



## プロジェクトレビュー

# 核融合科学研究所における数値実験研究プロジェクト

## The Numerical Simulation Research Project at the National Institute for Fusion Science

堀内利得

HORIUCHI Ritoku

自然科学研究機構 核融合科学研究所

(原稿受付：2013年9月4日)

### Keywords:

numerical Simulation Research Project, numerical test reactor, fusion plasma simulation, computational science, basic plasma simulation, plasma simulator, verification and validation

### 1. はじめに

平成22年度4月、核融合科学研究所(核融合研)では、第2期中期計画の開始にあたり、プラズマ・核融合分野でのCenter Of Excellence (COE)としての求心力を一層強化するために、研究者のライン組織を単一研究部のヘリカル研究部に一本化し、それぞれのタスクをもった大型ヘリカル装置(LHD)計画、数値実験研究、核融合工学研究からなる3研究プロジェクト体制を導入した。第2期中期計画期間が2年半経過した平成24年度の後期において、3研究プロジェクトの1つである数値実験研究プロジェクトの研究成果に関する外部評価を受けた[1]。本プロジェクトレビューでは、その研究成果を中心に報告する。

#### 1) 背景

数値実験研究プロジェクトの研究対象となっている核融合プラズマ系の特徴としては、以下の点が挙げられる。まず(1)マイクロからマクロまでの様々な物理が含まれた系である。閉じ込め中心領域から、磁気セパトリックス近傍やSOL領域などの閉じ込め周辺領域、プラズマ対向壁領域へと移動するにつれ物理パラメータが何桁も大きく変化し、プラズマの挙動を支配する物理過程も領域ごとに変化していく。(2)これらの物理は非線形的に相互作用しながら、かつ、時間的にも変化をしている。即ち、非線形・非平衡系の物理に支配されている。また、(3)プラズマ閉じ込めのための複雑な磁場形状、閉じ込め容器、ダイバート板やブランケット等の構造体が存在し、取り扱いをより複雑にしている。さらに、(4)高温高密度プラズマの生成・維持には、中性ビーム入射やECHなどによる波動加熱、燃料ペレット入射等のエネルギー注入が必要となる。一方、様々な拡散過程や輻射過程を通じてエネルギーが排出される物理過程が存在する。即ち、エネルギー開放系におけるプラズマの複雑な挙動を解明する必要がある。

プラズマ・核融合分野では、このような複雑なプラズマ

の挙動を解明するための研究手段として、どの研究分野よりも早い時期から計算機シミュレーションのもつ潜在能力に注目し、様々なシミュレーション手法や計算機利用技術を開発し、それを用いたシミュレーション研究により多くの優れた研究成果を上げてきた。平成元年の核融合科学研究所の創設と同時に設立された「理論・シミュレーション研究センター」では、我が国における核融合プラズマの理論・シミュレーション研究の中心拠点として、非線形・非平衡・開放系で特徴づけられる核融合プラズマの多重時空間スケールにわたる複雑現象の物理機構の解明をその主目的とし、プラズマ核融合研究を通じて新たな学問分野としての「シミュレーション科学」の開拓を牽引すべくシミュレーション研究を推進してきた。その流れは、その後の組織改編で設立されたシミュレーション科学研究部に発展的に受け継がれている。

#### 2) プロジェクトの概要

平成22年4月に発足した数値実験研究プロジェクトでは、核融合研創設時より進めてきた多階層複合物理系としての核融合プラズマの理論シミュレーション研究の成果を基に、炉心プラズマから周辺プラズマまでのプラズマの挙動を解明しその理論体系化を進めるとともに、ヘリカル型磁場閉じ込め装置全体のプラズマ挙動を予測できる数値実験炉の構築をめざしたシミュレーション研究を推進することをプロジェクトの目標に設定した。その推進にあたっては、次に挙げる大きな3つの課題がある。(1)MHD平衡・安定性から、マイクロ不安定性とプラズマ乱流、コアおよび周辺でのプラズマ粒子・熱輸送、核燃焼プラズマ、高エネルギー粒子物理、燃料補給、波動加熱、プラズマ対向壁でのプラズマ物質相互作用に至るまでの構成物理要素の導入とその物理の解明、(2)数値実験炉を構成する各要素物理の数値モデルの高精度化と要素物理を組み上げて数値実験炉の構築のためのコード体系化に向けた研究、(3)他の研

究グループで開発されている同種のシミュレーションコードとのベンチマークテストを通じての理論検証，および，具体的な実験データとの比較による数値モデルの正当性・適応性の検証である。

これらの課題の解決に向けた一連の研究活動を全体として効率よく機能するように，それぞれのタスクをもった9つの研究基盤グループからなる数値実験研究プロジェクトの研究体制を組織した[2]。この研究体制では，研究総主幹が活動全体を統括し，全体会議や推進会議の運営，タスクグループ活動の推進，他のプロジェクトとの連携等を積極的に進めながら，プロジェクト研究が全体として効率的に機能するように運営されている(図1-1)。特に，国内外の研究者の英知を結集して数値実験研究プロジェクトに関する共同研究を推進することはもとより，シミュレーション研究者の複数のタスクグループへの参加，タスクグループ間の研究交流，LHD実験グループや炉工学研究グループとの研究交流を積極的に取り入れ，研究活動の活性化を図ることにより，研究目標の達成へ向けてプロジェクト研究を着実に進展させた。さらに，この進展を支えるものとして，核融合研の大型計算機「プラズマシミュレータ」の性能向上をはじめとする研究環境の整備やプラズマシミュレータ等を共同研究で利用するための支援体制の整備・拡充を進めた。

以下の2章と3章では，核融合プラズマシミュレーションおよび計算科学の高度化と基礎物理シミュレーションに分けて，それぞれの課題毎に得られた研究成果の概要を，4章では共同研究を中心とする研究活動の概要を，5章ではまとめと今後の展望を記す。

## 2. 核融合プラズマシミュレーション

### 2.1 MHD 平衡と不安定性

磁場閉じ込め核融合プラズマにおいては，閉じ込め磁場の変動を伴う様々な巨視的揺動が生じ，プラズマの閉じ込めを大きく劣化させる可能性がある。これらの現象の時間および空間スケールは，電磁流体力学(MHD)方程式で記述される不安定性のスケールに対応する。したがって，プラズマの巨視的振る舞いを理解するために，この方程式を基本とした理論およびシミュレーション研究を，以下に示すように精力的に行ってきた。

#### 1) 乱れた磁力線構造を持つ三次元 MHD 平衡の考察

LHDをはじめとするヘリオトロン磁場配位では真空で

はプラズマ周辺にストカスティックな磁力線構造が存在する。したがって，三次元 MHD 平衡を自由境界計算で矛盾なく求めるためには，ストカスティックな磁力線構造を含む計算を行う必要がある。また，ヘリカル系プラズマでは，磁場構造の3次元性により磁気島構造の自発的生成・消滅が実験で観測されており，入れ子の磁気面構造を仮定しない三次元 MHD 平衡計算コードの研究・開発はきわめて重要である。一方，トカマクの場合は軸対称性を仮定することにより，2次元で MHD 平衡計算が行われてきた。しかし，閉じ込め改善モード(Hモード)時の周辺局在化モード(ELM)の低減・抑制のために共鳴磁場摂動(Resonant Magnetic Perturbation: RMP)をプラズマに重畳する実験が盛んに行われている。このことは，これまで2次元で解析が行われてきたトカマクでの三次元解析の必要性を意味しており，ヘリカル系プラズマ用の三次元 MHD 平衡計算コードを用いた研究の新しい展開として注目されている。

これまで，LHD実験のMHD平衡解析はVMECコードを用いて行われてきた。VMECコードはヘリカル系プラズマのMHD平衡解析に最も用いられているコードである。しかし，磁気座標系と呼ばれる入れ子状の磁気面を仮定した座標形状で構築されているので，入れ子状の構造が破れる磁気島やストカスティックになった磁気面形状は扱えなかった。一方，磁気島やストカスティックな磁気面形状の影響を考察するためにHINTコードやPIESコードが核融合科学研究所やプリンストンプラズマ物理研究所で開発されてきた。しかしながら，HINTやPIESはコードが複雑で巨大なために，実験プロファイルによるMHD平衡の再構築や実験結果の解釈にはそのまま適用することは難しかった。そこで，MHD平衡の物理のさらなる理解を深めるため，実験データ解釈に応用し，コードの精度を高めるためにHINTコードの改良版であるHINT2コードを開発してきた[3]。HINT2はHINTコードの利点はそのままに将来の拡張を念頭に新しく開発した。また，最新の計算科学の成果を反映し，使いやすくまた高速にMHD平衡計算ができるよう設計されている。

MHD平衡解析により得られる幾何情報はMHD不安定性解析や輸送解析に必要な不可欠な基本情報である。HINT2の平衡計算結果を用いて磁気面構造の座標データを構築し，実験データ解析に応用されている。このことにより，従来，VMECコードにより構築されてきた磁気面データを用いた場合に比べて，より実験結果と矛盾のない解析が可能になった。また，HINT2による乱れた磁力線領域を含むMHD平衡を，HINT2と同じく実座標系で構築されたMHD不安定性解析コードに提供している。

開発したHINT2コードを用いて，LHD磁場配位についての詳細な3次元MHD平衡解析を進展させた。HINT2コードの計算結果から，ベータ値の上昇と共にプラズマ周辺部の磁力線構造がプラズマ応答により変化し，磁気島構造やストカスティックな乱れた磁力線構造が作り出されることがわかった。この，磁力線構造の変化は入れ子状の磁気面領域をベータ値の上昇と共に減少させ，平衡ベータ限界をもたらす可能性があることがわかった。

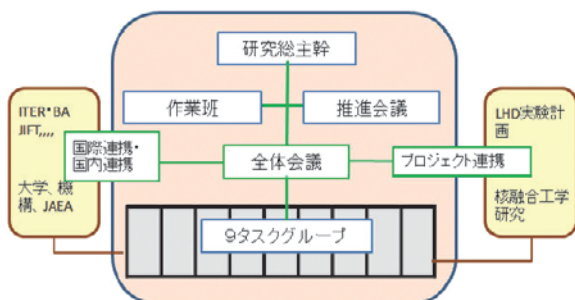


図1-1 数値実験プロジェクトの組織体制。

一方、HINT2コードによる3次元MHD平衡解析の妥当性を評価するためには実験的に磁場構造を同定し、平衡解析結果と比較することが重要である。実験的に磁場構造を同定するために、プラズマ周辺部の電場構造を計測した。もし、磁力線が開いていればプラズマから容器壁までの磁力線が結合する。このとき、磁力線の結合長の短い領域では、磁力線に沿って損失する電子が増加することで大きな正電場が形成され、結合長の変化が大きいところで電場勾配が極大となることが予想される。この作業仮説に基づき、異なるベータ値での周辺電場構造を計測し、HINT2による3次元MHD平衡解析結果と比較した。その結果、**図2.1.1-1**および**図2.1.1-2**に示すように、周辺電場構造とHINT2により予測された磁力線構造が定性的に一致した。これらの実験と数値モデリングとの比較により、3次元MHDモデリングの検証(validation)が着実に進展しつつある[4]。

このHINT2コードによる平衡解析は低次の共鳴摂動磁場(RMP)が重畳されたLHDプラズマの平衡解析にも応用されている。トロイダルモード数 $n$ /ポロイダルモード数 $m = 1/1$ の磁気島をもつLHDプラズマの平衡解析を行った結果、ベータ値の上昇と共に $n/m = 1/1$ の磁気島が拡大し、磁気島のセパトトリックスがストカスティックになることが得られている[5]。

HINT2コードはヘリカルプラズマだけでなく、トカマクのMHD平衡解析にも応用することができ、トロイダル磁場リップルやRMP磁場を含むトカマクプラズマの3次元MHD平衡解析を行っている。国際トカマク物理活動(ITPA)周辺ペダスタルグループでは、国際熱核融合実験炉(ITER)プラズマの3次元MHD平衡に関する研究成果を報告した。ITERの標準運転モードはType-IELMを伴うELMy H-modeである。ELMによりはき出される高エネルギーの粒子束はダイバータ板に損傷を与えるため、ELMを抑制し高エネルギー粒子束を低減することは緊急の課題である。ELMによる高エネルギー粒子束を低減するため、RMPを重畳し、ELMを低減、もしくは抑制する実験が精力的に行われている。これまでのRMPを重畳した場合の

磁場構造のモデル化は、「真空近似」が用いられてきた。しかし、これでは、3次元外部摂動磁場の大きさは真空中で計算された値に固定され、プラズマ応答の効果は一切入らない。プラズマ応答による3次元外部摂動磁場の変化は、3次元MHDコードでプラズマ応答を含んだ解析を行う必要がある。まず、最も低次のプラズマ応答を含んだ3次元MHDモデリングとして、3次元MHD平衡計算を行った。**図2.1.1-3**に、 $n = 4$ のRMP磁場を重畳したITERプラズマについてHINT2により計算された3次元MHD平衡を示す。3次元MHD平衡では、セパトトリックス付近に結合長が長い磁力線と短い磁力線が混在し、それらが重なり合いながら周回している。また、プラズマ下端に存在していたX点付近では、ストカスティック化が強く現れ、スプリットングと呼ばれる磁束管の分岐構造が現れる[6]。

## 2) 高ベータLHDプラズマに対する非線形MHDシミュレーション

環状プラズマにおけるMHD現象の研究を目的として非線形MHD共通基盤コードMIPSを開発した[7]。MIPSコードは円柱座標系を採用することにより様々な環状プラズマに対応している。MIPSの数値解法は4次精度有限差分と4次のルンゲ・クッタ法による時間積分である。円柱

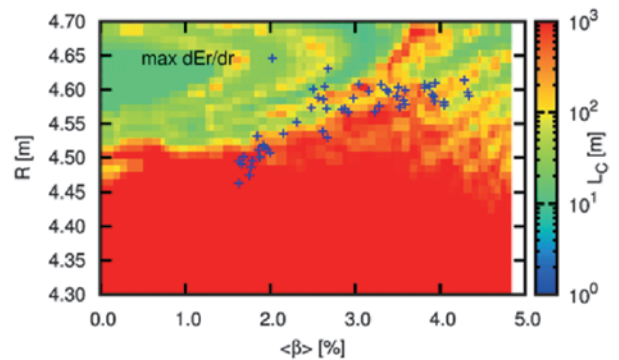


図2.1.1-2 HINT2コードの磁力線構造と電場計測結果の比較。

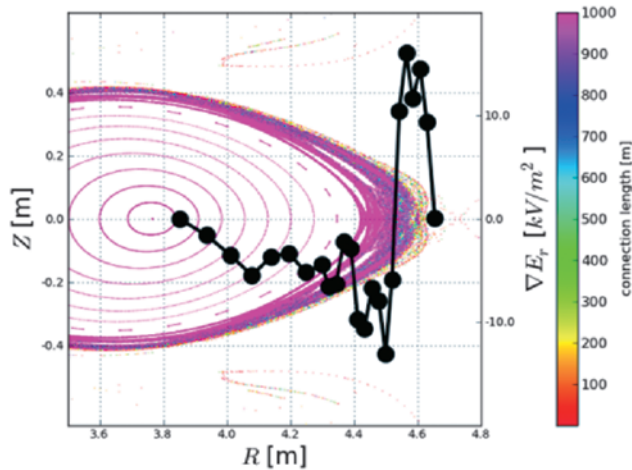


図2.1.1-1 HINT2コードによる平衡解析結果と電場計測結果の比較。

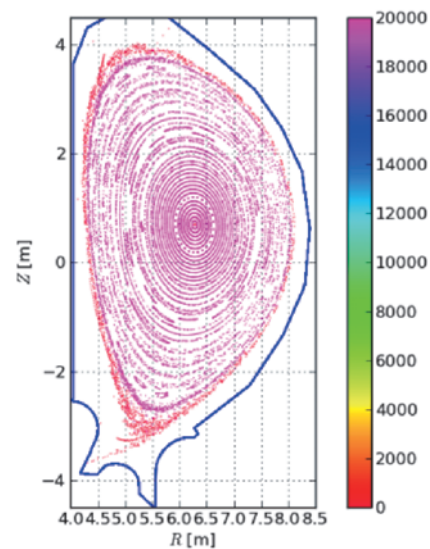


図2.1.1-3 HINT2により計算された $n = 4$ のRMP磁場が重畳されたITERプラズマの3次元MHD平衡。

座標系は直交性を有し、環状プラズマに適用した場合にはヤコビアン非一様性も小さいため、比較的平易な数値解法を用いて高い信頼性と数値的安定性が実現されている。3次元領域分割によるメッセージパッシングインターフェース (MPI) 並列化が施されており、大規模並列計算にも対応している。

高ベータ LHD プラズマにおいては、プラズマ周辺部が磁気丘のためメルシエ不安定であるが、近年の LHD 実験にて約 5% の体積平均ベータ値をもつ安定な高ベータプラズマが得られている。そこで本研究では、LHD にて安定な高ベータプラズマが得られるメカニズムの解明のため、MIPSコードを用いて高ベータ LHD プラズマに対する非線形 MHD シミュレーションを実施した。これまでに行われてきた LHD に対する非線形 MHD シミュレーションは低ベータ領域に限られており、高ベータ領域に対するシミュレーションは本研究が初めてである。LHD プラズマでは、ベータ値が上昇するにつれて最外殻磁気面の外側に存在する磁力線がカオス的な領域が拡大するため、最外殻磁気面を固定境界として計算することは不適切である。そのため、本計算では磁力線がカオス的な領域も含めてシミュレーションを行っている。本研究では中心ベータ値が 7.4%, 9.4%, 11% の 3 種類の MHD 平衡に対して解析を行った。線形成長率を比較すると、中心ベータ値が 11% の場合に線形成長率をもっとも小さくなった。中心ベータ値が 9.4%, 磁気レイノルズ数が  $S = 10^6$  のときのポロイダル断面における圧力分布の時間変化の様子を図 2.1.2-1 に示す。

非線形の初期段階まではプラズマ周辺部にて MHD 不安定性が発生し、周辺部にて圧力分布の平坦化が生ずる。しかしながら、最終的にはプラズマ中心部まで不安定性の影響が及び、プラズマ中心の圧力が低下することがわかった。図 2.1.2-2 では Boozer 座標系にてスペクトル展開して得られた  $(m, n) = (0, 0)$  成分の圧力分布を初期状態および飽和状態に対して示している。 $\rho$  は最外殻磁気面で 1 となるように規格化されたトロイダルフラックスの平方根である。飽和状態ではプラズマ中心の圧力が低下しているものの、初期ベータ値が高いほど飽和状態においても高ベータを維持していることがわかる。これらのシミュレーション結果から、高ベータ LHD プラズマにおいては、ベータ値が高いほど MHD 不安定性が抑制される傾向にあることがわかった[8]。

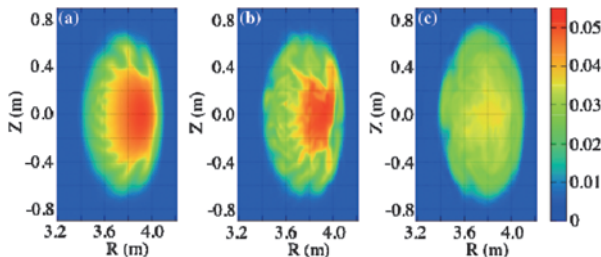


図 2.1.2-1 ポロイダル断面における圧力分布の時間発展の様子 (a)  $t = 544 \tau_A$ , (b)  $t = 640 \tau_A$ , (c)  $t = 1320 \tau_A$ . 初期状態の中心ベータ値が 9.4% の MHD 平衡を用い、 $S = 10^6$  を仮定した。

### 3) LHD における CDC シミュレーション[9, 10]

LHD の高密度コア (SDC) 配位に相当する大きな圧力勾配をもったヘリカル配位に対して非線形 MHD シミュレーションを行い、実験でもしばしば観測される中心密度崩壊現象 (CDC) の発生ダイナミクスを探った[13, 14]。初期値は HINT2 コード[3]を用いて解かれた数値平衡解により与える。MEGA-D コード[12]により非線形 MHD 方程式系を時空間 4 次の中心差分陽解法にて解く。MEGA-D コードは、核融合研において開発された MEGA コードの MHD ソルバー部分を HINT 系コードに対応した回転ヘリカル座標系を用いてヘリカル体系化したものである。

図 2.1.3-1 に示すように、全プラズマ領域に対して、約 600 アルフベン (Alfvén) 時間 ( $\tau_A$ ) に及ぶ長時間発展を追跡した ( $1 \tau_A \approx 1 \mu\text{sec}$ )。結果は、系全体の運動エネルギーが数度の増減を繰り返した後にエネルギー緩和している時間経過を示した。この間の横長ポロイダル断面内の圧力分布

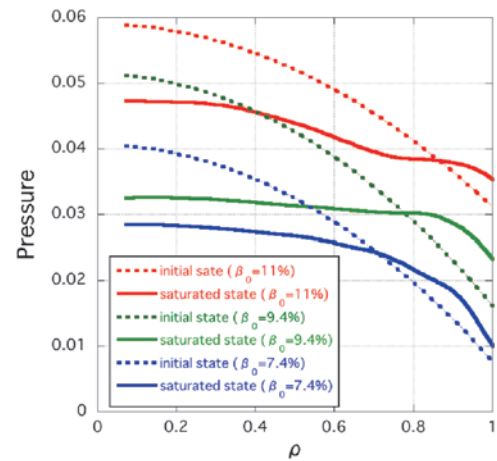


図 2.1.2-2  $S = 10^7$  の、初期状態 (破線) と飽和状態 (実線) における圧力分布の  $(m, n) = (0, 0)$  成分。初期の中心ベータ値が 7.4% (青), 9.4% (緑), 11% (赤) の 3 つの平衡に対して示している。

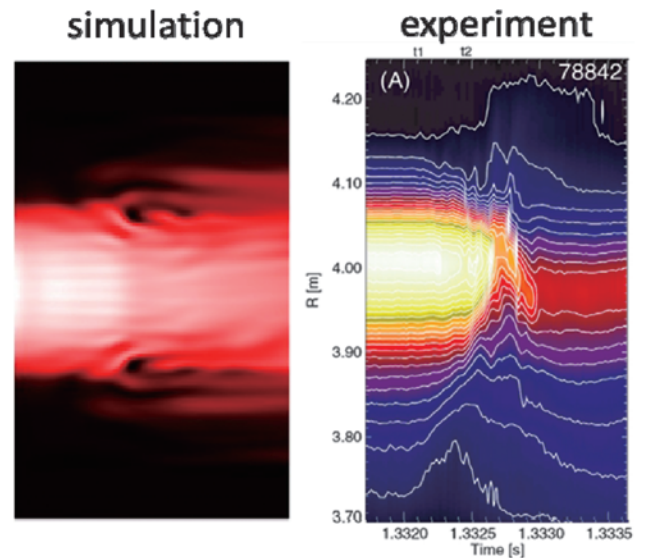


図 2.1.3-1 CDC での圧力分布崩壊に対するシミュレーションと実験結果[11]との比較。

の変化を示したものが図2.1.3-2(a)-(c)である。はじめにトラス外側の圧力勾配の急な部分（バリア領域）においてバルーニングモード様の中間波数のモードが支配的となって不安定性が成長し、やがてプラズマ塊が細かく崩れて表面から剥離し、周辺部へと掃き出されている。このとき、バリア領域の構造が崩壊することにより、より急峻化された圧力分布が過渡的に形成される。それとともに、やがて中心部の圧力が初期値の30~40%程度にまで減少し、系は緩和する。このように、原因となる不安定性がバリア領域で発生しても、その非線形成長過程において、中心圧力の減少が引き起こされることを示している。

中心圧力が減少する機構としては、磁気面の乱れにより外部領域と直結した磁力線に沿うフローが引き起こす対流損失が示される。すなわち、図2.1.3-2(d)-(f)に示される磁力線のポアンカレ図を見たとき、 $t = 300 \tau_A$  前後では、中心部まで磁気面が乱されており、この時間帯が最も中心圧力の下げ幅が大きくなっていることから、中心部の磁力線が、圧力の低い周辺領域にまで直結されることにより、生じる磁力線方向の圧力勾配が圧力損失の原因となる平行流を引き起こすと考えられる。

計算結果をLHDにおける実験結果と比較する。時間スケールは、CDCの崩壊相のそれ（~数百  $\mu\text{sec} \approx$  数百  $\tau_A$ ）と概ね一致している。空間構造については、周辺部からコア部に向かって密度（圧力）揺動が伝播する様子が計算結果とよく一致している。このように、不安定性を原因として演繹的にCDC崩壊相の機構が説明できる。

4) 圧力駆動型不安定性と二流体効果

環状プラズマにおけるMHD現象、特に交換型モードやバルーニングモードなど短波長の研究を目的としてMHD In Non-Orthogonal System (MINOS)を開発した。MINOSコードは、ヘリカルトロイダル座標系を採用した非直交一般座標系コードであり、空間近似に8次精度のコンパクト差分法、時間積分にルンゲ・クッタ・ジル法を使用している。このコードの最大の特徴はコンパクト差分による高精度・高解像度表現である。通常の中差分法に比べて数値粘性が小さいため、数値粘性に影響されない波数領域は4次精度差分法に比べて2倍以上、2次精度差分法に比べ

れば3倍以上の波数帯に及ぶため、短波長の不安定性が小振幅状態から成長する状態を的確にシミュレーション可能である。また、2流体効果への対応としてホール(Hall)効果が取り入れられ、長波長帯域においてホール効果による不安定性が確認されている。

MHD不安定性の中でも圧力駆動型不安定性は、短波長モードほど成長率が高いため、その成長と非線形飽和は重要かつシミュレーションが困難な課題である。LHDに関する線形解析では磁気軸位置 ( $R_{ax}$ ) が3.75 mより内側にある程に不安定とされていたのに反して実験では高ベータ値が達成され、このために圧力駆動型モードの安定化（あるいは不安定モードの影響の低減）機構の解明は重要課題である。そこで高精度の三次元MHDシミュレーションにより、磁気軸位置3.6 m、中心ベータ値4%の場合について短波長モードの飽和メカニズムを調べた

シミュレーションでは図2.1.4-1に示すような、トラス外側に複数の渦が局在化するバルーニングモード特有の構造が現れ、中程度の波数（トロイダル波数  $n = 15$  程度）まで、線形安定性解析の結果とよく合致することが示された。さらに、短波長モードの安定化には、圧力分布の平坦化や圧縮性の効果よりもむしろ、磁力線に平行方向の熱伝導（これには線形効果、非線形効果の両者が含まれる）が最も効果的であることが明らかになった。他方、このようなバルーニング不安定性では長波長から短波長までの多数の不安定モードが成長するため、これら全ての効果を組み合わせてもコア中心部で相当程度の圧力低下が発生し得ること、したがって、既存のMHDの枠組みでは不安定性の温和な非線形飽和の説明が困難であることが明らかになった[15]。

十分な安定化が得られたとされるシミュレーションには比較的大きな磁力線垂直方向への熱伝導が用いられている事が多いが、他方で大きな垂直方向熱伝導はBraginskiiによる衝突性の流体方程式の理論でも正当化できない。これに代わって、十分な安定化を物理的に妥当な形でもたらし得る機構としては二流体効果による安定化（線形成長率の低減と乱流化による熱輸送）が考えられる。二流体効果

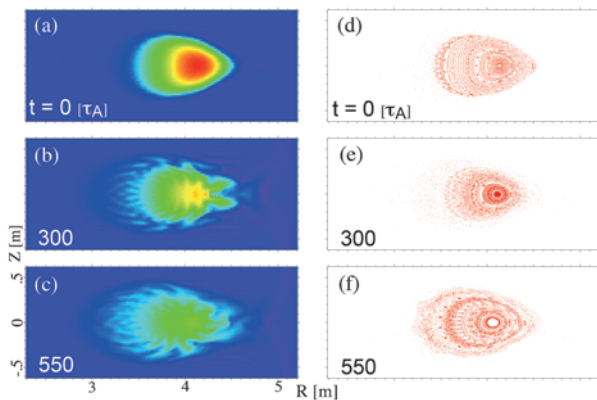


図2.1.3-2 CDCシミュレーションにおける(a)-(c)圧力分布および(d)-(f)磁場の時間発展。

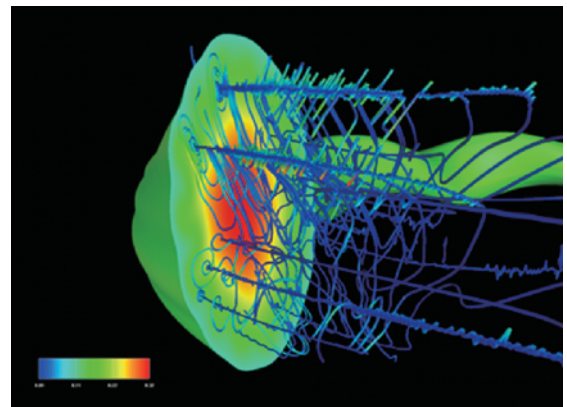


図2.1.4-1 LHDプラズマにおけるバルーニングモード。カラーマップの赤は高い圧力、緑は低い圧力を示す。青の線はプラズマの流線を示し、螺旋状の形状がバルーニングモードによる渦を示している。

