

宇宙航空研究開発機構特別資料

JAXA Special Publication

2005年度宇宙関連プラズマ研究会講演集

宇宙科学研究本部

船木一幸 編

2006年2月

宇宙航空研究開発機構

Japan Aerospace Exploration Agency

目 次

はじめに.....	小山孝一郎・谷川隆夫…	1
室内実験から宇宙空間の実験へ.....	小山孝一郎…	3

第1部 宇宙における加速現象・プラズマホール

非線形磁気音波による粒子加速.....	樋田美栄子・佐藤正俊・大澤幸治…	23
ポテンシャル障壁の振動によるフェルミ加速の実験.....	津島晴・石原修…	29
Electron acceleration in an electron-beam-plasma (電子ビーム・プラズマ系における電子加速現象)		
.....	竹田剛・山際啓一郎…	33
プラズマホールにおける Force Balance : 流れのメカニズムと粘性		
.....	吉村信次・山口博史・富田晃弘・三宅文彦・河野光雄・田中雅慶…	37

第2部 プラズマ・ロケットエンジン・ヘリコンプラズマ・その他の話題

旧ソ連のプラズマ・核融合者の群像—カピツツアとランダウ—	上原 和也…	47
Potential formation in a magnetized inductively coupled plasma (ヘリコンプラズマの電位形成)		
.....	藤田寛治・Sebastian POPESCU・大津康徳…	54
宇宙研大容量ヘリコンプラズマ装置の概要.....	谷川隆夫・篠原俊二郎・船木一幸・佐藤杉弥・竹田剛…	58
VASIMR型プラズマ推進機の研究開発状況と課題	安藤晃・服部邦彦・犬竹正明…	64
MPD アークジェットを用いた磁気セイルの実験室シミュレーション		
.....	船木一幸・小嶋秀典・清水幸夫・山川宏・篠原季次…	70
イオンスラスターによる高層大気のリモートセンシングについて.....	坂本佑介・國中均…	77
マイクロ波イオン源のプローフ診断.....	中井達也・宮本尚使・西山和孝・國中均…	82
宇宙プラズマと高電圧太陽電池アレイの干渉に関する研究.....	岩佐稔・田中孝治・佐々木進・小田原修…	87

はじめに

「宇宙関連プラズマ研究会**2005**」は、このシリーズの小研究会として第3回目のものです。第1回目は**2003年12月16日**に、第2回目は**2004年12月17日**に開催されました。

スペース・プラズマ中で飛翔体を用いて得られたデータを正しく解釈、理解するためには、室内シミュレーション実験、理論・計算機シミュレーションとの連携が大変に重要です。このような考え方から、宇宙航空研究開発機構（**JAXA**）宇宙科学研究所本部（**ISAS**）にあるスペース・プラズマ共同研究設備を利用するスペース・プラズマ現象の室内シミュレーション実験を行ってきています。そして、研究協力者として加わっていただいている理論・計算機シミュレーションの専門家である先生方と実験結果などについて議論する場を時々持ってきたのですが、そのような機会をさらに発展させ宇宙関連プラズマ研究の面白さを勉強すると同時に、少し異なる分野の研究者との相互交流も念頭に、多くの方々に参加を呼びかけ講演や議論参加をお願いしてきました。

スペース・プラズマ共同研究の正式な研究成果報告会としては「スペース・プラズマ研究会」が毎年年度末の3月に開催されます。本小研究会の開催趣旨は、より突っ込んだ議論をインフォーマルに交わすことにより、現在の問題点をクリアにすると同時に新しい課題を発掘しようというものです。今回の小研究会では第1部でスペース・プラズマ分野の重要課題である粒子加速現象、最近発見されたプラズマ渦中に生じるプラズマホールに関する研究の状況について、第2部ではプラズマ・ロケットエンジン、ヘリコンプラズマ関連他の話題について講演がなされました。さらに、世話人の1人（小山）が40年にわたる電離層関連研究をレビューした特別講演を行いました。研究所内外の参加者間で活発な議論が交わされスペース・プラズマ研究に新たな活力を見出す有益な研究会になったのではないかと感じております。大学院生の参加が増えてきていることにも力強いものを感じました。

本小研究会を通じてスペース・プラズマ共同研究の重要性を多くの方々に再認識していただくことができたとすれば大変幸いです。

最後に、本小研究会開催にあたって本講演集の編集他様々なお世話の一切をしてくださった**JAXA/ISAS**の船木一幸先生、いろいろとサポートくださった**JAXA/ISAS**の佐々木進先生、田中治子氏、篠原季次氏、九大総理工の篠原俊二郎先生に厚く御礼申し上げます。

小研究会世話人 **JAXA/ISAS** 小山 孝一郎
東海大 総科研 谷川 隆夫

室内実験から宇宙空間の実験へ —電離圏の DC プローブによる計測と最近の成果—

小 山 孝一郎*

Langmuir Probe Measurements in the Ionosphere and Recent Topics

by

Koh-ichiro Oyama*

Abstract: Dc Langmuir probe which was established by I. Langmuir in 1924 has been used to measure Te (electron temperature) and Ne (electron density) including plasma irregularities in the ionosphere since 1947 and its contribution to the ionospheric Physics is beyond our description.

We review the measurement of electron temperature/density in space, which have been conducted by means of Langmuir probe. We review the recent findings which have been obtained in Japan with Langmuir probes in Japan and list up the problems, which still remain unsolved.

Key words: Electron temperature, Electrode contamination, Insitu measurements, Ionosphere

概 要

1924 年 I. Langmuir によって理論的に確立された DC プローブ (Langmuir and Mott-Smith, 1924) は地球を取り巻く電離圏における基本的な物理量である電子温度、密度を測定するプローブとして, 第二次大戦直後米国がドイツから持ち帰った V-2 rocket に搭載されて以来 (Reifman and Dow, 1949), 多くの観測ロケット、科学衛星に使用されてきており、電離圏研究において DC プローブは必要不可欠の観測器として、極めて重要な役割を果たしてきた。本稿はまず、地球電離圏 E, F 領域、電離圏上部および内部プラズマ圏における電子温度に関して世界の最先端を走ってきた日本が得た最近の成果を中心に概説する。本稿の最後に電子温度、密度に関する未解決の物理現象、及び今後の測定に関する課題について記述する。

1. 序

地球大気は中低緯度においては主に太陽紫外線、高緯度においては高速の荷電粒子により電離される。図 1 には昼間の基本的な電離圏を示す。この図に示されていないが、高度約 60–90 km の水クラスタイオン $H_3O^+ \cdot (H_2O)_n$ などの複雑な正負イオン、および電子、中性ガスが混在する電離領域を D 領域、90–160 km までの主に NO^+ , O_2^+ などの分子イオンの存在する E 領域、160 km から約 300 km までの O^+ イオンが主成分となり磁力線方向のプラズマの拡散により電子密度が最大となる高度までを F 領域、電子密度最大となる高度から上を Topside 領域と呼び、ヘリウム、水素イオンが主成分である約 1000–2000 km から始まる高度を内部プラズマ圏と呼ぶ。それぞれの高度領域における中性ガス密度はたとえば夏、日中、太陽電波束 $F10.7 = 220$ (単位 $10^{-22} W/m^2 \cdot Hz$) の場合、100 km において約 10^{12} 個/cc, 300 km で 10^9 個/cc, 1000

* JAXA/ISAS

本論文は Journal of Plasma and Fusion Research Vol.81. No.7 (2005), p482–525. に掲載された原稿を元に更に大幅に資料を加えたものである。

kmで 10^6 個/ccである(Hedin, 1991)。図1に示した電離圏構造は中性大気が電離された場合の基礎的な構造であり、実際には電離圏嵐、プラズマバブル、赤道異常、スパラディックE層、中緯度トラフのように地球磁場の影響の下、電場、中性風によって大きく変化する。最大電子密度となる高度から上の電子密度高度プロファイルは観測手法が限られていっており、平均的な構造の検証すら困難である。

この章ではここに示されたような高度領域におけるDCプローブの応用について述べる。

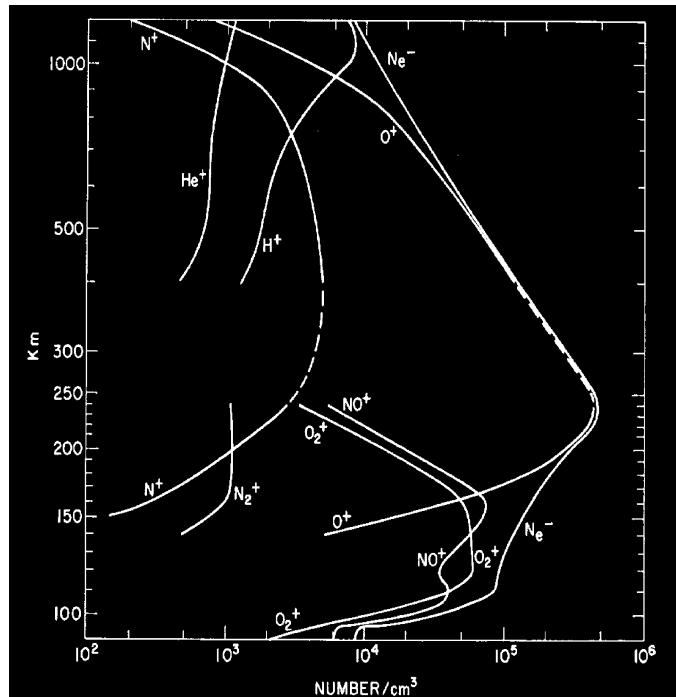


図1 地球電離圏、内部プラズマ圏におけるイオン組成、プラズマ密度高度分布。

2. 各高度領域における観測

2.1 D領域における測定

D領域では電子—中性粒子平均自由行程は数ミリメートルでシース厚さは数センチメートルである。従ってDCプローブのシース内に入ってきた電子はシースの中で中性ガスと衝突し、そのエネルギー分布はシースの外と異なり、DCプローブ理論における、所謂衝突領域にある。更に観測ロケットは毎秒約1kmで大気中を進行する。従ってこの領域のプローブ理論はシース内の電子—中性分子衝突に加えて、DCプローブが高速で動く事によるプローブ前面の衝撃、及びイオンがプローブ後方に回り込めないことによるシース形の変形を考慮しなければならず、その電子、イオンの捕集機構はきわめて複雑である。従って現在でもプローブによる電子、イオン密度測定は相対値に留まらざるをえず、実際にはプローブ電流を波動による電子密度測定法により校正するしかない。過去において波動法が観測ロケットに搭載できない場合はこの較正表を使ってDCプローブ電流から電子密度を計算した。しかしこのような方法は厳密に言えば正しくない(Oyama and Hirao, 1976a)。DC電流特性の電子加速領域の電流は負イオンと電子によるもので、負イオンと電子密度の比は時間、高度により異なる。

上記の影響より大きな問題は固定バイアス電流に及ぼす電極汚染の影響が電子密度によって大きく変化する事である(Oyama, 1976b)。電極汚染の影響は電子密度が高いほど深刻になる。すなわち電子密度が高いほど正しい値に対してプローブ電流が小さくなる。図2は汚染電極と汚染を取り除いた電極による電子密度の高度プロファイルで、汚染電極による電流を地上からの電離圏観測装置で得られた高度約100kmでの電子密度で規格化するとD領域では汚染電極による電子密度は正しい値より高く見積もられる。

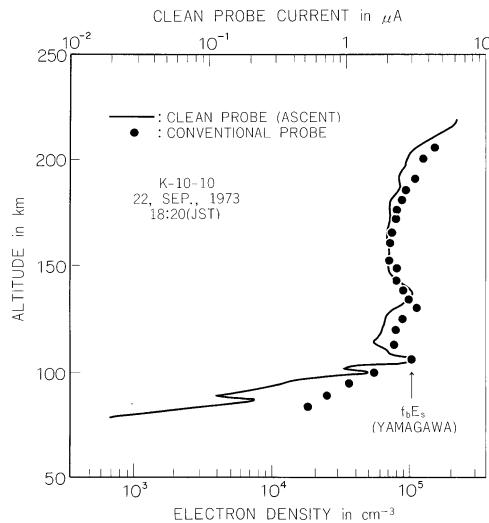


図2 汚染電極（丸印）、および後述するガラス封入型プローブ（実線）により得られた電子密度の高度プロファイル。

絶対的な電子密度分布を与えるが、高度分解能はDCプローブに劣る波動法と絶対値は得られないが高度分解の優れた固定バイアスDCプローブ法は併用するのが望ましい。

2.2 E領域

電離圏E領域になり始めて無衝突プローブ理論が適用できる。しかし実際には電極汚染の問題は深刻である(Oyama, 1975)。Langmuirにより確立されたプローブ理論式は簡単であるので多くの人がこのプローブを使う。プローブを使う人は、表面をぴかぴかに磨き、アルコールやアセトンでふいて、表面を綺麗にしたと思いがちであるが、実際は水を主成分とする物質が表面から除去しきれない。ステンレス製の円筒電極の図3に示すようにプローブ電圧を掃引したときのプローブ電流は、プローブ電圧を増加させた時と減少させた時で異なり、いわゆるヒステリシスを描く。このような大きなヒステリシスは電極表面に付着した汚染物質による大きな容量によるものである。

電極の汚染の影響は周りの電子密度が高くなるほど大きくなる(之を筆者はヒステリシスの密度依存性と名付けた)。掃引電圧の周波数を高くすると電圧電流特性のヒステリシスは小さくなる(ヒステリシス周波数依存性)。

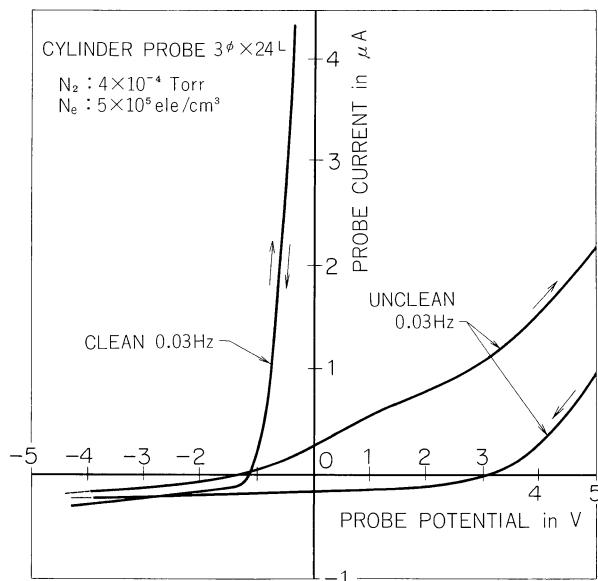


図3 汚染されたプローブ(unclean)と、後述するガラス管封入型プローブ(clean)による電流電圧特性。プローブ電圧の掃引周波数は0.03 Hz。

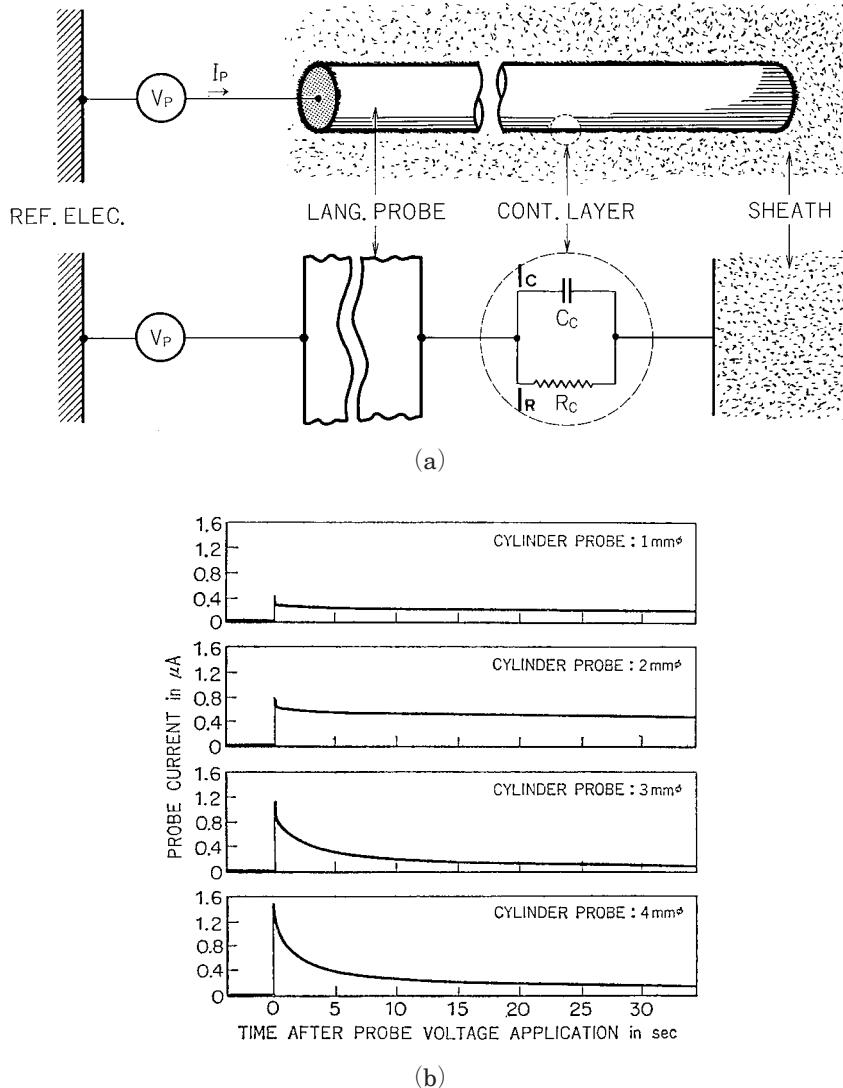


図4 汚染された電極の電気的な等価回路(a). ここでは基準電極側の汚染は示していない. C_c および R_c は電極表面に付着した汚染物質による容量と抵抗である. 図4bはステップ状の電圧を直径. 1, 2, 3, 及び4 ミリメートルの電極に印加した時に電極に流れる電流の波形. 図4bは図4aに示された等価回路の正当性を支持する.

このような電圧電流特性に現れるヒステリシスは電極表面が汚染されている事による仕事関数の時間変化によるものではなく、図4に示すように電極表面に付着した汚染物質が大きな抵抗と容量を形成する事によると考えるべきである。宇宙における観測の場合、基準電極は観測ロケット本体、あるいは衛星本体であるが、これらの表面における汚染物質による容量はプローブ表面の容量に比べ極めて大きく、従って其の抵抗は考慮する必要はない。この図から理解できるように電極汚染の影響を取り除くには、汚染成分の容量による抵抗 $Z_c = (2\pi f C_c)^{-1}$, f はプローブ掃引電圧の繰り返し周波数) の影響を取り除く測定回路を考案するか、あるいは電極汚染そのものを除去する方法を考え出すかである。前者の第一の方法は汚染電極のプローブ電圧を高速掃引する事で、私達は室内実験で NO と水の混合ガスに紫外線を照射する電離圏 D 領域の化学反応に関する実験で用いている (Sinha et al., 2003; 川口他, 2005)。前者の考え方に基づく第二の方法はプローブに高周波を印加した時に生じる浮動電位のずれから電子温度を測定するもので電子温度プローブ (Electron Temperature Probe) と名付けた (Hirao and Oyama, 1970)。図5にその原理と測定回路のブロックダイアグラムを示す。

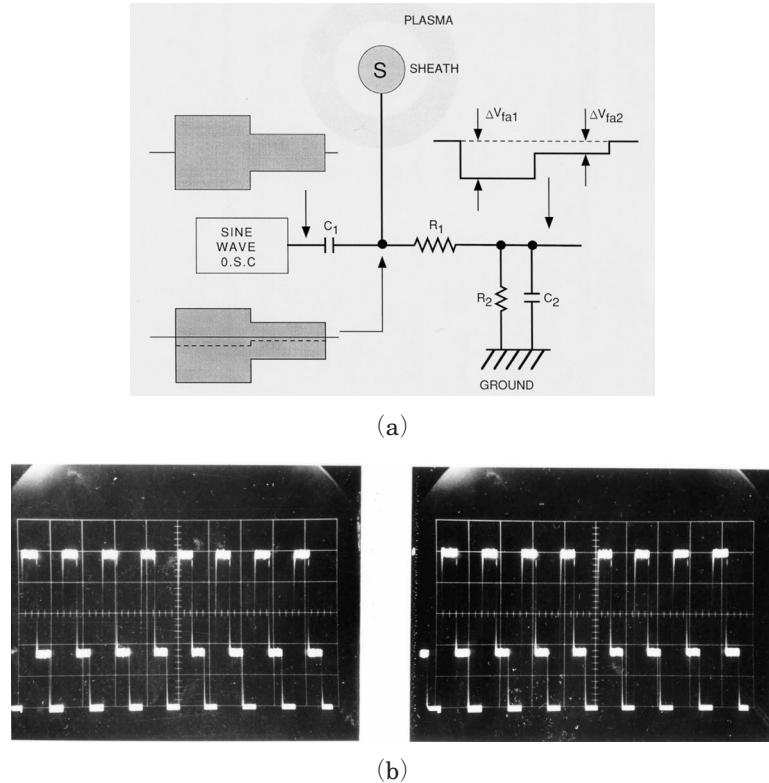


図5 (a)電子温度プローブのブロックダイアグラムと (b) 電子温度プローブの出力波形；汚染した電極（左）と汚染していない電極（右）。横軸は時間（0.5秒/div），縦軸は負小津電位のソフト分を増幅した電子温度プローブの出力電圧（0.5V/div）。

電極は直径 10 cm の半円状の二枚の電極で、電極の浮動電位で重畠する高周波電圧は周波数 30 KHz, 振幅 400 mV, 200 mV, 0 V でそれぞれの電圧の印加時間は 200 msec である。電子温度プローブは日本だけでなくカナダ, 米国, ブラジル, 韓国, インド, 西ドイツとの共同実験に用いられてきた。西ドイツとの共同実験では電子温度プローブとヨーロッパの IS レーダで得られた電子温度との比較もなされ, きれいな一致を見た。また日本で行われた西ドイツとの観測ロケット共同実験で得られたレゾナンスコーンプローブ (Piel et al., 1988; Rohde et al., 1993) と電子温度プローブによる電子温度も一致しており, 測定器の優秀性は世界的に認知されている (図6)。

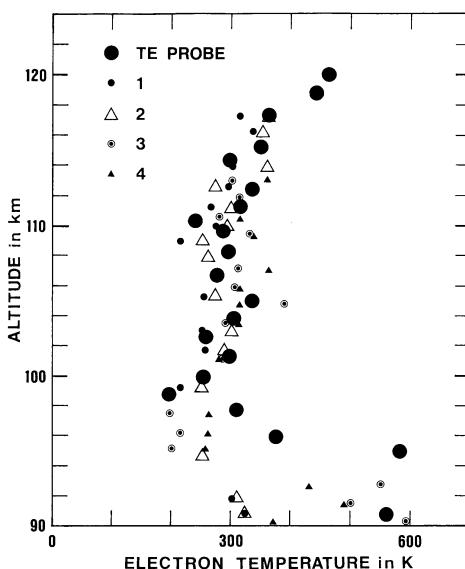
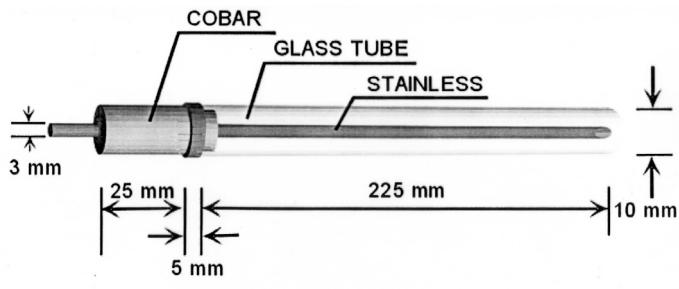
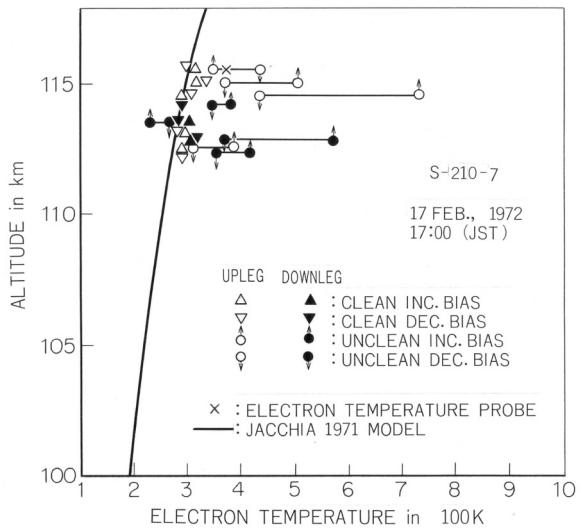


図6 電子温度プローブ (TE PROBE) とレゾナンスコーンプローブによる比較。レゾナンスコーンプローブによる4種のデータは2対の計4本のアンテナを交互に電波の送受信に用いて、その信頼性を検証するために得たものである。

電極表面の汚染そのものを除去する方法は図7に示したようなガラス管封入型プローブとして実現された (Oyama and Hirao, 1976). 直径3ミリメートル, 長さ約27センチメートルのステインレス電極を直径10ミリメートルのガラス管に封入しこれを約10–5パスカル以下の圧力のもと約200度Cで3日以上連続で排気した後, ガラス管の先端をガスバーナでチップオフする. 観測ロケットに搭載されたガラス管封入型プローブは観測ロケットが電離圏計測領域に突入した時点でガラス管の根元を破壊する. ガラス管破壊後, プローブがロケットスピinn軸に垂直に展開されると, ガラス管のみがスピinnによる遠心力で飛ばされる.



GLASS SEALED LANGMUIR PROBE

図7 ガラス管封入型プローブとロケットに搭載されたガラス封じプローブにより得られた電子温度.

このガラス管封入型プローブはDC電圧電流特性を取得すると同時にエネルギー分布を測定するために, Druyvesteinの原理 (Druyvestein, 1930) にもとづいて考案された2次高調波法に使用されている. Druyvesteynによれば, 電子のエネルギー分布 $F(eV)$ は以下のよう記述される.

$$F(eV) = C V^{1/2} d^2i / dV^2$$

ここで V は DC プローブでの空間電位からの電位, C は定数, d^2i / dV^2 は DC Langmuir 電圧電流特性の二次微分である. DC プローブ特性の二次微分はプローブ掃引電圧に高周波電圧 (周波数 f , 振幅 a) を重畠した時のプローブ電流からその二次高調波成分 i_{2f} を検出すれば実現できる. すなわち i_{2f} と DC 電流電圧特性の二次微分は

$$i_{2f} \doteq a^2/4 \cdot (d^2i / dV^2)$$

と表わされる. 実際の観測ロケットでの掃引電圧の振幅と周波数はそれぞれ0–2.5 V, 1–2 Hzの三角波で, 高周波電圧の振幅 a と周波数はそれぞれ70 mV, 1 KHzである. 交流增幅器の総合利得は80 dbが限界で従ってこれ以上の利得を要する夜間電離圏の観測は不可能である. 下記に紹介する結果は観測ロケット, 科学衛星により電子温度プローブ, 及びガラス管封入型プローブにより得られたものである.

3. 得られた成果

3.1 観測ロケット

多くの観測ロケットに搭載された電子温度プローブにより蓄積されたデータから見出された最も奇妙な現象は、図8に示すように著者等が“Sq Focus Anomaly, (Sq中心異常)”と名付けたものである。高度105 km付近の Sq電流の中心付近に1, 2月に限って電子温度の異常な上昇が発見された(Oyama and Hirao, 1979a; Oyama et al., 2000)。そのような高い電子温度層の中では図9に示すように電子がマクスウェル分布状態にない事が見出された(Oyama and Hirao, 1979a; Oyama and Hirao, 1979b)。

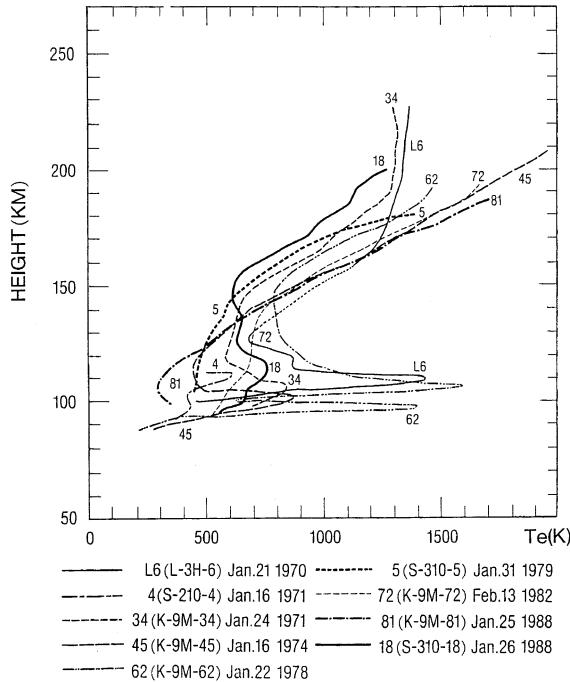


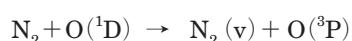
図8 高度105 km付近に出現する高い電子温度層のまとめ。

高い電子温度の層の電子温度は太陽黒点の増加とともに、かつ観測点が Sq電流の中心に近いほど高くなり、中心から、緯度5度離れるとはほぼ中性ガス温度に等しくなる。このことはこの現象が日本標準時11時を中心にしてプラスマイナス20分というきわめて狭い時間帯に現れることを示唆していると思われる。高い電子温度発生時に観測ロケットで大きなプラズマ密度変動が検出された。Sq電流に伴うこれら一連のこの現象は未だ解明されておらず(Oyama, 2000), 2005年冬期に本現象の解明のための観測ロケット実験が予定されている。

高度100 km付近の電子温度は中性ガス温度に等しい筈であるにもかかわらず、測定された電子温度は高い(Oyama and Hirao, 1980)。この問題はプローブ観測が始まって以来の大きな問題で多くの研究者が議論してきたが結論に達することができなかった。我々はこれに関して多くの室内実験を繰り返した(小田, 2001; 下山他, 2004)。これらから得た結論は、電極汚染を除去しても中性ガス温度より尚高い電子温度は真実であり、高度100km付近には電子温度を中性ガス温度より高める熱源が存在するか、あるいは過去における電子温度の計算に用いられたパラメータが不適当であるかのいずれかによるものと確信するに至った。熱源の候補の一つは励起された窒素分子N₂(v)による電子の加熱(Paniccia, 1986)である。即ち、



上の式においてe_{slow}は振動励起された窒素分子からエネルギーを得る前の熱的電子で、e_{high}はエネルギーを得た後の電子である。窒素を振動励起するのは高度100 km付近においては以下の反応が主である。



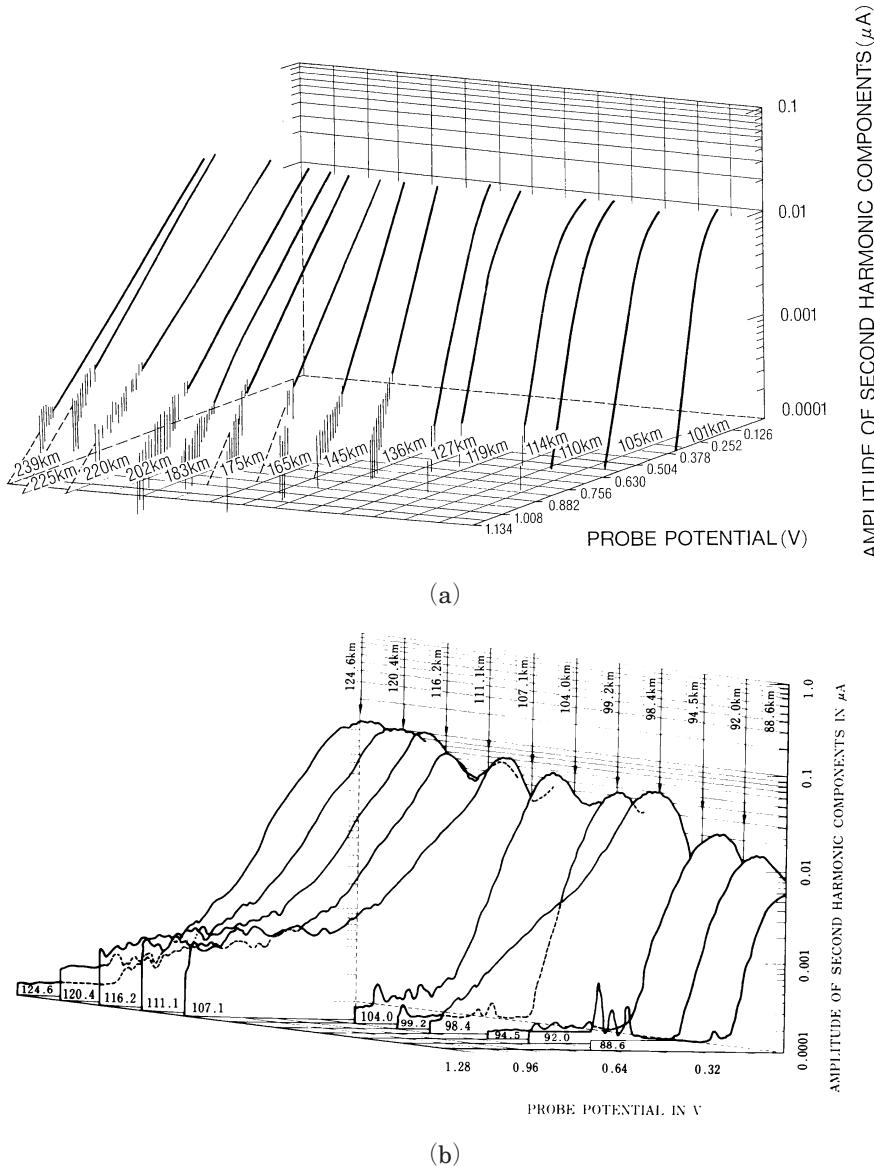


図9 高電子温度層が現れていない時の熱電子のエネルギー分布 (a) と高電子温度層中の熱電子エネルギー分布 (b). 横軸は周りのプラズマの空間電位を基準にしたプローブ電位で、縦軸は2次高調波成分の振幅を検波し、電子回路で対数変換した値。片対数プロットの直線性は熱電子がマクスウェル分布状態にある事を意味する。

光電子の一部が窒素分子の振動励起に使われている事は観測ロケットによる電子のエネルギー分布測定から確認されている。即ち窒素分子は光電子により振動励起され、一方では熱電子を加熱するという面白い役割を演じる。

著者らは上記の様な振動励起窒素分子による熱的電子の加熱を検証するためにはまず窒素振動温度を観測する必要があると考え、今まで3回の観測ロケット実験を行った (川島他, 1997; Kawashima et al., 1999). 観測された振動温度は電子温度に極めて近いことを考えると振動励起された窒素による加熱は尤もらしい (Oyama and Hirao, 1985; Kurihara et al., 2003). しかしながら理論は測定された電子温度を説明する事に成功しておらず、更なる研究が必要である (Pavlov, 1994). 窒素振動に関するエネルギー過程は内部プラズマ圏の熱エネルギーの理論計算にも考慮されるようになった (Pavlov et al., 2001).

