小特集

磁場閉じ込め核融合装置における水素原子分子輸送研究の新展開

The New Phase in Transport Studies of Hydrogen Atoms and Molecules in Magnetic Confinement Fusion Devices

1. はじめに

1. Introduction

蓮尾昌裕
 HASUO Masahiro
 京都大学
 (原稿受付: 2021年11月15日)

炉心プラズマにおける燃料粒子の輸送にとってプラズマ 周辺領域における中性水素が重要であり、その発生源とし てプラズマ対向壁が大きな役割を担っている.しかし、壁 から炉心までの水素輸送は、固体〜気体〜プラズマと状態 変化を伴いながら、無数と言ってよい程の電子・イオン・ 原子・分子が相互に現象を織りなす複雑系となっており、 全体を自己無撞着に取り扱えるモデルはない.

核融合プラズマにおける中性水素輸送に関わる主な物理 過程・現象を図1に示す.対向壁へのプラズマ粒子の入射 およびそれに伴う水素の壁内や再堆積層への蓄積,壁面か らの水素の放出,周辺領域でのプラズマ粒子や水素の輸 送,炉心への中性水素の侵入やそれに伴うプラズマ粒子の 運動量・エネルギー損失が相互に関連しながら生じてい る.従来,それぞれが個別の研究対象として,それ以外の 部分を境界条件や前提条件として適切なパラメータを仮定



し、モデル化や実験解析がなされてきた.しかし、それら の条件として必要な情報が他の研究から得られるとは限ら ない.各モデルにおける仮定や近似に対する相互理解とと もにそれぞれに不足している情報をどう埋めるか、すなわ ち統合的な理解が課題となる.例えば、プラズマ対向壁へ の熱・粒子負荷を大きく低減できると期待されている非接 触プラズマの予測と安定制御には、プラズマ・原子分子相 互作用の定量的な理解が必須である.長時間の密度制御の ためには、プラズマとその対向壁の分子原子表面過程がど のように整合しながら時間変化するかの理解が必須であ る.本小特集では中性水素輸送研究に関するいくつかの取 組みを紹介しながら、その統合的な理解に向けた取組みに も言及する.

2章では主にシミュレーションモデルによる取組みを紹 介する.例えば、H₂+e→H⁻+H、H₂+H⁺→H₂⁺+Hのよう な分子活性化再結合の効率が、水素分子の振動量子数や回 転量子数の増加に伴って桁違いに増加することが知られて おり[1-3]、ダイバータプラズマのエネルギーバランスや 非接触化に大きな影響を及ぼすことが予想されている.そ のため、周辺領域での中性水素輸送の定量的なモデル化に おいて対向壁から放出される水素分子の振動回転状態の情 報が必須であり(2.3節,2.4節)、そのような情報を算出す るためのプラズマ対向壁水素リサイクリングモデルが新た に構築されることとなった(2.2節).また、プラズマ中の 水素輸送の計算においては、背景となるプラズマのパラ メータを前提条件としている(2.3節,2.4節)が、プラズ

Department of Mechanical Engineering and Science, Graduate School of Engineering Kyoto University, KYOTO 615-8540, Japan

author's e-mail: hasuo.masahiro.6u@kyoto-u.ac.jp

マと水素輸送はリサイクリング過程を通じて結合するため に両者を統合するモデルが望まれており,その状況を紹介 する (2.5節).

3章では主に実験的な取組みを紹介する.まず,水素の 活性化エネルギーや拡散定数を用いてリサイクリング率を 定式化し,QUEST プラズマ対向壁の昇温離脱スペクトル から各種物理パラメータを推定する.この結果から QUEST壁モデルや粒子循環モデルを構築し,QUEST長時 間放電に適用する(3.1節).次に,可視分光からQUEST とLHDの水素分子計測(3.2節)とLHDの水素原子計測 (3.3節)を紹介する.前者では壁面の温度評価や水素分子 の振動回転状態分布推定が行われ,後者では周辺領域から 炉心までの水素原子の空間分布評価とその輸送ダイナミク スおよびプラズマ閉じ込めに関する解析が行われている.

さて、図1に示した個々の物理過程や現象であっても、 第一原理的に理解することは困難であり、マルチフィジッ クスとしてアプローチすることになる.本小特集で紹介す る研究では、個々の研究対象に適した階層のシミュレー ションモデルや解析モデルが採用されているが、今後はそ れらの統合とともに、相互の整合範囲の確認も課題となる であろう.例えばプラズマ壁相互作用では,分子動力学計 算を活用しながら個々の粒子の挙動を求め,その微視化を 図ることによって例えば量子物理学における物理量との対 応を評価する一方,平均し粗視化することでマクロな拡散 方程式につなぐことも期待される.周辺領域や炉心での水 素輸送でも同様に,モンテカルロ計算により個々の粒子の 挙動を求めるが,その平均化によってボルツマン方程式に つなぐことも期待される.またそれらの妥当性の確認に は,やはり計測は必須である.実験的制約によって計測値 はある程度時空間を積分した値とならざるを得ないが,マ ルチフィジックス間を橋渡しするような,より局所値を得 るための工夫も引き続き必要であろう.

参 考 文 献

- [1] J. Horáček et al., Rate Coefficients for Low-Energy Electron Dissociative Attachment to Molecular Hydrogen; NIFS-DATA-73; NIFS: Toki, Japan (2003).
- [2] A. Ichihara et al., J. Phys. B 33, 4747 (2000).
- [3] A. Ichihara *et al.*, At. Plasma-Mater. Interact. Data Fusion **9**, 193 (2001).

