

プロジェクトレビュー

国際核融合エネルギー研究センターの 高性能計算機システム Helios を利用した 国内シミュレーション研究プロジェクトの進展

Progress Report of Japanese Simulation Research Projects using the High-Performance Computer System Helios in the International Fusion Energy Research Centre

編集：日本原子力研究開発機構 IFERC-CSC 利用委員会、
IFERC 事業チーム、IFERC-CSC ホームチーム

Edited by JAEA Committee on the Usage of IFERC-CSC, IFERC Project Team and IFERC-CSC Home Team

(原稿受付：2015年12月11日)

幅広いアプローチ協定に基づいて国際核融合エネルギー研究センター (IFERC) の計算機シミュレーションセンター (CSC) に設置された高性能計算機システム Helios は、2012年1月に運用を開始し、日欧の磁気核融合シミュレーション研究に供用され、高い利用率の実績を示すとともに、炉心プラズマ物理から炉材料・炉工学にわたる広い分野で多くの研究成果に貢献している。本プロジェクトレビューの目的は、国内の大学や研究機関において Helios を利用して進められているシミュレーション研究プロジェクトとその成果を一望するとともに、今後予想される研究の進展を紹介することである。はじめにIFERC-CSCの概要を示した後、各研究プロジェクト毎にその目的、用いられる計算手法、これまでの研究成果、そして今後必要とされる計算を紹介する。

はじめに

日欧間のより広範な取組を通じた活動 (Broader Approach: BA) 協定に基づいて、国際熱核融合実験炉 (ITER) 計画の支援・補完と原型炉の早期実現に貢献するために、国際核融合材料照射施設工学実証・工学設計活動事業、国際核融合エネルギー研究センター (International Fusion Energy Research Centre: IFERC) 事業およびサテライトトカマク計画事業の三事業が、2007年6月から日欧協力事業として進められている。その中で、IFERC 事業は、原型炉設計研究開発調整センター、計算機シミュレーションセンター (Computational Simulation Centre: CSC) および ITER 遠隔実験センターの三副事業から構成され、青森県六ヶ所村において実施されている。

IFERC-CSC 副事業[1]の目的は、磁気閉じ込め核融合研究専用計算機として最新鋭の計算機を提供し、核融合研究への大規模・高効率シミュレーションの活用を促進することである。2012年1月に運用を開始した高性能計算機 Helios (愛称：ろくちゃん) は、Linpack 性能1.237 PFLOPS を有し、現在は 4,500 nodes, 288 TB, 72,000 cores の本体システムと 180 nodes, 8.64 TB, 24,480 cores の増強システムから構成されている。IFERC 事業チームおよび日欧実施機関による運用は非常に順調であり、計算機システムの週

平均稼働率は98%を越え、計算コードが実際に動いている割合を示す週平均利用率も80%~90% (最大97%) を達成している。

IFERC-CSC を利用する研究プロジェクトの目的は、核融合プラズマの実験解析、ITER 運転シナリオ開発、ITER 性能予測、そして原型炉設計基盤や BA 活動に貢献することであり、その研究カテゴリーは

- プラズマ乱流および関連する輸送過程
- 高速粒子に関する物理
- 線形、非線形および拡張電磁流体力学
- 周辺プラズマの物理
- 加熱と電流駆動
- 核融合プラズマの統合モデリング
- 核融合炉材料
- 核融合炉工学

にわたっている。

Helios の計算資源は、国際選考枠として本体システムの80%が、日本枠および欧州枠としてそれぞれに本体システムの10%と増強システムの50%が割り振られている。国際選考枠は日欧5名ずつで構成される IFEC-CSC 常設委員会が日欧の研究者から申請された研究プロジェクトを審査

し、その採択と計算資源 (node 数×時間) の配分を決定している。日本枠と欧州枠についてはそれぞれの実施機関が割り当てを任されており、日本枠については日本原子力研究開発機構の研究委員会の一つである IFERC-CSC 利用委員会が国内研究者からの申請を評価し、核融合ネットワークおよび核融合エネルギーフォーラムからの推薦で組織される CSC 計算機資源配分評価合同作業会の外部評価を経て、研究プロジェクトの採択と計算資源の配分が決定されている。日本枠では、数値計算技法や計算機利用技術の改良・開発、大規模シミュレーション研究プロジェクトを立ち上げるための準備研究を含む磁気閉じ込め核融合研究を対象としている。

IFERC-CSC 副事業は、高性能計算機システムを提供し、核融合分野における大規模・高効率シミュレーションの活用を促進することが目的であり、それ自体ではシミュレーション研究を行っていない。Helios を利用する研究プロジェクトは、個々の研究者あるいは研究者グループによりそれぞれの研究を進展させるために提案され、実施されてきた。その研究成果は、多くの原著雑誌論文として出版され、国内外の学会や研究会で発表されている。しかしながら、それらのリストは IFERC の事業報告書としてまとめられているが、IFERC-CSC を利用した研究成果としてまとめて公開されることがなかったために、全体像を把握することが容易ではなかった。本プロジェクトレビューの目的は、IFERC-CSC の高性能計算機 Helios を利用して、どのような研究が進展し、成果をあげてきたかを一望できるようにすることである。

IFERC-CSC の計算資源はサイクル単位の期間で割り当てられている。2012年1月の運用開始直後は、Light-house project として選定された日欧それぞれ2つの大規模シミュレーション課題が優先的に実施された (第0サイクル)。2012年4月からは国際選考枠および日本枠・欧州枠の運用が始まり、国際選考枠・欧州枠は11月に、日本枠は3月末にサイクルの切り替えが行われている。それぞれのサイクルの期間は以下の通りとなる。

●国際選考枠：

- －第0サイクル：2012年1月～2012年3月
- －第1サイクル：2012年4月～2012年11月
- －第2サイクル：2012年11月～2013年11月
- －第3サイクル：2013年11月～2014年11月
- －第4サイクル：2014年11月～2015年11月
- －第5サイクル：2015年11月～2016年12月

●日本枠：

- －第1サイクル：2012年4月～2013年3月
- －第2サイクル：2013年4月～2014年3月
- －第3サイクル：2014年4月～2015年3月
- －第4サイクル：2015年4月～2016年3月
- －第5サイクル：2016年4月～2016年12月

今回の報告は、第3サイクルまでの研究成果を中心にまとめられ、第4サイクルの成果も一部取り入れられている。第5サイクルまでの全研究成果は、IFERC-CSC の最終報告書として別途取りまとめる方向で検討が進められている。

表1は、国際選考枠と日本枠に提案され採択された国内シミュレーション研究プロジェクトの一覧である。各研究カテゴリー毎に、研究プロジェクトを研究代表者 (Principal Investigator: PI) の五十音順に示している。同一の研究プロジェクト名でサイクルを継続している場合もあれば、サイクル毎に異なる研究プロジェクトを提案している場合もある。

各研究プロジェクトの内容を次章以降に記述する。頁数の制約から、その内容を、研究プロジェクトの目的、用いられている計算手法、これまでに得られた成果、そして今後必要とされる計算の記述に絞り、研究内容を的確に示す図と代表的な参考文献を添えている。

このプロジェクトレビューが、IFERC-CSC に設置された高性能計算機 Helios によって実現したシミュレーション研究の進展をお伝えし、今後のシミュレーション研究によってもたらされる研究成果への期待を深めていただくことになれば幸いである。

(IFERC-CSC 利用委員会委員長 福山 淳)



IFERC の計算機・遠隔実験棟と Helios 計算機。

表1 シミュレーション研究プロジェクト一覧.

番号	PI 氏名	PI 現所属	研究プロジェクト名	実施サイクル	頁
1. 乱流と輸送					
1	石澤明宏	京都大学	有限圧力プラズマにおける乱流輸送	1-3	160
2	井戸村泰宏	原子力機構	Full-f ジャイロ運動論シミュレーションのプラズマサイズスケーリング	0,1J	161
3	井戸村泰宏	原子力機構	閉じ込め時間スケールの Full-f ジャイロ運動論シミュレーション	1,2	162
4	井戸村泰宏	原子力機構	Full-f ジャイロ運動論シミュレーションによる乱流輸送の同位体効果に関する研究	3	163
5	今寺賢志	京都大学	ジャイロ運動論による多階層乱流輸送シミュレーション	1-3, 1J-3J	164
6	糟谷直宏	九州大学	乱流計測シミュレータプロジェクト	2,3	165
7	菅野龍太郎	核融合研	共鳴摂動磁場を加えたトロイダルプラズマの粒子・エネルギー輸送解析	1-3	166
8	佐竹真介	核融合研	ITER-BA のための先進的新古典輸送シミュレーション研究	1-3	166
9	龍野智哉	電気通信大学	スラブ配位における平行、垂直位相混合の数値的な調査	1-3	168
10	仲田資季	核融合研	プラズマ乱流輸送における衝突度依存性	1J	168
11	仲田資季	核融合研	固定熱流および固定勾配駆動 ITG 乱流輸送過程	2	169
12	仲田資季	核融合研	ITG-TEM 乱流における不純物輸送	2J	170
13	仲田資季	核融合研	実 MHD 平衡を用いた ITG-TEM 乱流輸送シミュレーション	3	171
14	沼波政倫	核融合研	非軸対称系におけるジャイロ運動論的輸送シミュレーションの検証と妥当性確認	1-3	172
15	前山伸也	名古屋大学	微視的乱流における電磁揺動効果	1,2	172
16	前山伸也	名古屋大学	高ベータジャイロ運動論シミュレーション	2,3	173
17	松岡清吉	原子力機構	新古典トロイダル粘性のジャイロ運動論シミュレーション研究	2,3	174
18	宮戸直亮	原子力機構	トカマクエッジシミュレーションコード開発	1J-3J	175
19	宮戸直亮	原子力機構	プラズマの炉心-エッジ結合の研究	3	175
20	矢木雅敏	原子力機構	磁気核融合プラズマにおけるマルチスケールシミュレーション	1-3	176
21	矢木雅敏	原子力機構	GAM と乱流の非線形相互作用のシミュレーション研究	1J	178
22	矢木雅敏	原子力機構	トカマクプラズマにおける L-H 遷移のシミュレーション研究	3	178
23	吉田善章	東京大学	熱的に駆動されるドリフト波乱流における自己組織化	3M	179
24	渡邊智彦	名古屋大学	非軸対称性を有するトロイダルプラズマのジャイロ運動論的乱流輸送シミュレーション	1-3	180
2. 高速粒子					
1	藤堂 泰	核融合研	MEGA コードを用いた ITER と JT-60U における高エネルギー粒子駆動不安定性のシミュレーション	0,1J	181
2	藤堂 泰	核融合研	高速イオン分布の異常平坦化とアルヴェン固有モード時間発展に対する熱イオン運動論的效果	1-3	182
3	Andreas BIERWAGE	原子力機構	トカマクプラズマにおける高エネルギー粒子輸送の大域的な非線形シミュレーション研究	2,3	183
4	松山顕之	原子力機構	異常輸送を伴う逃走電子生成のシミュレーション研究	3J	183
5	三木一弘	原子力機構	Full-f ジャイロ運動論シミュレーションによる高速粒子駆動測地線音響モードの研究	3	184
6	村上定義	京都大学	ICRF 加熱によるトロイダル流駆動の解明	1-3	185
3. MHD 現象					
1	相羽信行	原子力機構	トカマクプラズマにおけるプラズマ回転・3次元性・運動論効果が MHD 安定性に与える影響に関するシミュレーション研究	2,3	186
2	市口勝治	核融合研	マルチスケール MHD シミュレーション	1J, 2	187
3	市口勝治	核融合研	三次元平衡に対する線型及び非線型 MHD 解析	3	187
4	佐藤雅彦	核融合研	高ベータトロイダルプラズマにおける非線形 MHD 現象	1-3	188
5	内藤裕志	山口大学	ジャイロ運動論的 MHD シミュレーションによる内部崩壊現象の研究	1-3	189
6	沼田龍介	兵庫県立大学	磁気リコネクションの多階層シミュレーション	1J-3J	190
7	三浦英昭	核融合研	磁化プラズマの圧力駆動型モードの拡張 MHD シミュレーション	1-3	191
4. 周辺プラズマ物理					
1	畑山明聖	慶應義塾大学	SOLPS-IMPYRO 統合コードによる不純物輸送シミュレーション	1-3	192
2	福山 淳	京都大学	トカマクプラズマの2次元輸送モデリング	2J, 3J	193
5. 統合モデリング					
1	奴賀秀男	京都大学	ITER プラズマにおける加熱・電流駆動の運動論的統合モデリング	1-3	194
2	林 伸彦	原子力機構	JT-60SA, ITER, DEMO プラズマのシミュレーションのための原子力機構の統合モデリングコード開発	1-3	195
3	福山 淳	京都大学	トカマクプラズマの運動論的統合モデリング	1-3	196
4	矢木雅敏	原子力機構	統合コードを用いた ITER ディスラプションのシミュレーション研究	1-3	197
5	矢木雅敏	原子力機構	統合ディスラプションコードのためのモジュール開発	2J, 3J	198
6. 核融合炉材料					
1	有田裕二	福井大学	第一原理計算による UNIAI における水素挙動解析	1-3	199

2	伊藤篤史	核融合研	プラズマ-物質相互作用の為の分子動力学シミュレーション	1-3	200
3	大澤一人	九州大学	第一原理計算によるタンゲステン中の空孔拡散の研究	1J-3J	201
4	小林亮	名古屋工業大学	金属におけるヘリウムと欠陥の相互作用	2, 3	202
5	谷川尚	原子力機構	マルチスケールモデリングによるトリチウム増殖材料の性能評価	2, 3	202
6	寺井隆幸	東京大学	核融合炉材料内におけるトリチウム挙動のモデリング	3J	203
7	渡辺淑之	原子力機構	材料照射相関の解明に向けた計算機シミュレーション研究	2, 3	204
7. 核融合炉工学					
1	佐竹信一	東京理科大学	剪断乱流の大規模スケール MHD シミュレーション	1-3	205
2	徳永晋介	原子力機構	原型炉オペレーションのシミュレーション研究	3J	206
3	星野一生	原子力機構	原型炉設計に向けたシミュレーション研究	1-3	207
4	山本義暢	山梨大学	核融合炉・液体金属乱流に関する世界最大規模直接数値計算	1	208

J : 日本枠プロジェクト

M : 増強システムのみを利用した日本枠プロジェクト

1. 乱流と輸送

炉心プラズマ中の輸送を支配する乱流輸送現象を解析するために、ジャイロ運動論モデルを用いたシミュレーションが精力的に行われている。国内で開発されたコードのうち、グローバルコードGT5D（原子力機構）とローカルコードGKV（核融合研）が標準コードとしてその地位を確立している。グローバルコードはトーラス全体にわたってジャイロ中心の分布関数(f)の全体を解くコード（full-f full-torus code）であり、ローカルコードはある磁気面近傍のみに注目して分布関数の摂動(δf)を解くコード（delta-f flux-tube code）である。GT5Dは数値トカマク実験、GKVは実験解析においてその優位性を示しており、世界的な評価も高い。本プロジェクトレビューにおいても24件中、GT5D関連（6件）、GKV関連（8件）、約6割の研究においてこれらのコードが用いられていることは特記に値する。また大学においても独自にグローバルコードを開発中であり、第3のコードとして認知される日も近いであろう。日本側から見たIFERC-CSCプロジェクトの成果として、ジャイロ運動論シミュレーション分野において若手研究者が育成されたこと、それにともない研究が大きく進展したこと、欧米と互角に渡り合える競争力を身につけたことを強調したい。また、これらのコード以外にも独自に開発したコードを用いたユニークな乱流・輸送シミュレーション研究が数多く見受けられることもあわせて強調したい。

1.1 有限圧力プラズマにおける乱流輸送

Turbulent transport in high-beta plasmas (THETA)

プロジェクト代表：石澤明宏〔核融合科学研究所（当時所属、現所属は京都大学）〕

国際枠 第1-第3サイクル

トーラス磁場閉じ込め核融合実験装置において、有限ベータ効果およびそれに伴って生じる電磁効果はプラズマ閉じ込め性能に大きな影響を及ぼすと考えられている。一方、実験計測では閉じ込めのベータスケールは実験装置によって結果が大きく異なっており、全ての結果を包含するようなベータスケールは得られておらず有限ベータ効果はほとんど理解されていない。このような閉じ込めのベータスケールを理解するためには、有限ベータプ

ラズマにおける乱流輸送の理解が必須である。ヘリカルおよびトカマクなどのトーラス磁場閉じ込めプラズマにおいて、温度勾配不安定性などによる乱流は異常輸送を起こす。トーラスプラズマにおいて、乱流を駆動する不安定性はプラズマベータの上昇とともに質的に変化し、高ベータにおける乱流は運動論的バルーニングモードによって駆動されると考えられている。理論的には、有限プラズマベータ効果はイオン温度勾配（ITG）不安定性に対して安定化効果があり、ベータの増加とともにITG不安定性の成長率が下がる。ベータ値がある閾値を超えるとITG不安定性は安定になり粒子・熱輸送に寄与しなくなる。その一方、ベータ値がある閾値を超えると、理想MHD不安定性限界以下であっても、運動論的バルーニングモードが不安定になり、この不安定性に駆動された乱流が粒子・熱輸送を引き起こす。また、この乱流は静電ポテンシャル揺動のみならず磁場揺動を生じる。この運動論的バルーニングモードによる乱流をジャイロ運動論シミュレーションにより解析し、乱流輸送への影響を明らかにすることがこのプロジェクトの目的である。

本プロジェクトでは、電磁的ジャイロ運動論シミュレーションコードを開発し[2]、ヘリカルプラズマおよびトカマクプラズマにおける運動論的バルーニングモードによる乱流輸送の解析を行った。プラズマベータが小さい極限では静電近似がよい近似である。一方、高ベータプラズマの乱流輸送を解析するためには、従来の静電近似を用いた

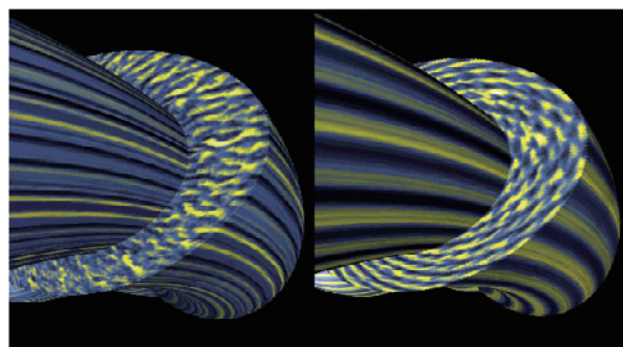


図1 ヘリカルプラズマにおける微視的乱流の静電ポテンシャル分布（左図：ITG乱流，右図：運動論的バルーニングモード乱流）。

ジャイロ運動論シミュレーションに加えて磁場揺動を取り入れることおよびイオンと電子両方のジャイロ運動論方程式を解く必要がある。

高ベータトカマク・ヘリカルプラズマにおける乱流輸送を、新たに開発した電磁的ジャイロ運動論シミュレーションコードを用いて解析した。そして、トカマクにおいて運動論的バルーニングモード乱流は静電ポテンシャル揺動によって熱および粒子輸送を引き起こすこと、および磁場揺動は小さなピンチ効果があることを示した[2]。また、帯状流生成は弱く、その生成にはマクスウェル応力が駆動に、レイノルズ応力は抑制に働くことを示した[2]。さらに、エントロピー（自由エネルギー）がイオンから電子に変換されることを明らかにした。モデル配位を用いた大型ヘリカル装置（LHD）における乱流の線形解析から、有限ベータ効果でITG不安定性が抑制され高ベータでは運動論的バルーニングモードが不安定になることを明らかにした。ヘリカルプラズマにおいては、帯状流が弱い場合の乱流飽和機構を新たに発見した[3]。新たな飽和機構は、乱流が傾いた構造を持ち（有限バルーニング角を持つことに対応する）、それらが互いにせん断することである（図1右図）。この機構が乱流輸送レベルを決定する。そして、帯状流が弱いことに起因して飽和状態の実現が難しい有限ベータのトカマク[4]においても、トロイダルリップルや外部摂動磁場（RMP）などの非軸対称性がある場合、この新しい飽和機構が働くことが示唆される。またトカマクおよびヘリカルプラズマの電磁的ジャイロ運動論シミュレーションをレビューした論文を発表した[4]。

LHD プラズマのジャイロ運動論シミュレーション研究は磁場配位が複雑な3次元構造をもつために計算科学の観点からも挑戦的な問題である。電磁的ジャイロ運動論シミュレーションコードを開発により、LHD プラズマのジャイロ運動論シミュレーションの適用範囲が有限ベータ領域へと広がると共に電子・イオンの粒子・熱輸送がすべて定量評価可能となった。そして、LHD 実験配位（放電番号88343）の高イオン温度状態における粒子の乱流輸送および電子の乱流熱輸送を初めて評価した[5]。

トカマクのジャイロ運動論シミュレーションにおいて有限ベータ乱流の飽和状態が得られない場合がある問題（run-away）およびエッジ領域で熱輸送が実験観測値より著しく低く評価してしまう問題（short-fall）が未解決である。これらの問題を解決するために、分布の緩和を含むようなグローバルな電磁的ジャイロ運動論シミュレーションを行うことが望まれる。電磁的乱流のグローバルなジャイロ運動論シミュレーションを行うことは現在のスーパーコンピュータの能力では極めて難しいので、現在よりもさらに大規模なスーパーコンピュータの開発を待たなければならない。

1.2 Full-f ジャイロ運動論シミュレーションのプラズマサイズスケール

Plasma size scaling of full-f gyrokinetic simulations (GT5DLHP)

プロジェクト代表：井戸村泰宏〔日本原子力研究開発機構〕

ライトハウスプロジェクトー日本枠 第1サイクル

規格化プラズマサイズ $1/\rho^* = a/\rho$ (a : プラズマ小半径, ρ : イオンラーモア半径) に依存して閉じ込め性能が変化する現象はエネルギー閉じ込め時間 τ のプラズマサイズスケールリングとして多くのトカマク実験で普遍的に観測されている現象であり、ITER の閉じ込め性能を左右する重要課題である。プラズマ乱流輸送のプラズマサイズスケールリングは、従来、プラズマの背景分布を固定して摂動分布のみをジャイロ運動論モデルで計算する δf モデルのジャイロ運動論シミュレーションで研究されており、 $1/\rho^* \sim 300$ を超えるプラズマサイズではボーム則 $\tau_B \propto \rho^{*-2}$ からジャイロボーム則 $\tau_{GB} \propto \rho^{*-3}$ にスケールリングが遷移することが報告されていた[6]。しかしながら、温度分布を固定して得られるジャイロボーム則はパワーバランスの観点からはプラズマサイズによらず一定の加熱パワーを与える状況に相当しており、既存装置に比べてプラズマサイズだけでなく核融合出力による加熱パワーの大幅な増大も見込まれるITER の状況に対応していなかった。そこで、本研究では、加熱パワーを固定し、プラズマの背景分布と摂動分布を同時にジャイロ運動論モデルで計算する full-f モデルのジャイロ運動論シミュレーションを用いて、プラズマサイズと加熱パワーの両方をスケールさせる数値実験を実施し、乱流輸送のプラズマサイズスケールリングを調べた。full-f モデルの計算はプラズマの背景分布が緩和する時間スケールに至る長時間乱流計算を必要とするため、特に、 $1/\rho^* \sim 300$ を超える大型装置パラメータの数値実験は膨大な計算コストを必要とする。このため、本研究は Helios や京コンピュータといったペタスケール計算機の利用によって初めて可能となった。

本研究ではジャイロ運動論的トロイダル5次元 full-f オイラーコード GT5D[7]を使用した。GT5D コードは断熱応答電子モデルの静電的イオン温度勾配駆動（ITG）乱流に対する full-f モデルの5次元ジャイロ運動論方程式を保存型差分スキームによって計算する。新古典輸送現象は線形フォッカープランク衝突項によって計算する。時間積分には半陰のルンゲクッタ法を適用し、磁力線方向の高速な熱運動を含む移流項を陰的に取り扱う。陰解法ソルバには共役残差法を適用する。コードは MPI、および、OpenMP によるハイブリッド並列モデルで実装されており、多次元領域分割や通信隠蔽といった先進的な超並列計算技術によって数十万コアのストロングスケールリングを実現している[8]。

中心加熱の正磁気シアトカマクに対し、プラズマサイズと加熱パワーが $(1/\rho^*, P_{in}) = (150, 4 \text{ MW}), (300, 8 \text{ MW}), (450, 12 \text{ MW}), (600, 16 \text{ MW})$ という4つの条件でITG乱流の数値実験を行った。 $1/\rho^* = 450$ までのスキャンはライトハウスプロジェクトで実施し、その後、ITER 規模に近い $1/\rho^* = 600$ の数値実験を京コンピュータで実施した。乱流輸送のプラズマサイズスケールリングをもたらし非局所効果

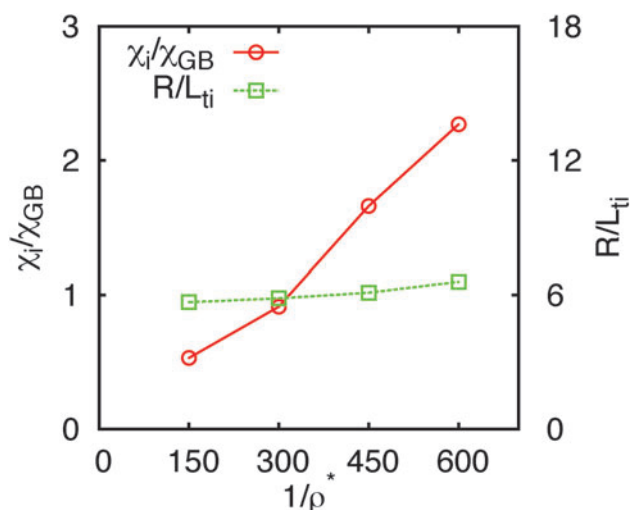


図2 プラズマサイズと加熱パワーが $(1/\rho^*, P_{in}) = (150, 4 \text{ MW}), (300, 8 \text{ MW}), (450, 12 \text{ MW}), (600, 16 \text{ MW})$ という条件のITG乱流数値実験において、 $r/a \sim 0.5a$ で観測したイオン熱拡散係数 χ_i/χ_{GB} と温度勾配パラメータ R/L_{ti} [9]. 加熱パワーを増大しても温度分布の硬直性によって温度勾配は変化せず、イオン熱拡散係数がボーム則的に増大する. Reprinted with permission from fig. 1 of [9]. Copyright (2014) by AIP.

は密度分布と温度分布に依存する反磁性回転のシア、および、運動量バランスによって決まる径電場のシアによって決まると考えられているが、上記のスキャンではこのような効果が乱流によって形成される帯状流のシアに比べて十分に小さい、いわゆる、局所極限のパラメータ領域まで計算できていることを確認した。従来の δf シミュレーションであればこのようなパラメータ領域ではジャイロボーム則が観測されていたが、今回の full-f シミュレーションではITER 規模のプラズマサイズまで、乱流輸送がプラズマサイズに依存して増大するボーム則がはじめて観測された [9] (図2参照)。 $1/\rho^* > 300$ のプラズマサイズにおけるボーム則は従来考えられてきた背景分布や径電場の非局所効果では説明できないが、full-f シミュレーションの結果、間欠的に発生する熱輸送の雪崩現象がもたらす非局所的乱流輸送がこのようなプラズマサイズスケリングをもたらしることがわかった。また、プラズマサイズを固定して加熱パワーのスキャンを行った結果、このような非局所的乱流輸送の影響によって温度勾配が臨界勾配付近に拘束される、いわゆる、温度分布の硬直性がもたらされ、実験的に観測されている加熱パワーに依存する閉じ込め劣化現象が発生することでもわかった。

本研究ではイオン加熱によって励起されるITG乱流がもたらすイオン熱輸送のプラズマサイズスケリングを明らかにした。しかしながら、核燃焼プラズマではアルファ粒子による電子加熱が主要となるため、電子加熱によって励起される捕捉電子モード (TEM) 乱流のプラズマサイズスケリングを理解することがITERの性能予測を行う上で重要となる。このような電子系乱流の計算には運動論的電子モデルの拡張はもちろんのこと、今まで以上に大きな計算資源が必要とされる。

1.3 閉じ込め時間スケールのFull-fジャイロ運動論シミュレーション

Full-f gyrokinetic simulations over a confinement time (GT5DOCT)

プロジェクト代表：井戸村泰宏〔日本原子力研究開発機構〕

国際枠 第1-第2サイクル

近年、加熱パワーを固定し、プラズマの背景分布と摂動分布を同時にジャイロ運動論モデルで計算する full-f モデルのジャイロ運動論シミュレーションが開発され、背景分布の運動量バランスで決まる径電場の乱流輸送への影響、臨界温度勾配付近での乱流輸送と温度揺動の相互作用によって間欠的に引き起こされる非局所的輸送現象といった新たな乱流輸送研究が展開してきた。full-f モデルでは閉じ込め時間スケールの長時間乱流計算を行うことで背景分布を第一原理モデルによって決定することが可能であるが、従来の多くの full-f シミュレーションは計算コストの問題により乱流輸送の時間スケール、あるいは、衝突時間程度までの比較的短時間の計算が行われてきた。本研究ではベタスケールの計算資源を活用した閉じ込め時間スケールの長時間乱流計算によって温度分布とプラズマ回転分布を第一原理計算で決定し、その形成機構を解明する。また、従来の短時間計算との比較を行い、full-f シミュレーションの時間スケールに対する収束特性を明らかにする。

本研究ではジャイロ運動論的トロイダル5次元 full-f オイラーコードGT5D[7]を使用した。GT5Dコードは断熱応答電子モデルの静電的イオン温度勾配駆動 (ITG) 乱流に対する full-f モデルの5次元ジャイロ運動論方程式を保存型差分スキームによって計算する。新古典輸送現象は線形フォッカープランク衝突項によって計算する。時間積分には半陰のルンゲクッタ法を適用し、磁力線方向の高速な熱運動を含む移流項を陰的に取り扱う。陰解法ソルバには共役残差法を適用する。5次元空間に3次元領域分割モデルを適用しMPI、および、OpenMPによるハイブリッド並列処理を行う。

本研究の目的の一つはジャイロ運動論モデルで運動量の乱流輸送を計算し、プラズマ回転分布を決定することであるが、Parraらによって運動量輸送計算におけるジャイロ運動論モデルの精度問題が提起された[10]。この問題を解決するために、GT5Dのジャイロ運動論モデルを標準的な1次精度から3次精度に拡張してITG乱流の数値実験を実施し、運動量輸送計算が1次精度でも十分に収束していることを確認した[11]。次に、本研究ではfull-f シミュレーションの時間スケールに対する収束性を調べた。線形安定な初期条件、および、線形不安定な初期条件の数値実験を比較し、プラズマ分布の時間発展を調べた。この結果、前者は温度分布がランプアップして定常状態に至るのにエネルギー閉じ込め時間を要したが、後者は初期に励起される不安定性によってプラズマ分布の緩和が大きく加速されるため、衝突時間程度の短時間計算でも定常分布に近い温度分布とプラズマ回転分布が得られることを確認した[12]。

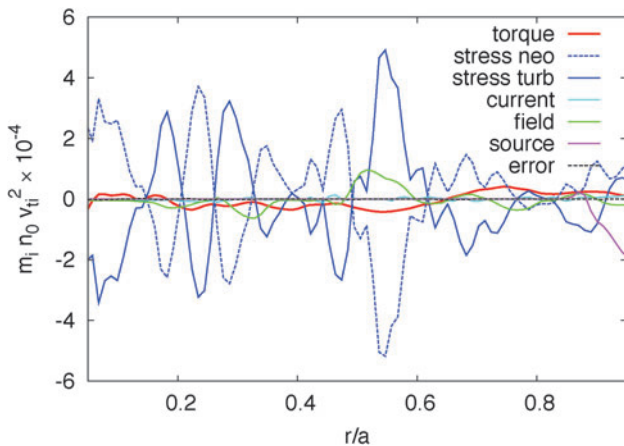


図3 閉じ込め時間スケールのITG乱流数値実験[12]の定常状態において時間平均したトロイダル角運動量保存則[11]の各項の径方向分布。新古典輸送(磁場ドリフト, stress neo)と乱流輸送($E \times B$ ドリフト, stress turb)のバランスによって総トルク(torque)がゼロになる定常状態が維持されている。

これにより、従来の短時間計算の妥当性を示した。さらに、閉じ込め時間スケールの長時間計算では蓄積エネルギーとプラズマ分布の時間的収束を定量的に示し、定常プラズマ分布の形成機構を調べた。イオン熱輸送と温度分布はパワーバランスを満たすように決定され、加熱領域の外側の磁気面を横切る乱流輸送と新古典輸送の総熱流束は加熱パワーと定量的に一致する。一方、運動量輸送とプラズマ回転分布は複雑な機構によって維持されていることがわかった。この数値実験では運動量入力ゼロなので、定常状態の運動量束はゼロとなるが、熱流束をもたらす乱流場の影響により運動量の乱流輸送($E \times B$ ドリフト)成分はゼロとはならず、径電場シアによる残留応力[13]が発生していることがわかった。これをキャンセルする機構を運動量保存則によって調べたところ、非軸対称な乱流場の存在下では新古典輸送(磁場ドリフト)成分が乱流輸送成分とバランスして自発プラズマ回転分布が維持されていることがわかった[12] (図3参照)。 δf モデルのジャイロ運動論シミュレーションに基づく従来の運動量輸送研究では新古典輸送ははじめから無視されており、上記の結果は運動量輸送や自発プラズマ回転の議論に大幅な修正が必要となることを示唆している。

本研究ではfull-fモデルの数値実験において実験と同様に外部加熱ソースモデルを与えることでプラズマ分布と乱流輸送を無撞着に決定できることを示した。本研究では定常加熱入力のソースモデルを用いたが、ソースモデルに変調加熱を与える等、実験的に行われている様々なプラズマ制御を追加することで、過渡的輸送現象や対流的輸送の研究、あるいは、乱流輸送を介したプラズマ制御性の研究といった新たな輸送研究の可能性が拡がると期待される。このような過渡的現象は閉じ込め時間スケールの問題となるため、特に、ITERのような大型装置の数値実験を行うには今まで以上に大きな計算資源が必要とされる。

1.4 Full-fジャイロ運動論シミュレーションによる乱流輸送の同位体効果に関する研究

Study of isotope effects on turbulent transport using full-f gyrokinetic simulations (GT5DISO)

プロジェクト代表: 井戸村泰宏 [日本原子力研究開発機構]

国際枠 第3サイクル

水素プラズマに比べて重水素プラズマのエネルギー閉じ込め時間が大きく改善するという閉じ込め性能の同位体効果は多くのトカマク実験で普遍的に観測されており、Lモードプラズマでは $\tau \propto M^{1.67} \rho^{*-1.85} \sim M^{0.75}$ というスケーリングが得られている。ここで、 M はイオンの規格化質量、 $\rho^* = \rho/a$ はプラズマ小半径 a で規格化したイオンラモア半径 $\rho \propto M^{0.5}$ を示す。同位体効果は重水素とトリチウムを燃料とする核燃焼プラズマの閉じ込め性能を議論する上で極めて重要であるが、長年、理論的に未解明の問題となってきた。プラズマ乱流輸送を評価する上で基準となる局所拡散理論において、実験的に観測される乱流相関長 $\Delta r \sim \rho$ 、乱流相関時間 $\Delta t \sim c_s/a$ を拡散現象の時空間スケールと仮定することで導かれるジャイロボーム係数を用いて閉じ込め時間を評価すると $\tau_{GB} \propto M \rho^{*-3} \sim M^{-0.5}$ となり、実験とは逆に水素プラズマが最も閉じ込め性能が良いという同位体依存性が導かれる。ここで、 c_s は音速を示す。この課題に対して最近の乱流輸送研究でようやく部分的な理解が得られつつある。同位体効果のスケーリングは M に対する陽的な依存性とプラズマサイズ $1/\rho^*$ を介する間接的な依存性によって表現される。このうち、プラズマサイズスケーリングに関してはGT5DLHPプロジェクトの成果により、大域的なfull-fシミュレーションでは非局所的輸送現象によってボーム則 $\tau_B \propto M \rho^{*-2}$ が得られることがわかった

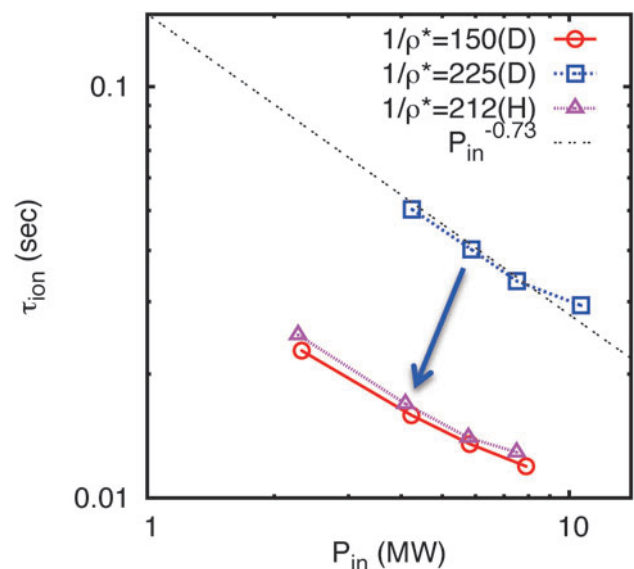


図4 プラズマサイズと粒子種が $(1/\rho^*, M) = (225, 2), (150, 2), (212, 1)$ という条件のITG乱流数値実験で観測したエネルギー閉じ込め時間の加熱パワースケーリング。矢印で結ばれる3つのケース ($(1/\rho^*, M, P_{in}) = (225, 2, 6 \text{ MW}), (150, 2, 4 \text{ MW}), (212, 1, 4 \text{ MW})$) でほぼ同じ温度分布となる。

[9]. 本研究ではこれに加えて M に陽に依存する $M^{0.67}$ という同位体効果を説明するために、水素プラズマと重水素プラズマの ITG 乱流数値実験を実施し、その閉じ込め特性を調べる。

本研究ではジャイロ運動論的トロイダル 5 次元 full-f オイラーコード GT5D[7]を使用した。GT5D コードは断熱応答電子モデルの静電的イオン温度勾配駆動 (ITG) 乱流に対する full-f モデルの 5 次元ジャイロ運動論方程式を保存型差分スキームによって計算する。新古典輸送現象は線形フォッカープランク衝突項によって計算する。時間積分には半陰のルンゲクッタ法を適用し、磁力線方向の高速な熱運動を含む移流項を陰的に取り扱う。陰解法ソルバには共役残差法を適用する。5 次元空間に 3 次元領域分割モデルを適用し MPI, および, OpenMP によるハイブリッド並列処理を行う。

中心加熱の正磁気シアトカマクに対し、プラズマサイズ、加熱パワー、粒子種が $(1/\rho^*, P_{in}, M) = (225, 6 \text{ MW}, 2), (150, 4 \text{ MW}, 2), (212, 4 \text{ MW}, 1)$ という 3 つの条件で ITG 乱流の数値実験を行った。ここで、加熱パワーは各条件で加熱パワースキャン (図 4 参照) を実施し、ほぼ同じ温度分布が得られるパラメータを選んだ。この 3 つのケースに対して上記の実験的な閉じ込め時間スケールリングを適用すると、閉じ込め時間の比は $1 : 0.47 : 0.28$ となる。これに対し、数値実験で得られた閉じ込め時間の比は $1 : 0.4 : 0.42$ となった。 M を固定して ρ^* を変化させる場合には 0.47 に対して 0.4 となり、実験と比較的良好一致が得られた。一方、 ρ^* を固定して M を変化させる場合には 0.28 に対して 0.42 となり、ジャイロボーム則で説明できない実験的スケールリングの傾向を定性的に示すことができたが、閉じ込め性能の定量的変化を説明することはできなかった。この結果を理解するために、規格化した方程式系を検討した結果、粒子種の変化は規格化プラズマサイズ $1/\rho^*$ と規格化衝突周波数 ν^* に影響するが、ITG 乱流の場合には ν^* 依存性は非常に弱い [14]、 ρ^* に対する依存性、すなわち、ボーム則に近いスケールリングで閉じ込め性能が決まることがわかった。

本研究によって同位体効果のうち ρ^* 依存性については ITG 乱流数値実験の結果で説明できるが、 M 依存性は ITG 乱流の計算モデルの範囲では説明できないことがわかった。この問題を解決するには捕捉電子モード (TEM) 乱流を含めた計算モデルの拡張が必要と考えられる。特に、TEM の安定性は ν^* に敏感であるため、TEM 乱流数値実験で M 依存性を調べる。この計算モデル拡張に向けて GT5D に運動論的電子モデルの拡張を行っているが、電子の高速な熱運動を取り扱うためにこれまでの ITG 乱流数値実験に比べて一桁大きい計算量となるため、今まで以上に大きな計算資源が必要とされる。

1.5 ジャイロ運動論による多階層乱流輸送シミュレーション

Gyrokinetic multi-scale turbulence simulation (GKMUST) プロジェクト代表：今寺賢志 [京都大学大学院エネルギー

科学研究科]