夜間の電子温度測定は中性ガス温度より高い昼間の電子温度を説明するヒントをあたえると思われるが、高速で飛翔する観測ロケットにおいて、プローブ電圧を高速掃引しなければならず、微小電流を増幅するためのDCアンプの周波数特性が十分でなく、現時点では不可能であり、過去にこの高度領域の夜間の信頼できる電子温度データは存在しない。この困難を克服する測定法については後述する。

3.2 衛星観測

3.2.1 電離圏上部における観測

電子温度プローブは今まで日本の5機の地球周回衛星（Oyama, 1991）と火星探査機“のぞみ”に搭載されてきた。この原理を用いたプローブは旧ソ連の衛星に搭載され、最近は韓国衛星に搭載されている。ブラジルの初めての小型衛星に搭載されたが残念ながら衛星自体が作動しなかった。次期ブラジル小型衛星にも搭載される予定である。

日本の太陽観測衛星“ひのとり”（1981年2月に打ち上げられ、1982年6月まで軌道傾斜角31度、高度600 kmの円軌道にあった）に搭載された電子温度プローブは日本でもっとも確立された観測器の一つである‘インピーダンスプローブ’と呼ばれる電子密度測定器と共に多くの成果をだした。まず一番大きな成果のひとつは赤道帯に現れるプラズマバブル内の電子温度を測定した事である（Oyama et al., 1988）。プラズマ密度が時間的に、空間的に大きく変動するプラズマバブル内でDCプローブによる電圧—電流特性から電子温度を得るには多くのデータ伝送量を要するので現在でも私たちの測定結果を超える成果は国外では報告されていない。

図10aには電子温度プローブによる高度600 kmでの経度210–285度における電子温度を春分、秋分、北半球の夏、および冬の3期間に分けて示した。図10bには経度280–360度における電子温度を示した。経度による微妙な電子温度の違いは地磁気子午面がアジア域では、東に、アメリカ域では西に傾いているため、東西風、あるいは南北風が磁力線にそってイオンを押し下げたり、押し上げたりする事により生じる電子密度の違いで説明できる（Oyama et al., 1996; Watanabe and Oyama, 1996）。

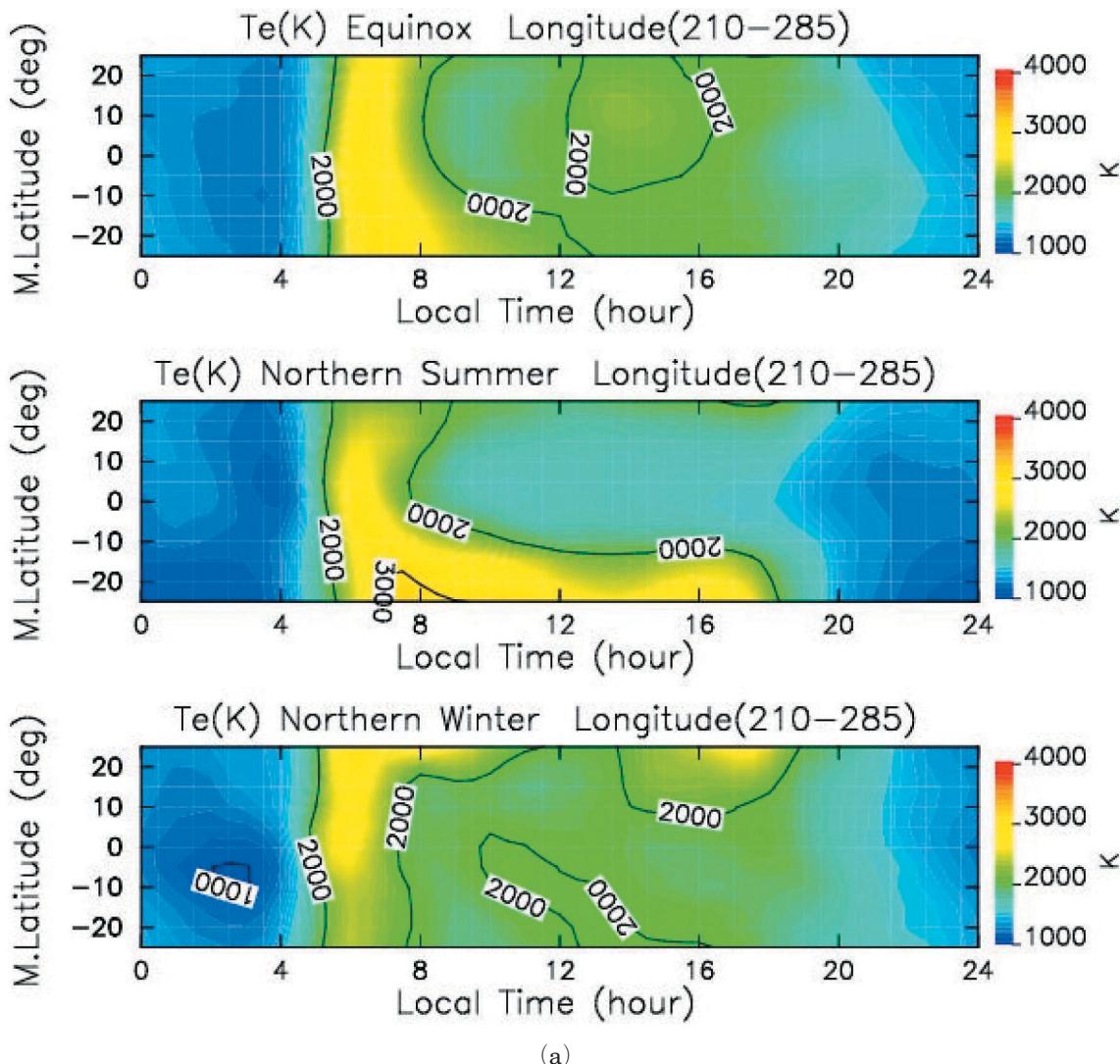


図10 高度600 kmにおける経度185–280度 (a) および285–360度 (b) における電子温度の季節変化。

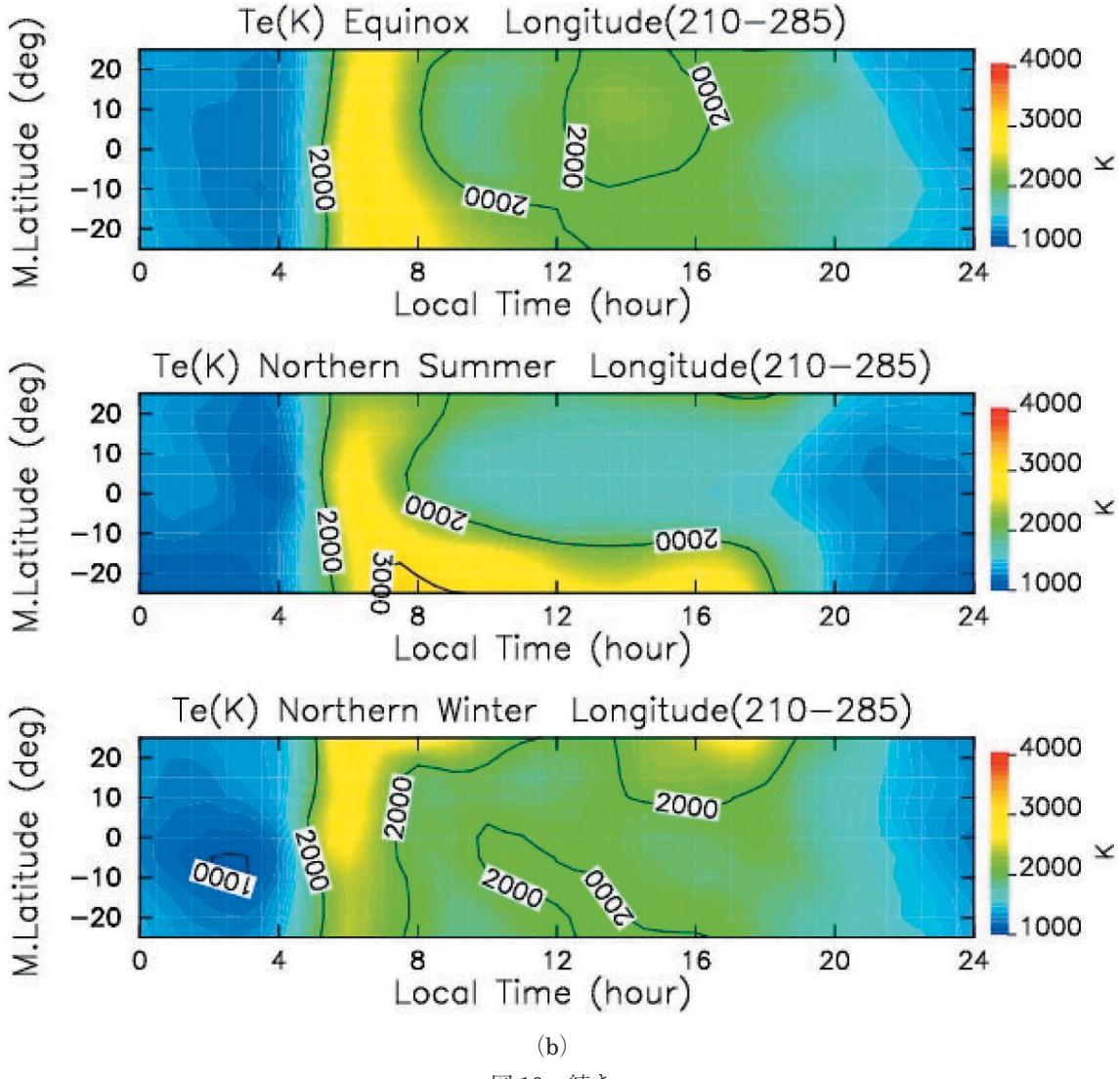


図 10 続き

図 10 に示された平均的な電子温度を熱圏の中性風、及び電場の値を調整する事により計算機シミュレーションで再現することは可能であり、このことは電子温度のような簡単なプラズマ基礎量を測定するだけで、熱圏における中性風風系の算出の可能性を示唆している (Su et al., 1996, 1997). 得られたデータを整理して高度 600 km における電子温度の平均的なモデルを作った (Oyama et al., 2004).

電離圏電子温度は電離圏のわずかな変化に極めて敏感である。最近筆者らは‘ひのとり’で得られた電子温度と地震との関係を詳細に検討し始めた。電子温度は地震発生 1 週間ほど前から平均値より低くなり始め、地震発生時に最もモデルからのずれが激しく、地震後 1 週間ほどして平均値に近づく例が見られた。すべての地震に対して上記のことが見られるわけではなく、現時点では地震と 1 対 1 の対応はつけがたいが、研究の進展とともに因果関係が明らかにされ、地震研究に DC プローブ（電子温度プローブ）が応用できる可能性がある。1947 年米国に持ち込まれた V-2 rocket による電離層の観測が始まって本年はちょうど 60 年、ようやくにして基礎研究が実用に供される時が来ようとしていると考えると感慨深いものがある。

3.2.2 プラズマ圏の電子温度

上部電離圏では DC アンプの性能上、DC プローブが原理的に使用できるのは中低緯度で高度約 10000 km までであり、高緯度のカスプ領域を越えると電子密度が急激に減少し DC アンプを用いてデータを取得できるのは約 3000 km までである。それより上部は二次電子増倍管などを利用した測定系を構築せざるを得ない。また昼間は太陽光によるプローブ電極からの二次電子は周囲の電子による電流よりも多くなり得るために DC 的な測定法は不向きである。



図 11 科学衛星“あけぼの”と太陽電池パドルの先端に取り付けられた円板状プローブ。

日本の科学衛星‘あけぼの’に二次高調波を用いた円板プローブを搭載した(図 11)。これによって、内部プラズマ圏の中、低緯度における電子温度が高度 8000 km まではじめて系統的に測定された。この高度では太陽紫外線による DC プローブ表面からの二次電子電流はプラズマによる DC プローブ電流より大きくなるために電子温度の計測は難しい。これまでには米国の衛星 S3 - 3 による高度 5000 km までの極めて貧弱なデータが公表されている(Rich et al., 1979)のみである。米国の科学衛星 ISIS - 1 に搭載された円筒型 DC プローブで高度 3000 km までのデータが蓄積され、モデルが作られている(Brace and Theis, 1981)。“あけぼの”による電子温度測定成功の 2 つの要因は、円板電極を太陽電子パネルに垂直に置いた事により、電極からの二次電子放出を大きく抑圧できたこと、二次高調波法により二次電子による DC 電流を除去出来た事にある。電子温度、イオン温度、及び中性ガス温度はこの高度ではほぼ等しいので電子温度測定そのものがこの高度領域の熱構造を知る事になる。図 14 は高度 8000 km までの朝方において、緯度 10–30 度で、観測された電子温度高度分布の平均とその理論の比較である。

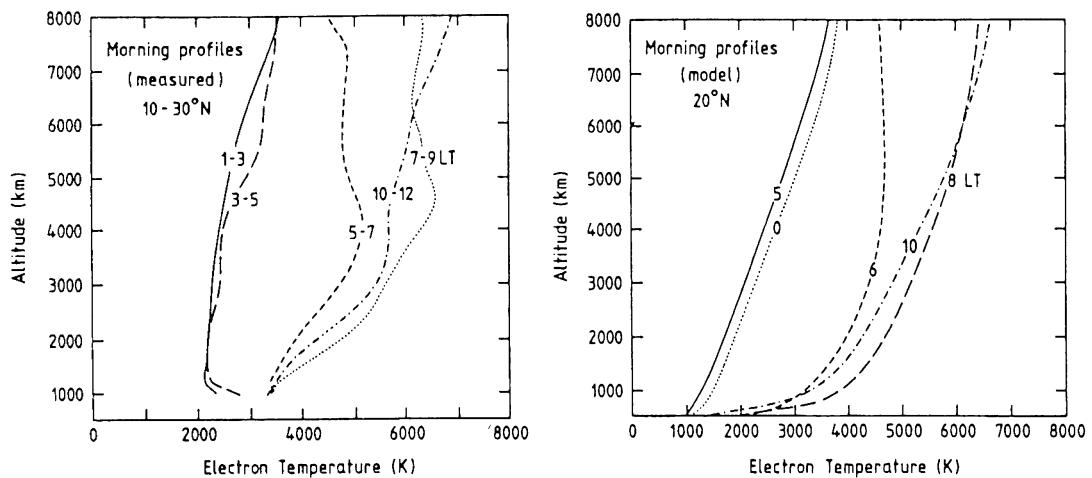


図 12 科学衛星‘あけぼの’により得られた朝方の高度 8000 km までの電子温度高度分布(左)と
英国シェフィールド大学との共同研究により得られた理論計算による高度分布(右)。

図 13 は二つの緯度領域における、3 つの高度領域の電子温度の日変化である。高度 5500–6500 km をの除いて朝、夕方における電子温度の極大が見られるが之は電場と中性風を考慮することにより、理論計算で再現できる(Balan et al., 1996a, 1996b)。しかし高度 5500–6500 km を除いて地方時 12 時ごろに見られる極大は理論ではまだ再現されていない。

図 12 に示したように高度 3000 km 以下の高度において実測された電子温度は Sheffield 大学による理論値より高度の減少と共に、より急激に減少する。この食い違いは熱伝導係数を以下のように書き換える事によって理解できる(Pavlov,

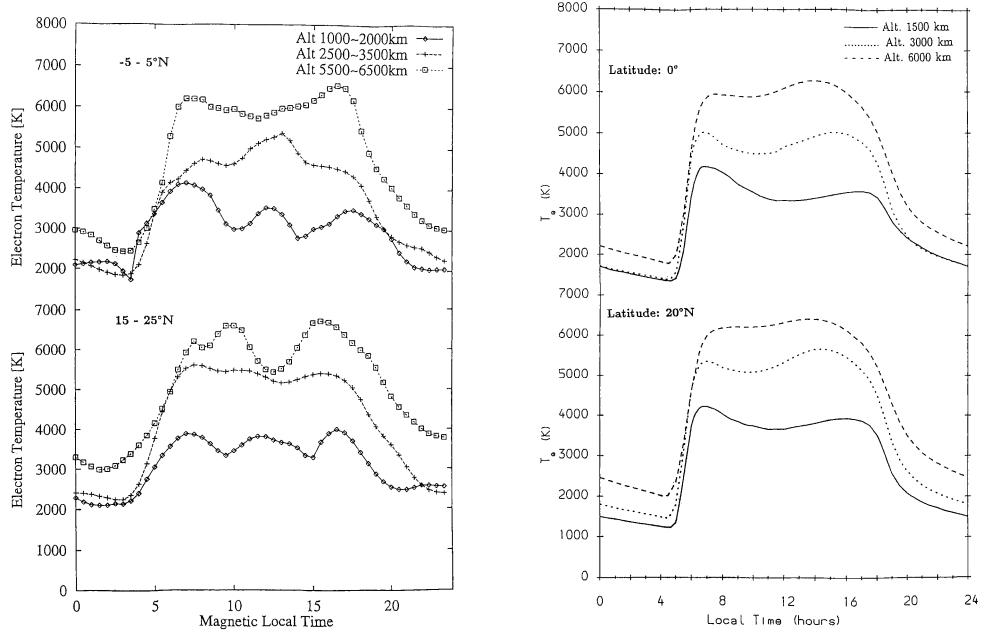


図 13 科学衛星 ‘あけぼの’ により得られた、3つの緯度領域、3つの高度領域における電子温度の時間変化（左）と英国シェフィールド大学との共同研究により得られた理論計算による高度分布。

2001). これまで理論計算で用いられてきた熱伝導係数は

$$K_{SH} = C_{SH} N_e k^2 T_e (m_e v_{ei})^{-1}$$

である。ここで v_{ei} は電子イオン衝突周波数、 k はボルツマン定数、 m_e は電子質量、 N_e は電子密度、 $C_{SH} \approx 3.20$ 。あらたに理論計算に取り入れられた熱伝導係数は

$$K_e = K_{SH} / (1 + C\lambda / L_p) \quad L_p = T_e (\partial T_e / \partial S)^{-1}$$

である、ここで C は定数、熱電子の平均自由行程は $\lambda = V_T / v_e$ 、 $v_e = \sum v_{ei} + \sum v_{en}$ (v_{en} は電子—中性粒子衝突周波数) である。

IS レーダと ‘あけぼの’ 衛星による高度 8000 km における同時観測が行われた。IS レーダでは約 600 km までの電子温度、‘あけぼの’ では 8000 km における電子温度が観測された。この場合 ‘あけぼの’ 衛星は IS レーダが観測した空間を通る磁力線上にある。このまれにしかない幸運の基で得られたデータを用いて新しい熱伝導の式を入れて計算しなおした電子温度、密度の高度プロファイルを図 14 に示す。図 14 にはまた従来の熱伝導式を用いた数値計算の結果も示されている。明らかに新しい熱伝導係数を用いた方が観測データに近い。

図 14においてはプラズマ圏の最上部で注入される熱エネルギー量を 3 種かえて電子温度、密度を計算した。電子密度は熱エネルギー量に関して殆ど影響されないことが言える（この事実が電子温度観測を地震研究に用いる可能性を示唆している）。電子温度を理論に一致させるには高度 8000 km において何らかの熱エネルギーを注入する必要があるが、熱源の発生場所、其の種類は全く未知である。

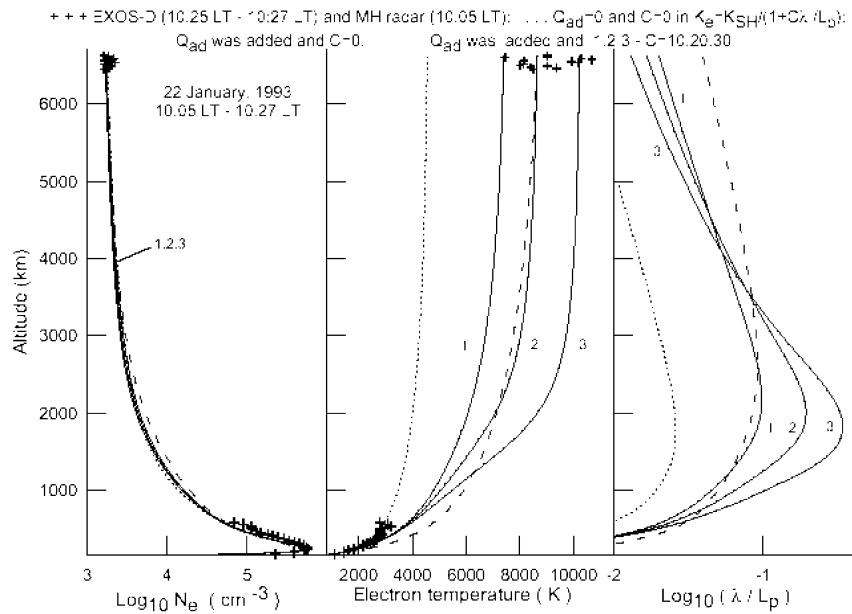


図 14 IS レーダにより得られた高度 600 kmまでの電子温度、密度と‘あけぼの’衛星による高度 8000 kmにおける電子温度、密度の同時観測。点線は今までの熱伝導係数で且つエネルギーを注入しない時、切れ切れの線はエネルギー注入は行ったが従来の熱伝導の式を用いたもの。実線はエネルギーを注入すると共に新しく導入した熱伝導係数による。

‘あけぼの’衛星は 1989 年に打ち上げられ、2005 年 4 月の現在に至るまでデータを送信してきている。初期に得られたデータを用いて内部プラズマ圏の電子温度モデルを作成した。図 15 はその一例である (Kutiev et al., 2002, 2004)。現在のモデルでは太陽活動度依存性、季節依存性は考慮されておらず、これらを考慮したモデルの構築は貴重なデータを有する日本の責務であろう。

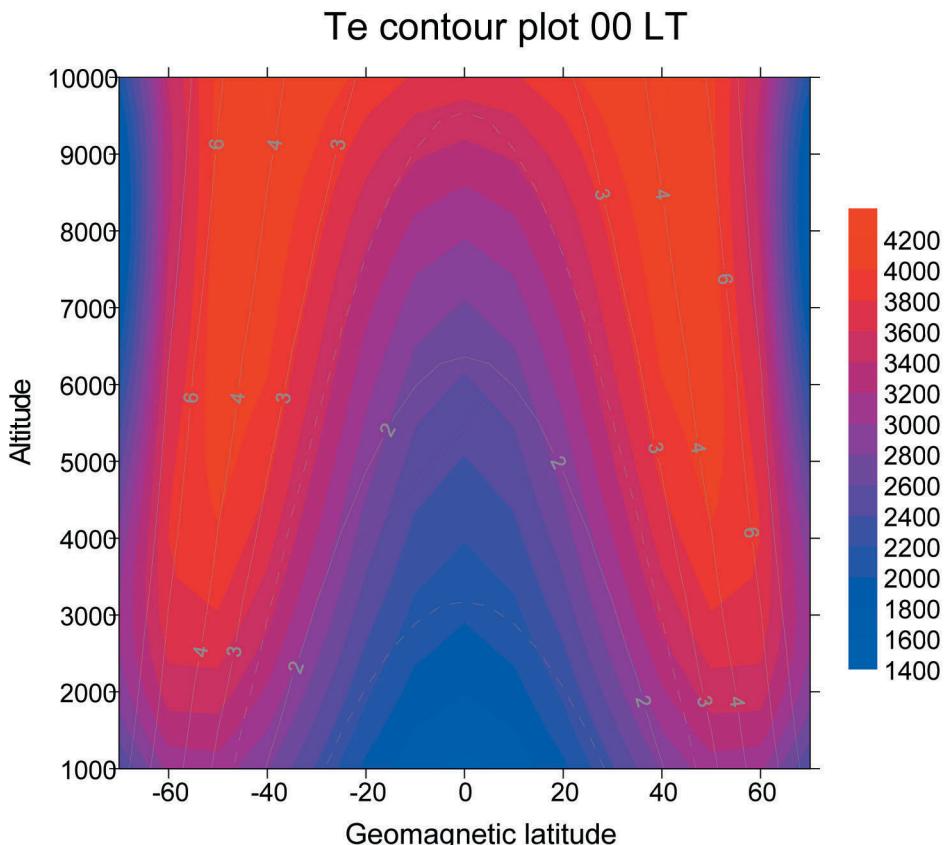


図 15 I長年に亘って蓄積されてきた電子温度データにより構築された電子温度モデルの一例。

4. 今後の問題

科学観測ロケットの約 50 年にわたる長い歴史にもかかわらず、電離圏 E 層における電子温度の問題は未だ完全に解決されていない。この鍵を解くと思われる夜間の電子温度、およびスピラザック E 層中の電子温度の測定がなされなければならない。

我々は高度 90 km から測定するため、排気装置付き二次電子増倍管を用いた新たな計測器を開発しつつある（下山他, 2004）。この測定器はまたこれまでなされてこなかった夜間の電子温度測定を可能にするだけでなく、熱的電子エネルギーと光電子エネルギー領域のいわゆる 1 eV ~ 5 eV 領域のエネルギー分布測定を可能にし、振動励起された窒素分子と電子とのエネルギーのやり取りなど原子分子過程に関する新しい知見を得ることができるものと期待している。

赤道エレクトロジェット中の電子温度は過去に一度不完全な形で私たちによって一度測定されたのみであり（Sampath et al., 1974），赤道帯エレクトロジェット自体に関する研究も含めてジェット内の熱エネルギー収支に関する研究は全くなされていないといわざるを得ない。

これまで電子密度でしか議論されてこなかった低緯度プラズマパブル中の詳細な電子温度の測定はプラズマパブル内の熱エネルギー収支に関するあらたな議論の材料をあたえるであろう。高緯度における高度 3000 km 以上の電子温度計測に関しては、Langmuir Probe と直流アンプを組み合わせた従来の DC プローブ法では周りの微少電流を計測するには不十分である。この高度の計測は高度 100 km 付近の夜間の電子温度測定のために開発中の測定器を排気装置なしで使用する事により可能となる。

また同時に今まで得られた衛星データの解析はすべて終了したとは言いがたい。たとえば“あけぼの”による電子温度データを用いた内部プラズマ圏の朝夕における南北両半球のプラズマ輸送など、これまでデータが得られていなかったゆえに外国研究者に手がでなかつた研究課題が残っている。

5. おわりに

ここでは主に地球電離圏における Langmuir probe 法の応用とそれから得られた最近の成果について述べた。特に問題の多い電子温度について述べた。Langmuir probe による測定の原理は簡単である。この故に多くの研究者が容易にプラズマパラメータを得られると誤解するが電極汚染への考慮なくして正確な情報を得ることはまずありえない。米国での信頼できる電子温度測定は私たちが電極汚染の深刻さを指摘した後打ちあげられた DE-2 衛星によるものからである。

DC プローブは他の惑星の電離圏研究においても基本的に重要な役割を担う。これまで、円筒型 DC プローブが 1978 年に打ち上げられた米国の金星探査機 Pioneer Venus に搭載され (Brace et al., 1978)，之により磁場のある地球電離圏と磁場が極端に弱い金星電離圏の違いが示された。

測定器の開発は時間と労力を費やすが、新しいユニークな計測なくして世界の最先端を走る事は難しい。残念ながら日本の火星探査機は火星の探査前に通信途絶という不運な故障で終わったが、次代を担う研究者が地球電離圏研究で得られた技術と知見を持って、夢と希望を捨てることなく、来るべき日に向けて実験技術をみがき、他の惑星の探査に積極果敢に取り組むことを望みたい。

謝 辞

本講演は本研究会の世話人の一人東海大学谷川隆夫教授の依頼によりなされたものであり、講演の機会をあたえてくださった教授と、宇宙航空研究開発機構・宇宙科学研究本部船木助教授に感謝する。

参考文献

Balan, N., T. Abe, G. J. Bailey, and K.-I. Oyama, Plasmasphere electron temperature profiles and the effects of photoelectron trapping and an equatorial high-altitude heat source, J.Geophys. Res., 101, 21689–21696, 1996a.

Balan N., K.-I. Oyama, G. J. Bailey and T. Abe, Plasmasphere electron temperature studies using satellite obser-

- vations and a theoretical model, *J. Geophys. Res.*, 101, 15323–15330, 1996b.
- Brace, L.H., R.F. Theis, Global Empirical models of ionospheric electron temperature in the upper F-region and plasmasphere based on in situ measurements from the AE-C, ISIS-1 and ISIS-2 satellites, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 43, 1317–1343, 1981.
- Druyvesteyn, M.J., Der Niedervolt Bogen, *Z. Physik*, 64, 781–798, 1930.
- Hedin, A.E., Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 96, 1159–1172, 1991.
- Hirao, K., and K. Oyama, An improved type of electron temperature probe, *J. Geomag. Geoelectr.*, 22, 393–402, 1970.
- Kawashima, T., A measurement of vibrational-rotational temperature and density of molecular nitrogen in the upper atmosphere by rocket-borne electron beam induced luminescence, ISAS Report, No.672, 1999.
- 川島高弘, 小山孝一郎, 鈴木勝久, 岩上直幹, 小川利紘, 置田彩子, 福山恒太, 野田亮, 热圈下部の窒素分子振動温度, 回転温度及び数密度—観測ロケット S – 310 – 24 号機による観測—宇宙科学研究所報告 95 号, 1997 年.
- Kurihara, J., K.-I. Oyama, K. Suzuki, and N. Iwagami, Vibrational-rotational temperature measurement of N₂ in the lower thermosphere by the rocket experiment, *Adv. Space Res.*, 32, 725–729, 2003.
- Kutiev, I., K.-I. Oyama, S. T. Abe and P. Marinov, Plasmasphere Electron temperature structure model based on Akebono data,, *Adv Space Res.* 33, 975–979, 2004.
- Kutiev, I., Oyama, K.-I., T. Abe, Analytical representation of the plasmasphere electron temperature distribution based on Akebono data, *J. Geophys. Res.* 107(A12), 1459, doi: 10.1029/2002JA009494, 2002.
- Langmuir, I., and H. Mott-Smith, Studies of electric discharges in gases at low pressures Part I-V, *General Electric Reviews*, 28, 449–455, 538–548, 616–623, 762–771, 810–820, 1924.
- Oyama, K.-I., Characteristic of the contaminated Langmuir probe and countermoves for its application to the space observations, ISAS Report No. 525, 1975.
- Oyama, K., and K. Hirao, Application of grass-sealed Langmuir probe to ionosphere study, *Rev. Sci. Instr.*, 47, 101–107, 1976.
- Oyama, K., A systematic investigation of several phenomena associated with contaminated Langmuir probes, *Planet. Space Sci.*, 24, 183–190, 1976b.
- Oyama, K., and K. Hirao, Inaccuracies in electron density estimates due to surface contaminated Langmuir probes, *Planet. Space Sci.*, 24, 87–89, 1976a.
- Oyama, K., and K. Hirao, Evidence of a distorted energy distribution in ionosphere plasma, *Planet. Space Sci.*, 24, 900–904, 1976.
- Oyama, K., and K. Hirao, Anomalous heating of the thermal electrons near the focus of the current vortex, *J. Geomag. Geoelectr.*, 31, 11–19, 1979a.
- Oyama, K., and K. Hirao, Distortion of the energy distribution of ionospheric thermal electrons near the focus of Sq current vortex, *Planet. Space Sci.*, 27, 183–192, 1979b.
- Oyama, K.-I. and K. Hirao, Is Te equal to Tn at the height of 100 to 120 km?, *Planet. Space Sci.*, 28, 207–211, 1980.
- Oyama, K.-I. and K. Hirao, Energy gain of thermal electrons from the excited neutral gases, *J. Geomag. Geoelectr.*, 37, 913–926, 1985.

- Oyama, K.-I., K. Schlegel, and S. Watanabe, Temperature structure of plasma bubbles in the low latitude ionosphere around 600 km altitude, *Planet. Space Sci.*, 36, No.6, 553–567, 1988.
- Oyama, K.-I., Electron temperature measurements carried out by Japanese scientific satellites, *Adv. Space Res.*, 49-(10)158, 1991.
- Oyama, K.-I., S. Watanabe, Y. Su, T. Takahashi, and K. Hirao, Season, local time, and longitude variations of electron temperature at the height of \sim 600 km in the low latitude region, *Adv. Space Res.* 18, (6), (6)269-(6)278, 1996.
- Oyama, K.-I., M.A. Abdu, A. Piel, and H. Thiemann, What is happening near Sq Focus?, *Adv. Space Res.*, 26, 8, 1263–1266, 2000.
- Oyama, K.-I., In situ measurements of Te in the lower ionosphere a review, *Adv. Space Res.*, 26, 8, 1231–1240, 2000.
- Oyama, k.-I., P. Marinov, I. Kutiev, and S. watanabe, Low latitude model of Te at 600 km based on Hinotori satellite data, *Adv. Space. Res.*, 34, 2004–2009, 2004.
- Pavlov, A.V., T. Abe, and K.-I. Oyama, Comparison of the measured and modeled electron densities and temperatures in the ionosphere and plasmsphere during the period of 25–29 June 1990, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 63, (6), 605–616, 2001.
- Pavlov, A.V., The role of vibrationally excited oxygen and nitrogen in the D and E regions of the ionosphere, *Ann. Geophysicae*, 12, 1085–1090, 1994.
- Pavlov, A.V., T. Abe, and K.-I. Oyama, Comparison of the measured and modeled electron densities and temperatures in the ionosphere and plasmasphere during the undisturbed and geomagnetic storm period of 20–30 January 1993, 18, 1257–1272, *Annales Geophysicae*, 2000.
- Panicca, F., C. Gorse, J. Bretagne, and M, Capitelli, Electron energy distributionsin molecular nitrogen: The role of super elastic electronic collisions in discharge and post discharge conditions, *J. Appl. Phys.*, 59(12), 4004-4006, 1986
- Piel, A., K.-I. Oyama, H. Thiemann and A. Morioka, Resonance Cone Measurements of Non-Thermal Plasma Properties in the Mid-Latitude Ionosphere, *Adv. Space Res.*, 8, (8)143-(8)146, 1988.
- Rich, F.J., R.G. sagalyn, and P.J.L. Wildman, Electron temperature profiles measured up to 8000 km by S3–3 in the late afternoon sector, *J. Geophys. Res.*, 84(A), 1328–1333, 1979.
- Rohde, V., A. Piel, H. Thiemann and K.-I. Oyama, In situ diagnostics of ionospheric plasma with the resonance cone technique, *J. Geophys. Res.*, 98, 19163–19172, 1993.
- Sampath, S., T. S. G. Sastry, K. Oyama, and K. Hirao, Joule heating due to the equatorial electrojet as observed by rocket borne probes, *Space Res.*, XIV, 253–258, 1974.
- Su, Y. Z., K.-I. Oyama, G. J. Bailey, T. Takahashi, and H. Oya, Longitudinal variation of the topside ionosphere at low latitude; satellite measurements and mathematical modelling, *J.Geophys.Res.*, 101, 17191–17205, 1996.
- Su., Y. Z., G. J. Bailey, K.-I. Oyama and N. Balan, A modelling study of the longitudinal variations in the north-south asymmetries of the ionospheric equatorial anomaly, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 59, 1299–1310, 1997.
- Watanabe S., and K.-I. Oyama, Effects of neutral wind on the electron temperature at a height of 600 km in the low latitude region, *Ann. Geophysicae*, 14, 290–296, 1996.
- 下山学, 塚田有司, 岡部選司, 小山孝一郎, ラングミュアプローブ測定におけるカウンターエレクトロードの影響, 地球惑星科学合同大会 2004. 5. 12.

下山学, 塚田有司, 岡部選司, 中村良治, 小山孝一郎, カウンターエレクトロードの DC ブロープ特性への影響, スペース
プラズマ研究会, 2004. 3. 18.

小田琢也, 電子温度測定における飛翔体シースの影響とその除去法について, 東京大学修士論文, 2002. 2. 28, 2001 年.

第1部 宇宙における加速現象・プラズマホール

非線形磁気音波による粒子加速

樋 田 美栄子* 佐 藤 正 俊* 大 澤 幸 治*

Particle Acceleration by Nonlinear Magnetosonic Waves

by

Mieko Toida*, Masatoshi Sato* and Yukiharu Ohsawa*

Abstract: Nonstochasitic particle acceleration by nonlinear magnetosonic waves is studied with theory and particle simulations. In this short paper, acceleration mechanisms of hydrogen ions, heavy ions, electrons, nonthermal energetic ions, and positrons are briefly described. The first three mechanisms are compared with solar energetic particles. For the last two mechanisms, simulations show that the maximum Lorentz factors of accelerated particles far exceed 100.

Key words: acceleration of particles, shock waves, plasmas, magnetohydrodynamic waves, particle simulation

概 要

非線形磁気音波による非統計的な粒子加速を、理論と粒子シミュレーションを用いて研究している。水素イオン、重イオン、電子、非熱的高速イオン、陽電子は、それぞれ異なる機構で加速される。それらの加速機構の概要とシミュレーション結果を解説する。太陽フレアにおける粒子加速との関連や、ローレンツ因子が100を越すような超相対論的粒子の生成についても議論する。

1. は じ め に

粒子加速は、宇宙プラズマと実験室プラズマに共通な重要課題の一つである。特に、宇宙では様々な場所〔太陽フレアー (Chupp 1987) や超新星残骸 (Koyoma 1995) 等〕で高エネルギー粒子の存在が観測されているが、それらの生成には衝撃波が深く関与しているものと信じられている。加速の機構については、多くの場合、Fermi 加速 (Fermi 1949) あるいは乱流電磁場の下での衝撃波による統計的 Fermi 加速 (Blandford 1978) が応用されている。しかし、このモデルでは、太陽フレアーで観測されているような短時間の加速 (Kane 1986) を説明することができない。

一方、磁気音波衝撃波による様々な非統計的な粒子加速機構が、粒子運動とプラズマの集団運動を同時に自己無撞着に解く粒子シミュレーションを用いて発見されてきた (Ohsawa 2004)。これらは、磁気音波衝撃波中 (あるいはその付近) の電磁場による加速であり、短時間で超相対論的な粒子を生成することが可能である。これらの性質は、Fermi 加速では説明できないものであり、宇宙高エネルギー粒子の加速に応用するうえでも魅力的なものであると思われる。本稿では、第2章で非線形磁気音波の構造を解説した後、第3～7章でイオン、重イオン、電子、高速イオン、陽電子の加速機構の概要と粒子シミュレーション結果を示す。

* Department of Physics, Nagoya University

2. 非線形磁気音波中の電磁場

粒子の加速機構を理解するには、大振幅波中に形成される電磁場の構造を知らなければならない。波の伝播方向を x 方向、外部磁場を z 方向とすると、磁場の粗密波である磁気音波の非線形波（ソリトンや衝撃波）中では、磁場 B_z が増加する。そして、磁場の変動に対応した横電場 E_y が現れる。さらに、イオンと電子の質量の違いにより電荷分離が起こり電位 ϕ （したがって縦電場 E_x ）が形成される。基本的には、 B_z , E_y , ϕ は同じプロファイルを示し、波の領域で正の値を取る（図 1 を参照）。衝撃波前面の立ち上がりの幅（遷移領域の幅）は、電子の慣性長のオーダーである。ただし、3 章で示すようなイオン加速が起こる場合は、イオンの慣性長のオーダーとなる。

外部磁場に対し斜め方向に伝播する場合は、磁場に平行方向の電場 E_{\parallel} が生じる。また、波の静止系にみると、 $-y$ 方向に時間・空間的に一定な電場 $E_{y0} = (-v_{sh}B_0/c)$ が現れる。ここで、 v_{sh} は衝撃波の伝播速度、 B_0 は外部磁場の強さを表す。これらの電磁場それぞれが重要な役割を果たし、様々な加速機構をもたらす。

3. イオン加速

イオンの加速機構は衝撃波上流での粒子の速度やイオンの種類に依存する。上流での粒子の速さを v_o とする。 $v_o < v_{sh}$ の熱的エネルギーレベルの粒子については、縦電場 E_x による反射が最も代表的な加速機構として挙げられる（Ohsawa 1986, Tokar 1987 など）。図 2 に、1 種イオンプラズマ中のイオン加速についての粒子シミュレーション結果を示す。シミュレーションは、相対論的電磁粒子コードを使用している。磁気音波の衝撃波では、イオンだけでなく電子も本質的な役割を果たすため、イオンと電子のフルダイナミックスを計算している。（ただし計算時間を節約するため、イオンと電子の質量比は $m_i/m_e = 100$ とした。）図 2 は、イオン粒子の位相空間図 (x, p_x), (x, p_y) と磁場 B_z のプロファイルを表す。一部の粒子（エネルギー分布の裾の部分の粒子）が、衝撃波面で縦電場 E_x によって反射され、 $v \sim 2v_{sh}$ の速さにまで加速されている。

このイオン反射は、無衝突衝撃波の最も主要なエネルギー散逸機構となる。このため、イオン反射に伴う大振幅波の非定常性や、反射粒子が引き起こす不安定性などについて、現在多くの理論・シミュレーション研究が進められている。

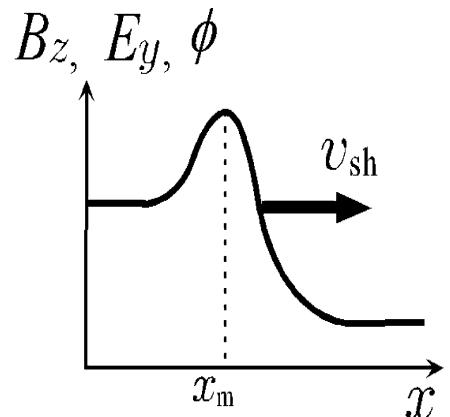


図 1 非線形磁気音波中の電磁場のプロファイル。

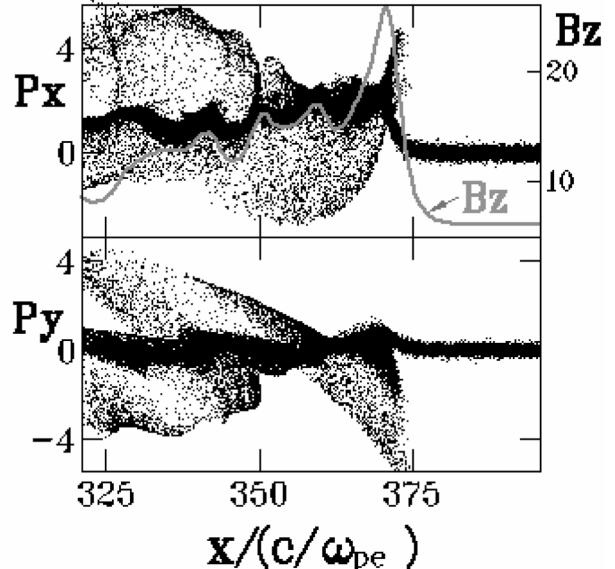


図 2 イオンの位相空間図。実線は地場のプロファイルを表す。

4. 重イオン加速

宇宙プラズマのように、主成分を水素、副成分を重イオンとするプラズマでは、水素イオンの一部が縦電場により反射されるが、重イオンは反射されない。しかし、重イオンは全て横電場 E_y により加速されることが明らかにされている（Toida 1997）。図 3 に、H, He, C, Fe を含むプラズマ中の大振幅パルスの電磁場プロファイルと、イオンの位相空間図 (x, v_y) を示す。He, C, Fe の存在量は、H の存在量に比べてずっと少ない値を設定している。副成分の重イオンの全て（全種類全粒子）が、パルス通過時に $+y$ 方向に加速されること、しかもその到達速度はほぼ共通であることが分かる。

