

プロジェクトレビュー

核融合科学研究所における数値実験炉研究プロジェクト

Numerical Simulation Reactor Research Project
at the National Institute for Fusion Science

1. はじめに

堀内 利得

自然科学研究機構核融合科学研究所

(原稿受付：2016年7月13日)

平成元年（1989年）5月29日核融合科学研究所の創設に際し、その研究推進の母体となる内部組織として研究所設立の主目的である大型ヘリカル装置（LHD）を建設し、その装置を用いて実験的に核融合プラズマの学理の構築に貢献する「大型ヘリカル研究部」と並立して、特定の閉じこめ概念にとらわれず広い視野に立って核融合プラズマの理論体系化をめざす「理論・シミュレーション研究センター」が設立された。

この設立理念を基調としながらも、その後のシミュレーション研究を取り巻く環境の変化や要請にこたえる最適の研究環境と研究体制を構築しつつ、シミュレーション研究を推進してきた。平成16年度の法人化では、大学利用機関法人自然科学研究機構の一員として、中期計画・中期目標を策定し、共同利用・共同研究の推進に努めることを求められるようになった。さらに、平成22年度から始まった第2期中期計画では、核融合原型炉に向けた学理の体系化を加速するために、研究者のライン組織として単一研究部のヘリカル研究部に一本化し、それぞれのタスクを持った大型ヘリカル装置（LHD）計画、数値実験研究、核融合工学研究からなる3研究プロジェクト体制を導入した。

この第2期中期計画において、「核融合プラズマ閉じ込めの物理機構解明、その体系化及び数値実験炉の構築」を数値実験研究プロジェクトの目標として掲げ研究活動を開始した。平成26(2014)年7月1日には、核融合原型炉の基本設計に数値シミュレーションの立場から貢献することを目的とした数値実験炉の研究をより一層活加速するため、数値実験研究プロジェクトの名称を「数値実験炉研究プロジェクト」と変更し、第2期中期計画期間の研究活動を続けた。第2期中期計画期間の最終年である平成27年度に、第2期中期計画全体に亘るプロジェクト研究活動に対し外部評価を受けた[1]。本稿では、第2期中期計画期間全体でどのような活動がなされ、どのような研究成果が得られたかを報告する。

1) 数値実験炉研究プロジェクト体制について

数値実験炉研究プロジェクトでは、これまでの炉心プラズマから周辺プラズマまでの研究を、実験や理論と連携しながらさらに発展させ、核融合磁場閉じ込め装置全体のプラズマ挙動を予測することのできるヘリカル型核融合装置に対する数値実験炉の構築をめざした大規模シミュレーション研究をその目標として研究活動を展開してきた。

このプロジェクトの推進に当たっては、大きな課題が3つある。まず、(1)炉心プラズマからプラズマ対向壁でのプラズマ物質相互作用に至るまでの核融合プラズマを構成する各種物理要素の導入とその物理の解明である。次に、(2)数値実験炉を構成する各要素物理の数値モデルの高精度化と要素物理を組み上げて数値実験炉の構築へ向けたコード体系化に向けた研究が必要となる。(3)この開発研究において、他の研究グループで開発されている同種のシミュレーションコードとのベンチマークテストを通じての理論検証、および、具体的な実験データとの比較による数値モデルの正当性・適応性の検証が重要となる。

これらの課題の解決に向けた研究活動を柔軟にかつ機能的に遂行できる体制として、図1に示した研究体制を構築した[2,3]。まず、研究推進の基礎母体として機動性と柔軟性を持ち合わせた8つのタスクグループを組織し、このグループを中心となって組織・運営を行う幹事を配置した(表1)。これらのグループ活動では、複数のグループへの参加、グループ間の研究交流、実験グループとの研究交流が推奨されている。次に、プロジェクト活動の全体の検証・調整、各タスクグループの進捗状態のモニタリングと必要に応じた目標設定や研究体制の修正等を行う場として推進会議を設け、定期的に必要な議論・決定を行っている。推進会議は、議長としての研究総主幹、シミュレーション研究系の二人の研究主幹、およびタスクグループの幹事で構成され、必要に応じて他のメンバーの参加も要請している。また、プロジェクトの推進には、LHD計画プロ

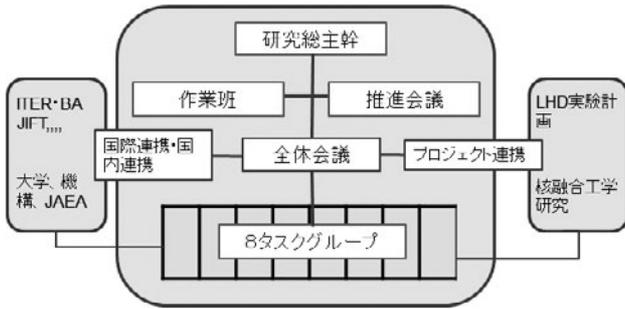


図1 数値実験炉研究プロジェクトの研究体制。

プロジェクトや核融合工学研究プロジェクトとの連携が重要となる。この2つのプロジェクトとの連携の窓口として、担当者を配置し、研究交流や連携研究の推進を図っている。また、プロジェクト全体での意見交換・情報交換、グループ研究活動報告、推進会議報告、出張報告や国際会議の報告、LHD計画プロジェクトや核融合工学研究プロジェクトとの研究交流の場として、全体会議を設定している。さらには、国際連携・国内連携活動においても担当者の配置や国際委員等の派遣を行うなど、COEとして活動を積極的に推進している。これら共同研究に関する活動状況の概要については、平成25(2013)年1月号のプロジェクトレビューの中で既に報告してある[3]。

2) プラズマシミュレータの整備

数値シミュレーションがその主たる研究手段である数値実験炉研究プロジェクトにとって、プロジェクト推進に最適なスーパーコンピュータの導入・更新と関連研究環境の整備が必須となる。これまで、共同研究用のマシンである大規模並列型計算サーバ(プラズマシミュレータを含む)の定期的な更新・性能向上により、最先端のスーパーコンピュータを用いた研究環境を数値実験炉研究プロジェクトを中心とする共同研究に提供してきた。表2に示しているように、平成24(2012)年10月の中間レベルアップでは、日立製作所製SR16000モデルL2 128ノードを同社製SR16000モデルM1(322ノード構成)へと約4倍の性能向上を、平成27(2015)年6月の更新では、さらに約8倍の2.62 Pflopsの演算性能と81TBの主記憶を持った富士通製PRIMEHPC FX100(2592ノード構成)を中心とするシステムを実現した。

その結果、世界のスーパーコンピュータ性能の指標であるTop500において世界27位、もう一つの指標であるHPCGにおいて世界12位を記録した(ともに平成27(2015)年7月時点)。大規模並列型計算サーバは、数値実験炉研究プロジェクトの大規模並列計算のための計算機“プラズマシミュレータ”(2448ノード)、LHDプラズマを中心に、関連

表1 タスクグループ体制。

タスクグループ名	幹事	メンバー
プラズマ流体平衡・安定性	市口勝治	14名
高エネルギー粒子	藤堂泰	5名
統合輸送シミュレーション	横山雅之	21名
新古典・乱流輸送シミュレーション	菅野龍太郎	14名
周辺プラズマ輸送	鈴木康浩	9名
プラズマ壁相互作用	中村浩章	18名
多階層複合物理	三浦英昭	18名
シミュレーション科学基盤	大谷寛明	16名

する核融合プラズマや基礎プラズマの数値解析、中小規模のシミュレーション、装置設計やデータ処理に関する共同研究を支援することを目的として運用されるLHD数値解析サーバ(144ノード)と、これを支えるフロントシステム、データ解析を目的としたデータ解析サーバ、可視化処理サーバ等で構成されている。日常的なプラズマシミュレータの運用、関連研究環境の整備や共同研究者への様々なシステム利用支援は、プログラム開発支援室の活用や計算機作業班等の活動を通じて行っている。その結果、プラズマシミュレータを用いた共同研究に参加する共同研究者の人数は常に150名余となっている(図2)。

以下の2章と3章では、核融合プラズマシミュレーションとその支援研究である基礎物理シミュレーションに分けて、大規模並列型計算サーバを用い国際・国内共同研究を通じて得られた研究成果の概要を紹介する。4章では全体のまとめと今後の展望を記す。

参考文献

- [1] 核融合科学研究所運営会議外部評価委員会:「平成27年度外部評価報告書」(2016年3月)。
- [2] R. Horiuchi *et al.*, Plasma Fusion Res. **6**, 2101055 (2011).
- [3] R. Horiuchi, J. Plasma Fusion Res. **90**, 2 (2014).

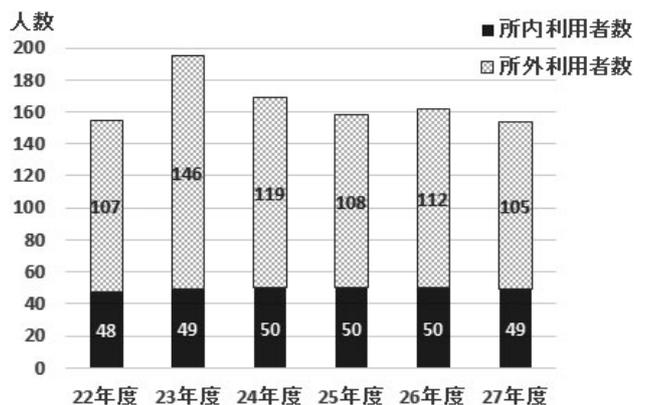


図2 プラズマシミュレータを用いた共同研究の利用者数。

表2 大規模並列型計算サーバの主要性能。

期間	機種	演算性能	主記憶容量	外部記憶装置容量
H21.3~H24.8	SR16000 モデル L2 128ノード	77 TFlops	16 TB	0.5 PB
H24.10~H27.3	SR16000 モデル M1 322ノード	315 TFlops	40 TB	2.0 PB
H27.6~H31.5	PRIMEHPC FX100 2592ノード	2.62 PFlops	81 TB	10.0 PB



プロジェクトレビュー 核融合科学研究所における数値実験炉研究プロジェクト

2. 核融合プラズマシミュレーション研究

2. Simulation Researches in Fusion Plasmas

2.1 MHD 平衡と安定性

2.1 MHD Equilibrium and Stability

市口勝治^{1,2)}, NICOLAS Timothée^{*1)}, 佐藤雅彦¹⁾, 石澤明宏³⁾, 石崎龍一¹⁾
 ICHIGUCHI Katsuji^{1,2)}, NICOLAS Timothée^{*1)}, SATO Masahiko¹⁾, ISHIZAWA Akihiro³⁾ and ISHIZAKI Ryuichi¹⁾

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⁾京都大学エネルギー科学研究科

(原稿受付: 2016年7月13日)

流体モデルのシミュレーションによって、プラズマのマクロ的挙動の解明が大きく進んだ。まず、大型ヘリカル装置 (LHD) の平衡及び圧力駆動型不安定性に関して、解析を進めた。独自に開発したマルチスケール手法を用いて磁気軸スイング実験での圧力崩壊現象を再現し、そのメカニズムを解明した。また、共鳴摂動磁場を印加した場合での圧力分布の変化とそれに伴うモード構造の変化を明らかにし、それによって、実験で得られている崩壊現象の局在を説明した。さらに、交換型モードの安定性に対する反磁性効果の影響を導入することにより、線型固有値解析及び非線型発展の両方の観点から、モードが電子反磁性効果に回転することを示し、実験結果を説明した。次に、微視的効果を含めることにより、磁気島に対する分極電流の駆動効果を新たに発見し、イオン温度勾配不安定性による乱流粘性の値を初めて評価した。また、ペレットアブレーションによって形成されるプラズモイドの移動方向が、その生成位置に大きく依存することを見出した。

Keywords:

magnetohydrodynamics (MHD), equilibrium, stability, interchange mode, diamagnetic effect, magnetic island, pellet ablation

2.1.1 LHD 磁気軸スイング実験のシミュレーション

LHD 実験では、真空磁気軸位置 (R_{vax}) に対する安定限界を調べるために、磁気軸スイング放電が行われた[1]。この実験では、放電中に垂直磁場を実時間制御して、対応する真空磁気軸位置を $R_{\text{vax}} = 3.6 \text{ m}$ から 3.5 m まで磁気軸を内側へスイングさせている。このとき、 $R_{\text{vax}} = 3.54 \text{ m}$ 付近において、急激な中心領域でのコア崩壊現象が観測された。また同時に、 $m = 2/n = 1$ の磁場揺動が顕著に観測されている。そこで、このコア崩壊現象のメカニズムを解明するために、簡約化 MHD 方程式に基づく NORM コード[2]を用いた非線型 MHD シミュレーションを行った。このシミュレーションにおいては、磁気軸スイングに対応する背景磁場の変化を取り入れることが本質的となる。ところが、この背景磁場はプラズマのダイナミクスに比べてはるかに長い時間スケールで変化している。そこで、この変化を取り入れるために、これまで開発してきた平衡磁場計算と非線型ダイナミクス計算を交互に繰り返すマルチスケール手法を、さらに拡張した[3]。今回拡張した点は、平衡計算の際にダイナミクス計算による回転変換の変化分を取り入れた

*現所属: ローザンス連邦工科大学

こと、及び初期条件として圧力分布には実験に対応した分布を利用し回転変換分布には交換型モードが非線型飽和したときにえられる分布を採用したことが挙げられる。

このシミュレーションの結果、図1に示すように、磁気軸スイングのない場合にはプラズマは安定であるが、磁気軸スイングを行った場合には崩壊現象が生じるとい、実験結果を再現する結果が得られた。磁気軸スイングを行った場合には、コア領域の圧力崩壊により、中心ベータ値が大きく低下するが、シミュレーションでも $R_{\text{vax}} \approx 3.55 \text{ m}$ で中心ベータの急激な低下が得られており、少し不安定な結果となっているが、実験とよく一致していると言える。また、図2に示すように、この崩壊現象前後での圧力分布の変化においては、定性的には一致しているが、実験に比べ中心圧力低下がやや小さい結果が得られた。さらに、実験では、加熱効果によってベータ値は再度上昇し崩壊が繰り返されることが得られており、この現象も今回定性的に再現できた。ただし、崩壊の繰り返しの周期は一致させることはできなかった。

この崩壊を引き起こした摂動が $m = 2/n = 1$ 成分が支配的なインファナルモードであることも得られている。この

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

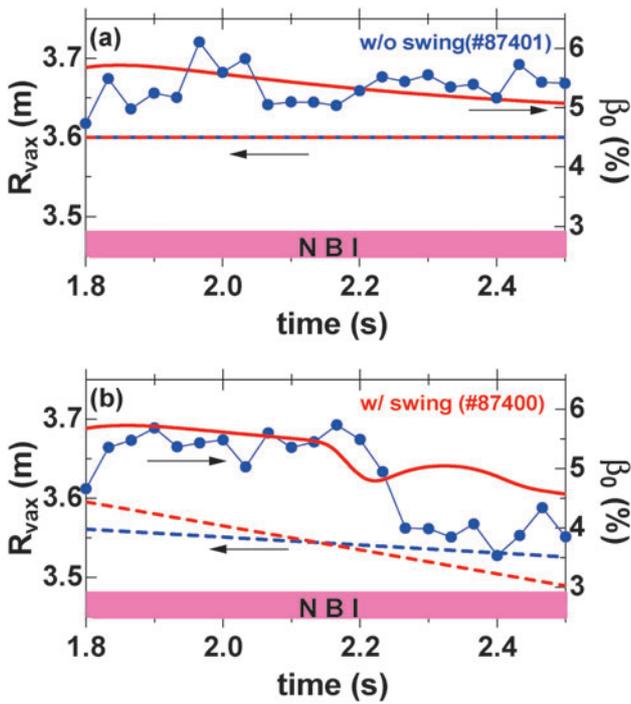


図1 磁気軸スイングなし(a)とあり(b)での中心ベータ値(実線)及び対応する真空磁気軸位置(破線)の時間発展。青線は実験値, 赤線はシミュレーション結果を示す。

モード数は観測された磁場揺動モード数に対応している。このインファナルモードは圧力駆動型モードであり、磁気丘の影響を強く受ける。このような内寄せ磁気軸スイングの場合には磁気丘が強くなるため、この磁気丘の変化がインファナルモードを不安定化したと考えられる[3]。

2.1.2 LHD プラズマの圧力駆動型モードに対する誤差磁場の影響

LHD では、誤差磁場の存在が実験的に確認されており、 $m = 1/n = 1$ の成分が支配的となっている。そこで本研究では、 $R_{vax} = 3.6$ m, $\gamma_c = 1.13$ の磁場配位において、共鳴摂動磁場を含むLHDプラズマのMHD特性を三次元コードを用いて解析した。誤差磁場が存在する場合には、それによって磁気面形状に擾乱が生じる。したがって、VMECのような入れ子状の磁気面を仮定した平衡計算コードは適用できない。また、この磁気島構造と矛盾のない圧力分布を持つ平衡解を得なければならない。一方、HINTコードでは、入れ子状の磁気面の存在を仮定していないため磁気島を含む平衡解を計算でき、同時にこの磁場構造に対応する圧力分布が自動的に決まる。そこで、本研究では、HINTコードを用いて平衡計算を行った。水平方向に一樣な誤差磁場を仮定して平衡計算を行った結果、図3に示すように、 $m = 1/n = 1$ の構造を持つ磁気島が存在する平衡が得られた。このとき、圧力分布は磁気島内部で局所的な平坦構造を持っている。

この平衡解における三次元安定性をMIPSコードを用いて解析した。MIPSコードでは、HINTコードと同じ円柱座標を用いているため、HINTコードによる平衡解の安定性をそのまま計算できるという利点がある。今回用いた磁場

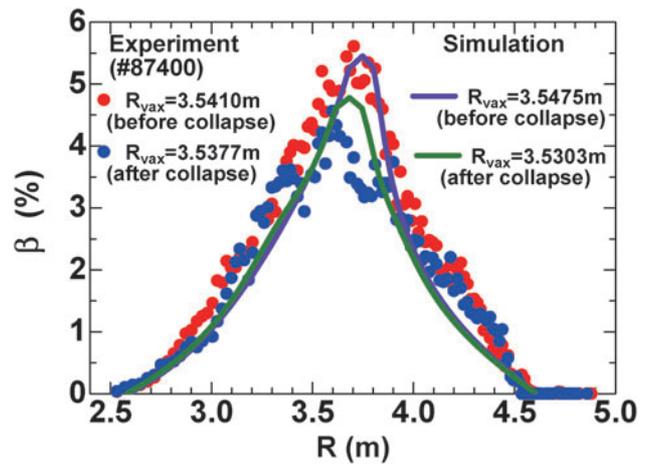


図2 磁気軸スイング時の崩壊前と崩壊後の圧力分布。

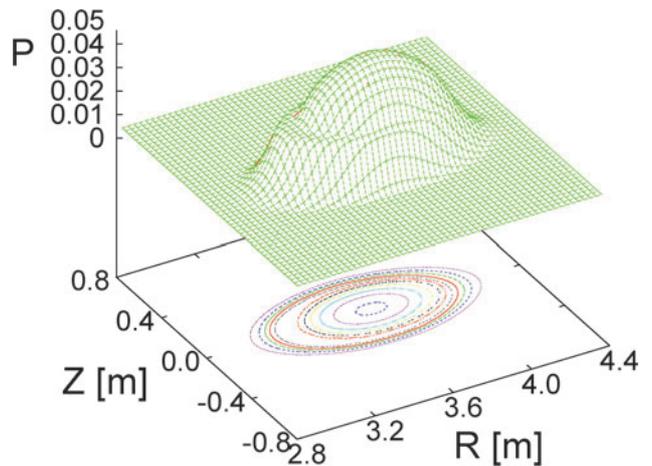


図3 RMP印加時の平衡圧力分布の鳥瞰図と等高線。文献[5] 'Three-dimensional MHD analysis of heliotron plasma with RMP', K. Ichiguchi *et al.*, NUCLEAR FUSION, vol.55, (2015) 073023 (10 pp), Figure 2 (a), Published 23 June 2015 by IOP Publishing より転載。

配位は、誤差磁場がない平衡では、交換型モードに対して不安定になる事が得られている。この場合、ポロイダル断面において、摂動圧力のモードパターンはポロイダル方向にほぼ一様に分布する。これに対し、誤差磁場が存在する平衡においては、図4に示すように、摂動が磁気島のX点近傍に局在するようなモード構造を持つモードが最も線型不安定になることを見出した。磁気島形状において、O点近傍では圧力勾配が小さいのに対し、X点近傍では圧力勾配が大きい。したがって、この構造を持つことによって、最も効率よく不安定エネルギーを利用することができる。

さらに非線型ダイナミクスにおいては、線型モード構造から予想されるように、摂動磁場によって形成される磁気島のX点近傍から崩壊が生じて全体に広がっていく結果が得られている。したがって、モード構造のトロイダル及びポロイダル方向の空間的位相は、磁気島の幾何学的形状によって固定される。一方、誤差磁場がない場合でも交換型モードが崩壊現象を引き起こすが、その場合にはそのような特別な位相は存在しない。LHD実験においては、誤差磁場がキャンセルされる場合とそのまま残っている場合につ

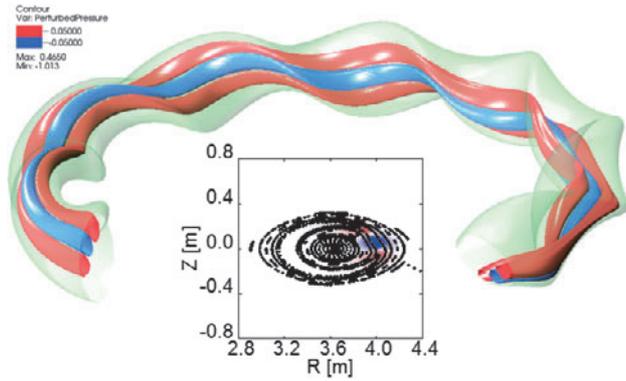


図4 RMP印加時の摂動圧力の線型モードパターン(赤及び青の領域)の三次元図と、横長ポロイダル断面でのモードパターン及び磁力線ポアンカレプロット。モードパターンにおいて赤及び青は摂動圧力の符号が異なることを示す。文献[5]‘Three-dimensional MHD analysis of heliotron plasma with RMP’, K. Ichiguchi *et al.*, NUCLEAR FUSION, vol.55,(2015) 073023 (10 pp), Figure 7, Published 23 June 2015 by IOP Publishing より転載。

いてプラズマ圧力の崩壊現象が比較されている[4]。誤差磁場がキャンセルされている場合には、崩壊時のモード構造がトロイダル方向に散乱して分布しているのに対し、誤差磁場が存在する場合には、トロイダル方向において局在することが観測されている。したがって、このモードの局在は、本研究で見出されたメカニズムによるものと考えられる[5]。ただし、誤差磁場が無い場合の不安定モードのモード数が、実験では $m = 1/n = 1$ であるのに対し本研究では、 $m = 2/n = 2$ であり、必ずしも一致していない。この差異は、支配的なモードを規定する散逸パラメータの選択が困難であることによるものであり、今後、数値計算手法のさらなる改善を行うことにより、より実験に即した解析を進める予定である。

2.1.3 FFHRにおける三次元MHD安定性解析

ヘリオトロン型 DEMO 炉として設計が進められている FFHR-d1 の三次元線型安定性の解析を行った。今回は、文献[6]に示されている、FIS-HA-MPD の平衡の安定性を調べた。三次元平衡計算には HINT コードを用い、安定性解析には MIPS コードを用いた。この安定性解析では、電気抵抗、粘性、熱伝導の効果を考慮した。電気抵抗には、主半径 $R_{c,reactor} = 15.6$ m, 磁場強度 $B_{c,reactor} = 4.7$ T, 及び文献[6]の Figure 2 に示されている電子密度 $n_e = 2.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, 電子温度 $T_e = 11$ keV に対応する値を用いた。また、磁場に垂直方向の熱拡散係数は、 $\chi_{\perp} = 1 \text{ m}^2/\text{sec}$ を仮定し、磁場に平衡方向の熱拡散係数 χ_{\parallel} に対しては、数値安定性が確保できる大きな値として、 $\chi_{\parallel} = 2.58 \times 10^4 \chi_{\perp}$ を用いた。このときの MHD 不安定性の成長率の粘性 ν に対する依存性を図 5 に示す。ここで、成長率及び粘性は、それぞれ、アルフベン速度 V_A を用いて、 $V_A/R_{c,reactor}$ 及び $R_{c,reactor} V_A$ で規格化されている。また、 $\nu = 10^{-6}$ 及び 3×10^{-4} での、摂動圧力のモードパターンも示している。この図より、 $\nu \leq 3 \times 10^{-4}$ で、交換型モードが不安定である結果が得られている。スラブ配位での流体乱流解析では、異常粘性として $\nu \sim 10^{-5}$

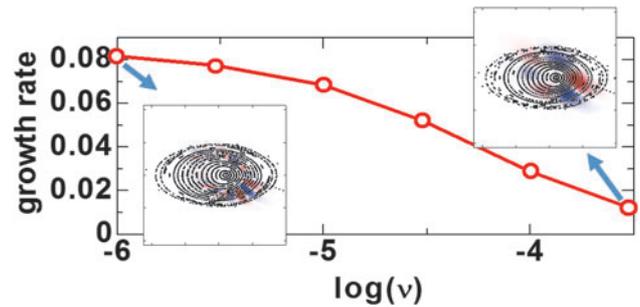


図5 FFHR-d1 (FIS-HA-MPD) の線型成長率の粘性依存性、及び、 $\nu = 10^{-6}$ 及び 3×10^{-4} での摂動圧力のモードパターン。

であることが示唆されている。しかし、トロイダル配位での異常粘性の評価手法はまだ確立されておらず、これよりも大きい可能性がある。その場合、成長率を低減する可能性がある。また、プラズマ中には、径電場による $E \times B$ フローや反磁性フローが存在し得るが、本解析では、これらのシアフローの効果が含まれていない。以下の解析結果にも示されているように、反磁性フローが存在すると、交換型モードに対して安定化の寄与を持つ可能性がある。 $E \times B$ フローにも同様の安定化寄与が期待される。したがって、今後は、粘性及びシアフローの効果を適切に取り入れる手法を確立し、FFHR-d1 に対して精度の高い予測を行うことが必要であると考えている。

2.1.4 LHDにおける理想交換型モードの電子反磁性方向回転メカニズムの解明

本研究では、LHDにおける交換型不安定性の成長率と実周波数に対する反磁性効果や熱拡散の効果を解析した。その結果、これまでにない新しい性質を見出した。LHDにおける交換型モードの安定性は完全には解明がなされていない。特に、モードの反磁性回転による影響はその中の一つである。LHD 実験においては、モードの回転がなくなると同時にモードが急激に成長する現象が観測されている。その現象はモードロッキングと呼ばれて、圧力崩壊を引き起こす。また、これまで知られている理論によると、反磁性回転方向はイオン反磁性方向になるはずであるが、実験では、電子反磁性方向に回転していることが報告されている。したがって、反磁性回転による安定性への寄与とモードの回転方向の解明は重要な課題である。本研究では反磁性効果を含む安定性解析を行い、交換型不安定性の成長率及び実周波数が熱拡散係数によって変化しうることを明らかにした[7]。

ここでは、線型簡約化 MHD コードを用いて、理想交換型モードが不安定な平衡での線型固有値解析を行った。特に、磁力線に垂直方向の熱拡散、粘性、反磁性効果が固有値に与える影響について注目した。まず、熱拡散が与える影響について調べた。一般に、熱拡散は安定化の寄与を持ち、その係数が大きくなるにつれて第1固有値の成長率は小さくなることが知られている。今回、第2固有値も同時に調べることによって、もっと複雑な振る舞いがあることがわかった。図 6 に示すように、熱拡散係数を大きくする

と、第1固有値の成長率は減少するが、同時に第2固有値の成長率は増加する。そして、熱拡散係数 χ_{\perp} がある限界値、 χ_c 、以上になると、両者の成長率は融合することが得られた。一方、モードの回転周波数に対応する固有値の実周波数は、 $\chi_{\perp} < \chi_c$ では、第1固有値と第2固有値は理想モードのようにどちらもゼロである。しかし、 $\chi_{\perp} = \chi_c$ で成長率の融合が生じると同時に実周波数の分岐が生じ、絶対

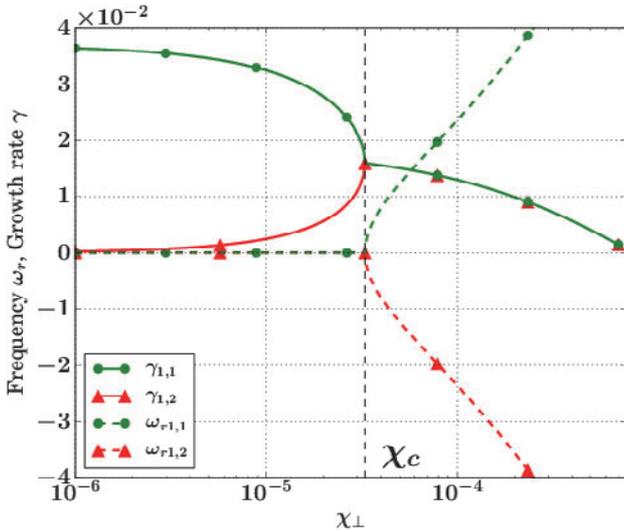


図6 交換型不安定性の第1固有値(緑)と第2固有値(赤)の成長率(γ , 実線)及び実周波数(ω_r , 破線)の熱拡散係数 χ_{\perp} に対する依存性. 文献 [7] 'Dissipation and diamagnetic effects on the interchange mode growth rate and rotation in reduced magnetohydrodynamics applied to stellarators', T.Nicolas and K.Ichiguchi, NUCLEAR FUSION vol.56 (2016) 026008 (15pp) Figure 3, Published 30 December 2015 by IOP Publishing より転載.

値は同じで符号が異なる値を持つ。ここで、正及び負の値は、それぞれ、イオン反磁性方向及び電子反磁性方向に対応する。 $\chi_{\perp} > \chi_c$ では、成長率が等しく反対方向の回転周波数を持つ2つのモードが共存するため、モードの回転方向は決まらない。

この状況において、反磁性効果を導入した。この場合、図7(a)に示すように、 $\chi_{\perp} > \chi_c$ において2つの固有値の成長率の融合が外れて両者は分離する。また、図7(b)に示すように、実周波数も $\chi_{\perp} < \chi_c$ においても分離している。この場合、第1固有値の実周波数は常に正の値を持ち、第2固有値の実周波数は常に負の値を持つ。即ち、最大成長率を持つモードはイオン反磁性方向に回転することになる。

さらに、十分大きな粘性を加えると、この状況は変化する。図7(d)に示すように、実周波数の傾向は粘性が無い場合と同じである。しかし、図7(c)に示すように、熱拡散係数がある値より大きくなると、2つのモードの成長率は、大小関係が逆転する。したがって、この大きな熱拡散係数の領域では、電子反磁性方向に回転するモードが支配的となる。このように、熱拡散と粘性とが同時に加わることによって、実験において電子反磁性方向に回転するモードが観測されていると考えられる。full-MHD方程式を解くMIPSコードを用いた計算結果でも、同様の結果が得られている[8]。

2.1.5 抵抗性インターチェンジモードの伝播のシミュレーション研究

二流体効果はMHD不安定性の安定性に影響を及ぼす他、モードの回転を引き起こしうる。線形解析によれば、

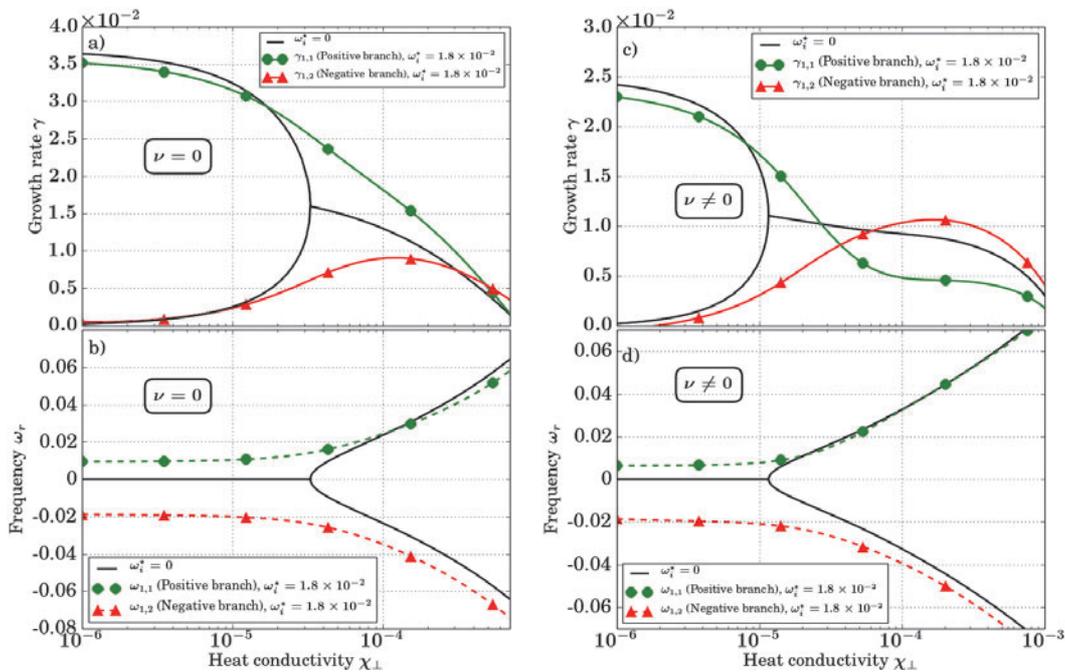


図7 成長率や実周波数に対する反磁性効果の影響。粘性 ν がない場合の成長率(a)と実周波数(b)、十分大きな粘性がある場合の成長率(c)と実周波数(d)。粘性がない場合は、イオン反磁性方向に回転するモードが支配的であるが、十分大きな粘性がある場合、成長率は逆転し電子反磁性方向に回転するモードが支配的になりうる。文献 [7] 'Dissipation and diamagnetic effects on the interchange mode growth rate and rotation in reduced magnetohydrodynamics applied to stellarators', T.Nicolas and K.Ichiguchi, NUCLEAR FUSION vol.56 (2016) 026008 (15pp) Figure11 and Figure 14, Published 30 December 2015 by IOP Publishing より転載.

