



ISSN 1349-113X
JAXA-SP-06-016

宇宙航空研究開発機構特別資料

JAXA Special Publication

2006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

2007年 3 月

宇宙航空研究開発機構
Japan Aerospace Exploration Agency

目 次

はじめに	篠原俊二郎・谷川 隆夫・佐々木 進 阿部 琢美・船木 一幸	1
静電プローブ測定－特にマッハプローブについて－	雨宮 宏	3
Flight-type-probe for Measuring the High Density and High Temperature Plasmas	K. Uehara, Y. Sadamoto, H. Amemiya K. Oyama, Y. Nagashima	11
フロー速度シア及び負イオンによるドリフト波の変調	市来 龍大・林 賢一郎・金子 俊郎 畠山 力三	22
宇宙研における大容量－高密度ヘリコンプラズマ実験	谷川 隆夫・篠原俊二郎・船木 一幸 山際啓一郎	30
大強度短パルスマイクロ波ビームの発生と応用に向けた研究	栗原 智章・安藤 利得	35
Possible Earthquake Effect on Electron Temperature in the Afternoon Overshoot at 600km - Contribution of Space Plasma Chamber to the Accurate Measurement of Te -	K.-I. Oyama, Y. Kakinami, H. Kamogawa T. Kodama, J.Y. Liu	44
イオン風中の帯電微粒子近傍におけるイオンの軌道計算	眞銅 雅子・中村 良治・石原 修	50
マグセールワーキンググループについて	船木 一幸・山川 宏	56
小ヘリコン源を用いたプラズマ生成・加速	都木恭一郎・橋本 隆・牧田 賢治 田中 良和・篠原俊二郎・羽田 亨 池田 泰・谷川 隆夫・船木 一幸 K.P.Shamrai	62
電気推進の研究・開発・宇宙利用の方向性について	國中 均	67
Characteristics of a Magnetized Inductively Coupled Plasma in the Presence of a Double Layer	S.Popescu, H. Fujita	75

はじめに

「宇宙関連プラズマ研究会 2006」は宇宙航空研究開発機構（JAXA）宇宙科学研究本部（ISAS）（相模原市）で2006年12月19日と20日に行いましたが、この研究会は2003年12月16日に始めまして4回目となります。2回目は2004年12月17日、3回目は2005年12月14日でした。元々は2000年頃から宇宙科学研究本部でのスペースプラズマ共同研究に関連して、有志で始めましたインフォーマルな勉強会が母体で、時間を気にせず徹底的に幅広く色々な議論を致しました。本研究会ではこれで閉じず更に発展させて宇宙／スペース関連のプラズマの多彩さ、面白さを勉強するため、また宇宙科学研究本部で毎年度末にありますフォーマルな「スペース・プラズマ研究会」と相補的にもなるよう以下のような趣旨で始めました。理学、工学や実験／観測、理論、シミュレーションに限らず、宇宙のプラズマに関連する様々なトピックスを自由に議論して視野を広げ、異なる研究分野や研究者と相互交流し今後の皆様の新研究や共同研究の展開に資するところがあればとの趣旨です。お蔭様で研究会を進める毎に、講演数、参加者共に増えている事は喜ばしい事です。なおこの研究会の発展には、宇宙科学研究本部をご退職なされました中村良治先生、小山孝一郎先生にも色々とお世話になっております。

今回は参加者と講演者の増加に伴い、従来一日であったのが初めて二日間となり、内容としては特別講演と三部制としました。特別講演では、静岡大の山際先生に長年に亘る興味深いビームプラズマの非線形現象、静電プローブの第一人者である中央大学の雨宮先生には、前以って参加者から戴いたプローブ測定の質問に対するご回答も含めご講演を戴きました。第一部は地上実験で、先端プローブ測定、ドリフト波不安定性、高周波プラズマの特性、大強度マイクロ波ビームについて、第二部はスペース及び理論で、太陽電池セルの損傷、電離圏と地震、ダストでのイオン風、パルスと粒子の相互作用、高次統計解析と、多彩な内容で種々の質疑応答がなされました。翌日の第三部はプラズマ推進に絞り、MPDでの高周波加熱、マグセル、大電力ミリ波プラズマ、小ヘリコン源、電気推進の方向性について活発な議論があり、最後には今後の展望について自由討論がなされました。本講演集では、こうしたご講演の一部を論文形式で掲載しています。

言うまでもなく宇宙／スペースプラズマ研究では観測、基礎実験、理論／シミュレーションの有機的結合が緊要であり、また一方、基礎と開発研究は、応用・展開研究を行うための重要な両輪であり、分野横断的な多角的議論、研究が一層求められていると考えております。今後共研究会を上記の趣旨で進めたいと思っておりますが、より良い発展のため、本研究会への憚りないご意見とご支援を戴ければ幸いです。

研究会世話人	九大	総理工	篠原俊二郎
	東海大	総科研	谷川 隆夫
	JAXA / ISAS		佐々木 進
			阿部 琢美
			船木 一幸

静電プローブ測定－特にマッハプローブについて－

雨 宮 宏*

An Overview of Electrostatic Probe Measurement

By

Hiroshi AMEMIYA *

Abstract: Previous work on the Mach probe in Japan and some examples of the probe used in a wind tunnel, supersonic mercury jet, a plasma gun, ionospheric plasma on board rockets and tokamak boundary plasma are briefly described. Physical and technical problems raised by users are also discussed.

1. はじめに

わが国での流れのあるプラズマ中のプローブに関するおそらく最初の研究はロケット搭載プローブの設計がなされた時であろう [1]。メッシュ状の球型プローブが表面からの光電子を避け、流れを考える上で最適な型とされ、相対速度効果の補正, Single Probe としの動作条件について考察され予備実験の結果最初の電離層観測が 1960 代に行われた [2],[3]。電子密度と電子温度は自らが開発されたレゾナンスプローブから、正イオン密度は球プローブのイオン飽和電流 I_+ から得られた。 I_+ のマッハ数 (ここでの記号 $\eta_0^{1/2}$) に対する関係は球の前後のシースに縮みと膨らみを仮定して解析された [4]。Fig. 1 にその結果を示す。

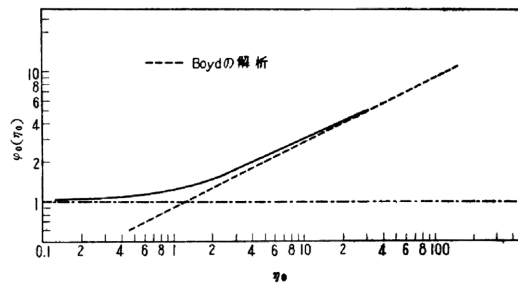


Fig. 1. 球プローブの流速による影響

ここで、 $I_+ = 4\pi R_p^2 j_{o+} \phi(\eta_0)$, $\eta_0 = M + u^2/2\kappa T_+$, $j_{o+} = n_+ e \langle v_+ \rangle / 4$. 点線は球を正射影である円板と仮定して得た Boyd の結果である。

一方、実験室でマッハ数を測るという立場からは円筒プローブを用い流れに対し軸を水平 (I_{\parallel}), 垂直にした場合 (I_{\perp}) の電流比を測定する方法を考え、上記方法を円筒に適用してマッハ数 M と電流比の関係を得た [5]。電流比 I_{\perp}/I_{\parallel} はデバイ数 D_{λ} ($=R_p/\lambda_D$) とプローブ電圧の関数で、Fig. 2 にプローブ電圧および D_{λ} が非常に大きい場合を示す。

* Chuo University

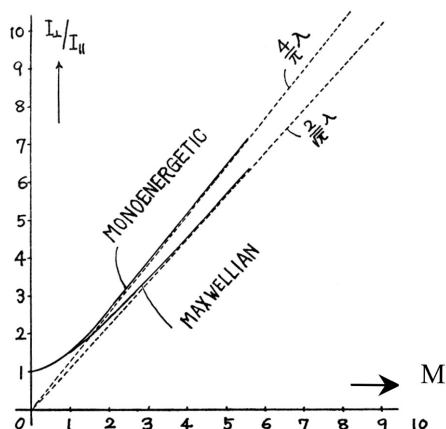


Fig. 2. 円筒プローブの電流比 I_{\perp}/I_{\parallel}

2. 低密度風洞でのプローブ実験

以上では自由分子流を仮定していたので超音速の場合にも適用されたが、実際にはクヌーセン数 $K_{e,i} (= \lambda_{e,i}/R_p)$ が大きくないと連続媒質効果が効いて来る。そこで、低密度風洞（宇宙研駒場）を用いて種々の圧力で超音速流プラズマ中での球の周りのイオン、電子密度分布、圧力分布を夫々プローブおよびピトー管を用いて測定した。8 mmφの球の周りを 0.2 mmφ, 2 mm 長の円筒プローブで測定した。マッハ数 M の大きい程前方の密度は大きいのに対し後方の密度がウエークの影響が効いて小さくなっている。圧力は球の前方で衝撃波の影響があるのか大きくなり下流では下がっている [6] (Fig. 3)。

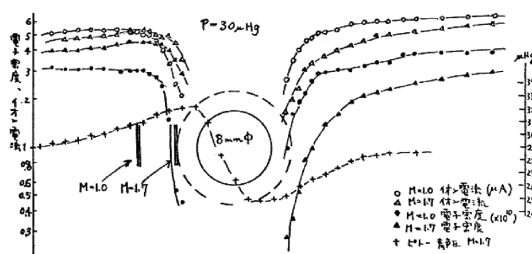


Fig. 3. 球の周りの密度、圧力分布

球の前のバーは理論上の衝撃波の位置、点線はシースを示す。実験条件 $p=0.03\text{Torr}$ では衝撃波による不連続は見られないが密度の凹凸が見られる。D, E 層のロケット搭載プローブでは衝撃波を考慮する必要がない様に見える。しかし、流れにより球の周りの荷電粒子密度、圧力分布は明らかに非対称になっていて、その前後で D_i および $K_{e,i}$ が違うという複雑な状況を考慮しなければならない事を意味する。

3. 水銀ジェットを用いたプローブ実験

実験室で超音速プラズマを得るアイディアとして拡散ポンプ型 [7] を適用し Hg-Jet (Fig. 4) と RF 放電により球および楔の周りの発光状態から衝撃波の存在を調べた (Sci. Paper Inst.Phys.Chem.Res. 64 (1970) 99)。Hg の圧力は蒸気圧と温度の関係から求めた [8]。Fig. 5 に球の前面の発光、楔の周りの発光状態を示す。マッハ数 M と Stand-off 間隔の関係 (球), M と角度の関係 (楔) [9] からマッハ数を決定した結果、ほぼノズルの設計値と一致した。

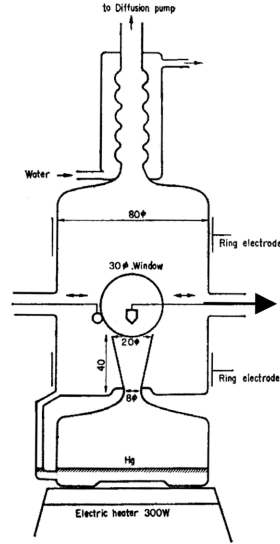


Fig. 4. 水銀ジェット

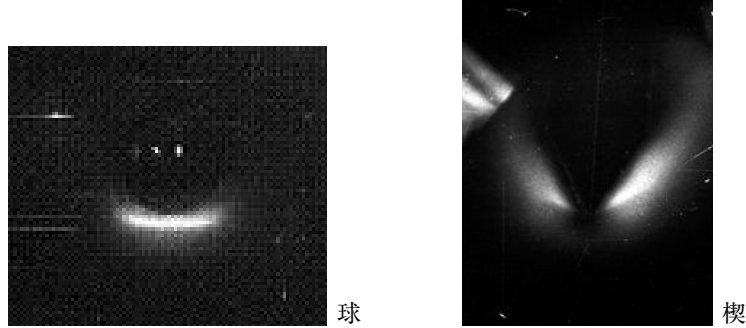


Fig. 5. 衝撃波の写真

4. プラズマガンにおけるプローブ測定

流体プラズマとしてプラズマガン [10] を用い自由分子流論 (collisionless) と連続媒質論 (collisional) のいずれが良く合うかを調べた (東大宇宙航空研報告 7 (1971) 210). 流れに面を垂直に置いた円板プローブと軸を平行にした円筒プローブからなるダブルプローブを用いその電流比からマッハ数 $M=u/\langle v_+ \rangle$ を推定した. 前者には衝撃波がシースの前面に出来る Stagnation probe [11] を仮定した. 電子とイオンの温度は熱平衡にあるとし電子温度はプローブ特性から, 流速は上流と下流に置いた二つのプローブ電流の時間差から求めた. 例として, ガン電圧 $V_G=16\text{kV}$ で $T_e \sim T_i=1.8\text{eV}$; $u=6.5 \times 10^6 \text{ cm/s}$, $M=3.5$ を得た. 自由分子流論によると平板プローブの電流密度 j は, イオンの速度分布を流速 u の Drift-Maxwell 分布と仮定すると $u=0$ の場合の電流密度 j_0 に対し次式となる.

$$j/j_0 = \exp(-\mu^2) + \sqrt{\pi} \cdot \mu[1 + \text{erf}(\mu)]; \quad \mu = u / \langle v_i \rangle \quad (1)$$

連続媒質理論では超音速では平板の前面に衝撃波が生ずるのでその前後の圧力比 p_{21} , 密度比 n_{21} , 温度比 T_{21} は上流の M_1 の関数となり, 平板プローブの電流密度は次式となる.

$$j/j_0 = n_{21}\sqrt{T_{21}}; \quad n_{21} = (1 + s \cdot p_{21})/(s + p_{21}); \quad T_{21} = p_{21}(s + p_{21})/(1 + s \cdot p_{21}) \quad (2)$$

$$p_{21} = 1 + 2\gamma(M_1^2 - 1)/(\gamma + 1); \quad s = (\gamma + 1)/(\gamma - 1) \quad (3)$$

ここで、衝撃波に対する Rankine-Hugoniot の関係式 [9] を使い、 γ は比熱比を表す。円筒プローブは $K_{ie} \gg 1$ なので自由分子流論が成り立つとする。両理論から計算した電流比とマッハ数の関係を Fig. 6 に示す。図から実験値は連続媒質論により良く一致することが分かる。

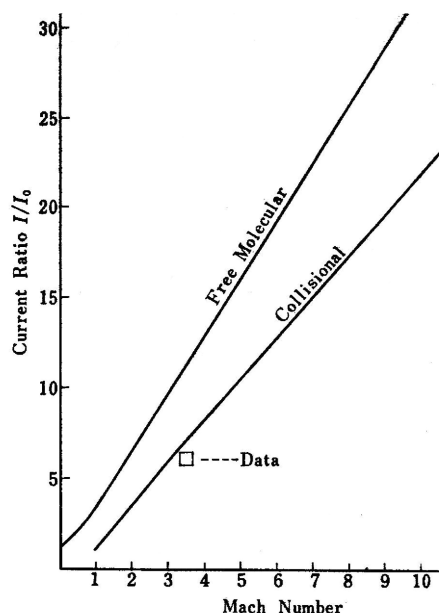


Fig. 6. マッハ数とプローブ電流比の関係

5. ロケット搭載プローブ

ロケット搭載プローブではイオン飽和領域は必然的に相対速度効果を考慮せねばならない。電子温度ないし電子エネルギー分布の従来の測定法はイオンシースのマッハ数と逆電位による歪みを受け、その補正を要する筈である。しかし、その様な補正の例は見当たらない。そこで、我々は電子温度の測定値は正負の飽和電流値との組み合わせで荷電粒子密度の決定のみに限定した。ロケットの軌道は理論的には推力、抵抗、スピン、風を考慮したロケットの運動方程式から決定される [12]。実際はロケット搭載のトランスポンダから得るロケット軌道、スピン、スターセンサのデータを利用し、ロケット軸に対し面を平行にしたファラデーカップの面の流れに対する相対速度を決定し自由分子流理論を用いて流れに対する修正を行った。等価イオン密度は世界の Ion Species の高度分布のデータから推定した。これにより中緯度および極域で電子密度、正負イオン密度の高度分布が得られた [13]。しかし、流れのあるプラズマ中での電子温度の精密測定法は今後の開発にかかっている。

6. 核融合周辺プラズマでのプローブ測定

周辺 (エッジ) プラズマでの大きい問題はイオン温度 T_i が電子温度 T_e を如何に上回るかとプラズマの流れであった。上原、津島、定本、前田氏らとの共同研究により原研の JFT-2M とドイツ Forschungszentrum/Jülich の TEXTOR で回転ダブルプローブ [14]、非対称ダブルプローブ [15]、Toothbrush プローブ [16]、流れに対向する円板プローブ [17]、イオン敏感プローブ [18] を用いて T_i 、 T_e 、 u を測定した。その結果、コア条件により $T_i = 4-10T_e$; $M = u \cdot \cos\theta / \langle v_i \rangle = 0.2-0.4$ を得た。ここで、 $M = u / \langle v_i \rangle$; $\langle v_i \rangle = [\kappa(T_i + T_e) / M_+]^{1/2}$ と定義した。一般に音速は各条件で異なり、電子とイオンの比熱比およびイオンの荷電数を考慮したイオンマッハ数、磁場特有のアルフヴェンマッハ数、磁気音波マッハ数が定義されている [19]。

7. コメント

講演に先立ちマッハプローブに関し各種問題が提起された（下記イタリック部分）。これらは今後詳細な研究を要する問題で、自分なりのコメントを付記するに留める。

(1) マッハ・プローブでマッハ数を見積もる場合、採用すべき物理モデルの選択基準は？

例：超音速プラズマ流，衝突プラズマ，無衝突プラズマなど

理論的取り扱いとしては自由分子流（collisionless），連続媒質論（collisional）がありクヌーセン数 $K_{i,e} \gg 1$, $K_{i,e} \ll 1$ により区分される（添字 i,e はイオン，電子）。プラズマでは他にデバイ数 D_λ （プローブ寸法／デバイ長）が問題になる。 $D_\lambda \gg 1$ ではシースが非常に薄くなり流れによるシースの歪をあまり考慮しなくてもよくなる。Fig. 7 で白い領域は衝突，無衝突プローブ理論が適用出来る領域を表す [20]。

・プローブ形状，サイズなどの選択法は？

Collisionless Model を採用する場合，シース半径 r_s ，プローブ半径 r_p とする時， $r_s - r_p \ll \lambda$ (mfp) が必要となる。この条件が満たされるかは $K_{i,e}$ と D_λ で左右される。

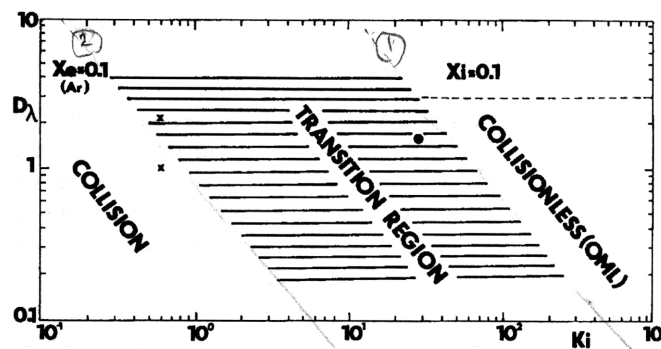


Fig. 7. プローブの適用範囲²⁰⁾

シース内の衝突回数 $X_{i,e}$ が問題になる遷移領域では，プローブのイオン電流，電子電流に対して衝突効果の補正を適用する必要がある [21], [22]。

・測定精度，有効桁数は？ 測定の信頼性をどう考えたらよいか？

Fig. 7 の白い領域が衝突，無衝突領域である。前者では拡散係数，移動度を使った理論，後者では Langmuir 以来軌道運動理論を使った理論が周知である。斜線の遷移領域ではシース内の衝突効果 [21], [22] を正しく入れないと誤差が大きくなる。測定結果のモデルへの適合性，信頼性は $K_{i,e} \gg 1$, $K_{i,e} \ll 1$, $D_\lambda \gg 1$ の満たされ方によると考えられる。

・適用可能なマッハ数領域は？

一次元 Fluid Model では強磁場中の平板プローブの上流，下流面の電流比とマッハ数の関係が亜音速で得られている ($M < 1$) [23]。超音速では衝撃波の影響を取り入れねばならず，シース厚＜衝撃波面位置（stand-off distance）のもとで Stagnation Probe が考えられた [11]。一方， $K_{i,e} \gg 1$ では Kinetic Model がマッハ数全域に適用されている [24]。

・電極側面による荷電粒子捕捉の影響は？・背向する 2 枚の電極間隔の決め方は？

磁場のある場合は側面への電流は磁力線に沿って色々なジャイロ半径で飛んでくる荷電粒子を考慮して計算される。例えば無衝突モデルで磁場と流速に軸が平行な円筒プローブでは，磁場強度に応じた側面への電流が計算出来，端面への電流は Drift Maxwellian の仮定のもとで計算されている [15]。従って，側面＋上流側面，側面＋下流側面からなる 2 枚の電極の電流比からマッハ数が得られる可能性がある。

(2) プローブが存在すること自体のプラズマへの影響をどう評価すべきか？

プローブによる擾乱を回避するには，プローブ電流 $i_p \ll$ 放電電流 i_d または $i_p \ll i_+ * S_w$ (S_w : 基準電極) であることが要求される。また，基準電極の面積 \gg プローブ面積，という条件も正しいプローブ特性を得る上で必要となる。

特に磁場がある場合

強磁場中ではプローブ飽和電流が理想値から抑えられる他、プローブが磁束管 (Flux tube) を形成するためアスペクト比が問題となり単に基準電極の面積を大きくすることは意味がなくなり、無衝突条件で極端に強磁場の場合プローブ飽和電流は極端に小さくなる [25]。

(3) 結果のクロスチェックの仕方にはどのようなものがあるか？例：計算機モデルの結果との比較など

プローブの上流面の電流と下流面ないし側面の電流比から直接マッハ数が得られる場合があるが、一方速度 u と T_i , T_e とを独立に測定することによりマッハ数を得る方法もある。

上流面と下流面の電流比 R_i とマッハ数 M の関係は、経験的に $R_i = \exp(k \cdot M)$ と表されモデルにより $k=0.8, 1.2, 1.7, 1.75, 2.7$ の様に変化する [24]。この際、音速の定義も重要で磁場強度や γ によって変わる [19]。イオン温度が高い場合 T_i/T_e による変化が大きい [17], [24]。

(4) 粘性、拡散のプローブ捕集への効果をどう評価すべきか？

連続媒質論では拡散係数 D , 粘性 η を考慮する必要がある²³⁾。磁場のある場合無衝突でも D , η はテンソルとなり磁場に対する方向を考慮する必要がある。

(5) マッハ・プローブを通常のラングミュア・プローブとして使用する際に特に注意すべき事項はあるか？

マッハ・プローブでもプローブ測定の次の留意点は考慮されねばならないだろう。

- 1) プローブ寸法: K_{ie} , D_λ を考慮して理論への適用性を決める。
- 2) 基準電極の面積: 正常に電子飽和電流が得られるだけの大きさが必要。
- 3) 高周波プラズマ, プラズマノイズ: (7) 項に後述。
- 4) プローブの表面の汚染: 加熱, スパッタ法による清浄化。Quick injection 法を適用。
- 5) プローブ表面の光電子, 二次電子, 反射: ビームの測定では特に注意が必要となる。

(6) 25 mm 内径のガラス管内での流速測定について。最適の方法は何か？現在、磁場に対して垂直面, 平行面を持つプローブを使用しているが、両面の距離が約 3 mm あり、流速が小さいと思われる場合でもイオン飽和電流値に大きなアンバランスがあり測定精度に自信が持てない。対策: 高周波プラズマのプローブ測定としてはプローブの更なる小型化ということになるのか？

磁場に対し垂直, 水平な面の平板プローブの電流 i_\perp, i_\parallel は連続媒質論では共に圧力効果, 磁場強度により減少しその度合いは i_\parallel の方が大きい (但し, 円板) [26]。無衝突では i_\perp は磁場の影響を受けないが, i_\parallel は磁場強度と共に減少する (但し, 矩形板) [27]。

流れがある場合の上記の Fluid model [23] および kinetic model [24] では磁場と流れが平行であることが仮定されたが、必ずしも磁場//流速は当てはまらない。そこで、磁場に対しては連続媒質モデル, 流れに対しては自由分子流モデルを用いて回転平板プローブによるマッハ数の決定法を開発した [28]。理論的予測はトリプルプローブで測定されたトカマク JFT-2M 内の流れのパターン [29] と対応する結果を示している。

(7) マッハ・プローブに拘らず、高周波 (rf, マイクロ波) プラズマ中でのプローブについて。通常のプローブ法は適用可能なのか？

電子温度測定は何故難しいのか？

磁場中では球, 円筒プローブのシースの形は楕円形に歪み, 流れがあると球, 円筒の前後で荷電および中性粒子密度が変わるのでさらに非対称に歪むだろう。磁場と流れが互いに角度をなすと、シースの歪みは一層複雑となるだろう。速度分布や電子温度はイオンシースが形成されている逆電位領域で測定されるが、球, 円筒プローブでは磁場や流れ, プローブ電圧によってシースの形が変形するので電流の半対数プロットの傾斜が直線に載るとは考えられない。このため、初期にロケット搭載プローブで考えられた球プローブの使用や電子温度測定法自体には疑問が残る。平板プローブで $D_\lambda \gg 1$ が充たされる場合には、シースは薄くなるため端効果を除いては取り扱いがより簡単になると思われる。我々が平板状ファラデーカップを用いた理由はここにある。

計測に際して注意すべき点は何か？

プラズマ装置におけるパラメータ変動 (ドリフト) は, a. ガス流量, 圧力の変動, b. 入力パワーの変動, c. 管壁温度, ガス温度の上昇, d. 不純物の影響, e. 複雑な境界条件, 等で起こるとされている。プラズマの揺らぎのプローブ

への影響をまとめると、

#1. プラズマ電位に振幅 \tilde{V} の正弦波揺らぎがある場合、電子電流に対する歪みはエネルギー分布がマクスウエル分布の場合、電子電流反発領域の時間平均電流は

$$\overline{i_{es}} = i_{es} \cdot I_0(e\tilde{V}/\kappa T_e) \cdot \exp[-e(V_s - V_p)/\kappa T_e] \quad (4)$$

となるので ($I_0(x)$: 第1種変形ベッセル関数), 半対数プロットの傾斜から T_e が得られる。しかし、エネルギー分布 $f(E)$ が非マクスウエル分布の場合は複雑な整流効果歪が生じる。

#2. プラズマ密度揺らぎは加算平均処理で消去される。

#3. $T_e, f(E)$ の変動は位相、時間分解計測が必要になるが、サンプリング歪に注意を要する。

高周波プラズマでのプローブ歪み除去法としては次の方法がある。

1. 大容量による短絡: プローブの周りに導体輪やブロックを配置しシース容量を短絡。
2. フィードバック法: RF 電源からの電圧をプローブに負帰還させ RF 電位を補償する。
3. 参照プローブによる RF 電圧補償: 別のプローブで RF 電圧を受信しプローブ電圧を補償。
4. 並列共振回路挿入: 高いインピーダンスの回路により高周波電圧を遮断する。
5. データサンプリング: RF 周波数に同期した一定位相での時間分解測定。
6. 微小交流重畳法で $f(E)$ を測定: RF 周波数に無関係の周波数の微小交流を重畳する。

8. 結論

流れや磁場のあるプラズマ中のプローブ測定については、最近の解説 [30] が役立つことを期待する。今後、一般に流れと磁場とが任意角度をなしたプラズマ中で、粘性、衝撃波、ウエーク、渦などの影響を考慮したプローブ理論や計測技術の発展を希望する。

参 考 文 献

- [1] T. Ichimiya, K. Takayama and Y. Aono, Rep. Ionos. & Space Res. **13** (1959) 155.
- [2] 一宮、土手、高山、日本物理学会誌 **17** (1962) 384.
- [3] 一宮、土手、応用物理 **35** (1966) 293.
- [4] T. Dote, K. Takayama, T. Ichimiya, J. Phys. Soc. Japan **17** (1962) 174.
- [5] H. Amemiya and T. Dote, Japan. J. Appl. Phys. **5** (1966) 957.
- [6] 土手、雨宮、一宮、蜂巢、玉木、物理学会予稿 (北大) 13A-I-5 (1965 July) .
- [7] A. I. Carsewell, Rev. Sci. Instrum. **35** (1964) 1557.
- [8] R. W. Ditchburn & J. C. Gilmor, Rev. Mod. Phys. **13** (1941) 310.
- [9] H. W. Liepmann & A. Roshko, *Elements of Gasdynamics*, 1960.
- [10] 久保、矢守、伊藤、河島、東大宇宙研報告 **6** (1970) 232.
- [11] L. Talbot, Phys. Fluids **3** (1960) 289.
- [12] 玉木章夫、飛しょう体の空気力学、東大出版会、1970.
- [13] H. Amemiya & Y. Nakamura, J. Geomag. Geoelect. **45** (1993) 219, **48** (1996) 391.
- [14] K. Hothker et al. Rev. Sci. Instrum. **61** (1990) 114.
- [15] H. Amemiya & K. Uehara, Rev. Sci. Instrum. **65** (1994) 2607.
- [16] K. Uehara et al., Japan. J. Appl. Phys. **36** (1997) 2351.
- [17] M. Maeda et al., Japan. J. Appl. Phys. **36** (1997) 6992; **38** (1999) 2971.
- [18] K. Uehara et al. J. Phys. Soc. Japan **66** (1997) 921; **72** (2003) 2804.

- [19] 安藤、プラズマ核融合学会誌 (J.Plasma Fusion Res.) **81** (2005) 524.
- [20] M.Tichy et al., Proc. 23. Int.Conf.Phenom.Ioniz.Gases (1997) C4-397.
- [21] S.A.Self and C.H.Shih, Phys.Fluids **11** (1968) 1532.
- [22] R.R.Aslanbekov, et al., Plasma Source Sci.Technol. **3** (1994) 528.
- [23] I.H.Hutchinson, Phys.Fluids **30** (1987) 3777.
- [24] K-S.Chung and I.H.Hutchinson, Phys.Rev. **A38** (1988) 4721.
- [25] A.Tsushima et al., in *Double layers*, World Scientific, (1997) 254.
- [26] T.Dote, H.Amemiya & T.Ichimiya, Jap.J.Appl.Phys. **3** (1964) 789.
- [27] H.Amemiya and K.Uehara, Japan.J.Appl.Phys. **45** (2006) 247.
- [28] H.Amemiya, A.Tsushima & G. Fuchs, Contrib.Plasma Phys. **39** (1999) 515.
- [29] B.M.Annartone et al., Nucl.Fusion **34** (1994) 1453.
- [30] 雨宮、和田、豊田、中村、安藤、上原、小山、酒井、橘,「プローブ計測の基礎から応用まで」プラズマ核融合学会誌 (J.Plasma Fusion Res.) **81** (2005) 482-521.

Flight-type-probe for Measuring the High Density and High Temperature Plasmas

K. UEHARA^{*}, Y. SADAMOTO^{**}, H. AMEMIYA^{***}, K. OYAMA^{****}, Y. NAGASHIMA^{*****}

Abstract: The flight-type-probe (FTP) for measuring the high density and high temperature plasmas is proposed. The FTP is designed as a compact magnetic and/or an electrostatic probe, which travels with a fast speed through the core plasma, in order to measure the core plasma parameters simultaneously. The obtained information signals are transmitted by the rf signal from the core plasma side towards the observer during the flight and/or stored in the compact CPU elements buried in the FTP for the analysis after the flight.

Key words: flight-type-probe (FTP), magnetic probe, electrostatic probe, fast speed, measuring core plasma, rf signal, compact CPU

I. INTRODUCTION

An electrostatic probe is a simple and convenient diagnostic tool for measuring the plasma density and temperature with high spatial and time resolutions. In low temperature plasmas, many kinds of electrostatic probes are widely used for measuring the plasma to clarify the mechanism thereof. In the hot and dense fusion plasma, however, the application of the electrostatic probe is limited to such a localized region as the scrape off layer (SOL), since the conventional probe would be destroyed in the core plasma region due to the great heat damage and/or the electromagnetic force during the plasma disruption. For the measurement of plasma parameters of high density and high temperature plasmas nowadays, indirect methods using electromagnetic waves, charged particle beams and spectroscopic methods are available. However, the spatial resolutions of these active and passive diagnostic methods are not good since it is so difficult to identify the original location generating signals. Furthermore, since these signals may often contain complex physical quantities related to passive and active lights it is difficult to analyze and to identify the precise plasma parameters.

In order to make the best use of the electrostatic probe having a high spatial and time resolution, we consider a flight-type-probe (FTP), in which the probe circuit and memory elements are installed in a capsule to be thrown into the core hot plasma from one side port with a fast speed. This is intended to prevent the probe from melting due to the hot plasma. The measurement is completed during the flight of the FTP and the data acquired are transmitted to observers outside observers by rf signals and/or are saved in the memory elements of the FTP to be analyzed after reproduction [1].

As early as the 1970s the current profile, which is an indispensable quantity in tokamaks, could not be measured in large tokamaks. In such a small tokamak as MINIMUK with the relatively low temperature and weak density plasma, however, the current profile in the core plasma has been successfully measured with a high spatial and time resolution by the magnetic probe

* Japan Atomic Energy Agency
** Joetsu University of Education
*** Graduate School of Chuo University
**** Tokyo Metropolitan University
***** Kyushu University

whereby the mechanism of MHD instability has been precisely clarified [2]. Later, the current profile in the large tokamak could be measured by the spectroscopic method using the fast beam probe with the principle of Zeeman effect [3] and with the motional Stark effect [4] and with the soft X ray emission [5]. However, the instrumentation of these diagnostics is large and the performance is complicated.

If not only the magnetic probe but also the electrostatic probe can be inserted into the hot plasma, the capability of the diagnostic tool must be enhanced to clarify various plasma parameters with a higher spatial and time resolution. Development of the computer memories and the CPU capability has become remarkable recently. For example, the areas of the CPU and the memory have become as small as a pin like elements, which has made it possible to manufacture mobile telephones. The development of memory content has greatly progressed in the last fifteen years. In 1990 only the 128 kB memory could be stored on 8 inch (19.6×19.6 cm) floppy disks, however, nowadays the 512 MB memory can be stored at the size of 1.5×1.0 cm chips in mobile phones. The performance of the FTP is imagined as an ultra-miniature mobile telephone being thrown into the hot plasma. If the size of the probe including the data acquisition system is packed in such a small region, the probe technique can be used for the measurement of the core plasma. It should be noted that before damage of the probe, the operation of FTP should be finished quickly. This corresponds to technical extension from the Reciprocating Langmuir Probe (RLP) [6] and from the rocket-borne electrostatic probes in space plasma [7]. In space plasmas, the Langmuir probe with the probe circuit and the amplifier is on board the rocket and the information signals are received by observers on the ground [8], however, the weight and the data acquisition system are too large and complicated to be used as the FTP.

