ヘリコンプラズマ源の基礎と応用

Basics and Applications of Helicon Plasma Sources

1. はじめに

1. Introduction

諌山翔伍, 篠原俊二郎¹⁾
 ISAYAMA Shogo and SHINOHARA Shunjiro¹⁾
 九州大学,¹⁾東京農工大学
 (原稿受付:2023年6月19日)

高周波領域のヘリコン波[1-10]を用いたヘリコンプラ ズマ源では、数10%以上の高電離で10¹⁹ m⁻³以上の高密 度プラズマプラズマを数kW程度で容易に得られる.その 上、磁場強度と磁場配位、ガス圧力、印加周波数などの 幅広い外部パラメータ領域で放電可能である.また励起 アンテナがプラズマと直接触れない(無電極の概念)ため、 不純物生成が少なく長寿命の運転が期待され、更に直流 電流がないため、それによる不安定性も生じない長所が ある.そのため、多くの基礎から応用分野でヘリコンプ ラズマ源が注目され、現在なおその適応・応用領域が広 がりつつある.

具体的には,多様な基礎プラズマ物理研究のプラズマ 源(静電的不安定性,宇宙プラズマの模擬実験,種々の 非線形物理など),応用では産業用の高密度プラズマによ る半導体などの高速プロセシング,高密度・長時間運転 可能なプラズマ推進ロケット,核融合(高熱流束を生か したプラズマ-壁相互作用,高効率中性粒子入射用プラズ マ源,トーラス系の電流駆動など),加速器や中性子源の プラズマ源など枚挙にいとまがない.

なお、ヘリコン研究は1960年代から始まり,Boswell[1] が実質的にヘリコンプラズマの重要性を初めて指摘して 以降、多くの研究者が関わり基礎的理解から応用研究ま で発展してきた.過去30年以上に亘って年に数10編以上 論文が出版され、最近は基礎研究から高密度ヘリコン源 を用いた応用研究に重心が向かう傾向にある[10].

本小特集では、紙面の関係で上記の多くの分野を絞り、 以下の内容の構成としている.まずは第2章では、ヘリコ ンプラズマの初歩知識として、生成の基礎と放電の特徴 について述べる.冷たいプラズマ中の波動の分散関係から,ヘリコン波とその波のモード変換されたTrivelpiece Gould (TG)波を説明し,パワー吸収機構や種々のアン テナによる高効率のヘリコン放電の特徴について記述す る.

次に第3章では、最近話題の中性ガスのプラズマ挙動 への影響を、一般的なプラズマ中での中性ガス(特に枯渇) の基礎過程の要約の後、ヘリコン放電を例にして3つ紹 介する.具体的には、1つ目は高ベータ(β)プラズマ(多 くのプラズマ源では達成が困難)での中性粒子の存在が、 反磁性効果を弱める点を解説する.ここでベータは、プ ラズマ圧力と磁気圧力の比である.2つ目は、高密度プラ ズマ生成機構に関連し、プラズマ推進分野を題材に、中性 粒子枯渇の影響を実験とシミュレーションを用いて議論 する.3つ目は、中性粒子の枯渇や密度上限などの問題克 服、及びより良いプラズマ生成のため、中性粒子ガスの プラズマ入射法を工夫し、定常もしくは超音速で入れる 方法で高密度ヘリコンプラズマ放電への影響について述 べる.

第4章では、上述のプラズマ応用として、無電極(プラ ズマとアンテナが無接触)で高密度・長寿命が期待でき るヘリコンプラズマを用いた電気推進機(スラスタ)に ついて述べる.主として、宇宙では必ず発散磁場となる ため、磁気ノズル型スラスタ推力発生機構の議論と、推 進性能の現状について紹介する.次にヘリコン源単独で なく、制御性を良くするためのプラズマの追加速も無電 極の概念で行うことは重要で、本小特集では回転磁場加 速の理論と研究の現状と展望について絞って述べる.

Space Environmental Fluid Dynamics, Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University, Kasuga, FUKUOKA 816-8580, Japan author's e-mail: isayama@esst.kyushu-u.ac.jp

1) Tokyo University of Agriculture and Technology, Koganei, TOKYO 184-8588, Japan author's e-mail: sshinoha@cc.tuat.ac.jp

第5章では、静電的不安定性のドリフト波乱流実験に ついて記述する.ドリフト波は核融合装置を含めプラズ マ閉じ込めへの影響が問題で、それに関する研究であ る PANTA/LMD-U (Plasma Assembly for Nonlinear Turbulence Analysis/Large Mirror Device-Upgrade)装 置を用いたストリーマや多様な流れ構造について議論を する.なお、この不安定性は有磁場で強い径方向の密度 勾配がある場合に普遍的に存在するため、高密度へリコ ン源での研究は有用である.

最後に第6章では,第2-5章やその他の研究果成果を 踏まえ,今後の期待される展望を含めたまとめを述べる.

参考文献

- [1] R.W. Boswell, Phys. Lett. A 33, 457 (1970).
- [2] S. Shinohara, Jpn. J. Appl. Phys. **36**, 4695 (1997) (review paper), and references therein.
- [3] R.W. Boswell and F.F. Chen, IEEE Trans. Plasma

Sci. 25, 1229 (1997) (review paper), and references therein.

- [4] F.F. Chen and R.W. Boswell, IEEE Trans. Plasma Sci. 25, 1245 (1997) (review paper), and references therein.
- [5] S. Shinohara, J. Plasma Fusion Res. **78**, 5 (2002) (review paper), and references therein (in Japanese).
- [6] S. Shinohara, Butsuri **64**, 519 (2009) (review paper), and references therein (in Japanese).
- [7] F.F. Chen, Plasma Sources Sci. Technol. 24, 014001 (2015) (review paper), and references therein.
- [8] S. Shinohara, Adv. Phys.: X 3, 1420424 (2018) (review paper), and references therein.
- [9] S. Isayama *et al.*, Plasma Fusion Res. 13, 110104 (2018) (review paper), and references therein.
- [10] S. Shinohara, High-Density Helicon Plasma Science – From Basics to Applications (Springer, Singapore, 2022).



2. Fundamentals of Helicon Plasma Production and Characteristics of Helicon Discharges

篠 原 俊 二 郎, 諌 山 翔 伍¹⁾ SHINOHARA Shunjiro and ISAYAMA Shogo¹⁾ 東京農工大学,¹⁾九州大学 (原稿受付: 2023年6月19日)

高周波領域のヘリコン波を用いた高密度ヘリコンプラズマの生成は、非常に柔軟な外部パラメータ(印加 周波数、磁場と磁場配位、ガス圧力など)で可能である.ここではヘリコン波とモード変換された Trivelpiece Gould (TG) 波の性質とプラズマ生成・加熱について、冷たい分散関係とマクスウェル方程式から導出するが、 衝突効果についても触れる.次に低域混成周波数領域でのイオン加熱と、ヘリコン放電の特徴を外部パラメータ の影響や密度ジャンプなどのモード遷移について述べる.

Keywords:

RF, helicon wave, TG wave, mode conversion, density jump

2.1 ヘリコン波, TG 波の分散関係

電子とイオン・中性粒子との衝突のないプラズマで、 マクスウェル方程式から、以下の無力磁場配位(Force Free)の方程式が得られる[1-3].

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B} \tag{1}$$

ここで**B**は磁場, α は磁場強度と密度の関数である, こ れは逆転磁場ピンチ[3,4]の磁気流体力学の平衡磁場配位 と同様な方程式で, 一様密度の場合ベッセル関数の解を 持つ.例えば, 円柱座標系(r, θ , z)で周方向モード数mが 0の場合, ヘリコン波動の B_r , B_θ の径方向依存性は J_1 で, B_z は J_0 で表される.径方向は境界で決まるため,定在波 (そのため境界のあるホイッスラー波[1-3]とも呼ばれる) となり,軸方向は通常伝搬波となる.なおこの式(1)は, 磁気エネルギーとヘリシティをベース[5]とした,太陽コ ロナの磁気再結合(磁力線のつなぎ変え)[6]とも関連し ている.なお,一様密度分布でmが0の場合の,ヘリコ ン波の分散関係を**図**1[2]に示す.

次に,上記電子の衝突周波数_ν。を入れた場合,以下の 式となる[1-3].

$$\nabla \times \mathbf{B}_{\mathrm{H,TG}} = \beta_{\mathrm{H,TG}} \mathbf{B}_{\mathrm{H,TG}} \tag{2}$$

$$\beta_{\rm H,TG} = \frac{1 \pm \sqrt{1 - 4\alpha\gamma}}{2\gamma} \tag{3}$$

ここで、
$$\beta_{\rm H}$$
と $\beta_{\rm TC}$ は a と $\nu_{\rm s}$ の関数で、それぞれヘリコ

ン波(速波に対応)と、そのヘリコン波からモード変換 されたTrivelpiece Gould (TG)波(遅波に対応、2.2参照) を示す.この方程式は上述の無力磁場配位と、2流体中の 磁場と速度に関する記述のダブルベルトラミー条件[7]と 同様な式である.

次に別の方法として、冷たいプラズマの近似[8](但し 衝突 ν_e は無視)を用いて、ヘリコン波とTG波の分散関 係を導出した分散関係の3次元図を図2に示す.ここで、 角周波数 ω として、 ω_{RF} は高周波の角周波数、 ω_{LH} は低域



図1 無衝突・一様密度(周方向モード m = 0) でのヘリコン波 の分散関係(f:印加周波数, n_e:電子密度, B:磁場強度, k_{ll}:磁場方向の波数, a:プラズマ半径)[2]. Reprinted from Adv. Phys.: X 3, 1420424 (2018) by the author licensed under CC BY 4.0.

Tokyo University of Agriculture and Technology, Koganei, TOKYO 184-8588, Japan author's e-mail: sshinoha@cc.tuat.ac.jp 1) Space Environmental Fluid Dynamics, Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University, Kasuga, FU-KUOKA 816-8580, Japan author's e-mail: isayama@esst.kyushu-u.ac.jp



図 2 冷たいプラズマの分散式のイメージ: (a) (k_{\perp} , k_{\parallel} , ω) の3次元空間の波動(曲面), (b) k_{\perp} = 0での(k_{\parallel} , ω) 空間での波動, (c) ω = ω_{RF} での(k_{\perp} , k_{\parallel}) 空間での波動, (d) k_{\parallel} = 0での(k_{\perp} , ω) 空間での波動.

混成角周波数, $k_{\perp} \geq k_{\parallel}$ はそれぞれ外部定常磁場に対し垂 直と平行方向の波数, EMとESはそれぞれ電磁的と静電 的特性を示す. またR, L, X Wavesはそれぞれ磁場方 向に向かって右回りと左回りの波動,及び異常波である. **図2**(c)より,同じ波数の k_{\parallel} の場合,ヘリコン波の k_{\perp} は TG波の k_{\perp} より小さいことがわかる.次節2.2でヘリコン 波からTG波へのモード変換で詳しく説明する.

実験では一様密度分布でないため,励起電磁場は上記 で述べたベッセル関数で表現できないが,それに類似した 構造が見られる(数値計算でも確認されている)[9,10].

2.2 ヘリコン波からTG波へのモード変換

ヘリコン波は前述したように境界のあるホイッスラー 波と呼ばれ電磁的と静電的性質が混合した波であり、磁 場に垂直方向の波長が長い. したがって、ヘリコン波は 衝突による散逸を受けにくく、プラズマ中心部まで伝搬 する.一方TG波は静電的な波であり、磁場に垂直方向 の波長が短い. 波長の短いTG波は衝突による散逸が大 きく、プラズマ表面(アンテナ付近)で急激に減衰する. したがってアンテナからプラズマへの高効率なパワー吸 収の大部分は、衝突減衰の大きなTG波を介して行われる. TG波はアンテナープラズマ間の誘導結合からは直接的に 励起されず、ヘリコン波からTG波へのモード変換機構を 介して励起される.このモード変換機構には2種類(図3) [11]あり、一つはプラズマ表面でおこるモード変換[図3 (a)] であり、もう一つはプラズマ高密度領域でヘリコン 波とTG 波のk₁が縮退することによるバルクでのモード 変換 [図3(b)] である.

プラズマ表面でのモード変換については、以下のよう





に理解される.プラズマ表面で径方向電流j_rがゼロとなる 絶縁体壁の境界条件より,以下の式が成り立つ[12].

$$j_{\rm r} = i \frac{\omega_{\rm pe}^2 \omega_{\rm ce}}{c^2 (\omega^2 - \omega_{\rm ce}^2)} \left(\frac{\omega}{\omega_{\rm ce}} E_{\rm r} - i E_{\theta} \right) \sim 0 \tag{4}$$

すなわち表面でプラズマ密度が有限 ($\omega_{pe} \neq 0$) ならば, | E_r | ~ $\omega_{ce}/\omega|E_{\theta}|$ ($\omega \ll \omega_{ce}$) となり, ヘリコン波の E_{θ} 成 分に対して必然的に大きな静電場 E_r 成分 (TG波) が誘起 される.

プラズマ高密度領域では図3(b)と4のように、衝突に よる散逸がない ($\nu/\omega_{RF} = 0$) ときは k_{\perp} に関してヘリコン 波とTG波の解がMode Conversion Surface (MCS) で一 致する. したがってプラズマ中心部まで伝搬してきたへ リコン波は、高密度領域 (MCS) に達すると、TG波 (TG 波の位相速度と群速度は逆向き) として反射される.

