の様子を準一次元流れ(ここではConverging-Diverging電極形状)の場合について説明している。図6-2は質量流量一定の条件下で放電電流を増加させたとき、音速点又は磁気音速点をチャンネルのどの位置で通過したかを示している。例えば、放電電流4kAでは流れは音速をx=

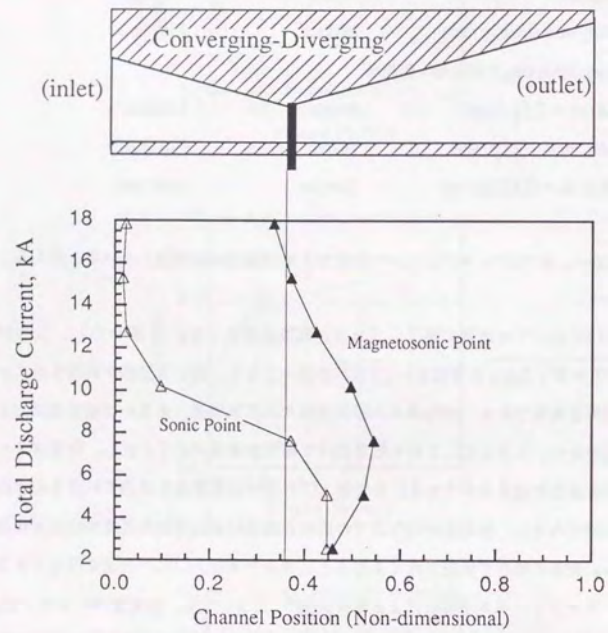


図6-2 放電電流増加に伴う音速点・磁気音速点の移動
(Converging-Diverging形状準一次元解析、 Ar_c 、 $\dot{m} = 2.5g/s$)

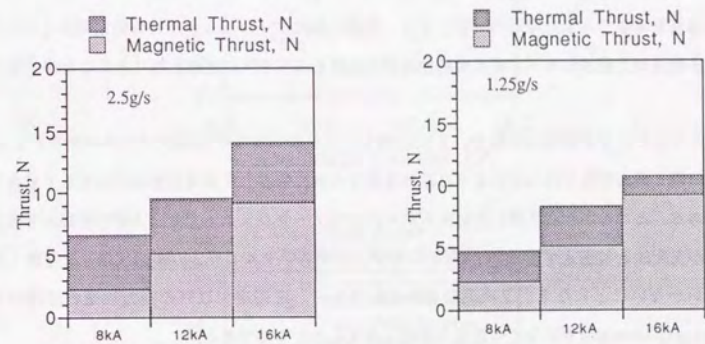


図6-3 数値解析による電磁推力の弁別 (Ar_c Converging-Diverging陽極長陰極)

0.45で通過、磁気音速を $x=0.5$ で通過するのに対して、放電電流を増加させると電磁気力による加速が効いて入口付近で急激な加速がおきて音速点通過の位置がほとんどチャンネルの入口部分に張りついてしまう現象が生じている。逆に磁気音速は放電電流の効果と熱的な効果の両方を含んだ電磁流体の特性速度であるから作動パラメータに影響されることは無く、常にチャンネルの中央付近（陽極スロット部分）に位置している。図6-3は放電電流の増加と音速点の上流への移動に伴い次第に全推力に対する電磁推力の割合が大きくなることが分かる。

加速モードの場合分けは電気伝導度一定の解析にてKingが最初に行ったもので、^[59] 彼はMPDの加速パターンをその解析解の特徴から熱加速モード、遷移モード、電磁加速モードの3つに分けた。電気伝導度を可変で与えた今回の解析により、実際のMPDアークジェットの作動領域がこのような熱的熱電子加速が支配的なモードから電磁加速が支配的なモードへの遷移状態にあることが予想できる。

推力のほとんどが電磁力の場合、2次元MPDアークジェットでは形状パラメータである d_0 が変化しない限り推力特性は(2.1)式のように総放電電流のみに依存して放電室形状には大きく依存しないはずである。ところが今回実験したMWクラスのMPDアークジェットでも、上記の考察から必ずしも電磁力が支配的とは言えず、10,000K以上にもおよぶ高エンタルピガスの膨張加速分を考慮しないわけにはいかないことになる。2次元数値解析結果から、電磁推力以外の空力加速の強調のためにはConverging-Diverging形状などの採用が有効であることが予想できる。

6-2 実験結果と計算結果の比較

6-2-1 推力特性データの比較

フレア形状陽極、Converging-Diverging形状陽極の推力測定結果と計算結果を $\dot{m}=2.5\text{g/s}$ の場合について図6-4において比較した。推力の予測値は実験とよく一致しているが、フレア形状陽極長陰極型は同陽極形状の短陰極型とはほぼ同じ推力をだしており、短陰極型に比べて小さい推力を示している実験値とは異なっている。これは放電室の計算メッシュの取り方によるものであり、急膨張による計算の不安定性を避けるため陽極にインシュレーターノズルを付加したことにより長陰極型でも陰極先端へ投入された熱エネルギーの回収が可能となる。実験での長陰極型ではこのインシュレーターノズルは無いので熱エネルギーの回収はされず、低推力にとどまることになる。こうした事実も考慮す

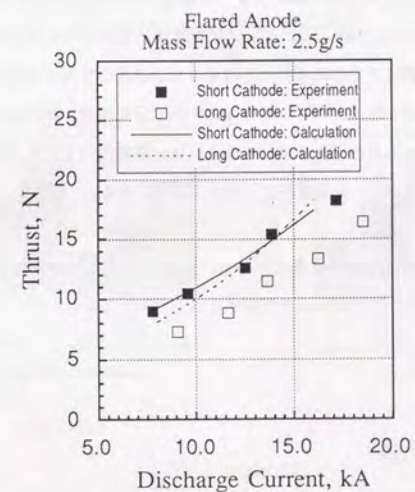
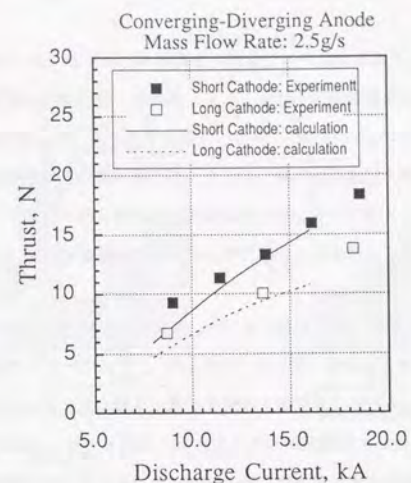


図6-4 実験及び数値解析の推力比較

れば、陰極形状同志の比較では実験でも計算でも短陰極タイプが長陰極タイプを上回っている。

図6-5には数値解析によって計算された全推力を電磁推力とそれ以外に分けて示してある。電磁推力以外の推力成分は熱的膨張加速分と考えられる。図から、電磁推力は放電電流のみに依存してその他のパラメータに因らない。このため、一つの作動パラメータ（例えば8kA, 2.5g/s）に注目してみると、異なる四つの形状間で電磁推力は同じであり、形状間の推力差は熱電子加速による熱的推力の違いのみに依存していることが分かる。従って陰極先端での投入熱エネルギーを空力加速の強調により回収できるよう放電室形状を選ぶことが推力向上のためには重要である。

