

令和4年度高性能汎用計算機高度利用事業
「富岳」成果創出加速プログラム
「核燃焼プラズマ閉じ込め物理の開拓」
成果報告書

令和5年5月30日
国立大学法人東海国立大学機構
名古屋大学

渡邊智彦

目次

1. 補助事業の目的.....	- 2 -
2. 令和4年度（報告年度）の実施内容.....	- 2 -
2-1. 当該年度（令和4年度）の事業実施計画.....	- 2 -
2-2. 実施内容（成果）.....	- 3 -
2-3. 活動（研究会の活動等）.....	- 31 -
2-4. 実施体制.....	- 32 -

補助事業の名称

「富岳」成果創出加速プログラム
核燃焼プラズマ閉じ込め物理の開拓

1. 補助事業の目的

人類初の持続的核融合燃焼プラズマの実現を目指し、国際熱核融合実験炉 ITER の建設がフランスで進められている。ITER などの核燃焼状態の維持には、装置内部のプラズマ密度や温度分布がいかんして形成され、また、電磁場揺らぎをともなって自発的に発生する擾乱に対してプラズマがどのように応答するかを理解することが極めて重要となる。こうした核燃焼プラズマ挙動の本質的理解と予測性能の向上が求められている状況を踏まえ、本課題では以下の4つのサブテーマに関し、「富岳」を活用した超大規模シミュレーションによる研究開発を推進する。

このため、代表機関の国立大学法人東海国立大学機構は、協力機関の国立研究開発法人日本原子力研究開発機構、大学共同利用機関法人自然科学研究機構核融合科学研究所、国立研究開発法人量子科学技術研究開発機構、と共同で業務を実施する。

国立大学法人東海国立大学機構は、上記の目的を達成するため、以下の4つのサブテーマ（[1]，[2]，[3]，[4]）に関する研究開発とそのとりまとめを行うとともに、プロジェクトの全体推進を担当する。

2. 令和4年度（報告年度）の実施内容

2-1. 当該年度（令和4年度）の事業実施計画

(1) サブテーマ[1] 核燃焼プラズマのマルチスケール乱流輸送シミュレーション

(1-A) 核燃焼プラズママルチスケール乱流解析

局所乱流輸送解析コード GKV を用い、前年度までに進めた多粒子種マルチスケール乱流シミュレーションの解析条件を拡張し、継続実施する。

(1-B) マルチスケール乱流シミュレーションによる実験解析

マルチスケール乱流シミュレーションをトカマク実験配位に適用し、乱流輸送の評価を実施する。

(1-C) イオンスケール乱流計算による重イオン輸送解析

前年度に確立した重イオン輸送シミュレーションとその解析手法を用い、重イオン不純物の実験輸送特性の評価を行う。

(2) サブテーマ[2] 核燃焼プラズマの自発回転と過渡応答

大域的乱流輸送解析コードを用いたプラズマ自発回転の数値実験<協力機関：国立研究開発法人日本原子力研究開発機構>

電子サイクロトロン共鳴加熱実験におけるプラズマ自発回転の過渡的応答およびそれをもたらす運動量輸送機構を解析する。

(3) サブテーマ[3] 核燃焼生成高エネルギー粒子の閉じ込め解析

高エネルギー粒子閉じ込め解析の実証研究と核燃焼プラズマ解析

＜協力機関：大学共同利用機関法人自然科学研究機構核融合科学研究所＞

前年度に見出された ITER の核燃焼プラズマにおける高エネルギー粒子駆動不安定性に対する熱イオンの運動論的効果の物理機構を解析し、ITER と JET の核燃焼プラズマの比較を行う。JT-60SA と LHD における MHD 不安定性に対する熱イオンと高エネルギー粒子の運動論的効果を解析する。

(4) サブテーマ[4] 核融合大規模シミュレーションへの AI/データ科学の融合的アプローチ

大規模データの可視化による乱流輸送解析手法の開発＜協力機関：国立研究開発法人量子科学技術研究開発機構＞

前年度で開発・整備された機械学習プログラムの機能を拡張して、乱流輸送シミュレーションの前半段階で得られる画像データから物理描像を抽出し、乱流輸送シミュレーションの後半段階における乱流輸送レベルの推定を実施する。

(5) プロジェクトの全体推進

本事業を効率的かつ効果的に推進するため、プロジェクト推進会議を適宜開催し、参加各機関の連携・調整を実施する。具体的にはプロジェクト全体の管理・調整業務（会計・総務・連絡・調整等）、全サブテーマに共通的な課題の推進支援業務を行うとともに、本課題の成果報告会を開催する。

2-2. 実施内容（成果）

2-2-1. サブテーマ[1]の成果概要

本サブテーマでは、磁場閉じ込めプラズマ輸送の第一原理となるジャイロ運動論に基づき、5次元位相空間を扱う局所乱流輸送解析コード GKV を用いて、「富岳」を活用したシミュレーションにより、核燃焼を想定した多種粒子からなるプラズマ中におけるマルチスケール乱流輸送の機構解明とその検証に取り組んでいる。あわせて、ITER をはじめとしたトカマク装置実験の重要課題である不純物輸送解析を進めてきた。令和4年度には、以下の成果を達成した。

- (1) 局所乱流輸送解析コード GKV を用いた多粒子種マルチスケール乱流シミュレーション解析により、異なるスケール間の乱流相互作用機構を解明した [1-7]。
- (2) マルチスケール乱流シミュレーションを JT-60U トカマク実験配位に適用し、実験配位においても異なるスケール間の乱流相互作用により電子熱輸送が低減し得ることを示した [8]。
- (3) 重イオン輸送シミュレーション解析[9, 10]を JT-60U トカマク実験配位に適用し、重イオン不純物の輸送束を評価するとともに、マルチスケール乱流における結果との比較を行った。その結果、マルチスケール乱流が重イオン輸送に影響を及ぼし得ることが明らかとなった [11]。

2-2-1-1. 核燃焼プラズママルチスケール乱流解析

本課題では、令和3年度までに、GKV コードを用いた「富岳」でのシミュレーションにより、微視的プラズマ乱流同士の相互作用を介した核燃焼プラズマ閉じ込めの新たな特性を明らかにした。そこでは、トーラス弱磁場領域に捕捉された電子が駆動する捕捉電子モード(TEM)乱流と、それよりもさらに微細な電子ジャイロ半径で特徴づけられる電子温度勾配(ETG)駆動乱流の相互作用により、電子熱輸送

フラックスが低減し得ること、その結果、電子熱輸送を低減する最適な電子/イオン温度比が存在することを示した[1]。さらに、ジャイロ運動論を用いた水素プラズマの理論解析により、ETG 乱流が作り出す実効的な乱流拡散効果を定式化し、数値シミュレーションと良い一致を確認した。ここでは、乱流拡散効果は、ETG 乱流の自己相関時間 τ_{ac} と ETG 乱流の揺動速度 $v_{Ek'_\perp}$ を用いて以下のように表現される。

$$D_{k_\perp} \tilde{f} = -\tau_{ac} k_\perp \cdot \sum_{k'_\perp} \overline{v_{Ek'_\perp} v_{Ek'_\perp}^*} \cdot k_\perp \tilde{f}$$

ここで \tilde{f} は、電子の摂動分布関数を表す。令和4年度は、まず、この理論を重水素(D)、三重水素(T)、ヘリウム(He)イオンからなる核燃焼プラズマに適用し、ETG 乱流による TEM 不安定性の安定化効果の解析を行った。Fig. 2-2-1-1は、TEM 不安定性のみの場合（紫）、及び ETG 乱流による実効拡散効果を考慮した場合（水色）の TEM 不安定性の成長率を示す。緑色のマークは、「富岳」で行ったマルチスケール乱流シミュレーションでの測定から得られた結果を表している。多種イオンを考慮した核燃焼プラズマにおいても、上記の ETG 乱流による TEM 不安定性の安定化効果を確認することができた。

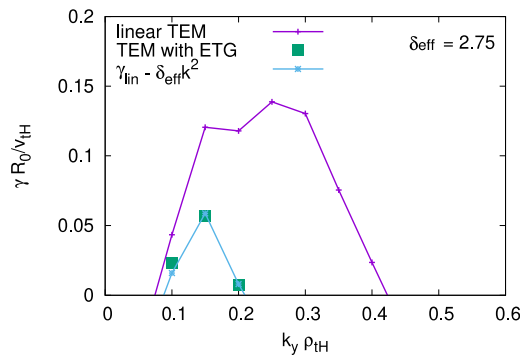


Fig. 2-2-1-1: Growth rates of the TEM instability of multi-species (D, T, and He) plasma obtained by the linear (purple) and the multi-scale simulation (green squares), where the cyan curve shows the growth rates reduced by the effective diffusion [2].

さらに、水素(H)、重水素(D)、三重水素(T)プラズマにおける TEM 不安定性に対する ETG 乱流との相互作用効果を含め、これまでに行ったマルチスケール乱流解析でみられた実効拡散係数 $\delta_{eff}^{(sim)}$ と理論モデル $\delta_{eff}^{(model)}$ との比較を Table 2-2-1-1 にまとめる。電子温度勾配を変化させて ETG 不安定性の成長率(γ_{ETG})を上下させても、実効拡散係数への影響は比較的小さいことがわかる。これは、ETG 乱流の強さと自己相関時間への γ_{ETG} の影響が互いに打ち消し合うためと考えられ、理論予想と対応した結果が得られている。また、イオン質量を変化させてみると、実効拡散係数は質量数に依存せずほぼ一定の値を保つことが分かった。一方、TEM 単一での成長率はイオン質量数とともに低下することが分かっている（同位体効果）。したがって、マルチスケール乱流の下では、質量数が大きいほど実効拡散効果による安定化がより重要となる。

Ion Species	H	H	H	D	T	D, T, He
R_0/L_{Te}	8.7	9.342	10.0	9.342	9.342	9.342
$\gamma_{ETG}R_0/v_{tref}(\text{Max.})$	1.43	2.9	4.3	2.6	2.41	1.10
$\delta_{eff}^{(sim)} \rho_{ref}^2 v_{tref}/R_0$	2.1	1.9	2.3	2.0	2.25	2.75
$\delta_{eff}^{(model)} \rho_{ref}^2 v_{tref}/R_0$	2.8	2.7	3.34	2.64	2.07	1.96

Table 2-2-1-1: Summary of the effective diffusion coefficient estimated from the reduction of TEM growth rates is given in the fourth row as $\delta_{eff}^{(sim)}$, while the fifth row shows the effective diffusion model with $\tau_{ac} \sim \gamma_{ETG}^{-1}$ and the fluctuation amplitudes of ETG turbulence ($\sum_{k'_1} \overline{v_{Ek'_1} v_{Ek'_1}^*}$) obtained by the multi-scale GKV simulations.

上述のマルチスケール乱流相互作用を介した同位体効果について、非線形シミュレーションを行った結果の一例を Fig. 2-2-1-2 に示す。H, D, T とイオン質量が増大するにつれ、準定常的にみられた乱流輸送レベル(H)が、間欠的な振る舞いに変わり(D)、さらに輸送フラックスが大きく低下する(T)結果が得られた。これは、質量数に応じて TEM 単一での線形成長率が低下する一方で、実効拡散係数がほぼ一定であることに起因すると考えられる。質量数の大きいほど、ETG 乱流による TEM 不安定性の抑制効果が相対的に大きくなり、その結果、輸送への同位体効果がより強められると理解される。

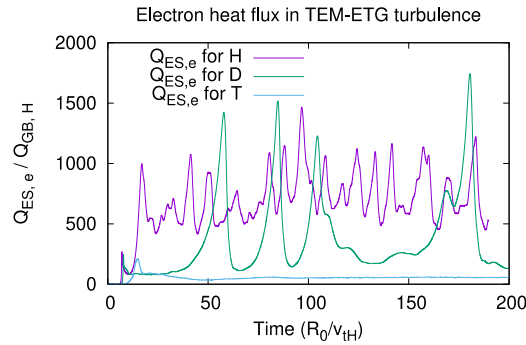


Figure 2-2-1-2: Time-histories of electron heat flux $Q_{ES,e}$ driven by electrostatic fluctuations in TEM-ETG turbulence for H, D, and T plasmas.

2-2-1-2. マルチスケール乱流シミュレーションによる実験解析

前節までのマルチスケール乱流シミュレーションでは、円形の同心円断面を持つトカマク型プラズマのモデル磁場配位を取り扱っていた。そこで、実際の JT-60U プラズマの実験配位を用いて、実験パラメータに対応したマルチスケール乱流輸送シミュレーションを実施した。実際に用いた実験条件は、以前 Nakata 等によってイオン温度勾配 (ITG) 乱流と TEM 乱流の単一スケールでの解析に用いられたものと同じである。この実験配位について、まず、高波数領域をカバーした線形不安定性解析を実施した。異なる規格化小半径位置 ($r/a = 0.5, 0.6, 0.76$) の場合について得られた線形成長率を Fig. 2-2-1-3 に示す。どの小半径位置においても、電子ジャイロ半径で特徴づけられる高波数領域に ETG 不安定性が存在することがわかる。一方、イオンジャイロ半径スケール ($k_y \rho_H < 1$) では、 $r/a = 0.5$ の位置では負の実周波数をもつ ITG 不安定性が、それより外側では正の実周波数を持つ TEM 不安定性が現れることが確認された。

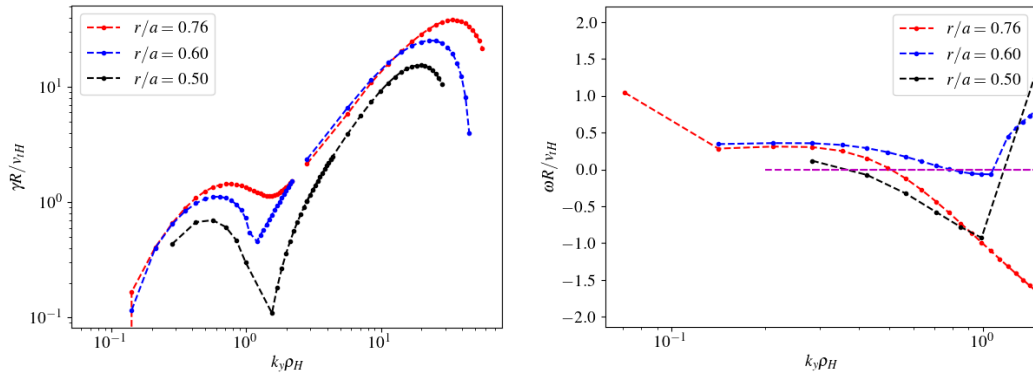


Figure 2-2-1-3: Linear growth rates (left) and real frequencies (right) of ITG/TEM and ETG instabilities at $r/a = 0.5$ (black), 0.6 (blue), and 0.76 (red) for the JT-60U configuration which was also investigated in Ref. [3].

Fig. 2-2-1-3 で調べたケースの内、 $r/a = 0.5$ と 0.6 のケースについて、マルチスケール乱流輸送シミュレーションを行って得られた電子熱輸送フラックスの波数スペクトルを Fig. 2-2-1-4 に青色で示す。イオンスケールのみを解像したシミュレーションの結果を併せて赤色で表示している。左の図では、ITG 不安定性が主な輸送を駆動しており、ETG 乱流が存在してもその影響は小さいことがイオンスケールのみを扱ったケースとの比較から分かる。一方、より外側の $r/a = 0.6$ では、マルチスケール乱流による輸送フラックスは、イオンスケールのみの場合に比べて、低波数（長波長）成分において低下が見られ、乱流間相互作用の結果として輸送低減が生じていることが分かる。この結果は、実際の JT-60U 実験配位においても、マルチスケール乱流相互作用の影響が無視できないものであることを示す初めての成果である。

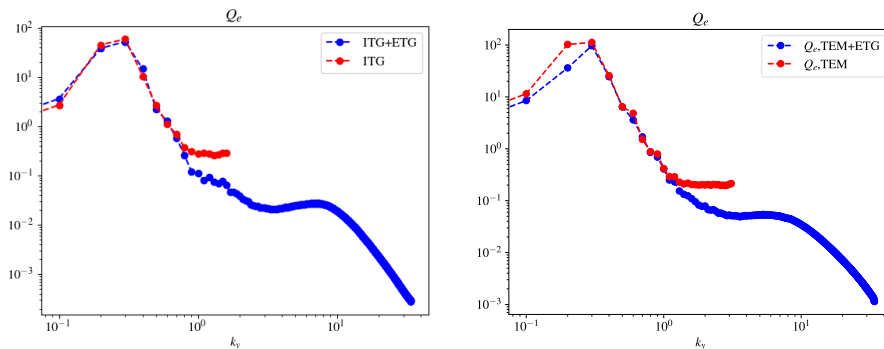


Figure 2-2-1-4: Electron heat flux spectrum obtained at $r/a = 0.5$ (left) and 0.6 (right) for the single-scale (ion-scale; red) and multi-scale (blue) simulations.

2-2-1-3. イオンスケール乱流計算による重イオン輸送解析

2-2-1-2 で示した $r/a = 0.5$ における ITG 乱流では、非線形飽和段階では ETG 乱流による影響はほとんど見られなかったが、その ITG 不安定性の成長段階をより詳細に調べてみると、TEM 不安定性においてみられた場合と同様に、成長率の低下が起きていることが分かった。Fig. 2-2-1-5 は JT-60U 実験配位での $r/a = 0.5$ の位置における ITG 不安定性の成長率を、イオンスケールのみを扱う場合（赤色）とマルチスケール解析（青色）の場合に計測した結果を示す。ETG 乱流によって、ITG 不安定性の成

長率をはっきりと低下していることが分かる。この時に、微量の重イオン成分であるタングステン(W)を導入し、その輸送フラックスを測定した結果を Fig. 2-2-1-6 に示す。ここでは、 $k_y \rho_H = 0.6$ の成分をもつ W フラックスを静電ポテンシャル揺動の二乗振幅で規格化している。W フラックスを構成する主要な二つの成分 (D_{nW} , C_W) とともに ETG 乱流が存在する場合にその強度が低下していることが分かる。これは、電子ジャイロ半径スケールの極微細な乱流揺動が、重イオンであるタングステン不純物の輸送にも影響し得ることを初めて示した成果である。

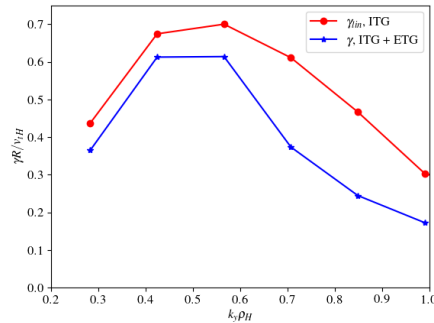


Figure 2-2-1-5: ITG instability growth rates obtained by the single- (red) and multi- (blue) scale simulations for the JT-60U configuration at $r/a = 0.5$.