この重イオン加速は、理論的には次のように説明できる。粒子の y 方向の運動方程式は

$$m_j \frac{dv_{jy}}{dt} = q_j \left(E_y - \frac{v_{jx}}{c} B_z \right)$$

と表せる。粒子は非線形波がやって来ると、強い電気力とローレンツ力を受ける。しかし、電子はドリフト近似が可能なため、 $E_y - v_{ex} B_z / c \approx 0$ が成り立ち、y 方向の力は働かない。主成分の H は準中性条件 ($v_{Hx} \approx v_{ex}$) のため上式の右辺がほぼ 0 となる。しかし、副成分の重イオンは非線形波が来てもしばらく動かず、 $v_{jx} \approx 0$ のままである。このため、y 方向の力の釣合いは成立せず、 E_y により v_{jy} が増加する。加速時間をローレンツ力により v_{jy} が v_{jx} に変換される時間とみなすと、 v_{jy} の最大値は

$$V_y \approx [(B_m - B_o)/(B_m + B_o)] v_{sh}$$

と見積もられる (B_m は B_z の最大値)。これは、イオンの質量や電荷には依存しない。

図 2, 3 で示したイオンの加速機構は、太陽フレアにおける高エネルギー粒子の生成を説明しうるものである。例えば、太陽の磁力管 ($B=100$ G, $n=10^8$ cm⁻³ とする) の中に、非線形磁気音波が励起されたとすると、この波は水素イオンと重イオンと共に 1 秒以下の短時間で、MeV 程度のエネルギーにまで加速することが可能である。(これは、太陽フレアー粒子の観測値と同じオーダーである。) また、全ての重イオンが同じように加速されるという性質は、大規模フレアにおける高エネルギー重イオンの組成がコロナの組成とほぼ等しいという観測結果 (Meyer 1985) と一致する。なお、小規模フレアでは、³He イオンの選択的加速現象 (³He 過剰現象) が、報告されている (Reames 1990)。この現象については、非線形磁気音波による加速では説明できず、電流不安定性などによる理論モデルが提案されている (Toida 2004)。

また、多種イオンの存在は、粒子加速だけでなく、波の伝播や輸送においても重要な役割を果たす。特に近年、多種イオンプラズマでは、1 種イオンプラズマに比べてはるかに早く波が減衰しプラズマが加熱されることが明らかになってきた (Toida 2003)。このエネルギー散逸は、太陽コロナなどで有効に働くと考えられる。

5. 高速イオンの加速

本章では、既に非熱的なエネルギーを持っている高速イオンを仮定し、それらが大振幅波と遭遇した場合の更なる加速について考察する。 $v_o \approx v_{sh}$ の粒子については、波乗り加速 ($V_p \times B$ 加速) の可能性が議論されている (Katsouleas 1983 など)。これは、縦電場 E_x とローレンツ力によって粒子を波の領域に捕捉し、波の系での定電場 E_{y0} によって加速するものである。(加速の向きは、図 2 で示した重イオン加速の向きとは逆であることに注意されたい。) しかし、この加速には上限が存在し、その上限値は次のように与えられる (Shapiro 2003)。

$$v_{ym} \approx (m_i / m_e)^{1/2} v_A (M - 1)^{3/2}$$

このため、波乗り加速による超相対論的加速は難しいとされている。

一方、 $v_o \gg v_{sh}$ の高速イオンについては、斜め衝撃波によってローレンツ因子 γ が 100 を超えるような超相対論的加速が

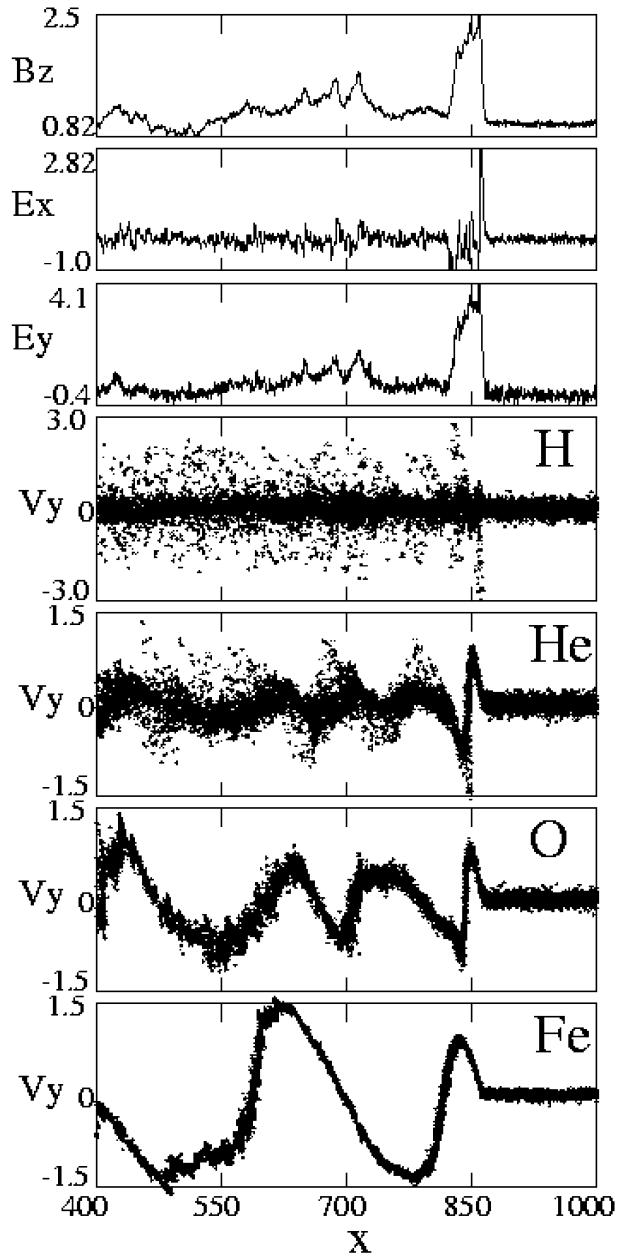


図 3 非線形磁気音波の電磁場のプロファイルと H, He, O, Fe イオンの位相空間図。

可能であることが、理論とシミュレーションによって示されている (Usami 2002)。ただし、波の伝播速度が次の条件を満たしていることが必要である。

$$v_{sh} \approx c \cos \theta$$

ここで、 c は光速、 θ は波の伝播方向と外部磁場とのなす角である。高速イオンは旋回運動により、衝撃波領域とその上流域を往復運動する。粒子は衝撃波領域を通過時に、横電場により加速され磁場に垂直方向の運動量 p_{\perp} が増加する。そして、衝撃波を出る時に、磁場の変動により p_{\perp} の一部が p_{\parallel} に変換される。(従って v_{\parallel} が増加する。) $v_{\parallel} \cos \theta > v_{sh}$ になると粒子は衝撃波前面に抜け出てしまい、加速は終了する。しかし、 $v_{sh} \approx c \cos \theta$ を満たす場合は、 $v_{\parallel} \approx c$ となっても、粒子は衝撃波領域から抜出すことができない。このため、加速は長時間継続し、超相対論的粒子が生成されることとなる。加速機構の詳細やシミュレーション結果については、文献 (Usami 2002) を参照されたい。

6. 電子の加速

電子は、イオンとは全く別の機構によって加速される。現在のところ発見されている電子の加速機構としては、反射イオンが引き起こす不安定性によるもの (Hoshino 2002)、斜め衝撃波中の電磁場と後部の揺らぎによるもの (Bessho 1999)、衝撃波中の小振幅パルスによるもの (Sato 2005) などがあげられる。

図1に、斜め衝撃波による電子加速のシミュレーションを示す (Bessho 1999)。これは、強磁場 ($|\Omega_e|/\omega_{pe} = 3$) で、非線形波の伝播角が $\theta = 45^{\circ}$ マッハ数が 2.3 の場合である。大振幅波の主パルスの領域で、 $\gamma > 100$ の高エネルギー電子が生成されている。斜め衝撃波は大振幅になると非定常となり、パルス後部に時間・空間的に変動する E_{\parallel} が生じる。この E_{\parallel} の揺らぎによって、一部の粒子が反射され主パルス領域に捕捉される。捕捉された粒子は、大振幅波中の縦電場 E_x と波の系での定電場 E_{y0} によって加速される。この加速は、磁場が強く ($|\Omega_e|/\omega_{pe} > 1$)、波の伝播速度が $v_{sh} \approx c \cos \theta$ の関係を満たす場合に有効に働くものである。

一方、もっと広いパラメータ領域で強い電子加速をもたらすことが可能な別の機構が最近発見された (Sato 2005)。図5は、 $|\Omega_e|/\omega_{pe} = 0.4$ 、 $\theta = 60^{\circ}$ 、マッハ数が 18 の場合のシミュレーション結果である。

$X = 780$ 付近に存在する小パルスの後方で、最も強い電子加速が起こっている。この小パルスは、非定常的に主パルスの後部で生成され、主パルスよりもやや遅い速度で伝播する。加速される電子はこの小パルス後面をジャイロ運動により出入りしながら横電場からエネルギーを得て、超相対論的なエネルギーにまで達している。この電子加速は、磁場が弱い場合でも起こる(強い場合にも起こる)ため、衝撃波残骸における電子加速などにも適用できるのではないかと考えられる。

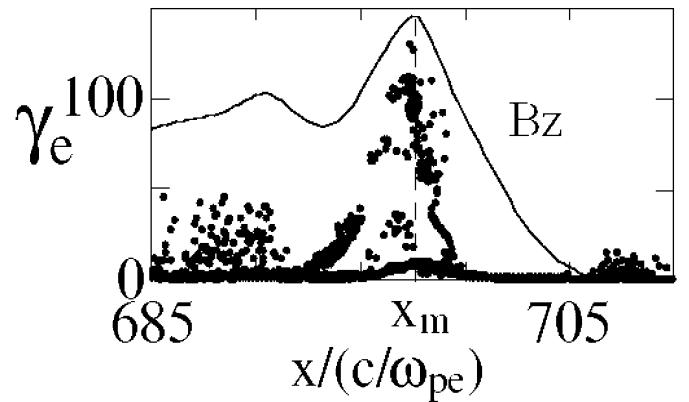


図4 斜め衝撃波の磁場のプロファイルと電子のエネルギー分布。主パルス領域で超相対論的電子が生成されている。

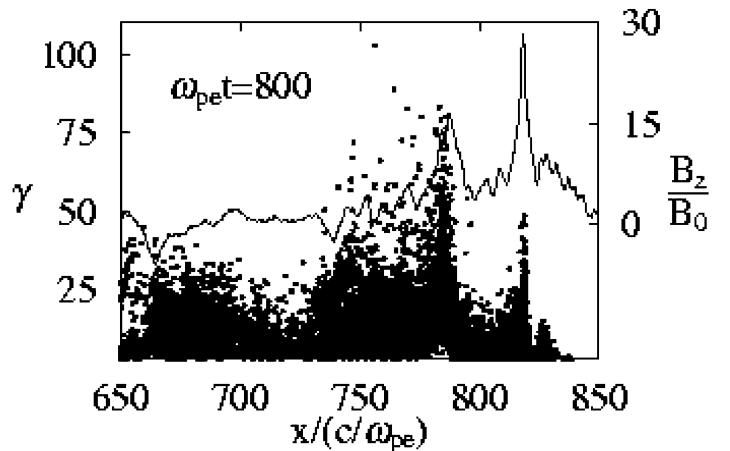


図5 衝撃波中の小パルスによる電子の加速。

7. 陽電子の加速

陽電子を含むプラズマは、パルサー磁気圈などに存在すると理論的に予測されている。このため、電子・陽電子プラズマ中の非線形波と粒子加速についても研究が進められてきた。しかし、現実に存在するプラズマには、電子・陽電子のほかに、イオンも含まれているものと考えられる。そして、このイオンの存在によって衝撃波中に縦電場が形成され（純粋な電子・陽電子プラズマでは形成されない），この縦電場が強い陽電子加速を引き起こすことが明らかになってきた（Hasegawa 2003）。

図6は電子・陽電子・イオンプラズマ中の陽電子加速のシミュレーション結果である。陽電子の存在量は $n_p/n_e = 1/50$ と設定した。また、波の伝播角は $\theta = 42^\circ$ で、衝撃波の伝播速度は $v_{sh} \approx c \cos \theta$ を満たしている。図6には陽電子の位相空間図 (x, γ) がプロットされているが、ほぼ全ての陽電子が衝撃波面に補足され強い加速を受けていることが分かる。そして γ が 500 を超えるような陽電子も生成されている。なお、この加速のために衝撃波は一旦減衰するが、その後、波面が再構築され陽電子加速が回復することも、粒子シミュレーションによって示されている（Hasegawa 2005）。

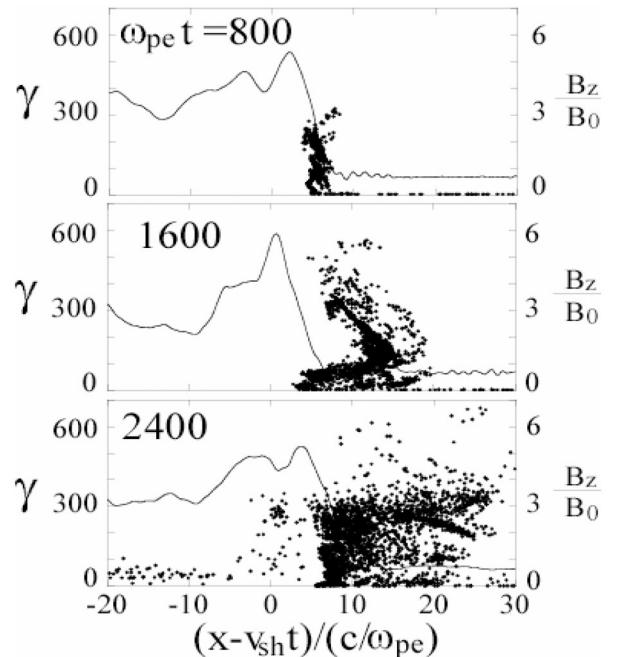


図6 電子・陽電子・イオンプラズマ中の陽電子加速のシミュレーション。

8. まとめ

非線形磁気音波は様々な機構で粒子を加速する。本稿では、水素イオン、重イオン、電子、高速イオン、陽電子の5種の粒子について、それぞれの加速の機構とシミュレーション結果を解説した。これらの従来の主な研究では、空間1次元性が仮定されているが、多次元の効果も重要である。今後は、波面に沿った方向の構造が、衝撃波の伝播や粒子加速にどのような影響を及ぼすのかを、多次元粒子シミュレーションを用いて明らかにしていきたいと考えている。

参考文献

- [1] Bessho, N., and Ohsawa, Y., Phys. Plasmas, 6, 3076, 1999; *ibid*, 9, 979, 2002.
- [2] Blandford, R. R., and Ostriker, J. P., Astrophys. J., 221, L29, 1978.
- [3] Chupp, E. L., *et al.*, Astrophys. J., 318, 913, 1987.
- [4] Fermi, E., Phys. Rev., 75, 1169, 1949.
- [5] Hasegawa, H., Usami, S., and Ohsawa, Y., Phys. Plasmas, 10, 3455, 2003.
- [6] Hasegawa, H., Kato, K., and Ohsawa, Y., Phys. Plasmas, 12, 082306, 2005.
- [7] Hoshino, M. and Shimada, N., Astrophys. J., 572, 880, 2002.
- [8] Kane, S. R., *et al.*, Astrophys. J., 300, L95, 1986.
- [9] Katsouleas, T. and Dawson, J. M., Phys. Rev. Lett., 51, 392, 1983.
- [10] Koyama, K., *et al.*, Nature, 378, 225, 1995.
- [11] Meyer, J. P., Astrophys. J. Suppl., 57, 151, 1985; *ibid*, 57, 153, 1985.
- [12] Ohsawa, Y., Physica Scripta, T107, 32, 2004.
- [13] Ohsawa, Y., Phys. Fluids, 28, 2130, 1985.
- [14] Reames, D. V., Astrophys. J., 73, 235, 1990.
- [15] Sagdeev, R. Z., Shapiro, V. D., J. Exp. Theor. Phys. Lett. 17, 279, 1973.
- [16] Sato, M., Miyahara, S., and Ohsawa, Y., Phys. Plasmas, 12, 052308, 2005.
- [17] Shapiro, V. D. and Ücer, D., Planet. Space Sci. 51, 665, 2003.

- [18] Toida, M. and Ohsawa, Y., *Solar Phys.* 171, 161, 1997.
- [19] Toida, M., Ohsawa, Y., and Jyounouchi, T., *Phys. Plasmas*, 2, 3329, 1995.
- [20] Toida, M. and Okumura, H., *J. Phys. Soc. Jpn.* 72, 1098, 2003.
- [21] Toida, M., Yoshiya, T., and Ohsawa, Y., *Phys. Plasmas*, 12, 102306, 2005.
- [22] Tokar, R. L., Gary, S. P., and Quest, K. B., *Phys. Fluids* 30, 2569, 1987.
- [23] Usami, S. and Ohsawa, Y., *Phys. Plasmas*, 9, 1069, 2002.

ポテンシャル障壁の振動によるフェルミ加速の実験

津 島 晴^{*1}, 石 原 修^{*2}

Experiment on Fermi acceleration by the oscillation of a potential wall

by

Akira Tsushima^{*1} and Osamu Ishihara^{*2}

Abstract: To study Fermi acceleration, a novel experimental system, where electrons go back and forth along a magnetic field line between an oscillating potential wall and a stationary potential wall, has been constructed and the resonance of electron's bounce motion with the oscillation was observed. The relation of the number of bounce time with electron's acceleration energy was also measured.

Key words: Fermi acceleration, stochastic acceleration, resonance, bounce motion

概 要

フェルミ加速を調べるために、電子が振動するポテンシャル壁と定常なポテンシャル障壁の間を磁場に沿って往復運動する新しい実験系を考案した。この実験で、電子が共鳴的に加速するときのポテンシャル障壁の振動の周波数は、電子の往復運動の周波数に関係していることが観測できた。さらに、電子の加速エネルギーと電子がポテンシャル壁の間を往復運動する回数との関係も測定した。

1. はじめに

宇宙線の加速機構としてフェルミ加速が考えられたが [1], ランダウ減衰に代表される波と粒子の相互作用と関係が深い。ところで、ランダウ減衰は波のエネルギーに注目したときの呼び名であるが、粒子のエネルギーに注目すると増加することになり粒子加速とも呼ぶことができる。波と粒子の相互作用に関するプラズマ実験では、波の減衰 [2]とともに、電子温度またはイオン温度の上昇 [3]が測定されている。ほとんどの実験では、粒子間の衝突が無視できない条件で行われているために熱化が速く、加速現象を直接観測することが困難で加熱現象を観測している。また乱流等の場合には、エネルギー分布関数の変化が測定されている実験もあるが、乱流の制御が難しいために、乱流と加速現象およびエネルギー分布関数の変化の関係は明確に示されていない。

そこで電場と電子の相互作用を行う系で電子のエネルギーに注目し加速現象を直接観測し、加速現象がどのような外部要因によるものか依存性を実験的に得ることを目標に新しい実験系を考案した。ここでは、その考案した実験系で、電子の往復運動とポテンシャル振動の間に共鳴現象が観測できることを示し、電子の加速エネルギー往復回数の関係を調べた結果を紹介する。また、実験系と比較できるマッピング手法を使った数値計算の結果も合わせて紹介する。

*1 横浜国立大学大学院・工学研究院 (Faculty of Engineering, Yokohama National University)

*2 横浜国立大学大学院・工学研究院 (Faculty of Engineering, Yokohama National University)

2. 実験

2.1 実験装置

図1に示すように、中央の長い円筒電圧 (Central Electrode) から中心軸近傍に置いた電子源から出た電子は磁場 (450G) に沿って運動し、両端の負のバイアス電圧を与えた円筒電極 [Plug Electrode (A), (B)] によって形成されるポテンシャル障壁で反射する。左側の円筒電極 [Plug Electrode (A)] に高周波電圧を加えると、電子は左側のポテンシャル障壁で反射するときに速度変調を受けるが、往復運動を繰り返し運動エネルギーが大きくなつた加速電子が存在する。そこで右側の円筒電極 [Plug Electrode (B)] に与えるバイアス電圧を下げるとき、運動エネルギーの大きな電子は低くなつたポテンシャル障壁を越えて逃走し外に置かれた電極 (Collector) に到達し抵抗 (R_c) に電流を流す。加速された逃走電子のエネルギーは右側のポテンシャル障壁の高さ V_B で、その割合は電流値 I_e によって知ることができる。図1には、装置図とともに、左側の円筒電極に -50 V のバイアス電圧 ($V_A = 50\text{ V}$) を、右側の円筒電極に -30 V のバイアス電圧 ($V_B = 30\text{ V}$) を与えた場合の軸上のポテンシャル分布を示している。

2.2 往復運動の共鳴

左側の電極に加えた高周波電圧の振幅が $V_{RF} = 2.5\text{ V}$ の場合、 $V_E = 20\text{ V}$ の電子源から注入した電子が加速されて $V_B = 23\text{ V}$ のポテンシャル障壁を越えた逃走電子の電流値は図2(a)に示すように周波数に依存する。また図2(b)は、逃走電流が共鳴的に増大する周波数 f_{res} とその順番 N_{peak} の関係を示している。ただし、 $f_{res} = 17\text{ MHz}$ に対応する順番を $N_{peak} = 6$ としている。これより、約 3 MHz の間隔で周期的に共鳴的に増大することが分かる。この 3 MHz は、障壁間の距離 $L = 300\text{ mm}$ に対して約 10 eV の運動エネルギーの電子の往復運動の周波数に対応する。

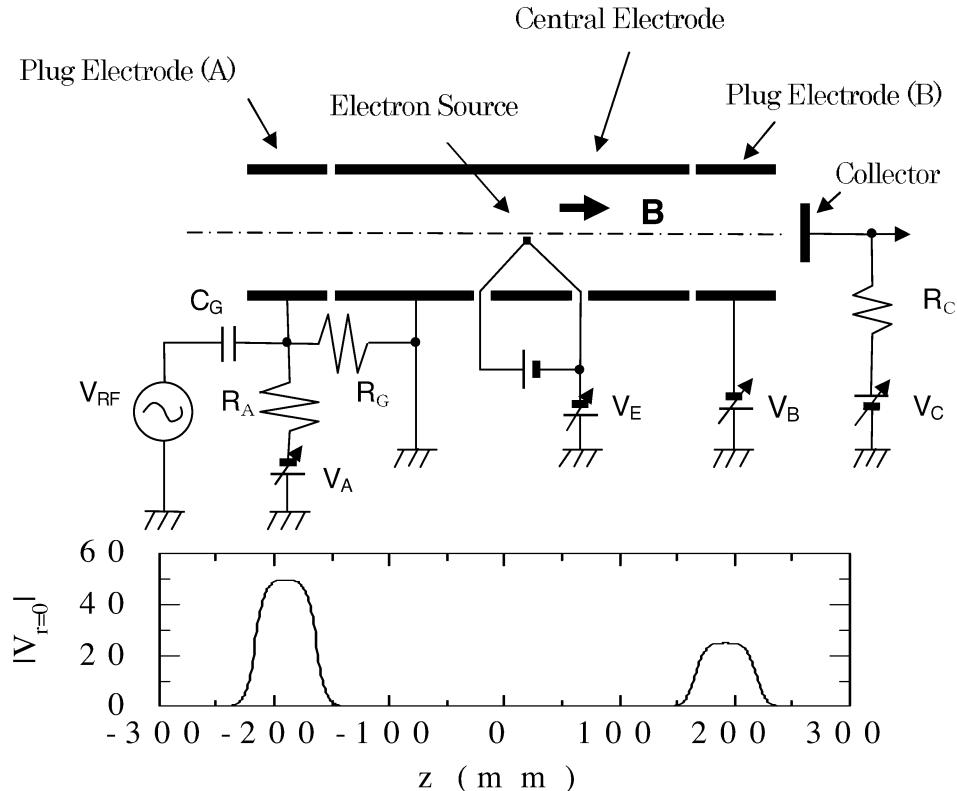


図1 装置の概略図とポテンシャル分布。

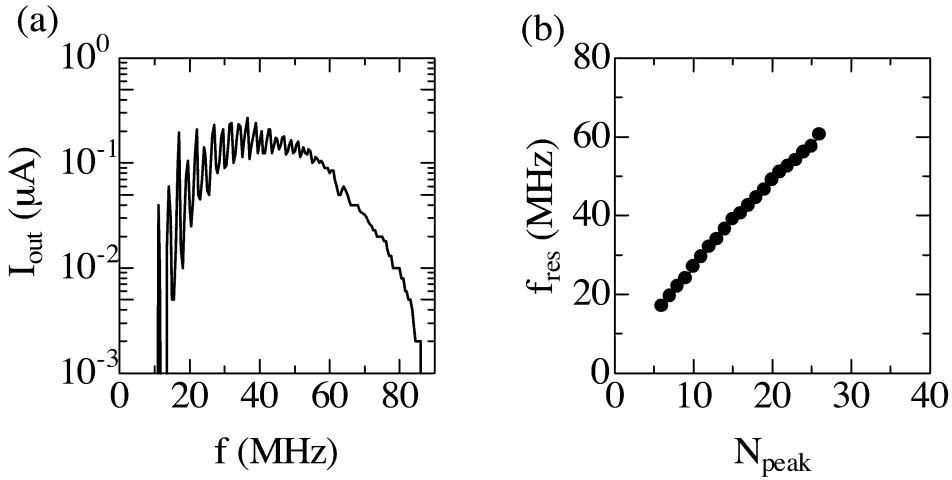


図2 逃走電流の周波数依存性 (a) と共鳴周波数とその数列 (b).

が、逃走電子の電流値が増大する周波数の間隔はポテンシャル障壁間の距離を短くすると反比例して高くなるので、共鳴的な逃走電流の増大は、往復運動による共鳴現象を反映していると判断できる。また、共鳴的に増大する現象に加えて、40 MHzまで周波数とともに連続的に逃走電子による電流が増大していく、非共鳴的な加速現象も観測されている。尚、40 MHz以上の周波数で逃走電子による電流が小さくなっているのは、高周波電圧の伝送系の周波数特性によるものである。

2.3 往復運動の回数

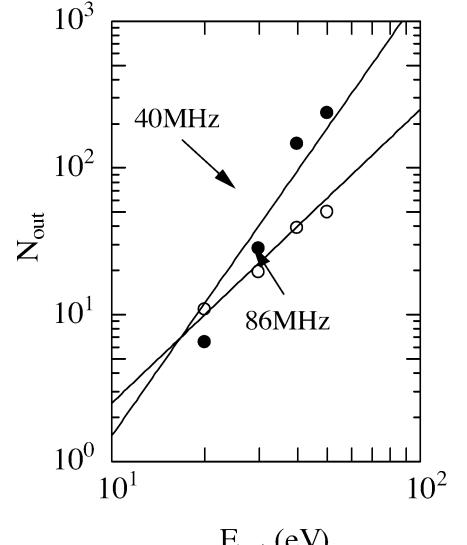
電子が逃走するまでの往復運動の回数を調べるためにヘリウムガスを導入し逃走電子による電流が減少する様子を観測した。逃走電子の往復運動の回数 N_{out} の評価には、この測定で変化する電子の平均自由行程 λ に対して逃走電子による電流が $I_{\text{out}} \propto \exp(-2 L N_{\text{out}} / \lambda)$ となることを使う。図3は、高周波電圧の周波数が40 MHzと86 MHzの場合に、 $V_{\text{RF}} = 6 \text{ V}$, $V_A = 150 \text{ V}$, $V_E = 20 \text{ V}$ の条件のもとで様々な V_B の値で逃走電子の往復運動の回数 N_{out} を求め、そのエネルギーを $E_{\text{out}} = e(V_B - V_E/2)$ として、両者の関係を示したものである。図3の実線から高周波電圧の周波数が40 MHzの場合は

$$N_{\text{out}} \propto E_{\text{out}}^3$$

高周波電圧の周波数が86 MHzの場合は

$$N_{\text{out}} \propto E_{\text{out}}^2$$

なる関係に近いことが分かる。ここで逃走電子の関係が、加速電子のエネルギー E と往復運動の回数 N の関係にもあてはまり、 $N \propto E^\alpha$ とすると、 $dE_{\text{out}} / dN \propto E^{1-\alpha}$ なる関係が得られる。したがって、電子が1回振動障壁に反射するときに加速されるエネルギーの増分の平均は、振動障壁の周波数が40 MHzの場合に $\Delta E \propto E^{-2}$, 86 MHzの場合に $\Delta E \propto E^{-1}$ であると予想することができる [4]。

図3 逃走電子のエネルギー E_{out} とその往復運動の回数 N_{out} の関係。

3. 数 値 計 算

写像を使った数値計算によって、実験で得られた逃走電子の電流と振動障壁の周波数依存性を調べることができる。ここで使う式は、

$$u_{i+1} = |u_i + \sin \theta_i|$$

$$\theta_{i+1} = \theta_i + M / u_{i+1}$$

である [5]. 1番目の式は振動障壁による速度変調を, 2番目の式は粒子が衝突するときの振動障壁の位相を表している. ただし, 振動障壁の振幅 a と周波数 ω を使って規格化された量 $u_i = v_i / (a \omega)$, $M = L / a$ を使っている. また, $u_{i+1}^2 / 2 > E_{out} / (m a^2 \omega^2)$ を満たす電子 (質量: m) が逃走するものとして, その寿命 $\tau = \sum_j 2 / (\omega u_j)$ の逆数が電流に寄与するとして求めることができる. この数値計算の結果も実験と同様に, 逃走電子の電流について共鳴的な現象と周波数の増加とともに連続的に増加する様子を示す. 前者の共鳴的な現象は位相空間の島構造と関係し, 連続的に増加する現象はカオス的構造に関係していることが分かる.

4. ま と め

往復運動をする電子を速度変調することで得られる加速について調べるために新しい実験系を構築し, 往復運動にともなう共鳴現象とともに非共鳴的な加速現象を観測した. また, ある加速エネルギーを得るために必要とする往復運動の回数も実験的に調べることができた. 今後, この実験系で得られた共鳴的な加速と非共鳴的な加速の特徴を理解して, 周波数の異なる複数の振動によって大きな加速効率となる条件を実験的に調べる. さらに, 実験条件を整理して乱流の粒子加速についても調べる予定である.

参 考 文 献

- [1] E. Fermi, "On the Origin of the Cosmic Radiation", Phys. Rev. 15, 1169, 1949.
- [2] A.Y. Wong, N.D'Angelo and R.W. Motley, "Propagating and Damping of Ion Acoustic Waves in Highly Ionized Plasmas", Phys. Rev. Lett. 9, 415, 1962; H. Derfler and T.C. Simon, "Landau Waves: An Experimental Fact", Phys. Rev. Lett. 17, 172, 1966; J.H. Malmborg and C.B. Wharton, "Dispersion of Electron Plasma Waves", Phys. Rev. Lett. 17, 175, 1966.
- [3] H. Sugai, K. Ido and S. Takeda, "Transit-Time RF Heating of Plasma Based on Fermi Acceleration", J. Phys. Soc. Jpn. 46, 228, 1979; F. Dolci, "Stochastic Plasma Heating by a Large-Amplitude Standing Wave", Phys. Rev. Lett. 46, 532, 1981; F. Skiff, F. Anderegg and N.Q. Tran, "Stochastic Particle Acceleration in an Electrostatic Wave", Phys. Rev. Lett. 58, 1430, 1987; H. Shoyama, M.Y. Tanaka, S. Higashi, Y. Kawai and M. Kono, "Stochastic Electron Acceleration by an Electron Cyclotron Wave Propagating in an Inhomogeneous Magnetic Field", J. Phys. Soc. Jpn. 65, 2860, 1996; B.P. Cluggish, J.R. Danielson and C.F. Driscoll, "Resonant Particle Heating of an Electron Plasma by Oscillating Sheaths", Phys. Rev. Lett. 81, 353, 1998.
- [4] A. Tsushima and O. Ishihara, "Electron Acceleration by an Oscillating Potential Wall in the Presence of Collision", Proc. 11th Int. Con. Plasma Phys., 311, 2002.
- [5] A. J. Lichtenberg and M. A. Lieberman, "Regular and Chaotic Dynamics", Springer-Verlag, New York, 1992.

Electron acceleration in an electron-beam-plasma

Takeda Tsuyoshi* and Yamagiwa Keiichiro*

Abstract: Narrow spreads have been observed next to electron holes in a strong electron-beam. There is the relationship between the position and the velocity on the spread tips, which indicates that the electron acceleration (or strong heating) occurs.

Key words: wave packet, electron hole, electron acceleration, electron two-stream instability

1. Introduction

Wave packets developing in an electron-beam-plasma system initially obey electron-beam mode properties described by a linear theory. Afterward, the packet amplitudes surely saturate because of nonlinear effects. Since modulational instability and electron-beam-trapping observed in laboratory plasmas can also be applied to space plasmas as nonlinear phenomena, it has still been important to investigate the system. According to computer simulations, it has been indicated that electron holes in phase-space determine potential structures in the earth's ionosphere and magnetosphere. However this has not been verified adequately in laboratory experiments.

In our previous works, electron-beam holes induced by self-trapping were experimentally observed in the case of a weak electron-beam as not leading strong turbulences. It was then clarified that there is the correlation between wave amplitudes and the holes. In this paper, we show electron acceleration in the case of a strong electron-beam.

2. Experiment

A cylinder chamber made of stainless steel, whose sizes are 0.26 m in diameter and 1.2 m in length, is filled with argon gas of low pressure 2.8×10^{-5} Torr, and a cold plasma is produced by DC-discharges between four heated filaments and the chamber wall. Then the plasma is confined by full-line cusps produced by twelve line-magnets mounted on the external surface. An electron-beam gun at $z = 0$ is mounted on an end of the chamber, and emits a strong electron-beam with the diameter 50 mm, the duration time 3.5 (s, and the mean energy of $\phi_b = 50$ eV. The beam injected into the plasma behaves one-dimensionally along axial DC-magnetic field 0.01 T induced by six external coils. A wave packet excited in this experimental system is observed as potential perturbations by using a coaxial probe, whose tip is 0.3 mm in diameter and 2.0 mm in length. An energy analyzer, which has the aperture of diameter 5.5 mm, is adopted so as to observe a phase-space distribution of the beam. A collector in the analyzer, which is shielded against electric fields, can detect the beam currents discriminated by a biased grid.

These observations are synchronized with a test wave signal, which consists of carrier frequency 90 MHz and envelope width 50 ns (by the full width at half maximum, FWHM). The test wave signal is applied to a control grid of the gun at $t = 0$ in order to excite a wave packet, and simultaneously triggers two digitizing oscilloscopes with 10^9 samples per second. The packet signal detected by the coaxial probe is amplified by a high frequency amplifier (0.1-1300 MHz). The beam current signal detected by the analyzer is divided into two, and they are in parallel amplified by a low frequency (LF) amplifier of DC-8 MHz band and a high frequency (HF) amplifier of 8-1300 MHz band. These amplified signals are individually received on two channels of the oscilloscopes with time-averaging, and those

* Shizuoka University

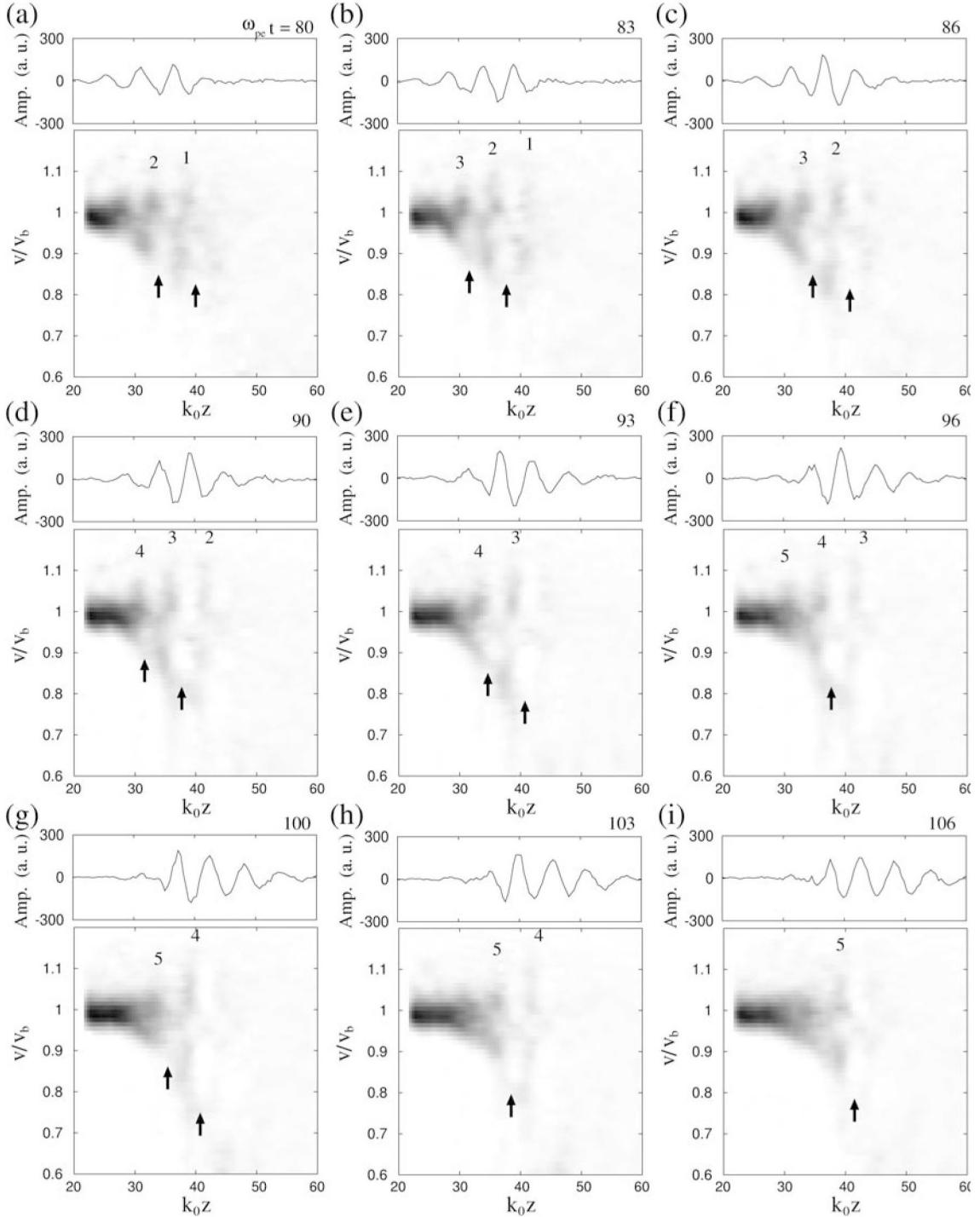


Fig. 1 A wave packet and a phase-space distribution f_b of a strong electron-beam from $\omega_{pe}t = 80$ (a) to $\omega_{pe}t = 106$ (i). Each upper shows the packet amplitude vs k_0z , and each lower f_b vs v/v_b and k_0z . Dark contrast corresponds to the beam density. The packet exhibits two processes of linear growth (exponential in $\omega_{pe}t \leq 93$) and saturation (stable in $\omega_{pe}t \geq 93$). Narrow spreads of the beam are numbered at the tips.

data are stored in PC. Ends of coaxial cables are all connected to matching resistances 50Ω . These detections are carried out at each of 128 axial positions from $k_0z = 22$ to 75 (k_0 defined below). The LF and HF signals of the beam current are synthesized on PC in each cell of the discrimination energy and the position. Eventually, the first derivatives of the synthesized beam current with respect to the discrimination energy at the positions give a phase-space distribution of the beam.