国際枠 第 2-第 3 サイクル, 日本枠 第 1-第 3 サイクル

(1) ジャイロ運動論的 full-f コード GKNET の開発

熱入力に対する温度分布硬直性は、核融合プラズマの閉じ込め性能を制限するという点から、解明すべき極めて重要な課題である。近年、トカマクプラズマにおける熱源駆動型乱流輸送シミュレーションが積極的に行われ、大域的な乱流輸送とそれに伴う分布硬直性に関する知見が深まっているが、径電場を含むプラズマ流の役割や、硬直性の抑制方法等は完全には理解されていない。

そのような分布硬直性を理解・制御することを目的に、本プロジェクトでは、新たに大域的トロイダルジャイロ運動論コード GKNET (GyroKinetic Numerical Experiment of Tokamak) を開発した。本コードでは、熱ソースによる温度分布の急峻化、ミクロスケール乱流の自己組織化、さらにはメゾ/マクロスケールの平均流や分布へのフィードバックを、衝突過程を含め自己無撞着に解くことが可能であり、乱流輸送だけではなく、新古典輸送過程を経て形成される径電場も適切に評価することができる。

また、準中性条件で現れる single/double gyro averaging については、補間関数を用いて計算されたジャイロ軌道上の値の平均を用いて評価しており、Taylor 展開や Pade 近

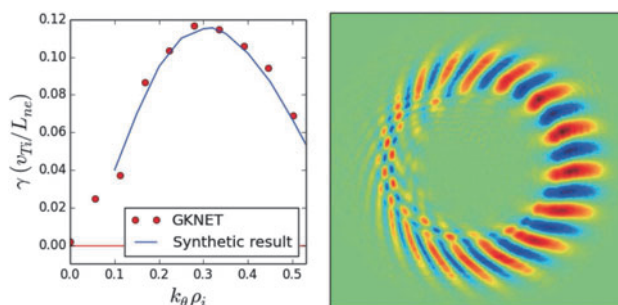


図 5 線形トロイダル ITG 不安定のベンチマークテストによって得られた (左)分散関係と(右)最も不安定なモード ($n=15$) のバルーニング構造 (文献[16]より)。

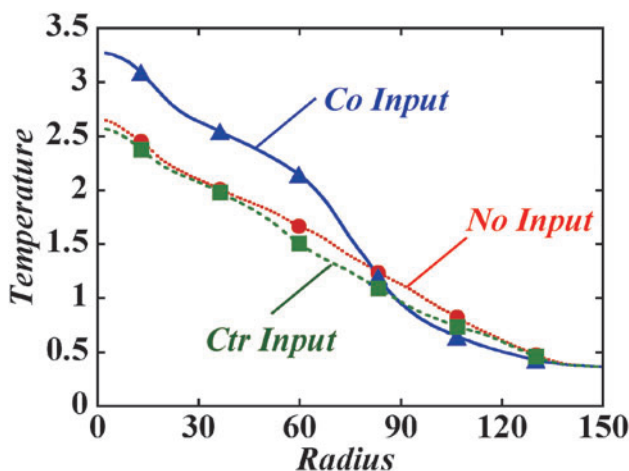


図 6 熱源駆動型乱流輸送シミュレーションによって得られたイオン温度分布。順/逆トロイダル回転を与える運動量ソースを $r = 90 \rho_i$ 近傍に導入した場合と、運動量ソースを導入しない場合が示されている。

似を用いることなく、有限ラーモア半径効果（FLR）を厳密に取り扱っている点が本コードの新規性の1つである。図5は、そのコードを用いて行ったD-III D Cyclone base caseにおける線形トロイダルITG不安定性のベンチマークテストの結果を示しており、他の文献とよい一致を見せている。

(2) 運動量ソースの導入による内部輸送障壁の形成

このコードを用いて熱源駆動型ITG乱流の解析を行った結果、弱磁気シア配位で、トロイダル回転を励起する運動量ソースを導入すると、内部輸送障壁が形成され、乱流熱輸送係数が新古典レベルまで低下することを新たに見出した。図6はその際のイオン温度分布を示しており、順方向にトロイダル回転を励起した場合のみ、運動量ソースがある $r=90\rho_i$ 近傍で温度が急峻化していることがわかる。これは、径方向の力学平衡を介してトロイダル回転が径電場シアを強めていることが主たる要因であると考えられ、順方向の回転がより効果的であるという点は、JETにおける実験報告と一致している。

今後は

- MHD 平衡コードによって得られた磁場形状の導入
- 運動論的電子の導入によるITG/TEM乱流への拡張を進めていき、上述に関する知見を深めていく予定である。

1.6 乱流計測シミュレータプロジェクト

Turbulence Diagnostic Simulator Project (TDS)

プロジェクト代表：糟谷直宏〔九州大学応用力学研究所〕
日本枠 第2-第3サイクル

ITERのような核燃焼プラズマにおいては、得られた実験データから最大限の情報を引き出すことが不可欠である。加えて時間的、空間的に分解能の高い揺動の実験計測が可能となり、それら計測の物理機構を考慮することで、得られた信号の解釈を深め、乱流輸送の定量的評価につなげることができる。さらには計算機技術の発展に伴い、プラズマ乱流の大域的様相を模擬した大規模シミュレーションが可能となってきたので、その3次元乱流場を用いて実験とシミュレーションの比較研究が行える。こういった背景からシミュレーションデータを用いてプラズマ乱流の理解を深め、そしてその結果を実験観測に適用することで新たな発見を目指す手法は非常に有効である。このような研究目的から乱流計測シミュレータという流体乱流コードと実験計測を模擬する数値診断モジュールの組み合わせから構成されるコード群の開発を進めている[17]。これまでに円筒プラズマにおける抵抗性ドリフト波乱流のシミュレーションではストリーマ構造の解析を行い、LMD-U直線装置での実験観測につなげた[18]。本プロジェクトではトロイダルプラズマにおける非線形グローバルシミュレーションを対象とし、乱流場の3次元時系列データの取得、およびそのデータの数値診断により乱流輸送ダイナミクスの機構解明を行う。

本研究のために乱流コードをHeliosへ移植し実行した。研究対象によって複数種類のコードを用いているが、

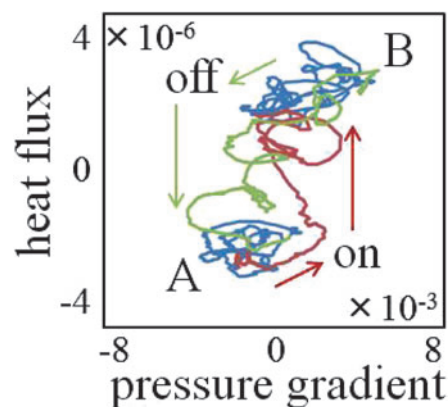


図7 局所パラメータに現れるヒステリシス。圧力勾配と熱流束の関係を示す[20]。圧力ソースの摂動をプラズマ中心部に加えた時の応答をプラズマ外側の離れた点で観測した。Reprinted with permission from fig. 3 of [20]. Copyright (2014) by AIP.

ここではヘリカルプラズマにおけるドリフト交換型モード乱流解析について説明する。乱流コードDISAは3場の簡約化磁気流体モデルを用いて、ヘリカル状磁場配位中での流れ関数、ベクトルポテンシャル、圧力の時間発展を計算する[19]。方位角、軸方向に周期境界条件を課してフーリエモード展開をするスペクトル法を用いている。半径方向には離散化した非線形偏微分方程式を解いている。時間発展は予測子修正子法を用いており、線形部分は陰的に解いている。このコードを用いて、プラズマ中心部に加熱摂動を加える大域的シミュレーションを行った[20]。これは実験で行われているプラズマに摂動を加えることで非局所応答の様相を探る研究に対応したものである。圧力ソース項を与えて維持した飽和状態において、半径方向に広がった（巨視的）モード、局在した（微視的）モード、レイノルズ応力による非線形結合および衝突輸送が競合している。そして半径方向外側における圧力応答で圧力勾配と熱流束の関係にヒステリシスが見られた（図7）。その熱伝播機構は乱流の加速的伝播であるturbulence spreadingと非線形結合を通じたエネルギーの再配分が組み合わさったものである。この機構では圧力勾配が熱流束に先行して変化するので、実験とは逆向きのヒステリシスを与える。非線形飽和状態では半径方向に広がった巨視的モードが励起されており、どの空間位置に摂動を加えるかを变化させたシミュレーションからその熱輸送に果たす役割を調べた。今後、ヘリカル配位における磁場配位や圧力勾配の大きさといった不安定性の駆動力の違いによって乱流状態はいかに変化するかをみることで2次元的な乱流輸送ダイナミクスの定量化を図る。

また、様々な乱流輸送現象の研究を行うために、乱流計測シミュレータを種々の乱流コードを用いて得られた乱流場の時系列データ解析に適用することで、実験研究との比較を図っている。シミュレーションデータからは任意の位置からデータを抽出できるので、実験結果との比較を行うテストの場としては好都合である。Heliosをはじめとする大型計算機で3次元MHDコードやジャイロ運動論コードを用いて取得した揺動時系列データを乱流計測シミュレー

タで解析するためのツール開発を進めている。重イオンビームプローブや位相コントラスト法などの実験計測を模擬するツールと組み合わせた数値診断を行うことで、動的变化を含めたプラズマ不安定モード構造の同定とその閉じ込めへの寄与を定量的に評価することができる。このような実験を模擬した数値診断を通じてITERプラズマにおける乱流輸送の物理的理解を深めるためのデータ解析技法の開発を進めていく。

1.7 共鳴摂動磁場を加えたトロイダルプラズマの粒子・エネルギー輸送解析

Particle and Energy Transport Analyses of toroidal plasma affected by resonant Magnetic Perturbations (PETAMP)
プロジェクト代表：菅野龍太郎〔核融合科学研究所〕
国際枠 第1-第3サイクル

共鳴摂動磁場 (RMP) を静的に加えた領域におけるプラズマ輸送の理解は、核融合プラズマの磁場による閉じ込め性能の改善において重要である[21]。例えば、近年のトカマク実験において、RMPは、Edge-Localized Mode (ELM) の制御に用いられている[22]。そのELM制御実験において、低衝突な (衝突頻度 $\nu^* \sim 0.04 - 0.12$) プラズマエッジにおける径方向の熱フラックスは、従来の標準的な輸送モデルであるRechester-Rosenbluth (以下、R-R) の理論 [23] に基づいた予測と比べ、極めて小さいことが観測された。この実験結果によって、RMPによりELM抑制が可能となると同時に、RMPが熱輸送に対して予想されていたほどは悪影響を与えないことが明らかになった。この実験事実により、従来の輸送モデルは破綻しているということが分かり、このような輸送の基本的性質に対する物理的理解の見直しが早急に必要となっている。このため、本研究では、ドリフト運動論シミュレーションコードKEATS[24, 25]を用いて、熱拡散係数の種々の物理パラメータ (例えば、RMPの強度や衝突頻度など) に対する依存性の調査を行った。ここで、KEATSは、ドリフト運動論方程式を δf 法に基づいて解くモンテカルロ・シミュレーションコードである。R-R理論と同様に、電場を無視する仮定の下、イオンの熱輸送シミュレーションを実行し、以下の結果を得た。1)シミュレーションの条件によっては、径方向熱拡散係数 χ_r は、R-R理論の予測 χ_r^{RR} とほぼ同程度の値になる。しかしながら、これは、捕捉粒子がバナナ軌道を描くよりも短い時間 $\Delta t \ll \omega_i^{-1}$ 、案内中心分布 $f = f_M + \delta f$ が非定常状態においてのみ得られる結果であり、クーロン散乱により分布はすぐ緩和し始め、このような状態は維持されない。ここで、 f_M はシミュレーションにおいて固定している背景マクスウェル分布であり、 ω_i はトランジット周波数である。2)案内中心分布が準定常状態に緩和すると、 χ_r は、低衝突頻度の場合においても、 χ_r^{RR} と比べ極めて小さな値になる。ここで、 δf による温度の変化量 $|\delta T|$ は、背景マクスウェル分布で与えている温度 T と比べて無視できるほど小さい (すなわち、 $|\delta T|/T < 10^{-3}$)。3)準定常状態における χ_r の物理パラメータ依存性については、 χ_r^{RR} とほぼ

同じである。4)準定常状態における χ_r に対するRMPの効果は、高衝突領域 ($\nu^* \sim 1$) に近づくにつれ、クーロン散乱により打ち消されてしまい、 χ_r はRMP無しの新古典熱拡散係数へ漸近する。これらの結果をまとめたものが、図8である。詳細については、文献[25]を参照。以上は、電場を無視する仮定の下で行ったシミュレーション結果であり、今後、両極性条件により決まる径電場の効果も考慮して輸送係数を評価する必要がある。そこで、現在、径電場も考慮して電子およびイオンの案内中心分布を求めることができるシミュレーションコードを開発し、RMPの熱輸送に対する影響について引き続き研究を行っている。

1.8 ITER-BAのための先進的新古典輸送シミュレーション研究

Advanced Neoclassical Transport Simulation for ITER-BA (ANTS)
プロジェクト代表：佐竹真介〔核融合科学研究所・総研大〕
国際枠 第1-第3サイクル

新古典輸送現象に関して、ITERやJT-60SAトカマクにおける核融合研究において重要となる研究課題として、軸対称トカマクに誤差磁場やELM抑制のための外部摂動磁場を与えた場合に、軸対称性の破れが生む新古典トロイダル粘性 (NTV) がトロイダル回転に与える影響がある (これに関する研究成果については5.2節に譲る)。本課題では、3次元磁場を持つヘリカルプラズマ用に開発されてきた新古典輸送コードFORTEC-3D[26]を拡張して、NTVの数値計算法の開発とその基本的性質の研究、また従来の局所近似に基づく計算法と、FORTEC-3Dが解く大域新古

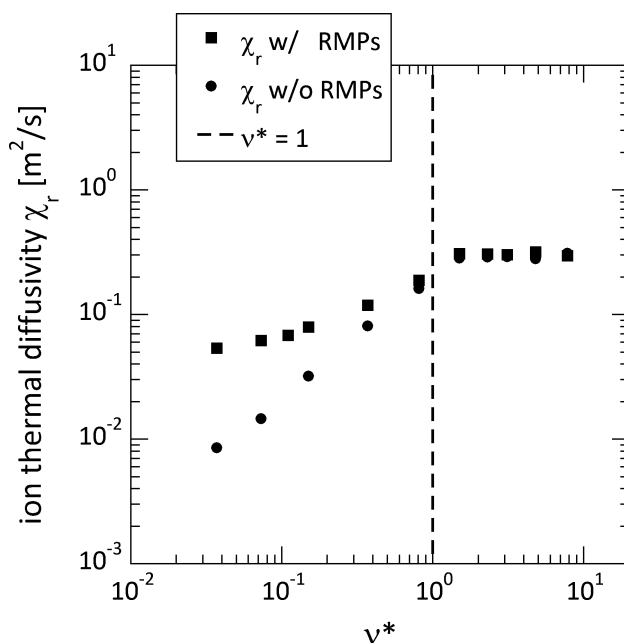


図8 イオンの径方向熱拡散係数 χ_r の衝突頻度 ν^* 依存性。■はRMPを加えた場合、●はRMP無しの場合。RMP無しの場合は、新古典熱拡散係数を与える。RMPは、エッジ領域が十分エルゴダイズする程度加えている。

典輸送計算法の比較から、有限軌道幅効果が新古典輸送の定量的予測にどの程度影響するかについて、などを研究してきた。

FORTEC-3D は 5 次元位相空間 $(r, \theta, \zeta, v, \mu)$ における案内中心分布関数の局所マクスウェル分布 $f_M(r, v)$ からのずれ $\delta f \equiv f - f_M$ に対するドリフト運動論方程式

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v}_{\parallel} + \mathbf{v}_d) \cdot \nabla + v \frac{\partial}{\partial v} \right] \delta f - C(\delta f) = - \left(\mathbf{v}_d \cdot \nabla r \frac{\partial}{\partial r} + v \frac{\partial}{\partial v} \right) f_M \quad (1)$$

を 2-weight δf 法と呼ばれる数値手法で解くモンテカルロコードである[26]。ここで $C(\delta f)$ は線形化衝突項を表す。また、(1)式左辺の $\mathbf{v}_d$ は磁気ドリフト $\mathbf{v}_M$ と $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト $\mathbf{v}_E$ の和を表す。従来の局所近似計算手法では $\mathbf{v}_M$ 全体、あるいはその径方向成分 $\mathbf{v}_M \cdot \nabla r \frac{\partial}{\partial r}$ を無視していたが、FORTEC-3D は $\mathbf{v}_d \cdot \nabla \delta f$ 項を無視せず、有限軌道幅効果を含めた正確な案内中心軌道を考慮して新古典輸送計算が行える点が特徴である。

(1) 新古典トロイダル粘性の径電場依存性に関する研究

NTV は圧力テンソルの非等方性から、 $\text{NTV} = \langle \mathbf{e}_{\zeta} \cdot \nabla \cdot \vec{\delta} \mathbf{P} \rangle$ 、 $\vec{\delta} \mathbf{P} \equiv (\delta P_{\parallel} - \delta P_{\perp}) \mathbf{bb} - \delta P_{\perp} \mathbf{I}$ のように表される。ここで、 $\langle \dots \rangle$ は磁気面平均、 $\delta P_{\perp} = \int d^3v \left(\frac{mv_{\perp}^2}{2} \right) \delta f$ 、 $\delta P_{\parallel} = \int d^3v m v_{\parallel}^2 \delta f$ であるから、 δf シミュレーションでは数値的に直接 NTV を評価することが可能である[27]。トカマクに摂動磁場を加えた場合には電子とイオンの径方向粒子束は径電場に対して異なる依存性を持ち、ヘリカルプラズマと同様に両極性径電場が自発的に形成されると考えられる。よって、NTV の径電場依存性を理解することは摂動磁場のトロイダル回転への実際の影響を考える上で重要である。そこでトカマクに $m/n = 7/3$ の共鳴摂動磁場を掛けて、径電場を変化させた場合の依存性を調べた。図 9 に、径電場分布を、平行方向流れをゼロとした時の動径方向力つり合いから決まる値 (E_{r0}) の定数倍で与えた計算における、NTV の小半径方向分布が示す。径電場がゼロの場合は、 $q = 7/3$ の共鳴有理面 ($r = 0.49a$) に局在した NTV のピークが見られ、捕捉粒子のバウンス平均運動を解析的に扱う近似解[28]ともよく一致している。しかし、径電場を大きくすると様

子が全く異なり、FORTEC-3D の計算では共鳴有理面におけるピークが消え、その両側にダブルピークを持つ分布になった。そして、このダブルピークが従来の解析的な NTV の計算法で無視している通過粒子の $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトと、共鳴有理面付近の磁気シアを考慮した磁力線に沿った運動の共鳴で説明できることを発見した[29]。この発見により、従来の NTV 計算法で無視されてきた通過粒子の寄与の重要性が認識された。

(2) 新古典輸送の評価における有限軌道幅効果の重要性

従来の新古典計算法で無視されてきた磁気ドリフト項 $\mathbf{v}_M \cdot \nabla \delta f$ が径方向輸送の評価に大きく影響することが FORTEC-3D と他の新古典コードとのベンチマークによって判ってきた。ヘリカルプラズマでは、 $1/\nu$ 領域と呼ばれるヘリカルリップルに捕捉された粒子の新古典輸送が大きくなるパラメータ領域がある。 $1/\nu$ 的な輸送は径電場が大きい場合に起こるが、従来の新古典計算法では(1)式左辺の $\mathbf{v}_M \cdot \nabla \delta f$ の寄与を無視しているの、これは本来 $\mathbf{v}_M \ll \mathbf{v}_E$ の極限を考えていることになる。この計算法を $\mathbf{v}_E \rightarrow 0$ に当てはめると大きな径方向フラックスのピークが現れるのだが、FORTEC-3D の新古典輸送計算ではそのようなピークは現れない。これは、リップル捕捉粒子の径方向輸送が $(\mathbf{v}_M + \mathbf{v}_E) \cdot \nabla \theta = 0$ のポロイダル共鳴条件を満た

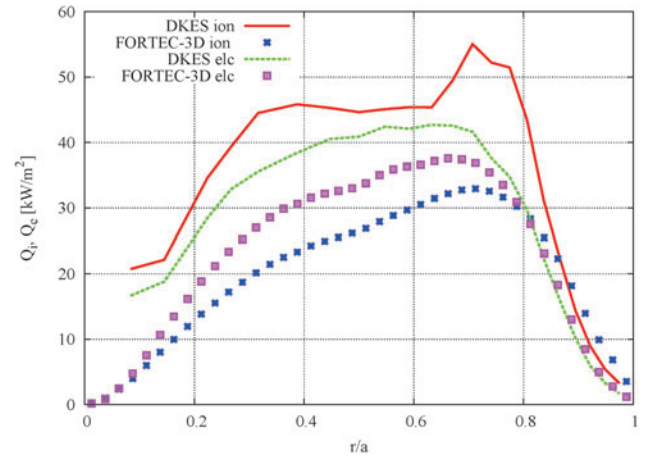


図10 W7-AS 配位における新古典熱フラックスの比較。実線が DKES コード、点が FORTEC-3D による計算結果を表す。

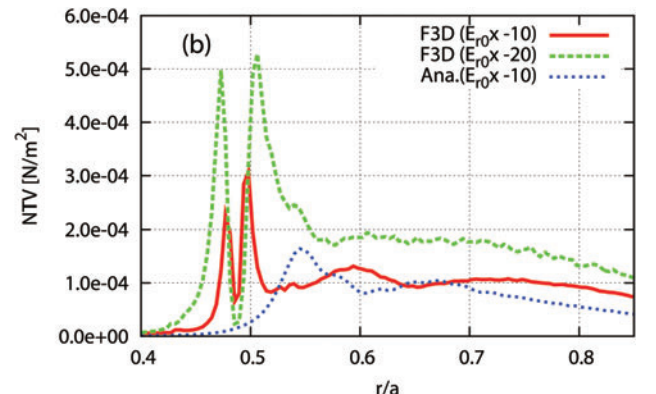
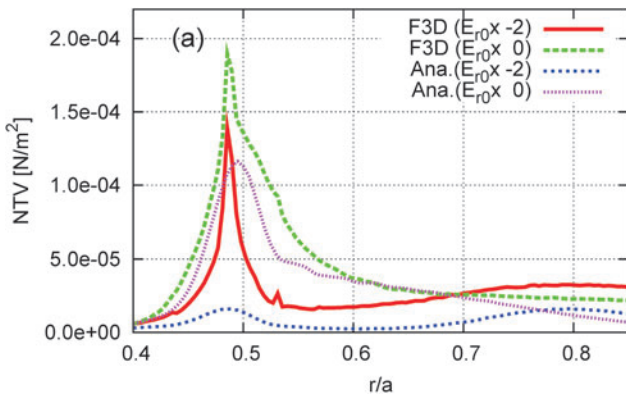


図9 NTV の径方向分布。(a) が径電場が弱い場合、(b) が径電場が強い場合。F3D が FORTEC-3D の計算結果、Ana が捕捉粒子のみを考慮する解析解を表す。

す時に強められるのだが、 v_M は粒子の速度に応じて変わるため、共鳴条件に分布関数の広がりがかかることに起因している。理屈は単純であるが、従来の計算法ではこの影響が考慮されていなかった。一例として、W7-ASにおける新古典熱フラックスの計算例を図10に示す。 $v_{M=0}$ の近似を使っているDKESコードと比べると、特にイオンの熱フラックスに大きな差が生じていることがわかる。有限軌道幅効果は新古典粘性の計算における従来の解析解との差の一因になっていると考えられ（GTNTVの章を参照）、今後ITERやJT-60SAのRMP実験でのNTVの定量的評価においても考慮すべき点である。

1.9 スラブ配位における平行、垂直位相混合の数値的な調査

Numerical Investigation of Parallel and Perpendicular Phase Mixing in Slab Geometry (NIPPPMSG)

プロジェクト代表：龍野智哉〔電気通信大学大学院情報理工学研究科〕

国際枠 第1-第3サイクル

ITERのような先進核融合装置では、低衝突のため運動論的乱流における速度空間の構造を理解することが非常に重要になる。本プロジェクトでは、単純化したスラブ配位

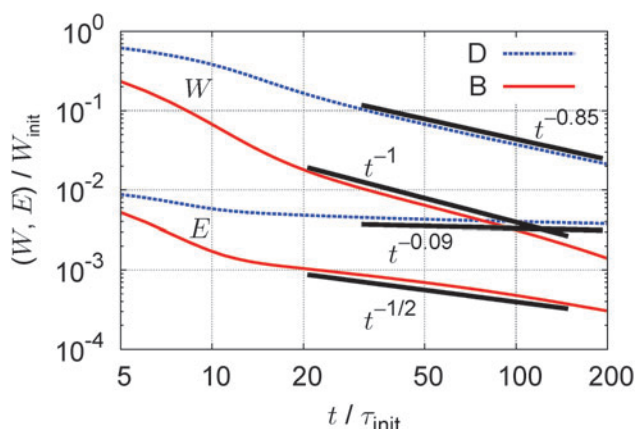


図11 2次元自由減衰乱流における無衝突保存量の減衰則[32]. Reprinted with permission from fig. 10 of [32]. Copyright (2012) by AIP.

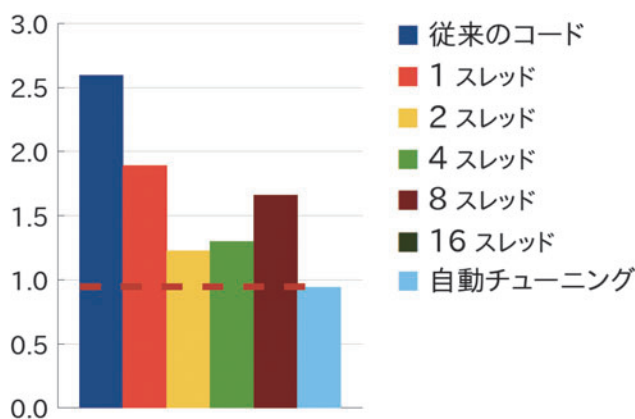


図12 自動チューニングシステムを用いたrmhdperの高速化効率[34].

における、磁力線に平行、垂直な方向のそれぞれについて、位相混合の基礎物理を理解するための数値的な調査を行う。

数値コードは、トーラス配位において世界的に広く使われているジャイロ運動論コードGS2を単純化したAstroGK [30]と、数値スキームのテストのために2次元の簡約化電磁流体コードrmhdperを用いる。AstroGKの数値スキームについてはページ数の都合上割愛するが、rmhdperでは空間の離散化にフーリエ擬スペクトル法、時間積分は線形散逸項に2次の後退差分公式、非線形項に3次のAdams-Bashforth法を用いている。

まず磁力線方向に一様性を仮定した2次元の静電揺動について、自由減衰乱流の理論・数値シミュレーション研究を行った[31, 32]。2次元配位では、無衝突保存量が2つ存在するため、磁場に垂直な位相混合のダイナミクスは双カスケードを示すと考えられる。この場合非線形相互作用の保存性とカスケードの性質から簡単な現象論を構築することに成功し、無衝突保存量の減衰則を理論的に導くことができた。数値シミュレーションは理論的な減衰則とよく一致し、理論が正しいことが示された(図11)。

現在は、磁場に平行な位相混合とのカップリングについて調べる大規模シミュレーションを行うため、コードの並列化効率を高める高速化を行っている。rmhdperを用いてOpenMPによる自動チューニングシステムを開発し[34]、コードの部分ごとに並列度を変化させることで、全体を通して同じ並列度を用いたシミュレーションよりも高速化できることを示した(図12)。今後はこのスキームをAstroGKに移植し、さらに大型のシミュレーションを行う予定である。

1.10 プラズマ乱流輸送における衝突度依存性

Collisional effects on gyrokinetic turbulent transport (GLOBCOL)

プロジェクト代表：仲田資季〔日本原子力研究開発機構〕(当時所属。現所属は核融合科学研究所)

日本枠 第1サイクル

ITERやDEMOに代表される将来の大型装置に対する輸送レベルの評価において重要となる物理効果のひとつに粒子衝突効果が挙げられる。燃焼プラズマ中で支配的となるイオン温度勾配(ITG)不安定性に対する衝突度の影響は一般に小さいが、乱流状態で形成される帯状流の衝突減衰を通して定常輸送レベルに影響を及ぼし得る。最近の大域的 δf シミュレーション研究[35]からは、LモードプラズマにおけるITG乱流輸送レベルの強い衝突度依存性が報告されている。しかしながら、同様の条件での実験においては弱い依存性が観測されており、両者の定性的性質が整合していない[36]。そこで本プロジェクトではITG乱流輸送の衝突度依存性を検証し、その物理機構を明らかにするために、大域乱流シミュレーションコードGT5D及び局所フラックスチューブコードGKVを用いて3つの計算モデル(大域的固定加熱(FF)/大域的固定分布(FG)/局所フラックスチューブ(FT))による乱流シミュレーションを

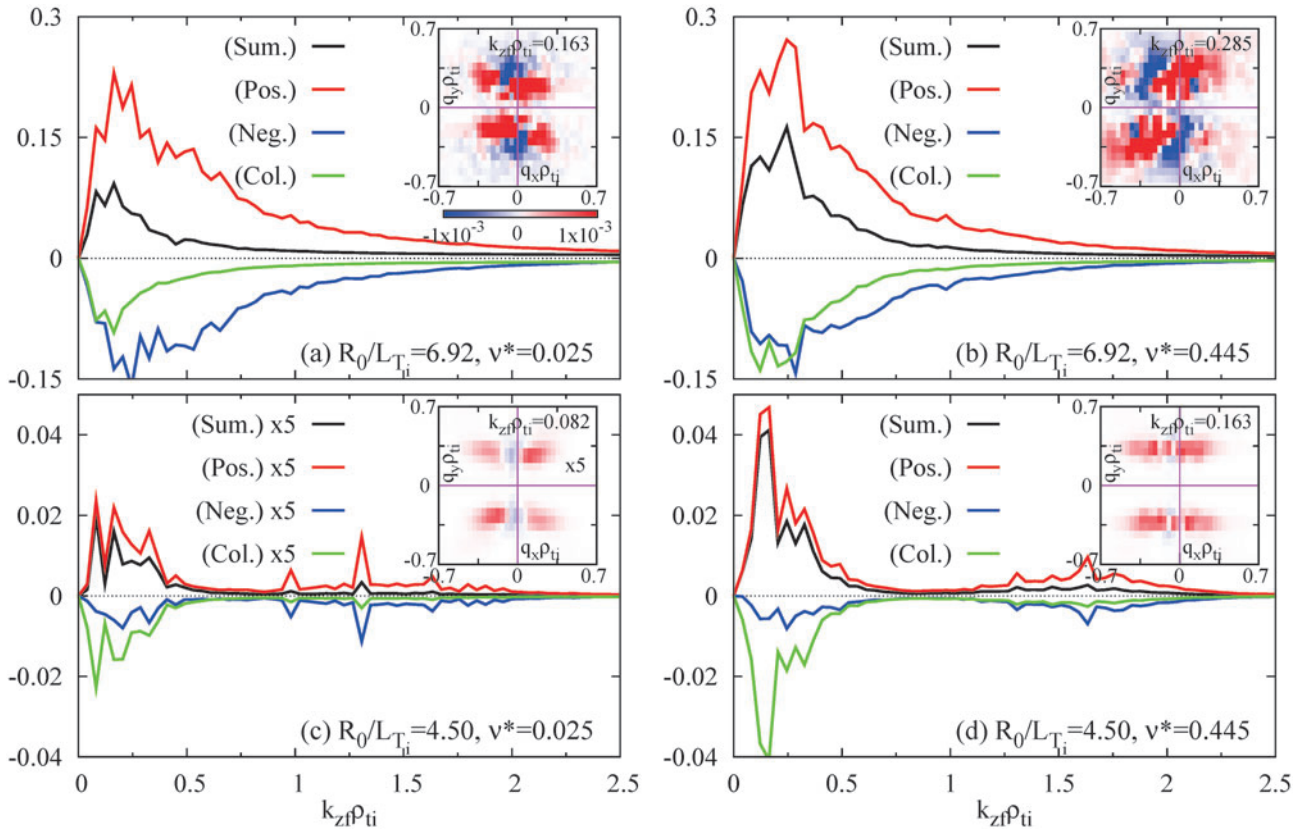


図13 エントロピー伝達（正の寄与：Pos.、負の寄与：Neg.、総和：Sum.）と衝突散逸（Col.）とのバランス関係。左(右)の列の図は低(高)衝突度、上(下)の行の図は高(低) R_0/L_{Ti} での結果を示している [文献[14] Fig. 8 より]。

実施した。

本プロジェクトではジャイロ運動論的大域 full-f オイラーコード GT5D[7]および局所フラックスチューブ δf オイラーコード GKV[37]を使用した。両コードとも5次元位相空間グリッド上の分布関数を差分あるいはスペクトル法で追跡するコードであり、ここでは断熱応答電子モデルの静電的イオン温度勾配駆動 (ITG) 乱流を対象にしている。いずれも多次元領域分割モデルを適用し MPI および OpenMP によるハイブリッド並列処理を行う。

衝突効果の詳しい物理機構を同定するために、FT モデルを用いて ITG 不安定性が弱い場合と強い場合に対する衝突度スキャンを実施した。臨界安定に近い温度勾配パラメータにおいては輸送レベルと帯状流振幅の強い衝突度依存性が確認された。その際、低衝突度においては乱流輸送が帯状流によって完全に抑制されるが、高衝突度では帯状流の減衰と強い相関をもった振動的な輸送過程が現れ、平均輸送レベルが増大する。一方、十分強い ITG 不安定性を示す Cyclone base case に対応する温度勾配パラメータにおいては極めて弱い衝突度依存性が示された。エントロピー伝達解析[14]により、ITG 不安定性飽和時におけるレイノルズ応力と衝突散逸の大小関係が上記の異なる衝突度依存性をもたらす主要因であることを明らかにした (図13) [14]。また、同様の弱い衝突度依存性は FF モデルにおいても確認され、さらに、それがプラズマサイズに依らないことも示された。

次に FG モデルを用いた Cyclone base case パラメータに

おける衝突度スキャンを実施した。低衝突度領域では乱流輸送レベルの収束性が示される一方で、高衝突度領域では輸送レベルが衝突度に比例して増大するという先行研究[35]と同様の現象が確認された。このような強い衝突度依存性は FT モデルには現れないことから、FG モデルで一般的に用いられる大域的な固定分布を実現するための可変ソースが輸送過程に及ぼす影響を調べた。可変ソースは衝突度に比例した新古典熱輸送を打ち消すように作用し、分布関数の速度空間構造変化を通して、より強い ITG 不安定性を励起する。その結果、準定常状態における乱流輸送レベルに人工的な強い衝突度依存性が反映されてしまうという FG モデルの高衝突度領域における問題点を明らかにした[14]。

本プロジェクトの解析においては断熱電子応答を仮定していたため、イオン熱輸送解析に限られていた。衝突効果は捕捉電子にも強い影響を示すことから、今後、運動論的電子を含む乱流シミュレーション解析が重要となる。

1.11 固定熱流および固定勾配駆動 ITG 乱流輸送過程

Transport dynamics in fixed-flux and fixed-gradient driven ITG turbulence (GLOBSRC)

プロジェクト代表：仲田資季〔日本原子力研究開発機構〕
(当時所属。現所属は核融合科学研究所)

国際枠 第2サイクル

将来の核融合炉に対する輸送レベルの定量評価・予測に

においては、第一原理モデル（ジャイロ運動論）に基づく乱流輸送シミュレーションが不可欠となる。特に、乱流輸送の装置サイズや加熱パワーに関する依存性を明らかにすることが重要な課題として位置づけられ、背景分布を固定した固定勾配大域モデル (FG) によるプラズマサイズ (ρ^*) スケーリング解析を中心に研究が進められてきた[38]。ここでは、ジャイロボーム規格化輸送レベルがプラズマサイズに比例して増大するボームスケール則から、プラズマサイズにほぼ依らず局所フラックスチューブモデル (FT) の結果に漸近するジャイロボーム則への遷移が示されている。しかしながら、ジャイロボーム則領域に現れる依存性は加熱パワー一定の下でプラズマサイズを増加させることを意味しており、装置規模と加熱パワーが比例関係にある実際の状況と異なる部分がある。そこで本プロジェクトでは、外部加熱も無撞着に扱える full-f 大域的固定熱流 (FF) モデルによるプラズマサイズおよび加熱パワースキャンを実施し、スケール特性や乱流輸送過程の統計的性質を明らかにする。

本プロジェクトではジャイロ運動論の大域 full-f オイラーコード GT5D[7]および局所フラックスチューブ δf オイラーコード GKV[37]を使用した。両コードとも 5 次元位相空間グリッド上の分布関数を差分あるいはスペクトル法で追跡するコードであり、ここでは断熱応答電子モデルの静電的イオン温度勾配駆動 (ITG) 乱流を対象にしている。いずれも多次元領域分割モデルを適用し MPI および OpenMP によるハイブリッド並列処理を行う。

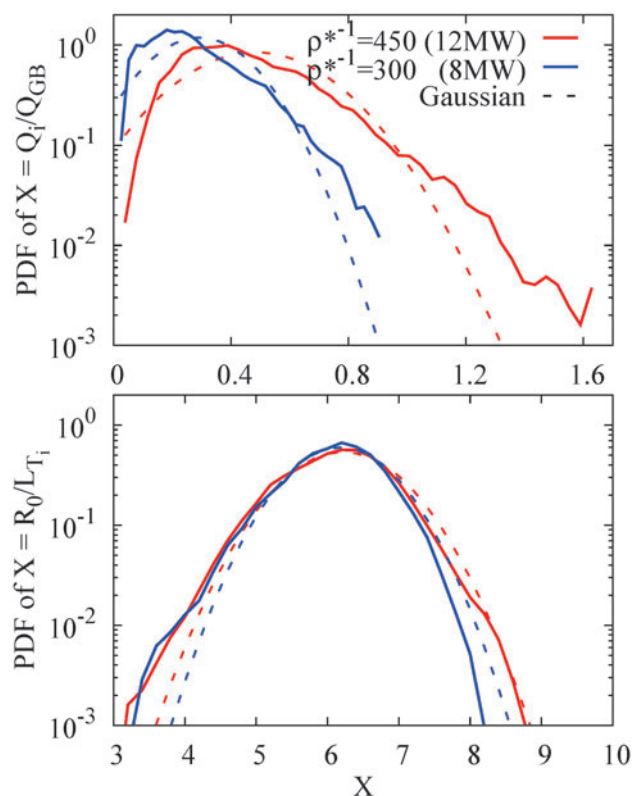


図14 イオン乱流熱フラックス(上)とイオン温度勾配長(下)に関するPDF. 両者のガウス分布からのずれは $1/\rho^*$ と P_{in} に比例して増大する. [文献[14]Fig. 17 より].

本プロジェクトでは、Cyclone base case パラメータで与えられる円形断面トロダルプラズマにおけるITG乱流輸送の加熱パワーおよびプラズマサイズ依存性の解析を実施した。解析に用いたプラズマサイズおよび加熱パワーは $(1/\rho^*, P_{in}) = (150, 4 \text{ MW}), (300, 8 \text{ MW}), (450, 12 \text{ MW})$ であり、FG モデルにおけるボームおよびジャイロボーム則の領域をカバーするとともにプラズマサイズに比例する加熱パワーを選択している。Full-f 乱流シミュレーションの結果、 $1/\rho^* < 300$ においては、径電場シアを介した非局所輸送過程が卓越し、FG と同様のボーム則に従う輸送特性が現れることが確認された。他方、径電場シア効果が十分に弱くなり、FG モデルではジャイロボーム則を示していた $1/\rho^* < 300$ の局所極限領域においては、上記とは異なる物理機構によりボーム則的な輸送特性が示されることを新たに明らかにした[14]。特に、加熱による過渡的な温度勾配変化と乱流揺動の大域的な伝搬現象が結合し、乱流輸送の間欠的な大振幅バーストが引き起こされる機構が示され、その結果、局所極限領域において時間平均温度勾配が同様の値を示していても、従来のFG 及びFT モデルとは異なる輸送スケール則を示すことが明らかとなった。また、乱流データの統計解析により、FF モデルでは温度勾配値や輸送フラックス値の確率密度分布にテール成分を伴う非ガウスの特性が顕著に現れることも確認されている(図14)。

本プロジェクトではイオン熱輸送特性に主眼が置かれていた。燃料供給や核反応を伴う燃焼プラズマに対しては、粒子輸送特性の理解も重要となるが、実験的にも理論的にも大域的な粒子輸送スケール則は確立されていない。FF モデルで系統的にこれらを解析するためには、運動論的電子も同時に扱う乱流シミュレーションが必要となる。

1.12 ITG-TEM 乱流における不純物輸送

Impurity transport in ITG-TEM turbulence (ITGTEM)
プロジェクト代表：仲田資季〔日本原子力研究開発機構
(当時所属。現所属は核融合科学研究所)〕
日本核 第2サイクル

磁場閉じ込め核融合炉の実現を目指す上で、乱流輸送の抑制はプラズマの閉じ込め性能を左右する重要課題であり、その輸送機構を明らかにし、高い精度で輸送レベルを評価／予測がすることが求められている。ジャイロ運動論に基づいた乱流シミュレーションが盛んに開発されている中、実際の核融合反応を伴う燃焼プラズマにおいては、燃料イオン(重水素及び三重水素イオン)、電子、不純物イオンが混合された状態であるため、多粒子種を同時に扱うシミュレーションモデルの構築が急がれている。また、定量予測のためには非円形断面形状効果も組み入れる必要がある。本プロジェクトでは、我々が開発している国産の局所乱流コード GKV[37]の拡張をさらに推し進めるため、実トカマク平衡効果および多粒子種効果を実装し、ITG-TEM 乱流シミュレーションに対する有効性を検証する。

本プロジェクトではジャイロ運動論的局所フラックス

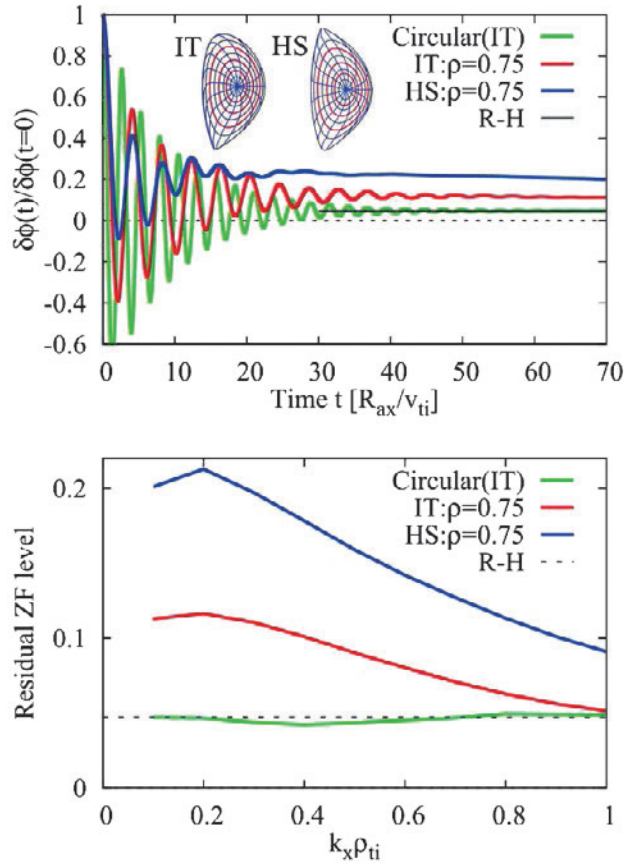


図15 JT-60SA ITER-like 配位 (IT), Highly-Shaped 配位 (HS) および円形断面モデル (Circular) における帯状流応答 (上) および残留帯状流レベルの径方向波数依存性 (下). [文献 [39] Fig. 10 および Fig. 4 より].

