# 小特集

# MHz 帯電磁波によるプラズマ加熱物理の進展 ~高密度運転への道~

Progress of Plasma Heating Physics by Use of a MHz Range of Electromagnetic Waves ~Pathways to High-Density Operation~

# 1. はじめに

## 1. Introduction

笠 原 寛 史 KASAHARA Hiroshi 核融合科学研究所 (原稿受付: 2020年5月25日)

#### 1.1 はじめに

核融合を実現する超高温プラズマを達成するためには大 電力加熱が必須となる.そのため大電力高周波加熱機器の 開発や,自然界に潜む共通の物理機構の解明を通して高性 能なプラズマ閉じ込めを実現する核融合炉設計へのフィー ドバックが行われている.電磁波を用いたプラズマ加熱は 定常的に非接触かつ高密度・高温プラズマを達成できる手 法として注目されており,イオンサイクロトロン周波数か ら電子サイクロトロン周波数の電磁波を用いた波動物理研 究が進められている.サイクロトロン周波数はプラズマ中 の荷電粒子が磁場に巻きつき旋回運動するときの旋回周波 数に相当するため,核融合プラズマ研究では数 MHz から 数百 GHz 帯の電磁波を用いた波動加熱物理研究が進めら れている.

プラズマ中の電磁波はマクスウェル方程式に従うため, 磁場プラズマ中の誘電体の特徴を研究することにより,波 動の挙動であるプラズマ中の励起・伝搬・減衰機構の解明 が可能となる.誘電体であるプラズマは複数のイオンおよ び電子で構成され,磁場に反比例するサイクロトロン周波 数や,密度の平方根に比例するプラズマ周波数などで電磁 波の周波数を規格化することによって電磁波の特徴を簡便 に分類することができる.本小特集は,電子サイクロトロ ン周波数や電子プラズマ周波数より低いプラズマ中の電磁 波の研究に焦点をあて,プラズマ中の電磁波の波動の分類 やその特徴の基礎的なおさらいから実験室プラズマで研究 が進められている波動加熱・電流駆動・高エネルギー粒子 閉じ込め・プラズマ中の波動計算について実際の研究現場 からの結果をもとに報告する.プラズマ中の波動分類のお さらいは笠原が担当し,高誘電率プラズマの波動物理研究 として東京大学の高瀬教授,大電力波動加熱研究として核 融合科学研究所の関准教授・斉藤准教授・神尾助教,高エ ネルギー粒子研究として京都大学の岡田准教授,数値計算 シミュレーションとして核融合科学研究所の關助教,東京 大学の辻井講師にお願いした.最後にまとめとして核融合 炉へむけた大電力波動加熱研究を長年牽引された中部大学 の武藤教授にお願いすることにした.本小特集を通してイ オンサイクロトロン周波数帯から低域混成波動周波数帯の 電磁波に関する波動物理研究に関する最前線の現状を理解 してもらうことを期待する.

#### 1.2 波動伝搬の基礎

プラズマ中の電磁波の挙動を考えるには、誘電体である プラズマ中の電磁波の伝搬・減衰・反射・モード変換を知 る必要があり、そのためにはプラズマ中の誘電率、電流を 求める必要がある.複数のイオンおよび電子からなるマク スウェル方程式(アンペールの法則、ファラデーの法則、 ガウスの法則)を解くことによって得られ、アンペールの 法則に存在する電流項を特徴的な物理現象によって近似す ることによって物理効果に対する波動の挙動の特徴を明確 化することができる.**表**1に4種類のプラズマ誘電体モデ

National Institute for Fusion Science, Toki, GIFU 509-5292, Japan

author's e-mail: kasahara.hiroshi@nifs.ac.jp

モデル	冷たいプラズマ	低周波数	暖かいプラズマ (高周波数モデル)	熱いプラズマ
特徴	電流の簡易定式化	イオンの運動を考慮,低周 波近似	電子の運動を考慮,高周波 近似	イオン・電子の運動を考慮,周波数近 似せず
熱速度	考慮せず	イオンの運動を考慮	電子の運動を考慮	すべての荷電粒子の運動を考慮

表1 プラズマモデルと物理モデルの特徴.

ルを示し,モデルの特徴を記載した.これらのモデルは周 波数による特徴的な摂動の簡易化やイオン・電子の熱運動 効果の近似を利用することで分類している.

冷たいプラズマモデルは、荷電粒子として磁場に巻き付 きサイクロトロン運動をしているがイオン,電子の熱速度 を無視しているため、熱速度の影響が弱いプラズマ中の波 動伝搬とよく一致する.特別な場合を除いて有意な2解が 存在し、位相速度の大小で速波・遅波に分類される. 低周 波数モデルは、イオンの熱速度の運動を考慮し、周波数の 高い電子の熱速度の影響を無視する近似を用いている.こ のモデルは電子サイクロトロン周波数 (Ω<sub>e</sub>) より低い場合 の伝搬特性とよく一致し、冷たいプラズマでは現れないイ オン音波 (IAW)・電子音波 (EAW) が現れる.対象とな る周波数が高くなると、低周波数モデルが無視したイオン の熱速度より速い電子の熱運動を考慮する必要が生じ、暖 かいプラズマモデルの導入が必要となる. 暖かいプラズマ モデルは、電子の熱速度のみを考慮した場合やイオンの熱 速度も考慮したモデル等もあり、同じモデルでもレパート リーが多数存在する.ただしこの暖かいプラズマモデルは 摂動に対する周波数近似を行っている点や、電流をモデル 化する点での近似に関して, 熱運動効果としては温度が高 くなると実験結果と差が現れてくる.熱運動の効果をより 厳密に解くためには熱いプラズマモデルを用いて計算する 必要があるが、電流をマクスウェル方程式などの速度分布 関数モデルを基に計算しているため,ある程度予想される 速度分布関数のモデルが入っている点は注意する必要があ る. 周波数と電磁波の伝搬可能性を考察するために、上記 の3種類のモデルを用いた波動について考える.

プラズマは水(比誘電率~81)などの媒質に比べて高い 誘電率を有するが,磁場に比例する電子サイクロトロン周 波数  $\Omega_e$ (∞静磁場  $B_0$ )と電子プラズマ周波数  $\omega_{pe}$ (∞電子 密度  $\sqrt{n_{e0}}$ )の大小関係で高誘電率( $\Omega_e < \omega_{pe}$ )と低誘電率 ( $\Omega_e > \omega_{pe}$ )に分類できる.図1は外部静磁場 $B_0 = 2.75$  T, 電子密度  $n_{e0} = 3 \times 10^{19}$  m<sup>-3</sup>,電磁波の伝搬方向(外部磁場 とのなす角) $\theta = \pi/4$ ,プラズマ中の粒子の温度は電子・イ オンともに一致する3keVの水素プラズマの例である [1].この例は実験室系プラズマで使われる例として想定 しており, $\omega_{pe}/\Omega_e < 1$ における低誘電率プラズマ ( $\omega_{pe}/\Omega_e \sim 0.64$ )の例として紹介する.縦軸の $k_{\perp}\rho_s$ (=磁場 に垂直方向の波数×イオンの熱速度/イオンサイクロトロ ン周波数)で規格化した値で熱運動の影響を示し,横軸の  $\omega/\Omega_i$ は使用する周波数を磁場に関係なくわかりやすくする ために $\Omega_i$ で規格化した.

 $\omega < \Omega_i$ では $k_\perp \rho_s$ の大きい順番に①低周波電子音波 (LF. EAW), ②シアアルフヴェン波 (SAW), ③圧縮性アルフ ヴェン波 (CAW) に分かれる. $\Omega_i$ 近傍の電磁波について考



図1 低誘電率 ( $\Omega_{e}$ > $\omega_{pe}$ ) プラズマの分散関係 ( $B_0$  = 2.75 T,  $n_{e0}$  = 3 × 10<sup>19</sup> m<sup>-3</sup>, 伝搬角 $\theta$  =  $\pi$  /4).

えると、LF.EAW は $\omega \rightarrow \Omega_i \cos \theta$  に近づくと 2nd イオン音 波 (2<sup>nd</sup> ISW) になり波長が短くなり吸収される. SAW は $\omega \rightarrow \Omega_i$ で1st イオンサイクロトロン波 (1<sup>st</sup> ICW) に代わ り、さらに周波数が上がると電子音波 (EAW), イオン音 波 (IAW) へと変わっていく.速波である CAW は  $\Omega_i$  近傍 まで CAW だが、ある程度周波数が高くなるとホイッス ラー波と呼ばれ、 $\omega \rightarrow \Omega_e \cos \theta$  に近づくと電子サイクロト ロン波 (ECW) と代わり急激に波長が短くなるが、 $k_{\perp}\rho_s$ がある程度高くなると、 $k_{\perp}\rho_s$ の急激な増加が止まり、高周 波イオン音波 (HF.IAW) となり周波数の増加が再び可能 となる. さらに周波数が高くなると $\omega = \omega_{pe}$ では電子プラ ズマ波 (EPW) が現れ、 $k_{\perp}\rho_s$ の値が急激に増加するが、あ る程度の大きさになると周波数と一緒に $k_{\perp}\rho_s$ は緩やかに 増加していく.なお SAW に連なる EAW や IAW は運動論 アルフヴェン波とも呼ばれることがある.

冷たいプラズマモデルではイオン・電子の熱運動効果を 無視しているため音波などは現れないが、シアアルフヴェ ン波や圧縮アルフヴェン波に連なる速波・遅波を周波数に 関係なく表すことができるため、以下では冷たいプラズマ モデルにおける電磁波の伝搬可能な密度領域について考え る.

図2は磁場 2.75 T,水素10%の重水素プラズマ中の垂直 伝搬(屈折率の二乗 $N_{\perp}^2$ )の電子密度に対する特性を示して いる(周波は38.5 MHzとする).遅波は低密度から  $10^{17}$  m<sup>-3</sup> 弱まで $N_{\perp}^2 > 0$ となり伝搬可能であることがわか るが,速波は $10^{15}$  m<sup>-3</sup> 強で一度伝搬ができなくなるが,  $10^{17}$  m<sup>-3</sup> 強で再び伝搬可能となる.核融合炉をめざすプラ ズマの電子密度は $10^{20}$  m<sup>-3</sup> 程度を想定しているため,遅波 ではプラズマ中を伝搬することができないため,速波また は速波でプラズマ中に伝搬させて内部で他の電磁波に変換



図 2 垂直伝搬における速波(Fast Wave), 遅波(Slow Wave)の 密度に対する屈折率(N<sup>2</sup><sub>⊥</sub>).

して吸収させることが検討されている.通常速波は右回転 であり、イオンへ吸収させられないため、この解消法とし て2種のイオンを利用した少数イオン加熱や高密度プラズ マでも高エネルギー粒子の生成が可能な3種イオンを用い た少数イオン加熱[2]などが検討されている.少数イオン 加熱の実験結果に関しては大電力加熱のセクションで紹介 する.周波数の高い低域混成波となる場合を考えると低磁 場では屈折率が非常に高く垂直方向の波長が非常に短くな るためプラズマ内部まで伝搬するより早くプラズマ周辺部 で波動のエネルギーが減衰する可能性が高い、電磁波のプ ラズマ中への伝搬経路の最適化などを通じて電流駆動効率 の改善研究が進められており、電流駆動のセクションで球 状トカマクを用いた例で紹介される.