による安定化の研究の第一歩としてイオンスキン長効果を取り入れた拡張 MHD 方程式によるシミュレーションを実施した。この結果は、長波長モードの成長率を増加させる点で既存の 2 次元拡張 MHD シミュレーションの結果と首尾一貫した結果が得られており、2 次元シミュレーションの知見を基にした 3 次元シミュレーションの展望に目処をつけた[16]。

5) LHD プラズマのマルチスケールシミュレーション

LHD では、真空磁気軸位置  $R_{ax} = 3.6 \text{ m}$  の配位において、最高ベータ値が達成される良好な閉じ込めが得られている。しかし、この配位では、滑らかな圧力分布に対しては理想交換型モードに対して線形不安定であるという結果が得られている。そこで、この安定化メカニズムを調べるために、簡約化 MHD 方程式に基づく NORM コード[17]を用いて非線形シミュレーションを行った。この場合、どのように高ベータへ達したかが重要であるので、ベータ上昇による MHD 平衡の変化を含めた解析が必要となる。ところが、この平衡変化と摂動ダイナミクスの時間スケールの間には、10の5乗以上の差が存在する。そこで、NORM コードによる非線形ダイナミクス計算と VMEC コードによる 3 次元平衡計算を組み合わせたマルチスケール計算手法を開発し、異なる時間スケールを持つ平衡量と摂動量の時間発展を同時に取り扱うことができるようにした。この手法を  $R_{ax} = 3.6 \text{ m}$  配位の LHD プラズマに適用し、ベータ上昇効果を含む時間発展を追跡した。その結果、図 2.1.5-1 に示すように、まず、低ベータでは、摂動は生じるが駆動力が弱いので低いレベルで飽和する。このとき、共鳴面近傍では圧力分布に局所的な平坦構造が形成される。ベータ値が上昇する際には、この平坦構造も保持されるため、その共鳴面での駆動力は抑えられ、大規模な崩壊現象は回避される。図 2.1.5-2 に示すようにベータ上昇とともに、複数の共鳴面で同様の状況が生じる。このような局所平坦構造形成という自己組織化が高ベータへの安定経路を作り出していると考えられる[18]。

このマルチスケール手法は、LHD 磁気軸スイング実験の解析にも適用した[19]。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  $R_{ax} = 3.6 \text{ m}$  から  $3.5 \text{ m}$  まで内側へスイングさせている。このとき、 $R_{ax} = 3.55 \text{ m}$  付近において、急激な中心領域でのコア崩壊現象が観測された。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、シミュレーションを行った。この場合、ベータ値は固定されているが、背景磁場の変化に伴っ

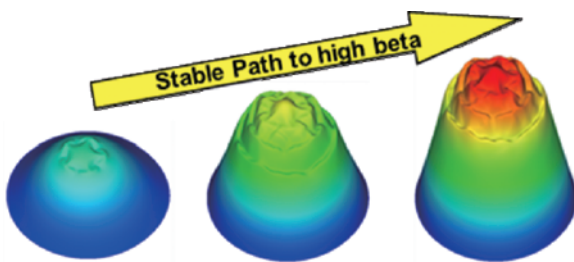


図 2.1.5-1 ベータ上昇時の全圧力分布の変化。

て平衡量がゆっくりと変化する。そこで、背景磁場の長い時間スケールを取り入れるために、このマルチスケール手法を用いた。その結果、実験でのコア崩壊が再現された。そして、この崩壊が磁気軸スイングに伴う磁気丘の増大がもたらしたインファナルモードによるものであることを明らかにした。

6) 逆磁場ピンチプラズマにおけるヘリカル構造の自発的 形成[20]

逆磁場ピンチ (RFP) は、プラズマの元来もつ自発的性質を利用し、ベータ値の高い核融合炉心プラズマを、比較的コンパクトな機器構成で実現できる可能性がある配位として、核融合研究の黎明期から ITER 時代の現在に至るまで、注目されているユニークな配位である。プラズマ中には、Taylor 的緩和状態の形成に伴う間欠的な揺動が内在するとともに、本質的に強いトロイダル電流が流れており、炉心プラズマとしての観点からは、安定かつ効果的なオーム加熱が期待できる一方で、それが故に中心付近でのテアリングモードに対して不安定となりやすく、複数の有理面が近接する為に、複数モード間の相互作用による磁力線のカオス化が閉じ込めの劣化を招く要因ともなっている。これを回避する取り組みとして、最近注目されているのは、単一のモードに揺動を集中させ、中心付近に単一の磁気島を形成し、その内部で閉じ込めを改善する考え方である。準単一ヘリシティ (QSH) と名付けられた、単一のモードに集中した緩和状態や、さらに磁気島の O (オー) 点が新たな立体磁気軸を形成した単一ヘリカル軸 (SHAx) 状態が、国内外の RFP 実験装置で実験的に確認されており、シミュレーション解析も進んできている。我が国でも京都工繊大の低アスペクト比 RFP 装置 RELAX[21]において、ヘリカル構造が回転している様子が観測されるなど、この方面での研究が進んでいる。

本研究は、過去十数年来、核融合研においてヘリカルおよびトカマクを対象として開発されてきた 3 次元非線形 MHD シミュレーションの手法を RFP プラズマに適用したものであり、核融合研と京都工繊大との共同研究として進められた。シミュレーションは、ヘリカル構造の特性と形成ダイナミクスを明らかにすることを目的とし、非線形

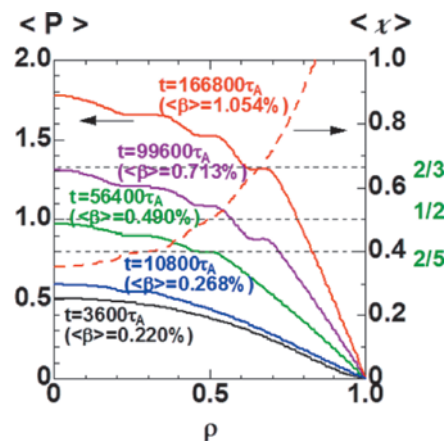


図 2.1.5-2 平均圧力分布の変化と回転変換分布。

MHDコードMIPSを用い、RELAXの実験体系を境界条件とし、RELAXFitコード[22]により再構成された実験平衡配位を初期値として、長時間に及ぶ振る舞いを追跡した。

計算結果は、 $m/n = 1/4$  ( $m, n$  はそれぞれポロイダルおよびトロイダルモード数) の抵抗性モードの支配的成長を示し、その飽和に伴ってトーラス全体、とくにコア領域において  $n = 4$  の変形を伴った緩和状態に達した。またポロイダル断面は、ホローで、且つそら豆型の特徴的な圧力分布を示した(図2.1.6-1)。このような時間発展は、原因となる初期線形不安定モードが、安全係数が  $1/4$  の有理磁気面が存在する場合の共鳴モードの場合でも、また存在しない非共鳴モードの場合でも、広く同様に見られ、これらの徴候は実験観測事実[23]とも一致する。

本研究は、大学研究室における小～中規模の実験と、核融合研の数値実験研究プロジェクトが、核融合研の一般共同研究、とくにネットワーク型共同研究の枠組みを活用して遂行されたものであり、大学・核融合研のもつ資源を有機的に活用した例となっている。また本研究課題の着想は、RFPおよびコンパクトトーラスの高ベータ環状閉じ込め概念の総理解を目的とし、学生を含む若手研究者を中心とした大学コミュニティが核融合研において重ねてきた議論から立ち上がっており、核融合研の共同研究および人材育成システムによる成功例の一つとして挙げられる。

7) ペレット溶発により生じるプラズモイドの挙動解析

LHDプラズマにおけるペレット入射による効率的粒子補給手法の探究を目的として、MHDシミュレーションによるプラズモイドの挙動の解析を行った。図2.1.7-1に示すように外側入射によってプラズモイドがトーラス外側に形成された場合には、プラズモイドは大半径外向きにドリフトする。これに対し、内側入射によってプラズモイドがトーラス内側に形成された場合には、非常に短い変位で大半径方向に振動する結果が得られた。形成される場所によるプラズモイドの挙動の違いは、磁力線の結合長の違いに起因していることを示した。また、プラズモイドの反磁性効果により発生する磁場揺動のダイポール磁場が、上述のプラズモイドの振動を引き起こすことも明らかになった。LHDとトカマクにおけるプラズモイドの挙動との違いは

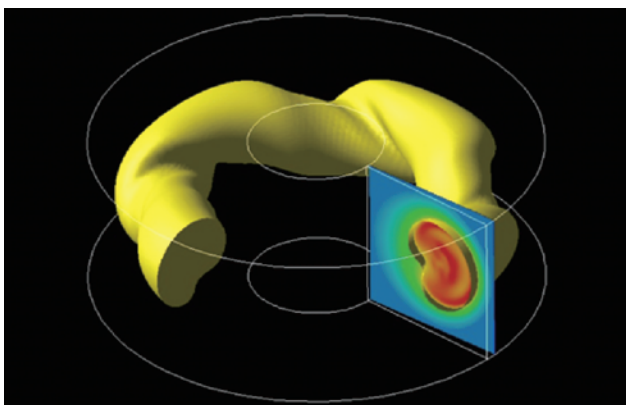


図2.1.6-1 RFPにおけるヘリカル構造の発現の様子(非線形MHDシミュレーションによる結果の等圧面表現)[20].

結合長の違いにより説明できる。さらに真空磁場、およびRFPにおけるプラズモイドの挙動も結合長により説明できることを示した。つまり様々な磁場配位においてプラズモイドの挙動を統一的に理解することができた[24].

8) LHDプラズマにおける磁気島挙動の解析

LHDにおいて、共鳴磁場摂動(RMP)によって印加される磁気島が自発的に消滅するセルフヒーリングと呼ばれる現象が観測されている。この現象は学術的に興味深い対象であると同時に、RMPを重畳したダイバータ配位を実現する上で理解すべき課題となっている。実験計測においては、セルフヒーリングの際に磁場揺動位相やプラズマ流分布が時間的に急峻に変化する様子が観測されている。LHDにおける磁気島を記述するためには、ヘリカル新古典拡散、MHD平衡、背景乱流などの効果を考慮する必要がある。また、低い電気抵抗における長時間放電など、3次元シミュレーションでは困難な条件を取り扱う必要がある。

これらの問題を克服するために少数自由度モデルが構築され、シミュレーションコードが開発された[25]。少数自由度モデルは、磁気島幅に対する修正ラザフォード方程式、磁気島の回転周波数に関する式、 $E \times B$ ドリフト速度の径分布の発展方程式により構成される。新古典プラズマ流が存在する場合、RMPにロックされた磁気島に粘性トルクがかかり、磁気島の位相がRMPの位相からずれ、位相差が臨界値に達した時にセルフヒーリングが発現する。このように、新古典プラズマ流による磁気島の回転を考慮した場合、磁気島の飽和状態は非線形分岐を伴うことが明らかになった。また、新古典粘性およびステラレータ平均曲率を含む簡約化流体シミュレーションを実施した結果、セルフヒーリングが発現することが再確認された[26]。少数自由度モデルと流体シミュレーションとの比較から、曲率

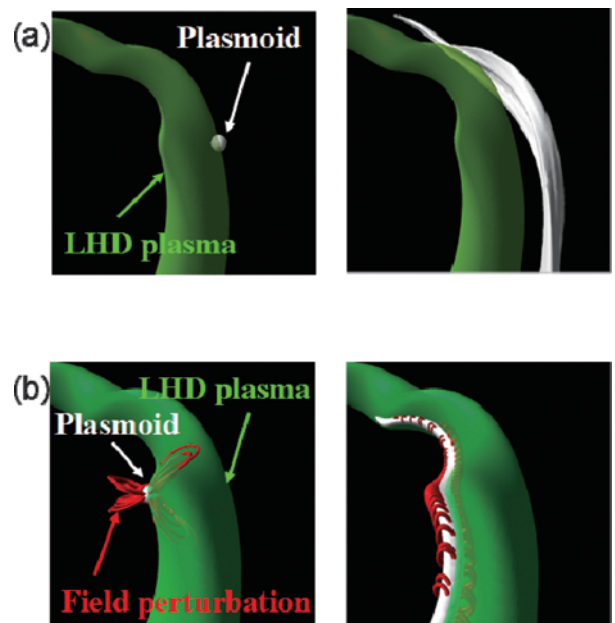


図2.1.7-1 LHDプラズマにおけるプラズモイドの挙動。(a)および(b)はそれぞれプラズモイドの初期位置がトーラス外側および内側に位置している場合を示す。左図は初期状態、右図は時間発展後の状態を表す。

効果がセルフヒーリングの発現条件に影響を与えることが示された[27].

LHDのように磁気島がポロイダル方向に固定されその周りに流れがある場合、分極電流は従来の評価値（冷たいイオン近似を用いた場合）の数十倍に大きくなることが明らかになった[28]. そして、磁気島周りの流れの方向が電子の反磁性方向の場合、磁気島はヒーリングされ、流れの方向がイオン反磁性方向の場合磁気島を駆動することが明らかになった。また、乱流が磁気島を駆動することおよびその飽和レベルへ影響することを示した[29, 30].

## 2.2 コアプラズマの輸送

トラス型磁場閉じ込め核融合装置において発生する、中心から周辺部への熱や粒子の輸送は、プラズマの閉じ込め性能を大きく左右する要因である。輸送を引き起こす原因として、密度・温度勾配を駆動源としたプラズマ乱流、および、磁場中の荷電粒子案内中心軌道のクーロン散乱が挙げられる。

磁場閉じ込めプラズマでは、ジャイロ半径などの微視的なスケールに及ぶドリフト波不安定性やバルーニング不安定性をもとに発生した乱流が、クーロン散乱に起因する新古典輸送の予測レベルを大きく上回る熱や粒子の「異常輸送」を引き起こす[31]. また、近年、ゾーナルフロー（帯状流）とよばれる磁気面毎に変動する径系方向電場のつくる  $E \times B$  フロー構造が、プラズマ乱流を抑制する要因として、盛んに研究されている[32]. 異常輸送（もしくは乱流輸送）およびゾーナルフローは、トカマクにも共通の研究課題であるとともに、非軸対称トラスでは、リップル磁場に捕捉された粒子の径方向ドリフト運動がゾーナルフローの減衰をもたらす等、より複雑な現象が生起し、閉じ込め特性に影響を及ぼす。このため、より先進的な理論・シミュレーションに基づいたプラズマ乱流輸送研究を、LHD実験との検証と並行して、進める必要がある。

一方、非軸対称なヘリオトロン型磁場配位をもつLHDのコアプラズマでは、新古典輸送理論も輸送現象を解明する上で重要な役割を果たす[33]. とりわけ、ヘリカル磁場リップルに捕捉される粒子によって生じる（軸対称トカマクに比べて大きく、かつイオンと電子とで径電場に対する依存性の異なる）径方向粒子束によってプラズマ中の径電場が自発的に両極性条件を満たすように成長すること、さらに、この径電場により（特に電子ルートで正の径電場が形成される場合）、径方向新古典輸送が大きく改善される効果が期待される。また、径電場がゾーナルフローの生成効率を増大させることも指摘されており、本プロジェクトでの研究課題の一つとなっている。

以下に、コアプラズマの輸送に関する本プロジェクトでの研究成果をまとめる。

### 1) LHDプラズマの乱流輸送シミュレーション

トラスプラズマ（特にLHDなどの非軸対称プラズマ）実験における実際の磁場配位の下で異常輸送の評価・予測を行えるようにGKV-Xコードを新たに開発した[34, 35]. これにより、実際に実験で観測された温度・密度分布を反映した現実的な磁場配位での微視的乱流輸送シ

ミュレーションが可能になる。本プロジェクトではLHD実験を対象に、イオン温度勾配（ITG）不安定性やゾーナルフロー応答へのヘリカル磁場の幾何形状効果の解析を進めてきた。図2.2-1に、LHDの真空磁場配位に対して行われたITG乱流輸送シミュレーションの結果を示す。カラーは乱流およびゾーナルフロー成分の静電ポテンシャル揺動を表している。効率的なゾーナルフロー生成が見られ、乱流輸送が抑制されていることがわかる。

GKV-Xコードを用いることにより、LHD高イオン温度実験の観測結果との定量的な比較によるITG乱流シミュレーションの検証が、はじめて可能になった[36]. LHD実験に対応した平衡磁場分布を用いて、乱流揺動により引き起こされたイオン熱輸送フラックスと、実験で得られた異常輸送フラックス（総輸送フラックスから新古典輸送部分を差し引いたもの）との比較を図2.2-2に示す。図中では前者を“Simulation”，後者を“Turbulence”としてラベルを付けている。密度揺動計測結果との比較も行われ（図2.2-3）、ポロイダル波数スペクトルの形状が、観測誤差の大きな低波数領域を除いて、まずまず一致することが確認された。

ここで得られたシミュレーション結果をもとに、より簡便な輸送モデルの構築を進めている。図2.2-4は、GKV-Xシミュレーションで得られたITG乱流によるイオン熱輸送係数を、乱流揺動( $T$ )とゾーナルフロー( $Z$ )強度の関数としてモデル化した結果を示している。縦軸はシミュレ

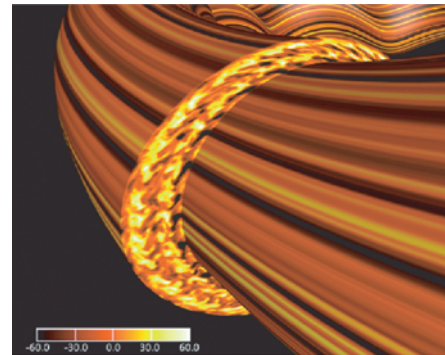


図2.2-1 GKV-Xを用いた大規模ITG乱流シミュレーションで得られたLHDプラズマ中の乱流揺動とゾーナルフローの様子[36].

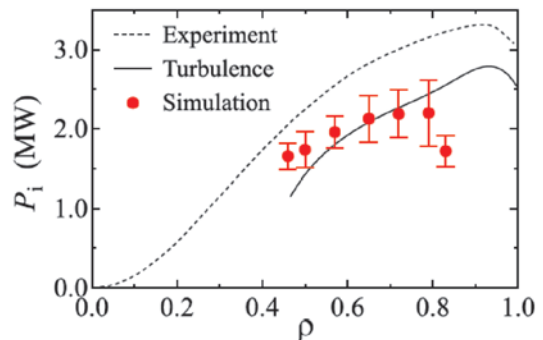


図2.2-2 LHD高イオン温度プラズマのイオン熱流束の実験とシミュレーションとの比較[37]. 横軸は規格化小半径を表す。



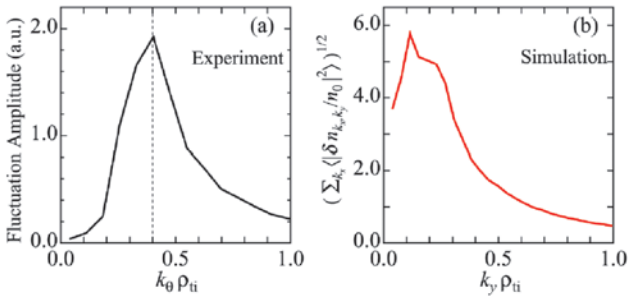


図2.2-3 LHD 高イオン温度プラズマにおける密度揺動のポロイダル波数スペクトルの実験とシミュレーションとの比較[36]. 横軸はイオン熱速度で見積もったジャイロ半径を示す. それぞれの波数成分に対して, (a)の縦軸は実験で計測された密度揺動の相対強度を, (b)の縦軸はシミュレーションで得られた密度揺動の平均振幅を示す.

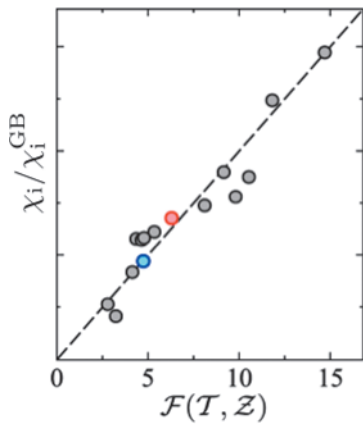


図2.2-4 乱流揺動強度とゾーナルフロー強度の関数として乱流熱輸送係数をモデル化した場合 (横軸) と非線形 GKV-X シミュレーションで得られた輸送係数との比較[37].

シミュレーションから得られた熱輸送係数を表し, 横軸はモデルが与える結果を示す. ここで,  $T$  と  $Z$  はそれぞれ, 次式で与えられている.

$$T \equiv \frac{1}{2} \sum_{k_x, k_y, n \neq 0} \langle |\phi_{k_x, k_y}|^2 \rangle \quad (1)$$

$$Z \equiv \frac{1}{2} \sum_{k_x} \langle |\phi_{k_x, k_y=0}|^2 \rangle$$

ここで,  $\phi_{k_x, k_y}$  は, 動径方向と磁力線ラベル方向にそれぞれ波数  $k_x, k_y$  をもつ静電ポテンシャル揺動を示し, 磁気面平均を  $\langle \cdot \rangle$  で表す. 図2.2-4から, 乱流シミュレーション結果と, モデル関数とは簡潔な関係  $\chi_i = F(T, Z)$  で表されることが確認された. ここで,

$$F(T, Z) = \frac{C_1 T^\alpha}{C_2 + Z^{1/2}/T} \quad (2)$$

となり,  $C_1, C_2$ , および  $\alpha$  はフィッティングのためのパラメータである. さらに,  $T$  と  $Z$  をより簡潔に表すモデルを用いることで, 非線形ジャイロ運動論的シミュレーションから得られる輸送係数を簡便にモデル化する手法の開発を進めている[37].

上述のジャイロ運動論的シミュレーションは電子の断熱

応答モデルの下に静電的な乱流揺動を仮定し, イオンのジャイロ運動の方程式を解いていた. 有限ベータプラズマにおける乱流輸送を評価するために, 従来のGKV/GKV-Xコードを拡張し, 有限 $\beta$  (ベータ) プラズマの解析に必要な電子の運動および磁場揺動を導入した[38]. 図2.2-5は, このシミュレーションで得られたLHD配位でのITGおよびKBM (運動論的バルーニングモード) 不安定性の成長率の $\beta$ 値依存性を示している. このコードを用いて, LHDの有限 $\beta$ プラズマにおける乱流輸送の評価を行うことが可能となった. 電子の運動を取り入れることにより, 熱輸送のみならず粒子輸送が生じ, 同時に磁場揺動による寄与も確認できた.

## 2) ヘリカル系プラズマにおけるゾーナルフロー

ヘリカル系プラズマにおけるゾーナルフロー生成の効率性は, 磁場配位により大きな影響を受ける[39-41]. さらに, ヘリカル系プラズマでは, 新古典輸送によって形成される巨視的径電場により, 捕捉粒子軌道が改善され, ゾーナルフロー応答関数がさらに増大することが最近の研究で示された[42-45]. 図2.2-6に, ジャイロ運動論的シミュレーションで得られた測地的音響モード (GAM) 減衰後の残存ゾーナルフロー振幅のポロイダル・マッハ数依存性を示す. マッハ数に応じてゾーナルフロー応答が増大すること

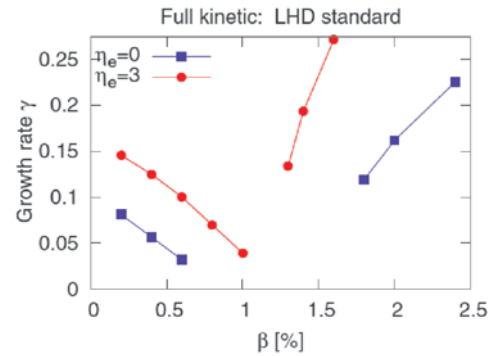


図2.2-5 LHDのモデル磁場配位におけるITGおよびKBM不安定性の成長率の $\beta$ 値依存性をジャイロ運動論的シミュレーションで解析した結果[38].

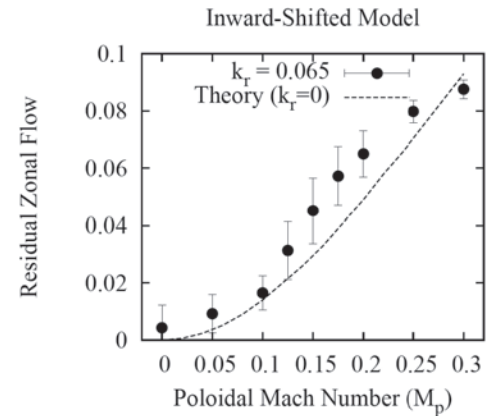


図2.2-6 径電場がある場合のゾーナルフロー応答関数のポロイダル・マッハ数依存性. GAM 振動減衰後, 径電場効果によりゾーナルフロー応答関数が増大することが, 理論 (破線) とシミュレーション (黒丸) により確かめられた[45].

が確認された[45]. これはまた、イオン温度が同じ場合、質量数の大きな同位体プラズマにおいて実効的なマッハ数が増大し、その結果、より強いゾーナルフローが生成されることを示唆している. この研究は、さらにフラックス・チューブ・バンドルを用いた径電場・ゾーナルフロー-ITG乱流のマルチスケール・シミュレーションへと発展している[46].

### 3) ゾーナルフローと乱流の相互作用過程の解析

乱流により生成されたゾーナルフローが、特にイオン温度勾配 (ITG) 乱流による熱輸送の抑制に重要であることがトカマクおよびヘリカルプラズマのジャイロ運動論的シミュレーションで指摘されてきた. ゾーナルフローがもつシアによる乱流渦の変形・伸張が輸送抑制に有効に働くと考えられているが、ジャイロ運動論に基づいたその定量的評価はこれまでに十分なされてこなかった. Nakataらは、対称化されたエントロピー伝達関数  $J$  を次のように定義し、

$$J[p_{\perp}|q_{\perp}, k_{\perp}] = \left\langle \frac{c}{B} \mathbf{b} \cdot \mathbf{q}_{\perp} \times \mathbf{k}_{\perp} \int d^3v \right. \\ \left. \times \frac{1}{2F_M} \text{Re}[\phi_q h_k h_{p_{\perp}} - \phi_k h_q h_{p_{\perp}}] \right\rangle \quad (3)$$

これを用いて、ITG乱流やETG(電子温度勾配)乱流とゾーナルフローの相互作用を解析することに成功した[47]. ここで、 $\phi$  と  $h$  は、それぞれ、ジャイロ中心に作用する静電ポテンシャルと揺動分布関数の非断熱部分のフーリエ成分を示す. 解析の結果、ITG乱流により生成された強いゾーナルフローは、波数空間において乱流揺動との相互作用を連鎖的に引き起こし、動径方向波数空間に広がった乱流スペクトル分布を作り出すことが明らかになった. 図2.2-7は、ある特定の波数をもつ乱流揺動に対するエントロピー伝達関数を示している. この乱流成分に関わるエントロピー揺動は、ゾーナルフローおよび他の乱流成分と3成分相互作用を介して、動径方向波数のより高い領域へと運ばれる. また、同様の現象はLHDの内寄せ配位においても現れ、標準配位よりも動径方向波数空間にやや広いスペクトル分布を示すことが確かめられた[48]. さらに、LHD実験配位を用いたシミュレーションにおいても同様のITG乱流スペクトルが見出され、ゾーナルフローと乱流との相互作用の強さを表す指標として注目されている[49].

