

直線型装置を対象とした 非接触プラズマ統合輸送コード開発の現状と展望

Status and Prospects on Development of Integrated Detached Plasma Transport Code for Linear Devices

田中宏彦

TANAKA Hirohiko 名古屋大学未来材料・システム研究所 (原稿受付: 2024年 2 月19日)

非接触ダイバータプラズマのシミュレーションにおいて,特に原子・分子過程などの素過程モデルの精度向 上を目的として,名古屋大学所有の直線装置 NAGDIS-II を対象とした統合輸送コード(プラズマ流体コード+ 中性粒子輸送コード)の開発を進めている.コード開発の現状と,個別の開発項目および課題,展望について概 説する.

Keywords:

detached plasma, integrated transport code, linear device, divertor plasma simulation, DISCOVER

1. はじめに

ITERや原型炉といった将来の磁場閉じ込め核融合炉に おいて、プラズマによる膨大な熱の流入が想定されるダ イバータ前面での熱流束の低減は、炉の健全性確保のた めの極めて重要な課題である.プラズマー中性粒子相互 作用を利用して気相中でプラズマを中性化し、熱負荷を 著しく低減する"プラズマ非接触化(デタッチメント)" 現象は、ダイバータ熱負荷問題を解決する切り札として 期待され、これまで多くの実験・シミュレーション研究 が行われてきた[1].このとき、ダイバータ板前面で生成 される"非接触プラズマ(detached plasma)"について、 本プラズマ・核融合学会誌においても、これまで多くの 関連記事が掲載されている[2-7].

最初に、環状装置における非接触化過程の概略をいく つかの専門用語とともに述べる.炉心領域周辺の電子密 度が低いとき、ダイバータ板へと流入するイオン粒子束 は低く、結果、リサイクリング粒子(材料表面における 表面再結合過程により生成される中性粒子)も少なくな る.この状態を"低リサイクリング状態"と呼び、中性 粒子との相互作用は主要な物理過程とならず、ダイバー タプラズマは高温(数+eV)低密度となる.ここから周 辺電子密度が増加すると、ダイバータ粒子束が増え、リ サイクリングが活発となる.この状態を"高リサイクリ ング状態"と呼び、ダイバータプラズマは低温(10 eV程 度)高密度となる.さらに、炉心周辺の密度が上がって ダイバータ粒子束が増えるか、ダイバータ近傍の燃料ガ スパフを増やす、あるいは希ガス・窒素などの不純物ガ

スパフを行うと、中性粒子や不純物との相互作用により 電子温度は数eV程度以下まで低下し、"非接触状態"へ と遷移する.非接触化は通常、プラズマ温度の低下に伴 うダイバータ熱負荷の低減、磁力線に沿ったプラズマ圧 力の低下、体積再結合過程によるイオン粒子束の減少を もって定義される.完全な非接触状態では、ダイバータ プラズマがダイバータ板から離れ、ダイバータの幾何形 状により圧縮された中性ガスがプラズマ前面(フロント) にしみ込んで電離進行領域(電離フロント(ionization front))を形成し、その下流側(ダイバータ板に向かう方 向) に再結合プラズマが生成される. このような非接触 状態と対比して、ダイバータ板にプラズマが接続する状 態を"接触状態", このとき生成されるプラズマを"接触 プラズマ (attached plasma)"と呼び、これは電離進行 プラズマである.低リサイクリング状態と比べ,高リサ イクリング状態や、とりわけ非接触状態では、中性粒子 の役割が極めて重要となる.

これまでに環状装置では、実験結果の物理的考察を客 観的に検証することを主な目的として、核融合実機と同 形状の計算メッシュを用いて、プラズマ輸送と中性粒子 輸送を交互に計算し、炉心領域周辺~ダイバータプラズ マの定常解を求める統合輸送コードが複数開発されてき た(SONIC[8], SOLPS[9], EMC3-EIRENE[10]など). 過去に実施された実験 – シミュレーションの比較研究で は、低リサイクリング条件では概ねよい一致が見られる 一方、高リサイクリング状態や非接触状態ではダイバー タ粒子束評価などで十分な精度が得られていないことが

Nagoya University, Nagoya, AICHI 464-8603, Japan

author's e-mail: h-tanaka@ees.nagoya-u.ac.jp

問題となっている[11-17].

将来装置の設計では、ダイバータ熱負荷を工学的許容 値以下に抑えられるか否かは、数値シミュレーションを 元に予測・判断されることとなる.また、ITER・原型炉 やその先の商用炉において、装置故障によるインパクト は既存装置の比ではない.『非接触ダイバータプラズマ実 験を、高い再現性をもって計算可能なシミュレーション コード』を確立することが、信頼性ある炉設計を実現す るための必須の条件となっている.

非接触プラズマの難しさは、多様な粒子種・粒子状態・ エネルギー状態の荷電粒子(原子イオン、分子イオン、 不純物イオン)と中性粒子(原子、分子、不純物粒子) が混在し、それらを取り囲む固体壁とも相互影響するこ とに由来する.多数の物理モデルやデータベースが組み 合わされ、また影響の小さいと考えられる過程は簡略化 されることで、一つの統合輸送コードが構築され、数値 シミュレーションが可能となる.

2018年に取りまとめられたダイバータ物理検討WG報 告書[18]では、精査が必要とされる物理過程が多岐にわ たり挙げられている.非接触プラズマの実験再現精度と 関わる物理過程を二つに大別する.一つは、ダイバータ 粒子束とも関係の深いドリフトやプラズマ流、中性粒子 輸送と密接に関わるダイバータ形状など、①磁場配位や 幾何形状に強く依存する物理過程である.この精度向上 を果たすには、核融合実機(もしくは類似配位・形状装置) をモデルとしたシミュレーションコードによる実験比較 検証を進めていくより他にない.もう一つは、分子イオ ンの寄与や、振動・回転励起、弾性・非弾性衝突といった、 ②原子・分子過程などの素過程である.