次に、周波数による近似をせずに粒子の熱速度を考慮し た熱いプラズマモデルにおける電磁波の伝搬・減衰につい て紹介する. ここでは水素を少数イオンとするヘリウムプ ラズマであり、プラズマの温度は等方で電子とイオンの温 度はすべて等しく、サイクロトン減衰の高調波効果は10次 まで計算に入れ、熱運動効果に起因するベッセル関数部に 関して低次数の近似式を使用せず計算を実施した.磁気軸 は Rax = 3.65 m であり磁気軸周辺に水素のサイクロトロン 共鳴層がある. 電磁波の励起条件は, 周波数を 38.47 MHz とし,励起箇所はR=4.5m,磁場方向の波数k<sub>z0</sub>を 6.3(rad/m)とした.大半径と波数の関係はトロイダルモー ドが保存すると仮定し,大半径Rと波数kzが反比例するよ う設定した.冷たいプラズマモデル (CP) による計算結果 と,熱いプラズマモデル(HP)の計算結果を図3の右図に 示し、R>3.9mでは垂直伝搬波数として冷たいプラズマも 熱いプラズマも大差がないことがわかる. 一方 R < 3.9 m では屈折率が冷たいプラズマでは熱いプラズマに比べ過小 評価している.減衰に関しては冷たいプラズマは減衰が表 現できないため、熱いプラズマで計算される波数の虚部の みを表しているが、磁気軸を中心にR~0.3m程度が吸収領 域になっている. ここで注意が必要なのは電磁波が R=4.5 mから伝搬しているとことを考えると、電磁波の電 場強度はR~3.9mが強く、その後中心に向かって緩やかに

減衰することになるため波動の吸収位置はR=3.8~3.9m に強く表れている. バルクのプラズマ加熱としてはこの 後、加速されたイオンまたは電子が熱緩和過程を通して他 のイオンや電子に熱を渡し熱化することになる.シングル パス(R=4.5 m から R=3 m へ度伝搬する経路)では電圧 比として 0.1 程度になることから、シングルパスで電磁波 の電力の99%程度が吸収されていることがわかる. 上記の 磁場分布はヘリカルプラズマ系の磁場分布であるが、トカ マク分布のように単調に磁場が大半径とともに減少する場 合では、磁場が低い側にサイクロトロン共鳴層を設置し、 磁場が高い側に波動の強い吸収箇所を設定することが容易 となる. そのためトカマク型プラズマでの少数イオン加熱 はプラズマ中心部で非常に高い波動減衰が可能となる.実 験的にはプラズマ中心部でより強い中心加熱が実証され、 トカマクプラズマでの少数イオン加熱により非常に強い高 エネルギー粒子生成が実証され、核融合炉で生み出される MeV クラスの高エネルギー粒子の挙動を調べる高エネル ギー粒子研究のツールとして用いられている.

定常核融合を実施するためには 10 keV を超える高い温 度を維持することが必要となるが、追加熱として一部の電 力をプラズマ維持および高エネルギー粒子生成に充てるこ とでより高い密度で温度を下げた核融合炉運転も可能であ る. さらにダイバータ等の局所熱負荷軽減を考慮した 10<sup>20</sup> m<sup>-3</sup>を越える高密度での核融合反応を安定維持する加 熱手法確立の重要性も高まっている.この加熱手法として ICRF の電磁波を用いた加熱シナリオとしては少数イオン 加熱や2次高調波加熱によって高密度プラズマ加熱を実現 できると期待されている.図4は図3のプラズマ実験条件 の分布形状を持ち、電子密度の最高値を 10<sup>20</sup> m<sup>-3</sup>、プラズ マ温度の最高値を1keVにした時の重水素の2次高調波加 熱の電磁波の伝搬・減衰に関する計算結果である.磁気軸 磁場が2.55 Tと高磁場の重水素プラズマの加熱例として紹 介する.2次高調波加熱は垂直方向の波数k」とラーマー半  ${}^{2}$   ${}^{\rho_i}$  の積である  $k_1 \rho_i$  が減衰に効いてくるが, 高磁場では ρ<sub>i</sub>を大きくすることが難しいため,実験室系プラズマでは 強い吸収を実現することが難しかった. 高密度運転下で大 電力ICRF加熱が実施可能であればk」を大きくすることが できるため、初期プラズマを他の手法で達成できれば、 ICRF による二次高調波の追加熱が有効に働くシナリオが 実現できる.図4ではR=3.6~3.8mで一律に電磁波が強 い減衰が表れており、シングルパスで96%程度の吸収が達 成されている.このことから高密度プラズマの実現が容易 なヘリカル系プラズマにおいて核融合炉へ向けた重水素の 二次高調波加熱研究を進めることができる. 高密度核融合 炉シナリオ実現のためにも高磁場下の ICRF の二次高調波 加熱の研究の進展が期待されている.

波動伝搬の基礎として4種類の誘電率モデルとその特徴 について紹介し、周波数や熱速度効果により遅波・速波だ けでなく音波やプラズマ波などが現れることを紹介した. 今回は省いたが、条件によっては電磁波のブランチ同士が 近づきモード変換が発生するなど複雑な波動励起も起きる ため波動物理研究としての興味は尽きない.今回のこの波



図3 熱プラズマの計算条件および屈折率と波数の虚数部の分布.



図4 高磁場・高誘電率プラズマへ向けた ICRF 帯の電磁波の波 動加熱の検討.

動伝搬の基礎を通して本周波数帯の電磁波の可能性や効果 について波動の整理につながることを期待する.

#### 参考文献

- [1] T.E. Stringer, J. Nucl. Energy Part C, 5, 88 (1963).
- [2] Ye.O. Kazakov *et al.*, Nat. Phys. 13, 973 (2017).

# 小特集 MHz 帯電磁波によるプラズマ加熱物理の進展 ~高密度運転への道~ 2. TST-2 における MHz 帯電磁波による波動加熱実験

## 2. Wave Heating Experiments by MHz Band Electromagnetic Waves on TST-2

高 瀬 雄 一 TAKASE Yuichi 東京大学 大学院新領域創成科学研究科 (原稿受付: 2019年10月20日)

低磁場でトカマクと同程度のプラズマ性能を達成できる球状トカマク装置 TST-2では,比較的低予算で機動 性のある研究を進めてきた.低磁場のためトカマクで用いられてきた波動加熱手法が必ずしも適用可能ではない が,MHz帯の高次高調速波や低域混成波を用いた電子加熱・電流駆動に焦点を当て,進行波励起に適したコムラ インアンテナの開発,上側からの波動励起による電流駆動の高効率化,パラメトリック崩壊不安定性などについ ての研究が進められている.本章では電流駆動を中心に TST-2で実施してきた波動伝搬,不安定性励起について の研究結果について報告する.

#### Keywords:

lower hybrid wave, electron heating, current drive, spherical tokmak, combline antenna, high energy electron, parametric decay

#### 2.1 TST-2 球状トカマク

球状トカマク(ST)はアスペクト比A(大半径 R<sub>0</sub>と小 半径 aの比)が低いトカマクであり,高いベータ(プラズ マ圧力と閉じ込め磁場圧力の比)における安定性に優れて いる[1].構造も単純なので,建設費・運転費とも安価であ る割に性能の高いプラズマができるので,多くの大学で採 用されている.東京大学のTST-2は1999年に本郷キャンパ スで稼働開始した[2].2003年度に九州大学に一時移設し, 8.2 GHzの電子サイクロトロン波(ECW)・電子バーンス タイン波(EBW)によるプラズマ加熱およびプラズマ立ち 上げ実験[3,4]を行った後,東京大学柏キャンパスに移設 され,順次電源系や加熱系の増強を行ってきた.

現状の TST-2 では,  $R_0 = 0.36$  m, a = 0.23 m (A = 1.6)の ST プラズマが生成可能であり、トロイダル磁場  $B_t$  は最大 で0.3 Tである.中心ソレノイド (CS)を使った誘導放電で 得られたプラズマ電流  $I_p$ の最大値は 0.14 MA, 放電時間は 約 0.03 sである.典型的な電子密度は 10<sup>19</sup> m<sup>-3</sup>程度であり, 最高 0.4 keV 程度の電子温度が得られている.低域混成波 (LHW)によって立ち上げられた非誘導放電で得られた  $I_p$ の最大値は 0.03 MA, 放電時間は 0.1 s 程度である.典型的 な電子密度は 10<sup>18</sup> m<sup>-3</sup>程度以下,バルク電子温度は 0.1 keV 以下である.非誘導放電では,LHW で加速された高エネル ギー電子(数十~数百 keV)がプラズマ電流およびプラズ マ圧力の大部分を担っている.

ST 核融合炉設計では,低アスペクト比とトーラス中心 部の遮蔽を両立させるため,CS を除去するのが一般的で あり[5-7],そのためCS を用いない非誘導電流立ち上げ 研究が盛んに行われている. CSの除去が実現できれば, ST 炉のみならず,通常型トカマク炉の設計も大きく改善 することが知られている[8].

TST-2では、高周波 (RF) 波動を用いた非誘導  $I_p$  立ち上 げ法の開発研究を行ってきており、ST における LHW での  $I_p$  立ち上げおよび維持では世界最高値を実現している [9]. これらの進展には、波動シミュレーションが重要な 貢献を果たした. LHW で維持されたプラズマは高エネル ギー電子が平衡を支配していると考えられ、その理解に は、(i)高速電子-バルク電子-イオンを考慮した三流体平 衡解析[10]や、(ii)電子(粒子)・流体・波動ハイブリッ ドコードの開発が重要である.TST-2プラズマを対象 に、世界で初めて(ii)を用いた平衡解析に成功した[11].

#### 2.2 21 MHz 実験

TST-2の加熱実験は、WT-3で使われていた発振器(13, 21,30 MHzの3周波数,200 kW×2台)を移設して開始 された.TST-2では進行波励起用のコムラインアンテナで 低パワー実験を行った後、ループアンテナ2基をトロイダ ル方向に逆位相で並べたアンテナ(ダイポールアンテナ: 図1)[12]を21 MHzで用い、イオンサイクロトロン周波数 の高調波帯の高次高調速波(HHFW)による加熱・電流駆 動実験を実施した[13].ECWおよびHHFW周波数帯の波 動による非誘導I<sub>0</sub>立ち上げの比較よりプラズマ立ち上げの 物理過程の究明を進めた.HHFW周波数帯の場合は波動伝 搬条件が満たされていない場合でも、また波数スペクトル に方向性が無くてもプラズマ電流立ち上げ、ST配位形成、

Graduate School of Frontier Sciences, The University of Tokyo, Kashiwa, CHIBA 277-8561, Japan

author's e-mail: takase@k.u-tokyo.ac.jp



図1 TST-2の21 MHz 実験で用いられたダイポールループアン テナ(参考文献[12]の図1を引用).

および維持が可能であること,また EC のみの場合より数 倍高い密度を維持できることを示した(図2).

#### 2.3 200 MHz 実験

2.3.1 誘導結合型コムライン(ICC)アンテナを用いた実験 周波数の更に高いLHW周波数帯の実験は, JFT-2Mで使 われていた発振器(200 MHz, 200 kW×4台)を移設して 行われた.最初の実験はJFT-2Mで使われていた速波 (FW)励起の誘導結合型コムライン(ICC)アンテナを TST-2用に改造して行われた(図3)[14].コムラインア ンテナ[15]は方向性が高く,シャープな波数スペクトルを もつ進行波を励起することができる,電流駆動に適したア ンテナである.ICCアンテナはLC共鳴素子をトロイダル方 向に11個並べたものであり,外部からの高周波パワー供給



図 2 ECのみ(#53783)と21 MHz RFのみ(#53773)で維持された放電の比較.(a)プラズマ電流とPFコイル電流,(b) ECおよび RF 入射パワー,(c) R = 0.38 m における線積分電子密度,(d)放射強度および Ha 線放射強度(参考文献[13]の図2を引用).

は1つ目の素子についてのみ行われ,他の10素子は隣接す る素子からの相互インダクタンスで励起される.その周波 数特性はバンドパス特性を持つ.コムラインフィルターと 同様の特性をもつのでコムラインアンテナと名付けられ た.隣接する素子間の位相差はパスバンド内の周波数を選 択することで決まり,通常は90°程度に調整する.アンテナ への入力インピーダンスは1つ目の素子の給電位置で決ま り,伝送路の特性インピーダンス(50 Ω)と合わせる.そ の結果,アンテナからの反射はほとんど無く,プラズマの 存在による入力インピーダンスの変化も微小なので,イン ピーダンス整合の必要はない.