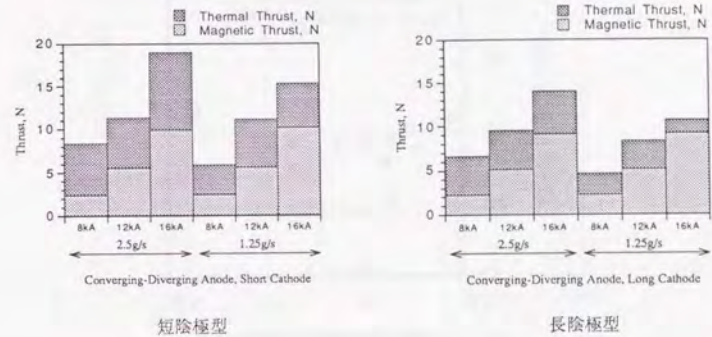
推力の特性は今回行った解析により評価できるが、放電電圧の見積もりはシース電圧予想値を付加してもなお実験と計算で大きく異なっている（図6-6）。これには3つの理由が考えられ、一つは電離過程を全て無視しているために実験値より温度が高く見積もられていることである。電気伝導度は温度の3/2乗で変化するために電導度がかなり大きめに見積もられ、これによって放電電圧は小さく見積もられてしまう。実際の流れ場では二価・三価イオンになるための電離エネルギーと、電子励起エネルギーの存在のため、二万度を越えるような温度上昇は抑えられている（図5-7）。二つ目の理由は、今回採用したSpitzer-Härm式による電気伝導度の見積もりそのものがうまくいっていないことであり、実際に、強磁場下での電導度の見積もりには磁場の影響を考慮した別の推算式を考慮しなければならないとの指摘もある。^[63] 3つめは熱平衡完全電離ガスの仮定であり、現実のMPD放電室内では非常に薄い密度のため熱平衡に達してなく、低い電離度にとどまる可能性がある。電離度の低下は電導度の低下につながり、放電電圧は上昇することになる。

放電電圧の予測値の実際との大きな違いのため、図6-7に示した数値解析による推進効率特性評価では長短両陰極形状の定性的な違いしか把握することができない。

6-2-2 内部流の比較

フレア形状陽極・短陰極形状 $J = 12kA$, $m = 1.25g/s$ における放電分布、温度分布、密度分布の比較を図6-8、図6-9、図6-10に掲載した。

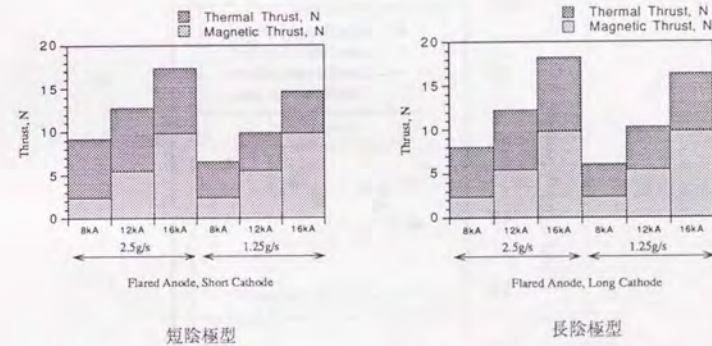
放電分布は実験結果と計算結果の双方とも拡散しており、放電室全体にわたって分布している様子



短陰極型

長陰極型

Converging-Diverging形状陽極



短陰極型

長陰極型

フレア形状陽極

図6-5 数値解析による推力構成要素の評価

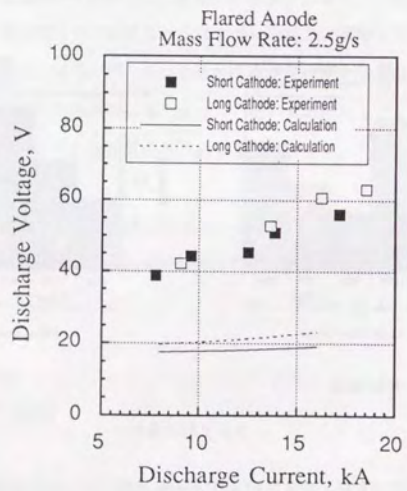
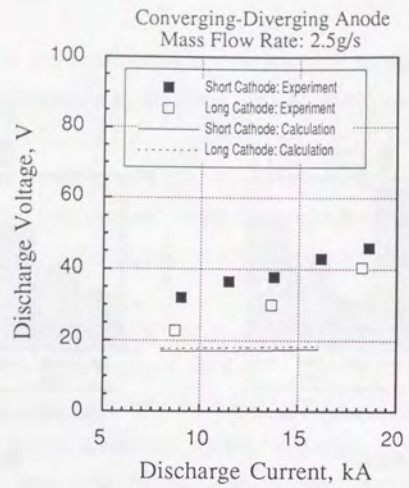


図 6-6 実験及び数値解析の電圧比較

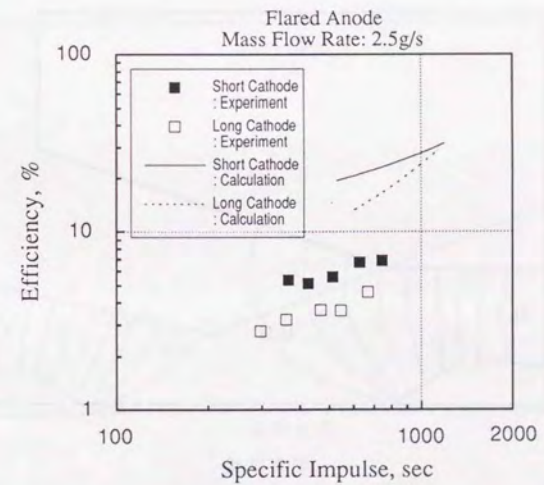
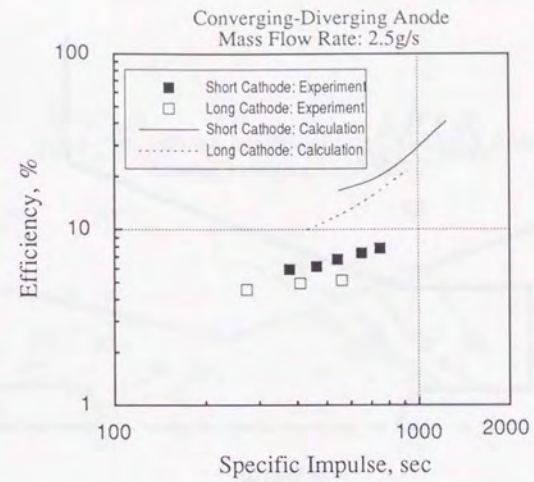
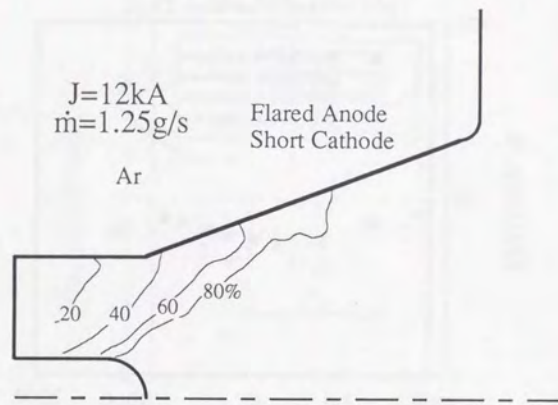
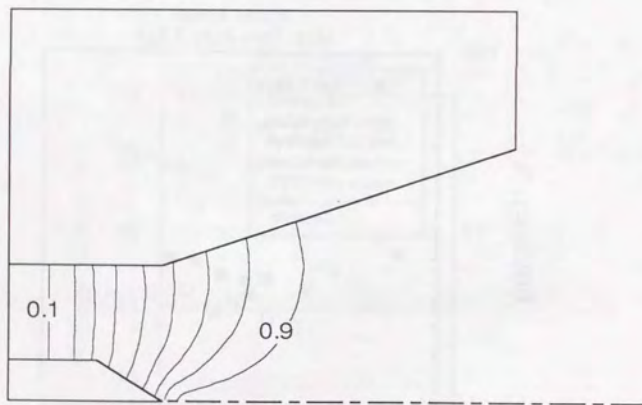


