



プロジェクトレビュー

Heliotron J 実験

Heliotron J Experiments

長崎百伸, 水内 亨, 岡田浩之, 南 貴司, 門 信一郎, 小林進二, 大島慎介, 岸本泰明¹⁾, 中村祐司¹⁾, 石澤明宏¹⁾, 四竈泰一²⁾, 木島 滋, 的池遼太¹⁾, 横山雅之^{3,4)}, 本島 巖^{3,4)}, 小林達哉^{3,4)}, 西野信博⁵⁾, 山本 聡⁶⁾, WEIR Gavin M.⁷⁾, ZANG Linge⁸⁾

京都大学エネルギー理工学研究所, ¹⁾京都大学エネルギー科学研究科, ²⁾京都大学工学研究科,

³⁾自然科学研究機構核融合科学研究所, ⁴⁾総合研究大学院大学, ⁵⁾広島大学工学研究科, ⁶⁾量子科学技術研究開発機構,

⁷⁾Max-Planck Institute for Plasma Physics, Germany, ⁸⁾Southwestern Institute of Physics, China

(原稿受付: 2020年5月18日)

先進ヘリカル磁場配位を有する磁場閉じ込め核融合実験装置 Heliotron J におけるプラズマ実験の目的とこれまでの実験成果について報告する。Heliotron J は準等磁場配位概念を取り入れた先進磁場配位「ヘリカル軸ヘリオトロン配位」を有しており、ヘリカル磁気軸の導入によって磁場スペクトラムの基本因子であるトロイディシティ、ヘリシティ、バンピネス（トロイダルミラー比）等の制御自由度を拡大し、ヘリカル磁場最適化における新しい領域の拡大とフレキシブルな実験を可能とした。プラズマ実験開始以来、加熱機器及び計測機器の整備を進め、これまでに、良好なエネルギー閉じ込め（ISS95 則の 1.5 - 2 倍）、H-mode の観測、高密度プラズマの生成・維持（電子密度 $n_e \sim 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ）、電子熱輸送障壁（中心電子温度 $T_e(0) \sim 3 \text{ keV}$ ）、高エネルギー粒子の生成・閉じ込め、高エネルギー粒子励起 MHD 不安定性の抑制など、ヘリカル軸ヘリオトロン配位の持つ核融合プラズマ閉じ込め装置として性能が実証されている。また、ブートストラップ電流、電子サイクロトロン（EC）電流、トロイダル回転、高エネルギー粒子の閉じ込めなどの物理量の磁場配位依存性が新古典理論の予測と一致することを明らかにした。異常輸送によって支配されている巨視的エネルギー閉じ込め、長距離相関、周辺プラズマなども磁場配位に依存することを見出し、乱流輸送と関連する結果が得られている。

Keywords:

Heliotron J, helical device, configuration optimization, quasi-omnigenity

1. はじめに

Heliotron J 装置は、京都大学エネルギー理工学研究所附属エネルギー複合機構研究センターで稼動している中型の先進ヘリカル系プラズマ実験装置（主半径 $R = 1.2 \text{ m}$ 、平均小半径 $a = 0.1 - 0.2 \text{ m}$ 、中心磁場 $B < 1.5 \text{ T}$ ）である。 $L/M = 1/4$ 連続巻ヘリカルコイル（ L は極数、 M はピッチ数）を持つ低磁気シア立体磁気軸装置である同装置は、連続巻ヘリカルコイルによる無電流ヘリカル軸ヘリオトロン配位の基本概念を検証するとともに、実機実験を通じた同配位最適化へ向けた概念開発を展開することを目的としている[1, 2]。同装置を主実験装置とした Heliotron J 研究プロジェクトは、特色ある実験的研究を通じて、(1) major disruption の心配が無く、かつ定常運転が可能なコンパクト・高ベータ核融合炉の物理工学設計および R&D 活動へつながる学術研究の場を提供し、(2) 国際拠点形成／双方向型共同研究等、国内外の研究者との共同研究を基盤とする開かれた機動性のある実験研究を展開することにより、(3) トーラスプラズマ閉じ込めに関する磁場方式の違いを超えた、複合・複雑系／自律系プラズマの基礎的挙動の解明、さらには、普遍的な物理的理解を深めることに資

することを目標としている。加えて、大学の研究機関として、国際熱核融合実験炉 ITER 計画等の大型共同研究計画に対し、これを主導する現場の研究者や学生の人材養成に貢献することも、本研究プロジェクトの重要な要素となっている。

Heliotron J 装置の磁場配位は、従来の古典的ヘリオトロンでは困難であった良好な粒子閉じ込めと MHD 安定性の共存を、磁場コイルの単純性に優れた連続巻きヘリカルコイルを用いて実現する新たな磁場配位として提案された無電流ヘリカル軸ヘリオトロン配位である[3, 4]。同配位は W7-X 装置で採用されている準等磁場 (quasi-isodynamicity) の考え方[5]に基づく無衝突ドリフト軌道の最適化を図るため、トーラス磁場配位の主フリーエ成分であるトロイディシティ (toroidicity)、ヘリシティ (helicity) に次ぐ新たな配位制御成分としてトロイダル磁場リップル成分であるバンピネス (bumpiness) の積極的な導入が図られ、同時に、MHD 安定性の確保と高ベータ高閉じ込めの実現へ向け、従来のヘリオトロン磁場配位が高磁気シア配位であったことに対し、低磁気シアであるが、閉じ込め領域全域にわたる磁気井戸形成を可能としている。(2-3章参照)

Institute of Advanced Energy Kyoto University, Uji, KYOTO 611-0011, Japan

corresponding author's e-mail: nagasaki.kazunobu.4x@kyoto-u.ac.jp

Heliotron Jでは、上記(1), (3)のプロジェクト目標に対し、(a)磁場配位パラメータ制御の観点から、H-modeを始めとする種々の改善閉じ込め状態に対する予測性能の向上、(b)ダイバータ配位を有する非誘導低プラズマ電流運転領域における良好な粒子閉じ込めとMHD平衡安定性の両立、(c)ヘリカル軸ヘリオトロン磁場配位の特徴を活かした、輸送制御と非誘導駆動電流制御技術開発等をめざした実験研究を展開している。初期のHeliotron J実験研究では、プラズマの良好な粒子閉じ込め性能とMHD安定性を両立させるために重要な要素である回転変換ならびにバンピネス制御に特に着目した研究が実施され、その成果の概要は文献[6]に報告されている。その後、新たに局所プラズマ計測システムの整備・拡充も図られ、より詳細な分布データに基づく実験研究が展開されている。本稿では、これらの成果も含め、最近のHeliotron J実験の状況ならびに今後の展望について概説する。

Heliotron Jプロジェクトでは、プロジェクト開始当初から研究所のセンター共同研究等を活用した共同研究を広く展開してきた。特に、大学共同利用機関法人自然科学研究機構核融合科学研究所の共同研究制度である双方向型共同研究（核融合研究を進める大学附置研・センターの主装置を、大学共同利用機関である核融合科学研究所の共同利用設備と同等に見なし、全国の大学研究者の共同研究を受け容れる制度で、平成16年度から開始された。）に参画し、Heliotron J装置の持つ磁場配位制御性の特長を活かした、核融合科学研究所との間で双方向性のある共同研究を進めてきた。同共同研究体制は、新たな視点での研究展開はもとより、新たなプラズマ計測システムや新たなプラズマ制御手法の開発などにも大きく貢献している。さらに、平成23年度からは、エネルギー理工学研究所の共同利用・共同研究拠点「ゼロエミッションエネルギー研究」拠点としての活動が開始されたことにより、必ずしも双方向型共同研究の枠に馴染まない、広い視点でのプラズマ科学の基礎学術研究課題に関しての共同利用・共同研究の展開にも注力している。

一方、国際共同研究ネットワークにおいては、特徴ある重要研究拠点として、様々な国際共同研究の枠組みを活用した国際共同研究も展開している。中でも、米国HSX装置ならびに欧州TJ-II装置は、装置規模がHeliotron Jと同等でかつ異なる特徴を持つ磁場配位を有することから、特に密接な先進ヘリカル実験研究の国際的共同研究研究、装置間比較研究等が展開されている。また、Heliotron Jプロジェクト活動の成果により、日本学術振興会研究拠点形成事業「磁場の多様性が拓く超高温プラズマダイナミクスと構造形成の国際研究拠点形成 (PLADyS)」[7]の採択に至っている。

本稿の構成は以下の通りである。第2章でHeliotron Jの設計概念を概説し、第3章で加熱・電流駆動システムならびに計測システムも含めたHeliotron J装置の概要を記す。第4章で、これまでの実験成果を概説する。最後に第5章でまとめを行う。

2. Heliotron Jの磁場配位設計概念

本章では、Heliotron Jの磁場配位設計概念について概観する。Heliotron E実験（京都大学）で認識された、磁気井戸によるMHD安定性の向上という知見を活用して、良好な粒子閉じ込めとMHD安定性の両立をめざした磁場配位設計が行われた。従来のヘリオトロン配位における平面磁気軸の制約を解放して、立体磁気軸配位とすることで顕著に現れるバンピネス（トロイダルミラー比）が、無衝突粒子軌道の良好な閉じ込め、低衝突周波数領域での新古典拡散の低減やブートストラップ電流の低減（向きの反転を含む）に与える効果について系統的に調べられた。MHD安定性の観点では、プラズマ全領域での真空磁気井戸形成を指標とした検討が行われた。これら一連の研究展開によって、高い融通性を有する形で、Heliotron Jの磁場配位選択が行われた。

2.1 MHD安定性と粒子閉じ込めの両立性

日本独自の創案である高温プラズマ閉じ込め方式：ヘリオトロン方式は、京都大学における研究進展により、原理実証の位置づけとしてのHeliotron E実験へと至った。Heliotron E実験は、トカマク方式と異なる無電流プラズマの生成・維持及び加熱、壁調整、ペレット入射実験などにおいて、世界的にも特色ある先駆的な役割を果たした[8]。しかし、それらの実験成果を詳細に検討すると、改善すべき点もあり、その中でも重要な課題として、「MHD安定性と良好な粒子閉じ込めの両立」が認識された。

$L=2$ (L はヘリカルコイルの極数)の平面磁気軸配位であるHeliotron Eの磁場配位は、小半径のほぼ2乗に比例して増大する回転変換と、周辺部に向けて増大する磁気シア、大きなヘリカルリップルを特徴としており、MHD安定性の確保を磁気井戸に依存していた。良好な粒子閉じ込めを保ちつつ、MHD安定性を向上させるには、磁気井戸というノブを活用することが検討された。実際、Heliotron E実験において、トロイダル磁場の補助的印加（～ヘリカル磁場の約5%）によってプラズマコア部で浅い磁気井戸を形成した結果、MHD安定性の向上が検証された[9]。 $L=2$ 平面磁気軸ヘリオトロン配位で、コア部だけでなく、プラズマ全領域にわたって磁気井戸を形成することは理論的にも容易ではない。そこで、平面磁気軸の制約を解放することで、MHD安定性と良好な粒子閉じ込めの両立を実現する先進的磁場配位を探究するという設計思想がHeliotron Jの磁場配位に結実している。

Heliotron J実験や理論・シミュレーション研究の発展については、第4章に詳細にまとめられているので、本章では、設計段階で行われた物理検討結果[3, 10, 11]をレビューすることとする。ただし、設計段階での磁場配位に対する解析結果（フィラメントモデルのコイル、ポロイダルコイル位置の検討過程など）であるため、必ずしも、現状の実験での磁場配位と同一でないこと、また、図などで示す結果が必ずしも同一の配位に対するものではないことを注記しておく。

2.2 無電流MHD平衡と安定性の評価

MHD平衡解析には、VMECコード[12]を用いた。真空

磁場配位では、回転変換は径方向にほぼ一定で磁気シアが小さく、プラズマ全領域で磁気井戸が形成されている。ベータ値を上げていくにしたがって周辺部の回転変換が低下（磁気シアが増大）し、さらに、シャフラノフシフトによって磁気井戸が深くなることが確認された。シャフラノフシフト量から、教科書的に（シャフラノフシフトがプラズマ小半径の半分程度）MHD 平衡限界を評価すると、体積平均ベータ値として4%を超える結果が得られた。

MHD 平衡が求まると、局所理想交換型不安定性に対する判定条件である理想メルシエ条件 ($D_M > 0$ で安定) を計算することが可能である。有限ベータでの磁気シアやシャフラノフシフトによる磁気井戸の深化によって、平衡ベータ限界までは $D_M > 0$ を満たしており、少なくとも平衡ベータ限界値までは理想交換型不安定性に対して安定であると考えられる。

さらに、バルーニングモードの局所安定性解析も行われた[11]。その結果、メルシエモードに対して十分安定であるにも関わらず、低ベータ状態でもバルーニング不安定になり得ることがわかった。Heliotron Jでは、バンピネス磁場成分がヘリカル磁場成分と同程度のオーダーの大きさであるため、局所バルーニングモードが強い α （磁気面上での磁力線のラベル）依存性を示す特徴がある。ただし、このように巨視的モードの不安定固有値が、トロイダル、ポロイダル方向に強く局在する場合には、有限ラーマー半径効果による安定化効果が重要となるため、運動論効果も含めた解析が必要であることが指摘されている。

2.3 粒子閉じ込めと新古典輸送に対するバンピー磁場成分の役割

良好な粒子閉じ込めと新古典輸送に関する最適化に向けた磁場配位探究の過程で、特に、バンピネス磁場成分の役割に着目した解析的検討、解析コードを用いた数値的な検討が精力的に行われた。

磁場強度 B は

$$B = \sum_{mn} B_{mn}(r) \cos(m\theta_B - n\phi) \quad (1)$$

と表され、ここで、 $\theta_B(\xi_B)$ はそれぞれ、Boozer 座標系におけるポロイダル（トロイダル）角、 r は径方向座標である。

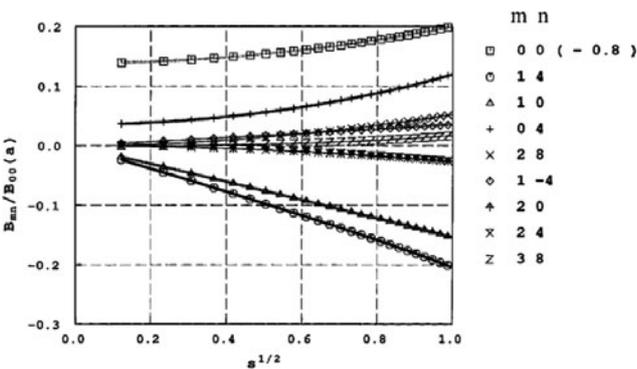


図1 Heliotron Jの真空磁場配位（設計過程）のBoozer座標における磁場スペクトルの径方向分布。ここで、 $m(n)$ はポロイダル（トロイダル）モード数である（[3]のFig. 2を編集）。

図1に、真空磁場配位における主要な磁場成分を示す。ここで、横軸 $s^{1/2}$ の s は規格化されたトロイダル磁束を表している。 $(m, n) = (0, 0)$ の一樣磁場成分の線は、0.8を引いた値を表しており、その他の成分は全て、最外殻磁気面での一樣磁場成分の値 $B_{00}(a)$ で規格化されている。

プラズマ粒子が磁場構造の詳細を感じる低衝突周波数領域（ヘリカル捕捉粒子の実効衝突周波数とその往復周波数よりも小さい領域）での新古典拡散を考える。磁場のトロイディシティ $B_{10}/B_{00} (= \epsilon_t)$ 、ヘリシティ $B_{14}/B_{00} (= \epsilon_h)$ の他に、バンピネス $B_{04}/B_{00} (= \epsilon_b)$ が特徴的であり、磁場のヘリシティのサイドバンドまで取り入れることができる解析手法[13]を適用した。このモデルを用いて、 $1/\nu$ 領域（ここで ν は衝突周波数）での粒子拡散フラックスの等高線を $(\epsilon_t/\epsilon_h, \epsilon_b/\epsilon_h)$ 平面上で描いたものが図2である[14]。規格化された粒子拡散フラックスがそれぞれの等高線に記載されている。 $(\epsilon_t/\epsilon_h, \epsilon_b/\epsilon_h) = (0, 0)$ はHSXのようなヘリカル対称磁場配位に相当し、ここでは、その対称性によって $1/\nu$ 領域における粒子フラックスは現れない（ゼロである）。参考のために、Wendelstein 7-X (W7-X) に対応する領域も示してある。W7-Xでは、アスペクト比を11と大きくすることで実効的にトロイダル磁場成分を下げていること、および磁場の対称性を破りながらも $\epsilon_t, \epsilon_h, \epsilon_b$ の適切な組み合わせにより、 $1/\nu$ 拡散を抑制している。この図から、磁場のトロイディシティの減少のみならず、バンピー成分をヘリシティと逆符号にすることによっても $1/\nu$ 拡散フラックスを低減できることがわかる。物理的には、捕捉粒子の多くを、磁場強度の変化が小さくなる、磁気軸がほぼ直線的になる領域に局在化させる（準等磁場概念）ことに相当する。これが、Heliotron J 磁場配位の磁場成分の組み合わせの根拠となっている。図2に Heliotron J 実験で主に用いられている配位（真空磁場）の範囲を示す。Heliotron J はアスペクト比が6程度とW7-Xに比べて小さいため、トロイダル磁場成分の低減には成功していないが、バンピー磁場成分を広い範囲でスキャンすることが可

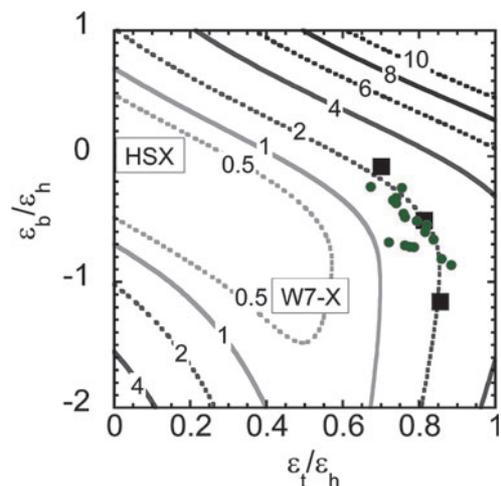


図2 $1/\nu$ 領域での粒子拡散フラックスの $(B_{10}/B_{14}, B_{04}/B_{14})$ 平面における等高線図。これまでの Heliotron J 実験で用いられた配位（真空磁場）の範囲を丸および四角で示す（[14]のFig. 2を編集）。

能で、バンピー磁場に対する新古典輸送の応答を調べることが可能である。また、範囲はバンピー磁場と比べて狭いが、コイルの四重極成分を制御することで、トロイダル磁場成分も変えることができる。

無衝突粒子の閉じ込め評価については、Boozer座標系における案内中心ドリフト方程式[15]を用いた。磁気軸上での平均磁場強度 1 T の場合に、 $s^{1/2} = 0.5$ の磁気面上で空間的に一様分布させ、また、速度空間でピッチ角を一様に分布させた 1 keV の水素イオンを出発させて、1 ms、あるいは、最外殻磁気面を横切るまで追跡した場合の粒子損失割合の時間発展を図 3 に示す。ここで、 R_{TF} は、2 種類のトロイダルコイルの電流比 I_{TA}/I_{TB} であり、Heliotron J のいわゆる「標準配位」は、 $R_{TF} = 2.5$ (通称、「5 : 2 配位」と呼ばれる) である。 $R_{TF} = 2.5$ では、 $R_{TF} = 1.0$ の場合に比べて、損失が始まる時刻が遅くなっている。これは、 $R_{TF} = 2.5$ では、径方向ドリフトが低減されていることを示している。また、粒子閉じ込めに対する径電場の効果を調べるために、プラズマ小半径に放物型依存する静電ポテンシャル (中心値 Φ_0) を仮定した場合の結果も併せて示されている。水素イオンの運動エネルギーの半分に相当する静電ポテンシャルによって、粒子の損失率がほぼゼロへと大幅に減少する。有限ベータ平衡では、一様磁場成分の径方向変化の増大 (磁気井戸の深化に付随) によるポロイダルドリフトの促進[16]で、径電場を仮定しない場合でも、真空の場合に比べて損失率が減少する傾向も示されている。さらに高エネルギーの粒子を考えた場合、閉じ込めに対する径電場の効果は相対的に小さくなる。そこで、径電場に頼らず、磁場構造そのものによる閉じ込めの改善が必要となるが、その観点で、ポロイダルドリフト (ポロイダル角依存性を持たない一様磁場やバンピー磁場成分の径方向微分) の促進は有効な手段であり、Heliotron J の磁場配位を含んだ体系的な検討も行われた[4]。

新古典輸送に関する数値的評価には、ドリフト運動論に基づく DKES コード[17]を用いた。図 4 は、 $s^{1/2} = 0.5$ の磁気面における新古典粒子輸送係数を実効衝突周波数に対してプロットしたものである。ここで、径電場は無視できるほど小さいと仮定されている。粒子拡散係数は等価なトカマクのプラトー領域の値で規格化されている。等価なトカ

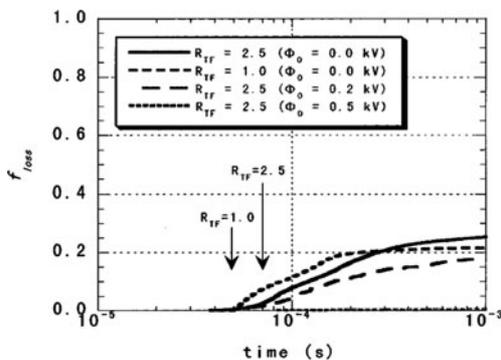


図 3 トロイダルコイルの電流比 (R_{TF}) と中心部ポテンシャルの値 (Φ_0) を変えた場合の粒子損失割合 (f_{loss}) の時間発展の比較。1 keV の水素イオンを中心磁場強度 1 T の配位において追跡した結果である ([3] の Fig. 3 を引用)。

マクとは、検討している配位と同じ回転変換、アスペクト比、磁場強度を有するトカマクを意味する。図 4 の「full」が、磁場スペクトル 400 成分超を用いた計算結果を示している。この場合、プラトー領域の粒子拡散係数は等価なトカマクのそれに近いレベル (2 倍程度以内) にまで減少している。バンピー磁場成分の役割を理解するために、参考として、磁場スペクトルの中でバンピー磁場成分のみを 0 とした場合の結果を、 $B_{0,4} = 0$ の線で示している。この場合、特に低衝突周波数領域で粒子拡散係数が約 2 ~ 3 倍に増加している。この結果は、先に述べた、バンピー磁場成分をヘリシティと逆符号にすることの重要性を改めて示している。

ブートストラップ電流の評価も DKES コードを用いて行われた。ブートストラップ電流は、低次の有理面を避けるために注意深く選ばれた回転変換の値を変化させる可能性があるため、特に低磁気シアの磁場配位では危険である。W7-X では、ヘリシティ、トロイディシティ、バンピネスの適切な組み合わせにより、新古典拡散の低減と同時に、広い衝突周波数領域においてブートストラップ電流を低減させるという思想で、磁場配位設計が行われた[18]。図 5 に、 $s^{1/2} = 0.5$ の磁気面におけるブートストラップ電流の係数 (a.u.) が実効衝突周波数の関数として示されている。負の係数はトカマク (軸対称) のブートストラップ電流と同じ向き、また、正の係数はヘリカル対称配位のそれと同じ向きのブートストラップ電流を意味している。図 4 と同様に、磁場スペクトルを「full」に用いた場合と、バンピー成分のみ 0 とした場合の結果が示されている。この比較から、ヘリカル軸ヘリオトロン配位において、ブートストラップ電流の消去も含めた、バンピネスの調整によるブートストラップ電流の広範囲の調整の可能性が示唆される。設計段階で予測された、バンピネスによるブートストラップ電流の大きさや向きに対する効果は、Heliotron J 実験において検証された[19]。

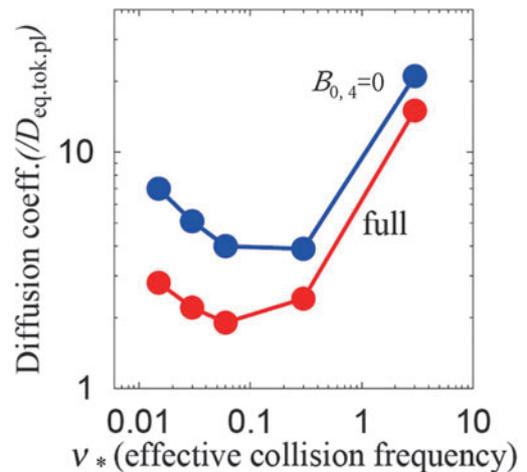


図 4 Heliotron J の真空磁場配位 (設計過程) の $s^{1/2} = 0.5$ の磁気面における新古典粒子輸送係数 (等価なトカマクのプラトー領域の値で規格化) の実効衝突周波数依存性。「full」は磁場スペクトルを 400 超成分用いた結果で、「 $B_{0,4} = 0$ 」は、そのうちバンピー磁場成分のみを 0 とした場合の結果である ([10] の Fig.3.12 を引用)。

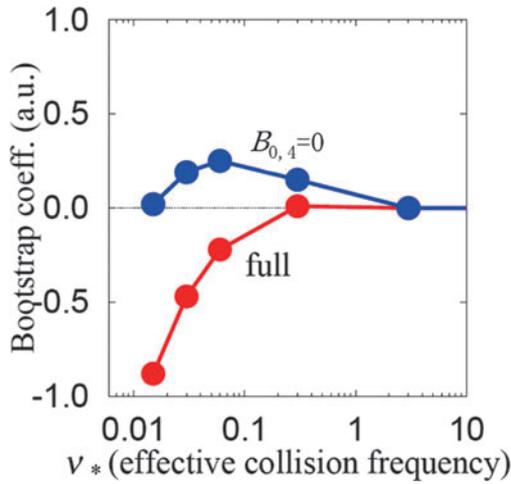


図5 Heliotron Jの真空磁場配位(設計過程)の $s^{1/2} = 0.5$ の磁気面におけるブートストラップ電流の実効衝突周波数依存性。「full」は磁場スペクトルを400超成分用いた結果で、「 $B_{0,4}=0$ 」は、そのうちバンビネスのみをゼロとした場合の結果である([2.3]のFig.3.13を引用)。

これら一連の研究展開によって、 $L=1$ 連続ヘリカルコイル、2組のトロイダルコイル、3組のポロイダルコイルから成るコイル系での高い融通性(磁場配位可変性)を担保しつつ、Heliotron Jの磁場配位選択が行われた。

3. 装置概要

3.1 Heliotron J 装置本体

Heliotron J 装置は、京都大学で創案された連続巻きヘリカルコイルを用いるユニークな磁場配位、ヘリカル軸ヘリオトロン配位[3]の概念開発装置として設計・建設された装置で、同先進磁場配位を実現する世界初の装置である。核融合科学研究所の大型ヘリカル装置(LHD)が順調に立ち上がり、その使命を無事終了したHeliotron E装置の諸設備を活用することを前提として建設された。Heliotron J 装置を用いた実験研究の重要かつ基本的な課題としては、(1)ヘリカル軸ヘリオトロン配位の実験的最適化(概念開発)を図ること、(2)同配位における無電流プラズマ生成・閉じ込め特性の理解を深め、トーラス系装置によるプラズマの磁場閉じ込めへの理解を深化させること、並びに(3)同磁場配位に適したダイバータ関連物理・制御技術の基礎研究・開発を行うことが挙げられている[20-24]。Heliotron J 装置の主要パラメータを表1に示す。トーラス主半径は1.2 mであり、プラズマ副半径は、磁場配位により0.1 m から0.2 m 程度にまで変化させることができる。

Heliotron J 装置の磁場コイルシステムは、図6に示され

表1 Heliotron J 装置パラメータ。

プラズマ主半径, R	1.2 m
平均プラズマ小半径, $\langle a_p \rangle$	0.1 - 0.2 m
真空容器内側表面積	$\sim 15 \text{ m}^2$
磁場強度, B (磁気軸)	$\geq 1.5 \text{ T}$
真空回転変換, $\nu/2\pi$	0.3 - 0.8 with low magnetic shear
磁気井戸の深さ	1.5 % at the plasma edge
磁場フラットトップ時間	0.5 s

るように、 $L=1/M=4$ (L は極数, M はピッチ数)の連続巻きヘリカルコイル(HFC), 強弱2種類のトロイダルコイル(TFC-A, TFC-B), 及び3組のポロイダルコイル(VFC (図6では省略), IVFC, AVFC) から構成される。連続巻きHFCは強い変調 ($\theta = \pi + M/L\varphi - \alpha \sin(M/L \times \varphi)$, $\alpha = -0.4$) を持って巻かれており、トーラス上から見ると四角形のプラズマ閉じ込め領域を形成している。2種類のTFCにより、四角形の四隅の磁場強度を直線部より強くすることにより直線部に形成される局所準等磁場領域にピッチ角の大きな粒子を閉じ込めることを狙っている。HFC/VFC, AVFC, IVFC並びにTFC-A, TFC-Bにそれぞれ独立制御可能な電源を用意することで、広範囲な磁場配位制御が可能である。各コイルは常電導素材を使用しており、Heliotron E 装置で使用していた電源システムを活用して、磁場フラットトップ維持時間最長0.5秒, 最大磁場強度1.5 T (磁気軸上)の閉じ込め磁場を間歇的(強磁場運転では8-10分間隔)に励磁することが可能である。図7に

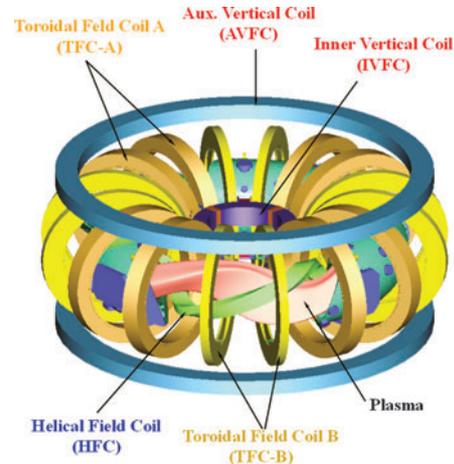


図6 Heliotron J 装置概要図。

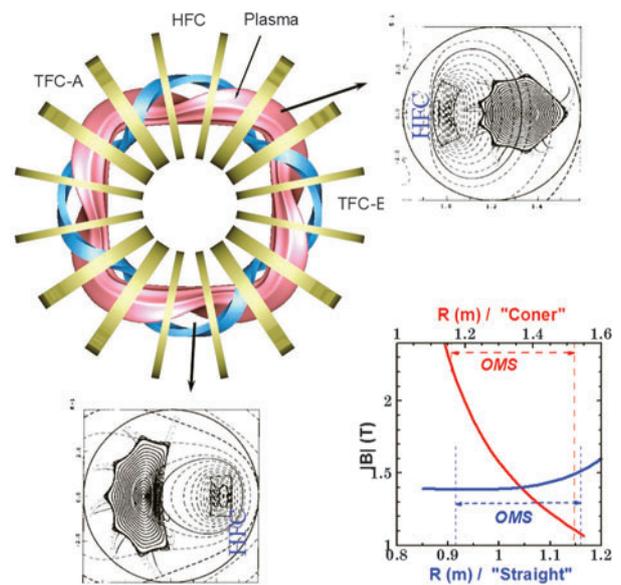


図7 Heliotron Jの上から見たコイルシステム(左上図), 標準配位での磁気面(左下図が直前部, 右上図がコーナー部), 磁場強度 $|B|$ の径方向分布(右下図)。

Heliotron J の上から見たコイルシステム、標準配位での磁気面、磁場強度|B|の径方向分布を示す。磁気面形状はトロイダル角によって変わるとともに、磁場等高線もコーナー部でトカマクで見られるような分布、直線部でサドルのような分布となる。

Heliotron J 装置の真空容器は、その外側がHFCの巻き枠を兼ねており、NC加工で容器形状を削り出すことにより高精度のヘリカル・コイル巻き線を実現している。真空容器には、コイルシステムとの干渉を避けた位置に、できるだけ多数の観測ポートを設けている。図8に建設当初のポート配置を示すが、実験の進展に伴い、計測面での要求を満たすべく、若干のポート増設が行われている。真空容器断面形状は、HFCや磁気面形状により、トロイダル方向に依存する非円形断面となっている。

本装置は、各種コイルを組み合わせるにより広い範囲でその磁場配位制御が可能であることが特徴の一つであるが、ヘリカル軸ヘリオトロン配位の基本的な特徴、すなわちトーラス直線部における局所準等磁場形成による良好な粒子閉じ込めと磁気井戸の両立性が良く現れる磁場配位自体は、IVFCやAVFCなどの補助コイルを用いることなく実現可能であり、これに補助コイル系の磁場を組み合わせることにより、細かな磁場配位制御を可能としている。しかしながら、高温プラズマ閉じ込め実験装置としてある程度の最外殻磁気面と真空容器内壁との距離を確保することが必要であり、補助コイル系による磁場を追加することにより最外殻磁気面の大きさを若干縮小し、基本配位の持つ特徴をほぼ維持したまま最外殻磁気面と放電管内壁との距離を拡げた配位を Heliotron J 装置における「標準配位 (STD 配位)」としている。真空磁場の回転変換や磁気井戸深さは磁場配位により可変であるが、Heliotron J 装置の標準磁場配位ではそれぞれ 0.56 及び 1.5% (最外殻磁気面) である (図9参照)。

次節で紹介する各種加熱システムにより、これまでに Heliotron J 装置で達成されたプラズマパラメータを表2に示す。トカマクのようなグリーンワールド限界はなく、 10^{20} m^{-3} 台のプラズマを生成・維持するとともに、電子熱

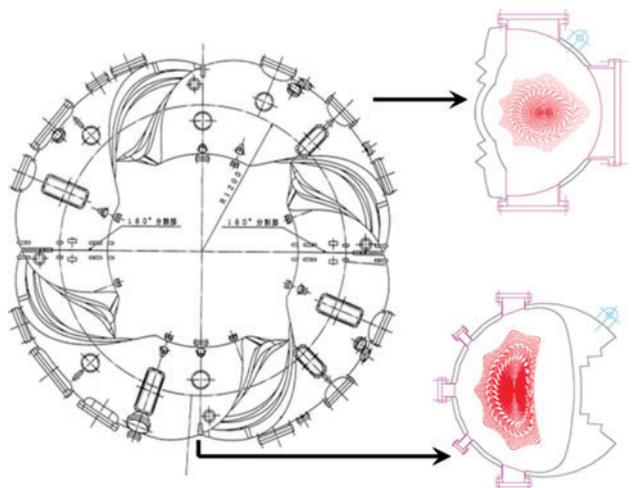


図8 上から見た Heliotron J 真空容器 (左図)、コーナー部 (右上図) と直線部 (右下図) での磁気面。

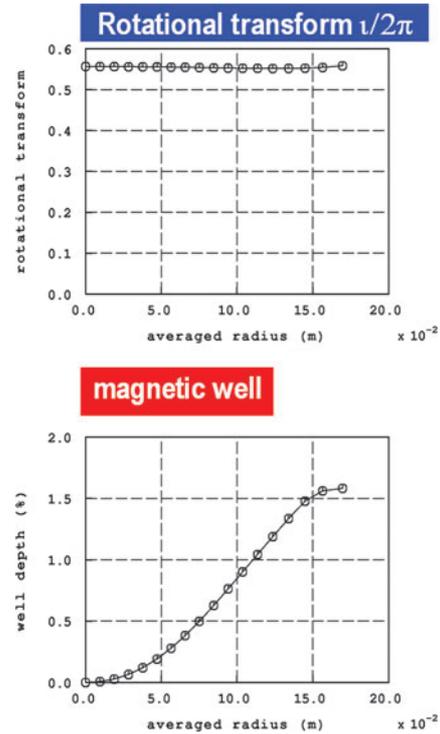


図9 Heliotron J 標準配位での回転変換 (上図) と磁気井戸 (下図) の径方向分布。

表2 Heliotron J 実験で得られたプラズマパラメータ。

線平均電子温度	$\bar{n}_e < 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$
電子温度	$T_e(0) < 3 \text{ keV}$
イオン温度 (バルクイオン)	$T_i(0) < 0.4 \text{ keV}$

輸送障壁の形成により、中心電子温度 $T_e(0) = 3 \text{ keV}$ を達成している。

3.2 加熱・電流駆動システム

Heliotron J には加熱・電流駆動システムとして、電子サイクロトロン加熱・電流駆動 (ECH/ECCD) システム、イオンサイクロトロン加熱 (ICRF) システム、中性粒子ビーム入射 (NBI) システムの3つがある。以下にそれぞれのシステムの概略を記述する。

3.2.1 電子サイクロトロン加熱・電流駆動 (ECH/ECCD)

Heliotron J での通常のプラズマ実験では、70 GHz 第2高調波 X-mode ECH/ECCD を用いてプラズマの生成・加熱

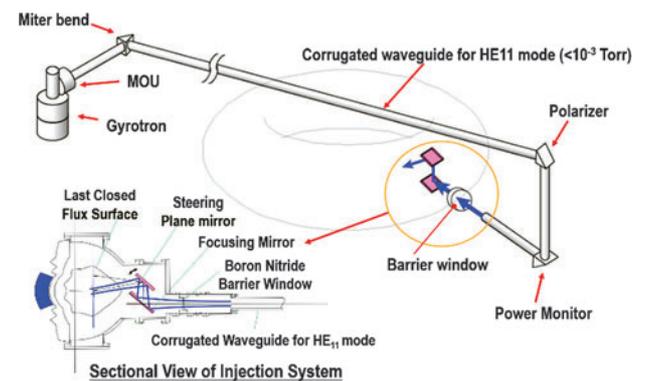


図10 70 GHz ECH/ECCD システム概要図 ([26] の Fig. 1 を編集)。

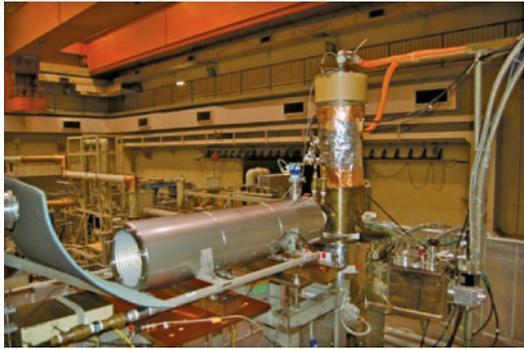


図11 70 GHz 500 kW ジャイロトロン.