### 4) 運動論的流体モデルによるゾーナルフローの解析

流体シミュレーションは、運動論的シミュレーションに比べて、計算容量・計算時間が少なくすむため、パラメーターサーベイやまた階層連結シミュレーション等への応用に適しているが、流体シミュレーションにより運動論に基づく乱流輸送シミュレーションの結果を定量的に正しく再現するためには、運動論的効果を正確に取り入れたクロージャーモデルを用いる必要がある. 乱流輸送に大きな影響を与えるゾーナルフローの時間発展を正確に記述するためのクロージャーモデルが、ジャイロ運動論的方程式の解析解から導かれ[50]、Rosenbluth & Hintonによって予測された残留ゾーナルフローレベルが、このモデルによ

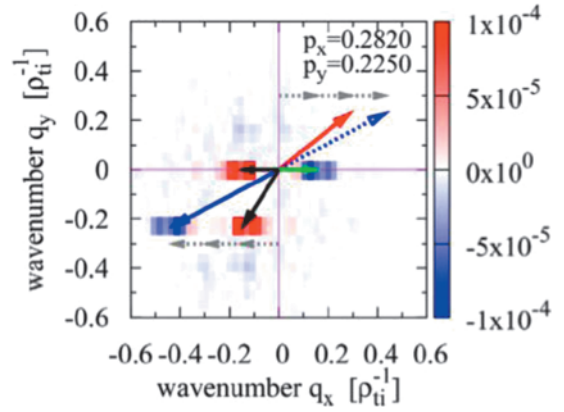


図2.2-7 トカマクプラズマ中のITG乱流によるエントロピー伝達関数の一例. 赤矢印で示された乱流揺動成分に対するエントロピー伝達関数をカラーマップで表示した. 伝達関数が正の場合その波数成分からエントロピー揺らぎを受け取り、負の場合それらの成分に受け渡している. 赤矢印の成分は、黒矢印で示された揺動成分からエントロピー揺らぎを受け取っている. さらに、ゾーナルフロー ( $q_y = 0$ ; 緑矢印) と乱流揺動 (赤および青矢印) が3成分相互作用を形成し、より動径方向波数 ( $q_x$ ) の高い成分 (青矢印) へとエントロピー揺らぎが運ばれる様子が明らかとなった (灰色矢印は伝達方向を示している)[47].

て再現されることが示された. さらに、このクロージャーモデルを用いた運動論的シミュレーションを実行することにより、非円形断面トカマクの楕円度・三角度が残留ゾーナルフローに与える影響やイオン温度勾配 (ITG) モード・捕捉電子モード (TEM)・電子温度勾配 (ETG) モードそれぞれの作り出すゾーナルフローの残留レベルの違いを明らかにした[51].

### 5) 二流体モデルによる高ベータプラズマのシミュレーション

プラズマ圧が磁気圧の1%以上となる高ベータトーラスプラズマでは、乱流は電磁的不安定性によって駆動される. また、乱流と巨視的MHD不安定性との相互作用は非局所的輸送を引き起こす可能性がある. 外部加熱によって生じる電磁的乱流および巨視的MHD不安定性による電磁揺動を自己矛盾なく解く乱流熱輸送の3次元二流体シミュレーションを行った. 磁気島が発生しない場合、加熱に対する分布の硬直性 (いわゆる stiffness) がみられるが、加熱が非常に強い場合はその硬直性が破れることが見出された. 一方、磁気島が現れる場合には、磁気島の発生後にその近傍で熱輸送が増大すること、同時に高熱輸送領域が広がることを明らかにした. この時、磁気島近傍でゾーナル流の分布が変化することも示された[52].

### 6) 乱流計測シミュレータの開発

トロイダルプラズマの乱流輸送現象の理解を進めるためには、時間的分解能、空間的領域を正確に把握して、乱流プラズマの揺動構造の精密な計測をすることが必要となる. 乱流計測シミュレータは、シミュレーションにより乱流場の時系列データを生成し、その上で実験計測を模擬することで乱流構造形成の数値診断を行い、物理機構を解明するために開発したコード群である. 解析の一例として、

ヘリカルプラズマにおけるドリフト交換型不安定モードを記述する、3場簡約MHD方程式系に、磁力線方向の電子のダイナミクスを加えたモデルを用いている。

乱流コードで得られた揺動の3次元時系列データ群に対して実験計測を模擬したデータ抽出を行う。重イオンビームプローブ数値診断では揺動場中での重イオン粒子の運動、およびその軌道に沿ってのビーム減衰を計算し、さらに有限ビーム幅内での平均として得られる電位、密度信号を算出する。このような計測模擬により各計測器の分解能を考慮した揺動解析が行える。

また、これとは別に、空間多点でのデータ抽出とそれらの相関解析からメゾスケール構造の解析を進めている。このとき、圧力揺動を作り出す対流項による非線形効果がどのポロイダルモード成分からもたらされるか分解し、空間分布をプロットしたものが図2.2-8である。図中のカラーコンターは、 $(m, n) = (1, 0)$ モードの圧力揺らぎ $P$ を作り出す非線形項

$$\int P_{1,0}^* \{u, P\}_{1,0} d^3r \quad (4)$$

を表している。ここで $\{ \}_{1,0}$ はPoisson括弧の(1,0)成分を、 $u$ は規格化された静電ポテンシャルを示す。点線で示された領域で、上式によって表される非線形結合が強く、高ポロイダルモード数成分からの寄与も大きい。このような結合機構を実験で同定するには、高波数成分からの寄与も大きい点線部領域を見込む広い帯域をもつ測定器、および大域的構造の分布を測定可能な帯域は狭くとも広い空間領域を見込む測定器の組み合わせが必要である[53, 54]。

7) 有限軌道幅効果を取り入れた新古典輸送解析手法の開発とCERCプラズマへの適用

従来の新古典輸送計算法では、簡略化のために軌道のバウンス平均等、様々な近似が用いられている。しかし、最近のLHD実験で達成されている高温・低衝突プラズマにおいては、これらはあまり妥当とはいえず、小半径方向の有限なドリフト運動の影響(有限軌道幅効果)を含む非局所的な新古典輸送計算手法が必要となる。このために、 $\delta f$

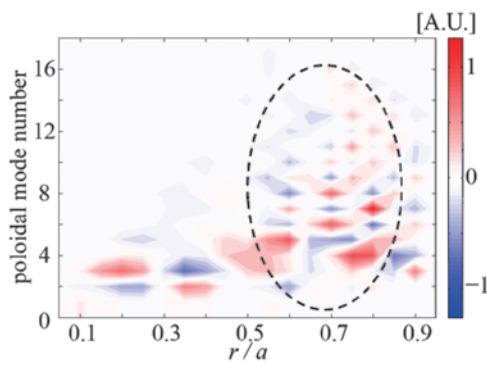


図2.2-8 圧力揺動の(1,0)成分を生み出す移流項を各ポロイダルモード数に分解し、その径方向分布をプロットしたものの。赤色領域でエネルギーを受け取り、青色領域でエネルギーを与えている。点線で示された部分で高ポロイダルモード数成分も寄与した強い結合が存在する。

モンテカルロ法を用いた大規模新古典輸送シミュレーションコードFORTEC-3Dが開発された[55]。このコードではヘリカル磁場配位におけるプラズマ分布関数の時間発展を記述するドリフト運動論方程式を、多数のシミュレーションマーカーを使い、荷電粒子の有限軌道幅効果を含めた5次元位相空間中の軌道(特性曲線)を追跡することで計算する。また、衝突項をピッチ角散乱で近似する従来の手法に対し、エネルギー散乱項も含み、かつクーロン衝突項が満たすべき運動モーメントとエネルギーの保存則を満たす衝突項を採用した。このようにして、新古典輸送現象を記述するドリフト運動論方程式を、近似を用いずに正確に解くことが可能となった。

FORTEC-3Dコードを用いた両極性径電場・新古典輸送計算をLHDの高電子温度プラズマ実験の解析に適用した[56]。LHDではECHで加熱されたプラズマにおいて、コアに急峻な電子温度勾配(内部輸送障壁)が形成され、同時にコアに正の大きな電場が発生する、コア電子ルート閉じ込め(CERC)が実現されている[57]。CERC形成過程における温度密度観測値をもとに、新古典輸送計算から両極性径電場を求めたものが図2.2-9である。ここで、コアの電子温度は $t = 0.8, 0.9, 1.1$  sの時刻においてそれぞれ約3 keV, 5 keV, 8 keVであった。この計算からも、コアの電子温度の上昇に伴い大きな正電場が形成されることが確認できた。

8) トロイダルプラズマにおける新古典輸送粘性の評価

上記のFORTEC-3Dコードを、リップル磁場をもつトカマクプラズマのトロイダル粘性の評価に応用した[58, 59]。トカマクでは、抵抗性壁モードの安定化に関連してトロイダル回転の維持可能性の評価が焦眉の課題となっている。誤差磁場やその他の擾乱により現れる非軸対称磁場成分がもたらす新古典トロイダル粘性(NTV)は、回転を減衰させる効果があり、その定量的評価が求められている。図2.2-10は、トロイダル粘性の衝突周波数依存性をFORTEC-3Dコードで評価した結果と、Park等による理論予測との比較を示しており、両者の良好な一致を確認した。一方、これらは従来の予測(SB-P)と定性的に異なる結果を与えており、NTVの評価に重要な成果が得られたことを意味している。

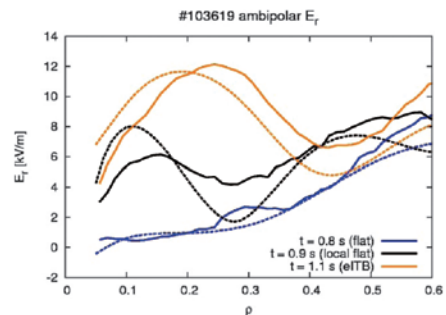


図2.2-9 LHDでのCERC放電のシミュレーションにより計算された両極性径電場分布。実線がFORTEC-3Dによる結果を、破線は有限軌道幅効果が無視された計算法による結果をそれぞれ表す。ここで $\rho$ は規格化小半径を示す。

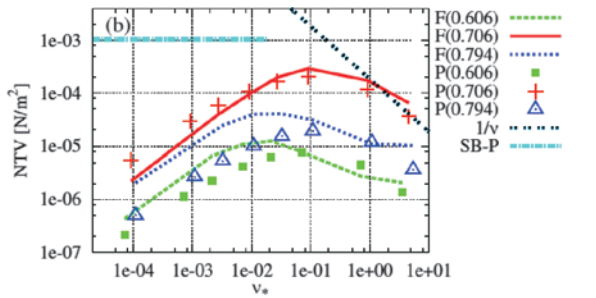


図2.2-10 FORTEC-3Dコードを用いたトカマクプラズマの新古典トロイダル粘性の評価[59]. 欄外のラベルのうち、F(…)はFORTEC-3Dによる結果を、P(…)はPark等による理論予測を表す.

一方、バイアス電圧を周辺部に印可したLHD実験について、FORTEC-3Dコードによる新古典ポロイダル粘性(NPV)の評価を行った。粘性の最大値を与えるマッハ数( $M_p \sim 0.8$ )およびトルクの大きさ共に、実験でのバイアス電圧・電流値から見積った値とよい一致を示していることが確認できた[60].

### 9) 粒子・熱輸送・ブートストラップ電流・プラズマ流速に対する輸送新古典輸送を与えるモーメント法の定式化

モーメント法に基づき、非軸対称系を含むトラスプラズマにおける粒子・熱輸送・ブートストラップ電流・プラズマ流速に対する新古典輸送係数を与える新しい計算方法(Sugama-Nishimura Method)を構築した[61, 62]. DKESに代表される従来の新古典輸送計算コードは、衝突項としてピッチ角散乱項だけを用いることに起因する種々の欠点を含む。Sugama-Nishimura Methodは、DKES等での計算結果に、厳密なLandau衝突項を含むドリフト運動論的方程式から得られるモーメント方程式の結果を組み合わせることにより、一般的なトラス磁場配位における多種粒子からなるプラズマに対して、オンサーガー対称性を満たす完全な新古典輸送係数行列を与える。またTaguchiによる別のモーメント法[63]との違いを明らかにし、モーメント次数を増やすことにより精度を高める方法も示した。この新しい手法は、オークリッジ国立研究所の新古典輸送計算コードの基本原則として採用され、HSX, TJ-II等の様々なヘリカル型装置の新古典輸送計算にも応用されている[64].

### 10) 新古典輸送現象への共鳴摂動磁場の影響

共鳴摂動磁場(RMP)を用いてELMの制御を行う場合において、RMPによって生じたエルゴディック領域におけるプラズマ輸送の基本的な性質を理解することは、プラズマの閉じ込め性能の改善に重要である。低衝突領域におけるトロイダルプラズマの衝突輸送現象に対するRMPが与える影響について、 $\delta f$ 法に基づくドリフト運動論的輸送シミュレーションコード(KEATS)による研究を行った。背景プラズマの密度・温度分布を固定、電場・平均速度は無視する仮定の下でRMPを印可した場合、動径方向のイオン熱拡散係数 $\chi_r$ は、いわゆる磁力線拡散理論の与える値よりかなり小さく、新古典熱拡散係数 $\chi_r^{NC}$ より大きな値になった[65, 66]. そこで、RMPの強度に対する依存性を調べたところ、図2.2-11のように、RMPの強度の自乗に比例

して増加し、 $\chi_r = \chi_r^{NC} \{1 + c(\|\delta B_r\|^2)/|B_{10}|^2\}$ のようにモデル化できることがわかった。ここに、 $(\|\delta B_r\|^2)^{1/2}$ はRMPの強度、 $|B_{10}|$ は磁気軸における磁場強度、 $c$ は係数である。現在、係数 $c$ の物理パラメータ依存性について、詳細に調べているところである[66].

### 11) 新古典プラズマ流による磁気島のセルフヒーリング

LHDにおいて、共鳴磁場摂動によって印加される磁気島が自発的に消滅するセルフヒーリングと呼ばれる現象が観測されている。この問題を扱うために少数自由度モデルが構築され、シミュレーションコードが開発された。少数自由度モデルは、磁気島幅に対する修正ラザフォード方程式、磁気島の回転周波数に関する式、 $E \times B$ ドリフト速度の径分布の発展方程式により構成される。このモデルをLHDのパラメータ領域で解いた。新古典プラズマ流が存在する場合、RMPにロックされた磁気島に粘性トルクがかかり、磁気島の位相がRMPの位相からずれ、位相差が臨界値に達した時にセルフヒーリングが発現する。このように、新古典プラズマ流による磁気島の回転を考慮した場合、磁気島の飽和状態は非線形分岐を伴うことが明らかになった。また、新古典粘性およびステラレータ平均曲率を含む簡約化流体シミュレーションを実施した結果、セルフヒーリングが発現することが再確認された。少数自由度モデルと流体シミュレーションとの比較から、曲率効果がセルフヒーリングの発現条件に影響を与えることが示された[26, 27].

### 12) 超高密度コアプラズマに関する輸送モデリング

LHDで観測されている高密度プラズマ(SDC)での内部拡散障壁(IDB)のモデリングとして、電場勾配によって輸送係数が低減するモデルを取り入れた輸送方程式の解析を行った。実験におけるベレット入射を念頭に、付加的な粒子源をモデルに加えることにより、急峻な密度勾配が形成される。この結果は、LHDで観測されているSDCでのIDBと良い対応を示している。ここでは、付加的な粒子源を入れた領域で温度分布が正の勾配をもち、高密度で電子温度とイオン温度がほぼ等しいプラズマパラメータ領域で

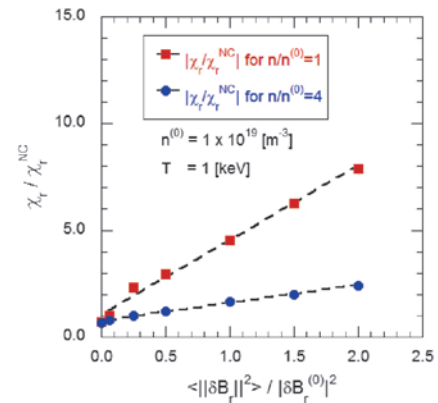


図2.2-11 RMPを印可した円形トカマクプラズマにおける熱拡散係数 $\chi_r$ と新古典熱拡散係数 $\chi_r^{NC}$ の比。衝突周波数の違いから、グラフの傾きは異なるが、両ケースともRMPの強度の自乗に比例することがわかる。ここで、 $|\delta B_r^{(0)}|/|B_{10}| \sim 0.01$ である。

も、正の電場を得ることができる。この電場勾配が与える異常輸送の低減により、密度勾配に急激な変化が現れると説明される[67]。

13) ヘリカルプラズマ中の帯状流による輸送障壁形成機構

乱流抑制機構の一つとして帯状流の衝突減衰効果を一次元輸送方程式に取り入れて数値解析を行った(図2.2-12)。実験で観測されているような内部輸送障壁に対応するプラズマ内部での広い領域において、熱伝導係数の低減がみられた。ここで実線は電子の熱拡散係数の新古典輸送と異常輸送部分の和を示し、波線は異常輸送部分のみの径方向分布を表している( $\rho = r/a$ )。  $\rho_T$  は電場の遷移が起る径方向の点を表している。電場の急峻な勾配により熱伝導係数はその狭い領域で低下している。さらに、その内部でも強い正電場により帯状流が励起され異常輸送係数が低減することを示すことができた。新古典輸送を加えた全熱伝導係数において、電場の遷移点よりも内側で顕著な低減を見ることができ、温度分布にも急峻な勾配を得ることができる。この結果は、実験で観測されている電子内部輸送障壁(ITB)の形成とよい対応を示している[68, 69]。

2.3 高エネルギー粒子・波動・加熱の物理

環状プラズマにおいて高エネルギー粒子はプラズマ加熱の役割を担っており、その閉じ込めは重要な研究課題である。数値実験研究プロジェクトでは、高エネルギー粒子が駆動する不安定性とその不安定性による高エネルギー粒子輸送に関するシミュレーション研究を進展させるとともに、LHD実験データ解析型統合輸送コード(2.5節参照：TASK3D-aシリーズ)開発と緊密に連携して、LHDにおける加熱解析を推進している。加熱解析の詳細は2.5節に記述する。

1) 高エネルギー粒子駆動型不安定性のシミュレーション

高エネルギー粒子・MHD連結シミュレーションコードMEGA[70]を用いて、環状プラズマにおける高エネルギー粒子駆動型不安定性のシミュレーション研究を推進している。MEGAコードではプラズマは高エネルギー粒子とMHD流体に分けられ、前者にはデルタ・エフ粒子法( $\delta f$  PIC)法、後者には4次の有限差分が適用されている。時間積分には4次のルンゲ・クッタ法が採用され、座標系は円柱座標系である。高エネルギー粒子はMHDモデルによ

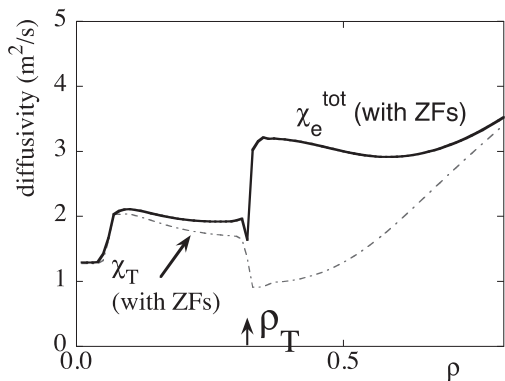


図2.2-12 帯状流の効果を入れた輸送解析の結果、電子内部輸送障壁に対応した輸送低減領域が現れる。

て与えられる電磁場中を運動し、MHD流体の電流と高エネルギー粒子の電流の合計がプラズマ全体の電流であることをMHD運動方程式において考慮することにより、高エネルギー粒子とMHD流体が連結されている。MEGAコードは3次元領域分割によるMPI並列化が施されており、大規模並列計算が可能である。MEGAコードはLHDやITERにおけるアルフベン固有モードの計算に適用されるとともに、日本原子力研究開発機構との共同研究によりJT-60Uにおける高エネルギー粒子モードのシミュレーションにも採用されている[71]。MEGAコードを用いて計算したLHDとITERのアルフベン固有モードの空間分布の例を図2.3-1に示す。

ここではMEGAコードを用いた研究成果の中から、a)アルフベン固有モード時間発展と帯状流形成に対する非線形MHD効果、b)非線形MHD効果を考慮したアルフベン固有モードバーストのシミュレーション、c)高エネルギー粒子駆動型測地的音響モードと非線形周波数変調について報告する。

a) アルフベン固有モード時間発展と帯状流形成に対する非線形MHD効果

過去に実行したアルフベン固有モードバーストのシミュレーションでは、多くの実験結果を定量的に再現する一方で、アルフベン固有モードの最大振幅は実験よりも数倍以上大きな値となった[72]。そこで、トロイダルモード数  $n = 4$  のトロイダルアルフベン固有モード(TAE)を対象と

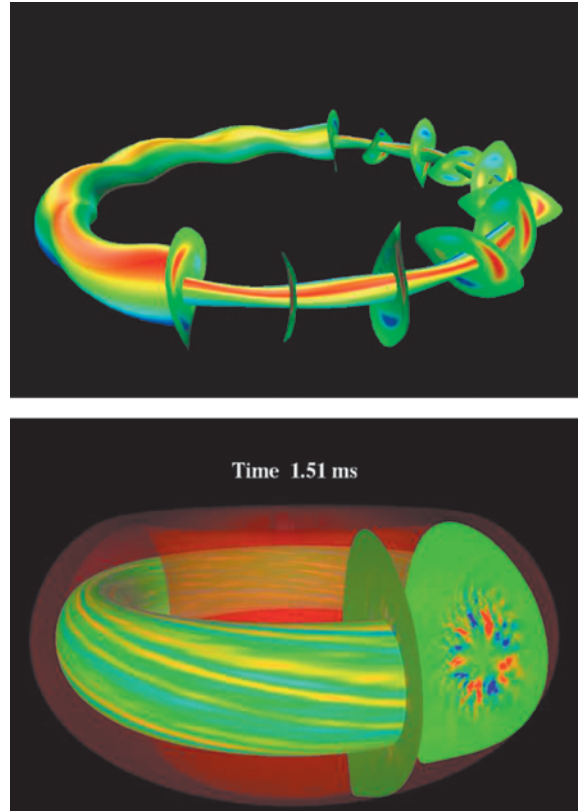


図2.3-1 MEGAコードを用いて計算したLHD(上)とITER(下)におけるアルフベン固有モードの空間分布。プラズマ半径方向のMHD速度揺動にプラズマ半径を乗じた量の分布が表示されている。

して、過去のアルフベン固有モードバーストのシミュレーションでは無視していたMHD非線形性がアルフベン固有モードの時間発展に及ぼす影響を調べた[73, 74]。非線形MHD効果を明らかにするために、MHD方程式を非線形のまま解く通常のシミュレーションに加えて、線形MHD方程式を用いたシミュレーションを実行し、TAEの時間発展を比較した。その結果、図2.3-2(a)に示すように飽和レベルが $\delta B/B \sim 10^{-2}$ に達すると、非線形MHDシミュレーションではTAEの飽和レベルが線形MHDシミュレーションの約1/2に抑制されることがわかった。一方で、飽和レベルが $\delta B/B \sim 10^{-3}$ の場合には、線形MHDシミュレーションと非線形MHDシミュレーションの結果はほぼ同じであった。さらに、TAE不安定性の飽和後に測地的音響モードが励起されることを見出した。

この飽和レベル低減の物理機構を理解するため、各トロイダルモード数( $n$ )から生じる散逸の時間発展を解析した。各モード数の散逸とTAEモードエネルギーの比で減衰率を定義し、その時間発展を図2.3-2(b)に示す。TAEモードの飽和時には帯状流を含む $n=0$ モードおよび $n=8, 12, 16 \dots$ の非線形高調波から生じる散逸が増大しており、これがTAEモードの飽和レベルを低減することがわかった。さらに、MHDモデルにおける散逸は粘性係数および電気抵抗に依存するので、これらの散逸係数の値が小さい場合について数値解像度を向上させたシミュレーションを実行した。散逸係数の大きい場合と同様に非線形モードによる散逸が増大しTAEモードの飽和レベルが低減したので、散逸係数が小さい現実の核融合プラズマにおいてもMHD非線形性による飽和レベルの低減が期待される。

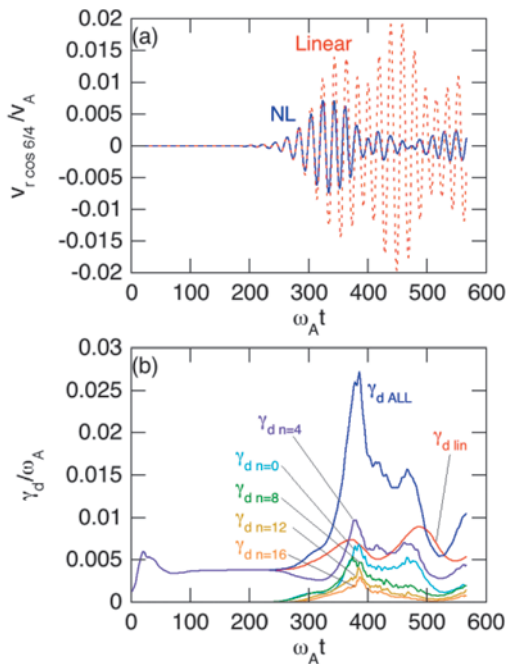


図2.3-2 (a)アルフベン固有モード振幅時間発展に関する線形MHDシミュレーションと非線形MHDシミュレーションの比較、(b)各トロイダルモードから生じる減衰率とその和( $\gamma_{d,ALL}$ )および線形MHDシミュレーションにおける減衰率( $\gamma_{d,lin}$ ) [73].

$n=0$ の帯状流と帯状磁場の分布を調べると、 $n=4$ アルフベン連続スペクトルのTAEギャップに局在する帯状流が形成されていることがわかった。さらに、 $n=8$ の非線形高調波の散逸機構を理解するために、その空間分布をポロイダルモードごとに解析した。 $n=8$ の非線形高調波各ポロイダルモード数の最大振幅位置を $n=4, 8$ のアルフベン連続スペクトルとともに図2.3-3(a)に示す。図2.3-3(a)では、非線形高調波の最大振幅が $n=8$ 連続スペクトル上にあることがわかる。この結果は、非線形高調波の散逸機構が連続スペクトル減衰であることを示している。図2.3-3(b)は、 $n=4$ のTAEギャップで非線形結合により生成した $n=8$ 、 $\omega = 2\omega_{TAE}$ の高調波が連続スペクトル減衰を受けることを模式的に示している。

### b) 非線形MHD効果を考慮したアルフベン固有モードバーストのシミュレーション

高エネルギー粒子-MHD連結シミュレーションコードMEGAをNBI、高速イオン減速過程、高速イオン損失を取り扱えるように拡張し、TFTRにおけるアルフベン固有モードバーストのシミュレーションを行った[75]。このシミュレーションでは実験とはほぼ等しい現実的な物理パラメータを使用した。MHD散逸係数(粘性、電気抵抗、拡散)が小さい場合には、TAEモードの振幅はほぼ一定となるが、散逸係数が比較的大きい場合にはバースト的な時間発展となった。MHD散逸係数が大きい場合のトロイダルアルフベン固有モード(TAEモード)の磁場揺動時間発展を図2.3-4に示す。TAEバーストの振幅はプラズマ内部のピーク位置において $\delta B/B \sim 5 \times 10^{-3}$ であり、バーストごとに10%程度的高速イオンが損失する。このとき的高速イオン損失率と磁場揺動振幅の関係を調べたところ、図2.3-5に示すように粒子損失率は磁場揺動振幅の2乗に比例する

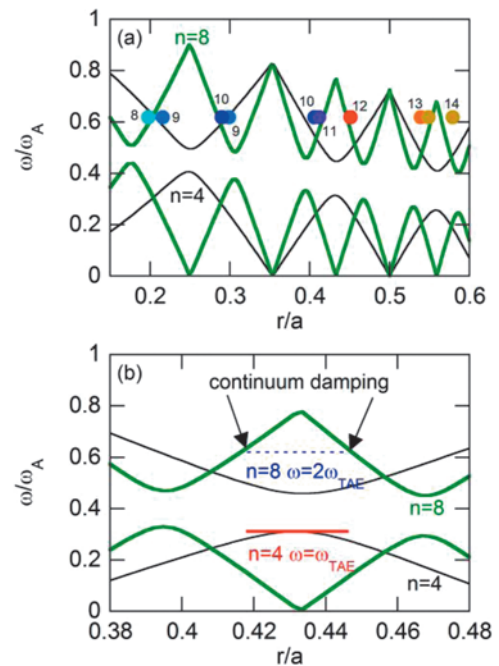


図2.3-3 (a)非線形高調波( $n=8$ )の最大振幅位置とアルフベン連続スペクトル、(b)非線形高調波の生成と連続スペクトル減衰の模式図[74].