図 6-7 実験及び数値解析の推進効率比較



実験結果

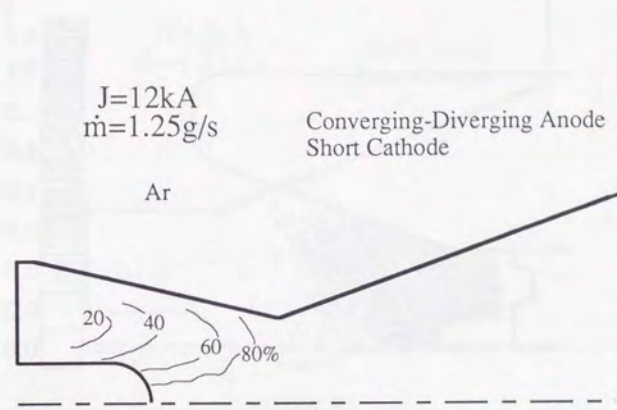


計算結果

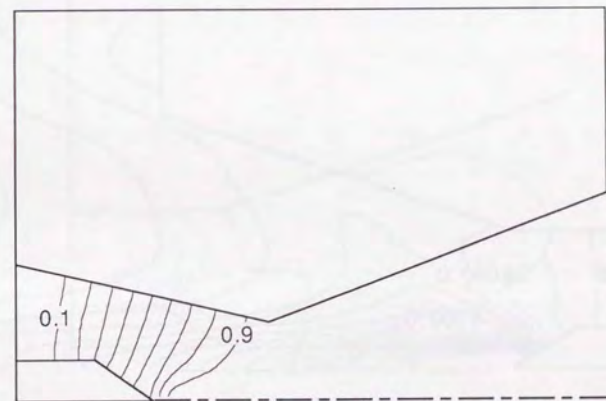
Ar, $J=12\text{kA}$, $\dot{m}=1.25\text{g/s}$, $T_0=5,000\text{K}$

フレア形状陽極・短陰極形状

図 6-8 a 放電経路分布の測定結果と数値計算結果の比較



実験結果

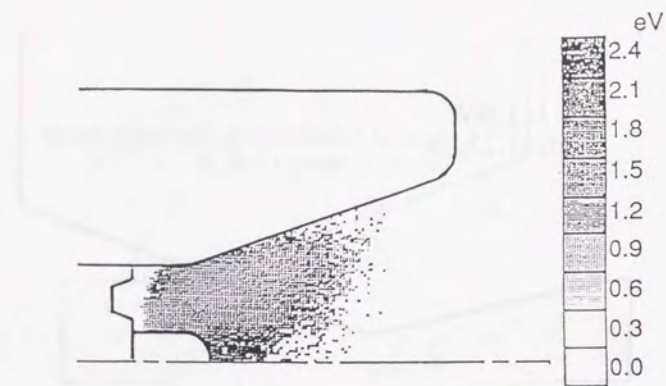


計算結果

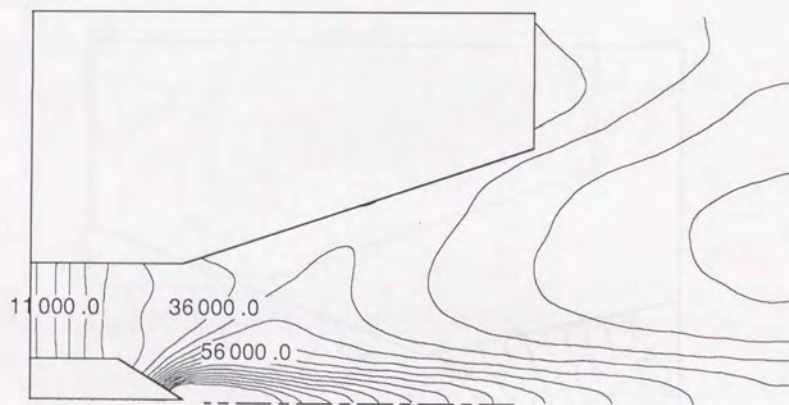
Ar, $J=12\text{kA}$, $\dot{m}=1.25\text{g/s}$, $T_0=5,000\text{K}$

Converging-Diverging形状陽極・短陰極形状

図 6-8 b 放電経路分布の測定結果と数値計算結果の比較



実験結果(文献より転載、1eV=11,640K)



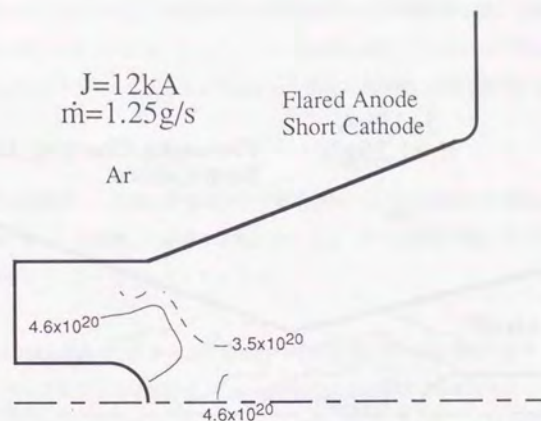
計算結果

温度分布 (単位 K)

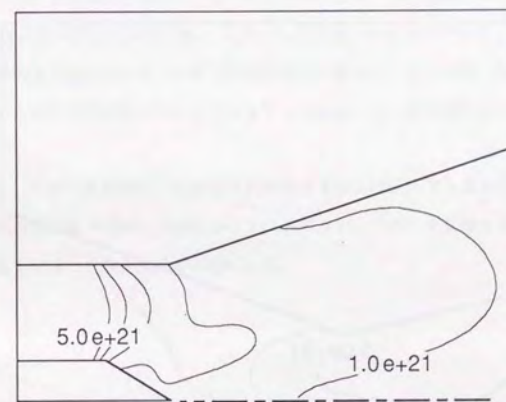
Ar, $J=12\text{kA}$, $\dot{m}=1.25\text{g/s}$, $T_0=5,000\text{K}$

フレア形状陽極・短陰極形状

図 6-9 温度分布の測定結果と数値計算結果の比較



実験結果



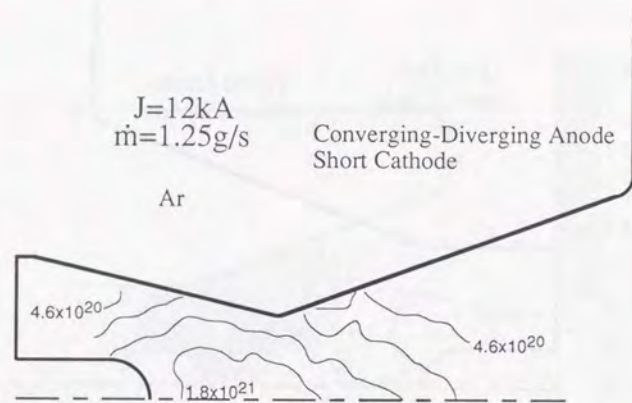
計算結果

密度 (単位 個/m³)

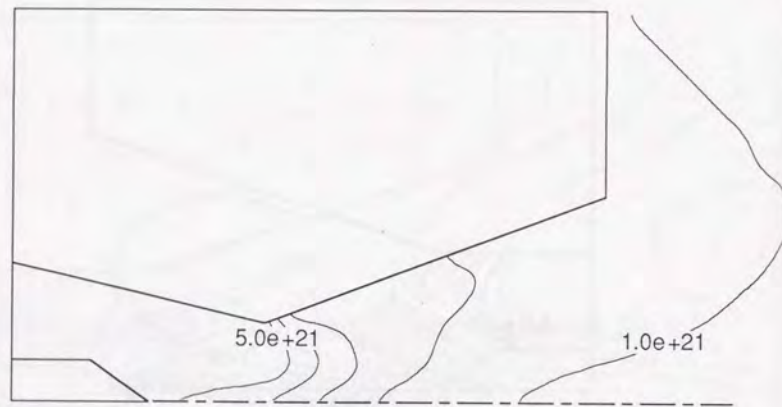
Ar, $J=12\text{kA}$, $\dot{m}=1.25\text{g/s}$, $T_0=5,000\text{K}$

フレア形状陽極・短陰極形状

図 6-10a 密度分布の測定結果と数値計算結果の比較



実験結果



計算結果

密度 (単位 個/m³)

Ar, $J=12\text{kA}$, $\dot{m}=1.25\text{g/s}$, $T_0=5,000\text{K}$

Converging-Diverging形状陽極・短陰極形状

図 6-10b 密度分布の測定結果と数値計算結果の比較

は各形状とも一致している。しかし、実験結果では陰極付近で放電経路線が急激に電極と平行になる傾向があり、電極近傍ではホール効果によるテンソル状電気伝導率のために放電経路の屈折が起きていると予想される。今回のシミュレーションではホール効果は局所的にのみ支配的となるとして無視していた。

図 6-9 温度分布の比較から、実験と計算の両方で陰極先端付近での急激な加熱領域が認められた。計算結果では陰極先端にて実験値より極端に加熱されており、これは前節で述べたように二価以上のイオンへの電離過程などを全て無視したことによる。