この①②の過程は、核融合実機環境では複合的に影響 しあうことから、どちらがどの程度の影響をもたらして いるかは明らかでない.理解を加速するには現象の切り 分けが不可欠であり、特に②の検証には、単純な幾何形 状装置を対象とした実験・シミュレーション比較研究を 遂行することが効果的であると考えられる.とりわけ、 直線装置は実験柔軟性と高い放電再現性を有し、多様な 計測装置を少ないポート制約のもと設置可能なことから、 これまでに非接触プラズマに関する多くの研究成果をあ げている[19].

近年,環状装置用に設計された統合輸送コードを直線装置に適用する試みが世界的に展開されている.プラズマ流体コードB2もしくはB2.5と中性粒子輸送コードEIRENEを統合したSOLPS(B2-EIRENE, B2.5-EIRENE)[9]は,様々な装置への適用実績をもつ.直線装置PSI-1[20]に適用された後,ヘリコン波プラズマ源をもつ直線装置MAGPIE[21]やProto-MPEX[22]において,実験比較を通じた径方向輸送理解のために用いられている.ITERダイバータ級のプラズマ生成が可能なことで知られる超伝導カスケードアーク放電装置Magnum-PSIの設計[23]や,超伝導へリコンプラズマ装置MPEX設計時の熱負荷評価にも用いられている[24].

共鳴摂動磁場を印加したトカマク配位やLHDなどのへ

リカル装置, またスノーフレークダイバータなどの先進 ダイバータ配位のプラズマ計算に利用される3次元統合 輸送コードEMC3-EIRENE[10,25-27]は, 直線装置の3 次元的なターゲット構造(斜めやV字)の影響を調べる 目的で, MPEX[24]や直線装置 NAGDIS-II[28]への適用 が行われている.また最近は核融合科学研究所 河村氏 により, 体積再結合モデルの組み込まれた最新のEMC3-EIRENEコードの適用がNAGDIS-IIにて行われているほ か, 筑波大学ではタンデムミラー装置 GAMMA 10/PDX への適用が進められている.

オランダ DIFFER 研究所の開発する B2.5-Eunomia は 先駆的な統合輸送コードであり、中性粒子輸送コード Eunomia は水素の振動励起準位を考慮して計算を行う. 直線装置 Pilot-PSIへの適用[29]の後、Magnum-PSIの非 接触プラズマ実験を対象とした比較検証が行われるとと もに[30]、SOLPS-ITER コードとのベンチマークが行わ れている[31].

また、金属材料表面にヘリウムプラズマ照射を行う とfuzzなどの繊維状ナノ構造が形成されることが知られ ている[32]. そのためプラズマ – 壁相互作用研究の観点 から、直線装置 GyM で生成されたヘリウムプラズマに SOLPS-ITER と不純物輸送コード ERO2.0が適用されて いる[33]. 純ヘリウムプラズマは、Hモード遷移閾値を下 げるために ITER の初期運転フェーズ(PFPO)での点火 が検討されており[34], ヘリウムプラズマシミュレーショ ン研究の重要性を増している.

著者らは、名古屋大学所有の定常直線プラズマ装置 NAGDIS-IIを原子・分子過程などの素過程検証のための 中心装置として位置づけ、専門性の異なる複数機関の研 究者を交えた共同研究体制により、直線非接触プラズマ 用の新たな統合輸送シミュレーションコードDISCOVER の開発を進めてきた、現在はその発展段階といえるが、 以下ではコード開発の現状や、直線装置・非接触プラズ マを対象とすることで現れる開発項目、実験も含めた今 後検討が必要と考えられる課題についてまとめる。輸送 コードを構成する多数の物理モデルの中から、非接触プ ラズマシミュレーションの精度向上に資するモデルを探 索・提案することで、原型炉シミュレーションの高精度 化に貢献することをめざしている。

2. 統合輸送コード DISCOVER の概要

本節では、直線プラズマ装置NAGDIS-IIを対象とし て開発しているプラズマ流体コードと中性子輸送コード からなる統合輸送コードDISCOVERについて概説する. DISCOVER (Detached plasma Integrated Simulation COde with Various Elastic/inelastic Reactions) は、衝 突輻射 (Collisional Radiative: CR) コードの計算結果を 参照することで『種々の弾性・非弾性衝突過程を考慮し た非接触プラズマ用の統合シミュレーションコード』と して名付けられた、中性粒子に関連する素過程の検証に 特化した統合輸送コードである.

DISCOVERコードの開発では、主な計算対象として

Commentary

ヘリウムと水素を選択している. ヘリウムは分子状態 が存在せず,水素と比べて反応過程が少ないこと,また NAGDIS-IIにおける実験データが豊富なことから,先 行して開発を進めており,2023年に統合輸送コードとし て完成したばかりである[35]. ヘリウムに次ぐ形で水素 の輸送コードの開発を進めており,並行して実験計測環 境の整備を行っている.水素は後述の通り,分子動力学 (Molecular Dynamics: MD)コードとの連結も行ってい る.

以下では、コード開発の経緯と、DISCOVERのコード 体系についてヘリウム非接触プラズマの初期計算結果と ともに説明する. その後、水素輸送コードの開発状況に ついても簡単に述べる.