ことがわかった。定常的な時間発展の場合も TAE モードによる粒子損失が定常的に発生している。散逸係数が異なる3つの場合について、高速イオン圧力分布を比較した結果、分布形は似通っており、散逸係数が大きく TAE モードの減衰率が大きい場合は高速イオン圧力分布が高く保たれることがわかった。

c) 高エネルギー粒子駆動型測地的音響モードと非線形周波数変調

LHD における高エネルギー粒子駆動型測地音響モード (EGAM) の線形成長局面での性質と非線形周波数変調を高エネルギー粒子・MHD 連結シミュレーションを実行して調べた[76,77]。線形成長局面の性質としては、EGAM が空間的に一定の周波数を有する大局的模式であることを確認した。EGAM の各揺動成分の空間分布を図2.3-6に示す。各揺動のポロイダルモード数は、ポロイダル流が  $m = 0$ 、密度と圧力揺動が  $m = 1$ 、磁場揺動が  $m = 2$  である。EGAM の周波数は高エネルギー粒子圧力が高いほど低

い。EGAM の空間分布幅は、高エネルギー粒子分布幅が広いほど広く、通常の磁気シアよりも反転磁気シアの場合の方が広い。線形成長局面では EGAM は半径方向外側に向かって伝播することがわかった。

シミュレーション結果において、実験で観測されているものと同様の EGAM の非線形周波数変調が起こることを実証した。図2.3-7にポロイダル流とその周波数スペクトルの時間発展を示す。周波数は上方と下方の両側に変調する。高エネルギー粒子の速度空間分布の解析により、2組の hole-clump 対が形成されることが明らかになった。1組は EGAM を不安定化する速度空間領域に形成され、もう1組は安定化領域に形成される。不安定化領域では hole の周回周波数が上昇し clump の周回周波数が下降するのに対して、安定化領域では振る舞いが逆となる。hole と clump を構成する粒子の周回周波数は図2.3-7(a)に示すように EGAM の周波数とよく一致しており、周波数変調の間でもこれらの粒子が EGAM と共鳴し続けることを示している。これらの結果は、位相空間の不安定化領域から安定化領域へ、波動の自発的周波数変調を媒介として連続的にエネルギーが伝達されることを示している。

2.4 周辺プラズマの輸送とプラズマ・壁相互作用

1) 周辺プラズマ解析コード開発

周辺プラズマは高温・高密度の炉心プラズマを支え、粒子および熱を吸収する装置壁との間をつないでいる。燃料供給に関わる水素リサイクリングや不純物輸送を支配するなど、工学的に非常に重要な領域である。不純物、中性粒子、装置形状など複数のグローバルな要因が関係する複雑

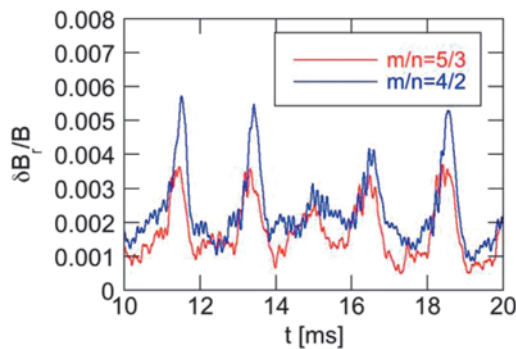


図2.3-4 散逸係数が大きい場合の TAE モード振幅の時間発展 [75].

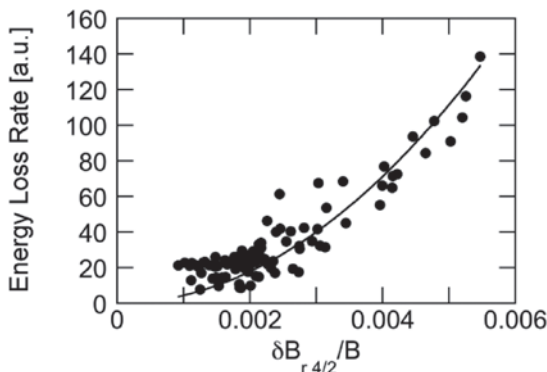


図2.3-5 磁場揺動振幅に対する高速イオン損失率。高速イオン損失率は磁場揺動振幅の2乗に比例している [75].

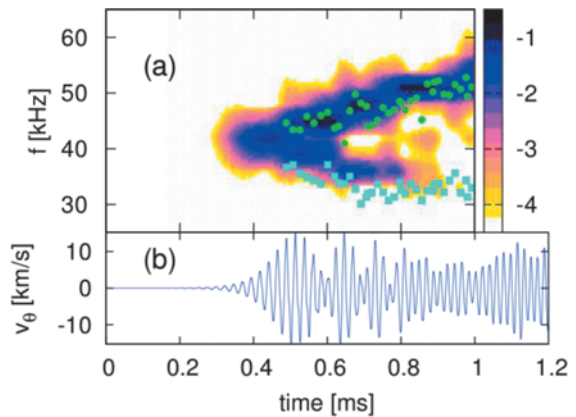


図2.3-7 (a)EGAM のポロイダル流の周波数スペクトルと(b)ポロイダル流の時間発展 [77]。(a)の緑と青の点は各時刻における hole と clump の周回周波数を示しており、それらはポロイダル流の周波数とよく一致している。

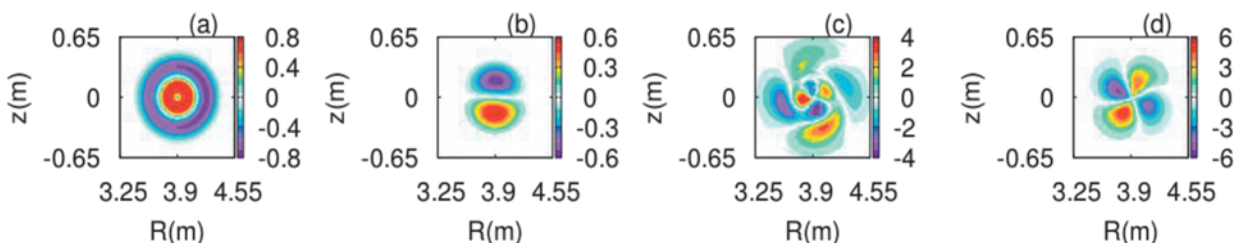


図2.3-6 ポロイダル断面における EGAM の(a)ポロイダル流、(b)密度揺動、(c)ポロイダル磁場揺動、(d)半径方向磁場揺動の分布 [76].

性から、大規模なシミュレーションの活用が期待されている。LHD 周辺プラズマは大きく分けて、ダイバータ板へつながるダイバータレグと磁気面のないエルゴディック層に分けられる。前者のモデリング[78,79]と不純物輸送[80]については次項で述べる。後者の定常分布を解くコードとして、EMC3-EIRENE[81,82]がこれまで用いられ、プラズマおよび不純物の輸送解析に用いられてきた。

EMC3-EIRENE は 3 次元の流体コード (EMC3) と 3 次元の中性粒子追跡コード (EIRENE) からなり、ともにモンテカルロ手法を用いて空間分布を求めるものである。EMC3 は明確な磁気面をもたないプラズマにおいても、領域中の磁場に垂直および平行な輸送を扱うことができる。LHD における不純物の吐き出し／蓄積機構の定性的理解などの輸送解析に用いられてきたが、ダイバータレグをシミュレーション領域に含まなかったために、水素リサイクリング等を含めた輸送を正しく解くことができなかった。LHD のダイバータ部の閉構造化に伴って、中性粒子との相互作用が生じるダイバータレグまで計算領域を拡張し、周辺プラズマを一体として解くコードの開発を行った。LHD 磁力線追跡コード (KMAG) を用い、レグ部分のグリッドを作成し、4 本のレグをエルゴディック層のグリッドに接続した。計算グリッドを半自動的に作成する生成ツールを開発した。

試験計算 (図2.4-1) を行い、電子密度や温度が磁力線の接続長を反映した分布であることを確認した。また、閉構造化ダイバータを模擬したダイバータ板およびドームを導入し、プラズマと中性粒子の自己無撞着な計算を初めて実現させた。水素分子密度分布 (図2.4-2) が示すように、閉

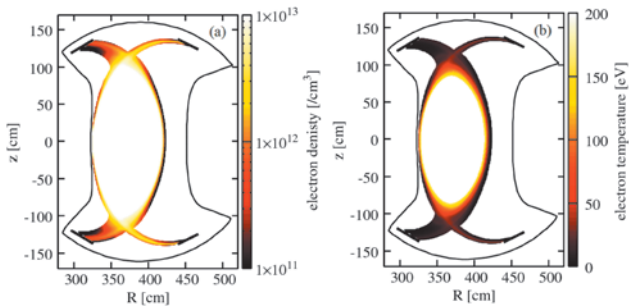


図2.4-1 加熱入力8 MW, 最外殻磁気面での電子密度 $2 \times 10^{19}/\text{m}^3$ に対して計算された電子密度(a)と電子温度(b)。接続長を反映した分布であることを確認した。

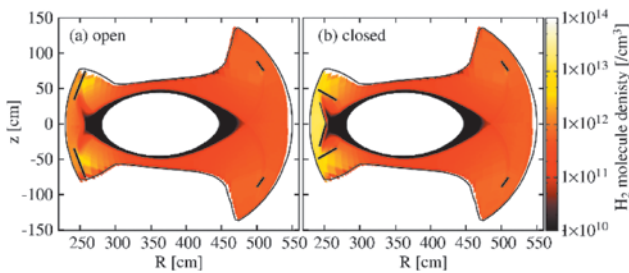


図2.4-2 開(a)／閉(b)ダイバータ間の水素分子密度比較。横長断面内側のドーム下部(6Iポート付近)で10倍以上の圧縮が見られ、実験計測とよい一致が得られた。

構造化することでドーム内に中性の水素ガスを効率よく閉じ込められていることがわかる。開／閉による密度比は実際に計測された圧力比に近い。

今後、この拡張された EMC3-EIRENE をプラズマの輸送解析に用いていく計画である。また、不純物やダスト等のシミュレーションに対して背景プラズマ分布を提供する計画もあり、LHD 周辺プラズマ解析の中心的コードとして開発、整備を進めている。

## 2) 周辺プラズマ輸送研究

炭素に代表される不純物の挙動は、工学的観点から非常に重要視されている。また、不純物輸送をシミュレートするにはプラズマ分布を知る必要があり、プラズマおよび不純物の物理、プラズマ・壁相互作用を含めた研究が必要である。個々のモデル開発とともに、複数の物理モデルを用いたシミュレーション研究を進めている。

LHD ダイバータレグのプラズマ分布モデルについて述べる。この領域は磁力線の長さにして数メートルと短いですが、中性水素との相互作用があり、複数の物理を扱う必要がある。不純物輸送シミュレーションに用いることを目的として、上流側のプラズマ密度と熱流束を境界条件に、1次元の2流体方程式によるモデル化を行った。中性水素分子および原子によるプラズマソースと運動量損失、熱伝導等の衝突による輸送をあわせ、磁力線に平行方向の輸送方程式を定常状態として解くコードを開発した[78,79]。このコードの解を背景プラズマ分布として ERO コード[80]に組み込み、炭素分子・原子・イオンの輸送シミュレーションを行った[83]。ERO コードは不純物粒子を発生から堆積まで追跡して空間分布や堆積分布を求めるコードであり、プラズマによる不純物のスパッタリング、電離、摩擦力、電磁気力等を含んでいる。プラズマの水素イオンによるスパッタリングで生じた炭素はレグで容易に電離し、高速のプラズマフローでダイバータ板方向へ押し流される傾向をもつ (図2.4-3)。また、第一壁の再堆積分布を解析し、化学スパッタリングで発生した炭素がよりストライク点近くに局在することなどが示された。

大型装置の周辺プラズマ冷却方法として不純物のガスバフが検討されており、ネオンガスバフを対象に放射冷却効果を流体モデルを用いて解析した[84]。すでに述べたレグ

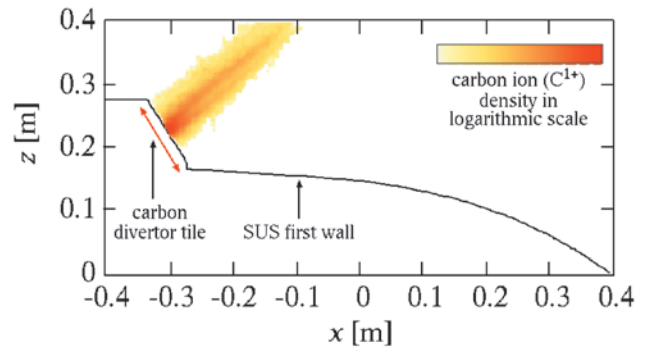


図2.4-3 ダイバータレグの炭素イオン分布 (対数スケール)。プラズマフローによってダイバータ付近へ局在化した分布となる。



プラズマモデルを 100 m 程度の磁力線領域に拡大し、垂直輸送によるプラズマソースと、一定密度と仮定したネオンイオンによる放射冷却を取り入れた。ネオン密度の増加にともなって壁での電子温度が減少することが確認され、最大でプラズマのもつエネルギーの半分程度が放射によって失われた。また、ネオン密度には上限があり、エネルギーを奪いすぎると定常解が得られないことが示された。この上限は高密度低温プラズマよりも低密度高温プラズマのほうが高く、この傾向は実験観測と一致する。また、不純物ガスパフをレグに行った場合に引き起こされるダイバータ板の損耗シミュレーションをEROコードで行った。導入されたネオンは大部分が電離し、イオンはフローに押されてダイバータ板へ達する。スパッタされたタングステン原子は直ちに電離し、プラズマフローとタングステンの大きな旋回半径のため、損耗量の 2/3 程度の再堆積を引き起こす結果を得た。不純物ガスの比較では、ヘリウムはほとんどスパッタリングを起こさない一方、アルゴンはネオンの 2 倍程度の損耗量となった。

3) ダスト粒子輸送研究

以下にプラズマとプラズマの接する壁 (PFW: Plasma-Facing Wall) との相互作用によって生成された微粒子の PFW 近傍の振る舞いに関する研究成果を述べる。微粒子の成分は PFW 壁構造材料やそれらの水素化合物で大きさは数ナノメートルからミリメートルに達している。最初に微粒子の壁からの離脱条件を明らかにした。ここで微粒子は球形をした大きさがデバイ長 (数ミクロンメートル) より十分小さいものと考え、壁は浮遊電位 (通常は負に帯電) にあるものとした。プラズマ電子はマックスウエル速度分布を、プラズマイオンはイオン音速だけシフトしたマックスウエル速度分布を考えた。以下に結果を示す。1) 垂直壁上の微粒子の離脱条件はプラズマ温度比  $T_i/T_e$  のみで決まり、微粒子の特性には依存しないことがわかった。ここで、 $T_i$ ,  $T_e$  はそれぞれイオン温度 [eV], 電子温度 [eV] である。水素プラズマの場合が  $T_i/T_e$  が 0.09 以下の場合に離脱する。これは、イオン温度が高いほど摩擦力が静電反発力より大きくなるためである。2) 水平壁上の微粒子の離脱条件は、プラズマ温度比  $T_i/T_e$  と  $R_d/n_{se} T_e$  に依って決まることがわかった。ここで、 $R_d$ ,  $n_{se}$  はそれぞれ微粒子半径 [ $\mu\text{m}$ ], シース入口での電子密度 [ $10^{18} / \text{m}^3$ ] である。離脱パラメータ  $\rho_d R_d / n_{se} T_e$  のイオン温度依存性を図 2.4-4 に示す。ここで、 $\rho_d$  はダストの質量密度 [g/cc] である。

次にダイバータ板から生成された微粒子の挙動を ITER の SOL ダイバータプラズマを用いて求めた。球形微粒子のプラズマ中での輸送理論モデルを構築し、ITER のダイバータ板ストライク点から放出された微粒子の挙動を調べた。放出されたダスト粒子はドームに達するもの、ダイバータ板に戻るもの、高温になり昇華 (炭素) あるいは熔融温度に達して蒸発するものに分けられる。結果を以下に示す。1) コアプラズマに向かって放出された微粒子は ITER プラズマの高熱負荷のためにコア領域に達する前に熔融 (昇華) することがわかった。2) 内側ダイバータ板から放出した場合、放出速度が小さいものは内側ダイバータ

板に戻る。これはダイバータ板に向かうプラズマポロイダル流によって押し戻されるためである。速度の大きいものでドーム方向に放出したものは運動エネルギーが大きいためドームに達する (図 2.4-5)。3) 外側ダイバータ板から放出したタングステンの小さくて速度の遅いものは内側ダイバータと異なり、ドームに達するものがない。これはトロイダル方向のプラズマ流によってトロイダル方向に加速され、遠心力によって外側に運動するためである。

4) 炭素同素体への水素照射現象解明のための分子動力学法

数値実験プロジェクト・プラズマ壁相互作用研究グループでは、磁場閉じ込め核融合炉の炉壁材料の研究のために、分子動力学 (MD) 法、二体散乱近似 (BCA) 法、密度汎関数 (DFT) 法の三種類の数値シミュレーションを実施している。大まかにいえば、DFT, MD, BCA の順に従って扱う現象のエネルギー領域が、0.01 eV~1 eV, 1~100 eV, 100~10 keV と対応している。本項ではこれらのうち MD 法について述べる。

MD 法の特徴は原子間の化学結合 (共有結合など) を考慮して原子のダイナミクスを追えることにある。これにより、化学スパッタリングに代表されるような 100 eV 以下の低エネルギーでの反応や、材料中の結晶構造の違いや欠陥によるトリチウム挙動の変化などを調べることが可能である。

そこで我々は、MD 法に基づくシミュレーションコードとして "G Library for Interatomic Potential and Symplectic Integrator (GLIPS)" を新規に開発した。これはプラズマ

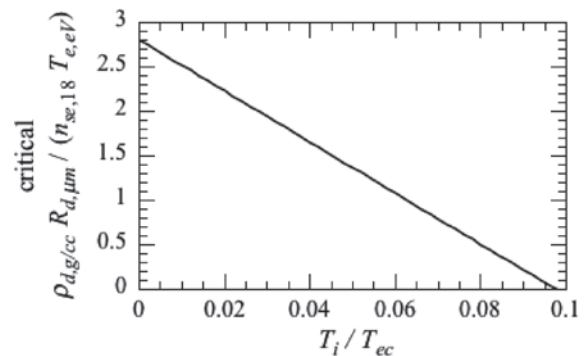


図 2.4-4 水平壁に乗った微粒子の離脱パラメータの温度比依存性。高イオン温度になると離脱しにくくなる。

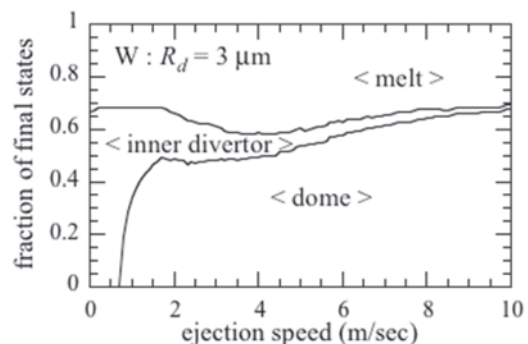


図 2.4-5 内側ダイバータ板のストライク点から放出された大きさ 3  $\mu\text{m}$  のタングステン微粒子の最終状態の割合。

粒子負荷に対するダイバータ表面の物理化学的現象を取り扱うためのコードであり、これによってダイバータ表面の化学損耗や不純物再堆積を数値計算によって再現することが可能となった。本コードは、原子間の相互作用をモデル化したポテンシャル部分と数値時間積分のためのシンプレクティック差分法の部分とを中心に、その他初期構造の生成や解析に必要な小モジュールから構成される。MD法に必要なモデル化された原子間相互作用ポテンシャルとして、当初は炭素系MDで標準的に用いられているBrennerのREBOポテンシャル[85]を採用していたが、このモデルでは $sp^3$ リッチな構造を再現できないことが明らかになった。そこで、ダウンフォールディング法[86]を用いて、 $sp^3$ リッチな構造でも精度のよい炭素系のポテンシャルモデルを新規に開発した[87]。また、ダイバータ材である黒鉛やCFC（カーボンファイバーコンポジット）で重要となるグラファイトの層間相互作用のポテンシャルモデルも新規に開発した[88]。

GLIPSコードを用いて、炭素同素体（グラフェン・グラファイト・ダイヤモンドなど）を対象とし、損耗・堆積などの反応を原子レベルで調べ、定量的な損耗の解析を行った[89-96]。

グラファイトは結晶軸の向きにより典型的に三種類の表面構造をとりうるが、それぞれで化学スパッタリングのメカニズムが大きく異なることをMDシミュレーションにより明らかにした。まず、層を構成する平面状のグラフェン分子の表面がそのまま材料表面になっている(0001)表面の場合、15 eV以下のエネルギーで入射された水素原子は表面から第一層目のグラフェンを貫通することができず、全ての水素は第一層目のグラフェンに化学吸着するか反射されるかのどちらかとなる。これにより第一層のグラフェンの温度が4000K程度に達すると、第一層目のグラフェンは表面から剥がれさして鎖状の炭化水素へと分解される。この繰り返しで一枚ずつ順に表層が剥がれていく現象（graphite peelingと名付けた）が起こることを発見した。

次に、グラフェン層の配列が表面に垂直になっている構造の場合、水素に曝されるグラファイトの端部として、アームチェア構造およびジグザグ構造と呼ばれる二種類の表面構造が考えられる。いずれの場合も、その構造上、グラフェン層が剥がれることは不可能である。それぞれの系でMDシミュレーションを行った結果、アームチェア構造の(11 $\bar{2}$ 0)表面では水素同位体吸着によって $C_2H_2$ 分子が生成されやすいのに対し、ジグザグ構造の(10 $\bar{1}$ 0)表面に吸着した水素は $H_2$ 分子となって脱離することが明らかになった（図2.4-6参照）。

炭素同素体であるダイヤモンド結晶への水素原子照射によるスパッタリングの原子レベルでの機構解明も行い、スパッタリングが吸着サイト近辺で生じることが明らかとなった。さらに、水素がダイヤモンドに吸着されてできたC-H結合により、ダイヤモンドのC-C結合が切られて化学スパッタリングが起こることを発見した。

##### 5) 二体衝突近似 - 分子動力学ハイブリッドモデル

我々の開発したMDコードGLIPSは、ポテンシャルモデ

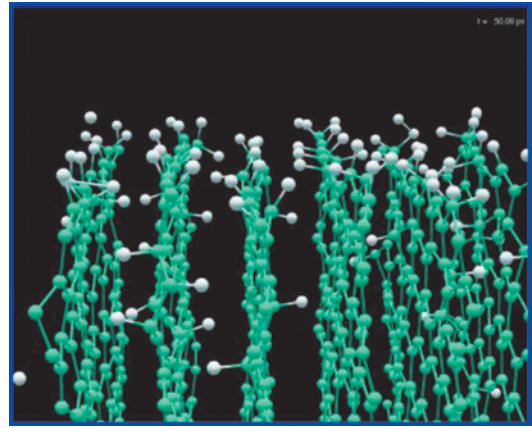


図2.4-6 グラファイトの(11 $\bar{2}$ 0)表面に水素を照射した際のスナップショット。グラファイトの端部より炭化水素が発生することが示された。

ルの妥当性から、その適用範囲が数百 eV 以下の低エネルギー領域に制限される。一方、ダイバータ近傍への適用を考えると、高エネルギー粒子がマイクロスケールの大きな材料へ入射する系をも扱える方法が望まれた。

そこで、二体衝突近似（BCA）法に基づくシミュレーションコードを開発した。この手法は古くから研究されており、国内では Atomic Collisions in an Amorphous Target (ACAT) や Erosion and Deposition based on a DYNAMIC model (EDDY)、海外では TRansport of Ions in Matter (TRIM) といった著名なコードが存在する。しかしこれらのコードでは、設計が古いために材料中の原子配置がランダムであることが仮定されていた。そこで我々は、ACATコードを拡張し、任意の原子配置による材料の扱いを可能にした“Atomic Collisions in Any Targets (ACAT)”コードを開発した[97]。さらにこのACATコードでは、任意の原子配置を扱える特徴を生かして、プラズマ粒子の連続照射によって材料の構造が時間と共に変わっていく時間変化過程も扱うことができる[98]。

BCA法は原子間の相互作用を追跡対象粒子と単一標的粒子との二体衝突の連鎖として扱う手法であり、個々の二体衝突過程を解析的に扱うことができるため、MD法と比べて計算時間が格段に短い利点がある。また、BCA法の適用できるエネルギー領域はMD法と比べて高く、BCA法とMD法を結合し相補的に用いることで、高エネルギー粒子がマイクロスケールの大きな材料へ入射する系を取り扱うことが可能である。そこで、BCAとMDを組み合わせてハイブリッドシミュレーションを行うBCA-MDコードの開発を行った[99,100]。これは、1 keV程度のエネルギーによるプラズマ粒子の材料への入射過程において、開始から入射粒子の運動エネルギーがエネルギー閾値に落ちるまでの間はBCAであるACATコードで軌跡を計算し、それ以後はMD法に基づくGLIPSコードで軌跡を計算するというものである。エネルギー閾値は材料と入射粒子の元素の組み合わせによって異なるが、だいたい100 eV程度である。これによって、高エネルギーでは計算負荷の軽いBCAによって計算し、詳細な原子挙動が重要となる低エネルギー

時にだけ、詳細なポテンシャルモデルによる MD 計算を行う。ただし、MD 計算の対象となるのは材料全体ではなく、入射粒子もしくは弾き出された粒子のようによく動く粒子の周辺を切り出した小領域とし、これによって計算負荷を大幅に減らしている。

高速に入射された粒子は材料中でカスケードし、複数の粒子の弾き出しを引き起こす。これにより、一回の入射において発生する MD 小領域は10~50程度である。これらのコード間の結合は、MPI通信による Multiple Program Multiple Data モデル[101]によって連結・並列化され、個々の演算プロセッサで一つの MD 小領域が順次計算される。MD 小領域の計算開始と終了以外に通信は発生せず、さらに計算終了後にはすぐに次の MD 小領域の計算が割り当てられる。これによって通信ロスの非常に少ない並列計算が行われる。

このハイブリッドコードを用いた研究成果として、一辺がサブマイクロメートル程度の大きさの単結晶グラファイトに対する 1 keV 水素原子照射の解析[102]が挙げられる。BCA法単独でシミュレーションした場合には、図2.4-7(a)に示す通り、グラファイトの層構造が残り、さらに五つ以上の共有結合をもつ炭素原子が比較的多く存在する。一方、BCA-MD ハイブリッドシミュレーションによると、図2.4-7(b)のように層構造が崩れアモルファス化していることがわかる。これは化学的安定性の観点から現実的な材料構造となっており、より妥当な手法であることを示している。

#### 6) タングステン系の密度汎関数計算

ITER のダイバータ材として有望視されるタングステン系に対するシミュレーションの重要性が高まった。そこで、ダウンフォールディング法を用いてタングステン系に対する MD シミュレーションのためのポテンシャルモデルを開発した。図2.4-8はタングステン+ヘリウム系でのポテンシャルモデルの妥当性を示したものである。□は従来のポテンシャルモデル (AFS potential), ○は新たに開発したポテンシャルモデルによる、様々な系に対するポテンシャルエネルギーの DFT 計算による値に対してのプロットである。破線は DFT 計算による値とポテンシャルモデル

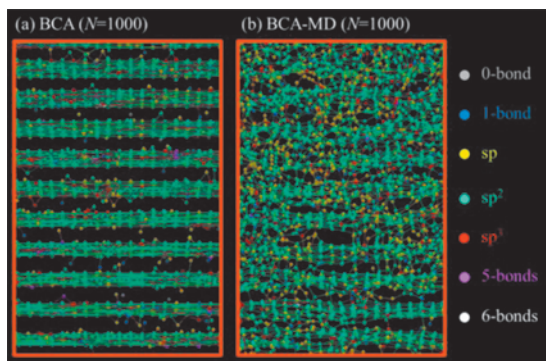


図2.4-7 (a)二体衝突近似 (BCA), (b)二体衝突近似-分子動力学 (BCA-MD) ハイブリッドシミュレーションを用いて、単結晶グラファイトに対し 1 keV の水素原子を照射したときの標的材料的構造。

ルによる値とが一致する直線であるが、○がこの直線によく乗っていることから、新たに開発したモデルが高精度なものとなっていることがわかる。このポテンシャルモデルは今後の MD シミュレーションに適用することが可能である。

ここで DFT 計算は、北陸先端大において開発されている“Open source package for Material eXplorer (OpenMX)” [103]を用いて行った。この OpenMX コードは、OpenMP ならびに MPI による並列化が行われているが、改善の余地があった。そこで、コードを解析してボトルネックになっている箇所の改良を行うことにより、OpenMP 並列性能を改善し、10倍程度の高速化を実現した。

タングステン材料にヘリウムプラズマを照射すると、一定の条件下でバブルを形成したりナノ構造を形成したりすることが実験的に報告されている。その物理機構を明らかにするべく、ヘリウム原子のタングステン中での空孔捕獲エネルギーについて、密度汎関数法に基づく高精度評価を OpenMX コードによって行っている [104]。