このアンテナによる,高い方向性をもつ波数スペクトルの励起は,ST配位形成後のプラズマ電流立ち上げに有効であることが示された(図4).プラズマ電流 *I*p が負の領域(*I*p が RF 駆動電流と逆向きの場合)では *I*p は4 kA を上回ることはない.これに対し,*I*p が正の領域では *I*p は垂直



図 3 TST-2の 200 MHz 実験で用いられた ICC アンテナ (参考文 献[14]の図 1 を引用).



 図 4 非誘導的に駆動されたプラズマ電流の垂直磁場依存性.EC のみ(□),200MHz RFのみ(+),EC+200 MHz RF(◇).
RF は ICC アンテナを使って励起された(参考文献[14]の 図12を引用).

磁場 Bv の増加とともに増大し, 12 kA 以上にまで達している. この非対称性は ICC アンテナにより励起された波動が 方向性をもつ進行波であり, RF で駆動される電流に方向 性があることを示している.

#### 2.3.2 導波管アレイ(WGA)アンテナを用いた実験

TST-2の条件では、FW より LHW の方が吸収効率が高 い. 従ってアンテナから LHW を直接励起することが望ま しいが、周波数が 200 MHz と低いので、通常の導波管アレ イ(WGA)では導波管の高さが0.75m以上なければなら ず,TST-2に設置してLHWを励起するのは現実的ではな い. そこで導波管サイズを 1/3 程度にするため、相対誘電 率10のアルミナを充填した導波管4本をトロイダル方向に 並べた WGA アンテナを製作した. 導波管にアルミナを詰 めるのは困難なため, 直方体のアルミナの表面に厚み 80ミクロンのニッケルメッキを施して導波管を製作した [16,17] (図5).4本の導波管には、4台の発振器からRF パワーが供給され、相対位相は任意に設定できる. プラズ マ中に励起されるLHWのトロイダル方向の波数  $(k_a \simeq k_{\parallel})$ スペクトルは、この位相差で制御される.この特徴を活か し、電流駆動に最適な波数スペクトルはトロイダル方向の 屈折率  $(n_{\phi} = ck_{\phi}/\omega \simeq n_{\parallel})$  にして 6 以下であることが明ら かにされた(図6)[17].磁力線方向の屈折率 n<sub>1</sub>が 3.3 と 5.9 では大きな差はないが, n が7.7 になると X 線放射強度 が大きく減少していることがわかる.このアンテナは入射 パワーが数 kW 以上になると, 強いポンデロモーティブ力 によりアンテナ前面の電子密度が低下し、プラズマへの結 合度が劣化することがわかった.また、導波管が4本しか ないため、シャープな波数スペクトルは得られず、方向性 も高くない.これらの問題を克服するため、新たに静電結 合型コムライン (CCC) アンテナが開発された.

#### 2.3.3 静電結合型コムライン(CCC)アンテナを用いた実験

誘導結合型コムラインアンテナの場合,LC共鳴回路のL の部分(鉛直方向の棒)がプラズマに面しており,Cの部分 は隠されている.LにRF電流が流れることにより,プラズ マ中にはトロイダル方向のRF磁場が励起され,隣の共鳴 回路(要素と呼ぶ)に誘導電流が流れる.隣接する要素間



図 5 200 MHz 導波管アレイ (WGA) アンテナ (参考文献[17]の 図 5 を引用).



図 6 励起されるLHWの磁力線方向の屈折率がn<sub>↓</sub>=3.3, 5.9, 7.7 の場合について, co 方向および counter 方向の視線で計測 した硬 X 線のエネルギースペクトル(参考文献[17]の図21 を改変).

にはパスバンド内の周波数で決まる位相差が生じるので、 プラズマ中にはFWの進行波が駆動される.これに対 し、静電結合型コムライン (CCC) アンテナ[16,18]では、 LC共鳴回路のCの部分(鉛直方向の棒)がプラズマに面し ており、Lの部分が隠されている.Cに電荷が溜まると、隣 の要素に誘導電荷が誘起される.これに時間遅れがあるた め、プラズマ中にはトロイダル方向に進行するRF電場が 励起され、LHW が駆動される.波数スペクトルが、隣接す る要素間の位相差により決まるのは誘導結合型の場合と同 様である.

CCC アンテナを用いた場合, ICC や WGA アンテナに比 ベ,電流駆動性能指数  $\eta_{CD} = n_e I_p R/P_{RF}$ が高い(図8).こ れは ICC に比べ, FW ではなく LHW を直接励起すること, WGA に比べ波数スペクトルに方向性が高く,電流駆動に 適しているためだと思われる[19].これは WGA アンテナ の場合より CCC アンテナの場合の方が,プラズマ電流を担 う高エネルギー電子から放射される硬 X線のトロイダル方 向非対称性(電流駆動方向対反対方向の比)が高いことか らもわかる.

上記3種類のアンテナはいずれもトーラス外側に設置さ



 図7 CCC アンテナ(左:外側励起;右:上側励起)およびその 等価回路(参考文献[18]の図1を引用).



図8 3種類のアンテナの電流駆動性能指数 ncp の l<sub>p</sub> 依存性の比 較. ICC (□), WGA (○), CCC (△) (参考文献[19]の図 5 を引用).

れており,波はトーラス外側から励起されていた.波動シ ミュレーション(光線追跡+フォッカープランク計算)に よると、トーラス上側から波を励起した方が磁力線方向の 屈折率 n<sub>l</sub>のアップシフトを利用できるので強い吸収が期 待できる (図9)[20]. 外側励起の場合, 励起された LHW の n アップシフトが起こり吸収されるのは強磁場側の周 辺部であるが、上側入射の場合はより中心部まで伝搬して 吸収されると期待される. このため, 上側にも CCC アンテ ナを設置した[21]. 逆にトーラス下側から波を励起する と、n<sub>1</sub>はダウンシフトする.下側励起はアンテナを下側に 設置するのではなく、トロイダル磁場を反転した状態で上 側アンテナを使うことで模擬した.これら3種類の波動励 起による駆動電流を比較したところ、外側励起より上側励 起の方が高いプラズマ電流が得られた. 下側励起模擬は当 初の予想に反し、上側励起よりわずかながら高いプラズマ 電流を駆動できることがわかった(図10).より精密な波 動シミュレーション[22] によると、下側励起模擬の場合、 上側アンテナから入射された直後は n<sub>1</sub> ダウンシフトのた め吸収されないが、下側まで伝搬し、反射した後は上側入 射と同様, n がアップシフトして強く吸収される. その結 果加速された電子がより低い n<sub>1</sub>の波を吸収できるように なる (図11). 低い  $n_{\parallel}$ の波は速い位相速度 ( $\omega/k_{\parallel} = c/n_{\parallel}$ )を もつため、高い電流駆動効率が得られることがわかった.

#### 2.4 今後の展望

これまでの研究結果より、トロイダル磁場を上げると電 流駆動効率が改善することがわかっている.これは主に LHW のプラズマ中心部へのアクセシビリティーが改善す ることによる.また、LHWをトーラス上側から励起した方 が、トーラス外側から励起するより有利である.これもト ロイダル磁場が高い領域を有効に使えるためである.これ らの結果、プラズマ電流が増加すると、高エネルギー電子 の軌道幅が狭まり、軌道損失が減る.電子温度も上昇する と予測されるので、プラズマ中心部でのLHW 吸収が強く なり、電流分布もより中心部にピークをもつようになる. アクセシビリティーの改善により、より高密度でも電流が 駆動できるようになるので、高エネルギー電子のエネル



図 9 (a)上側励起および(b)外側励起の場合の LHW の伝搬および n<sub>1</sub>アップシフトの比較(参考文献[20]の図 3 を引用).



図11 (a)電流密度分布,(b)プラズマ電流,(c)電子の磁力線方 向速度分布(参考文献[20]の図4を改変).

ギー上限が低くなり,軌道損失の更なる減少に寄与すると 考えられる.一方,高密度領域ではパラメトリック崩壊不 安定性によるパワー損失[12]が重要となる可能性があるた め,密度には最適値が存在すると予測される.これらの予 測を確かめるため,TST-2ではトロイダル磁場の増強を 徐々に進めている.

シミュレーションによると、より高い周波数(500 MHz 程度)のLHWを用いると、プラズマ中心部で電子を加熱す ることができる.電子加熱をした後に200 MHzのLHW を入射すると、上記のトロイダル磁場を高めた場合と同 様、中心部での吸収効率が上がり、駆動された電流の空間 分布も、より中心部にピークが移動する.そのため電流駆 動効率も改善すると考えられる.この場合、加熱と電流駆 動の役割を分離できるので、研究の幅が広がり、物理解明 も更に進むと期待できる.現在、日米協力でパワートラン ジスターを使った500 MHz 周波数帯の発振器を開発中で ある.これらの工夫を重ねることにより、LHW による CS を用いないトカマク(特に球状トカマク)運転の確立によ る核融合炉の小型化・高効率化をめざしている.

#### 参考文献

- [1] Y.-K.M. Peng and D.J. Strickler, Nucl. Fusion 26, 769 (1986).
- [2] Y. Takase et al., Nucl. Fusion 41, 1543 (2001).
- [3] S. Shiraiwa et al., Phys. Rev. Lett. 96, 185003 (2006).
- [4] A. Ejiri et al., Nucl. Fusion 46, 709 (2006).

- 5 ] F. Najmabadi and ARIES Team, Fusion Eng. Des. 65, 143 (2003).
- [6] Y. Nagayama et al., IEEJ Trans. FM 132, 555 (2012).
- [7] J.E. Menard et al., Nucl. Fusion 56, 106023 (2016).
- [8] S. Nishio *et al.*, Proc. 20th IAEA Fusion Energy Conf. (IAEA-CN-116), Villamoura, Portugal (2004), Paper FT/ P7-35.
- [9] S. Yajima et al., Plasma Fusion Res. 13, 3402114 (2018).
- [10] A. Ishida et al., Plasma Fusion Res. 10, 1403084 (2015).
- [11] B. Roidl et al., Computer Physics Comm. 230, 38 (2018).
- [12] T. Oosako et al., Nucl. Fusion 49, 065020 (2009).
- [13] A. Ejiri et al., Nucl. Fusion 49, 065010 (2009).
- [14] Y. Takase et al., Nucl. Fusion 51, 063017 (2011).
- [15] C.P. Moeller *et al.*, Proc. 10th Top. Conf. Radio Frequency Power in Plasmas (Boston, USA, Apr. 1-3, 1993), pp. 289-323.
- [16] Y. Takase *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 063006 (2013).
- [17] T. Wakatsuki et al., Nucl. Fusion 54, 093014 (2014).
- [18] S. Yajima et al., Nucl. Fusion 59, 066004 (2019).
- [19] T. Shinya *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 073003 (2015).
- [20] S. Yajima et al., Plasma Fusion Res. 13, 3402114 (2018).
- [21] T. Shinya et al., Nucl. Fusion 57, 036006 (2017).
- [22] N. Tsujii et al., Nucl. Fusion 57, 126032 (2017).

# 小特集 MHz 帯電磁波によるプラズマ加熱物理の進展 ~高密度運転への道~ 3. Heliotron J における MHz 帯電磁波による波動加熱実験

# 3. Heating Experiment Using Electromagnetic Wave of MHz-Range in Heliotron J

岡田浩之 OKADA Hiroyuki 京都大学エネルギー理工学研究所 (原稿受付:2019年10月28日)

Heliotron J 装置は準等磁場配位をめざした実験装置である.この装置で特に重要と考えられるトロイダル方向の磁場強度リップルすなわちバンピネスに対する高速粒子閉じ込め依存性について,ICRF 加熱の少数イオンモードを用い,生成される高速イオンに着目して調べた.高速水素粒子を実験的に計測するとともに Monte-Carlo 計算を行い,調べた範囲でのバンピネスの有効性について確認した.