が行われている[25]. カットオフ密度は $3.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ である. 図10に70 GHz ECH/ECCD システムの概要を示す. GYCOM 社製ジャイロトロン (図11) は最大出力500 kWであり, パルス幅は0.2 secである. マッチング光学ユニット (MOU) によって純度の高いガウスビームに整形された後, 約20 mのオーバーサイズ導波管, マイターベン, パワーモニター, 偏波器, 導波管切替器で構成される伝送系によって Heliotron J 本体へと伝送された後, 固定集束ミラーと可動平板ミラーで構成される入射システムによって Heliotron J 本体へ入射される. 計測したオーバーサイズ導波管の伝送効率は約90%であり, 理論予測と良い一致を示した[26]. ECCD を行う際に重要となる平行屈折率は-0.05から0.6の範囲で設定が可能であり, また, 磁気軸・非磁気軸入射を行える. ビームウェスト ($1/e^2$ パワー) は磁気軸で3 cmであり, プラズマ小半径 (標準配位で17 cm) よりも十分に小さい値となっており, 局所加熱を行うことができる. 非集束ビームをトラス上側から入射した時期もあるが, 2018年よりトラス外側から集束ガウスビームを入射している. MOU でのパワー損失等があり, Heliotron J 装置への入射パワーは最大380 kWである.

3.2.2 イオンサイクロトロン周波数帯 (ICRF) 加熱 ICRF 発振器システム

ICRF 加熱装置は発振器, 整合回路とアンテナからなる. 発振器は2基あり, 最大発振パワーは1.5 MW, パルス幅は0.2秒である. ICRF システムは図12に示すとおりである. 初段は信号発生器で1 V程度の正弦波を供給する. 次段はトランジスタアンプであり, その後3段は真空管アンプによる増幅である. 表3にアンプの諸元を示す. 真空管アンプはグリッド接地型である. 主増幅器は Thomson-CSF 製であり, 分布定数キャビティを有する. 発振周波数は17.8 MHzから53.4 MHzである (第1系統は26.7 MHzまで). プリアンプとドライバアンプは真空バリコンとレッヘル線を用いたLC共振回路を利用している. 両発振器に対する源発振器である信号発生器は1台で2チャンネルを備えており, 位相差を自由に設定できる. 高周波は特性抵抗 50Ω の152D同軸管を用いて伝送される. プラズマ負荷を含めたICRFアンテナのインピーダンスは通常 50Ω より小さいので, アンテナと発振器との間の整合を取るため, アンテナと発振器との間に整合回路が挿入されている. 2システムの内1つは固定スタブと直列, 並列コンデ

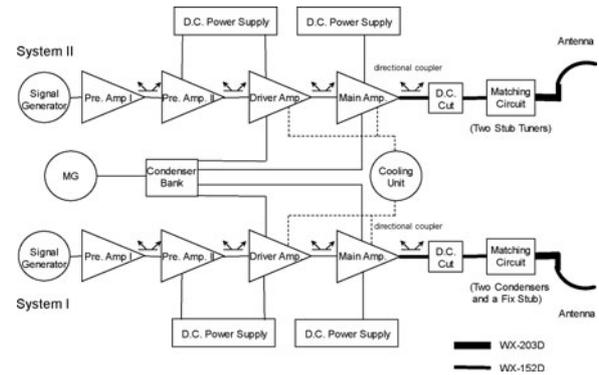


図12 ICRF 加熱装置の装置構成図.

表3 ICRF 加熱装置の各段のアンプ諸元.

	Signal Generator	Pre. Amp. I	Pre. Amp. II	Driver Amp.	Main Amp.
Vacuum Tube		(Transistor Amp. ENI3200L)	4CX5000A	4CW100000E	TH518
Cooling	Air	Air	Air	Water	Water
RF Input	—	0 dBm	200 W	4 kW	75 kW
RF Output	0 dBm	1.5 MW	200 W	4 kW	75 kW
Power Gain	—	53 dB	13 dB	12.7 dB	13 dB
Coaxial Line	RG-55/U	RG-8/U	RG-8/U	WX-77D	WX-152D

ンサーで構成され, もう1つは2スタブで構成されている. アンテナから整合回路までは高電圧の定在波がたつために, 203Dの同軸管で構成されている. すべての同軸管には放電破壊を抑制するため通常ゲージで1気圧の窒素を封入している.

アンテナ

Heliotron J 放電管内部に設置した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

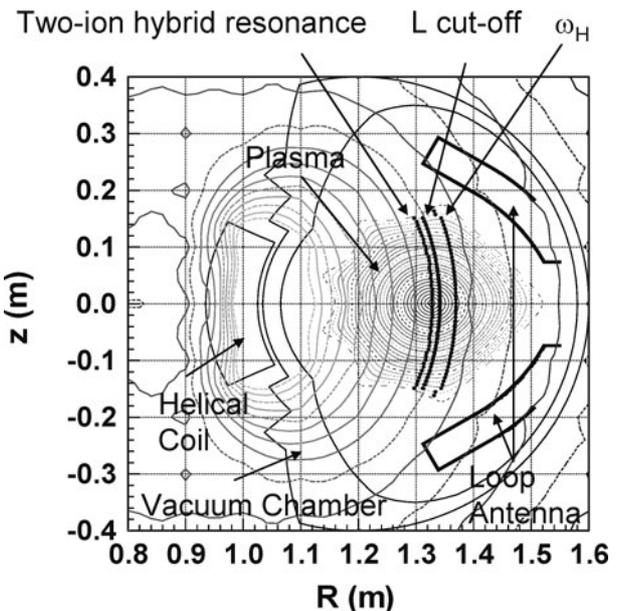


図13 Heliotron Jのコーナーセクションのポロイダル面に設置されたループアンテナとプラズマとの位置関係 ([27]の Fig. 3を引用).

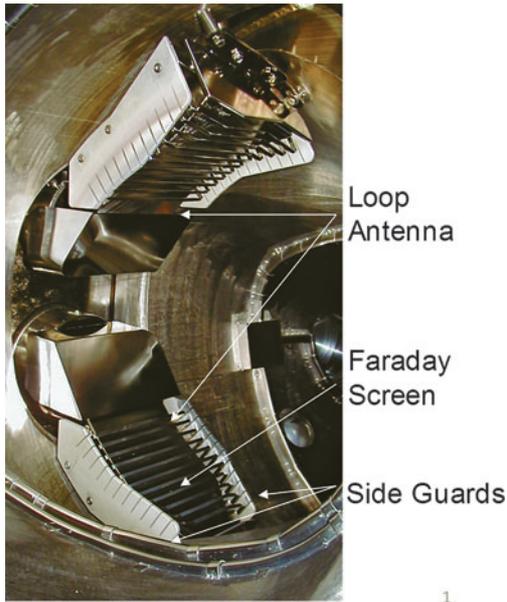


図14 放電管内に設置された2つのSUS製アンテナループ。両側にCグラファイトのサイドガード。

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13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。ループアンテナは中心導体、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、アンテナ両側にカーボングラファイトのサイドガードが設置されている。放電管内のアンテナの写真を図14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いる。図14では左側がトーラス外側に当たる。

3.2.3 中性粒子ビーム入射 (NBI)

中性粒子ビーム入射 (NBI) システムはプラズマの加熱のみならず、熱・高速粒子・運動量輸送の研究に用いられる。Heliotron Jでは2系等の接続NBI (BL1, BL2) が設置されている。この2系統のNBIビームラインは向かい合って設置されているため、駆動電流の方向として順電流・逆電流方向 (co・ctr) の同時入射が可能である[14]。

それぞれの系統のNBIは2台のバケット型正イオン源、中性化セル、NBI真空容器、ビームダンプ、カロリメータ、ドリフト管で構成される。イオン源は最大加速電圧30 kV、イオン源一台あたりの最大イオン電流は50 A、パルス幅は最大0.2秒である。イオン源ではタングステン製フィラメントを用いて熱電子を放出し、アーク電圧100 V、アーク電流600 A程度のプラズマを生成する。動作ガスは軽水素を用いる。1段加速、3枚の円形電極を用いており (内径 $\phi=220$ mm)、ビームレット焦点距離で電極を湾曲させることでビームを集光している。ビームレット発散角は約1度、焦点距離は4200 mmである。

NBIイオン源に導入する水素ガスがHeliotron J真空容器内に流入することを避けるため、約200万1/sのクライオソープションポンプが設置されている。またドリフト管に

はNBIビームの引き出し時のみ動作する高速シャッターが設置されており、コンダクタンスを制御することで、本体へのガス流入を制御している。高速シャッターの開から閉、もしくは閉から開への動作時間は約0.5秒である。Heliotron J真空容器内にはNBI対向面にステンレスもしくはモリブデン製の受熱板を設置しており、プラズマ中を通過した中性粒子ビームの真空容器壁への影響を低減している。なお、カロリメータを用いてビームパワー・発散角を実験的に較正しており、ポート通過パワーを評価している。最大の入射パワーはそれぞれのビームラインで0.8 MWである。真空容器内の受熱板にも熱電対が複数設置されており、カロリメータによる較正試験と矛盾しない結果が得られている。

プラズマに吸収されたNBIビームの実空間・速度空間の分布計算は以下に行われる。まずHeliotron J磁場配位、真空容器形状、NBIビーム形状等を考慮して高速イオン発生位置 (birthpoint) 分布をモンテカルロ法により計算する (HFREYA)。その後、高速イオンの軌道追跡 (mcnbi) により高速イオン分布の再分配を計算し、最終的にFokker-Planck解析 (FIT3D) によりイオン及び電子へのビーム吸収パワー、外部駆動力分布、高速イオン速度分布を得ることができる。

3.3 計測システム

3.3.1 干渉計測

3.3.1.1 マイクロ波干渉計

Heliotron Jの電子密度の基本計測として、Heliotron J実験開始初期からマイクロ波によるマッハ・ツェンダー型ヘテロダイン干渉計を用いている。

干渉計の構成を以下に述べる。初期には周波数140 GHz、139 GHz Gunn発振器2台を用いていたが、70 GHz ECHの高調波の混入が問題となったため130 GHz、129 GHzに変更された。Heliotron J本体からおよそ10 m前後離れた位置に発振器は設置されており、本体まで導波管を用いて伝送される。計測箇所は、Heliotron Jの#8.5セクションであり、上部ポートから入射され、下部ポートより受信する。レンズ付きホーンアンテナによって受信・送信される。

139 GHzおよび140 GHz信号とのミキシングによって1 GHzの信号へと変調され、周波数変換回路に送られ、499 MHz、500 MHzの信号とのミキシングによって最終的に1 MHzの信号へと変調されている。この信号が位相差比較器に送られ得られた電子密度信号を100 KS/sのADCによって記録している。最近では、並行して直接数MS/sの高速ADCに1 MHzの位相信号を直接記録し、デジタル信号処理による位相検波も開始している。これによってフリンジジャンプの低減、揺動計測が可能となった。

3.3.1.2 HCNレーザーを用いたFIR干渉計

Heliotron Jでは超音速分子ビーム入射 (SMBI)、高強度ガスパフ (HIGP)、そして最近ではペレットといった粒子供給手法によって、 $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ を超える高密度プラズマを生成可能である。マイクロ波での計測が困難な高密度運転領域用に、HCNレーザーを用いたFIR干渉計を構築した[28]。

干渉計システムとしては、マイケルソン型ヘテロダイン干渉計を採用している。光源は、波長 337 m HCN レーザーを用いており、このレーザーは、JIPP T-II, WT-III, CHS などで用いられたものを参考に製作した。特徴として、超高速回転折格子 (Super Rotating Grating) [29] を周波数シフターとして用いており、これによって一本のレーザーであっても、ヘテロダイン検波を可能としている。なお、SRG による周波数シフト量はおよそ 1 MHz である。1 MHz のビート信号を直接 Schottky Barrier Diode の検出器で計測し、周波数変換等を行わずに ADC によってそのまま記録している。観測ポートは Heliotron J の #14.5 セクションの上下ポートを用いており、視線は $\rho = 0.35$ 付近を上下に通過している。真空容器内に設置された ICRF アンテナとの干渉を避けるため、若干磁気軸からシフトした視線となっている。

3.3.2 トムソン散乱計測装置

3.3.2.1 Nd:YAG レーザートムソン散乱計測装置

高繰り返し Nd:YAG レーザートムソン散乱計測装置は、プラズマの特性を決定する電子温度と電子密度の分布の時間発展を計測する装置である。ヘリカル型磁場閉じ込め装置はトムソン散乱計測装置を設置する場合、トカマク型装置に比べてプラズマ周辺に複雑なコイル系が存在するため計測装置の配置に大きな制約を受ける。特に Heliotron J 装置においては、上下にベースがあり、またトーラス中心には内側垂直磁場コイルがあるためトムソン散乱計測装置の設置は大きな制約を受ける。そこで、レーザーの入射を真空容器の外側、斜め下方から入射し、内側上方に射出する方式を採用した。図15に装置の全体図を示す。

開発した Nd:YAG トムソン散乱計測装置の主要な性能を表 4 に示す [30]。

設計において最も困難であったことは、レーザーのプラズマ中の通過距離が 25 cm 以下であり多くの測定点を設け

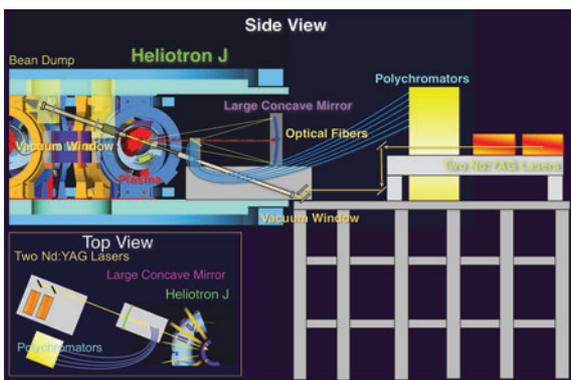


図15 Nd:YAG レーザートムソン散乱計測装置全体図。

表 4 Nd:YAG トムソン散乱計測装置の主要な性能。

測定空間点数	25
空間分解能	~1 cm
計測可能時間間隔	10 ms
測定電子温度領域	10 eV - 10 keV
測定電子密度領域	$5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 以上

ると散乱長が減少してしまうことである。散乱長の大きさは検出される散乱光量に比例するので、高い空間分解能、すなわち小さな散乱長における計測を実現するためには、微少な散乱光を高精度で測定する必要がある。そのために、これまでにない高い基本性能を有する Nd:YAG トムソン散乱計測装置を開発する必要があった。

(I) 散乱光集光光学装置の開発

散乱光は大型の凹面鏡 (直径 800 mm) で集光を行い、球面収差の影響を減らすために焦点距離は 1050 cm と大きく設定した。その結果、全ての測定位置で計測立体角が ~80 mstr と十分な値を得ることができかつ球面収差も最小に抑えることが可能になった。集光光学装置の写真を図16に示す。検出された散乱光は凹面鏡による像が形成される位置に並べた階段状光ファイバーによって25台のポリクロメータに伝達するようにした。その結果、微少な散乱光を高い信号ノイズ比 (S/N 比) で検出することが可能となった [30]。

(II) ビーム伝送光学系の開発

図15のようなレーザービームを斜め下方から入射し上方に抜けるように配置し、後方散乱光を検出する (散乱角は 160度) 方式を採用した。レーザービームによる伝送光学コンポーネントの破壊やプラズマ生成装置の真空窓の破壊を避けるビーム伝送光学系を開発し、またビーム通過に伴う迷光による S/N 比の劣化を避けるために、真空窓はプラズマからできるだけ離れる配置とした [30]。さらに、Nd:YAG レーザー光の吸収率の高いカーボン材料を用いた円錐型ビームダンプを新規に開発し、レーザービームを効率よく吸収することによって迷光を低減し S/N 比を高めた [31]。

(III) Nd:YAG レーザー制御装置の開発

Nd:YAG トムソン散乱計測装置は Heliotron J 装置の制御シーケンスに同期して動作しなければならない。レーザー制御のためには実験ショット毎に、発振パワー制御信号など複数の種類の制御信号を Heliotron J 装置側の制御シーケンスに同期しながら複雑かつ多岐にわたるレーザーにトリガー信号を送る必要がある。そのために、新しくマイクロテクノロジー社の PIC マイクロコントローラーを用いた Nd:YAG レーザー制御装置を開発した [32]。

(IV) 干渉ポリクロメータの開発

散乱光をスペクトル分光するための干渉ポリクロメータは、干渉フィルターの透過帯域が、測定可能な電子温度、電子密度の測定精度を決定するので、最適な透過帯域を求

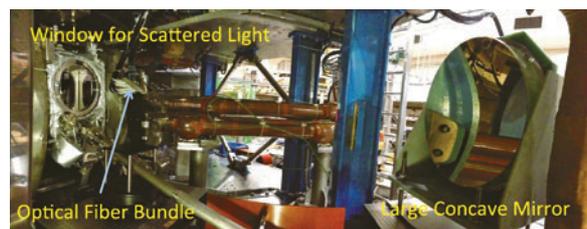


図16 Nd:YAG レーザートムソン散乱計測装置の集光光学装置と散乱光観測用窓。

めることが最も重要である。そのために新しくシミュレーションコードを開発してHeliotron J装置で生成されるプラズマに最適な干渉フィルターの透過帯域を決定した。Nd:YAG トムソン散乱計測では検出器として1 μm 近傍の波長帯域の量子化効率を高めたアバランシェフォトダイオード (APD) を用いる[30]。この検出器の感度は、強い温度依存性を有するという問題がある。従来は、検出器の温度制御を行うことでこの問題に対処することが高温プラズマのトムソン散乱計測では広く用いられてきたが、高安定に検出器の温度を制御することは容易ではない。本装置では個々の検出器に温度モニター用ダイオードを取り付け、測定された温度を基にバイアス電圧を変えることで感度を一定に制御する新しい方式で感度を周辺温度に依存せず安定化させることにした[31]。

(V) データ処理、解析システムの開発

レーザーのパルス幅は 10 ns と短いため、散乱光信号の増幅には高速増幅器が不可欠である。増幅器の性能は散乱光の S/N 比に大きな影響を与えるので、超高速増幅器を新しく開発した[32]。データの取り込みは電荷積分型 AD コンバータを用いるが、コンバータの入力インピーダンスが十分な精度で一定値でなく変換精度を悪化させていることが明らかになった。

そこで変換精度を改善するために、新たに高速電圧電流変換増幅器を開発し、高速増幅器の電圧信号を電流信号に変換した後にデジタル変換し入力インピーダンスに影響されないようにして精度を向上させた[33]。また、VME をベースにした高速なデータ処理、解析システムCINOSを独自に開発し取り込み装置を制御するようにした。これにより放電終了後、数秒以内に125チャンネルの散乱光信号の取り込みと解析を完了させ、得られた電子温度と電子密度の分布データをディスプレイに表示することが可能になった[34]。

3.3.2.2 TV トムソン散乱計測

グローバルな閉じ込め特性の、電子密度、磁場配位、加熱手法などの依存性、あるいは閉じ込めの遷移現象などの研究が進みつつある。ここでは輸送の局所解析を目的としたTV トムソン散乱による電子温度計測について述べる[35]。Heliotron J の TV トムソン散乱計測装置は図17にあ

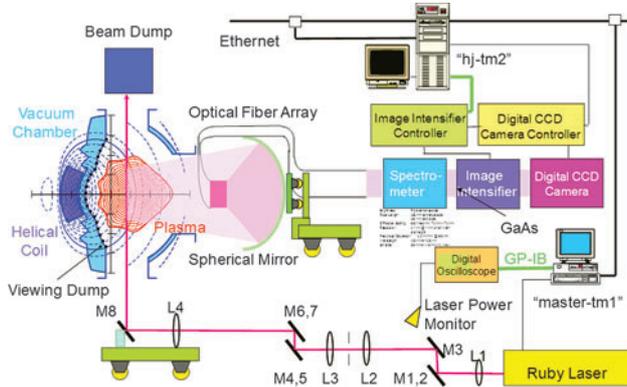


図17 TV トムソン散乱装置の概要。入射光学系は大半径方向、受光光学系は大半径方向および垂直方向に可動。

るように、ルビーレーザー光 (最大10 J) を鉛直下側から入射し、90度散乱光を収束させた後、光ファイバーで伝送し分光器とイメージンシティファイアー (II) および CCD カメラを用いて検出した。IIの蛍光面は GaAs であり、CCD カメラは1024×1024ピクセルである。入射ビームは大半径方向に0.2 m、集光光学系は大半径方向、上下方向にそれぞれ0.2 m 移動可能であるので0.2 m×0.2 m が計測可能範囲となる。レーザービーム径は観測位置で 2 mm 以下、上下約 7 cm が1回の観測領域である。迷光は無視できないので、散乱光から差し引いて正味の散乱光を評価した。露光時間は 200 ns であり、プラズマ背景光に関しては通常無視できる。

プラズマ断面に対する計測視線計測の位置関係を図18に示す。前述の入射光学系、集光光学系の移動により、プラズマ断面の60%程度に対応する2次元領域の計測が可能である。波長較正については Ar ランプ、相対強度較正につい

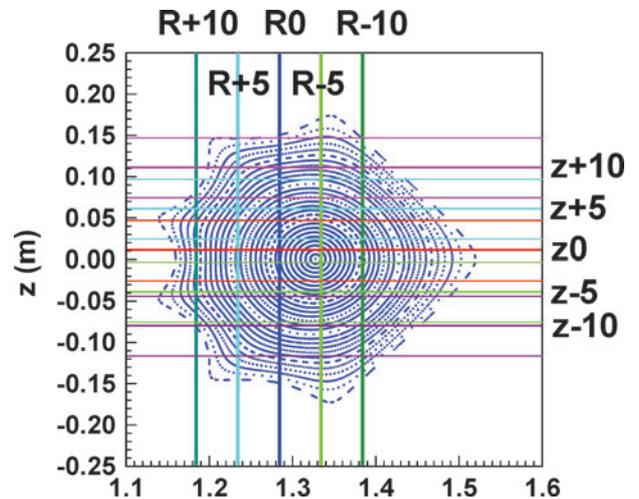


図18 標準配位における代表的な入射ビーム位置 (垂直方向) と集光光学系の位置関係。水平線のうち細線は各 z を中心コードとした場合の計測範囲を示す。図中にはポロイダル断面におけるプラズマ磁気面も表示されている。

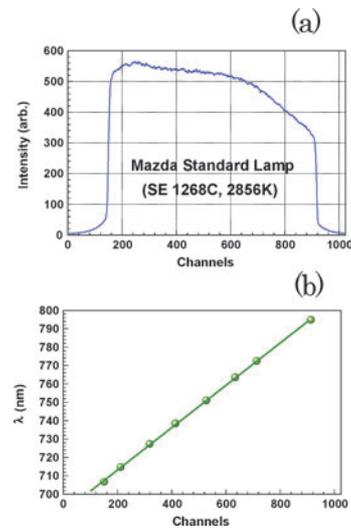


図19 (a)波長較正データによるチャンネル波長の関係、(b)標準光源 (マツダ W ランプ) の測定値。

ではタンゲステン(W)の標準光源(マツダ, 8V10cd)をそれぞれ集光光学系のファイバ直前に設置して, CCDのデータを用いて行った. 波長較正については図19(a)に相対感度較正のデータに関しては図19(b)にそれぞれ示す. 絶対強度に関しては窒素ガスに対するRayleigh散乱によって感度を決定した. 図19(a)に見るとおりシステムのチャンネル波長の直線性は良い. また, 出口スリットの陰になる部分でも信号があるところから回折の影響を完全には除去できていない.

CCDカメラ像を図20に示す. 各図では輝度をカラーマップで示している. 画像の両端は分光器の窓によって遮られており信号がない. これらからわかるようにほとんどの場合プラズマからの背景光は問題にならないレベルである. 横軸が波長, 縦軸が入射ビームに沿った鉛直方向の座標である. 画像がドット状になっているのはILのゲインを高くしているためである. これら3つの信号から正味の信号を評価し, 電子温度, 密度を求めた. NBIのみの場合の高密度プラズマとECHとの重畳加熱の場合の測定例を図21に示す. 高密度プラズマは高強度ガスパフによって生成されたものである.

3.3.3 能動的ビーム分光

Heliotron Jでは加熱用NBIを用いて複数の能動的ビーム分光の計測装置が整備されている. 本節では荷電交換中性粒子分析器(CX-NPA)によるバルクイオン・高速イオンの速度分布計測, 荷電交換再結合分光(CXRS)による不純

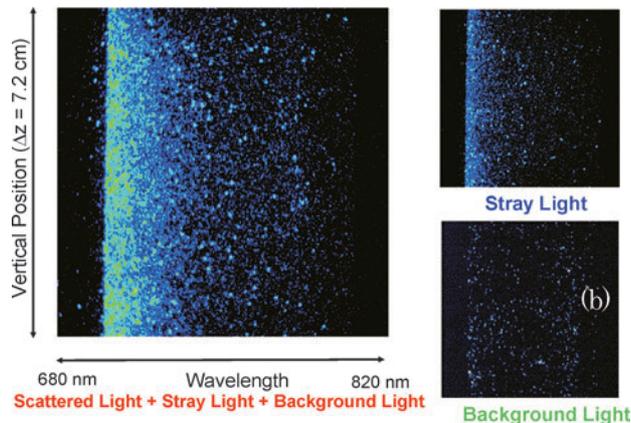


図20 (a)プラズマ中にレーザー入射中, (b)プラズマ無のレーザーのみの場合, (c)レーザー無のプラズマ発光のみの場合の, それぞれカメラ画像.

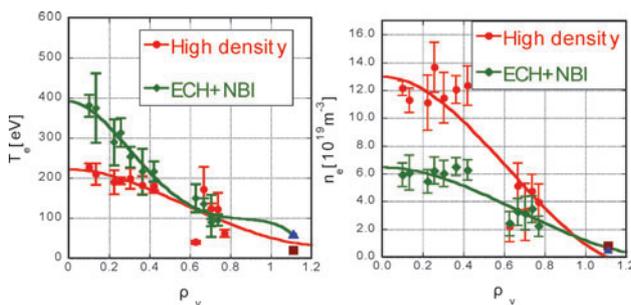


図21 NBI高密度プラズマとECH重畳の場合の電子温度(左), 電子密度(右)分布.

物イオンの温度とフロー速度計測, およびビーム放射分光(BES)による密度揺動計測について述べる.

バルクイオン・高速イオンの速度2次元分布($v_{||}, v_{\perp}$)を計測するためにE//B型の荷電交換中性粒子分析器(CX-NPA)が設置されている[36, 37]. NBI・ICRFで生成される水素の高速イオン(H^+)と, 通常の実験で動作ガスとして用いられる重水素のバルクイオン(D^+)を同時に計測することができる. 計測チャンネル数はそれぞれ10であり, 計測可能エネルギー範囲は H^+ :0.4–80 keV, D^+ :0.2–40 keVであり, エネルギー分解能は5~10%である. 速度2次元分布を計測するため, 水平方向・垂直方向に観測角度を変えられる駆動機構を備えている(図22参照). 高速イオンの閉じ込め特性を明らかにするためには, NBIやICRFにより生成される高速イオンのピッチ角分布の測定が重要であり, 可能な限り広い範囲のピッチ角で測定を行えることが望ましい. 観測ポートの視野の制限や装置上の制約により, 駆動範囲はHeliotron Jトラス中心を向く視線を0度として水平方向に-10度から+18度, 垂直方向に-3度から+10度である. これによりHeliotron J標準配位の磁気軸上において98度から132度までのピッチ角を持つ粒子が観測可能である. また, 観測可能な径方向範囲は $r/a = +0.1$ (上方向) から -0.8 (下方向) である.

CXRSはNBIによる高速中性粒子(H_{NB})と不純物イオンとの荷電交換再結合反応による遷移光を分光計測し, ドップラー拡がりから不純物イオンの温度を, ドップラーシフトからプラズマの流体としての速度(フロー速度)を計測することができる. またBESは H_{NB} とイオン・電子による衝突励起反応による遷移光を観測することで密度揺動を計測する. 両者ともビームと観測視野の交わる領域の物理量を計測しており, 局所計測が可能である. Heliotron Jの磁場配位は複雑な3次元形状をしているため, 加熱用NBIを計測ビームとして用いた場合に空間分解能を小さくするためには観測視線の向き, 位置を工夫する必要がある. そこでCXRS, BESのシミュレーションを行うことで, 観測視線を最適化した[38, 39]. 具体的な方法は本誌研究最前線[40]も参考にされたい. 観測視線の設計指針として, NBIがプラズマを通過する領域で磁力線に沿わせることが空間分解能を最小にできる. 例えばプラズマ中心を観測する視線では, NBIと磁気軸が交差した領域の延長線上に光学系を配置することになる. Heliotron Jには磁力線平行方

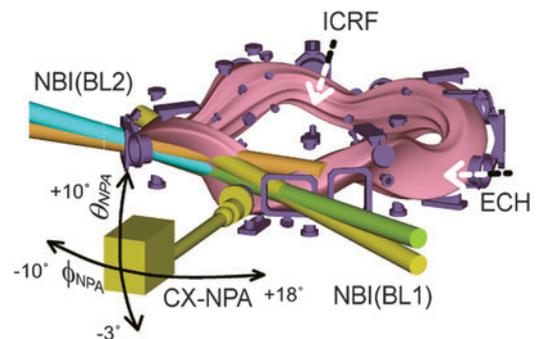


図22 Heliotron Jに設置されているCX-NPA装置とNBIの関係図.

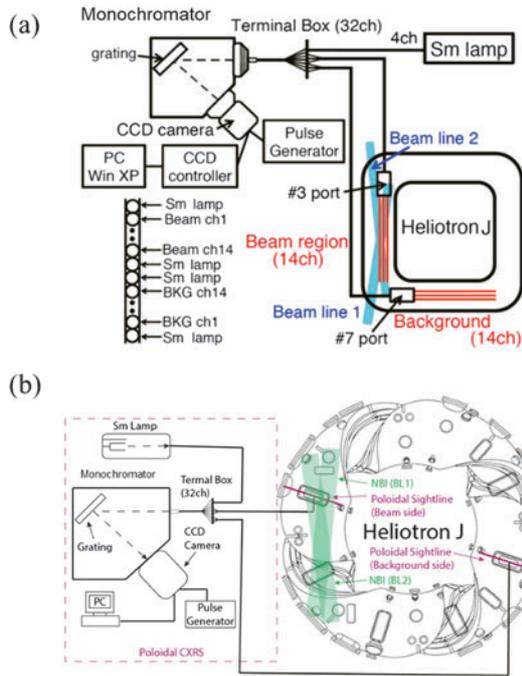


図23 (a) 平行フローおよび(b)ポロイダルフロー観測用 CXRS 概略図. [42]の Fig. 3 を引用.

向およびポロイダル方向のフロー速度を計測できる 2 種類の CXRS(平行 CXRS およびポロイダル CXRS) が設置されている [38, 41]. 平行 CXRS に関しては最適な観測視線を得るため, Heliotron J 真空容器を改造し新たに観測ポートを設置した. 図23(a), (b)にそれぞれの概略図を示す. 平行 CXRS は14視線を有しており, プラズマ中心から周辺部まで ($r/a=0.1\sim 1$) を空間分解能 $\Delta r/a = \pm 0.06$ で観測可能である. ポロイダル CXRS の観測範囲は $r/a = 0.3\sim 0.9$ であり空間分解能は $\Delta r/a = \pm 0.1$ である. なお, CXRS 計測における背景光除去のためNBIを見込まない光学系をそれぞれの CXRS で設置している. 観測したプラズマからの発光は光ファイバーにより分光器に伝送され CCD カメラで計測する. また Sm ランプで逐次波長を校正している.