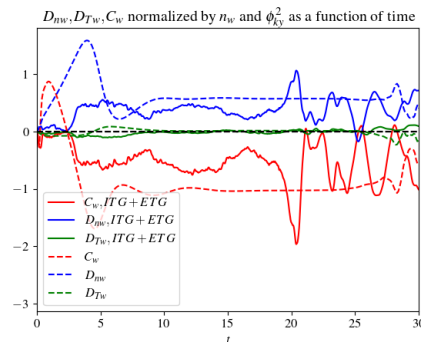


Figure 2-2-1-6: Normalized particle fluxes of tungsten (W) ion obtained by the single- (dashed) and multi- (blue) scale simulations for the JT-60U configuration at $r/a = 0.5$.

【参考文献】

- [1] S. Maeyama, T.-H. Watanabe, M. Nakata, M. Nunami, Y. Asahi, and A. Ishizawa, Nature Communications **13** (2022) 3166. (査読付き論文)
- [2] S. Maeyama, Multi-scale plasma turbulence simulations with the gyrokinetic simulation code GKV, The Platform for Advanced Scientific Computing Conference 2022 (PASC22) (June, 2022, Online/Basel, Switzerland). (国際会議)
- [3] 前山伸也, 電子・イオン系マルチスケール乱流シミュレーション, 第 39 回プラズマ・核融合学会年会 (2022 年 12 月, 富山国際会議場) (国内会議)
- [4] 前山伸也, 核燃焼プラズマに向けたマルチスケール乱流輸送現象の外挿性, 第 27 回 NEXT 研究会 (2022 年 8 月, 京都大学, 宇治市). (国内会議)

- [5] 渡邊智彦, 前山伸也, TEM/ETG 乱流相互作用と輸送の同位体効果, 第 11 回 IFERC-CSC 研究会 (2022 年 4 月 4 日, オンライン) (国内会議)
- [6] 渡邊智彦, 前山伸也, Xu Shaokang, 電子温度乱流拡散によるイオン温度勾配/捕捉電子モード不安定性への影響, プラズマシミュレータシンポジウム 2022 (2022 年 9 月 29 日, オンライン) (国内会議)
- [7] T.-H. Watanabe, S. Maeyama, and M. Nakata, “Stabilization of trapped electron mode through effective diffusion in electron temperature gradient turbulence”, Nuclear Fusion **63** (2023) 054001. (査読付き論文)
- [8] Shaokang Xu, S. Maeyama, T.-H. Watanabe, “Multiscale simulation of JT-60U L-mode plasma”, Japan-Korea Workshop on "Modeling and Simulation of Magnetic Fusion Plasmas (November 2022, Online) (国際会議)
- [9] Shaokang Xu, S. Maeyama, and T.-H. Watanabe, “Existence of finite and anisotropic heavy ion parallel compressibility pinch in gyrokinetic turbulence”, 第 27 回 NEXT 研究会 (2022 年 8 月 13 日, 京都大学, 宇治市). (国内会議)
- [10] Shaokang Xu, S. Maeyama, T.-H. Watanabe, “Coexistence of heavy ion parallel and perpendicular compressibility pinch in gyrokinetic turbulence”, AAPPs-DPP 2022 (October 13, 2022, Online) (国際会議)
- [11] 渡邊智彦, 前山伸也, イオン温度勾配モードへの電子乱流拡散の影響, 日本物理学会 2022 年秋季大会 (2022 年 9 月 12 日, 東京工業大学, 東京, 日本) (国内会議)

2-2-2. サブテーマ[2]の成果概要

本サブテーマでは、磁場閉じ込めプラズマの自発回転と過渡応答の解明に挑戦する。磁場閉じ込めプラズマではプラズマ回転による炉心プラズマの安定性向上が閉じ込め性能の向上に大きく影響するため、ITER や将来の原型炉の炉心性能を決定する重要な因子となっている。本研究では既存装置の実験で得られているプラズマ境界からの運動量輸送によって形成される自発プラズマ回転の定常分布、および外部加熱に対するプラズマ回転の過渡応答に関する実験データを大域的乱流輸送解析コード GT5D によって解析し、省エネルギーのプラズマ回転の維持・制御手法の構築に必要な、プラズマ乱流による運動量輸送機構を解明する。令和 4 年度は ASDEX Upgrade 装置 (IPP) における電子変調加熱実験を対象とした数値実験を実施し、実験的に観測されたプラズマ回転分布の変化とその加熱位置依存性を数値実験で再現することに成功した。この他、令和 3 年度に実施した Tore Supra 装置 (CEA) におけるジュール加熱実験を対象とした数値実験結果の理論解析をさらに進めて成果を公表した[1,2,3]。

2-2-2-1. ToreSupra 装置におけるジュール加熱数値実験の理論解析

ToreSupra 装置におけるジュール加熱実験[Bernardo,PPCF2015]の主要パラメータは磁場 $B=3.7\text{T}$ 、 $R=2.38\text{m}$ 、 $a=0.7\text{m}$ 、ジュール加熱パワー $P_j\sim 600\text{kW}$ となり、粒子種は重水素 D、炭素 C、電子 e の 3 種類を含む。この実験は最も基礎的な誘導電場によるジュール加熱でプラズマを立ち上げる運転方式の放電であるが、放電初期のプラズマ密度の増大に伴って、低密度の LOC (Liner Ohmic Confinement)

フェーズと高密度の SOC (Saturated Ohmic Confinement) フェーズで乱流輸送特性の遷移 (LOC-SOC 遷移) が観測されている。熱輸送に関しては、LOC フェーズでは密度の増大に伴い蓄積エネルギーが単調に増加するが、SOC フェーズでは蓄積エネルギーが飽和する。運動量輸送に関しては、LOC-SOC 遷移に伴い、自発プラズマ回転分布が正方向 (プラズマ電流方向) に変化する。粒子輸送に関しては、LOC-SOC 遷移に伴い炭素不純物が吐き出されて燃料純度が向上する。また、乱流スペクトルに関しては、LOC フェーズではコヒーレントなピークを伴うスペクトルが観測されるのに対し、SOC フェーズではそのようなピークを持たない広帯域のスペクトルに遷移する。

本研究では LOC フェーズおよび SOC フェーズのプラズマパラメータに基づき、計算コストを削減するためにプラズマ半径と加熱パワーを 1/2 にスケールした数値実験を実施し、上記の乱流輸送特性を再現するとともに、運動量輸送、粒子輸送、乱流スペクトル構造の物理機構を明らかにした。Fig.2.2.2-1 に数値実験によって得られた乱流スペクトルを示す。実験と同様に LOC フェーズでコヒーレントなピークを持つスペクトル、SOC フェーズで広帯域のスペクトルが形成されているが、これらの構造はプラズマ回転が形成する径電場をもたらすドップラーシフトと乱流揺動の位相速度によって決まっていることがわかった。ドップラーシフトを伴う乱流揺動の周波数および異なるトロイダルモード成分間の周波数ギャップはそれぞれ $\omega_{shift} = \omega + k_{\theta}v_E = \frac{nq}{r}(v_{ph} + v_E)$ および $\Delta\omega_{shift} = \frac{q}{r}(v_{ph} + v_E)$ と書ける。ここで、 $\omega = k_{\theta}v_{ph}$ はドップラーシフトを考慮しない乱流揺動の周波数、 $k_{\theta} = \frac{nq}{r}$ はトロイダル波数、 n はトロイダルモード数、 q は磁力線のピッチを示す安全係数、 r はプラズマ半径、 v_{ph} は乱流揺動の位相速度、 v_E は径電場による背景プラズマ回転速度を示す。Tore Supra 装置ではリップル磁場の影響によりプラズマ回転の境界条件が負方向に回転しており、それによって形成される径電場は電子反磁性回転方向の背景プラズマ回転 $v_E < 0$ をもたらす。一方、LOC フェーズで支配的な捕捉電子モード (TEM) と SOC フェーズで不安定化するイオン温度勾配駆動モード (ITG) の間で位相速度が電子反磁性回転方向 $v_{ph,TEM} < 0$ からイオン反磁性回転方向 $v_{ph,ITG} > 0$ に反転する。この結果、 v_E と $v_{ph,TEM}$ が同符号となる LOC フェーズでトロイダルモード間の周波数ギャップが拡大するのに対し、それらが逆符号となる SOC フェーズでは周波数ギャップが縮小することになり、定性的に異なるスペクトル構造が形成されることがわかった。

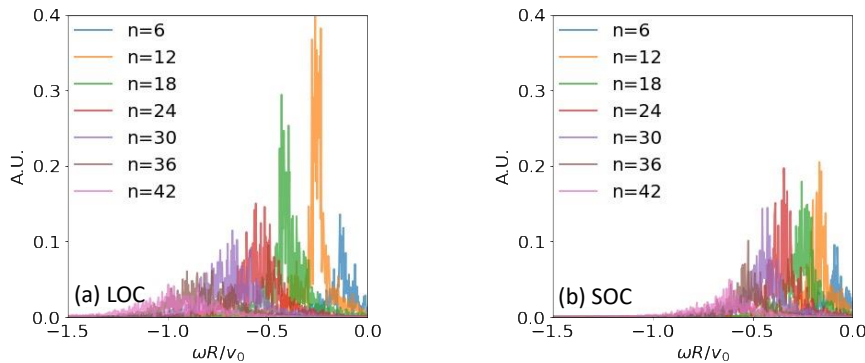


Fig.2.2.2-1: Frequency spectra of the toroidal mode number n component of the turbulent electrostatic potential. (a) and (b) show the numerical experiments in the LOC and SOC phases, respectively. The frequency ω is normalized by the transit frequency v_0/R , where v_0 is the thermal

velocity of deuterium ions at 1keV and R is the major radius.

Fig.2.2.2-2 に炭素不純物の吐き出しが観測された LOC フェーズの数値実験における径方向電流（粒子輸送）とトロイダル運動量バランスを示す。中性プラズマでは電荷中性を維持する両極性条件が課され、イオンの粒子輸送は電子輸送とバランスするように拘束されるため、通常は粒子閉じ込め時間はエネルギー閉じ込め時間より大きくなる。しかしながら、炭素不純物とバルクの重水素イオンの電荷密度が同オーダーとなる LOC フェーズにおいては、炭素不純物の外向き輸送と重水素イオンの内向き輸送が釣り合うイオン混合が発生し、両極性条件を維持しつつ電子輸送 ($\tau_e \sim 29.4\tau_E$) より一桁速い不純物吐き出し ($\tau_C \sim 1.7\tau_E$) が発生することがわかった。ここで、 τ_E はエネルギー閉じ込め時間、 τ_s は粒子種 s の粒子輸送の特性時間を示す。この機構を調べるために炭素不純物と重水素イオンそれぞれのトロイダル運動量バランスを解析した結果、径方向電流はトロイダル電場応力によって駆動されていることがわかった。ここで、トロイダル電場応力は密度揺動とトロイダル電場揺動の位相関係によって符号が決まっており、炭素不純物と重水素イオンで位相関係が逆転することによりイオン混合が発生することを明らかにした。

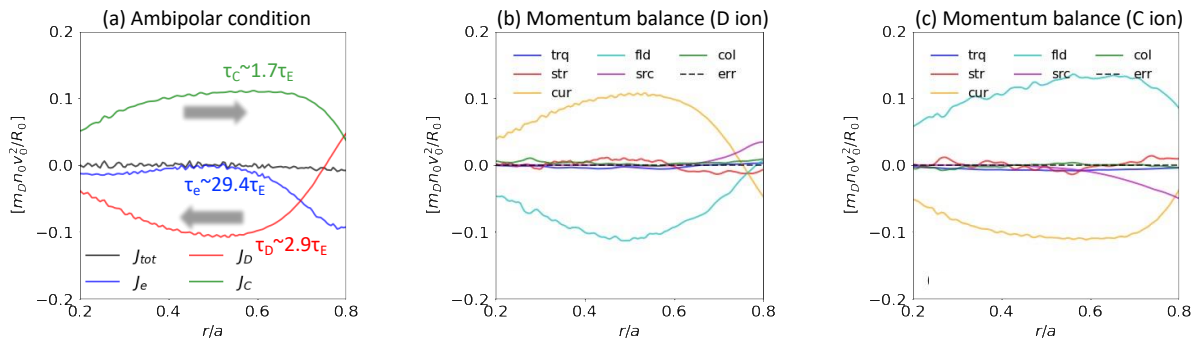


Fig.2.2.2-2: (a) shows the radial currents, and (b),(c) show the toroidal momentum balance of (b) deuterium ions and (c) carbon ions in the LOC phase. The plots are normalized by $m_D n_0 v_0^2 / R$, where m_D is the mass of deuterium and $n_0 = 10^{20} m^{-3}$. In (a), the particle confinement time τ_s of species s is estimated from the particle flux at $r/a = 0.6$, and τ_E shows the energy confinement time. In (b) and (c), the toroidal momentum balance consists of the inertia term (trq), the neoclassical and turbulent stress term (str), the radial current term (cur), the toroidal field stress term (fld), the source term (src), and the collision term (col).

Fig.2.2.2-3 に(a)乱流周波数の径方向分布、(b)乱流構造の磁力線方向の非対称性を表すポロイダル角の傾きの径方向分布、および(c)規格化した残留応力および運動量ピンチの径方向分布を示す。(a)乱流周波数に関しては、LOC フェーズの外側領域では TEM が支配的となるのに対し、炉心領域では ITG が支配的となる。一方、SOC フェーズでは全領域で ITG が支配的となる。LOC-SOC 遷移に伴う TEM から ITG への乱流遷移に伴って、(b)において乱流構造の非対称性が LOC フェーズと SOC フェーズで反転することがわかる。自発プラズマ回転を駆動する残留応力[Camenen,NF2011]は乱流構造の非対称性に比例することから、(c)において規格化した残留応力が LOC フェーズ、SOC フェーズでそれぞれ外向

き、内向きの運動量輸送をもたらし、自発プラズマ回転が正方向に変化することがわかった。ここで、自発プラズマ回転を駆動するもう一つの物理機構としてプラズマ回転速度に比例する運動量ピンチ [Peeters,PRL2007]が存在するが、今回の数値実験ではプラズマ回転速度が比較的小さく、残留応力に比べて相対的に無視できることもわかった。

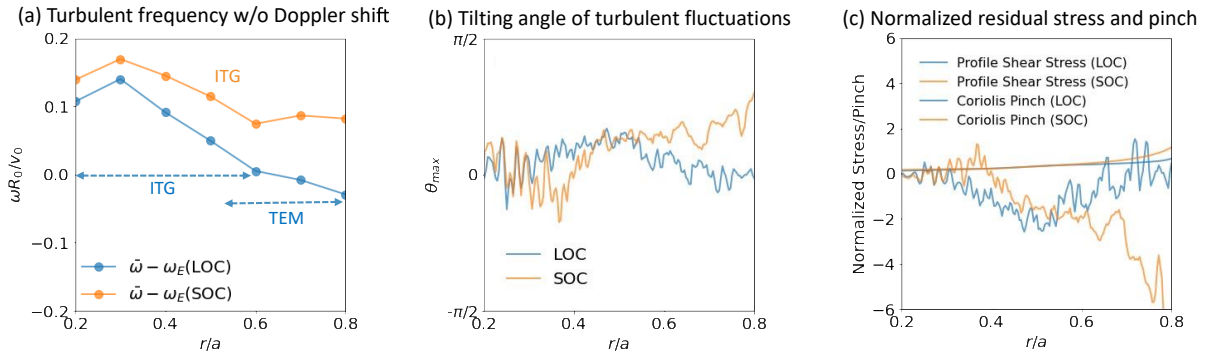


Fig.2.2.2-3: (a) shows the radial profiles of turbulent frequency without the Doppler shift. (b) shows the tilting poloidal angle of turbulent field, which is defined by the poloidal angle at the maximum amplitude of the turbulent electrostatic potential. (c) shows the normalized residual stress induced by profile shear effects and the normalized momentum pinch estimated using the tilting angle and plasma profiles from the numerical experiments. In (a), electron and ion modes give the negative and positive frequencies, respectively.