図 6-10 の密度分布を見ると、計算結果は相対的な分布も絶対値も測定値から大きくずれている。実験結果からは、フレア形状では陰極付近、Converging-Diverging形状では陽極スロート付近で密度のピークが観測されているが、計算では下流へ向かって単調に減少している。この実験値と計算値の大きな違いは次のような放電室での非平衡電離反応によって生じると考えられる。すなわち、プラズマが熱平衡からずれると電離度が減少して電子密度が減少して、完全電離の状態からずれる。中性粒子密度まで含めた全粒子密度分布は下流に向かって単調減少するはずであり、図 6-10 Converging-Diverging形状の密度測定結果のように電子密度分布が単調減少しないのは、陽極スロートと陰極との間の強い放電のため非平衡電離反応にしがたって電離度が一旦上昇するためだろう。

以上のように、今回の数値解析は熱的電磁気的加速量をほぼ推算できるものの、放電室内部のプラズマ密度や温度の絶対値を正確に見積もることは出来ない。これらを見積もるためには平衡または非平衡の電離反応を考慮した数値解析が必要になる。

6-3 推力特性の放電室断面形状依存性の電磁流体力学的解釈

前節のMPD放電室内流れの実験結果と計算結果の比較を見ると、実験結果でも計算結果でも非常に高温な陰極先端領域の存在する一方、密度・圧力といった変数から見限りではコールドフローのときははっきり生じていた衝撃波の構造を失ってしまっている。放電時の陰極先端付近の流れの特徴を詳しく理解し、短陰極形状の大きな熱推力を説明するため、電磁流体のマッハ数の分布を考えることにする。気体力学におけるマッハ数は $a = \sqrt{\gamma RT}$ を音速として

$$\text{Mach No.} = \frac{\sqrt{u^2 + v^2}}{a}$$

で定義されるのに対し、今回特に注目する電磁流体における実効的なマッハ数である磁気音速マッハ

数は磁気音速を $a_m = \sqrt{\gamma RT + \frac{B^2}{2\rho\mu_0}}$ として

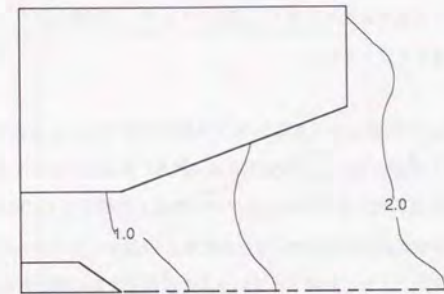
$$\text{Magnetosonic Mach No.} = \frac{\sqrt{u^2 + v^2}}{a_m}$$

すなわち局所的な速度を電磁流体の局所的な情報伝播速度で割った数で定義される。

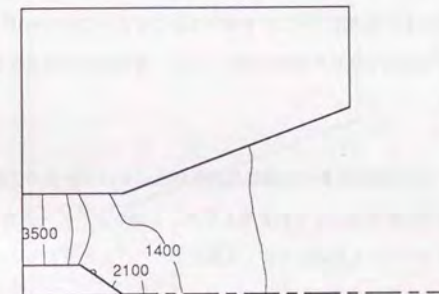
MPD流れ場ではこの磁気音速に基づいた磁気音速マッハ数が以下に示すように流れの特性をよく記述し、これに対して気体力学音速に基づく通常のマッハ数の方は、例えば数値解析においてTVDスキームが使われるときに形式的に用いられるにすぎず、流れ場の特性を説明する上では重要性を持たない。唯一の例外が完全一次元MPD流れ解析における音速点での特異性であり、この時は音速点条件がMPD流れを決定する際の付加的な条件を与える。¹⁶⁴⁾ しかしこの特異性も準一次元、2次元の流れ場では積極的な役割を持たず、完全一次元流れという非現実的な条件下でのみ役割を果たす。

図6-11 (8kA, 2.5g/s, $J^2/\dot{m} = 2.56 \times 10^{10} \text{ A}^2 \text{ sec/kg}$)で陰極先端付近に注目してみると、短陰極形状の場合、そこは完全に亜磁気音速領域であり、陰極先端領域でのプラズマはMHDショックを構成することなく減速・圧縮を行う。この時の陰極先端でのジュール加熱および減速によるエンタルピー増大分は、以下に述べるような滑らかで効率的な遷磁気音速加速により運動エネルギーに変換されるため、大きな排気速度を達成できる。

この加速のメカニズムは気体力学のラバルノズルに類比させればよい。MPDのプラズマは電磁気力による加速の他に熱電子加速を行うが、この放電による加熱の効果はチャンネルの断面積増減と同じ効果を持つ。すなわち、亜音速部分での熱投入はConvergingによる断面積の減少を意味し、加速につながる。逆に超音速部分での熱投入は超音速でのConvergingに相当し、減速につながる。遷音速の流れ場では、亜音速部分での熱投入は音速点を経るときに効率よく運動エネルギーに変換されることが知られている。MPDでも磁気音速をもとに同様の場合分けを行うことができ、亜磁気音速での熱投入は加速へ、超磁気音速での加熱は減速へつながる。(ただし超磁気音速での加熱の際も単純な加熱流れとは異なって電磁力による加速が可能のため、電磁力が非常に弱くなる下流の放電端以外では減速は見られない。) ラバルノズル流れと同様に、亜磁気音速での熱投入は磁気音速を経た熱



磁気マッハ数分布



圧力分布 (単位Pa)

Ar, J=8kA, $\dot{m}=2.5\text{g/s}$, $T_0=5,000\text{K}$

図6-11 磁気音速マッハ数分布と圧力分布 (数値解析結果、フレア陽極・短陰極形状)

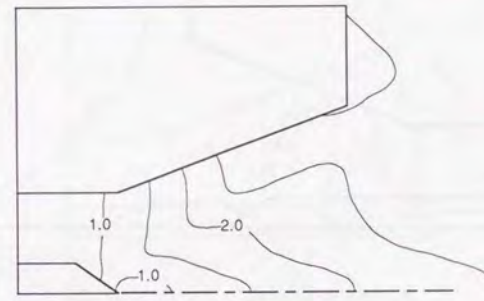
エネルギーの運動エネルギーへの変換過程で効率的に回収することが可能である。

MPDでは電極端にて磁場が弱くなるためジュール加熱が支配的になることが避けられないが、短陰極形状の採用によりこの加熱領域を上流側の亜磁気音速部分へ移動させることができる。このあと熱エネルギーおよび磁気エネルギーは磁気音速点を越えて運動エネルギーへ変換されて、この遷磁気音速加速により膨張加速を強調することができる。

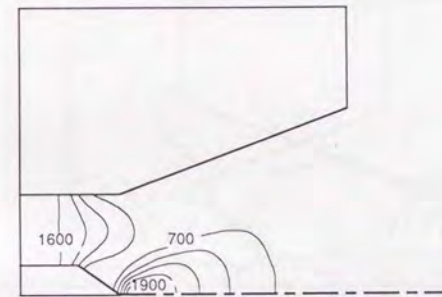
放電電流の増加等により J^2/\dot{m} が大きくなり電磁加速が強調されるようになると (図6-12: 12kA, 1.25g/s, $J^2/\dot{m} = 2.05 \times 10^{11} \text{ A}^2 \text{ sec/kg}$)、この磁気音速に到達する磁気音速線は上流側へ移動、陰極先端領域への超磁気音速での流入のためにコールドフローの時と同様なMHD衝撃波を生じる可能性がある。ここで流れ場は磁気音速で支配されているため、MHDショックのあるなしはカソードチップに超磁気音速で流入するかどうかによって左右されていることに注意する必要がある。通常の音速でMPD流れ場を整理することは不可能であり、陰極先端に通常の音速で入るかどうかという区別は全く意味を持たない。したがって、もし陰極先端をプラズマが通過する際、低電流作動時におけるように磁気音速に到達していなかったらMPDアークジェットは空力加速を強調した電磁流体的ノズルとして有効に働き、大電流あるいは大 J^2/\dot{m} 作動時には衝撃波を伴って空力加速効率の低いチャンネルにとどまるが、空力加速より数段大きい電磁推力がこれを補うことになる。このため J^2/\dot{m} 小ではおもに空力加速によって、そして J^2/\dot{m} 大では主に電磁加速によって、短陰極形状は大きな加速により大きな推力を発することができる。