In this paper, the hardware of the FTP is shown and the possibility of measuring plasma parameters using it in the core plasma is discussed.

II. DESIGN OF FLIGHT-TYPE- PROBE

A. Performance of the FTP

The RLP cannot be used in the whole region of the core plasma since it would be so troublesome for the housing surrounding the signal cables to be immersed in the core plasma. This would disturb the plasma and would suffer from much heat damage and would melt the RLP substance itself. In the case of FTP, this fear is avoided since the FTP has no support structure. The schematic performance of the FTP is shown in Fig. 1, where the FTP is injected with a fast speed from one side-port, crossing the total region through the core plasma to reach another side-port with a shock absorber. The dimension of the FTP is made as small as 1 cm and the probe pin for the electrode is about 1 mm in length. The probe circuit and the CPU system are installed in a so reduced localized region that is buried in the insulating material like the boron nitride or the macor-H. Several types of the FTP are prepared and the special launcher chamber room for the FTP is equipped, which is controlled in a high vacuum condition being separated from the atmospheric room by the gate valve. When the FTP is used, both gate valves of A and B are opened and the FTP is injected towards the core plasma. The process is remote controlled automatically. During the flight of the FTP signals from the core plasma, which are mainly a voltage drop due to the probe current from the core plasma, are received by the FTP and are stored in the CPU memory and/or are immediately transmitted by the rf signal. The probe circuit must be triggered by the remote signal. After the flight, both gate valves are closed and the FTP is taken out for the analysis. Several kinds of manufactured FTP's are injected to observe the plasma parameters across the core plasma step by step using the launching mechanism, which is either a pellet type injector [10] or a rail gun type [11]. It is necessary for the FTP not to rotate against the magnetic field while measuring the ion temperature by the magnetic probe and by the differential double probe. The rail gun has the merit of keeping a constant angle without any rotation after injection.

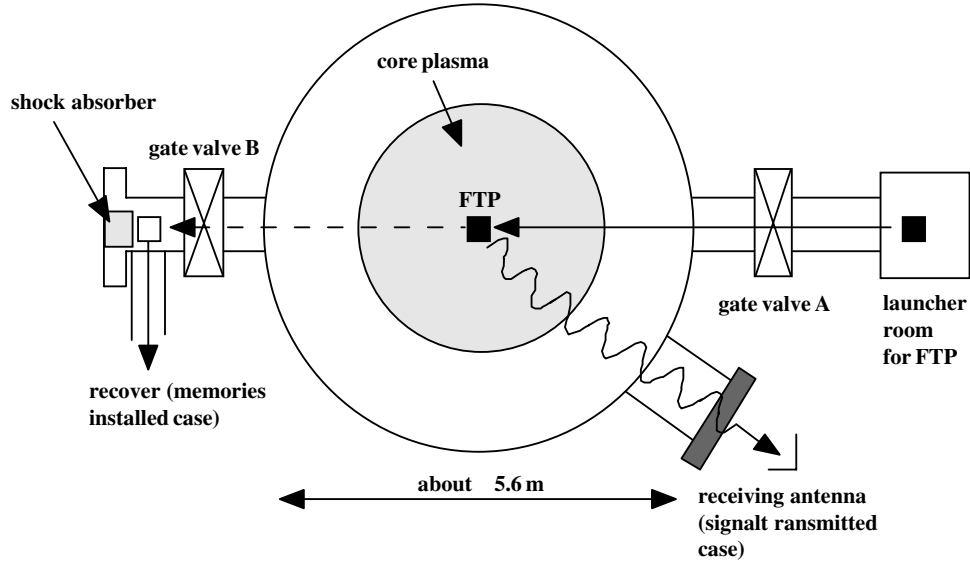


Fig. 1 Schematic design of the performance of the flight type probe (FTP), where the scale of plasma is assumed as that of ITER [9].

B. Structure of the FTP

Detail structures of the FTP are shown in Figs. 2 and Fig. 3. We consider two types of the FTP. One type is used to measure the current profile as shown in Fig. 2, which is denoted by MPRF-1. The other type is denoted by EPCPU-1 as shown in Fig. 3 and is used to measure the electron temperature T_e , the ion temperature T_i and the floating potential V_f .

In the MPRF-1, the magnetic probe and/or Hall element for x, y and z direction measures the poloidal magnetic field $B_\theta(r)$, which gives the current profile $J(r)$ in the core plasma of tokamaks. For the measurement of $B_\theta(r)$ we use the conventional magnetic probe technique with several turns coils and/or the Hall element. The voltage generated in the loop circuit of the magnetic probe and/or the Hall element is picked up through a finite resistance. The voltage signals of I_1 , I_2 and I_3 are superimposed on the carrier wave of the crystal oscillator and are transmitted toward the observer outside the chamber, where we can acquire the data in real time. For the crystal oscillator, the voltage controlled is available due to the transmission of the signal, which is named as the voltage controlled crystal oscillator (VCXO). The candidate of this is, for example, ECCM7 of the Ecliptek corporation, the scale being $3.2 \times 2.5 \times 0.7$ mm and the frequency of the carrier wave is 13.5 MHz. This element can operate at the atmospheric pressure below 85°C [12].

In the EPCPU-1, the triple probe and the differential double probe are installed with the probe circuit. The triple probe is used for measuring the electron temperature $T_e(r)$ and the floating potential $V_f(r)$, which are obtained by applying a constant bias voltage. For the measurement of V_f we follow the procedure of JFT-2M, in which we observe the higher voltage across the detective resistance [13]. The differential double probe is used for measuring the ion temperature $T_i(r)$. For the measurement of T_i we follow the differential double probe (DDP) technique in which we can measure T_i by observing the ratio of the ion saturation current between two probe pins [14]. The real data of T_i using the DDP has been successfully obtained in JFT-2M [15]. If we expect to measure the higher ion temperatures, a high voltage may be preliminarily charged in a condenser of the probe circuit before the flight since scale large batteries cannot installed in the FTP. The information signals are stored in a compact CPU elements, which includes the voltage exchanger circuit, A/D transformer with small batteries having about 5 volts and the memory elements. For detecting the initial state of measurement, an external trigger to the thyristor switch and/or the signal for leaving the contact must be received by an antenna from outside the chamber as shown in Fig. 3. In the measurement of the DDP it is necessary to use two insulating amplifiers to detect the voltage drop due to the fact that in the A/D transformer the voltage is measured against the common standard level. These elements have recently been highly integrated to a small region with a high

spatial resolutions [16]. For example, since the measuring points are 100 and a sampling time of 0.01 sec of the signal is necessary for the measurement of the spatial profile, then the necessary memories are estimated to be 1 kB per 1 channel. In the MPRF-1, 3 channels and 8 channel signals in the EPCPU-1, then the total memory may be lower than 10 kB, which could be fully installed in the reduced size FTP volume of about $S = 2000 \text{ mm}^3$ ($12.6 \times 12.6 \times 12.6 \text{ mm}$) [17]~[18]. The proposed CPU is MSP430F149 of Texas Instruments, which is $9 \text{ mm} \times 9 \text{ mm}$ size and can operate with a voltage of $1.83 \sim 3.6 \text{ V}$ including the A/D and the CPU elements [19].

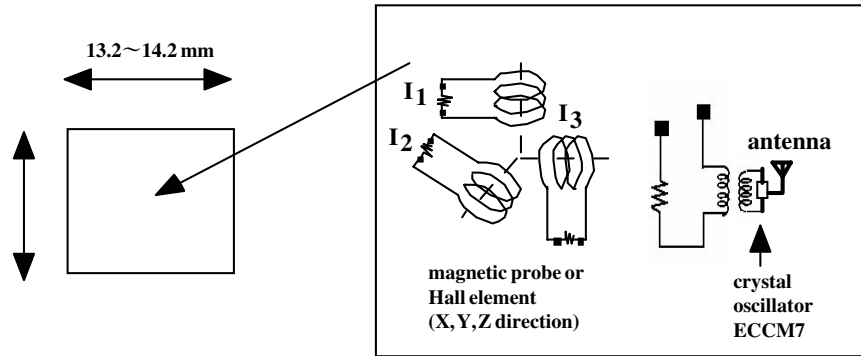


Fig.2 The magnetic probe and the rf signal transmission (MPRF-1) of the FTP.

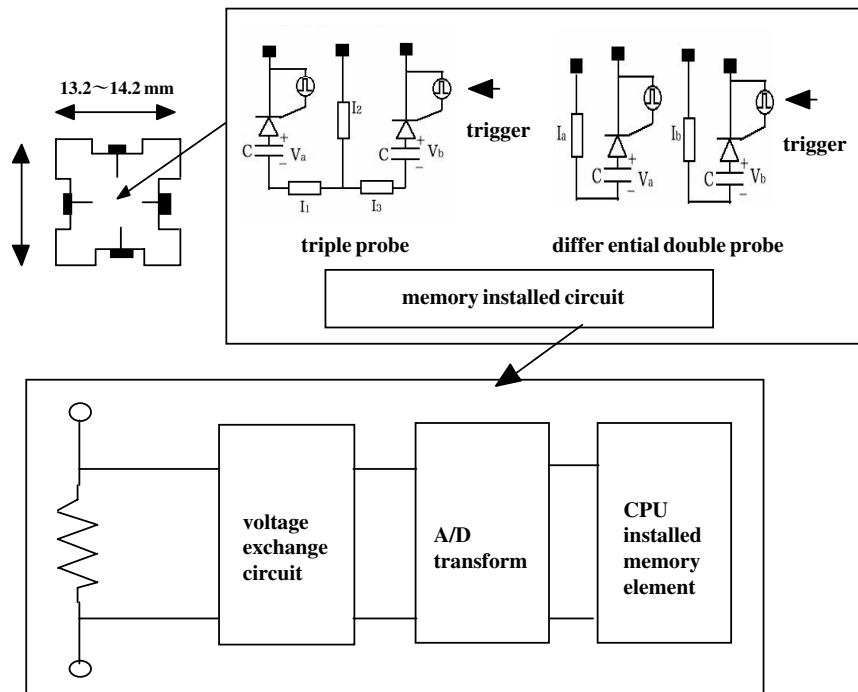


Fig. 3 The electrostatic probe installed in the CPU memory (EPCPU-1) of the FTP which contains the triple probe, the differential double probe and the CPU memory.

C. Method to draw out the data

How can we best draw out the data when the measurement of the FTP is performed? Some kinds of advanced data acquisition are necessary in the FTP. In the case of the MPRF-1, since the data are transmitted during the flight and the measurement is made in real time, the some kinds of the receiving instruments including software to convert the real profile are necessary. The procedure is controlled by the acquisition system at the observer.

In the case of EPCU-1, since the data are analyzed after recovery, one of the possible methods of drawing out the data is

sending the data by the infrared rays inserting a small LD in the circuits, which is almost same as the remote control switch in a television.

D. Estimation of heat load

The FTP must travel through the core plasma quickly before being melted. We can estimate the temperature rise T of the FTP using the following equation of thermal conduction :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{c\rho} \nabla^2 T, \quad (1)$$

where ρ is the density, c is the specific heat, and λ is the thermal conductivity. We consider the FTP as a spherical object with radius r_0 with a uniform temperature of 0°C . When the surface temperature of the object is suddenly brought to T_0 , the time and space distribution of the temperature in the object is obtained as

$$T = T_0 \left\{ 1 - \frac{2r_0}{\pi r} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{(-1)^{s+1}}{s} \exp\left[-\left(\frac{\lambda}{c\rho}\right)\left(\frac{s\pi}{r_0}\right)^2 t\right] \sin \frac{s\pi r}{a} \right\} \quad (2)$$

from eq.(1), where s is integer. The temperature rise in the object is limited by the width of $r_c = 2\pi[\lambda t/(c\rho)]^{1/2}$, where the distance is estimated from the surface. We consider the temperature distribution of the object from eq. (2); then, the surface temperature of the FTP becomes

$$\frac{dT_0}{dt} = \frac{q - W}{4.18\sqrt{(\pi\lambda c\rho)t}} \quad (3)$$

from the energy conservation law, where q is the heat power density flowing into the object and $W = \sigma T^4$ is the black-body-radiation loss of the object, where σ is the Stefan-Boltzmann constant. The value of q is expressed as $q = \gamma T_e J_{is}$, where T_e is the electron temperature, J_{is} is the ion saturation current density, and γ is the heat transmission rate which is given by

$$\gamma = \frac{2.5T_i}{T_e} + \frac{2}{1-\delta_e} - 0.5 \ln \left[2\pi \frac{m_e}{m_i} \left\{ 1 + \frac{T_i}{T_e} \frac{1}{(1-\delta_e)^2} \right\} \right] \quad (4)$$

where, m_e is the electron mass, m_i is the ion mass, T_i is the ion temperature and δ_e is the secondary electron emission rate [20]. The value of W is expressed as $W = \sigma T^4$, where σ is Stefan-Boltzmann constant as $5.672 \times 10^{-12} \text{ Wcm}^{-2}\text{K}^{-4}$. The equation of (1) is solved by the numerical integral using the fifth order Lunge-Kutta method. We assume that J_{is} is presented by the ion saturation current $J_{is} = 0.61en v_{thi}$, where e is the electronic charge, n is the plasma density and v_{thi} is the ion thermal velocity. Furthermore, we assume the density and temperature profiles such as ; $n = n_{e0}(1-(r/a)^2)^2$, $T_e = T_{e0}(1-(r/a)^2)^2$ and $T_i = T_{i0}(1-(r/a)^2)^2$, where a is the radius of plasma. We consider the ITER scale tokamak as the typical plasma parameter of the core plasma, such as $n_{e0} = 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $T_{e0} = 10 \text{ keV}$, $T_{i0} = 10 \text{ keV}$, $a = 200 \text{ cm}$, and the mass number $A=2$ (deuterium).

Equation (3) is numerically solved with the fifth-order Lunge-Kutta method. We denote the coordinates as follows: x is major radius direction and y is the displacement from the equatorial plane. The FTP travels at the velocity v_0 in the x direction, apart from y from the equatorial plane; at which point t becomes $(x+a)/v_0$. When the FTP travels at the velocity of v_0 below 10 km/s, which is the maximum velocity of flying objects shut by the rail gun, the estimated temperature of T_0 is given in Figs. 5 (a) and (b) for the tungsten electrode at $y/a = -0.7$ and for the macor-H insulator at $y/a = -0.8$. It is seen that the surface of the FTP melts when the FTP travels near $y = 0$ and v_0 is so small. However, the FTP would not melt at $v_0 = 8 \text{ km/sec}$ and $y/a = -0.8$ at the final stage of the flight ($x/a = 1$), since the melting points of tungsten and macor-H is 3683 K and 2173 K, respectively. It would be possible to measure the plasma parameters in this situation, since we consider the measurement with the FTP in the region of the internal transport barrier [21]. For various y/a values corresponding to the barrier region, T_0 as a function of x/a is shown in Figs. 6 (a) and (b). It is seen that the surface of the FTP would not be melted when the FTP travels at $y/a < -0.66$ for tungsten and $y/a < -$

0.76 for macor-H with $v_0 = 8$ km/s at the final stage of the flight ($x/a = 1$). We define T_{0m} as the maximum surface temperature of the FTP when the FTP travels from $x = -a$ to $x = a$. The calculated T_{0m} are shown in Figs. 7 (a) and (b) for various values of v_0 and y/a . It is seen that the maximum surface temperature of the FTP would not reach melting point when the FTP travels at $y/a < -0.68$ for tungsten and $y/a < -0.78$ for macor-H with $v_0 > 4$ km/s.

When the thickness of tungsten and macor-H is larger than r_c , the temperature rise in the inner box of the FTP having the crystal oscillator and the CPU elements is smaller than 0.1 K. For example, when $v_0 = 10$ km/s, $r_c = 2.1$ mm for tungsten and $r_c = 0.8$ mm for macor-H at $t = 2a/v_0$. Thus, the crystal oscillator and the CPU elements can keep the operation stable.

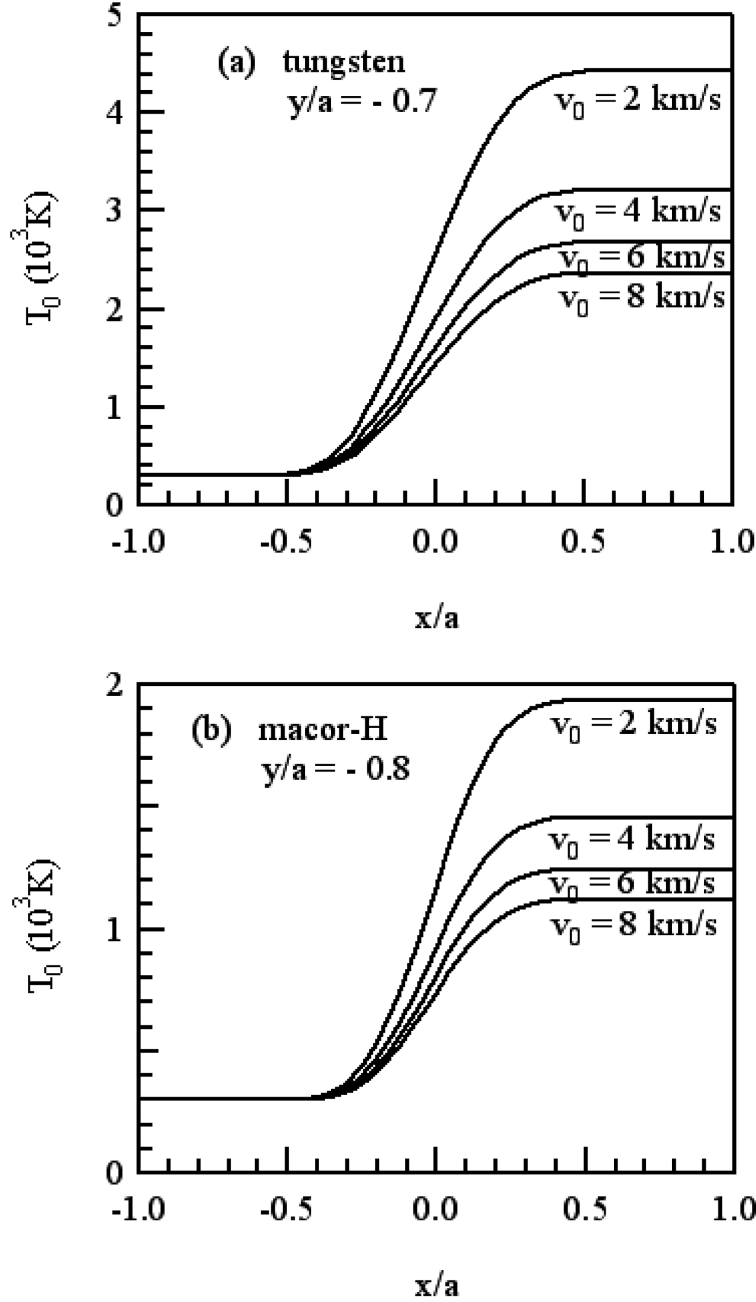


Fig. 5 Calculated surface temperature increases of (a) the tungsten plate and (b) the macor-H plate as a function of x/a for various flight velocities, where $A = 2$, $n_{e0} = 1 \times 10^{14}$, $T_{e0} = 10$ keV, $T_{i0} = 10$ keV, and $\delta_e = 0.2$.

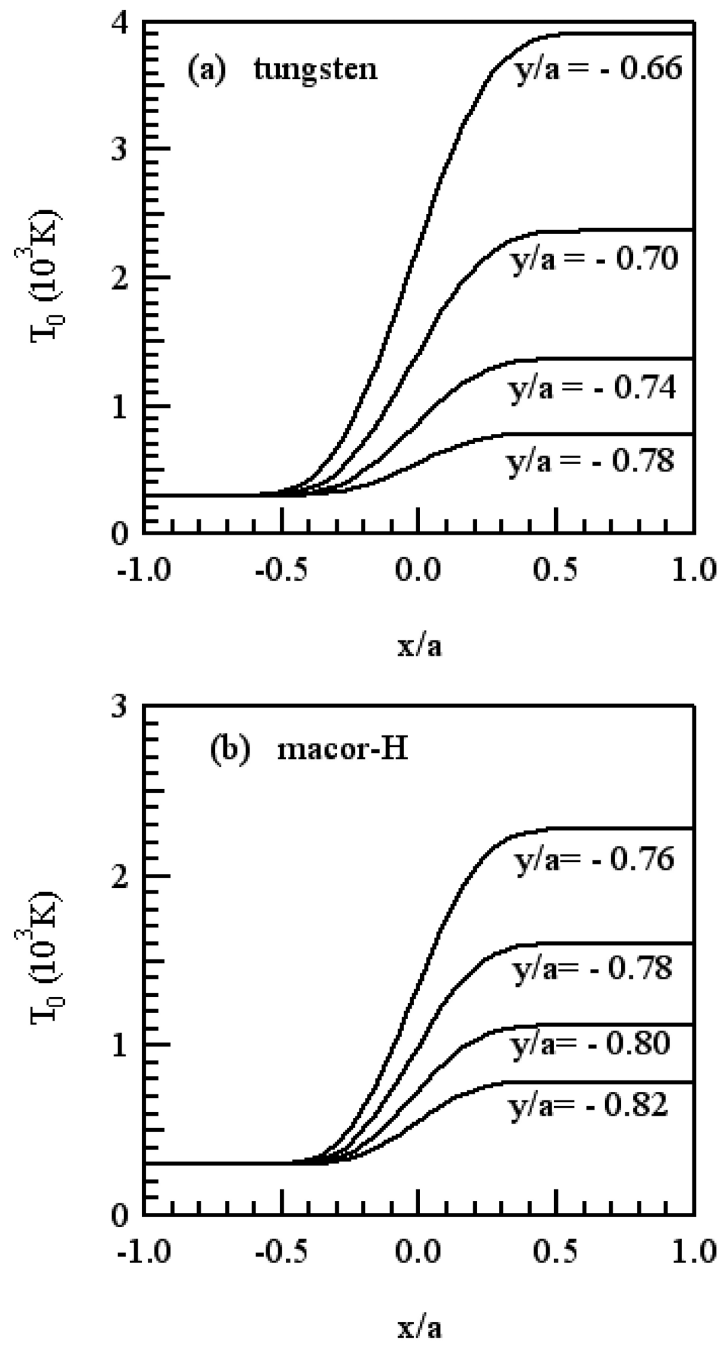


Fig. 6 Calculated surface temperature increases of (a) the tungsten plate and (b) the macor-H plate as a function of x/a for various y/a values, where the flight velocity is 8 km/s, $A = 2$, $n_{e0} = 1 \times 10^{14}$, $T_{e0} = 10$ keV, $T_{i0} = 10$ keV, and $\delta_e = 0.2$.

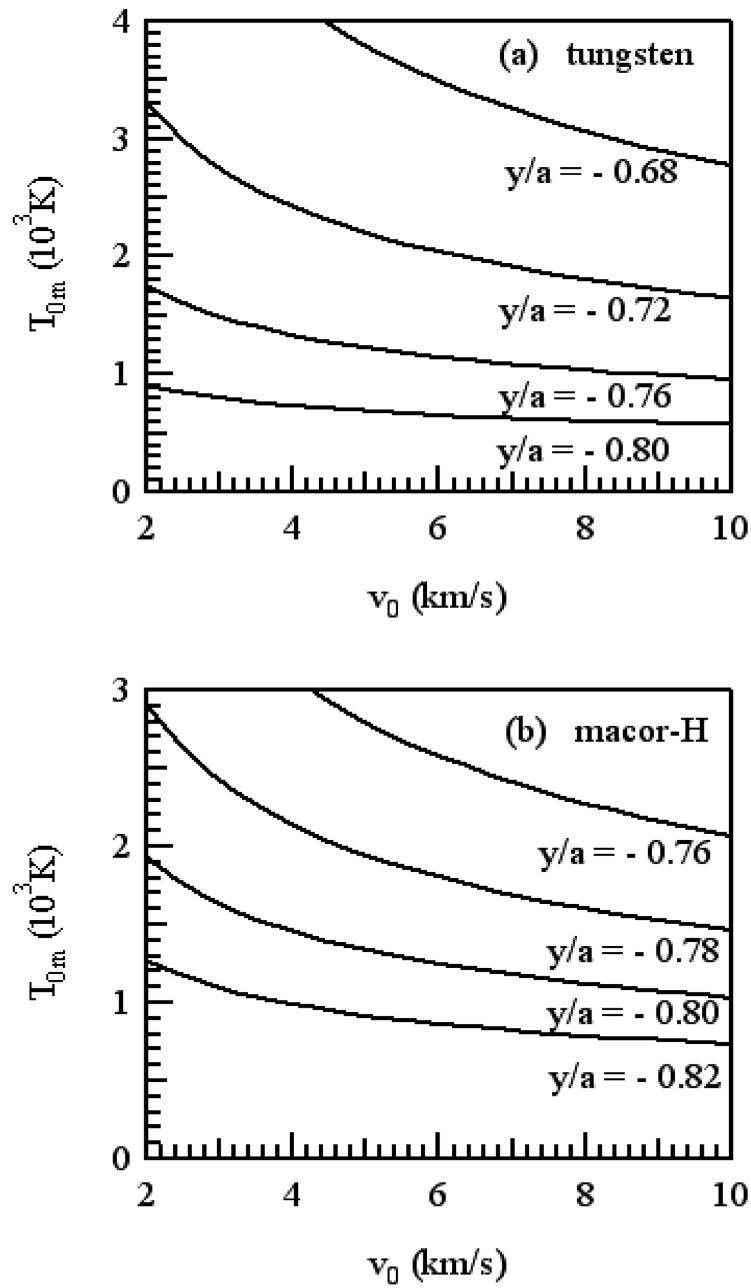


Fig. 7 Calculated maximum surface temperature increases of (a) the tungsten plate and (b) the macor-H plate as a function of flight velocity for various y/a values, where $A = 2$, $n_{e0} = 1 \times 10^{14}$, $T_{e0} = 10$ keV, $T_{i0} = 10$ keV, and $\delta_e = 0.2$.

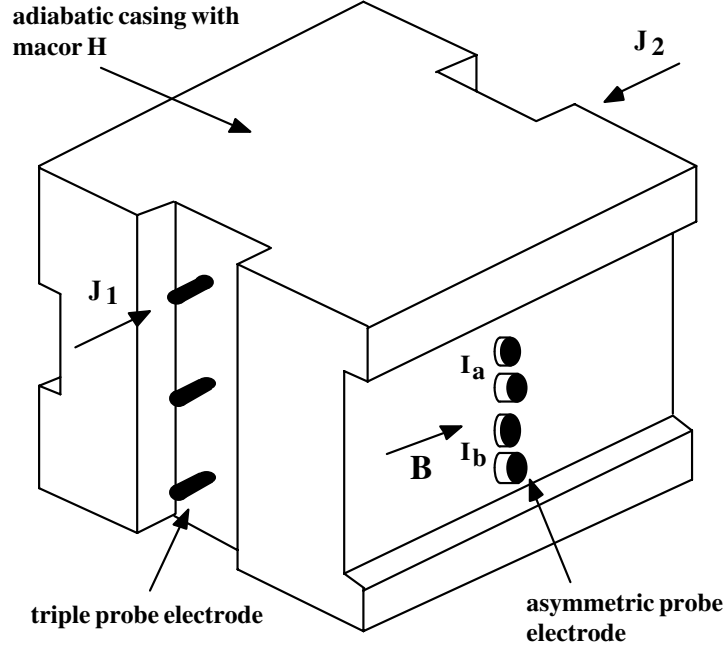


Fig. 4 Bird's-eye view of the EPCPU-1 of the FTP.

III. OBSERVATION METHOD

Figure 4 shows the bird's-eye view of the FTP. This is the case of the EPCPU-1, where the triple probe and the differential double probe are buried in the low conductive insulator (macor H). All the electrodes made of high conductive material (tungsten) are placed in the shadow region in considering of the sheath effect. If we observe the current J_2 , which is the current flowing anti-direction of the magnetic field line, we can also estimate the flow velocity. The size of this probe must be as small as possible to avoid the disturbance to the core plasma. Three currents I_1 , I_2 and I_3 in Fig. 2, which would be inductively excited in the loop coils when the plasma current flows in tokamak, generate voltages across the detection resistance during the flight and excites the crystal oscillator accompanying the rf signal, whose signal is simultaneously transmitted to the observer. The frequency of the oscillator is proportional to the excited voltage. The current of the MPRF-1 is superposed on the rf signal and we can estimate from this current the magnetic field profiles in the r , θ and z directions, these the values reflecting the poloidal magnetic field. When the Hall element is used for the detection of the poloidal magnetic field, some kinds of battery must be equipped inside the FTP.

Denoting I_a and I_b for both currents in Fig. 4 we can evaluate T_i as

$$T_i[eV] = 9.57 \times 10^7 \frac{(ZBL_p)^2}{A} \left(\frac{rI_a - I_b}{I_a - I_b} \right)^2 \quad (5)$$

where Z is charge state, B is magnetic field L_p is the length of the differential double probe to the toroidal direction and A is the atomic number. The voltage is either positively or negatively biased in stationary state. It should be noted that the probe direction must be exactly in parallel to the magnetic field for the precise measurement of the ion temperature.

Using the value of T_i and V_f we refer to a more exact expression of the space potential as

$$V_s = V_f + \frac{k}{e} T_e \ln \left[\exp\left(-\frac{1}{2}\right) \sqrt{\left(\frac{m_e}{2\pi m_i}\right) \left(\frac{T_e}{T_i + T_e}\right)} \right], \quad (6)$$

where the value of T_i is measured by the DDP while V_f and T_e are measured by the triple probe. Since the floating potential is equal to the space potential for the emissive probe, if one more circuit including the emissive probe having the heating coil can be

installed inside the EPCPU-1, we can measure the space potential directly. From the value of V_s , the radial electric field in plasma is evaluated by the relation of $E_r = -\partial V_s / \partial r$, which may be useful to study the H mode physics in the core plasma.

If the current J_1 - J_2 is obtained, the information of nkT_e and nkT_i as well as the information of the flow can be obtained. Even if T_e and T_i are not available to be measured due to the difficulty in voltage biasing, since the value of J_j ($j=1,2$) must be a function of nkT_e and nkT_i we can estimate T_e , T_i and n as well as the flow where J_1 and J_2 are the currents parallel and anti-parallel currents to the magnetic field as shown in Fig. 4, respectively.

If we can observe the density and the potential fluctuations by the EPCPU-1 of the FTP, the study of the plasma transport must be advanced. In JFT-2M, where the transport has been investigated by using RPL [22], the use of FTP extends the measurement area over the whole region including the hot core plasma.

IV. DISCUSSION AND CONCLUSIONS

When we first considered the first time the idea of the FTP about 20 years ago, when the current profile could not be measured in the large tokamak, then we designed the scale of the FTP is as large as a golf-ball which was too large to apply to be applied to the tokamak. However, the development of the memory storage has recently been developed to a greater degree of density. The scale of the memory density has been increased by 10^4 times in the last fifteen years. This development makes it possible to realize such a mechanism as the FTP for the first time.

The flight mechanism is the rail gun type or the pellet injection. If an easier mechanism of the flight as well as the probe circuits is developed the FTP will be easily manufactured and the application to the large machine must become more convenient.

The installment of the global positioning system (GPS) would assure the FTP exact location, since the objective of the FTP is to know the exact profile of the plasma parameter exactly. However, it is not always necessary to equip the FTP with the GPS system, in the FTP since if the FTP can catch at the opposite port successfully the time behavior of the current would reflect the information of the position exactly.

Some kinds of condenser do not operate in some low pressure conditions, and when an over-voltage is applied to them the electrolytic liquid included will flow out. Therefore, the area of the condenser may be placed in an isolated pressurized box. Since some kinds of ferrite must be included in the component of the CPU, a small Hall current may be generated in the circuit during the flight and the data would be damaged. It is necessary to remove such effects before manufacturing the FTP. If a timing device is necessary, it is possible to install this with small coils and resistors.

In conclusion, we have proposed a flight-type-probe for the measurement of high density and high temperature plasma in the core of fusion machines. If we can manufacture the compact FTP including the probe circuit and CPU memory with highly integrated way for the FTPs to fly with a speed of more than several km/sec keeping the angle of the electrode constant to the magnetic field, the FTP would survive in the hot plasma and yield the profiles of poloidal magnetic field, electron and ion temperatures, floating potential and fluctuations satisfactorily with a high spatial resolution. The use of FTP in hot and dense plasmas will open the frontier of the hot plasma confinement study.

ACKNOWLEDGEMENTS

We thank to N. Uchida and K. Hirai, Japan Advanced System Coop., and M. Hara, NEC Telnet works, for their technical support for the hardware of the FTP.

References

- [1] K. Uehara, J. Plasma Fusion Res. 81 (2005) 483 (in Japanese).
- [2] K. Makishima, T. Tominaga, H. Tohyama and S. Yoshikawa, Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 142.

- [3] K. McComick et al., Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 491.
- [4] F. M. Levinton et al., Rev. Sci. Instr. 61 (1990) 2914.
- [5] H. Soltovich and H. R. Koslowski, Plasma Phys. Control Fusion 39, A341 (1997).
- [6] For example, N. Asakura, S. Tsuji-Iio, Y. Ikeda, Y. Neyatani, and M. Seki, Rev. Sci. Instrum. 66 (1995) 5428.
- [7] K. Oyama and K. Hirano, Planet Space Sci. 24 (1976) 900.
- [8] H. Hirosawa, M. Ichikawa, Y. Kamata, K. Sagawa et al., Institutre of Space and Astronautical Science (ISAS) report vol.122 (2003).
- [9] ITER Director, Summary of the ITER Final Design Report (2001).
- [10] P.T. Lang, A. Lorentz et al., Nucl. Fusion 41 (2001) 1107.
- [11] A. L. Brook, R.S. Hawke, J.K. Scudder and C.D. Wozynski, IEEE Trans. Mag-18 (1982) 68.
- [12] <http://www.eclipstek.com/crystals/#top>
- [13] B. M. Annaratone et al., Nucl. Fusion 34 (1994) 1453.
- [14] H. Amemiya and K. Uehara, Jpn. J. Appl. Phys. 45 (2006) 247.
- [15] K. Uehara et al., Jpn. J. Appl. Phys. 45 (2006) L630.
- [16] E. Nakayama, S. Suzuki, I. Uchida and Y. Niimi, Yokogawagiho, 47, 111 (2003).
- [17] Y. Kihara, K. Kuroiwa and Y. Ikeguchi, Toshiba Review, 59, 36 (2004).
- [18] K. Yamaguchi, Y. Ueno and H. Nagasawa, Toshiba Review, 57, 22 (2002).
- [19] <http://focus.ti.com/docs/prod/folders/print/msp430f149.html>
- [20] P.C. Stabgeby, The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices in Plasma Physics Series, Ed. P. Stott and Wilhelmsson (Institute of Physics Publishing, Bristol and Phyladelphia, 2000) p.649.
- [21] T. Fujita et al., Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 245001-1.
- [22] Y. Nagashima et al., Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 095002.