#### 7) タングステンおよび合金へむけたコード開発

タングステンやその合金などの将来的な核融合材料の研究に対して分子動力学シミュレーションを利用するためには、対象とする材料を構成する原子種に対応した相互作用をポテンシャルモデルという形で取り込まなければならない。しかしながらポテンシャルモデルは特定の少数の元素に関してしか開発されていないのが現状であり、ことタングステンにおいては従来用いられてきたポテンシャルモデルには物性値の再現性の点で問題があった。

我々のグループでは、前項で述べたとおりタングステン-ヘリウム系の新しいポテンシャルモデルを開発し、同時に、そのポテンシャルモデルの開発自体を効率的に行う新しい手法として、先の DFT コードの計算値を参照することでポテンシャルモデルの最適化を効率よく行うダウンフォールディング法を導入した。

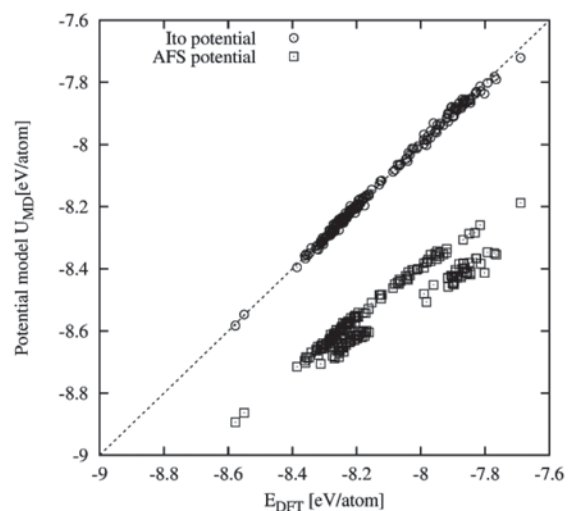


図2.4-8 ダウンフォールディング法による W-He 系ポテンシャルの最適化。各種構造サンプルに対するポテンシャルエネルギー値をプロットしている。最適化を行ったポテンシャルモデル (○) は従来のポテンシャルモデル (□) と比べて、密度汎関数計算による値 (破線) とよく合っており、高精度なモデルとなっていることがわかる。

これによって得られた高精度なポテンシャルにより、今後はタングステンナノ構造形成や溶融挙動等を対象に大規模な MD 計算を行っていく。加えて、小規模な系では計算精度の高い DFT 計算を、高エネルギー衝突系では BCA を、というように、複数の手法を駆使することで実験との対応の向上を図る。さらに、MD のポテンシャルモデルが高精度化されることで、粘性係数や拡散係数等のマクロな物性値を精度よく求められるようになるため、これを計算モデルのパラメータとして引き渡すようなマクロなモデルとの連携が今後一層期待できる。

## 2.5 統合輸送解析コードの開発

LHD をはじめとした環状磁場閉じ込めプラズマの物理機構解明と体系化に資するため、統合輸送解析コード TASK3D の開発を行っている。TASK3D は、トカマクを対象とした統合解析コード TASK [105] を基盤として、ヘリカルプラズマにおける 3次元磁場配位に起因する特有の物理機構や、各種物理要素モジュールの 3次元平衡データとの連携機能などを追加する形で開発を進めている。数値実験プロジェクト創設以前のシミュレーション科学研究部においても、要素モジュールの開発とその統合作業が進められていた。数値実験プロジェクト創設を好機として、他プロジェクトや国内共同研究との連携を強めてきている。解析コードの開発とともに、LHD 実験への適用を通じた検証、および、その知見に基づいて、LHD プラズマのさらなる高性能化、炉心プラズマ設計などの新たなパラメータ領域に向けた予測精度の向上を図るための統合を、相互連携をとりつつ展開している。

LHD 実験の計測データに基づいて、【LHD 実験データ解析型 (TASK3D-Analysis, TASK3D-a シリーズ)】統合を進め、これによって輸送現象に関する系統的な知見の獲得や精密な議論を可能とする研究を展開している。実験適用によって、各種モジュールの妥当性検証 (Model Validation)、また、理論モデルやデータベースの高精度化などを

行う。一方、【到達パラメータ予測型 (TASK3D-Prediction, TASK3D-p シリーズ)】統合は、プラズマへの入力 (加熱、粒子など) の情報を初期条件として与え、仮定した輸送モデルに従って、到達パラメータ (温度など) を予測するものである。両統合ともに、基本的な解析モジュールとしては同様のものを使用しているため、TASK3D-a シリーズの実験適用によって検証作業を進めることで、p シリーズによる予測の高精度化を図ることができる。a シリーズは、LHD 実験データを活用するため、LHD 実験データが格納されている解析データサーバ (KAISEKI Data Server) [106] とのデータ交換 (“eg ファイル”形式) が基盤となっており、大型ヘリカル装置計画プロジェクトとの緊密な連携に基づいて開発を進めている。一方、p シリーズは、種々の輸送モデルの適用など理論・シミュレーションベースでの統合を進めており、TASK 開発環境を有する京都大学との共同研究を基盤として進めている。

以下に、両シリーズの研究展開について記す。

### 1) LHD 実験データ解析型統合輸送解析コード (a シリーズ)

a シリーズについては、2012年9月に、その初版となる TASK3D-a01 (LHD プラズマの熱輸送解析が主眼) をリリースした [107]。LHD 実験 LAN 内 (LHD 制御室) に共通使用のパーソナルコンピュータを設置し、LHD 実験データとの強い連携に基づく開発を効率的に行った。また、a01 構成要素である、3次元平衡、加熱 (現状 NBI のみ)、輸送過程 (エネルギーバランス) といった各種解析コード (モジュール) も、それぞれの使用者から提供を受けて集中管理し、統合作業を集約的に進めた。図 2.5-1 に、TASK3D-a01 の計算フローを図示する。「go, ショット番号」と入力するだけで、当該放電の電子温度分布計測 (トムソン散乱法) のレーザ強度が強いタイミングを選び出し (典型的には 100 ms おき)、上記の一連の計算を行う。LHD 実験データとのインターフェイス、3次元平衡計算、プラズマ加熱

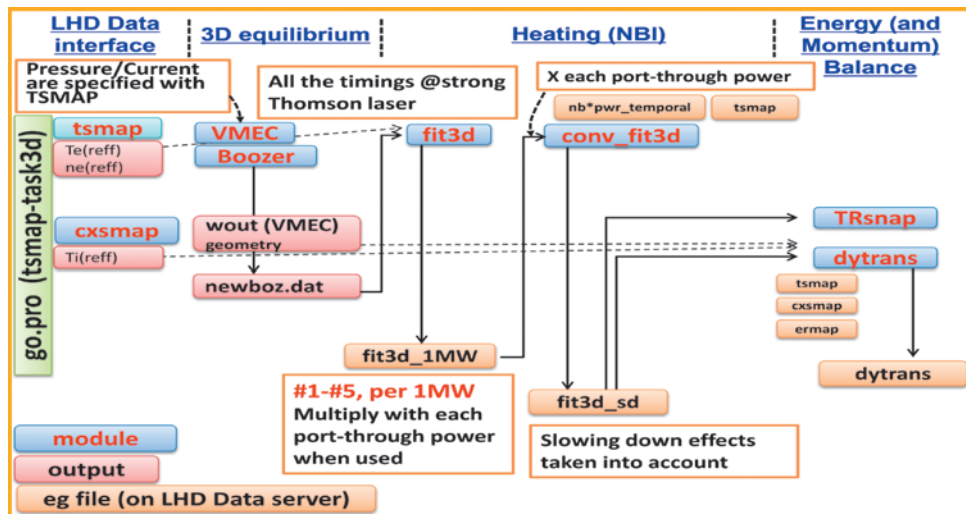


図 2.5-1 LHD 実験データ解析型統合輸送解析コード TASK3D-a01 の計算フロー概観図。赤字が個別解析コード名、オレンジに黒字が LHD 解析データサーバとのデータ交換 (入力/出力)。左端にある `tsmap-task3d(.lhd.nifs.ac.jp)` が、LHD 制御室に設置した共有 PC である。そこでの、“go, #shot”でこれら一連の計算が自動的に実行され、計算結果の一部が解析データサーバに自動登録される [107]。

計算（現状はNBI加熱のみに対応）、エネルギー／運動量バランス計算の4つの機能を統合した形式となっている。LHD実験データとのインターフェイス部では、リアルタイム座標マッピングシステムであるTSMAP[108]で、すでに用意されているVMEC[109]平衡データベースから、計測された電子温度分布に最も適した（電子温度分布のピーク⇒磁気軸位置、磁気軸を挟んでトラス内側／外側の分布対称性を満たす）平衡が選り出される。この平衡に基づいて、実座標の関数である計測分布データが、実効小半径 $r_{eff}$ の関数として与えられる。3次元平衡計算部では、蓄積エネルギーの99%を含むプラズマ小半径位置を最外殻としたVMEC平衡計算を改めて行う。TSMAPで選り出されたVMEC平衡と完全には一致しないが、その差異は一次元輸送計算に実質的な影響を及ぼさないことが確かめられている[107]。しかし、広範なパラメータ領域（例えば高ベータプラズマなど）への適用にあたっては常に念頭に置いておくべき観点である。Boozer座標系[110]への変換も行われる。その平衡に基づくNBI加熱、粒子ソース、運動量注入などの評価が、FIT3D[111]を用いてプラズマ加熱計算部で行われる。FIT3DではFokker-Planck方程式の定常解が求められ、ビーム粒子の減速過程が考慮されていない。FIT3Dの時系列データを用いて、減速過程を考慮して非定常加熱の評価を行う解析ツールCONV\_FIT3D[112]がLHD実験NBIグループによって開発され、個別運用されていたため、そのツールをモジュールとして取り込んだ。これによって、NBI入射開始直後、入射終了後、あるいは、プラズマパラメータの急激な変化（ペレット入射による密度の上昇、その後の減衰過程など）に対応したNBI加熱パワーの時間変化を考慮することが可能となった。ビームイオンに対する5次元位相空間におけるドリフト運動論方程式をモンテカルロ法で解くGNET[113]を用いて、密度温度分布の時系列データの逐次読み込みによって時間発展形で評価を行うGNET-TD[114]の開発・適用も進んでおり、評価の精度・計算に要する時間などの観点でベンチマーク作業を進めている段階である。エネルギー／運動量バランス計算部では、TRsnap[115]（定常解析）、dytrans[116]（非定常解析：プラズマパラメータの時間変化も考慮）両者の計算が行われる。NBI加熱入力、電子イオン間の衝突性熱移送が評価され、それに基づいて熱輸送係数などが評価される。

TASK3D-a01の構築によって解析の自動化が大きく進展し、現状の計算機環境で、一タイミング15分程度で、一連の評価が可能となっている。計算機環境の増強でさらに時間短縮を図る計画である。

多数タイミングでの解析が可能となった状況を受けて、定常エネルギーバランス解析[117]だけでなく、遷移的振る舞いを示すプラズマに対して、温度の時間変化も考慮したダイナミック輸送解析[116,118]、運動量輸送解析[119,120]など、すでに多くの成果発表にその基盤となる計算結果を提供している。

図2.5-2にその一例を示す。LHDのイオン系ITB形成プラズマ（ショット番号90982）におけるイオン系非定常熱輸

送解析に関する結果である。ITBフットに対応する半径位置での、イオン系熱フラックス（イオン密度=電子密度と仮定し、イオン密度で割った値）とイオン温度勾配の時系列データが示されている。この放電では1.7s付近でペレットが入射され、2~2.35sは電子密度減衰フェイズである。NBI1~3号機（接線）は2s以前から入射され続けており、2sから4号機（垂直）入射が開始されている。図2.5-2を見ると、2sから2.13sまではイオン熱フラックスは増大するがイオン温度勾配がほとんど変化していない。ところが、2.13s以降、イオン熱フラックスの変化は緩やかになるがイオン温度勾配がおよそ6割程度大きくなっており、この時間帯が、イオンの熱閉じ込め改善フェイズであることがわかる。このように、これまでの数ケースのみの解析では判然としなかった、どのタイミングで閉じ込め改善が起こっているかなどといった情報が、TASK3D-aのシングルコマンド実行で揃う時系列データからもたらされることは、TASK3D-aの大きな意義の一つである。

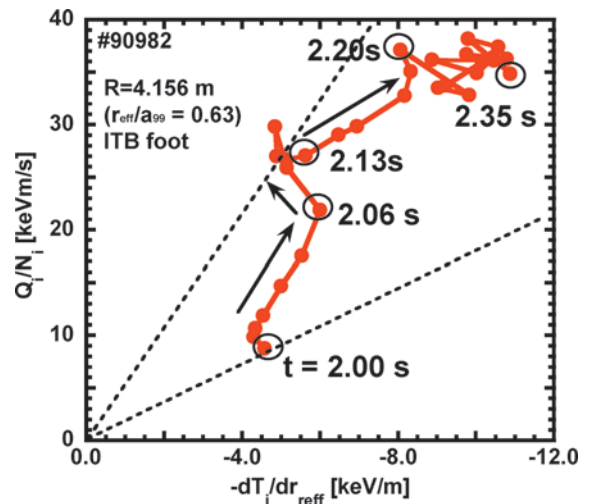


図2.5-2 LHDショット90982におけるイオン熱フラックス（イオン密度=電子密度と仮定してイオン密度で割った値）とイオン温度勾配の時間変化。TASK3D-a：Dytransでの評価値。

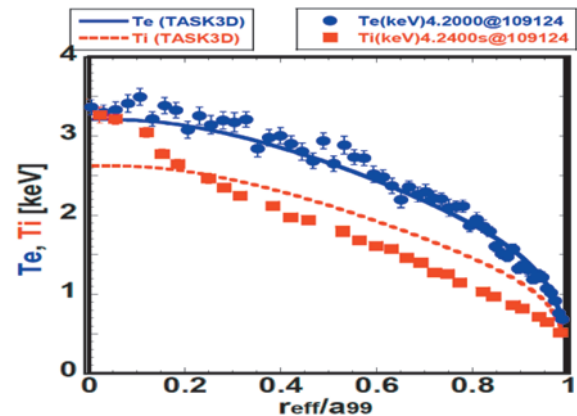


図2.5-3 到達温度予測シミュレーションによって予測された電子・イオン温度分布と、その計算条件に即した実験（ショット番号101924）で計測されたそれぞれの分布[128]。

また、実験適用を進める過程で、解析の高精度化をする動きも出ている。例えば、低密度プラズマでの周辺部中性粒子と入射中性粒子ビームとの衝突による荷電交換損失考慮の必要性に起因した新たなモジュールの追加および単体での検証作業も喚起しており、a01に続くa02版として開発が進んでいる。TASK3D-a01については、海外のLHD共同研究者からの利用希望もあり、すでに使用が開始されている。海外の研究者の利便性も考慮し、TASK3D-a01のマニュアルを英語で作成し、NIFS-Memoとして発刊した[121]。今後の拡張版についても、このマニュアルに追記する形でマニュアルの整備を図っていく。

現状では、3次元平衡(図2.5-1でwoutと書かれている部分)は、TSMAPに基づいたものを使用している。一方、LHDプラズマを活用した国際共同研究として平衡再構築研究も進展している。woutファイルをそれら平衡再構築で得られたものと置換することで、一連の計算への3次元平衡同定方法の影響も容易に検討することができる。このように、TASK3D-a01の高い融通性を活用した波及研究の展開も期待される。新古典拡散フラックス、両極性径電場[122]や、他の加熱(ECH[123,124], ICH[105]), 中性粒子分布の評価などを行うモジュール aurora[125]を順次導入し、より高機能なLHD実験データ解析型統合輸送コードを構築する基盤が出来ている。数値実験プロジェクト内の様々なシミュレーション、理論モデリングの成果も、解析コードを直接、あるいはデータベースの形式で取り込んで、より高度な統合を行うことができる段階に至っている。

## 2) 到達パラメータ予測型統合輸送解析コード(pシリーズ)

一方、pシリーズについては、主に京都大学との共同研究によってその開発を進めてきている。密度固定の条件下ではあるが、NBI加熱パワーを仮定し、熱輸送係数を与えて(すでに整備が行われた新古典拡散係数データベース

DGN/LHD[126]からの新古典熱輸送係数+各種異常輸送モデルに基づく異常熱輸送係数)、温度の時間発展方程式を解くことで、到達可能温度分布を予測することを可能とした。輸送モデルの差異による到達温度の変化と、予測に用いた密度やNBI条件に対応した検証実験やこれまでの実験データとの比較を行い、LHDプラズマを記述するに適した輸送モデルを模索する研究が展開されている[127]。

図2.5-3に、到達温度予測とその検証実験の一例を示す[128]。異常熱輸送係数の設定方法に関する詳細は文献[127]に譲るが、密度分布、NBI入射パワーを仮定した上で、(新古典+異常)熱輸送係数を与えることで実現される、電子(実線)、イオン(点線)温度分布が予測されている。仮定した密度領域で仮定したNBI入射パワーで実験を行い(ショット番号109124)、実際に計測された電子(●)、イオン(■)温度分布も併せて示されている。電子に対しては仮定した熱輸送係数が妥当であると考えられるが、イオンに対してはさらなる考慮が必要であることがわかる。これまでのところ、このような予測/検証実験のケースは少数にとどまっているが、今後のデータベースの蓄積によって、LHDプラズマの熱輸送特性に関して実験検証を経たモデルの創出、予測性能の向上がもたらされることが期待される。

また、FFHR-d1[129]炉心プラズマ解析に関する組織的取り組みが進行している[130]。現在は、LHD実験からの外挿で規定された磁場配位、温度・密度分布[131]に基づいて、図2.5-4に示すように3次元平衡計算(HINT2[3])を行い、その平衡に基づいて、新古典熱拡散フラックス(FORTEC-3D[132])、アルファ粒子による加熱分布(GNET)などを通じたエネルギーバランスの評価、ダイバータへのアルファ粒子損失評価(MORH[133])などが行われている。今後は、加熱シナリオの構築、運転シナリ

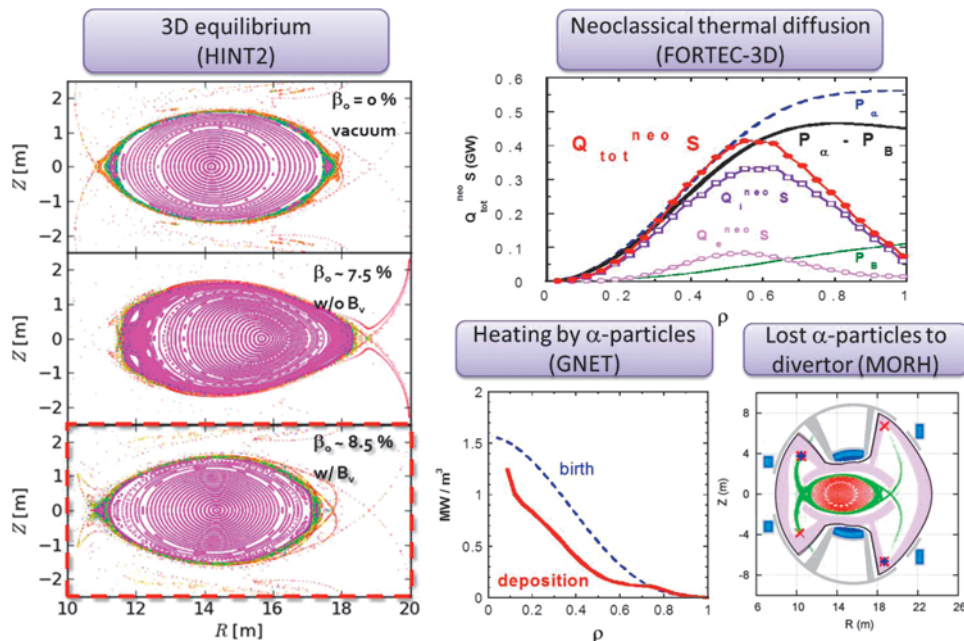


図2.5-4 FFHR-d1の炉心プラズマ物理解析の一例。3次元平衡、新古典熱輸送、アルファ粒子加熱、ダイバータへのアルファ粒子損失など、計算機コードの組織的な適用によって、物理特性の理解が進展している。

オに応じた3次元平衡の変化も取り込んだ予測シミュレーションにも着手する予定である。現状、FFHR-d1 炉心プラズマに適用すべき妥当な異常輸送モデルなど、不明確な点が多いため、予測精度は低い状態であるが、TASK3D-aを用いたLHDでの検証を通じた輸送モデルの妥当化、高精度化研究との連携を通じて、より精度の高い予測を可能とすることで、LHD型核融合炉の”数値試験炉”としての役割を果たしていく。

### 3. 計算科学の高度化と基礎物理シミュレーション

数値実験研究プロジェクトでは、特定の装置の特定の振る舞いに対応したシミュレーション研究に加えて、シミュレーションによる予測性を高めたり、適用範囲を拡大する先進的なシミュレーション手法に関する研究、シミュレーション研究の基盤となる可視化、並列計算機利用技術といった計算科学高度化のための研究、特定の装置に限定されない、基礎的な物理現象の原理的な解明をめざした研究を行っている。本章ではこれらの研究について概観する。

#### 3.1 多階層シミュレーション手法

磁気リコネクションは、プラズマにおける基礎的なエネルギー解放過程の1つであり、磁場閉じ込め装置におけるプラズマ崩壊現象から太陽フレアのような天体現象まで、さまざまなプラズマ領域で普遍的にみられる[134, 135]。さらに、磁気リコネクションは階層横断現象という興味深い側面を持つ。磁気リコネクションが発生すると、磁力線のトポロジーが系全体にわたるマクロなスケールで変化し、大規模な輸送が生じる。その一方、リコネクションのトリガーとして、ミクロスケールの運動論的效果が本質的な役割を果たす[136, 137]。マクロとミクロの物理はそれぞれ独立しているのではなく、複雑に絡み合っている。磁気リコネクションを階層横断現象として完全に解明することは、様々な領域、物理、スケールを組み合わせる核融合磁場閉じ込め装置全体のプラズマ挙動を予測することをめざす数値実験研究プロジェクトの発展につながる。このような目標のため、我々はマクロな物理とミクロな物理を同時にかつ自己無撞着に解く多階層シミュレーションモデルを開発している。マクロの物理はMHDシミュレーション手法で、ミクロの物理はPICシミュレーション手法[138]を用いて解く。

この多階層モデルでは、リコネクション上流方向について領域分割法を用いている。図3.1-1に、多階層シミュレーションボックスの模式図を示す。粒子のミクロな運動が物理を決めているリコネクション点近傍は、PIC手法で解く領域(PIC領域)である。一流体近似が十分に成り立つ外側領域は、MHD手法で解く領域(MHD領域)である。2つの領域の間には、スムーズに連結するため有限の幅を持つインターフェイス領域を挿入する。

開発したモデルの連結アルゴリズム検証として、線形アルフベン波やプラズマフロー流入の多階層シミュレーションを実施し、MHD領域とPIC領域が物理的に正しく連結されていることを確認した[139-141]。2009年には、この多階層モデルを用いて、磁気リコネクションの多階層シ

ミュレーションを行うことに世界で初めて成功した[142]。さらに、より大きな系に適用することをめざして、不等間隔格子を用いたモデルへと改良を行った[143]。MHD領域の格子幅は上流方向の位置によって変化し、上流境界近傍では1.0、インターフェイス領域の近くでは0.25である。これにより同じ使用メモリ量でこれまでより広い領域を扱うことができる。図3.1-2はその改良モデルにおけるシミュレーション結果であり、磁力線と流体速度ベクトルを示している。MHD領域からプラズマを流入させることによりPIC領域において無衝突リコネクションが駆動されている。インターフェイス領域を通して磁力線、流体速度ともにスムーズにつながっていることがわかる。

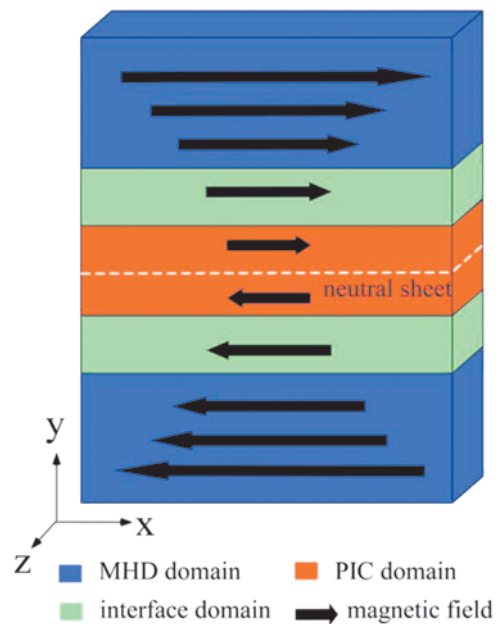


図3.1-1 多階層シミュレーションの模式図。領域はMHD、インターフェイス、PIC領域の3つに分割されている。

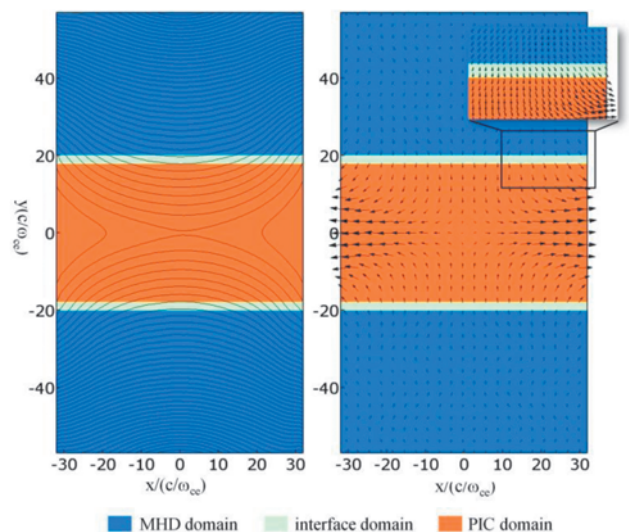


図3.1-2 磁気リコネクションの多階層シミュレーションの例。左図は磁力線、右図は流体速度ベクトルを表している。MHD領域からPIC領域へプラズマが流入し、PIC領域中央で磁気リコネクションが駆動された。

また、自然界ではリコネクション点が時間と共に変動するので、運動論的効果が効く領域の大きさ・位置も変化すると考えられる。そこでシミュレーションを行いながら自動的にPIC領域を検出するモデルの開発を開始した。その第一歩として、全領域をMHD領域として解いていき、ある時刻にMHD領域の一部をPIC領域（およびインターフェイス領域）へと切り替える手法を構築した。この領域動的切り替えモデルにおいても、磁気コネクションが駆動されるシミュレーションを行うことに成功している。

### 3.2 可視化手法

#### 1) バーチャルリアリティ装置を用いた可視化

核融合研では1997年に没入型バーチャルリアリティ（VR）装置 CompleXcope[144]を導入した。VR装置においては、観測者はあたかも目の前に物体が存在しているかのように感じることができる。また、観測者の動きに合わせて物体が動いたり、その物体をコントローラーで動かしたりすることができるので、プラズマなどの対象を中から見たり外から見たり、いろいろな角度から観測することができる。つまり、観測者はコンピュータが作る世界に入り物理現象を「目の当りに」人間の空間認識能力を最大限活用して観測することができる。核融合プラズマに関連した複雑現象の解明、装置設計、評価などにおいて、2次元ディスプレイでの解析には限界があり、3次元空間をそのまま3次元で表現するVR技術は益々重要になると考えられる。このCompleXcopeの導入以来、3次元シミュレーションから生成されるデータの解析を目的としたツール開発、そのツールを利用したシミュレーションデータ解析、時系列3次元データ表示、CADシステム開発等を共同研究によって行ってきた。また、ハードウェアの面では、実験装置の細かい部品や複雑なシミュレーション結果をより精細に表現するためプロジェクター輝度やコントラスト比の向上を図ったり、プラズマシミュレータの更新に伴い出力データ量の爆発的な増加に対応するため大きな共有メモリを搭載した処理能力の高いコンピュータシステムを導入したりした。さらには、VR空間内に投影した対象物の位置や方向計測の精度を高めるため、光学式トラッキングセンサーを導入している。ここでは、核融合研で行われたVR装置を使った可視化研究について紹介する。

VR装置の特徴を生かして、シミュレーション結果を観測する新たな手法として、シミュレーションデータと実験装置データをVR空間で同時に可視化する手法を導入した[145, 146]。可視化ソフトウェアは従来、その目的に特化した開発が進められる。シミュレーション解析用のソフトウェアであれば、流線や等値面の表現にすぐれているが、装置データは簡易的な表現に限定される。他方、ゲーム開発などで用いられているソフトウェアは、写実的なコンピュータグラフィックスを用いてリアリティのある実験装置を表現できるが、シミュレーションデータの解析には不向きである。そのため、シミュレーションデータを表現しつつ、実験装置データも同時に表現できる単一のソフトウェアの開発は困難である。しかし、シミュレーションデータを実験装置内で検討することができれば、シミュ

