プロジェクトレビュー

LHD における重水素実験の初期結果

Review of the Initial Phase of the LHD Deuterium Experiment

1. はじめに

1. Introduction

森 崎 友 宏^{1,2)},長 壁 正 樹^{1,2)} MORISAKI Tomohiro^{1,2)} and OSAKABE Masaki^{1,2)} ¹⁾自然科学研究機構核融合科学研究所,²⁾総合研究大学院大学 (原稿受付日:2021年1月8日)

核融合科学研究所の大型ヘリカル装置(LHD)は2017年 3月,重水素実験を開始した.ダイバータを備え,定常運転が可能な大型のヘリカル装置として初めての本格的な重 水素実験である.その後LHDは,加熱装置の最適化,計測 器の整備を進め,現在までにイオン温度10keVに代表され るプラズマの高性能化,その背景となる同位体効果の確 認,中性子計測による高エネルギー粒子閉じ込め性能の定 量評価等,重要な成果を挙げている.本プロジェクトレ ビューでは,9年計画の3年が経過したLHD重水素実験 の,現時点までに得られた主な研究成果を述べるととも に,実験開始に先立って整備した加熱装置,計測器,解析 コードの整備状況について報告する.

1.1 LHD プロジェクトの目標とこれまでの歩み

ヘリカル型核融合炉の実現をめざし,我が国独自のアイ デアである「ヘリオトロン方式」に基づく装置を用いた高 性能プラズマの閉じ込め研究を行う「LHDプロジェク ト」は、1980年代後半に装置の物理検討が開始された. 「ヘリカル型磁場配位により核融合炉に外挿しうる高性能 定常プラズマを実現し,その性質を学術として体系化する ことにより,ヘリカル型核融合炉に向けた物理的,工学的 研究課題を解明する」ことを大目標に数年間の作業を経て 1990年代初頭,最終仕様が固まった[1].

具体的な重点研究課題は物理設計の段階で以下のように 明確に示されている[2].

(1) 高い核融合三重積を持つプラズマを発生し、炉心プラ ズマに外挿し得る輸送の研究を広範に行う.

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

- (2) 炉心プラズマに必要な平均ベータ値5%以上の高ベー タプラズマを実現し、関連する物理を調べる.
- (3) ダイバータを設置して、準定常プラズマの制御実験を 行い、定常運転に必要な基礎資料を得る.
- (4) 高エネルギー粒子のヘリカル磁場中での振る舞いを研 究し、炉心プラズマでのα粒子を対象としたシミュ レーション実験を行う.
- (5) トカマクとの相補的研究を行い,トロイダルプラズマ の総合的理解を深める.

また,1990年6月に発行された報告書[1]には,一定の成果 が出た後,装置改造を行って重水素実験に移行することも 明記されている.

このような物理課題を掲げたLHDは、約8年間に渡る 工学設計,装置建設を経た後1998年3月,実験を開始した. その後軽水素プラズマを用いた実験を推進し,加熱装置, 計測器等の整備を進め,プラズマの高性能化とその基盤と なる学術研究を展開してきた[3].そして,2017年3月に, ヘリカル装置としては初めての本格的な重水素実験を開始 した.図1に現在までの加熱パワーの変遷を,図2にこれ までにLHDで得られたプラズマのイオン温度,電子温度 領域を示す.特筆すべきは,重水素実験でイオン温度が LHDの目標値である10keVを達成したことである.この 値は核融合条件の1つであり,これをLHDがヘリカル装 置として初めて達成した.

1.2 LHD における重水素実験

水素の同位体である重水素を用いることにより、プラズ

corresponding author's e-mail: morisaki.tomohiro@nifs.ac.jp



図2 LHD のイオン温度,電子温度達成領域.

マの閉じ込めが改善することが多くのトカマク型装置で示 されている(同位体効果).したがって,ヘリカル装置にお いても重水素放電でプラズマ性能が向上することが期待さ れている.これまで,小型のヘリカル装置において重水素 実験が行われたことがあるが,トカマクほどの明瞭な閉じ 込め改善は観測されていない.この実験事実が,トカマク プラズマとヘリカルプラズマの物理的相違から来る本質的 なものなのか,実験装置の大きさに依存する副次的効果に よるものなのか,大型トカマクと比較可能なLHDの実験 で明らかにする必要がある.また,同位体効果がなぜ起こ るかといった永年の問いにも答えなければならない.同位 体効果のメカニズム解明は,重水素,三重水素,ヘリウム が混在する将来の核融合炉のプラズマ性能を見通すうえで 極めて重要である.

重水素プラズマでは、プラズマ中の重水素イオン同士が 極わずかであるが核融合反応 (DD 反応)を起こし、中性子 が発生する. DD 反応はイオン間の相対速度が大きいほど 断面積が大きいので、この反応によって生成した中性子は プラズマ中の高エネルギー重水素イオンの情報を反映す る. つまり、重水素実験では、中性子計測を通して、プラ ズマ中の高エネルギー粒子の振る舞いを知ることが可能に なる.

将来の核融合炉では、メンテナンス時における安全管理 や燃料収支バランスの観点から、プラズマ対向壁材料中に おける三重水素の吸蔵が材料を選定する際の重要な要因と なる.このため、対向壁材料中における水素同位体挙動の 評価は重要な研究課題である.軽水素は材料生産過程中に おいて、一般的に存在するので、軽水素を用いて材料中の 水素同位体挙動を調べるのは適さない.一方で、重水素は 天然同位体組成比が 0.001~0.028%[4]なので、材料の生産 過程には存在しないとみてよい.そこで、対向壁材料を重 水素プラズマに曝露し、材料中の重水素の分布等を調べる ことで、対向壁材料中の水素同位体挙動を精度良く評価す ることが可能となる.

これらのことに鑑み, LHD の重水素実験では,以下の課 題に積極的に取り組む.

- (1) ヘリカル系における同位体効果の検証
- (2) 同位体効果のメカニズムの解明
- (3) プラズマ対向壁材料中の水素同位体挙動の解明
- (4) ヘリカル型装置における高エネルギー閉じ込めの実証
- (5) 炉設計に必要なデータベースの蓄積

特に(1),(2)においては,精度の高い計測器の開発が不可 欠である.LHDでは重水素実験の開始に合わせて,イオン 種ごとの分布計測の実現,電子温度・電子密度分布計測の 高速化,乱流計測の高度化等を進めてきた.いずれも初期 的な結果が出始めており,そのいくつかを次章以下で紹介 する.また,同位体効果のメカニズム解明には,シミュ レーション研究との協働が欠かせない.現在,NIFSで開発 されたGKVをはじめとするシミュレーション・コード群 を駆使して実験結果を再現する試みが進行中であり,乱流 揺動成長率のイオン質量依存性に関する線形,非線形シ ミュレーションの結果と実験結果を比較する試みが進行中 である.

1.3 LHD 重水素実験の体制

LHD実験は全て,国内外の大学・研究機関との共同研究 として「LHD実験会議」主導の下,計画を策定し,実施す る体制をとっている.個々の実験は,1.1および1.2で述べ たそれぞれの課題に対応したグループ(トピカルグルー プ,TG)が行う.現在のTGと担当する研究課題を以下に 示す.

- (1) 高性能化グループ
 - ・パラメータ領域の拡大 (プラズマの高性能化)
 - ・重水素実験の研究計画策定
- (2) 輸送グループ
 - ・熱・粒子輸送の物理
 - ・同位体効果
 - ・揺動輸送の物理
- ・加熱物理
- (3) 周辺・ダイバータ・原子分子グループ
 - ・周辺プラズマ物理
 - ・プラズマ・壁相互作用

- ·原子分子過程
- ・定常実験
- (4) 高ベータ・MHD・高エネルギー粒子グループ
 - ・MHD 安定性
 - ・高ベータ実験
 - ・高エネルギー粒子閉じ込め
 - ・摂動磁場・3次元物理

また,海外研究機関との共同研究を活性化するために, LHD 実験会議と並列する組織として「LHD 国際プログラ ム委員会(LHD-IPC)」を新設した.これは海外委員11名, 国内委員12名で組織される委員会で,各国からの共同研究 提案の調整をLHD実験会議と連携して行う.

参 考 文 献

- [1] 大型ヘリカル装置計画I (1990年6月). NIFS LHD Technical Report 1. 大型ヘリカル装置設計グループ 編.
- [2] 大型ヘリカル装置の基本計画(1989年3月),大型ヘリ カル装置設計グループ編.
- [3] Y. Takeiri et al., Nucl Fusion 57, 102023 (2017).
- [4] 国立天文台 編:理科年表2019 (丸善出版, 2019).



2. 重水素実験に向けた機器・解析コードの整備

2. Preparation of Hardware Necessary to Execute Deuterium Experiment and Development of Analysis Code for LHD Deuterium Plasmas

長壁正樹^{1,2)},磯部光孝^{1,2)} OSAKABE Masaki^{1,2)} and ISOBE Mitsutaka^{1,2)} ¹⁾自然科学研究機構核融合科学研究所,²⁾総合研究大学院大学 (原稿受付:2021年1月8日)

大型ヘリカル装置(LHD)では、ヘリカル型核融合炉設計に繋がるデータベースの蓄積と学術基盤の構築、及び新たな研究領域の開拓や実験の多様性を拡大する目的で、重水素ガスを用いた高性能プラズマの研究を 推進している.重水素実験を開始するにあたりLHD本体、加熱機器、計測機器等の高性能化・拡充を行うととも に、重水素実験を象徴する中性子計測機器などを新たに整備した.また、重水素実験に先立ち、重水素プラズマ を理解する上で必要となる各種解析コードについても、国内外の共同研究者とともに整備を進め、現在実験解析 で広く使われている.本章では、重水素実験に向けて整備した設備・機器、及び解析コードについて概観すると ともに、代表的な研究成果についても触れる.

Keywords:

Large Helical Device, deuterium experiment, NBI, ECH, ICRF, neutron, diagnostics

2.1 はじめに

大型ヘリカル装置(LHD)計画の基本理念は、ヘリカル 型核融合炉に外挿しうる高性能プラズマを実現して、その 性質を学術として解明することにより、ヘリカル型核融合 炉の設計をより確実なものとすること、これとともに、ト カマク方式を含めた環状磁場閉じ込めの学理を体系化する ことにある。そのために、プラズマ性能の向上を伴う重水 素を用いたプラズマ実験は、LHD計画の基本理念の達成に 必須であり[1-4]、また、未解明な課題である閉じ込め改 善における同位体効果に代表される学術的課題の解明にも 大きく寄与するものである。また、LHD計画当初には、ヘ リカル系における高エネルギー粒子の閉じ込めに対して懸 念があったが、軽水素期の研究にて高エネルギー粒子の閉 じ込めの良好な磁場配位が見出され、重水素実験開始後、 新たに整備した中性子計測機器により、それがより明確化 するなど、LHD 計画は着実な進展を見せている。

中心イオン温度 10 keV の達成に代表される LHD プラズ マの高性能化,同位体効果の解明,高エネルギー粒子の閉 じ込め等の重水素実験における重点課題に取り組むにあた り,LHD 本体,加熱,計測機器の高性能化・整備を行った [5].本章では,重水素実験を推進する上で大きな役割を 果たす機器について概観するとともに,中性子が新たな計 測対象となり高エネルギー粒子閉じ込め等重水素プラズマ の理解の深化に向けて新たに整備・拡充を行った解析ツー ルについても述べる.

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

2.2 重水素実験に向けた機器の整備

2.2.1 本体

2.2.1.1 真空容器内機器

重水素実験を実施するにあたり加熱パワーの増強,効果 的な中性粒子制御をめざした LHD 真空容器内機器の高性 能化を図った.特に,図1に示されるように,LHD 真空容 器の内側壁に対して,重水素実験で高性能化される加熱機



図1 重水素実験に向けた LHD 真空容器内の対策. 真空容器の内 側壁に対して、緑丸部:NBI 入射対向壁化とポンプ無し閉 構造ダイバータ、黄丸部:ポンプ無し閉構造ダイバータ、 青丸部:閉構造ダイバータ及びプロトタイプクライオ吸着 型ポンプ、赤丸部:閉構造ダイバータ及び高性能化クライ オ吸着型ポンプ、及び、紫丸部:閉構造ダイバータ及び非 蒸発型ゲッターポンプが導入された.

corresponding author's e-mail: osakabe.masaki@nifs.ac.jp

器の入射対向壁としての耐熱強化と,閉構造ダイバータと それに最適化した新型真空ポンプを導入し,プラズマの高 性能化に重要な中性粒子制御能力の高性能化を実施した. また,真空容器内機器の温度監視を行う熱電対の制御盤を 中性子の影響の少ない位置に移動し,実験時の動作及び精 度の信頼性を高める対策を行った.

次節に示されるように、重水素実験の実施に伴って、 LHDに5台設置されている中性粒子ビーム入射加熱装置 (NBI)のうち、正イオン源に基づく2台のNBIの加熱電力 が6MWから9MWに増強された.また、電子サイクロト ロン共鳴加熱装置(ECH)の入射ポートも、プラズマ点火 用の一部の系統を除き、加熱効率の高い水平外側ポート (2-O及び9-O)に集中配置した.重水素実験実施にあた り、NBIの入射対向壁に対しては、閉構造ダイバータを導 入するとともに対向壁保護板を炭素壁化し、ECH対向壁に ついては、対向壁保護板をモリブデン化するといった耐熱 強化を実施した.

磁場で閉じ込められたプラズマは、ダイバータと呼ばれ る領域を介して固体表面と唯一接している.主プラズマか ら漏れ出た高温プラズマは、ダイバータレッグを通ってそ の温度を低下した後、炭素製のターゲット板(ダイバータ 板)表面で中性化し、気体分子となってプラズマ周辺部に 拡散する.LHDでは、重水素実験に向けて、効率的な粒子 リサイクリング制御を行うために「閉構造ダイバータ」を 整備してきた.主な整備項目として、(1)中性粒子を高圧 縮するためのバッフル構造化と、(2)高圧縮された中性粒 子を排気するためのダイバータ内部への真空ポンプの設置 である.2018年度までに、図1に示されるように、10セク ション中9セクションに対してバッフル構造化を完了した ほか、真空ポンプについては、5セクションにクライオ吸 着型ポンプ、1セクションに非蒸発型ゲッターポンプの設 置を完了した.

ダイバータのバッフル構造化により中性粒子の高圧縮化 が可能になった中で[6],高圧縮された中性粒子を効率的 に排気できるような真空ポンプの高性能化を行ってきた. 真空ポンプには無機接着型のガス吸着型のクライオポンプ を採用した[7].具体的な高性能化として,排気コンダク タンス向上のための構造変更を行ったこと,R&Dにより 高性能活性炭を選択して安定な排気速度を得たこと,クラ イオパネル面積の向上による排気容量の向上を行ったこと が挙げられる.

高性能化クライオ吸着ポンプをLHDトロイダル5セク ションの閉構造ダイバータ内部に設置した.その結果,排 気速度は約70m³/sとなり,以前部分的に設置されたプロ トタイプと比べて,排気速度を7倍に上昇させることがで きた.また,排気容量は58,000 Pa·m³となり,水素ペレッ ト約20,000発分に相当するまで向上させることができ た.これは,LHDにおける高密度実験20日分に相当するも のであり,十分な排気容量を持たせることができたことに なる.この高性能化により,供給した全燃料供給量の50% を排気するまでに至っている.LHDの主真空排気系は全燃 料供給量の5%を排気しているので,ダイバータによる排 気量はその10倍に値する.これにより、ダイバータ排気に よって低密度へのアクセスが可能となったことを示してい る. また, 高イオン温度実験では第一壁のコンディショニ ングが必要である.長時間のECH主放電を用いた放電洗浄 により第一壁を低リサイクリング状態することが、高イオ ン温度を達成するための一つの要因となっている. 効率的 な ECH 放電洗浄がダイバータ排気で可能になったことを 示す結果が得られており、高イオン温度実験等への寄与も 確認されている[8].ダイバータ排気の更なる進展として、 非蒸発型ゲッター (NEG) ポンプを1セクション設置した ことも挙げられる. NEG ポンプは, 真空中の気体分子を吸 蔵合金の清浄な表面が持っている強い化学反応性を利用す ることで化学結合し、固定化する作用を利用した真空ポン プである. 最近になり, 高真空領域に対応した吸蔵合金が サエス・ゲッターズ社において開発され[9],ダイバータ 排気用真空ポンプとして世界で初めて採用した.

2.2.1.2 ガスパフ装置

重水素実験に向け、2014年度にガスパフ装置の改造を 行った.改造以前では、実験内容の変更に伴う使用ガス種 の変更に対しては、ピエゾバルブ及びマスフローコント ローラの台数が限られていたため,実験中にガス交換を実 施することで対応していたが、重水素実験実施後は、ガス 交換に伴う実験実施中におけるガス配管の真空引き作業を 無くすため、バルブの数を増やし、バルブ毎に使用ガスを 固定することとした. ピエゾバルブ等を備えたマニホール ドは、重水素実験時の中性子照射に伴う誤動作を無くす目 的で、ポート直下から外側に向けて数m移動した上で、中 性子遮蔽を施した. また, He, Ne, N₂, Ar の高圧ガスを 安定に供給するため、それぞれ専用の昇圧機を新たに整備 した. ガス入射ポートは 3.5-L, 5.5-L, 及び 9.5-L の 3 箇所で あり, 基本的に各ポートから H₂, D₂, He, N₂, Ne, Ar, 及 びその他のガス (KrやXe等) を入射できるようにした. ガ ス入射には、ピエゾバルブ、マスフローコントローラ、及 びソレノイドバルブを用いる. 各ピエゾバルブには流量計 が装備されており、1秒程度の時定数で流量の実時間計測 が可能である.

3.5-Lポートと9.5-Lポートには、それぞれ最大3,000 sccm (約5Pa・m³/s)及び最大300 sccm(約0.5 Pa・m³/s)のマ スフローコントローラを、H₂,D₂,He,N₂,Ne,Arの専 用系統として6台ずつ、計12台設置した.3.5-Lポートには 超音速ガスパフ装置(SSGP)も備えられている.高速応答 ソレノイドバルブと全長2.4 mの長尺ラバールノズルを組 み合わせ、プラズマ直近からの1,000 Pa・m³/s台の大流量 ガス入射を可能としている.入射ガスは先述の6種から選 択する.ピエゾバルブ、マスフローコントローラ、及び SSGPの何れについても、従来通り、密度信号等を用いた フィードバック制御が可能である.

NBI や,後述するペレット入射装置等にガスを供給する ためのガスユーティリティも拡充した.LHD周辺の4つの 計測器等を設置するステージに取り合いが設けられてお り, H₂, D₂, He, N₂, Ne, Ar, 及びその他のガスを低圧 (0.1 MPaG (ゲージ圧=絶対圧 - 1気圧))で,更に上記 Project Review

6種のガスについては高圧(最大 8 MPaG)でも供給可能 である.本体室地下では,NBIにH₂,D₂,及びArを 0.4 MPaGで供給している.

2016年度から2017年度にかけて,ガスユーティリティか らペレット入射装置等へのガス配管の接続を行った.2018 年度には、ピエゾバルブ等を備えたマニホールドを遠ざけ たことによる応答性を改善するため,5.5-Lのポート直下に 新規にマニホールドを設置し,N₂,Ne,及びその他のガス 系統のピエゾバルブのみを移設する改造を行った.

2.2.1.3 固体水素ペレット入射装置

LHDにおいては、ガスパフによる粒子供給システムの他 に、固体水素ペレット入射装置が設置されている.軽水素 の三重点温度が13.8Kに対して、重水素のそれは18.7K なので、重水素では5Kほど水素同位体固体化装置の運転 温度が高くなる. そのため, 重水素実験開始に当たっては, ヒーターによる温度調整機構を取り付ける改造を施した. また、ペレット入射装置は高圧ガスの膨張を利用してペ レットを加速しており, 音速が速い軽元素のガスが加速ガ スとして利用するのに有利であることから、重水素実験実 施以前は,加速ガスとして高圧 H2 もしくは高圧 He を利用 していた.しかしながら,重水素実験の開始後,実験実施 期間中は、入射装置が設置された本体室へ週に一度のメン テナンス日以外に入れないため、メンテナンスが困難にな ること、また、Dペレット射出時にH2が不純物となる懸念 があるため, 高圧 He ガスのみを加速ガスとして使用する こととした. He は H₂ よりも音速が遅いため、ペレットの 射出速度が遅くなる. Dペレットは重量が重くなるため, 加速も更に悪化する.結果として、ペレットの射出速度は 最大 1,400 m/s から 1,100 m/s に低下した. しかしながら, ペレットのプラズマ侵入長は速度の0.3 乗でスケールされ るため、プラズマ侵入長に対する低速度化の影響は殆ど無 い、ペレットの射出バレルは変えていないため、重水素化 によるペレット粒子供給量に変化はない.

また,重水素実験開始前は,ペレット生成ガス及び加速 ガスの供給は,本体室にガスボンベを設置して行っていた が,重水素実験開始後は,本体室内に設置したガスボンベ を放射化物として取り扱うことになり,点検保守やガス補 充のために持ち出すことができなくなるため,ガスボンベ の利用を止め,ガスパフ供給装置が利用するガス配管から ガス供給を受けるように改造した.

2.2.1.4 真空排気装置

LHD本体の真空排気装置は、プラズマ真空容器を排気す るための「真空容器系排気装置」、断熱真空容器を真空排 気するための「断熱真空容器系排気装置」、計測機器の補 助排気をするための「中間ステージ共通排気装置」、各真 空ポンプから排気塔までを接続する「室外排気配管」で構 成される.重水素実験の実施に当たって以下に述べる整備 を行った.

まず,真空容器系排気装置と断熱真空容器系排気装置を 独立した別系統とした.これは真空容器から排出されるト リチウムが断熱真空容器へ流入することを防ぐために行わ れたものである.また,重水素実験実施以前は,これらの 排気装置の粗引き真空ポンプを共有していたが、それぞれ 専用の粗引きポンプを用意し、配管を敷設して別系統とし た.また、同様にポンプから排気塔までの室外排気配管も 別配管とし、室外排気配管側からトリチウムが流入する可 能性を排除した.

次に油回転ポンプをドライポンプに更新した.本体室及 び本体室地下に設置された油回転ポンプに使用されたオイ ルは、中性子によって放射化され、廃棄できなくなる.そ こで、オイルが不要なドライポンプを使用することによ り、オイルを排除し、年間約2001発生していた油回転ポン プの廃油の排出を抑えることが可能となった.これによ り、不必要な放射化物の発生を抑制することができた.

以上に加えて,真空排気ガスからトリチウムを含む全て の水素同位体ガスを酸化して水の形で除去する目的で, 以下2系統の排気ガス処理システム[10]を設置した (2.2.4.2節参照).これに併せて,真空排気装置と排気ガ ス処理システムの間を接続する室外排気配管も,2系統の 配管(実験ガス系排気配管,パージガス系排気配管)を新 たに整備した.

2.2.1.5 冷却水供給システム

重水素実験で LHD 本体及び周辺機器が使用する冷却水 は,管理区域内のみで循環するシステムとした(閉ルー プ).管理区域内で循環する全ての冷却水は,管理区域外 に設置されたクーリングタワーから供給される冷却水と, 熱交換器を介して接するが,決して混合しない設計となっ ている(図2).

冷却水供給システムの純化システム(フィルター及びイ オン交換樹脂)は、従前のシステムでは本体室地下(放射 化区域)に設置してあったが、放射化物減量の観点か ら、2013年度に非放射化区域である冷却水設備室(1)及び 加熱トレンチに移設した.

排気ガス処理システムの冷却水も本冷却水供給システム から供給されている.排気ガス処理システムは,LHDの実 験及びメンテナンスを実施するためには必要不可欠の設備 であるので,排気ガス処理システムを約1ヶ月に及ぶ本冷 却水システムの点検期間を含み,通年にわたって連続運転 を可能にするため,排気ガス処理システムに対する冷却水 供給系を二重化し,本冷却水供給システムの点検期間を分 散することで排気ガス処理システムの通年連続運転に対応



図2 重水素実験実施に向けて改造した冷却水供給システム.

できるシステムに改造した.

2.2.2 加熱機器

2.2.2.1 中性粒子ビーム入射加熱装置(NBI)

LHD には、図3に示されるように負イオン源を用いた NBI (NBI#1-#3) が3台と正イオン源を用いた NBI (NBI #4, #5) が2台設置されており,それぞれ LHD のトーラ スプラズマに対し接線方向及び垂直方向にビームを入射し ている.軽水素プラズマ実験期において,負イオン源 NBI と正イオン源 NBI の最大ビームエネルギーは,それぞれ 190 keV と 40 keV であり,入射加熱電力はそれぞれ5 MW と6 MW で, NBI としては合計 27 MW に達した.

中性粒子ビーム (NB) はイオン源で生成された正イオン あるいは負イオンを静電加速器により高エネルギービーム にし、その後、中性化セルを通過させてNBに変換する. イ オンビームを NB に変換する中性化効率が,正イオンビー ムと負イオンビームとでは、ビームエネルギーが 40 keV (Hでの値.Dでは80keV)を超えた領域で大きく異なる [11]. 正イオンを用いた場合は、この領域では中性化効率 がエネルギー増加に伴い大きく減少するのに対して、負イ オンビームを用いた場合には、この領域ではエネルギーに 依存せず,60%程度でほぼ一定となる。中性化効率はビー ムの速度の関数であるため、Dイオンビームの中性化効率 は、DイオンのエネルギーがHイオンのエネルギーの倍 (質量比分)のところで、Hイオンビームの中性化効率と等 しくなる. LHD の正イオン源 NBI は入射エネルギーが H ビーム入射の時に40 keVであるので, 重水素化した場合に 入射エネルギーを 80 keV に変更しても中性化効率は劣化 しない. そこで,正イオン源 NBI である NBI#4, #5 につ いては、重水素実験において、入射エネルギーを高エネル ギー化することで入射電力を6 MW から9 MW に増加させ る計画とした(NBI#4 は 40 keV から 60 keV, NBI# 5 は 40 keV から 80 keV とした).

一方, 負イオン源 NBI の中性化効率は60%でほぼ一定で あるのでエネルギーの増加は可能であるが, DD 核融合反 応断面積が, 軽水素時の入射エネルギーにおいて既に大き く,入射エネルギーを増加させることは中性子発生量の増



図 3 LHD における NBI の配置図.

加につながる、このため、中性子発生量を抑制する安全管 理上の観点から、「大型ヘリカル装置における重水素実験 の安全管理計画」に記載されているように、重水素時にお ける入射エネルギーは 180 keV とした. 負イオン源につい ては、負イオン生成における同位体効果によりDビーム時 には性能の劣化が懸念されるが[12,13],核融合科学研究 所においては、重水素負イオンビーム生成に関する経験が 無いため,素性が最もよくわかっているHビーム生成に対 して最適化した条件で,重水素実験を迎えることとした. その一環として、重水素実験開始に併せて NBI#2 及び#3) に対して、多スロット型接地電極の導入を進めた. 多ス ロット型接地電極は,NBI#1において軽水素実験期のころ より導入されており、(a)接地電極に対する熱負荷の低減、 (b)高いビーム安定度, (c)ビームコンディショニング時 間の短縮化の観点から優れた特質を示している.一方, NBI#2及び#3については、イオン源の接地電位にある接 地電極に対して,多数の円形孔からなる円形多孔電極を採 用していた.NBI#2及び#3は、加熱電力は仕様である 5 MW を達成しているものの、ビーム安定性、コンディ ショニング時間の観点から課題を抱えていた.重水素実験 においては、ビームコンディショニング中の本体室へのア クセス制限や、それに伴うコンディショニング時間の短縮 要請などが予想されたこともあり、これらの NBI に対して もスロット状の長孔を多数配置した多スロット型接地電極 の導入に踏み切った.先ずは,NBI#3に対して,重水素実 験が開始される前の2015年度に多スロット接地電極を導入 し、NBI内でのビーム引き出し実験を行って良好なビーム 特性を確認した.重水素実験の第1年次(2017年)では、多 スロット型接地電極を使用した負イオン源を用いて NBI# 3の運用を行い、プラズマ実験において、ビーム安定性を 含む良好なビーム性能を確認した.これを受けて、NBI#2 に対して2018年度に多スロット型接地電極を導入した.

重水素実験開始後に、Dビーム入射時の正イオン源 NBI (NBI#4とNBI#5)のビーム入射電力(ポート通過電力)の 変化を調べたところ,最大ビームエネルギーを40 keVから 60 keV(NBI#4)と80 keV(NBI#5)に引き上げることで, 最大入射電力を,当初の計画通りに、それぞれ9 MW以上 に増加させることに成功した.また,正イオン源NBIでは, イオン源プラズマの放電電力に対するビーム電流等の軽水 素,重水素の同位体効果による相違は見られなかった.

一方,負イオン源 NBI では,動作ガスを H から D に切り 替えることで,次の3つの現象が発生した.①負イオン電 流の生成効率が60~80%に低下した.②負イオンとともに 引き出される電子電流の負イオン電流に対する割合が2倍 に増加した.③負イオン電流を増加させるために導入する セシウムの消費量が増加した.特に,図4に示されるよう に,②によって増加した電子電流が原因となって,イオン 源の電極に対する熱負荷が増大し,この熱負荷を軽水素期 と同程度に抑えるために,負イオンビーム電流を半分程度 に抑制した運転が余儀なくされた[14].この結果,負イオ ン源 NBI の加熱電力は,重水素運転では半減した.このイ オン種を軽水素から重水素に変更することで,水素負イオ Project Review



図 4 動作ガスを軽水素から重水素に切り替える際の負イオン電流(I_H, I_D:□),電子・負イオン電流割合(I_e/I_H or I_e/I_D: ○), イオン源中のセシウム濃度(◇)の時間変化[14].

ン源から引き出されるビーム電流中の電子の割合が増加す るという現象は、負イオン源における同位体効果として世 界的に認識されており、負イオン源 NBI 高性能化の障害と なっている.現在 NBI テストスタンドと LHD-NBI 実機を 駆使して、改善に向けた取り組みを進めている.改善の一 例を図5に示す.負イオン源には、引き出された負イオン ビームと電子ビームを弁別するために、永久磁石を引出電 極という電極に設置しているが、図5では、イオン源プラ ズマに対向するプラズマ電極とこの引出電極の距離を 8 mmから7 mmに近づけることで、引出電極の磁場をイオ ン源プラズマの中に浸透させて、ビーム電流中の電子電流 の割合を減らすことに成功した.結果として、加熱電力を 3割程度回復(増加)させることに成功し、問題解決の糸 口を見出しつつある[15].

2.2.2.2 電子サイクロトロン共鳴加熱装置(ECH)

LHDにおいてプラズマ点火及び電子加熱のために用い られるECH装置は、2014年度までに5本の大電力ジャイロ トロンを備えたシステムとして整備された.ジャイロトロン の発振周波数は3本が77 GHz、2本がその2倍の154 GHz であり、それぞれ磁場強度2.75 Tの基本波周波数及び2倍 高調波周波数となっている.発振出力はそれぞれ1 MW 以上であり、これら5本のジャイロトロン及び2017年度ま で稼動していた82.7 GHzのジャイロトロンを用いて、LHD に入射される加熱電力は合計で5.4 MW に達している.