チューブ δf オイラーコード GKV [37] を使用した。本コードは 5 次元位相空間グリッド上の分布関数揺動を、差分及びスペクトル法で追跡するコードであり、多次元領域分割モデルを適用し、MPI および OpenMP によるハイブリッド並列処理を行っている。

磁場閉じ込めプラズマ実験では、一般に、プラズマ断面形状に非円形度を与えることにより巨視的安定性を向上させている。局所ジャイロ運動論コードにおいても微視的安定性や乱流輸送特性に対する非円形断面形状効果を正確に取り入れるため、MHD 平衡コードや統合輸送コードにより計算される、実験プラズマ平衡から磁気座標系を構成するインターフェースを新たに開発した [39]。これにより、従来円形断面プラズマに限定されていた GKV のシミュレーションモデルが拡張され、実際のトカマク実験結果との比較や ITER 等の将来装置に対する予測解析が可能となった。拡張された GKV は、現在建設中の次期トカマク実験装置である JT-60SA に対する微視的安定性解析に適用され、ITG 不安定性成長率やモード構造、帯状流応答に対するプラズマ形状効果の依存性を明らかにしている (図15)。また、運動論的電子を含む任意の粒子種の取り扱いを可能にする拡張を実施し、実際の JT-60U 実験データに基づく微視的安定性解析も実現された。特に、H-mode プラズマ実験における局所電子加熱前後の ITG-TEM 不安定性特性の変化を同定することに成功している [40]。

本プロジェクトでは、燃焼プラズマ乱流解析に不可欠となる、実平衡効果および多粒子種効果が乱流コード GKV へ新たに実装されたが、不純物を含む輸送解析までには至っていない。ヘリウム灰やプラズマ対向壁由来の金属不純物の蓄積は燃焼プラズマの閉じ込め性能に強く影響する重要課題であるため、不純物輸送解析への適用は以後のプロジェクトサイクルで実施される予定である。

1.13 実 MHD 平衡を用いた ITG-TEM 乱流輸送シミュレーション

Multi-species gyrokinetic ITG-TEM simulations with realistic MHD equilibria (MSGKV)

プロジェクト代表：仲田資季〔日本原子力研究開発機構 (当時所属。現所属は核融合科学研究所)〕

国際枠 第3サイクル

ITER あるいはそのサテライトトカマク実験装置である JT-60SA に代表される次世代実験炉における乱流輸送特性の定量評価及び予測には、ジャイロ運動論に基づいた第一原理乱流シミュレーションが有効であり、燃焼プラズマ中の乱流輸送解析に向けてシミュレーションコード開発が各国で活発に進められている [41]。前サイクルまでにおける局所乱流シミュレーションコード GKV の拡張 [39] を受けて、本プロジェクトでは実際の JT-60U トカマクプラズマに対する初のジャイロ運動論的 ITG-TEM 乱流シミュレーション解析を実現し、イオン及び電子熱輸送レベルに関する実験結果との比較を通してその定量予測性能を評価し、開発・拡張した乱流シミュレーションモデルの有効性を検証する。

本プロジェクトではジャイロ運動論的局所フラックスチューブ δf オイラーコード GKV [37] を使用した。本コードは 5 次元位相空間グリッド上の分布関数揺動を差分及びスペクトル法で追跡するコードであり、多次元領域分割モデルを適用し MPI および OpenMP によるハイブリッド並列処理を行っている。

ITER 等の大規模装置においては、規格化プラズマサイズは $1/\rho^* > 500$ を示す。そのような大型装置に対する予測

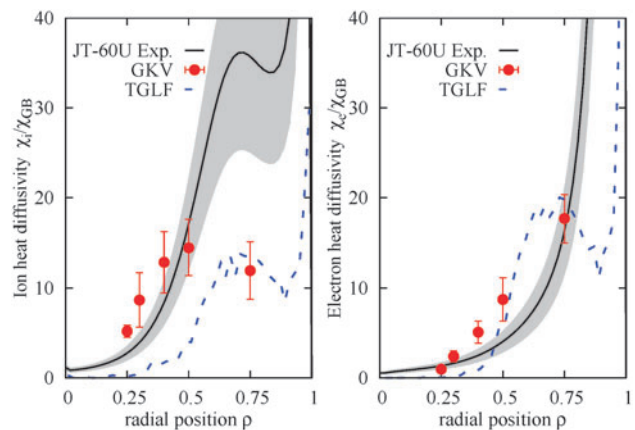


図16 イオン熱輸送レベル (左) および電子熱輸送レベル (右) に関する実験-乱流シミュレーション比較。

性能を評価する観点から、既存の JT-60U トカマク装置において条件に近いモードプラズマ ($\rho^* \sim 500$) を対象にイオン及び電子熱輸送シミュレーション解析を実施した。主イオン種に加え、通過/捕捉電子もジャイロ運動論的に従う取り扱いを実現し、半径位置に応じた異なる微視的不安定性を同定した。特に、プラズマ内側領域ではイオン温度勾配 (ITG) 不安定性が支配的となるが、外側領域に向かって捕捉電子不安定性 (TEM) へと遷移していく様相を明らかにした[42]。さらに、それらの微視的不安定性から駆動されるイオンスケール乱流中の乱流スペクトルや熱・粒子輸送レベルを評価し、実験結果との比較を行った。GKV による乱流シミュレーション結果は、炉心領域 ($\rho < 0.5$) におけるイオン及び電子熱輸送レベルに関する実験結果を、従来の簡約的流体輸送モデル (TGLF) に比べてより高い精度で再現することに成功している[42] (図16)。また、乱流データの詳細な解析により、イオン熱輸送、電子熱輸送、粒子輸送といったそれぞれの輸送チャンネルが乱流強度や帯状流強度に関して異なる依存性を示すことも新たに明らかになり、ジャイロ運動論的乱流シミュレーションに立脚した縮約輸送モデルの構築に資する知見が得られている。

本プロジェクトでは単一のイオン種と電子からなる2種の乱流シミュレーションが実施されたが、燃焼プラズマは2種の燃料イオンとヘリウム灰が常に混在した系であるため、多種イオン乱流シミュレーション計算を実施し、同位体効果や不純物効果等を詳しく検証する必要がある。

1.14 非軸対称系におけるジャイロ運動論的輸送シミュレーションの検証と妥当性確認

Validation and verification of gyrokinetic transport simulation in stellarators (VLDGK_ST)

プロジェクト代表：沼波政倫 [核融合科学研究所]

国際枠 第1-第3サイクル

本研究課題の目的は、大型ヘリカル装置 (LHD) に代表される非軸対称系プラズマにおける乱流輸送現象に対し

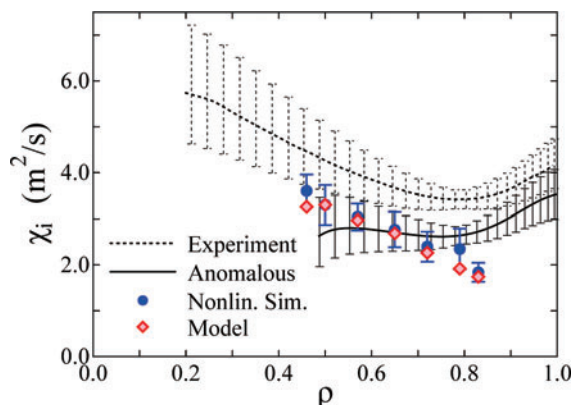


図17 LHD 実験で得られたイオン熱輸送係数の異常輸送寄与分 (実線) および GKV-X シミュレーション (青点) と簡約モデルによる予測値 (赤点) の比較。Reprinted with permission from fig. 8 of [45]. Copyright (2013) by AIP.

て、ジャイロ運動論的シミュレーションを用いた数値計算と実験観測結果との比較を通じ、シミュレーション結果の検証と妥当性を確認すると同時に、計算結果を精査することで、高精度の乱流輸送モデルを構築し、高効率な乱流輸送レベルの定量予測を実現することである。この目的の達成のため本課題では、複雑な3次元磁場構造を正確に取り込めるジャイロ運動論的シミュレーションコード GKV-X を利用した乱流輸送シミュレーションを実行した。このコードは、5次元位相空間上のプラズマ分布関数を解く局所乱流輸送コードである。特に本課題では、GKV-X コードを LHD の実際の放電配位を正確に模擬した磁場配位に適用し、温度・密度勾配や磁気シア、径方向位置等、様々なパラメータを振った多数のイオン温度勾配 (ITG) 乱流輸送解析を実施した。なお、本コードと他のジャイロ運動論的コードである GS2 との間でのコード間検証を LHD 配位にて実施し、双方とも良い一致を確認している[43]。シミュレーションで得られたイオン熱輸送係数は、実験結果の異常輸送の寄与分と良い一致を示した (図17)。様々なパラメータでの計算結果を精査した結果、揺動の乱流成分 $\mathcal{T}$ と帯状流成分 $\mathcal{Z}$ を用いて、熱輸送係数 χ_i が $\chi_i/\chi_i^{\text{GB}} = C_1 \mathcal{T}^\alpha / (C_2 + \mathcal{Z}^{1/2}/\mathcal{T})$ のように表現し得ることを見出した[44]。また、揺動の各成分 $\mathcal{T}$ および $\mathcal{Z}$ についても、ITG 不安定性の線形成長率 γ_k 、および帯状流の線形応答から定義される減衰時間 $\tau_{\text{ZF}} \equiv \int_0^t dt \langle \phi(t) \rangle / \langle \phi(0) \rangle$ を用いて $\mathcal{T} = C_T \sum_k \gamma_k / k^2$ および $(\mathcal{Z}/\mathcal{T})^{1/2} = C_Z \tau_{\text{ZF}}$ で、計算結果を良く再現できることがわかった。得られた関係式を用いることで、イオン熱輸送係数に対して、大幅な計算量を削減した簡約化モデルとして、

$$\frac{\chi_i}{\chi_i^{\text{GB}}} = \frac{A_1 (\sum_k \gamma_k / k^2)^\alpha}{A_2 + \tau_{\text{ZF}} / (\sum_k \gamma_k / k^2)^{1/2}} \quad (2)$$

を得た[45]。このモデルによるイオン熱輸送係数の予測値は、乱流シミュレーション結果および実験結果を良く再現していることがわかる (図17)。今後は、精密な衝突効果や電子の運動論的效果を取り込んだシミュレーションを実施し、電子熱輸送および粒子輸送に対する、確度の高い乱流モデル構築をめざす。

1.15 微視的乱流における電磁揺動効果

Electromagnetic effects on microturbulence (EMTURB)

プロジェクト代表：前山伸也 [名古屋大学大学院理学研究科]

日本枠 第1-第2サイクル

本プロジェクトの目的は、微視的乱流における電磁揺動効果の解析のためのシミュレーションコードを開発し、電磁乱流解析に適用することである。静電的ジャイロ運動論に基づくプラズマ乱流シミュレーションコードとして開発された GKV コードを、電磁乱流解析に適用できるように拡張した。また、運動論的バレーニングモード駆動乱流への適用を行った。

コード開発においては、特に、ジャイロ運動論における

磁力線方向運動の数値解法についての詳細な研究を行った。電磁的ジャイロ運動論シミュレーションでは、電子の速い磁力線方向の運動に起因する数値的問題が生じ得る。格子振動の原因やエントロピーバランスにおける誤差の要因を詳細に調べることで、低散逸・高精度計算手法を開発した。

本研究により、磁力線方向の差分化による分散誤差に加えて、弾道的に運動する電子がある場合の磁力線方向境界条件の影響、および非線形モード結合による微細構造生成が磁力線方向の格子幅振動を引き起こす要因であることを特定した。これらの問題を解決するために、流出境界条件とローパスフィルタを組み合わせた数値解法を開発した。前者は境界条件の影響による数値振動を除去し、後者は差分誤差と非線形項による誤差の影響を低減する働きがある。この手法は、人工粘性を用いる手法に比べて、数値散逸が小さいことが利点としてあげられる。そのため、エントロピーの生成と散逸がバランスした下で実現される乱流の準定常状態をシミュレーションするのに適している。これにより、電磁的ジャイロ運動論シミュレーションにおけるエントロピーバランスを精度よく満たすことに成功した。

さらに、本研究で開発したコードを用いて、イオン温度勾配不安定性駆動乱流と運動論的バルーニングモード駆動乱流のシミュレーションを行った。前者は低ベータ領域、後者は高ベータ領域で不安定化される。両者とも最大線形成長率は同程度となるパラメータに対して、輸送フラックスには5倍程度の違いが現れた。これらの違いが、乱流揺動強度の違いのみならず、圧力揺動と静電揺動の位相差に起因することを明らかにした。また、運動論的バルーニングモード駆動乱流においても、エントロピーバランスを高精度で満たすことに成功し、エントロピーバランスに基づく乱流輸送の飽和機構の解析を可能とした(図18)。

電磁的ジャイロ運動論コードを開発し、電磁乱流解析への適用可能性を実証したことで、本研究は完遂された。その後、開発したコードを用いて、国際枠プロジェクトHBGKにおいて、電磁乱流に関する物理課題の研究が引き続き行われた。

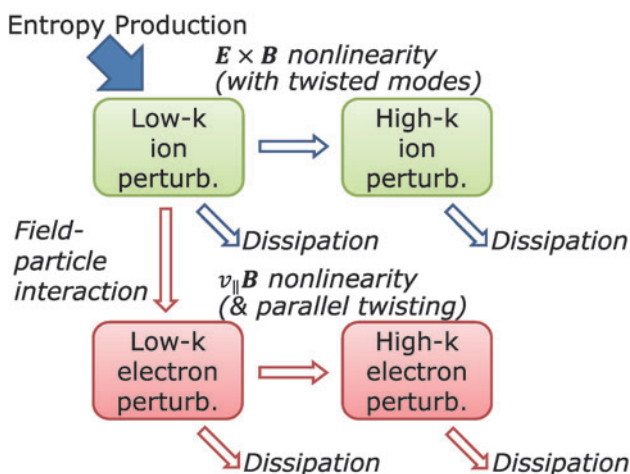


図18 運動論的バルーニングモード駆動乱流におけるエントロピー伝達過程の模式図[47]。

1.16 高ベータジャイロ運動論シミュレーション

High-beta gyrokinetic simulations (HBGK)

プロジェクト代表：前山伸也〔名古屋大学大学院理学研究科〕

国際枠 第2-第3サイクル

本プロジェクトの目的は、電磁的ジャイロ運動論シミュレーションに基づいて高ベータプラズマにおける乱流輸送を調べることである。運動論的バルーニングモード駆動乱流やイオン・電子温度勾配駆動乱流のマルチスケール相互作用の解析を行った。また、高ベータジャイロ運動論シミュレーションで報告されている非飽和現象についてコード間ベンチマークを行った。

IFERC-CSC日本枠プロジェクトEMTARBにおいて開発した電磁的ジャイロ運動論シミュレーションコードGKVを用いて、電磁的ジャイロ運動論に基づく第一原理的乱流シミュレーションを行った。

まず、運動論的バルーニングモード駆動乱流に関して、エントロピーバランスに基づく飽和機構の解析を行った。その結果、粒子場相互作用を介してイオン揺動エントロピーから電子揺動エントロピーへの伝達が起こること、電子の速い磁力線方向の運動により、シアを持つ磁場配位中では半径方向に振じれたモード構造を作ること、そして支配的なモードと振じれモードの非線形結合が起こり飽和に至ることが明らかとなった。このことから、運動論的バルーニングモード駆動乱流においては、帯状流が非常に弱い場合でも、磁気シアの効果により非線形飽和に至る機構が存在することが明らかになった。

次に、電磁揺動効果を含んだイオン・電子温度勾配駆動乱流の解析を行った。両者を直接的に解くマルチスケール解析は別途行われたが、本プロジェクト内ではそれを補助する計算として、イオン・電子単一スケール解析を行った。その結果、単一スケール解析における熱輸送スペクトルとマルチスケール解析における熱輸送スペクトルが異なることが確認された(図19)。イオン・電子スケール間の相互作用として、イオンスケール乱流による電子スケール

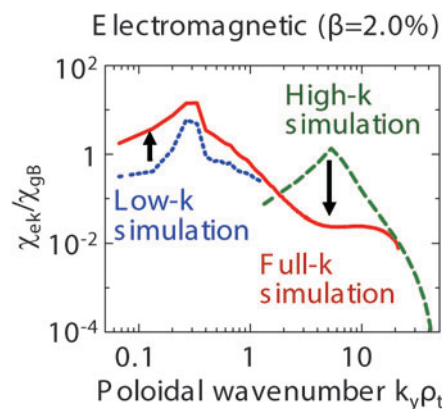


図19 イオン・電子温度勾配駆動乱流解析では、イオンまたは電子単一スケール解析とは異なる電子熱輸送スペクトルとなる。Reprinted fig. with permission from [50] S. Maeyama et al., Phys. Rev. Lett. 114, 255002 (2015). Copyright (2015) by APS.

渦のせん断や、電子スケール乱流による帯状流の実効的減衰といった機構が新たに明らかになった。

最後に、高ベータ領域における非飽和現象のコード間ベンチマークを行った。GENE, GYRO, GKW とパラメータ設定を合わせてベータ値スキャンを行い、GKVにおいても非飽和現象（乱流輸送フラックスの急激な増大）が見られることが確認された。また、ベンチマークを通じて、磁場配位のわずかな違いが非飽和現象の起こる閾ベータ値に影響を与えうることが発見された。

イオン・電子スケールを同時に解くマルチスケール解析は、その高い計算コストがネックとなり多くの計算が行えていない。マルチスケール相互作用のパラメータ依存性は今後の課題である。

1.17 新古典トロイダル粘性のジャイロ運動論シミュレーション研究

Gyrokinetic simulation for neoclassical toroidal viscosity (GSNTV)

プロジェクト代表：松岡清吉〔高度情報科学技術研究機構（当時所属、現所属は日本原子力研究開発機構）〕

日本枠 第2-第3サイクル

磁場の非軸対称性によって生じる新古典粘性の予測・解析は、運動量輸送やそれによる定常プラズマ回転分布制御と関連した重要な研究課題である。新古典粘性については、近年、局所新古典理論モデル[51]に基づいた解析や大域的粒子シミュレーション[52]による評価が行われてきたが、両者の衝突周波数依存性が定性的に一致しないことが指摘されている[52, 53]。本課題では、ブラソフ型の大域的ジャイロ運動論シミュレーションコードであるGT5Dを用いた新古典粘性の評価を行い、上述の理論・シミュレーションの不一致の原因について明らかにすることを目的とした。

本課題で実施する新古典粘性のシミュレーションは大域的な5次元full-fジャイロ運動論コードであるGT5Dを用いる。GT5Dはブラソフ型のコードであり、ジャイロ運動論

方程式の離散化に際し粒子コードにあるような数値ノイズの問題が現れず、分布関数構造等についての解析が容易となっている。また、GT5Dにおいて、新古典粘性を駆動する磁場の非軸対称性の効果は摂動ハミルトニアンを通して導入することで模擬している。

GT5Dコードを用いて $m/n = 7/5$ のモード数(m, n はそれぞれポロイダル、トロイダルモード数)、及び磁気軸磁場に対して最大で0.5の強度を持つ非軸対称磁場を印加したトカマク配位のシミュレーション計算を行った。今回用いた配位では、この非軸対称磁場により規格化小半径 $r/a_0 = 0.5$ が共鳴磁気面となっている。なお、 r 及び a_0 はそれぞれプラズマ小半径ならびにその最外殻磁気面における値である。また、衝突周波数はバナナ境界で規格化した値で $\nu_b^* \approx 0.12$ 程度($r/a_0 = 0.5$ で評価)であり、これはShaing *et al.* [51]の理論解析におけるSuperbanana-plateau (SB-P) 領域に対応している。ここで、SB-P 領域では、磁気面内のドリフト速度=0の共鳴捕捉粒子が支配的となり新古典トロイダル粘性は衝突周波数によらない一定値をとる。本課題では、簡単化の為に乱流によるポテンシャル揺動及び径電場をともにゼロとして計算を行った。

GT5Dを用いて得られた新古典トロイダル粘性の衝突周波数依存性を図20に示す。新古典粘性の衝突周波数依存性は、上述したトカマク配位の衝突周波数を数値的に変えることで評価した。図には、大域的粒子コードによる例としてFORTEC-3Dによって得られた新古典トロイダル粘性、及び、局所新古典理論による例としてSB-P理論[51]に基づく結果を併せて示している。FORTEC-3Dはモンテカルロ δf 法に基いてドリフト運動論方程式を解く新古典輸送コードである。この図より、GT5Dによる新古典トロイダル粘性は、広い衝突周波数領域に渡って衝突周波数に依存するというFORTEC-3Dの結果と良く一致しており、一方で理論が予測するplateauな振る舞いは見られていない。GT5DとFORTEC-3Dは大域的コードである点は共通しているがその計算モデルは大きく異なっており、両コードの結果が一致していることは、粒子軌道の大域性が定常新古典粘性の評価に重要であることを示している[54]。さらに、GT5Dコードを用いて摂動磁場印加時の粒子分布関数構造について調べた。その結果、理論で予測される位相空間における分布関数の共鳴構造がシミュレーションのごく初期の段階において形成されるが、そのような共鳴構造が衝突周波数に依存しており、さらにその構造が分布関数の発展とともに相関を失うことが確認された。以上の結果は、大域的シミュレーションにおいて新古典粘性のSB-Pの振舞いが観測されない主因が、粒子軌道による共鳴構造の喪失であることを示唆している。

本課題により、新古典トロイダル粘性の衝突周波数依存性について、大域的ジャイロ運動論シミュレーションを用いた計算が他のシミュレーション手法と同等の結果を与えることを確認し、シミュレーション手法の妥当性を検討した。今後は、GT5Dを用いて非軸対称磁場存在時の両極性径電場を決定する計算モデルを構築し、乱流と非軸対称磁場による粘性の両者の相互作用を取り入れた運動量輸送・

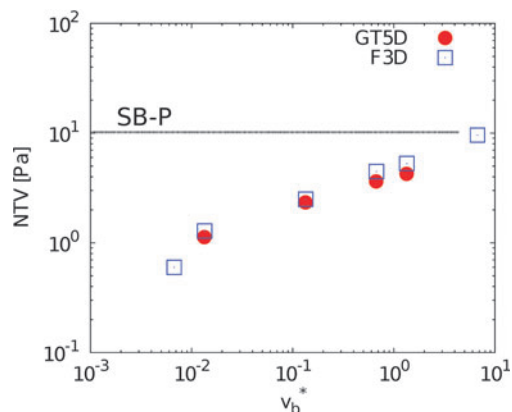


図20 GT5D(赤)及びFORTEC-3D(青)により得られた新古典トロイダル粘性の規格化衝突周波数依存性。図にはSuperbanana-plateau理論解析に基づいて評価されたものも併せて表示している(黒破線)。

プラズマ回転分布のシミュレーション研究へと進展させる。

1.18 トカマクエッジシミュレーションコード開発

Tokamak Edge Simulation Code Development (TESC_D)

プロジェクト代表：宮戸直亮〔日本原子力研究開発機構〕

日本株 第1-第3サイクル

トカマクプラズマはエッジ領域において LH 遷移やそれに引き続く ELM など、様々な動的、過渡的な振る舞いを示す。これらの現象にはいまだ未解明な部分があるが、物理的に興味深いだけでなく、プラズマの閉じ込めおよびダイバータ板へ向かう熱負荷を左右するので、核融合炉の実用化のためにも、それら未解明の物理機構を明らかにし、制御のための指針を得ることが極めて重要である。しかし、エッジプラズマの振る舞いには多種多様な物理要素が関わっていると考えられる上、炉心プラズマの解析に用いられているモデルがそのまま適用可能かどうか不明確である。このためエッジプラズマのシミュレーションコードでは継続的に物理モデルの拡張や追加・修正を行う必要があると考えられる。そこで、このようなコードの頻繁な変更を容易にすることを狙い、本プロジェクトではオブジェクト指向言語である C++ による開発を行う。

トカマクプラズマにおける粒子・熱の異常輸送の主因と考えられるドリフト波乱流は、磁力線に垂直な平面では微視的なスケール長を持つ一方、磁力線方向には長く伸びた構造を持つ。このため、うまく座標系を選ぶと [55]、磁力線方向の微分を 1 つの座標だけで表し、 $E \times B$ 非線形項などを、磁力線に垂直な方向に対応する残り 2 つの座標によるポアソン括弧で表すことができる。また、ジャイロ運動論モデルやジャイロ流体モデルで現れる静電ポテンシャルについてのポアソン方程式では磁力線に垂直な平面でのラプラシアンが現れる。このようにトカマクプラズマ中のドリフト波乱流を取り扱う場合、磁力線に垂直な平面でのデータを基本単位とすることが適切と考えられ、そのようなデータ構造と、その 2 次元データに付随した処理を行うメンバ関数を定義した 2 次元データクラスを構築した。メンバ関数として、ポアソン括弧式の計算や 2 次元ポアソン

方程式を解く関数の他に、算術演算子や代入演算子のオーバーロードも定義されているため、この 2 次元データクラスを用いたプログラミングは容易である。一方、演算子のオーバーロードによるオーバーヘッドがあるため、クラスを用いない場合に比べるとコードのパフォーマンスは落ちる。また、境界条件が周期境界の場合と固定境界の場合で処理の内容を変える必要がある関数があるが、共通部分は基底クラスで定義し、動作が異なる部分は基底クラスを継承した派生クラスで同名の関数として定義されている。

この新しいクラスをテストするため、2 次元 Guiding-center モデルを解くコードを開発した。これは 2 次元平面における渦方程式とポアソン方程式 [56]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + [\varphi, \rho] = 0, \quad \nabla^2 \varphi = -\rho \quad (3)$$

からなり、 $0 < x < 2\pi$ (固定境界または周期境界)、 $0 < y < L_y$ (周期境界) という 2 次元領域を考える。ポアソン括弧式は $[f, g] = \partial_x f \partial_y g - \partial_y f \partial_x g$ である。平衡 $\rho_0(x) = \sin x$, $\varphi_0(x) = \sin x$ に対し、 x 方向が固定境界の場合、 $\rho(x, y, t=0) = \sin x + \varepsilon \sin(x/2) \cos(k_y y)$ という初期揺動を与えると、 y 方向の波数が $k_y = 2\pi/L_y$ であるモードが $k_y < k_s = 2\pi/L_s = \sqrt{3}/2$ という条件を満たすと Kelvin-Helmholtz 不安定性が起こることがわかっている [57]。これは y 方向のボックスサイズ L_y では $L_y > L_s \approx 7.255$ に対応する。ポアソン括弧式の計算には Arakawa スキーム [58]、時間発展には Karniadakis-Israeli-Orszag スキーム [59] が使われている。図 21 は $L_y = 10 (> L_s)$ の場合の、波数が $k_y = 2\pi/L_y$ である揺動の運動エネルギーの時間変化を示している。図 21 は不安定な場合で、直線は文献 [57] におけるシミュレーションでの線形成長率であり、良い一致を示している。

今後はコードの並列化が課題である。また、標準的なジャイロ運動論モデルやジャイロ流体モデルは小振幅・短波長の仮定の下、定式化されているため、トカマクエッジへの適用は疑問視され、実際、実験とジャイロ運動論シミュレーションとの詳細な比較ではシミュレーションが外側コア領域で観測される輸送を再現しないことがわかっている。そこで、標準モデルを超えた拡張モデル [60] に基づくコードの開発が必要となる。

1.19 プラズマの炉心-エッジ結合の研究

Core-Edge Plasma Coupling (CEPC)

プロジェクト代表：宮戸直亮〔日本原子力研究開発機構〕

国際株 第3サイクル

トカマクなどの環状プラズマでは局所的な輸送モデルでは説明できないプラズマの非局所応答・輸送が観測されている。プラズマのエッジを冷やすと中心部の電子温度が上がるという現象はその一例である。このような非局所応答の詳細な機構は明らかではないが、4 場 (プラズマ密度、磁力線方向イオン流速、静電ポテンシャル、磁場ポテンシャル) の簡約化電磁流体 (RMHD) モデルに基づくグ

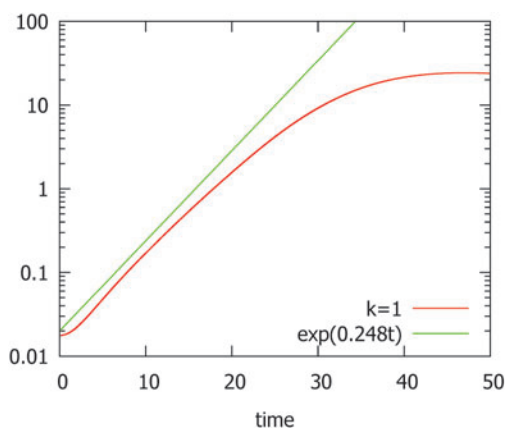


図 21 $L_y = 10$ の場合の $k_y = 2\pi/L_y$ 成分の運動エネルギーの時間発展。直線は文献 [57] に示されている線形成長率。

ローバルコードで、トカマクの低磁場側へのペレット入射を想定した過渡的な密度ソースを与えたシミュレーションを行ったところ、ソース位置よりかなり内側で密度分布が変化するという非局所応答・輸送が見られた（プロジェクトGAM_Turbの報告を参照）[61]。詳細な解析の結果、この非局所応答ではソースにより入力される $n=0$ (n はトロイダルモード数)の成分間のトロイダル結合と $E \times B$ 対流による非線形結合が不可欠であることが明らかになった。特に $m=\pm 1$ (m はポロイダルモード数)の圧力揺動が重要な働きを果たしていることがわかった。しかし、このRMHDシミュレーションでは、トカマクエッジ領域で抵抗性バーニンングモード乱流が存在するものの、非局所輸送が起きる炉心部で重要なイオン温度勾配 (ITG) 駆動乱流は含まれていない。そこで、ITG乱流が取り扱えるランダウ流体モデルに基づくコード[62]で同様なシミュレーションを行い、ITG乱流の影響を調べた。コードは小半径方向には差分法、ポロイダル/トロイダル方向にはスペクトル法を用い、MPI/OpenMPによるハイブリッド並列化がなされており、Helios上で効率的な実行が可能である。

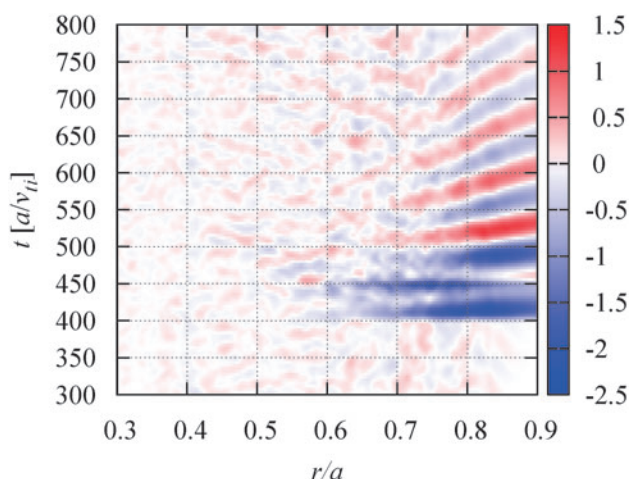


図22 温度の $\cos \theta$ 成分の時空間発展[65]。 $t=400$ から $t=450$ の間に $r/a=0.8$ を中心に温度シンクが加えられている。

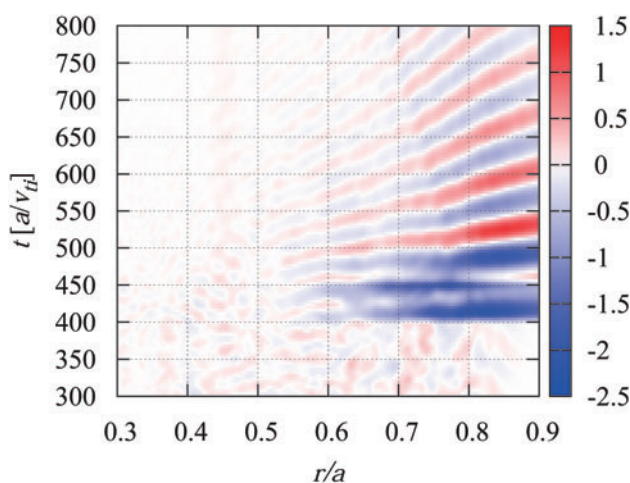


図23 $t=400$ から非線形効果を人工的に切った場合の温度の $\cos \theta$ 成分の時空間発展[65]。図22に比べて径方向に長い構造を維持している。

RMHD モデルを包含する5場（上記の4場+イオン温度）ランダウ流体シミュレーションでは過渡的な密度ソースだけでなく温度シンクも与えたが、これまでシミュレーションを行った範囲では、RMHDシミュレーションで見られたような非局所応答は観測されなかった。そこで、この原因を明らかにするため断熱電子を仮定した3場（磁力線方向イオン流速、イオン温度、静電ポテンシャル）モデル[63]で、RMHDシミュレーションとは相補的な、温度シンクのみを持つ静電的ITG乱流シミュレーションを行った[64]。詳細な解析の結果、RMHDシミュレーションで見られた非局所応答では $m=\pm 1$ の圧力揺動の中でもソースにより直接入力される $\cos \theta$ 成分 (θ はポロイダル角でトカマクの外側中立面を0とする。ソース/シンクは $\theta=0$ を中心に与えている)が、炉心部とエッジ領域をつなぐ重要な役割を果たしており、ITG乱流が存在すると、この $\cos \theta$ 成分が散逸され炉心部とエッジ領域をつなぐことができなくなることを明らかにした（図22, 図23参照）[65]。一方、 $\sin \theta$ 成分は、ITG乱流によって非線形的に駆動された帯状流と磁場の測地的曲率を通して結合し、いわゆる Geodesic Acoustic Mode (GAM) 振動を示す。これまでのシミュレーションでは、ソース/シンクにより $\sin \theta$ 成分は入力されていないため、ソース/シンクが直接GAM振動に及ぼす影響は明らかではない。今後はソース/シンクが $\sin \theta$ 成分を含む、すなわちソース/シンクの位置を $\theta=0$ から変化させた、シミュレーションを実施し、それが非局所応答・輸送や乱流駆動のGAM振動に及ぼす影響を明らかにしていきたい。

1.20 磁気核融合プラズマにおけるマルチスケールシミュレーション

Multi-Scale Turbulence Simulation in Magnetic Fusion Plasma (MS_TURB)

プロジェクト代表：矢木雅敏〔日本原子力研究開発機構〕

国際枠 第1-第3サイクル

・運動量ソースの導入による内部輸送障壁の形成

熱入力に対する分布硬直性は、核融合プラズマの閉じ込め性能を制限するという点から、解明すべき極めて重要な課題である。そのような現象を対象としたシミュレーションを行うためには、熱ソースによる温度分布の急峻化、ミクロスケール乱流の自己組織化、さらにはメゾ/マクロスケールの平均流や分布へのフィードバックを、衝突過程を含め自己無撞着に解く必要がある。

そこで本プロジェクトでは、新たに大域的トロイダルジャイロ運動論コードGKNET (GyroKinetic Numerical Experiment of Tokamak)を開発した[15, 16]。本コードでは、外部からの熱ソース/シンク、ならびに衝突効果が適切に導入されており、乱流輸送だけではなく、新古典輸送過程を経て形成される径電場も適切に評価することができる。また、準中性条件で現れるsingle/double gyro averagingについては、補関関数を用いて計算されたジャイロ軌道上の値を用いて評価しており、Taylor展開やPadé近似

を用いることなく、有限ラーモア半径効果 (FLR) を厳密に取り扱っている点が本コードの新規性の1つである。このコードを用いて熱源駆動型 ITG 乱流の解析を行った結果、弱磁気シア配位で運動量ソースを用いてトロイダル回転を励起すると内部輸送障壁が形成され、乱流熱輸送係数が新古典レベルまで低下することを新たに見出した。これは径方向の力学平衡を介して径電場シアを強くなることが主たる要因であると考えられ、順方向の回転がより効果的であるという点は、JET における実験報告と一致している。

今後は運動論的電子を導入することで、TEM 乱流を考慮した解析を行っていく予定である。

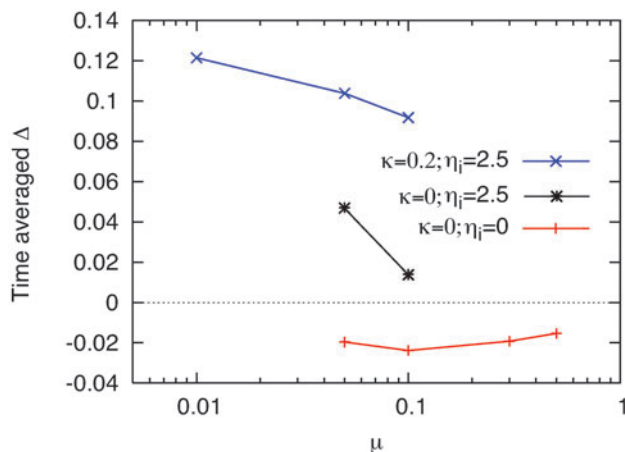


図24 ITG 乱流がない場合 ($\eta_i=0$)、分極電流 Δ は負であり磁気島を安定化する効果がある。一方、ITG 乱流がある場合 ($\eta_i=2.5$)、分極電流 Δ は正であり、磁気島を駆動する (文献[69]より引用)。 μ は粘性係数を表し、 κ は平均曲率を表す。Reprinted with permission from fig. 12 of [69]. Copyright (2013) by AIP.