2. 要素モデルの統合が実現する壁から プラズマまでを含めた中性粒子輸送研究

2. Neutral Particle Transport Studies over the Plasma to the Wall Realized by Integration of Element Models

齋藤誠紀¹⁾,中村浩章^{2,3)},澤田圭司⁴⁾,河村学思^{2,5)},小林政弘^{2,5)}
SAITO Seiki¹⁾, NAKAMURA Hiroaki^{2,3)}, SAWADA Keiji⁴⁾,
KAWAMURA Gakushi^{2,5)} and KOBAYASHI Masahiro^{2,5)}
¹⁾山形大学,²⁾核融合科学研究所,³⁾名古屋大学,⁴⁾信州大学,⁵⁾総合研究大学院大学
(原稿受付:2021年10月24日)

非接触をはじめとするダイバータプラズマの諸現象を理解するため、壁での粒子リサイクリング、荷電粒 子、中性粒子を扱うコードの統合を進めている.水素分子には、電子状態のほか、回転および振動の内部自由度 があり、分子活性化再結合をはじめとするプラズマ中の水素分子の各種の反応速度係数は、水素分子の始状態の 振動・回転量子数により、数桁にわたって変化する.また、低温のプラズマでは、プラズマ中の電子やプロトン 衝突による水素分子の振動・回転励起がプラズマのエネルギー損失チャンネルとして重要と考えられる.このた め、水素分子の振動・回転状態を中性粒子やプラズマの輸送と組み合わせて解く統合モデルを開発した.

Keywords:

plasma wall interaction, molecular dynamics, carbon, tungsten, neutral transport code, collisional-radiative model, rovibrational population, molecular assisted recombination, EMC3-EIRENE code, peripheral plasma transport.

2.1 はじめに

核融合装置において,ダイバータプラズマは外界との接 点であり,壁の影響を直接受ける.とりわけ,非接触をは じめとするダイバータプラズマの諸現象では,水素分子・ 原子がプラズマや壁材料とどのように相互作用するかを理 解し,粒子・運動量・エネルギーバランスを正しく記述す るモデルが必要とされている.その中でも,水素分子の複 雑な反応過程を精密に取り扱う必要があり,近年注目さ れ,進展が著しい.

水素分子には、電子状態のほか、回転状態および振動状 態の内部自由度がある.後述する分子活性化再結合 (MAR)をはじめとするプラズマ中の水素分子の各種の反 応速度係数は、水素分子の振動・回転量子数により、数桁 にわたって変化する.また、低温のプラズマでは、プラズ マ中の電子やプロトン衝突による水素分子の振動・回転励 起がプラズマのエネルギー損失チャンネルとして重要と考 えられる.しかしながら、プラズマ中の水素分子の輸送を 考える従来のモデルでは、これらは無視されることが多 かった.

このような背景から,我々は,電子・振動・回転励起準 位を直接取り扱うコードの整備を進め,プラズマや壁材料 との相互作用を正しく取り扱うために必要な,材料・中性 粒子・プラズマを記述する各コードの連携も進めている. 必要なコード群は以下のようになる.

1. プラズマ中のプロトンは壁で中性化されて水素原子

または水素分子として再放出される.原子と分子の 割合や放出角・放出速度,さらに分子の場合は振 動・回転状態を決めるモデル:プラズマ対向壁水素 リサイクリングモデル

- プラズマ中の水素原子と水素分子の運動を電子・イ オンとの衝突や中性粒子同士の衝突を考慮しながら 追跡するモデル:これには2つのモデルが必要であ る.
 - (a) 水素原子および水素分子の衝突輻射モデル
 - (b) 中性粒子輸送コード

これらの役割分担は以下の解説中に示す.

水素原子・分子を含むプラズマの電子・イオンの密度・温度・フラックスを決めるモデル:プラズマ流体輸送コード

本章では、これらのコード開発の現状について紹介す る.

2.2 プラズマ対向壁水素リサイクリングモデル 2.2.1 シミュレーションモデル

プラズマ対向壁に水素原子が入射する系を分子動力学法 を用いて計算[1]する.水素原子が入射すると、プラズマ対 向壁から水素原子・分子が放出する場合がある.このよう にして放出した水素原子・分子の放出角やエネルギー分布 等を解析する.図1(a)に炭素壁に水素原子が入射する場 合の計算系を示す.原子間相互作用には Brenner ポテン

シャル[2]を用いる、炭素壁の場合、水素を含有するアモル ファス炭素を標的材とする.標的材を生成するために、ま ず, 10Å×10Å×30Åの大きさの, x, y 方向に周期境界を 有する水素含有アモルファス炭素の単位構造(図1(b)) を作成する.この単位構造は、過剰な水素原子を含むアモ ルファス炭素構造体をまず作製し、その後、標的材の温度 を上昇(アニール処理)させて過剰な水素原子を除去する ことで生成する.図1(c)に示すように, x, y方向に4つ単 位構造を並べて 40Å×40Å×30Åの大きさの標的材を生 成する. 図の標的材は、3872個の炭素原子と2080個の水素 原子から構成(H/C=0.53)される.標的材の表面から $d_0 = 10$ Å高い位置から、水素を1原子を標的材に入射し、 シミュレーション開始後 50 ps 経過するまでの時間発展を 計算する.シミュレーション開始時における入射水素のx 座標とy座標は,図1(c)の灰色で示された10Å×10Åの領 域内に一様ランダムに決定する.入射エネルギー,入射角 度,標的材の温度をパラメータとする.入射原子のx座標 および y 座標が異なることを除いて同じ初期状態で1500回 の試行を行い、標的材から放出する粒子の放出角やエネル ギーの分布等を計算する.