フロー速度シア及び負イオンによるドリフト波の変調

市 来 龍 大, 林 賢 一 郎, 金 子 俊 郎, 畠 山 力 三*

Influences of Plasma Flow Velocity Shear and Negative Ions on Drift Waves

By

Ryuta ICHIKI, Kenichiro HAYASHI, Toshiro KANEKO, and Rikizo HATAKEYAMA*

Abstract: The collisionless electron drift wave instability in a plasma involving sheared magnetic-field-aligned positive-ion flow and negative ion species has been experimentally investigated. We found that negative ions tend to stabilize the instability, which is the opposite result to a number of earlier studies on negative ion plasmas. The kinetic dispersion relation predicts that the current-driven shear-modified drift wave is excited for the positive shear range, and that the D'Angelo instability is brought about instead for the negative shear range. However, the wave observed is the current-driven shear-modified drift wave through both signs of the shear.

Key words: Flow velocity shear, Negative ion, Drift-wave instability, D'Angelo instability

1. 研究背景

流体の速度が流れる方向に対して垂直に勾配を持つ場合、これをフロー速度シアと呼ぶ。フロー速度シアは流体中には必然的に存在するであろう一見単純な現象であるが、この現象が流体に Kelvin-Helmholtz 不安定性などの不安定性をもたらすことが知られている [1]。これはプラズマに関しても言えることであり、特に磁化プラズマ中では外部磁力線に垂直なフロー（主に $E_r \times B_z$ ドリフト）の速度シア（垂直シア）、及び平行なフローの速度シア（平行シア）の2種類の速度シアが考えられ、一般にこれらはプラズマに異なる影響を与える。垂直シアは核融合プラズマ閉じ込めの研究と非常に密接に関わっており、基礎研究においても長い間研究されている [2-4]。一方、平行シアについては古くは 1960 年代に D'Angelo らにより D'Angelo モードと言われる不安定性の研究が行われた [5, 6]。彼らにより理論的及び実験的研究がなされてはいるものの、平行シアの実験ではシア強度制御の困難さゆえ詳細な研究は実現されず、それ以降、平行シア駆動/変調不安定性の実験は長らく行われなかった。しかし近年、地球周辺プラズマ研究における平行シアの重要性が再認識されてきており、例えば極域電離圏で観測されたイオン音波不安定性に対して平行シアを用いた理論モデルが提唱されている [7]。彼らの用いた分散関係からは、平行シア変調イオン音波と D'Angelo モードはそれぞれ異なる平行シアの符号において励起されることが導出される [8]。この平行シア変調イオン音波は実験的に検証されている [9, 10]。

この様な状況において、東北大学では Q マシンの改良により世界に先駆けて平行シア強度及び垂直シア強度の制御法を確立し [11]、この手法を用いて平行・垂直シア駆動/変調低周波不安定性の実験的研究を推進してきた。上述したイオン音波の議論は密度勾配のない場合にのみ一般性があると言え、すなわち密度勾配を考慮した場合にはイオン

* Tohoku University

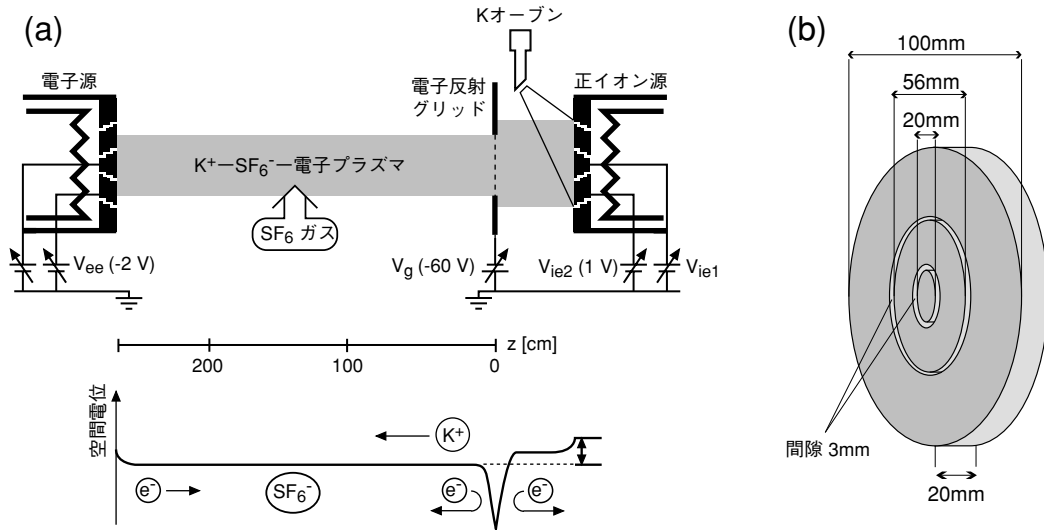


図 1 (a) 平行シア制御用に装備された Qr-Upgrade Machine の概略図. (b) 分割型タングステンホットプレート (正イオン源) の概略図. 内部より第 1, 第 2, 及び第 3 電極.

音波の代わりにドリフト波を研究対象とする必要がある．そこで金子らは，ドリフト波不安定性が平行シアから受ける影響を実験的に観測し，その特性を運動論により説明した [12, 13]．さらに一般性を追求すべく，現在では平行シア・垂直シアの重畳効果の観測，及び多種イオンプラズマ系でのシア駆動/変調不安定性の研究を推進している．その中の 1 テーマとして，宇宙プラズマには多種のイオンを含むプラズマや微粒子を含むプラズマが多く存在していることを考慮に入れ，負イオン種を含むプラズマ（負イオンプラズマ）を用いた実験を行っており [14, 15]，ここでは負イオンプラズマ中における平行シア変調ドリフト波不安定性の実験に関して報告する．負イオンプラズマ中の平行シア実験は筆者の知る限りでは 1 例のみ存在し，An らが Q マシンプラズマ中で観測された D'Angelo モードについて報告している [16]．理論的には負イオンの導入が D'Angelo モードの成長率を増加させると予測され [17]，彼らはその負イオンによる不安定性助長特性を観測したと報告している．

我々はこれまでに以下の 2 つの結果を得ている．

- 負イオンの導入により，ドリフト波は全シア強度範囲において抑制された．
- シア変調ドリフト波のみが観測され，D'Angelo モードは励起されなかった．

これらの結果についての詳細を報告する．

2. 実験装置

実験は東北大学の Qr-Upgrade Machine を用いて行った．装置の概略を図 1(a) に示す．生成される磁化プラズマの各パラメータはプラズマ密度 $n \simeq 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ，電子・正イオン温度 $T_e \simeq T_i \simeq 0.2 \text{ eV}$ ，プラズマ空間電位 $\phi_s \simeq -6 \text{ V}$ ，プラズマ直径 $L \simeq 40 \text{ mm}$ ，磁場強度 $|\mathbf{B}| = 0.24 \text{ T}$ である．この Q マシンは沿磁力線正イオンフロー及びその速度シア（平行シア）制御用に装備されている [11]．その特徴は以下の 3 点である．（1）カリウム正イオン (K^+) 源であるタングステンホットプレートが同心円状に分割されている．（2）真空容器端のもう一方に電子源用のタングステンホットプレートが装着される．（3）正イオン源の前面に負にバイアスしたメッシュグリッドが配置される．

沿磁力線正イオンフローは図に示されるように正イオン源電位とプラズマ空間電位 ϕ_s の差により発生させるため，フロー速度制御は ϕ_s を固定した上で正イオン源電位を変化させて行う．ここでもし正イオン源からの熱電子がプラズ

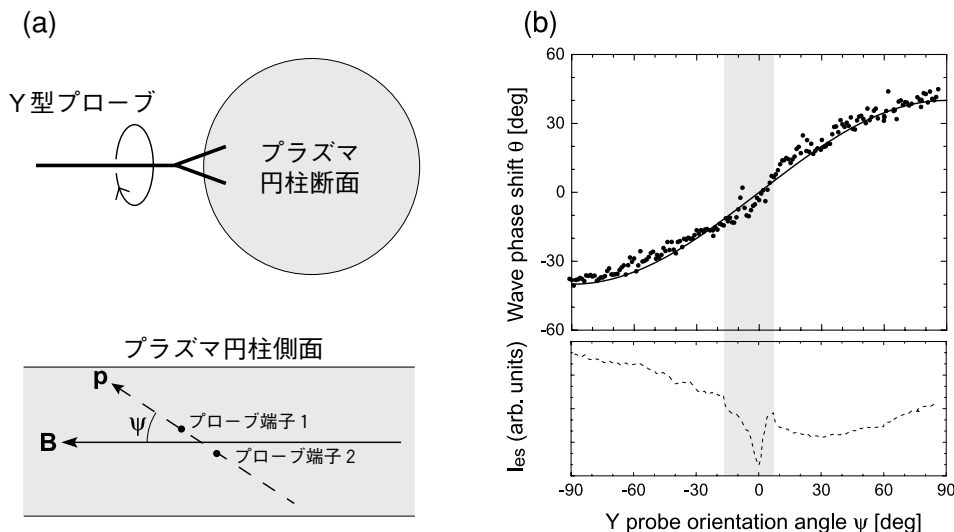


図2 (a) Y型プローブ配置図。(b) Y型プローブにより検出した揺動位相差(上)及び電子飽和電流(下)。実線は $k_{\parallel} = 0$ を仮定した理論曲線であり、この曲線と陰影部以外の位相差データに差異があることより k_{\parallel} が有限の値を持つことが評価できる。

マに供給されれば、 ϕ_s が正イオン源電位に引きずられ変化してしまいフロー速度制御は達成されないため、正イオン源からの電子をメッシュグリッドにより反射する。プラズマを構成する電子は電子源から供給するため、 ϕ_s は電子源電位を一定にすることにより固定することができる。また、電子源からの熱電子は half-Maxwell 分布で放出されたのちメッシュグリッド到達時に反射され逆方向に進むため、結果的に Maxwell 分布となる。

平行シアの生成についてであるが、図 1(b) のように正イオン源を同心円状に分割しているため、それぞれの部分に独立にバイアスすることができ(正イオン源電位を内側から V_{ie1} , V_{ie2} で表す。なお、今回の実験では第3電極は使用していない。), すなわち各プラズマ層の沿磁力線正イオンフロー速度を独立に制御することができる。このとき、各層(直径 20 mm の第1層, 外径 56 mm の第2層)の境界に平行シアが生成・制御されることになる。今回の実験では $V_{ie2} = 1$ V に固定しており、第2層での K^+ フロー速度はイオン音速 $\sqrt{T_e/M_+}$ の8倍程度である。この速度と第1層でのフロー速度の差が平行シアを生むため、実験においてはシア強度の目安として電極電位差 $\Delta V_{ie} = V_{ie2} - V_{ie1}$ を用いる。

負イオン種生成のため、0.1 eV 程度の電子エネルギー領域において高い電子付着断面積を有する SF_6 ガスをプラズマ中に導入する [18]。結果的にプラズマは $K^+ - SF_6^-$ 電子プラズマとなる。電子が負イオンに置き換わる割合(負イオン交換率) $\varepsilon = n_-/n_+$ は、 SF_6 ガスの分圧を変えることにより制御する。

プラズマパラメータの測定及び揺動時系列の検出は、真空容器側面から挿入した Langmuir プローブを用いて行った。沿磁力線 K^+ フロー速度は静電イオンエネルギーアナライザーを用いて測定した。

3. ドリフト波不安定性の同定

プラズマ中に自己励起しているドリフト波が平行シア及び負イオンから受ける影響を報告していくわけであるが、その前に、観測された揺動がドリフト波である証拠を3例挙げておく。

- (A) 電子反磁性ドリフト速度での周方向伝搬
- (B) 有限の沿磁力線(軸方向)波数の存在
- (C) プラズマ密度勾配の急峻な場所での局所的励起

このうち、(A) 及び (B) の波数測定に関してこの章で説明する。

図 2(a) のように先端に 4.5 mm の距離をおいた2つのプローブ端子を有する Y 型プローブをプラズマ円柱側面から挿

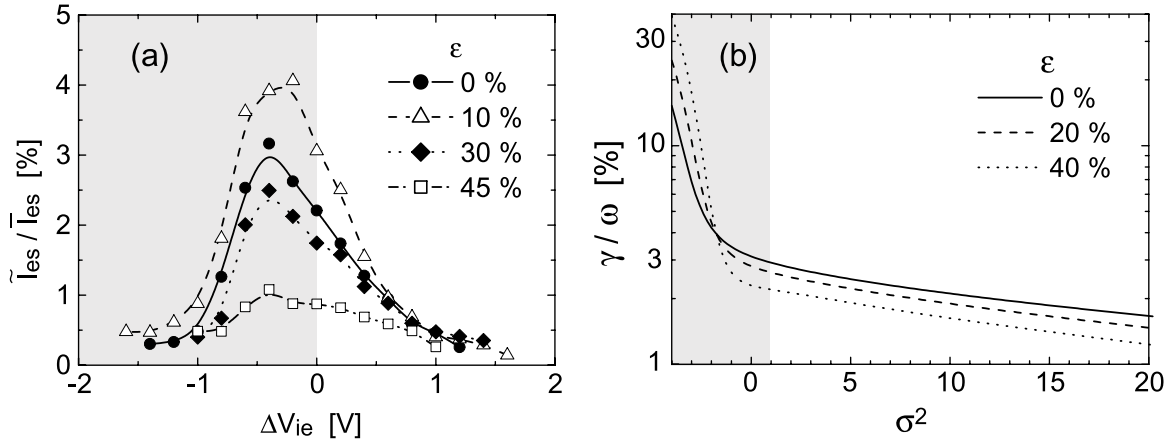


図3 (a) 実験で観測されたドリフト波の規格化振幅. (b) 局所分散関係から導出した波動成長率 ($U_+ = 8$, $W = 0.15$, $\tau_+ = 1$, $\tau_- = 0.1$, $\mu_- = 39/146$, $u = 30$, $b = 0.05$). 陰影部は負シア領域を表す.

入し、2点間の揺動時系列の位相差から波数を求めた。波数ベクトルを \mathbf{k} 、プローブ端子間を結ぶ直線方向を向いた単位ベクトルを \mathbf{p} 、磁場ベクトル \mathbf{B} と \mathbf{p} のなす角を ψ とすると、観測される波数は $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ となる。その値に比例する位相差は図 2(b) の黒点で示されるように正弦波となり、最大位相差を与える ψ から波動の伝搬方向も決定される。結果として、揺動はほぼ周方向に伝搬する ($\psi \simeq 90^\circ$) 波動であり、電子反磁性ドリフト方向に電子反磁性ドリフト速度で伝搬していることが確認された。得られた k_\perp の値より、周方向モードは $m=3$ であることが分かった。

続いて k_\parallel の測定について報告する。ドリフト波の特徴として、微小ではあるが有限の k_\parallel が存在することが挙げられる。原理的には、 k_\parallel は図 2(b) の $\psi = 0^\circ$ における揺動位相差から求められる。 ψ のゼロ点を正確に決定する必要があるが、我々は以下の手法を採用してそれを行った。Y 型プローブの一方の端子で測定した電子飽和電流は、ある ψ 付近において急激に減少する [図 2(b) の波線]。これはもう一方の端子によるプラズマの幾何学的遮蔽によるものであり、すなわち電子飽和電流が最小になる点が $\psi = 0$ であると決定した。しかしながら、幾何学的遮蔽のために図 2(b) の陰影領域において位相差データが乱されており、 $\psi = 0$ での位相差から直接的に k_\parallel を導出することはできない。従って、他の乱されていない ψ 領域の位相差データと $k_\parallel = 0$ を仮定した理論曲線との差異から、 k_\parallel を評価した。結果として、 k_\parallel は有限であり $k_\perp/k_\parallel \sim 10$ であることが分かった。

4. 平行シア及び負イオンの影響

ここからは、ドリフト波振幅の平行シア強度 ΔV_{ie} 及び負イオン交換率 ε 依存性を調査し、それらによる不安定性の変調について考察を行う。先ず実験結果を図 3(a) に示す。得られた波動振幅の特徴は具体的に以下のようにまとめることができる。

- ε 依存性： ε の増加に伴い、 $0\% \leq \varepsilon \leq 10\%$ においては振幅は増加するが、 10% を超えると振幅は減少し、 50% を超えると波動は抑制され観測されなくなった。
- ΔV_{ie} 依存性： 振幅は負のシア強度 $\Delta V_{\text{ie}} = -0.4$ V 付近において最大となり、その ΔV_{ie} からシアを正方向に強くすると徐々に減少し、逆に負方向に強くすると急激に減少した。

これらの特性から、観測したドリフト波不安定性の物理機構について考察を行うが、まずは簡単に波動に対する負イオン及び平行シアの効果の理論について説明する。負イオンプラズマ中電流駆動型ドリフト波の局所分散関係は

$$\sum_{j=+,-,e} \frac{\epsilon_j}{\tau_j} \left[\hat{\sigma}_j^2 + \Gamma_0(\mu_j \tau_j b) \sqrt{\frac{\mu_j}{2\tau_j}} (\sigma_j^2 V_{ph} - U_j \pm \tau_j u W) Z\left(\sqrt{\frac{\mu_j}{2\tau_j}} (V_{ph} - U_j)\right) \right] = 0 \quad (1)$$

となる．ここで、添字 $j = +, -, e$ はそれぞれ正イオン、負イオン、電子を表し、規格化沿磁力線位相速度 $V_{ph} = \omega / (k_{\parallel} C_s)$ 、 j 種粒子の規格化沿磁力線フロー速度 $U_j = v_{\parallel j} / C_s$ 、規格化電子反磁性ドリフト速度 $W = v_{De} / C_s$ 、 $\epsilon_j = n_j / n_+$ (すなわち、 $\epsilon_+ = 1$ 、 $\epsilon_- = \epsilon$ 、 $\epsilon_e = 1 - \epsilon$)、 $\tau_j = T_j / T_e$ 、 $\mu_j = m_j / m_+$ 、 $u = k_{\perp} / k_{\parallel}$ 、イオン音速 $C_s = \sqrt{T_e / M_+}$ である．

また、

$$Z(\xi) : \text{プラズマ分散関数} \quad (2)$$

$$\Gamma_0(y) = I_0(y) e^{-y} \quad [I_0(y) : \text{変形ベッセル関数}] \quad (3)$$

$$b = k_{\perp}^2 \rho_s^2 \quad (4)$$

$$\rho_s^2 = M_+ T_e / (e^2 B^2) \quad (5)$$

である．平行シア強度は分散関係中では

$$\sigma_j^2 = 1 - u \frac{v'_{\parallel j}}{\Omega_{cj}} \quad (6)$$

$$\left(\hat{\sigma}_j^2 = 1 - \Gamma_0(\mu_j \tau_j b) u \frac{v'_{\parallel j}}{\Omega_{cj}} \right) \quad (7)$$

で表される．ここで $v'_{\parallel j}$ は $v_{\parallel j}$ の半径方向微分、 Ω_{cj} はサイクロトロン周波数である．平行シアの存在しない状況 ($v'_{\parallel j} = 0$) では $\sigma_j^2 = 1$ となる．我々の実験系では正イオンのみ平行シア強度 $v'_{\parallel +}$ を有しているため $\sigma_{-,e}^2 = 1$ であり、今後は簡単のため σ_+ を σ 表す．

負イオンの不安定性への効果は以下の通りである．プラズマ中への負イオンの導入により電子が減少するため、遮蔽効果の低減などによる理由から波動の位相速度が変化し、それに伴い波動と電子・イオンとの Landau 共鳴が影響を受けて不安定性の特性が変調される．

平行シアの効果は以下のように説明される．平行シアにより荷電粒子の速度揺動が変調され、その結果位相速度 V_{ph} が平行シアのない時に比べておおよそ σ 倍になる．電流駆動型不安定性の場合、我々の実験条件においては $k_{\parallel} < 0$ となるため、 $v'_{\parallel +}$ が正 (実験における $\Delta V_{ie} > 0$ に対応) の時に $\sigma > 1$ となり、すなわちドリフト波の位相速度が増加し、上で説明した負イオンの効果と同様の理由から不安定性の特性が変調される．これが平行シア変調ドリフト波である．ところが、 $v'_{\parallel +}$ が負 (実験における $\Delta V_{ie} < 0$ に対応) の場合、 $-1 < u (v'_{\parallel +} / \Omega_c) < 0$ の範囲では $0 < \sigma < 1$ となりドリフト波の位相速度が平行シアのない状況に比べ減少するが、 $u (v'_{\parallel +} / \Omega_c) < -1$ では σ は虚数となる．つまり波動の周波数が虚数となり、これが成長率として導出される．これが D'Angelo モードである．このように、理論的には正シア領域では電流駆動型ドリフト波、負シア領域では D'Angelo モードが励起すると予測されるため、実験結果に対して正シア及び負シア領域に分けて考察を進める．

正シア領域

線形局所分散関係から計算した波動成長率の σ^2 、 ϵ 依存性を図 3(b) に示す．正シア領域においては、シア強度の上昇に伴い成長率は徐々に減少しており、これはドリフト波位相速度の増加による電子逆 Landau 減衰の減少によるものである [図 4(a) 参照]．この結果は実験で得られた波動振幅の挙動と一致している．また、理論では負イオン導入によっても成長率が減少しているが、この事実も実験により $\epsilon > 10\%$ の範囲で観測されている．この負イオンの影響の解明こそ我々の実験の要であるが、今のところ明確な物理機構はまだ明確になっておらず、鋭意調査中である．いずれにしても、実験と理論の定性的な一致から、観測された波は平行シア変調ドリフト波不安定性であると考えられる．今後は各種パラメータを変更した場合の波の特徴を明らかにし、平行シア及び負イオン存在下でのドリフト波の振る舞いを体系的にとらえるべく実験を進める必要があると考えている．

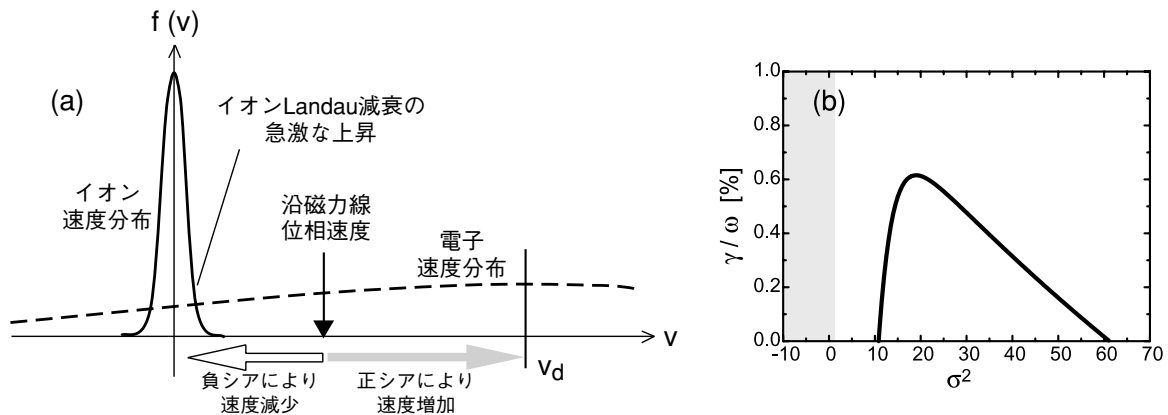


図 4 (a) 速度空間における正イオン・電子速度分布関数及びドリフト波の位相速度. (b) 典型的な電流駆動型イオン音波不安定性の成長率の例. 陰影部は負シア領域を表す.

負シア領域

図 3(b) に示されるように、 σ^2 を負の方向に増加させると急激に成長率が上昇する。これが D'Angelo モードの成長率であり、正シア領域での電流駆動型不安定性成長率とは桁違いに大きい。さらに、この成長率は線形理論においては、 σ を負方向に強くすればするほど単調に増加する。しかしながら、実験においてシア強度 ΔV_{ie} を 0 から負方向に強くしていくと、初期には波動振幅がわずかに増加はするもののその後急激に減少し、結局不安定性は抑制されてしまう。さらに、 ε 依存性に関しても理論と実験では逆であり、理論的には負イオンが D'Angelo モードを助長するのに対し [16, 17]、我々の実験においては抑制する傾向があった。これら波動振幅のシア強度・負イオン交換率依存性から、負シア領域で見られた波動は D'Angelo モードではないということが言える。

ところで、An らの実験において、 ε 増加に伴う D'Angelo モード振幅の増加に加え、 $\varepsilon > 70\%$ でのプラズマ密度分布の激変による振幅減少が観測されているが、我々の系ではプラズマ密度分布はほとんど変化していない。

むしろ、負シア領域で観測された波動は正シア領域で観測されたドリフト波と振幅などの特性が連続するため、負シア領域での波動もドリフト波である可能性が高い。もしそうであれば、負シア領域で観測される急激な振幅減少は、小さな負シアによるドリフト波位相速度の減少に起因するイオン Landau 減衰の急激な上昇 [図 4(a) 参照] の結果として起こっていると説明ができる。事実、図 3(a) のデータ形状は、図 4(b) に例として挙げた電流駆動型イオン音波不安定性の成長率の形状と非常に似ている。このイオン音波と観測したドリフト波の違いは、ドリフト波の沿磁力線方向位相速度がイオン音波よりも大きいために、図 4(b) では正シア領域内に位置していた成長率の「山」が、図 3(a) では負シア領域にずれ込んでいることである。

すなわち、上の議論より今回観測した波動は電流駆動型ドリフト波である可能性が非常に高く、従って図 3(a) に示される結果は、負シア領域において励起するはずの D'Angelo モードが全く励起していないという証拠になると考えている。

5. 結論

平行シア制御用に装備した Q マシンを用いて、負イオンプラズマ中での平行シア変調ドリフト波不安定性の実験的研究を行った。今回得られた結果及びそれらの意義について以下にまとめる。

負イオンの導入により、ドリフト波は全シア強度範囲において抑制された。

負イオンプラズマ中の D'Angelo モード [16]、電離不安定性 [19]、イオン音波不安定性 [20]、イオンサイクロトロン不安定性 [21] など過去に行われた負イオンプラズマ研究の多くは、「負イオン導入により系の不安定化が助長さ

れる」という結果を出している．今回紹介した平行シア変調ドリフト波不安定性への負イオンの効果はそれらとは逆のものであり，物理学的に大変興味深い結果であると言える．図 3(b) のように負イオンが成長率を下げるという成長率の解があることも確認された．負イオンによる不安定性抑制の物理機構解明に向け，さらなる実験的及び理論的研究が必要であろう．

シア変調ドリフト波のみが観測され，D'Angelo モードは励起されなかった．

D'Angelo モードに関しては第 1 章で述べたように，実験的困難からこれまで十分な研究が行われてきておらず，従ってその物理機構すら明確にはなっていない現状である．今回，世界に先駆けて平行シアの制御を実現した装置を用いることにより，D'Angelo モードの非励起を示す結果を得ることができた．D'Angelo モードの観測例は過去に数例存在するが [6, 12, 16]，それらとは異なり今回の実験系では観測されなかった物理的機構を明らかにすることにより，D'Angelo モードの解明に対しても貢献できると期待している．

謝 辞

本研究の遂行にあたり，技術面において多くの有用なご指導及び助言を下さった石田裕康氏に心より感謝申し上げます．また，米国 West Virginia 大学 Mark E. Koepke 教授及び米国 Naval 研究所 G. Ganguli 博士には，フロー速度シア現象に関する議論を通して実験の推進に多大な貢献をして頂きました．

本研究は，日本学術振興会科学研究費補助金（課題番号：16684018 及び 16・2954）のもと遂行されました．

参 考 文 献

- [1] S. Chandrasekhar, “*Hydrodynamic and hydromagnetic stability*,” Oxford U.P., Oxford (1961).
- [2] G. I. Kent, N. C. Jen, and F. F. Chen, “Transverse Kelvin-Helmholtz instability in a rotating plasma,” *Phys. Fluids* **12**, 2140 (1969).
- [3] D. L. Jassby, “Transverse velocity shear instabilities within a magnetically confined plasma,” *Phys. Fluids* **15**, 1590 (1972).
- [4] R. Hatakeyama and T. Kaneko, “Sheared flow excitation and suppression of electrostatic instabilities in laboratory collisionless magnetoplasmas,” *Phys.* **T107**, 200 (2004).
- [5] N. D'Angelo, “Kelvin-Helmholtz instability in a fully ionized plasma in a magnetic field,” *Phys. Fluids*, **8**, 1748 (1965).
- [6] N. D'Angelo and S. v. Goeler, “Investigation of the Kelvin-Helmholtz instability in a cesium plasma,” *Phys. Fluids* **9**, 309 (1966).
- [7] V. V. Gavrilchaka, S. B. Ganguli, and G. I. Ganguli, “Origin of low-frequency oscillations in the ionosphere,” *Phys. Rev. Lett.* **80**, 728 (1998).
- [8] G. Ganguli, M. J. Keskinen, H. Romero, R. Heelis, T. Moore, and C. Pollock, “Coupling of microprocesses and macroprocesses due to velocity shear: An application to the low-altitude ionosphere,” *J. Geophys. Res.* **99**, 8873 (1994).
- [9] E. Agrimson, N. D'Angelo, and R. L. Merlino, “Excitation of ion-acoustic-like waves by subcritical currents in a plasma having equal electron and ion temperature,” *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5282 (2001).
- [10] C. Teodorescu, E. W. Reynolds, and M. E. Koepke, “Experimental verification of the shear-modified ion-acoustic instability,” *Phys. Rev. Lett.* **88**, 185003 (2002).
- [11] T. Kaneko, Y. Odaka, E. Tada, and R. Hatakeyama “Generation and control of field-aligned flow velocity shear in a fully ionized collisionless plasma,” *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 4218 (2002).
- [12] T. Kaneko, H. Tsunoyama, and R. Hatakeyama, “Drift-wave instability excited by field-aligned ion flow velocity shear in the absence of electron current,” *Phys. Rev. Lett.* **90**, 125001 (2003).
- [13] T. Kaneko, E.W. Reynolds, R. Hatakeyama, and M.E. Koepke, “Velocity-shear-driven drift waves with simultaneous azimuthal modes in a barium-ion Q-machine plasma,” *Phys. Plasmas* **12**, 102106 (2005).

- [14] R. Ichiki, K. Hayashi, T. Kaneko, and R. Hatakeyama, "Suppression of drift wave instability due to sheared-field-aligned flow and negative ions," *Bull. Am. Phys. Soc.* **51**, 44 (2006).
- [15] R. Ichiki, K. Hayashi, T. Kaneko, and R. Hatakeyama, "Enhancement and suppression of velocity-shear-driven drift instability due to negative ions," *Fusion Sci. Technol.* **51**, 241 (2007).
- [16] T. An, R. L. Merlino, and N. D'Angelo, "The effect of negative ions on the Kelvin-Helmholtz instability in a magnetized potassium plasma," *Phys. Lett. A* **214**, 47 (1996).
- [17] N. D'Angelo and B. Song, "Kelvin-Helmholtz instability in a plasma with negative ions," *IEEE Trans. Plasma Sci.* **19**, 42 (1991).
- [18] A. Y. Wong, D. L. Mamas, and D. Arnush, "Negative ion plasmas," *Phys. Fluids* **18**, 1489 (1975).
- [19] J. A. Johnson III and R. Ramaiah, "Plasma instability in the presence of negative ions," *Phys. Rev. A* **36**, 774 (1987).
- [20] B. Song, R. L. Merlino, and N. D'Angelo, "Potential relaxation instability and ion acoustic waves in a single-ended Q-machine plasma with negative ions," *Phys. Lett.* **153**, 233 (1991).
- [21] B. Song, D. Suszcynsky, N. D'Angelo, and R. L. Merlino, "Electrostatic ion-cyclotron waves in a plasma with negative ions," *Phys. Fluids B* **1**, 2316 (1989).

宇宙研における高密度ヘリコンプラズマ実験

谷 川 隆 夫*, 篠 原 俊二郎**, 船 木 一 幸***, 山 際 啓一郎****

High-Density, Helicon-Plasma Experiment at ISAS/JAXA

Takao TANIKAWA *, Shunjiro SHINOHARA **, Ikkoh FUNAKI ***,
and Keiichiro YAMAGIWA ****

Abstract: High-density, helicon-plasma experiment using a large-volume (73.8 cm in diameter and 486 cm in axial length) helicon-plasma device at ISAS/JAXA is described. In certain applications, such as, plasma processing and plasma thrusters, a large-diameter plasma with short length is desirable in order to reduce the power requirement for plasma production. It is demonstrated using the ISAS/JAXA helicon-plasma device that a reasonably good plasma production efficiency can be achieved even for the helicon-plasma with ~80 cm length. The Ar plasma density can exceed 10^{12} cm^{-3} with moderate rf input power of ~700 W (at 7 MHz). Ongoing experiments to simulate space-plasma phenomena are also briefly described. In these experiments, full device length is normally utilized.