2-2-2-2. ASDEX Upgrade 装置における電子変調加熱実験の数値実験

ASDEX Upgrade 装置における電子変調加熱実験 [McDermott,PPCF2011]の主要パラメータは磁場 $B=2.45\text{T}$, $R=1.65\text{m}$, $a=0.5\text{m}$ 、中性粒子ビーム入射加熱 (NBI) パワー $P_{\text{NBI}} \sim 2.5\text{MW}$ 、電子サイクロトロン共鳴加熱 (ECH) パワー $P_{\text{ECH}} \sim 2\text{MW}$ 、NBI トルク入力 $\sim 2\text{N}\cdot\text{m}$ となり、粒子種は重水素 D、ホウ素 B、電子 e の 3 種類を含む。この実験では、最初に NBI によって正方向 (プラズマ電流方向) のプラズマ回転を駆動し、プラズマが準定常状態に達した段階で ECH を印加してプラズマの過渡的応答を観測した。この結果、運動量入力を伴わない ECH による電子加熱を炉心領域に印加するとプラズマ回転が大きく減少すること、一方、周辺領域を加熱するとプラズマ回転の変化が小さいことが示された。

本研究では ASDEX Upgrade 装置のプラズマパラメータに基づき、計算コストを削減するためにプラズマ半径と加熱パワー (およびトルク) を 1/2 にスケールした数値実験を実施した。まず、実験と同様に NBI によって定常プラズマ分布を形成し、その後、ECH による追加熱を印加し、プラズマ回転の過渡的応答を調べた。Fig.2.2.2-4 に数値実験によって得られた温度分布とプラズマ回転分布を示す。ここで、プラズマ回転に関しては実験的に計測されているホウ素不純物の回転分布も示している。まず、NBI で形成した定常プラズマでは、中心での回転速度が $U_B/v_0 \sim 0.38$ となる正方向のプラズマ回転が形成されている。ここで、 v_0 は 1keV の重水素イオンの熱速度を示す。このプラズマの炉心 ($r/a = 0$) に ECH を印加すると回転速度が $U_B/v_0 \sim 0.17$ まで減少する。この結果は ECH の印加により炉心の回転速度が $U_B/v_0 \sim 0.37$ から $U_B/v_0 \sim 0.16$ まで減少した実験結果に一致する。(a) に示す温度分布では、ECH の印加によって電子温度勾配が急峻化するとともに、粒子衝突効果によるエネルギー移行によりイオン温度

勾配も急峻化している。この結果、2つの効果によってプラズマ回転が減少することがわかった。一つは、電子温度勾配の急峻化によって支配的な乱流が ITG から TEM に遷移し、外向きの運動量輸送が駆動されてバルクの重水素イオンのプラズマ回転が減少する。もう一つは、イオン温度勾配の急峻化によって圧力勾配が駆動する自発電流と同様の機構で重水素イオンとホウ素不純物の回転速度の差が拡大し、観測にかかるホウ素不純物の回転速度がさらに押し下げられる。この効果は Fig.2.2.2-5 に示す自発電流のベンチマーク結果に示されている。この結果、バルクの重水素イオンの回転速度の変化以上にホウ素不純物の観測によって得られる見かけの回転速度の変化が大きくなることがわかった。一方、ECH を周辺 ($r/a = 0.4$) に印加するとこのようなプラズマ回転の減少は見られなかった。(c)に示す温度分布では、加熱密度が低下する周辺領域の加熱に伴う電子温度の上昇は相対的に小さく、炉心加熱条件に比べて温度勾配の変化は小さくなるため、プラズマ回転の減少をもたらす上記の効果は弱くなる。上記の結果から ECH によるプラズマ回転の制御を行う上で加熱領域の体積が小さく加熱密度が高い中心加熱条件が有効であることがわかった。

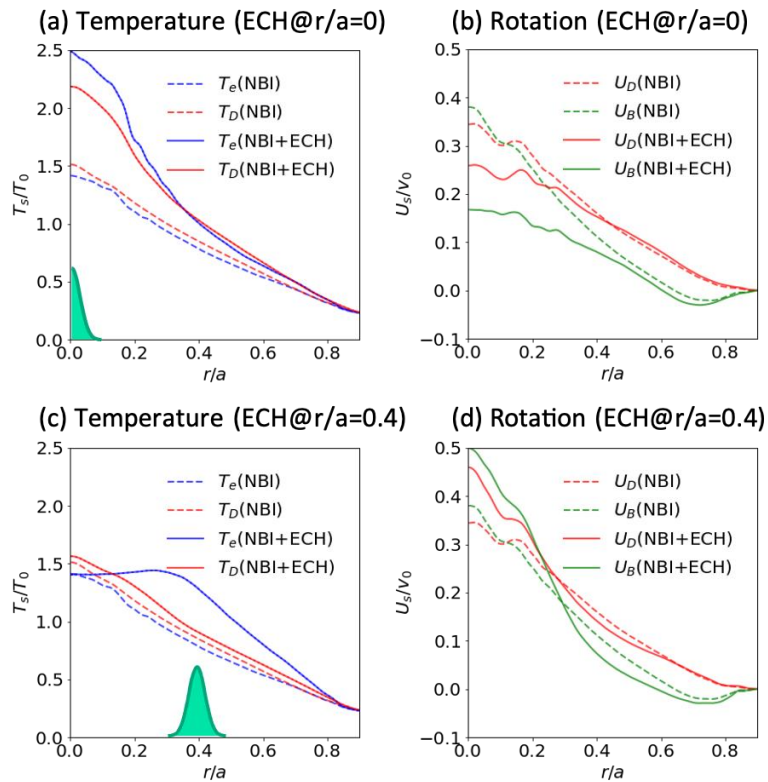


Fig.2.2.2-4: (a), (c) and (b), (d) respectively show temperature and rotation profiles in numerical experiments based on electron heating modulation experiments on ASDEX Upgrade. (a), (b) and (c), (d) show the results with additional ECH at $r/a = 0$ and $r/a = 0.4$, respectively. In (a) and (c), the temperature is normalized by $T_0 = 1\text{keV}$.

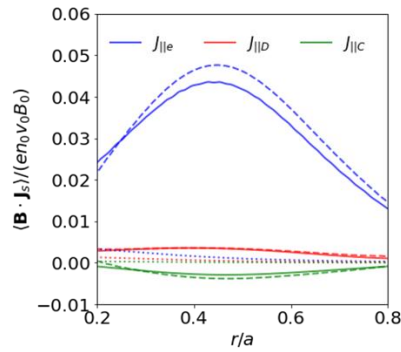


Fig.2.2.2-5: Neoclassical benchmark of the bootstrap current or the parallel flow in a multi-species plasma with $R/a = 5, R/L_n = R/L_T = 2.2, Z_{eff} = 4$. Dotted curves show the initial condition given by non-shifted Maxwellian distributions. Solid and dashed curves, respectively, show the results from GT5D and the neoclassical theory in the quasi-steady state. The parallel currents $\langle \mathbf{B} \cdot \mathbf{J}_s \rangle$ of electron, deuterium ions, and carbon ions are normalized by $en_0 v_0 B_0$, where e is the charge of electron and B_0 is the magnetic field on the magnetic axis.

【参考文献】

- [1] Y. Idomura, G. Dif-Pradalier, X. Garbet, Y. Sarazin and ToreSupra team, "Full-f gyrokinetic simulations of ohmic L-mode plasmas in linear and saturated ohmic confinement regimes", *Physics of Plasmas* 30, 042508 (2023). (査読付き論文)
- [2] Y. Idomura, "Performance portable full-f gyrokinetic simulations on exascale supercomputers", 27th International Conference on Numerical Simulation of Plasmas (ICNSP), 31 Aug. 2022, online. (国際会議, 口頭発表)
- [3] 井戸村 泰宏, "シンポジウム「環状プラズマシミュレーションの現状と展望」: 大域的乱流シミュレーション", 第39回プラズマ・核融合学会 (11/22-25、富山) (国内会議)

2-2-3. サブテーマ[3]の成果概要

本サブテーマでは、高エネルギー粒子・磁気流体 (MHD) ハイブリッドシミュレーションコード MEGA を用いて核燃焼プラズマにおける α 粒子に代表される高エネルギー粒子挙動解析を実施する。高エネルギー粒子は燃料プラズマを加熱して核融合反応に必要な高温状態を維持する役割を担う一方、プラズマの MHD 的な振動との相互作用によってプラズマ外部へ損失する可能性がある。このため、核燃焼で発生する高エネルギー α 粒子の閉じ込め性能評価、ならびに α 粒子損失の物理機構解明は、核融合エネルギー実現を目指す上で重要な研究課題である。MEGA は高エネルギー粒子駆動 MHD 現象の実証研究において、独自に開発したマルチフェーズ法を用いた長時間計算により、JT-60U、LHD、DIII-D を対象として世界で唯一と言える優れた実績を上げてきた。

本課題では令和 4 年度の事業実施計画に沿って研究を推進し、以下に挙げる成果を達成した。(1)

および(2)は ITER と JET における核燃焼生成高エネルギー粒子の閉じ込め解析に対応し、(3)は JT-60SA における高エネルギー粒子駆動不安定性と MHD 不安定性に関する数値実験、(4)は大型ヘリカル装置(LHD)における高エネルギー粒子駆動不安定性と MHD 不安定性に関する数値実験にそれぞれ対応する。

- (1) 前年度に見出された ITER の核燃焼プラズマにおける高エネルギー粒子駆動不安定性に対する熱イオンの運動論的效果の物理機構を解析し、多くの不安定性に対して熱イオンはランダウ減衰による安定化効果を有するが、一部の高波数不安定性に対して熱イオンが不安定化効果を有することを見出した。
 - (2) ITER と JET の核燃焼プラズマの比較を行い、JET では低波数の高エネルギー粒子駆動不安定性が励起され、熱イオンは安定化のみに寄与することを見出した。
 - (3) JT-60SA における MHD 不安定性に対する熱イオンと高エネルギー粒子の運動論的效果を解析し、JT-60SA の内部キンクモードに対する高エネルギー粒子の効果を明らかにした。
 - (4) LHD における MHD 不安定性に対する熱イオンと高エネルギー粒子の運動論的效果を解析し、イオンサイクロトロン周波数帯加熱によって生成する高速イオンが励起する不安定性を明らかにした。
- 令和4年度には(1)～(4)に加えて、高エネルギー粒子閉じ込めの重要な課題の一つであるトカマクプラズマにおける軸外れフィッシュボーンモードのシミュレーション研究も実施した。これらの成果を以下に報告する

2-2-3-1. ITER 核燃焼プラズマにおける高エネルギー粒子閉じ込め解析

令和3年度から ITER 核燃焼プラズマの定常運転シナリオについて、熱イオン(重水素および三重水素)の運動論的效果を考慮した高エネルギー粒子閉じ込め解析を実施している[1]。高エネルギー α 粒子と高速ビームイオンに加えて、重水素と三重水素にも粒子法を適用することにより4粒子種の運動論的效果を取り入れている。これまでに実施したバルクプラズマ(熱イオンと電子)を MHD 流体として近似するモデルを採用した計算では、線形段階ではトロイダルモード数 $n \sim 15$ のトロイダルアルファベン固有モード(TAE)が最も不安定であるが、非線形段階では周波数が低い $n=3, 5$ のアルファベン固有モードが支配的になるという結果を得ていた。重水素と三重水素にも粒子法を適用して熱イオンの運動論的效果を考慮した計算では、MHD 流体モデルの場合と比較して不安定モードの個数や飽和レベルが顕著に抑制されていることがわかった。

一方で、熱イオンの運動論的效果を考慮した計算では、MHD 流体モデルの場合には観測されていなかった $n=25$ モードの不安定性が最も速く成長していた。令和4年度には、この $n=25$ モードに焦点を当てて詳しく解析した。ポロイダル面(R, z)の格子点数を(256, 512)から(512, 1024)に増加して数値解像度を向上させたことにより、 $n=25$ モードの空間分布を詳細に解明し、半径方向速度揺動は単独のポロイダルモード数 $m=39$ の成分が卓越しているが、半径方向磁場揺動は $m=38$ と $m=40$ の成分が支配的であるという興味深い結果を得た。この高解像度計算によりエネルギー保存を改善し、高エネルギー粒子よりもむしろバルクプラズマ(重水素、三重水素、電子)のエネルギーが減少していることから、バルクプラズマが駆動する不安定性であることがわかった。一方で、MHD 流体モデルの計算ではこの不安定モードは観測されていないので、熱イオンの運動論的效果が重要な不安定性であると考えられる。

さらに令和4年度には ITER 機構から最近提供された新しい定常運転シナリオ#131041について、アル

フベン固有モードの安定性と高エネルギー粒子輸送に関するシミュレーション研究を実施した[2]。このシナリオではイオン・電子温度がともに35keV 以上であり、NBI から入射する1MeV の重水素と3.5MeV の核融合生成 α 粒子という2つの高エネルギー粒子群が存在する。MEGA を用いたシミュレーションにより、このシナリオで最も不安定なモードは、モード数 $m/n=20/15$ を持つ TAE であることを見出した。

この定常運転シナリオプラズマの非線形シミュレーションを、 $n=0$ から 32 までのトロイダルモード数を含めて実施した。このシミュレーションでは、非線形局面の初期にはトロイダルモード数 $n=15$ と $n=17$ の反転磁気シアアルフベン固有モード (RSAE) が支配的になるが、その状態は短時間しか続かない。その後、モード数 $m/n=10/9$ で周波数がアルフベン連続スペクトルと交差する低周波数の不安定性が最大振幅を持つ状況となった。最終的に低周波数の不安定性が支配的になるという結果は、これまでに実施した他の定常運転シナリオのシミュレーションと同じである。Figure 2.2.3-1 に示すように、この不安定性は短時間に高エネルギー粒子の圧力再分配を引き起こした。非線形局面の最大粒子フラックスはビームイオンで $3 \times 10^{20} \text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ 、 α 粒子で $1 \times 10^{20} \text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ となった。

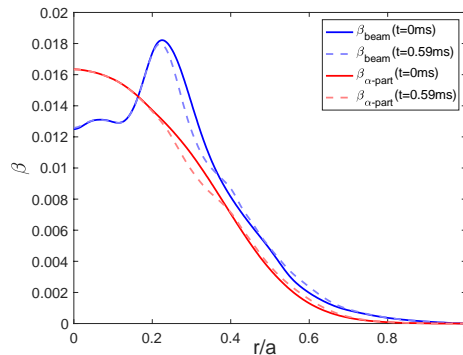


Fig. 2.2.3-1: Beam ion and alpha particle pressure profiles before and during the nonlinear stage of the instabilities.

2-2-3-2. トカマク型装置 JET の核燃焼プラズマにおける高エネルギー粒子閉じ込め解析

欧州のトカマク型実験装置 JET における核燃焼プラズマに相当する重水素-三重水素 (D-T) プラズマを対象とした高エネルギー粒子閉じ込め解析を実施した。JET において核燃焼プラズマ実験は実施されているが、高エネルギー α 粒子が駆動する不安定性は観測されていない。そこで、ポルトガルの研究機関 IST と協力して、JET の重水素実験#92416に基づき、実形状 MHD 平衡データ、電子密度分布、電子温度分布を用いて、重水素を50:50の比で重水素と三重水素に置き換えたシミュレーションを実施した。

令和 3 年度には格子点あたりの各粒子種の粒子数を 2 個で実施したが、令和 4 年度には 16 個に増加して計算の信頼性を向上させ、バルクプラズマを MHD 流体で近似した場合と熱イオン (重水素および三重水素) に粒子法を適用した場合を比較した。両者の MHD 揺動エネルギー時間発展をトロイダルモード数ごとに Fig. 2.2.3-2 に比較する。パネル(a)に示した熱イオンの運動論的效果を考慮していない MHD 流体モデルの計算と比較して、(b)に示した熱イオンの運動論的效果を考慮した計算では全体的に揺動レベルが強く抑制されることがわかる。熱イオンの運動論的效果を考慮した計算における各エネルギー成分の時間発展を Fig. 2.2.3-3 に示す。 α 粒子のエネルギーが減少して不安定性を駆動しているのに対して、重水素 (D) と三重水素 (T) のエネルギーは増加しており、アルフベン固有モードを安定化する役割を担っていることがわかる。アルフベン固有モードを中継して α 粒子から燃料イオンである

重水素と三重水素へのエネルギー移送（アルファチャネリング）が実現している。なお、この JET の計算では 2-2-3-1 節に報告した ITER の計算に見られたトロイダルモード数 $n \sim 25$ のバルクプラズマが励起する不安定性は観測されなかった。これにより、熱イオンへのエネルギー移送を明確に確認することができた。

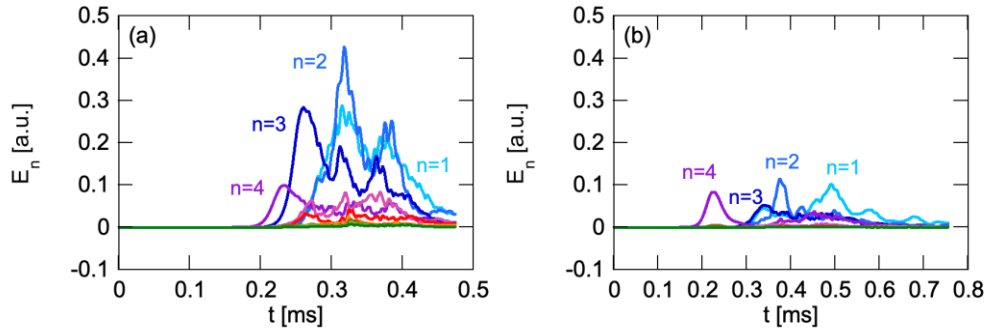


Fig. 2.2.3-2: Time evolution of MHD fluctuation energy for each toroidal mode number n in (a) kinetic-MHD hybrid simulation without kinetic thermal ions and (b) with kinetic thermal ions.

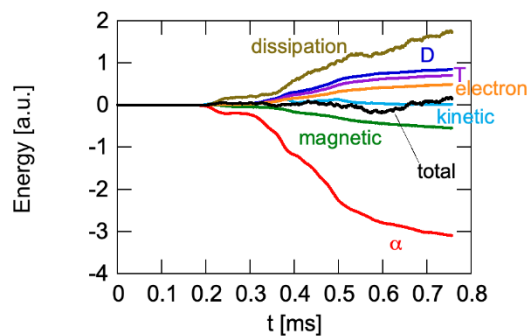


Fig. 2.2.3-3: Time evolution of energy components in kinetic-MHD hybrid simulation with kinetic thermal ions. The increase in deuterium (D) and tritium (T) energy and the decrease in alpha energy (α) indicate energy channeling from alpha particles to thermal ions via Alfvén eigenmodes.