・乱流と磁気流体現象のマルチスケール相互作用

核融合プラズマ実験において、巨視的な磁気流体不安定性はプラズマの巨視的な変形を伴いプラズマ閉じ込めを劣化させる。また、微視的不安定性による乱流 (微視的乱流) は異常輸送を引き起こし、プラズマ閉じ込めを劣化させる。巨視的な磁気流体不安定性と微視的乱流は空間スケールが分離されているが、現実のトーラス磁場閉じ込めプラズマ実験では、巨視的な磁気流体不安定性、微視的乱流および帯状流は共存する。現在までに、巨視的磁気流体不安定性と微視的乱流および帯状流が共存しマルチスケール相互作用することによりプラズマ閉じ込めが劣化する過程を明らかにする研究が進展している (例えば参考文献 [66, 67])。そして、例えば、乱流が磁気島生成の閾値を下げるのが理解されている [68]。本研究では、乱流と磁気島の相互作用についてさらに研究を進め、乱流による分極電流が磁気島を駆動することを明らかにした [69]。図24はイオン温度勾配不安定性駆動乱流 (ITG 乱流) によって生じる分極電流効果を示す。また、磁気島に作用する力を評価することにより ITG 乱流による粘性係数は $\mu_{ITG} = 1 \times 10^{-5} L v_A$ 程度であることを明らかにした (MHD で採用される規格化を用いた)。

また、電磁的ジャイロ運動論シミュレーションを行い、微視的乱流中で生じる磁場揺動の基礎物理である磁気リコネクションを調べた。本研究では、無衝突磁気リコネクションのジャイロ運動論シミュレーションを行い、可逆な磁気リコネクションが起こることを初めて示した。磁気リコネクションは以下のように起こる (図25)。電子慣性効果によって反平行磁場の磁気中性面において磁気リコネクションが起こり、電流駆動型不安定性が成長する。この不

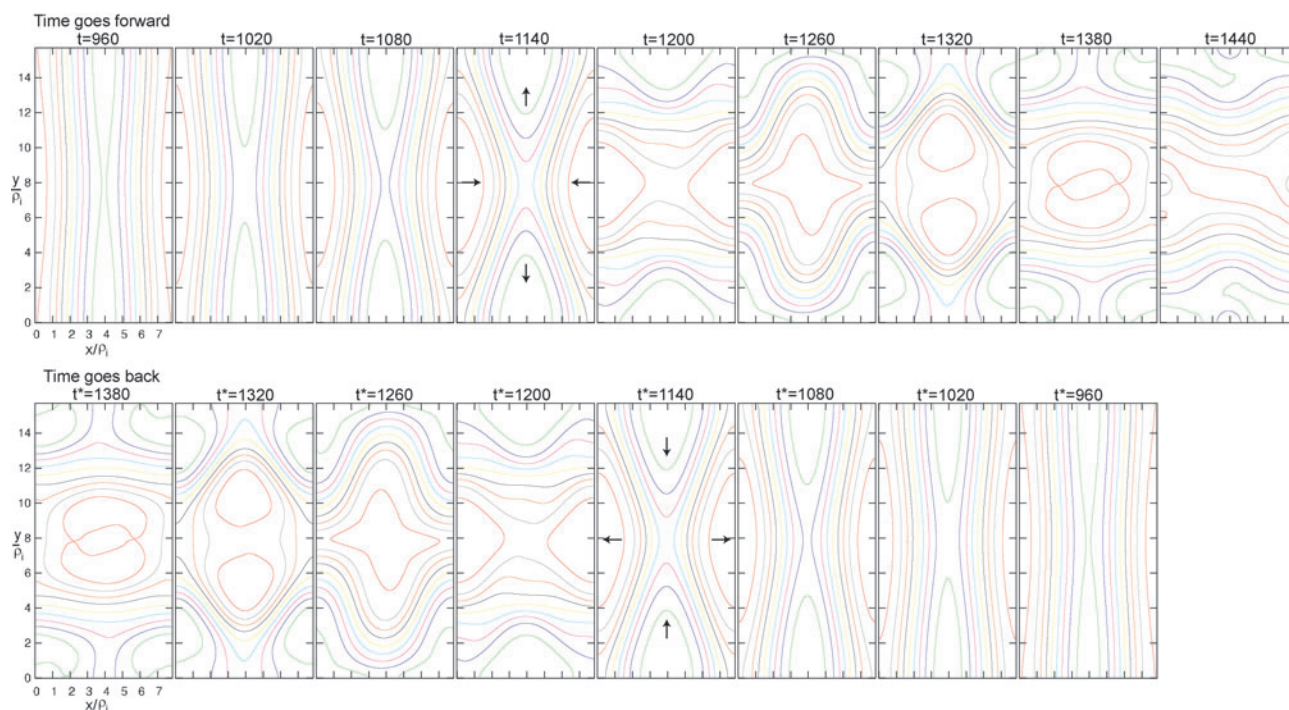


図25 可逆な磁気リコネクション。 $t=1440$ までは前進リコネクションの磁力線時間変化であり、 $t^*=1440$ 以前は後進リコネクションの磁力線が初期の状態に戻ることを示す。Reprinted with permission from fig. 1 of [70]. Copyright (2013) by AIP.

安定性に続いて、電流密度分布がシート状から十字型の構造に変化しつつ磁気リコネクションが加速する。そして、すべての磁力線がつなぎ変わった状態が実現する。この状態 ($t=1440$) から時間反転シミュレーションを始めたところ、上述の磁気リコネクション過程が、逆順に実現することを明らかにした。この時間反転リコネクションでは、運動エネルギーが磁場エネルギーに変換される。時間反転磁気リコネクションの安定性を解析した結果、十字型電流分布を伴う磁気リコネクションは時間反転に対して安定であり、一方、シート型電流分布を伴う磁気リコネクションは時間反転に対して不安定であることを明らかにした [70]。

1.21 GAM と乱流の非線形相互作用のシミュレーション研究

Simulation study on nonlinear interaction between GAM and Turbulence (GAM_Turb)

プロジェクト代表：矢木雅敏〔日本原子力研究開発機構〕
日本株 第1サイクル

LHD におけるベレット入射実験において非局所輸送が観測されており、その物理機構の解明は ITER プラズマにおける過渡輸送現象を理解する上で重要であると考えられる。本研究では (r, θ, z) 座標系における 4 場簡約化 MHD モデルを用いた非線形シミュレーションにより、定常状態に達した抵抗性バーニング乱流中に周辺密度ソースを印可し、プラズマの応答を観測する。ある時間帯で周辺密度ソースを切り、その後の密度分布の時間発展を追跡した。規格化された密度の発展方程式は以下で与えられる [71]。

$$\frac{\partial}{\partial t} n_{m,n} = -[\phi, n]_{m,n} + \hat{\beta} [A, v + \delta j]_{m,n} + \hat{\beta} [2r \cos \theta, \phi - \delta_e n]_{m,n}$$

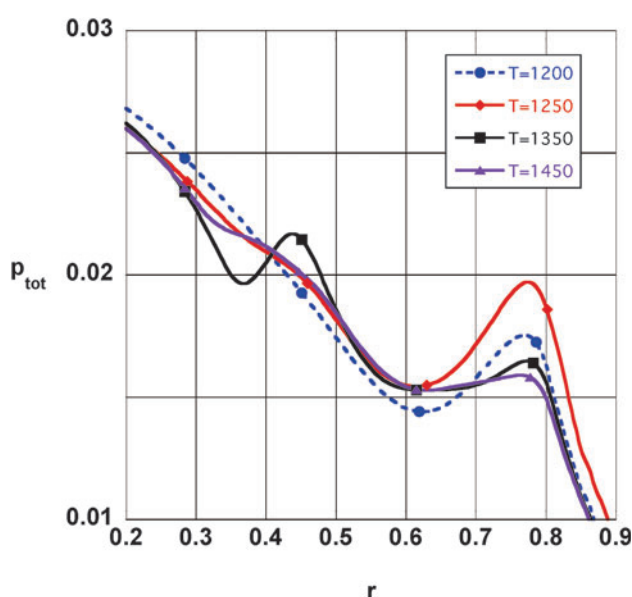


図26 密度分布の時間発展. Reprinted with permission from fig. 2 of [61]. Copyright (2014) WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim.

$$-\hat{\beta} i k_{\parallel} (v_{m,n} + \delta j_{m,n}) + \eta_{\perp} \hat{\beta} \nabla_{\perp}^2 n_{m,n} + S_{m,n} \quad (4)$$

密度ソースはプラズマ周辺に印可する。モデルとして $S(r, \theta, z) = n_0 \exp(-(r^2 + r_s^2 - 2rr_s \cos \theta)/(2\Delta^2))$ を用いる ($n_0 = 100, r_s = 0.8, \Delta = 0.1$)。ここで $S_{m,n}$ はソース項のフーリエ成分を表す。図26に密度分布の時間発展を示す。シミュレーションにおいては、 $T=1200$ で密度ソースを切ったが、その後しばらくは周辺で密度が上昇し、 $T=1250$ を境に周辺密度は急激に減少する。 $T=1350$ において $r=0.4$ 付近に非局所輸送が発生しているのがわかる (実線)。 $T=1350$ で卓越しているモードを調べた結果、($m=1, n=0$) モード (m : ポロイダルモード数, n : トロイダルモード数) が渦巻き状の揺らぎ構造を形成することが判明した。($0, 0$) モードの発展方程式の対流微分項や曲率の項を通じて ($1, 0$) モードが非局所輸送を引き起こす媒介者として機能していることが明らかになった。

1.22 トカマクプラズマにおける L-H 遷移のシミュレーション研究

Simulation Study on L/H Transition on Tokamaks (LHTOK)

プロジェクト代表：矢木雅敏〔日本原子力研究開発機構〕
国際株 第3サイクル

プラズマ境界近傍の周辺領域に輸送障壁が形成され、炉心の閉じ込め性能が改善する L-H 遷移過程の物理機構の理解は、磁気閉じ込め核融合炉の炉心プラズマ設計における重要課題の一つである。原子力機構は 1.5 次元炉心輸送コードと 2 次元周辺輸送コードを結合した統合輸送コードに電流拡散バーニングモード (CDBM) 乱流輸送モデルを導入した枠組により、L-H 遷移過程を自己無撞着に再現することに成功したが、この枠組では L-H 遷移パワー閾値等の定量評価には至らなかった。そのため、乱流輸送モデルの高度化あるいは第一原理シミュレーション手法の構築が L-H 遷移の定量評価の課題となっている。

一方、近年複数の研究者グループから L-H 遷移の第一原理シミュレーションが報告されている。これらの第一原理シミュレーションでは 2 場 (渦度, 圧力) の簡約化 MHD

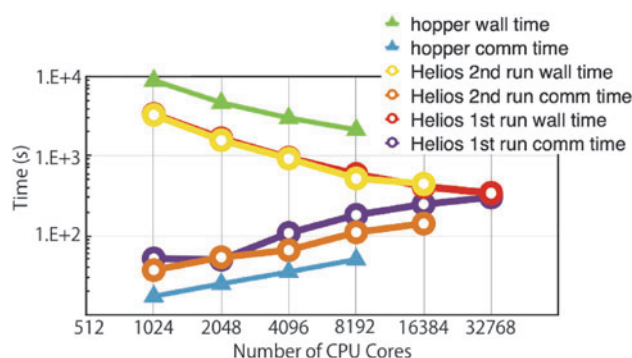


図27 BOUT++コードの Helios 計算機における強スケーリング特性. 8192並列 (512 node) までの良好な強スケーリングを確認した。

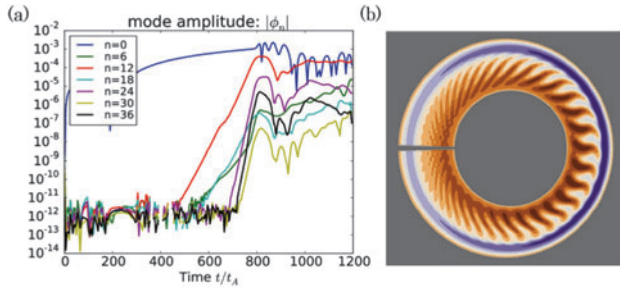


図28 (a)悪い曲率側の中央平面における静電ポテンシャル ϕ の揺動部分の各トロイダルモード成分 ϕ_n の時間発展と(b) $t = 1000 t_A$ における静電ポテンシャルの揺動分布. ポロイダルモード数 $m=36$ のモードを主としたバルーニング構造が確認できる.

方程式で記述される抵抗性バルーニングモード (RBM) 乱流, 渦度方程式の平行粘性項で記述されるイオン種の径方向の力の釣り合い, エネルギー輸送方程式のシンク項とソース項の動的釣り合いで決定される圧力分布, の3要素により L-H 遷移が自己無撞着に記述される.

本プロジェクトでは, 前述の2場の L-H 遷移モデルを出発点として, CDBM 乱流を記述する3場 (渦度, 圧力, ベクトルポテンシャル) の簡約化 MHD 方程式に基づく L-H 遷移モデルの構築と3次元非線形周辺 MHD/乱流コード BOUT++を用いた L-H 遷移の第一原理コード BOUT++LH の開発を行っている.

第3サイクルでは BOUT++コードの Helios 計算機への移植 (図27), Python 言語による前処理・後処理ツール群の整備 [72] と2場の L-H 遷移モデルによる予備的なシミュレーション [73] を行った. 図27は BOUT++コードの Helios 計算機における強スケーリング特性を表しており, 8192並列までの良好な強スケーリングを確認した. また, 2場の L-H 遷移モデルによる予備的なシミュレーションでは $t = 500 t_A \sim 800 t_A$ においてトロイダルモード数 $n = 12$ のモードが線形成長した後, 飽和して非線形フェーズへと移行することが確認できた (図28). ここで t_A はシステムの代表的なアルヴェン時間を表す.

第3サイクルにおいて, 静電抵抗性バルーニングモードの成長と飽和は確認できたので, 第4サイクル以降は静電 RBM 乱流による L-H 遷移を再現して詳細なデータ解析を進めた後, 長谷川・若谷モデル, 電磁 RBM 乱流モデル, CDBM 乱流モデルへと段階的に L-H 遷移モデルの高度化を行う予定である.

1.23 熱的に駆動されるドリフト波乱流における自己組織化 Self-Organization in Thermally Driven Drift Wave Turbulence (SO_TDDW)

プロジェクト代表: 吉田善章 [東京大学大学院新領域創成科学研究科]

日本株 第3サイクル (増強システム)

プラズマにおける $E \times B$ ドリフト波は, 2次元渦度方程式と同じ形をした支配方程式 (Hasegawa-Mima 方程式) に従う. 一方, 渦度方程式とは正反対の性質をもつものと

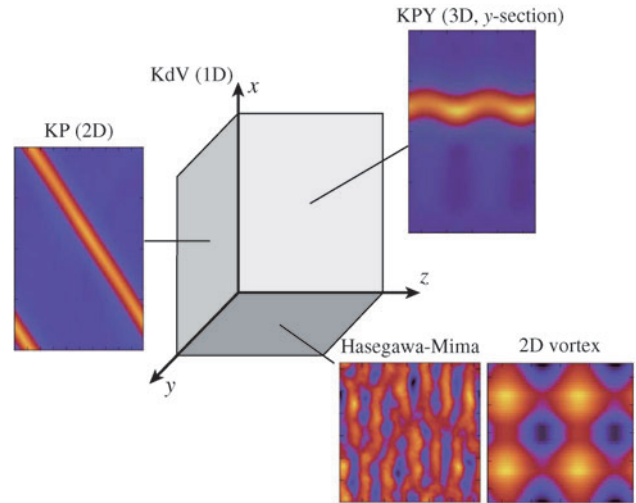


図29 Hasegawa-Mima 方程式 (2次元渦方程式), KdV 方程式, 2次元 KP 方程式, 3次元 KPY 方程式の概念図.

て, ソリトン方程式として知られる Korteweg-de Vries (KdV) 方程式や Kadomtsev-Petviashvili (KP) 方程式がある. これらはイオン音波方程式から漸減摂動法によって得られ, 圧縮性と分散性がつりあうスケーリングをとっている. 本研究では, まず傾圧効果をもつ Hasegawa-Mima 方程式を対象として, 自己組織化と熱的駆動の解析をおこなった. その後, KP 方程式を渦をもつように一般化した方程式の数値解析を行った. これらの方程式の関係を図29に示す. KdV 方程式は1つの方向へ Galilei ブーストを施して得られるが, それは2次元渦方程式とは垂直な向きである. KP 方程式は KdV 方程式を多次元化したもので, KPY 方程式は2次元 KP 方程式を3次元化して渦方程式の影響を受けるようになっている.

まず傾圧効果を含んだ Hasegawa-Mima 方程式

$$\begin{aligned} \partial_t (\phi - \Delta \phi) - [\phi, \Delta \phi] + [\phi, s] + (\beta + \alpha) \partial_y \phi - \beta \partial_y s = \\ - \nu \Delta (\Delta \phi), \\ \partial_t s + [\phi, s] + \alpha \partial_y s = \kappa \Delta s \end{aligned} \quad (5)$$

を解析することで, プラズマの自己組織化と熱力学とを組み合わせた問題を考察した. この方程式で時間発展を解いているのは密度や圧力の揺動成分であり, 揺動が成長したときに背景勾配を修正するようなモデルを解析した.

計算手法としては, 線形項は中心差分で差分化し, 非線形項は Arakawa Jacobian を用いて, 時間発展には Karniadakis-Israeli-Orszag の多段階法と ADI 法を用いた. 境界条件は, ポロイダル方向 (図29, y 方向) は周期的とした. 半径方向 (図29, z 方向) は, 高温側では境界での熱流束の値を固定し, 低温側では揺動が減衰するような熱浴の領域を外側に設けるようにした. 初期条件として与えた微小な揺動が傾圧効果によって成長し, 帯状流などの対流構造が形成され, 背景勾配が修正される. 数値計算の結果, 流入する熱流が大きいとき, より背景勾配が成長することが確認された.

続いて, 渦をもつ非線形イオン音波に関する解析を行った. KdV 方程式や KP 方程式では圧縮性と分散性が支配的

で、渦度は存在しない。本研究では、通減摂動法を改造することで、KP 方程式を渦度をもつように一般化した：

$$\partial_x (\partial_t \phi + \phi \partial_x \phi + \partial_x^3 \phi / 2 + [\phi, \phi]) + (\partial_y^2 + \partial_z^2) \phi / 2 = 0. \quad (6)$$

我々はこれを Kadomtsev-Petviashvili-Yoshida (KPY) 方程式とよび、解析を行っている。渦度 $\omega = (\partial_y^2 + \partial_z^2) \phi$ は 2 次元渦度方程式 $\partial_t \omega + [\omega, \phi] = 0$ に従い、ドリフト波の Hasegawa-Mima 方程式における一般化渦度 $(\phi - \Delta \phi)$ と同じ役割を果たす。

数値手法としては、線形項はフーリエ変換を利用して陰的に解き、非線形項は中心差分と 4 次 Runge-Kutta 法を用いた。境界条件は x, y, z のすべてを周期的とした。初期条件には、2 次元 KP 方程式の線ソリトンをもう 1 次元の方向 (図 29, z 方向) へ一様に伸ばしたものをを用いた。渦度場については、定常解 $\phi \propto \cos(2\kappa\pi y) - \sin(2\kappa\pi z)$ を用いた。時間発展を見ると、圧縮性と分散性によって形成される線ソリトンが、渦の効果によって変形しながら伝搬する様子が見られた。

1.24 非軸対称性を有するトロイダルプラズマのジャイロ運動論的乱流輸送シミュレーション

Gyrokinetic turbulent transport simulations for toroidal plasmas with non-axisymmetry (GTNAXIS)

プロジェクト代表：渡邊智彦〔名古屋大学大学院理学研究科〕

国際枠 第 1-第 3 サイクル

ジャイロ運動論を用いた磁化プラズマ乱流輸送のシミュレーション研究は、核融合炉心プラズマの閉じ込め性能評価と予測に関わる重要な研究テーマであり、Helios 利用課題においても日欧様々なプロジェクトが提案されている。非軸対称性を有するトロイダル配位についても、イオン温度勾配 (ITG) 乱流を中心にいくつかの先駆的研究がなされてきたが、物理的および数値的にも未解明な課題が多く残されている。例えば、ヘリカル・リップルに起因する新古典輸送が生み出す巨視的径電場と乱流輸送の関連などは

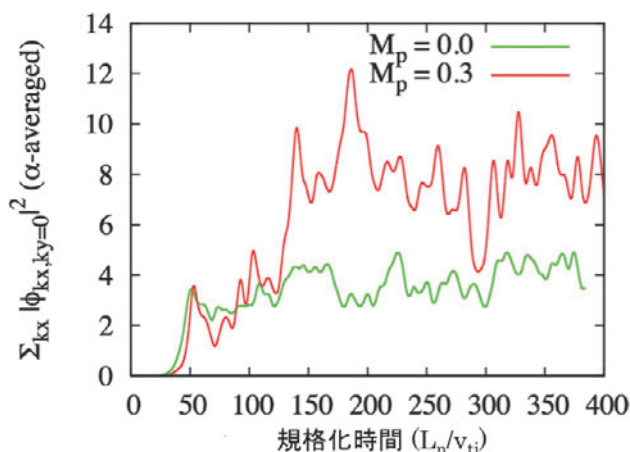


図 30 巨視的径電場によるポロイダル回転を含んだ非軸対称プラズマでの乱流による帯状流生成のシミュレーション結果 [77].

その好例である。本プロジェクトでは、こうした非軸対称性に関わる問題への挑戦をめざし課題に取り組んだ。

本課題では、これまでに開発を進めたジャイロ運動論的シミュレーションコード GKV にいくつかの拡張を施した。

(1) 複数のフラックス・チューブを連結した flux tube bundle モデルを新たに考案し、非軸対称系における新古典輸送が作り出す巨視的径電場効果と ITG 乱流輸送、帯状流生成を統一的に扱うシミュレーションを実行した。(2) イオンと電子のジャイロ運動論的方程式を同時に解くことで、電子温度勾配 (ETG) 乱流と捕捉電子モード (TEM)、帯状流の相互作用過程を詳しく解析した。(3) 磁力線平行方向に長い相関長をもつ乱流揺動を効率的に扱うための新しい計算手法として flux tube train モデルを考案し、その検証を行った。上記 (2), (3) については、軸対称トラス配位において計算を行った。

紙面の都合上、本節では上記項目 (1) の成果を紹介する [74]。項目 (2), (3) の課題については、参考文献 [75-77] を参照していただきたい。図 30 は、巨視的径電場によるポロイダル回転マッハ数 (M_p) が異なる 2 つの場合について、ヘリカル系での ITG 乱流輸送シミュレーションを行った結果得られた帯状流成分強度の時間変化を表している。 $M_p = 0.3$ の場合に、より強い帯状流が乱流により生成されていることが見て取れる。今後は、エントロピー揺動の保存則が成立するようにモデルを改良し、シアをもたない巨視的径電場が非軸対称プラズマにおける乱流輸送にどのような影響を及ぼし得るか、シミュレーションの立場から解析を進めたい。

2. 高速粒子

燃焼プラズマにおける高エネルギーアルファ粒子をはじめとして、高エネルギーイオンはプラズマ加熱の中心的な役割を担うので、その閉じ込めは環状プラズマの主要研究課題の一つである。また、トカマクのディスラプション時に発生する逃走電子などの高エネルギー電子も同様に重要な研究課題である。ここでは Helios を用いて推進された高エネルギー粒子に関する 6 件の課題について研究成果が報告されている。その内訳は、アルヴェン固有モードや高エネルギー粒子モードなどの高エネルギー粒子駆動不安定性に関する高エネルギー粒子・MHD 連結シミュレーションが 3 件、相対論的高エネルギー電子の軌道解析を中心とした逃走電子のシミュレーションが 1 件、高エネルギー粒子駆動測地的音響モードのジャイロ運動論的シミュレーションが 1 件、イオンサイクロトロン周波数帯 (ICRF) 加熱によるプラズマトロイダル流駆動に関するモンテカルロシミュレーションが 1 件である。このうち高エネルギー粒子駆動不安定性の高エネルギー粒子減速時間スケールの長時間シミュレーションは、Helios が提供した豊富な計算資源を利用してはじめて実現したものである。ここで報告される 6 件の研究成果は、高エネルギー粒子研究に対する Helios の貴重な貢献を示している。

2.1 MEGA コードを用いた ITER と JT-60U における高エネルギー粒子駆動不安定性のシミュレーション

MEGA Simulation of Energetic Particle Driven Instabilities in ITER and JT-60U (MEGASEP)

プロジェクト代表：藤堂 泰〔核融合科学研究所〕

ライトハウスプロジェクトー日本枠 第1サイクル

Helios が稼働を開始した2012年1月から3月に実施されたライトハウスプロジェクトと同年4月からの日本枠第1サイクルにおいて、ITER と JT-60U における高エネルギー粒子駆動不安定性に関する MEGA コードを用いたシミュレーション研究を実施した[78,79]。高エネルギー粒子・MHD 連結シミュレーションコード MEGA は、プラズマを高エネルギー粒子とバルクプラズマの二つに分け、前者には粒子シミュレーション、後者には MHD シミュレーションをそれぞれ適用する。高エネルギー粒子のバルクプラズマへの効果は MHD 運動方程式において全電流から高エネルギー電流を差し引くことによって考慮され、両者の時間発展は矛盾なく計算される。MHD 方程式と高エネルギー粒子軌道の時間発展は4次の Runge-Kutta 法を用いて追跡され、MHD 方程式における空間微分は4次精度有限差分法を用いて計算される。ここでは ITER の2つの運転シナリオに関するシミュレーション結果を報告する。

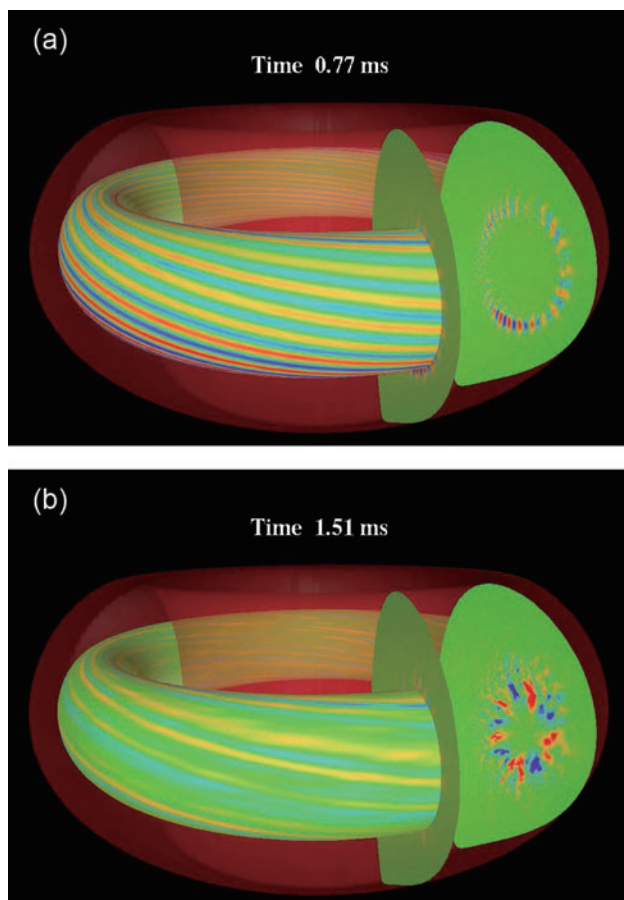


図31 (a)線形局面と(b)非線形局面におけるプラズマ半径方向のMHD速度揺動の分布。(a)では $n=15$ の複数のトロイダルアルヴェン固有モード、(b)では $n=3$ のベータアルヴェン固有モードがそれぞれ大きな振幅を持っている[79]。

(1) 定常運転シナリオ

ASTRA コードと EFIT コードによって計算されたプラズマ電流 9 MA の定常運転シナリオについて、アルヴェン固有モードの安定性と高エネルギーアルファ粒子輸送を調べた。高エネルギー粒子としてはアルファ粒子だけでなく、入射エネルギー 1 MeV の重水素ビームイオンを考慮した。高エネルギーアルファ粒子の速度空間分布は等方的であるが、NBI による高エネルギーイオンは非等方的である。円柱座標系 (R, ϕ, z) に対してそれぞれ (256, 256, 512) 個の格子点を使用し、アルファ粒子とビームイオンにそれぞれ 8.4×10^6 個の粒子を適用した。有限ラーモア半径効果がアルファ粒子とビームイオンの双方について考慮されている。シミュレーションの結果、トロイダルモード数 $n = 13 \sim 17$ のトロイダルアルヴェン固有モードの線形成長率が最も高いが、非線形局面では $n=3$ のベータアルヴェン固有モードが支配的となることがわかった。図31に線形局面と非線形局面でのプラズマ半径方向の MHD 速度揺動分布を示す。これらのアルヴェン固有モードの磁場揺動飽和振幅はトロイダル磁場で規格化して 0.4% であった。図32に示すように、アルヴェン固有モードがもたらすアルファ粒子と重水素ビームイオンの圧力変化は、それぞれのプラズマ中心値と比較して 6% および 8% にとどまった。

(2) ベースラインシナリオ

プラズマ電流 15 MA のベースラインシナリオについても MEGA コードを用いたシミュレーションを実行した。こ

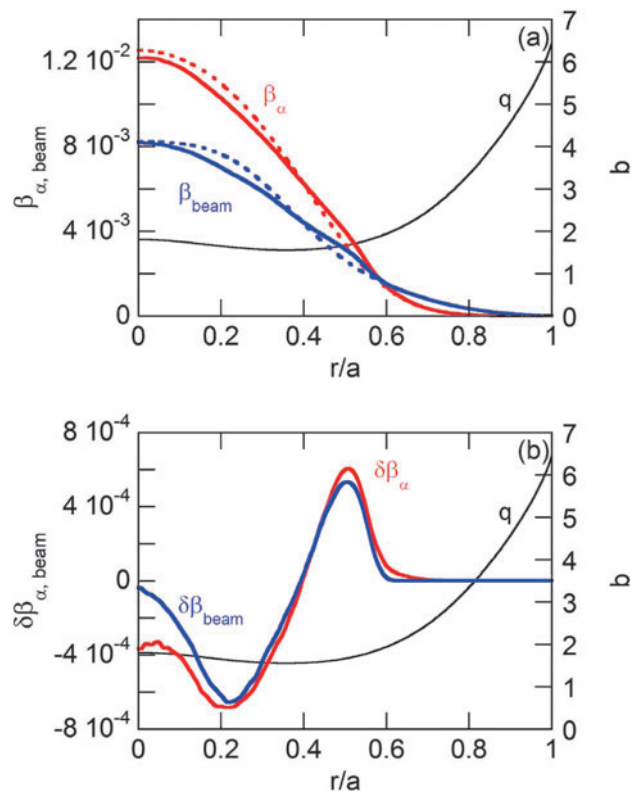


図32 高エネルギーアルファ粒子(赤)とビーム重水素イオン(青)の圧力に関する(a)初期分布(点線)と最終分布(実線)の比較、および(b)最終分布と初期分布の差。圧力は磁気圧を用いて規格化されている[79]。

ここで用いたASTRAコードとEFITコードによる平衡では、安全係数 $q=1$ の磁気面が3箇所が存在している。シミュレーションの結果、プラズマ電流とバルクプラズマ圧力が駆動するトロイダルモード数 $n=3$ のMHD不安定性が発生し、アルファ粒子の強い再分布が発生した。アルファ粒子圧力の減少は最大でプラズマ中心値の25%程度に達した。安全係数を一様に0.1引き上げて $q=1$ の磁気面を除去した平衡を初期条件としてシミュレーションを実行したところ、発生したのは弱いMHD不安定性のみであり、高エネルギー粒子の分布変化は無視できるほど小さいことがわかった。

2.2 高速イオン分布の異常平坦化とアルヴェン固有モード時間発展に対する熱イオン運動論的効果

Anomalous flattening of fast ion profile and kinetic effects of thermal ions on Alfvén eigenmode evolution (AFKETI)
プロジェクト代表：藤堂 泰〔核融合科学研究所〕
国際枠 第1-第3サイクル

高エネルギー粒子・MHD連結シミュレーションコードMEGAおよびその簡約化コードを用いて、トカマクとLHDにおける高エネルギー粒子駆動不安定性に関するシミュレーション研究を実施した。具体的な研究課題は、(1)DIII-Dトカマクにおけるアルヴェン固有モードによる高速イオン分布の異常平坦化[80,81]、(2)LHDにおけるアルヴェン固有モードによる高エネルギーイオン輸送[82]、(3)LHDにおける高エネルギー粒子駆動測地的音響モード[83]、(4)アルヴェン固有モードの時間発展に対する熱イオンの運動論的効果である。(4)に関しては、高エネルギー粒子に加えて熱イオンにも粒子シミュレーションを適用するシミュレーションモデルを新たに構築し、アルヴェン固有モードと帯状流の時間発展について熱イオンを運動論的に取り扱った場合と流体モデルを適用した場合を比較した。ここでは(1)のDIII-Dトカマクに関するシミュレーション研究を報告する。

DIII-Dトカマクでは、定常的に小振幅を保つ多数のアル

ヴェン固有モードとそれらによる高速イオン分布の顕著な平坦化が観測されている。DIII-Dにおいては電子サイクロトロン放射(ECE)計測によりアルヴェン固有モードによる電子温度揺動が詳細に測定されるとともに、高速イオンの空間分布も測定されているので、この実験を対象としてMEGAコードを用いてシミュレーションを実行した。実験で計測された高速イオン分布は、アルヴェン固有モードによって速度空間と実空間の双方において緩和されたものである。したがってアルヴェン固有モードと高速イオンの両者の時間発展を高速イオンの分布が形成される衝突減速時間程度の長時間追跡するシミュレーションが必要である。このために、MEGAコードに現実的なビームイオン入射分布および粒子衝突と損失を導入するとともに、MHD揺動を含む計算と含まない計算を交互に行うマルチフェーズ計算により計算時間を短縮し、高速イオン減速時間程度の長時間の計算を可能にした[80]。さらに、実験との詳細な比較のため、熱イオン反磁性ドリフトとプラズマのトロイダル回転を取り入れてMHDモデルを拡張した[81]。

図33にシミュレーションにおいて多数のアルヴェン固有モードとの相互作用によって形成された高速イオン圧力分布を実験と比較する。両者が実験の誤差程度で一致していることと、MHD揺動を含まずビームイオン入射と粒子衝突だけの計算結果と比較すると両者が強く平坦化していることがわかる。図34は最大振幅のアルヴェン固有モードがもたらす電子温度揺動の振幅分布についてシミュレーションと実験を比較したものである。振幅の絶対値を含めて両者はよく一致している。電子温度揺動の周波数と位相分布についても実験と比較し、よい一致が得られた。このような実験で計測された高速イオン分布と振幅絶対値を含むアルヴェン固有モードの再現は世界で初めての成果であり、高エネルギー粒子・MHD連結シミュレーションの妥当性を支持するものである。

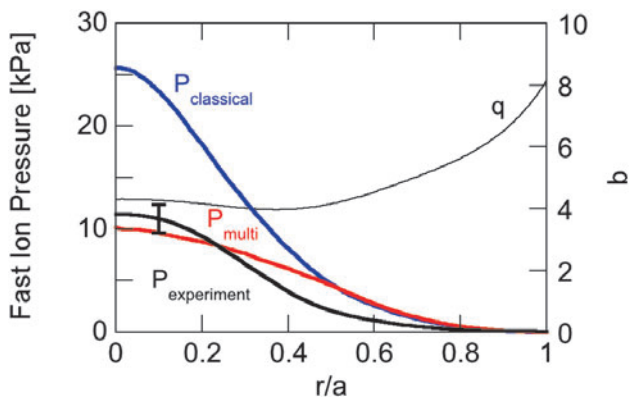


図33 シミュレーション結果の高速イオン圧力分布(P_{multi})は実験($P_{\text{experiment}}$)とよく一致した。両者ともMHD揺動を含まない計算($P_{\text{classical}}$)と比較して顕著に平坦化している[81]。

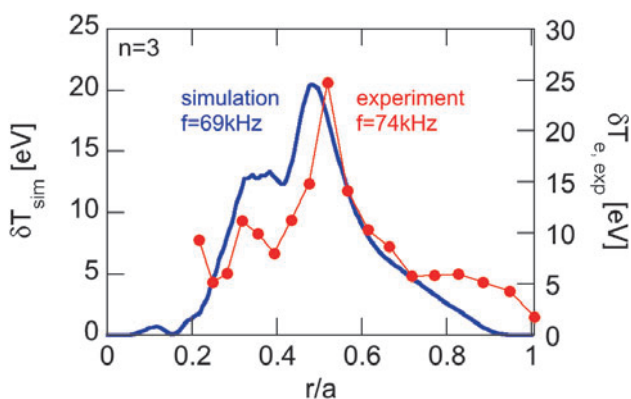


図34 アルヴェン固有モードがもたらす電子温度揺動分布について、シミュレーション結果(青)はECE計測(赤)とよく一致した[81]。

2.3 トカマクプラズマにおける高エネルギー粒子輸送の 大域的的非線形シミュレーション研究

Global Nonlinear Simulation of Energetic Particle Transport in Tokamak Plasmas (EPTRANS)

プロジェクト代表: Andreas BIERWAGE [日本原子力研究開発機構]

国際枠 第2-第3サイクル

高エネルギーイオンの輸送研究はITER-BA活動において重要な研究課題と位置づけられる。プロジェクトEPTRANSは高エネルギーイオンとシアアルヴェン波の非線形相互作用のシミュレーションにより、この課題に取り組んでいる。このプロジェクトの主要テーマは図35(a)に示すJT-60で観測されている速い周波数掃引モード(FS)と突発的大緩和事象(ALE)であり、トロイダルモード数 $n=1-3$ をもつ長波長モードの研究である。

MHD-PIC ハイブリッドコードMEGAを用いてシミュレーションを行った。コードはフルMHDモデルにより低 n のシアアルヴェン波と音波を記述し、ジャイロ運動論モデルにより高エネルギーイオンを記述する。最近、現実的なプラズマ形状や衝突項、加熱源やビームイオン分布を考慮できるようモデルの拡張を行っている。

第2サイクルでは、共鳴粒子により駆動される不安定性に対する対流増幅の役割に関し調べた[84, 85]。さらに高エネルギーイオン駆動不安定性に対するプラズマベータの効果に関して調べた[85]。文献[85]で報告されているシミュレーションにおいては現実的なJT-60ビーム形状や衝突効果を考慮し、数値計算した高エネルギーイオン分布を初めて用いた。

第3サイクルでは、3つの課題に関して調べた。第一に第2サイクルで開始した高ベータ効果に関するものであり、音波の効果を明らかにした[86]。第二に高エネルギーイオン源と衝突効果を含んだJT-60の自己無撞着な長時間シミュレーションを開始した。シミュレーション結果と

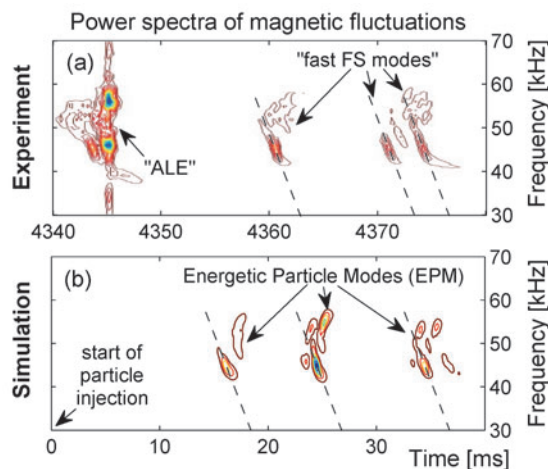


図35 (a)JT-60で観測されている速い周波数掃引モード、(b)MEGAによる自己無撞着な長時間シミュレーションによる結果。

JT-60における実験データとの詳細な比較を行った[87]。第三に共鳴条件を新たに開発した解析手法を用いて詳細に解析した[88]。

これまで得られた重要な結果をまとめると

1. アルヴェン波と音波の連続スペクトルの新しい結合機構がJT-60SAやDEMOの高ベータ領域において存在していることを発見した[86]。これは燃焼プラズマのまだ知られていない自己加熱チャンネルの存在を意味している。
2. JT-60実験によりMEGAコードの妥当性の検証を行った。自己無撞着な長時間シミュレーションにより速いFSモードを再現した。図35に示すメゾ時間スケールの動力学(1-10 ms)と短い時間スケールの動力学(10-100 μ s)はよく一致した。これらの進展により次期サイクルに遂行予定の研究に対する基盤が構築された。

2.4 異常輸送を伴う逃走電子生成のシミュレーション研究 Simulation Study on Anomalous Runaway Electron Generation (ANREG)

プロジェクト代表: 松山顕之 [日本原子力研究開発機構]

日本枠 第3サイクル

本プロジェクトでは、ディスラプション時に発生する逃走電子を取り扱うためのシミュレーションコード開発と、post-disruptionフェーズにおける逃走電子の発生、逃走電子プラトーの形成、ビーム放電の終端に至るまでの一連の

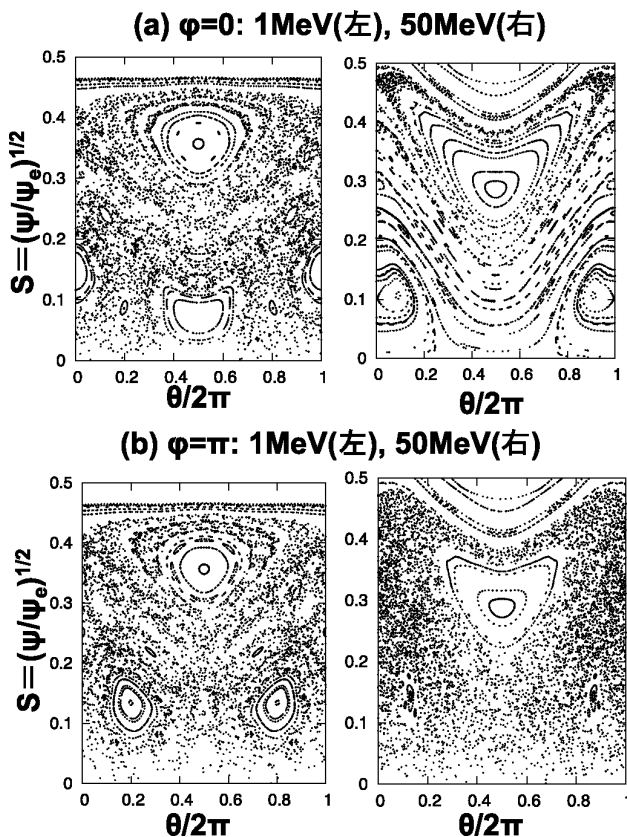


図36 JT-60Uサイズのプラズマに対する1 MeV/50 MeV逃走電子軌道の比較: (a)referenceケース。(b) $(m, n) = (2, 3)$ モードの位相を π 回転させた場合[89]。

