

ホールスラストの推進性能と加速過程

小 紫 公 也

①

ホールスラスタの推進性能と加速過程

小紫公也

指導教官 荒川義博教授

目次	頁
第1章 序論	1
1-1 研究の背景	1
1-2 ホールスラストの基本原理	2
1-3 ホールスラストの特徴とその諸形式	4
1-4 各国の研究開発の現状	5
1-5 本研究の目的	8
第2章 ホールスラストの基礎実験	10
2-1 スラストの基本設計	10
2-2 実験装置	14
2-2-1 ホールスラスト I	14
2-2-2 ペリプラズマトロン (プラズマ源)	18
2-2-3 電源系	19
2-2-4 推進剤供給系	22
2-2-5 真空系	23
2-3 測定装置および方法	23
2-3-1 イオンコレクタ	23
2-3-2 推力スタンド	24
2-3-3 エネルギーアナライザ	27
2-3-4 単探針	30
2-3-5 熱電子放出探針	32
2-3-6 複探針	34
2-4 効率の定義	36
2-4-1 推進効率と内部効率	36
2-4-2 イオン生成係数とイオン損失率	38
2-5 実験方法	40
2-6 実験結果	40

2-6-1	ペリプラズマトロンの性能	40
2-6-2	ホールスラスト I の性能	43
2-6-3	ペリプラズマトロンの効果	49
2-6-4	まとめ	54
第 3 章	イオン流れ解析	55
3-1	解析モデル	55
3-2	1 次元解析の基礎方程式	57
3-3	1 次元解析の結果	59
3-3-1	電離が陽極付近にある場合	59
3-3-2	電離がチャンネル内に一様にある場合	62
3-3-3	電離が電界に比例してある場合	64
3-3-4	まとめ	68
3-4	2 次元解析の基礎方程式	68
3-4-1	イオンのビーム軌道計算	69
3-4-2	電子の拡散方程式	70
3-4-3	誤差評価	73
3-4-4	電子電流	75
3-4-5	計算手順	76
3-5	2 次元解析の結果	78
3-5-1	直線状の磁力線形状の場合	78
3-5-2	ホールスラスト I の磁力線形状の場合	83
3-5-3	解析結果と実験結果の比較	87
3-5-4	まとめ	87
第 4 章	ホールスラストの改良実験	89
4-1	改良型ホールスラスト II の実験	89
4-1-1	改良型ホールスラスト II	89
4-1-2	実験方法	91
4-2	改良型ホールスラスト II の実験結果	92
4-2-1	推進性能	92
4-2-2	空間電位、プラズマ密度、電子温度分布	95

4-2-3	イオンの生成および損失	101
4-2-4	実験結果と解析結果の比較	104
4-2-5	まとめ	108
4-3	改良型ホールスラストIIIの実験	109
4-3-1	改良型ホールスラストIII	109
4-3-2	実験方法	113
4-4	改良型ホールスラストIIIの実験結果	113
4-4-1	推進性能	113
4-4-2	空間電位、プラズマ密度、電子温度分布	118
4-4-3	イオンの生成および損失	122
4-4-4	実験結果と解析結果の比較	128
4-4-5	まとめ	131
第5章	実用型ホールスラスト	135
5-1	実験装置	135
5-1-1	ホローカソード	135
5-1-2	ホローカソードの電気回路	139
5-1-3	実験方法	141
5-2	実験結果	141
第6章	結論	145
	参考文献	147
	謝辞	152

主要記号の一覧

(特別な指示の無い限り S I 単位系に従う)

B	:	磁束密度
D	:	拡散係数
e	:	素電荷
E	:	電界
E _i	:	イオンビームエネルギー
E _m	:	平均イオンビームエネルギー
f	:	エネルギー分布関数
F	:	推力
g	:	重力加速度
I	:	電流
I _a	:	加速電流
I _p	:	イオン生成電流
I _{sp}	:	比推力
J	:	電流密度
L	:	加速チャンネルの長さ
m	:	電子の質量
\dot{m}	:	推進剤流量 (A eq.)
M	:	イオンの質量
n	:	プラズマ密度
N	:	内挿関数
Q	:	イオン生成率
r _c	:	サイクロトロン半径
S	:	面積
t	:	時間
T	:	温度 (e V)
v	:	速度
V	:	体積
V _a	:	加速電圧

V_0 : 探針電位

V_s : 空間電位

x : スラスタ軸方向の位置

α : イオン損失率

β : イオン生成係数

γ : 流束密度

Γ : 流束

η_a : 加速効率

η_E : ビームエネルギー効率

η_T : 推進効率

η_u : 推進剤利用効率

θ : 磁力線と軸のなす角

λ : 平均自由行程

μ : 電子の移動度

ν : 衝突周波数

ξ : 式(3-15)で定義される無次元定数

σ : 電離断面積

τ : 平均衝突時間

ϕ : 空間電位

ω : サイクロトロン周波数

添字

b : イオンビーム

B : ボーム拡散

C : 古典拡散

e : 電子

i : イオン

n : 中性粒子

w : チャンネル壁面

第1章 序論

1-1 研究の背景

一般に電気推進は、液体、固体等の化学推進に比べて高い比推力を得ることができ、推進剤の重量を削減しペイロードの重量を大きくすることができるので、宇宙機の推進装置に適している。電気推進の中でもイオンスラストは現在最も研究が進んでおり、高い比推力の範囲で高い推進効率（70～80%）を得ることができるため、すでに人工衛星に搭載され、衛星の位置や姿勢の制御に利用されている。しかしながら最近では、大型宇宙構造物（宇宙ステーション、太陽発電衛星など）の建造のための物資輸送、軌道遷移用など、比較的大きな推力を必要とする用途にも電気推進の利用が検討されており、そのため推進機の大規模化、大推力化が必要となってくる。

イオンスラストは静電加速方式の推進機であるが、その加速領域に存在する空間電荷のために、グリッド間隔と加速電圧から決まる空間電荷制限電流則によって推力密度の上限がある。イオンスラストの場合は口径を大きくして推力を増大させる以外には手段がなく、この場合にはグリッドの熱変形などあらたな問題が発生してくる。またアークジェットおよびMPDスラストはそれぞれ電熱、電磁加速方式の推進機であるが、原理的に推力密度を大きくすることが可能で大出力化が容易なため、盛んに研究開発が進められているが、イオンスラストより推進効率が低く、また電極の損耗などの問題も今後克服すべき重要な課題として残っている。

ホールスラストは、外部から印加した磁場とホール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イオンを加速するため、イオンスラストのように静電加速型であると同時に、加速領域が準中性であるため空間電荷制限電流則に従わず、高い推力密度が得られるという電磁加速型の特徴も持っており、原理的には高推進効率かつ高推力密度を得ることが可能な推進機であると言える。しかしながらこれまでに得られている推進効率は他のタイプの推進機に比べるとかなり低く、10%程度にとどまっている。ただしソ連においては、50%以上の推進効率が得られているという報告がなされているが、その詳しい構造や作動条件、

性能特性などが記述されていないため^[1]、その真偽のほどは分かっていない。一方西側各国では、スラスタ内のプラズマの加速過程におけるプラズマの生成や損失、電子の拡散、電界の形成といった諸現象の理解も充分には行われておらず、またスラスタの基本的な設計方法も確立していない。

ホールスラスタの推進性能を改善するためには、これらの推進性能の基本特性を調べると共に、スラスタ内のプラズマの加速過程についての詳しい研究を行って、推進性能の高いスラスタを設計するための指針を得ることが必要であると考えられる。

1-2 ホールスラスタの基本原理

ホールスラスタは、プラズマを加速する環状のチャンネルを有しており、そのチャンネル内に軸方向の電界と半径方向の磁場が印加されている。加速チャンネルの長さが、イオンのサイクロトロン半径よりも短く、また電子のサイクロトロン半径よりも長くなるように設計すると、イオンは軸方向に加速される一方、電子は磁場の影響を強く受けて円周方向にドリフト運動を行う。この電子のドリフトによって生じる円周方向の電流はホール電流と呼ばれ、ホールスラスタの名前の由来となっている。電子の動きを流体として考えると、ホール電流と磁場との相互作用によって生じるローレンツ力により電子の軸方向への流れが妨げられ、加速チャンネル内に軸方向の強い電界が維持されると考えることができる。このローレンツ力の反作用は、ホール電流がスラスタの中心軸上に作る軸方向の磁界とスラスタが持つ軸方向の磁場との反発力という形でスラスタに伝達されると考えられる。

またホールスラスタは一般に加速チャンネルの出口付近に電子源を有していて、そこから供給される電子の一部はスラスタから引き出されるイオンビームの空間電荷を中和する。残りの電子は加速チャンネル内を陽極に向かって拡散する。この電子の拡散によって加速チャンネル内には電子が常に供給され、中性粒子との衝突によってプラズマが生成されると同時に、プラズマが電氣的に準中性に保たれる。このホールスラスタの概略図を第1・1図に示す。またその改良型として、

プラズマの生成を別の放電を用いて行う作動方式（後述）のホールスラスタも研究されている。

1-3 ホールスラスタの特徴とその諸形式

ホールスラスタの特徴は、大きな推力密度が得られることのほか、イオンスラスタと比べてスラスタの構造が簡単で電源の数が少なく済むため、信頼性が高いことや、高電圧を必要としないため電源がコンパクトであることなどが挙げられる。

ホールスラスタは、入力レベルによって以下の2つの型に分けられるものと考えられる。入力が大きくイオン間の衝突が頻繁になるほど高いプラズマ密度が得られる作動状況においては、外部磁場印加型MPDスラスタの加速機構に似た、電磁加速の様相を強く呈する。この場合、非常に大きな推力密度を得ることが可能であると考えられるが、同時にアークジェットやMPDスラスタの場合と同様に壁への熱的な損失が大きくなることが予想される。

一方、 10^{18} m^{-3} 程度のプラズマ密度（イオンスラスタのプラズマ密度よりも1桁から2桁大きく、アークジェットのプラズマ密度より2桁ほど小さい）が得られる作動範囲においては、イオンの平均自由行程が加速チャンネルの長さより長くなり、イオンが無衝突で静電的に加速されるものと考えられる。この場合、電界から与えられるエネルギーが効率よくイオンの軸方向の運動エネルギー変換されるので、アークジェットなどに比べて熱損失が少なく高い推進効率が得られるものと考えられる。またその作動に大電流や高電圧を必要としないため、スラスタの寿命の問題に対しても比較的有利な立場に在るものと考えられる。

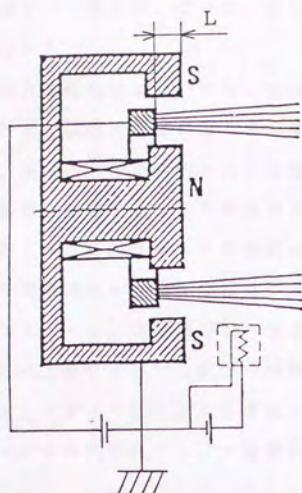
さらにホールスラスタは、主にその加速チャンネルの幅と長さの関係から、シース型とリニア型の2つの形式に分類することができる^[1,2]。プラズマの加速チャンネル壁面への損失を少なくするために、チャンネルの長さをチャンネルの幅に比べて短かくしたものをシース型ホールスラスタと呼ぶ。チャンネルの長さは電子のサイクロトロン半径のオーダーまで短くすることが可能であるが、その場合には加速チャンネル内でのイオン生成が不十分になり易い。従ってこの形式の

スラスタではイオン生成用の放電を加えた2段放電式のものや、推進剤にセシウムを用いた陽極表面電離式のものなどが研究されている。もう1つの形式は、加速チャンネル内でイオン生成が十分に行われるように、チャンネルの長さをチャンネルの幅よりも長くしたもので、リニア型ホールスラスタと呼ばれている。しかしこの形式の場合、必然的にチャンネル壁面へのプラズマの損失が増加する。各形式の概略図を第1・2図に示す。

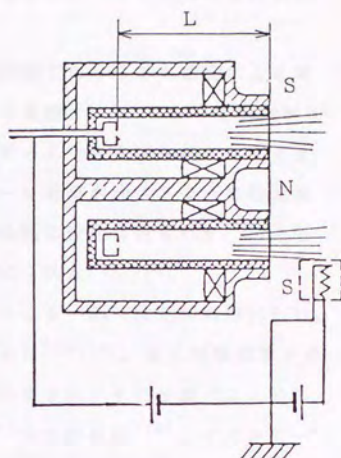
1-4 各国の研究開発の現状

ソ連におけるホールスラスタの研究開発は、1950年代から60年代にかけてクルチャフ原子エネルギー研究所（モスクワ）において、イオンマグネトロンの原理の応用として研究されたのが最初である。その後 A. I. Morozov らによってリニア型ホールスラスタが、A. V. Zharinov らによってシース型ホールスラスタが研究された。70年代にはいるとリニア型ホールスラスタはソ連の人工衛星（Meteor series）に搭載され、宇宙空間で作動実験が行われた。その後もこのリニア型スラスタの開発は盛んに行われ、50機以上のスラスタが現在までに宇宙空間での作動に成功したと報告されている^[3]。一方シース型ホールスラスタの研究も、現在継続的に続けられている模様であるが、フライトテストの結果は公表されていない。

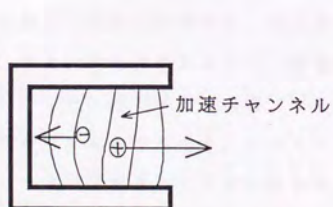
リニア型スラスタについては、70年代はじめに行われた磁場分布と推進性能の関係についての実験で^[4, 5]、磁束密度が陽極付近で低くチャンネル出口付近で最大値を持つ分布の場合に加速効率（＝イオンビーム電流／放電電流）が最も高くなることが示された。その結果、ソ連のほとんどのリニア型スラスタは、現在に到るまでそのような磁場分布を持つことになった。磁力線を横切って逆流する電子については、当初は古典拡散理論に従う考えられていたが、実験ではそれよりも1～2桁大きい電子電流が観測された。この電子の異常拡散については探針測定等により、空間電位の振動が主たる原因ではないかという考察がなされた^[5, 6]。しかし最近になって、加速チャンネルの壁付近で電子の逆流が大きくなることが観測され^[7]、磁力線に沿って壁に損失する電子と、それに伴って放出され



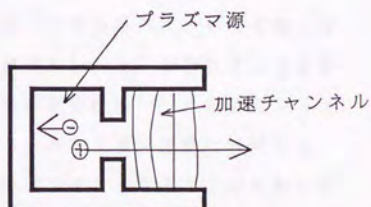
a) シース型ホールスラスタ



b) リニア型ホールスラスタ



基本的な作動方式



2 段放電式

c) 2 段放電式

第 1・2 図 ホールスラスタの諸形式

る二次電子との関係が、粒子間の衝突と同等に考えられるという理論的な解釈がなされている^[8]。

推進剤の電離機構については、加速チャンネル内部でのドリフト電流による電離^[9,10]と、陽極付近での高エネルギー電子による電離^[11,12]について研究が行われた。陽極付近で局所的に起こる電離は密度分布の不均一を引き起こし、イオンの壁面損失の原因となる可能性があるので、均一な電離が起こるように推進剤導入部が工夫されたスラスタの研究が行われたが性能に変化は見られず、結局陽極付近の電離はあまり重要ではないという結論が得られた^[13,14]。

一方プラズマの加速機構を調べるために電子エネルギーの一次元解析が行われ、電子温度の上昇やイオン生成等の現象が定式化された^[15,16]。また実験結果との比較によりイオンの壁面損失を考慮する必要性が指摘され、それを調べるために加速チャンネル内部のプラズマ諸量の探針測定^[17]や光学診断^[18]、イオンビームのシミュレーション^[19]等が行われた。その結果、イオン生成率の分布やイオン引出し領域等が求められ、加速チャンネル出口付近の磁束密度の高い場所に、強い電界および高いイオン生成率の分布があることが明らかになり、さらにチャンネル壁面に向かって生じた電界によってイオンが加速され、壁面に損失することもわかった。

シース型スラスタの研究の場合シース領域の研究が中心となる。まず理論的にホール電流と推力の関係式が導かれ、電位分布とシースの厚みについて考察が行われた^[20]。また一次元解析によって、静電的ダブルレーヤーが存在することが示された^[21]。シース内での電離機構^[22]や放電の不安定性^[23]の研究はシース型スラスタ特有のテーマであろう。ホールパラメータとイオン運動の解析から、ホールパラメータが高すぎるとイオンをうまく加速できなくなることがわかった^[24]。このタイプのスラスタに関する実験結果が載っている文献は比較的数量が少なく、文献[25]がある程度である。

一方米国におけるホールスラスタの研究開発は1960年代初頭から始まった^[26]。初期にはマグネトロンと同じ電磁界配置のホールスラスタも研究されたりしたが^[27]、ほとんどのスラスタがイオンスラスタに比べて推進効率が低かったため70年頃には余り研究が行われなくなった。しかし80年代になると大きな推力を必要とするミッションに電気推進の使用が検討されるようになり、さら

に宇宙船において比較的大きな電力が使用できるようになったため、ホールスラストが再評価されるようになり^[28]、最近ではソ連との共同研究^[29]も行われている。

米国においては、まずリニア型スラストについての基礎的な実験が行われ、電子の異常拡散と壁へのイオン損失の問題の重要性が指摘された^[30]。さらにその異常拡散は電子の衝突によるものではなく、ホール電流によって起こる密度の非一様性に由来するボーム拡散であることが示された^[31]。また、加速チャンネル上流でイオンを生成しイオンのビームエネルギーを高めようという目的から、セシウムの陽極表面での電離を利用したスラストが考案された。その結果40%近い推進効率が得られたが、電子の壁面損失が多かったために陽極付近で電子温度が高くならず、全電離量に対する表面電離の割合は少なかった^[32, 33]。そこで、その電子の壁面損失を減らし陽極表面でのセシウムの完全な電離を達成するため、加速チャンネルの長さが1~3mmのシース型ホールスラストの研究^[34, 35]が行われた。しかしセシウムの保管の難しさや加熱用電源を必要とすること等から、その後セシウムを利用したスラストの研究は行われなくなった。80年代に入って、永久磁石を使った高磁場型のスラストの研究^[36, 37]が行われたが、その性能は低かった。

ドイツでは1965年からDFVLRプラズマ研究所(シュツットガルト)においてホールスラストHITシリーズの開発が始まり、69年には2段放電式ホールスラストの開発にむけて環状プラズマ源の研究も始まった^[38]。74年にはこのシリーズの最終報告書がまとめられ^[39]、その中で2段放電式スラストの将来性が唱われた。また日本においては80年代に入ってから、宇宙科学研究所において2段放電式スラストの研究が行われ、1段放電式に対する2段放電式スラストの優位性が実験によって示された^[40, 41]。

1-5 本研究の目的

これまで述べてきたように、現在のところホールスラストの推進効率は他の推進機に比較して低い。そこで本研究では、推進効率を上げ推進性能を改善するた

めに、ホールスラストの推進性能の基本特性を調べると共に、プラズマの加速過程についての実験的ならびに解析的な研究を行い、高い推進性能を持つスラストを設計するための指針を得ることを目的とする。

第2章 ホールスラスタの基礎実験

この章では、1 kW級のホールスラスタの設計方法と試作した装置を用いた実験について述べ、スラスタの性能を評価するための基本パラメータを導出し、基本的な性能特性を調べた。

2-1 スラスタの基本設計

本研究では、静電的なイオン加速が行われると考えられる、比較的出力の低いホールスラスタを設計する。設計目標は入力電力1 kW程度、比推力3000秒、推進効率40%である。これらの値から、推進剤がアルゴンで流量2 A相当、加速電圧200 Vという代表的な作動パラメータが求められる。

加速チャンネルの長さ L と磁束密度 B の関係について、次のような条件を考慮して設計を行う。加速チャンネル内においてイオンが磁場に捕捉されずに、電子のみが捕捉されるためには、イオンと電子のサイクロトロン半径 r_{ci} 、 r_{ce} がそれぞれ次の式を満たさなければならない。

$$r_{ce} \ll L \ll r_{ci} \quad (2-1)$$

ただし、イオンと電子のサイクロトロン半径は次のように計算される。

$$r_{ci} = M v_D / e B = M V_a / e B^2 L \quad (2-2)$$

$$r_{ce} = m v_D / e B = m V_a / e B^2 L \quad (2-3)$$

ここで、 V_a は加速電圧、 e は素電荷、 v_D はドリフト速度、 M と m はそれぞれイ

オンと電子の質量を表している。推進剤をアルゴン、加速電圧を200Vとすると式(2-1~3)は次のようになる。

$$0.03 < BL < 9.1 \quad (\text{Tmm}) \quad (2-4)$$

つぎにイオン電流密度 J_i とプラズマ密度 n について考察を行う。イオンがすべて陽極付近で生成され、加速チャンネルの途中で損失しないとすると、イオン電流は保存されて

$$J_i = e n v_i \quad (2-5)$$

となる。ここで v_i はイオン速度である。加速電圧が200Vであれば、出口でのイオン速度 v_{ex} は $3.1 \times 10^4 \text{ m/s}$ となる。電界が一様に分布すると仮定すると、平均のプラズマ密度 \bar{n} は、次式によって求めることができる。

$$\bar{n} = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{J_i}{e v_i} dx = \frac{2 J_i}{e v_{ex}} = 4.0 \times 10^{14} J_i \quad (2-6)$$

平均のプラズマ密度が出口での密度の2倍になるので、これに対応する加速チャンネル内での平均イオン速度は、出口での速度の $1/2$ となる。

プラズマ密度が高くなるとイオン間の衝突が頻繁になり、イオンの壁面への損失も増大すると考えられる。そこでイオンが無衝突で静電的に加速されるためには、イオンの平均自由行程 λ_i がチャンネルの長さよりも長くならなくてはならない。チャンネル内でのイオンの平均速度が、出口での速度の $1/2$ と見積れる

ので、平均イオン温度 T_i を 50 eV として、イオンの平均自由行程の満たすべき条件を求めると

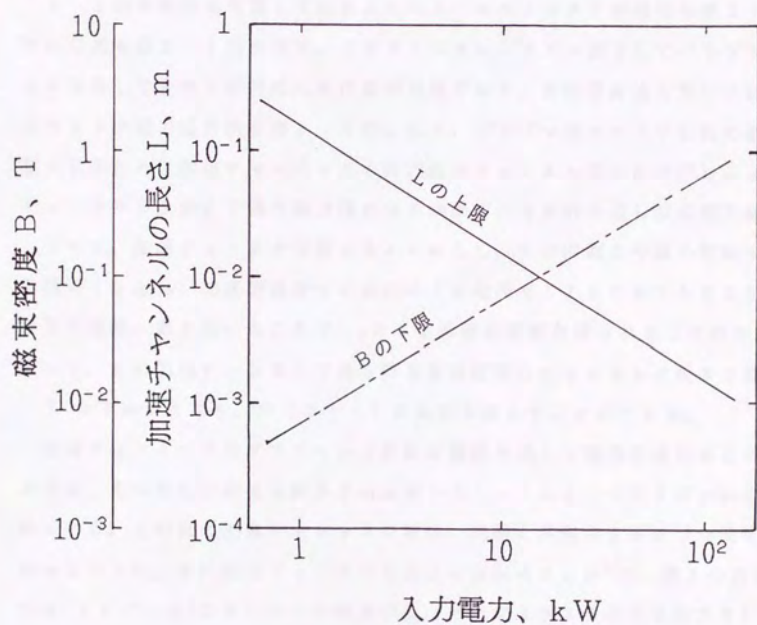
$$\begin{aligned}\lambda_{ii} &= 1.2 \times 10^{14} T_i^2 / n \\ &= 3.0 \times 10^{17} / n \geq L\end{aligned}\quad (2-7)$$

となる。この式から、 L が数 cm の場合、静電加速が行われるプラズマ密度の上限は、 10^{19} m^{-3} のオーダーとなることがわかる。この上限は電流密度にすると $10 \sim 100 \text{ A/cm}^2$ 程度の大きさである。この条件をスラストへの入力電力と加速チャンネルの長さの関係のグラフに表したものが第2・1図である。

さらに電子とイオン間の衝突に関して考察を行う。プラズマ密度が高くなると、電子とイオンとの衝突は頻繁になり、それにともなって電子の周方向へのドリフト運動が妨げられ、逆にイオンが周方向に回転を始めてしまう。そうすると、イオンの静電的な加速が妨げられるだけではなく、ホール電流が小さくなって、ローレンツ力による推力発生や電界の維持といった電磁的な効果が有効に働かなくなる。この電子の衝突の効果は、ホールパラメータ $\omega_e \tau_e$ を使って評価することができる。この電子のホールパラメータが1よりも大きくないと十分なホール電流が得られない。すなわち電磁力が有効に働くための条件は

$$\begin{aligned}\omega_e \tau_e &= 1.8 \times 10^{11} B \times 2.0 \times 10^{11} / n \\ &= 3.6 \times 10^{22} B / n \gg 1\end{aligned}\quad (2-8)$$

となる。磁束密度が 0.01 T 程度あり、プラズマ密度が式(2-7)を満たせば、この条件は十分に満たされる。また電子と中性粒子との衝突の頻度は、イオン電



第 2・1 図 入力電力と加速チャンネルの長さ及び磁束密度の関係
 $L B = 1 \text{ T mm}$ 、 $V_a = 200 \text{ V}$ 、 $S = 10 \text{ cm}^2$

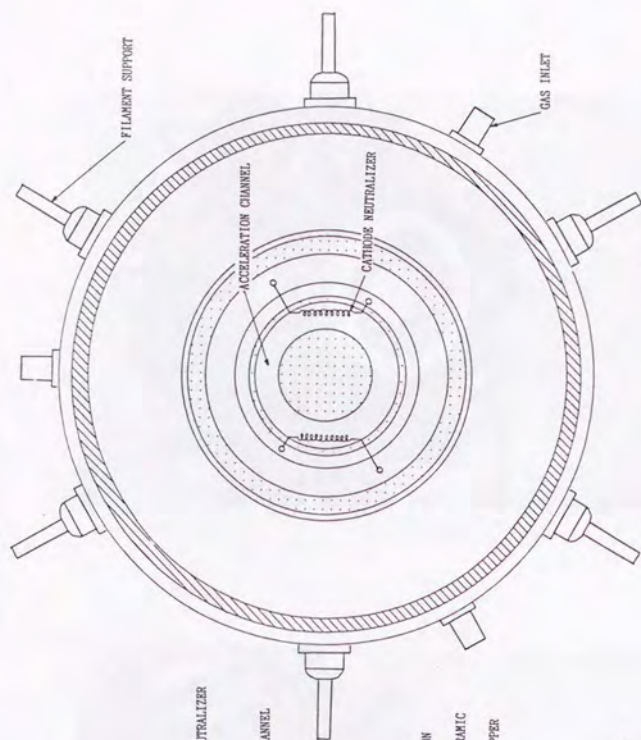
流密度と中性粒子の流束密度が同じくらいの領域では電子イオン間の衝突の頻度よりも少ないので、中性粒子との衝突の影響は小さいと考えられる。

2-2 実験装置

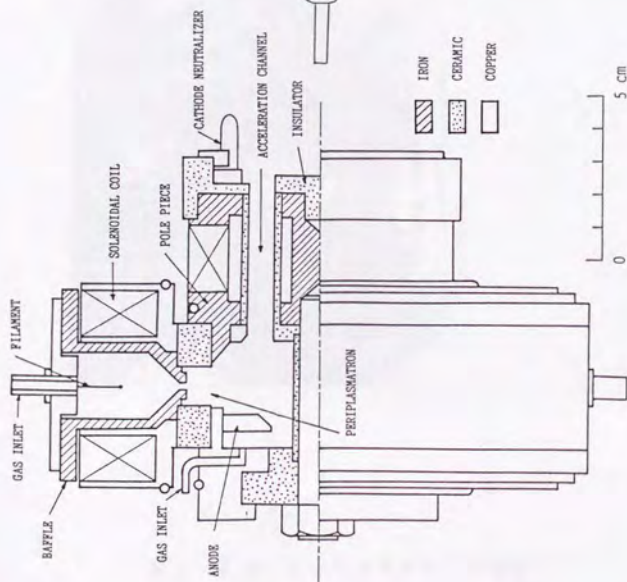
2-2-1 ホールスラスト I

2-1節の条件を考慮して設計されたホールスラスト I の概形を第2・2図に、その写真を第2・3図に示す。このスラストはプラズマ源としてペリプラズマトロンを有しており2段放電式の作動が可能である。有限要素法を用いて計算したスラストの磁力線形状を第2・4図に示す。プラズマ源にカusp形状の磁場を必要とするため、加速チャンネル内の磁力線がチャンネル部だけで閉じるように、チャンネルの上流と下流で磁力線の向きが反対になる折り返し型の磁力線形状をしている。加速チャンネルの長さを4 cmとし、その内側と外側の軟鉄の磁極の間隔を12 mm、加速磁場用コイルのコイル電流を1700 A Tとすると、磁場計算の結果、最も高いところで0.05 Tの磁束密度が得られることがわかった。従って、この加速チャンネルで得られる磁束密度とチャンネルの長さの積 BL は2.0 T mmとなり、式(2-4)の条件を満たすことができる。

加速チャンネル内のプラズマから軟鉄の磁極を通して電流が流れることがないように、それぞれの磁極は厚さ2 mmのセラミックによってプラズマから絶縁されている。このため加速チャンネルの幅は、内側と外側が2 mmずつ狭まって8 mmとなった。また加速チャンネルの出口の面積は9 cm²で、数Aの放電に対して0.1 A/cm²のオーダーの電流密度(イオンスラストより2桁大きい電流密度)が得られるようになっている。第2・1表に設計されたホールスラスト I の主要諸元と代表的な作動条件を示す。