抵抗性インターチェンジモードは電子の反磁性ドリフト方向に回転し、その速度は電子の流体速度よりも小さいことがわかっている。一方、LHD 実験によれば抵抗性インターチェンジモードは電子の流体速度と同じ速度で回転していることが観測されている。したがって、実験で観測されるモードの回転速度は線形解析だけで説明することはできず、非線形的に決定されるものであることを示唆していると考えられる。実際、二流体効果を含まない3場モデルによる抵抗性インターチェンジモードのシミュレーションでは、非線形的に磁気島が発生する結果が得られており、このような磁気島の形成はモードの回転に強く影響を及ぼしていると考えられる。そこで本研究では、LHD 実験で観測されているモードの回転メカニズムを明らかにするために、二流体効果を含んだ4場モデルを用いて抵抗性インターチェンジモードの非線形シミュレーションを行った。

(x, y) 平面でのスラブプラズマを考え、 $x=0$ および $x=1$ に固定境界を課し、 y 方向は周期境界条件を課した。初期平衡状態においては、 $x=0.5$ で磁場強度が0となるような tanh 型の磁場強度分布を仮定した。ただし、電流勾配は0とすることにより、テアリングモードに対しては安定な系を考えている。圧力分布に対しても tanh 型の分布を仮定し、 $x=0$ にて圧力をもっとも高く、 x が増加するにつれて単調減少するような分布を仮定した。また、磁場の曲率に由来する実効的な重力が x 方向に存在すると仮定した。 $x=0.5$ でのベータ値を0.5%とし、抵抗性インターチェンジモードが線形不安定である場合を考えた。このとき、線形シミュレーション解析から抵抗性インターチェンジモードの実周波数が、電子の流体速度の約60%であることがわかった。また、高次モードは二流体効果と有限の散逸の効果により安定化されることがわかった。

線形段階においては、磁気中性面 ($x=0.5$) での磁気フラックスの摂動成分は0であり、磁気島は生じない。しかしながら、非線形段階においてモードカップリングにより低次モードの磁気島が生ずる。図8では、 $\delta = 0.08$ および $\delta = 0.02$ の場合に対する非線形飽和状態での磁気面の様子を表したものである。ここで δ は装置のスケール長に対するイオンのスキン長の比である。 $\delta = 0.08$ では2つの磁気島が、 $\delta = 0.02$ では1つの磁気島が形成されていることがわかる。

非線形状態においては、磁気島内部の圧力分布が平坦化されるため、磁気中性面での電子の反磁性ドリフト速度は減少する。一方、イオンの反磁性ドリフト方向に $E \times B$ フローが形成されるようになり、電子の流体速度はこれらの速度の和となる。飽和状態での磁気島の幅は、二流体効果のパラメータ δ に依存する。 δ の値を変えた非線形シミュレーションを行い、得られた飽和状態での磁気島の幅と磁気島の伝播速度の関係を図9に示す。磁気島の幅が小さいときは、磁気島の伝播速度は電子の流体速度（電子の反磁性ドリフト速度と $E \times B$ フローの和）よりも小さいままである。しかしながら、磁気島の幅が大きくなるにつれて、伝播速度は電子の流体速度に近くなる。このように、LHD 実験でみられる抵抗性インターチェンジモードの回転速度

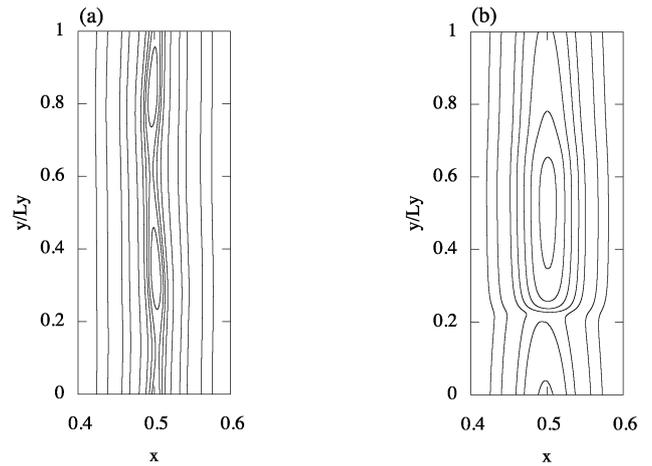


図8 (a) $\delta = 0.08$ と (b) $\delta = 0.02$ における飽和状態での磁気面。

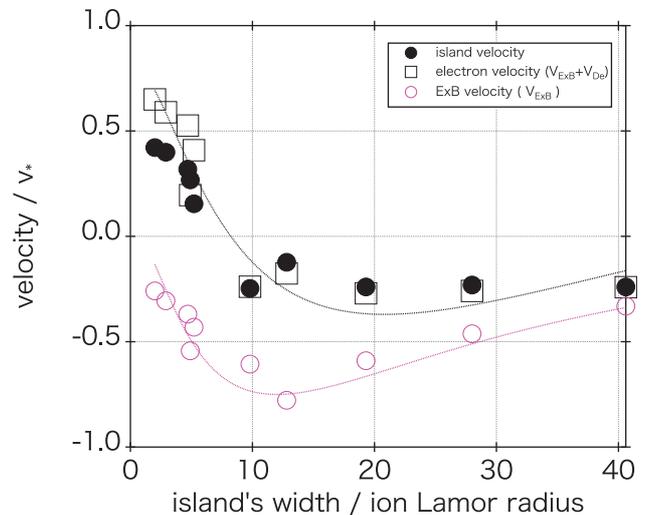


図9 磁気島の幅に対する磁気島の伝播速度の依存性。電子の流体速度及び $E \times B$ フロー速度もプロットしている。正(負)の速度は電子(イオン)の反磁性ドリフトの方向に流れていることに対応する。

は、非線形的に磁気島が形成されモード構造が変化することで説明できることを明らかにした。

2.1.6 磁気島の成長とヒーリングの数値シミュレーション

LHDにおける $n=1$ 磁気島の成長及びヒーリングの機構とともに磁気島の閉じ込め悪化への影響を、数値シミュレーションおよび理論により理解および予測することを目指して研究を進めている。特に、磁気島周辺の径電場、温度および密度分布に着目し、従来の理論モデルでは難しかった磁気島成長およびヒーリングの理解を行った。

第一に、従来の磁気島成長の数値シミュレーションではイオン温度を0と仮定していたため反磁性効果による磁気島周りの流れ生成が正しく評価できなかった点を改良した。新しい数値シミュレーションでは有限のイオン温度を考慮して数値シミュレーションを行い、有限イオン温度に起因する新たな磁気島成長の機構を明らかにした。この新たな成長機構は分極電流による磁気島駆動効果である。分極電流は磁気島の成長またはヒーリングを決定する中心的

役割を果たす。分極電流を評価するためには磁気島と流れとの相互作用を理解しなければならない。このときに有限イオン温度による反磁性流が決定的な役割を果たす。JIFT研究者派遣に基づいてテキサス大学と共同研究を行い、磁気島成長に重要な分極電流による磁気島成長効果を明らかにした(図10)[9]。さらに、分極電流効果がヒーリングに寄与する場合であっても、磁気島の背景にイオン温度勾配不安定性駆動乱流がある場合、乱流は分極電流効果を通じ

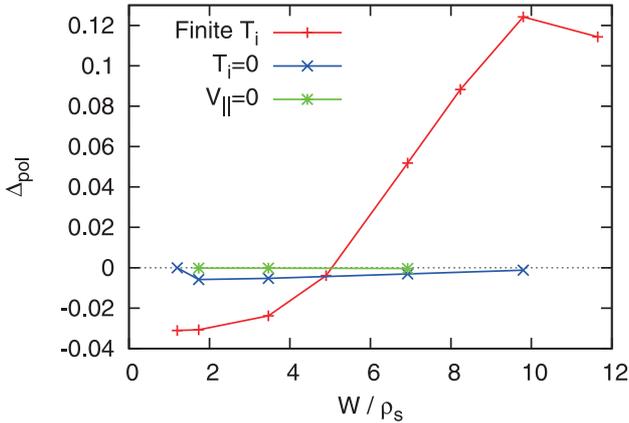


図10 分極電流による規格化磁気島駆動自由エネルギー Δ_{pol} の磁気島幅 W 依存性。ここで ρ_s はイオンのラーモア半径。 $\Delta_{pol} > 0$ が不安定、 $\Delta_{pol} < 0$ が安定であり、その絶対値が大きいほど不安定効果または安定化効果大きい。図は磁気島の成長およびヒーリングにおける分極電流効果の重要性を示す。冷たいイオン近似を用いた場合 $T_i=0$ 、磁気島の幅によらず分極電流は磁気島をヒーリングする。一方、冷たいイオン近似を用いない場合 (Finite T_i)、磁気島幅がラーモア半径の5倍以上であると磁気島が不安定になる。文献[9]より転載。

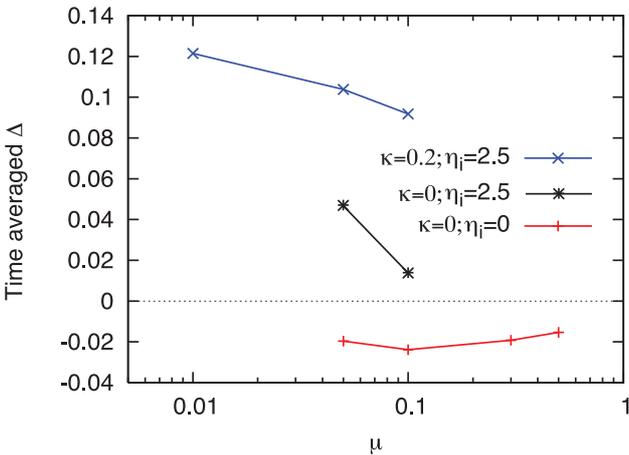


図11 イオン温度勾配乱流に影響された磁気島の成長を調べた。乱流による規格化磁気島駆動自由エネルギー Δ の粘性 μ 依存性。 $\Delta > 0$ は乱流が作る分極電流が磁気島を駆動すること、 $\Delta < 0$ は乱流が磁気島をヒーリングすることを示す。そして、その絶対値が大きいほど不安定効果または安定化効果大きい。規格化温度勾配 η_i が0の場合、イオン温度勾配不安定性は安定で、この場合、 $\Delta < 0$ で磁気島は安定な状況である。 $\eta_i = 2.5$ の場合、イオン温度勾配不安定性が不安定で、 $\Delta > 0$ となり磁気島はイオン温度勾配乱流によって駆動される。また、磁気面平均磁場率 κ が有限な場合は、イオン温度勾配不安定性がさらに不安定となり、乱流は分極電流効果により磁気島を強く駆動する。文献[10]より転載。

て磁気島を成長させることを新たに明らかにした(図11)[10]。そして、イオン温度勾配不安定性乱流により巨視的なMHD現象に対する乱流粘性の値を新たに評価することに成功した(図12)[10]。乱流粘性はジャイロボームで0.2(MHD規格で 10^{-5})程度である。この乱流粘性値は今後のMHDシミュレーションにおける粘性の一つの参照値として非常に有用である。また、高温プラズマにおける磁気島生成に重要となる電子慣性効果による磁気リコネクションの運動論シミュレーションを行い、新たなエネルギー変換過程を明らかにした[11]。

2.1.7 LHDにおけるペレット入射シミュレーション

ペレット入射により生成される低温高密度のプラズモイドの挙動はトカマクとLHDでは異なる。これは磁場の結合長が異なるためであることがこれまでの研究で明らかになった。トカマクでは常にプラズモイドが低磁場方向にドリフトするのに対して、LHDにおいては、プラズモイドの位置によってドリフト方向が変化する[12]。このメカニズムを解明するために、ペレット溶発MHDシミュレーションを行った[13]。

LHDにはトロイディシティによる磁場強度とヘリシティによる磁場強度がある。図13(a)と(b)は横長ポロイダル断面と縦長ポロイダル断面を示しており、それぞれにプラズモイド1、2が位置している。プラズモイド1はトロイディシティ高磁場側、かつヘリシティ低磁場側に位置しており、プラズモイド2はトロイディシティ高磁場側、かつヘリシティ高磁場側に位置している。これらのプラズモイドの磁気面平均密度の時間発展を図14(a)と(b)に示

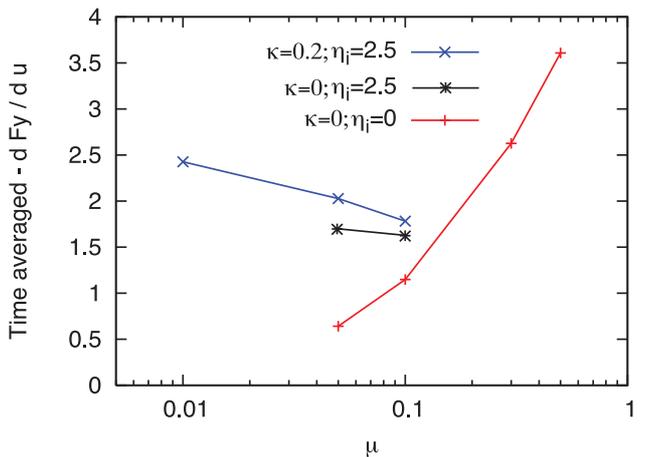


図12 磁気島が乱流粘性を通じて流れから受ける抵抗 $-dF_y/dy$ を計算し、イオン温度勾配不安定性乱流による乱流粘性の値を評価した。規格化温度勾配 η_i が0の場合、イオン温度勾配不安定性は安定で流れは層流となり、抵抗は粘性 μ に比例する。 $\eta_i = 2.5$ の場合、イオン温度勾配不安定性が不安定で、乱流による抵抗が磁気島に作用し、その抵抗値は粘性 μ にほとんど依存しない。図の黒線と青線を μ が大きいほうに外挿し赤線に交わる点の粘性 μ は0.2程度である。このことは磁気面平均磁場率 κ が有限であっても0であっても乱流粘性はジャイロボームで0.2(MHD規格で 10^{-5})程度であることを示す。文献[10]より転載。

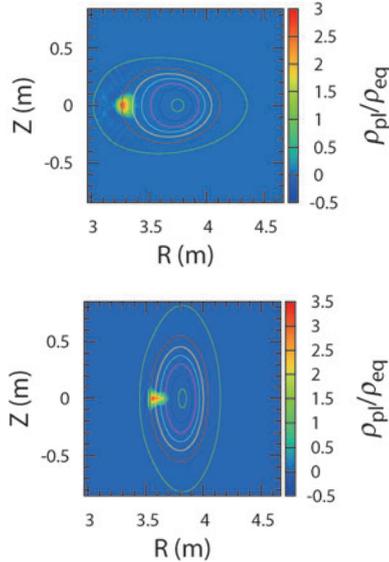


図13 (a)横長ポロイダル断面における $t=20\mu\text{s}$ のプラズモイド1の密度分布。(b)縦長ポロイダル断面における $t=20\mu\text{s}$ のプラズモイド2の密度分布。密度は背景密度によって規格化されている。

す。横軸は規格化小半径である。プラズモイド1は小半径方向(大半径負方向),つまり低磁場方向にドリフトしているが,プラズモイド2は小半径負方向にドリフトした後,正方向(大半径負方向),つまり高磁場方向にドリフトしている。このことは,プラズモイドの挙動は初期位置によって異なることを意味する。プラズモイドには,主に $1/R$ による力と磁場の復元力による力が働く。結合長が長いトカマクにおいては前者が相対的に大きくなり,常に大半径方向へドリフトする。一方で,プラズモイド1,2においては結合長が短く,後者がプラズモイドの運動を支配する。後者,つまりこの磁場の復元力は,プラズモイドの位置における低磁場方向の向きに加えて,磁力線に沿った磁場強度分布によって決まる。プラズモイド1においては,低磁場方向は大半径負方向であり,磁力線に沿った磁場強度は極小になっている。溶発により磁力線方向に膨張するプラズモイドは,磁力線に沿って磁場強度が大きくなるため,その運動が妨げられる。これが結果として大半径負方向へのドリフトを生じさせる。一方で,プラズモイド2においては,低磁場方向は大半径正方向であり,磁力線に沿った磁場強度は極大になっている。つまりドリフト方向を決定する磁場の二つの効果がプラズモイド1とは全く逆であるため,逆の逆は同じとなりプラズモイド1と同じ大半径負方向にドリフトする。これが高磁場方向にドリフトするメカニズムである。今後は,実験でのペレット入射に対応したモデルに拡張し,RMPの影響などを評価していく。

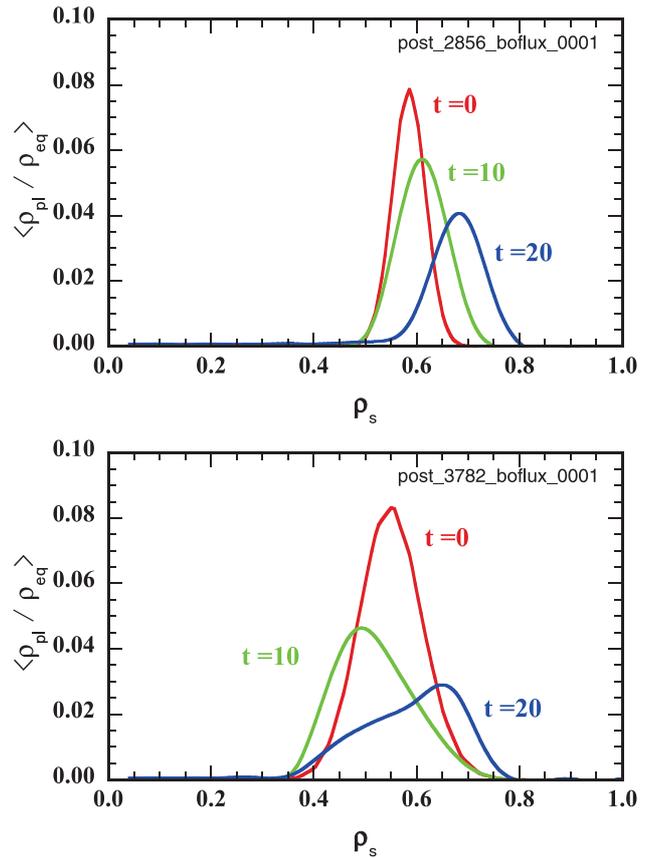


図14 (a)Booser座標におけるプラズモイドの磁気面平均密度の時間発展。横軸は規格化小半径,縦軸は背景密度による規格化密度,(a)(b)はそれぞれプラズモイド1,2を示す。

参考文献

- [1] S. Sakakibara *et al.*, *Proc. 23rd Fusion Energy Conf.* Oct.11-16, 2010, Daejeon, EXS/P5-13.
- [2] K. Ichiguchi *et al.*, *Nucl. Fusion* **43**, 1101 (2003).
- [3] K. Ichiguchi *et al.*, *Nucl. Fusion* **55**, 043019 (2015).
- [4] S. Sakakibara *et al.*, *Nucl. Fusion* **53**, 043010 (2013).
- [5] K. Ichiguchi *et al.*, *Nucl. Fusion* **55**, 073023 (2015).
- [6] J. Miyazawa *et al.*, *Nucl. Fusion* **54**, 043010 (2014).
- [7] T. Nicolas, and K. Ichiguchi, *Nucl. Fusion* **56**, 026008 (2016).
- [8] T. Nicolas *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **10**, 3403018 (2015).
- [9] A. Ishizawa *et al.*, *Phys. Plasmas* **19**, 072312 (2012).
- [10] A. Ishizawa and F.L. Waelbroeck, *Phys. Plasmas* **20**, 122301 (2013).
- [11] A. Ishizawa and T.-H. Watanabe, *Phys. Plasmas* **20**, 102116 (2013).
- [12] R. Sakamoto *et al.*, *Nucl. Fusion* **44**, 624 (2004).
- [13] R. Ishizaki and N. Nakajima, *Plasma Fusion Res.* **9**, 3403130 (1~5) (2014).



プロジェクトレビュー 核融合科学研究所における数値実験炉研究プロジェクト

2. 核融合プラズマシミュレーション研究

2. Simulation Researches in Fusion Plasmas

2.2 コアプラズマの輸送

2.2 Transport Simulation of Core Plasmas

菅野龍太郎^{1,2)}, 佐竹真介^{1,2)}, 沼波政倫^{1,2)}, 仲田資季^{1,2)}, 登田慎一郎¹⁾,
 山岸 統¹⁾, 洲鎌英雄^{1,2)}, 渡邊智彦³⁾, 石澤明宏⁴⁾
 KANNO Ryutaro^{1,2)}, SATAKE Shinsuke^{1,2)}, NUNAMI Masanori^{1,2)},
 NAKATA Motoki^{1,2)}, TODA Shin-ichiro¹⁾, YAMAGISHI Osamu¹⁾,
 SUGAMA Hideo^{1,2)}, WATANABE Tomo-Hiko³⁾ and ISHIZAWA Akihiro⁴⁾

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, ⁴⁾京都大学

(原稿受付: 2016年7月13日)

数値実験炉研究プロジェクト新古典・乱流輸送シミュレーショングループにおけるコアプラズマの輸送研究に関する最新の成果について報告する。新古典・乱流輸送シミュレーショングループでは、ヘリカルプラズマをはじめとするトラスプラズマの密度分布、温度分布、閉じ込め時間の予測に有用な知見を得るため、コア領域における輸送現象に対して、ドリフト運動論およびジャイロ運動論に基づく輸送モデルや大規模計算機シミュレーションコードを開発し、また実験結果との比較によるコードの検証を行っている。新古典輸送の局所近似理論モデルの構築、磁場摂動の新古典粘性や熱拡散への影響の評価、装置間・コード間比較検証について報告する。また、ジャイロ運動論シミュレーションに基づく、大型ヘリカル装置 (LHD) や JT-60U における乱流輸送の再現と予測、輸送モデルの構築やシミュレーションコードの拡張、新しいゾーナルフロークロージャーモデルに基づくジャイロ流体シミュレーションなどの成果を紹介する。

Keywords:

drift-kinetic simulation, gyro-kinetic simulation, gyro-fluid simulation, integrated simulation, neoclassical transport, turbulent transport

2.2.1 はじめに

磁場閉じ込めトラスプラズマ中の輸送現象の物理機構解明や輸送特性の定量評価は将来の核融合炉における炉心性能の評価や予測・最適化にとって不可欠であり、実験解析に加えて理論・シミュレーション研究が重要な役割を担っている。本章では、数値実験炉研究プロジェクト新古典・乱流輸送シミュレーショングループにおけるコアプラズマの輸送研究に関する平成25年度から27年度の期間において主に得られた成果について報告する。新古典・乱流輸送シミュレーショングループでは、ヘリカルプラズマをはじめとする磁場閉じ込めトラスプラズマの密度分布、温度分布、閉じ込め時間の予測に有用な知見を得るため、コア領域における新古典および乱流輸送現象に対して、ドリフト運動論およびジャイロ運動論に基づく理論モデルや計算機シミュレーションコードの開発や拡張を進め、将来の燃焼プラズマを見据えた大規模な理論・シミュレーション研究を展開している。また、LHD や JT-60U をはじめとするヘリカル型およびトカマク型実験における計測結果との

比較による予測性能の検証が複数行われ、開発した輸送シミュレーションコードの実証研究も進展している。次節からは、新古典輸送に関しては、(1)局所近似理論モデルの構築、(2)新古典粘性のプラズマ回転に与える影響の実験結果との比較、(3)装置間・コード間国際比較研究、および(4)新古典輸送現象への共鳴摂動磁場の影響について報告する。また、乱流輸送に関しては、(5)LHD 有限ベータプラズマの乱流輸送に対する理解と予測の進捗状況、(6) JT-60U トカマク実平衡における ITG-TEM 乱流の解析結果、(7)ジャイロ運動論解析に基づく乱流輸送モデルの統合コードへの適用、(8)ジャイロ運動論的シミュレーションのためのフラックス・チューブ連結モデルの開発、(9)燃焼プラズマにおける乱流輸送解析に向けた多粒子種モデルの開発、(10)国際ベンチマークの推進、(11)乱流計測シミュレータによる数値乱流計測、および(12)新しいゾーナルフロークロージャーモデルを用いたジャイロ流体 ITG 乱流シミュレーションについて成果を紹介する。

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

2.2.2 新古典輸送計算における磁気ドリフト項の重要性

ヘリカルプラズマにおける新古典輸送は、3次元磁場配位中における荷電粒子のガイディングセンタードリフト運動と、特にヘリカル磁場リップルに捕捉された粒子のクーロン散乱によって決まるが、ヘリカル装置が作る磁場配位の特徴や、衝突周波数領域、両極性径電場による $E \times B$ ドリフト速度の大小など、様々な因子に強く依存する。そのため、ガイディングセンター運動に対して様々な近似を行ってこれを解く従来の数値解法には近似に起因する誤差が含まれるが、それがどの程度定量的な精度に影響するかについては、これまでほとんど議論されてこなかった。そうした近似法として広く用いられているものには、ガイディングセンター軌道の小半径方向ドリフトを高次の微小量として無視する局所近似、荷電粒子の運動エネルギーの変化を無視した mono-energy 近似などがある。特に従来の局所近似では、磁場の勾配ドリフト及び曲率ドリフト（磁場ドリフト項）を小半径方向だけでなく磁気面接線成分も含め全部落とす近似が一般的に使われてきた。このように、本来5次元位相空間におけるドリフト運動論方程式によって扱われる新古典輸送現象を、小半径方向座標と運動エネルギーの2つの次元をパラメータ化することで3次元に簡約化した局所近似・mono-energy 近似の新古典輸送計算法（例えば DKES コード、GSRAKE コードなど）と、そのような近似を用いず5次元ドリフト運動論方程式を直接解くグローバル新古典輸送計算コード（FORTEC-3D）の計算結果には、特に低衝突領域で $E \times B$ ドリフト速度が大きくない場合に大きな差が生じることがこれまでの研究でわかってきた。しかしながら、両者によって求められる新古典粒子・熱フラックスには様々な近似に基づく差が混在化しており、具体的にどのような因子が最も大きく差異を生じさせているのか特定しづらかった。

そこで、両モデルの間をつなぐモデルとして、磁場ドリフト項の磁気面垂直成分だけを高次の微小量として無視し、磁気面接線成分を残し、かつ運動エネルギーの次元を残すことで結果的にDKESで用いられているような非圧縮 $E \times B$ フローの近似を使わなくてよい、新しい4次元簡約化ドリフト運動論方程式と、それを FORTEC-3D をベースとした *df* モンテカルロ法で解く数値手法を開発した[1]。この、磁気面垂直成分のドリフト項のみを落としたモデルを Zero-Orbit-Width (ZOW) 近似と呼び、接線成分も含めすべての磁場ドリフト項を落としてしまう従来の Zero-Magnetic-Drift (ZMD) 近似と区別する。こうして、FORTEC-3D コードは5次元のグローバルモデルから、4次元の ZOW または ZMD 近似、さらに mono-energy 近似と非圧縮 $E \times B$ フローの近似まで取り入れた3次元の DKES 極限と、様々な段階の近似を用いた新古典輸送計算を1つのコードで行うことが可能となり、それらの比較も統一的に行うことができるようになった。

様々なドリフト運動論モデルに基づいて LHD 配位におけるイオンの新古典粒子フラックスの径電場依存性を比較したものが図1である。ZMD や DKES モデルに見られる、

$E_r = 0$ における粒子フラックスの極端なピークが5次元グローバル計算においては抑制され、またピークの幅が広がって全体に $E_r < 0$ 側にシフトしていることがわかる。また、磁場ドリフトの磁気面接線成分を残した ZOW モデルだけが、グローバル計算に見られるこの傾向をよく再現することが判った。ヘリカル磁場リップルに捕捉された捕捉粒子のポロイダル方向の歳差ドリフトが、磁場ドリフト項を完全に無視してしまうと $E_r = 0$ において完全にゼロとなり（ポロイダル共鳴）、全ての粒子が大きな径方向輸送に寄与することになってしまう。一方、磁場ドリフトの磁気面接線方向成分の有限性を残すと、このポロイダル共鳴は $E \times B$ ドリフトと磁場ドリフトのポロイダル成分の釣り合いによって決まるため、イオンの場合 $E_r < 0$ 側にシフトし、かつ個々の粒子の速度によって釣り合いの条件が変わるために、共鳴による径方向フラックスが低く抑えられるのである。こうして、ヘリカル系の新古典輸送計算において磁場ドリフト項の磁気面接線方向成分が従来の局所近似とグローバル計算の差の主要因であることが明らかとなった。

2.2.3 新古典粘性がプラズマ回転分布に与える影響

新古典輸送理論は径方向輸送やブートストラップ電流を扱うだけではなく、トーラス磁場の磁気面上での磁場強度の不均一性に起因する新古典粘性の評価にも用いられる。新古典粘性はプラズマのトロイダル・ポロイダル回転分布の決定に重要な役割を果たすもので、最近のトカマク研究においても注目されている物理の一つである。共鳴摂動磁場 (RMP) 印加実験やトロイダルコイルが作るリップル磁

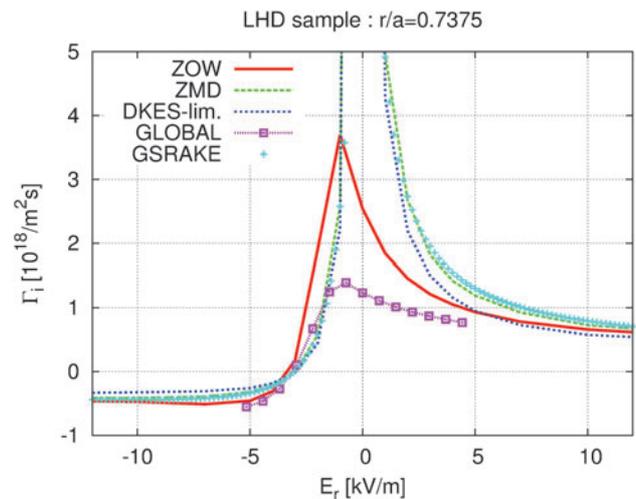


図1 様々な近似モデルのドリフト運動論方程式による新古典径方向粒子束の径電場依存性の比較。ZOW, ZMD, DKES-lim. はそれぞれ Zero-orbit-width, Zero-magnetic-drift, DKES 極限 (ZMD+非圧縮 $E \times B$ フロー) の局所近似計算法を表す。GLOBAL は5次元 FORTEC-3D コードの結果、GSRAKE は局所近似+バウンス平均の計算法である。磁場ドリフト項を考慮している GLOBAL と ZOW モデルだけが、 $E_r = 0$ における極端な Γ_i のピークが緩和されており、磁場ドリフト項の有無が新古典輸送計算に大きく影響することが示されている。

場成分など、実際のトカマク磁場に存在する微弱な非軸対称磁場摂動による新古典トロイダル粘性が、プラズマのトロイダル回転分布に与える影響を予測するためには高精度な新古典トロイダル粘性の計算法が必要とされる。

そこで、FORTEC-3D コードを用いて新古典ポロイダル・トロイダル粘性を評価できるようにコードの拡張が行われた。新古典粘性は圧力テンソルの磁力線平行・垂直方向成分の非等方性によって生じるので、ドリフト運動論に従って分布関数を計算する FORTEC-3D コードにおいて、これを直接的に数値的に評価する手法を開発した。そして、そのシミュレーションの応用研究として、日本原子力研究開発機構（原研機構、現 QST）との共同研究において、JT-60U 装置のトロイダル磁場コイルが作るリップル磁場成分による新古典トロイダル粘性を FORTEC-3D コードで計算し、その結果を原研機構で開発された統合輸送コード TOPICS に渡すことで、従来の輸送シミュレーションで無視されていた新古典トロイダル粘性を含むプラズマ回転分布の予測計算を行うことを可能とした。その結果、図 2 に示すように新古典トロイダル粘性の影響を含めた計算結果が、それ以前に行われていた NBI トルク入力と高速イオンの軌道損失による $J \times B$ トルクのみを考慮していた TOPICS コードによるシミュレーション結果に比べ、観測結果により近い回転分布を再現できることを示した[2]。今後、さらにトカマクや LHD における RMP 印加実験での新古典粘性計算と、プラズマ回転分布への影響に関する研究を進める予定である。

その他の新古典粘性計算の応用例として、LHD におけるバイアス実験において、バイアス電場によって $E \times B$ 回転を外部から駆動した場合の、新古典粘性のポロイダルフロー速度に対する非線形な応答に関する数値シミュレーションと実験観測の比較研究が行われた[3]。FORTEC-3D

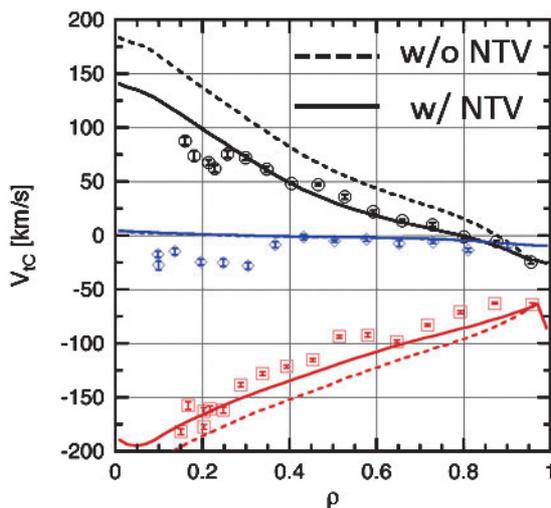


図 2 JT-60U の NBI Co, Counter, Balance 入射実験のそれぞれにおいて、FORTEC-3D で計算した新古典トロイダル粘性 (NTV) の影響を含める・含めないでトロイダル回転分布の計算を TOPICS コードで行った結果 (実線及び破線) と、トロイダルフローの計測結果 (点) の比較。NTV を考慮した計算の方がトロイダル回転の観測結果をよく再現している。

コードによる新古典粘性のシミュレーション結果と、バイアス電圧-バイアス電流関係の観測から推定された新古典ポロイダル粘性がピーク値をとるバイアス電圧の値の間に有意な一致を示すことに成功した。

2.2.4 新古典輸送計算の装置間・コード間国際比較検証研究

2.2.2 節で述べたように、新古典輸送計算法における近似、特に従来の局所近似ドリフト運動論方程式モデルにおける磁場ドリフト項の磁気面接線成分を無視することが、新古典径方向粒子・熱輸送評価の定量的信頼性に対する影響が大きくなってきた。こうした局所近似計算と、FORTEC-3D コードのように近似を用いないグローバルコードとの計算結果の差が、実際のヘリカル装置における両極性径電場の予測や、両極性条件における粒子・熱フラックスの計算結果にどの程度見られ、それが乱流輸送レベルと比べて無視できるのか否か、という問いに答えるためにまず、新古典輸送コード間のベンチマークによる各コードの実装が正しいかの検証 (Verification) と、新古典輸送計算が現実のプラズマの輸送現象をどの程度再現できているかの検証 (Validation) を様々なヘリカル装置で行うことでシミュレーション自体の信頼性を証明する必要があると考えた。