BESの観測視線は平行 CXRS とほぼ同一の観測視線を用いており, 通常 $r/a = 0.1\sim 1$ の範囲を15視線で観測している. また観測視線を変更することで径方向・ポロイダル方向 2次元の密度揺動計測も行うことが可能である [43]. NBI (BL1) を計測ビームとして用いており, 25 kV のビーム加速電圧でドップラーシフト量は青方偏移で約 4~5 nm 程度と, 低温 $H\alpha/D\alpha$ 輝線との分離が容易に行える. ビーム輝線の分離は光学干渉フィルターを用いており, 検出素子として周波数帯域が DC~200 kHz のアバランシェフォトダイオードを使用する.

3.3.4 磁気プローブアレイ

MHD 不安定性などの巨視的不安定性の特性を調べる目的で, 磁気プローブのトロイダルならびにポロイダルアレイが真空容器壁面上に設置してある. トロイダルアレイは同一ポロイダル断面形状となる 4ヶ所の各トロイダルセクションにそれぞれ磁気プローブを設置してあり, 且つ各磁気プローブはポロイダル, トロイダルそして径方向の磁場



図24 磁気プローブ(トロイダルアレイ)の外観図(CG).

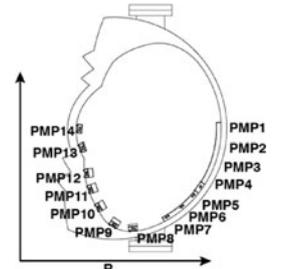


図25 磁気プローブ(ポロイダルアレイ)の配置図.

揺動の 3 方向成分が測定できる構成となっている (図24). 4 個の磁気プローブによりトロイダルモード数 n を $|n|\leq 2$ の範囲で推定可能である. これらトロイダルアレイに属する磁気プローブは 500 kHz 程度までの高周波磁場揺動が測定できるように, 大きさや巻き数が選別されており (LCR 共振周波数~1 MHz), 通常は 1 MHz のサンプリング周波数で収集されている. 一方, ポロイダルアレイは 14個の磁気プローブから構成されており (図25), 同一ポロイダル断面上に 10° ないし 20° 間隔で設置され, 全体としてはポロイダル方向に 180 度カバーしている. 個々にはポロイダル方向の磁場揺動が測定でき, LCR 共振周波数は 150 kHz 程度と低いものの, 磁気プローブ間位相差からポロイダルモード数 m が $|m|\leq 7$ の範囲で推定可能である.

3.3.5 サドルループアレイ

低磁気シア配位の Heliotron J では, 通常, 閉じ込め劣化を避けるために磁気島の発現に繋がるような低次モード数の有理面を避ける磁場配位で実験を行うが, 逆に言えば, 有理面を横切った際には高磁気シア配位に比べ磁気島幅が大きくなりがちであることが予想されている. 磁気島の特性を実験的に調べる目的でトロイダル方向に 180 度離れた同一ポロイダル断面上にそれぞれ 6つのサドルループアレイが設置されている (図26). 6つのサドルループは個々に巻き数が 5 ターンで大きさがおおよそ $150\text{ mm} \times 75\text{ mm}$ の磁束ループであり, 真空容器上側と下側の真空容器壁面上に 3つずつが設置されており, 平衡電流である Pfirsch-Schlüter 電流 (PS 電流 j_{\parallel}) が作る垂直磁場を計測できる. 例えば, $m = 2/n = 1$ のような磁気島が形成された時にはサドルループ位置での PS 電流密度分布に歪みが生じ, 計測される垂直磁場に差異が生ずる. これらより磁気島の検出を行う. また, 低次数低周波 MHD 不安定性のモード数推定にも活用できる.

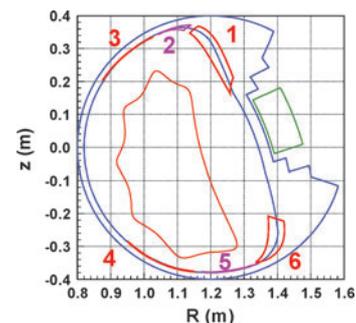


図26 サドルループの配置図.

3.3.6 軟X線断層撮影ならびにAXUVアレイ

プラズマからの制動放射ならびに不純物スペクトルなどの真空紫外線から軟X線までの放射をピンホールカメラで計測し、MHD平衡・不安定性そして不純物挙動を調べる目的で、AXUV 3台(合計60ch)から構成される軟X線検出器と、AXUV 1台から構成される放射検出器が設置されている。共にOpto Diode社(旧IRD社)のAXUVリニアダイオードアレイを検出器として利用しており、前者は20ch(AXUV-20EL/G)、後者は16ch(AXUV-16EL/G)である。これらAXUVは可視光から軟X線までの波長領域に感度を有するものの、特に紫外線より短波長側の量子化効率が高く、前者は数 μm のBeまたはAlフィルターにより軟X線領域の放射のみを計測し、主に密度揺動に起因した軟X線揺動を計測する。一方、後者はフィルターを装着しておらず、特に真空紫外線領域の放射を計測する。また、軟X線揺動検出器は周波数250kHz以下の揺動を計測可能なように電流電圧変換器を含め設計しており、磁場揺動と高い相関を有する軟X線揺動の径方向分布から高速イオン励起MHD不安定性の径方向分布計測に成功している。なお、ノイズ対策に用いる絶縁アンプの台数の関係から1台(20ch)のみが333kHzのサンプリング周波数で収集されている。加えて、軟X線検出器はプラズマを囲むようにプラズマ上部、下部、強磁場側からの視線を有しており(図27)、軟X線放射の断層撮影法(CT)より、MHD平衡解析に繋がるプラズマのポロイダル断面撮影に成功している[44]。Laplacian's eigen functionを用いた新しい2次元分布再構成も試みられている[45]。

3.3.7 ファラデー型ならびにシンチレータ型損失高速イオンプローブ

NBI放電において観測される高速イオン励起MHD不安定性は、加熱を担う高速イオンの損失、特に核融合炉での α 粒子損失を導くために問題視されており、その波動-粒子間共鳴的相互作用の物理機構を解明する必要がある。そこで、損失高速イオンを直接捉え、その特性を計測可能な損失高速イオンプローブ(LIP)を設置した。損失高速イオンプローブは最外殻磁気面(LCFS)外に設置され、LCFSから漏れ出した高速イオンを捉え、磁気スペクトロメータの原理により損失イオンのピッチ角とエネルギーを測定する。検出法によりイオンを電極で捉え電流として測定するファラデーカップ型[46]とシンチレータ型の2種類が利用

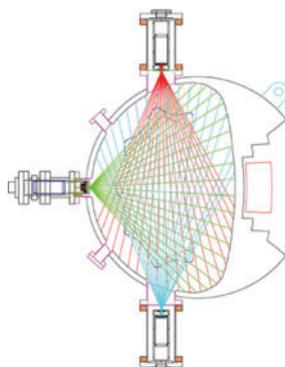


図27 SXCTの視線配置図。

可能である。また、Heliotron JのLCFS形状は磁場配位ごと異なるため、S/Nの高い測定を行うために駆動装置に設置され最適な計測箇所を設置可能である。

高速イオン励起MHD不安定性に起因した損失高速イオンを測定するために、観測されるMHD不安定性と共鳴条件からピッチ角としては $90\sim 150^\circ$ 程度の同方向粒子であり、エネルギーはNBIの入射エネルギー30keV(軽水素)までを測定できるように設計した。ファラデーカップ型(FILIP)は電流計測となるために、信号は電流アンプで電圧に変換された後に収集されるが、シンチレータ型(SLIP)は高いピッチ角とエネルギー分解能を得られるようにIL付きのCCDカメラ、ならびに高い時間分解能が得られるように9chからなる光電子増倍管でそれぞれ同時に収集される(図28)。光電子増倍管の電流電圧変換器は200kHz程度のカットオフ周波数を有するため、シンチレーション光の揺動と磁場揺動との相関解析が行え、高速イオン損失と高速イオン励起MHD不安定性との関係性を調べることが可能となっている。なお、設置箇所計測可能な高速イオンはほとんどがLCFSを一度出た後に再度LCFS内に入るようなドリフト軌道を有する、いわゆる再突入粒子であるため、厳密には損失高速イオンではないが、MHD不安定性が高速イオンに与える影響を調べることが可能な計測システムとなっている。

3.3.8 反磁性測定および全電流測定

3.3.8.1 反磁性測定

Heliotron J装置は $L=1, M=4$ のヘリカルコイルを備えたヘリカル軸ヘリトロロン装置であり、2種のトロイダルコイル群、3種のポロイダル群の電流比を変化させること

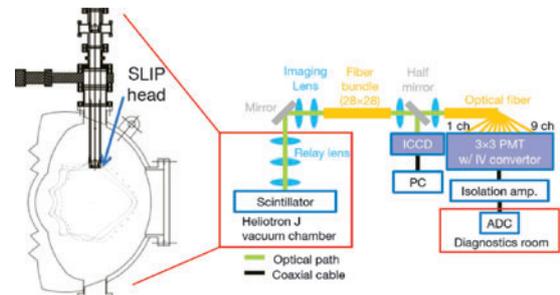


図28 SLIPの計測システム。

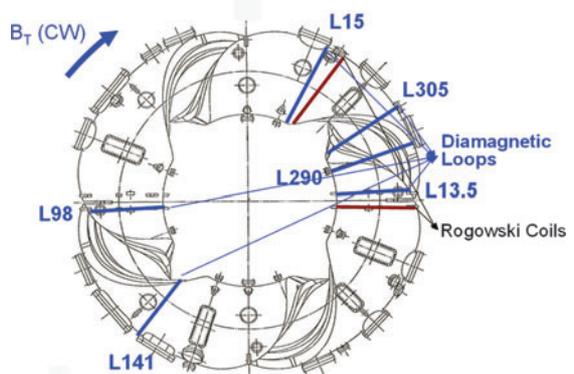


図29 Heliotron Jにおける反磁性ループおよびロゴスキーコイル配置。

で様々な磁場配位が実現可能である。コイルは通常の銅製であり、供給電流は電動発電機、サイリスタ整流器によって生成される。反磁性ループコイルは図29に示したようにトラス方向の6か所に設置された。サイリスタ制御による電流リップルとフラットトップでの若干の電流変化がある状況下での計測であるため、反磁性計測用ループは図30に示したようにMIケーブルを用いた二重ループとし、閉じ込め磁場の時間変化分を除外し、正味のプラズマによる反磁性成分を評価できるような機器を構成している。2つのループ間は10mmである。

反磁性計測の前に全磁束を用いて、絶縁アンプを含む校正を行った。表5がすべてのコイルの電流値で、4つのパターンで計測した。その結果が表6である。2列目、4列目が内側ループ、外側ループの計測値であり、3列目、4列目が電流値から求めた計算値である。すべてのパターンに対し、2%以下の精度である。

磁束 Φ と磁場 B について、内側ループ (IN)、外側ループ (OUT)、プラズマによる反磁束成分 Φ_p^{DIA} をそれぞれ書き表すと (2)、(3) のようになる。VAC はプラズマのない場合を表す。それらの信号からプラズマの反磁性成分は (4) のように表すことができる。

$$\Phi_{IN}^{SIG} = \Phi_p^{DIA} + \int_{IN} \vec{B}^{VAC} \cdot d\vec{S} \quad (2)$$

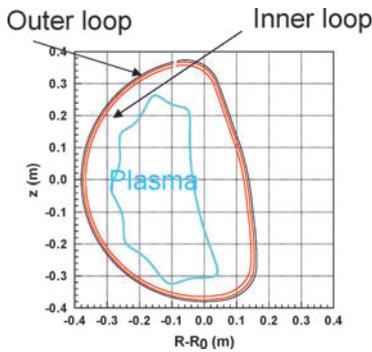


図30 #13.5ポートに設置された二重ループで構成された反磁性コイル。

表5 コイル電流パターン。

Case	Helical (kAT)	Main Vertical (kAT)	Toroidal A (kAT)	Toroidal B (kAT)	Outer Vertical (kAT)	Inner Vertical (kAT)
1	804.6	705.6	420.0	37.1	61.9	345.6
2	681.6	596.4	354.0	109.0	51.8	292.8
3	652.8	571.2	336.0	126.4	50.4	278.4
4	508.8	445.2	264.0	209.3	38.9	220.8

表6 磁束 (実験値, 計測値)。

Case	#13.5(IN, Exp.) [Wb]	#13.5 (IN, Cal.) [Wb]	#13.5(OUT, Exp.) [Wb]	#13.5(OUT, Cal.) [Wb]
1	0.2096	0.2076	0.2246	0.2210
2	0.2230	0.2205	0.2393	0.2351
3	0.2263	0.2232	0.2421	0.2381
4	0.2437	0.2389	0.2603	0.2554

$$\Phi_{OUT}^{SIG} = \Phi_p^{DIA} + \int_{OUT} \vec{B}^{VAC} \cdot d\vec{S} \quad (3)$$

$$\Phi_p^{DIA} = \frac{\int_{OUT} \vec{B}^{VAC} \cdot d\vec{S}}{\int_{OUT} \vec{B}^{VAC} \cdot d\vec{S} - \int_{IN} \vec{B}^{VAC} \cdot d\vec{S}} \left(\Phi_{IN}^{SIG} - \Phi_{OUT}^{SIG} \frac{\int_{IN} \vec{B}^{VAC} \cdot d\vec{S}}{\int_{OUT} \vec{B}^{VAC} \cdot d\vec{S}} \right) \quad (4)$$

2つのループ間の真空での磁束比を時間的に一定とし、プラズマによる反磁束成分を評価する。

3.3.8.2 トロイダル電流測定

Heliotron Jにおいて誘導電流は利用しない。しかしながらブートストラップ電流や加熱機器であるNBIあるいはECHによる駆動電流が流れる可能性がある。これらの電流によって低シアであるHeliotron Jの閉じ込め磁場配位が場合によっては大きな変化をする場合がある。したがってトロイダル電流測定は重要な課題の一つである。トロイダル電流の測定のため、図29にあるように2か所にロゴスキーコイルが設置されている。ロゴスキーコイルのコイル径中心径は3.1mmφ、コイル数は1000回/mである。電流の較正は2つのロゴスキーコイルを交叉するように放電管の内部に電線を敷設し、直流電源の入り切りを行うことによって行った。較正では300Aまでの範囲で行い、計測されたフラックスは2.86μWb (300A時)であった。計算から求めた値が2.85μWbでありほぼ一致している。較正值としては0.95μWb/100Aを用いることにした。図31に放電

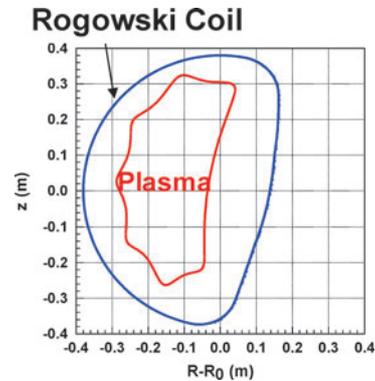


図31 #13.5ポートに設置されたロゴスキーコイル。

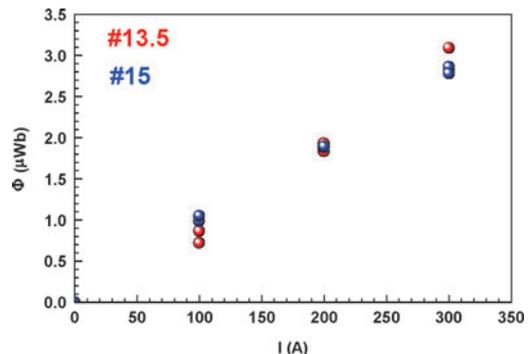


図32 較正用電流を用いたロゴスキーコイルでの測定値。

管内のロゴスキーコイルの設置の様子を示す。較正用電流を流した場合の測定値(図32)は計算値と良い一致を示す。

3.3.9 マイクロ波計測

3.3.9.1 電子サイクロトロン放射 (ECE) 計測

電子サイクロトロン放射 (ECE) 計測システムは2つのラジオメータシステムから構成されており、一つは電子温度分布、もう一つは電子温度揺動の計測に用いられている。本体#11.5ポートに取り付けられたウィンドウから放射されたECE信号を導波管で伝送した後に2つのラジオメータに入力される。70 GHzジャイロトロンからの強マイクロ波の影響を低減するため、導波管にはノッチフィルタが設置されている。図33にラジオメータの概要図を示す[47, 48]。

電子温度分布計測用ラジオメータは第2高調波 X-mode ECE 周波数帯域 58-74 GHz をカバーしており、標準配位の場合、弱磁場側のプラズマ中心から最外殻磁気面まで計測することが可能である。ヘテロダイン検波方法を使用し、局部発振器 (LO) とのミキシングによって中間周波数 (2-18 GHz) にダウンコンバートされたECE信号はパワー分割器によって16分割され、バンドパスフィルタによって1 GHzの周波数幅の信号を得る。磁場の傾きと周波数分解能によって決定される空間分解能は約1 cmである。

電子温度揺動計測用ラジオメータも第2高調波 X-mode ECE 周波数を計測しており、周波数は60 GHz, 64 GHz, 68 GHz, 72 GHzの4チャンネルである。出力は2チャンネルあり、一つのチャンネルはLO周波数がスキャンできるようになっており、もう一つのチャンネルはLOを56 GHzに固定している。バンドパスフィルタはバンド幅が0.2 GHzであり、2チャンネルの相関を求めることにより電子温度揺動を評価できるようにしている。

3.3.9.2 マイクロ波反射計計測

ポロイダル断面径方向2点での密度揺動同時計測および乱流の相関長の評価を行うために、2チャンネルマイクロ波反射計システムを用いている[49, 50]。反射計で利用される入射モードとしては、O-modeを選択することでカットオフ層が密度分布のみに依存するようにし、周辺領域の密度揺動を計測するようにした。Heliotron Jのプラズマは

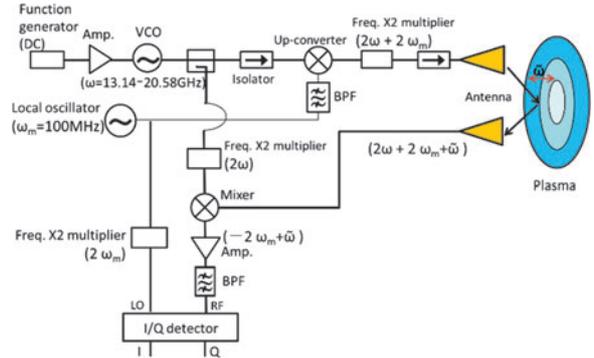


図34 Kaバンドマイクロ波反射計概要図[49]。

通常 $1.0-2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合が多いため、本反射計の搬送周波数としてKaバンド (26.5-40 GHz) を用いることにした。反射計の一つの基本構成図を図34に示す。両反射計システム共に周波数変調方式を採用しており、中間周波数を使用したヘテロダイン反射計である。反射計1は搬送周波数を26.00 GHz-41.28 GHzの間で掃引可能なシステムとし、反射計2は搬送周波数を26.13 GHzに固定している。

他に、Q-band X-mode AM 反射計も構築し、電子密度分布計測に用いている[51]。

3.3.10 受動分光システム

3.3.10.1 真空紫外分光器

真空紫外 (vacuum ultraviolet: VUV) 光は酸素分子による吸収帯の存在により大気中での計測が不可能な10-200 nmの波長をいう。Heliotron Jの分光器は5-40 nmを対象としており、特に極端紫外領域 (Extreme Ultraviolet; EUV, XUV) に分類される (慣例によりVUV分光器を呼んでいる)。

#13.5ポートに設置されている装置の概要を図35に示す[52]。

平面結像型 (フラットフィールド)、平均刻線数1200本/mmの不等間隔凹面回折格子 (日立製作所001-0437) を用いた角度 87° の斜入射型分光器であり、10-40 nmのスペクトルが50 mmの平面に結像される。

検出器は、MCP (micro channel plate) アセンブリ (浜松ホトニクス社F2224-21PFFXICF203) であり、2段のMCP (F1208-01) で増倍された電子を蛍光面 (phosphor screen, P20, 後にP43) に当て、可視光の蛍光をファイバーオプティクプレート付きの真空フランジ (ICF203) を介し大気側に導く。可視光センサには2002年11月までPCD (plasma coupled device) リニアイメージセンサが用いられ、時間分解能10 msであった。2002年12月よりNMOSリニアイメー

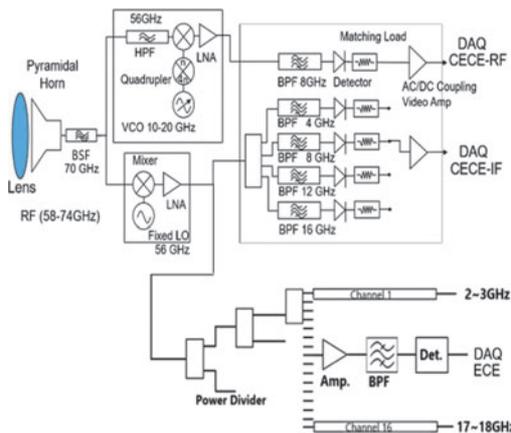


図33 ECE計測用ラジオメータ概要図。

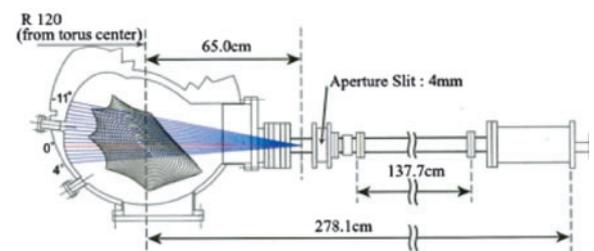


図35 VUV分光システムの概要図。

ジセンサに交換され5 msの時間分解能で計測されている。

視線は通常、プラズマ中心を見込むように固定されているが、装置全体を空間制限スリットをピボットとして上下に振ることにより上部へ11°、下部4°まで掃引することができる。

典型的な検出器位置において分光器の特性を示す分散関数 $\lambda(p)$ は現在の検出器の素子間隔24.4 mに対し、

$$\lambda(p) = 17.107 + 1.84(p/N) + 3.47(p/N)^2 \quad (5)$$

で与えられる。ここで、 p ($0 \leq p \leq N-1$, $N = 1024$)は検出器のピクセル番号である。

3.3.10.2 近赤外分光器

2017年頃より、Heliotron Jにおいて近赤外領域 (near-infrared; NIR) 領域の分光診断が適用されている[53]。

NIR分光器は、小型可搬な低分散分光器 (OceanOptics社 NIRQuest512-2.2) を用いている。回折格子刻線数は100本/mm、Blaze波長1600 nmである。内部光学系はF4、焦点距離 $f=101$ mmの対称交差ツェルニターナー型である。検出器には2段電子冷却型InGaAsリニア CCD (浜松ホトニクス社 G9206-512W; ピクセル数512, ピクセルサイズ $10 \mu\text{m}$ (H) \times $250 \mu\text{m}$ (V), ピクセル間隔25 m (H), 冷却温度 -20°C) が採用されており、観測可能な波長領域は800–2150 μm 、露光時間設定値は1 ms–1 sであり、SMAファイバー入力であるため目的に応じた観測位置の変更が容易である (図36)。

分散関数実測値は

$$\lambda(p) = 900.90 + 1260.53(p/N) + 27.01(p/N)^2 \quad (6)$$

であり、ここで、 $0 \leq p \leq N-1$, $N = 512$ である。

3.3.10.3 その他可視分光器

その他、高分散の可視分光器として、焦点距離1.26 m ツェルニターナー型のSPEX1269がある。検出器にはUV拡張コート付き背面照射型フレームトランスファー CCD (Roper Scientific社製 NTE-512BFT) が用いられ、主にスペクトル形状や水素同位体比の計測に用いられている (#5.5ポート)[54]。

低分散の可視分光器としては焦点距離25 cmのモノクロメータ (Nikon P-250) が複数台あり、Be-like酸素イオンO V (278.1 nm; 信号名VISIBLE4)、およびBe-like炭素イオンC III (229.7 nm; 信号名VISIBLE3)の輝線を選択し、

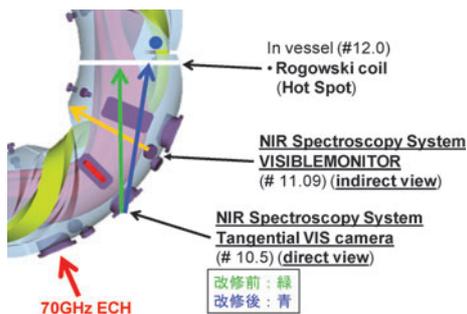


図36 NIR分光器の観測視線。2019年度の#10.5ポート改修により、接線方向の視野が変更されている。

光電子増倍管によって、放電モニタとして時間分解計測が行われている (#3.5ポート)。

可視光から近赤外にわたる広範囲の発光強度の計測には、Siフォトダイオード (浜松ホトニクス社製 S1337-1010BQ) が#11.04ポートの観測窓に設置されている (信号名VISIBLEMONITOR)。

さらに、ヘリウム原子輝線強度比やベレット溶発雲の計測のために目的にあわせて制作した可視分光器、ファブリペロー型の近赤外分光器などを有している (4.6.2節参照)。

3.3.11 高速ビデオカメラ計測

高速ビデオカメラ (高速カメラ) を用いたプラズマ発光の2次元観測は、肉眼では捉えられない現象を観測可能とし、プラズマ中で生じている現象に関する多くの情報を与えることができる。Heliotron Jでは、高速カメラを用いたプラズマ2次元可視光像の観測・計測を行っている。初期実験でのカメラ性能は、最大40.5 kFPS (Frames per Second) (画素数 64×64)であったが、この20年ほどで高速カメラの性能は飛躍的に向上し、さらに、センサー感度の大幅な向上も高FPS撮影を容易にしている。現在のHeliotron J実験での主力機 (株) フォトロン FASTCAM SA-Z) では、21.0 kFPSで画素数 $1,024 \times 1,024$ 、最大2,100 kFPSで画素数 128×8 である。

高速カメラの性能向上に伴い、Heliotron Jでの重点観測対象も、巨視的現象から乱流揺動等の微視的現象へと変化した。数10 kFPS以下での測定に制限された初期システムでは、プラズマの回転現象などを主な観測対象とし、例えば、ECHプラズマが5.7 kHz程度での見かけのポロイダル回転をしていることを報告している[55]。その後、撮影速度が100 kFPS程度まで可能となることにより、所謂blob現象や周辺プラズマ揺動のfilament構造など、プラズマ揺動/乱流による周辺プラズマ揺動空間構造が観測対象となっている。

一般にカメラ撮影では、視線積分的に高光量部分の動きが強調される。一方、光量は、電子密度・電子温度と(中性)粒子密度等の関数であり、カメラ観測結果は、プラズマ密度など、単一パラメータの実態を直接反映しない。このため、画像上の明暗パターンの見かけの動きを、何か単一のプラズマパラメータ変化と直接結びつける議論は必ずしも正しくない。さらに、通常光学的に薄い実験室プラズマでは、光量は視線方向の積分値になる。したがって、何が、どこで変化しているかを議論するためには、何らかの工夫が必要である。例えば、Heliotron Jでは、炭素製小型ターゲットを周辺プラズマ領域付近 (LCFSから2–3 cm程度外側) に設置、一方、正対するポートからターゲット上面をカメラ観測することにより、そこでの局所的な強いリサイクリング発光を利用して観測を行った (図37)。このとき、ターゲットに静電プローブ(LP)を併設し、イオン飽和電流信号と画像の明暗パターンとの同期性に着目し、得られた画像の物理的理解を深めた[55]。

別の工夫としては、Gas-Puff Imaging (GPI) 法が知られている。本来は発光強度を高めるための手段であるが、局

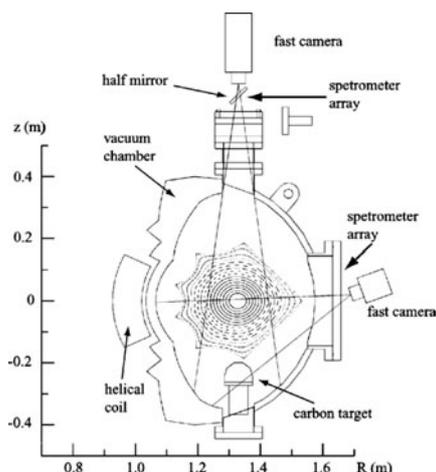


図37 小型炭素ターゲットを用いた高速カメラ測定セットアップ例[55]より Fig. 1 を引用。

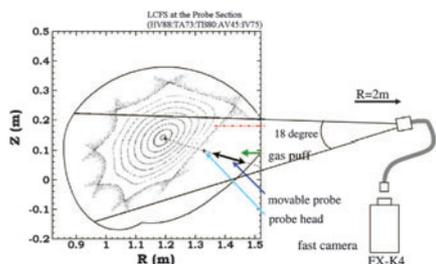


図38 GPI手法と可動LPを組み合わせた高速カメラ測定セットアップ例[56]の Fig. 1 より引用。

所的ガス供給により観測位置を更に限定できる可能性を持つ。Heliotron Jにおいては、図38に示す観測配置では、GPI手法により 80 kFPS (FX K5, NAC Image Tech.) での撮影を可能とし、Heliotron J 周辺プラズマ中に存在する filament 状揺動の様子を観察できた[56]。ここでは、可動式LPをカメラ視野内に導入、高速カメラとLPによる同時計測により、filament 状2次元発光揺動の時間変化と局所イオン飽和電流 (I_s) 変動の同期性が確認され、高発光量領域では、その周りより相対的に高密度であることを明らかにした。電子温度に関しては、相対的に高温であることが示唆されている。また、カメラ視野内の filament 構造追跡により、高密度プラズマでは移動速度が遅く、カメラ画像明部の生成・消滅時間 (filament の「寿命」) が短いこと、低密度ではその逆になることも明らかにした。さらに、ECHプラズマでのH-modeなどの閉じ込め改善モードに関連した観測では、その閉じ込めモード出現時にポロイダル方向のプラズマの見かけの回転が逆転している現象が観測された[57]。

これら一連のGPI手法援用実験以降、GPI用ガスの指向性・局所性を高めるため、SMBI (Supersonic Molecular Beam Injection) 法を採用している。これに伴い、SMBIで生じる中性粒子雲が磁力線方向に拡散していく動きを観測している[58]。高い密度の中性粒子雲はイオンとの荷電交換反応により、イオンの動きに中性粒子が引きずられるように拡散する可能性が議論された。

最近、揺動の性質の理解をさらに深めるため、GPI/

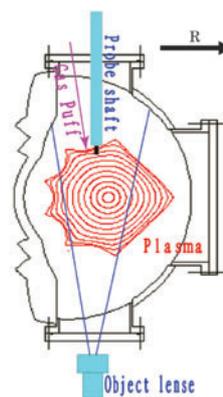


図39 複合プローブと組み合わせた高速カメラ測定 (GPI付) セットアップ例[59]の Fig. 2 より引用。

SMBI手法を用いた高速カメラ観測とLP計測との併用を進展させ、複数のLPの他に複数の磁気プローブ (MP) を持つ複合プローブ計測との組合せによる同時観測を試みている。図39に示す実験配置では、LPにより I_s や浮動電位を、同時にMPによりトロイダル方向、R方向、Z方向の3方向の磁気揺動信号を測定、周辺揺動の物理機構に関する情報取得を試みた[59]。ガスバフ及びプローブヘッドでのリサイクリングにより、カメラから遠い方のLCFS付近での発光強度を高め、100 kFPSでの撮影を可能とした。これにより、プローブヘッドで、揺動時における I_s と発光量の同期が再現され、特に、NBIによる高速イオン起因と考えられる10 kHz以上の揺動信号が観測された。プラズマコア部からの高速イオン損失が間接的でもカメラで測定できたことは特筆される。今後は、MP、LP計測の精度を高め、また、高速カメラ視線の工夫も行うことにより、同手法を用いた実験研究を進展させていく計画である。

一方、画像解析手法として、画像中の filament 状揺動とカメラ視線から見た磁力線トレースとの比較により揺動の場所を特定し、その動きを追跡する方法を開発している。本手法をNBIプラズマの観測データに試用した初期的解析では、揺動構造が「O-点」から発生し、「X-点」に移動していく状況が示唆されている[60]。本手法では磁力線のトレースとの比較が鍵であり、現状の真空磁場との比較ではなく、プラズマ存在下で変化する磁力線トレースを用いた比較が必要である。

3.3.12 プローブ

3.3.12.1 可動式ラングミュアプローブ

Heliotron Jでは複数ポートに可動式のラングミュアプローブが設置されている。目的に応じて、いくつかのタイプのラングミュアプローブが用いられてきたが、周辺プラズマパラメータ (温度・密度・電位) を計測するためのトリプルプローブ、径方向電場構造を計測するための径方向アレイプローブ、ポロイダル方向の相関を計測するためのポロイダルアレイプローブ、フローを計測するためのGundestrupプローブ[61]、磁気プローブを内部に内蔵したプローブ、核融合研との共同研究によってCHSより移設されたフローおよび高速イオンが検出可能な方向性プローブなどがある。乱流・MHD揺動計測、フロー計測、電場構

造計測などに用いられ、周辺パラメータ計測、乱流揺動計測、MHD 揺動計測などに用いられた。最近では、乱流、および乱流によって生成される帯状流の研究のため、複数のトロイダル位置に設置されたプローブによる長距離相関計測が実施された[62]。

3.3.12.2 ダイバータプローブ

磁場構造の三次元性が本質的な Stellarator/Heliotron 配位においては、ダイバータ領域の磁場構造を制御し、三次元磁場がダイバータプラズマへ与える影響を実験的に解明することは重要である。そのため、Heliotron J 標準配位において周辺領域に形成される磁気島が真空容器壁と交わる弱磁場領域に設置され、計測が行われている。ダイバータ領域における、プラズマパラメータと磁力線結合長との比較、高速カメラデータとの相関計測等がこれまで行われた。また、周辺プラズマ輸送コード EMC3-EIRENE の運用が Heliotron J においても開始され、ダイバータプローブによる計測と周辺プラズマモデリングとの比較が開始されている[63]。

4. 実験成果

4.1 グローバル・エネルギー閉じ込めに対する磁場配位依存性

Heliotron J 装置は、先進プラズマ閉じ込め磁場配位として提案されたヘリカル軸ヘリオトロン配位[3, 20]の概念開発装置として設計・建設されており、同磁場配位を実現する世界初の装置として、その実験的最適化（概念開発）に資することが求められている。特に、同磁場配位では閉じ込め磁場のフーリエ成分(B_{mn})として、ヘリカル成分 (helicity, $\epsilon_h = B_{14}/B_{00}$)、トロイダル成分 (toroidicity, $\epsilon_t = B_{10}/B_{00}$) に加え、新たな制御ノブとしてバンピネス (bumpiness, $\epsilon_b = B_{04}/B_{00}$) を積極的に取り入れることにより粒子軌道の最適化を図り、かつ従来のヘリカルヘリオトロン磁場配位の特徴であった強い磁気シアに替わり、閉じ込め領域全域にわたる磁気井戸の達成による高ベータ域での MHD 的安定化を図っている。したがって、これらの新たに導入した制御ノブによるプラズマ閉じ込め性能の制御効果の検証に加え、それらの効果による制御性が核融合プラズマの良好な閉じ込め性能へ向けて有効かつ共存しうるものであるか否かを実験的に検証することが重要である。この中で、本節では、特に第3の磁場配位制御ノブとして導入した ϵ_b 制御のグローバル・エネルギー閉じ込めに対する効果を中心にこれまでの研究成果を概観する[6]とともに、今後の研究の方向を議論する。