しかしながら、有限の散逸がある場合 ($\nu/\omega_{RF}\neq0$), ヘ リコン波とTG波の解は一致せず、散逸が大きくなるにつ れてヘリコン波からTG波へのモード変換効率は下がる (図4参照) [13]. 一般的な実験パラメータで見積もられ る散逸の大きさは $\nu/\omega_{RF}>0.1$ であり、バルク領域でのモー ド変換はプラズマの加熱にほとんど関与しない. その代 わりに高密度領域で波長が短くなるヘリコン波が直接、



図4 背景密度分布 n(r) に対するヘリコン波, TG 波の k (衝 突周波数 $\nu/\omega_{RF} = 0$, 0.01, 0.1の時). 散逸がない場合 $(\nu/\omega_{RF} = 0)$, 空間 $r = r_{up}$ (Mode Conversion Surface) における密度 n_{up} でヘリコン波と TG 波の解は縮退する. $n > n_{up}$ の領域ではヘリコン波, TG 波ともにエバネッセ ントとなる. 空間 $r = r_{low}$ における密度 n_{cut} はカットオフ 密度であり, $n > n_{cut}$ でヘリコン波は伝搬する.

散逸により減衰し、プラズマ中心部を加熱すると考えら れる.

2.3 ヘリコン波, TG 波によるパワー吸収機構

2.2で述べたように、ヘリコン波はプラズマ中心部の 加熱、TG波はプラズマ表面の加熱に寄与している. 衝突 による散逸の大きさを考えると、TG波によるプラズマ表 面での加熱が全体のパワー吸収の中で主要となる. その 結果として、プラズマ表面でのプラズマ密度が高くなる. 電子は磁化されているため、容易に磁力線を横切って拡 散することはできない. それにもかかわらず、多くの実験 では円柱中心で高い密度プロファイルが観測されている.

この矛盾点に関しては、これまでにshort circuit effect と呼ばれる以下のシナリオが提案されている[14].まず TG波の表面加熱によってプラズマ表面の密度が中心に比 べて高くなる、この時、ほとんど磁化されていないイオ ンが密度勾配によって密度の低い中心側へ拡散し、その 領域の+電荷が高くなる.そうすると,電気的中性を保 つように軸方向壁面のシースポテンシャルが大きくなり, 密度の低い中心側でより多くの電子が閉じ込められるよ うになる.これらの過程が早い時間で進行することによ り、見かけ上、電子はイオンとともに密度の低い中心側 へ早い時間で拡散する. その結果として中心で高い密度 プロファイルとなる、というものである、しかしながら short circuit effectを観測した実験例はなく、プラズマ生 成過程とともにshort circuit effectをセルフコンシステン トに取り入れた計算例もないため、本効果が、中心で高 い密度分布形成の要因であるとは断定し難い状況である.

この問題に対し我々は、径方向一次元系で電離過程を セルフコンシステントに含む流体計算を行い、一つの 解釈を示した[15]. 図5に見られるように、放電初期 ($t = 12 \mu s$)ではTG波の表面加熱により、プラズマ表面 (r~0.02 m) でのイオン化が進み、プラズマ密度が上昇 する.プラズマ密度がn_{cut} (ヘリコン波のカットオフ密度) を超えてくると、ヘリコン波がプラズマ中心部まで伝搬 し、中心部の密度が高まる (t = 30 µs).一方でTG 波の 表面加熱は常にありながらも、プラズマ表面の密度成長 はストップする.これは、プラズマ表面 (r>0.02 m)の 密度勾配により壁面へロスするフラックスと、イオン化 のソースフラックスが釣り合っているためである.この ようにして最終的に中心部で高い密度分布が形成される (t = 122 µs).物理現象としては単純ではあるが、中心で 高い密度分布を形成する謎は、放電過程のフラックスバ ランスを詳細に調べることによりはじめて明らかとなった.

また実験では中心で低い密度(hollow)分布もしば しば観測される[16]. これは軸方向波数のモード遷移 に関連している. **図6**に示すように、プラズマ密度が $5.0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ から $1.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ に上昇すると、低軸方 向波数 $m_z = 1$ のヘリコン波、TG波はともにエバネッセン トとなるため、主要な励起波動は高軸方向波数 $m_z = 3$ の モードに遷移する.実験では、アンテナへの印加電力を



図 6 ヘリコン波, TG 波の ω = ω_{RF} での(k_⊥, k_l)空間での分散関 係 (密度 n_e = 5.0×10¹⁸ m⁻³, 1.6×10¹⁹ m⁻³の時). 右 図は軸方向波数モード m_z = 1と m_z = 3の波形.



図5 数値計算結果. 時間 t = 12 µs, 30 µs, 122 µs における(a)-(c) プラズマ密度分布, (d)-(f) ヘリコン波, TG 波のパワー吸収密度 分布 [H+, (H-): + (-)方向に伝搬するヘリコン波, TG+, (TG-): + (-)方向に伝搬する TG 波], (g)-(h) 電子の連続の式におけ るイオン化によるソース項とフラックスの発散によるロス項,及び両者のバランスの分布[15]. Reproduced from Phys. Plasmas 26, 032303 (2019) with the permission of AIP.

上げた時、プラズマ密度の上昇に伴って軸方向波数のモー ド遷移が観測される[16].

軸方向波数のモード遷移を詳細に調べた数値計算結果 [15,17]の一部を図7に示す.アンテナへの印加電力が上 昇するとまず,軸方向波数 m_z = 3のモードのTG波によ るパワー吸収がプラズマ表面で上昇する.それに伴って, 密度分布がhollow型にシフトする.さらに印加電力を上 げると,密度が m_z = 3のモードのへリコン波のカットオ フ密度を超えてくる.そうするとヘリコン波(m_z = 3)が 中心部まで伝搬し,プラズマ中心を加熱して密度分布は 再び中心で高い密度分布となる.またこの時,高軸方向 波数(m_z = 3)のヘリコン波の伝搬がトリガーとなって, 最大密度は1.3×10¹⁹ m⁻³から2.7×10¹⁹ m⁻³に急激にジャ ンプする.これらの数値計算結果は実験結果[16]とも定 量的に一致している.

アンテナ周波数 (ω_{RF}) が低域混成角周波数 (ω_{LH}) に 近づくと, TG 波はLH 波に漸近する. この時, TG 波の径 方向の位相速度は極端に遅くなり, 磁化されていないイ オンとランダウ共鳴を起こし, イオンを加熱する (LH 加 熱). 実験では, 実際にLH 周波数領域でプラズマ表面の イオンの磁力線垂直方向の温度が高くなるのが観測され ている[18].

2.4 ヘリコンプラズマ放電の特徴

高周波パワーを上昇させた場合の典型的放電を述べる (図8[19]参照).小電力では低密度の容量性結合型プラズ マ(CCP: Capacitively Coupled Plasma)で、次に中間 密度の誘導性結合型プラズマ(ICP: Inductively Coupled Plasma)を経て、上記2つの非伝搬放電と異なり波動伝 搬を伴う高密度へリコン放電となる。特にICPからへリ コン放電では大きな密度変化(数倍から数10倍程度まで) があるので、密度ジャンプと呼ばれる。それに伴い、ア



図 7 アンテナへの印加電力上昇に伴う(a)-(d) 密度分布と (e)-(h) 各軸方向波数モードのパワー吸収分布の変化[15]. Reproduced from Phys. Plasmas **26**, 032303 (2019) with the permission of AIP.

ンテナ抵抗やプラズマ光強度も急激な変化がある.

アルゴン放電の場合, Ar II ライン強度がプラズマコア で強くなるため, いわゆるブルーモードと呼ばれる強度の 強い円柱状の青い光が中心付近で見られる(図9[19]の左 下の白い部分参照). 密度ジャンプに必要な高周波パワー は色々調べられているが, 例えば通常外部磁場*B*が弱い程 そのパワーが小さいのは, 実験的にも理論的にも確認され ている[3].

径方向密度分布制御に関しては,給電位置を変えて電磁場放射パターンを変えられるスパイラルアンテナと磁場配位の変更によって可能である[20].後者については, 図9の右上はほぼ一様磁場,右下は収束磁場のプラズマ発光例である.それぞれの写真の左下手前が生成アンテナ側で,右下の写真の方が収束磁場のため細くなっている.

ここで励起アンテナの様々なタイプを図10[11]に示す が、軸方向や周方向モードなども選択励起できる.大口 径の場合では小口径の場合のような絶縁管の横にアンテ ナを巻くのでなく、容器端にある絶縁窓を介してスパイ ラルアンテナ[図10(f)]を設置すると、高効率プラズマ 生成となる(次の図11右上参照).

次にヘリコン波による高いプラズマ粒子生成効率について議論する.図11[2]は、プラズマ中の全電子数Neを 高周波パワーPrfで割ったものと、半径aの2乗との関係 を示す.ここで点線はイオンの径方向ロスが主で、古典



図8 電子密度 n_e と高周波入力パワー P_{inp} との関係[19]. © [2014] IEEE. Reprinted with permission from IEEE Trans. Plasma Sci. **42**, 1245 (2014).



図9 左上の Large Helicon Plasma Device (LHPD) [20] と典型 的なヘリコンプラズマ光 [3]. Reprinted from Adv. Phys.: X 3, 1420424 (2018) by the author licensed under CC BY 4.0.



図10 様々なヘリコンアンテナ[11]:a) m=0ループアンテナ,b)
 名古屋タイプIII又はボズウェルアンテナ (m = ±1モード),
 c) サドルアンテナ (m = ±1モード), d) 位相制御式の回転名古屋タイプIIIアンテナ (m = 1または-1モード), e)
 ヘリカルアンテナ (m = 1は-1モード), f) スパイラルアンテナ (m = 0モード).



図11 プラズマ中の全電子数 Ne を高周波パワー P_{rf}で割った ものと, 半径 a の 2 乗との関係[2]. Reprinted from Adv. Phys.: X 3, 1420424 (2018) by the author licensed under CC BY 4.0.

拡散係数の3倍での理論予想を示す.

*a*が0.05から37 cmの広範囲で非常に良い生成効率と なっており,他のプラズマ源ではこれを凌ぐのはかなり 困難であると考えられる.現在世界最小の*a*は,ヘリコン 源(ヘリコン放電ではないが)としては0.025 cmまで達 成されている[21].

軸長Lが短く軸方向ロスが大きい場合[22]は、Ne/P_{rf}は Lに比例する実験データが得られたが、同様に古典拡散理 論(軸方向ロスがメイン)で説明できるほど高効率生成 が実証できている.

参考文献

- [1] F.F. Chen, Plasma Phys. Control. Fusion 33, 339 (1991).
- [2] S. Shinohara, Adv. Phys.: X 3, 1420424 (2018) (review paper), and references therein.
- [3] S. Shinohara, High-Density Helicon Plasma Science
 From Basics to Applications (Springer, Singapore, 2022).
- [4] L. Marrelli *et al.*, Nucl. Fusion **61**, 023001 (2020) (review paper), and references therein.
- [5] J.B. Taylor, Phys. Rev. Lett. 33, 1139 (1974).
- [6] M.A. Berger, Plasma Phys. Control. Fusion 41, B167 (1999) (review paper), and references therein.
- [7] S.M. Mahajan and Z. Yoshida, Phys. Rev. Lett. 81, 4863 (1998).
- [8] T.H. Stix, High-Density Helicon Plasma Science: From Basics to Applications (Springer Series in Plasma Science and Technology 2022).
- [9] S. Shinohara *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **35**, L731 (1996).
- [10] S. Shinohara et al., Thin Solid Films. 316, 139 (1998).
- [11] 篠原俊二郎:日本物理学会誌 64, 519 (2009) (review paper), and references therein.
- [12] K.P. Shamrai and V.B. Taranov, Plasma Sources Sci. Technol. 5, 474 (1996).
- [13] S. Isayama et al., Phys. Plasmas 23, 063513 (2016).
- [14] F.F. Chen and D. Curreli, Phys. Plasmas 20, 057102 (2013).
- [15] S. Isayama et al., Phys. Plasmas 26, 032303 (2019).
- [16] M. Nisoa et al., Jpn. J. Appl. Phys. 40, 3396 (2001).
- [17] S. Isayama et al., Phys. Plasmas 26, 053504 (2019).
- [18] J.L. Kline et al., Phys. Rev. Lett. 88, 195002 (2002).
- [19] S. Shinohara *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. 42, 1245 (2014) (project review).
- [20] S. Shinohara and T. Tanikawa, Rev. Sci. Instrum. 75, 1941 (2004).
- [21] S. Shinohara *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **91**, 073507 (2020).
- [22] S. Shinohara *et al.*, Plasma Sources Sci. Technol. **19**, 034018 (2010).

• 小特集 ヘリコンプラズマ源の基礎と応用

3. 中性ガスのプラズマ挙動への影響

3. Effects of Neutral Gas on Plasma Performance

篠 原 俊 二 郎, 諌 山 翔 伍¹⁾, 桑 原 大 介²⁾ SHINOHARA Shunjiro, ISAYAMA Shogo¹⁾ and KUWAHARA Daisuke²⁾ 東京農工大学,¹⁾九州大学,²⁾中部大学 (原稿受付: 2023年6月19日)

高密度ヘリコンプラズマでは、中性ガスの影響は多様に存在する.初めに中性粒子の枯渇についての基本的 過程を述べた後,枯渇は密度上限に影響を与えることを実験結果と共に示す.次に完全電離プラズマでは無視さ れた中性粒子の圧力変化が,高ベータでの反磁性効果を弱めることを,理論と実験結果から述べる.この枯渇効 果を弱め効率的な中心部へのガス供給について,定常供給と超音速ガス供給についての試みを紹介する. Keywords:

neutrals, depletion, diamagnetism, beta, gas feeding

3.1 中性粒子枯渇

電気推進機の分野では、将来的な深宇宙探査を視野に、 電気推進機の大電力化・大推力化が世界中で進められて いる。一方で、プラズマ生成部では、大電力を供給して もプラズマ密度は高々10¹⁹⁻²⁰ m⁻³程度にとどまり、それ 以上の高密度が得られない. この密度限界を決める主な 要因として考えられている一つの候補が中性粒子枯渇で ある.これは、プラズマ高密度領域(中心部)でプラズ マの種となる中性粒子が枯渇し、それ以上電離が進まな くなる、という現象である。中性粒子枯渇は密度限界だ けではなく、高密度(~10¹⁸ m⁻³)と低密度(~10¹⁷ m⁻³) の間を数ms程度で振動する密度振動を引き起こす要因と しても考えられている[1]. 核融合の分野では、イオン-中性粒子衝突は異常拡散の原因となるドリフト波乱流の 構造形成に影響を及ぼす[2]ため、中性粒子枯渇による粒 子間衝突の減少は、プラズマの閉じ込め性能に大きな影 響をもたらす. また, プラズマと中性粒子の相互作用は, ダイバータ性能を決める上で重要である[3]. このように、 プラズマと中性粒子の相互作用は、プラズマの生成・維 持に多大な影響をもたらす. したがって、将来的なプラ ズマ源の性能向上・応用拡大にはプラズマ – 中性粒子間相 互作用の基礎過程を理解することが必要である.

