

小特集

# 統合コードによる磁場閉じ込め核融合 プラズマシミュレーションの現状と今後の展望

## Simulation of Magnetically Confined Fusion Plasma by Integrated Code and Its Prospect

### 1. 核融合プラズマシミュレーションに向けた統合コード開発

#### 1. Development of Integrated Code for Fusion Plasma Simulation

林 伸彦, 福山 淳<sup>1)</sup>, 村上定義<sup>1)</sup>, 横山雅之<sup>2)</sup>, 藤田隆明<sup>3)</sup>

HAYASHI Nobuhiko, FUKUYAMA Atsushi<sup>1)</sup>, MURAKAMI Sadayoshi<sup>1)</sup>,

YOKOYAMA Masayuki<sup>2)</sup> and FUJITA Takaaki<sup>3)</sup>

量子科学技術研究開発機構, <sup>1)</sup>京都大学大学院工学研究科, <sup>2)</sup>自然科学研究機構核融合科学研究所,

<sup>3)</sup>名古屋大学大学院工学研究科

(原稿受付: 2019年5月20日)

核融合プラズマの様々な物理現象が連携する自律的、複雑な現象を扱う有効な手段の1つとして、統合コードが開発、利用されている。本小特集では、主に磁場閉じ込め核融合プラズマの統合コードとそれを構成する物理モデルの概要、国内外の開発状況、物理解明や実験解析、シナリオ構築への適用例、今後の展望、等について体系的にまとめる。その中で本章は、小特集の最初の章として、統合コードの必要性・構想・方向性について概略する。また、日本の原型炉開発に向けた統合コードの開発工程と各工程の目標、将来のJT-60SAと国際熱核融合実験炉ITERの実験に対する役割とそれぞれを利用したモデル検証のスケジュール、等について述べる。そして、本小特集で統合コードの詳細を説明するのに必要な第2章から第5章までの全体構成について述べ、次章に繋げる。

#### Keywords:

Integrated code, magnetic confinement, modeling, simulation

#### 1.1 はじめに

核融合プラズマの物理解明や実験解析には、数値シミュレーションが重要な役割を果たす。核融合プラズマは、空間的にはプラズマ全体にわたって、時間的には放電時間にわたって、様々な時空間スケールの物理現象が相互に影響を与えて自律的、複雑な挙動を示す。単一の第一原理シミュレーションコードで異なった時空間スケールの多階層の現象を扱う試みが進みつつあるが、現在でも非常に挑戦的な課題である。一方、このようなプラズマを扱う有効な手段の1つとして、磁場閉じ込め核融合プラズマを対象に、プラズマの輸送コードを中心として、MHD (Magneto Hydrodynamics) 平衡コード、加熱・電流駆動コード、MHD 安定性解析コード、ダイバータコード等、時空間スケールの特定の階層を扱う各種コードを組み合わせる統合コードが開発・利用されている。このような統合

コードは、物理解明や実験解析だけでなく、運転シナリオ構築や炉設計にも活用されている。統合コードは、現在も日々、物理モデル等の改良・追加が進められていると共に、近年では用途に応じて、第一原理コードそのものや機械学習を用いたモデルも開発され組み合わせられる等、予測精度・信頼性の向上が図られ開発が進められている。

磁場閉じ込め核融合プラズマの統合コードに関する本学会誌記事としては、2005年の解説記事[1]で国内における核燃焼プラズマ統合コード構想 (BPSI: Burning Plasma Simulation Initiative) を中心に、京都大学で開発されている統合コード TASK のモデルや結果について紹介されている。また、小特集及びプロジェクトレビューの一部として、核融合科学研究所 (核融合研) で開発されている統合コード TASK3D について計画の概要や開発の進展、炉設計ツールとして見た場合の統合コードの役割が述べられて

National Institutes for Quantum and Radiological Science and Technology, Naka, IBARAKI 311-0193, Japan

corresponding author's e-mail: hayashi.nobuhiko@qst.go.jp

いる[2,3].

本小特集では、より広く、統合コードとそれを構成する物理モデルの概要、国内外の開発状況、物理解明や実験解析、シナリオ構築への適用例、今後の展望、等について体系的にまとめる。その中で本章は、小特集の最初の章として、統合コードの必要性・構想・方向性について概略する。また、関連した日本の原型炉開発に向けた統合コードの開発工程と各工程の目標、将来のJT-60SAや国際熱核融合実験炉ITER等の実験に対する役割とそれぞれを利用したモデル検証のスケジュールについて述べる。そして、本小特集で統合コードの詳細を説明するのに必要な第2章から第5章までの全体構成について述べ、次章に繋げる。

## 1.2 統合コード開発の現状

様々な物理・工学モデルを統合したシミュレーションコードは、核融合プラズマ実験の解析ツールとして役立つだけでなく、核融合プラズマで現れる様々な相互結合現象の理解、核融合プラズマ挙動の予測にも有効である。

統合コードに必要なモデルは、以下に例として挙げるように物理課題だけでなく工学課題も包含しなければならない。

### –物理課題：

- ・熱／粒子／運動量それぞれの輸送と閉じ込め
- ・新古典輸送物理
- ・乱流物理
- ・MHD不安定性
- ・高エネルギー粒子物理
- ・粒子補給／加熱・電流駆動
- ・スクレイプオフ層(SOL)／ダイバータ，プラズマ-壁相互相互作用
- ・運転シナリオ（着火からシャットダウンまで）

### –工学課題：

- ・外部コイル電流／電圧
- ・電磁力・熱負荷
- ・計測モデリング
- ・モデルに基づいた実時間制御
- ・統合制御システム（プラズマ位置・形状，温度・密度等の分布，MHD不安定等の同時制御）

上記の課題の各々を取り扱えるコードをまず開発・改良して、各々の課題に関連する物理機構を理解し予測する必要がある。世界には既に理論モデルから第一原理コードまで様々なレベルのモデル・コードがあり、それらを活用できる。そして、複数の物理機構が結合した現象を理解してプラズマの自律的、複雑な挙動を予測するためには、上記課題を記述するモデル・コードをモジュール化し、それらを統合したコードを開発する必要がある。ただし、各モジュールには扱える時空間スケールに限りがある等、利用に制限があることが考えられるので、モジュールの統合にあたっては第一原理シミュレーションと実験と比較して注意深く検証する必要がある。従来の統合コードは基本的には、MHD平衡における磁気面を横切る1次元のプラズマの輸送を解く輸送コードを中心に、各種物理・工学モ

ジュールを結合したものである。統合コードを構成する物理モジュール群の詳細については、第2章で述べる。工学モジュールについては、紙面の都合上割愛するが、物理モジュールに並び重要である。特に、核融合プラズマでは、外部からの加熱に比べ核融合反応による自己加熱が支配的であり、プラズマの自律性が強い状況で制御する必要がある。従来のPID制御以上の先進制御が必要になることが予想される。また、核融合プラズマを確実に制御するための計測器や制御コントローラの選定を行う計装制御の検討にも、統合コードの果たす役割は重要である。

上記の統合コードの構想は国内ではBPSIでまとめられ、現状主に3つの統合コードの開発が進められている。量子科学技術研究開発機構が中心に開発しているTOPICS[2]、京都大学と核融合研と九州大学が中心に開発しているTASK[3]、名古屋大学が中心に開発しているTOTAL[4]である。各々の統合コードには他にはないモデルがあり、必要に応じて他の統合コードがもつモデルを導入して協力した研究を行っている。これらの国内の統合コードの詳細と国外の開発状況は第3章で述べる。さらに、これらの統合コードを用いた物理解明の実例を第4章で紹介する。

## 1.3 核融合原型炉に向けた統合コード開発の課題

原型炉では燃料増倍率を確保するために計測や加熱装置用のポートの数が制限されると考えられることから、核融合プラズマの動的挙動を確かかつ正確に予測できるシミュレータ開発が必要になる。全ての重要な物理・工学課題を網羅した統合コードはシミュレータになりえる。しかし、統合コードによる予測の信頼性を向上させるためには、用いているモデル・コードの実験による検証が必須である。大型ヘリカル装置(LHD)等の既存装置の実験および将来のJT-60SAやITERの実験を用いたモデル検証を効率良く行うために、実験家を含めてより多くのユーザーが容易に運転シナリオ検討に利用できる等の実験との連携を考えた開発・整備が必要である。未だ実験が行われていないプラズマの挙動を予測し、その予測を確認するための実験(運転シナリオ)を策定・提案し、データを取得して検証するということを、統合コードの開発プロセスの1つとして行う必要がある。

日本の核融合原型炉開発に向けたアクションプランのチェックアンドレビュー(C&R)[4]には、「原型炉を見据えた高ベータ定常プラズマ運転技術の確立」の項目に統合コードに関する記述があり、図1に示す様に、2025年から数年以内の第2回中間C&Rに「ダイバータを含む統合シミュレーションのJT-60SA等による検証」、2030年代の原型炉段階への移行判断で「ITER燃焼制御の知見を踏まえた統合シミュレーションにより、非誘導定常運転の見通しを得る」となっている。このC&Rと移行判断をクリアできるように統合コードの開発を進めねばならない。そのため、原型炉設計合同特別チームの理論・シミュレーションワーキンググループのもとで、統合コードや第一原理コードを含めた開発計画が議論され、まとめられた[5]。

ITERと原型炉におけるプラズマの予測・制御や運転



図1 統合コードに関わる核融合炉原型炉開発に向けたアクションプランのチェックアンドレビュー (C&R) の達成目標と、原型炉段階への移行判断、JT-60SAとITERの実験スケジュール。

シナリオの設計をめざしたモデル・コードの検証は、JT-60SA計画[6,7]の主要な目的の1つである。図2に示す様に、JT-60SA実験で、高ベータ・高自発電流割合のプラズマでの検証を行う。一連の予測・実験策定・検証方法のサイクルを構築・確立してITERを用いた研究の効率化、原型炉の予測と運転シナリオ策定に活用する。そして、ITER実験が開始されれば、燃焼プラズマでモデル・コードの検証を行い、JT-60SAとITERの両方の検証から、原型炉の予測・シミュレータの信頼性向上を図ることが考えられている。

原型炉に向けて統合コードに求められる役割を担うため、現状不足している物理・工学モデルの開発や既存モデルの改良等を行い、その統合コードを基に運転シナリオの作成や制御検討等に使うシミュレータを開発する必要がある。物理解明のためにモデルを追加することやモデル自体の改良を行って、統合コードのモデルを高度化することは、高い計算機資源を要求し長時間の計算を要するおそれがある。モジュールによっては、スーパーコンピュータの大規模並列計算やGPGPU等をもつ特定の計算機での実行を必要とする場合もある。そのために、統合コードの全てのモジュールを同一計算機で動かすことを想定するだけでなく、ネットワーク上にある複数の計算機を使って計算資源の有効利用と分散並列処理による高速化を図る。これには、最新の計算科学の知見の導入が必要であろう。一方、シミュレータには、運転シナリオ作成や計装制御検討、実時間制御等、様々なレベルのものがあるが、概して少ない計算機資源で短時間の計算を求められる。そのため、データベースや機械学習等も用いたモデルの簡易化が求められる。したがって、これからはモデル高度化による物理解明

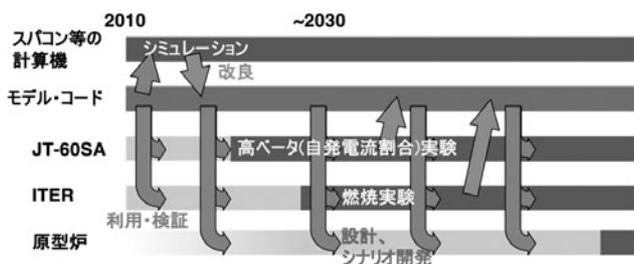


図2 理論モデルとシミュレーションコードによる予測と実験との比較による検証の計画。

と簡易化によるシミュレータ構築の2つの要求に適応した統合コード開発が必要であろう。統合コードで使用するモデル開発に関しては、当然、第一原理シミュレーションと実験の知見が必須である。そのため、アクションプランにある第一原理シミュレーションコード開発計画と連携して、第一原理コード自体を統合コードに結合するだけでなく、第一原理シミュレーションの結果を模擬できる簡易化したモデルの開発も欠かせない。また、実験データに基づく経験(比例)則も簡易化したモデルとして活用できるが、別途、物理解明が必要となる。物理解明やシミュレータの目的に応じて様々なレベルのモデルを開発し使えるようにすべきである。現状でモデルがないものに関しては、まず簡易的なもので良いので最低限のモデルを開発し、改良していくことを考える必要がある。上記で述べたモデルの高度化や簡易化の最近の進展は、第5章で紹介する。

特定の統合コードの枠にとらわれずに統合コードの開発を協力して進めるためには、モジュールの相互利用が容易にできるようにする必要があり、そのためにモジュール間のデータ交換等のインターフェースを定義する共通のフレームワークが欠かせない。このフレームワークは、モジュールの相互利用だけでなく、複数のモデル同士の比較検証や実験との比較検証にも役立つ。国内的にはBPSIの基に開発されたBPSD (Burning Plasma Simulation Data) というデータインターフェースに基づくフレームワークがあり、TASK系の統合コードを中心に活用されている。一方、ITER機構にはIMAS (Integrated Modelling and Analysis Suite) [8]というフレームワークの開発が進められており、各国のコードのモジュール化および統合、国際トカマク物理活動(ITPA: International Tokamak Physics Activity)におけるシミュレーション・実験データの交換に利用されている。これらのフレームワークを活用した協力が、統合コードの効率的な開発に求められる。上記のフレームワークに関しては、第3章で紹介する。

コードの検証には、精度確認(同じ現象を扱う複数のコード間ベンチマーク等)と妥当性検証(コードの結果と実験結果との比較)の2つがある。上で述べたフレームワークを用いることができれば確認・検証を効率的に行うことができ、コードの不確実性の特定とその定量化を容易に実現できる。そして、実験の測定データを活用してモデルとコードを改良することにより、予測の不確実性を最小化しつつ、その不確実性を定量化することで予測の信頼性を向上させることができる。

### 1.4 まとめ

本章は、小特集の最初の章として、統合コードの必要性・構想・方向性を概略し、関連した日本の原型炉開発に向けた統合コードの開発工程と目標、JT-60SAやITER等の実験に対する役割とそれぞれを利用したモデル検証のスケジュールについて述べた。第2章から第5章では、次の構成で統合コードの詳細を説明する。第2章で統合コードを構成する物理モジュール群について、第3章で国内外の統合コードの開発状況を紹介する。そして統合コードを

使った実験解析や物理解明，運転シナリオ構築の実例を第4章で示す．第5章で統合コード開発の今後の展望として，進展著しい情報科学等の最新の知見を取り入れ，従来の枠に囚われない開発について紹介する．最後の第6章でまとめる．

#### 参考文献

- [1] 福山 淳, 矢木雅敏: プラズマ・核融合学会誌 **81**, 747 (2005).
- [2] 横山雅之: プラズマ・核融合学会誌 **92**, 601 (2016).
- [3] 横山雅之: プラズマ・核融合学会誌 **92**, 814 (2016).
- [4] 文部科学省核融合科学技術委員会:  
[http://www.mext.go.jp/b\\_menu/shingi/gijyutu/gijyutu2/074/index.htm](http://www.mext.go.jp/b_menu/shingi/gijyutu/gijyutu2/074/index.htm)
- [5] 原型炉設計合同特別チーム, 理論・シミュレーションワーキンググループ報告書: <http://id.nii.ac.jp/1657/00074926/>
- [6] JT-60SA Research Plan v4.0, [http://www.jt60sa.org/pdfs/JT-60SA\\_Res\\_Plan.pdf](http://www.jt60sa.org/pdfs/JT-60SA_Res_Plan.pdf)
- [7] 林 伸彦, 福山 淳: プラズマ・核融合学会誌 **88**, 678 (2012).
- [8] F. Imbeaux *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 123006 (2015).

## 小特集 統合コードによる磁場閉じ込め核融合プラズマシミュレーションの現状と今後の展望

### 2. 統合コードを構成する物理モジュール群

#### 2. Physics Modules Constituting Integrated Code

村上定義, 本多 充<sup>1)</sup>, 相羽信行<sup>1)</sup>, 松山顕之<sup>1)</sup>, 林 伸彦<sup>1)</sup>, 星野一生<sup>2)</sup>,  
藤田隆明<sup>3)</sup>, 福山 淳, 横山雅之<sup>4,5)</sup>

MURAKAMI Sadayoshi, HONDA Mitsuru<sup>1)</sup>, AIBA Nobuyuki<sup>1)</sup>, MATSUYAMA Akinobu<sup>1)</sup>,  
HAYASHI Nobuhiko<sup>1)</sup>, HOSHINO Kazuo<sup>2)</sup>, FUJITA Takaaki<sup>3)</sup>,  
FUKUYAMA Atsushi and YOKOYAMA Masayuki<sup>4,5)</sup>

京都大学大学院工学研究科, <sup>1)</sup>量子科学技術研究開発機構, <sup>2)</sup>慶應義塾大学理工学部

<sup>3)</sup>名古屋大学大学院工学研究科, <sup>4)</sup>自然科学研究機構核融合科学研究所, <sup>5)</sup>総合研究大学院大学

(原稿受付: 2019年5月20日)

統合コードは、プラズマ熱・粒子輸送や MHD 平衡・安定性など各要素物理を解く様々な物理モジュールで構成されている。本章では、それら物理モジュール群について、仮定している物理モデルや基礎となる方程式等について紹介する。具体的には、プラズマ熱・粒子輸送、MHD 平衡・安定性、ディスラプション・ペレット、ダイバータプラズマ、波動加熱、NBI 加熱などについてである。また、ヘリカルなど 3 次元系プラズマに対する物理モジュールとして、3 次元 MHD 平衡、新古典輸送、加熱などについても紹介する。

#### Keywords:

integrated simulation, plasma transport, impurity transport, MHD (Magnet hydrodynamics) equilibrium, MHD stability, edge plasma, divertor plasma, plasma heating, 3D MHD

#### 2.1 はじめに

統合コードにおいては、幅広い時間・空間スケールの物理現象を考慮して、核融合プラズマの時間発展をシミュレーションする必要がある。このため、スケールの異なる様々な物理現象をそれぞれモデル化した物理モジュール群を結合し、シミュレーションを行う。物理モジュールの多くは、それ単体でも物理解析を行うことができるが、統合コードとして結合されることにより、他の物理モジュールとの連携を通して、より現実に近い現象の解析が可能となると考えられる。

本章では、統合コードを構成している各要素物理を解く様々な物理モジュールについて紹介する。プラズマの発展を導く輸送方程式群、不純物輸送、MHD 平衡と安定性、過渡現象のモデル、ダイバータモデル、加熱モデルなどについて、仮定している物理モデルや基礎となる方程式や具体的なコード等について紹介する。また、ヘリカルなど 3 次元系プラズマに対する物理モジュールとして、3 次元 MHD 平衡、新古典輸送、加熱などについても紹介する。紙面の都合によりそれぞれ紹介は簡単なものとなっているが、その詳細については参考文献を参照していただきたい。

また、それぞれのモジュールについて実際の適用例については、4 章において紹介されている。

#### 2.2 巨視的なプラズマの発展を導く輸送方程式群

統合コードで表現されるプラズマの巨視的な時間発展は輸送方程式群によって記述される。歴史的に、輸送方程式はプラズマの閉じ込め性能を解析、評価、模擬するために導出されてきたため、プラズマの閉じ込め時間程度の長い時間スケールにおいて変化する現象に着目している。そのため、トラスプラズマ中の衝突性輸送を記述する新古典理論と密接に関連しながら発展してきた[1]。本節では輸送方程式群の構成と、その導出について記載する。

プラズマの振る舞いを一般的に記述できる実空間 3 次元速度空間 3 次元の運動論方程式の速度モーメントを取ると、速度  $v$  の次数毎に流体方程式が階層的に得られる。偶パリティの速度モーメントを取ること、低い次数から順に連続の式とエネルギー保存方程式が得られる。これらはそれぞれ密度と圧力の時間発展を記述する。一方、奇パリティの速度モーメントを取るとベクトル量の発展方程式、すなわち運動量方程式と熱運動量方程式が得られる。これらはそれぞれプラズマ流と熱流の時間発展を記述する。厳密にはモーメント方程式は有限のモーメントで打ち切ることには出来ないが、高次の効果を低次の量で表現するクロージャを導入することで、適切な次数で打ち切った閉じた方程式系を構成している。得られた方程式群は速度空間で積分されたため、空間 3 次元の方程式となっている。

プラズマの巨視的な時間発展に影響を及ぼす現象のみを

取り出し、それ以外の速い現象を捨象するために、輸送オーダリング  $\partial_t \sim \delta^2 \omega_i$ ,  $V \sim \delta v_i$  を導入する [2]. ここで、 $\delta$  はラーモア半径と巨視的な特長長さ  $L$  の比で表される十分小さな値であり、 $\omega_i$  はイオン周回周波数、 $v_i$  はイオン熱速度である。輸送オーダリングを適用するということは、端的に言えば時間とプラズマ流の速度に関して上記のオーダを持った量や項のみを方程式に残すということである。輸送オーダリングの適用によって、連続の式とエネルギー保存方程式において主要項は  $\mathcal{O}(\delta^2)$  である一方、運動量方程式などの奇パリティの速度モーメントを持った方程式は一般に無視することができる。詳細は後述する。輸送オーダリングによって磁力線方向の運動は磁力線を横切る運動よりも遙かに速いことがわかるため、密度や温度といった物理量は磁気面を横切る運動が変化する時間スケールよりも遙かに速く磁気面内で一様になる。そのため、磁気面内で物理量の平均を取る磁気面平均を行うことは妥当であると思われる。ある局所量とその磁気面平均量は同等であると見なすことができる。ゆえに、得られた空間 3 次元の連続の式とエネルギー保存方程式を磁気面平均することで、空間 1 次元となった以下の密度発展方程式と圧力発展方程式が得られる。

$$\frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial t} (V' n_a) = -\frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} V' \Gamma_a + S_a \quad (1)$$

$$\frac{3}{2} \frac{1}{V'^{5/3}} \frac{\partial}{\partial t} (V'^{5/3} p_a) = -\frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} V' Q_a + W + P_a \quad (2)$$

ここで、添え付き下字  $a$  は粒子種を表し、 $V$  は磁気面内の体積 ( $V' = \partial V / \partial \rho$ )、 $n$  は密度、 $\rho$  は小径方向磁気面座標、 $S$  は粒子源 (消滅項も含む。熱も同じ)、 $p$  は圧力、 $W$  は熱交換項、 $P$  は加熱源を表す。 $\Gamma$ 、 $Q$  はそれぞれ粒子束、熱流束を表し、一般に以下のように書かれる。

$$\Gamma_a \equiv |\nabla \rho| n_a v_a - \langle |\nabla \rho|^2 \rangle D_a \frac{\partial n_a}{\partial \rho} \quad (3)$$

$$Q_a \equiv \langle |\nabla \rho| \rangle n_a v_a^{\text{hp}} T_a - \langle |\nabla \rho|^2 \rangle n_a \chi_a \frac{\partial T_a}{\partial \rho} + \frac{5}{2} T_a \Gamma_a \quad (4)$$

ここで、 $T$  は温度、 $\langle |\nabla \rho| \rangle$  と  $\langle |\nabla \rho|^2 \rangle$  は磁気面の形状効果を現すメトリック、 $v$ 、 $v^{\text{hp}}$  は粒子と熱のピンチ速度、 $D$ 、 $\chi$  は粒子と熱の拡散係数である。本来であれば、 $\Gamma$ 、 $Q$  は (1) (2) 式に対応する奇パリティのモーメント方程式、すなわち運動量方程式と熱運動量方程式の従属変数であり、それらを含めて連立して解き決定する必要がある。しかし輸送オーダリングによってそれらの方程式を無視しているため、フラックスを移流拡散形式で仮定して表現することで方程式を閉じている。ピンチ速度や拡散係数は、輸送コードに結合された外部の新古典輸送モジュールや乱流輸送モジュールで評価された各係数の線形和を取ることで表現されるのが一般的である。

(1) (2) 式は密度と圧力の巨視的な時間発展方程式であるが、右辺が零と仮定すれば、両式はそれぞれ局所毎の粒子数の保存と、圧力の断熱変化を表している。実際には右辺の拡散項などによって密度や圧力がゆっくり時間変化する

わけだが、輸送オーダリングから径方向流束は  $\delta^2 v_i$  程度の大きさしか持たない、という結果が必然的に導かれる。例えば粒子源項を無視した (1) 式を見ると、左辺は  $\delta^2 \omega_i n$  であり、右辺は  $\Gamma/L$  なので、 $\Gamma \sim n \delta^2 v_i$  が導かれる。すなわち径方向速度は熱速度より 2 オーダも小さく、実際のトーラス装置では m/s を単位としてせいぜいオーダ 1 程度の大きさしか持たないことがわかる。熱輸送についても同様の帰結となる。

先ほど無視した運動量方程式について考察する [3]. 運動量方程式はベクトル量であるため、各方向に対して射影を取った方程式を考える必要がある。径方向の射影を取った場合の主要項から、径電場を決定する際に用いられる径方向の力の釣り合い式が導かれる。輸送コードにおいては、径電場を評価したいときのみ、この方程式を解くことになる。磁力線方向の運動方程式の主要項から、磁力線方向の力の釣り合い式が導かれ、熱流束に対しても同様の方程式を導き連立することで、新古典輸送に関連する諸量を導くことができる [1, 4, 5]. これらは輸送オーダリングより 1 オーダ速い現象を扱うドリフトオーダリングで導出されているため、この時間スケールでは密度や圧力分布は時間変化しておらず、それゆえ輸送オーダリングに基づく時間発展を扱う際には、各時刻で磁力線方向の力の釣り合いが瞬時に成立しているとしている。このため、新古典輸送モジュールは各時刻において磁力線方向の連立方程式を解いて新古典諸量を計算し、輸送コードに渡して時間発展を解いている。