これまでのバンピネス (ϵ_b) 制御実験では、Heliotron J 標準真空磁場配位を中バンピネス配位として定義した上で、この配位の平均プラズマ小半径 (a)、最外殻磁気面の回転変換 ($\iota(a)/2\pi$)、 ϵ_h ならびに ϵ_t の小半径方向分布、さらには平均磁気軸半径 ($\langle R_{ax} \rangle$) をほぼ同じ値に固定し、 ϵ_b のみが異なる二つの真空磁場配位 (高バンピネス、低バンピネス) を選定、ECH 生成・加熱プラズマ[64]ならびに NBI 加熱プラズマ[65]に対するグローバル・エネルギー閉じ込めを評価している。また、ECH プラズマに対する ICRF 追加

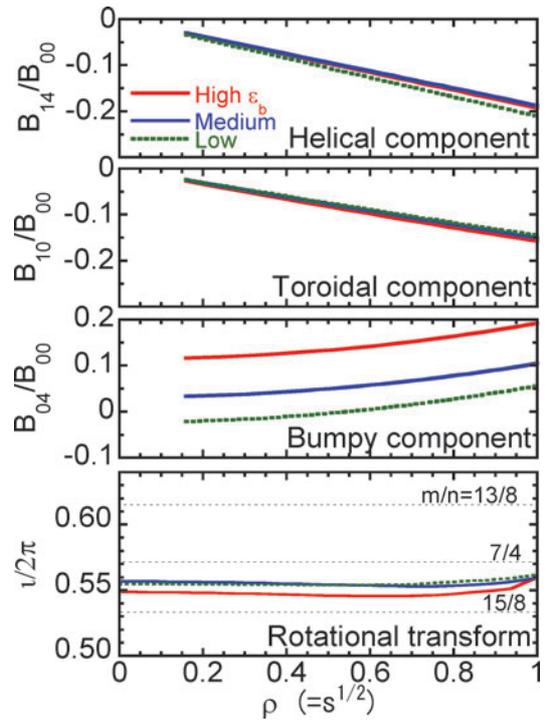


図40 高、中、低バンピネス配位における主要磁場スペクトル成分と回転変換の径方向分布。

表7 Heliotron J における高、中、低バンピネス配位の基本パラメータ。

Config.	High ϵ_b	Medium ϵ_b	Low ϵ_b
R_{ax} in m	1.189	1.197	1.200
$\langle a \rangle$ in m	0.169	0.167	0.170
$\langle B \rangle$ in T	1.357	1.261	1.193
$\iota(a)/2\pi$	0.560	0.560	0.561
$\epsilon_b (2a/3)$	0.15	0.06	0.01
$\epsilon_{eff} (2a/3)$	0.22	0.13	0.26

熱 (少数イオン (H^+) 加熱) 実験では、バルクプラズマ・イオン (D^+) 加熱に対する効果が調べられている[27]。この3配位に対する各フーリエ成分ならびに回転変換の径方向分布を図40に示す。また、表7にはこれらの真空磁場配位に対する基本諸量が示されている。Heliotron J 実験では、70 GHz 第二高調波 ECH によるプラズマ生成が基本となっており、その際の ECH 共鳴条件を上記3磁場配位においても同様な入射方式による中心加熱条件とするため磁場強度調整を行っている。このため、表7にあるように、平均磁場強度がこの三つの磁場配位で若干異なっている。

ECH 生成・加熱プラズマにおける蓄積プラズマエネルギー (W_p) の線平均電子密度 (\bar{n}_e) 依存性を、上記3磁場配位で比較したものを図41に示す。ここでは、ECH の入射電力は 0.29–0.32 MW と、ほぼ一定にし、ガス供給調整により \bar{n}_e を制御している。ここで、 W_p は反磁性計測による値であるが、各配位でのプラズマ体積 (V_p) の若干の差を考慮して、 W_p は V_p で規格化 (W_p/V_p) して比較している。一方、図42(a)は、NBI 単独加熱時の W_p/V_p の NBI ポート通過電力 (P_{inj}) 依存性を比較したものである。ここでは、 \bar{n}_e を $\sim 2 \times 10^{19} m^{-3}$ に設定している。また、図42(b)は、NBI パワー P_{inj} を一定にして \bar{n}_e を変化した場合のものである。

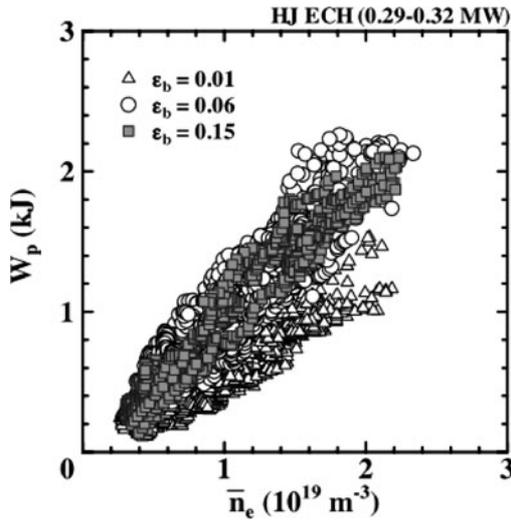


図41 ECH プラズマにおける体積で規格化された蓄積エネルギーの密度依存性 ($P_{ECH} \sim 0.29 - 0.32 \text{ W}$) [63] の Fig. 8 を引用.

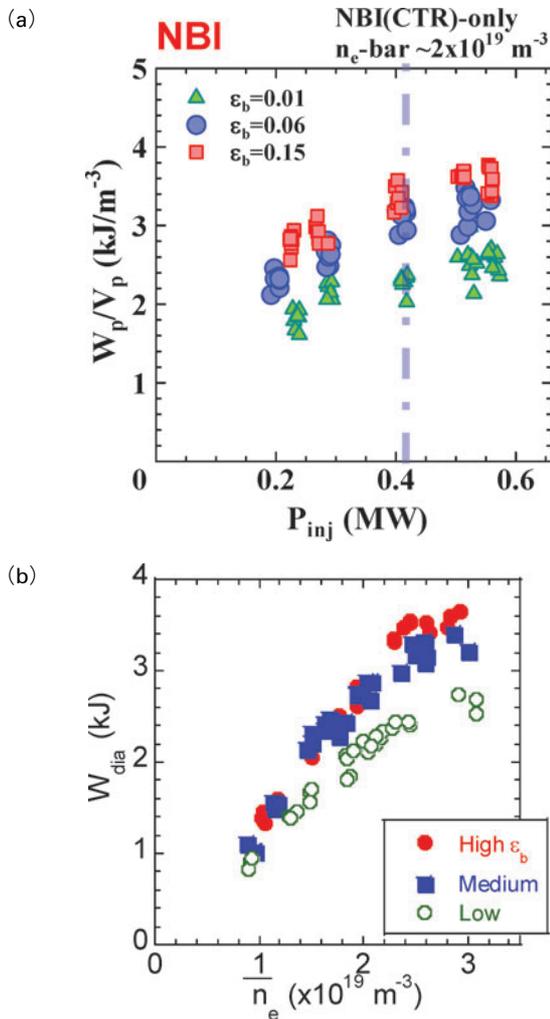


図42 (a) NBI プラズマ ($\bar{n}_e \sim 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) でのプラズマ体積で規格化された蓄積エネルギーのポート通過 NBI パワー依存性. (b) NBI プラズマにおける蓄積エネルギーの密度依存性 ($P_{inj} \sim 0.56 - 0.60 \text{ MW}$).

る。これらの図からわかるように、いずれの加熱条件においても、低バンピネス条件では、他の二つの ϵ_b 条件に比してプラズマパフォーマンス (W_p/V_p の値) が明確に低い。こ

れに反し、高バンピネス、中バンピネス配位の比較では、ECH と NBI プラズマでは ϵ_b 依存性の差は明確ではないものの、異なっている。すなわち、ECH プラズマでは中バンピネス配位が最も良い性能を示し、一方、NBI プラズマでは高バンピネス配位の方が好ましい結果となっている。

このような差が観測される要因として、(1)それぞれの加熱方式における加熱メカニズムとして重要な働きをする高エネルギー電子あるいは高エネルギーイオンの生成・閉じ込め性能の ϵ_b 依存性の差、(2)グローバル・エネルギー閉じ込めに支配的な影響を持つ異常拡散の各配位による違い、(3)加熱法の違いによるプラズマパラメータ領域・分布の違いによる影響などが考えられている。この中で高エネルギー粒子(イオン)の生成・閉じ込めに関しては、後節で議論されているように、基本的に Heliotron J 装置で狙っている(局所)準等磁場概念による粒子軌道改善の予測通り高バンピネス配位が優位であり、バルクプラズマの加熱に優位に働いている可能性がある。これは実験的にも確かめられている [27, 65]。一方、(2)の異常輸送に関しては、ヘリカル系エネルギー閉じ込め経験則である ISS04 則において、異なる磁場配位を持つヘリカル系装置の閉じ込め則を統一的に議論するための「隠れたパラメータ」として、新古典論的視点からの実効ヘリカルリップル ϵ_{eff} 効果が議論されている [66] ところである。Heliotron J における上記三つの磁場配位、高、中、低バンピネス配位の、DCOM コードによるモンテカルロ計算によれば、 $r/a = 2/3$ での ϵ_{eff} 値は各々 0.22, 0.13, 0.26 と、中バンピネス配位が最も小さく、低バンピネス配位が最も大きくなっており [6] (表 7 参照)、ECH 実験の結果は、この ϵ_{eff} 効果予測と矛盾するものではないと言える。現状のプラズマ閉じ込めにおいて異常輸送が主であると考え、異常輸送の抑制に関しても、新古典論的最適化である ϵ_{eff} 制御が効果を持つ可能性がある [6]。この仮説を検証するためには、ECH による高エネルギー電子の生成・熱化挙動と NBI や ICRF による高エネルギーイオンの生成・熱化挙動との差異に関して、今後、プラズマパラメータの径方向分布なども含めた実験的な検証を進めていくことが必要である。

上記の言わば第 1 期の磁場配位制御研究では、グローバルな閉じ込めパフォーマンスに対する配位制御の観点を中心に、基本的に上記三つの ϵ_b 磁場配位に絞った実験研究を展開してきた。しかしながら、Shaing & Hokin のモデル [13] に基づく $1/\nu$ 領域での粒子輸送改善シナリオによれば、Heliotron J 装置における $(\epsilon_b/\epsilon_h, \epsilon_l/\epsilon_h)$ 空間 [14] において試みるべき未開の領域(磁場配位)は多く残されている。この観点から、第 1 期の実験成果のに基づき、これを発展させた Heliotron J 装置の配位制御性を活かした実験研究として、最近高バンピネス条件を維持したままトロイダル成分比、 ϵ_l を下げた新しい磁場配位、低トロイディシティ (ϵ_l) 配位でのプラズマ性能の検証が進められている [67, 68]。既に少数イオン加熱 ICRF による高エネルギーイオン生成・閉じ込めにおける低トロイディシティ配位の優位性が観測されているほか、高密度 NBI プラズマ生成・閉じ込めに関しても低トロイディシティ配位の優位性が観える。今

後、プラズマ対向材との近接性 (PWI 制御), 平均磁場強度が異なることの影響, 加熱シナリオの影響など, 多くの関連条件に配慮した慎重な実験条件設定と組織的なデータ解析が必要であろう. また, 第1期実験後, 粒子給気手法の開発・適用 (超音速分子ビーム入射 (SMBI) [69], 高強度ガスバフ HIGP [70] 法, ベレット [71, 72] 等), NBI 単独プラズマ立ち上げなどの加熱シナリオの発展などにより, 配位比較研究における実験条件設定範囲を拡げることが可能となってきた. 同時にプラズマパラメータの径方向分布計測が進められている. さらに, パフォーマンス重視の実験研究から, 物理機構解明に一層の注力を行う実験計画を展開して磁場配位効果の理解を深めることにより, ヘリカル軸ヘリオトロン磁場配位の概念開発に資する知見を整理する時期に来ていると思われる. コアプラズマ閉じ込めに焦点を当てれば, 例えば, 不明確な要素の多い周辺プラズマや PSI 関連の条件をできるだけ統一するためにリミター放電を試みるなど, これまでにない工夫, 視点によりこの配位効果問題を再考する必要がある.

また, 優れた閉じ込め配位としてのヘリカル軸ヘリオトロン配位としてはプラズマ中の自発電流をできるだけ抑制したいところである. この自発電流制御に対しても ϵ_0 制御効果を期待するところであるが, 4.3.3 節で議論されるように, 低自発電流は低パンピネスの方向にあり, 今のところ, 高プラズマ閉じ込めパフォーマンス配位との両立性には問題があると思われる. したがって, ヘリカル軸ヘリオトロン配位の概念開発研究装置としては, これらをはじめ, 様々な良好な諸特性を高次で満たし得る配位の開発に向け, トリムコイルの採用の可能性の検討なども含めた研究へ発展させる必要があろう.

4.2 閉じ込め改善

4.2.1 H-mode

ヘリカル系磁場配位の最適化は, 新古典拡散理論において低衝突領域におけるリップル損失の低減と MHD の安定性の両立を念頭に検討されている一方, 実際のプラズマ閉じ込めにおいては異常輸送の抑制が重要な要素となる. Heliotron J では, 異常輸送によって支配されているエネルギー閉じ込めについて, その改善現象として H-mode 遷移

が観測された. 最初の H-mode は, 70 GHz ECH (0.3 MW, 0.1 s) プラズマにおいて観測された [73, 74]. 図 43 に示すように, 軽水素プラズマで観測された自発的遷移は, H_α 信号の急激な低下とともに, エネルギー閉じ込め時間 (~ 10 msec) の時間スケールでの電子密度と蓄積エネルギー W_p の増加といったトカマクで見られる H-mode と同様の遷移の特徴を有している. その後, 入射電力範囲 ($0.1 \text{ MW} < P_{\text{ECH}} < 0.3 \text{ MW}$, $0.1 \text{ MW} < P_{\text{NBI}} < 0.6 \text{ MW}$) 内での ECH, NBI ならびに ECH+NBI 放電において, プラズマ線平均密度 \bar{n}_e が $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 程度より高くなると, ほとんどすべての $\iota(a)/2\pi$ 条件において閉じ込め改善モードへの自発遷移が観測された. 蓄積エネルギー W_p の最大増加量 $\Delta W_p/W_p$ はセパトロックス放電において約 70% に達し, エネルギー閉じ込め時間 τ_E^{exp} は国際ステラレータデータベースから導き出された ISS95 スケーリング則 $\tau_E^{\text{ISS95}} (\tau_E^{\text{ISS95}} = 0.079 a^{2.21} R^{0.65} P^{-0.59} \bar{n}_e^{-0.51} B_t^{0.83} (\iota(2a/3)/2\pi)^{0.4}$) [75] よりも長く, 遷移前よりも 50% 長い [76]. ここで, R [m] はプラズマ主半径, \bar{n}_e [10^{19} m^{-3}] は線平均電子密度, P [MW] は蓄積エネルギーの時間微分を考慮に入れたパワー損失, B_t [T] はトロイダル磁場強度である. 唯一の例外は $\iota(a)/2\pi = 0.493$ での ECH 放電であり, 可能な ECH 入射電力範囲では遷移は観測できなかった. しかしながら, この配位においても NBI あるいは ECH+NBI プラズマに対しては遷移が観測されている.

ヘリカル系で初めて H-mode を観測した W7-AS 装置では, H-mode 発現のための外部条件に関して, 周辺部回転変換への強い依存性が報告されている. 低次の有理面の存在と輸送障壁形成の関係について様々な観点から議論されている [77] が, 有理面が存在することによる L-H 遷移ある

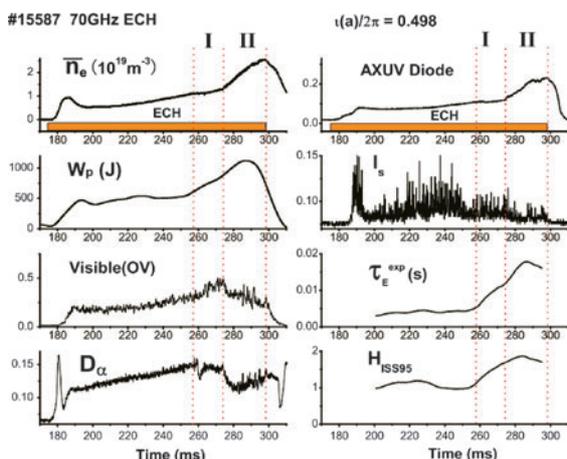


図 43 ECH プラズマでの L-H 遷移の時間発展 [73] より Fig. 2 を引用.

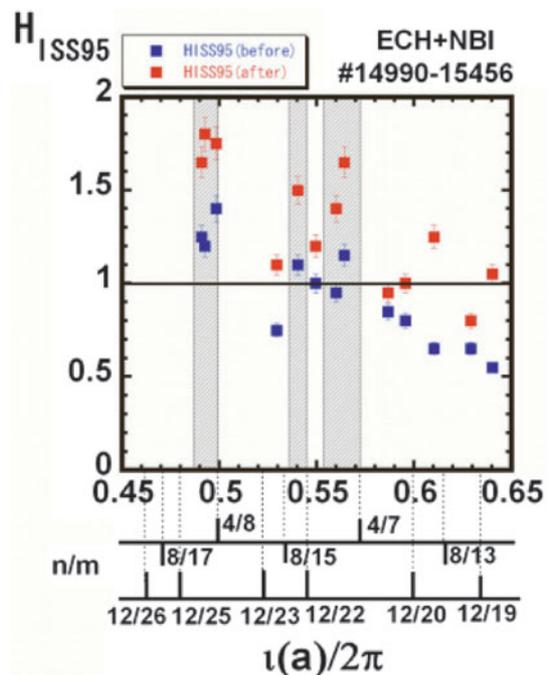


図 44 ECH+NBI プラズマでの H-factor の回転変換依存性. H-factor は ISS95 スケーリング則で規格化されたエネルギー閉じ込め時間であり, 遷移前と遷移後の値を示している [73] より Fig. 6 を引用.

いは輸送障壁形成への効果は十分な結論が得られていない。プラズマ閉じ込め改善モードへの遷移、その結果としての閉じ込め改善効果に対する磁場配位依存性、特に周辺部回転変換に対する依存性を明らかにするため、Heliotron Jにおいて磁場配位の選択肢の柔軟性を活かし、回転変換依存性を調べた[78]。

図44に H-factor を最外殻磁気面での回転変換 $\iota(a)/2\pi$ の関数として示す。ここで、H-factor は、 τ_E^{exp} と τ_E^{ISS95} の比 $\tau_E^{\text{exp}}/\tau_E^{\text{ISS95}}$ で与えている。実験的に評価されるエネルギー閉じ込め時間には、プラズマ蓄積エネルギーの時間変化が考慮されるため、その変化率の大きい遷移後の値は時間的に変動する。このため、遷移後の H-factor として、そのピーク値を示した。遷移直前の時刻における H-factor も示してある。遷移の前後に関わらず、全体的な傾向として $\iota(a)/2\pi$ が大きくなるほど H-factor は小さくなる傾向がある。遷移前後の H-factor を比較すると、いずれの配位においても遷移後の H-factor の値は遷移直前よりも増加しており、閉じ込めの改善があることを示している。しかしながら、遷移後に得られる H-factor の大きさは、 $\iota(a)/2\pi$ に強く依存している。斜線を施した $\iota(a)/2\pi$ の領域は遷移後の H-factor が 1.3 を超え得る領域である。遷移後の H-factor が 1.3 を超え得る改善モードの観測される $\iota(a)/2\pi$ の領域は、Heliotron J における回転変換の主要な低次共鳴条件である $\iota(a)/2\pi = 4/8, 4/7$ および $12/22$ に対応する値より少し小さい領域に限られている。これらの領域以外の磁場配位では、遷移自体は観測され H-factor の増加も認められるものの、遷移後の H-factor は大きな値とはならない。これらの領域における遷移は、遷移に特徴的な $H\alpha$ 強度の変化がトーラス方向で一様でないなどの特徴がある。ヘリカル系装置での L-H 遷移に関し、W7-AS では L-H 遷移可能な周辺回転変換領域として $\iota(a)/2\pi \sim 0.48, 0.53$ および 0.56 近傍にその存在が確認されている[79-81]。これらの領域は、Heliotron J の場合と同様、回転変換の主要な低次共鳴条件 $n = 5, m = 9, 10$ として $n = 10, m = 19, 21$ の近傍として理解されている。このような低次共鳴条件近傍に遷移可能領域があり、その領域の境界で周辺部回転変換が共鳴条件を満たしているという観測事実を説明するため、W7-AS ではポロイダル粘性との関連が議論された[82]。磁場構造から評価されるポロイダル粘性減衰係数 C_p は回転変換に依存しており、H-factor の上昇との関連を示唆する結果も得られている。遷移による閉じ込め改善効果が共鳴有界面の存在といった磁場配位の特徴と結びついている可能性がある。

周辺プラズマ計測では、揺動に起因する輸送の低減が LCFS 内及び SOL において生じており、負の径電場、電場シアが形成されていることが得られている。また、図45に示すように、ECH (0.29 MW) + NBI (0.57 MW) において、H-factor は電子密度閾値と関連している。閉じ込め改善度は電子密度閾値が下がるにつれて増加する傾向がある。

4.2.2 高強度ガスパフ法による高密度プラズマ生成と H-mode 遷移

Heliotron J は 2 章でも示されているとおり、ベータ値の上昇に伴い捕捉粒子閉じ込めの改善が期待される。高ベ-

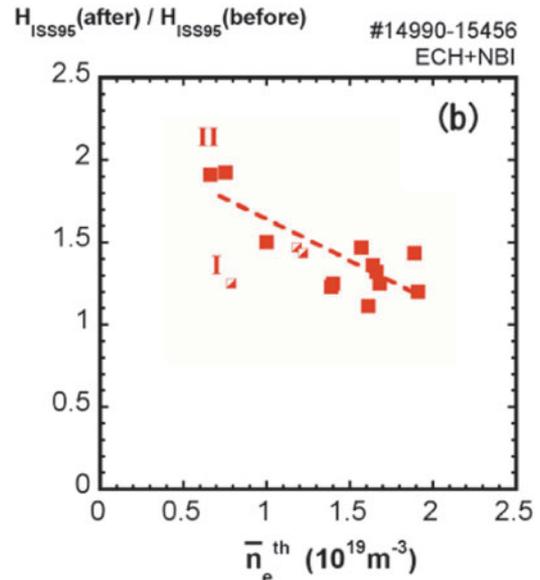


図45 ECH+NBIプラズマでのH-factorの電子密度依存性[73]より Fig. 9 を引用。

タ化のためには高密度プラズマ生成のシナリオ構築が必要である。本節では、NBI加熱での高密度プラズマ生成をめざして、粒子補給法として高強度ガスパフ (High Intense Gas Puffing, HIGP) 法を用いた高密度プラズマ生成について述べる[64, 83]。

HIGP 法では通常の放電で粒子補給として用いるピエゾバルブを利用し、10-20 ms 程度の短い時間に通常の数倍程度までのガス供給を行い、その後ガス供給を遮断する。この利点として、ピエゾバルブはトーラス 4 カ所に設置されており、トーラス方向に均等なガス供給が期待される。HIGP のガス供給量・パルス幅に依存して、到達密度・プラズマ性能に違いが見られた(図46参照)。短い時間で HIGP を適用した場合(#60553)は、ガス供給直後は蓄積エネルギーの低下が観測されるが、その後回復しガス導入前よりも蓄積エネルギーの増加が観測された。この時、粒子補給を停止しているにもかかわらず、 $t = 240$ ms において線平均密度の増加が見られている。同時に $H\alpha$ 線強度の急峻な低下が観測されており、粒子閉じ込めの改善を示唆する H-mode 遷移と考えられる。HIGP 入射直後から遷移直前まで周辺部に 10-20 kHz 程度にバーストモードが観測された。この現象は Heliotron J の標準配位と比べて楕円度が高

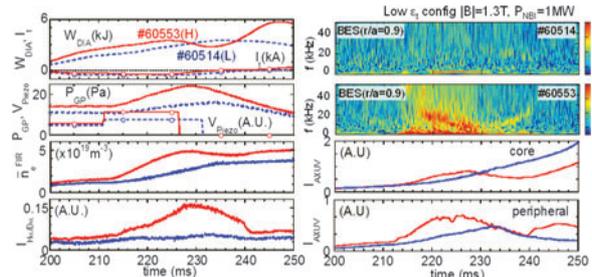


図46 HIGP を用いた高密度プラズマ放電波形。H-mode 遷移が観測された場合(#60553)と観測されなかった場合(#60514)の比較。[65]より Fig. 3 を引用。

く磁場のトロイダル成分が小さい配位で観測されている。トロイダル成分はベータの上昇に伴うシャフラノフシフトを抑制する役割がある。本放電ではNBIはバランス入射されており、加えてHIGP後のプラズマ電流の変化は小さいため、最外殻磁気面形状の変化は大きくないと考えられる。一方でHIGP強度が低い場合(#60514)にはHIGP後の蓄積エネルギー・線平均密度の変化が小さく、またバーストモードの代わりに5 kHz程度に周波数一定の密度揺動が観測された。

HIGP前後での密度・温度分布の変化を図47に示す。HIGP導入前($t=210$ ms)では中心部密度は $1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、中心部電子温度は0.4 keV程度であったが、HIGP入射直後に温度の低下・密度の増加が観測された。H-mode遷移後($t=245$ ms)では周辺部に急峻な密度勾配が観測され、周辺部での電子温度も回復した。その結果、 $r/a=0.8$ での電子圧力はHIGP前後で5倍増加した。HIGP直後から観測される $f=10-20$ kHzのバーストモードは $n=2$ のトロイダルモードを持ち、その周期は1-3 kHzである。BESにより得られた密度揺動の空間分布に相互相関解析を適用すると、1-3 kHzの周波数でLCFS内側の約2 cmから外向きの揺動の伝搬が見られた(図48)。伝搬速度は約350 m/sであり、バーストに伴った粒子排出を示唆している。

中性粒子輸送シミュレーションによる解析では、HIGP前後で周辺部の中性粒子密度が約半分に低下したことが予想された[69]。中性粒子密度の低下は周辺部の荷電交換損失・放射損失の低減が期待される。加えて、HIGP後の高密度プラズマ時に径電場シアの変化が観測された[39]。図49に荷電交換再結合分光計測を用いたポロイダル・トロイダル流速から力のバランス式を用いて評価した径方向電場を示す。HIGP導入前の低密度状態においては、ほとんど径電

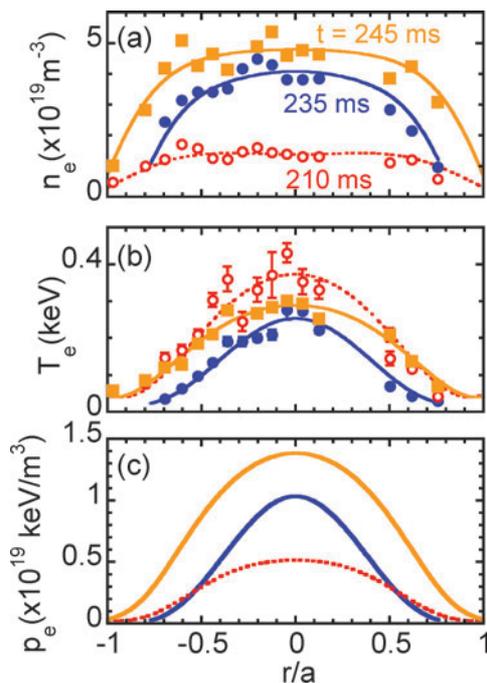


図47 HIGP放電における(a)電子密度、(b)電子温度および(c)電子圧力の径方向分布。[65]よりFig. 5を引用。

場シアが観測されないが、HIGP後には $r/a=0.7-0.9$ の範囲で強い径電場シアの形成が観測された。特にポロイダルフローの変化に起因した径電場の寄与が大きい。要因として中性粒子密度の低下に伴うポロイダル粘性の低下が考えられ、 $E_r \times B$ フローシアによる輸送の変化が、粒子閉じ込め改善の要因として考えられる。

4.2.3 固体水素ペレットによる燃料供給

ヘリカル系装置では、原理的にプラズマの閉じ込めにプラズマ電流を必要としない。そのため、トカマク系装置で見られるようなプラズマ電流で規定される電子密度限界、いわゆるグリーンワルド密度限界[84]に制約されず高電子密度化が可能である[85]。高密度化には、プラズマ中心まで燃料供給が可能な固体水素氷粒(ペレット)入射が有効であり、Heliotron Jでも高密度プラズマ物理研究のため、ペレットによる燃料供給法を導入している。

Heliotron Jのような中型の実験装置では、ペレットによる主プラズマへの摂動を考慮すると、低速かつ小サイズの

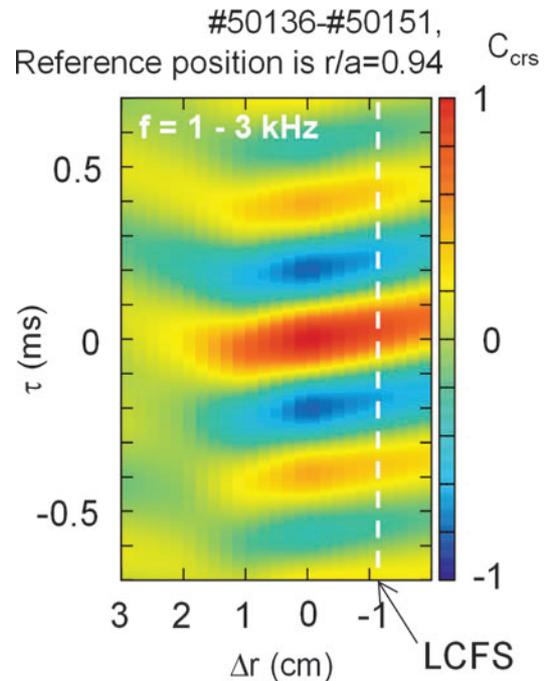


図48 バーストモードにおける1-3 kHzの密度揺動の相互相関係数径方向分布。[65]よりFig. 6を引用。

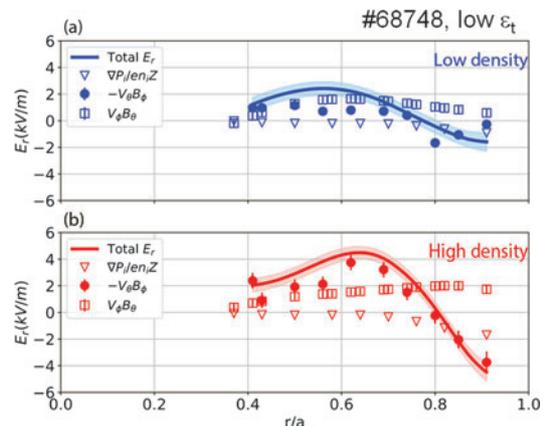


図49 HIGP放電における径電場の径方向分布[39]よりFig. 3を引用。

ペレットが必要となる。そこで、Heliotron J に適用可能なペレットの低速化 (200–300 m/s)、小サイズ化 (1 mm 以下) を両立するペレット入射装置を開発してきた。ペレットの生成、加速法は、その場生成方式、ニューマチック加速を採用した。また、射出バルブは、図50に示すように、バルブ下流側をテーパ構造にした工夫が施されている[70]。テーパ構造は、ペレットへの加速ガス圧力を軽減でき、ペレット速度を低速にすることができる。その結果、ペレットサイズは1.1–1.2 mm、ペレット速度は 260 ± 30 m/s での入射が可能となっている。

上記のペレットをNBI-onlyおよびNBI+ECHプラズマに入射し、高密度かつ高蓄積エネルギーが得られている[86]。ペレット入射により達成された平均密度と蓄積エネルギーを図51に示す。ガスパフの場合、密度増加とともに蓄積エネルギーはロールオーバーするのに対し、ペレット入射の場合は高密度でもISS04 スケーリング則[65]に沿って高い蓄積エネルギーが得られており、ペレット入射による燃料供給が高密度化に貢献していることがわかる。また、加熱方法の違いによるペレット侵入長の違いも観測されている。Ha アレイ計測でペレット溶発発光を調べた結果、NBI+ECH プラズマでは磁気軸付近の侵入長だったのに対し、NBI-only プラズマでは、磁気軸を越えた侵入長であることがわかった。すなわち、NBI+ECH プラズマでの

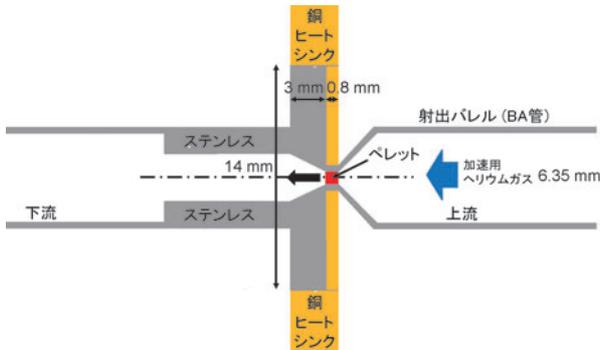


図50 Heliotron J に採用されているテーパ構造射出バルブ。

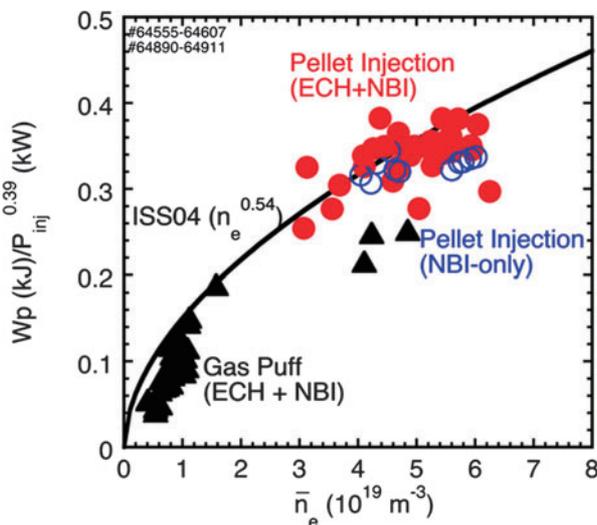


図51 ペレット入射によって達成された平均電子密度と蓄積エネルギー。

ペレット侵入長は、NBI-only プラズマでの侵入長よりも浅いことになる。この侵入長の違いは、高速電子/イオンの効果によるものと示唆され、ペレット溶発の素過程を議論する上で重要な実験結果を示している。