軸対称型ノズルとは異なり、2D-MPDの計算では陰極先端軸線上における密度の上昇というのは小さい。このため密度上昇はその軸対称性によるものと考えられ、しかもポンピング力は2D-MPDでは大きくないため、陰極先端軸線上における電磁力による圧縮はそこでの加熱のようには大きくない。

長陰極形状の場合 (図6-13, 14) には陰極端だけでなく陽極端でもジュール加熱が大きい、ここでのエンタルピーの増大分は短陰極形状の場合のように効率的には回収されず、遷磁気音速ノズル効果は最大限には発揮されない。図6-4 下図で $J < 13\text{kA}$ にてフレア形状陽極長短両陰極でシミュレーションの推力が大きいのはこのためであろう。しかし今回の数値計算においてはこのフレア形状長短両陰極の推力差は非常に小さいだけでなく、 $J > 13\text{kA}$ では長陰極の方が推力が大きいという結果になっている。これは陽極端にインシュレーターノズルを仮定したために短陰極と同様に熱エネルギーの回収が行われ、また、長陰極型の陰極端の衝撃波が非常に弱いためだろう。このため最終到達マッハ数は長短両陰極形状ではほぼ同じになっている。



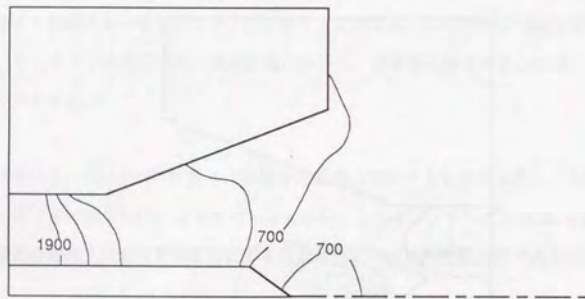
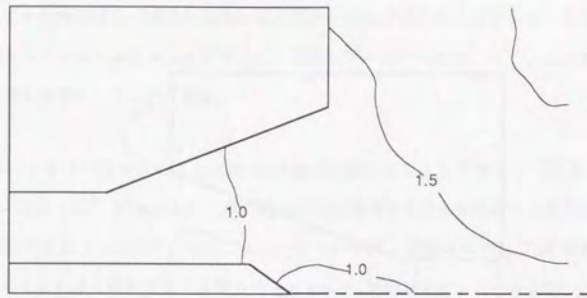
磁気マッハ数分布



圧力分布 (単位Pa)

Ar, $J=16\text{kA}$, $\dot{m}=1.25\text{g/s}$, $T_0=5,000\text{K}$

図6-12 磁気音速マッハ数分布と圧力分布 (数値解析結果、フレア陽極・短陰極形状)

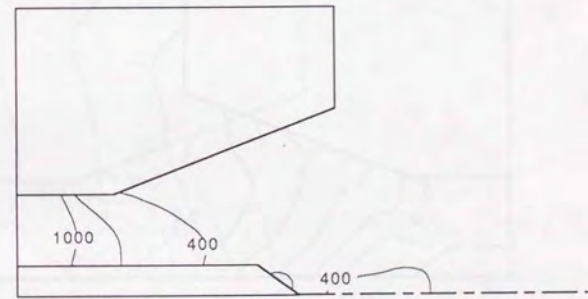


Ar, $J=8\text{kA}$, $\dot{m}=2.5\text{g/s}$, $T_0=5,000\text{K}$

図 6-1 3 磁気音速マッハ数分布と圧力分布 (数値解析結果、フレア陽極・長陰極形状)



磁気マッハ数分布



圧力分布 (単位Pa)

Ar, $J=16\text{kA}$, $\dot{m}=1.25\text{g/s}$, $T_0=5,000\text{K}$

図 6-1 4 磁気音速マッハ数分布と圧力分布 (数値解析結果、フレア陽極・長陰極形状)

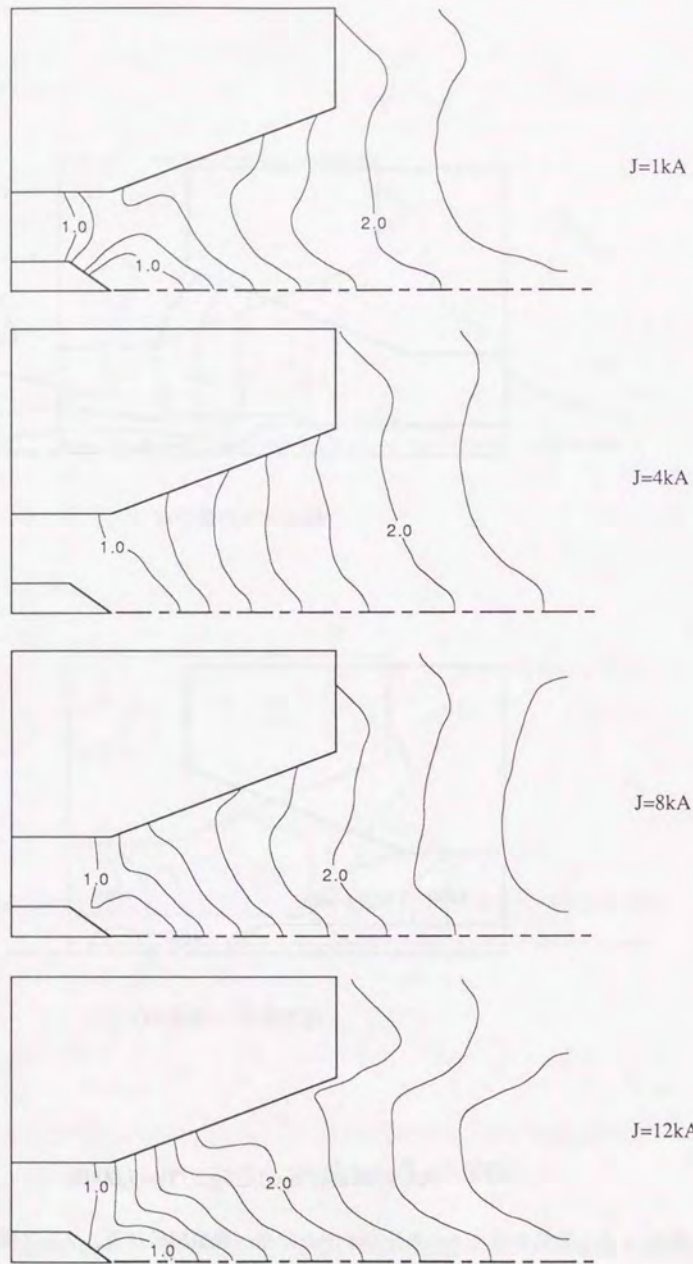


図 6-15a 数値解析による磁気音速マッハ数分布の放電電流増加による遷移過程
(フレア陽極・短陰極形状、Ar、1.25g/s)