ここでは特に,中性粒子枯渇過程について述べる.プ ラズマ中での中性粒子枯渇は主にイオン化による効果(イ オンポンピング),プラズマ圧力による効果(中性粒子ポ ンピング),中性ガス温度上昇の効果によって引き起こさ れる.イオンポンピングとは,イオン化率(電子温度) の高い領域で中性粒子が電離し,電離したイオンがシー

ス電場によって壁面まで加速・輸送され、壁面で再び電 子を獲得して中性粒子として再注入される過程である. この過程は電子-中性粒子間の非弾性衝突によるものであ り、イオン-中性粒子間の衝突がなくても起こる、一方、 中性粒子ポンピングはイオン-中性粒子間衝突によるもの であり、定常状態では電子と中性ガスの圧力(電子温度 ~数eVに対してイオン温度は0.1 eV程度のため、イオン 圧力は通常無視できる)が釣り合うようにプラズマ高密 度領域で中性粒子が減少する. 中性ガス密度に比べてプ ラズマ密度が低い場合でも、電子温度≫中性ガス温度の ため、この効果は中性粒子枯渇に顕著に効いてくる. また、 3.3に述べるように高ベータ (β: プラズマ圧と磁気圧の 比)ではプラズマの反磁性効果を考慮にいれ、全体の圧 カバランスは、プラズマ圧と磁気圧に加えたものである が、実際には中性粒子圧も含めたものになる. 中性ガス 温度上昇は、電子-中性粒子、イオン-中性粒子間衝突に よって引き起こされ、中性ガス温度が局所的に高まれば、 その領域の中性粒子密度が減少する.

これまでに上記過程を取り入れたFruchtman氏らの定 常一次元モデルにより、中性粒子枯渇のアンテナへの印 加電力、イオン-中性粒子間衝突の有無、背景磁場に対す る依存性などが調べられた[4-9].本モデルによると、ア ンテナへの印加電力を大きくすると、電子温度の上昇に 伴いイオン化率が上昇し、プラズマ密度が増加する.し かしながら、ある電力値を超えると中性粒子枯渇の影響 が大きくなり、イオン-中性粒子間衝突は減少し、壁面へ 流出するフラックスが大きくなる.そのため、プラズマ密 度は高入力パワーに対して減少傾向を示すようになる[4].

Tokyo University of Agriculture and Technology, Koganei, TOKYO 184-8588, Japan author's e-mail: sshinoha@cc.tuat.ac.jp 1) Space Environmental Fluid Dynamics, Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University, Kasuga, FUKUOKA 816-8580, Japan author's e-mail: isayama@esst.kyushu-u.ac.jp

2) College of Engineering, Chubu University, Kasugai, AICHI 487-8501, Japan author's e-mail: dkuwahara@isc.chubu.ac.jp

イオン-中性粒子間の衝突を考慮に入れないモデルで は、中性粒子はイオンポンピングによってのみ減少し、 自身の運動量バランスを満たす.この時、中性粒子密度 は中心で低い分布となるのに対し、中性ガス圧は自身の 運動量(中心へ向かって流れる速度勾配)のバランスを 保つように、中心で高い圧力分布となる[6].壁面へ流出 するプラズマのフラックスを固定した場合、中性粒子枯 渇の背景磁場依存性は見られない.しかし、軸方向壁面 へのプラズマ流出を考慮すると、背景磁場が強くなるほ どプラズマの密度分布は中心で高い密度分布から壁面で 高いhollow分布へと遷移する[7].以上の結果は一次元系 の単純なモデルによる解析結果ではあるが、中性粒子枯 渇のプラズマ挙動への影響を理解する上で重要な基礎的 性質を示している.

3.2 中性粒子密度の観測

ヘリコンプラズマは高電離度で容易に10¹⁹ m⁻³以上の 高密度が得られ,非定常だが7×10²⁰ m⁻³[10]も達成され ている.これは100 MW/m³に相当する高パワー密度であ る.10¹⁹ m⁻³以上の超高密度になると加速器への応用も視 野となる.

しかしながら、この高密度領域に入るには、3.1で述べ たようにプラズマ中心部での中性粒子密度の枯渇[11]が 問題となる.つまりプラズマ生成に寄与する中性粒子を 如何に供給するかが重要である.その際、高密度では静 電的不安定性(第5章参照)の考慮なども必要である.ま た高密度では高周波パワーのため、強いプラズマ一壁相 互作用により、不純物放出によるプラズマ挙動の悪化や 内壁損傷の問題もある.

実際の中性粒子枯渇の観測について述べる.Arでのプ ラズマコアの中性粒子密度の大幅な減少は、キャパシタ ンスマノメータ[12]や、ダイオードレーザーによるArラ インの吸収で測定された[13]、更にはレーザー励起吸収 法(LIF: Laser Induced Fluorescence)と分光測定でも 確認された[14].

2 光子吸収レーザー誘起蛍光法 (TALIF: Two-photon Absorption Laser Induced Fluorescence) で, 径方向の 中性粒子密度分布から径方向中心部での枯渇が明瞭に求 められた[15].時間分解測定からは以下の中性粒子の挙 動が明らかになった[16]:放電から15 µsまでにアンテナ 近傍では中性粒子密度は初期密度の1%まで減少したが, 下流では1/eに減少するのに14 msとゆっくり変化した. この下流での中性粒子枯渇は3.1でも述べた機構の中で, 中性粒子のイオン化でなく中性粒子ポンピングだと考え られた.

水素放電の場合,プラズマ中の原子の水素密度は高周 波パワーと共に上昇したが,ヘリコン放電になると減少 した[17]. 但しアフターグローになると,このコアでの 枯渇は無くなっていった[18].

3.3 反磁性効果への影響

高ベータにおいては、 プラズマ中で磁場が減少する反

磁性は基礎的な特性である.しかしながら宇宙では種々 に見られるが,地上の実験装置では一部の核融合実験装 置以外は達成が難しい.ここで3.1で述べたように,βは プラズマ圧力pと磁場圧力B²/2µ0</sub>(プラズマなしでの磁場 B₀で定義)の比である.磁気流体力学的平衡を考えると, 完全電離プラズマで磁力線の曲率を無視できる場合は以 下の圧力バランス,つまり以下の左辺のプラズマなし若 しくはプラズマ端での磁場圧力と,右辺のプラズマ圧力 と磁場圧力の和が等しくなる[19].

$$\frac{B_0^2}{2\mu_0} = p + \frac{B^2}{2\mu_0} \tag{1}$$

ここで B_0 は上述したようにプラズマがない場合やプラ ズマ端での磁場, Bはプラズマ中の磁場, μ_0 は真空中の透 磁率である.式(1)より,反磁性効果を示す磁場の減少 率 $R_I = |\Delta B/B_0|$ (但し $B - B_0 = \Delta B < 0$)は下記となる[20].

$$R_{\rm I} = 1 - \sqrt{1 - \beta} \tag{2}$$

中性粒子圧力変化が無視できない場合は,式(1)と同様に,左辺のプラズマなし(若しくはプラズマ端)と右辺のプラズマありの場合の圧力のバランスで以下となる[20].

$$p_{\rm n0} + \frac{B_0^2}{2\mu_0} = p_{\rm n} + p_{\rm e} + p_{\rm i} + \frac{B^2}{2\mu_0} \tag{3}$$

ここで p_{n0} , p_n , p_e , p_i はそれぞれプラズマなしとあり での中性粒子圧力,電子圧力,イオンの圧力である.こ れより,磁場の減少率 $R_{\Pi} = |\Delta B/B_0|$ は以下で表される [20].

$$R_{\rm II} = 1 - \sqrt{1 - \beta} - \Delta \beta_{\rm n} \tag{4}$$

なお、 $\Delta\beta_n$ (以下の場合を含め殆ど負) は以下で定義す るが、 $\beta_{n0} \geq \beta_n$ はそれぞれプラズマ端とプラズマ中の値で ある.

$$\Delta\beta_{\rm n} \equiv \frac{p_{\rm n} - p_{\rm n0}}{\frac{B_0^2}{2\mu_{\rm n}}} = \beta_{\rm n} - \beta_{\rm n0} \tag{5}$$

上述したように通常の実験装置では高ベータが得られ にくいが、ヘリコンプラズマでは容易に達成できる. つ まりヘリコン放電では磁場の要求条件が柔軟であり、低 磁場でも高密度が得られる. そのため上記(2)式と(4) 式の理論的予測の検証が可能となる. なお従来は(2)式 しか検討されておらず、低温プラズマ(ヘリコンやDC放 電)では、高ベータにもかかわらず弱い反磁性効果しか 得られず、その理由が問題となっていた[20].

LHPD(Large Helicon Plasma Device) 装 置[21] で 120 G以下の低磁場でヘリコン高密度実験を行った[20]. 高周波パワーを一定の3.5 kWでは,磁場の増加と共に電 子密度は上昇し,βは磁場の増加と注入中性粒子圧力の低 下で上昇し,最大<600%となった.しかしながら,上述 のように磁場の減少率は20%以下にとどまった. 図1には、外部注入ガス圧力を変えた場合の磁場の減 少率と β の関係を示す[20]. 高 β では式(2)の R_{I} との乖離 が大きいが、中性粒子密度の変化を入れた式(4)の R_{II} で ほぼ説明できることが以下のように実証された[20,22]. 図2に実験(\blacksquare)と計算(\triangle :後述)との比較例を示す. 0.3 Pa以外の圧力の場合でも同様に、 R_{I} では合わず R_{II} で 良い一致を示した、また反磁性の空間分布も良い一致で、 中性粒子の効果が確認された.

なお、計算手法[20,22]は以下である.(3)式(多くの 低温プラズマであるようにイオン圧力は小さいので無視) に加え、円柱プラズマの連続と運動量の式、粒子数と磁 気束の保存、アンペールの式を用いた.これを線形化し て境界条件から磁場、電子密度、中性粒子密度、電子密 度の空間依存性の解(電子温度は一定の解)を出し、中 性粒子の枯渇と反磁性効果を定式化した.ここでイオン と電子の衝突周波数、及び磁場で決まるカップリングパ ラメータCが大きい(小さい)と、反磁性効果は大きい 結果となる.

まとめると、中性粒子圧力の変化が大きい場合、(4) 式の*R*_{II}を考慮する必要があり、高ベータでも反磁性効果 が弱まることがわかる.



図1 磁場減少率とβとの関係(黒の実線のRIの理論曲線 と,中性粒子圧力を変えた場合の実験値を示す)[20]. Reproduced from Phys. Plasmas 23, 122108 (2016) with the permission of AIP publishing.



図 2 磁場減少率と磁場 B₀との関係[20].実験(■), R_I(O), 及び衝突係数を変えた場合の R_{II}(△と×)と C(+と△)の 計算結果も示す. Reproduced from Phys. Plasmas 23, 122108 (2016) with the permission of AIP publishing.

3.4 推進機性能への影響と数値計算

中性粒子枯渇は推進機の推力性能に直接的な影響を及 ぼす.磁気ノズルを用いた無電極電気推進は、宇宙空間 における大推力推進機として期待される方式の一つであ る[23].本推進機における推力はプラズマ生成部の片側 壁面にかかる圧力、側壁面にかかる軸方向の力、磁気ノ ズル(磁力線)にかかる軸方向ローレンツ力の和となる. これらの推力を個別に計測した実験では、多くの軸方向 運動量が側壁面で失われていることが明らかとなった [24].これはプラズマ生成部におけるプラズマ密度の軸 方向の非対称性に起因しており、電離度が高く、下流部 の密度が急激に減少するときに運動量損失は顕著となる. したがって、これは中性粒子枯渇による下流部のイオン 化率の低下が原因であると考えられた.

その後、モンテカルロ法による衝突過程を取り入れた Particle-In-Cell (PIC) 計算が行われた.この計算により、 中性粒子枯渇によって軸方向非対称なプラズマ密度分布 が形成されると同時に、軸方向のポテンシャル勾配によっ てイオンが軸方向に加速され、その分の運動量が壁面へ 失われることが確かめられた[25].さらに、中性ガスの 供給位置を上流部から下流部にすることによって、プラ ズマ密度分布の軸方向非対称性が解消され、推力が向上 した[26].このように、中性粒子枯渇は推進性能に多大 な影響を及ぼし、3.5で述べるように、ガス供給位置を工 夫することで性能の改善が期待される.

計測の難しい中性粒子のプラズマ挙動への影響を調べ る方法として,数値シミュレーションは有効な手段であ る.典型的なパラメータで見積もられる中性粒子のクヌー セン数は0.01-0.1程度であるため,中性粒子の運動は Direct Simulation Monte Carlo (DSMC)法で計算する のが望ましい.背景プラズマはフル粒子 (PIC)で解く場 合[25]や,定常状態での背景電子の温度,密度分布をあ らかじめ与える場合[27]などがある.背景のプラズマを フル粒子で解く場合,空間グリッドのサイズは電子デバ イ長 (λ_{De})で制限されるため,実空間スケールよりも小 さいスケールで計算することが多い.