レーション結果の直観的な理解や装置開発への貢献が期待できる。そこで、異なるソフトウェアで可視化された画像データを一つの画像データとしてVR空間で表示することができるソフトウェアを導入して、CADデータを基に作成された写実的な表現の実験装置内に、シミュレーションデータを同時にVR空間内で可視化することに成功した[147, 148]。図3.2-1はLHD真空容器内にHINT2コードで求められた平衡プラズマの圧力等値面と磁力線を表示した図である。真空容器内の壁や加熱用アンテナとの空間的な位置関係を即座に把握することができる。また、図3.2-2はLHDの外側観測ポートから真空容器内を見た図である。観測ポートから真空容器内を見たときにどのようにプラズマを観測することができるかを把握することができ、観測装置の取り付け角度や、既にある観測データの視野の理解などができる。実験を担当するいくつかのグループがこの新しい結果を利用して、先述のような視野の確認などを行い、実験観測データの理解の促進に役立っている（図3.2-3）。今後、新しい実験磁場配位の検討や、真空容器内機器と周辺プラズマおよび高エネルギーイオンの軌道などとの空間的距離あるいは干渉状態の検討など、LHD実験への貢献が期待される。この研究成果は、神戸大学、甲南大学との共同研究の成果である。

兵庫県立大学および海洋研究開発機構との共同研究によ

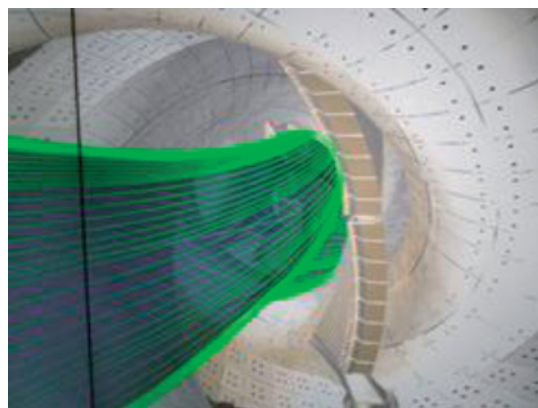


図3.2-1 LHD真空容器内における平衡プラズマシミュレーション結果の可視化。プラズマ圧力等値面を青で、磁力線を緑で表している。

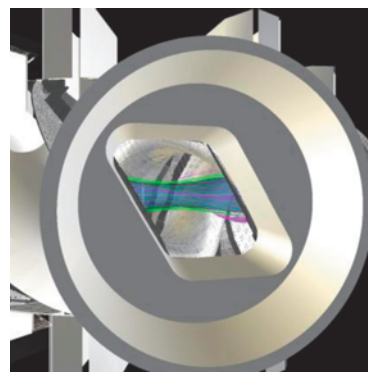


図3.2-2 LHDの外側観測ポートからの視野[147]。プラズマ圧力等値面を青で、磁力線を緑で、ドリフト粒子の軌道はマゼンダで表している。



り、時間とともに変化するプラズマの振る舞いを3次元空間で可視化するための対話型可視化環境を CompleXcope で開発した[149]。これまでは、プラズマのシミュレーション結果からある特定の時刻のみを取り出してバーチャルリアリティ空間で観測していた。しかし、実際のプラズマは時間とともに変化をする。新しい可視化環境は、そのような時間変化するプラズマを、時間を進めたり止めたりしながらバーチャルリアリティ空間で観測することができる。いわば、空間の3次元と時間の1次元を合わせた4次元空間での解析を可能とした(図3.2-4)。

## 2) 多粒子系シミュレーションデータの可視化

核融合材料や高密度粒子系のような超多粒子高密度の分子シミュレーションを行った際、その計算結果を解析するためにも可視化が必要である。しかし、核融合材料や高密度流体のような超多粒子系ではそれをうまく可視化するソフトウェアが殆どなく、現象の直感的理解が困難となる。そこで、核融合研の可視化研究の技術を用いて、直感的な現象理解の助けとなる可視化システムの構築をめざしている。具体的には超多粒子系の可視化ソフトウェア“AIScope”の開発を行った。

可視化する超多粒子系データのサンプルとしては、プラ



図3.2-3 閉ダイバータ装置の検討。

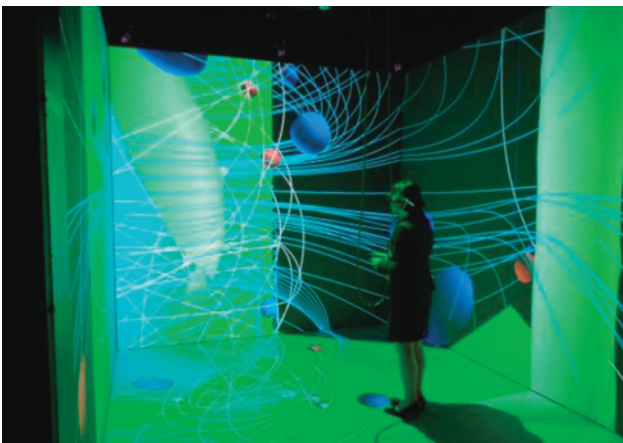


図3.2-4 時系列シミュレーション結果のVR可視化のスナップショット。緑の面が磁場の等値面を表し、白線と青線がそれぞれ粒子軌道と磁力線を表す。青と赤の球はそれぞれ流線の始点と終点を表す。

ズマ壁相互作用グループにて計算された分子動力学および二体散乱近似シミュレーションによる固体系のデータと、名古屋工業大学との共同研究として実施されたイベントドリブン型分子動力学シミュレーションによる気体系のデータを用いた。共に100万粒子以上の系となる高密度の超多粒子系である。さらに、固体系・気体系の異なる状況で可視化の有効性を調査するためによい比較材料と考えている。

超多粒子系の可視化では、コンピューターリソースの少ない時代に開発された手法として、全ての粒子を一度密度場のようなメッシュデータに変換して表示する方法が主流であった。しかし、これでは系の内部の視認性が悪く、可視化によって得られる情報が少ない。よって本研究では、全ての粒子をそのまま粒子として描く方法の開発に取り組んだ。これにより視認性が大幅に改善され、物質の内部の情報まで“透けて”見えるようになる。これを100万粒子を超えた系で行うためには、グラフィックアクセラレータ(GPU)の性能を全て使い切るようなプログラミング技術(GPUシェーダープログラミング)が必要である。本研究ではGPUシェーダープログラミングを用いて、超多粒子系の描画機能を新規に開発し、前述のAIScopeに新機能として実装した。具体的には、OpenGLの既存の可視化手法に代わって、DirectX11によるGPUシェーダーでのポイントスプライト描画機能を実装した。GPUシェーダーの利用によって、汎用性をもたすためのOpenGLでの無駄な計算を排除し、GPUの機能をフルに使った可視化が可能となった。新規に作ったDirectX11での可視化速度は、従来のOpenGLとの比較で5倍程度高速となった。また、その高速描画機能を生かすことで、1000万粒子系までのリアルタイム可視化が可能となった。図3.2-5はイベントドリブン型分子動力学で行われた200万粒子系のシミュレーションの結果を、AIScopeによってDirectX11(GPUシェーダー)で描画したものである。このように粒子系のデータを粒子のまま描画することで、超高密度多粒子系であるにもかかわらず内部の情報が透けて視認できるようになった。

## 3.3 適応格子細分化(AMR)法による動的細分化手法

広範な時間的・空間的スケールにまたがるプラズマ物理

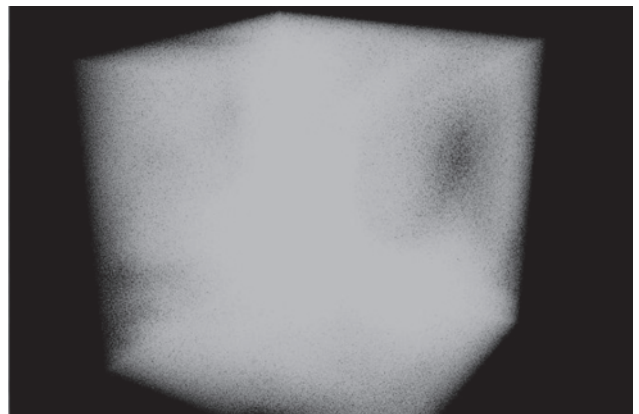


図3.2-5 200万粒子の気体系のポイントスプライト描画。立方体のシミュレーションボックスの内部では密度揺らぎができていたことが透過によって視認しやすくなっている。

の諸現象を計算機シミュレーションで全て再現することは、今現在だけでなく数十年先の将来においても恐らく不可能である。よって我々は、注目する対象や物理現象を制限し、それらに対応した適切な物理モデル・数値技法を選択することで、ようやくプラズマシミュレーションを実行することが可能となる。しかしそれでもなお、計算機資源には限界があり、扱える物理対象は制限され、マルチスケールシミュレーションは極めて困難なものになっている。3.1節で述べた階層連結による多階層シミュレーションは、異なる物理モデル・数値技法を連結することで、マルチスケールを達成する手法であった。一方、物理モデルを維持したまま、マルチスケール計算を実現する手法として、主に数値流体分野で利用されている適合格子細分化法 (AMR: Adaptive Mesh Refinement 法, 以降 AMR 法) がある。本手法は、本学会誌の記事でも触れられたように [150], シミュレーション内に生起する現象の空間的特性長を各格子点においてモニタし、最適な空間分解能をもつ格子システムを局所階層のかつ動的に導入することで、計算機資源を節約しながら多スケールに跨るシミュレーションを実現する。したがって、階層連結法と比べて、本手法は物理モデルを変更することなく、多階層計算が可能となるため、新たな数値計算概念は要求されず、直感的理解に易しい手法である。一方、動的に変化する格子システムの実装については、多くのシミュレーションコードに利用されている一様整合配列ではない実装を余儀なくされ、技術的困難が生じる。そこで数値実験研究プロジェクトでは、主に多階層・複合物理グループが中心となり、AMR 法を用いた汎用的なモジュール開発に取り組んでおり、上述の技術的困難を回避して、従来の一様格子配列コードを簡便に AMR 化できる数値シミュレーションツールの提供をめざしている。

AMR 法における格子の細分化方法には、いくつか手法が存在するが、大きく 2 つの手法に分かれる。格子一つ一つが各々に細分化条件に従って細分化されるセル型 [151] と、ブロックと呼ばれる一定の格子群を単位として、そのブロックが細分化されるブロック型 [152] である (図 3.3-1 参照)。それぞれに長所および短所があり、セル型は格子単位で再帰的に細分化していくため、複雑な形状を効率的にカバーすることに優れており、局所的な対応が容易である。必要最低限の細分化で事足りるため、メモリ消費の低

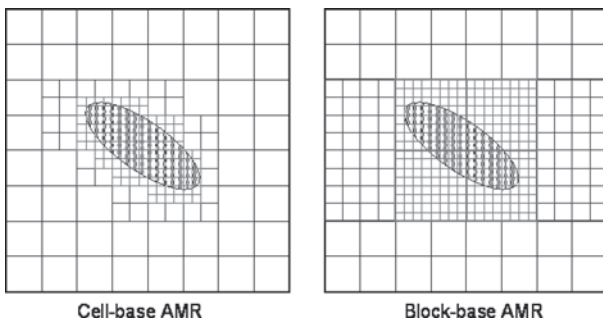


図 3.3-1 セル型 AMR (左図) とブロック型 AMR (右図)。右図において、太線枠がブロック境界を表す。

減も期待できる。反面、データ構造が複雑になり易く、計算モデル毎に適した設計を要するため、一般的なシミュレーションフレームワークに適用することが困難である。一方、ブロック型は一定数の格子群を一つのブロックとして捉え、ブロック単位で細分化する。したがって、個々のブロック内では、従来の構造格子系スキームを利用することができる。またセル型に比べ、ブロック境界はシンプルであり、情報のやり取りが境界値処理のみで行えるため、データ構造は単純になり、領域分割並列化も比較的容易である。その反面、ブロック単位での細分化により、場合によっては高解像度を必要としない領域においても細分化が実行されるため、メモリサイズが大きくなりやすいといった欠点がある。

したがって、本プロジェクトがめざす汎用的な AMR モジュールには、従来の構造格子系の数値技法の適用が容易になるブロック型 AMR 法が有用である。開発モジュールでは特に、相似型ブロックを用いて、各細分化階層において同一サイズかつ同一の計算スキームが利用できるように配慮している。

AMR 法の実装において最大の困難は、格子の定義方法である。従来の整合配列格子システムのまま、格子の細分化や粗視化といった格子システムの動的な変化に対応するには、適切な配列を随時生成および削除することが必要になる。これは、実装が非常に煩雑になるだけでなく、データ管理も複雑になり現実的でない。そこで、多くの AMR コードでは、Fully Threaded Tree (FTT) 構造 [153] と呼ばれるデータ階層構造を利用している。FTT 構造では、細分化の際に生成される格子 (child), 自身の格子の元となっていた格子 (parent), 隣接する格子 (neighbor) 等を指示するポインタ変数を、各格子にもたせることで階層構造を実現する (図 3.3-2)。この FTT データ構造の場合、各格子が同一の階層および上下の階層を含めた多階層格子系における自身の相対的な位置を保持することができるため、動的な格子細分化および粗視化に対して柔軟

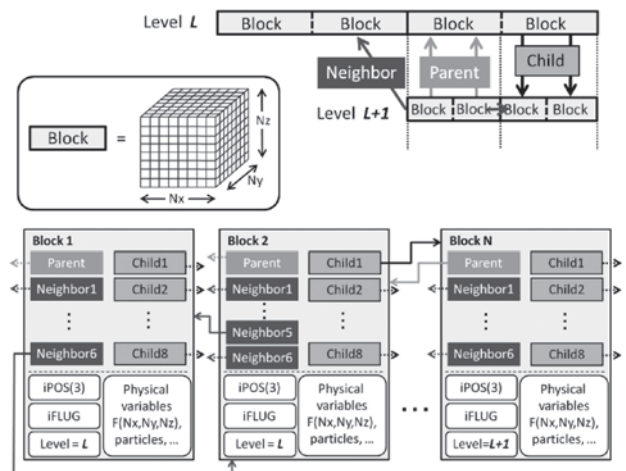


図 3.3-2 開発 AMR モジュールにおけるブロック構造体の概念図。Nx×Ny×Nz 個の格子群 (中段) で構成されるブロック構造体変数 (下段) は、ブロック間の多階層系における相対位置を指示する各ポインタ変数によって関係づけられる (上段)。

に対応できる．本開発モジュールでは，一定の格子群で構成されるブロックを基本単位にして細分化が行われるため，これらのポインタ変数は，一つのブロック構造体変数の構成要素として組み込まれ，それぞれに対応したブロックを指し示すことになる．このブロック構造体変数には，単位となる格子群（図3.3-2の場合は， $N_x \times N_y \times N_z$  個の格子）および，それらを引数とする物理量，座標情報のほか，細分化レベルや細分化判定用フラグなどが組み込まれる．勿論，粒子情報も含めることができるため，粒子コードへの応用も原理的には可能である．

本モジュールでは，従来の整合配列格子コードを上記のブロック内に配置し，一個のブロック内での計算は従来コードによってのみ実行される一方，AMRに関連した処理はブロック構造体変数に対してのみ施される．したがって，ユーザは従来コード（のソルバー部分）をサブルーチンとして設定し，本モジュール内でコールすることで簡単にAMR化が実現することになる．現開発段階では，モジュール自体を各コードに適した設計に修正する必要があるが，最終的には，それらの修正が不要な汎用性の高いユーザ・インターフェイスも整備する予定である．

本開発モジュールの簡単な適用テストとして，2次元の移流方程式，

$$\frac{\partial f}{\partial t} + c_x \frac{\partial f}{\partial x} + c_y \frac{\partial f}{\partial y} = 0 \quad (5)$$

について，整合配列を用いた一次精度風上差分コードをAMR化した数値計算を行った．まず，初期条件として図3.3-3(a)のような矩形波を用意し，これを  $c_x = c_y = 1.0$  で進行させる．図3.3-3(b)は，本モジュールを使わず，全シミュレーション領域を一様な格子幅（ $\Delta x = \Delta y = 0.5$ ）の格子系で定義した場合の従来コードによる1000ステップ後の結果である．風上差分法による数値拡散の影響で，矩形波が崩れている．一方，図3.3-3(c)は，初期格子系として  $\Delta x = \Delta y = 1.0$  の格子幅を用意し，波の勾配が高い領域のみに開発したAMRモジュールを用いて細分化を施し

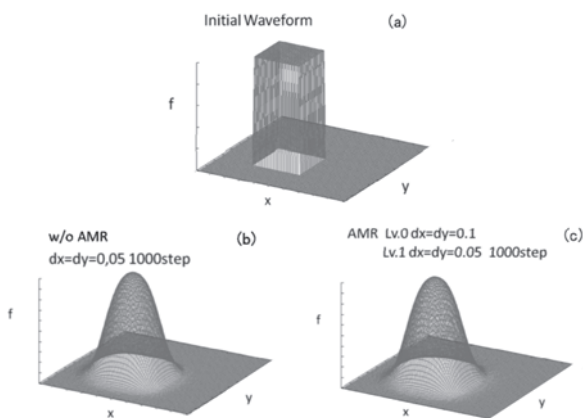


図3.3-3 2次元移流方程式の1次精度風上差分法による数値解の従来コードによる結果(b)と，開発AMRモジュールを利用した場合の結果(c)の比較．初期矩形波(a)が数値拡散の影響により崩れていくが，双方とも殆ど差異はない[154]．

$\Delta x = \Delta y = 0.5$  の格子幅の格子系を与えながら計算を進めた結果である．両者を比較すると，AMRモジュールを用いた場合は，細分化されていない  $\Delta x = \Delta y = 1.0$  の格子領域が多く存在するにも関わらず，全領域が細かい格子系で定義された場合の結果と殆ど差異が生じていないことがわかる．使用メモリ量もかなりの削減が実現されており，このテスト計算の場合，1/6程度まで削減できている．

数値実験研究プロジェクトの目標の一つである数値試験炉の開発には，これまでに我々が開発してきた様々なシミュレーションコードのマルチスケール化が必須である．その意味で，AMR法が強力なツールであることは間違いなく，本モジュールによって，コードのマルチスケール化が加速的に進んでいくものと期待している．現バージョンでは，すでに領域分割によるMPI並列化およびOpenMPによるスレッド並列化が完了しており，様々な計算機アーキテクチャでのテストも実施され，高い演算効率性を確認している．今後は，我々がめざすプラズマシミュレーションへの応用を実際に進めていく予定であり，MHDコードやプラズマ・コードへの適用が既に開始されている．さらには，専用のAMR-PICコード[155]のような性能を，従来のPICコードにも実装できるよう，粒子コードへの適用も展望されている．同一の物理モデルを維持したまま，マルチスケールシミュレーションが実現できるAMR法のメリットを，多くのユーザが簡便にかつ最大限に利用できるよう，インターフェイスも含めたモジュール整備が進められており，近い将来，ほとんどのシミュレーション・コードがAMR化されることを期待している．

### 3.4 プラズマプロブのマイクロ挙動

近年，磁場閉じ込めプラズマ装置の周辺領域において，間歇的に発生するフィラメント状のプラズマコヒーレント構造が観測されている．この構造は，プラズマプロブとも呼ばれ，従来の拡散的描像では説明できないプラズマ輸送を担っていると考えられている[156-158]．このプロブ現象については，流体的な描像に基づく2次元簡約化モデルを用いた研究が盛んになされてきたが，簡約化モデルによる研究では，磁力線方向の電流を評価する際，固体壁との間の電位構造やイオンと電子の速度差の効果などを簡易的なパラメータとして仮定するなどしており，その妥当性の評価が問題となっている．そこで我々は，このような仮定を用いることはせずに，基礎的な物理に立ち返り，第一原理に基づくモデルによるプロブダイナミクスの研究を進めており，これにより，上述の粒子的効果がプラズマコヒーレント構造の挙動に与える影響を明らかにし，今後のより精緻な多階層連結型シミュレーションの開発などに資することをめざしている．

これまでの我々の研究では，粒子吸収境界を取り入れた3次元静電粒子シミュレーションコードを用いて，磁場閉じ込め核融合実験装置の開いた磁場の領域（Scrape-Off Layer）を想定したシミュレーションシステムにおける局所的な高密度領域（プロブ）の挙動について，微視的な物理の観点から調べてきた[159,160]．シミュレーションでは外部磁場をz軸に平行に設定し（z方向がトロイダル方向

に相当),  $x$  方向 (動径方向に相当) には磁場勾配  $\nabla B$  が存在するようにした. そして,  $x=0$  の境界面を粒子が吸収される境界とした (第一壁に相当する). また  $y$  方向 (ポロイダル方向に相当) は周期境界としている.  $z$  方向については, 周期境界とした場合と,  $z=0$ , および  $L_z$  の境界面を粒子が吸収される境界とした場合 (ダイバータ板に相当する) の2つの状況について計算した. 計算初期には磁力線に沿った円柱状のプラズマ密度の高い領域 (すなわちプロブ) ができるように粒子を分布させている.  $x$ - $y$  断面 (ポロイダル断面) における初期のプロブの分布は, 幅  $\delta_b$  のガウス分布で与えている.

プロブは, 磁場勾配ドリフトによる分極で生成された静

電場と外部磁場による  $E \times B$  ドリフトによって, 第一壁の方向へ運動する. 図3.4-1は, トロイダル方向が周期境界の場合のシミュレーション結果で, ポロイダル断面における電子密度分布の時間変化を示している. この図から, プロブが第一壁に向かって伝播し, マッシュルーム状に崩壊していく様子がわかる. このような伝播特性は, 過去の2次元簡約化流体モデルによるシミュレーション[161]でも示されており, 粒子シミュレーションにおいても, このように矛盾のない結果が得られることがわかった.

図3.4-2は, ダイバータ板がある場合のプロブ伝播の様子を示しているが, この場合は, トロイダル方向に周期境界の場合と比して伝播速度が遅く, さらに, 粒子がダイ

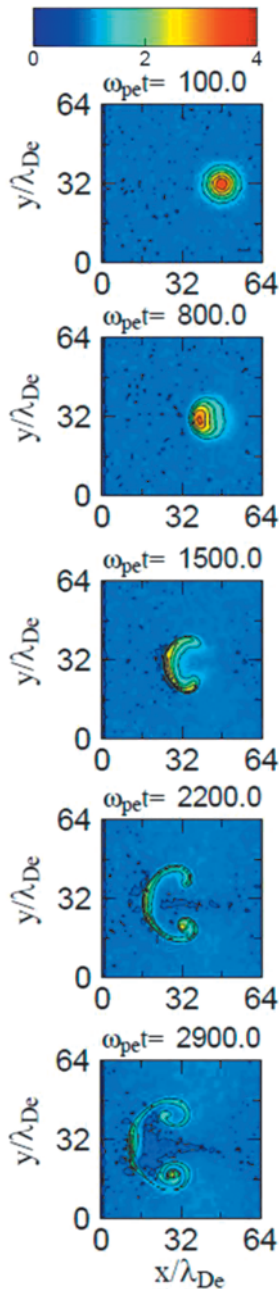


図3.4-1 磁力線方向 (トロイダル方向) を周期境界とした場合の粒子シミュレーションの結果. 磁力線に垂直な断面 (ポロイダル断面) における電子密度分布の時間変化を示している [160].

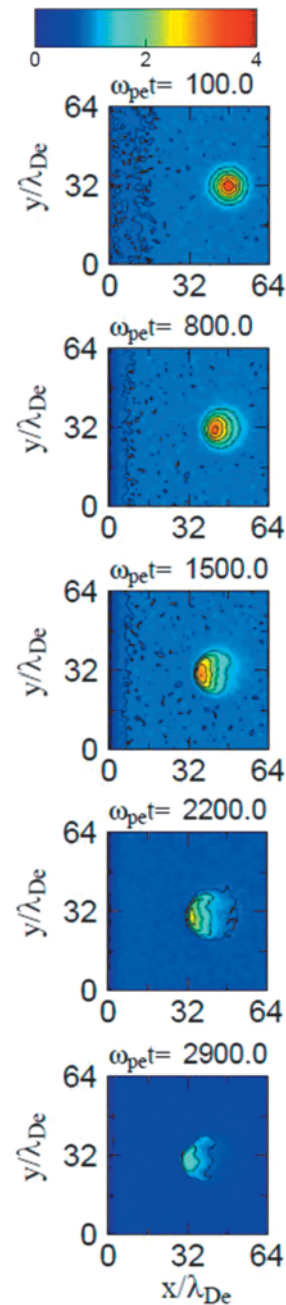


図3.4-2 磁力線方向 (トロイダル方向) の両端に粒子吸収境界 (ダイバータ板に相当) を置いた場合のシミュレーション結果. 磁力線に垂直な断面 (ポロイダル断面) における電子密度分布の時間変化を示している [160].

バータ板に向かって逃げていくため、プロブの密度が徐々に低くなっていくことがわかる。ダイバータ板がある場合に伝播速度が遅くなる理由としては、ダイバータ板があることにより、プロブ内部に磁場勾配ドリフトにより生じる分極が短絡され、その電位差が小さくなり、伝播速度 ( $E \times B$  ドリフト速度) が遅くなるためと考えられる。実際、磁場閉じ込め装置におけるダイバータプラズマと非接触ダイバータプラズマの観測結果の比較から、同様の傾向が示されている[162-164]。

図3.4-3は、ダイバータ板がある場合の結果で、プロブの初期のサイズ  $\delta_b$  と観測されたプロブの伝播速度  $v_b$  の関係を示したものである。黒丸が観測値、実線が  $\delta_b^{-2}$  に比例する直線である。流体モデルによる理論では、プロブの伝播速度がプロブのポロイダル方向のサイズの2乗に反比例することが示されているが、観測結果はその理論とよく一致していることがわかる。

また、ダイバータ板がある場合の計算では、図3.4-4に示したように、プラズマコヒーレント構造の内部に自発的に電流系が形成されている様子が観測された。今後は、この自発的電流系が生む速度シアが及ぼす効果や運動論の効果(ラーモア半径効果)などについて調べていく予定である。

### 3.5 拡張 MHD 乱流の非線形相互作用

トラスプラズマの短波長不安定性について、イオンスキン長、イオンラーモア半径以下のスケールを十分に解像する高解像度拡張 MHD 方程式の研究を行っている。イオンスキン長、イオンラーモア半径の効果は MHD 方程式にそれぞれホール項、ジャイロ粘性項として取り入れられ、レイリー・テイラー型不安定性やケルヴィン・ヘルムホルツ型不安定性を強化あるいは抑制する働きをもつ。これらの研究はスペースプラズマと共通の問題を含んでいるため、特にスペースプラズマを念頭にした研究が多くみられるが、数値実験研究プロジェクトの一環としてトラスプラズマを念頭に置いた研究も進行しつつある[165,166]。

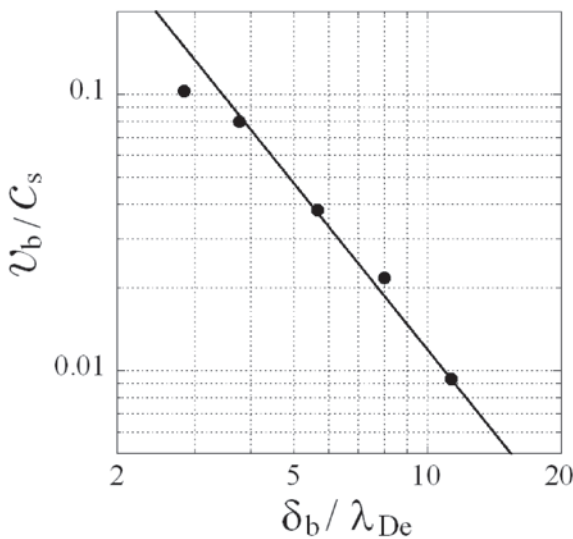


図3.4-3 プロブの初期サイズとプロブの伝播速度の関係。黒丸が観測値、実線が  $\delta_b^{-2}$  に比例する直線を示している[160]。

これまでの多数の研究者による研究から線形段階については多くのことがわかっているが、非線形段階、特に局所的に乱流化した状態におけるこれらの項の役割は定かではない。これらの項は短波長効果に影響をもつことから、乱流化した状態(長波長から短波長まで幅広いスケールで運動が励起された状態)では線形段階以上に大きな役割を發揮すると考えられる。また、これらの効果の導入はホイッスラー波による高周波波動を誘引するため、数値シミュレーションの時間刻みに強い制約を加えることになるなど、数値的にもその扱いは重要である。

このような事情を念頭に、シミュレーションをより簡便にしつつ、重要な物理要素のみを取り入れる手法としてラージ・エディ・シミュレーション (LES) による MHD シミュレーション研究をめざしている。LES では支配方程式にローパスフィルターを作用し、切断周波数より大きなスケールは数値的に解く一方で、切断周波数より小さいスケールの非線形項を通じた寄与については数値モデルで代替する。この数値モデルの性質を調べる一環として、拡張 MHD 乱流のシミュレーションを行った。以下はホール項のみを取り入れ(ジャイロ粘性は無視)、さらに非圧縮性・一様等方性を課した減衰性 MHD 乱流のシミュレーション結果について述べる。

ホール項を加えた非圧縮性の MHD 方程式は以下のような形で書ける。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} &= -\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u}, \\ \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0, \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= -\nabla \times [-(\mathbf{u} - \epsilon \mathbf{j}) \times \mathbf{B} + \eta \mathbf{j}], \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0, \end{aligned}$$

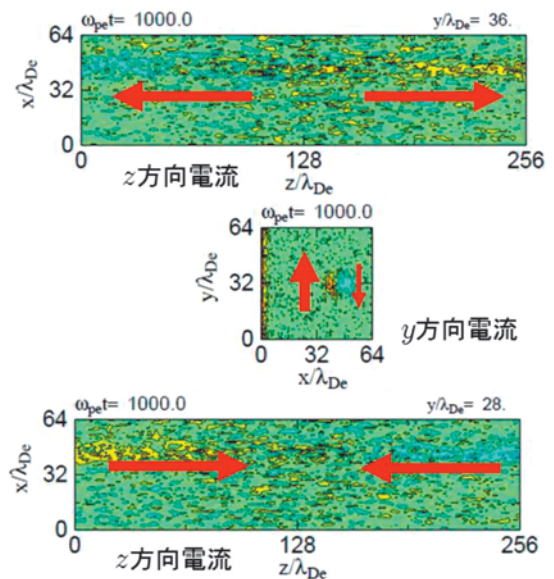


図3.4-4 磁力線方向(トロイダル方向)の両端に粒子吸収境界(ダイバータ板に相当)を置いた場合のシミュレーション結果。磁力線方向電流の分布(上図, 下図), および、ポロイダル方向電流の分布(中図)を示している。

$$\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}.$$

ここで変数  $\mathbf{u}$  は速度場ベクトルを,  $\mathbf{B}$  は磁場ベクトルを,  $p$  は圧力を,  $\mathbf{j}$  は電流密度ベクトルを,  $\nu$  は粘性係数を,  $\eta$  は抵抗値を示す. ホール項がない場合 ( $\epsilon = 0$ ) は従来の一流体 MHD 方程式に一致する. ここでは  $\epsilon = 0$ ,  $\epsilon = 0.05$  の 2 通りの場合について比較を行っている.