そこで核融合科学研究所の新古典輸送の研究グループが主導して、欧米のヘリカル装置を持つ研究機関の研究者に呼びかけて新古典輸送計算の装置間・コード間国際比較検証研究をこの数年間精力的に進めてきた。この共同研究には、スペイン CIEMAT, ドイツ Max-Planck 研, 米国 Wisconsin 大からの協力が得られた。そして、LHD や TJ-II, W7-AS, HSX 装置において、新古典輸送シミュレーションの検証が行えるように、電子・イオン温度分布、密度分布、並びに HIBP や CXRS などによる $E \times B$ 回転計測を揃えた実験データを取得し、FORTEC-3D や GSRACE, DKES コードで新古典輸送計算を行った。またそのシミュレーション結果を、加熱分布と温度分布の時間変化から評価したパワーバランス解析による熱輸送と比較した。新古典輸送シミュレーションから得られた両極性径電場とプラズマ回転観測の比較も行った[4]。

新古典輸送計算の Validation の難しさの一つは、実際のプラズマ中の粒子・熱輸送が新古典輸送のみで決まっているわけではない点が挙げられる。ただし、微視的乱流輸送はヘリカルプラズマの両極性径電場の決定にはあまり関与していないとみなされており、まず径電場分布を実験とシミュレーションで比較することが Validation の一つとなる。LHD における、 $T_i \approx T_e$ のイオンルート及び $T_i < T_e$ の電子ルートが想定される実験の解析例を図 3 に示す。3つのシミュレーションで求めた両極性径電場分布は観測結果とある程度よい傾向の一致を見た。ただし、FORTEC-3D コードと GSRACE, DKES コードでは E_r 分布に有意な差が出ている。これは、2.2.2 節で見た磁場ドリフト項の有限性による新古典粒子フラックスの径電場依存性によるものである。また、図 3 (a) のショットでの電子・イオン熱フラックス

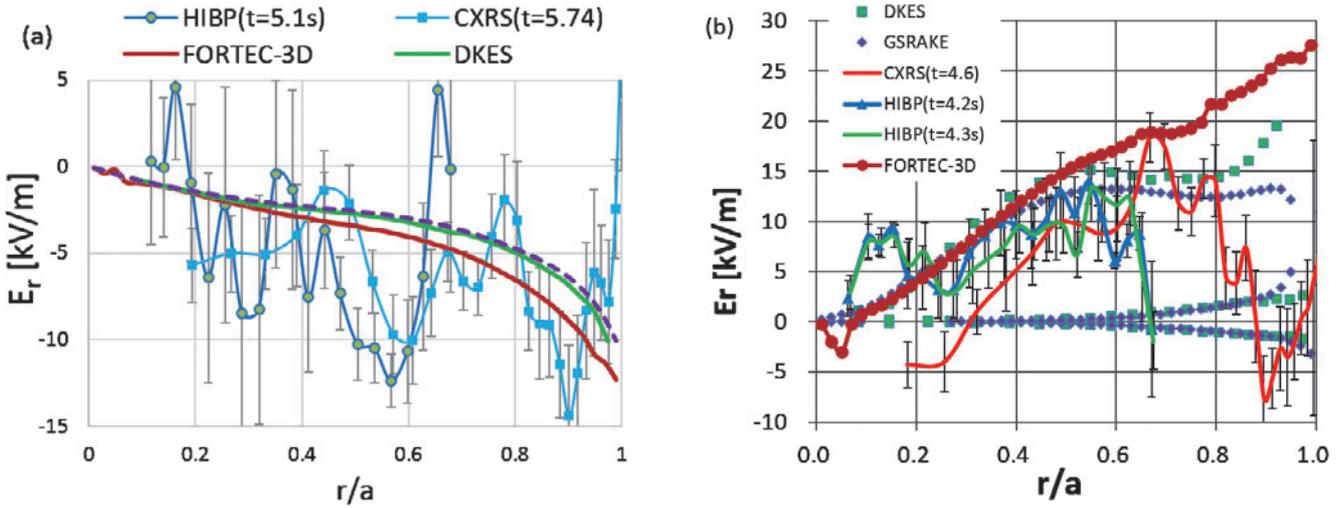


図3 LHD実験における、(a) $T_i \approx T_e$ 、(b) $T_i < T_e$ のプラズマにおける両極性径電場のシミュレーション結果と観測結果の比較。なお、(b)において局所近似コード(DKES, GSRAKE)は3根の両極性解を示しているが、グローバルFORTEC-3Dは径電場分布を時間発展で解くため、電子ルート($E_r > 0$)のみが解として得られている。HIBPはコア側、CXRSはエッジ側において観測精度が高い。

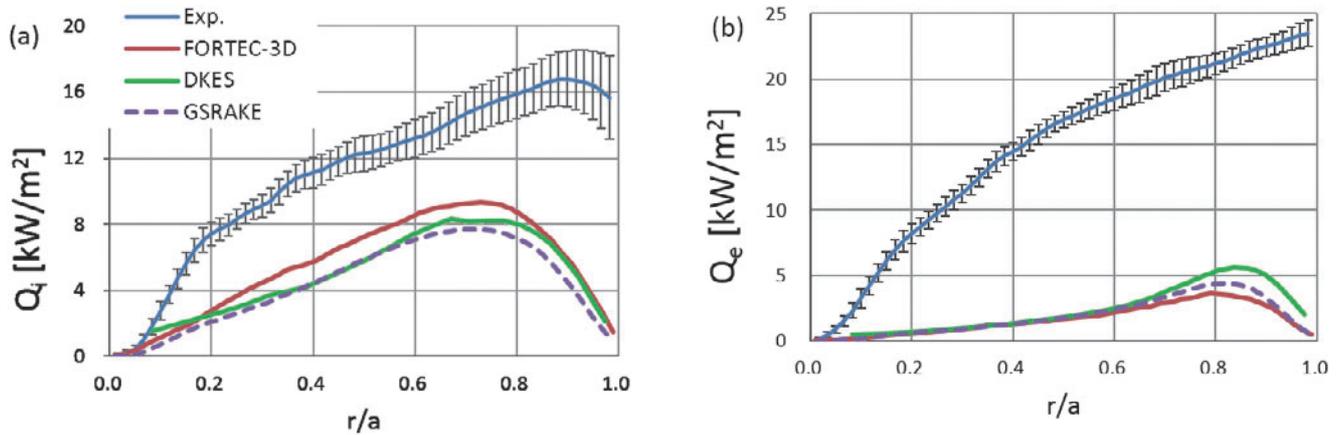


図4 LHD実験の $T_i \approx T_e$ プラズマにおける3つの新古典シミュレーションによる新古典イオン・電子熱フラックスとパワーバランス解析によるトータル熱フラックスの評価値(Exp.)の比較。

スの計算結果とパワーバランス解析の比較結果を図4に示す。このショットではイオン新古典熱フラックス Q_i がトータルの約半分ほどを占めているが、電子熱フラックスにおける新古典輸送の割合は低かった。乱流熱輸送レベルは $Q(\text{Exp}) - Q(\text{Neoclassical})$ によって評価されるが、新古典輸送の占める割合が大きい場合、新古典輸送計算自体の近似による誤差が乱流輸送の評価にも影響を与えることになる。この例では3つの新古典コードの計算結果には大きな差がなかったが、図5に示したTJ-IIのイオンルートプラズマの実験解析結果を見ると、FORTEC-3DとDKESコードでは約2倍の差が Q_i 、 Q_e に生じており、また新古典輸送がトータルの熱輸送に占める割合もかなり高い。このような状況はLHDでも特にイオンルートプラズマにおいて見られる傾向であり、高い新古典輸送計算の精度が要求される。実際、図5(b)においてDKESコードの Q_e はパワーバランスによるトータル熱輸送の評価値を超えてしまっており、この結果を信じるなら、パワーバランス解析による熱輸送が過少評価されたか、乱流熱輸送が内向きになっていると解釈することになってしまう。新古典輸送計算を近似

の少ないFORTEC-3Dコードに置き換えることによって、様々な誤差が入りやすいコアプラズマの輸送解析において少しでも不確定要因を減らすことが、特に新古典輸送が全体に占める割合が大きいケースになるほど重要となる。

2.2.5 新古典輸送現象への共鳴摂動磁場の影響

共鳴摂動磁場(RMP)を静的に加えた領域(例えば、プラズマエッジのエルゴディックな磁力線領域)におけるプラズマの輸送現象の物理的理解は、LHDプラズマのエッジにおける粒子・熱閉じ込めや、ダイバークへの熱負荷を制御するためITERなどで計画されているようなRMPを用いたEdge-Localized Mode(ELM)の抑制を行った際の閉じ込めの性能評価に重要である。近年の実験研究、例えば、DIII-DトカマクにおけるRMPを用いたELM抑制実験の結果、低衝突なプラズマエッジ(衝突頻度 $\nu^* \leq 0.1$)における粒子・熱輸送は、従来の標準的な理論モデルであるRechester-Rosenbluthの磁力線拡散理論(以下、R-R理論と呼ぶ)に基づいた予想とは、かけ離れていることが明ら

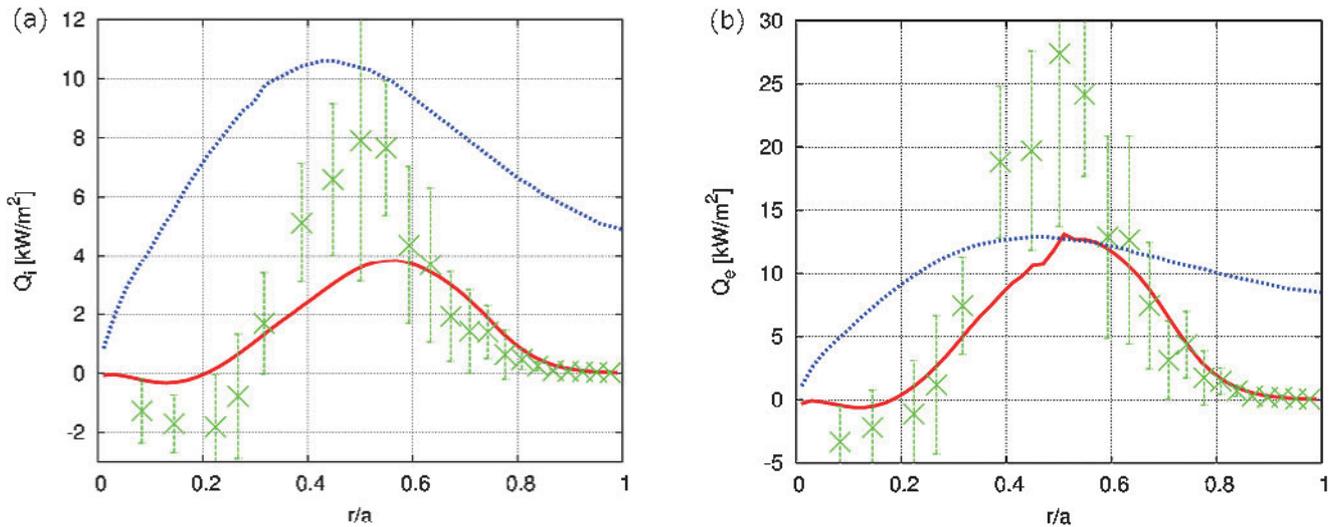


図5 TJ-II プラズマにおける新古典イオン・電子熱フラックスとパワーバランス解析によるトータル熱フラックスの評価値（青線）の比較。FORTEC-3D の計算結果が赤線、DKES の結果（緑）には温度密度分布計測の誤差伝搬によるエラーバーが評価されている。

かになった。ここで、ELM 抑制実験については、文献[5]を参照。この実験事実により、このようなプラズマエッジにおける輸送の基本的性質に対する物理的理解の見直しが早急に必要となっている。R-R 理論と同様に電場を無視する仮定の下で実行したドリフト運動論的シミュレーション (KEATS コード) によって、(1)案内中心分布の準定常状態における径方向のイオン熱拡散係数は、クーロン散乱効果によって R-R 理論値と比べて極めて小さくなることを確認し、(2)その物理パラメータ依存性については、R-R 理論モデルとほぼ同じであることがわかった。また、(3) RMP の効果は、衝突頻度が大きくなるに従い弱められることが明らかになった。図 6 は、イオン熱拡散係数に対する RMP の影響について、まとめたものである。詳細は、文献[6]を参照。実験と定性的に矛盾しない結果が得られたため、定量的な解析ができるよう、電子およびイオンの粒子フラックスに対する両極性条件から決まる径電場の効果も含めて輸送解析ができるようにコード開発を行った。初期的な計算結果として、正の径電場によって電子の粒子フラックスは抑制されるということを見出した。以上の初期成果により、両極性条件を満たす径電場を考慮して衝突輸送に対する RMP の影響を解析する準備が整った。

2.2.6 LHD 有限ベータプラズマの乱流輸送の理解と予測

ヘリカルプラズマのジャイロ運動論シミュレーション研究は磁場配位が複雑な 3 次元構造をもつために計算科学の観点からも挑戦的な課題である。そして核融合炉をめざす上で有限ベータ乱流輸送の理解および予測は不可欠であるにも関わらず、これを解析できるジャイロ運動論シミュレーションコードは開発されていなかった。我々は有限ベータプラズマに適用可能な電磁的ジャイロ運動論シミュレーションコードを開発した[7]。その結果、これまでプラズマベータが 0 の極限に限られていたヘリカルプラズマのジャイロ運動論シミュレーションの適用範囲が有限ベータ領域へと広がると共に電子・イオンの粒子・熱輸送がすべ

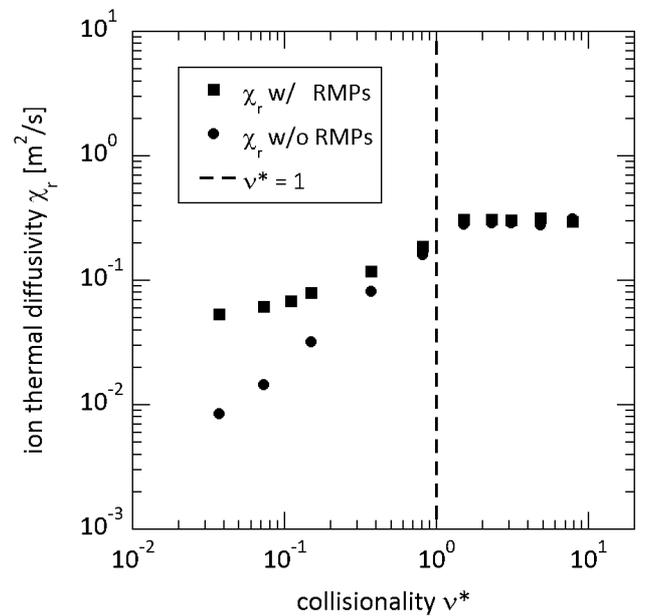


図 6 円形トカマク磁場に RMP を加え、磁力線構造がエルゴダイズした領域において、RMP が径方向のイオン熱拡散係数 χ_r に与える影響は、衝突頻度 ν^* が大きくなるに従い弱められる。図中の●は新古典熱拡散係数、■は RMP を加えた場合の熱拡散係数である。この計算例では、低衝突領域においても ($\nu^* \approx 0.04$ であっても)、RMP を加えた場合の熱拡散係数は、新古典熱拡散係数に対しておよそ 10 倍大きくなる程度であった[6]。

て定量評価可能となった。また、磁場揺動の導入により MHD 不安定性に対する最適化と乱流輸送に対する最適化の関係も理解できる展望が開けた。したがって、ヘリカルプラズマにおける乱流輸送の理解と予測に対する非常に大きな進展が期待される。ヘリカル・ステラレータ系の有限ベータ乱流輸送に対する非線形ジャイロ運動論シミュレーションは他に例がないほど困難である。またトカマクに対して行われたシミュレーションでは、ゾーナル流が弱くなり、その結果、飽和が得られない又は輸送レベルが極めて高くなることが指摘されている。このように、ほとんど未知の、有限ベータ乱流輸送に対する非線形ジャイロ運動論

シミュレーションを進め、乱流の飽和機構を調べた。その結果、ヘリカルプラズマ特有の乱流抑制機構を明らかにした(図7)。この抑制機構は非軸対称性磁場に捕捉された粒子に起因し、高ベータで不安定になる運動論的バルーニングモードの空間構造がトカマクと比較して大きく異なる点にある[7]。ヘリカルプラズマの場合、ゾーナル流が弱くとも、不安定なバルーニングモード同士がこのモード構造を持つがゆえに互いに引きちぎりがあって飽和する[8](図7)。この飽和機構は、 δf ジャイロ運動論方程式を持つ2次の保存量[9]を利用して、エントロピー密度が不安定モードから高波数へ非線形効果によって移送されることを示すことによって明らかになった。この新たな乱流飽和機構を含めトカマクおよびヘリカルプラズマにおける電磁的乱流のジャイロ運動論シミュレーション研究をレビュー論文としてまとめた[10]。

LHD 実験で得られた磁場形状やプラズマ密度と温度を計算モデルに忠実に反映して乱流輸送のシミュレーションを行う場合、有限ベータ効果よりも運動論的電子効果が大きな影響を与える。運動論的電子効果の導入はイオン温度勾配不安定性の成長率を増大させるだけでなく従来の電子の断熱応答を仮定した解析ではできなかった乱流による粒子輸送および電子熱輸送の評価を可能にする。今回の計算対象はLHDにおける高イオン温度放電と呼ばれ将来の実験炉において有望視されている高性能なヘリカル型プラズマの一つで、この放電におけるプラズマはイオン温度勾配不安定性に駆動される乱流が輸送を引き起こすことが知られている。運動論的電子効果を含んだ計算結果を図8に示す。図中でTime=40以降は乱れを含んだ準定常状態が得られており、この状態が実験で観測される状態に対応する。図8(c)は粒子がトーラス中心方向に輸送されていることを示す。図8(b)は電子のエネルギー輸送の時間発展(赤線)を示す。黒色実線は実験観測値を示し、両者はよく一致していることがわかる。図8(a)はイオン熱輸送の時間発展を示す。赤線がシミュレーション結果、黒線が実験観測値を示す。シミュレーションによるイオンの熱流束は、このケースでは実験観測値のおよそ3倍の値を与えて

いる。一方、図8(d)に示すように、横軸に示した温度勾配が20%程度下がるだけで、縦軸にある熱輸送(計算結果を実験値で規格化したもの)は0.4倍にも低下することが、同時に明らかとなった。すなわち、熱輸送はイオン温度勾配の値に非常に敏感であり、実験における熱輸送を再現する温度勾配の評価は20%程度の誤差であることが定量的に示された。実験で観測されるプラズマは、上述のイオン温度勾配による不安定性を引き起こす臨界勾配状態に近い密度及び温度分布を持つと考えられる。さらにプラズマが乱流に遷移すると、不安定性理論の予測を超えて、輸送が生じる臨界状態は変化することがある。特に、プラズマ乱流が作り出すゾーナル流と乱流渦の非線形相互作用に大きく影響されることが、これまでの理論・数値シミュレーションによって指摘されてきた。しかし、今回のシミュレーションが示すところは、この従来のパラダイムからの帰結とは必ずしも一致せず、結果として、LHDプラズマにおいて乱流輸送を駆動する臨界温度勾配は、線形理論が与える評価に近いことがわかった。これはLHDプラズマではトカマク型プラズマと比較して、乱流による流れの自己組織化効果が弱いことを示唆しており、高性能ヘリカル型プラズマの乱流輸送モデル構築に向けた重要な結果である[11]。

2.2.7 JT-60U トカマク実平衡における ITG-TEM 乱流輸送解析

ITERやDEMOといった次期核融合実験炉における乱流輸送特性の定量評価及び予測には、ジャイロ運動論に基づいた第一原理乱流シミュレーション解析・予測が有効であり、燃焼プラズマ中の乱流輸送解析に向けてコード開発やV&Vが進められている。本研究では、ジャイロ運動論的乱流シミュレーションコードGKVに実プラズマ形状と平衡分布データを導入するインターフェースを新たに構築した[12]。これにより、JT-60U実験プラズマに対する初めての第一原理乱流シミュレーション解析が実現され、微視的不安定性特性や乱流スペクトル構造の同定に加え、イオン及び電子に関する熱輸送レベルの比較が行われ、GKVによる乱流輸送シミュレーションの定量予測性能の検証が成さ

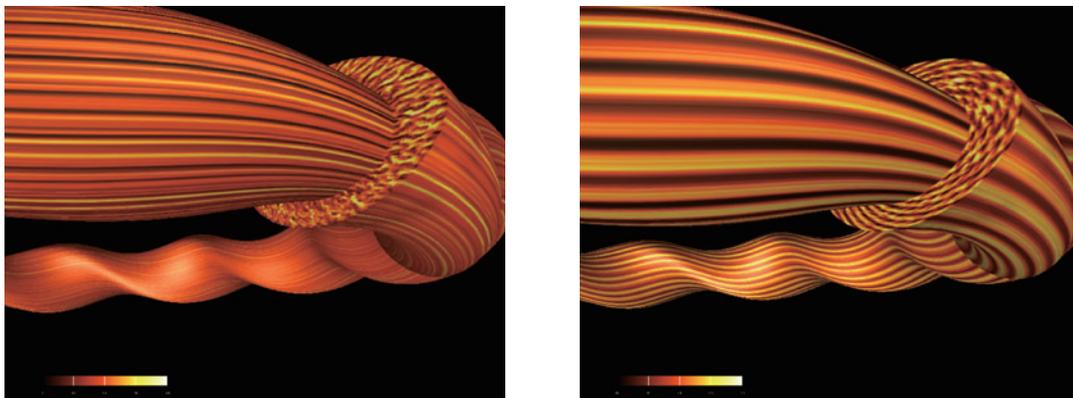


図7 大型ヘリカル装置における非軸対称トーラスプラズマ内の乱流の静電ポテンシャル揺動分布を示す。左図は低ベータで乱流輸送を支配するイオン温度勾配不安定性乱流を示す($\beta = 0.3\%$)。右図は高ベータで乱流輸送を支配する運動論的バルーニングモード乱流を示す($\beta = 1.7\%$)。高ベータでは乱流の空間構造が低ベータと異なり、この構造がヘリカルプラズマ特有の乱流の飽和機構を生み出す。

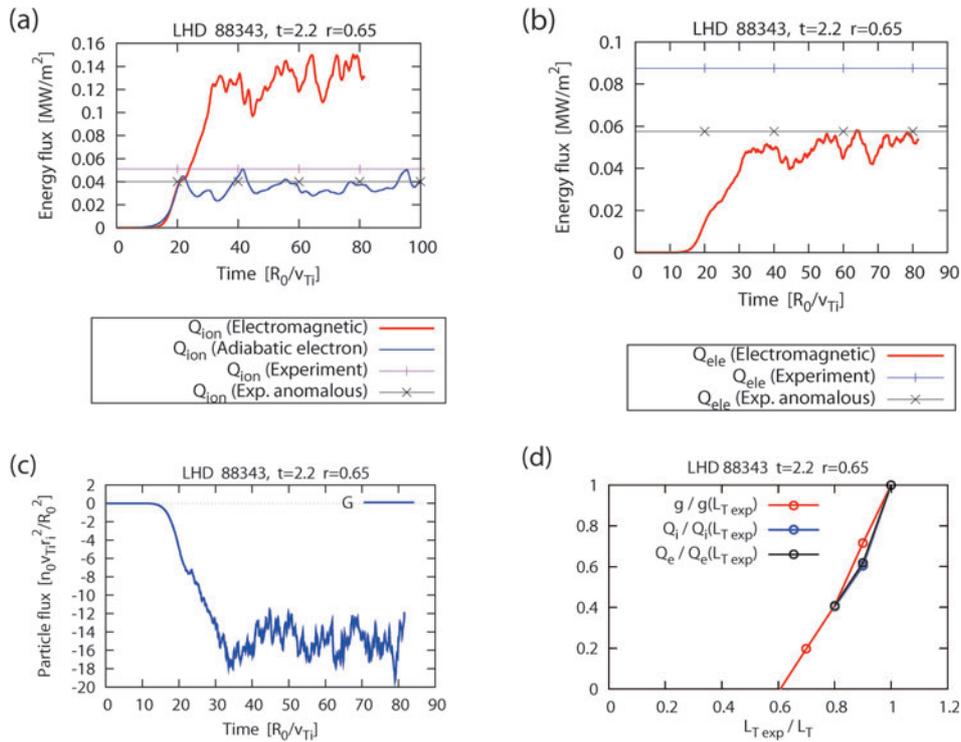


図8 LHD実験解析結果：(a)イオンエネルギー流束，(b)電子エネルギー流束，(c)粒子流束，(d)エネルギー流束と温度勾配長の関係図。

れた。ITERやDEMOにおける規格化プラズマサイズは $a/\rho_i \geq 500$ (a : プラズマ半径, ρ_i : イオンジャイロ半径)を示すため、そのような将来の大型装置に対する予測性能を評価する観点から、JT-60U L-mode 放電 ($a/\rho_i \sim 500$) を対象に乱流シミュレーション解析を行った。イオン種に加え、通過/捕捉電子もジャイロ運動論に従う無撞着な取り扱いを実現することにより、半径位置に応じた異なる微視的不安定性特性を同定し、プラズマ内側領域ではイオン温度勾配(ITG)不安定性が支配的となり、外側領域に向かって捕捉電子不安定性(TEM)へと遷移していく様相を明らかにした[13]。さらに、それらの微視的不安定性から駆動されるイオンスケール乱流中の熱・粒子輸送レベルを評価し、実験計測結果と比較を行った[14]。GKVによる乱流輸送シミュレーションは、従来の準線形流体輸送モデル(TGLF)では定量性を欠く領域に対しても、イオン及び電子熱輸送レベルに関する実験結果を比較的良く再現することに成功している(図9)。これらの知見はシミュレーションモデルのさらなる高度化や、建設中の次期実験装置に対する予測研究の基盤構築に資する研究成果となっている。

2.2.8 ジャイロ運動論解析に基づく乱流輸送モデルの輸送シミュレーションへの適用方法

ジャイロ運動論方程式を解くGKVコードを用いて、ヘリカルプラズマにおける乱流輸送について、LHDでのイオン温度勾配不安定性(ITG)モードや帯状流について研究する。イオン熱拡散係数はジャイロボム熱拡散係数とある関数の積とする。ある関数はITG成長率の混合長概算、磁気シアパラメータ、帯状流の崩壊時間(the decay time)に依存する。イオンの熱拡散係数について、線形

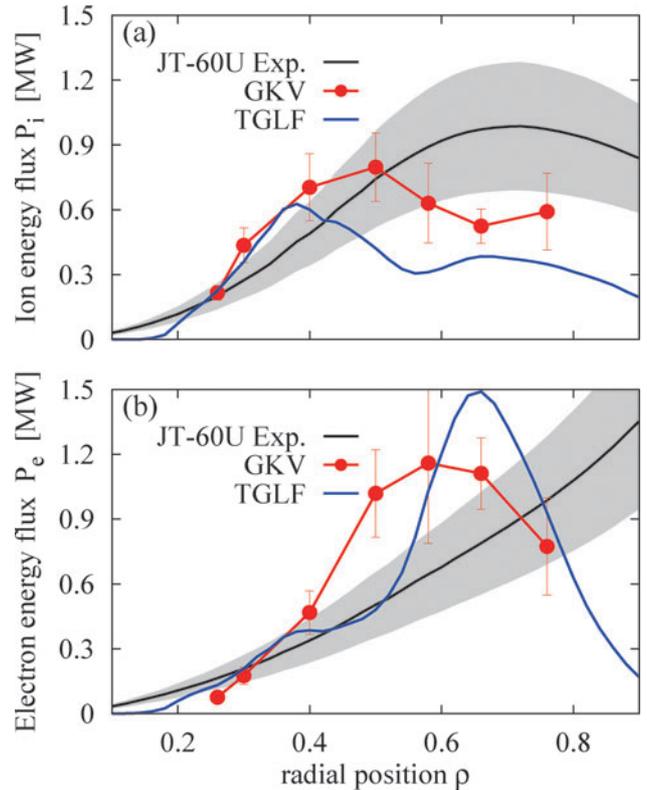


図9 (a)イオン及び(b)電子熱輸送レベルに関するJT-60U実験-乱流シミュレーション比較。赤線はGKV、青線はTGLFモデルによる計算結果を示している[14]。

ジャイロ運動論解析から計算される混合長概算と帯状流崩壊時間の関数が簡約化モデルとして導出されている。統合コードTASK3Dでは、熱乱流拡散係数についてはジャイロボムスケールリングが用いられ、LHDにおける実験結果

と解析結果との比較が行われている。輸送コードの中で時間ステップごとに、ジャイロ運動論線形解析を行うことは非常に計算コストがかかる。輸送障壁のような改善モードを得ることができる実験シナリオを提案するには、ある程度の領域でのプラズマパラメータサーベイが必要である。輸送コードで乱流輸送係数にどのモデルを選ぶべきか決めるために、多くの微視的不安定性からどのモードが不安定化しているか、そしてその乱流レベルを評価する必要がある。最初のステップとして、LHDでの高イオン温度放電(ショットナンバー-88343)におけるITGモードについて研究を行った。混合長概算の値を大半径のイオン温度勾配長に対する比に比例する形でモデル化する。径方向に安全係数、密度、温度が変わる。したがって、径方向に比例係数や、ITGモードが不安定化するイオン温度勾配長を求める。また帯状流崩壊時間の径方向依存性を調べる。このとき、磁場配位を時間的に固定する。さらなるモデル化によって、高速に簡約化モデルの値を十分な精度で再現することができた。さらなるモデル化したイオン乱流輸送係数を用いて、イオン温度のダイナミクスを輸送コードTASK3Dにより解析する。イオンの加熱入力分布は、TASK3Dから求める。初期条件として、LHDでの高イオン温度放電(ショットナンバー-88343)で定常と考えられるイオン温度分布を用いる。解析の結果、多重解から正の電場を選んだ時に、実験結果と矛盾のない結果が得ることができた(図10)。シミュレーションの際、ハッチした領域では実験値を境界条件として固定している。このときの計算コストは、輸送コードの時間ステップごとにジャイロ運動論線形解析を行う場合と比べ、非常に少ない[15]。

2.2.9 フラックス・チューブ連結モデルの開発

磁場閉じ込めプラズマにおける乱流輸送過程を解析する有用な手法として、ジャイロ運動論的シミュレーションが

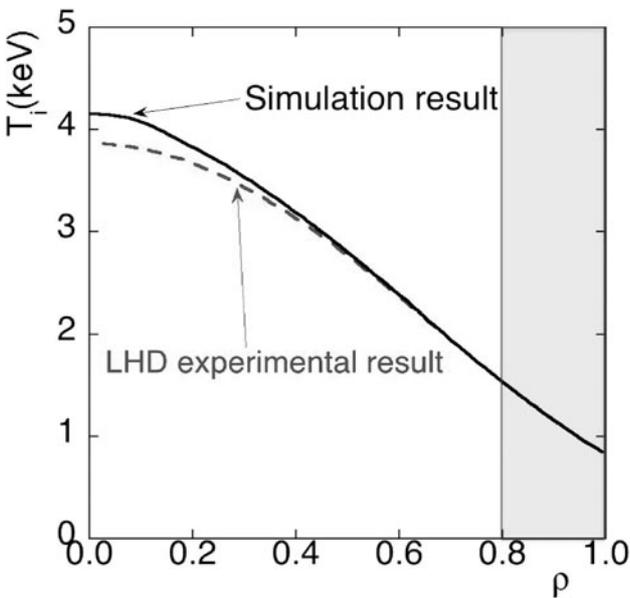


図10 LHD実験結果とジャイロ運動論解析に基づく乱流輸送モデルを用いた輸送シミュレーション結果との比較。

行われてきた。プラズマサイズに比べ十分小さなジャイロ半径で特徴付けられる乱流揺動のシミュレーションには、磁力線に沿った微小領域を扱うフラックス・チューブ・モデル[16]が有効であり、これを用いてジャイロ運動論的シミュレーション・コードGKVが開発された[17]。本研究では、従来のフラックス・チューブ・モデルを拡張した新しいモデル、フラックス・チューブ連結(flux tube train)モデル、を開発した[18]。新しいモデルは、磁力線方向に長い相関長(ポロイダル角 θ で 2π 以上)をもつ乱流揺動を扱う場合に有効であり、時間ステップ幅の節約およびバレーニング表示に関連した対称性の保存において優位性をもつ。

フラックス・チューブ・モデルでは、磁力線に沿って座標の一つ(これをポロイダル角 θ で測る)を取り、磁力線を横切る方向(トーラス小半径方向および磁力線ラベル方向)にはFourierモード展開を行う。これはいわゆるバレーニング表示

$$A_n(\psi, \theta) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \hat{A}_{n, \theta_0}(\psi, \theta + 2\pi p) \times \exp[-inq(\psi)(\theta - \theta_0 + 2\pi p)] \quad (1)$$

と密接に関連している。従来のモデルでは、 θ 方向のシミュレーション領域を、 $-N_\theta\pi \leq \theta \leq N_\theta\pi$ (N_θ は正の整数)とし、磁力線平行方向への相関長が長い場合には N_θ を大きくしてシミュレーション領域を拡大し、計算結果の収束性が検証される[16]。このとき、磁束関数 ψ でラベル付けされる同心円磁気面上において、乱流揺動 A は、

$$A_n(\psi, \theta) = \sum_{j=0}^{\delta j - 1} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \bar{A}_{j,n}(\theta + 2\pi p N_\theta) \times \exp\{-inq(\psi)[\theta - \theta_0(j,n) + 2\pi p N_\theta]\} \quad (2)$$

として表される。ここで、 n はトロイダルモード数、 $q(\psi)$ は安全係数であり、 $\theta_0(j,n) = j\pi/n\Delta q$ 、 $\delta j = 2nN_\theta\Delta q$ 、 Δq は動径方向のシミュレーション領域にわたる q の変化量として定義されている。この方法では、バレーニング構造をもつ乱流揺動を良く表現できるが、有限磁気シアのもとでは、 $|\theta|$ の増加とともに磁力線垂直方向の波数 k_\perp が大きくなるという性質をもつ。このことは、時間ステップ幅より厳しい制限を課すとともに、バレーニング表示がもつ(整数 p についての)対称性を破るという数値的な困難を引き起こす。この問題を解決するために、 $N_\theta = 1$ としたまま、複数(N_l 個)のフラックス・チューブを磁力線方向に連結するという新しい数値モデルを考案した。そこでは、乱流揺動は次式のように表される(以下で l は整数)。

$$A_n(\psi, \theta) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} \bar{A}_{j+l\delta j/N_l, n}(\theta) \times \exp\{-inq(\psi)[\theta - \theta_0(j+l\delta j/N_l, n)]\} \\ = \sum_{j=-\infty}^{\infty} \bar{A}_{j,n}^l(\theta - 2\pi l) \times \exp\{-inq(\psi)[\theta - \theta_0(j,n) - 2\pi l]\}. \quad (3)$$

ここで $\bar{A}_{j,n}^l(\theta - 2\pi l) = \bar{A}_{j+l\delta_j/N_i,n}(\theta)$ であり、またポロイダル角は $2\pi l \leq \theta \leq 2\pi(l+1)$ の範囲に制限される。こうして構築されたモデルを用いることで、 θ の増加による時間ステップ幅の制限が緩和され、またバレーニング表示が持つ対称性も厳密に保たれる。

このフラックス・チューブ 連結(flux tube train)モデルを用いて、低磁気シアトカマク配位でのイオン温度勾配乱流シミュレーションを行った。異なる N_θ および N_t に対して、定常状態で得られた輸送係数を比較すると N_θ , $N_t \leq 8$ において、従来の flux tube モデルの値と良く一致する結果が得られた(図11)。一方、 $N_\theta = 16$ の場合、従来のモデルでは解を得ることができなかったが、新しい手法では特段の困難なく輸送係数の N_t に対する取束性が確認できた。この結果は、flux tube train モデルの優位性を示しており、他の乱流輸送問題においてもその有効性の検証を進めている。

2.2.10 高精度多粒子種衝突モデルの開発と乱流シミュレーションコード GKV への実装

水素同位体と電子が混合されたプラズマや不純物を含むプラズマに対する乱流輸送シミュレーションへ拡張するために、任意の異種粒子種間衝突の取り扱いを実現する多粒子種衝突モデルを新たに開発し、ジャイロ運動論的シミュレーションコード GKV へ実装した。異なる平衡温度や平均流を持つ粒子種に対しても粒子数保存、運動量保存、エネルギー保存を満足し、かつ、H 定理と呼ばれる衝突緩和現象に関する物理的要請も満足する衝突モデル[19]に基づき、GKVに従来実装されていた簡約化された同種粒子種衝突モデルを高精度の多粒子種衝突モデルへと拡張した[20]。平衡分布への線形緩和に関するシミュレーションにより、粒子速度に依存した衝突周波数を含む多粒子種衝突モデルの数値的健全性が確認された。また、線形ゾーナルフロー減衰シミュレーションにより、残留ゾーナルフローレベルに対する衝突モデルの影響を検証した(図12)。そ

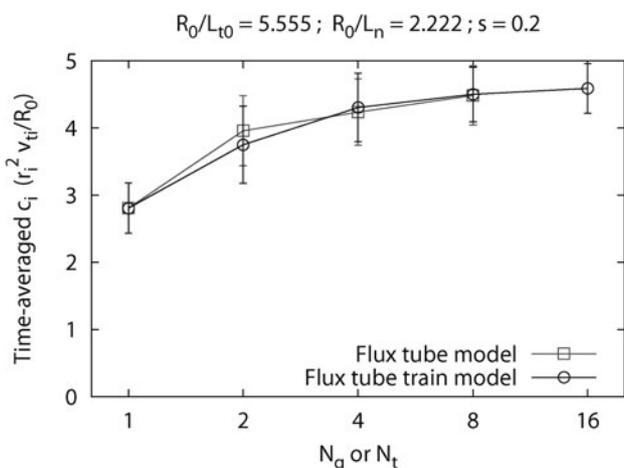


図11 従来のフラックス・チューブ・モデルと新しいフラックス・チューブ連結モデルを用いたイオン温度勾配乱流のシミュレーションによって得られたイオン熱輸送係数の比較[18].