2-2-3-3. JT-60SA における MHD 不安定性に対する熱イオンと高エネルギー粒子の運動論的効果

トカマク型装置 JT-60SA において計画されている高度に整形された配位（シナリオ 2）では、プラズマ中心部において安全係数 $q=1$ の有理面を有する平坦な q 分布が想定されている。シナリオ 2 は H モードプラズマを想定した JT-60SA の標準的な運転シナリオである。シナリオ 2 における磁場強度とプラズマ電流はそれぞれ 2.25 T と 5.5 MA であり、10 MW 負イオン中性粒子ビーム入射（N-NBI）と 24 MW 正イオン中性粒子ビーム入射（P-NBI）および 7 MW の電子サイクロトロン共鳴加熱が実施される。線形安定性解析により内部キックモードが不安定であることが予測されており、目標プラズマ電流値の達成に影響を与える可能性が懸念されている。高エネルギー粒子が内部キックモードを安定化する場合と不安定化する場合の両方が知られているが、JT-60SA において高エネルギー粒子が内部キックモードに与える影響はこれまでに調査されていなかった。本研究では、運動論的 MHD ハイブリッドコード

MEGA を用いて、JT-60SA シナリオ 2 のプラズマにおける内部キックモードに対する高エネルギー粒子と熱イオンの効果を調査した。

令和 3 年度に実施した負イオン中性粒子ビーム入射 (N-NBI) による高エネルギー粒子を考慮したシミュレーションでは、高エネルギー粒子の運動論効果は内部キックモードに対する不安定化効果を有するが、バルクプラズマの圧力勾配による不安定化効果と比較すると十分に弱いことがわかった。JT-60SA では、磁場に対して垂直に入射される正イオン中性粒子ビーム (P-NBI) により捕提高エネルギー粒子を発生させる。シミュレーションの結果、P-NBI の生成する高エネルギー粒子は歳差フィッシュボーン不安定性を駆動することがわかった。令和 4 年度には捕提高エネルギー粒子による内部キックモードの安定化効果を調査した[3]。捕提高エネルギー粒子のエネルギーが 85keV, 500keV, 1000keV の場合について、高エネルギー粒子圧力に対する内部キック不安定性の成長率と周波数の依存性を Fig. 2.2.3-4(a)に示す。捕提高エネルギー粒子のエネルギーが 500 keV 以上の場合には、捕提高エネルギー粒子圧力が上昇すると、不安定性の成長率が低下することが確認できた。これは、高エネルギー粒子による内部キックモードの安定化効果を示している。捕提高エネルギー粒子圧力がさらに上昇すると、フィッシュボーン不安定性が励起されて、成長率が増加する。一方で、P-NBI のエネルギー85 keV では捕提高エネルギー粒子圧力の上昇による安定化効果は観測されなかった。この結果はエネルギー85keV では、内部キックモードの安定化には不十分であることを示している。Figure 2.2.3-4(b)は粒子の運動エネルギーに対する捕提高エネルギー粒子の歳差ドリフト周波数を示し、内部キック不安定性の成長率と比較している。粒子エネルギー85keV では歳差ドリフト周波数は内部キック不安定性の成長率を下回っているのに対して、粒子エネルギーが 500keV 以上であれば歳差ドリフト周波数が内部キック不安定性の成長率を上回っている。これは、歳差ドリフト周波数が内部キック不安定性の成長率を上回ると安定化効果が発生するという理論予測と整合する結果である。また、熱イオンに粒子シミュレーションを適用して、内部キック不安定性に対する熱イオンの運動論的效果を調査し、熱イオンの運動論的效果により内部キックモードの成長率が大きく減少することを見出した。

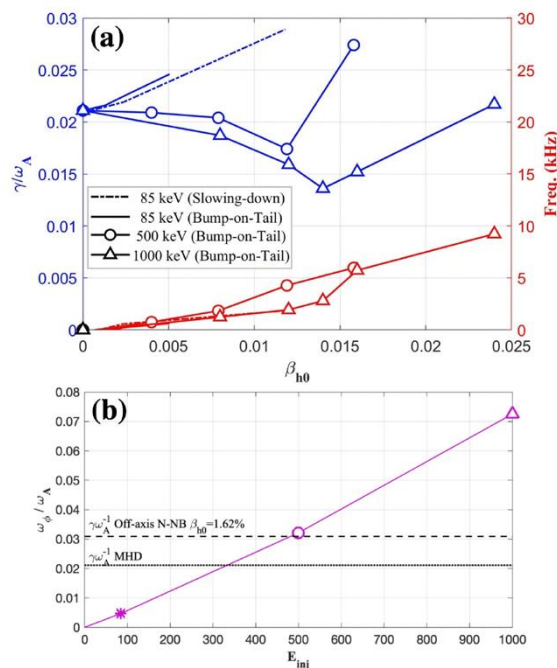


Fig. 2.2.3-4: (a) Dependence of the linear growth rate (blue line) and the frequency (red line) of the $m/n=1/1$ internal kink mode and fishbone mode on the maximum energetic-particle (EP) beta and the maximum EP energy. (b) Averaged precession drift frequency of trapped EP versus maximum EP energy and the comparison with the linear growth rates of the $m/n=1/1$ instabilities in the MHD case without EPs (black dotted line) and the off-axis N-NB case (black dashed line).

2-2-3-4. LHDにおけるMHD不安定性に対する熱イオンと高エネルギー粒子の運動論的効果

令和3年度にMEGAコードにICRF波動の効果を導入し、ヘリカルプラズマとトカマクプラズマにおけるICRFによる高エネルギー粒子生成過程の計算を可能とした。令和4年度には、大型ヘリカル装置(LHD)実験#166518に基づいたMHD平衡におけるICRF波動の効果を調査した[4]。ICRF波動の周波数は38.47MHzであり、磁気軸での磁場強度を2.75T, 2.70T, 2.60T, 2.55Tに設定することにより、共鳴層の位置が異なる場合を研究した。磁場強度が2.75Tと2.70Tの場合は共鳴層がプラズマ中心から離れた軸外れ(off-axis)加熱に相当し、2.60Tと2.55Tの場合は軸上(on-axis)加熱に相当する。バルクイオンは重水素、少数イオンは水素であり、少数イオンの割合を10%とした。MEGAコードを用いたシミュレーションを実行し、軸外れ加熱と軸上加熱の両方において、ICRF波動による高エネルギー粒子の生成を確認した。前者では非従来型周回粒子が高エネルギーに加速されるのに対して、後者では局所捕捉粒子が高エネルギーに加速されることがわかった。この高エネルギー粒子分布を用いて、LHDにおいてICRF高エネルギー粒子が励起する不安定性のシミュレーションを実施した。Figure 2.2.3-5(a)に磁場強度が異なる場合のMHD揺動エネルギーの時間発展を示す。この結果から、軸上ICRF加熱の場合に、高エネルギー粒子によってアルフベン固有モードが励起されることがわかる。このアルフベン固有モードはトロイダルモード数 $n=1$ であり、空間分布と周波数スペクトルの時間発展をFig. 2.2.3-5(b),(c)にそれぞれ示す。このシミュレーションに基づいて、LHD実験データを調査したところ、シミュレーションの予測と同様にトロイダルモード数 $n=1$ で周波数が100kHz程度の不安定性が、ICRF加熱によって励起されていることを見出した。

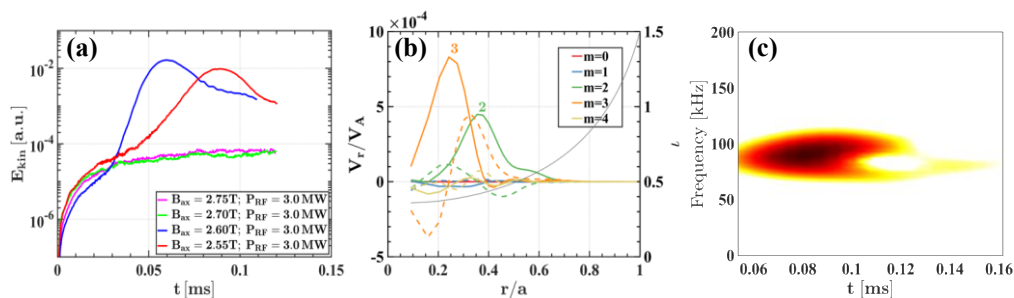


Fig. 2.2.3-5: (a) Kinetic energy evolutions during hybrid simulations for different B_{ax} . (b) Radial velocity fluctuation profiles and (c) frequency spectrum evolution of an Alfvén eigenmode with toroidal mode number $n=1$ during on-axis ICRF heating with $B_{ax}=2.55T$.

ICRF高エネルギー粒子が励起する不安定性に加えて、令和4年度にはLHDにおける圧力駆動型MHD不安定性に関する熱イオンと高エネルギー粒子の効果に関するシミュレーション研究も実施した。

LHD においては、圧力駆動型 MHD 不安定性の影響を大きく受けることなく、体積平均ベータ値が約 5% の安定なプラズマが得られている。ベータ値とは磁気圧で規格化したプラズマ圧力のことである。令和 3 年度には熱イオンの運動論的効果を考慮した運動論的 MHD シミュレーション解析を実施して、ヘリカルリップルに捕捉された熱イオンの存在により MHD 不安定性の飽和レベルが抑制され、高ベータ状態が維持されることを示した[5]。このシミュレーション解析は高速イオンの運動論的効果を見逃して実施したが、実際の高ベータ LHD 実験では中性粒子ビーム加熱が行われており、高速イオンの寄与分を考慮する必要がある。そこで令和 4 年度の研究においては、熱イオンの運動論的効果に加えて、高速イオンの運動論的効果も考慮して解析を行なった。本解析では、簡単のために高速イオンは温度が 100keV の Maxwell 分布を仮定した。Figure 2.2.3-6(a)に、高速イオン寄与分の中心ベータ値 β_{EP} が 0.8% の時の、初期平衡における電子圧力(P_e)、熱イオン圧力(P_i)、高速イオン圧力(P_{EP})の径分布を示す。ここでは、電子と熱イオンの圧力分布は等しいと仮定している。Figure 2.2.3-6(b)に、トロイダルモード数 $n=2$ の圧力駆動型 MHD 不安定性の線形成長率の β_{EP} 依存性を示す。ここで、磁気レイノルズ数 S は 10^7 を仮定している。この解析から、計算したパラメータ内においては、 β_{EP} が増加するにつれて線形成長率は低下することがわかった。Figure 2.2.3-6(c)に、 $\beta_{EP}=0.8\%$ における $m/n=3/2$ モードの電子圧力揺動、熱イオン圧力揺動、および、高速イオン圧力揺動の径分布を示す。ここで m はポロイダルモード数である。高速イオンの圧力揺動は、熱イオンの圧力揺動と同様に抑制されている。このことは、熱イオン、高速イオンともに圧力駆動型 MHD 不安定性との相互作用が弱く、不安定性は主に電子圧力により駆動されていることを示している。全圧力分布が同一の条件下では、 β_{EP} の上昇とともに不安定性の駆動源である電子圧力が減少するため、圧力駆動型不安定性の線形成長率が低下したものと考えられる。

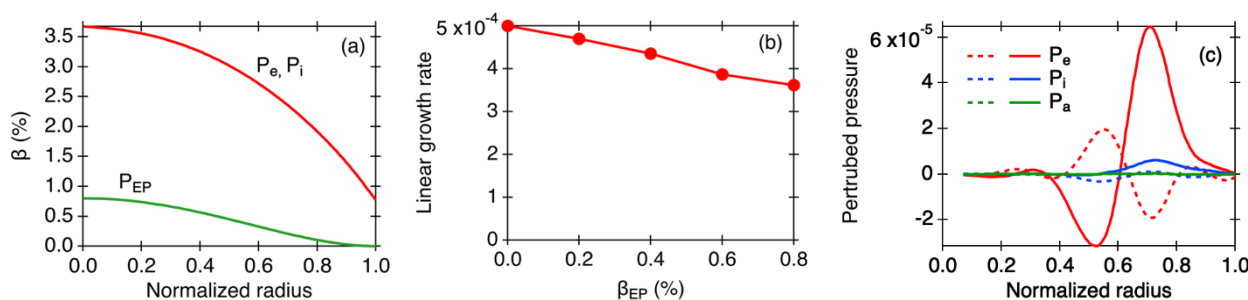


Fig. 2.2.3-6: (a) Initial profiles of the electron pressure (P_e), thermal ion pressure (P_i) and energetic particle pressure (P_{EP}) where $\beta_{EP} = 0.8\%$ at the plasma center. (b) Dependence of the linear growth rate of the $n=2$ mode on β_{EP} for $S = 10^7$. (c) Radial mode structure of the $m/n=3/2$ mode for $\beta_{EP} = 0.8\%$ where the dashed curves and solid curves correspond to the cosine components and the sine components, respectively.

2-2-3-5. トカマクプラズマにおける軸外れフィッシュボーンモードのシミュレーション

安全係数 $q=2$ の磁気面を有するトカマクプラズマにおける軸外れフィッシュボーン不安定性 (OFM) のシミュレーション研究を実施した。令和 4 年度は OFM の非線形発展において観測される振動波形の歪み (waveform distortion) に着目し、MHD 非線形によって波形歪みが発生する過程を調査した[6]。

シミュレーションの結果から、OFM はトロイダルモード数 $n=1$ であるが、MHD 方程式の非線形項によって形成される $n=2$ モードが $n=1$ モードと同等の振幅に成長した際に波形歪みが発生することがわかった。一方で、トロイダルモード数 $n=3$ 以上の成分の寄与は無視できた。トロイダルモード数 $n=2$ 成分が持つ半径方向のシア構造に依存して、波形歪みに 2 つの型 **rising distortion** と **falling distortion** を見出した。Figure 2.2.3-7 は温度揺動時間微分分布の時間発展と 2 つの型の波形歪みの形成に関する模式図を示している。さらに、MHD 方程式に含まれる粘性に対する波形歪みの依存性を調査したところ、現実のプラズマよりも桁違いに大きな粘性を仮定しないと波形歪みを再現できないことを見出した。この結果から、現実のプラズマでは微視的乱流などの影響により実効的な粘性が高められているのではないかと推測される。

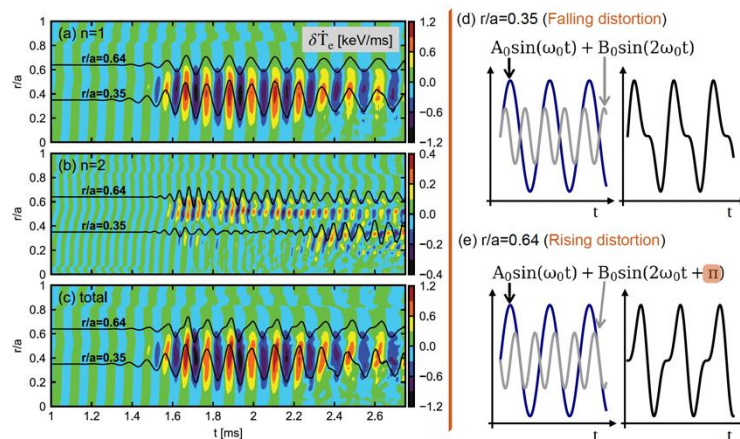


Fig. 2.2.3-7: Radial profile evolution of time-derivative of temperature perturbation for (a) $n = 1$, (b) $n = 2$ and (c) total components, where the oscillations at $r/a = 0.35$ and $r/a = 0.64$ are attached. The radial profile is measured at $\phi = 0$ on outboard midplane. (d)-(e) Schematic figures illustrate how the two types of waveform distortion are generated by the phase difference between two sinusoidal waves.

【参考文献】

- [1] Y. Todo, “Validation and extension of kinetic-magnetohydrodynamics hybrid simulation for the prediction of burning plasmas”, AAPPs-DPP2021 (Online, 26 Sept. - 1 Oct. 2021) (国際会議・基調講演)
- [2] M. Idouakass, “Numerical study of energetic particle transport in a steady state Iter scenario and comparison with current DIII-D results”, 28th Meeting of the ITPA Topical Group on Energetic Particle Physics (ITER Headquarters, France, 21-25 Nov. 2022) (国際会議)
- [3] P. Adulsiriswad, “Study of the interaction Between Energetic Particles and Magnetohydrodynamics modes in the JT-60SA inductive scenario”, 31st International Toki Conference on Plasma and Fusion Research (Online, 8-11 Nov. 2022) (国際会議)
- [4] J. Wang, “Self-consistent Simulations of ICRF-induced Alfvén Eigenmodes in Helical Plasmas”, AAPPs-DPP2022 (Online, 9-14 Oct. 2022) (国際会議・招待講演)

- [5] M. Sato and Y. Todo, “Kinetic thermal ion effects on maintaining high beta plasmas above the Mercier criterion in the Large Helical Device”, Nuclear Fusion 61 (2021) 116012 (査読付き論文)
- [6] H. Li, “Nonlinear MHD effects on waveform distortion of off-axis fishbone instability in tokamak plasmas”, 28th Meeting of the ITPA Topical Group on Energetic Particle Physics (ITER Headquarters, France, 21-25 Nov. 2022) (国際会議)

2-2-4. サブテーマ[4]の成果概要

5次元位相空間の情報を扱う核融合プラズマの第一原理シミュレーションは、スーパーコンピュータによる長時間計算を必要とする。プラズマの初期状態に擾乱を与え、ジャイロ運動論方程式に従う時間発展をプラズマの揺動レベルが平均的に定常となる飽和状態に至るまで続ける事で、乱流が生み出す流束を算出している。スーパーコンピュータであっても飽和に至るまでに長時間を要する上に、一般にいつ飽和に至るかを計算前もしくは計算の初期段階で得られる情報から推定する方法は知られていない。

長時間を要するジャイロ運動論シミュレーションは必然的に飽和に至るまでの過程で膨大なデータを生み出すことから、そのデータを活用したモデル構築が可能となるはずであり、そこにデータ科学の応用の場があるのではないかと着想した。データ科学的手法である機械学習は、解析・予測手法の新たな地平を切り開く方法として近年広く取り込まれてきている。本サブテーマでは、「富岳」を用いた大規模計算結果の効率的な解析と計算効率の向上を目指し、核融合プラズマの大規模シミュレーションとAI/データ科学の融合的アプローチを開発し、応用する。モデル開発は複線的に進めており、畳み込みニューラルネットワーク (CNN) を用いた画像解析手法[1-7]と、ニューラルネットワークモデルを組み合わせた半経験的準線形乱流輸送モデル DeKANIS の開発[8-13]の両面からアプローチしている。