中性粒子,電子,イオンをすべて流体として取り扱い, ヘリコン波・TG波による電子加熱をセルフコンシステン トに含む計算も行われている[28]. 図3はアンテナへの 印加パワーが10.5 kW程度と高いときの計算結果である. 放電初期 ($t \sim 122 \ \mu s$) にプラズマ密度は5×10¹⁹ m⁻³に 達し,この時中性粒子密度は中性粒子ポンピングのため



図3 アンテナ印加電圧~10.5 kW 時の(a)電子密度,(b)中性 ガス密度の径方向分布の時間発展[28]. Reproduced from Phys. Plasmas **26**, 053504 (2019) with the permission of AIP publishing.

に極端に減少する (< 10^{19} m⁻³ at $t \sim 150$ µs). このよう な状態では、もはやプラズマ圧と中性ガス圧のバランス は保てなくなり、プラズマ密度と中性粒子密度は ~ 80 µs の周期で振動を始める. この深刻な中性粒子枯渇による 密度振動は、将来的な大電力推進機の安定性に関わる重 大な問題である. しかしながら、中性粒子密度が初期密 度より極端に減少する場合、クヌーセン数は ~ 1 程度とな るため、本計算結果についてはDSMC法と比較し検証す る必要がある.

3.5 高効率な中性ガス供給システム開発の試み

中性粒子は言うまでもなくプラズマ生成の原料である が、高い中性粒子密度は再結合による密度減少にも働く ため、様々なプラズマ分野において独自の中性ガス供給 システムが研究されてきた.一般的にヘリコンプラズマ 源などの直線プラズマ装置における中性ガス供給は放電 管上流フランジに設けたポートや側面ポートから単純な ガスパフで行われることが多く、特に大きな研究トピッ クとなっては来なかった印象がある.

直線磁場を用いた数~数十MHz帯の高周波を用いた プラズマ源には磁化誘導性結合プラズマ(Magnetized Inductively Coupled Plasma: MICP), ヘリコンプラズマ において, MICPは高周波アンテナ直下のみでプラズマ が生成されるのに対し, ヘリコンプラズマではプラズマ 中を伝搬する波動によりプラズマ生成が行われる.中性 粒子を元に生成したプラズマは中性粒子と比較して高速 で磁力線に沿って拡散するため,中性粒子は生成部から 排気される形となる.このため生成部において中性粒子 は減少傾向となり,放電電力が大きければ中性粒子が枯 渇し,電子密度の抑制や,中性粒子密度の高い上流部等 への生成部の移動がおきることが報告されている[11,29] (3.2も参照).

これらの現象は高密度が求められる核融合炉ダイバー タ試験用の模擬プラズマ装置,プラズマを排気すること で推力を得る高周波プラズマを利用した電気推進機など で性能向上の妨げとなっている.また,生成部の移動に ついては,核融合炉ダイバータの熱負荷低減で研究が進 められているプラズマデタッチメントにおける電離/再 結合フロント等の諸現象と類似した現象が起きていると 考えられ,知見の融通が期待できる[30].

図4にヘリコンプラズマをプラズマ源とした宇宙用電 気推進機であるヘリコンプラズマスラスターへの中性ガ ス供給法の例を示した. ヘリコンプラズマスラスターは 高密度なヘリコンプラズマを磁力線によるノズルを介し て排気し,その反作用で推力を得る推進機である. 図中 ①~③は真空容器内に設置した石英やセラミックによる ガス供給パイプで,マスフローコントローラ等を介して 中性ガスを供給する. ①は一般的なヘリコンプラズマ源 で用いられる放電管上流端からの供給であり, ②は生成 部下流からガス供給を行うものである. 推力を比較する と②の下流供給は①と比較して1.5倍程度の推力向上が確 認されている[31].

この結果は①の上流供給において[29]で報告されてい るプラズマ生成部の中性粒子枯渇や,放電管上流で生成 されたプラズマが排気されるまでに管壁において損失が 発生するなどの現象が,②の下流供給では発生しないこ とが原因と考えられる.③はプラズマ内に挿入した供給 管から中性ガスを供給する内部供給法である[32].

図5は[32]の実験における本方式による放電の様子を 撮影したもので、上流側に向けて開口したセラミック管 ガス供給孔から強い発光が確認できるが、下流にはとく に強い発光が見られない辺りに一筋縄では解釈できない 機構が予見される.本方式においても①と比べ1.5倍程 度の推力向上や電子密度向上が認められており、径方向 中性ガス供給位置の関係性について現在も研究が進めら れている.また,現在開発中の供給法として④の超音速 ガスパフ法がある[33]. プラズマ中心軸の中性ガス枯渇 部への局所的にガス供給を③と異なりガス供給管へのプ ラズマ衝突・損失効果無く行うために考案されたもので, 高圧ガスをラバールノズルを介して噴射することで低発 散角中性ガスビームとして供給する方法である.現状で はラバールノズルのスロート部の機械加工性の問題から, kWクラスのヘリコンプラズマ源で一般的な数十sccmの 中性ガス供給量から1桁程度ガス供給量が多いため、適切 なガス量での低発散角ビームによるプラズマ生成評価が 進められている.





図5 プラズマ内に挿入したセラミック管による中性ガス供給.

参考文献

- [1] A.W. Degeling et al., Phys. Plasmas 6, 1641 (1999).
- [2] N. Kasuya et al., J. Phys. Soc. Jpn. 76, 044501 (2007).
- [3] F. Taccogna *et al.*, Contrib. Plasma Phys. 48, 147 (2008).
- [4] A. Fruchtman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 115002 (2018).
- [5] A. Fruchtman *et al.*, Phys. Plasmas 15, 057102 (2008).
- [6] A. Fruchtman, IEEE Trans. Plasma Sci. 36, 403 (2008).
- [7] A. Fruchtman, Phys. Plasmas 17, 023502 (2010).
- [8] A. Fruchtman and J.-M. Max, Phys. Plasmas 17, 043502 (2010).
- [9] A. Fruchtman, J. Phys. D: Appl. Phys. 50 473002 (2017).
- [10] B. Buttenschön *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 075005 (2018).
- [11] A. Fruchtman, J. Phys. D Appl. Phys. 50, 473002 (2017) (review paper), and references therein.
- [12] J. Gilland *et al.*, Plasma Sources Sci. Technol. 7, 416 (1998).
- [13] B. Clarenbach *et al.*, Plasma Sources Sci. Technol. 12, 345 (2003).
- [14] A.M. Keesee, E.E. Scime, Plasma Sources Sci. Technol. 16, 742 (2007).
- [15] A. Aanesland *et al.*, Appl. Phys. Lett. **91**, 121502 (2007).
- [16] R.M. Magee et al., Phys. Plasmas 20, 123511 (2013).
- [17] J. Santoso et al., Plasma Sources Sci. Technol. 27,

10LT03 (2018).

- [18] S. Cousens *et al.*, Plasma Sources Sci. Technol. 29, 11LT01 (2020).
- [19] 宮本健郎: 核融合のためのプラズマ物理 (岩波書店, 東京, 1987).
- [20] S. Shinohara et al., Phys. Plasmas 23, 122108 (2016).
- [21] S. Shinohara and T. Tanikawa, Rev. Sci. Instrum. 75, 1941 (2004).
- [22] A. Fruchtman and S. Shinohara, Phys. Plasmas 24, 103523 (2017).
- [23] K. Takahashi, Rev. Mod. Plasma Phys. 3, 3 (2019).
- [24] K. Takahashi et al., Phys. Rev. Lett. 114, 195001 (2015).
- [25] Y. Takao and K. Takahashi, Phys. Plasmas 22, 113509 (2015).
- [26] K. Takahashi *et al.*, Appl. Phys. Lett. **109**, 194101 (2016).
- [27] M. Shimada et al., J. Appl. Phys. 103, 033304 (2008).
- [28] S. Isayama et al., Phys. Plasmas 26, 053504 (2019).
- [29] K. Takahashi *et al.*, Appl. Phys. Lett. **108**, 074103 (2016).
- [30] H. Tanaka *et al.*, Plasma Fusion Res. 14, 2302036 (2019).
- [31] K. Takahashi *et al.*, Appl. Phys. Lett. **109**, 194101 (2016).
- [32] S. Shinohara *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **91**, 073507 (2020).
- [33] T. Furukawa et al., Rev. Sci. Instrum. 93 083501 (2022).



4.次世代電気推進機 (磁気ノズル型スラスタ、回転磁場による追加速)

4. Advanced Electric Space Propulsion \sim Magnetic Nozzle Thruster, Additional Acceleration using Rotational Magnetic Field \sim

高橋和貴,古川武留¹⁾ TAKAHASHI Kazunori and FURUKAWA Takeru¹⁾ 東北大学,¹⁾神戸大学 (原稿受付: 2023年6月25日)

高周波プラズマを用いた電気推進機では、磁気ノズル領域でのプラズマ加速や運動量変換により推進機性能 が向上する.磁気ノズルは運動量ベクトルの変換機構であると捉えることができるため、外部からの追加エネル ギーによって加速を促進する際には、時間的に変動する電磁場による粒子加熱や加速機構が必要となる.本章で はヘリコンプラズマ源の応用の一つである磁気ノズル型の電気推進機推力発生に関する物理機構と性能の現状につ いて述べる.その後、回転磁場による追加速を適用した推進機に関する理論と現状、今後の課題について述べる. Keywords:

Magnetic nozzle, plasma acceleration, rf plasmas, rotational magnetic field

4.1 無電極電気推進

宇宙空間において燃料をプラズマ化し加速・噴射するこ とで推力を得る電気推進機は、燃費を表す指標である比 推力(燃料単位重量当たり得られる推力)が高いことか ら、燃料削減による打ち上げコストの削減や最終的な宇 宙機の到達速度の増大に寄与する.現在は、イオンエン ジン・ホールスラスタ・パルスプラズマスラスタ等,多 岐にわたる方式・作動電力帯のスラスタが開発され、宇 宙輸送技術が急速に発展している.物資輸送や惑星探査 では、比較的大出力の推進機が求められることから、ス ラスタのクラスターオペレーションや大電力電気推進機の 開発が重要であり、かつ作動時間(寿命)の担保も必要 なことから, VAriable Specific Impulse Magneto-plasma Rocket (VASIMR)[1], ヘリコンスラスタ[2,3], Electron Electrodeless Advanced Thruster (HEAT) [5]などの無 電極型の先進電気推進機の研究開発が進められている.

上述の方式は、磁気ノズルと呼ばれる発散磁場配位中 での自発的なプラズマ加速や運動量変換過程が基本コン セプトであり、イオンサイクロトロン共鳴による追加熱、 ヘリコン波や電子サイクロトロン共鳴による電子加熱・ 電離、回転電磁場による追加速というように、荷電粒子 への外部エネルギーの供給方法が異なる。本章では初め に、最もシンプルな構造であるヘリコンスラスタに関す る研究を中心として,主に高周波電力が電子と結合する 系での推力発生機構について述べ,その性能の現状と課 題に関して述べる.その後,回転電磁場を用いた追加速 に関する理論と実験,その現状に関して紹介する.

4.2 磁気ノズル高周波プラズマスラスタの推力発生機構

磁気ノズルと高周波プラズマを用いたスラスタの推力 発生に関して、Fruchtaman, Ahedo&Merino, Takahashi et al. 6によって解析モデル,流体シミュレーション,実 験が行われ、その概要が明らかになってきた [6-10].ま た近年ではPICシミュレーションによる詳細な解析も進 められている[11,12].これらのモデルでは、磁気ノズル 中に自発的に誘起される電子反磁性ドリフト電流と径方 向磁場のローレンツ力に起因した運動量変換過程が重要 な役割を担っている.さらには壁面への運動量損失・エ ネルギー損失もプラズマ発生部の構造形成や推進性能と 密接に関連している[13-15].

推力は、単位時間あたりにシステムから放出される運 動量であり、磁気ノズルを含む構造に放出運動量の反力 として作用する.ここで、運動量は一般的に流体の静圧 と動圧の和であらわされる.ヘリコンスラスタを例にとっ て、有限な電子温度、冷たいイオン、E×Bドリフトによ る電流駆動が無視できるという条件において、プラズマ

Department of Electrical Engineering, Tohoku University, Sendai, MIYAGI 980-8579, Japan author's e-mail: kazunori.takahashi.e8@ tohoku.ac.jp

1) Department of Electrical Engineerig, Kobe University, Kobe, HYOGO 657-8501, Japan author's e-mail: tfrukawa@eedept.kobe-u. ac.jp

運動量は電子圧力(静圧)とイオン運動量(動圧)の和 に相当し、二流体方程式で以下のように記述される.

$$T_{\text{total}} = T_{\text{s}} + T_{\text{w}} + T_{\text{B}}, \tag{1}$$

$$T_{\rm s} = \int_{S_{\rm s}} p_{\rm e}(z_0, r) \, \mathrm{d}S, \qquad (2$$

$$T_{\rm w} = \int_{S_r} m n_{\rm s} u_{\rm rs} u_{\rm zs} {\rm d}S, \qquad (3)$$

$$T_{\rm B} = -\int_{V_{\rm MN}} \frac{B_{\rm r}}{B_{\rm z}} \frac{\partial p_{\rm e}}{\partial r} \, \mathrm{d}V. \tag{4}$$

ここで、 pe, z₀, m, n_s, u_{rs}, u_{zs}, B_r, B_zは、電子圧 力,電子圧力が最大となるz位置,イオン質量,内壁にお けるイオン密度、内壁におけるイオンの径方向速度、軸 方向速度,径方向磁場,軸方向磁場であり,積分範囲S_s, Sr, V_{MN}は、軸方向終端版面、プラズマ源の径方向の内 面,磁気ノズルの体積を表している.これらの物理的な 意味は,(2)式は電子圧力によって終端版に印加される 力であり,実際にはシースを介して加速され流入するイ オン運動量に相当する.(3)式は、図1中に示すように、 径方向壁面へ損失するイオンが輸送する軸方向運動量で あり、図1に示すように推力損失に相当する.(4)式は、 磁気ノズル内部における電子反磁性ドリフト電流と径方 向磁場によるローレンツ力に相当し. 径方向の電子圧力 が軸方向運動量へと変換されるものである. これらの力 は反力として,終端版,プラズマ発生部内壁,磁力線(す なわちソレノイドコイル) に働くため、これらのコンポー ネントをスラストバランスに接続することで、実験的に $T_{\rm s}$, $T_{\rm w}$, $T_{\rm B}$ の計測が可能である.