4.3 新古典輸送

4.3.1 電子内部輸送障壁

ヘリカルプラズマの電子内部輸送障壁 (eITB) 形成は、CHS, LHD, TJ-II, W7-AS など様々なステラレータ/ヘリオトロン装置で観察されている。eITB は、新古典輸送に基づくイオンルート、電子ルートとの間の遷移によって特徴づけられる分岐現象と考えられている。プラズマがイオン温度に比べて電子温度が高いなどの場合に電子ルートに遷移するとコア領域に大きな正の径電場が形成され、電場により新古典輸送が改善、または、電場シアによる乱流の抑制により異常輸送が低減することにより、プラズマの熱輸送が改善されると考えられている。

Heliotron J 装置では電子内部輸送障壁は電子サイクロトロン加熱 (ECH) によって生成される[87–91]。実験は磁気軸での回転変換値 (ι) が $\iota(0)/2\pi \sim 0.56$ の真空磁場配位に、Xモードの第二高調波 70 GHz のジャイロトロンを共鳴層が存在する磁気軸上に向けて入射パワーを集光して加熱することで輸送障壁を生成した。この時、電子サイクロトロン波の入射角を $N_{\parallel} \sim 0.0$ に設定したため、電子サイクロトロン (EC) 駆動電流はほぼゼロであり、わずか数 kA のブートストラップ電流が観察されるのみであった。Heliotron J の ECH システムは、入射パワーを連続的に変化させることができるので、この実験では電子密度 (n_e) を一定に制御し、入射パワーを徐々に減少させて実験をおこなった。図52(a)に線平均電子密度 (n_e^{ave})、プラズマ蓄積エネルギー (W_{dia}) と入射 ECH パワー (P_{ECH}) の時間変化を示した。 P_{ECH} は線平均密度が一定 ($n_e^{ave} \sim 1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) の条件下で $t = 210$ ms から 330 kW から 120 kW まで徐々に減少するように制御された。

図52(b)と(c)は eITB 形成時の電子温度 (T_e) と電子密度の Nd:YAG レーザートムソン散乱計測 (YAG-TS) により計測したプロファイルを示す。この図では $P_{ECH} \sim 240$ kW と $P_{ECH} \sim 175$ kW、2つの入射パワーの時間での分布が示されている[89]。

$P_{ECH} \sim 240$ kW の場合 (赤) のプラズマのコア領域 ($r/a < 0.25$) の電子温度は $P_{ECH} \sim 175$ kW の場合 (青) に比べて高く、 $\rho = 0.2$ で 30 keV m^{-1} の勾配をもってピークし中心電子温度は約 1.5 keV に達している。一方、周辺領域の電子温度は、 $P_{ECH} \sim 240$ kW、 $P_{ECH} \sim 175$ kW で、ほとんど同じである。また電子密度は、2つの場合で、ほとんど変化していない。これらの結果は、中心領域のみ入射パワーの上昇により、輸送特性が変化したことを示しており、CHS または LHD で観測された eITB 現象と同様の特性を持っている[2]。

eITB の輸送特性を明らかにするために、熱輸送解析を行った。図53に $P_{ECH} \sim 240$ kW、 $P_{ECH} \sim 175$ kW の2つの場合について電子の ECH 入射パワー制御実験の実効熱拡散係数を示す。実効電子熱拡散係数 (χ_e^{eff}) 分布は、YAG-TS

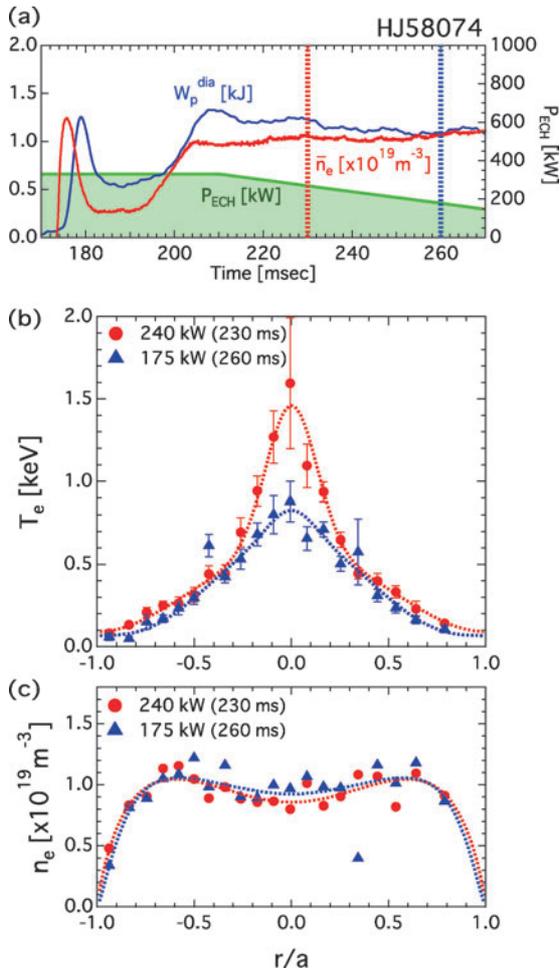


図52 (a) プラズマ蓄積エネルギー，線平均電子密度，および電子サイクロトロン加熱 (ECH) 入射パワーの時間発展。ECH を入射したときの (b) T_e および (c) n_e の分布 (入射パワーは，それぞれ 175 kW および 240 kW) [90] より Fig. 1 を引用。

測定から得られた T_e および n_e 分布とシングルパス ECH 吸収分布から評価した。 χ_e^{eff} は以下のように定義される [89]。

$$\chi_e^{eff}(r) = \frac{Q_{ECH}}{n_e \nabla T_e} \quad (6)$$

ここで， Q_{ECH} は TRAVIS レイトレーシングコードを使用して計算した [89]。 TRAVIS は，任意の 3D 磁場配位における光線追跡コードである。 図 53 (b) は， 図 52 に示した， ECH 入射パワー制御実験における中心領域で分布がピークした $P_{ECH} \sim 240$ kW の場合とピークしていない $P_{ECH} \sim 175$ kW 場合の χ_e^{eff} の計算結果を示している。 この実験においては， 電子イオン間のエネルギー輸送と不純物放射損失によるエネルギー損失は無視できるほど小さいと考えることができる。 χ_e^{eff} のエラーは， 主として電子温度密度分布測定のエラーから見積もった。

$P_{ECH} \sim 175$ kW の場合は χ_e^{eff} は分布全体で， ほとんど一定の値であることを示しているが， $P_{ECH} \sim 240$ kW の場合は中心領域 ($r/a < 0.4$) において $10 m^2 s^{-1}$ ($r/a \sim 0.4$) から $4 m^2 s^{-1}$ ($r/a \sim 0.2$) まで大きく減少している。 ピークした

T_e 分布の場合に $\rho < 0.3$ において χ_e^{eff} が明らかに減少していることを示しており， コア領域における閉じ込めが改善されていることを示している。 これより外側の領域では P_{ECH} が増加しても T_e 勾配は変化しないため $P_{ECH} \sim 240$ kW の場合の χ_e^{eff} が $P_{ECH} \sim 175$ kW の場合に比べて大幅に上昇しており， 周辺領域でのエネルギー閉じ込めの劣化を示唆している。 この現象は L モード閉じ込めにおけるパワーデグラデーションの特徴と合致している。

実験と新古典理論の結果の比較は T_e 分布がピークしたプラズマの輸送特性についてのより詳細な情報を提供する [89]。 新古典モデルによる径電場を考量した熱輸送係数 (χ^{NC}) を 図 53 (b) に示す。 分布がコア領域でピークしたプラズマの χ^{NC} は， コア領域がピークしていないプラズマの χ^{NC} よりも低い値 ($r/a < 0.3$) を示しているが， 実験的に得られた実効熱拡散係数と比較するとコア領域でピークしたプラズマの χ^{NC} は χ_e^{eff} の約 1/7 である。 χ_e^{eff} は χ^{NC} と異常輸送の両方の効果を含むので， 熱輸送係数のコア領域における減少は， 異常輸送の減少に起因すると考えられる。

4.3.2 平行フローと運動量バランス

トラス装置においてトロイダル (磁力線平行) 方向のフローはリップルが大きくなると新古典粘性による減衰力を受ける。 平行フローやそのフローシアはプラズマの安定性・熱輸送と密接に関係するため， 平行フローを高精度で予測する手法を確立することはヘリカル系のみならずトカマクでも重要な課題である。 一方で磁力線平行方向の運動量バランスは NBI 等による外力も考慮する必要があるため， フローの予測のためにはこれら複雑な系を矛盾なく解く必要がある。 Heliotron J では磁場のフーリエ成分の一つ， バンピネスを用いて磁力線方向のリップルを制御することができる。 本節では NBI プラズマにおけるバンピネス

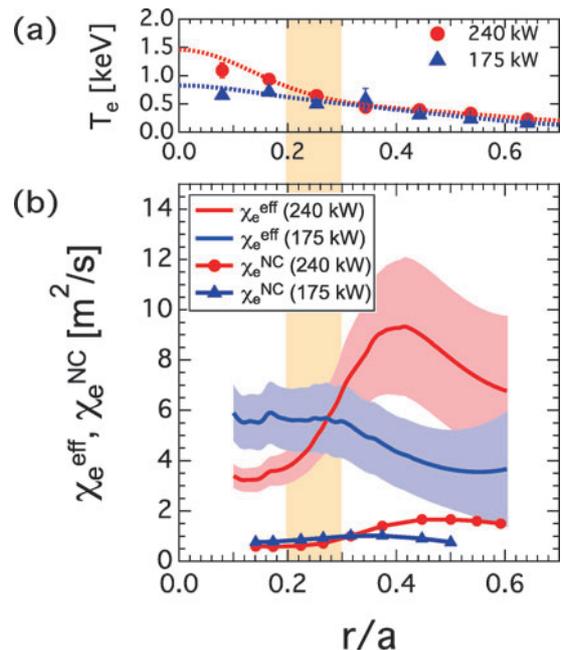


図53 コア領域がピークしたプラズマとピークしていないプラズマに対する (a) T_e と (b) 電子熱拡散係数 (χ_e^{eff}) と新古典熱拡散係数 (χ_e^{NC}) の分布。 [90] より Fig. 7 を引用。

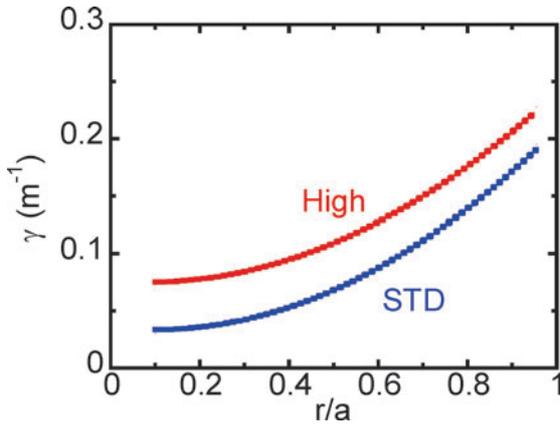


図54 高バンピネス (High)、標準 (STD) 配位におけるリップル強度 γ の径方向分布。

に対する平行フローの応答を実験的に調べ[92], 新古典輸送解析によって予想される平行フローと比較した[93, 94].

磁力線方向 l に沿った磁場強度 B からリップル強度 $\gamma = \{(\partial B/\partial l)^2/B^2\}^{1/2}$ を定義すると, リップル強度の径方向分布は図54の様になる. 標準配位・高バンピネス配位においてプラズマ中心でそれぞれ0.027 および0.073 m^{-1} となり, 2.7 倍に増える. 一方で周辺部では両配位ともリップル強度が大きくなり, 両者の差は小さい. 標準配位において NBI を順 (co) 電流・逆 (ctr) 電流方向に入射した場合の炭素不純物 (C^{6+}) の平行フロー速度分布を図55(a)に示す (●シンボルおよび点線). ここで, 順電流とは回転変換を増加させる向きの電流である. また NBI ビーム吸収解析により得られる駆動力分布を図55(c)に示す. このときの順電流・逆電流方向の NBI 入射パワーはそれぞれ 0.58, 0.35 MW である. NBI が co 方向入射の場合には中心付近で約 10 km/s の co 方向のフローが観測された. このフローは ctr 入射にすると逆転し, 駆動力に応じて変化することがわかった. 一方で, $r/a > 0.7$ では駆動力がほとんど0であるにもかかわらず NBI の入射方向に依存せず順方向に 2–4 km/s のフローが観測された. 高バンピネス配位

(図55(b), (d)参照) では, 中心付近の駆動力が標準配位のケースと同程度であるにもかかわらず, 得られるフロー速度は約半分程度に小さくなった. これはリップルに伴って平行方向の新古典粘性が大きくなったことに起因する. 一方, 周辺部では標準配位同様に順方向に 0–4 km/s のフローを観測した. これらの結果から中心部のフローは新古典粘性による減衰を受け, 周辺部のフローは配位や NBI 駆動力方向に依存しない自発的に発生するフローが支配的であると考えられる.

これらの結果から内在する物理を理解するため, ドリフト運動論に基づく新古典輸送解析を行った. 粒子種 a の磁力線方向のフロー速度 U_a は下記の力のバランス式より評価することができる.

$$-\begin{bmatrix} \mathbf{M}_a & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \mathbf{M}_b & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & \mathbf{M}_N \end{bmatrix} + \langle B^2 \rangle \begin{bmatrix} \Lambda_{aa} & \Lambda_{ab} & \cdots & \Lambda_{aN} \\ \Lambda_{ba} & \Lambda_{bb} & \cdots & \Lambda_{bN} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \Lambda_{Na} & \Lambda_{Nb} & \cdots & \Lambda_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_a \\ U_b \\ \vdots \\ U_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{N}_a & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \mathbf{N}_b & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & \mathbf{N}_N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_a \\ X_b \\ \vdots \\ X_N \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} Z_a \\ Z_b \\ \vdots \\ Z_N \end{bmatrix} \langle BE_{\parallel} \rangle - \begin{bmatrix} C_a \\ C_b \\ \vdots \\ C_N \end{bmatrix} \langle BF_{\parallel} \rangle \quad (8).$$

ここで \mathbf{M}_a , Λ_{ab} は粘性および粒子種 ab 間での衝突による摩擦力のマトリックス, \mathbf{N}_a は熱力学力 X_a による粘性マトリックス, Z_a は磁力線方向の電場 E_{\parallel} による駆動力である. ここで NBI 高速イオンによる外部駆動力 F_{\parallel} と分配項 C_a を導入することで各粒子種へ分配する. なお熱力学力には圧力, 温度及び電場勾配に起因する駆動力を考慮した. 図55(a), (b)の実線に新古典輸送解析によって得られたフロー速度分布を示す. プラズマ中心付近においては co 入射, ctr 入射に伴ってフロー速度が反転しており, 概ね実験結果と一致している. 特に高バンピネス配位の場合では, 新古典粘性の増加に伴ってフロー速度の低下も再現しており, 自発フローは熱力学力に起因する駆動力が支配的であると考えられる.

以上, 高精度でフロー速度を評価できる新古典輸送解析法が構築できた. これは新装置・大型装置等の設計におけるフロー・径電場の予測に適用でき, フローやフローシアによる乱流抑制効果の予測・配位最適化にとって大きく貢献できると期待される.

4.3.3 ブートストラップ電流

Heliotron J の磁場配位はコイルによる磁場のみを基に設計されており, 誘導電流は利用しない. したがって微小電流の検出が容易であるため, プラズマ中に自発的に生成される電流の研究に適している. 例えばブートストラップ電流, Pfirsh-Schlüter 電流などである. これらのうちで直接回転変換に影響を与えるものとしてブートストラップ電流について述べる. 回転変換の変化は有限 β 効果も含めてアイランドの形成など磁気面形状変化を引き起こし, 最終的

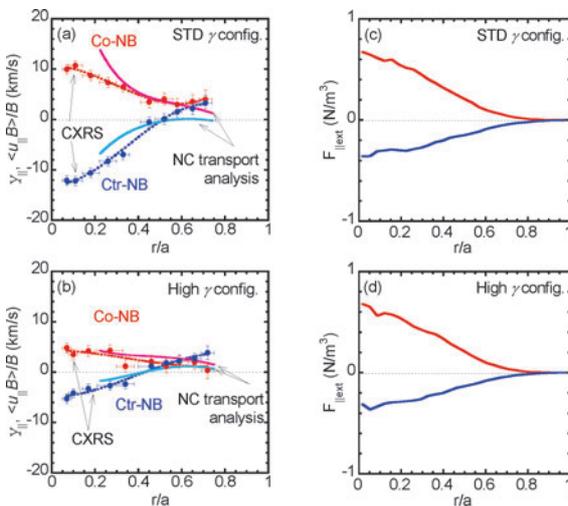


図55 (a)標準配位および(b)高バンピネス配位の炭素不純物 (C^{6+}) 平行フロー速度分布, (c), (d)およびそれぞれの配位における, NBI による平行方向駆動力分布。

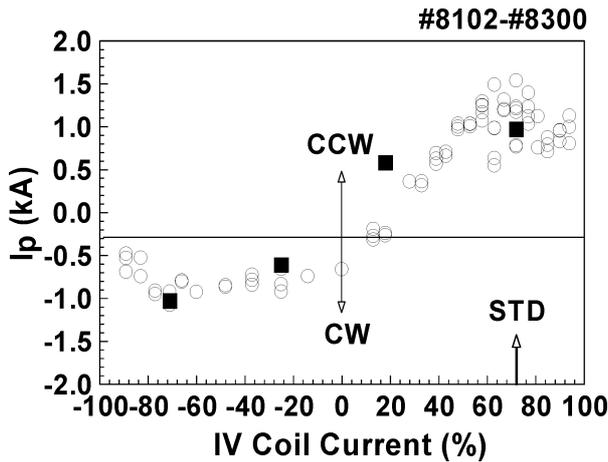


図56 IV コイル電流に対するトロイダル電流の変化。コイル電流値は電源の最大定格に対する%で示した。BSCコードを用いた計算値も四角で示してある。計算に用いた入力値は以下の通り。 $n_e = 1.5 \times 10^{19} (1 - \rho^3) \text{ m}^{-3}$, $T_e = 0.4 (1 - \rho)^2 \text{ keV}$, $T_i = 0.15 (1 - \rho)^2 \text{ keV}$, $Z_{\text{eff}} = 1$, ここで ρ は規格化小半径。

にプラズマ閉じ込め特性に寄与する。Heliotron J の磁場配位におけるブートストラップ電流の新古典理論による SPBSC コードの計算によって Boozer 座標系のフーリエ成分の一つバンピネスに依存することがわかっている。この依存性は定性的には $B \times \nabla B$ の方向変化によって生じる。

図56に示すように、外部コイルの一つ、内部垂直磁場 (IV) コイルの電流を変化させて、トロイダル電流の変化を測定した[95]。フーリエ成分のうちこの制御で主に変化するのはバンピネスである。ECH プラズマを用いて、平均密度は $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ である。IV コイル電流を減少させると、トロイダル電流も減少し、最終的には逆転する。最大電流は正逆それぞれで 1.5 kA および -1.2 kA である。Heliotron J の標準配位に対応する IV 電流を矢印で示している。閉じ込め磁場を反転すると、電流方向は予想の通り逆転し、また、その絶対値はほぼ等しく、ブートストラップ電流の性質を示している。SPBSC コード[96]を用いた計算値も図に示している。この計算で、幾何因子 G_{bs} については、Shaing と Callen による理論[97]に基づいたものを利用している。実験値はこれら新古典理論をもとに計算された値と定性的に一致することがわかった。

上述の実験では主なフーリエ成分、プラズマ体積などが異なる場合も含まれている。バンピネスのみを変化させる3つのケース (高バンピネス、中バンピネス、低バンピネス) で、電子密度を変化させブートストラップ電流を調べた[98]。磁場強度は各配位でプラズマ中心において ECH の第2高調波になるように調整した。横軸に電子密度をとり、縦軸にブートストラップ電流をとると図57に示すように実験範囲のパラメータでは電子密度の増加に伴ってブートストラップ電流も増加することがわかる。また、バンピネスに関しても増加するほどブートストラップ電流も増加していることがわかる。また、低バンピネスでは低密度でブートストラップ電流の逆転が起こっていることがわかる。この実験では特に低密度領域で EC 駆動電流が流れている可能性もあるが、確認実験によって、このようなブー

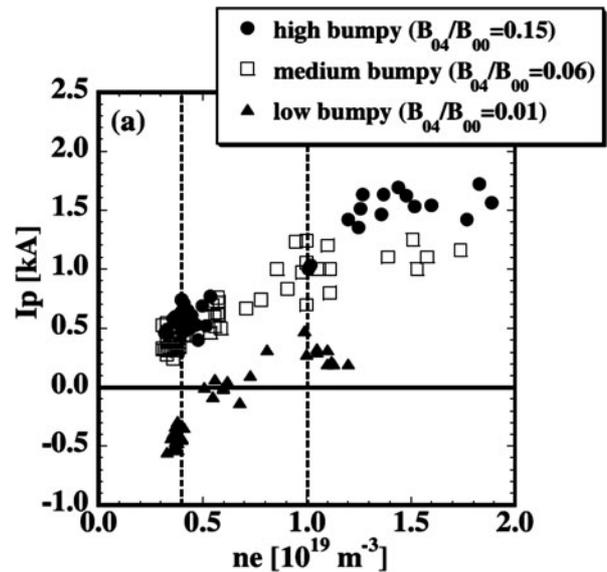


図57 3つのバンピネスに対するトロイダル電流の密度依存性。ECH 周波数はプラズマ中心磁場強度に対する第2高調波である。[98]より Fig. 2 を引用。

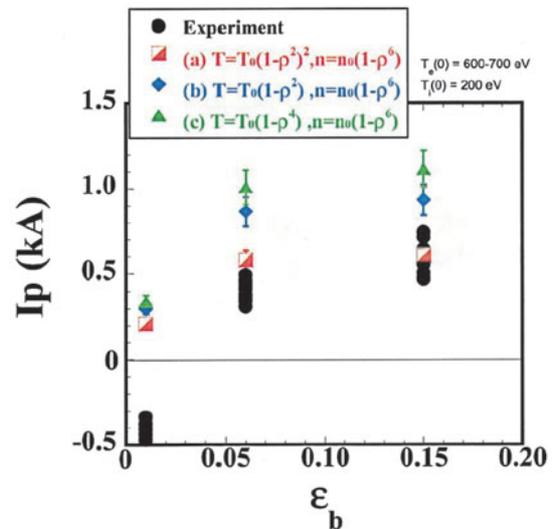


図58 低密度におけるブートストラップ電流のバンピネス依存性。電子密度は $n_e = 0.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ である。黒丸は実験値である。

トストラップ電流の反転は確認されている。新古典輸送理論から計算された低密度領域でのブートストラップ電流を図58に示す。計算においても高バンピネスでの電流値が最大で、中、低バンピネスの順に小となる傾向は再現されている。また、この図からわかるようにブートストラップ電流は正であり、実験での低バンピネスの場合が示すように負になることはない。計算では径電場は0として解析を行っているが、新古典理論からは径電場成分によるブートストラップ電流の変化が予想される。そのため、電子温度程度の電位がプラズマ中に形成されるとして、電場を考慮すると低バンピネスの場合について、2 kV 程度でブートストラップ電流の反転が見られた。さらなる検討は電場計測の結果を待つ必要がある。

4.3.4 電子サイクロトロン電流駆動

電子サイクロトロン電流駆動 (Electron cyclotron cur-

rent drive, ECCD) は、トカマクでは MHD 不安定性を抑制する有効な手法として知られており、ヘリカル系においてもブートストラップ電流、大河電流といった非誘導電流を抑制するとともに、回転変換分布を調節する有効な手法として期待されている。また、ヘリカル系ではオーミック電流がないことから、EC 電流を 0.1 kA オーダーで精度良く計測可能であり、その駆動物理機構を調べることができる。

ECH プラズマでのトロイダル電流はブートストラップ電流と EC 電流の 2 成分がある。ブートストラップ電流は ∇B ドリフトに比例することから平衡磁場を反転させると流れる方向が反転する一方、EC 電流は磁場強度のみに依存性しており、平衡磁場を反転させてもその方向は変わらない。この性質を利用し、ブートストラップ電流と EC 電流を切り分け、EC 電流を評価することができる。

図59はプラズマ電流の磁場配位依存性を示している[98]。Fisch Boozer 効果の方向に流れる方向を正にとっている。この実験では、低密度運転によりブートストラップ電流の寄与を抑えている。低バンピー配位の場合は大河効果の方向にプラズマ電流が流れ、高バンピー配位になるにつれてプラズマ電流の流れる方向が反転し、Fisch-Boozer 効果の方向に流れることがわかる。図60は 3 磁場配位における EC 駆動電流 $N_{||}$ 依存性である[100]。ECH/ECE 用レイトレーシング計算コード TRAVIS で求めた EC 駆動電流もプロットしている。 $N_{||}$ が大きくなるにつれて EC 電流が流れ、また、高バンピー配位では EC 電流はほぼゼロであるか、Ohkawa 効果の方向に流れる。EC パワーが磁場リップルの谷に吸収される場合、EC 電流は抑制される。

Heliotron J における最大電流駆動効率 $\gamma = neI_{EC}R/P_{EC} = 2.4 \times 10^{17} \text{ A/Wm}^2$, $\zeta = 32.7neI_{EC}R/P_{EC}Te = 0.10$ であった。捕捉粒子の割合は EC パワーが吸収される磁場リップルの構造に強く依存しており、この捕捉粒子の割合に応じて EC 駆動電流が変わる。実験で得られた規格化電流駆動効率 γ も理論とファクター 2 内で一致しており、また、弱い電子密度依存性も TRAVIS 計算結果と同様であった。

この ECCD を用いて非誘導電流を制御することが可能である。図61に示すように、ECCD によってブートストラップ電流をキャンセルし、完全無電流プラズマを形成することを実証した[19]。周辺領域での回転変換を一定に保つこ

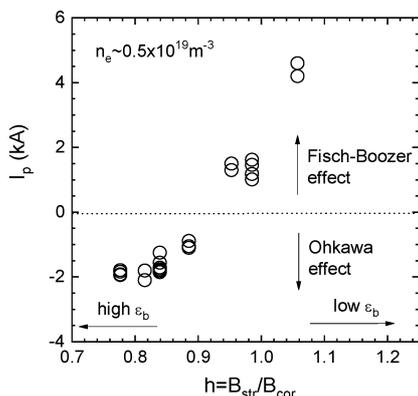


図59 EC 電流の磁場配位依存性[98]より Fig. 3 を引用。

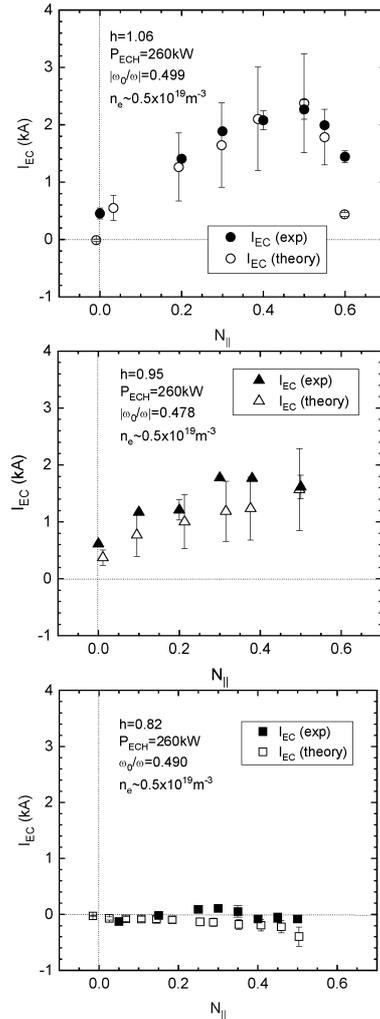


図60 3つの磁場配位における EC 電流の $N_{||}$ 依存性[99]より Fig. 3 を引用。

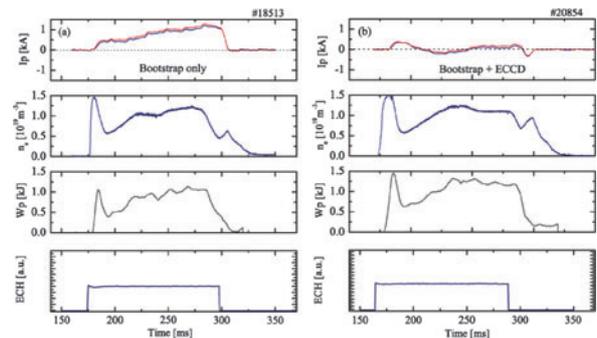


図61 トロイダル電流の時間発展 (a) ブートストラップ電流のみの場合、(b) ブートストラップ電流と EC 電流の場合[101] の Fig. 14 を編集。

とでブートストラップ電流のダイバータ磁場構造への影響を抑えることや、回転変換分布での有理面を回避できる可能性を示唆している。また、Heliotron J, TJ-II, CHS での ECCD 実験結果を比較し、EC 駆動効率が同程度であることもわかっている[101]。

4.4 MHD・高エネルギー粒子

4.4.1 MHD

Heliotron J は、従来の平面磁気軸ヘリオトロンでは困難

とされた高い MHD 安定性と良好な粒子閉じ込めの両立が実現可能な磁場配位の探索を主目的としている。そのために、Heliotron J では磁気シアによる安定化効果では無く、低磁気シアにより低次モード数に関連した有理面を避けられる様にする一方で、全領域での磁気井戸を実現し、低次モード数を有する MHD 不安定性を安定化できる様な工夫を施している。この様な MHD 不安定性の安定化に対する考え方は、Wendelstein7-X や HSX 等の先進ヘリカル装置でも採用されており、Heliotron J での実証が期待されている。

Heliotron J において回転変換を 0.47 から 0.65 程度までおおよそ 0.01 刻みで放電ごとに挿引し、MHD 不安定性と有理面の影響を調べた[102]。各磁場配位の真空での回転変換に対して磁気プローブで観測した磁場揺動（モード周波数 $f < 15$ kHz）の強度を求めた。コヒーレントな揺動以外にも含まれていることに注意を要するが、回転変換が 0.5 ならびに 0.6 近傍で磁場揺動強度が高くなる。また、観測されたコヒーレントな磁場揺動のモード数はそれぞれ、 $m = 2/n = 1$ および $m = 5/n = 3$ であった。すなわち、有理面を有する磁場配位では関連したモード数を持つ長波長の MHD 不安定性が発生することがわかった。また、それらの揺動強度はベータ値の上昇に伴い増加することから圧力勾配駆動形であることを示唆している。なお、磁場揺動強度が高くなると蓄積エネルギーの減少が観測されることから閉じ込めへの影響が懸念される。短波長解析ではあるものの数値解析の結果、抵抗性 MHD 不安定性は不安定領域近傍であり、本実験条件では抵抗性 MHD 不安定性が不安定化したとが示唆された。なお、Heliotron J の磁場配位はベータ値のさらなる上昇で磁気井戸が更に深くなることから、さらにベータ値を上げていった際の MHD 不安定性の振る舞いが重要である。以上のことから、有理面を避けるような磁場配位では MHD 不安定性が観測されないこと、有理面を含むような磁場配位では長波長の抵抗性圧力勾配駆動形 MHD 不安定性が観測されプラズマ閉じ込めに影響を与えること、そして、Heliotron J の特徴を示すためにより磁気井戸が深くなる高ベータ領域での研究が重要になってくることがわかった。

4.4.2 中心部コヒーレント密度揺動の ECH 印加・内部輸送障壁形成への過渡応答

磁場閉じ込めプラズマにおいて閉じ込め状態遷移の物理過程が研究されている。例えば、近年 TJ-II ステラレータにおいて、電子内部輸送障壁とコヒーレントな密度揺動の相互関係が議論された[103]。Heliotron J においても、ECH で生成された電子内部輸送障壁の形成素過程を明らかにするための実験が実施されている[89]。最近の実験では、ECH プラズマに NBI を重畳したプラズマにおいて、中心付近にコヒーレントな電子密度揺動が観測されている。ECH パワーに矩形波モジュレーション (MECH) を加えると、中心温度勾配に顕著な構造が生成・消滅を繰り返す。この際の密度揺動の応答を観測することで、ECH パワー・内部輸送障壁構造とコヒーレント密度揺動の関係を議論した。

密度揺動計測は、NBI をプローブビームとした、ビーム

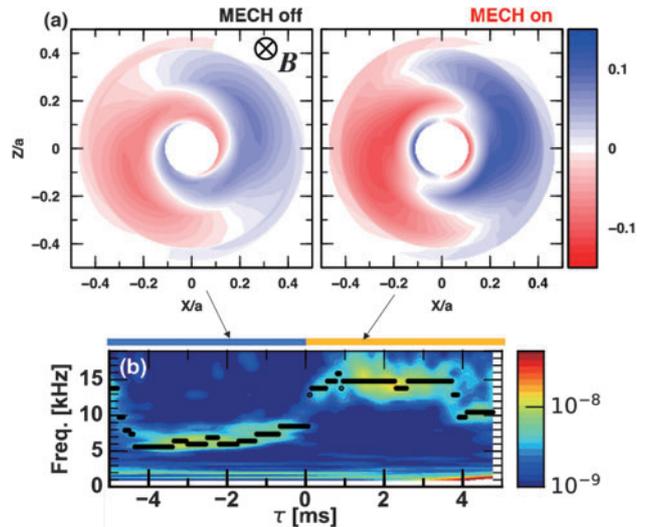


図62 (a)MECH off 時と on 時のコヒーレント密度揺動の再構成された断面図。(b)密度揺動スペクトルの時間発展[43]の Fig. 4, Fig. 6 を編集。

放射分光計測 (BES) を用いて行った密度揺動は規格化小半径 0.5 以内に存在し、 $m = 1$ (or 2) の構造を持つことがわかった。ECH パワーが高いフェイズでは、密度揺動の周波数が 7 kHz から 15 kHz へと、およそ倍増した。一方、空間構造はほぼ変わらず、振幅が微増することが明らかになった。得られた観測データを図62に示す。

周波数増加は ECH 印加に伴う揺動の実験室フレームでの伝播速度 ($E \times B$ 速度) が増加したためと解釈される。今回の観測では、 $E \times B$ 速度は ECH 印加により 2 km/s 程度、イオン反磁性ドリフト方向に増加したことになる。揺動位相速度が変化しないと仮定し、背景電場の変化を見積もった。その結果、背景電場の増加は新古典モデルが予測する電場増加とおよそ一致した[43]。

4.4.3 高エネルギー粒子のバンピネス依存性

単純ステラレータ/ヘリオトロン配位プラズマ閉じ込めの低衝突領域ではリップル損失が増加する。ヘリカル型装置ではこれらを低減するような磁場配位の最適化が重要である。多くの最適化に対する指針が提案され、それらの中で Heliotron J では quasi-isodynamicity が基本方針として選択され低シア・ヘリカル軸ヘリオトロン装置として設計された[27, 104]。5 組のコイルに対して独立の電源があるためコイルの電流比を変えることで Heliotron J では広範囲の磁場配位を実現できる。ここではバンピネスに対する依存性を ICRF 少数イオン加熱と NBI の重畳加熱によって生成された高エネルギーイオンをもとに示す。平均規格化半径 0.67 でのバンピネスが 0.15 (高), 0.06 (中), 0.01 (低) について調べた。平均磁場強度で規格化したバンピネスの径方向分布とポロイダル方向の磁場強度分布を示したのが図63である。高バンピネス配位はリップルのボトムが揃っており、補足粒子の閉じ込めの優位性が期待できる配位である。