2.1 コード開発の経緯

DISCOVERコード内では、Fortran言語で書かれたプ ラズマ流体コードと中性粒子輸送コードが交互に計算さ れることで定常解を求める。両者は各種反応速度係数と して、CRコードにより計算されたテーブルを参照する。 各輸送コードはプログラム言語PythonのF2pyによりモ ジュール化して管理しており、計算結果を相互に受け渡 す。

プラズマパラメータの計算には、慶應義塾大学 畑山研 究室(現,星野研究室)で開発された2次元(円柱座標 系)の流体コードを用いている[36].方程式系はB2コー ドと同様である.2次元コードであるため環状装置への 適用はできないが、プログラム改変が容易であり、少な い計算リソース(計算時間、メモリ使用量)によりモデ ル検証を加速させることができる.もともと同コードは、 ミラー装置GAMMA 10/PDXのダイバータ模擬領域(エ ンドセル)における水素プラズマを対象として開発され、 その後、筑波大学を中心としたグループにより上流域(プ ラグ/バリアセル)へのメッシュ拡張[37]と、不純物輸 送を計算可能な多流体コードへの改修が行われ、LINDA (LINear Divertor Analysis)と名付けられている[38].

一方、本研究で扱う流体コードは上記と異なる流れを 辿っており、まずは慶應義塾大学のオリジナルコード[36] を、2018年から名古屋大学 大野研究室にてヘリウムの輸 送コードへと変更している.その際、核融合科学研究所 後藤氏開発のCRコード[39,40]により計算された各種反 応係数を参照することで、ヘリウム原子に関する詳細な 素過程を扱えるようにしている[41].2019年からは水素 分子イオンの計算を可能とするため、後述の多流体水素 コードの開発を開始した.さらに最近は、Pythonから各 種パラメータの入出力や計算の実行が可能なコードへと 改変しており、筑波大学のコードとは大きく異なるもの となっているため、現在はLINDA-NUと呼び、以下では この呼称を用いる.

2020年からは、LHDを対象とした詳細な水素原子・ 分子モンテカルロ輸送コード[42]を開発していた信州大 学 澤田研究室との間でコードの統合化作業を開始した. 当時はコロナ禍で人の移動に制限がある中で、オンライン 形式での進捗確認を毎週行いながら開発を進め、2024年 2月現在に至るまで通算130回以上の打ち合わせを行って いる.当初の中性粒子輸送コードは3次元のデカルト座 標系で動作していたが、2次元流体コードと3次元中性粒 子輸送コードで同一物理量を評価したときメッシュ不整 合に起因する有意な差が確認されたため、現在はLINDA-NUと同一の2次元メッシュ上で動くように改修されてい る.ヘリウムを対象とする場合には、上述のヘリウムCR コードに基づく反応係数を用い、水素に対しては信州大 学開発のCRコードを用いる.ヘリウム準安定原子や、振 動・回転励起状態の水素分子を独立粒子として追跡可能 な特徴ある中性粒子輸送コードである.DISCOVERでは Pythonのmultiprocessingモジュールによる並列化が施 されている.

2.2 DISCOVERコードによるヘリウム輸送計算

図1に直線装置NAGDIS-IIの模式図とDISCOVER コードの計算メッシュの対応を示す. 軸(z) 方向およ び径(r)方向を座標軸とする2次元円柱座標系(軸対 称)を採用している.NAGDIS-IIは放電領域と,長さ約 2m, 半径90mmのダイバータテスト領域により構成さ れ、DISCOVERは後者の領域内におけるプラズマと中 性粒子の輸送を計算している.実機では、放電領域で生 成されたプラズマは内径20mmの中間電極と内径24mm の陽極を通り磁力線に沿ってダイバータテスト領域へと 導かれるため、プラズマの典型的な直径は20mm程度と なる. DISCOVERは上流境界面で放電領域近傍のプラ ズマパラメータの径方向分布を与える. また, 放電領域 に供給されたガスのうち、プラズマ化しなかった分は中 性粒子として上流から供給する.計算領域に流入したプ ラズマは空間中で体積再結合するか、終端板に到達して 表面再結合し, 中性粒子へと変わる. これに加えて, 終 端板近傍の側壁にガスの供給ポートがあり、実機ではダ イバータテスト領域内のガス圧制御に利用される.通常, NAGDIS-IIで生成されるプラズマの電子温度は10eV以 下と低いことから、二価のヘリウムイオンは無視してい る.



完成したヘリウム輸送コードの大きな特徴は, 準安定 (メタステーブル) 原子の輸送を考慮した非接触プラズマ 計算が可能な点である.準安定原子は寿命が長く,非接 触プラズマ計測で得られた準安定原子密度分布を理解す る上で,その輸送の考慮が必要なことが簡易的なモデリ ングとの比較から確認されている[43]. ヘリウム原子の 追跡計算時にはCRコードから得られたテーブルを参照 し,電離,もしくはダイバータテスト領域の上流・下流 の真空ポンプで排気されるまで,基底状態と準安定状態 (準位:2¹S, 2³S)の間を確率的に遷移する.

LINDA-NUコードと中性粒子輸送コードは交互に実行 され、計算結果を互いに受け渡しながら、100回程度以上 のイタレーションを経て収束に至る.LINDA-NUは電子 密度、電子温度、イオン温度、イオン並進速度分布を受 け渡し、中性粒子輸送コードは基底原子密度、準安定原 子密度、中性粒子温度、中性粒子並進速度、荷電交換・ 弾性衝突によるイオン運動量生成レートとエネルギー生 成レートなどを受け渡す.なお、終端板で生成されたリ サイクリング中性粒子は、単一エネルギーをもつビーム 成分として別で取り扱っている(3.3節参照).

LINDA-NUと中性粒子輸送コードはそれぞれのコード 内でもイタレーション計算を行う.LINDA-NUのイタ レーション計算時,中性粒子輸送コードから受け渡され たパラメータを固定値として使用すると,プラズマ分布 の更新に伴う中性粒子応答との乖離により不整合が生じ る.そのため,中性粒子輸送コードの出力結果に補正を かけ,各種レートを逐次評価して用いている.