1本のジャイロトロンにつき1系統の電力伝送路及び1 セットの電力入射アンテナが必要である.5本目の大電力 ジャイロトロン整備に合わせ,それまでの5.5-U上部ポー トに2セット,9.5-U上部ポートに2セット,2-O赤道面 ポートに2セットのアンテナシステムから,加熱効率の改 善を目的に,5.5-U上部ポートに2セット(77 GHz, 82.7 GHz),2-O赤道面ポートに4セット(77 GHz× 2.154 GHz×2)のアンテナシステムへの改造を行った.赤 道面ポートからの入射により加熱効率の向上とともに,加 熱位置制御の正確化と自由度の高い電子サイクロトロン波 電流駆動(ECCD)が可能となった.2-O赤道面ポートの4 セットのアンテナシステムを図6に示す[16].

LHD の軽水素実験期においては, 負イオン源 NB 入射に よるプラズマ立ち上げが可能であったが[17], 第1年次の



図5 LHD-NBI 負イオン源重水素運転時における負イオンビーム 電流に対するの電子電流の割合(l_e/l_{acc})の低減の様子. 青:重水素実験第1年次(2017年),緑:重水素実験第2 年次(2018年)[15].



図 6 2-O 赤道面ポートの新たな ECH 電力入射アンテナシステム. 従来の2-OLR, 2-OLLアンテナの上部に2-OUR, 2-OUL アンテナが設置された[16].

重水素実験において、重水素ビームを使用した場合は、負 イオン源 NB 入射によるプラズマ立ち上げが困難であるこ とが判明した.この原因としては、ビームの重水素化によ る低速度化に伴って、LHD真空容器内を周回する高エネル ギーDイオンビームの荷電交換損失率が増加したこと,負 イオン源NBIにおける同位体効果によって当面の加熱電力 が半減したことに起因していると考えている. これによ り、軽水素実験期には可能であった非電子サイクロトロン 共鳴磁場強度(2.75 T 近傍及び 1.375 T 近傍以外の磁場強 度)におけるプラズマ実験が重水素プラズマでは不可能と なった.LHDでは1T近傍における高ベータ実験でHモー ド的な遷移現象が観測されており、トカマク型装置におい て同位体効果研究が進展しているHモードとの比較研究を 行う上で,1T近傍の高ベータ実験の実施が重要である. そこで、1T近傍における重水素プラズマ実験を可能とす るために,最大出力:500kW,最大パルス幅:1sの 56 GHz ジャイロトロンの導入を行った.また,LHD プラズ マの更なる高性能化のために, ECHシステムの更なる大電力化の準備を進めている.

2.2.2.3 イオンサイクロトロン共鳴周波数帯加熱装置 (ICRF)

LHDにおける ICRF の発振器は,単体あたり1 MW 以上 のパルス出力及び 0.5 MW 以上の定常発振が可能な大電力 定常発振器 6 台が同時運転可能な能力を有する.発振器の 制御系を更新して運転時の監視を強化し,異常時の遮断速 度を向上させるなど,重水素実験に向けて安全に運転する ための改良を進めてきた.

同軸管伝送路は、大電力定常伝送用の同軸管伝送路6系 統が敷設されている.また、各伝送路には、大電力定常用 に開発された液体スタブを用いたインピーダンス整合器を 搭載している.伝送路の不具合をより早く見付けるため、 伝送路異常検知器を開発し導入している.

令和元年度の実験では、4.5-U及びLポートにてポロイダル 方向に2つ並んだ Field-Aligned Impedance-Transforming (FAIT)アンテナ(図7a)を用いて軽水素マイノリティ実 験を中心に行った.FAITアンテナは、アンテナヘッドが 傾き電流ストラップが磁力線と直交するように向きを合わ せた(Field-Aligned)ことと、内部インピーダンス変換器 を搭載(Impedance-Transforming)していることで特徴付 けられる.内部インピーダンス変換器の導入によりアンテ ナの負荷抵抗を大きくすることができ、大電力加熱が期待 される.一方で、インピーダンス変換器の周波数特性を、 LHD-ICRFが標準的に使用する周波数(38.47 MHz)に最適 化しているため、運転可能な周波数がこの値に固定される.

令和2年度からは、3.5-U&Lポートへトロイダル方向に 2つ並んだ HAsu-Seigyo/HAnd Shake shape (HAS) アン テナを復帰させるべく準備を進めている. HAS アンテナ (図7b)は、トロイダル方向に並んだアンテナへの高周波 電力の位相を変えることにより、放射される波動の磁力線 方向の波数 $k_{//}$ を変えることができるという特長を持って いる.実験により、 $(0,\pi)$ 位相の時、加熱効率が他の位相よ り良いという結果が得られている. このアンテナの課題



図7 a) FAIT アンテナ, b) HAS アンテナ. 黒い格子状のものがファラデーシールドで、その中にある 銀色の帯が電流ストラップ.ファラデーシールドは磁力線 に沿うように、電流ストラップは直交する様に配置されて いる(写真では、光の加減でファラデーシールドが黒色に 見えるが実際には銀色である). は、アンテナの負荷抵抗が低く、大電力を入射するために は伝送路の電圧が高くなることである.そこで、先行する FAIT アンテナと同様に内部インピーダンス変換器を組み 込み、負荷抵抗の増大を図る.

LHDのICRFは、実験の進展に伴って生じた問題に対し て、その度に改良を重ねながら問題点を克服し技術を蓄積 してきた.重水素実験に向けて、更に安全に実験を遂行で きるよう整備を進めている.

2.2.3 計測機器

トムソン散乱計測や遠赤外線レーザー計測等の基幹計測 機器については、LHD 重水素実験を実施するに当たり、計 測システムを大幅に変更することなく対応できるように計 画の当初から配慮してきた.重水素実験の開始に当たり、 中性子発生量管理において必須となる中性子フラックスモ ニタを整備し、更に、高エネルギー粒子閉じ込め研究の拡 大に向けて、垂直中性子カメラ、シンチレーティングファ イバ (Sci-Fi)検出器等を導入し、世界的に見ても充実度の 高い中性子計測システムを整備した.重水素実験における 重要な研究課題である LHD における水素同位体効果につ いて、特に閉じ込め・輸送特性への影響を明らかにするた めに、開発準備してきた高精度輸送計測機器群を設置し、 プラズマ実験へ適用してきている.

本体室及び本体室地下に設置された計測機器には遮へい が必要であったことから,事前に,本体室及び本体室地下 の放射線場を計算により評価した[18].名古屋大学,大阪 大学等の施設を利用して電子機器等への照射試験を行い [19,20],それらの結果を踏まえた遮へい対策を施した上 で重水素実験に備えた.

2.2.3.1 高エネルギー粒子計測

2.2.3.1.1 中性子計測

LHD 重水素実験における中性子発生量管理,及び高エネ ルギー粒子閉じ込め物理研究の拡大に向けて,重水素実験 を象徴する機器の一つである中性子計測機器の整備を行っ た.ここでは整備した中性子計測機器ハードウェアを中心 に記述し,高エネルギー粒子閉じ込め研究の成果について は,次章において詳述する.

NBI加熱が行われる現行の核融合プラズマ実験で発生す る中性子は、主としてビーム - プラズマ反応に由来する中 性子が支配的である。事前の評価において、LHD では、フ ルパワーで NBI 加熱を行った放電において最大で1×10¹⁶ (n/s)を越える総中性子発生率が予想された[2].また、 LHDには全部で5機のNBIが装備されており、NBIの入射 パターンに応じて総中性子発生率が何桁も変わりうること に加え、ヘリカルリップル捕捉高エネルギー粒子励起抵抗 性交換型不安定性(所謂、EICモード)[21]に代表される高 エネルギー粒子励起 MHD 不安定性により、総中性子発生 率が短い時間で大きく変化することが予想された.これら を背景に、広いダイナミックレンジと高速時間応答性能を 併せ持つ中性子フラックスモニタ(NFM)を提案し [22]、プロトタイプ等の製作・試験等を行った開発フェー ズを経て、実機を整備した[23,24].

LHD の NFM は、中・高中性子発生率放電用にフィッ

Project Review

ションチェンバ (FC),前置増幅器,及び最新のデジタル 信号処理技術に基づく信号処理ユニットから成るシステ ム,低中性子発生率放電用にはFCに比して熱中性子に対 し高い感度を有する¹⁰B計数管或いは³He比例計数管,前置 増幅器,及びデジタル信号処理ユニットから成るシステム の2系統で構成される.この2系統を1セットとして,計 3セットをLHDへ実装した.FC系の信号処理ユニットに は,パルスモードとキャンベルモードを併用した信号処理 方法を採用したことにより,FC系統単体でパルス計数率 において5×10⁹(cps)の広ダイナミックレンジを実現した. これに,¹⁰B/³He系統を加えると,10桁を大幅に越えるダ イナミックレンジを有するシステムとなっている[25]. LHDにおけるNFMの配置概要図を図8に示す.中性子発 生量の管理は,FC系統が担う.

NFM から出力されるパルスの計数率から総中性子発生 率を得るために,中性子発生率が既知の較正用中性子源を 用いて,2016年11月にNFM のその場絶対較正を行った. LHDでは,1989年8月にプリンストンプラズマ物理研究所 で開催された中性子較正ワークショップにて出された指針 に従って[26],較正用中性子源を連続的に磁気軸上を周回 移動させることでリング状のプラズマ中性子源を模擬する ことにより,NFM その場較正を実施した[24,27].その場 較正実験は,LHD 真空容器内にレールを敷設し,較正用中 性子源を搭載した模型列車を走行させることにより行っ た.このNFM は,重水素実験開始以降,極めて安定した形 で稼働し,中性子発生量管理,及び高エネルギー粒子閉じ 込め研究において重要な役割を果たしている.

中性子発生量管理は、その場較正された NFM において 行うが、中性子発生量管理における補助的な機器としてそ の他に、中性子放射化箔システム (NAS)を導入した [28].放射化箔測定の場合、測定される中性子フルエンス は放電中の積算値であり、中性子発生量の時間変化が分か らないという欠点があるが、ガンマ線に対しては絶対不感 であり、照射端での中性子フルエンスの絶対測定が可能で あること、また、計測点が真空容器内にあり較正係数が LHD周辺の構造物の影響を受けにくいことから、放射化箔 測定はNFMのクロスチェックに極めて有効である.また、 中性子エネルギーに対して閾値を有するシリコン等の箔を 用いることにより、2次的な核融合反応の結果生ずる 14 MeV 中性子を選択的に測定することもでき、後述する 1 MeV トリトンの挙動研究においても NAS は大いに貢献 している.

NFM, NAS に加え, 垂直中性子カメラ (VNC) について も重水素実験第1年次より稼働している(図9).LHDに おいて発生する中性子は、ビーム - プラズマ反応に由来す る中性子が支配的であることから, VNC により, ビームイ オンの径方向分布情報を得ることができる. 中性子コリ メータには, MCNP 計算による設計を基に, 2.5-L ポート下 の2m厚コンクリート床開口部に,重量コンクリートを埋 め込み、重量コンクリート中に埋め込まれた直円筒コリ メータを採用した.NFM その場較正実験の期間中に, VNCのクロストーク性能評価も併せ行い, 隣り合う直円筒 コリメータ間のクロストークは1%以下であることを実験 的に示した[29]. 検出器は、プラズマとは反対側の中性子 コリメータ端,即ち、本体室地下に設置した.検出器には、 高速中性子に対してのみ感度を有し、優れた中性子 - ガン マ線弁別性能を持つスチルベンシンチレーション検出器を 採用した. 中性子 - ガンマ線の弁別には、オンラインで自 動弁別可能なFPGAを採用したデジタル信号処理ユニット を新たに開発し、短い時間で中性子発生率が大きく変動し うる核融合プラズマ実験に最適化した MHz 帯で動作する システムとして整備した[30]. この VNC は, 重水素実験 開始後、ヘリカルリップル捕捉高エネルギー粒子に励起さ れた EIC モードバーストに伴い, モードの励起要因である ヘリカルリップル捕捉高エネルギー粒子が損失する様子を 明瞭な形で示すなど[31,32],高エネルギー粒子閉じ込め



図8 LHD における中性子フラックスモニタ[24].



図9 LHD における垂直中性子カメラ[30].

研究の拡大に大きな貢献を果たしている.なお,2.5-L下に 設置されたVNCは,総中性子発生率において1×10¹⁶(n/s) 近傍の放電を対象に最適化している.より低い総中性子発 生率放電において,より高い精度で中性子発生分布測定を 行えるよう,2.5-LのVNCに比して空間分解能においては 若干劣るが,検出効率において優れたVNCを重水素実験 第2年次から1.5-Lポート下に2系統新設した.

重水素プラズマ中においては,核融合反応の結果, 1 MeV のエネルギーを持つトリトンが生成される. 1 MeV トリトンのごく一部は、減速過程において2次的な反応を 起こし、僅かながらも14 MeV 中性子が生成される. 1 MeV トリトンは速度分布において等方的であり、加え て,そのラーマー半径や捕捉粒子軌道を描いた際の歳差ド リフト周波数等の運動パラメータは、将来の核融合炉にお けるアルファ粒子のそれに近いことから, 1 MeV トリトン はアルファ粒子の模擬粒子として位置付けることができ, 圧倒的多数の 2.5 MeV の中から 14 MeV 中性子を選択的に 測定することにより, アルファ粒子の閉じ込めを推定する ことができる. LHD では, 1 MeV トリトンの閉じ込め研究 の実施に向けて、14 MeV 中性子フラックスの時間発展を 追跡可能な複数のシンチレーティングファイバ (Sci-Fi) 検 出器を整備した[33-36]. NAS 及び Sci-Fi 検出器を駆使し て、ヘリカル型装置において世界で初めてとなるトリトン の閉じ込め研究を行い、LHD において MeV 領域の高エネ ルギーイオンの閉じ込めを実証した[37].本成果は,発表 を Nuclear Fusion 誌にて行ったにもかかわらず, Nature Physics 誌が選ぶ2019年7月の研究ハイライトとして選出 されるなど、世界的にも非常に高く評価されている.

また,将来本格的に行われる ICRF 加熱実験に備え,重 水素実験の第2年次の開始前に中性子エネルギースペクト ロメータ (NES)の整備に着手した.この NES は,北京大 学との国際学術交流協定に基づき,国際共同研究として進 めている.

2.2.3.1.2 その他の高エネルギー粒子計測システム

LHD 重水素実験では、炉心プラズマでのアルファ粒子を 対象とした高エネルギー粒子のシミュレーション実験の遂 行を重点ミッションの一つとして位置付けている. LHD の軽水素実験期において高エネルギー粒子の挙動研究に大 きな役割を果たしたシンチレータ型損失高エネルギー粒子 プローブや E//B 型中性粒子分析器 [38] については, 回路 部に遮へい等の対策を施した上で、引き続き使用するとと もに、重水素実験の第2年次からは新たに単結晶 CVD ダ イヤモンド検出器アレイを導入した. 高エネルギー粒子荷 電交換分光計測(通称FIDA)については、同手法の発案者 であるカリフォルニア大学アーバイン校 (UCI) の Heidbrink 教授の協力を得て、その解析コードの高度化を図っ ている.これらの機器と前節で述べた中性子計測機器と組 み合わせることで、LHDにおける高エネルギー粒子挙動の 全体像を明らかにする. ここでは, 重水素実験実施に伴い 新たに整備した CVD ダイヤモンド検出器,及び開発の進 捗が著しい FIDA について焦点を当てる.

高エネルギー粒子を対象とする研究において、中性粒子

分析器 (NPA) は、核融合プラズマ実験における基本計測 機器に位置付けられる.軽水素実験期においては、シリコ ン半導体検出器に基づくNPAアレイを用いていたが [39], 同検出器は耐放射線性の点で脆弱であることが知ら れており,重水素実験に向けて耐放射線性に優れ,コンパ クトな固体 NPA の整備が急務となっていた.近年の技術 開発の進展に伴い、エネルギー分解能に優れ、性能におい て安定した単結晶 CVD ダイヤモンドが製造できるように なり,その結果として,同検出器が市販されるようになっ た(図10).ダイヤモンドは耐放射線性に優れていること に加え、MeV領域の高速中性粒子のエネルギー分布の測定 が可能である.重水素実験第2年次から1.5-Lポートに単結 晶 CVD ダイヤモンド検出器を投入し[40], ヘリカルリッ プル捕捉粒子の可視化を含む閉じ込め研究を開始した.ま た,TASK3D-aを用いたシミュレーション解析との比較も 進行中である.

プラズマ中の高エネルギーイオンのエネルギー及び空間 分布測定を、水素同位体イオン(H⁺あるいは D⁺)が NBI によって入射された高エネルギーの水素同位体中性粒子 (H⁰あるいは D⁰) と荷電交換反応を起こす際に発生する ドップラーシフトしたライマンα光の分光計測を通して行 う高エネルギーイオンの計測を, Fast-Ion D-Alpha (FIDA) 計測と呼ぶ. LHD では, 軽水素実験期より Ha 光を利用した同計測[41,42]を進めてきたが、重水素実験 期には FIDA 計測による高エネルギーイオンの空間分布測 定を強化した.先に述べた VNCは,核融合反応断面積の関 係からエネルギーの高いイオンに重点を置いた形の空間分 布を提供する.一方, FIDA は荷電交換反応を利用するた め比較的中・低速の高エネルギーイオンの計測が可能であ る.よって、両システムを相補的に利用することで、コア 部の高エネルギーイオンの閉じ込めの情報を広い速度空間 にわたって引き出すことが可能となる.この分光計測結果 を解析するためには、解析コードの整備が必要であり、同 手法の発案者である UCIの Heidbrink 教授を客員教授とし て2018年に招聘し,解析コード FIDASIM の三次元磁場配 位への適応を図り, MHD 不安定性がない放電における実



図10 LHD 重水素実験に高エネルギー中性粒子分析器として新た に導入された単結晶 CVD ダイヤモンド検出器.

Project Review

験観測結果が概ね再現された[43].

その他, H, D, 及び T のエネルギー分布をイオン種ごと に計測することができる E//B 型中性粒子分析器の計測回 路の近代化改修を行うことで時間分解能の向上が図られ, 重水素実験の第2年次から本格稼働している[44].

2.2.3.2 高精度輸送·摇動計測

重水素実験では、同位体効果の検証が重要な研究課題で ある.特に、同位体効果の輸送への影響について調査する ため、1)軽水素と重水素との混合比(H/D比)計測、2) 高い時間分解能を持ったトムソン散乱計測、3)乱流揺動 計測の整備を進めた.以下にこれらについて取り上げる.

2.2.3.2.1 H/D 比計測

単一イオン種のプラズマ(H又はDのプラズマ)では,イ オン粒子輸送は準中性化条件により電子粒子輸送に束縛さ れている.したがって,将来の核融合炉心プラズマなどの 様に,異なる2種の同位体イオン(D及びT)が混在する プラズマに対して,粒子輸送における同位体効果を正しく 理解するためには,異なる同位体イオンがそれぞれの自由 度を持つ同位体混合プラズマで研究を行う必要がある.こ のような研究を行う新たな手法として軽水素・重水素同位 体比の空間分布を測定するバルク荷電交換分光法がLHD において開発され,導入された.

バルク電荷交換分光システムは、バルクの水素同位体イ オンと NB との間の荷電交換反応によって放出された Ha 及び Da 線の強度から、プラズマ中の軽水素及び重水素の イオン密度の空間分布を測定するものである[45]. NB と の荷電交換反応に起因する高温成分に比べ、プラズマ周辺 部において放出される低温成分は1桁程度大きい.そこ で、荷電交換ラインの低温成分をできるだけ減らすために ビーム変調を行っている.図11a)にバルク荷電交換分光法 で測定したスペクトルを示す.荷電交換ラインの低温成分



図11 a)バルク荷電交換分光器で観測したスペクトル,b)軽水素 密度と重水素密度の空間分布.

の大部分はビーム変調によって差し引かれるが,引き算の スペクトルにおいても高温成分に匹敵する低温成分が依然 として存在する. 観測した荷電交換スペクトルを4つ(軽 水素と重水素の低温成分・高温成分)のガウス分布の重ね 合わせで再現した. 軽水素と重水素の高温成分の強度と ビーム密度から軽水素と重水素の密度の空間分布を計算し た一例を図11b)に示す. 軽水素イオン密度はピークして いるが,重水素密度は比較的平坦である. 軽水素密度の ピークは軽水素NBIのビーム燃料供給に起因すると考えて いる.

2.2.3.2.2 高速トムソン散乱計測

LHDで使用されているトムソン散乱計測システムは,最 大144空間点の高空間解像度で電子温度・密度プロファイ ルの精密計測を行うことが可能な世界に類を見ない計測シ ステムであり、LHDプラズマの解析に必要不可欠なものと なっている[46]. 後述するシミュレーションコード群を用 いた解析の全ては、トムソン散乱計測データに基づいてい る. このような高空間分解能 LHD トムソン散乱システム を, 高繰り返し・高時間分解能化することで, 過渡的なプ ラズマ応答を含む高速なプラズマ現象の電子温度・密度分 布を精密測定することが可能となり、今まで見てきた物理 現象のより深い理解や新発見が期待される。トムソン散乱 計測の高速化は、計画段階のものも含めて世界的な潮流と なってきており、W7-Xでは、レーザー技術で先端を行く ドイツの半導体励起固体レーザーを導入して1kHzの運転 を模索している. 英国のMASTでも8台のレーザーを使っ た高速トムソン散乱計測が行われている.この状況は、ト ムソン散乱計測の時間分解能の向上が新たな物理現象発見 へのクリアな研究戦略であることを示唆する.

トムソン散乱計測の高速化を目的に,数年間の基礎的な 検討を経て,2017年から米国・ウィスコンシン大学マディ ソン校との国際共同研究プロジェクトとして,最大15 kHz で計測可能なトムソン散乱システムの開発を進めてきた [47].導入したシステムは,既存の30 Hz のトムソン散乱 計測を行いながら,これとは独立の2つのバーストモード (間欠運転)を持つレーザーを導入することで,15 kHz の 高速バーストモード(15 ms 間動作,225パルス),1 kHz (50 ms 動作,50パルス)のスローバーストモードでの計測 が可能である(図12).LHD に設置する主要構成装置の一 部は米国エネルギー省の支援を受けたウィスコンシン大学 からの提供で,費用負担も含めて双方で本プロジェクトを 進め,令和元年度の実験から本格稼働を始めた.



図12 高速トムソン散乱の時間分解能別測定モード.

2.2.3.2.3 摇動計測

LHD プラズマの閉じ込めに影響を与えている乱流揺動 を精度よく観測し,閉じ込め改善への指針を得ることは重 要な研究課題である.特に,微視的な乱流成分(イオンス ケールの ITG/TEM,電子スケールの ETG)を高精度に観 測するため,LHD では,電子密度揺動計測として,位相コ ントラストイメージング(PCI)計測,ドップラー後方散乱 法(DBS),ビーム放射分光(BES)計測,ミリ波後方散乱 (BS)計測等を,電子温度揺動計測として電子サイクロト ロン放射イメージング(ECEI)計測を整備し,観測に適用 している.ここでは,代表例として PCI 計測について詳述 する.

イオンのラーモア半径程度の乱流揺動を計測する手法と して CO2 レーザーを用いた二次元位相コントラストイ メージング (2 D-PCI) 計測が稼働している[48,49]. PCI 計測は入射レーザー光のプラズマの乱流揺動による位相変 化を、散乱光と透過光の間で90度の位相差を与えることに より、強度変動に置き換えて計測する手法である. 図13に 8.5-U ポート近傍の FIR 干渉計架台上に設置された 2D-PCI 計測の検出部概要図を示す.検出器には液体窒素冷却の光 伝導型 HgCdTe2 次元検出器を用いている. 乱流揺動は磁 力線と平行方向にプラズマの周回長程度に波長が長く、そ れと垂直方向には、イオンのラーモア半径程度の波長を持 つ強い非対称性を持つ. この非対称性と乱流が磁力線と垂 直方向に進行すること,及び磁力線が空間的に大きく変化 していることを利用して、二次元検出器を用いることによ り、乱流の積分画像を解析し、乱流の空間構造を計測する ことができる.重水素実験開始にあたり、全てのシステム を遠隔監視・操作出来るように改造し、更に、検出器を中 性子及びガンマ線の影響から保護するために、厚さ10 cm の硼素添加ポリエチレンで検出器ボックスの6面を囲うと ともに、厚さ10mmの鉛板を上面と底面に設置した。冷却 用の液体窒素には自動供給システムを設置し,1週間の連 続運転を可能にしている.

2D-PCI 計測は乱流揺動の空間構造の時間変化をほぼ全 ての領域で時間連続的に計測することが可能である. ポロ イダル方向の波数成分を計測するため,実験室系でイオン 反磁性方向と,電子反磁性方向に進行する成分を区別して



図13 2D-PCI 検出器部概要図.

計測することができる. 図14に密度をランプアップした時 のHプラズマとDプラズマの比較を示す.何れの場合も密 度が低い時は規格化位置0.5から0.9付近に実験室系でイオ ンの反磁性方向に進行する揺動が存在し,これは密度の増 加とともに減少する.それに対して,規格化位置1.0付近の 周辺部の揺動は密度の増加とともに振幅が増加し,周辺か らプラズマの内部領域に広がっていくことが観測できる [50].この計測は,上述のようにダイナミックな時間変化 の計測が可能であり,また,計測波数領域はイオンのラー モア半径程度の波長の乱流なので,ジャイロ運動論シミュ レーションとの比較にも威力を発揮する[51].

また,LHDプラズマにおける主要な乱流成分であるイオ ンスケール乱流の速度及び強度分布を計測することを目的 として,マイクロ波ドップラー反射計(別名,マイクロ波 ドップラー後方散乱計:DBS)をLHDに適用している他 [52-56],中性子の影響を避けるための対策を施したECEI 計測も適用している[57,58].高時間分解能を持つ乱流計 測器は,同位体効果の解明に向けて,また重水素プラズマ の高温化への指針を立てる上で,大いに貢献している.

2.2.3.3 周辺・プラズマ壁相互作用関連機器

LHDでは、磁場配位の3次元性によって周辺部にスト キャスティック層と呼ばれる磁場構造が現れる.プラズマ の輸送は磁力線方向に極めて速いため、磁場構造の影響を 受けやすい.これまでストキャスティック層における磁場 構造の3次元効果として、不純物遮蔽やデタッチメントの 安定化などが確認されてきた.しかし、これら物理機構の 詳細については未解明の部分が多く、プラズマの分布と磁 場構造との関係について更なる研究が必要である.3次元 的な磁場構造とプラズマ輸送の関係を調べるため、周辺多 チャンネル分光器、エシェル分光器、ダイバータ板監視用 IR カメラ等を立ち上げ、周辺部の不純物の発光分布、不純 物フロー、ダイバータ板熱負荷計測を行っている.



図14 (左)Dプラズマ及び(右)Hプラズマの揺動分布の時間変化の比較.(上より1段目) ne_baar, Te, Ti, (2段目)全乱流成分,(3段目)電子の反磁性方向進行成分,(4段目)イオンの反磁性方向進行成分.

Project Review

その他,プラズマ壁相互作用研究の加速を目的とし,試 料装着用マニピュレータの設置など試料駆動装置の改造, 放射化試料の管理,加工,分析を行う目的で整備した試料 加工室等,関連機器・設備についても整備した.

2.2.4 放射線管理機器

重水素プラズマでは,重水素同士が核融合反応を起こ し、僅かながらも中性子とトリチウムが発生する.また、 中性子により僅かではあるが LHD 本体や周辺構造物等が 放射化する.「放射性同位元素等の規制に関する法律| (RI 規制法)に基づいて大型ヘリカル実験棟内に管理区域 を設定して適切に放射線管理を行うとともに、排気・排水 及び敷地境界の線量には研究所管理値を設定するなど,安 全管理計画に従って,必要な設備・施設を整備するなどし て安全管理体制を整えた.設備・施設の整備に先立ち,地 域の市民に、重水素実験とその安全管理計画について十分 にご説明させていただいた上で,関係自治体(岐阜県,土 岐市,多治見市,及び瑞浪市)と核融合科学研究所周辺環 境の保全等に関する協定書及び覚書を2013(平成25)年3 月28日に締結した.重水素実験を安全に遂行するととも に,同実験が環境へ影響を与える可能性は極めて小さいも のの,研究所敷地内のみならず研究所周辺地域の放射線量 や環境水中のトリチウム濃度の測定を定期的に行うなどし て、地域の安心に留意しつつ重水素実験を進めている.

重水素実験の実施に伴い,関係法令に基づいて入退管理 室,汚染検査室等の設備を整備するとともに,排気塔にお けるガス中のトリチウム濃度を監視する排気塔トリチウム 捕集装置及び低バックグラウンド液体シンチレーション計 数装置など各種の放射線管理計測機器も整備した.本節で は,重水素実験を象徴する放射線管理機器として放射線総 合監視システム及び排気ガス処理システムについて取り上 げる.

2.2.4.1 放射線総合監視システム

放射線管理に係るデータやインターロックの状態等の情報を集約・一元管理し,且つ制御棟制御室からの監視を可能とする放射線総合監視システムを新たに整備した.放射線総合監視システムの概略図を図15に示す.

放射線総合監視システムは、入退管理システム及び放射 線管理機器からのインターロック信号により、LHD実験を 自動停止させる機能を持つ.管理区域に入域する際には、



図15 放射線総合監視システムの概略図.

必ずQRコード付きの個人線量計携帯し、このQRコードを 用いた認証により,扉の開閉等の入退管理を行うことで, 管理区域内の作業者等の入域状況を把握する。管理区域で ある本体室や本体室地下等に作業者等が入域している場合 や、本来閉まっているべき扉が開いている場合は、イン ターロックにより実験実施を可能にする状態への移行がで きない. また,実験中に開いてはいけない扉が開くような ことがあれば、インターロックにより実験が停止する.イ ンターロックシステムに組み込まれる放射線管理機器とし ては、中性子発生量を測定する中性子フラックスモニタ [24]、プラズマ実験中に発生するトリチウムの除去を行う 排気ガス処理システム[10],敷地境界や大型ヘリカル実験 棟内の空間線量率をリアルタイム監視する放射線モニタリ ングシステム (RMSAFE) [59], 排気塔から出る空気中の 放射能濃度を監視する排気ガスモニタと水素同位体捕集装 置等が含まれる.

放射線総合監視システムは,入退管理による扉の管理と ともに ITV と呼ばれる監視カメラを100台以上設け,これ により管理区域内の扉,本体室,大型ヘリカル実験棟出入 り口の状況をリアルタイムに監視することができる.これ により災害時の状況の確認,不審者の侵入の確認等が可能 になり,セキュリティ対策の強化となった.加えて,入退 管理状況,放射線管理機器の状態及びデータ,ITV の映像 を制御室で監視できる総合監視画面及び運転表示盤を制御 室前方に設置した.これにより放射線管理機器からの信号 をリアルタイムで監視できる.放射線総合監視システムを 整備したことにより,常時安定的に放射線管理業務を遂行 している.