の結果、多粒子種衝突モデルのゾーナルフローに対する衝突減衰効果は、従来の簡約化モデルに比べて相対的に弱い寄与を与えることが明らかとなった。また、電子-イオンあるいはイオン-電子間の衝突に代表されるような質量比が著しく異なる粒子間衝突においては、速度空間上の衝突周波数が急峻化し、数値微積分に関する誤差が増大する。このような問題を解決するため、数値誤差を打ち消すよう修正された衝突演算子を考案することにより GKV における多粒子種衝突モデルをさらに拡張した[21]。修正されたモデルは電子を含む多種イオンプラズマに対する熱緩和シミュレーションに適用され、衝突計算に関する数値誤差が丸め誤差程度の極めて小さいレベルに抑制され、粒子種間の温度緩和が正確に再現されていることが確認された。開発された多粒子種衝突モデルは、今後の水素同位体やヘリウム灰などの多種イオンで構成される燃焼プラズマ中の乱流輸送解析に適用される。

2.2.11 国際ベンチマークの推進

ジャイロ運動論的乱流シミュレーション・コード GKV の信頼性のさらなる向上をめざし、非軸対称系配位における乱流輸送シミュレーションのベンチマーク試験をプリンストン・プラズマ物理研究所 (PPPL) と共同で進めた。運動論的手法に基づくプラズマ乱流シミュレーションは、様々なコードによる研究が世界で行われているが、コード間のベンチマーク試験が、特にステラレタでは遅れている。これまでに、PPPL やマックスプランク研究所 (ドイツ) のグループと、NCSX のモデル配位におけるベンチマークを行っていたが、今回は、LHD の実験配位を対象に PPPL の GS2 コードと線形イオン温度勾配 (ITG) 不安定性の定量比較を進めた。ベンチマークでは、不安定性の線形成長率や実周波数の波数スペクトルの比較に加え、固有関数の詳細比較も実施した[22]。図13は、GKV コードおよび GS2 コードの双方から得られた ITG 不安定性の固有関数をプロットしたものである。双方が、定性的な関数構造だ

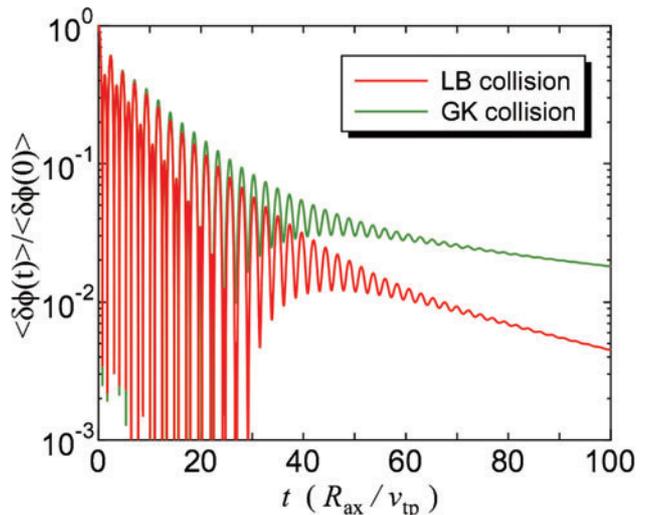


図12 従来の簡約化衝突モデル(LB)および新たに開発した多粒子種衝突モデル(GK)を用いたゾーナルフロー減衰シミュレーション[20].

けでなく定量的にも非常に一致していることが分かる。ベンチマーク解析では、GS2 コードにおける時間積分法（陽的解法または陰的解法）の違いにより、結果にわずかな差異が生じ得ることも指摘され、今後のより詳細なベンチマーク研究への具体的な指針を得た。

2.2.12 乱流計測シミュレータによる数値乱流計測

磁場閉じ込めプラズマ研究において、乱流輸送機構の定量予測は重要な課題の一つである。ジャイロ運動論的シミュレーションによる数値解析は、物理的理解に向けた強力な手法の一つである一方、計算結果に対する Validation 解析も定量的な輸送評価には必須である。プラズマ乱流シミュレーション研究では、数例のみであるが、LHD プラズマにおける熱輸送係数などの実験結果を定量的に再現できている中、このような数値解析結果について、実際の実験で行われるような手法による乱流模擬計測法を確立しておくことは、非局所的な効果等、更なるモデル改良の指針を与えることが可能になる。ここでは、LHD 配位において GKV コードを用いて実施した多くのジャイロ運動論的乱流シミュレーションの計算データに対して、NIFS で開発

が開始され、現在は九州大学・応用力学研究所で開発が進められている乱流計測シミュレータ [23] を適用し、実験での乱流揺動計測を模擬することで、シミュレーションの Validation 解析を試みた。これまでに、GKV コード独自の座標系から実空間へのマッピング処理が完成し、乱流揺動分布の計測に威力を発揮する 2 次元位相コントラスト・イメージング (2D-PCI) による数値計測を開始した。本手法により、乱流揺動のスペクトル構造や空間分布を実験と同様に調べることが可能となり、ジャイロ運動論的シミュレーションにおける定量的な乱流解析の手法開発が推進された。本手法の基本部分は、現在、九州大学にて継続開発されており、今後は、共同研究等を通じて、数値実験炉研究プロジェクトにおいて、本手法の利用推進を図っていく。

2.2.13 ゴーナルフローに対する新しいクロージャーモデルを用いたジャイロ流体 ITG 乱流シミュレーション

5 次元位相空間上の粒子分布関数を直接計算するジャイロ運動論的シミュレーションに比べ、3 次元実空間上の流体変数を求めるジャイロ流体シミュレーションは、計算容量・計算時間が遙かに少ない点で魅力的であるが、その妥当性は、ランダウ減衰・有限ジャイロ半径・ジャイロ中心軌道等の運動論的効果を記述するために用いられる流体変数のクロージャーモデルに大きく依存する。Dimits 等 [24] によって示されているように、イオン温度勾配 (ITG) 乱流のジャイロ運動論的シミュレーションの結果に比べ、従来のジャイロ流体シミュレーションは、ITG 乱流により生成されるゴーナルフローの大きさを過小評価し、ITG 乱流によるイオンの乱流熱輸送を過大評価する傾向にある。ゴーナルフローの生成過程を正確に記述するため、洲鎌等により新しいゴーナルフロークロージャーモデルが導出され [25, 26]、それを用いたジャイロ流体 ITG 乱流シミュレーションが行われた [27]。

図14は、Cyclone DIII-D base case parameter set [22] に対応するトカマクプラズマにおけるジャイロ流体 ITG 乱流シミュレーションから得られた静電ポテンシャルのポロイダル断面上の分布構造を表す。図14 (左) および (右) は、それぞれ、ゴーナルフローに対するクロージャーモデルを用いていない場合と用いた場合を示している。ゴーナルフロークロージャーモデルを用いた場合の方が、大きなゴーナルフローが生成されることがわかる。

図15(左)は、図14の場合に対応するジャイロ流体 ITG 乱流シミュレーションから得られたイオン熱拡散係数の時間発展を表す。また、図15(右)は、ジャイロ流体 ITG 乱流シミュレーションから得られたイオン熱拡散係数のイオン温度勾配依存性を表す。ゴーナルフロークロージャーモデル [25] を用いていない場合に比べ、用いた場合の方が、イオン熱拡散係数が少なくなり、ジャイロ運動論的シミュレーションの結果とよく一致している。また、図15(右)より、ITG 乱流輸送が現れてくるイオン温度勾配の値が ITG モードが線形不安定となるイオン温度勾配の値 $R/L_{Ti} \sim 4$ よりも上方にずれるという Dimits シフトの様子が、ゴーナ

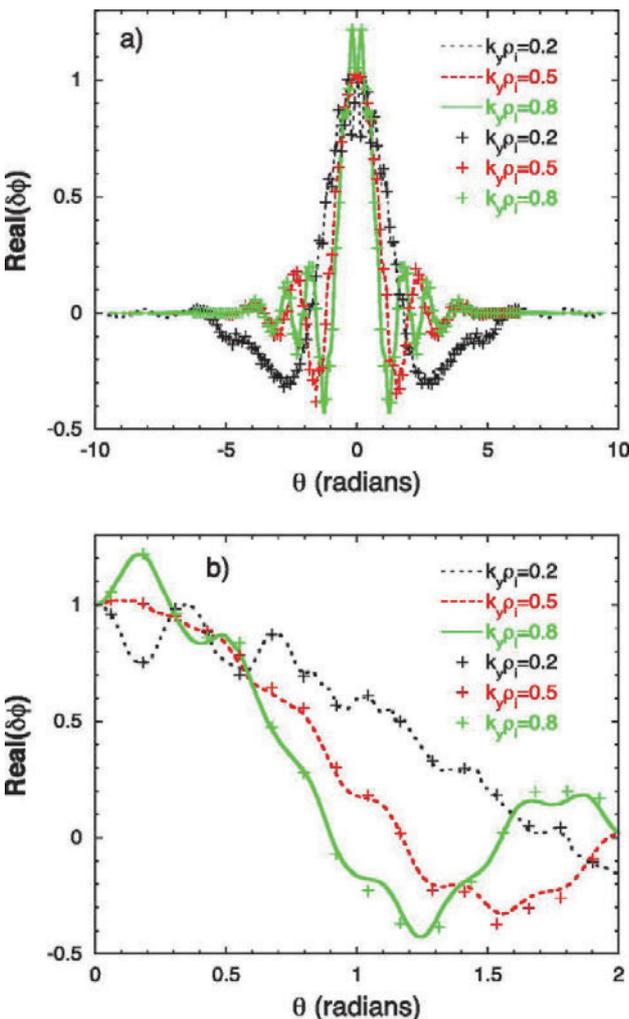


図13 LHD 高イオン温度放電配位における線形イオン温度勾配不安定性における固有関数の比較 (a) とその拡大図 (b)。曲線が GS2 の結果、点 (+) が GKV の結果を示す。

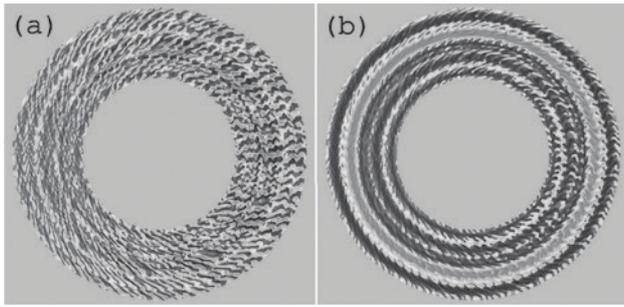


図14 Cyclone DIII-D base case parameter set を用いたジャイロ流体 ITG 乱流シミュレーション[27]から得られた静電ポテンシャルのポロイダル断面における分布構造。ゾーナルフローに対するクロージャーモデル[25]を用いていない場合(左)と用いた場合(右) [参考文献[27], Fig. 4 (著作権: AIP Publishing) より許可を得て転載].

ルフロークロージャーモデルを用いることによりよく再現されていることがわかる。

2.2.14 まとめ

数値実験炉研究プロジェクト新古典・乱流輸送シミュレーショングループにおけるコアプラズマの輸送研究では、コアプラズマの新古典および乱流輸送現象に対して、ドリフト運動論およびジャイロ運動論に基づく理論モデルの適用や大規模シミュレーション解析を進め、平成25年度から27年度の期間においては、主に以下の成果を得た。

- 1) LHD のような 3 次元磁場配位用に開発された新古典輸送コードを、トカマクの誤差磁場による軸対称性の破れによって生じる新古典トロイダル粘性の評価に応用し、JT-60U の NBI 実験において観測されたトロイダル回転分布を数値シミュレーションで再現性良く計算することが可能になった。
- 2) グローバル及び局所近似ドリフト運動論モデルに基づ

く新古典輸送コードの比較により、従来から知られていたグローバル計算と局所近似の新古典フラックスの径電場依存性の差が、局所近似モデルで無視している磁場ドリフト項の磁気面接線成分によって生じることを示した。この磁場ドリフト項の接線成分を残した新しい局所近似モデルを構築し、グローバル計算で見られる傾向を少ない計算量で再現することが可能となった。また、新古典輸送シミュレーションをいくつかのヘリカル装置における実験解析に応用し、熱輸送や径電場の観測結果との比較を通じた Verification & Validation 研究が進められた。これらの研究を通じて、コアプラズマにおける輸送現象における新古典輸送部分の定量的予測性の向上に進展がみられた。

- 3) 共鳴摂動磁場 (RMP) を静的に加えた領域におけるプラズマの衝突輸送に対する理解のため、Rechester-Rosenbluth (R-R) 理論と同様に電場を無視する仮定の下で実行した δf ドリフト運動論的シミュレーションにより、(1) 径方向のイオン熱拡散係数は、R-R 理論値と比べて極めて小さくなることを確認し、(2) その物理パラメータ依存性については、R-R 理論モデルとほぼ同じであることが分かった。また、(3) RMP の効果は、衝突頻度が大きくなるに従い弱められることが明らかになった。
- 4) 実際の LHD 実験や JT-60U 実験における有限ベータプラズマに対する ITG および TEM 乱流輸送シミュレーション解析がジャイロ運動論的乱流シミュレーションコード GKV によって実行され、コア領域におけるイオンおよび電子熱輸送フラックスと温度勾配分布に関する実験結果を、計測誤差程度の範囲で再現する結果が確認された。さらに、GKV による ITG 乱流シミュレーション結果から構築された簡約化輸送モデルを統

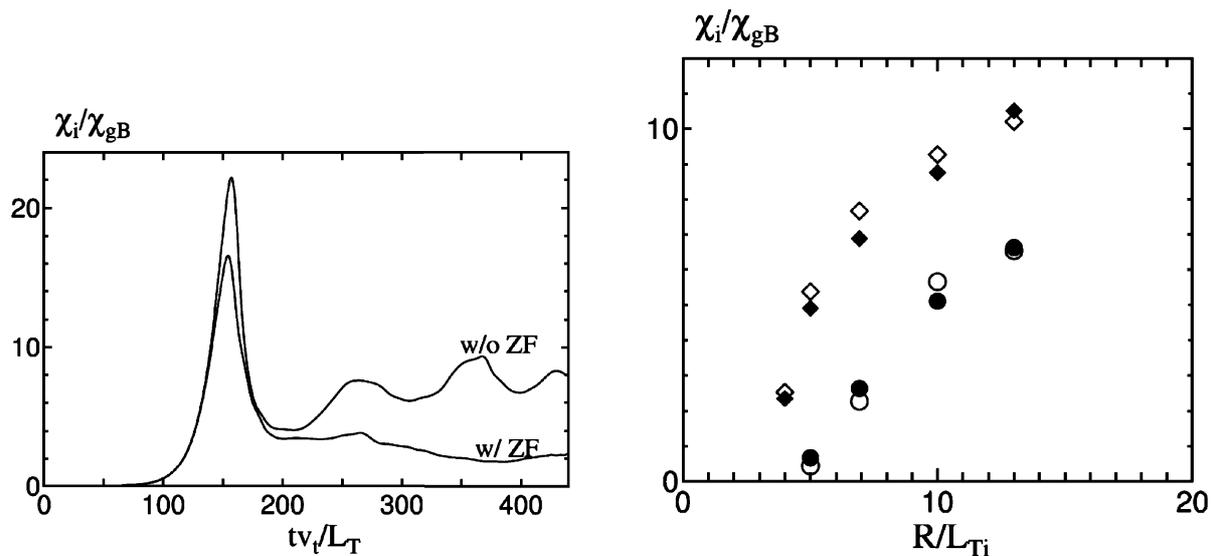


図15 Cyclone DIII-D base case parameter set を用いたジャイロ流体 ITG 乱流シミュレーション[27]から得られたイオン熱拡散係数の時間発展(左)とイオン温度勾配依存性(右) [参考文献[27], Fig. 3 および Fig. 5 (著作権: AIP Publishing) より許可を得て転載]. 左図の (w ZF) の曲線と右図の丸印で表したデータ点は、ゾーナルフローに対するクロージャーモデル[25]を用いた場合を表し、左図の (w/o ZF) の曲線と右図の菱形で表したデータ点は、そのモデルを用いていない場合を表す[27]. 白い丸印・菱形と黒い丸印・菱形では、有限ジャイロ半径効果を表すために少し異なるモデル係数を用いているが、その結果得られたイオン熱拡散係数にほとんど差はないことがわかる。

合コード TASK3D へ適用し、LHD 実験におけるイオン温度分布が高い精度で再現された。

- 5) 不純物を印加するプラズマ実験や ITER/DEMO における燃焼プラズマのように複数イオン種で構成されるプラズマに対する乱流輸送シミュレーションを構築するため、保存特性を満たす多粒子種衝突モデルの開発や、乱流渦の沿磁力線構造をより正確に扱うフラックス・チューブ連結モデルの開発を行い、GKV に適用することでそれぞれの有効性の検証が成された。
- 6) 国内および国際共同研究により、乱流計測シミュレータによる数値乱流計測の開発や、複数の非軸対称系配位を対象にしたクロスコードベンチマークが実施され、開発した輸送シミュレーションコードの verification や揺動計測などを活用したより詳細な validation の基盤構築が進展した。
- 7) 新しいゾーナルフロークロージャーモデルを用いたジャイロ流体 ITG 乱流シミュレーションを行い、そのクロージャーモデルを用いない場合と比べ、ジャイロ運動論的シミュレーションの結果とよく一致することを確認し、また、Dimits シフトの様子が、よく再現されることを明らかにした。

参考文献

- [1] S. Matsuoka *et al.*, Phys. Plasmas **22**, 072511 (2015).
- [2] M. Honda *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 073033 (2015).
- [3] S. Kitajima *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 073014 (2013).
- [4] S. Satake *et al.*, 20th International Stellarator-Heliotron Workshop, Oct. 7 2015, Greifswald, Germany, S1-I5.
- [5] T.E. Evans *et al.*, Nature Phys. **2**, 419 (2006).
- [6] R. Kanno *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 065005 (2013).
- [7] A. Ishizawa *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 053007 (2013).
- [8] A. Ishizawa *et al.*, Phys. Plasmas **21**, 055905 (2014). アメリカ物理学会の招待講演論文, Physics of Plasmas 誌の Editor's Choice に選ばれた.
- [9] H. Sugama *et al.*, Phys. Plasmas **16**, 112503 (2009).
- [10] A. Ishizawa *et al.*, J. Plasma Phys. **81**, 435810203 (2015) レビュー論文, おすすめ論文に選ばれ Free download 可能.
- [11] A. Ishizawa *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 043024 (2015)
- [12] M. Nakata *et al.*, Plasma Fusion Res. **9**, 1403029 (2014).
- [13] M. Nakata *et al.*, Proc. IAEA-FEC2014, TH/P7-38 (2014).
- [14] M. Nakata *et al.*, Nucl. Fusion **56**, 086010 (2016).
- [15] S. Toda *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **561**, 012020 (2014).
- [16] M. A. Beer *et al.*, Phys. Plasmas **2**, 2687 (1995).
- [17] T.-H. Watanabe and H. Sugama, Nucl. Fusion **46**, 24 (2006).
- [18] T.-H. Watanabe *et al.*, Phys. Plasmas **22**, 022507 (2015).
- [19] H. Sugama *et al.*, Phys. Plasmas **16**, 112503 (2009)
- [20] M. Nunami *et al.*, Plasma Fusion Res. **10**, 1403058 (2015).
- [21] M. Nakata *et al.*, Phys. Commun. **197**, 61 (2015).
- [22] D.R. Mikkelsen *et al.*, Phys. Plasmas **21**, 112305 (2014).
- [23] N. Kasuya *et al.*, IAEA-FEC2010, THC/P4-15 (2010).
- [24] A.M. Dimits *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 969 (2000).
- [25] H. Sugama *et al.*, Phys. Plasmas **14**, 022502 (2007).
- [26] O. Yamagishi and H. Sugama, Phys. Plasmas **19**, 092504 (2012).
- [27] O. Yamagishi and H. Sugama, Phys. Plasmas **23**, 032305 (2016).



プロジェクトレビュー 核融合科学研究所における数値実験炉研究プロジェクト

2. 核融合プラズマシミュレーション研究

2. Simulation Researches in Fusion Plasmas

2.3 高エネルギー粒子・波動・加熱の物理

2.3 Physics of Energetic Particles, Waves and Heating

藤堂 泰¹⁾, WANG Hao¹⁾, 西村征也²⁾, 横山雅之¹⁾

TODO Yasushi¹⁾, WANG Hao¹⁾, NISHIMURA Seiya²⁾ and YOKOYAMA Masayuki¹⁾

¹⁾自然科学研究機構核融合科学研究所, ²⁾神戸市立工業高等専門学校

(原稿受付: 2016年7月13日)

高エネルギー粒子・MHD 連結シミュレーションコード MEGA を用いて、環状プラズマにおける高エネルギー粒子駆動不安定性のシミュレーション研究を推進している。大型ヘリカル装置(LHD)における高エネルギー粒子駆動不安定性については、アルフベン固有モードによる高速イオン輸送のポアンカレ断面図解析と実形状3次元平衡データを用いた高エネルギー粒子駆動測地的音響モードのシミュレーションが進展した。実験で観測される高速イオン分布とアルフベン固有モードを再現するためには高速イオン減速時間スケールの長時間計算が必要である。そのような計算を可能にする高エネルギー粒子・MHD 連結マルチフェーズシミュレーションを開発し、DIII-D トカマクでの実験に適用してその妥当性を実証した。ITER の2つの運転シナリオについて高エネルギー粒子駆動不安定性のシミュレーションを実行し、安定性と高エネルギー粒子輸送を明らかにした。以上の成果に加えて TASK3D コードを中心とした LHD における加熱解析の進展について報告する。

Keywords:

energetic particle, hybrid simulation, Alfvén eigenmode, geodesic acoustic mode, heating analysis

2.3.1 高エネルギー粒子の物理

(1) LHD におけるアルフベン固有モードによる高速イオン輸送と高エネルギー粒子駆動測地的音響モード

LHD においてバースト的に繰り返し発生するアルフベン固有モードによって高速イオンが規格化小半径の10%程度輸送されたことが中性粒子解析器(NPA)の計測により示唆されている[1]。この実験における2つのアルフベン固有モードを AE3D コードを用いて解析し、それらのアルフベン固有モードを一定振幅で振動する擾乱とした際の高速イオン軌道のポアンカレ断面図解析を行った[2]。ここでは HINT2 コードで解析した3次元平衡データを使用した。図1はLHDの横長断面における高速イオン軌道ポアンカレ断面図を示しており、アルフベン固有モードの振幅が増大すると軌道の乱れた領域が拡大することがわかる。図2は、この乱れた領域の半径方向の幅をアルフベン固有モードの振幅に対して示している。実験結果から示唆された規格化小半径の10%程度の輸送が発生するのは、アルフベン固有モードの振幅が平衡磁場に対して $O(10^{-3})$ の場合であることがわかった。この結論は、LHDと同様の回転変換分布を持つ軸対称トカマク型平衡を用いた解析[3]と整合している。

LHD では高エネルギー粒子駆動測地的音響モード

(EGAM) も観測されている。MEGA コードを用いて、LHD と同等の物理条件をもつ軸対称トカマク平衡での EGAM の線形特性や非線形時間発展における周波数変調を研究してきた[4,5]。最近では中性粒子との荷電交換を考慮した高速イオン分布関数を用いてシミュレーションを実行し、LHD で観測された周波数がバルク温度に依存しない EGAM を再現することができた[6]。さまざまな初期条件を調べた結果、バルクプラズマの密度が低く、高速イオン減速時間に対して荷電交換時間が十分に短い場合に、EGAM の周波数がバルク温度に依存しないことがわかった。また、HINT2 コードによる LHD の3次元平衡データを使用した EGAM のシミュレーションを開始した。このシミュレーションで得られた EGAM の周波数は実験とほぼ等しい 61 kHz であった。

(2) 高エネルギー粒子・MHD 連結マルチフェーズシミュレーションの開発と検証

ITER などの核燃焼プラズマにおいて、アルファ粒子をはじめとする高速イオンがアルフベン固有モード(AE)を共鳴相互作用によって不安定化する可能性がある。核燃焼プラズマにおいて高速イオンは粒子衝突を通して燃料プラズマを加熱する役割があり、高速イオンの分布変化と損失をもたらす AE は核燃焼プラズマに関する重要な研究課題

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

の一つである。現在のトカマク、ヘリカルおよび球状トカマク装置においても、高速アルファ粒子の代わりに中性粒子ビーム入射 (NBI) 加熱や波動 (ICRF) 加熱による高速イオンを用いた AE に関する実験が活発に行われている。

米国の DIII-D トカマクでは、定常的に小振幅を保つ多数の AE とそれらによる高速イオン分布の顕著な平坦化が観

測されている。DIII-D においては電子サイクロトロン放射 (ECE) 計測により AE による電子温度揺動が詳細に測定されるとともに、高速イオンの空間分布も測定されている。このような実験においては、高速イオン分布が AE によって強く影響されていることに注意しなければならない。実験で計測される高速イオン分布は、AE によって速度空間と実空間の双方において緩和されたものである。したがって AE と高速イオンの両者の時間発展を高速イオンの衝突減速時間程度の長時間追跡するシミュレーションが必要である。

このために、高速イオンと MHD を連結して両者の時間発展を自己整合的に追跡するハイブリッドシミュレーションコード MEGA に現実的なビームイオン入射分布および粒子衝突と損失を導入した。さらに、MHD 揺動を含む計算と含まない計算を交互に行うマルチフェーズ計算により高速イオン減速時間程度の長時間の計算を可能にし[7]、実験との詳細な比較のため熱イオン反磁性ドリフトとプラズマのトロイダル回転を取り入れて MHD モデルを拡張した[8]。図 3 にシミュレーションにおいて多数のアルファベン固有モードと相互作用して形成された高速イオン圧力分布を実験と比較する。両者が実験の誤差程度で一致していることと、MHD 揺動を含まずビームイオン入射と粒子衝突だけの古典計算結果と比較すると両者が強く平坦化していることがわかる。図 4 はシミュレーションにおいてトロイダルモード数 $n=3-5$ のアルファベン固有モードがもたらす電子温度揺動のポロイダル面分布を示している。図 4 の電子温度揺動は捻れた構造を示している。この揺動は時計回りに回転しているので、プラズマ外縁部は振動を先導していることになる。図 5 はこの電子温度揺動の振幅と位相

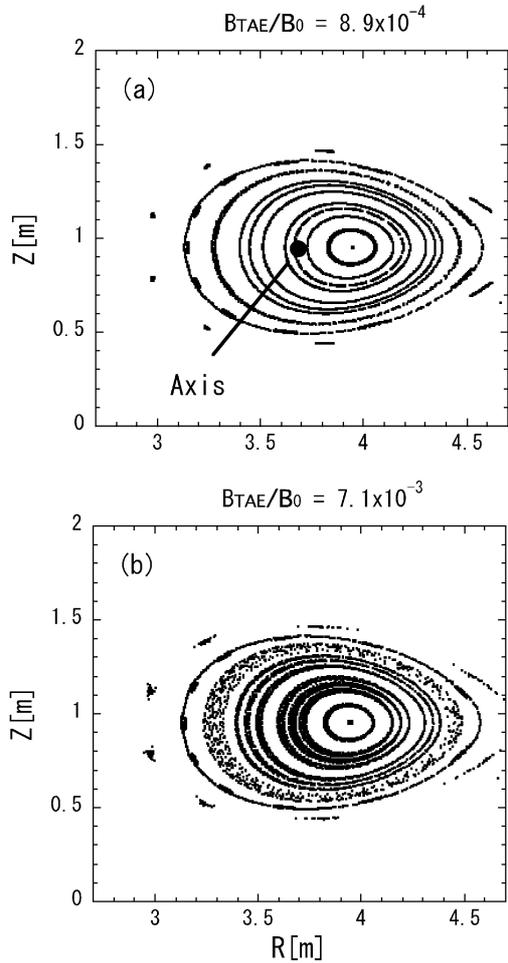


図 1 アルファベン固有モードが存在する条件下での高速イオン軌道ポアンカレ断面図；(a)トロイダル磁場で規格化した磁場揺動振幅 8.9×10^{-4} 、(b) 7.1×10^{-3} [2]。

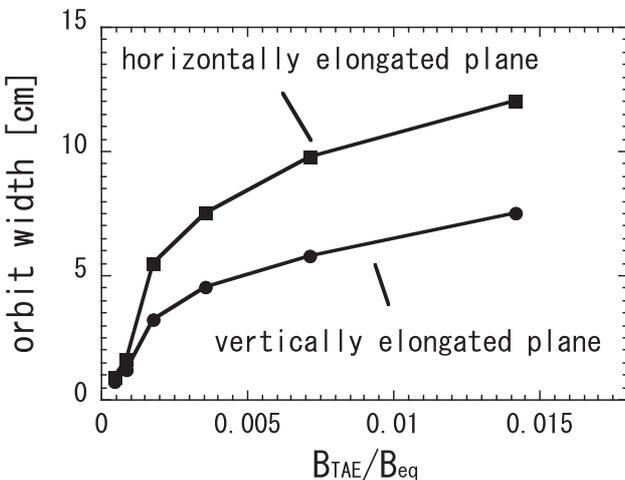


図 2 アルファベン固有モード振幅に対する乱れた軌道領域幅[2]。

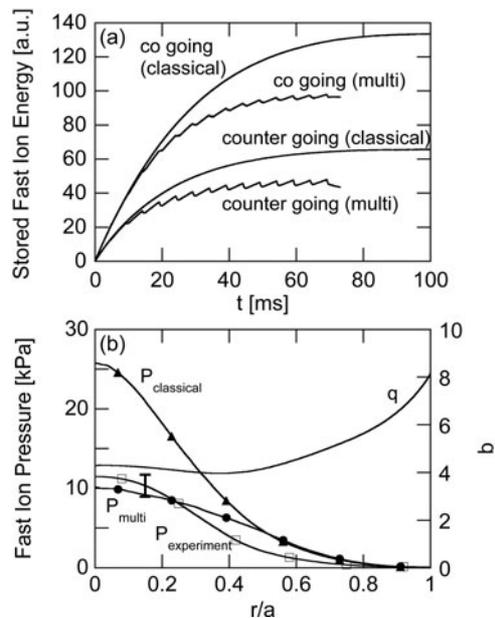


図 3 (a)高速イオン蓄積エネルギー時間発展と(b)高速イオン圧力分布に関する高エネルギー粒子・MHD 連結マルチフェーズシミュレーションと MHD 揺動を含まない古典計算および実験計測の比較。(b)ではマルチフェーズシミュレーションが実験の高速イオン圧力分布をよく再現している[8]。

の分布を実験と比較したものである。図5では、振幅分布が絶対値を含めてよく一致していることに加えて、位相分布についてもよい一致が得られた。このように高速イオン分布とアルヴェン固有モード分布について、実験結果の再現に成功したのは世界初の成果である。

(3) ITERにおける高エネルギー粒子駆動不安定性と高エネルギー粒子輸送

ASTRAコードとEFITコードによって計算されたプラズマ電流9MAの定常運転シナリオと15MAの標準運転シナリオについて、高エネルギー粒子駆動不安定性と高エネルギーアルファ粒子輸送を調べた[9]。高エネルギー粒子としてはアルファ粒子だけでなく、入射エネルギー1MeVの重水素ビームイオンを考慮した。高エネルギーアルファ粒子の速度空間分布は等方的であるが、NBIによる高エネルギーイオンは非等方的である。円柱座標系 (R, φ, z) に対してそれぞれ(256, 256, 512)個の格子点を使用し、アルファ粒子とビームイオンにそれぞれ 8.4×10^6 個の粒子を適