Typical experimental parameters are as follows: plasma-electron temperature is about 0.8 eV, plasma-electron den-

sity $n_e \approx 1.0 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$, the electron-plasma frequency $\omega_{pe}/2\pi \approx 90 \text{ MHz}$, beam-electron density $n_b/n_e \approx 1.2\%$, electron-beam velocity $v_b \approx 4.2 \times 10^6 \text{ m/s}$, and initial electron-beam spread $0.05v_b$ (FWHM). Here $k_0 = \omega_{pe}/v_b (\approx 43\pi \text{ m}^{-1})$ is defined for normalization.

3. Results and discussion

Figure 1 shows a wave packet (upper sides) and a phase-space distribution f_b of a strong electron-beam (bottom sides) at intervals of $3.4/\omega_{pe}$. Here v/v_b , $k_0 z$, and $\omega_{pe} t$ are the velocity, the position, and the time, respectively. Dark contrast corresponds to the beam density.

The packet is propagated downward, and has two evolutional processes of linear growth (in $\omega_{pe} t \leq 93$) and saturation (in $\omega_{pe} t \geq 93$). Five electron-beam holes, pointed by arrows, emerge discretely, and are also propagated downward. Parts of the beam, numbered from the downstream side, spread to the higher velocity side discretely. The typical profile of the packet in the growth process is as follows: phase velocity $v_\phi \approx 0.90v_b$, wave number $k \approx 1.08k_0$, frequency $\omega_r \approx 0.97\omega_{pe}$. We confirm that the profile is in agreement with the beam mode.

Initially, the holes generated around $v = v_\phi$, such as the third hole born around $\omega_{pe} t = 83$, become having fine and large circle with the packet growth. The holes are mostly in phase with the wave crests on the position, and the radii seem to be correlated with the crest amplitudes. These prove that the holes are induced by self-trapping of the beam. The holes can be regarded theoretically as right-handed vortices, though their rotations are invisible.

The beam detrapping should also be regarded because the trapped beam partly takes away the wave energy. Five narrow spreads are generated next to the holes. It seems that the spread tips have the relationship between the velocity and the position. Especially in the saturation process, the holes shift slightly to the lower velocity side, and the packet shape is asymmetrically deformed. These indicate that the trapped electrons despoil the wave energy, and thus the electron acceleration (or strong heating) occurs. The holes may contribute to the acceleration.

4. Summary

We have investigated a phase-space distribution with a wave packet in the case of a strong electron-beam. The packet obeys the beam mode initially, and five electron holes are generated by the self-trapping. Five narrow spreads of the beam like bunching are observed next to the holes. The spread tips have the relationship between the velocities and the positions. The spread increasing seems to be correlated with the hole shift and the packet deformation. These indicate that the electron acceleration (or strong heating) occurs as a result of taking away the wave energy.

References

- [1] A. Hasegawa, *Plasma Instabilities and Nonlinear Effects*, (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1975).
- [2] K. Akimoto, Y. Omura, and H. Matsumoto, Phys. Plasmas. 3, 2559 (1996).
- [3] K. Mizuno and S. Tanaka, Phys. Rev. Lett. 29, 45 (1972).
- [4] K. N. Leung, T. K. Samec, and A. Lamm, Phys. Lett. A 51, 490 (1975).
- [5] K. W. Gentle and J. Lohr, Phys. Rev. Lett. 30, 75 (1973).
- [6] M. V. Goldman, Rev. Mod. Phys. 56, 709 (1984).
- [7] R. J. Briggs, *Advances in Plasma Physics*, ed. A. Simon and W. B. Thompson (Interscience, New York, 1971) Vol. 4, p. 43.
- [8] R. L. Stenzel, W. Gekelman, N. Wild, J. M. Urrutia, and D. Whelan, Rev. Sci. Instrum. 54, 1302 (1983).
- [9] T. Intrator, C. Chan, N. Hershkowitz, and D. Diebold, Phys. Rev. Lett. 53, 1233 (1984).
- [10] T. M. O'Neil and J. H. Winfrey, Phys. Fluids 15, 1514 (1972).
- [11] T. Takeda and K. Yamagiwa, J. Plasma Fusion Res. 79, 323 (2003); *Proceedings of 13th ITC 2003*, J. Plasma

- Fusion Res. Ser. 6, 566 (2004).
- [12] T. Takeda and K. Yamagiwa, Phys. lett. A 339, 118 (2005); *Contributed paper of the JSPF 21th Annual Meeting 2004*, J. Plasma Fusion Res. 81, 120 (2005) [in Japanese].
- [13] T. Takeda and K. Yamagiwa,
XXVII ICPIG 2005, http://www.icpig2005.nl/cd/D:/Proceedings_ICPIG_2005.html.

プラズマホールにおける Force Balance —流れのメカニズムと粘性—

吉 村 信 次^{*1} 山 口 博 史^{*2} 富 田 晃 弘^{*2}
三 宅 文 彦^{*2} 河 野 光 雄^{*3} 田 中 雅 慶^{*4}

Force Balance in Plasma Hole: Mechanism of Ion Flow and Role of Viscosity

by

Shinji Yoshimura^{*1}, Hiroshi Yamaguchi^{*2}, Akihiro Tomida^{*2},
Fumihiko Miyake^{*2}, Mitsuo Kono^{*3}, and Masayoshi Tanaka^{*4}

Abstract: Spontaneous formation of a stationary vortex structure with density hole around the central axis, *plasma hole*, has been observed in a cylindrical ECR plasma. The driving mechanism of characteristic ion flow in plasma hole is examined from the viewpoint of force balance in the fluid equation. On the one hand, the balance between electric force and Lorentz force determines the flow velocity field in peripheral region, which gives rise to $E \times B$ rotation of the peripheral plasma. On the other hand, it is revealed that the balance between centrifugal force and Lorentz force governs the flow velocity field in central region, i.e., anomalous $E \times B$ solution is realized in central region. A remarkable similarity between the flow field of typhoon and the plasma hole is pointed out. The effective viscosity of the plasma hole is evaluated by its vorticity distribution. It is revealed that the plasma hole exhibits anomalous viscosity, the value of which is three orders of magnitude higher than the classical one. The characteristic radial flow observed in the plasma hole is attributable to its anomalous viscosity.

Key words: plasma hole, vortex, ion flow, $E \times B$ drift, directional Langmuir probe, force balance, centrifugal force, anomalous viscosity

概 要

プラズマホールと呼ばれる密度ホールを伴った渦構造の自発的形成がECRプラズマ中で観測されている。プラズマホールにおける流速場の形成メカニズムについて、force balanceの観点から考察を行った。プラズマホールの流速場は、中心部では遠心力とローレンツ力が、周辺部では電場とローレンツ力がつり合うことによって形成されている。別の言い方をすれば、中心部では遠心力が優勢な $E \times B$ ドリフト異常解が、周辺部では電場が本質的な役割を担う $E \times B$ ドリフト解が実現されている。渦構造の成り立ちという意味では、プラズマホールは台風と類似の構造であり、回転流体が示す普遍的な特徴を有している。また、渦度分布からプラ

* 1 NIFS

* 2 Nagoya University

* 3 Chuo University

* 4 Kyushu University

ズマホールの粘性を評価した。プラズマホールは古典的な粘性係数より3桁大きな異常粘性を示し、その異常粘性によって特徴的な径方向流れが駆動されていることが明らかになった。

1. はじめに

様々な流体において“渦”は定常で安定な構造として観測される。例えば、低気圧や台風のような大気の渦は、圧力勾配によって駆動された流れがコリオリ力によって方向を曲げられることで回転運動を形成している。プラズマの場合も電子・イオン・中性粒子からなる多成分の流体と考えることができる。実際、磁化プラズマ中においても様々な渦構造が観測されているが、そこではローレンツ力がコリオリ力と同様の働きをする。ECR プラズマ中で観測される多様な渦の例を図1に示す（左からスパイラル渦 [1]、プラズマホール [2-4]、三極渦 [5,6]）。渦の流速場は回転流体を記述する運動方程式における force balance によって決定される。つまり、force balance を調べることで渦形成のメカニズムを明らかにすることができる。本研究の目的は ECR プラズマ中で観測される渦構造の一つであるプラズマホールについて、その形成メカニズムを force balance の観点から明らかにすることである。

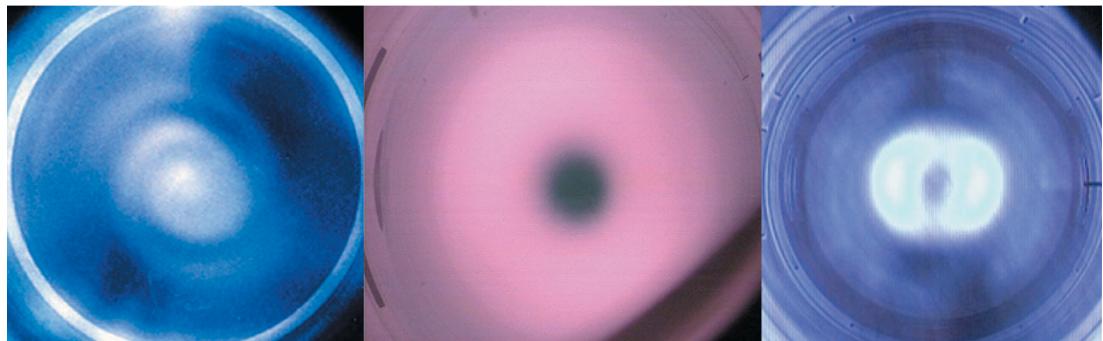


図1 ECR プラズマ中で観測される様々な渦。

2. 実験装置・測定方法

2. 1. HYPER-I 装置

実験は核融合科学研究所の高密度プラズマ発生装置 HYPER-I [7] を用いて行った。装置の概略を図2に示す。HYPER-I は直径 30 cm、長さ 200 cm の直線型装置で、電子サイクロトロン共鳴加熱によってプラズマを生成する。本実験は入射マイクロ波パワー 8.5 kW、ヘリウムガス圧力 5×10^{-4} Torr、磁場強度～1 kG の弱発散型磁場配位で行った。典型的なプラズマパラメータは電子温度 10–20 eV、電子密度 $10^{11}–10^{12} \text{ cm}^{-3}$ である。

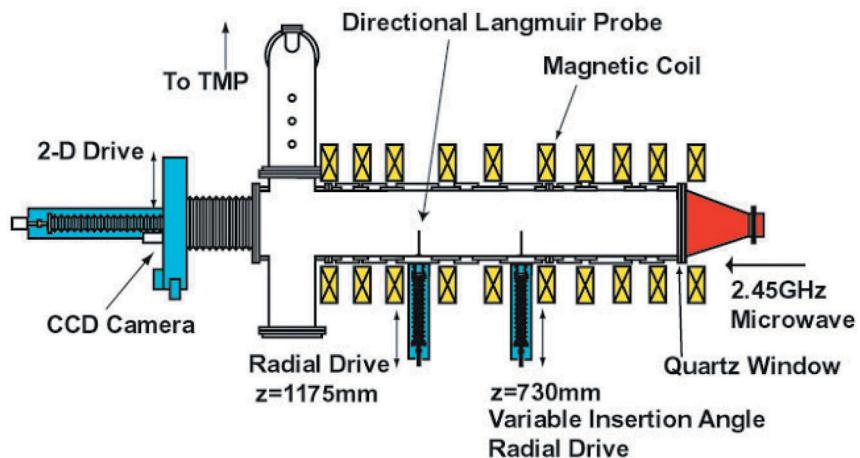


図2 HYPER-I 装置。

2.2. 方向性ラングミュアプローブ

流速の測定には方向性ラングミュアプローブ (DLP) を用いた。DLP は図 3 に示すように幾何学的に非対称にすることで指向性をもたせたラングミュアプローブである。側面の開口部を通してイオン飽和電流を計測するため、プラズマが巨視的な流れをもつ場合はその角度分布が非等方的になる。角度を π だけ回転させた二方向のイオン飽和電流を計測することで、プラズマ流速を式 (1) によって決定できる [8]。

$$\frac{V \cdot n}{C_s} = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{I_s(\theta + \pi) - I_s(\theta)}{I_s(\theta + \pi) + I_s(\theta)} \quad (1)$$

ここで、 C_s はイオン音波速度、 $I_s(\theta)$ は θ 方向のイオン飽和電流、 α は DLP の較正係数である。

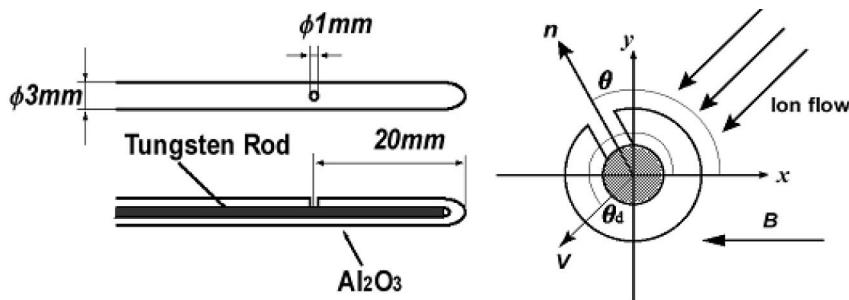


図3 方向性ラングミュアプローブ (DLP)。

3. プラズマホール

図1中央の写真には中心部に台風の目を上から眺めたような暗い領域が存在する。直径 6cm 程度のこの暗い部分は低密度領域に対応しており、明るい部分の 1/10 程度の密度しかない。低密度のホール領域と周辺領域の間には急峻な密度勾配が存在している。この外観から、我々はこの構造をプラズマホールと名付けた。プラズマホールは動作圧力、磁場強度、マイクロ波パワーのある範囲において自発的に形成され、定常かつ安定に維持される。DLP を用いて測定したプラズマホールの流速分布を図4 に示す。

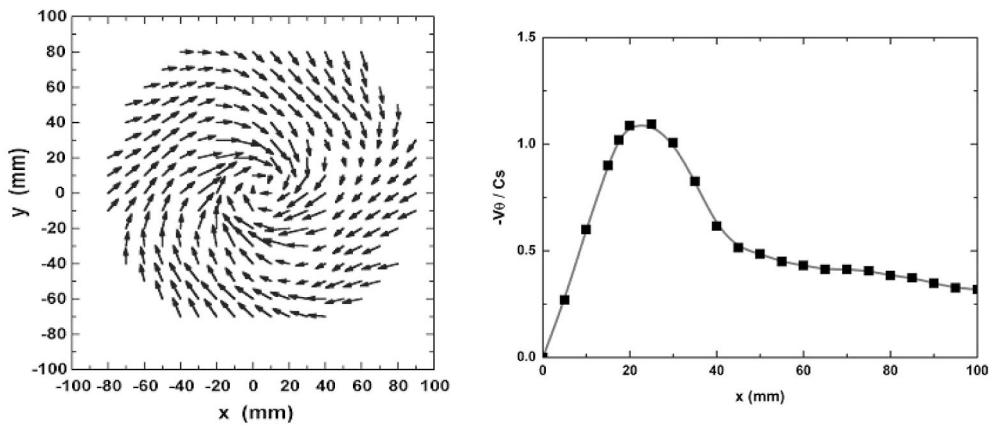


図4 プラズマホールの流速場と周方向流速の径方向分布。

この流速場は単極の吸い込み渦になっており、周方向速度の最大値はイオン音波速度を超えており、また、中心部が剛体的に回転しているのも特徴の一つである。音速を超える周方向流れはプラズマ中に極めて強い電場が存在していることを示唆している。実際、エミッショブロープを用いてプラズマホールのポテンシャル分布を測定したところ、ポテンシャルは中心部に高いピークをもった釣鐘型の分布をしており、最大 40 V/cm 程度の極めて強い電場が存在していた [9]。この電場による $E \times B$ ドリフトを計算すると、観測された周方向流速に近い値が得られる。しかしながら、渦を記述するために円柱座標系を用いる場合には遠心力の効果が導入されることに注意する必要がある。遠心力を考慮した場合、周方向速度を与える

方程式は二次式となり、解の実数条件から電場は任意に大きな値を取れなくなる。プラズマホールでは、まさにこの状況が実現されており、中心付近の物理的描像は単純な $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトだけでは説明できない。

4. $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトの異常解

円柱座標系におけるイオンの流体方程式は以下のように書ける。

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) v = -\frac{\nabla P_i}{m_i n_i} + \frac{e}{m_i} \left(-\nabla \phi + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right) + \nu_{\text{eff}} \nabla^2 v \quad (2)$$

ここで m_i はイオンの質量、 $P_i = n_i T_i$ はイオンの圧力、 ν_{eff} は実効的粘性係数である。速度をイオン音波速度で規格化し、無次元化ポテンシャルを導入する

$$v/C_s \rightarrow v, \quad e\phi/T_e \rightarrow \phi$$

定常状態、温度は空間的に一定として径方向の force balance を考える。

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_r}{2} \right)^2 - \frac{v_\theta^2}{r} = -\frac{T_i}{T_e} \frac{\partial}{\partial r} \ln n_i - \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\Omega_i}{C_s} v_\theta \quad (3)$$

ここで径方向の粘性力は弱いとして無視した。 Ω_i はイオンサイクロトロン周波数である。式(3)より、径方向の force balance は動圧（左辺第1項）、遠心力（左辺第2項）、圧力勾配（右辺第1項）、電場（右辺第2項）、ローレンツ力（右辺第3項）で決定されることがわかる。動圧、ポテンシャル、圧力をまとめて、全ポテンシャル Φ を定義すると周方向速度は次の二次方程式で与えられる。

$$\left(\frac{C_s v_\theta}{\Omega_i r} \right)^2 + \frac{C_s v_\theta}{\Omega_i r} - \frac{C_s^2}{\Omega_i^2 r} \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} = 0 \quad (4)$$

$$\text{ここで, } \Phi = \phi + \frac{T_i}{T_e} \ln n_i + \frac{v_r^2}{2}.$$

式(4)は簡単に解くことができて、周方向速度の解として以下の二つのプランチが得られる。

$$\frac{C_s v_\theta}{\Omega_i r} = \frac{1}{2} \left[-1 \pm \sqrt{1 + 4 \frac{C_s^2}{\Omega_i^2} \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r}} \right] \quad (5)$$

通常、規格化された径方向速度は 1 より小さく、イオン温度は電子温度に比べ十分低いので、全ポテンシャルの主要項は静電ポテンシャルとなる。この解の物理的意味を考えるため、 Φ として静電ポテンシャルのみを考え、電場が弱いとして根号部分を展開する。根号の前の符号が+の解は、

$$v_\theta \approx \frac{C_s}{\Omega_i} \frac{\partial \phi}{\partial r} \quad (6)$$

となり、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトに一致する。一方、根号の前の符号が-の解は、

$$v_\theta \approx -\frac{\Omega_i}{C_s} r - \frac{C_s}{\Omega_i} \frac{\partial \phi}{\partial r} \quad (7)$$

で与えられる。電場が弱いことを仮定しているので、この解の主要項は第1項となる。この解は電場がゼロの場合でも剛体的に回転することを表わしており、一見物理的な解でないように見える。以下、この解を $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトの異常解と呼ぶことにする。 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト解は電場とローレンツ力がつり合っていることを表わしており、異常解は遠心力とローレンツ力が主要項としてつり合っていることを表わしている。従って、解の実現可能性に本質的な差はないと考える。遠心力は結果としてローレンツ力とつり合っているのであって、はじめから存在しているものではないことに注意する。つまり、電場によるドリフトが大きくなると最後には遠心力の方が勝るようになり、ローレンツ力とつり合うということである。また、遠心力は半径が大きくなれば効かなくなることから、異常解が全空間を占めることはあり得ない。従って、半径の小さな領域に限って異常解が実現し、遠方で $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトにつながっていくような流れ構造が実現されていても不思議はない。式(4)の関係と実験値を比較したものを図5に示す。

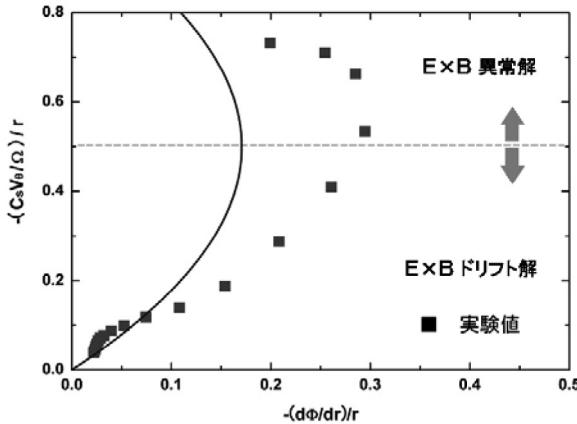


図5 関係式(4)と実験値の存在領域。

測定精度の問題から多少のずれがあるが、実験値は確かに異常解の領域にも存在していることがわかる。式(5)が実数解を与えるための条件として、根号の中が常に正になるように全ポテンシャル Φ の勾配は制限される。実験で観測された静電ポテンシャルだけでは根号の中は負になってしまうため、中心部において全ポтенシャルの勾配を小さくする何らかの効果が必要である。ここでは、圧力勾配と径方向流れによる動圧の項がその役割を果たしている。値そのものは静電ポテンシャルが飛び抜けて大きいが、中心付近の全ポтенシャルの勾配はこれら二つ項が存在するために平坦化されている(図6左)。二つの解が半径のある点で繋ぎ代わり、全体の流速分布を構成する様子を示す(図6右)。

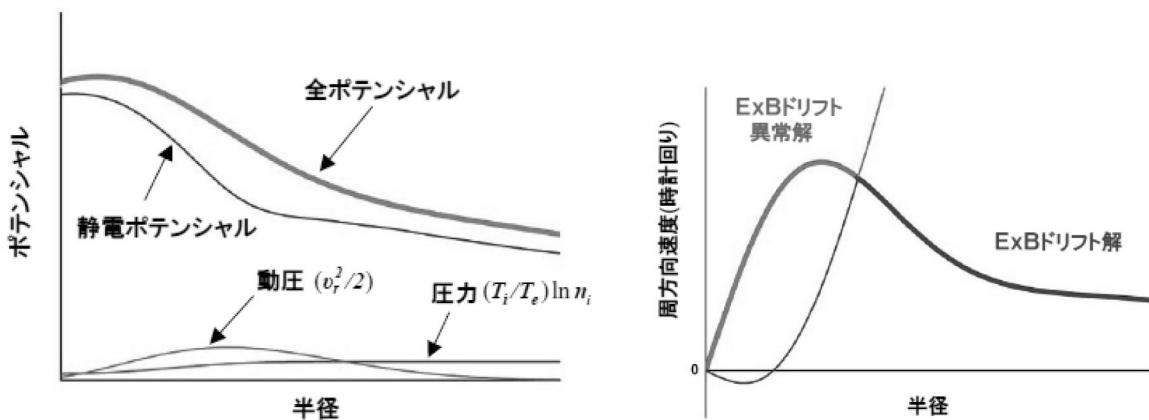


図6 全ポテンシャルと二つの解のつながり方。

中心付近では全ポтенシャルの勾配はほぼ0であり、そこでは遠心力とローレンツ力がつり合うことになる。周辺部では動圧と圧力の勾配はなくなり、静電ポтенシャルによる $E \times B$ ドリフトが実現される。図6と図4の右図を比較してみると、非常に良い一致が見られる。従って、プラズマホールの流速場は、中心部では遠心力とローレンツ力が、周辺部では電場とローレンツ力がつり合うことによって形成されているといえる。

5. 台風との類似性

中心部と周辺部でつり合う力が異なるような流速場は自然界にも存在する。それは台風の流速場である。大気の分野では、遠心力、圧力勾配、コリオリ力のバランスで決まる流れを一般に傾度風(gradient wind)と呼んでいる。その中で特殊なケースとして、遠心力と圧力勾配がつり合った流れを旋衡風(cyclostrophic wind)、圧力勾配とコリオリ力がつり合った流れを地衡風(geostrophic wind)という。台風の流れは中心部では旋衡風、中心から離れた場所では地衡風になっている。プラズマホールとの対応では、全ポтенシャルの勾配を一般化した圧力勾配と見なすと、旋衡風が $E \times B$ ドリフト異常解に、地衡風が $E \times B$ ドリフトになる。もちろん、詳細に見ていくといいくつかの相違がある。台風では遠心力とコリオリ力が同じ向きであるが、プラズマホールでは遠心力とローレンツ力は逆向きである。圧力勾配に相当する電場も外向きである。

台風の場合、コリオリ力は半径が小さなところでは効かないで、中心部の力のつり合いでは遠心力と圧力勾配が主要項となる。一方、プラズマホールの場合、外部磁場が強いのでローレンツ力は中心部でも主要項となり得る。細部に相違はあるが、台風もプラズマホールも共通して、中心部は遠心力が優勢な世界であると言える。

6. 涡度の局在構造と粘性

流体方程式(2)の周方向成分(定常状態)は、軸対称性がある場合次のように書ける。

$$v_r \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} + \Omega_i \right) = \nu_{eff} \left(\frac{\partial^2 v_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{v_\theta}{r^2} \right) \quad (8)$$

渦度 ω を使って表わすと、以下のような非常に簡単な式

$$v_r (\omega + \Omega) = \nu_{eff} \frac{\partial \omega}{\partial r} \quad (9)$$

となる。この式は、径方向流れによって集められる渦度の流束が粘性によって拡散していく渦度の流束とつり合うことを示している。径方向流れは軸近傍では半径に比例するとしてよいので $v_r = -\alpha r$ と置くと式(9)から

$$\omega + \Omega = \Gamma_0 \exp \left[-\frac{r^2}{l^2} \right] \quad (10)$$

$$\text{ここで} \quad l^2 = \frac{2\nu_{eff}}{\alpha}$$

が得られ、渦度はガウス型の局在構造を取ることがわかる。この渦は発見者 (J.M. Burgers, 1948) にちなんでバーガース渦 [10] と呼ばれている。プラズマホールの渦度分布を図7に示す。

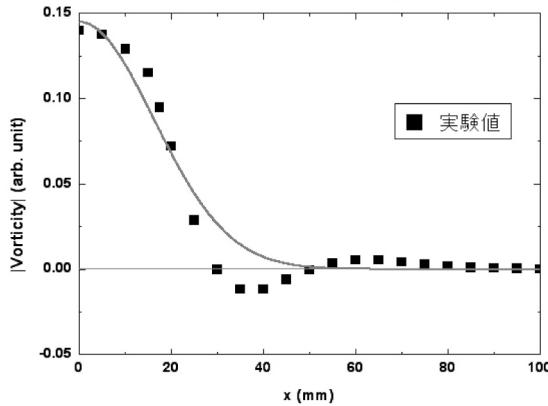


図7 プラズマホールの渦度分布。

渦度は中心部に局在しており、径方向内向き流れによる渦度の集中と粘性による拡散がつり合った結果であると言える。プラズマホールの渦度分布の広がりから l は測定できる、また v_r を測定すれば軸近傍の傾きから α の値も決定できる。そのようにして決めた α と l から (10) 式を用いて実効的粘性係数を求めてみると $\nu_{eff} \sim 10^6 \text{ cm}^2/\text{sec}$ という値が得られる。この値は、原子衝突で決まる古典的な粘性係数よりも3桁大きく、プラズマホールは異常粘性を示す。

最後に、径方向流れと粘性の関係について考察する。図4で示したように、プラズマホールは径方向に流速をもつ。これは異常粘性によって説明できる。渦の中の体積要素における force balance を考える。粘性が無視できない流体において周方向の回転速度にシアーが存在すれば、粘性摩擦によって周方向に力が発生する。この力とつり合う反対向きの力が存在しなければならないが、径方向の流れが周方向の運動量を要素内に輸送することによって実効的な力となる。即ち、単位時間あたりに流入する正味の周方向運動量はそこに働く周方向の力と等価である。この力が粘性力とつり合うのである。つまり、粘性が有限であれば、周方向の力のつり合いを維持するために径方向流れが必ず存在しなければならない。これまでプラズマでは通常無視されていた粘性が、プラズマホールの流速場形成において重要な役割を果たしている。

参考文献

- [1] M. Kono and M. Y. Tanaka, "Spiral Structures in Magnetized Rotating Plasmas", Phys. Rev. Lett. 84, 4369 (2000).
- [2] K. Nagaoka, A. Okamoto, S. Yoshimura, M. Kono and M. Y. Tanaka, "Spontaneous formation of a plasma hole in a rotating magnetized plasma: A giant burgers vortex in a compressible fluid", Phy. Rev. Lett. 89, 075001 (2002).
- [3] S. Yoshimura, A. Okamoto, and M. Y. Tanaka, "Observation of Plasma Hole in an ECR Ar Plasma", J. Plasma Fusion Res. SERIES. 6, 610 (2004).
- [4] M. Y. Tanaka, K. Nagaoka, A. Okamoto, S. Yoshimura, and M. Kono, "Plasma Hole", IEEE Trans. Plasma Sci. 33, 454 (2005).
- [5] J. Vranjes, A. Okamoto, S. Yoshimura, S. Poedts, M. Kono and M. Y. Tanaka, "Analytical Description of a Neutral-Induced Tripole Vortex in a Plasma", Phys. Rev. Lett. 89, 265002 (2002).
- [6] A. Okamoto, K. Hara, K. Nagaoka, S. Yoshimura, J. Vranjes, M. Kono and M. Y. Tanaka, "Experimental observation of a tripolar vortex in a plasma", Phys. Plasmas 10, 2211 (2003).
- [7] M. Y. Tanaka, M. Bacal, M. Sasao, and T. Kuroda, "High-Density Plasma Production for Neutralizing Negative Ion Beam", Rev. Sci. Instrum. 69, 980 (1998).
- [8] K. Nagaoka, A. Okamoto, S. Yoshimura, and M. Y. Tanaka, "Plasma Flow Measurement Using Directional Langmuir Probe under Weakly Ion-Magnetized Conditions", J. Phys. Soc. Jpn. 70, 131 (2001).
- [9] S. Yoshimura, A. Okamoto, and M. Y. Tanaka, "Potential structure of a plasma hole in a rotating magnetized plasma", *Proceedings of 12th International Congress on Plasma Physics*, (2004), Nice, France.
- [10] 神部勉, P. G. ドレイジン:「流体力学安定性と乱流」(東京大学出版会, 1998) 14章.

第2部 プラズマ・ロケットエンジン・ヘリコンプラズマ・その他の話題

旧ソ連のプラズマ・核融合研究者の群像 —カピツツアとランダウ—

上 原 和 也*

The plasma fusion researcher in old Soviet Union —Kapitza and Landau—

by

Kazuya Uehara*

Abstract: The research for plasma physics and the controlled nuclear fusion in the old Soviet Union were reviewed. In this article, the history of fusion research including the hydrogen bomb development is shown going back to the explanation of the principle of sun as an energy source by Helmholtz and the Nobel prize lecture for nuclear fusion by Kapitza, in which he gave this instead of his low temperature physics research, is shown including the relation to Landau. The reason why the realization of fusion program has been so delayed are tried to explain raising the weak point of tokamak machine and two candidates of new idea of alternative fusion method are given.

Key words: plasma physics, controlled nuclear fusion, old Soviet Union, hydrogen bomb, Nobel prize lecture, Kapitza, Landau, tokamak machine, tokamak alternative physicist group, old Soviet union

概 要

旧ソ連のプラズマ物理学と核融合研究者についてのレビューである。この報告では水爆をも含めた核融合研究の歴史がヘルムホルツによるエネルギー源としての太陽のメカニズムの説明に遡って述べられる。カピツツアのノーベル賞講演は受賞理由の低温物理学ではなく核融合についてであった。これを含めた弟子ランダウのことについても触れられる。核融合開発が遅れている現状をトカマクの弱点を交えて捉え、代わりとなる新しいアイデアについて述べられる。

1. プラズマ核融合研究の歴史

1. 1. ヘルムホルツから ITER まで

核融合は恒星と同じようなエネルギー源を地上で実現して、そのエネルギーを人類が使おうという試みだが、太陽の熱源のメカニズムについて明らかにされたのは20世紀になってからである。19世紀には、Helmholtzなどは太陽の熱源を重力によるポテンシャルエネルギーで説明しようとした。量子力学を使って核のポテンシャルで星のエネルギー源について、最

* 日本原子力研究開発機構 (Japan Atomic Energy Agency)

初に説明した論文は、トンネル効果に言及したロシア生まれの物理学者 George Gamow のものである。その後、Hans Arbrecht Bethe の研究で星の核融合は解明されるが、Bethe が星の核融合の理論を本格的に作ったのは、アメリカでの天文学者と物理学者とのワークショップだった。ジョージ・ワシントン大学で開かれたこの研究会に出席した Bethe は、イサカに大変興奮して帰ってきたと、当時 Bethe の大学院生だった Marshak が述べている [1]。この研究会から 2 週間もしないうちに Bethe は星の核融合についての理論を作り上げた。ソ連では、1946 年に Landau が高周波によるプラズマ加熱の基礎になるランダウ減衰の論文を書いている。その後、1950 年には Sakharov と Tamm によるトカマクによる磁場閉じ込めのアイデアがなされた。アメリカでは核融合の研究計画である Sherwood 計画が発足し、プリンストンで天体物理学者の L. Spitzer がステラレーター（「星の機械」という意味か？）のアイデアを出したり、ロスアラモスで Z ピンチの実験、リバモアではミラー磁場による実験が行われている。トカマクの全貌が明らかにされたのは Sakharov 達のアイデアから、15 年後の 1965 年のカラムでの第 2 回 IAEA 核融合会議での Artsimovich の講演である。

アメリカでは、原爆の次の核兵器として、核融合のエネルギーを原爆のエネルギーを利用して解放する水素爆弾が開発されていた。最初は「マイク・ショット」と呼ばれる、10.4 M（メガ）T（トン）の乾式水爆がテストされた。これは全体の重さが 65 トンもありとても兵器に使えるような大きさではなかった。Edward Teller はカリフォルニア大の地震計により実験成功の瞬間を知りロスアラモスへ『男子誕生』と打電したという。翌々年には、実際に、飛行機に搭載可能な小型のものに、作り上げ、ビキニ環礁で実験が行われた。これは「ブラヴォー・ショット」と呼ばれ、15 MT で、重水素化リチウムを燃料にしていた。ビキニ環礁の核実験では、焼津港の第五福竜丸事件が 160 Km 東方から、放射線を浴び、久保山愛吉さんが被ばくした。その後、ソ連は核分裂燃料と核融合燃料を交互に重ねたレーヤーケーキ型と呼ばれる水爆を開発して、中央アジアのセミパラチンスクというところで実験を行っている。その後、水爆はイギリス、中国、フランスが実験を行っている。

核融合ではアメリカはトカマクの性能が確認されると、ステラレーターをトカマクに改造した実験を行った。日本では 1961 年に名古屋大学にプラズマ研究所が作られ、原研ではトカマクの研究が開始された。トカマクは順調に実験が進展して、TFTR と JET では D-T 反応で核融合出力 $Q = \text{核融合出力} / \text{加熱入力} = 0.27 \sim 0.62$ が得られている。さらに、次期装置として国際熱核融合炉 ITER がフランスに建設されることになった。表 1 に核融合研究の歴史を示す。

表 1 水爆研究を含めた核融合研究の歴史。

1854 [安政元年]	太陽の熱源の重力ポテンシャルによる説明【独】[H. von Helmholtz]
1874 [明治 7 年]	物質の第 4 の状態の発見【英】[W. Crooks]
1905 [明治 38 年]	初の静電プローブ【独】[J. Stark et al., Annalen der Phys. 18, 212 (1905)]
1927 [昭和 2 年]	プラズマの命名【米】[I. Langmuir]
1928 [昭和 3 年]	トンネル効果【米】[G. Gamow & F.G. Houtermans, Z. Phys. 52, 469 (1928)]
1929 [昭和 4 年]	星のエネルギー源の解明【米】[R.d'E. Atkinson & F.G. Houtermans, Z. Phys. 54, 656 (1929)]
1939 [昭和 14 年]	星のエネルギー源の解明【米】[ハンス・ペーテ]
1946 [昭和 21 年]	ランダウ減衰の理論【露】[L. D. Landau, J. Phys. (USSR) 10, 45 (1946)]
1950 [昭和 25 年]	超高温ガスの磁場閉じ込めの構想【露】[サハロフ・タム]
1951 [昭和 26 年]	Sherwood 計画【米】[米原子力委員会]
1951 [昭和 26 年]	ステラレーターの提案【米】[L. Spitzer Jr.]
1952 [昭和 27 年]	超高温ガスの磁場閉じ込めの実験【露】[サハロフ・タム・クルチャトフ]
1952 [昭和 27 年]	水爆基礎実験成功【米】[リチャード・ガーウィン] 他
1955 [昭和 30 年]	「人類は 20 年以内に核融合を得る」と演説（第 2 回原子力平和利用国際会議、ジュネーブ）【印】[バーバ]
1955 [昭和 30 年]	水爆実験に成功【ソ】
1957 [昭和 32 年]	ローソン条件の導出【英】[ローソン]
1957 [昭和 32 年]	水爆実験成功【英】(クリスマス島)
1958 [昭和 33 年]	ZETA 計画【英】[Nature 181, 217 (1958)]
1965 [昭和 40 年]	トカマクの全貌を発表（制御核融合研究に関する第 2 回国際会議、Culham）【露】[L. A. Artsimovich]
1967 [昭和 42 年]	水爆実験成功【中】(ロブノール実験場)
1968 [昭和 43 年]	水爆実験成功【仏】(ファンガタウ環礁)
1979 [昭和 54 年]	JFT-2 トカマクで高周波電流駆動実験【日】
1995 [平成 10 年]	TFTR で D-T 核融合実験 ($Q = 0.27$)【米】
1997 [平成 10 年]	JET で D-T 核融合実験 ($Q = 0.62$)【EC】
2005 [平成 18 年]	国際熱核融合炉 ITER の建設地フランスに決まる【EC】

1.2 水爆研究に従事した米ソの物理学者

原爆は、第2次世界大戦の終結の手段として、ドイツや日本に向かられたものであるが、水爆は第2次世界大戦後の米ソの冷戦の産物と言えよう。この開発には多くの物理学者が、かり出されており、アメリカでは、Enrico Fermi, Edward Teller, Marshal Rosenbluth, Robert Oppenheimer, George Gamow, von Neuman, Stanislav Ulam などが水爆の研究に

参加したとされている。なかでも、Edward Teller は熱心な首謀者で、その後のレーガン大統領が対ソ連戦略兵器として提唱した戦略防衛構想 (Strategic Defensive Initiative, SDI) にも深く拘わっていた。Rosenbluth は後にプラズマ理論の大家となるが、上述の乾式水爆であるマイクの設計に関与した。電子計算機で名高い von Neuman も水爆の計算に没頭したとされ、Gamow とジョージワシントン大学で同僚だった、Ulam も核兵器の開発に没頭した。一方、ソ連では、I.V. Kurchatov, Andrei Sakharov, L.A. Artsimovich, L.D. Landau, M.A. Leontovich 等が水爆の研究に参加したとされている。Peter L. Kapitza も核兵器開発への協力を要請されたが、これを拒否した。代わりに指導者に抜てきされたのは弟子の Kurchatov だった。Kurchatov はこの時 38 才で、アメリカの Oppenheimer が 40 才だったので、これに対抗する若手という意識がクレムリンにあつたらしい。