トロイダル方向に射影した運動量方程式を考える。

$$\begin{aligned} \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial t} (V' m_a n_a \langle R u_{a\zeta} \rangle) \\ = -\langle R^2 \cdot \nabla \cdot \vec{\pi}_a \rangle + \langle R F_{a\zeta} \rangle + e_a n_a \langle R E_\zeta \rangle \\ + e_a \langle \Gamma_a \cdot \nabla \psi \rangle + \langle R S_a^m \rangle \end{aligned} \quad (5)$$

ここで、 $R$  は主半径、 $u_\zeta$  はトロイダル速度、 $\vec{\pi}$  は応力テンソル、 $F_\zeta$  は摩擦力、 $E_\zeta$  はトロイダル電場、 $\psi$  はポロイダル磁束、 $S^m$  はトロイダル運動量源である。運動量源が無いと仮定してこの方程式に輸送オーダリングを適用すると、主要項は右辺第 2, 3, 4 項となり、これは径方向の新古典粒子束を表現していることとなる [2, 4]. ゆえに、このままでは輸送オーダリングの時間スケールにおけるトロイダル角運動量密度の時間発展を記述できないことになる。しかし、文献 [6] において解決策が示された。熱プラズマを構成する全粒子種に対して (5) 式の和を取ることで、粒子間摩擦項である右辺第 2 項が消え、準中性条件から右辺第 3 項が消え、新古典粒子束の両極性から右辺第 4 項が消えるため、先ほどの主要項は全て消える。その結果より高次の効果を持つ項間の釣り合いが成立し、全トロイダル角運動量密度を  $\mathcal{L} = \sum_a m_a n_a R u_{a\zeta}$  と定義すると、(5) 式は以下のようなになる。

$$\frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial t} (V' \mathcal{L}) = -\sum_a \langle R^2 \cdot \nabla \cdot \vec{\pi}_a \rangle + \sum_a \langle R S_a^m \rangle \quad (6)$$

(6) 式は、初期に回転速度を与えるかもしくは運動量入力

を与えない限り、トロイダル回転は生じないことを示している。右辺第1項は(3)(4)式と同様、移流拡散型のモデル表記で記述するが、(6)式の詳細も含めた具体的な表式は4章に譲る。

輸送オーダーリングの時間スケールで発展するもう一つの重要な量は、ポロイダル磁束  $\psi$  である。ポロイダル磁束の時間発展は、プラズマが持つ抵抗によって電磁的に緩和していく現象であり、電流のしみ込みなどとも関連する重要な量である。新古典的な扱いのみで各係数が決定できることもあって、通常の輸送コードはポロイダル磁束の時間発展を司る磁場拡散方程式を必ず解いている。紙面の都合上、詳細な導出は[7]に譲る。

### 2.3 不純物輸送

不純物イオンの輸送解析において燃料（水素同位体）イオンの輸送解析と異なる点として以下の3つを挙げる事ができる：(i)イオンの電荷数が変化する、(ii)電荷数が大きい燃料イオンに比べて衝突周波数が大きく新古典輸送がより重要となる、(iii)質量数が大きい燃料イオンに比べてトロイダル回転の影響（遠心力の影響）が大きい。これらの特徴は特にタングステンなど高原子番号の元素について顕著となる。

ある核種の  $k$  価のイオンの密度を  $n_k$  とする（簡単のため核種を示す添字は省略する）と、その時間発展は以下の(7)式で与えられる。

$$\frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial t} (V' n_k) = -\frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} (V' \Gamma_k) - (\gamma_k + \alpha_k) n_e n_k + \gamma_{k-1} n_e n_{k-1} + \alpha_{k+1} n_e n_{k+1} + S_k \quad (7)$$

ここで、 $\Gamma_k$  は磁気面を横切る  $k$  価のイオンの粒子束、 $n_e$  は電子密度、 $\gamma_k$  は  $k$  価のイオンから  $k+1$  価のイオンへの電離速度係数、 $\alpha_k$  は  $k$  価のイオンから  $k-1$  価のイオンへの再結合速度係数、 $S_k$  はソース項である。電離・再結合過程として電子衝突によるもののみを考えている。

不純物イオンの存在により、線スペクトル放射、再結合放射、制動放射などで放射損失が発生する。それらの計算に必要な放射損失係数および上述の電離・再結合速度係数を求める方法としては、ADPAK コード[8]、ADAS コード/データベース[9]などがよく利用されている。

粒子束  $\Gamma_k$  は、新古典輸送によるもの  $\Gamma_k^{\text{nc}}$  に異常輸送によるもの  $\Gamma_k^{\text{an}}$  を加えて評価される。不純物イオンは燃料イオンよりも衝突周波数が高いため、新古典輸送が大きく異常輸送の寄与は相対的に小さい。衝突周波数の違いのため、燃料イオンがバナナ領域にある場合でも不純物イオンは Pfirsch Schlüter 領域にあることが多い。

圧力勾配による反磁性ドリフト速度が電荷数に反比例するため、燃料イオンと不純物イオンのポロイダル流速が異なってポロイダル方向の摩擦力が生じ、不純物イオンの内向きピンチが駆動される。トーラスプラズマにおいては新古典理論により粒子束が求められる。標準的な新古典輸送理論[4]に基づく輸送係数の計算は NCLASS[10, 11]等に

より行われる。その際、対象とするすべてのイオン種と電子についての連立方程式を解くことになり高原子番号の核種が存在する場合は計算コストが高くなるため、その対策として異なる価数の同一核種イオンをまとめて取り扱う "reduced charge state" モデルが用いられている [10, 12]。

トロイダル回転するプラズマにおいては、プラズマとともに回転する座標系で観測すると遠心力が発生することになる。遠心力は質量に比例するため質量の大きい不純物イオンでは遠心力の影響を大きく受ける。静止している座標系ではプラズマ回転に伴う径電場が遠心力と等価な作用をする。この遠心力の効果により重いイオンは弱磁場側で高い密度をもつようになり密度分布にポロイダル非一様性が生じる。イオン密度分布のポロイダル非一様性の効果を新古典輸送に取り入れる試みがなされている [13-16]。ドリフト運動論方程式を数値的に解いて新古典輸送を求める NEO コード [17] では、遠心力の効果も含まれている。以上の理論あるいは数値計算ではイオン軌道の磁気面からのずれが考慮されていない。不純物イオンの旋回中心の軌道解析に基づき、軌道上でのイオンの電離・再結合にともなうピンチ (PHZ) および径電場により変形した軌道上でのクーロン衝突に伴うピンチ (Er ピンチ) のモデルが提唱され [18]、TOTAL コードに組み入れられている [19]。

### 2.4 2次元 MHD 平衡

磁場閉じ込め核融合プラズマのシミュレーション研究を行う際には、プラズマが電磁流体力学 (MHD: Magneto Hydrodynamics) 的に平衡状態にある (MHD 平衡) ことを前提としており、この MHD 平衡の安定性や輸送特性などをシミュレーションで調べることになる。トカマクプラズマの場合、軸対称であるという特徴を用いることで理想 MHD 方程式から Grad-Shafranov 方程式と呼ばれる平衡方程式を導出することが可能であり、この方程式を数値的に解くことでポロイダル断面の2次元 MHD 平衡を求める [20]。この方程式はプラズマの圧力 (勾配) 分布およびトロイダル磁場関数あるいは電流分布を与えることで解くことができ、これらの分布を持つ平衡状態を求めることが可能である。また、輸送方程式との親和性の観点から、トロイダル磁場関数あるいは電流分布の代わりに安全係数分布を与えて FCT (Flux Conserving Tokamak) 平衡と呼ばれるものを求めることもある。量研にて開発が進められているトカマク統合シミュレーションコード TOPICS では必要に応じていずれの手法でも平衡状態を計算することが可能である。2次元 MHD 平衡は、上記 2.1, 2.2 節の1次元輸送方程式の磁気面座標を与えるとともに、輸送方程式と組み合わせることでプラズマの時間発展を評価する 1.5 次元輸送コードとなる。

### 2.5 MHD 安定性

本節では、TOPICS で利用可能な MHD 安定性解析コード・モジュールについて紹介する。TOPICS には、長～中間波長理想 MHD モード安定性解析コード MARG2D [21, 22]、短波長理想バルーニングモード安定性解析コー

ド BETA [23], 抵抗性壁モード (RWM) 安定性解析コード MINERVA/RWMAc [24, 25], および新古典テアリングモード (NTM) による磁気島幅評価モジュール [26] が実装されている (表 1)。これらは相互補完的な関係にあり, TOPICS の利用者の目的に応じて必要なコード・モジュールのみを有効にして計算を行うことが可能である。本小特集では紙面の都合上, 統合コードへの実装として最も特徴的である, MARG2D および MINERVA/RWMAc について紹介する。

トカマクプラズマにおける理想 MHD モードは, 大域的な MHD モードの不安定化による放電停止や高閉じ込め運転モード (H-mode) におけるエッジローカライズドモード (ELM) の発生などの主要な原因であり, プラズマが到達できる最大ベータ値やプラズマ電流量を制限する。そのため, 運転シナリオの検討や H-mode 実験・高ベータプラズマ実験の解析などを行う際には, 同モードの安定性解析を行うことは非常に重要である。

統合コードでの安定性解析を実現する際に求められるのは, プラズマの安定・不安定の正確な判定を短時間で行うことである。トカマクプラズマの線形理想 MHD 安定性解析では, プラズマが不安定である場合には数値計算で不安定モードを同定することは比較的容易であるが, 安定であることを陽に示すことは容易ではなく, 通常は“不安定モードが見つからない=安定である”という間接的な方法で示すにとどまる (詳細な理由は [21] などを参照)。そのため, 様々な計算条件で安定性を評価した上で不安定モードが見つからないことを示さなければならず, 短時間で判定を行うことは困難である。さらに, 運転シナリオを検討する上で通常想定するプラズマは理想 MHD モードに対して安定であるため, このような比較的長時間の計算が必要となる安定性解析を複数回繰り返さなければならず, 統合コードに理想 MHD 安定性解析を組み込む上で大きな障害となっていた。MARG2D では, 数値解析の目的をプラズマの安定・不安定を判定することに制限することで理想 MHD モデルの一部を解析的に解き進めて得られる Newcomb 方程式の随伴固有値問題を, MPI ライブラリを用いた並列計算で数値的に解くことで上記の問題を解決している [21]。これにより, 統合コードによるプラズマの時間発展シミュレーションにおいて, 大域的な MHD モードから ELM までを解析対象とした理想 MHD 安定性解析が可能となった [22]。この MARG2D の解析結果, および前述の BETA コードを用いて短波長理想バルーニングモード解析

表 1 TOPICS に実装されている MHD 安定性解析コード・モジュールの一覧。

コード・モジュール名	役割
MARG2D	長～中間波長理想 MHD モード安定性解析
BETA	短波長極限理想バルーニングモード安定性解析
MINERVA/RWMAc	抵抗性壁モード (RWM) 安定性解析
NTM 磁気島幅評価モジュール	新古典テアリングモード (NTM) によって生じる磁気島幅の評価

組み合わせることで, トカマクプラズマにおける理想 MHD 安定性は実用上すべて考慮されたシミュレーションが可能である [27]。

理想 MHD モードの発生を回避することで, 統合コードの計算で得られる放電シナリオが放電停止に至るかどうかが事前にある程度検討することが可能になったが, 放電停止の原因は理想 MHD モードの発生に限られない。MHD モードに原因を限ったとしても, RWM はモードの成長は遅いものの大域的なプラズマ変形を引き起こすため, 放電停止の原因になる。RWM は, プラズマを囲む真空容器などに有限の電気抵抗が存在するために, プラズマ変形を妨げるように真空容器などに流れる渦電流が失われることで発生する。そのため, 外部制御コイルを用いて失われた渦電流が作るはずだった磁場を補うことや, プラズマを回転させて渦電流が失われることを妨ぐことで, RWM は安定化できることが知られている [28, 29]。このうち, 後者の回転による安定化を考慮した RWM の安定性解析は MINERVA/RWMAc コードを用いることで可能である。このコードは, プラズマ回転を考慮した理想 MHD 安定性解析コード MINERVA [30] と, 真空容器の電気抵抗の影響を考慮した真空磁場計算コード RWMAc を組み合わせた物である。前述の MARG2D とは異なり, プラズマが安定である場合にはある程度の計算時間をかけて RWM 安定性評価を行う必要がある。しかし, RWM はプラズマを囲む真空容器が存在しない (壁無し) と仮定した場合に理想 MHD モードが不安定である状態ではじめて発生する (この理想モードの発生は真空容器を設置した場合には渦電流で抑えられるが, 容器の電気抵抗によって完全には安定化できずに RWM が発生する)。そのため, この壁無し状態で理想 MHD モードが不安定になるまでは MARG2D で高速に安定性を評価し, 不安定になる状態と判定された場合のみ MINERVA/RWMAc を使った RWM 解析を行うことで, 計算時間の大幅な削減が可能である。

## 2.6 過渡現象のモデル (ペレット入射, ディスラプションなど)

2.2 節で記述されたように統合コードではプラズマの巨視的な時間発展を記述する目的で輸送オーダリングを採用し, それ以外の速い現象は輸送方程式の境界条件やソース項, もしくは輸送係数の急速な変化としてモデル化される。本節ではそのような例として, 将来の核融合プラズマにおいて燃料となる重水素と三重水素をプラズマ中に供給する手法として現時点で最も有望な手法である固体水素ペレット入射 [31] を考える。水素ペレットはプラズマ周辺部から中心に向かって侵入し, 入射経路に沿って各磁気面に中性水素粒子の雲を生じる。中性粒子雲は電離して磁場に捕捉され, 磁力線方向に音速程度で膨張すると同時に背景プラズマの磁場勾配によって磁場を横切る向きのドリフトを生じながら, 背景プラズマに均質化する。トカマク装置では溶接雲のドリフトはバルーニングモード的な振る舞いで書けるのでトラス外側向きのドリフトが支配的であるが, ヘリカル装置ではインターチェンジ的な振る舞いも加

わり[32], 密度デポジションのピーク位置は単純な描像では決まらず詳細な計算が必要となる. 溶発雲のドリフトを計算するコードとしてはHPI2コード[33]が最も多くの物理効果を考慮しており, トカマク実験とヘリカル実験での検証が進んでいる. 統合コードにおいては固体水素ペレットの溶発分布は中性ガス遮蔽 (Neutral Gas Shielding) モデル[34]を用いると高速に計算できるので, この分布にHPI2コード等で計算したデポジションのシフトと拡散的な広がりを考慮することで粒子デポジション分布を決定し, 輸送コードのソース項に組み込むことができる. 核融合原型炉設計ではHPI2による溶発雲のドリフト計算やペレット入射の粒子デポジション分布を用いた核燃焼制御のシミュレーションが行われ, 燃料供給や粒子循環の検討が行われている[35].

他方, 統合コードの過渡現象の扱いで注意しなければならないのはMHD平衡の扱いである. 普段は意識することは少ないが, 本来の意味での1.5次元輸送モデルではMHDオーダリングの現象は無視されているわけではなく, 時間微分項, すなわち慣性項を落としたMHD平衡方程式を境界値問題として解くことで方程式の体系に巧妙に取り込まれている[36]. このため, MHD現象やL-H遷移, ELMなど平衡分布を大きく変える現象のモデル化にあたっては統合コードを第一原理的な方程式系に立ち返って考え, 時間スケールの分離を注意深く考察することが重要である. このような問題の例はトカマク放電のディスラプション時において観測される垂直移動現象 (Vertical Displacement Event: VDE) である. ITERのVDEシミュレーションに用いられているDINAコード[37]では1.5次元輸送モデルでVDEを扱うため, 輸送方程式の全時間ステップでMHD平衡を解き直し, 輸送のメトリックと矛盾がないよう収束計算を行うことでプラズマ形状の時間発展を追跡しており, 量研においても同様の思想に基づくETAコードを開発している[38]. このようなアプローチが成り立つのは, 垂直位置不安定性に対し壁安定化が効いたトカマク放電ではVDEの成長率がアルフヴェン時間よりも十分小さいためである. DINAと並ぶVDEコードとして有名なTSCではこの性質を逆手にとってプラズマの実効質量を人為的に増加させたMHD方程式を解くことで比較的小さい計算量でVDEを計算することに成功している[39]. トカマクディスラプションの最近の研究では, このようなアプローチをキンク変形した3次元のプラズマに適用できるか, という問題が検討されている[40]. ヘリカル配位の3次元理想MHD平衡[41]とも関わりが深く, 統合コードをより高度に発展させるための興味深い研究課題である.

## 2.7 MHD不安定性による輸送モデル

前節2.6で述べられた過渡現象を含めてMHD不安定性の影響をプラズマの輸送に反映するため, 様々なモデルが考案され使われてきた. 大きく分けて2種類あり, 1つは, 輸送の時間スケールよりMHD不安定性の時間スケールが短いことからMHD不安定性が発生した時刻で不安定性が影響する領域のプラズマ分布を変化させるものである. 例

えば, 鋸歯状振動のモデルは, 不安定性発生時に, 不安定性に影響される領域の圧力・密度分布を平均化して中心からのプラズマの吹き出しを模擬している[42]. もう1つは, 輸送コードの枠組みをそのまま使って輸送を増加して分布を変化させるもので, テアリングモードやELMのモデルで用いられている. テアリングモードは磁気島を形成してその内部の分布を平坦化させることから, 1次元の輸送コードで磁気島のある有理面近傍の領域の拡散係数を増幅させて分布を平坦化して炉心のプラズマ閉じ込め劣化を模擬する[26]. ELMモデルは, 拡散係数が対流速度を増加してペDESTALの分布崩壊を模擬し, ペDESTALに蓄積されたエネルギー・粒子を周辺プラズマに吹き出す. ELMによる電流分布の変化もプラズマ抵抗を増幅して模擬する. ELMを引き起こす不安定性 (ピーリング・バルーニングモード) の判定は計算時間の短い簡易的な手法が多く採用されていたが, 2.5節で述べたように線形MHD安定性コードMARG2Dの高速化により統合コードの分布時間発展の時刻毎の判定が可能となった. 図1は, TOPICSでペDESTAL領域の輸送を新古典レベルに低減してペDESTALを形成し, 不安定性が発生した時点で, 不安定モードによる径方向摂動の固有関数分布に基づいて拡散係数を増幅した一例である[43]. このELMモデルに関しては, MHDの速い現象をそれより長い時間スケールで構築した輸送コードの枠組みで扱っているため, 実験と非線形MHDシミュレーション等との比較から注意して検証する必要がある. さらに, このELMモデルでは増幅する拡散係数の最大値が, その維持時間がフリーパラメータであり改良の余地があるが, 第4章で記述する様に他の物理 (ブートストラップ電流やSOLの磁力線方向輸送) で実験結果を再現し, その物理の一部 (磁力線方向輸送) は非線形MHDシミュレーションでも実験を再現する上での重要性が確認されている.

## 2.8 ダイバータモデル

スクレイプオフ層 (SOL) 及びダイバータ領域 (以下で特に断りがなければ, これらの領域をまとめてダイバータと呼ぶ) では, 磁気面は開いており, 磁力線は固体壁 (主にダイバータ板) に当たる. ダイバータにおけるプラズマ, 中性粒子, 不純物, 壁の間で起こる強い相互作用の結果,

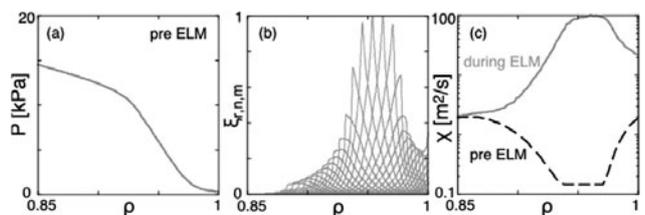


図1 MHD安定性コードの不安定モードに基づくELM輸送モデルの説明. ペDESTAL領域で輸送を新古典レベルに低減((c)の“pre ELM”)してペDESTAL圧力分布を形成(a)し, その形成の時間発展の時刻毎に線形MHD安定性コードで安定性を解析して不安定な場合, 不安定モードの径方向摂動の固有関数分布(b)に基づいて拡散輸送を増幅する((c)の“post ELM”).

プラズマは径方向だけでなく、磁力線方向にも物理量が大きく変化する。また、中性粒子は磁力線にとらわれないため、中性粒子の平均自由行程と、幾何形状（磁力線が壁に入射する角度やダイバータの形状・大きさ等）との相互関係が重要となるため、定量評価のためには本質的に2次元もしくは3次元で取り扱う必要がある。本節では、ダイバータモデルの中でも、特に統合ダイバータコードと呼ばれる SONIC[44]や SOLPS[45]等を例に、そのモデル概要を説明する。詳細については、各コードの文献や文献[46-48]を参照していただきたい。

統合ダイバータコードでは、トロイダル軸対称の仮定のもと、沿磁力線方向の輸送をポロイダル断面に投影し、磁気面に沿った方向とそれに垂直な径方向の2次元空間でモデルを構築する。ポロイダル断面上での磁場配位や壁形状も考慮して、図2のような数値メッシュで解析を行う。最近では、3次元磁場構造を考慮できる3次元モデルの開発・利用も進んでいる[49]。

プラズマについては、Braginskiiの流体方程式[50]を基にした、イオン密度、イオンの運動量、イオンエネルギー、電子エネルギーの保存式を解くことで、イオン密度、沿磁力線方向のイオン流速、イオン温度、電子温度を求める。SOLPSコードの様に、 $E \times B$ ドリフトや反磁性ドリフトを考慮する場合には、電流連続の式（電子の運動方程式）を基礎方程式に加え、電位も同時に求めている。沿磁力線方向の輸送についてはクーロン衝突に起因する古典的な輸送係数を用いる。一方、磁力線を横切る輸送については異常輸送を仮定し、入力パラメータとして粒子及び熱拡散係数を与える。現状では、経験的な値もしくは赤道面において特定の実験データを再現できるように空間分布を含め調整されたパラメータが用いられている。境界条件は、炉心プラズマ側、壁側（SOL端及びプライベート領域端）、ダイバータ板で与えられる。炉心プラズマ側では、測定データを基にした境界値の設定のしやすさや、中性粒子や不純物によるポロイダル分布の非一様性を考慮するために、セパトトリクスやや内側（ $r/a = 0.95$ 前後）に設定される。ダ

イバータ板ではシース入り口で境界条件を与える。シース理論に基づきイオン流速についてはボーム条件を課し、エネルギー輸送についてはシースの熱伝達係数を用いて対流フラックスとして与える。ダイバータ以外の壁側境界については、基本的には内外ダイバータ板が接続される磁気面に境界を設置する（第1壁によって切断されない磁気面、外側赤道面のSOLでセパトトリクスから3~5 cm、プライベート領域で数 cm）。密度・温度については勾配長を、流速についてはゼロを与える場合が多い。

中性粒子については、様々な原子分子過程や、壁との相互作用、幾何形状効果を考慮しやすいモンテカルロ法を用いたテスト粒子モデル（MCモデル）が採用され、プラズマ流体モデルと結合されている。MCモデルでは、プラズマ流体モデルで計算された2次元プラズマ分布のもとで、プラズマサイクリング、体積再結合、ガスパフ等によって発生した中性粒子を、電離もしくは排気されるまで軌道追跡する。この際、電離、荷電交換、弾性衝突、解離等の原子分子過程をモンテカルロ法により模擬する。衝突に伴う運動量やエネルギー変化は各空間メッシュでスコアリングされ、プラズマの粒子・運動量・エネルギーのソース項としてプラズマ流体モデルへ引き渡される。

不純物は固体壁の損耗により発生する。またダイバータ熱負荷低減のために入射される希ガスも不純物となる。このような不純物の輸送は、SOLPSをはじめとする多くのダイバータコードでは流体モデルによりプラズマと同様に扱われる。一方で、SONICでは運動論効果や固体壁との相互作用を考慮しやすいMCモデルIMPICが採用されている。IMPICでは炭素等の比較的質量の軽い不純物を主な対象としており、不純物イオンのラーモア半径は十分に小さいと仮定し、旋回中心近似を用いている。摩擦力を含むクーロン衝突、及びクーロン衝突と温度勾配に起因する熱力、電離・再結合過程を考慮して、磁力線に沿った旋回中心の運動を追跡する。しかし、ITERや原型炉では固体壁にタングステンが用いられる計画であり、タングstenは質量が大きいためラーモア半径が大きくなる。そのため、IMPICのような旋回中心近似ではなく、ラーモア旋回運動まで含め全軌道を追跡するIMPGYRO[51]のようなコードが国内で開発されている。

以上のプラズマ、中性粒子、不純物のモデルは、プラズマ分布とそれに対応するソース分布を交換する形で結合され、相互矛盾のない解を求める。流体モデルの進行に合わせてMCモデルの計算を都度行うため、計算コストが膨大になる。条件やモデルによっては1ケースの収束に数ヶ月~半年近い計算時間がかかることもある。SONICでは開発初期からMPIによる並列化を導入しており、500~1000 PEを用いて数日~数週間程度で収束解を得ることができる。MPI-OpenMPによるハイブリッド並列化やMPMDを用いた並列化効率の改善等、さらなる高速化も進められている。しかし、依然として、運転シナリオ開発や炉設計研究のような多数のパラメータサーベイには不向きである。そのため、後述するような簡易モデルや、統合ダイバータコードによる解析結果から作成した比例則等、