水素原子が標的材に入射すると、入射エネルギー(入射 水素原子が有する運動エネルギー)が周辺の原子に伝わり 熱エネルギーへと変換される. その結果,入射点近傍の標 的材の熱エネルギーが一時的に上昇する. 実際のプラズマ 対向材に水素原子が入射する場合、入射点から十分に離れ た位置まで熱エネルギーが伝播する. そのため, 一時的に 上昇した入射点近傍の熱エネルギーは徐々に下がり、やが て周囲の温度と同じ熱平衡状態に戻ると考えられる.しか し,分子動力学計算では,入射点から十分に離れた位置に ある原子の運動まで計算すると現実的な時間で計算を完了 できない. そのため, 分子動力学計算領域の境界から計算 領域外へと熱エネルギーが伝播する過程を別途計算に組み 込む必要がある.本研究では、熱伝導方程式を解くことで 分子動力学計算領域外へと熱エネルギーが伝播する計算手 法を新たに開発した[3].分子動力学計算領域の外側に, その点の温度を保持する計算セルを配置し、熱伝導方程式

を用いて温度の時間発展を求める.図1(c)の斜線で示さ れた領域を温度制御領域とよぶ.温度制御領域に属する原 子の熱平衡を仮定し、分子動力学計算系から得られるその 領域の原子の運動エネルギーの平均値を温度に換算する. 換算した温度を熱伝導を計算するセルの温度として設定す る.熱伝導方程式を数値積分し、分子動力学計算の1ス テップに相当する時間だけ計算セルの温度を時間発展させ る. 1ステップ経過した後の温度制御領域の温度になるよ うに、分子動力学計算系の原子の運動エネルギーを速度ス ケーリング法で補正する.この計算を繰り返すことで、熱 エネルギーが分子動力学計算領域外へと伝播する過程を模 擬する.熱伝導方程式を計算する際,熱拡散率 (3.93×10⁻⁷ m²/s) は、標的材と同じ材質の材料の熱伝導 を計算する分子動力学法を別途実施して求めた. 図2に, 標的材に水素が1原子入射した際の計算セルの温度の時間 発展の例を示す.水素原子の入射に伴い分子動力学計算領 域 (MD region) の温度が上昇し、2 ps 経過後以降は領域外 に配置された計算セルの温度が上昇する様子がわかる.熱 伝導方程式の境界条件は初期温度 300 K に固定されてい る. そのため, 50 ps 経過後には, 分子動力学計算領域の温 度が下がっている.図3に、入射水素を除く標的材中の全 原子の運動エネルギーの平均値を絶対温度[K]の単位で表 した値 T*の時間発展の例を示す.標的材全体で熱平衡状 態であれば、T*は標的材の温度を表す量である.水素原子 が入射した直後では、入射点近傍の原子の速度分布関数は マクスウェル分布から外れるため、ここでは、温度とはよ ばず T* として表記する.図3で黒色で示されているグラ フは、熱伝導方程式と接続することで分子動力学計算領域 から熱エネルギーが失われる過程を取り入れたハイブリッ ド計算の結果である.一方,灰色で示されているグラフは, 熱伝導方程式とは接続していない小正準集団(NVEアンサ ンブル)における結果である.2つのグラフはどちらも, 最初 300 K の標的材は、水素原子の入射により 370 K 程度 まで上昇する. その後,小正準集団で計算した結果は T* の値が下がらない.一方,熱伝導方程式とのハイブリッド 計算の結果は、50 psのシミュレーション時間が経過する



図1 (a)炭素壁に水素原子が入射する場合の計算系.(b)標的材を構成する単位構造.(c)標的材を z 軸方向から見た時の模式図[1].



図2 分子動力学計算系に接続した熱伝導方程式の計算セルの時間発展[3].





と,熱伝導の計算により標的材から熱エネルギーが失わ れ,約310K程度まで戻る.図4に,100eVの入射エネル ギーで水素原子を標的材へ入射したときの各種エネルギー の時間発展の計算例を示す.入射原子の運動エネルギー (緑色)は,標的材に入射後徐々に失われ,0.1ps以内に停 止することがわかる.入射原子の運動エネルギーの低下に 伴い,標的材の熱エネルギー(赤色)およびポテンシャル エネルギー(青色)が上昇する.分子動力学計算領域から 領域外へと流れ出た熱エネルギーの総和(橙色)は,1ps が経過した頃から徐々に上昇し,それに伴い,標的材の熱 エネルギー(赤色)およびポテンシャルエネルギー(青色) は減少する.先にも説明したとおり,分子動力学計算領域 からの排熱が完了し,初期温度に戻るまで,50psから100 ps程度の時間を要する.

開発した分子動力学計算モデルを用いて計算した水素原 子・分子の放出過程の例を図5に示す.図5(a)は,標的材 表面の原子と入射水素が衝突し,標的材の浅い位置で入射 水素の向きが変わり,反射する例である.このような場合, 入射水素は入射エネルギーをほとんど失わずに反射する. 図5(b)は,比較的材料深部まで入射水素が到達した後, 最終的に表面に戻り反射する場合である.図5(c)は,標的 材中の水素原子を入射水素がはじき出す例である.はじき 出された水素原子は,入射水素が反射する場合と比べて運



図4 標的材に水素が 100 eV で入射した際の各種エネルギーの 時間発展[3].

動エネルギーが低い場合が多い.図5(d)は,標的材中の 炭素原子間の化学結合を入射水素が切断し,炭化水素や水 素分子が放出する場合である.図5(e)は,標的材中の水素 と入射水素が化学結合し,分子を形成して標的材から放出 する例である.このように,化学反応を考慮した多様な放 出過程を計算できることも分子動力学法を用いる本計算モ デルの強みである.

2.2.2 放出水素原子・分子の各種分布

前節で紹介した標的材初期温度 300 K の水素含有アモル ファス炭素(H/C = 0.53)に、入射エネルギー 100 eV で垂 直に水素原子を入射した場合を例にして、1500試行により 得た水素原子・分子の放出時間や各種エネルギー分布につ いて説明する.水素原子・分子の放出時間の分布を図6に 示す.多くの水素は、水素入射後、0.1 ps 以内に放出してい ることがわかる.入射水素が反射する場合(赤色実線)と 比べ、元々標的材中に存在した水素がはじき出される場合 (濃赤色点線)は、少し遅れて放出することが多い.また、



図5 水素原子・分子の放出過程の例[1].