物理機構の解明をめざしたシミュレーション研究を進めている。第3サイクルではETC-Relコード[92]を用いて大振幅の磁場揺動が存在するときの逃走電子軌道の解析を集中的に進めた[89-91]。

成果の1つとして、キンクモード、テアリングモードのような径方向に広いモード幅を持つモードが存在するとき、逃走電子の案内中心軌道のエネルギー依存性を調べ、10 MeVを超える高エネルギーの逃走電子軌道に対して、案内中心の曲率ドリフトに由来するドリフト共鳴の効果が軌道の特性に顕著な影響を与えることを明らかにした。図36は $(m, n) = (1, 1)$ のキンク型の摂動磁場に $(m, n) = (2, 3)$ の異なるヘリシティの摂動磁場を重畳した状況において1 MeVと50 MeVの逃走電子軌道のポアンカレプロットを示したものである。図36(a)において、1 MeVの軌道では $(m, n) = (1, 1)$ のアイランドの内側の領域で逃走電子軌道がストキャスティックになるのに対し、50 MeVの軌道ではドリフト共鳴の効果で $(2, 3)$ モードが打ち消され軌道が正則化する。このとき、ドリフト共鳴と摂動磁場の干渉はモード間の位相差に依存してその極性を変えるため、 $(2, 3)$ モードの位相を反転した図36(b)のケースでは逆の状況、すなわち高エネルギーの軌道ほどストキャスティック化の度合いが強くなることが観測される。従来の解析では磁力線がストキャスティックになることを逃走電子の閉じ込め劣化の指標としてとらえ、主に摂動磁場の振幅が議論されてきた。これに対し、本研究の解析は10 MeVを超える高エネルギー逃走電子のように有限軌道幅効果が効く状況ではドリフト共鳴の影響、磁気島間の位相差の影響など、軌道の2次元性、3次元性を考慮した解析が重要であることを明らかにした。本研究で得られた知見は未だ十分に理解されていない共鳴摂動磁場印加が逃走電子閉じ込めに与える影響を説明するのにも役立つものと考えられる。

また、本プロジェクトではHeliosの計算機資源を用いて、ETC-Relコードへの逃走電子生成過程の実装、MHDコードとの結合による逃走電子ビームの終端の解析手法の開発など、ディスラプション・逃走電子の解析ツールの整備を段階的に進めており、今後のサイクルにおいてもこれらの課題に継続的に取り組んでいく予定である。

2.5 Full-f ジャイロ運動論シミュレーションによる高速粒子駆動測地線音響モードの研究

Study of Energetic-particle-induced geodesic acoustic mode, using full-f gyrokinetic simulation (GT5DEGAM)
プロジェクト代表：三木一弘〔日本原子力研究開発機構〕
国際枠 第3サイクル

高速粒子が駆動するモードの研究は燃焼プラズマにおいて重要である。実験において、高速粒子がプラズマに入ると高速粒子の閉じ込めが悪くなる場合が報告されている。このことは、ITERにおいても高速粒子の閉じ込めが劣化する可能性があることを示唆している。このために、高速粒子により駆動されるモードの物理的な研究が必要である。EGAM (Energetic-particle-induced geodesic acoustic

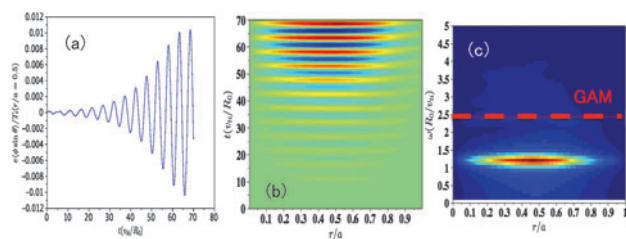


図37 (a) $r/a = 0.5$ における $e\langle \phi \sin \theta \rangle / T_i$ の時間発展。(b) $e\langle \phi \sin \theta \rangle / T_i$ の時空間発展。(c) $e\langle \phi \sin \theta \rangle / T_i$ の半径方向のスペクトル構造。

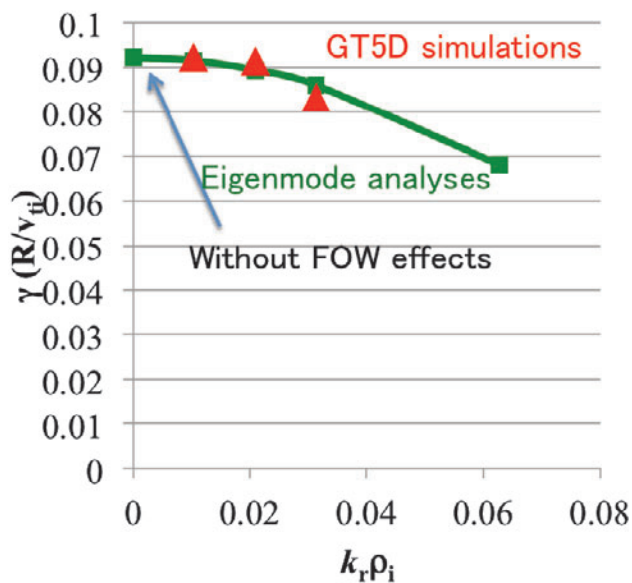


図38 $k_r \rho_i$ を変数としたEGAMの成長率の固有値解析と数値計算結果の比較[92]。

mode) とは、プラズマ中に高速粒子が入った場合に励起される振動モードの1つで、軸対称な構造と有限な周波数を持つ。同様な空間構造で有限周波数を持つモードに、測地線音響モード (Geodesic Acoustic Mode: GAM) が知られている。GAMはプラズマ乱流のレイノルズ応力によって駆動される。しかしGAMとEGAMは周波数が異なり、高速粒子によって駆動される測地線音響モードの振動周波数はGAMの理論解析より見積もられる値のおよそ半分である。このことはEGAMとGAMが異なるダイナミクスであることを意味している。本研究では静電的full-fジャイロ運動論コードGT5D[7]による高速粒子モードと乱流との相互作用の研究を推進している。その最初の段階として、EGAMの線形モード特性を調べた。理論モデルから固有値解析を行い励起モードの周波数・成長率を計算し、GT5Dにより初期値問題における結果と比較して計算の妥当性を検証した。

Heliosでは、full-fジャイロ運動論コードGT5Dを用いて数値計算を行った。GT5Dはトーラス配位の5次元トカマク乱流コードである。粒子軌道中心位置 $\mathbf{X}$ 、磁力線と平行・垂直方向の粒子速度 $(v_{\parallel}, v_{\perp})$ を座標軸とする5次元位相空間 $Z: (\mathbf{X}, v_{\parallel}, v_{\perp})$ における粒子密度関数 $f(\mathbf{X}, v_{\parallel}, v_{\perp}, t)$ の時間発展を記述するジャイロ運動論方程式と、粒子分布関数 f から自律的に決められる乱流場 $\phi(\mathbf{X}, t)$ を決めるポア

ソソ方程式からなる系を初期値問題として解いた。ここで、初期値の粒子密度分布に熱粒子に加えて高速粒子を含めた。高速粒子の模擬には bump-on-tail 分布を用いた。

図37は高速粒子を熱粒子の15%加えた場合の、上下非対称電場成分の時間発展である。高速粒子の割合が一定以上になると有限周波数モードが線形成長した。周波数は空間に一様な分布を持っており、理論的に評価される GAM の周波数のおよそ半分となった。図38はモードの径方向波数を変数としたモード成長率を数値計算から求めたものと、固有値解析から得られたものを比較したものである。径方向波数の効果は有限起動幅 (FOW) 効果に対応しており、FOW 効果による EGAM の成長率の低減効果はたかだか数%であることが確認された[92]。

今後は、より一般的な高速粒子分布関数を用いた数値計算や、周波数の chirping 現象の再現と解析が必要である。

2.6 ICRF 加熱によるトロイダル流駆動の解明

Study of Toroidal rotation generation by ICRF minority heating (TRRTICH)

プロジェクト代表：村上定義〔京都大学大学院工学研究科〕

国際枠 第1-第3サイクル

プラズマ流やその速度シアなどが、閉じ込め改善モードにおいて非常に重要な働きをすることが最近の研究により示唆されて来ている。また、将来の核融合炉においては、NBI 加熱によりプラズマ流を駆動することが困難であり、他の自発的／内在的なプラズマ流の駆動方法を開発する必要がある。一方、JIPP-TIHU, JET, Alcator C-Mod 等において、NBI 加熱などの直接的な駆動がない場合でも、イオン・サイクロトロン共鳴 (ICRF) 加熱に関連する自発的なトロイダル流の発生が報告され、ICRF 加熱との関連について、多くの実験的・理論的な研究が進められてきている。特に、Alcator C-Mod においては、ICRF 加熱時のトロイダル流とそれに関連する ITB 形成について、進んだ研究が行われている[93]。彼らは ITB 形成において ICRF 共鳴位置が重要であり、共鳴位置が磁気軸から十分離れた $|r/a| \sim 0.5$ 付近の場合に ITB (立ち上がり位置 $r/a \sim 0.5$) が観測されることを示した。本研究では、ICRF 加熱に関連する自発的なトロイダル流の発生機構を解明するため、ICRF 加熱により発生する高エネルギーテイルイオンの振る舞いおよびその分布について GNET コード[94]を用いた数値シミュレーションにより詳細な解析を行う。また、得られた結果を Alcator C-Mod 等の実験結果と比較・検討し、トロイダル流の発生機構の解明を行う。さらに、解析精度の向上のため GNET コードの改良を進める。

本研究では、ICRF 波により加速された高エネルギーテイルイオンの振る舞いを詳細に解析する必要がある。このため5次元位相空間ドリフト運動論解析コード GNET [94]を用いて解析を行う。GNET コードは、ヘリカルプラズマにおける高エネルギー粒子の振る舞いを解析するために開発されており、3次元磁場配位におけるドリフト運動

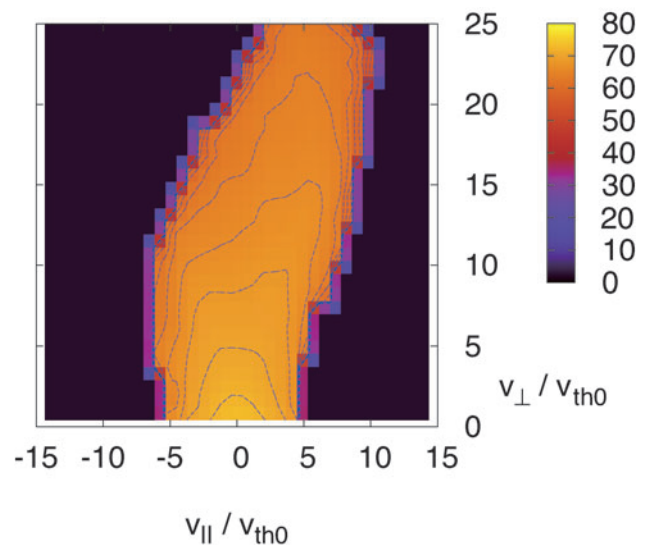


図39 $r_{res}/a = 0.1$ の場合の $r/a = 0.5$ における少数イオンの速度空間分布。

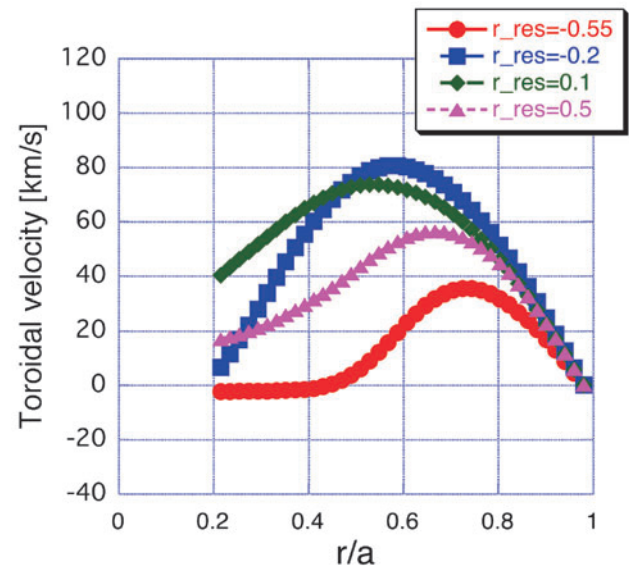


図40 高エネルギー少数イオンによる駆動を考慮した背景プラズマのトロイダル流分布。

論方程式の解を求めることができる。GNET コードは、モンテカルロ法に基づいて、重みを付けたテスト粒子の粒子軌道を追跡し、ドリフト運動論方程式の解を求めている。また、ICRF 加熱やクーロン衝突の効果については、モンテカルロ的にモデル化し、考慮している。GNET コードにおける主な計算時間は、テスト粒子追跡に使用されている。この粒子追跡部分は MPI により高度に並列化されていたため、GNET コードの並列化率は非常に高くなっている。これまで、ECH, NBI, ICRF, アルファ粒子加熱などによる高エネルギー粒子の運動論的解析に用いられてきている。

Alcator C-Mod で行われた共鳴位置スキャン実験と同様に共鳴位置 r_{res}/a を変化させ、発生するトロイダル流およびその空間プロファイルの変化について調べた[95]。結果として、共鳴位置外側では、中心イオン熱速度の40%程度に

達する ϕ 方向のトロイダル流 ($V_t \sim 300$ km/s, $P_{ICRF} \sim 2$ MW) が得られた (図39). 共鳴位置を $|r_{res}/a| \sim 0.5$ に移動した場合, プラズマ中心部のトロイダル流はほぼゼロもしくは逆方向となり, $r/a \sim 0.5$ におけるトロイダル流シアが励起されることがわかった. 次に, 背景プラズマのトロイダル流について径方向拡散方程式を考え, 高エネルギーイオンからのトルクの影響を調べた. 結果として, 実験結果と同様な共鳴位置依存性が得られた (図40). これらの結果は, Alcator C-Mod における ICRF 加熱に関連する ITB 形成において, ICRF 加熱により駆動される高エネルギーテイルイオンのトロイダル流が重要な働きをしている可能性を示唆している.

また, 時間発展プラズマへ適用するためプラズマや加熱の時間変動に対応した GNET-TD コード [96] の開発を行った. LHD における炭素ペレットを用いる高イオン温度実験プラズマの NBI 加熱解析に適用し, これまで得られていなかったペレット入射後の高エネルギービームイオン分布や加熱分布を正確に求めることができるようになった [97]. さらに, トロイダル運動量保存するためのモデル化を進めた. 結果として, 高速極限モデルでは4回の反復によりトロイダル運動量がほぼ保存されることが得られた [98].

3. MHD 現象

ITER や JT-60SA に向けた開発研究のうち, 磁気流体力学 (MHD) に関するトピックとしては, まず, プラズマ崩壊現象 (ディスラプション) の引き金となり得る MHD モードの研究が挙げられる. 具体的には, 抵抗性壁モード (RWM), 新古典テアリングモード (NTM) が主な研究対象となっている. いずれも, プラズマ回転がモードの安定性や磁気島生成・成長・消滅に与える影響や, 逆にモードの増幅・磁気島生成によるプラズマの非軸対称変形がプラズマ回転に与える影響, さらに外部から与える磁場摂動や電流駆動などに対するプラズマ応答が複雑に絡み合っており, 開発研究としての難しさに加えて複雑現象の物理研究としても大変興味深い. IFERC-CSC プロジェクトの MHD カテゴリでもこれらの問題は重点的に扱われている. ディスラプション研究としては, トリガーとなる MHD モードに注目したディスラプション予測と回避 (制御) の他にも, ガス入射による緩和も最近では重要なトピックとなっているが, IFERC-CSC プロジェクトの MHD カテゴリでは扱われていない. また, 装置への深刻なダメージを引き起こす可能性がある逃走電子の発生も重要な研究課題であるが, これは高エネルギー粒子カテゴリで扱われている. ディスラプションとの関連では語られないが, 高エネルギーイオンと MHD モードの相互作用も大変重要かつ興味深い研究課題であり, MHD カテゴリでは主に線形解析が行われ, 非線形部分は高エネルギー粒子カテゴリで扱われている. コアプラズマ周辺部では, MHD モードが引き金となるエッジローカライズモード (ELM) が重要な研究対象となっている. ダイバータへの熱負荷を軽減するためには ELM の物理理解および制御が必須であり, IFERC-CSC プロジェクトの MHD カテゴリでも重要な研究課題

である. さらに, 鋸歯状振動も古くから知られる MHD 現象であり, 物理的に未解明の点が残されている. コアからの排気の観点や, 最近では NTM の種磁気島生成の原因の1つとも考えられ, IFERC-CSC プロジェクトの MHD カテゴリでも研究が行われている.

3.1 トカマクプラズマにおけるプラズマ回転・3次元性・運動論効果がMHD安定性に与える影響に関するシミュレーション研究

MHD simulation for understanding rotation, three dimensional effects and kinetic effects in tokamaks (MHDRTK) プロジェクト代表: 相羽信行 [日本原子力研究開発機構] 国際枠 第2-第3サイクル

本プロジェクトは, トカマクプラズマにおける MHD 現象, 特にエッジローカライズモード (ELM), 抵抗性壁モード (RWM), 高エネルギー粒子駆動モードおよび3次元ヘリカルコアを持つ MHD 平衡に対するプラズマ回転, 3次元性および運動論効果の影響の解明を目的としている. これまでのサイクルで集中的に進めたテーマは, 線形 MHD 安定性解析コード MINERVA を用いた“小振幅 ELM の発生条件に関する解析” [99], MINERVA と抵抗性壁解析コード RWMaC を用いた“回転プラズマ中の RWM 安定性解析” [100], および MINERVA と粒子軌道追跡コード DKPRES または VENUS-LEVIS を用いたハイブリッド計算による“回転プラズマ中の高エネルギー粒子駆動モード安定性解析” [101] の3つである.

成果の1つである, RWM 安定性に対するプラズマ回転の影響の解析では, RWM と安定な理想 MHD モードが相互作用をすることで新たな MHD 不安定性が発生しうること

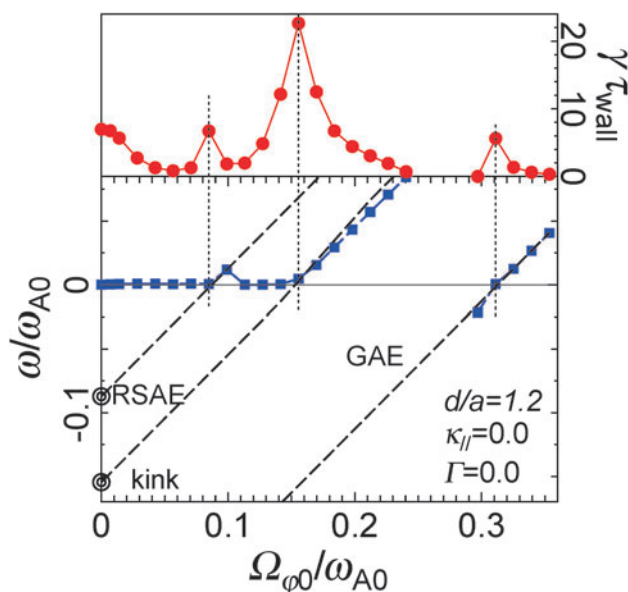


図41 MHD モードの成長率 γ ・周波数 ω のプラズマ回転周波数 $\Omega_{\phi 0}$ 依存性. 回転により RWM は一度安定化するが, 安定な MHD モード (RSAE, kink, GAE) との相互作用により不安定モードが生じている. Reprinted fig. with permission from [106] N. Aiba and M. Hirota, Phys. Rev. Lett. 114, 065001 (2015). Copyright (2015) by APS.

を明らかにした(図41参照)。この相互作用は、プラズマが回転することで理想 MHD モードはドップラーシフトすることでモード周波数が 0 に近づき、ドップラーシフトしない RWM (ほぼ周波数は 0) と縮退することで生じている。

今後は、ハイブリッド計算による低周波高エネルギー粒子駆動モードの解析、拡張 MHD モデルを用いた回転プラズマ中における ELM 安定性解析などに注力して研究を進める予定である。これにより、JT-60U など観測された実験結果の定量解析を行うとともに、原型炉で実現可能な ELM フリー高ベータ運転領域に関する研究を進める。

3.2 マルチスケール MHD シミュレーション

Multi-Scale Nonlinear MHD Simulation (MUSNOM)

プロジェクト代表：市口勝治〔核融合科学研究所〕

日本枠 第 1 サイクル-国際枠 第 2 サイクル

大型ヘリカル装置 (LHD) 実験では、真空磁気軸位置 (R_{ax}) に対する安定限界を調べるために、磁気軸スイング放電が行われた[102]。この実験では、放電中に垂直磁場を実時間制御して、対応する真空磁気軸位置を $R_{ax} = 3.6$ m から 3.5 m まで磁気軸を内側へスイングさせている。このとき、 $R_{ax} = 3.55$ m 付近において、急激な中心領域でのコア崩壊現象が観測された。また同時に、 $m = 2/n = 1$ の磁場揺動が顕著に現れる。ここで、 m, n はそれぞれポロイダル及びトロイダルモード数である。そこで、このコア崩壊現象のメカニズムを解明するために、非線型 MHD シミュレーションを行った。このシミュレーションにおいては、磁気軸スイングに対応する背景磁場の变化を取り入れることが本質的となる。ところが、この背景磁場はプラズマのダイナミクスに比べて 10^6 程度長い時間スケールで変化している。そこで、この変化を取り入れるために、マルチスケール手法を開発した[103]。この手法では、短い時間スケールの計算と長い時間スケールの計算を交互に計算することによって、両方の時間スケールを取り込んだ計算を行う。

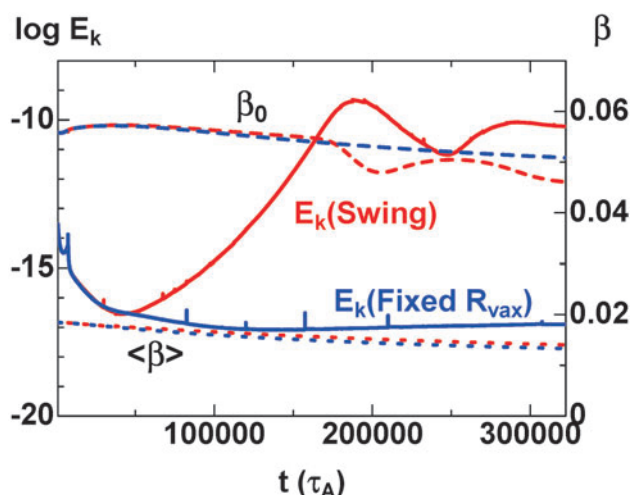


図42 運動エネルギーとベータ値の時間発展。実線、破線、点線はそれぞれ運動エネルギー(E_k)、中心ベータ値(β_0)、平均ベータ値($\langle\beta\rangle$)を表す。赤線及び青線はそれぞれスイング有り及びスイング無しに対応する。

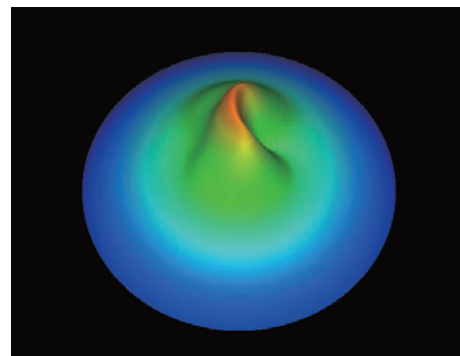


図43 崩壊現象時の圧力分布の鳥瞰図(文献[106]より転載)。

短い時間スケールの計算には簡約化 MHD 方程式に基づく NORM コード[104]を用い、非線型ダイナミクスの時間発展を追跡する。ある一定の時間のダイナミクス計算を行った後で、VMEC コード[105]を用いて三次元平衡計算を行う。今回の計算では、このとき、その時刻に対応して変化している背景磁場を採用する。さらに、ダイナミクスによって生じた圧力分布及び回転変換分布の変化も取り入れた[106]。

このシミュレーションの結果、図42に示すように、磁気軸スイングのない場合にはプラズマは安定であるが、磁気軸スイングを行った場合には崩壊現象が生じるという、実験結果に対応した結果を再現した。磁気軸スイングを行った場合では、コア領域の圧力崩壊により、中心ベータ値が大きく低下する。また、一度飽和したあとで、加熱効果によってベータ値は上昇し、臨界状態に達したところで再度崩壊現象が生じることも得られた。この状況も実験結果とよく一致している。さらに、この崩壊を引き起こした摂動は、 $m = 2/n = 1$ 成分が支配的なインファナルモードであることもわかった。このモード数は観測された磁場揺動モード数に対応している。このため、図43に示すように、圧力の崩壊現象が生じると、圧力分布に $m = 2$ の変形が生じることが得られている。このインファナルモードは圧力駆動型モードであり、磁気井戸/磁気丘の影響を受ける。一方、内寄せ磁気軸スイングの場合には時間とともに磁気丘が強くなる。したがって、この磁気丘の変化がインファナルモードを不安定化したと考えられる。

本研究では、崩壊現象の繰り返しを再現できたが、その周期は実験よりもかなり長いものとなっている。今後は、この周期を実験に対応させるために、反磁性効果等の影響を取り込んだ解析が必要となる。

3.3 三次元平衡に対する線型及び非線型 MHD 解析

Linear and Nonlinear MHD Study of 3D Equilibria (LNMS3E)

プロジェクト代表：市口勝治〔核融合科学研究所〕

日本枠 第 3 サイクル

ヘリオトロ装置によって閉じ込められるプラズマには、幾何学的対称性がない。したがって、その MHD 解析には、本質的に三次元的取り扱いが必要である。そこで本研

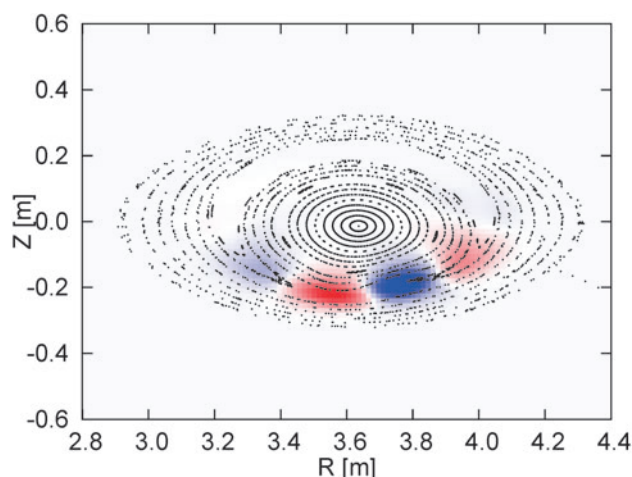


図44 RMP印加時のLHD横長断面での磁力線ポアンカレプロット(黒点)と摂動圧力分布のパターン(赤及び青の領域)。色の違いは、摂動の符号の違いに対応している。

究では、大型ヘリカル装置(LHD)のプラズマを対象として、できるだけ厳密に三次元形状を取り入れたMHD解析を行った。その手法として、まず、三次元平衡をHINT2コード[107]で計算する。このコードでは、入れ子状の磁気面の存在を仮定せずに三次元平衡を計算できる。HINT2コードで得られた平衡の線型安定性及び非線型ダイナミクスは、full MHD方程式を初期値問題として解くMIPSコード[108]を用いて解析する。

これらのコードを用いて、2種類の解析を行った。一つは、圧力駆動型モードに対する共鳴摂動磁場(RMP)の影響の解析である[109]。ここでは、真空磁気軸位置が内寄せで高アスペクト比のプラズマを解析した。そして、このプラズマに対して水平方向一様の共鳴摂動磁場を加えた場合の影響を調べた。共鳴摂動磁場が無い平衡では、磁気面及びプラズマ圧力の等圧面は入れ子状であり、磁気丘によって、回転変換が1の有理面で共鳴する交換型モードが不安定となる。これに対し、共鳴摂動磁場が有る平衡においては、磁気面内に $m=1/n=1$ の磁気島が現れる。ここ

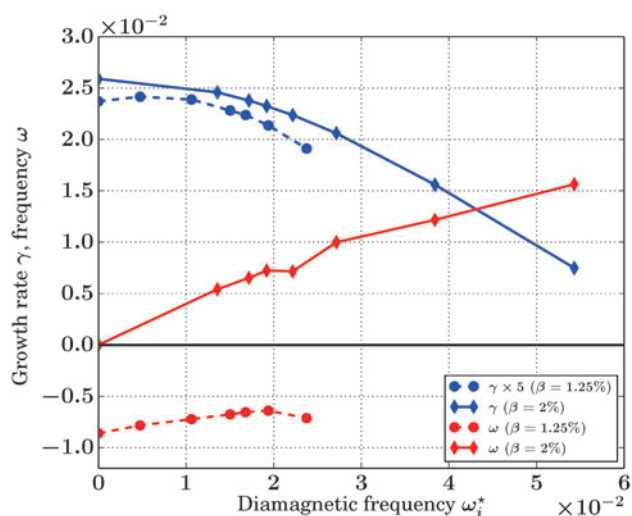


図45 LHDでのイオン反磁性に対する交換型モードの成長率(γ)と実周波数(ω)。正の値がイオン反磁性方向に対応する。

で、 m, n はそれぞれポロイダル及びトロイダルモード数である。圧力分布は、磁気島内部で平坦化され、セパトリクス上では、X-点では圧力勾配は急峻であるが、O-点では、平坦となる。その結果、図44に示すように、交換型モードではなく、X-点に局在するモード構造を持つ圧力駆動型モードが最も不安定となった。これは、この局在によって、駆動力を最も効率よく利用できるためであると考えられる。このモードによって、X-点から圧力分布の崩壊が生じプラズマ中心部へと広がっていく。したがって、崩壊現象の空間的位相は、磁気島の幾何学的形状によって固定される。同様の崩壊時の位相の固定は、LHD実験においても観測されている[110]。

もう一つは、反磁性効果の影響の解析である。MIPSコードにおいてイオン反磁性効果を導入し、交換型モードの安定性に与える影響を調べた[111]。まず、 $\beta_0 = 2\%$ のLHD平衡に対して、イオン反磁性周波数 ω_i^* を増加させていくと、図45に示すように、プラズマは、イオン反磁性方向に回転し、成長率は低減された。しかし、ベータ値を減少させていくと、安定化効果は弱まり、 $\beta_0 = 1.25\%$ の平衡に対しては、成長率が増加する、即ち不安定化の寄与を与える領域が存在することが得られた。この場合、プラズマの回転方向も、電子反磁性方向となっている。この結果に対して、解析的な研究も進めている。その結果、熱伝導等の散逸項が存在する場合には、交換型モードの線型固有値に分岐が生じ、電子反磁性方向に回転する解が存在することが得られている。

3.4 高ベータトロイダルプラズマにおける非線形MHD現象

Nonlinear MHD phenomena for high beta toroidal plasmas (NMPHBTP)

プロジェクト代表：佐藤雅彦〔核融合科学研究所〕

国際枠 第1-第3サイクル

LHD実験においては、体積平均ベータ値が約5%の高

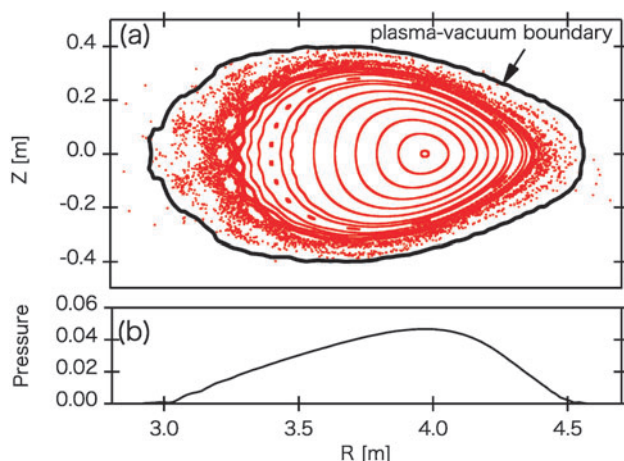


図46 HINT2コードより構築した中心ベータ値が約9.2%のMHD平衡における横長断面における磁気面(a)および同断面での $Z=0$ における圧力分布(b)。

ベータプラズマが安定に得られている。高ベータ LHD プラズマではプラズマ周辺部に磁気丘が存在するため、理論的にはプラズマ周辺部で圧力勾配駆動型磁気流体力学 (MHD) 不安定性が線形不安定である。このことから、高ベータ LHD プラズマでは MHD 不安定性が線形不安定であるものの、その非線形飽和状態は閉じ込め性能に大きな影響を与えていないものと考えられる。そこで本研究プロジェクトでは、非線形 MHD シミュレーションにより、高ベータ LHD プラズマの安定保持メカニズムを解明することを試みた[112]。

本研究では一流体 MHD モデルを数値的に解く MIPS コード[108]を用いて解析を行った。MIPS コードでは、円柱座標系 (R, ϕ, Z) のもとで 4 次精度の有限差分法および 4 次精度のルンゲクッタ法が用いられている。MHD 平衡は磁気面の存在を仮定しない HINT2 コードを用いて構築される。中心ベータ値が約 9.2% のときの MHD 平衡に対する磁気面を横長断面に対して図 46 (a) に示す。図 46 (b) では同断面での $Z=0$ での圧力分布である。高ベータ LHD プラズマでは、最外殻磁気面の外側に磁力線がストキャスティックな領域が存在する。MHD 不安定性は周辺部で不安定となることから、磁力線がストキャスティックな領域も含めたシミュレーションを本研究では行っている。

シミュレーションによる線形解析より、もっとも不安定な MHD 不安定性は抵抗性バルーニングモードであることがわかった。この抵抗性バルーニングモードは、ヘリカルな磁気シアを持つプラズマ周辺部にて成長する。図 46 に示した平衡に対する非線形シミュレーションより得られたポロイダル断面での圧力分布の時間発展の様子を図 47 に示す。非線形の初期段階 (図 47 (a)) においては、プラズマ周辺部にて発生した MHD 不安定性により、finger-like

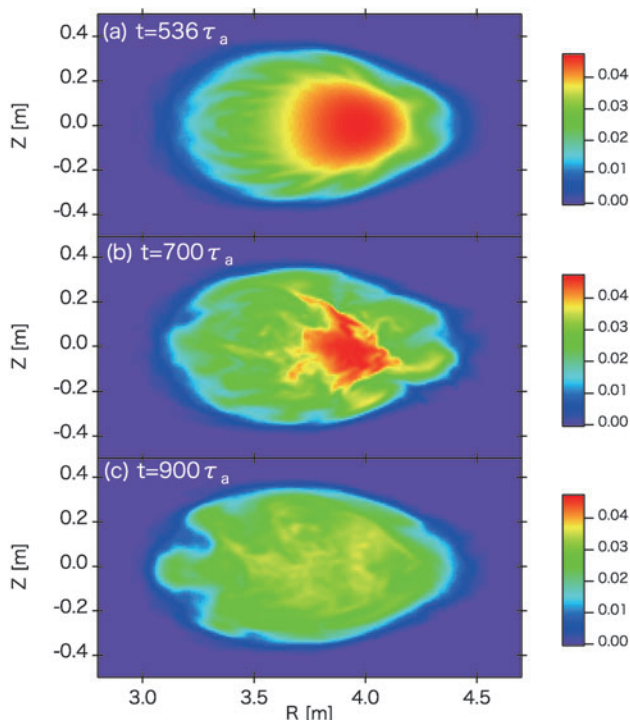


図47 横長断面における圧力分布の時間発展の様子。

構造がみられている。しかしながら、その後、不安定性の影響は徐々にプラズマ中心部へと広がり (図 47 (b)), 最終的には図 47 (c) が示すように中心圧力は著しく低下する結果が得られた。

このように、現段階で得られた非線形シミュレーション結果では、LHD 実験で得られている安定な高ベータプラズマを再現できていない。その一つの原因として、本シミュレーションでは等方的な熱伝導係数を用いていることが考えられる。実際のプラズマにおいては、磁力線に平行方向の熱伝導係数は著しく大きく、抵抗性バルーニングモードを抑制する働きがあると考えられる。今後は、磁力線に平行方向の速い圧力輸送の効果を取り入れた非線形 MHD シミュレーションを行い、安定な高ベータ LHD プラズマを再現できるかを検証する予定である。

3.5 ジャイロ運動論的 MHD シミュレーションによる内部崩壊現象の研究

Study of internal disruption by the gyrokinetic MHD simulation (INTDSRPT)

プロジェクト代表：内藤裕志 [山口大学大学院理工学研究科]

国際枠 第 1-第 3 サイクル

トカマクの内部崩壊現象の物理を Gpic-MHD コード (Gyrokinetic PIC code for MHD simulation) を用いて解明する。また、Gpic-MHD コードを例にして、Helios コンピュータを含む超並列コンピュータの並列化性能を十分引き出しうるアルゴリズムを探索する。

Gpic-MHD コードはジャイロ運動論に基づいた方程式系を PIC (particle-in-cell) アルゴリズムを用いてシミュレーションする。荷電粒子 (電子とイオン) の個々の運動を追跡する部分と場の量を計算する部分からなる。コードの並列化は、プロセス並列とスレッド並列のハイブリッド並列により行われている。プロセス並列 (分散メモリーモデルに対応) の部分は MPI (message passing interface) により並列化されている。粒子分割と領域分割の手法を用いる。スレッド並列 (共有メモリーモデルに対応) の部分は OpenMP (open multi-processing) により並列化されている。

Helios を用いて、Gpic-MHD の並列化性能を検証した。プロセス並列の部分は良好な並列化性能を示した。これは、粒子分割と領域分割が PIC コードのプロセス並列化にとって極めて有効な並列化手法であることによる。一方、スレッド並列の部分は、マルチコアを用いるが、良好な並列化性能を得るのは困難であることがわかった。コードの並列化性能はプロセス並列とスレッド並列の性能の積で決まるため、スレッド並列の高性能化がコード全体の高速化にとって重要になる。

スレッド並列の高速化のためには、PIC コードに特有のメモリーに対するランダムアクセスによる読み込み・書き出しをなくすることが肝要である。この目的のため、メッシュの最小単位であるセルまたは複数のセルからなるタイ

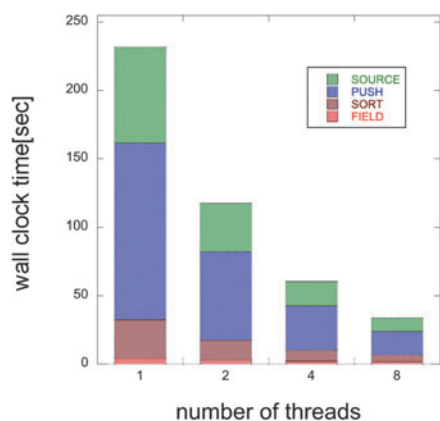


図48 マルチコアに対する2次元PICコードの並列化性能。

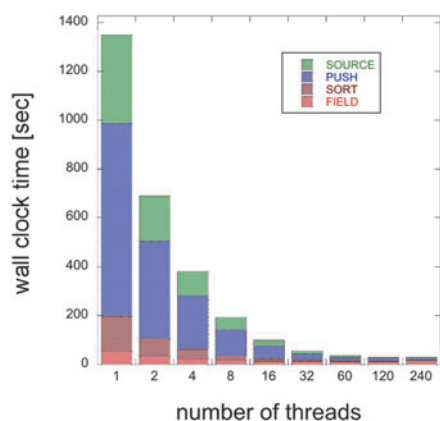


図49 メニーコア (Xeon Phi) に対する2次元PICコードの並列化性能。

ルごとに並列性が保証されるアルゴリズムの採用が必須である[113, 114]. do loop を粒子単位から、セル (タイル) 単位に変更し、各セル (タイル) 毎にセル内の粒子の処理を行う。この場合粒子の位置を更新したのち、粒子を各セル (タイル) に再分配 (SORT) する処理が追加される。タイルは、SORT の計算時間を短縮するために利用される。セル (タイル) 並列 Gpic-MHD コードの作成の準備として、2次元の静電近似粒子コードを OpenMP によりセル (タイル) 並列コードに変更し、マルチコアに対して、十分なスレッド並列性能を達成できることを検証した。また、同様のアルゴリズムを GPU に適用し高速化することを検証した。

タイル並列PICコードを Helios 増強システムに適用した例を示す。256×256 メッシュ, 6,553, 600 粒子 (電子) で 1000 ステップの計算時間測定した。タイルは 4×4 を用いている。図48と図49は、それぞれ、ホスト CPU でマルチコアを用いた場合とメニーコアである Intel Xeon Phi coprocessor を用いた場合の並列化性能を示している。図中で PUSH は粒子を1ステップ進める計算, SOURCE は電荷密度と電流密度の計算, FIELD は場の量の計算を示す。Xeon Phi は (offload mode ではなく) native mode を利用しているため、OpenMP は変更することなくそのまま使用することができる。いずれも良好な並列化性能を示している。また Xeon Phi はマルチコアに対して約 2.3 倍高速化さ

れている。

今後はタイル並列に対応した Gpic-MHD コードを作成し、Helios および Helios 増強システムでの並列化性能を検証する。またトカマクの内部崩壊現象のシミュレーションを実施する。