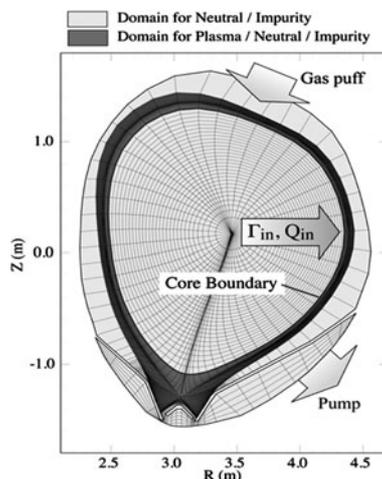


図2 統合ダイバータコードのメッシュ例。ここでは、SONICで用いられる JT-60U のメッシュ[48]を示す。

ある程度精度を犠牲にして計算コストを低減させたモデル・方法を併用して、研究を進めていくことが必要である。

### 2.9 ダイバータの簡易モデル

炉心の周辺領域にあるダイバータプラズマは、炉心からの熱・粒子流を受けて変化するとともに、炉心端のセパトリックスの温度・密度の境界条件として炉心プラズマへ影響を与える。特に、炉心端のセパトリックス内側のH-modeベダスタルの形成やそこで発生するELMとの相互作用を考慮するためには、ダイバータプラズマを含めた動的現象の統合モデリングが必要である。前節2.8のダイバータコードを炉心輸送コードに結合するのは、定量評価のために必要だが、計算負荷の観点から多数の計算を行うパラメータランは難しい。ダイバータコードで求めた定常解のデータベースを構築し、比例則を作成して炉心輸送コードの計算で用いる手法[52]もあるが、動的現象には適用できない。そのために、定量性のある程度犠牲にして、定性的にでも物理機構を解明し、パラメータランで運転領域の見通しを得るための簡易モデルが必要となる。従来、ダイバータコードの基礎方程式を磁力線方向に積分し、上流のSOLと下流にあるダイバータプラズマの関係性を調べる2点モデルが、物理解釈や実験解析に用いられてきた[53]。それを磁力線の両端にある2つダイバータを考慮して拡張し、図3のような周辺プラズマの静的平衡の多重解を見つけるために5点モデルが開発され、後に、初期値問題を解く動的5点モデル(D5PM: Dynamic 5-Point Model)が開発された。動的現象を取り扱うために、イオンと電子の温度を分離し、粒子コードに基づいた運動論効果のモデル(heat flux limit)を導入している。中性粒子はイオン化の平均自由行程とダイバータ長の比を考えたリサイクリングモデルを用い、イオン化によるエネルギー損失を経験的に増倍して不純物の放射損失を考慮する[54]。

### 2.10 炉心-ダイバータ結合モデル

炉心とダイバータのプラズマの相互作用を矛盾なく考慮するために両者を結合するモデルが必要である。炉心とダイバータの両者のモデルが流体モデルであれば、一方は熱・粒子束、もう片方は温度・密度を相互に与えて解ける。上記のD5PMは統合コードTOPICSに結合され、セパトリックスでTOPICSが熱・粒子束を与えてD5PMがセパトリックス温度・密度を解き、それを境界条件としてTOPICSが炉心内部を解くことを時間発展で陽的に繰り返

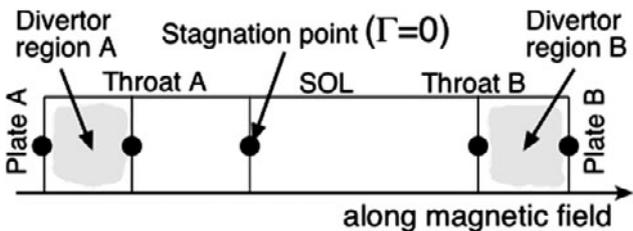


図3 ダイバータ5点モデル(D5PM)の概念図。

している。中性粒子による粒子ソースもD5PMのモデルとTOPICSのモンテカルロコードを結合して粒子バランスを考慮したモデリングを行っている[43]。一方、TOPICSにはダイバータコードSONICとも結合されており、図4のように1点で結合するのではなく炉心と周辺の各々のコードで解く領域をある程度重複させている[55]。TOPICSはセパトリックスまで1次元分布を解き、炉心端の重複領域炉心側の熱・粒子束を計算してSONICに与え、SONICは重複領域を含んだ2次元分布を解いてセパトリックスの温度・密度をTOPICSの境界条件として与える。これにより炉心端の2次元効果をSONIC側で考慮することが可能となる。重複領域で炉心の輸送係数やNBI(Neutral Beam Injection)等の粒子ソースはTOPICSが評価し、セパトリックス外からの中性粒子ソースと放射損失はSONICが評価して情報交換する。ただし、TOPICS-SONIC結合は、D5PMのように重複領域を設けなくてセパトリックスで結合したこともあり、数値的安定性と物理の両観点から結合手法の検討が必要である。炉心と周辺の両者のモデルが流体モデルであれば上記の方法が使えるが、片方が粒子モデルで領域境界において粒子の出入りがある場合は、粒子モデルでは境界から出て行く粒子束しか評価できないので工夫が必要である。TOPICSでは、炉心の不純物輸送コードIMPACTとSONICの不純物粒子モンテカルロコードIMPICとを結合するためのモデルを検討中である。

### 2.11 中性粒子ビーム入射加熱、波動加熱、速度分布解析

核融合プラズマのさまざまな加熱法の中で、ジュール加熱と断熱圧縮加熱は通常輸送方程式に含まれる。それに対して、中性粒子ビームや核融合反応生成粒子等の高速粒子による加熱や外部から励起された波動による加熱は、加熱手法に応じて高速粒子の生成あるいは波動の吸収が評価される。簡易的には、流体的取り扱いやマクスウェル速度分布に対する波動の吸収等から、加熱パワー密度、駆動電流密度、回転トルク等が求められるが、より正確には衝突による緩和や粒子損失等との釣り合いによって定まる速度分布関数の変形から求めることが必要となる。そのため、加熱・電流駆動モジュールの機能は、高速イオンの生成、波動の励起・伝播・吸収、速度分布関数の3つの解析に分け

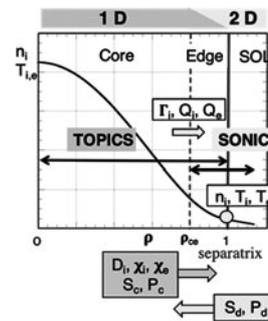


図4 統合コードTOPICSにおけるダイバータ統合コードSONICとの炉心-ダイバータ結合モデル。

ることができる。

中性粒子ビーム入射による高速イオンの生成は、入射中性粒子ビームの軌跡に沿って、場合によっては粒子のエネルギー構成を考慮に入れて、電離（励起を伴う多段電離を含む）と荷電交換の衝突断面積から求めることができる。高速イオンの生成の解析は、生成後の高速イオンの振る舞いを記述する OFMC[56]やNUBEAM[57]等のコードに含まれることが多いが、FIT3D[58]のように独立して、ドリフト軌道平均された生成分布を求めるコードもある。

核融合反応による高速イオンの生成は、簡易的にはマクスウェル速度分布を仮定して評価できるが、燃料イオンが高速成分をもつ場合には速度分布関数を用いてビーム・バルク成分による反応率を計算する必要がある。特に重水素の中性粒子ビーム入射加熱と三重水素のイオンサイクロトロン共鳴加熱が共存する場合はビーム・ビーム成分の反応も考慮に入れる必要がある。

波動の励起・伝播・吸収の解析には、幾何光学近似を用いて波束を追跡する光線追跡法やビーム追跡法と、マクスウェル方程式を周波数領域の境界値問題として解き、波動の空間構造を求める波動光学的手法がある。幾何光学的手法は波長の短い電子サイクロトロン波や低域混成波に用いられ、波動光学的手法は波長がプラズマサイズと同程度になるイオンサイクロトロン波に用いられてきた。電子サイクロトロン波の吸収の解析においては、相対論効果を取り入れると速度空間におけるサイクロトロン共鳴曲線が楕円になる効果を取り入れることが必要である。代表的な幾何光学解析コードとして、EC-HAMAMATSU[59]、TASK/WR[60]、TORAY[61]、GENRAY[62]、TRAVIS[63]等がある。低域混成共鳴周波数帯の遅波および速波について、導波管列アンテナや進行波アンテナによる励起の解析に通常は解析的モデルが用いられるが、アンテナ前面の密度分布や密度揺動の影響を取り入れるため、波動光学的手法との比較が進められている。イオンサイクロトロン周波数帯の波動光学伝播解析にプラズマの有限ラーモア半径効果を取り入れると、一般には空間的な畳み込み積分を含む微積分方程式を解く必要がある。そのため、i) 冷たいプラズマ近似で波数を評価 ( $k_{\perp}\rho = 0$ )、ii) 空間の2階微分までの近似 ( $k_{\perp}\rho \ll 1$ )、iii) 局所的な一様性 ( $\rho/L \ll 1$ ) を仮定してフーリエ展開、iv) 相互作用の空間局在性を用いて積分等の手法が導入されている。具体的には i) TASK/WM[64]、ii) TORIC[65]、iii) AORSA[66]等が用いられており、iv) のTASK/WF [67]への適用が進められている。

生成された高速粒子は、衝突による減速や空間拡散によって緩和する。その速度分布関数の緩和過程は、i) モンテカルロ法による巡回中心の軌道追跡あるいは ii) フォッカー・プランク型の偏微分方程式によって記述される。巡回中心の軌道追跡においては、クーロン衝突や中性粒子との衝突による減速、エネルギー拡散、ピッチ角散乱が乱数で記述され、速度空間2次元実空間3次元の分布関数が求められるとともに、背景粒子に与えられるパワー、運動量等が評価される。さらに損失粒子については、壁面に衝突す

る位置やエネルギーを評価することもできる。波動との相互作用は、i) サイクロトロン共鳴を通過する際に受ける速度変化を乱数として与える手法と ii) 準線形理論から求められる速度拡散と減速を満たす乱数を速度変化として与える手法があり、後者の方が必要計算量は少ないとされている。フォッカー・プランク方程式を用いた解析では、トカマクの軸対称性と軌道平均を用いた3次元解析、さらに空間輸送を無視した速度空間2次元の局所解析が行われている。代表的な軌道追跡コードとしてはOFMC[56]、GNET[68]、NUBEAM[57]等があり、フォッカー・プランクコードとしてはTASK/FP[69]、BAFP[70]、CQL3D[71]等がある。

## 2.12 3次元平衡・安定性

平衡は、統合解析のみならず、様々な解析の根幹をなす重要な基盤であるが、本節では、LHD実験解析のために開発、運用されている統合輸送解析スイートTASK3D-a [72] (4章参照)に話題を限って概説する。

TASK3D-aでは、トムソン散乱計測による電子温度分布[73]が得られているタイミングに対して、座標マッピングシステムであるTSMAP[74]を介して3次元平衡を規定している。TSMAPは、事前に構築されたVMEC[75]平衡データベースから、計測電子温度分布に最も適した(電子温度分布のピーク位置を磁気軸と考え、その磁気軸をはさんだトーラス内側と外側の分布対称性を満たす)平衡を選び出し、その平衡データを用いて、実座標から実効小半径へとマッピングを行うものである。これにより、実座標(視線)に依存した計測データを、実効小半径の関数として表すことが可能となるが、データベースで仮定したプラズマ小半径と、実験における蓄積エネルギーの99%を含むプラズマ小半径位置( $a_{99}$ )との差異を考慮して、 $a_{99}$ に対応する磁気面を最外殻としたVMEC計算を改めて行っている。この再計算されたVMEC平衡は、TSMAPで選び出されたVMEC平衡とは完全には一致しないが、その差異は、統合輸送解析における1次元輸送計算に実質的な影響を及ぼさないことが確かめられている[76]。

しかし、高ベータプラズマや摂動磁場印加実験など、高精度の平衡が必要な解析を行う際には、入れ子状の磁気面を仮定しないHINT2[77]で平衡を構築しているのが現状である。また、上記の平衡規定方法では、回転変換や磁気シアといった平衡量が必ずしも実際を再現している保証はないため、これらに大きく依存するMHD安定性解析については、TASK3D-aの適用範囲を安定性解析に拡げていく上での大きな開発課題となっている。現状でも、VMEC計算の出力として、メルシエ安定性[78]の評価指標は参照できるが、それを用いた議論は行わないように喚起している。

このように規定されたVMEC平衡データは、Boozer座標系[79]にも変換される。TASK3D-aでは、VMEC平衡やBoozer平衡のデータが、その後の加熱計算や新古典輸送計算等に提供されていく流れとなっている。また、磁場スペクトルや実効ヘリシティ[80](リップル輸送の大きさの指

標) といった平衡量が, GIOTA コード[81]を経て, LHD 解析データサーバ[82]に登録され, 磁場配位依存性の検討などの共同研究に広く活用されている。

### 2.13 3次元新古典輸送・径電場・加熱

3次元磁場配位であるヘリカル系装置のプラズマ輸送において新古典輸送およびそれに密接に関連する径電場が重要な働きをする。統合シミュレーションコード TASK3D [83, 84]においては, 新古典輸送解析モジュールとして LHD/DGN[85]モジュールがある。一般的な新古典輸送解析には, 各エネルギー成分に対する運動論方程式を解き, エネルギー積分を行うことによって輸送係数を得る。しかしながら, ヘリカル系の新古典輸送においては, イオンおよび電子の輸送係数が径電場に強く依存するため, 径電場はイオンおよび電子流束の両極性条件から決定される。このため, 新古典輸送と径電場を同時に解く必要があり, 多くの新古典輸送計算が必要となる。一方, ドリフト運動論方程式の磁力線方向の運動と  $E \times B$  ドリフトのみを考慮することにより, 新古典輸送係数は, 規格化することができ, 規格化された拡散係数  $D^* = D/D_{\text{plateau}}$  は, 規格化された衝突周波数  $\nu^* = \frac{R\nu}{v}$ , 径電場  $G^* = \frac{RE_r}{crvB}$  の関数として与えられる。

したがって, これら規格化された変数と  $D^*$  の関係を基礎データとしてデータベース化することにより, 異なる粒子種や温度・密度に対応した輸送係数を求めることができる(図5)。

LHD/DGN モジュールでは, 規格化されたデータとして, DCOM[86, 87]および GSRAKE[88]コードによる結果を用いている。DCOMコードはモンテカルロ法を用いて新古典輸送係数を評価するコードであり, 約2000点の計算結果を用いている。また, GSRAKEは解析的近似解を用いて新古典輸送係数を評価するコードであり, LHD/DGN においては特に無衝突領域における拡散係数を評価するために用いており, 約200点のデータを用いて, LHD/DGNが構築されている。得られた結果は DKES コードを用いたデータベースとベンチマークを行っており, 良い一致が得られている[89]。

3次元磁場配位における加熱においては, 加熱により発

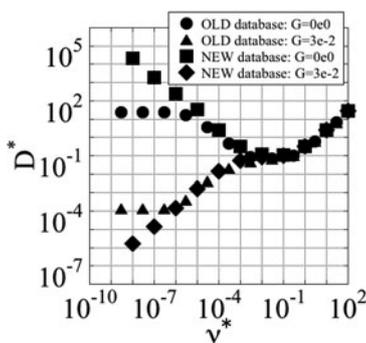


図5 規格化拡散係数  $D^*$  の DCOM+GSRAKE (NEW) と DCOM (OLD) によるデータ点の比較[85]。

生する高エネルギー粒子の軌道が複雑であり, 加熱分布の解析には有限の粒子軌道効果を含むシミュレーションが必要となる。このため, TASK3Dでは, 2種類のNBI解析コードを開発している。1つは, 簡易的に粒子軌道の効果を含むFIT3D[58]コードである。FIT3Dは, また3つのコード HFREYA, MCNBI, FITで構成されている。HFREYAコードにより, イオン源のビーム粒子の発生からプラズマ中でのイオン化までをシミュレーションし, MCNBIコードにより有限の軌道幅の効果を取り入れたビーム分布を計算している。次に, FITコードによりビームのエネルギー減衰, ピッチ角散乱をフォッカープランク方程式の解析的近似解を用いて計算している。比較的短時間に計算できることから多くのショットについて解析が可能となる。また, 最近では近似的に時間発展プラズマに対応した FIT\_CONV [90]が開発されている。これについては, 4.9節において解説されている。

もう一方は, HFREYAコードの結果を用いて, GNET [68]コードによりビーム減衰分布を粒子軌道の効果を完全に取り入れて解法する手法である。FIT3Dの場合に比べ解析に長いCPU時間が必要となり限定されたショットの解析のみ行うことができる。また, GNETコードでは, ICRF加熱によるRF波との相互作用を取り入れることができ, ICRF加熱による加熱分布やNBI加熱とICRF加熱の重畳の場合において解析を行うことができる。さらに, ペレット入射などプラズマの大きな時間変化を伴う場合の加熱解析のため, プラズマ時間発展および複数のイオン粒子種に対応した GNET-TDコードが開発されている。図6は, GNET-TD[91]によって解析された炭素ペレット入射による加熱量の変化を示している。

### 参考文献

- [1] F.L. Hinton and R.D. Hazeltine, Rev. Mod. Phys. 48, 239 (1976). VII 節.
- [2] P. Helander and D.J. Sigmar, *Collisional Transport in Magnetized Plasmas* (Cambridge University Press, Cambridge, 2002).
- [3] M. Honda and A. Fukuyama, Comput. Phys. Commun. 208, 117 (2016).
- [4] S.P. Hirshman and D.J. Sigmar, Nucl. Fusion 21, 1079 (1981).

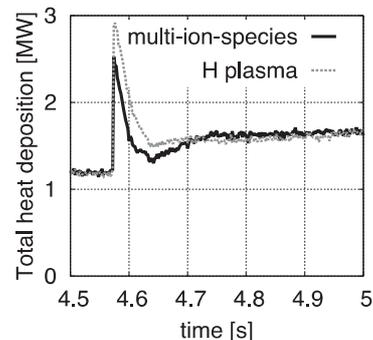


図6 GNET-TDによる炭素ペレット入射放電の全加熱入力(の時間発展 (Hプラズマと多イオンを考慮した場合の比較) [91]。

- [ 5 ] M. Kikuchi and M. Azumi, Plasma Phys. Control. Fusion **37**, 1215 (1995).
- [ 6 ] M. Honda *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 073050 (2013).
- [ 7 ] M. Honda, Comput. Phys. Commun. **181**, 1490 (2010). Appendix A.
- [ 8 ] R.A. Hulse, Nucl. Technol. Fusion **3**, 259 (1983).
- [ 9 ] H.P. Summers, The ADAS User Manual, <http://adas.phys.strath.ac.uk>
- [10] W.A. Houlberg *et al.*, Phys. Plasmas **4**, 3230 (1997).
- [11] [https://w3.pppl.gov/ntcc/NCLASS/readme\\_nclass\\_pt.html](https://w3.pppl.gov/ntcc/NCLASS/readme_nclass_pt.html)
- [12] A.G. Peers, Phys. Plasmas **7**, 268 (2010).
- [13] F.L. Hinton and S.K. Wong, Phys. Fluids **28**, 3082 (1985).
- [14] M. Romanelli and M. Ottaviani, Plasma Phys. Control. Fusion **40**, 1767 (1998).
- [15] T. Fülöp and P. Hender, Phys. Plasmas **6**, 3066 (1999).
- [16] E.A. Belli *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **56**, 124002 (2014).
- [17] E.A. Belli and J. Candy, Plasma Phys. Control. Fusion **54**, 015015 (2012).
- [18] K. Hoshino *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 083027 (2011).
- [19] Y. Shimizu *et al.*, Plasma Fusion Res. **10**, 3403062 (2015).
- [20] T. Takeda and S. Tokuda, J. Comput. Phys. **93**, 1 (1991).
- [21] S. Tokuda and T. Watanabe, Phys. Plasmas **6**, 3012 (1999).
- [22] N. Aiba *et al.*, Comput. Phys. Commun. **175**, 269 (2006).
- [23] M. Azumi *et al.*, Proc. 6th Int. Conf. on Plasma Phys. **1**, 200 (1984).
- [24] N. Aiba *et al.*, Phys. Plasmas **18**, 022503 (2011).
- [25] J. Shiraishi *et al.*, Nucl. Fusion **54**, 083008 (2014).
- [26] N. Hayashi *et al.*, プラズマ・核融合学会誌 **80**, 605 (2004).
- [27] T. Ozeki *et al.*, Fusion Sci. Tech. **50**, 68 (2006).
- [28] 武智 学 他：プラズマ・核融合学会誌 **85**, 147 (2009).
- [29] 白石淳也：プラズマ・核融合学会誌 **94**, 183 (2018).
- [30] N. Aiba *et al.*, Comput. Phys. Commun. **180**, 1282 (2009).
- [31] B. Pégourié, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, R87 (2007).
- [32] A. Matsuyama *et al.*, Nucl. Fusion **52**, 123017 (2012).
- [33] F. Koechl *et al.*, EFDA-JET-PR(12) 57.
- [34] P.B. Parks and R.J. Turnbull, Phys. Fluids **21**, 1735 (1978).
- [35] S. Tokunaga *et al.*, Fusion Eng. Des. **123**, 620 (2017).
- [36] H. Grad and J. Hogan, Phys. Rev. Lett. **24**, 1337 (1970).
- [37] R.R. Khayrutdinov and V.E. Lukash, J. Comput. Phys. **109**, 193 (1993).
- [38] A. Matsuyama and S. Miyamoto, *private commun.*
- [39] S.C. Jardin *et al.*, J. Comput. Phys. **66**, 481 (1986).
- [40] L.E. Zakharov, *et al.*, Phys. Plasmas **19**, 055703 (2012).
- [41] K. Harafuji *et al.*, J. Comput. Phys. **81**, 169 (1989).
- [42] H. Natsume *et al.*, Plasma Fusion Res. **9**, 3403048 (2014).
- [43] N. Hayashi *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 095015 (2009).
- [44] H. Kawashima *et al.*, Plasma Fusion Res. **1**, 031 (2006).
- [45] R. Schneider *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **46**, 3 (2006).
- [46] 畑山明聖：プラズマ・核融合学会誌 **77**, 420 (2001).
- [47] 星野一生 他：プラズマ・核融合学会誌 **86**, 681 (2010).
- [48] 藤間光徳 他：プラズマ・核融合学会誌 **86**, 685 (2010).
- [49] Y. Feng *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **44**, 57 (2004).
- [50] S. Braginskii, Rev. Plasma Physics, **1**, 205, Consultants Bureau, New York, 1965.
- [51] A. Fukano *et al.*, J. Nucl. Mater. **363-365**, 211 (2007).
- [52] H.D. Pacher *et al.*, J. Nucl. Mater. **415**, S492 (2011).
- [53] 清水勝宏, 滝塚知典：プラズマ・核融合学会誌 **80**, 183 (2004).
- [54] N. Hayashi *et al.*, J. Nucl. Mater. **363-365**, 1044 (2007).
- [55] M. Yagi *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **52**, 372 (2012).
- [56] K. Tani *et al.*, J. Phys. Soc. Japan **50**, 1726 (1981).
- [57] R.J. Goldston *et al.*, J. Comp. Phys. **43**, 61 (1981).
- [58] S. Murakami *et al.*, Trans. Fusion Technol. **27**, 256 (1995).
- [59] K. Hamamatsu and A. Fukuyama, Fusion Eng. Des. **53**, 53 (2001).
- [60] A. Fukuyama, Fusion Eng. Des. **53**, 71 (2001).
- [61] Y.R. Lin-Liu *et al.*, Phys. Plasmas **10**, 4064 (2003).
- [62] R.W. Harvey *et al.*, Phys. Fluids B **5**, 446 (1993).
- [63] N.B. Marushchenko *et al.*, Plasma Fusion Res. **2**, S1129 (2007).
- [64] A. Fukuyama *et al.*, Proc. 18th IAEA Fusion Energy Conf. (Sorrento, 2000) IAEA-CN-77/THP2/26.
- [65] M. Brambilla, Plasma Phys. Control. Fusion **41**, 1 (1999).
- [66] E.F. Jaeger *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 1573 (2001).
- [67] A. Fukuyama and Y. Ichida, Proc. 1996 Int. Conf. on Plasma Phys. **2**, 1342 (1997).
- [68] S. Murakami *et al.*, Nucl. Fusion **46**, S425 (2006).
- [69] H. Nuga and A. Fukuyama, Plasma Fusion Res. **5**, S2068 (2010).
- [70] M. Toma *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **57**, 095007 (2015).
- [71] R.W. Harvey *et al.*, Phys. Rev. Lett. **62**, 426 (1989).
- [72] M. Yokoyama *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 126016 (2017).
- [73] K. Narihara *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **72**, 1122 (2001).
- [74] C. Suzuki *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 014016 (2013).
- [75] S.P. Hirshman and J.C. Whiston, Phys. Fluids **26**, 3553 (1983).
- [76] M. Yokoyama *et al.*, Plasma Fusion Res. **8**, 2403016 (2013).
- [77] Y. Suzuki *et al.*, Nucl. Fusion **46**, L19 (2006).
- [78] C. Mercier, Nucl. Fusion **1**, 47 (1960).
- [79] A.H. Boozer, Phys. Fluids **25**, 520 (1982).
- [80] C.D. Beidler and W.N.G. Hitchon, Plasma Phys. Control. Fusion **36**, 317 (1994).
- [81] M. Yokoyama *et al.*, Research Report NIFS-810, National Institute for Fusion Science, Japan (2005) on the numerical code originally developed by L. Hedrick (retired, Oak Ridge National Laboratory).
- [82] M. Emoto *et al.*, Fusion Eng. Des. **81**, 2019 (2006).
- [83] A. Sakai *et al.*, Plasma Fusion Res. **10**, 3403048 (2015).
- [84] S. Murakami *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **57**, 054009 (2015).
- [85] A. Wakasa *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **50**, 582 (2010).
- [86] A. Wakasa *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **4** (2001) 408.
- [87] A. Wakasa *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **46**, 1157 (2007).
- [88] C.D. Beidler and W. D. D'haeseleer, Plasma Phys. Control. Fusion **37**, 463 (1995).
- [89] Y. Turkin *et al.*, Phys. Plasmas **18**, 022505 (2011).
- [90] H. Nuga *et al.*, Plasma Fusion Res., *accepted for publication* (2019).
- [91] H. Yamaguchi and S. Murakami, Nucl. Fusion **56**, 026003 (2016).