ここで、式(4)からわかるように、磁気ノズル効果に は周方向電流が重要な要素であり、実際にプラズマ中に 誘起される電流を図2のように計測すると、電子反磁性 電流に相当する電流が観測される. さらに詳細な実験で は、プラズマ電位をゼロに調整することでE×Bドリフト の効果を除外し、さらに電子エネルギー確率関数を4桁 の精度で計測した結果、高温電子も考慮した電子反磁性 電流が駆動されることが明らかになっている[16]. した がって、高周波電力によって加熱された電子圧力が周方 向電流を駆動し、磁気ノズルとの相互作用によって推進 エネルギーへと変換される. この特性に関して熱力学の







図2 磁気ノズル中の周方向電流の計測結果 [16]. Reproduced from permission from Phys. Rev. Research 5, L022029 (2023). Copyright 2023, Authors, licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 International license.

視点からも議論が進められており、ポリトロープ指数の 評価や物理描像の議論が行われている[17-23].

4.3 ヘリコンスラスタの推進性能の現状

ヘリコンスラスタの推進性能評価は、2010年代初頭か ら本格的に実施され、計測開始当初は推進効率1%以下, 推力電力比が5mN/kW程度であった.イオンエンジンや ホールスラスタでは、Xeを燃料として50%を超えるよう な推進効率が達成されており、まずはこれらの推進機に 近い効率を室内実験で達成する必要がある.

表1には、スラストバランスによる推力評価結果(一 部ターゲット計測も含む)をもとに、推進効率を算出した 例(時系列)である.ここで、推進効率は、推力計測値、 高周波電力、燃料ガスの質量流量から算出しており、シ ステムの電力変換効率やソレノイド電力は考慮しておら ず、圧力も真空排気系の排気速度にも依存しており、こ れらの効果は考慮していない.表1を見ると、作動電力 帯にも依存しているが、数kW級の作動電力帯において推

表1 ヘリコンスラスタの推進性能の報告例.

Publication	$P_{\rm rf}$	F	η
	(kW)	(mN)	(%)
Takahashi et al., APL2011 [24]	0.9	3	0.83
Pottinger et al., JPD2011 [25]	0.65	2.8	0.6
Charles <i>et al.</i> , APL2012 [26]	0.8	5	2.1
Takahashi et al., PRL2013 [9]	1	11	8.4
Shabshelowitz et al., JPP2013 [27]	1.5	11	0.58
Williams et al., JPP2013 [28]	0.6	6	0.67
Takahashi et al., JPD2013 [29]	2	15	7.8
Charles <i>et al.</i> , APL2013 [30]	0.9	6.7	2.3
Harle et al., PSST2013 [31]	0.4	2.75	0.25
Takahashi et al., PSST2015 [32]	6	58	13.3
Kuwahara et al., JPP2017 [33]	3	40	3.4
Oshio et al., IEPC2017 [34]	1	6	1.5
Trezzolani et al., IEPC2017 [35]	0.15	1.4	3.3
Trezzolani et al., IEPC2017 [36]	0.07	0.85	5.2
Navarro-Cavalle et al., IEPC2019 [37]	0.45	8.5	14.2
Takahashi, SciRep2021 [38]	6	69.6	19.2
Takahashi, SciRep2022 [39]	5	80	29.5

進効率20-30%が得られるところまで研究開発が進展し ていることがわかる.

ここで,推進効率約30%が得られている条件でのイオ ン飽和電流の二次元分布計測結果および磁力線の計算結 果を図3に示す.アンテナの上流z=-15 cm近傍にカス プ磁場が形成されており,上流域では径方向内壁近傍で の飽和電流が急激に減少していることがわかる.すなわ ち、カスプ磁場を形成することでプラズマが壁面から切 り離され,壁面への損失が抑制されているため高性能化 が実現できていると考えられる.したがって,プラズマ 発生部の磁場構造を最適化していくことで,さらに性能 向上が可能になると期待される.

宇宙空間においてヘリコンスラスタを作動した際には, 閉じた磁力線からプラズマ流を離脱し,自由空間ヘプラ ズマを放出する必要がある.特に磁化状態にある電子の 離脱過程は,最終的なスラスタ性能を左右する物理現象 である.これまでにMHD離脱現象や拡散の効果[40-42], 乱流による輸送[43,44]が議論されているが,離脱現象の 実証には至っていない.不安定性・乱流による輸送に関 しては,勾配が自由エネルギーである不安定性の場合に は勾配を緩和する方向への輸送が起こるため,径方向外 向きの輸送を誘発することから離脱現象への寄与は期待



図3 プラズマ源上流域にカスプ磁場を配置した際の, イオン飽 和電流マッピングと磁力線の計算結果 [39]. Reproduced from permission from Sci. Rep. **12**, 18618 (2022). Copyright 2023, Authors, licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 International license.



図 4 40 kHz 帯揺動によって駆動される電子の輸送流束[45]. Reproduced from permission from Sci. Rep. **12**, 20137 (2022). Copyright 2023, Authors, licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 International license.

できない.

一方で、最近の実験において、図4に示すように密度 揺動と電場揺動のクロススペクトルの実部を解析し、揺 動が駆動する電子の輸送を評価したところ、40 kHz帯の 静電波動モードによって電子の内向き輸送が起きている ことが明らかになっており、プラズマ波動・不安定性・ 乱流による粒子輸送が、離脱効率向上に寄与する可能性 が見出されている[45].これまでのプラズマ研究では"不 安定性・乱流の抑制"という観点が主たるものであったが、 上記の現象は不安定性・乱流が工学的にもポジティブな 寄与を示すことから、"不安定性・乱流の活用"へと向け たゲームチェンジャーとなる可能性があるといえる.

4.4 回転磁場加速法に関する理論

磁気ノズル型プラズマスラスタの性能向上に向けて,高 密度ヘリコン源応用による推力密度増強が進められてき たが,HEAT Projectではこのヘリコン源利用に加えて生 成プラズマの追加加速法使用による推力増強が提案され た[5].第4.2節で紹介された磁気ノズル高周波プラズマ スラスタ構造の磁気ノズル部において,別途外部設置の 追加速用コイルを設ける構成となる.本節では核融合分 野で用いられている回転磁場(Rotating Magnetic Field: RMF)法[46-49]を,新たに推進分野に応用した無電極プ ラズマ追加速法[5,50-52]の加速理論について紹介する.

4.4.1 RMFによる周方向電流駆動と追加速理論

核融合分野において,RMFによる周方向電流駆動は逆 磁場Theta-Pinch法[53,54](急速な磁場変化による誘導 電場を利用したプラズマ電流駆動法)や異極性スフェロ マック合体法[55]と並び,逆磁場配位(Field Reversed Configuration: FRC)[53]形成による高密度プラズマの 磁場閉じ込め手法として提案されている.特にRMF法は, 他の方式に比べてより長時間プラズマ放電を維持するこ とが可能である.FRCは磁気ノズル型スラスタのような 開放磁場形状はなく,ソレノイドコイルがつくる軸方向 に一様な外部磁場下で形成される.

提案 RMF 加速法では、開放磁場配位でプラズマ中に印加する回転磁場の回転角周波数 ω_{RMF} を、 $\omega_{ci} \ll \omega_{RMF} \ll \omega_{ce}$ ($\omega_{ci(ce)}$:回転磁場に対するイオン(電子)サイクロトロン角周波数)に設定し、電子がこの回転磁場に捕捉されて周方向に回転することで、周方向電子電流 j_{θ} が駆動される.2組の対向矩形型コイルを使用した場合のRMFによ



図5 RMF 加速法の概略図[52]. Reproduced from permission from AIP. Adv. 7, 115204 (2017). Copyright 2023, Authors, licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 International license.

る電磁加速の概要を図5に示す.この2組のコイルセットそれぞれ印加する交流電流間に、位相差 ϕ をつけることで、時空間変化する磁場をプラズマ中に印加する. ϕ がそれぞれ-180、-90、0、90°における磁場の回転/振動方向の概略を図6に示す. ϕ =-180、0°の場合、2組の対向RMFコイルが発生させる磁場はそれぞれy、x軸方向に変動し、また ϕ =-90、90°の場合は互いに回転方向が逆の回転磁場を形成することができる.外部発散磁場の方向と周方向電子電流の向きに応じて、発生する電磁力の向きも変化するが、 ϕ =90°は推力に寄与する向きにローレンツ力を発生させる条件となる.

 j_{θ} の駆動過程と追加加速力について述べる.一様なプラズマ密度分布(準中性)で、電子の慣性が無視できることを仮定する.一般化されたOhm則を式(5)に表す:

$$\mathbf{E} - \frac{1}{n_{\rm e}e} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) = \eta_{\rm p} \mathbf{j}. \tag{5}$$

ここで、 n_e は電子数密度、eは電気素量、jは電流密度 ベクトル、 η_p はプラズマ比抵抗率である。各ベクトル量 は時間依存のない定常項(y_0)と時間依存項(\hat{y})で表現 され($\mathbf{y}(r, \theta, z, t) = y_0(r, \theta, z) + \tilde{y}(r, \theta, z, t)$)、式(5)の 定常項は以下で表される:

$$E_0 - \frac{1}{n_e e} (j_0 \times B_0) - \frac{1}{n_e e} \langle \tilde{j} \times \tilde{B} \rangle = \eta_p j_0.$$
(6)

次に、円柱プラズマ断面を横切る向きにある RMF のr、 θ 成分をそれぞれ $\tilde{B}_r = B_\omega \cos(\omega_{RMF}t - \phi_0)$, $\tilde{B}_\theta = B_\omega \sin(\omega_{RMF}t - \phi_0) (B_\omega \iota RMF 磁場強度, \phi_0 \iota 初期$ 位相)と表す、円柱プラズマに RMFを印加することで軸 $方向変動磁場<math>\tilde{E}_z$ が誘起され、これにより軸方向変動 \tilde{j}_z が 生じる、この \tilde{j}_z の分布は電子とイオン・中性粒子との衝突 に依存する.

式(6)の左辺第三項(Hall項)由来の θ 方向成分 $\langle j_x \hat{B}_r \rangle$ により周方向電場が誘起され、電子がこの電場により加速される.このとき、イオン及び中性粒子間との衝突が 生じ、これらが釣り合うことにより電子は周方向速度 $v_{e\theta}$



図 6 2 組の対向 RMF コイル磁場の交流電流位相差 φ 変化時に おける形成磁場の概要.

を得る.このとき,定常周方向電子電流は式(7)で表される:

$$j\theta = -en_{\rm e}v_{\rm e\theta}.\tag{7}$$

電子の剛体回転に伴い、後述するRMFのプラズマ中へ の完全浸透時における j_{θ} は、式(8)で表される最大電流値 を取りうる[49]:

$$j_{\theta_{\rm max}} = - e n_{\rm e} \, r \omega_{\rm RMF}. \tag{8}$$

rは回転半径[m]である.すなわち完全浸透時では理論的 には j_{θ} がRMFの回転周波数に比例する. j_{θ} と外部発散磁 場(磁気ノズル)の径方向成分 B_{r} による軸方向ローレン ッカ f_{z} により電子が軸方向(円柱軸方向)に電磁加速され る:

$$f_{\rm z} = j_{\theta} \times B_{\rm r}.\tag{9}$$

加速された電子に追従する形で、イオンが軸方向の両極 性拡散電場によって軸方向に静電加速される.これによ り、従来の磁気ノズル加速に加えた正味プラズマの追加 速がなされる.

4.4.2 RMF磁場のプラズマ中への浸透

RMF法による追加加速を行う上で,RMFが円柱プラ ズマの中心部へ浸透することが効率的な周方向電流駆動 にとって重要となる.本RMF加速実験にも適用している Milroyにより定式化された磁場浸透条件[46,56]について 述べる.ここで用いる2つの無次元数λ,γをそれぞれ式 (10),(11)に示す.

$$\lambda = \frac{R}{\delta},\tag{10}$$

$$\gamma = \frac{\omega_{\text{ce_RMF}}}{\nu}.$$
(11)

ここで、Rはプラズマ半径、 δ は表皮厚さ、 ν は電子に関 する衝突周波数、 ω_{ce_RMF} はRMF磁場に対する電子サイ クロトロン角周波数である.ここでの電子衝突周波数は、 イオンおよび中性粒子との衝突を考慮したものとなる. λ はプラズマの表皮厚さで規格化したプラズマ半径、 γ は ホールパラメータであり、電子のイオンや中性粒子間衝 突に対して、回転磁場に捕捉される電子の割合の指標と なる. δ と ν は一般に式(12)、(13)で表す.

$$\delta = \left(\frac{2\eta_{\rm p}}{\mu_0 \omega_{\rm RMF}}\right)^{1/2},\tag{12}$$

$$\nu = \eta_{\rm p} \frac{n_{\rm e} e^2}{m_{\rm e}}.\tag{13}$$

次に, Milroyの数値解析により定式化された RMF の浸 透条件は式(14)で表される[56].

$$\gamma_{\rm c} = \begin{cases} 1.12\lambda & (\lambda \le 6.5) \\ 1.12\lambda [1.0 + 0.12(\lambda - 6.5)^{0.4}] & (\lambda > 6.5) \end{cases}$$
(14)

γ_c/λ以上の条件でRMFは完全浸透,これより低い場合は

不完全浸透の条件となる. RMF完全浸透時には, プラズ マ中心部にまでRMF磁場が浸透している. 一方で, 不完 全浸透時にはプラズマ周辺部にのみRMF磁場成分が存在 する状態となり, 結果として十分な電子の周方向回転が 得られず, *j*₀駆動効率が低下する.