水素分子が放出する場合(青色実線),10 psの時間が経過 した後も低い確率ながら水素分子が放出され続ける.この 結果は,水素原子の多くは入射水素との衝突過程により放 出するのに対し,水素分子の多くは熱的な過程により放出 されやすいことを示唆している.

放出角分布を図7に示す.放出角分布は,放出角を θ ,垂 直入射の場合を $\theta = 0$ とすると,立体角が sin θ に比例する ため,その放出角率は sin θ に比例する.また,多くの計算 では,放出確率は, cos θ にも比例する[4]ことが示されて いる.そこで,図7に示した放出角の分布をa sin θ cos^{θ} θ でフィッティングすると,パラメータ(a,b)の値は,入射 水素原子が反射する場合は(0.035,1.63),はじき出しによ り水素原子が放出する場合は(0.038,2.52),水素分子が放 出する場合は(0.079,2.93)となった.反射の場合に比べ,は じき出しおよび分子の放出の場合は, cos θ の次数が高い 傾向がある.

以下の式で定義する並進エネルギー *E*g の分布を図8に 示す.

$$E_{g} \equiv \frac{1}{2} M \boldsymbol{v}_{g}^{2}, \quad M \equiv m_{1} + m_{2}, \quad \boldsymbol{v}_{g} \equiv \frac{m_{1} \boldsymbol{v}_{1} + m_{2} \boldsymbol{v}_{2}}{m_{1} + m_{2}} \quad (1)$$

ここで, *m_i*, *v_i* は, *i* 番目の水素原子の質量および速度で ある.並進エネルギーの分布から,はじき出しにより水素 原子が放出する場合(濃赤色点線)と比べて,入射水素が 反射する場合(赤色実線)は比較的高いエネルギーを保持 して放出することがわかる.また,分子が放出する場合 (青色実線)は,水素原子の放出より低い並進エネルギーで ある確率が高いが,稀に1 eVを超える並進エネルギーを有 する分子も生じる.

2.2.3 水素分子の振動・回転運動の取り扱い

相対速度vと重心速度vgを用いると、電子の運動を無視





図7 放出水素原子・分子の放出角の分布[1].



する古典分子動力学法の範囲では,水素分子が有する全エネルギー *E*_{tot} は以下のように記述できる.

$$E_{\text{tot}} = \frac{1}{2} M v_{\text{g}}^2 + \frac{1}{2} \mu v^2 + U, \qquad \mu \equiv \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}.$$
 (2)

ここで, m_1 および m_2 は水素分子を構成する 2 つの水素原 子の質量であり, U は水素原子間のポテンシャルエネル ギーである.重心座標系のハミルトニアンは,極座標 (r, θ, ϕ) で以下のように記述できる.

$$\mathscr{H} = -\frac{\hbar}{2\mu}\Delta + U, \qquad \Delta \equiv \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\Lambda, \quad (3)$$

$$\Lambda \equiv \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \left(\sin\theta \frac{\partial}{\partial\theta} \right) + \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial^2}{\partial\phi^2}.$$
 (4)

この場合, ¢ を波動関数, E をエネルギー固有値とすると, シュレディンガー方程式は

$$-\frac{\hbar}{2\mu}\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial}{\partial r}\right)\psi + \frac{1}{r^2}\Lambda\psi + U\psi = E\psi \qquad (5)$$

となる.動径方向の波動関数を $\phi_v(r)$ とすると、次数 J

の球面調和関数 $Y_{J}(\theta, \phi)$ を用いて波動関数 $\phi(r, \theta, \phi)$ を $r^{-1}\phi_{v}(r)Y_{J}(\theta, \phi)$ と置くことができる.ここで、動径方向 の波動関数 $\phi_{v}(r)$ の量子数 v は振動準位、 Y_{J} の次数 J は回 転準位とよばれる. θ , $\phi \ge r$ を変数分離すると、 $\phi_{v}(r)$ が満たすべき以下の方程式を得る.

$$-\frac{\hbar}{2\mu}\frac{d^{2}\phi_{v}}{dr^{2}}+U(r)\phi_{v}+\frac{\hbar^{2}}{2\mu}\left(\frac{L}{r}\right)^{2}\phi_{v}=E\phi_{v} \qquad (6)$$

ここで, $L = (L_x, L_y, L_z)$ は軌道角運動量演算子である. ϕ_v が L の固有関数であれば, その固有値は回転準位 J を用い て以下のように書ける.

$$\boldsymbol{L}^{2}\boldsymbol{\phi}_{v} = \boldsymbol{\hslash}^{2}\boldsymbol{J}(\boldsymbol{J}+1)\boldsymbol{\phi}_{v} \tag{7}$$

式(6)の第1項と第3項はそれぞれ振動および回転運動に 対応する.したがって,古典系における重心座標系での水 素分子の全エネルギー *E*_{classic} は

$$\frac{1}{2}\mu\left(\frac{dr}{dt}\right)^{2} + U(r) + \frac{1}{2\mu}\left(\frac{L_{\text{classic}}}{r}\right)^{2} = E_{\text{classic}}$$
(8)

と書ける.ここで, $L_{\text{classic}} = (L_{\text{classic} x}, L_{\text{classic} z})$ は古 典系で計算した重心周りの2つの水素原子の軌道角運動量 (c-数)であり,前述のLは演算子 (q-数)である.計算モ デルでは,古典系における回転エネルギー E_{rot} および振動 エネルギー E_{vib} を以下のように定義する.

$$E_{\rm vib} \equiv \frac{1}{2}\mu \left(\frac{dr}{dt}\right)^2, \qquad E_{\rm rot} \equiv \frac{1}{2\mu} \left(\frac{L_{\rm classic}}{r}\right)^2.$$
 (9)

放出水素分子の回転エネルギー *E*_{rot} および振動エネル ギー*E*_{vib}の時間平均の分布を図9(a),(b)にそれぞれ示す. 放出水素分子の中には,0.1 eVを超える並進エネルギーを 有する分子が多数存在した.一方,振動・回転エネルギー は,ほとんどの分子が0.1 eVより低いことがわかる.しか し,稀ではあるが,1 eVを超える振動・回転エネルギーを 有する水素分子も存在し,炉壁の温度である300 Kの熱エ ネルギーと比べると高いエネルギーを有する分子が存在す ることが示された.水素分子が放出するとき,多くの場合 で熱的な過程の寄与が大きいが,入射水素との直接的な衝 突による非平衡な過程により形成され放出に至る分子が存 在することが示唆される.