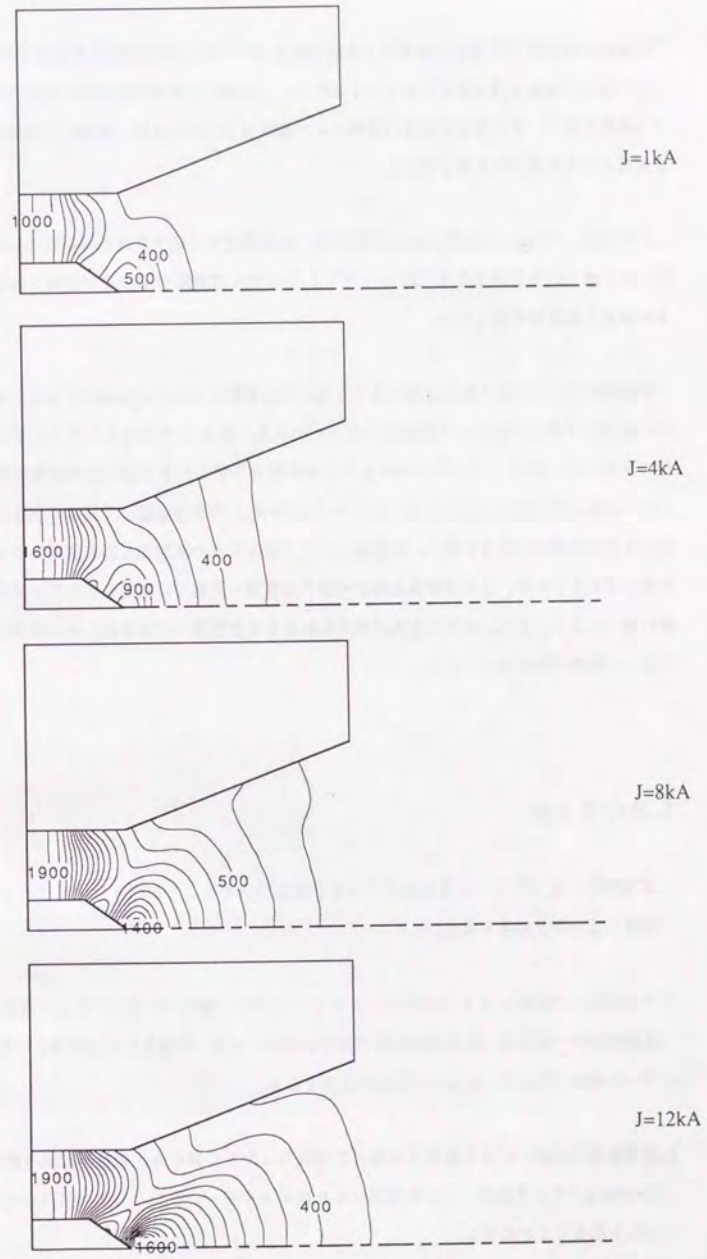


図 6-15b 数値解析による圧力分布の放電電流増加による遷移過程
(フレア陽極・短陰極形状、Ar、1.25g/s)

長短両陰極形状の放電電流増加による磁気音速マッハ数の変化の様子を図6-15に示した。放電が無い場合の陰極先端衝撃波が見られる状態から、加熱による放電室全体の磁気音速マッハ数が減少する状態を経て、その後電磁加速の強調により磁気音速線が上流側へ移動して対称境界上への超磁気音速流入のため再び衝撃波が現れる。

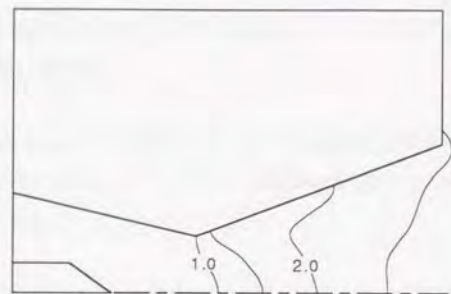
これに反してConverging-Diverging形状陽極・短陰極型では磁気音速点は陽極スロート付近に固定され、常に滑らかな加速となる(図6-16)。そのため遷磁気音速加速が強調されることになり、大きな熱電子加速が可能となる。

数値解析により予測される上記のような電磁流体衝撃波はMach-Zehnder干渉計において密度の跳びは不連続なフリンジとなって観測されるはずである。図6-17を見るとフリンジの明かな跳びは観測できないが、図6-18に示されるように衝撃波が予想される位置付近で衝撃波後流部分の非常に小さい密度上昇が捉えられている。コールドフロー時の衝撃波と違って密度の上昇は非常に小さく、電磁流体的衝撃波は非常に弱い。衝撃波をまたぐ密度分布の実験値と解析値の比較では密度のピーク位置がずれているが、これは陰極先端が実験では半球・計算では直線としたことによる衝撃波付着位置の違いによる。また、有限の電気伝導度はずっと放電場の分布を鈍らせる傾向にあるため、非常に鈍った密度分布になっている。

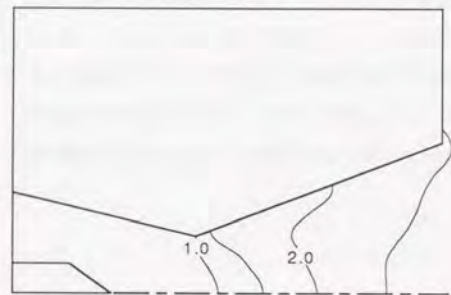
6章のまとめ

1. 数値解析は推力特性の放電室断面形状依存性を評価することができ、内部流の比較においても実験値と近い測定結果を得た。
2. 今回実験したMWクラスのMPDアークジェットでは、幾何パラメータとして陰極径と放電室入口陽極間隔が一定で様々な放電形状間の特性を比較したが、電磁推力が支配的とは言えず、熱エネルギーの運動エネルギーとしての回収が重要となる。
3. 放電室形状の違いにより熱電子加速による推力は大きく異なり、短陰極形状の採用やConverging-Diverging/フレア形状ノズルの採用により熱エネルギーの推力としての回収が可能になり、大推力化を図ることが出来る。

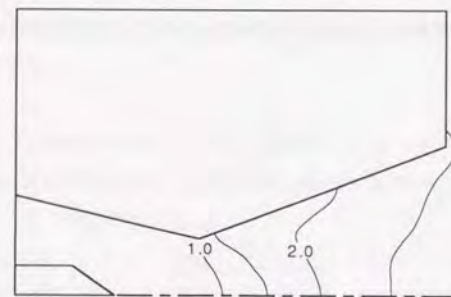
4. 陰極先端では超磁気音速流において圧縮衝撃波を生ずるが、実験的には衝撃波ははっきりとは確認されず、解析的にもきわめて弱いものである。



J=8kA

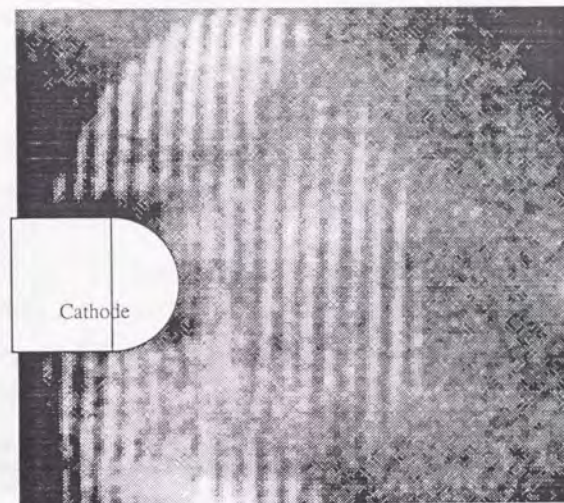


J=12kA

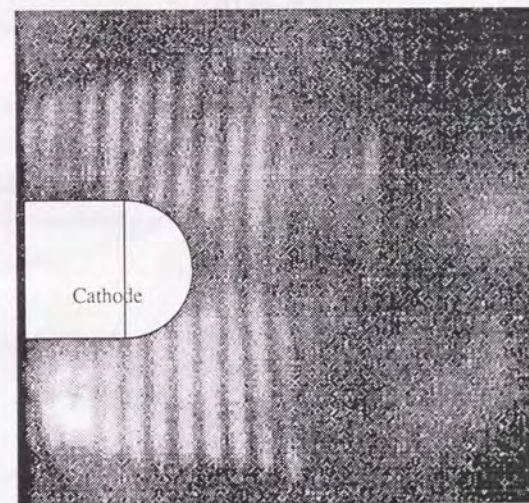


J=16kA

図 6-16 数値解析による磁気音速マッハ数分布の放電電流増加による遷移過程
(Converging-Diverging陽極・短陰極形状、Ar、1.25g/s)