## 小特集 統合コードによる磁場閉じ込め核融合プラズマシミュレーションの現状と今後の展望

### 3. 国内外の統合コード開発状況

#### 3. Status of Integrated Code Development in Japan and Overseas

福山 淳, 林 伸彦<sup>1)</sup>, 村上定義, 横山雅之<sup>2,4)</sup>, 藤田隆明<sup>3)</sup>

FUKUYAMA Atsushi, HAYASHI Nobuhiko<sup>1)</sup>, MURAKAMI Sadayoshi,

YOKOYAMA Masayuki<sup>2,4)</sup> and FUJITA Takaaki<sup>3)</sup>

京都大学大学院工学研究科, <sup>1)</sup>量子科学技術研究開発機構, <sup>2)</sup>自然科学研究機構核融合科学研究所,

<sup>3)</sup>名古屋大学大学院工学研究科, <sup>4)</sup>統合研究大学院大学

(原稿受付: 2019年5月20日)

磁気閉じ込め核融合プラズマの包括的シミュレーションに向けて, 世界各国で統合コードの開発が進められるとともに, 多くのモジュールを連携させるためのコードインターフェースの標準化を含む統合コードフレームワークの試みも進展しつつある. 本章では, まず国内で開発が進められている TOPICS (量研), TASK (京大), TOTAL (名大), TASK3D (核融合研, 京大) について, その構成と主な特徴を説明する. 引き続いて, 欧米の統合コード開発の現状を紹介するとともに, ITER プラズマ実験に向けて, コード間連携とデータの標準化をめざして開発・普及が進められている IMAS を説明し, 日米におけるコード間連携の試みについても報告する.

#### Keywords:

integrated code, comprehensive simulation, integrated modeling framework, data structure, data interface

#### 3.1 はじめに

磁気核融合炉心プラズマにおいては, 様々な物理現象が相互に影響を及ぼし合いつつ時間発展している. その振る舞いを記述するためには, 第2章で紹介された個々の物理現象を記述する解析コード(モジュール)を組み合わせて, 炉心プラズマ全体の時間発展を自己無撞着にシミュレートする必要がある. そのために多数の解析モジュールを内包する多くの統合コードが開発されてきた. 主要な磁気閉じ込め装置においてはその運転性能を予測し, 実験結果を解析するための統合コードが開発され, 新しい実験装置の性能予測や解析モジュールの機能向上を図る上でも統合コードが利用されている. 国内で開発されている代表的な統合コードには TOPICS (量子科学技術研究開発機構(量研)), TASK (京都大学(京大)), TOTAL (名古屋大学), TASK3D (核融合科学研究所, 京大) があり, 以下ではそれらの特徴を紹介するとともに, 主要な機能を比較し, 国外の統合コードについても簡単に説明する.

統合コードとして多数の解析モジュールの連携を体系的に実現するためには, 連携のフレームワークを構築することが重要である. そのフレームワークには, モジュール間でやりとりするデータのデータ構造, データ交換インターフェース, そしてモジュールの実行を制御する仕組み等が含まれる. 現在国際熱核融合実験炉 ITER プラズマ実験のモデリングと実験解析に向けた統合フレームワーク IMAS (Integrated Modelling and Analysis Suite) の開発が欧州を中心に進められており, 日米におけるモジュール間連携標

Kyoto University, KYOTO 615-8540, Japan

準化の試みとともにその概要を説明する.

#### 3.2 統合コード TOPICS

TOPICS (TOkamak Prediction and Interpretation Code System) は, 元々は日本原子力研究所で安積正史氏が開発した1.5次元輸送コードであり, 統合コードという概念がない時代でも, 内包する物理モジュールは小規模ながら作りそのものは既に統合コード的なものであった. TOPICS は, JT-60 実験のプラズマ分布等を評価する実験解析ツールと連携するインターフェースが整備され[1,2], 組織名が量研に変わった現在に至るまで JT-60 の標準の輸送解析コードとして使われてきた. プラズマの時間発展を予測するシミュレーションコードとしても開発が進められ, 統合コードの概念が現れた時に, TOPICS-IB (TOPICS extended for Integrated simulations for Burning plasma) に呼称を一時変更していたが[3,4], 統合コードが一般的になるとともに呼称を元の TOPICS に戻した[5]. ただし, 当初 TOPICS という名称であった1.5次元輸送ソルバー部分は, 図1に示すように統合コード TOPICS のコア部分になり, 他の研究機関の研究者とも協力して様々な規模の物理・工学モジュールが導入・結合されている. コア部分は, 1次元の熱/粒子/運動量/電流輸送と2次元の自由境界 MHD 平衡を, プラズマ電流立ち上げ/下げ時の体積変化も考慮して解き[6], 新古典理論と整合したトロイダル・ポロイダル回転と径電場を評価できる[7].

TOPICS の物理モジュールには, 燃料ペレットの入射と

corresponding author's e-mail: fukuyama@afportal.net

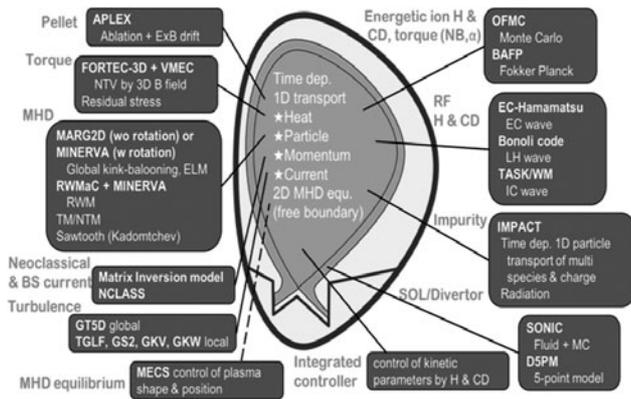


図1 量研で開発されている統合コード TOPICS の構成図。

溶発および溶発プラズマの大半径外側へのドリフトを考慮した APLEX[8], 新古典トロイダル粘性によるトルクを評価する第一原理 3 次元新古典コード FORTEC-3D[9,10], 線形 MHD 安定性コード (回転なし: MARG2D, 回転あり: MINERVA), RWM 安定性解析コード MINERVA/RWMaC, 新古典輸送係数やブートストラップ電流を評価する Matrix Inversion モデル[1,11], NBI (Neutral Beam Injection) や核融合反応で生成される高エネルギー粒子の加熱・電流駆動やトルクを評価するモンテカルロ粒子コード OFMC と 2 次元フォッカープランクコード BAFF, 電磁波による加熱・電流駆動を評価するコード (EC: EC-Hamamatsu, LH: Bonoli コード[12], IC: TASK/WM), 炉心の不純物 1 次元輸送コード IMPACT[13], SOL/ダイバータプラズマの統合コード SONIC と動的 5 点モデル D5PM, 等が結合されている。SONIC はそれ自身が統合コードであるが, 別の小特集[14]で既に紹介されているので詳細はそちらをご覧ください。上記の内のいくつかのモジュールは第 2 章で (上記で参考文献がないものは第 2 章を参照), それらを利用した研究は第 4 章で紹介されている。一方, TOPICS の工学モジュールには, 加熱・電流駆動による規格化ベータ値や周回電圧等の複数パラメータの統合 PID 制御モジュール[5]等があり, JT-60SA で使用する MHD 平衡制御シミュレータ MECS[15]とも結合する予定である。

TOPICS の計算は, 使用するモジュールが小規模であれば単一の PC クラスタ計算機で行われ, モジュールが大規模並列計算を必要とする場合はそのモジュール部分だけスーパーコンピュータ (スパコン) で実行し, TOPICS 本体は PC クラスタで実行してモジュールの実行をリモートで自動制御することが可能である。もちろん全ての計算をスパコン上で実行することも可能であるが, 現状のシミュレーションでは数日以上かかる場合もあり, スパコンのジョブクラスの時間制限によってリスタート作業が複雑になったり, スパコンの障害に直接影響されてしまう (TOPICS 本体の計算を PC クラスタで継続していれば, 他の正常なスパコンでの計算に切り替えることができる)。モジュールのリモート制御のためスパコン上にインストールした監視プログラムは, TOPICS 本体から入力ファイルが転送されるとそのファイルを認識してモジュールを実行

し, 終了して出力ファイルが現れたら TOPICS 本体に転送する。この機能は, グリッドミドルウェア AEGIS (Atomic Energy Grid Infrastructure) に基づいた統合計算フレームワーク SOAF (Simple Orchestration Application Framework) [16]でも実装され TOPICS で利用された。一方, SONIC ではファイルによるデータ交換でなく並列計算の MPI (Message Passing Interface) に基づいた MPMD (Multiple-Program Multiple-Data) システムの統合計算機能を実装しており[17], 両者を融合した統合計算機能の開発を進めている。

### 3.3 統合コード TASK

統合コード TASK (Transport Analyzing System for tokamak) [18]の出発点は, 当時 JT-60 で実験が始まろうとしていた低域混成波加熱を解析するために 1977 年に開発された光線追跡法による波動伝播解析コード[19]である。その後, イオンサイクロトロン波を記述する波動光学的伝播解析[20], 高速イオンの生成と電流駆動を記述する速度分布関数解析[21], プラズマの時間発展を記述する輸送・平衡解析が加わり, 波動による加熱と電流駆動の自己無撞着なシミュレーションを実現する統合コードへと発展し, 1992 年頃から TASK と呼ばれるようになった。

統合コード TASK の特徴の一つは, 当初からモジュール構成で開発されてきたことである, 現在のモジュール構成を図 2 に示す。各モジュールは単体でも動作可能であるが, 他のモジュール内からの実行も可能であり, 全体統括モジュール TOT から時間シーケンスに従って各モジュールを実行させることも可能である。各種物理量の空間分布はデータ交換モジュール PL に保存されてデータ交換を行うが, 後述のデータ交換フレームワーク BPSD を利用することも可能である。

平衡, 輸送, 加熱等の基本的な解析モジュールに加えて, 先進的なモデリングの試みが行われている。輸送については, 従来の拡散型輸送方程式による解析 (TR, TI) に加えて, 磁気面平均された流体方程式とマクスウェル方程式を解く TASK/TX[22]はより短い時間スケールの輸送現象を

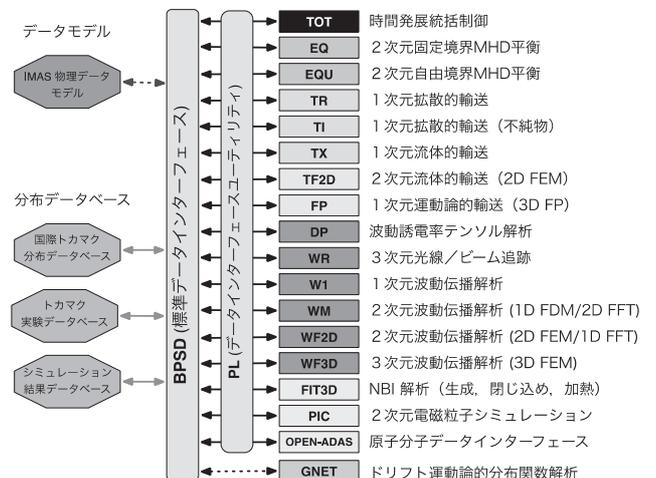


図2 統合コード TASK の構成図。

記述することができる。さらに3次元速度分布関数の時間発展を解析するTASK/FP[23]は、波動加熱やNBI加熱による速度分布関数の変形を含めた運動論的輸送解析が可能である(5.5節参照)。統合コードTASKはその起源から波動伝播解析は充実しているが、MHD安定性解析は手薄である。しかしながら、ICRF波加熱のために開発されたTASK/WMを複素周波数に拡張して固有モードを計算することにより、高速イオンによって励起されるアルヴェン固有モードの成長率を計算することができる[24]。

TASKのその他の特徴としては、ソースコードが公開されていてgitサーバーから入手可能であること[25]、計算資源を要するモジュールをMPIにより並列処理できること、同一コードでラップトップパソコンからクラスター、スーパーコンピュータまで処理が可能であること等があげられる。

今後は運動論的波動伝播解析の拡張、運動論的輸送解析の整備、周辺プラズマ輸送との結合等に加えて、ITER物理データモデルとのインターフェースの開発を進める予定である。

### 3.4 統合コードTOTAL

TOTAL (TOroidal Transport Analysis Linkage) コードは、ヘリカルプラズマ用のコード(HSTR)[26]をベースとして、ヘリカル、トカマクのいずれにも対応できるコードとして開発が進められてきた。これまでに、LHDプラズマの性能予測[26]、LHDプラズマにおける電子熱輸送障壁の解析[27]、ITERにおけるタンゲステン不純物輸送の予測[28]などに用いられた。

TOTALコードの構成をフローチャート形式で図3に示す。ヘリカルプラズマの解析においてはVMECコード[29]により3次元平衡を計算し、トカマクプラズマの解析においてはAPOLLOコード[30]で自由境界2次元平衡を計算する。得られた平衡における1次元輸送がHTRANSコードにより解析される。

トカマクプラズマにおける新古典輸送およびヘリカル

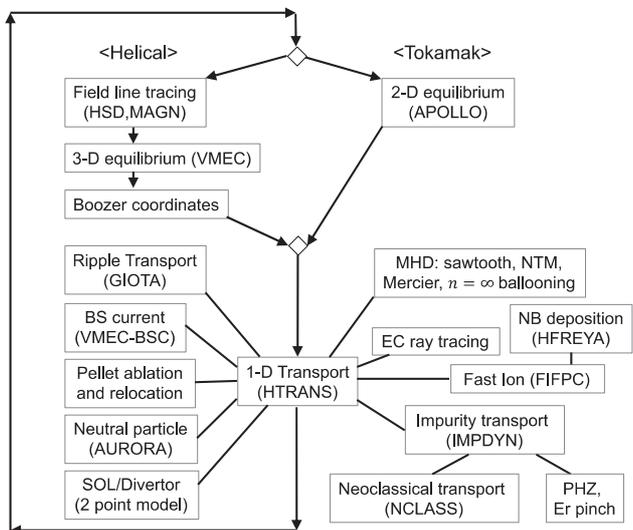


図3 TOTALコードの構成(フローチャート)。

ラズマにおける新古典輸送の軸対称成分は、文献[31,32]の式に基づいて評価される。ヘリカルプラズマにおける新古典輸送の非軸対称成分はGIOTIAコード[33]によりマルチ成分のヘリカルリップルの効果を含めて求められ、イオンと電子の粒子束が等しくなる条件から径電場が決定される。異常輸送としては、GLF23[34]、Bohm[35]、GyroBohm[27]、Mixed Bohm/GyroBohm[36]、CDBMなどのモデルが導入されている。 $E \times B$ シアによって異常輸送を低減させる式により内部輸送障壁の形成をモデル化している[27,36]。Hモードについては、プラズマ境界部で人為的に異常輸送を低減させて境界輸送障壁を模擬している。不純物輸送はNCLASS[37,38]による新古典輸送に基づいてIMPDYN[39]で解析される。

MHD不安定性としては、鋸歯状振動(sawtooth)[35]、新古典テアリングモード(NTM)[40]、メルシエ条件、短波長バルーニングモード[30]を評価するモジュールが組みこまれている。

ペレットについて中性ガス遮蔽モデル(NGSモデル)と $E \times B$ ドリフトによるリロケーションモデル[41]、ガスパフおよびリサイクリング粒子についてモンテカルロ法によるAURORAコード[42]が組み込まれている。SOLおよびダイバータプラズマに関しては2点モデル[43]が用いられている。中性粒子ビーム(NB)入射についてフォッカープランクコードFIFPC[44]での解析、電子サイクロトロン波入射について光線追跡による解析が可能である。加熱分布、駆動電流分布を関数形で与えることもある[45]。

核燃焼プラズマの予測計算においては、核融合出力としてはサーマル成分によるもののみが考慮され、プラズマパラメータに応じてアルファ粒子のイオン加熱パワー・電子加熱パワーが評価される。核融合出力の制御として、ペレット入射周波数あるいは外部加熱パワーによる帰還制御が用いられる。

近年、プラズマのトロイダル回転に伴う高価数不純物のピンチモデル(PHZ, Erピンチ)[46]の式が導入され実験データの解析が行われた(第4章に記述)。それらのピンチ速度を案内中心軌道の解析により求めるコードも最近組み込まれている。Hモードについて、LH遷移・HL逆遷移の導入やEPED1比例則に基づくペDESTAL圧力限界の導入も行われている。さらにNB電流駆動解析のためのフォッカープランクコードの作成・導入も進行中である。TOTALコードの特徴の一つとして、比較的簡易なモデルを用いて高速に計算を行える点があり、それを活かした原型炉等におけるプラズマの実時間制御への適用などが開発の方向として考えられている。

### 3.5 統合コードTASK3D

LHDをはじめとしたヘリカル系プラズマを主な対象とした統合輸送解析スイートTASK3Dの開発・運用が進んでいる。トカマクプラズマを対象とした統合解析コードTASK[25]を基盤として、3次元磁場構造に起因・関連する物理を記述するモジュールの追加、改良などが進められている。TASK3Dの開発戦略は以下の2通りである。LHD

実験データに基づいた【LHD 実験データ解析型 (TASK3D-D-Analysis, TASK3D-a シリーズ)】は、輸送現象に関するLHD実験解析の基盤となっており、各種モジュールの実験検証や高精度化などが行われている。一方、【到達パラメータ予測型】は、輸送モデルを導入して到達パラメータ(温度など)を予測するものである。以下の節では、それぞれについて記述する。

**LHD 実験データ解析型統合輸送解析コード：TASK3D-a**

3次元平衡、NBI加熱、熱輸送過程といった各種要素解析コード(モジュール)の統合作業を経て、2012年9月に、初版であるTASK3D-a01がリリースされた[47]。TASK3D-a01の構築によって、熱輸送解析の自動化が進化した。温度分布や密度分布の時間変化も考慮したダイナミック輸送解析の結果も提供することができるようになった。

より広範なLHD実験条件への適用を図るため、モジュールの追加や高精度化を行い、TASK3D-a02としてリリースした。新古典熱・粒子拡散フラックスを評価するGSRAKEコード[48]を組み込んだ。これにより、a01での実験的なエネルギーバランス解析とともに、新古典エネルギーフラックス解析が同時に行われることになった。また、ECH加熱分布を評価するLHDGaussコード[49]およびTRAVISコード[50]も導入したことで、ECH吸収パワーを取り込んだエネルギーバランス解析が行えるようになり、a01段階でのNBIプラズマ解析から解析対象の格段の拡張が実現した。

さらに、計算規模や必要資源の違いから統合が困難である大規模シミュレーションコードについても、TASK3D-aからLHDプラズマの平衡や温度・密度分布などを提供するという連携を確立した。その一例として、GNET[51]に

よるNBI加熱計算への必要データ提供を挙げることができるよう(4.10節参照)。これにより、大規模シミュレーションによるLHDプラズマ解析の実施や国際コードベンチマーク活動[52]が円滑にできるようになったこともTASK3D-aの成果であると言える。

複数イオン種から成るLHDプラズマや、LHD重水素実験への対応をさらに進めて、軽水素、重水素、ヘリウム存在下でのNBI加熱計算[53]に対応した第3版a03、第4版a04へと次々と機能拡張が行われた[54]。この機能拡張により、同位体効果研究の基盤となる解析データベースの作成が大きく進展している[55,56]。また、LHD重水素実験における中性子計測、高エネルギー粒子挙動の定量評価の基盤としての役割も果たしている(4.9節参照)。

このようにTASK3D-aは、要素モジュールの追加や高精度化が次々と進められ、多様な研究課題や系統的検証研究のための統合解析基盤として運用が行われている。今後の課題は枚挙に暇がないが、喫緊のものとしては、ICHモジュールの導入、モジュールとしての導入が可能な不純物輸送コードの検討と導入、周辺プラズマ解析との連携などが挙げられる。

ITER統合モデリング専門家会合において、大型実験において実験データと密に連携して運用されている統合解析スイートとしてTASK3D-aが認知されていることを最後に述べておきたい

**到達パラメータ予測型統合輸送解析コード：TASK3D**

トカマク輸送解析を対象とするTASK/TRをベースに、3次元MHD平衡、新古典輸送、径電場効果、3次元磁場加熱解析等を取り入れてヘリカル系輸送解析に拡張された統合コードであり、TASK3D-aと区別するためTASK3D-pと呼ばれることもある[57,58]。主に、加熱によって生成された高速粒子の振る舞いを記述する分布関数解析コードGNET[59]、GNET-TD[60]と組み合わせて、LHD、HSX等のヘリカル系プラズマの時間発展の予測に用いられている。また、LHD実験結果との比較により熱・粒子輸送モデルの構築やヘリカル型核融合炉の検証が進められている。

**3.6 統合コードの機能**

各統合コードに含まれる解析モジュールの主な機能を一覧を表1に示す。TOPICSはトカマクプラズマにおける物理現象を幅広くカバーしており、TASKは波動加熱・電流駆動の解析に、TOTALはヘリカル系を含めた輸送解析にウェイトがある。TASK3D (TASK3D-a, TASK3D-p)もヘリカル系プラズマの主要な物理現象をカバーしており、TASK3D-aは実験解析との連携に特徴がある。

**3.7 海外の統合コード**

欧米においても、多数の統合コードが開発されている。JINTRAC (JET Integrated Transport Code) [61]はJETで開発された輸送コードJETTO[62]をベースにしており、最近ではCore-SOL結合を含めた解析を行っている。ASTRA (Automated System for TRANsport Analysis) [63]はIPP-Garchingで開発された輸送コードをベースにした統合コー

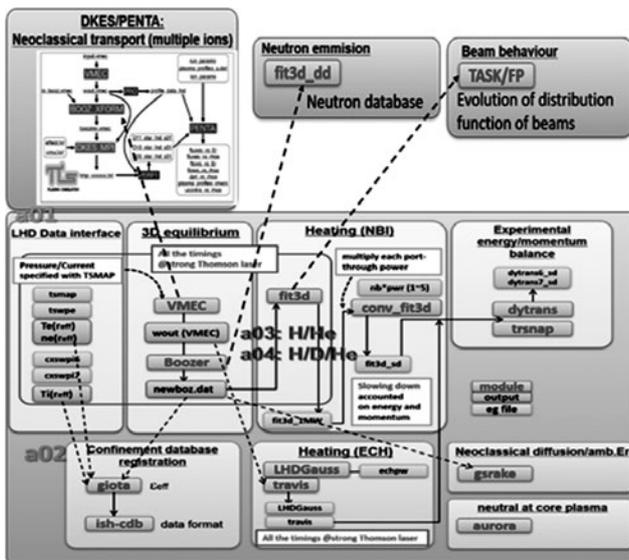


図4 LHD 実験データ解析型 (TASK3D-a シリーズ) の機能拡張の進展。中央部横一列で示された a01 版から、下段に記された機能拡張 (a02 版)、NBI 加熱モジュールを中心とした複数イオン種 (軽水素、ヘリウム、重水素) 対応 (a03, a04)、さらに、複数イオン種の新古典輸送解析に関する大規模シミュレーションコードとの連携や高エネルギー粒子挙動に関する機能拡張 (上段部) などの進展を述べている。

表1 各統合コードの機能一覧.