#### Keywords:

ICRF, minority heating, fast ion, velocity distribution, Heliotron J, magnetic configuration, NBI, Monte-Carlo

#### 3.1 Helitoron J 装置の磁場配位とアンテナ

Heliotron J 装置[1-3] は低シアのヘリカル軸ヘリオトロ ン装置(大半径1.2m, プラズマ小半径0.1-0.2m, ヘリカ ルコイルの局数L=1, ピッチ数M=4, 最大磁場強度 1.5 T) である. Heliotron J プラズマは, 上方から見ると矩 形であり、角近くを「コーナー部」、辺の部分を「直線部」 と呼んでいる. Heliotron J 放電管内部に設置したイオンサ クロトロン周波数帯 (Ion Cyclotron Range of Frequencies, ICRF) 加熱用アンテナは Heliotron J 磁場配位の「コーナー 部」に設置され、同一ポロイダル面の上下に位置している. 真空フィードスルーはトーラス外側にあり、 各アンテナに は独立の発振器が接続されている. 各アンテナの整合条件 は整合回路よりも発振器側の方向性結合器からの信号に よって調整される.アンテナ,プラズマ,放電管壁の位置 関係および磁場の等高線を図1に示す.この断面では磁場 はトーラス内側に向かって強くなる.この断面での磁場構 造は他の配位でも概ねこのような性質を持つ. ICRF 用 ループアンテナの中心導体, リターン導体および Faraday スクリーンについては SUS 製であり、アンテナ両側のサイ ドガードについてはカーボングラファイトである. 放電管 内のアンテナの写真を図2に示す.高周波電流は2本のア ンテナとも、トーラス外側ポートから導入されており、赤 道側が給電、もう一端が設置されている、図2では左側が トーラス外側に当たる.

#### 3.2 低電子密度領域における高エネルギー粒子 生成および閉じ込め[4]

ヘリカル装置における高エネルギー粒子閉じ込めと MHD 安定性の両立は核融合炉心プラズマを生成する上で Institute of Advanced Energy, Kyoto University, Uji, KYOTO 611-0011, Japan の課題の1つである. 高速粒子研究には中性粒子ビーム入 射(Neutral Beam Injection, NBI)を用いることも考えら れるが,ここでは粒子源をプラズマ中に持ち込まない ICRF加熱によって,高速粒子を生成することを考える.ま た,NBIでは入射エネルギー以上の粒子の生成はほとんど できないが,ICRF加熱では条件によってはかなり高エネ ルギーのイオンを生成することができる. 磁場強度は



図1 アンテナ導入ポロイダル断面でのプラズマ、水素サイクロトロン共鳴、L-遮断、2イオン混成共鳴、磁場等高線の各位置。周波数19 MHz、電子密度0.5×10<sup>19</sup> m<sup>-3</sup>、中心磁場1.32 T、少数イオン比0.1、磁場方向波数0.53 m<sup>-1</sup>で計算(参考文献[6]の図1を引用)。

author's e-mail: okada@iae.kyoto-u.ac.jp

Special Topic Article



図2 HeliotronJ装置に設置された2本のICRFループアンテナ.

70 GHz-ECH の入射位置での2次共鳴周波数に対応する 1.25 T 付近に設定される.高速イオン生成のためにとった 加熱スキームは少数イオン加熱モードである. Majority としては重水素, minority としては(軽)水素を用いた.上 下に位置した2つのアンテナに給電される高周波電流の位 相は後で述べる計測高速イオンが最大となるように調整し た.

高速イオンは, ICRF 用アンテナに対しトーラス反対側 にある E// B型の荷電交換中性粒子エネルギー分析装置 (CX-NPA)によって計測した. CX-NPA は水素および重水 素の計測チャンネルをそれぞれ10ずつ持ち,エネルギー範 囲は水素で最大 80 keV,重水素で同様に 40 keV までであ る.また,計測視線が可変であり,水平方向にトーラス軸 方向を基準に一10°から18°,垂直方向に水平を基準に一 3°から10°まで設定することができ,ピッチ角が異なるエ ネルギースペクトルを得ることができる.

Heliotron J 装置の磁場配位の中で重要な成分として、ト ロイダル方向の磁場強度リップル成分「バンピネス」があ る. 粒子閉じ込めに対して効果があると考えられている. 平均磁場強度で規格化した Boozer 座標系でのバンピネス を規格化小半径 0.67 において 0.15 (高バンピネス), 0.06 (中バンピネス), 0.01 (低バンピネス) とした磁場配位を 用いて、ICRF 加熱による高速イオンの生成実験を行った. 入射パワー 0.3 – 0.35 kW の 70 GHz-ECH で生成されるター ゲットプラズマは線平均電子密度 0.4×10<sup>19</sup> m<sup>-3</sup> に調整さ れ、電子温度は 0.8 keV、イオン温度は 0.2 keV である. ICRF の入射パワーは 0.25 MW から 0.29 MW であり、minority である水素イオンは10%程度である.

図3にプラズマ中心を通る視線で計測された ICRF パル ス入射時の CX-NPA による水素エネルギースペクトルを 示す. 視線を変化させた10° ほどのピッチ角範囲のデータ



図3 3つの異なるバンピネス配位での CX-NPA で測定したピッチ角ごとの minority 水素のエネルギースペクトル. (a)高バンピネス, (b)中バンピネス, (c)低バンピネス (参考文献[4]の図2を引用).

である. ICRF 入射前のイオン温度は 0.2 keV 程度であ り、バルクの重水素温度は ICRF パルス中でもせいぜい 0.4 keV であるので、このスペクトルは、ほぼ高速イオン成 分のみを示している. 高バンピネスの場合(a)では 30 keV 程度のイオンが計測されている.また,10 keV 以上では ピッチ角による違いも大きく120°で最もテールが伸びてお り、そのピッチ角を頂点として両側で減少していく、他の 2つの磁場配位では15 keV 以上の粒子は観測されなかっ た. やや低エネルギー側 (1 keV から7 keV まで) のスペク トルの傾きによって評価した高エネルギー粒子の実効温 度, T<sup>eff</sup><sub>iH</sub>のピッチ角依存性を3つの磁場配位に対して求め たのが図4である.ここでも高バンピネスの場合にピッチ 角120°から123°あたりで最も高い値を示している。中バン ピネス,低バンピネスでは最大となるピッチ角が異なる. これらの磁場配位ではピッチ角90°付近に大きさは異なる が、粒子の損失領域が存在する[5].したがって、高速イ オンの存在領域も制限される.ピッチ角90°付近に現れる 損失領域は計算によると高バンピネスの場合に最も小さ く、これらの実験結果を定性的に説明できる.

#### 3.3 NBI+ECH プラズマに ICRF パルスを重畳し た場合[6]

さらに高速のイオンを生成するためにNBIによる高速イ オンを利用し,ICRF加熱の重畳実験を行った.NBIの水素 ビームの入射エネルギーは25 keVであり,ターゲットプラ ズマの線平均電子密度は1×10<sup>19</sup> m<sup>-3</sup>,minorityは10%-15%である.図5に高バンピネス配位での高速イオンのエ ネルギースペクトルを示す.(a)はco方向の入射条件での 計測値,(b)は,同一NBIビームを用い磁場を反転するこ とで counter 入射条件にした場合についての計測値であ る.したがって,両条件でNBI,ICRF,CX-NPAの位置関 係は不変である.Co入射の場合はICRFパルスの入射前に



図4 図3のエネルギースペクトルの1keVから7keVまでの傾きて評価した水素の実効温度のピッチ角依存性(参考文献 [4]の図3を引用).

NBIの入射エネルギーである25 keV付近および,その1/2, 1/3のエネルギーの位置でピークが明瞭に観測される.た だし,NBIの入射視線とCX-NPAの観測視線は異なってお り,入射高速イオンはトーラス方向の周回した後に計測さ れるものである.ICRFパルスが印加されると入射エネル ギーの2倍にあたる50 keV付近まで加速されたイオンが 観測された.Counter方向ではNBIの入射エネルギーに対 応するところにはピークは観測されない.1/2,1/3のエネ ルギーの付近にはピークが見られる.ICRFパルス入射後 には高エネルギー側に粒子は加速されるものの,最大エネ ルギーとして観測されたのは32 keV程度であり, co入射の 場合とは相違がある.

(a)



図 5 NBI+ECH プラズマに ICRF 加熱を重畳した場合. ▲は ICRF パルス入射前,●は入射中のデータ.(a)は co入射,(b)は 磁場反転し counter 入射した場合(参考文献[6]の図 5 を引 用).



図6 塗りつぶしの印はピッチ角120<sup>±5</sup>の範囲の Monte-Carlo 計算値から求めた3つの配位に対するエネルギースペクト ル.中抜きの印は120<sup>°</sup>付近の CX-NPA による実験値.(a) 高バンピネス,(b)中バンピネス,(c)低バンピネス(参考 文献[4]の図4を引用).

#### **3.4 Monte-Carlo** 法を用いた ICRF による加速粒 子の数値解析[4,7,8]

実験で計測できるピッチ角範囲は制限されている.実験 結果を解釈するために少数イオンである水素イオンをテス ト粒子と考えた Monte-Carlo 法を用いた数値計算を行っ た. 重要な点は Helitoron Jの3次元の複雑な磁場中での現 象であるために、イオンの軌道計算についてはルンゲクッ タ法, Coulomb 散乱および ICRF 加熱項を Monte-Carlo 法を用いた. ICRF による加熱項はサイクロトロン共鳴層 をイオンが通過するときに確率的に垂直方向に加速・減速 を受けるというモデルである[9]. バルク粒子である電子 および重水素イオンは変化しないという仮定の下で、初期 分布としてはマクスウェル分布である少数イオンの加熱に ついて計算する.3つの配位に対する計算結果を図6に示 す.計算結果のピッチ角は120°±5°の範囲を合算してお り、実験値は120°に最も近い計測値を表している。両者が 1 keV 以下で一致するように調整し、絶対値は求めていな い.実験での高バンピネスの高エネルギー生成の優位性が 計算でも再現されている.これらの計算値から図4と同様 に1keV-7keVで温度のピッチ角依存性を計算してみる と図7のようになる. 高バンピネスでのピッチ角依存性は そのピーク位置も含めてよく一致している. 中バンピネス についてもほぼ一致しているが、低バンピネスでは実験結 果は110°付近で T<sup>eff</sup> が大きくなっている点が異なる.この 計算ではプラズマ全体に分布する粒子の総計をもとに計算 しおり、CX-NPAの視線は考慮していない. この点につい ては今後の課題である.

実験データでここに紹介したものはピッチ角としては co方向に対応するものである. Counter 方向では高速イオ ンの粒子束は少なく,高エネルギー側への成長も見られな かった.



プラズマ体積全体で高エネルギーイオンの速度分布を3

図7 Monte-Carlo 計算で求めたエネルギースペクトルの1 keV から7 keV までの傾きて評価した水素の実効温度のピッチ 角依存性(参考文献[4]の図6を引用).

つの配位にまとめたのが図8である.(a)の高バンピネス 配位では最も高エネルギー成分が伸びており.その角度は 120°付近である.その他の2つの配位では120°よりも小さ い位置に高エネルギーテールが伸びている.これらの結果 は図4の実験値の傾向と一致する.また,どの配位でも counter 方向には高エネルギー粒子の生成は小である.と はいえ,高バンピネス,低バンピネスの場合には若干の テールを見ることができる.

#### 参考文献

- [1] F. Sano et al., J. Plasma Fusion Res. SERIES 3, 26 (2000).
- [2] T. Obiki *et al.*, Nucl. Fusion 41, 833 (2001).
- [3] M. Wakatani et al., Nucl. Fusion 40, 569 (2004).
- [4] H. Okada *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **6**, 2402063 (2011).
- [5] H. Okada et al., Nucl. Fusion 47, 1346 (2007).
- [6] H. Okada *et al.*, Proc. 26th IAEA Fusion Energy Conference, EX/P8-18 (2016).
- [7] H. Okada *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **6**, 2402063 (2011).
- [8] H. Okada *et al.*, 21st ISHW 2017, Oct. 2-6, 2017, Kyoto, Japan, P1-34.
- [9] H. Okada et al., Nucl. Fusion 36, 465 (1996).