中性粒子輸送コードと連携する際,振動・回転の量子準 位である振動準位vおよび回転準位Jの分布が必要になる. 古典系の分子動力学計算から量子準位を特定することは難 しいが,本計算モデルでは,古典分子動力学法により得ら れる値から放出水素分子の振動・回転準位を以下の方法を 用いて見積る.

- 式(8)を用いて、*E*_{classic}を分子動力学計算により求める.
- 2. 式(7)を用いて、 L_{classic} から J_{classic} を求める.
- 3. 求めた *J*_{classic} を四捨五入し整数化する.
- シュレディンガー方程式(6)を満たす(*J*, *E*, *v*)の組 から、*J*=*J*_{classic}であり、かつ、*E*が*E*_{classic}に最も近

い組み合わせを探し、振動準位 v を特定する.

放出水素分子の回転準位 J および振動準位 v の分布を 図10(a),(b)にそれぞれ示す.比較的高い回転・振動準位 を有する水素分子が存在することがわかる.また,これら の高い回転・振動準位を有する水素分子は,水素原子の入 射から1ps以内の短い時間に放出する.このことから,入 射水素原子との衝突過程が高準位の分子を生むことが示唆 される.図11に,振動準位が基底状態(v=0)の場合の回転 準位 J への励起エネルギーの分布を示す.この分布がボル





図 9 放出水素分子の(a)回転エネルギー E_{rot} および(b)振動エネ ルギー E_{vib}の時間平均の分布[1].



ツマン因子に従うとしてフィッティングすることで、回転温度を求めることができる[5].入射水素原子との非平衡な 衝突過程によりボルツマン因子から外れる高い回転準位を 有する水素分子が生じることがわかる.熱エネルギーより も格段に高い振動・回転エネルギーを有するこれらの分子 が周辺プラズマの挙動に強く影響する可能性が示唆される.

2.2.4 タングステン壁の計算例

ITER などの炉壁(ダイバータ)に用いられるタングス テン壁を対象にした計算[6]も実施している.図12に示す とおり、bcc 結晶構造を用意し、格子間に水素原子を配置 した構造を標的材とする.原子間相互作用には EAM ポテ ンシャル[7]を用いる. この計算モデルを用いて, タングス テン壁から水素分子が放出する過程を計算した例を図13 (a)に示す.炭素壁とは異なり、タングステン壁の場合に は、材料表面において水素分子が形成される過程が観測さ れる.入射水素(橙色)により炉壁の中の水素原子(黒色) がはじき出され,表面から放出する.図13(b)に示すよう に、タングステン壁表面には水素原子との相互作用エネル ギーが負になる領域が存在する. そのため, 放出された水 素原子の一部は、表面近傍に捕捉されて炉壁の表面を移動 する. その後, 表面に存在する別の水素原子(黒色)と出 会い化学結合して水素分子が形成される.分子を形成する とタングステン壁との相互作用エネルギーが変化するた め,水素分子は壁から斥力を受けて加速しながら表面を離 れることが明らかとなった. (齋藤, 中村)

2.3 水素原子および水素分子の衝突輻射モデル

水素分子の衝突輻射モデルに先立ち,まず簡単な水素原 子の衝突輻射モデルをとりあげ,衝突輻射モデルそのもの の説明を行いたい.衝突輻射モデルは,電子衝突や光の自 然放出などによる励起原子密度(ポピュレーション)の時 間変化を記述する連立微分方程式からなる.これを解いて 得られた励起原子密度を用いると,さらに励起状態を経由



図11 振動準位が基底状態 (v = 0) の場合の回転準位 J への励起 エネルギーの分布[5].

する電離や再結合の反応速度係数の大きさや励起原子から の発光強度が計算できる.

2.3.1 水素原子衝突輻射モデルと準定常近似

水素原子の衝突輻射モデルについて説明する. ここで は、プラズマは H, H⁺,および電子だけから構成されてい るとする. また同一の主量子数を持つ状態は、その統計重 率に従ってポピュレーションが分布すると仮定する[8]. 水素原子衝突輻射モデル 主量子数pで表される状態のポ ピュレーションn(p)の時間変化は次の式で表される[8].



図12 タングステン壁に水素原子が入射する場合の計算系[6] (Copyright (2021) The Japan Society of Applied Physics).



図13 (a) タングステン壁表面で形成される水素分子の放出過程. (b) タングステン壁表面のポテンシャルコンター図[6] (Copyright (2021) The Japan Society of Applied Physics).

$$dn(p)/dt = \sum_{q < p} C(q, p) n_{e} n(q)$$

$$+ \sum_{q > p} \{F(q, p) n_{e} + A(q, p)\} n(q)$$

$$+ \alpha(p) n_{H^{+}} n_{e}^{2} + \beta(p) n_{H^{+}} n_{e}$$

$$- \left\{ \left(\sum_{q < p} F(p, q) + \sum_{q > p} C(p, q) + S(p) \right) n_{e}$$

$$+ \sum_{q < p} A(p, q) \right\} n(p)$$
(10)

ここで、 $n_e \ge n_z$ は電子密度とプロトン密度である. $C(p,q) \ge F(p,q)$ は状態pから状態qへの電子衝突励起速 度係数とその逆過程の脱励起速度係数, A(p,q)は状態pから状態qへの自然放出確率, $S(p) \ge \alpha(p)$ は状態pの電 離速度係数と状態pへの三体再結合速度係数, $\beta(p)$ は放射 再結合速度係数である.C(p,q), F(p,q), S(p), $\alpha(p)$, $\beta(p)$ は電子温度の関数である.