図2は、ヘリウム非接触プラズマの各種パラメータ分 布の収束計算結果である[35].電子温度 T_e が数eVの上 流プラズマ中では(図2(a))、温度緩和により T_i も高く (図2(b))、加えて、イオン-原子間の荷電交換・弾性衝 突過程により原子温度 T_n も周りより高い(図2(d)).終 端板近傍からガス供給を行っているため、装置下流にか けて基底原子密度n(1¹S)が増加しており(図2(e))、 プラズマは $z\sim1.7 \text{ m}$ で $T_e<1 \text{ eV}$ となり、体積再結合過程 が促進されることで終端板到達前に電子密度 n_e が急減し ている(図2(c)).

図2(f)には、準位2³Sの準安定原子密度n(2³S)の分布 を示す(準位2¹Sの準安定原子も同様に解かれている). 準位2³Sの原子は、非接触領域で生成された後に壁近傍ま で輸送されることで、広域にわたり存在している.ただし、 後述の壁反射条件を変更するとこの分布は大きく変化す るため(3.3節参照)、実験を再現できているかは比較検 証が必要である.準安定原子は基底原子と比べて密度が 数桁低いが、内部エネルギーが高いため電子温度が低く ても容易に電離する(3.1節参照).準安定原子の輸送を 考慮した場合としない場合を比べると、電離によるプラ ズマの生成レート分布などが変わり、電子密度の急減位 置が軸方向に移動することを確認している.

2.3 水素輸送コード開発の現状

水素は分子状態をもつことから、ヘリウムと比べて取り うる状態が非常に多い. また分子を介した非接触化過程 である分子活性化再結合 (Molecular Activated/Assisted Recombination: MAR) [44]を含め反応過程が多く、モデ



図2 DISCOVER コードによる非接触プラズマ計算結果例.

ルが複雑となる[45].水素には軽水素(H),重水素(D), 三重水素(T)の同位体があるが、本研究では素過程デー タが比較的豊富な軽水素の輸送コードの整備を先行している.

水素イオンに関し、主に原子イオン(H⁺)のみを考慮 すればよい電離進行プラズマと異なり、非接触プラズマ 中では、H₂⁺やH₃⁺といった分子イオンが数+パーセント の高い比率で存在することが直線装置 PISCES-A[46,47] やTPD-SheetIV[48]のオメガトロン質量分析計測で確か められている。分子イオンはMAR過程においても重要で あるが、通常の統合輸送コードではこれらの輸送は考慮 されていない、水素プラズマ計算用のLINDA-NUでは、 水素分子イオンを原子イオンと同列に解く多流体コード として開発している[49].H⁺,H₂⁺,H₃⁺の間で、現在の ところイオン温度は共通であるが、密度および並進速度 は独立に計算している.MAR過程において負イオン(H⁻) も重要であり、将来的に組み込むことを検討している。

中性粒子について、水素分子は電子励起状態に加え、 振動・回転励起状態をもつ.そして、MARの反応速度係 数は振動・回転状態に強く依存することが報告されてい る.詳細は文献[45]に譲るが、信州大学で開発された中 性粒子輸送コードは、軽水素では電子基底状態にある301 の振動・回転状態の分子を独立粒子として追跡可能なた め、振動・回転励起分子が非接触プラズマ形成に及ぼす 影響を明らかにできると考えている.現在、同コードの Commentary

パラメータ入出力機能を拡充し, F2pyによるモジュール 化ならびにLINDA-NUとの統合を進めている. さらに, 山形大学 齋藤氏の開発したMDコード[50]との統合も進 めている.

直線非接触プラズマ輸送コードの開発項目と 課題

本節では、DISCOVERコード開発において対応済み、 もしくは今度検討が必要となる、非接触プラズマ特有、 あるいは直線装置特有の開発項目や課題について列挙し て述べる. 個別の数値解法には踏み込まない. また、著 者の知識や興味により、取り上げる内容には偏りがある ことに注意されたい.

3.1 各種レート係数・生成レート

中性粒子との相互作用が活発な非接触プラズマの計算 では、電離や体積再結合、励起・脱励起など、原子・分子 過程と関わる粒子・運動量・エネルギーの生成(損失)レー トの取り扱いが極めて重要となる。そのためDISCOVER では、CRコードにより出力されたテーブルを用いている。 以下では、ヘリウムCRコードの電離および電子エネル ギー生成レートの取り扱いを例として概説する。

DISCOVERは、寿命の長い準安定原子の輸送を考慮 することに特徴がある.このとき、準安定原子に準定常 (Quasi-Steady state: QSS)近似の適用を課さない公式1 (Formulation I)を用いる必要がある.これに対し、準 安定原子密度は局所的なパラメータ(基底原子密度、電 子密度、電子温度)のみで決まるとするのが、全励起原 子にQSS近似を課す公式2 (Formulation II)である. 公式2の電離レート係数は文献[40]記載の S_{CR} であり、電 離による生成レートは $S_{CR}n(1^1S)n_e$ となる.一方、公式 1の電離レート係数は、基底および準安定原子(密度: $n(2^1S), n(2^3S)$)それぞれに与えられ、生成レートは $S_{1^1S}n(1^1S)n_e+S_{2^1S}n(2^1S)n_e$ のような表式 となる.

図3に、基底および準安定原子の電離レート係数S1's,



図3 公式1における電離レート係数 S₁₁S, S₂S, S₂S, 公式2 における電離レート係数 S_{CR}の電子温度依存性.

 $S_{2^{1}S}$, $S_{2^{2}S}$ ならびに S_{CR} の電子温度依存性を示す.ここで, $n_e = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ として計算している.1 eV以下の低温であっ ても $S_{2^{1}S}$, $S_{2^{2}S}$ は大きな値をもち,基底原子と比べて準安 定原子が極めて電離しやすいことがわかる.電子温度の 低い非接触プラズマ中では重要な要素であり,公式1を 採用する DISCOVER コードはこれらのレート係数を用い ている.

電子のエネルギー生成レートの取り扱いについて,過 去に行われたLINDA-NU単体を用いた計算への公式2適 用時の例を紹介する[41].電子のエネルギー生成レート S^e_Eは,電離進行プラズマ成分および再結合プラズマ成分 の電子冷却レート係数であるP_{e.1}およびP_{e.0}[39]を用いて 以下のように表される.