Key words: Helicon-plasmas; Large-diameter plasmas; Space plasmas; rf produced plasmas; Space plasma simulation experiments

1. はじめに

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・高密度ヘリコンプラズマ装置にセットアップし直し実験を進めてきている。ステンレス・スチール製真空容器のエンドフランジ上の大口径クウォーツ・ガラス窓の外側に設置されたフラット・スパイラル・アンテナを使用することにより、極めて高効率でプラズマを生成することに成功している。装置の詳細については昨年 の 報告書 など [1 - 6] に記載されているのでそれらの文献を参照されたい。この装置はもともとスペース・プラズマ現象の実験室シミュレーションを念頭に整備されてきたものだが、ヘリコンプラズマ装置に改造されて以来、その高性能故にプラズマ・プロセス、電気推進分野など様々な応用分野からの期待も大きい。殊に前記の分野では大口径プラズマは望まれているが、プラズマ容積が大きいことは放電にパワーを浪費することになり逆に不利である。従って、容積自体は低く抑えたいという要望がある。そこで本稿では、最近実施した装置内にはほぼ断面にわたる大きな終端電極を設置することでプラズマ実効長を意識的に短くしたプラズマ生成実験について簡単に紹介する。

現在準備が進められている、通常は装置の全長を使う、スペース・プラズマ中に生じる非線形波動現象の実験室シ

* Tokai University
** Kyushu University
*** ISAS/JAXA
**** Shizuoka University

ミュレーション実験についても簡単に述べる。

2. 実験方法

プラズマ実効長を短くするための終端電極 (Termination-plate, 可動である) を設置した大容量・高密度ヘリコンプラズマ装置の概略図を図1に示す。真空容器は、外径 75 cm, 内径 73.8 cm, 長さ 486 cm の円筒形である。本報告で紹介する実験結果は、終端電極の位置がアンテナ側エンドフランジからの距離 $z = 81$ cm である場合についてである。終端電極は直径約 5 mm の穴が数多く開いたパンチメタル (ステンレス・スチール製) を用いて製作した。電極は浮動電位である。測定用ラングミュア・プローブの軸方向位置は $z = 48$ cm であるが、この位置はプラズマ密度の軸方向分布がほぼピーク値をとる位置に相当する。使用したガスはアルゴン (Ar, ガス圧 = 2.0 mTorr) である。

メイン磁場強度はいろいろ変えることができるが、真空容器端にあるポンプステーションの関係でアンテナ付近の磁場を補うための補正磁場コイル (図1の Separate Field Coils) とメイン磁場コイル群の右端のコイルとの間に大きなギャップがあるためプラズマ生成部における磁場は非一様である。補正磁場コイル電流 $I_s = 15$ A の場合、アンテナ位置における磁場強度は約 40 G である。

使用したフラット・スパイラル・アンテナ

は直径 43 cm, 4 ターンのもので、本実験ではフル 4 ターンを使用しており、高周波増幅器の高電圧側をアンテナ中心に、グラウンド側をアンテナ最外周部につないでいる。使用周波数は 7 MHz であり、放電は繰り返し頻度 1 Hz, 放電長 40 ms のパルス放電である。これは主に高密度モードに入った場合の熱対策がプローブに対してなされていないためである。

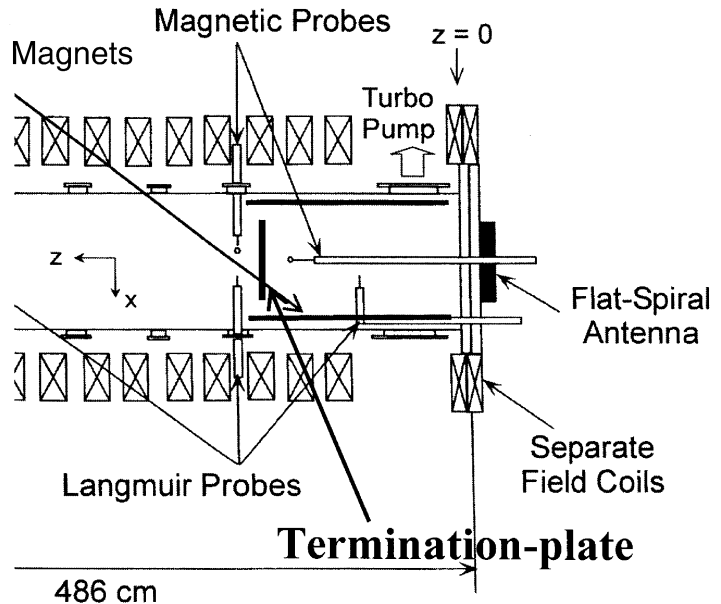


図1 プラズマ長を短くするための終端電極 (Termination-plate) を設置した大容量・高密度ヘリコンプラズマ装置。

3. 実験結果 及び 考察

電子密度 n_e が入力 rf パワー P_{inj} を上げるに連れどのように上昇するのかをプロットしたのが図2 (a) である。この時のアンテナ負荷抵抗 R_t (= 真空負荷抵抗 + プラズマ負荷抵抗) の変化をプロットした結果が図2 (b) である。良好な容量結合性により $P_{inj} \approx 1$ W で $n_e \sim 5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 級のプラズマが生成されている。rf パワーを上げるにつれ容量結合性プラズマから誘導結合性プラズマに移行していると考えられる。 $P_{th} \approx 700$ W で密度ジャンプが生じ、 $P_{inj} > P_{th}$ でヘリコンプラズマ (HP) モード ($n_e \geq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) になったと考えられる。詳しい波動測定をまだ実施していないのでヘリコンモードと確言はできないが、ヘリコンプラズマに特有の所謂ブルーモード発光が見られる。この高密度モードに移行すると同時に R_t も急激に上昇し、rf パワーが良好にプラズマに吸収されている、即ち放電効率が突然に著しく向上したことが分かる。 $P_{inj} \approx 4$ kW で $n_e \approx 8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ という高密度プラズマが生成されていることが分かる。因みに、電子温度は約 3 eV であった。

N_e を装置内の全電子数 (平均電子密度 \times プラズマ体積) として、プラズマの放電効率を N_e/P_{inj} で表現すると、最高プラズマ密度を達成したデータについて、 $N_e/P_{inj} \sim 10^{14} \text{ W}^{-1}$ となる。この値は真空容器の全長 (486 cm) を使用した

場合の値より約1桁小さい。プラズマ長が短くなりエンドロスが増大した分放電効率が減少したわけである。それにしても生成効率としてはかなり良好といえる。

図2を見ると、メイン磁場強度を大幅に変化させても放電特性に大きな差が見られない。これは、本実験のプラズマ生成領域の大部分は磁場コイルが無い領域であり、アンテナ付近の補助磁場強度が小さいためにプラズマ生成領域の磁場プロファイルを有意に変化させることが出来なかったためと考えられる。2007年1月に新しい補助磁場コイル（アンテナ付近の最大磁場強度360 G）が設置されたので、この辺りの磁場プロファイル依存性を今後より詳細に調べることができるであろう。

電子密度 n_e の径方向プロファイルを高密度モード及び低密度モードの場合について図3に示す。高密度モードの場合、中心にピークを持つほぼガウス分布型形状であるが、低密度モードの場合にはアンテナの外側2ターンに相当する辺りに山を持つ中心付近がくぼんだ凹型形状である。この状況はプラズマの発光からも認められる。

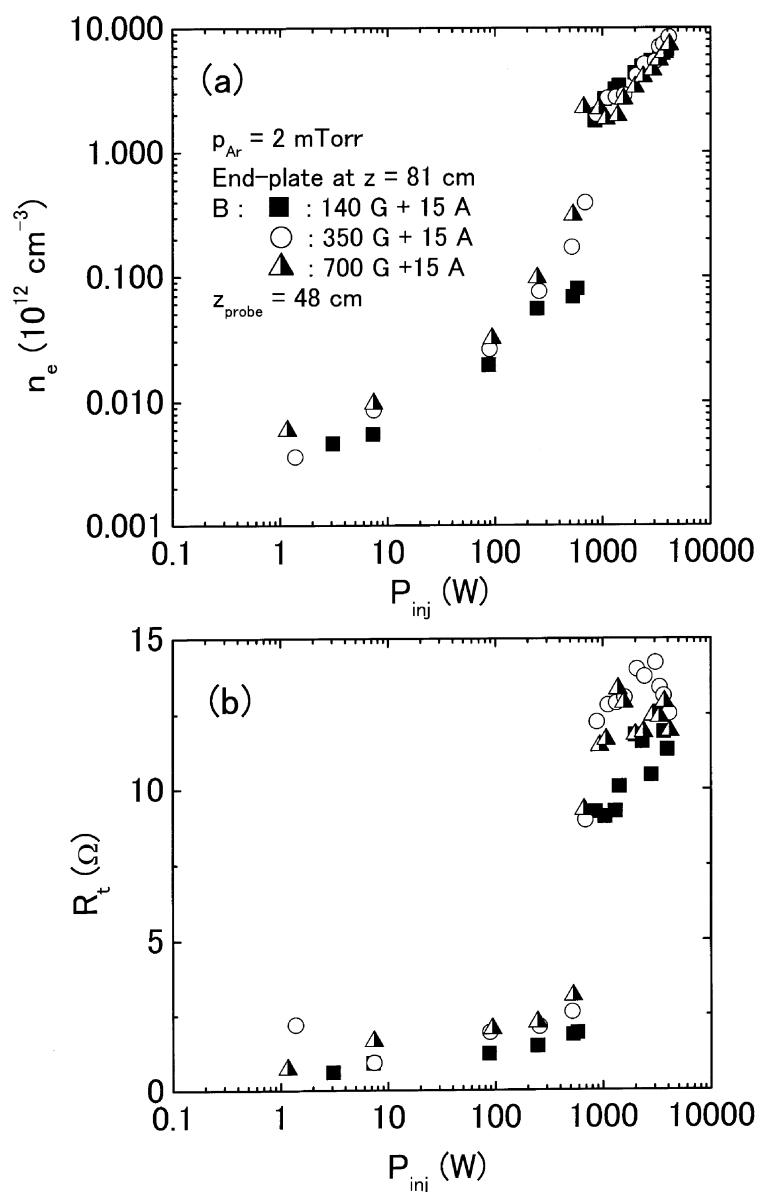


図2 プラズマ実効長を短くした場合（終端電極位置： $z = 81 \text{ cm}$ ）の Ar プラズマ放電特性。
 (a)： $z = 48 \text{ cm}$, $r = 0 \text{ cm}$ における電子密度 (n_e) の入力 rf パワー (P_{inj}) 依存性。
 (b)：アンテナ負荷抵抗 (R_t) の P_{inj} 依存性。

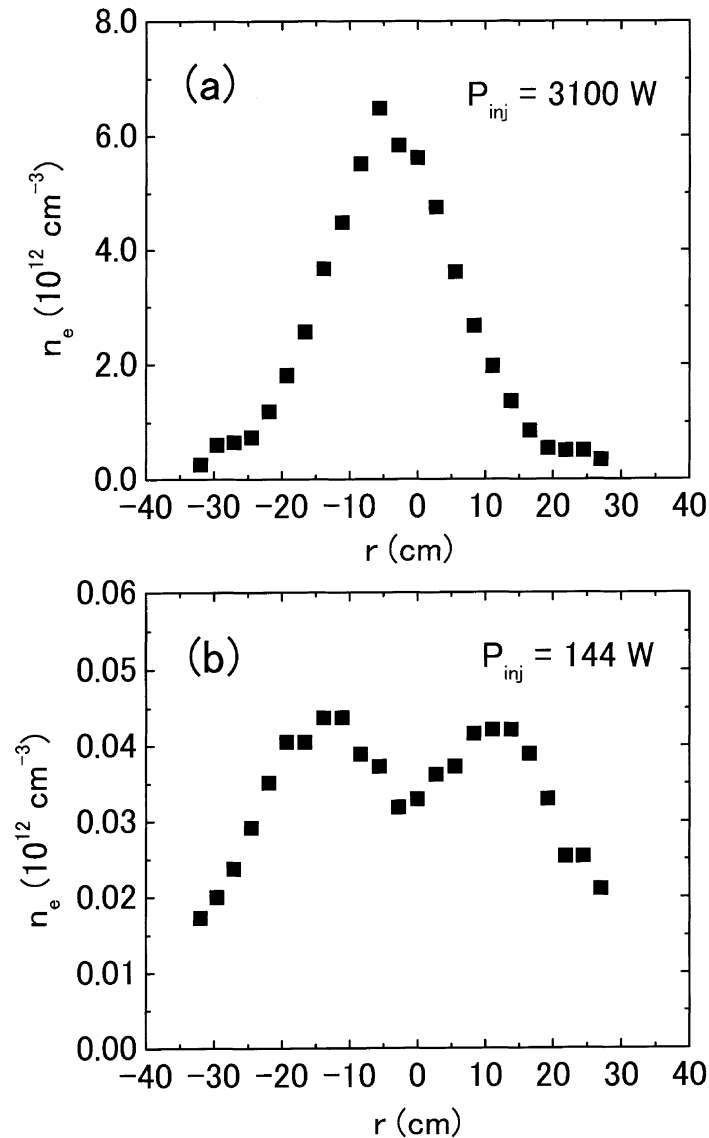


図3 電子密度の径方向プロファイル。

(a)：高密度領域（ヘリコン・モード）の場合。

(b)：低密度領域の場合。終端電極位置： $z = 81 \text{ cm}$ ，プローブ位置： $z = 48 \text{ cm}$ ，
Ar 中性圧： 2.0 mTorr ，磁場強度： $B_{\text{main}} = 140 \text{ G} + I_s = 15 \text{ A}$

4. まとめ

ISAS/JAXA スペース・プラズマ共同研究設備の大容量・高密度ヘリコンプラズマ装置を使って、様々な応用を視野に、大型終端電極を用いてわざと実効的プラズマ長を短くした場合について rf プラズマ生成実験を行った。現有の高周波増幅器の最大出力パワーはパルス・モードで約 5 kW であるが、Ar の場合（ガス圧 = 2.0 mTorr ）， $P_{\text{inj}} = (\text{入射パワー}) - (\text{反射パワー}) = 4 \text{ kW}$ でピークプラズマ密度 $8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ を達成した。これは、プラズマ生成効率 $N_e/P_{\text{inj}} \sim 10^{14} \text{ W}^{-1}$ に相当する。

最後に、現在進行中のスペース・プラズマ中に生じる非線形波動現象の実験室シミュレーション実験（2 課題）について簡単に述べる。

1) 低域混成波キャビトンの励起実験 [7,8]

オーロラ域電離圏や磁気圏の一部で観測される密度キャビティーに捕捉された局在化した低域混成波をシミュレートする実験である。大振幅低域混成波を効率よく励起するためにガス種としてはヘリウムを使用する。大振幅波の励

起法に工夫が必要で、複数のやり方を試みているところである。イオンは殆ど磁化されていないので、クロスフィールドのイオン加速が生じ易いと考えられる。これを検証できれば、磁気圏内に存在する電離圏起源の酸素イオンの挙動について有益な知見が得られるであろう。低域混成波キャビトン“素過程”とするプラズマ乱流状態を実現できればオーロラ粒子の加速機構の理解につながる可能性がある知見が得られることも期待できる。

2) 電子ビーム・プラズマ系におけるビーム励起波による励起電子の自己捕捉現象、及び電子の位相空間に生じる“低密度部位（ホール）”の発展を調べる実験 [9]

大口径プラズマ中に直径 15 cm 程の比較的大口径の電子ビーム源を設置して実験を行う。電子ビーム不安定性が非線形現象に発展する様子の 2 次元構造を詳細に調べる実験であり、磁気圏等で観測される静電孤立波の理解につながる重要な知見が得られると期待される。コンピューター・シミュレーション結果などとの詳細な比較が可能なデータが獲得されることも期待されている。

謝 辞

中村良治先生、小山孝一郎先生からは、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 スペース・プラズマ共同研究の主査 佐々木進先生、副主査 阿部琢美先生、九州大学の河合良信先生からのいつも変わらぬ激励、ご支援に対して深くお礼申し上げます。その他 ISAS/JAXA の職員の方々からのご援助に感謝いたします。実験実施にあたっては、佐藤杉弥氏、竹田剛氏にも協力してもらいました。お礼申し上げます。

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一環として実施されたものです。

References

- [1] 谷川隆夫, 篠原俊二郎, 船木一幸, 佐藤杉弥, 竹田 剛, “宇宙研大容量ヘリコンプラズマ装置の概要”, JAXA Special Publication, JAXA-SP-05-020, pp. 58 - 63 (2006).
- [2] 谷川隆夫, 篠原俊二郎, 船木一幸, 竹田 剛, 佐藤杉弥, “宇宙研大容量 - 高密度ヘリコンプラズマ装置の現状”, 「スペース・プラズマ研究会 平成 17 年度」論文集, pp. 104 - 107 (2006).
- [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.archives-ouvertes.fr/hal-00002013/en>, 2004.
- [5] S. Shinohara and T. Tanikawa, “Characteristics of a Large Volume, Helicon Plasma Source”, Phys. Plasmas **12**, 044502 (2005).
- [6] T. Tanikawa and S. Shinohara, “Plasma Performance in Very Large Helicon Device”, Thin Solid Films, **506-507**, 559 (2006).
- [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).
- [8] 谷川隆夫, 篠原俊二郎, 竹田 剛, 山際啓一郎, “ヘリコンプラズマ中における低域混成波キャビトンの励起”, 「スペース・プラズマ研究会 平成 17 年度」論文集, pp. 96 - 99 (2006).
- [9] 竹田 剛, 山際啓一郎, 谷川隆夫, “実空間における電子ビームの自己捕捉現象と位相空間ホールの発展”, 「スペース・プラズマ研究会 平成 17 年度」論文集, pp. 26 - 29 (2006).

大強度短パルスマイクロ波ビームの発生と応用に向けた研究

栗原 智章, 安藤 利得*

Production of Ultra Short Pulse High Power Microwave and its Practical Application.

By

Tomoaki KURIHARA, Ritoku ANDO*

Abstract: A quasi-optical antenna system, called Vlasov antenna, is designed for launching the 5 GHz high power microwave from circler waveguide to free space. Several designs of the antenna are carried out by simple geometrical optics. It can be work but the efficiency can be improved by increasing the step-cut length. Optimum design is investigated experimentally.

Key words: Gaussian beam, Mode conversion, TM_{01} -mode, TEM_{00} -mode, Vlasov antenna, Quasi-optical antenna, High power microwave, Intense electromagnetic wave, Ultra short pulse, Superradiance.

1. まえがき

大出力マイクロ波 (High Power Microwave : HPM) は定常出力 (CW) とパルス出力 (Pulse) とに分けられる。定常発振器は、核融合炉や、高エネルギー粒子の加速器などの要請から高出力化が進められてきた。現在、出力はメガワット級に達している。これは自由空間での電力の輸送に有効である。また、ガスを電離する能力が高いためプラズマ生成する際に適している。一方でパルス発振の出力はギガワット級に達している。CW に比べて、最大瞬間出力は3桁ほど大きい。非常に短時間ではあるが電場強度が大きいため大気圧下でも放電が可能なほどである。また真空中で誘電体などの表面に当てると表面で放電が起こる [1]。このことからレーザーと比べて比較的大きな面積において緩やかなアブレーションを起すことができると我々は考えている。特にスペースへの応用では非化学推進剤のアブレーションなどに使える可能性がある。他には無い特徴を備えており、将来を見越して研究を行ってゆく必要がある。

一般にパルスの長所は瞬間電力が大きくなることができることであり、瞬間的に大きな高周波電場を生成できる。またパルスでは平均電力を下げることができ、電源の容量を減らし、熱の問題は回避できる利点もある。一方でパルス幅が短くなれば、放電の閾値が高くなる傾向がある [2]。超短パルス (Ultra short pulse) はレーダに使われるマイクロ波よりも大電力で、パルス幅が非常に短い。個性的なマイクロ波である。パルス幅が特に短い超短パルスを利用することによって、電子管内部や出力窓での放電や、伝送する導波路内で放電などを減らし、容易に大出力の電磁波を伝播させることができる。

現在のところ応用はあまり多くはない。国内でも超短パルス-HPM の研究はあまり行われていない。そこでこの論文では紹介も兼ねて、超短パルスの発生方法と伝播手法について述べる。特に発振管からの出力 (TM_{01} モード) を自由空間に放出して、平行光線に相当するガウスビーム (TEM_{00}) に変換した結果について詳しく述べる。

* Kanazawa University

2. マイクロ波源

〈2.1〉後進波発振管

実験には周波数が比較的低い S バンド帯 (5 GHz 付近) のマイクロ波を選んだ。手軽なサイズで構成されるので、パーツを自作し易いこと、また、測定装置などが比較的安価に手に入ることもある。超短パルスを得るには、後進波発振管 (Backward-Wave Oscillator : BWO) を用いた。BWO は導波管壁に凹凸を付け、遅波構造 (Slow Wave Structure : SWS) と呼ばれる構造を持つ。この SWS が電子ビームと共振し、電磁波を取り出す。SWS で発振した電磁波は、BWO ゆえにまず上流に伝播して、上流の直管が細いために入り口で反射する。そして再び SWS を通り、下流の円形導波管へと出てくる。原理上は、磁場は必要ないが電子ビームを軸方向に伝播させるために外部磁場を加える必要がある。この実験では、発振管には外部から約 1.1 T の軸方向の磁場がかけられている。

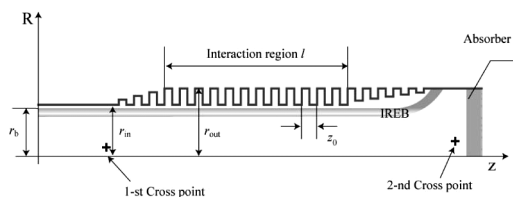


図 1 BWO 発振管の共振部の構造 (シミュレーション)
Fig.1. Structure of BWO in simulation.

〈2.2〉大強度相対論的電子ビーム

HPM の発振管のエネルギー源は電子ビームであり、密度を変調する事 (バンチング) によって、ビームはエネルギーを失い、電磁波を成長させる。理論的にはエネルギーの変換効率は 50 % 以上の値になるが、実際には 数 10 % くらいになる。いずれにしても HPM と同程度かそれ以上の大電力の電子ビームが必要である。そのような電子ビームには、大強度相対論的電子ビーム (IREB) が適している。IREB はエネルギーが数百 keV ~ 数 MeV で、電流は 1 kA を超えるパルスビームである。ただし IREB の電子密度が高いがゆえに、電子のエネルギーの均一性が悪化してしまう。この欠点を克服してくれるものに次の超放射がある。それは、電子ビームの質にあまり関係がなく単一周波数を得る事を可能にする。

〈2.3〉超放射

超短パルスを得るときには、パルス状の電子ビームを使って、発振管をパルス動作させる。ここで、電子ビームのパルス幅を決めるにあたり配慮することがある。それは、パルス幅によって、発振が効率的に起きる範囲がある。大強度電磁波を発生することができる N.S. Ginzburg らによって新たに提案された [3]。過渡的電磁波放射現象で、超放射 (Superradiance) と名付けられている。超放射の動作では、ピーク電力は定常のときと比べて、最大で CW の 2 倍の強度になる。この実験で用いる発振管の図 2 にシミュレーションで得られるマイクロ波の周波数スペクトルを示す。非常に鋭い発振ピークが 5 GHz 付近に得られている。この場合、マイクロ波の最大出力は IREB の最大出力の 35 % である。シミュレーションに基づき、鎌田らはこれまでに、5 GHz で出力は 300 MW の発振を観測している [4]。電子ビームは電流約 4.5 kA、エネルギー 550 keV、電力は 2.48 GW である。実験では効率 12 % が得られている。

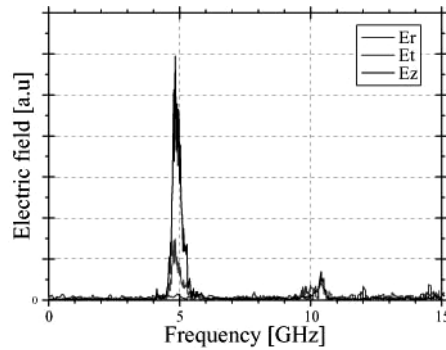


図 2 超放射のシミュレーション。BWO でパルスを短くすると超放射発振を起こす。
Fig.2. Radiation frequency obtained by the simulation.

〈2.4〉出力窓の表面での放電の様子

さて、マイクロ波の強さを示す 1 つの例がある。通常はホーンアンテナを用いて、出力窓を通過させている。これを用いずに、円形導波管の太さでそのまま出力窓を通過させると、真空側において放電が起こる。図 3 に窓に残された放電跡の写真を示す。表面には中間から周辺にかけて、細かい筋が放射状に見える。できた放電跡は TM_{01} モードの電場分布に非常に近い。

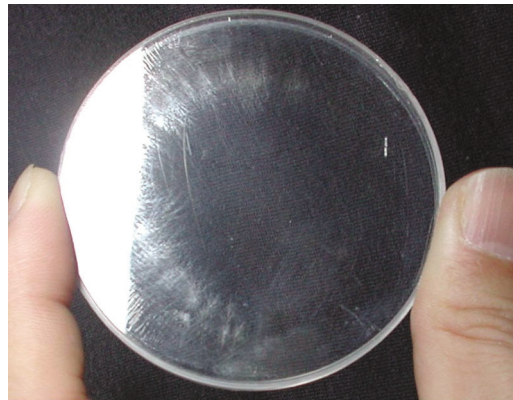


図 3 アクリル窓についた放電跡
Fig.3 Damage on the surface of acrylic window.

3. モード変換器

〈3.1〉ブラソフアンテナ

マイクロ波では、円形導波管から自由空間に放射する場合に、ブラソフアンテナ (Vlasov antenna) とよばれる準光学アンテナを使用する [5]。ちなみに、ジャイロトロンは TE モードで発振し、ガウスビームへの変換にはブラソフアンテナが用いられている [6]。その構造を、図 3 に示す。マイクロ波の伝送に用いる円形導波管を終端で半面を階段状に切断した「ステップカット導波管」と、「放物面反射鏡」の 2 つのパーツから構成される。このアンテナは、通常はこれより周波数が高いマイクロ波やミリ波に応用されていることが多い。定在波を作りにくいこと、高出力に向いていると考えられる。また、同様な理由からパルスにも向いていると考えられる。

〈3.2〉幾何光学による設計

さて、各パーツの働きを分けて考える。まず、ステップカット導波管から説明する。導波管中のマイクロ波は、斜め伝播する平面波としても考えることができる。円形導波管の中でのマイクロ波の伝播では、導波管の半径 (a) と自由空間での波長 (λ_0)、また、軸方向の管内波長 (λ_z) が式 (1) を満たすのはよく知られている。

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_z}\right)^2 + \left(\frac{\xi_{n,m}}{a}\right)^2 \quad (1)$$

ちなみに波数 ($k = 2\pi/\lambda$) を用いて、垂直方向の波数を $k_\perp = (\xi_{n,m}/a)$ とおけば、上記式は、 $k_0^2 = k_z^2 + k_\perp^2$ と書き直すこともできる。この式は、TM モードと TE モードの両方に成り立つ。ここで、 $\xi_{n,m}$ はモードの次数 n と m で決まる定数であり、ベッセル関数 $J_n(x)$ の m 番目の解である。(n, m) = (0, 1) モードについては、 $\xi_{0,1} = 2.40$ で与えられる。さて、この式から λ_0 が決まっている場合には、マイクロ波が斜めに進む角度 (伝播角 α) が決まる。

$$\alpha = \sin^{-1}\left(\frac{k_\perp}{k_0}\right) = \sin^{-1}\left(\frac{\lambda_0 \xi_{n,m}}{2\pi a}\right) \quad (2)$$

さて、導波管中のマイクロ波のモードは、導波管に垂直な断面で定在波ができていると解釈することもできる。したがって、 k_\perp が正と負の波が常に存在する。そのため、導波管の軸に対してプラスとマイナスの角度で斜めに伝播している波は振幅が等しく、図 4 (a) のように双方が相伴っている。

単に導波管を垂直に切断すると、マイクロ波は $\pm a$ を保って 2 つの方向に放射される。これを階段状 (ステップカット) にすると、直接出てくる波と、ひさしの部分で一度反射した波は、2 つきれいに並んで平面波となって出てくる。結局、交差していた光線が 2 本横に並んで出てくる。(ここで、導波管の軸と、出射される光線の軸の両方を含む面上で、出射ビームの軸と垂直に X 軸をとる。また、その両者と垂直な方向に Y 軸をとる。)

出射波の開口 (W_X) は、全体では導波管の直径 $2a$ の倍になる。ただし、光線は α の角度に出射されるため、

$$W_X = 4a \cos \alpha \quad (3)$$

で与えられる。これから、 a が大きく、かつ伝播角度 α が小さいほど (ただし a が大きいほど α は小さくなるので相乗効果となるが)、 W_X は大きくなる。

一方、 TM_{01} モードは導波管内部を軸対象で伝播する。そのため導波管を垂直に切断した場合には、軸を光源に 360° 方向に放射される。さて、上記のようにステップカット導波管の部分では半分が折り返される。そのために、図 4 (b) のように 180° 方向にマイクロ波が出射される。正面から見るので、円形導波管の中心軸はちょうど点光源のようになる。この点光源からの光を平行にするために放物面反射鏡が用いられる。その場合、放物面反射鏡の焦点を導波管の軸に一致させるのは当然であるが、軸から放物面までの距離 (焦点距離 f_p) は任意に決めることができる。そして、最大の角度、つまり、真横に出る光線が、放物面反射鏡から反射される光線の幅 (W_Y) を決める。数学的にこの幅はちょうど $4f_p$ となる。

$$W_Y = 4f_p \quad (4)$$

ステップカットの切り幅 L_{SC} は、導波管の断面を反射して往復するのに要する距離の $1/2$ 以上に設定する。また、ひさしが長過ぎると放物面反射鏡から反射される光線をさえぎってしまうので、次の条件を満たさなければならない。

$$2a \leq L_{SC} \tan \alpha < 2f_p \quad (5)$$

TM_{01} モードと TE_{01} モードは電場と磁場を入れ替えたもので、ちょうど TE_{01} モードと TM_{01} モードの偏光方向を 90° 度回転したものである。位相だけをみると、両者は同じである。したがって出射されたマイクロ波でも、TM モードと TE モードでは、電場が 90° 回転すると予想できる。

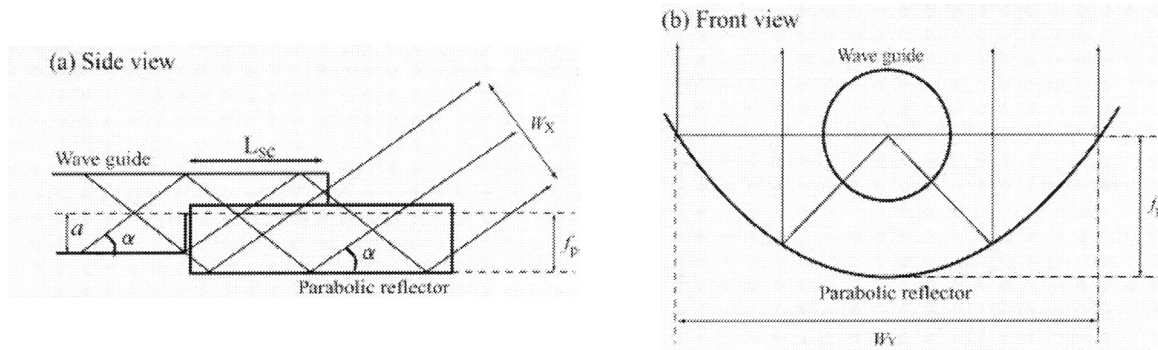


図4 ステップカット部分でのマイクロ波の伝播の様子
側面図と断面図

Fig.4 Propagation of microwave at Vlasov antenna.

〈3.3〉 ガウスビーム波

ここでの目標は、マイクロ波を自由空間に放出して、それを平行光線に相当するガウスビーム（TEM00 モード）に変換することである [7]．電場の大きさは中心から離れるに従って減少する．電場が $1/e$ になるところ、つまり、エネルギー密度が $1/e^2 = 0.13$ になる半径をスポットサイズ (ω) という．エネルギー密度分布はガウス分布（式（6））に従う．

$$I(x, y) = \frac{2P_0}{\pi\omega_x\omega_y} \exp\left(-\frac{2x^2}{\omega_x^2}\right) \exp\left(-\frac{2y^2}{\omega_y^2}\right) \quad (6)$$

ここで、 $I(x, y)$ は電力密度、 P_0 は総出力、 ω_x と ω_y はそれぞれの方向のスポットサイズである．また、 x, y はピークの位置で原点をとる．この式を逆に用いて、ピーク電力密度 (I_0)、 ω_x 、 ω_y を測定することによって P_0 を求めることができる．

$$P_0 = \frac{I_0}{2} \pi\omega_x\omega_y \quad (7)$$

さて、幾何光学では出射波の強度分布は、上記の開口面上では平坦で、それ以外は零となると考えられる．しかし、我々の扱うマイクロ波は波長が長く、回折をするため強度分布は階段状にではなく、周辺で緩やかにつながっていると思われる．そこで、近似的に、ここでは幾何光学から求めた開口面の大きさを、幾何光学の焦点の位置では ω が最小になるウエストサイズ (ω_0) に等しいと考えることにした（出射ガウスビームの幅の仮定）．

$$W_x \approx 2\omega_{0x} \quad , \quad W_y \approx 2\omega_{0y} \quad (8)$$

ω_0 が小さいと回折が強く働き、広がり角 θ_{beam} は大きくなる．

$$\theta_{\text{beam}} \approx \lambda_0 / \pi\omega_0 \quad (9)$$

今回、試作したブラソフアンテナは、導波管径を2種類 ($a = 3.0 \text{ cm}$ と 3.6 cm) 用意した．全体は表1のようになっている．ステップカットの切り幅 L_{sc} は4種類 ($L_{\text{sc}} = 5.5 \text{ cm}, 8.5 \text{ cm}, 9.5 \text{ cm}, 14 \text{ cm}$) を選択した．それぞれをここではタイプⅠ、Ⅱ、Ⅲ、Ⅳと呼ぶことにする．放物面反射鏡 ($f_p = 6.0 \text{ cm}$) はすべて同じものを使っている．そのため、 $2\omega_y$ はすべて同じである．

a と ω_{0x} は式（2）と式（3）を使って計算できる． a が大きいほど a は小さく、 ω_{0x} は大きくなる．今は、波長が長いために回折が起こりやすい．特に出射開口幅が小さい場合には、アンテナから距離を離れるに従ってビーム径は急

速に大きくなる．計算上は，タイプⅠ，ⅡとタイプⅢ，Ⅳの ω_x は出射直後には7.7 cmと11 cmであるが， $Z = 50$ cm以降で大きさが逆転する．ビームの径が最初小さいほど，回折が大きくなるので，アンテナから距離を離れるに従ってビーム径は急速に大きくなる．したがって，遠くまでビーム径を広げずに伝播させるには a は大きいほど良いと予想できる．開口幅 $2\omega_x$ と $2\omega_y$ は大きいほど良いと思われる．ところで，幾何光学的には L_{sc} は式(5)の条件を満たせば変わらない筈である．しかし，ここでは，あえて長さを変えてみた．いずれも式(5)の条件を満たすので，幾何光学的な考察では，両者の性能は変わらない．

表1 試作したブラソフアンテナの大きさと予想されるスポットサイズ
Table 1. Sizes of Vlasov antennas and the calculated spot sizes.

Type	I	II	III	IV
a	3.0 cm		3.6 cm	
α	49.8 degree		39.7 degree	
Lmin - Lmax	5.08 cm - 10.1 cm		8.72 cm - 14.5 cm	
Lsc	5.5 cm	9.5 cm	8.5 cm	14 cm
$Z = 0$ cm ($2\omega_{XB} \times 2\omega_{YB}$)	7.7 cm \times 24 cm		11 cm \times 24 cm	
$Z = 50$ cm	50.2 cm \times 28.8 cm		36.4 cm \times 28.8 cm	
$Z = 75$ cm	74.8 cm \times 33.9 cm		53.2 cm \times 33.9 cm	
$Z = 100$ cm	99.6 cm \times 39.9 cm		70.3 cm \times 39.9 cm	

4. 実験1 (変換前のマイクロ波出力の観測)

〈4.1〉 配置

発振管の後端には，直径10 cmの円錐ホーンアンテナを設置して，マイクロ波が反射して悪影響を与えないように空中に放射している．後の実験2では出力ホーンの後方にモード変換のために準光学アンテナを設置する．

〈4.2〉 検波出力

発振管からの出力の波形を図5に示す．検波にはトンネルディテクタを使った．パルスの半値幅は約5 nsとわかる．ちなみにシミュレーションでは3 ns程度が得られており，ほぼ実験と一致している．周波数はローパスの周波数フィルターを用いて確認した．分解能が1 GHz程度であるため，それほど厳密ではないが，5 GHz以下で観測されて，4 GHz

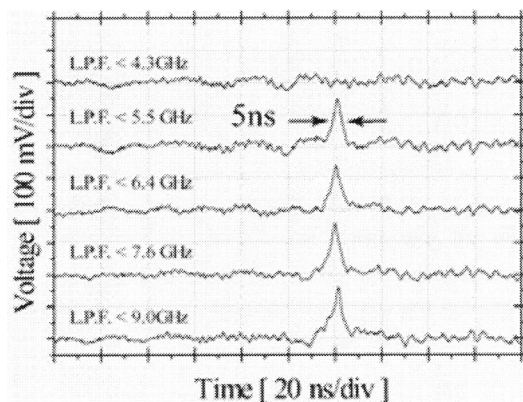


図5 検波出力波形。
Fig.5. Detected power after passing the L.P.F.