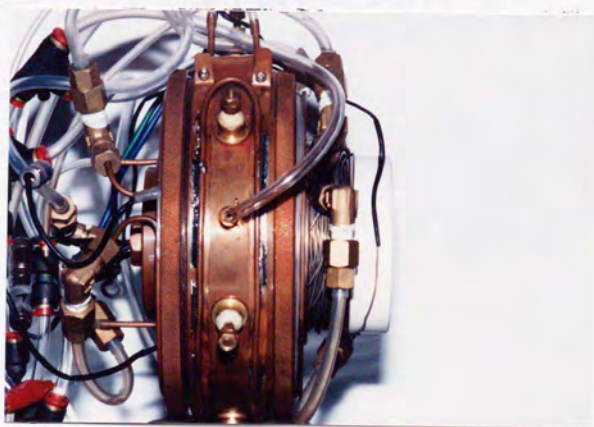
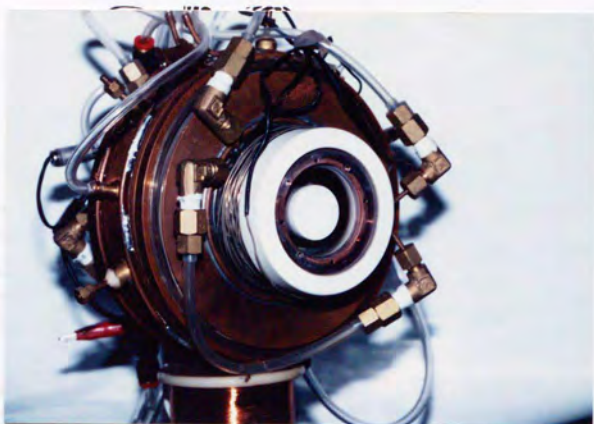


正面図

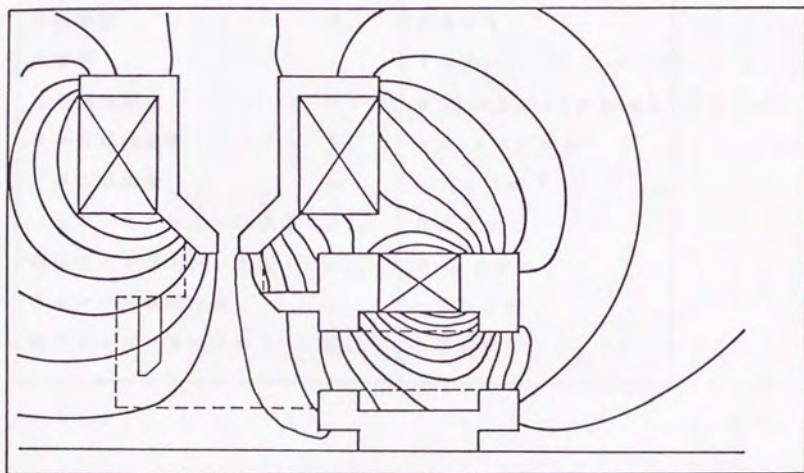


側面図

第 2・2 図 ホールスラスタ I の概形図



第 2 ・ 3 図 ホールスラスタ I の写真



加速磁場用コイル 8 A
 ペリプラズマトロン前コイル 4 A
 ペリプラズマトロン後コイル 6 A

第 2・4 図 ホールスラスタ I の磁力線形状

第2・1表 ホールスラストIの主要諸元と
代表的な作動条件

チャンネル長さ	L	4 cm
チャンネル断面積	S	9 cm ²
磁束密度	B	0.05 T
加速電圧	V_a	200 V
推進剤		アルゴン
推進剤流量	\dot{m}	0.8 mg/s (2 A eq.)
イオン電流密度	J_i	~0.2 A/cm ²
プラズマ密度	n	~10 ¹⁸ m ⁻³
イオンサイクロトロン半径	r_{ci}	84 cm
電子サイクロトロン半径	r_{ce}	0.01 cm
イオン平均自由行程	λ_{ii}	~30 cm
電子ホールパラメータ	$\omega_e \tau_e$	~1800

このスラストのイオン平均自由行程と電子ホールパラメータはそれぞれ設計条件である式(2-7、8)を満たしている。

またスラストの外側から軟鉄の磁極に電子が入ってこないように、スラストの周りもセラミック等で覆われている。タングステンのフィラメントでできた陰極は接地されており、また陽極とペリプラズマトロンはセラミックによって絶縁され高電位にバイアスされている。

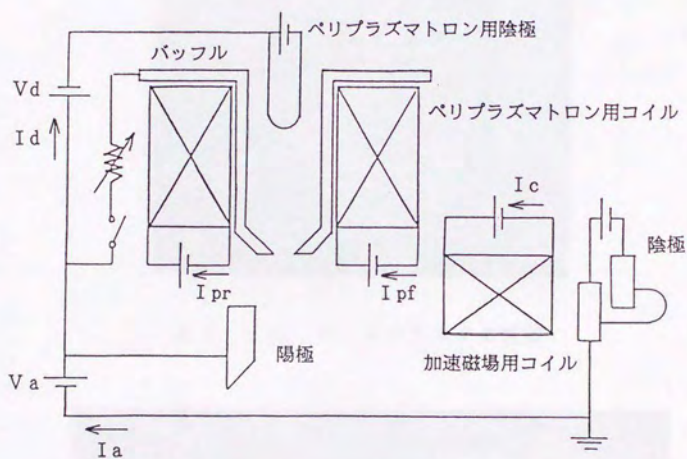
2-2-2 ペリプラズマトロン(プラズマ源)

このスラストはプラズマ源としてペリプラズマトロン^[42]を有している。ペリプラズマトロンはデュオプラズマトロンの一変形であり、タングステンのフィラ

メントでできた陰極と銅製で円盤状の陽極（スラストの陽極と共通）間のアーク放電によってプラズマを生成する。ペリプラズマトロンは、高いプラズマ生成効率を得るために、バッフルによって形成されるスリットおよびソレノイドコイルによって形成されるカスプ型の磁場を有している。推進剤はフィラメント陰極付近のポートから導入される。アーク電流はスリットの部分で機械的、磁氣的にピンチされ高電流密度になる。またスリット下流のプラズマ生成領域ではカスプ形状の磁場によって高エネルギーの電子が閉じ込められる一方、軸中心付近の領域は磁場無しの状態となって電離が起こりやすくなっている。2つのソレノイドコイルのコイル電流とスリット幅は可変で、それらをパラメータとして高密度のプラズマが得られる条件を調べた。

2-2-3 電源系

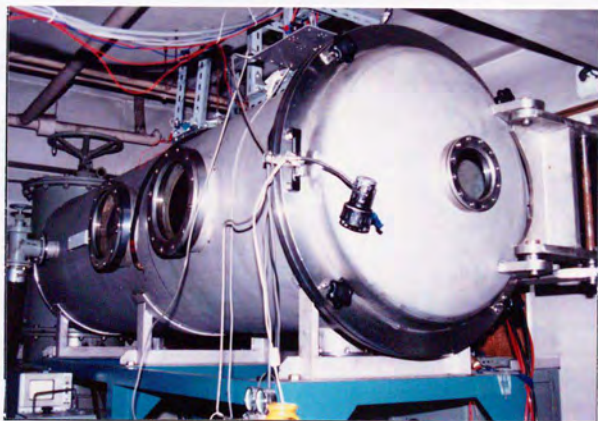
スラストの電気回路を第2・5図に示す。加速磁場用のコイルとペリプラズマトロンのカスプ磁場用のコイルはすべて浮動電位になっているため、これらのコイルの電源はそれぞれ絶縁トランスによって他の電源と絶縁されている。陽極とペリプラズマトロンの放電用電源およびフィラメント加熱用電源は、主放電用電源（加速電源）によって接地電位よりも加速電圧 V_a 分だけ高電位にバイアスされている。ペリプラズマトロンの放電開始を容易にするために、バッフルを中間電極として使用し、フィラメントとバッフルの間に最初の放電を起こしてプラズマを作り、次にバッフルと陽極間のスイッチを切ってバッフルの電位を浮動電位にし、バッフルから陽極に放電を移す方法をとっている。加速電源の負極と陰極のフィラメント加熱用電源は共に接地されている。これらの電源は1つのユニット（第2・6図）にまとめられている。各電源の最大定格を第2・2表に示す。



第 2 ・ 5 図 ホールスラスタの電気回路図



第 2 ・ 6 図 ホールスラスタの電源



第 2 ・ 7 図 真空容器

第2・2表 ホールスラストの電源

電源	最大定格
加速用	300V-3A
加速磁場コイル用	16V-10A
陰極加熱用	30V-15A
ペリプラズマトロンコイル用	16V-10A×2
ペリプラズマトロン放電用	70V-15A
ペリプラズマトロン陰極加熱用	16V-30A
イオンコレクタ用	400V-2A

2-2-4 推進剤供給系

推進剤にはアルゴンとキセノンを使用した。ポンペから供給される推進剤は、調圧バルブと電圧制御式マスフローコントローラ（日本タイラン社製、FC-260モデル、流量制御範囲2.0-100SCCM）を通してスラストに送られた。マスフローコントローラでは、流量の設定を入力電圧で行い、ガスが持ち去る熱量を計測して設定値と比較することにより流量を調節している。熱の移動量は流体の密度と比熱により決定されるため、推進剤の質量流量の測定は温度、圧力の影響を受けずに行える。このコントローラの応答性は設定値の±2%に6秒以内、流量変動は±0.25%以内、精度はフルスケールの±1%以内である。流量制御範囲は、流量を電流換算値で表すと、0.14~7A相当、精度は±0.07A相当以内である。

2-2-5 真空系

実験は内径0.8 m、長さ3 mの円筒形ステンレス製真空容器(第2・7図)を用いて行われた。この真空容器は直径22インチの油拡散ポンプ、メカニカルブースターポンプ、それに3台のロータリーポンプによって排気されている。まずロータリーポンプ(排気速度650 l/s \times 3)によって真空容器内を大気圧から10 Torr程度まで排気し、次にメカニカルブースターポンプ(排気速度 1×10^4 l/s)によって1 Torr程度まで、さらに油拡散ポンプによって $10^{-4} \sim 10^{-5}$ Torrまで真空度を高めることができる。真空度の測定は、 5×10^{-3} Torr以上の領域ではピラニ真空計を、それ以下の真空度の領域では電離真空計を用いて行った。これらの真空系によって、アルゴン流量2 A相当の場合で、真空度が 2×10^{-4} Torr (2.6×10^{-2} Pa)に保たれた。この真空容器内の真空度は中性粒子密度にすると約 $6 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ に相当する。一方スラスタの加速チャンネル内の中性粒子密度は、中性粒子の温度を500 Kとすると、 $5 \sim 10 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ と見積ることができる。この値は真空容器内の密度に比べて1桁高いので、真空容器内の中性粒子がチャンネル内のプラズマの状態に与える影響は少ないと考えられる。

2-3 測定装置および方法

2-3-1 イオンコレクタ

イオンビーム電流の総量の測定はイオンコレクタを用いて行われた。イオンコレクタは直径約30 cmの銅板でできた円錐形のカップで、スラスタ出口から10 cm後方に置き、接地電位に対して70 Vの負電位を与えてイオンだけを捕集する。

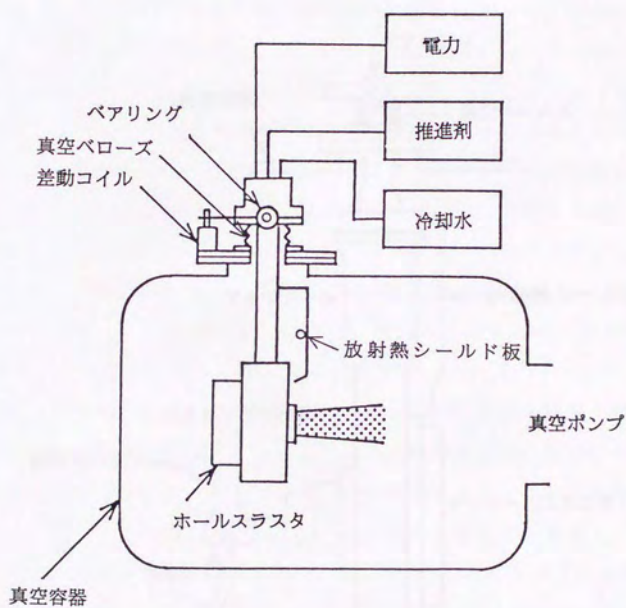
このようなイオンコレクタはイオンビームのエネルギーが高い場合、金属板から2次電子が叩き出されて実際のイオン電流よりも大きな値を示す可能性がある。しかし銅の2次電子放出係数(electrons/ion)は、エネルギーが500 eVのアルゴンイオンに対して0.05~0.07、キセノンイオンに対して0.01以下と非常に小さいので、イオンエネルギーのそれほど高くないホールスラスタのビー

μ電流測定の場合には、2次電子放出の影響はほとんど無視できる。

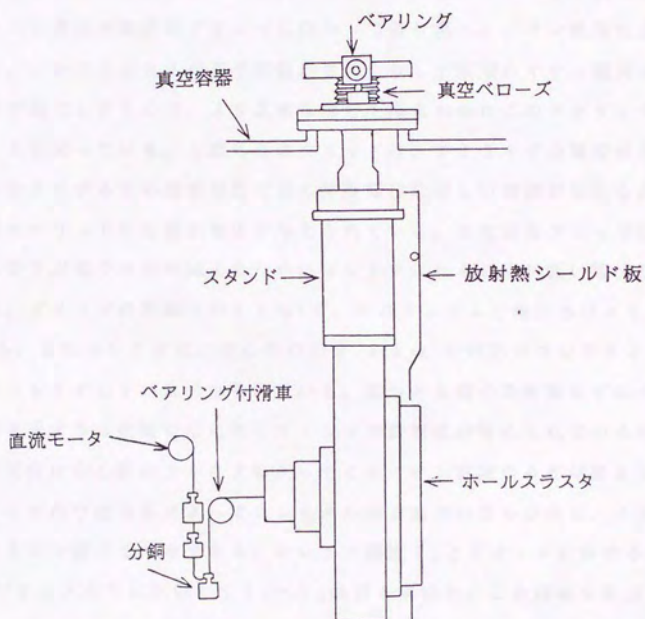
また、直径1 cmの小型のコレクタをスラスタ出口から10 cm下流の地点で横方向に移動させ、イオンビーム電流分布を測定しイオンビームの発散角を調べた。コレクタの移動はコレクタを70 cmの長さの支持棒の先に固定し、スラスタの80 cm下流にあるフランジにハンドル設け、それを回転させて行った。ハンドルの回転角はハンドルに取り付けた回転式可変抵抗の抵抗値の変化から読み取った。

2-3-2 推力スタンド

推力測定装置を第2・8図に示す。スラスタは2つのベアリングと真空ベローズで支えられた振り式スラストスタンド^[43]に搭載されていて、スラスタの推力に比例して生ずるスタンドの傾きを差動コイルを用いて測定した。まずスラスタとスタンドの重量およびスタンドにかかる大気圧が真空ベローズと釣り合うようにベアリングの垂直方向の位置を調節し、ベアリングに荷重がかからないようにして、スタンドの回転時の摩擦に伴うヒステリシスを最小となるようにした。また、スタンドの傾きを測定する差動コイルでは2つのコイルに生じる信号を直流電圧に変換し、さらにその差をとって増倍しペンレコーダで記録した。スラスタ作動中には、スラスタから排出されるプラズマブームからの放射熱によってスタンドの前面の温度が上昇し、熱膨張を起こしてスタンドが湾曲し、信号にドリフトが生じる。そのためスタンドの前面に銅板の放射熱シールド板を置き、それを冷却して熱防御を行った。しかしそれでもわずかなドリフトが見られたので、推力を測定する際にはスラスタの作動を途中で止め、その時に表れる信号の変化を読み取った。推力の較正は第2・9図に示すようにベアリング付きの滑車と分銅を使用した。分銅の上げ下げには直流モータを用い、真空容器内を真空にした状態で真空容器の外からモータを動かした。このようにして実験毎に測定の感度と直線性を確認した結果、主として電力供給用の電線の抵抗によって生じる測定誤差は1 mN以下に保たれた。



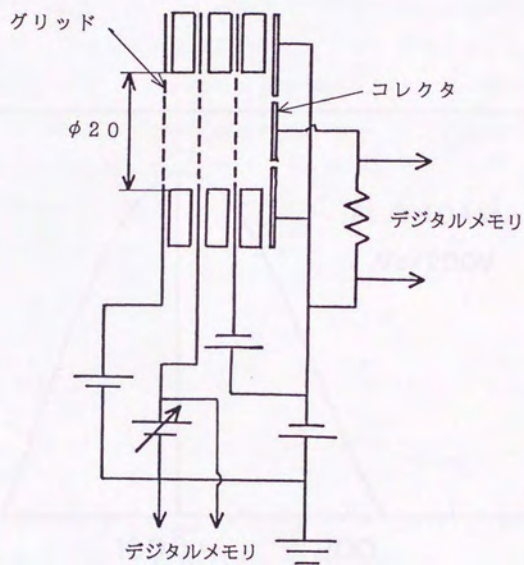
第 2 ・ 8 図 推力測定装置



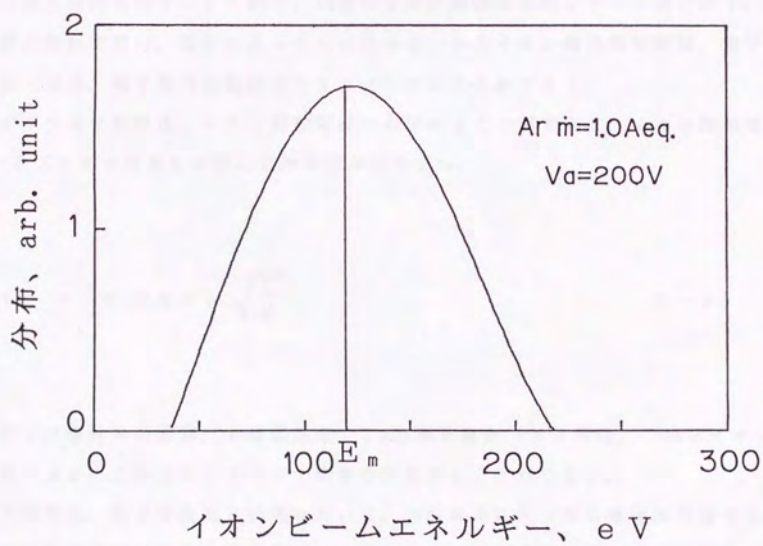
第 2 ・ 9 図 推力スタンドと推力校正装置

2-3-3 エネルギーアナライザ

イオンビームのエネルギー分布を調べるために3枚グリッドのエネルギーアナライザ^[44]を製作した。(第2・10図) この逆電位式のエネルギーアナライザの基本原理は、グリッドに正の電位を与えてエネルギーの低いイオンをはね返しエネルギーの高いイオンだけをコレクタで捕集するもので、グリッドの電位をエネルギーのスペクトルの存在する範囲にわたって掃引し、そのときのコレクタ電流の変化からエネルギー分布を求めるものである。しかしグリッドが1枚だけの場合、グリッドの電位が周囲のプラズマに向かって張り出し、イオン軌道を曲げてしまったり、コレクタから2次電子が放出されたりして実際のイオン電流よりも大きい信号が出てしまうので、より正確な信号を得るためにこのアナライザは3枚のグリッドを持っている。1番外側のグリッドは、アナライザの電位が外に漏れ出さないようにするため測定位置付近の浮動電位に等しい電位が与えられている。2枚目のグリッドには掃引電圧が与えられている。3枚目のグリッドにはコレクタからの2次電子放出を抑えるため、コレクタよりも20 V低い電位が与えられている。グリッドの面積は約3 cm²で、そのメッシュの細かさは400 mesh/inである。またコレクタは、中心部の約0.8 cm²の円形のコレクタとその回りの部分のコレクタの2つに分けられている。2つとも電子を捕集せずにイオンだけを捕集するように接地電位に対して70 Vの負電位が与えられているが、イオン電流の測定は中心部のコレクタに入ってくるイオン電流のみを対象とした。これはアナライザの寸法効果によってコレクタの端で電界の歪みが生じ、イオン軌道が湾曲するのを避けるためである。コレクタ電流 I_c とグリッドにかける掃引電位 V_g をデジタルメモリに記録して $I_c - V_g$ 曲線を求めた。この曲線を微分することにより、イオンのエネルギー分布、 $f(E_i) - E_i$ 曲線を得ることができる。ただし $f(E_i)$ はエネルギー E_i をもったイオンの分布関数を表す。エネルギー分布の測定例を第2・11図に示す。



第 2 ・ 1 0 図 エネルギーアナライザ



第 2 ・ 1 1 図 エネルギー分布の測定例

2-3-4 単探針

プラズマ密度、空間電位、電子温度は、ラングミュア探針を用いて測ることができる。この方法は1923年にラングミュアらによって創案されたもので、構造が簡単であり、また小型であるため、プラズマの局所的な測定ができるのが大きな特徴である。プラズマ中に金属体（探針）を挿入し、プラズマとの間に電位差を与えてその電流電圧特性を計測し、それを利用してプラズマ諸量を求めることができる。単探針は其中でも最も基本的な探針で、よく利用されている。

その測定回路を第2・12図に、代表的な探針曲線例を第2・13図に示す。単探針の探針曲線は、探針に入ってくる粒子違いからイオン電流飽和領域、電子電流流入領域、電子電流飽和領域の3つに分けることができる。

まずプラズマ密度は、イオン飽和電流から求めることができる。イオン飽和電流 I_i とプラズマ密度 n の間には次の式が成り立つ。

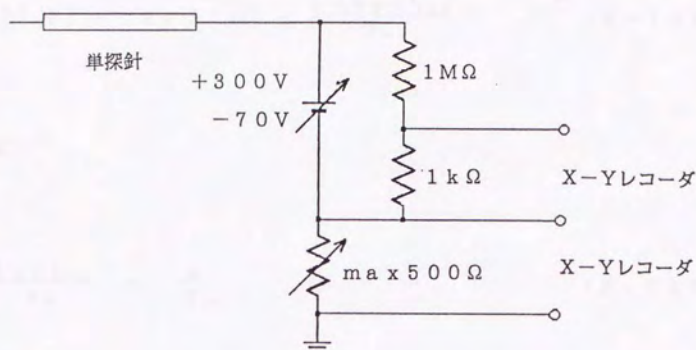
$$I_i = 0.6 S n e \sqrt{\frac{T_e}{M}} \quad (2-9)$$

ここで S は探針の表面積、 e は素電荷、 T_e は電子温度（eV単位）、 M はイオンの質量である。この式からプラズマ密度を計算することができる。

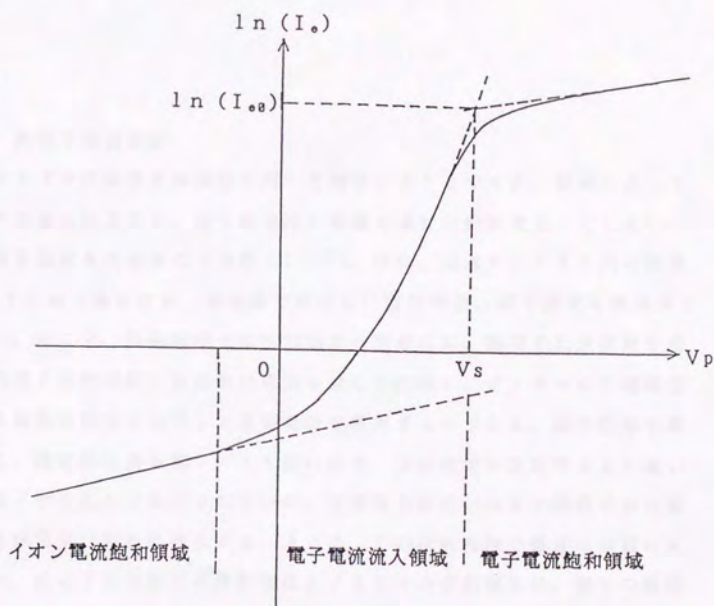
電子温度は、電子電流流入領域において、探針電位に対し探針電流の対数をとった片対数の探針曲線から読み取ることができる。電子電流流入領域では探針電流 I_e 、探針電位 V_p 、電子温度について次式が成り立つ。

$$I_e = I_{e0} \exp \left(\frac{-e (V_0 - V_p)}{T_e} \right) \quad (2-10)$$

ただし I_{e0} は $V_p = V_0$ のときの探針電流である。この式の両辺の対数を取ると



第2・12図 単探針の測定回路



第2・13図 単探針の探針曲線

$$\ln(I_e) = \ln(I_{e0}) - \frac{e(V_0 - V_F)}{T_e} \quad (2-11)$$

したがって

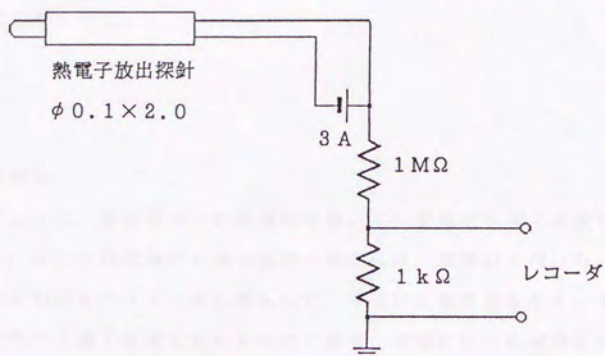
$$\frac{d \ln(I_e)}{d V_0} = -\frac{e}{T_e} \quad (2-12)$$

となり、探針曲線の傾きの逆数から電子温度を求めることができる。

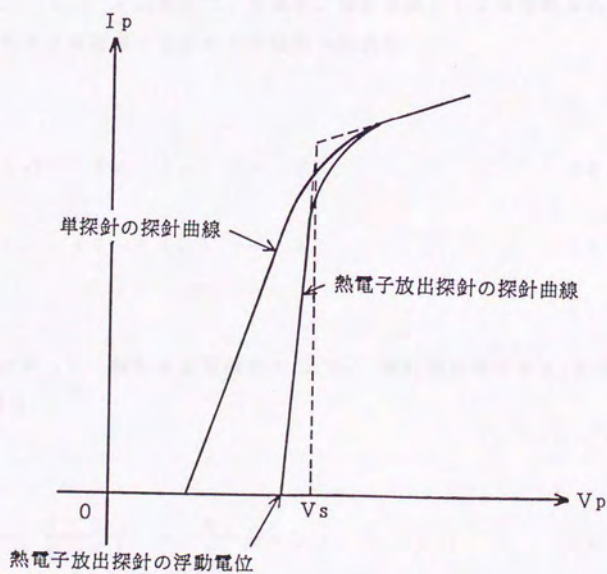
空間電位 V_0 は、電子電流流入領域と電子電流飽和領域の探針曲線をそれぞれ直線的に延長したときの交点の探針電位として求められる。

2-3-5 熱電子放出探針

磁場中のプラズマの諸量を単探針を用いて測定しようとする、磁場によって電子の軌道が制限されるため、電子電流流入領域で探針曲線が丸まってしまう、空間電位や電子温度を求めることが難しい^[45]。特に、加速チャンネル内の磁束密度が0.1 Tと高い場合には、単探針では正しい空間電位、電子温度を求めることができない。そこで、強磁場中での空間電位の測定には、熱電子放出探針を用いた^[46]。熱電子放出探針とは探針に電流を流して加熱し、プラズマの空間電位付近でおこる熱電子放出を利用して空間電位を求めるものである。測定回路を第2・14図に、探針曲線例を第2・15図に示す。探針電位が空間電位より高いときには熱電子はほとんど放出されないが、空間電位付近になると熱電子放出量は急増し、探針電流は急激に変化する。さらに、この探針曲線の傾きは非常に大きくなるため、熱電子放出探針の浮動電位とプラズマの空間電位は、数Vの範囲



第 2 ・ 1 4 図 熱電子放出探針の測定回路



第 2 ・ 1 5 図 熱電子放出探針の探針曲線

内ではほぼ一致する。そこでこの熱電子放出探針の浮動電位分布を測定することによって空間電位分布を得た。

2-3-6 複探針

前節で述べたように、強磁場中では単探針を用いて空間電位や電子温度を求めることは難しい。そこで強磁場中の電子温度の測定には、複探針を用いた。複探針とは、2本の単探針をプラズマ中に挿入して、その間に電位差を与え、そこを流れる電流の変化から電子温度を求めるものである。実験に用いた複探針は、2本のタングステン線を、金属の蒸着による導通を防ぐためにそれぞれ単穴のセラミック管に入れ、電源につないだものである。測定回路を第2・16図に、探針曲線例を第2・17図に示す。