 $S_{\rm E}^{\rm e} = -n (1^1 S) n_{\rm e} P_{\rm e, 1} - n_{\rm i} n_{\rm e} P_{\rm e, 0}. \tag{1}$

ここでn_iはイオン密度である.

図4に $P_{e,0}$ の電子温度依存性を示す[41].同図において、 縦軸の正符号(上部)は電子冷却,負符号(下部)は電 子加熱を意味する.低 T_{e} ,高 n_{e} において顕著にみられる 加熱成分は、三体再結合過程で電子とイオンが結合する ときに生じる余剰エネルギーを、別の近くの電子に受け 渡すことに起因している.電子密度に高い相関をもつ同 加熱効果は、既存装置と比べてさらなる高密度化が予想 される原型炉ダイバータ環境では一層重要な過程となり うる.

3.2 輻射輸送

非接触プラズマが生成される高中性粒子密度環境では, 励起中性粒子からの自然放出脱励起発光が再度中性粒子 に吸収される過程(輻射再吸収,輻射捕獲)が無視でき なくなる[51].特に,基底中性粒子は励起粒子より密度 が高いことから,基底準位への脱励起発光(水素原子で はライマン系列)の吸収が顕著となる.これらの光吸収 により,電離の容易な励起原子が多量に生成され,非接 触化が阻害される可能性がある.このようなエネルギー・ 粒子バランスに影響を及ぼす輻射輸送過程の考慮は重要



図 4 再結合プラズマ成分の電子冷却レート係数 P_{e,0}の電子温度 依存性[41].

と考えられるが, 厳密な輻射輸送解析には多大な計算コ ストを要し, 一般に統合輸送コードは同効果を考慮して いない.

この問題を解決するため、原型炉におけるSONICコード計算に対し、自セル内(半径2mm球内)で放射が全て 吸収されると仮定した局所輻射輸送モデルの適用が行わ れている[52]. 同簡略化モデルは、事前のパラメータサー ベイから輻射捕獲を考慮した電離レート係数のテーブル を作成し、通常のテーブルと置き換えるもので、計算コ ストはほとんど増加しないという利点がある. 輻射捕獲 の考慮は、低電子温度域での電離レートの増加に寄与し、 プラズマパラメータへの影響がみられている. また近年、 トカマク装置 DIII-Dを対象とした SOLPS 計算において、 輻射輸送効果を組み込んだ計算が実施され、考慮しない 場合と比べて非接触化しづらくなるといった結果が報告 されている[53].

信州大学開発の中性粒子輸送コードには輻射輸送の 収束計算まで組み込んだバージョンがあり,現行の DISCOVERは同効果を取り入れていないが,将来的に導 入することを計画している.今後,分光や放射計測など の実験と比較を行うことで輻射輸送が非接触プラズマ形 成に与える影響を検証し,精密化と簡略化の整合のとら れたモデルの提案に繋げたいと考えている.

3.3 終端板·側壁

直線装置において、プラズマは磁力線に沿ってダイバー タ板を模した終端板へと接続する. LINDA-NUでは板前 面の境界条件としてボーム条件を課し、イオンは下流境 界面(シース端)に到達するまでにイオン音速まで加速 される. その後、表面再結合により生成された中性粒子 は板表面から放出されるが、一連の過程で考慮すべき課 題が複数ある.

まず,DISCOVERは非接触プラズマのモデル高精度化 を目的として開発しているが,完全非接触状態ではシー スを形成するプラズマがそもそも消失しており,ボーム 条件の適用は必ずしも適切とは言えない.下流境界条件 への感度解析を行う必要がある.加えて,現在のヘリウ ム中性粒子輸送コードでは,シース電圧とEcksteinのエ ネルギー反射係数[54]から,板前面の電子温度の3倍弱 の単一エネルギーをもったビーム成分として基底原子を 法線方向へと放出している.将来的には放出角分布など を考慮する必要があると考えられる.

水素プラズマの多流体輸送コードでは、ボーム条件の 取り扱いが問題となる.2種イオンプラズマにおけるシー ス形成の条件は解析的には双曲線関数により与えられ、 一意に決定されない.Particle In Cell (PIC) コードを用 いた計算では、衝突度の大きさに応じて個別、もしくは 共通のイオン音速をもつことが指摘されている[55].3流 体を扱うLINDA-NUコードでは解析的な評価は困難なた め、下流におけるイオン種間の流速差を監視して、差が 大きいときは個別、小さいときは共通のイオン音速を採 用するスイッチを導入している.

終端板と異なり、円筒型真空容器の側壁はプラズマ柱

から遠いため、プラズマとの直接の相互作用はほとんど 無視できる.一方、大きな表面積を持つことから、中性 粒子のパラメータ分布に強く影響し、プラズマにも間接 的に波及する.DISCOVERでは、壁での中性粒子の反射 角やエネルギー状態について、鏡面反射と熱化の比率を 設定できるようにしている.またヘリウムの準安定原子 が壁で脱励起する確率は材質に依存し、例えばガラス壁 において準位2¹Sの原子は80-90%がそのまま反射すると の報告がある[56].DISCOVERはこの脱励起確率も設定 できるようにしており、実験との比較検証の中で適切な 値を調べる必要がある.

さらに、水素のリサイクリングや壁反射のモデルにおいて、原子・分子比率やエネルギー、分子の振動・回転 状態を設定する必要がある。山形大学開発のMDコード では、タングステンへ水素原子が入射した際の詳細な挙 動が調べられており[50]、水素の中性粒子輸送コードの 終端板には、このMDコードの結果を一部取り込んでい る.近年NAGDIS-IIでは、終端板の材料をMD計算可能 なタングステンへと変更し、実機との比較環境をシミュ レーションに合わせる取り組みも行っている.