令和4年度には、以下の成果を達成した。

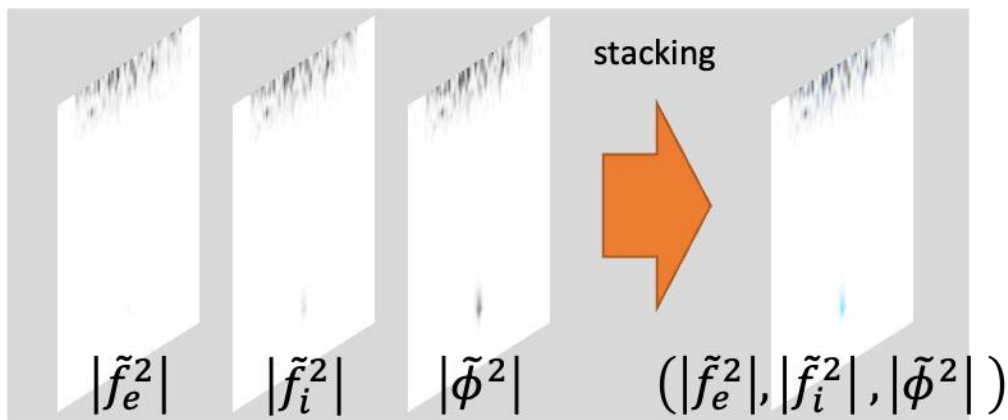
- (1) 令和3年度に開発に着手した畳み込み CNN をベースとしたマルチモーダルモデルを改良し、テストデータと未知データに対する熱流束予測能力を大幅に向上させた[1-7]。
- (2) CNN ベースのマルチモーダルモデルと再帰型ニューラルネットワーク (RNN)モデルを組み合わせた新しいモデルを構築し、現在時刻より先の時刻の熱流束を予測する基盤的技術を確立した[6,7]。
- (3) 準線形乱流輸送モデル DeKANIS の学習の基盤となるデータセットを拡張したほか、飽和モデルを改良し水素同位体に対する予測能力を向上させた[8-13]。
- (4) 局所ジャイロ運動論的シミュレーションから得られた時系列シミュレーションデータに対する輸送モデルについて、乱流とゾーナル流の時間差を考慮した拡張を行なった[14-15]。

2-2-4-1. CNN をベースとしたマルチモーダルモデルの改良

令和3年度までの研究により、EfficientNet-B4 をベースとした CNN モデルによって、ジャイロ運動論シミュレーションの現在時刻や飽和時刻の予測が可能となったことを示した。ジャイロ運動論シミュレーションを実行する主目的の一つは最終的な飽和段階での乱流状態における乱流熱流束の値を知ることであり、シミュレーションの初期段階のデータから乱流熱流束をある程度予測する事ができれば、ジャイロ運動論シミュレーションの入力パラメータの最適化が可能となる。さらに、そのモデルが出力する低信頼度(low-fidelity)の多数データと、実際のジャイロ運動論シミュレーションによる高信頼度

(high-fidelity)の少数データを組み合わせた複合信頼度(multi-fidelity)モデルを構築することが可能となり、ジャイロ運動論コードのシミュレータとなる代理モデルをプラズマ統合モデルと結合した連成輸送シミュレーションが可能となる。一方で、令和 3 年度までの時刻を予測する CNN モデルのアーキテクチャのままでは、テストデータだけでなく未知データに対しても妥当な乱流熱流束を予測するモデルの構築は困難であることが容易に分かる。波数空間における振幅が相対的に高強度な箇所が発現パターンの遷移を見ることによって、その画像が全体の道程の中の何回目であるということが知ることができるため、時刻予測は現状のアーキテクチャで可能である。一方で熱流束は、データセットごとにオーダーレベルで値が違いうること、電子とイオンで熱流束は大きく異なりうること、飽和時の熱流束は飽和に至るまでの過程の中で必ずしも最大ではないことなどから、時刻とは性質が大きく異なる事がわかる。現状のモデルでは、入力に用いた画像は各時刻の中で強度を正規化していることから、入力に絶対値の情報は全く含まれていない。それにも関わらず、ラベルデータに含まれた情報のみから様々なケースに適用可能な絶対値を予測する事は、事実上不可能である。

そこで、CNN モデルをマルチモーダルモデルへと拡張することにした。マルチモーダルモデルとは複数のモダリティ、この場合は画像と数値データ、を扱うことができるモデルのことであり、このモデルの目的は、与えられた入力から電子熱流束 Q_e 、イオン熱流束 Q_i と時刻 t を出力することである。これまでの CNN モデルではイオンの分布関数の揺動強度画像 $\tilde{f}_i^2(k_x, k_y)$ を入力としていたが、そこから電子の熱流束を算出することはできないため、新たに電子の揺動強度画像 $\tilde{f}_e^2(k_x, k_y)$ と静電揺動強度画像 $\tilde{\phi}^2(k_x, k_y)$ を入力として加えることにした。更に、絶対値の情報をモデルに付加するために、 $\sum_{k_x, k_y} \tilde{\phi}^2(k_x, k_y)$ の数値データも画像と同時に入力することにした。画像入力に着目すると、画像の種類ごとに CNN モデルを構築する（すなわち、本ケースだと 3 つの CNN モデルを繋げる）ことは可能であるが、モデルが大きくなりすぎる。ここでは、揺動強度画像は強度の 2 次元分布である事から本質的にモノクロで処理できるため、 $\tilde{f}_e^2, \tilde{f}_i^2, \tilde{\phi}^2$ の各画像をモノクロ（グレイスケール）にして色のチャンネル情報を落とすうえで、それら 3 つを BGR に対応させるように重畳して一つの画像を作成する（Fig. 2.2.4-1）。これは擬似的なカラー画像となるため、擬似カラー画像と呼称している。通常の画像と異なる点は、色のチャンネルごとに異なる輪郭を持つ画像から構成されている点である。ImageNet は一般的な画像から構成されているため、ImageNet で事前学習された EfficientNet に入力した場合に正しく処理できるかどうかは一つの挑戦であった。入力された画像には $\tilde{f}_e^2, \tilde{f}_i^2, \tilde{\phi}^2$ の全ての情報が区別なく載っ



ていることになる。

Fig. 2.2.4-1: Scheme for processing a pseudo color image stacking the monochrome images of each

quantity.

学習を高速化するため、データ供給を全て TensorFlow Dataset を用いて行うことにした。tf.data.Dataset を用いることで、データの変換が容易になったり、訓練のための GPU 演算中に CPU を使って次の訓練のためのデータセットを準備するなど、演算器を効率よく使うことができるようになる。Numpy 配列を使う時と比べ、4 倍程度の学習の高速化を達成した。

マルチモーダルモデルの概要は Fig. 2.2.4-2 に示されている。ラベルデータとなる時刻は飽和時刻を基準として MinMaxScaler で規格化され、熱流束は StandardScaler によって標準化されている。入力データである $\tilde{\phi}^2$ は多層パーセプトロン(MLP)に流し込まれる。擬似カラー画像データはこれまでと同様に EfficientNet-B4 で処理され、出力で GlobalAveragePooling2D 層を通る際に Flattening される。それらの特徴ベクトルは結合され、物理量を出力する各 MLP と結合している。出力の MLP では LayerNormalization による正規化を実施した。MLP で用いられている活性化関数は Swish、熱流束の出力活性化関数は線形とした。また、モデルの訓練時に用いられる損失関数は LogCosh とし、RMSprop オプティマイザによって訓練を実施している。

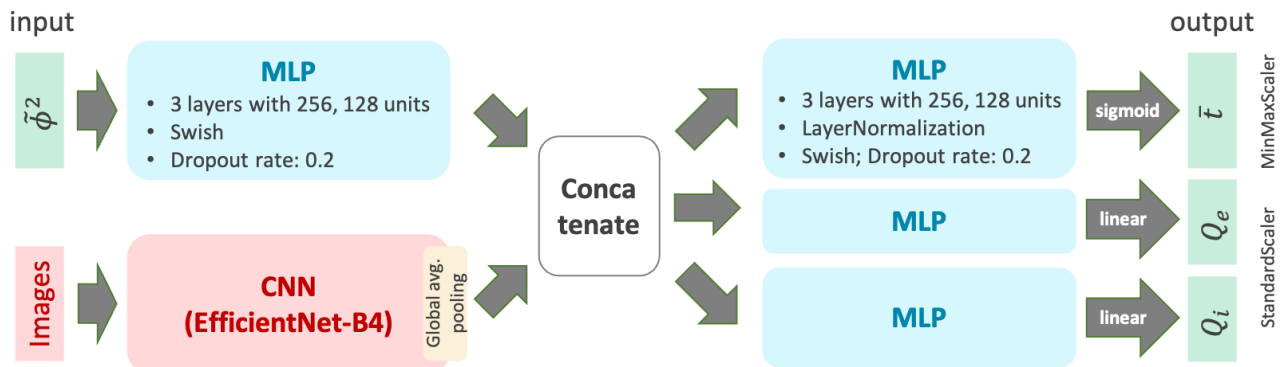


Fig. 2.2.4-2: Schematic explanation of the model architecture.

構築したマルチモーダルモデルを、Cyclone Base Case(CBC)データで学習させた。テストデータに対する (Q_e, Q_i, t) の決定係数は $(0.972, 0.9995, 0.9995)$ となった。Fig. 2.2.4-3 に示すとおり、全時刻に渡って良好な時刻予測能力を示し、熱流束も同様に全ての箇所において良好な予測能力を示している。テストデータはもちろん訓練には使われていないが、CBC データの訓練データサブセットで訓練されたモデルは、同じ性質を持つテストデータサブセットに対しては極めて高い予測能力を有することが分かった。

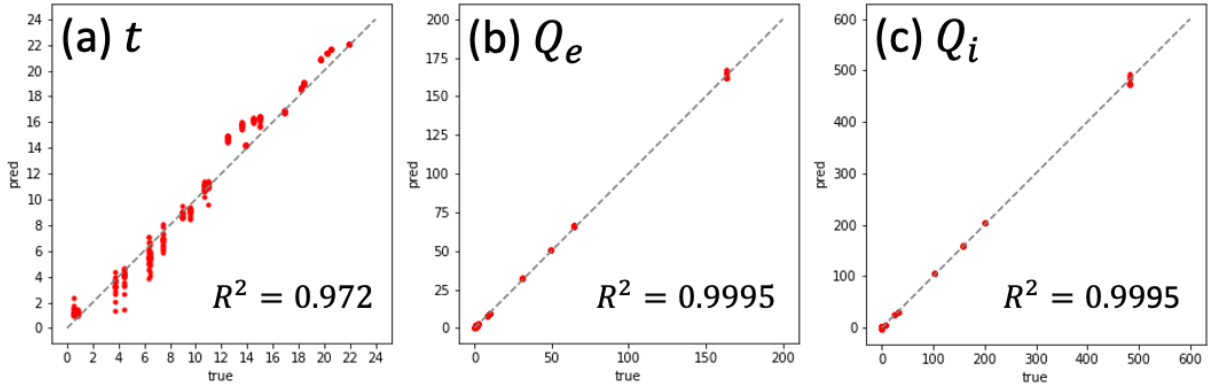


Fig. 2.2.4-3: Regression plots of (a) t , (b) Q_e , and (c) Q_i predicted by the CBC-trained model versus the true ones for the test data with the corresponding R^2 .

次に、このモデルにとっては未知データとなる、JT-60U #45072 プラズマの径方向位置 $\rho = 0.5$ のパラメータを元にシミュレーションを行ったデータ（以下、JT-60U データ A と呼称）に対して適用した結果を Fig. 2.2.4-4 に示す。時刻、熱流束ともに申し分ない再現性が得られたことが分かる。 (t, Q_e, Q_i) の決定係数は(0.915,0.987,0.989)となっている。特に、Fig. 2.2.4-3 と Fig. 2.2.4-4 の true で表記された横軸の熱流束の値を見ると、学習された Fig. 2.2.4-3 のデータの領域と予測に用いた Fig. 2.2.4-4 のデータの領域は、 Q_e, Q_i ともに異なっている。それにもかかわらず、電子、イオンとも熱流束の決定係数は高く、未知データに対しても正しく予測できていることが分かる。ラベルデータである熱流束は StandardScaler を用いているため、モデルが予測する熱流束は正規化された値となる。そのため、そこから実際の値に戻すためには JT-60U データ A の Q_e, Q_i の平均値と標準偏差をそれぞれ知る必要があり、それが唯一予測先のデータから用いた情報であるが、時刻と共に熱流束が増大していくパターンなどはモデルがほぼ完全に再現していると言える。

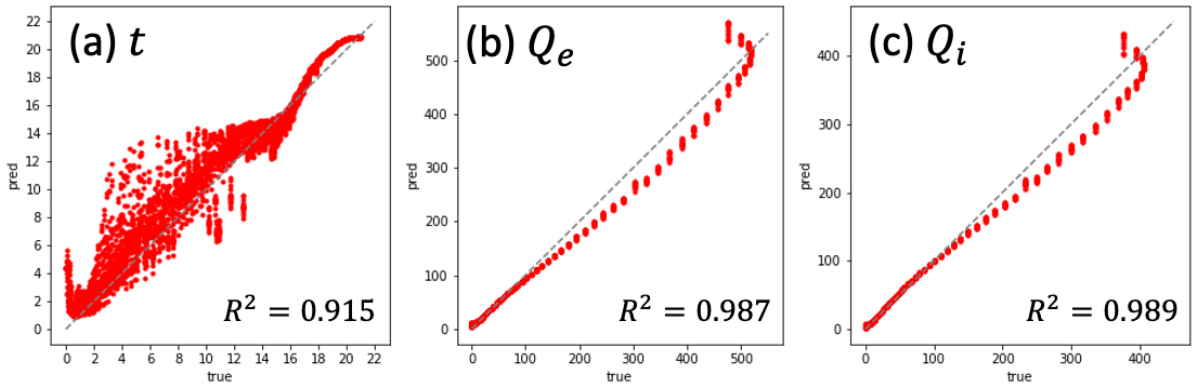


Fig. 2.2.4-4: Regression plots of (a) t , (b) Q_e , and (c) Q_i predicted by the CBC-trained model versus the true ones for the JT-60U (A) data with the corresponding R^2 .

しかし、全てのケースに対して十分な予測性能が獲得できたわけではない。JT-60U #45072 プラズマの径方向位置 $\rho = 0.26$ のパラメータを元にシミュレーションを行ったデータ（以下、JT-60U データ B と呼称）に対する予測では、Fig. 2.2.4-5 に示すとおり JT-60U データ A ほどの予測性能にはなっていない。 (Q_e, Q_i, t) の決定係数は(0.643,0.518,0.555)となっている。熱流束だけでなく、時刻予測の精度も

下がっていることから、飽和に至るまでの揺動の成長パターンが CBC と異なっていたことが原因として推測される。それは線形安定性のスペクトルを見ても明らかで、CBC では ITG/TEM が主たる不安定性となっていたが、JT-60U データ B では、ITG のみが不安定性として顕現している。つまり、学習したデータと予測するデータの発展のパターンが異なっていると予測性能が下がるため、CBC データのみではなく、複数のケースを学習したモデルを構築する必要があることを示している。

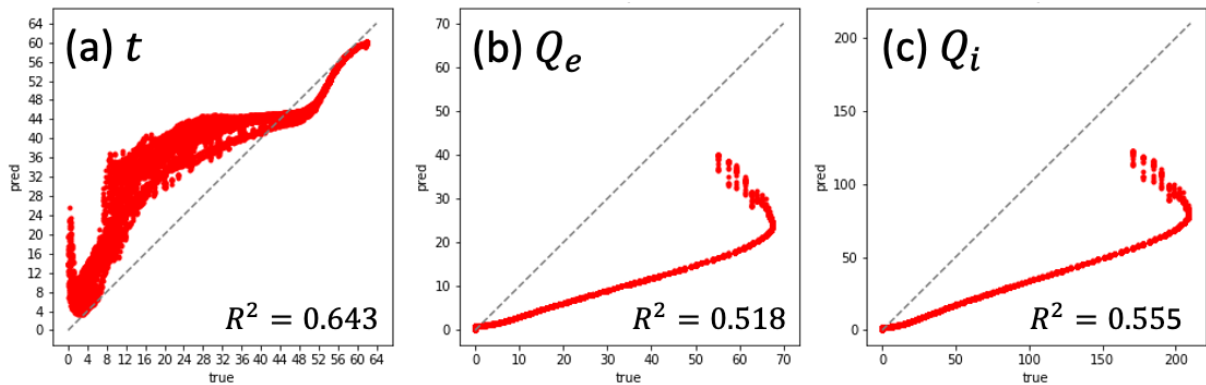


Fig. 2.2.4-5: Regression plots of (a) t , (b) Q_e , and (c) Q_i predicted by the CBC-trained model versus the true ones for the JT-60U (B) data with the corresponding R^2 .