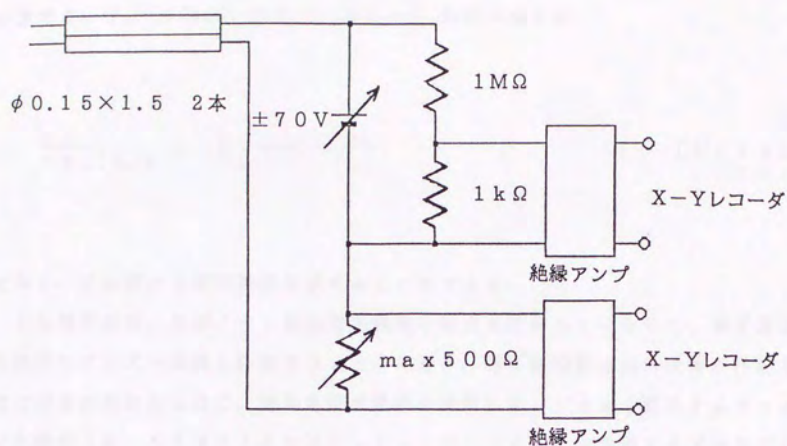
第2・17図にあるように、イオン電流と電子電流が探針1と探針2にそれぞれ I_{i1} , I_{e1} , I_{i2} , I_{e2} 流れていた場合、探針全体としては接地されていないので、探針を流れる電流 I とこれらの電流の関係は

$$I_{i2} - I_{e2} + I_{i1} - I_{e1} = 0 \quad (2-13)$$

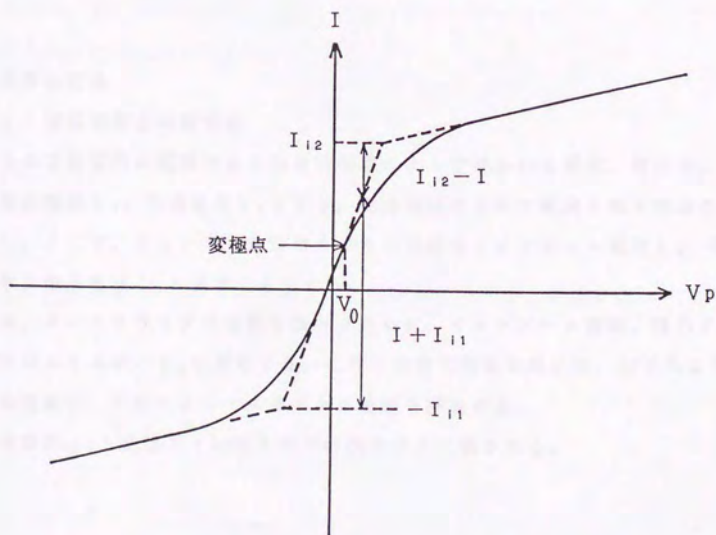
$$I_{i2} - I_{e2} - (I_{i1} - I_{e1}) = 2I \quad (2-14)$$

となる。したがって、探針の表面積を S_1 , S_2 、探針間の電圧を V_p とすると、 I と V_p の関係は

$$\frac{I_{e1}}{I_{e2}} = \frac{I + I_{i1}}{I_{i2} - I} = \frac{S_1}{S_2} \exp(eV_p/T_e) \quad (2-15)$$



第 2 ・ 1 6 図 複 探 針 の 測 定 回 路



第 2 ・ 1 7 図 複 探 針 の 探 針 曲 線

と表せる。 $V_p = 0$ において得られる $I - V_p$ 曲線の傾きは

$$\left. \frac{dI}{dV_p} \right|_{V_p=0} = \frac{e}{T_e} \cdot \frac{I_{i1} \cdot I_{i2}}{I_{i1} + I_{i2}} \quad (2-16)$$

となり、この式から電子温度を求めることができる。

また複探針は、ほぼイオン飽和電流領域の電流を計測しているので、電子温度と同時にプラズマ密度も計測することができる。特に複探針は探針全体が浮動電位で測定が行われるので、空間電位が場所や時間によって大きく変化するプラズマの測定（ホールスラスタの加速チャンネル内やマイクロ波放電プラズマなど）には大変に便利である。イオン飽和電流は I_{i1} と I_{i2} の平均とし、単探針の場合と同じ方法でプラズマ密度を計算することができる。

2-4 効率の定義

2-4-1 推進効率と内部効率

スラスタの主放電用の電源である加速用電源によって得られる電流、電圧を、それぞれ加速電流 I_a 、加速電圧 V_a とする。加速電流はイオン電流と電子電流の和に等しい。ここで、チャンネル出口でのイオン電流をイオンビーム電流 I_b 、電子電流を単に電子電流 I_e と表すことにする。

実験では、ホールスラスタの性能を調べるために、イオンビーム電流、推力 F 、イオンの平均エネルギー E_m を測定する。これらの測定結果を用いて、以下のような諸効率を定義し、それによってスラスタの性能を評価する。

まず推進効率 η_T と比推力 I_{sp} はそれぞれ次のように表される。

$$\eta_T = \frac{F^2}{2 \dot{m} V_a I_a} \quad (2-17)$$

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{m} g} \quad (2-18)$$

ただし \dot{m} は推進剤の質量流量 (kg/s)、 g は重力加速度を表している。ソレノイドコイルの励磁電力および陰極フィラメントの加熱電流は推進効率の計算に含まれていない。これはソレノイドコイルやフィラメントが将来の実用化に際してそれぞれ永久磁石やフィラメントに比べて非常に消費電力の小さいホローカソードによって置き換えることが可能であると考えられるからである。またペリプラズマトロンを作動させた場合にはペリプラズマトロンの放電に要した電力を入力電力として考慮しなければならない。

次にさらに詳しくスラスタの性能を調べるため、3つの内部効率(加速効率、推進剤利用効率、ビームエネルギー効率)を導入する。まず加速効率 η_a をイオンビーム電流と加速電流の比と定義する。

$$\eta_a = I_b / I_a \quad (2-19)$$

次に推進剤利用効率 η_u をイオンビーム電流と推進剤流量の比と定義する。

$$\eta_u = M I_b / e \dot{m} \quad (2-20)$$

さらに、ビームエネルギー効率 η_E をイオンビームの平均エネルギーと加速電圧を用いて次のように定義する。

$$\eta_E = \frac{E_m}{e V_a} \quad (2-21)$$

ただしイオンビームの平均エネルギー E_m はエネルギーアナライザを用いて測定されるエネルギー分布 $f(E_i)$ を用いて次のように表せる。

$$E_m = \left\{ \int f(E_i) \sqrt{E_i} dE_i \right\}^2 \quad (2-22)$$

ここで、イオンはすべて1価電離で、軸方向のみに加速されるとすると、推力は

$$F = I_b \sqrt{2 M E_m} / e \quad (2-23)$$

と表すことができる。そこで、式(2-19~21)および式(2-23)を式(2-17)に代入すると、推進効率を次のように推進剤利用効率、加速効率、ビームエネルギー効率の積として表すことができる。

$$\eta_T = \eta_u \eta_a \eta_E \quad (2-24)$$

2-4-2 イオン生成係数とイオン損失率

加速効率についてさらに詳しく検討するために簡単なプラズマモデルを導入する。イオン生成は加速チャンネル内で行われるものとプラズマ源で行われるものの2つに分けられる。まず加速チャンネル内では中性粒子と電子との衝突によっ

てイオンが生成されると考えられるので、イオン生成量を電子電流 I_e の ε_1 倍の $\varepsilon_1 I_e$ とする。一方プラズマ源ではイオン生成量がチャンネル内でのイオン生成量の ε_2 倍であるとおくとイオン生成量を $\varepsilon_2 \varepsilon_1 I_e$ と表すことができる。したがって、全イオン生成電流 I_p は次のように表すことができる。

$$I_p = (1 + \varepsilon_2) \varepsilon_1 I_e = \beta I_e \quad (2-25)$$

ここで、 β は $(1 + \varepsilon_2) \varepsilon_1$ を表しており、イオンの生成効率を示す係数であると考えることができる。そこで β をイオン生成係数と呼ぶことにする。生成されたイオンのうち、壁面に損失するイオンの割合をイオン損失率 α とすれば、ビームとして引き出されるイオンビーム電流は

$$I_b = (1 - \alpha) I_p \quad (2-26)$$

と表すことができる。また電子電流は加速電流とイオンビーム電流の差として

$$I_e = I_a - I_b \quad (2-27)$$

と表すことができる。したがって式 (2-19) および (2-25~27) から、加速効率は α と β を使って次のように表せる。

$$\eta_a = \frac{\beta (1 - \alpha)}{\beta (1 - \alpha) + 1} \quad (2-28)$$

この式から、加速効率の改善にはイオンの生成効率の向上と共にイオンの損失の低減が必要であるということがわかる。例えばイオン生成係数 $\beta = 1.0$ の場合、イオン損失率が 0.70 から 0.20 に低減されたとすると、加速効率は 0.23 から 0.44 に向上する。

2-5 実験方法

この実験に用いたホールスラスタは、ペリプラズマトロンというプラズマ源によって、スラスタの主放電とは独立した放電によってプラズマを生成する2段放電式の作動が可能になっている。そこでまずペリプラズマトロンだけを作動させ、そこで作られるプラズマの密度を測定してその性能を評価した。プラズマ密度の測定には直径 0.3 mm 、長さ 2 mm の単探針を3本用い、それぞれ陽極から軸方向に 4 mm 離れた陽極付近の領域と 9 mm 離れたスリット直下、および 19 mm 離れた加速チャンネルの入口の3カ所においてプラズマ密度を測定した。

次にペリプラズマトロンを作動させずに1段放電式の作動を行い、コイル電流や加速電圧を変化させてその放電特性を調べたり、イオンコレクタによるイオンビーム電流測定等を行った。さらにペリプラズマトロンをプラズマ源として用いた2段放電式の作動についても同様な測定を行い、1段放電式の場合と比較した。

2-6 実験結果

2-6-1 ペリプラズマトロンの性能

ペリプラズマトロンの作動は、まず放電電圧 70 V 、放電電流 3 A 、推進剤としてアルゴンを流量 1 A 相当流して行い、プラズマ密度を測定した。その結果、ペリプラズマトロン用の前後のコイルに流す電流値を変えることによって、プラズマ密度の分布が敏感に変化することがわかった。そこで加速チャンネルに最も近い下流部での密度に注目をして最も良いコイル電流値およびスリット幅を調べた。

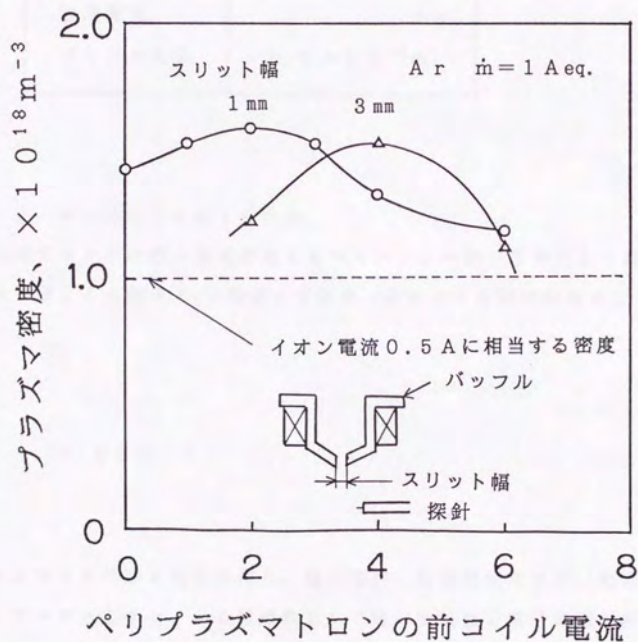
スラストの形状がスリットに対して対称でないため、前後のコイルに同じコイル電流を流しても対称なカスプ型の磁場が得られない。そこで前後のコイル電流を色々と変化させ、密度が最大になるコイル電流の組合せを調べた。その結果、前コイルの電流値 I_{pf} と後コイルのコイル電流 I_{pr} が

$$I_{pr} = I_{pf} + 1.5 \quad (\text{A}) \quad (2-29)$$

という関係のとき、プラズマ密度が最も高くなることがわかった。次にそのコイル電流の組合せで、磁束密度を変化させたときのプラズマ密度を第2・18図に示す。スリット幅がパラメータとなっている。スリット幅が1 mmでも3 mmでも $1.6 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 程度の濃いプラズマが得られているのがわかる。スリット幅が広い方がフィラメント電流が少なくても放電できるので、結果としてスリット幅3 mm、前コイルの電流4 A、後ろコイルの電流5.5 Aという条件が選ばれた。イオンが密度 $n_0 = 1.6 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ のプラズマ源から、チャンネル断面積が $S = 9 \text{ cm}^2$ 、速度がボーム速度 V_B ($T_e = 5 \text{ eV}$) で引き出されると仮定すると、引き出されるイオンの総電流量 I_i は

$$I_i = e n_0 V_B S = e n_0 \sqrt{\frac{T_e}{M}} S = 0.8 \quad (\text{A}) \quad (2-30)$$

と見積られ、推進剤流量1 A相当に対して、推進剤利用効率に換算すると80%となる。イオンの引出しによる中性粒子密度の減少があったとしても、十分高いプラズマ密度が得られていると考えることができる。第2・3表にペリプラズマトロンの作動条件示す。



第 2・18 図 ペリプラズマトロンで作られるプラズマの密度
(放電電圧 70 V、放電電流 3 A)

第2・3表 ベリプラズマトロンの作動条件

前コイル電流	4.0 A
後コイル電流	5.5 A
スリット幅	3 mm
推進剤流量	1 A eq.
放電電圧	70 V
放電電流	3 A
プラズマ密度	$1.6 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$

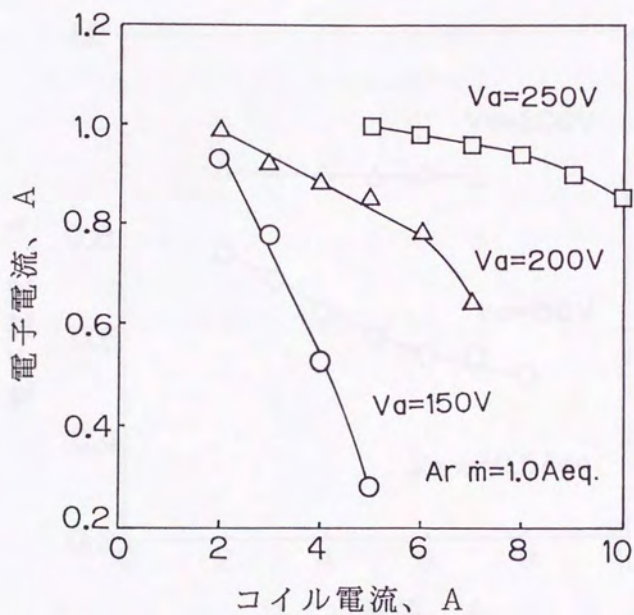
2-6-2 ホールスラスタ I の性能

まず加速チャンネル内の磁束密度をガウスメートルを用いて測定した結果、磁束密度 B はほぼコイル電流 I_c に比例しており、次のような関係があることがわかった。

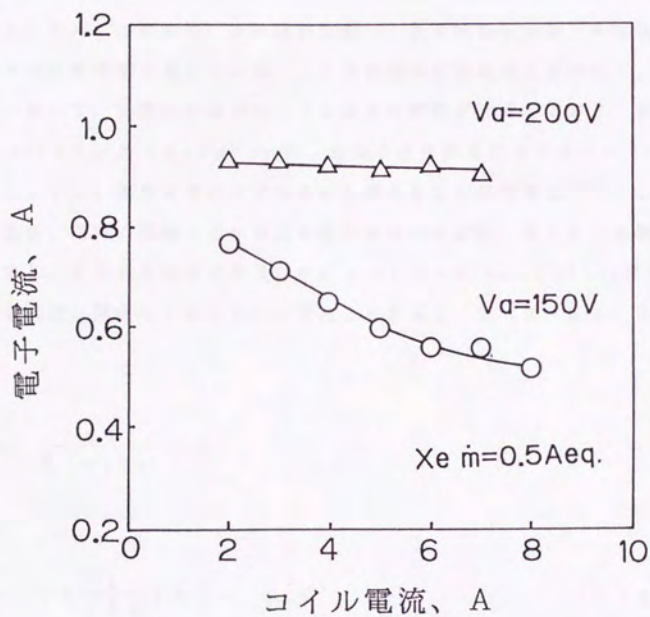
$$B = 0.005 \times I_c \quad (\text{T}) \quad (2-31)$$

つぎにスラスタの基本的な性能を、電子電流、推進剤利用効率、加速効率で評価する。アルゴンとキセノンを推進剤として用いた場合の電子電流と磁束密度の関係を、それぞれ第2・19図、20図に示す。磁束密度を高くするにしたがって電子電流が減少するのは、磁場を横切る方向の電子の移動度が小さくなるためである。しかし古典拡散理論によると、電子電流は

$$I_e = \frac{\sigma E}{1 + (\omega_e \tau_e)^2} S \quad \therefore \quad \frac{e n E}{B (\omega_e \tau_e)} S$$



第2・19図 ホールスラストIの電子電流と磁束密度の関係
 コイル電流10Aで磁束密度0.05Tに相当
 ($Ar \dot{m}=1.0Aeq.$)



第2・20図 ホールスラスターIの電子電流と磁束密度の関係
 コイル電流10Aで磁束密度0.05Tに相当
 ($Xe \dot{m}=0.5 Aeq.$)

$$= \frac{(16 \times 10^{-19})(10^{18})(5 \times 10^2)}{(5 \times 10^{-2})(1800)} (9 \times 10^{-4})$$

$$= 8 \times 10^{-3} \quad (\text{A}) \quad (2-32)$$

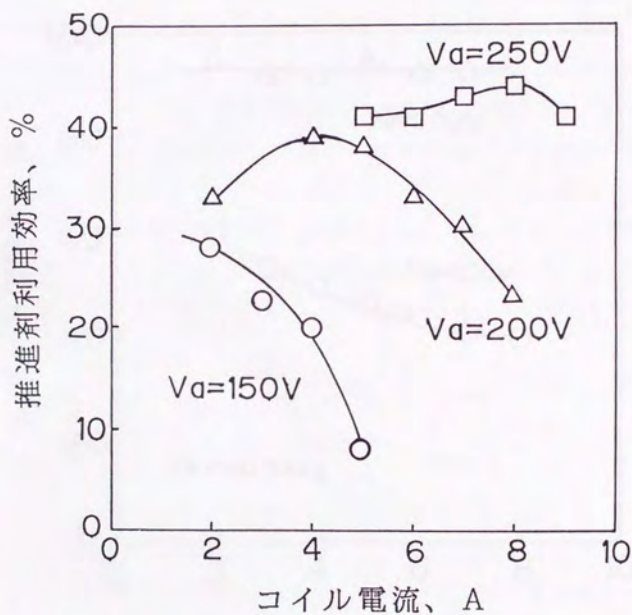
と見積られる。ただしこの式で、 σ は磁場が無いときの電気伝導度、 E は電界、 S はチャンネルの断面積を表している。この電流値は実験結果と比べると、2桁ほど小さい。従って、実際には電子はもっと大きな移動度で流れており、有効な電子のホールパラメータ $(\omega_e \tau_e)_{eff}$ は、衝突のみを考えたホールパラメータ $\omega_e \tau_e (= 1800)$ よりも2桁ほど小さいと考えることができる^[31]。この電子の異常拡散は、電界の振動などが原因で生ずるボーム拡散と考えると実験結果とよく一致する。すなわち有効な電子のホールパラメータ $(\omega_e \tau_e)_{eff}$ はプラズマ密度や磁束密度に関係なくおよそ16であるとする、式(2-32)より

$$I_e = \frac{e n E}{B (\omega_e \tau_e)_{eff}} S$$

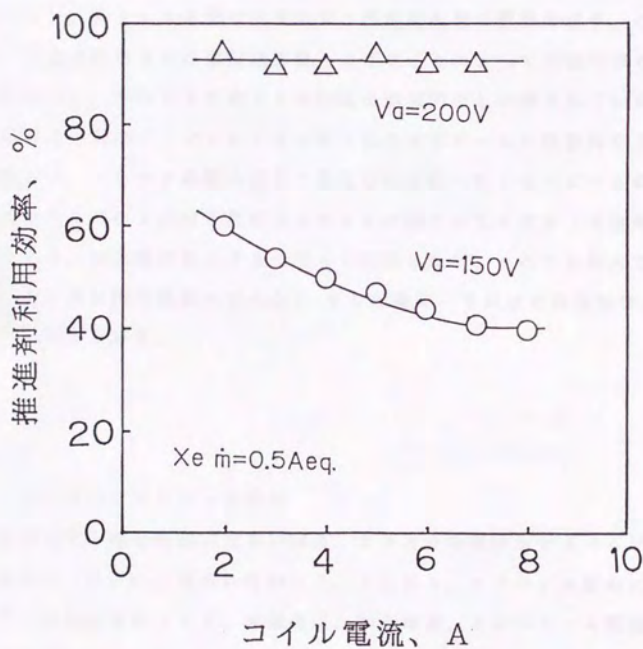
$$= e n \frac{1}{16 B} E S = 0.9 \quad (\text{A}) \quad (2-33)$$

と計算される。

次に両推進剤を用いた場合の推進剤利用効率と磁束密度の関係を、それぞれ第2・21図、22図に示す。加速電圧が小さい場合には、磁束密度を高くし過ぎると十分なイオンビーム電流が得られずに放電が消えてしまうのに対して、加速電圧が大きい場合には、磁束密度に対してイオンビーム電流はあまり変化しなくなる。この傾向は電子電流のグラフ(第2・19図、20図)と良く似ており、



第2・21図 ホールスラスタIの推進剤利用効率と磁束密度の関係
 コイル電流10Aで磁束密度0.05Tに相当
 ($A r \dot{m} = 1.0 \text{ A eq.}$)



第2・22図 ホールスラストIの推進剤利用効率と磁束密度の関係
 コイル電流10Aで磁束密度0.05Tに相当
 ($Xe \dot{m}=0.5Aeq.$)

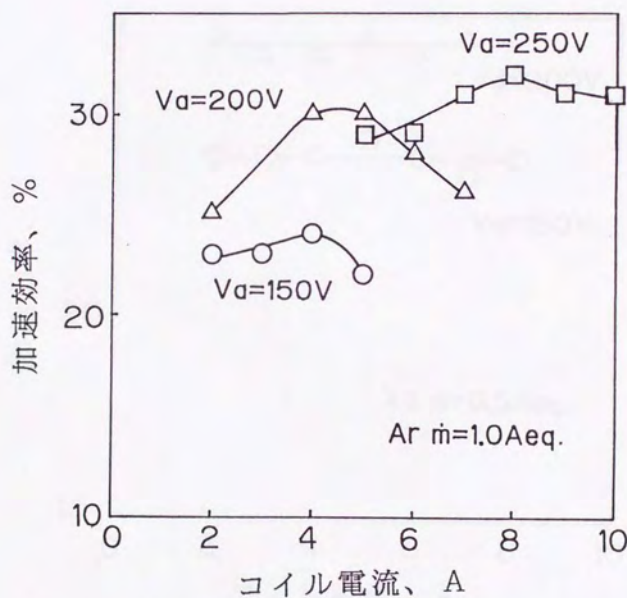
イオンビーム電流が電子電流の大きさに密接に関係していることを示していると考えられる。またキセノンを用いた場合には加速電圧200Vでほぼ100%に近い推進剤利用効率を得ることができた。これはキセノンの方が電離電圧が低いことや電離断面積が大きいこと、中性粒子の速度が遅く中性粒子密度が高いことなどの理由が考えられる。

第2・23、24図は加速効率と磁束密度の関係を示している。磁束密度を変えても、イオンビーム電流が電子電流にほぼ比例しているためほとんど加速効率は変化していない。第2・25図に加速効率と推進剤流量の関係を示す。これらの結果から、加速電圧あるいは推進剤流量を上げることによって加速効率も向上することがわかるが、それでも最高30%程度の加速効率しか得られていない。

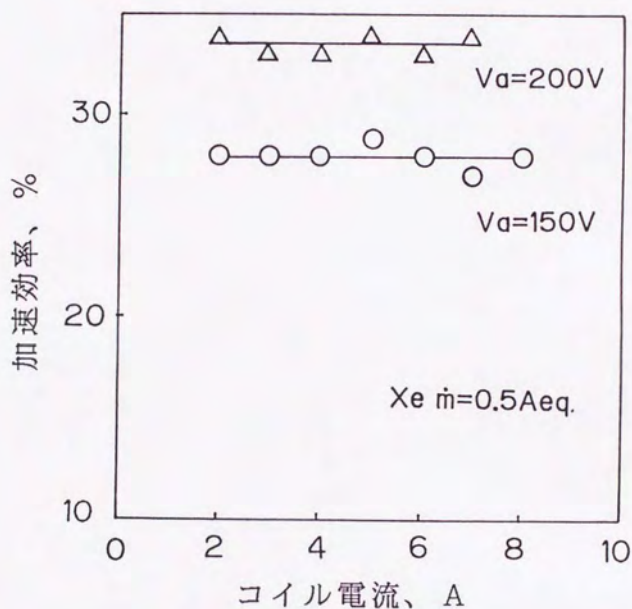
第2・26図は小型のイオンコレクタで測ったイオンビームの発散角を示している。発散角とは、スラスタの軸に対して垂直方向に測ったイオンビームの分布が、その最大値の2分の1になる角度をスラスタの軸とのなす角度（半頂角）で表したものである。加速電圧を上げるに従って増加したが、それでも最大で26度であった。この値は推力係数にすると0.95程度で、それほど推進性能に大きな影響はないと考えられる。

2-6-3 ペリプラズマトロンの効果

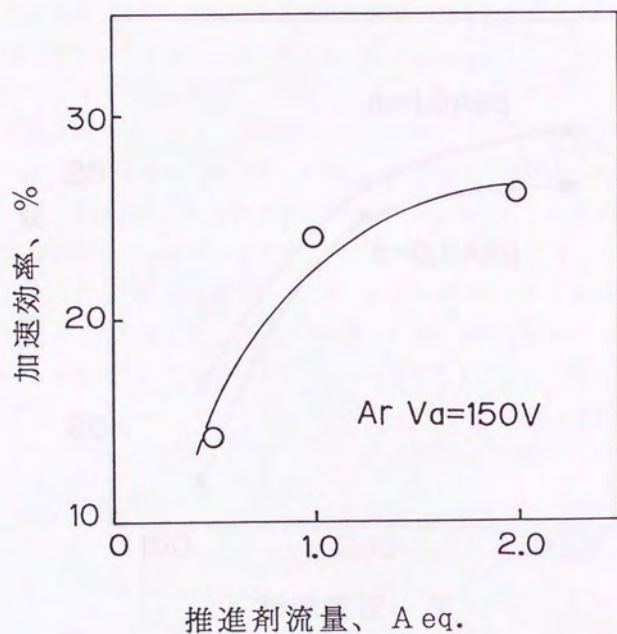
主放電の加速電圧、加速電流が大きい場合、スラスタ性能に対するペリプラズマトロンの寄与は、ほとんど見られなかった。すなわち、スラスタ作動中にペリプラズマトロンの放電を切っても、加速電圧、加速電流、イオンビーム電流にはほとんど変化はなかった。一方、加速電圧が150V、加速電流が0.5A程度と比較的主放電が弱い場合、ペリプラズマトロンを放電させると、させないときに比べてイオンビーム電流が数十mA増加した。



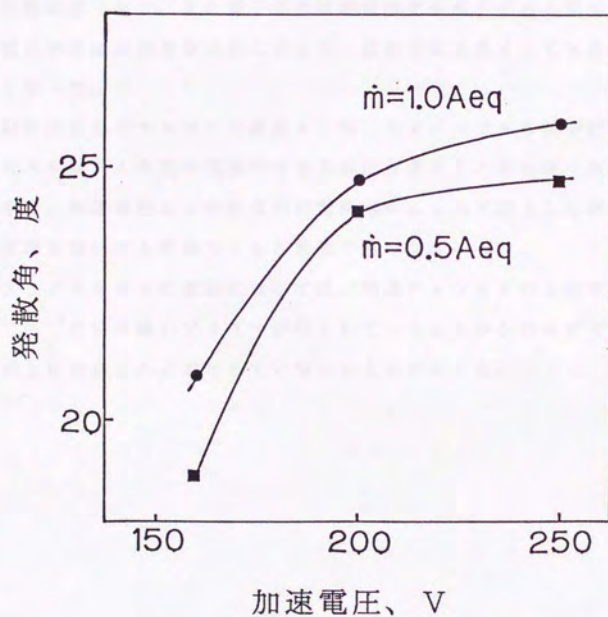
第2・23図 ホールスラストIの加速効率と磁束密度の関係
 コイル電流10Aで磁束密度0.05Tに相当
 (Ar $\dot{m}=1.0$ Aeq.)