準定常近似 時間変化するプラズマを考える.多くの場合,電子温度,電子密度,イオン密度,基底原子密度の時間変化に対する励起状態ポピュレーションの応答時間がき わめて短いことから,連立微分方程式を励起準位に対する ものと基底準位に対するものに分けて扱う.

励起準位については,式(10)を式(11)のような行列表示 で書くことができる.計算の際は考慮する準位はある大き な主量子数でうち切る.式中の K は正方行列である.打ち 切った高励起準位のポピュレーションは簡単な近似式で考 慮することができる[8].

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \begin{pmatrix} \vdots \\ n(4) \\ n(3) \\ n(2) \end{pmatrix} = K \begin{pmatrix} \vdots \\ n(4) \\ n(3) \\ n(2) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \alpha(4) n_{\mathrm{e}} + \beta(4) \\ \alpha(3) n_{\mathrm{e}} + \beta(3) \\ \alpha(2) n_{\mathrm{e}} + \beta(2) \end{pmatrix} n_{\mathrm{z}} n_{\mathrm{e}} + \begin{pmatrix} \vdots \\ C(1,4) \\ C(1,3) \\ C(1,2) \end{pmatrix} n(1) n_{\mathrm{e}}$$
(11)

核融合プラズマのプラズマパラメータでは,励起原子の 応答時間が短いことから,式(11)の左辺はすべての励起準 位について0と近似できる.これを準定常近似という.成 立条件については文献[8,9]に与えられている.励起原子 のポピュレーションから見ると環境(電子温度,電子密度, イオン密度,基底原子密度)は時間変化しないくらいゆっ くりに見えており,励起原子のポピュレーションは各瞬間 でその環境の元での定常解になる,という近似である.準 定常近似を用いると連立微分方程式(11)は連立一次方程式 となる.励起準位のポピュレーションは,Kの逆行列を求 めることにより簡単に得ることができ,次式のように書く ことができる.

$$n(p) = R_0(p) n_{\mathrm{H}^+} n_{\mathrm{e}} + R_1(p) n(1) n_{\mathrm{e}} \quad p = 2, 3, \cdots$$
 (12)

ここで $R_0(p)$ および $R_1(p)$ は電子温度と電子密度の関数で ある.多くの場合,ポピュレーション分布は右辺第1項ま たは第2項だけで表され,それぞれ再結合プラズマ成分, 電離プラズマ成分とよばれる[8].基底状態の速度方程式 (10)は $p \ge 2$ について得られた $R_0(p)$ および $R_1(p)$ を用い て整理して,

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}n(1) = -\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}n_z = -S_{\mathrm{CR}}n(1)n_{\mathrm{e}} + \alpha_{\mathrm{CR}}n_{\mathrm{H}^{\mathrm{e}}}n_{\mathrm{e}}$$

のように書くことができる. ここで S_{CR} および a_{CR} は実効 的電離速度係数,実効的再結合係数とよばれる.これらは 電子温度と電子密度の関数である.あとで述べる中性粒子 輸送コードの中で水素原子を追跡するときは,これらの係 数がテーブル化されたものを用いて基底状態原子を追跡す る.多数の基底原子の追跡して基底原子密度が算出された 後に励起原子密度が必要な場合は式(12)を用いる.

水素原子衝突輻射モデルの拡張 これまで表1中の(P1)-(P4)だけを扱ったが、水素分子が存在する場合、(P6)-(P7)、(P9)-(P11)、(P15)-(P16)でも励起原子が生成さ れる.これらはそれぞれ式(11)の右辺に新しい項を追加

表1 本節の計算例で考慮する原子・分子過程.H*は励起原 子,H²は電子励起状態分子である.*でまとめて表した励 起状態間の遷移は原子あるいは分子の衝突輻射モデルで扱 われる.pは水素原子の主量子数.vとv,Jは現モデルで 区別しているものを表す.