3.4 各種データベース

荷電交換・弾性衝突過程や壁反射過程などのモデル化 には、断面積や反応速度係数といったデータベースを使 用しているが、理論計算では近似由来、実験では計測精 度の観点から、有限の誤差を含んでいる。特に1eVを下 回るような低温では、データが存在しないか、あるいは より高温のデータから外挿されている場合があり、精度 が十分であるか、また非接触プラズマ形成への感度がど の程度であるかを精査する必要がある。DISCOVERの一 部物理モデルも、素過程データが完全に揃っていない中 で外挿ないし簡略化されているものもあり、その影響の 調査も必要である。

さらに,核融合燃料の半分は三重水素であるが,その 素過程データは極めて限定的である.軽水素と重水素の 比較から,三重水素の結果を外挿評価することや,理論 計算などからデータベースを拡充することが必要である.

3.5 上流境界条件·径方向輸送

環状装置のダイバータ領域に流入するプラズマは、元 をたどると炉心領域から磁気面を横切り漏れ出てきた ものである.したがって、上流境界条件は炉心領域の 磁気面に沿って与えられる.対して直線装置は、磁場 を横断するように放電領域が存在する.DISCOVERや B2.5-Eunomiaコード[30]などでは、上流境界面に電子密 度・電子温度分布を与えている.放電領域へのガス供給 に関しては、その一部が電離してプラズマ流となること から、DISCOVERでは、実験から想定される上流ガス流 量と上流境界からのプラズマ粒子流量の差を求め、上流 側からの中性粒子流量としている.一方、NAGDIS-IIへ のEMC3-EIRENE適用時には、エネルギー体積ソースを 放電領域に与えて放電を模擬している[28].

またプラズマ粒子および熱の径方向輸送について,通 常の統合輸送コードでは,それぞれ拡散係数を与えるこ Commentary

とで解いている.環状装置は,実験から得られた赤道面 近傍の電子密度,電子温度分布を再現するように拡散係 数を決めることができるが,直線装置は上述の通り,磁 力線を横断して放電領域が存在することから,上流境界 条件と拡散係数がともに径方向分布に影響する.したがっ て,適切な拡散係数の決定には,磁力線上の二か所以上 の位置で径方向分布を実験と照らし合わせる必要がある. NAGDIS-IIには上流・下流にレーザートムソン散乱計測 システムが設置されているため[57],中性粒子相互作用 の少ない低ガス圧条件で,上下流の計測結果と一致する ように拡散係数を決定することを考えている.

なお,非接触状態では径方向への対流輸送が増大する 現象が観測されており,この考慮も必要と考えられる[58, 59]. 同輸送効果は体積再結合過程が活発に生じている再 結合フロント(recombination front)近傍で大きいため, 体積再結合過程と関連づけた対流輸送項を加えることを 検討している.

3.6 粒子供給・粒子排気

プラズマ実験において、装置への粒子供給量はマスフ ローメータの指示値(単位は[sccm]や[slm],コンバー ジョンファクターを考慮して[1/s]に変換)から決定で きる.一方の粒子排気量は、真空ポンプの仕様に含ま れる排気速度([m³/s])は既知であるが、実際の排気流 量はポンプ前面のコンダクタンスやガス圧に依存する. DISCOVERでは、ポンプに接続するフランジ位置に仮 想的な排気板を配置し、衝突した中性粒子の一定割合を 損失させるモデルを実装している.このようなモデルは SONIC内の中性粒子輸送コード NEUT2Dや EIRENEで も使用される一般的なものである.

適切な排気係数を決定するため,NAGDIS-II実機でプ ラズマを点火せずにガス供給と真空排気のみを行い,上 流・中流・下流の3か所に設置されたキャパシタンスマ ノメータによるガス圧分布計測を行った.このとき,上流・ 下流の2台の真空ポンプ前面にあるバタフライバルブを 操作し,片側排気や両側排気の組み合わせで実験を行っ た.その後,中性粒子輸送コードを用いて各条件にて排 気係数をスキャンし,実験を最も再現する係数を選定し た.

統合化作業開始当初の3次元中性粒子輸送コード適用 時には,排気板を実機に即して周方向に局所的に配置し, 真空容器断面(直径180 mm)内におけるガス圧分布を確 認した.真空容器断面内において,排気板に近づくにつ れ緩やかに低下するガス圧分布が得られたが,プラズマ 柱の存在する直径20 mm程度の領域はほぼ一様な分布で あった.そのため,排気に係る周方向非一様の影響は軽 微であるとして,現在は2次元軸対称コードを採用して いる.

なお, 排気係数を用いるモデルでは, ガスの供給流量 とガス圧は比例関係となることが期待されるが, 実験で は高ガス圧環境下で非線形な関係が見られた. これには, ポンプ排気性能の低下と, 分子流領域から粘性流領域に 近づくことによる真空容器全体を含めた実効コンダクタ ンスの変化による寄与が考えられる.今後,低ガス圧の 接触状態と高ガス圧の非接触状態で比較検証を行う際, 排気係数を一定値で与えてよいかは検討事項である.ま た,同一のガス供給条件であっても,プラズマを点火す ると粒子バランスが変わり,ガス圧分布も変化する.今後, 実験とシミュレーションを比較する際,ガス供給流量と ガス圧の両者が一致すればよいが,違いが出た場合,ど ちらを優先して実験と合わせた計算を行うかは検討項目 となっている.