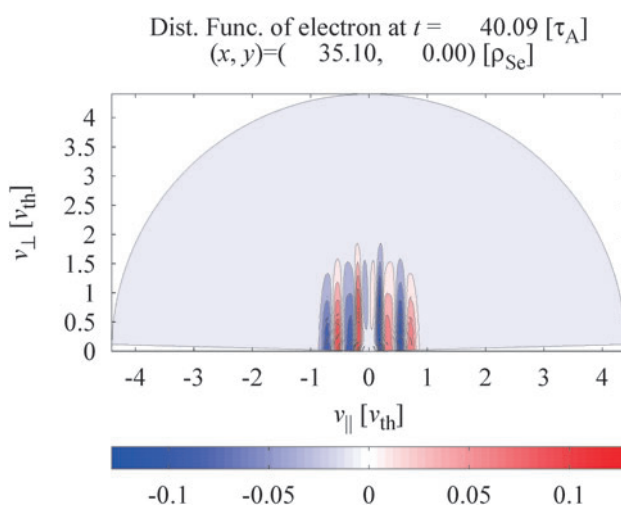
3.6 磁気リコネクションの多階層シミュレーション

Multiscale Simulation of Magnetic Reconnection (MSMR)
プロジェクト代表: 沼田龍介 [兵庫県立大学大学院シミュレーション学研究科]

日本株 第1-第3サイクル

磁気リコネクション現象は、プラズマのエネルギー変換機構や輸送現象に本質的な役割を果たしており、その理解は、核融合プラズマの閉じ込め性能の向上に欠かすことはできない。磁気リコネクションは本質的に多階層現象である—粒子間衝突や電子慣性といった微視的 (粒子的な) 効果によって磁力線のつなぎ変えが起こり、大域的な磁場構造の変化を引き起こす。本研究プロジェクトでは、運動論モデルを用いて、マクロからミクロまでを包括的に取り扱う多階層シミュレーションを行っている。磁気リコネクションの爆発的な時間スケールや、磁気リコネクションの結果として生じる磁気島の成長、飽和過程、および加熱や輸送といった磁気リコネクションを通じたエネルギー分配過程などにおける運動論効果を明らかにすることが目的である。

本プロジェクトでは、電磁的ジャイロ運動論コード AstroGK [115] を用いて、背景磁場 (ガイド磁場) B_0 に直行する面内における磁化プラズマ中の磁気リコネクションのシミュレーションを行っている。周期的な2次元スラブ領域を考え、3次元的な効果はここでは取り扱わない。AstroGK は連続体近似に基づいており、背景磁場に直行する面内ではフーリエスペクトル法を用いて離散化を行っている。時間積分は、線形項に対しては陰解法を、非線形項

図50 強い加熱が起こっている位置における電子の速度分布関数構造[116]。ランダウ減衰に特徴的な $v_{\parallel}$ 方向の振動構造が見られる。

に対しては 3 次の Adams-Bashforth 法を用いている。本プロジェクトで行う 2 次元シミュレーションに対しては、AstroGK コードは、2000 コア程度まで良好な並列化効率を示す。また、AstroGK の一つの重要な特徴として粒子間衝突項（同種粒子同士、および電子-イオン間）が実装されていることがある。これによって、磁気リコネクションに対して重要な役割を果たす電気抵抗の強さに対するスケール則を調べることが可能である。

ここでは、本プロジェクトの主な成果として、磁気リコネクションにおける位相混合効果を通じたプラズマの加熱について紹介する。低衝突プラズマにおいては、ランダウ減衰や有限ラーモア半径効果などの運動論効果によってプラズマの密度分布関数に速度空間構造が形成される（位相混合）。そのため、低衝突プラズマにおいては、衝突周波数と速度空間構造のスケールのバランスによってエネルギー散逸と衝突によるプラズマ加熱（エントロピー生成）が決定される。磁気リコネクションのジャイロ運動論シミュレーションによって、この位相混合加熱の効果を実証し、解放された磁気エネルギーの多くがプラズマの加熱に寄与することを示した[116]。図50に、加熱が強く起こっている位置における電子の速度分布関数を示す。ランダウ減衰に特徴的な磁力線に沿った方向の速度座標方向 ($v_{\parallel}$) に振動構造がみられる。電子のエネルギー散逸は、専ら磁力線方向の位相混合に起因するため、磁気セパトリクスに沿って空間的に広がる。高ベータプラズマに対しては、イオンも同様に位相混合による加熱が起きることが示されている[116]。さらに、高ベータプラズマの場合には、磁気リコネクションによって生じる電流シート構造が不安定になり、プラズモイド（2 次的な磁気島）が形成される。低ベータプラズマの場合には、全ての磁束がつなぎ変わり磁気リコネクション過程が停止するとプラズマ加熱も終了するのに対して、高ベータプラズマにおいては、プラズモイドの形成と吹き出しに伴って位相混合加熱が再度強く引き起こされることが見出された[116]。このことからプラズモイドが活発に生成されるような状況（例えば、乱流存在下）において、より効率的に磁場のエネルギーがプラズマの熱に変換されることが示唆される。外力によって駆動される乱流が磁気リコネクションのエネルギー変換効率に与える影響を調べるシミュレーションを引き続き行っている。

これまでは、背景プラズマに圧力勾配が存在しない場合の磁気リコネクションについて研究を行ってきた。背景プラズマに圧力勾配が存在する場合、マイクロテリング不安定性と呼ばれる新たな不安定性があらわれ、プラズマの乱流輸送が増大することが知られている。本プロジェクトでは、マイクロテリング不安定性の線形成長過程についてシミュレーションを行い理論予測の検証を行いつつある。引き続き、圧力勾配がある場合の磁気リコネクションが核融合プラズマの閉じ込めに与える影響について、ジャイロ運動論シミュレーションを用いた研究を進めていく予定である。

3.7 磁化プラズマの圧力駆動型モードの拡張MHDシミュレーション

High Accuracy Extended MHD Simulation of Pressure-driven Modes in Magnetized Plasmas (HMHPDM)

プロジェクト代表：三浦英昭〔核融合科学研究所〕

国際枠 第1-第3サイクル

本研究の目的は、第一に、圧力駆動型モードなど磁化プラズマに現れる短波長不安定性の線形・非線形発展とそこにおける短波長成分の役割を調べることで、第二に、それら短波長成分の役割を数値モデルで代替することによって計算を単純化する Large Eddy Simulation (LES) の実現のため、サブグリッドスケールモデル (SGS) を構築することである。これらの目的を達成するため、拡張 MHD 方程式を擬スペクトル法や 8 次精度コンパクト差分法などで離散化し、Runge-Kutta-Gill 法で時間発展を行うシミュレーションコードを開発した。主な研究成果は以下の通りである。

2 流体効果がトーラスプラズマの非線形発展に及ぼす影響を明らかにするため、核融合科学研究所の大型ヘリカル装置に関するバーニングモードシミュレーションを実施し、2 流体効果が不安定性を強化する場合があることを示

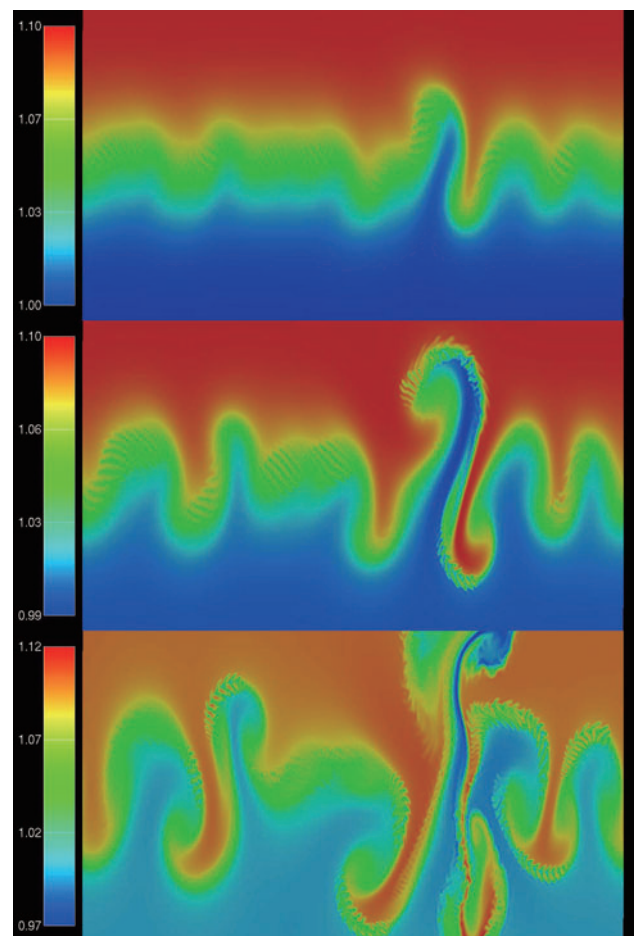


図51 2次元 Rayleigh-Taylor 不安定性の拡張 MHD シミュレーションにおける不安定モードの成長と二次的な Kelvin-Helmholtz 不安定性の発生。Reprinted with permission from fig. 9 of [118]. Copyright (2015) by AIP.



図52 一様等方 Hall MHD 乱流シミュレーションに現れる管状渦構造 (橙色) と層状電流構造 (灰色). Hall 項がない場合にはどちらも、より大きな層状構造を伴う. Reprinted with permission from fig. 3(c) of [120]. Copyright (2014) by AIP.

した[117]. また, 2 流体効果やジャイロ粘性効果が不安定性に及ぼす影響を Rayleigh-Taylor 不安定性の成長シミュレーションにより調べ, 上記の 2 つの効果が両方入ることで短波長不安定モードが強く安定化される一方, 安定化された波数帯に二次的な Kelvin-Helmholtz 不安定性が現れ得ることなどを明らかにした[118] (図51). さらに, 2 流体効果の SGS モデルを検討するため, 一様等方 Hall MHD 乱流シミュレーションを実施し, 短波長成分については Smagorinsky 型 SGS モデルが応用可能であることを示し[119, 120]. また, Hall 項の導入に, 渦運動が層状の渦層構造から管状渦構造への構造遷移を起こすことが明らかになった[120] (図52).

今後必要とされる計算は, ジャイロ粘性効果の短波長成分を調べるための 3 次元一様乱流シミュレーション, サブ

グリッドスケールモデルの有効性を検討・改良するための 3 次元スラブにおける圧力駆動型シミュレーションなどである.

4. 周辺プラズマ物理

周辺プラズマはダイバータへの熱流を支配するとともに, コアプラズマの境界条件に大きな影響を与えるため, その物理機構の解明は重要な課題となっている. この分野ではプラズマと中性粒子, 不純物イオン, 壁との相互作用が本質的であるため, それらを含めたシミュレーションは統合モデリングとしても研究されている. 周辺プラズマは流体モデルで記述される場合が多いが, 中性粒子や不純物イオンは粒子モデルも用いられる. ここでは不純物イオンの粒子シミュレーションをプラズマ流体モデルと組み合わせた研究プロジェクト, およびコアと SOL (Scrape Off Layer, 炉心プラズマの磁力線が閉じたコア領域と真空容器壁との間の磁力線が開いている領域) にまたがる境界領域のプラズマ流を粒子シミュレーションによって記述する研究プロジェクトを紹介する.

4.1 SOLPS-IMPGYRO 統合コードによる不純物輸送シミュレーション

Impurity transport simulation of the ITER-like plasma by the coupled SOLPS-IMPGYRO codes (IMPGYRO)

プロジェクト代表: 畑山明聖 [慶應義塾大学理工学部]

国際枠 第 1-第 3 サイクル

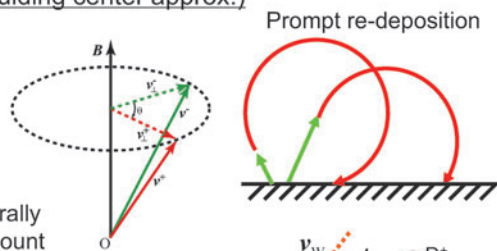
ITER およびそれに続く原型炉では, タングステンがダイバータ板および第一壁候補材になっている. 炉心プラズマの性能は, 炉壁から発生する不純物によって大きく影響を受ける. したがって, タングステンのような高 Z 材料の周辺プラズマでの輸送過程およびコアプラズマへの混入過

(1) Full orbits trajectory (without guiding center approx.)

Particle velocities and position are updated via Boris scheme

$$m_w \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = q_i (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B})$$

$\mathbf{E} \times \mathbf{B}, \mathbf{B} \times \nabla B$ drifts are naturally taken into account



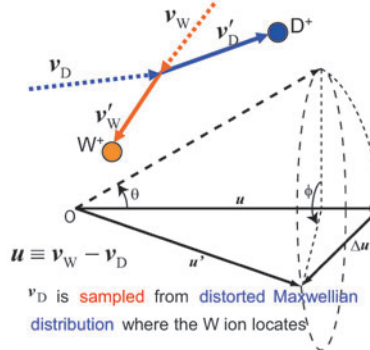
(2) Coulomb collision (friction/thermal force) via Binary Collision Model

Normal random number

$$\tan \frac{\theta}{2} = \delta \quad \langle \delta^2 \rangle = \frac{n^b (q^i q^b)^2 \ln \Lambda}{8\pi \epsilon_0^2 M u^3} \Delta t$$

$\Phi = 2\pi U$ (U : Uniformly random number)

Combination with full orbit trajectory reproduces classical diffusion.



(3) multi-step ionization/recombination neutral (0th) to 74th charge state for W

図53 IMPGYRO モデルの概念図.

程の理解とその制御手法の確立は、ITER および原型炉設計、ひいては、核融合実用化にとって必須の課題と考えられる。本研究は、ITER, JT-60SA 等の予測シミュレーションが可能な信頼性の高い不純物輸送シミュレーションコードを開発することを目的とする。

慶應義塾大学にて開発されたモンテカルロ高Z不純物輸送コードIMPGYRO[121,122]は、図53に示すように、1) 不純物粒子のジャイロ運動を直接計算[123]、2) 背景イオンとのクーロン衝突を二体衝突法[124]により模擬、3) モンテカルロ法による多価電離・再結合過程のモデル化、4) EDDY コード[125]との結合によるスパッタリング・反射機構を考慮している等の特徴を持っている。以上の特徴から、IMPGYRO はダイバータ領域、スクレイプ・オフ層(SOL)における大域的な輸送のみでなく、壁表面でのプロンプト・リディポジションやセルフスパッタリングの効果をも考慮可能である。IMPGYRO のような運動論的輸送コードは並列化計算との相性がよく、Helios を利用した場合、128CPU の本研究室のクラスターシステムを使う場合と比較し、計算時間を1/10以下に抑えることが可能である。さらに、背景燃料プラズマ輸送コードパッケージ SOLPS[126] と IMPGYRO とを結合した SOLPS-IMPGYRO 統合コードの開発がEU (パリ第13大学、マックスプランク研究所) と日本 (慶應義塾大学、日本原子力研究開発機構) との国際協力の下に行われ、自己矛盾のない収束解を得ることに成功している[127,128]。

(1) タングステン輸送シミュレーションモデルの高度化[129-131]

モデルの高度化では上で述べた従来のIMPGYROモデルに加え、背景プラズマに温度勾配及び密度勾配が存在する

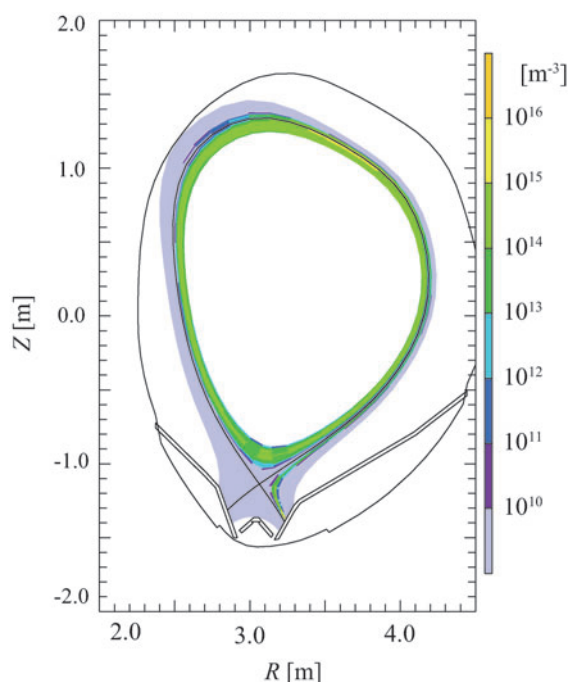


図54 計算結果例。高リサイクリング状態におけるタングステン不純物密度分布[132]。

場合に生じる背景プラズマの速度分布関数のゆがみを考慮し、モンテカルロ二体衝突モデルを適用した。この新しいモデルにより、1) 磁力線平行方向の熱力、2) 磁力線を横切る方向の古典/新古典輸送の効果を正確に考慮することが可能となった。前者1)は、不純物粒子をSOL上流側に輸送する効果として重要である。また、後者2)の効果は、コアの不純物輸送解析では、温度遮蔽効果(TSE)及びインワードピンチ効果(IWP)として議論されてきた。TSEおよびIWPによる輸送速度が理論的に計算可能なスラブ体系、円形トカマク体系において、開発した運動論的テスト粒子モデルを適用し、その有用性を示した。これにより、従来、SOL/ダイバータプラズマの運動論的シミュレーションでは、全く考慮されてこなかった磁力線垂直方向の古典・新古典輸送による不純物輸送の体系的な理解を行うためのモデリング基盤が、ほぼ整備されたと考えられる。詳細については文献[129-131]に譲る。

(2) JT-60U 体系での輸送シミュレーション[132]

成果(1)に基づき、IMPGYRO コードに磁力線平行方向の運動論的熱力の効果を導入し、JT-60U 体系での不純物輸送シミュレーションを行った。JT-60U のタングステン実験[133]を対象とし、まず、SOL/ダイバータプラズマ-中性粒子輸送コード SOLPS を用いて背景プラズマ分布の計算を行い、得られた結果を元に IMPGYRO による不純物輸送シミュレーションを行った。詳細な計算条件については、文献[132]に譲る。計算の結果、不純物は熱力・摩擦力による磁力線方向の輸送によって SOL 上部に滞留する場合がある(図54参照)。さらに、このポロイダル面上の不純物分布の上下非対称性が生じると、磁気ドリフト由来の内向き粒子束が発生し、SOL からコアへと不純物が浸入することが示された。本結果は、成果(1)で述べた新古典輸送効果の重要性を一部示唆している。今後、IMPGYRO へ新古典輸送モデルを導入し、既存の装置に適用し、モデルの妥当性検証、ITER、原型炉などの予測シミュレーションを行っていく。

現在、ITER 機構では、SOLPS 最新バージョンの SOLPS-ITER が使用/開発中である。今後、2015年10月より、ITER 機構サイトにて6ヶ月間、本プロジェクトの主要メンバーである ITER 機構 Xavier BONNIN 博士と慶應義塾大学博士課程学生矢本昌平氏が共同で、SOLPS-ITER-IMPGYRO 統合計算コードの開発を行う。さらに、長期的な目標として、ELM 発生時のタングステン不純物の輸送過程解析に、SOLPS-ITER-IMPGYRO コードを適用し、解析を行う計画である。

4.2 トカマクプラズマの2次元輸送モデリング

Two-dimensional transport modelling of tokamak plasmas (TRM2D)

プロジェクト代表：福山 淳〔京都大学大学院工学研究科〕

日本梓 第2-第3サイクル

トカマクの周辺プラズマでは、SOL だけでなくセパレート

リクス内側コアプラズマにもポロイダル方向に非一様性が観測されている。プラズマ流のポロイダル非対称性は乱流輸送レベルや巨視的安定性に影響を与えることが予想され、その予測はトカマクの閉じ込め性能改善に関わる重要な課題である。本研究の目的は、トカマクプラズマのコアおよび周辺領域における二次元輸送現象を自己無撞着に解析し、その特徴を明らかにするとともに、従来の解析と比較することである。そのシミュレーション手法として、流体的手法と粒子的手法があるが、今回の研究では、主に二次元粒子コード PARASOL-2D を用いてプラズマ流の運動論的解析を行った。

PARASOL-2D コードは、開いた磁場の SOL・ダイバータプラズマまで含めたトカマク全体プラズマのシミュレーションを行なうために開発された、静電的 PIC 法に二体衝突モデルを付加した 2 次元粒子コードである [134]。Poisson 方程式より求まる静電場と与えられた磁場の下で、電子は旋回中心運動、イオンは旋回運動を自己無撞着に追跡する。衝突効果は周辺領域において本質的に重要であり、クーロン衝突はモンテカルロ法二体衝突モデルで、中性粒子との相互作用も簡易化モンテカルロモデルで模擬している。

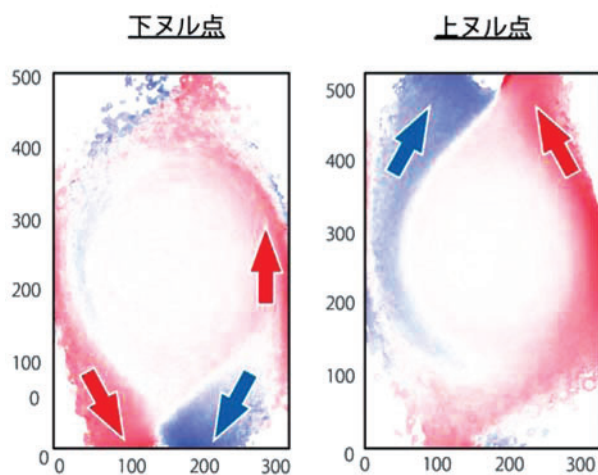


図55 典型的なプラズマ SOL 流パターン。

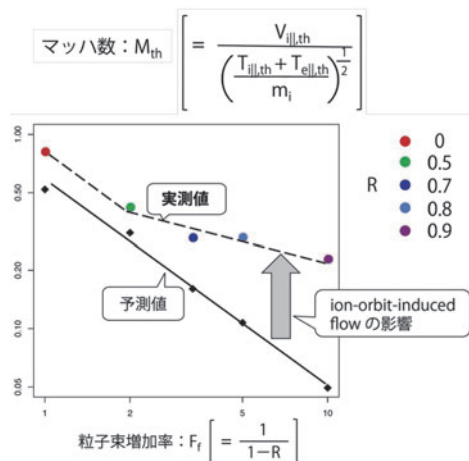


図56 流速のリサイクリング率依存性。

PARASOL-2D を用いたこれまでの解析 [134] により、SOL 領域のプラズマ流にトーラスの内側と外側で非対称性が現れることが示されており、その原因はセパトリクスを挟んだコアと SOL 領域にまたがる有限幅軌道による“イオン軌道駆動流”に帰着されている。一方、1 次元解析では粒子リサイクリングが SOL プラズマ流速を低下させることが知られており PARASOL-1D シミュレーションでもその低下は確認されていた。トーラス系の SOL 流に対する粒子リサイクリングの影響については、残された課題であった。そのため、トロイダル配位における PARASOL-2D コードに粒子リサイクリングを取り入れ、その影響を調べた。図55に下ヌル点ダイバータ配位と上ヌル点配位において大きく異なっているプラズマ流の典型的パターンを示す。左側がトーラスの中心方向強磁場側でイオン ∇B ドリフトは下向きである。赤がプラズマ電流と同方向、青が逆方向の流速を表す。図56にダイバータ入口における流速のリサイクリング率 R 依存性（粒子束増倍率 $F = 1/(1-R)$ 依存性）を示す。リサイクリングが増加するにつれて流速（マッハ数）が低下する。実線は 1 次元解析による予測値である。破線の実測値は 2 次元シミュレーションから求められたマッハ数であり、イオン軌道幅駆動流の存在によって、リサイクリングの増大に伴う減少が抑えられていることが示された。結果として、リサイクリングは SOL 流のパターンをあまり変化させないが、流速を減少させること、ただしその減少は 1 次元解析予測よりも小さいことが明らかになった [135]。

5. 統合モデリング

炉心プラズマの時間発展を記述し、運転シナリオを開発するために、炉心プラズマのさまざまな現象を総合的に解析する統合モデリングおよびそれらを実装した統合コードの開発が進められている。ここでは、炉心プラズマ全体の時間発展を記述するために平衡、MHD 安定性、輸送、加熱、周辺プラズマを組み合わせた統合シミュレーション、NBI や波動による加熱と生成された高速粒子の振る舞いを含めた加熱シミュレーション、ディスラプションにおける熱クエンチ発生や逃走電子生成とその制御に関連するシミュレーション等を紹介する。

5.1 ITER プラズマにおける加熱・電流駆動の運動論的統合モデリング

Kinetic integrated modeling of heating and current drive for ITER plasmas (KIMHCD)

プロジェクト代表：奴賀秀男〔京都大学大学院工学研究科〕

国際枠 第1-第3 サイクル

本研究では、運動論的輸送コード TASK/FP を開発し、運動論的な扱いが必要とされる非熱的な現象の記述を可能にすることを目的としている。本節では、トカマクプラズマでのディスラプション時における逃走電子過程に関するシミュレーションについて紹介する。

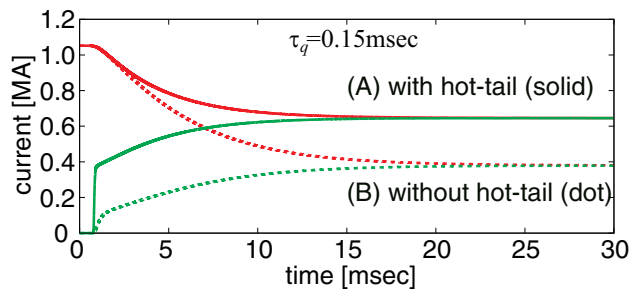


図57 全電流(赤), 逃走電子電流(緑)の時間発展[136].

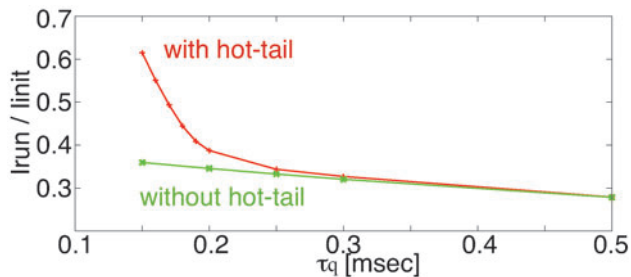


図58 温度低下時間に対する逃走電子電流発生量[136].

ディスラプション時の温度低下が十分に早い場合、速い粒子が十分に減速されず、分布関数がテイルを持つ形となり、逃走電子の発生量が増加する(ホットテイル効果)。このような、非熱的な分布による影響を評価するには、運動論的シミュレーションが有効である。

電場と電流は互いに影響を及ぼし合うため、これらを自己無撞着に計算する。また、ホットテイル効果を考慮するため、逃走電子電流は速度分布関数から評価する。

これらの計算は、速度空間2次元、実空間1次元のフォッカープランク方程式を差分法によって解くことで求める。計算は運動量方向、径方向、粒子種の3次元に対してMPI (Message Passing Interface) による並列処理が行われている。

図57はディスラプション時の全電流、逃走電子電流の時間発展を計算したもので、ホットテイル効果による逃走電子電流量の増加を示している。図58はディスラプション時

の温度低下時間 τ_q に対する逃走電子発生量を示したもので、 $\tau_q \sim 0.25 \text{ ms}$ よりも温度低下時間が短い場合、ホットテイル効果が顕著に現れることを示している。この閾値は熱速度の2 - 3倍の速度に対する電子の減速時間に相当する[136]。

本研究は速度空間2次元の計算であるため、逃走電子のピッチ角の情報が得られる。この情報は逃走電子の緩和制御において重要な意味を持つため、逃走電子に対する有効電荷数や温度低下時間の依存性を明らかにする計算が必要である。

5.2 JT-60SA, ITER, DEMO プラズマのシミュレーションのための原子力機構の統合モデリングコード開発

JAEA integrated modeling code development for simulation of JT-60SA, ITER and DEMO plasmas (JIMS)

プロジェクト代表: 林 伸彦 [日本原子力研究開発機構]

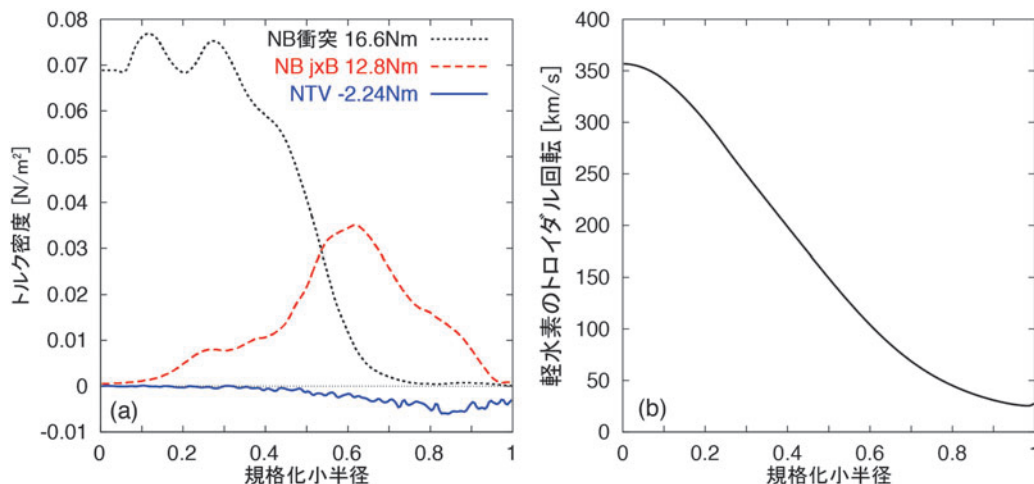
国際枠 第1-第3サイクル

本プロジェクトの目的は、JT-60SA, ITER, DEMO のプラズマ性能予測、制御手法や運転シナリオの開発のために統合モデリングコードを開発することである。コードの中心は1.5次元輸送コードで、それに様々なモジュールを開発・結合して、統合コード全体をTOPICS (TOKamak Prediction and Interpretation Code System) と呼ぶ。

TOPICS とそれに結合するモジュール毎に、シングルコアからマルチコアまで使用して様々な計算を行う。TOPICS の中心部分は実際の放電時間を模擬し、その中でモジュールによる計算を制御するため長時間の計算になり、かつ比較的計算が軽いので機構内のPCクラスターで実行する。一方、計算の重いモジュールはHeliosで実行して、遠隔にある複数の計算機で連携した統合計算を行う。

● 3次元効果を考慮したトロイダル回転

トロイダル回転はMHD不安定性だけでなく径電場を介して乱流輸送を抑制するので、3次元効果も考慮した様々なトルクで駆動される回転のモデリングが予

図59 ITERの水素Lモードプラズマにおける(a)NBによる衝突・ $j \times B$ とNTVによるトルクと(b)トロイダル回転の分布。

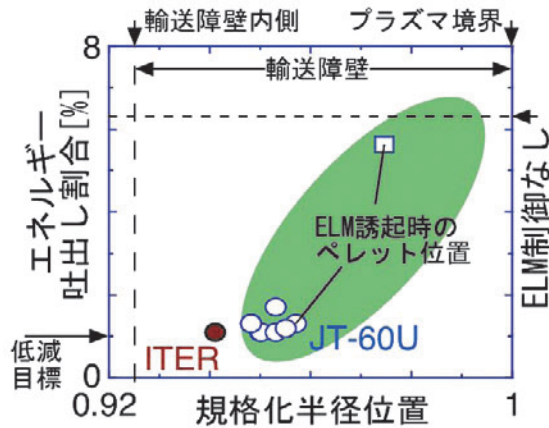


図60 輸送障壁に蓄積されたエネルギーに対するELMによるエネルギー吐き出しの割合と、ELM誘起時のペレット位置 (○: JT-60U, ●: ITER). ○●はELM制御に適した条件でペレットを入射した場合, □はそれ以外の条件で入射した場合, 影の領域はその他のJT-60U結果. 水平の点線はペレットによるELM制御をしない場合の値, 縦の破線は輸送障壁の内側位置.

測・制御に必要である. NBによる衝突・ $j \times B$ トルクをOFMC, 新古典トロイダル粘性 (NTV) によるトルクをFORTEC 3D+VMEC (NIFSの佐竹氏・鈴木氏との共同研究) で評価し, TOPICSの運動量輸送と径電場ソルバと連携した計算ができる統合コードを開発した. JT-60U実験との比較でモデルの妥当性を検証し, ITERの水素Lモードプラズマにおいて中心で350 km/s程度の回転を予測した (図59). この計算ではトロイダル磁場コイルとフェライト鋼によるリップル磁場のみを考慮したので, NBポートやTBMによってNTVは増大する [137].

●ペレットによるELM制御

ITERではELMによるエネルギーの間欠的な吐き出しがダイバータ板に過大な熱負荷を与えるため, その低減が重要課題である. ペレットを繰り返し入射して小さいELMを起こすことが考えられており, TOPICSと線形MHD安定性コードMARG 2D, ペレットモデルAPLEXを結合したコードを開発し, 様々な入射条件で計算した結果, トーラス外側から小さいペレットを輸送障壁の内側の端まで近づくことができる程度の速度で入射すれば, 小さいELMを誘起して吐き出しを低減できた (図60の○●). 入射速度が遅い等, 適した条件でない場合, 深く侵入する前にELMを誘起し吐き出しが大きくなる (□). ITERでは単にペレットが輸送障壁の内側の端まで届くように経験的に評価されており, 今回の結果でその設計に物理的背景を与えた [138].

今までに物理トピックを限定した統合モデリングを行い物理理解や性能予測を進めてきたが, 今後, それらが連携した計算が制御手法や運転シナリオの開発のために必要となる.

5.3 トカマクプラズマの運動論的統合モデリング

Kinetic integrated modelling of tokamak plasmas (KIMTP)
プロジェクト代表: 福山 淳 [京都大学大学院工学研究科]

国際枠 第1-第3サイクル

トカマクプラズマの時間発展を記述し, その制御手法を開発するためには, プラズマの平衡, 輸送, 安定性, 加熱・電流駆動等の解析モジュールを組み合わせた統合シミュレーションが必要である. 従来の統合シミュレーションにおいては, 電子やイオンは熱平衡状態にありマクスウェル速度分布であると仮定される場合が多かったが, 外部加熱や核融合

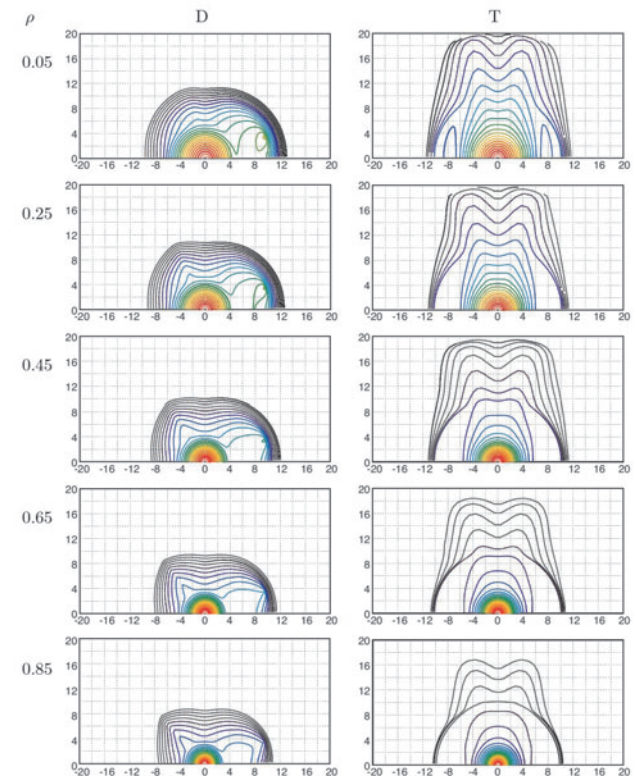


図61 運動量分布関数の径方向依存性 (左はNBI加熱されている重水素, 右はICRF加熱されている三重水素). 横軸は運動量の磁力線に平行な成分, 縦軸は垂直な成分, ρ は規格化小半径. 等高線はマクスウェル速度分布に対して等間隔.

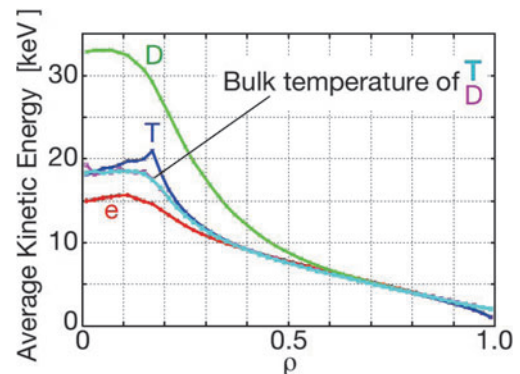


図62 電子, 重水素, 三重水素の実効温度およびバルク成分温度の径方向分布.