図3.5-1はホール項が $\epsilon = 0$ の場合("MHD")と $\epsilon = 0.05$ の場合("Hall MHD")でのエンストロフィー  $Q = \langle (\nabla \times \mathbf{u})^2 / 2 \rangle$ , 総電流強度  $J = \langle \mathbf{j}^2 / 2 \rangle$  を比較したものである. ホール項の導入により, 前者は増加し, 後者は減少する. この影響をエンストロフィー密度, 電流密度の等値面で見ると, 空間構造の変化が明らかになる[167]. 図3.5-2はエンストロフィー密度および電流密度の等値面を比較したものである. エンストロフィー密度は,  $\epsilon = 0$  の場合(上段)には層状であったものが,  $\epsilon = 0.05$  の場合には管状に変化する. このような渦構造の変化は, 流れによる局所的な混合の様相を変化させるものであり, 微視的な構造のモデル化の際の手掛かりになる. 電流構造も,  $\epsilon = 0$  の場合には層状構造(電流層)を形成したものが,  $\epsilon = 0.05$  の場合には微細な構造へと変化している. これは, ホール項が磁場の各波数間でのエネルギー伝達の役割を担い, 高波数領域での磁場のエネルギーが高くなっているためである. ここで注目されるのは, ホール項が直接関与するのは磁場の方程式であり, 運動方程式には(したがって過度にも)直接の影響を与えない点である. それにも拘らず, 過度構造に顕著な変化が現れるのは, 運動方程式の  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  項と誘導方程式におけるダイナモ項を通じた相互作用によるものであり, 特にダイナモ項の性質が著しく変化していることがわかっている.

この性質の変化の一端は, エネルギー伝達関数とローパスフィルターの組み合わせから伺える[168]. 乱流場の運動エネルギー  $E_K(k)$  および磁気エネルギー  $E_M(k)$  の伝達関数は以下のように書ける.

$$\frac{d}{dt} E_K(k; t) = T_K(k; t) - 2\nu k^2 E_K(k; t),$$

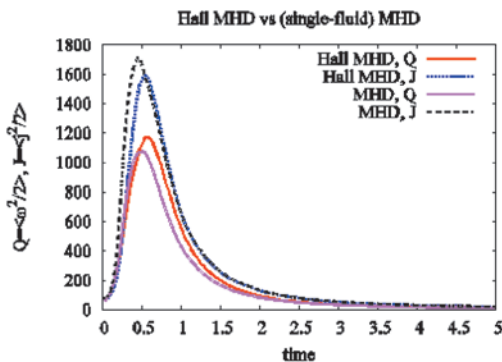


図3.5-1 ホール項がある場合(Hall MHD)とない場合(MHD)でのエンストロフィー密度  $Q = \langle (\nabla \times \mathbf{u})^2 / 2 \rangle$ , 総電流強度  $J = \langle \mathbf{j}^2 / 2 \rangle$  の比較. ホール項の導入により, 前者は増加し, 後者は減少する.

$$T_K(k; t) = \bar{\mathbf{u}}(k, t) * F[-\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} + \mathbf{j} \times \mathbf{B}]$$

$$\frac{d}{dt} E_M(k; t) = T_M(k; t) - 2\eta k^2 E_M(k; t),$$

$$T_M(k; t) = \bar{\mathbf{B}}(k, t) * F[(\mathbf{u} - \epsilon \mathbf{j}) \times \mathbf{B}].$$

ここで, 記号  $F[ ]$ ,  $\sim$  および  $k$  はそれぞれフーリエ変換, フーリエ係数および波数空間でシェル平均された波数を表す. エネルギー伝達関数  $T_K(k)$  および  $T_M(k)$  は波数空間

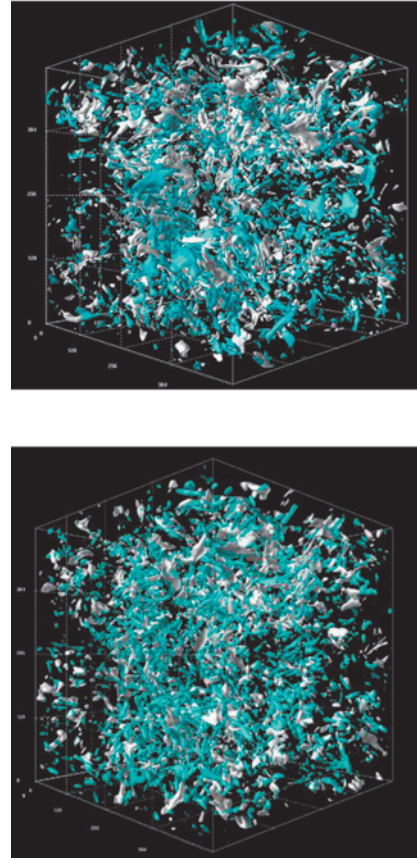


図3.5-2 エンストロフィー密度(青色), 電流密度(灰色)の等値面. 上段がホール項のない場合, 下段がホール項のある場合.

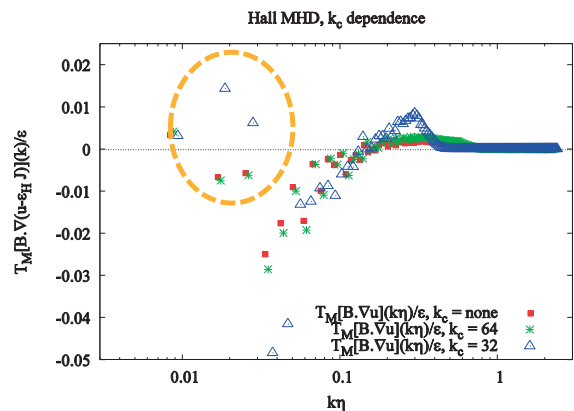


図3.5-3 磁場のエネルギー伝達関数に対する, 速度場による磁場伸長効果の寄与. ローパスフィルターを作用させないもの(■), 切断波数64のローパスフィルターを作用した変数で構成したエネルギー伝達関数(\*), 切断波数32のローパスフィルターの場合.

間での運動エネルギーおよび磁気エネルギーの輸送（2種類のエネルギー間のエネルギー交換を含む）を表す。

図3.5-3はホール項がある場合の乱流のエネルギー伝達関数  $T_M(k)$  のうち、速度場による磁場伸長効果  $B \cdot \nabla(u - \epsilon j)$  による磁場のスケール間エネルギー伝達を、横軸をコルモゴロフ長で規格化した波数で表示したもの（記号■）である。ローパスフィルターを用いて乱流場を粗視化し、同様の関数を構築・表示したところ（記号\*、△）、ある波数（切断周波数  $k_c = 64$ ）までは元の伝達関数と同様のプロファイルを維持していたものが、切断波数が小さくなると（ $k_c = 32$ ）、低波数部において元の関数と著しく異なる振る舞いがみられた。これは、ホール項が存在する場合、乱流磁場の大規模スケールと小規模スケール成分が密接に相関をもち、単純な粗視化は大規模な磁場の変化を導くこと、したがって、単純な数値粘性等の導入は不適當であることを示唆している。

これを検証するため、数値シミュレーションのデータをローパスフィルターにかけてMHD方程式の右辺項を評価したもの（すなわち、ラージ・エディ・シミュレーションのグリッドスケールでの右辺項）と、疎視化前のデータによる右辺項との差分をとり、これを拡散型のサブグリッドモデル[169]に当てはめてみた。ホール項がない場合には、差分の40-50%前後がサブグリッドモデルで代替可能であったものが、ホール項がある場合には30-40%前後に低下していた[168]。この10%前後の差をどのように評価するかは議論の余地があるが、ホール項の導入によって磁場のスケール間エネルギー伝達の構造が変化し、結果として乱流構造が変わっていると考えてよいと思われる。

このように、構造の変化とスケール間エネルギー伝達は密接に関連しており、ホール項や、ここでは議論しなかったジャイロ粘性項はスケール間（あるいは運動エネルギー、磁気エネルギー、熱エネルギー間）のエネルギー伝達構造を大きく変化させるものである。ラージ・エディ・シミュレーションの実施にあたってはその乱流構造、エネルギー伝達構造を一層調べる必要があると考えられる。

#### 4. 共同研究等の進展

数値実験研究プロジェクトの当面する課題の解決には、広く大学等が有する高い研究能力・知識を結集しての国内・国際共同研究、様々な連携研究や長期展望に立った人材育成活動が必要不可欠となる。以下にそれらの研究活動の概要を記す。

##### 1) 国内共同研究

核融合研の一般共同研究の中に、「数値実験研究プロジェクト共同研究」を設けて、理論共同研究・プラズマシミュレータ共同研究を推進するとともに、シンポジウムや講習会等を開催し、共同研究の推進、シミュレーション科学の普及につとめている。

数値実験研究プロジェクトの様々な研究課題に関する共同研究を推進するために大規模シミュレーションのためのスーパーコンピュータである「プラズマシミュレータ」、関連する核融合プラズマや基礎プラズマの数値解析、中小

規模のシミュレーション、装置設計やデータ処理に関する共同研究を支援することを目的とした「LHD数値解析サーバ」の運用を行っている。平成24年10月には中間レベルアップによりプラズマシミュレータを日立製作所製SR16000モデルM1（322ノード構成）に更新した。また、プログラム開発支援室の活用や計算機作業班等の活動を通じての日常的なプラズマシミュレータの運用、関連研究環境の整備や共同研究者への様々なシステム利用支援、さらには、毎年年度初めに実施している利用者講習会を通じて、プラズマシミュレータおよびLHD数値解析サーバの利用方法、チューニング、OpenMPとMPI入門、AVS/Expressの利用方法を学習する場を提供するなど、大型計算機の共同利用・共同研究を促進する活動を進めている。その結果、プラズマシミュレータを用いた共同研究に参加する共同研究者の人数が着実に増えている。特に、毎年、所外からの100名を超える利用者がプラズマシミュレータを利用した共同研究を実施している。

理論・シミュレーション研究センター時代から続いている「シミュレーションサイエンスシンポジウム」を、このプロジェクトを開始するに伴い、「プラズマシミュレータシンポジウム」と名称変更し、その発展を図った。シンポジウムでは、毎年100名~150名（延べ人数）の参加を得て、プラズマシミュレータを利用して得られた最新の研究成果の報告とその議論を行う一方、プラズマ・核融合分野はもとより関連分野の最前線で活躍する研究者を招待講演者として招き、最新の研究トピックスについての紹介、High Performance Computing (HPC) に関する情報や意見交換の場として全国の共同研究者に提供してきた。

プラズマシミュレータ共同研究の外にも、理論共同研究や研究会等の枠組みを利用した国内共同研究を推進している。共同研究の相手方としては、山形大、群馬大、東京大、信州大、名古屋大学、名工大、同志社大、京都工芸繊維大、京都大、大阪大、大阪府立大、神戸大、兵庫県立大、甲南大、九州大等の多数の大学や海洋研究開発機構が挙げられる。また、理論・シミュレーション関連の研究会を毎年5~8件程度企画し、研究分野の現状分析や異なる分野の交流、理論、実験、設計、R&D等 にわたる広いテーマに関する議論、ある研究テーマに関する討論集会、特定のテーマに関して集中的に討論するための場を提供している。因みに、平成24年度には、「プラズマ-壁相互作用シミュレーション解析に関する研究会」、「マルチスケール数理モデリングと大規模シミュレーション研究会」、「バーチャルリアリティ装置における可視化技法」、「高ベータプラズマにおける自発的フローと三次元構造の形成」、「マルチスケールMHD現象の理論・シミュレーション研究」、の5件の研究会を開催した。

##### 2) 国際共同研究

核融合研は、核融合分野の日米科学技術協力事業の一つであるJoint Institute for Fusion Theory (JIFT) の日本側のホスト研究機関として、核融合理論シミュレーションに関する日米共同研究の推進に貢献している。JIFTは、理論解析や数値シミュレーションの手法を発展させ、核融合プ

ラズマの平衡、安定性、加熱および輸送過程等の物理機構を解明するとともに、非線形プラズマ現象の理解を深めることを目的とし、日米間における研究者の相互派遣やワークショップの共同開催を促進している。核融合研は、平成21年度からの4年間のJIFT活動を通じて、米国へ11名の研究者を派遣し、米国から延べ15名の研究者を受け入れ、9件（日本開催4件・米国開催5件）のワークショップを開催した。研究者の派遣や受け入れによって、米国各地に存在する大学や研究機関との間で、高エネルギー粒子駆動アルベン固有モードの共同研究、プラズマ乱流に関する共同研究、不純物輸送・多階層モデル・磁気リコネクションに関する共同研究、拡張MHDに基づく安定性解析に関する共同研究、ヘリオトロンプラズマにおける圧力駆動型不安定性の非線形MHD解析に関する共同研究、ヘリカル系プラズマのジャイロ運動論的シミュレーションや新古典トロイダル粘性に関する共同研究、スペクトル有限要素法コードの共同研究およびELMに関するシミュレーション共同研究が進められた。また、乱流輸送、高エネルギー粒子駆動不安定性、レーザープラズマや多階層シミュレーション手法等のテーマに関するワークショップを米国側研究者と共同で開催し、最新の研究情報を交換し、日米間の研究者交流を促進した。

核融合研が締結している学術交流協定を基盤として、多様な研究課題に関する日欧間の国際連携も活発に展開されている。LHDはもちろんのこと、IPPのW7-X装置やCIE-MATのTJ-II装置における3次元平衡解析と、他コードとのベンチマーク研究がステラレータ・ヘリオトロンプラズマ装置横断型の共同研究として展開されている。また、周辺部局在モード抑制のための非軸対称成分印加によるトカマク周辺部磁場構造を評価するためにHINT2を応用する共同研究が、核融合研の主導で、TEXTORやEURATOMのJET、さらには米国のDIII-D（IEA大型トカマク協定）において行われている。高温プラズマの乱流理論やシミュレーションに関しても、多角的な共同研究が展開されている。LIA（磁場核融合研究に関する国際連携研究所）における共同研究の成果として、長距離相関をもつ弾道的な乱流ダイナミクスの理解に大きな進展をもたらした。核融合研で開発され、LHDの3次元平衡を取り込んだ実験解析に取り組んでいるジャイロ運動論シミュレーションコードGKV-Xと、IPPで開発されW7-Xへの適用が行われようとしているGENEコードの間では、3次元平衡を共有する形態での詳細なベンチマーク研究が進展している。また、プラズマ中の流れや粘性における新古典輸送の役割を、装置間比較を通じて行う共同研究（FORTEC-3D）も、LHDとTJ-IIとの間で着手されている。この取り組みは、この課題に対して多くの実験成果を挙げている米国のHSX装置の研究者の関心も呼び、HSXも参画する形で発展しようとしている。さらに、壁の損耗・不純物再堆積に関する研究課題においても、テキサス州協定に基づいた共同研究を通じて、EROコードの導入を開始し、LHDダイバータ領域のプラズマモデルや形状をコードに組み込み、不純物輸送研究を開始している。

日中核融合協力事業（新日中事業）等を通じて、中国との間で核融合プラズマの理論シミュレーションに関する共同研究にも積極的に貢献している。核工業西南物理研究院（成都）とは、流れをもつ平衡とその安定性に関する共同研究を、中国科学院等离子体物理研究所（ASIPP）とは、同研究所で行われている分子動力学を用いた微粒子と壁との相互作用に関する共同研究を、また核工業西南物理研究院（成都）とは、同研究院のHL-2Aトカマク中で観測された炭素微粒子の挙動解析の共同研究を実施している。

核融合研では、国際核融合エネルギー研究センター（IFERC）事業をはじめとするBA活動とNIFS・大学等との連携に協力し、BA活動に関わる大学との共同研究を進める上での環境を整えることを目的として、青森県六ヶ所村にNIFS六ヶ所研究センターを設けている。六ヶ所研究センター長が2010年9月からIFERC事業長を兼任し、原型炉設計・R&D調整センター、計算機シミュレーションセンター、ITER遠隔実験センターの3センターが推進する副事業及び関連活動を円滑に実施するための調整業務を実施している。また、IFERC計算機シミュレーションセンターのライトハウスプロジェクトでは、核融合研で開発された高エネルギー粒子・MHD連結シミュレーションコードMEGAを用いたITERの定常運転シナリオにおけるアルベ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が調べられた（2.3章を参照）。

国際トカマク物理活動（ITPA）では、高エネルギー粒子グループと周辺・ペDESTALグループにおいて国際連携活動を展開している。高エネルギー粒子グループはアルベン固有モードの成長率に関するコードベンチマークを実施し、核融合研のシミュレーションコードMEGAの結果は他コードの結果とよく一致しており、コードの信頼性を確認した（2.3章を参照）。周辺ペDESTALグループでは、ITERの標準運転モードにおけるELM制御を目的とした研究の一環として、共鳴摂動磁場を重畳した場合のプラズマ応答を含んだ3次元MHD平衡解析に関するHINT2を用いた共同研究を進めている（2.1章を参照）。また、東大平木研、ITER本部、ならびに各ネットワーク管理団体の協力の下、今後のITER計画での実験・解析データの遠距離サイトへの転送を想定した日仏間のデータ転送実験を実ネットワーク環境下で実施した。通信プロトコルTCP/IPの特性に起因する実行転送速度が向上しない現象を回避する方法として、Linux OSのカーネルパラメータの調整の他、データの塊であるパケットの送信間隔を調整するパケットペーシングの技術を用いることにより、非常に高効率のデータ転送が可能であることを実証した。

### 3) その他の連携活動

数値実験研究グループの掲げた課題の解決に向けて、上記の国内外の共同研究の他に、LHD実験計画プロジェクトや総合炉工学研究プロジェクトとのプロジェクト間連携研究、自然科学分野や計算科学研究分野などの関連分野と連携研究を進めている。

ヘリカルプラズマ閉じ込め物理の理解の深化と、それに基づく高精度の予測性を実現するために、統合輸送コード



TASK 3Dの開発, および, そのLHD実験への適用による検証を, LHD実験計画プロジェクトとの緊密な連携によって進めている(詳細は2.5章). エネルギー輸送解析に関する実験解析型TASK3D-a01(Analysis)のリリースと, 主に京都大学との共同研究を通じた予測型TASK3D-p(Prediction)シリーズの開発を進めている. 特に, a01については, 統合パッケージの構築により, 高エネルギー粒子の時間減衰をも考慮したNBI加熱パワーの時間変化の解析, 温度・密度の急激な時間変化をもたらすエネルギー移送をも考慮した動的エネルギーバランス解析などが可能となっている.

LHD装置の設計用のCADデータをVR空間で可視化することにより, VR装置を用いて, 加熱用アンテナ装置の位置や方向の検討, 閉ダイバータ装置の設置の確認, 観測装置の設置の位置・方向, 観測ポートからの視野の確認・検討を行うことが可能となった(詳細は3.2章).

LHD実験計画プロジェクトおよびマックスプランク・プラズマ物理研究所との共同研究を通じて, EMC3-EIRINEコードの整備・拡張が行われ, LHDプラズマ周辺部の中性粒子輸送シミュレーションに応用されている(詳細は2.4章). ストカスティック層の粒子輸送シミュレーションで, 共鳴摂動磁場の重畳による安定なデタッチプラズマの生成・維持, 不純物ホールの物理機構解明などで成果を上げてきている.

MHD平衡・安定性解析では, 3次元MHD平衡計算コードHINT2のLHD実験解析への適用がさらに進み, より正確に実験結果を再現できる平衡を短時間で解析できるようになった(詳細は2.1章). また, HINT2の平衡を基にした非線形MHDシミュレーションコードMIPSもLHD実験解析に適用され, 高ベータプラズマのMHD特性の理解が進んでいる.

異常輸送, 新古典輸送の数値シミュレーションについては, GKV-Xコード, FORTEC-3DコードがLHD実験の解析に応用され, 実験結果をうまく再現できる結果が得られつつある(詳細は2.2章).

核融合工学研究プロジェクトとの連携も, 組織的かつ具体的に進めている(2.5章を参照). LHD型核融合原型炉の設計検討は, FFHRシリーズの展開を基盤として, 核融合工学研究プロジェクトにおけるFFHR-d1概念検討作業に至っている. 従来, 炉システムサイズを決定する上で, 巨視的エネルギー閉じ込め時間のスケーリング則と必要な閉じ込め改善度も重要な因子として考慮がなされていた. この, いわゆる「零次元」の検討から, 炉心プラズマの3次元平衡と径方向分布(「一次元」)を考慮に入れた炉心プラズマの物理特性評価, そしてその炉システム設計への統合の展開を図る上で, 数値実験研究プロジェクトは本質的な貢献を行っている. LHDで得られた密度・温度分布を炉心級プラズマに外挿する手法で生成された複数の分布形状や, 垂直磁場コイルによる磁場配位調整に対応した複数の3次元平衡をHINT2コードによって生成した. この3次元平衡を, 数値実験研究プロジェクトおよびその共同研究を通じて開発や高度化が進められている種々の数値シミュ

レーションコードに取り込んで, 炉心プラズマの物理特性を評価するという組織的な取り組みに着手した. すでに, 新古典エネルギー拡散(FORTEC-3D, GSRAKE), 核融合反応生成アルファ粒子の閉じ込め(GNET, MORH)や損失アルファ粒子の損失位置評価(MORH), イオン温度勾配不安定性の評価(GKV-X), 想定される加熱入力に対する到達温度の予測(TASK3D)などの評価が行われ, 2012年のIAEA核融合エネルギー会議での発表の根幹を成す成果を挙げている.

数値実験研究プロジェクトの基盤となっているシミュレーション科学は, 学問分野の境界を越えた学際性を備えた研究分野であり, 自然科学の他の分野と多くの共通する課題が存在する. 自然科学研究機構の下の分野間連携プロジェクトを基盤として, プラズマ物理・核融合科学の関連分野との連携研究が進められている. 連携研究プロジェクト「シミュレーションによる自然科学における階層と全体」では, 国立天文台と分子科学研究所との連携の下, 磁気リコネクションと構造形成, プラズマと物質の相互作用, および物質の表面現象の3つの課題で共同研究を進めている(詳細は3.1章および2.4章). また, 「非平衡物理学の新展開」, 「ナノ光学イメージング/分光と生命科学への展開」, 「非平衡を制御する科学」, 「補間法を用いた大規模粒子データの効率的な圧縮法の開発」, 「磁気リコネクションの運動論的シミュレーション研究」, 「プラズマの3D可視化」等の境界領域やシミュレーション科学基盤の課題においても国内外の共同研究者との共同研究を進めている.

#### 4) 人材育成活動

核融合研は, 総合研究大学院大学(総研大)物理科学研究科核融合科学専攻博士課程に在籍する大学院生を教育する基盤機関であり, また名古屋大学大学院工学研究科エネルギー理工学専攻および名古屋大学大学院理学研究科素粒子宇宙物理学専攻の大学院生を教育するとともに, 京都大学, 東京工業大学等, 他大学からも大学院生を特別共同利用研究員として受け入れ, その教育・指導を行っている. また, COE研究員や日本学術振興会特別研究員等の博士研究員を受け入れ, 研究の指導を行い, 核融合研究の将来を担う人材の育成に貢献している.

将来の核融合科学分野の研究者をめざす学生の発掘を目的とした「夏の体験入学」やシミュレーション研究・核融合研究に関する若手研究者の育成をめざした「シミュレーション科学教育講座」(総研大アジア冬の学校と共催)等の活動も毎年実施している. 例えば, 「シミュレーション科学教育講座」には, 毎年, アジアを中心に20~30名の海外からの参加者があり, その数は年々増加しているなど, シミュレーション科学に関する普及・人材育成活動は着実に進展している.