図8 Monte-Carlo 計算値から求めた3つの配位に対する速度分 布の等高線図.最大速度は20 keV として示しており、円の 境界がそれに当たる.(a)高バンピネス、(b)中バンピネ ス、(c)低バンピネス.

# ● ● 小特集 MHz 帯電磁波によるプラズマ加熱物理の進展 ~高密度運転への道~ 4. LHD における MHz 帯電磁波による波動加熱実験

## 4. Wave Heating Experiments by Electromagnetic Waves of MHz Band in LHD

関 哲夫, 斎藤健二, 神尾修治, 笠原寛史

SEKI Tetsuo, SAITO Kenji, KAMIO Shuji and KASAHARA Hiroshi

核融合科学研究所

(原稿受付:2019年10月29日)

核融合炉を見通すプラズマ加熱のために大電力定常加熱機器の開発,効率的な高密度プラズマ加熱手法の確 立が重要である.高密度プラズマ加熱手法として少数イオン加熱,第二高調波加熱が期待され,核融合科学研究 所の大型ヘリカル装置を用いた加熱手法の最適化・高エネルギー粒子生成・高性能定常プラズマ放電研究が進め られている.MW クラスの定常加熱実験として約48分の定常プラズマを保持し,投入ジュール数の世界記録を樹 立した.

#### Keywords:

high power heating, steady-state operation, ICRF, minority heating, second harmonic heating

#### 4.1 LHD 用 ICRF 加熱機器の現状

Large Helical Device (大型ヘリカル装置, LHD) では定 常・高出力の Ion Cyclotron Range of Frequencies (ICRF) 加熱装置の開発が進められてきた. ここでは重要な装置で ある 2 種類の ICRF アンテナ及びインピーダンス整合シス テムについて説明する.

#### 4.1.1 HAS アンテナ

図1に HAndShake form (HAS) [1] アンテナを示す. 各 アンテナはストラップ幅が 200 mm のシングルストラップ



図1 HAS アンテナ.

National Institute for Fusion Science, Toki, GIFU 509-5292, Japan

アンテナであるが、トロイダル方向に2本配置(ストラッ プ中心間距離:540 mm)することで電流位相制御が可能 となっている.電流を逆位相に流し、磁力線に平行方向の 波数が最大(5~6 m<sup>-1</sup>)の時に少数イオン加熱における加 熱効率(吸収電力/入射電力)が最大になるという実験結 果が得られている[2].

#### 4.1.2 FAIT アンテナ

30 MHz 以下に周波数を下げた場合,アンテナの負荷抵抗 が下がりこれにより伝送路の Voltage Standing Wave Ratio (VSWR, 電圧定在波比)が上昇し, 絶縁破壊を頻繁に引き 起こしていた. そこで周波数は少数イオン加熱の長時間運 転で実績のある 38.47 MHz に固定し, この周波数で ICRF 加熱機器を最適化するプロジェクトが2011年からスタート した. Field-Aligned-Impedance-Transforming (FAIT) ア ンテナ[3](図2)の設計ではインピーダンストランス フォーマーをアンテナに内蔵させ、そこでの電界及びセラ ミックフィードスルー部での電流、電圧を抑えながら伝送 路のVSWRを最小にするという最適化を行った[4].2019 年にはアンテナ外部にもインピーダンストランスフォー マーを取り付けた [5]. これにより, 更に VSWR を低下さ せることに成功した. また, この周波数に特化したパワー 結合器を開発し、短パルスならアンテナ1本あたり 1.8 MW (15 MW/m<sup>2</sup>) の入射も可能となっている[6]. 最 適インピーダンストランスフォーミングの技術は HAS ア ンテナにも取り入れられ, 2020年から改良された HAS ア ンテナを運用している.

#### 4.1.3 インピーダンス整合システム

ICRF 加熱ではプラズマやアンテナの状態によりアンテ ナインピーダンスが様々に変化する.そこで LHD では

corresponding author's e-mail: seki.tetsuo@nifs.ac.jp



図2 FAIT アンテナ.

スタブチューナーを複数本並べた液体整合器を用いてイン ピーダンス整合(インピーダンスを伝送ラインの特性イン ピーダンスに等しくなるように変換することで増幅器側に 戻る反射波を無くすこと)を行っている.シリコンオイル の比誘電率 $\varepsilon_r = 2.72$ と窒素ガスの比誘電率 $\varepsilon_r = 1$ が異なる ため、スタブチューナーの内外導体間のシリコンオイル長 を調整することでインピーダンス整合が可能となる.増幅 器側に反射波が存在する場合、反射率からアンテナイン ピーダンスを算出し、この値に基づいて、反射率が0にな るように自動的にオイル長が調整される[7,8].特に長時 間放電ではアンテナインピーダンスが放電中に変動するた め実時間制御が大いに役に立っている[9].(斎藤)

#### 4.2 少数イオン加熱

LHDでは、少数イオン加熱を標準的な加熱モードとして 実験が行われてきた[10-12]. ヘリウムを多数イオン,軽 水素を少数イオンとして使用し、図3に示す様にイオンサ イクロトロン共鳴層を磁場強度の緩やかなサドルポイント 付近に置いた時に良好な加熱効率が得られている [10,11,13,14]. このとき、磁気軸位置は3.6 m、磁場強度 は2.75 T、波動周波数は38.47 MHz である. この ICRF 加 熱プラズマを NBI 加熱プラズマと較べると、同等の加熱電 力入射によりほぼ等しいパラメータのプラズマが得られて いる[11].

ICRF 加熱に伴い高エネルギーイオンテイルが生成して おり,高エネルギーイオンの閉じ込めが良好であることが 実験的に示された[14]. 粒子軌道計算では,磁気軸を内側 に寄せるほど高エネルギーイオンの閉じ込めが良いことも 示している[15].また,イオンサイクロトロン共鳴層が磁 気軸上とサドルポイントに有る場合を比べると,サドルポ イントに有る場合の方がイオンテイルの増大が見られ [16],シミュレーション計算でも同様な結果が得られてい る[17].

少数イオン比に対する加熱効率は、少数イオン比が10% 程度で最大となっているが、重水素多数イオンの実験と比 較検討したいところである.

このイオンサイクロトロン共鳴層位置は、元々 CHS (Compact Helical System)で有効であった二種イオン混成 共鳴加熱[18]を参考にしたものであった.LHDでは生成し た高エネルギーイオンの閉じ込めが良好であったため、少 数イオン加熱によるイオン加熱が採用された.一方、LHD での二種イオン混成共鳴加熱は、イオンサイクロトロン共 鳴層をプラズマ断面の端に配置し、少数イオン比を高めて 二種イオン混成共鳴層をプラズマ中心に近付けることによ り得られている.波動による直接電子加熱が観測され、少 数イオン比を増やすにつれ加熱効率は増大している[13]. (関)

#### 4.3 第二高調波加熱

LHDでは周波数を38.47 MHzとし、磁気軸磁場を1.375 T 付近に設定することで軽水素の第二高調波加熱を行ってき た[19]. この加熱方法でプラズマの1秒間の維持にも成功 している[20]. 第二高調波加熱では有限ラーマー半径効果 によってイオンが加速されるため、大きな $k_{\perp}\rho_i$ が必要であ る ( $k_{\perp}$ :磁力線に垂直方向の波数、 $\rho_i$ : 共鳴イオンのラー マー半径). そこで、大きな $\rho_i$ を持つ高速粒子が存在すれ ばそれを加速することでイオンテールが増大するだろうと いう予測[21]に基づき、第二高調波加熱とビームエネル ギーが40 keVの垂直NBIを重ねるという実験を行った. そ の結果、高速粒子フラックスが第二高調波加熱単独に比べ



図3 LHDにおける少数イオン加熱時のイオンサイクロトロン共 鳴層の位置.軽水素の基本波とヘリウムの第二高調波の共 鳴層が同じ場所に位置している.二種イオン混成共鳴層も 示している.少数イオン比は10%である.

約5倍に増大することがFast Neutral particle Analyzer (FNA)によって確認された[20]. この ICRF 加熱と垂直 NBIの相乗効果は第三高調波加熱においても確認されてい る[22].

上記の実験では、低磁場であるため高速粒子の閉じ込め が非常に悪く、熱化効率はモジュレーション実験から凡そ 20%程度しかないと見積もられている[23].しかし、2017 年からLHDで重水素実験が始まったことで、今後は重水 素の第二高調波加熱を高磁場で行うことができるように なったため、今後は高速粒子の閉じ込めが良い加熱が期待 される. (斎藤)

#### 4.4 定常実験

LHDにおける ICRF 加熱の重要な役割の一つとして,長 時間放電における安定した加熱供給が挙げられる. 高温度 のプラズマを長時間閉じ込める研究は将来の核融合炉実現 に向けた実証というだけではなく, 放電中の高温度のプラ ズマによる真空容器壁への熱負荷の影響や、ガスや不純物 の容器壁への堆積およびプラズマへの混入など、定常運転 に絡む研究をする上で非常に重要である. LHDにおける定 常実験では、長時間連続運用が可能である ICRF 加熱に とって効率の良い少数イオン加熱が採用されており、主に ヘリウムプラズマにおける少数水素イオンの加熱を定常的 に行うことでプラズマを長時間安定に維持している [24,25]. ハードウェア・ソフトウェア共に短パルスの放 電と同様であるが、定常実験では機器への熱負荷も高くな るため、特に安定した加熱入力のための各種インターロッ ク,安定したプラズマの状態維持のための加熱パワー・供 給ガス量の制御を行っている[26].

これまでに定常実験で行ってきた長時間放電の結果を 図4に示す.定常実験では、より高性能なプラズマを、よ り長い時間閉じ込めることが重要である.プラズマの性能 というのはプラズマの密度、イオン温度、閉じ込め時間等



図4 LHD における定常実験の進展.

のプラズマパラメータであるが、各放電で条件が違うた め、達成値の比較のために横軸には平均入射パワーを用い ている.高いパワーを入れ続けることで、それだけ高いパ ラメータのプラズマが維持されると考えることができる. このため、定常放電の達成値としては、総加熱入力量[J] (放電時間[s]×平均入射パワー[W])が用いられており、 LHDでは最大 3.4 GJ の総加熱入力量を達成している.最終 的には 1 時間×3 MW の目標に向け、現在も研究が進めら れている. (神尾)

#### 4.5 まとめ

核融合科学研究所では定常大電力加熱を実現するため に、プラズマ放電中に時間変化するアンテナ-プラズマ結 合(アンテナローディング)に対応する整合器およびその フィードバックシステムを開発し, MW クラスの大電力定 常加熱においてその有効性を実証した. 大電力加熱機器の 定常化は1%損失が機器破壊につながるため工学的に挑戦 的な課題であるが、時間変化するアンテナローディングの 物理的解明や、高周波回路技術を用いた変化量の低減など の結果をもとに開発・改善を進めている.一方,大電力加 熱時には、プラズマ中に強力な局所電場を励起することに よる非線形波動励起を通したプラズマのエネルギー損失が 助長されるなど低電力実験では現れなかった問題が生じて くる.電流駆動の必要のない大型ヘリカル装置において大 電力 ICRF 加熱として少数イオン加熱・第二高調波加熱の 最適化研究を実施することで、不純物や損失の発生が少な い高性能プラズマを実現するアンテナの開発や加熱運転手 法の最適化研究を紹介した. 電子サイクロトン加熱と水素 を小数イオンとする ICRF によるヘリウム放電では電子密 度が6×10<sup>19</sup> m<sup>-3</sup>のプラズマ維持に成功し, ICRF 加熱電力 の増強に伴い、より高密度の定常プラズマ維持をめざして いる. 有限ラーマー半径効果の大きい 5×10<sup>19</sup> m<sup>-3</sup> を越え る電子密度を持つ重水素プラズマの実現により、第二高調 波による高密度プラズマ維持研究の進展が期待できる.こ のような加熱手法の確立は将来の高密度核融合炉への道を 拓くことにつながり、非常に重要な研究となる. (笠原)