その後水爆の父とまでいわれた Sakharov はこの時 27 才だった。上

F: fission bomb T: fusion fuel E: reactor wall

図1 Teller-Ulam型水爆配位。

述の Artsimovich は水爆の付加燃料に必須のウランの同位体分離法を確立した。Leontovich は核兵器開発の理論を担当したが、その後、プラズマ物理の教科書を幾つも書いている。Landau は核兵器の計算でスターイン賞を授与されているが、後にこんなことは嫌いだったと述懐している。

水爆は、核分裂のエネルギー (X線衝撃波) で重水素燃料を加圧加熱させて、核融合反応を引き起こすものである。図1は Teller-Ulam 型配位と呼ばれる水爆の模式図で、外側の核分裂による原爆 (F) を爆発させ、この時に出る X線等の放射エネルギーで中心にある核融合燃料 (T) を圧縮加熱して、核融合反応を起こす [2]。この方式でプラボーショットがなされた [3]。

2. カピツァーの核融合

2.1 Les extrêmes se touchent

プラズマ物理学についてのノーベル賞はスウェーデンの Hannes Alfvén が 1972 年に受賞しているが、これはスペースプラズマについての業績で、核融合についてはまだ誰も受賞していない。ところが、ノーベル賞講演で受賞理由とは全く別の話をして物理学者がいる。P. Kapitza は低温物理学に対する貢献で 1978 年度の物理学賞を受賞したが、彼のノーベル賞講演は低温物理学についてではなく、核融合についてのものだった。スウェーデンの王立アカデミーでの授賞式で、Kapitza は「低温物理学の研究はもう 30 年前に辞めて、今、熱核融合反応の現象を研究している。このテーマの方が、私の過去の低温の仕事よりも、講演のテーマとして興味深いと私は思う。何故なら（フランスの諺で）Les extrêmes se touchent（レ エクストレーム ス タッション「両極端は繋がる」）というから」と述べたという [4]。Kapitza は英国のケンブリッジ大学に留学して、Rutherford のところで実験を行い、その当時世界最大の 30 万ガウスの強磁場装置を作ったが、1934 年の夏メンデレーエフ 100 年祭に出席するためにソ連に一時帰国した際、クリムレンは彼の再渡英を許さず、それ以降 Kapitza は外国に行くことはなかった。Rutherford は国家的偏見を捨てて、彼がケンブリッジで使用していた強磁場装置をソビエトに送り返したというエピソードは、余りにも有名である。Kapitza が所長を勤めたモスクワの物理問題研究所と一般物理学研究所は、Landau がランダウ減衰の論文を書き、Tamm と Sakharov がトカマクの概念を考案し、Leontovich が有名な Review of Plasma Physics の著作をものにするな

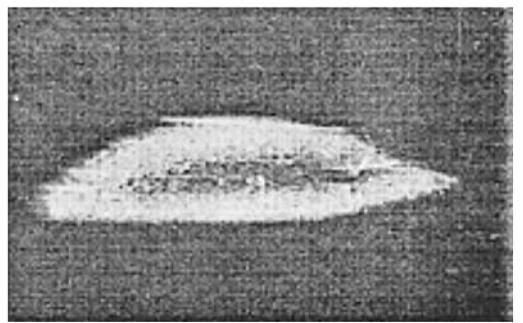


図2 カピツァーのコードプラズマ。高出力 P = 14.7 kW, 高圧力 P = 3.32 atm での 5 % のアルゴンが入った重水素混合ガスの帶状放電の写真。放電の長さは ~ 10 cm で、放電の左端は窓でブロックされている。

ど、さながらプラズマ物理・核融合分野でも振りかご的な研究の場であったと言えよう。Kapitzaは弟子のLandauが反スタートーリン運動に関与したとして逮捕された時、身を挺してLandauの釈放をスタートーリンに訴えたが、Kapitza自身も上に述べたようにソ連の核兵器開発計画の責任者となることを拒み、物理問題研究所長とモスクワ大学教授の職を解かれている。研究の場を奪われたにもかかわらず、Kapitzaはモスクワ郊外のニコリヤ・ガラの別荘を改造して、実験室を作り、自ら旋盤操り、研究を行った。Landauは毎月のようにここを訪問してKapitzaを元気づけたという[5]。

2.2 高周波加熱による高温高密度プラズマ

スタートーリンの死後再び再び物理問題研究所長に復活したKapitzaは、異色な核融合研究を行なった。トカマクや慣性核融合については、その実現性に疑問を挟んだ上で、大出力の連続的なマイクロ波発振器を開発している時に、偶然高い温度のプラズマ現象を発見したとして、この高周波加熱されたプラズマでの核融合炉の可能性を述べている。マイクロ波発振器の波長 λ は20 mm（従って周波数 $f = 1.5 \text{ GHz}$ ）で、（この発振器の原理はマグネットロンと同等で“Nigotron”と呼ばれている）。1950年の始め、10 cm Hg 気圧（= 0.1 気圧）のヘリウムを満たした石英の球体から高出力のマイクロ波が放射され、はっきりとした境界で発光が数秒間続き、高温プラズマが共鳴器の壁に直接接触していない状態を観測したという。放電に使ったパワーは15 kWまで、圧力は25気圧に達した。圧力を高くすればするほど放電は安定して境界の形もくっきりする。放電の写真を図3に示す。プラズマの伝導度の測定と能動的及び受動的な分光測定により放電の中心部は高温で、その温度は106 K (= 100 eV) 以上であることがわかった。数mmの空間におけるプラズマコードの境界で106 K (= 100 eV) 以上の温度の不連続性があり、表面が極めて高度な熱絶縁層の存在を示していた。最初は、このような層の存在は疑わしいと思われたが、いろいろな方法によるプラズマ診断によってこれを確認している。この温度ジャンプは、境界で顕著な電荷2重層（ダブルレーザー）が生成され、高温では電子が境界で散乱され、反射される電子の存在を仮定すれば説明できるとしている。得られているプラズマの密度は 10^{21} m^{-3} 電子温度は $T_e = 3 \text{ keV}$ 急激な温度勾配 10^5 eV/m は現在のトカマクの負磁気放電で得られているものと同程度である。中性ガスを放電館内に封入して圧縮器を使って回転させ、壁から高温プラズマを離す工夫をしている。Kapitzaは強力な電子加熱をした後、磁場を有効に使って閉じ込めの良い状態で衝突による緩和のみで熱核融合反応が十分起こせるイオン温度が達成できるとしている[6]。

3. トカマクと Alternative 核融合

インドのBahba博士は1955年に人類は今後20年後に制御核融合を手にするであろうと演説したが、確かに、1973年頃日本の東京大学の先生が述べている解説では、「…ヨーロッパ共同体（EC）のエネルギー担当は核融合制御がここ10～20年の間に陽の目をみないときは、地球はその開発を諦めて外の方法を探さざるを得ない」という見解を述べた」とか「大河千弘氏は5年と言えば嘘になるが、15～20年と言えば予算はつかなくなると述べていた」とある、さらに「核融合の可能性は1990年頃実験炉として実現して2000年頃商業ベースに乗る」とも述べられている[7]。Bahba博士の言う20年後の1975年はとっくに過ぎたし、2000年も過ぎた。

3.1 トカマクの問題点

トカマク装置の第一の問題は、炉の規模が大きすぎて（ITERで主半径 $R = 8.1 \text{ m}$ 、小半径 $a = 2.8 \text{ m}$ 、トロイダル磁場 $B = 5.7 \text{ T}$ ）[8]、現在実用化されている核分裂を利用する炉（直径0.5 m）に比べて甚だしく非効率ということである。トカマク装置では、プラズマの密度 n が低いのも難点である。プラズマの密度 n を今（ $n = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ）の10倍程度上げることが出来れば、閉じ込め時間は0.1～1秒で済み装置の大きさは半減できるが、トカマク装置で密度を上げるにはトロイダル磁場 B をそれに合わせて上げる必要があり、ますます装置は大きくなる。さらにこのクラスの磁場ではプラズマからのシンクロトロン放射によるエネルギー損失が大きくなり、プラズマの温度を上げることが非常に難しくなる。さらに、具合の悪いことは、トカマク装置では核融合反応に重水素DとトリチウムTを用いるので、核

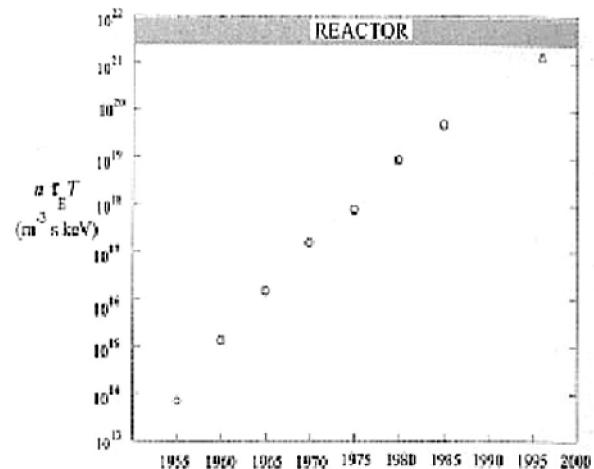


図3 世界のトカマク装置で得られている年次毎の核融合積（ n : 密度、 t_E : エネルギー閉じ込め時間、 T : プラズマの温度）。

融合反応で出てくる 14 MeV の中性子により真空容器が放射化されてしまい、現在の核分裂を利用する炉程でないにしても、放射性物質のハンドリングが非常にやっかいな問題になる。デスラプションの回避も大きな課題である。デスラプションはプラズマ電流が何の予告もなしに（トロイダル磁場はちゃんと持続しているのに）切れ、高温プラズマの閉じ込めが破れる現象で、真空容器に発生する渦電流とトロイダル磁場とで過大な電磁力が真空容器を直撃する現象である。しかしながら、トカマクによるプラズマは年を追う度に装置がスケールアップされて、性能が向上し、図3に示すように炉（reactor）に必要とされる核融合積 ($n t_E T_i \sim 3 \times 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ sec eV}$) に大きく迫っているが [9]、装置を大きくすることは、多くの建設費と時間がかかる大きな原因になっているのは否めない。

3.2 Alternative 核融合

トカマクに替わる（アルタネイティブ）核融合装置としては、Z ピンチ、逆転磁場ピンチ（FRP）や逆転磁場配位（FRC）および、スフェリカル・トカマクなどがあるが、共に高密度高温低磁場、即ち高ベータプラズマの達成ということを目指している。核融合出力はベータ値の2乗に比例して増大するので高ベータである程都合がよい。さらにこれらの装置は核融合反応の燃料に重水素 D とヘリウム 3 (He^3) を想定して放射性物質のハンドリングの問題を回避することを考えているが、実現には D-T 反応のプラズマパラメータを 1 衝上回る必要がある。し

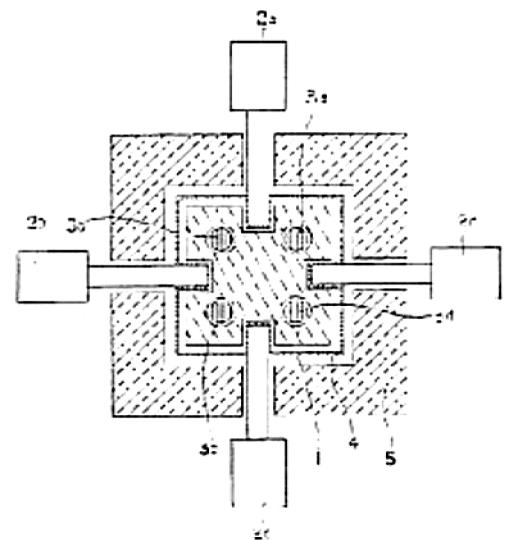
かし、問題なのはいずれも（トカマクと同じように）電磁誘導の原理でプラズマ中に電流を流し、その電流が作るポロイダル磁場を高温プラズマの有力な閉じ込め手段に使おうとしていることである。金属の導体ではなくプラズマ自身を加速させて電流を流す電磁誘導によるこの方法は、高温プラズマ中の導体の熱負荷の回避の問題から使われるようになったが、プラズマ電流の流し方があなた任せ的になり、極めて不安定である。FRC プラズマは理想的な磁場配位に近く、かなり密度の濃いプラズマができるが寿命が非常に短い。ステラレーターは外部コイルの使用で磁場を作っているのでこのような心配は回避しているが輸送はトカマクと同じ異常拡散である。2番手として、最近スフェリカル・トカマクが建設されるようになったが、これが炉につながるものかどうかは不明である。以上 Alternative 核融合は色々あるが、ここではあまり取り上げられない 2 つの方式を述べる。1つは常温核融合（Cold Fusion）からヒントを得ている格子内核融合（In-Lattice Confinement Fusion, LCF）で、もう一つは核融合の本家ロシアの研究者のアイディアであるトルネードである。

3.2.1 LCF (格子内核融合) 炉

この方式は核分裂研究者から提案されている。常温核融合は怪しいものになっている（まだ続いているグループもある）が、パラジウム (Pd)、ジルコン (Zr)、チタン (Ti) などの金属が、水素を高密度で吸蔵することを基にしている。その密度は、 10^{22} cm^{-3} 程度に達し（固体内プラズマ、ただし温度は低い）、 1 cm^{-3} の体積でトカマクにおける密度 10^{14} cm^{-3} での体積 100 m^3 に相当する。一方、加速器による D-T 中性子源における Q 値は 10^{-2} 以下であって、当然このままではエネルギー源 ($Q \gg 1$) にはなり得ない。そこで発生した 14 MeV 中性子エネルギーを利用して Q 値を上昇させる方策を考えることになる。それには、D と T を充分に吸蔵した $1 \sim 2 \text{ m}^3$ 程度の Ti (or Zr)、しかし Pd は高価すぎる）ブロックに高強度パルス 14 MeV 中性子束を照射する案が浮かぶ。そうすれば、高速中性子の減速過程で、吸蔵 T + D が、選択的に加熱される。何故なら、高速中性子が陽子（水素原子核）に正面衝突すれば、中性子の全運動エネルギーは、陽子に移り、中性子は止まるが、重い金属原子の核との衝突では、極く一部のエネルギーしか移行しない（減速材の質量数 A に依存するから）。この様な状況下で、炉心内各所で D-T, D-D 反応が準連鎖反忯的に起こることになり、したがって、Q 値も上がる。ローソン条件は、 $n\tau > 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ sec}$ であるので、トカマクでは $n = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 、 $\tau = 1 \text{ sec}$ 程度でこれを達成しようとしているのに対して、LCF では、 10^{22} cm^{-3} (10^{28} m^{-3})、 $\tau = 10^{-8} \text{ sec}$ の閉じ込め時間で達成するとしている [9]。図4に LCF 炉の模式図を示す。この案は、常温核融合、D-T 中性子源、プラズマ核融合（磁気核融合、慣性核融合）と核分裂炉のある要素を取り出し、再構成したものと見なされる。

3.2.2 トルネード

磁場の強さがプラズマ中心で弱く外側に行くにつれて大きくなる磁場配位（極小磁場）は、磁気流体力学的な不安定性に



1：炉心（重水素吸着 Pd） 2：D-T パルス加速器
3：ブランケット 5：遮蔽体

図4 LCF 核融合模式図。

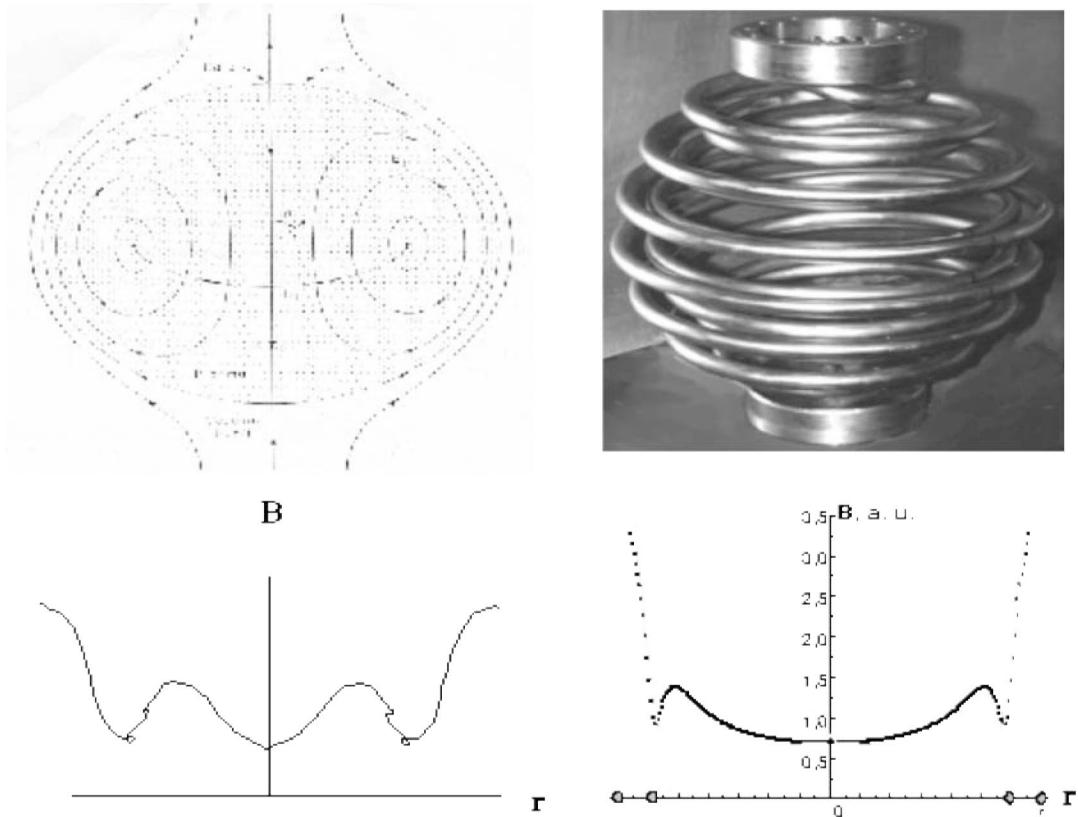


図5 スフェレーター（左）とトルネード（右）プラズマの磁場分布。

強く、プラズマを強力に閉じ込めることが出来る。これは、実験的には、ミラー磁場におけるヨッフェバーの導入によってその有効性が確かめられた。この実験を指導したA.V. IoffeはKapitza, Landau, Kurchatov等のソ連の次世代の物理学者を育て、ソビエト物理学の父と言われた。ポロイダル磁場とトロイダル磁場とをミックスさせて、極小磁場を得る最も原理的な方法は、1958年Lehnartによりスフェレーター装置の提案ということで達成された [11]。スフェレーター装置（図5左にスフェレーターの模式図と動径方向の磁場強度分布を示す）は、1本の内部リングコイルと、中心導体棒それに外部球状補助コイルとで構成される。前者二つに電流を流すと、後者には逆電流が生じて、これらの電流による磁場は閉磁気面、極小磁場のいずれをも実現できる。この流れは、中心導体棒がトロイダルコイルになり、内部リングコイルが電磁誘導の原理の導入となって、現在のトカマクにつながっている。ところで、閉磁気面、極小磁場のいずれをも有する磁場配位を得る方法は、1962年Skornyakovによってより一般的に研究され [12]、その後、1970年PeregoodとSemenovもこの問題を追及し、この磁場配位は超伝導を用いなくとも、実現できることを示した [13]。図5右上に示すように、トルネード状に巻いた2つのコイルに電流を流して出来る磁場は、外側ヘリックスと内側ヘリックスには互いに逆の電流が流れ、磁場は球状のセパラトリックを持つ。動径方向にも外側程強い極小磁場になっている。つまり、ヨッフェバーによる磁場を3次元的に実現したものになっている。トルネードは、スフェレータにおいて作る磁場配位を外部コイル電流で実現したものとも考えることが出来よう。作られる磁場は電磁誘導によるものではないので、プラズマは安定で、トルネードプラズマの輸送は完全古典拡散であることが確認されている。最近トカマクで得られている負磁気シア放電は輸送は新古典論に近いとされているが、この時のポロイダル磁場は極小磁場に近いものになっている。

4. おわりに

以上、旧ソ連を中心としたプラズマ核融合研究の歴史を見て来たが、トカマクによる磁場閉じ込めの方法は、順調に進展して、ITERの建設まで続いているが、問題点も多く装置の合理化、縮小化を目指した幾つかの方法も、模索されていることを紹介した。核融合は水爆によって実現されてしまったが、多くの核融合学者がこれに関与していた。旧ソ連の物理学者の底は深く、Ioffe, Kapitza, Landau等のプラズマ物理学、核融合研究への寄与は大きい。

参考文献

- [1] 地上と星とエネルギー, 海鳴社, 絶版.
- [2] F. Winterberg, The Physical Principle of Thermonuclear Explosive Devices, 1981.
- [3] R. Rhodes, "Dark sun -The making of the hydrogen-bomb" 1995 (邦訳 紀伊国屋書店, 「原爆から水爆へ—東西冷戦の知られざる内幕」2001年).
- [4] P.L. Kapitza, Rev. Modern Phys. Vol. 51, No. 3, p.417-p.423 (1979)).
- [5] 佐々木力外「物理学者ランダウ」みすず書房, 2005年.
- [6] P.L. Kapitza, Proc. 10th EPS conf. Mosow, invited talk.
- [7] 内田岱二郎, 自然, 1973年10月号, p.64.
- [8] 若谷誠宏外, 日本物理学会誌, 54 (1999) 417.
- [9] J. Wesson, Tokamaks, 2003 (邦訳 九州大学出版会, 「トカマク概論」2003年).
- [10] Y. Kawarasaki, AIP Conf. Proc. 369, Part two, p.1244 1996.
- [11] B. Lehnart, J. Nucl. Energy, part C1 (1959) 40.
- [12] G. V. Skornyakov, Sov. Phys.-tech Phys. 7 (1962) 187.
- [13] B. P. Peregood and A.A. Semenov, Sov. Phys.-Tech Phys 16 (1972) 147.

Potential formation in a magnetized inductively coupled plasma

Hiroharu Fujita*, Sebastian Popescu*,# and Yasunori Ohtsu*

Abstract: The potential formation in an inductively coupled plasma device in uniform magnetic field, at moderate pressures, is experimentally discussed. The axial profiles of plasma parameters showed that this double layer appears inside the plasma source as a natural border between two plasmas with different properties.

Key words: Inductively coupled plasma, electric double layer

1. Introduction

Potential formation are one of the big topics in plasma physics. Recently, the existence of current-free potential double layers in helicon discharges at rather low pressures (*i.e.* less than 1 mTorr) has been reported [1]. Although some progress has been made in double layer characterization in an RF discharge [2], the physical basis of its emergence is still not established.

The aim of this paper is to report on new experimental data on double layer appearance in magnetized inductively coupled plasma at moderate pressures (*i.e.* greater than 1 mTorr), at which it was asserted that such potential structures do not form [1] and to establish the phenomenology underlying their emergence.

2. Experimental device and results

The experiments were carried out on a magnetized inductively coupled plasma device, illustrated in Fig. 1. The plasma is produced in a glass tube T, surrounded by a helical antenna A. The glass tube is mounted at one end of a stainless steel cylindrical vessel, which is the main chamber of the device. The whole system is surrounded by magnetic coils that produce a uniform axial magnetic field, with a measured magnetic induction $B = 217 \pm 3$ G.

An Al disc collector C, facing the glass tube T, controls the processes inside the plasma. The plasma properties were axially measured with an RF compensated Langmuir plane probe (P in Fig. 1), moved between $z = -11$ cm and $z = 8$ cm.

The measurements were performed using Ar as a working gas, at a moderate pressure ($p = 2$ mTorr). The RF input power was 200 W, with less than 0.5% reflection, at the working frequency of 13.56 MHz. Throughout this experiment the collector position was fixed downstream, axially, at $z = 30$ cm and positively biased with respect to the ground ($V_c = 10$ V).

The axial profile of the plasma potential in the probing domain is plotted in Fig. 2. It shows that after an important increase inside the glass tube (*i.e.* upstream or $z < 0$), the plasma potential saturates downstream (*i.e.* $z > 0$) at about 32 V. These two distinct regions are connected by a potential wall with the height $\Delta V_s \approx 7$ V, located at $z = 0$ (*i.e.* at the border between upstream and downstream).

The electron temperature profile, represented in Fig. 3, although has a general decreasing trend, displays a local

* Saga University, Department of Electrical and Electronic Engineering, Saga 840-8502, Japan

permanent address: "AI. I. Cuza" University, Department of Plasma Physics, 700506-Iasi, Romania

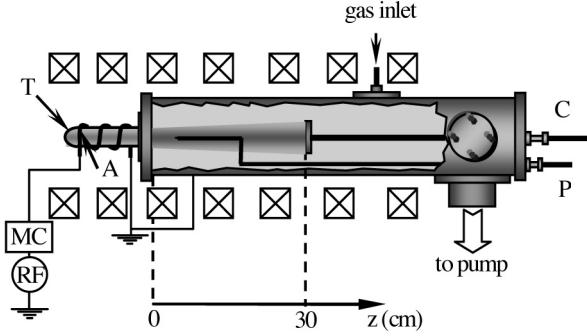


Fig. 1 Experimental set-up. A-helical antenna; T-glass tube; C-collector; P-plane Langmuir probe; RF - radio-frequency power supply; MC - matching circuit.

minimum at $z = 0$, followed by a maximum at about $z = 1$ cm. The peak of the electron temperature in this transition region is $\Delta T_e \approx 3$ eV.

The axial profile of the electron concentration, plotted in Fig. 4, shows that going downstream, the electron concentration has a global increasing tendency. Anyway, at $z = 1$ cm, the electron concentration profile displays a small bump.

3. Analysis of experimental results

The experimental results emphasize that the plasma electrons produced upstream are accelerated towards the main chamber of the experimental device (Fig. 2) by a relatively strong axial electric field. In this way, on a short distance (between $z = -11$ cm and $z = -2$ cm), the electrons could, in principle, gain sufficient energy for ionizing the neutrals, but in the same region the electron temperature is decreasing (Fig. 3), due to inelastic collisions with the neutrals. This means that the sudden decrease of the space potential and of the electron temperature at $z = 0$ is the result of neutral excitation by electron collisions. Consequently, the electrons exciting the neutrals gather there and form a net negative space charge, explaining in this way the existence of the two local minima (for Vs and Te) at $z = 0$.

The electrons that have not excited the neutrals are further accelerated by the electric field and, after traveling about 1 cm downstream, rich enough kinetic energy to ionize the neutrals. This explains the sudden increase of the electron temperature at $z = 1$ cm, as well as that of the plasma potential in the same place. The electrons that ionize the neutrals and those resulting from this process are transported downstream by diffusion. From Fig. 2 it can be seen that downstream the electric field is approximately zero, hence a drift movement of the electrons downstream is excluded.

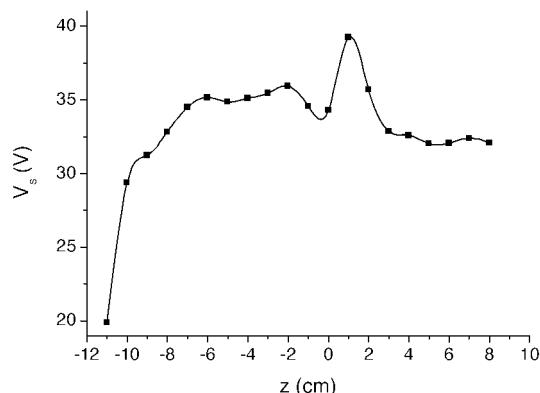


Fig. 2 Axial profile of plasma potential.

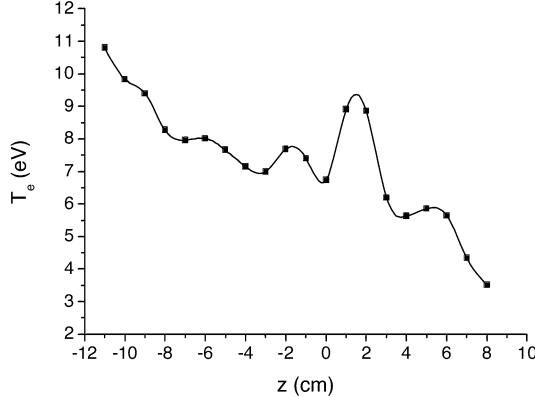


Fig. 3 Axial profile of electron temperature.

The positive ions resulting after neutral ionization form a net positive space charge, adjacent to the net negative one. The electrostatic forces of attraction between these two opposite layers, acting as long-range correlations, “bind” them together in the form of an electric double layer [3]. The appearance of this double layer in the absence of an externally imposed conduction current, makes it current-free, in accord with the earlier experimental reports [1,2]. Taking into account that, for the above working conditions the Debye length is $\lambda_D = 0.3$ mm and the double layer thickness is $\Delta z_{DL} = 1$ cm, we can conclude that this potential structure is narrow. Also, comparing the potential drop on the double layer with the electron temperature downstream, expressed in eV, one obtains the strength of the double layer $\eta_{DL} = \Delta V_{DL}/T_{e, eV} \approx 1$, meaning that this potential structure is a weak one.

The fact that the upstream, respectively downstream plasmas are different is also proved by the “Maxwellianization” coefficient α calculated in different points along the axial direction of the device (Fig. 5). This coefficient measures the number of orders of magnitude of the electronic current over which the semi-log plot $\ln I_e$ (V) is linear (V being the variable probe potential), ensuring in this way the degree of accuracy in the calculation of the electron temperature. From Fig. 5 it can be seen that upstream the linearity domain of the electronic current on the semi-log plot is ensured for less than one order of magnitude for I_e , while downstream the linearity domain is wider. This proves that downstream the energy distribution function for electrons is much closer to the Maxwellian one than upstream, or, with other words, that the plasma is more turbulent upstream than downstream.

4. Conclusions

The above experimental results prove that a current-free electric double layer can also appear in magnetized inductively coupled plasmas at moderate pressures, *i.e.* above 1 mTorr, but unlike the small pressure case [1,2], it is a

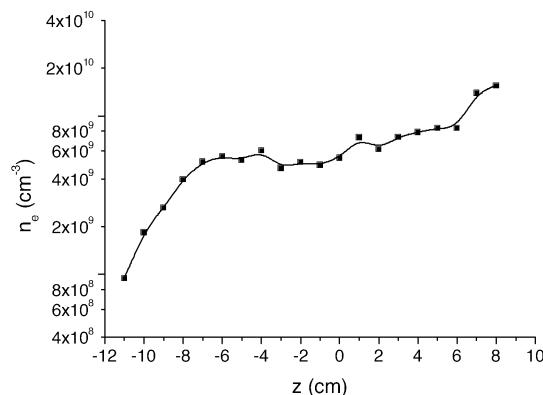


Fig. 4 Axial profile of electron concentration.

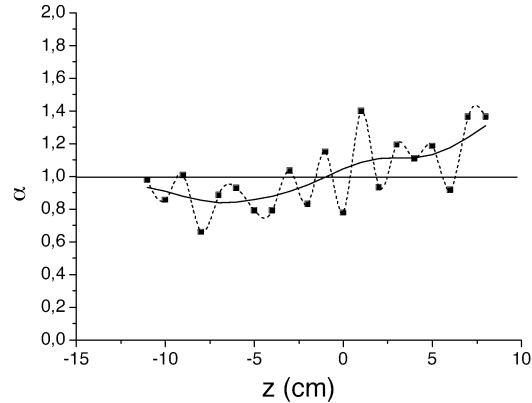


Fig. 5 Degree of Maxwellization of energy electron distribution as a function of axial position. The full curve is the smoothed version of the dashed one.

weak one. This narrow and weak double layer is the result of a self-organization process taking place inside the plasma column, *i.e.* it appears as the result of the intrinsic dynamics of the plasma particles, and not the consequence of an external constraint [3]. The double layer self-assembles during the plasma breakdown [2] and remains in a steady state afterwards. It acts as an internally built boundary between two plasma regions with different properties: one with high electron temperature and small electron concentration (upstream) and one with high electron concentration and small electron temperature (downstream).

References

- [1] C. Charles, R. Boswell, "Current-free double layer formation in a high-density helicon discharge", *Appl. Phys. Lett.* 82 (2003) 1356.
- [2] C. Charles, R. Boswell, "Time development of a current-free double-layer", *Phys. Plasmas* 11 (2004) 3808.
- [3] M. Sanduloviciu, E. Lozneanu, S. Popescu, "On the physical basis of pattern formation in nonlinear systems", *Chaos, Solitons and Fractals* 17 (2003) 183.

宇宙研大容量ヘリコンプラズマ装置の概要

谷川 隆夫^{*1} 篠原 俊二郎^{*2} 船木 一幸^{*3}
佐藤 杉弥^{*4} 竹田 剛^{*5}

Helicon-Plasma Device at ISAS/JAXA

by

Takao Tanikawa^{*1}, Shunjiro Shinohara^{*2}, Ikkoh Funaki^{*3},
Sugiya Sato^{*4}, and Tuyoshi Takeda^{*5}

Abstract: A large-volume (73.8 cm in diameter and 486 cm in axial length) helicon-plasma device has been developed at ISAS/JAXA in order to perform various space-plasma related experiments. With the use of a large (43 cm in diameter) flat-spiral antenna located just outside a quartz-glass window at one end of the vacuum vessel, the device is capable of producing high-density plasma (gas species used so far are argon, helium, and hydrogen) of $n_e \geq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ with moderate rf input power of less than 1 kW (at 7 MHz), showing excellent discharge efficiency. Innovative methods of controlling the radial profile of the plasma density have also been demonstrated 1) by changing the magnetic field configuration near the spiral antenna and 2) by changing the antenna radiation-field pattern.