		TOPICS	TASK	TOTAL	TASK3D
MHD 平衡	固定境界平衡	○	○	○	○
	自由境界平衡	○	○	○	○
平衡データ 読込	EFIT 形式	○	○		
	MECS 形式	○	○		
	VMEC 形式	○	○	○	○
MHD 安定性	鋸歯状振動	○	○	○	
	NTM	○		○	
	RWM	○			
	ELM	○			
	AE	△	○		
	Mercier/n = ∞BM	○		○	△
輸送	バルクイオン	○	○	○	○
	高速イオン		○		○
	不純物イオン	○	○	○	
	中性粒子	○	○	○	○
	トロイダル回転	○			
	径方向電界	○	○	○	○
	新古典輸送 (2D)	○	○	○	
	新古典輸送 (3D)	○		○	○
	乱流輸送	○	○	○	○
高エネルギー 粒子	軌道追跡	○			○
	FP 方程式	○	○	○	○
NBI 加熱	高速イオン生成	○	○	○	○
波動加熱	光線追跡法	○	○	○	○
	ビーム追跡法		○		
	波動光学的解析	○	○		
ベレット入射	NGS モデル	○	○	○	○
	ドリフト効果	○		○	○
ダイバータ	簡易モデル	○		○	
	ダイバータコード	○			

ドである。CRONOS[64]はCEA-Saint-Paul-lez-Duranceで開発された統合コードであるが、粒子・熱輸送モデリングを簡略化して高速化を図ったMETIS[65]も開発されている。一方、統合モデリングのフレームワークを開発するために、EFDA ITM-TF (Integrated tokamak modeling - task force) が設置され、European ITM[66]が開発された。European ITMは、モジュール間でやり取りするデータを定義するCPO (Consistent Physical Object) とそのデータをやり取りするプログラムインターフェースを定義するUAL (Universal Access Layer) から構成され、モジュールの連携を定義するワークフローマネージャーとしてKepler[67]が採用された。そして、ITM-TFの活動として、既存の輸送コードとは独立に新しい輸送コードETS (European Transport Solver) [68]も開発されている。

米国PPPLにおいて開発された輸送解析用統合コードTRANSP[69, 70]は世界的に広く利用されているが、時間発展を予測するための統合コードPTRANSP[70]にも拡張されている。GAでは輸送コードONETWO[71]をベースとして統合シミュレーションが行われていたが、最近では後述の統合化フレームワークOMFIT[72]に基づいて統合コードが開発されている。また、LLNLで開発された統合コードCORSICA [73]は、ITERの制御プログラム開発に

利用されている。

### 3.8 統合モデリング解析フレームワーク

統合コードは多数の解析モジュールから構成され、それらの間でデータをやり取りする。従来の多くの統合コードは、特定の平衡・輸送コードをベースとし、それがMHDや加熱等の個々の解析モジュールとデータをやり取りする形で構成されていた。そのため、ある解析モジュールを別の統合コードに移植するたびに、新しいデータインターフェースを開発する必要があった。また、統合コードもその利用目的に応じて多様な解析レベルがあり、それに合わせて適切な解析レベルと必要計算負荷の解析モジュールを使用する必要がある。これらの多様性に対応するために、共通の統合化フレームワークを構築する試みが行われてきた。

統合コードを構成するためのフレームワークは、1) 解析モジュール間でやり取りするデータの種類とその構造、2) データをやり取りするためのプログラムインターフェース (API)、3) 解析モジュールの実行を制御するワークフロー管理等から構成される。

国内では、データ構造とデータ交換APIを定義するBPSD (Burning Plasma Simulation Data) [74]が開発され、統合コードTASKで利用されている。その開発方針は1) データ量を抑えた必要十分なデータセットであること、2) 並列処理に対応したデータ構造であること、3) 単純かつ適応性の高いデータ交換APIであることである。

ITER機構では、新しい統合コードを開発するのではなく、既存の解析モジュールを組み合わせた統合コードパッケージIMAS (Integrated Modelling and Analysis Suite) [75]を構築している。IMASに基づいて開発される統合コードにはさまざまなレベルがあり、その対象は即時のプラズマ再構成、制御システム開発のためのプラズマシミュレータ、運転シナリオ開発等の運転支援から、実験結果との比較による物理モデルの検証や物理機構の解明等の研究支援まで幅広く、解析モジュール間のデータのやりとりだけでなく、実験データの取り込みや蓄積を視野に入れている。そのため、IMASのデータモデルは、密度や温度などの物理量だけでなく、実験装置や計測装置の装置パラメータ、生データに近い計測データ等を記述する50種類以上のIDS (Interface Data Structure) を定義し、さらに増えつつある。

IMASのデータモデルやAPIはEFDA ITM-TFが開発したCPOとUALをベースとして開発され、改良が加えられている。そのため、EUが開発しているコードの多くにIMAS APIが実装され、相互接続の検証が行われている。また、ITER物理研究活動 (ITPA: International Tokamak Physics Activity) におけるコード間ベンチマークテスト等で、シミュレーションデータや実験データの交換にIMASのデータ形式IDSが用いられることも多くなってきている。また、EUにおける実験装置のデータをIMAS形式に変換するプロジェクトも進行している。ただ、データモデル仕様がかなり大きく、一つのIDSの全てのデータを設

定するには手間がかかるため、シミュレーションにおける頻繁なデータ交換には適さない面がある。部分的なデータ設定も許容されているが、必須項目が定義されていないため、その場合には相手モジュールのデータ設定・利用仕様を十分に理解する必要がある。

IMASにおけるワークフローマネージャーには、欧州と同じく Kepler[67]が採用されている。Fortran から Kepler へのインターフェースも開発され、そのインターフェースを通してのデータ交換を、GUI (Graphic User Interface) を用いて設定することができる。EU を中心に広く使われるようになりつつあるが、今後の課題としては、並列処理への対応、多様な計算環境 (バッチ処理、遠隔処理、多数ユーザー等) への適応性向上等が挙げられている。

米国では、GA を中心に統合コードフレームワーク OMFIT [72] が開発されている。OMFIT では Python を使用したファイルベースのデータ交換を行っており、IMAS をそのまま OMFIT に組み入れるには多くの問題点があるため、IDS のデータ構造に基づく Python ライブラリ OMAS を開発し、性能向上ならびに機能向上 (データ一貫性チェック、エラーハンドリング、動的ツリー生成、可変データ切り出し、データベースの多様化) を実現している。

国内では BPSD [74] と IMAS の間のデータインターフェースを開発し、モジュール間のデータ交換は BPSD で行い、必要に応じて IMAS IDS を通じてデータを交換・蓄積する方向で作業が進められている。

### 3.9 おわりに

統合コード開発は欧米と日本で進められており、ITER 運転に向けた国際連携も進みつつある。国内では 4 つの統合コードが開発されており、今後 ITER の運転や DEMO の設計に向けて、それぞれのコードの機能向上とともに、限られた人的資源を有効に利用するため、コード間連携を系統的に進める必要がある。また開発に必要な人材の育成に向けて、大学レベルでの解析モジュール開発をどのように進めるかが課題である。一方 ITER 機構で開発されている IMAS への国内の対応はやはり人的資源不足のためにかなり遅れている。国内で開発した解析モジュールの IMAS への提供や JT-60SA 実験環境における IMAS の利用をどのように進めるかは今後の課題である。また、周辺プラズマを含めた統合シミュレーションは一層重要な課題となりつつあり、高い信頼性をもつ周辺・統合コードの開発が望まれる。

### 参考文献

[ 1 ] M. Kikuchi and M. Azumi, Plasma Phys. Control. Fusion **37**, 1215 (1995).  
 [ 2 ] H. Shirai *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **42**, 1193 (2000).  
 [ 3 ] N. Hayashi and JT-60 Team, Phys. Plasmas **17**, 056112 (2010).  
 [ 4 ] N. Hayashi *et al.*, Plasma Fusion Res. **6**, 2403065 (2011).  
 [ 5 ] N. Hayashi *et al.*, 42nd EPS Conf. on Plasma Physics (Lisbon, Portugal, 22-26 June 2015) P5.145 ( <http://ocs.ciemat.es/>

EPS2015PAP/pdf/P5.145.pdf ).  
 [ 6 ] M. Honda, Comput. Phys. Commun. **92**, 181 (2010).  
 [ 7 ] M. Honda *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 073050 (2013).  
 [ 8 ] N. Hayashi *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 123009 (2013).  
 [ 9 ] S. Satake *et al.*, Plasma Fusion Res. **3**, S1062 (2008).  
 [ 10 ] M. Honda *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 073033 (2015).  
 [ 11 ] M. Honda, Phys. Plasmas **21**, 092508 (2014).  
 [ 12 ] P.T. Bonoli and R.C. Englade, Phys. Fluids **29**, 2937 (1986).  
 [ 13 ] N. Hayashi *et al.*, Nucl. Fusion **58**, 066001 (2018).  
 [ 14 ] K. Hoshino, J. Plasma Fusion Res. **92**, 882 (2016).  
 [ 15 ] Y. Miyata *et al.*, Plasma Fusion Res. **9**, 3403045 (2014).  
 [ 16 ] T. Tatekawa *et al.*, 3rd Int. Joint Conf. on Comput. Sci. Opt., IEEE Computer Society, DOI 10.1109/CSO.2010.162 (2010).  
 [ 17 ] K. Hoshino *et al.*, Plasma Fusion Res. **9**, 3403070 (2014).  
 [ 18 ] A. Fukuyama *et al.*, Proc. 20th IAEA FEC (Villamoura, Portugal, 2004) IAEA-CSP-25/CD/TH/P2-3.  
 [ 19 ] 百田 弘 他 : JAERI-M 6964 (1977).  
 [ 20 ] A. Fukuyama *et al.*, Comp. Phys. Rep. **4**, 137 (1986).  
 [ 21 ] T. Morishita *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **57**, 1238 (1988).  
 [ 22 ] M. Honda and A. Fukuyama, J. Comp. Phys. **227**, 2808 (2008); M. Honda and A. Fukuyama, Comp. Phys. Comm. **208**, 117 (2016).  
 [ 23 ] H. Nuga and A. Fukuyama, Prog. Nucl. Sci. and Tech. **2**, 78 (2011).  
 [ 24 ] A. Fukuyama and T. Akutsu, Proc. 19th IAEA FEC (Lyon, France, 2002) IAEA-CN-94/TH/P3-14.  
 [ 25 ] TASK, <https://bps.nucleng.kyoto-u.ac.jp/task/>  
 [ 26 ] K. Yamazaki and T. Amano, Nucl. Fusion **32**, 633 (1992).  
 [ 27 ] J. Garcia *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 105007 (2006).  
 [ 28 ] Y. Murakami *et al.*, J. Nucl. Mater. **313-316**, 1161 (2003).  
 [ 29 ] S.P. Hirshman *et al.*, Comput. Phys. Commun. **43**, 143 (1986).  
 [ 30 ] K. Yamazaki *et al.*, Nucl. Fusion **25**, 1543 (1985).  
 [ 31 ] F.L. Hinton and R.D. Hazeltine, Rev. Mod. Phys. **48**, 239 (1976).  
 [ 32 ] C.S. Chang and J.D. Callen, Phys. Fluids **26**, 3315 (1982).  
 [ 33 ] M. Yokoyama *et al.*, NIFS-810 (2005).  
 [ 34 ] R.E. Waltz *et al.*, Phys. Plasmas **4**, 2482 (1997).  
 [ 35 ] H. Natsume *et al.*, Plasma Fusion Res. **9**, 3403048 (2014).  
 [ 36 ] Y. Hori *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, S2034 (2010).  
 [ 37 ] W.A. Houlberg *et al.*, Phys. Plasmas **4**, 3230 (1997).  
 [ 38 ] [https://w3.pppl.gov/ntcc/NCLASS/readme\\_nclass\\_pt.html](https://w3.pppl.gov/ntcc/NCLASS/readme_nclass_pt.html)  
 [ 39 ] T. Amano *et al.*, Internal report IPPJ-616, Institute of Plasma Physics, Nagoya Univ. (1982).  
 [ 40 ] S. Taniguchi *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, S2035 (2010).  
 [ 41 ] T. Yamakami *et al.*, Plasma Fusion Res. **8**, 2403079 (2013).  
 [ 42 ] M.H. Huges and D.E. Post, J. Comput. Phys. **28**, 43 (1978).  
 [ 43 ] K. Borrass *et al.*, Nucl. Fusion **31**, 1035 (1991).  
 [ 44 ] R.H. Fowler *et al.*, Comput. Phys. Commun. **13**, 323 (1978).  
 [ 45 ] H. Natsume *et al.*, Plasma Fusion Res. **10**, 3403051 (2015).  
 [ 46 ] K. Hoshino *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 083027 (2011).  
 [ 47 ] M. Yokoyama *et al.*, Plasma Fusion Res. Special Issue **7**, 2403011 (2012).  
 [ 48 ] C.D. Beidler and W. D. D'haeseleer, Plasma Phys. Contr. Fusion **37**, 463 (1995).  
 [ 49 ] T. Ii, Tsujimura *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 123019 (2015).  
 [ 50 ] N. Marushchenko *et al.*, Plasma Fusion Res. **2**, S1129

- (2007).
- [51] H. Yamaguchi *et al.*, Nucl. Fusion **56**, 026003 (2016).
- [52] 佐藤雅彦 他：プラズマ・核融合学会誌 **93**, 67 (2017).
- [53] P. Vincenzi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **58**, 125008 (2016).
- [54] M. Yokoyama *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 126016 (2017).
- [55] H. Yamada *et al.*, 27th IAEA Fusion Energy Conference, EX/P3-5 (Ahmedabad, Oct. 2018).
- [56] K. Tanaka *et al.*, *submitted to* Nucl. Fusion (2019).
- [57] A. Sakai *et al.*, Plasma Fus. Res. **10**, 3403048 (2015).
- [58] S. Murakami *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **57**, 054009 (2015).
- [59] S. Murakami *et al.*, Nucl. Fusion **46**, S425 (2006).
- [60] H. Yamaguchi *et al.*, Nucl. Fusion **56**, 026003 (2016).
- [61] M. Romanelli *et al.*, Plasma Fus. Res. **9**, 3403023 (2014).
- [62] G. Cenacchi and A. Taroni, JET-IR (88) 03 (1988).
- [63] G.V. Pereverzev, P.N. Yushmanov, IPP-Report, IPP 5/98 (2002).
- [64] J.F. Artaud *et al.*, Nucl. Fusion **50**, 043001 (2010).
- [65] J.F. Artaud *et al.*, Nucl. Fusion **58**, 105001 (2018).
- [66] G.L. Falchetto *et al.*, Nucl. Fusion **54**, 043018 (2014).
- [67] <https://kepler-project.org>
- [68] D. Coster *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **38**, 2085 (2010).
- [69] R.J. Hawryluk, Physics of Plasmas Close to Thermonuclear Conditions, ed. by B. Coppi, *et al.*, (CEC, Brussels) **1**, 19 (1980).
- [70] <https://transp.pppl.gov>
- [71] W. Pfeiffer *et al.*, GA-Report GA-A-16178 (1980).
- [72] O. Meneghini *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 083008 (2015).
- [73] J.A. Crotinger *et al.*, LLNL Report UCRL-ID-126284; NTIS #PB2005-102154 (1997).
- [74] 福山 淳：プラズマ・核融合学会誌 **85**, 597 (2009).
- [75] F. Imbeaux *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 123006 (2015)

小特集 統合コードによる磁場閉じ込め核融合プラズマシミュレーションの現状と今後の展望

4. 統合コードを使った実験解析・物理解明・運転シナリオ構築

4. Application of Integrated Code: Experiment Analysis, Physics Understanding and Development of Operation Scenario

横山雅之<sup>1,2)</sup>, 佐竹真介<sup>1,2)</sup>, 本多 充<sup>3)</sup>, 相羽信行<sup>3)</sup>, 林 伸彦<sup>3)</sup>, 矢木雅敏<sup>3)</sup>,  
藤田隆明<sup>4)</sup>, 村上定義<sup>5)</sup>, 關 良輔<sup>1,2)</sup>, 山口裕之<sup>1)</sup>, 奴賀秀男<sup>1)</sup>  
YOKOYAMA Masayuki<sup>1,2)</sup>, SATAKE Shinsuke<sup>1,2)</sup>, HONDA Mitsuru<sup>3)</sup>, AIBA Nobuyuki<sup>3)</sup>,  
HAYASHI Nobuhiko<sup>3)</sup>, YAGI Masatoshi<sup>3)</sup>, FUJITA Takaaki<sup>4)</sup>, MURAKAMI Sadayoshi<sup>5)</sup>,  
SEKI Ryosuke<sup>1,2)</sup>, YAMAGUCHI Hiroyuki<sup>1)</sup> and NUGA Hideo<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>自然科学研究機構核融合科学研究所, <sup>2)</sup>総合研究大学院大学, <sup>3)</sup>量子科学技術研究開発機構,  
<sup>4)</sup>名古屋大学大学院工学研究科, <sup>5)</sup>京都大学大学院工学研究科

(原稿受付: 2019年5月20日)

前章までに紹介された統合コードによって, トカマクやヘリカル系研究の様々な課題に関する実験解析, 物理解明, 運転シナリオ構築が行われている. 本章では, それらの代表例をまとめて紹介する. 得られた結果や物理的知見の重要性はそれぞれの参考文献を引用することとし, コードの統合がそれらの解析にいかにか効果を発揮したか(統合の恩恵)を強調する形でまとめる.

Keywords:

integrated code, tokamak and helical system, experiment analysis, physics understanding, operation scenario

4.1 統合コードを用いたトロイダル回転分布予測

トカマクプラズマのトロイダル回転は, MHD 不安定性やペデスタル部における Edge Localized Mode (ELM) の抑制効果などと関係しているため, 核融合炉の定常運転シナリオを考える上で重要な要素である. これを数値シミュレーションによって予測するためには, 様々な要因によって生じるトルク分布を評価し, そのバランスによって決まる回転分布を計算する必要がある. 量子科学技術研究開発機構(QST)と核融合科学研究所(NIFS)との共同研究において, 個々の物理機構で生じるトルクを個別のシミュレーションコードで計算し, それらを結合してトロイダル角運動量の輸送方程式を解く計算モデルを, 統合輸送コード TOPICS[1]を中心としたコード群によって構築した. この研究で特に注目したのは, 現実のトカマク装置の磁場に存在する微弱な非軸対称性によって生じるトルクの影響である. 摂動磁場の要因としては, トロイダルコイルによるリップル磁場, 真空容器のポートや機器類による影響の他, ELM 制御のために外部コイルによって与えられる場合もある. 摂動磁場によるトロイダル回転への影響は多くのトカマク実験で確認されており, 国際熱核融合実験炉 ITER や将来の核融合炉のようにプラズマ体積の大きい装置ではNBIによる外部トルク入射よりも重要になると予想されている.

TOPICSが解くトロイダル角運動量密度の時間発展方程

式は以下の通りである.

$$\frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial t} (V' \mathcal{L}) = \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} V' \left[ \langle \nabla \rho \rangle v \mathcal{L} - \langle |\nabla \rho|^2 \rangle \chi_\phi \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \rho} + \langle \sum_s \Pi_s^{\text{Res}} \rangle \right] - \langle j_b \cdot \nabla \psi \rangle + \sum_s \langle RT_{s\phi}^{\text{NB}} \rangle - \sum_{s=\text{fast}} e_s n_s \langle RE_\phi^{\text{A}} \rangle + \sum_s \langle \mathbf{e}_\phi \cdot \nabla \cdot \Pi_s^{\text{NC}} \rangle \quad (1)$$

ここで,  $\mathcal{L} = \sum_s m_s n_s \langle RV_{s\phi} \rangle$  は磁気面平均したトロイダル角運動量密度であり, 右辺は左から順に移流項, 微視的乱流による拡散とレイノルズ応力,  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  トルク, NBI トルク, 誘導電場の効果であり, 最終項が非軸対称性によって生じる新古典トロイダル粘性 (NTV) である. NTV の計算には 3次元磁場配位用に開発された新古典輸送コード FORTEC-3D を適用した[2]. また, NBI トルクの評価には OFMC コード[3], 誤差磁場の影響を含めた3次元 MHD 平衡の計算には VMEC コード[4]が使われている. 乱流によるピンチ項はスケーリングによる半経験的なモデル, 乱流運動量拡散係数はモデル評価した熱拡散係数に仮定したプラントル数を掛けて算出している. 海外の先行研究では, NTV を近似的な計算法で評価しているのに対して, FORTEC-3D ではドリフト運動論方程式を第一原理的に解いて NTV を高精度に評価するため, スーパーコンピュータを用いた長時間計算が必要となったが, このようなマルチ・フィジクスの統合シミュレーションにおいて第一原理的な計算を結合した先駆的な研究例となった. 図 1

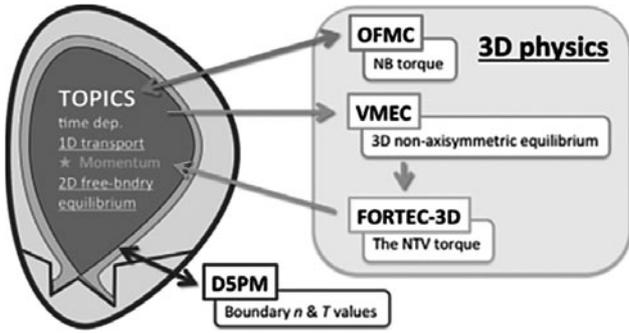


図1 TOPICSを中心としたトロイダル回転分布予測のための統合輸送計算モデル (文献[5]の図1から転載)。

に、これらコードの統合概念図を示す。

JT-60U 実験では、トロイダルコイル間にフェライト鋼 (FST) を挿入してリップル磁場を低減する改造を行ったが、その前後でトロイダル回転分布の変化が観測されていた。TOPICSを用いたシミュレーションにおいて、FSTを入れる前の回転分布は、NTVの影響を入れた方がそれを無視した計算に比べ観測結果をよく再現しており (図2)、この統合モデルの妥当性が示された[5]。

ITERでは部分的にテストブランケットモジュール (TBM) を導入した実験が検討されているが、そのような機器内の磁性体や真空容器のポートによる軸対称性の破れがプラズマ回転や閉じ込め性能に与える影響の評価が求められている。そこで、こうした誤差磁場を設計データから具体的に評価し、3次元MHD平衡磁場をVMECで求めた[6]。TBMによる誤差磁場は設置位置に局在化しているが、その振幅はトロイダル磁場の1%程度に達した。この誤差磁場によるNBI高速イオンやDT反応による高速 $\alpha$ 粒子の軌道損失によるトルクをOFMCで評価したが、解析した時刻ではLモードであったため、TBMの影響は無視できるほど小さかった。一方、摂動磁場によるNTVの大きさは図3に示されるように、TBMによる寄与がその他の要因のものと同程度に強く、かつプラズマ中心にまで影響が及ぶことがわかった。このNTV分布をTOPICSに取り込んで計算したところ、トロイダル回転はTBMによって2割弱減速されると予測された。

この他にも、JT-60SAで予定されている摂動磁場印加実験において、プラズマ内部に共鳴有理面を持つ共鳴モードをかけた場合と非共鳴モードをかけた場合でのプラズマ応答を含めたMHD平衡計算とNTVの予測にも用いられている[7]。また、ペDESTAL部のMHD安定性においてプラズマ回転の影響を評価するために、TOPICSコードとMHD安定性解析コードを結合した研究も進められている (4.2節参照)。(佐竹, 本多)

#### 4.2 トカマクにおけるHモード放電におけるペDESTAL性能予測

統合コードを用いたJT-60SA運転シナリオ構築の1例として、H-mode放電におけるペDESTAL性能予測について紹介する。ペDESTAL性能は、コア領域のように乱流などによる輸送現象だけで評価することができず、ELMが発

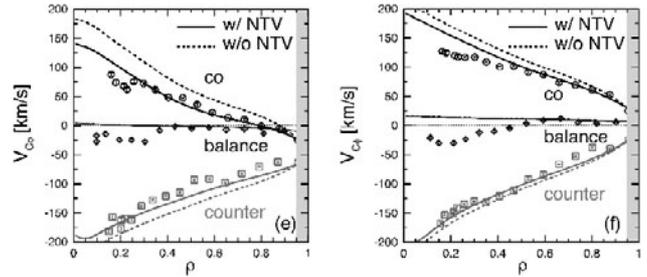


図2 JT-60UにおけるFST挿入あり(右), なし(左)の場合のトロイダル回転分布のTOPICSによる予測(破線がNTV無視, 実線がNTVの影響を入れた結果)と観測(点)の比較 (文献[5]の図4(e), 4(f)から転載)。

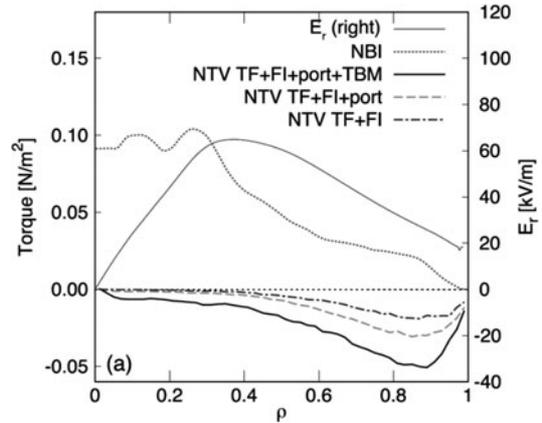


図3 ITERにおける径電場(右軸), 様々な非軸対称磁場成分(TF:トロイダルリップル, FI:機器の磁性体, port:真空容器のポート, TBM:テストブランケットモジュール)の影響によるNTV(左軸)の径方向分布。“NBI”はNBIトルク入力 (文献[6]の図3(a)から転載)。

生しないことをMHD安定性解析に基づいて確認する必要がある。本原稿執筆時点で、ペDESTALの圧力分布を予測する際に国内外で最も利用されているモデルはEPED [8,9]と呼ばれるものである。このモデルは、ペDESTALの幅は輸送現象で、高さはtype-I ELMの発生原因である理想MHDモード(ピーリングバレーニングモード)の安定性で決定されるという発想に基づいて圧力ペDESTAL分布を決定する。EPEDには数種類が存在するが、最初に提案されたEPED1モデル[8]では、圧力ペDESTALの幅 $\Delta$ はペDESTALポロイダルベータ値 $\beta_{p,ped}$ の平方根に比例する、という実験的に知られている傾向を用いて $\Delta = G\beta_{p,ped}^{0.5}$  (ここで $G$ は定数)として求め、理想MHDモードが臨界安定となるまで圧力ペDESTALの高さを上げていく(同時に $\beta_{p,ped}$ が大きくなるため幅も広がる)ことで、type-I ELM発生直前の圧力ペDESTAL分布を求めることができる。JT-60SAのペDESTAL性能も当初はこのEPED1モデルを用いて予測がされていたが、近年の研究成果によって、ペDESTAL領域のプラズマ回転およびイオン反磁性ドリフト効果を自己無撞着に考慮することが重要であることが示された[10,11]ため、これらを考慮したペDESTAL性能予測を行うことが求められた。