## 5. まとめと展望

平成22年度から始まった第2期中期計画期間の前半において, 数値実験研究プロジェクトは, 当初の計画を着実に遂行し, 多くの成果を上げてきた. 研究活動の成果は, 多くの学術研究論文や国際会議での発表として報告されてい

る。この中には、Physical Review Letters等の著名雑誌への掲載論文12編、IAEA核融合エネルギー会議の発表論文(数値実験研究プロジェクトのメンバーが第1著者のもの)29編が含まれるなど、研究プロジェクト体制の下、国際的に高いレベルの研究をプロジェクト全体として進めてきたといえる。

このプロジェクト体制の下で得られた研究成果の内、特筆すべき優れた成果を以下に列記する。

### 1) 核融合プラズマシミュレーション

#### MHD平衡と不安定性

- ・入れ子状の磁場構造を仮定しない3次元MHD平衡コードHINTを基に、高精度改良版コードHINT2を開発した。まず、計測実験で得られた周辺電場構造をHINT2による3次元MHD平衡解析結果と比較することにより、そのモデルの正当性を検証した。さらに、LHD磁場配位だけでなく、国内外の様々なヘリカル型磁場配位の3次元MHD平衡解析、あるいは、トロイダル磁場リップルやRMP磁場を含むトカマクプラズマの3次元MHD平衡解析に適用するなど、その適応範囲の広さと優れた特性を実証した。
- ・LHD実験において観測されているコア密度崩壊現象をMEGA-Dコードを用いた非線形MHDシミュレーションを用いて再現し、周辺部での線型バルーニングモードがコア部の崩壊を誘起することを明らかにした。
- ・電磁流体力学に基づく新たなマルチスケール数値シミュレーションスキームを構築し、これを用いた数値計算によって、大型ヘリカル装置の背景磁場実時間制御実験で観測された崩壊現象を再現しその物理過程を解明した。
- ・ペレット入射に伴うプラズモイドの挙動をMHDシミュレーションにより解析し、LHDとトカマクにおけるプラズモイドの挙動との違いは結合長の違いにより説明できることを明らかにした。

#### コアプラズマの輸送

- ・複雑な3次元構造を持つLHDの磁場配位を正確に組み込めるジャイロ運動論的乱流シミュレーション手法を開発し、LHD実験で観測される密度揺動スペクトルや異常輸送レベルを大規模な乱流輸送シミュレーションによって再現することに成功した。
- ・GKV-Xシミュレーションで得られたITG乱流によるイオン熱輸送係数を、乱流揺動とゾーナルフロー強度の関数として表すことのできることを示した。
- ・有限ベータプラズマにおける乱流輸送を評価するために、従来のGKV/GKV-Xコードを拡張し、電子の運動および磁場揺動を導入した。
- ・ジャイロ運動論的シミュレーションで得られた測地的音響モード減衰後の残存ゾーナルフロー振幅のポロイダル・マッハ数依存性を解析し、マッハ数に応じてゾーナルフロー応答が増大することを確認した。
- ・乱流輸送の物理機構を解明することを目的として乱流計測シミュレータを開発した。シミュレーションにより乱流場の時系列データを生成し、その上で実験計測を模擬することで乱流構造形成の数値診断を行った。

- ・ $\delta f$ モンテカルロ法に基づくドリフト運動論方程式の数値シミュレーションによって定量的かつ詳細に計算するFORTEC-3Dコードを開発した。バイアス電圧を周辺部に印可したLHD実験に対象に新古典ポロイダル粘性の評価を行い、実験結果との良好な一致を得た。
- ・粒子・熱輸送・ブートストラップ電流・プラズマ流速に対する輸送新古典輸送を与えるモーメント法の定式化に成功した。
- ・ $\delta f$ 法に基づくドリフト運動論的輸送シミュレーションコード(KEATS)を用いて、低衝突領域におけるトロイダルプラズマの衝突輸送現象に対するRMPが与える影響を調べ、RMPの強度に対する依存性を明らかにした。

#### 高エネルギー粒子・波動・加熱

- ・LHDにおける高エネルギー粒子駆動型測地的音響モードのシミュレーションを実行し、実験で観測される周波数変調を定性的に再現するとともに、高エネルギー粒子位相空間において特徴的な構造が形成されることを見出した。
- ・アルフベン固有モードバーストのシミュレーションを実行し、揺動振幅の抑制機構として電磁流体力学的非線形性が重要であることを解明するとともに、高速イオン損失率が磁場揺動振幅の2乗に比例することを示した。
- ・LHD実験データ解析型統合輸送コード(TASK 3 D-a)において、多数タイミングで実施したNBI加熱解析コードFIT3Dの計算結果を基に、それぞれのタイミングからの減速過程を逐次評価して重ね合わせることで、ビームイオン減速過程を考慮した加熱パワー、運動量入力を評価する手法を確立した。

#### 周辺プラズマの輸送とプラズマ壁相互作用

- ・これまでエルゴディック層の解析に特化されてきたEMC3-EIRENEコードに対し、ダイバータレグを含む周辺プラズマ全体の解析を一体となって行えるように、LHD磁力線追跡コードを用いてレグ部分のグリッドを作成し、4本のレグをエルゴディック層のグリッドに接続するなど、コードの改良・拡張を行った。これにより、閉構造化ダイバータを模擬したダイバータ板およびドーム構造体を導入し、プラズマと中性粒子の自己無撞着な計算が初めて可能となった。
- ・上流側のプラズマ密度と熱流束を境界条件にした2流体方程式の定常状態を求め、この解を背景に不純物輸送シミュレーションを実施し、炭素等の不純物の挙動を明らかにした。
- ・ダイバータ表面の化学損耗や不純物再堆積等の物理化学的現象を取り扱うことのできるMD法に基づくシミュレーションコードGLIPSを新たに開発し、炭素同素体の解析に適用した。
- ・低エネルギー領域に制限されるGLIPSコードを、二体衝突近似(BCA)法に基づくシミュレーションコードと組み合わせることにより高エネルギー領域まで適用可能なハイブリット手法を構築した。このコードを一辺がサブマイクロメートル程度の大きさの単結晶グラファイトに対する高エネルギー水素原子照射の解析に適用し、層構

造が崩れアモルファス化することを示した。

- ・ヘリウム照射によりタンゲステン試料表面に形成されるナノ構造の形成機構・条件について、二体衝突近似モデルおよび第一原理シミュレーションを用いることで基本的な部分を明らかにするとともに、分子動力学シミュレーションや動的モンテカルロ法により、より巨視的なスケールで形成機構を解明する準備ができた。

#### 統合輸送解析コードの開発

- ・トカマクを対象とした統合解析コード TASK を基盤として他プロジェクトや国内共同研究との連携の下、ヘリカルプラズマにおける 3次元磁場配位に起因する特有の物理機構や、各種物理要素モジュールの 3次元平衡データとの連携機能などを追加する形で、統合輸送解析コード TASK 3D の開発を行った。
- ・LHD 実験データとのインターフェイス、3次元平衡計算、プラズマ加熱計算、エネルギー／運動量バランス計算の 4つの機能を統合した「LHD 実験データ解析型統合輸送解析コード」TASK3D-a01 を構築することで、LHD 実験の計測データに基づく系統的な解析が自動化され、実験後の短い時間で輸送現象に関する知見の獲得や精密な議論が可能となった。
- ・NBI 加熱パワーを仮定し、熱輸送係数（新古典熱輸送係数＋異常熱輸送係数）を与えて、温度の時間発展方程式を解くことで、到達可能温度分布を予測することを可能とする「到達パラメータ予測型統合輸送解析コード」を構築し、LHD における検証実験との比較による理論モデルの改良などを目的とした研究を展開している。

#### 2) 計算科学の高度化と基礎物理シミュレーション

- ・磁気リコネクション現象を当面の対象として、領域分割法による、マクロとミクロの物理を同時に解くことのできる多階層シミュレーションモデルの開発・改良を進めた。これまでに開発したモデルを磁気リコネクションに適用することにより、開放境界下におけるミクロな物理過程とマクロな物理過程の競合する階層横断現象の再現に成功した。
- ・VR 装置を用いて異なるソフトウェアで制作されたシミュレーションデータと実験装置データの画像を VR 空間で同時に可視化することに成功した。これにより、LHD 真空容器内に HINT2 コードで求められた平衡プラズマの圧力等値面と磁力線を表示し、真空容器内の壁や加熱用アンテナとの空間的な位置関係を即座に把握することが可能となった。
- ・時間とともに変化するプラズマの振る舞いを 3次元空間で可視化する対話型可視化環境を没入型バーチャルリアリティに新たに構築した。これにより、プラズマシミュレーションにより得られた時間発展する電磁場中でのテスト粒子の軌道を解析することが可能となり、リコネクション領域近傍で時間変化する電磁場の効果により粒子が加速されることを見いだした。
- ・物理モデルを維持したまま計算資源を節約しながらマルチスケール計算を実現する手法である適合格子細分化法を、様々な核融合プラズマシミュレーションに汎用的に

適応するための、モジュールの整備・開発を進めてきた。これまでに整備・開発したバージョンでは、領域分割による MPI 並列化および OpenMP によるスレッド並列化がすでに完了し、様々な計算機アーキテクチャでのテストも実施され、高い演算効率性があることを確認した。

- ・磁場閉じ込めプラズマ装置の周辺領域で間歇的に発生するプラズマプロブのダイナミカルな挙動における粒子効果を調べるために、3次元静電粒子コードの整備とそれを用いシミュレーション研究を進めてきた。これまでの研究により、トロイダル方向が周期境界の場合、プロブが第一壁に向かって伝播するに従いマッシュルーム状に崩壊すること、ダイバータ板がある場合、プロブの伝播速度がプロブのポロイダル方向のサイズの 2 乗に反比例する等の理論予測と矛盾しない結果の再現に成功した。
- ・トラスプラズマの短波長不安定性の非線形発展を念頭に、イオンスキニング長、イオンラーモア半径等のミクロな運動論効果のグローバルなモードに対する影響を正確に表現した簡便な拡張 MHD モデルの開発とそれを用いた多階層プラズマ現象のシミュレーション研究を進めてきた。これまで、拡張 MHD 乱流のシミュレーション結果を基に、モデルに用いるローパスフィルターの切断周波数と、切断周波数より小さいスケールの寄与を表現するための数値モデルの評価を行った。これにより、ホール項やジャイロ粘性項の役割とモデル構築のためのいくつかの重要な知見を得ている。

数値実験研究プロジェクトは、これまでの研究成果を基に、第 2 期中期計画期間の残り 3 年間（2013 年～2015 年）および第 3 期中期計画の 6 年間（2016 年～2021 年）において、引き続き、国内外の研究者の英知を結集した共同研究、LHD 実験グループや炉工学研究グループ等との連携研究、これらを支える研究基盤整備や人材育成の強化を図ることにより、研究目標の達成に向けたさらなる前進をめざす。これには、核融合プラズマを構成する多くの個別要素物理現象の解明とコード開発はもとより、世界各地で開発されている類似コードとのベンチマークテストによる理論検証および様々な実験結果との比較による信頼性の実験検証を通じて、より高精度で信頼性のあるシミュレーションコードへの改良が必要となる。さらに開発検証されたコードや明らかにされた研究成果を数値実験炉に組み込み、LHD プラズマのさらなる最高性能化研究や現在進められている原型炉設計に精度の高い予測や重要な知見を与えるためのモデルやインターフェイスの構築、あるいは必要とされる周辺基盤技術・研究環境の整備等を具体的にかつ着実に推進することが求められている。これまでの成果とこれらの要請を基に、向こう 10 年を展望した数値実験研究プロジェクトの将来計画の概念図を図 5-1 に示す。

現在、数 10 ペタフロップススケールのスーパーコンピュータ（スパコン）を筆頭に、数 100 テラフロップススケール以上のスパコンを利用した大規模シミュレーション研究が自然科学の各分野で進められている。さらに、数年

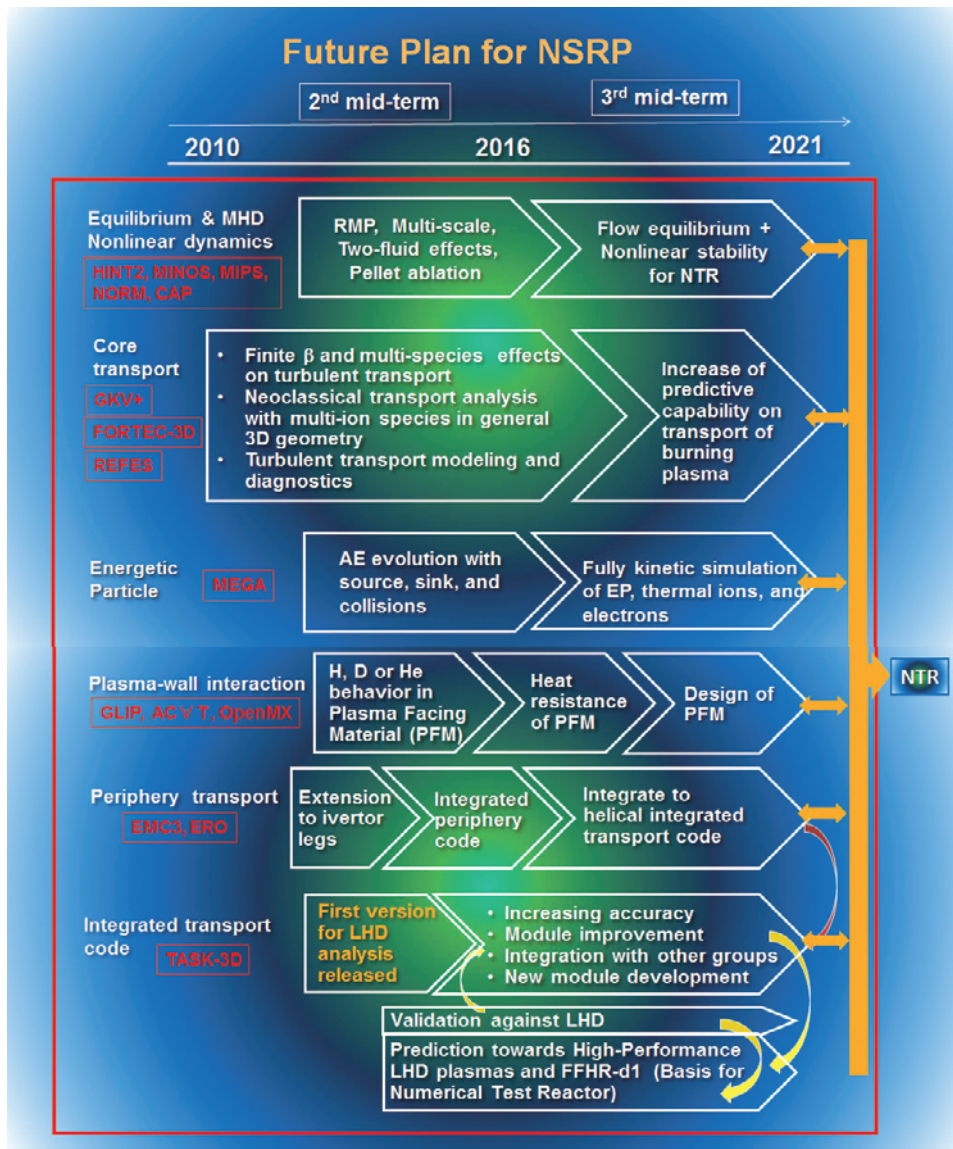


図5-1 数値実験研究プロジェクトの将来計画の概念図。図中のNSRPとNTRは、それぞれ、数値実験研究プロジェクト (Numerical Simulation Research Project) および数値実験炉 (Numerical Test Reactor) を表す。

後にはエクサスケールのスパコンが登場することが展望されており、計算科学の発展を背景に、数値実験研究プロジェクトをはじめとする大規模シミュレーションプロジェクト研究の可能性とその使命が益々大きくなっている。

## 謝 辞

最後に、本稿出版に当たり、数値実験研究プロジェクトのメンバー各位、およびプラズマ・核融合学会誌編集委員会に大変お世話になりました。ここに厚くお礼を申し上げます。

## 参考文献

- [ 1 ] 核融合科学研究所運営会議外部評価委員会：「平成24年度外部評価報告書」(2013年4月)。
- [ 2 ] R. Horiuchi *et al.*, Plasma Fusion Res. **6**, 2101055 (2011).
- [ 3 ] Y. Suzuki *et al.*, Nucl. Fusion **46**, L19 (2006).
- [ 4 ] Y. Suzuki *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 073045 (2013).
- [ 5 ] Y. Suzuki *et al.*, Plasma Fusion Res. **6**, 2402134 (2011).
- [ 6 ] Y. Suzuki and Y. Nakamura, Proc. 38th EPS Conference on Plasma Physics P5, **083** (2011).
- [ 7 ] Y. Todo *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, S2062 (2010).
- [ 8 ] M. Sato *et al.*, Proc. 24th IAEA Fusion Energy Conf. IAEA-CN-197/TH/P3-25 (San Diego, USA, 2012).
- [ 9 ] N. Mizuguchi *et al.*, Plasma Fusion Res. **3**, S1034 (2008).
- [ 10 ] N. Mizuguchi *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 095023 (2009).
- [ 11 ] S. Ohdachi *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **50**, 552 (2010).
- [ 12 ] N. Mizuguchi *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 579 (2007).
- [ 13 ] R. Sakamoto *et al.*, Plasma Fusion Res. **2**, 047(2007).
- [ 14 ] S. Ohdachi *et al.*, Proc. 22nd Int. Conf. on Fusion Energy 2008 (Geneva, Switzerland, 2008) (Vienna: IAEA) CD-ROM file EX/8-1Rb (2008).
- [ 15 ] H. Miura and N. Nakajima, Nucl. Fusion **50**, 054006 (2010).
- [ 16 ] H. Miura and N. Nakajima, 23rd IAEA Fusion Energy Conf. TH/P9-16 (Daejeon, Korea, 11-16 October 2010).
- [ 17 ] K. Ichiguchi *et al.*, Nucl. Fusion, **43**, 1101 (2003).
- [ 18 ] K. Ichiguchi and B.A. Carreras, Nucl. Fusion, **51**, 053021

- (2011).
- [19] K. Ichiguchi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 014009 (2013).
- [20] N. Mizuguchi *et al.*, Plasma Fusion Res. **7**, 2403117 (2012).
- [21] S. Masamune, *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 123501 (2007).
- [22] A. Sanpei *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **78**, 013501 (2009).
- [23] K. Oki *et al.*, Plasma Fusion Res. **7**, 1402028 (2012).
- [24] R. Ishizaki *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 054009 (2011).
- [25] S. Nishimura *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, 040 (2010).
- [26] S. Nishimura *et al.*, Phys. Plasmas **19**, 122510 (2012).
- [27] S. Nishimura *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 014013 (2013).
- [28] A. Ishizawa *et al.*, Phys. Plasmas **19**, 072312 (2012).
- [29] A. Ishizawa and N. Nakajima, Phys. Plasmas **17**, 072308 (2010).
- [30] A. Ishizawa and N. Nakajima, Phys. Plasmas **14**, 040702 (2007).
- [31] K. Itoh *et al.*, Fusion Sci. Technol. **58**, 256 (2010).
- [32] K. Itoh *et al.*, Phys. Plasmas **13**, 055502 (2006).
- [33] M. Yokoyama *et al.*, Fusion Sci. Technol. **58**, 269 (2010).
- [34] M. Nunami *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, 016 (2010).
- [35] M. Nunami *et al.*, Plasma Fusion Res. **6**, 1403001 (2011).
- [36] M. Nunami *et al.*, Phys. Plasmas **19**, 042504 (2012).
- [37] M. Nunami *et al.*, Plasma Fusion Res. **8**, 1203019 (2013).
- [38] A. Ishizawa *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 053007 (2013).
- [39] H. Sugama and T.-H. Watanabe, Phys. Plasmas **13**, 012501 (2006).
- [40] T.-H. Watanabe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 195002 (2008).
- [41] O. Yamagishi and S. Murakami, Nucl. Fusion **49**, 045001 (2009).
- [42] H. Sugama *et al.*, Plasma Fusion Res. **3**, 041 (2008).
- [43] H. Sugama and T.-H. Watanabe, Phys. Plasmas **16**, 056101 (2009).
- [44] H. Sugama *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **50**, 571 (2010).
- [45] T.-H. Watanabe *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 123003 (2011).
- [46] T.-H. Watanabe *et al.*, 24th IAEA Fusion Energy Conference, (San Diego, USA, 2013) TH/8-1.
- [47] M. Nakata *et al.*, Phys. Plasmas **19**, 022303 (2012).
- [48] T.-H. Watanabe *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 014017 (2013).
- [49] T.-H. Watanabe *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **399**, 012020 (2012).
- [50] H. Sugama *et al.*, Phys. Plasmas **14**, 022502 (2007).
- [51] O. Yamagishi and H. Sugama, Phys. Plasmas **19**, 092504 (2012).
- [52] A. Ishizawa and N. Nakajima, Nucl. Fusion **49**, 055015 (2009).
- [53] N. Kasuya *et al.*, Plasma Sci. Technol. **13**, 326 (2011).
- [54] N. Kasuya *et al.*, Plasma Fusion Res. **8**, 2403070 (2013).
- [55] S. Satake *et al.*, Plasma Fusion Res. **3**, S1062 (2008).
- [56] S. Matsuoka *et al.*, Phys. Plasmas **18**, 032511 (2011).
- [57] M. Yokoyama *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 1213 (2007).
- [58] S. Satake *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 054018 (2011).
- [59] S. Satake *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 055001 (2011).
- [60] S. Kitajima *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 073014 (2013).
- [61] H. Sugama and S. Nishimura, Phys. Plasmas **9**, 4637 (2002).
- [62] H. Sugama and S. Nishimura, Phys. Plasmas **15**, 042502 (2008).
- [63] M. Taguchi, Phys. Fluids B **4**, 3638 (1992).
- [64] D. Spong *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 626 (2007).
- [65] R. Kanno *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **52**, 115004 (2010).
- [66] R. Kanno *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 065005 (2013).
- [67] S. Toda *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, 011 (2010).
- [68] S. Toda *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 914 (2007).
- [69] K. Itoh *et al.*, Phys. Plasmas **14**, 020702 (2007).
- [70] Y. Todo and T. Sato, Phys. Plasmas **5**, 1321 (1998).
- [71] A. Bierwage *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 073007 (2013).
- [72] Y. Todo *et al.*, Phys. Plasmas **10**, 2888 (2003).
- [73] Y. Todo *et al.*, Nucl. Fusion **50**, 084016 (2010).
- [74] Y. Todo *et al.*, Nucl. Fusion **52**, 094018 (2012).
- [75] Y. Todo *et al.*, Nucl. Fusion **52**, 033003 (2012).
- [76] H. Wang and Y. Todo, Phys. Plasmas **20**, 012506 (2013).
- [77] H. Wang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 155006 (2013).
- [78] G. Kawamura *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, S1020 (2009).
- [79] G. Kawamura *et al.*, Plasma Fusion Res. Series **8**, 455 (2009).
- [80] A. Kirschner *et al.*, Nucl. Fusion **40**, 989 (2000).
- [81] Y. Feng *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **44**, 57 (2004).
- [82] M. Kobayashi *et al.*, Fusion Sci. Technol. **58**, 220 (2010).
- [83] G. Kawamura *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **50**, 451 (2010).
- [84] G. Kawamura *et al.*, Plasma Fusion Res. **7**, 2403129 (2012).
- [85] D.W. Brenner *et al.*, J. Phys. : Condens. Matter **14**, 783 (2002).
- [86] Y. Yoshimoto, J. Chem. Phys. **125**, 184103 (2006).
- [87] A. M. Ito *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **52**, 01AL04 (2013).
- [88] A. Ito and H. Nakamura, Commun. in Comput. Phys. **4**, 592 (2008).
- [89] A. Ito *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **77**, 114602 (2008).
- [90] A. Ito and H. Nakamura, Jpn. J. Appl. Phys. **47**, 4715 (2008).
- [91] H. Nakamura *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **48**, 265 (2008).
- [92] S. Saito *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, S2076 (2010).
- [93] S. Yonemura *et al.*, Proc. 30th JSST Annual Conf., 251 (2011).
- [94] S. Saito *et al.*, J. Appl. Phys. **110**, 084320 (2011).
- [95] A. M. Ito *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **50**, 01AB01 (2011).
- [96] S. Saito *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **51**, 01AC05 (2012).
- [97] A. Takayama *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **50**, 01AB03 (2011).
- [98] S. Saito *et al.*, Proc. 30th JSST Annual Conf., 197 (2011).
- [99] S. Saito *et al.*, Progress Nucl. Sci. Technol. **2**, 44 (2011).
- [100] S. Saito *et al.*, J. Nucl. Mater. **415**, S208 (2011).
- [101] A. Takayama *et al.*, J. Plasma Fus. Res. SERIES **9**, 604 (2010).
- [102] S. Saito *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **52**, 01AL02 (2013).
- [103] OpenMX web-site, <http://www.openmx-square.org/>.
- [104] A. Takayama *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **52**, 01AL03 (2013).
- [105] A. Fukuyama, <http://bps.nucleng.kyoto-u.ac.jp/task/>.
- [106] M. Emoto *et al.*, Fusion Eng. Des. **81**, 2019 (2006).
- [107] M. Yokoyama *et al.*, Plasma Fusion Res. **8**, 2403016 (2013).
- [108] C. Suzuki *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 014016 (2013).
- [109] S.P. Hirshman and J.C. Whitson, Phys. Fluids **26**, 3553 (1983), <http://vmecwiki.pppl.wikispaces.net/VMEC>.
- [110] A.H. Boozer, Phys. Fluids, **25**, 520 (1982).
- [111] S. Murakami *et al.*, Trans. Fusion Technol. **27**, 256 (1995).

- [112] M. Osakabe, *private communication* (2012).
- [113] S. Murakami *et al.*, Nucl. Fusion **46**, S425 (2006).
- [114] H. Yamaguchi *et al.*, P3-18, *presented at 22nd Int. Toki Conf.* (2012).
- [115] R. Seki *et al.*, Plasma Fusion Res. **6**, 2402081 (2011).
- [116] H. Lee *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 014011 (2013).
- [117] A. Dinklage *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 063022 (2013).
- [118] H. Takahashi *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 073034 (2013).
- [119] K. Nagaoka *et al.*, Phys. Plasmas **20**, 056116 (2013).
- [120] K. Ida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 055001 (2013).
- [121] M. Yokoyama for TASK3D Users and Developers, NIFS-MEMO-61, National Institute for Fusion Science, Nov. 2012.
- [122] C.D. Beidler and W.N.G. Hitchon, Plasma Phys. Control. Fusion **36**, 317 (1994).
- [123] S. Kubo *et al.*, AIP Conf. Proc. **669**, 187(2003).
- [124] N. Maruschenko *et al.*, Plasma Fusion Res. **2**, S1129 (2007).
- [125] M.H. Hughes and D.E. Post, J. Comput. Phys. **28**, 43 (1978).
- [126] A. Wakasa *et al.*, Contribut. Plasma Phys. **50**, 582 (2010).
- [127] A. Wakasa *et al.*, THC/P4-29, 23rd IAEA Fusion Energy Conf., Daejeon, Korea (Oct. 2010).
- [128] M. Yokoyama *et al.*, Plasma Fusion Res. **7**, 2403011 (2012).
- [129] A. Sagara *et al.*, Fusion Eng. Des. **87**, 594 (2012).
- [130] 宮澤順一他：プラズマ・核融合学会誌 **89**, 366 (2013).
- [131] J. Miyazawa *et al.*, Fusion Eng. Des. **86**, 2879 (2011).
- [132] S. Satake *et al.*, Plasma Fusion Res. **1**, 002 (2006).
- [133] R. Seki *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, 027 (2010).
- [134] H.K. Park *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 195003 (2006).
- [135] K. Shibata, Astrophys. Space Sci. **264**, 129 (1998).
- [136] N.A. Krall and P.C. Liewer, Phys. Rev. **4**, 2094 (1971).
- [137] T. Moritaka and R. Horiuchi, Phys. Plasmas **15**, 092114 (2008).
- [138] C.K. Birdsall and A.B. Langdon, *Plasma Physics via Computer Simulation* (McGraw-Hill, New York, 1985).
- [139] S. Usami *et al.*, Comm. Comput. Phys. **4**, 537 (2008).
- [140] 宇佐見俊介 他：プラズマ・核融合学会誌 **85**, 585 (2009).
- [141] S. Usami *et al.*, Comm. Comput. Phys. **11**, 1006 (2012).
- [142] S. Usami *et al.*, Plasma Fusion Res. **4**, 049 (2009).
- [143] S. Usami, *et al.*, Phys. Plasmas **20**, 061208 (2013).
- [144] C. Cruz-Neira *et al.*, Proc. SIG-GRAPH'93, 135, (1993).
- [145] H. Miyachi *et al.*, IEEE Comp. Soc. 530, (2005).
- [146] H. Miyachi *et al.*, IEEE Comp. Soc. 536, (2007).
- [147] H. Ohtani *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **39**, 2472, (2011).
- [148] H. Ohtani *et al.*, Plasma Fusion Res. **6**, 2406027, (2011).
- [149] N. Ohno *et al.*, Plasma Fusion Res. **7**, 1401001, (2012).
- [150] 白井英之, 沼波政倫：プラズマ・核融合学会誌 **85**, 589 (2009).
- [151] D. DeZeeuw and K. G. Powell, J. Comput. Phys. **104**, 56 (1993).
- [152] M. Berger *et al.*, J. Comput. Phys. **53**, 484 (1984).
- [153] A. M. Khokhlov, J. Comput. Phys. **143**, 519 (1998).
- [154] A. Nagara *et al.*, JSST 2012 Int. Conf. Simulation Technology, Kobe, Japan (2012).
- [155] H. Usui *et al.*, Proc. Comp. Sci. **4**, 2337 (2011).
- [156] 大野哲靖：プラズマ・核融合学会誌 **82**, 205 (2006).
- [157] S.I. Krasheninnikov *et al.*, J. Plasma Phys. **74**, 679 (2008).
- [158] D.A. D'Ippolito *et al.*, Phys. Plasmas **18**, 060501 (2011).
- [159] S. Ishiguro and H. Hasegawa, J. Plasma Phys. **72**, 1233 (2006).
- [160] H. Hasegawa and S. Ishiguro, Plasma Fusion Res. **7**, 2401060 (2012).
- [161] N. Bian *et al.*, Phys. Plasmas **10**, 671 (2003).
- [162] B.L. Stansfield *et al.*, J. Nucl. Mater. **241-243**, 739 (1997).
- [163] N. Ohno *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **80**, 275 (2004).
- [164] H. Tanaka *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 102509 (2010).
- [165] R. Goto *et al.*, *submitted to Plasma Fusion Res.*
- [166] T. Hatori *et al.*, *submitted to Plasma Fusion Res.*
- [167] H. Miura and K. Araki, J. Phys. : Conf. Ser. **318**, 072032 (2011).
- [168] H. Miura and K. Araki, Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 014012 (2013).
- [169] F. Hamba and M. Tsuchiya, Phys. Plasmas **17**, 012301 (2010).