以下で観測されないため、発振周波数は 5.0 ± 0.5 GHz である。設計値が 4.98 GHz であるため、ほぼ一致している。

〈4.3〉変換前の出射パターン

測定は、出力のホーンアンテナに向かい合わせに受信ホーンを置き、マイクロ波を検波した。受信ホーンは出力ホーンの正面からの角度 θ を変えられるように設置する。測定に用いた受信ホーンは開口面積 $16.75 \text{ cm} \times 12.45 \text{ cm}$ 、有効面積 180 cm^2 である。これで受信パワーと角度の関係を測定する。結果を図 6 に示す。測定は円錐ホーンより距離 $Z = 150 \text{ cm}$ で測定した。

出力は 25° をピークに持つ。円環状に放射しているとして、このグラフを積分する。求めた総出力は約 160 MW となる。周波数は 5 GHz である。

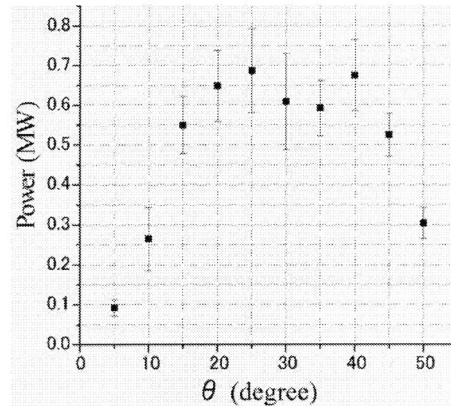


図 6 円錐ホーンからの放射の角度分布。
Fig.6. Received power vs. radiation angle.

5. 実験 2 (ブラソフアンテナによる変換)

〈5.1〉ブラソフアンテナの配置

ブラソフアンテナは表 1 にあるように、4 種類を試作した。実験 2 の配置では出力用の円錐ホーンアンテナに、同じ大きさの円錐ホーンをもう一つ向かい合わせに設置した。その後ろを金属の円筒へ繋ぐ。そして金属円筒の他端に試作したブラソフアンテナを設置した。ブラソフアンテナは放物面反射鏡が地面に対し垂直になるように配置する。X 方向は地面に対し水平になる。ブラソフからの放射マイクロ波は以下のように、光管スクリーンによる測定と、検波測定する 2 種類の方法をとった。

〈5.2〉蛍光管スクリーンによる観測

マイクロ波ビームを市販の照明用の蛍光管に当てると発光する。蛍光管が発光する際の閾値は約 $30 \text{ kW} / \text{cm}^2$ 程度である。そこで、長さ 120 cm 、直径 3 cm の蛍光管を垂直に 40 本並べて、スクリーンを作り放射パターンを観測した。

まず、タイプ I から IV の 4 つについて、蛍光管スクリーンによる放射パターン測定を行った。測定方法は前述したとおり、蛍光管をスクリーン状に並べ、距離を変えながら蛍光管の発光を観測した。蛍光管スクリーンは、マイクロ波ビームに垂直になるように設置する。蛍光管スクリーンとブラソフアンテナの距離を $Z = 50 \text{ cm}$, 75 cm , 100 cm にして蛍光管の発光を観測した。

図 8 は、全て $Z = 50 \text{ cm}$ で撮影した。図 8(a) ~ (d) はそれぞれ表 1 のタイプ I ~ IV に対応している。図(c) にスケールを示す。 W_X は図(a)(b) よりも図(c)(d) の方が広い。また、幾何光学的にはブラソフアンテナからの放射は L_{sc} に影響されないはずである。図からわかるように、 W_X が大きい方が強く光っている。図(d) の方が図(c)よりも小さい面積で明るく光っている。図(a) と図(b)、図(c) と図(d) の比較では、共に L_{sc} が大きい方が強く光っている。これは、最初 W_X が小さいと、急速にビームが発散してしまうためと考えられる。

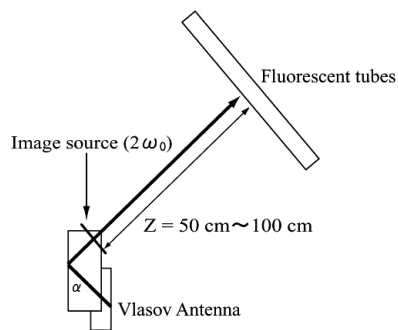


図 7 蛍光管スクリーンの配置
Fig.7. Fluorescent tubes array was set at the distance of Z from Vlasov antenna.

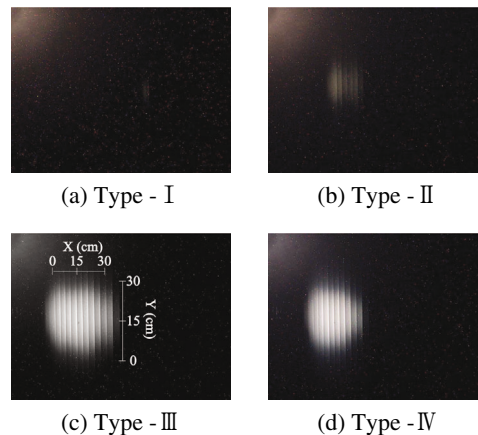


図 8 変換後の放射パターンの写真
Fig.8. Radiation pattern from prototype Vlasov antennas. Z = 50 cm.

〈5.3〉 検波による観測

次に、最も明るく光ったタイプ IV ($a = 3.6$ cm, $L_{sc} = 14$ cm) において、強度分布の測定を行った。この時の測定系の配置を図 9 に示す。L.P.F. は 5 GHz ローパスフィルターである。

エネルギー密度が実験 1 と比べて高いため、ここでは受信ホーンとして矩形導波管を用いた。開口面積は 2.22 cm × 4.76 cm, 有効面積は 10.0 cm² である。さらに、受信したマイクロ波の強度を下げるため、方向性結合器(−20 dB)と固定減衰器(−30 dB)で減衰させる。また、ケーブルで−4.8 dB, ケーブルと可変減衰器の接合部で−6.0 dB の減衰がある。これを可変減衰器で減衰率(0 dB ~ −80 dB)を変えながら強度測定を行った。最終的にディテクタに入る出力は 1 mW 程度にしている。

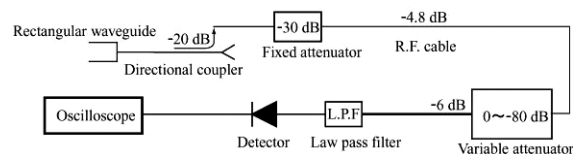


図 9 検波測定の配置
Fig.9. Detecting system.

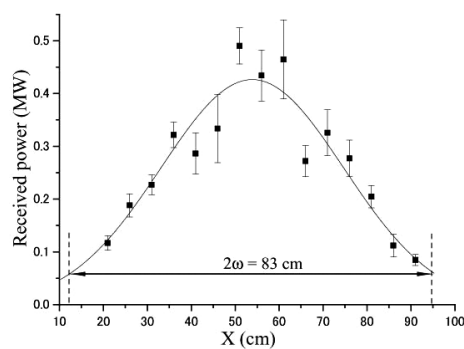


図 10 マイクロ波ビーム強度分布 : X 方向
Fig.10. Received power : X - direction

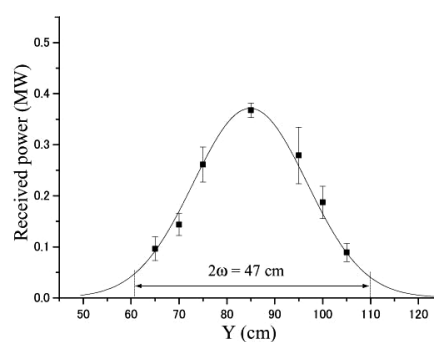


図 11 マイクロ波ビーム強度分布 : Y 方向
Fig.11. Received power : Y - direction

測定は、この受信用の矩形導波管を、ピーク値を示した部分を中心に縦と横に 5 cm おきに移動させて行った。結果を図 10 と図 11 に示す。測定は $Z = 100$ cm で行った。グラフの縦軸は矩形導波管での受信出力、横軸は測定位置である。両者でピーク値が微妙に異なるのは、測定の際に装置のメンテナンスを行ったのが原因で、電子ビームの状態が変わってしまったためと思われる。

各グラフを式 (6) で近似することで、 ω を決めた。スポットサイズはそれぞれ $\omega_X = 41.5$ cm, $\omega_Y = 23.5$ cm である。これはともに計算値(表 1)の 1.2 倍で、計算値と良く一致する。

ピーク値は図 10 の値で 0.43 MW, 単位面積あたりの電力密度は 43 kW/cm^2 となった。これらを式 (7) に代入することによって $P_0 = 65 \text{ MW}$ が求まる。この値と変換前の出力 160 MW から変換効率を求めると、その値は 41 % となる。

また、この出力測定の際に、受信用矩形導波管の縦横の向きを変えたところ出力が全くでなかった。このことから、電場の向きは設計通り X 方向に直線偏光されている。

6. まとめ

超短パルスの大出力マイクロ波 (300 MW) の発生に成功した。今後いろいろな分野へ応用を検討しているが、そのためには伝播形態を自由に変える必要がある。ここでは発振器からの出力 (TM₀₁ モード) を自由空間に放出するための準光学アンテナを設計した。準光学アンテナはジャイロトロン (TE モード) に良く用いられているが、後進波発振管 (TM モード) においても動作することがわかった。

This research was partially supported by the Ministry of Education, Science, Sports and Culture, Grant-in-Aid for scientific research (C), 2005, 17540466.

参 考 文 献

- [1] M. P. Brizhinev, S. V. Golubev, D. S. Dorozhkina, B. G. Eremin, V. G. Zorin, A. G. Livak, I. V. Plotnikov, S. V. Razin, V. E. Semenov, A. V. Strikovskii, and O. N. Tolkachev : "Microwave discharge in Vacuum on a dielectric surface", Journal of Experimental and theoretical physics, Vol.92, No.6, pp.1137-1142 (2001)
- [2] N. S. Ginzburg, N. Yu. Novozhilova, I. V. Zotova, A. S. Sergeev, and N. Yu. Peskov : "Generation of powerful subnanosecond microwave pulses by intense electron bunches moving in a periodic backward wave structure in the superradiative regime." Physical Review, Vol.60, No.3, pp. 3297- 3303 (1999)
- [3] N. S. Ginzburg, I. V. Zotova : "Nonlinear-theory of superradiance of moving layer of excited cyclotron oscillators." Sov. Tech Phys. Lett., 15, pp. 573 - 574 (1989)
- [4] K. Kamada, K. Yamamoto, R. Nakajima, R. Ando, I. V. Zotova, R. M. Rozental, A. S. Sergeev, and N. S. Ginzburg: "S-band superradiance in slow wave structure", Proc. of 6th Int. Workshop on Strong Microwave in plasma, (Nizhny Novgorod, Russia July, 2005) , Vol.1, pp. 185-190, (2006)
- [5] S. N. Vlasov, L. I. Zagryadskaya and M. I. Petelin: "Transformation of a whispering gallery mode, propagating in a circular waveguide, into a beam of waves." Radiofizika, Vol.15, No.12, pp.14-17 (1972)
- [6] I. Ogawa, T. Idehara, S. Maekawa, W. Kasperek, and G. F. Brand: "Conversion of gyrotron output into a gaussian beam using the far-field." International Journal of Infrared and Millimeter Waves, Vol.20, No.5, pp.801-821(1999)
- [7] 福光於菟三: 「光エレクトロニクス入門」, 昇光堂(1988)

Possible Earthquake Effect on Electron Temperature in the Afternoon Overshoot at 600km

- Contribution of Space Plasma Chamber to the Accurate Measurement of Te -

K.-I. OYAMA *, Y. KAKINAMI **, H. KAMOGAWA ***, T. KODAMA ****, J.Y. Liu *****

Abstract: We are studying the effect of the 3 big earthquakes on the ionosphere by using electron temperature (Te) and electron density (Ne) data which were obtained by HINOTORI satellite. The three big earthquakes occurred in November, 1981, and in January 1982 in Philippine. Te of the afternoon overshoots which appears around 15-17 local times in the low-mid latitude totally disappears or strongly depressed about 5 days prior to the earthquake. This is explained by the excess deposit of photoelectron energy caused by the enhanced Ne which occurs below 600km. The enhanced Ne is possibly generated by westward electric field associated with earthquake. This study is only possible by using contamination free instrument, such as a resonance rectification probe, which was invented and improved in Japan by using Space Plasma Chamber.

Introduction

HINOTORI was operational for 14 months with the circular orbit of 600km and inclination of 31 degrees since it was launched on 24 January 1981.

Two unique plasma instruments, resonance rectification probe (Oyama, 1981) and impedance probe were onboard. The former picks up the floating potential shifts which appear as the result of sinusoidal wave at the floating potential of current - voltage characteristic curves. The floating potential shifts are the function of electron temperature of ambient plasma. Impedance probe which was originally developed by Oya (1890) detects the upper hybrid resonance, from which plasma frequency is calculated. Both probes are not influenced its measurements by electrode contamination, which is the most serious problem associated with DC Langmuir probe. The probes are light weight, and compact and require small amount of sampling bit rates, especially the bit rate for the resonance rectification probe is far less than those required for DC Langmuir probe. Both these probes have been installed in many sounding rockets and scientific satellites in Japan and their performances are well established. Especially Resonance rectification probe has been flown in sounding rockets of many countries such as India, Brazil, Germany, Canada, USA, and in satellites of Brazil and Korea.

Studies of Te behaviors

To study the effect of the earthquake on the ionosphere, we need to take 3 stages. We first need to grab general features of Te/Ne such as on local time, season, solar flux, latitude and longitude (Su et al.1997, 1997, 1998) . We then tried to understand the various features in more detail, such as Te in the plasma bubble (Oyama et al.,1988), effect of the electric field on the morning

* Tokyo Metropolitan University
** Kyushu University
*** Tokyo Gakugei University
**** JAXA
***** National Central University, Taiwan

overshoot in the equatorial region (Oyama et al.,1999), Te behavior of equatorial ionization anomaly (Oyama et al.,1999), annual behavior of Ne/Te (Su et al.,1999), effect of neutral wind upon Te/Ne (Watanabe and Oyama, 1996) regarding tilted magnetic meridian. After we understood features above, we have constructed Te/Ne model. The Te model was made by Marinov et al (2000), and Ne model was made independently by first Isoda and recently by Kakinami (2006). . Model input parameters are local time, season, solar flux, latitude, longitude, and month. Te behavior during geomagnetic disturbance has been studied by applying models. We found that both Te/Ne models are quite reasonable. Especially Te model shows that 50 degrees K deviation at night has geophysical meaning (Oyama et al., 2005). Finally the third step is to find the effect of the earthquake on the ionosphere by using the models, that is, to try to find deviation of Te from the model value because Te is more sensitive than Ne variation. So far we have studied three earthquakes; those are: EQ1 which occurred on 22 November 1981 with magnitude of 6.6, depth of 37 km, and epicenter of 14.09E and 124.35 N, EQ2. which occurred on 11 January,1982 with magnitude of 7.4, depth of 45 km, and epicenter of 13.75E and 124.36N, and EQ3 which occurred on 24 January, 1982 with magnitude of 6.6, depth of 37 km, and epicenter of 14.09 E, 124.35 N .

We found that Te in the afternoon overshoot reduces prior to and after earthquake. Fig 1 shows one example of the satellite orbit, which probably shows earthquake effect on 11 November.1981. To reach this present conclusion, we have checked magnetic disturbance and solar radio flux, F10.7. We cannot find any reason to cause the reduction of Te except earthquake. The figure shows Te (model and observation) and the deviation from the model Te in the top two panels, Ne (model and observation) and the deviation from the model Ne in the third and forth panels, longitude and geographic latitude in the 5th and 6th panels, and finally local time in the bottom panel.

Te follows the model quite well except near afternoon overshoot. The Te model (black dots) illustrates that Te shows two Te maxima; one in the early morning around 9 LT (morning overshoot) and the second in afternoon around 16 LT (afternoon overshoot). Whilst the observation (blue dots) keeps constant value at the point where model Te should elevate and it merges to the model later. Ne observed follows the model value or takes slightly higher values than the model. These features seem to start about 5 days prior to the earthquake and recovers after 5 days. Figure 2, summarizes the deviation of Te from the model for the earthquake EQ2.and EQ3. Deviation of Te from the model is plotted against 1-31 January (top panel), against longitude (middle panel), and against latitude (bottom panel).

The figures show the followings.

1. Deviation of Te starts about 5 days prior to the earthquake and recovers to the original value after about 5 days. Deviation of Te seems to start earlier and recovery is slower as the magnitude of the earthquake increases.
2. The deviation ranges from 40 degrees to the west and 40 degrees to the east.
3. In latitude wise the range of deviation extends from north to south with steep reduction in high latitude.

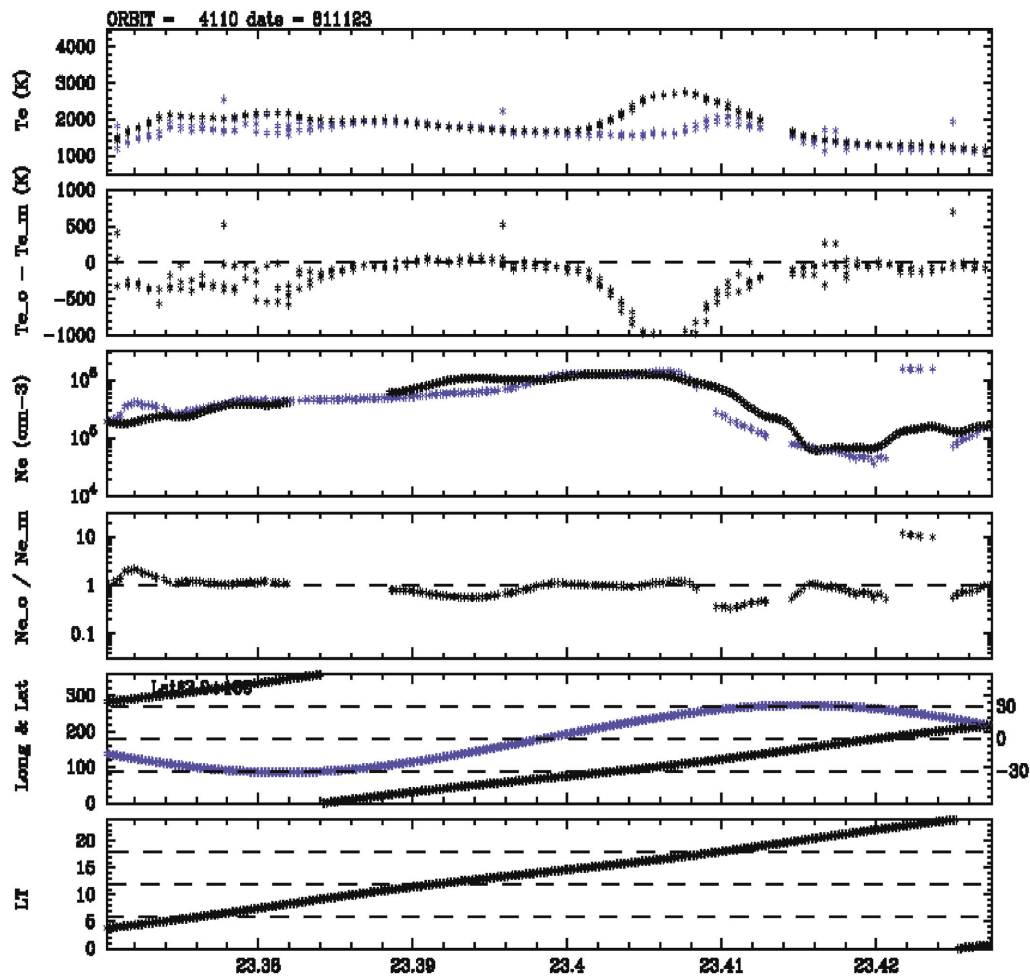


Fig.1. One example of Te reduction in the afternoon overshoot on the 23rd Nov.1981.

Upper panel; black and blue dots show model value and observation

Second panel; deviation of Te observed during one satellite orbit from model values. Note that the deviation of the Te at around 23.406 UT shows the maximum.

Third panels; Ne observed during one satellite orbit. Black dots shows model value, blues dots show Ne observation.

Fourth panel ; deviation of Ne observed from model values.

Fifth panel; Longitude(black) and latitude(blue) of the satellite

Bottom panel; Local time

The numbers at the bottom indicate UT. For example 23.4 means that 23 Hours 24 minutes in UT.

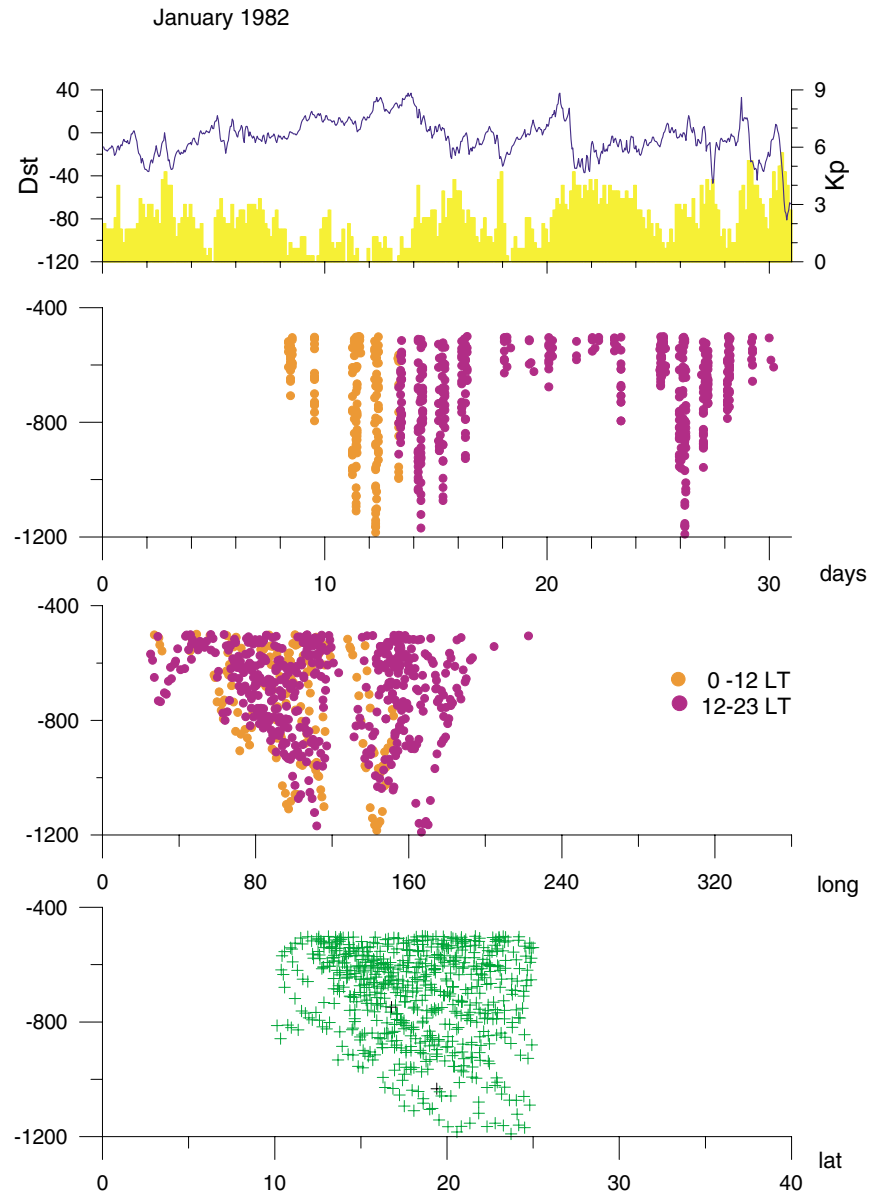


Fig.2. Reduction of Te during January, 1982.

Top panel; Kp index and Dst value.

Middle; deviation of Te from model value versus date. Two arrows show the dates with maximum negative deviation of Te from model value. Red and purple points are taken from morning overshoot which is located at 0-12 LT and from afternoon overshoot located at 12-23 LT.

Bottom panel; deviation of Te from Te model versus longitude.

Bottom; deviation of Te from the model versus latitude.

Manila ionosonde data, and DE-2 data

Ionograms at Manila show that prior and after earthquake NmF2 does not show any remarkable change or shows small increase in the afternoon and reduction in the evening. When ionograms at Taipei show very slight reduction of NmF2 in the afternoon, Manila data shows the increase. Virtual height, h'F at Manila shows about 100km reduction, while no clear change of h'F in Taipei is found. This height variation is a common feature of EQ1, EQ2, and EQ3. Preliminary analysis of DE 2 data which were obtained on these periods seems to show the reduction of Te.

Concluding remarks:

Electron temperature probe which has been developed by using Space Plasma Chamber for pure science might be used for application. We believe that only our electron temperature which is not influenced by electrode contamination can be used to detect small deviation of Te. Based on our firm confidence above, we have studied three EQ events study. Both 3 events show common features. Reduction of Te in the afternoon overshoot appears to show earthquake effect and the way of reduction of Te seems to be different from that of other ionospheric disturbance such as magnetic storm. The mechanism of Te reduction which we have in mind is as followings. There is a region where Ne is enhanced between h'F height and 600km height, which causes photoelectron escaping from ionosphere. The photoelectrons lose their energies in the Ne enhanced region. This region might be able to be produced by electric field. If we try to explain the reduction of h'F observed at Manila ionosonde station, the electric field should be comparable to /or slightly less than dynamo electric field, which is usually of the magnitude of 1mV/m. Hinotori Te suggests that the electric field which disturbs the ionosphere should be more than 5 days continuation prior to and after the occurrence of earthquake. Further the data suggests that electric field should be westward. Although we still have no clear explanation on the generation of electric field, several possibilities can be speculated. For example, internal gravity wave modifies the cloud condition, which might increase the thunderstorm activities, and finally electric field is produced. If the result which we found is attributed to the electric field which might be generated under the ground in association with earthquake, the ground based observation should be paid attention to very small long time variations of magnetic/or horizontal electric field.

On the contrary to the above statements which, we believe currently, is associated with earthquake, we have still possibility that these are only coincidence. We are now studying other cases which are similar to these three cases.

References

- Balkan, N., K.-I. Oyama, G. J. Bailey, S. Fukao, S. Watanabe, and M. A. Abdu, A plasma temperature anomaly in the equatorial ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 102, 7485-7492, 1997.
- Bailey, G.J., Y.Z. Su, K.-I. Oyama, Yearly variations in the low-latitude topside ionosphere, *Ann. Geophysicae*, 18,789-795,2000
- DDabas, R.S., B.M. Reddy, K.-I. Oyama, Study of anomalous electron temperature variation in the topside ionosphere using HINOTORI satellite, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 62,1351-1359,2000
- Hirao, K., and K. Oyama, An improved type of electron temperature probe, *J. Geomag. Geoelectr.*, 22, 393-402, 1970.
- Oyama, K., A systematic investigation of several phenomena associated with contaminated Langmuir probes, *Planet. Space Sci.*, 24, 183-190, 1976.
- 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., N. Balan, S. Watanabe, T. Takahashi, F. Isoda, G. J. Bailey and H. Oya, Morning overshoot of Te enhanced by downward plasma drift in the equatorial topside ionosphere, *J. Geomag. Geoelectr.*, 48, 959-966, 1996.
- Oyama, K.-I., M. A. Abdu, N. Balan, G. J. Bailey, S. Watanabe, T. Takahashi, E. R. de Paula, I. S. Batista, H. Oya and F. Isoda, High electron temperature associated with the prereversal enhancement and the equatorial ionosphere, *J. Geophys.Res.*,102,417-

424, 1997.

Oyama, K.-I. and S. Watanabe, Effects of zonal and meridional neutral winds on the electron density and temperature at the height of 600 km, JAXA RR-03-002, 2004.

Oyama, K.-I., T. Abe, K. Schlegel, A. Nagy, J. Kim, and K. Marubashi, Electron temperature measurement in Martian ionosphere, *Earth and Planetary Science*, 51, 1309-1317, 1999.

Oyama, K.-I., D.R. Lakshmi, I. Kutiev and M.A. Abdu, Low latitude Ne and Te variations at 600 km during 1 March 1982 storm from HINOTORI satellite, *Earth Planets Space*, 57, 871-878, 2005.

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 modeling, *J. Geophys. Res.*, 101, 17191-17205, 1996.

Su, Y. Z., G. J. Bailey, K.-I. Oyama and N. Balan, A modeling study of the longitudinal variations in the north-south asymmetries of the ionospheric equatorial anomaly, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 59, 1299-1310, 1997.

Su, Y. Z., G. J. Bailey, and K.-I. Oyama, Annual and seasonal variations in the low latitude topside ionosphere, *Ann. Geophysicae*, 16, 974-985, 1998.

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, *Annales de Geophysique*, 14, 290-296, 1996.

イオン風中の帯電微粒子近傍におけるイオンの軌道計算

眞 銅 雅 子*, 中 村 良 治, 石 原 修*

Study of ion trajectories near a dust particle in ion wind

By

Masako SHINDO*, Yoshiharu NAKAMURA and Osamu ISHIHARA*

Abstract: Ion trajectories around a spherical dust particle with negative charge in ion flow are investigated analytically by solving velocity equations including a hydrodynamic term. When the dust charge is larger than a critical value, ions turn back onto the dust surface in downstream region. The present model is used to evaluate the cross sections for absorbed ions as functions of dust charge and ion flow velocity.

Key words: dust plasma, dust charge, ion trajectory, cross section, ion drag force

1. はじめに

実験室のプラズマ中にイオン流が存在する場合、微粒子やプローブの近傍では流れが変化し、物体に流れ込むイオン量もまた変化すると考えられる。これは、宇宙におけるイオン風による宇宙船の帯電と共通した物理をはらみ、興味深い問題である。Melandso and Goree [1] は二流体モデルを用いた数値シミュレーションにより、超音速イオン流中に置かれたデバイ長程度の半径を持つ微粒子近傍ではウェイクと呼ばれるイオンの低密度領域とそれに続く高密度領域が現れることを示した。一方、Hutchinson [2] が PIC シミュレーションを用いて示した Mach プローブの下流側におけるイオンフラックスが上流側よりも大きくなるという現象は、プラズマの流れを観測する場合には軽視できない。

プラズマ中では微粒子の表面に流れ込む電子電流とイオン電流とが釣り合い、微粒子の表面電位は浮遊電位の状態を保つ。実験室プラズマにミクロンサイズの微粒子を投入した場合、微粒子は一般にマイナス数Vから数10Vの浮遊電位を持ち、従って負に帯電することになるが、その電荷量は $Q \sim -10^4 e$ と非常に大きいことが知られている。また、微粒子間のクーロンエネルギーが微粒子の熱エネルギーより十分大きくなる条件を揃えてやると、微粒子同士がクーロン結晶を形成する様子が1994年以降多数観測されている [3-5]。クーロン結晶は地上実験ではプラズマ-シース境界領域で観測されるのが一般的であり、そこでは亜音速から超音速のイオン流がクーロン結晶形成に影響を及ぼすことになる。ゆえに微粒子間にはクーロン斥力のみならず、イオンドラッグ力 [6,7] やウェイク場形成にともなう力 [8] などが作用していると考えられている。イオンドラッグ力は、微粒子表面に吸収されるイオンがその運動量を微粒子に移すことで微粒子に与える力(collection force)と、吸収はされないが軌道を変化させるイオンが与える力(scattering force)との和を指す。ウェイクとは上述したように、微粒子の下流領域にポテンシャル揺動が出現する現象で、上流側と下流側の微粒子の位置関係がウェイク場に左右される。

以上のように微粒子間相互作用にはイオン流の作用が大きく介在しており、微粒子近傍でのイオンの振舞いを詳細に調べる必要がある。そこで本研究では、イオンが非圧縮性の一様流体の速度成分を持つと仮定し流体項を含んだ速

* Yokohama National University

度方程式を解くことにより，微粒子近傍におけるイオンの軌道を詳細に調べるモデルを提唱し，微粒子に吸収されるイオンの衝突断面積および微粒子に与える力について議論する．

2. モデル

半径 a ，電荷 $Q < 0$ の荷電微粒子が原点に静止している系を考える（図 1）．微粒子の電荷 Q は時間によらず一定とする．系には外部から z 軸方向の静電場 E_0 が印加されており， z 軸方向には十分遠方での速度が V となるような一様なイオン流が存在する．外部電場の作用により微粒子には z 軸方向に電気双極子モーメント p が誘起されている．このとき，荷電微粒子近傍を運動するイオンの速度は，

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_E + \mathbf{u} \quad (1)$$

と表わされる． v_E は，方向の外部静電場 $E_0 = E_0 \mathbf{e}_z$ とそれによって励起される分極電場 E_d ，および微粒子電荷によるクーロン場 E_c によって生じる速度である．すなわち，

$$\mathbf{v}_E = \mu(\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_d + \mathbf{E}_C) = \mu \left[\mathbf{E}_0 - \nabla \left(\frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{e}_r}{r^2} \right) - \frac{|Q| \mathbf{e}_r}{r^2} \right] \quad (2)$$

ここで， μ はイオンの移動度， \mathbf{e}_r は r 方向の単位ベクトルである．一方， $\mathbf{u} = \mathbf{u}(r)$ は z 方向に流れる一様な非圧縮性流体の速度で $\nabla \cdot \mathbf{u}(r) = 0$ を満たし，Stokes の流れ関数 ψ によって表わされる [9]；

$$\psi(r, \theta, V) = -\frac{V}{2} r^2 \sin^2 \theta \left(1 - \frac{3}{2} \left(\frac{a}{r} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{a}{r} \right)^3 \right) \quad (3)$$

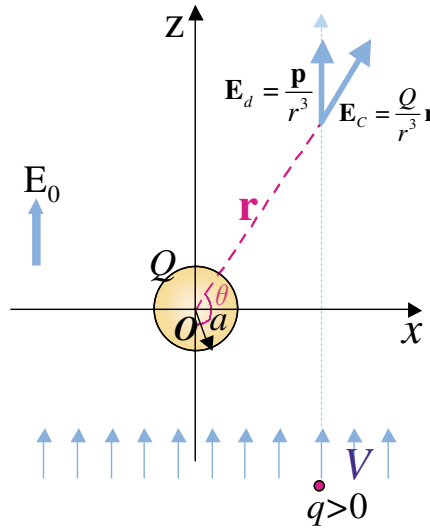


図 1 系の概念図

運動方程式に含まれる 2 つの物理量，すなわち微粒子電荷 Q および流体速度 V を評価するために，さらに 2 つの物理量 Q_0 および V_0 を導入した；

$$Q_0 = -E_0 a^2, \quad V_0 = \mu E_0 \quad (4)$$

微粒子表面に到達したイオンが微粒子表面に吸収される条件 $v_r(r=a)$ は $|Q/Q_0| > 3$ を与える．すなわち， $|Q/Q_0| > 3$ のときイオンの軌道は微粒子電荷によるクーロン力を受けて大きく湾曲することになる．また $V/V_0 > 1$ のとき十分遠方でのイオンの速度は外部電場ではなく流体速度に支配されることを意味する．

速度方程式 (1) を計算すると、イオン軌道を与える以下の方程式を得る。

$$-2\psi + \left(\left(\frac{r}{a} \right)^2 + \frac{2}{r/a} \right) \sin^2 \theta - 2 \left| \frac{Q}{Q_0} \right| \cos \theta = K \quad (5)$$

ここで K は定数である。以下の節では、この方程式を用いてイオンの軌道と衝突断面積について議論する。

3. イオン軌道

イオン流の遠方での速度が $V/V_0 = 1$ および 10、微粒子の電荷が $|Q/Q_0| = 0.1, 3, 10$ の場合に、方程式 (5) より得られるイオンの軌道を図 2 に示す。

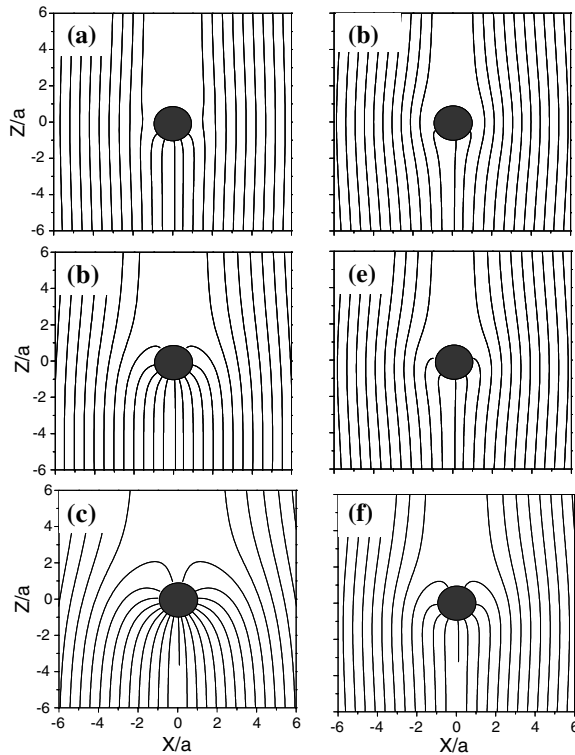


図 2 式 (5) より得られるイオンの軌道. (a) $V/V_0 = 1$, $|Q/Q_0| = 0.1$ (b) $V/V_0 = 1$, $|Q/Q_0| = 3$ (c) $V/V_0 = 1$, $|Q/Q_0| = 10$ (d) $V/V_0 = 10$, $|Q/Q_0| = 0.1$ (e) $V/V_0 = 10$, $|Q/Q_0| = 3$ (f) $V/V_0 = 10$, $|Q/Q_0| = 10$ の場合.