#### 参考文献

- [1] H. Kasahara *et al.*, Plasma Fusion Res. 5, S2090 (2010).
- [2] S. Kamio et al., Proc. 42nd EPS Conf. Lisbon P5.154 (2015).
- [3] K. Saito et al., Fusion Eng. Des. 96-97, 583 (2015).
- [4] K. Saito et al., Fusion Eng. Des. 88, 1025 (2013).
- [5] K. Saito et al., J. Phys.: Conf. Ser. 823, 012007 (2017).
- [6] K. Saito et al., Fusion Eng. Des. 146, 256 (2019).
- [7] K. Saito et al., J. Korean Phys. Soc. 49, S187 (2006).
- [8] K. Saito et al., Fusion Eng. Des. 81, 2837 (2006).
- [9] K. Saito et al., Fusion Eng. Des. 83, 245 (2008).
- [10] T. Watari et al., Nucl. Fusion 41, 325 (2001).
- [11] R. Kumazawa et al., Phys. Plasmas 8, 2139 (2001).
- [12] T. Mutoh et al., Nucl. Fusion 43, 738 (2003).
- [13] K. Saito et al., Nucl. Fusion 41, 1021 (2001).
- [14] T. Mutoh et al., Phys. Rev. Lett. 85, 4530 (2000).
- [15] S. Murakami et al., J. Plasma Fusion Res. SERIES 5, 620

#### (2002).

- [16] T. Saida et al., Nucl. Fusion 44, 488 (2004).
- [17] S. Murakami et al., Nucl. Fusion 46, S425 (2006).
- [18] S. Masuda et al., Nucl. Fusion 37, 53 (1997).
- [19] K. Saito et al., Plasma Phys. Control. Fusion 44, 103 (2002).
- [20] K. Saito et al., Fusion Sci. Technol. 58, 515 (2010).
- [21] K. Saito et al., J. Plasma Fusion Res. SERIES 6, 626 (2004).
- [22] S. Kamio et al., Nucl. Fusion 58, 126004 (2018).
- [23] K. Saito *et al.*, Proc. 21st IAEA Fusion Energy Conference EX/P6-17 (2006).
- [24] H. Kasahara et al., Phys. Plasmas 21, 061505 (2014).
- [25] H. Kasahara *et al.*, 2014 IAEA Fusion Energy Conf. (St. Petersburg) IAEA-CN-221.
- [26] S. Kamio et al., Fusion Eng. Des. 101, 226 (2015).



# 5. TASK-WM や AORSA を用いた MHz 帯電磁波による波動加熱シミュレーション

### 5. Simulation of Wave Propagation and Heating for MHz Band Electromagnetic Waves by Using TASK–WM and AORSA

關 良輔, 辻井直人<sup>1)</sup>
SEKI Ryosuke and TSUJII Naoto<sup>1)</sup>
核融合科学研究所, <sup>1)</sup>東京大学
(原稿受付: 2020年1月12日)

イオンサクロトロン周波数帯(Ion Cyclotron Range of Frequencies, ICRF)を含めた MHz 帯電磁波の解析 では、プラズマの変化長に対して波長が長くなるため、電磁波の波動方程式を直接解くコードが開発されている. 現在、AORSA-3D や TASK-WM 等の波動加熱シミュレーションコードが開発されており、非軸対称磁場配位を 持つヘリオトロン配位も含めて適用が進められている.

#### Keywords:

numerical simulation, wave propagation and absorption, Maxwell's equation, tokamak, helical

#### 5.1 ICRF 帯波動解析プログラム TASK-WM

#### 5.1.1 TASK-WM

統合輸送コード TASK コード[1]では,加熱モジュール の一つとして,イオンサクロトロン周波数帯 (Ion Cyclotron Range of Frequencies, ICRF)の波動伝搬およびに吸収 解析コードの TASK-WM を開発している[2].

TASK-WMでは、マクスウェル方程式をプラズマの外側 に完全導体を仮定した境界値問題として解いており、速波 を使用した加熱の波動伝搬・吸収分布が得られる. TASK-WMでは、ポロイダル方向、トロイダル方向について は、各磁気面上において、フーリエ展開されており、小半 径方向の微分については、差分法、もしくはオプションに よって有限要素法を用いて計算できる.また、従来から、 非軸対称の磁場配位を持つ大型ヘリカル装置(LHD)への 適用に向けて開発しており、軸対称(トロイダルモードの ロック)を仮定しない3次元空間での解析に対応してい る. また, 平衡磁場については, ヘリカル/ステラレータ 装置において良く用いられている VMEC 平衡も含めて対 応しており、多様なトーラス装置への適用が可能になって いる. アンテナモデルとしては、プラズマと真空容器壁と の間のアンテナ電流として入力可能であり、詳細なアンテ ナ形状を模擬するには、電流値のフーリエ展開を入力する 必要がある.TASK-WMの解析モデルの単純図を図1に示 す.

誘電率テンソルは、イオンの熱的な運動も無視した冷た いプラズマモデル、冷たいプラズマ+衝突減衰モデル(衝 突減衰により加熱を模擬)、イオンの熱運動を含めた hot プラズマモデル等を選択することができる.冷たいプラズ

National Institute for Fusion Science, Toki, GIFU 509-5292, Japan

マ+衝突減衰モデルでは、共鳴加熱成分の吸収場所を解析 することができる.一方で、高次高調波加熱や走行時間減 衰・ランダウ減衰を考慮することができず、各粒子への吸 収の比率および分布ついては解析できない.TASK-WM の hot プラズマモデルでは、共鳴加熱成分に加えて、2次 高調波加熱まで解析でき、走行時間減衰・ランダウ減衰ま で解析することができる.

これまで、TASK-WMの解析では、冷たいプラズマモデ ル+衝突減衰モデルを用いて、ICRFによるプラズマの加 熱を模擬していた[3].これは、hot プラズマモデルを使用 した解析では、数値誤差のため、通常、マクスウェル分布 を仮定した誘電率テンソルでは現れない波の発生(負の吸 収)が起こっていたためである.図2に、単純トーラスで の少数イオン加熱時の hot プラズマモデルの結果を示す. 図2(a)では、吸収の値が負になっていることがわかる.こ



corresponding author's e-mail: seki.ryohsuke@nifs.ac.jp



図2 TASK-WMの hot プラズマモデルを使用した主イオン(重 水素:D)、少数イオン(水素:H)の少数イオン加熱解析. 図では、実践で電子への吸収、破線で主イオンへの吸収、 ー点鎖線で少数イオンへの吸収を表している.

の数値誤差は、局所的な磁場方向で定義される誘電率テン ソルと波動電場との座標変換に由来していると考えられ る.そこでこの数値誤差を減少するため、TASK-WMでは 波動電場をトーラス座標系で定義される(Erho, Etheta, Ephi)から、Stix flameのような局所的な磁場で定 義される(Erho, Epara, Eprep)に変更した.また、この 変更に加えて、数値誤差の原因になるフーリエ展開された 変数の掛け算時に発生する高次のフーリエ成分(n次まで のフーリエとm次までのフーリエの積は(n+m)次までの フーリエとなる)まで考慮できるように計算フレームの変 更を行った.図2(b)にこれらの変更後の単純トーラスで のhotプラズマモデルの結果を示す.図から数値誤差によ る負の吸収がほぼなく、電子、主イオン(二次高調波加 熱)、少数イオン(少数イオン加熱)への吸収が表されてい ることがわかる.

#### 5.1.2 現状の結果および今後の改善点について

次のTASK-WMを使用した現状の解析例を示す.図3に 軸対称性を仮定した ITER 配位で少数イオン加熱(主イオ ン:重水素,少数イオン:水素(5%))の解析例を示す. この時,プラズマの温度は,20 keV,密度は10<sup>19</sup> m<sup>-3</sup> とし ている.また,電場のポロイダルモード数は32まで計算し ている.図3から,トーラス外側に設置された電流から波 動電場が伝わり,共鳴層で少数イオンへ吸収されているこ とがわかる.

次に、軸対称性を仮定しない場合として、非軸対称の LHD 配位での二次高調波加熱(重水素イオン)の解析例を 図4に示す.この時、プラズマの温度は、6keV,密度は 2×10<sup>19</sup> m<sup>-3</sup>としている.また、電場のポロイダルモード数 は、32、トロイダルモード数は、4 (ヘリカル対称性を考 慮)まで考慮している.軸対称性を仮定しない計算では、 トロイダル方向のプラズマおよび電場の変化を記述するた めにトロイダルモード数が必要になる.図4においても、 トーラス外側に設置された電流から波動電場が伝わり、共 鳴層において主イオンへ吸収されている様子がわかる.一 方で、縦長断面での主イオンへの吸収の図((b)の左図)で は、数値誤差と考えられる負の値が少し出ている.



図3 ITER配位における重水素主イオン・水素少数イオンでの少数イオン加熱への適用例.右図は、少数イオンへの吸収分布を示しており、左図は、波動電場強度分布を示している. 左図では、一点鎖線でサイクロトロン共鳴層が描かれており、2点鎖線で混成共鳴層、破線でカットオフ層が示されている.



図4 LHD 配位における重水素主プラズマでの2次高調波加熱への適用例.右図は、縦長断面での主イオンへの吸収分布を示しており、左図は、波動電場強度分布を示している.また、左図では、一点鎖線でサイクロトロン共鳴層が描かれている.

非軸対称のLHD配位での少数イオン加熱(主イオン: ヘリウム,少数イオン:水素(10%))の解析例を図5に示 す.この時,プラズマの温度は、2keV,密度は2×10<sup>19</sup>m<sup>-3</sup> としている.また,電場のポロイダルモード数は32,トロ イダルモード数は8(ヘリカル対称性を考慮)まで考慮し ている.図5の(a)および(b)より,共鳴面での少数イオン への吸収が示されていることがわかる.一方で,カットオ フ近傍において,電場の構造が細かくなっており,吸収分 布の図に数値誤差と考えられる負の値が出ている.カット オフ近傍では、モード変換が起こるため、モード変換を含 めた誘電率のモデルが必要であり、カットオフ近傍の細か い電場構造を表すには、トロイダルモード数、および、ポ ロイダルモード数を増やす必要がある.

一方で,改造されたコードでは,高次成分のフーリエの 計算を考慮しているため,計算時間,および,メモリーの 使用量が多くなっており,トロイダルモードもフルに必要 な非軸対称の計算では,メモリー使用量および計算時間が 莫大になる.そこで,現在,TASK-WM はコードの並列化 を進めており,メモリーの効率化も合わせて行っており, スーパーコンピュータでの計算をめざしている.



図5 LHD 配位におけるヘリウム主イオン・水素少数イオンでの 少数イオン加熱への適用例.図(b)の右図は、少数イオンへ の吸収分布を示しており、図(b)の左図は、波動電場強度分 布を示している.

#### 5.2 AORSA-3D による波動シミュレーション

核融合プラズマへの ICRF 帯の波の適用においては、し ばしば  $k_{\perp}\rho_i < 1$  の近似 ( $k_{\perp}$ , は磁力線に垂直方向の波数, ρ<sub>i</sub>はイオンラーマー半径)が用いられる(いわゆる SCK 近似)[4]. これは熱いプラズマの非局所的な誘電率が、磁 力線方向にはトロイダル及びポロイダルモード数のスペク トル展開に対する代数演算となるのに対して、系方向は有 限要素に対する微分演算子として実装されるからである [4]. この場合、サイクロトロン高調波の相互作用も基本 的には2次までしか取り込むことはできない.一方,中性 粒子ビーム,あるいは ICRF 加熱によって生成される高速 イオンは、密度としては低くても、吸収効率が高いため、 波の吸収に無視できない影響を与えることがある. 高速イ オンに対しては通常  $k_{\perp}\rho_i > 1$  であるから,有限ラーマー半 径モデルでこのようなケースを扱う場合は、アドホックに 吸収を評価する形になる.また、モード変換を生じるよう なシナリオにおいては、有限ラーマー半径モデルは定性的 には正しくても, 定量的に正しい予測ができないという問 題がある[5].