第2・24図 ホールスラスタIの加速効率と磁束密度の関係
 コイル電流10Aで磁束密度0.05Tに相当
 ($Xe \dot{m} = 0.5Aeq.$)



第2・25図 ホールスラスターIの加速効率と推進剤流量の関係



第 2・26 図 イオンビームの発散角と加速電圧の関係

2-6-4 まとめ

- 1) スラスタの性能を詳しく調べるために、推進効率と比推力の他に加速効率、推進剤利用効率、ビームエネルギー効率を導入した。さらに、簡単なプラズマモデルを使って加速効率とプラズマ加速過程との関係を調べた結果、加速効率がイオン生成係数とイオン損失率によって表せることが示された。
- 2) スラスタの作動は、加速電圧が100～300 V、電流密度がおおよそ0.1 A cm⁻²の範囲で行われた。これはイオンスラスタとアークジェットの中間の作動範囲である。また電子電流は磁束密度を高くすると減少したが、加速電圧や推進剤流量を大きくすると、磁束密度を高くしてもあまり変化しなくなった。
- 3) 推進剤利用効率はアルゴンで最高45%、キセノンで95%が計測され、その大きさはおよそ電子電流の大きさに依存することがわかった。また加速効率は、加速電圧および推進剤流量を増すにつれて向上したが、どちらの推進剤を用いても最高で30%程度であった。
- 4) ペリプラズマトロンの実験においては、加速チャンネルの上流で $1.6 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ という濃いプラズマが作られているにもかかわらずスラスタの性能向上にはほとんど寄与していないことがわかった。

第3章 イオン流れ解析

ホールスラスタの性能を改善するためには、加速チャンネル内でのプラズマの加速過程の最適化を考える必要がある。しかしその加速過程はイオン生成、損失、電子の拡散などの現象が複雑に絡み合っていてまだ十分に明らかになっていない。ここではプラズマの加速過程を明らかにするために加速チャンネル内でのイオン流れを解析的に研究する。

まず、電子とイオンそれぞれの運動について解析モデルを構築し、1次元解析を行ってスラスタの設計パラメータや作動パラメータと性能の関係についての考察を行い、さらにこのモデルを2次元的な解析に拡張することによって、磁力線の湾曲とイオンの壁面損失の関係などの2次元的な効果を明らかにする。イオン生成に関しては、電子のエネルギーバランスや中性粒子の分布など非常に複雑な要因が関わっているのでいくつかの場合に分けて計算を行った。

3-1 解析モデル

本実験で用いたスラスタの加速チャンネル内ではイオンの平均自由行程が約30 cm、サイクロトロン半径は約84 cmと見積られ、それぞれ加速チャンネル長さに比べて十分に大きいので、イオンは無衝突で静電的に加速されるものと考えられる。従って、イオンの運動方程式は

$$M \frac{D v_i}{D t} = -e \nabla \phi \quad (3-1)$$

と表すことができる。ただし M はイオン質量、 v_i はイオン速度、 t は時間、 ϕ は空間電位を表す。またある領域(体積 ΔV) で生まれるイオンの流束 $\Delta \Gamma_i (s^{-1})$ の質量保存式は、そこでのイオン生成率を $Q (m^{-3}s^{-1})$ とすると

$$\Delta \Gamma_i = Q \Delta V$$

(3-2)

となる。一方電子の運動方程式は電子とイオンの運動量の交換が無視し得る程小さいので、密度勾配と空間電位勾配を考慮した、拡散方程式として表すことができる。すなわち電子の流束密度 γ_e ($\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$) を

$$\gamma_e = n \mu \nabla \phi - D \nabla n$$

(3-3)

と表す。ここで μ 、 D はそれぞれ電子の移動度と拡散係数である。これらの係数は、プラズマ中に磁場が存在する場合、磁力線に沿った方向と磁力線を横切る方向で、大きさが大きく異なる。まず磁力線に沿った方向の拡散は、次に示すような古典拡散理論の係数を用いて表すことができる。

$$\mu_c = \frac{e}{m \nu_e}, \quad D_c = \frac{T_e}{m \nu_e} \quad (3-4)$$

ここで ν_e は電子とイオンおよび中性粒子との衝突周波数で、電子温度 T_e を 10 eV とすると、およそ $\nu_e = 10^7 \text{ s}^{-1}$ となり、 $\mu_c = 1.8 \times 10^4 (\text{m}^2/\text{Vs})$ 、 $D_c = 1.8 \times 10^5 (\text{m}^2/\text{s})$ となる。また磁力線を横切る方向への拡散は、磁力線の影響によってかなり小さくなるが、実験結果のところで示したように古典拡散理論に従うとすると電子電流が実験値と比べて小さくなりすぎるので、電子の移動度は実質的には電界の振動などによって引き起こされるボーム拡散の係数程度に大きくなると考えられる。これと共に電子の拡散係数もボームの拡散係数を使って表すと

$$\mu_B = \frac{1}{16B}, \quad D_B = \frac{T_e}{16eB} \quad (3-5)$$

となる。B = 0.05 T の場合、各係数は $\mu_B = 1.3 \text{ (m}^2/\text{Vs)}$ 、 $D_B = 1.3 \text{ (m}^2/\text{s)}$ となり、 μ_c 、 D_c と比べると、それぞれおよそ 4 桁ほど小さくなる。加速チャンネル内では、電子温度はあまり大きく変化しないので一定とする。

また加速チャンネル内でのイオンと電子の再結合の頻度は、電離に比べて無視し得るほど少ないので、電子の質量保存式は、次のように表すことができる。

$$\nabla \cdot \mathbf{v}_e = Q \quad (3-6)$$

3-2 1次元解析の基礎方程式

プラズマの加速過程モデルを解析的に解くために、まず磁場は半径方向に一樣に分布し、全ての物理量は軸方向にのみ変化すると仮定する。

式(3-1、2)よりイオンに関する方程式を、式(3-3、5、6)より電子に関する方程式を、それぞれ次のようにまとめる。

$$n = \int_0^x \frac{Q(x') dx'}{\sqrt{\frac{2e}{M} \{ \phi(x') - \phi(x) \}}} \quad (3-7)$$

$$\frac{1}{16B} \frac{d}{dx} \left(n \frac{d\phi}{dx} - \frac{T_e}{e} \frac{dn}{dx} \right) = Q \quad (3-8)$$

この2つの基礎方程式を次のように無次元化する。まず基準量としてチャンネルの長さ L 、加速電圧 V_0 、理想排気速度 $\sqrt{2eV_0/M}$ 、平均イオン生成率 Q_0 を選び、それを用いて位置 x 、空間電位 ϕ 、イオン生成率 Q 、プラズマ密度 n を無次元化する。無次元量は \sim を付けて表すことにする。

$$x = \tilde{x} L \quad (3-9)$$

$$\phi = \tilde{\phi} V_0 \quad (3-10)$$

$$Q = \tilde{Q} Q_0 \quad (3-11)$$

$$n = \tilde{n} Q_0 \frac{L}{\sqrt{2eV_0/M}} \quad (3-12)$$

次にこれら4つの無次元変数を用いて式(3-7、8)を無次元化すると

$$\tilde{n} = \int_0^{\tilde{x}} \frac{\tilde{Q}(\tilde{x}') d\tilde{x}'}{\sqrt{\tilde{\phi}(\tilde{x}') - \tilde{\phi}(\tilde{x})}} \quad (3-13)$$

$$\frac{d}{d\tilde{x}} \left(\tilde{n} \frac{d\tilde{\phi}}{d\tilde{x}} - \tilde{T}_0 \frac{d\tilde{n}}{d\tilde{x}} \right) = \xi \tilde{Q} \quad (3-14)$$

となる。ただしここで、 ξ と \tilde{T}_0 は

$$\xi = \frac{1}{6} \frac{B L \sqrt{2 e V_0 / M}}{V_0} \quad (3-15)$$

$$\tilde{T}_0 = T_0 / e V_0 \quad (3-16)$$

と定義される無次元定数である。また空間電位分布の境界条件は、チャンネルの入口 ($\tilde{x} = 0$) と出口 ($\tilde{x} = 1$) においてそれぞれ $\tilde{\phi} = 1$ 、 $\tilde{\phi} = 0$ と与える。

これらの式 (3-13 ~ 16) をみると、その中に平均イオン生成率 Q_0 が全く現れない。したがって、 \tilde{n} と $\tilde{\phi}$ の分布はイオン生成量の大小に関係なく決まるといことがわかる。

3-3 1次元解析の結果

3-3-1 電離が陽極付近にある場合

シース型ホールスラスタや陽極付近にプラズマ源を持つ2段放電式スラスタの場合、電離が主に陽極付近で行われるため、イオン流束はチャンネル入口で与えられ、チャンネル途中のイオン生成率は無視し得るくらい小さいと仮定することができる。すなわち

$$\gamma_i = \tilde{Q} Q_0 L \quad (3-17)$$

$$\begin{aligned} \tilde{Q} &= 1 & (\tilde{x} = 0) \\ &= 0 & (0 < \tilde{x} \leq 1) \end{aligned} \quad (3-18)$$

とする。式(3-18)と式(3-13、14)よりイオンと電子の方程式はそれぞれ次のようになる。

$$\tilde{n} = \frac{1}{\sqrt{1 - \tilde{\phi}(\tilde{x})}} \quad (3-19)$$

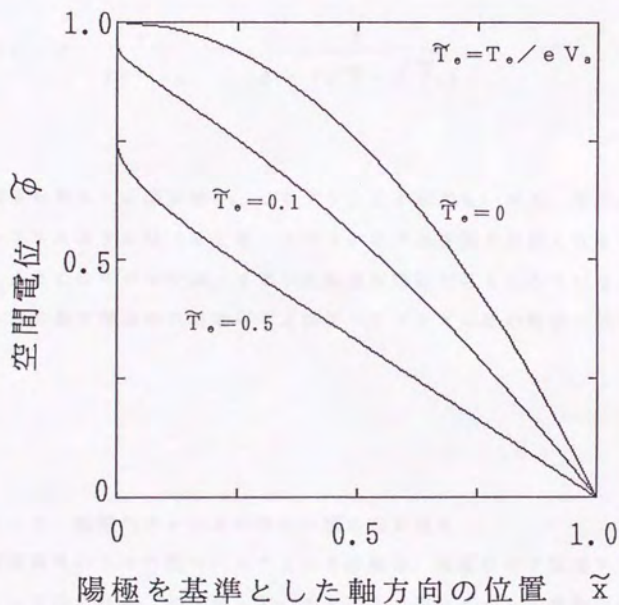
$$\frac{d}{d\tilde{x}} \left(\tilde{n} \frac{d\tilde{\phi}}{d\tilde{x}} - \tilde{T}_e \frac{d\tilde{n}}{d\tilde{x}} \right) = \xi \tilde{Q} \quad (3-20)$$

さらに式(3-18、19)を式(3-20)に代入して積分すると

$$(2 + \tilde{T}_e - 2\sqrt{1 - \tilde{\phi}} \frac{\tilde{T}_e}{\sqrt{1 - \tilde{\phi}}}) = -\xi \tilde{\gamma}_e (1 - \tilde{x}) \quad (3-21)$$

と簡単な形になる。ただし $\tilde{\gamma}_e$ は電子流束密度の無次元量で、 $\tilde{\gamma}_e = \gamma_e / \gamma_i$ と定義される。この式の左辺は $\tilde{\phi}$ のみの関数で、かつ $\tilde{\phi} = 1 - \tilde{T}_e / 2$ で最大値を持つ。これより $\tilde{\phi}$ を大きくすると左辺は再び小さくなるのに対して、右辺は \tilde{x} の増加に対して単調に減少し、したがって同じ地点で2つの電位が存在することになる。これは現実的な解ではなく、陽極付近で $T_e / 2e$ の大きさの電位の不連続が存在することを示していると考えられる^[28]。これは、ボームのシースの安定のために必要なイオンの速度(ボーム速度)を得るための予備的な加速領域の電位差の大きさに一致する。この式より求められるチャンネル内の空間電位の一次元分布を第3・1図に示す。

$\tilde{x} = 0$ のとき右辺が左辺の最大値と等しくなるには



第 3 ・ 1 図 加速チャンネル内で電離が無い場合の
空間電位の 1 次元分布の解析結果

$$(\sqrt{2} - \sqrt{\tilde{T}_e})^2 = -\xi \tilde{\gamma}_e \quad (3-22)$$

とならなければならない。この式から加速効率と ξ の関係は次のようになる。

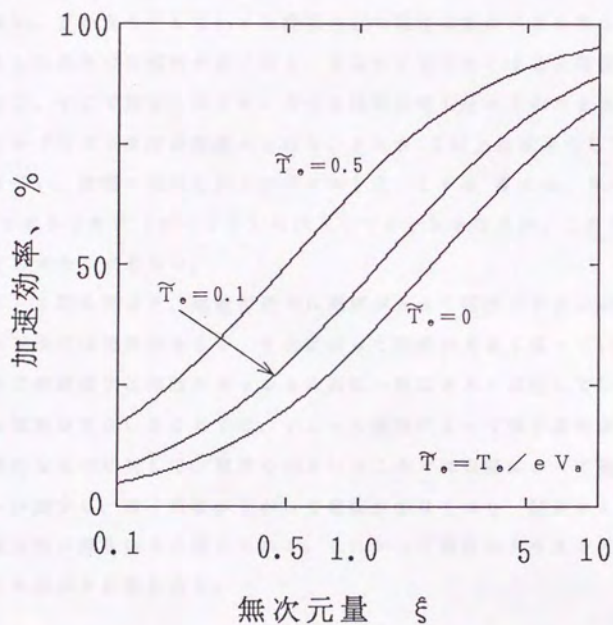
$$\eta_a = \frac{\gamma_i}{\gamma_i - \gamma_e} = \frac{\xi}{\xi + (\sqrt{2} - \sqrt{\tilde{T}_e})^2} \quad (3-23)$$

この関係を第3・2図に表す。このグラフは ξ が大きいほど、すなわち磁束密度とチャンネル長さの積（BL値）が大きいほど加速効率が良くなることを示している。またこのモデルでは、イオン生成量が陽極で与えられているため、イオンビーム電流量や推進剤利用効率などはすべてプラズマ源の性能に依存することになる。

3-3-2 電離がチャンネル内に一様にある場合

1段放電式のリニア型ホールスラストの場合、電離はほぼ加速チャンネル全域にわたって行われる。したがって、チャンネル内のイオン生成率 Q が一様に分布するとすると、式（3-13、14）は次のようになる。

$$\tilde{n} = \int_a^{\tilde{x}} \frac{d\tilde{x}'}{\sqrt{\tilde{\phi}(\tilde{x}') - \tilde{\phi}(\tilde{x})}} \quad (3-24)$$



第3・2図 加速チャンネル内で電離が無い場合の
加速効率と無次元量 ξ の関係

$$\xi = \frac{1}{6} \frac{B L \sqrt{2 e V_0 / M}}{V_0}$$

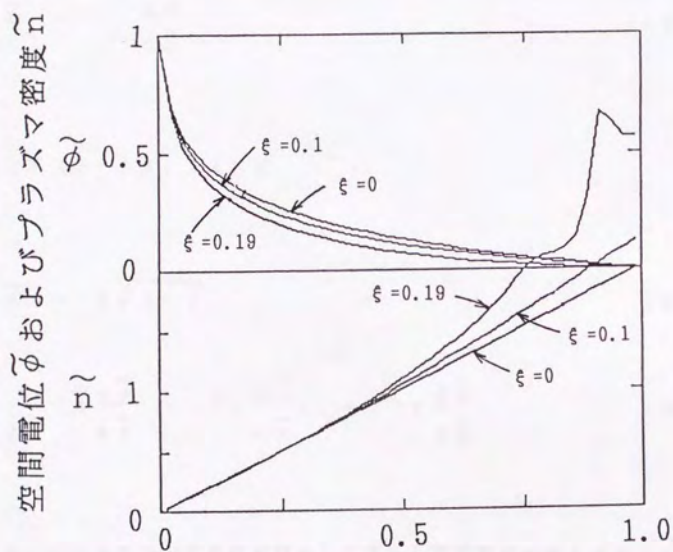
$$\frac{d}{dx} \left(\tilde{n} \frac{d\tilde{\phi}}{dx} - \tilde{T}_e \frac{d\tilde{n}}{dx} \right) = \tilde{\epsilon} \quad (3-25)$$

この二つの式を数値積分して求めた空間電位分布とプラズマ密度分布を第3・3図に示す。この場合第3・1図で見られたような陽極での空間電位の不連続は現れない。 $\tilde{\epsilon}$ を大きくしていくと陽極付近で電位勾配が大きくなる一方、加速チャンネルの途中では電位が低くなる。さらに $\tilde{\epsilon}$ を大きくすると電位が負になる部分が生じ、そこで発生したイオンがその場所に閉じ込められたままの状態になる。そのためプラズマ密度が無量大となり、 $\tilde{\epsilon}$ を0.2以上に大きくして計算することはできない。実験に使用したスラスタの $\tilde{\epsilon}$ は、 $L = 0.04 \text{ m}$ 、 $B = 0.05 \text{ T}$ 、 $V_0 = 200 \text{ V}$ を式(3-15)に代入して $\tilde{\epsilon} = 5$ となるが、このモデルではそこまで $\tilde{\epsilon}$ を大きくできない。

第3・3図を見ると、陽極付近では電界が大きく密度が小さいのに対し、チャンネル下流では電界が小さく、それに伴って密度が大きくなっている。このような大きな密度変化は電離がチャンネル内に一様にあると仮定しているためで、実際には電界が大きいところでは、ジュール加熱によって電子温度が上昇して電離が活発になるのに対して、電界の小さいところでは電離によって電子の持つエネルギーが減少し、電子温度が下がって電離が少なくなり、結果としてもっと平坦な密度分布が得られると考えられる。したがって電界の大きさを考慮して電離の大きさを決める必要がある。

3-3-3 電離が電界に比例してある場合

ここでは電界の大きさが電離に与える影響を考慮する。電子は電界からエネルギーを得て電離にエネルギーを費やすが、電子電流および電子温度がチャンネル内でそれほど大きく変化しないならば、電界から得られたエネルギー $J_e E$ はその



陽極を基準とした軸方向の位置、 \tilde{x}

第3・3図 加速チャンネル内で電離が一様な場合の
空間電位とプラズマ密度の1次元分布の解析結果

$$\xi = \frac{1.6 B L \sqrt{2 e V_a / M}}{V_a}$$

場で電離 $Q \varepsilon_i$ に費やされると仮定できる。ただし J_e は電子電流密度、 ε_i は電離電圧を表す。そうすると電離 Q は電界 E に比例し、比例定数は J_e / ε_i となる。実際には電子のエネルギーが、中性粒子の励起や壁面への損失などによって失われるため、その定数は小さくなるが、その影響は平均イオン生成率 Q_0 を与える際に考慮されるので、イオン生成率は次のように与えることができる。

$$\tilde{Q} = - \frac{d \tilde{\phi}}{d \tilde{x}} \quad (3-26)$$

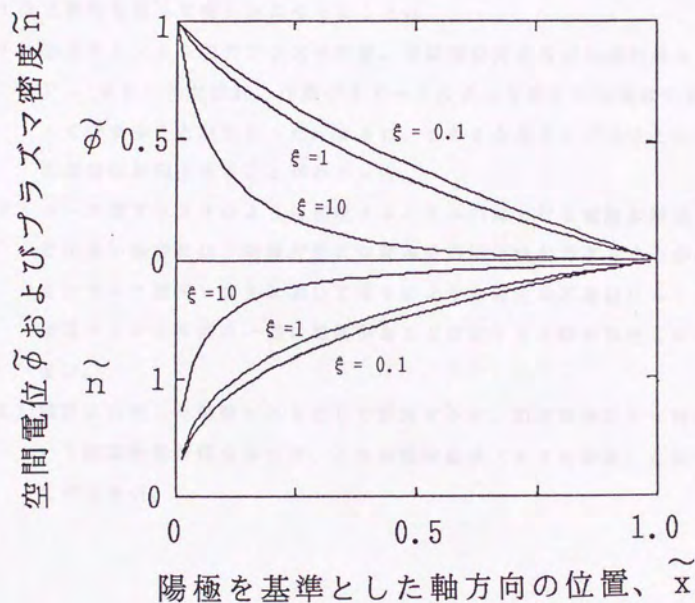
すると式 (3-13、14) は

$$\tilde{n} = 2 \sqrt{1 - \tilde{\phi}} \quad (3-27)$$

$$\frac{d}{d \tilde{x}} \left(\tilde{n} \frac{d \tilde{\phi}}{d \tilde{x}} - \tilde{T}_e \frac{d \tilde{n}}{d \tilde{x}} \right) = - \xi \frac{d \tilde{\phi}}{d \tilde{x}} \quad (3-28)$$

となる。これら2つの式を数値積分して求めた空間電位分布とプラズマ密度分布を第3・4図に示す。またチャンネル出口での電子流束密度は、式 (3-27、28) より、チャンネル出口での電界の大きさを用いて

$$\tilde{\gamma}_e = - (2 + \tilde{T}_e) \left. \frac{d \tilde{\phi}}{d \tilde{x}} \right|_{\tilde{x}=1} \quad (3-29)$$



第3・4図 加速チャンネル内で電離が電界に比例する場合の空間電位とプラズマ密度の1次元分布の解析結果

$$\xi = \frac{1.6 B L \sqrt{2 e V_a / M}}{V_a}$$

と表せる。この式から加速効率を計算することができる。このモデルではかなり大きな δ についても計算できる様になった。その結果、実際のスラストの作動に対応する $\delta = 5$ のときには加速効率が80%になるという計算結果が得られた。

3-3-4 まとめ

1次元解析を行って明らかになったことは

- 1) 加速チャンネル内のプラズマ密度、空間電位分布及び加速効率は、 B 、 L 、 V_0 、 M といった設計、作動パラメータによって表される無次元定数 δ によって決まることがわかった。さらに、この δ を大きくすることによって、加速効率が向上することがわかった。
- 2) シース型スラストのように加速チャンネル内における電離が無視できるほど小さい場合には、陽極付近に空間電位の不連続ができることがわかった。またリニア型スラストにおいてはそのような電位の不連続はみられないが、加速チャンネル内に一様に電離があると仮定すると解が存在しない場合が多い。
- 3) 電界に比例した電離があるとして計算すると、加速効率は80%になるという計算結果が得られたが、これは実験結果(30%前後)と比べるとかなり大きい。

3-4 2次元解析の基礎方程式

1次元解析では、主として設計、作動パラメータの大小によって電子の拡散がどれだけ抑えられ、加速効率が向上するかを調べた。しかし実験で得られた加速効率は解析結果から予想されるものよりかなり小さかった。これは、イオン生成係数とイオン損失率(2-4-2節)のところで考察を行ったように、イオンの壁面損失が加速効率を大きく支配しているためであると考えることができる。そ

ここでここでは、加速チャンネル内でのイオン流れの2次元解析を行うことによって、イオン損失のメカニズムを解明し、損失を減らすための指針を得ることを目的としている。

ここでは、1次元解析と同様に無次元化を行う。全ての量は、4つの基準量（チャンネルの長さ L 、加速電圧 V_a 、理想排気速度 $\sqrt{2eV_a/M}$ 、平均イオン生成率 Q_a ）を用いて無次元化することができる。各無次元量に \sim をつけると煩雑になるのでここでは省略する。

3-4-1 イオンのビーム軌道計算

円周方向に物理量一定と仮定し、加速チャンネル内の領域を軸方向と半径方向に細かく分割した格子を用いてイオンのビーム軌道計算を行った。イオンの粒子1つ1つについて軌道計算を行うことは、粒子数が多過ぎて不可能なので、多数のイオンが集まったイオン流束 $\Delta\Gamma_i$ の軌道を計算してその代わりとする。

空間電位分布 ϕ が与えられていると、イオン流束の位置ベクトル \mathbf{x}_n と速度ベクトル \mathbf{v}_n は式(3-1)より微小時間 Δt だけ前の位置 \mathbf{x}_{n-1} と速度 \mathbf{v}_{n-1} を使って

$$\mathbf{x}_n = \mathbf{x}_{n-1} + \mathbf{v}_{n-1} \Delta t - 1/2 \nabla \phi \Delta t^2 \quad (3-30)$$

$$\mathbf{v}_n = \mathbf{v}_{n-1} - \nabla \phi \Delta t \quad (3-31)$$

と計算することができる。位置がわかるとイオン流束がどの要素に滞在しているのが判定できる。あるひとつの要素内に流束が滞在する時間 Δt を求め、全ての流束に対してその積 $\Delta\Gamma_i \Delta t$ を足し合わせ、要素の体積 V_e で割ると、その要素内の密度を求めることができる。

$$n = \Sigma (\Delta \Gamma_i \Delta t) / V_e \quad (3-32)$$

3-4-2 電子の拡散方程式

電子の拡散方程式と質量保存式から、空間電位分布を求めることができる。空間電位 ϕ を未知数として、式 (3-3) と式 (3-6) を組み合わせると、密度の2階微分項 $\nabla \cdot (D \nabla n)$ およびイオン生成項と Q を湧き出しとしたボワソン方程式を得る。この右辺の項を f と置くことにする。

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (n [\mu] \nabla \phi) &= \nabla \cdot ([D] \nabla n) + \xi Q \\ &= f \end{aligned} \quad (3-33)$$

磁力線が湾曲している場合、磁力線に沿う方向と垂直な方向で、拡散は異方的になる。従って、電子の移動度と拡散係数はテンソルとして表される。磁場に沿う方向への拡散は古典拡散係数、磁力線に垂直な方向への拡散はボーム拡散係数を用いる。磁力線とスラスタの軸のなす角度が θ の場合、回転行列

$$[\Theta] = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (3-34)$$

を用いて、各テンソルは次のように表せる。

$$[\mu] = [\Theta]^{-1} \begin{bmatrix} \mu_B & 0 \\ 0 & \mu_C \end{bmatrix} [\Theta] \quad (3-35)$$

$$[D] = [\Theta]^{-1} \begin{bmatrix} D^B & 0 \\ 0 & D^C \end{bmatrix} [\Theta] \quad (3-36)$$

この方程式(3-33)を離散化し、有限要素法を使って解く。離散化にはガラーキン法を用いる。補間関数を用いて近似解を得る場合、必ず残差が発生するが、全領域での残差が最小になるような解を求める。残差をRとすると

$$R(\phi) = \nabla \cdot (n[\mu] \nabla \phi) - f \quad (3-37)$$

と表せる。次に内挿関数 $\{N_i\}$ を導入する。有限要素法は、節点間の解の補間に選んだ内挿関数が、それが表現し得る近似解のうちで最適な解を与える、ということを保証している点の特徴である。その内挿関数によく用いられるのが三角形一次要素であり、補間値は3点の値 ϕ_i を用いて次のように与えられる。

$$\phi(r, z) = N_1 \phi_1 + N_2 \phi_2 + N_3 \phi_3 = N^j \phi_j \quad (3-38)$$

ただし補間関数 N_i は節点座標 r_i, z_i を用いて次のように表される。

$$N_i(r, z) = \frac{1}{2\Delta} (a_i + b_i r + c_i z) \quad (3-39)$$

$$a_i = r_j z_k - r_k z_j$$

$$b_i = z_j - z_k$$

$$c_i = r_k - r_j$$

残差を全領域にわたって積分するときの重み関数に、内挿関数自身を選ぶのがガラーキン法である。

$$\int_{(e)} \nabla N^i R(\phi) dV = 0 \quad i = 1 \sim NN \quad (3-40)$$

となるような ϕ_i ($i = 1 \sim NN$) を求める。ここで NN は節点数を表す。

空間電位分布 ϕ を 1 次関数で補間しているため、方程式に 2 階微分が存在すると微分係数が無限大になることがある。そこで部分積分を行うと

$$\begin{aligned} & \int_{(e)} \nabla \{N^j\} R(\phi) dV \\ &= \int_{(e)} \nabla \{N^j\} \cdot \{[\mu] n \nabla (N^i \phi_i) - f\} dV \\ &= - \int_{(e)} \nabla \{N^j\} \cdot \{[\mu] n \nabla (N^i \phi_i)\} dV \\ &\quad - \int_{(e)} \nabla \{N^j\} \cdot f dV + \int_{(e)s} \{N^j\} f_2 dS = 0 \end{aligned} \quad (3-41)$$

となる。ただし $\int_{(e)} \nabla$ はある要素内の体積積分、 $\int_{(e)s}$ はある要素境界の表面積分を表し、表面積分の項は、隣合う要素と打ち消し合うので、第 2 種境界条件を与えるところだけしか残らない。 f_2 はその第 2 種境界条件である。式 (3-41) を、さらに行列形式で表すと

$$- [K^i_j]_{(e)} \phi_i = \{f_j - f_{2j}\}_{(e)} \quad (3-42)$$

となり、要素行列 $[K_{ij}]_{(e)}$ と右辺ベクトル $\{f_j - f_{2j}\}_{(e)}$ を用いて表すことができる。要素行列と右辺ベクトルを全ての要素について加えると

$$\Sigma (-[K_{ij}]_{(e)}) \{\phi_i\} = \Sigma \{f_j - f_{2j}\} \quad (3-43)$$

となり、これを解いて $\{\phi_i\}$ を求める。

境界条件は、まず加速チャンネルの入口と出口で、空間電位を第1種境界条件として与える。チャンネルの壁面では、壁が絶縁体でできているために、電子が壁面に流れ込む量がイオンの損失 γ_{iw} と等しい。そこで外側の壁面と内側の壁面で、それぞれ次のような第2種境界条件が与えられる。

$$(\mu n \frac{d\phi}{dr})_{out} = D \frac{dn}{dr} + \gamma_{iw},$$

$$(\mu n \frac{d\phi}{dr})_{in} = D \frac{dn}{dr} - \gamma_{iw} \quad (3-44)$$

3-4-3 誤差評価

一般に、有限要素法を用いて計算する場合、ポアソン方程式

$$-\frac{d^2\phi}{dx^2} = f, \quad \phi(0) = \phi(1) = 0 \quad (3-45)$$

に対して、誤差最小の原理により次の式が成立する

$$\|\phi_h - \phi\| \leq \|\phi_h - \phi\| \quad (3-46)$$

ただし、 ϕ : 厳密解

ϕ_h : 有限要素法の解

ϕ_h : 境界条件を満たす任意の関数

ここで、 ϕ_h に折れ線関数 ϕ^* を選んで計算すると

$$\int_0^1 \left\{ \frac{d\phi^*}{dx} - \frac{d\phi}{dx} \right\}^2 dx \leq h^2 \int_0^1 f^2(t) dt \quad (3-47)$$

すなわち

$$\left\| \frac{d\phi^*}{dx} - \frac{d\phi}{dx} \right\| \leq h \|f\| \quad (3-48)$$

となる。ただし h は要素分割幅をあらわす。ここで電子の拡散方程式について誤差評価をおこなうと

$$\|\mu n \nabla \phi^* - \mu n \nabla \phi\| \leq h \|\nabla D \nabla n + Q\| \quad (3-49)$$

この式で、 $\mu n \nabla \phi$ の項は磁場に沿った方向に対しておよそ数百Aの大きさになるのに対して、要素分割幅を1mmとした場合、同じ方向に対して、右辺の大きさは数A程度になり、誤差は1%以下になる。しかし誤差の絶対値が大きいため、この計算で正確な電子電流を求めることは難しい。誤差をさらに小さくするには、要素分割を細かくするか、ペナルティー関数法を用いて電流の境界条件を