3つのバンピネスの内で ICRF 加熱を用いて高速イオンの生成・閉じ込めの効率が最もよかったのが高バンピネス配位である[27, 103]。ターゲットプラズマは重水素 (majority)・軽水素 (minority) の ECH プラズマで、イオン温

度は 0.2 keV 以下であり、電子密度は $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 以下、ICRF 入射パワーは 0.25–0.29 kW である。その結果を 図64 (c) に示す [105]。中性粒子分析器 (CX-NPA) で計測された軽水素は 34 keV まで観測され、10 keV を超える高エネルギー領域ではピッチ角に対する依存性ははっきりと観測された。高速粒子生成とともに、バルク重水素温度の

上昇に対しても高バンピネス配位が最も効率が良いことが示された (図64 (d))。

高速イオンのエネルギー範囲を拡張するために、ICRF と NBI との重畳加熱を中密度域 ($1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) で行った [106]。配位は高バンピネス配位と、それよりトロイディシティを若干小さくした低 ϵ_t 配位である。低 ϵ_t 配位はこれまでの実験にてエネルギー閉じ込めが良いことがわかっており、新古典理論からも閉じ込めの効率化が予想されていた。ヘリシティで規格化したトロイディシティ、バンピネスは低 ϵ_t 配位、高バンピネス配位に対してそれぞれ (0.77, -1.04), (0.86, -1.16) である。NBI で入射される軽水素エネルギーは 25 keV であり、ICRF パルスが印加されると低 ϵ_t 配位では 60 keV までの粒子束が観測された。高バンピネスではエネルギースペクトルは低 ϵ_t 配位とは異なり、エネルギー範囲も 35 keV までしか観測されなかった (図65)。

ECH と NBI プラズマのエネルギー閉じ込め時間のバンピネス依存性も調べられた (図66 参照) [107]。これらは高速イオン閉じ込めとは一部異なる傾向を示した。高速イオンに関しては軌道損失を基にした予測とほぼ一致したのに対し、バルクプラズマの閉じ込めに関しては他の要因も重要となってくる。ISS95 を基にしたエネルギー閉じ込め時間の改善値は NBI プラズマでは高バンピネス、中バンピネス、低バンピネスに対し、それぞれ 1.8, 1.7, 1.4 であった。しかしながら ECH プラズマにおいては中バンピネス配位が最も改善率が大きかった。

モンテカルロ法を用いて ICRF 少数イオン加熱の挙動の数値計算を行った [108]。この計算ではイオンの軌道、クーロン衝突、ICRF 加熱による加速が含まれている。バンピネスの 3 ケースとともに低 ϵ_t 配位での少数イオンである軽水素の速度分布を 図67 に示す。図の最外殻は 20 keV のエネルギーに相当する。3 つのバンピネスの中では高バンピ

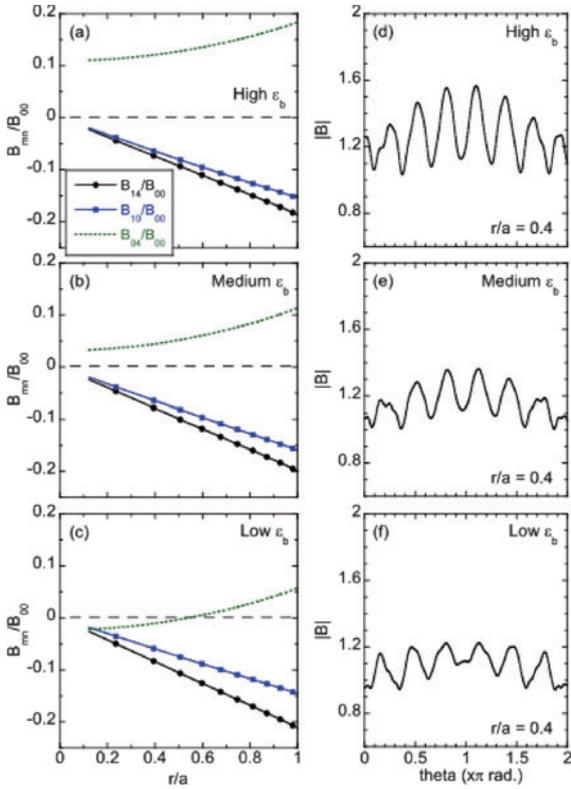


図63 高・中・低バンピネスに対するリップル成分の径方向分布 (左列) および、磁場強度のポロイダル方向分布 (右列)。上段が高バンピネス、中段は中バンピネス、下段は低バンピネスにそれぞれ対応。[65]の Fig. 2 を引用。

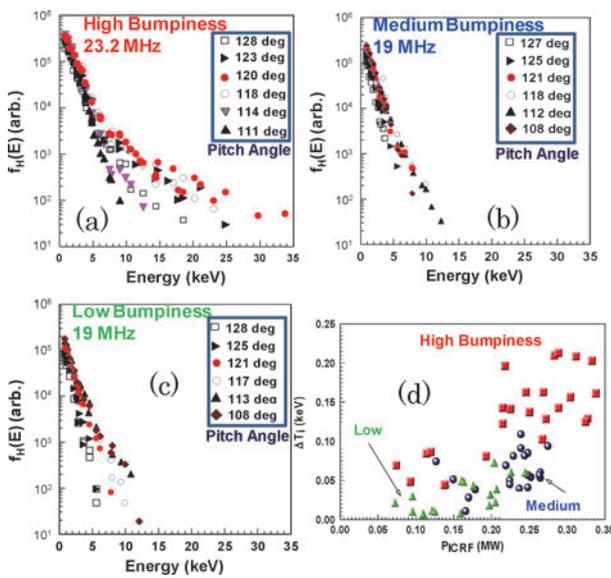


図64 低密度プラズマの ICRF 加熱時の軽水素エネルギースペクトルのピッチ角依存性。(a)高、(b)中、(c)低バンピネス。(d)はバルク重水素温度のパワー依存性。

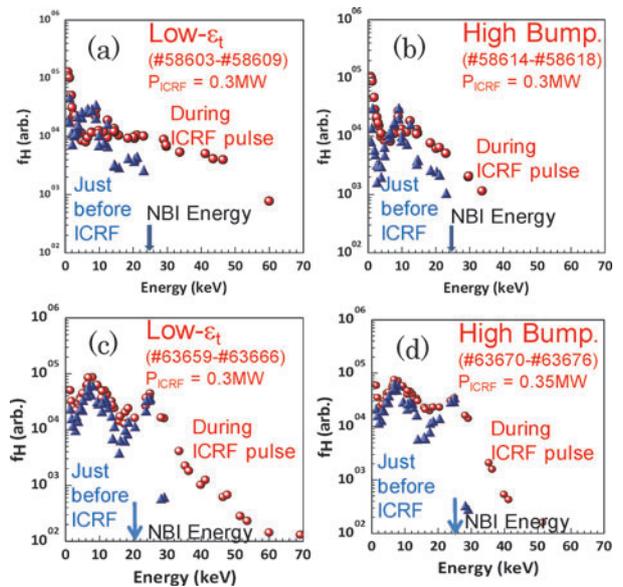


図65 ICRF と NBI 重畳加熱時の軽水素エネルギースペクトル。上段は counter 入射、下段は co 入射。ICRF 印加前は Δ 、入射後は \circ で示した。左列は低 ϵ_t 、右列は高バンピネス配位。

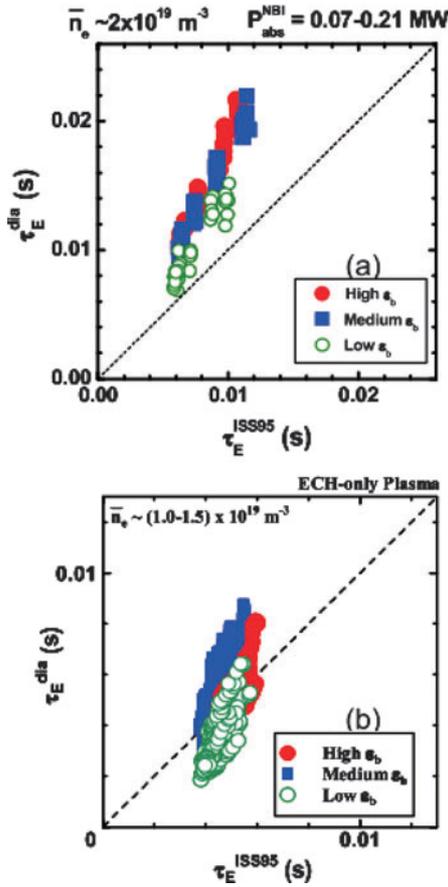


図66 バルクプラズマの閉じ込め時間のバンピス依存性. (a) NBI プラズマ, (b)ECH プラズマ. [107]の Fig. 5 を引用.

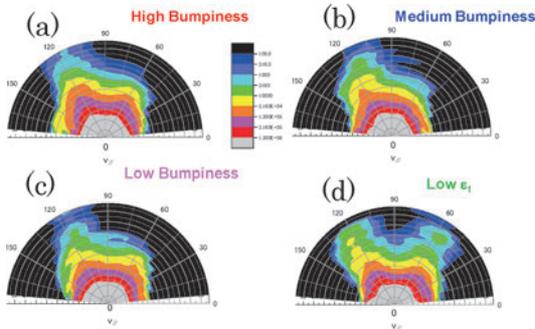


図67 モンテカルロ法による少数イオンの速度分布計算結果. 円弧の境界が 20 keV に対応し, $v_{||} > 0$ が counter 方向になる. (a)-(c) がそれぞれ高, 中, 低バンピネスに対応し, (d) が低 ϵ_b 配位である.

ネスで, テールの高エネルギー側への伸びが大きい. これは図64の結果と定性的に一致する. ピッチ角は120°付近で最も高エネルギーのテールが生成されているのも実験結果と一致する. 低 ϵ_b 配位ではカウンター側のテールが大きく成長しているが, この結果はNBI実験時に得られたカウンター入射でのエネルギースペクトルの高エネルギー側への伸びを定性的に説明できる.

これらの実験および数値計算より, 高エネルギーイオンの閉じ込めに対するバンピネスの効果はほぼ予想されたものと一致することがわかった. ただし, バルクプラズマ閉じ込めへの効果についてはさらなる検討が必要である.

4.4.4 高速イオン励起 MHD 不安定性

核燃焼プラズマでは, 自己点火プラズマ保持の観点から重水素-三重水素核融合反応により生成されたアルファ粒子の良好な閉じ込めが必要とされている. この 3.52 MeV の初速度を有するアルファ粒子は, 電子との衝突による減速過程でアルヴェン速度と同程度の速度となり, シアアルヴェン波などの電磁流体力学的 (MHD) 不安定性と共鳴的相互作用を起こす. そして, エネルギーを相互に授受することで, 熱化前にアルファ粒子の異常輸送が増大したり, 損失してしまうことで, 自己点火プラズマ保持が困難になったり, 高速イオン損失によりプラズマ対向機器が損傷してしまう恐れがある. そのため, 高速イオンと MHD 不安定性との共鳴的相互作用の物理機構解明, ならびに高速イオンの異常輸送・損失の低減が求められている.

高速イオン励起 MHD 不安定性の存在や特性, そしてその安定性は磁場配位に依存する. すなわち, 磁場のフリエスペクトルや回転変換 (安全係数) の分布に依存する. そのため, Heliotron J のような低磁気シア・低トロイダル周期数での高速イオン励起 MHD 不安定性と高速イオン異常輸送・損失の低減をめざした研究が進められてきた. 本研究は, 同種の磁場配位を有する先進ステラレータ/ヘリオトロン配位の高速イオン励起 MHD 不安定性の解明や低磁気シア領域に局在化する反転磁気シアアルヴェン固有モード (RSAE) に繋がることを期待される.

シアアルヴェン波の分散式を図示したシアアルヴェン連続スペクトルは回転変換とイオン質量密度の関数であり径方向に連続的に変化する. 無電流での Heliotron J の磁場配位では, 回転変換が径方向に殆ど変化しないため, 多くの場合, 異なる低モード数を持つシアアルヴェン連続スペクトル同士が交差することは無く, よく知られたトロイダルアルヴェン固有モード (TAE) ギャップは形成されず TAE は存在しない. しかしながら, シアアルヴェン連続スペクトルの僅か上または下の周波数を有し連続減衰を受けにくい大域的アルヴェン固有モード (GAE) が存在し, 高速イオンによって不安定化する可能性がある. また, 他の磁場配位と同様に, 高速イオン圧力が非常に高い際には, 連続減衰に打ち勝って連続スペクトルが強制的に不安定化する, 高速粒子不安定性 (EPM) が不安定化する可能性がある.

Heliotron J のNBI放電において数十 kHz 以上の周波数帯に MHD 不安定性がよく観測される. 観測される不安定性はイオンの反磁性ドリフト方向に伝播し, 観測周波数が密度に依存するものと依存しないものに分類される. 周波数やモード数そして空間分布などの観測結果と大域的 MHD 不安定性コード CAS3D3[109]や STELLGAP/AE3D[110]を用いたシアアルヴェンスペクトル計算との比較から, 観測された MHD 不安定性は観測周波数が密度に依存するのが GAE であり, 依存しないものが EPM であると同定された[101, 111]. 順電流方向のNBIを入射した際に, 周辺部に低周波 (20-40 kHz), かつ高いポロイダルモード数 ($m = 6 \sim 8$) の揺動が観測され, Beta-induced アルヴェン固有モード (BAE) の可能性が検討された[112]. また,

これら観測された多くの不安定性の空間情報をデータベース化し、それをクラスタリングし MHD 不安定性のパラメータ依存性が詳しく調べられ特性が明確化した[113]. 損失イオンプローブを用いた高速イオン計測では、高速イオン励起 MHD 不安定性の発生・消滅と同期した高速イオンの増減や、磁場揺動と高いコヒーレンスを有する高速イオン揺動を観測し、高速イオン励起 MHD 不安定性の励起と関連する高速イオンを観測するに至った[46]. 最近では、MEGA コードを用いたハイブリッドシミュレーションも行われている[114].

これら観測結果が示すように GAE や EPM は高速イオン閉じ込めに影響を与えており、その影響を最小限にするため、高速イオン励起 MHD 不安定性の安定化手法の開発が ECH/ECCD を用いて行われている[111, 115, 116]. Heliotron J の NBI プラズマに正負共に <3 kA 程度の EC プラズマ電流を印加した結果、EPM や GAE といった高速イオン励起 MHD 不安定性が安定化する結果が得られた。図68は (a) ECCD なし (ECH のみ)、(b) ECCD ありの場合の磁場揺動のパワースペクトルを示している。ECCD なしの際に観測されている GAE や EPM などの高速イオン励起 MHD 不安定性が ECCD を加えることで揺動強度が減少しているのがわかる。Heliotron J では無電流において低磁気シア配位であることから、ECCD により正負、両方向の磁気シアを生成することが可能であるが、実験では磁気シアの符号に関わらず高速イオン励起 MHD 不安定性が安定化する傾向が得られた。シアアルヴェンスベクトルとの比較から、磁気シアに依存する連続減衰が大きくなり高速イオン励起 MHD 不安定性が安定化できることが示された。一方、ECH を高速イオン励起 MHD 不安定性が観測されている NBI プラズマに印加した結果、観測されているモードの揺動強度が変化する結果が得られた。一般的に ECH 加熱による電子温度上昇で高速イオン圧力は増加するため、揺動強度は増加すると思われるが、それとは逆に、安定化の傾向が見られたことは興味深く、今後の研究が望まれる。

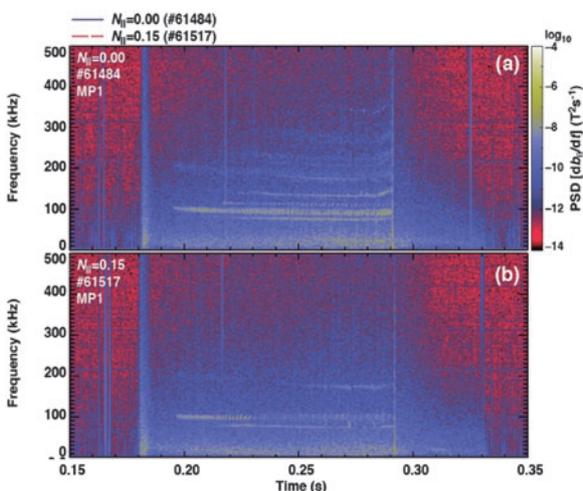


図68 ECCD による高速イオン励起 MHD 不安定性の安定化, (a) ECCD なし (ECH のみ), (b) ECCD あり. [111] の Fig. 2 を引用.

4.5 乱流輸送

4.5.1 乱流・長距離相関に対する同位体効果

閉じ込め性能や H モード遷移の閾値に対する水素・重水素の差異、いわゆる同位体効果の物理機構として、乱流、および帯状流が役割を果たしているという仮説が注目されている。いくつかの装置で、帯状流であると考えられる長距離相関揺動が同位体比に依存し、増大することが報告されている。長距離相関揺動の同位体比依存性は装置によって差異が観測されており、特にヘリカル系装置においては、装置によって逆の依存傾向も観測されていることが興味深い点である。同位体効果が何らかの磁場配位に対する依存性、例えば磁場リップルとの関係、そして間接的にプラズマ壁相互作用や不純物の挙動、と関連している可能性がある。これが、トカマクではスケーリング則として確立されている同位体効果が中型ヘリカル装置ではこれまで明瞭に観測されなかったことの要因のひとつである可能性もある。一方、最近開始された核融合科学研究所の大型ヘリカル装置 LHD における重水素実験では、軽/重水素放電での違いが明確に観測されている。

Heliotron J 装置では、帯状流の強度を示す指標である長距離相関、そして乱流に対しての同位体効果の存在がプローブ実験において確認された。Heliotron J 装置では、低密度 ($2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 程度) の ECH プラズマにおいてプローブによって帯状構造を有する長距離相関揺動が観測される。この揺動は、強度は周波数およそ 4 kHz 以下に集中し、密度・磁場揺動との相関を有しない。2つのプローブ間の相関計測より、 $m/n = 0/0$ 構造を示唆する対称構造を有し、ある小半径領域に局在している。長距離相関のコヒーレント成分を取り出し、実効的な揺動強度分布をみると、径方向に鋭く局在している。この揺動はバイコヒーレンス解析によって乱流と有意な相関を有し、乱流と結合していることが確認されている。また乱流振幅強度との相互相関解析から、帯状流が成長した段階で乱流が抑えられていることがわかっている。上記の特徴より、いわゆる帯状流であると考えられる。

軽/重水素同位体比を変えることで、帯状流の特徴を示す長距離相関に対する振幅強度・相関強度ともに重水素が支配的になるにつれて増大することが Heliotron J で観測された (図69)。前節で触れたように帯状流は乱流を抑制する結果が得られており、帯状流の増大によって乱流輸送が低減されている結果を示唆している。また重水素プラズマにおいてバイコヒーレンスの値が上昇しており、非線形結合度の違いが帯状流の駆動・乱流抑制に寄与している可能性がある。Heliotron J では密度変調実験では、重水素プラズマにおける粒子輸送の改善や周辺密度の上昇が示唆されており、それらの結果と整合する。

帯状流によって閉じ込め性能に対する同位体効果が説明されるという仮説が正しいとすると、考えるべきは他装置との差異である。同じヘリカル系装置でも、同位体比依存性が異なることは、同位体効果の現れ方が磁場配位に依存することを意味する。中型ヘリカル装置ではトカマクと異なり同位体効果が明確でないが、磁場配位に依存する要素

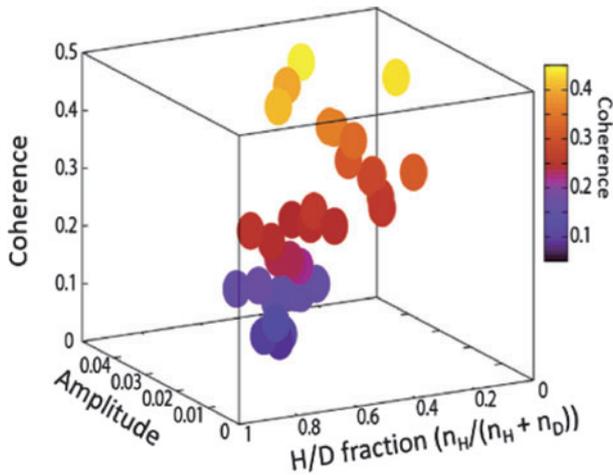


図69 Heliotron Jにおいて観測された、帯状流成分 (<math>< 4\text{ kHz}</math>) の強度、および振幅強度の同位体比依存性[117]の Fig. 4 を引用。

が同位体効果を抑制している可能性がある。軸対称性を有するトカマクと比較し、ヘリカル系ではその三次元性に起因して、磁場リップル・新古典論によって決定される径電場の影響や粘性、乱流の三次元非対称性など、考慮すべき要因が多い。前述の複数の要因を通じ、乱流および帯状流の挙動に影響する可能性がある。

最近では、捕捉電子モード乱流において、乱流および帯状流に対する同位体効果が存在し得るとの理論・数値計算の結果が報告されている。捕捉電子モード乱流の挙動において衝突周波数への依存性が指摘されており、同位体効果が磁場配位だけでなく、パラメータ領域によっても制限される可能性が示唆され、より広範なパラメータ領域で同様の実験を進める必要がある。

4.5.2 高速イオン励起MHD不安定性と周辺電場・乱流への影響

Heliotron Jでは、GAE (Global Alfvén eigenmode) や EPM (Energetic particle mode) などの不安定性がNBI加熱時に観測される。これらの不安定性は、プラズマ中の高速イオンによって駆動され、高速イオン自身と相互作用し、その径方向輸送を引き起こす。将来的に、核融合炉における α 粒子の損失によるプラズマ加熱効率の低下や炉壁や炉内構造物を損傷する可能性が懸念され、これまで研究が進展してきた。これらに加えて、より高次の効果として乱流特性への影響や周辺電場の構造変化など、閉じ込め特性を決める種々のプラズマ特性に影響しうることが実験事実として Heliotron Jにおいて観測された[118]。

乱流輸送が高速イオン励起不安定性の一種である EPM によって変調される様子が、Heliotron Jにおいて観測された。一つは広帯域揺動とカップリングした高速イオン励起 MHD 揺動の存在である。異なる周波数成分間の位相の相関度を示すバイコヒーレンスの評価によって EPM が広帯域の揺動と位相関係を有することがわかった (図70(a))。更に、プローブ計測によるイオン飽和電流及びポロイダル電場揺動から評価された揺動駆動粒子束の広帯域揺動が、EPM によって乱流振幅がモジュレーションをしていることも確認された。つまり、高速イオン励起不安定性によって、高速イオン輸送のみならず、周辺部の乱流輸送に影響し得ることが初めて示された。

間欠的に EPM が現れる、いわゆる MHD バーストが観測された場合には、周辺部のポテンシャル構造がバーストと同期して変動していることが観測された (図70(b))。ポテンシャルは MHD 揺動の成長時にドロップし、減衰時において再び回復する。このポテンシャルの変動強度は MHD 振幅に依存している。干渉計、BES、ECE 信号などには、この低周波の変動は観測されていないことからバルク

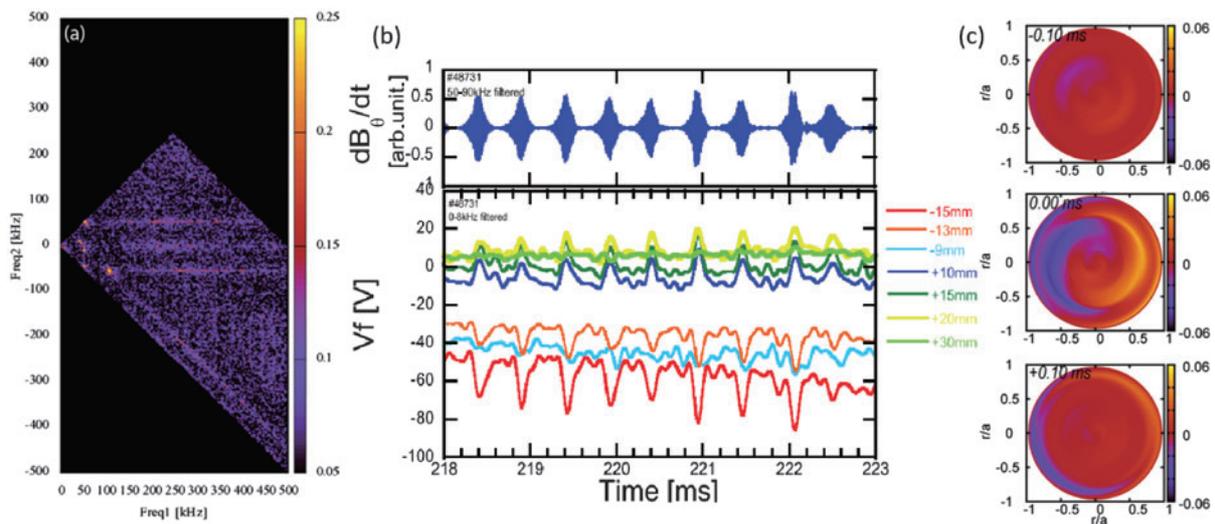


図70 (a) バイコヒーレンス解析で示された非線形結合。~60 kHz 付近で得られた高速イオン励起不安定性が、広帯域の揺動の振幅を変調している。プローブ計測で得られた浮遊電位信号に対し、適用された。(b) 高速イオン励起不安定性による MHD バーストによって生じていた周辺部のポテンシャル変動。(c) MHD バースト時に観測された、不安定性の非線形発展。ヒルベルト変換で得られた瞬時位相を用いて多チャンネル信号間の瞬時位相差を評価し、条件付き平均を用いて得られ、再構成した。 $\tau = -0.1\text{ ms}$, 0 ms , 0.1 ms 時の BES 信号を示している [118] の Fig. 4, Fig. 7, Fig. 10 を編集。

プラズマ密度及び温度分布の変動は小さい。低周波のポテンシャルのドロップは、高速イオン損失に起因する径方向電流と考えられる。実際に Heliotron J 装置における MHD バースト実験において、バーストと同期した高速イオンの損失が存在していることを確認している。

このバースト時に MHD 不安定性がおよそ 0.1 ms 程度の時間スケールにおいて、非線形構造発展をしている様子をビーム放射分光計測によって明らかにした (図70(c))。ここではヒルベルト変換によって得られた解析信号を用い、視線間の瞬時位相差を評価することにより短時間での構造変化を捉えることに成功した。この構造発展は、高速イオンの実/速度空間分布の変化と対応していると考えられる。高速イオン損失に伴う電場変化は古くから指摘されてきたが、高速イオンと MHD との非線形相互作用と、それに伴う実/速度空間における輸送、そして結果として生じる電場構造変化までの一連のプロセスを明確に捉えた例である。

4.5.3 Heliotron J プラズマにおける乱流輸送

4.5.3.1 導入

微視的不安定性とそれに伴う乱流輸送の研究は重要であり、特に電磁流体 (MHD) 安定性と新古典輸送の改善に対して異なる傾向を示すヘリカル磁場配位に対しては、最適な磁場配位を探索するうえで極めて重要である。ここでは、ステラレータ・ヘリオトロン装置を二つのグループに分類して考えることにする。ひとつは、中程度の磁気シアがあり磁気丘があるグループで、これには LHD の磁気軸内寄せ配位 (新古典輸送改善に有利)、CHS, Heliotron E が分類される。もうひとつは、磁気シアが弱く磁気井戸であるグループで、Heliotron J, W7-X, TJ-II, HSX などが分類される。安定性の観点からは、前者は平面磁気軸で磁気シアによる安定化を利用し、後者は立体磁気軸の性質を利用して磁気井戸安定化効果を作っている。これら二つのグループに対する乱流輸送の比較は文献[119]で述べられている。

この様な観点から、ここでは試みに、磁場構造に関連し異なった機構で安定性に寄与する二つのパラメータ磁気シ

ア $\hat{s} = \frac{1}{q} \frac{dq}{dr}$ と磁気井戸係数 $D_{\text{well}} = -\beta' \langle \kappa_n \rangle \langle B_0^2 / |\nabla\phi|^2 \rangle$

[120]に着目する。ここで、磁気井戸係数はメルシエ条件への法曲率 (normal curvature) の影響を示し、 β' はプラズマベータの勾配を示す。磁気井戸係数 D_{well} は磁力線の法曲率 κ_n を通じて磁気面平均した磁気ドリフト周波数 $\langle \omega_d \rangle$ に直接影響する。これは D_{well} が磁気ドリフト周波数 ω_d 中の磁力線曲率 $\kappa = \mathbf{b} \cdot \nabla \mathbf{b}$ の一部である κ_n に比例するからである。ここで $\omega_d \equiv \mathbf{v}_d \cdot \mathbf{k}_\perp = \omega_{di}$ である。トロイダルイオン温度勾配不安定性 (ITG モード) は通常 $\omega_d \omega_* > 0$ で不安定である。ここで $\omega_* = \mathbf{v}_* \cdot \mathbf{k}_\perp$ は反磁性ドリフト周波数で $-\beta'$ に比例する。プラズマが磁気丘な場合 $D_{\text{well}} < 0$ 、法曲率は負であり $\langle \kappa_n \rangle < 0$ 、磁気ドリフト周波数は ω_d が負になり、不安定となる。

4.5.3.2 Heliotron J プラズマにおける乱流輸送

Heliotron J はトロイダル方向に 4 周期をもち、4 つの直線部と 4 つの角部を持つ (図71)。ここでは、Heliotron J

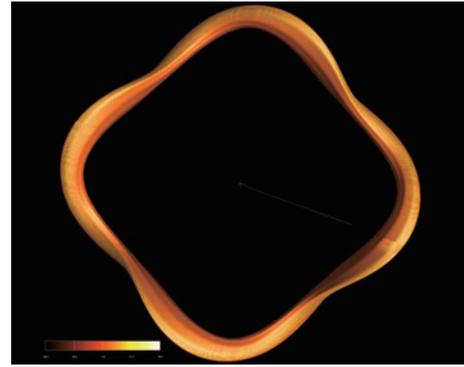


図71 Heliotron J における小半径 0.5 の磁気面[118].

の標準配位 (HJ-ST) と高バンピネス (高ミラー比または高トロイダルリップルとも呼ばれる) 配位 (HJ-HB) を対象としたジャイロ運動論シミュレーションによる乱流輸送解析結果を紹介する[119]。解析には電磁的 GKV コードを用いた[121-124]。図72は、 q 分布および電子密度、イオン温度、電子温度分布を示す。安全係数分布は $q \approx 1.8$ で非常に平坦であり、磁気シアは極めて小さい ($\hat{s} \ll 1$)。標準配位と高バンピネス配位の典型的な無次元パラメータを表8に示す。図73は標準配位と高バンピネス配位の半径 $\rho = 0.5$ における磁場強度 B 、磁場に垂直方向の波数 k_\perp^2 および磁気ドリフト周波数 ω_{di} の磁力線方向分布を示す。高バンピネス配位の角部と直線部における磁場強度の比は標準配位より大きいことがわかる。ミラー比は角部と直線部における磁場強度の比であり、このミラー比が大きい方が、つまり高バンピネス配位の方が、新古典輸送に改善が期待できる[3]。磁気面平均磁気ドリフト周波数は標準配位で $\langle \omega_{di} \rangle = 3.31$ 高バンピネス配位で $\langle \omega_{di} \rangle = 3.30$ (図73参照)、これは磁気井戸指数が標準配位で $D_{\text{well}} = 0.74$ 、高バンピネス配位で $D_{\text{well}} = 0.64$ である事 (表8) と矛盾ない。また、Heliotron J の磁気シアは非常に小さいので磁場に垂直方向の波数は磁力線方向に非常にゆっくり増大する。

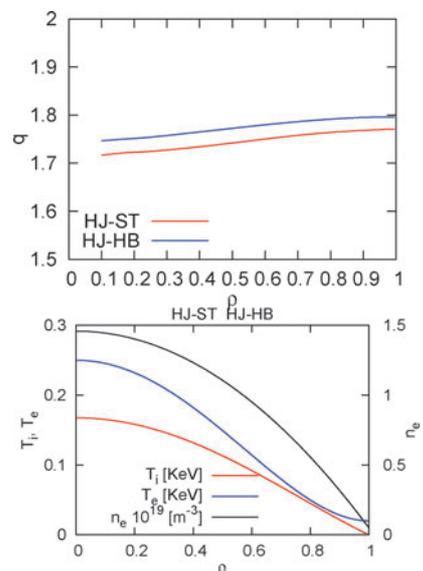


図72 安全係数 q 、電子密度 n_e 、温度分布[119].

表8 Heliotron Jの標準配位 (HJ-ST) と高バンピネス (高ミラー比, HJ-HB) 配位に対する, 主なパラメータと計算結果 [119].

	HJ-ST	HJ-HB
R/a	7.3	7.3
$\rho = r/a$	0.5	0.5
q	1.7	1.8
$\rho_* [10^{-3}]$	4.5	4.4
ν^*_i	3.2	3.4
$\beta [\%]$	0.05	0.05
T_e/T_i	1.3	1.3
R_0/L_n	9.3	9.3
R_0/L_{Ti}	13.	13.
R_0/L_{Te}	17.	17.
\hat{s}	0.023	0.021
D_{well}	0.74	0.64
Instability	ITG	ITG
$\gamma [v_{Ti}/R_0]$	0.4	0.26
$\chi_i [v_{Ti} \rho_{Ti}^2/R_0]$	5.9	4.2
$\chi_e [v_{Ti} \rho_{Ti}^2/R_0]$	2.4	1.7
$R_0/L_T - R_0/L_{Tcrit}$	5.2	

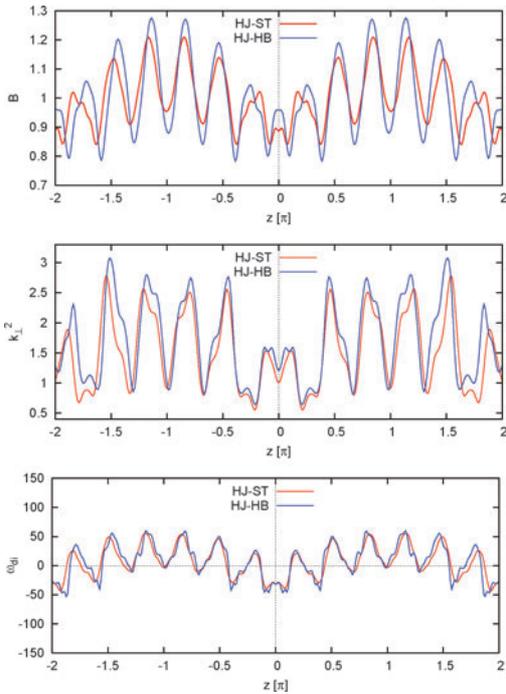


図73 標準配位と高バンピネス配位の半径 $\rho = 0.5$ における磁場強度 B , 磁場に垂直方向の波数 k_{\perp}^2 および磁気ドリフト周波数 ω_{di} の磁力線方向分布 [119].