このような予測を実現するには、まずプラズマ回転分布を数値計算によって評価する必要がある。しかし、回転分

布を決定する物理機構は非常に多岐にわたるため、単一の物理モデルに基づく第一原理シミュレーションで評価することは非現実的である。そこで、前述の統合コード TOPICS を用いて運動量のピンチ効果や拡散効果、中性粒子ビームによるトルク入力、さらには必要に応じて3次元平衡計算コード VMEC および新古典輸送シミュレーションコード FORTEC-3D との連携計算による NTV を考慮した運動量バランスの式を解くことでプラズマ回転分布を予測することとした(4.1節参照)。そして、EPED1 で採用されているペDESTAL 幅のスケーリング則はそのまま用い、予測された回転分布を持つプラズマの MHD 安定性を拡張 MHD 安定性解析コード MINERVA-DI を用いて評価することで、回転及びイオン反磁性ドリフト効果を考慮した MHD 安定性で決定される圧力ペDESTAL 性能の予測を実現した[12]。この統合コードフレームワークを図4に示す。そして、この拡張された EPED1 モデルを用いて JT-60SA の運転シナリオ #4.1 と呼ばれるもののペDESTAL 性能を再評価した結果、回転およびイオン反磁性ドリフト効果を考慮しない場合に比べて圧力ペDESTAL 性能は10%ほど低下したものの、同シナリオで設定されているプラズマ全体の性能目標値を達成するために必要なペDESTAL 性能は確保できることが示された[12]。(相羽)

### 4.3 トカマクにおける H モードペDESTAL と ELM の統合モデリング

H モードにおけるペDESTAL 形成と ELM の物理機構を解明するため、統合化シミュレーション研究を進めている。プラズマ性能に対する ELM とスクレープオフ層(SOL)-ダイバータプラズマの自己矛盾のない効果を明らかにするために、統合コード TOPICS で、図5に示すように1.5次元輸送コードを基に、ピーリングバルーニングモード安定性コード(MARG2D)と SOL-ダイバータモデル(D5PM)、中性粒子モデルとを統合化した。統合したコードのシミュレーションにより、ペDESTAL の密度・温度をガスパフにより変化させ、ELM の繰り返しサイクルにおけるペDESTAL 成長と ELM 崩壊を模擬した。シミュレーションで ELM 崩壊が起きると、ペDESTAL のエネルギー・粒子が SOL に流れ、SOL プラズマの温度・密度が上

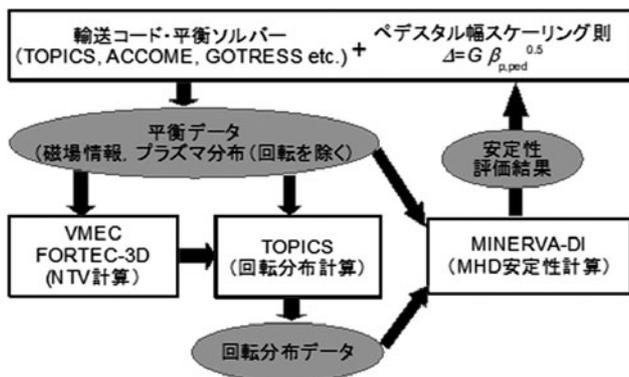


図4 プラズマ回転・イオン反磁性ドリフト効果を考慮したペDESTAL 性能予測を実現する統合コードフレームワーク。

昇する。上昇した SOL 温度・密度は、セパトリックス端の径方向勾配を平坦化して拡散輸送を減らし、ELM エネルギー・粒子損失を低下させる。

実験では ELM によるエネルギー損失は、ペDESTAL プラズマの衝突周波数に依存する。図6は、シミュレーションで得られた依存性である。ここで、シミュレーション結果を詳細に解析した結果、電子のエネルギー損失の衝突周波数依存性がブートストラップ電流と SOL 輸送に起因することがわかった。ブートストラップ電流は、衝突周波数の増加とともに減少し、ペDESTAL 領域の磁気シアを強める。増加した磁気シアは、不安定モードの固有関数の幅を狭め、その結果、ELM により増幅される輸送の範囲とセパトリックス近傍の値を小さくする。一方、磁力線平行方向の電子の熱伝導が SOL 温度の上昇を決めるので、高衝突周波数では熱伝導が低下、SOL の電子温度がさらに上昇し、径方向勾配を平坦化させる。以上2つの物理機構により、電子のエネルギー損失が、衝突周波数の増加とともに減少する。これらの機構は1.5次元輸送コードに付随する

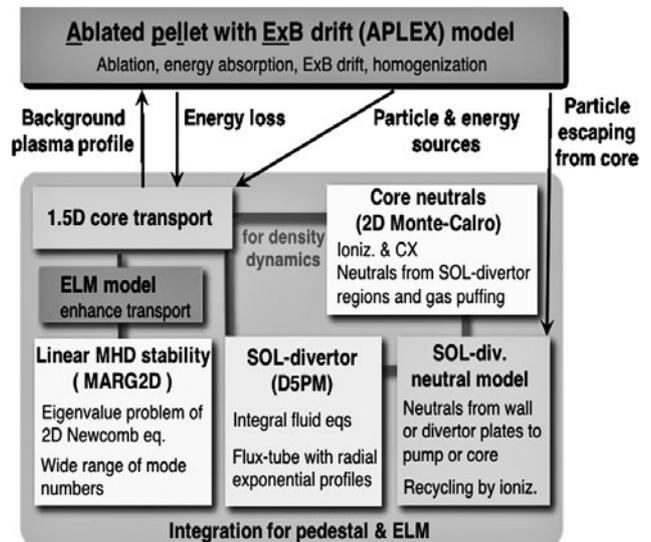


図5 TOPICS におけるペDESTAL 統合モデル。下部の囲みの領域はペDESTAL 形成と ELM のためのモデル。密度変化を考慮するために、炉心とダイバータ各々の中性粒子モデルを結合している。上部のモデルは ELM 緩和制御のためのペレットモデルである。

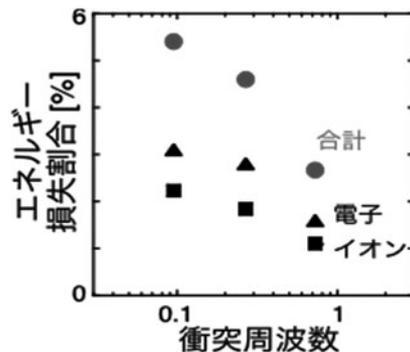


図6 H モードペDESTAL 部に蓄積されたエネルギーに対する、ELM による損失割合(電子とイオンの寄与とその合計)のペDESTAL プラズマの衝突周波数依存性。

ブートストラップ電流モデルと SOL-ダイバータモデルの衝突周波数を人為的に増倍しても図6と同様の傾向が得られることから確認できた。このように、統合モデルのどの物理要素が得られた結果に大きく影響するのかモデルを人為的に修正操作して調べることは、物理要素が明確に分離されているが故にできる統合モデルの利点であり、物理機構解明の有効な手段である。上記の他、ELMによるイオンのエネルギー損失の衝突周波数依存性や粒子損失の衝突周波数非依存性の物理機構を解明し、衝突周波数以外にもペDESTAL肩内側の急峻な圧力勾配がエネルギー損失を増倍することをシミュレーションで明らかにし、実験データを解析して確認した[13, 14]。(林)

#### 4.4 トカマクにおける固体ペレット入射による ELM 緩和のモデリング

ELMによる過渡的な熱負荷の低減がITERの最重要課題の1つである。ELM緩和制御手法の1つとして燃料ペレット入射が考えられている。この制御では、ELMによるエネルギー損失を大きく低減するだけでなく、できるだけプラズマ性能に影響を与えず粒子供給を少なくすることが必要である。ペレットによるELMの制御性の解明をめざして、図5の下部に示されるペDESTAL・ELMモデルに、上部のペレットモデル(APLEX)を結合した。ペレットモデルは、ペレットの背景プラズマ中での溶発と形成された溶発プラズマ雲の運動、背景プラズマとの均質化を模擬する。ペレットの溶発プラズマは背景プラズマから加熱されてエネルギーを吸収し、電子熱速度の速い時間スケールで磁気面の電子温度を低下させ径方向に電子圧力勾配を作することを想定し、上記のペDESTAL・ELMモデルに結合している。そのため、ペレットによる3次元の局所的摂動を考慮していないが、上記の径方向摂動によるELM誘起機構はASDEX Upgradeの実験観測[15]から示唆されたものである。この機構を実証するため統合モデルによるシミュレーションを行い、ペレットのエネルギー吸収効果により圧力分布に摂動が生じてELMを誘起させることがわかった。ペレットで誘起されるELMによるエネルギー損失は、ペレットの入射条件(ペレットの入射位置、大きさ、速度、成長するペDESTALに対する入射タイミング)に依存するので、様々な条件でJT-60UとITER標準運転のプラズマのシミュレーションを行い、ELM緩和制御に適したペレット入射条件を調べた。その結果、図7に示されるように、ペレットがペDESTALに深く侵入してペDESTAL肩近くで局在化したELMを誘起させれば、エネルギー損失を大きく低減できることを明らかにした。このELM制御に適したペレット入射条件は、ペDESTAL圧力が自然発生ELMを起こす高さから5%程度低い時点で、ペDESTAL蓄積粒子数の数%程度をもつペレットを弱磁場からペDESTAL頂上近くに届く速度で入射することである。ITERに必要なペレット粒子数は概ね現在の設計範囲内だが、その設計値は単にペレットがペDESTAL肩に届くように経験的に評価されており、今回の結果により、その設計に物理的背景を与えることができた[16, 17]。(林)

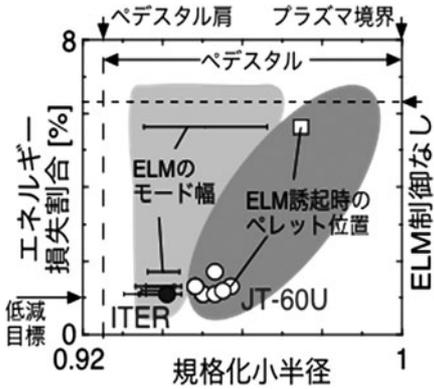


図7 ペDESTAL蓄積エネルギーに対するELMによるエネルギー損失割合と、ELM誘起時のペレット位置(○□:JT-60U, ●:ITER)、ELMのモード幅(横線)のシミュレーション結果。○●はELM制御に適した条件でペレットを入射した場合、□はそれ以外の条件で入射した一例、影の領域はその他のJT-60U結果。水平の点線は制御なしの自然発生ELMの値、縦の破線はペDESTAL肩位置。

#### 4.5 トカマクにおける LH 遷移の炉心・SOL/ダイバータ統合モデリング

出力や粒子制御はITERや原型炉における重要な研究課題である[18]。スクレープオフ層やダイバータ領域では燃料イオン、不純物、中性粒子、及びプラズマ対向材料の相互作用過程が存在する。このような複雑なスクレープオフ層やダイバータプラズマを理解するためには、シミュレーション研究が不可欠であり、2次元のダイバータコードが開発されてきた。SONICは2次元プラズマ流体コードSOLDOR、中性粒子モンテカルロコードNEUT2D、不純物モンテカルロコードIMPICから構成される統合コードである[19, 20]。このSONICと1.5次元トカマク輸送コードTOPICSを結合し、プラズマコアと周辺部を矛盾無く統合してLH遷移のシミュレーション研究を行った。セパトリックス近傍磁気面を接界面として、SONIC側境界条件にTOPICSから磁気面平均した粒子と熱フラックスを渡し、TOPICS側境界条件にSONICで評価した密度、温度、粒子ソース等を返す。図8及び9にJT-60SAプラズマにおけるLH遷移のシミュレーション結果を示す[21]。TOPICSの輸送モデルには、径電場シア流による乱流抑制機構を取り入れている。図8に、TOPICSで計算した吸収パワー、閉じ込め改善度HH因子、蓄積エネルギー、中心電子温度、線平均電子密度の時間発展を示す。3秒の時点

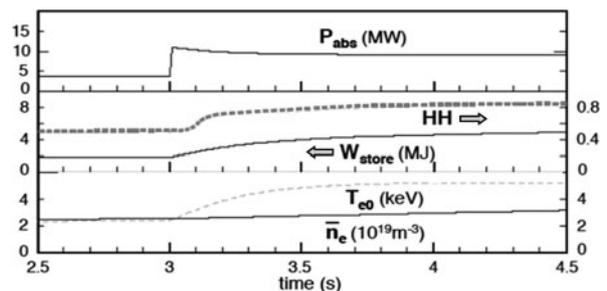


図8 吸収パワー、HH因子、蓄積エネルギー、中心電子温度、線平均電子密度の時間発展。

から追加加熱を印加し、LモードからHモードへの遷移を自己無装着に実現したシミュレーション結果である。図9はSONICで計算した外側ダイバータストライク点における電子密度、電子温度の時間発展である。TOPICSとSONICとの結合により、LH遷移後の低温高密度ダイバータから高温低密度ダイバータへ変遷する応答解析が初めて可能となった。

プラズマコアと周辺部の統合化は欧米でも精力的に行われている (FACETS[22], JINTRAC[23])。今後の課題としては、FACETSやJINTRACとのベンチマークや不純物輸送までを考慮した統合化 (例えば不純物輸送コードであるIMPACTやTASK/TIとIMPMCやGYROIMPとの結合) を進めていく必要がある。これらにより、非接触ダイバータ制御、燃料供給、ヘリウム灰廃棄等のシミュレーション研究へと展開していくことが期待される。

(矢木)

#### 4.6 JT-60SAの高圧力定常運転プラズマの性能評価

JT-60SAの高圧力定常運転シナリオのプラズマ予測を統合コードTOPICSのシミュレーションで行っている。図10の上部に示されるように、中性粒子入射 (NB) 加熱・電流駆動の評価は、1.5次元輸送コードに結合した粒子軌道追跡モンテカルロコードOFMCか、より簡約化したモデル (フォッカープランクコード等) で行い、電子サイクロトロン (EC) 波加熱・電流駆動は、光線追跡法・フォッカープ

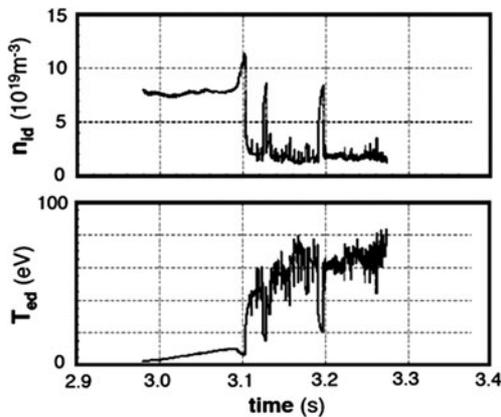


図9 外側ダイバータストライク点における電子密度、電子温度の時間発展 (文献[21]の図4から転載)。

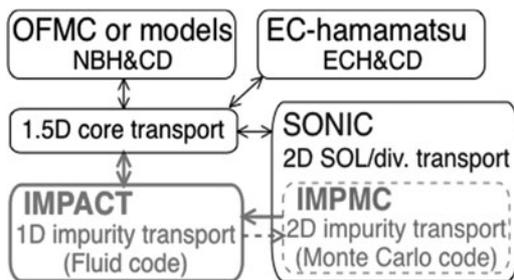


図10 TOPICSにおける炉心プラズマ性能とダイバータ熱負荷評価のための統合モデリング。矢印はデータ交換を表し、点線部分は未完成。

ランクコードEC-hamamatsuで評価する。異常熱輸送モデルとしてJT-60UやJET実験で検証したCDBMモデルを用いて温度分布を予測する。CDBMは、実験とほぼ同じ温度か、より低い温度を予測するため、予測はプラズマ性能の下限を予測する保守的なものである。以上の統合モデルによるシミュレーションで、NBとEC加熱を合わせて合計26 MW程度のパワーで、温度分布に急峻な勾配がある内部輸送障壁をもつ高圧力 (規格化圧力  $\beta_N \sim 4.3$ ) 定常運転プラズマが得られた[24, 25]。

この運転シナリオではプラズマの密度が低く、不純物を入射して放射損失によりダイバータ板への熱負荷を低減する必要がある。しかし、入射した不純物が炉心に蓄積しプラズマ性能を低下させるおそれがある。これを調べるために、図10の下部の統合モデルを用いる。しかし、統合ダイバータコードSONICは1.5次元輸送コードに結合されたが、SONICで計算時間がかかり連携計算で多くのパラメータランができる状態ではない。また、SONICの不純物モンテカルロコードIMPMCと炉心不純物輸送コードIMPACTの結合が済んでおらず、IMPMCからIMPACTへのデータ授受だけができる状態である。このため、次に述べる方法で現状の統合モデルを保守的予測に用いる。上記の炉心性能評価時の加熱パワーを用いてSONICでアルゴン (Ar) 不純物を入射してダイバータ板の熱負荷を低減し、その時のArのプラズマ最外殻磁気面での密度等の境界条件を評価した。そして、この境界条件をTOPICSに結合されたIMPACTで用いて、炉心のAr蓄積量とプラズマ性能低下が最大となる条件を設定しシナリオの成立性を評価した。そのために、IMPACTでの不純物粒子輸送はNCLASSで評価し、異常拡散輸送は新古典レベルの大きさで与えている。

この評価方法で得られた結果を図11に示す。Arを外側バッフルから入射し、ダイバータ板の熱負荷が10 MW/m<sup>2</sup>以下になるSOLダイバータプラズマが得られた。新古典の対流輸送により炉心にはArの16価から完全電離の18価までが蓄積し、その他の低価数のArは境界領域に留まる。元々壁材料で炉心に混入していた炭素の放射損失に加えてAr蓄積で放射損失が増大したため電子温度が低下して、

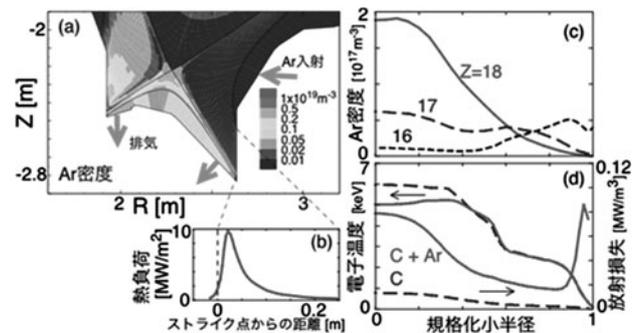


図11 JT-60SAの高ベータ定常運転シナリオにおけるAr入射時の、(a)ダイバータ領域のAr密度分布、(b)外側ダイバータ板熱負荷分布、(c)炉心での価数毎のAr密度分布、(d) Arを入射しない炭素Cのみの場合と比較した電子温度と放射損失分布。

炉心プラズマ性能は下がる。しかし、この程度の放射損失の増大は装置のNBの全パワーの範囲内で補えるレベルで、炉心プラズマ性能を十分回復できることから運転シナリオの成立性を確認できた[26]。壁材料が金属となるITERや原型炉では不純物入射は必須であり、用いた解析手法はITERや原型炉のシナリオ構築にも適用できる。この手法は、もちろん統合モデルの結合を完成させ予測の精度を上げる必要はあるが、結合を完了して計算負荷の高い統合シミュレーションをする前に行える統合モデルの有効な使い方の一例であろう。(林)

#### 4.7 トカマクにおける不純物蓄積のトロイダル回転・電子密度分布形状に対する依存性

不純物輸送解析に関して、トロイダル方向に回転するトカマクプラズマにおける高価数不純物の内向きピンチのモデル(PHZ[27])がTOTALコードへ導入され、JT-60U実験の解析が行われた。PHZは、粒子軌道の磁気面からのずれにより不純物の価数が軌道に沿って変動することにより、価数に反比例するトロイダルドリフトの小径方向成分の軌道平均が0とならずピンチを引き起こすものである。この解析では、実験での密度分布、温度分布、トロイダル回転分布、径電場分布を固定としてタングステンイオンの輸送のみが解かれたが、PHZがイオンの価数に依存するため、径方向輸送とピンチ速度の評価を並行して(反復して)行う必要がある。図12に示すように、反プラズマ電流方向のプラズマ回転の増大に伴ってタングステンの蓄積が増加するという実験結果と同様の傾向が得られた[28]。ただし、本解析では文献[27]で示されたもう一つのピンチモデル(Erピンチ)の仮定が実験で満たされなかったため、評価されなかった。旋回中心軌道を数値的に計算することによりPHZ、Erピンチを評価するコードが開発されてTOTALへ組み込まれ、解析が行われている。一方、電子密度勾配による不純物イオンの内向きピンチに着目した解

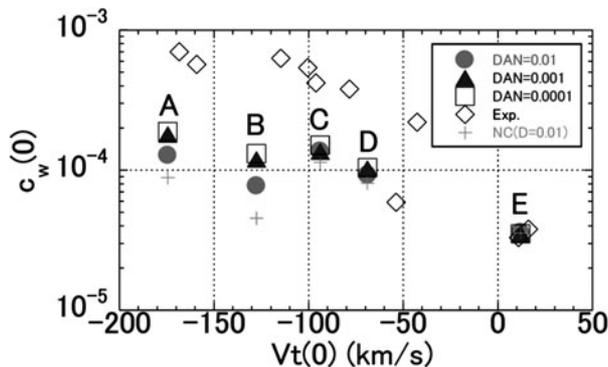


図12 PHZモデルにより評価されたタングステン蓄積のトロイダル回転依存性。横軸は磁気軸におけるトロイダル回転速度、縦軸は磁気軸における電子密度に対するタングステンイオン密度の比。白抜き菱形は実験値。解析はA~Eの5ケースの実験データについて下記の4通りの仮定で行われた：プラス印はPHZなしで異常拡散係数が0.01 m<sup>2</sup>/sの場合、丸、三角、白抜き四角はPHZありで異常拡散係数がそれぞれ0.01 m<sup>2</sup>/s, 0.001 m<sup>2</sup>/s, 0.0001 m<sup>2</sup>/sの場合(文献[28]の図7から転載)。

析として、原型炉を想定した条件での内部輸送障壁プラズマにおける不純物入射の影響[29]やHモードプラズマにおける不純物入射時の運転密度の電子密度分布形状依存性が調べられている。(藤田)

#### 4.8 TASK3Dを用いたLHDにおける高イオン温度プラズマの統合熱輸送シミュレーション

LHDにおいては、垂直NBI加熱の増強により高イオン温度実験が進展している。高イオン温度プラズマの輸送特性を解明するため、ヘリカル型装置に対応した統合シミュレーションコードTASK3Dの予測バージョン(TASK3D-aと区別するためTASK3D-pと呼ばれることもある)[30, 31]を用いた研究が進められている。TASK3Dの輸送計算モジュールTRには、輸送モデルとして新古典輸送および異常輸送のモデルが組み込まれている。新古典輸送に関してはDGN/LHD[32]を用い、乱流熱輸送に関しては、電子についてはgyro-Bohmモデルとし、イオンについてはITG乱流を想定したgyro-Bohm-gradTiモデル(イオン温度勾配gyro-Bohmモデルと呼ぶ)を導入している[33]。

$$x_e = C_e^{(0)} \frac{1}{16} \frac{T_e}{eB} \frac{\rho_i}{a}, \quad x_i = C_i^{(1.5)} \frac{1}{16} \frac{T_i}{eB} \frac{\rho_i}{a} \left( \frac{\nabla T_i}{T_i} a \right) \quad (2)$$

これらの熱輸送モデルでは、最適な比例係数Cは一般的な実験データを用いて決定した。結果として、イオン温度勾配gyro-Bohmモデルでは、高イオン温度放電に対してイオン・電子温度ともよい一致が得られた[31]。

LHDにおいては、高イオン温度実験において10 keVに到達する高イオン温度を達成している[34]。このLHD高イオン温度モードは、将来のヘリカル型核融合炉設計において重要な論点となると考えられ、その物理的解明が必要となっている。一方、LHDにおける高イオン温度モードへの遷移は、炭素ペレット入射による急激なプラズマの変化を伴うため、その解明には、短時間での密度変化や不純物の加熱・輸送への影響など複雑な物理量の変化を総合的に考慮する必要がある。このため、統合熱輸送シミュレーション(TASK3D+GNET-TD)を行うことにより、LHD高イオン温度プラズマの炭素ペレット入射による輸送低減の物理的な解明を行った。

まず、高エネルギー粒子閉じ込め解析コードGNET[31]を基に時間発展プラズマに対する正確なNBI加熱解析を行うことができるGNET-TDコード[35]を開発し、NBIビームイオンの速度空間分布および加熱吸収分布の時間発展を求めた。結果として、ペレット入射によるプラズマ変化に対応するNBIビーム分布の変化および加熱分布の変化を高精度に求めることが可能となり、ペレット入射後のビーム粒子の急激な減衰や加熱分布の変化を明らかにすることができた。また、ペレット入射後に中心部のイオン加熱が増加していることが示された。

次に、得られたNBI加熱吸収分布を用いてTASK3Dにより統合熱輸送シミュレーションを行った。ここでは、電子、軽水素イオン、ヘリウムイオン、炭素イオンの4種の粒子

種を仮定し、シミュレーションを行った[36]。図13は、TASK3Dにより得られた炭素イオン温度の時間発展をペレット入射後の時間に対して示したものである。ここでは、乱流輸送モデルに、不純物による改善度（実効電荷数  $Z_{\text{eff}}$  依存性）を含むモデルを導入している（詳細は文献[38]を参照されたい）。結果として実験結果と同様な比較的速い時間スケールでのイオン温度上昇とその後の降下が得られた。これらの結果は、実効電荷数に関連して、乱流輸送が改善される物理機構の存在が示唆される。（村上）

#### 4.9 TASK3D-a を用いた LHD プラズマの高エネルギー粒子解析

京都大学と核融合科学研究所の共同研究を通じて、LHD 実験解析のための統合輸送解析ツール TASK3D-a[37]が構築されている。TASK3D-aによって、これまでに約2,000 ショットに対して輸送解析が行われており、LHD 重水素実験での同位体効果の解明[38]や、得られた多数の輸送係数から実験的な輸送モデルの構築[39]が進められている。

特に、中性粒子ビーム入射加熱モジュールは、LHD 重水素実験によって定量的な評価が可能となったことから、実験検証が精力的に進められている。図14に TASK3D-a における中性粒子ビーム入射加熱モジュールの計算フローを示す。各モジュールの役割については、次の段落に示す。