4.5 回転磁場加速の現状と今後の課題

本節ではRMF加速法の現状として,RMFによる電流 駆動を用いた追加加速法の原理実証に基づいた研究結果 について説明する.計測実験は,直線型プラズマ生成装 置の大型ミラー装置(Large Mirror Device: LMD)[57] にRMF加速アンテナを設置して行った.また,提案無電 極RMF加速法の現状の課題についても述べる.

4.5.1 プラズマパラメータのRMF 駆動条件依存性

RMF法における主要運転パラメータとして,RMF磁場 強度(RMFコイルに印加する交流電流振幅 I_{RMF} に比例) がある. **図7**はRMFコイル領域からさらに下流部におけ る n_e とz軸方向のイオン流速 v_i の増加率の, I_{RMF} 依存性 を表す.ここでの増加率とは,RMF印加後と印加前の値 の差分をRMF印加前の値で除したものとなる.

 $n_e \ge v_i$ はイオン飽和電流を取得するマッハプローブ法 により計測した. I_{RMF} の増加に伴い,いずれのパラメー タで増加が得られた. グラフから,さらなる B_ω ($\propto I_{RMF}$) 増加による非線形な $n_e \ge v_i$ の上昇が期待され,これは推 進機のうち動圧成分 ($n_e v_i^2$ に比例)のより高い増強をも たらすことが考えられる. RMF印加に伴う n_e の上昇がみ られたことから RMF コイル電力の一部がプラズマ生成に 寄与しており,この電力結合のメカニズムとプラズマ生



図 7 n_e と v_i の 増 加 率 の RMF 印 加 電 流 I_{RMF} 依 存 性[52]. Reproduced from permission from AIP. Adv. 7, 115204 (2017). Copyright 2023, Authors, licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 International license.



図8 v_iの RMF 印加電流値の位相差依存性検証結果 [52]. Reproduced from permission from AIP. Adv. 7, 115204 (2017). Copyright 2023, Authors, licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 International license.

成効率を含めた議論が必要となる.

 $\phi \ge 30^{\circ}$ ずつ変化させた際の v_i のグラフを図8に示す. $\phi = 90^{\circ}$ のときはプラズマ中の電子をz軸方向に加速させ るように j_{θ} が駆動されるため、加速相と呼んでいる.一方 で、 $\phi = -90^{\circ}$ では $\phi = 90^{\circ}$ の場合と j_{θ} の駆動方向が逆向 きとなるため、非加速相と呼んでいる.RMF法により全 ての ϕ で v_i の増加が得られ、また加速相と非加速相でそれ ぞれ最大値と最小値をとり、全体では正弦波的に v_i が変 化する結果を得たが、これはRMFコイルが駆動する磁場 形状、回転方向がイオン加速効果に影響すること示す.

4.5.2 RMFのプラズマ中への浸透

RMF磁場強度 B_{ω} ($\propto I_{RMF}$)を変化させたときの、3つ のRMF周波数 (0.7, 1, 5 MHz) における RMFコイル 領域のプラズマ中心 (r = 0) での γ / λ を図9に示す、図中 の①から②にかけて、 B_{ω} は増加している、ここで、RMF 周波数に応じて印加可能な I_{RMF} の最大値は異なっている。

ー般的に $\gamma/\lambda \propto B_{\omega}/(n_e\omega_{\rm RMF})^{1/2}$ の関係が成り立ち[51], また中性粒子との衝突も考慮が必要となる.これより, $\omega_{\rm RMF}$ が低いほど RMFの浸透にとって優位にはたらき, 0.7 MHzの場合は γ_e/λ 以上となり,磁場の完全浸透条件と なるプロットがみられる.図9内の①の矢印の領域では, 磁場強度の増加に伴い γ が増加する.一方②の領域では n_e の増加が顕著となり, γ/λ が低下する.RMF周波数が 1 MHzの場合は部分浸透条件となるが,プラズマ中心部 で高い n_e の増加がみられ,結果として磁気ノズル部にお いて反磁性電流による高い軸方向ローレンツ力がみられ た[58].したがって RMFの浸透とローレンツ力・全推力 にかかわるパラメータのトレードオフを考慮することが 重要となる.

4.5.3 RMF法による周方向電流駆動検証

RMF法による周方向電流駆動の実証のため、RMF磁場の時空間変動成分の計測を行った.式(6)のHall項より、 $\langle j_z \tilde{B}_r \rangle$ により得られる周方向電場はRMF周波数 f_{RMF} の2倍高調波周波数($2f_{RMF}$)で時間変化する成分と定常成分をそれぞれ有する.結果としてこの電場により、電子が周方向に加速され、 $2f_{RMF}$ 成分の時間変動周方向電流 \tilde{j}_{θ} が現れる.

この \tilde{j}_{θ} の振幅は定常成分と等しく,この \tilde{j}_{θ} に起因する プラズマ中の $2f_{\rm RMF}$ 成分の時間変動磁場の時空間分布計測 により周方向電子電流を評価した.導出した周方向電流



 図 9 プラズマ中心における磁場浸透評価. 図の線グラフは式 (14)の Milroy の浸透条件式 (γ_c/λ) を表す.



図10 *j*_θの時間変動成分の空間分布時間発展[59]. Reproduced from permission from Phys. Plasmas. **26**, 033505 (2019). Copyright 2023, Authors, licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 International license.

の時空間分布を図10に示す.これにより,RMF法による 周方向電流駆動の有無を確認した.また,RMF交流電流 位相差 ϕ を変化させたとき(ϕ = 90,0, -90°の3種類) の j_{θ} の時空間分布を計測した結果,加速相(ϕ = 90°)の 条件で j_{θ} の最大振幅を得た[59].しかしながら,この周 方向電流成分による軸方向ローレンツ力を加味した推進 効率は依然低く,更なる周方向電流増強には磁場浸透に も関わるRMF磁場強度増強や,軸方向の生成プラズマ流 れのz軸方向の粒子輸送などを考慮したRMF駆動条件最 適化が課題となる.

4.5.4 RMF加速法の今後の課題

無電極プラズ追加法の一つのRMF加速法における原 理実証に基づく実験結果を紹介してきた.磁気ノズル型 スラスタと比較して装置構造・加速機構は複雑であるが, これまでプラズマとの非線形効果による周方向電流駆動 の実証やRMF法による加速効果の検証等,物理的側面で RMF法の特性を評価してきた.しかしながら推進効率は 依然低く,追加加速性能の更なる強化が不可欠となって いる.

この RMF 法由来の周方向電流駆動による電磁加速効果 を高めるうえでは RMF 磁場強度の増強が重要となるが、 同時に電子圧力の増加がみられる場合があり、一方でこ れが式(1)で表される全推力 T_{total}の増加に寄与するとい う結果も見られた[58]. RMF 磁場の浸透評価を含めて、 関連パラメータ間のトレードオフを考慮した RMF 駆動条 件最適化が大きな課題といえる.また、放電室内でのプ ラズマの管壁損失や磁場形状も磁気ノズル型スラスタと 同様に考慮すべきポイントとなる.

RMF法においても,前述の波動伝搬やMHD不安定性, 乱流制御に基づくプラズマ物理はもちろん存在するが, 磁気ノズルスラスタのそれよりも複雑な系となり,この 解明はチャレンジングといえる.しかし,性能向上に向 けた新たなアイデアの発端となるのではと考える.

今回紹介した無電極RMFプラズマ加速法以外にも, RMFによる周方向電流駆動を電気推進機に応用する例は あり,米国Washinton大のELF(Electrodeless Lorentz Force)スラスタ[60]やMichigan大のRMFスラスタ[61, 62]が挙げられる.Michigan大では精力的に研究が進め られているが,LaB₆ホローカソードによる予備電離プラ ズマを使用しており無電極ではない.2つのサドルコイル 使う点はほぼ同様だが,RMF印加でプラズマの閉じ込め を狙いつつ周方向電流駆動による電磁加速を行うコンセ プトとなり,本節で紹介したものとはまた異なるアプロー チとなる.

参 考 文 献

- [1] B.W. Longmier *et al.*, J. Propul. Power **30**, 123 (2014).
- [2] C. Charles, J. Phys. D: Appl. Phys. 42, 163001 (2009) and references therein.
- [3] K. Takahashi, Rev. Mod. Plasma Phys. **3**, 3 (2019) and references therein.
- [4] T. Vialis et al., J. Propul. Power 34, 1323 (2019).
- [5] S. Shinohara, J. Plasma Fusion Res. 91, 412 (2015).
- [6] A. Fruchtman, Phys. Rev. Lett. **96**, 065002 (2006).
- [7] E. Ahedo and M. Merino, Phys. Plasmas 17, 073501 (2010).
- [8] K. Takahashi et al., Phys. Rev. Lett. 107, 235001 (2011).
- [9] K. Takahashi et al., Phys. Rev. Lett. 110, 195003 (2013).
- [10] K. Takahashi et al., Phys. Rev. Lett. 114, 195001 (2015).
- [11] K. Emoto *et al.*, Plasma Sources Sci. Technol. **30**, 115016 (2021).
- [12] Z. Chen *et al.*, Plasma Sources Sci. Technol. **30**, 105012 (2021).
- [13] E. Ahedo and J. Navarro-Cavalle., Phys. Plasmas 20, 043512 (2013).
- [14] T. Lafleur, Phys. Plasmas 21, 043507 (2014).
- [15] K. Takahashi et al., Sci. Rep. 10, 1061 (2020).
- [16] K. Takahashi *et al.*, Phys. Rev. Res. 5, L022029 (2023).
- [17] M. Merino and E. Ahedo, IEEE Trans. Plasma Sci.
 43, 244 (2015).
- [18] Y. Zhang et al., Phys. Rev. Lett. 116, 025001 (2016).
- [19] J.M. Little and E.Y. Choueiri, Phys. Rev. Lett. 117, 225003 (2016).
- [20] K. Takahashi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **120**, 045001 (2018).
- [21] J.Y. Kim et al., New J. Phys. 20, 063033 (2018).
- [22] J.Y. Kim *et al.*, Plasma Sources Sci. Technol. 28, 07LT01 (2019).
- [23] K. Takahashi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **125**, 165001 (2020).
- [24] K. Takahashi *et al.*, Appl. Phys. Lett. **98**, 141503 (2011).
- [25] S. Pottinger et al., J. Phys. D: Appl. Phys. 44, 235201 (2011).
- [26] C. Charles *et al.*, Appl. Phys. Lett. **100**, 113504 (2012).
- [27] A. Shabshelowitz and A.D. Gallimore, J. Propul. Power 29, 919 (2013).
- [28] L.T. Williams and M.L.R. Walker, J. Propul. Power 29, 520 (2013).
- [29] K. Takahashi et al., J. Phys. D: Appl. Phys. 46, 352001 (2013).
- [30] C. Charles et al., Appl. Phys. Lett. 102, 223510

(2013).

- [31] T. Harle *et al.*, Plasma Sources Sci. Technol. 22, 015015 (2013).
- [32] K. Takahashi *et al.*, Plasma Sources Sci. Technol. 24, 055004 (2015).
- [33] D. Kuwahara et al., J. Propul. Power 33, 420 (2017).
- [34] Y. Oshio et al., Proceedings of the 35th International Conference on Electric Propulsion Conference, IEPC-2017-344 (2017).
- [35] F. Trezzolani et al., Proceedings of the 35th International Conference on Electric Propulsion Conference, IEPC-2017-462 (2017).
- [36] F. Trezzolani et al., Proceedings of the 35th International Conference on Electric Propulsion Conference, IEPC-2017-519 (2017).
- [37] J. Navarro-Cavalle et al., Proceedings of the 36th International Conference on Electric Propulsion Conference, IEPC-2019-596 (2019).
- [38] K. Takahashi et al., Sci. Rep. 11, 2768 (2021).
- [39] K. Takahashi et al., Sci. Rep. 12, 18618 (2022).
- [40] E.B. Hooper, J. Propul. Power 9, 757 (1993).
- [41] A.V. Arefiev and B.N. Breizman, Phys. Plasmas 12, 043504 (2005).
- [42] M. Merino and E. Ahedo, Plasma Sources Sci. Technol. 23, 032001 (2014).
- [43] C.S. Olsen *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **43**, 252 (2015).

- [44] S. Hepner *et al.*, Appl. Phys. Lett. **116**, 263502 (2020).
- [45] K. Takahashi et al., Sci. Rep. 12, 20137 (2022).
- [46] W.N. Hugrass, Aust. J. Phys. 38, 157 (1985).
- [47] A.L. Hoffman, Phys. Plasmas 5, 979 (1998).
- [48] J.T. Slough and K.E. Miller, Phys. Plasmas 7, 1945 (2000).
- [49] I.R. Jones, Phys. Plasmas 6, 1950 (1999).
- [50] S. Ostuka *et al.*, Plasma Fusion Res. **10**, 3401026 (2015).
- [51] T. Furukawa et al., Phys. Plasmas 24, 043505 (2017).
- [52] T. Furukawa et al., AIP Adv. 7, 115204 (2017).
- [53] M. Tuszewski, Nucl. Fusion 28, 2033 (1988).
- [54] Y. Ohkuma et al., Nucl. Fusion 38, 1501 (1998).
- [55] Y. Ono et al., Nucl. Fusion **39**, 2001 (1999).
- [56] R.D. Milroy, Phys. Plasmas 6, 2771 (1999).
- [57] S. Shinohara *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. Part1 35, 4503 (1996).
- [58] T. Furukawa et al., Phys. Plasmas 28, 073507 (2021).
- [59] T. Furukawa et al., Phys. Plasmas 26, 033505 (2019).
- [60] J.T. Slough et al., Proceedings of the 35th International Conference on Electric Propulsion Conference, IEPC-2009-265 (2009).
- [61] J.M. Woods et al., Proceedings of AIAA Propulsion and Energy Forum, AIAA-2020-3633 (2020).
- [62] C.L. Secrel et al., Proceedings of AIAA SciTech Forum, AIAA-2023-0499 (2023).