AORSA[6-8]においては電場を3次元全ての方向につ いてスペクトル展開することで、この問題を解消してい る. 有限ラーマー半径効果はベッセル関数の形で全ての次 数を取り入れており、サイクロトロン高調波相互作用につ いても任意の次数まで含めることができる[6].また、磁 場構造とは関係なく,円柱座標系のメッシュを切るため, 電場を磁気面に沿ってポロイダルモード数で展開するコー ドでは上手く取り扱うことのできない、セパラトリクスか らスクレープ・オフ層の領域についても問題なく計算する ことができる. さらに, 一般の非熱的な速度分布関数に対 する誘電率と準線形拡散も計算できる.2次元(軸対称) プラズマの計算においては、フォッカー・プランクコード CQL3D[9]との逐次計算により自己無撞着な波動電場と分 布関数の計算が可能である[7]. AORSA は筆者の知る限 り、現在最も精度の高い定量計算のできる RF 全波計算 コードであるが、欠点は大きな計算資源を必要とすること である. 例えば、昨今のスパコンの性能向上を鑑みてメモ リーは問題ではないとしても,有限要素法を用いる TORIC[4]の100倍の CPU 時間が,同じ問題を解くのに必 要である.

#### 5.2.1 AORSA の誘電率モデル

AORSA では、電場は円柱座標系(*R*, *Z*, *φ*) で展開される

 $E(R, Z, \varphi) = \sum_{nml} E_{nml} e^{i(k_{n}R + k_{m}Z + l\varphi)}$ 

RF 電流は, 主要項だけを考えると

 $j_{;} = \sum_{nml} \sigma(k_n, k_m l) \cdot E_{nml} e^{i(k_n R + k_m Z + l\varphi)}$ 

となる. ここで,  $\sigma$ はスティックスの誘電率テンソル $\chi$ を用 いて $\sigma = -i\epsilon_0 \omega \chi$ と表される. これは局所一様なプラズマ近 似 ( $\rho_i/L \ll 1$ , L は背景プラズマの空間変化のスケール)の 元で,主要項のみを考慮することに対応している. モード 変換等一部のシナリオにおいては,  $\rho_i/L$ の1次の項 (いわ ゆる奇数次項) が必要な可能性があるので,その場合は入 カファイルのスイッチで加えることができる.しかし,通 常核融合プラズマに適用されるようなパラメータ領域にお いては,モード変換効率の主要なパラメータ依存性は細か い分散の形には依存しないことがわかっているので,基本 的にはこの項は無視して構わない.電場は他のコードにお いては磁気面座標系(スティックス・フレーム)で分解さ れることが多いが,AORSAにおいては円柱座標系の方が 収束性が良いため,円柱座標系で解かれる.この場合,単 純に誘電率テンソルを局所的に回転しただけでは,電子ラ ンダウ減衰の評価に必須である微小な磁力線方向の電場  $E_{\parallel}$ を正確に評価することができない.AORSA では座標変 換の回転行列の1次微分( $O(\rho_i/L)$ )まで考慮することで, 必要な $E_{\parallel}$ の精度を確保している.

#### 5.2.2 波の吸収

一般に非一様なプラズマにおける局所的な波の吸収の評 価は自明ではない.多くの場合,前節の RF 電流 j<sub>b</sub> を用い て, (1/2) Re(E\*・j<sub>p</sub>)を局所的な吸収と考えて問題ない が、電磁的なエネルギー流(ポインティング・フラックス) に対して粒子の運動に起因するフラックス(運動論的フ ラックス)が大きい場合、この表式は運動論的フラックス の発散を含んでしまうので、吸収を表すものとしては相応 しくない[7]. 特に AORSA のメッシュは磁気面座標では ないため、上記のように吸収を評価すると、静電波を含む シナリオにおいて、マクスウェル分布のプラズマに対して も局所的に負の吸収が計算されてしまい、扱いづらい、こ れは,吸収に現れる表式 $E^* \cdot j_p = E^* \cdot \sigma \cdot E$ において,電気伝 導度テンソルσが演算子の右側の電場のみに対してかかる という非対称な形をしているということに関係している. 理論的には、粒子軌道の考察から始めることで、左右の電 場に対して, (完全ではないが,) より対称にかかる吸収演 算子を定義することができる[10]. AORSA はこの演算子 を用いて吸収を評価することで、非熱的な速度分布になる ときも含めて、概ね正の吸収分布を計算できるようになっ ている.

#### 5.2.3 LHD における ICRF 波動加熱シミュレーション

3次元版 AORSA (AORSA-3D) は LHD における ICRF 波動解析に適用されており,計算された波の振幅は反射計 による密度揺動計測と矛盾しないことが確認されている [8].ここで,LHD プラズマはトロイダル方向の 1/10 回転 に対して対称な形をしているので(波がトロイダルモード 数10毎にしか結合しないので),トロイダル方向の 1/10 セ クションだけを,トロイダルモード数0-9の境界条件で解 いて重ね合わせることで,全トロイダル角での電場を再構 成することができる.AORSA は行列が密なため,3次元 配位における計算量が非常に大きく,このような効率化は 重要である.

図 6 に LHD における典型的な ICRF 波動電場分布 (右手 円偏光成分)を示す (HAS アンテナ[11]). He プラズマ に対する軽水素の少数イオン加熱シナリオで,中心電子温 度は 3.7 keV,中心イオン温度は 2.8 keV,中心電子密度は  $1 \times 10^{19}$  m<sup>-3</sup>,水素比濃度は $n_{\rm H}/n_{\rm e} = 0.17$ である.電場はRF 電力 1.0 MW に対する値である. ICRF 波は入射方向に対し て垂直に伝搬するので、電場の強い領域はアンテナ近傍に 局在していることがわかる.また水素非濃度が高めで、そ れほど吸収が良くないため、反射波との干渉による定在波 が生じていることがわかる.図7に磁気面平均した吸収分 布を示す.ICRF 波の主な吸収機構は軽水素によるイオン サクロトロン減衰で、これが98%以上を占める.残りはへ リウムの第2高調波減衰と、高ベータのプラズマ中心部で ピークする電子ランダウ減衰である.

#### 5.2.4 波動粒子相互作用と非熱的分布関数

波と粒子の相互作用のシミュレーションには,RF 電場 による準線形拡散係数と,非熱的な分布関数に対するこれ らの係数,誘電率テンソル,波の吸収の評価が必要である [7].ここで,5.2.2節で述べた AORSA の吸収演算子 は,同じく電場に対して2次の演算子である準線形拡散演 算子とほぼ同じ形をしているので,AORSA ではこちらも 同時に計算している[7].軸対称系(トカマク)の場合,こ の演算子を軌道平均して,フォッカー・プランク方程式を 解くことで,全波計算における波動吸収と矛盾しない速度



 図6 典型的な LHD 内の 3 次元 ICRF 電場分布(右手円偏光成分).単位は V/mで1 MW当たりの振幅.アンテナは左下の 電場の強い部分に設置されている[8].



図7 磁気面平均した加熱電力密度分布.実線:水素サイクロト ロン減衰,破線:ヘリウム第2高調波減衰(10倍した値), 一点鎖線:電子ランダウ減衰(10倍した値).

分布関数の変形(粒子の加熱・電流駆動等)を計算するこ とができる.AORSA-CQL3Dのシミュレーションの妥当 性は,ICRF加熱において生成される高速イオンの中性粒 子分析器による計測との比較により,定量的に実証されて いる[12].一方へリカル等3次元系においては,何らかの 対称性がない限り軌道平均が難しいので,上述の局所的に 負の吸収が現れてしまう問題を解消するのがより困難であ る.特に,現状 AORSA-3Dで計算される準線形拡散演算 子は激しく正負に振動してしまうので,何らかの磁気面平 均をとるか,直接 RF 電場に対して粒子軌道を数値積分す る等,別の方法で評価する必要がありそうである.

#### 5.3 まとめ

現在, AORSA-3D や TASK-WM 等の波動加熱シミュ レーションコードが開発されており,非軸対称磁場配位を 持つヘリオトロン配位も含めて適用が進められている. AORSA-3Dは,モード変換も含めた誘電率テンソルが導入 されており,高精度な定量評価も可能なコードである.ま た,TASK-WM は,プラズマの熱的な応答を含めた誘電率 テンソルまで開発が進められている.

一方で,これらのコードでは,ICRF帯のシミュレーショ ンのように,プラズマ全体を計算領域とする場合,大きな 計算資源を必要としており,スパコンなどの高性能計算機 が必要となり,高精度の解析にはコンピュータ資源の発展 が必要な部分がある.

また、波と粒子の相互作用のシミュレーションでは、高

速イオンの速度分布関数モデルの導入,もしくは,評価するコードとの連結が必要であり,非軸対称性の配位など軌 道平均が難しい場合は,波動吸収と矛盾しない速度分布関 数の評価法の確立が必要である.

#### 参考文献

- [1] A. Fukuyama *et al.*, Proc. of 20th IAEA Fusion Energy Conf., (Villamoura, Portugal, 2004) IAEA-CSP-25/CD/ TH/P2-3.
- [2] A. Fukuyama and T. Tohnai, in 5th IAEA Technical Committee Meeting on Alpha Particles in Fusion Research, IAEA, Vienna, 1997.
- [3] R. Seki et al., Proc. of plasma conference 2012, 23P095-P.
- [4] M. Brambilla, Plasma Phys. Control. Fusion 41, 1 (1999).
- [5] N. Tsujii et al., Phys. Plasmas 22, 082502 (2015).
- [6] E.F. Jaeger et al., Phys. Plasmas 8, 1573 (2001).
- [7] E.F. Jaeger et al., Nucl. Fusion 46, S397 (2006).
- [8] N. Tsujii *et al.*, Plasma Conference 2014, Toki Messe, Niigata, Nov. 18-21, 2014 (18PB-015).
- [9] R.W. Harvey and M.G. McCoy, Proceedings of the IAEA Technical Committee Meeting on Simulation and Modeling of Thermonuclear Plasmas, Montreal, Canada, 1992 (USDOC NTIS Document No. DE93002962).
- [10] D.N. Smithe, Plasma Phys. Control. Fusion 31, 1105 (1989).
- [11] H. Kasahara et al., Phys. Plasmas 21, 061505 (2014).
- [12] J.C. Wright *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 56, 045007 (2014).

# • 小特集 MHz 帯電磁波によるプラズマ加熱物理の進展 ~高密度運転への道~

# 6. まとめ

### 6. Conclusion

武藤 敬, 笠原寛史<sup>1)</sup> MUTOH Takashi and KASAHARA Hiroshi<sup>1)</sup> 中部大学,<sup>1)</sup>核融合科学研究所 (原稿受付: 2020年5月24日)

イオンサイクロトロン加熱は核融合炉の点火をめざした 加熱手法として多くの利点を有している.物理面からは, 高密度プラズマの加熱が可能であり,加熱領域を制御する ことができ,かつイオン種を選んで高エネルギー領域への イオンの速度分布制御が可能であること等である.それら の理論的・実験的検証が進展してきているが,技術面での 大きな問題として,波動を励起するアンテナがプラズマと 近接していることによる熱や放射線による損傷,プラズマ への不純物の混入などの課題が指摘されてきた.これまで 半世紀以上に及ぶ世界の研究者による物理工学的研究によ り,多くの課題が解決されつつあることが,この小特集の 最先端の解説を通して,読者はICRF (Ion Cyclotron Range of Frequencies)研究の現況を理解することができると思 う.

将来の核融合炉装置の磁場強度が5Tだとすると,重水 素のサイクロトロン共鳴は38MHzとなる.トカマクではト ロイダル磁場は大半径Rにそって反比例に変化するが,プ ラズマのサイズに比べて相当に小さい範囲に加熱を局在化 させることが可能となる.これは波動が吸収される共鳴層 の位置はドップラーブローディングによる拡大を考慮して も,十分に局在化していることを示している.