用した。有限ラーモア半径効果がアルファ粒子とビームイオンの双方について考慮されている。定常運転シナリオのシミュレーションの結果、トロイダルモード数 $n = 13 \sim 17$ のトロイダルアルフベン固有モードの線形成長率が最も高いが、非線形局面では $n = 3$ のベータアルフベン固有モードが支配的となることがわかった。図6に線形局面と非線形局面でのプラズマ半径方向のMHD速度揺動分布を示す。これらのアルフベン固有モードの磁場揺動飽和振幅はトロイダル磁場で規格化して0.4%であった。図7に示すように、アルフベン固有モードがもたらすアルファ粒子と重水素ビームイオンの圧力変化は、それぞれのプラズマ中心値と比較して6%および8%にとどまった。

プラズマ電流15MAの標準運転シナリオについてもMEGAコードを用いたシミュレーションを実行した。ここで用いたASTRAコードとEFITコードによる平衡では、安全係数 $q = 1$ の磁気面が3箇所が存在している。シミュレーションの結果、プラズマ電流とバルクプラズマ圧

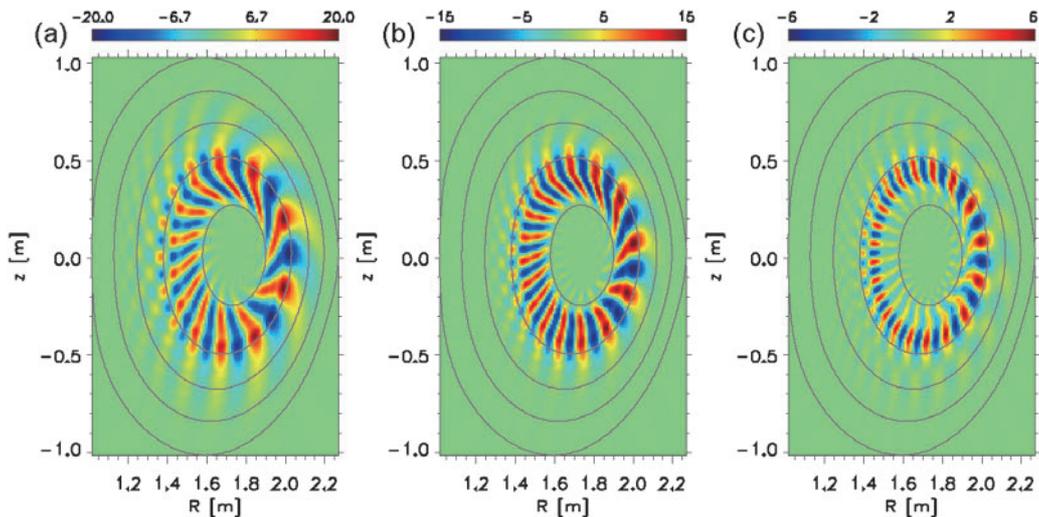


図4 マルチフェーズシミュレーションにおける電子温度揺動のポロイダル面分布。各パネルはそれぞれ(a) $n = 3$, (b) $n = 4$, (c) $n = 5$ のアルフベン固有モードによる揺動を示している。カラーバーの単位は電子ボルトである[8]。

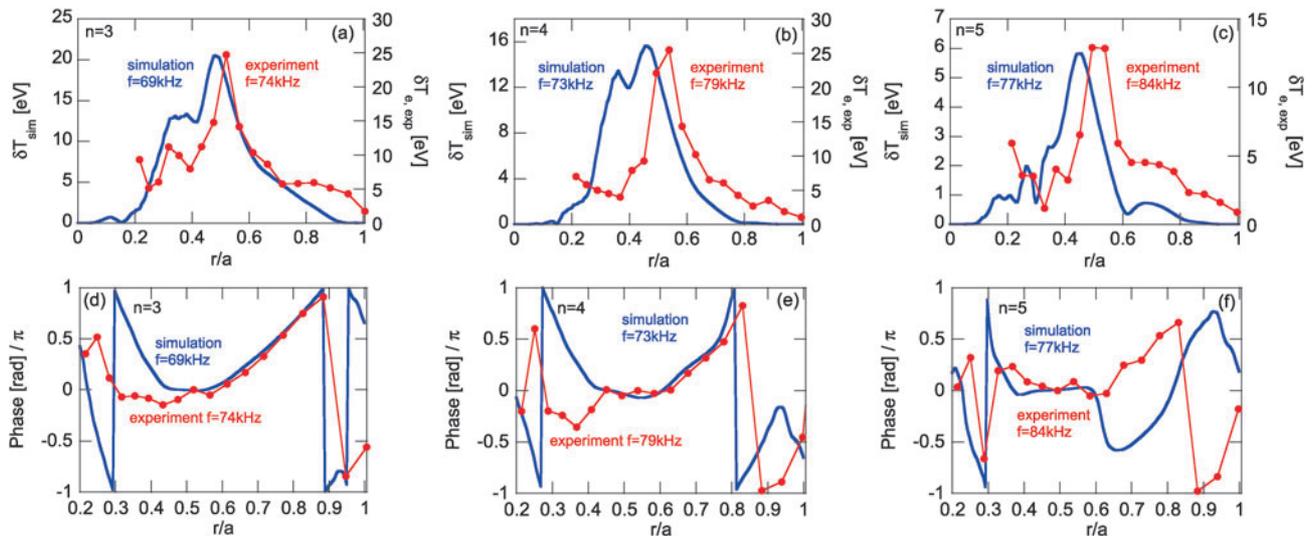


図5 電子温度揺動分布に関するマルチフェーズシミュレーションと実験データの比較。上段(a)-(c)は振幅分布、下段(d)-(f)は振動の位相分布を示している。最も振幅の大きい $n = 3$ モードは振幅(a)と位相(d)がともに実験とよく一致している。その他の $n = 4$ (bおよびe), 5 (cおよびf)モードについてもよい一致が見られる[8]。

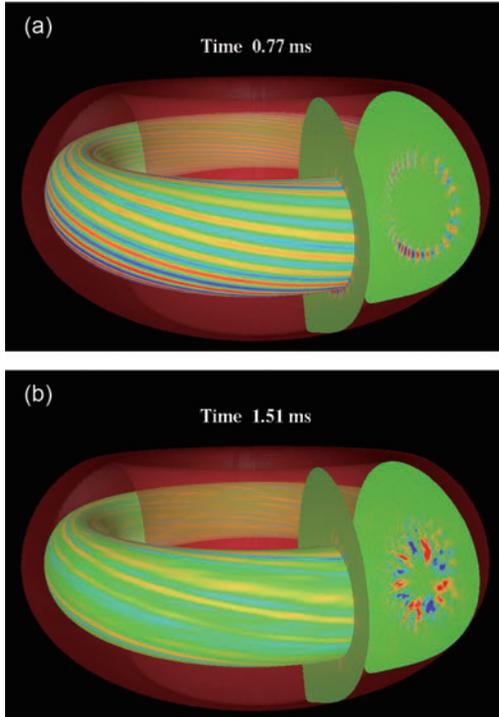


図6 ITER 定常運転シナリオにおける(a)線形局面および(b)非線形局面でのアルファ固有モードの半径方向速度揺動分布[9].

力が駆動するトロイダルモード数 $n=3$ のMHD不安定性が発生し、アルファ粒子の強い分布変化が発生した。アルファ粒子圧力の減少は最大でプラズマ中心値の25%程度に達した。安全係数を一様に0.1引き上げて $q=1$ の磁気面を除去した平衡を初期条件としてシミュレーションを実行したところ、発生したのは弱いMHD不安定性のみであり、高エネルギー粒子の分布変化は無視できるほど小さいことがわかった。従ってこれらのシミュレーションからは、 $q=1$ の磁気面が存在しなければ、標準運転シナリオでは高エネルギー粒子駆動不安定性および高エネルギー粒子輸送の問題はないと判断できる。

2.3.2 LHDにおける加熱解析の進展

ECH加熱分布を評価するLHDGaussコードおよびTRAVISコードの統合輸送解析スイートTASK3D-a02への導入作業が完了した(2.5節参照)。LHDGaussコードは核融合研オリジナルのコードであり、最近、ほぼショット間でのECH加熱解析が可能となり、ECH加熱の最適化に活用されている[10]。一方、TRAVISコード[11]は、マックスプランクプラズマ物理研究所：N. Marushchenko博士によって開発され、核融合研：吉村泰夫准教授によって、単体としてLHD実験解析に用いられてきていた。TASK3D-a02は、LHD解析データサーバに登録されているLHDGaussの解析結果の参照、および、TRAVISのその場実行を行い、電子温度分布計測がある全時間タイミングでのECH吸収パワー計算結果を取り込んだエネルギーバランス解析が行えるように組み上げられている。TASK3D-a

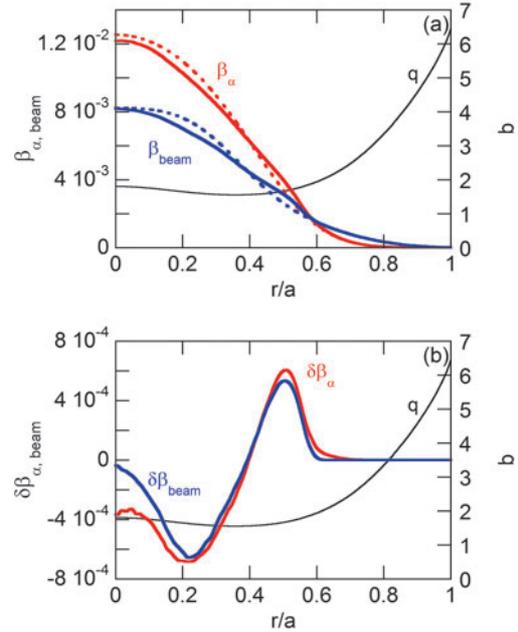


図7 ITER 定常運転シナリオにおける(a)高エネルギーアルファ粒子とビーム重水素イオンの初期圧力分布(破線)と最終圧力分布(実線)の比較、および(b)圧力変化の分布[9].

01では、NBI加熱プラズマの解析に限定されていたが、TASK3D-a02によって、ECH単独、あるいは、重畳プラズマにも適用範囲が格段に広がった。

ICRF加熱に関しては、TASK3D-a開発の一環として、京都大学：福山淳教授との共同研究によって、波動伝搬解析コードTASK/WMの誘電テンソルの改良、吸収計算の高精度化のための電場成分記述法の変更、径方向の有限差分解法への変更などの改良を行っている。核融合研：關良輔助教によって、2015年の土岐コンファレンスにおいてその初期成果について報告が行われた[12]。LHD実験への適用をめざして、コード改良を加速する。

参考文献

- [1] M. Osakabe *et al.*, Nucl. Fusion **46**, S911 (2006).
- [2] S. Nishimura *et al.*, Plasma Fusion Res. **8**, 2403090 (2013).
- [3] Y. Todo *et al.*, Plasma Fusion Res. **3**, S1074 (2008).
- [4] H. Wang and Y. Todo, Phys. Plasmas **20**, 012506 (2013).
- [5] H. Wang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 155006 (2013).
- [6] H. Wang *et al.*, Phys. Plasmas **22**, 092507 (2015).
- [7] Y. Todo *et al.*, Nucl. Fusion **54**, 104012 (2014).
- [8] Y. Todo *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 073020 (2015).
- [9] Y. Todo and A. Bierwage, Plasma Fusion Res. **9**, 3403068 (2014).
- [10] T. Ii Tsujimura *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 123019 (2015).
- [11] N. Marushchenko *et al.*, Plasma Fusion Res. **2**, S1129 (2007).
- [12] R. Seki *et al.*, "Development of TASK3D/WM module for evaluation the ICRF wave propagation and absorption in LHD", 25th International TOKI Conference (Nov. 3-6, 2015, Toki, Japan) P2-45.



プロジェクトレビュー 核融合科学研究所における数値実験炉研究プロジェクト

2. 核融合プラズマシミュレーション研究

2. Simulation Researches in Fusion Plasmas

2.4 周辺プラズマの輸送とプラズマ・壁相互作用

2.4 Peripheral Plasma Transport and Plasma-Wall Interaction

鈴木康浩^{1,2)}, 河村学思^{1,2)}, 中村浩章^{1,3)}, 斎藤誠紀⁴⁾, 伊藤篤史^{1,2)}, 高山有道¹⁾

SUZUKI Yasuhiro^{1,2)}, KAWAMURA Gakushi^{1,2)}, NAKAMURA Hiroaki^{1,3)}, SAITO Seiki⁴⁾,

ITO M. Atsushi^{1,2)} and TAKAYAMA Arimichi¹⁾

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, ⁴⁾釧路工業高等専門学校

(原稿受付: 2016年7月13日)

本章では、粒子や熱が周辺プラズマ中でどのように輸送され、第一壁やダイバータ材料をどのようにに損傷させるかを議論する。周辺プラズマ部での輸送に関しては、最近の EMC3-EIRENE コードを用いた解析結果を中心に紹介する。プラズマ・壁相互作用については分子動力学を用いたシミュレーションの最新の成果について紹介する。

Keywords:

peripheral plasma transport, EMC3-EIRENE code, closed divertor, impurity, stochasticity, chaos coordinates, anisotropic heat transport, plasma wall interaction, tungsten, fuzz structure, molecular dynamics, binary collision approximation, density functional theory, kinetic Monte Carlo method, divertor tile, plasma facing material

2.4.1 周辺プラズマの輸送シミュレーション

周辺プラズマは、大型装置における熱負荷予測やその低減手法、炉材料の損耗や再堆積など、工学要素と関わりが深く、重要度が増している。不純物を含めたプラズマおよび中性粒子の輸送モデリングが必要とされているが、十分に解析手法や計算モデルが確立されていないため、そのモデリングは喫緊の課題である。このような状況から、周辺輸送モデリングの基盤として、EMC3-EIRENEコードを中心にモデル開発とそれを用いた解析を進めてきた。進展のあった代表的な成果について以下に述べる。

2.4.1.1 ダイバータ配位の中性粒子輸送への影響解析

LHDの開ダイバータから閉ダイバータへの変更の影響を予測・説明する輸送計算を行った。この目的のため、エルゴディック領域とダイバータレグ領域を覆う計算メッシュをEMC3-EIRENEコード専用開発した[1]。図1に中性ガス圧の比較を示す。閉ダイバータのドーム構造下部で10倍程度のガス圧上昇が見られ、実験で測定されたガス圧上昇と2倍以内の範囲で一致した。さらに、加熱入力を一定に保って電子密度スキャンを行ったところ、図2に示すように、計測とはほぼ同じ依存性が得られた。圧力の絶対値については複数の要因で変化しうるため、物理的に適切な範囲内で合わせているのが現状だが、依存性（スケールリング）の一致は物理機構を含めたモデルの妥当性を示す

ものであり、粒子のリサイクリングを含めた解析へのバリデーションの一つと位置づけられる結果である。この成果は第14回 Plasma Edge Theory 国際ワークショップで報告を行った。

2.4.1.2 ガス排気と燃料供給を含めた粒子輸送解析

粒子輸送は、能動的な排気と供給以外にダイバータ板での表面再結合過程があるため、自己無撞着な取り扱いが必要である。解析のため、EMC3-EIRENEに排気ポンプと2種類の供給源を組み込んだ。ポンプはドーム構造裏側に粒子吸収条件を設定し、その排気と釣り合う供給として、ガスバフを模擬してダイバータ板でのリサイクリングを増加させる方法と、炉心へのペレット供給やNBIの粒子デポジ

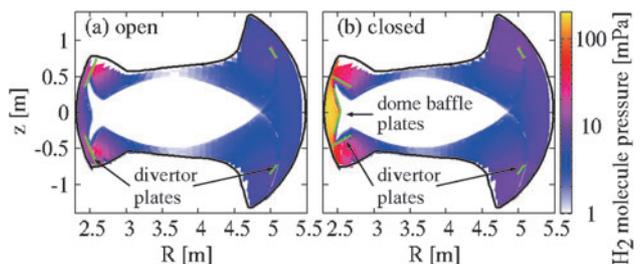


図1 水素分子の圧力比較。(a)開ダイバータ、(b)閉ダイバータ。気体温度は室温を仮定した。

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

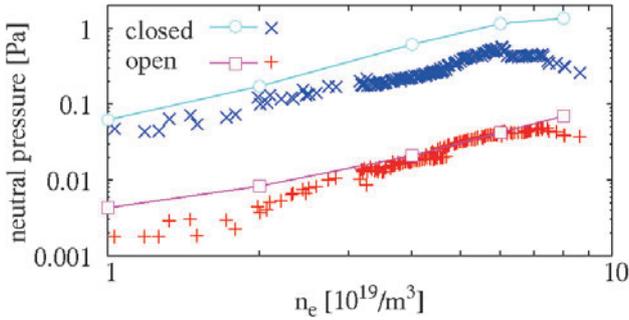


図2 水素分子圧力の計測との比較. 赤+: 開ダイバータ計測値, 青×: 閉ダイバータ計測値. 実線はそれぞれの計算値.

シオンを模擬して炉心側境界面からイオンとして供給する方法を用いた. ガスの排気も供給もない場合は, 前項の図1 (b)が相当する. 一方, 排気と2種類の供給を行った場合は図3の結果となった. ガス供給の場合, ポンプのあるドーム下部を除き, 排気なしとほぼ同じ結果となる一方, 炉心供給を行った場合, 全体的にガス圧が減少する結果となった. これは, 炉心密度を一定に保つ条件のためにリサイクリング粒子束が減少し, ダイバータでの電子密度の減少とガス圧の減少が起きたためである. 周辺の粒子輸送には粒子供給方法を含めたモデリングが重要であることが示された. この成果は第24回 Fusion Energy Conferenceで報告を行った[2].

2.4.1.3 不純物ガスパフ時の不純物輸送解析

第17サイクルで行われたネオンガスパフ実験 (#117478)を対象に, トムソン散乱計測で得られたプラズマ分布を再現するように輸送係数等の入力パラメータの決定を行い, スパッタリングで生じる炭素と, ガスパフで導入するネオンの2成分不純物の輸送を水素プラズマと同時に解いた. 図4に計測との比較を示す. 縦長断面を上部の6.5 Uポートから少しトロイダル方向に傾く視線で観測したものである. 加熱入力 11.6 MW に対して, 水素・炭素・ネオンの合計放射パワーが計測値の 2.5 MW と一致するようにネオンの導入量を調整した. 発光分布の広がり異なるが, ひととき強いピーク位置および線状の構造は非常によく一致している. 解析から, 強いピークは X 点近くにある比較的low値のネオンイオン密度のピークの寄与であることがわかった. さらに, このピークを持つ領域は最も粒子束の大きいトラス内側のダイバータ板と磁力線とつながっており, 磁場に平行な輸送で直接もたらされたもので

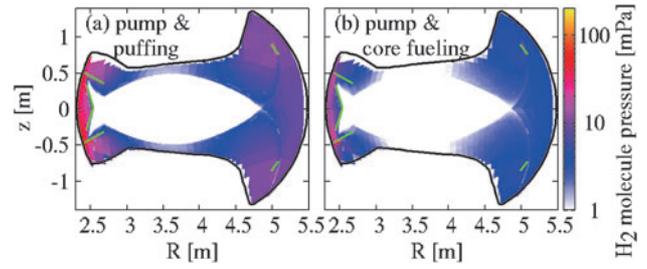


図3 水素分子の圧力比較. (a)ガス供給, (b)炉心供給. 配位はともに閉ダイバータ.

あることがわかった. また, 他の線状のピークについては, カメラから遠い位置にある同様のネオン密度ピークの寄与, およびプラズマの縁に沿った視線積分の寄与によって生じていることがわかった. ネオンは炭素に比べてイオン化エネルギーが高いため, より深くプラズマに進入することが確認された. その結果として, プラズマの流れによる摩擦力よりも温度勾配による熱力の影響を強く受け, ネオンは炭素に比べてエルゴディック領域に蓄積しやすく, より広い発光分布を持つことがわかった.

2.4.1.4 乱れた磁力線領域での熱輸送に関する理論研究

大型ヘリカル装置 (LHD) をはじめとするヘリオトロン・ステラレータ磁場配位では周辺部にストカスティックな磁力線構造が存在する. このストカスティックな磁力線構造はプラズマ応答により増幅するものと考えられており, プラズマ周辺部の輸送解析を行うためにはストカスティックな磁力線構造を含む解析を行う必要がある. 一方, トカマクの場合は軸対称性を仮定することにより, 通常, 2次元で周辺輸送の解析が行われる. しかし, 閉じ込め改善モード (Hモード) に発生する周辺局在化モード (ELM) を低減・抑制するために共鳴磁場摂動 (RMP) をプラズマに重畳する実験が盛んに行われている. このことは, これまで2次元で解析が行われてきたトカマクにおいても3次元の輸送解析が必要であることを意味しており, 研究の新しい展開として注目されている.

これまで, 無衝突の極限ではストカスティックな磁力線領域ではプラズマの閉じ込め性能はゼロとされてきた. これは, ストカスティックな磁力線領域では磁力線に沿った熱輸送が, 温度を直ちに拡散させるためである. しかし, 衝突プラズマでは有限な磁力線平行方向の熱拡散係数によりある程度の閉じ込め性能を有するが, それでも十分低いと考えられてきた. 一方, LHD 実験やトカマクの RMP

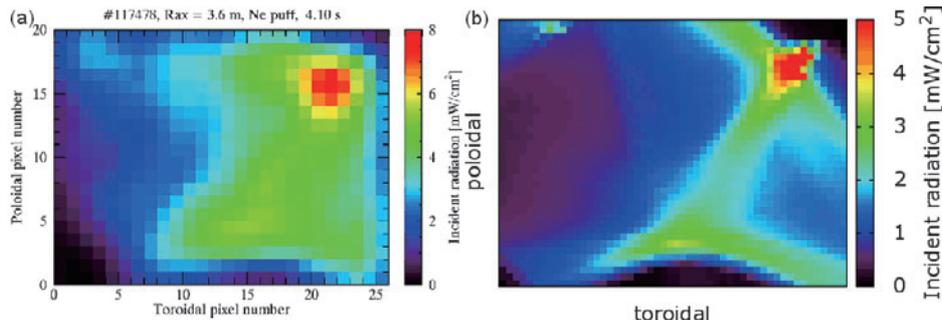


図4 発光強度の比較. (a)ボロメータ計測, (b)EMC3-EIRENE 結果.

実験では、磁力線構造がストカスティックと考えられるプラズマ周辺領域で有限な温度勾配が観測されている。このことは、ストカスティックな磁力線構造が有限な温度勾配を維持できる可能性を示している。このことを理論的に考察するためにカオス座標と呼ばれる、ストカスティックな磁力線構造領域で構築可能な新しい座標系の研究を、プリンストンプラズマ物理研究所と共同で行っている。この座標系を用いて、磁力線の統計的性質を考察すると共に、ストカスティックな磁力線構造中の熱輸送の解析を行った。

カオス座標系とは、これまで一般に用いられてきた磁気座標系と異なり、磁気島やストカスティックな磁力線構造中から周期的な磁力線軌道を探し出して、座標系として利用するものである。このことにより、磁気島のセパトリックス中やストカスティックな磁力線構造中からKAM面やカントール面をロバストに探索することが可能になった。このカオス座標系を用いて磁力線構造の詳細な解析を行うと、ストカスティックな磁力線構造中にKAM面やカントール面が存在する場合にはプラズマ小半径方向に変位するストカスティックな磁力線に対してバリアーとして作用することが明らかになった。このことは、たとえ磁力線構造がストカスティックになったとしても、KAM面のバリアーが存在すれば、そこで有限な温度勾配が維持できる可能性を示すものである。このことを確認するために現実的な値を持つ磁力線に平行方向と垂直方向の熱拡散係数を仮定した熱輸送解析を、RMPを重畳したトカマク配位に対して行った。磁力線に平行方向と垂直方向の比を $\kappa_{\parallel}/\kappa_{\perp} \sim 10^{10}$ に設定し、以下の非等方熱輸送方程式の定常解を数値シミュレーションにより計算した。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\kappa_{\parallel} \nabla_{\parallel} T + \kappa_{\perp} \nabla_{\perp} T) + S$$

図5に結果を示す。図中には磁力線のポワンカレ図、セパトリックス上の安定・不安定多様体 (stable/unstable manifolds) を赤と青の太線、実線で温度の等高線を示した。ポワンカレ図から見ると磁力線構造がストカスティックになっているにもかかわらず、有限な温度勾配が存在することがわかる。このことは、ストカスティックな磁力線構造中にKAM面から構成されるバリアーが存在し、有限な温度勾配を維持していると推測される。このことは、プラズマ周辺部の輸送を理解する上で、重要な知見であると考えられる。この結果は第20回国際ステラレータ・ヘリオトロンワークショップで報告された。

2.4.2 数値シミュレーションを用いたタングステン挙動の解析

数値実験炉プロジェクトのプラズマ・壁相互作用研究グループでは、磁場閉じ込め型核融合装置のダイバータならびに第一壁におけるプラズマ-壁相互作用 (PWI) 現象を理解する為、分子動力学 (MD) を中心としたシミュレーション研究を行ってきた。特に、タングステンがヘリウムプラズマ照射を受けた場合に発現するヘリウムバブルおよび繊維状ナノ構造の形成過程の解明に取り組んだ。

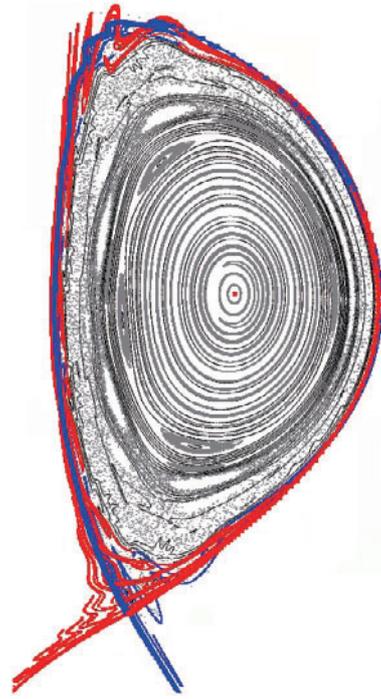


図5 乱れた磁力線領域をもつトカマク配位での熱輸送解析結果。実線は温度の等高線を表す。

ダイバータ材料であるタングステンにヘリウムの照射を続けると数十ナノメートルスケールのヘリウムバブルがタングステン内部に発生する。照射量がさらに上がりフルエンスが 10^{25} m^{-2} 以上に達すると繊維状ナノ構造が形成される[3]。これらのナノ構造が形成されたタングステン表面は熱耐久性等の性能劣化や、表面でのアークの発生などが危惧される。また別の視点から、ヘリウムバブルは固体金属中での気泡の形成現象という点で、繊維状ナノ構造はスパッタリングでも堆積でもない新しいナノ物質形成現象という点で科学的にも未知の現象であった。このことから、ヘリウムとタングステンの相互作用問題は、プラズマ-壁相互作用研究においても重要課題と認識されている。

シミュレーションでヘリウムバブルと繊維状ナノ構造の問題を取り扱うにあたり我々が直面した問題は、これらの構造の発現は異なる物理階層の現象が複合的に組み合わさって起こるものであり、何か単一のシミュレーション手法で計算できるものではないということであった。そこで、まずは現象を分類することから検討を始めた。幸い国内には繊維状ナノ構造を発見した愛知工業大学：高村秀一教授[3]を始めとして、実験室プラズマ実験から顕微鏡による観察まで、繊維状ナノ構造に纏わる実験研究者が揃っている。これらの実験研究者との議論を経て、ヘリウムバブルと繊維状ナノ構造の形成現象は、(1)ヘリウムプラズマの入射過程、(2)タングステン内部のヘリウムの拡散・凝集過程、(3)ナノバブルの成長過程、(4)繊維状構造の成長過程の四段階の過程に分類した[4]。

第一段階となるヘリウムプラズマの入射過程では、ヘリウムの侵入とスパッタリングによる金属表面損耗の競争が問題となる。二体衝突近似法 (BCA) を用いた解析の結果

[5], ヘリウムの場合には 100 eV 以下の入射エネルギーではスパッタリングが殆ど起きずに侵入だけが起こることが解った。一方で 100 eV 以下の入射エネルギーで侵入できる深さは 10 nm 以下であり、ヘリウムバブルの分布に比べてもかなり浅いことが解った。

第二段階となるタングステン内部のヘリウムの拡散・凝集過程では、ヘリウムの凝集可能性について調べた。ヘリウム原子がタングステン中でバラバラに孤立している状態と、一か所に凝集している状態のエネルギーを比較することで、どちらがエネルギー的に安定で存在しやすい状態であるかを見出す。エネルギーの算出には金属内の電子状態を量子力学的に求める必要があり、密度汎関数法 (DFT) に基づいた計算を OpenMX コード[6]を用いて行った。その結果、水素原子はタングステン中の空孔においても 6 個程度までしか凝集しないが、ヘリウムだけでなくネオン、アルゴンといった希ガス原子はタングステン中で際限なく凝集できる可能性が示された[4, 7]。希ガス原子は閉殻電子構造の為に金属中の自由電子からは斥力のみを受ける為、凝集してタングステン原子を押し広げた方がエネルギー的に安定になると考えられる[8]。

第三段階となるナノバブルの成長過程では、扱うべき空間スケールが数ナノメートル以上に及ぶため DFT による計算は難しく、精度は落ちるが MD による古典力学計算を行う必要がある。しかし、プロジェクト発足時の段階ではタングステンとヘリウムの相互作用を精度良く扱えるポテンシャルモデルが存在せず、MD 計算を実行できる状況ではなかった。そこで、Downfolding 法を用いた MD 用のポテンシャルモデルの開発を行った。100原子程度からなるサンプル構造を数百種類用意し、その構造に対するエネルギーを DFT と暫定ポテンシャルモデルで算出する。それらの差の二乗平均が最小になるように暫定ポテンシャルモデルのパラメータを修正していくことで、精度の良いポテンシャルモデルを得ることができた。これにより、DFT との差が 0.01 eV/atom 以下となる高精度なタングステン-ヘリウム系のポテンシャルモデルを得た[9]。本ポテンシャルモデルを用いてヘリウムバブルの表面付近での破裂を調べた[9]。また名古屋工業大学：小林亮助教らは本研究で開発したポテンシャルを用いた MD シミュレーションにより、バブル成長に伴うループパンチング機構を明らかにした[10]。

第四段階となる繊維状ナノ構造の成長過程は、空間スケールで言えば MD の適用範囲内であるが、MD シミュレーションで扱える時間スケールはせいぜい 100 ナノ秒程度である。その為、長時間スケールに及ぶタングステン内部のヘリウム拡散を MD では再現できず、浅い領域のヘリウム濃度が上昇しすぎて非現実的な破壊が起こってしまう。そこで、MD と動的モンテカルロ法 (kMC) を組み合わせた MD-MC ハイブリッドコードを開発し、ヘリウムバブルからの圧力によるタングステンの変形を MD で表現し、ヘリウム原子の拡散をランダムウォークとして表現し

た (図 6 参照)[7]。これにより、繊維状ナノ構造の成長過程を再現することに成功した。繊維状ナノ構造の成長速度を見ると、高さがヘリウム照射時間の平方根に比例することが知られているが、この点についても MD-MC ハイブリッドシミュレーション[11]と実験[30, 31]で一致した。

以上のように、材料の数値計算による評価としてヘリウムバブルと繊維状ナノ構造の形成過程を中心課題に据えたが、この課題を進めることで、複数の計算手法の利用ならびにそれらのハイブリッド手法の開発によるマルチスケール解析を、PWI 現象においても実用レベルで導入することができた。これらの計算手法を、さらに発展させ、PWI 課題の解決の為に有効に活用できることが期待できる。特に MD-MC ハイブリッド手法は繊維状ナノ構造の形成だけでなく、従来の MD では計算時間の制限により実験に比べて 10^6 倍以上の照射フラックスを設定せざるを得ないという問題点を解決し、実験同等の照射フラックスを扱えるように工夫している。この手法は、この現象以外にも適用できることが期待できる。

参考文献

- [1] G. Kawamura *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **54**, 437 (2014).
- [2] G. Kawamura *et al.*, Proc. 25th IAEA-FEC 2014, TH/P6-39.
- [3] S. Takamura *et al.*, Plasma Fusion Res. **1**, 051 (2006).
- [4] A.M. Ito *et al.*, J. Nucl. Mater. **463**, 109 (2015).
- [5] S. Saito *et al.*, J. Nucl. Mat. Suppl. **438**, S895 (2013).
- [6] OpenMX <http://www.openmx-square.org/>.
- [7] A. Takayama *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **52**, 01AL03 (2013).
- [8] T. Tamura *et al.*, Mater. Sci. Eng., **22**, 015002 (2014).
- [9] A.M. Ito *et al.*, Phys. Scr. **T159**, 014062 (2014).
- [10] R. Kobayashi *et al.*, J. Nucl. Mater. **463**, 1071 (2015).
- [11] A.M. Ito *et al.*, Nuclear Fusion **55**, 073013 (2015).
- [12] M.J. Baldwin and R.P. Doerner, J. Nucl. Mater. **404**, 165 (2010).
- [13] Y. Noiri *et al.*, J. Nucl. Mater. **463**, 285 (2015).

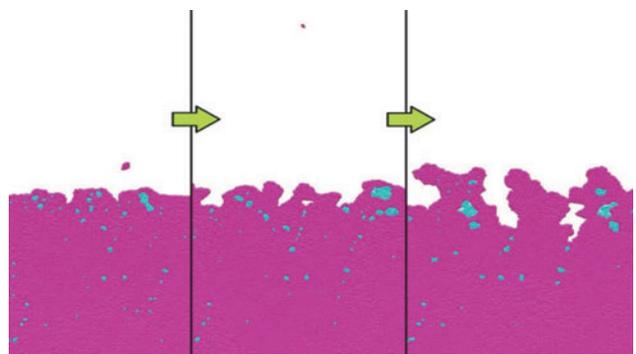


図 6 タングステンにヘリウムを照射した時の時間発展。紫がタングステン、水色がヘリウムを表す。タングステン表面に繊維状ナノ構造が生成される様子を、MD-MC ハイブリッドシミュレーションを使って再現することができた。



プロジェクトレビュー 核融合科学研究所における数値実験炉研究プロジェクト

2. 核融合プラズマシミュレーション研究

2. Simulation Researches in Fusion Plasmas

2.5 統合輸送解析コードの構築

2.5 Development of the Integrated Transport Analysis Code

横山 雅之

YOKOYAMA Masayuki

自然科学研究機構核融合科学研究所, 総合研究大学院大学

(原稿受付: 2016年7月13日)

大型ヘリカル装置(LHD)をはじめとした環状磁場閉じ込めプラズマの物理機構解明と体系化に資するため, 統合輸送解析コード体系 TASK3Dの開発と運用を行っている. TASK3Dは, トカマクを対象とした統合解析コードTASK[1]を基盤として, ヘリカルプラズマにおける3次元磁場配位に起因する特有の物理機構や, 各種物理要素モジュールの3次元平衡データとの連携機能などを追加する形で開発を進めてきている. 前回のプロジェクトレビュー以降, 「放電の全(多数)時間解析・予測」, 「時間変化追随解析・予測」へと着実な進展を遂げている. これは, 数値試験炉構築の基盤形成となる進展である. また, 比較的簡便かつ短時間の要素コード(モジュール)統合の段階から, 「プロセスされた実験データ提供を通じての大規模シミュレーションとの連携, および, それらのVerification & Validation支援」の側面での位置づけも国内外において確立している. 本章では, LHD実験解析型, および, 到達パラメータ予測型の開発・運用状況について報告する.