マルチモーダルモデルは改良が進められている。CNN モデルとして、EfficientNet モデルの後継モデルである、EfficientNetV2S を採用した。さらに電子とイオンの情報を画像だけでなく数値データからも読み込むため、 ϕ^2 データに加えて、電子とイオンの圧力揺動の二乗を平均して平方根を取ったデータの比を入力として与え、EfficientNetV2S から出力される特徴ベクトルと数値データ入力进行处理する MLP を各々結合し、出力用 MLP に流し込む構成へと変更した。さらに、ラベルデータである熱流束は StandardScaler から対数変換による前処理へと変更することによって、真に未知データの情報を一切使うことなく予測する事が可能になった。これまでのマルチモーダルモデルの予測性能と比べ、このモデルは JT-60U データ A に対しては予測性能が減少したものの、JT-60U データ B に対しては予測性能が大きく向上した。今後もモデルの予測精度向上に努めていく予定である。

2-2-4-2. マルチモーダルモデルと RNN を組み合わせた未来時刻の熱流束の予測

前節のモデルは入力データに対応する時刻と熱流束を予測するモデルであった。飽和に至るまでのプロセスの現象を深層学習モデルが良く捉えられることを示し、解析ツールとしての可能性を提示したが、ジャイロ運動論シミュレーションを補助する役割として用いようとするのであれば、シミュレーションの初期段階から飽和時の熱流束を予測できるモデルが最も望ましい。揺動が成長している段階のデータを十分咀嚼できる CNN ベースのモデルを開発できたため、時系列データを解釈できる RNN モデルの各時刻における入力を CNN モデルによる出力とすれば、これまでのモデルを拡張する形で入力データよりも先の時刻の熱流束を予測できると着想した(Fig. 2.2.4-6)。先の時刻を予測するため、CNN モデルから時刻予測器を取り外し、熱流束のみを予測する事とした。

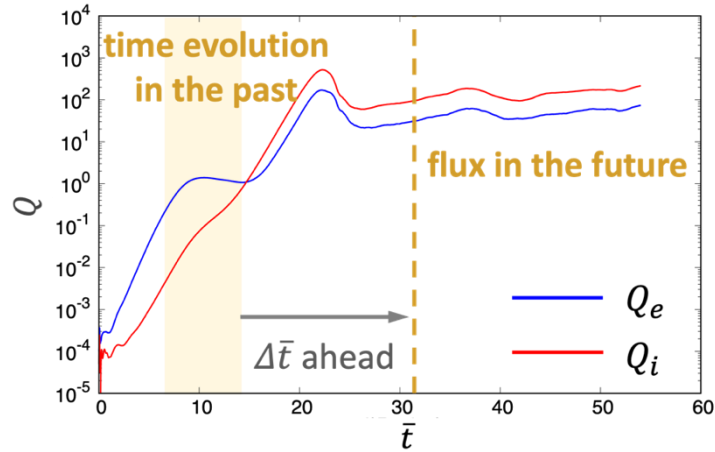


Fig. 2.2.4-6: Image of combining a multimodal model and RNN interpreting time series data to predict heat flux at a future time.

マルチモーダルモデルと RNN を組み合わせた新しいモデルの概要は Fig. 2.2.4-7 に示されている。各時刻からマルチモーダルモデル (Fig. 2.2.4-7 の波線で囲まれた部分) によって情報を抽出し、結合した特徴ベクトルを RNN の入力とすることで時系列変化を解釈し、 $\Delta\bar{t}$ 先の時刻における Q_e , Q_i を予測するモデルである。マルチモーダルモデルは前節で示したモデルに改良を加えたものとなっている。ある波数 k_y の揺動が生成する熱流束は $Q_{k_y} = -k_y \sum_{k_x} \langle \text{Im}[\tilde{p}\tilde{\phi}^*] \rangle = -k_y \sum_{k_x} \langle |\tilde{p}| |\tilde{\phi}| \sin \delta_{\tilde{p},\tilde{\phi}} \rangle$ のように表される。ここで、 \tilde{p} は圧力揺動、 $\sin \delta_{\tilde{p},\tilde{\phi}}$ は圧力揺動と静電ポテンシャル揺動の位相差であり、 $\langle \dots \rangle$ は磁気面平均量を示す。マルチモーダルモデルでは、予測する熱流束に近い物理量を入力データとするために、数値データとして静電ポテンシャル揺動及び電子・イオンの圧力揺動の大きさの磁気面平均値 $\|\tilde{\phi}\|$, $\|\tilde{p}_e\|$, $\|\tilde{p}_i\|$ を用いた。画像データとしては二種類の擬似カラー画像を入力している。一つ目は波数空間における電子・イオン圧力揺動と静電ポテンシャル揺動の位相差 $\delta_{\tilde{p}_e,\tilde{\phi}}$ 及び静電ポテンシャル揺動の大きさの磁気面平均値 $\|\tilde{\phi}\|$ を Fig. 2.2.4-1 のように重畳して作成したものである。二つ目は波数空間における電子・イオンの圧力揺動及び静電ポテンシャル揺動の大きさの磁気面平均値 $\|\tilde{\phi}\|$, $\|\tilde{p}_e\|$, $\|\tilde{p}_i\|$ を同様に重畳して作成したものである。RNN にはゲート付き再帰ユニット(Gated Recurrent Unit)を採用し、RNN の出力から MLP を介して先の時刻における Q_e , Q_i を予測する。

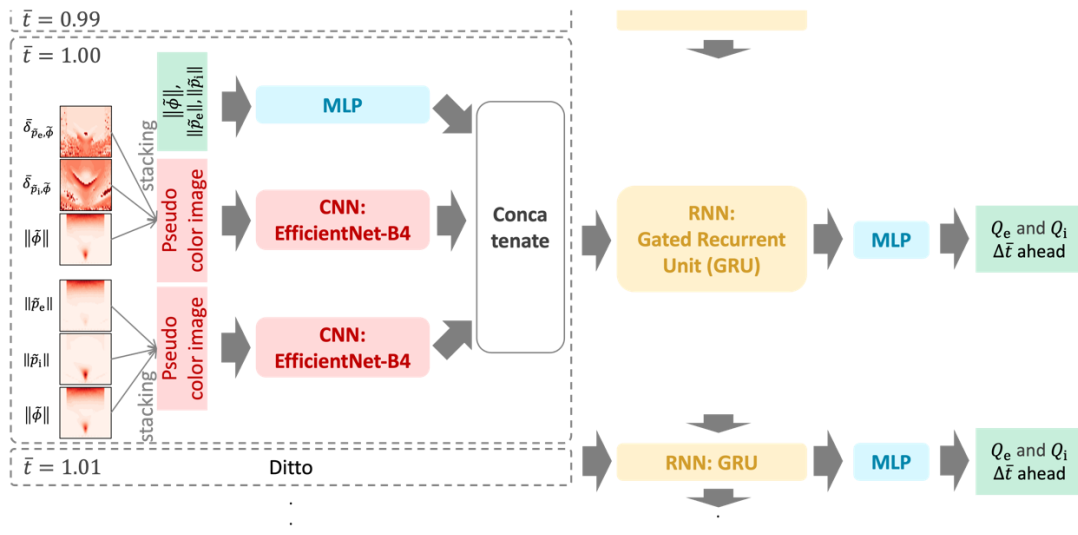


Fig. 2.2.4-7: Schematic explanation of the multimodal model combined with RNN.

マルチモーダルモデルと RNN を組み合わせたモデルは、あるシミュレーションケースに対して、飽和段階の初期までのデータを用いて訓練及び検証が行われ、飽和段階の初期より後のデータでテストされている。Fig. 2.2.4-8 で示す例では、CBC データで訓練、検証及びテストを行なっている。ここでは訓練・検証とテストの境界を $\bar{t} = 40$ としている。また、入力データの時間間隔は 0.01 であり、16 タイムステップ分の特徴ベクトルを取り込み、 $\Delta\bar{t} = 1$ 先の時刻の熱流束を予測している。同例での熱流束の予測値と真値の比較を Fig. 2.2.4-9 に示す。飽和開始時刻 $\bar{t} = 22.2$ 以降の飽和段階では熱流束は統計的に振る舞うために真値を正確に予測することは期待しておらず、時間平均の前後を予測することが望ましいと考えている。得られたモデルは、飽和段階での熱流束の時間平均を概ね予測できていることが分かる。

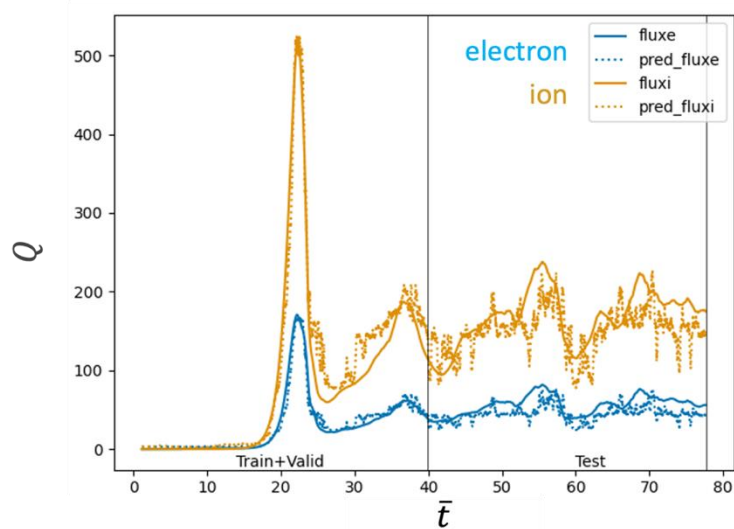


Fig. 2.2.4-8: Time series of the heat fluxes predicted by the multimodal model combined with RNN trained on CBC data, and of true ones.

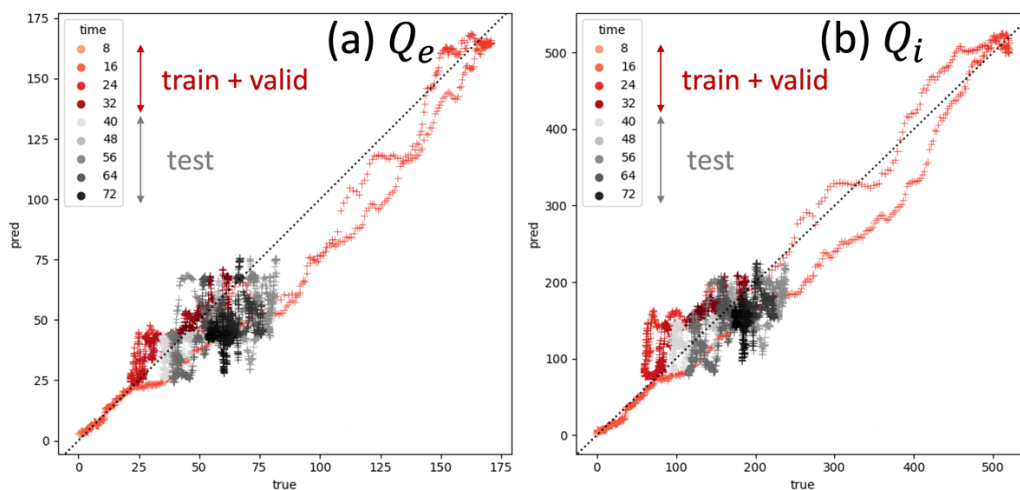


Fig. 2.2.4-9: Regression plots of (a) Q_e and (b) Q_i predicted by the CBC-trained combined model versus the true ones for the CBC data.

将来におけるモデルの拡張方針について述べる。上述のマルチモーダルモデルと RNN を組み合わせたモデルでは、テスト区間であっても入力となる数値・画像データはシミュレーションから得られた正しいものを利用している。したがって、未知のシミュレーションケースに対しては、訓練・検証の区間が終了する時刻に $\Delta\bar{E}$ を足した時刻での熱流束の予測が最も遠い未来の予測になる。上述のモデルでは $\Delta\bar{E} = 1$ としているが、異なる $\Delta\bar{E}$ に対応するモデルを複数用意し、各モデルが予測する最も遠い未来での熱流束の値を平均することで、半分程度の計算資源で飽和段階における熱流束を評価できると考えている。未知のケースに対して定量的な予測を可能にするためには、対応可能な $\Delta\bar{E}$ を延長するためのモデル改良を行う必要がある。

2-2-4-3. 準線形乱流輸送モデル DeKANIS の改良

前節までに示したモデルとは異なり、全結合ニューラルネットワーク(NN)モデルを利用して粒子束及び熱流束を予測する輸送モデル DeKANIS の改良も進めた。DeKANIS はジャイロ運動論コードの非線形計算と比べて 11 桁ほど高速に流束を予測でき、統合型輸送コードに組み込んで密度や温度の予測計算を多数行うこと目的とした輸送モデルである。DeKANIS は、電子の粒子・熱流束を次のように表現する： $\bar{\Gamma}_e = \bar{D}(R/L_{n_e} + C_T R/L_{T_e} + C_P)$, $\bar{Q}_e = \bar{\chi}_e(R/L_{T_e} + C_N R/L_{n_e} + C_{HP})$ 。ここでは、準線形理論を仮定しており、 \bar{D} と $\bar{\chi}$ は規格化された粒子・熱拡散係数、 R/L_n と R/L_T は規格化された密度と温度の勾配値である。乱流粒子・熱流束は対角項と非対角項から構成され、 $C_{T,P,N,HP}$ は非拡散過程による流束の向きと大きさを表す係数である。非対角項の係数($C_{T,P,N,HP}$)と粒子・熱拡散係数(\bar{D} と $\bar{\chi}_e$)を求めることで、対角・非対角項を予測できる。ただし、 $\bar{\Gamma}_e$ と \bar{Q}_e は Onsager 対称性を満たすため、 $\bar{\chi}_e = \bar{D}(C_T + 1.5)/C_N$ が成り立つ。電子の粒子・熱流束に加え、イオンの熱流束を次のように表現する： $\bar{Q}_i = (\bar{\chi}_{i,eff}/\bar{\chi}_{e,eff})\bar{\chi}_{e,eff}R/L_{T_i}$ 。ここで、 $\bar{\chi}_{eff}$ は熱流束を対角項のみで表したときの熱拡散係数であり、 $\bar{\chi}_{i,eff}/\bar{\chi}_{e,eff}$ を求めることで、 \bar{Q}_e に基づいて \bar{Q}_i が算出される。

DeKANIS は NN モデルと乱流飽和モデルから構成されている(Fig. 2.2.4-10)。NN モデルはジャイロ運動論コードの線形計算によって評価された $C_{T,P,N,HP}$, $\bar{\chi}_{i,eff}/\bar{\chi}_{e,eff}$, $\bar{k}_{\theta,\bar{\gamma}_{max}}$, $\bar{\gamma}_{max}$ を再現するよう訓練されている。ここで $\bar{k}_{\theta,\bar{\gamma}_{max}}$ は ITG/TEM が支配的な低波数領域において最大の線形成長率を持つ規格化波数であり、 $\bar{\gamma}_{max}$ はその規格化線形成長率である。乱流飽和モデル \bar{D}_{model} は混合長理論に基づいており、NN モデルから予測された $\bar{k}_{\theta,\bar{\gamma}_{max}}$ と $\bar{\gamma}_{max}$ を用いて \bar{D} を求める。 \bar{D}_{model} の指数部 α と β は不安定性とそれを抑制する帯状流の乱流飽和レベルに対する寄与度をそれぞれ表しており、実験データを用いて評価した \bar{D} を表現するように回帰解析から求められている。したがって DeKANIS は、対角・非対角項に分けられた輸送過程はジャイロ運動論コードに基づいて評価しつつ、流束の大きさは実験値に基づいて決定する半経験的なモデルとなっている。

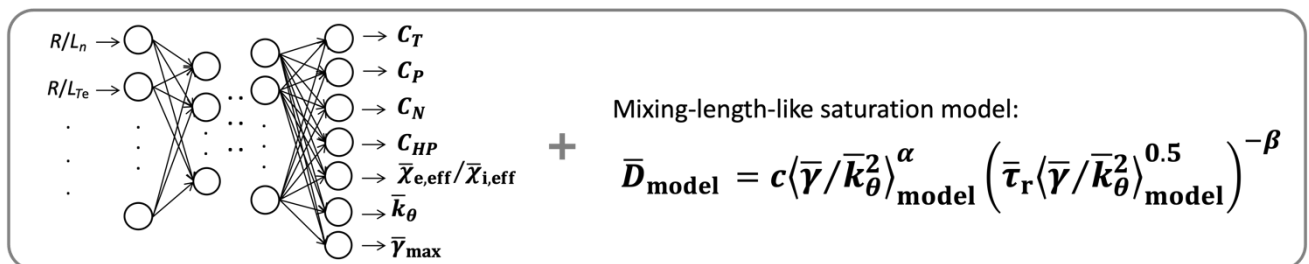


Fig. 2.2.4-10: NN model comprising the quasilinear turbulent transport model DeKANIS and the turbulence saturation model based on the mixing length theory.

令和3年度までの研究により、粒子束及び熱流束を予測し、密度・温度分布を同時に予測することを可能にしていたが、NNモデルの訓練データセットがカバーするプラズマ変数領域が狭く、例えば電子温度の方がイオン温度よりも高い領域ではジャイロ運動論コードの計算結果をよく再現できていなかった。また、重水素プラズマのみを予測の対象としており、水素同位体の違いによる輸送の変化は再現できなかった。

そこで、NNモデルの訓練データセットを拡張し、データ点数は7千点程度から2万点程度にまで増加した。電子温度の方が高い場合におけるジャイロ運動論コードの計算結果の再現精度が向上した他、入力データとして主イオンの質量数を加え、軽水素の計算結果を訓練データに追加することで、重水素・軽水素の予測をすることが可能になった。水素同位体の違いによる輸送の変化を再現するために、乱流飽和モデルの変更も行なった。乱流飽和モデルに含まれる $\langle \bar{\gamma}/\bar{k}_\theta^2 \rangle_{\text{model}}$ は、波数方向の準線形拡散係数 $\bar{\gamma}/\bar{k}_\theta^2$ の積分値を表現するモデルとなっている。水素同位体の質量が大きいほどTEMが抑制されやすいため、 $\bar{\gamma}/\bar{k}_\theta^2$ の波数方向のスペクトル形状は質量によって異なる。単一波数の準線形拡散係数のみを考慮していた以前の乱流飽和モデルでは難しかったスペクトル形状の変化の表現が $\langle \bar{\gamma}/\bar{k}_\theta^2 \rangle_{\text{model}}$ によって可能になった。

改良したDeKANISによって、ITERの初期プラズマの温度・密度分布の予測が実現した(Fig. 2.2.4-11)。ここでは、重水素・軽水素プラズマの二ケースを示す。ITERにおける初期実験では電子サイクロトロン加熱が予定されているため、イオン温度よりも電子温度の方が高く、訓練データの拡張により正確な予測計算が可能になった。径方向位置 $\rho > 0.85$ の周辺部は固定しており、径方向位置 $\rho < 0.25$ の磁気軸付近は流束を外挿で求めているため、 $0.25 \leq \rho \leq 0.85$ に着目すると、電子の温度・密度は重水素の方が高く、重水素の方でより乱流が抑えられる効果が現れている。これは実験観測と同様の傾向である。イオン温度は軽水素の方が僅かに高く、これは衝突による電子・イオン間の熱緩和量は軽水素の方が大きいためであると考えられる。今後は三重水素も扱えるように改良し、燃焼プラズマの予測を行う予定である。

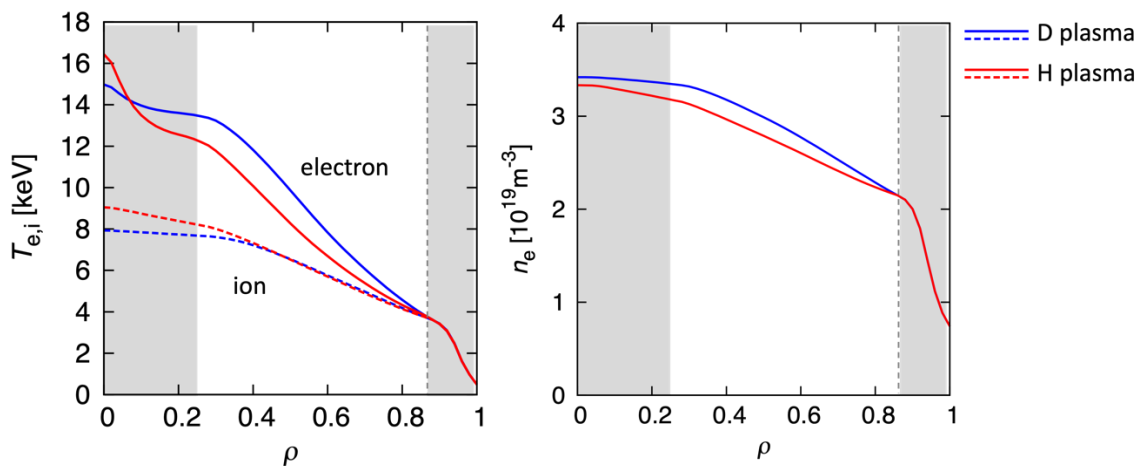


Fig. 2.2.4-11: Predicted profiles of temperature and density assuming plasma in initial ITER operation.