5. Plasma Turbulence Experiment in Helicon Plasma

稲垣 滋
 INAGAKI Shigeru
 京都大学
 (原稿受付: 2023年7月20日)

実験室プラズマを用いてプラズマ乱流の基礎過程を解き明かすことをめざしたプロジェクトが世界中で行われている. ヘリコンプラズマは電子密度勾配をエネルギー源としたドリフト波乱流を生成できる. このヘリコン 乱流プラズマをラングミュアプローブで詳細計測し, 明らかになった乱流基礎過程について紹介する. Kevwords:

drift wave, turbulence, structure formation

5.1 ドリフト波とPANTA/LMD-U

ドリフト波は圧力勾配(圧力不均一性),イオンの慣性 力,電子の磁力線に平行な運動,の結合によって生じる モードである[1]. イオンサイクロトロン周波数よりも低 周波であり、径方向波長がイオンラーマ半径より小さく、 周方向・軸方向・径方向に有限の波数を持つ. ドリフト 波は実験室プラズマにて発見された. Q-マシンにて周方 向に回転する10kHzの波動構造が抵抗性ドリフト波と同 定され、密度揺動と電位揺動との間の位相遅れも観測さ れた[2]. 実験室プラズマは電子温度が低く, 電子-イオ ン衝突による散逸があるため、電子圧力勾配をエネルギー 源とした電子反磁性方向に伝播する抵抗性ドリフト波が 励起され乱流化するが、磁力線に平行方向の電子の運動 がドリフト波の逆ランダウ減衰によって制限された、ユ ニバーサルドリフト不安定性も研究されている. ドリフ ト波は不均一で散逸のある磁化プラズマである核融合プ ラズマでも重要である。1970年代、核融合プラズマには 衝突で決まる拡散よりも大きなエネルギー・粒子損失が 観測されており、その機構は謎であったため異常輸送と 呼ばれていた.異常輸送の一つの候補としてプラズマ乱 流が考えられており、1976年にATCトカマクにてドリフ ト波乱流の観測が報告された[3,4]. その後の初期のドリ フト波乱流の観測から、密度揺動レベルは混合長理論と 概ね一致し、乱流から見積もった輸送は異常輸送に近い ものであった.

ドリフト波乱流の実験研究は実験室プラズマと核融合 プラズマが相互にフィードバックしながら発展してきた. トカマクにおける1982年のHモードの発見以降[5],径方 向電場(及びシア)の形成の発見[6,7],Hモード遷移モ デル[8,9],シア流による乱流抑制の理論[10]を受け、ド リフト波と流れとの相互作用の研究が実験室プラズマを 用いて行われるようになり、電場制御によるドリフト波 の抑制が示された[11]. また,トカマクプラズマでのゾー ナル流の重要性がシミュレーションにより示され[12], 実際にゾーナル流がトロイダルプラズマで同定されると [13],ゾーナル流の基礎過程の詳細研究が実験室プラズマ を用いて行われるようになった. 特にゾーナル流が乱流 の2次不安定性を通じて駆動されることが指摘されると [14],実験室プラズマによるドリフト波の非線形過程に 関する研究が世界的に行われるようになった. VINETA (独), CSDX (米) などの多くの装置で実験室プラズマと しては高密度 (~10¹⁹ m⁻³) な領域を狙いヘリコン波プラ ズマが用いられた[15, 16].

PANTA (Plasma Assemble for Nonlinear Turbulence Analysis) は九州大学の直線磁場型プラズマ装置であり [17],その名が示すように主にドリフト波乱流の非線形 現象の観測を目的としている (その前身はLMD-U (Large Mirror Device-Upgrade) であったため本小特集では PANTA/LMD-Uと記して,観測結果を述べる).本装置 の模式図を図1に示す.直径457 mm,長さ4050 mmの円 柱状ステンレス製真空容器の周りに18個のヘルムホルツ コイルを配置し,磁場を形成する.各コイルは可動式で あり,位置を数10 mm程度調整可能である.加えてコイ ル電源は2系統あるため,単純直線磁場配位,ミラー配 位,発散磁場配位等,多様な磁場配位が形成可能である.



Institute of Advanced Energy, Kyoto University, Uji, KYOTO 611-0011, Japan author's e-mail: inagaki.shigeru.7s@kyoto-u.ac.jp

PANTA/LMD-Uでは0-10 MHzで周波数可変な10 kW の高出力RF電源を用いて通常7 MH,3 kWの高周波をプ ラズマ生成部である直径100 mmのガラス管の周囲に巻い たダブルループアンテナに印加しヘリコンプラズマ(半 径~60 mm)を生成する.プラズマ生成部の反対側はス テンレスエンドプレートになっており,エンドプレート バイアッシング電源や高速カメラ計測用の大型石英窓に 交換可能である.近年は新たなパワーモジュレーション 可能なRF電源を導入し,両端からヘリコンプラズマの生 成が可能である.本小特集で紹介する結果は直線磁場配 位で片側生成の場合である.

5.2 ドリフト波の空間構造の観測

図2にPANTA/LMD-Uでヘリコン波実験を開始した当 時のヘリコンプラズマ生成マップを示す. 入射中性アル ゴンガス圧と磁場強度を運転パラメータとしてイオン飽 和電流の径方向分布を線積分してプラズマ半径で割った 平均イオン飽和電流をプラズマ密度の指標とした. 高磁 場・高中性ガス圧で平均イオン飽和電流は高くなる.磁 場を下げると図2(b)のようにプラズマが生成・消滅を振 動的に繰り返すようになり、ガス圧を下げすぎると放電 中にプラズマの密度が遷移する不安定な放電となる(図2 (c)). (ヘリコンプラズマの生成に関する解説は本小特 集2章を参照されたい.) ドリフト波励起実験はこのよう な放電自体の不安定性を避けた安定な放電領域で行った. 典型的な PANTA/LMD-Uヘリコンプラズマのパラメータ を表1に示す. また, 中性ガス圧を変えた時に観測され るイオン飽和電流揺動のパワースペクトルを図3 に示す. 磁場は0.09Tであり、プローブは最も密度勾配長が短く なるr = 40 mm に置いた. どのガス圧でも電子ドリフト 周波数帯(1-10kHz)にピークが見られる.中性ガス圧



 図 2 (a) PANTA/LMD-Uの磁場とアルゴン中性ガス圧に対する 運転領域. (b) 低磁場時の典型的なイオン飽和電流の時間 発展, (c) 低ガス圧時の典型的なイオン飽和電流の時間発 展.

表1 典型的なプラズマパラメータ.

パラメータ	典型的な値
中心電子・イオン温度	3 eV, 0.3 eV
中心電子密度	7x10 ¹⁸ m ⁻³
磁場	0.09 T
動作ガス	Ar
電子・イオン熱速度	6x10 ⁵ m/s, 6x10 ² m/s
音速	2 km/s
プラズマ周波数	20 GHz
電子・イオンサイクロトロン周波数	2.5 GHz, 34 kHz
電子・イオンサイクロトロン半径	40µm, 3mm
電子一イオン、イオン一イオン、イオ	60 MHz, 1 MHz, 40 kHz



図3 0.09 T にてアルゴン中性ガス圧を1-6 m Torr と変化させ た時の典型的なイオン飽和電流揺動のパワースペクトル密 度の変化.

が低い場合,ピークは広がっており乱流的である.一方 で中性ガス圧が高くなると揺らぎは鋸波のような非線形 波になり,高調波成分が顕著になる.

ヘリコンプラズマを用いたドリフト波乱流研究の利点 はラングミュアプローブを用いた高い時間―空間分解能 での計測が可能なことである.更にドリフト波の時空間 構造を明らかにするためには同時多点計測が重要である. このためPANTA/LMD-Uでは多チャンネルのプローブシ ステムを導入している.周方向モード構造を観測するた めのプラズマ半径r = 40 mm上に64本のプローブを配置 した周方向プローブアレイ,半径方向に可動なプローブ を周方向及び磁力線方向に配置したプローブアレイを用 いて最大で192 ch 同時計測が可能である.この中でプラ ズマ円筒断面を2次元的に稼働可能な2次元プローブを 用いたドリフト波乱流の空間構造計測について紹介する. 図4に示したように2次元プローブから250 mm磁力線方 向に離れた位置(r = 40 mm)に固定した参照プローブと 2次元プローブとの間でイオン飽和電流の相互相関関数を

求める.2次元プローブを動かすことでコヒーレンスや等 位相面の断面構造を求めることができる. 図5は低中性 ガス圧でブロードな揺動成分(15-20kHz)のコヒーレ ンスと振幅構造(複素クロススペクトルの虚部)を示し ている.より低い中性ガス圧でスペクトルがより乱流的 になると、揺動の空間相関が周方向に広がっていく.波 動構造は周方向モード数がm=4-5と高く,波面が歪ん でいることを示す. 高い中性ガス圧ではコヒーレントな モードが強くなる.コヒーレントモードでは計測した2 点間の位相差を少ないアンサンブル数で評価することが 可能となるため、波動の等位相面の時間発展を求めるこ とができる. 図6は6mTorr時に観測される1kHzにピー クを持つコヒーレントモードの2次元断面構造である. 勾玉のように捻れた形状の波面が電子反磁性方向におよ そ1 msで1回転していることがわかる.この空間構造か ら*m*=1であることも明らかである.

5.3 ドリフト波によるストリーマの励起

5.2にて波面を観測した結果,波面が歪んでいることが 示された.これは径方向波数が存在することを示す.ゾー







 図5 二時刻二点相関法によって求めた15-20 kHz のイオン飽 和電流揺動の空間相関構造. 中性ガス圧が(a)3 mTorr, (b)2 mTorr, (c)1.5 mTorr のときのクロスコヒーレン スの円柱断面構造及び中性ガス圧が(d)3 mTorr, (e) 2 mTorr, (f)1.5 mTorr のときのクロススペクトルの虚部 の円柱断面構造.

ナル流は乱流の径方向波数をモジュレーションするため, 波面の歪みが時間発展する場合はゾーナル流が励起され ていることを示唆する.ゾーナル流に関しては本誌の小 特集「ゾーナルフロー研究の現状と展望」(2005年12月号) を参照されたい.長谷川-若谷モデルがゾーナル流の形成 を記述する基礎モデルである一方で,長谷川-三間モデル は周方向に局在化した envelope solitary vorticesの形成 を示す[17].これはストリーマとも呼ばれ,ゾーナル流 が径方向に局在し,周方向に伸びた構造(m=0)である のに対し,周方向に局在化し,径方向に伸びた構造を持つ.

PANTA/LMD-Uにて初めてストリーマの励起が同定さ れた[18]. 図7は64 ch周方向プローブで計測したイオン 飽和電流の時間発展を示す.時間平均成分を引いた揺動 成分である.右上がりのストライプパターンは7-8 kHz で電子反磁性方向に伝播するドリフト波を示す.このド リフト波(搬送波)の振幅がある周方向位置で大きくな り(振幅のバンチング),これがenvelope solitonのよう に周方向を搬送波とは逆方向に伝搬している.同様の構 造がr = 20 mmのプローブでも観測されており,この周 方向バンチングは径方向に伸びていることが確認された.

図8にストリーマプラズマにおける径方向と周方向 (r=40 mm)のスペクトル構造を示す.ストリーマ形成時 にはイオン反磁性方向に伝播する低周波数で $m = rk_{\theta} = 1$ のモードがプラズマ半径全域にわたって励起されている. バイスペクトル解析による3波結合の観測では、このイ オン反磁性方向に伝播するモードとドリフト波との強い 非線形結合が観測されている[18].これは波面計測で示



図 6 1 kHz の揺動の位相差の時間変化. 波面の伝搬を示している. ガス圧は6 mTorr.



図7 周方向プローブアレイで計測したイオン飽和電流揺動の時 空間構造.



図8 (a)イオン飽和電流で評価した密度勾配長の逆数,イオン飽和電流揺動の(b)径方向スペクトル及び(c)スペクトルの周波数―周方向 波数構造 (r = 40 mm).

唆される波数モジュレーションを強くサポートする.

ストリーマが形成される運転領域は狭く、中性ガス圧 は1.5 mTorr以下、磁場は0.07 - 0.12 Tであり、これ以外 の領域ではイオン反磁性方向に伝播するモードが不明瞭 になってくる.ストリーマやバイスペクトル解析に関し ては本誌の小特集「プラズマ乱流実験の新展開」(2012年 6月号)も参照されたい.

5.4 多様な流れ構造の形成

ドリフト波は、ゾーナル流、ストリーマ以外にも非常 に多様な時空間構造を形成する.これらの現象はドリフ ト波を通じた磁化プラズマの自己組織化現象として捉え る事ができる.このため、実験室プラズマでの詳細観測は、 非平衡開放系の理解の深化につながる.非平衡系の大き な特徴として、空間不均一性と流れの形成がある.流れ に層流的なもの、乱流的なもの、に加えて大きな渦構造 がある[19].

このような大きな孤立渦(孤立したポテンシャル凹み 構造)がドリフト波とゾーナル流が共存するプラズマで 観測された[20].ゾーナル流とする渦というと,木星の 大赤斑を想起するが,非常に似た空間構造を持つ.プラ ズマ孤立渦は中性ガス圧が高く(5 mTorr), m=1の大 きな鋸波が成長しているプラズマで発生し,渦の発生と 消滅はゾーナル流の周期に同期している.また,レイノ ルズ応力の評価から,孤立渦はドリフト波と同程度にゾー ナル流の加速に寄与していることがわかった.ヘリコン プラズマ中の孤立渦も木星の大赤斑も,その形成機構は 未だ明らかになっていない.しかし,乱流とゾーナル流 が関与しているのであれば,共通の物理がある可能性が ある.

ゾーナル流やストリーマは磁力線に垂直な方向の流れ であった.ここでは磁力線に平行な流れを考える.直線 プラズマは磁力線方向にエネルギーや粒子の不均一性が あるため、有限な平行流が存在すると考えられる.しかし、 PANTA/LMD-Uにて観測される平行流はその予測とは大 きく異なり強い径方向シアや反転流が形成される[21].