Keywords:

integrated transport code, TASK3D, LHD, experimental analysis, prediction

2.5.1 LHD実験データ解析型 TASK3D-aの進展

LHD実験適用型の Analysis Version TASK3D-aは, 第一版 a01のリリース(平成24年9月)から, 第二版 a02へと機能拡張を進めてきている. a01とa02を比較する形で, 図2にTASK3D-a02のモジュール構成を示す. TASK3D-a02における新機能を以下に概略する.

新古典熱・粒子拡散フラックスを評価する GSRAKEコードの導入作業が完了した. GSRAKEコード[2]はバウンス平均化法に基づく新古典輸送解析コードであり, LHDのように比較的単純な磁場リップル構造を有する磁場配位に対しては, 短時間に新古典拡散フラックス評価を行うことができる. GSRAKEコードは, 従来, 単体でLHD実験解析に用いられていたが, 入出力の整備を行った上でTASK3D-a02に組み込んだ. 新古典粒子フラックスの両極性条件から, 径電場の評価も行うことができる. TASK3D-a01段階から可能であった実験的なエネルギーバランス評価と, この新古典エネルギーフラックス評価が同時に行われることになった. (実験的なエネルギーフラックス)-(新古典エネルギーフラックス)を「乱流輸送による寄与」と考えると, TASK3D-a02の実行によって, 新古典輸送と乱流輸送が径方向エネルギー輸送に占める割合の

データセットを蓄積でき, その系統的理解にもつながる機能拡張である.

ECH加熱分布を評価するLHDGaussコード[3]およびTRAVISコード[4]の導入作業が完了した. LHDGaussコードは核融合研オリジナルのコードであり, 最近, LHD解析データサーバとの連携確立(ジャイロトロン情報: 入射パワー, アンテナの向き, 偏波の情報などを, 実験データベースから自動的に入手)によって, ほぼショット間でのECH加熱解析が可能となり, ECH加熱の最適化に活用されている. 一方, TRAVISコードは, マックスプランクプラズマ物理研究所のN. Marushchenko博士によって開発され, 単体としてLHD実験解析に用いられてきた. TASK3D-a02では, LHD解析データサーバに登録されているLHDGaussの解析結果の参照, および, TRAVISのその場実行を行い, 電子温度分布計測がある全時間タイミングでのECH吸収パワー(TRAVISではECCD電流評価も)計算結果を取り込んだエネルギーバランス解析が行えるように組み上げられている. これにより, これまで, NBI加熱プラズマに限定されてきたTASK3D-aの適用範囲が格段に広がった. 高イオン温度プラズマへのECH重畳による電子・イオン同時高温化プラズマの輸送解析などへの

National Institute for Fusion Science, SOKENDAI (The Graduate University for Advanced Studies), Toki, Gifu 509-5292, Japan

author's e-mail: yokoyama@lhd.nifs.ac.jp

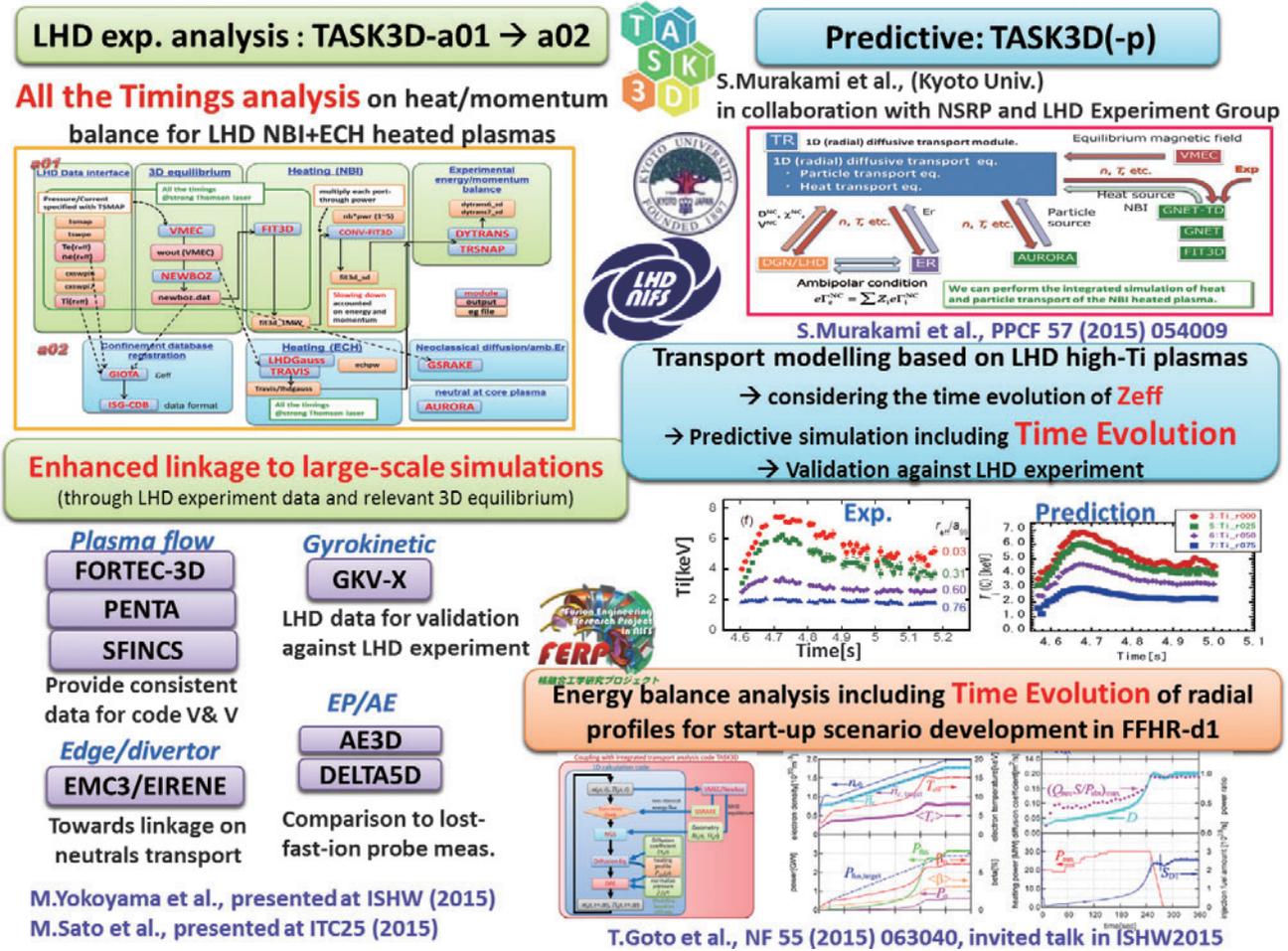


図1 統合輸送解析コードTASK3D構築に関する取り組み全体の概要。LHDプロジェクト、核融合工学研究プロジェクト、および、京都大学との強力な連携によって大きな進展を遂げている。

適用がすでに始まっている。3次元平衡、計測温度・密度分布などを揃えた形でのLHDGauss, TRAVIS間の系統的なベンチマーク作業も格段の進展が期待できる。

また、国際的なヘリカル系実験の共同作業である、プラズマ閉じ込め時間や分布計測結果のデータベースに対して、フォーマットを合わせた形でデータ提供する数値解析プログラムの組み込みを完了した(図2の左下部)。これにより、LHDからのデータ供給がルーチン化することとなり、LHDの高性能プラズマのデータや、昨年から実験を開始したWendelstein 7-X装置(ドイツ:マックスプランクプラズマ物理研究所)の実験データなどを含んだ形で、ヘリカル系プラズマ閉じ込めに関する新たなスケーリング則の導出や、分布を用いたコードのベンチマーク作業などの国際協力研究を活発に展開することができる。

TASK3D-a02における機能拡張を活きたものにするためには、上記のような、新古典両極性径電場、径方向エネルギー輸送に対する乱流輸送寄与の系統データなど、実験計測との比較や多数データの取り扱いによる系統理解を進めることが必要である。

さらに、TASK3D-aは、様々な物理課題に関して、「LHD平衡・分布データ提供」という役割を通じて、大規模シミュレーションコードと連携を進めるフェーズに到達

している。アルフベン固有モードの解析や、それに伴う高エネルギー粒子の挙動解析、新古典プラズマ流の解析など、現在、個別に計算や実験解析が行われている物理課題についても、TASK3D-aからプラズマの平衡や、プラズマの温度・密度分布などを提供することで、連携を拡張させている。これらの大規模シミュレーションコードはコンピュータ資源を多く必要とするものが多く、現時点では、そのままの形態でTASK3D-aに取り込むことは現実的ではないが、実験データの提供という「ゆるい連携」から今後の展望を拓いていくことを検討している。これまでに、TASK3D-aからLHD平衡、計測分布データを提供した大規模シミュレーションコードの例を、以下にいくつか挙げる。

- FORTEC-3Dコード[5]による国内外ヘリカル実験装置での新古典熱フラックス評価の実験検証共同研究、
- GKV-Xコード[6]によるLHD高イオン温度放電のイオン温度勾配駆動微視的不安定性が引き起こすエネルギーフラックスの評価、
- 米国MITのM. Landremann氏によって開発が進んでいる新古典輸送解析コードSFINCS[7]によるLHDプラズマの具体的計算(新古典輸送解析コードのVerification国際共同研究展開へのテストケース:

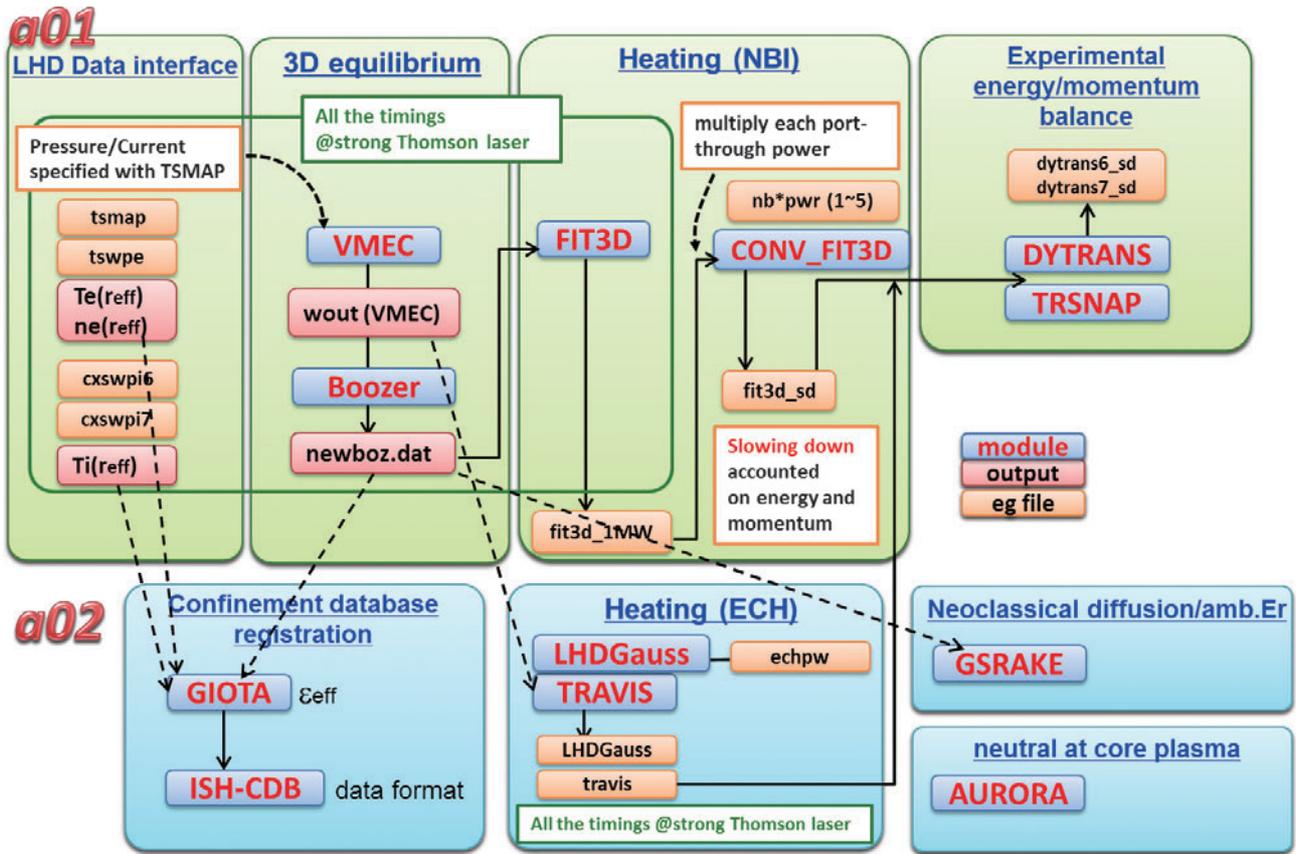


図2 TASK3D-a01(上部)と a02 での機能拡張。

TASK3D-aから供給したデータで計算が可能であることを確認),

- ・アルフベン固有モード解析のためのAE3Dコード[8], アルフベン固有モード存在下での粒子軌道追跡計算も可能であるDELTA5D[9](いずれも, 米国オークリッジ国立研究所: D.A. Spong氏との共同研究でLHD解析が行われていたもの). TASK3D-aで生成される結果などを用いて, AE3D, DELTA5Dコードへの入力を自動的に生成するルーチンが作成された. 両コードともTASK3D-aのサーバー群では計算が非常に困難であるが, 計算実行のための入力ファイルを自動的に生成できるようになったことは, 損失高速イオンプローブ計測[10]との比較に関して, 解析数の増加による系統的知見の導出にも役立つ成果である.

また, D.A. Spong氏から, PENTAコード[11]一式の提供を受けた. これもサーバー群では計算が非常に困難であるため, プラズマシミュレータで計算実行することになる予定であるが, TASK3D-aの実行で, 必要な平衡や入力ファイルが自動的に準備できるようになり, それらを用いて, LHDプラズマにおける新古典プラズマ流の磁気面平均諸量を求めることができる段階となっている. さらに, 磁気面上での分布を評価するルーチンを組み込むことで, 荷電交換分光計測の視線に沿った計測結果との比較を行うべく, 作業を進めている.

新古典プラズマ流の解析に関して, FORTEC-3D, PENTA, SFINCSの3者に, TASK3D-aによって, 同じ平

衡, 同じ計測分布データが円滑に供給されることとなり, Verification & Validation (V&V) 国際共同研究の加速に貢献している.

国際学会やワークショップ, CWGM(ヘリカル系調整作業会合)などでの継続的な研究発表を通じて, TASK3D-aの国際的認知度も着実に高まっている. TASK3D-aの国際展開の例を以下に挙げる.

- N. Pablant氏(米国: プリンストンプラズマ物理研究所)は, X線イメージング結晶分光器(XICS)をLHDに設置し, NBI入射のない状況でのイオン温度やフロー計測を可能とした. 特に, ECH入射によるLHDの高電子温度プラズマのエネルギー輸送特性評価のため, TASK3D-a01を用いた輸送解析を行った. イオン温度分布計測データも取得できるため, そのようなプラズマにおけるイオンのエネルギー輸送評価も行える特長があり, 2013年度, 2015年度の国際ステラレータ-ヘリオトロンワークショップいずれにおいても本人が招待講演を行う[12]など, TASK3D-aも含めた国際的評価の高い国際共同研究となっている.
- P. Vincenzi氏(イタリア: RFXコンソーシアム博士課程学生)が, ヨーロッパのEUROfusion経費にて核融合科学研究所に滞在(2014年, 2015年)した. LHDのNBIグループとRFXコンソーシアムの共同研究の一環として, 「NBI加熱モジュールの高精度化と実験データによる検証」に取り組むことが先方の指導教官と合意された. その合意を受けて, TASK3D-aにおけ

るNBI加熱評価の高精度化(ターゲットプラズマに複数のイオン種が存在する場合へのルーチンの適用), および, 核融合反応による中性子発生量評価のためのコード開発(反応断面積の最新の知見への更新)を行った. LHD 第18サイクル実験において, 水素, ヘリウム比を系統的に変えた高イオン温度プラズマの生成が行われたが, それらを題材として, 開発したコードの適用を行い, その成果について, 2015年6月のヨーロッパ物理会議, 同11月の第25回国際土岐コンファレンスにおいて本人が発表を行った. コード改良の詳細に関して, 「Modification of fit3d code for the analyses of LHD deuterium experiments」としてまとめ, NIFS-Memoとして発刊した[13].

- 2014年に, 米国 Tech-X 社の A.Y. Pankin 博士が, 核融合研客員教授(JIFT 客員)として, 3か月滞在了れた. この滞在によって, 実験観測分布の誤差範囲を考慮した熱輸送係数の値(計算結果)の幅をルーチ的に計算するツール(Uncertainty Quantification: UQ)がTASK3D-aに導入された. LHDプラズマの熱輸送係数の多数ケース解析において, 温度・密度分布のフィッティング形状などに結果がどのように依存するかについて, 系統的な知見を簡便に得ることができるようになった. 実験解析と理論モデルとの比較などを行っていく際に, 双方の不確定性(データの幅)を意識しておくことが必要であり, それを可能とする機能

をTASK3D-aが有するようになったことは, 今後の比較研究にも大いに役立つ. この成果は, 2014年のアメリカ物理学会において, A.Y. Pankin 氏によって「Use of Uncertainty Quantification Techniques for Interpretive and Predictive Transport Analysis of Burning Plasmas」として口頭発表された[14].

TASK3D-aの適用によって, 複数のLHD高イオン温度放電の複数タイミング(合計およそ200タイミング)の解析データベースを作成することができた. このデータベースを「ビッグデータ」の視点で捉えることで, 新古典輸送/乱流輸送の区分や, 乱流輸送の原因となる揺動の種類などを全く意識することなく, 径方向分布も含めたイオン熱輸送係数の簡便な回帰式の導出に成功した. 2014年のIAEA核融合エネルギー会議におけるポスター発表などで成果発表を行った[15]. LHD実験データベースと統合輸送解析スイートとの連携によって初めて可能となった成果であり, 将来の核融合炉におけるコアプラズマ制御における到達温度予測の一手法として検討を進めていく予定である.

TASK3D-aによるLHDプラズマ解析の主な具体例を紹介する. 個別の解析に関する詳細や物理的知見についての説明は各文献に譲り, ここでは, TASK3D-aがどのように使われ, 図が作成されているかについて概説する. 紹介されている図の一覧を図3に示す.

- 参考文献[16](NUCLEAR FUSION誌 Most Cited (from 2011)論文)のFig.2: プラズマ周辺部の径電場

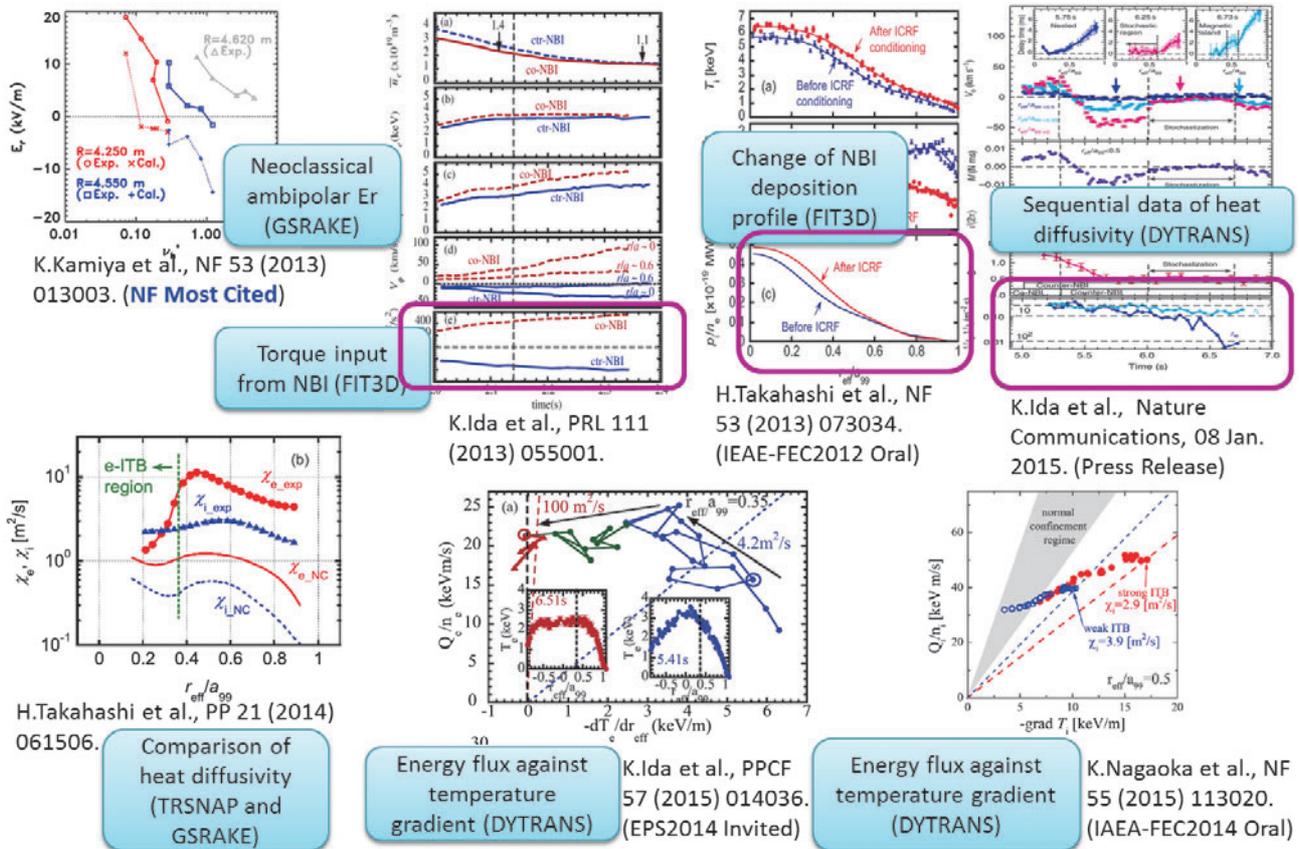


図3 TASK3D-aの解析結果を含む主なLHD論文の図の一覧. TASK3D-aのどのモジュールの結果が用いられているかを示している. 図の解釈等の詳細は各文献を参照されたい.

計測と新古典両極性径電場を、衝突周波数に対してプロットした図 (Cal が計算値)。複数のケースに対して、TASK3D-a を実行し、GSRAKE コードの結果を用いて作成された図である。

2. 参考文献[17]の Fig. 1: Co-, Ctr-NBI 入射プラズマにおけるトロイダル回転計測結果を、その他のプラズマパラメータと共に示した図。NBI によって持ち込まれる外部トルクの図 (最下枠) は、NBI 加熱計算の時系列データ (FIT3D モジュールの結果) から作成された図である [17]。
3. 参考文献[18] (九州大学との共同プレスリリース論文) の Fig. 1: プラズマ回転減速過程におけるイオン・電子熱輸送係数の時間変化を示す図 (最下枠)。ビーム減衰も考慮した NBI 吸収分布と、密度・温度の時間変化をも加味した熱フラックスから求めた熱輸送係数の時系列データ (dytrans モジュールの結果) から作成された図である。
4. 参考文献[19] (2012年 IAEA 核融合エネルギー会議の口頭発表) の Fig. 8: 高電子温度プラズマにおけるイオン、電子熱拡散係数を新古典の値と比較した図。過渡的振る舞いがほとんどない状態であるので、trnsnp モジュールと GSRAKE モジュールの結果から作成された図である。
5. 参考文献[20] (2014年の EPS 招待講演) の Fig. 10: (a)電子, (b)イオン温度勾配に対する、電子密度で規格化された(a)電子, (b)イオン熱フラックスの時間変化を示す図。ビーム減衰も考慮した NBI 吸収分布と、密度・温度の時間変化をも加味した熱フラックスの時系列データ (dytrans モジュールの結果) から作

成された図である。

6. 参考文献[21] (2014年 IAEA 核融合エネルギー会議の口頭発表) の Fig. 4: 高イオン温度プラズマのイオン温度勾配増進とイオン密度で規格化されたイオン熱フラックスの増え方 (weak ITB と strong ITB の比較) の時系列データを示した図。ビーム減衰も考慮した NBI 吸収分布と、密度・温度の時間変化をも加味した熱フラックスの時系列データ (dytrans モジュールの結果) から作成された図である。

2.5.2 到達パラメータ予測型 TASK3D の進展

予測版については、京都大学との共同研究を通じて、LHDの高イオン温度放電の熱輸送モデリング、時間変化を含めた予測シミュレーション、さらには、その実験検証が進んでいる。粒子輸送や、水素ヘリウム比の変化に伴う達成イオン温度の変化 (LHD 第18サイクル実験で得られた系統の実験結果) に関する輸送モデリング、重水素プラズマの到達温度予測などにも大きな進展があるが、ここでは、現在の LHD 高イオン温度放電を対象とした輸送モデリングに関して概説する。

径方向の熱・粒子輸送拡散方程式を解く TASK/TR モジュールに、3次元平衡 VMEC コード、新古典拡散係数データベースである DGN/LHD、両極性径電場を求めるモジュール ER、さらに、ジャイロ平均化されたドリフト運動論方程式を解く GNET (その時間発展解析版 GNET-TD) コードを統合した体系での解析である (図 4)。複数の LHD 高イオン温度放電から、熱拡散係数として、電子はジャイロボーム、イオンはジャイロボームに規格化イオン温度勾配をかけた形式 (係数は、計測温度分布を最も再現

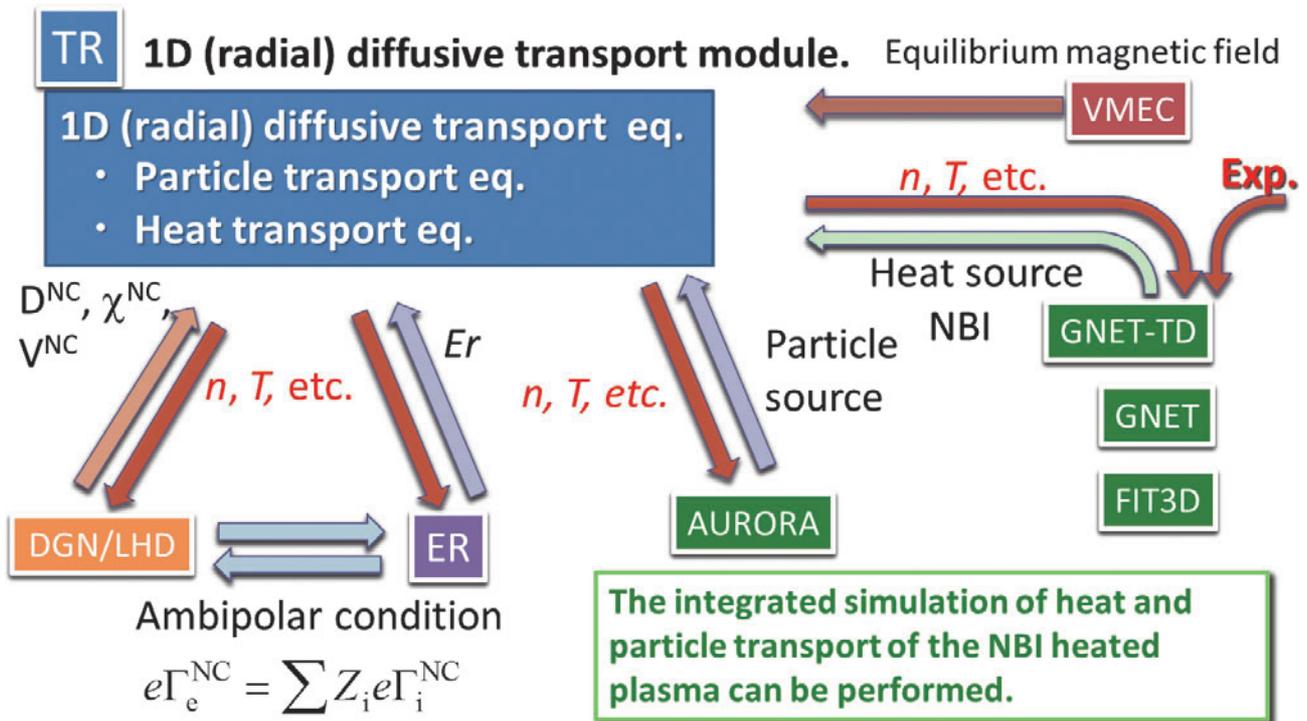


図 4 京都大学で開発が進んでいる予測型統合輸送コードの計算フロー図。GNET(-TD)が組み込まれている。輸送モデルを用いて、到達パラメータ予測を行うように組み上げられている。

するように決定されている) のものを利用している。LHD プラズマの高イオン温度状態は、炭素ペレット入射後の密度減衰フェイズで実現されており、この状況に対応するため、複数イオン種、時間発展を加味した加熱分布計算を行う GNET-TD コード[22]を適用している。しかし、上記のイオン熱拡散係数での計算では、イオン温度の時間変化を全く再現することができなかった。そこで、炭素ペレット入射 (4.75 s) 後に実効電荷数 Z_{eff} が図 5 (右上図) のように時間変化することに着目して、 Z_{eff} に依存してイオン熱拡散係数が低減 (乱流輸送の抑制に対応) するモデル (図 5 中に記されている Z_{eff} 依存モデル) を模索したところ、イオン温度の時間変化を比較的精度よく再現することができた。この熱輸送モデルを、図 5 の例よりは低いイオン温度 (4 keV 程度) のプラズマ (炭素ペレット入射) に適用したところ、イオン温度分布の時間変化を再現できた。従って、この輸送モデルを導出したプラズマ以外への適用性も確認が進んでいる。この輸送モデルの理論的根拠を探ると同時に、未踏イオン温度領域への予測計算への進展が期待されている。

また、核融合研における到達パラメータ予測型統合計算システムの構築も大きな進展をみせている。核融合工学研究プロジェクトが主体となって設計活動が進められている LHD 型原型炉 FFHR-d1 設計グループと統合輸送シミュレーショングループとの連携による、FFHR-d1 立ち上げシナリオの定量解析である。まさに、数値試験炉としての基

盤整備の観点からの研究連携である。

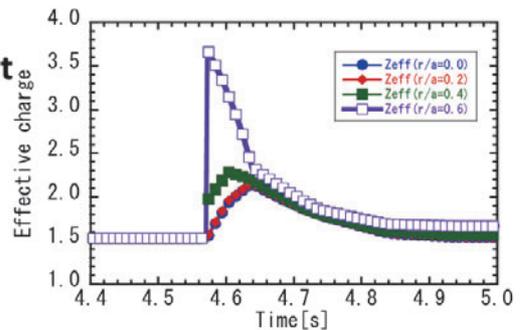
核融合工学研究プロジェクトでは、LHDでの密度・温度分布を直接外挿する手法 (Direct Profile Extrapolation: DPE) [23]によって、径方向の熱・粒子輸送拡散方程式を解くコード体系の構築を開始していた。ペレット入射による粒子供給に関してNGSモデルを適用して、ペレット入射 LHD プラズマの密度・電子温度の時間変化を再現するなど、実験検証を行いながらの構築が進んでいた。このコード体系を FFHR-d1 の立ち上げシナリオ検討に適用するに当たり、新古典エネルギー輸送フラックスがプラズマのエネルギーバランスを満たしているかどうかを定量的に評価するために、TASK3D-a のモジュール (VMC コード、Boozer 座標への変換コード、さらに GSKAKE コード) を移植した。これにより、密度・温度の時間発展に伴う新古典エネルギーフラックスの逐次計算が可能となり、エネルギーバランス成立性を探る複数のシナリオ比較が容易に行えるようになった (図 6)。さらに、広範囲の密度・温度パラメータ範囲を有する POPCON (Plasma Operation Contour) ダイアグラム上に、新古典エネルギーフラックスがエネルギーバランスを満たしうる境界線を明示するなど、単体の新古典輸送計算では困難である検討も行われ、その成果も含む FFHR-d1 コアプラズマ設計の最新の知見が、2015年の第20回国際ステラレータ・ヘリオトロンワークショップにて、招待講演として発表された。このプロジェクト間連携をさらに進め、核融合研における予測型統

Zeff-dependent model for turbulent transport

$$\chi_i^{TB} = \gamma_{Z2}^{TB(L-mode)} \chi_i$$

$$\gamma_{Z2} = \exp\{-k_Z(Z_{eff} - C_Z)\}, \quad Z_{eff} > C_Z$$

$$= 1.0, \quad Z_{eff} \leq C_Z$$



Time evolution of Z_{eff} in a high-Ti LHD plasma (C-pellet is injected around 4.57s in this case)

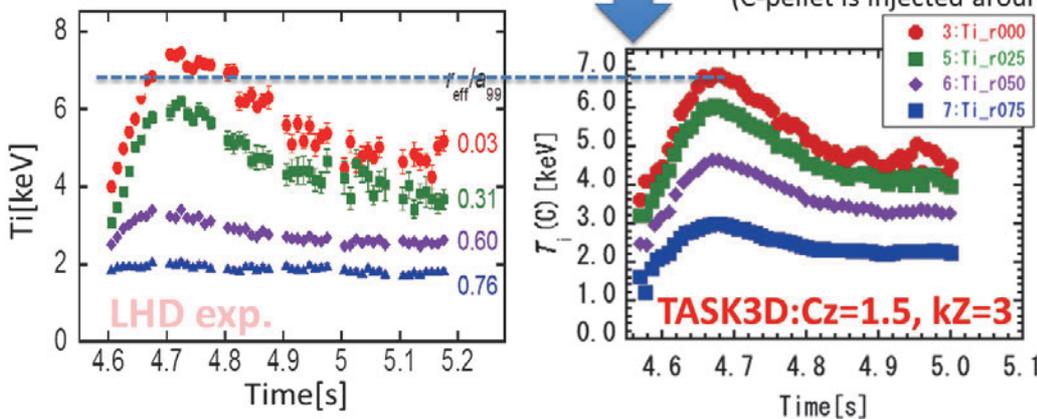


図 5 LHD 高イオン温度プラズマにおけるイオン温度変化を再現するイオン熱輸送モデリングの概要。(右上)炭素ペレット入射による高イオン温度放電でのペレット入射後の Z_{eff} の時間変化。左上に記載されているイオン熱輸送係数を用いた計算を行ったところ、イオン温度の時間変化 (左下: 実験計測) をほぼ再現する結果 (右下) を得ることができた。