2-2-4-4. 時系列シミュレーションデータに対する輸送モデリングの拡張

本課題での令和3年度までの研究において、局所ジャイロ運動論シミュレーションで得られた乱流振幅やゾーナルフロー振幅、輸送係数などの時間発展データに着目し、シミュレーション時系列データを1ケースごとに解析し直すことで、従来の時間平均量で表現されていたものと同様の関数形が、時系列データごとに対しても独立して存在していることを発見していた。そして、時系列データごとに数理最適化された非線形関数は、温度勾配などのシミュレーション入力値の依存性が明示的に現れるため、平均回帰誤差に大幅な改善が見られていた。ここでは、上述のモデリングで対象とした時系列データにおいて、輸送係数 $\tilde{\chi}_i(t)$ の時間発展に対する乱流振幅 $\mathcal{J}(t)$ およびゾーナルフロー振幅 $\mathcal{Z}(t)$ の時間発展の「遅れ」の効果として、 $\Delta t_{\mathcal{J}}$ および $\Delta t_{\mathcal{Z}}$ を従来の非線形関数に導入し、 $\tilde{\chi}_i(t) = C_1(\mathcal{J}(t - \Delta t_{\mathcal{J}}))^\alpha / (1 + C_2 \sqrt{\mathcal{Z}(t - \Delta t_{\mathcal{Z}})/\mathcal{J}(t - \Delta t_{\mathcal{J}})})$ で表される関数を評価した。Figure 2.2.4-12 に、非線形関数内の各係数 $\{C_1, C_2, \alpha\}$ をこれまでの最適化された値に固定した上で、双方の時間遅れの変化において、規格化されたフィッティング誤差を示す。黒直線で表示された $\Delta t_{\mathcal{J}} = \Delta t_{\mathcal{Z}}$ に対して上部領域 ($\Delta t_{\mathcal{J}} > \Delta t_{\mathcal{Z}}$) に、最適化領域が存在していることが分かる。すなわち、乱流振幅 $\mathcal{J}(t)$ の時間発展の後に、ゾーナルフロー振幅 $\mathcal{Z}(t)$ が時間発展することを想定したモデリングを行うと、少なくとも当該の非線形関数の最適化の範囲で、ジャイロ運動論シミュレーションに対する再現性がより高いモデルが構築できることが分かる。

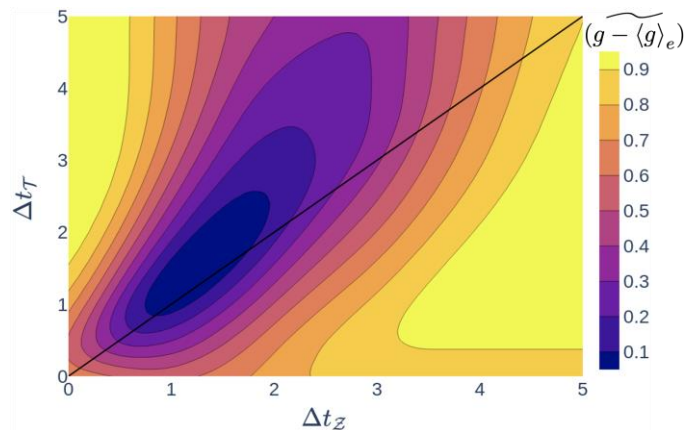


Fig. 2.2.4-12 Contour map of normalized fitting error function in $\Delta t_{\mathcal{J}} - \Delta t_{\mathcal{Z}}$ space.

【参考文献】

- [1] M. Honda, E. Narita, S. Maeyama, T.-H. Watanabe, “Multimodal convolutional neural networks for predicting evolution of gyrokinetic simulations”, 27th International Conference on Numerical Simulation of Plasmas (ICNSP), 1 Sep. 2022, online. (ポスター発表)
- [2] E. Narita, M. Honda, S. Maeyama, T.-H. Watanabe, “Machine-learning assistance with nonlinear gyrokinetic simulations by recognizing wavenumber-space images”, 27th International Conference on Numerical Simulation of Plasmas (ICNSP), 2 Sep. 2022, online. (招待講演)
- [3] M. Honda, “大規模シミュレーションへのAI/データ科学の融合的アプローチ”, プラズマ・核融合学会 第39回年会, 25 Nov. 2022, 富山国際会議場 (シンポジウム講演)

- [4] E. Narita, M. Honda, S. Maeyama and T.-H. Watanabe, “Toward efficient runs of nonlinear gyrokinetic simulations assisted by a convolutional neural network model recognizing wavenumber-space images”, Nuclear Fusion, Vol. 62, 086037 (2022) (査読付き論文)
- [5] M. Honda, E. Narita, S. Maeyama, T.-H. Watanabe, “Multimodal convolutional neural networks for predicting evolution of gyrokinetic simulations”, Contributions to Plasma Physics (2023), e202200137 (査読付き論文)
- [6] 成田絵美, 本多充, 前山伸也, 渡邊智彦, “乱流熱流束の時間発展を予測するマルチモーダルニューラルネットワークモデルの開発”, 第 2 回成果創出加速プログラム研究交流会「富岳百景」, 8 Mar. 2023, オンライン講演 (ポスター発表)
- [7] 成田絵美, “乱流熱流束の時間発展を予測するマルチモーダルニューラルネットワークモデルの開発”, スーパーコンピュータ「富岳」成果創出加速プログラム 令和 4 年度研究交流会 次世代研究者賞、2023 年 3 月
- [8] 成田絵美, “磁場閉じ込め核融合プラズマのデータ駆動型研究の進展”, 第 70 回応用物理学会春季学術講演会, 16 Mar. 2023, 上智大学 (シンポジウム講演)
- [9] 成田絵美, 本多充, 仲田資季, 吉田麻衣子, 林伸彦, 中山智成, “機械学習を利用した半経験乱流輸送モデルの拡張と汎用性の検証”, プラズマ・核融合学会 第 39 回年会, 25 Nov. 2022, 富山国際会議場 (口頭発表)
- [10] 成田絵美, 本多充, 仲田資季, 中山智成, 林伸彦, “水素同位体効果を考慮した準線形乱流輸送モデリングと温度・密度分布予測”, 日本物理学会 2023 年春季大会, 22 Mar. 2023, オンライン開催 (口頭発表)
- [11] E. Narita, M. Honda, M. Nakata, N. Hayashi, T. Nakayama and M. Yoshida, “Modification of a machine learning-based semi-empirical turbulent transport model for its versatility”, Contributions to Plasma Physics (2023), e202200152 (査読付き論文)
- [12] 成田絵美, “機械学習を用いた核融合プラズマの輸送モデリング”, プラズマ・核融合学会 令和 4 年度 第 27 回学術奨励賞 (伊藤早苗特別賞)、2022 年 11 月
- [13] 成田絵美, “機械学習を利用した半経験的乱流輸送モデルの拡張と汎用性の検証”, プラズマ・核融合学会 第 39 回年会 若手学会発表賞、2022 年 11 月
- [14] K. Fujii and M. Nunami, “Time delays in the functional relation of heat transport coefficients, turbulences, and zonal flows in gyrokinetic simulations”, 6th Asia-Pacific Conference on Plasma Physics, 9-14 Oct, 2022, Remote e-conference. (国際会議)
- [15] 藤井洸太郎, 沼波政倫, “ジャイロ運動論シミュレーションの乱流、ゾナルフロー、熱輸送係数の関数関係に対する遅延効果”, 第 39 回 プラズマ・核融合学会 年会 2022.11.22-25, 富山国際会議場. (国内学会)

2-3. 活動 (研究会の活動等)

本課題では、各サブテーマの推進状況の確認及び課題全体の調整のため、各サブテーマのリーダーによる幹事会、並びに、課題参加者による課題推進会議をオンラインにて開催した。あわせて本課題の成

果報告会を年度末に開催した。

また、プラズマの数値シミュレーションに関する国際会議（27th International Conference on Numerical Simulation of Plasmas, ICNSP2022）を開催し、国内外から80件を超える研究発表がなされた。

さらに、本課題のサブテーマ[1]で研究開発を進めている局所乱流輸送シミュレーション・コード GKV の普及活動の一環として、大学院生や研究者を対象とした利用講習会を開催した。

日程	会議・会合名
2022年8月30日-9月2日	ICNSP2022
2022年9月8日	令和4年度第1回幹事会
2022年9月22日	令和4年度第1回課題推進会議
2023年3月30日	令和4年度成果報告会
2023年3月31日	第6回 GKV 講習会

2-4. 実施体制

業務項目	担当機関	担当責任者
(1) サブテーマ[1] 核燃焼プラズマのマルチスケール乱流輸送シミュレーション	愛知県名古屋市千種区不老町 国立大学法人東海国立大学機構 名古屋大学大学院理学研究科	教授 渡邊 智彦
(2) サブテーマ[2] 核燃焼プラズマの自発回転と過渡応答	千葉県柏市若柴 178-4 柏の葉キャンパス 148-4 国立研究開発法人日本原子力研究開発機構 システム計算科学センター	室長 井戸村 泰宏
(3) サブテーマ[3] 核燃焼生成高エネルギー粒子の閉じ込め解析	岐阜県土岐市下石町 322-6 大学共同利用機関法人自然科学研究機構核融合科学研究所 ヘリカル研究部	教授 藤堂 泰
(4) サブテーマ[4] 核融合大規模シミュレーションへのAI/データ科学の融合的アプローチ	茨城県那珂市向山801-1 国立研究開発法人量子科学技術研究開発機構那珂核融合研究所 先進プラズマ研究部	上席研究員 Bierwage Andreas
(5) プロジェクトの全体推進	愛知県名古屋市千種区不老町 国立大学法人東海国立大学機構 名古屋大学大学院理学研究科	教授 渡邊 智彦

別添 1 学会等発表実績

- [1] S. Maeyama, T.-H. Watanabe, M. Nakata, M. Nunami, Y. Asahi, and A. Ishizawa, “Multi-scale turbulence simulation suggesting improvement of electron heated plasma confinement” Nature Communications **13** (2022) 3166. <https://doi.org/10.1038/s41467-022-30852-0> (査読付き論文, 原著論文)
- [2] S. Maeyama, “Multi-scale plasma turbulence simulations with the gyrokinetic simulation code GKV”, The Platform for Advanced Scientific Computing Conference 2022 (PASC22) (June, 2022, Online/Basel, Switzerland) (国際会議, 招待講演)
- [3] S. Maeyama, T.-H. Watanabe, “New algorithm for solving sheared flows in local flux-tube gyrokinetic simulations”, 27th International Conference on Numerical Simulations of Plasmas (ICNSP2022) (August, 2022, Online/Nagoya, Japan) (国際会議, 口頭発表)
- [4] S. Maeyama, “Cross-scale interactions between ion and electron-scale turbulence in magnetized plasmas”, JPP Frontiers of Plasma Physics Colloquium (May, 2022, Online/Cambridge, England) (国際会議, 口頭発表)
- [5] 前山伸也, “電子・イオン系マルチスケール乱流シミュレーション”, 第 39 回プラズマ・核融合学会年会 (2022 年 11 月, 富山国際会議場, 富山市) (国内会議, 口頭発表)
- [6] 前山伸也, “核燃焼プラズマに向けたマルチスケール乱流輸送現象の外挿性”, 第 27 回 NEXT 研究会 (2022 年 8 月, 京都大学, 宇治市) (国内会議, 口頭発表)
- [7] 渡邊智彦, 前山伸也, “TEM/ETG 乱流相互作用と輸送の同位体効果”, 第 11 回 IFERC-CSC 研究会 (2022 年 4 月 4 日, オンライン, QST) (国内会議, 口頭発表)
- [8] 渡邊智彦, 前山伸也, Xu Shaokang, “電子温度乱流拡散によるイオン温度勾配/捕捉電子モード不安定性への影響”, プラズマシミュレータシンポジウム 2022 (2022 年 9 月 29 日, オンライン, QST) (国内会議, ポスター発表)
- [9] T.-H. Watanabe, S. Maeyama, and M. Nakata, “Stabilization of trapped electron mode through effective diffusion in electron temperature gradient turbulence”, Nuclear Fusion **63** (2023) 054001. (査読付き論文, 原著論文)
- [10] 渡邊智彦, 井戸村泰宏, 藤堂泰, 本多充, “第一原理シミュレーションで挑む核燃焼プラズマ閉じ込めの物理”, 日本原子力学会誌, Vol. 64, No. 3 (2022) 26-30 (査読なし論文, 学術誌記事)
- [11] 渡邊智彦, 前山伸也, Xu Shaokang, “核燃焼プラズマのマルチスケール乱流輸送シミュレーション, シミュレーション”, Vol. 41, No. 4 (2022) 199-204 (査読なし論文, 学術誌記事)
- [12] 渡邊智彦, 前山伸也, “モーメント分離法を用いたドリフト運動論的方程式のセミラグランジアン解法”, 日本物理学会 第 77 回年次大会 (2022 年 3 月, 岡山大学/岡山理科大学, 岡山) (国内学会, 口頭発表)
- [13] T.-H. Watanabe, S. Maeyama, “Moment extract method for solving kinetic dynamics of strongly magnetized plasma”, 15th World Congress on Computational Mechanics (Aug., 2022, Online) (国際会議, 口頭発表)
- [14] 渡邊智彦, 前山伸也, “モーメント分離を適用したドリフト運動論的方程式のセミラグランジアン

- 解法”，第 27 回数値トカマク実験 (NEXT) 研究会，(2022 年 6 月，オンライン，QST) (国内学会，ポスター発表)
- [15] 渡邊智彦，前山伸也，“イオン温度勾配モードへの電子乱流拡散の影響”，日本物理学会 2022 年秋季大会 (2022 年 9 月 12 日，東京工業大学，東京，日本) (国内会議，口頭発表)
- [16] 渡邊智彦，“核燃焼プラズマ閉じ込め物理の開拓”，2022 年度 「成果」創出加速プログラム シンポジウム (2023 年 3 月，オンライン) (国内学会，ポスター発表)
- [17] Shaokang Xu, S. Maeyama, T.-H. Watanabe, “Multiscale simulation of JT-60U L-mode plasma”, Japan-Korea Workshop on "Modeling and Simulation of Magnetic Fusion Plasmas (November 2022, Online) (国際会議，口頭発表)
- [18] Shaokang Xu, S. Maeyama, and T.-H. Watanabe, “Existence of finite and anisotropic heavy ion parallel compressibility pinch in gyrokinetic turbulence”，第 27 回 NEXT 研究会 (2022 年 8 月 13 日，京都大学，宇治市). (国内会議，口頭発表)
- [19] Shaokang Xu, S. Maeyama, T.-H. Watanabe, “Coexistence of heavy ion parallel and perpendicular compressibility pinch in gyrokinetic turbulence”，AAPPS-DPP 2022 (October 13, 2022, Online) (国際会議，口頭発表)
- [20] Shaokang Xu, S. Maeyama, T.-H. Watanabe, “Existence of finite and anisotropic heavy ion parallel compressibility pinch in gyrokinetic turbulence”，Physical Review Research , Vol. 4, Page 043156, <https://journals.aps.org/prresearch/abstract/10.1103/PhysRevResearch.4.043156> (査読付き論文，原著論文)
- [21] Y. Idomura, G. Dif-Pradalier, X. Garbet, Y. Sarazin and ToreSupra team, "Full-f gyrokinetic simulations of Ohmic L-mode plasmas in linear and saturated Ohmic confinement regimes", Physics of Plasmas 30, 042508 (2023) (査読付き論文，原著論文)
- [22] Y. Idomura, “Performance portable full-f gyrokinetic simulations on exascale supercomputers”，27th International Conference on Numerical Simulation of Plasmas (ICNSP), 31 Aug. 2022, online. (国際会議，口頭発表)
- [23] 井戸村 泰宏，“シンポジウム「環状プラズマシミュレーションの現状と展望」：大域的乱流シミュレーション”，第 39 回プラズマ・核融合学会 (2022 年 11 月、富山国際会議場，富山市) (国内会議，口頭発表)
- [24] 松岡清吉，井戸村泰宏，仲田資季 “ステラレータプラズマにおける線形 ITG 乱流のジャイロ運動論的シミュレーション”，第 14 回核融合エネルギー連合講演会 (2022 年 7 月，オンライン) (国内学会，ポスター発表)
- [25] S. Matsuoka, Y. Idomura, M. Nakata, “Global gyrokinetic simulations of linear ion temperature gradient mode in a stellarator plasma”，31st International Toki Conference (Nov., 2022, Online/Toki, Japan) (国際会議，ポスター発表)
- [26] Y. Todo, “Validation and extension of kinetic-magnetohydrodynamics hybrid simulation for the prediction of burning plasmas”，AAPPS-DPP2021 (Sept. 2021, Online.) (国際会議，基調講演)
- [27] 藤堂泰，“磁場閉じ込めプラズマのアルフベン固有モードバーストに関する高エネルギー粒子位相空間臨界分布”，日本物理学会 2022 年秋季大会 (2022 年 9 月 12 日，東京工業大学，東京，日本)