Label	Process
(P1)	$H^+ + e \rightarrow H$
(P2)	$\mathrm{H}^+ + \mathrm{e} \leftrightarrow \mathrm{H}^* \to H$
(P 3)	$\mathrm{H} + \mathrm{e} \to \mathrm{H}^+ + 2\mathrm{e}$
(P4)	$H + e \leftrightarrow H^* + e \rightarrow H^+ + 2e$
(P 5)	$\mathrm{H}_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+}, v) + \mathrm{e} \rightarrow \mathrm{H}_{2}(b^{3}\Sigma_{u}^{+}) + \mathrm{e} \rightarrow \mathrm{H} + \mathrm{H} + \mathrm{e}$
(P 6)	$\mathrm{H}_{2}(X^{1}\varSigma_{g}^{+}) + \mathrm{e} \rightarrow \mathrm{H} + \mathrm{H}(p \geq 2) + \mathrm{e}$
(P7)	$\mathrm{H}(p\geq 2)\to\mathrm{H}^*\to\mathrm{H}$
(P 8)	\rightarrow H ⁺ + e
(P9)	$\mathrm{H}_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+}, v, J) + \mathrm{e} \to \mathrm{H}_{2}^{-} \to \mathrm{H}(p = 1 \text{ or } 2) + \mathrm{H}^{-}$
(P10)	$H^- + H^+ \to H + H(p = 2 \text{ or } 3)$
(P11)	$\mathrm{H}(p=2 \text{ or } 3) \to \mathrm{H}^* \to \mathrm{H}$
(P12)	\rightarrow H ⁺ + e
(P13)	$\mathrm{H}_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+}, v) + \mathrm{H}^{+} \to \mathrm{H}_{2}^{+}(X^{2}\Sigma_{g}^{+}, v') \to \mathrm{H}$
(P14)	$\mathrm{H}_{2}^{+}(X^{2}\Sigma_{g}^{+},v') + \mathrm{e} \rightarrow \mathrm{H}_{2}^{+}(X^{2}\Sigma_{g}^{+},v'') + \mathrm{e}$
(P15)	$\mathrm{H}_{2}^{+}(X^{2}\Sigma_{g}^{+},v'') + \mathrm{e} \rightarrow \mathrm{H} + \mathrm{H}(p \geq 2)$
(P16)	$\mathrm{H}(p\geq 2) \to \mathrm{H}^* \to \mathrm{H}$
(P17)	\rightarrow H ⁺ + e
(P18)	$\mathrm{H}_{2}(X^{1}\varSigma_{g}^{+}, v, J) + \mathrm{e} \leftrightarrow \mathrm{H}_{2}^{*}(\mathrm{excited}, v', J') + \mathrm{e}$
(P19)	$\mathrm{H}_{2}^{*}(\mathrm{singlet}, v, J) \rightarrow \mathrm{H}_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+}) + h\nu \rightarrow \mathrm{H} + \mathrm{H}$
(P20)	$\mathrm{H}_{2}^{*}(\mathrm{triplet}, v, J) \rightarrow \mathrm{H}_{2}(b^{3}\Sigma_{u}^{+}) + h\nu \rightarrow \mathrm{H} + \mathrm{H}$
(P21)	$\mathrm{H}_{2}^{*}(\mathrm{excited}, v, J) + \mathrm{e} \rightarrow \mathrm{H}_{2}^{+}(X^{2}\Sigma_{g}^{+}, v') + 2\mathrm{e}$
(P22)	$\mathrm{H}_{2}^{*}(\mathrm{excited}, v, J) \rightarrow \mathrm{H}_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+}, v', J') + h\nu$
(P23)	$\mathrm{H}_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+}, v, J) + \mathrm{e} \rightarrow \mathrm{H}_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+}, v', J') + \mathrm{e}$
(P24)	$H_2(X^1\Sigma_g^+, v, J) + \mathrm{H}^+ \to \mathrm{H}_2(X^1\Sigma_g^+, v', J') + \mathrm{H}^+$
(P25)	$\mathrm{H}_{2}\left(X^{1}\varSigma_{g}^{+},v\right) + \mathrm{H} \rightarrow \mathrm{H} + \mathrm{H} + \mathrm{H}$
(P26)	$\mathrm{H}_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+}, v, J) + \mathrm{e} \rightarrow \mathrm{H}_{2}^{+}(X^{2}\Sigma_{g}^{+}, v') + 2\mathrm{e}$
(P27)	$\mathrm{H}_{2}\left(X^{1}\varSigma_{g}^{+}, \mathit{v}, J\right) + \mathrm{e} \rightarrow \mathrm{H}^{+} + \mathrm{H} + 2\mathrm{e}$
(P28)	$\mathrm{H}_{2}^{+}(X^{2}\Sigma_{g}^{+},v) + \mathrm{e} \rightarrow \mathrm{H} + \mathrm{H}^{+} + \mathrm{e}$

することによりモデルに組み込むことができる[10,11].

ここでは扱わなかったが、例えば再結合プラズマでは水 素原子ライマン線の輻射輸送(光吸収)は、基底原子から の励起にともない電離を増加させて再結合を妨げる可能性 がある.これまで説明したモデルは局所的に励起原子密度 を決めるものであったが、ある位置で放出された光が他の 場所で吸収されると、励起原子密度が局所的に決まらなく なる.我々は輻射輸送について、プラズマの各場所の励起 水素原子密度と輻射場を同時に収束計算で求めるコードを 開発済みである[12].

2.3.2 電子・振動・回転状態を考慮した水素分子衝突輻射モデル

水素分子のエネルギー準位 我々の水素分子のモデルでは 図14(a)の電子状態を考慮している.それぞれの電子状態 で振動・回転状態[13]を考慮しており,水素分子衝突輻射 モデルでは全部で4133の準位が考慮されている.各振動・ 回転のエネルギー値は文献[14]の値を用い,不足するもの については電子状態ポテンシャルを用いて Schrödinger 方 程式から計算した.図14(b)は電子基底状態の回転状態 J



図14 (a)モデルで考慮した電子状態.(b)電子基底状態H₂ (X¹ Σ^d_g)の回転状態Jを区別した振動波動関数およびエネ ルギー固有値.各エネルギー固有値を表すラインを基準と して振動波動関数を表している.

を区別した振動波動関数およびエネルギー固有値を表して いる.電子やイオンによる振動・回転励起に必要なエネル ギーがどれくらいかこの図からわかる.低温プラズマにお いてこの過程による荷電粒子のエネルギー損失チャンネル があることに注意しておく必要がある.

考慮する分子過程 表1は水素原子および水素分子の衝突 輻射モデル中で扱われている原子・分子過程を示してい る.反応の起こりやすさを表す断面積または速度係数は文 献[15]にまとめられている.例として,表1中の(P9)の速 度係数および(P13)の断面積を図15(a)(b)に示す.これら のように分子の関与する各種反応は,多くの場合,始状態 の回転・振動状態に大きく依存する.