もっときびしく与えるなどの工夫が必要となるであろう。

3-4-4 電子電流

誤差評価のところで述べたように、この方程式系では、磁力線に沿った方向の電子の移動度が、磁力線を横切る方向に対して4桁も大きいので、有限要素法の解から正確な電子電流を求めるためには、さらにかんりの計算量を必要とする。しかし加速チャンネルの壁は絶縁体でできているので、放電電流に比べてイオンの壁面損失が少ない場合、電子の壁面損失も少なく、ほとんど軸方向に一次的に拡散していると近似することがでる。そこで拡散方程式の中に現れる諸量をチャンネル半径方向に積分した \bar{n} 、 \bar{D} 、 $\bar{\mu}$ 、および、 γ_w 、 γ_o を用いて1次元計算を行う。ただし $\bar{\mu}$ は $\mu \sin \theta$ の平均(θ は磁力線と軸のなす角度)、 $\gamma_w(x)$ は単位長さ当りのイオン壁損失電流、 $\gamma_o(x)$ は単位長さ当りのイオン生成電流を流束で表したものである。 x から出口までのそれらの電流密度の積分をそれぞれ Γ_w 、 Γ_o 、出口での電子電流を Γ_{e1} とすると

$$\Gamma_w = \int_x^1 \gamma_w dx \quad (3-50)$$

$$\Gamma_o = \int_x^1 \gamma_o dx \quad (3-51)$$

そして電子電流 Γ_e は

$$\Gamma_e = \Gamma_{e1} + \Gamma_w - \Gamma_o \quad (3-52)$$

と表すことができる。この式を拡散方程式(3-3)に代入して積分すると

$$-V_a = \Gamma_{e1} \int_0^1 \frac{1}{\bar{\mu} \bar{n} S} dx + \int_0^1 \frac{\Gamma_u - \Gamma_0}{\bar{\mu} \bar{n} S} dx + T_{e1} n \frac{\bar{n}_1}{\bar{n}_0} \quad (3-53)$$

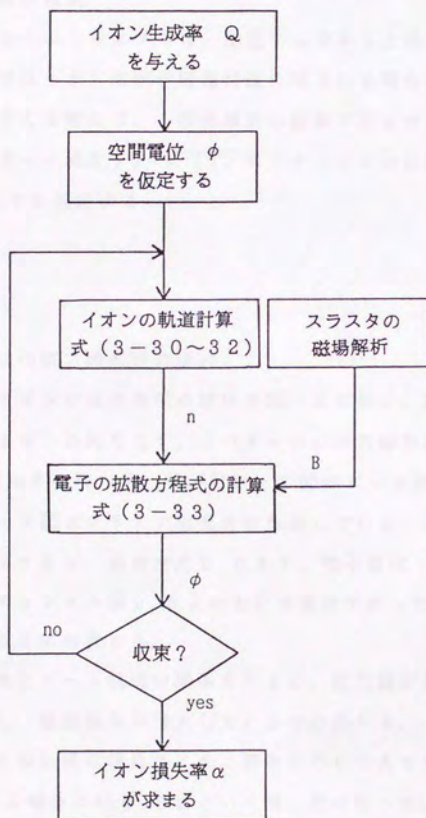
となる。Sはチャンネル断面積である。これを变形すると

$$\Gamma_{e1} = - \frac{V_a - T_{e1} n \frac{\bar{n}_1}{\bar{n}_0} + \int_0^1 \frac{\Gamma_u - \Gamma_0}{\bar{\mu} \bar{n} S} dx}{\int_0^1 \frac{1}{\bar{\mu} \bar{n} S} dx} \quad (3-54)$$

となり、チャンネル出口での電子電流を計算することができる。

3-4-5 計算手順

2次元解析の計算手順を第3・5図に示す。最初にイオン生成率分布Qを仮定する。イオン生成が陽極付近に限られる場合は入口からのイオン流束を与える。次に最初の空間電位分布を仮定し、式(3-30~32)を用いてイオンのビーム軌道計算を行う。次にそこで求めた密度分布nと壁面でのイオン損失分布を使って電子の拡散方程式(3-33)を解き、空間電位分布φを求める。この計算で用いる磁束密度分布は、予め有限要素法を用いて計算をしておく。イオンのビーム軌道計算と電子の拡散方程式の計算を繰り返してφとnの収束解を得る。そして、イオンの総壁面損失からイオン損失率を計算する。さらにφとnの分布を



第 3 ・ 5 図 イオン流れの 2 次元解析の計算手順

電子電流の式(3-54)に代入することによって、加速効率を求めることができる。

3-5 2次元解析の結果

実験に使用したホールスラスト I は、加速チャンネル上流にプラズマ源を持っているので、解析ではイオン生成が陽極付近に限られる場合について計算を行う。イオン生成率 Q を与える際には、1次元解析の結果で示されたように、密度 n_0 のプラズマ源から、ボーム速度 $v_B = \sqrt{T_e/M}$ でチャンネルに流入する、イオン流束 $\Delta \Gamma_i = n_0 v_B \Delta S$ を仮定する。

3-5-1 直線状の磁力線形状の場合

磁力線の傾きとイオンの壁面損失の関係を調べるために、磁力線が軸に対して 90° 、 60° 、 45° の角をなす、3 パターンの磁力線形状について計算を行った。第3・6図はその磁力線形状、第3・7図はビーム軌道、第3・8図は空間電位分布、第3・9図はプラズマ密度分布を表している。ただしこれらの計算は全て、加速電圧 200 V 、磁束密度 0.02 T 、電子温度 10 eV 、チャンネル長さ 4 cm およびチャンネル幅 0.8 cm という条件で行った。これは無次元定数 $\xi = 2$ 、 $\tilde{T}_e = 0.05$ に相当する。

まず磁力線の傾きとビーム軌道の関係をみると、磁力線が傾くに従ってビーム電流が極端に減少し、壁面損失が増大しているのがわかる。イオン損失率を比べると、 90° の磁力線形状の場合はイオン損失率が0であるが、 60° の場合には 0.77 、 45° の場合には 0.92 という高い値になった。これは磁力線の傾斜に伴って空間電位の等電位線も斜めに傾くためであるが、しかしこのような極端なイオン損失の増大の原因は、磁力線の傾きの影響だけでなく、加速チャンネルの長さがその幅に対して長すぎることも、1つの大きな原因であると考えられる。また空間電位分布と磁力線形状を比べると、等電位線の傾きは磁力線の傾き



a) 軸に対して90度の角をなす磁力線



b) 軸に対して60度の角をなす磁力線



c) 軸に対して45度の角をなす磁力線

第3・6図 直線状の磁力線形状

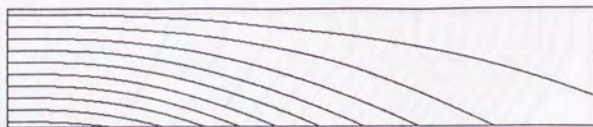
(左端は加速チャンネル入口、右端は出口、
上端は外側側面、下端は内側側面を表す)



a) $\theta = 90^\circ$ イオン損失率 $\alpha = 0$

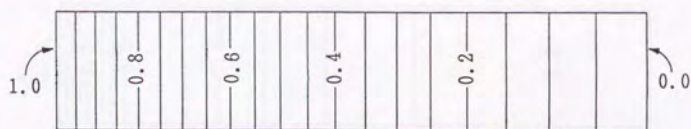


b) $\theta = 60^\circ$ イオン損失率 $\alpha = 0.77$

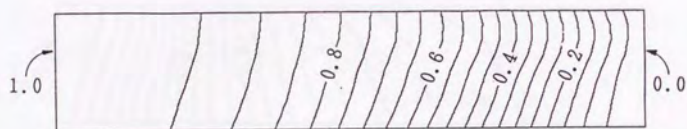


c) $\theta = 45^\circ$ イオン損失率 $\alpha = 0.92$

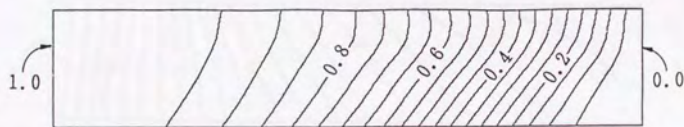
第3・7図 直線状の磁力線形状の場合のビーム軌道の解析結果
(左端は加速チャンネル入口、右端は出口、上端は外側側面、下端は内側側面を表す)



a) $\theta = 90^\circ$ (数値は無次元量)



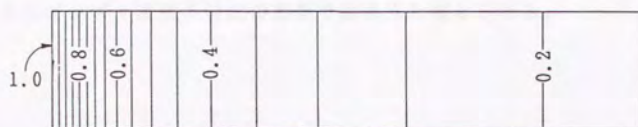
b) $\theta = 60^\circ$ (数値は無次元量)



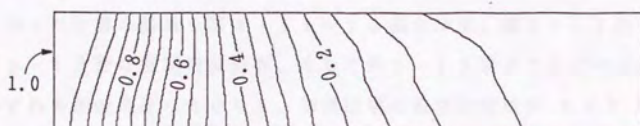
c) $\theta = 45^\circ$ (数値は無次元量)

第3・8図 直線状の磁力線形状の場合の空間電位の2次元分布の解析結果

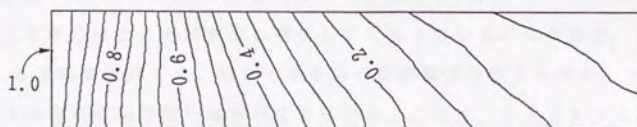
(左端は加速チャンネル入口、右端は出口、上端は外側側面、下端は内側側面を表す)



a) $\theta = 90^\circ$ (数値は無次元量)



b) $\theta = 60^\circ$ (数値は無次元量)



c) $\theta = 45^\circ$ (数値は無次元量)

第3・9図 直線状の磁力線形状の場合のプラズマ密度の
2次元分布の解析結果

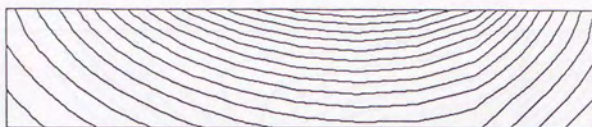
(左端は加速チャンネル入口、右端は出口、
上端は外側側面、下端は内側側面を表す)

よりも幾分小さく（軸となす角は大きく）、イオンの壁面損失を減らす傾向にある。これはプラズマ密度の勾配の影響であろうと考えられる。

3-5-2 ホールスラスト I の磁力線形状の場合

実験に使用したホールスラスト I の磁力線形状の計算結果を用いて 2 次元解析を行った。第 3・10 図に示したスラストの磁力線形状に見られるように、磁力線は大きく湾曲しており、特にチャンネル中央部ではほとんどの磁力線が軸方向を向いてしまっていて、磁場の半径方向成分は僅かしかない。この磁力線形状を用いて行った計算の結果を第 3・11～13 図に示す。第 3・11 図はビーム軌道、第 3・12 図は空間電位分布、そして第 3・13 図はプラズマ密度分布である。いずれも加速電圧は 200 V、加速磁場の磁束密度は 0.02 T（加速磁場用コイル電流 4 A 相当）という条件での結果であり、 $\xi = 2.0$ 、 $\tilde{T}_e = 0.05$ に対応している。また第 3・14 図には、磁束密度に対するイオンビーム電流と電子電流の変化を示す。

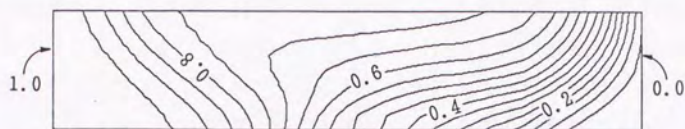
第 3・10、11 図に見られるように、イオンビームは磁力線に対してほぼ垂直に加速されている。磁力線が湾曲しているために、プラズマ源で生成されたイオンは加速チャンネル外側の壁面に向かって加速され、チャンネル長さが長いこともあってそのほとんどが壁面に損失してしまっている。この場合、イオン損失率は 0.93 にまで達した。第 3・12 図の空間電位分布をみると、チャンネル上流部と下流部に比較的強い電界ができています。これは、チャンネル上流部と下流部で磁力線が半径方向を向いているのに対し、中央部で磁力線が軸方向を向いてしまっているため、電子の移動度が大きくなり電位差を維持することができなくなったためであると考えられる。第 3・14 図に見られるように、磁場を強くすると電子電流はそれにほぼ反比例して小さくなるがイオンビーム電流はほとんど変化しない。これはイオン生成と加速が別々の放電によって行われる 2 段放電式ホールスラストの特徴である。



第 3・10 図 ホールスラスタ I の加速チャンネル内の磁力線形状
(左端は加速チャンネル入口、右端は出口、上端は外側側面、下端は内側側面を表す)

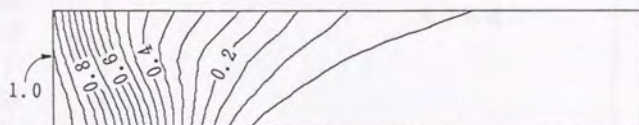


第 3・11 図 ホールスラスタ I の磁力線形状の場合のビーム軌道
イオン損失率 $\alpha = 0.93$
(左端は加速チャンネル入口、右端は出口、上端は外側側面、下端は内側側面を表す)



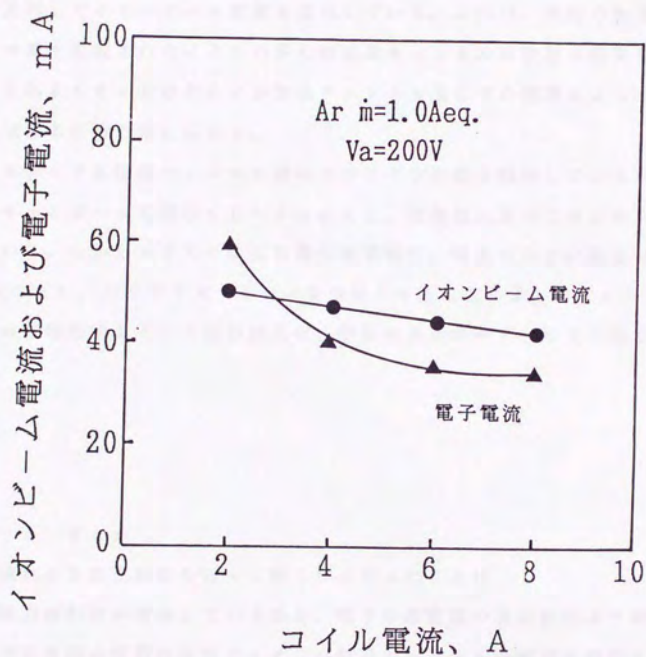
(数値は無次元量)

第 3・12 図 ホールスラスタ I の磁力線形状の場合の
空間電位の 2 次元分布の解析結果
(左端は加速チャンネル入口、右端は出口、
上端は外側側面、下端は内側側面を表す)



(数値は無次元量)

第 3・13 図 ホールスラスタ I の磁力線形状の場合の
プラズマ密度の 2 次元分布の解析結果
(左端は加速チャンネル入口、右端は出口、
上端は外側側面、下端は内側側面を表す)



第3・14図 ホールスラストIの磁力線形状の場合の
 イオンビーム電流及び電子電流と磁束密度の関係
 コイル電流10Aで磁束密度0.05Tに相当

3-5-3 解析結果と実験結果の比較

第3・14図の解析結果と第2章の実験結果を比較すると磁束密度の増加に伴って電子電流が単調に減少する点は一致している。これは磁場によって電子の移動度が小さくなり、拡散が抑えられるためである。解析結果ではイオンビーム電流は磁束密度に対してほとんど変化しないが、実験結果では電子電流の大きさの変化に比例してイオンビーム電流も変化している。これは、実際の加速過程ではプラズマ源で生成されたイオンの多くが加速チャンネルの壁面に損失してしまい、引き出されるイオンのほとんどが加速チャンネル途中での電離によって生成されたものであるためと考えられる。

解析モデルでは加速チャンネル途中でのイオン生成を無視しているため、解析結果のイオンビーム電流が50～60mAと、実験値に比べておよそ1桁小さくなっている。しかしスラスタの主放電の放電電圧、電流が小さい場合(150V、0.5Aなど)、ペリプラズマトロンを作動させることによってイオンビーム電流が数十mA増加するという実験結果は、解析結果とオーダーの上で良く一致している。

3-5-4 まとめ

イオン流れの2次元解析を行って明らかになったことは、

- 1) 磁力線形状が湾曲している場合、電子の移動度の異方性により誘起された半径方向の電界が原因でイオンが加速チャンネルの壁面に損失するというイオン損失機構が明らかになった。特にプラズマ源をチャンネルの上流に持つ2段放電式のスラスタの場合、加速用磁場に折り返し型のような湾曲した磁力線を用いると、プラズマ源から引き出されたイオンの90%以上が壁面に損失し、2段放電式の利点を生かすことができないということを解析結果は示している。

- 2) イオンの壁面損失を減らすためには、加速チャンネルを短くし、磁力線が半径方向にまっすぐなるように磁気回路を設計することが肝要であると考えられる。しかし、加速チャンネルを短くすると、そこを逆流する電子電流が増加してしまうので、これと同時に磁束密度を高くする必要がある。

第4章 ホールスラストの改良実験

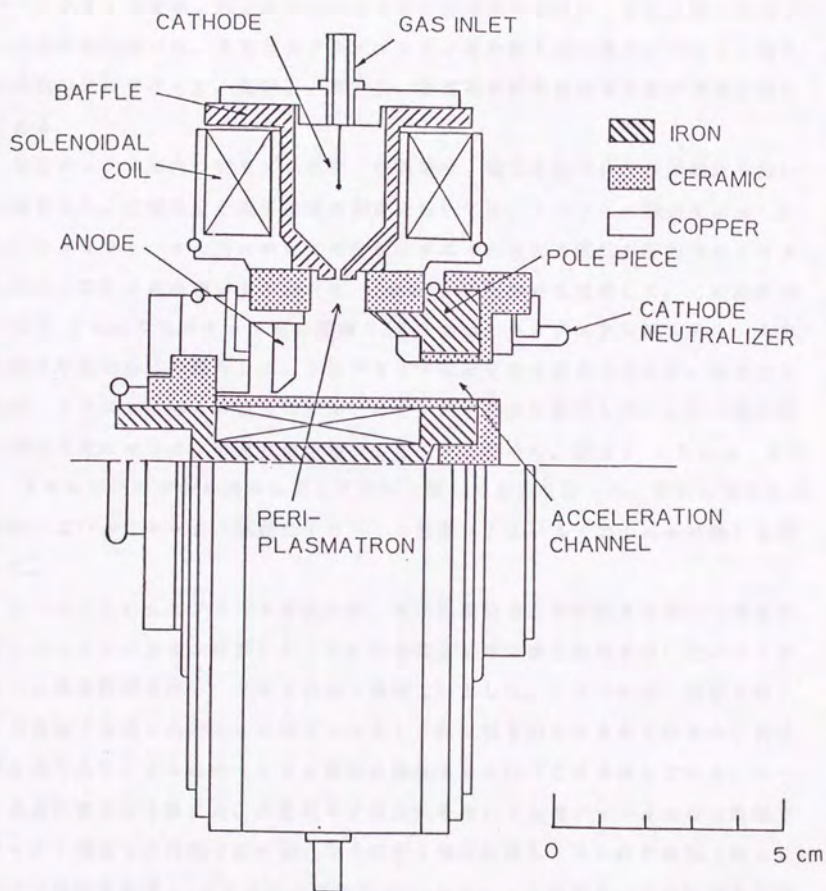
この章では、第2、第3章の実験、解析結果の考察から得られた設計指針に基づいてスラストを改良し、実験によって、推進性能がどう変化するかを調べた。

4-1 改良型ホールスラストIIの実験

ホールスラストの性能向上には、まず第一に加速チャンネルのイオン引出し性能を向上させることが重要である。そこでこの改良型ホールスラストIIは、チャンネル壁面でのイオン損失を減らすために磁極の形状、コイルの位置、チャンネルの長さを変更されている。このスラストの性能試験やプラズマ諸量の測定などを通じ、これらの改良によって推進性能が改善されるか、イオン損失が低減されるか等を調べた。

4-1-1 改良型ホールスラストII

改良型ホールスラストIIの概形を第4・1図に示す。加速磁場用コイルはスラスト中心部の鉄心の部分に巻かれていて、磁力線形状が以前のスラストの折り返し型の形状ではなく、半径方向に単一の向きをしたまっすぐな形状となるように磁極が設計されている。平均でおよそ0.02Tの磁束密度を得ることができる。また加速チャンネルの長さはスラストIよりも2cm短くなっていて、高い磁束密度が得られる部分が約2cm、プラズマ源の部分も含めた陽極からチャンネルの出口までの長さは4cmである。チャンネル幅は8mm、チャンネル断面積は9cm²で、スラストIとまったく同じである。プラズマ源のペリプラズマトロンもスラストIのものと同一のものである。



第4・1図 改良型ホールスラストIIの概形図

4-1-2 実験方法

改良型ホールスラストIIを用いて推進性能測定実験を行った。イオンコレクタを用いたイオンビーム電流測定のほかに推力スタンドを用いた推力測定、エネルギーアナライザを用いたイオンのエネルギー分布測定を行い、さらに詳しくスラストの性能を調べた。またペリプラズマトロンを作動させた場合とさせない場合で性能の比較を行った。電源系、真空系、推進剤供給装置は第2章の実験と同じである。

加速チャンネル内のプラズマ密度、空間電位、電子温度の分布は単探針を用いて測定した。空間電位と電子温度の測定においては、チャンネル幅が8 mmしかない小さなチャンネル内において探針がプラズマに与える擾乱を極力少なくするために、探針の表面積が小さい(0.1 mm^2)平面探針を使用した。この探針は内径0.4 mmのセラミック管に直径0.35 mmのタングステン線を通し、その先端を平面に磨いて製作した。またプラズマ密度分布を求めるために、先ほどと同様、プラズマに与える擾乱の少ないイオン飽和電流を測定した。イオン飽和電流測定の際にはイオンの流れの影響を少なくするために、直径0.15 mm、長さ1.5 mmの円筒探針を流れに対して平行に置いて測定を行った。探針の軸方向の移動にはパルスモーター駆動のトラバース装置(12パルスで1 mm移動)を用いた。

さらに、これらのプラズマ密度分布、電子温度分布の測定結果を用いて電離係数 $n < \sigma v >$ の分布を計算した。次に空間電位分布の測定結果を用いてイオンのビーム軌道計算を行い、イオン引出し領域を計算した。イオン引出し領域とは、その領域で生成されたイオンはビームとして外に引き出されるがそのほかの領域で生成されたイオンはチャンネル壁面に損失するというを表している。ビーム軌道計算を行う際には、中性粒子の保存則を用いて加速チャンネルの各断面でのイオン電流と中性粒子流の割合を上流から順次計算し、その次の断面(幅 Δx)での中性粒子密度 n_n とイオン生成率 $Q = n_n n < \sigma v >$ を求める。この計算を下流に向かって進めていくことによってイオン生成率分布を求めた。中性粒子流束密度 γ_n と中性粒子密度 n_n は次に示す中性粒子の保存式と流束の式から求められる。

$$\nabla \cdot \Gamma_n = -\nabla \cdot \Gamma_i = -Q S \quad (4-1)$$

$$n_n = \Gamma_n / v_n S, \quad v_n = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{8 T_n}{\pi M}} \quad (4-2)$$

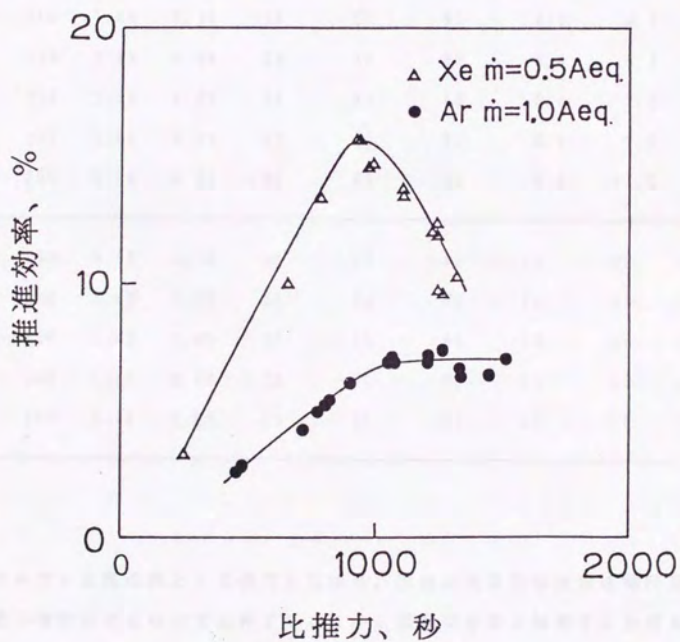
ただしこの計算においては中性粒子は半径方向に一様に分布し、一定速度 v_n で流れると仮定している。中性粒子温度 T_n は 0.05 eV (約 500 K) とした。

4-2 改良型ホールスラスタIIの実験結果

4-2-1 推進性能

ホールスラスタIIの推進効率と比推力の関係を第4・2図に示す。推進剤にアルゴンとキセノンのどちらを用いた場合でも、比推力が上昇するにしたがって推進効率が向上する。これは主に推進剤利用効率が比推力に伴って向上するためである。キセノンを用いた場合には比推力 1000 秒付近 で極大となり、さらに比推力が上昇すると推進効率は下降する。これは、比推力が 1000 秒以上 になると、キセノンの推進剤利用効率が 100% を越え、2荷電離が増加するのが原因だと考えられる。2荷電離の割合が高くなると、電離に要するエネルギーが増えたと共に、2つの大きく速度の違う粒子のグループが存在することで、単一の速度粒子だけの場合と比べて推進効率が低くなる。(各粒子の平均速度の2乗の方が、速度の2乗の平均よりも小さい)

次に代表的な作動条件と推進性能を第4・1表に示す。この表において η_T^* は加速効率 η_a 、推進剤利用効率 η_u 、ビームエネルギー効率 η_E の3つの内部効率の積として計算された推進効率を表している。



第4・2図 改良型ホールスラスタIIの推進性能
($B=0.1T$)

表4-1 改良型ホールスラストIIの代表的な作動条件と推進性能

\dot{m} (Aeq.)	V_a (V)	I_a (A)	I_b (A)	η_a (%)	η_u (%)	η_E (%)	η_T^* (%)	η_T (%)
Ar 0.75	200	0.45	0.10	22	13	63	1.8	1.0
1.00	175	0.97	0.22	23	22	60	3.0	3.3
1.00	200	1.24	0.29	23	29	60	4.0	4.9
1.00	225	1.49	0.36	24	36	63	5.4	6.9
1.00	250	1.70	0.42	25	42	63	6.6	7.0
1.25	200	1.85	0.50	27	40	60	6.5	7.0
1.75	200	3.08	0.92	30	52	63	9.8	11.2
Xe 0.30	150	0.82	0.23	28	77	66	14	12
0.50	100	1.49	0.37	25	74	65	12	13
0.50	130	1.40	0.38	27	76	65	13	16
0.50	150	1.45	0.40	28	80	62	14	15
0.70	150	2.21	0.65	29	97	62	17	15

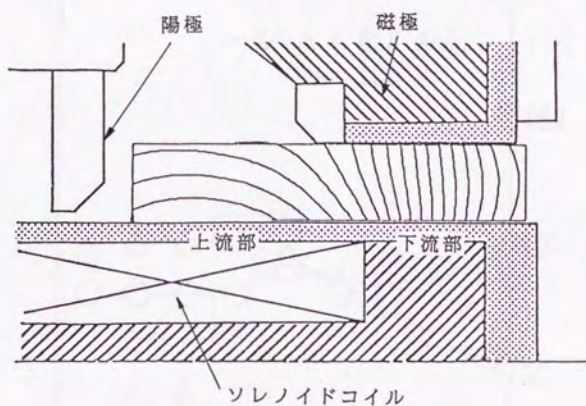
まず、アルゴンを推進剤として使用した場合、推進剤利用効率は加速電圧及び推進剤流量の増加にともなって上昇する。しかし最大でも52%までしか得ることができず、100%近い推進剤利用効率の得られるキセノンの場合と比べるとおよそ1/2である。これはキセノンの方がアルゴンに比べて電離電圧が低く、また電離断面積も大きいために、電離し易いためだと考えることができる。またキセノンの方が中性粒子の流速が遅いため、相対的に中性粒子密度が高くなる効果も考えられる。ビームエネルギー効率はどのような作動条件でも60~66%の範囲内にあり、加速電圧や推進剤流量といった作動条件にはあまり依存しないことがわかった。加速効率は他の内部効率に比べて特に低く、最高でも30%程度

しか得られず、この加速効率が、スラスタの推進効率を決める重要な因子であるといえることができる。また推力測定の結果から得られる推進効率 η_T と、内部効率の積として計算される加速効率 η_{T^*} を比較すると、かなり良く一致している。したがって推進効率は、ほぼこの3つの内部効率の積で評価することができるということが実験によってわかった。

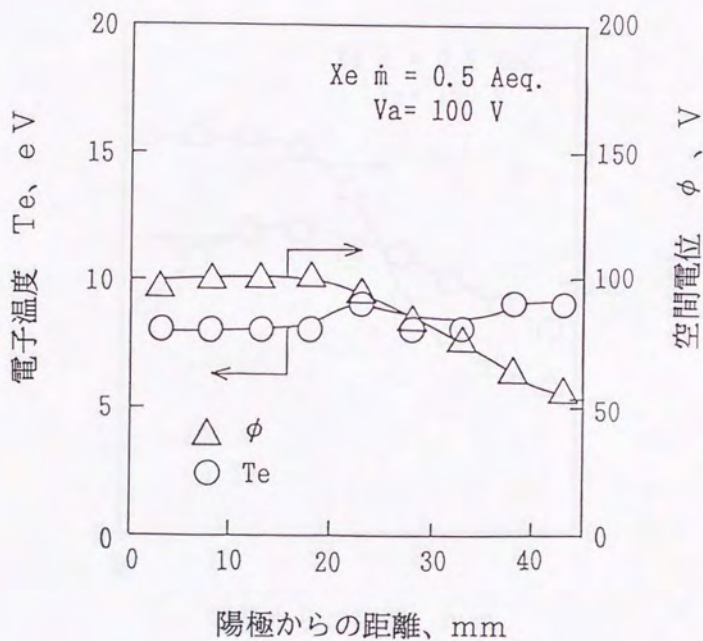
つぎにベリプラズマトロンを作動させて、スラスタの性能測定を行ったが、以前のスラスタと同様、イオンビーム電流、推力にほとんど増加は見られなかった。この原因は次のプラズマ諸量の分布測定を通じて詳しく考察を行う。