2.2.4.2 排気ガス処理システム

重水素実験では、重水素核融合反応により真空容器内に 僅かであるがトリチウムが生成される.LHDの真空容器か ら排出されるトリチウムの回収除去を目的として、排気ガ ス処理システムを整備した[10,60].装置の外観を図16に 示す.トリチウムの回収手法として、トリチウムを含む全 ての水素同位体ガスを触媒で酸化して、水の化学形態に転 換した後、水分を回収する方式を採用した.つまり、トリ チウムだけを選択的に回収するものではない.排気ガス処 理システムは、主に2つの装置から構成される.一つは、 プラズマ実験中に使用され、少流量(~20 Nm³/h)、高濃 度水素(50%以上)を処理するモレキュラーシーブ型除去 装置(MS 型装置)、もう一つは、保守点検期間や真空容器



図16 排気ガス処理システムの外観.

の粗引き排気に使用され、大流量(~300 Nm³/h), 湿潤空 気を処理する高分子膜型除去装置(PM型装置)である. MS 型装置では、トリチウム取扱施設で実績のある触媒酸 化一水分吸着法[61,62]を採用した. PM 型装置では, 触媒 酸化---高分子膜分離法を採用した.高分子膜分離法は、水 分吸着法と比較すると,小型で連続処理が可能であるため 設置面積が小さく、再生運転が不要であるためエネルギー 消費量も低減できる. PM 型装置は、トリチウム除去装置 として高分子膜分離法を適用した世界初の実用装置であ る. 排気ガス処理システムは、重水素実験の開始に先立つ 2016年12月に運転を始め、年間を通じて連続運転を行って いる.重水素実験では、要求仕様であるトリチウム回収 率:95%以上(トリチウム除去率:20以上)を達成し、極 少量・低濃度のトリチウムも回収除去できることを実証し た[63,64]. 排気ガス処理システムは、LHD の排気ガスだ けでなく、LHDに接続する全ての真空機器から排出される 真空排気ガスを一括して処理する.このため、排気ガス処 理システムの入口で排気ガス組成を観測すれば、LHDの水 素同位体挙動を評価することができる. そこで, 排気ガス 処理システムの入口に、トリチウム分析装置(化学形態別 水バブラ装置[65], 電離箱, 比例計数管) や, 露点計, 光 学干渉式水素濃度計、ガスクロマトグラフ装置、しきい値 イオン化法を用いた質量分析装置、長光路ガスセルを用い た赤外吸収分光装置を整備した[63]. これらの測定機器を 用いて、LHDのトリチウム収支や排出挙動評価[66],真 |空容器内トリチウムインベントリーの評価[67],水素同位 体を含む炭化水素成分の排出挙動評価[68]を行っている.

2.3 重水素実験に向けた解析コードの整備

LHDプラズマ解析コードの整備としては,重水素実験に おける中性子発生量の定量評価に最重点を置いて取り組ん だ.重水素実験のマシンタイム割り当てや年間スケジュー ルを策定するに当たり,承認されている週間,3月(みつ き),及び年間の中性子発生量を遵守するため,中性子発 生量の事前評価が必要である.LHDの典型的なプラズマパ ラメータの範囲において発生する中性子は,NBI 由来の高 エネルギーイオンと,バルクイオン間の核融合反応による ものが支配的である.そこで,中性子発生量を予測する中 性子発生量データベースを,TASK3D-a[69]の加熱モ ジュールである FIT3D[70]に基づいて構築した(図17).

放射線発生装置としてのLHD 安全管理上の観点から, このデータベースでは中性子発生量の過小評価を防ぐた め、即発損失イオンのみを除いた高エネルギーイオンの空 間分布から、フォッカー・プランク方程式の解析解をもと に、定常プラズマにおける中性子発生量を評価する簡易 コード (FIT3D-DD)を用いている[72].また、重水素 100%のプラズマを仮定しており、温度・密度の分布形状 は、LHD の典型的な分布形状である温度: $T_0(1-(r/a)^2)$, 密度: $n_0(1-(r/a)^8)$ に固定している.ここで、 T_0 , n_0 ,及 びr/aは、それぞれ、中心温度、中心密度、及び規格化小半 径である.このデータベースを参照して、中心温度、中心 密度、及び NBI パワーを設定することで、中性子発生率を 予測することができ、想定される放電時間を与えることで 当該放電における中性子発生量を算定することができる (図18).

なお,重水素実験開始後には,実験計測値と,このデー タベースに基づく予測値との比較検証も行っており (図19),実験値に比べて予測値は,約2倍程度過大評価し ているが,中性子発生率の磁気軸及び電子密度依存性につ いて,傾向の良い一致を得ている[37].

中性子発生率の時間発展解析には、非定常プラズマを取 り扱う必要があるが、前述の FIT3D-DD は定常プラズマ以 外を取り扱うことができない.そこで,TASK3D-aのNBI 加熱解析モジュールである CONV_FIT3D の拡張を行 い,時間分解能を持った中性子発生率の評価を進めるべく 整備を行った. CONV_FIT3D は, 実空間1次元, 速度空 間1次元の2次元空間において,高エネルギーイオンとバ ルクプラズマとの衝突による高エネルギーイオンの減速を 計算するコードである[73,74]. 高エネルギーイオンとバ ルクプラズマ間のビーム-熱粒子反応計算においては Mikkelsen[75]の近似式を用いている. CONV_FIT3Dを LHDの自動解析システム AutoAna[76]上に組み込み, LHD 実験の全放電に対して自動的に実行されるよう整備 を行った. 図20に CONV_FIT3Dの AutoAna 上での入出力 関係を示す. 高エネルギーイオン分布については, NBI の加速電圧,入射パワー,及びFIT3Dで計算されたビーム イオンの生成分布を元に計算する.プラズマ平衡について は、トムソン散乱計測で得られた Te 及び ne の磁気座標へ のマッピングデータを用いた[77]. 重陽子の密度分布につ



図17 中性子発生率のデータベースの例[71]. 上段が、NBI 由来 の高エネルギーイオンとバルクイオンの間の核融合反応に よる中性子発生率であり、下段が、バルクイオン同士の熱 核融合反応による中性子発生率である. 温度については、 1 keV 刻み、密度については、0.5×10¹⁹ m⁻³ 刻みでデータ ベースの作成を行った.

Paste	Ti0[keV]	TeO[keV]	ne_av [10 ¹⁹ m ⁻³]	PNNB[MW]	PNB4[MW]	PNBS[MW]	shot count	pulse width [sec]	neutron Calculation	Add row
Сору	5 ~	5 -	2.0 ~	8	9	9	1	3	2.79e+16	Delete

図18 中性子発生量予測計算画面. 中心イオン温度,中心電子温度,平均密度,NBIパワー,放電数,及び放電時間を入力することで,FIT3D-DD計算に基づいた積算中性子発生量の予測値が得られ,この中性子発生量に基づいて,マシンタイム提案及び実験計画を策定する.

Project Review



図19 中性子発生率の磁気軸・電子密度依存性について,実験結 果と FIT3D-DD との比較を行った結果.傾向について良い 一致が見られる[37].



図20 AutoAna システム上における CONV_FIT3D の入力及び出 力のフロー図. 放電終了後に自動実行され、中性子発生率 の時間変化が、conv_nf_rate としてデータベースに登録さ れる.

いては、電子密度分布を元に受動的な分光計測に基づく H, D, 及び He の比を考慮することで評価している.FIT 3D-DD計算とは異なり、時間的に変化する NBIパワー及び プラズマパラメータを考慮した中性子発生率評価が可能と なった.

LHDでは,高エネルギーの重水素ビームが対向して入射 されることから,より高精度な中性子発生率解析のために は,ビームイオン同士の核融合反応について評価する必要 がある.しかし,CONV_FIT3Dは,速度空間においてピッ チ角の情報を持たないため,ビームイオン同士の核融合反 応を考慮することができない.この高エネルギーイオン同 士の核融合反応を評価するために,速度空間2次元及び実 空間1次元でのフォッカー・プランク計算が可能な, TASK/FPのTASK3D-aへの実装を行った[78]. 高エネ ルギーイオン同士の核融合反応を評価するために,中性子 発生率は,フォッカー・プランク計算で得られた重陽子速 度分布の二重積分によって求めた. 図21に,重水素プラズ マ実験開始後に行った中性子発生率評価のコード間ベンチ マークの結果を示す.

ここでは、重水素放電における中性子発生率の計測結 果、CONV_FIT3D、CONV_FIT3Dと同種のコード FBURN[79]、及びTASK/FPの計算結果(高エネルギー イオン同士の反応あり(full)、なし(bt))を比較した.この 比較は、コード間のベンチマークを目的としたものである が、ビームイオンの減速方程式を解くCONV_FIT3Dと FBURN間の計算結果は、良い一致を得た.フォッカー・ プランク方程式を解くTASK/FPはCONV_FIT3Dに比べ てやや小さい値となった.なお、これらの計算結果が実験 結果に対して過大評価であるのは、重水素100%のプラズ マ、イオン温度を電子温度と同じ、及び高エネルギーイオ ン減速時の高エネルギーイオン損失がないとした仮定の下 で計算したためである.また、TASK/FPの計算結果から、 対向するNBIを行った際のビームイオン同士の核融合反応 の割合は全体の10-20%程度であることが示された.

ビームイオンの圧力分布の情報を反映する中性子発生の 径方向分布,及び重水素プラズマ実験における a 粒子閉じ 込め模擬実験として位置づけられる DD 反応によって生成 された 1 MeV のエネルギーを持つトリトン閉じ込めの定 量的な予測を行うため、5次元モンテカルロ法に基づく GNET コード[80]の拡張を行った.Co-または Counter-方 向に NB 入射した際の中性子発生率の径方向分布について 予測計算が行われ、Co-NBI の際は、比較的ピーク分布であ る一方、Counter-NBI の際は比較的ホローな分布を持つこ とが示された(図22)[81].

DD 反応によって生成された1 MeV のエネルギーを持つ トリトンの閉じ込め予測については、1 MeV トリトンの損 失について、プラズマ密度にはあまり依存しない一方、磁 気軸位置に大きく影響されることが示された(図23)



図21 重水素プラズマ実験における中性子発生率計算のコード間 ベンチマークの結果[73].計算コードを用いた中性子発生 率の結果は、実験結果と比べて2倍程度過大評価である が、相対的な時間変化について、ほぼ再現しているといえ る.また、CONV_FIT3DとFBURNコードで良い一致が見 られる.TASK/FP計算から、ビームイオン同士の核融合反 応の割合は、全体の10-20%程度であることが示された.



図22 Co-方向へのビーム入射及び Counter-方向ヘビーム入射した際のDD中性子発生分布の予測[81]. Coビームの際は、比較的ピークを持った径方向分布を持つ一方、Counterビームの際には比較的ホローな分布を持つことが予測された.

[82].加えて, H, D, He などの複数イオン種との衝突や, プラズマ温度・密度の時間発展を取り入れることで, LHD の目標である中心イオン温度 10 keV の達成に向け, LHD 高イオン温度実験の加熱分布についても高精度に評価でき るよう整備が行われた[83,84].また,高エネルギーイオン の実空間及び速度空間分布計測との詳細な比較を進めるた め,高エネルギーイオン計測領に対応した実座標系におけ る5次元位相空間分布の出力に対応する改造が行われた.

GNET 等の磁気座標に基づくコードにおいては,最外殻 磁気面より外側での軌道を取り扱うことが難しい.LHD の外寄せ配位や高ベータプラズマ実験において重要となる



(b) On magnetic configurations

図23 1 MeV トリトン閉じ込めの電子密度依存性と,磁気軸依存 性の予測[82].1 MeV トリトンの粒子損失率は,電子密度 を変化させても余り変わらない一方,磁気軸位置に大きく 依存することが予測された. 粒子軌道の磁気面からの逸脱が特に大きな放電において, 最外殻磁気面外側へドリフトしたのちに最外殻磁気面内に 戻る再突入高エネルギーイオンを考慮するため, MORH コード[85]の重水素プラズマ対応の拡張が行われた.ま た,本拡張においては,高エネルギーイオン密度の定量的 な評価を行うべく,中性子発生率の絶対値計算について追 加した.垂直 NBIで生成されるヘリカルリップル捕捉高エ ネルギーイオンの閉じ込め理解について, MORHコードの 計算結果と中性子カメラで取得される中性子発生分布との 比較を行うべく,予測計算が行われた(図24).

重水素実験の後半に主たる役割を果たす ICRF 加熱を用 いた長時間放電における中性子発生率の評価のため,バル クプラズマとテールイオンの2温度成分を持つプラズマに おける中性子発生率計算コード整備が進められた.また, ICRF 加熱を用いたテールイオン生成の詳細理解のため, TASK3D/WM[86]の拡張が進められている.LHDでは, 陽子の基本サイクロトロン周波数を入射しており,重陽子 では2次高調波加熱になる.TASK3D/WMにおいて2次 高調波加熱を評価できるように,プラズマの熱的な応答ま でを含んだ熱いプラズマモデルでの誘電率テンソルの実装 と,コードの精度を上げるための並列化が進められている.

重水素実験における中性子計測を用いた高エネルギーイ オン閉じ込め研究においては、核融合反応断面積の関係か ら、エネルギーの高いイオンに重点を置いた形の情報を提 供する.一方,軽水素実験期から開発を進めてきた FIDA 計測においては、中、あるいは低エネルギー領域の高エネ ルギーイオンの計測が可能である.LHDにおける FIDA 計測を拡充するため、これまでトカマク装置で使用されて いた FIDA 解析コード FIDASIM をLHD に適応を図った. FIDA 計測及び FIDASIM コードの開発者である米国・ UCI の Heidbrink 教授との国際共同研究の下、FIDASIM コードの三次元磁場配位適応が進められた[43].

上記の古典・新古典的高エネルギーイオン閉じ込めの



図24 線平均電子密度が 1×10¹⁹ m⁻³ において垂直 NBI 加熱を 行った際の縦長断面における中性子発生率密度分布の予測 [32].桃色の線は、VNC の視線を示す. Project Review

他,高エネルギーイオン閉じ込め研究において注目されて いるトピックの一つとして,高エネルギーイオンが励起す る MHD 不安定性と高エネルギーイオンの相互作用の理解 がある.重水素プラズマ実験において利用可能となる中性 子計測データによって高エネルギーイオンの定量的な計測 が可能となるため,高エネルギーイオン励起 MHD 不安定 性と高エネルギーイオンの輸送においても,定量的な議論 が可能となる.高エネルギーイオン励起 MHD 不安定 性の 予測を目的として,MEGA コード[87]の重水素プラズマ対 応が進められている.これらによって,高エネルギーイオ ン励起 MHD 不安定性であるアルヴェン固有モード,ある いは高エネルギーイオン励起測地線音響モード等との相互 作用理解が飛躍的に進展すると期待される.

参考文献

- [1] Y. Takeiri et al., Nucl. Fusion 57, 102023 (2017).
- [2] M. Osakabe et al., Fus. Sci. Technol. 72, 199 (2017).
- [3] Y. Takeiri, IEEE Trans. Plasma Sci. 46, 1141 (2018).
- [4] Y. Takeiri et al., IEEE Trans. Plasma Sci. 46, 2348 (2018).
- [5] M. Osakabe et al., IEEE Trans. Plasma Sci. 46, 2324 (2018).
- [6] S. Masuzaki et al., Plasma. Fusion Res. 6, 1202007 (2011).
- [7] 村瀬尊則他:クライオ吸着パネル及びその製造方法, 並びにそれを用いた真空装置.特許第6021276号,2016.
- [8] G. Motojima et al., Nucl. Fusion 59, 086022 (2019).
- [9] E. Maccallini et al., AIP Conf. Proc. 1451, 24 (2012).
- [10] M. Tanaka et al., Fus. Eng. Des. 127, 275 (2018).
- [11] K.H. Berkner et al., Nucl. Fusion 15, 249 (1975).
- [12] T. Inoue et al., Rev. Sci. Instrum. 61, 496 (1990).
- [13] C. Wimmer et al., J Appl Phys. 120, 073301 (2016).
- [14] K. Ikeda et al., Nucl. Fusion 59, 076009 (2019).
- [15] K. Ikeda et al., Rev. Sci. Instrum. 90, 113322 (2019).
- [16] Y. Yoshimura et al., Nucl. Fusion 60, 025012 (2018).
- [17] O. Kaneko et al., Nucl. Fusion 39, 1087 (1999).
- [18] T. Nishitani et al., Plasma Fus. Res. 11, 2405057 (2016).
- [19] K. Ogawa et al., Nucl. Fusion 57, 086012 (2017).
- [20] K. Ogawa et al., Plasma Sci. Technol. 19, 025601 (2017).
- [21] X.D. Du *et al.*, Phys. Rev. Lett. 114, 155003 (2015).
- [22] M. Isobe *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **81**, 10D310 (2010).
- [23] M. Isobe *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **85**, 11E114 (2014).
- [24] M. Isobe et al., IEEE Trans. Plasma Sci. 46, 2050 (2018).
- [25] M. Isobe *et al.*, Nucl. Fusion 58, 082004 (2018).
- [26] J.D. Strachan et al., Rev. Sci. Instrum. 61, 3501 (1990).
- [27] T. Nishitani et al., Fus. Eng. Des. 136, 210 (2018).
- [28] N. Pu et al., Rev. Sci. Instrum. 88, 113302 (2017).
- [29] H. Kawase et al., IEEE Trans. Plasma Sci. 47, 462 (2019).
- [30] K. Ogawa et al., Rev. Sci. Instrum. 89, 113509 (2018).
- [31] K. Ogawa et al., Nucl. Fusion 58, 044001 (2018).
- [32] K. Ogawa *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 044005 (2018).
- [33] N. Pu et al., Rev. Sci. Instrum. 89, 101105 (2018).
- [34] K. Ogawa et al., Rev. Sci. Instrum. 89, 101101 (2018).
- [35] E. Takada et al., Rev. Sci. Instrum. 90, 043503 (2019).
- [36] K. Ogawa et al., Nucl. Fusion 58, 034002 (2018).
- [37] K. Ogawa et al., Nucl. Fusion 59, 076017 (2019).
- [38] M. Isobe et al., Fus. Sci. Technol. 58, 426 (2010).
- [39] M. Osakabe et al., Rev. Sci. Instrum. 72, 788 (2001).
- [40] S. Kamio et al., JINST 14, C08002 (2019).

- [41] M. Osakabe et al., Rev. Sci. Instrum. 79, 10E519 (2008).
- [42] T. Ito *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **81**, 10D327 (2010).
- [43] Y. Fujiwara et al., Plasma Fus. Res. 14, 3402129 (2019).
- [44] Y. Fujiwara et al., JINST 15, C02021 (2020).
- [45] K. Ida *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **90**, 093503 (2019).
- [46] I. Yamada et al., Rev. Sci. Instrum. 81, 10D522 (2010).
- [47] D.J. Den Hartog *et al.*, 59th Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics, Oct. 23-27, 2017, Milwaukee, Wisconsin CP11.00057 (2017).
- [48] K. Tanaka et al., Rev. Sci. Instrum. 79, 10E702 (2008).
- [49] C. Michael et al., Rev. Sci. Instrum. 86, 093503 (2015).
- [50] K. Tanaka *et al.*, 27th IAEA Fusion Energy Conference, 22-27 October 2018 Ahmedabad, India, EX/P3-6.
- [51] K. Tanaka et al., Nucl. Fusion 59, 126040 (2019).
- [52] T. Tokuzawa et al., Rev. Sci. Instrum. 83, 10E322 (2012).
- [53] T. Tokuzawa *et al.*, Plasma Fus. Res. 9, 1402149 (2014).
- [54] R. Soga et al., JINST 11, C02009 (2016).
- [55] A.J. Creely et al., Rev. Sci. Instrum. 88, 073509 (2017).
- [56] T. Tokuzawa et al., Rev. Sci. Instrum. 89, 10H118 (2018).
- [57] D. Kuwahara et al., JINST 10, C12031 (2015).
- [58] H. Tsuchiya et al., Plasma Fusion Res. 13, 3402063 (2018).
- [59] M. Kobayashi *et al.*, Fus. Eng. Des. **143**, 180 (2019).
- [60] M. Tanaka et al., Plasma Fusion Res. 11, 2405055 (2016).
- [61] "Safe Handling of Tritium: Review of data and experience", IAEA Technical Reports Series No. 324, (1991).
- [62] "Tritium Handling and Safe Storage", DOE-STD-1129-2015, U.S. Department of Energy, Washington, D.C., (2015).
- [63] M. Tanaka et al., Fus. Sci. Technol. 76, 475 (2020).
- [64] M. Tanaka et al., Fus. Eng. Des., 160, 111980 (2020).
- [65] M. Tanaka et al., J. Radioanal. Nucl. Chem., 318, 877 (2018).
- [66] M. Tanaka et al., J. Nucl. Sci. Technol. 57, 1297 (2020).
- [67] M. Tanaka et al., Plasma Fusion Res. 15, 1405062 (2020).
- [68] M. Tanaka et al., Plasma Fusion Res. 15, 2405008 (2020).
- [69] M. Yokoyama et al., Nucl. Fusion 57, 126016 (2017).
- [70] S. Murakami et al., Trans. Fusion Technol. 27, 276 (1995).
- [71] R. Seki et al., Plasma Fusion Res. 14, 3402126 (2019).
- [72] P. Vincenzi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 58, 125008 (2016).
- [73] H. Nuga et al., Plasma Fusion Res. 14, 3402075 (2019).
- [74] H. Nuga et al., J. Plasma Phys. 86, 815860306 (2020).
- [75] D.R. Mikkelsen, Nucl. Fusion **29**, 1113 (1989).
- [76] M. Emoto et al., Fusion Sci. Technol. 74, 161-166 (2018).
- [77] M. Emoto et al., Plasma Fusion Res. 7, 2405058 (2012).
- [78] H. Nuga et al., Nucl. Fusion 59, 016007 (2019).
- [79] K. Ogawa *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 095010 (2018).
- [80] S. Murakami *et al.*, Nucl. Fusion 46, S425 (2006).
- [81] M. Homma et al., Plasma Fusion Res. 11, 2403109 (2016).
- [82] M. Homma et al., Plasma Fusion Res. 10, 3403050 (2015).
- [83] H. Yamaguchi and S. Murakami, Nucl. Fusion 56, 026003 (2016).
- [84] H. Takahashi et al., Nucl. Fusion 58, 106028 (2018).
- [85] R. Seki et al., Nucl. Fusion 53, 063016 (2013).
- [86] A. Fukuyama *et al.*, 20th IAEA Fusion Energy Conference, 1-6 November 2004 Villamoura, Portugal, TH/P2-3.
- [87] Y. Todo and T. Sato, Phys. Plasmas 5, 1321 (1998).



3. LHD 重水素実験初期で得られた特筆すべき成果

3. Research Highlights from Initial Phase of the LHD Deuterium Experiment

3.1 重水素実験による LHD プラズマ運転領域の拡大

3.1 Extension of Plasma Operational Regime in the LHD Deuterium Operation

高橋裕己,小川国大 TAKAHASHI Hiromi and OGAWA Kunihiro 自然科学研究機構 核融合科学研究所 (原稿受付:2021年1月8日)

LHD重水素実験の重要な目標の一つは、LHDプラズマの最高性能化を図り、ヘリカル型核融合炉の科学的成 立性を明らかにすることである.LHD実験の初年度である2017年度には、核融合条件の重要な指標の一つである イオン温度10 keVをヘリカル系プラズマにおいてはじめて達成した.重水素実験における高イオン温度プラズマ は加熱・磁場配位の最適化や、不純物量制御、壁コンディショニングによるリサイクリング抑制などの運転条件 の最適化に加えて、イオン熱閉じ込めの改善によって実現された.ジャイロ運動論的乱流シミュレーションの結 果、TEM/ITG乱流の線形成長率は重水素プラズマにおいて低減しており、パワーバランス解析の結果と定性的 に一致する傾向が示された.

LHDの重水素実験では、中性子計測による高エネルギー粒子閉じ込め物理の研究も重要な位置付けとなっている.重水素を用いた NBI プラズマ実験では、核融合利得 Q_{DD} において、中・大型のトカマクと同等程度となる 4×10^{-4} 、並びに、等価 Q_{DT} として 0.11 を達成した.

Keywords:

deuterium experiment, high performance, isotope effect, neutron emission rate, fusion gain, Large Helical Device

3.1.1 はじめに

LHDでは2017年度より重水素実験が開始された.重水素 実験の目的は、プラズマ性能の向上、並びに、プラズマ物 理および工学に関する理解の進展である.このうち、プラ ズマ性能の向上については、LHDプラズマの最高性能化を 図り、ヘリカル型核融合炉の科学的成立性を明らかにする ことを目標として、LHDのミッション実験として取り組ま れている.

高性能化ミッションでは具体的には、加熱や燃料供給、 磁場配位などの運転最適化を行い、LHDプラズマのイオン 温度 (T_i) 、電子温度 (T_c) 、蓄積エネルギー (W_p) 、核融 合三重積、核融合利得 (Q) などのパラメータ領域の拡大 を図る研究、さらには、熱輸送障壁を伴うプラズマの閉じ 込めに対する同位体効果や、中性子計測による高エネル ギー粒子閉じ込めなど、重水素実験の特徴を活かした研究 が実施されている.

本節では,LHD重水素実験で行われたプラズマ高性能化 研究のうち,特に,高イオン温度,並びに,高中性子発生 量,高核融合利得をめざした取り組みについて紹介する. 3.1.2 高イオン温度プラズマ運転領域の拡大 3.1.2.1 イオン温度10 keV の達成

核融合反応によるプラズマの燃焼維持のためには 10 keV 程度のイオン温度を持つプラズマを生成する必要 がある. LHD においては, 従来, 実験に使用されてきた3 ラインの接線入射のNBI (ビームエネルギー: 180 keV) に 加えて、2005(平成17)年に、磁力線に対して垂直方向に 入射される低エネルギーNB(140 keV)を増設し、さら に、2010(平成22)年には同様の垂直入射 NBI が増設され た.これらの低エネルギー NBI により主にイオンを加熱す ることができるため, 垂直 NBIの導入後, オペレーション の最適化と併せて、年々、到達イオン温度を上昇させるこ とに成功している[1,2]. 2011 (平成23) 年には, ICRF を用いた真空容器壁のコンディショニング放電を事前に実 施する手法によって、主放電中の真空容器壁からの水素イ オンのリサイクリングを抑制する手法を見いだした. その 結果, NBI によってプラズマのコア領域を効率良く加熱す ることが可能となり, 到達可能な最高イオン温度領域を更 に拡大することに成功した. その後, 壁コンディショニン グのための加熱源として ECH も, ICRF と同様の壁コン

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

corresponding author's e-mail: takahashi.hiromi@nifs.ac.jp

ディショニング効果があることが確認された[3].

2017 (平成29) 年に開始された重水素実験では、垂直 NBI を重水素ビームで運用する際に、ビームエネルギーを 増加させることで、1ラインあたりの加熱電力が6MW から9 MW に増強された.一方で,接線 NBI は軽水素運転 に最適化された設計となっていることから、重水素ビーム 運転では加熱電力が減少する.このため、最高イオン温度 を目指す実験では、NBI の総入射パワーが最大になるよう に、接線NBIは軽水素ビーム、垂直NBIは重水素ビームで 運用した.これにより、約30 MWのNBI加熱入力が可能 となった. 2017(平成29)年の重水素を用いたプラズマ実験 において、この大電力 NBI によるプラズマ加熱と、イオン 質量効果によるイオン熱閉じ込めの改善によって、10 keV のイオン温度の実現に成功した[4]. 図1にイオン温度 10 keV を達成した放電における (a) NBI パワー P_{NBI}, (b) FIR 干渉計で得られた線平均電子密度 n_{e fr}, (c) 規格化ポ ロイダル磁場揺動 b_{θ}/B_t , (d) 中性子発生率 S_n , (e) プラズ マ蓄積エネルギー W_p, (f)中心イオン温度 T_{i0} の時間発展 波形と, (g)イオン温度 T_i, 電子温度 T_e, 電子密度 n_e の径 方向分布を示す.図1(g)における r_{eff} は実効小半径であ る. 真空容器壁やダイバータ板からの軽水素, 重水素リサ イクリングを低減させるために、この放電に先立って、He ガスを用いた40秒程度のECH放電を繰り返し実施した.ま た, LHD では高 T: プラズマのイオン熱輸送低減に対して, プラズマ中に存在するカーボン量に最適値が存在すること が実験的に示されており[5],この放電でも4.57秒に最適 化された大きさのカーボンペレットを入射している. カー ボンペレットの入射後に、追加の NBI 加熱が行われる と、中心イオン温度は徐々に増加し、最終的に時刻 4.85 秒 で10 keVに到達している.この放電では図中の矢印で示す タイミングで,捕捉高エネルギー粒子駆動抵抗性交換型

モード (Trapped Energetic Ions Driven Resistive Interchange Modes; EIC) と呼ばれる MHD 不安定性が発生して いる[6]. EIC が発生するとプラズマ中の高エネルギー粒 子が吐き出される. これは, 図中の中性子発生率の急激な 低下や蓄積エネルギーの低下からも確認できる. この放電 では,中心イオン温度が10 keV に達した直後にも EIC が発 生しており, その後, イオン温度が低下していることがわ かる. 今後, LHD で更に高いイオン温度を実現するために は,いかに EIC を抑制するかが重要な鍵となる.

3.1.2.2 イオン ITB を伴う高イオン温度におけるイオン 熱閉じ込めに対する同位体効果

図1に示した,重水素実験における高イオン温度プラズ マは,NBIパワーの増加や運転条件の最適化のみによって 得られたのではなく,イオン熱閉じ込めの改善も寄与して いる.ここでは,軽水素実験と重水素実験それぞれで得ら れた高イオン温度プラズマにおけるイオン熱閉じ込め特性 を示す.

図2に,軽水素実験期(#123130,W/OD)と重水素実験期(#133707,W/D)で得られた典型的な高イオン温度プラズマにおける,(a)-(f) n_e , T_e , T_i ,並びにそれらの勾配,(g) T_e/T_i ,(h)イオン加熱電力 P_{i_tot} の径方向分布を示す.それぞれの実験は,同じ磁場配位(真空の磁気軸位置 $R_{ax} = 3.6$ m,トロイダル磁場強度 $B_t = 2.85$ T,トロイダル磁場極性:反時計回り)で行われた.図2横軸の a_{99} はその内側に電子の運動エネルギーの99%が閉じ込められている小半径位置を示している.これらの放電は図1に示した放電と同様に,壁コンディショニングを目的としたICRFまたはECHを用いた長パルスのHe放電を事前に実施しており,また,放電中にカーボンペレットを入射している.NBI については,#123130では5台全てのNBIを軽水素で運用しているが,NBIの総入射電力を最大化するため



図1 イオン温度10 keVを達成した放電における(a)NBIパワー,(b)線平均電子密度,(c)規格化ポロイダル磁場揺動,(d)中性子発生率, (e)プラズマ蓄積エネルギー,(f)中心イオン温度の時間発展波形と,(g)イオン温度,電子温度,電子密度の径方向分布.4.57秒での カーボンペレットの入射後に,追加の NBI 加熱が行われると,中心イオン温度は徐々に増加する.時刻 4.85 秒で 10 keV に到達して いるが,その直後に EIC イベントが発生しイオン温度は低下する.