(i) 線形解析結果

この小節では Heliotron J プラズマの標準配位と高バンピネス配位におけるドリフト波不安定性の線形解析結果を示す。どちらの配位もイオン温度勾配不安定性 (ITG モード) に対して不安定である。これは図74の実周波数が負でモードがイオン反磁性方向に伝搬していることからわかる。また、小半径が0.6より内側では、捕捉電子モード (TEM) は現れない。

図74は Heliotron J プラズマの小半径 0.5 における線形成長率のポロイダル波数 $k_y \rho_{Ti}$ 依存性を示す。高ミラー比 (高

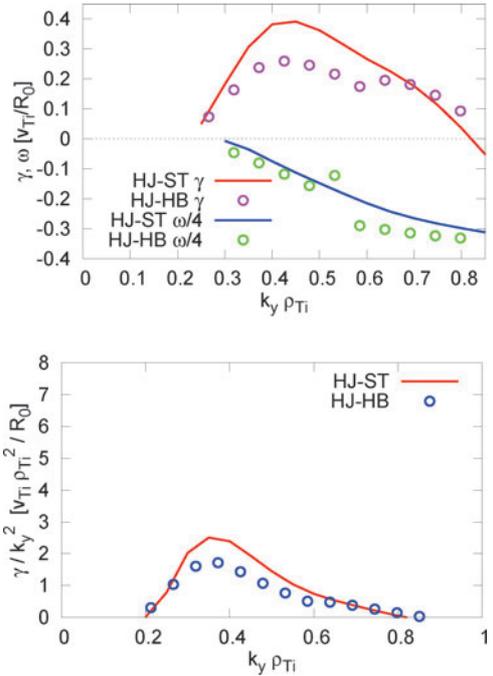


図74 線形成長率 γ , 実周波数 ω , 混合長理論による輸送係数 γ/k_y^2 のポロイダル波数 k_y 依存性 [119].

バンピネス) が ITG モードを抑制する効果がある事は、高バンピネス配位に対する成長率が $\gamma = 0.26 [v_{Ti}/R_0]$ で標準配位の成長率 $\gamma = 0.4$ より小さいことから示される。この ITG モードの抑制はジャイロ運動論方程式中の有限ラーマー半径の効果 $\Gamma_{0i} (k_{\perp}^2 \rho_{Ti}^2)$ および $J_{0i} (k_{\perp}^2 \rho_{Ti}^2)$ の安定化効果によって説明できる。図73に示されるように高バンピネス配位の悪い曲率領域 $z \approx 0$ において $k_{\perp}^2 \rho_{Ti}^2$ は標準配位のそれより大きいからである。この $k_{\perp}^2 \rho_{Ti}^2$ の増大は、悪い曲率領域における磁場強度が直線部より大きいことにより計量テンソルがずれることによる。

図75は Heliotron J における ITG モードの静電ポテンシャル分布が磁力線方向に非常に伸びていることを示す。Heliotron J プラズマは磁気シアが非常に小さいので不安定性のモード構造は磁気シアが1程度のトカマクプラズマ (CBC) と比較して、磁力線方向に非常に長く伸びる。これは、磁気シアが弱い場合、 $k_{\perp}^2 \rho_{Ti}^2$ が磁力線方向にゆっくり増加するのでジャイロ運動論方程式中の有限ラーマー半径効果 $\Gamma_{0i} (k_{\perp}^2 \rho_{Ti}^2)$ および $J_{0i} (k_{\perp}^2 \rho_{Ti}^2)$ の安定化効果が磁力線方向にゆっくり増加するからである (図73)。その結果モード構造は磁力線方向に伸びる。図73の $z \approx 0$ は Heliotron J

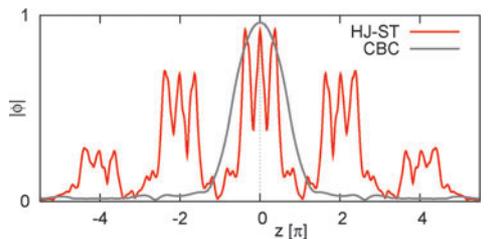


図75 Heliotron J とトカマク (CBC) における ITG モードの静電ポテンシャルの磁力線方向分布 [119]. 分布の振動はヘリカルリップルに捕捉された電子の影響である。

プラズマの角部の外側であり、ここでモードはピークを持つ。そして、弱い磁気シアはモードを角の外側から磁力線に沿って伸ばす（ヘリカルリップルによって生じる振動を伴う）。磁気シアによるドリフト波不安定性の安定化効果は磁気シア \hat{s} を人工的に 0.023 から 0.064 に増大させると線形成長率が $\gamma = 0.4$ から $0.3[v_{Ti}/R_0]$ へ減少することによっても確かめられた。

(ii) 乱流輸送の非線形シミュレーション

我々は Heliotron J プラズマにおける乱流輸送の非線形ジャイロ運動論シミュレーション解析を初めて行った。非線形シミュレーションにより、標準配位と高バンピネス配位における乱流輸送を評価し比較する。図76は標準配位プラズマ中に生じた ITG 乱流の静電ポテンシャル分布を示す。図76における縞構造は ITG 乱流が磁力線方向にとっても伸びていることを示す。断面における静電ポテンシャル分布は、ITG 乱流の渦がゾーナル流によってせん断されている

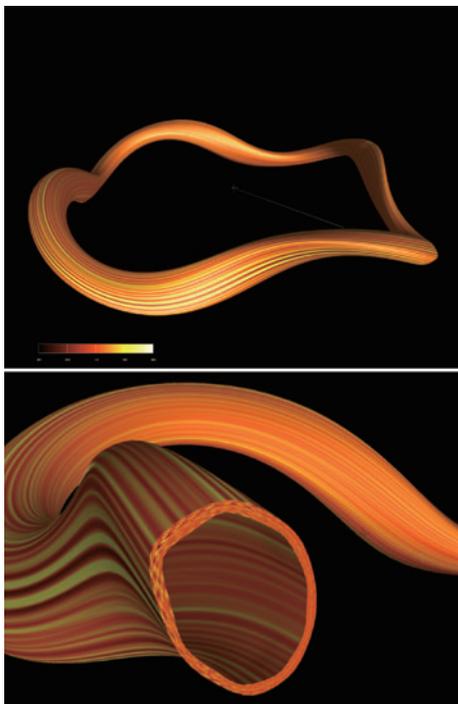


図76 ITG 乱流の静電ポテンシャルの磁気面上の分布 (HJ-ST) [119]. 静電ポテンシャルの縞模様は ITG モードが磁力線方向に伸びていることを示す。

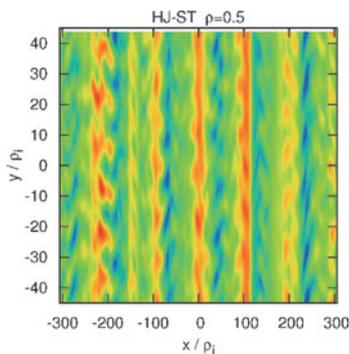


図77 ITG 乱流の静電ポテンシャルの $z=0$ 上の分布 (HJ-ST) [119].

ることを示す。強いゾーナル流によって ITG 乱流の渦がせん断されていることは、 $z=0$ 断面における静電ポテンシャル分布からもわかる (図77)。また、ゾーナル流が強いことは静電ポテンシャルのスペクトルからもわかる (図78)。ゾーナル流を表す静電ポテンシャルの振幅の二乗 $\langle |\phi_k(k_y=0)|^2 \rangle$ は○記号で現れており、ゾーナル流のエネルギー比率が大きいことがわかる。したがって、この強いゾーナル流が乱流輸送を低減することが期待される。図78はスペクトルの動径方向波数 k_x 依存性も示す。ITG モードは $k_y \rho_{Ti} \approx 0.35$ に現れ、強いゾーナル流は $k_y \rho_{Ti} = 0$, $k_x \rho_{Ti} = 0.06$ に現れている。ここで、Heliotron J でゾーナル流が強い原因を考察する。ゾーナル流の振幅は、線形ゾーナル流減衰と非線形ゾーナル流生成の二つの要因から決定される [125]。前者はゾーナル流減衰テストによって評価され、後者は不安定性で生じた揺動の非線形相互作用から評価される。ゾーナル流残存レベルは q と R_0/a により決定され [125]、これは標準配位と高バンピネス配位でほとんど差異がない。実際、ゾーナル流減衰テストを行うと、減衰時間スケールも含めて標準配位と高バンピネス配位でほとんど差異がない (図79)。したがって、強いゾーナル流の原因は非線形生成によるものと考えられる。非線形生成では図75で示された磁力線方向に伸びた構造が参照論文 [126] で示されるような効果を持ち、効率的にゾーナル流が生成されたと考えられる。

次に、乱流によるイオンと電子のエネルギー輸送を評価する。標準配位と高バンピネス配位のエネルギー輸送係数を表 8 に示す。高バンピネス配位の方が標準配位より輸送係数が小さいことは、線形成長率の比較から予想される通りである。つまり、混合長理論から評価される γ/k_{\perp}^2 は図74に示されるように小さい。このバンピネスによる乱流輸送の低減は実験観測 [64] と定性的に矛盾ない。Heliotron J において、バンピネス (トロイダルミラー比) は新古典輸

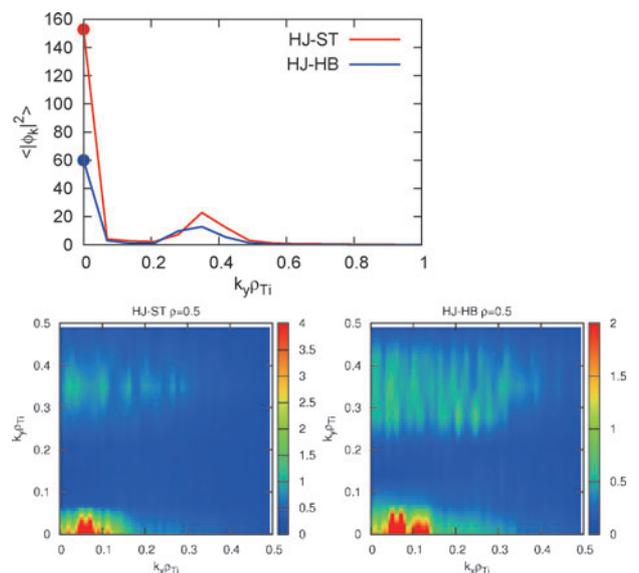


図78 静電ポテンシャルのスペクトル $\langle |\phi_k|^2 \rangle$ [118]. ポロイダル波数 k_y 、動径方向波数 k_x (k_x, k_y) 面上それぞれの分布が示されている。ゾーナル流成分 $\langle |\phi_k(k_y=0)|^2 \rangle$ は○で表されている [119].

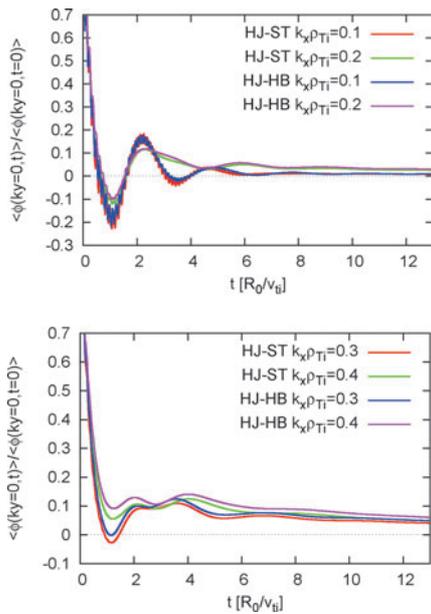


図79 静電ポテンシャルのゾーナル成分の時間変化 $\langle \phi(k_y=0, t) \rangle / \langle \phi(k_y=0, t=0) \rangle$. $k_x \rho_{Ti} = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ は動径方向波数を示す[119].

送を改善すると考えられているが、それに加えて、乱流輸送も改善することが明らかになった。つまり、Heliotron Jにおいては、バンピネスによる新古典輸送と乱流輸送の低減は両立する。

4.5.4 乱流研究に関する今後の展望

ヘリカル系研究においては、これまで新古典輸送最適化およびMHD安定性の高性能化を主眼とした配位研究が進展してきた。上記において優れた特性を有することは核融合を見据えた装置として必須であるが、次のステップとして閉じ込め特性を支配する乱流輸送の最適化を試みることは当然の発想であるといえる。これまで獲得された乱流やプラズマ流の物理に関する知見を基盤として、魅力的な先進装置概念を提示することが今後の配位最適化研究に期待される。

この観点より、ヘリカル系装置のコミュニティにおいては、乱流輸送最適化の方法論が今まさに議論の俎上に載せられており、活発に研究が展開している。例えば、LHDやHSXの次期装置の検討においては、理論・数値計算によって乱流最適化の評価軸の導入が試みられている。当然、装置設計と並行して、それらの評価軸・方法論の妥当性を検証することは必須である。この観点から、乱流の磁場構造に対する依存性、あるいは乱流に対する三次元効果を調べるために、Heliotron Jを含めた既存装置の実験結果より得られた知見を結集し、装置比較研究を進めることが要される。

Heliotron Jプロジェクトにおいては、当初より配位制御による乱流輸送の制御という視座が課題として含まれていた。これまでの研究で、実際にHeliotron Jの磁場配位制御によって閉じ込め性能が応答する実験事実が示され、新古典輸送以上に乱流輸送が支配的であることから、つまりは配位制御の影響は乱流輸送に及んでいることは自明であ

る。このため、配位制御による乱流、および閉じ込め制御研究が、Heliotron J研究の主柱の一つとなりつつある。現在、乱流研究を加速するため、ビーム放射分光計測器の二次元計測化や、反射計や高時空間分解能の多チャンネル干渉計等の開発・整備が進められている。また、局所乱流計測だけでなく、帯状流の観測を前提とする計測システムの導入が必要とされることから、複数のドップラー反射計による相関計測をベースとする、帯状流観測システムの導入を進めている。

配位制御による乱流の制御において課題となっているのは、得られた実験データの整理である。パラメータを固定し、任意の特定パラメータに対する依存性を調べることは数値シミュレーションでは一般的であるが、当然ながら実験では不可能である。制御可能な磁場パラメータは多く、そして磁場配位を制御すれば、密度、温度、電場、そして乱流の挙動も変化する。また、周辺磁場構造の変化に伴い、プラズマ壁相互作用も変化し、中性粒子・不純物などの影響も考慮すべきである。制御する変数も多ければ、観測すべき量も非常に多い。

そこにおいては、近年核融合分野においても活用が広がっている機械学習による特徴量抽出手法が助けとなるかもしれない。実験で得られる多数の変数(計測量)間の複雑な依存関係を、機械学習によって整理されることが期待できる。得られた相関関係を一旦整理した上で、その知見をベースとして配位制御による乱流制御実験を実施することで、数値シミュレーションとの比較が可能な、乱流実験データベースの効率的な構築が期待できる。当然、次世代のヘリカル装置設計において基盤的知見として重要である。

さらに、今後の核融合炉実証の時代においては、乱流による定常輸送の精緻な予測が要求されると考えられる。これまで、核融合分野の乱流研究においては、遷移現象などの過渡的事象における乱流の動的な応答、乱流による構造形成等に対し、特に注目されてきた。これらは、対象とする事象の物理機構を理解する上で重要であることは勿論、高温プラズマの示す複雑かつ多彩な非線形的挙動をモデル化し定性的に理解する試みとしても意義があった。さらに、定性的議論から、定量的な予測への飛躍が求められる中で、磁化プラズマの特徴を決定づける磁場構造の乱流に対する影響を解明することは、その重要性を増していくであろう。

4.6 周辺プラズマ

4.6.1 周辺磁場構造

核融合プラズマの高出力・長時間維持のためには粒子流ならびに熱流のハンドリングが重要な鍵の一つである。ヘリカル系装置では、その閉じ込め領域周辺の磁力線構造を利用した「造り付け」ダイバータの構成が可能である。ダイバータ磁力線構造は、閉じ込め領域周辺の回転変換や磁気シアに依存するが、大別して2種のダイバータ構造、すなわち、ヘリカルダイバータと磁気島ダイバータが提案されている。近年、長パルス運転可能な大型装置での本格的ダイバータ実験が実施されるようになり、前者はLHDにおいて、後者はW7-Xにおいて、各々のダイバータコンセ

プトの有効性が検証されつつある。しかしながら、各々のダイバータ構造の最適化、課題克服へ向け、中小型装置による基礎的研究や理論・シミュレーション研究が不可欠である。同時に、ヘリカル系の特色をより活かせる、斬新なダイバータ概念開発も必要である。

ヘリカル軸ヘリオトロン磁場配位では、周辺回転変換の調整により、ヘリカルダイバータ配位あるいは磁気島ダイバータ配位が原理的には生成可能であるが、実機での実効的ダイバータ磁力線構造は第一壁（真空容器壁）やプラズマ対向材の位置・構造との関係が重要となる。

Heliotron J 装置における真空周辺磁場構造の特徴は[127, 128]で議論されているが、基本的に低磁気シア配位であり、周辺磁場構造が回転変換により大きく変化し、ヘリカルダイバータの特徴を持つグループと磁気島ダイバータの特徴を持つグループに大別できる特徴的な磁場構造を、同一装置で生成可能である。

ヘリカルダイバータ配位グループ

Heliotron J 標準磁場配位はこのグループに入り、**図80**は代表的な周辺磁力線構造のポアンカレ図である。本図は、最外殻磁気面の直ぐ外側（1.5 mmと5.0 mm）に外挿した二つの仮想磁気面を出発する複数の磁力線を、一方向に追跡して得たものである（追跡領域： $0.7 \text{ m} \leq R \leq 1.7 \text{ m}$, $-0.5 \text{ m} \leq Z \leq 0.5 \text{ m}$ ）。同じ出発点の磁力線を逆方向に追跡することにより、ヘリカル対称に逆転したプロットが得られる。赤データは、真空容器壁（**図中**、白線で示す）を無視して追跡した場合、黄データは、磁力線が容器内壁を横切った時点で追跡を止めた場合である。なお、青データは磁気面である。

本磁場配位グループでは、その回転変換が低次有理数から離れた非共鳴磁場配位であり、最外殻磁気面より外側では、磁力線はエルゴディック層を持つ統計的な振る舞いを持つ磁力線構造となる。但し、Heliotron J の場合、容器壁位置との関係上、ダイバータ足跡位置はトーラス方向に局

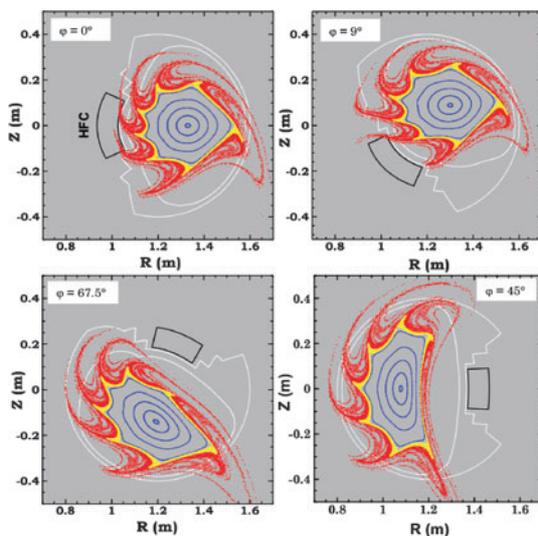


図80 ヘリカルダイバータ配位グループの周辺磁力線ポアンカレ図の例。4つの異なるトロイダル位置（ $\varphi = 0^\circ, 9^\circ, 45^\circ, 67.5^\circ$ ）での状況を示す。

在し、磁力線追跡方向（換言すれば、閉じ込め領域から壁へ向かうプラズマ流の向き）により異なるトロイダル並びにポロイダル位置となる（**図81**）。また、磁力線の「折り畳み・引き伸ばし効果」が十分発揮される前に壁を横切るため、磁力線の統計的振る舞いは周辺プラズマ挙動に大きな影響を与えない可能性がある[126]。

磁気島ダイバータ配位グループ

本磁場配位グループでは、一連の磁気島チェーンが周辺領域に存在する。この磁気島構造を利用して、W7-ASで試行[129]されW7-Xで本格的検証が始まったダイバータ構造[130]と類似の磁気島ダイバータを構想可能である。Heliotron Jでは、 $m/n = 7/4$ と $8/4$ の磁気島構造がこの様なダイバータ候補であり、周辺回転変換は、各々、 $\approx 0.57, 0.5$ である（[126]Fig. 2参照）。 $m/n = 7/4$ 配位での磁気島は一部が壁と交わり、ダイバータ足跡はトーラス方向に分断されている。このダイバータ配位では、トカマクで言うところの「高X-点ダイバータ」のようにX-点位置は壁から大きく離れる。ダイバータ板を容器壁から離れた位置に調整することにより、X-点高や連結長の長さの影響も調べることが可能であろう。また、ダイバータ足跡位置を高磁場側、低磁場側に集中的に設定することも可能[126]であり、ダイバータプラズマ輸送への効果についても興味深い。

もう一つの磁気島ダイバータ候補、 $m/n = 8/4$ 配位では、磁気島が閉じ込め磁気面近くに存在し、磁気島そのものは容器壁と交錯しない。この磁気島構造により、LHDで試されたLID (Local Island Divertor) タイプ[131, 132]も含めたダイバータを構想できる[133]。

周辺磁場構造に関するプラズマの影響

以上、真空磁場構造に絞ってその特徴を概説したが、ダイバータ研究で重要なのは、コアプラズマ生成時の粒子・熱の流れ、分布である。これまでのHeliotron J実験において、周辺領域プラズマの分布や流れが必ずしも真空磁場で期待されるヘリカル対称性を持たない[134]こと、また、自発的/外部駆動的プラズマ電流によりダイバータプラズマ位置が容易に変化し得る[135]ことなどが明らかにされている。さらに、周辺プラズマ輸送は、各種ドリフト運動やクーロン衝突に基づく拡散的輸送に加え、プラズマ乱流がもたらす拡散的な輸送やBlobとして知られているような対流的輸送の重要性も指摘[59]されており、これらの輸送現象は、ヘリカル系ダイバータの最適化を考える際、重要

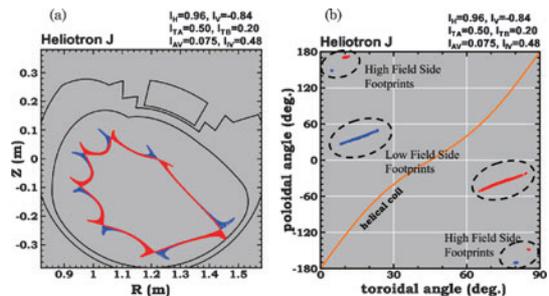


図81 (a) $\varphi = 67.5^\circ$ における周辺磁力線のポアンカレ図（色の違いは、追跡方向の違い）(b)壁表面での周辺磁力線足跡位置。実線はHFC中心位置。

な項目となる。大型・長パルス装置での熱・粒子制御の観点からのダイバート機能（性能）実証に加え、機動力に富む中小型装置での基礎的研究が必要な所以である。最近、EMC3-EIRENE コード[136]を Heliotron J へ適用したシミュレーション研究(4.6.4節参照)が開始されており[62]、今後の進展により、一層の理解が進むことが期待される。

4.6.2 不純物の発生および入射を利用した計測

プラズマ対向壁の材料およびその構造は、スパッタリングや壁に収着した粒子の脱離、さらには高速イオン・電子などの熱負荷による溶融など、プラズマ・壁相互作用を通じ、不純物の発生、および燃料粒子のリサイクリング過程に大きく影響する。輻射によるエネルギー損失や、粒子のソース項の評価には種々の分光診断が有用である。

カーボンリミタ入射によるスペクトル形状の計測

プラズマに炭素材のリミタを挿入し、積極的にプラズマ・壁相互作用を誘起し、リサイクリングの素過程を調べた。図82に SPEX 分光器による計測結果を示す。

バルクプラズマの D_{α} のスペクトル形状は荷電交換と反射粒子からなる青色偏移 (46 km/s) した幅の広いスペクトルと、脱離分子の解離によるフランク・コンドン原子の放つ、幅が狭く速度が遅い (6.2 km/s) スペクトルからなることを明らかにした[54]。原子のエネルギーは浸透長に影響するため、対向壁材料評価の重要な指針となりうることを示唆した。

ヘリウム入射実験におけるヘリウム原子輝線のゼーマン分光法を利用した発光強度の空間分布計測

核融合プラズマの可視分光ではゼーマン効果とドップラー幅および装置幅が同程度の大きさになるため、ゼーマン効果を高精度で計測することが難しい。近赤外では相対的にゼーマン効果が大きく現れることに着目し、ヘリウム入射実験において、Heliotron J の SOL から生じるゼーマン分裂したヘリウム原子輝線 (2^3S-2^3P ; 1083 nm) を高分解能 (40 pm) の近赤外ファブリペロー分光器[137]を用いて観測し、発光位置を特定することに成功した[138](図83)。

本手法は偏光分離することでさらなる測定精度向上が見込まれ、観測ポートが限られた将来の装置において、観測粒子種の発光位置、温度、フローを計測する有益な手法と

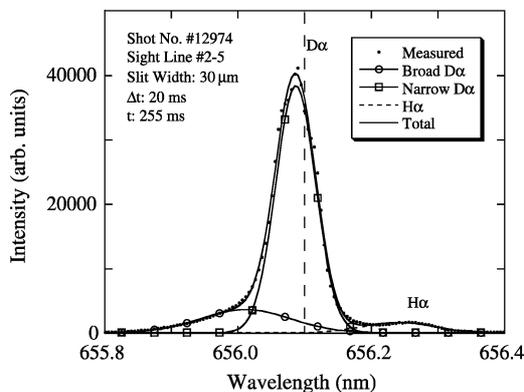


図82 装置下部から挿入した炭素リミターを上部から観測し、SPEX 分光器で計測した D_{α} のスペクトル形状[54]の Fig. 3 を引用。

なり得ると期待される。

ECH 由来の高エネルギー電子による真空容器のホットスポット生成およびその計測

近赤外領域は、価数の高い不純物による輝線の混濁が少なく、輝線の計測としては、水素原子のパッシュン系列、He 原子の 1083 nm 及び 2058 nm を周辺プラズマの電子温度・密度のモニタリングとして有用である[139]。連続スペクトルに着目すると、制動放射の強度が小さく、Wien の変位則より、900–2100 nm は 3200–1400 K の黒体放射のピーク値に対応するため、真空容器内機器に発生するホットスポットの計測に適している。Heliotron J では、ある特定条件 (例 #69029) において顕著なホットスポットが接線方向カメラの映像で確認されている。近赤外簡易分光器で黒体放射スペクトルにフィットしたところ、2000 K 以上になる温度が測定された (図84)[53]。さらに、VISIBLEMONITOR 信号強度の異常な上昇は、ホットスポット温度の上昇を反映していることが示されている。

4.6.3 周辺フィラメント状構造

Heliotron J に垂直視線の高速カメラを設置し、最外殻磁気面 (LCFS) を横切る周辺プラズマ乱流のフィラメント構造の挙動を観測した。超音速分子ビーム入射 (SMBI) は、周辺領域での $H\alpha$ 放射を大きく増加させることから、高速カメラの高いイメージングレートとシャッター速度を利用して高速伝播するフィラメント状構造の挙動を調べた。

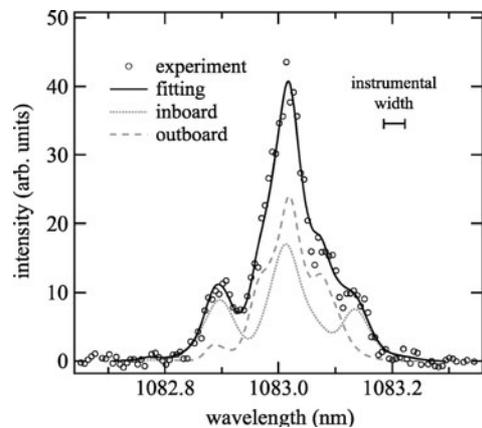


図83 ゼーマン分裂した近赤外ヘリウム原子スペクトル (2^3S-2^3P ; 1083 nm)[138]の Fig. 4 を引用。

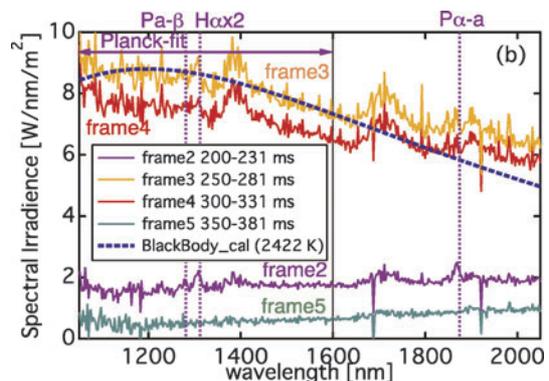


図84 近赤外分光によるホットスポットの黒体放射スペクトル[53]の Fig. 7 を引用。

各ピクセルの生データから変動成分を抽出するために、時間次元上の高域通過FFTフィルタを採用し、強度構造を識別するために振幅閾値を適用し、フィラメント状構造の動きを明確にすることを可能にした。図85に示すように、動きの方向はSMBIパルスの直後に急激に反転することがわかった。

静電プローブアレイを用いてSMBIによって粒子補給されたプラズマの周辺揺動を測定した[139]。SMBIの後、一時的に減少したプラズマ蓄積エネルギー (W_p) は、その後、再度増加し始める。SMBIの前後での局所的プラズマ揺動と揺動誘起粒子輸送を解析した。SMBIの直後の短時間 (4 ms) では、広帯域低周波の密度変動が増加し、確率密度関数 (PDF) はほぼガウス分布から正方向に歪んだ非ガウス分布に変化した。これは、間欠的な構造がSMBIによって生成されたことを示唆している。また、変動を誘発した粒子輸送は、この短い期間中に大幅に増大した。SMBIの約4 ms後、低周波広帯域密度変動が減少し、PDFはほぼガウス形状に戻った。また、揺動誘起粒子輸送も減少した。従来のガスパフと比較して、SMBIは入射が短時間のために W_p が劣化する時間幅は非常に短い。この短い時間後、揺動誘起粒子輸送は減少し、 W_p は上昇を開始した。このことより、周辺揺動に与える時間が短時間である利点を有しているSMBIは、新たな粒子供給として期待される。

また、周辺密度揺動を高速カメラとLangmuirプローブを用いて同時に測定した。ポロイダル方向に伝播する磁力線に平行方向に伸びたフィラメント構造がカメラによって観測され、周波数20–30kHzおよびポロイダル波長~14 cmを有している (図86)。しかしながら、カメラのレンズ軸はトラス水平面に垂直であるため、この密度モードの半径位置はカメラデータのみでは特定できない。この揺動の範囲を特定するために、プローブとプラズマの間のプラズマ表面相互作用 (PSI) を解析した。プローブがプラズマ中に挿入されるにつれて、PSIに起因する輝度がカメラ画像において明瞭に観察された。異なるプローブ位置間の明るさを比較することにより、カメラによって観察される20~30 kHzモードの最外縁がLCFS内側10 mm以内にあることが確認された。この結論は、プローブデータのスペクトルによっても支持されている[142]。

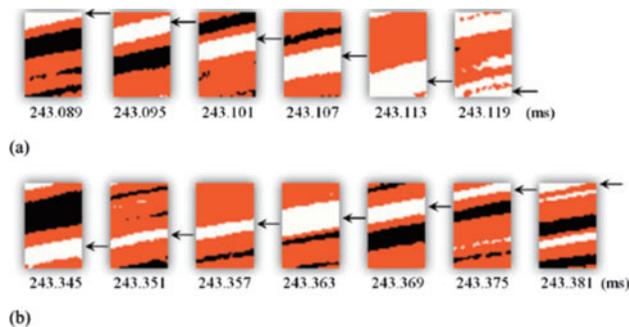


図85 SMBI入射中でのフィラメントの動きの反転 (a) 243.089–243.119 ms, イオン反磁性方向~2.5 km/s, (b) 243.345–243.381 ms, 電子反磁性方向~2 km/s; [139]のFig. 6を引用。

4.6.4 EMC3-EIRENEによる周辺プラズマモデリング

三次元磁場を有するヘリカルプラズマでは、三次元性を考慮した先進ダイバータ概念が要求される。近年、非軸対称磁場が周辺のダイバータプラズマに与える影響が三次元効果としてトカマクにおいても課題となっており、トラスプラズマに共通の課題として実験とモデリングを両輪として取り組まれている。

ダイバータ領域においては、通常、磁力線方向の輸送が支配的であるが、三次元性の導入によって磁力線垂直方向の輸送が重要な役割を果たす。Heliotron Jにおいても、4.6.1節で議論されたように、磁場の幾何形状のみではダイバータ領域の輸送は決定されないことが実験的に示されている。これらの物理研究を進めるため、三次元周辺プラズマ輸送コードであるEMC3-EIRENE[136, 143]がHeliotron Jに近年導入され、周辺プラズマモデリングが開始された。上記コードはドリフト等の影響は考慮できない欠点はあるが、三次元的な磁場構造に起因するダイバータプラズマの特徴を把握する上で有用である。

EMC3-EIRENEコード運用には、SOL領域の周辺磁場を包含する磁力線方向に沿った形状を有する三次元グリッドが、磁場配位ごとに必要である。磁力線追跡コードを用いて磁力線の結合長を確認し、グリッド作成が必要な空間領域を決定した後に、該当領域を包含するよう、磁力線に沿った三次元形状のグリッドが準備された (図87) [62]。現在、標準・高バンピネス・低バンピネスの基本三配位のグリッドが準備されている。

電子温度・電子密度についての計算例を図88に示している[62]。Heliotron Jの磁力線結合長を概ね反映した結果が得られた。グリッドサイズや計算の収束性の検討を進めた結果、妥当な結果であると判断している。

配位間の比較においては、熱流束のピーク位置やその分布形状が大きく異なることが観測されており、Heliotron J周辺プラズマの制御が可能であることが示された。また密度に応じ、磁力線水平/垂直方向の輸送バランスが変化・応答し、熱・粒子束の空間構造の変化を示していることが観測されている。現在、ダイバータプローブやイメージングポロメータなどの計測との比較を行う準備を進めている。

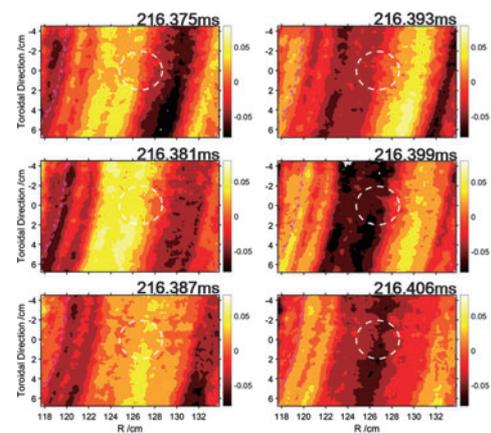


図86 LCFS外側に置いたプローブで計測された規格化された揺動イメージ連続フレーム画像。

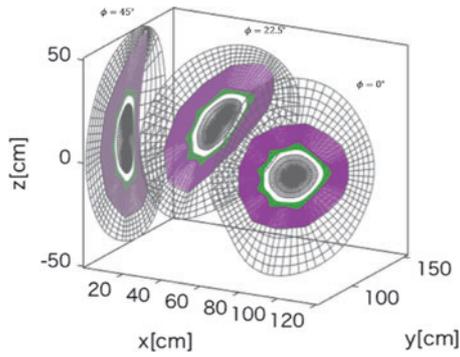


図87 EMC3-EIRENE コードに準備したヘリオトロン磁場の三次元グリッド。

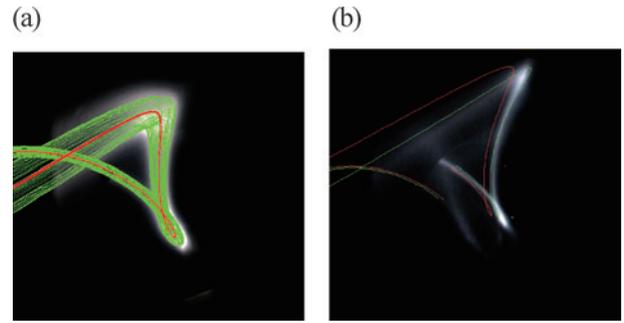


図89 CCDカメラで接線方向から観測した初期プラズマ形状と磁力線の軌跡, (a)第2高調波共鳴層が磁気軸を通る場合 ($z = 0$ mm), (b)磁気軸を通らない場合 ($z = 75$ mm). [146]の Fig. 12 を引用.