4-2-2 空間電位、プラズマ密度、電子温度分布

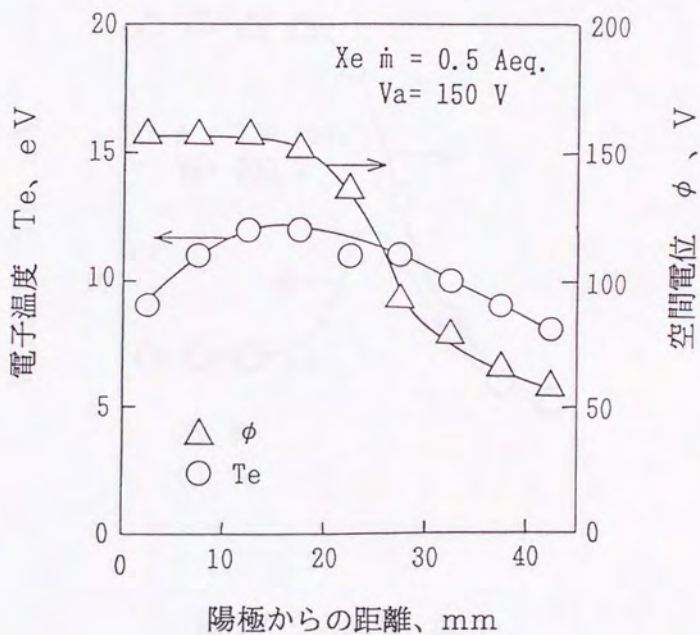
第4・3図に改良型ホールスラスタIIの、陽極からチャンネル出口までの領域の磁力線形状の計算結果を示す。チャンネルの上流部では磁束密度が低く、磁力線が陽極に向かって大きく湾曲しているのに対して、下流部では磁束密度が高くまた磁力線が半径方向にまっすぐ並んでいる。ガウスメーターを用いた測定によると、下流部での半径方向の磁束密度は、チャンネル内側の壁面付近では最大で0.038 T、外側の壁面付近では0.025 Tで、チャンネル全域にわたって磁束密度を平均するとおよそ0.02 Tであった。第4・4図、5図にキセノンをを用いた場合の、第4・6図、7図にアルゴンをを用いた場合の空間電位及び電子温度の1次元分布を示す。どの条件でも、磁場が強い下流部では強い電界が作られているのに対して、磁場の弱い上流部では空間電位の変化がほとんど見られない。これは磁場が電界形成の役割を果たしていることを示している。電子温度分布を見ると、チャンネル中央の電界が強いところで電子温度が最大になっている。これは電子がチャンネル出口から上流方向に向かって遡る際に、電界からエネルギーを得て温度が上昇する一方、温度が高くなると中性粒子との衝突電離も盛んになり、電界が弱くなり始める辺りから電離に費やすエネルギーが、電界から得るエネルギーを上回って、電子温度が下降するためであると考えられる。加速電圧が高い場合と低い場合を比べると、アルゴンでもキセノンでも、加速電圧が高い方が、電界が強く、電子温度も高くなっているのがわかる。このため加速電圧が



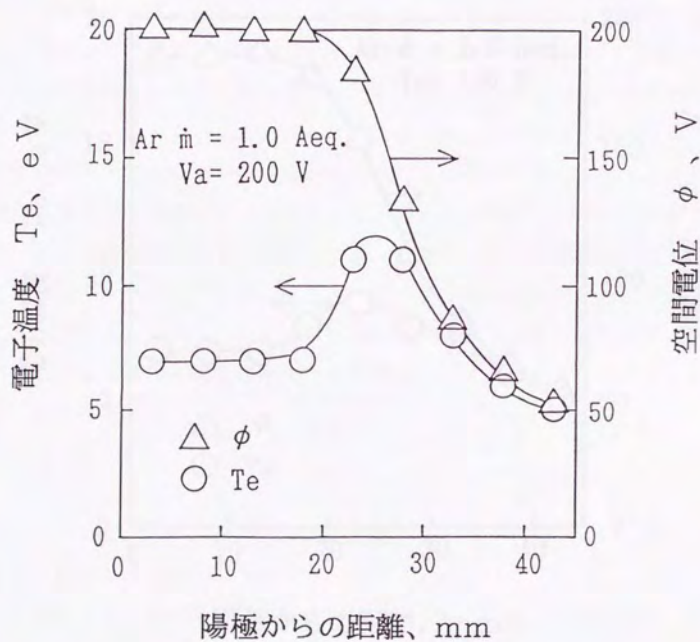
第4・3図 改良型ホールスラスタIIの加速チャンネル内の磁力線形状
(有限要素法を用いた磁場解析の結果)



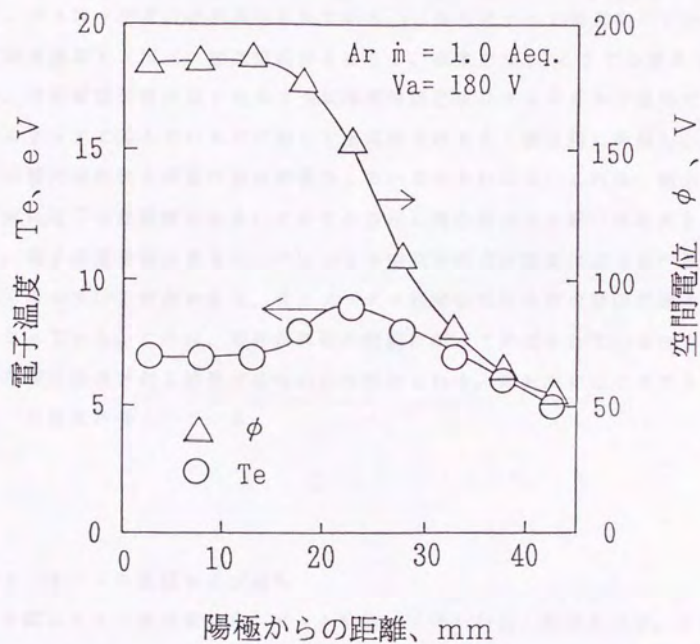
第4・4図 改良型ホールスラストIIの加速チャンネル内における
 空間電位及びプラズマ密度の1次元分布の測定結果
 (Xe 、 $\dot{m} = 0.5 \text{ Aeq.}$ 、 $V_a = 150 \text{ V}$)



第4・5図 改良型ホールスラスタIIの加速チャンネル内における
 空間電位及びプラズマ密度の1次元分布の測定結果
 (Xe 、 $\dot{m} = 0.5 \text{ Aeq.}$ 、 $V_a = 100 \text{ V}$)



第4・6図 改良型ホールスラスタIIの加速チャンネル内における
 空間電位及びプラズマ密度の1次元分布の測定結果
 (Ar 、 $\dot{m} = 1.0$ Aeq.、 $V_a = 200$ V)



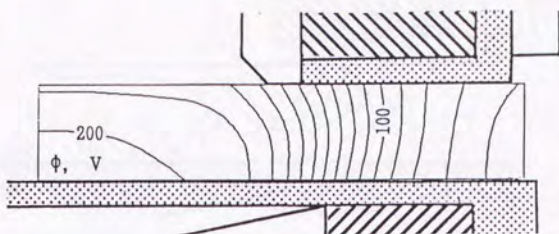
第4・7図 改良型ホールスラスタIIの加速チャンネル内における空間電位及びプラズマ密度の1次元分布の測定結果 ($A_r = 1.0$ Aeq., $V_a = 180$ V)

高いと推進剤利用効率も高くなる。またキセノンの方がアルゴンに比べて低い加速電圧で高い電子温度が得られているのは、キセノンの電離に必要なエネルギーがアルゴンの電離に必要なエネルギーよりも小さいことを表していると考えられる。

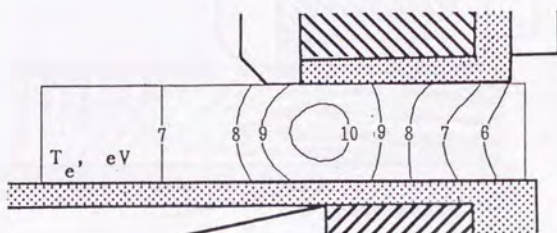
次にプラズマ諸量の2次元分布測定の結果を示す。第4・8図には、空間電位、電子温度、プラズマ密度の分布が示されている。これらはすべて推進剤がアルゴン、推進剤流量が1 A相当、加速電圧が200 V、磁束密度0.02 Tの条件で測定された。空間電位分布に見られるように等電位線形状はチャンネル下流部では半径方向にまっすぐ並んでいるのに対して上流部では大きく軸方向に湾曲し、第4・3図の磁力線形状と非常に似た形状をしているのがわかる。これは、磁力線に沿う方向に電子の移動度が大きいとその方向に電位差ができ難いためだと考えられる。電子温度分布を見ると、チャンネル中央部の方が壁面付近と比べると数eV高くなっているのがわかる。またプラズマ密度分布は外側の壁面付近の密度が高くなっている。これは、電界が外側の壁面に向かって形成されているためにイオンが外側に加速される結果ではないかと推測される。最も高いところで $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の密度が得られている。

4-2-3 イオンの生成および損失

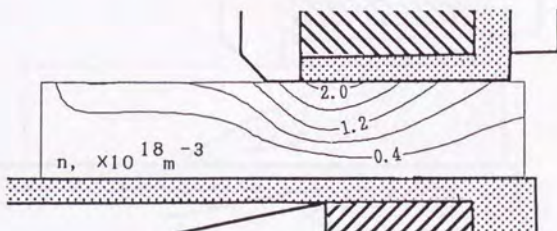
第4・9図にイオン生成率分布、ビーム軌道、イオン引出し領域を示す。イオン生成率の分布はプラズマ密度と電子温度が共に高いところで最大になる。プラズマ密度が外側の壁面付近で最大になっているのでイオン生成率も幾分外側の壁面の方に寄った場所で最大になっている。ビーム軌道を見ると、チャンネルの上流の方では電界が半径方向を向いてしまっているためイオンが出口まで全く引き出されていない。またチャンネル中央部でも電界が湾曲しているため、多くのイオンが外側の壁面に向かって加速され損失しているのがわかる。イオン引出し領域の図を見るとイオンの損失の様子がもっとはっきりしている。結果として、この加速チャンネルでは上流部で生成されたイオンを全くビームとして引き出せていない。これが、チャンネル上流部でペリプラズマトロンを作動させてもイオン



a) 空間電位の2次元分布



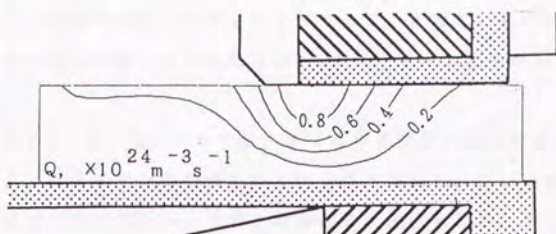
b) 電子温度の2次元分布



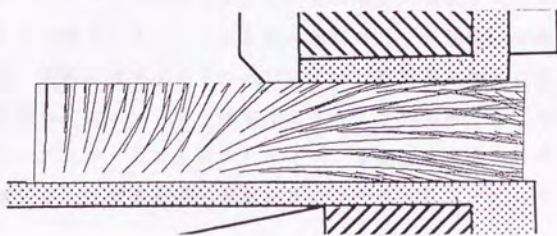
c) プラズマ密度の2次元分布

第4・8図 改良型ホールスラストIIの加速チャンネル内における
プラズマ諸量の2次元分布の測定結果

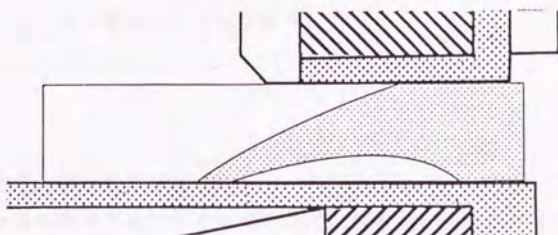
($A_r, \dot{m} = 1 \text{ A eq.}$, $V_a = 200 \text{ V}$, $I_a = 1.2 \text{ A}$,
 $B = 0.02 \text{ T}$)



a) イオン生成率の2次元分布



b) ビーム軌道



c) イオン引出し領域

第4・9図 改良型ホールスラスタIIの加速チャンネル内における
イオン生成率分布、ビーム軌道及びイオン引出し領域
($A_r = m = 1 \text{ Aeq.}$, $V_a = 200 \text{ V}$, $I_a = 1.2 \text{ A}$,
 $B = 0.02 \text{ T}$)

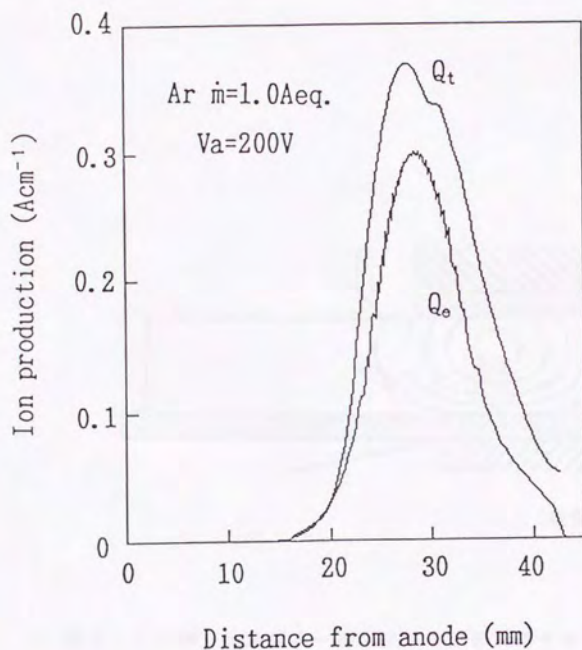
ビーム電流が増えない理由であると考えることができる。またこれらの計算結果から、加速チャンネル内での総イオン生成量が1.3 A、イオン損失率が0.7と見積られた。

第4・10図に示す Q_t は、生成された全イオンのうち壁面に損失せずにイオンビームとして引き出されるイオンの生成量の1次元分布であり、広い領域でイオンビームが生まれているのがわかる。イオンが静電的に加速されるとすると、各々のイオンはそれが生まれた場所の空間電位と接地電位の電位差に相当するエネルギーを持つ。従ってこのようにイオン生成領域が広い範囲にわたっていると、イオンも単一のエネルギーではなく、第2・11図に示したような広がったエネルギー分布を持つ。エネルギー分布が0 eVから加速電圧に相当するエネルギーまで一様に広がっている場合、ビームエネルギー効率は50%程度に半減してしまうと考えられるが、実際にはチャンネル出口において残留電位が50 Vほどあったため、測定されたビームエネルギー効率は60~70%であった。今後2段階電式のスラストで、プラズマ源で生成されたイオンを壁面に損失させずに引き出すことができれば、ビームエネルギー効率はさらに改善されるであろうと予想される〔40, 41〕。

Q_e はエネルギー分布と空間電位分布の測定結果を用いて、逆にイオンビーム生成量の分布を計算したものである。 Q_t と Q_e を比較するとよく一致しており、このイオン生成量の計算とビーム軌道計算が実際のイオンの生成や損失といった加速過程をよく再現していると考えることができる。

4-2-4 実験結果と解析結果の比較

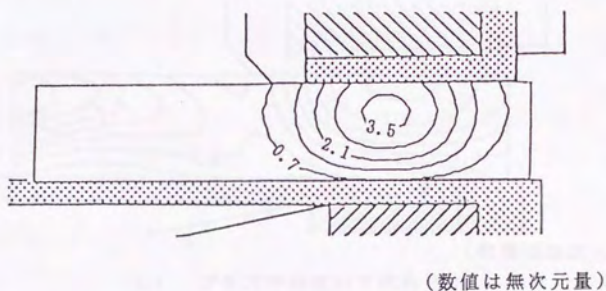
第4・3図の磁力線形状を用いてイオン流れ2次元解析を行った。イオン生成率の分布は第4・11図の様に仮定した。第4・12図に空間電位分布、プラズマ密度分布およびイオン引出し領域の計算結果を示す。空間電位分布を見ると、実験結果と同様に等電位線形状は磁力線形状に大変似通った形になった。そのためチャンネル中央ではイオンは外側の壁方向に加速され、結果としてプラズマ密度の最も高い点は、イオン生成率の最も高い点よりも外側に移動した。この結果



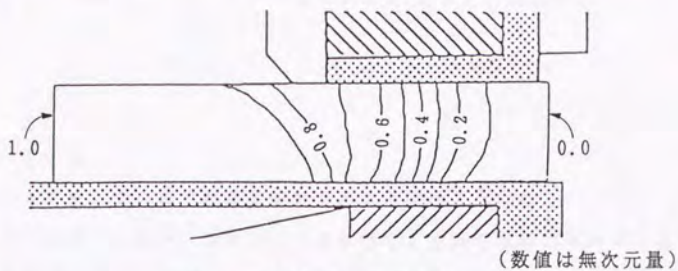
Q_t : イオン流れの2次元解析によって得られたイオン生成量の分布

Q_e : ビームエネルギー分布と空間電位分布の測定結果から計算されたイオン生成量の分布

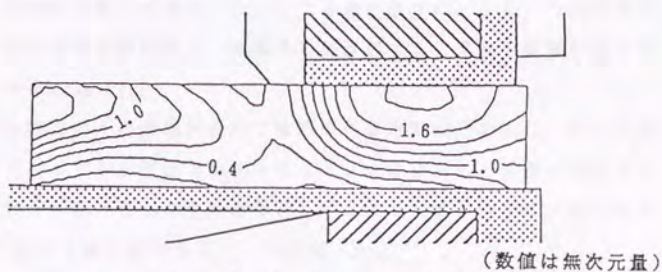
第4・10図 ビームとして引き出されるイオンの生成量の1次元分布



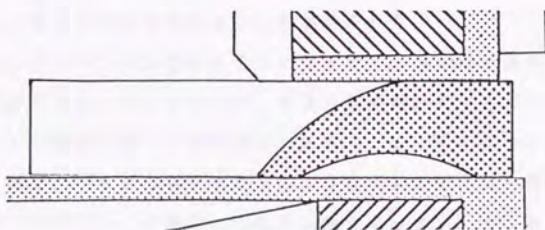
第4・11図 改良型ホールスラストIIの加速チャンネル内における
イオン生成率分布(仮定)



a) 空間電位の2次元分布



b) プラズマ密度の2次元分布



c) イオン引出し領域

第4・12図 改良型ホールスラスタIの加速チャンネル内における
 プラズマ諸量の2次元分布の解析結果
 (第4・11図に仮定したイオン生成率分布の場合)

も実験結果とよく一致している。イオン損失率は0.55と計算された。

4-2-5 まとめ

改良型ホールスラストIIの実験結果をまとめると次のようになる。

- 1) キセノンを用いた場合、比推力1000秒で16%の推進効率が得られた。またアルゴンを使用した場合には最高で11%の推進効率が得られた。
- 2) 推進効率が加速効率、推進剤利用効率、ビームエネルギー効率という3つの内部効率の積にほぼ等しいということが示され、さらに内部効率の中では加速効率が最も低く、推進効率を改善する上で最も重要な因子であることがわかった。
- 3) 磁力線の軸方向への湾曲が原因で電界の半径方向成分が生じ、このため加速チャンネルの上流部で生成されたイオンはほとんど壁面に損失することがわかった。さらにその結果として、スラストIIのイオン損失率は0.7とかなり高い値であることがわかった。
- 4) イオン流れの2次元解析によって得られたプラズマ諸量の分布は、実験によって測定された分布とよく一致し、解析モデルが妥当であるということが示された。

これらの結果をふまえて次のような設計指針が得られた。

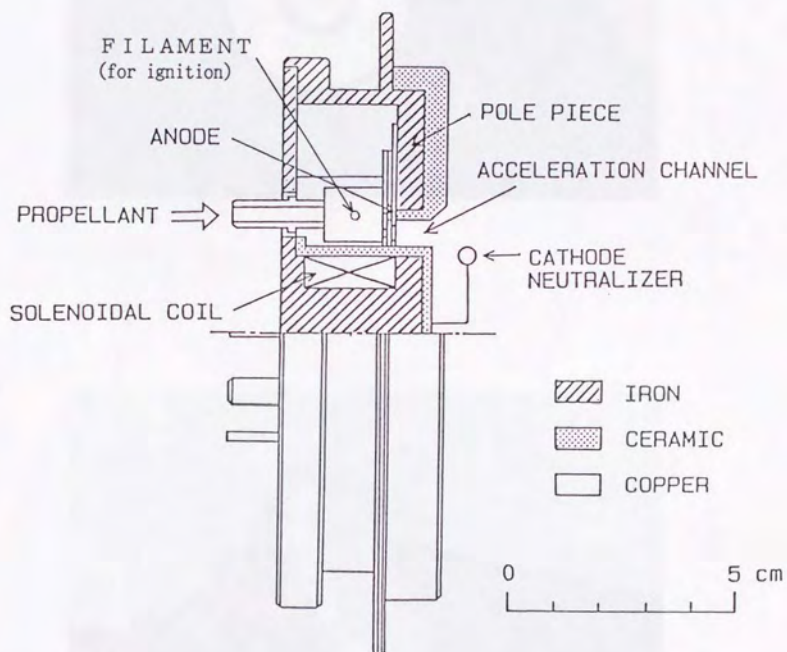
- 5) 推進効率の高いスラストを設計するにはまずイオンの壁面損失を減らす工夫が重要である。そのためには、半径方向の電界を生じないように加速チャンネル全域に渡って磁力線を半径方向にまっすぐ並べる必要がある。この点で、ペリプラズマトロンのようなカスプ型の磁力線を必要とするプラズマ源では、半径方向の電界が生じてしまい、そこからイオンを引き出すことが難しい。

4-3 改良型ホールスラスタIIIの実験

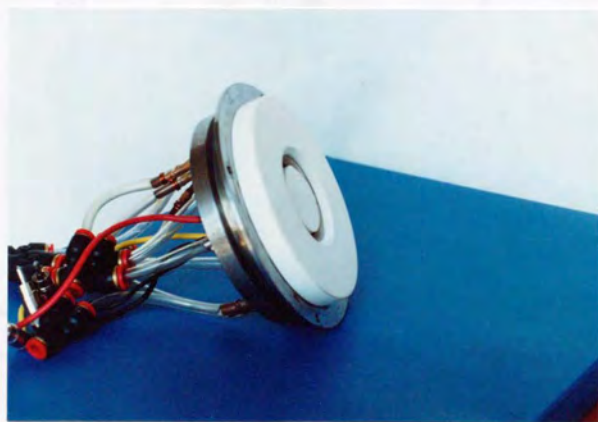
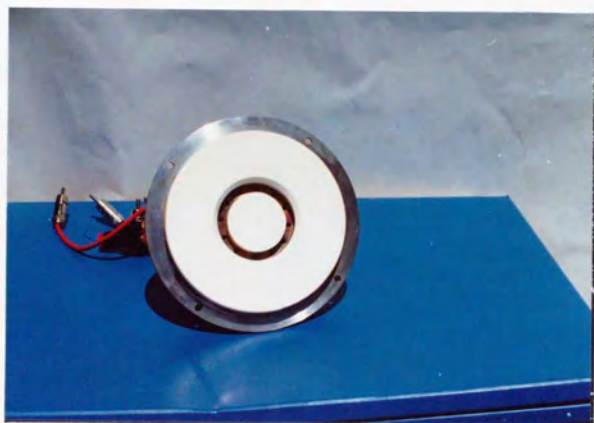
改良型ホールスラスタIIの場合、磁力線形状、チャンネル長さを改良したものの、ペリプラズマトロンをプラズマ源として有しているため、チャンネル上流部での電界の湾曲が生じ、結果としてイオン損失率は $\alpha = 0.7$ と、依然として高い値であった。これらの結果をふまえ、今度はプラズマ源についてひとまず切り離して考え、加速チャンネルのイオン引出し性能に注目し、磁力線形状およびチャンネル長さを改良することによって、イオン損失を低減し、さらに推進性能を向上させることができるかどうかを確かめるために、プラズマ源を持たない1段放電式の改良型ホールスラスタIIIを製作し実験を行った。

4-3-1 改良型ホールスラスタIII

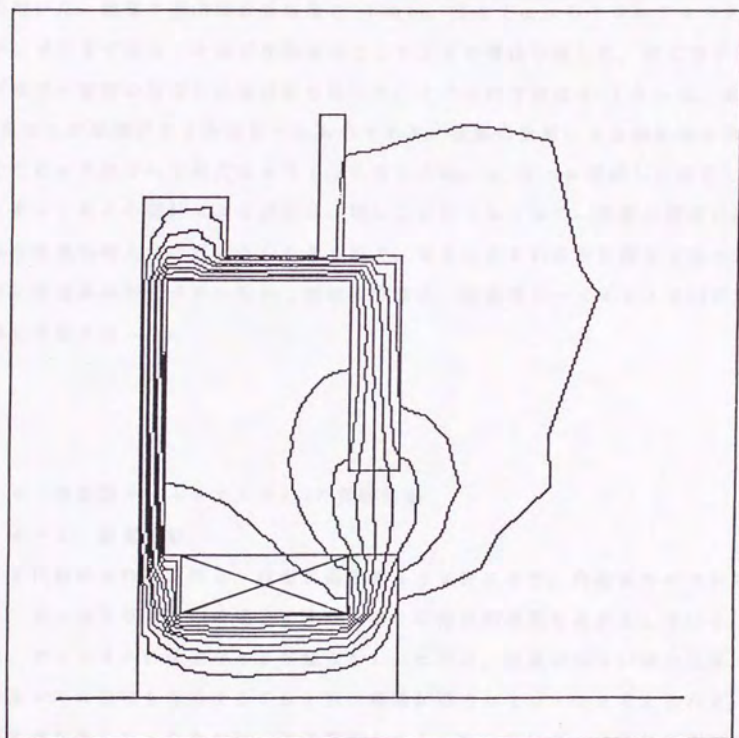
改良型ホールスラスタIIIを第4・13図、その写真を第4・14図に示す。加速チャンネルの長さは8mmで、改良型ホールスラスタIIのチャンネルの長さの5分の1に短縮されている。チャンネル幅は6mmと改良型ホールスラスタIIと比べて2mm狭くなっているが、半径が大きくなっているためチャンネルの断面積は同じ 9 cm^2 である。第4・15図にこのスラスタの磁力線形状の計算結果を示す。スラスタ中心部に巻かれたソレノイドコイルによって、磁力線が、チャンネル内にまっすぐ並んでいるのがわかる。チャンネルの長さが短くなった分、電子電流を抑えるために高い磁束密度が必要であるが、このスラスタでは、中心部の鉄心を太くし、外周を軟鉄で作った磁気回路で囲むことによって、チャンネル内に最大0.1Tの磁束密度を得ることができる。推進剤は陽極に開けられた直径3mmの18個の穴を通してチャンネル内に一様に分配される。スラスタ正面にはセラミックの絶縁体があり、それによってプラズマからスラスタに電子が入ってくるのを防いでいる。



第 4 ・ 1 3 図 改良型ホールスラスト III の概形図



第 4 ・ 1 4 図 改良型ホールスラスタ III の写真



第 4 ・ 1 5 図 改良型ホールスラスト III の磁力線形状

4-3-2 実験方法

推進性能の実験では、改良型ホールスラスタIIの場合と同様に、推力、イオンビーム電流、エネルギー分布を測定して、推進性能及び内部効率を計算した。

加速チャンネル内のプラズマ諸量の測定には、チャンネル内の磁束密度が高いため、熱電子放出探針と複探針を用いた。まず空間電位の測定には熱電子放出探針を用いた。熱電子放出探針は直径0.1 mm、長さ2 mmのトリエテッドタングステンでできており、それに加熱電流として3 Aの電流を流した。次に電子温度とプラズマ密度の測定には複探針を用いた。この探針は直径0.15 mm、長さ1.5 mmの単探針を2本使用したものである。金属の蒸着による探針間の導通を防ぐためにそれぞれを単穴のセラミック管に入れ、0.5 mm程離して固定してある。またこれらの探針による測定は、特にことわらない限り、陽極の銅版に開けられた推進剤導入用の穴の中心を通る線上、あるいはそれを含む面上で行った。イオン生成率分布とイオン引出し領域の計算は、改良型ホールスラスタIIの実験と同じ方法で行った。