Key words: Helicon-plasma device; Spiral antenna; Space plasmas; rf produced plasmas; Density profile control

概要

ISAS/JAXA スペース・プラズマ共同研究設備において、種々のスペース・プラズマ関連実験に対応できるプラズマを容易に生成可能な大容量（内径 73.8 cm, 長さ 486 cm）ヘリコンプラズマ装置を開発したので、装置の概要、この装置で生成されるプラズマの特性について報告する。本ヘリコン装置では、励起アンテナとして真空容器端のクウォーツ・ガラス窓外大気中に設置されたフラット・スパイラル・アンテナを使用している。ヘリコン放電の場合、 $n_e \geq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ という高密度プラズマを 1 kW 以下の入力パワー（周波数 7 MHz）で生成可能という高効率 rf 放電を達成している。因みに、現在までに使用したガス種はアルゴン、ヘリウム、水素であり、上記高密度モードはアルゴン、ヘリウムで達成された。また、1) 励起アンテナ近傍の磁場配位を調節する、2) 励起アンテナからの電磁放射パターンを変化させる、という 2通りの方法でプラズマの径方向密度プロファイルを容易に制御できることを見出した。

* 1 Tokai University

* 2 Kyushu University

* 3 JAXA/ISAS

* 4 Nippon Institute of Technology

* 5 Shizuoka University

1. はじめに

スペース・プラズマ中に観測される現象（ここでは特にプラズマ波動現象を念頭においている）を実験室中で正しくシミュレートするためにはある程度大容積のプラズマが必要であることは言うまでもないが、現象を正しく“スケール・ダウン”するためにはバックグラウンドの磁場強度、プラズマ密度を広範囲に変えられれば大変好都合である。ISAS/JAXA スペース・プラズマ共同研究設備の高密度磁化プラズマ発生装置では大容量（内径 73.8 cm、長さ 486 cm、容積 2.1 m³）の真空容器中央部 2 m を越す領域で最大 2 kG の一様磁場を印加可能であり、プラズマ密度の調節がいろいろな磁場強度下で容易にできれば大変に優れたスペース・プラズマのシミュレーション装置となる。ヘリコン波利用のヘリコン rf 放電はこの目的のために都合が良い。（ヘリコン放電の詳細については例えば篠原による解説論文 [1,2] を参照されたい。）そこで、この装置をヘリコンプラズマ源として使用できるように改造した。我々の知る限り、本装置で生成されるヘリコンプラズマの容積は世界最大であり、ヘリコンプラズマ源としての生成効率も世界最高値を誇るものである。本稿は、この ISAS/JAXA 大容量ヘリコンプラズマ装置の概要報告である。

2. 実験装置

装置のセットアップの概略図を図 1 に示す。真空容器はステンレス製で、外径 75 cm、内径 73.8 cm、長さ 486 cm の円筒形である。両端に一基ずつ設置されたターボ分子ポンプ、クライオ・ポンプで排気され、通常 $2-3 \times 10^{-7}$ Torr に保たれている。この種の装置としては極めてクリーンであると言える。実験のためガスを流す際にはクライオ・ポンプのゲートバルブを閉め、ターボ分子ポンプのみを排気に使用する。ヘリコンプラズマ生成のため現在までにテストしたガス種は、アルゴン (Ar: 0.05–2 mTorr)、ヘリウム (He: 0.2–1 mTorr)、水素 (H₂: 0.3 mTorr) である。本稿で示すデータは全て Ar プラズマについてである。

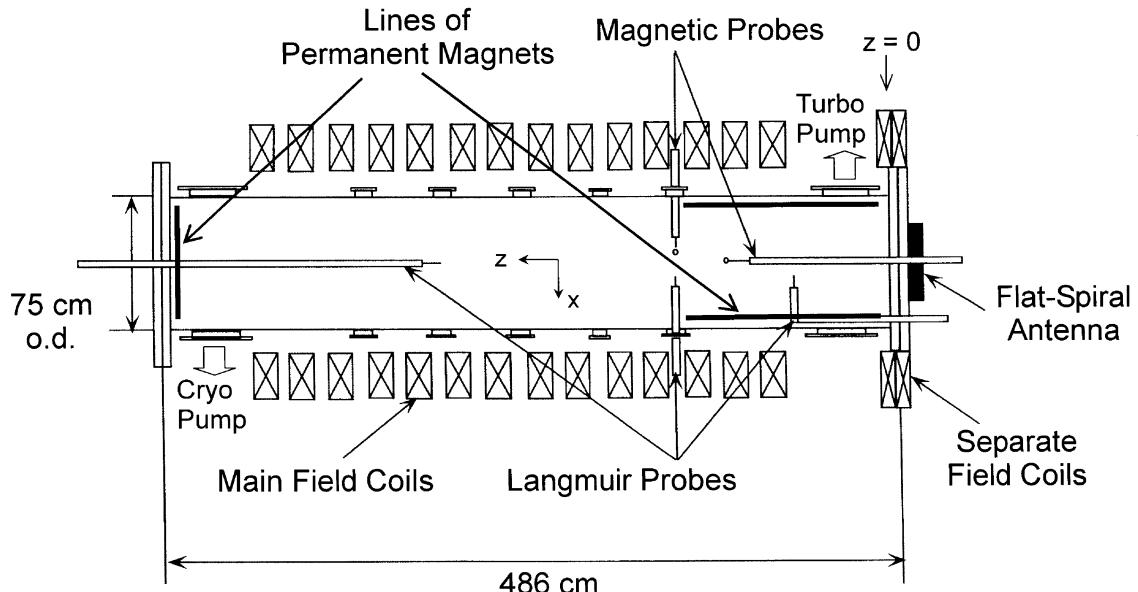


図 1 実験装置。

rf 放電励起アンテナは、真空容器のエンドフランジ上のクウォーツ・ガラス窓（直径 52 cm、厚さ 3 cm のガラスを使用。実際の開口部の直径は 45 cm）の外側（大気中）約 5 mm のところに窓に平行に設置されたフラット・スパイラル・アンテナ（直径 43 cm、4 ターン）である（図 2 参照）。このアンテナを使用する利点は：

- (1) アンテナを絶縁体の窓の外側、即ち大気中に設置可能である。
- (2) 従って、取り扱いが極めて容易である。
- (3) さらに、インピーダンス整合器をアンテナに直結させることができるので、アンテナ・インダクタンスによる悪影響を減らすことができる。

- (4) 容量結合性が良いので、非常に低いrfパワーで放電をスタートできる。
- (5) スパイラル・アンテナ上でrfを印加する位置を変えることによりアンテナからの電磁放射パターンを容易に変更でき、結果として径方向プラズマ密度分布を制御することが可能である（次節を参照のこと）。

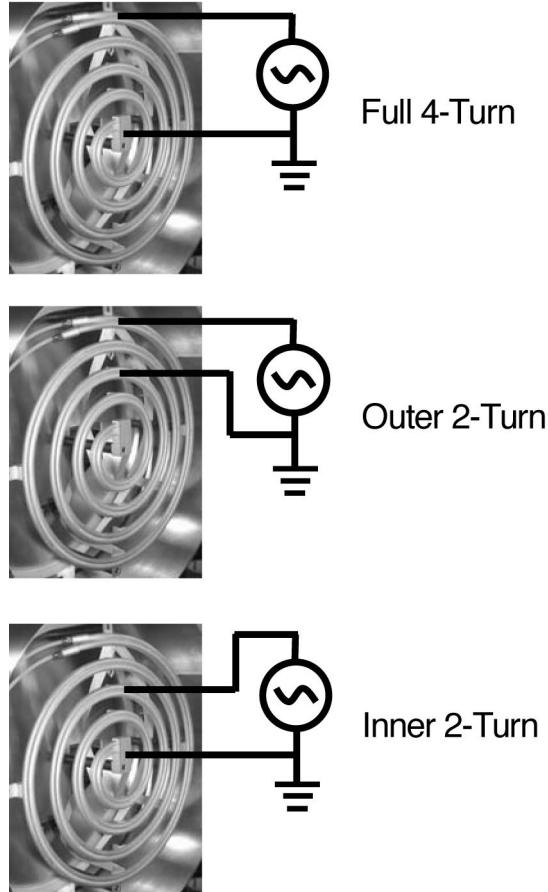
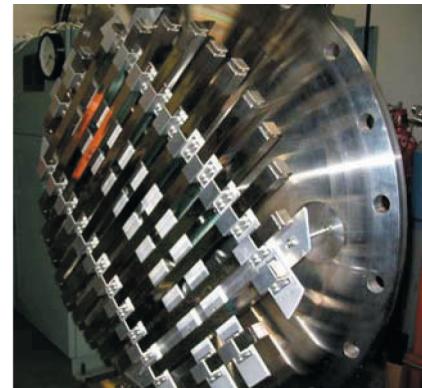


図2 フラット・スパイラル・アンテナと3種類の異なるrfアンプとの結線法。



(a)



(b)

図3 表面多極カスプ磁場配位を形成する永久磁石群の設置状況。

5番目の項目については図2に示すような3通りについて検討した。さらに、rfアンプの高電圧(HV)側と接地側を入れ替えてアンテナに結線することによっても密度プロファイルを変化させることができることを見出した。（図2に示されているケースは全て“Outer HV”である。HV側がアンテナ中心よりである場合を“Inner HV”と呼んでいる。）このアンテナでは周方向モード $m = 0$ のヘリコン波が励起可能である。

本実験で使用したrf周波数は7MHzである。これは低域混成周波数域であり、ヘリコン波の分散関係の検討から決められたものである。放電は通常、繰り返し周波数1Hz、放電の長さ40msのパルス放電である。これは放電が高密度モード(ヘリコンプラズマ)に入った際にプローブ等への熱負荷を軽減するという意味もあるが、多くの波動実験において“静かな”アフターグロー・プラズマを使いたいという要請からも来ている。

真空容器中央部の周囲に設置された14個のメイン磁場コイルにより中央部2mを超える領域に最大2kGの一様磁場を印加可能である。ところが、真空容器端に排気ポートがあるため容器端に磁場コイルが設置されていない。このため、放電用スパイラル・アンテナ近傍の磁場は著しく非一様であり強度が弱い。この状況はヘリコン放電にとってあまり都合が良くないので、非一様性を補正するための補助コイル(Separate Field Coils)をエンドフランジ上に設置した。このコイルの発生する磁場はメイン磁場に比べて大変小さいが、効果としては大きなものがある。即ち、補助コイルの磁場強度をほんの僅か調節することで、放電のスタートアップを容易にすることができます。第3節で述べるように径方向プラズマ密度分布を制御することが可能である。本稿で示すデータはメイン磁場強度 $B_m = 140\text{ G}$ （メインコイル電流 $I_m = 50\text{ A}$ に相当）の場合である。補助コイル電流 $I_s (< 20\text{ A})$ を変化させた時励起アンテナ位置における磁場強度 B_{ant} は、 $B_{\text{ant}} = 11\text{ G} (42\text{ G})$ at $I_s = 0\text{ A} (16\text{ A})$ である。因みに、 I_s を変化させても B_m は殆ど変化しない。

本装置では、更なる性能向上のために、プラズマ表面に多極カスプ磁場配位を作る永久磁石群を励起アンテナよりの真空容器内、及びアンテナと対向する側のエンドフランジ内壁に取り付けた。設置位置については図1を参照されたい。また、設置状況の写真を図3に示す。プラズマ閉じ込め性能の向上により、放電のスタートアップが（永久磁石群設置前に比べて）格段に容易となった。また、プラズマの軸方向一様性が向上した。

本装置の詳細については文献 [3–6] を参照されたい。

3. 実験結果 及び 考察

電子密度 n_e が入力 rf パワー P_{inp} を上げるに連れどのよう上昇するかをプロットしたのが図4(a)である。この時アンテナ負荷抵抗 $R_t (= R_v (\text{真空負荷抵抗}, 0.85\Omega) + R_p (\text{プラズマ負荷抵抗}))$ の変化をプロットした結果が図4(b)である。良好な容量結合性により $P_{\text{inp}} \approx 0.4 \text{ W}$ という低パワーで $n_e \sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 級のプラズマが生成されている。 $n_e < 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ のプラズマは容量結合プラズマ (capacitively coupled plasma (CCP)) と考えられる。 P_{inp} を上げて行くと、誘導結合プラズマ (inductively coupled plasma (ICP)) に移行し、 $P_{\text{th}} \approx 500 \text{ W}$ で密度ジャンプが生じ、 $P_{\text{inp}} > P_{\text{th}}$ でヘリコンプラズマ (HP) ($n_e \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) となっている。ヘリコンモードに移行すると同時に R_t もジャンプアップし、放電効率が突然に著しく向上したことを示している。密度ジャンプ後のプラズマ中には $m = 0$ のヘリコン波と解釈できる波動が観測される。励起アンテナ近傍の磁場の一様性が良い程密度ジャンプの様子はよりクリアであり、 P_{th} 値が上がる傾向にある。永久磁石群の設置も同様の傾向を呈した。

N_e を装置内の全電子数 ((平均電子密度)×(プラズマ体積)) として、プラズマの放電効率を N_e/P_{inp} で表現すると、本装置で生成された Ar プラズマの場合、 $\sim 10^{15} \text{ W}^{-1}$ となる。この値は、今までに報告されている他のヘリコン装置の結果よりも少なくとも 1 衍以上大きなものである。

次に、本装置で実証された 2 通りの径方向密度分布制御法について簡単に説明する。第 1 の方法は、励起アンテナ近傍の磁場の非一様性を調節するというもので、補助コイル電流 I_s を変えることで簡単に実現できる。明らかに、アンテナ近傍の磁場の一様性が良い程メインチャンバー内のプラズマ径が大きくなるものと考えられるが、図5(a) に示すように、その通りのことが実現している。

第 2 番目の方法は、励起アンテナからの電磁放射パターンを変化させるというもので、これはスパイラル・アンテナ上のどこにアンプからの rf 信号を繋ぐかで容易に実現可能である。具体的には、アンテナ上に幾つかの結線用タップが設けられており、適当な 2箇所を選択してアンプ出力に繋げばよい (図2を参照のこと)。アンプの高電圧側がアンテナ外側よりである場合 (図2の場合) について “Outer 2-Turn” と “Inner 2-Turn” の結果を比較したのが図5(b) である。半値幅という観点からは両者に殆ど差はないが、“Outer 2-Turn” の場合、中心部のフラットな領域が拡がっている。ここで注意を促したいのは、現状のアンテナ構成では、永久磁石群設置後、よりフラットな径方向密度分布の場合、中心部に窪みができる傾向にあるという点である。現在進行中の “低域混成波キャビトン” [7] の実験に際してこれは却って好都合な状況である。

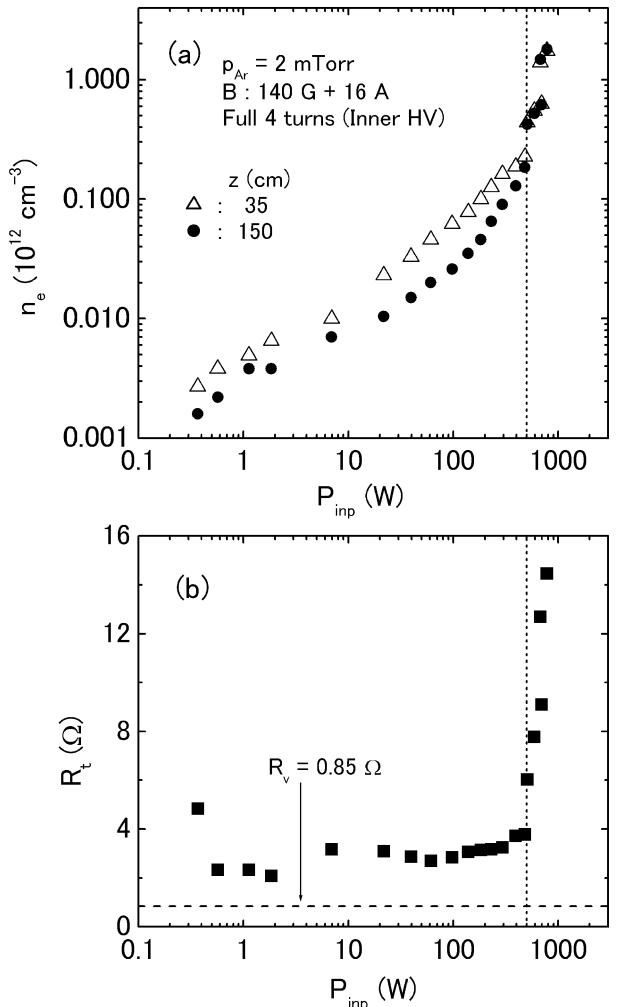


図4 アルゴン放電特性の測定例。

4. ま と め

ISAS/JAXA スペース・プラズマ共同研究設備の高密度磁化プラズマ発生装置を大容量（内径 73.8 cm, 長さ 486 cm, 容積 2.1 m^3 ）ヘリコンプラズマ装置に改造した。励起アンテナとしては、外径 43 cm, 4 ターンのフラット・スパイラル型を採用した。ヘリコンモードに入った Ar プラズマの場合、生成効率 $N_e/P_{\text{inp}} \sim 10^{15} \text{ W}^{-1}$ （即ち、1 W の入力 rf パワーで $\sim 10^{15}$ のイオン・電子ペアを保持している）という高効率を達成した。これは、1 kW にも満たない rf パワーで $n_e \geq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ の高密度プラズマを生成できることに相当する。現在までの実験では、rf アンプの最大出力が 1 kW でしかなかったが、2006 年 1 月に最大出力 5 kW（パルスモード）の rf アンプが新たに設置され、さらに高密度のプラズマが生成可能となり、装置の可能性の飛躍的向上が期待できる。

ISAS/JAXA の大容量ヘリコンプラズマ装置では、
 1) 励起アンテナ近傍の磁場の非一様度の調節により、
 2) 励起アンテナからの電磁放射パターンを変化させることにより、
 容易に径方向プラズマ密度分布を変化させることが可能である。

以上のような装置の特性を活用することで、種々のスペース・プラズマ関連実験が実施可能である。

謝 辞

本実験の実施にあたり、スペース・プラズマ共同研究設備の前責任者であられた中村良治先生からは、準備段階から実験が軌道に乗るまで多くのご助言、ご支援をして頂きました。心より感謝申し上げます。ISAS/JAXA の小山孝一郎先生、佐々木進先生、九州大学の河合良信先生、静岡大学の山際啓一郎先生からの激励に対してお礼申し上げます。その他 ISAS/JAXA の多くの職員の方々からのご援助に感謝いたす次第です。

言うまでもなく、本研究は ISAS/JAXA のスペース・プラズマ共同研究の 1 テーマとして実施されたものです。部分的に科学研費補助金の補助も受けて研究を実施してきました。

References

- [1] 篠原俊二郎，“ヘリコン波による高密度プラズマ生成の最近の話題”，*プラズマ・核融合学会誌* **78**, 5 (2002).
- [2] S. Shinohara, “Propagating Wave Characteristics for Plasma Production in Plasma Processing Field”, *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**, 4695 (1997).
- [3] S. Shinohara and T. Tanikawa, “Development of Very Large Helicon Plasma Source”, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 1941 (2004).
- [4] T. Tanikawa and S. Shinohara, “Large-Volume, Helicon Plasma Source for Simulation Experiments of Space Plasmas”, *Proceedings of the 12th International Congress on Plasma Physics*, <http://hal.ccsd.cnrs.fr/ccsd-00002013/en/>, 2004.
- [5] S. Shinohara and T. Tanikawa, “Characteristics of a Large Volume, Helicon Plasma Source”, *Phys. Plasmas*,

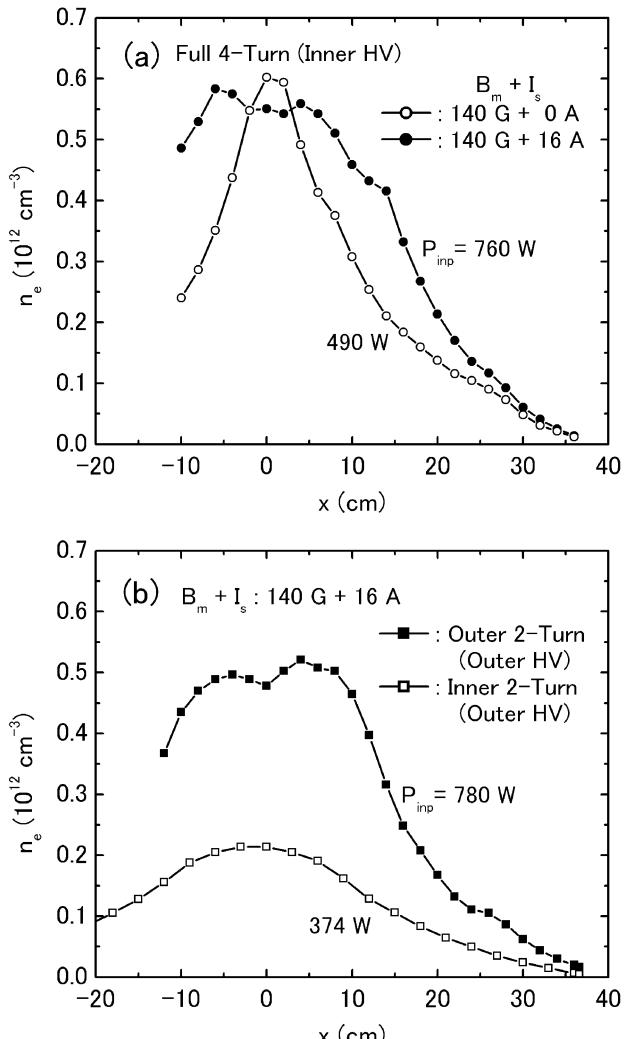


図 5 アルゴンプラズマ ($p_{\text{Ar}} = 0.5 \text{ mTorr}$) の $z = 150 \text{ cm}$ における径方向電子密度分布。(a) アンテナ近傍の磁場非一様性を変えた場合の比較。(b) アンテナ電磁放射パターンを変えた場合の比較。

12, 044502 (2005).

- [6] T. Tanikawa and S. Shinohara, "Plasma Performance in Very Large Helicon Device", *Thin Solid Films*, 2006, in press.
- [7] 谷川隆夫, 佐藤杉弥, 船木一幸, 篠原俊二郎, 鮑本一裕, 中村良治, "大容量-高密度ヘリコン・プラズマ源を用いる低域混成波ソリトンの実験", 「スペース・プラズマ研究会 平成 15 年度」論文集, pp. 69–72 (2004).

VASIMR型プラズマ推進機の研究開発状況と課題

安 藤 晃* 服 部 邦 彦* 犬 竹 正 明*

Present status and future prospect of the VASIMR type plasma thruster

by

Akira Ando*, Kunihiko Hattori* and Masaaki Inutake*

Abstract: In the Variable Specific Impulse Magnetoplasma Rocket (VASIMR) project under development in NASA, it is proposed to control a ratio of specific impulse to thrust at constant power. Ion heating by electromagnetic waves and magnetic nozzle acceleration of a fast-flowing plasma are two key issues for the development of the advanced space thruster. In the HITOP experiments, we have successfully demonstrated these two tasks experimentally. Present status and future tasks of the VASIMR-type plasma thruster is presented.

Key words: VASIMR, Plasma thruster, HITOP, Ion heating, Magnetic nozzle, Mars exploration

概 要

有人火星探査を目指した高性能の比推力可変電気推進機 VASIMR (VAriable Specific Impulse Magneto plasma Rocket) が NASA を中心に提案され実用化研究が進められている。このシステムでは一定電力下で自由に推力と比推力の比を制御することができる。このシステムを実現するには高周波によるプラズマ流の加熱と磁気ノズルによるプラズマ流の加速が重要な 2 つの技術課題である。我々は HITOP 装置を用いてこの 2 つの課題が実現可能であることを実験的に明らかにした。VASIMR 型のプラズマ宇宙推進機の現状と課題について報告する。

1. は じ め に

電気推進機は従来の化学推進ロケットに比べ高比推力であり重力の影響の少ない宇宙空間での長期ミッション用主推進機として精力的に研究開発が進められている。電気推進機には様々な種類があり、軌道遷移や惑星探査用主エンジンなど多様なミッションに応じた利用が拡がっている。

最近、有人火星探査を目指した高性能の比推力可変電気推進機 VASIMR (VAriable Specific Impulse Magneto plasma Rocket) が NASA を中心に提案され注目されている [1]。概念図を図 1 に示すが、このシステムでは、軸磁場中で生成されたプラズマ中のイオンを、高周波を用いてサイクロトロン加熱を行い、その下流部に形成した発散型磁気ノズルによってその熱エネルギーを推力に変換する。この手法によれば、プラズマを生成する電力と加熱する電力を制御することで、噴出されるプラズマ粒子の密度と流速を変化させることができる。すなわち推力と比推力を自由に制御することができ、ミッションの状況に応じた様々なエンジン動作が実現可能となる。

* Department of Electrical Engineering, Tohoku University

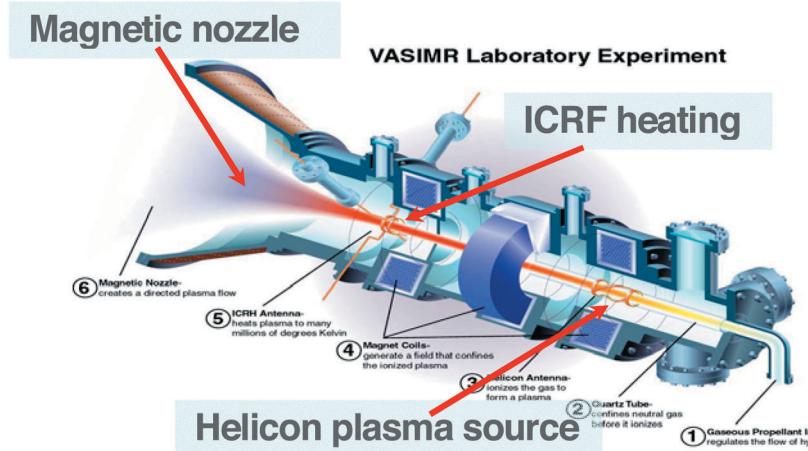


図1 VASIMR概念図。

このシステムを実現するには高周波によるプラズマ流の生成と加熱、また磁気ノズルによるプラズマ流の加速と離脱に関する技術を確立することが求められている。これまでプラズマの波動加熱研究は核融合を目指した磁場閉じ込めプラズマ中の実験が主であり、高速で流れているプラズマ流への加熱に関する研究は十分に行われていない。加熱部を短時間に通過する間に効率よく加熱をする手法を見出すことや、ドップラー効果など流れに起因する共鳴現象の変化などについて研究を行う必要がある。

現在、このVASIMR型のプラズマ推進機の開発はNASAのChangDiazらのグループと東北大学のHITOP (High density TOhoku Plasma) グループが実験を進めている。我々HITOPグループでは、直線型磁場発生装置HITOPにMPDA (Magneto-Plasma-Dynamic Arcjet) をプラズマ源として設置し、プラズマ流の高周波加熱と、高周波印加によって加熱されたエネルギーを流れのエネルギーへと変換させる発散型磁気ノズルに関して研究を行い、イオン加熱と磁気ノズル加速を複合させた比推力の制御を世界で初めて実証した。以下では、VASIMR型プラズマ推進機開発の現状と課題、そしてHITOP装置にて得られた高速プラズマ流の加熱と加速に関する実験結果について報告する。

2. VASIMR推進機の開発状況

VASIMR推進機は有人火星探査用の主エンジンとして提案されたもので、地球を出発して約3ヶ月での運行によって火星の周回軌道に到着しうる性能を持つ。電気出力4MWのロケットエンジンを3機使用し、その比推力を3,000秒から50,000秒まで変化させることで、効率の良い加速運行を行い、約60トンの探査船を火星まで移送することを想定している。

電力効率40%，比推力10,000秒、重水素ガスを推進剤とした際に計算されるパラメータを表1に示す。密度が 10^{19} m^{-3} 以上の高密度プラズマを高周波によって数100eVの温度まで加熱し、磁気ノズルにて加熱されて得た熱エネルギーを流れ方向のエネルギーへと変換させることでこれらの値を実現させることが出来る。

すでにNASAでは、2000年よりVX-10装置を用いて実験研究を開始し、ヘリコン波によるプラズマ生成やイオン加熱研究を行ってきた。しかし、ヘリウムを用いた実験では中性ガスとの荷電交換反応によってイオン加熱が阻害され、うまく実験的検証が行われていなかった。我々は2002年よりHITOP装置にMPDAをプラズマ源として設置し高速プラズマ流の高周波加熱実験をおこない、イオン加熱効果を実験的に検証することに成功した。この理由としてMPDAでは容易に高電離プラズマを生成できることと、短パルス運転のため中性ガスの導入量を制限するために荷電交換反応によるイオン加熱への悪影響を抑制できたことがあげられる。実験では、磁気ビーチ磁場配位においてイオンサイクロトロン共鳴加熱によりプラズマの熱エネルギーが1桁以上増加し、イオン温度も100eVまで加熱される現象が観測された。電子密度が高くなるとイオン間の衝突が支配的となりサイクロトロン共鳴が起こらなくなるため、現在は電子密度が 10^{18} m^{-3} 以下の低密度条件下でサイクロトロン加熱現象が観測されている。この結果の概要については以下の章で述べる。

最近ではVX-10グループも、ヘリウムに比べ荷電交換反応率の低い重水素を動作ガスとして用いることで高周波印加用のアンテナ抵抗の増加が確認され、またヘリコン波でのプラズマ生成も 10^{19} m^{-3} 台のプラズマを生成することが出来るようになってきた。今後、高密度条件下でのイオン加熱実験や磁気ノズル加速機構と磁場からの離脱など実験的に明らかにし

ていく必要があるが、これらの今後の課題に関しては最後の章で述べる。

表1 VASIMR推進機の各種パラメータ

Input Power	$P = 4 \times 10^6 \text{ W}$
Power efficiency	$\varepsilon = 0.4$
Specific Impulse	$I_{sp} = 10,000 \text{ sec} (\text{max. } 50,000 \text{ sec})$
Exhaust velocity	$u = I_{sp} g = 10^5 \text{ m/s}$
Thrust	$F = 2\varepsilon P/u = 32 \text{ N}$
Propellant rate	$m = F/u = 3.2 \times 10^{-4} \text{ kg/s} (170 \text{ days} \rightarrow 4.7 \text{ Ton})$
Exhaust ion energy	$W_i = m_i u^2 / (2e) = 100 \text{ eV} (\text{D}_2\text{-propellant})$
Average ion density at exhaust inlet	$\bar{n}_i = \frac{\dot{m}}{m_i \pi r_p^2 u_{\parallel 0}} = 1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} (r_p = 0.2 \text{ m}, u_{\parallel 0} = 10^4 \text{ m/s})$

3. HITOPにおける実験成果

3.1. HITOP装置

以下では、HITOP装置を用いて行われたイオン加熱と磁気ノズル加速の実験研究について概説する。

本研究で用いたHITOP装置の概略図を図2に示す。真空容器は、長さ3.3 m、内直径0.8 mのステンレス製の円筒容器である。容器外部に磁場コイルを設置しており、各コイルに流す電流値を変化させ、最大磁場強度1 kGの様々な磁場配位を形成することができる。プラズマ源としてMPDAが設置されており、パルス整形回路を介して約1 msec間の準定常放電(最大電流値10 kA)を行う。この時、放電電流と自己誘起磁場により軸方向に加速力を受け、イオンマッハ数約1程度の高速プラズマ流が形成される。本研究において動作ガスはヘリウムを使用している[2,3]。

本研究ではイオンサイクロトロン波の励起アンテナとして右回り方向に180°ねじった形状のヘリカルアンテナを用いた。このアンテナを用いることにより、アンテナ長の2倍の波長を持つ波動で、下流方向に左回り(イオンランマー回転と同方向)に回転するm=-1非軸対称モードの波を効率よく励起可能である。MPDA下流約0.6 mのところにこのヘリカルアンテナを設置し、インバータ型電源を用いて高周波電流をアンテナに給電している。電源の出力部とは変圧器で結合し、2次側に励起アンテナと共に共振用コンデンサを直列に接続し共振回路を形成している。本研究では励起周波数20 kHz～500 kHz、入力パワー15 kWの範囲で実験を行った。

HITOP装置には高周波電源のほか、電子温度・密度計測のための静電プローブ、流速測定用マッハプローブ、波動観測用の磁気プローブなど各種プローブをはじめ、イオン温度測定用静電エネルギー分析器、プラズマ熱エネルギー計測用の反磁性コイルなどが設置され、種々のプラズマパラメータを計測することができる。

図3に実験を行った磁場配位を示す。励起されたイオンサイクロトロン波の吸収効率を上げるために、MPDA出口およびアンテナ近傍からプラトー領域へと徐々に磁場強度を弱めた磁気ビーチ配位となっている。このプラトー領域下流部にプラ

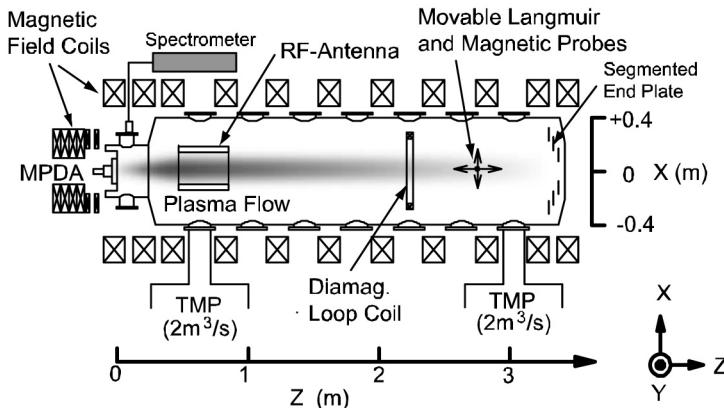


図2 HITOP概略図。

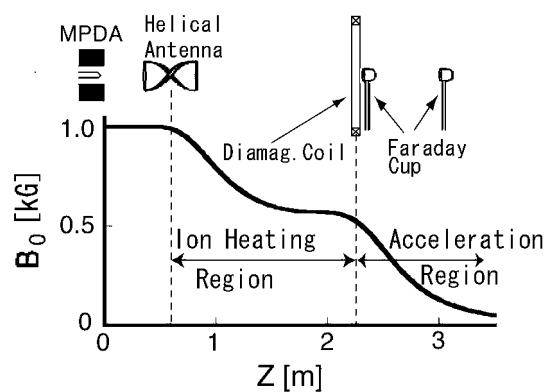


図3 イオン加熱及び加速実験時の磁場配位。

ズマ流の熱エネルギー計測用反磁性コイルを設置している。さらにその下流部には、加熱されて得た熱エネルギーを推進エネルギーへと変換させるための発散型磁気ノズル領域を設けている。

3.2. プラズマ加熱及び加速実験

アンテナ下流 1.4 m の位置に設置した反磁性コイルを用いてプラズマ熱エネルギー W_{\perp} の測定を行った結果を図 4 に示す。実験条件は密度 $0.3 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ で、高周波励起周波数 236 kHz、アンテナ径 $\phi 160 \text{ mm}$ である。励起中に熱エネルギー W_{\perp} が急激に上昇し 1 衝以上の増加が見られた。この時、静電エネルギーアナライザ、静電プローブにより反磁性コイル位置でのイオン温度、電子温度を計測したところ、励起中にイオン温度が急激に上昇し、一方で密度分布はほぼ変化していなかった。この結果より、MPDA により生成された高速プラズマ流への高周波印加によるイオン加熱が起こっていることが確認された [4]。

この磁场配位において、プラトー領域の磁场強度を変化させて測定した W_{\perp} の増加率 ($\Delta W_{\perp} / W_{\perp}$) の磁场依存性を測定した。最適な磁场条件はイオンサイクロトロン共鳴条件 ($\omega / \omega_{ci} = 1$) を満たす磁场強度よりもやや弱磁场側に現れている。この傾向は励起周波数を変えた際にも現れており、プラズマ流に起因するドップラー効果の影響と考えられる。

印加する高周波電力を増加すると、印加電力の上昇とともにほぼ線形に熱エネルギーおよびイオン温度が上昇していることが確認された(図 5 参照)。この時の密度条件は $0.1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ である。実験ではアンテナとプラズマとの結合を改善し加熱効率を上げるために、ヘリカルアンテナの直径を 160 mm から 130 mm へ変更した(プラズマ直径は約 100 mm)。この結果、同じ印加電力に対してイオン温度の上昇率は約 2 倍以上となりイオン温度も約 100 eV まで加熱することに成功した。

このイオンサイクロトロン共鳴加熱効果の密度依存性を図 6 に示す。図に示すように密度が 10^{18} m^{-3} 以下になると急激にイオン温度が上昇していることがわかる。高密度条件下でイオン加熱が顕著に見られない理由として、高密度になるとイオン同士の衝突頻度が大きくなり、イオンがサイクロトロン運動できないためであると考えられる。より高密度条件での実験を行うためにはイオン同士の衝突周波数の 10 倍以上の周波数の高周波を印加する必要があり、従ってより高い磁场強度が必要となる。

プラトー領域下流部に設置した発散型磁気ノズル部において、加熱によって増加した熱エネルギー(磁场に垂直なエネルギー成分)が推進エネルギー(磁场に平行なエネルギー成分)へと変換されているかを確認するため、静電エネルギー分析器を用いてイオン温度を計測した。分析器の粒子捕集面を流れに対して平行方向に向けて測定した温度を $T_{i\parallel}$ 、垂直方向に向けて測定した温度を $T_{i\perp}$ として計測を行った結果、図 7 に示すように磁気ノズル部を通過させることで $T_{i\perp}$ は 90 eV から 27 eV へと減少し、一方で $T_{i\parallel}$ は 14 eV から 71 eV へと上昇していた。このとき、垂直方向の温度減少は断熱不变量 μ 一定の条件で予想される値とほぼ一致した。またイオンエネルギー分布関

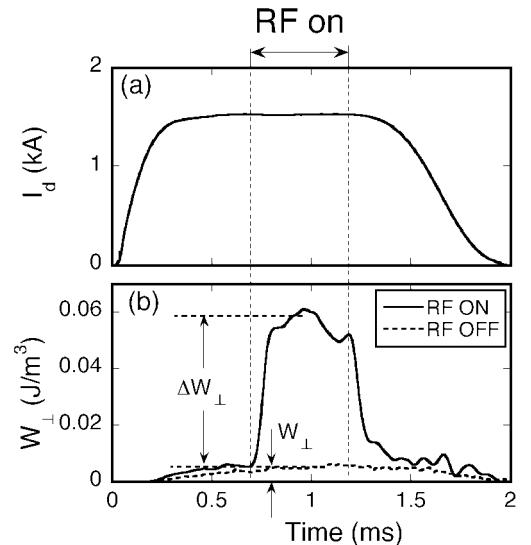


図 4 (a) MPDA 放電電流と (b) プラズマの熱エネルギーの時間変化。

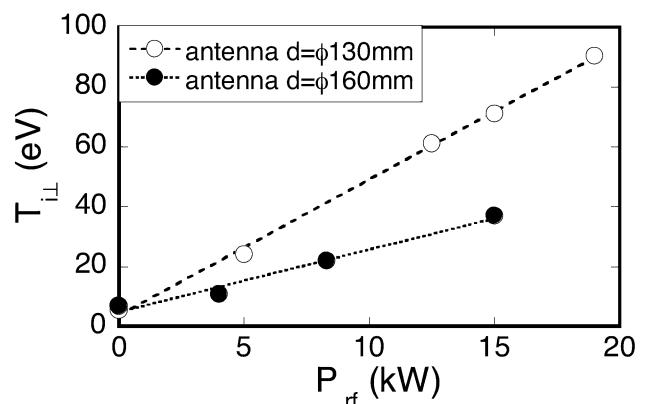


図 5 イオン温度の印加電力依存性。

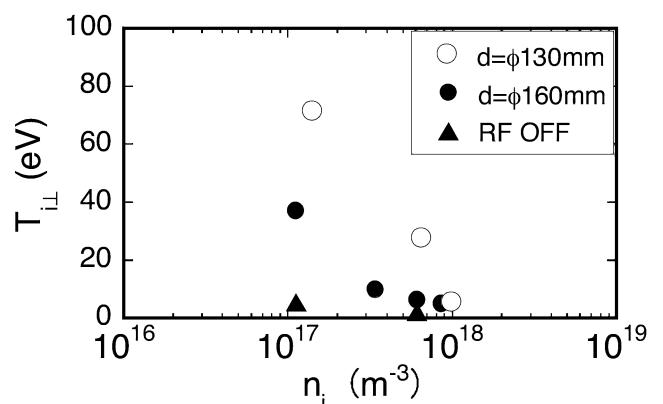


図 6 イオン温度の印加電力依存性。 $P_{rf} = 15 \text{ kW}$ 。

数の計測値からもイオンエネルギーの平行方向成分の増加が確認された。

以上の結果より、高周波によるイオン加熱と磁気ノズルを用いたエネルギー変換によるプラズマ加速が実験的に確認され、100 eVに近づくイオン温度まで加熱することに成功した。さらに、この2つの効果を組み合わせた結果、図8に示すように、印加電力値を変えることで、磁気ノズル下流部から噴出するプラズマ流の $T_{i\parallel}$ を変化させることが出来ることも実験的に確認を行った。この結果はVASIMR推進機にて求められる高周波電力制御による比推力の直接制御が可能であることを示す結果である。

4. まとめと今後の課題

有人火星探査用の主エンジンとして期待されているVASIMR推進機の開発の現状と課題について述べた。HITOP装置において、VASIMR推進機の基本技術である高速プラズマ流中のイオンサイクロトロン加熱と磁気ノズル加速に関して実験を行った。ヘリウムを動作ガスとしてMPDAにて高速プラズマ流を生成し、共鳴領域を一度だけ通過する間にイオンが加熱され数eVから約100 eVまでイオン温度が上昇したこと、および磁気ノズル部でのエネルギー変換が磁気モーメント保存則に従って行われたことなど非常に有用な成果を得ることが出来た。一方で、VX-10装置の実験では 10^{19} m^{-3} の高密度プラズマがヘリコン波を用いて生成され、高密度条件下でのアンテナ抵抗が上昇しプラズマとアンテナとの結合度が上昇したことなどの成果が得られている。これらの成果は、VASIMR推進機実現にとって必要な3つの基本技術が実証されたことを示している。

今後、実用化への課題として、 10^{19} m^{-3} 以上の高密度条件下でのイオン加熱の実証、プラズマ生成効率、加熱効率の向上、不要な中性ガスを発生させない動作条件の確立などを実験的に探求する必要がある。また、このような高密度条件下では印加周波数は10 MHz以上となり、共鳴磁場も1 T以上の強磁场が必要となる。これを発生する超伝導コイルの宇宙環境下での実証研究や、噴出したプラズマが磁場から離脱しうるかどうかなど地上では実験が困難な課題などについて宇宙ステーションなどを利用した実証研究を進めていく必要がある。

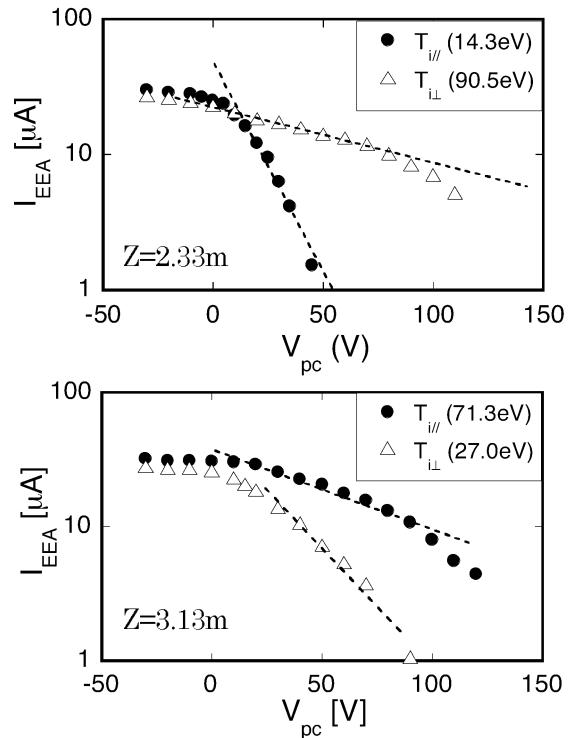


図7 磁気ノズル部の上流部 ($Z = 2.33 \text{ m}$) 及び下流部 ($Z = 3.13 \text{ m}$) でのイオン温度計測結果。

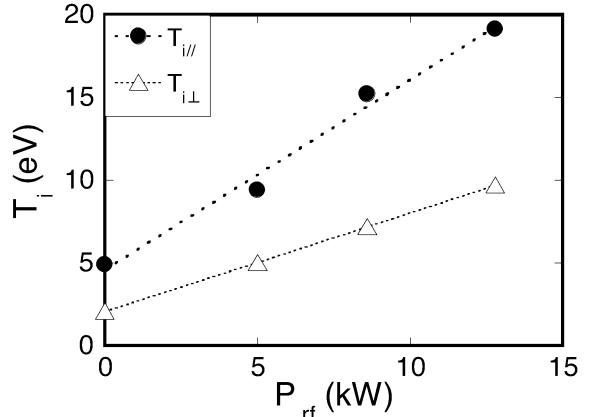


図8 磁気ノズル部の下流部 ($Z = 3.13 \text{ m}$) でのイオン温度の印加高周波電力依存性。

謝 辞

本研究の遂行にあたり協力頂いた大学院生の柴田雅希君、笠嶋悠司君に感謝致します。なお、本研究は日本学術振興会科学研究費補助金（課題番号 15340196）のもと遂行されました。同時に核融合科学研究所一般共同研究および宇宙科学研究所共同研究として実施され、議論頂きました多くの共同研究者の方々に感謝申し上げます。

参 考 文 献

- [1] F.R. ChangDiaz, et.al., "The Physics and Engineering of the VASIMR Engine" Proc. of 36th JPC, (Huntsville, 2000), AIAA-2000-3756, pp.1-8.