微粒子の電荷が小さいときは、イオンは直線的に流れ微粒子の上流側表面のみにおいて吸収される (図 2a, 2d). 上流側から流れてきたイオンは微粒子の下流領域に入り込むことはないため、下流領域にはイオンの軌道が見られずイオン密度の低い領域が現れる. $|Q/Q_0| = 3$ でイオンは微粒子の下流側にも吸収され始め (図 2b, 2e), さらに電荷が大きくなると、微粒子の下流側表面に吸収されるイオンの量は衝突断面積とともに増加する (図 2c, 2f). 下流側表面に吸収されるイオンは微粒子に $-z$ 方向の力を与えると考えられる. 一方, $V/V_0 = 1$ では Stokes の流れ関数で表されるような軌道は見られないが, $V/V_0 = 10$ と流れの作用が大きくなると微粒子近傍では微粒子を避けて流れるような軌道が見える. 同じ点 (例えば $(x, z) = (4, -10)$) を出発したイオンでも, $V/V_0 = 1$ の場合には微粒子に吸収され $V/V_0 = 10$ の場合には吸収されない. すなわちイオンの流れが速くなると衝突断面積は小さくなることが予測される.

4. 衝突断面積と微粒子に及ぼす力

3 節では、微粒子の電荷が閾値 $|Q/Q_0| = 3$ を超えると、下流側で微粒子に戻るイオンの軌道が現れることを示した。

ここでは微粒子表面に衝突するイオンの衝突断面積を求める。

微粒子表面に到達する軌道のうち最外軌道上を運動するイオンは、微粒子表面において径方向の速度がゼロとなる。この条件を式 (1) に適用すると、最外軌道が表面に到達したときの座標 (r_c, θ_c) については

$$r_c = a, \quad \cos \theta_c = -(1/3)|Q/Q_0| \quad (6)$$

と表される。 $|Q/Q_0| \geq 3$ の場合には $\theta_c = \pi$ でなければならない。次に式 (1) において最外軌道の終点を (6) 式で表される座標におき、始点を $z \rightarrow -\infty$ に求めると、始点における座標、すなわち衝突断面積は以下のように与えられる。

$$\begin{aligned} \left(\frac{x}{a}\right)^2 &= \frac{(3+|Q/Q_0|)^2}{3(1+V/V_0)} \quad \text{for } |Q/Q_0| < 3 \\ \left(\frac{x}{a}\right)^2 &= \frac{4|Q/Q_0|}{1+V/V_0} \quad \text{for } |Q/Q_0| \geq 3 \end{aligned} \quad (7)$$

図 2 に既に示したように、 $|Q/Q_0|$ の値が大きくなると比較的遠方を運動するイオンでも微粒子に引き寄せられ、また V/V_0 の値が大きくなると、遠方を運動するイオンは微粒子電荷から引力を受けつつも流れに乗じて $+z$ 方向に運動してしまうものが増える。

微粒子表面に到達するイオンが微粒子に与える運動量から、微粒子にはたらくイオンドラッグ力のうち collection force について評価することができる。 x 方向の力は対称性の仮定からゼロとなるが、 z 方向の力は以下の積分で計算できる。

$$F_z = \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_c} m v_z n v_z a^2 \sin \theta d\theta d\varphi \quad (8)$$

ここで、 n, v_z は $r = a$ で評価される値を使う。また n, v_z は微粒子に吸収されるイオン流束を微粒子近傍のイオン密度と速度とで表したものである。流束保存が成り立つとすれば、 z 方向の collection force は十分遠方でのイオン密度を n_0 として

$$F_z = \begin{cases} 2\pi m n_0 V_0 (V + V_0) a^2 \left[1 + \frac{1}{2} \left| \frac{Q}{Q_0} \right| - \frac{1}{54} \left| \frac{Q}{Q_0} \right|^3 \right] & \text{for } \left| \frac{Q}{Q_0} \right| < 3 \\ 4\pi m n_0 V_0 (V + V_0) a^2 & \text{for } \left| \frac{Q}{Q_0} \right| \geq 3 \end{cases} \quad (9)$$

と求められる。微粒子の電荷が大きくなると F_z はイオン流速度で決まる値で飽和する。 $T_e = 2\text{eV}$, $n_0 = 10^{10}\text{cm}^{-3}$ の Ar プラズマに発生した $E_0 = 10\text{V/cm}$ のシース電場中に半径 $a = 10\mu\text{m}$ の微粒子が置かれたとすると、イオン流速度 V が音速程度ならば $F_z \sim 10^{-10}\text{N}$ が得られ、過去に参考文献 [6] および [7] で計算されたよりも少し大きな値を得た。

5. 微粒子が 2 つの場合

微粒子がイオン流に沿って 2 つ並んだ場合は、軌道を解析的に求めることはできないが、式(1)を数値的に積分することによって軌道を得ることができる。 $V/V_0 = 1, |Q/Q_0| = 10$ のとき、微粒子間距離を $d/a = 5$ と固定したときのイオンの軌道を図 3 に示す。

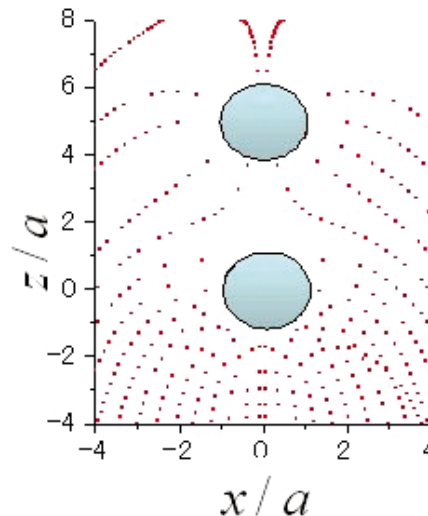


図3 $V/V_0 = 1$ の場合に $|Q/Q_0| = 10$ の電荷を持つ2つの微粒子がイオン流に沿って $d/a = 5$ の距離を置いて並んだときのイオンの軌道。

$z/a = 0$ に置かれた微粒子に吸収されないイオンの一部は $z/a = 5$ に置かれた微粒子に吸収されるが、2つの微粒子間にはイオンの流れがほとんどない領域が形成され、双方の微粒子にはたらくイオンドラッグ力にはアンバランスが生じると推測される。実際にはイオンドラッグ力のみならず重力やクーロン斥力との釣り合いで微粒子間距離が定まるため、より詳細な議論が必要であるが、定性的には妥当な計算を示していると考えられる。

6. まとめ

流体項を含んだイオンについての速度方程式を解くことにより、有限サイズの半径を持つ負に帯電した微粒子近傍におけるイオンの軌道を得ることができた。微粒子電荷が大きい場合 ($|Q/Q_0| \geq 3$) には、イオンは微粒子の下流で微粒子に戻る軌道を描くことが分かった。速度方程式より導かれた軌道方程式に関する詳細な議論から、微粒子に吸収されるイオンの衝突断面積、および微粒子にはたらくイオンドラッグ力の一部を計算した。2つの微粒子がイオン流に沿って配置されたときのイオン軌道は、速度方程式を数値的に積分することによって求めることができ、イオン軌道を追うことで微粒子間相互作用を論じられる可能性を示した。

参 考 文 献

- [1] F. Melandso and J. Goree, “Polarized supersonic plasma flow simulation for charged bodies such as dust particles and spacecraft”, Phys. Rev. E, Vol. 52, p.5312, 1995.
- [2] I. H. Hutchinson, “Ion collection by a sphere in a flowing plasma: 2. non-zero Debye length”, Plasma Phys. Control. Fusion, Vol.45, p.1477, 2003.
- [3] H. Chu and L. I, “Direct observation of Coulomb crystals and liquids in strongly coupled rf dusty plasmas”, Phys. Rev. Lett., Vol.72, p.4009, 1994.
- [4] H. Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Feuerbacher and D. Mohlmann, “Plasma Crystal: Coulomb Crystallization in a Dusty Plasm”, Phys. Rev. Lett., Vol.73, p.652, 1994.
- [5] Y. Hayashi and K. Tachibana, “Observation of Coulomb-Crystal Formation from Carbon Particles Grown in a Methane Plasma”, Jpn. J. Appl. Phys., Vol.33, p.L804, 1994.
- [6] M. S. Barnes, J. H. Keller, J. C. Foster, J. A. O’Neil and D. K. Coultas, “Transport of Dust Particles in Glow-Discharge Plasmas”, Phys. Rev. Lett. Vol.68, p.313, 1992.

- [7] S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, and H. M. Thomas, “Ion drag force in complex plasmas”, Phys. Rev. E, Vol. 66, p.046414, 2002.
- [8] O. Ishihara and S. Vladimirov, “Wake potential of a dust grain in a plasma with ion flow”, Phys. Plasmas, Vol. 4, p.69, 1997.
- [9] G. K. Batchelor; “An Introduction to Fluid Dynamics”, Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK, 2000. Chap.2.

マグセイル・ワーキンググループについて

船 木 一 幸*, 山 川 宏**, 磁気プラズマセイル(MPS)研究会

Proposal of MagSail Working Group

By

Ikkoh FUNAKI *, Hiroshi YAMAKAWA ** and MPS Research Group

Abstract: Magnetic sail (MagSail) is a next-generation deep space propulsion system. To propel a spacecraft in the direction leaving the Sun, MagSail produces a large-scale magnetic field cavity to block the hypersonic solar wind plasma flow. Since the thrust of MagSail is proportional to the blocking area, a large-scale interaction between the artificial magnetic field and the solar wind is required to capture the energy of very low density solar wind flow. From our theoretical and experimental research on the thrust production mechanism of MagSail, it is scalable from 1 μ N class pure MagSail (150-kg satellite that has 2-m-diameter superconducting coil for the thrust production) to 1 N class magnetoplasma sail (1,000 to 4,000 kg weight spacecraft that inflates the magnetic field produced by a 4-m-diameter superconducting coil by additional plasma jet from the spacecraft). In order to demonstrate a small but world's first MagSail in space, we are going to start a two-year working group, in which 1) specific mission and spacecraft system will be designed; and 2) key components such as new high-temperature superconducting coil, a cryogenic system, and a navigation system are going to be developed for the first MagSail in space.

Key words: Magnetoplasma Sail, Magnetic Sail, Plasma Sail, MagSail, M2P2, Small Satellite

1. はじめに

小惑星探査機「はやぶさ」や技術試験衛星 VIII 型「きく 8 号」などに搭載されたイオンエンジンは、太陽光発電で得られた電力を利用して推進エネルギーを発生する、いわゆる電気推進ロケットの一つであり、これは、太陽光の光エネルギーを電力へ、そして電力を推進エネルギーへと 2 段階にわたって変換するエネルギー変換装置であると解釈できる。一方、太陽エネルギーを直接推進エネルギーへ変換するのが、帆（セイル）推進である。セイル推進には、Fig.1 のように、太陽光を大きな鏡で反射して探査機を加速・推進するソーラーセイルと、宇宙機に搭載するコイルがつくる磁気圏が太陽風プラズマ流を受けて探査機を加速・推進する磁気セイル（マグセイル）がある。両者は推進剤を必要としない宇宙推進（Propellantless Space Propulsion）として古くから注目されているが、巨大な構造物（太陽光を反射するための大きな鏡、または、大きな磁気圏を構成するための超伝導コイル）が必要とされることから、実現が見送られていた。

こうしたセイル推進の欠点を補うには、セイル推進と電気推進機の融合をはかる必要がある。JAXA の川口教授らは、ソーラーセイル用の薄膜鏡表面に極薄の太陽電池を搭載して発電を行う、ソーラー電力セイルを提案している [1]。

* ISAS/JAXA

** Kyoto University

ソーラー電力セイルでは、太陽から 5.2 AU 離れた木星軌道では発電電力を探査機の維持に使うが、地球近傍軌道ではイオンエンジンを駆動するために用いる。一方、プラズマジェットを直接推進に用いるのではなく、マグセイル磁気圏の拡大に用いるのが、Mini-Magnetospheric Plasma Propulsion (M2P2) である [2]。M2P2 では、Fig.2 のように、宇宙機に搭載したコイルがつくる磁場中にプラズマジェットが噴射される。この宇宙機周りのプラズマは、お互いの衝突が極めて少ない無衝突プラズマ流であり、磁場はプラズマ流に凍結 (frozen-in) して運ばれる性質を持つ。この性質を利用して磁場を遠くまで運んでマグセイルの磁気圏を拡大する磁気インフレーションのアイデアは、Winglee 博士によって提案されて脚光を浴びた。というのも、Winglee が初期に報告した M2P2 は、太陽系脱出さえも 10 年で可能であるなど、強烈な性能の推進システムだったからである。

Washington 大のグループでは、直径 10 cm のソレノイドコイルと直径 3 cm の小型ヘリコンプラズマ源を組み合わせた「M2P2 プロトタイプ」の実験を、2000 年から開始しており [3]、M2P2 の開発は順調に見えた。しかし、その後スペースプラズマの専門家の間で大きな議論がおり、2003 年の Khazanov のペーパーでは、Winglee の M2P2 設計の誤りが指摘された。この Khazanov の報告が発表された 2003 年以降、Washington 大と NASA における M2P2 の研究開発はストップしてしまった。日本国内の大学研究者と JAXA の研究者が磁気プラズマセイル (MPS) 小研究会を結成して検討を開始した 2003 年は、Washington 大/NASA などの M2P2 研究が中断した時期にあたる [4],[5]。MPS(MagnetgoPlasma Sail)の名称には、Winglee のセイルのアイデアを踏襲しつつ、プラズマ物理をより正確に捉えたうえで、工学的最適化と実機の開発まで結びつけたい、という願いが込められている。

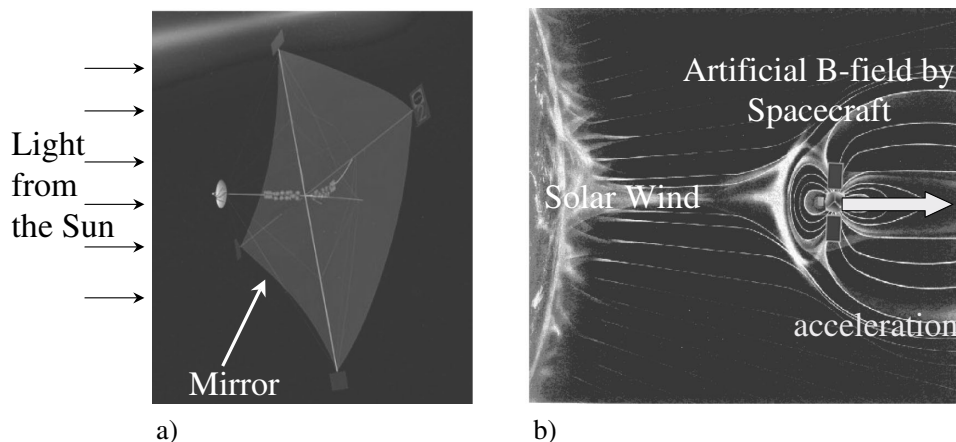


Fig.1 太陽エネルギーを利用したセイル推進 (a) ソーラーセイル, b) マグセイル) ⁶

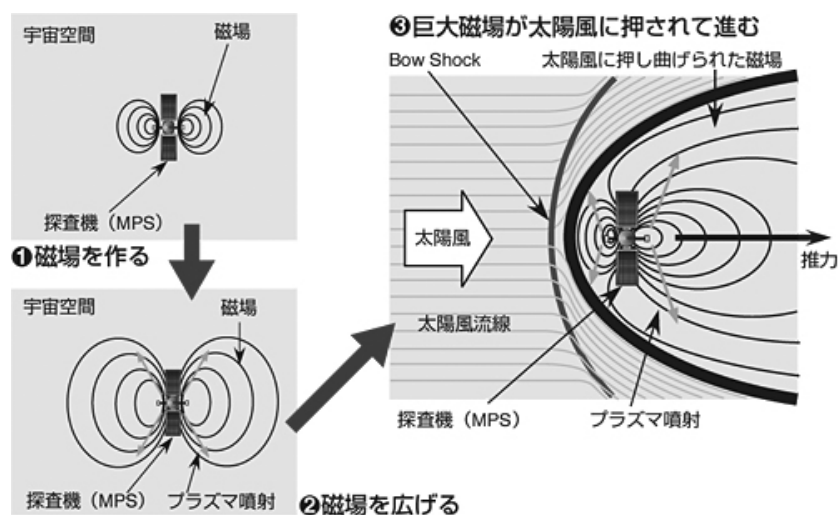


Fig.2 磁気プラズマセイルの原理

2. マグセイル・磁気プラズマセイル (MPS) 研究の現状

NASA Marshall の Khazanov は, Winglee の提唱した半径 (L) が高々 10 km の磁気圏を利用する M2P2 のデザインを非難している [7]. Khazanov は, この 10km スケールの磁気圏と太陽風との干渉では ion ラーマー半径 (r_{Li}) と代表長 L の比が大きい ($r_{Li}/L > 1$) ため ion kinetic effect を考慮する必要がある, Winglee が採用した MHD (流体) モデルは不適である, とし, M2P の設計点では太陽風と磁気圏磁場との干渉は弱く, 太陽風は磁気圏をすり抜けていくため, 推力は発生しない, と結論した.

Khazanov は有意な推力を生み出すには $L > 100$ km と巨大な磁気圏が必要と主張したが, これは本当なのだろうか? この疑問に答えるため, 我々はまず, 磁気圏大きさ $L < 100$ km (イオンスケール) の磁気セイルが受ける推力を見積もり, イオンスケールのマグセイルが可能かどうかを判断することにした [8],[9],[10]. Fig.3 には, 人工的なプラズマ噴射を伴わないマグセイル (ピュア・マグセイル) の推力特性予測を示してある. 小さい磁気圏では, ion kinetic effect によって磁気圏と太陽風との相互作用が弱まるが, それでも $L = 20$ km で 1.0 N のセイルが実現できる. これは, 総重量 1000 kg 程度の深宇宙機探査機を推進するには, 十分な推力であろう. ハイブリッド数値シミュレーションやスケールモデル実験では, こうした推力発生を裏付ける形で, 高速プラズマ流中にイオンスケールの磁気圏が形成されて, プラズマ流がブロックされる様子が捉えられている [9],[10],[11]. $L < 100$ km の磁気セイルは実現可能である, というのが我々の結論であり, 第一段階の磁気セイル衛星は, この点をフライト検証するのが目的である.

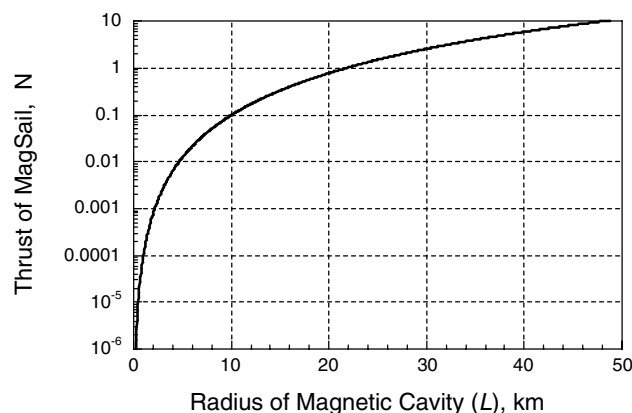


Fig.3 ピュア・マグセイルの推力予測

MPS の推力特性については, しかし, まだ我々のグループ内で議論が続いている. Winglee の計算 (Hall-MHD シミュレーション) は精密なものであったが, スケール則に対する配慮が不十分であり, 推力特性を過大評価してしまった. この点に注意して再評価を行ったところ, 「M2P2 プロトタイプ」として開発された直径 10 cm のソレノイドコイルでは磁気モーメントが不足しており, 有意な推力を得るには, 直径 10 m 級のコイルが必要であることが分かった [12]. 朝日は, 簡易モデルによって MPS に最低限必要な磁気モーメントを明らかにしたうえで, 推進機の性能 (推力, 比推力, および推力電力比) を向上させるには, 探査機からのプラズマ噴射パラメータ $\beta_0 = (\text{噴射プラズマ流の動圧}) / (\text{磁気圧}) = (0.5\rho u^2) / (B^2/2\mu_0)$ を小さく ($\beta_0 < 10^{-4}$ のように) 取るべきだと提案した. 低 β プラズマは, しかし, プラズマが磁場によって閉じ込められることを意味する. これを避けるため, MPS 探査機では磁力線に沿ってプラズマを噴射して, 遠方領域へプラズマを導入すればよいことが分かっている [13]. こうした予測を裏付ける形で, Fig.4 の MHD シミュレーション例では, $\beta_0 = 10^{-2}$ の低ベータプラズマ噴射ケースでも, 磁気圏を大きく拡大 (inflate) できている. 今後は, 研究会にて整備を進めてきた数値解析ツールを発展・拡張させて, ピュア・マグセイル小型衛星や, 将来のフルスケール磁気プラズマセイルの詳細な推力特性を把握する予定である. また, 地上実験は, 推力の直接計測データを用意してこれら解析との比較検討を可能にすると共に, 磁気インフレーションを取り入れた磁気プラズマセイルへの拡張を目標に, 現在も実施中である.

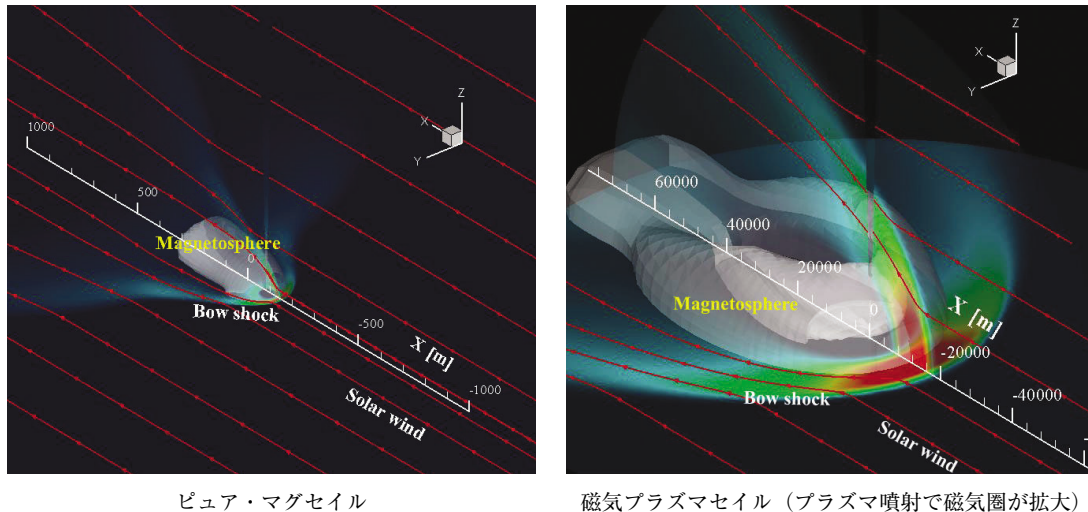


Fig.4 ピュア・マグセイルと磁気プラズマセイル周りの流れ場（MPS 噴射プラズマ $\beta_0 = 0.01$ ）[13]

3. ピュア・マグセイル実証衛星

ピュアマグセイル（直径数 m の超伝導コイルを搭載した衛星のつくる磁場と太陽風プラズマの干渉）で発生可能な推力は、これまでの理論的予測からも μN オーダーと非常に小さい。しかし、数 m クラスの超伝導コイルのシステムを開発し、太陽風プラズマによって宇宙推進する磁気セイルを実際に運用することは、これまでの我々の理論を裏付けるための大事な第一歩である。従って我々は、このピュア・マグセイルを世界で初めて飛行実証することを第一目標としている。そして、その次の段階は、磁気インフレーションを伴うことでより大きな推力を発生することが可能な、磁気プラズマセイルを、惑星間空間で飛行実証することになるだろう。ここでは、第1段階の目標である磁気セイル（pure Magsail）について記す。具体的には、以下に示すように磁気セイルに必須な新規技術の開発と磁気セイルの飛行性能評価を行い、将来磁気プラズマセイル開発に必要な技術の取得を目指す。

- 1) 磁気セイル工学試験衛星搭載用の 1T 級超伝導コイルシステムを開発する。このシステムは、軽量かつ高強度なコイルとその駆動電源、冷却系とから構成される。Table 1 に示した検討中の超伝導コイルシステムでは、予測値で $0.3 \mu\text{N}$ の推力を発生する事ができる。
- 2) 静止トランスファー軌道上（GTO）に投入される総重量 150 kg ～ 200 kg 程度の規模を想定して衛星開発を行う。Fig.5 のように太陽風を受けるべく地球磁気圏の外側の領域に試験衛星を配置するために、小型固体モータ（ $\Delta V = 500 \text{ m/s}$ 程度）により太陽側に遠地点がある $250 \text{ km} \times 20\text{Re}$ 軌道に投入する（地球磁気圏の magnetopause は太陽側に 10Re 程度、bow shock は 13Re 程度）。その後は地球磁気圏の外に達する遠地点付近でのみ磁気セイルを作動し、衛星軌道の変化から磁気セイルの推進性能を確認する。
- 3) 衛星ではプラズマ風観測装置により太陽風をモニタし、推力との相関を取得する。

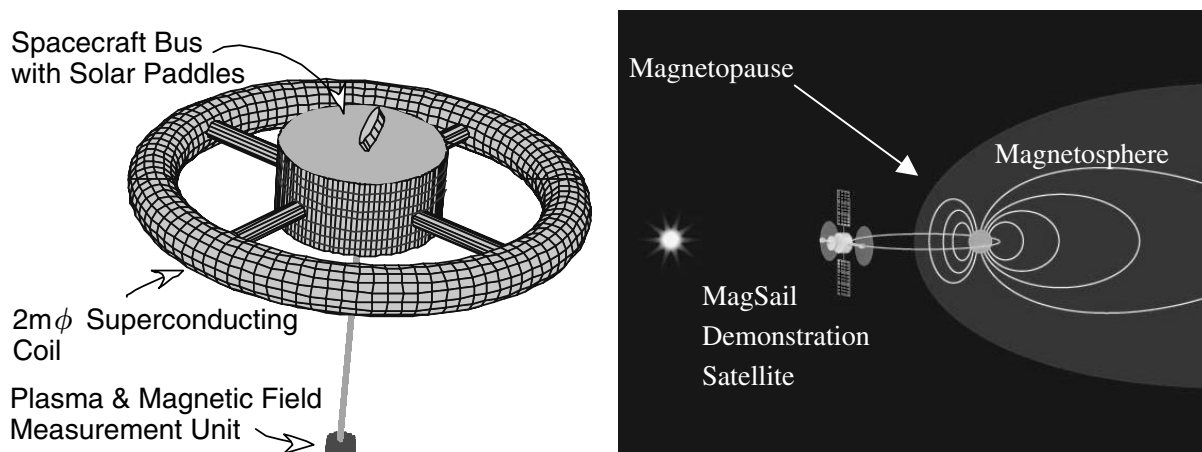


Fig.5 ピュアマグセイル工学実験衛星の概略と軌道

セイルの技術開発のポイントとなる超伝導コイルについては、Table 1 のように、4 K まで冷却する低温超伝導と、20 K 程度まで冷却する高温超伝導の 2 つについて、現在もトレードオフを続けている。

Table. 1 マグセイル用超伝導コイル線材の特性

	低温超伝導線材	高温超伝導線材
Coil Temperature	4 K	20 K
Coil diameter	$\phi 2$ m	$\phi 2$ m
Design magnetic field	1T	1T
Current	600 A	300 A
Turns	500	1000
Coil inductance	4 H	4 H
Power while starting-up	2 kW	2 kW
Battery requirement	200 Wh	200 Wh
LHe Capacity	30 ℓ	----
Cryostat Size	$\phi 0.2 \times 6.2$ m	----
Mass	30 kg	50 kg

低温超伝導は、電流値を大きく取れるが液体ヘリウムによる冷却が必要となり、コイルシステムの寿命がヘリウム冷媒の搭載量に左右される。これに対して、高温超伝導では、機械的な冷凍機が利用できると考えており、1 年以上のコイル運用が可能になるであろう。マグセイル用超伝導コイルのためには、軽量かつ大きな磁束密度を達成できるシステムを最適設計する必要がある、また、熱・構造・EMC など、宇宙機用コンポーネントに不可欠な各種評価試験を実施する必要がある。

4. マグセイルワーキンググループ

我々は、直径数十 km におよぶ人工的な磁気圏と太陽風との複雑な干渉を、数値シミュレーションと地上実験から推定してきた。しかしながら、マグセイルの推力特性をこれらの技術のみで厳密に予測することは大変困難であると考えている。これは、地球磁気圏が現在でも多くの研究者によってその研究対象とされ、かつ、その探求のために多くの探査衛星が打ち上げられていることから明らかであろう。他の宇宙推進システムとは異なり、磁気セイル・磁気プラズマセイルは、宇宙空間でのみ検証することが可能である。このため、磁気セイル・磁気プラズマセイル工学実験衛星を実現するために磁気プラズマセイルワーキンググループの設立を提案している。

このワーキンググループでは、設立後 2 年間で、1) 世界的に見ても具体的な検討が手付かずの状態である、磁気プ

ラズマセイルの中核技術である宇宙用超伝導電磁石システムの開発、2) 磁気セイル／磁気プラズマセイル小型宇宙機システムの設計と実証ミッション提案，を中心に開発や検討を進める．小型宇宙機の設計は，これまで小研究会で実施してきた2つの基盤技術：スケールモデルによる地上試験設備と数値シミュレーション技術を駆使して進めたい．

小型宇宙機による実証は，2段階で行う．第1段階は，地球周回軌道上での磁気セイルシステムの検証，第2段階は惑星間空間上での磁気プラズマセイルシステムの検証である．磁気プラズマセイルがイオンスラストなど既存の推進システムに対して優位であることを示すことができれば，効率よく軌道遷移を実現する手法として，太陽光を受け止めるソーラーセイルなどと共に，磁気プラズマセイルが今後の宇宙探査用推進システムの主流となる可能性もある．宇宙探査のための技術革新を目指したワーキンググループの活動へ，多くの皆様の参加や支援をお願いしたい．

謝 辞

本原稿を執筆するにあたってご協力をいただいた磁気プラズマセイル小研究会のメンバー（特に，東大の西田浩之氏，九大の梶村好宏氏，静岡大の大津広敬氏，JAXA の小川博之・藤田和央の両氏）に深く感謝いたします．磁気プラズマセイルの研究は，科学研究費補助金（基盤研究 (B) (No.18360411)），および，JAXA 宇宙科学研究本部戦略的開発研究費の支援を受けて実施している．

参 考 文 献

- [1] 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.
- [2] Winglee, R.M., Slough, J., Ziemba, T., and Goodson, A.: Mini-Magnetospheric Plasma Propulsion: Tapping the Energy of the Solar Wind for Spacecraft Propulsion, Journal of Geophysical Research, Vol.105, No.21, 2000, pp.21,067-21,078.
- [3] Winglee, R.M., Ziemba, T., Euripides, P., and Slough, J.: Computer Modeling of the Laboratory Testing of Mini-Magnetospheric Plasma Propulsion, International Electric Propulsion Conference, IEPC-01-200, Oct. 2001.
- [4] 船木一幸，山川宏，藤田和央，野中聡，磁気プラズマセイルによる深宇宙探査，日本物理学会誌，Vol.58, No.4, 2003, pp.266-269.
- [5] Yamakawa, H., Funaki, I., Nakayama, Y., Fujita, K., Ogawa, H., Nonaka, S., Kuninaka, H., Sawai, S., Nishida, H., Asahi, R., Otsu, H., and Nakashima, H., Magneto Plasma Sail: An Engineering Satellite Concept and its Application for Outer Planet Missions, Acta Astronautica, Vol.59, 2006, pp.777-784.
- [6] From <http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap030308.html>
- [7] Khazanov, G., Delamere, P., Kabin, K., Linde, T. J.: Fundamentals of the Plasma Sail Concept: Magnetohydrodynamic and Kinetic Studies, Journal of Propulsion and Power, Vol.21, No.5, 2005, pp.853-861.
- [8] 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, Vol.43, 2006, pp.667-672.
- [9] Fujita, K., Particle Simulation of Moderately-Sized Magnetic Sails, The Journal of Space Technology and Science, Vol.20, No.2, 2004, pp.26-31.
- [10] Kajimura, Y., Noda, K., Nakashima, H., Funaki, I., Feasibility Study of Magneto Plasma Sail by Using Numerical Simulation and Experiment, AIAA-2007-587, 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Jan., 2007.
- [11] 船木一幸，小嶋秀典，清水幸夫，都木恭一郎，中山宜典，山川宏，藤田和央，小川博之，篠原季次，磁気セイルシミュレータの開発，日本航空宇宙学会論文集，Vol.54, 2006, pp.501-509.
- [12] 朝日龍介，船木一幸，山川宏，藤田和央，磁気プラズマセイルの電磁流体解析および性能評価，ISAS Research Note No.789, 2005年3月.
- [13] Nishida, H., Ogawa, H., Funaki, I., and Inatani, Y., MHD Analysis of Flow Fields Around Magneto Plasma Sail, AIAA-2007-585, 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Jan. 2007.