3.7 シミュレーション比較に向けた実験装置整備

直線装置で生成される高熱流プラズマを装置下流で完 全に非接触化させるには、中性粒子供給を増やすか排気 速度を落として中性ガス圧を高めるとともに、プラズマ を高密度化して体積再結合レートを高める必要がある. 直流アーク放電を行うNAGDIS-IIでは、生成されるプラ ズマ密度は放電電流と高い相関をもち[60]、磁場強度を 高めることで径方向中心密度をより高くすることができ る. したがってNAGDIS-IIにおける非接触プラズマ実験 は、装置性能の上限に近い放電電力を投入した強磁場環 境下で実施される. そのため本質的には再現性の高い直 線装置ではあるが、他の多くの物理実験や材料へのプラ ズマ照射実験を行う場合と比べて、放電性能の経時変化、 特に、陰極として用いている六ホウ化ランタンの熱電子 放出特性の劣化に注意を払う必要がある。シミュレーショ ン比較のための系統的なデータセット取得の際には再現 性は極めて重要なため、以前と比べ、NAGDIS-IIでは放 電部のメンテナンス性を高め、データロガーによる各種 実験パラメータの常時モニタリングを行い、異常発覚後 は早期のメンテナンスと状況の記録を行うように努めて いる.

また3.6節のガス圧計測実験を行う過程で,圧縮空気を つくるコンプレッサーを別の機種へと更新している.圧 縮空気はポンプ前面のバタフライバルブの駆動に使用し ているが,過去に使用していたコンプレッサーの圧縮開 始圧力はバルブの作動圧力を若干下回っており(圧縮終 了圧力はバルブ作動範囲内),操作のタイミングによって はバルブが完全に開かず,真空容器内のガス圧に影響を 与えていたことがわかった.その後,減圧弁と連結した 高圧タイプのコンプレッサーへと交換し,圧縮空気圧力 の変動幅を狭めることでバルブ動作を安定化させている. これは一例であるが,実験-シミュレーション比較を意 識した研究を行うことで,実機における再現性の低下を もたらしている機器や原因が見つかるといった副次的な 効果が得られている.

NAGDIS-IIでは計測器整備にも力を入れている.適用 の容易なプラズマ診断法として静電プローブがあるが, 特に上流プラズマの径方向中心領域における大きな擾乱 が確認されており[57],他方,1eV以下の低温ではシン グルプローブ法の異常性が報告されているため,ダブル プローブを用いた丁寧な解析が必要となる[61].そのた め,上流・下流のパラメータ計測には,主にレーザート ムソン散乱計測システムを活用する予定である.水素分 子イオンの計測については,オメガトロンの導入など検 討中である.

輻射輸送を含む詳細な原子・分子過程を調べる際には, 光学計測は極めて重要である.軸方向・径方向に駆動可 能な2次元駆動プローブ計測システム[62]に、近年新た に光学系を組み込んでおり(図5参照),エシェル分光 器を新たに整備して、2次元広域・高波長域・高波長分 解能の発光分光計測系を実現する予定である. 日本大学 との共同研究で実施しているレーザー吸収分光(Laser Absorption Spectroscopy: LAS) は、 ヘリウム準安定原子 を計測でき[63], ヘリウム版DISCOVERコードのシミュ レーション結果の検証に極めて有用であると考えている. また近年、別装置であるが、トロイダル型ダイバータ模 擬装置NAGDIS-Tでは、2光子励起レーザー誘起蛍光法 (Two-photon Absorption Laser Induced Fluorescence: TALIF)による基底水素原子計測システムを構築してい る. 同装置の実験により、計測難度が高いものの非接触 化過程に大きく影響する基底水素原子に関する情報を取 得し、物理モデル検証に役立てたいと考えている.

4. 今後の展望

本稿では、著者らが共同研究で進めている、直線装置 を対象とした統合輸送コード開発の取り組みの現状や課 題について概説した.磁場配位の影響を排したダイバー タプラズマに特化し、通常の統合輸送コードでは取り扱 いが不十分と思われるモデルを高精度化、もしくは影響 を精査することで、非接触プラズマシミュレーションを 高精度化させる物理モデルを探索・提案することをめざ している.

原型炉設計に直接用いるシミュレーションは、当然な がら環状磁場配位を計算可能な統合輸送コードを用いて 行われる.さらには炉心まで包含した巨大なコードを構 築する流れもあり(もちろんこれは重要な取り組みでは あるが)、システムが複雑化するにつれ、修正されるべき モデルが埋没する懸念がある.本研究は、単純化された ダイバータ模擬装置を舞台として、実験検証を通じてプ ラズマ・中性粒子・壁表面間にわたる一連の素過程を見 つめ直し、学術的にも深い物理理解を試みるものである.

実際の核融合炉環境では、重水素・三重水素・ヘリウム・ 不純物イオンの混合プラズマに、定常・非定常現象、3次



図5 光学系の組み込まれた2次元駆動計測システム.

元現象が重畳し,壁の状態も時々刻々と変化する.素過 程に焦点をあて,立ち戻るように見える本研究が,炉実 現の近道となることを期待している.

謝 辞

本稿で概説したコード開発や実験装置整備などの一連 の研究は,信州大学 澤田圭司教授,東海大学 夏目祥揮特 任講師,慶應義塾大学 畑山明聖名誉教授,星野一生准教 授,東京大学 梶田信教授,日本大学 荒巻光利教授,山形 大学 齋藤誠紀准教授,核融合科学研究所 中村浩章教授, 後藤基志准教授,河村学思助教,林祐貴助教,名古屋大 学 大野哲靖教授,高木誠氏,ならびに各大学 学生諸子 の多大な協力により実施されたものであり,ここに感謝 いたします.研究成果の一部は,JSPS科研費(19K03802, 20H00138,22H01203,22K18701,23K13088)およ びNIFS共同研究 (NIFS22KIPP002,NIFS22KIST003, NIFS23HDAF011)の助成を受けたものです.