4-4 改良型ホールスラスタIIIの実験結果

4-4-1 推進性能

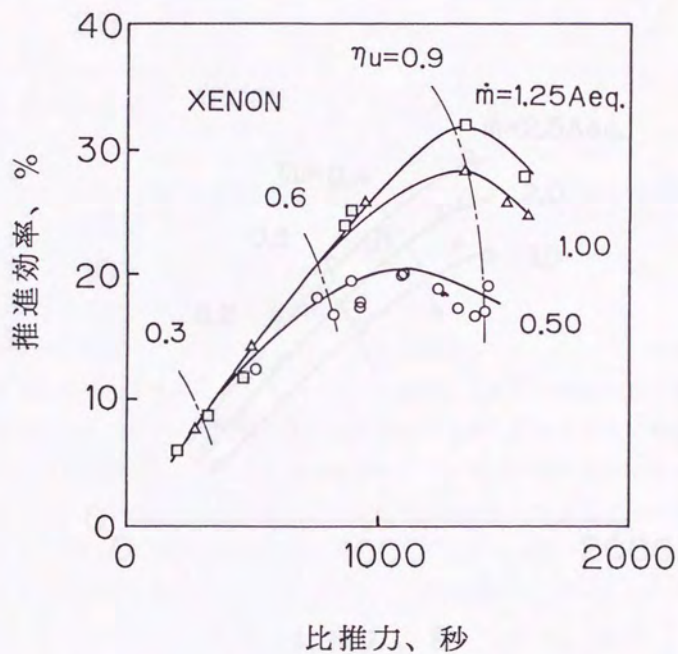
まず代表的な作動条件と、推進性能を第4・2表に示す。作動条件についてみると、ホールスラスタIIの場合に比べて多くの推進剤流量を必要としている。これは、チャンネルの体積が85%減少もしたために、流量が少ない場合には、チャンネル内に放電を維持するのに十分な電離が得られなかったと考えられる。推進剤流量が多くなったために、加速電流も大きくなっている。また推力測定の結果、最大で1.25 Aのビーム電流と27 mNの推力が得られた。これは電流密度0.14 A/cm²、推力密度3 mN/cm²に相当する。

第4・2表 改良型スラスタIIIの代表的な作動条件と推進性能

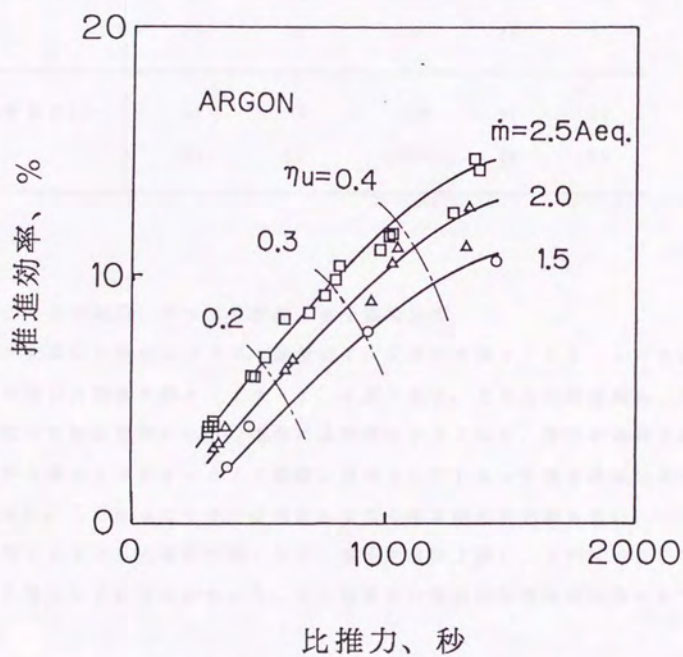
	\dot{m} (Aeq.)	I_{sp} (A)	V_{ex} (V)	I_{th} (A)	T (mN)	I_{sp} (sec)	η_a (%)	η_v (%)	η_r (%)
Ar	1.5	1.0	170	0.25	3	486	25	17	4
	1.5	1.5	230	0.47	6	971	31	31	8
	1.5	2.0	300	0.73	9	1444	37	49	11
	2.0	1.0	142	0.25	3	322	25	13	3
	2.0	1.5	164	0.46	5	615	31	23	6
	2.0	2.0	203	0.75	9	1054	38	38	11
	2.5	1.0	115	0.18	3	330	25	10	4
	2.5	1.5	125	0.35	5	515	30	19	6
	2.5	2.0	148	0.65	8	777	40	32	10
	2.5	2.5	177	0.95	11	1069	38	38	11
Xe	2.5	3.0	213	1.30	15	1458	43	52	15
	0.5	1.0	130	0.33	6	823	33	65	17
	0.5	1.3	205	0.42	8	1234	33	84	19
	1.0	1.0	65	0.23	4	274	23	23	8
	1.0	1.5	77	0.48	7	497	32	48	14
	1.0	2.0	114	0.73	13	942	37	73	25
	1.0	2.5	166	0.85	18	1337	34	85	28
	1.0	3.0	225	1.10	22	1594	37	110	25
	1.25	1.5	65	0.35	5	298	23	28	9
	1.25	2.0	76	0.55	8	477	28	44	12
	1.25	2.5	103	0.86	15	893	34	69	24
	1.25	3.0	155	1.16	23	1371	39	93	32
	1.25	3.6	203	1.25	27	1577	35	100	28

第4・16図に、キセノンを推進剤として用いた場合の推進効率と比推力の関係を示す。図中の一点鎖線は推進剤利用効率がそれぞれ30%、60%、90%のところを表している。図に見られるように、推進効率は比推力が大きくなるにつれて高くなる。これは主として推進剤利用効率が改善されるためである。しかし推進剤利用効率が100%に近くなると推進効率は頭打ちになり、さらに大きい比推力に対しては推進効率が低下する。これは改良型ホールスラストIIの推進性能特性と同じ傾向である。また推進剤流量を増やすと推進効率は上昇する。これは中性粒子密度が濃くなると、単位電子電流で得られるイオン生成電流（イオン生成係数）が大きくなり、加速効率が向上するためであると考えることができる。結果として比推力1400秒で最高32%の推進効率を得ることができた。第4・17図にはアルゴンを推進剤として用いた場合の推進効率と比推力の関係を示す。キセノンをういた場合と傾向は同じであるが、推進剤利用効率が低いため全体として推進効率は低い。しかしキセノンの場合にみられたような推進効率の頭打ちはこの比推力の範囲ではまだ現れていない。結果として最高16%の推進効率が得られた。

次に改良型ホールスラストIIIの代表的な推進性能および改良型スラストIIとの比較を第4・3表に示す。比推力がおおよそ等しい作動条件で比較した。表を見ると、スラスト形状の改良によってスラストIIIの推進効率が、スラストIIに比べておよそ2倍高くなっているのがわかる。特に加速効率はスラストIIに比べ約50%改善されている。これまで加速効率は推進剤の種類や作動条件を変えてもあまり変化しなかったが、このように加速チャンネルの長さや磁力線形状の改良によって加速効率が大きく改善されたのはイオンの壁面損失が減少した結果ではないかと推察される。そこでイオンの壁面損失については、次のプラズマ諸量の測定の結果を用いてさらに詳しく考察を行う。



第4・16図 改良型ホールスラストIIIの推進性能
(Xe、 $B = 0.1 \text{ T}$)



第4・17図 改良型ホールスラストIIIの推進性能
(Ar、 B=0.1 T)

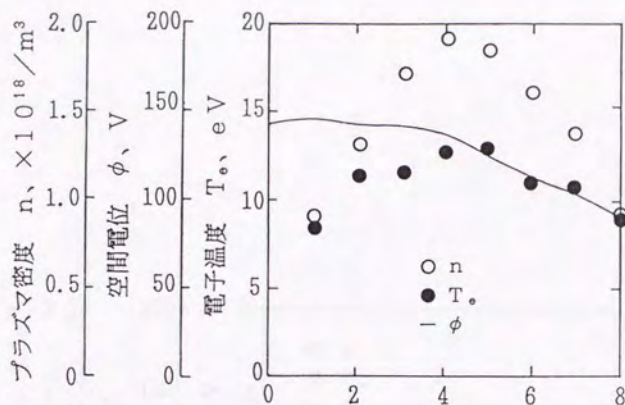
第4・3表 改良型ホールスラスタIIIの代表的な推進性能
および改良型ホールスラスタIIとの比較

スラスタタイプ	推進剤	$\eta_T(\%)$	$I_{sp}(\text{sec})$	$\eta_a(\%)$	$\eta_u(\%)$
スラスタIII	Ar	15	1460	43	52
	Xe	32	1370	39	93
スラスタII	Ar	7	1380	27	40
	Xe	15	1350	28	80

4-4-2 空間電位、プラズマ密度、電子温度分布

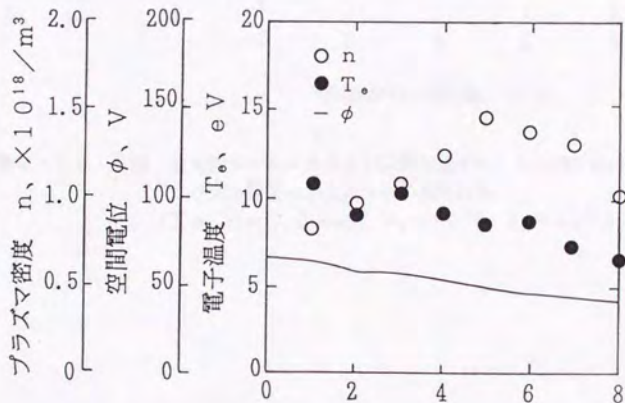
キセノンを用いた場合のプラズマ諸量の1次元分布を第4・18・1～3図に、アルゴンを用いた場合を第4・19・1、2図に示す。どちらの推進剤も、推進剤流量に比べて加速電流が小さい場合には電界が小さくなり、電子が電界を遡る間に電界から得るエネルギーはすぐ電離に費やされてしまって電子温度はほとんど上昇しない。したがってイオン生成量も少なく推進剤利用効率も低い。一方加速電流を増やしていくと電界が強くなり、電子温度が上昇し、それにつれてプラズマ密度も増大しているのがわかる。その結果高い推進剤利用効率を得られている。

キセノンとアルゴンを比べると、キセノンを用いた場合には加速チャンネル上流部で電界が小さくなり、そのため電子温度が陽極に近づくにしたがって低下している。一方アルゴンを用いた場合には陽極付近でもまだ強い電界が存在し、電子温度も低下しない。そのため電子が高いエネルギーを持ったまま陽極に損失することになり、うまく電離にエネルギーが使われていない。このことはアルゴンの電離にはもっと長いチャンネル長さが必要であることを示しているのではないかと考えられる。



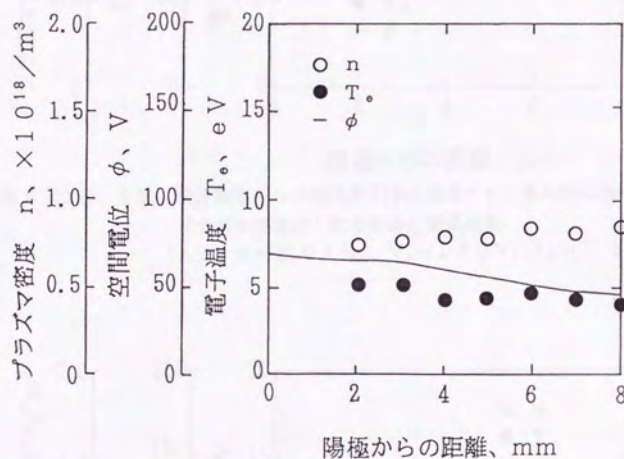
陽極からの距離、mm

第4・18・1図 改良型ホールスラスタIIIの加速チャンネル内における
プラズマ諸量の1次元分布の測定結果
(Xe, $rh=0.5$ Aeq., $V_a=150$ V, $I_a=1.0$ A)

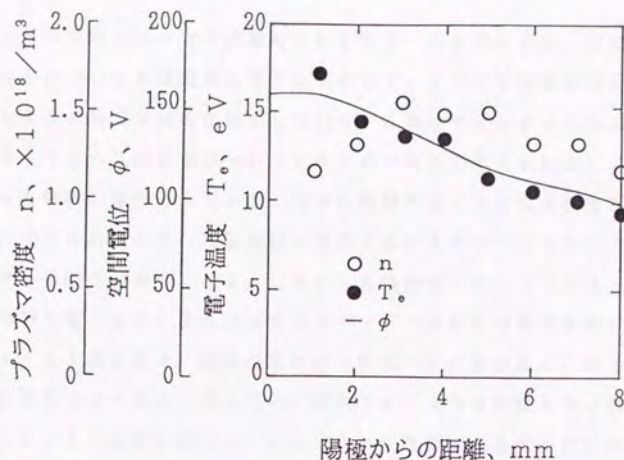


陽極からの距離、mm

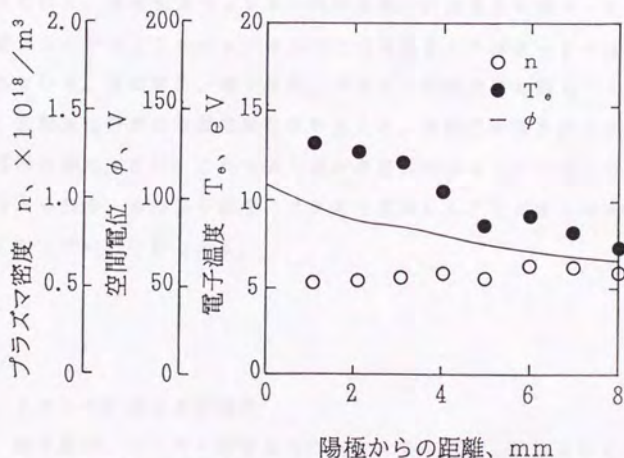
第4・18・2図 改良型ホールスラスタIIIの加速チャンネル内における
プラズマ諸量の1次元分布の測定結果
(Xe, $rh=0.5$ Aeq., $V_a=80$ V, $I_a=0.8$ A)



第4・18・3図 改良型ホールスラスタIIIの加速チャンネル内における
プラズマ諸量の1次元分布の測定結果
($X_e, m=1.0 \text{ Aeq.}$, $V_a=70 \text{ V}$, $I_a=1.0 \text{ A}$)



第4・19・1図 改良型ホールスラスタIIIの加速チャンネル内における
プラズマ諸量の1次元分布の測定結果
($A_r, \dot{m}=2.0 \text{ Aeq.}$, $V_a=180 \text{ V}$, $I_a=1.5 \text{ A}$)



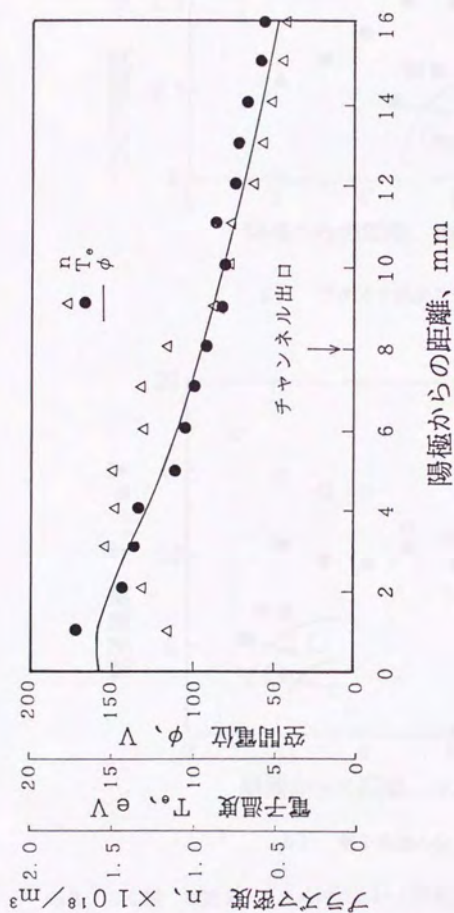
第4・19・2図 改良型ホールスラスタIIIの加速チャンネル内における
プラズマ諸量の1次元分布の測定結果
($A_r, \dot{m}=2.0 \text{ Aeq.}$, $V_a=160 \text{ V}$, $I_a=1.0 \text{ A}$)

加速チャンネルの外のプラズマ諸量の分布を第4・20図に示す。空間電位はチャンネル出口においても接地電位までは下らず、100 V程度の電位が残っていてチャンネルの外で連続的に減少している。これはチャンネルの外にある磁場の影響によってさらに電界が作られているためであると考えられる。この残留電位はビームの発散の原因ともなるが、同時に電離が主に中性粒子密度が大きいチャンネル内で行われるので、残留電位に相当するエネルギー以上のエネルギーを持ったイオンの割合が大きくなる。したがって残留電位が大きくなるとビームエネルギー効率も高くなる。また円周方向のプラズマ密度及び電子温度の分布をそれぞれ第4・21図に示す。陽極の推進剤供給用の穴の中心部と、穴と穴の間点での測定結果を比べると、穴と穴の間点ではプラズマ密度も電子温度も低く、したがってイオン生成も少ない。ということは推進剤供給用の穴の数を増やすか、あるいは連続したの溝型の推進剤供給口を設けることによってさらに高い電流密度、推力密度を得ることが可能であると考えられる。

次に2次元のプラズマ諸量の分布測定の結果を示す。測定はすべて推進剤アルゴン、流量2 A相当、磁束密度0.1 T、加速電流1.5 A、加速電圧180 Vという条件で行われた。まず加速チャンネル内の磁場の計算結果を第4・22図に示す。この図からわかるようにチャンネル内には半径方向にほぼまっすぐな磁力線形状が得られている。空間電位、電子温度、プラズマ密度分布を第4・23～25図に示す。空間電位分布の等電位線形状を見ると、比較的半径方向にまっすぐ並んでおり電界の歪は少ない。これは磁力線が半径方向にまっすぐ並んでいるためであると考えられる。また電子温度、プラズマ密度ともチャンネル中央が高く、壁付近が低くなっているのがわかる。

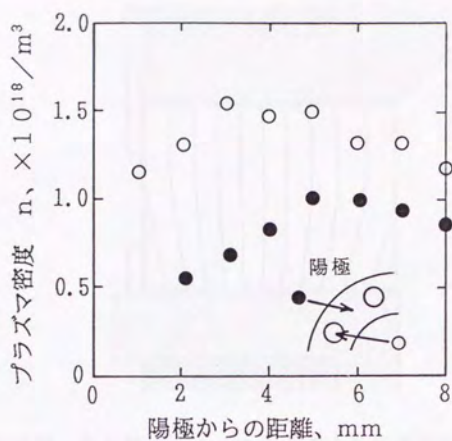
4-4-3 イオンの生成および損失

空間電位、電子温度、プラズマ密度分布の測定結果を使って計算されたイオン生成率分布とイオン引出し領域を第4・26、27図に示す。電子温度、プラズマ密度とも加速チャンネル中央で最も高くなっているため、イオン生成率もチャンネル中央部で最大になっている。また電界の半径方向の成分が少ないので、比

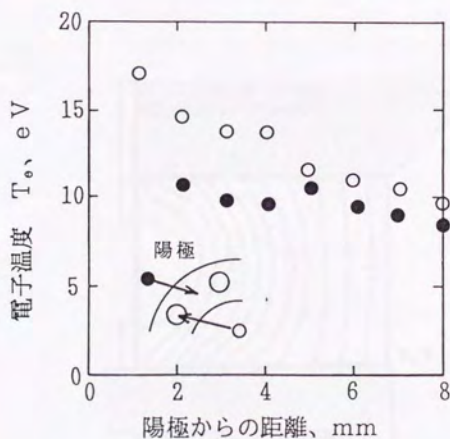


第4・20図 加速チャンネル外のプラズマ諸量の分布

($A_r, \dot{m} = 2.0 \text{ Aeq.}, V_a = 180 \text{ V}, I_a = 1.5 \text{ A}$)

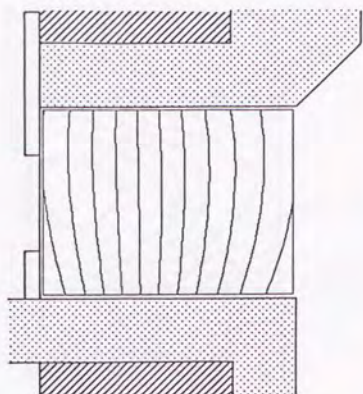


a) プラズマ密度の分布

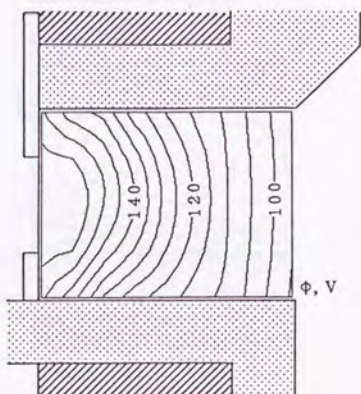


b) 電子温度の分布

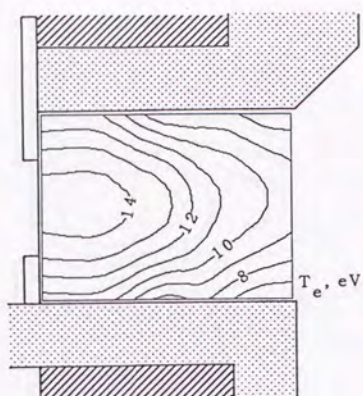
第4・21図 加速チャンネル内において円周方向に異なる場所での
プラズマ密度と電子温度の分布
(Ar, $\dot{m}=2.0 \text{ Aeq.}$, $V_a=180 \text{ V}$, $I_a=1.5 \text{ A}$)



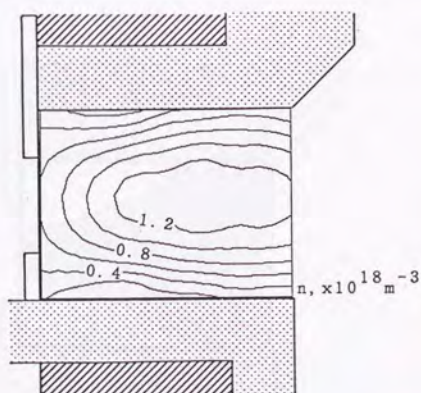
第4・22図 改良型ホールスラスト III の加速チャンネル内の磁力線形状
(有限要素法を用いた磁場解析の結果)



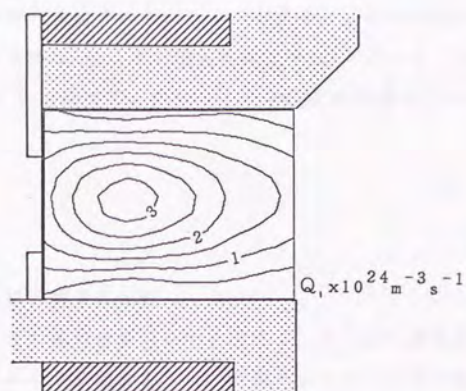
第4・23図 改良型ホールスラスト III の加速チャンネル内における
空間電位の2次元分布の測定結果
($A_{rm} = 2 \text{ Aeq.}$ 、 $V_a = 180 \text{ V}$ 、 $I_a = 1.5 \text{ A}$ 、 $B = 0.1 \text{ T}$)



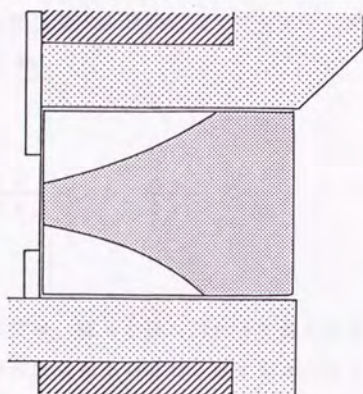
第4・24図 改良型ホールスラストIIIの加速チャンネル内における
電子温度の2次元分布の測定結果
($A_{r \text{ m}} = 2 \text{ Aeq.}$ 、 $V_a = 180 \text{ V}$ 、 $I_a = 1.5 \text{ A}$ 、 $B = 0.1 \text{ T}$)



第4・25図 改良型ホールスラストIIIの加速チャンネル内における
プラズマ密度の2次元分布の測定結果
($A_{r \text{ m}} = 2 \text{ Aeq.}$ 、 $V_a = 180 \text{ V}$ 、 $I_a = 1.5 \text{ A}$ 、 $B = 0.1 \text{ T}$)



第4・26図 改良型ホールスラストIIIの加速チャンネル内における
イオン生成率の2次元分布
($A r \dot{m} = 2 \text{ Aeq.}$ 、 $V_a = 180 \text{ V}$ 、 $I_a = 1.5 \text{ A}$ 、 $B = 0.1 \text{ T}$)



第4・27図 改良型ホールスラストIIIの加速チャンネル内における
イオン引出し領域
($A r \dot{m} = 2 \text{ Aeq.}$ 、 $V_a = 180 \text{ V}$ 、 $I_a = 1.5 \text{ A}$ 、 $B = 0.1 \text{ T}$)

較的広い領域からイオンが引き出されているのがわかる。これらの結果から見積られる改良型ホールスラスト111のイオン損失率は $\alpha = 0.4$ となり、改良型ホールスラスト11 ($\alpha = 0.7$) に比べて、かなりイオン損失が低減されていることがわかる。

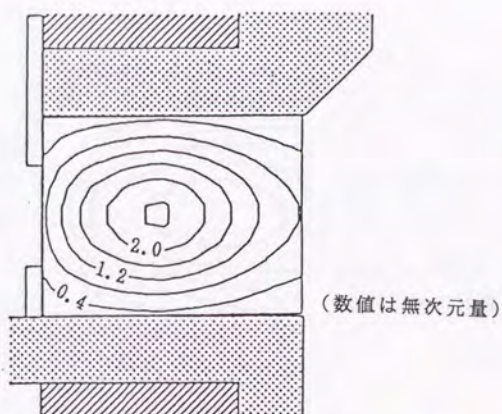
4-4-4 実験結果と解析結果の比較

第4・22図に示した磁力線形状を用いて2次元のイオン流れ解析を行った。イオン生成率の分布は第4・28図のように、加速チャンネル中央に最大値を持った分布を仮定する。第4・29～31図は、空間電位分布、プラズマ密度分布、イオン引出し領域の計算結果である。磁力線が半径方向にまっすぐ並んでいるため、等電位線も半径方向にまっすぐ並んでいる。この様に、磁力線形状が改善されたため、結果としてイオン損失率は減少し、 $\alpha = 0.25$ と計算された。

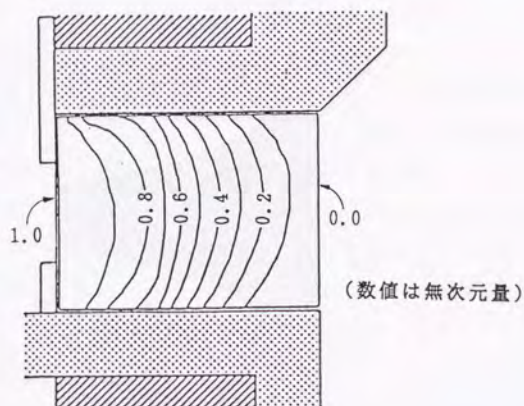
しかし空間電位分布からわかる様に、壁に近い領域では、磁力線が壁面に対してほぼ垂直であるにもかかわらず、壁面に向かって電界の半径方向の成分が生じており、これがイオンの壁面損失の原因となっている。これを半径方向の電子の拡散方程式に従って考える。

$$\gamma_{ew} = \mu_c n \frac{d\phi}{dr} - D_c \frac{dn}{dr} = \gamma_{iw} \quad (4-3)$$

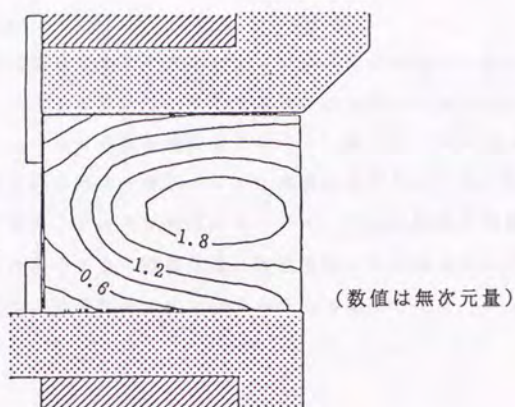
この電界の半径方向の成分は、電子が壁に向かって流れるのを妨ぐ向きに生じており、その反対に、密度勾配は電子の流れを促す向きに生じている。壁面が絶縁体なので、壁面に損失する電子の数は、壁面に損失するイオンの数と同数でなければならない、さらに半径方向の電子の移動度が非常に大きいことを考慮に入れると、拡散方程式の中で壁面に損失する電子電流の項は無視し得るくらい小さい。すなわちこの電界の半径方向成分は、密度勾配とちょうど釣り合う大きさになっ



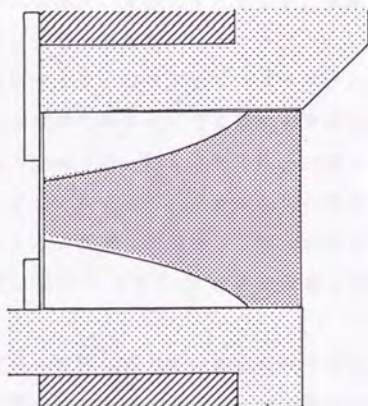
第 4・28 図 改良型ホールスラスタIIIの加速チャンネル内における
イオン生成率分布 (仮定)



第 4・29 図 改良型ホールスラスタIIIの加速チャンネル内における
空間電位の 2 次元分布の解析結果
(第 4・28 図に仮定したイオン生成率分布の場合)



第4・30図 改良型ホールスラスタIIIの加速チャンネル内における
プラズマ密度の2次元分布の解析結果
(第4・28図に仮定したイオン生成率分布の場合)



第4・31図 改良型ホールスラスタIIIの加速チャンネル内における
イオン引出し領域の解析結果
(第4・28図に仮定したイオン生成率分布の場合)