反応によって生成される高速粒子は加熱効率や核融合反応率に大きな影響を与えるため、速度分布関数の時間発展を自己無撞着に解析することが必要である。さらに高速粒子によって励起されるアルヴェン固有モード等の低周波不安定性がプラズマ性能に及ぼす影響も解析する必要がある。このため、運動量分布関数解析モジュール(TASK/FP) [139]と運動論的波動伝播解析モジュールを含む運動論的統合トカマク解析コード(TASK3G)を開発し、ITER プラズマに対する時間発展シミュレーションを行う。

TASK/FP は軌道平均された運動量空間 2 次元、径方向 1 次元の 3 次元粒子分布関数の時間発展を差分法により解析する。径方向、粒子種、運動量の 3 変数について MPI 並列化されており、高い並列性能が得られている。TASK/WM はトロイダル方向とポロイダル方向には FFT、径方向には差分法を用いて、複素周波数の波動電場に対するマクスウェル方程式の境界値問題を解く、複素周波数空間において波動電場の極大値を求めることにより、固有周波数を求めることができる。

ITER プラズマに対して、中性粒子ビーム (NBI) 加熱、イオンサイクロトロン波 (ICRF) 加熱、DT 核融合反応等による複合加熱時の電子、重水素イオン、三重水素イオン、アルファ粒子の分布関数の時間発展を解析し、各粒子種間のクーロン衝突によるエネルギー交換を評価するとともに、径方向拡散係数のエネルギー依存性が核融合反応パワーに与える影響を明らかにした [139, 140]。図 61 に重水素イオンと三重水素イオンの粒子分布関数の例を示すとともに、温度の径方向分布を図 62 に示す。

現在並列化を進めている TASK/WM と組み合わせて低周波固有モードの線形安定性を解析するとともに、現実的な乱流拡散係数を用いた時間発展シミュレーションを行う。さらに粒子軌道の有限幅効果を取り入れた解析、軌道平均を行わないでポロイダル角依存性を残した解析等が今後の課題として残されている。

5.4 統合コードを用いた ITER ディスラプションのシミュレーション研究

Simulation Study on Disruption in ITER Plasmas using Integrated Disruption Code (DISRUPT)

プロジェクト代表：矢木雅敏 [日本原子力研究開発機構]

国際枠 第 1 - 第 3 サイクル

核燃焼プラズマの達成と長時間燃焼の実現を目指す ITER では、既存装置と比較して 10 倍以上の蓄積エネルギーを持つ炉心プラズマを維持する必要がある。このためには核燃焼プラズマの制御手法の確立とともに、炉内に異常が発生した場合の緊急停止手法の確立が重要な研究課題となる。ITER 規模の実験では装置に損傷を与えるような高負荷のディスラプション実験は困難であろうから、ディスラプション負荷の発生機構、対向壁に及ぼす影響、緩和手法の検証といった課題に適用するための統合シミュレーションの開発と実証は ITER や原型炉に向けた理論・シミュレーションの重要な研究開発課題といえよう。

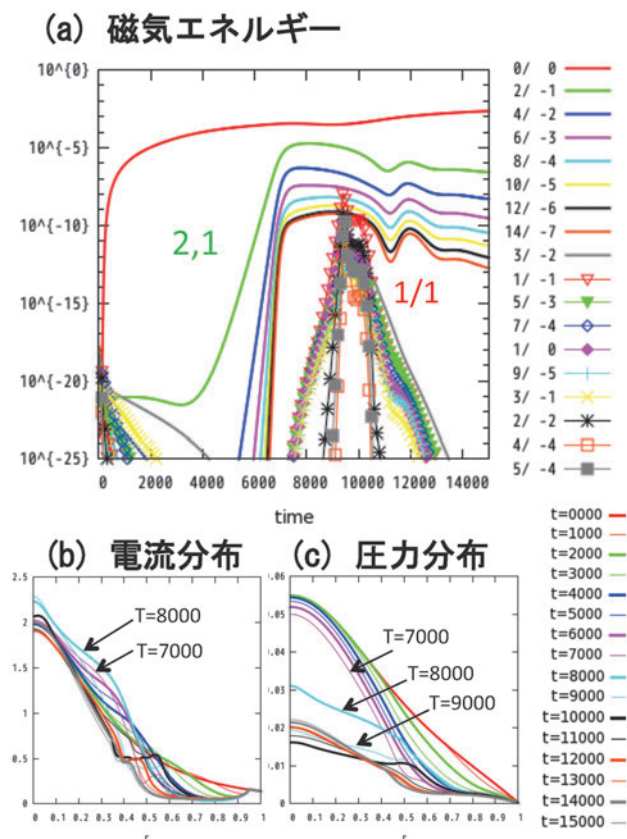


図 63 RMHD4F_cyl による熱クエンチの非線形シミュレーション。(a) 磁気エネルギー；(b) 電流分布；(c) 圧力分布。

ここでは、ディスラプション時に観測される現象のうち、特に電磁流体不安定性による炉心プラズマの冷却（熱クエンチ）について非線形シミュレーションコード RMHD4F_cyl [141] による解析について紹介する。コードは簡約化 MHD モデルを採用しており、MHD から輸送の時間スケールにわたる比較的長時間のシミュレーションが可能である点に特徴があり、これまでも新古典テアリングモードと乱流の相互作用の研究などに用いられてきた。空間の離散化には擬スペクトル法を用いており、実空間のソース項が容易に導入できる。後者の特徴を生かし、本研究では熱クエンチ時の周辺プラズマからの不純物流入を、時間的にプラズマ内部に侵入するシンク項 [142] によって模擬することで、熱クエンチ時の炉心プラズマのコラプス現象の再現を試みた。シンク項の振幅および侵入時間を変化させたシミュレーションを行った結果、放射損失が安全係数分布の $q=2$ 面付近まで侵入したケースで中心圧力のコラプスが観測された。図 63 (a) はシミュレーションにおける磁気エネルギーの時間発展を示したものである。コラプスの第 1 段階として $T=4000$ 付近から放射損失による電子温度低下（プラズマ抵抗の増大）と電流分布への擾乱によって $(m,n)=(2,1)$ のテアリング不安定性が励起される（ここで m,n はポロイダルおよびトロイダルモード数）。このとき、 $T=7000-8000$ 付近で、磁気島サイズが増大するとともにリコネクションによって内部エネルギーの一部が解放される。それに引き続く第 2 段階として、磁場の浸み込み [図 63 (b)] により電流分布がピーキングすることで、中心

の安全係数が1を下回った直後 ($T = 8000 - 9000$) に内部シンク型と考えられる $m/n = 1/1$ の不安定性が誘起される。その結果として、プラズマ中心の圧力分布が平坦化する2段階目のコラプスが見られた [図63(c)]. 圧力コラプスの発生条件 (放射損失の侵入深さ依存性など) の詳細な解析は今後の課題であるが、効率的なパラメータサーベイに向け、2次元領域分割の実装によるコードの実行性能の最適化とともに、5場および6場簡約化MHDモデルを実装し、電子温度と電子密度を分離した取り扱いを可能にするなど、計算科学と物理の両面からのコード改造を進めており、今後のサイクルにおいて熱クエンチ現象の解明に向けたシミュレーション研究を実施していく予定である。

5.5 統合ディスラプションコードのためのモジュール開発

Module Development for Integrated Disruption Code (MODEV4D)

プロジェクト代表：矢木雅敏 [日本原子力研究開発機構]
日本株 第2-第3サイクル

R4FDは3次元の簡約化MHDモデルに基づくディスラプション統合シミュレーションのコアコードである。コードは1次元領域分割に基づきMPIライブラリーを用いて並列化されている。ポロイダル、トロイダル方向はフーリエ分解し、径方向は有限差分により解いている。場の量は (r, m, n) で表現される。ここで r は径方向の座標、 m はポロイダルモード数、 n はトロイダルモード数を示す。コードはスペクトルコードとして開発された経緯があり、そのため、 (m, n) をポインター l で表し、 (r, l) の2次元配列を用いて書かれている。現在は擬スペクトル法へ変更されたが配列は2次元配列のままである。このため1次元領域分割を行う時、例えば r 方向に100メッシュ、100ポロイダルフーリエモード、50トロイダルフーリエモードの場合、 r 方向のメッシュ数に律速され100プロセス以上の並列化はできない状況にあった。そこで今回、以下のような拡張を行った。

$$r_i = \frac{i}{\text{IRMAX}}, i \in [0, \text{IRMAX}],$$

$$l \in [1, \text{NDM}], \text{NDM} = \text{LYM} * \text{KZM}$$

改良プログラムでは、 r 方向の分割数 nr と θ, z 方向の分割数 nk を与える。以下のような領域分割を行った。

1次元領域分割 (オリジナル)

$$[1, \text{IRMAXM}]/nr \rightarrow [S, E]; [1, \text{NDM}]/nr \rightarrow [S1, E1]$$

2次元領域分割のための拡張

$$[1, \text{LYMWD}]/nk \rightarrow [S2, E2];$$

$$[1, \text{KZMWD}]/nk \rightarrow [S3, E3]$$

FFT (FFTW を使用) を行っているサブルーチン TMRHS をはじめ、通信を行っているサブルーチン GATHER 等の改良を行った。また転置通信を行うサブルーチンを新たに定義した。100コアまで使用した計算での処理性能比較は

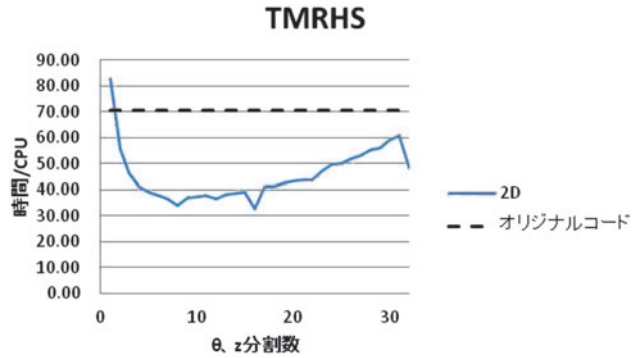


図64 サブルーチン TMRHS の計時結果。横軸は分割数 nk 、縦軸は計測時間。

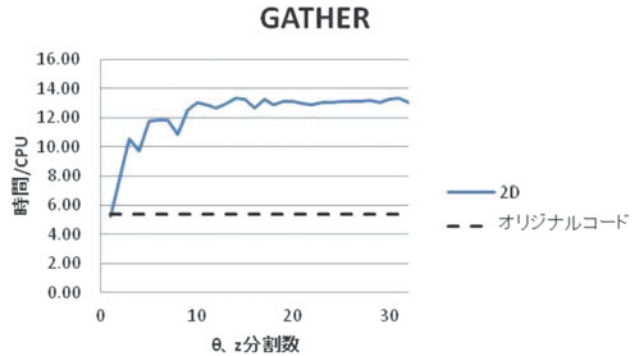


図65 サブルーチン GATHER の計時結果。横軸は分割数 nk 、縦軸は計測時間。

以下の方で行った。

- モデルサイズは $\text{IRMAX}=257$, $\text{KYM}=128$, $\text{KZM}=64$, 計算時間は $\text{TMAX}=10.0D0$ で固定する。
- r 方向の分割数 (nr) を16分割に固定する。
- θz 方向の分割数 (nk) を1から32分割まで行う。

図64にサブルーチン TMRHS に対する計時結果を示す。横軸は分割数であり、縦軸は計測時間を示す。オリジナルコードに対し、性能の向上が認められる。TMRHS の性能の向上が認められた (最大で60~70%程度の高速化)。一方、全体の処理時間を計測したところコア数が増えると逆に性能劣化が認められた。他のサブルーチンを計測したところ GATHER の処理時間が大幅に増加し、TMRHS の性能向上を打ち消していることが明らかとなった。図65にサブルーチン GATHER の計時結果をあわせて示す。このサブルーチンにおいて、オリジナルコードでは COMM1D というひとつのコミュニケータを定義しそれを用いて袖通信を行っていたが、改良版では2次元領域分割用のコミュニケータ COMM2D を定義し、それをスプリットしたコミュニケータを定義し袖通信を行うように改良した。今回、ホットスポット解析によりサブルーチン GATHER における通信の隠蔽を含めた最適化が不可欠であることはつきとめたが、最適化までにはいたっていない。第4サイクルにおいてコードの最適化を行っていく予定である。この研究で得られた知見は以下の論文で一部報告を行った[143]。

6. 核融合炉材料

炉材料関連プロジェクトでは、第一原理計算法（VASPコード）、古典分子動力学法（MD）、速度論などの計算手法を用いた7件のシミュレーション研究が実施され、以下の成果が得られた。

炉材料関連研究として、「第一原理計算による UNiAl における水素挙動解析」では、UNiAl 合金の水素化による構造変化を再現するとともに、「核融合炉材料内におけるトリチウム挙動のモデリング」では、水素透過低減膜中における水素同位体のミクロ挙動の理解をめざし、水素透過低減膜中での水素挙動を明らかにしつつある。また、「材料照射相関の解明に向けた計算機シミュレーション研究」では、低放射化フェライト鋼（RAFM）、炭化ケイ素、W 中の点欠陥やそれらの複合欠陥の挙動についての解析を実施し、RAFM において水素原子は Fe ベースの母相よりも Cr₂₃C₆ 析出物に捕獲されている方がエネルギー的に有利である可能性が示唆された。さらに、プラズマ対向材料関連研究として、「プラズマ物質相互作用の為の MD シミュレーション」では、ヘリウム（He）プラズマ照射時のタンゲステン（W）に発現する He バブルおよび繊維状ナノ構造の形成過程（スケール）に応じた解析法について方法論を構築した。「第一原理計算による W 中の空孔拡散の研究」では、W 原子が空孔移動とは逆方向に移動すること、水素が一旦空孔外に出る経過を辿ることを見出した。また「金属における He と欠陥の相互作用」では、W 材料内の欠陥形成ダイナミクスを調べた結果、バブル生成の自己増幅的機構の存在を指摘した。

6.1 第一原理計算による UNiAl における水素挙動解析

Analysis of Hydrogen Behavior in UNiAl by first-principles calculation (AHBU)

プロジェクト代表：有田裕二〔福井大学附属国際原子力工学研究所〕

日本枠 第1-第3サイクル

材料に捕獲される水素の挙動を解析することは、ダイバークやトリチウム吸蔵材の開発の観点で非常に重要である。その水素挙動解析を本プロジェクトで進めてきたが、その中でも、トリチウム貯蔵材料の研究に関して述べる。現在開発が進められている核融合炉では、D-T（デュテリウム-トリチウム）反応の使用が考えられている。核融合炉燃料となるトリチウムを貯蔵する水素吸蔵材料の候補としてウラン合金が挙げられている。プランケットにて、リチウムとの反応で生成されたトリチウムは、トリチウムインベントリーの観点から余剰分が多い。そのトリチウム量から、水素吸収能の高いウランが候補材として期待されるが、重大な欠点が存在する。ウランは水素を吸収することで、ウラン水素化物 UH₃ を形成し、著しい体積膨張が起こることで微粉化し、発火性が増す。その欠点の対策として合金化が考えられており、その中でも UNiAl 合金が有望視されている。UNiAl 合金は、水素吸蔵時に格子内にて UH₃ を形成せず、格子定数においても U から UH₃ の水素化に比

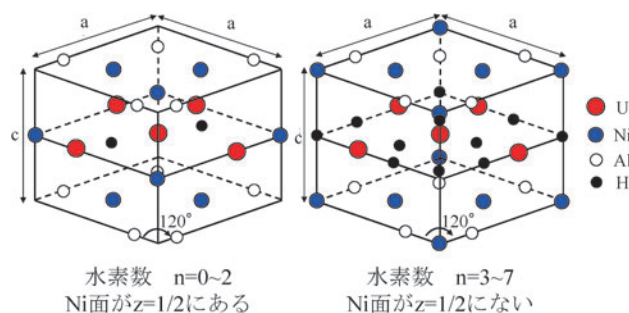


図66 UNiAl 合金結晶構造（左：構造 A 右：構造 B）[145]。

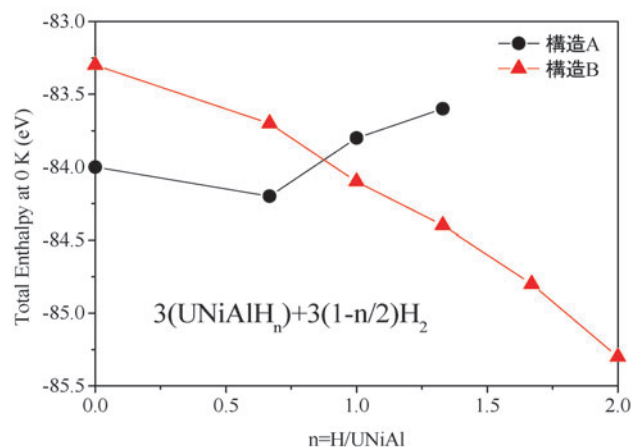


図67 UNiAl 合金の水素吸収数毎の全エンタルピー。

べて増大しにくい[144]。このメカニズムについて、第一原理的に把握することで、他の組成におけるウラン合金の探索が可能となると考えている。そこで本研究では、UNiAl 合金の水素吸蔵時の挙動を計算した。

第一原理計算には VASP4.6 を使用し、水素吸収に伴うエネルギー変化を計算した。まず UNiAl 合金の既知の結晶構造における原子位置をベースとして、水素吸収前の単位格子のエネルギーを計算する。原子構造全体の緩和により、最安定エネルギー状態を求める。そして、水素吸収後の単位格子のエネルギーを計算する。それらのエネルギーから水素化反応に伴うエネルギー変化を求める。計算上安定した構造の格子定数と実験値[145]との比較も行う。

図66に水素吸収前後の UNiAl 合金の結晶構造を示す。図66の結晶構造において計算した結果、図67に示すように全エンタルピーが算出できた。その結果、 n が 0.667 を越えた後、エンタルピーが交差していることがわかり、実験結果で報告されていた水素化による結晶構造の変化が確認できた。しかし、格子定数等の定量的計算の正確さが課題となった。以上の結果から第一原理計算による UNiAl 合金の水素化による構造変化が再現できた。

本プロジェクトでは、トリチウム吸蔵材料として有望視されている UNiAl 合金の水素吸収能に関して第一原理計算を行った。実験値を基に全エンタルピーを算出した結果、水素吸収による結晶構造の変化が確認できた。今後、他の組成のウラン合金に関して同様の計算を行うことで、水素吸収能の高い材料を探索する。

6.2 プラズマ物質相互作用の為の分子動力学シミュレーション

Molecular Dynamics Simulation for Plasma-Material Interaction (MDPMI)

プロジェクト代表：伊藤篤史〔核融合科学研究所・総合研究大学院大学〕

国際枠 第1-第3サイクル

本プロジェクトでは磁場閉じ込め型核融合装置のダイバーターならびに第一壁におけるプラズマ壁相互作用 (PWI) 現象を理解する為、分子動力学 (MD) を中心としたシミュレーション研究を行っている。特に IFERC-CSC を用いたこれまでの活動においては、タングステンがヘリウムプラズマ照射を受けた場合に発現するヘリウムバブルおよび繊維状ナノ構造の形成過程の解明に取り組んだ。

ダイバーター材料であるタングステンにヘリウムの照射を続けると数十ナノメートルスケールのヘリウムバブルがタングステン内部に発生する。照射量がさらに上がりフルーエンスが 10^{25} m^{-2} 以上に達すると繊維状ナノ構造が形成される[146]。これらのナノ構造が形成されたタングステン表面は熱耐久性等の性能劣化や、表面でのアークの発生などが危惧される。また別の視点から、ヘリウムバブルは固体金属中での気泡の形成現象という点で、繊維状ナノ構造はスパッタリングでも堆積でもない新しいナノ物質形成現象という点で科学的にも未知の現象であった。このことから、ヘリウムとタングステンの相互作用問題は、プラズマ壁相互作用研究においても重要課題と認識されている。

シミュレーションでヘリウムバブルと繊維状ナノ構造の問題を取り扱うにあたり我々が直面した問題は、これらの構造の発現は異なる物理階層の現象が複合的に組み合わさって起こるものであり、何か単一のシミュレーション手法で計算できるものではないということであった。そこで、まずは現象を分類することから検討を始めた。幸い国内には繊維状ナノ構造を発見した高村秀一先生を始めとして、実験室プラズマ実験から顕微鏡による観察まで、繊維状ナノ構造に纏わる実験研究者が揃っている。彼らとの議論を経て、ヘリウムバブルと繊維状ナノ構造の形成現象は、(1)ヘリウムプラズマの入射過程、(2)タングステン内部のヘリウムの拡散・凝集過程、(3)ナノバブルの成長過程、(4)繊維状構造の成長過程、四段階の過程に分類した[147]。

第一段階となるヘリウムプラズマの入射過程では、ヘリウムの侵入とスパッタリングによる金属表面損耗の競争が問題となる。二体衝突近似法 (BCA) を用いた解析の結果、ヘリウムの場合には 100 eV 以下の入射エネルギーではスパッタリングが殆ど起きずに侵入だけが起ることが解った[151]。一方で 100 eV 以下の入射エネルギーで侵入できる深さは 10 nm 以下であり、ヘリウムバブルの分布に比べてもかなり浅いことが解った。

第二段階となるタングステン内部のヘリウムの拡散・凝集過程では、ヘリウムの凝集可能性について調べた。ヘリウム原子がタングステン中でバラバラに孤立している状態

と、一か所に凝集している状態のエネルギーを比較することで、どちらがエネルギー的に安定で存在しやすい状態であるかを見出す。エネルギーの算出には金属内の電子状態を量子力学的に求める必要があり、密度汎関数理論 (DFT) に基づいた計算を OpenMX コードを用いて行った。その結果、水素原子はタングステン中の空孔においても6個程度までしか凝集しないが、ヘリウムだけでなくネオン、アルゴンといった希ガス原子はタングステン中で際限なく凝集できる可能性が示された[147, 149]。希ガス原子は閉殻電子構造の為に金属中の自由電子からは斥力のみを受ける為、凝集してタングステン原子を押し広げた方がエネルギー的に安定になると考えられる[150]。

三段階となるナノバブルの成長過程では、扱うべき空間スケールが数ナノメートル以上に及ぶため DFT による計算は難しく、精度は落ちるが MD による古典力学計算を行う必要がある。しかし、プロジェクト発足時の段階ではタングステンとヘリウムの相互作用を精度良く扱えるポテンシャルモデルが存在せず、MD 計算を実行できる状況ではなかった。そこで、Downfolding 法を用いた MD 用のポテンシャルモデルの開発を行った。100原子程度からなるサンプル構造を数百種類用意し、その構造に対するエネルギーを DFT と暫定ポテンシャルモデルで算出する。それらの差の二乗平均が最小になるように暫定ポテンシャルモデルのパラメータを修正していくことで、精度の良いポテンシャルモデルを得ることができる。これにより、DFT との差が 0.01 eV/atom 以下となる高精度なタングステン-ヘリウム系のポテンシャルモデルを得た[151]。本ポテンシャルモデルを用いてヘリウムバブルの表面付近での破裂[151]を調べた。また小林らは同ポテンシャルを用いた MD シミュレーションにより、バブル成長に伴うループパンチング機構を明らかにした[152]。

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

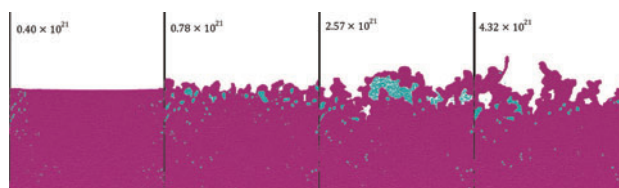


図68 MD-MC ハイブリッドシミュレーションによるタングステン繊維状ナノ構造の形成過程。各フレームに付随する左上の数値は総入射粒子数（フルーエンス）を示す。総入射粒子数の上昇とともにヘリウムバブルが成長し、表面破裂を起こし、初期の短い繊維状ナノ構造が形成される。

ランダムウォークとして表現した[149]。この手法によって再現に成功した繊維状ナノ構造の成長過程を図68に示す。繊維状ナノ構造の成長速度を見ると、高さがヘリウム照射時間の平方根に比例することが知られているが、この点についてもMD-MCハイブリッドシミュレーション[153]と実験[154, 155]で一致した。

本研究プロジェクトにおいては、ヘリウムバブルと繊維状ナノ構造の形成過程を中心課題に据えたが、この活動を通じて、複数の計算手法の利用ならびにそれらのハイブリッド手法の開発によるマルチスケール解析を、PWI現象においても実用レベルで導入することができた。これらの手法は、今後もPWI課題の解決の為に有効に活用できると期待している。特にMD-MCハイブリッド手法は繊維状ナノ構造の形成だけでなく、従来のMDでは計算時間の制限により実験に比べて106倍以上の照射フラックスを設定せざるを得ないという問題点を解決し、実験同等の照射フラックスを用いることができるようになったという点で明るい。一方で、MDの為に原子間相互作用ポテンシャルモデルの問題は依然として残っており、将来に向けてこの点を解決する必要がある。

6.3 第一原理計算によるタングステン中の空孔拡散の研究 Study of vacancy diffusion in tungsten by first principle simulation (SVDT)

プロジェクト代表：大澤一人〔九州大学応用力学研究所〕
日本枠 第1-第3サイクル

核融合炉ではダイバーターが最も激しい照射を受ける。そこで、ダイバーターを保護するためにタングステンで表面を被覆し保護することが計画されている。タングステンは融点が高く、耐摩耗性に優れ、水素の溶解度が極めて低いという優れた特性がある。しかし、照射によって発生する空孔型欠陥には水素（同位体）が捕獲される可能性がある。しかも、トリチウムは放射性同位体なのでその吸蔵量には制限が設けられている。本研究ではタングステン空孔と水素の相互作用を計算し、水素を捕獲した空孔（空孔水素複合体 VH_n ）の生成量や拡散を研究することを目的にし

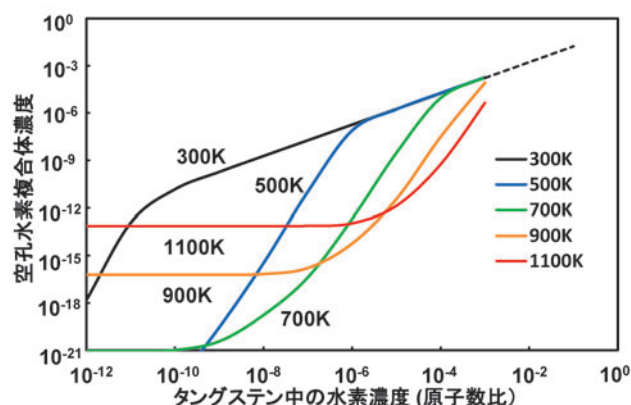


図69 タングステン結晶中の水素濃度と有限温度での空孔水素複合体の濃度。

ている。

空孔水素複合体の生成エネルギーや水素の零点振動など、基本的な物性値は第一原理計算で求めた。計算には汎用コードのVASPを使った。空孔の拡散に必要な活性化エネルギーは遷移経路を nudged elastic band 法を使って探索し計算した。また、有限温度における状態は熱平衡状態を仮定し、ヘルムホルツのエネルギー $F = U - ST$ を使って計算した。 U は空孔の生成エネルギー、 S は空孔や水素の配置のエントロピーなどで構成されている。

タングステン空孔に捕獲される水素は、他のBCC金属の空孔とは異なり特異な安定構造を持つ。通常は6個まで捕獲される水素が、タングステン空孔には最高で12個まで捕獲される可能性がある[156, 157]。ただし、これは第一原理計算で得られたもので絶対零度という条件での結果である。一方で、有限温度での挙動も重要である。水素を捕獲することで空孔の生成エネルギーは著しく低下し、高温では空孔の超多量生成が起こることが知られている。図69は水素濃度に対する空孔水素複合体の濃度（原子数比）である。各温度では、ある水素濃度以上で空孔濃度が急に増えることがわかり、水素誘起による空孔の超多量生成が起こることが示された[158]。ただし、この場合は空孔に6個の水素を捕獲した複合体 VH_6 の量が他よりも圧倒的に多いことがわかった。

空孔水素複合体の拡散を研究するためにその移動エネルギーを計算した。空孔の移動はタングステン原子が隣接する空孔サイトに移動することで起きる。つまり空孔の移動とは逆方向に原子が移動する。図70によると空の空孔 VH_0 の移動エネルギーは1.9 eVであり実験値とも合っている。空孔水素複合体が移動するときは、水素が一旦空孔の外に出るような途中経過を経ることがわかってきた。そのため空孔中の水素が多いほど空孔水素複合体の移動エネルギーは大きくなると推定される。

今後はタングステンでの水素の残留量や拡散速度の測定に関する実験と比較しながら計算を進めていく。また、水素同位体は三種類あることから、各同位体ごとの相違点を明らかにし同位体効果の研究も行う予定である。

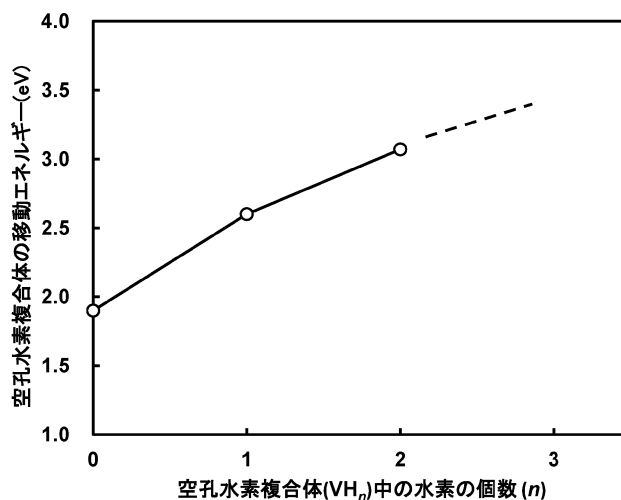


図70 空孔中の水素の個数とその移動エネルギー。

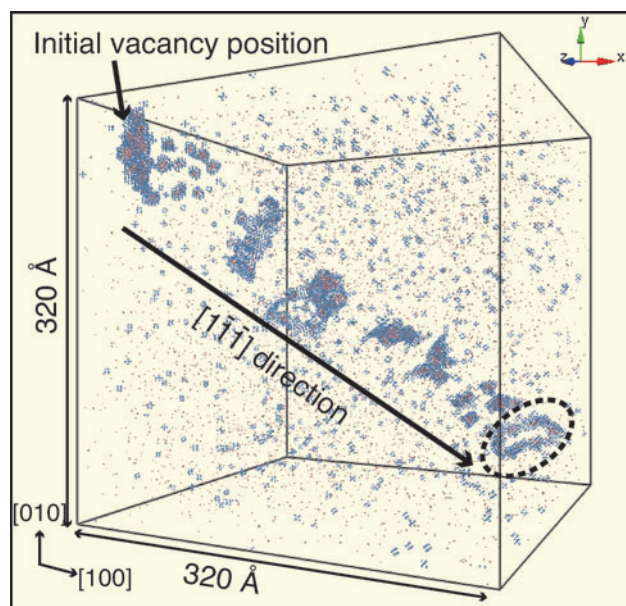


図71 シミュレーションの全体像と(111)方向に連なる転位ループの軌跡と欠陥の集合[152].

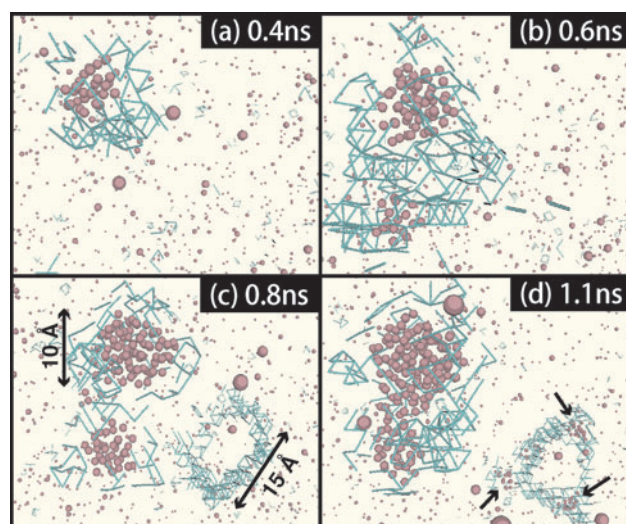


図72 ヘリウムバブルの成長とバブルからの転位ループ射出の時間変化[152].

6.4 金属におけるヘリウムと欠陥の相互作用

Interaction between defects and hydrogen or helium in metals (HatD)

プロジェクト代表：小林 亮〔名古屋工業大学大学院創成シミュレーション工学専攻〕

国際枠 第2-第3サイクル

ITERのダイバータにおけるプラズマ対向壁の材料としてタングステンの使用が検討されている。タングステンは高スパック耐性や高熱伝導度、高融点など非常に優れた材料だが、ヘリウム照射によって転位ループやバブルが発生し、その結果として剥離や表面ナノ構造の形成など大きく影響を受けることが知られている。ヘリウムによる損傷を防ぐためには、バブルや転位ループの生成機構をより詳しく理解する必要がある。本研究の目的は、原子スケールシ

ミュレーション手法である分子動力学法を用い、タングステン材料内部におけるヘリウムによるバブル形成および転位ループ生成機構を解明することである。

近年、伊藤らが開発した、タングステン・ヘリウム二元系の高効率な原子間ポテンシャル[151]を利用し、200万原子以上の大規模系の分子動力学シミュレーションを行い(図71)、ヘリウムが存在する場合の欠陥形成ダイナミクスを様々な温度で調べた。図72は、2000 KにおけるHeバブル形成・成長およびバブルからの転位ループの様子をとらえた時系列のスナップショットで、バブル核成長の速さ、転位ループが射出される際のバブルサイズ、バブル周辺や転位ループ周辺に新たなバブルの核が生まれる様子などを明確に示した[152]。この結果から、一度、バブルが形成されるとその歪み場がさらなるヘリウム凝集を促進し、転位ループの射出を促進し、それがさらなるヘリウムバブルを生成を促す、という自己増幅的な機構が存在することが示された。

ヘリウムバブルは温度の違いやホスト金属種の違いによって、形状やサイズ分布などが劇的に異なることがある。そのため、ホスト金属の性質の違いを精確に再現する、より高精度な原子間ポテンシャルを用いたシミュレーションが要求される。高精度なポテンシャルには、より高負荷の計算が必要になり、より多くの計算ノードを用いた大規模かつ長時間のスパコン利用が必要となることが予想される。

6.5 マルチスケールモデリングによるトリチウム増殖材料の性能評価

Multi-scale modelling for long-term performance of tritium breeding materials (MMLP_TBM)

プロジェクト代表：谷川 尚〔日本原子力研究開発機構〕

国際枠 第2-第3サイクル

Li_2TiO_3 などの固体増殖材料中では、高速中性子による弾き出しやトリチウム生成に伴うLiの燃焼により、核融合炉運転時に大量の照射欠陥が生成される。そして照射欠陥は、熱伝導率の低下やトリチウム放出速度の低下などの材料性能の劣化を引き起こす。材料性能の長期的な変化を評価するためには、現象を詳細に理解し、得られた知見を適切に統合する必要がある。また、関連する素過程の空間・時間スケールと、性能変化が表出する時間・空間スケールとが、10桁を超えてしばしば異なるため、そのスケールの違いを適切に取り扱う必要がある。

そこで本研究プロジェクトは、 Li_2TiO_3 を中心とした固体増殖材料の照射損傷過程を理解し、照射欠陥の蓄積がどのように材料の熱機械的特性や化学的安定性に影響を与えるかを解明することを目的として、量子力学計算、古典分子動力学(MD)計算、速度論計算等を利用したマルチスケールモデリングを展開している。計算は、量子力学計算コードVASPや、MD計算コードLAMMPS等を利用した並列計算を実施している。以下では、主に照射損傷過程についてこれまでに得られた知見を概説する。

まず、照射欠陥生成量を評価する上で重要な因子である

弾き出し閾値エネルギー（点欠陥を生成するのに必要なエネルギー）を、MD計算により評価した。弾き出し方位の重みを考慮した平均値として、Liで20 eV、Tiで30 eV、Oで60 eVの弾き出し閾値エネルギーが Li_2TiO_3 で得られた。第2金属元素（例えば、 Li_2TiO_3 におけるTi）はフレンケル対ではなく、アンチサイト型欠陥（ Ti_{Li} ）を主に形成することがわかった。また、他の3元素系Li酸化物（ LiAlO_2 [159]、 Li_2SiO_3 ）においても Li_2TiO_3 と同様に、Liが他の元素よりも容易に弾き出されること、そして第2金属元素がアンチサイト型欠陥を形成することが、一般的な傾向として確認された。

MD計算で得られた欠陥について、その生成エネルギーを量子力学計算を用いてより高精度に評価した。結果として、Liフレンケル対で2 eV、Tiフレンケル対で5 eV、Oフレンケル対で5 eV、 $\text{Ti}_{\text{Li}}\text{-Li}_{\text{Ti}}$ アンチサイト型欠陥対で1 eVの欠陥生成エネルギーが得られた。この結果は、Ti欠陥がアンチサイト型欠陥として、 Li_2TiO_3 では容易に生成されることを示唆しており、MD計算の結果と整合的である。

さらに、Li燃焼の影響を評価するために、 Li_2O 欠損 Li_2TiO_3 （ $\text{Li}_{2-2x}\text{TiO}_{3-x}$ ）の安定性を量子力学計算により評価した。安定性は、 $\text{Li}_{2-2x}\text{TiO}_{3-x}$ が Li_2TiO_3 とルチル型 TiO_2 に分解する反応（ $\text{Li}_{2-2x}\text{TiO}_{3-x} \rightarrow (1-x)\text{Li}_2\text{TiO}_3 + x\text{TiO}_2$ ）の反応エネルギーとして算出した。結果として、幅広い x の範囲において、 Li_2TiO_3 と TiO_2 に分解された方がエネルギー的に安定であることがわかった。ただし、分解反応には大きな活性化エネルギーが必要になると考えられ、実炉環境ではLi燃焼度が十分に大きくなるまでは、 Li_2O 欠損 Li_2TiO_3 が速度論の観点から支配的に存在すると思われる。

以上の結果から、 Li_2TiO_3 の照射損傷過程は以下の3段階にまとめることができる。まず、核融合炉運転初期にはアンチサイト型欠陥（ Ti_{Li} ）が多く形成され、その蓄積が進む。Liフレンケル対も容易に生成するが、その多くは回復すると考えられる。そして、照射量の増加に伴って、アンチサイト型欠陥の量が飽和する一方で、Li燃焼による Li_2O 欠損が進行し、その寄与が次第に大きくなる。さらにLi燃焼が進むと、 Li_2TiO_3 の分解反応が生じ、 TiO_2 や $\text{Li}_4\text{Ti}_5\text{O}_{12}$ 等の他の相の共存が起こる。

照射欠陥が Li_2TiO_3 の材料物性に与える影響の一例として、 Li_2O 欠損とアンチサイト型欠陥が機械物性（体積弾性率）、結晶体積、凝集エネルギーに与える影響を評価した結果を図73に示す。縦軸は、完全結晶の値を基準として算出した物性値の変化率である。アンチサイト欠陥は生成が容易であるにも関わらず、 Li_2O 欠損と同様に Li_2TiO_3 の結晶の安定性や物性に大きな影響を与えることが読み取れる。

本プロジェクトでは、以上の Li_2TiO_3 の挙動・物性評価に加えて、計算精度を高めるための検討も進めてきた。具体的には、量子力学計算ではハイブリッド汎関数の最適化を行った。また、MD計算では、イオン結晶のポテンシャルモデルをフーリエ級数展開を用いて構築する手法を開発し、新しい Li_2TiO_3 ポテンシャルモデルを構築した。現在は、それらの高精度手法も利用して、照射損傷が材料物性

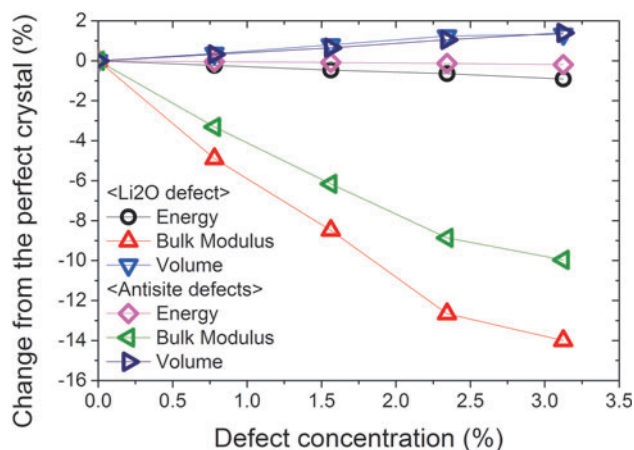


図73 アンチサイト欠陥と Li_2O 欠損が Li_2TiO_3 の物性に与える影響。

に与える影響の定量的な評価を進めている。今後は、照射損傷の進展を評価する上で必要となる欠陥の移動の活性化エネルギーの算出や、照射欠陥がトリチウム挙動に与える影響の分析を予定している。

6.6 核融合炉材料内におけるトリチウム挙動のモデリング Modelling of tritium behaviour in fusion reactor materials (TRIMAT)

プロジェクト代表：寺井隆幸〔東京大学大学院工学系研究科〕

日本枠 第3サイクル

D-T核融合炉を発電システムとして利用する上で、燃料システム、特にトリチウムの生産および回収系の確立は最重要課題の一つである。一方で、水素同位体は高温で金属配管を著しく速く透過する性質があり、ブランケット領域や回収系でのトリチウムの透過漏洩は、燃料サイクル成立性のみならず、周辺環境への放射性物質の安全性にも重大な影響を与えると考えられている。これを低減するために、トリチウム不透過性の薄膜を配管等に施すことが検討されている。本研究プロジェクトで対象とする核融合炉におけるトリチウム透過低減膜の研究は、現在までに成膜手法の開発や水素透過挙動の観察等、実験を中心とした研究が1970年代から実施されてきたが、過去の研究では膜の試作と水素透過低減性能の測定に終始しており、それぞれの研究毎にデータのばらつきが大きく、統一的な膜中の水素透過機構が解明されていなかった。本研究プロジェクトは、トリチウム透過低減膜に関する研究開発を計算科学から取り組むものである。

本研究プロジェクトでは、密度汎関数法（Density functional theory, DFT）及び古典分子動力学（Molecular Dynamics, MD）法によるモデリングにより、水素透過低減膜中における水素同位体のミクロ挙動の理解を目指す。本研究では特に、透過過程の主要なプロセスとなる水素の膜表面における吸着、固溶、膜内部では点欠陥との相互作用及び粒界に沿った拡散挙動に焦点を当てる。

これまでに $\text{Er}_2\text{O}_3/\text{TiO}_2/\text{SiC}$ 中の水素の粒内拡散や表面

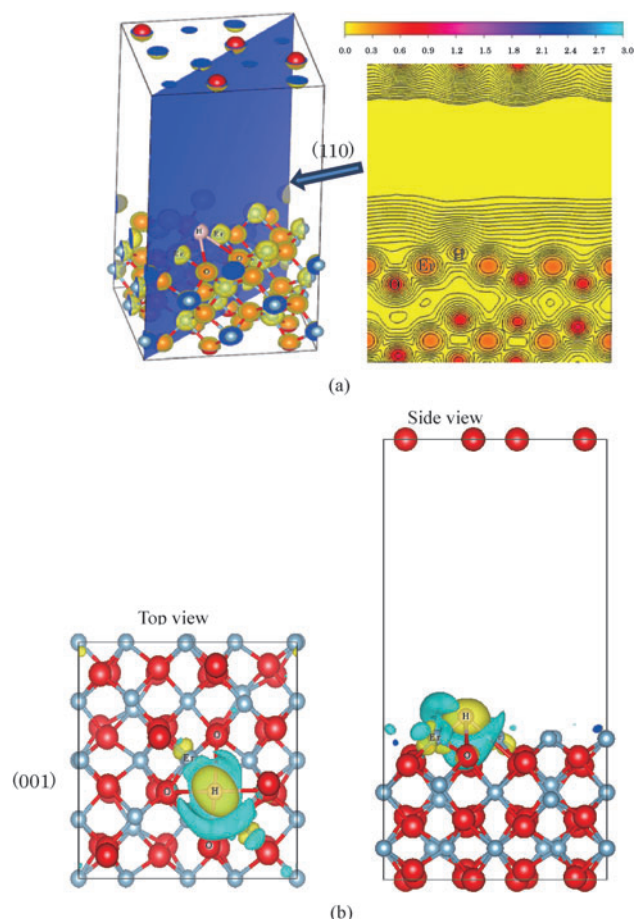


図74 計算結果の一例。(a) 1つの水素原子が吸着したときの対数スケールでの電荷密度分布。Erで終端されている Er_2O_3 (001)面に垂直な(110)面内での状況を表している。明るい領域は電荷密度の大きい場所を表し、多角形カラーの飽和状態は0から3の範囲にある。(b) 吸着水素原子によって誘起された電荷密度の等高面であり、青色の領域($0.05 \text{ e}/\text{\AA}^3$)は電子密度の増加領域、黄色の領域($-0.05 \text{ e}/\text{\AA}^3$)は電子密度の減少領域を現している。

吸着についての基礎的な研究を開始し(図74)、初期的な成果が発表されている[160]。吸着、透過、固溶、拡散といった、水素透過低減膜中での水素の挙動が、実験結果と比較しつつ、計算によって明らかになった。しかし、これらは欠陥のない完全結晶の基本単位格子と水素の相互作用についてのみの範囲にとどまっている。

より精密かつ実用環境に近い体系で膜中の水素移行挙動を明らかにするためには、空孔、粒界、転移といった欠陥を計算モデルに導入することが必要である。今後、点欠陥との相互作用や粒界拡散挙動の解明に取り組んでいく。数千個の原子を扱う必要があるため、豊富な計算リソースが不可欠である。最終的に、実験結果から得られた活性化エネルギーや拡散係数との比較により、膜中の水素同位体移行挙動について総合的な理解をめざす。

6.7 材料照射相関の解明に向けた計算機シミュレーション研究

Computational Study for Materials Irradiation Correlation (COSMIC)