図9に典型的な平行流の径方向分布を示す. レイノル

ズ応力の評価により、ドリフト波が平行流を駆動してい ることがわかった.しかしレイノルズ応力を通じて平行 流を駆動するためには磁力線方向の揺動スペクトルが非 対称である必要がある.ドリフト波では磁力線方向に対 して両方向に伝播する波が励起される.ここで平行流が ドリフト波の成長率に影響すると、2次効果として有限な レイノルズ応力が駆動される[22].

また、このような強いシアを持った平行流が存在すると ケルビンヘルムホルツ型の不安定性が励起される.これ はD'Angeloモードや平行流勾配(PVG: Parallel Velocity Gradient)モードと呼ばれる.実際に強い平行流シア が形成されている領域でPVGモードが同定された[21]. PVGモードはドリフト波と同様に密度揺動レベルが電位 揺動レベルと同程度であるため、ドリフト波との弁別が



図9 (a)平均密度, (b)平均平行流マッハ数, (c)揺動駆動粒子 フラックスの径方向分布.

難しい. PVGモードは平行流揺らぎに顕著に特徴が現れ, ドリフト波は平行流揺らぎのレベルは密度揺らぎレベルよ りも非常に小さく,一方, PVGモードでは同程度である.

このため平行流揺らぎの計測が重要となりPANTA/ LMD-Uではマッハプローブを用いた. PVGモードは磁 力線方向の対称性が破れており,磁力線方向の運動量輸 送を通じて平行流の緩和に大きく寄与する. PVGモード は粒子輸送も引き起こすが,その方向は通常のドリフト 波が駆動する粒子フラックスの向きとは異なり,径方向 内向き,すなわちup-hill-gradient fluxである[23].

実際に図9(b)のようにシアを持った平行流分布が観測 されるとき,密度分布はピーキングしており,乱流駆動 粒子フラックスを計測すると確かに内向きとなっている (図9(a),(c)). PVGモードは平行流の緩和と密度勾配 の形成に寄与し,一方ドリフト波は平行流勾配の駆動と 密度分布の緩和に寄与する.乱流を通じて粒子輸送と運 動量輸送が干渉しており,密度分布,平行流分布,ドリ フト波強度, PVGモード強度の動的な均衡状態はそれぞ れの輸送が外部ソースと境界条件を満たすように決定さ れると考えられる.このため例えば粒子ソースを変えた 場合,平行流分布が変化するなど,その動的均衡状態の 変化は自明ではないと予測される.

5.5 乱流研究とヘリコンプラズマ

プラズマ流れと乱流が共存する磁化プラズマは自然界 で多く観測される.核融合プラズマや太陽風のみならず, 惑星磁気圏においても惑星に流れ込むプラズマの不均一 性が乱流を駆動する[24].このような多種多様なプラズ マを比較し,その異同を議論しようとする場合,基本と なる方程式が示すレイノルズ数などの無次元量が重要で ある.このため広いパラメータ領域をカバーするプラズ マ実験が必要である.ヘリコンプラズマは磁場と密度を 広範囲に変えることが容易であるので,様々なプラズマ と相似なプラズマを実験室で生成するのに非常に有用な ツールといえる.

最後に他のヘリコンプラズマ装置での研究を紹介する. (ヘリコンプラズマ以外での実験室プラズマにおけるドリ フト波研究は本誌の集中講座「プラズマ物理実験温故知 新 2. Qマシーンのプラズマ」(2003年12月号)等を参 照されたい.) CSDX は Controlled Shear Decorrelation Experimentという名が示すように、シア流による乱流の 抑制に関する研究が多く行われている. 径電場による平 均流を駆動する実験を行い、平均流構造をLIF(本小特集 第3章参照)やtime-delay-estimation法(揺動パターン の伝播による流速分布評価法)により精密に計測し、ドリ フト波乱流の空間構造との相関を観測している. 実験結 果と乱流シミュレーション結果との系統的なverification and validationも行われている[25]. VINETAでは外部 よりアルフベン波を励起し、ラングミュアプローブに加 え、磁気プローブを用いた計測を行い、多種イオンプラ ズマにおけるアルフベン波の空間構造を観測し,アルフ ベン波の分散関係の理論を検証した[26].更に,ドリフ ト波の駆動する磁場揺動(1-10 μ Tのオーダー)の空 間構造も同定している[27]. PANTA/LMD-U, CSDX, VINETAのどの装置でもm = 3-5, f = 1-10 kHzのド リフト波が励起されるという点は共通している.多くの ヘリコンプラズマ実験を統合することでドリフト波乱流 の詳細が明らかになっていくと期待される.

本章執筆にあたり,九州大学の山田琢磨氏に新しいデー タを提供いただいた.本章にまとめた研究成果の一部は 九州大学応用力学研究所共同研究,NIFS共同研究,学振 「研究拠点形成事業(A)」"PLADyS"によってサポートさ れました.ここに感謝の意を表します.

参考文献

- [1] W. Horton, Rev. Mod. Phys. 71, 735 (1999).
- [2] H.W. Hendel et al., Phys. Fluids 11, 2426 (1968).
- [3] E. Mazzucato, Phys. Rev. Lett. 36, 792 (1976).
- [4] C.M. Surko and R.E. Slusher, Phys. Rev. Lett. 37, 1747 (1976).
- [5] F. Wagner et al., Phys. Rev. Lett. 49,1408 (1982).
- [6] R.J. Groebner et al., Phys. Rev. Lett. 64, 3015 (1990).
- [7] K. Ida et al., Phys. Rev. Lett. 65, 1364 (1990).
- [8] S.-I. Itoh and K. Itoh Phys. Rev. Lett. 60, 2276 (1988).
- [9] K.C. Shaing and E.C. Crume, Phys. Rev. Lett. 63, 2369 (1989).
- [10] H. Biglari *et al.*, Phys. Fluids B Plasma Phys. 2, 1 (1990).
- [11] A. Tsushima et al., Phys. Rev. Lett. 56, 1815 (1986).
- [12] Z. Lin *et al.*, Science **281**, 1835 (1998).
- [13] A. Fujisawa et al., Phys. Rev. Lett. 93, 165002 (2004).
- [14] P.H. Diamond *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 47, R35 (2005).
- [15] F. Brochard *et al.*, Phys. Plasmas **13**, 122305 (2006).
 C. Franck *et al.*, Phys. Plasmas **9**, 3254 (2002).
- [16] G.R. Tynan *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 48, S51 (2006).
- [17] K. Nozaki et al., J. Phys. Soc. Jpn. 46, 991 (1979).
- [18] T. Yamada et al., Nat. Phys. 4, 721 (2008).
- [19] K. Nagaoka et al., J. Phys. Soc. Jpn. 70, 131 (2001).
- [20] H. Arakawa *et al.*, Plasma Fusion Res. **17**, 1301106. (2022).
- [21] S. Inagaki et al., Sci. Rep. 6, 22189 (2016).
- [22] J.C. Li and P. H. Diamond, Phys. Plasmas 23, 052311 (2016).
- [23] Y. Kosuga *et al.*, Contrib. Plasma Phys. 56, 511 (2016).
- [24] W.E. Amatucci, J. Geophys. Res. 104, 14481 (1999).
- [25] P. Vaezi et al., Phys. Plasmas 24, 092310 (2017).
- [26] K. Rahbarnia *et al.*, Phys. Plasmas 17, 032102 (2010).
- [27] S. Ullrich et al., Rev. Sci. Instrum. 84, 113505 (2013).



6. まとめ

6. Summary

篠 原 俊 二 郎, 諌 山 翔 伍¹⁾ SHINOHARA Shunjiro and ISAYAMA Shogo¹⁾ 東京農工大学,¹⁾九州大学 (原稿受付:2023年6月19日)

この小特集では、10¹⁹ m⁻³以上の高密度で高電離のプラ ズマを、幅広い外部パラメータで容易に得られるヘリコ ンプラズマ源を基礎から応用まで紹介した. はじめのイ ントロとして第2章では、「ヘリコンプラズマ生成の基礎 とヘリコン放電の特徴」(励起波動、モード変換、吸収現 象など)を、続く章にある具体的現象の理解に続くよう に説明した.

次に、最近話題のヘリコンプラズマ源を用いたトピッ クスを取り上げた.第3章では、「中性ガスのプラズマ挙 動への影響」に関して、1)中性粒子枯渇の基本過程と定 常一次元解析によるプラズマ挙動への影響、2)中性粒子 枯渇の観測、3)高ベータプラズマでの中性粒子圧力の反 磁性効果への役割、4)中性粒子枯渇がプラズマ推進機性 能へもたらす影響と数値計算による解析、5)中性ガスの 入射法によるプラズマ挙動への影響、を述べた.第4章 では、高密度・長寿命となる無電極へリコンスラスタ(ロ ケット)の特性と、ヘリコンプラズマへの同じく無電極 の追加速(回転磁場法)について説明し、将来の適用可 能性について議論した.

第5章では、「ドリフト波乱流実験」について、 PANTA/LMD-U装置を用いた研究を詳細に述べたが、新 たな知見はプラズマ閉じ込め改良や幅広く存在する種々 の非線形プラズマ(特に磁化プラズマ流と乱流の構造形 成)への理解につながる.

ヘリコンプラズマ研究については,過去大きく発展し てきた.しかしながら,まだ基礎的生成機構や制御性に 未だ理解が不十分なところがあり,応用としても更なる 種々の分野への展開が考えられる.図1[1]は将来の広域 ヘリコン科学の将来を示す.まずは特徴あるヘリコンプ ラズマ源の更なる理解の上での開発と制御性の確立が必 要である.それを基に種々の分野への発展が期待される. 図2[1]には,想定される基礎から応用例を示す:基礎物理, プラズマスラスタ,宇宙,核融合,その他様々な応用.

本小特集では種々の応用に有望な高密度へリコンプラ ズマ源について述べたが,記事が興味ある研究者の理解



図1 ヘリコンプラズマ源の有望な将来:特徴あるヘリコン源 開発と多くの研究分野への発展[1]. Reprinted from High-Density Helicon Plasma Science – From Basics to Applications (Springer, Singapore, 2022) by the author licensed under CC BY 4.0.



図 2 広域へリコンプラズマ科学の種々の分野への期待される 発展の具体例[1]. Reprinted from High-Density Helicon Plasma Science – From Basics to Applications (Springer, Singapore, 2022) by the author licensed under CC BY 4.0.

の一助となり,特徴あるヘリコン源を生かした広域学際 研究へと幅広く発展していくことを期待する.

参考文献

 S. Shinohara, High-Density Helicon Plasma Science – From Basics to Applications (Springer, Singapore, 2022).

Tokyo University of Agriculture and Technology, Koganei, TOKYO 184-8588, Japan author's e-mail: sshinoha@cc.tuat.ac.jp 1) Space Environmental Fluid Dynamics, Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University, Kasuga, FU-KUOKA 816-8580, Japan author's e-mail: isayama@esst.kyushu-u.ac.jp

∞~∞∞ 小特集執筆者紹介 ~∞∞



いき やま しょう ご

九州大学大学院総合理工学研究院 助教,博士 (理学).九州大学で2017年に学位取得後,台 湾国立大学研究員を経て2020年より現職.専 門は高周波プラズマ,宇宙プラズマ,レーザー

プラズマ.最近ダイビングライセンスを取得し,中性浮力で 無重力感を楽しんでいます.いつかサメやクジラを目の前で みるのが目標です.



しの はら しゅん じ ろう

東京農工大学名誉教授.東京大学,九州大学 を経て,東京農工大学を定年退職しました. 広域プラズマ科学分野で,客員教授・学術研 究者・非常勤講師・プラズマコンサルタント

などの肩書で、次世代を担う若い人達と楽しく議論しながら ソフトランディング中です. 健康に留意しながら、私生活も 充実したいと思っています. 今年のハイライトは、Springer Nature 社 か ら "High-Density Helicon Plasma Science -From Basics to Applications" (本小特集にも関連)のタイト ルで上梓したことです.



中部大学 理工学部 宇宙航空学科 准教授. 2012年東京工業大学総合理工学研究科博士(工 学).東京農工大学助教を経て2018年より現 職.主に高周波プラズマ推進機とマイクロ波

計測器開発に従事. 猫を飼おうと保護猫カフェに通っている のですが, この子!と選べません. 猫なんてどうせみんな可 愛いんだから, 誰かに適当に決めてもらったほうが良い気が してきてます. ……誰に決めてもらえば良いのでしょうか?



たか はし かず のり

00

東北大学 工学研究科・准教授.2006年9月 東北大学博士課程修了.博士(工学).主な研 究分野は低気圧プラズマ生成・制御に関する 物理と応用で,プラズマ推進機開発やプロセ

ス装置開発を行っている.ストレス解消・健康維持・肉体改 造のため週末はトレーニングに励むが,その効果の程は定か ではない.



ふる かわ たけ る古川武留

神戸大学 工学研究科 兼 研究基盤センター 助教. 2019年に東京農工大学博士後期課程を 修了. 博士(工学). 2021年10月に東京農工 大学から神戸大学に異動し,現在は高周波プ

ラズマ推進をはじめプラズマ応用に関する研究に着手. 最近 はプラズマ装置よりも顕微鏡や分光器をいじる時間が多いで す. ずっと関東の人間でしたが, 無意識に関西弁のイントネー ションが出るようになり, 環境の恐ろしさを感じております.



na 加速 Lifa 滋

京都大学エネルギー理工学研究所 教授. 核融 合科学研究所,九州大学を経て2022年より現 職.現在はプラズマ閉じ込め磁場配位最適化 に取り組んでいる.最近,人生で8回目の引っ

越しをしました.回を重ねるごとに大規模になっていき,今 回は持病のギックリ腰を誘発してしまいました.その後あま り調子が良くなく,両足タックルに入る時は恐る恐るです. このため比較的負担の少ない胴タックル+入り身投げを研究 中です.