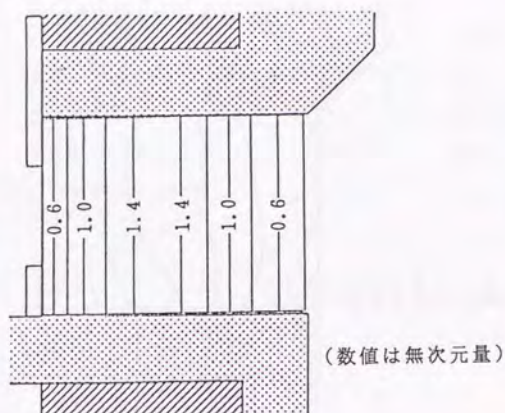
ているといふことができる。

一方この半径方向の密度勾配はイオン生成率がチャンネル中央で高く、壁付近で低くなっているために生じたものである。そこでイオン生成率が半径方向に一樣に分布していると仮定し、イオンの壁面損失がどれくらい減少するかを調べた。第4・32図に示すように半径方向に一樣なイオン生成率分布を仮定した。第4・33～35図は空間電位分布、プラズマ密度分布、イオン引出し領域の計算結果を示す。これらの図からわかるように等電位線、等密度線とも半径方向にさらにまっすぐな形状をしており、その結果イオン損失もさらに減少して $\alpha = 0.06$ となった。

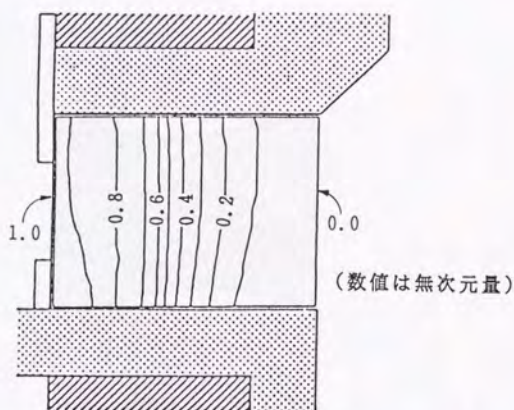
4-4-5 まとめ

改良型ホールスラスタIIIの実験結果をまとめると次のようになる。

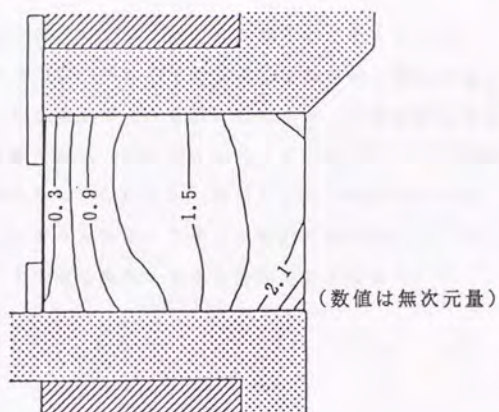
- 1) ケセノンを推進剤とし、推進剤流量1.25 A相当、入力電力470 Wという作動条件で、推力23 mN、比推力1400秒、推進効率32%という推進性能が得られた。また、改良型ホールスラスタIIIと改良型ホールスラスタIIの推進効率を比べると、改良型ホールスラスタIIIの推進効率は改良型ホールスラスタIIの推進効率のおよそ2倍にまで向上した。内部効率の中では特に加速効率が改善され、約50%の向上が見られた。
- 2) 磁力線の湾曲を減らすことによって、イオン損失の原因となる半径方向の電界が小さくなり、それと同時に加速チャンネルの長さを短くすることによって、イオンの損失率は0.7から0.4まで改善され、加速効率が向上する要因となった。
- 3) 半径方向の電界の生じる原因は磁力線の湾曲だけでなく、イオン生成率の半径方向の勾配もその一因であることが、イオン流れの2次元解析によって示された。そしてさらにイオン生成率の分布を半径方向に一樣にすることができれば、イオン損失率はさらに小さな値にまで低減できるであろうということが予想された。



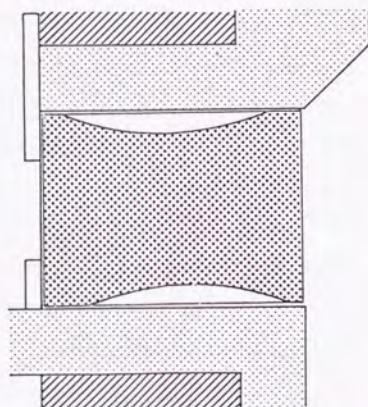
第4・32図 改良型ホールスラストIIIの加速チャンネル内における半径方向に一樣なイオン生成率分布（仮定）



第4・33図 改良型ホールスラストIIIの加速チャンネル内における空間電位の2次元分布の解析結果
(第4・32図に仮定したイオン生成率分布の場合)



第4・34図 改良型ホールスラストIIIの加速チャンネル内における
プラズマ密度の2次元分布の解析結果
(第4・32図に仮定したイオン生成率分布の場合)



第4・35図 改良型ホールスラストIIIの加速チャンネル内における
イオン引出し領域の解析結果
(第4・32図に仮定したイオン生成率分布の場合)

さらに推進性能を改善する方法としては、次のようなことが考えられる。

- 4) 中性粒子がチャンネル内に一様に分布するように推進剤の導入の仕方を工夫し、一様なイオン生成率が得られる様にしてイオンの壁面損失を減らす。
- 5) 加速チャンネルの上流の壁付近で生成されたイオンはどうしても壁面に損失しやすいので、陽極から出口に向かってチャンネル断面積が大きくなる末広がり型の加速チャンネルを用いてイオン損失を減らす一方、チャンネル上流部での中性粒子密度を高めてイオン生成効率を高める。

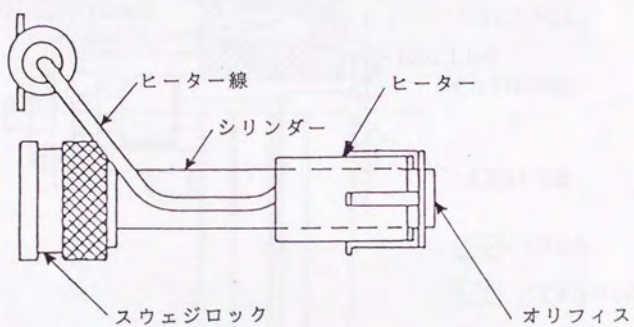
第5章 実用型ホールスラスト

ホールスラストは、イオンスラストやアークジェットと異なり、その作動に高電圧や大電流を必要としないため、電極の損耗の問題も少なく、寿命が長いと考えられている。しかしこれまでの実験では陰極にタングステンのフィラメントを用いていたため、熱によってタングステンが蒸発し、長時間続けて作動させることができなかった。本研究では、イオンスラストの電子源として一般に用いられ、長時間作動の実績のあるホローカソードを陰極として用い、システム全体としてのホールスラストの実用化への可能性を評価することを目的としている。

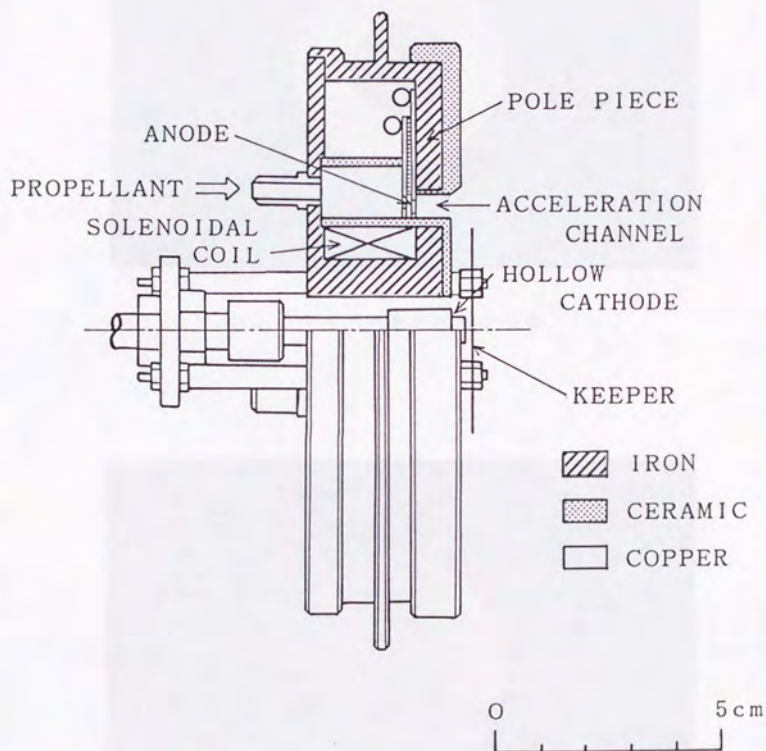
5-1 実験装置

5-1-1 ホローカソード

実験に使用したホローカソード（米国イオンテック社製、コロラド、フォトコリンズ）の概形図を第5・1図に示す。このカソードのシリンダー内には、R-500という仕事関数の低い薬品（ダブルカーボネイト（Ba/Sr）CO₃）が塗られたタンタルの箔が挿入されていて、これを高温にすることによって非常に電子が放出しやすくなっている^[47]。カソードを高温に保つためにスラストとカソード間の熱絶縁にはよく配慮しなければならない。本実験ではホットベールというセラミックを加工してカソードを支持した。ホットベールはSiO₂とAl₂O₃を主成分とし、精密加工が可能で、その熱電導率は0.004 (cal/cm/s/k)と断熱性に優れている。ホローカソードは、スラストの中心軸上に設けた円柱形の空洞内に設置した。ホローカソードを用いたホールスラストを第5・2図に、その写真を第5・3図に示す。キーパーはタンタル製で、厚さ0.5 mm、外径4.6 mmの円盤に直径3 mmのオリフィスを開けたもので、カソードより1 mm下流に設置した。ホローカソードの諸元を第5・1表に示す。



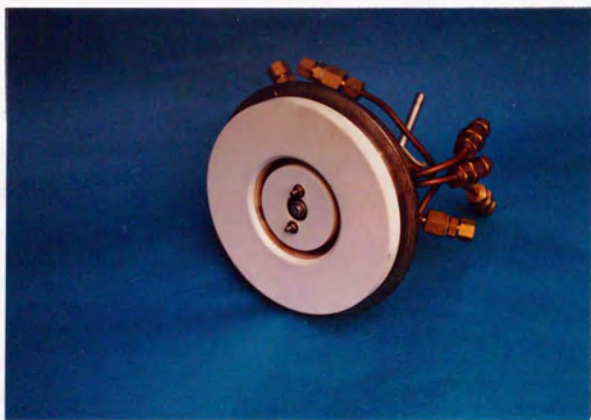
第 5 ・ 1 図 ホローカソードの概形図



第 5 ・ 2 図 ホローカソードを用いたホールスラスタの概形図



a) キーバーを付けたところ



b) キーバーを外したところ

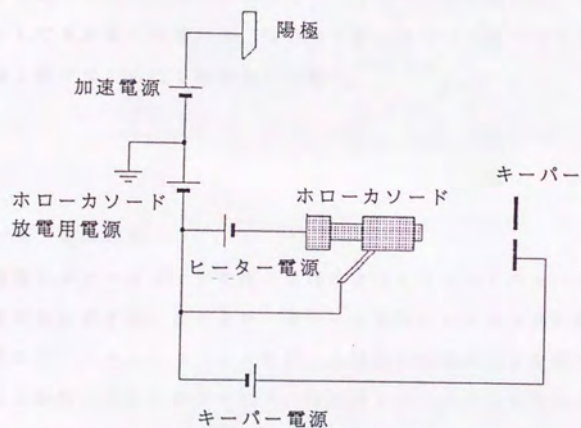
第5・3図 ホローカソードを用いたホールスラストの写真

第5・1表 ホローカソードの諸元

低仕事関数材料	R-500
シリンダー材料	タングステン
シリンダー内径	3.9 mm
シリンダー外径	6.4 mm
シリンダーオリフィス径	0.76 mm
ヒーター線材料	タンタル
ヒーター線径	0.64 mm
ヒーター電流	最大10 A
キーパー材料	タンタル
キーパー外径	4.6 mm
キーパーオリフィス径	3.0 mm

5-1-2 ホローカソードの電気回路

ホローカソードの作動に要する電気回路を第5・4図に示す。電源はホローカソード加熱用電源、キーパー放電用電源、ホローカソード放電用電源の3つの電源を使った。ホローカソード加熱用電源は、作動を始める前にホローカソードを温めておくために使われる。キーパー放電というのはホローカソード本体の放電が安定するようにするためのもので、約0.2 A、10 V程度の放電をホローカソードとキーパーの間に持続して起こしておく。ホローカソード放電用電源とはホローカソードと接地の間にある電源で、ホローカソードの電位を接地電位にして実験を行うときには必要ない。



第 5 ・ 4 図 ホローカソードの電気回路図

5-1-3 実験方法

ホローカソードの作動を始める前に、ヒーターに電流を流し、予め1時間ほど加熱しておく。つぎにホローカソードにアルゴンまたはキセノンを流し、ホローカソードケーバー間に電圧をかける。ホローカソードの温度が十分に高くなっていると放電が開始する。スラストの主放電が始まると自然にホローカソードから電子が引き出されるようになる。定常状態になるとイオンがホローカソードに衝突する際に発生する熱のためにホローカソードが加熱され、ヒーターの電流を小さくしても放電は持続する。実験終了後にはホローカソードを冷やすため、ガスを流し続けながら約1時間真空に保つ。

5-2 実験結果

陰極にホローカソードを用いた場合とフィラメントカソードを用いた場合の実験結果を比較する。まずホローカソードを用いたスラストの放電の様子を第5・5図にフィラメントカソードを用いた場合の放電の様子を第5・6図に示す。どちらも安定した放電が得られた。つぎにスラストの放電特性を第5・7図に示す。フィラメントカソードを用いた場合には加速電流を上げるにしたがって、加速電圧が急激に上昇する。しかしフィラメントの加熱電流を増やすことによって、また低い加速電圧に戻る。ホローカソードを用いた場合には、どの加速電流の範囲においても、比較的高い加速電圧を必要とする。一見すると2つのカソードでは、放電特性がかなり異なるように見えるが、フィラメントカソードの加熱電流を、加速電流の増加にともなって増やしてやれば同じ特性を得ることができる。第5・8図は加速効率の比較である。加速効率を加速電圧に対して整理すると2つのカソードの間にはほとんど差異がみられない。したがってホローカソードを用いてもフィラメントカソードを用いたときと同じ推進性能が得られるのではないかと考えることができる。



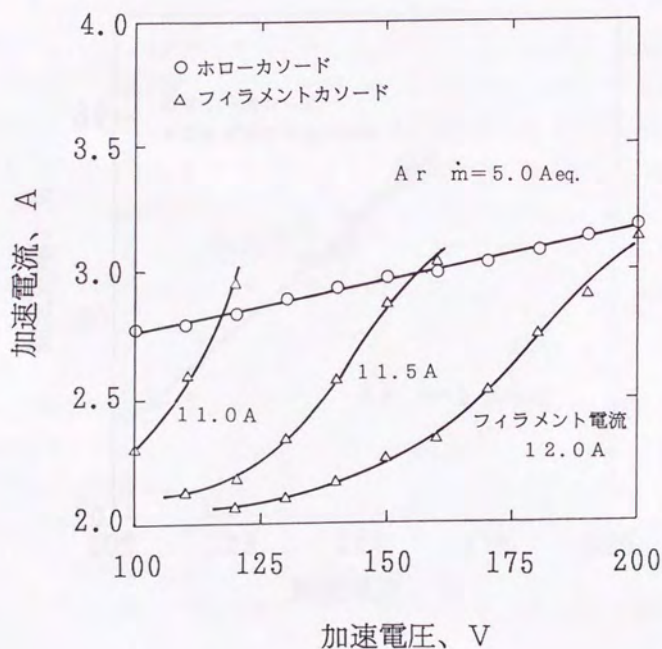
第 5 ・ 5 図 ホローカソードを用いた場合のホールスラスタの作動の様子

推進剤 キセノン、 ビーム電流 1.2 A



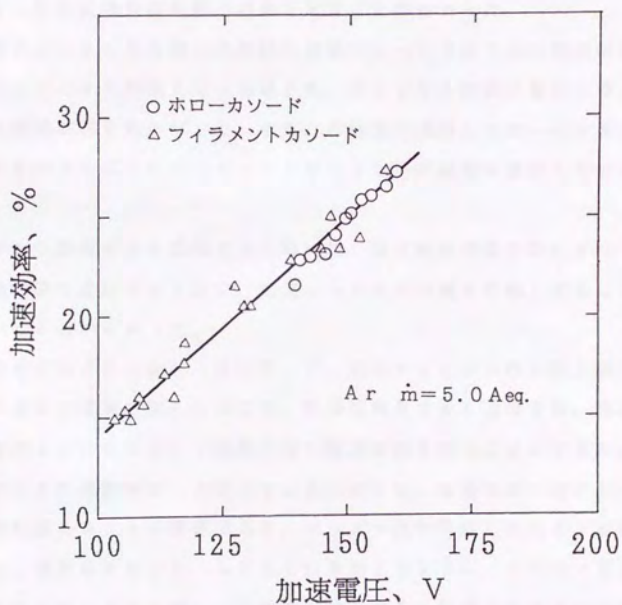
第 5 ・ 6 図 フィラメントカソードを用いた場合のホールスラスタの作動の様子

推進剤 キセノン、 ビーム電流 0.5 A



第5・7図 ホローカソードとフィラメントカソードを用いた場合の放電特性の比較

ホローカソード 流量 0.5 Aeq.
フィラメント $\phi 0.2$ 2本



第 5・8 図 ホローカソードとフィラメントカソードを用いた場合の
加速効率の比較

ホローカソード 流量 0.5 Aeq.
フィラメント $\phi 0.2$ 2 本

第6章 結論

本研究によって以下のような結論が得られた。

- 1) 1 kW級のホールスラスタを試作し、 $\sim 10 \text{ mN/cm}^2$ の推力密度が得られた。これはイオンスラスタの推力密度よりも1桁から2桁高い推力密度である。
- 2) ホールスラスタの推進効率¹⁾は近似的に、加速効率、推進剤利用効率、ビームエネルギー効率という3つの内部効率の積で表されることがわかった。
- 3) 推進効率を上げるには、加速効率を高めることが最も重要であり、このためにはイオンの壁面損失の低減が必要であることがわかった。
- 4) 加速チャンネル内の磁力線形状の湾曲によって半径方向に電界が生じ、その電界によってイオンが壁方向に加速され、チャンネル壁面に損失するというイオンの損失機構が明らかになった。また、本研究で試作したホールスラスタの場合、チャンネル内で生成されたイオンの40～70%が壁面に損失していることがわかった。
- 5) イオンの壁面損失を低減するためには、磁力線が半径方向にまっすぐ並ぶように磁気回路を設計すると共に、加速チャンネルの長さを短くすることが肝要であるということがわかった。
- 6) 本研究で得られた設計方針に従って、加速チャンネル内の磁力線形状とチャンネルの長さに変更を加えたところ、推進性能が大きく改善され、推進効率32%、比推力1400秒という比較的高い推進性能を得ることができた。
- 7) スラスタの性能をさらに向上させるためには、加速効率の他にビームエネルギー効率²⁾を高めることが重要であり、プラズマ源で生成したイオンを壁面に損失させずに、有効にイオンビームとして引き出せるように、プラズマ源近傍で電界に歪みを生じない工夫を施し、2段放電式の利点を発揮させるような設計が必要となろう。

参考文献

- [1] Kim, V., Koroteev, A.S., Latyshev, L.A., Popov, G.A., Rylov Yu. P., and Zhurin, V.V., "State of Work on Electrical Thrusters in USSR," 22nd International Electric Propulsion Conference paper IEPC-91-003, 1991.
- [2] Barnett, J.W., "A Review of Soviet Plasma Engine Development," AIAA paper AIAA-90-2600, 1990.
- [3] Bugrova, A.I., Kim, V., Maslennikov, N.A., and Morozov, A.I., "Physical Processes and Characteristics of Stationary Plasma Thrusters with Closed Electron Drift," 22nd International Electric Propulsion Conference paper IEPC-91-079, 1991.
- [4] Morozov, A.I., Esinchuk, Yu.V., Tilinin, G.N., Trofimov, A.V., Sharov, Yu.A., and Shchepkin G. Ya., "Plasma Accelerator with Closed Electron Drift and Extended Acceleration Zone," Sov. Phys. Tech. Phys., Vol.17, No.1, 1972, pp.38-45.
- [5] Morozov, A.I., Esipchuk, Yu.V., Kapulkin, A.M., Nevrovskii, V.A., and Smirnov V.A., "Effect of the Magnetic Field on a Closed-Electron-Drift Accelerator," Sov. Phys. Tech. Phys., Vol.17, No.3, 1972, pp.482-487.
- [6] Morozov, A.I., Esinchuk, Yu.V., Kapulkin, A.M., Nevrovskii, V.A., and Smirnov V.A., "Azimuthally Asymmetric Modes and Anomalous Conductivity in Closed Electron Drift Accelerators," Sov. Phys. Tech. Phys., Vol.18, No.5, 1973, pp.615-620.
- [7] Bugrova, A.I., Morozov, A.I., and Kharchevnikov, V.K., "Structural Studies of Boundary Layers by Probes of Various Diameter," Sov. Phys. Tech. Phys., Vol.30, No.6, 1985, pp.612-614.

- [8] Morozov, A.I. and Shubin, A.P., "Electron Kinetics in the Wall-Conductivity Regime: I and II," Sov. J. Plasma Phys., Vol.10, No.6, 1984, pp.728-735.
- [9] Morozov, A.I. and Melikov I.V., "Similitude in Hall-Current Plasma Accelerators," Sov. Phys. Tech. Phys., Vol.19, No.3, 1974, pp.340-342.
- [10] Melikov, I.V., "Equilibrium Flow in a Hall-Current Plasma Accelerator," Sov. Phys. Tech. Phys., Vol.19, No.3, 1974, pp.343-346.
- [11] Melikov, I.V., "Experimental Investigation of Anode Processes in a Closed Electron-Drift Accelerator," Sov. Phys. Tech. Phys., Vol.19, No.1, 1974, pp.35-37.
- [12] Melikov, I.V., "Point and Jet Ionization in a Hall Plasma Accelerator," Sov. Phys. Tech. Phys., Vol.22, No.4, 1977, pp.452-453.
- [13] Askhabov, S.N., Melikov, I.V., and Fishgoit, V.V., "Electric Discharge in Direct-Flow Hall Accelerator," Sov. Phys. Tech. Phys., Vol.22, No.4, 1977, pp.453-458.
- [14] Melikov, I.V. and Morozov, A.I., "Ion Dynamics in Neutralized Ion Beams with Ionization and Burnup of Neutrals," Sov. J. Plasma Phys., Vol.3, No.2, 1977, pp.221-225.
- [15] Smirnov, V.A., "Electron Energy Balance in a Hall-Current Accelerator with an Extended Acceleration Zone," Sov. J. Plasma Phys., Vol.5, No.2, 1979, pp.202-205.
- [16] Askhabov, S.N., "Particle Kinetics in a Multi-Component Plasma in an Accelerator with a Closed Electron Drift (Hall-Current Accelerator)," Sov. J. Plasma Phys., Vol.9, No.4, 1983, pp.428-432.
- [17] Bishaev, A.M. and Kim, V. "Local Plasma Properties in a Hall-Current Accelerator with an Extended Acceleration Zone," Sov. Phys. Tech. Phys., Vol.23, No.9, 1978, pp.1055-1057.

- [18] Morozov, A.I., Bugrova, A.I., Ermorenko, V.A., and Lein L.A., "A Study of Ion Formation in a Hall Accelerator," Sov. Phys. Tech. Phys., Vol.33, No.2, 1988, pp.185-187.
- [19] Volkov, B.I., Morozov, A.I., Sveshnikov, A.G., and Yakunin, S.A., "Numerical Simulation of Ion Dynamics in Systems with a Closed Drift Circuit," Sov. J. Plasma Phys., Vol.7, No.2, 1981, pp.129-134.
- [20] Zharinov, A.V. and Popov, Yu.S., "Acceleration of Plasma by a Closed Hall Current," Sov. Phys. Tech. Phys., Vol.12, No.2, 1967, pp.208-211.
- [21] Kalashnikov, V.K., and Sanochkin, Yu.V., "Positive Column of a Low-Pressure Discharge with a Closed Hall Current," Sov. J. Plasma Phys., Vol.11, No.10, 1985, pp.714-719.
- [22] Popov, Yu.S. and Zolotaikin, Yu.M., "Effect of Anomalous Conductivity on the Structure of the Anode Sheath in a Hall-Current Ion Source," Sov. J. Plasma Phys., Vol.3, No.2, 1977, pp.210-213.
- [23] Kalashnikov, V.K. and Sanochkin, Yu.V., "Instability of a Discharge with a Closed E H Electron Drift and a Distributed Electric Field," Sov. J. Plasma Phys., Vol.8, No.3, 1982, pp.310-314.
- [24] Zharinov, A.V. and Popov, Yu.S., "Ion-Acceleration Regimes in Plasma Accelerators," Sov. J. Plasma Phys., Vol.3, No.2, 1977, pp.213-216.
- [25] Grishin, S.D., Marakhtanov, M.K., Ponkratov, A.B., and Khokhlov, Yu.A., "Energy Characteristics of an Accelerator with Azimuthal Electron Drift," Sov. J. Plasma Phys., Vol.11, No.2, 1985, pp.120-123.
- [26] Seikel, G.R. and Reshotko, E., "Hall Current Ion Accelerator," Bull. Am. Phys. Soc., Ser. II, Vol.7, 1962, p.414.
- [27] Sevier, J.R., Hess, R.V., and Brockman, P., "Coaxial Hall Current Accelerator Operation as Forces and Efficiencies Comparable to Conventional Crossed-Field Accelerators," ARS Journal, Vol.32, 1962, pp.78-80.

- [28] Kaufman, H.R., "Technology of Closed-Drift Thrusters," AIAA Journal, Vol.23, No.1, 1985, pp.78-87.
- [29] Wetch, J.R., Lawless, J.L., and Koroteev, A.S., "Review of the Development of the Closed Drift Hall Thruster," 22nd International Electric Propulsion Conference paper IEPC-91-019, 1992.
- [30] Chubb, D.L. and Seikel, G.R., "Basic Studies of a Low Density Hall Current Ion Accelerator," NASA Tech. Note TN D-3250, 1965.
- [31] Janes, G.S. and Lowder, R.S., "Anomalous Electron Diffusion and Ion Acceleration in a Low-Density Plasma," Phys. Fluids, Vol.9, No.6, 1966, pp.1115-1123.
- [32] Pinsley, E.A., Brown, C.O., and Banas, C.M., "Hall-Current Accelerator Using Surface Contact Ionization," J. Spacecraft, Vol.1, No.5, 1964, pp.525-531.
- [33] Brown, C.O. and Pinsley, E.A., "Further Experimental Investigations of Cesium Hall-Current Accelerator," AIAA Journal, Vol.3, No.5, 1965, pp.853-859.
- [34] Meyer, R.X., "A Space-Charge-Sheath Electric Thruster," AIAA Journal, Vol.5, No.11, 1967, pp.2057-2059.
- [35] Meyer, R.X., "Laboratory Testing of the Space-Charge-Sheath Electric Thruster Concept," J. Spacecraft, Vol.7, No.3, 1970, pp.251-255.
- [36] Plank, G.M., Kaufman, H.R., and Robinson, R.S., "Experimental Investigation of a Hall-Current Accelerator," AIAA paper AIAA-82-1920, 1982.
- [37] Patterson, M.J., Robinson, R.S., Schemmel, T.D., and Burgess, D.R., "Experimental Investigation of a Closed-Drift Thruster," AIAA paper AIAA-85-2060, 1985.
- [38] Koehne, R., Lindner, F., Schreitmueller, K.R., Wichmann, H.G., and Zeyfang, E., "Further Investigations on Low-Density Hall Accelerators," AIAA Journal, Vol.8, No.5, 1970, pp.873-879.

- [39] Kruelle, G. and Zeyfang, E., "Preliminary Conclusions of Continuous Applied Field Electromagnetic Thruster Research at DFVLR," AIAA paper AIAA-75-417, 1975.
- [40] Yamagiwa, Y. and Kuriki, K., "Experimental Study of Double Stage Discharge Hall Ion Thruster," 20th International Electric Propulsion Conference paper IEPC-88-083, 1988.
- [41] 山極 芳樹、博士論文、東京大学、1987.
- [42] Fumelli, M. and Valckx, F.P.G., "The Periplasmatron, an Ion Source for Intense Neutral Beams," Nuclear Instruments and Methods, 135, pp.203-209, 1976.
- [43] 佐宗 章弘、博士論文、東京大学、1989.
- [44] 南 繁行、"逆電位アナライザ(RPA)の寸法、電極バイアス電位の設定基準について" 電気学会論文誌A、102巻、6号、pp.327-334, 1982.
- [45] Dote, T. and Amemiya, H., "Negative Characteristic of a Cylindrical Probe in a Magnetic Field," J. Phys. Soc. Japan, Vol.19, No. 10, pp.1915-1924, 1964.
- [46] Kemp, R.F., and Sellen, J.M.Jr., "Plasma Potential Measurements by Electron Emissive Probes," The Review of Scientific Instruments, Vol.37, No.4, pp.455-461, 1966.
- [47] Wilbur, P.J., "Hollow Cathode Operation at High Discharge Current," NASA CR-185238, 1990.

謝 辞

本研究を行うにあたり、最初から熱心に御指導、御教示下さった荒川義博先生に深く感謝の意を表します。また良い研究環境を提供して下さい、荒川研究室の荻原さん、小林さん、中原さんおよび多くの貴重な助言をして下さった卒業生の方々に感謝致します。さらに、実験に用いた全てのスラストを製作して下さい、工作室の百々さん、岩田さん、およびこの論文の製作を手伝って下さった院生の藤田和央君、荻原和広君、ロバートマーチン君にも深く感謝致します。最後に、実際の研究にあたって苦勞を共にして下さい、山川宏君、山田尚志君、市村智君、平川美晴君、田口秀之君、南理秀明君、小堀竹郎君、野中吉紀君、どうもありがとうございました。