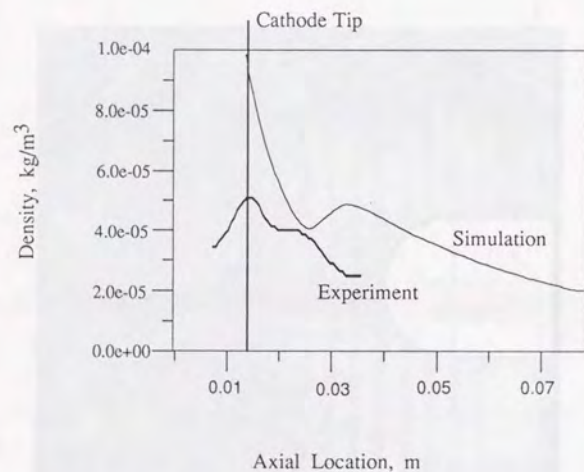
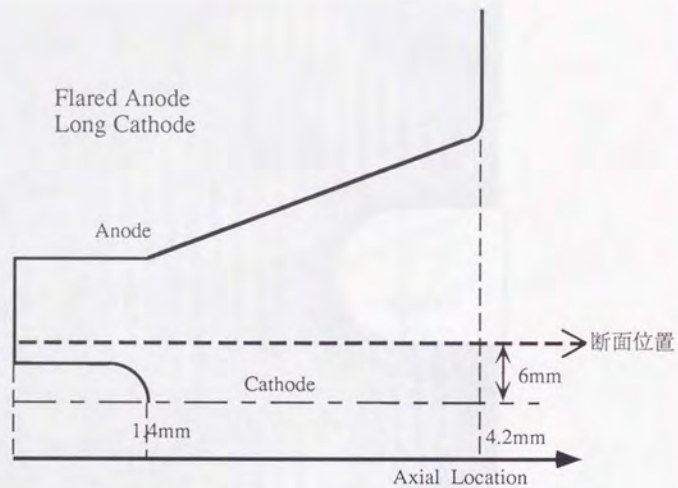
Flared Anode, Long Cathode



Flared Anode, Short Cathode

Ar, J=16kA, $\dot{m}=1.25\text{g/s}$

図 6-17 陰極先端付近のMach-Zehnderフリンジシフト



Ar, $J=16\text{kA}$, $\dot{m}=2.5\text{g/s}$

図 6-18 ショック断面図

第7章 結論

チャンネル入口での陽極・陰極高さが一定な様々な放電室形状について2次元MPDアークジェットの推進性能取得、内部流測定と数値解析を行った。

1. 2次元MPDアークジェットの推進性能を取得して比較を行った結果、陽極形状に関わらず短陰極形状が推力特性および比推力一定での推進効率特性のどちらにも優れていた。短陰極形状は、Converging-Diverging形状陽極、フレア形状陽極の場合とも大きな推力を発生し、一定比推力での推進効率にも優れている。

2. 内部プラズマ分布の計測からは陰極先端付近での強い加熱と濃いプラズマ領域が認められ、密度が上昇している。しかし短陰極先端での電磁流体衝撃波は明確には認められず、極端な温度上昇に比べて密度の上昇はごく僅かである。

3. 電磁流体方程式に基づく放電室内の数値シミュレーションによると、今回採用した作動条件のMPDアークジェットの推力は空力的熱電子効果が多岐的、これを強調できる短陰極型形状が有利である。MPDの流れは電磁力による加速のため放電室の大半が超音速の流れであり、陰極先端での加熱は一見超音速加熱あるいは衝撃波の発生原因となり損失側へ働くように見える。しかし短陰極形状では電磁流体的に見るとまだここは亜磁気音速であるか、又は超磁気音速で衝撃波が発生しても非常に弱く局所的であり、陽極壁を利用した空力的熱電子加速によって性能向上をもたらす。

謝辞

本研究を行なうにあたり、終始変わらぬ御理解と有益な御指導を頂いた指導教官の栗木恭一教授に謹んで感謝の意を表します。また、本研究の進行中、絶えず有益かつ適切な御指導、御助言を頂きました都木恭一郎助教授、石川島播磨重工の中山隆幸さんに深く感謝いたします。実験に協力して頂いた伊藤博之君、研究活動中に色々とお世話になった栗木研究室の各位に厚くお礼申し上げます。

参考文献

- [1] MPDアークジェット研究報告、宇宙科学研究所、第7号、1983.
- [2] Jahn, R. G., "Physics of Electric Propulsion", McGraw-Hill, 1964.
- [3] Yoshida, H., et al., "Investigation on a Primary Xenon Ion Thruster", IAF-90-229, 1990.
- [4] Curran, F., et al., "Hydrogen Arcjet Technology Status", IEPC93-215, 23rd International Electric Propulsion Conference, Sep. 1993, Seattle.
- [5] Clark, K.E., and Jahn, R.G., "Quasi-Steady Plasma Acceleration", AIAA Journal, Vol.8, Feb. 1970, pp.216-220.
- [6] Komurasaki, K., "Thruster Performance and Acceleration Processes of a Hall Thruster", Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Vol.35, No.107, 1992.
- [7] Shimada, S., Satoh, K., Gotoh, Y., Nishida, E., Terukina, I., Noro, T., Takegahara, H., Nakamaru, K., and Nagano, H., "Development of Ion Engine System for ETS-VI", IEPC93-009, 23rd International Electric Propulsion Conference, Seattle, Sep. 1993.
- [8] Pollard, J.E., et al. "Electric Propulsion Flight Experience and Technology Readiness", July 1993, Aerospace Report No.ATR-93(8344)-2, The Aerospace Corporation.
- [9] Smith, R.D., et al. "Development and demonstration of a 1.8kW hydrazine arcjet thruster", Paper AIAA90-2547, 21st International Electric Propulsion Conference, Orlando, Florida, Jul. 1990.
- [10] Smith, R.D., et al. "Low power hydrazine arcjet flight qualification", Paper IEPC91-148, 22nd International Electric Propulsion Conference, Viareggio, Italy, Oct. 1991.
- [11] Kuriki, K. et al., "The Design and Orbital Operation of Space Flyer Unit," Acta Astronautica, Vol.24, 1991, pp.33-43.
- [12] Toki, K., Shimizu, Y., and Kuriki, K., Suzuiki, H., and Kunii, Y., "Development of an MPD Thruster System for the EPEX Space Test", IEPC93-058, 23rd International Electric Propulsion Conference, Seattle, Sep. 1993.
- [13] 栗木恭一、MPDアークジェットシステム、日本航空宇宙学会誌、第33巻、第373号、1985.
- [14] Toki, K., Shimizu, Y., and Kuriki, K., "Application of MPD Thruster System to Interplanetary Missions", Journal of Propulsion and Power, Vol.2, No.6, 1986, pp.508-512.
- [15] Fasoulas, S., Auweter-Kurtz, M., Habiger, H. A., "Experimental Investigation of a Nitrogen High-Enthalpy Flow", Journal of Thermophysics and Heat Transfer, Vol.8, No.1, pp.48, Jan. 1994.
- [16] Cho, T., Inutake, M., Ishii, K., "Observation of scaling laws of ion confining potential versus thermal barrier depth and of axial particle confinement time in the tandem mirror GAMMA 10", Nuclear Fusion, Vol.28, No.12, Dec.1988, pp.2187.
- [17] Arakawa, Y., and Sasoh, A., "Steady-State Permanent Magnet Magnetoplasmadynamic Thruster", Journal of Propulsion and Power, Vol.5, No.3, 1989, pp.301-304.