図 2 軽水素実験期(#123130, W/O D)と重水素実験期(#133707, W/D)において、He 放電洗浄とカーボンペレット入射を組み合わせることで得られた典型的な高イオン温度プラズマにおける(a)-(f) n_e, T_e, T_i, 並びにそれらの勾配, (g) T_e/T_i, (h)イオン加熱電力の軽方向分布.重水素を用いたプラズマでは、特にプラズマ中心領域において、高い密度とイオン温度が実現されている.

に、#133707 では3台の接線 NBI は軽水素ビーム、2台の 垂直 NBI は重水素ビームで運用している.このためいずれ の放電でもプラズマは多粒子系であり、実際、図2に示し た分布の時刻では、#123130 (W/OD) において、($n_{\rm H}$: $n_{\rm D}$: $n_{\rm He}$: $n_{\rm C}$) = (0.556:0:0.407:0.037)、#133707 (W/D) で は、($n_{\rm H}$: $n_{\rm D}$: $n_{\rm He}$: $n_{\rm C}$) = (0.169:0.293:0.532:0.005) となっ ている.よりピュリティの高い軽水素プラズマ、重水素プ ラズマの閉じ込め特性の比較は3.2節で後述される.

NBI のポートスルー加熱電力は#123130 (W/OD) で 26 MW, #133707 (W/D) で 31 MW で あ る が, GNET コード[7]を用いて評価されたイオン加熱パワーは, 重水 素ビームを用いた#133707 でわずかに小さくなっている. これは, 主にイオン加熱として用いている垂直 NBI の加速 エネルギーが, 重水素ビームでは大きいため,磁気面から のビーム粒子の逸脱が大きくなっているためである. 図 2 から, 重水素を用いたプラズマでは,特にプラズマ中心領 域において,高い密度とイオン温度が実現されていること が確認できる.一方,電子温度分布は,#123130 (W/OD) と#133707 (W/D) でほぼ同程度となっており,結果的に, 重水素を用いたプラズマのほぼ全領域で,*T_e/T_i*が小さくなっている.

次に,パワーバランス解析によるイオン熱輸送の比較, 並びに,ジャイロ運動論的乱流シミュレーションコード GKV[8]による乱流成長率の比較を示す.LHDの高イオン 温度プラズマは多粒子系であるため,輸送解析には,H, D,He,Cの4種類のイオンの影響を考慮し,また,GKV コードによる線形成長率も複数イオン種の効果を取り入れ て評価した[9,10].**図3**に(a)実効イオン熱拡散係数_{ズLeff}, (b)ITG/TEM 乱流の最大線形成長率_{7max}を示す.ここで, 実効イオン熱拡散係数は,輸送に対するジャイロボーム依 存性をキャンセルするために,以下で定義する式を用いて 評価した.

GB normalizad
$$\chi_{i_eff} = \frac{1}{\frac{\mathrm{d}T_i}{\mathrm{d}r_{eff}}} n_i T_i^{1.5} \sum_{k} \frac{Q_k}{A_k^{0.5} Z_k^{-2}}$$
(1)

ここで, *Q_k* はイオン熱流束, *k* は H, D, He, C に対応し, *A*, *Z* はそれぞれのイオンの質量, 並びに, 電荷数である.



図3 軽水素実験期(#123130, W/O D)と重水素実験期(#133707, W/D)に得られた高 T_i プラズマにおける(a)実効イオン熱拡散係数 _{χi_eff},(b)ITG/TEM 乱流の最大線形成長率 γ_{max}の軽方向分布.重水素を用いたプラズマでは、プラズマの全領域において、実効イオ ン熱拡散係数が低減している.GKV シミュレーションの結果では、いずれの放電においてもプラズマのコア領域ではITG が支配的で あり、プラズマ周辺領域では TEM が支配的となっている.

Ti は, CXRS 計測によって得られた炭素のイオン温度を採 用し, Q_kは GNET コードによって粒子種ごとに評価した. 図に示されるように、重水素を用いたプラズマではプラズ マの全領域において、実効イオン熱拡散係数が低減してい ることがわかる.GKV シミュレーションの結果では, W/OD, W/Dのいずれにおいてもプラズマのコア領域で はITGが支配的であり、一方、プラズマ周辺領域ではTEM が支配的となっていることが示された. プラズマの外側の 領域, 0.6 < r_{eff}/a₉₉では, 実効イオン熱拡散係数と ITG/TEM の線形成長率の径方向位置依存性の傾向が定性 的に一致しているが, r_{eff}/a₉₉ < 0.6 の領域での実効イオン 熱拡散係数は、現状の線形シミュレーションでは説明でき ない.この計算では、乱流の成長に伴う帯状流形成の影響 が含まれていないため、より定量的な評価のためには、非 線形計算が必要となる.また、今後はさらに、乱流抑制に 対する電場シアの効果もシミュレーションに取り入れて, より精度の高い比較を行っていく見通しである.

3.1.3 高中性子発生率,高核融合利得の追求

ヘリカルプラズマにおける最高性能を探究するため、フ ルパワー重水素加熱条件の下、最大総中性子発生率の探究 を行った[11]. 最大中性子発生率を得る最適な条件を探す ため、重水素の中性粒子ビーム (NB) 加熱重水素プラズマ において,最大中性子発生率のプラズマ密度依存性を,異 なる磁場配位において取得した(図4(a)).LHDにおいて 発生する中性子は、所謂ビーム-プラズマ反応に起因する 中性子が支配的である.フォッカープランク方程式に基づ くモデルの事前予測[12]の通り、総中性子発生率は線平均 電子密度 $(n_{e fr})$ において, 2×10¹⁹ m⁻³ から3×10¹⁹ m⁻³ の領域で最大値を持つことがわかった. ここで, 比較的低 密度領域(n_{e fr} <2×10¹⁹ m⁻³)において総中性子発生率が 電子密度の増加に伴い増加するのは、中性粒子ビームの電 離効率の改善に起因し、一方、比較的高密度領域(n_{e fr} > 3×10¹⁹ m⁻³) において,総中性子発生率が電子密度の増加 に伴い減少するのは、電子温度の減少に伴いビームイオン の減速時間が短くなることに起因する.また、同じ線平均 電子密度の条件における総中性子発生率は、磁気軸の内側 シフトに伴い増加することが分かった. 内寄せ配位と呼ば れる Rax = 3.55 m における 最大中性子発生率は約 3×10¹⁵ n/s であるのに対し, 外寄せ配位と呼ばれる Rax = 3.90 mにおける最大中性子発生率は約3×10¹⁴ n/sと, おおよそ一桁の差がある.この磁気軸依存性が現れる主た る原因の一つとして, 主プラズマ性能の違いが挙げられ る.LHDの同じ加熱パワー及び密度条件における電子温度 を比較すると、内寄せ配位の場合の方が外寄せ配位に比し て高い傾向にある.比較的高い電子温度によって, ビーム イオンの減速時間が長くなり中性子発生率が上昇したと考 えられる.LHDの第1年次の重水素実験において得られた 最大中性子発生率は、3.3×10¹⁵ n/s であった[13,14].磁場 配位及びプラズマパラメータの総中性子発生率への影響の 理解を目的として、フォッカープランクの定常解に基づく FIT3D-DD コード[15,16]を用いた中性子発生率解析を

行った(図4(b)).本解析では,有効電荷数を1と仮定 し,短時間(0.1 ms)のビームイオンの軌道効果を含めた. FIT3D-DDで得られた最大総中性子発生率 6.4×10^{15} n/s は,実験で得られたものと比較して2倍程度高いが,総中 性子発生率のピークが線平均電子密度において 2×10^{19} か 6.3×10^{19} m⁻³の領域で得られ,更に密度を上昇させると, 密度上昇に伴い総中性子発生率は緩やかに減少するという 点で定性的な一致が得られた.現在,5次元ドリフト運動 論に基づく GNET コード[7]を用いたより詳細な解析を進 めている.

核融合炉の性能を示す核融合反応エネルギーを総入力パ ワーで除したもので定義される核融合利得Qについて,探 究を行った[9].重水素プラズマにおける核融合利得 Q_{DD} は,(総中性子発生率×7.25 MeV)/(総加熱パワー)で表 される.本実験においては,負イオン源 NBのみ使用して おり,総加熱パワーは,則ち負イオン源 NB加熱パワーで ある. Q_{DD} の NB加熱パワー依存性について低磁場条件 B_t =1.375 T 及び高磁場条件 B_t =2.75 T で調査を行った (図5(a)).予想された通り,高磁場条件の方が高い Q_{DD} が得られた.どちらの磁場条件においても Q_{DD} は,NB 加熱パワーが3 MW まで上昇し,その後比較的平坦である 傾向を持っていることがわかった. Q_{DD} の最大値は, 4×10⁻⁴であった.高エネルギーイオンが損失することな く背景プラズマ中で古典的に減速するという仮定に基づき 中性子発生率を計算するコード FBURN[17]を用いて,DD



図4 (a)総中性子発生率(S_n)の線平均電子密度(n_{e,fir})依存性.
総中性子発生率は、電子密度が2×10¹⁹ m⁻³から3×10¹⁹
m⁻³の領域でピークを持つ.(b)FIT3D-DDコードで得られた S_nの n_{e,fir}依存性.総中性子発生率の絶対値については、約2倍高い値となっているが、傾向については、実験を再現している[11].



図5 (a)重水素プラズマにおける核融合利得 (Q_{DD}) 及び DD プラ ズマから評価した DT プラズマにおける核融合利得 (equivalent Q_{DT})の負イオン源中性粒子ビーム加熱パワー 依存性.予想された通り強磁場条件の方が、弱磁場条件に 比べ高い Q_{DD} が得られている.最大equivalent Q_{DT} として、 0.11を記録した.(b) Q_{DD} の $T_{45}^{1.5}$ 依存性. Q_{DD} の $T_{5}^{1.5}$ に対 する線形的な増加は、中性子が主にビームープラズマ反応 に起因していることを示している[11].

プラズマから換算した DT プラズマにおける核融合利得 Q_{DT} (equivalent Q_{DT}) について,評価を行った.三重水素 プラズマに重水素ビームを入射した場合,または,重水素 プラズマに三重水素ビームを入射した場合の核融合利得 Q_{DT} ,及び,重水素プラズマに重水素ビームを入射した場 合の核融合利得 Q_{DD} を計算し,その比である $Q_{\text{DT}}/Q_{\text{DD}}$ を得 た. $Q_{\text{DT}}/Q_{\text{DD}}$ は,三重水素プラズマに重水素ビームを入射 した場合に249,重水素プラズマに三重水素ビームを入射 した場合に164であった.ここで、得られた Q_{DT}/Q_{DD} の値 はTFTRの重水素プラズマにおいて評価された値[18]とほ ぼ同じであった.LHDの重水素実験第1年次において得ら れた equivalent Q_{DT} の最大値は、0.11であり、大型トカマ クにおける5MW 加熱の条件で得られた equivalent Q_{DT} の値と同等であった[18-20].最後に、 Q_{DD} のプラズマパ ラメータ依存性について調べたところ、 Q_{DD} は $T_{e0}^{1.5}$ に対し 線形に増加することがわかった(図5(b)).LHDの NB 加熱プラズマにおいては、中性子は主にビーム-プラズマ反応によって生成される.そのため、 $Q_{DD} ~ S_n/P_{NB} ~ n_i \times P_{NB} \times \tau_s/P_{NB} ~ n_i \times T_e^{1.5}/n_e} ~ T_e^{1.5}$ とな り、図5(b)は、中性子がビーム-プラズマ反応によって主 に生成されていることを示している.

参考文献

- [1] H. Takahashi et al., Nucl. Fusion 53, 073034 (2013).
- [2] Y. Takeiri, IEEE Trans. Plasma Sci. 46, 2348 (2018).
- [3] H. Takahashi et al., J. Nucl. Mater. 463, 1100 (2015).
- [4] H. Takahashi et al., Nucl. Fusion 58, 106028 (2018).
- [5] M. Osakabe *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **56**,095011 (2014).
- [6] X.D. Du et al., Phys. Rev. Lett. 114, 155003 (2015).
- [7] S. Murakami *et al.*, Nucl. Fusion 42, L19 (2002).
- [8] T.-H. Watanabe and H. Sugama, Nucl. Fusion 46, 24 (2006).
- [9] M. Nunami et al., Plasma Fusion Res. 10, 1403058 (2015).
- [10] M. Nakata et al., Comput. Phys. Commun. 197, 61 (2015).
- [11] K. Ogawa et al., Nucl. Fusion 59, 076017 (2019).
- [12] M. Osakabe et al., Fus. Sci. Technol. 72, 199 (2017).
- [13] M. Isobe et al., IEEE Trans. Plasma Sci. 46, 2050 (2018).
- [14] M. Isobe *et al.*, Nucl. Fusion **58**, 082025 (2018).
- [15] S. Murakami et al., Trans. Fusion Technol. 27, 256 (1995).
- [16] P. Vincenzi et al., Plasma Phys. Control. Fusion 58, 125008
- (2016). [17] K. Ogawa *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 9 (2018).
- [18] D. J. Jassby *et al.*, Phys. Fluids B: Plasma Physics 3, 2308
- (1991).
- [19] M. Keilhacker and the JET Team, Phys. Fluids B 2, 1291 (1990).
- [20] T. Nishitani et al., Nucl. Fusion 34, 1069 (1994).



3. LHD 重水素実験初期で得られた特筆すべき成果

3. Research Highlights from Initial Phase of the LHD Deuterium Experiment

3.2 LHD における輸送の同位体効果

3.2 The Isotope Effects on Transport in LHD

田中謙治^{1,2)},永岡賢一^{1,3)},居田克巳^{1,4)},吉沼幹朗^{1,4)},小林達哉^{1,4)},仲田資季^{1,4)}

TANAKA Kenji^{1, 2)}, NAGAOKA Kenichi^{1, 3)}, IDA Katsumi^{1, 4)}, YOSHINUMA Mikirou^{1, 4)},

KOBAYASHI Tatsuya^{1,4)} and NAKATA Motoki^{1,4)}

1)自然科学研究機構 核融合科学研究所,2)九州大学大学院総合理工学府先端エネルギー理工学専攻,

³⁾名古屋大学大学院理学研究科 素粒子宇宙物理学専攻, ⁴⁾総合研究大学院大学 物理科学研究科 核融合科学専攻

(原稿受付:2021年1月8日)

2017年に開始された LHD の重水素実験において輸送における同位体効果は重要な研究項目であり、その検 証と物理機構の解明に取り組んできた.同位体効果を検証するために回帰解析を通じた巨視的なエネルギー閉じ 込め時間のスケーリングの導出,パワーバランス解析による局所的な輸送係数の評価を行った.これら同位体効 果の物理機構の解明のために、乱流揺動の計測,および、ジャイロ運動論乱流シミュレーションを行い、乱流揺 動が重要な役割を担っていることが明らかになった.電子およびイオンの内部輸送障壁の形成に同位体効果があ ることを明らかにし、イオン内部輸送障壁が形成されたプラズマでは、バルクイオン種の違いだけではなく炭素 不純物イオンが輸送の改善に寄与していることが分かった.さらに将来の核融合炉プラズマにおける重水素 - 三 重水素の混合プラズマを模擬した軽水素 - 重水素混合プラズマの実験によりイオンと電子の粒子輸送が異なる非 ミキシング状態を見出した.

Keywords:

Isotope effect, turbulence, dimensionally similar plasma, ITB, gain factor, isotope mixing, isotope non-mixing

3.2.1 はじめに

・同位体効果とその重要性

軽水素,重水素,三重水素の水素同位体プラズマの輸送 が異なる現象、特に、イオン質量依存性に起因するものを 同位体効果と総称する.多くの実験において、イオン質量 の大きい水素同位体プラズマの閉じ込めが向上することが 確認されており[1-8],閉じ込め・輸送研究の重要課題に 位置づけられてきた. これまでのトカマクプラズマ実験で 報告されているLモード(低い閉じ込めモード)からH モード(高い閉じ込めモード)への遷移に必要な加熱パ ワーが、重水素プラズマでは軽水素の場合に比べて低い (1/2~1/3 程度) こと[7]は、よく知られている同位体効果 の一例である.また,将来の核融合炉においては重水素, 三重水素が混合された核融合燃焼プラズマを制御・維持す ることが必要である.よって、核融合燃焼プラズマの放電 シナリオ開発及び性能予測のためには、軽水素と重水素を 用いた実験から輸送の同位体効果を理解することが重要で ある.

・同位体効果のミステリー

一方で、輸送の同位体効果の物理機構は十分には理解さ National Institute for Fusion Science, Toki, GIFU 509-5292, Japan れていない.トカマク系および,多くのヘリカル系の運転 領域では,炉心プラズマの輸送は乱流輸送が支配的となる ことが知られている.多くの乱流輸送モデルは,ジャイロ ボーム拡散の特徴を持つ.ジャイロボーム拡散は,乱流揺 動の典型的な特性長であるイオンラーモア半径を拡散のス テップ長,また,熱速度とプラズマ小半径で評価した特性 時間を拡散のステップ時間とした酔歩過程として評価され る.ジャイロボーム拡散の拡散係数χは次式で与えられる [9].

$$\chi_{\rm GyroBohm} \propto \rho^* \chi_{\rm Bohm} = \frac{M^{0.5} T^{1.5}}{a q^2 B^2} \tag{1}$$

ここで、 ρ^* は規格化イオンラーモア半径 ($\rho^* = \rho_i/a$, $\rho_i = \sqrt{TM}/qB$), *M* はイオンの質量数, *T* はイオンまたは 電子温度, *a* はプラズマ小半径, *q* はイオンの電荷, *B* は閉 じ込め磁場である. $\chi_{Bohm} \propto T/qB$ はボーム拡散係数と呼ば れ、酔歩過程に当てはめれば $\sqrt{a\rho_i}$ の特性長をもつ長波長の 乱流揺動が引き起こす拡散に対応する. エネルギー閉じ込 め時間は $\tau_E = \int nT dV/P \sim a^2/\chi$ (*n* はプラズマの密度, *V* はプラズマの体積, *P* は吸収パワー, χ は熱伝導係数) であ

corresponding author's e-mail: tanaka.kenji@nifs.ac.jp

るため、 τ_E をプラズマの運転パラメータであるn, B, P, a, R (プラズマ大半径)で記述するとジャイロボーム拡散 の場合は次式となる.

$$\tau_{\rm E.Gyro\,Bohm} \propto a^{2.4} q^{0.8} B^{0.8} n^{0.6} R^{0.6} P^{-0.6} M^{-0.2} \tag{2}$$

IPB98(y,2)モデルやISS04モデルといった複数の実験装置 から評価されたエネルギー閉じ込め時間のスケーリング則 では、イオン質量以外はジャイロボーム的な依存性を持 つ. また、乱流を駆動するイオン温度勾配不安定性(Ion Temperature Gradient mode; ITG) や補足電子不安定性 (Trapped Electron Mode; TEM) は、特性長と特性時間が 上述のジャイロボーム拡散と同様であり、例えば、これら 乱流の線形成長率とモードの波数で評価された拡散係数は (1)式のようなパラメータ依存性を持つ.トカマクの実験 結果はMの指数は装置やデータベースにより違いがある が、ほとんどの場合は(2)式と異なり Mの指数は正の値を 示す. Mの指数が正であることは重水素, 三重水素を用い る核融合炉では現在の軽水素、重水素よりも閉じ込めがよ いことを意味する.しかしながら、閉じ込めを決定づける 乱流輸送を駆動する ITG や TEM の線形不安定性の特性か ら評価されるイオン質量依存性とスケーリング則は相反す る. そのため, 長い間, 核融合プラズマの輸送研究におい て水素同位体効果はミステリーとされてきた. 最近の理論 研究では、有限の衝突効果を考慮した TEM 不安定性や TEM 駆動乱流については 粒子間衝突による安定化効果 やゾーナルフローが軽水素プラズマより重水素プラズマで 強いことが示される[10,11]などメカニズム解明への進展 を見せている.しかしながら,過去のトカマクの結果で観 測される実験結果の全体像を十分に説明することはできて いない[12,13].

これまでに多くの実験装置で同位体効果が観測され,バ ルクイオン種(軽水素イオン,または重水素イオン)の違 いに注目した研究がなされてきた.しかしながら,単一の 物理機構による説明は成功していない.そこで,これまで の研究とは見方を変えて,いくつかの要因の複合的な効果 として同位体効果を捉えることが必要だと考えられる.例 えば,加熱パターンの違いに起因する温度分布の相違,粒 子輸送の違いに起因する密度分布の相違,スパッタリング の違いによる不純物含有量の相違,中性粒子の侵入長の違 いなどが相互に複雑に影響する描像を持つと,同位体効果 を理解するためには,多角的な実験,及び解析が必要なこ とは明らかである.この複数の要因が関連する複合的な効 果として同位体効果をとらえることが重要となることか ら,LHDでは多様な実験条件での研究が進められている. ・LHDでの同位体効果研究の取り組み

LHDにおいては、高出力の中性粒子ビーム(Neutral Beam Injection heating; NBI)装置,電子サイクロトロン共 鳴加熱(Electron Cyclotron Resonant Heating; ECRH)が重 水素実験開始当初より稼働している.また、レーザー干渉 計、トムソン散乱計測、荷電交換分光を用いた高空間分解 能を有するプラズマの温度・密度の分布計測に加え、位相 コントラストイメージング,マイクロ波反射計,マイクロ 波後方散乱など,揺動計測が稼働しており,世界でもトッ プクラスの加熱,計測装置が整備されている.この特徴を 最大限に生かして,多様な温度分布,及び密度分布のプラ ズマに対して,同位体効果を調べる実験を展開している.

これにより,従来の閉じ込め時間に対するイオン質量依 存性を調べる手法,いわゆる0次元輸送解析だけでなく, 分布形状効果を含めた輸送解析による同位体効果の研究へ 発展させ,多角的に同位体効果を研究している.

加熱手法の違いは異なるプラズマの実験領域でのデータ の取得につながる. ECRH プラズマは加熱吸収分布が空間 的に局在化するのに対し, NBI プラズマ加熱吸収分布は空 間的に比較的幅広いものとなる. その結果, 乱流の安定性 に強く影響する電子とイオンの温度比がECRHプラズマと NBI プラズマでは大きく異なり,支配的な乱流が異なる可 能性がある.よって, ECRH プラズマと NBI プラズマを本 レビューではまずは別途議論することにした. 次の段階と してECRHプラズマとNBIプラズマの同位体効果を統一的 に理解することが必要となる.

3.2.2では ECRH プラズマにおいて運転パラメータ(プ ラズマ密度,加熱パワー)をスキャンして同位体効果のス ケーリングを導出するとともに運転パラメータをそろえた 輸送解析および乱流揺動の同位体効果について報告す る. 3.2.3では、Lモード的な NBI プラズマを対象に無次元 パラメータ(規格化ラーモア半径ρ*,規格化衝突周波数 ν*,規格化プラズマ圧力β)をそろえた次元相似プラズマ の同位体効果を報告する.軽水素プラズマと重水素プラズ マでρ*をそろえるためには,軽水素プラズマと重水素プラ ズマにおいて異なる磁場強度でのプラズマの運転が必要で ある.NBI プラズマにおいては磁場強度が異なる場合も加 熱吸収分布をそろえることができ, ρ*, ν* および β の空間 分布を一致させることができた. 3.2.2, 3.2.3は内部輸送 障壁の形成されていないLモード的なプラズマにおける同 位体効果について議論したのに対して3.2.4では、閉じ込 め改善モードである電子およびイオンの内部輸送障壁の同 位体効果について述べる. 3.2.2~3.2.4ではバルクのイオ ン種が軽水素または重水素であることに注目した実験、解 析結果であるのに対し、3.2.5では同位体効果の二次的な 効果として不純物イオンの軽水素プラズマ、および重水素 プラズマのイオンの熱輸送に与える影響について報告す る. 3.2.6では軽水素と重水素の混合プラズマにおける粒 子輸送について報告する. 混合プラズマの実験は重水素実 験で初めて可能となった.また,将来の核融合炉は重水素, 三重水素の混合プラズマで運転するため、混合プラズマの 知見は極めて重要である. 最後に、3.2.7でトカマクプラズ マを中心に展開されてきた同位体効果の研究に対する LHD実験の成果の意義,今後の同位体効果の研究に対する 指針を述べる.

なお、本論文で解説する内容の詳細については章末に記 した参考文献を参考にされたい.

3.2.2 ECRH プラズマにおける同位体効果

・はじめに

大出力ジャイロトロンを用いた電子共鳴加熱(ECRH) プラズマは加熱条件が磁場強度と電子密度のみで決まり, イオン種は加熱条件に影響を与えないため,同一条件下で 軽水素プラズマ,重水素プラズマの輸送特性を比較するの に適している.しかしながら,ECRHは加熱密度が大きく, 加熱位置によりプラズマの電子温度分布は大きく変化す る.よって,同位体効果の実験において,加熱位置を厳密 にそろえた注意深い実験条件の設定が必要となる.ECRH は真空容器へのアクセスが比較的容易であり,そのため, 将来の核融合炉では主力の加熱となる可能性がある.よっ て,将来の核融合炉の運転予測のためにもECRHプラズマ における同位体効果の理解は重要である.

・ECRH プラズマにおける TE の同位体効果

2017年の第19サイクル実験において電子密度および加熱 パワーを重水素において 0.6-3.9 MW,軽水素において 0.8-3.8 MW,線平均電子密度は重水素において $0.6-2.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 軽水素において $0.3-2.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の範 囲でスキャンして τ_E の比較を行い,回帰解析により下記の スケーリング則を得た[14].

$$\tau_{\rm E\,dia.ECH} \propto M^{0.22 \pm 0.01} \overline{n}_{\rm e}^{0.60 \pm 0.01} P_{\rm abs}^{-0.51 \pm 0.01} \tag{3}$$

Mはイオン質量数で軽水素プラズマはM = 1とし、重水素 プラズマではM = 2とした. \overline{n}_e は線平均電子密度、 P_{abs} は吸収パワーである.実験は磁気軸位置 3.6 m の内寄せ配 位で磁場強度は 2.75 T で実験を行った. \overline{n}_e および、 P_{abs} の依存性はジャイロボーム則の(1)式と近い値を示すが Mに対する依存性は異なり、正の指数となる.(3)式は 同じ \overline{n}_e 、 P_{abs} において重水素のほうが軽水素より16%閉じ 込めが良いことを示している.データセットにおいては、 最初の入射パスでの吸収効率が90%以上のショットを解析 対象にした.イオン比は軽水素プラズマ、重水素プラズマ において軽水素、重水素がそれぞれ80%以上、ヘリウム放 電洗浄にヘリウムの残留成分が10%以下である[14].現在 のところ、 τ_E の評価において蓄積エネルギーは反磁性ルー プより評価している.一部のデータはイオン温度計測のた めに短パルス(20 ms)のNBIを入射している.そのため, 反磁性ループの信号が高速イオンの影響を受けている可能 性がある.また,重水素のほうが炭素密度が高いことが分 かっており[15],今後,より精度のある r_Eの評価のため に電子およびイオン(H+,D+,主要な不純物である C6+)の密度分布,温度分布から評価した蓄積エネルギー および,イオンの密度比を考慮した実効的なイオン質量を 用いてスケーリング則を明らかにする必要がある.

ECHの接線入射方向を変えて r_Eを比較したところトロ イダル磁場と同じ方向に ECH を入射した Co 方向の入射 で、トロイダル磁場と逆方向に入射した Counter 方向の入 射より系統的に閉じ込めがよい結果が得られている[16]. Counter 方向入射では、プラズマの中心付近で電子温度が 平坦化[17]しており、これは中心領域の磁場のトポロジー がストキャスティックになったためだと考えられる。磁場 のトポロジーの変化にも同位体効果がある可能性があり、 実験と理論計算を通じた詳細な理解が望まれる.

・ECRH プラズマにおける局所輸送解析と乱流揺動

2018-2019年第20サイクルの実験ではより詳細な輸送解 析を行うために,運転条件をそろえた比較実験を行った. 密度が高い領域で屈折により加熱位置が変化することを避 けるため,屈折の効果が小さい154 GHz の第二高調波加熱 による比較実験を行った.

図1に比較の一例を示す[18]. 2 MW ECRH の加熱で $\overline{n}_e = 1.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$,および, $\overline{n}_e = 3.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ にそろえ た. $\overline{n}_e = 1.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ にそろえた場合は中心電子温度,イ オン温度に軽水素プラズマと重水素プラズマでほとんど差 がないが, $\overline{n}_e = 3.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ では、重水素プラズマではとんど差 がないが、 $\overline{n}_e = 3.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ では、重水素プラズマでは軽 水素プラズマより明確に高い中心電子温度の上昇が観測 された.このように、軽水素プラズマと重水素プラズマ の閉じ込め特性の違いは密度領域によって異なる. $\overline{n}_e = 1.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合は軽水素プラズマで $\tau_{\text{EECH}} = 0.192 \text{ s}$ 、重水素プラズマで $\tau_{\text{EdiaECH}} = 0.203 \text{ s}$ とな り、重水素プラズマで5%の改善であった.一方、 $\overline{n}_e = 3.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合は軽水素プラズマで



図1 軽水素放電と重水素放電の時間変化の比較(a-1), (b-1)線平均電信密度, (a-2), (b-2)中心電位温度, イオン温度, (a-3), (b-3) イオンスケール乱流揺動, (a-4), (b-4)電子スケール乱流揺動. 青線は軽水素放電, 赤線は重水素放電を示す (文献[18]より転載).

 $\tau_{\text{E dia.ECH}} = 0.243 \text{ s}, 重水素プラズマで \tau_{\text{E dia.ECH}} = 0.276 \text{ s} となり, 重水素プラズマで14%の改善であった[18].$

イオンスケール(波長がイオンのラーモア半径程度)の 乱流は二次元位相コントラストイメージング[19]を用いて $f=20\sim500$ kHz, $k=0.1\sim0.8$ m⁻¹の領域で計測し,電子ス ケール(波長が電子のラーモア半径程度)の乱流はマイクロ 波後方散乱[20]を用いて, f=20-500 kHz, $k=3\sim4$ mm⁻¹ の領域を計測した.イオンスケールの乱流は, $\overline{n}_e=1.7\times10^{19}$ m⁻³において,重水素プラズマの方が軽水 素プラズマより大きい.一方, $\overline{n}_e=3.2\times10^{19}$ m⁻³にお いて,重水素プラズマにおいて,揺動振幅が明確に減 少している.一方,電子スケールの乱流揺動は, $\overline{n}_e=1.7\times10^{19}$ m⁻³において,軽水素プラズマ、重水素プラ ズマで揺動振幅は同程度で, $\overline{n}_e=3.2\times10^{19}$ m⁻³において重 水素プラズマと重水素プラズマにおいて乱流のスケール により乱流の同位体効果が異なることが明らかになった.