参考文献

- [1] S.I. Krasheninnikov and A.S. Kukushkin, J. Plasma Phys. 83, 155830501 (2017).
- [2] 高村秀一: プラズマ・核融合学会誌 72,866 (1996).
- [3] 畑山明聖: プラズマ・核融合学会誌 80, 205 (2004).
- [4] 大野哲靖: プラズマ・核融合学会誌 80, 212 (2004).
- [5] 朝倉伸幸, 星野一生: プラズマ・核融合学会誌 92,870 (2016).
- [6] 大野哲靖: プラズマ・核融合学会誌 92,877 (2016).
- [7] 星野一生: プラズマ・核融合学会誌 92,882 (2016).
- [8] H. Kawashima *et al.*, Plasma Fusion Res. 1, 031 (2006).
- [9] R. Schneider *et al.*, Contrib. Plasma Phys. 46, 3 (2006).
- [10] Y. Feng et al., Contrib. Plasma Phys. 54, 426 (2014).
- [11] M. Groth *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 53, 124017 (2011).
- [12] M. Groth *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 093016 (2013).
- [13] C. Guillemaut et al., Nucl. Fusion 54, 093012 (2014).
- [14] L. Aho-Mantila *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 59, 035003 (2017).
- [15] J.M. Canik et al., Phys. Plasmas 24, 056116 (2017).
- [16] H. Wu et al., Plasma Phys. Control. Fusion 63, 105005 (2021).
- [17] M. Groth *et al*, Nucl. Mater. Energy **34**, 101372 (2023).
- [18] 原型炉設計合同特別チーム:ダイバータ物理検討ワー キンググループ報告書 (2018).
- [19] N. Ohno, Plasma Phys. Control. Fusion 59, 034007 (2017).
- [20] H. Kastelewicz and G. Fussmann, Contrib. Plasma Phys. 44, 352 (2004).
- [21] L.W. Owen et al., Plasma Sources Sci. Technol. 26, 055005 (2017).
- [22] J. Rapp et al., Phys. Plasmas 26, 042513 (2019).
- [23] M. Baeva et al., J. Nucl. Mater. 363-365, 330 (2007).
- [24] J. Rapp et al., J. Nucl. Mater. 463, 510 (2015).
- [25] 小林政弘: プラズマ・核融合学会誌 97,436 (2021).
- [26] 河村学思, 小林政弘: プラズマ・核融合学会誌 97, 447

(2021).

- [27] 鈴木康浩,田中宏彦:プラズマ・核融合学会誌 97,455 (2021).
- [28] T. Kuwabara *et al.*, Contrib. Plasma Phys. 56, 598 (2016).
- [29] R.C. Wieggers et al., J. Nucl. Mater. 438, S643 (2013).
- [30] R. Chandra *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 63, 095006 (2021).
- [31] J. Gonzalez *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 64, 105019 (2022).
- [32] 高村秀一: プラズマ・核融合学会誌 94, 294 (2018).
- [33] G. Alberti et al., Nucl. Fusion 63, 026020 (2023).
- [34] ITER Organization, ITER Research Plan Within the Staged Approach (Level III-Provisional Version), ITR-18-003 (2018).
- [35] H. Natsume et al., submitted to Nucl. Fusion.
- [36] T. Furuta et al., Fusion Sci. Technol. 63, 411 (2013).
- [37] H. Takeda *et al.*, Contrib. Plasma Phys. 56, 784 (2016).
- [38] M.S. Islam *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 59, 125010 (2017).
- [39] M. Goto and T. Fujimoto, Research Report NIFS-DA-TA Series No. NIFS-DATA-43 (1997).
- [40] M. Goto, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 76, 331 (2003).
- [41] H. Tanaka et al., Phys. Plasmas 27, 102505 (2020).
- [42] K. Sawada *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **60**, e201900153 (2020).

- [43] S. Kajita et al., Phys. Plasmas 24, 073301 (2017).
- [44] N. Ohno et al., Phys. Rev. Lett. 81, 818 (1998).
- [45] 齋藤誠紀 他: プラズマ・核融合学会誌 98,5 (2022).
- [46] E.M. Hollmann *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **72**, 623 (2001).
- [47] E.M. Hollmann et al., Phys. Plasmas 9, 4330 (2002).
- [48] H. Yazawa et al., Jpn. J. Appl. Phys. 45, 8208 (2006).
- [49] K. Sugiura et al., accepted in Contrib. Plasma Phys.
- [50] S. Saito et al., Jpn. J. Appl. Phys. 60, SAAB08 (2021).
- [51] 門信一郎: プラズマ・核融合学会誌 86,631 (2010).
- [52] K. Hoshino *et al.*, Contrib. Plasma Phys. 56, 657 (2016).
- [53] A.A. Pshenov et al., Nucl. Fusion 59, 106025 (2019).
- [54] W. Eckstein, "Calculated Sputtering, Reflection and Range Values", IPP-Report 9/132 (2002).
- [55] S. Azuma *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **52**, 512 (2012).
- [56] T. Fujimoto *et al.*, Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyoto University **50**, 82 (1988).
- [57] H. Takano *et al.*, Plasma Fusion Res. 14, 2405031 (2019).
- [58] 田中宏彦: プラズマ・核融合学会誌 97,463 (2021).
- [59] H. Tanaka et al., Sci. Rep. 14, 9329 (2024).
- [60] N. Ohno et al., Nucl. Fusion 41, 1055 (2001).
- [61] Y. Hayashi et al., Contrib. Plasma Phys. 59, e201800088 (2019).
- [62] N. Ohno et al., Nucl. Mater. Energy 19, 458 (2019).
- [63] M. Aramaki et al., AIP Advances 8, 015308 (2018).



た なか ひろ ひこ 田 中 宏 彦

名古屋大学未来材料・システム研究所 准教授.2011年名古屋大学大学院博士 (工学).核融合科学研究所へリカル研 究部 助教,名古屋大学大学院工学研究

科 助教を経て、2022年7月より現職.磁場核融合装置の周 辺・ダイバータプラズマ計測/解析/シミュレーション研究 を行っています.小学生の息子に休日も朝早くから起こされ て寝不足気味な毎日です.