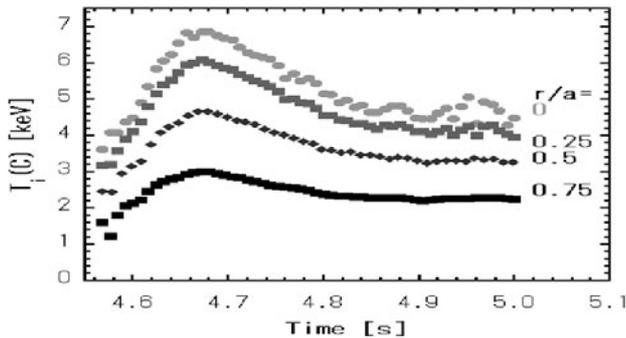


図13 TASK3D により得られた炭素ペレット入射後の温度（4つの規格化小半径位置）の時間発展（文献[36]の図に追記改訂）。

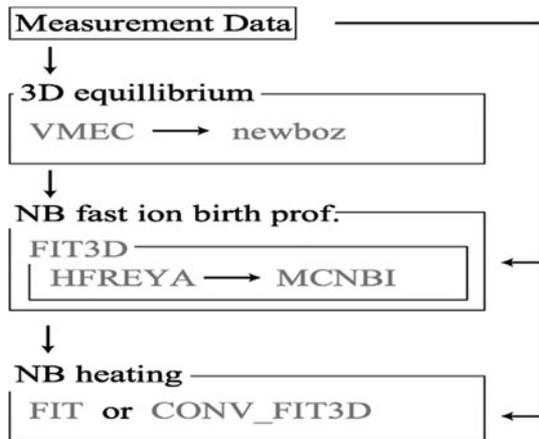


図14 TASK3D-a における中性粒子ビーム入射加熱モジュールの計算フロー。

LHD 重水素実験では、プラズマの温度に対して中性粒子ビームのエネルギーが高く、かつ高電力であるため、核融合反応によって生じる中性子線計測を用いたプラズマ内部の高速イオン密度の推定が可能である。TASK3D-a における中性粒子ビーム入射加熱モジュールの一つである FIT3D[40,41]においても、計測結果との比較を通じたコードの検証が行われている。FIT3D は、高速中性粒子のプラズマ中でのイオン化位置の評価（HFREYA）、短時間の軌道追跡による初期イオン損失評価（MCNBI）と、定常的な高速イオン密度および加熱パワーの評価を行う解析的なフォッカープランク計算（FIT）を連結したコードである。この連結によって、一般にフォッカープランク解析に取り入れることが難しい高速イオンの軌道幅効果や中性粒子ビーム加熱解析に取り入れることができ、かつ、フォッカープランクによる高速な加熱解析が可能となっている。FIT3D は、高速イオンの減速過程における粒子損失をほとんど考慮していないため、加熱パワーを過大評価していることが想定されている。これまでに、不純物を考慮しない場合、LHD の標準的な磁場配位における FIT3D の計算結果は中性子発生率の計測結果と比べて2倍程度の過大評価をしていることがわかっている[41]。

ペレット入射のように密度が大幅に変化する場合などの、フォッカープランクの定常解を使用する FIT3D では加熱パワーが評価できない場合に対応して、TASK3D-a では加熱の時間発展を求めることのできる CONV\_FIT3D[42]の実装や検証も行われている。CONV\_FIT3D は FIT3D のフォッカープランク部分を置き換えることを目的としたコードであり、高速イオンの減速方程式を解くことによって、中性粒子ビームによる高速イオン密度および加熱パワーの時間発展を得ることが可能である。CONV\_FIT3D は、高速イオンの減速過程を評価することが可能であり、HFREYA、MCNBI と連結することで、中性子発生率の減衰時間を LHD 実験と検証することが可能になっている。

図15は、短パルスの中性粒子ビーム入射時における中性子発生率の計測結果と CONV\_FIT3D による計算結果を比較したものである。ここでは、プラズマ中の不純物の存在を考慮していないこと、高速イオン減速過程における粒子損失を考慮していないことなどの要因によって、計算結果

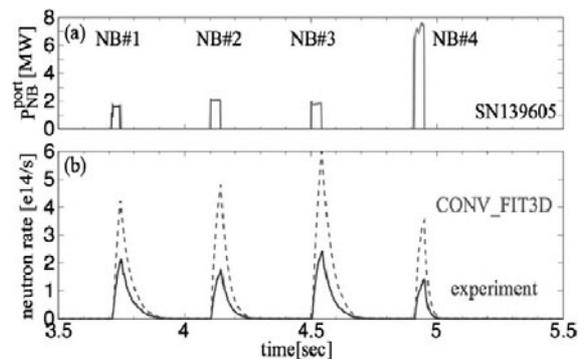


図15 中性粒子ビームの入射パワー（上図）と中性子発生率（下図）の時間変化。下図の実線が計測結果で点線が CONV\_FIT3D による計算結果である。

は過大評価になっている。この計測結果と計算結果との差から、高速イオンの実効的な粒子閉じ込め時間とプラズマの有効電荷数を推定することが可能であり[42]、この推定値を用いて中性子発生率の再評価を行った結果が図16である。その結果、計測結果と近い計算結果が得られたことから、もっともらしい計算結果が得られていると考えられる。CONV\_FIT3Dでは、このような高速イオンの減速過程の検証を通して、実効的な高速イオン閉じ込め時間のモデルの開発も行われており、開発されたモデルはCONV\_FIT3Dに取り入れられる予定である。

また、3次元フォッカープランクコードであるTASK/FP[43]は実空間1次元、速度空間2次元空間において、中性粒子ビーム由来の高速イオン速度分布の時間発展を計算することが可能であり、TASK3D-aでの実装が進められている。TASK/FPでは、CONV\_FIT3DやFIT3Dと異なり、高速イオン速度のピッチ角を考慮していることにより、高速イオンどうしの衝突による核融合反応の寄与を求めることができる。TASK/FPでは速度空間2次元での高速イオン速度分布を評価できるため、荷電交換分光などの高速イオンの速度空間の情報も含めた計測との比較検証が可能である。TASK/FPにおいても、FIT3Dと同様にHFREYA, MCNBIと連結し、高速イオンの軌道幅効果を取り入れた実験との比較検証が可能になっている。(關, 奴賀)

#### 4.10 LHD 重水素実験における NBI 加熱の高精度解析と、TASK3D-a との連携

LHD 重水素実験の重要課題として位置づけられている同位体効果の解明には、熱輸送解析において加熱吸収を正確に評価することが重要である。ヘリカル系においては、磁場配位の3次元性により、高エネルギー粒子の軌道は非常に複雑な振る舞いを示す。高速イオンの大域的な案内中心運動を考慮して正確なNBI加熱解析が可能なシミュレーションコードとしては、5次元位相空間における分布関数を求めることのできるモンテカルロコード(GNET[31,35], MORH[44])が整備されてきている。GNETは、重水素実験へ向けて複数イオン種やプラズマ時間発展に対応する拡張と、統合輸送コードTASK3Dとの連携も進められてきた(4.8節参照)。

LHD 実験における特定の放電・タイミングに合わせたシミュレーションを行うためには、対応する3次元平衡、

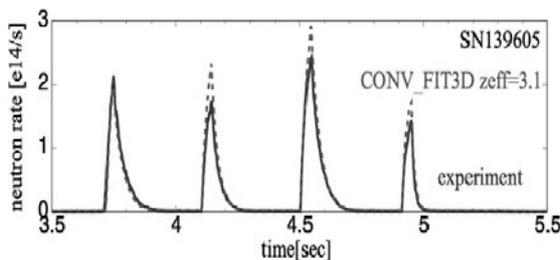


図16 中性子発生率の時間変化。実線が計測結果で、点線が計算結果。計算には図15に示した計測結果と計算結果の差から推定される実効的な高速イオン閉じ込め時間と有効電荷数を用いた。

不純物イオンを含む各粒子種の温度・密度分布といったデータが必要となる。統合輸送解析スイートTASK3D-aの整備により、これらの解析・実験データはシミュレーション担当者がすぐ利用できる形式で自動的に準備されるようになってきている。NBI加熱に関しては、FIT3Dモジュールによる半自動的な加熱解析が可能となっている。FIT3Dは案内中心軌道の取り扱いが簡略化された簡易的なモジュールであるが、その主要な入力データは、完全な案内中心軌道を取り扱うGNETと共通している。このため、FIT3Dによる簡易的な解析の後、重要な放電・タイミングのデータを個別に取り出し、GNETを用いてより正確な加熱解析を個別に行うという一連のプロセスが、比較的スムーズに実行できるようになっている。

軽水素実験と重水素実験で得られた高イオン温度プラズマのイオン熱輸送の比較において、統合輸送解析スイートが可能としたこのプロセスを活用した。実験データに基づき、GNETを用いて複数イオン種を考慮した加熱解析を行った。その結果、軽水素で8keV、重水素で10keVをそれぞれ達成したプラズマにおいて、NBI加熱によるイオンへの加熱吸収量は、軽水素と重水素とで大きな差がないことがわかった。この結果から、重水素プラズマではイオンの熱輸送が小さくなっていることが示唆された。重水素実験では、イオン加熱にとって重要な垂直入射ビームの入射エネルギーが増加したことにより、高速イオンの軌道幅が大きくなり、捕捉粒子の損失が増えたことで、加熱吸収としては軽水素時と同程度になった可能性がある。軽水素、重水素プラズマそれぞれに対して磁場配位依存性を比較した一連の放電の解析では、磁気軸を内寄せするほど加熱吸収が増加するという結果が得られている。これは、磁気軸位置の内寄せによる捕捉粒子軌道の改善から予想される結果と矛盾しない。

前述のように、GNETによる加熱解析に必要な入力データ群の多くは、統合輸送解析スイートによって準備されるようになっている。一方で、計算の実行自体は、大型並列計算機等において担当者が手動で行っている。今後は、GNETを解析システムに組み込み、その実行まで含めて自動化することで、ヘリカル系における輸送物理の解明をさらに加速することが期待される。(山口)

#### 4.11 おわりに

本章では、トカマクやヘリカル系研究における統合コードを使った実験解析・物理解明・運転シナリオ構築の具体例について、代表例をまとめて紹介した。トカマクプラズマ解析への3次元効果の導入、ベデスタルとELMの統合モデリング、炉心・SOL/ダイバータの統合モデリング、JT-60SAやITERに向けた運転シナリオ構築、不純物蓄積とトロイダル回転、密度分布形状の統合解析、ヘリカル系においては、LHDの高イオン温度プラズマの輸送解析、高エネルギー粒子挙動の解析、熱バランスの自動解析システムの構築など、非常に多岐にわたる課題に対して、統合コードの開発と運用が進展していることがご理解いただけたものと期待する。さらに、階層間結合、大規模シミュ

レーションとの連携（簡約化モデルや機械学習（第5章参照）の導入など）などを通じて、統合コードの機能拡張や解析の高精度化、迅速化を図っていくことが必要である。そのために、BPSI (Burning Plasma Simulation Initiative) [<http://bpsl.nucleng.kyoto-u.ac.jp/bpsi/>], 統合コード研究会（九州大学応用力学研究所共同研究）、核融合科学研究所一般共同研究、核融合エネルギーフォーラムのクラスター会合など、多様な機会における共同研究や情報交換が不可欠である。

### 参考文献

- [1] M. Honda *et al.*, Nucl. Fusion **54**, 114005 (2014).  
 [2] S. Satake *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 054018 (2011).  
 [3] K. Tani *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **50**, 1726 (1981).  
 [4] S.P. Hirshman *et al.*, Comput. Phys. Commun. **43**, 143 (1986).  
 [5] M. Honda *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 073033 (2015).  
 [6] M. Honda *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 116050 (2017).  
 [7] M. Honda *et al.*, Nucl. Fusion **58**, 112012 (2018).  
 [8] P.B. Snyder *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 085035 (2009).  
 [9] P.B. Snyder *et al.*, Phys. Plasmas **19**, 056115 (2012).  
 [10] N. Aiba *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 022011 (2017).  
 [11] N. Aiba *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 126001 (2017).  
 [12] N. Aiba *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 014032 (2018).  
 [13] N. Hayashi *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 095015 (2009).  
 [14] N. Hayashi *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 073015 (2011).  
 [15] T. Szepesi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 125002 (2009).  
 [16] N. Hayashi *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 123009 (2013).  
 [17] N. Hayashi *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **54**, 599 (2014).  
 [18] A. Loarte *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 203 (2007).  
 [19] K. Shimizu *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 065028 (2009).  
 [20] T. Takizuka, AIP Conf. Proc. **1237**, 138 (2010).  
 [21] M. Yagi *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **52**, 372 (2012).  
 [22] J.R. Cary *et al.*, J. Phys. Conf. Series **125**, 012040 (2008).  
 [23] M. Romanelli *et al.*, Plasma Fusion Res. **9**, 3403023 (2014).  
 [24] N. Hayashi *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 126037 (2017).  
 [25] N. Hayashi *et al.*, 27th IAEA Fusion Energy Conf. (Gujarat, India, 2018), PPC/1-1.  
 [26] N. Hayashi *et al.*, Nucl. Fusion **58**, 066001 (2018).  
 [27] K. Hoshino *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 083027 (2011).  
 [28] Y. Shimizu *et al.*, Plasma Fusion Res. **10**, 3403062 (2015).  
 [29] T. Yamakami *et al.*, Plasma Fusion Res. **9**, 3403091 (2014).  
 [30] A. Sakai *et al.*, Plasma Fusion Res. **10**, 3403048 (2015).  
 [31] S. Murakami *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **57**, 054009 (2015).  
 [32] A. Wakasa *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **46**, 1157 (2007).  
 [33] A. Wakasa *et al.*, Proc. 39th EPS Conf. and 16th Int. Cong. Plasma Phys. (2012) P2. 028.  
 [34] H. Takahashi *et al.*, Nucl. Fusion **58**, 106028 (2018).  
 [35] H. Yamaguchi *et al.*, Nucl. Fusion **56**, 026003 (2016).  
 [36] S. Murakami *et al.*, Proc. IAEA Fusion Energy Conference 2014, St Petersburg, Russia (2014) TH/P6-38.  
 [37] M. Yokoyama *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 126016 (2017).  
 [38] K. Tanaka *et al.*, *submitted to* Nucl. Fusion (2019).  
 [39] M. Yokoyama, Nucl. Fusion **59**, 094004 (2019).  
 [40] S. Murakami *et al.*, Trans. Fusion Technol. **27**, 256 (1995).  
 [41] R. Seki *et al.*, Plasma Fusion Res. **14**, 3402126 (2019).  
 [42] H. Nuga *et al.*, Plasma Fusion Res. **14**, 3402075 (2019).  
 [43] H. Nuga *et al.*, Nucl. Fusion **59**, 016007 (2019).  
 [44] R. Seki *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, 027 (2010).



## 小特集 統合コードによる磁場閉じ込め核融合プラズマシミュレーションの現状と今後の展望

### 5. 統合コード開発の今後の展望

#### 5. Future Prospects of Integrated Code Development

本多 充, 成田絵美, 林 伸彦, 矢木雅敏,

福山 淳<sup>1)</sup>, 村上定義<sup>1)</sup>, 横山雅之<sup>2,4)</sup>, 藤田隆明<sup>3)</sup>

HONDA Mitsuru, NARITA Emi, HAYASHI Nobuhiko, YAGI Masatoshi, FUKUYAMA Atsushi<sup>1)</sup>,

MURAKAMI Sadayoshi<sup>1)</sup>, YOKOYAMA Masayuki<sup>2,4)</sup> and FUJITA Takaaki<sup>3)</sup>

量子科学技術研究開発機構, <sup>1)</sup>京都大学大学院工学研究科, <sup>2)</sup>自然科学研究機構核融合科学研究所,

<sup>3)</sup>名古屋大学大学院工学研究科, <sup>4)</sup>総合研究大学院大学

(原稿受付: 2019年5月20日)

これまでの各章で、統合コード開発の意義、構成要素の物理的背景、国内外の開発状況と、実験解析や運転シナリオ構築への応用例などを見てきた。統合コード開発は巨視的な時間スケールにおけるプラズマの振る舞いを包括的に記述することを目的に、プラズマの持つ幅広い時空間スケールに渡る現象を階層ごとに分離したのち、それらを適切に再度組み上げる手法が採られてきた。現在でもプラズマ放電の全時間予測を現実的な時間で行う唯一の方法である一方、統合化されるモデル・コード数が増大し、各要素の物理の高度化に伴い計算時間も大きく増加する傾向にある。その問題の克服も念頭に、現在各極では伝統的な手法に囚われないアプローチに基づくモデル・コード開発が進展している。これらは従来型統合コードを完全に代替、置換するものではなく、取り組む問題に応じて使い分けされるものであり、両者は車の両輪として開発が強力に進められると考えられる。

#### Keywords:

integrated code, speed-up technique, real-time simulation, stiff transport model, gyrokinetic simulation, deep learning, kinetic modeling

#### 5.1 はじめに

第3章では、国内外で開発されている統合コードとその数値実装について詳細に見てきた。それらの基本的な設計思想は、輸送ソルバを核として様々な物理モジュールが結合しているモジュール方式とするものである。統合コードによって得られる結果の“洗練度”は各物理モジュールのそれに強く依存しているため、各物理モジュールの物理を高度化する方向に開発が進み、それに伴い計算時間の増大も招いた。統合コード開発の重要な目的の一つに、プラズマ放電の全時間シミュレーションがあり、一つの放電の全時間予測に膨大な時間を費やしては、実際のプラズマ放電実験前の放電予測はおろか、事前の多様な運転シナリオ開発もままならない。

モデル高度化に伴う弊害の一つに、硬い輸送モデルの取扱に関する問題がある。硬い輸送モデルとは、分布硬さと呼ばれる、ある臨界勾配値を超えて分布勾配が急峻化した際に乱流流束が非線形的に急増する現象を再現する輸送モデルである。ジャイロ運動論シミュレーションなどで現れる現象を忠実に再現しようとした結果、第一原理計算と同様の分布硬さが生じ、この乱流流束の勾配に対する非線形応答が輸送シミュレーションを収束させることを困難にしていた。言い換えると、高度な輸送モデルを用いると計

算終了までに膨大な時間が掛かるか、悪くすれば物理的に妥当な解が得られないという結果となってしまう。従来の枠組みを超えた時空間離散化の手法や新しいアイデアに基づく実装によって、これらの問題を克服しようとする試みが最近活発に行われている。また、近年著しく興隆しているデータ駆動科学技術の一つである機械学習を用いて、高度化した輸送モデルの応答を人工ニューラルネットワーク(ANN)に模擬させることで、輸送モデルを直接用いたときと比べ計算を格段に高速化させる試みも進んでいる。本章ではこのような国内外の取り組みについて、とりわけ数値スキームに着目して紹介する。

加えて、第2章で紹介された波動加熱や中性粒子ビーム加熱などを扱う加熱コードとの結合を目的とした新しい輸送コードの開発も進んでいる。従来の輸送ソルバはプラズマを流体と見なした輸送方程式を解いてきた。しかし、波動加熱や中性粒子ビーム加熱などは速度空間を局所的に歪めるため、マクスウェル分布を仮定した流体近似とは本質的に相容れない。従来の体系では、フォッカー・プランクコードなどを用いて加熱された分布関数を速度空間上で衝突緩和させ、流体近似された輸送コードに取り込めるようにしてから結合していた。しかし、そもそも速度分布関数そのものを従属変数としてプラズマの時間発展を解いてい

National Institutes for Quantum and Radiological Science and Technology, Naka, IBARAKI 311-0193, Japan

corresponding author's e-mail: honda.mitsuru@qst.go.jp

れば、加熱コードと直接結合することが可能であり、また非マクスウェル分布的な現象も扱うことができる。このようなアイデアに基づく運動論的統合モデリングが現在日本で進んでおり、その紹介も行う。

## 5.2 実時間計算実現に向けたコード開発

2分程度のプラズマ放電実験の放電間に統合コードで次の放電の予測を行いたい場合、長くとも30分程度で計算を終える必要がある。また、入力パラメータを少しずつ変えながら特定の物理量に対して運転シナリオを最適化したい場合には多くの試行が必要となり、計算時間が短いに越したことはない。従来型の大規模な統合コード計算ではそのようなニーズに対応できないため、従来型統合コードから簡素化できるものは簡素化し、実時間を超える高速化をめざした統合モデルが欧州で開発されている。

RAPTOR (RAPid Plasma Transport simulatOR) [1]はMATLABで実装された1次元の輸送コードであり、簡易的な加熱モデル、鋸歯状振動や新古典テアリングモードの物理モデルなどが結合されている。平衡は読み込んではいないものの、発展は原則として解いていない。TOPICS同様、解釈モード[2]と予測モードがあるが、本稿では予測モードのみ扱う。輸送コードの支配方程式はASTRAに完全に倣っているが、電流制御とプラズマ分布制御を矛盾なく行うことを当初の目的とした経緯もあって、初めはポロイダル磁束と電子温度のみの分布発展を解くソルバのみが導入されていた。現在では、イオン温度や密度にまで拡張されている[3]。輸送方程式は時間方向に完全陰解法、空間方向には有限要素法で離散化されており、基底関数には3次Bスプラインが用いられている。3次Bスプラインを用いることで2階微分まで連続となるため、ポロイダル磁束の2階微分で記述される電流分布の径方向連続性を保証している。完全陰解法とBスプライン基底関数の採用に加え、関数形で書かれた輸送モデルを使用することで、大きな時間刻み幅(～0.1 s)や少ない径方向グリッド点数(～11点)などの工夫が可能になり、実時間レベルの高速化が実現している。近年では、後述する機械学習を利用して高速化された輸送モデルを用いたシミュレーションも活発に行われている。

METIS (Minute Embedded Tokamak Integrated Simulator) は0次元のスケーリング則と1次元の電流拡散を組み合わせた輸送コードである[4]。METISではRAPTORと同様、電流拡散を最も重要な物理量として捉えており、そのため電流拡散と軸対称平衡のカップリングは通常の1.5次元の枠組みで扱っている。但し、高速化のために電流拡散方程式の径方向グリッド点数を21点に抑え、Grad-Shafranov方程式のモーメントを取って得られる3つの常微分方程式を解くことで平衡を構築している。乱流熱輸送予測にはまだ大きな不確実性が含まれていることや輸送モデルの持つ強い分布硬さの取り扱いの困難さから、熱輸送に関しては大きく割り切って、時間発展については閉じ込め時間スケーリングに基づく熱蓄積エネルギーのみを解き、それに合うような形で拡散係数を決め、電子・イオン

温度分布を再構成している。密度分布やトロイダル回転分布も類似の手法で計算している。数値実装の大半はMATLABで行われているが、高速化のために一部ルーチンはCやFortranで書かれている。これらの工夫によって、ITER標準運転シナリオの1000秒に渡るシミュレーションを約1分で終えることができる[4]。

## 5.3 高度な乱流モデルや乱流シミュレーションコードとの結合に向けたコード開発

従来型の輸送ソルバにQualiKiz[5]やTGLF[6]のような硬い輸送モデルを組み込むと、密度や温度の勾配に対する乱流熱流束の非線形的な強い依存性のために定常解を得ることが困難になる。以下、本節では熱輸送に関して説明するが、粒子や運動量に関しても同様である。加熱によって温度勾配が増加したときに熱流束が急増すると、次の時間ステップで温度勾配が急減する。これを繰り返すことによって振動解に陥ってしまう。この問題を解消する最も簡単な手法は時間刻み幅を $10^{-6}$ 秒程度まで小さくすることであり、そうすることで時間ステップあたりの温度勾配と熱流束の変動幅を小さく抑えることができる。しかし、時間刻み幅を10分の1にすると単純計算で計算時間は10倍になるため、この手法は有効な解決策とは言えない。従来型の輸送ソルバの枠組みを維持したまま硬い輸送モデルによる数値振動を取り除く方法が二つほど提案されているが[7,8]、現実の体系で適用すると期待した結果が得られないこともしばしばある。本節では、分布硬さを有した輸送モデルを用いる際に生じる問題を克服するため開発された輸送コードや、局所ジャイロ運動論コードとの直接結合を前提に開発されたものについて概観する。

FASTRAN (FASt TRANsport) [9]は米国で開発されている1次元輸送コードであり、運転シナリオ開発時にはIPS-FASTRAN[10]という統合モデルの核として運用されている。FASTRANでは硬い輸送モデルを安定に解くために、空間離散化に局所補間微分オペレータ(IDO)法を採用している。変数となる温度分布を、エルミート補間関数を用いた5次の多項式で近似しており、1階微分値は多項式の中にそのまま係数として残す一方、高階微分の係数は1階微分値と温度そのものから算出している。温度と温度勾配を定めなくてはいけないため、熱拡散方程式とその空間微分式を有限差分化した式を連立して解いている。硬い輸送モデルは勾配値に鋭敏に依存するため、勾配値(1階微分値)を従属変数として一意に非線形収束で決定してしまうことで安定に解くという試みである。一方、熱拡散方程式を微分した式も解かなくてはならないことで、必然的に式の中に拡散係数の2階微分項が存在する。FASTRANでは拡散係数やソース項などは3次スプライン補間しており、それによってそれらの微係数を算出している。しかし、硬い輸送モデルの出力する熱流束・拡散係数は実空間において必ずしも連続的で滑らかな振る舞いを示すものではないため、これをスプライン補間によって連続かつ滑らかにしてしまうことが妥当なのか、またその効果によって安定に解けるようになったのではないかと疑問も残る。