図2に $\overline{n}_e = 1.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ における分布の比較を示す. 図2に示すように電子温度,イオン温度,電子密度,プラ ズマ圧力は軽水素プラズマと重水素プラズマでほとんど差 がなく,パワーバランス解析で評価した χ_e の実験値にも差 がない.一方, χ_i は重水素プラズマでは,全ての空間領域 で軽水素プラズマより低い値となる.ECRH プラズマにお いて外部からのイオン加熱はなく,熱エネルギーの等分配 則にもとづき,温度の高い電子から温度の低いイオンへの 熱の流れがイオンの加熱源となる.熱エネルギーの等分配 則による加熱パワー (Equipartition heating; P_{ei}) は次式で 示される.

$$P_{\rm ei} = \frac{Z_{\rm i}^2 n_{\rm e}^2}{m_{\rm i} T_{\rm e}^{\frac{3}{2}}} (T_{\rm e} - T_{\rm i}) \tag{4}$$

 z_i はイオンの価数, n_e は電子密度, m_i はイオン質量, T_e

は電子温度,T;はイオン温度を示す.

軽水素および重水素プラズマにおいて図2のように, n_e, T_e, T_i が等しければ(4)式に示すように P_{ei} は m_i に反 比例するので P_{ei} は重水素において軽水素の1/2倍となる. それにもかかわらず T_i は同程度であるため,その結果 χ_i は全空間領域において重水素プラズマの方が低くなる.イ オンスケールの乱流揺動振幅を電子密度で規格化した乱流 揺動レベルは規格化位置(ρ)<0.9において重水素プラズマ の方が大きい.GSRAKE[21]により評価した新古典輸送係 数には明確な違いはなかった.

図3に、 $\overline{n}_{e} = 3.2 \times 10^{19} \, \text{m}^{-3}$ における分布の比較を示 す.図3(a)に示すように重水素プラズマにおいて $\rho < 0.8$ において明確な温度上昇を観測した.図3(b)に示すよう に電子密度は重水素プラズマでより強いホローな密度分布 となる.実験値の χ_e は $\rho < 0.6$ においては重水素の方が Te が高いにもかかわらず,軽水素プラズマ,重水素プラズ マともに同程度である.また、重水素プラズマのρ<0.6 においてxeは新古典値と同程度であり,重水素プラズマに おいて異常輸送成分が減少していることがわかる. $\rho = 0.6 \sim 0.9$ では重水素プラズマの方が χ_e は低い値とな る. χ_i はが全空間領域で $\overline{n}_e = 1.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合と同様に 重水素プラズマの方が低い値となる.また、図3(f)に示す ように揺動レベルは重水素プラズマの ρ < 1 において明確 に低減している. 乱流のレベルが減少する ρ = 0.7 において ジャイロ運動論による乱流の線形成長率の比較したとこ ろ,軽水素プラズマでは ITG が不安定であるが,重水素プ ラズマでは線形的にITG, TEMともに安定であった [18]. これは重水素プラズマにおいて ITG, TEM が安定 化する物理機構が存在していることを示唆している. LHD の実験領域では ITG および TEM はホローな密度分布が強 くなると成長率が低減することが理論的に示されいる [22]. この理論計算は図3(b),(f)を定性的に説明でき





図3 *n*_e = 3.2×10¹⁹ m⁻³ における (a) 電子温度,イオン温度,(b) 電子密度,(c) プラズマ圧力,(d) 電子熱伝導係数(*x*_e),(e) イオン熱伝 導係数(*x*_i),(f) イオンスケール乱流揺動レベルの小半径方向空間分布(文献[18]より転載).

る.重水素プラズマで分布がよりホローになるのは電子温 度が高く,その結果,新古典輸送から導かれる温度勾配に よる密度の掃き出し効果が強くなることが可能性として考 えられる[18].

・ECRH プラズマにおける粒子輸送

図3(b)に示すように同じ \overline{n}_{e} , P_{abs} において軽水素プラ ズマ、および重水素プラズマの密度分布に明確な差があ る.図3(b),(f)は密度分布の変化が乱流の飽和レベルに 影響を及ぼしていることを示唆しており、粒子輸送の同位 体効果は乱流駆動の熱輸送の同位体効果を理解するために も重要である. 粒子輸送の同位体効果を検証するために, まずは、巨視的な粒子閉じ込め時間の比較を行った. ECRH プラズマにおいて粒子ソースは外部からのガス入射 による燃料供給と真空容器壁からの軽水素, 重水素, ヘリ ウム分子, 原子の放出によるリサイクリングによる. これ ら粒子ソースの定量評価は困難であるが各トロイダルセク ションに設置したプラズマ中心を通過する視線における Ha, Da, HeIの発光強度を用いて粒子ソースの総量を概算 した. これら発光強度が閉じ込め領域の電子の粒子ソース を反映していると仮定し、定常状態において線平均電子密 度(n_e)の発光強度(S)に対する比から粒子閉じ込め時間を $\tau_{\rm p} = \overline{n}_{\rm e}/S$ として評価し、下記のスケーリング則を得た[14].

$$\tau_{\rm Parce} \propto M^{-0.33 \pm 0.02} \overline{n}_{0.52 \pm 0.02} P^{-0.69 \pm 0.02} \tag{5}$$

 \overline{n}_{e} , P_{abs} の指数は, (3)式の $\tau_{Edia.ECH}$ と近い値を示すが, Mの指数は大きく異なり負の値となっている.同じ \overline{n}_{e} , P_{abs} において重水素のほうが軽水素より20%悪いことを示 している.これは, τ_{E} が重水素で軽水素より16%良いとい う結果と異なっており,巨視的なエネルギー閉じ込めと巨 視的な粒子閉じ込めでは同位体効果が異なることを示して いる.粒子輸送のより詳細な解析は密度変調実験により 行った[18,23].それによれば, $\rho = 0.6$ では衝突周波数の 増大に伴い,重水素プラズマにおいて軽水素プラズマより 拡散係数が低くなるが, $\rho = 0.9$ では衝突周波数の増大に伴い、重水素プラズマにおいて軽水素プラズマより拡散係数 が高くなる傾向があり、粒子輸送の同位体効果は空間領域 においても異なる可能性を示している[18].

・結論

運転パラメータで記述したスケーリングでは同じne, P_{abs} において、 τ_{E} は軽水素プラズマより重水素プラズマの 方が16%程度よいという結果を得た.しかしながら、熱輸 送の違いは密度領域により異なる.低い密度領域ではほと んど差がないが、高い密度領域では明確な差を見出した. この違いにおいて Pei がイオン質量に反比例することが重 要な役割を果たしている.重水素では軽水素より Pei が小 さくなるため、同じトータル加熱パワーでも重水素の方が 電子加熱パワーが大きくなり、電子温度が上昇するのは不 思議ではない.ただし,LHD では Pei の寄与が大きい密度 が高い領域で重水素プラズマにおいて密度揺動レベルの明 確な低減が観測されており、また、χe が新古典輸送と同程 度の値となるため、重水素プラズマにおいて乱流駆動輸送 の低減による閉じ込め改善効果が存在すると考えられる. ASDEX-UでもECHプラズマにおいて重水素プラズマにお いて軽水素プラズマよりエネルギー閉じ込めがよいことが 報告されている.しかし、電子およびイオンの熱伝導係数 はイオン種を変えないモデルで軽水素、重水素ともに再現 できるとしており、乱流駆動輸送の低減による閉じ込め改 善はない[6]と報告されており、LHDにおいて乱流駆動輸 送の減少を示す結果と対照的である.カギとなるのは密度 分布の変化で今後より詳細な粒子輸送の解析を進める予定 である.

イオンの熱輸送は全空間領域で重水素プラズマにおいて 軽水素プラズマより低減している. ASDEX-U においては 軽水素プラズマにおいて P_{ei} によりイオン加熱が重水素プ ラズマより大きいため、イオン熱輸送の power degradation によると解釈されている. LHD においても ECRH プラ ズマにおけるイオン熱輸送の同位体効果についても今後さ らなる研究が必要である.

3.2.3 NBI プラズマにおける同位体効果

・はじめに

NBI 放電の軽水素プラズマ、重水素プラズマの比較にお いて規格化ラーモア半径ρ*,規格化衝突周波数ν*,規格化 プラズマ圧力βをそろえた次元相似実験を行った.現在の ところイオンITBが形成されないLモード的放電を解析対 象としている、次元相似実験は元来、将来の核融合炉での 性能を予測するために行われてきた[24]. これは次元を持 つ物理量を次元を持つ変数で表現する方程式は、無次元変 数を用いて方程式と次元が物理量に一致するためのべき乗 の係数との積で表現することができ、両者の方程式は質的 に同じ(方程式の係数は異なるが同じ関数形)であるとい うバッキンガムの定理に基づく. トカマクにおいてプラズ マのサイズ, 運転パラメータ (密度, 磁場強度, 加熱パワー などの次元を持つパラメータ)が異なるが、無次元パラ メータをそろえれば規格化した閉じ込め時間、輸送係数が 等しくなることが示されている[24]. これは、対象とした プラズマが次元パラメータは異なるものの, 無次元パラ メータをそろえれば輸送、および不安定性を支配する物理 は共通であることを意味している. その結果, 次元相似が 成り立つのであれば現在稼働している装置の実験結果から 無次元パラメータが一致する将来の核融合炉における閉じ 込めの予測を行うことが可能となる.これは,風洞実験で 模型の航空機の空力性能から実機の空力性能を予測するこ とと類似している.一方,次元相似実験を同位体効果に適 用した場合,輸送物理の相似性,すなわち規格化した閉じ 込めの指標が等しくなるか否かを明らかにし,軽水素,重 水素ともに共通な物理で説明できるかどうかを判定するこ とができる.

LHDでは無次元パラメータ (規格化イオンラーモア半径 ρ^* 規格化衝突周波数 ν^* 規格化プラズマ圧力 β)を軽水素プ ラズマ,重水素プラズマで一致させた次元相似実験を2017 年度より開始した[25].解析対象としたプラズマのイオン 比は軽水素,重水素プラズマにおいてそれぞれ軽水素,重 水素イオンが90%以上,放電洗浄による残留ヘリウムが最 大で10%程度である.

・NBI プラズマにおける reの同位体効果

NBI プラズマの次元相似放電のデータベースにおいてプ ラズマの温度,密度分布から蓄積エネルギーを求め τ_E を評 価した.運転パラメータに関しては下記のスケーリング則 を得た[25].

$$\tau_{\rm E}^{\rm scl} = 0.072 M^{0.00 \pm 0.02} B^{0.84 \pm 0.02} \overline{n}_{\rm e}^{0.76 \pm 0.01} P_{\rm obs}^{-0.87 \pm 0.01} \quad (6)$$

ジャイロボーム拡散のスケーリングである(2)式と比較す るとBの指数は同程度, *π*_eの指数, *P*_{abs}の指数の絶対値は ジャイロボーム則より大きい.同位体効果で重要な*M*への 依存性であるが負の指数を持つジャイロボーム則に対して (6)式は指数がゼロとなり,イオン質量への依存性を持た ない. ECH放電のスケーリング則である(3)式と比較する と *n*_e の指数, *P*_{abs} の指数の絶対値が(6)式の方が大きい. また, ECH では M の指数は正であることが異なる.

 $r_{\rm E}$ をイオンサイクロトロン周波数 $\Omega_{\rm i}$ で規格化したエネ ルギー閉じ込め時間 $\tau_{\rm E}\Omega_{\rm i}$ は、ボーム拡散またはジャイロ ボーム拡散であるかを識別するために有用である。ボーム 拡散の場合は $\tau_{\rm E}\Omega_{\rm i} \propto \rho^{*-2}$ となり、ジャイロボーム拡散の場 合は $\tau_{\rm E}\Omega_{\rm i} \propto \rho^{*-3}$ となる。LHDにおける NBI加熱プラズマ の次元相似放電のデータベースからは $\tau_{\rm E}\Omega_{\rm i}$ について下記 のようなスケーリング則を得た[25].

$$\tau_{\rm F} \Omega_{\rm I} \propto M^{0.99} \rho^{*-3} \nu^{*0.19} \beta^{-0.30} \tag{7}$$

(7)式は ν^* , β に対する依存性は弱く ρ^{*-3} に比例するという明確なジャイロボーム的な依存性を持つ.軽水素プラズマのデータベースから導出した国際ステラレータースケーリング2004(International Stellarator Scaling 2004; ISS04)はジャイロボーム的な特徴を持つことが示されている [26].しかしながら,(7)式はジャイロボーム的な特徴である ρ^{*-3} 依存性に加えて $M^{0.99}$ という依存性も持つことに特徴がある.即ち,巨視的なエネルギー閉じ込めは純粋なジャイロボームでなくジャイロボームにイオン質量の正の依存性を併せ持つということが明らかになった.

・NBI プラズマにおける局所輸送解析

 ρ^* , ν^* , β をそろえるには磁場強度は軽水素プラズマに 対して重水素プラズマで $M^{3/4}$ 倍,密度は M 倍,温度は \sqrt{M} 倍にする必要がある. M はイオン質量数であり軽水素 で1,重水素で2 であるため,これらのファクターはそれ ぞれ 1.68, 2, 1.41 となる. **図4** に次元相似放電の一例を示 す. 図に示すようにすべての空間領域で分布形状および無 次元量 ρ^* , ν^* , β を一致させることができた.

図5に図4におけるパワーバランス解析の結果を示す. 熱伝導係数 χ (= χ_e, χ_i) は $a^2 \tau_E$ に比例し,同じサイズのプ ラズマでは1/ τ_E に比例するため, τ_E の規格化 $\tau_E \Omega_i$ に対応さ せて $\tau_E \Omega_i$ なる規格化を行った. χ/Ω_i は,純粋なジャイロ ボーム拡散では ρ^{*3} に比例するが,ここでは図5に示すよ うに ρ^* は軽水素プラズマ,重水素プラズマで等しいため, 純粋なジャイロボーム拡散では χ/Ω_i は一致するはずであ る.しかしながら,実験結果は図5に示すように評価のエ ラーを考慮しても電子チャンネル,イオンチャンネルとも に重水素プラズマの規格化輸送係数が軽水素プラズマの輸 送係数より低くなることがわかった.

図 6 (a) に $\rho = 2/3$ における規格化した熱伝導係数の軽水 素と重水素の比の衝突周波数依存性を示す.無次元パラ メータに対するスケーリング則(7)式より ρ^* , ν^* , β が等 しい条件下において次式を得る.

$$\frac{\chi}{\Omega_{\rm i}} \propto \sim M^{-1} \tag{8}$$

よって,

$$\frac{\chi^{\rm D}/\Omega_{\rm D}}{\chi^{\rm H}/\Omega_{\rm H}} \cong \frac{M_{\rm H}}{M_{\rm D}} = 0.5 \tag{9}$$

となる. 図6(a)に示すように電子チャンネルの規格化熱



図 4 軽水素と重水素放電における次元相似放電の小半径方向空間分布(a)電子温度,(b)イオン温度,(c)電子密度,(d)規格化ラーモア 半径,(e)規格化衝突周波数,(f)規格化プラズマ圧力(文献[25]より転載).





伝導係数の比はすべての実験領域において 0.5 付近の値と なるが、イオンチャンネルは規格化熱伝導係数の比はν* の増加ともに増加する.これは、軽水素プラズマに対する 重水素プラズマのイオン熱輸送の改善の度合いがν*の増 加とともに劣化することを示している.

しかしながら、重水素プラズマにおけるイオンチャンネ ルの相対的な閉じ込め劣化が明確な $\nu^* > 0.2$ において 図6(b)に示すように重水素プラズマでは $q_e/q_i = 1 - 1.5$ であるが、軽水素プラズマでは $q_e/q_i - 2$ であり、軽水素プ ラズマにおいて電子チャンネルがより主要な輸送チャンネ ルとなっている.よって、軽水素プラズマと重水素プラズ マの輸送全体を比較する場合、 $\nu^* > 0.2$ においても電子 チャンネルの輸送特性が支配的となる.その結果、輸送全 体としては $\chi_e(\Omega_i$ の比が0.5となる図6-(a)に示した電子 チャンネルの特性が支配的となり、重水素プラズマの方が ジャイロボーム予測より低減した輸送となる.

・結論

内部輸送障壁の形成されないLモード的なNBI加熱プラ ズマにおいて運転パラメータで記述したスケーリングでは τ_Eはイオン質量に対して依存性を持たないことが明らかに



図6 次元相似の比較ショットペアの(a)規格化輸送係数の D/H 比および(b)軽水素,重水素放電の電子とイオン熱流束の 比(文献[25]より転載).

なった.ただし、無次元パラメータ ρ^* 、 ν^* 、 β およびイオ ン質量 M を用いた規格化したエネルギー閉じ込め時間 $\tau_E \Omega_i$ は ρ^{*-3} に比例するというジャイロボーム的な特徴を 持ちながら、それに加えて M に対して正の依存性を持つ. その結果、重水素プラズマにおいてジャイロボーム予測よ り良い閉じ込め特性を持つ.また、巨視的な τ_E の解析から 導出されたMに対する依存性は、局所輸送解析と矛盾しな いことが示された.

JET において、炭素壁[27]、およびダイバータをタング ステン、真空容器壁をベリリウムコーティングした ITER と同様な真空壁(ITER like wall;ILW)[8]における軽水素 プラズマおよび重水素プラズマの次元相似実験が行われ た.その結果、炭素壁、ILWの双方において規格化した輸 送係数がエラーバーの範囲内で一致することが報告されて いる.これは、LHDのエラーバーを考慮したうえで規格化 輸送係数が軽水素プラズマと重水素プラズマで異なるとい うLHDの結果と対照的な結果である.LHDとJETの結果 の違いについては、閉じ込め磁場構造の違いにより、輸送 を支配している物理機構が異なる可能性もあるが、実験パ ラメータが異なることによる可能性もある.LHDのデータ ベースは電子加熱が強い負イオン源を用いたNBIであ る.その結果すべての空間領域で $T_e > T_i$ となる.一方、 JETの加熱はイオン加熱が主となる正イオン源を用いた NBIであり、 $T_e ~ T_i$ となる.これら、電子とイオンの温度 比に対する影響についてはLHDにおいても今後、実験 データを取得し、解析を進めていく予定である.

3.2.4 ITB プラズマの同位体効果

・はじめに

内部輸送障壁(Internal Transport Barrier; ITB)は、 トーラスプラズマのコア領域で比較的局所的に輸送改善が 起こることで温度や密度の急峻な勾配が形成される現象で ある.ヘリカルプラズマでは、イオン温度、電子温度、密 度の輸送障壁は、同時には形成されず、異なるプラズマパ ラメータ領域において単独で形成される[28,29].この点 は温度、密度の輸送障壁が同時に形成されるトカマクプラ ズマの ITB と異なる特徴である.

本節では、電子 ITB プラズマの遷移現象、イオン ITB の閉じ込め改善度、および、熱輸送解析に関して LHD の重 水素実験で明らかになった水素同位体効果について紹介す る.

・ 電子 ITB の 遷移

低密度のプラズマに対して高いECRHパワーで中心電子 加熱を行うと、電子温度プロファイルにITBが形成され る.電子ITBの内部では正電場が形成され、外部では負電 場が形成されるため、この強い電場シアによりITB付近で 乱流を低減すると考えられている[28].電子ITB形成に 対する同位体効果を明らかにするため、モジュレーション ECRHを用いた熱輸送の摂動解析を行った.密度が高い領



図7 ECRH変調時の温度勾配変化(上)および局所輸送による熱 拡散係数(下)の線平均密度依存性.重水素プラズマ,軽水 素プラズマ,重水素一軽水素混合プラズマの比較(文献 [30]より一部修正して転載).

域では、ECRH 入射時の温度勾配の変化 $-\delta \nabla T_e$ (図7上 図)は密度に依らず一定となる。一方で密度がある閾値よ り低くなると摂動的に電子ITBが形成され、 $-\delta \nabla T_e$ が重水 素,軽水素ともに急速に上昇する。電子ITBが形成される 閾値密度は軽水素プラズマより重水素プラズマにおいて高 い.即ち、重水素プラズマで電子ITBへの遷移が起こりや すいことが示された[30].

モジュレーション ECRH に伴う熱流束の変化の中で,勾 配と共に遅い時間スケールで発展する成分は局所拡散モデ ルでよく表される. **図7**下図は局所熱拡散係数 χ_e^{Slow} を表 す.電子 ITB が形成されていない領域では, χ_e^{Slow} は電子温 度勾配の上昇に対応して低減し,重水素および軽水素プラ ズマで同様のスケーリングに従うことがわかった(**図7**下 図の点線).一方電子 ITB 形成時には, χ_e^{Slow} の値がこのス ケーリングから外れて不連続的に減少することがわかった [30].局所拡散係数の閉じ込め改善状態への遷移が起こる 閾値密度に,顕著な同位体効果が現れることがわかった. 一方熱流束で,勾配の変化に比べ速いスケールで変化する 成分(輸送ヒステリシス成分[31,32])に,イオン同位体質 量による違いは見られなかった[30].

・イオン ITB 強度の定量化と同位体効果

LHDにおけるイオン ITB は、垂直入射 NBI によるイオ ン加熱が電子加熱と同レベルまたは上回るような放電で中 心付近に大きなイオン温度勾配が形成される現象である. イオン ITBを用いた高イオン温度領域拡大は、LHD実験の 重要課題の一つとして精力的に研究され、壁のリサイクリ ング低減や不純物効果による熱輸送の改善を利用したイオ ン ITB 形成促進シナリオが報告されている[17].ここで は、純粋に水素同位体効果を議論するために、壁条件等の 放電条件を極力揃え、イオン種純度の高い(不純物効果が ほとんど効かない)プラズマの比較を議論する.不純物輸 送に対する同位体効果は本章 5 節で別途議論される.

イオンITBはイオンの熱輸送がイオン加熱の増加に伴い 連続的に変化するため明確な遷移が見られない.そのた め、イオンITB強度の定量評価法を提案し、重水素プラズ マと軽水素プラズマのイオンITBの形成条件を比較す る.まず初めに、LHDにおける通常の閉じ込め(イオン ITBがない)プラズマの熱輸送は、正の温度依存性を持つ と仮定する.具体的には、イオン熱輸送係数の温度依存性 を、

$$\chi_{\rm i} \propto T_{\rm i}^{\alpha}, \quad \alpha = 1 \sim 1.5$$
 (10)

と定義し、イオン ITB プラズマは、この熱輸送特性からの 逸脱した輸送状態と定義する.実験で得られた典型的なイ オン温度分布を、図8に示す.ITBの有無によりコア領域 のイオン温度分布が大きく異なることがわかる.通常の閉 じ込め状態では、温度が高い中心付近で熱輸送が大きくな るため平坦な温度分布となる.一方、イオン ITB プラズマ では、コア領域にも大きな温度勾配が形成されることがわ かる.コアと周辺の温度勾配の比によりイオン ITB 形成を 判定することも可能である[33].この2つの閉じ込め状態 を定量的に比較するために、ITB の強さを定量化する手法



図8 イオン ITB 形成があるプラズマと無いプラズマの典型的な イオン温度分布. 点線は,周辺部(規格化小半径>0.6)の温 度分布から熱輸送係数の温度依存性をもとに内挿した温度 分布(文献[34]より一部修正して転載).

が開発された.まず周辺部(規格化小半径>0.6)のイオン 温度分布に対して χ_i ∝ T_i を仮定して, 中心まで外挿したイ オン温度分布 (T_{i}^{ref}) を作る.次に,分布利得係数 (G_{10}) を 実際のイオンエネルギーと T_i^{ref} 分布から得られるイオンエ ネルギーの比と定義する[34]. この手法で得られた T_i^{ref} 分布と分布利得係数を図8に示す.通常閉じ込め状態で は、G_{1.0} = 1.01 となる一方、イオン ITB 形成プラズマでは G_{1.0} = 1.47 となる.この分布利得係数を用いて、イオン ITB プラズマの水素同位体効果の評価が行われた[35]. 図9に、重水素プラズマと軽水素プラズマの放電に対する 分布利得係数の密度依存性を示す. これまで通常の閉じ込 め状態であると考えられていた高密度領域では一様に G_{1.0}~1となっている.即ち,(10)式で定義した通常閉じ 込め状態の輸送モデルは妥当であることが分かる.一方, 低密度領域では、イオン種に依らず分布利得係数の増加が みられ、イオンITBが形成されていることがわかる.また、 重水素プラズマではより大きな分布利得係数の増加が得ら れていることから、より強いイオン閉じ込め改善が実現さ れていることがわかる. イオン種により磁場配位依存性が 異なることも見られている.特により内寄せ配位で,同位 体効果が強調される傾向がみられた.

・イオン ITB の輸送解析と非線形シミュレーション

次に,パワーバランス熱輸送解析に基づく水素同位体効 果の解析について議論する.軽水素プラズマと重水素プラ ズマは,それぞれ軽水素ビーム,重水素ビームで加熱され るため,電子加熱とイオン加熱比を完全に揃えることはで きない.そのため,密度と加熱パワースキャンによるデー タベースから線平均密度とイオン加熱パワーが同じ放電を 選び,詳細な熱輸送解析を行った[36].密度とイオン加熱 パワーを揃えたため,熱輸送の違いは,イオン温度分布と して現れる.本実験で比較した軽水素プラズマと重水素プ ラズマの温度分布と熱輸送係数の空間分布を図10に示す. 重水素プラズマの方が高いイオン温度が得られていること がわかる.熱輸送係数も重水素プラズマの方が小さく,イ オンエネルギーの閉じ込めが2倍程度よくなっていること がわかる.

(7)式からも明らかなように,通常のLHDの輸送は, ジャイロボーム則が閉じ込め特性を良く説明することが明 らかになっている.このジャイロボーム則で規格化された



図9 (a)重水素プラズマ,及び(b)軽水素プラズマの分布利得係 数の密度依存性.磁場配位(真空磁気軸位置)依存性を示 す(参考文献[35]より転載).



 図10 線平均密度 (n_{e_bar} = 1.3 × 10¹⁹ m⁻³)とイオン加熱パワーが 等しいプラズマの (a) イオン温度分布,及び (b) 熱輸送係数 の小半径分布. 点線は、ジャイロボーム則 (x_{GB} = (ρ_i² v_{th}/R_{ax}) で規格化したイオン熱輸送係数(参考文献[36]より一部修 正して転載).

熱輸送係数を図10(b)に点線で示している.この比較では, ジャイロボーム則の持つ質量依存性のため,重水素の良好 な閉じ込め特性はより強調される.ジャイロボーム則で規 格化された熱輸送係数分布は,コア領域で周辺より1桁程 度小さくなっているが,これがイオンITB形成の特徴であ る.重水素プラズマでは,イオンITB形成がより顕著に なっていると理解することができる.

この2つのプラズマに対してジャイロ運動論に基づく線 形計算[22]および,非線形輸送計算が行われた[36].図11 にその結果を示す.軽水素プラズマのイオン熱輸送レベル は,実験値より大きいが,計測データの不確定性を想定し て規格化イオン温度勾配を20%程度下げた場合には,ほぼ 実験値を再現する.この計算においては,重水素プラズマ のイオン熱輸送レベルは,軽水素より30-40%程度低減し ており,実験観測されたイオン熱輸送低減レベルと整合す



図11 (a) GKV を用いた非線形ジャイロ運動論シミュレーション による規格化イオン熱輸送の時間変化.(b) ゾーナルフ ローのエネルギー比率の時間変化(参考文献[36]より一部 修正して転載).

る結果が得られた.イオン温度勾配モードが不安定化した 乱流が熱輸送を支配するが,重水素プラズマでは,乱流輸 送を抑制する帯状流が軽水素プラズマに対して30%程度大 きく励起され,加熱の違いに起因する分布勾配の変化によ るイオン温度勾配モードの安定化効果と相まって,結果的 に熱輸送が低減していることがこの数値計算から示され た.

・まとめと展望

電子 ITB においては,重水素プラズマでより高い電子密度で電子 ITB に遷移することがわかった.また,イオン輸送の改善度を評価するために新たに定義した分布利得係数を用いて,軽水素プラズマと重水素プラズマを比較したところ,重水素プラズマにおいてより高い分布利得が得られ,より高い密度でイオン ITB が形成された.このように異なる熱輸送改善現象に,同様の傾向がみられたことは,同位体効果の普遍的性質の可能性の観点から大変興味深い.

これまでの軽水素プラズマ実験では、イオン ITB プラズ マは、乱流輸送が改善することによりコア領域で熱輸送が 改善すると理解されてきた.重水素プラズマでは、さらに 帯状流による乱流輸送抑制効果がより顕著になることで、 水素同位体効果が発現する可能性を指摘した.この研究で は、複合的効果と考えられる同位体効果のひとつの側面を 切り出すことができたと考えている.イオン ITB プラズマ に対する同位体効果の研究は、イオン ITB 形成のメカニズ ムを明らかにする視点からも重要になると考えられる.

3.2.5 不純物輸送

・はじめに

熱輸送の同位体効果を調べる際に見過ごしてはならない 点は,不純物の振る舞いの違いによる熱輸送の差である. 大型ヘリカル装置において,不純物が熱輸送に与える影響 が大きいことはよく知られている.LHD実験における炭素 ペレット入射は高イオン温度を達成するシナリオの一つで ある.この放電シナリオでは,不純物ホール形成や熱輸送 低減に最適な炭素不純物密度比の同定など,不純物輸送と 輸送の関係が高精度に調べられ,かなり良く理解されてい る.そのため,炭素不純物が熱輸送に最も明確に影響する この放電シナリオを対象に,炭素ペレットを用いて不純物 輸送に対する同位体効果を調べる実験を行った.その結 果,軽水素プラズマと重水素プラズマにおける不純物の振 る舞いには明らかな差があり,それがイオン熱輸送の差も 生じさせている可能性が高いことが明らかになった.

・炭素不純物分布とイオン温度分布の同位体による差

炭素密度の分布は、荷電交換分光で得られた炭素ライン の強度分布と、ビームの減衰を計算して求めたビーム密度 分布から求められる.ここでは、軽水素ビームで加熱され たプラズマを軽水素プラズマ、重水素ビームで加熱された プラズマを重水素プラズマという.ビームの発散や減衰は ビームの同位体種で異なるために、炭素密度の分布を計測 するには正確なビーム粒子密度の計算が要求される[37].

軽水素プラズマと重水素プラズマにおいて、炭素ペレット入射後のイオン温度と炭素密度の分布との関連を調べた 結果を図12に示す、炭素ペレット入射後(4.57秒)は中心炭 素密度が4×10¹⁷m⁻³(バルクプラズマの5%程度)に増加 する.その後、炭素密度は急速に減少して0.4秒後には一桁 近く下がる、イオン温度は炭素密度の減少と共に上昇し、 重水素プラズマでは9keVに達するが、軽水素プラズマで は7keVにとどまる、軽水素プラズマと重水素プラズマに おいて、重水素の方が炭素密度の減少がゆるやかであるも のの、炭素の量には大差がない、一方、内部輸送障壁の内 側(r_{eff}/a₉₉ < 0.5-0.55)の炭素密度勾配に注目すると、軽



図12 軽水素プラズマの(a)イオン温度(b)炭素密度と重水素プラ ズマの(c)イオン温度(d)炭素密度の空間分布(文献[38]より転載).

水素プラズマでは勾配が正(ホロー分布)となっているが, 重水素プラズマの方は勾配が負(ピーク分布)になり大き な違いがある[38].