T.Goto et al., Nucl. Fusion 55 (2015) 063040, (IAEA-FEC2014)

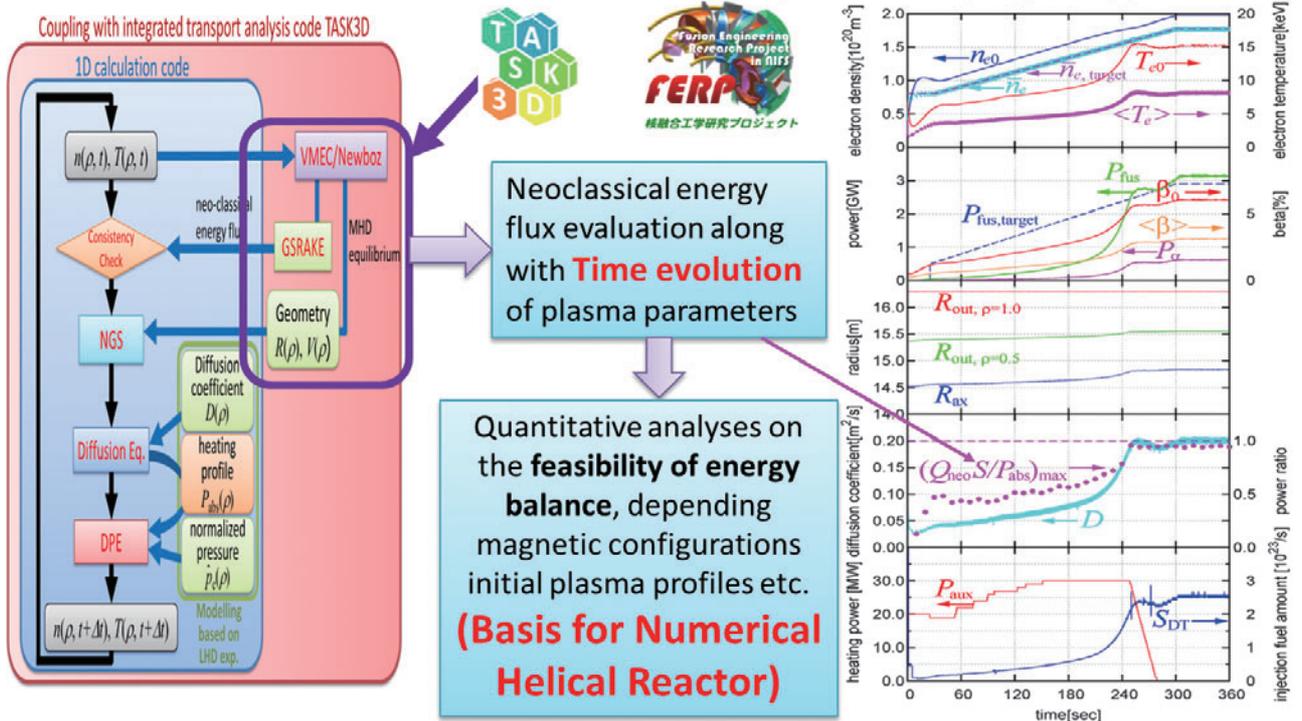


図6 FFHR-d1 立ち上げシナリオ検討に当たり、TASK3D-a のモジュールを移植し、逐次、新古典エネルギーフラックスの計算が行える環境を整備した。このことにより、時間発展を伴う立ち上げ時のエネルギーバランス成立性のシナリオ比較などが容易に行えるようになった。

合輸送コード（数値試験炉の基盤）として整備・拡張していく検討も行っている。

参考文献

[1] <http://bpsl.nucleng.kyoto-u.ac.jp/task/>
 [2] C.D. Beidler and W.D. D'haeseleer, Plasma Phys. Control. Fusion **37**, 463 (1995).
 [3] T. Ii Tsujimura *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 123019 (2015).
 [4] N. Marschenko *et al.*, Plasma Fusion Res. **2**, S1129 (2007).
 [5] S. Satake *et al.*, Plasma Fusion Res. **3**, S1062 (2008).
 [6] M. Nunami *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, 016 (2010).
 [7] M. Landremann *et al.*, Phys. Plasmas **21**, 042503 (2014).
 [8] D.A. Spong *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 022106 (2010).
 [9] D.A. Spong *et al.*, Bull. Am. Phys. Soc. **44**, 215 (1999).
 [10] K. Ogawa *et al.*, Nucl. Fusion **52**, 094013 (2012).
 [11] D.A. Spong, Phys. Plasmas **12**, 056114 (2005).
 [12] N. Pablant *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **58**, 045004 (2016).
 [13] P. Vincenzi *et al.*, NIFS-MEMO-74, Nov. 19 (2015).
 [14] A. Pankin *et al.*, Proc. of 56th Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics, 59 N15 (Oct. 27-31, 2014, New Orleans, Louisiana) JO3.00009.
 [15] M. Yokoyama, Plasma Fusion Res. **9**, 1302137 (2014).
 [16] K. Kamiya *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 013003 (2013).
 [17] K. Ida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 055001 (2013).
 [18] K. Ida *et al.*, Nature Communications, 08 January (2015).
 [19] H. Takahashi *et al.*, Phys. Plasmas **21**, 061506 (2014).
 [20] K. Ida *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **57**, 014036 (2015).
 [21] K. Nagaoka *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 113020 (2015).
 [22] H. Yamaguchi *et al.*, Plasma Fusion Res. **9**, 3403127 (2014).
 [23] J. Miyazawa *et al.*, Fusion Eng. Des. **86**, 2879 (2011).



プロジェクトレビュー 核融合科学研究所における数値実験炉研究プロジェクト

3. 計算科学の高度化と基礎物理シミュレーション

3. Sophistication of Computational Science and Fundamental Physics Simulations

石黒 静児, 伊藤 淳, 宇佐見 俊介, 大谷 寛明, 坂上 仁志,
樋田 美栄子, 長谷川 裕記, 堀内 利得, 三浦 英昭

ISHIGURO Seiji, ITO Atsushi, USAMI Shunsuke, OHTANI Hiroaki, SAKAGAMI Hitoshi,
TOIDA Mieko, HASEGAWA Hiroki, HORIUCHI Ritoku and MIURA Hideaki

自然科学研究機構核融合科学研究所

(原稿受付: 2016年7月13日)

バーチャルリアリティ (VR) 可視化, 多階層シミュレーション手法などの計算科学の高度化, プロブの運動論的挙動, 波と粒子の相互作用に伴う粒子加速などの基礎プラズマ過程, 拡張 MHD 理論及びシミュレーション, レーザー核融合の関連研究など, 中長期的視野で展開している幅広い研究について紹介する.

Keywords:

simulation, VR, simulation science, multi-hierarchy, blob, extended MHD, laser plasma, shock, turbulence

数値実験炉研究プロジェクトでは, 特定の装置の特定の物理現象に着目した核融合シミュレーション研究に加えて, シミュレーションによる予測性を高めたり, その適用範囲を拡大する先進的なシミュレーション手法に関する研究, シミュレーション研究の基盤となる可視化, 並列計算技術などの計算科学高度化のための研究, 特定の装置に限定されない基礎的な物理現象の解明をめざした研究を包含している. 本章ではこれらの研究について概観する.

3.1 バーチャルリアリティ空間における同時可視化

バーチャルリアリティ (VR) 装置 "CompleXcope" は, 観測者を VR 空間に投入させ, あたかも目の前に物体が存在しているかのように感じさせることができる装置である.

また, 観測者の動きに合わせてその物体が動いたり, コントローラーで動かしたりすることができるので, プラズマ現象を中から見たり外から見たり, いろいろな角度から観測することができる. まさに, コンピュータが作る様々な VR の世界に観測者を入り込ませ, 物理現象を「目の当りに」することで, 人間の空間を認識する能力を総動員して観測することができる. このような VR 装置の特徴を生かして, シミュレーションデータと実験装置データを VR 空間で同時に可視化する手法を活用してきた[1].

この可視化手法の研究をさらに発展させて実験観測データを同時に可視化する手法を開発した[2].

大型ヘリカル装置 (LHD) の長時間放電実験では炭素放射の急増とともにプラズマの閉じ込めが壊れることが観測されている. この急増はダイバータ領域から大量のダストが放出される時点と同期しており, ダスト粒子が閉じ込め

を崩壊させていると考えられている. そのため, ダスト粒子の生成・輸送機構を調べるため, LHD 実験では高速カメラを2台取り付けて立体画像を撮影することで, ダスト粒子の3次元座標の時系列データ取得に成功した[3]. このダスト粒子軌道と磁力線の解析を2次元平面で行う場合, 奥行き情報が失われているため, その立体的構造を把握することが困難である. そこで, VR空間でそれらの立体構造を調べるため, 本手法の開発に着手した. 実験観測データをデータ変換を経ずに読み込むためのインターフェースの開発, 大量のダスト粒子をスムーズにVR空間に表示するための可視化機能の開発を行った. また, その軌道の観測からダスト粒子の輸送方向を把握するための工夫も行った. そのVR可視化の例を図1に示す. その解析の結果, ダスト粒子は周辺領域に存在していること, 多くのダスト粒子が磁力線に沿って輸送されている一方, いくつかのダ

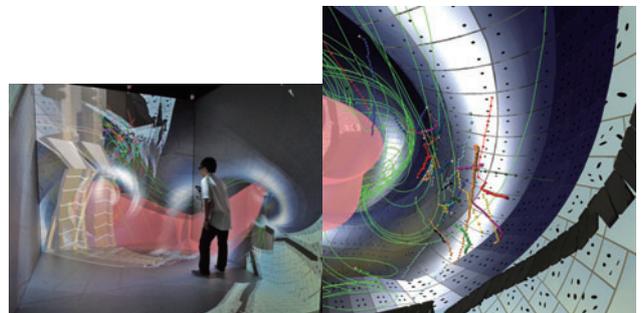


図1 ダスト粒子データとシミュレーション, 実験装置データの同時 VR 可視化. 左図は観察している様子を表し, 右図は 3-O ポートから観測されたダスト粒子データをトロイダル方向から見た図. 緑線は磁力線, マゼンタ色はプラズマの等圧面を表している.

ト粒子が磁力線を横切るように輸送されていること、その存在領域によって輸送の方向が異なっていることを容易に観測することができた。このように、ダスト粒子の分布する領域や軌道と磁力線の比較、その立体的な構造の理解を、訓練を積んだ研究者だけではなく、初学者にも容易に行うことができるようになった。

本研究は、兵庫県立大学：大野暢亮教授，神戸大学：陰山 聡教授，甲南大学：田村祐一教授との共同研究である。

3.2 無衝突磁気リコネクションの多階層シミュレーション

磁気リコネクションは、核融合をはじめとした様々なプラズマで見られる普遍的なエネルギー解放過程であり、また典型的な階層横断現象でもある。リコネクションが起ると磁場のトポロジーが系全体に及ぶスケールで変化し、大規模な輸送も発生する。その一方、リコネクションが駆動されるために必要な電気抵抗は、運動論的な過程が基になって生成される。このマクロとミクロの過程は独立しているのではなく、複雑に絡み合っていて発展している。我々は、階層横断現象として磁気リコネクションの全体像をつかむことをめざし、マクロとミクロの物理を同時にかつ自己無撞着に解く多階層シミュレーションモデルの開発を行っている。我々の多階層モデルでは、シミュレーションの実空間を分割するという大きな特色がある。すなわち、領域をマクロ階層とミクロ階層に分け、マクロ階層の物理は磁気流体 (MHD)、ミクロ階層は粒子 (PIC) シミュレーションにより計算する。また、2つの階層間には互いのデータをスムーズに交換するため、有限の幅を持ったインターフェイス領域を挿入する。この手法により、物理的根拠が曖昧な仮定・モデルを用いず、第一原理計算に基づいたミクロの物理をマクロ階層に取り入れることができる。

この多階層モデルを用いて、マクロのダイナミクスが磁気リコネクションのミクロな物理に及ぼす影響について初の解析を行った[4]。我々は、MHD 領域 (マクロ階層) から流入させるプラズマインフローのパターンが異なる多階層シミュレーションを実行した。インフローは上流境界の中央 ($x=0$) から流入し始め、流入する領域は速度 v_w で x 方向に広がっていくものとした。図2は時刻 $\omega_{ce}t = 1980$ における磁力線を示しており、(a)は $v_w = 0.6v_A$ 、(b)は $v_w = 4.0v_A$ (v_A はアルフベン速度) の場合の結果である。(a)においては、PIC 領域 (ミクロ階層) で駆動されたリコネクションは単一の X 点を持っており、定常なリコネクションに緩和していくと見られる。一方 (b) では、複数の X 点を持ち、間欠的なリコネクションが継続する。多階層シミュレーションにより詳しく調べた結果、 $v_w < v_A$ の場合は単一の X 点、 $v_w > 2.0v_A$ では複数の X 点を持つリコネクションが駆動される傾向があることがわかった。

この多階層シミュレーションによる成果は、「核融合プラズマ理論」に関する Varenna-Lausanne 国際ワークショップ、アジア太平洋プラズマ理論会議 (APPTC)、計算物理国際会議 (CCP)、「宇宙空間シミュレーション」に

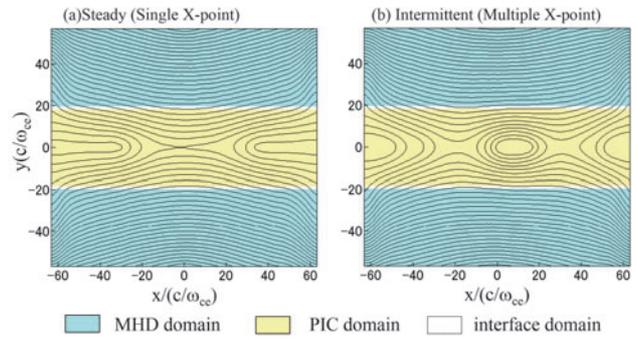


図2 多階層モデルによる磁気リコネクション結果。(a)では単一の X 点、(b)では複数の X 点を持つ磁気リコネクションが駆動されている。

関する国際シンポジウム (ISSS) といった国際会議における招待講演として選ばれた。

3.3 プラズマコヒーレント構造の微視的ダイナミクスのシミュレーション

近年、磁場閉じ込めプラズマ装置の実験において、その装置形状によらず、周辺領域で間歇的に発生するフィラメント状のプラズマコヒーレント構造が観測されている。この構造は、プラズマプロブとも呼ばれ、従来の拡散的描像では説明できない動径方向のプラズマ輸送を担っていると考えられている。このプロブ現象に関するこれまでの理論的・数値的研究では、その多くで、流体的な描像に基づく2次元簡約化モデルを用いた議論がなされてきたが、そのような巨視的モデルでは、磁力線方向の電流を評価する際、固体壁とプラズマとの間の電位構造やイオンと電子の速度差の効果などを簡易的なモデルで仮定するなどしており、その妥当性の評価が問題となっている。そこで、上記のような粒子の効果プラズマコヒーレント構造の挙動に与える影響を明らかにし、今後のより精緻な多階層連結型シミュレーションの開発[5]、そして、周辺プラズマ輸送の予測に資することをめざし、3次元静電粒子コード (p3bd コード) によるプラズマコヒーレント構造ダイナミクスの研究を行っている[6]。これまでの p3bd コードによる計算では、図3 (a)のように、構造内に自己無撞着に形成されるらせん状の電流系が観測された[7]。このことは、

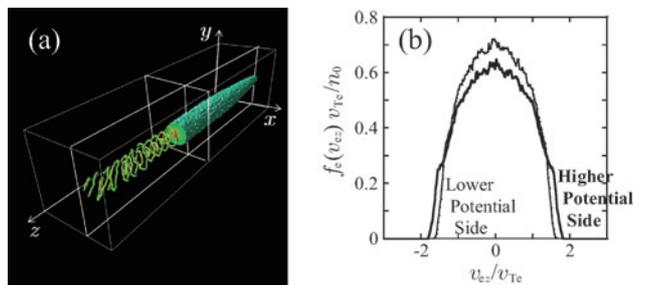


図3 (a) プロブ構造内部に自己無撞着に形成される電流系 (左手前側の流線、右奥側の等値面は電子密度分布を示している。) と (b) プロブ内部の高ポテンシャル側、および、低ポテンシャル側における磁力線方向の電子速度分布 (太線が高ポテンシャル側、細線が低ポテンシャル側を示している)。

粒子シミュレーションを用いることにより、プロップ構造における電流クロージャの問題を解決できる可能性を示している。また、プロップ内部に形成される温度構造も明らかにされた[7]。プロップの内部には、その断面において、ダイポール状の電位構造が形成されるが、その高ポテンシャル側、および、低ポテンシャル側における磁力線方向の電子速度分布を調べたところ、図3(b)に示したように、高ポテンシャル側の電子温度のほうが高いことがわかった。

3.4 LHD の Hall MHD シミュレーション

LHD における短波長圧力駆動型（交換型，バルーニング）不安定性の飽和に関するシミュレーション研究を行っている。バルーニングモードに関するこれまでの完全3次元圧縮性 MHD シミュレーション研究から、以下の点がわかってきている。

1. 粘性が十分に大きい場合にはバルーニングモードの成長は飽和し、かつ、良好な磁気面をもつ状態に自律的に回復する[8]。
2. 粘性を、実験で想定されるような小さな値にするほどにバルーニングモードの成長は増大し、プラズマコアを大きく壊すまで、その成長は飽和しない。飽和した段階では、密度分布が往々にして初期の圧力勾配とは逆方向に勾配をもつホロー分布になるなど、通常想定されるような飽和状態とはまったく異なった状態（崩壊状態）となる。また、良好な磁気面への自律的な回復は今のところ見られない。
3. この崩壊過程において、圧力分布の平坦化、圧縮性による成長率の低下などは発生している（あるいは考慮されている）が、飽和に対して十分な影響を及ぼしているようには見られない。
4. 3次元シミュレーションにおいて、磁力線平行方向への熱伝導効果を高精度で実装することにより、この崩壊をある程度緩和することがわかった。また、平行方向熱伝導の影響により、平行方向に対して熱エネルギーが運動エネルギーに変換され、結果として運動エネルギーは大きくなりえることがわかった[9]。

以上の研究を踏まえて、LHDの短波長圧力駆動型不安定性について、Hall効果などを取り入れた拡張MHDシミュレーション研究をはじめた。この研究は、LHDでの3次元シミュレーションだけでは困難が予想されるため、2次元矩形形状でのRayleigh-Taylor型不安定性の拡張MHDシミュレーションによる短波長成分生成の基礎研究、Hall効果が短波長成分の励起と空間構造の変化に及ぼす影響についての大規模一様Hall MHD 乱流シミュレーションを平行して行っている。これら2件の研究については他の節を参照されたい。

LHDでの3次元シミュレーションにHall効果を入れたシミュレーションを行った[10]。Hall項はその性質から、きわめて短波長の分散性波動を生成し、時間および空間について高い数値解像度を要求する。このため、比較的low波数のモードに焦点を当てることを念頭に、中程度（ト

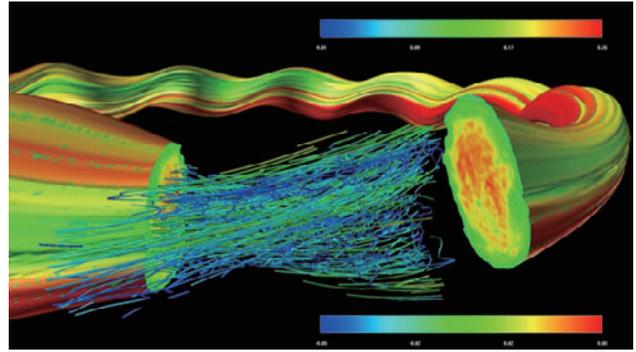


図4 LHD中のバルーニングモードの3次元シミュレーションによる、圧力分布。

ロイダル波数 $n=10$ 程度) 以上の波数の不安定モードを打ち切るような数値フィルターを作用させた。この結果、数値シミュレーションはバルーニングモードの飽和にいたったが、その飽和プロファイルにおける β 値は、Hall効果なしで磁力線平行方向熱伝導効果を入れた場合よりも低く、また、密度分布もホロー分布になるなど、むしろ不安定効果に作用する結果になった。このシミュレーションからわかったことは以下の点である。

1. 短波長成分の打ち切りは、飽和プロファイルに対して悪影響を与える。これは、短波長成分の打ち切りが長波長成分との相互作用を失わせ、結果として長波長成分の線形成長段階を延長させる作用を及ぼすためである。
2. Hall効果は不安定性を強化しえる。これは、Rayleigh-Taylor型不安定性の2次元拡張MHDシミュレーションで得られた結果と同様に、2流体効果が平衡プロファイルの性質によって、不安定性の強化にも抑制にも作用し得ることと関連していると考えられる。

2次元Rayleigh-Taylor不安定性のシミュレーションからも、LHDの3次元短波長不安定性の抑制には、2流体効果だけでなく有限ラーモア半径効果も同時に必要であると考えられる。また、2流体効果も有限ラーモア半径効果は短波長成分も、磁場および速度場の短波長成分を著しく励起することがわかっているため、適度にこれらを打ち切りつつ、非線形段階においては、短波長成分が非線形項を通じて長波長成分に及ぼす影響を適宜代替し得るようなモデルの開発を行う必要がある。このような考え方は、流体力学においてLarge Eddy Simulation (LES) と呼ばれる。Hall効果によるLESの最初の取り組みは、国際会議において発表され[11] (招待講演)、その後の進展を含めて論文[12]として出版された。

3.5 MHD 平衡・安定性理論の拡張のための数値解析

・強いポロイダル流をもつ平衡に対する磁気座標

強いポロイダル流をもつ有限ベータトロイダル平衡の安定性解析に必要な磁気座標系を構築した。流れをもつ軸対称平衡を表す一般化されたGrad-Shafranov方程式を逆ア

スペクトル比で展開することで、ポロイダル音速程度の流れをもつ高ベータトカマク平衡に対する方程式系が得られ [13], 円形断面の固定境界と線形の磁気面量を仮定することで磁束関数の解析解が得られる [14]. 1 次の磁束関数の解は流れのない場合と等しく, 2 次の解に流れの効果が含まれる. この解析解を用いた座標変換式を数値的に解き, ポロイダル断面における磁気面量 ξ とポロイダル角 θ による磁気座標 (ξ, θ) を構築した. 図 5 は各磁気面における圧力のポロイダル分布を示したもので, 亜音速流の場合 (a) にはトラス外側 ($\theta = 0$ 付近) で圧力が高くなり, 超音速流の場合 (b) にはトラス内側 ($\theta = \pm\pi$ 付近) で圧力が高くなる. この座標系を用いることで圧力の磁気面平均が数値的に求まり, 径方向分布のポロイダルマッハ数に対する依存性を調べた結果, 亜音速領域では超音速領域に比べ, より中心にピークした分布になることが明らかとなった. また, 座標変換式を逆アスペクト比で展開することで解析的に磁気座標が得られ, ポロイダル流速が小さい場合に数値的に得られた座標と良い一致を示した.

・有限ベータプラズマにおける Rayleigh-Taylor 不安定性に対する二流体及び有限ラーモア半径効果のパラメータ依存性

非一様な磁場をもつ有限ベータプラズマ平衡における Rayleigh-Taylor (RT) 不安定性に対する二流体及び有限ラーモア半径効果のパラメータ依存性を, 拡張 MHD モデルを用いた線形解析により調べた. 短波長モードに対する局所解析の結果を図 6 に示す. 有限ラーモア半径効果により臨界波数以上で完全に安定化する現象が, 非一様な磁場で実現する圧力勾配の小さい平衡では低ベータで見られなくなる. 二流体 (TF) 効果と有限ラーモア半径 (FLR) 効果

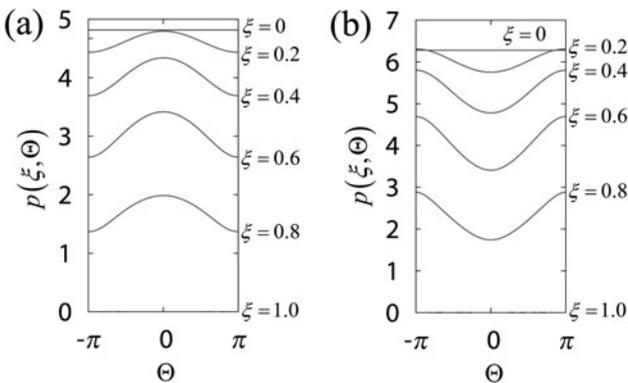


図 5 各磁気面 ($\xi = \text{const.}$) における圧力のポロイダル角 θ 方向分布. (a) 亜音速流 (b) 超音速流の場合.

の両方を含む場合 (FLR+TF) においては, 有限ラーモア半径効果のみの場合とは異なるベータ値で完全安定化の消失が現れ, どちらか一方を含む場合と比べ最も強い安定化を示さない場合があることを明らかにした. また, 固有関数と局所解析における成長率の空間依存性とを比較し, 拡張 MHD シミュレーションで見られた有限ラーモア半径効果のみを含む場合に短波長で成長率が局所解析に漸近しない現象 [15] が, 有限ラーモア半径効果による固有関数の非局在化と, 局所成長率が周辺領域で中心よりも大きくなっていることの組み合わせに起因していることを示した.

3.6 2次元 RT 不安定性の拡張 MHD シミュレーション

2次元矩形領域中の Rayleigh-Taylor 不安定性の線形・非線形不安定性に対する 2 流体および有限 Larmor 半径 (FLR) 効果を数値シミュレーションによって調べた. この際の注目点は, 低 β 領域における, 高波数成分のダイナミクスおよびこれに伴う空間構造形成である. 本研究では, Roberts と Taylor (1962) [16], P. Zhu (2008) [17] らによって用いられたものと同様の, 2 流体効果およびジャイロ粘性項 (FLR 項) を含む拡張 MHD 方程式を数値的に解くことで, 上記の問題に取り組んだ. この方程式は以下のような形をしている.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i), \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) &= -\frac{\partial}{\partial x_i} \left[\rho u_j u_i - b_j b_i \right. \\ &\quad \left. + \left(p + \frac{b_k b_k}{2} \right) \delta_{ij} + \delta \Pi_{ij}^{gv} \right] - \rho g \delta_{i,2}, \\ \frac{\partial E_T}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial x_i} \left[(E_T + p) u_i + u_k \delta \Pi_{ki}^{gv} \right] \\ &\quad + v_k \epsilon_{kmn} J_m b_n - \rho g u_2, \\ E_T &= \frac{1}{2} \rho u_i u_i + \frac{p}{\gamma - 1}, \\ \frac{\partial b_i}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial x_i} \left[(u_j b_i - b_j u_i) \right. \\ &\quad \left. - \epsilon_{ijk} \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\epsilon}{\rho} \left(\epsilon_{kmn} J_m b_n - \frac{\partial p_e}{\partial x_k} \right) \right]. \end{aligned}$$

ここで $b_i, J_i = \epsilon_{ijk} \partial b_k / \partial x_j$ および u_i はそれぞれ磁場ベクトル, 電流密度ベクトル, 速度ベクトルの第 i 成分である. 記号 $\delta_{ij}, \epsilon_{ijk}, \gamma, \rho$ および p はそれぞれ Kronecker のデルタ,

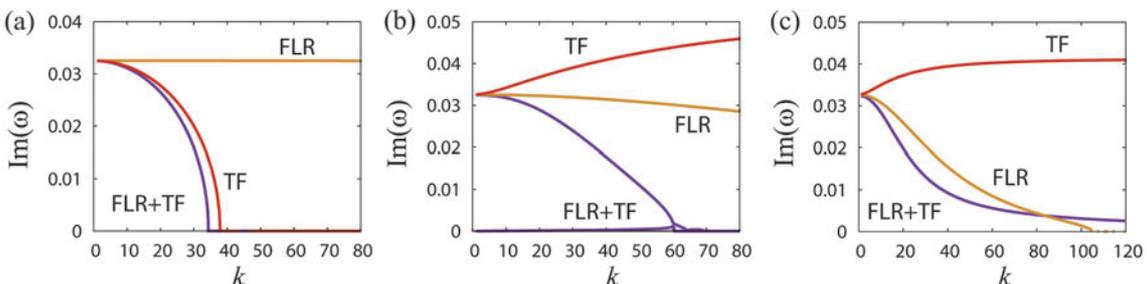


図 6 成長率の波数依存性の流体モデル間比較 (a) $\beta = 0.01$ (b) $\beta = 0.1$ (c) $\beta = 0.3$.

Levi-Civita の反対称テンソル, 比熱比, 質量密度, および圧力である. 記号 Π_{ij}^{qv} はジャイロ粘性テンソルの第 i, j 成分である. 式中で繰り返される添え字については 1 および 2 の和をとる. 数値シミュレーションは 2 次元矩形領域を直交格子上の 4 次精度中心差分法と 4 次精度の Runge-Kutta-Gill 法を用いて行った.

この研究については, 2 本の論文が発表された[15, 18]. 最初の論文[18]では, 二流体効果, FLR 効果を独立したパラメータと見なし, それぞれの効果の有無に応じて不安定性の成長がどのように変化するかを調べたものである. いくつかのパラメータの組み合わせから, 一流体効果, FLR 効果はそれぞれ単独では線形成長に与える影響が小さいのに対して, 両者が加わった場合には, 線形成長率を著しく低減する効果を発揮することがわかった. また, この両者が加わることで線形段階の成長率は低下するものの, 非線形成長段階における飽和レベルには大きな影響を与えないことが示された. さらに, 混合層幅の成長 (これは非線形成長の指標の一つでもある) においても, 二流体効果と FLR 効果の組み合わせは初期成長を抑止するものの, 最終的には一流体 MHD の場合と同程度の大きさまで成長する事が示された.

第二の論文[15]は, 第一の論文とは異なる平衡についての研究が行われた. β 値 1% 程度の領域において, 二流体効果および FLR 効果の 2 つの効果, 高波数の Rayleigh-Taylor 不安定モードを安定化することが, 数値シミュレーションおよび線形 (WKB) 解析によって示された. 二流体効果, FLR 効果はそれぞれ単独では十分な安定化効果を発揮しないが, 両者が加わった場合の線形解析では, 有限波数において成長率がゼロとなる. 非線形シミュレーションでは, 線形段階における成長率が WKB 解析と良好な一致を見せた. また, 二流体効果と FLR 効果の両方を取り入れたシミュレーションでは, 線形段階において低波数モードのみが有限の成長率をもつため, Rayleigh-Taylor 不安定性特有のマッシュルーム構造が大規模に成長する一方, FLR 効果のために密度界面が急峻化し, これに合わせて密度界面に沿って急峻な速度せん断層が形成される. この結果, 密度線断層に沿った Kelvin-Helmholtz 的二次不安定性が発生し, 短波長成分は二流体効果, FLR 効果のない MHD モデルによる Rayleigh-Taylor 不安定性に比べて高波数成分が卓越することがわかった. 図 7 には論文[18]より, 一流体 MHD シミュレーションにおける密度場の時間変化 (a) 線形段階初期, (b) 十分に発達した段階を, 図 8 には, 拡張 MHD シミュレーションにおける密度場 (下段) 及び速度場水平方向成分 (上段) を表す図を示す. なお, この論文は Phys. Plasmas 第 22 巻 3 号において "Featured article" に選ばれるとともに, 論文中の図が表紙を飾った.

3.7 レーザープラズマのシミュレーション

コーン付きターゲットを用いた高速点火レーザー核融合で重要な役割を果たす高速電子は, 大きな発散角を持っており, かつエネルギーが高すぎるためコア加熱効率の著しい低下が懸念されている[19]. そこで, 高エネルギーイオ

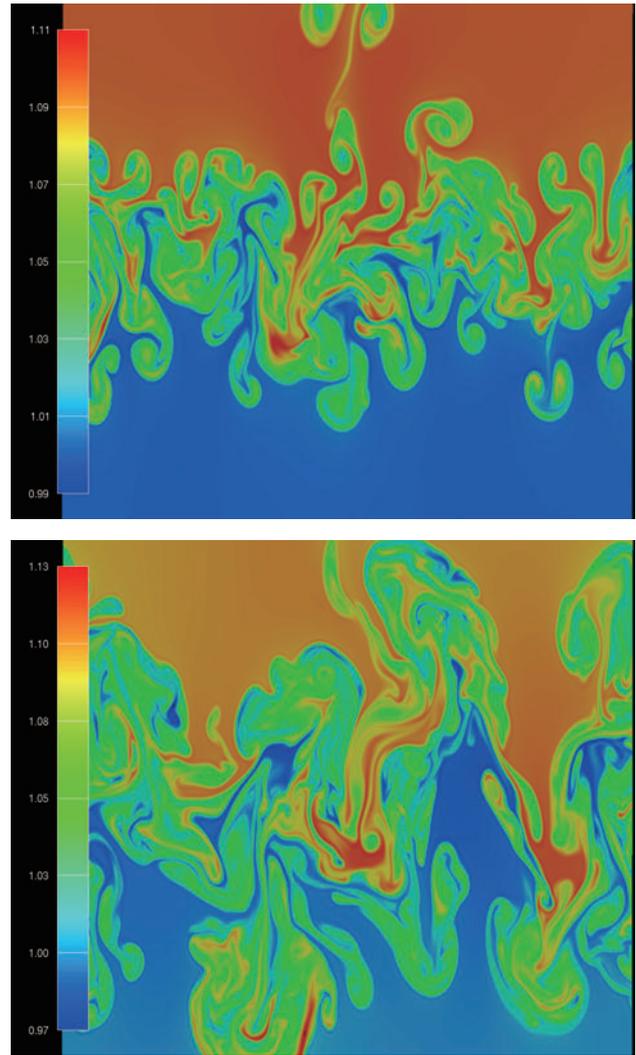


図 7 Rayleigh-Taylor 不安定性の 2 次元拡張 MHD シミュレーション. (a) 線形段階初期, (b) 十分に発達した段階.

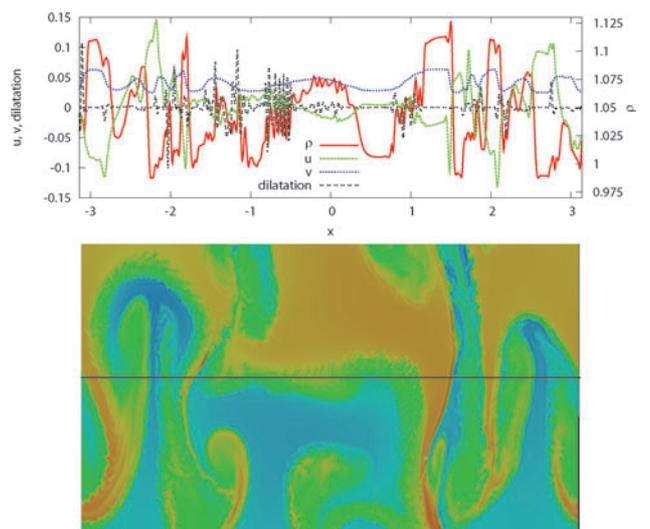


図 8 Rayleigh-Taylor 不安定性の 2 次元拡張 MHD シミュレーション. 二流体項および FLR 項を伴う拡張 MHD シミュレーションによって得られた密度等高線 (下段). 上段のパネルは水平 (x) 方向の密度, 速度場の変化を表す.