- [2] M. Inutake, A. Ando, K. Hattori, et.al., "Characteristics of a Supersonic Plasma Flow in a Magnetic Nozzle" *J. Plasma Fusion Res.*, 78, 1352 (2002).
- [3] M. Inutake, A. Ando, K. Hattori, et.al., "Magnetic-Nozzle Acceleration and Ion Heating of a Supersonic Plasma Flow" *Transactions of Fusion Technology*, 43, 118 (2003).
- [4] A. Ando, H. Hosokawa, et.al., "Ion Heating Experiment by a Helical Antenna in a Fast Flowing Plasma" *Thin Solid Films*, 506–507C, 601 (2006).

MPD アークジェットを用いた磁気セイルの 実験室シミュレーション

船木一幸^{*1}, 小嶋秀典^{*2}, 清水幸夫^{*1}
山川宏^{*1}, 篠原季次^{*1}

Laboratory Experiment of Magnetic Sails Using an MPD Arcjet

by

Ikkoh Funaki^{*1}, Hidenori Kojima^{*2}, Yukio Shimizu^{*1},
Hiroshi Yamakawa^{*1} and Suetsugu Shinohara^{*1}

Abstract: A magnetic sail (MagSail) is a unique interplanetary propulsion system. To propel a spacecraft in the direction leaving the Sun, the MagSail produces a large-scale magnetic field to block the hypersonic solar wind plasma flow. In order to simulate the interaction between the solar wind and the artificially deployed magnetic field produced around a MagSail spacecraft, a laboratory simulator was designed and constructed inside the space science chamber at ISAS/JAXA. As a solar wind simulator, a high-power magnetoplasmadynamic arcjet is operated in a quasi-steady mode of ~ 0.8 ms duration. It can generate a simulated solar wind that is a high-speed (above 20 km/s), high-density (10^{18} m^{-3}) hydrogen plasma plume of ~ 20 cm in diameter. A small coil (2 cm in diameter), which is to simulate a MagSail spacecraft and can obtain 1.9-T magnetic field strength at its center, was immersed inside the simulated solar wind. Using these devices, the formation of a magnetic cavity (~ 8 cm in radius) was observed around the coil.

Key words: Magnetic Sail, M2P2, Laboratory Simulation, Magnetoplasmadynamic Arcjet

概要

磁気セイルの作る磁場と太陽風プラズマ流との干渉を模擬するための scale model 実験を、JAXA/ISAS の大型スペースサイエンスチャンバーにて実施した。模擬太陽風プラズマジェットを供給する準定常放電型 MPD アークジェットが噴射する速度 20 km/s 以上・密度 10^{18} m^{-3} の水素プラズマジェット中に、模擬磁気セイル（直径 18 mm・20 ターンで中心磁場 1.9T のコイル）を挿入して干渉実験を行なった所、直径 8 cm 程度の磁気圏が観測された。

1. はじめに

近年、太陽エネルギーを利用した深宇宙推進が注目を集めている。巨大な薄膜で太陽光を反射して推力を得る推進方法はソーラーセイルと呼ばれ、風を受けて海を走る帆船（セイル）のように、太陽光を受けて宇宙空間を航行する。ソーラーセ

* 1 JAXA/ISAS

* 2 University of Tsukuba

イルは未だ実現していないが、超軽量な薄膜素材を利用した実証機の開発が急ピッチで進んでいる [1] [2]. ソーラーセイルが利用する太陽光とともに、太陽から放射されているもう一つのエネルギー流束が、太陽風である。太陽風は主にプロトンと電子から構成され、地球磁気圏を離れた惑星間空間にて、強く吹き荒れていることが知られている。宇宙機はこの太陽風プラズマ流を受け止める事で推進力を得ることができるが、その力は ($5 \times 10^{-6} \text{ N/m}^2$) 程度と非常に小さい。より大きな推進力を得るために、磁気セイルでは図 1 のような太陽風プラズマ流と探査機のつくる磁場との大規模干渉を利用する [3]。宇宙機に搭載するコイルに電流を流すことで周囲に磁場が発生するが、太陽風プラズマは抵抗ゼロの理想的な導体として振る舞うため、プラズマ領域（太陽風）と磁場領域（磁気圏）は電流層を介して明確に分離する。この時超音速流である太陽風プラズマは磁気圏へ貫入できず、磁気圏を障害物としてみなすため、探査機前面（太陽に向いた側）では衝撃波が発生して太陽風の流れが減速・屈折する。磁気セイルでは、こうした太陽風の運動量変化が磁場を介して探査機へ伝達する事で宇宙機に働く抗力となり、太陽から遠ざかるための推進力に利用することができる。

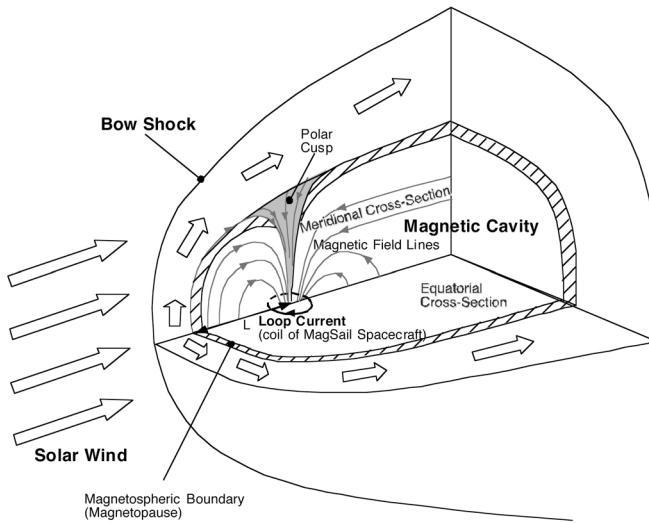


図 1 磁気セイルの構造。

これまでの理論研究から、磁気セイルの推力は、太陽風流れをブロックする磁気圏の大きさに強く依存することが明らかになってきた [4]。後述するように、太陽風プラズマと磁気圏の干渉では、磁気圏の大きさ (L) が非常に大きいときは流体スケールの相互作用が予想され[5][6]、逆に、磁気圏が小さいときはイオンまたは電子粒子スケールの相互作用が予想される[7][8]。こうした様々なスケールにおける磁気圏と太陽風プラズマとの複雑な相互作用を系統的に調べるためにには、実験的評価が不可欠である。本論文では、磁気セイル周囲プラズマ流のスケール則を予測し、推力 1 N クラス磁気セイルの地上実験シミュレーターを設計・開発したので報告する。

2. 実験装置

2.1. 磁気セイルシミュレータの概要

図 2 に磁気セイルシミュレーターの概要を示す。実験システムは、高速高密度プラズマジェットを噴射するための太陽風シミュレータと、磁気セイルシミュレータ（磁場発生用コイル）ならびに制御・測定装置から構成される。実験では、太陽風シミュレータから噴射されるプラズマ流とコイル磁場との干渉を撮影すると共に、磁場印加によるプラズマ流の変化をコイル後方に設置した静電プローブにより計測する。

2.2. 磁気セイルシミュレータの概要

磁気セイルの磁気圏大きさ（図 1 の L ）は、太陽風の動圧 $nm_i u^2$ とコイルのつくる磁気モーメント M とから次のように求められる[9]。

$$L = \left(\frac{\mu_0 M^2}{8\pi^2 nm_i u^2} \right)^{1/6} \quad (1)$$

L は太陽風動圧と磁気圧がつりあう濾み点を表す。この濾み点位置におけるskin depth (δ) やイオンLarmor半径 (r_{Li}) の代表長 L に対する比率が、磁気セイル周囲プラズマ流を特徴づけると予想している。表1にもまとめたように、磁気圏大きさ $L = 10 \sim 50$ km (推力で 0.1 ~ 1 N) の磁気セイル実機を考えた場合、(2)式および(3)式が成立する。

$$\delta/L \ll 1 \quad (2)$$

$$r_{Li} \approx L \quad (3)$$

両条件を満たすようにスケールモデルを構築する場合、最大の障害となるのが L の制約である。

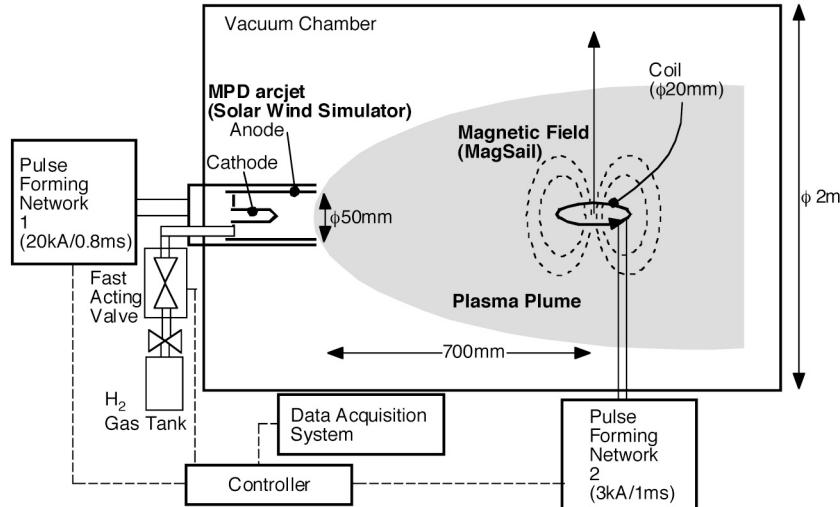


図2 実験装置の概要。

表1 磁気セイルの主な無次元パラメータ

	MagSail in space	Design Target of MagSail in our laboratory experiment
Size of magnetic cavity (standoff distance), L	10-50 km	< 0.1 m
Thrust	0.1-1 N	< 0.5 N
Ratio of ion Larmor radius to L , r_{Li}/L	1 to 10	1 to 10
Ration of thickness of magnetopause to L , δ/L	< 0.1	< 0.3
Magnetic Reynolds number, Rm	$> 10^5$	3-15
Mach number	8	1-3

真空チャンバ内におけるスケールモデル実験では、太陽風を模擬するプラズマジェットの直径にも限りがあることから、 $L \sim 0.1$ mとするのが妥当かつ限界であろう。そこで $L = 0.1$ mを(2)式を意味する $\delta/L < 0.1$ へ代入すると、

$$3 \times 10^{17} < n_e \quad (4)$$

となる。同様に(3)式を $L < r_{Li} < 10L$ のように用いて整理すると、水素イオンでは

$$2 \times 10^{17} < n_e < 1 \times 10^{19} \quad (5)$$

となり、これら2式はプラズマ密度に対する条件を与えることが分かる。両式のアンドを取ると、 $3 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 以上の数密度のプラズマジェットを生成すれば良いことがわかる。また、プラズマ流速度 u と濾み点磁束密度 B_{mp} について、濾み点におけるプラズマ動圧と磁気圧のつりあいより

$$\frac{u}{B_{mp}} = \frac{2}{\sqrt{2\mu_0 m_i}} \frac{1}{\sqrt{n_e}} \quad (6)$$

であるから、例えば $n_e = 3 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ の時、

$$\frac{u}{B_{mp}} = 5.6 \times 10^7 \quad (7)$$

の関係が求められる。 (7) 式を見る限りは、 u と B_{mp} とが比例さえすれば良いように見える。しかし、 u は磁気レイノルズ数についての条件： $R_m \gg 1$ を満たすよう大きな値を選ばなければいけない。 $\sigma = 2000/\Omega m$, $L = 0.1$ m の場合、 $u = 40$ km/s, $B_{mp} = 0.7$ mT にて $R_m = 10$ が達成可能である。

以上の議論から、太陽風シミュレータには速度 40 km/s 以上・数密度 10^{17} m^{-3} 以上の高密度高速プラズマジェットが、また、濾み点 ($L = 0.1$ m) にて 0.7 mT 以上の磁束密度が要求されることが分かる。

2.3. 太陽風シミュレータ (SWS)

太陽風シミュレータ (Solar Wind Simulator, SWS) としては、直径 50 mm の電磁プラズマ力学 (MPD) アークジェットを採用した。 MPD アークジェットは MW クラスの投入電力で $10^{18} \text{ m}^{-3} \cdot 20$ km/s 以上の高密度高速プラズマジェットを容易に生成可能であるが、実験室にて定常的にこのような大電力を用いることは困難である。従って、準定常パルス作動とした。実験では、放電に先だって水素ガスを FAV (Fast Acting Valve) にて半値幅 8 msec の矩形パルスで放電室内へ導入する。ガス流量が一定値 (0.5 g/s) に保たれた状態で PFN (Pulse Forming Network) 回路のイグナイトロンにトリガをかけると、半値幅 0.8 ms の放電がスタートする。PFN 回路は 200 μF のコンデンサ 12 個から構成され、最大で 5 kV まで充電される。この SWS は長さ 5 m、直径 2.5 m の円筒形真空チャンバの 1 つのフランジに設置され、チャンバ内部の放電前の真空度は 1 mPa 以下に保たれた。

2.4. 磁気セイルシミュレータ (MSS)

磁気セイル実機では、コイルから遠く離れた位置に磁気圏界面を構成することから、地上実験においても磁気圏大きさ L に対してできるだけ小さなコイルを利用することが望ましい。本実験では $L \sim 0.1$ m であるため、直径 18 mm の小型コイル (MMS) を製作した。このコイルは静電容量 200 μF 、充電電圧 1.5 kV のケミカルコンデンサ 10 個から構成される PFN 回路（によって給電され、半値幅 0.8 ms の準定常磁場を生成する。新規開発した PFN2 と MMS では、コイル中心磁場 1.9 T を実現した。図 2 のように、MSS は SWS の下流 0.7 m の位置（チャンバーのほぼ中央）に設置された。

3. 実験結果

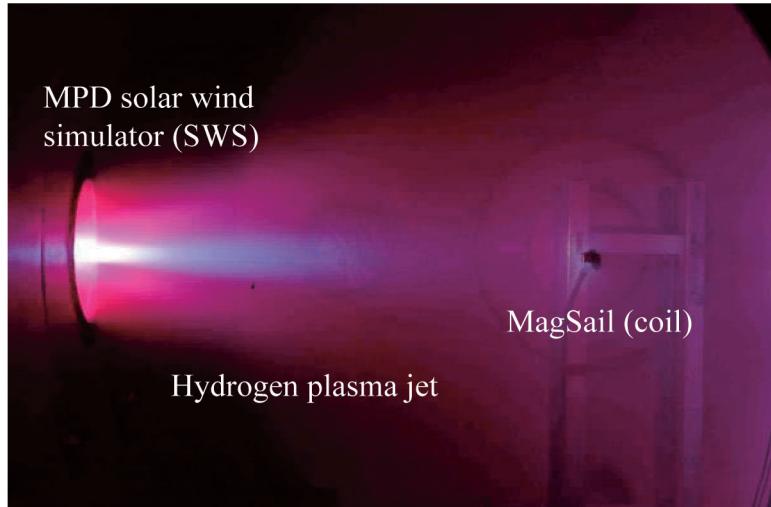
SWS と MMS を同時運用した時の様子を図 3 に示した。図の左側フランジの奥に SWS (MPD アークジェット) があり、そして SWS から 0.7 m 離れた位置に MMS コイルが磁気ダイポール方向が図中上向きになるよう設置されている。SWS プラズマジェットのプラズマ特性を把握するため、干渉実験に先だって MSS 位置にプローブを設置してプラズマ計測を行なった。SWS プラズマジェットの診断結果を表 2 にまとめた。

表 2 太陽風シミュレータ (SWS) と磁気セイルシミュレータ (MMS) の諸元

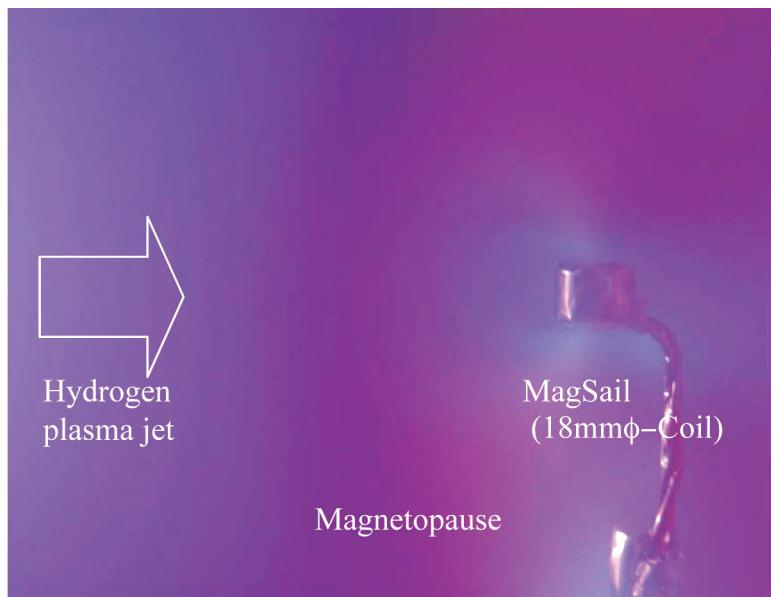
Plasma stream form hydrogen MPD solar wind simulator	
velocity	10-50 km/s
plasma density	$10^{18} / \text{m}^3$
electron temperature	10,000 K
radius of plasma stream	0.2 m
plasma duration	0.7 ms
Coil current simulating MagSail in operation	
radius of coil	18 mm
B-field at the center of coil	0-1.9 T
duration of exciting current	0.9 ms

プローブには直径 1 mm の平面プローブを用い、プローブ面がジェットに平行または垂直になるように設置した。それを、平行プローブならびに垂直プローブと呼ぶことにする。電子温度およびプラズマ密度の同定には、平行プローブ（シングルプローブ）の電流電圧特性を利用した。MMS コイル周辺の拡大図を図 3b) に示した。図の左側からは一様な模擬太陽風が入射しているが、コイル周辺では、強い磁場を印加した図 3b) のケースにて、特徴的な構造が見られる。例えば、

コイルの直近左側では、磁力線に捉えられたと思われるプラズマの発光がみられ、磁力線が集まるカスプもはっきり見ることができる。コイルから離れて7~8 cmの面から内部では、外部に比べて発光が暗くなっている、これが図1などで議論した磁気圏境界面に相当すると考えられる。磁気圏境界面は入射するプラズマ流をブロックしていると予想されるが、磁気圏内部にはほぼ全域に弱い発光が残っている。



a) 全系（左が太陽風シミュレータ、右図円が磁気セイルシミュレータのコイル）



b) 拡大図（コイル磁場 1.9T）

図3 シミュレータ動作時の様子（水素ガス 0.5 g/s, PFN 充電電圧 4 kV）。

MSS動作時のプラズマ流の様子は、MSS後流に配置された垂直プローブ群を利用して測定した。各プローブは-18Vにバイアスされ、イオン飽和電流を測定する。SWSからのプラズマジェットがMSSのつくる磁場によってブロックされると、垂直プローブのイオン飽和電流出力が最大で50%減少するのが観測された。このようにMSS後流のプラズマ密度・速度分布を測定すると、磁場を印加した時としない時との運動量($nm_i u^2$)の変化から、プラズマジェットの運動量変化（すなわち、磁気セイルに作用する力）を推算することができる。図4はプラズマ流の動圧で無次元化した推力(C_d)を、渦み点におけるイオンLarmor半径・代表長比(r_{Li}/L)に対してプロットしたものである。図中のMHDは3次元MHDシミュレーションによる推力係数プロットしているが、電磁流体モデルによる解析はイオン有限Larmor半径効果を考慮していない。 r_{Li}/L が増加してイオン粒子の旋回半径が大きくなると、磁気セイルのつくる磁場との干渉が弱くなり、無次元化推力 C_d が減少している。こうした傾向はイオンhybridシミュレーション（図中ではPICと表示した）結果と似た傾向を示している。しかしながら、hybridシミュレーションは電荷分離したいわゆるMagnetopause（シース）が解析できないのが難

点であり、実験では装置の制約上電子衝突の影響が無視できず、磁気レイノルズ数 Rm が小さくなってしまう欠点がある。現在はこうした影響も評価しながら、磁気セイルの推力特性評価を慎重に行なっている。

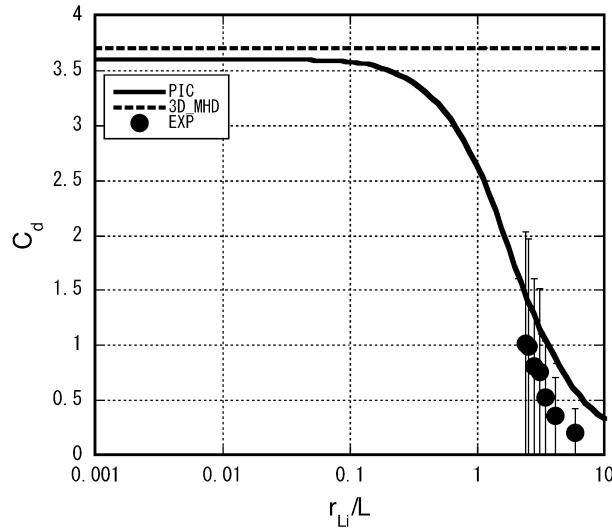


図4 無次元推力係数のイオン Larmor 半径・代表長比に対する依存性
(プロット点は本実験に基づく推算値を、3D_MHD は3次元 MHD シミュレーション結果 [6] を、PIC は Hybrid シミュレーション結果 [7] をそれぞれ表す)。

4. ま と め

磁気セイルの作る磁場と太陽風プラズマ流との干渉を模擬するための scale model 実験を、JAXA/ISAS の大型スペースサイエンスチャンバーにて実施した。実験では準定常放電型 MPD アークジェットが噴射する速度 20 km/s 以上・密度 10^{18} m^{-3} の水素プラズマジェット中に磁気セイル（直径 18 mm・20 ターンで中心磁場 1.9 T のコイル）を挿入した。この時コイル後流に設置されたプローブへのイオン電流が約 50 % 減少すると共に、磁気セイルのつくる磁気圏に相当すると思われる発光パターンが観測された。MPD アークジェットプラズマ流の低電子温度および低い電離度のため、イオンが磁気圏へ深く侵入してしまうなど、プラズマ流排除量を正確に模擬するには未だ課題が残る。

今後は表1に示されたスケール則を充分に満たすよう MPD-SWS の特性チューニングをはかるとともに、衝撃波を含めた磁気セイル周囲プラズマの詳細な測定や、磁気セイルに作用する力の直接測定を行なう予定である。

謝 辞

本研究は、科学研究費補助金（基盤研究（B）（No.15360453）・若手研究（B）（No.15760594））、および、JAXA 宇宙科学研究所本部（宇宙工学委員会ならびにスペースプラズマ専門委員会）の支援を受けて、同本部内のスペースプラズマ共同設備にて実施した。

参 考 文 献

- [1] Montgomery, E.E., and Johnson, L. : The Development of Solar Sail Propulsion for NASA Science Missions to the Inner Solar System, AIAA-2004-1506, *45th Structures, Structural Dynamics & Materials Conference*, Apr., 2004.
- [2] Kawaguchi, J. : A Solar Power Sail Mission for A Jovian Orbiter and Trojan Asteroid Flybys, *55th International Astronautical Congress*, IAC-04-Q.2.A.03, Vancouver, Oct. 2004.
- [3] Zubrin, R.M., and Andrews, D.G. : Magnetic Sails and Interplanetary Travel, *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol.28, pp.197–203, 1991.

- [4] Funaki, I. and Nakayama, Y.: Sail Propulsion Using the Solar Wind, *The Journal of Space Technology and Science*, Vol.20, No.2, 2004, pp.1-16.
- [5] Nishida, H., Ogawa, H., Funaki, I., Fujita, K., Yamakawa, H., Nakayama, Y. : Two-Dimensional Magnetohydrodynamic Simulation of a Magnetic Sail, *Journal of Spacecraft and Rockets* (in press).
- [6] Nishida, H., Ogawa, H., Funaki, I., Fujita, K., Yamakawa, H., and Inatani, Y. : Verification of Momentum Transfer Process on Magnetic Sail Using MHD Model, Paper AIAA-2005-4463, *41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, July 2005.
- [7] Fujita, K.: Particle Simulation of Moderately-Sized Magnetic Sails, *The Journal of Space Technology and Science*, Vol.20, No.2, 2004, pp.26-31.
- [8] Akita, D., and Suzuki, K.: Kinetic Analysis on Plasma Flow of Solar Wind Around Magnetic Sail, AIAA-2005-4791, *36th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*, June 2005.
- [9] Bachynski M. P. and Osborne F. J. F.: Laboratory Geophysics and Astrophysics, in *Advances in Plasma Dynamics* (Anderson, T. P. and Springer R. W. Eds), Northwestern University Press, 1965.

イオンスラスターによる高層大気の リモートセンシングについて

坂 本 佑 介^{*1} 國 中 均^{*2}

Remote sensing of the upper atmospheres using Ion thruster

by

Yusuke Sakamoto^{*1} and Hitoshi Kuninaka^{*2}

Abstract: This paper describes an application of microwave discharge ion thruster to remote sensing for upper neutral atmosphere. We assume the charge exchange collision between atomic oxygen (AO) and krypton ion beam. An apparatus has been constructed to simulate the atomic oxygen in an upper neutral atmosphere. From the experimental results, the gas density was subtle to detect ENA through CEX sell. Therefore, the apparatus variant was proposed.

Key words: Ion Thruster, ENA, Remote Sensing, Neutral Atmosphere

概 要

この論文では、マイクロ波放電式イオンスラスターの応用利用方法の一つとして高層中性大気のリモートセンシングについて述べる。高層中性大気の主成分の一つである大気原子状酸素（AO）とクリプトンビーム間の電荷交換衝突（CEX）を想定し、原子状酸素を模擬する実験装置を作製、計測した。計測の結果、本装置により発生する原子状酸素密度はENA検出には不十分ことが予想されるため、原子状酸素生成法の改良方法を提案している。

1. 背 景

昨今、高層大気の観測は宇宙利用の拡大に伴い重要度を増してきている。しかし、電波観測の可能な高層プラズマ大気とは異なり、物理的性質の違いから高層中性大気の観測については衛星の軌道変化や質量分析器といった直接的な観測手法がおこなわれるに過ぎなかった。

近年、高層中性大気の広範囲なリアルタイム観測手法の1つとしてイオンスラスターにより生成されたイオンビームにより生成される高速中性粒子（Energetic Neutral Atom：以下 ENA）を用いた観測手法が提案されている[1]。

ENAとは、高速イオンと低速中性粒子が衝突する際に電荷のみを受け渡す電荷交換衝突（Charge Exchange Collision：以下 CEX）で生じる高速の中性粒子のことであり、太陽風に含まれる高速 H^+ が地球高層大気と衝突する際やイオンエンジンのような電気推進機の排気する人工イオンビームが雰囲気中性粒子と衝突する際に発生することが確認されている。

このとき高速イオンの種類・速度・方向・イオンビーム量がわかっていればENAを観測することでCEX時における低

*1 University of Tokyo

*2 JAXA/ISAS

速中性粒子の密度や粒子種の情報が得られるのである。

図1にイオンビームによる高層中性大気観測システムの概略図をしめす。

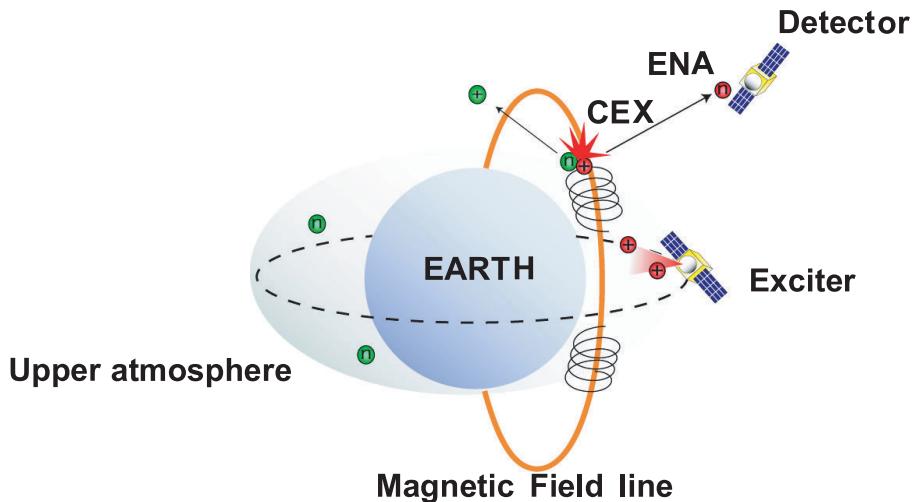


図1 システム概略図。

Exciter衛星によるイオンビームは射出後、ビーム発散角を持つため広がるため地球磁場に捕らえられサイクロトロン運動をおこなう。その後、十分な距離を飛行すると高層大気とCEXをおこないENAが生成される。ENAは地球磁場から解き放たれ直線的に飛翔する。その後Detector衛星によりENAが検出されるというものである。

2. 目的

実験室系でENA生成の実証実験をおこなうために低速中性粒子ならびにイオンビームの種類を決定する。

高層大気モデルのひとつであるMSIS-E-90モデル(図2)によれば高度200 kmから1000 kmの高層中性大気の主成分は原子状酸素である。さらに高度500 kmにおいて全粒子数の80 %程度をしめていることがわかる。近年、原子状酸素の衛星への影響も懸念されるため低速中性粒子種は原子状酸素とする。

次にイオンスラスターで主に用いられるXe, Krに加えArが原子状酸素に対してどの程度ENAを生成するかを示す。図3は縦軸に電荷交換衝突面積、横軸にイオンビームエネルギーをとったものである。図3によるとイオンビームはKr⁺が適当と考えられる。そこで、マイクロ波型イオンスラスターからKr⁺ビームを射出し、高層大気を模擬した原子状酸素のENAによる密度測定目的とする。しかし、あらかじめ実験室系で原子状酸素を生成し密度を求めておく必要があるため、本研究ではマイクロ波型中和器をもちいた原子状酸素源を作製した。また、原子状酸素密度の測定についても述べる。

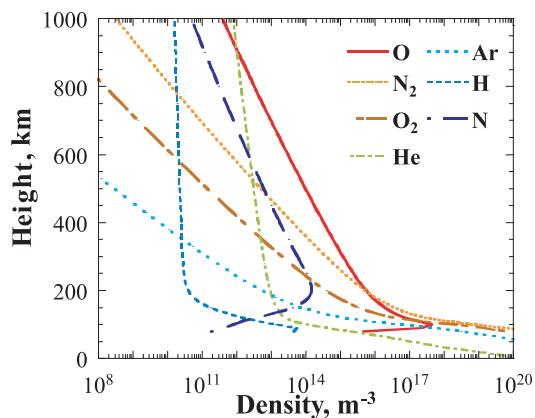


図2 高層中性大気密度。

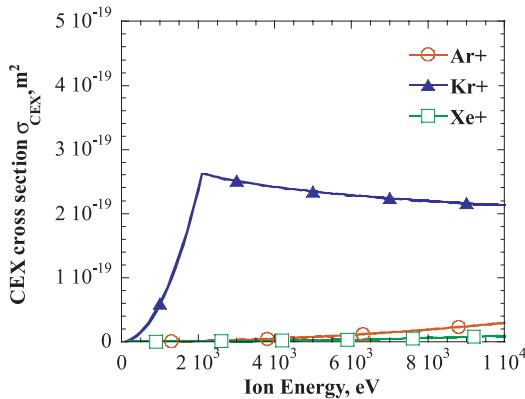


図3 電荷交換衝突断面積（原子状酸素）。

3. 実験装置

実験装置は、CEXセルと呼ばれる長さ40 cmガラス製十字型の電荷交換衝突領域内にマイクロ波放電式原子状酸素源、測定装置（銀蒸着 QCM）を配置し、ターボ分子ポンプを用いて高真空中を保持する。CEXセルの概略図を図4に示す。

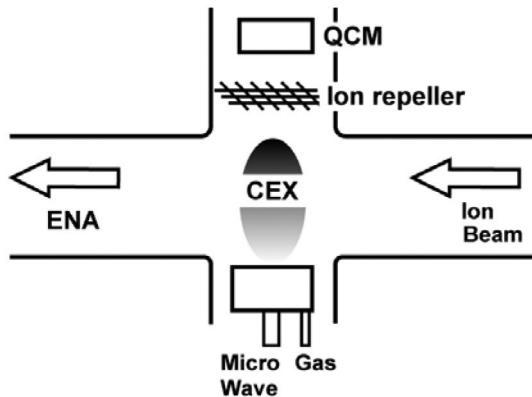


図4 CEXセルの概略図。

3.1 原子状酸素源

高層中性大気を模擬する原子状酸素源には、「はやぶさ」に用いられたISAS/JAXA製プラズマ中和器の改良型を作製し用いた。試運転時の動作環境を表1に示す。

表1 プラズマ源の仕様。

マイクロ波電力	12 W
O ₂ 流量	0.35 sccm
真空度	1.8×10^{-3} Pa

3.2 測定装置（銀蒸着 QCM）

原子状酸素を測定するために水晶振動子法（Quartz Crystal Microbalance：以下QCM）を用いた。これは、水晶振動子の共振周波数が質量に応じて変化するという特性を利用して微小質量変化を計測できる装置である。

本実験では、原子状酸素を計測するため、QCM表面が銀蒸着されたものを用い、表面の酸化により質量が上昇するという特性を利用して測定をおこなった。

以下に測定原理を示す。QCMの質量増加分 dM を共振周波数の低下分 df から式(1)で示される関係を利用してQCMに付着した原子状酸素の個数を見積もる。

$$df = -f^2 / N\rho \cdot dM / A \quad (1)$$

原子状酸素の個数を式(2)で示すように曝露面積Aと曝露時間Tで除することで原子状酸素のフラックスを求め、さらに、フラックスは速度と密度の積で定義されるので、原子状酸素の速度を熱平均速度であると定義し原子状酸素密度を決定した。

$$\Gamma_{AO} = dM / At \quad (2)$$

$$N_n = \Gamma_{AO} / v_n \quad (3)$$

また、原子状酸素源から発生する余分な O^+ や O_2^+ を排除するため QCM 前方に +50 V のイオン排除部を設置した。

4. 結 果 ・ 考 察

同型のマイクロ波放電式酸素イオン源において原子状酸素の密度が推定されている[2]。その実験結果を図5に示す。

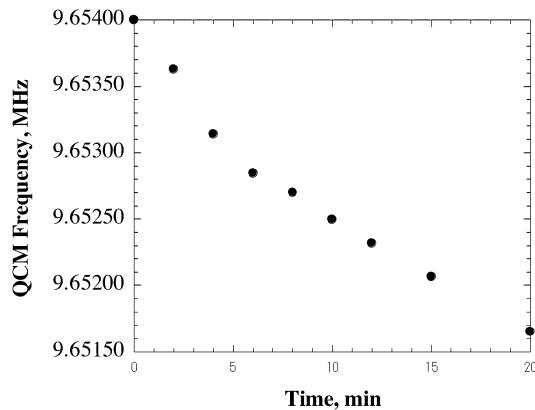


図5 QCMによる測定結果。

QCM曝露後の曝露面酸化が支配的な領域（この場合6分間）におけるQCM周波数変化から求めた原子状酸素のフラックスは、 $2.6 \times 10^{15} \text{ atoms/cm}^2 \cdot \text{sec}$ 、原子状酸素密度は $1.5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ と見積もられている。

この時、図2で見られたような実際の高度 100 km から 1000 km の高層中性大気中の原子状酸素密度を模擬できる性能を示していることがわかる。Kr⁺ビームを 1.5 keV で加速した場合、AOとの電荷交換衝突断面積 σ_{cex} は $1.33 \times 10^{-19} \text{ m}^2$ となるため、式(4)より Kr⁺ビームの平均自由行程は 50 m となる。この時、実験室系において ENA を十分に観測できない可能性が生じる。

$$\lambda = 1 / \sigma_{cex} N_n \quad (4)$$

観測するための解決策としては

- CEXセルの延長
- 原子状酸素密度の増加
- Kr⁺イオンビーム量の増加
- 検出精度の向上

などが挙げられるが、ここでは解決策の1例として CEXセル内に一様な原子状酸素を満たす方法を提案する。

図6にCEXセルの改良案を示す。CEXセル外部に永久磁石による磁場を形成しセル全体でプラズマを点火するものである。その結果、CEX領域の延長とともに高密度原子状酸素の生成を期待するものである。

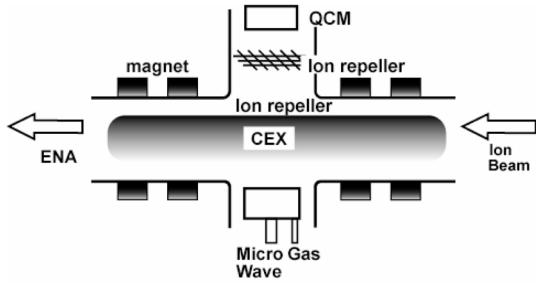


図6 CEXセル改良案.

5. まとめと今後の予定

本研究では地球高層大気のENAを観測するために高層中性大気成分として原子状酸素を、イオンビーム種として Kr^+ を提案し、実験室系におけるENAを観測すべく新たに原子状酸素源の作製をおこなった。また以前の酸素プラズマ源により原子状酸素密度を銀蒸着QCMにより測定した。その結果、 $1.5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ の原子状酸素密度と測定された。この値は高層大気中の原子状酸素を模擬するには十分な値であるが、実験室系におけるENA観測には不十分である可能性が指摘された。そこで改良方法の1例としてCEXセルを永久磁石で囲みプラズマを生成する方法を提案した。

今後の予定として、本実験では O_2^+ に代表されるような負イオンが考慮されていないのでその影響を除外し再度原子状酸素密度を推定する。十分な密度の原子状酸素を生成できた後にENA観測装置により推定される密度との比較検討をおこなう予定である。また、衛星システム上で観測されうるENAの推算を検討し現実に観測する場合の問題点や装置に求められる性能を考察していきたいと考える。

6. 参考文献

- [1] S. Sugimoto, H. Kuninaka, K. Toki, Y. Arakawa, "The measurement of Energetic Neutral Atoms from Ion Thruster Beam", 24th International Symposium on Space Technology and Science, Miyazaki, ISTS 2004-s-23, 2004.
- [2] 林寛, 趙孟佑, 西山和孝, 國中均, “電離層プラズマ環境模擬のためのマイクロ波放電式酸素イオン源”, 日本航空宇宙学会論文集, Vol.52, No.610, 2004.