FASTRANは温度のみならず密度やトロイダル回転、ポロイダル磁束も扱うことができ、既にDIII-Dの運転シナリオ開発に応用が進んでいる[10]。

TGYRO[11]は元々は局所ジャイロ運動論コードGYRO[12]とドリフト運動論コードNEO[13]を直接結合してプラズマ分布を予測するために開発された枠組みであり、1次元の定常輸送方程式を解くソルバでもある。局所ジャイロ運動論コード一般に言えることだが、GYROやNEOは与えられたプラズマ分布に従う輸送流束を評価することができる一方で、その輸送流束を受けてプラズマ分布がどのように変化するかを予測することはできない。自己無撞着な分布予測のためには輸送流束に基づく輸送を解く繰り返し計算の必要があり、そのためTGYROが開発された。TGYROがコード開発のコンセプトとしてこれまで紹介した他の輸送コードと異なるのは、ジャイロ運動論コードとの直接の結合を念頭においていることと、もう一つは定常輸送方程式を解いていることである。輸送係数が温度等の非線形の関数となっている定常輸送方程式を解くのは困難である。そこで、TGYROではニュートン法による繰り返し計算で収束させている。解く方程式は、定常輸送方程式を体積積分した方程式であり、ソース項などから事前に定まっている目標流束に対して、乱流と新古典による流束が合致するように温度分布を調整する。この作業を一般にフラクスマッチングと呼ぶ。ニュートン法の過程でヤコビ行列式を評価する必要があり、その際に熱流束に対する温度勾配の微分を計算しなくてはならない。それを前進差分で評価しているため、追加の熱流束計算が必要となる。論文[11]で示された例では、DIII-Dの放電を再現するシミュレーションにおいて、GYROとNEOをそれぞれ384回呼び出し、1,536コアで58時間の計算ののち収束解が得られている。TGYROは通常単体ではなく、OMFIT (One Modeling Framework for Integrated Tasks) [14]という統合モデルフレームワークの中で運用されている。OMFITは温度や平衡の予測計算のみならず、MSE計測に基づく平衡再構成などの実験解析など、物理コードを用いるあらゆる作業工程を一元化した枠組みであり、実験データベースや他の統合モデルとのインターフェースも備えている。

局所ジャイロ運動論コードとの直接結合をめざしたコード開発はTGYRO以外にも行われており、よく知られているものとしてTrinity[15]がある。TrinityはGS2[16]との結合を目的として開発された。TGYROと異なり非定常輸送方程式を解いて時間緩和させ定常解を求めている点で通常の輸送コードと同じであるが、数値的安定に硬い輸送モデルを取り扱うためにニュートン法を用いている点でTGYROと類似している。GS2の非線形計算から熱流束を評価しているため、温度の定常分布を得るために、1万コア前後を用いて数時間から1日程度を要している[15]。類似のコンセプトに基づくコードにTRESS+GKV[17]がある。1次元輸送コードTRESS (Transport Equation Stable Solver) にGKV[18]が結合されており、GKVで計算した線形成長率から簡易的な飽和モデルで熱流束を評価し、非定常計算によって定常分布を見いだしている。TRESSは空

間方向に有限要素法で離散化されており、基底関数にエルミート補間関数を用いている。そのため空間3次精度を有している他、従属変数とその微係数も同時に定まるという特長を持つ。通常、ジャイロ運動論コードとの直接結合をめざす輸送コードは、ジャイロ運動論計算にかかる数値的コストからせいぜい10点程度しか径方向グリッドを取れない。その程度の空間点から作られた温度分布に基づく温度勾配は極めて粗いものになり、温度の少しの変化で温度勾配が大きく変化する。GKVなどの局所ジャイロ運動論コードは温度などの勾配に鋭敏な依存性を持つため、計算の安定性に大きな問題が生じる。TRESSでは温度勾配の算出手法に任意性が含まれず、温度と無撞着に定まるため、少ない空間点数しか持たないジャイロ運動論コードとの直接結合に適した実装と言える。時間方向には陰解法か2次の後退微分が用いられる。安定化手法としてニュートンイタレーション[8]も取り入れられている。乱流輸送レベルを決める飽和モデルが簡易的なものであるため、まだ実験との比較を行っておらずコードの開発途上にあるが、捕捉電子モードも取り入れ二粒子種の定常に至るまでの計算に成功するなど[17]、コードの動作面における実証は終えている。

硬い輸送モデルを用いて定常温度分布を求めるために開発された定常輸送コードGOTRESS (Global Optimization version of TRESS) [19]は、定常輸送方程式の体積積分方程式を解いているという点でTGYROと類似しているが、方程式の解法に大域的最適化手法を用いている点で大きく異なっている。大域的最適化とは、ある関数の制約条件を満たす範囲内において最大値を見つける手法であり、代表的な手法に遺伝的アルゴリズムや焼きなまし法がある。GOTRESSは大域的最適化手法として遺伝的アルゴリズムとネルダー・ミード法の両方を用いており、それらを適宜使い分けながらフラクスマッチングを行っている。GOTRESSが解を見つけるアルゴリズムは、端的に言えば目標流束 $P$ と合致する輸送流束 $Q(T, 1/L_T)$ を作り出す温度 $T$ と温度勾配 $1/L_T$ の組み合わせを、 $(T, 1/L_T)$ のパラメータ空間において $1/|P - Q(T, 1/L_T)|$ を最大化させることで求めており、最大化のために大域的最適化手法を用いている。TGYROでは規格化温度勾配のみを従属変数として解き、勾配を積分する事で温度分布を求めているが、GOTRESSでは温度と温度勾配を同時に定めている。GOTRESSは通常の空間離散化に伴う隣接グリッド間での変数の関連がないため、径方向グリッドの数を極端に減らしてもその点における解の精度に影響が出ず、また不等間隔に取っても問題がないなどの長所も有する。GOTRESSに実装されている遺伝的アルゴリズムは並列化されているため計算を高速化しているほか、他のコードとファイルI/Oを用いずMPIを介して情報の授受が可能になっている。TGLFのような並列化された輸送モデルとは、MPMD (Multiple Program Multiple Data) 型で並列実行されている。GOTRESSはTOPICSとのベンチマークの結果、極めて良好な一致を示している。また、従来型輸送コードでは困難であった、TGLFを用いたJT-60U放電の再現シミュレーションにも

成功している。最近では、平衡・電流コード ACCOME と加熱コード OFMC を組み合わせた統合モデル GOTRESS+ の開発が進んでおり、JT-60SA シナリオにおいて TOPICS とのベンチマークが成功裏に行われたほか、シナリオ開発にも適用が進みつつある[20]。

#### 5.4 機械学習を利用した高速化

機械学習モデルはデータが持つ特徴量を入力として用い、対象としたデータに適した種類や連続値を出力して予測するものであり、多種ある機械学習モデルの中でも ANN は入力と出力の複雑な関係を再現できるため、非線形な乱流輸送モデルを高速で模擬するモデルとしての利用が進みつつある。ANN のうち、ディープニューラルネットワーク (DNN) と呼ばれるモデルは、特に複雑な現象を再現することに適しているが、多くの変数を訓練用のデータから最適化してモデルを構築する必要がある。近年では Python で書かれた機械学習ライブラリが非常に充実してきているため、あらゆる分野に機械学習の応用が進みつつある。前述の QuaLiKiz や TGLF など輸送モデルは高度化によって計算量の増大が問題になっていたが、これらの挙動を模擬する DNN モデルである QuaLiKiz-NN[21] や TGLF-NN[22] が開発され、熱流束などの評価に掛かる計算時間は $10^5$ 倍ほど高速化されており、実時間計算が可能となるレベルとなっている。DNN モデルはモデルの訓練に用いたデータが適用対象のパラメータから大きく離れていた場合全く用をなさないこともあるが、それを克服するため、データ生成から DNN モデル訓練、分布予測までを一貫して行うことで、特定のケースに高度に適合した DNN モデルによる分布予測を行う試みも行われている[23]。また、局所ジャイロ運動論コードと実験データに基づく DNN モデルも開発されており、正味の流束を予測する他の DNN モデルと異なり、複数の輸送過程に起因する流束を個別に示すことにも DNN モデルが用いられている[24]。

#### 5.5 運動論的統合モデリング

統合コードの中核としてプラズマの密度、温度、電流、回転等の時間発展を記述する輸送ソルバには、これまでプラズマを流体として取り扱う輸送方程式が用いられてきた。すなわち、プラズマ各成分の速度分布関数はマクスウェル分布で近似されていた。しかしながら、実際には電磁波や NBI による加熱や核融合反応によって、高速粒子が生成され、速度分布関数はマクスウェル分布から変形する。高速粒子の存在は、衝突を通してバルク粒子を加熱するだけでなく、加熱の物理過程を通して加熱効率を変化させ、輸送現象や不安定性にも影響を与える。特に核燃焼プラズマの立ち上げ時は、外部加熱により生成された高速燃料イオンが核融合反応率に大きな影響を与える。したがって、核燃焼プラズマの挙動を正確に予測し、信頼できる制御手法を確立するためには、速度分布関数の変形を考慮に入れた輸送解析が必要となる。

従来の加熱モデリングにおいても、2.11節で述べたように、速度分布関数の変形はフォッカープランク方程式や粒

子軌道追跡によって記述されているが、高速のテイル成分だけの解析であったり、加熱機構毎に別々に解析されていたり、径方向輸送が考慮に入れられていない等の問題点があった。これらを解決するために、プラズマを流体ではなく速度分布関数によって記述する運動論的輸送ソルバの中核とする統合コードの開発が進められている。

TASK/FP は三次元軌道平均多成分フォッカープランクモジュールであり、速度空間二次元、径方向一次元の分布関数の時間発展を記述することができる。バルク成分も含まれているため、径方向拡散モデルを導入して空間輸送を記述し、クーロン衝突項も運動量だけでなくエネルギーも保存するように拡張されている。解析例として、ITER プラズマにおける電子、D、T、He の4成分の速度分布関数の時間発展を記述し、電子サイクロトロン波電流駆動、D の中性粒子ビーム加熱、T のイオンサイクロトロン高調波加熱、アルファ粒子生成による燃焼立ち上げのシミュレーションが行われた[25,26]。その結果、分布関数の変形を考慮に入れることにより、核融合反応率がより正確に計算できるようになり、高速イオンの径方向拡散係数のエネルギー依存性が加熱分布および核融合出力パワーに大きな影響を与えることが示された。

しかしながら、燃焼立ち上げの現実的なシミュレーションに向けては多くの課題が残されており、位相空間における径方向拡散の適切なモデル化、輻射損失やジュール加熱の導入化、準中性条件の確保等を解決する必要がある。

#### 5.6 おわりに

従来型の統合コードとは異なる近年の新たな統合輸送モデリングの動きとその進展について、実時間を越えた計算速度をめざす超高速化モデリングと、硬い輸送モデルによる困難を克服するためのモデリングに着目して概観した。多様な運転シナリオ開発のための試行錯誤やプラズマ放電実験の間での次の放電計画の策定には、精度は粗くても高速な計算が必要となる。一方で、開発したシナリオは高度な輸送モデルを用いた精度の高いシミュレーションによる検証が欠かせない。高速化と高精度化をめざしたモデリングはどちらか一方で十分というのではなく、目的と検証の段階に応じて使い分け、全体としては両方を組み合わせて用いるような運用がなされていくものと思われる。矛盾する高速化と高精度化の命題は同時に達成することは不可能であると考えられてきたが、それを可能とする技術として DNN が注目を集めており、ますます適用が進んでいくのは間違いないであろう。ここで紹介したモデリングは既に従来型統合モデルの核となっていた輸送コードを代替する形での運用も始まっており[14,20]、さらに複数の DNN モデルを組み合わせた統合シミュレーションも進行している[27]。従来型統合モデルの能力を拡張するように今後も開発が進んでいくものと思われる。

#### 参考文献

- [1] F. Felici and O. Sauter, Plasma Phys. Control. Fusion 54, 025002 (2012).

- [ 2 ] P. Geelen *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **57**, 125008 (2015).
- [ 3 ] F. Felici *et al.*, *Nucl. Fusion* **58**, 096006 (2018).
- [ 4 ] J.F. Artaud *et al.*, *Nucl. Fusion* **58**, 105001 (2018).
- [ 5 ] C. Bourdelle *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **58**, 014036 (2016).
- [ 6 ] G.M. Staebler *et al.*, *Phys. Plasmas* **12**, 102508 (2005).
- [ 7 ] G.V. Pereverzev and G. Corrigan, *Comput. Phys. Commun.* **179**, 579 (2008).
- [ 8 ] S.C. Jardin *et al.*, *J. Comput. Phys.* **227**, 8769 (2008).
- [ 9 ] J.M. Park *et al.*, *Comput. Phys. Commun.* **214**, 1 (2017).
- [10] J.M. Park *et al.*, *Phys. Plasmas* **25**, 012506 (2018).
- [11] J. Candy *et al.*, *Phys. Plasmas* **16**, 060704 (2009).
- [12] J. Candy and R. Waltz, *J. Comput. Phys.* **186**, 545 (2003).
- [13] E. Belli and J. Candy, *Plasma Phys. Control. Fusion* **50**, 095010 (2008).
- [14] O. Meneghini *et al.*, *Nucl. Fusion* **55**, 083008 (2015).
- [15] M. Barnes *et al.*, *Phys. Plasmas* **17**, 056109 (2010).
- [16] M. Kotschenreuther *et al.*, *Comput. Phys. Commun.* **88**, 128 (1995).
- [17] 本多 充, 仲田資季: 日本物理学会2016年秋季大会, 14aKA-7 (2016).
- [18] T.-H. Watanabe and H. Sugama, *Nucl. Fusion* **46**, 24 (2006).
- [19] M. Honda, *Comput. Phys. Commun.* **231**, 94 (2018).
- [20] 本多 充, 成田絵美, 林 伸彦: 第35回プラズマ・核融合学会年会 4Bp07 (2018).
- [21] J. Citrin *et al.*, *Nucl. Fusion* **55**, 092001 (2015).
- [22] O. Meneghini *et al.*, *Phys. Plasmas* **21**, 060702 (2014).
- [23] M. Honda and E. Narita, 2nd Int. Conf. Data Driven Plasma Science (2019).
- [24] E. Narita *et al.*, *submitted to Nucl. Fusion* (2019).
- [25] H. Nuga and A. Fukuyama, *Plasma Fusion Res.* **5**, S2068 (2010).
- [26] H. Nuga and A. Fukuyama, *Prog. Nucl. Sci. and Tech.* **2**, 78 (2011).
- [27] O. Meneghini *et al.*, *Nucl. Fusion* **57**, 086034 (2017).



## 小特集 統合コードによる磁場閉じ込め核融合プラズマシミュレーションの現状と今後の展望

### 6. おわりに

#### 6. Conclusion and Acknowledgements

林 伸彦, 福山 淳<sup>1)</sup>, 村上定義<sup>1)</sup>, 横山雅之<sup>2)</sup>, 藤田隆明<sup>3)</sup>, 本多 充  
 HAYASHI Nobuhiko, FUKUYAMA Atsushi<sup>1)</sup>, MURAKAMI Sadayoshi<sup>1)</sup>, YOKOYAMA Masayuki<sup>2)</sup>,  
 FUJITA Takaaki<sup>3)</sup> and HONDA Mitsuru

量子科学技術研究開発機構, <sup>1)</sup> 京都大学大学院工学研究科, <sup>2)</sup> 自然科学研究機構核融合科学研究所,

<sup>3)</sup> 名古屋大学大学院工学研究科

(原稿受付: 2019年5月20日)

統合コードの開発は、複数のコードの連携以上に、各々のコードを開発している研究者・技術者の緊密な連携、すなわち「人の統合」が必要不可欠である。本小特集の各章で紹介されたモデル・コードの開発や開発したコードでシミュレーションを行って結果を得るために、様々な分野の専門家や学生の活動、シミュレーションを行うためのスパコン等の計算機の利用があり、さらに、国内における核燃焼プラズマ統合コード構想 (BPSI: Burning Plasma Simulation Initiative) [1]を中心に、各々の活動を束ねて組織の垣根を超えて協力して統合コード開発を推進してきた。これらのごことを継続・発展させることが第1章で述べた原型炉に向けた統合コード開発に求められる。本章では、小特集の第1章から5章までの各々に貢献して来た方々に謝意を表すとともに、統合コード開発の今後のさらなる発展を期待し、まとめとする。

まず、国内の主要な統合コード TOPICS, TASK, TOTAL の開発に貢献していただいた国内外研究機関の多くの関係者の、BPSI 活動や共同研究を通じた長きにわたる多大なご貢献とご支援に感謝申し上げます。特に、TOPICS に関しては、滝塚知典 招聘教授 (阪大)、小関隆久 博士、清水勝宏 博士、矢木雅敏 博士、井手俊介 博士 (量研) に、TOTAL に関しては、山崎耕造 名古屋大学名誉教授に、ご指導いただき開発してきました、ご貢献に感謝します。

筆者一同、JT-60 チーム、及び LHD 実験グループの協力と有意義な議論に謝意を表します。統合コードで用いるモデルの検証には実験との比較検証が欠かせず、今後より緊密に実験と連携して検証活動を行うことが、統合コード開発の加速に欠かせないと考えます。

本小特集で紹介された研究内容については、以下 (番号順) の科学研究費補助金の支援により推進されたものである。15K06656, 16K06948, 17K07001, 18360448, 18560790,

19360415, 20226017, 22760665, 23360416, 25420895, 25820442, 26289356, 26420862。また、核融合科学研究所一般共同研究 NIFS11KNTT008, NIFS14KNTT025, NIFS16KNST092, 数値実験炉研究プロジェクト予算 NIFS11UNTT006, NIFS17UNTT008 の支援も受けた。

統合コードによるシミュレーション結果の一部は、核融合科学研究所のプラズマシミュレータ、及び、国際核融合エネルギー研究センターの計算機センター (IFERC-CSC) の HELIOS 等を使用して得られたものである。第一原理コードを含む統合コードのシミュレーションや、第一原理コードの結果に基づいた統合コードに導入できるモデルの開発には、スパコンは必須のインフラとなっており、統合コード開発の進展に合わせてスパコンの導入整備も欠かせない。

第1章で紹介した原型炉に向けた統合コード開発計画 [2] に関して、有意義な議論を行っていただいた原型炉設計合同特別チームの理論・シミュレーションワーキンググループのメンバーに謝意を表します。長期の開発計画を着実に進めるためには、上記のスパコン等のインフラだけでなく、最初に述べた「人の統合」が重要であり、今後ますます次代を担う若手研究者や学生の育成が求められる。

本小特集が、若手研究者や学生にとって統合コードを使った研究の入門書となり、2020年に運転を開始する JT-60SA や2025年に運転を開始する ITER に向けた研究が広がっていくこと、原型炉実現に向けて研究が加速することを期待する。

#### 参考文献

- [1] Burning Plasma Simulation Initiative, <http://bpsu.nucleng.kyoto-u.ac.jp/bpsi/>
- [2] 原型炉設計合同特別チーム, 理論・シミュレーションワーキンググループ報告書, <http://id.nii.ac.jp/1657/00074926/>

## 小特集執筆紹介



はやし のぶ ひこ  
林 伸彦

量子科学技術研究開発機構，先進プラズマモデリンググループリーダー・首席研究員。1999年慶應義塾大学工学博士取得，日本原子力研究所を経て，2016年より現職。専門は様々な物理がひしめくダイバータプラズマのモデリングを始めて以来，いろんなモデリング研究一筋。難聴がひどくなって聞きづらいので反応がイマイチな時はもう一声下さい。眼鏡に補聴器を内蔵するか，安くて使い勝手が良い首掛け型の集音器をもう少し補聴器レベルに誰か改良してもらえないでしょうか。売れると思います。



ふく やま あつし  
福山 淳

京都大学名誉教授。岡山大学工学部助教授，京都大学大学院工学研究科教授を経て2017年3月定年退職。プラズマ中の波動現象と輸送現象の理論・モデリング・シミュレーションに基づいて，炉心プラズマ統合モデリングの研究に従事。退職後も炉心プラズマ統合コードTASKの整備，拡張，国内の利用者サポートに加えて，タイ，オーストラリア，中国等の利用者とも共同研究を進めている。昨年12月，娘に初孫誕生。



むら かみ さだ よし  
村上 定義

京都大学大学院工学研究科 教授，理学博士（広島大）。ヘリカル系の加熱シミュレーションからスタートし，新古典輸送や統合輸送シミュレーションなどの研究を進めてきました。現在は，非軸対称トカマクを含めた広い3次元系トラスプラズマにおける運動論的な問題などを中心に研究を行っている。ここ数年，健康維持のため毎週スイミングクラブに通っている。月1回の記録会で，前年の自身の記録を更新することを目標にしているが...



よこ やま まさ ゆき  
横山 雅之

自然科学研究機構 核融合科学研究所 ヘリカル研究部 核融合理論シミュレーション研究系教授。工学博士（京都大学大学院原子核工学専攻）。LHD実験解析型統合輸送解析スイートTASK3D-aの運用で蓄積した熱輸送データベースを用いて，統計手法やデータ駆動手法との連携を実践，模索しています。数年のものがきの時代を越えて，科学研究費補助金にも採択され，少し風が吹いてきている印象があります。



ふじ た たか あき  
藤田 隆明

名古屋大学大学院工学研究科 教授，工学博士（東京大学）。日本原子力研究所（日本原子力研究開発機構）でのJT-60U実験研究を経て，2013年4月より現職。小型トラスTOKASTAR-2装置による実験研究と統合コードTOTALによるシミュレーション研究を行っています。キャンパス内の高校に通っている藤井聡太七段の活躍に刺激され，大学時代以来久しぶりに趣味と言えるくらいに将棋（中継観戦やネット対局など）を楽しんでいます。



ほん だ みつる  
本多 充

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 首席研究員。2007年京都大学大学院工学研究科・博士（工学）。主にトカマク中の輸送現象や輸送シミュレーションを研究対象としている。最近では機械学習やベイズ推定にも興味を持って，研究分野への適用を進めている。家庭菜園とピアノの練習（弾けるとは言っていない）を趣味としています。ピアノ教室に通う息子に腕前で抜かされないよう独習に励む日々です。



あい ば のぶ ゆき  
相羽 信行

量子科学技術研究開発機構 先進プラズマモデリンググループ 首席研究員。2005年総合研究大学院大学 博士（学術）。専門はトカマクプラズマにおけるMHD安定性の理論・シミュレーション研究。半年ほど前の解説記事で執筆者紹介を書いてから所属と娘の年齢が変わりました（2歳）。しゃべるようになった娘からの命令をこなしながら，新たな環境での仕事を早く覚えられるよう努力中です。



まつ やま あき のぶ  
松山 顕之

量子科学技術研究開発機構，プラズマ理論シミュレーショングループ・主幹研究員。京都大学博士（エネルギー科学）。磁場閉じ込め核融合プラズマ中のMHD・輸送現象や高エネルギー粒子の物理について理論やシミュレーションを用いた研究に携わっています。ここ数年はトカマク放電のディスラプション現象とそれに関わる物理と炉工学の関係が興味の対象です。



ほし の かず お  
星野 一生

慶應義塾大学理工学部・准教授。2008年に慶應義塾大学大学院理工学研究科・後期博士課程を修了（博士（工学））。日本原子力研究開発機構，量子科学技術研究開発機構を経て2018年4月より現職。周辺・ダイバータプラズマに加え，イオン源プラズマにも手を広げ，モデリング・シミュレーション研究を継続中。1年ほど前から飼い始めた猫が，ようやく「お手」を覚えてくれました。



さ たけ しん すけ  
佐竹 真介

自然科学研究機構 核融合科学研究所 ヘリカル研究部 核融合理論シミュレーション研究系准教授，2003年 総合研究大学院大学 博士（学術）。3次元磁場配位中の新古典輸送現象，新古典粘性のシミュレーションが主な研究テーマ。最適化配位の研究をやりたいとこの数年言い続けながら，現在メインで取り組んでいるのは不純物の新古典輸送現象の研究。1歳になる娘を溺愛しつつも，子育てと仕事の両立に頭を悩ます日々です。



やぎ まさとし  
矢木 雅敏

量子科学技術研究開発機構 六ヶ所核融合研究所 核融合炉システム研究開発部部長，工学博士（京都大学大学院原子核工学専攻），日本原子力研究所研究員，九州大学応用力学研究所教授，日本原子力研究開発機構プラズマ理論シミュレーショングループリーダー，量子科学技術研究開発機構核融合炉システム研究開発部次長を経て2019年4月より現職。九州大学在任中に，福山さんと核燃焼プラズマ統合コード研究会を立ち上げる（今年で第17回目を迎える）。これまで津々浦々を渡り歩く（岡山県，京都府，茨城県，福岡県，青森県）。



せき りょうすけ  
関 良輔

自然科学研究機構 核融合科学研究所 ヘリカル研究部 プラズマ加熱物理研究系 助教。工学博士（北海道大学大学院量子理工学専攻）ヘリカル系におけるNBIやICRFの加熱シミュレーションや，高速イオンの閉じ込めや高速イオン由来の不安定性のハイブリッドシミュレーションが主な研究テーマ。2匹の猫を飼い始めました。まだ，子猫なので毎日走り回っています。長期の出張にでると忘れられそうで心配です。

やま ぐち ひろ ゆき  
山口 裕之

自然科学研究機構 核融合科学研究所 ヘリカル研究部 助教。京都大学大学院工学研究科 博士（工学）。磁場閉じ込めプラズマにおける高速イオンの挙動とプラズマ中の輸送現象のシミュレーション・モデリングを中心に研究を行っている。



なり た え み  
成田 絵美

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 研究員。2015年大阪大学大学院・博士（工学）。トカマクプラズマにおける乱流輸送を主な研究対象として，実験解析やモデル開発を行っている。2017年に機械学習の適用を始めたことをきっかけに，天体や材料など他分野の研究者と交流する機会を得て，刺激を受けている。趣味はグラフィックデザイナー・絵本作家のディック・ブルーナ氏の作品鑑賞です。