プロジェクト代表：渡辺淑之〔日本原子力研究開発機構〕

本研究では、高エネルギー粒子照射環境下における材料の微細組織(ミクロ構造)変化を対象とし、その機構論モデルの構築に必要な、欠陥エネルギー(欠陥の形成・結合・移動に関するエネルギー)や原子はじき出し欠陥生成量などの原子レベルの情報の獲得を目的としている。主には低放射化フェライト鋼(RAFM)、炭化ケイ素(SiC)、タングステン中の点欠陥(原子空孔、自己格子間原子、ヘリウム・水素原子など)やそれらの複合欠陥の挙動についての解析を実施している。ここでヘリウムや水素同位体は、材料内の格子欠陥(転位、欠陥集合体、析出物、粒界など)と強く相互作用して材料の特性・形状変化を促進させることが懸念されているが、とりわけ水素同位体と格子欠陥の相互作用についてはいまだ十分な理解が得られていない。本節では、RAFMの主要析出物であるクロム炭化物(Cr_{23}C_6)を対象とし、第一原理計算により同炭化物中の水素同位体の存在状態を電子論的に評価した内容について報告する。

解析に用いた第一原理計算コードはSIESTA (Spanish Initiative for Electronic Simulations with Thousands of Atoms)[161]であり、 $1 \times 1 \times 1$ のsupercell (Cr: 92個, C: 24個)の完全結晶中のさまざまな格子間サイトに水素(H)原子を導入し、それぞれ0 K・体積一定の下で系を構造緩和させ、水素原子の存在状態(安定サイト及び形成エネルギー)を求めた。尚、水素原子の形成エネルギーは $E_F = E_{\text{tot}}(\text{Cr}_{23}\text{C}_6\text{-H}) - E_{\text{tot}}(\text{Cr}_{23}\text{C}_6) - 1/2 E_{\text{tot}}(\text{H}_2)$ にて算出した。 $E_{\text{tot}}(\text{Cr}_{23}\text{C}_6\text{-H})$ はH原子を含む Cr_{23}C_6 結晶のトータルエネルギー、 $E_{\text{tot}}(\text{Cr}_{23}\text{C}_6)$ は Cr_{23}C_6 完全結晶のトータルエネルギー、 $E_{\text{tot}}(\text{H}_2)$ は水素分子(真空中)のトータルエネルギーである。

図75は、計算より得られた Cr_{23}C_6 中のH原子の安定サイトを示している。第1安定サイトは6面体中心(三方両錐体: TB-site)に位置しており、周囲を5つのCr原子に囲まれている。また、第2安定サイトは4面体中心(T-site)であり、周囲を4つのCr原子に囲まれている。続いて上記の安定構造についてマリケンの電子密度解析法を適用し

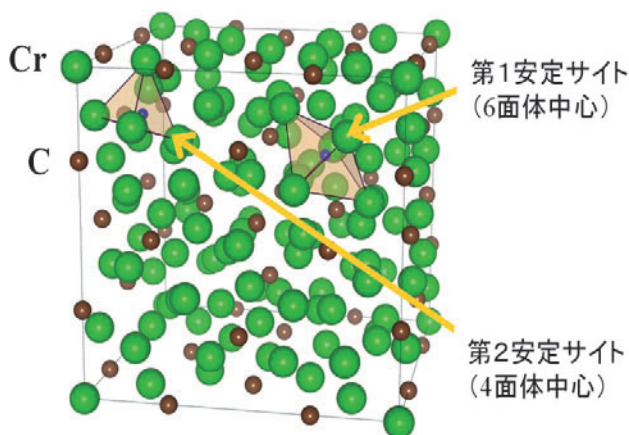


図75 Cr_{23}C_6 におけるH原子の安定サイト。

た。これらの構造は各原子の電荷に起因しており、 Cr_{23}C_6 を構成しているCr原子はいずれもプラスに、C原子はそれぞれマイナスに帯電している。一方、H原子はマイナスに帯電しているため、周囲をC原子よりもCr原子に囲まれたサイトに居る方がよりエネルギー的に安定な構造になると考えられる。また、得られたH原子の形成エネルギーはそれぞれ、 -0.48 eV （第1安定サイト）、 -0.44 eV （第2安定サイト）であり、いずれも発熱型の反応を示している。すなわち、H原子は Cr_{23}C_6 の外よりも中にいる方がエネルギー的に得することになる。純鉄中のH原子の形成エネルギーは $+0.25\text{ eV}$ [162] (吸熱型) であることから、RAFMにおいてH原子は、マトリクス (Fe ベースの母相) よりも Cr_{23}C_6 析出物に捕獲されている方がよりエネルギー的に有利である可能性を示唆している。

これらの知見は、同炭化物における水素同位体の拡散・放出メカニズムの究明やトリチウムインベントリー評価モデルの構築に有用である。今後は、母相や表面だけでなく、界面 (Cr_{23}C_6 析出物とFeベース母相の境界) などの複数の相が共存する場合における水素同位体の存在状態を理論的に解析し、RAFMにおける水素同位体欠陥エネルギーの場所依存性を系統的に明らかにする必要がある。

7. 核融合炉工学

炉工学関連プロジェクトでは、大規模数値解析シミュレーション手法 (DNS) によるMHD乱流解析2件、原型炉関連シミュレーション2件が実施され、以下の成果が得られた。

炉工学関連研究として、ブランケット冷却特性に関連して「せん断乱流の大規模スケールMHDシミュレーション」が実施され、大規模DNSにより極めて高い乱流パラメータの流動構造の理解が深められた。さらに、「核融合炉・液体金属乱流に関する世界最大規模直接数値計算」では、MHD乱流における熱輸送特性に関する大規模DNSを実施してMHD乱流熱伝達データベースを構築した。

原型炉設計研究では、「原型炉オペレーションのシミュレーション研究」において、ハードウェア幾何形状に依存した熱負荷と排気効率のトレードオフ関係を制御できる可能性を示し、また「原型炉設計に向けたシミュレーション研究」では、SlimCSのダイバータ熱制御シナリオを検討し、Arでの熱放射により部分非接触ダイバータプラズマが得られたが、更なる熱負荷低減策の必要性を明らかにした。

7.1 剪断乱流の大規模スケールMHDシミュレーション

Large-scale MHD simulation of turbulent shear flow (LSMHDTSF)

プロジェクト代表：佐竹信一 [東京理科大学基礎工学部]
国際枠 第1-第3サイクル

このプロジェクトの目的は、核融合炉において重要な第一壁冷却特性を検討するため、冷却材としてFlibeからLiを想定したMHD乱流における熱輸送特性に関する大規模シミュレーションを実施することである。特にターゲット

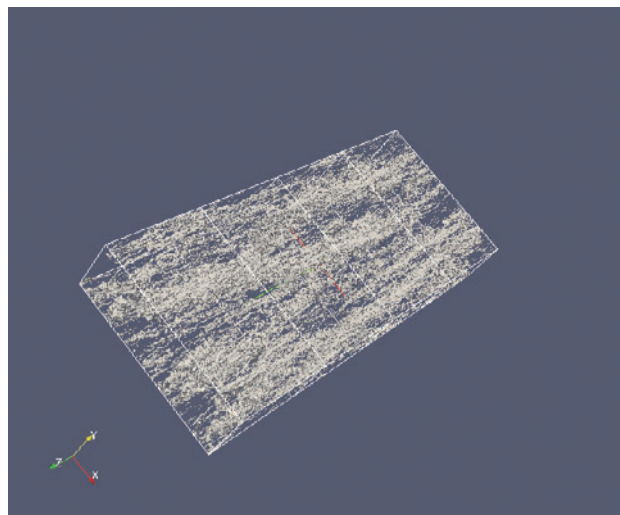


図76 チャンネル乱流のストリーク構造。

とするレイノルズ数は、実験的研究で行われているレイノルズ数10万以上の規模に相当するシミュレーションを行うこと予定している。実験データでいわれている主流れの乱れのピーク値のレイノルズ数依存性や円管中心部の大規模構造の役割などをシミュレーション結果から考察する。さらに磁場を印加し、得られるDNSデータから詳細な乱流エネルギー収支式の各項の詳細を得ることでMHD乱流モデル構築するための基礎知見を得ることである。

計算コードをMPIからMPI+OpenMPIのハイブリッドコードに変更し高速化をはかった。基礎方程式は円筒座標において3次元非圧縮性Navier-Stokes方程式、連続の式を用いており、圧力ポアソン方程式の周期方向にはフーリエ変換を径方向の離散化には2次精度中心差分を適用し3重対角行列解法を用いている。時間離散化には非線形項に3次精度Runge-Kutta法、粘性項はCrank-Nicolson法により時間積分を行った。さらに並列化についてのアルゴリズムは前述のフーリエ変換を行うために別々の並列軸をもつ2つの配列の軸反転を行うアルゴリズムを用いている。チャンネル乱流の場合は、周期境界条件の方向にスペクトル法を用いているが同じコードで2つの座標系を扱うことができる。

チャンネル乱流において、格子数は、流れ方向、壁垂直方向、スパン方向にそれぞれ $1024 \times 1024 \times 768$ を用いた。壁面摩擦速度とチャンネル半幅で無次元化されたレイノルズ数は、1100である [163]。図76はこの結果の一部であるストリーク構造である。レイノルズ数が低い場合に比較して乱流構造がクラスタリングをしている。可視化はHeliosの可視化ノードを用いてParaviewによる並列可視化を行っている。同様の可視化は同ノード内でAVSでも可能である。この他Heliosの最大ノード数である4096ノードにおいて $8192 \times 8192 \times 128$ の格子数の計算や2048ノードで $6144 \times 6144 \times 4608$ の計算にも成功しているが、ターンアラウンドと磁場パラメータを系統的に変化させることを考慮し1024ノードで $2048 \times 2048 \times 1536$ を定常ジョブとして現在データを取得中である。

円管内乱流において流れ方向、径方向、円周方向にそれぞれ $2048 \times 512 \times 768$ の格子数で128ノードの計算を行った[164]。またMICノード内の一つのMICでのNativeモードからSymmetricモード並列である128MICノードまでベンチマークを行った。さらに計算格子を変えて系統的にパフォーマンスを得た。計算コードを自動並列で実行するのではなく、MPI版の元のコードにOpenMPのディレクティブを挿入し、ハイブリッド並列化に成功した。MICとホストCPUの数を組み合わせることにより、少ないMICノード数でも一定のパフォーマンスを得ている。

本研究では磁場下の乱流現象解明ということが一番の目的であるが、次世代の計算機でも搭載されると考えられるアクセラタを持った並列計算機のための並列化手法の開発という目的もある。将来MIC+ホストCPUのいわゆるヘテロジニアス並列を想定しているため本計算コードのチューニング目標は、MICノードでMICs+CPUsの組み合わせの並列化において最適なメモリ分散の方法を開発することである。またこの方法を用い $2048 \times 512 \times 768$ の円管内乱流で磁場下における乱流統計量を得ることを今後予定している。

7.2 原型炉オペレーションのシミュレーション研究

Numerical Study of DEMO Operations (DEMOOPR)

プロジェクト代表：徳永晋介〔日本原子力研究開発機構〕
日本株 第3サイクル

DEMOOPRプロジェクトは、原型炉設計に関連した数値解析全般を扱う国際株SSDEMOプロジェクトのリソース逼迫を受け、国内株プロジェクトとして特にコアからダイバータに至る燃料スループットの整合性および制御性に関わる研究を目的に設定され、一年間実施された。ダイ

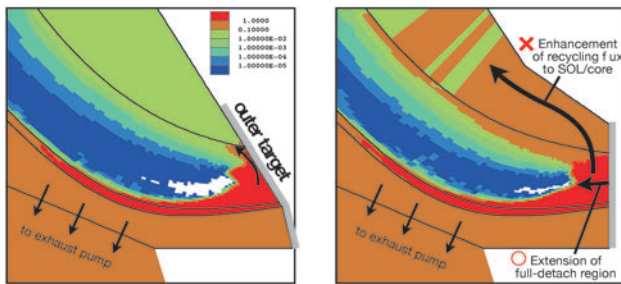


図77 外側ダイバータ領域中性粒子密度分布のダイバータ板ポロイダル角度依存性。

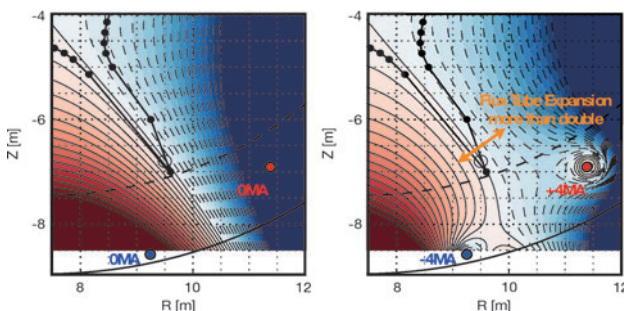


図78 FTE ダイバータコンセプトの効果。

バータコードによる中性粒子挙動に対するダイバータ幾何形状効果の解析、平衡コードを用いた磁場配位コンセプトの効果検証、ペレットアブレーション・ドリフトコードを用いた燃料粒子ソース分布のペレット入射速度・角度依存性解析などの計算を行った。

図77は中性粒子（D原子）密度定常分布がダイバータ板のポロイダル角度に依存して変化する様子を示している。ダイバータ板熱負荷低減のための右のようにプラズマが完全非接触となる事が望ましいが、中性化領域が広くなると遮蔽効果が薄れて中性粒子が還流し、排気効率が低下する可能性を示唆している。このようなハードウェア幾何形状に依存した熱負荷と排気効率のトレードオフ関係を、制御により調整できる柔軟性を確保することが炉設計として望ましい。

図78に、トロイダルコイル内に置いたカスプコイルにより、ストライク点近傍での磁束管拡張を実現するFTEダイバータコンセプトの平衡計算結果を示す。遮蔽体スペースを空けた位置のカスプコイルに4MAの電流を流すことで2.2倍の磁束管拡張が得られた[165]。また微小な強弱の差によりダイバータ板への侵入ポロイダル角をローカルに変更し、平衡全体への影響を抑えながら熱負荷と排気効率を調整する制御能を備え得る可能性が示されている。

DEMOOPRでは制御ノブが限定される中で炉心を定常維持する制御性を実現するための重要な結果が得られた。今後は供給・排気制御能とグローバルな応答を評価し制御ロジック構築に繋げていく必要があり、中性粒子分布に強く影響を与える弾性散乱や光子輸送、また動的応答を考慮するコード開発を進めている。非線形性の強いデタッチプラズマの制御や応答を扱うにはモンテカルロノイズを低減する十分なサンプル粒子数がネックとなる。時間平均でサンプル平均を代替する現状のテクニックが使えなくなるため、設計に使える傾向や依存性のデータを評価するに十分なケース数を計算するには、現状の十倍以上の大規模並列計算が不可欠と考えられる。

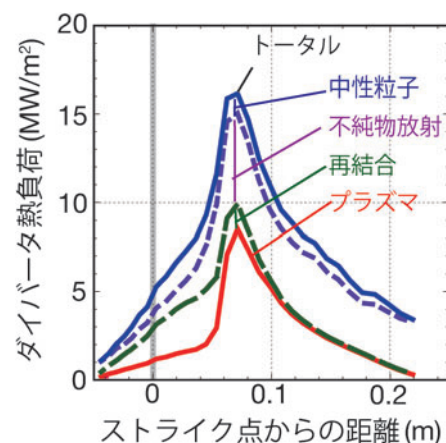


図79 外側ターゲットにおける熱負荷分布。

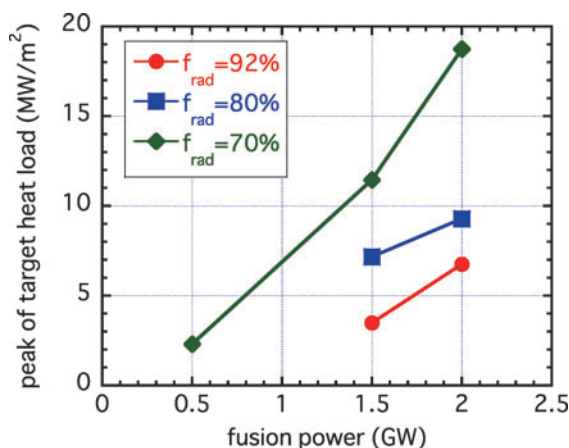


図80 核融合出力及び不純物放射割合に対するダイバータ熱負荷。

7.3 原型炉設計に向けたシミュレーション研究

Simulation Study for Fusion DEMO Reactor Design (SSDEMO)

プロジェクト代表：星野一生〔日本原子力研究開発機構〕
国際枠 第1-第3サイクル

本プロジェクトの目的は、原型炉設計研究における重要課題及びそのオプション検討のための数値シミュレーション研究である。これまでのサイクルでは、原型炉設計において最重要課題のひとつであるダイバータを中心にシミュレーション研究を行ってきた。

原型炉ダイバータプラズマの解析には、統合ダイバータシミュレーションコードSONICを用いた。ポロイダル断面における2次元のSOL・ダイバータプラズマ輸送は流体モデルにより扱い、中性粒子及び不純物の輸送はモンテカルロ粒子モデルにより解いている。典型的な原型炉ダイバータの解析では、32ノード（512コア）を用いて150時間程度の計算リソースを使用する。

原型炉ダイバータにおける最重要課題は、主プラズマから排出される膨大な熱の制御である。主プラズマから排出される熱はITERの数倍に及ぶ一方、ダイバータでの除熱は、中性子照射環境における材料選択の制約からITERダイバータと同程度かそれ以下となる。現在のところ、不純物ガス注入による放射損失と非接触ダイバータプラズマによる熱制御シナリオを検討している。

原型炉概念SlimCS（核融合出力3GW、装置サイズ5.5m）を対象としたダイバータ熱制御シナリオの検討[166, 167]では、周辺部へ排出される熱の92%をAr不純物ガスにより放射させることで（ $f_{\text{rad}} = 92\%$ ）、部分非接触ダイバータプラズマが得られた。しかし、図79に示すようにトータル熱負荷（プラズマ輸送、壁表面におけるイオンの再結合、不純物放射、中性粒子による熱負荷の和）は16 MW/m²であり、さらに熱負荷を低減させる必要がある。そのため、Ar以外の不純物ガスによる制御[166]や、ダイバータ幾何形状効果の解析[168]、先進ダイバータ磁場配位[169]等の検討を進めた。

また、近年の原型炉設計全般の検討結果を踏まえ、核融合出力や装置サイズを変えたダイバータ解析を進めてい

る。図80は、装置サイズ5.5mにおける核融合出力及び不純物放射割合のパラメータサーベイ結果である。 $f_{\text{rad}} \sim 80\%$ 程度を原型炉でも実現できれば、ダイバータ熱負荷は10 MW/m²以下となり、ITERダイバータ（タングステンモノブロック、水冷却、銅合金配管）が適用できる可能性があることがわかった[170]。さらに、装置サイズを中型規模（8～9m）にすることで、これまでのトカマク実験から見込める $f_{\text{rad}} \sim 70\%$ でもITERダイバータの適用性が期待できる。現在、装置サイズ8.2mのダイバータ解析を行っており、 $f_{\text{rad}} = 80\%$ でダイバータ熱負荷6 MW/m²の初期結果を得ている。しかし、ストライク点から離れた低リサイクリング領域ではイオン温度は300 eVを超えており、ダイバータ損耗の観点で問題になる。ダイバータ熱制御、損耗、さらには粒子排気や主プラズマ等と整合した総合的なシナリオ開発が必要である。

今後、パラメータサーベイや形状効果の解析を通して原型炉ダイバータプラズマの物理特性の理解を深めながら、設計領域、運転領域の指針を示していく。同時に、モデルの高度化、実験データとの比較、コード間ベンチマーク等

表2 DNS条件. $Re_\tau = u_\tau h/\nu$: 摩擦レイノルズ数, u_τ : 摩擦速度, h : チャンネル半幅(=d/2), ν : 動粘性係数, $Ha = B_y d(\sigma/\rho\nu)^{1/2}$: ハルトマン数, B_y : 壁垂直方向の磁束密度, σ : 電気伝導度, $Pr = \nu/\alpha$: プラントル数, α : 熱拡散係数, $L_x(N_x, \Delta x)$, $L_y(N_y, \Delta y)$, $L_z(N_z, \Delta z)$: 主流(x), 壁垂直(y), スパン方向への計算領域(格子分解能)。

	Re_τ	Pr	Ha	Domain L_x, L_y, L_z	Grid number N_x, N_y, N_z	Resolution $\Delta x^+, \Delta y^+, \Delta z^+$
1 (FLiBe)	400	25	0, 20, 28	12.8h, 2h, 6.4h	2048, 870, 1024	2.5, 0.05–1.0, 2.5



図81 チャンネル中央部における瞬時の温度乱れ[173]. top view, $-0.04(\text{black}) < \theta/\Delta\theta < 0.04(\text{white})$.

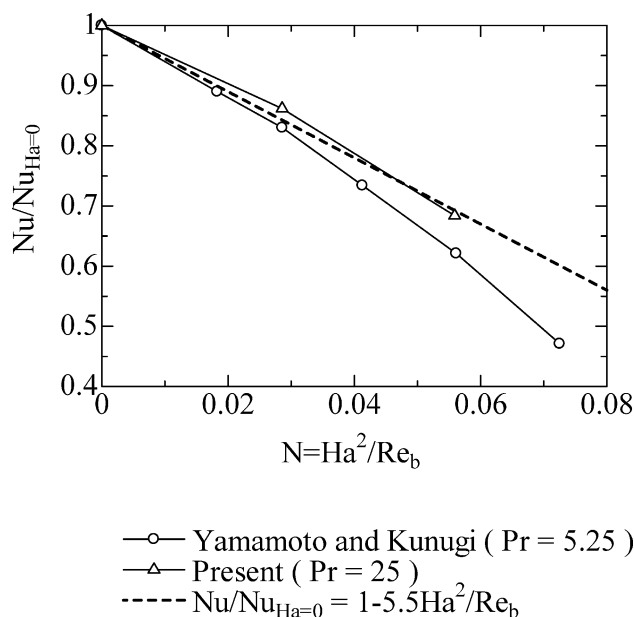


図82 磁場効果によるヌッセルト数の変化[173] (非磁場下のヌッセルト数で規格化)。

を進め、コードの信頼性を向上させていく。

7.4 核融合炉・液体金属乱流に関する世界最大規模直接数値計算

The world's largest direct numerical simulation of free-surface turbulent flows simulated IFMIF target flow (DNSLMFSF)

プロジェクト代表：山本義暢〔山梨大学大学院総合研究部〕

国際枠 第1サイクル

核融合炉・炉工学分野においては、液体金属乱流における乱流輸送現象の解明及びモデリングがデザイン設計上重要となっている。特にブランケットの冷却材においてはMHD (Magnet Hydro-Dynamics) 効果による乱流変調を伴う複雑乱流場を形成する。この液体金属流は不透明流体であり、その磁場下の乱流挙動に関する実験的解明には多くの技術的困難を伴うため、第一原理的手法による数値解析手法が有力となる。本研究では、世界最大規模の計算機資源を活用し、第一原理的手法であるDNS (Direct Numerical Simulation) を用いた磁場下の詳細乱流解析とデータベース構築を実施した。

対象とした流動場は、壁垂直方向に磁場を印加した液体金属チャンネル流である。流れ場のレイノルズ数 (流動効果)、ハルトマン数 (磁場効果) 及びプラントル数 (熱拡散効果) といった物理パラメータは先進ブランケットのデザイン条件 (FliBe 溶融塩) [171] と同等とした (表2参照)。DNS手法としては、擬スペクトル法[172]に基づき、主流及びスパン方向にフーリエスペクトル法、壁垂直方向に2次精度中心差分法を適用した。メモリ規模としては約2TBを要し、時間平均乱流諸量を得るために、1ケースあたり50万ステップ程度 (×3ケース) の時間積分を行った。

本研究の成果としては、上記のデザイン条件同等の物理パラメータにおけるMHD熱伝達に関する詳細データベース構築に初めて成功したことがまず挙げられる。その例として図81に非磁場下及び磁場下における瞬時の温度乱れ分布[173]、さらに図82に磁場効果によるヌッセルト数 (ヌッセルト数は熱伝達と熱伝導の比を表す) の変化[173]を示す。伝熱相関式としては、非磁場下のヌッセルト数 $Nu_{Ha=0}$ 及び相互作用係数 ($N=Ha^2/Re_b$, Re_b はバルクレイノルズ数) を用いて、 $Nu/Nu_{Ha=0}=1-5.5N$ を提案した。この結果により磁場効果による伝熱劣化は、非磁場下の20%程度と見積もれる。その他、磁場下の乱流モデル開発に必要な磁場下の乱流エネルギー・散逸率さらには乱流熱流束の輸送方程式に関するデータベースを得ることができた。

磁場効果・乱流効果・熱輸送効果といった複雑・複合現象に関する第一原理計算においては各時間・空間スケールが異なり、それぞれの最小・最大スケールを包括した計算が必要となる。そのためこの種の計算に要する計算機資源は莫大となる。しかし実験では得難い詳細データベースやモデル開発に必要な基準データベースは、非常に有用と言える。今後はさらなるデータベースの拡充と乱流モデル開発が重要と考えている。またそれには計算機の理論性能規模だけではなく、実行効率はもちろん、導入時から安定稼働し、フル活用できる計算機システムの存在が不可欠である。

参考文献

- [1] 中島徳嘉他：プラズマ・核融合学会誌 **91**, 711 (2015).
- [2] A. Ishizawa *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 053007 (2013).
- [3] A. Ishizawa *et al.*, Phys. Plasmas **21**, 055905 (2014).
- [4] A. Ishizawa *et al.*, J. Plasma Phys. **81**, 435810203 (2015).
- [5] A. Ishizawa *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 043024 (2015).
- [6] Z. Lin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 195004 (2002).
- [7] Y. Idomura *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 065029 (2009).
- [8] Y. Idomura *et al.*, Int. J. HPC Appl. **28**, 73 (2014).
- [9] Y. Idomura and M. Nakata, Phys. Plasmas **21**, 020706 (2014).
- [10] F.I. Parra and P.J. Catto, Phys. Plasmas **17**, 056106 (2010).
- [11] Y. Idomura, Comput. Sci. Discovery **5**, 014018 (2012).
- [12] Y. Idomura, Phys. Plasmas **21**, 022517 (2014).
- [13] Y. Camenen *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 073039 (2011).
- [14] M. Nakata and Y. Idomura, Nucl. Fusion **53**, 113039 (2013).
- [15] K. Imadera *et al.*, Proc. 25th IAEA Fusion Energy Conf. (St. Petersburg, Russia, 2014) TH/P5-8.
- [16] K. Obrejan *et al.*, Plasma Fusion Res. **10**, 3403042 (2015).
- [17] N. Kasuya *et al.*, Plasma Sci. Tech. **13**, 326 (2011).
- [18] T. Yamada *et al.*, Nature Phys. **4**, 721 (2008).
- [19] N. Kasuya *et al.*, Plasma Fusion Res. **8**, 2403070 (2013).
- [20] N. Kasuya *et al.*, Phys. Plasmas **21**, 110701 (2014).
- [21] R. J. Hawryluk *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 065012 (2009).
- [22] T. E. Evans *et al.*, Nature Phys. **2**, 419 (2006).
- [23] A. B. Rechester and M. N. Rosenbluth, Phys. Rev. Lett. **40**, 38 (1978).
- [24] R. Kanno *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **52**, 115004 (2010).
- [25] R. Kanno *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 065005 (2013).

- (2013).
- [26] S. Satake *et al.*, Plasma Fusion Res. **3**, S1062 (2008).
 - [27] S. Satake *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 054018 (2011).
 - [28] J.-K. Park *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 065002 (2009).
 - [29] S. Satake *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 113033 (2013).
 - [30] R. Numata *et al.*, J. Comput. Phys. **229**, 9347 (2010).
 - [31] G. G. Plunk *et al.*, New J. Phys. **14**, 103030 (2012).
 - [32] T. Tatsuno *et al.*, Phys. Plasmas **19**, 122305 (2012).
 - [33] 龍野智哉：日本物理学会誌 **67**, 640 (2012).
 - [34] 宮川大和, 龍野智哉：第3回 IFERC-CSC 研究集会 (2014年2月, 東京).
 - [35] T. Vernay *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 042301 (2012).
 - [36] C.C. Petty *et al.*, Phys. Plasmas **6**, 909 (1999).
 - [37] T.-H. Watanabe and H. Sugama, Nucl. Fusion **26**, 46 (2006).
 - [38] B.F. McMillan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 155001 (2010).
 - [39] M. Nakata *et al.*, Plasma Fusion Res. **9**, 1403029 (2014).
 - [40] M. Yoshida *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 083022 (2013).
 - [41] T.L. Rhodes *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 063022 (2011).
 - [42] M. Nakata *et al.*, Proc. 25th IAEA Fusion Energy Conference (St. Petersburg 2014) TH/P7-38 (2014).
 - [43] D.R. Mikkelsen *et al.*, Phys. Plasma **21**, 112305 (2014).
 - [44] M. Nunami *et al.*, Plasma Fusion Res. **8**, 1203019 (2013).
 - [45] M. Nunami *et al.*, Phys. Plasma **20**, 092307 (2013).
 - [46] S. Maeyama *et al.*, Comput. Phys. Commun. **184**, 2426 (2013).
 - [47] S. Maeyama *et al.*, Plasma Fusion Res. **9**, 1203020 (2014).
 - [48] S. Maeyama, *et al.*, Phys. Plasmas **21**, 052301 (2014).
 - [49] S. Maeyama, *et al.*, Parallel Comput. **49**, 1 (2015).
 - [50] S. Maeyama, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **114**, 255002 (2015).
 - [51] K.C. Shaing *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 035009 (2009).
 - [52] S. Satake *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 55001 (2011).
 - [53] N.C. Logan *et al.*, Phys. Plasmas **20**, 122507 (2013).
 - [54] S. Matsuoka *et al.*, 56th Annual Meeting of the APS-DPP (2014) CP8.00034.
 - [55] F. Hariri and M. Ottaviani, Comput. Phys. Commun. **184**, 2419 (2013).
 - [56] M. Shoucri and G. Knorr, Plasmas Phys. **18**, 187 (1976).
 - [57] E. Sonnendrücker *et al.*, J. Comput. Phys. **149**, 201 (1999).
 - [58] A. Arakawa, J. Comput. Phys. **1**, 119 (1966); *reprinted* **135**, 103 (1997).
 - [59] G. E. Karniadakis *et al.*, J. Comput. Phys. **97**, 414 (1991).
 - [60] N. Miyato *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **78**, 104501 (2009).
 - [61] M. Yagi *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **54**, 363 (2014).
 - [62] N. Miyato *et al.*, Phys. Plasmas **11**, 5557 (2004).
 - [63] N. Miyato *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 929 (2007).
 - [64] N. Miyato *et al.*, Proc. 25th IAEA Fusion Energy Conf. (St. Petersburg, Russia 2014) TH/P2-12.
 - [65] N. Miyato, Plasma Fusion Res. **9**, 1203148 (2014).
 - [66] A. Ishizawa and N. Nakajima, Phys. Plasmas **14**, 040702 (2007).
 - [67] A. Ishizawa and N. Nakajima, Nucl. Fusion **49**, 055015 (2009).
 - [68] A. Ishizawa and N. Nakajima, Phys. Plasmas **17**, 072308 (2010).
 - [69] A. Ishizawa and F.L. Waelbroeck, Phys. Plasmas **20**, 122301 (2013).
 - [70] A. Ishizawa and T.-H. Watanabe, Phys. Plasmas **20**, 102116 (2013).
 - [71] M. Yagi *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 900 (2005).
 - [72] B.D.udson *et al.*, J. Plasma Phys. **81**, 365810104 (2015).
 - [73] H. Seto *et al.*, Proc. 12th BPSI Meeting Conf. (2015).
 - [74] T.-H. Watanabe *et al.*, 24th IAEA Fusion Energy Conference (San Diego, USA, 2012) TH/8-1.
 - [75] Y. Asahi *et al.*, Phys. Plasmas **21**, 052306 (2014).
 - [76] Y. Asahi *et al.*, Plasma Fusion Res. **10**, 1403047 (2015).
 - [77] T.-H. Watanabe *et al.*, Phys. Plasmas **22**, 022507 (2015).
 - [78] A. Bierwage *et al.*, Plasma Fusion Res. **7**, 2403081 (2012).
 - [79] Y. Todo and A. Bierwage, Plasma Fusion Res. **9**, 3403068 (2014).
 - [80] Y. Todo *et al.*, Nucl. Fusion **54**, 104012 (2014).
 - [81] Y. Todo *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 073020 (2015).
 - [82] S. Nishimura *et al.*, Plasma Fusion Res. **8**, 2403090 (2013).
 - [83] H. Wang *et al.*, 25th IAEA Fusion Energy Conference (St. Petersburg, Russia, 2014) TH/P1-12.
 - [84] A. Bierwage *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 073007 (2013).
 - [85] A. Bierwage *et al.*, Nucl. Fusion **54**, 104001 (2014).
 - [86] A. Bierwage *et al.*, Phys. Rev. Lett. **114**, 015002 (2015).
 - [87] A. Bierwage, Proc. 31st Annual Meeting of JSPF, invited talk 21aC-2-1 (2014).
 - [88] A. Bierwage and K. Shinohara, Phys. Plasmas **21**, 112116 (2014).
 - [89] A. Matsuyama *et al.*, Nucl. Fusion **54**, 123007 (2014).
 - [90] A. Matsuyama *et al.*, JPS Conf. Proc. **1**, 015037 (2014).
 - [91] 松山顕之：プラズマ・核融合学会誌 **91**, 204 (2015).
 - [92] K. Miki and Y. Idomura, Plasma Fusion Res. **10**, 3403068 (2015).
 - [93] J.E. Rice *et al.*, Nucl. Fusion **42**, 510 (2002).
 - [94] S. Murakami *et al.*, Nucl. Fusion **46**, S425 (2006).
 - [95] S. Murakami *et al.*, Phys. Plasma **23**, 012501 (2016).
 - [96] H. Yamaguchi and S. Murakami, Nucl. Fusion **56**, 026003 (2016).
 - [97] S. Murakami *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **57**, 054009 (2015).
 - [98] S. Hasegawa *et al.*, Plasma Fusion Res. **8**, 2403083 (2013).
 - [99] N. Aiba and H. Urano, Nucl. Fusion **54**, 114007 (2014).
 - [100] N. Aiba and M. Hirota, Phys. Rev. Lett. **114**, 065001 (2015).
 - [101] D. Pfefferle *et al.*, Bull. Am. Phys. Soc., BAPS.2014.DPP. GP8.51 (2014).
 - [102] S. Sakakibara *et al.*, Proc. 23rd IAEA Fusion Energy Conf. (Daejeon, 2010) EXS/P5-13.
 - [103] K. Ichiguchi and B.A. Carreras, Nucl. Fusion **51**, 053021 (2011).
 - [104] K. Ichiguchi *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1101 (2003).
 - [105] S. P. Hirshman *et al.*, Comp. Phys. Comm. **43**, 143 (1986).
 - [106] K. Ichiguchi *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 043019 (2015).
 - [107] Y. Suzuki *et al.*, Nucl. Fusion **46**, L19 (2006).
 - [108] Y. Todo *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, S2062 (2010).
 - [109] K. Ichiguchi *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 073023 (2015).
 - [110] S. Sakakibara *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 043010 (2013).
 - [111] T. Nicolas *et al.*, Plasma Fusion Res. **10**, 3403018 (2015).
 - [112] M. Sato *et al.*, Proc. 24th IAEA Fusion Energy Conf. (San Diego, USA, 2012), IAEA-CN-197/TH/P3-25.
 - [113] V.K. Decyk and T.V. Singh, Comput. Phys. Commun. **182**, 641 (2011).
 - [114] V.K. Decyk and T.V. Singh, Comput. Phys. Commun. **185**, 708 (2014).

- [115] R. Numata *et al.*, J. Comput. Phys. **229**, 9347 (2010).
- [116] R. Numata and N.F. Loureiro, J. Plasma Phys. **81**, 305810201 (2015).
- [117] H. Miura *et al.*, *25th IAEA Fusion Energy Conference* (St. Petersburg, Russia, 2014) TH/P5-17.
- [118] R. Goto *et al.*, Phys. Plasmas **22**, 032115 (2015).
- [119] H. Miura and K. Araki, Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 014012 (2013).
- [120] H. Miura and K. Araki, Phys. Plasmas **21**, 072313 (2014).
- [121] A. Fukano *et al.*, J. Nucl. Mater. **363**, 211 (2007).
- [122] K. Hoshino *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **48**, 280 (2008).
- [123] C.K. Birdsall and A.B. Langdon, *Plasma physics via computer simulation* (Adam-Hilger, New York 1991).
- [124] T. Takizuka and H. Abe, J. Comput. Phys. **25**, 205 (1977).
- [125] K. Ohya, Physica Scr. T **124**, 70 (2006).
- [126] R. Schneider *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **46**, 3 (2006).
- [127] M. Toma *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **52**, 450 (2012).
- [128] M. Toma *et al.*, J. Nucl. Mater. **438**, S620 (2013).
- [129] Y. Homma and A. Hatayama, J. Comp. Phys. **231**, 3211 (2012).
- [130] Y. Homma and A. Hatayama, J. Comp. Phys. **250**, 206 (2013).
- [131] Y. Homma *et al.*, *Proc. 25th IAEA Fusion Energy Conf.* (St. Petersburg, Russia 2014) TH/P7-8.
- [132] S. Yamoto *et al.*, J. Nucl. Mater. **463**, 615 (2015).
- [133] Y. Ueda *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 065027 (2009).
- [134] T. Takizuka *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 075038 (2009).
- [135] S. Azuma *et al.*, *Proc. 11th Burning Plasma Simulation Initiative workshop* (RIAM, Kyushu Univ., 2013).
- [136] H. Nuga *et al.*, Plasma Fusion Res. **10**, 1203006 (2015).
- [137] M. Honda *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 073033 (2015).
- [138] N. Hayashi *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 123009 (2013).
- [139] H. Nuga and A. Fukuyama, Prog. Nucl. Sci. Technol. **2**, 78 (2011).
- [140] A. Fukuyama *et al.*, *Proc. 25th IAEA Fusion Energy Conf.* (St. Petersburg, Russia, 2014) TH/P6-4.
- [141] M. Yagi *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 900 (2005).
- [142] A. Bondeson *et al.*, Nucl. Fusion **31**, 1695 (1991).
- [143] M. Yagi, J. Plasma Phys. **81**, 435810201 (2015).
- [144] T. Yamamoto *et al.*, J. Alloys Compd. **213-214**, 535 (1994).
- [145] T. Yamamoto *et al.*, J. Alloys Compd. **269**, 162 (1998).
- [146] S. Takamura *et al.*, Plasma Fusion Res. **1**, 051 (2006).
- [147] A.M. Ito *et al.*, J. Nucl. Mater. **463**, 109 (2015).
- [148] S. Saito *et al.*, J. Nucl. Mater. **438**, S895 (2013).
- [149] A. Takayama *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **52**, 01AL03 (2013).
- [150] T. Tamura *et al.*, Modell. Simul. Mater. Sci. Eng. **22**, 015002 (2014).
- [151] A.M. Ito *et al.*, Phys. Scr. T **159**, 014062 (2014).
- [152] R. Kobayashi *et al.*, J. Nucl. Mater. **463**, 1071 (2015).
- [153] A.M. Ito *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 073013 (2015).
- [154] M.J. Baldwin *et al.*, J. Nucl. Mater. **404**, 165 (2010).
- [155] Y. Noiri *et al.*, J. Nucl. Mater. **463**, 285 (2015).
- [156] K. Ohsawa *et al.*, Phys. Rev. B **82**, 184117 (2010).
- [157] K. Ohsawa *et al.*, Phys. Rev. B **85**, 094102 (2012).
- [158] K. Ohsawa *et al.*, J. Nucl. Mater. **458**, 187 (2015).
- [159] H. Tsuchihira *et al.*, J. Nucl. Mater. **442**, S429 (2013).
- [160] W. Mao *et al.*, Fusion Eng. Des. **88**, 2646 (2013).
- [161] E. Artacho, Phys. Status Solidi B **215**, 809 (1999).
- [162] E. Fromm and G. Hörz, Intern. Metals Rev. **25**, 269 (1980).
- [163] S. Satake *et al.*, *Proc. SNA + MC2013*, A098 (2013).
- [164] S. Satake *et al.*, *Proc. 21st Topical Meeting (Embedded) on the Technology of Fusion Energy (TOFE)*, 11131 (2014).
- [165] T. Takizuka *et al.*, J. Nucl. Mater. **463**, 1229 (2015).
- [166] N. Asakura *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 123013 (2013).
- [167] K. Hoshino *et al.*, Plasma Fusion Res. **9**, 3403070 (2014).
- [168] K. Hoshino *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **52**, 550 (2012).
- [169] N. Asakura *et al.*, J. Nucl. Mater. **463**, 1238 (2015).
- [170] K. Hoshino *et al.*, *Proc. 25th IAEA Fusion Energy Conf.* (St. Petersburg, Russia, 2014) FIP/P8-11.
- [171] C.P.C. Wong *et al.*, Fusion Eng. Des. **72**, 245 (2004).
- [172] Y. Yamamoto and T. Kunugi, Fusion Eng. Des. **86**, 2886 (2011).
- [173] Y. Yamamoto and T. Kunugi, Fusion Eng. Des. **90**, 17 (2015).