・炭素不純物輸送の同位体による差

この軽水素プラズマと重水素プラズマの炭素密度分布の 違いは、不純物輸送係数(拡散係数と対流速度)の違いに よると考えられる.炭素ペレット入射後の炭素密度分布の 変化(密度減少),すなわち粒子束と勾配の関係から輸送 係数を導いた結果を図13に示す.拡散係数については、重 水素プラズマの方が軽水素プラズマに比ベ小さい.一方対 流速度は、ともに正(外向き)であるが、重水素プラズマ の対流速度は軽水素プラズマに比べかなり小さい[39].特 に重水素プラズマでは中心近傍の対流速度はほぼゼロに なっている.重水素プラズマで観測されたゆっくりした密 度減少は、拡散係数と対流速度の両方が小さいことが原因 である事がわかった.

・炭素不純物勾配の熱輸送への影響(2次的同位体効果)

内部輸送障壁内での炭素不純物の勾配を評価する指標と して、磁気軸における炭素密度と内部輸送障壁のフットの 炭素密度の比をピーキング係数として定義した. ピーキン グ係数が1以下であれば密度勾配は正,1以上であれば密 度勾配は負となる.図14(a)に中心イオン温度とピーキン グ係数との関係を示す.同一のピーキング係数に対して, 重水素プラズマと軽水素プラズマの中心イオン温度に差は ない.重水素プラズマの中心イオン温度が高いのは,炭素 密度勾配が負になっているのが原因と考えられる.

軽水素プラズマと重水素プラズマでの最高イオン温度達 成の時刻において,輸送解析を行ったものが図14 (b)であ る.イオンの熱輸送係数に差が現れるのは,炭素密度勾配 の正負に違いが現れるコア部 ($r_{eff}/a_{99} < 0.4$)であることが わかる.ピーキング係数は軽水素プラズマでは0.4で $r_{eff}/a_{99} < 0.4$ においてホロー,重水素プラズマでは0.4で $r_{eff}/a_{99} < 0.4$ においてピーキングしている.炭素密度勾配 の正負が乱流の成長率に大きな影響を持つことはかなり前 から理論的に予測されていた[40].最近のジャイロ運動論 によるシミュレーションではホローな炭素密度分布(規格



図13 軽水素プラズマと重水素プラズマの炭素不純物の拡散係数 と対流速度(文献[39]より転載).

化勾配 $R/L_{nc} < 0$ の場合, R; プラズマ主半径, L_{nc} ; 炭素 イオンの勾配長, $L_{nc} = (-\nabla n_c/n_c)^{-1}$) がイオン勾配不安定 性(ITG モード)を不安定して, イオンの熱輸送を増加さ せることが示されている[41,42].

このシミュレーション計算で重要な物理量は,規格化炭 素密度勾配 *R*/*L*_{nc} である.図15に軽水素プラズマと重水素 プラズマのイオン熱拡散係数の炭素密度分布の規格化勾配 依存性を示す.LHD の実験では,規格化勾配 *R*/*L*_{nc} の絶対 値が5を越えて (*R*/*L*_{nc} < -5),炭素イオンのホロー度が より強くなると図15に示すように同位体種に関わらず(軽 水素プラズマでも重水素プラズマでも)熱拡散係数が急激 に大きくなることが明らかになり,上記の理論予測と定性 的に一致する.一方,規格化炭素密度勾配がプラスの場合 (ピーク分布)には,熱拡散係数の緩やかな上昇が見られて いるが,マイナスの場合に比べ顕著ではなく,その精度に ついては,今後さらに研究する必要がある.

・結論

軽水素プラズマと重水素プラズマの不純物輸送の差が明 確に存在し、その結果として不純物密度分布やその時間発



図14 軽水素プラズマと重水素プラズマの(a)中心イオン温度の 炭素密度ピーキング係数依存性と(b)イオン熱拡散係数の 空間分布(文献[38]より転載).



図15 軽水素プラズマと重水素プラズマのイオン熱拡散係数の炭 素密度分布の規格化勾配依存性(文献[38]より転載).

展の違いとして観測されている. さらに、炭素密度勾配の 正負という違いは、2次的な影響として熱輸送の差を生じ させている可能性がある. イオンの熱輸送を決定する要因 はイオンの質量のみならず、不純物の影響、リサイクリン グの影響等、物理機構が多彩である. それ故に、同位体効 果に関する輸送研究(いわゆる軽水素プラズマと重水素プ ラズマの比較研究)では、観測された熱輸送の差が質量差 による1次的な影響か、それとも2次的な影響かを調べる 必要がある. 熱輸送・運動量輸送・粒子輸送・不純物輸送 は相互に影響を及ぼすので、同位体効果を粒子・運動量・ 熱輸送毎に独立に理解しようとするアプローチには注意が 必要である. この実験は、イオンの熱輸送における2次の 同位体効果の重要性を指摘したという点において、新しい 同位体効果の研究の方向性を示している.

3.2.6 同位体混合プラズマ

・はじめに

単一種のプラズマ(軽水素プラズマまたは重水素プラズ マ)では、不純物が多いプラズマを除けば準中性化条件の ために、イオン密度分布と電子密度分布が同じ形状とな り、イオンの拡散係数と電子のイオンの拡散係数、イオン の対流速度と電子の対流速度は等しくなる.これを粒子輸 送の縮退と呼ぶ.同位体混合プラズマ(水素と重水素から なるプラズマ)は、単一種のプラズマと異なり、イオンと 電子の粒子輸送の縮退が解ける.したがって、同位体混合 プラズマで実験を行うことで、初めて電子の粒子輸送とイ オンの粒子輸送を分離して扱うことができるようになる. これは、イオンの熱輸送係数と電子の熱輸送係数を分離し て評価するには、電子とイオンのエネルギー交換(衝突に よる温度緩和)が十分小さい低衝突領域のプラズマでの実 験が必要なことと似ている.

イオンの粒子拡散が電子の粒子拡散に比べて小さい時に は、水素と重水素はその粒子補給の場所の違い(中心粒子 補給か周辺粒子補給)で異なる分布を取ることができる. 一方、イオンの粒子拡散が電子の粒子拡散に比べて大きい 時には、水素と重水素は拡散のために粒子補給の位置に関 わらず同じ分布を、すなわち、同位体比が均一(空間一定) になってしまう事が予想される.前者を同位体の非ミキシ ング状態、後者をミキシング状態と呼ぶ.プラズマがどち らの状態になるかは、核融合炉ではプラズマ中心部の同位 体比の制御は困難で、プラズマ周辺部の同位体比しか制御 できないので、ミキシング状態が望ましいと考えられてい る.

・同位体比分布の計測

同位体比分布の計測は、その重要性が指摘されていた が、今までほとんどされてこなかった[44].大型ヘリカル 装置では、バルクイオンに対する荷電交換分光と不純物に 対する荷電交換分光を組み合わせることで、初めて同位体 比(水素密度と重水素密度の比)分布の計測を可能にした [45,46].プラズマの周辺部の同位体比は Ha 線と Da 線の 強度比から求めることができる.しかしながら、プラズマ

のコア部では、Ha 線と Da 線の波長差 (0.18 nm) がドップ ラー広がりに比べて小さいために、Ha 線とDa 線が分離で きず強度比の測定が難しい.図16が荷電交換分光で計測し た Ha 線と Da 線のスペクトルである. ここでは, 高温成分 と呼ばれる荷電交換反応成分を中性粒子ビーム on のスペ クトルから中性粒子ビーム off のスペクトルを引き算して 取り出そうとしているが、完全に引き算することができ ず、残留低温成分と呼ばれるプラズマ周辺部からの発光が 残っている.したがって、軽水素と重水素の高温成分と低 温成分の4つのガウス分布で、スペクトルを再現し、軽水 素と重水素の高温成分の強度比から、同位体比を求める. 詳しい解析方法は参考論文[46]に記述されている.図16で 示されるように、ペレット入射前,軽水素ペレット入射後、 重水素ペレット入射後のバルク荷電交換分光のスペクトル の変化は、軽水素ペレット入射後の水素密度の増加と重水 素ペレット入射後の重水素密度の増加を明確に示してい る.

・粒子輸送の同位体依存性

軽水素ペレット入射後の軽水素密度の減衰と重水素ペレット入射後の重水素密度の減衰を調べることで、粒子輸送の同位体効果(依存性)を調べることができる.図17はペレット入射後の軽水素・重水素密度の時間変化を示したものである.壁に付着している同位体比により、軽水素と重水素のリサイクリングが異なる.この実験では軽水素同位体が壁に多く付着しているので、軽水素密度の方が高いレベルでリサイクリング平衡に達している.リサイクリング平衡をオフセットとして取り除き、密度を規格化して減



図16 (a)ペレット入射前、(b)重水素ペレット入射後、(c)軽水 素ペレット入射後のバルク荷電交換分光スペクトル(文献 [46]より転載).



図17 小半径 r_{eff}/agg=0.73における(a)規格化前,(b)規格化後の ペレット入射後の軽水素・重水素密度の時間変化(文献 [38]より転載).

衰時間を評価すると,軽水素と重水素の減衰時間の差はほ とんどなくなる[38].これは,比較した放電においていわ ゆる軽水素と重水素の固有の拡散係数と対流速度には大差 がないことを明確に示している.

・非ミキシング状態の観測

軽水素と重水素が異なる分布をとり、同位体比分布が不 均一となる非ミキシング状態を観測するには、プラズマの 中心近傍への粒子供給をもたらすビーム粒子補給と、周辺 部への粒子供給をもたらすリサイクリング粒子補給の同位 体を別のものにする必要がある.図18は非ミキシング状態 における(a)電子密度と(b)(c)(d)軽水素・重水素密度の 空間分布である.軽水素ビームで中心粒子補給をしている ので、重水素のリサイクリング粒子補給の割合が大きい時 (図(d))には、軽水素と重水素の密度分布に明確な差が観 測されているが、重水素のリサイクリング粒子補給の割合 が小さくなると(図(b))明確な差は観測されない.

・ミキシング状態への遷移

軽水素のビーム粒子補給と重水素のリサイクリング粒子 補給を行なった非ミキシング状態のプラズマに,軽水素ペ レット,重水素ペレットを入射すると,ミキシング状態へ の遷移(同位体比の均一化)が観測された.図19は軽水 素・重水素ペレット入射前後の水素密度割合の空間分布で ある.ペレットはプラズマの周辺部(*r*eff/*a*99 = 0.9)でアブ レーションを起こし,プラズマ周辺部への粒子補給となっ ている.したがって,ミキシングが起こらなければ,軽水 素ペレットの場合は軽水素密度割合分布のピーク度が弱く なり,重水素ペレットの場合は,軽水素密度割合分布の ピーク度が強くなることが予想される.しかしながら,実 験では重水素ペレットの場合でも軽水素密度割合分布が平 坦になり,ミキシング状態への遷移(同位体比の均一化) が起こっていることが示された[47].

・結論

粒子輸送は,拡散係数,ピンチ速度で表現される拡散ピ ンチモデルが半世紀の間使われていた.異なるイオン種が 混ざり合うこと(ミキシング)によって起こる輸送が実験 で観測されたことで,大きなパラダイムシフトの時代を迎



図18 非ミキシング状態における(a)電子密度と(b)(c)(d)水 素・重水素密度の空間分布(文献[47]より転載).



図19 (a)軽水素・(b)重水素ペレット入射前後の水素密度割合の 空間分布 (文献[47]より転載).

えつつある.ミキシングが小さい時には、中心で発生した ヘリウムは中心部に溜まってしまい、核融合の性能を落と してしまう.ミキシングが大きくなれば、核融合燃料の重 水素、三重水素と核融合の灰であるヘリウムが同じ分布と なり、効率よくヘリウムが排出される.従来の考えでは、 各イオン種の粒子束には、各々の温度勾配、電場、磁気シ アーなどのプラズマパラメータで決まる「イオン種固有」 の拡散係数・ピンチ速度が存在すると考えられてきた.し かしながら、非ミキシング状態からミキシング状態への遷 移においては、すべてのイオンが同一の分布を取るような 拡散係数・ピンチ速度がそれぞれのイオン種に発生する. この時の各々の拡散係数・ピンチ速度は他のイオン種の分 布勾配にも強く依存するものとなり、単一イオン種におけ る拡散係数・ピンチ速度とは異なるものとなる.したがっ て、核融合炉のプラズマ中心の同位体比制御やヘリウム排 気などの粒子制御においては、密度比の平坦化のための重 要なポイントは、各々の「イオン種固有」の拡散係数・ピ ンチ速度の符号や大きさを制御する事ではなく、多イオン 種が織り成す複合的な輸送過程を通してミキシング状態を いかに制御するかである.この実験は、ミキシングの存在 を初めて示したという意味で、パラダイムシフトを生んだ 研究成果と考えられる.

3.2.7 まとめ

冒頭において"同位体効果のミステリー"と述べた.そ のように強調される所以は,輸送の同位体効果が単一の物 理機構として現れず,複数の現象におけるイオン質量依存 性が複合的に折り重なって観測される点にある.そのた め,同位体効果の全容を紐解くには多様な条件での実験が 不可欠となり,さらにその上で,精密な加熱計算・分布計 測・揺動計測から得られる結果を理論・シミュレーション と連携しながら解析する必要がある.2017年から開始され たLHDの重水素実験は,同位体効果の長年にわたる未解 明問題に対して,新たな研究展開を生み出している.

ECRH プラズマとLモード的 NBI プラズマにおいて密度,温度,加熱パワー,磁場強度など運転パラメータのスケーリング則ではECRHでは重水素プラズマにおいて16% ほど τ_E がよく,一方,Lモード的 NBI プラズマでは差がなかった.ECRH プラズマでは密度が高い領域の重水素プラズマにおいてイオンスケールの乱流揺動の明確な減少を観測し,重水素プラズマにおけるホローな密度分布が乱流揺動の低減につながっている可能性を示した.NBI プラズマにおいて 規格化したエネルギー閉じ込め時間は $\tau_E \Omega_i \propto M^{0.99} \rho^{*-3} \nu^{*0.19} \beta^{-0.30}$ という依存性を持ち,ジャイロボーム的拡散の特徴である ρ^{*-3} という依存性にイオン質量への正の依存性 $M^{0.99}$ を併せ持つことがわかった.今後,ECRH プラズマとNBI プラズマの同位体効果の統合的な理解が必要である.

ITBに同位体効果があることが明らかになった.電子 ITBでは、ITB形成による局所的な輸送係数の低減が重水 素プラズマで軽水素プラズマより高い電子密度で現れるこ とがわかった.一方、イオン ITBでは軽水素プラズマより 重水素プラズマにおいてITB形成による閉じ込め改善度が 高いことが明らかになった.イオン ITB プラズマでは重水 素で明確なイオン熱伝導係数の低減を観測し、非線形シ ミュレーションにより、それが重水素プラズマにおいて強 いゾーナルフローの形成によることを示した.電子 ITB においても今後ジャイロ運動論シミュレーションによる実 験データの解析および乱流揺動の計測により電子ITBの同 位体効果の物理機構の解明が望まれる.また、炭素ペレッ トを入射した実験では、イオン ITB において、バルクイオ ン種の違いだけではなく,バルクイオン種が変わることに より,炭素不純物イオンの密度分布が変化し,それが結果 的に重水素プラズマにおけるイオンの熱輸送の低減につな がることを示した.

軽水素ー重水素混合プラズマにおいて電子の粒子輸送と イオンの粒子輸送が異なる非ミキシング状態を見出した. 今までの粒子輸送の研究は電子とイオンの粒子輸送が等し いというミキシング状態を暗黙に仮定していたが,この仮 定が必ずしも正しくないことが明らかになった.

このように、ミステリーの一部は解き明かされつつある.

LHD における柔軟な加熱パターンによる様々なパラ メータを持つプラズマの生成、高分解能の分布計測、さら には幅広い時空間スケールをカバーした多彩な揺動計測 は、閉じ込めスケーリング則におけるイオン質量依存性や 相似性の抽出のみならず、各々の粒子種の温度・密度分布 形状、リサイクリングや不純物含有量との関連性も含めた 新たな知見を創出している.運転パラメータや無次元パラ メータが精密に制御された実験でのイオン質量依存性の評 価は、他のヘリカル系やトカマク系との装置間比較や炉設 計において重要な指針を与える. さらに, 同位体混合プラ ズマにおける複数イオン種密度分布の同時計測や、ミキシ ング/非ミキシング状態間の遷移と乱流揺動との関連を明 らかにする実験は、今後の核融合燃焼プラズマ実験に先駆 けた同位体効果の研究としてさらなる展開が期待される. また、ヘリウム灰などの不純物イオンとの複合効果につい ても今後さらに重要性が増すと考えられ、多種イオンに対 する計測技術やシミュレーションモデルの高精度化が不可 欠となろう.

同位体効果の研究は加速的に拡がっている.重水素プラ ズマ実験はLHD 以外のヘリカル/ステラレーター系にお いてはHeliotron JやTJ-IIでも開始されている.W7-Xにお いても2020年代中盤には重水素実験が開始される予定であ り,装置間比較などを通じて,磁場配位の3次元構造とイ オン質量依存性の関連についてもさらに研究が進展すると 期待される.トカマクにおいても,JET,DIII-D, ASDEX-Uなどで同位体効果に関する実験が精力的に行わ れつつあり,JT-60SAでは2023年からの重水素実験が予定 されている.ITERやJETにおける燃焼プラズマ実験をは じめ,トカマク・ヘリカル系を含む多装置での実験結果を 統合しながら全体像を明らかにし,原型炉を見据えたパラ メータ領域での同位体効果に関する知見や予測を獲得する ことが,今後の輸送の同位体効果に関する研究の大きな ミッションと言えよう.

謝 辞

本稿を執筆するにあたり,東京大学大学院新領域創成科 学研究科山田弘司教授に貴重なご助言をいただきました. ここに謝意を記します.

参考文献

[1] S.M. Kaye et al., Nucl. Fusion 37, 1303 (1997).

- [2] A. Gibson, JET Team, Phys. Plasmas 5, 1839 (1998).
- [3] J.G. Cordey Nuclear Fusion **39**, 301,(1999).
- [4] H. Urano et al., Phys. Rev. Lett. 109, 125001 (2012).
- [5] H. Urano et al., Nucl. Fusion 53, 083003 (2013).
- [6] P.A. Schneider et al., Nucl. Fusion 57, 066003 (2017).
- [7] C.F. Maggi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 014045 (2018).
- [8] C.F. Maggi et al., Nucl. Fusion 59, 076028 (2019).
- [9] B.B. Kadomtsev, *Tokamak plasma : A complex Physical System* (Institute of Physics Publishing, Ltd, 1992).
- [10] M. Nakata *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **58**, 074008 (2016).
- [11] M, Nakata et al., Phys. Rev. Lett. 118, 165002, (2017).
- [12] I. Pusztai et al., Phys, Plasmas 18, 122501 (2011).
- [13] A. Bustos *et al.*, Phys, Plasmas 22, 012305 (2015).
- [14] K. Tanaka et al., Nucl. Fusion 59, 126040 (2019).
- [15] T. Oishi *et al.*, 46th EPS Conference on Plasma Physics, O3.102 (2019).
- [16] F. Warmer et al., Nucl. Fusion 58, 106025 (2018).
- [17] H. Takahashi et al., Nucl. Fusion 58, 106028 (2018).
- [18] K. Tanaka *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **62**, 024006 (2020).
- [19] K. Tanaka et al., Rev. Sci. Instrum. 79, 10E702 (2008).
- [20] T. Tokuzawa *et al.*, Proc. 43rd Int. Conf. on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz 2018) (9-14 September 2018 (Japan: Nagoya Congress Center Nagoya).
- [21] C.D. Beidler *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion, 36, 317, (1994).
- [22] M. Nakata *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **61**, 014016 (2019).

- [23] Y. Ohtani *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **62**, 025029 (2020).
- [24] T.C. Luce *et al.*, Plasma Phys. Controlled Fusion 50, 043001 (2008).
- [25] H. Yamada et al., Phys. Rev. Lett. 123, 185001 (2019).
- [26] H. Yamada et al., Nucl. Fusion 45, 1684 (2005).
- [27] J.G. Cordey *et al.*, Plasma Phys. Controlled Fusion **42**, A 127-132 (2000).
- [28] M. Yokoyama et al., Nucl. Fusion 47, 1213 (2007).
- [29] K. Ida et al., Phys. of Plasma 16, 056111 (2009).
- [30] T. Kobayashi et al., Nucl. Fusion 60, 076015 (2020).
- [31] S. Inagaki *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 113006 (2013).
- [32] K. Itoh et al., J. Phys. Soc. Jpn. 85, 014501 (2016).
- [33] K. Nagaoka et al., Plasma Fusion Res. 5 S2029 (2010).
- [34] T. Kobayashi *et al.*, Plasma Phys. Contl. Fusion **61**, 085005 (2019).
- [35] T. Kobayashi *et al.*, Sci. Rep. **9**, 15913 (2019).
- [36] K. Nagaoka et al., Nucl. Fusion, 59, 106002 (2019).
- [37] K. Ida et al., Plasma Fusion Res. 14, 1402079 (2019).
- [38] K. Ida et al., Nucl. Fusion 59, 117001 (2019).
- [39] K. Mukai *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 074005 (2018).
- [40] J.Q. Dong and W.Horton, Phys. Plasmas 2, 3412. (1995).
- [41] K. Kim et al., Phys Plasma 24, 062302 (2017).
- [42] N. Bonanomi et al., Nucl. Fusion 58, 026028 (2018).
- [43] C. Bourdelle et al., Nucl. Fusion 58, 076028 (2018).
- [44] S.R. Haskey et al., Rev. Sci. Instrum. 89, 10D110 (2018).
- [45] K. Yamasaki et al., Plasma Fusion Res. 13, 1202103 (2018).
- [46] K. Ida *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **90**, 093503 (2019).
- [47] K. Ida et al., Phys. Rev. Lett. 124 025002 (2020).





3. LHD 重水素実験初期で得られた特筆すべき成果

3. Research Highlights from Initial Phase of the LHD Deuterium Experiment

3.3 LHD 重水素プラズマにおける周辺・ダイバータプラズマと PWI

3.3 Isotope Effects on Edge and Divertor Plasma, and PWI in LHD

增 崎 貴^{1,2)},大 石 鉄 太 郎^{1,2)},小 林 政 弘^{1,2)},向 井 清 史^{1,2)}, 田 中 宏 彦³⁾,本 島 厳^{1,2)},田 中 将 裕^{1,2)}

MASUZAKI Suguru^{1, 2)}, OISHI Tetsutaro^{1, 2)}, KOBAYASHI Masahiro^{1, 2)}, MUKAI Kiyofumi^{1, 2)},

TANAKA Hirohiko³⁾, MOTOJIMA Gen^{1, 2)} and TANAKA Masahiro^{1, 2)}

¹⁾自然科学研究機構核融合科学研究所,²⁾総合研究大学院大学,³⁾名古屋大学

(原稿受付:2021年1月8日)

2017年から行われているLHDの重水素プラズマ実験では、周辺・ダイバータプラズマ、およびプラズマ・壁 相互作用に対する同位体効果を明らかにすることはもちろん、重水素・重水素核融合反応でごくわずかに発生す る三重水素を適切に取り扱うことも重要な研究課題である.この章では、重水素プラズマ実験でこれまでに得ら れている、ダイバータへの粒子束とドリフトの影響、周辺・ダイバータプラズマ中の炭素不純物の発生と輸送、 ダイバータ排気による粒子制御においてそれぞれ見られている同位体効果、そして排気ガス中およびプラズマ対 向壁表面の三重水素に関する知見を紹介する.

Keywords:

impurity transport, divertor particle flux, drift, divertor pumping, tritium balance, tritium retention

3.3.1 はじめに

大型ヘリカル装置(LHD)では2017年から,大型の外部 磁場閉じ込め型装置としては世界で初めてとなる重水素プ ラズマ実験を行っており,プラズマの高性能化,ヘリカル プラズマにおけるプラズマ閉じ込めへの同位体効果の現れ 方の調査,そしてトーラスプラズマにおける同位体効果の 物理機構解明を目指した研究を進めている.主プラズマの 閉じ込め特性やプラズマの運転密度領域などに強く影響を 及ぼす最外殻磁気面外側の周辺・ダイバータプラズマ,そ してプラズマ・壁相互作用(plasma-wall interactions, PWI)における同位体効果や,重水素同士の核融合反応で ごくわずかに発生する三重水素の動態などを明らかにする こともまた,LHDの重水素プラズマ実験における重要な研 究課題である.本節では,これらの課題について,これま でにLHDで得られた知見の概要を紹介する.

次節において、ダイバータ粒子束について、3節におい て周辺・ダイバータプラズマ中の炭素の発生、輸送につい て、4節においてダイバータ排気の効果について、5節に おいて三重水素の動態について、それぞれ述べる.

3.3.2 ダイバータへの粒子束

3.3.2.1 経験的固有直交展開法を用いた LHD 軽水素およ び重水素プラズマにおけるダイバータフットプ リント特性比較

炉設計が成立するためには、ダイバータ熱負荷を材料の 許容値以下に抑えることが必須であり、熱負荷の予測には ダイバータフットプリント分布形成の正確な理解が不可欠 である.本研究では、LHDのダイバータ板に多数埋め込ま れた静電プローブ(トロイダルダイバータプローブアレイ [1])信号に対して多変量解析手法を適用することで、プ ラズマ中の軽水素・重水素比に対する典型フットプリント 分布および上流パラメータに対する依存性を調査した[2].

分布の特徴付けには多変量解析手法の一つである経験的 固有直交展開 (POD: Proper Orthogonal Decomposition) [3]を用いた.本手法は主成分分析とも呼ばれ、2種のパラ メータ空間 (例えば、時間と座標) に分布する2次元デー タ配列 (マトリクス) について、各パラメータを変数とす る直交基底へと分解する.プラズマ・核融合分野では、同 様の直交分解として特異値分解 (SVD: Singular Value Decomposition) [4-7]がよく用いられるが、これと類似した 手法である.

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

corresponding author's e-mail: masuzaki.suguru@nifs.ac.jp

まず解析対象として、重水素実験が開始された第19サイ クル実験全放電(計13,037ショット)から、計測位置であ るトーラス内側のダイバータに全ダイバータ粒子負荷の大 きな割合が集まる内寄せ標準配位 (Rax = 3.6 m, $B_q = 100\%$, $\gamma = 1.254$)の強磁場放電(トロイダル磁場: -2.75 T,反時計方向)を選定した.トロイダルセクション #10のドーム構造左右のヘリカル対称な位置のダイバータ 板 (10L, 10R, 図1 (a)参照) に埋め込まれた静電プローブ 電極計40箇所のイオン飽和電流 (Isat, ∞イオン粒子束) を、放電の大部分を包含している放電時間3sから7sにか けて 0.1 秒刻みで取り込んだ. LHD では、粒子束分布と熱 負荷分布は概ね似た形状を有することがわかっている [8]. さらに、プラズマ分布のシフトや変形をもたらす高 プラズマ電流条件 (|*I*_p/*B*_t|>10 kA/T), 高ベータ条件 (*(β)*>1%)のデータ点は今回の解析では除外した.加え て,上流プラズマパラメータとの依存性を調査するため, トムソン散乱計測などの主要な炉心プラズマ計測データが 欠損している時刻データもあわせて除外した.

図1(b)に得られたデータセットを示す. 横軸は2枚の 板にわたるプローブ番号,縦軸方向には各時刻データを単 純に結合している. プローブ電極はストライク点を横切る ように配置され,図中のプライベート(private)側はドー ムの方向と対応する. 結果的に,計2,388放電における



 図1 (a)大半径外側からみた閉ダイバータなどの構造物および 最外殻磁気面LCFS[2]. (b)POD法を適用した*I*satマトリク ス.

47,068時刻が抽出された.本研究のように多様な放電条件 を含むデータセットを解析対象とする場合,磁場配位を限 定するなど上述のデータ抽出を行わないと,解析結果とし て現れる主要な基底は,物理的によく知られた目立つ構造 ばかりで占められることとなる.研究目的にも拠るが,人 による判別が困難な事象を調べる際には,事前のデータ抽 出は極めて重要な工程である.

同位体による影響を比較するため,各時刻における受動 分光により得られた軽水素・重水素・ヘリウムの各発光か ら,発光強度比が H/(H+D)>90%かつ He/(H+D+He) < 15%となる時刻を軽水素放電,D/(H+D)>90%かつ He/ (H+D+He)<15%となる時刻を重水素放電として本研究 では定義し,計47,068時刻×40箇所のマトリクス(内,軽 水素放電:8,709時刻,重水素放電:11,873時刻)を作成し た.

POD 法では、時空間マトリクス(I_k , t)の分散共分散行列 C を固有値分解することで直交基底を得る($C\phi_i(x) = \lambda_i\phi_i(x)$). ここで ϕ_i は空間の第i基底、 λ_i はパワーに相当する。時間の 基底 a_i は、 $a_i(t) = \sum_{k=1}^n \langle \tilde{I}(x_k, t) \rangle \phi_i(x_k) \rangle$ から求められ、 $\langle a_i^2(t) \rangle = \lambda_i$ の関係をもつ。ここで $\tilde{I}(x, t) = I(x, t) - \langle I(x, t) \rangle$ であり、()は時間平均を表す。これら空間と時間の基底を 用いて、揺動成分 $\tilde{I}(x, t)$ は $\tilde{I}(x, t) = \sum_{i=1}^n a_i(t)\phi_i(x)$ により 再構成される。本研究ではさらに、オフセット分も考慮し た $a_i'(t) = a_i(t) + \sum_{k=1}^n \langle I(x_k, t) \rangle \phi_i(x_k) \rangle$ を定義している。 このとき、元の時空間マトリクスは $I(x, t) = \sum_{i=1}^n a_i'(t)\phi_i(x)$ により再構成される。

図2(a)に λ_i を規格化した各基底の寄与率を示す.マト リクス全てを解析した場合(all)と,軽水素(H),重水素 (D)それぞれの放電のみを解析した結果について,異なる 線種で描画した.結果として,いずれの場合も第1基底お よび第2基底が支配的であることが確認された.

図2(b), (c)に ϕ_1 および ϕ_2 を示す. 10L と比べ, 10R のダイバータ板上で絶対値の振幅が大きいのは、解析する トロイダル磁場を制限したことで生じたドリフト輸送の影 響である.この非対称性に関しては、次節において詳しく 述べる. φ1 が全てのプローブ位置で0または同一符号の値 をとり、一方 φ2 はプライベート 側と SOL 側で符号が反転し ている.これは,軽水素放電を対象とした先行研究[9]にお いてトロイダル方向に離れたダイバータ板10枚,計188箇 所のダイバータプローブ信号を POD 解析した結果と一致 している. ϕ_1 , ϕ_2 それぞれの分布にみられる複数のピーク 位置は、磁力線接続長のピーク位置と概ね対応する。 ϕ_1 は非負の値をもっていることから、プライベート側から SOL 側にわたる平均的な粒子束の分布を構成する.一 方,正負の値をもつ ø,は,分布における最大粒子束位置を SOL 側とプライベート側の間で変化させる役割をもつ.先 行研究[9]において, a' を a' により規格化した指標 $r_{2/1} \equiv a_{3}^{\prime}/a_{1}^{\prime}$ を定義している.図2(d)に, $r_{2/1} = +0.4$, -0.8 のときの第1および第2基底から再構成された粒子束成分 $I_r \equiv a'_1 \phi_1 + a'_2 \phi_2$ を示す. I_r の形状は $r_{2/1}$ に依存し, 図 2 (b), (c)の空間基底では*r*2/1 が正のとき SOL 側ピーク, 負のとき プライベート側ピークとなる.この粒子束分布変化は、炉



 図 2 マトリクス全て(all,実線十丸),軽水素放電(H,破線), 重水素放電(D,点線)を解析対象としたときの(a)各基底 の寄与率,(b)¢1および(c)¢2の空間分布.(d)r_{2/1}=0.4 (実線),-0.8(破線)のときの h_[2].