- [18] Tahara, H., Kagaya, Y., and Yoshikawa, T., "Quasisteady Magnetoplasmadynamic Thruster with Applied Fields for Near-Earth Missions", *Journal of Propulsion and Power*, Vol.5, No.6, 1989, pp.713-717.
- [19] Baksh, F. G., Moizhes, B. Ya., and Rybakov, A. B., "Critical Regime of a Plasma Accelerator", *Sov. Phys.*, Vol.18, No.12, 1974.
- [20] Malliaris, A. C., John, R. R., Carrison, R. L., and Libby, D. R., "Quasi-Steady MPD Propulsion at High Power", NASA CR-111872, 1971.
- [21] Alfven, H., and Arrenius, G., "Mass Distribution and the Critical Velocity", NASA SP234, 1974.
- [22] Kuriki, K., and Suzuki, S., "Transitional Behavior of MPD Arcjet Operaton", *AIAA Journal*, Vol.16, No.10, 1978, pp.1062-1067.
- [23] Schrade, H. O., Auweter-Kurtz, M., and Kurtz, H. L., "Stability Problems in Magnetoplasmadynamic Arc Thrusters", AIAA85-1633, 18th International Electric Propulsion Conference, Alexandria, Virginia, Sep. 1985.
- [24] Choueiri, E.Y., "Electron-Ion Streaming Instability of an Electromagnetically Accelerated Plasma", Ph.D. Thesis, Princeton University, Oct. 1991.
- [25] Rempfer, D., Auweter-Kurtz, M., Kaeppler, H.J., Maurer, M., "Investigation of Instabilities in MPD Thruster Flows Using a Linear Dispersion Relation", IEPC88-071, 20th International Electric Propulsion Conference, Garmisch-Partenkirchen, Oct. 1988.
- [26] Kurtz, H. L., Auweter-Kurtz, M., and Schrade, H. O., "Experimental MPD Thruster Investigations", AIAA87-1019, 19th International Electric Propulsion Conference, Colorado Springs, 1987.
- [27] Kurtz, H. L., Auweter-Kurtz, M., Glocker, B., Habiger, H., Merke, W., and Schrade, H. O., "Cylindrical Steady-State MPD Thruster", IEPC 88-025, 20th International Electric Propulsion Conference, Garmisch-Partenkirchen, Oct. 1988.
- [28] Wolff, M., Kelly, A. J., and Jahn, R. G., "A High Performance Magnetoplasmadynamic Thruster", IEPC 84-32, 17th International Electric Propulsion Conference, Tokyo, 1984.
- [29] Kuriki, K., Shimizu, Y., and Nishida, E., "Anode Configuration for Electrothermal/Electromagnetic Arcjet", AIAA87-1024, 19th International Electric Propulsion Conference, Colorado Springs, 1987.
- [30] Uematsu, K., Morimoto, S., and Kuriki, K., "MPD Thruster Performance with Various Propellants", *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol.22, No.4, 1985, pp.412-416.
- [31] Kuriki, K., Onishi, M., and Morimoto, S., "Thrust Measurement of XIII MPD Arcjet", Vol.20, No.10, 1982, pp.1414-1419.
- [32] Harris, W., O'hair, E., Hatfield, L., and Kristiansen, M., "Cathode Erosion Research on Medium to High Power Arcjet Thrusters", IEPC93-028, 23rd International Electric Propulsion Conference, Seattle, Sep. 1993.
- [33] Myers, R., and Lapointe, M., "Evaluation of Externally Heated Pulsed MPD Thruster Cathodes", IEPC93-116, 23rd International Electric Propulsion Conference, Seattle, Sep. 1993.
- [34] Paganucci, F., and Andrenucci, M., "Performance of hot Cathode MPD Thruster", IEPC93-115, 23rd International Electric Propulsion Conference, Seattle, Sep. 1993.
- [35] Turchi, P. J., and Jahn, R. G., "Cathode Region of a Quasi-Steady MPD Arcjet", *AIAA Journal*, Vol.9, No.7, 1971, pp.1372-1379.

- [36] Saber, A. J., and Jahn, R. G., "Anode Power in Quasisteady Magnetoplasmadynamic Accelerators", *AIAA Journal*, Vol.16, No.4, 1978, pp.328-333.
- [37] Kagaya, Y., Tahara, H., and Yoshikawa, T., "Power Deposition and Thruster Performance of a Quasi-Steady MPD Thruster", ISTS94-a-66p, 19th International Symposium on Space Technology and Science, Yokohama, Japan., May 1994.
- [38] "A Comparison of Theory and Measurements in the Anode Region of a Self-field Cylindrical MPD Thruster", AIAA94-3337, 30th Joint Propulsion Conference, Indianapolis, Jun 1994.
- [39] Kurtz, H. L., Auweter-Kurtz, M., Glocker, B., Habiger, H., Merke, W., and Schrade, H. O., "Cylindrical Steady-State MPD Thruster", IEPC 88-025, 20th International Electric Propulsion Conference, Garmisch-Partenkirchen, Oct. 1988.
- [40] Wolff, M., Kelly, A. J., and Jahn, R. G., "A High Performance Magnetoplasmadynamic Thruster", IEPC 84-32, 17th International Electric Propulsion Conference, Tokyo, 1984.
- [41] Gilland, J. H., Kelly, A. J., and Jahn, R. G., "MPD Thruster Scaling", AIAA87-0997 19th International Electric Propulsion Conference, Colorado Spring, May 1987.
- [42] Toki, K., Sumida, M., and Kuriki, K., "Multichannel Two-Dimensional Magnetoplasmadynamic Arcjet", *Journal of Propulsion and Power*, Vol.8, No.1, 1992, pp.93-97.
- [43] Nakayama, T., "Plasma Acceleration Process in the MPD Arcjet", Ph.D Thesis, Tokyo Univ., 1991.
- [44] Sovie, R. J., and Connolly, D. J., "Effect of Background Pressure on Magnetoplasmadynamic Thruster Operation", *Journal of Spacecraft and Rocket*, Vol.7, No.3, 1970.
- [45] Myers, R. M., Suzuki, N., Kelly, A. J., and Jahn, R. G., "Cathode Phenomena in a Low-Power Magnetoplasmadynamic Thruster", *Journal of Propulsion and Power*, Vol.7, No.5, 1991, pp.760-766.
- [46] Ladenburg, R., and Bershader, D., "Physical Measurements in Gas Dynamics and Combustion of High Speed Aerodynamic and Jet Propulsion", Vol.IX, p.47, Princeton Univ. Press, 1954.
- [47] Griem, H.R., "Plasma Spectroscopy", McGraw-Hill, 1964.
- [48] Chen, F.F., "Introduction to Plasma Physics", Plenum Press, 1974.
- [49] Liepman, H.W., and Roshko, R., "Elements of Gas Dynamics", John Wiley & Sons, 1960.
- [50] Sumida and Toki, K., "Real Gas Effect on the Magnetoplasmadynamic Arcjet", *Journal of Propulsion and Power*, Vol.7, No.6, 1991, pp.1072-1074.
- [51] Nakayama, T., and Toki, K., and Kuriki, K., "Quantitative Imaging of MPD Arcjet", *Journal of Propulsion and Power*, Vol., No., 1991, pp.1217-1223.
- [52] Niewood, E.H., and Martinez-Sanchez, M., "The Hall Effect in a Numerical Model of MPD Thruster", IEPC91-099, 22nd International Electric Propulsion Conference, Viareggio, Italy, Oct. 1991.
- [53] Spitzer, L.Jr., "Physics of Fully Ionized Gas", Interscience, 1962.
- [54] Martinez-Sanchez, M., "Structure of Self-Field Accelerated Plasma Flow", *Journal of Propulsion and Power*, Vol.7, No.1, 1991, pp.56-64.
- [55] Kuriki, K., and Nakayama, T., "Magnetoionic Condition of MPD Arcjet", *Journal of Propulsion and Power*, Vol.8, No.6, 1992.

- [56] Toki, K, Sumida, M., and Kuriki, K., "Multichannel Two-dimensional Magnetoplasmadynamic Arcjet", *Journal of Propulsion and Power*, Vol.8, No.1, 1992, pp.93-97.
- [57] Yee, H.C., "A Class of High-Resolution Shock-Capturing Method", NASA TM101088, 1989.
- [58] 宮坂、藤原 「MPDスラスト内プラズマ流れの数値解析」平成4年度宇宙輸送シンポジウム講演集.
- [59] King, D. Q., "Magnetogasdynamic Channel Flow for Design of Coaxial MPD Thrusters", Ph.D. Thesis, Princeton University, 1981.
- [60] Lapointe, M.R., "Numerical Simulation of Self-Field MPD Thrusters", AIAA92-3297, 28th Joint Propulsion Conference, Nashville, Jul. 1992.
- [61] Sleziona, P.C., Auweter-Kurtz, M., and Schrade, H.O., "Numerical Codes for Cylindrical MPD Thrusters", IEPC88-038, 20th International Electric Propulsion Conference, Oct. 1988.
- [62] Nakayama, T., Toki, K., and Kuriki, K., "Optical Measurement of Velocity Distribution in MPD Arcjet", IEPC 91-048, 22nd International Electric Propulsion Conference, Viareggio, Italy, Oct. 1991.
- [63] Cambel, A.B., "Plasma Physics and Magnetofluidynamics", McGraw-Hill, 1963.
- [64] Lawless, J.L., and Subramanian, V.V., "Theory of Onset in Magnetoplasmadynamic Thrusters", *Journal of Propulsion and Power*, Vol.3, No.2, 1987, pp.121-127.