(国内会議,口頭発表)

- [28] 藤堂泰, ” シンポジウム「環状プラズマシミュレーションの現状と展望」MHD・高エネルギー粒子シミュレーション”, 第39回プラズマ・核融合学会(2022年11月、富山国際会議場,富山市)(国内会議,口頭発表)
- [29] M. Idouakass, “Numerical study of energetic particle transport in a steady state Iter scenario and comparison with current DIII-D results”, 28th Meeting of the ITPA Topical Group on Energetic Particle Physics (Nov. 2022,ITER Headquarters, France) (国際会議,口頭発表)
- [30] M. Idouakass, “Numerical nonlinear study of energetic particle transport in ITER plasmas”, Plasma Simulator Symposium2022(Sep.2022, Online,QST) (国内学会,ポスター発表)
- [31] M. Idouakass, Numerical nonlinear study of energetic particle transport in ITER plasmas and comparison with DIII-D current results, 31st International Toki Conference(Nov.,2022,Online/Toki,Japan) (国際会議,ポスター発表)
- [32] M. Idouakass,” Numerical study of energetic particle transport in a steady state Iter scenario and comparison with current DIII-D results”, 27th International Conference on Numerical Simulation of Plasmas(ICNSP2022)(August,2022,Online/Nagoya, Japan) (国際会議,ポスター発表)
- [33] P. Adulsiriswad , Y. Todo, S. Kado , S. Yamamoto , S. Kobayashi , S. Ohshima , T. Minami , H. Okada , A. Ishizawa , Y. Nakamura , S. Konoshima , T. Mizuuchi , and K. Nagasaki, “Hybrid simulation of linear and nonlinear dynamics of energetic particle driven magnetohydrodynamic instabilities in Heliotron J”, International Stellarator and Heliotron Workshop(Jun.,2022, Warsaw, Poland) (国際会議,招待講演)
- [34] P.Adulsiriswad, “Study of the interaction Between Energetic Particles and Magnetohydrodynamics modes in the JT-60SA inductive scenario”, 31st International Toki Conference on Plasma and Fusion Research (Nov. 2022,Online/Toki,Japan) (国際会議,ポスター発表)
- [35] P. Adulsiriswad , Y. Todo, S. Kado , S. Yamamoto , S. Kobayashi , S. Ohshima , T. Minami , H. Okada , A. Ishizawa , Y. Nakamura , S. Konoshima , T. Mizuuchi , K. Nagasaki, “Hybrid Simulation of Interaction between Energetic Particles and Magnetohydrodynamic Modes in the JT-60SA Inductive Scenario”, International Conference on Numerical Simulation of Plasmas(ICNSP2022) (August,2022,Online/Nagoya, Japan) (国際会議,ポスター発表)
- [36] P. Adulsiriswad , Y. Todo , M. Sato, N. Aiba , E. Narita , H. Wang , M. Idouakass , J. Wang, “Hybrid Simulation of Interaction between Energetic Particles and Magnetohydrodynamic Modes in the JT-60SA Inductive Scenario with a Relaxed q Profile”, 28th Meeting of ITPA Topic Group on Energetic Particle Physics(Nov.2022,Online,QST) (国際会議,口頭発表)
- [37] R. Seki, Y. Todo, Y. Suzuki, K. Ogawa, M. Isobe, D.A. Spong, M. Osakabe, “Simulations of fast-ion transport due to the Alfvén eigenmode burst in Large Helical Device”, 27th International Conference on Numerical Simulation of Plasmas(ICNSP2022) (August,2022,Online/Nagoya, Japan) (国際会議,ポスター発表)

- [38] T. Moritaka, M. Cole, R.Hager, S-H KU, C. S. Chang , S. Ishiguro, “Recent progress on numerical development toward core-edge modeling of stellarators”, 6th Asia Pacific Conference on Plasma Physics(Oct.2022,Online) (国際会議,招待講演)
- [39] T. Moritaka, M. Cole, R.Hager, S-H KU, C. S. Chang , S. Ishiguro, “Electrostatic field calculation in the edge region of a helical fusion device using the gyrokinetic model”, The 31st International Toki Conference on Plasma and Fusion Research(Nov. 2022,Online/Toki,Japan) (国際会議,ポスター発表)
- [40] T. Moritaka, M. Cole, R.Hager, S-H KU, C. S. Chang , S. Ishiguro,” Isotope effects under the influence of global radial electric fields in a helical configuration”, Nuclear Fusion, Vol. 62, pp. 126059 (2022) <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac95ab> (査読付き論文,原著論文)
- [41] J. Wang, “Self-consistent Simulations of ICRF-induced Alfvén Eigenmodes in Helical Plasmas”, AAPPS-DPP2022 (Oct., 2022, Online) (国際会議,招待講演)
- [42] J. Wang, “Self-consistent simulations of ICRF-induced Alfvén eigenmodes in toroidal plasmas”, 27th International Conference on Numerical Simulation of Plasmas(ICNSP2022) (Aug.,2022,Online/Nagoya, Japan) (国際会議,ポスター発表)
- [43] J. Wang, “Self-consistent simulations of ICRF-induced Alfvén eigenmodes in toroidal plasmas”, The 14th International School for Space Simulations(Sep.2022,Online) (国際会議,ブース展示)
- [44] J. Wang, “Self-consistent simulations of ICRF-induced Alfvén eigenmodes in toroidal plasmas”, プラズマシミュレータシンポジウム 2022(2022年9月29日, オンライン,QST) (国内学会,招待講演)
- [45] J. Wang, “Self-consistent Simulations of ICRF-induced Alfvén Eigenmodes in the Large Helical Device”, 31st International Toki Conference(Nov. 2022,Online/Toki,Japan) (国際会議,ポスター発表)
- [46] J. Wang, “Self-consistent Simulations of ICRF-induced Alfvén Eigenmodes in the Large Helical Device”, 28th ITPA Meeting on Energetic Particles(Nov.2022,Online) (国際会議,口頭発表)
- [47] J. Wang, “Self-consistent Simulations of ICRF-induced Alfvén Eigenmodes in the Large Helical Device”, NIFS 共同研究研究会--核融合プラズマの運転制御に関するシミュレーション研究の進展 (2022年11月,オンライン) (研究会,口頭発表)
- [48] J. Wang, “Self-consistent simulations of ICRF heating in magnetically confined fusion plasmas”, シンポジウム富岳百景研究交流会(2023年3月, オンライン) (国内学会,ポスター発表)
- [49] M. Sato , Y. Todo, “Kinetic thermal ion effects on maintaining high beta plasmas above the Mercier criterion in the Large Helical Device”, Nuclear Fusion 61 (2021) 116012 (査読付き論文, 原著論文)
- [50] M. Sato , Y. Todo , N. Aiba, “Kinetic-MHD hybrid simulations of MHD instabilities in toroidal plasmas with kinetic thermal ion effects”, Joint Varenna - Lausanne international workshop on the theory of fusion plasmas,(Oct.2020,Lausanne,Switzerland) (国際会議,招待講演)
- [51] 佐藤雅彦, 藤堂泰, “運動論 MHD シミュレーションによるインフアーナルモードの数値解析”, プラズマシミュレータシンポジウム 2022(2022年9月29日, オンライン,QST) (国内学会,ポスター発表)
- [52] H. Wang, “Simulation of multi-modes in ASDEX-Upgrade”, 47th EPS Plasma Physics

- Conference(Jun.2021,Online) (国際会議,ポスター発表)
- [53] H. Wang, “The first nonlinear simulation of Alfvén eigenmode in CFQS”, 27th International Conference on Numerical Simulation of Plasmas(ICNSP2022) (Aug.,2022,Online/Nagoya, Japan) (国際会議,口頭発表)
- [54] H. Wang, “Simulation of multi-modes in ASDEX-Upgrade plasma”, 31st International Toki Conference(Nov.,2022,Online/Toki,Japan) (国際会議,ポスター発表)
- [55] H. Wang, “ASDEX-Upgrade におけるマルチモードの非線形シミュレーション研究”, 日本物理学会 2022 年秋季大会 (2022 年 9 月 12 日, 東京工業大学, 東京, 日本) (国内会議,口頭発表)
- [56] H. Wang,” Simulation of AE and EGAM in ASDEX-Upgrade”, 28th Meeting of ITPA Topical Group on Energetic Particle Physics(Nov.2022,Online) (国際会議,口頭発表)
- [57] H. Wang, “ASDEX-Upgrade プラズマにおけるマルチモードのハイブリッドシミュレーション”, 第 39 回プラズマ・核融合学会 (2022 年 11 月、富山国際会議場,富山市) (国内会議,口頭発表)
- [58] H. Wang,” ASDEX-Upgrade における高エネルギー粒子駆動モードのシミュレーション”, 日本物理学会 2022 年秋季大会 (2022 年 9 月 12 日, 東京工業大学, 東京, 日本) (国内会議,口頭発表)
- [59] H. Wang , Y. Todo , J. Huang , Y. Suzuki , A. Shimizu , K. Ogawa , X. Wang , P. Adulsiriswad, “Simulations of energetic particle driven instabilities in CFQS” Nuclear Fusion, Vol. 62, pp. 106020 (2022) DOI: 10.1088/1741-4326/ac843a (査読付き論文,原著論文)
- [60] H. Li, “Nonlinear MHD effects on waveform distortion of off-axis fishbone instability in tokamak plasmas”, 28th Meeting of the ITPA Topical Group on Energetic Particle Physics (Nov. 2022,ITER Headquarters, France) (国際会議)
- [61] M. Nunami, S. Toda, M. Nakata, H. Sugama, “Improved prediction scheme for ion heat turbulent transport”Physics of Plasmas, Vol. 29, pp.102505 (2022) <https://aip.scitation.org/doi/full/10.1063/5.0103447> (査読付き論文,原著論文)
- [62] M. Nunami, T. Nakayama, K. Fujii, M. Nakata, S. Matsuoka, Hyper-dimensional manifold optimization for turbulent plasma transport, 27th The International Conference on Numerical Simulation of Plasmas (ICNSP2022)(Aug.,2022,Online/Nagoya, Japan) (国際会議,口頭発表)
- [63] M. Nunami, Large-scale simulation studies toward fusion energy, 34th Workshop on Sustained Simulation Performance(Oct.,2022,Online) (国際会議,口頭発表)
- [64] M. Nunami, T. Nakayama, K. Fujii, M. Nakata, S. Matsuoka,” Application of manifold structure in turbulent transport modeling”, 31th International Toki Conference (国際会議,ポスター発表)
- [65] 沼波政倫, 中山智成, 藤井洸太郎, 仲田資季, 松岡清吉, “プラズマ乱流輸送モデリングに対する高次元多様体を用いた解析”, 日本物理学会 2022 年秋季大会 (2022 年 9 月 12 日, 東京工業大学, 東京, 日本) (国内会議,口頭発表)
- [66] K. Fujii , M. Nunami, “Time delays in the functional relation of heat transport coefficients, turbulences, and zonal flows in gyrokinetic simulations”, 6th Asia-Pacific Conference on Plasma Physics, (Oct, 2022, Online) (国際会議,口頭発表)
- [67] 藤井洸太郎, 沼波政倫, “ジャイロ運動論シミュレーションの乱流、ゾーナルフロー、熱輸送係数の

- 関数関係に対する遅延効果”, 第 39 回 プラズマ・核融合学会 年会. (2022 年 11 月、富山国際会議場,富山市) (国内学会,口頭発表)
- [68] K. Fujii , M. Nunami, “Time delay of zonal flow in functional relations among turbulence, zonal flow, and transport coefficient of gyrokinetic simulations”, 31th International Toki Conference(Nov.,2022,Online/Toki,Japan) (国際会議,ポスター発表)
- [69] 定方翼, 沼波政倫, 片桐孝洋, 大島聡史, 永井亨, “磁場閉じ込めプラズマの乱流シミュレーション・データに対する画像を用いた解析”, シミュレーション, Vol.41, pp 228 (2022) (査読なし論文,学術誌記事)
- [70] T. Sadakata, S. Kitazawa, M. Nunami, T. Katagiri, S. Oshima, T. Nagai.” A Novel Approach for Data Analysis Based on Visualization of Phase Space Distribution Function in Plasma Turbulence Simulations”, Plasma and Fusion Research, Volume 17, 2403079 (2022) http://www.jspf.or.jp/PFR/PFR_articles/pfr2022/pfr2022_17-2403079.html (査読付き論文,原著論文)
- [71] M. Honda, E. Narita, S. Maeyama and T.-H. Watanabe, “Multimodal convolutional neural networks for predicting evolution of gyrokinetic simulations”, 27th International Conference on Numerical Simulation of Plasmas. (ICNSP2022)(Aug.,2022,Online/Nagoya, Japan) (国際会議,ポスター発表)
- [72] M. Honda, “大規模シミュレーションへの AI/データ科学の融合的アプローチ”, プラズマ・核融合学会 第 39 回年会, (2022 年 11 月,富山国際会議場,富山市) (国内学会,シンポジウム講演)
- [73] M. Honda, E. Narita, S. Maeyama and T.-H. Watanabe, “Multimodal convolutional neural networks for predicting evolution of gyrokinetic simulations”, Contributions to Plasma Physics (2023), e202200137, <https://doi.org/10.1002/ctpp.202200137> (査読付き論文,原著論文)
- [74] M. Honda , E. Narita , S. Maeyama, T.-H. Watanabe,” Supervised and unsupervised learning approaches to assist numerical simulations of fusion plasmas” 4th International Conference on Data Driven Plasma Science (ICDDPS-4) (Apr.,2023,Okinawa,Japan) (国際会議,ポスター発表)
- [75] E. Narita, M. Honda, S. Maeyama and T.-H. Watanabe, “Machine-learning assistance with nonlinear gyrokinetic simulations by recognizing wavenumber-space images”, 27th International Conference on Numerical Simulation of Plasmas (ICNSP2022)(Aug.,2022,Online/Nagoya, Japan) (国際会議,招待講演)
- [76] E. Narita, M. Honda, S. Maeyama and T.-H. Watanabe, “Toward efficient runs of nonlinear gyrokinetic simulations assisted by a convolutional neural network model recognizing wavenumber-space images”, Nuclear Fusion, Vol. 62, 086037 (2022) (査読付き論文,原著論文)
- [77] 成田絵美, 本多充, 前山伸也, 渡邊智彦, “乱流熱流束の時間発展を予測するマルチモーダルニューラルネットワークモデルの開発”, 第 2 回成果創出加速プログラム研究交流会「富岳百景」, (2023 年 3 月, オンライン)(国内学会,招待講演)
- [78] 成田絵美, “乱流熱流束の時間発展を予測するマルチモーダルニューラルネットワークモデルの開発”, スーパーコンピュータ「富岳」成果創出加速プログラム 令和 4 年度研究交流会 次世代研究者賞、(2023 年 3 月)

- [79] 成田絵美, “磁場閉じ込め核融合プラズマのデータ駆動型研究の進展”, 第 70 回応用物理学会春季学術講演会, (Mar. 2023, 上智大学, 東京) (国内学会, シンポジウム講演)
- [80] 成田絵美, “機械学習を用いた核融合プラズマの輸送モデリング”, プラズマ・核融合学会 令和 4 年度 第 27 回学術奨励賞 (伊藤早苗特別賞)、2022 年 11 月
- [81] 成田絵美, 本多充, 仲田資季, 吉田麻衣子, 林伸彦, 中山智成, “機械学習を利用した半経験乱流輸送モデルの拡張と汎用性の検証”, プラズマ・核融合学会 第 39 回年会, (2022 年 11 月, 富山国際会議場, 富山市) (国内学会, 口頭発表) (若手学会発表賞)
- [82] 成田絵美, 本多充, 仲田資季, 中山智成, 林伸彦, “水素同位体効果を考慮した準線形乱流輸送モデリングと温度・密度分布予測”, 日本物理学会 2023 年春季大会, (2023 年 5 月, オンライン) (国内学会, 口頭発表)
- [83] E. Narita, M. Honda, M. Nakata, N. Hayashi, T. Nakayama and M. Yoshida, “Modification of a machine learning-based semi-empirical turbulent transport model for its versatility”, Contributions to Plasma Physics (2023), e202200152 (査読付き論文, 原著論文)
- [84] E. Narita, M. Honda, M. Nakata, T. Nakayama and N. Hayashi, “Updates on DeKANIS to include hydrogen isotope effects” 30th ITPA Transport and Confinement Topical Group meeting (Apr. 2023, Wisconsin, USA) (国際会議, 口頭発表)
- [85] A. Bierwage, K. Shinohara, “Analysis of spurious heating in particle simulation models using physical fields E & B, 28th ITPA Energetic Particle Topical Group Meeting (国際会議, 口頭発表)
- [86] A. Bierwage, R. B. White, A. Matsuyama, “Testing the conservative character of particle simulations: I. Canonical and noncanonical guiding center model in Boozer coordinates”, Phys. Plasmas 29, 113905 (2022) <https://doi.org/10.1063/5.0100303> (査読付き論文, 原著論文)
- [87] A. Bierwage, K. Shinohara, “Testing the conservative character of particle simulations: II. Spurious heating of guiding centers and full orbits subject to fluctuations expressed in terms of E and B”, Phys. Plasmas 29, 113906 (2022) <https://doi.org/10.1063/5.0106395> (査読付き論文), 原著論文)