心周辺部の電子圧力勾配との相関が確認されており, Pfirsch-Schlüter (P-S)電流による周辺磁場構造変化に起 因していると考えられている.軽水素・重水素放電の解析 結果を,ガス種を区別せず解析した場合と比べると,大き な差異は見られない.したがって,典型的な分布形状に対 して同位体の違いによる影響は小さいことが明らかとなっ た.ただし,プローブ電極は6mm間隔で配置されている ことから,より細かな差異があったとしても検出できてい ないことに注意が必要である.

さらに、 ϕ_1 , ϕ_2 と上流プラズマパラメータとの関連性に ついて、軽水素・重水素放電を比較した。第1および第2 基底から再構成されるイオン飽和電流合計値 $\sum_{20LR} I_r$ につ いて、LCFS 近傍の電子密度 n_e 、電子温度 T_e に対する依存 性を調べると、同一の上流パラメータに対して質量比によ る熱速度減少効果を考慮した場合でも軽水素放電のほうが 大きい傾向がみられた(図3(a)参照). これは、重水素放 電では軽水素放電と比べて炭素スパッタリングとその周辺 プラズマ侵入に起因する放射損失が大きいため、周辺プラ ズマが LCFS からダイバータ板に至る過程で粒子束の一層 の低下に繋がった可能性がある. この他、LCFS 内の周辺 電子圧力勾配に対する依存性にはわずかながら違いが見ら れている(図3(b)参照). 軽水素・重水素放電のプラズマ 圧力分布の違いを反映している可能性があり、今後より詳 細な解析が必要である.



図3 (a) LCFS 近傍 *T*_e = [0.29, 0.31] keV における軽水素放電の Σ_{10LR}*I*_t(H), および質量比を考慮した重水素放電の √2 Σ_{10LR}*I*_t(D)のLCFS近傍 *n*_eに対する依存性.(b)規格化ベー タβ = [0.78, 0.82], 規格化小半径ρ = [0.85, 0.95] における 電子圧力勾配 d(n_eT_e)/d*R* の *r*_{2/1} に対する依存性[2].

3.3.2.2 ダイバータ粒子負荷の非対称性における同位体 効果

LHDのヘリカルダイバータでは、接続する磁力線構造が 同じとなる幾何学的に対称な位置のダイバータ板におい て、粒子負荷に非対称性が観測されている[10]. 図4は前 節と同様に、内寄せ標準配位(Rax = 3.6 m, Bg = 100%, γ = 1.254)の強磁場放電(トロイダル磁場: 2.75 T, 反時計 方向)における粒子負荷の非対称性を示したものである. 横軸と縦軸にそれぞれ、互いに幾何学的に対称な位置のダ イバータ板上の静電プローブ (Larray, Rarray, 各20チャ ンネル, 図1(a)参照) へのイオン飽和電流の和を示してい る. データにばらつきはあるが、 概して Rarray へのイオン 飽和電流がLarrayに比べて大きいことがわかる.この非 対称性はトロイダル磁場の方向に強い依存性があることか ら、ドリフトの影響により生じていると考えられる.図4 には軽水素、重水素、そしてヘリウム放電のデータを示し ているが、イオンの質量による明確な違いは見られない. さらに最外殻磁気面周辺の電子温度が低い場合は非対称性 が小さくなるという観測結果[10] と合わせて考察すると, ダイバータ粒子負荷に現れる非対称性は、周辺電子温度分 布に強く関わる周辺電場と磁場による E×B ドリフトが強 く影響していると考えられる.

3.3.3 炭素不純物の発生と輸送

LHD 周辺プラズマにおいて最も存在比が大きい不純物 は,発生源を炭素ダイバータ板とする炭素不純物である.



図4 内寄せ標準における軽水素、重水素、ヘリウム放電中の、 幾何学的に対称な位置のダイバータ板静電プローブアレイ へのイオン飽和電流の比較.トロイダル磁場の方向は反時 計方向.プラズマ加熱電力は 3-13 MW[10].

発生した不純物はプラズマ周辺部の統計的磁力線領域を総称する「エルゴディック層」を介してコアプラズマへと輸送される.エルゴディック層での不純物輸送は,磁力線平行方向に不純物イオンに働く力の釣り合いに基づく理論モデルによって説明が試みられてきた.不純物イオンと背景イオンの衝突によって駆動される摩擦力(friction force)は不純物イオンをダイバータ板側に押し戻す「不純物遮蔽効果」をもたらし,一方,磁力線平行方向の温度勾配が駆動する熱力(thermal force)は不純物をコアプラズマに押し込む効果があるとされている[11].

3.3.3.1 炭素不純物の発生

LHDの重水素実験では、炭素不純物の発生量と輸送の両 方に背景プラズマの同位体効果が確認された.まず炭素不 純物の発光強度を重水素放電と軽水素放電とで比較する. 図5(a)~(d)はVUV分光[12]及びEUV分光[13]を用いて 計測された, CIII (977.03 Å, 2s²-2s2p), CIV (1548.02 Å, 2s-2p), CV (40.27 Å, 1s²-1s2p) 及び CVI (33.73 Å, 1s-2p) の炭素イオン線スペクトルの発光強度を線平均電子密度で 規格化したものである.プラズマはいずれも磁気軸位置 Rax=3.6 m, トロイダル磁場強度 2.75 T の磁場配位におい て,入射パワー 10 MW 程度の負イオン源 NBI によって加 |熱されている.ここでは重水素粒子比 D/(D+H)が90%以 上の場合を重水素放電(D plasma), 10%以下の場合を軽 水素放電(H plasma)と定義している.全ての価数の炭素 イオンの発光強度が重水素放電において明確に増加してい る.重水素イオンによる炭素材のスパッタリング率は、物 理スパッタリング・化学スパッタリングとも軽水素イオン によるものよりも大きいため[14],重水素放電におけるダ イバータ板からの炭素不純物の発生量増加が発光強度増加 の主要な原因と考えられる.

3.3.3.2 周辺プラズマ中の炭素不純物の輸送

次に価数ごとの挙動を比較する. C^{2+} , C^{3+} , C^{4+} および C^{5+} のイオン化ポテンシャル E_i はそれぞれ 48 eV, 65 eV, 392 eV および 490 eV である. エルゴディック層内の電子温度は外縁部で 50 eV 程度,最外殻磁気面近傍で 500 eV 程度の分布をとるため、**図5** (a), (b) に示す CIII 及び CIV はエルゴディック層外縁部に分布する低価数の炭素イオンから



図5 線平均電子密度で規格化した(a) CIII, (b) CIV, (c) CV, (d) CVI の炭素イオン線スペクトル発光強度,及び(e) CV と CIV の発光強度比の電子密度依存性.

の発光であり、図5(c), (d) に示す CV および CVI 線放射 はエルゴディック層の中でも最外殻磁気面近傍に分布する 高価数の炭素イオンからの発光であると解釈できる. 図5 (a), (b)と(c), (d)を比べるとわかるように, 電子密度の 増加によりエルゴディック層による不純物遮蔽効果が促進 され、炭素イオンが周辺部に押し戻されるため、低価数イ オンからの発光が増え高価数イオンからの発光が減ってい る[15]. ここで低価数イオンの発光として CIV を, 高価数 イオンの発光として CV を採用し、両者の比 CV/CIV をと るとエルゴディック層における不純物遮蔽効果の指標とな る. 不純物遮蔽効果が高ければ炭素イオンはエルゴディッ ク層の外縁部に留まるため CV/CIV の値は小さくなり, 逆 に不純物遮蔽効果が低ければ炭素イオンは最外殻磁気面近 傍まで侵入できるため CV/CIV の値は大きくなる.図5 (e)に示すように、重水素放電・軽水素放電ともに CV/ CIV 比は密度とともに減少し、高密度で不純物遮蔽効果が 促進されていることがわかる. さらに重水素放電では軽水 素放電よりも CV/CIV が小さい値をとり、不純物遮蔽効果 がより高いことを示唆している.

高密度において不純物遮蔽効果が顕著になり不純物がダ イバータ板側に押し戻される挙動は、不純物イオンのフ ロー速度を直接計測することで確認できる.図6は



図6 VUV分光によって計測された、エルゴディック層における C³⁺不純物イオンのフロー速度分布と、その重水素放電・ 軽水素放電比較.

VUV 分光によって計測された、横長断面下端のエルゴ ディック層における C³⁺不純物イオンのフロー速度分布 と、その重水素放電・軽水素放電比較である. 同図に示さ れている視線で観測された CIV 線スペクトル (1548.02 Å) のドップラーシフトから求めたフローであり、得られた値 は視線方向への射影成分となるためほぼフローの大半径方 向成分に相当する[16].フローは最外殻磁気面よりも外側 となる Z = -480 mm 近傍で最大となり、大半径方向成分 としては外側向きの方向を持つ. ここで観測されたフロー の方向は摩擦力により駆動され不純物遮蔽を促進するフ ローの方向と一致することが、3次元周辺輸送コード EMC3-EIRENEを用いた不純物フローの空間構造の計算に よっても再現されている[17,18].また,摩擦力が支配的に なると不純物イオンのフロー速度は背景イオンの熱速度と 同程度となるため、不純物イオンのフロー速度に背景イオ ンの質量依存性が現れ、重水素放電では摩擦力によって駆 動される不純物イオンのフロー速度が小さくなる[19].

3.3.3.3 ダイバータ分光による炭素不純物フロー測定

ダイバータ近傍における不純物のフローについて,可視 分光器を用いて計測を行っている.分光計測にはエシェル 回折格子と呼ばれる特殊な回折方法を用いており,広い波 長領域(409~801 nm)にわたって高分解能($\Delta\lambda$ ~0.05 nm) で計測が可能である.本分光器は Th-Ar, Ne, Hg, He ランプをもちいて全波長領域にわたって絶対波長較正され



図7 炭素イオンからのスペクトルの計測結果の一例.縦の実線 が静止波長,点線が観測されたスペクトルの中心波長.

ている. 波長の精度は 0.015 nm であり, これはドップラー シフトによるエラーにしておよそ±5km/sの精度である [20]. 分光器の視線はダイバータレグの磁力線に沿うよう に設定されており、ダイバータ近傍の磁力線に沿ったイオ ンの流束をドップラーシフトから計測できる.実験では、 C^+ (1s²2s²p³s-1s²2s²p³p, 515.108 nm), C^{2+} (1s²2s³s-1s²2s³p, 464.742 nm), $C^{3+}(1s^{2}5f-1s^{2}6g, 1s^{2}5g-1s^{2}6h, 465.751 nm,$ 465.846 nm)の炭素からのスペクトルについて解析を行っ た.図7に示すように、得られたスペクトルは明らかに静 止波長(縦実線)よりも長波長側にシフトしていることが 確認された.これは観測点から遠ざかる方向のフローに相 当しており、本計測視線ではダイバータ板に向かう方向の 流れに対応する.図8にドップラーシフトの解析によって 得られた各荷数の炭素イオンのフロー速度の密度依存性を 軽水素プラズマ(黒)と重水素プラズマ(赤)の場合につ いて示す(負値はダイバータ板に向かう流れ)[20,21].す べての荷数と密度において、およそ 10 km/s のオーダーの 速度でダイバータ板に向かってフローが形成されているこ とがわかった. 密度の増加とともにフロー速度も速くな り、5~6×10¹⁹ m⁻³ 辺りで最大の速度に達している。荷数 依存性としては、C²⁺が最も速く、次いでC⁺、C³⁺の順に 速度が遅くなる. また、すべての密度領域および荷数につ いて、重水素プラズマでの結果は軽水素に比べて1/1.4~ 1/2 倍になっていることが明らかになった. この違いはお よそ軽水素と重水素の質量比の 1/2 乗に近い値であり、背 景プラズマのフロー速度が関係していることが示唆されて いる.



図8 炭素イオン(C⁺,C²⁺,C³⁺)のフロー速度の密度依存性. 軽 水素:黒,重水素:赤. 観測視線はダイバータレグにほぼ 沿っている. 負値はダイバータ板に向かう流れに対応す る.

3.3.4 ダイバータ排気による粒子制御

LHDでは、効率的な燃料粒子制御を行うためにダイバー タによる中性粒子高圧縮化と高性能排気を積極的に整備し てきた. 2017年度にはトロイダル10セクション中5セク ションの内側閉構造ダイバータにクライオ吸着型ポンプ (以後、クライオポンプとする)[22]を実装し、プラズマ実 験に適用している.クライオポンプによるダイバータでの 排気速度は軽水素で約70 m³/s、排気容量は58,000 Pam³を 得ている.排気容量は水素ペレット約20,000発分に相当 し、LHDにおける高密度実験の20日分に相等するものであ る.クライオポンプの排気速度の水素同位体による違いを 調べた.図9にクライオポンプの排気速度を示す.重水素 の排気速度は軽水素に比べて 0.6-0.7 倍程度低くなってい る[23].もともと、重水素と軽水素では分子量が2倍違っ ていることから重水素の方が1/√2倍排気速度が低くなるこ とが予想されており、今回の結果はそれと概ね合致する.

ダイバータ排気による粒子バランス研究成果を以下に示 す.図10に粒子バランスによって評価されたダイバータ排 気量を示す[23].ダイバータ排気量は供給した全燃料供給 量の50%を排気するまでに至っている.LHDの主真空排気 装置は全燃料供給量の5%を排気しているので、ダイバー タによる粒子排気量はその10倍に値する.上記の高性能ダ イバータ排気をLHDのプラズマ実験に適用し、ダイバー タクライオポンプ排気有無で実効的な粒子閉じ込め時間 (r_p^*)を比較した結果を図11に示す[23].クライオポンプ 排気有の場合に低い r_p^* が得られており、これは低リサイク リング状態が観測されていることを示すものである.すな わち、この結果はより低密度へのアクセスがダイバータ排 気によって可能となったことを示している.

ダイバータ排気のさらなる進展として,2018年度に非蒸 発型ゲッター (NEG) ポンプがダイバータ1 セクションに 設置され,プラズマ実験に供されている[24].クライオポ



図9 閉構造ダイバータクライオポンプの水素同位体排気速度 [23].



 $(a) = Cryo OFF = Cryo OFF = Cryo OFF = \overline{n_e} (10^{19} \text{ m}^{-3})$

図10 全体の燃料供給量に対する閉構造ダイバータ排気量[23].

図11 ダイバータ排気有無における実効的粒子閉じ込め時間 [23].

ンプは10 Kという極低温での運転を必要とする一方, NEG ポンプの運転温度は 500 K 程度であるため,ダイバータが 対向する場所に加熱機器が設置されているセクションで は,NEG ポンプの方が運転温度の点で利点がある.排気性 能試験の結果,約 10 m³/s の排気速度が得られ,目標性能 に近い排気速度が得られた.現在,クライオポンプと NEG ポンプを用いたダイバータ排気(合計 80 m³/s の排気速度) をプラズマ実験に適用し,粒子リサイクリング制御に向け たダイバータ排気研究を行っている.

3.3.5 三重水素の動態

3.3.5.1 排気中および真空容器内の微量三重水素分析

大型核融合試験装置を用いた重水素プラズマ実験では, 重水素核融合反応によりわずかであるが三重水素が生成される.生成された三重水素は,真空容器内外の水素同位体 挙動を解明するためのトレーサーとして利用することがで きる.三重水素排出挙動や,その収支を評価するためには, 重水素プラズマ実験の開始から継続して観測することが肝 要である.核融合科学研究所では,LHD 真空容器から排出 される三重水素を回収除去するため,三重水素除去装置と して排気ガス処理システム (Exhaust Detritiation System,

EDS)を排出経路に設置した[25,26]. EDS は、プラズマ 実験期間だけでなく、保守点検期間の真空容器内換気空気 も処理するため、EDS の入口でトリチウム濃度を測定する と、LHD からの三重水素排出挙動や、三重水素収支を評価 することができる。EDS の入り口には、排気ガス組成分析 機器として、静電容量式露点計、光学干渉式水素センサ、 ガスクロマトグラフ装置、閾値イオン化質量分析計、赤外 吸収分光装置(FT-IR 装置)、三重水素分析装置(加圧型電 離箱、比例計数管、化学形態別水バブラ装置)が設置され ている[27,28].ここでは、重水素実験初年度のプラズマ実 験(2017年3月から8月)と点検整備期間(2017年9月か ら2018年10月)における三重水素挙動について述べる。中 性子計測から、初年度の重水素プラズマ実験で生成された 三重水素量は64 GBq と見積もられた。

3.3.5.2 プラズマ実験期間の三重水素排出挙動と化学形態

重水素プラズマによって生成された三重水素の一部は真 空排気装置から排出され,残りは真空容器内壁に打ち込ま れ滞留する.壁コンディショニング運転(軽水素もしくは ヘリウムグロー放電洗浄,壁ベーキング処理(368K))時 の三重水素排出挙動観測から,真空容器内壁からの三重水 素放出は,バルクからの拡散律速であることが示唆され た.重水素核融合反応で生じる三重水素が1 MeV のエネル ギーを有しているため,表面から数μmの深さに打ち込ま れていることが要因と推察された.

重水素プラズマ実験を開始後, 排気ガス中には水蒸気状 (0.4%),炭化水素状(3.2%),分子状(96.4%)の三重水素 が観測された[29].ここで分子状とは,HT,DT,T₂をま とめたものである.炭化水素状と分子状三重水素の放出挙 動はよい相関が得られており,炭素材を用いたダイバータ 板とプラズマとの相互作用により化学スパッタリングで生 成されていると考えられる.長光路ガスセルを用いたFT-IR装置での測定から,炭化水素の化学形が,メタン,エタ ン,エチレンであることが示された[28,30].赤外吸収分光 計測では,重水素化炭化水素の弁別測定にも成功しており [30],水素同位体成分の挙動解明の一助となっている.

排出された三重水素の半分以上がNBIクライオポンプを 経由した.主たる真空排気システムであるプラズマ用とダ イバータ用のクライオポンプを経由した三重水素は1/3 程 度であった.残りは壁コンディショニング運転時にターボ 分子ポンプを経由して排出された.プラズマ実験終了時の 三重水素排出割合は32.4%であった.これはプラズマ対向 壁が炭素材であるJT-60Uの排出割合28%[31]よりも多く, 真空容器内壁がベリリウムで蒸着されたJETの排出割合 40%[32]よりも少ない結果であった.LHDはステンレス材 (第一壁)と炭素材(ダイバータ)で構成されるためと推察 される.

3.3.5.3 大気開放による真空容器からの三重水素放出挙動

プラズマ実験終了後,保守点検のため作業従事者が真空 容器内に入域することから,作業環境の確保を目的として 室内空気で換気した.真空容器内を換気した空気には,壁 から放出した三重水素が含まれている.約1年間にわたる 保守点検期間に,三重水素の放出挙動を観測したところ, 壁からの放出速度は,換気空気の水蒸気濃度に依存せず, 経過時間とともに低下し,換気開始4ヶ月後には一定の放 出速度となることが確認された[33].同様の現象は,重水 素実験を実施した後のTFTRにおける真空容器大気開放時 にも観測されている[34].この結果から,真空容器壁から の三重水素放出は,表面での水素同位体交換反応よりも, バルクからの拡散過程で律速されていることが示唆され, 壁コンディショニング運転の結果から推測された放出挙動 を裏付ける結果を得た.

3.3.5.4 プラズマ対向壁中の三重水素分析

ダイバータ板などのプラズマ対向壁中に残留する三重水 素分析を進めている.ここではイメージングプレート法 [35]を用いた分析結果[36]について述べる.三重水素の ベータ線は,エネルギーが最大で18.6 keVと比較的小さい ため,イメージングプレートで検出できるのは対向壁の表 面近傍に存在する三重水素だけであることに注意が必要で ある.トーラス内側および外側のダイバータから,幾何学 的に対称な位置のダイバータ板をそれぞれ6組と4組取り 出して分析した結果,ダイバータ板表面の三重水素量に, 3.3.2.2節で述べたダイバータ粒子束と同様の非対称性が 観測された.また,ダイバータ型ラズマのストライク点近 傍では三重水素は少なく,ストライク点から離れた場所に おいて多くの三重水素が観測された.トーラス内側と外側 のダイバータ板では,内側のダイバータ板表面により多く の三重水素が観測された.

第一壁上に設置したマテリアルプローブについてもイ メージングプレートによる分析を行ったところ,堆積層が 比較的厚く形成されている場所に設置したプローブにおい てダイバータ板に比べて一桁から二桁程度小さな三重水素 を観測したが,他の場所では更に小さく,バックグラウン ドに近いレベルであった.

重水素・重水素反応で生成される 1.01 MeV の高速トリ トンの軌道計算を行ったところ,生成された内の約40% が,無衝突でプラズマ対向壁に損失することがわかった [37].真空容器上のトリトンの損失点分布を調べたとこ ろ,トロイダル磁場の向きにより,ダイバータ粒子束と同 様な非対称性をもって,主としてトーラス内側ダイバータ 部に損失することがわかった[37].計算結果は観測結果と 定性的に一致していると言える.

これらの結果から、①真空容器内の三重水素は主として ダイバータ板に蓄積している、②そのダイバータ板が損耗 して第一壁上に堆積層を形成するため、厚い堆積層が形成 される場所で比較的大きな三重水素蓄積が観測されてい る、と考えている.現在,昇温脱離などの手法で,壁内部 の三重水素蓄積量を調べている.

3.3.5.5 三重水素収支

重水素プラズマ実験の開始から真空容器内保守点検作業 終了までの約1年半の間,排出三重水素を観測し,LHD 真空容器内の三重水素収支を評価した.プラズマ実験終了 時点で32.4%,真空容器の大気開放後の期間に4.5%の三重 水素が放出された.観測した1年半の間に半減期4500日 で³Heに崩壊した三重水素は4.5%と見積もられた.これら の結果から,真空容器内の三重水素インベントリは,約 3.7 GBq(58.5%)と推算される.上述のように現在,昇温 脱離などの手法で,プラズマ対向壁内に残留した三重水素 量の測定を進めている.これにより真空容器内の三重水素 インベントリを評価し,LHDにおける三重水素収支を明ら かにしていく.

3.3.6 まとめ

本節では、これまでに LHD の重水素プラズマ実験で得られている、周辺・ダイバータプラズマおよび PWIへの同位体効果、重水素同士の核融合反応で発生するごくわずかな三重水素の動態に関する知見の概要をまとめた.

ダイバータ粒子束分布は,軽水素と重水素では大きな違いは見られていないが,重水素プラズマでは軽水素プラズ マに比べてダイバータ粒子束が小さくなる傾向が観測されている.幾何学的に対称な位置のダイバータ板への粒子束にはドリフトに起因すると考えられる非対称性が観測されているが,非対称性の度合いはイオンの質量に依存していないことから, **E**×**B**ドリフトの影響が強いと考えられる.

分光計測では、重水素プラズマでは、ダイバータ板から の炭素の発生が軽水素プラズマに比べて大きいことが観測 された.炭素の物理スパッタリング率および化学スパッタ リング率はともに重水素イオン入射の場合のほうが軽水素 イオン入射に比べて大きいためと考えられる.周辺プラズ マ中の炭素の輸送では、重水素プラズマにおいてより大き な遮蔽効果が観測されている.また、重水素プラズマ中の 炭素のフロー速度は軽水素プラズマ中に比べて、1/1.4~ 1/2倍になっており、この違いはおよそ軽水素と重水素の 質量比の 1/2 乗に近い値であることから、背景プラズマの フローが炭素のフローに関係していることが示唆されてい る.

ダイバータ排気については,質量比に起因して,重水素 の方が排気速度が低くなることが確かめられた.

重水素同士の核融合反応でわずかに発生する三重水素に ついては、排気ガス処理システムにおいて実験中から実験 後のメンテナンス期間を通して継続的に測定を行い、プラ ズマ実験中の三重水素の排気、壁からの三重水素の放出な どに関する知見を得ている.この測定により、LHD の2017 年の重水素プラズマ実験で生成された三重水素のうち約 40%が、次の2018年の重水素プラズマ実験開始までに排気 されたことが示された.排気されずに真空容器内に残留す る三重水素について、イメージングプレートを用いたプラ ズマ対向壁表面の分析が行われ、高速トリトンの壁への損 失点分布と、プラズマ対向壁表面の三重水素の分布が定性 的に一致することが示された.

今後は、ダイバータデタッチメントへの同位体効果を明 らかにするとともに、EMC3-EIRENE コードを用いた周辺 プラズマシミュレーションにより観測されている現象を再 現するなどして、周辺・ダイバータプラズマ中の輸送への 同位体効果について物理的理解を得る.また、プラズマ対 向壁に蓄積する水素同位体の分布を明らかにするなど、 PWIへの同位体効果への理解も深める.

参考文献

- [1] H. Tanaka et al., Nucl. Mater. Energy 12, 241 (2017).
- [2] H. Tanaka et al., Nucl. Mater. Energy 19, 378 (2019).
- [3] 辻 義之,田中宏彦,大野哲靖:プラズマ・核融合学会 誌 85,774 (2009).
- [4] 岩間尚文: プラズマ・核融合学会誌 74,1310 (1998).
- [5] 西野信博, 大舘 暁: プラズマ・核融合学会誌 86,648 (2010).
- [6] 阿部充志: プラズマ・核融合学会誌 95,155 (2019).
- [7] 大舘 暁: プラズマ・核融合学会誌 95,554 (2019).
- [8] S. Masuzaki *et al.*, Contrib. Plasma Phys. 50, 629 (2010).
- [9] H. Tanaka *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 125001 (2018).
- [10] S. Masuzaki et al., Nucl. Mater. Energy 18, 281 (2019).
- [11] M. Kobayashi et al., Nucl. Fusion 53, 033011 (2013).
- [12] T. Oishi et al., Plasma Fus. Res. 10, 3402031 (2015).
- [13] M. B. Chowdhuri et al., Appl. Opt. 47, 135 (2008).
- [14] E. Vietzke, J. Nucl. Sci. Technol. **39**, 363 (2002).
- [15] M. B. Chowdhuri et al., Phys. Plasmas 16, 062502 (2009).
- [16] T. Oishi et al., Appl. Opt. 53, 6900 (2014).
- [17] T. Oishi et al., Nucl. Fusion 58, 016040 (2018).
- [18] S. Y. Dai et al., Nucl. Fusion 58, 096024 (2018).
- [19] T. Oishi *et al.*, Preprint: 2018 IAEA Fusion Energy Conf. (Gandhinagar, India, 22-27 October 2018), EX/P3-11 (2018).
- [20] A. Kuzmin et al., Plasma Fus. Res. 13, 3402058 (2018).
- [21] A. Kuzmin et al., Nucl. Mater. Energy 17, 217 (2018).
- [22] G. Motojima et al., Nucl. Fusion 58, 014005 (2018).
- [23] G. Motojima et al., Nucl. Fusion 59, 086022 (2019).
- [24] G. Motojima *et al.*, Fusion Engineering and Design **143**, 226 (2019).
- [25] M. Tanaka, et al., Plasma Fusion Res. 11, 2405055 (2016).
- [26] M. Tanaka, et al., Fusion Eng. Des. 127, 275 (2018).
- [27] M. Tanaka, et al., J. Radioanal. Nucl. Chem. 318, 877 (2018).
- [28] M. Tanaka, et al., Fusion Sci. Technol., 76, 475 (2020).
- [29] M. Tanaka, et al., J. Nucl. Sci. Technol. 57, 1297 (2020).
- [30] M. Tanaka, et al., Plasma Fus. Res., 15, 2405008 (2020).
- [31] K. Masaki, et al., Fusion Sci Technol. 42, 386 (2002).
- [32] R. Sartori, et al., J. Nucl. Mater., 176-177, 624 (1990).
- [33] M. Tanaka, et al., Plasma Fusion Res. 15, 1405062 (2020).
- [34] J.R. Stencel, *et al.*, Fusion Technol. 14, 1047 (1988).
- [35] T. Otsuka and T. Tanabe, Mater. Trans. 58, 1364 (2017).
- [36] S. Masuzaki, et al., Phys. Scr. T171, 014068 (2020).
- [37] K. Ogawa *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 095010 (2018).





3.LHD 重水素実験初期で得られた特筆すべき成果

3. Research Highlights from Initial Phase of the LHD Deuterium Experiment

3.4 高エネルギーイオン閉じ込めおよび MHD 研究の進展

3.4 Advances of Energetic Ion Confinement and MHD Researches

鈴木康浩^{1,2)},小川国大^{1,2)},奴賀秀男¹⁾,大舘 暁^{1,3)},永岡賢一^{1,4)},

長崎百伸⁵⁾, 關 良輔^{1,2)}, 成嶋吉朗^{1,2)}, 恩地拓己⁶⁾

SUZUKI Yasuhiro^{1, 2)}, OGAWA Kunihiro^{1, 2)}, NUGA Hideo¹⁾, OHDACHI Satoshi^{1, 3)}, NAGAOKA Kenichi^{1, 4)},

NAGASAKI Kazunobu⁵⁾, SEKI Ryosuke^{1, 2)}, NARUSHIMA Yoshiro^{1, 2)} and ONCHI Takumi⁶⁾

¹⁾自然科学研究機構核融合科学研究所,²⁾総合研究大学院大学,³⁾東京大学,⁴⁾名古屋大学

⁵⁾京都大学エネルギー理工学研究所,⁶⁾九州大学応用力学研究所

(原稿受付:2021年1月8日)

本章では大型ヘリカル装置(LHD)重水素実験により進展した MHD・高エネルギーイオン閉じ込め研究の 成果を紹介する.これまでも,LHD は 3 次元系における MHD 及び高エネルギーイオン閉じ込め研究において世 界をリードしてきたが,重水素プラズマ実験での中性子計測により,プラズマ中の高エネルギーイオンの閉じ込 め状態を直接計測することが可能となった.この充実した中性子計測を活用することにより明らかになった,高 エネルギーイオン閉じ込めと高エネルギーイオン駆動 MHD 不安定性について紹介する.

Keywords:

Large Helical Device, deuterium experiment, energetic ion confinement, triton burnup, EIC, RMP, AE, ECH, ECCD

3.4.1 はじめに ~重水素実験期の高エネル ギーイオン閉じ込めおよび MHD 研究~

大型ヘリカル装置 (LHD) 計画プロジェクトでは、これ までヘリカル型磁場配位における高エネルギーイオン閉じ 込め研究,及び MHD 研究で世界をリードしてきた[1]. 特に軽水素実験期後半の特筆すべき成果として, MHD 不 安定性による高エネルギーイオン損失[2],電子サイクロ トロン共鳴加熱 (ECH) によるアルベン固有モード (AE) の制御[3]、ヘリカルリップル捕捉粒子駆動抵抗性交換型 モード(EIC)の発見[4,5]とその制御方法についての初期 結果があげられる[6]. これらの成果は、将来のヘリカル 型核融合炉におけるアルファ粒子閉じ込め性能に関わるも のであり,非常に重要な課題である.また,国際熱核融合 実験炉 (ITER) では、本来2次元である閉じ込め磁場配位 に MHD 不安定性の制御等を目的として 3 次元の外部摂動 磁場を重畳することが計画されており[7]、ヘリカル型の みならずトカマクをも含めた高エネルギーイオン閉じ込め 研究,及びMHD研究の体系化にLHDが果たす役割は大き い.