マイクロ波イオン源のプローブ診断

中 井 達 也^{*1}, 宮 本 尚 使^{*2}, 西 山 和 孝^{*3}, 國 中 均^{*3}

Probe Measurements of a Microwave Ion Source

by

Tatsuya Nakai^{*1}, Takashi Miyamoto^{*2}, Kazutaka Nishiyama^{*3} and Hitoshi Kuninaka^{*3}

Abstract: Along with the development of microwave discharge ion engines, it is necessary that a analysis model of the ion sources is developed. As the first stage, probe measurements of the ion source of μ 20, which is under the development now, were done. In the discharge chamber of μ 20, it is expected that a certain circumferential distribution is exist because of the magnetic field and the gas ports in the discharge chamber. In this research, we got the distribution between inside magnet rows, which indicated an increase in electron temperatures and a decrease in plasma densities along the direction of the ∇B drift of electrons. Moreover, it is found that electron temperatures and plasma densities change in two different cases of the locations of the gas ports. These results shows that the best shape of the discharge chamber can improve the performance improvement of μ 20.

Key words: Electric Propulsion, Microwave Discharge, Probe Measurement

概要

マイクロ波放電型イオンエンジンの開発に伴い、そのイオン源の解析理論の構築が必要となっている。本研究ではその第一段階として、現在研究開発が進められている μ 20 のイオン源に対してプローブ計測を行った。 μ 20 のイオン源には、特徴である放電室の磁場形状や推進剤の供給方法から、周方向の分布が存在する事が予想される。今回のプローブ計測により、内側の磁石列間において周方向の分布が確認された。電子の受ける ∇B ドリフトの方向に沿って、電子温度の増加とプラズマ密度の減少が見られた。また、推進剤の供給位置を変えた場合に電子温度・プラズマ密度に違いがあることがわかった。これらの結果より、放電室形状を最適にすることで μ 20 の性能向上が期待できる。

1. はじめに

マイクロ波放電型イオンエンジンは、2003年5月にM-Vロケットによって打ち上げられた小惑星探査機「はやぶさ」に μ 10 として搭載され、初めて実用化に至った。今後の深宇宙探査計画においてはさらなる高性能化・大推力化が求められているため、口径を μ 10 の2倍とした μ 20 の開発が現在進められている（表1）。これまでの研究では、放電室の磁場形状、マイクロ波導入方法、推進剤の供給方法などを変えることにより性能改善が達成してきた。しかしその一方で、マイクロ波

*1 University of Tokyo

*2 Kyushu University

*3 JAXA/ISAS

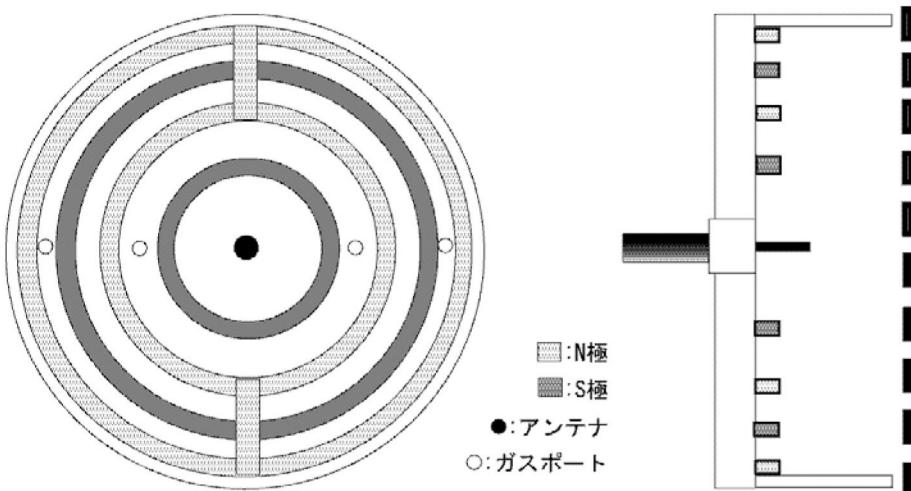
放電により生成されたイオン源の内部状態については未だ明確な理解は得られていない。現在までイオンエンジンとして主流である直流放電型においては、Brophyらが構築した非常にシンプルなプラズマ生成モデルが存在する[1]。このモデルに参考にして、マイクロ波放電型についてもプラズマ生成モデルを構築することができれば、これからの性能向上に大きな影響を及ぼすといえる。そこで本研究では、そのモデルの構築に向けた初動段階として、プローブ測定によるマイクロ波イオン源の内部診断を行ったので、その結果について報告する。

表1 $\mu10$ と $\mu20$ の性能比較。

	$\mu10$ (達成)	$\mu20$ (目標)
ビーム口径	10 (cm)	20 (cm)
加速電極電圧	1500 (V)	1200 (V)
ビーム電流	140 (mA)	500 (mA)
マイクロ波電力	32 (W)	100 (W)
イオン生成コスト	220 (eV)	200 (eV)

2. マイクロ波イオン源 $\mu20$

今回使用するマイクロ波イオン源 $\mu20$ には、径 200 mm、奥行き 30 mm の放電室に磁石をリング状に極性を入れ替えながら 4 列並べてある（図 1）。中心のアンテナから供給される 4.25 GHz のマイクロ波が磁場が作り出す ECR 領域で電子を加熱し、プラズマが生成される。このプラズマ生成に重要な電子は、放電室下流側（紙面手前方向）に向かって弱くなる磁場強度により、 ∇B の影響で、1-2 列間、3-4 列間では反時計回り、2-3 列間では時計回りに移動すると考えられる。それに對し、推進剤を供給するガスポートの位置は、放電室内において局所的に存在する。このことから、 $\mu20$ の放電室内では周方向に対して何らかの特徴的な分布が存在するのではないかと考えられる。今回の実験では、この周方向の分布が確認できるかどうかを見る。

図1 $\mu20$ の放電室。

3. 測定方法と条件

測定装置の概略を図 2 に示す。今回の実験はラングミュアプローブ法（シングル）で行った。プローブには径 0.3 mm、長さ 4 mm のタンクステン製の円筒プローブを使用した。プローブは 1-2 列間、3-4 列間に 60 度ごとに 6 本、根元が放電室に 5 mm 入ったところに設置した。真空装置には、宇宙科学研究所の $\mu10$ 耐久試験用真空容器を用いた。容器内の圧力は 1.0×10^{-4} Torr 程度である。推進剤は X_e を使用した。

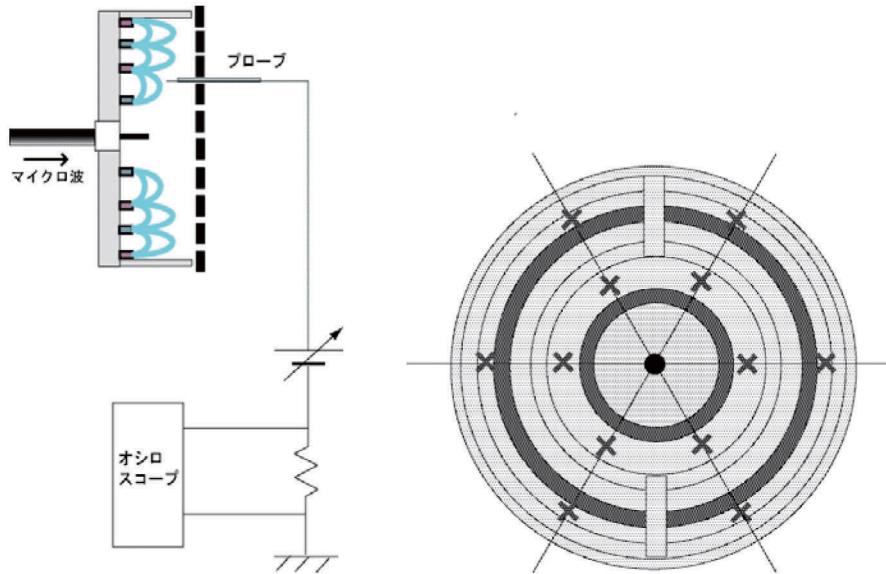


図2 装置概略図.

測定するプラズマは、A. $\mu20$ としての性能が一番良い状態、B.性能が悪い状態、の二つの状態とした。ここでいう $\mu20$ としての性能というのは、引き出しイオンビーム電流値が大きいかどうかを意味する。このA, B, 二つの状態で違うのは、ガスポートの位置である。Aの状態では1-2列間, 3-4列間とも0度と180度, Bでは1-2列間の0度, 90度, 180度, 270度となっている（中心から右にのびる半直線を0度とし反時計回り正）。それぞれの場合で加速試験を行った際の $\mu20$ の写真を図3に示してある。また、二つの状態についての諸パラメータを表にしたもののが表2である[2]。

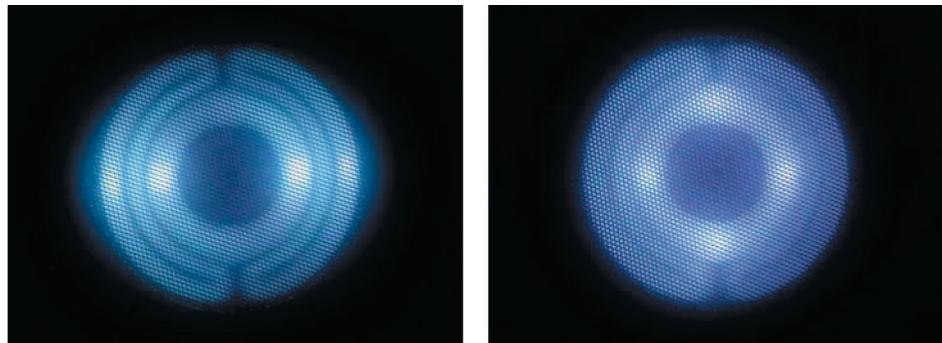


図3 加速時の写真（左がA, 右がBの状態）.

実際の測定ではイオンの加速はせず、グリッドの代わりにパンチングメタルを用意し、その穴からプローブを挿す。放電室内は加速時の状態に模擬する。具体的には推進剤流量を調整する事で放電室内の圧力を加速時と非加速時で等しくする。非加速時での適切な流量を求める式が次式である。

表2 各測定状態のパラメータ。

	A	B
マイクロ波周波数 (GHz)	4.25	4.25
マイクロ波電力 (W)	100	100
推進剤流量 (sccm)	9.6	10.7
非加速時流量 (sccm)	5.2	9.4
イオンビーム電流 (mA)	501.2	418.4

$$\dot{m}_{ac} = \dot{m}_{ac}\eta + C_G p_{ac} : \text{加速時}$$

$$\dot{m}_{non} = C_P p_{non} : \text{非加速時}$$

$$\dot{m}_{non} = \frac{C_P}{C_G} (1 - \eta) \dot{m}_{ac}$$

ここで、 m_{ac} , m_{non} はそれぞれ加速時, 非加速時の推進剤流量, C_G , C_P はそれぞれグリッド, パンチングメタルのコンダクタンス, p_{ac} , p_{non} はそれぞれ加速時, 非加速時の放電室内圧, η は推進剤利用効率である。放電室とパンチングメタルはグラウンドにおとしてある。

4. 測 定 結 果

図4に電子温度 T_e , 図5にプラズマ密度 n_p の算出結果を示す。ほとんどの測定点において、ECR プラズマで顕著に現れる二温度分布（図6 参照）が見られた（EEDFにおいてグラフの尾っぽが2つの直線で表現される。）。よって、図4に関しては上段に低い電子温度, 下段に高い電子温度の値を示してある。まず図4のAの場合についてであるが、内側の1-2列間の値を見るとガスポートの位置から反時計回りに値が高くなっていくのがわかる。中心のアンテナに対して180度反対の場所でもこの傾向が現れている。これに対して、Bの状態では6点でほとんど差は見られなかった。また、Aでは二温度であるが、Bではほとんど一温度分布である。一方、外側の3-4列間のプラズマでは、A, B, どちらの場合も位置により値にバラつきがあり、周方向依存の分布を確認する事ができない結果となった。

次に図5についてであるが、Aの内側では電子温度ほど顕著ではないが反時計回りに減少している。特にガスポートの手前で極端に密度が低くなっている。Bでは周方向の分布を確認できないが、Aに比べ各点で値が低い、という結果になった。外側ではやはり値にバラつきが出た。プローブ測定自体の測定精度という問題があるが、特徴のある分布が得られているといえる。

性能の良い状態Aの内側において今回得られたような分布が存在する理由は、電子の加熱過程を考慮すると理解できる。1-2列間において、ガスポートの位置からドリフト運動により反時計回りに移動する。移動している途中でマイクロ波周波数に対応する ECR 領域で加熱されることにより、電子温度が高くなる。半周した電子は、ガスポートに突入するとそこから湧き出た中性粒子と衝突して電離が起こり、そのエネルギーを失う。ガスポートを抜け出た電子は再び磁気トラックを走り加熱され、ガスポート周辺で冷まされる。それを証明するようにガスポート直前ではプラズマ密度が低く、ガスポートの位置でプラズマ密度が増加している。一方性能の悪い状態Bでは、ガスポートの数に対し磁気トラックの距離が短いため電子が十分に加熱されず、電離に必要なエネルギーを持っていないので効率良くプラズマを生成できていない。図5のBの結果を見るとAと比べてプラズマ密度が一様に低いことがわかる。

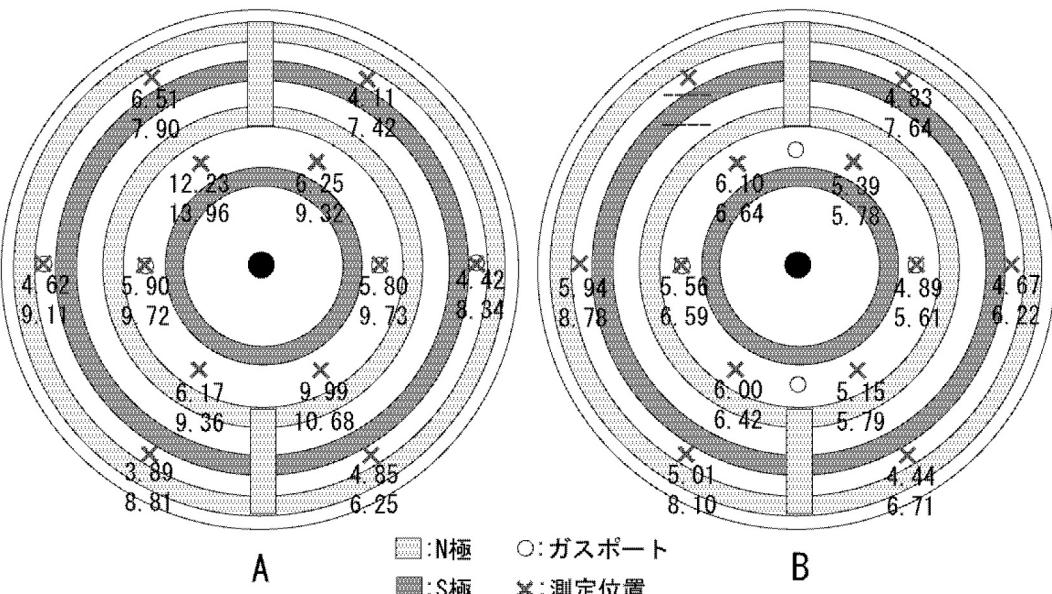


図4 測定結果 (電子温度 [eV])。

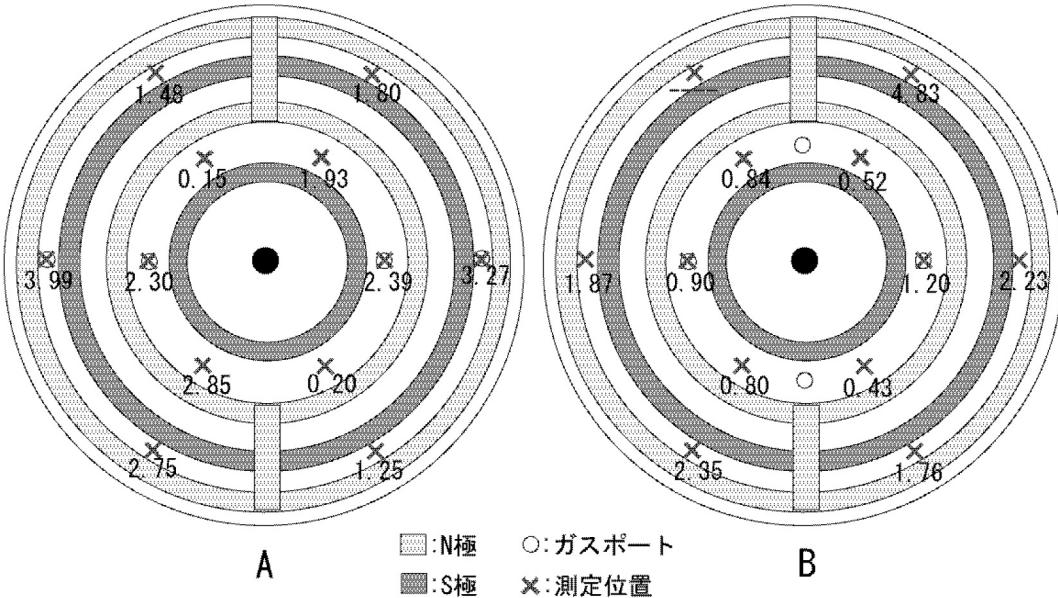
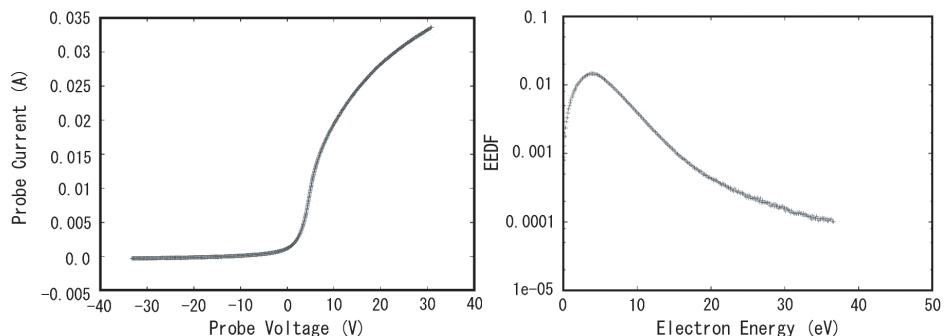
図5 測定結果（プラズマ密度 [10^{12} cm^{-3}]）。

図6 測定結果の一例（左がプローブ特性、右がそのEEDF）。

5. まとめ

今回の測定実験からは、 $\mu20$ としての性能が良い状態の内側のプラズマにおいて、電子の動く方向に沿って電子温度・プラズマ密度に変化がある、という結果が得られた。外側のプラズマにおいては、何らかの特徴を見出すには難しい結果となった。当然これらの測定データだけでは、放電室の内部状態を明確に把握しプラズマ生成理論を構築するまでには到底及ばない。まず、特に外側において、測定点の数が少なかった。また、放電室内でのマイクロ波の電界強度分布の影響も考慮すべきで、電界強度プローブによる測定も今後必要となるだろう。これらの測定によりマイクロ波イオン源の特徴についてさらなら理解が得られれば、 $\mu20$ の放電室内を効率の良くプラズマが生成できるような最適形状に換えることができ、より一層の性能向上が期待できる。この性能評価も含めて今後実験を進める予定である。

参考文献

- [1] John R. Brophy and Paul J. Wilbur, "Calculation of Plasma Properties in Ion Sources", AIAA Journal, Vol.24, No.9, September 1986, pp.1516–1523.
- [2] Kazutaka Nishiyama, Yukio Shimizu, Hitoshi Kuninaka, Takashi Miyamoto, Miho Fukuda and Tatsuya Nakai, "Research and Development Status of Microwave Discharge Ion Thruster $\mu20$ ", IEPC, November 2005.

宇宙プラズマと高電圧太陽電池アレイの干渉に関する研究

岩 佐 稔^{*1}, 田 中 孝 治^{*2}, 佐々木 進^{*2}, 小田原 修^{*1}

Study of The Interaction between Space Plasma and High Voltage Solar Array

by

Minoru Iwasa^{*1}, Koji Tanaka^{*2}, Susumu Sasaki^{*2}, and Osamu Odawara^{*1}

Abstract: We are studying the problems associated with high voltage power systems in space. Especially we are interested in the potential distribution of the solar array that is resistant to the electrical discharge. We have carried out experiment on the interaction between the space plasma and the high voltage solar array. An array of electrodes distributed on a dielectric material was used to simulate the inter-connectors of the solar array panel in space environment. One of major concerns in the usage of the high voltage solar array in space is the arc discharge on the array. Based on the plasma sheath theories, there is a possibility to control or to prevent the discharge by selecting a potential distribution of the electrode array. As the first step to find the potential distribution that is tolerate to the discharge, we measured the current to the electrodes, changing the spacing of the electrodes. This paper presents the experimental results suggesting that we can control the discharge by selecting a proper potential distribution of the high voltage solar array.

Key words: plasma interactions, spacecraft charging, high voltage solar array

1. はじめに

宇宙開発の初期の宇宙機は電力 1 kW 以下でその使用電圧は 28 V 程度であったが、最近の数 kW 級の大型衛星では 50 ~ 100 V の電圧が使用され、100 kW 級の国際宇宙ステーションでは 100 V 以上の電圧が使用されるに至っている。今後、人類の新しいエネルギー・システムとして期待されている太陽発電衛星では GW 級の発電が考えられている。これら大電力を使用する宇宙機ではジュール損失の低減やケーブル軽量化のために低電流、高電圧化は必須となっており[1]、GW 級の電力を扱う太陽発電衛星では kV 以上の発電電圧が想定されている[2]。一般に太陽電池のインターフェクタ部は宇宙空間に暴露しており、高電圧と周辺プラズマとの干渉によって、放電、電流リーク、表面損傷、回路破壊などの問題が発生する可能性がある[3][4]。これらの対策としては絶縁体で太陽電池パネルをシールドして放電を防ぐという方法があるが、宇宙空間では高速の宇宙浮遊物との衝突は不可避であり絶縁シールドは必ずしも根本的な解決策とはならない。そこで、我々は太陽電池アレイの電位分布を適切に選ぶことによりインターフェクタ部における放電を抑止する可能性について研究を行っている。プラズマプローブ理論[5]によれば、インターフェクタで捕集されるプラズマ電流は太陽電池アレイ周辺のシース構造に依存する。また、シース構造は太陽電池アレイの電位分布に依存することから、アレイの電位分布をコントロールすることで、放電を抑えることができると考えられる。そこで、第一段階として、インターフェクタを模擬した電極アレイからの

*1 Tokyo Institute of Technology

*2 JAXA/ISAS

プラズマ電流を詳細に評価し、アレイ化における特性を検証したので報告する。

2. 実験方法

図1に本実験の装置構成を示す。磁場拡散型プラズマ源を搭載した直径1m、長さ1.8mの真空チャンバー内に絶縁体上に直径1mmの銅電極を 3×3 個配列した模擬太陽電池アレイ（図2）を設置した。アレイに0～400Vの電圧をバイアスした時のアレイからのプラズマ電流を計測した。実験の手順としては、まず1つずつの電極に独立に電圧をバイアスし、各電極のプラズマ電流をそれぞれ計測した。次に9個すべての電極に同時に電圧をバイアスし、各電極のプラズマ電流を計測した。電極アレイは電極間の長さを0.5, 1.0, 1.5, 3.0, 10cmと変えたものを用意し、それぞれのアレイについて同様の実験を行った。

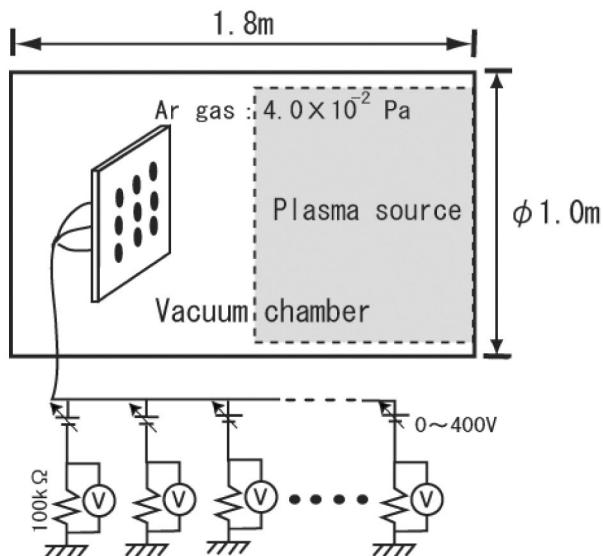


図1 装置構成。

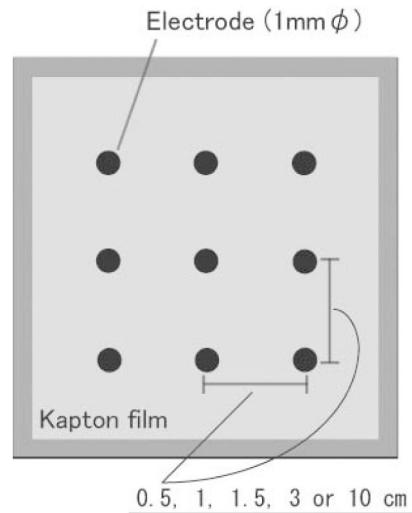


図2 模擬太陽電池アレイパネル。

3. 実験結果と考察

電極間隔3cmのアレイパネルにおける実験結果を図3に示す。プロット値は9個の電極の平均値を示している。すべての電極に同時に電圧をバイアスした時(3×3 array)の電極電流は1つずつ独立にバイアスした時(single)の電極電流より低くなっている。アレイ化によって、捕集される電流が抑えられていることが分かる。しかしながら、図4(a)に示すように、電極間隔を小さくすると全く異なる特性を示す。これは、電極間隔を0.5cmにしたもので、低電圧領域では、3cmパネルと同様にアレイ化によって電流が抑制されているが、バイアス電圧200V以上で、急激な電流上昇が起こる。図4(b)はパネル近傍に設置したラングミュアプローブによるイオン電流を示したもので、横軸は電極アレイへのバイアス電圧、縦軸はアレイパネルに電圧をバイアスしていない時の値で規格化したイオン電流値である。アレイパネルでの急激な電流上昇が起こる200V付近で、イオン電流も上昇しているのが分かる。これは、アレイパネル近傍で、電離が発生していることを示している。

図5にその他の電極間隔での実験結果をまとめて示す。縦軸はすべての電極に同時に電圧をバイアスした時の電極電流を示している。電極間隔0.5, 1.0, 1.5cmで、急激な電流上昇が見られ、間隔が大きくなるほど、発生電圧が高くなっている。電極間隔3.0, 10cmでは、急激な電流上昇は起こらなかった。

図6にアレイ化による電極電流の減少率を示す。縦軸は1つずつ独立に電圧をバイアスした時の電極電流に対する、すべて同時に電圧をバイアスした時の電極電流の比率を示しており、電極間隔による比較を行った。アレイ化による電極電流の減少は電極間隔が近いほど、その開始がより低電圧側で起きていることが分かる。つまり、アレイ化によって電流捕集に干渉が起きており、電極間隔が近いほどその影響を受けやすいということを示している。これらアレイ化による効果をまとめ

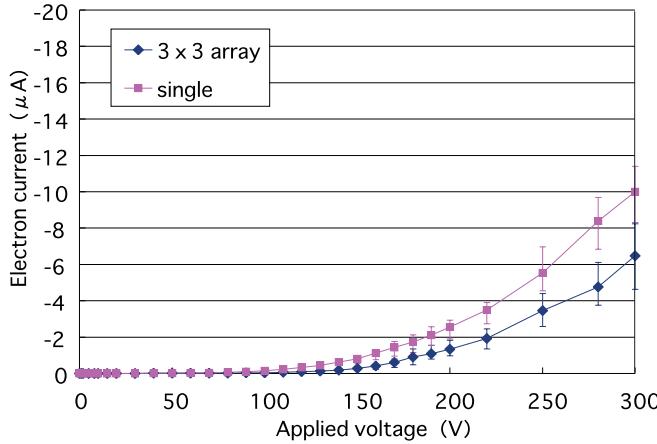


図3 電極間隔3 cmのアレイパネルにおけるV-I特性.

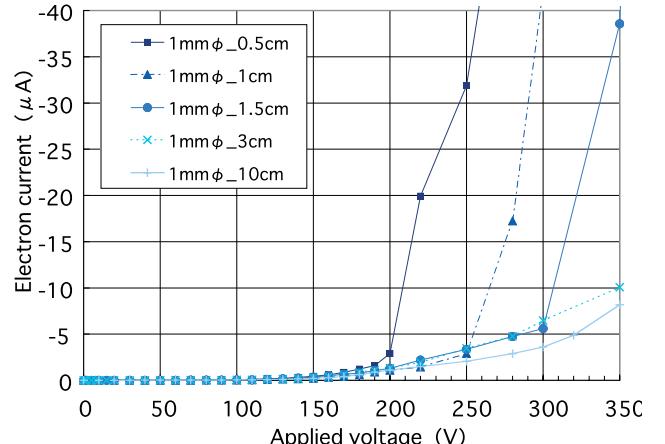
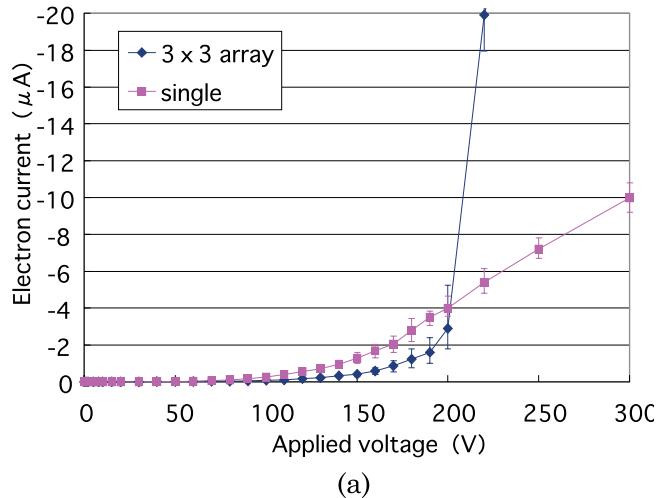


図5 電極アレイのV-I特性の電極間隔における比較.



(a)

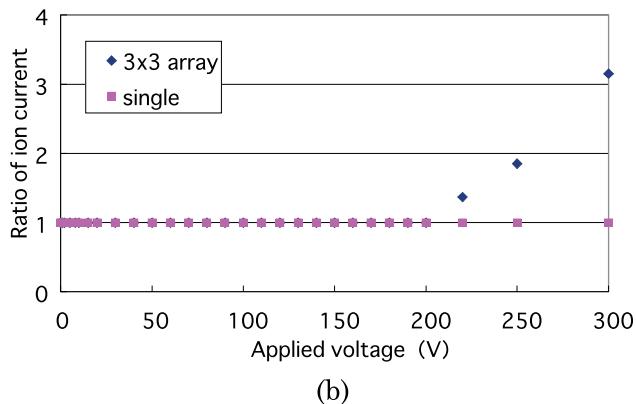
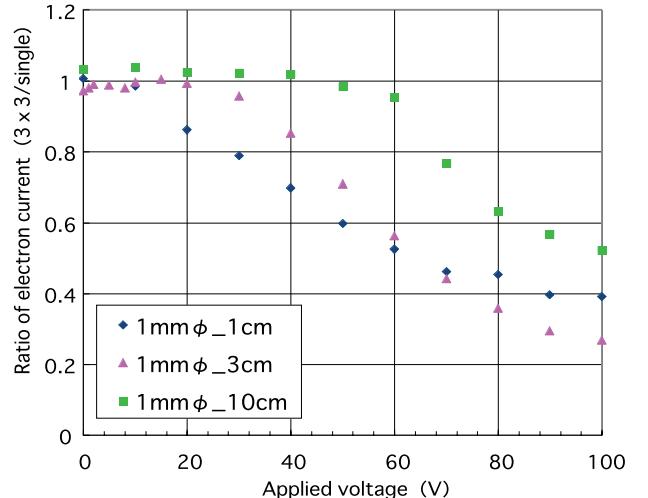
図4 (a) 電極間隔0.5 cmのアレイパネルにおけるV-I特性.
(b) パネル近傍におけるイオン電流比率.

図6 アレイ化による電極電流の減少率.

たものを図7に示す。電極アレイにおけるV-I特性には3つのフェーズがあると考えられる。1つめは「電流抑圧フェーズ」で、それぞれの電極に生成されるシースの干渉によって、電極電流は抑えられる(①)。2つめは「スナップオーバーフェーズ」で、電極周辺の絶縁物による2次電子放出により電極電流が増加する[6]。これはアレイに限らず、シングルにおいても見られる現象である(②)。3つめは「電流急増フェーズ」で、本実験では電極間隔が1.5 cm以下の時に見られた現象である。電極間隔によるバイアス電圧の閾値を超えると急激な電流上昇が起こる。これはパネル近傍で電離が発生したためで、この電離はア

レイパネルからのガス放出が原因ではないかと考えられる。電極間隔が近づくことで、アレイパネルによる電流捕集が一部分に集中されることによって、温度が上昇し、電極周辺の絶縁物からガスが放出されると考えられる(③)。これらのモデルは高電圧太陽電池をデザインする上で、太陽電池セルのインターロケクタの間隔や、太陽電池アレイの発電電圧分布の決定に寄与することができると考えている。

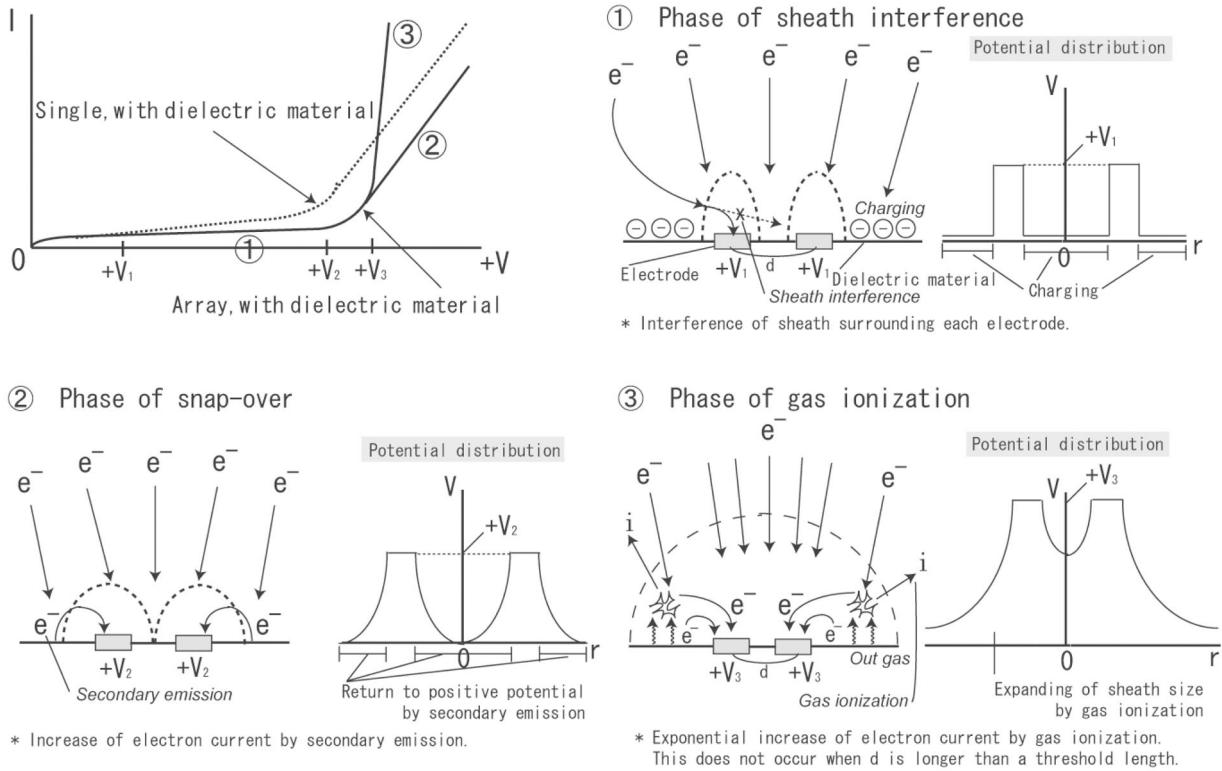


図7 アレイ化効果のメカニズム。

4. まとめ

本実験では、プラズマ中における電極アレイパネルのV-I特性を検証するために電極間隔を変えた実験を行った。アレイにおけるV-I特性はシングルと異なった特性を示し、その特性は大きく2つに分けられる。1つはバイアス電圧全域にわたり、シングルよりも電極電流が抑制されるという特性である。一方、電極間隔が小さくなると、ある電圧閾値によって、抑制されていた電流が急増する。本実験のコンフィグレーションでは、電極間隔が1.5 cm以下で、その特性が見られた。これらは、それぞれの電極におけるシースが干渉することによって、電極電流の抑制が生じるが、電極間隔が狭まり、電流捕集面積が一部に集中することにより、電極アレイパネル近傍で電離が発生することに起因している。これらのメカニズムは、放電が起こりにくい高電圧太陽電池アレイをデザインする上で、セルのインターフェクタの間隔や、アレイの発電電圧分布の決定に寄与することができると考えている。今後、アレイに電位分布をつける等、より実際のコンフィグレーションに沿った実験を計画している。

参考文献

- [1] Griffin, M.D., and French, J.R., "Space Vehicle Design", AIAA, Washington, DC, 1992.
- [2] Nagatomo, M., and Itoh, K., "An Evolutionary Satellite Power System for International Demonstration in Developing Nations", Space Power, Vol.12, pp. 23–36, 1993.
- [3] Stevens, N. J., "High Voltage System—Plasma Interaction Summary", Space Technology Plasma Issues in 2001, pp. 167–193, 1986.
- [4] N. T. Grier, "Plasma interaction experiment II: laboratory and flight results", Spacecraft Environmental Interaction Technology - NASA CP-2336, pp. 333–347, 1983.
- [5] Francis F. Chen, "Introduction to Plasma Physics", Plenum Press, 1974.
- [6] Christian Carpenter, "Comparison of On-orbit and Ground Based Hollow Cathode Operation", NASA/CR-2003-212585, 2003.

宇宙航空研究開発機構特別資料 JAXA-SP-05-020

発 行 平成 18 年 2 月 28 日

編集・発行 宇宙航空研究開発機構

〒182-8522 東京都調布市深大寺東町 7-44-1

URL : <http://www.jaxa.jp/>

印刷・製本 (株) 東京プレス

本書及び内容についてのお問い合わせは、下記にお願いいたします。

宇宙航空研究開発機構 情報システム部 研究開発情報センター

〒305-8505 茨城県つくば市千現 2-1-1

TEL : 029-868-2079 FAX : 029-868-2956

© 2006 宇宙航空研究開発機構

※ 本書の一部または全部を無断複写・転載・電子媒体等に加工することを禁じます。



本書は再生紙を使用しております。