核融合研究初期の ICRF 加熱に使用されてきた遅波モー ドのシアアルフヴェン波は密度上限があり、トカマク型核 融合炉などの加熱には適用できないため、速波モードの圧 縮性アルフヴェン波を用いた加熱手法が現在主流である. 速波の加熱実験はプラズマに近接して設置させた短い複数 本のループアンテナにより速波をプラズマ周辺部に励起さ せてプラズマの中心部へ伝搬させるが、速波は密度上限が ないため密度が10<sup>20</sup> m<sup>-3</sup>を超える高密度プラズマの加熱と しての期待が高い.トカマク型プラズマの実験では波動伝 播を担う主となる多数イオン種に少数イオンを付加した速 波が非常に強い減衰を示すことから、少数イオンの共鳴吸 収領域をプラズマ中心部に設定して、米国のプリンストン プラズマ研究所の PLT 装置、TFTR 装置、日本の量子科学 技術研究開発機構那珂核融合研究所の JT-60装置、名古屋 大学の JIPP TII-U装置など多くのトカマク装置においてプ

ラズマ加熱や電流駆動の実験に用いられてきた.メガワッ トクラスの大電力を用いた加熱も初期のころから行われ 1980年代にPLT (Princeton Large Torus)装置におい て、プラズマ中心の密度が5×10<sup>19</sup> m<sup>-3</sup>、イオン温度が 4 keV のプラズマ生成に成功している. さらに英国のカラ ムにある JET 装置では同じく1980年代に 18 MW の ICRF 加熱実験が行われ10keVを超えるイオン加熱が実証され ている.同じく JET 装置の DT 実験では ICRF 加熱により 効果的に中性子発生量の増加が実現され, ICRF 加熱を核 融合炉における電流駆動や加熱法として核融合の反応率の 改善へ寄与する可能性が示された. これらの実験結果を通 して、核融合炉における ICRF 加熱による中心加熱や核反 応の増加を期待し、国際熱核融合実験炉 ITER での ICRF 加熱が採用された.速波による ICRF 加熱の課題である, 波動励起用アンテナがプラズマに近接していることによる 不純物発生の問題については、この加熱法の研究開始当初 より精力的に研究が行われて来ている.磁場方向の電流分 布を制御することにより,不純物の発生を抑える研究が進 められ磁場に平行方向の波数を制御したり、アンテナの ファラデーシールドやセプタム形状の最適化によりシース 電圧効果の低減に務め、不純物発生を抑制した大電力加熱 が実施できるようになり、ICRF 加熱で高閉じ込めモード である H-mode を達成している.特に不純物発生の低減に はアンテナとプラズマ間の結合を考慮したアンテナの3次 元構造を計算モデルに取り入れることにより、精度の高い アンテナ周辺部の電磁界解析と併せて、シース効果低減に よる最適化が効果的に働いている.

ICRF 加熱研究が進み,上に述べたように複数のイオン 種を用いることで強い減衰を示す研究が進められている が,最近では3種のイオンを用いた少数イオン加熱が高密 度プラズマ中でも効果的な高エネルギー粒子に生成につな がるとして検討されるようになってきた.特にドイツの マックスプランクプラズマ物理研究所にあるW7-Xでは 3種イオンを用いた高密度プラズマ中での高エネルギー粒 子研究にICRF 加熱の適用準備が進められている. イオンサイクロトロン加熱はイオンが磁場に垂直方向に

Chubu University, Kasugai, AICHI 487-8501, Japan

corresponding author's e-mail: mutoh@isc.chubu.ac.jp

加速され高エネルギーイオン粒子が発生することから,特 に大型トカマク装置で成功裏に大電力実験が行われてき た.しかしながらヘリカル磁場配位でも ICRF 加熱研究は 進められてきており,歴史的には古くから米国・ロシア・ 日本において研究され,集大成として日本の核融合科学研 究所にある大型ヘリカル装置 LHD において大電力長時間 加熱研究が精力的に進められた.LHDでの定常加熱実験で はヘリカル系における ICRF 加熱の有効性が実証されたの は本小特集に報告が有る通りである.LHDのようなヘリオ トロン磁場配位ではアンテナ位置をダイバータ領域から避 ける必要性から,トカマク磁場配位と異なり,波動励起は 強磁場側から速波が励起された.実験的にLHD 固有のダ イバータや SOL 効果により不純物シールドが効果的に働 き,1MW を超える加熱電力での1時間近い長時間放電に 成功した.

この小特集では波動伝搬の基礎として周波数や熱速度効 果による遅波・速波の性質,ブランチ同士のモード変化な どが紹介され,波動物理全体の俯瞰的な説明が行われた.

読者のこの領域の知識の整理ができたと思われる.この 周波数帯の電流駆動研究として強磁場のトカマク装置など での大電力加熱・電流駆動研究が進められていたが,同時 に低磁場の高ベータトカマクにおいても高誘電率プラズマ への加熱・電流駆動として研究が進められている.TST-2 での最新の実験が示すように電流駆動や波動・粒子相互作 用によって生じるパラメトリック崩壊などの波動物理研究 が進められている.高瀬先生の解説記事からわかるように 高ベータ実験での MHz 帯の電磁波を用いた研究から,将 来のトカマクでの電流駆動効率の向上をめざした研究が進 められ,低域混成波によるセンターソレノイドを用いない トカマク(特に球状トカマク)運転の確立による核融合炉 の小型化・高効率化が進んでいる.

ヘリカル型LHD装置においても大電力ICRF加熱が実施 され、主としてヘリウムを用いた少数イオン加熱実験が進 められてきた.3次元磁場配位による少数イオンを用いた 加熱の最適化が実験および理論の両面から検証が進めら れ、ヘリカルプラズマで危惧されてきた高エネルギーイオ ンの損失が深刻にならないことが実験と理論解析から示さ れている.また波動の理論シミュレーションによる減衰分 布も計算され始めた.今後の3次元磁場配位効果による ICRF 加熱究に役立つと思われる.

立体磁気軸を有する Heliotron J 装置において、3 次元磁 場配位と高エネルギー粒子の閉じ込め研究を実施するため に ICRF 加熱が用いられ、高バンピネスの配位において粒 子シミュレーションとよく一致するイオンの速度分布が得 られている。今後、高ベータプラズマが実現されればより 興味深い高エネルギー粒子閉じ込め実験が可能となると期 待されている。

プラズマの MHz 帯電磁波加熱の解析では、プラズマの サイズに対して波長が長くなるため、波動方程式を直接解 くコード開発が必要である.日本の TASK-WM や米国の AORSA-3D 等の波動加熱シミュレーションコードの開発 が精力的になされ、トカマク装置や非軸対称磁場配位を持 つヘリオトロン配位への適用が進められている.トカマク 型プラズマではプラズマ中の波動の電場・吸収分布が正確 に評価できるようになり、ITER プラズマでの解析が進め られている.トカマクでは磁場のトロイダル対象性により 高い計算精度を保持できると考えられるが、ヘリカルでは 磁場のトロイダル異方性による波数評価に曖昧さや計算誤 差が発生し計算の精度を保持することが厳しい.しかし今 後の LHD よりも大型の装置となれば励起領域とトロイダ ル磁場の変化率を小さくすることが可能となり精度改善が 期待できる.

将来のICRF 加熱では波動励起用アンテナの近接性問題 を解決する必要があり、トカマクを含めどのようなタイプ の装置でも導波管を用いた電磁波励起が必須と考えられ る.案の一つとしてブランケットの間から波動を励起する ことによりこの問題を克服することが検討されており、こ の方式が実現されれば核融合炉でのICRF 加熱の実現性が 高まると考えている.多くの利点があるICRF 加熱が将来 の大型装置での加熱方法として有効に使われることを期待 したい.

本小特集を通して多くの読者に MHz 帯の電磁波の波動 加熱研究の理解が進むことを期待する. 小特集執筆者紹介



# かさ はら ひろ し

自然科学研究機構 核融合科学研究所 大型 ヘリカル研究部 プラズマ加熱物理研究系准 教授. 科学博士 (東京大学). 東京大学では 球場トカマク装置を用いた高次高調速波加

熱研究、核融合科学研究所では大型ヘリカル装置を用いて少 数イオン加熱, 高調波加熱研究に従事. 100 MHz 以下の周波数 の電磁波を中心に電磁波を用いた波動研究一筋.研究では電 磁波に振り回され、家庭では子どもに振り回される今日この 頃.



#### サ ゆう いち 高瀬雄一

東京大学 大学院新領域創成科学研究科 教 授, 理学博士 (MIT). MIT では Alcator C およびC-ModトカマクでRF加熱・電流駆動, プラズマ高性能化研究を19年間行った.東京

大学ではTST-2球状トカマクで20 MHzから8 GHzまでの様々 な波を用い,トカマクプラズマ生成,プラズマ電流立ち上げ等 の研究を24年間行ってきており、今年度末に定年退職予定.趣 味はスキューバダイビング、スノーボード、登山、テニス、空 手等.



# an t ひろ ゆき 岡田浩之

京都大学エネルギー理工学研究所准教授. 京 都大学博士 (エネルギー科学). 学生時代に原 子核工学教室の小型トカマク NOVA-II で研究 生活を開始し, 京都大学ヘリオトロン核融合

研究センターに就職後は Heliotron E 装置をはじめとして,主 にICRF加熱の実験研究およびそのシミュレーションを中心に 行ってきた. Heliotron J装置ではデータ処理システムの製作も 経験した. 今年の夏に研究の場を離れ, 現在リフレッシュ中で ある.

哲美 阒



#### 斎藤健二

自然科学研究機構 核融合科学研究所 ヘリカ ル研究部 プラズマ加熱物理研究系准教授. 2002年名古屋大学大学院工学研究科エネル ギー理工学専攻博士後期課程修了.工学博

士. 主に LHD において, ICRF 加熱機器開発や ICRF 加熱を用 いた長時間運転など, ICRF 加熱に関する研究を行っていま す. また、ICRF 周波数領域の波動計測にも興味がありま す.我が家は最近,韓国にハマっていて自分も韓国語の特訓中 です.



# かみ おしゅうじ 神尾修治

00

20

自然科学研究機構 核融合科学研究所 ヘリカ ル研究部プラズマ加熱物理研究系助 教. 2013年 東京大学 大学院新領域創成科学 研究科 博士 (科学). 主に大型ヘリカル装置 における ICRF 加熱物理,および中性粒子分析器を用いた高エ ネルギー粒子に関する物理の研究に従事.老眼始まりました.

りょう すけ 闗 良輔

自然科学研究機構核融合科学研究所ヘリカル研究部プラズマ 加熱物理研究系助教. 工学博士 (北海道大学大学院量子理工学 専攻). ヘリカル系における NBI や ICRF の加熱シミュレー ションや、高速イオンの閉じ込めや高速イオン由来の不安定 性のハイブリッドシミュレーションが主な研究テーマ. 食欲 旺盛な我が家の猫が,毎朝,頭突きで起こしてくるようになり ました. 起こす時間が日々早くなっているのが心配です.



# **辻 井 置 人**

東京大学新領域創成科学研究科講師. 2012年 アメリカ合衆国マサチューセッツ工科大学博 士課程修了. 同年ドイツマックス・プランク 研究所ポスドク研究員. 2013年東京大学新領

域創成科学研究科助教を経て2018年より現職.専門はイオン サイクロトロン周波数帯から低域混成波帯の波によるトカマ ク・ヘリカルプラズマの加熱・電流駆動解析とレーザー・マ イクロ波によるプラズマ計測.趣味はピアノを弾くこと.



#### 武 藤 敬

中部大学 工学部長・工学研究科長. 工学部 宇宙航空理工学科 教授. 工学博士 (京都大学) 京都大学ヘリオトロン核融合研究センターに てヘリカルプラズマの ICRF 加熱を研究した

後、自然科学研究機構 核融合科学研究所にて ICRF 加熱と定 常プラズマの保持実験に従事.現在は中部大学にて工学部の 進展と,宇宙航空理工学科の学生教育に苦闘している.趣味と して、ゴルフ、囲碁、スケッチなどを時々楽しんでいる.