小ヘリコン源を用いたプラズマ生成・加速

都 木 恭一郎*, 橋 本 隆*, 牧 田 賢 治*, 田 中 良 和*,
篠 原 俊二郎**, 羽 田 亨**, 池 田 泰**,
谷 川 隆 夫***, 船 木 一 幸****, K.P.Shamrai*****

Plasma Production/Acceleration Using Compact Helicon Source

By

Kyoichiro TOKI *, Takashi HASHIMOTO *, Kenji MAKITA *, Yoshikazu TANAKA *,
Shunjiro SHINOHARA **, Tohru HADA **, Yasushi IKEDA **,
Takao TANIKAWA ***, Ikkoh FUNAKI **** and K. P. SHAMRAI *****

Abstract: A compact helicon source was designed and dedicated to a high density Ar plasma production followed by an electrode-less antenna acceleration. A helicon mode was successfully formed to produce 10^{13} cm⁻³ plasma at an RF power of 380 W with 1,000 gauss externally applied magnetic field. The repetitively pulsed acceleration by a coil antenna was attempted and resulted in 1,500 m/s velocity increment by an acceleration power of 100 W.

Key words: Helicon, High Density Plasma, Plasma Acceleration

1. はじめに

ヘリコン波プラズマによれば比較的高密度 (10^{13} cm⁻³ 以上) のプラズマを容易に生成できるということで、これを電気推進のプラズマ源とりわけ電磁加速型のスラスタに応用する試みを始めた。ヘリコン源としては大口径のものが既に研究されているので、[1] ここでは小ヘリコン源を設計し上記のプラズマ密度を目指した。こうした無電極 RF アンテナ放電でプラズマを生成する手法を用いるとエロージョンによる電極損耗に煩わされることが無く、電気推進の長寿命化を図れる。しかし、加速は陰極・陽極あるいはグリッドなどの有電極で行うのが常であるため、加速電極の劣化は避けられなかった。従って、プラズマの加速も無電極 RF アンテナ放電で行うことが本来望ましく、それが本研究の最終目標でもある。今回は主にプラズマ生成の結果について報告、加速については予備的な実験結果を報告する。

* Tokyo University of Agriculture and Technology
** Kyushu University
*** Tokai University
**** ISAS/JAXA
***** Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences

2. 実験装置と方法

2.1. 実験装置

2.1.1. 小ヘリコン源

小ヘリコン源は内径 2.5 cm, 外径 3.4 cm, 長さが 46 cm のレデューサ付きパイレックスガラス管で, 真空チェンバーの覗き窓 (A 200) に取り付けられている。一方の端はステンレスの蓋になっていて, 中心からアルゴンガスを供給するためのガスポートが設けられている。ヘリコン波が励起された場合はこの間に定在波として確認されることになる。

真空チェンバーは直径 70 cm, 長さ 120 cm でロータリーポンプと油拡散ポンプで 3×10^{-5} torr 程度に排気される。

2.1.2. アンテナおよび電源

プラズマ生成用のアンテナはサドル型 (Boswell Type) を採用した。RF 電源と整合器はサムウェイの最大出力 500 W, 周波数 10 ~ 100 MHz であるが, 実験では 13.56 MHz, 27.12 MHz, 40.68 MHz の工業用周波数の基本波, 2 倍波, 3 倍波を使用する。また, 入力には最大 -13 dB のシグナルジェネレータを用いる。このアンテナの軸方向長さは 4.2 cm としている。

外部からは公称最大 800 gauss / 40 A (ただし磁場コイルの中心軸方向で) 印加できる電磁石を用意している。これが, 同時にプラズマ加速用の磁場にもなっている。

一方, 加速用のアンテナとして後述するように, パルス加速用には 1 ~ 8 巻きのコイルアンテナ, 連続加速用には 2 組の平行平板を用い, それらの RF 電源と整合器には最大出力 200 W × 2 台, 周波数

0.5 ~ 15 MHz を使用した。入力にはファンクションジェネレータを用いる。

2.2. 計測方法

計測には静電プローブを使用した。今回は直径 0.3 mm のタングステンワイヤーの先端 4 mm を露出させ, 直径 1.5 mm の二穴絶縁管で覆ったダブルプローブをプラズマ生成アンテナの直下まで挿入して, 生成プラズマのイオン密度と電子温度を測定した。

また, プラズマ流速測定には, 直径 1.5 mm の銅線を直径 3 mm の絶縁管を被せて 45° 端面にしたマッハプローブを用いた。マッハプローブ理論は安藤, 等の手法を適用した。[2]

いずれのプローブの駆動にも最大 100 V まで掃引可能なバイポーラ電源を用いている。プローブ電流の計測には 250 Ω の抵抗を用い, 0.5 Hz 程度の掃引速度で電圧電流特性をデータロガーで取得する。信号に混入する RF ノイズはデータロガー側のフィルターにて除去した。

図 1 に実験装置の概略を示す。

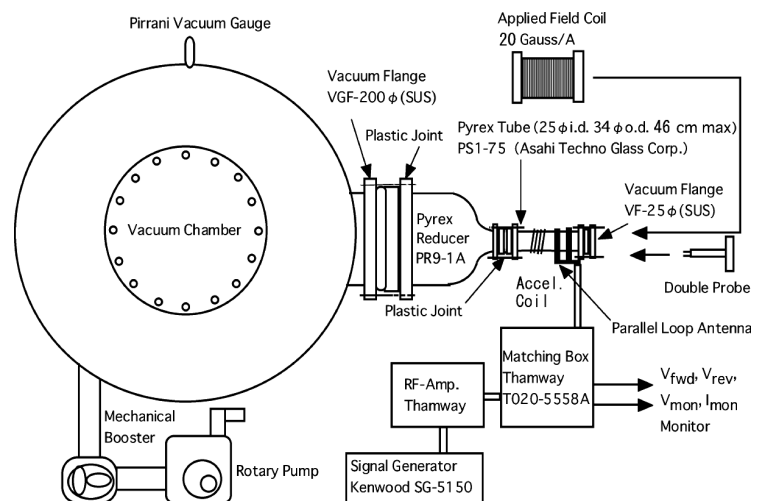


図 1 実験装置の図

3. 実験結果と考察

3.1. ヘリコンモードの実現

実験パラメータは, Ar 質量流量 (プラズマ物理では通常は圧力が問題だが電気推進の分野では質量流量が基本パラメータ) 0.5, 1.0, 2.0 mg/s, 印加する磁束密度 0, 200, 400, 800 gauss, そして RF パワーが 0 ~ 380 W である。RF 周波数は先に述べたように, 13.56 MHz を基本波として倍波, 3 倍波であるが, 最終的には最もプラズマ点火が容易で

作動が安定な 27.12 MHz を主に用いることになった。

図 2 は Ar 質量流量 0.5 mg/s, 磁束密度 800 gauss, 27.12 MHz で RF パワーを投入していった際のプラズマ密度をプロットしたものである。電子温度も同時に計測しているが、概ね 3 ~ 6 eV とした値である。低パワー域の最初のジャンプは CCP モードから ICP モードへの遷移と思われるが、200 W 付近で現れたジャンプは ICP モードからヘリコンモードへのジャンプと思われる。プラズマ密度も 10^{13} cm^{-3} を超える。この時、それまでピンク色であったプラズマが突然青色に変化するいわゆるブルーモードが観測された (図 3)。

3.2. ヘリコン波かどうか

観測されたプラズマがヘリコンプラズマかどうかは十分なプラズマ密度さえ達成されたなら工学的には重要な問題ではないが、波の分散関係式を当たってみることにした。[3] 図 4 はガラス管の外からではあるがヘリコン波による磁力線揺動をシングルターンの磁気プローブで検知していった結果である。これによって定在波 (位相差測定で位相の進行が見られなかったため) の半波長は数 cm と見積もられ、生成されたプラズマ半径、密度、印加磁場強度などを代入するとほぼヘリコン波の分散関係式を満足していることが判明した (図 5)。

3.3. パルス加速と連続加速

パルス加速はプラズマ生成アンテナの下流に 1 ~ 8 巻きの加速用コイルを巻きそこに 0.5 ~ 1.5 MHz のランプ波形 (鋸歯状波) を印加するものである。図 6 の加速フェーズにあってコイル磁界がプラズマ中に浸透して周方向に反磁性電流を誘起する、これと元々の印加外部磁場の半径方向成分との間に $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 力を発生させてプラズマを加速する。減速フェーズでは加速フェーズよりも周波数が速いためプラズマ中へのコイル磁界の浸透時間 (スキニング時間) が不十分で減速効果は薄いと言うメカニズムである。[4]

連続加速は図 7 のようにリサージュ加速と称し、縦方向と横方向にそれぞれ sin 波と cos 波の電界を印加しプラズマ内部に周方向の $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトを起こさせる。イオンサイクロトロンより十分に速く、電子サイクロトロンより遅い回転電界を与えることで電子 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトのみを有効にして周方向電流を作る。この関係は右の簡単な Langevin 方程式を解くことで求められる。後はパルス加速の場合と同じ $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 加速方式になるが連続加速となる。[5] ここで、

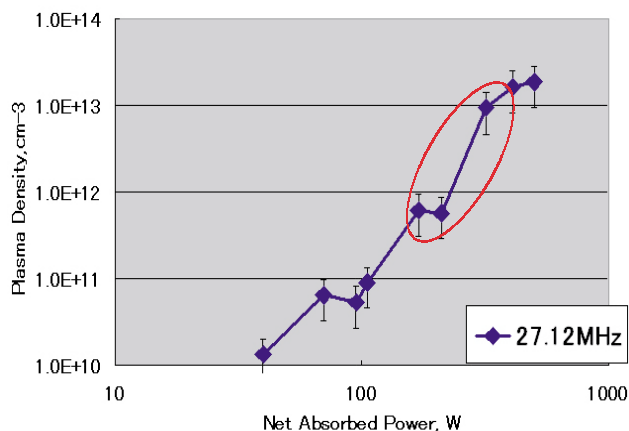


図 2 プラズマ密度と入力パワーの関係 (Ar 流量 0.5 mg/s, 印加磁場 800 gauss, 赤丸がヘリコンジャンプ?)

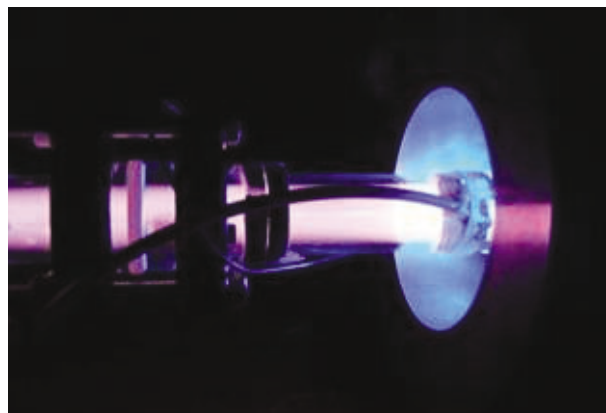


図 3 観測されたブルーモードのプラズマ

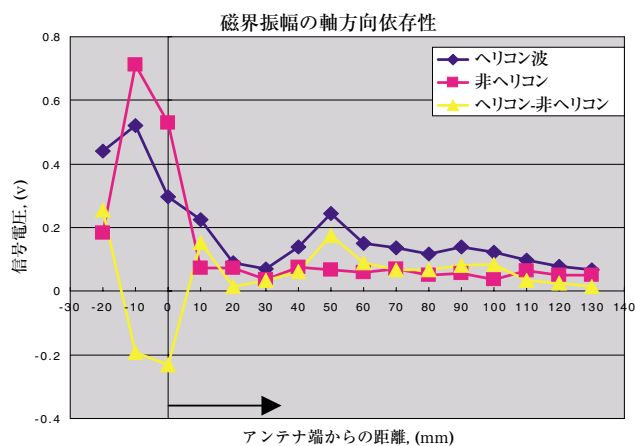


図 4 シングルターン磁気プローブによるヘリコン波励起揺動磁場の探索 (ガラス管外の半径方向磁場)。

$$(k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2)^{0.5} = \frac{\omega \omega_p^2}{k_{\parallel} \omega_c c^2}$$

$$k_{\parallel} = \frac{2\pi}{\lambda_{\parallel}} \quad k_{\perp} = \frac{\alpha}{a} = \frac{3.8}{a}$$

$$\omega_p = 2\pi \times 8.98 \sqrt{n_0}$$

λ_{\parallel}	ヘリコン波の磁場方向の波長	0.12(m)
a	プラズマ半径	1.25×10^{-3} (m)
c	光の速さ	3.00×10^8 (m/s)
α	波のモードと境界条件に依存する定数	3.8
B	磁場	0.08(T)
n	プラズマ密度	1.86×10^{19} (m ⁻³)
k_{\parallel}	ガラス管軸方向の波数	
k_{\perp}	ガラス管半径方向の波数	
ω_c	真空中を伝わる電磁波	
R	電子が主役となって伝わる右回りの円偏波	



図5 ヘリコン波の分散関係式

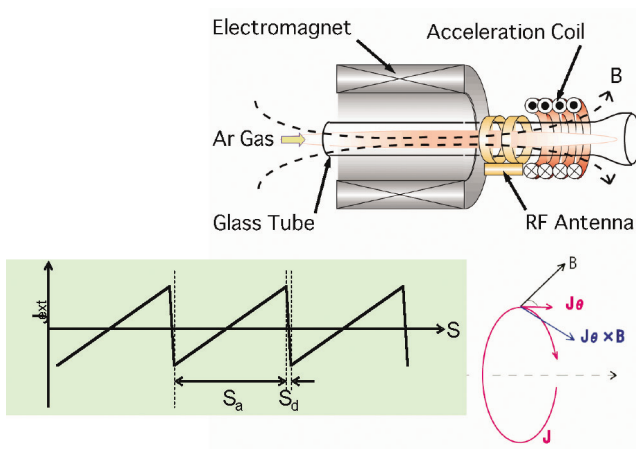
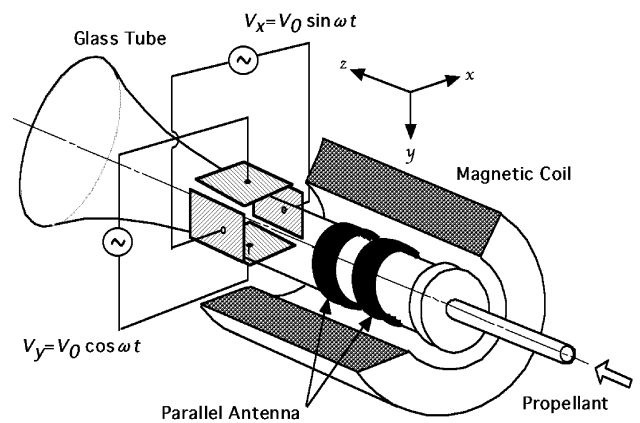


図6 パルス加速の原理（鋸歯状波コイル電流印加）

m : イオンまたは電子質量, u_x, u_y : 速度, E_0, E_x, E_y : 電界, e : 電気素量, v : 衝突周波数, B_z : 外部磁界, ω_0, ω : サイクロトロン周波数および RF 周波数, $R_{L,eq}$: 擬似ラーマー半径.

3.4. パルス加速の予備実験結果

図8にパルス加速実験の一部を紹介するが、この結果はまだ予備的であり最終的なものではない。磁場は最大の 1000 gauss を印加、Ar 流量は 1 mg/s、プラズマ生成の周波数は 27.12 MHz または 40.68 MHz で投入パワーは約 200 W（ただし、40.68 MHz は電源が発振し易く扱いにくい）、加速のための投入パワーは 100 W である。加速周波数を 0.5, 1.0 MHz とすると流速が 1500 m/s 程度上がって行くことが分かるが、1.5 MHz 辺りになると頭打ちもしくは減速となる。これは、加速コイルからブ



$$m \frac{du_x}{dt} = eE_x - m v u_x + e u_y B_z \quad (1)$$

$$m \frac{du_y}{dt} = eE_y - m v u_y - e u_x B_z \quad (2)$$

$$u_x = \frac{eE_0}{m} \frac{1}{\sqrt{(\omega_0 - \omega)^2 + v^2}} \sin(\omega t + \phi) \quad (3)$$

$$u_y = \frac{eE_0}{m} \frac{1}{\sqrt{(\omega_0 - \omega)^2 + v^2}} \cos(\omega t + \phi) \quad (4)$$

$$\tan \phi = \frac{\omega_0 - \omega}{v} \quad (5)$$

$$v = v_{ela} + v_{ineh} \quad (6)$$

$$R_{L,eq} = \frac{eE_0}{m \omega \sqrt{(\omega_0 - \omega)^2 + v^2}} \quad (7)$$

図7 連続加速（Lissajous）の原理

ラズマへのパワー伝達が悪くなるからと考えられる。また、この時は電子温度も上昇しており、イオン音速の値と流速の値がほぼ一致していることから、現状では電磁加速と言うよりは電熱加速の域を脱していないのではないかとと思われる。今後は、加速コイルアンテナの形状を変えて抵抗を減らす、さらに強力な磁場を印加する、流量を減らして完全電離に近づけるなどの努力が必要である。

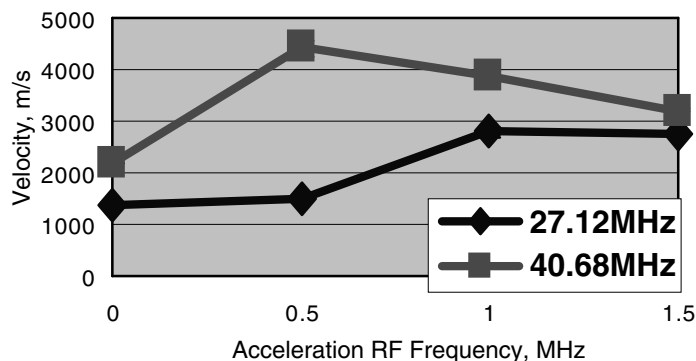


図 8 パルス加速の予備実験結果 (Ar 0.5 mg/s, 加速投入電力 100 W)

4. 結 論

内径 2.5 cm のヘリコン源を用いて 27.12 MHz の RF 投入パワー約 380 W で 10^{13} cm^{-3} という Ar プラズマ密度を達成した。プラズマ密度ジャンプの様子、プラズマの様相がブルーモードであること、波の分散関係式に当てはまることから、得られたプラズマはヘリコン波プラズマと考えられる。

一方、パルス加速によるプラズマ流速の速度増分結果は 100 W 投入で 1500 m/s 程度が得られたが、電磁加速と言うには不十分で、未だ電熱加速の域を出ていないことが予想される。今後は加速効率を高めるべくプラズマと加速アンテナのカップリングを改善する必要がある。

参 考 文 献

- [1] Tanikawa, T., Shinohara, S. and Toki, K., “Helicon Plasma Produced Using a Spiral Antenna”, American Physical Society, Bulletin of the American Physical Society, Vol. 50, No. 8, pp. 297, 2005.
- [2] Ando, A., Watanabe, T., Watanabe, T., Tobari, H., Hattori, K. and Inutake, M., “Evaluation of Para-Perp Type Mach Probe by Using a Fast Plasma Flow”, Journal of Plasma and Fusion Research, Vol. 81, No. 6, pp. 451-457, 2005.
- [3] Shinohara, S., “Propagating Wave Characteristics for Plasma Production in Plasma Processing Field”, Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 36, Part I, No. 7B, 1997, pp. 4695-4703.
- [4] Toki, K., Shinohara, S., Tanikawa, T. and Shamrai, K. P., “Small Helicon Plasma Source for Electric Propulsion”, Thin Solid Films, 506-507, pp. 597-600, 2006.
- [5] Toki, K., Shinohara, S., Tanikawa, T. and Shamrai, K. P., “Feasibility Study of Electrodeless Electromagnetic Acceleration”, AIAA 2004-3935, 40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, Fort Lauderdale, FL, USA, 2004.

電気推進の研究・開発・宇宙利用の方向性について

國 中 均*

Diverse Expansion of Electric Propulsion

By

Hitoshi KUNINAKA*

Abstract: Enormous research and development efforts have been devoted to the electric propulsion, which aims higher exhaust velocity and higher specific impulse than the chemical propulsion. As the results the microwave discharge ion engines made the Hayabusa spacecraft rendezvous with the asteroid. In the contrast to high specific impulse, there is another policy to promote inert propellant, such as solid and powder, without warming power and propellant charging procedure. They will contribute to thrusters on the sounding probes ejected from a mother ship in deep space. This paper outlines R&D status on the microwave discharge Hall thruster, the microwave discharge ion engines and the power thruster as up-dated topics in ISAS/JAXA.

1. 電気推進

最小の初期質量で出発して、最大の最終質量を目的地に届かせること、つまり少ない推進剤消費が、宇宙推進に課せられた最大の命題である。そのためには、宇宙にて大きなパワーを調達するとともに、高速噴射ジェットを発生させる必要がある。従来の化学推進では、以下の手順が採られる。燃料に内在された化学エネルギーを燃焼にて取り出し、高温高压ガスを生成する。ガス粒子は等方的なランダムな速度ベクトルを持つ。ラバールノズルを通過させると、粒子・粒子の運動量交換により、ノズルの軸線に沿った方向に均されていく。化学推進は、燃料の単位質量当りに内在するエネルギー量の上限、燃焼室の耐圧・耐熱に関する制限、熱速度以外（振動・励起・電離）へのエネルギー分配、粒子・粒子衝突の希薄化による限界、等のため噴射速度 5 km/s が上限である。噴射ジェットのさらなる高速化のために、電気推進は長年に亘り多くの研究開発努力が注がれてきた。図 1 に、代表的な電気推進を掲げる。DC アークジェットは、放電により推進剤の高温・高压化を図り、ラバールノズルにて高速ジェットを生成する（電熱加速）。MPD アークジェットはプラズマ化した推進剤に電磁力を直接作用させて加速噴射する（電磁加速）。ホールスラスタは、旧ソ連にて開発され、最も盛んに研究開発が進められている。イオンエンジンは、イオン化した推進剤を静電力にて加速する方式（静電加速）で、最も宇宙作動実績のある電気推進である。尚、図 1 はいずれも ISAS 電気推進工学部門で試験中に撮影された写真である。本稿では、電気推進に関する最近のトピックスを概説する。

* ISAS/JAXA

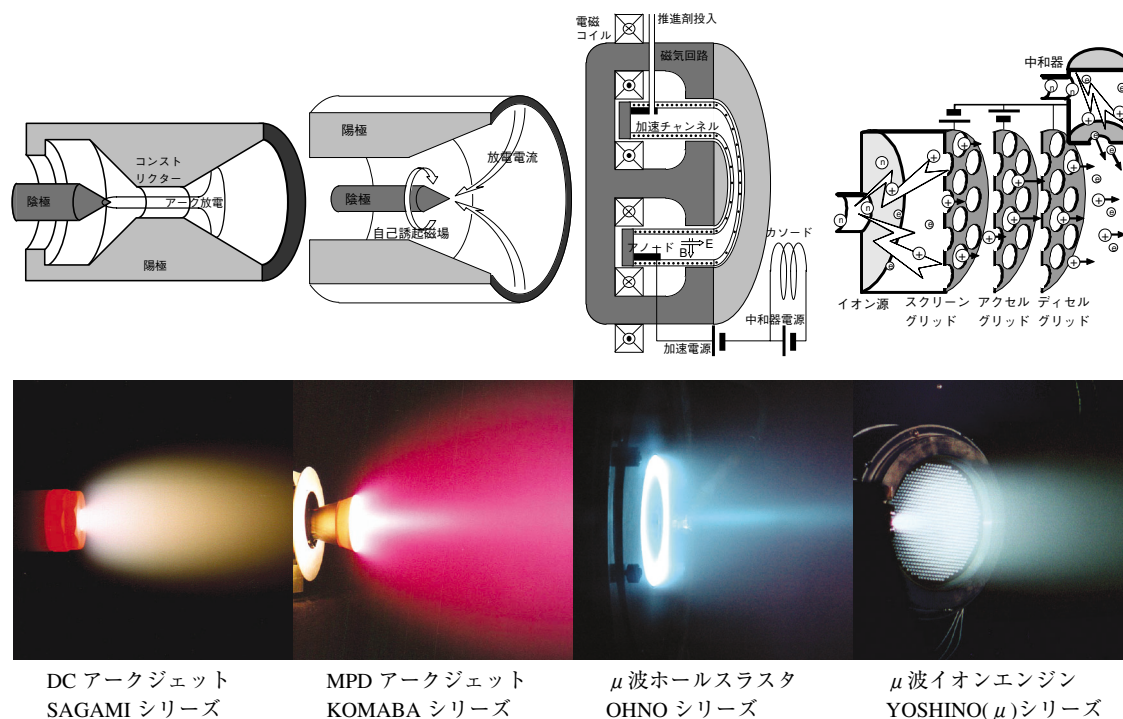


図1 各種電気推進

2. マイクロ波放電式ホールスラスタ

ホールスラスタは同軸円環状の加速領域を持ち、その半径方向に磁場を、軸方向に静電場を加えて、プラズマ生成および加速を連続的に行う。特定の作動領域においてはたいへん高性能であるが、その範囲が狭い。また放電振動のような不安定現象も報告されている。高比推力化と作動安定化を図るため、プラズマ生成部と加速部を分離した2段式ホールスラスタが提案されているが、過去の研究ではプラズマ生成にも直流電界が用いられていたため、加速部との分離が不明瞭となって捗々しい結果は得られていない。電気推進工学部門では、図2のようにプラズマ生成にマイクロ波放電を導入することにより、これを克服して研究を進めている。当初は、マグネトロン発振2.45 GHzマイクロ波から共鳴器を用いて強電界を作りガス放電させ、生成プラズマをホール加速する実験を行っていた。装置自体が大きいため、タンク壁に固定して作動させた。次に5.8 GHzマグネトロンに切り替えて、装置の小型化を図った。図3に両者の比較写真を示す。円環チャネルの流れ方向のプラズマ密度分布を図4に掲げる。周波数に依存するSkin Depthに対応して高密度プラズマがより上流部に位置することが分かる。ホール加速されたプラズマ中のイオンのエネルギー分布の、マイクロ波プラズマ有り／無しによる差異を図5に示す。マイクロ波を付加すると、高エネルギー領域に一群のイオンが現れ、同時に低エネルギー成分も低下することが示された。次に5.8 GHzの応用により装置が小型化されたことにより、推力の直接計測を実施した。ペローズとベアリングで支持され、振り子状に可動する導波管にマイクロ波放電式ホールスラスタを懸架し（図7参照）、変位から推力を実測した。図8に、マイクロ波投入により推力が増大する実験結果を表す[1]。

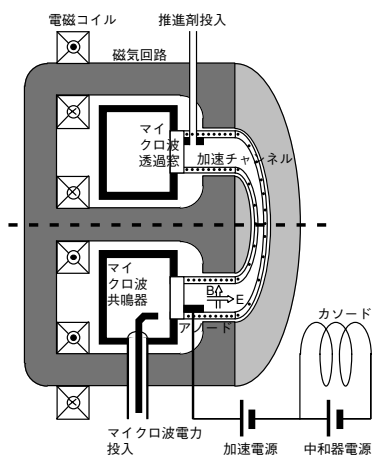


図2 2段式ホールスラスタ

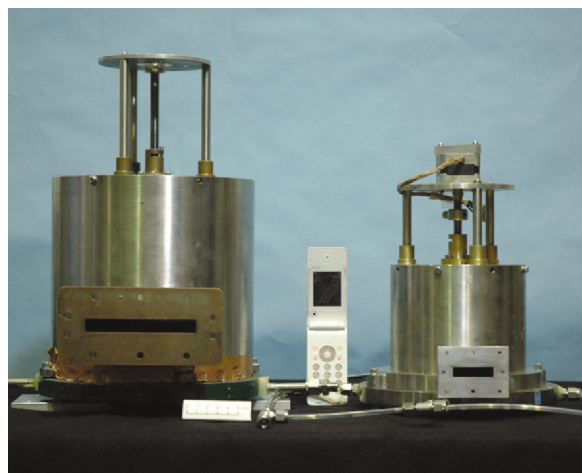


図3 プラズマ源用共振器 (左: 2.45GHz, 右: 5.8GHz)

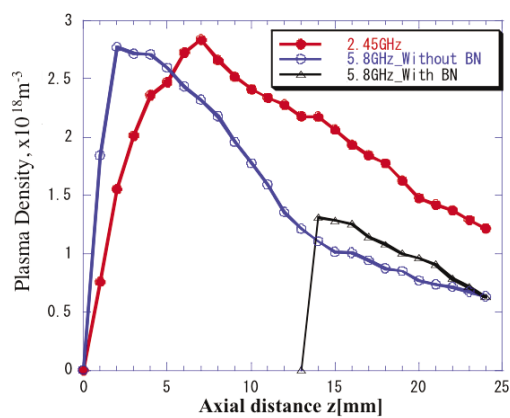


図4 放電室のプラズマ密度分布比較

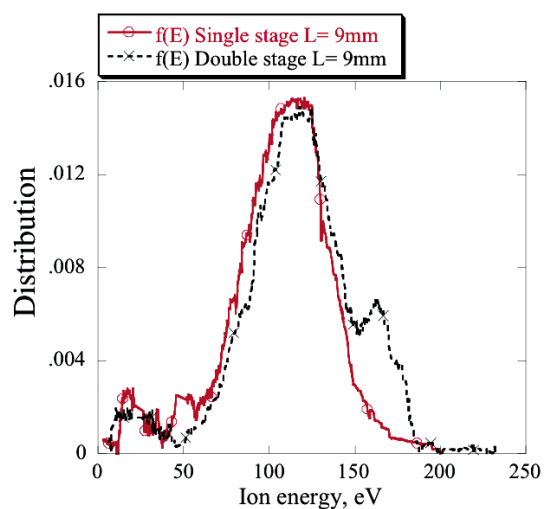


図5 イオンエネルギー分布

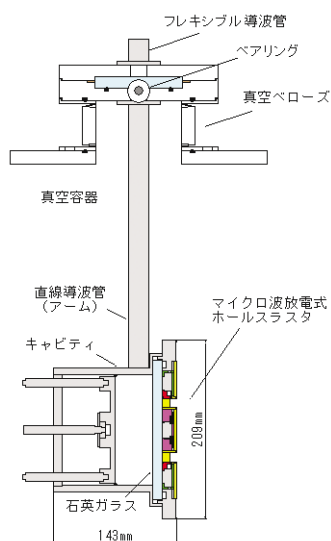


図6 推力計測方法

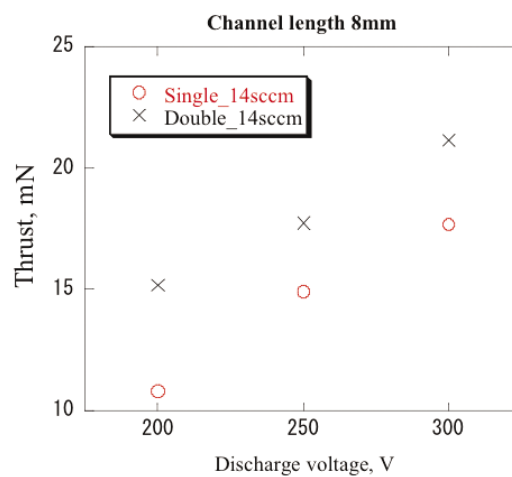


図7 1段式/2段式ホールスラスタの推力

3. マイクロ波放電式イオンエンジン

米国が研究開発宇宙運用を押し進める直流放電式リングカスプ型イオンエンジンの概略を図7左に掲げる。放電室内に電子放出陰極と陽極を有し、1次電子を閉じ込めるためにソレノイドコイルや永久磁石を用いて磁場領域を備えている。陰極電子源から放出された電子は、プラズマ空間電位との電位差によって衝突電離反応を起こすのに十分なエネルギーを得る。陽極に至るまでに中性粒子（推進剤）と衝突してイオン化させ、自らはエネルギーを低下させ熱電子となる。電子が陽極に至るまでの間に中性粒子との衝突する確率を大きくするため、磁場が適用される。複数回実施された地上寿命試験の結果に基づいて、直流放電式イオンエンジンのスラスト本体の故障原因が特定されている [2]。放電電圧に依存して、イオンが陰極電位面に衝突して放電電極のスパッタリング侵食を引き起す、派生した金属粉が電氣的短絡を誘発する、またそれが静電加速部に入り込むとイオン加速軌道を乱しグリッド損耗を助長する、中和器やカソード用ヒータの断線などが挙げられている。これに対し、マイクロ波放電式イオンエンジン「 μ 」シリーズは、米国と技術的一線を画くし、宇宙航空研究開発機構・宇宙科学研究本部・宇宙輸送工学研究系が独自に研究開発を進めてきた [3]。最大の特徴は無電極プラズマ生成（図8右参照）にあり、生成プラズマと放電室壁面の電位差は小さくスパッタリングは起きないため損耗とは無縁である。ECR型イオン源では、永久磁石を用いた磁場配置と、導波管またはアンテナ状のマイクロ波導入部を備える [4]。電子加速機構の概略を図9に示す。放電室に発射されたマイクロ波は生成プラズマ中を伝搬し、永久磁石近傍に形成される ECR 領域に到達して、電子加速に寄与する。この領域ではマイクロ波周波数とサイクロトロン角周波数が一致して、電子は共鳴的に加速される。加速過程にある電子は、対となる永久磁石間に形成される弓形磁束管内に捕捉されて、ミラー磁場閉じ込めにより往復運動を繰り返す。その度に ECR 領域を複数回通過して加速が進む。この時電子は磁場配位の空間強度分布に依存して派生する $\nabla B \times B$ ドリフトを起して、磁場トラックに沿って移動してプラズマ密度の一樣化に寄与する。図10に電子エネルギー分布の模式を示す。直流放電式イオン源では電子発生エネルギー（仕事関数）を消費して陰極から発生させた電子を放電電圧により加速して1次電子を作り出していたことと比較すると、マイクロ波放電式イオン源では既に存在する熱電子を再利用しているので、省電力となって性能向上も期待される [5]。