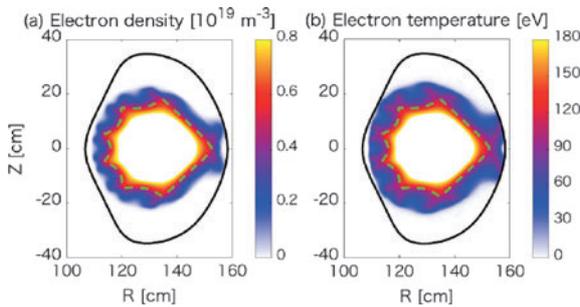


図88 EMC3-EIRENE コードで計算された Heliotron J 磁場のダイバータ領域のプラズマの電子密度・温度 [62] の Fig. 3 を引用.

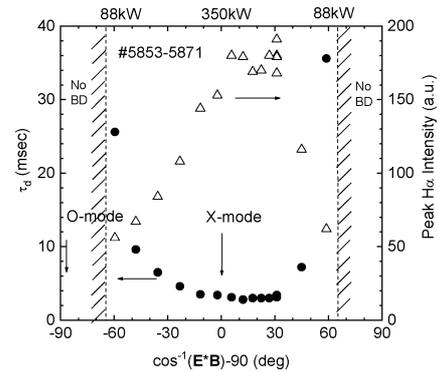


図90 第2高調波ECHによるプラズマ生成の入射偏波依存性. X-mode割合が高いときにプラズマ生成時間が短くなる. [146]の Fig. 7 を引用.

4.7 プラズマ生成

4.7.1 第2高調波ECHによるプラズマ生成

ヘリカル系装置において、基本波及び第2高調波ECHはプラズマ生成のためにルーチ的に利用されている。ECHを用いたプラズマ生成に関する準線形理論は基本波ECHによるプラズマ生成では妥当なものであるものの、第2高調波ECHによるプラズマ生成では、初期の電子のエネルギー線形成長率がラーマー半径の自乗に比例するため実質的にはほぼゼロに近く、電子は十分に加速されない。このため、第2高調波ECHによるプラズマ生成の物理機構として、静磁場中での共鳴電子の捕捉を考慮に入れた非線形相互作用過程が提案され、2つの物理的条件が重要となることが指摘されている [144]。一つには、周期振動する捕捉電子のピークエネルギーが中性粒子のイオン化ポテンシャルを超えなければならないことである。もう一つには、電子と中性粒子の衝突周波数が非線形相互作用を妨げるほど低くなければならないが、それと同時に、イオン化プロセスの前に閉じ込め領域から捕捉粒子が逃げない程度に高くなければならないことである。後者の条件はプラズマ生成のための中性粒子ガス圧力に適切な範囲があることを意味する。

Heliotron Jにおいて、第2高調波ECHによるプラズマ生成について実験的に調べた。図89は Heliotron Jにおいて CCDカメラでトラス接線方向に観測した放電初期のプラズマの形状である。入射パワーが磁気軸を通過するようにしたとき、プラズマは磁気軸に沿ってまず形成され、その後、最外殻磁気面に向かって広がっていく。こうした時

間発展は Heliotron J, CHS, TJ-II 装置においても観測されている [145-147]。図90は入射 EC 波の偏波面に対する依存性である。入射 EC 波の X-mode 割合を変化させたところ、X-mode 割合が最も大きいとき遅れ時間が最も短くなり、X-mode の割合が小さくなるにつれて遅れ時間は長くなった。X-mode の割合が小さくなり過ぎるとプラズマ生成を行うことができない。また、この X-mode のパワーは X-mode だけのパワースキャンにおける閾値に近い。即ち、一回通過 X-mode がプラズマ生成に重要であり、O-mode や壁からの多重反射の寄与は小さいということが言える。

基本波ECHでは共鳴層の位置が最外殻磁気面よりも外側であっても真空容器内ある場合は共鳴層に沿ってシート状の発光が観測される一方、第2高調波ECHでは共鳴層を周辺領域にまで移動させるとプラズマは生成されなくなる。基本波ECHでは閉じ込めの良さに関係なく比較的簡単にプラズマが生成されるのに対し、第2高調波ECHプラズマ生成は共鳴層が磁気面の閉じた閉じ込めの良い領域に位置する場合にのみ行われる。入射ビーム角度をポロイダル方向に変えていったところ、プラズマは交差点が磁気軸に位置するとき最も早く生成された。交差点を周辺領域に移動させるにつれてプラズマ生成は遅れ、プラズマ小半径の半分より外の周辺部に位置させるとプラズマは生成されなくなる。同様の傾向は磁場強度スキャンでも観測された。初期プラズマの位置は、交差点から

の磁力線追跡計算と良い一致を示した。

Heliotron Jでは磁場スペクトルを幅広く変化させることが可能である。特に、バンピネスが粒子閉じ込めに強く影響を与えることが理論的に指摘され、高エネルギー粒子閉じ込め実験でもその理論を支持する結果が出ている。バンピネスを制御した結果、バンピー成分が小さくなるにつれて時間遅れが大きくなった[148]。プラズマ生成初期段階では捕捉電子は無衝突領域にあると考えられるので、捕捉電子の閉じ込めの良さがプラズマ生成に反映されていることを示唆している。

4.7.2 2.45 GHz マイクロ波アシストによる NBI プラズマ生成

4.7.1節で示したように、ヘリカル系では基本波 O-mode や第 2 高調波 X-mode を用いた ECH がプラズマ生成に用いられることが多い。この手法は信頼性の高いプラズマ生成法であるものの、閉じ込め領域に電子サイクロトロン共鳴層が必要なため、磁場の設定条件に制限を与える。この問題を解決するため、NBI のためのターゲットプラズマ生成の方法として、イオンサイクロトロン波や低域混成波が用いられ、NBI だけを用いたプラズマ生成は LHD において初めて実験的に示された。NBI のみを用いたプラズマ生成でのポイントは、背景中性粒子ガスをイオン化するだけ電子温度が高いかどうかということである。NBI プラズマ生成での初期では、電子が入射ビームとクーロン衝突を介してのみ加熱されるため、入射ビームが中性粒子ガスと十分に衝突するだけの体積があることや、粒子閉じ込めの良い高磁場が要求される。さらに、プラズマが生成されたとしても、低密度状態からプラズマが立ち上がるためにエネルギー閉じ込め時間スケールの時間が必要であり、ビームダンプに熱負荷がかかり不純物発生の問題を引き起こす可能性がある。このため、Heliotron J や TJ-II のような中型装置では NBI のみによるプラズマ生成は困難であるとされてきた。

上記の問題を解決する方法の一つとして、Heliotron J では、非共鳴 2.45 GHz マイクロ波アシストによって NBI プラズマ生成に成功した[149, 150]。図 91 は NBI プラズマ生成の時間発展の例である。磁場配位は標準配位で、 $B = 0.83$ T である。NBI は co- と counter-NBI の両方が入射されており、トータルパワーは 1 MW (27 kV, H) である。2.45 GHz マイクロ波は NB を入射する 0.3 secc 前から入射されている。2.45 GHz マイクロ波の基本波及び高次高調波電子サイクロトロン共鳴層は真空容器内には存在しない。NB 入射前に電子密度が 10^{17} m^{-3} 程度のプラズマがシードプラズマとして生成されており、また、強い電子サイクロトロン放射 (ECE) 信号が観測された。ECE の周波数は 75.5 GHz であり、 $r/a = 0.3$ での 3 次高調波 ECE である。光学的厚さが 1 よりもかなり小さいため、ECE 強度は局所的な電子温度を反映しておらず、高エネルギー電子の存在を示唆している。NB が入射されると、電子密度が上昇し、10 msec 後には $n_e \approx 0.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ のプラズマが形成される。同時に、酸素の線放射 (OV) が増大しており、イオン化ポテンシャル (113 eV) を超える電子が生成されていること

を示唆している。この後、追加のガスパスにより $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 以上の電子密度に到達する。

2.45 GHz マイクロ波によるシードプラズマの生成物理機構は明確でないが、可能性の一つとして低域混成波の励起があるが、より詳しい解析が必要である。2.45 GHz マイクロ波アシストがある場合でも、NBI プラズマ生成が成功しない場合がある。図 92 は、NBI プラズマが生成される場合と生成されない場合の時間発展の比較である。ECE 強度が

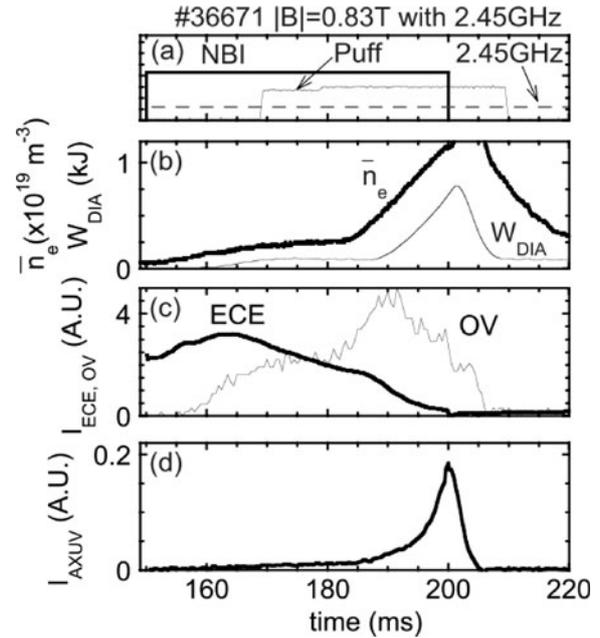


図 91 NBI プラズマ生成での時間発展, (a) NBI とガスパフ, (b) 先平均電子密度と蓄積エネルギー, (c) ECE (75.5 GHz) と OV 線放射強度, (d) AXUV 強度。磁場配位は標準配位で、磁場強度は 0.83 T に設定している[149]の Fig. 1 を引用。

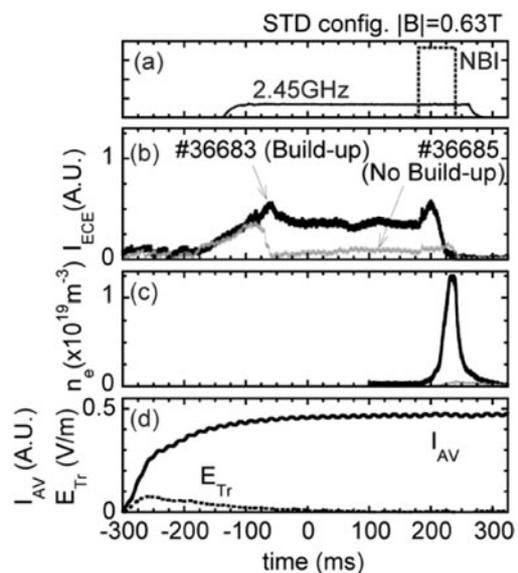


図 92 NBI プラズマ生成に成功する場合としない場合の時間発展, (a) 2.45 GHz マイクロ波と NBI 加熱, (b) ECE 強度, (c) 線平均電子密度, (d) AV コイル電流とトロイダル電場 [149]の Fig. 2 を引用。

高く維持できない場合はNBを入射しても電子温度は立ち上がることができない。電子密度が立ち上がる場合のシードプラズマの密度は 10^{17} m^{-3} 程度である一方、電子密度が立ち上がらない場合のシードプラズマの密度は検出感度以下 ($<1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$) であった。2.45 GHz マイクロ波で生成されるシードプラズマの状況によってNBプラズマの生成が大きく左右される。

また、プラズマ生成に成功するかどうかは磁場強度にも依存する。磁場強度が下がるにつれてシードプラズマのECE信号強度は低下し、2.45 GHz マイクロ波パワーが5 kW の場合は、磁場強度のしきい値は $0.63 \text{ T} < B < 0.80 \text{ T}$ であった。0.6 T 以下ではNB入射での電子密度立ち上げに成功していない。

5. まとめ

本プロジェクト・レビューでは、核融合実験装置 Heliotron J におけるプラズマ実験の目的とこれまでの成果について報告した。Heliotron J 装置は準等磁場配位概念を取り入れた先進磁場配位であるヘリカル軸ヘリオトロン配位を有しており、磁場配位最適化のために各磁場コイルに独立した電源を持たせ、磁場分布制御の大きな自由度を確保している。また、ヘリカル磁気軸の導入によって磁場スペクトラムの基本因子であるトロイダル成分、ヘリカル成分、バンピー成分（トロイダルミラー比）等の制御自由度を拡大し、ヘリカル磁場最適化における新しい領域の拡大とフレキシブルな実験を可能とした。こうした設計思想がプラズマ実験での多くの成果を生み出したことにつながっている。2000年のプラズマ実験開始以来、これまでに、良好なエネルギー閉じ込め（ISS95則の1.5–2倍）、H-modeの観測、高密度プラズマの生成・維持（電子密度 $n_e \sim 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ）、電子熱輸送障壁（中心電子温度 $T_e(0) \sim 3 \text{ keV}$ ）、高エネルギー粒子の生成・閉じ込め、高エネルギー粒子励起MHD不安定性の抑制など、ヘリカル軸ヘリオトロン配位の持つ核融合プラズマ閉じ込め装置としてのポテンシャルの高さを実証してきた。また、ブートストラップ電流、EC電流、トロイダル回転、高エネルギー粒子の閉じ込めなど、新古典理論から予測される物理量の磁場配位依存性が実験と理論で定量的に一致することを明らかにした。さらに、異常輸送によって支配されている巨視的エネルギー閉じ込め、長距離相関、周辺プラズマなども磁場配位に依存することを見出し、乱流輸送と関連する結果が得られている。これらの成果は、今後の磁場配位最適化に向けた新しい指針を示すものである。

プラズマ実験初期では、主として閉じ込め装置の基本的性能の確認を進め、将来の核融合炉心プラズマに必要な要素研究の1つとして、磁場分布制御技術を用いた先導的なプラズマ輸送・安定性改善の研究を進めた。これにより、(1)閉じ込めに対するバンピー成分制御の効果、特にバルク電子・イオンの輸送と閉じ込め改善及び高エネルギー粒子閉じ込め、(2)MHD平衡・安定性における磁場配位効果、特にMHD不安定性発現領域の実験的同定及びMHD揺動による高エネルギー粒子損失、(3)バンピー

磁場成分が及ぼすプラズマ電流制御・電流駆動への効果、特にブートストラップ電流の配位効果及び電子サイクロトロン電流駆動(ECCD)の特性評価、(4)ダイバータ基礎研究、特に周辺磁場構造の実験的挙動、について、着実な研究成果を積み上げてきた。

その後、磁場配位によるプラズマ構造形成・不安定性制御の研究及び閉じ込め磁場最適化の研究を推進し、核融合科学研究所のLHDの高性能化及び環状プラズマの総合的理解に貢献するとともに、定常環状プラズマ型核融合炉の実現をめざす理学・工学の体系化に寄与することを目指してきた。また、この計画を効率的・効果的に達成するため、局所プラズマ計測器の整備を精力的に進めた。新たな視点として、(1)先進ヘリカル配位の学術研究、特に立体磁気軸ヘリカル系の異常輸送の解明や輸送障壁の成立条件の解明、(2)プラズマ性能の向上、特に閉じ込め改善と高ベータ化、(3)核融合炉への展開、特に数値試験炉への寄与及び国際共同研究への寄与と、Heliotron J装置の実験データ基盤の整備・拡充に注力してきた。

現在、ヘリカル軸ヘリオトロン配位の基本的性能を如何に高性能化していくかに重点を置き、様々な視点から実験・理論の両面から研究を行っている。また、高性能化の課題と並び、LHD実験の重点研究課題であるプラズマ閉じ込めの同位体効果に関し、準等磁場配位概念に基づいた先進磁場配位装置の視点から多面的に研究を核融合科学研究所とセンターとの緊密な連携研究を通して推し進めている。本プロジェクトレビューでは主要な研究成果を紹介したが、これら以外にも多くの研究成果が得られているので、参考文献を参照していただきたい。

研究を実行するにあたっては、核融合科学研究所との双方向型共同研究、京都大学エネルギー理工学研究所での共同利用・共同研究といった国内共同研究だけでなく、米国、ドイツ、スペインなどの大学・研究機関との国際共同研究も大きな役割を果たしてきた。昨年度よりJSPSの研究拠点形成事業を展開しており、国際共同研究の拠点化をめざしていく。

今後、実験・理論解析を通じて、さらなる磁場最適化、そして、トロイダルプラズマ物理のより総合的な理解を深め、優れた核融合炉への展望を開きたいと考えている。このため、特に、局所プラズマ計測のさらなる高度化、プラズマ分布制御技術の高度化を図り、同時にそれらによる質の高い実験データの拡充・蓄積を行いつつ、磁場分布制御性を活用したプラズマ輸送改善とプラズマ構造形成制御の研究を推進してゆく。これにより、ヘリカル系磁場閉じ込めの高性能化及び環状プラズマの総合的理解に貢献するとともに、定常環状プラズマ型核融合炉の実現をめざす理学・工学の体系化をより進化させることができると期待される。

謝辞

本プロジェクトレビューをまとめるにあたり、Heliotron Jグループの皆さまのご協力に深く感謝いたします。Heliotron Jにおける実験では、多くの国内外の共同研究者

に参加いただくとともに常に議論いただきました。特に、竹入康彦氏、武藤敬氏、渡邊清政氏をはじめとする E. Ascasíbar, Á. Cappa, C. Deng, T. Estrada, C. Hidalgo, T. Estrada, V. Chechkin, Z. Cui, D. Anderson, B. Blackwell, T. Klinger, N. Marushchenko, X.R. Duan, J. Li, A. Melnikov, T. Stange, V. Voitsenya, F. Volpe, Y. Xu, W.W. Xiao, M. Xu, L.W. Yan, Q.W. Yang, D. Yu, 秋山毅志, 伊神弘恵, 池添竜也, 稲垣滋, 磯部光孝, 居田克巳, 上原和也, 大石鉄太郎, 小田靖久, 岡村昇一, 小川国大, 長壁正樹, 笠原寛史, 川染勇人, 北島純男, 桑原大介, 釧持尚輝, 榊原悟, 鈴木康浩, 高橋裕己, 田中謙治, 田村直樹, 東井和夫, 永岡賢一, 中嶋洋輔, 仲田資季, 永島芳彦, 成嶋吉朗, 西浦正樹, 西村伸, 福田武司, 比村治彦, 藤澤彰英, 舟場久芳, 増崎貴, 松浦寛人, 松本裕, 向井清史, 武藤敬, 村上定義, 安原亮, 吉川正志の各氏に感謝申し上げます。飯吉厚夫氏, 本島修氏からは常に励ましの言葉をいただきました。大引得弘, 近藤克己, 佐野史道, 花谷清, 中須賀正彦, 故別生栄, 竹内正樹, 鳥居裕樹, 各氏とは, 実験を共に進めてきました。故若谷誠宏氏には, Heliotron J 概念設計にあたって多くのご意見・ご助言をいただきました。また, Heliotron J 実験を遂行するにあたり, 京都大学エネルギー理工学研究所エネルギー複合機構研究センター共同研究, 核融合科学研究所双方向型共同研究 (特に NIFS10 KUHL030), JSPS「研究拠点形成事業 (A. 先端拠点形成型) "PLADyS", 「自然科学研究における機関間連携ネットワークによる拠点形成事業」, 科学研究費補助金, Coordinated Working Group Meeting (CWGM), 他の支援を受けました。ここに感謝の意を表します。

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 (2000).
- [4] M. Yokoama *et al.*, Nucl. Fusion 40, 261 (2000).
- [5] S. Gori *et al.*, *Theory of Fusion Plasmas* (Bologna, SIF: International School of Plasma Physics) 1996, p.335.
- [6] F. Sano *et al.*, Plasma Fusion Res. 5, S2003-1 (2010).
- [7] <http://www.iae.kyoto-u.ac.jp/plasma/pladys/index.html>
- [8] A. Iiyoshi *et al.*, Phys. Rev. Lett. 48, 745 (1982).
- [9] H. Zushi *et al.*, Proc. First Int. Toki Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion: Next Generation Experiments in Helical Systems (1990) pp. 212-215.
- [10] 大引得弘, 若谷誠宏 他: 「プラズマ実験装置の基本設計-(共同研究) 複合プラズマによるエネルギーシステムの研究-」 京都大学エネルギー理工学研究所附属エネルギー複合機構研究センター, (センター基幹装置) 高度エネルギー機能変換実験装置の研究計画 中間報告書 [I], 平成 9 年 7 月 31 日 (IAE-RR-98 055, April 1, 1998).
- [11] 大引得弘, 若谷誠宏 他: 「プラズマ実験装置の基本設計(続)-(共同研究) 複合プラズマによるエネルギーシステムの研究-」 京都大学エネルギー理工学研究所附属エネルギー複合機構研究センター, (センター基幹装置) 高度エネルギー機能変換実験装置の研究計画 中間報告書 [II], 平成 12 年 3 月 31 日 (IAE-RR-2000 089, December 8, 2000).
- [12] S.P. Hirshman and J.C. Whiston, Phys. Fluids 26, 3553 (1983).
- [13] K.C. Shaing and S.A. Hokin, Phys. Fluids 26, 2136 (1983).
- [14] S. Kobayashi *et al.*, Contrib. Plasma Phys. 50, 534 (2010).
- [15] A.H. Boozer, Phys. Fluids 23, 904 (1980).
- [16] M. Yokoyama, Nucl. Fusion, 41, 215 (2001).
- [17] S.P. Hirshman *et al.*, Phys. Fluids 29, 2951 (1983).
- [18] H. Maasberg *et al.*, Phys. Fluids B5, 3728 (1993).
- [19] G. Motojima *et al.*, Nucl. Fusion 47, 1045 (2007).
- [20] M. Yokoyama *et al.*, Fusion Energy 1996, Vol.2 (IAEA, 1997) 175.
- [21] F. Sano *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES, 1, 168 (1998).
- [22] T. Obiki *et al.*, Plasma Phys. Cont. Fusion 42, 1151 (2000).
- [23] F. Sano *et al.*, 12th Int. Stellarator Workshop (Wisconsin, USA, 1999).
- [24] 佐野史道 他: プラズマ・核融合学会誌 75, 222 (1999).
- [25] K. Nagasaki *et al.*, Contrib. Plasma Phys. 50, 656 (2010).
- [26] H. Shidara *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES 5, 333 (2002).
- [27] H. Okada *et al.*, Nucl. Fusion 47, 1346 (2007).
- [28] Y. Ohtani *et al.* JINST 11, C02035 (2016).
- [29] T. Maekawa *et al.* Rev. Sci. Instrum. 62, 304 (1991).
- [30] T. Minami *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 81, 10D532 (2010).
- [31] T. Minami *et al.*, Plasma Sci. Technol. 15, 240 (2013).
- [32] N. Kenmochi *et al.*, Plasma Fusion Res. 8, 2402117 (2013).
- [33] N. Kenmochi *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 85, 11D819 (2014).
- [34] T. Minami *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 85, 11D837 (2014).
- [35] H. Okada *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES 5, 197 (2002).
- [36] M. Kaneko *et al.*, Fusion Sci. Technol. 50, 428 (2006).
- [37] S. Kobayashi *et al.*, Proc. 20th IAEA FEC 2004, Vilamoura Portugal, 1 - 6 Nov. 2004, EX/P4-41.
- [38] H. Lee *et al.*, Plasma Fusion Res. 7 1402019 (2012).
- [39] S. Kobayashi, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 83, 10D535 (2012).
- [40] 小林進二: プラズマ・核融合学会誌 93, 2 (2017).
- [41] X. Lu *et al.*, Plasma Fusion Res. 13 1202077 (2018).
- [42] H.Y. Lee *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion, 55, 035012 (2013).
- [43] T. Kobayashi *et al.*, Phys. Plasmas 25, 012513 (2018).
- [44] S. Prohit *et al.*, Plasma Sci. Technol. 2, 0651021 (2019).
- [45] Y. Suzuki *et al.*, *to be published in Plasma Sci. Technol.*
- [46] S. Yamamoto *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 87 (2016) 11D818
- [47] G. Weir, K. Nagasaki, *et al.*, EPJ Web of Conferences 203, 03013 (2019).
- [48] M. Luo *et al.*, Plasma Fusion Res. 15, 2402038 (202).
- [49] Y. Kondo *et al.*, *to be published in Plasma Fusion Res.*
- [50] N. Smith *et al.*, Plasma Fusion Res. 15, 1202054 (2020).
- [51] K. Mukai *et al.*, Plasma Fusion Res. 6, 1402111 (2011).
- [52] H. Arimoto *et al.*, J. Korean Phys. Soc. 49, S165 (2006).
- [53] S. Kado *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 89, 10D129 (2018).
- [54] H. Kawazome *et al.*, J. Nucl. Mater. 337-339, 490 (2005).
- [55] N. Nishino *et al.*, J. Nucl. Mater. 337-339, 1073 (2005).
- [56] N. Nishino *et al.*, J. Nucl. Mater. 363-365, 628 (2007).
- [57] N. Nishino *et al.*, J. Nucl. Mater. 390-391, 432 (2009).
- [58] N. Nishino *et al.*, J. Nucl. Mater. 415, S447 (2011).
- [59] N. Nishino *et al.*, J. Nucl. Mater. 438, S540 (2013).
- [60] N. Nishino *et al.*, J. Nucl. Mater Energy 20, 100678 (2019).

- [61] C.S. MacLatchy *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **63**, 3923 (1992).
- [62] 大島慎介, 清水昭博: プラズマ・核融合学会誌 **94**, 3 (2018).
- [63] R. Matoike *et al.*, Plasma Fusion Res. **14**, 3403127 (2019).
- [64] T. Mizuuchi *et al.*, Fusion Sci. Technol. **50**, 352 (2006).
- [65] S. Kobayashi *et al.*, IAEA-FEC, EX/P5-13 (2008).
- [66] H. Yamada *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 1684 (2005).
- [67] S. Kobayashi *et al.*, IAEA-CN-234 EX/P8-17 (2016).
- [68] H. Okada *et al.*, 21st Int. Stellarator-Heliotron Workshop (Kyoto, 2017).
- [69] T. Mizuuchi *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **50**, 639 (2010).
- [70] S. Kobayashi *et al.*, 40th EPS conf. (2013) P1.148.
- [71] G. Motojima *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **87**, 103503 (2016).
- [72] 本島 巖 他: プラズマ・核融合学会第33回年会 (東北大学, 2016) 01aP88.
- [73] F. Sano *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **79**, 1111 (2003).
- [74] F. Sano *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 1557 (2005).
- [75] U. Stroth *et al.*, Nucl. Fusion **36**, 1063 (1996).
- [76] F. Sano *et al.*, Fusion Sci. Technol. **46**, 288 (2004).
- [77] F. Castejón *et al.*, Nucl. Fusion **44**, 593 (2004).
- [78] 水内 亨: プラズマ・核融合学会誌 **82**, 342 (2006).
- [79] V. Erckmann *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70**, 2086 (1993).
- [80] F. Wagner *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **36**, A61 (1994).
- [81] P. Grigull *et al.*, J. Nucl. Mater. **290-293**, 1009 (2001).
- [82] M. Hirsch *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **42**, A231 (2000).
- [83] T. Mizuuchi, *et al.*, IAEA-CN-221 EX/P4-29 (2014).
- [84] M. Greenwald, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, R27 (2002).
- [85] H. Yamada *et al.*, Fusion Sci. Technol. **58**:1 (2010).
- [86] G. Motojima *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **61**, 075014 (2019).
- [87] N. Kenmochi *et al.*, Proc. 42nd EPS Conf. Plasma Physics P5.131, pp1-4 (2015).
- [88] T. Minami *et al.*, 42nd EPS Conf. Plasma Physics, Lisbon, Portugal, 22-26 June (2015).
- [89] T. Minami *et al.*, 20th Int. Stellarator-Heliotron Workshop, Invited Talk (2015).
- [90] N. Kenmochi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **59**, 055013 (2017).
- [91] N. Kenmochi *et al.*, Sci. Rep. **10**, 5 (2020).
- [92] H.Y. Lee *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 035012 (2013).
- [93] S. Kobayashi *et al.*, Proc. 25th IAEA FEC 2014, IAEA-CN-221/EX/P4-28 (2014).
- [94] K. Nishioka *et al.*, Phys. Plasmas **23**, 032511 (2016).
- [95] H. Okada *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **80**, 883 (2004).
- [96] K.Y. Watanabe *et al.*, Nucl. Fusion **35**, 335 (1995).
- [97] K.C. Shaing and J.D. Callen, Phys. Fluids **26**, 3315 (1983).
- [98] G. Motojima *et al.*, Fusion Sci. Technol. **51**, 122 (2007).
- [99] K. Nagasaki *et al.*, Nucl. Fusion **50**, 025003 (2010).
- [100] K. Nagasaki *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 103035 (2011).
- [101] K. Nagasaki *et al.*, Plasma Fusion Res. **3**, S1008 (2008).
- [102] S. Yamamoto *et al.*, Fusion Sci. Technol. **51**, 92 (2007).
- [103] T. Estrada *et al.*, Fusion Sci. Technol. **50**, 127 (2006).
- [104] H. Okada *et al.*, Fusion Sci. Technol. **50**, 287 (2006).
- [105] H. Okada *et al.*, Plasma Fusion Res. **6**, 2402063 (2011).
- [106] S. Kobayashi *et al.*, 18th Int. Toki Conf., Dec. 9-12 (2008), Toki, Japan, I-16.
- [107] T. Mizuuchi *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **8**, 981 (2009).
- [108] H. Okada *et al.*, 26th IAEA Fusion Energy Conf., 2016, Oct. 17-22 (2016). Kyoto, Japan, EX/P8-18.
- [109] C. Schwab, Phys. Fluids B5, 3195 (1993).
- [110] D.A. Spong *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 022106 (2010).
- [111] S. Yamamoto *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 126065 (2017).
- [112] L.G. Zang *et al.*, Nucl. Fusion **59**, 056001 (2019).
- [113] S. Yamamoto *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, 34 (2010).
- [114] P. Adulsirirwad *et al.*, to be Published in Nucl. Fusion.
- [115] K. Nagasaki *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 113041 (2013).
- [116] S. Yamamoto *et al.*, Nucl. Fusion **60**, 066018 (2020).
- [117] S. Ohshima *et al.*, Proc. IAEA Conference 2016.
- [118] S. Ohshima *et al.*, Nucl. Fusion **56**, 016009 (2016).
- [119] A. Ishizawa *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 066010 (2017).
- [120] R.D. Hazeltine and J.D. Meiss, Plasma Confinement, Dover, Dover Pub. (2003).
- [121] T.-H. Watanabe and H. Sugama, Nucl. Fusion **46**, 24 (2006).
- [122] A. Ishizawa *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 053007 (2013).
- [123] S. Maeyama *et al.*, Computer Phys. Commun. **184**, 2462 (2013).
- [124] M. Nunami *et al.*, Plasma Fusion Res. **6**, 1403001 (2011).
- [125] H. Sugama and T.-H. Watanabe, Phys. Rev. Lett. **94**, 115001 (2005).
- [126] J. Li and Y. Kishimoto, Phys. Plasmas **12**, 054505 (2005).
- [127] T. Mizuuchi *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **3**, 192 (2000).
- [128] T. Mizuuchi *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **1**, 209 (1998).
- [129] P. Grigull *et al.*, J. Nucl. Mater. **313-316**, 1287 (2003).
- [130] Y. Feng *et al.*, Nucl. Fusion **5**, 126011 (2016).
- [131] A. Komori *et al.*, Fusion Sci. Tech. **46**, 167 (2004).
- [132] T. Morisaki *et al.*, J. Nucl. Mater. **337-339**, 154 (2005).
- [133] T. Mizuuchi *et al.*, J. Nucl. Mater. **290-293**, 678 (2001).
- [134] W.L. Ang *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **292**, (2002).
- [135] T. Mizuuchi *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 395 (2007).
- [136] Y. Feng *et al.*, Con. Plasma Phys. **44**, 57 (2004).
- [137] S. Ogane *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **86**, 103507 (2015).
- [138] T. Shikama *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **61**, 025001 (2019).
- [139] S. Kado, *et al.*, JPS Conf. Proc. **1**, 015019 (2014).
- [140] L. Zang *et al.*, Plasma Fusion Res. **8**, 1402066 (2013).
- [141] L. Zang *et al.*, Phys. Plasmas **21**, 042308 (2014).
- [142] L. Zang *et al.*, Fusion Sci. Technol. **68**, 758 (2015).
- [143] D. Reiter, Fusion Sci. Technol. **47**, 172 (2005).
- [144] Á. Cappa and F. Castejón, Nucl. Fusion **43**, 1421 (2003).
- [145] Y. Yoshimura *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **6**, 651 (2004).
- [146] K. Nagasaki *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 13 (2005).
- [147] Á. Cappa *et al.*, 32nd EPS Conf., 2005, Tarragona, P-2.099
- [148] K. Nagasaki *et al.*, J. Korean Phys. Soc. **49**, 18 (2006).
- [149] S. Kobayashi *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 062002 (2011).
- [150] S. Kobayashi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **62**, 065009 (2020).