LHD 計画プロジェクトでは,LHD 重水素実験の主要課 題の一つに,高エネルギー粒子挙動の解明を掲げており, National Institute for Fusion Science, Toki, GIFU 509-5292, Japan 中でも、(1)高エネルギーイオン閉じ込め性能の定量的評価、(2)へリカル型磁場配位におけるアルファ粒子閉じ込めの実証、(3)AEあるいはEICによる高エネルギーイオン 損失の定量化とその制御方法の確立、を中軸に位置付け研究を展開している.軽水素実験期の高エネルギーイオン閉じ込め研究は、損失高エネルギーイオン計測器[8]による プラズマ外へ逃げたイオンや中性粒子エネルギー分析器 [9]による間接的な計測結果を基に研究を行ってきた.重 水素実験開始に伴い、DD反応により生成された中性子が 新たな計測対象となり、中性子を計測することにより、高 エネルギーイオン閉じ込め性能を、直接かつ定量的に評価 することが可能となった.

本章では,第2章2節で述べた充実した中性子計測を活 用することにより進展した高エネルギーイオン閉じ込め研 究,及び MHD 研究の初期結果を報告する.

3.4.2 高エネルギーイオン閉じ込め研究

3.4.2.1 中性子計測を用いたビームイオンの閉じ込め評価 LHDには加速エネルギーが最大180 keVである接線入射 負イオン中性粒子ビーム入射加熱装置(NBI)と,60-80 keV の加速エネルギーを持つ垂直入射正イオンNBIが実装され

corresponding author's e-mail: suzuki.yasuhiro@nifs.ac.jp

ており、この NBI 生成ビームイオンと、重水素プラズマ間 のDD核融合反応がLHD重水素実験における主な中性子発 生源となる[10].よって、中性子フラックスモニタ (NFM)による総中性子発生率計測から、グローバルな ビームイオン閉じ込めを評価することが可能であり、LHD における NBI 加熱の理解にも貢献することができる.

ビーム閉じ込め時間は、短パルスの重水素中性粒子ビー ム(NB)入射を行った際の中性子発生率の減衰と、古典的 なビームイオン閉じ込めから予測される中性子発生率の減 衰とのと比較によって評価する手法が広く用いられている [11-17]. LHD においてもビームイオンの実効的な閉じ込 め時間を評価するために、短パルス NB 入射実験を行った [18]. 図1に示すように、短パルスNB入射終了後、総中 性子発生率は指数的に減衰する.総中性子発生率の減衰時 間 τ_n には、ビームイオンの減速に起因する減衰時間を τ_n^{cl} 、 ビームイオン損失に起因する減衰時間をτ_eとすると, $(\tau_n)^{-1} = (\tau_n^{cl})^{-1} + (\tau_c)^{-1}$ の関係がある. ビームイオンの損 失は様々な要因によって発生し,その物理機構は複雑であ るため評価が困難であるが、一方で、ビームイオンの減速 は、CONV_FIT3D コード[18]を用いることで、比較的容 易に計算することが可能である.したがって、計算によっ て評価した τ_n^{cl} と,計測によって得られる τ_n から,ビーム イオン損失時間τ_cを評価することができる.

図2は接線NBと垂直NBについての解析結果の例をそ れぞれ示したものである. ビームイオンが完全に閉じ込め られている場合,図中の点は傾き1の直線上に分布するは ずであるが、実際には有限の閉じ込め時間で損失するた め、 τ_n^{cl} が増加するにつれて、傾き1の直線からずれる. 最 小二乗法フィッティングすることによって、傾きのずれを 評価し実効的な閉じ込め時間 re を求めた. 磁気軸位置を変 えて同様の実験を行い、その依存性を調べた結果が図3で ある[19].ここで、縦軸を閉じ込め時間から粒子拡散係数 に変換している. 図3の結果から, LHD におけるビームイ オン閉じ込めは、磁気軸を内側に寄せた配位の方が良好で あること,及び接線NBの方が垂直NBよりも良好であるこ とが明らかとなった. また, 垂直 NB を用いた短パルス NB 入射実験においては、5次元ドリフト運動論解析コード GNET コード[20]との比較を行い,MHD 不安定性が観測 されない放電においては, ビームイオン閉じ込めが新古典



図1 高エネルギーイオン閉じ込め時間評価を目的とした短パル スNB入射実験の典型的な放電波形[19].上から、NB入射 パワー、中心電子温度・密度、及び中性子発生率である.

的に記述されることを示した[21].

加えて、ビームイオン同士が相互作用を及ぼす非線形 クーロン衝突効果[22],及びビームイオンの核弾性散乱に よるバルクイオンのノックオンテール形成[23]等の効果を 考慮したビームイオンの挙動に関する研究も行った.

3.4.2.2 トリトン燃焼実験

将来の核融合炉における a 粒子閉じ込めの模擬実験とし て、これまで、トカマク装置で実施された重水素実験にお いて、DD 反応によってわずかに生成される 1 MeV の初期 エネルギーを持ったトリトンの燃焼実験が行われ、数値シ ミュレーションとの比較が行われてきた[24-31].一方、 これまで非軸対称系であるヘリカル装置においては、MeV 領域のエネルギーを持つイオンの良好な閉じ込めが大きな 課題の一つとされてきた.今回、LHD 重水素実験におい て、ヘリカル装置で世界初となるトリトン燃焼実験を実施 し、MeV イオンの閉じ込め研究を行った[21,32].重水素



図2 計測によって得られる中性子減衰率(縦軸)と高エネル ギーイオン損失を無視した計算によって得られる中性子減 衰率(横軸)[18].上下の図はそれぞれ接線入射 NB,垂直 入射 NB に対するものである.



図3 解析によって得られた高エネルギーイオンの粒子拡散係数 の磁気軸位置依存性[19].上下の図はそれぞれ、接線入射 NB、垂直入射 NB に対する結果である. プラズマ中で生じた1 MeV トリトンのごく一部は, 減速過 程において背景プラズマを構成する重陽子との2次的な核 融合反応を起こし,僅かながらも14 MeV 中性子が生じる. トリトン燃焼率は,(14 MeV 中性子の発生量)/(2.45 MeV 中性子の発生量)で定義され,トリトンの閉じ込め性能の 指標として広く用いられている.LHDにおいて圧倒的多数 の2.45 MeV 中性子の中に存在するわずかな14 MeVの中性 子を計測するため,TFTR 及び JT-60U で使用されたシン チレーティングファイバー(Sci-Fi)検出器に基づき,LHD に最適化した Sci-Fi 検出器を開発した[32-35].典型的な トリトン燃焼実験の放電波形を図4(a)に示す.ここで,総 中性子発生率は NFM[34,35]で計測し,総14 MeV 中性子 発生率については Sci-Fi 検出器で計測した.Sci-Fi 検出器 は,中性子放射化箔システム[37,38]による Si 箔を用いた



図4 (a)LHD 重水素実験におけるトリトン燃焼実験の典型的な 放電波形,(b)実験で得られたトリトン燃焼率の磁気軸依 存性.(c)GNET シミュレーションで得られたトリトン燃 焼率の磁気軸依存性[21].

14 MeV中性子束計測の値で較正した.本放電において、総 中性子発生率は、NBを停止した 5.3 秒から緩やかに減少を 始める. 立ち下がりにおいては、2つの減衰成分が見られ る. このうち, 早い減衰成分については 2.45 MeV 中性子に 対応し、ビームイオンの減速或いは輸送によるものであ り, 遅い減衰成分については 14 MeV 中性子に対応し、ト リトンの減速或いは輸送によるものである. 遅い減衰成分 が観測される時間帯において,NFM で測定した総中性子 発生率の値と、Sci-Fi検出器で得られた総14 MeV中性子発 生率の値がよく一致しており、総14 MeV 中性子発生率の 較正が適切であることを示している.様々な磁場条件下に おいて、トリトン燃焼実験を行った結果を図4(b)に示す. トリトン燃焼率は、磁気軸を内寄せにするに従い上昇する ことがわかった.LHDの第1年次の重水素実験において は,磁気軸位置 Rax = 3.55 m の磁場条件においてトリトン 燃焼率が最大となり、その値は、0.45%であった [21,39]. この値は、LHD と同等な小半径を持つ KSTAR やASDEX-Upgradeにおいて得られたトリトン燃焼率と同 等であり[27,31], LHDにおける MeV イオン閉じ込めがこ れらのトカマク装置と同等であることを示した. GNET コード[20]を用いて、磁気軸位置が 3.50 m、3.60 m、及び 3.75 m におけるトリトン燃焼率の数値シミュレーションを 行った(図4(c)).トリトン燃焼率が磁気軸の内側シフト によって上昇する結果が得られ,実験と傾向の一致を得 た.ただし、トリトン燃焼率の絶対値については、実験で 得られたものより低い結果であった[21].GNET コード においては、トリトンの案内中心軌道をブーザー座標系で 追跡しており、その損失点は最外殻磁気面である一方、実 験においては、トリトンはラーマー運動をしており、その 損失点はプラズマ対向壁である.この差違は、トリトンの 有限ラーマー運動効果とトリトンの損失点の違いに依るも のであると考えられる.

また,軽水素期から開発を進めてきた FIDA 計測につい て,日米の国際共同研究の下,整備を進めた FIDASIM と の比較を行った.軽水素プラズマ実験においては,Ha 光の スペクトルについて定性的な一致を得た[40].現在, MHD 不安定性の観測されない重水素プラズマにおける Da スペクトルについて,実験と FIDASIM の比較を行ってお り,中性子計測と組み合わせることで,低エネルギーから 高エネルギーの高エネルギーイオン閉じ込めについての理 解が進展すると考えられる.

3.4.3 MHD および AE 研究の進展 3.4.3.1 EIC 研究の進展

LHD ではヘリカルリップルに捕捉された高エネルギー 粒子の歳差運動と、周辺部の交換型モードが共鳴条件を満 たすと、ヘリカルリップル捕捉粒子駆動抵抗性交換型モー ド(EIC:Helically-trapped Energetic particle driven resistive interchange mode)と呼ばれるバースト的に発現する MHD 不安定性が励起される[5]. EIC は NB の大電力化と 重水素化によって大振幅化し[41]、加熱源であるビームイ オンの顕著な損失と、イオン温度上昇の抑制がみられるこ

とから、EIC のビームイオンの閉じ込めに与える影響を調 べることは肝要となる. LHDのNB加熱重水素プラズマに おいては、中性子発生率は巨視的なビームイオン閉じ込め の情報を反映し、中性子発生分布がビームイオンの径方向 分布を反映する.はじめに、NFM[36,37]及び中性子揺動 検出器[42]を用いて総中性子発生率を測定し, EIC がビー ムイオン閉じ込めに与える巨視的な影響を観測した結果及 び垂直中性子カメラ (VNC) [43] を用いて中性子発生分布 を測定し, EIC 前後における中性子発生分布の違いに着目 した結果について述べる.実験では、比較的低密度のプラ ズマへ垂直 NB 入射加熱を行うことで回帰的な EIC バース トを発生させ、総中性子発生率の時間変化を測定した結 果, EIC バーストに伴い,約2msの間に総中性子発生率が 最大で50%減少することがわかった[39,42,44].これは, EIC によってミリ秒オーダーの時間スケールでビームイオ ンの顕著な輸送・損失が起きていることを示している (図5a). また, EIC による磁場揺動解析を行ったところ, 揺動振幅の増大に伴い総中性子発生率は減少し,両者は, 線形の関係にあることがわかった.更に, VNC を用いるこ とで、図5b)に示すようにEIC バーストの発現に従い、 VNC1の中心視線 (R~3.8 m)の中性子計数は、最大で 50%減少する一方,周辺視線(R~4.0m)の中性子計数に はほぼ変化がみられないという結果が得られた[45,46]. 次いで、DELTA5D コードを用いて周波数の下方掃引を伴 うEIC磁場揺動を考慮した粒子軌道追跡シミュレーション を行い, EIC 前後のビームイオン密度の空間分布を得た 後,この計算結果に基づいて, VNC1によって期待される 線積分中性子分布の評価を行った[46]. EIC の発生によっ て、中心視線(R~3.8 m)の中性子計数が約50%減少する ことを再現した(図5b).実験結果と数値シミュレーショ ンとの比較を行うことで、EICを励起している垂直 NB で 入射されたヘリカルリップル捕捉ビームイオンが損失して いることが明らかになった.

つぎに、ビームイオンの損失を招く EIC バーストの発現 を防止する研究について述べる. EIC の発現には、ビーム イオンなどの高エネルギー粒子と抵抗性交換型モードとの 共鳴と,抵抗性交換型モードがマージナルに不安定である ことが必要であると考えられている.これらの励起条件を 考慮し二種類の制御手法を試みた.抵抗性交換型モードの モード幅は,磁気レイノルズ数sの-1/3乗に比例すること から,有理面における電子温度を上昇させることでモード 幅を狭めて高エネルギー粒子との共鳴を抑制する手法が第 一の方法である.電子サイクロトロン加熱によって電子温 度を上昇させることで,EICバーストを効果的に抑制する ことができ[6],結果として高いプラズマパフォーマンス を実現することができた.交換型モードの抑制に効果的で あることが知られている共鳴摂動磁場 (RMP)印加が第二 の手法であり,EIC発現条件を満たしているプラズマに対 して RMPを印加すると,図6に示すように,EICバースト



 図6 RMP印加時(#135245 red lines)と非印加時(#135209 black lines)のプラズマパラメータの比較.(a)加熱パターンと蓄積エネルギー,(b)RMPなしの磁場揺動,(c)総中 性子発生率,(d)RMP印加時の磁場揺動を示す.



図 5 a)高エネルギーイオン励起抵抗性交換型モード(EIC)に起因した総中性子発生率及び線積分中性子分布の変化.b)EIC 発生前後の線 積分中性子分布の変化[46].

の発現を効果的に抑制することができた. RMP 印加によ り磁気島ができるような条件では,より低密度側に運転領 域が拡大された. LHD は主として外部コイルによってポロ イダル磁場を作っている配位であり, MHD 不安定性の抑 制にしばしば適用される,回転変換分布を大きく変化させ るような制御手法は行いがたい.しかし,ここに示したよ うに,電子温度制御や,磁場の構造の制御によっても,高 エネルギー粒子駆動の MHD 不安定性である EIC の制御が できることが明らかになった.

3.4.3.2 ECH/ECCD によるアルベン固有モードの外部制 御の可能性

高エネルギー粒子閉じ込め特性は,核融合燃焼プラズマ では、プラズマ性能を決める最も重要な要因であり、高エ ネルギー粒子の異常輸送を引き起こすアルベン固有モード (AE) を外部から制御することが核融合燃焼プラズマを制 御するうえで重要なノブとなる.DIII-Dトカマクの電流立 ち上げ時に不安定化する反転磁気シアアルベン固有モード (RSAE) を外部から ECH 加熱することで安定化されるこ とが報告され[47],続いて,TJ-II 装置でも ECH による AE 安定化が報告された[48]. これを契機に、国際トカマ ク物理活動(ITPA)で、AE 外部制御に取り組む共同実験 (EP12)が立ち上げられ、世界中で関連する研究が展開さ れてきた.以前から高エネルギー粒子駆動 AE に関する国 際共同研究が行われていた LHD 実験, ヘリオトロン J 実験 (京都大学), TJ-II 実験 (スペイン) では, 相互実験提案を 含めた共同研究が展開された. ここでは, 国際共同研究と して LHD で行われた電子サイクロトロン電流駆動(ECCD) による AE 制御の実験についてその概要を紹介する.

中性粒子ビーム入射されたビームイオンの速度がアルベ ン速度より速い場合は、減速過程で AE との相互作用が可 能になり、AEを不安定化する.LHDでは、低磁場配位で 接線 NBI を入射した場合にこの条件を満たし、特に低磁場 領域で AE 励起が観測される.外部から ECCD を行うとプ ラズマ中に局所的な電流駆動が可能であるが、電流駆動を 効率的に行うためにはサイクロトロン共鳴条件をプラズマ 中心で満たす必要がある. そのため, 77 GHz ジャイロトロン で ECCD を効率よく行うために, B_t = 1.375 T で実験を行っ た. ECCDによりAE制御に成功した典型例を図7に示す. ECCD だけで数秒間プラズマを保持し、プラズマ中に電流 が有る程度飽和した状態で、NBI入射を行った.この実験 では、Ctr 方向に電流駆動(Ctr-ECCD, I_{EC}~-10 kA)を 行った場合に、アルベン周波数帯(50 kHz 以上)の磁場揺 動が抑制されていることが観測された. 逆向きに電流駆動 (Co-ECCD, *I*_{EC}~+20 kA) を行うとアルベン周波数帯の 磁場揺動は、さらに大きく不安定化することも示された [49-51]. この実験では、中性子計測から Ctr-ECCD で AE 安定化した時には、高エネルギーイオン閉じ込めが改善し ていることを示唆する結果も得られている. 詳細なデータ 解析により, ECCD によりアルベン連続スペクトル構造が 変化することが、AE 安定化に寄与する可能性が指摘され た[51]. また、シミュレーションを用いた理論的な解析か らは、連続スペクトル減衰の寄与の可能性も指摘されてい



図7 (a) ctr - 方 向 ECCD, (b) balanced-ECCD, (c) co - 方 向 ECCD 時の磁気プローブ信号の周波数スペクトルの時間発 展.(d) ECCD 入射波形と NBI 入射波形. 50 kHz以上のアル ベン波帯の揺動が、Ctr 方向電流駆動で抑制され、Co 方向 電流駆動で増大することがわかる.

る[52]. LHD における ECCD による AE 安定性制御のメ カニズムについては,今後の課題である.

ECCDによる AE 制御に関する同様の観測は, TJ-II やヘ リオトロン J でも行われている. それぞれの詳細にはここ では触れないが,磁気シアの効果やプラズマ分布の変化の 影響の重要性が指摘されている. これらの磁場配位の異な る3次元プラズマ間の比較により, ECCD による AE 制御 メカニズムの総合的な理解に繋がることが期待されてい る.

3.4.4 今後の展望

重水素実験により、プラズマ中の高エネルギーイオン輸送を直接評価できるようになったことで、軽水素実験では 明らかにすることができなかった課題を考察することがで きるようになった.このことは、将来のヘリカル型核融合 炉を設計する上で重要な知見である.一方、実験結果を解 析する上では、数値シミュレーションコードの整備も重要 な課題である.中性子計測や他の計測器を活用すること で、数値シミュレーションコードの検証と検討が、より高 い精度で行えるようになった.現在、LHDにおける高エネ ルギーイオン励起 MHD 不安定性による高エネルギーイオ ン輸送過程を明らかにするため、ハイブリッドシミュレー ションコードである MEGA コード[53]をLHDに適用して いる[54].より実験に即した解析を行うため,HINTコー ドを用いた観測データに基づくプラズマ平衡とNBIで入射 した高エネルギーイオンの電離分布を使用することで,軽 水素期におけるトロイダルアルベン固有モード発生時の高 エネルギー粒子損失について,実験観測との定性的な一致 を得た[55].現在,重水素プラズマ実験におけるトロイダ ルアルベン固有モードが与える高エネルギーイオン閉じ込 めへの影響の解析に着手しており,中性子計測や,高時間 分解能化された,E//BNPA[56]等の高エネルギー粒子計 測器で得た実験結果との比較によって,高エネルギーイオ ン輸送過程の理解について一層の進展が期待される.

参考文献

- [1] M. Osakabe et al., Fusion Sci. Technol 58, 131 (2010).
- [2] K. Ogawa et al., Nucl. Fusion 50, 084005 (2010).
- [3] K. Nagaoka *et al.*, 15th IAEA Technical Meeting on Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems - Theory of Plasma Instabilities, 5th - 8th, Sep. 2017, Princeton, USA.
- [4] X.D. Du et al., Phys. Rev. Lett. 114, 155003 (2015).
- [5] X.D. Du et al., Nucl. Fusion 56, 016002 (2015).
- [6] X.D. Du et al., Phys. Rev. Lett. 118, 125001 (2017).
- [7] A. Loarte *et al.*, Nucl. Fusion **54**, 033007 (2014).
- [8] K. Ogawa et al., J. Plasma Fusion Res. Series 8, 655 (2009).
- [9] M. Isobe *et al.*, Fusion Sci. Technol. 58, 426 (2010).
- [10] M. Osakabe et al., Fusion Sci. Technol. 72, 199 (2017).
- [11] W.W. Heidbrink et al., Nucl. Fusion 28, 1897 (1988).
- [12] K. Tobita et al., Nucl. Fusion 34, 1097 (1994).
- [13] E. Ruskov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 924 (1999).
- [14] G. Fiksel et al., Phys. Rev. Lett. 95, 125001 (2005).
- [15] J.K. Anderson *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 56, 094006 (2014).
- [16] W.W. Heidbrink et al., Nucl. Fusion 43, 883 (2003).
- [17] M. Isobe et al., Nucl. Fusion 41, 1273 (2001).
- [18] H. Nuga et al., Plasma Fus. Res. 14, 3402075 (2019).
- [19] H. Nuga et al., J. Plasma Phys. 86, 815860306 (2020).
- [20] S. Murakami et al., Nucl. Fusion 42, L19 (2002).
- [21] K. Ogawa et al., Nucl. Fusion 59, 076017 (2019).
- [22] H. Nuga et al., Nucl. Fusion 59, 016007, (2019).
- [23] H. Matsuura et al., Nucl. Fusion 60, 066007 (2020).
- [24] C.W. Barnes et al., Nucl. Fusion 38, 597 (1998).

- [25] S. Conroy et al., Nucl. Fusion 28, 2127 (1988).
- [26] W.W. Heidbrink et al., Nucl. Fusion 23, 917 (1983).
- [27] M. Hoek *et al.*, "Triton burnup measurements at ASDEX Upgrade by neutron foil activation," IPP-Report IPP-1/ 320, (1999).
- [28] P. Batistoni et al., Nucl. Fusion 27, 1040 (1987).
- [29] H.H. Duong and W. W. Heidbrink, Nucl. Fusion 33, 211 (1993).
- [30] T. Nishitani *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 38, 355 (1996).
- [31] J. Jo et al., Rev. Sci. Instrum. 87, 11D828 (2016).
- [32] K. Ogawa et al., Nucl. Fusion 58, 034002 (2018).
- [33] N. Pu *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **89**, 10I105 (2018).
- [34] N. Pu et al., Plasma Fusion Res. 13, 3402121 (2018).
- [35] N. Pu *et al.*, JINST 14, P10015 (2019).
- [36] M. Isobe *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **85**, 11E114 (2014).
- [37] M. Isobe et al., IEEE Trans. Plasma Sci. 46, 2050 (2018).
- [38] N. Pu et al., Rev. Sci. Instrum. 88, 113302 (2017).
- [39] M. Isobe et al., Nucl. Fusion 58, 082004 (2018).
- [40] Y. Fujiwara et al., Plasma Fusion Res. 14, 3402129 (2019).
- [41] T. Bando et al., Nucl. Fusion 58, 082025 (2018).
- [42] K. Ogawa et al., Plasma Fusion Res. 13, 3402068 (2018).
- [43] K. Ogawa et al., Rev. Sci. Instrum. 89, 113509 (2018).
- [44] K. Ogawa et al., Nucl. Fusion 58, 044001 (2018).
- [45] K. Ogawa *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 044005 (2018).
- [46] K. Ogawa et al., Nucl. Fusion 60, 112011 (2020).
- [47] M.A. Van Zeeland et al., Nucl. Fusion 49, 065003 (2009).
- [48] K. Nagaoka et al., Nucl. Fusion 53, 072004 (2013).
- [49] K. Nagasaki, S. Yamamoto *et al.*, Proceedings of 46th EPS Conference on Plasma Physics, 2019, https://agenda.infn. it/event/17816/contributions/94070/contribution.pdf.
- [50] K. Nagaoka *et al.*, 16th IAEA Technical Meeting on Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems - Theory of Plasma Instabilities, 3rd - 6th, Sep. 2019, Shizuoka, Japan.
- [51] S. Yamamoto et al., Nucl. Fusion 60, 066018 (2020).
- [52] J. Varela *et al.*, 16th IAEA-TM on EP and IP, 3rd 6th, Sep. 2019, Shizuoka, Japan, submitted to Nucl. Fusion.
- [53] Y. Todo and T. Sato, Phys. Plasmas 5, 1321 (1998).
- [54] Y. Todo et al., Phys. Plasmas 24, 081203 (2017).
- [55] R. Seki et al., Nucl. Fusion 59, 096018 (2019).
- [56] Y. Fujiwara et al., JINST 15, C02021 (2020).



プロジェクトレビュー

4. まとめ

4. Summary

森 崎 友 宏^{1,2)},長 壁 正 樹^{1,2)} MORISAKI Tomohiro^{1,2)} and OSAKABE Masaki^{1,2)} ¹⁾自然科学研究機構核融合科学研究所,²⁾総合研究大学院大学 (原稿受付:2021年1月8日)

プラズマの更なる高性能化をめざして、ヘリカル装置で 初めてとなる本格的な重水素実験を LHD において2017年 3月より開始した.その結果、重水素実験開始早々に、核 融合条件の一つであるイオン温度10 keVを、定常運転が本 質的に可能なヘリカル型装置において世界で初めて実現し た.その後は、第1章、ならびに、第3章1節に示したよ うに、LHD プラズマの更なる高温度化が進展している.

重水素実験実施に当たっては,第2章で示したように必 要な安全管理機器の整備に加え,ダイバータクライオポン プの導入・ECH アンテナの改造等,LHD を高性能化する ために必要な機器の整備も実施した.さらに,重水素実験 の主要な研究テーマである「同位体効果」の解明や高エネ ルギー粒子閉じ込めの特性評価に必要な計測機器の開発・ 整備を進めた.その一環で開発された,軽水素(H)と重水 素(D)の同位体比の空間分布を分光計測により評価する 手法は,世界初のH/D 比空間分布計測の成功に繋がった. 将来の核融合燃焼プラズマでは,重水素と三重水素が均一 に混合したプラズマの実現が求められるため,水素同位体 が混合した状態を模擬したプラズマの研究が,LHD 重水素 実験で進展することが期待される.

同位体効果の研究では、第3章2節に示したように、閉 じ込め改善を伴わないNBI加熱で保持された軽水素並びに 重水素プラズマを対象に、規格化衝突周波数や規格化ラー マー半径等を合わせた次元相似実験を実施した. 両者の閉 じ込め則における比較を系統的に行った結果、エネルギー 閉じ込め時間はジャイロボーム則に従うものの、それとは 別に、質量のほぼ1乗に依存する項が閉じ込め則に存在す ることが明らかとなった.これは、ITERのHモードスケー リングとほぼ同様の傾向を示しており、トカマク・ヘリカ ル共通の規則が見出されている. また, ECH プラズマを対 象とした実験では、密度・温度などの同一パラメータのプ ラズマを実現するのに必要な加熱電力が、軽水素よりも重 水素のほうが低いことが明らかとなり、同位体効果の存在 が明確となった.この実験では、軽水素プラズマよりも重 水素のほうが、プラズマ中の揺動振幅が低いことが観測さ れており,重水素による乱流抑制が同位体効果に起因して いることが示唆された.

一方,内部輸送障壁 (ITB) が形成され,輸送が改善した 高イオン温度プラズマに対して同位体効果を調べたとこ ろ,重水素プラズマのほうが顕著な閉じ込め改善がみられ ることも明らかとなった.さらに,この閉じ込め改善は線 平均密度が 2×10¹⁹[m⁻³]よりも低い密度領域で,また,磁 気軸位置が 3.6 m よりも内側で顕著となることが明らかと なった.同位体効果を包括的に理解するためには,同位体 による乱流抑制効果やゾーナル流の成長がエネルギー閉じ 込めの向上に寄与していることがジャイロ運動論によって 指摘されているため,今後は,揺動計測を強化して,その 解明を進める.

第3章3節に示したように,周辺・ダイバータプラズマ 及びPWIにおける同位体効果についても研究を進めてい る.ダイバータ領域における粒子束分布については,同位 体の違いによる大きな変化はみられていない.一方で,プ ラズマのイオン種が軽水素から重水素に変更することで, プラズマ周辺部においては炭素不純物の増加がみられてい る.これはイオンの質量が増加したことにより炭素製ダイ バータにおけるスパッタリングが増加したことに起因して いると考えられる.

LHDには、重水素実験で発生する三重水素を排気ガスより除去する装置(EDS)が設置されている。発生する三重 水素の量は中性子の発生量から評価することが可能である ため、EDSを通過する三重水素の量を計測することによ り、LHDにおける水素同位体の収支評価が可能である。こ のような真空排気ガスの厳密な管理をしている装置は世界 的にも稀であるため、LHDは将来の核融合炉における燃料 収支予測に重要な知見を提供する。

将来の核融合燃焼プラズマでは、核融合反応によって生 成された高エネルギーアルファ粒子によって高温・高密度 のプラズマが燃焼維持される.このため、核融合炉の実現 の為には、高エネルギー粒子の閉じ込めは重要な研究課題 である.このため、ヘリカル型装置における初めての本格 的な重水素実験となるLHDの実験で、ヘリカル型装置に おける高エネルギー粒子の閉じ込め特性が明らかになるこ

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

corresponding author's e-mail: morisaki.tomohiro@nifs.ac.jp

とが期待される.第3章4節に示したように,トリトン燃 焼実験によりLHDの高エネルギー粒子閉じ込め性能が, 磁気軸位置を内側に寄せた時に向上すること,それが KSTARなどの同サイズのトカマク型装置と同等であるこ とが実験的に明らかとなった.本成果は,定常運転が本質 的に可能なヘリカル型装置が,核融合燃焼に必要な高エネ ルギー粒子の閉じ込め性能を有していることを示した成果 として,Nature Physics誌の2019年の研究ハイライトに選 出された.今後は,将来のヘリカル型核融合炉の実現に向 けて,高エネルギー粒子の輸送特性の磁場配位依存性を示 すデータベースを構築するとともに,高エネルギー粒子に よって励起された不安定性と同粒子の相互作用に関する研 究を加速し、燃焼プラズマの維持に対する影響の検討を進 める.特に、LHDはITERなどに採用される負イオン源を 用いた高エネルギー中性粒子ビーム入射装置が複数台稼働 する世界で唯一の装置であるため、ヘリカル型装置のみな らず、トカマク型装置を含めた環状プラズマの燃焼維持に 向けた高エネルギー粒子閉じ込め研究の進展に貢献するこ とが期待される.

LHDは現在,文部科学省の大規模学術フロンティア事業 として,2022年度までの計画が認められている.今後は, 同位体効果をはじめとする環状プラズマの学理の確立に向 けた研究を進めていく予定である.