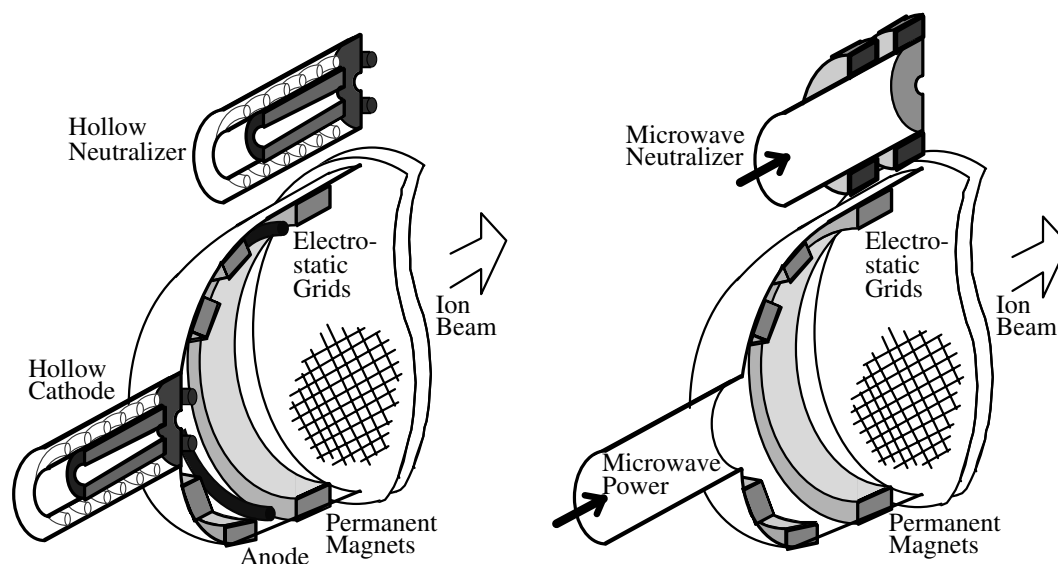


図8 直流放電式（左）とマイクロ波放電式イオンエンジン（右）

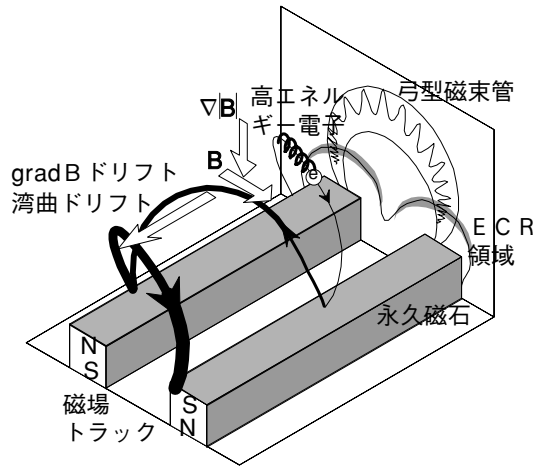


図9 ECR放電の機構

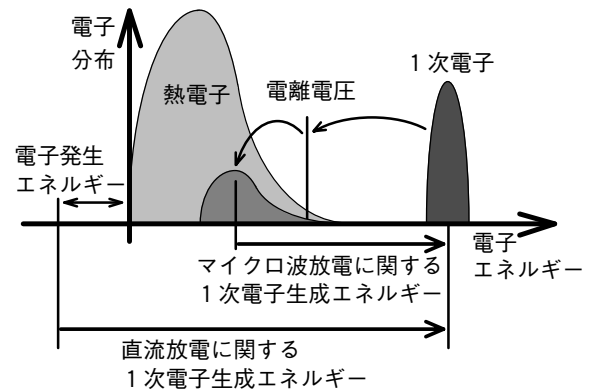


図10 イオン源内の電子エネルギー分布の模式

図11には研究開発中の $\mu 20$ モデルの構造、プラズマ点火の様子、さらにプローブ計測の方法を示す。図13のように計測されたプラズマは2温度状態を示した。磁場トラック（図11の内側）に沿った高温部と低温部の温度分布を図12に示す。推進剤を分散投入すると、至る所低温プラズマとなるが、推進剤を局所的に偏在させると、その箇所でも高温部が冷却されている。

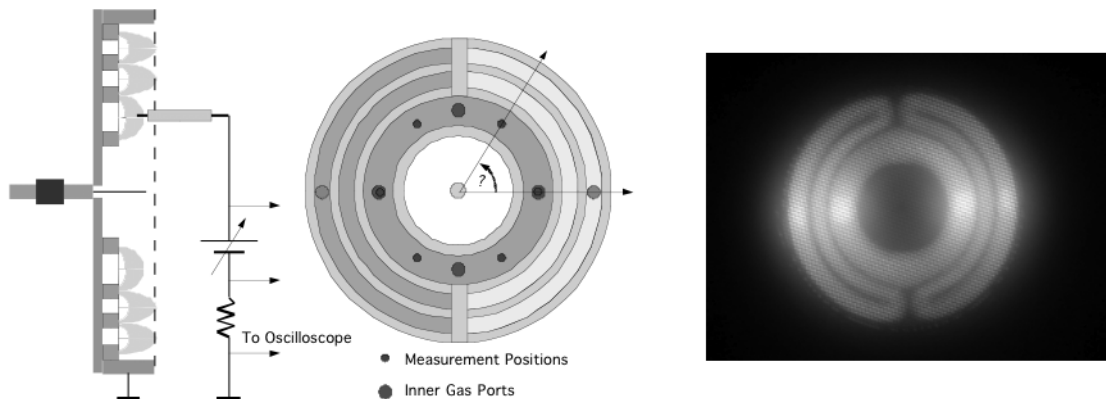
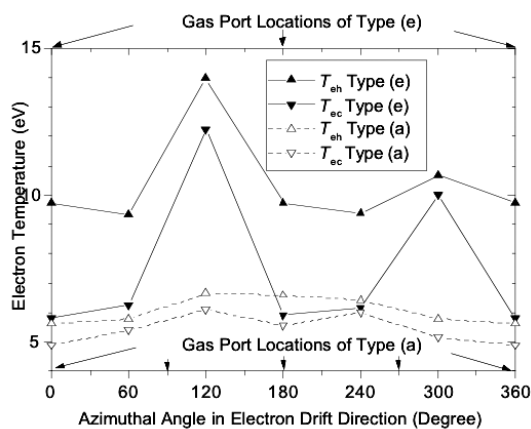
図11 $\mu 20$ イオンエンジンの構造と放電状態

図12 電子温度の分布

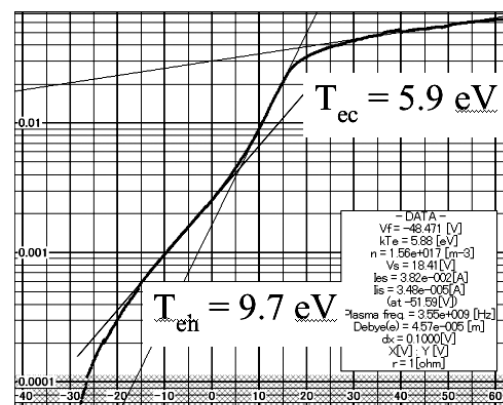


図13 2温度電子状態

4. 粉体推進

現在の電気推進が多用するキセノンは化学種としては不活性であるが、高圧気蓄しているため物理的に活性な状態と言える。また低温になると液化・固化してしまうため、常時保温のための電力を必要とする。姿勢制御のように稀にしか用いないスラストを想定しよう。1日1回、10秒だけ100 Wを消費して、それ以外は常時1 Wの保温電力が必要であったなら、前者は1日当たり1 kJ、後者は86 kJとなり、消費電力の観点からは主客逆転の状態にある。となる。究極のイナータ推進剤として、「粉体推進」を紹介する。粉体は、物質相は固体であり、相変化を起こす液体や気体と比べ温度管理の許容範囲が広い。高圧を用いなくても高密度貯蔵が実現できる。固体推進剤の最大の問題点は「作動の断続」であるが、粉体を小口で供給できるメカニズムが実現できれば、これを克服できる。この時液体や気体状の作動流体を用いたなら、液体や気体推進と全く同様の問題をはらむ。乾式コピーやレーザープリンタにおけるトナーの取り扱いのように、粉体を静電気や磁力を用いて、小口で供給する方式はブレイクスルーとなろう。加速方式には、レーザーアブレーション・放電アブレーション・電磁加速・静電加速、さらに粉体に化学燃焼性の物質を用いてレーザーや放電で着火維持する方式も考えられる。図14に粉体推進剤 PPT (Powder Propellant Pulsed Plasma Thruster) の概念を、図15に試作・試験中のモデルの写真を示す [6]。

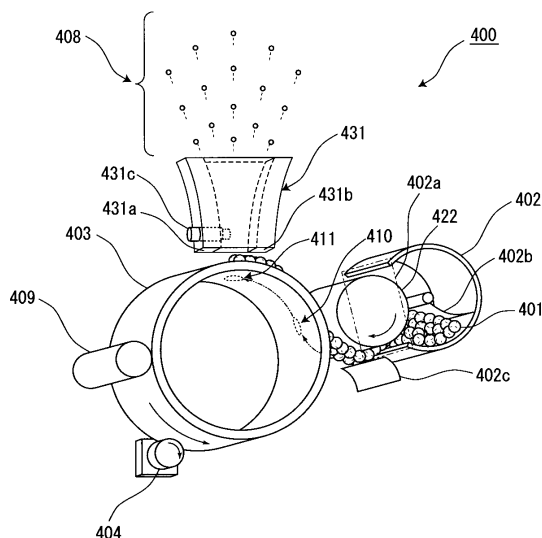


図 14 粉体 PPT の概念

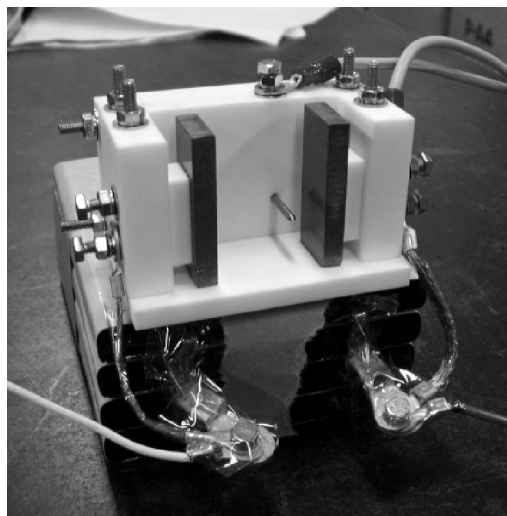


図 15 粉体 PPT の試作機

5. 「宇宙輸送系」から「深宇宙輸送システム」へ

マイクロ波放電式イオンエンジン $\mu 10$ が「はやぶさ」を小惑星へのランデブーを成功させたことは、世界の宇宙機関や組織がその宇宙実績確立に切磋琢磨するイオンエンジン技術の中にあってトップクラスの成果である。[7] これまでの宇宙機はロケットにより初速を与えられた以降は慣性飛行しており、その運動の様は月や惑星と同じであるから「人工衛星」「人工惑星」と呼ばれる。図16にこれまで宇宙科学研究所が打ち上げ運用を行ってきた深宇宙科学探査機の軌道変換能力と推進剤搭載率の変遷を示す。打ち上げの度に軌道変換能力は倍々の割合で上昇している。「はやぶさ」では軌道変換能力 4 Km/s を越えているが、この値は地上打ち上げロケットの1段当たりに匹敵する。これと並行して燃料搭載率も次第に上昇し、化学推進を利用するシステムではついには 50 % にまで達した。一方、電気推進を擁する「はやぶさ」では推進剤量は僅か 13 %、混載する化学推進が用いる燃料を含めても 25 % に抑えている。宇宙機が自ら軌道変換能力を得ることは、ロケットの巨大化を伴わずに深宇宙探査を実現できるので、まさに「宇宙船」の称号が相応しい。

宇宙機の軽量化と大電力化がさらに進みつつある。「はやぶさ」では5 kW / トンという質量・電力比により深宇宙動力航行を実現したが、米国ではさらに大電力化を図った宇宙機の打ち上げが控えている。大電力に支えられて電気推進を大推力化すればより積極的な宇宙機動が実現される。この状況に対応するため、「はやぶさ」で実証したイオンエンジン $\mu 10$ の技術を継承して、さらなる技術展開を窺っている。研究開発中3機種イオンエンジンの推力・電力の分布と、応用展開分野の関係を、図 17 に掲げる。 $\mu 10$ は消費電力 350 W、推力 8 mN であるが、これを 900 W、27 mN に性能向上させた $\mu 20$ と、 $\mu 10$ を元にさらに3倍の高速噴射を目指すのが $\mu 10$ HIsp、微小推力に対応する $\mu 1$ である。

$\mu 10$ が推力 8 mN にて、初期質量 500 kg のはやぶさ探査機を宇宙機動したことを考え合わせれば、 $\mu 20$ を主推進として用いれば、1 トン級の宇宙機が実現し得る。この規模であれば、数百 kg のペイロードを搭載し、目的天体に到達させることが可能であり、「はやぶさ MkII」宇宙ミッションとして実現を目指している。この技術は、新しい宇宙システムの概念「深宇宙輸送システム」を創成する。これまでの宇宙輸送系が地球表面と近地球とを往復するのに対し、近地球あるいは宇宙港と深宇宙の往来を担う。本稿で力点を置いて記述している宇宙推進技術のみならず、軌道決定・軌道計画・自動化・超遠距離通信など多くの宇宙技術の集積によって初めて実現できるシステムである。火星を越えたさらに深遠な宇宙に到達するには、 $\mu 10$ よりも高速噴射ジェットを発生する $\mu 10$ HIsp が期待される。スピン安定による薄膜軽量太陽電池を用いて、宇宙で大電力を調達し、イオンエンジンを駆動する「電力ソーラーセイル」にて木星を狙う計画を進めている。

深宇宙にのみ留まらず、近地球においても電気推進は宇宙活動に深く貢献できる。はやぶさにてその長寿命と高信頼を実証した $\mu 10$ イオンエンジンを小型静止衛星に利用する研究開発に新たに着手した。電気推進を静止衛星の南北制御に、他は化学ロケットを用いるのが従前であるが、東西・離心率・軌道半径・姿勢制御を含むすべてに電気推進を用いる「全電化」への世界的トレンドがある。また、小型衛星をドラッグフリー作動させて、科学観測に利用するニーズがあり、これに対応するためのアクチュエータとして $\mu 1$ イオンエンジンの研究を進めている。また深宇宙探査に有用な、母船から分離されるマイクロプローブでは、マグネティックトルカの利用が見込めないで、粉体推進が有望である。

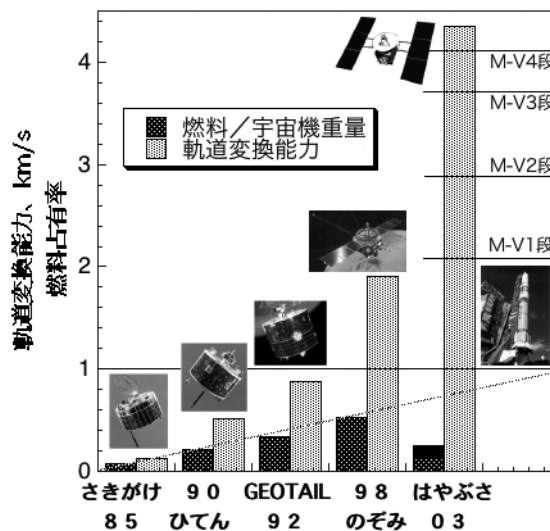


図 16 深宇宙機の軌道変換能力と推進剤占有率

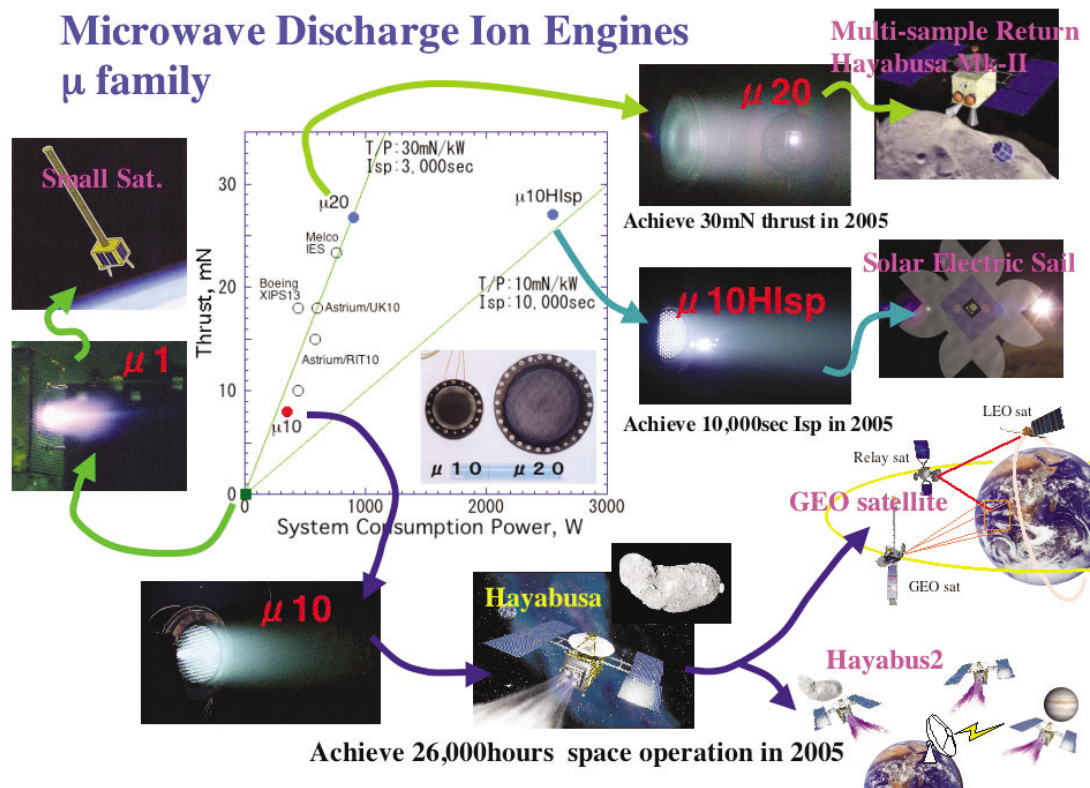


図 17 マイクロ波放電式イオンエンジンの宇宙展開

参 考 文 献

- [1] 桑野, 國中, 中島, 「マイクロ波放電式ホールスラストの推力測定」, 第 50 回宇宙科学技術連合会, 北九州, 2006 年 11 月.
- [2] J.R. Brophy, J.E. Polk and V.K. Rowlin, "Ion Engine Service Life Validation by Analysis and Testing", AIAA 96-2715, Joint Propulsion Conference & Exhibit, Lake Buena Vista, FL, July 1996.
- [3] 國中, 「電気推進への宿題 (前半)」, 日本航空宇宙学会誌, Vol.52, No.612, 2005 年 1 月.
- [4] 國中, 「無電極マイクロ波放電式イオンスラストの研究・開発」, 日本航空宇宙学会誌, Vol.46, No.530, 1998 年 3 月, pp. 174-180.
- [5] 荒川, 國中, 中山, 西山, 「イオンエンジンによる動力航行」, コロナ社.
- [6] 斎藤, 國中, 「超小型衛星への応用を目指した粉体推進の研究」, 第 50 回宇宙科学技術連合会, 北九州, 2006 年 11 月.
- [7] 國中, 堀内, 西山, 船木, 清水, 山田, 「「はやぶさ」搭載マイクロ波放電式イオンエンジン」, 日本航空宇宙学会誌, Vol.53, No.618, 2005 年 7 月.

Characteristics of a Magnetized Inductively Coupled Plasma in the Presence of a Double Layer

Sebastian POPESCU *, Hiroharu FUJITA**

Abstract: The properties of an inductively coupled plasma in uniform magnetic field, at moderate pressures, were measured in the presence of a current-free double layer. The axial profiles of plasma parameters (plasma potential, cold and hot electron temperature, plasma density, and the oscillation level of the time-averaged plasma potential) allowed a better characterization of such a plasma.

Key words: Inductively coupled plasma, electric double layer, electrical probes

1. Introduction

Inductively coupled plasma (ICP) reactors represent today one of the main tools for semiconductor fabrication. This explains the high interest in elucidating the complex physical phenomena and processes taking place in this type of devices. Recently, the influence of current-free double layers (DL's) on the properties of ICP's has been reported, as well as the phenomenology underlying their emergence [1].

The aim of this paper is to report on new experimental results obtained in a magnetized ICP in the presence of a DL at moderate pressures (*i.e.* about 1 mTorr) with the help of electrical probes. Besides the plasma properties measured with help of the probes, the present results allowed to establish the degree of quiescence of such an RF plasma.

2. Experimental device

The experiments were performed on the Saga University inductively coupled plasma device, illustrated in Fig. 1, using Ar as working gas. A three turn helicoidal antenna A produces the plasma in a Pyrex tube T, the open end of which closes a stainless steel cylindrical vessel, which is the main chamber of the device. To increase the plasma density and reduce the wall bombardment the whole system was placed in a uniform and axial magnetic field $\mathbf{B} = B \hat{z}$, where \hat{z} is the unit vector of the axial direction of the device. The measured value of the magnetic induction was $B = 215 \pm 5$ G.

The plasma properties were axially measured with an RF compensated, movable Langmuir probe (marked P in Fig. 1), facing the plasma source (T in Fig. 1) at 2.0 mTorr. For measuring the axial profile of the time-averaged plasma potential, its oscillation level, as well as the time series of the current collected by the probe at plasma potential, an emissive probe was used instead of the cold one. The plasma potential measurements with the emissive probe were carried out employing the inflexion point method [2], at 0.3 mTorr to have better emission at smaller heating currents. The RF input power was 200 W, with less than 0.5% reflection, at the working frequency of 13.56 MHz.

* "Al. I. Cuza" University, Department of Plasma Physics, Romania

** Saga University

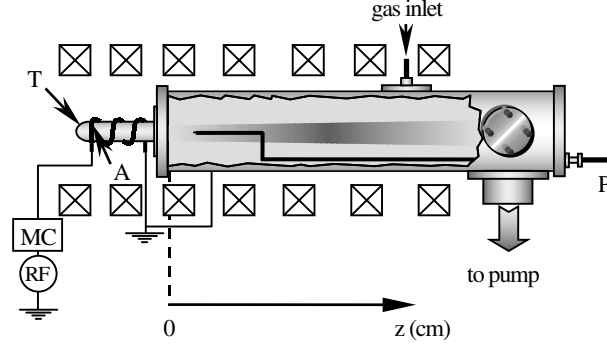


Fig. 1. Experimental set-up. A-helical antenna; T-glass tube; C-collector; P-plane Langmuir probe (or emissive probe); RF - radio-frequency power supply; MC - matching circuit.

3. Experimental results

The axial profiles of the plasma potential displayed in Fig.2 show the presence of a DL inside the source chamber T of the device. The negative layer of the DL is located at the axial position where the plasma potential V_s has a local minimum (*i.e.* the bottom of the potential dip) and the positive layer at the downstream rim of the dip. Because the axial profiles of the plasma potential in Figs. 2 (a) and (b) are taken at different pressures, the negative side of the DL is formed different axial positions. Another characteristic that can be deduced from Fig. 2 is that the plasma electrons produced upstream are accelerated towards the main chamber of the experimental device by an axial electric field, which decreases when the gas pressure increases. Moreover, if in the source chamber the plasma potential is negative, going downstream its value becomes positive. The explanation of this behavior is based on the fact that the source chamber is electrically floating, while the main chamber of the device is grounded. So, after the plasma breakdown, the inner wall of the source chamber is charged negatively with respect to the ground due to electron bombardment.

The analysis of the static $I - V$ characteristics of the cold probe revealed that this Ar plasma has two electron populations. The spatial profile of the hot electrons population (*i.e.* primary electrons accelerated in the skin depth) is shown in Fig. 3 (a). Even if their temperature is decreasing more than three times when going downstream, the profile displays a pronounced maximum at the negative side of the DL (*i.e.* where the probability of electron-neutral inelastic collision is maximum in the given conditions). Removing from the $I - V$ characteristics the contribution of the hot electron population, it becomes possible to find the real temperature of the plasma (*i.e.* cold) electrons. Fig. 3 (b) shows that the kinetic temperature of the cold electron population decreases slowly when going downstream.

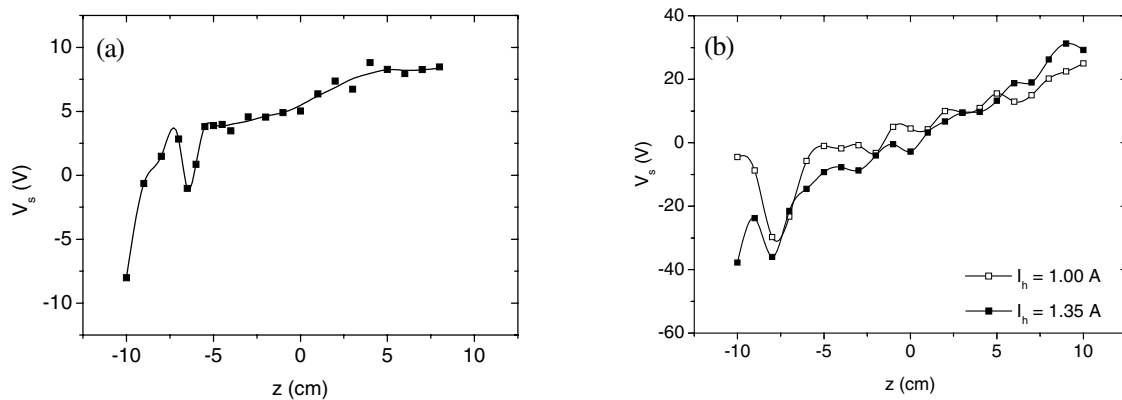


Fig. 2. Axial profile of the plasma potential: (a) measured with the cold probe at 2.0 mTorr, and (b) measured with the hot probe at 0.3 mTorr, for two probe heating currents.

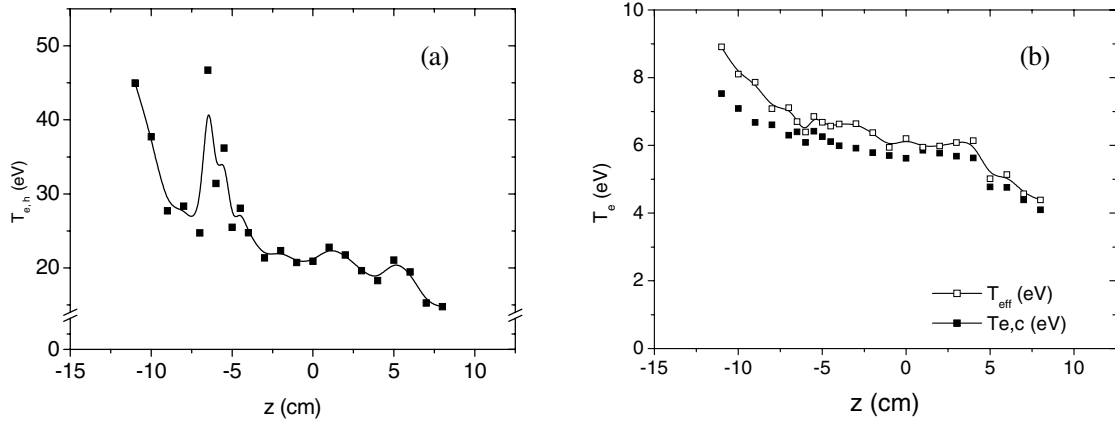


Fig. 3. Axial profile of the kinetic temperature for: (a) hot electron population; (b) cold electron population. In (b) the effective electron temperature is also represented.

Because plasma is magnetized, its density can only be found from the ion saturation current, which is not affected by the presence of the moderate magnetic field. Because the plasma has two-electron populations, for using the Bohm current, an effective electron temperature must be calculated. It can be seen from Fig. 3(b) that the effective electron temperature has the same profile as the cold electron temperature, though having slightly higher values. Under these conditions, the ion concentration has the profile displayed in Fig. 4. It increases when going downstream, as previously found [1], and has a small bump in the place where the positive side of the DL is located. The increasing tendency of the ion concentration downstream shows that even there the ion production rate is higher than the diffusion term, so that the name of “diffusion chamber” for the main chamber of the device is inappropriate.

4. Oscillation level measurement of the plasma potential

Using the heated emissive probe and polarized at the local time-averaged plasma potential, as found above, its oscillation level along the symmetry axis of the system, upstream and downstream, was also measured. Defining this level as the ratio of the plasma potential oscillation amplitude to its time-averaged value, its axial dependence looks as in Fig. 5 (a), for both probe heating currents. Excepting the region between the DL and the exit towards the main chamber (*i.e.* $z = 0$), where the time-averaged plasma potential changes its sign, the oscillation level of the plasma potential is below 5 everywhere in the probing domain. Going downstream the oscillation level decreases towards zero (at $z = +10$ cm its value is 0.7), which means that departing from the

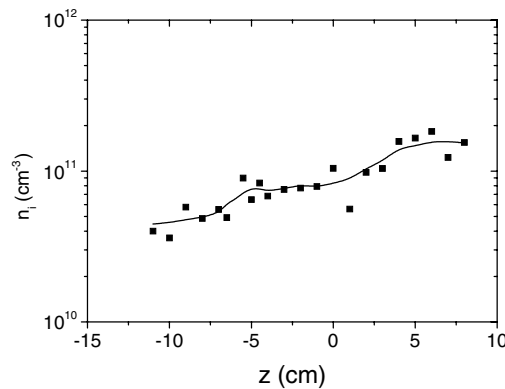


Fig. 4. Axial profile of the ion concentration.

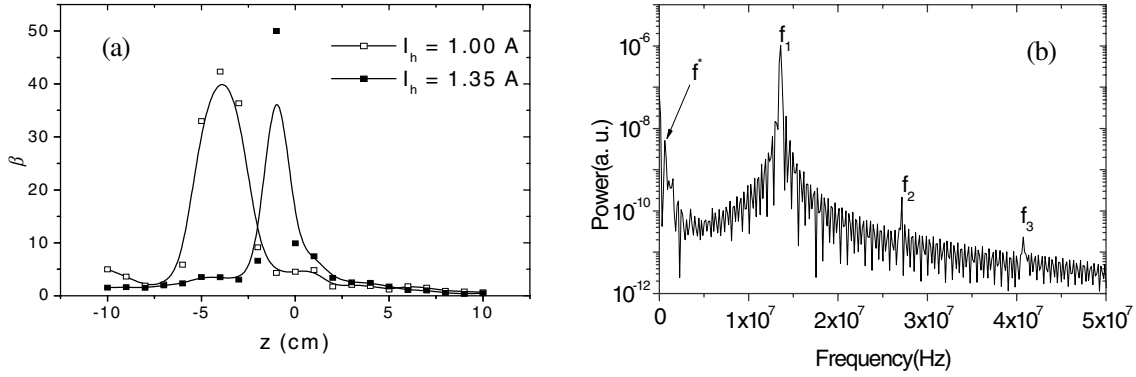


Fig. 5. (a) Axial dependence of the oscillation level of the plasma potential for both probe heating currents. (b) Power spectrum of the plasma oscillation signal, recorded in $z = -4$ cm, for $I_h = 1.00$ A.

source chamber the plasma becomes more quiescent. However, inside the source chamber, close to its centre, the oscillation level increases to almost 5 for 1.00 A heating current. This proves that inside the source chamber the plasma is more turbulent than downstream. This behavior is in good concordance with the results of previous experiments on the same set-up [2], which showed that the electron kinetic temperature evaluation, from a cold probe characteristic, is less reliable upstream than downstream. In the place where the DL is formed the oscillation level is small, due to the fact that the time-averaged plasma potential reaches a high absolute value in the same location.

Analyzing the recorded signals corresponding to the time-averaged plasma potential, it was observed that downstream, the power spectrum of the signal in the frequency interval $[0; 1.25]$ GHz, displays peaks only for the driving RF frequency $f_l = 13.56$ MHz and its superior harmonics f_2, f_3 , etc. Upstream, besides these frequencies, all the power spectra contain another peak, as can be seen from Fig. 5(b), the frequency of which is $f^* = 0.61$ MHz. For more clarity, in Fig. 5(b) the frequency range was set $[0; 50]$ MHz. This frequency, smaller than the ion plasma frequency about 5 times, corresponds to a new dynamic phenomenon taking place inside the source chamber. However, for its identification further experimental work is needed.

5. Conclusions

The above experimental results prove that the presence of a current-free electric double layer in the plasma column modifies its parameters: the plasma potential, the hot electron temperature, as well as the ion concentration display non-monotonous spatial variations, with local extremes in the place where the double layer is located. Moreover, at the negative side of the double layer the concentration of hot electrons strongly decreases, due to inelastic collisions with neutrals, fact emphasized by their negligible contribution to the effective temperature there, although the temperature of the hot electrons reaches a local maximum in the same place. The emissive probe measurements clearly show, once more, that downstream the plasma is more quiescent than upstream.

References

- [1] S. Popescu, Y. Ohtsu, H. Fujita, "Current-free double-layer formation in inductively coupled plasma in a uniform magnetic field", *Phys. Rev. E* **73**, (2006) 066405.
- [2] E. Y. Wang, N. Hershkowitz, T. Intrator, C. Forest, "Techniques for using emitting probes for potential measurement in rf plasmas", *Rev. Sci. Instrum.* **57** (1986) 2425.
- [3] H. Fujita, S. Popescu, and Y. Ohtsu: JAXA (Japan Aerospace Exploration Agency) Research and Development Report SP-05-020, nr. 2 (2006) 54.

宇宙航空研究開発機構特別資料 JAXA-SP-06-016

発 行 平成 19 年 3 月 30 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 プリントオフィスゼロ

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

© 2007 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、電子媒体に加工すること禁じます。