ンを用いて追加加熱を行う手法について統合シミュレーションを行い、イオンの寄与および加熱効率を評価した。イオン加速の機構は、主に二つある。ターゲット裏面におけるシース電場によるイオン加速[20, 21]では、コーンチップの前方に薄膜を置きイオン源とする。また、ターゲット表面におけるポンドラモーティブ力を使うイオン加速[22]では、コーンチップ前面に低密度のフォームを置きイオン源とする。この両機構を用いたイオン加速について、2次元粒子コードを用いたシミュレーションによりイオンビームの特性を明らかにすると共に、イオン源ターゲットの構造を工夫して、加熱効率の向上をめざした[23-25]。

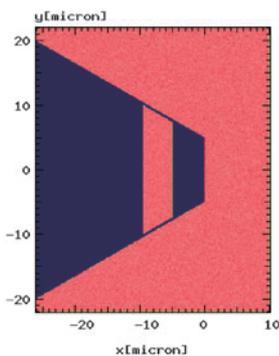
イオンを超高強度短パルスレーザーで加速する機構には、先行する高速電子によって生成されるイオン源となるターゲット裏面に垂直なシース電場を用いるものがある。イオン源として不純物から生成される H^+ イオンを用いると、加速されるイオン量等を制御できないので、イオン源のターゲット材を CH とした。このため、 H^+ イオンだけではなく C^{6+} イオンも補助加熱に利用できる。また、イオンエネルギーの違いによるコア到達時刻の差を小さくするため、そのイオン源ターゲットをコーン内のできるだけコア近傍に設置することを考えた。そこで、チップ幅 $10\ \mu\text{m}$ 、開口角 60° のコーンを Au プラズマ ($20n_{cr}$, $A = 197$, $Z = 30$) とし、チップの $5\ \mu\text{m}$ 手前に $4.5\ \mu\text{m}$ の CH 薄膜 ($17.14n_{cr}$, $A = 12$, $Z = 6$ と $2.86n_{cr}$, $A = 1$, $Z = 1$) を置いた。つまり、コーンチップと CH 薄膜の間に $5\ \mu\text{m}$ の真空領域があり、ここにシース電場が生成される。このターゲットの電子密度を 図 9 (a) に示す。そして、加熱レーザーとして強度 $10^{20}\ \text{W}/\text{cm}^2$ 、波長 $1.06\ \mu\text{m}$ 、半値全幅 $10\ \mu\text{m}$ のスーパーガウシアンビーム ($\alpha = 5$, $\tau_{rise} = \tau_{fall} = 50\ \text{fs}$, $\tau_{flat} = 400\ \text{fs}$) を照射し、コーンチップの後方 $1\ \mu\text{m}$ において高速電子および加速されたイオンを観測した。

イオンビーム強度の時間発展を 図 9 (b) に、時間平均したイオンエネルギー分布を 図 9 (c) に青色で示す。ここで、実線は H^+ 、破線は C^{6+} である。最大イオンビーム強度は、 H^+ で $4 \times 10^{17}\ \text{W}/\text{cm}^2$ 程度、 C^{6+} で $10^{18}\ \text{W}/\text{cm}^2$ 程度であり、加熱用レーザーの強度が $10^{20}\ \text{W}/\text{cm}^2$ であることから、レーザーからイオンビームへの変換効率は、1%以下と低いことがわかる。また、 H^+ は $10\ \text{MeV}$ 程度、 C^{6+} は $50\ \text{MeV}$ 程度のエネルギーまで加速されたこともわかる。低い変換

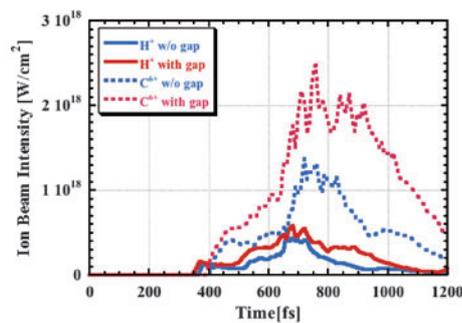
効率の原因を調べると、Au コーンの側壁と CH 薄膜が接地しているため、シース電場が生成されると Au コーンから CH 薄膜に背景電子が流れ込み、シース電場を弱めるためであることがわかった。そこで、Au コーンと CH 薄膜の間に $0.5\ \mu\text{m}$ の真空ギャップを設けて、同様のシミュレーションを行った。その結果を 図 9 に赤色で示す。イオンエネルギーには大きな差はないが、 C^{6+} の最大イオンビーム強度は 2 倍となり、変換効率も 2% になった。

イオンを超高強度短パルスレーザーで加速する別の機構として、ポンドラモーティブ力による直接加速がある。この機構でも、シース電場による加速機構と同様にイオン源のターゲット材を CH とし、コーンチップを低密度 CH フォームで $8\ \mu\text{m}$ コーティングした。このターゲットの電子密度を 図 10 (a) に示す。ポンドラモーティブ力により加速されるイオンのエネルギーは、レーザー強度と平均電離度に比例し、フォームの電子密度に反比例する。レーザー強度は外部要因として一定であると考え、平均電離度も完全電離を仮定すると一定となるので、イオンエネルギーを大きくするためには、フォームの電子密度を小さくしなければならない。しかし、フォームの電子密度を相対論的な臨界密度以下にすると、レーザーはフォーム中に異常侵入するため、ポンドラモーティブ力によるイオン加速は抑制されてしまう。このため、ポンドラモーティブ力による最大イオンエネルギーは、フォームの電子密度を相対論的な臨界密度にしたときに得られる。相対論的な臨界密度は、レーザー強度の $1/2$ 乗に比例するので、結局、イオンの最大エネルギーは、レーザー強度の $1/2$ 乗と平均電離度に比例してスケールされることになる。そこで、加熱レーザーの強度を 5×10^{19} , 1×10^{20} , $5 \times 10^{20}\ \text{W}/\text{cm}^2$ とし、それぞれのレーザー強度のときの CH フォームの電子密度が相対論的臨界密度、つまり 6.12 , 8.60 , $19.13\ n_{cr}$ になるよう H^+ と C^{6+} の密度を決定した。そして、加熱用レーザーを照射し、同様に高速電子および加速されたイオンを観測し、前述のスケリングについて調べた。なお、レーザーのパラメータは、強度以外はすべて同じである。

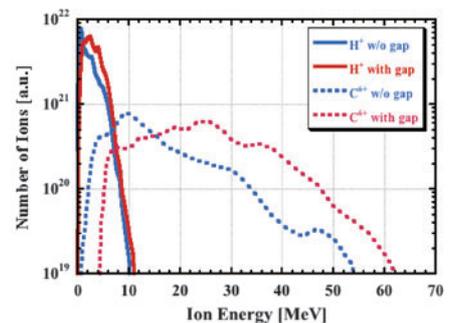
イオンビーム強度の時間発展を 図 10 (b) に、時間平均したイオンエネルギー分布を 図 10 (c) に示す。ここで、赤色、青色、緑色は、それぞれレーザー強度が 5×10^{19} , 1×10^{20} , $5 \times 10^{20}\ \text{W}/\text{cm}^2$ であり、実線は H^+ 、破線は C^{6+}



(a) ターゲットの電子密度



(b) イオンビーム強度の時間発展



(c) 時間平均したイオンのエネルギー分布

図 9 シース電場によるイオン加速。

である。イオンの最大エネルギーは、概ねスケーリング通りになっており、イオンビーム強度はレーザー強度に、ほぼ比例している。

2次元粒子コードのシミュレーションで得られた高速電子および高エネルギーイオンを1次元フォッカープランクコードに対する時間依存性がある粒子源のデータとして、統合シミュレーションを行った[26]。その結果を表1に示す。

シース電場によるイオン加速の場合、真空ギャップがないとイオンによる補助加熱の平均コア電子温度の上昇率は27%に留まったが、真空ギャップがあると100%、つまり、平均コア電子温度は高速電子だけの場合に比べて2倍となった。しかし、イオンを加速するシース電場は高速電子流を阻害するため、真空ギャップがある場合の高速電子ビーム強度は低下し、平均コア電子温度の最大温度は逆に悪くなった。このため、高速電子と高エネルギーイオンはトレードオフの関係にあり、イオン源の構造や素材について、最適設計する必要がある。

一方、ポンドラモーティブ力によるイオン加速の場合、レーザー強度が大きくなる程、高速電子のエネルギーが高くなりすぎてコア加熱には適さなくなるため、イオンによる補助加熱の割合が大きくなることがわかった。しかし、平均コア電子温度の最大温度は、投入したレーザーエネルギーには比例しておらず、この場合も、レーザー強度と生成される高速電子および高エネルギーイオンの特性を勘案しつつ、コア加熱を最適化するターゲット設計が必要である。

3.8 衝撃波と粒子加速のシミュレーション

太陽フレアや超新星爆発など、宇宙では様々な場所で無衝突衝撃波による粒子加速が起こっていると考えられている。しかし、無衝突衝撃波の形成過程や粒子加速の機構は、未だ完全な解明には至っていない。一方、相対論的電磁粒子コードを用いたシミュレーションによって、磁気音波衝

撃波は、衝撃波中に形成される強い電磁場を介した様々な機構で粒子を強く加速できることが明らかにされてきた[27]。例えば、イオンは衝撃波面での電磁場の急激な立ち上がりにより、一部が反射され加速される。加速イオンは、電子のジャイロ周波数 Ω_e がプラズマ周波数 ω_{pe} より大きいとき、相対論的エネルギーになり得る。そして、この機構によって太陽フレアにおけるイオンの急激な加速を説明できると提案された。

一方、電子は磁場に対して斜めに伝播する衝撃波によって、一部が捕捉され加速される。 $\Omega_e/\omega_{pe} > 1$ で、衝撃波の伝播速度 v_{sh} が $c \cos \theta$ （ここで、 c は光速、 θ は伝播角）に近いとき、加速電子のエネルギーは超相対論的となる[28]。また、捕捉電子は、衝撃波の主パルス付近の電磁場に大きな影響を与える。空間1次元の場合は、磁場に平行方向の電場が強くなり、電子の捕捉が安定化する。それに対し、空間2次元のシミュレーションでは、捕捉電子はホイッスラー波を励起し、その非線形発展によって主パルス中の多次元電磁擾乱が大振幅となる[29]。そして、この多次元電磁擾乱により、捕捉電子は主パルスから解放され、その一部は旋回運動に伴って衝撃波を出入りすることにより、更に高いエネルギーになること示された[30, 31]。

このように捕捉電子が引き起こす電磁場の変化は、電子の運動に重要な影響を及ぼすことが明らかにされたが、捕捉電子がイオンに及ぼす効果は未解明であった。そこで、イオンの衝撃波面での反射による加速が、捕捉電子によってどのような影響を受けるかを調べた[32]。まず、物理的考察を行い、イオンの反射が多次元電磁擾乱によって促進されることを示した。次に、空間2次元・速度3次元の相対論的電磁粒子シミュレーションを用いて、斜め衝撃波中の電子の運動と電磁場の発展、イオンの運動を詳細に調べた。また、イオン反射における2次元電磁擾乱の効果を明確にするため、1次元的に平均化した電磁場中のテストイオンの軌道を計算した（テストイオンは2次元電磁擾乱を

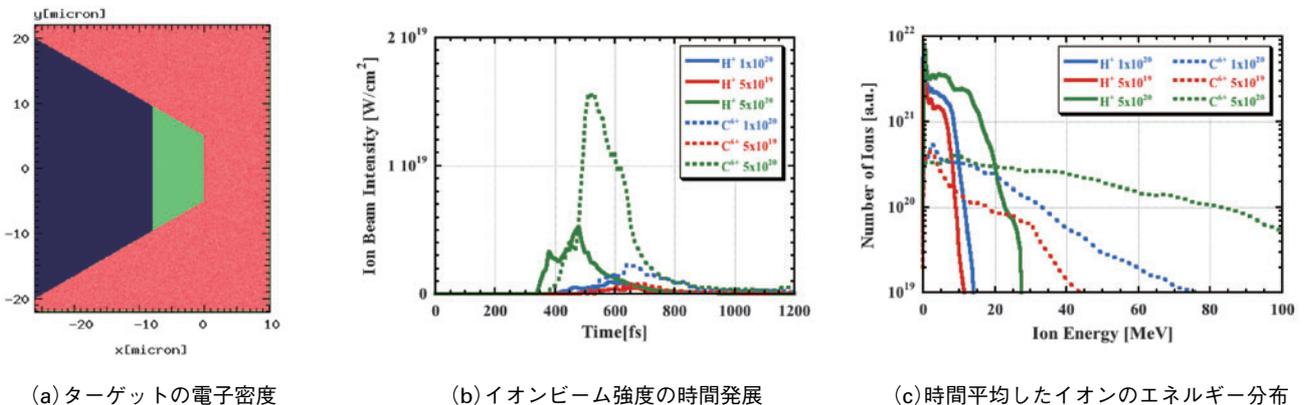


図10 ポンドラモーティブ力によるイオン加速。

表1 統合シミュレーションによるコア加熱の評価。

		シース電場		ポンドラモーティブ力		
		gap なし	gap 有り	5×10^{19}	1×10^{20}	5×10^{20}
温度上昇 keV	電子のみ	0.15	0.08	0.05	0.11	0.35
	電子+イオン	0.19	0.16	0.06	0.15	0.48
イオン向上率%		27	100	20	36	37

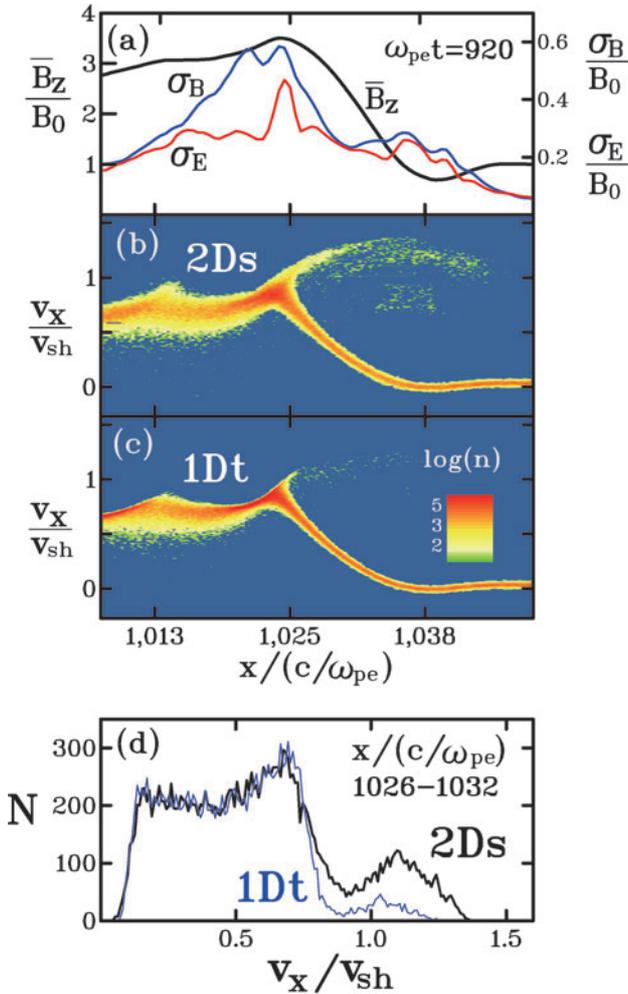


図11 衝撃波中の電磁場のプロファイルとイオンの速度分布．2次元電磁擾乱を感じている2Dsイオンの方が、感じていない1Dtイオンに比べて、より多くの粒子が衝撃波面で反射され加速されている．

感じない)．図11は、2次元電磁粒子シミュレーションのイオン(2Dsイオン)とテストイオン(1Dtイオン)の速度分布を表す． $v_x/v_{sh} > 1$ のイオンが反射されたイオンであるが、2Dsイオンの反射粒子が1Dtイオンのそれよりも多いことを示している．すなわち、反射イオンの数が、2次元電磁擾乱によって増加することが確認できた．また、捕捉電子が増えると主パルス中の2次元電磁擾乱は大振幅となり、2Dsイオンと1Dtイオンの差が増加することも示した．

3.9 一様等方MHD乱流のシミュレーション

MHD乱流は、宇宙プラズマ、太陽風や液体金属の流れなどの様々な流れに見られる．LHDのバルーニングモードシミュレーションにおいても、不安定モードの非線形飽和段階においては、乱流と言ってよい状態が見られる．この中で特に一様等方乱流は、流体力学の乱流との対比も念頭に調べられてきた、古典的な乱流の一つである．近年では、微視的効果が乱流に与える影響が重要視されるようになっており、特にイオン表皮長(Hall)効果を取り入れたHall MHDモデルは、太陽風における磁気エネルギースペクト

ルの屈曲や乱流磁気リコネクション、乱流ダイナモの影響が広く調べられている．ここでは、Hall効果が乱流に与える影響を調べた2編の論文[33, 34]について報告する．

第一の論文では、一様等方MHD乱流におけるスケール間エネルギー伝達について、直接数値シミュレーションによって調べた．この直接数値シミュレーションでは、非圧縮性Hall MHD方程式

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[(u_i u_j - b_i b_j) + \left(p + \frac{1}{2} b_k b_k \delta_{ij} \right) \right] + \mu \frac{\partial}{\partial x_j} S_{ij}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_k}{\partial x_k} = 0, \quad (2)$$

$$S_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial B_i}{\partial t} = -\varepsilon_{ijk} \frac{\partial E_k}{\partial x_j}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial B_k}{\partial x_k} = 0, \quad (5)$$

$$E_i = -\varepsilon_{ijk} (u_j - \varepsilon_H J_j) B_k + \eta J_i. \quad (6)$$

を、擬スペクトル法とRunge-Kutta-Gill法で数値的に解いた．ここで記号 B_i および u_i はそれぞれ、磁場ベクトルおよび速度場ベクトルの第 i 成分を、記号 μ , η , ε_H は粘性率、電気抵抗率、Hallパラメータである．記号 δ_{ij} および ε_{ijk} はCroneckerのデルタ記号とLevi-Civitaの反対称テンソルであり、添え字が繰り返されたものについては和をとる．

まず、格子点数 $N^3 = 512^3$ で外力を課さない減衰性乱流のシミュレーションを、同一の初期条件、同一の粘性率、電気抵抗率、時間刻みで行うことにより、Hall MHD乱流($\varepsilon_H = 0.05$)およびMHD乱流($\varepsilon_H = 0$)の2つの場合を初期値問題として厳密な比較対象可能な形で計算し、エネルギースペクトル及びスケール間のエネルギー伝達を調べた[33]．この論文では、一様等方Hall MHD乱流の磁気スペクトルが波数 k について $k^{-7/3}$ となる傾向を確認した．また、ローパスフィルターを用いて高波数成分を除去したエネルギー伝達関数(これは各 k でのエネルギーの増減を表す)を構築したところ、カットオフ波数が高波数である場合には磁気エネルギー伝達関数の低波数成分側にはあまり影響がない一方、カットオフ波数が低くなり過ぎると最低波数(最も大きなスケール)のエネルギーの増減まで著しく影響が及ぶことを明らかにした．図12は文献[33]より、(a)運動エネルギー伝達関数および(b)磁気エネルギー伝達関数のそれぞれについて、カットオフ波数を $k_c = 64$ および $k_c = 32$ とした場合の結果である．この図及び他の解析から、カットオフ波数にある閾値があり、この閾値より低いカットオフ波数のローパスフィルターを作用させることは低波数側のエネルギー増減(したがってプラズマの運動そのもの)著しく変化させる可能性がある事がわかった．このような閾値の存在は、場の方程式を粗視化して、微細構造を現象論的モデルで置き換えるラージ・エディ・シミュレーションなどを考える際に重要な指標とな

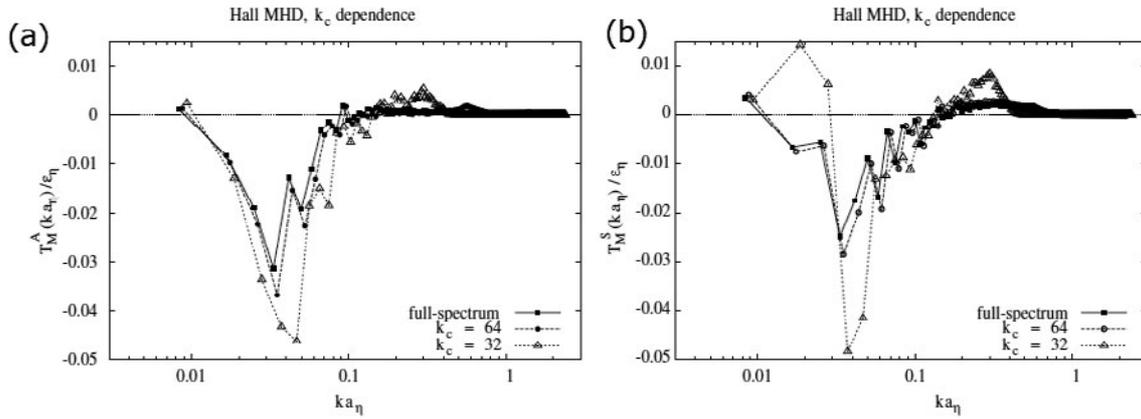


図12 ローパスフィルターを作用させた磁場および速度場から構築した (a) 運動エネルギー伝達関数および (b) 磁気エネルギー伝達関数。

る。

次に、大規模な数値シミュレーション ($N^3 = 1024^3$) の直接数値シミュレーションにより、Hall 効果をもたらす空間構造の変化について研究を行った[34]。Hall パラメータ以外のパラメータを上記と同様に固定し、初期値問題として相互対象比較が可能なシミュレーションをいくつかのパラメータについて実施した。この中には、一流体 MHD ($\epsilon_H=0$) シミュレーションも含まれる。このシミュレーションにおいて、Hall パラメータが大きいくほど磁気エネルギースペクトルの高波数部が励起されるものの、運動エネルギースペクトルについては明確な変化がなく、Hall パラメータが違っていても相互に区別が付きにくいものであった。他方、空間構造を渦度（速度場の回転）の強さ（エンストロフィー密度）及び電流密度（磁場の回転）の等値面で可視化したところ、電流密度よりも寧ろエンストロフィー密度に明確な違いが発見された。図13(a)および(b)はそれぞれ、MHD 乱流および Hall MHD 乱流におけるエンストロフィー密度（色付きの等値面）および電流密度（灰色の等値面）を、格子点数 512^3 の領域について描画したものである。図13(b)を、全格子点数 1024^3 を使用し、拡大表示したものが図13(c)である。MHD 乱流においては、磁場と速度場の凍り付き条件から、エンストロフィー密度と電流密度の等値面はそれぞれほぼ一体化し、層状構造を形成している。他方、Hall MHD 乱流の場合、エンストロフィー密度の等値面は電流密度の等値面との一体化を失い、流体乱流によく見られる管状渦構造となる。また、電流密度は電流層の名残はあるものの、高波数の励起にともなって、短冊状の小片となって等値面が描かれている。これは、Hall 項の導入によって凍り付き条件が変わり、エンストロフィー密度と電流密度の等値面が単純に重なり合う理由がない事に加えて、磁場の高波数成分が Hall 効果によって励起されるため、磁場の散逸効果と、これに付随して発生し得る磁気リコネクションによる磁場のトポロジー変化が顕著に現れる一方、渦度場（速度場の主に高波数成分）は磁場との凍り付きから解放され、Kelvin-Helmholtz 不安定性などのプロセスを経て管状渦構造が形成されるためと考えられる。更に、ローパスフィルターを使った解析から、この構造変化は Hall パラメータが指定するイオン表



図13 エンストロフィー密度（色付きの等値面）および電流密度（灰色の等値面）。(a) MHD 乱流（格子点数 512^3 ）、(b) Hall MHD 乱流（格子点数 512^3 ）、(c) Hall MHD 乱流（全格子点数 1024^3 ）。

皮長スケールよりも高波数の領域 ($k > 1/\epsilon_H$) にのみ発生するわけではなく、より低波数領域にまで変化が発生していることが確かめられた。これは、高波数部における Hall 効果が、低波数領域まで含めた大規模な構造遷移を引き起こしている証左である。

更に、これらの構造変化が高波数成分の性質に及ぼす影響の一端を、高波数成分が作る場を Smagorinsky 型のサブグリッドスケール (SGS) モデル[35]に射影することで評価した[34]。この解析から、Hall MHD 方程式(1)-(6)の右

辺に現れる非線形項の高波数成分は、Smagorinsky 型 SGS モデルで効率よく表現可能であるものの、Hall 項についてはカットオフ周波数が比較的高波数の場合にのみ有効であるという結果が得られた。

これらの一様等方性 Hall MHD 乱流の性質、特に Hall 項が引き起こす構造遷移などは、LHD などトラスプラズマの短波長不安定性の飽和などにも深く関係していると考えられる。一様等方性はトラスプラズマとの比較の上で条件が異なりすぎるため、強い背景磁場を課した一様非等方 Hall MHD 乱流の研究を行い、上記と同様の結果を得た [36, 37]。また、拡張 MHD モデルによる Rayleigh-Taylor 型の不安定性成長と飽和のシミュレーション研究への応用も進行中である。

参考文献

- [1] 石黒静児, 大谷寛明: プラズマ・核融合学会誌 **90**, 325 (2014).
- [2] H. Ohtani *et al.*, *Contrib. Plasma Phys.* **56**, 692 (2016).
- [3] M. Shoji *et al.*, *J. Nucl. Matter* **463**, 861 (2015).
- [4] S. Usami *et al.*, *J. Phys. Conference Series* **561**, 012021 (2014).
- [5] S. Ishiguro and H. Hasegawa, *J. Plasma Phys.* **72**, 1233 (2006).
- [6] H. Hasegawa and S. Ishiguro, *Plasma Fusion Res.* **7**, 2401060 (2012).
- [7] H. Hasegawa and S. Ishiguro, *Phys. Plasmas* **22**, 102113 (2015).
- [8] H. Miura *et al.*, *Theory of Fusion Plasmas Joint Varenna-Lausanne International Workshop* (Varenna, Italy, August 28-September 1, 2006); *AIP Conference Proceedings* **871**, 157 (2006).
- [9] H. Miura and N. Nakajima, *Nucl. Fusion* **50**, 054006 (2010).
- [10] H. Miura *et al.*, *The 25th IAEA Fusion Energy Conference TH/P5-17* (Oct. 13-18, 2014, St. Petersburg, Russia).
- [11] H. Miura *et al.*, *24th International Conference on Numerical Simulation of Plasmas* (Aug. 12-14, 2015, Golden, Colorado, U.S.A.) (Invited talk).
- [12] H. Miura *et al.*, *J. Comput. Phys.* **316**, 385 (2016).
- [13] A. Ito *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **3**, 034 (2008).
- [14] A. Ito and N. Nakajima, *Plasma Phys. Control. Fusion* **51**, 035007 (2009).
- [15] R. Goto *et al.*, *Phys. Plasmas* **22**, 032115 (2015).
- [16] K.V. Roberts and J.B. Taylor, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 197 (1962).
- [17] P. Zhu *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 085005 (2008).
- [18] R. Goto *et al.*, *Plasma Fus. Res.* **9**, 1403076 (2014).
- [19] T. Johzaki *et al.*, *Nucl. Fusion* **51**, 073022 (2011).
- [20] S.P. Hatchett *et al.*, *Phys. Plasmas* **7**, 2076 (2000).
- [21] R.A. Snavely *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2945 (2000).
- [22] S.C. Wilks *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1383 (1992).
- [23] H. Sakagami *et al.*, *Nucl. Fusion* **49**, 075026 (2009).
- [24] H. Sakagami *et al.*, *Proc. 41st EPS Conf. on Plasma Physics*, P1.102 (Berlin, Germany, June 23-27, 2014).
- [25] H. Sakagami *et al.*, *J. Phys.: Conf. Series* **688**, 012096 (2016).
- [26] T. Johzaki *et al.*, *Laser Part. Beams* **25**, 621 (2007).
- [27] Y. Ohsawa, *Phys. Rep.* **536**, 147 (2014).
- [28] N. Bessho and Y. Ohsawa, *Phys. Plasmas* **6**, 3076 (1999).
- [29] K. Shikii and M. Toida, *Phys. Plasmas* **17**, 082316 (2010).
- [30] M. Toida and J. Joho, *J. Phys. Soc. Jpn* **81**, 084502 (2012).
- [31] M. Toida and J. Inagaki, *Plasma and Fusion Res.* **9**, 341026 (2014).
- [32] M. Toida and J. Inagaki, *Phys. Plasmas* **22**, 062305 (2015).
- [33] H. Miura and K. Araki, *Plasma Phys. Contrl. Fus.* **55**, 014012 (2013).
- [34] H. Miura and K. Araki, *Phys. Plasmas* **21**, 072313 (2014); <http://dx.doi.org/10.1088/0741-3335/55/1/014012>.
- [35] F. Hanba and M. Tsuchiya, *Phys. Plasmas* **17**, 012301 (2010).
- [36] H. Miura *et al.*, *The 24th International Conference on Numerical Simulation of Plasmas* (Sep. 12-14 2015, Golden, Colorado, U.S.A.) (Invited talk).
- [37] H. Miura *et al.*, *J. Comput. Phys.* **316**, 385 (2016).



プロジェクトレビュー 核融合科学研究所における数値実験炉研究プロジェクト

4. まとめと展望

堀内利得

自然科学研究機構核融合科学研究所

(原稿受付：2016年7月13日)

第2期中期計画が始まった平成22(2010)年に、数値実験炉研究プロジェクトの将来計画の研究目標として、大きな3つの柱を設け段階的に達成することを計画した(図1)。第1段階では、MHD平衡・安定性、コアプラズマ輸送、乱流、高エネルギー粒子、加熱、周辺プラズマ輸送、プラズマ壁相互作用等の核融合プラズマを構成する要素物理の解明とそのためのシミュレーションコード整備である。この研究は、図1からわかるように、第2期中期計画の主目標となっていた。第2段階としては、得られた物理要素の統合化に向けた研究と核燃焼プラズマへの応用である。この研究は、第3期中期計画期間における主目標となる。統合化に向けた研究は、2.5章に記載したように、既に、第2期中期計画の中でも着実に進めてきた。

さらに、第3段階として、「高精度・高信頼化された数値実験炉の構築」に向けた研究をプロジェクト全体で強力に推し進めることにより、ヘリカル型核融合原型炉(以下では、「原型炉」と略記)の設計へ大きく貢献することを研究の柱として掲げている。既に、核融合工学研究プロジェクトを中心として推進している原型炉設計の開発研究に対し、これまでに数値実験炉研究プロジェクトにおいて開発されてきた幾つかのシミュレーションコードを供与するなどの貢献をしている(2.5章)。第3期中期計画の終盤以降の主研究計画となっている。

この研究計画を具体化するに当たっては、核融合プラズマを構成する多くの個別要素物理現象の解明を基本としながら、(1)世界各地で開発されている類似コードとのベンチマークテストによる理論検証(verification)および(2)

LHDプラズマ実験をはじめとする様々な実験結果との比較による信頼性の検証(validation)を通じて、より高精度で信頼性のあるシミュレーションコードへの開発と改良を進め、さらに(3)開発検証されたコードや明らかにされた研究成果を数値実験炉に組み込み、LHDプラズマのさらなる最高性能化研究や現在進められている原型炉設計に精度の高い予測や重要な知見を与えるためのモデルやインターフェースの構築、あるいは必要とされる周辺基盤技術・研究環境の整備等を行うことを、その基本戦略としてきた。

同時に、これらの研究目標を実現するための研究体制の構築・整備を進めてきた。この間、国内外の研究者の英知を結集して数値実験炉研究プロジェクトに関する共同研究を推進することはもとより、シミュレーション研究者の複数のタスクグループへの参加、タスクグループ間の研究交流、LHD実験グループや炉工学研究グループとの研究交流を積極的に取り入れ、研究活動の活性化を図ることにより、研究目標の達成へ向けたプロジェクト研究を着実に進展させた。さらに、この進展を支えるものとして、プラズマシミュレータの性能向上をはじめとする研究環境の整備やプラズマシミュレータ等を共同研究で利用するための支援体制の整備・拡充を進めた。特に、共同利用施設であるプラズマシミュレータは、平成24年度および平成27年度に、それまでのそれぞれ4倍及び8倍の性能を有するシステムへと性能向上し、常に最先端の利用環境を全国の共同研究者に提供してきた。

これらの研究活動の成果は、多くの学術研究論文や国際会議での発表として報告されており、その内の代表的なものに関しては2~3章にて紹介した。その結果、数値実験炉研究プロジェクト関連の論文の総数は、平成22(2010)年から27(2015)年までの第2期中期計画期間の6年間で480編に達している。更に、これらの研究成果により、主たる国際会議での61件の招待講演の推薦や23件の学会賞等の受賞を受けるなど、プロジェクト研究体制の下、国際的に高いレベルの研究をプロジェクト全体として進めてきた。第3期中期計画の6年間(平成28(2016)年~平成33(2021)年)では、引き続き、国内外の研究者の英知を結集し、LHD実験グループや炉工学研究グループとの連携の強化を図ることにより、「核融合プラズマ閉じ込めの物理機構解明とその体系化」および、ヘリカル型核融合原型炉の設計へ貢献する「高精度・高信頼化された数値実験炉の構築」に向けたプロジェクト研究を強力に推進する。

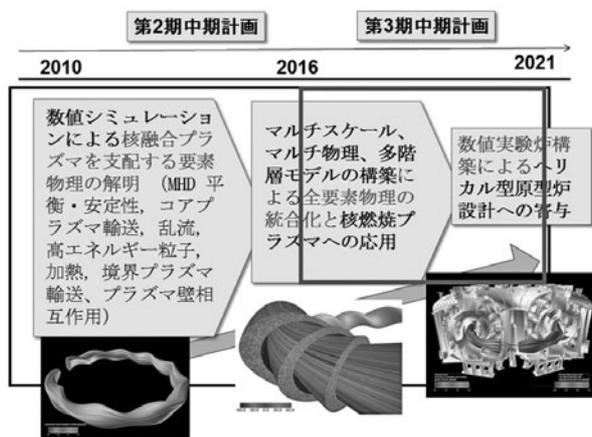


図1 第3期中期計画のローマップにおける位置づけ。