2.3.3 DEMO 非接触プラズマへの応用例

文献 [19] 中で計算されている DEMO SlimCS ダイバータ のプラズマパラメータを参考とし、 $T_e = T_{H^+} = T_H = 2 \text{ eV}$ 、 $n_e = n_{H^+} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 、 $n_H = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ のプラズマ中に入射 された水素分子のポピュレーションの時間変化を水素分子 衝突輻射モデルで計算した。初期ポピュレーションは 300 K のボルツマン分布としている。電子励起状態の振動・回 転状態については水素原子のモデルで紹介した準定常近似 を適用し、電子基底状態 X¹ Σ_g^+ の301の振動・回転状態に ついては準定常近似を用いずに時間変化を計算した。水素



図15 (a) H₂(X¹ $\Sigma_{g}^{+}, v = 0, J$) + e → H₂⁻→ H (p = 1 or 2) + H⁻の 速度係数[16]. (b) H₂(X¹ Σ_{g}^{+}, v) + H⁺ → H₂⁺(X² Σ_{g}^{+}, v) → H (1)の断面積[17,18].

分子と衝突する背景の水素分子はv = 0, J = 0, 1に限定し、 温度と密度は $T_{\text{H}_2} = 1 \text{ eV}, n_{\text{H}_2} = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ に固定した.

計算結果を図16,図17,図18に示す.図16は $X^{1}\Sigma_{g}^{+}$, v = 0の回転状態のボピュレーションの時間変化である. 図17は表1中で原子が生成される各種反応の実効的速度係 数である.図17から(P9-P11)と(P13-P16)の分子活性化再 結合とよばれる反応の実効速度係数が $X^{1}\Sigma_{g}^{+}$ の301の振 動・回転状態ポピュレーションの増加に伴い大きくなるこ とがわかる.図18は水素分子との衝突に伴うプラズマ中の 電子とイオンの実効的エネルギー損失係数を表す.いま考 えている低温のダイバータプラズマでは電子衝突による振 動・回転励起が最も大きいことがわかる.我々の計算機 コードのほかでは,このエネルギー損失過程が考慮されて いないため、プラズマ温度を高く見積もりすぎている可能 性がある.(澤田)

2.4 水素分子の電子・振動・回転状態を考慮し た中性粒子輸送コード

先に記した電子・振動・回転状態を区別した水素分子衝 突輻射モデルを我々の中性粒子輸送コードに組み込んだ [20].計算では電子基底状態の301の振動・回転状態の分 子を独立な粒子として追跡する.電子励起状態には準定常 近似を適用し,電子励起状態を経由する過程を考慮してい る.

2.4.1 中性粒子輸送コードの概要

中性粒子輸送コードでは、粒子源から放出される粒子の 1つ1つをプラズマ中の反応を考慮しながら追跡する.い ま、ある内部状態の水素分子がある方向にある速さで壁か ら放出されたとする.もしもこれと同じ水素分子が多数個 あるとすれば,飛び出した方向に沿って,解離や電離等に よる分子数の減衰を計算することができ、各位置での分子 が失われる重みを計算することができる.これを元に、壁 から飛び出した1個の分子の追跡において、それがどこで 失われるかを乱数を用いて決める. 位置を決めた後はどの 反応が起こったかを、反応の起こりやすさの重みから、乱 数を用いて決める.反応が起こった後に追跡する粒子種や その速度も乱数を用いて決める. 容器内の空間はセルに分 割されており、粒子の追跡中は、各セルでセルを通過する 時間が記録される.壁で放出される中性粒子やプラズマ中 の再結合過程で生成される中性粒子など、粒子源から放出 されるいろいろな粒子種・速さ・方向の粒子を1つ1つ追 跡し、各セルでは粒子種別に通過時間を蓄積し、各セルで の蓄積通過時間をセル体積で割ったものが粒子密度に比例 する. 粒子源から1秒あたりに放出される粒子の蓄積時間 を用いれば密度の絶対値が得られる.速度別に通過時間を 蓄積すれば速度分布関数を得ることもできる.

2.4.2 LHD への応用例

我々の中性粒子輸送コードによる LHD プラズマの計 算では,現在は2.5節で述べる周辺プラズマ輸送コード EMC3-EIRENE[21]で求められた電子・イオンの温度・密 度分布とカーボンダイバータへのイオン流束を用いてい る.計算ではダイバータ板に到達したイオン流の中性化に



図16 統計重率gで割った $X^1\Sigma_g^+(v=0)$ の各Jのポピュレーション.



図17 分子活性化再結合の実効的速度係数を含む表1中の過程の 速度係数.



より放出された原子・分子を粒子源としている.放出され た原子と分子の割合や分子の振動・回転状態の分布は2.2 節の分子動力学計算の結果[20]を与え,放出される原子・ 分子の流束の絶対値はイオン流束から決めている.原子が ステンレス壁面で反射される際の原子と分子の割合は TRIM コード[22,23]の結果を用いている.水素原子・分 子を追跡する際に,背景である水素原子・分子との弾性散 乱を考える場合は,背景の原子・分子の密度・速度分布が 必要になる.我々のコードでは,ある一定の粒子数を追跡 する際は背景は一定とみなし,そのあとで背景の情報を更 新する収束計算ができるようになっている.

図19の電子温度と電子密度を用いた計算例を紹介する. 図20は中性粒子輸送コードで計算された LHD のある鉛直 面での水素分子密度 $(X^{1}\Sigma_{g}^{+}, v=0, J=0)$ と原子密度を 表している.また,図21は図20中のz=73.9 cm および z=0 cm 上の振動・回転ポピュレーション分布である. 図22は図20および図21中のz=73.9 cm, POSITION=130 における振動・回転ポピュレーションを表している.我々 のコードを用いると,プラズマ中のすべての位置での振 動・回転ポピュレーション分布が計算できる.中性粒子輸 送コードで計算された水素原子密度および分子の振動・回 転ポピュレーション分布を水素原子・分子衝突輻射モデル に与えると水素原子・分子のスペクトルを計算することが できる.現在,LHD および著者の研究室の RF プラズマで 計測されたスペクトルと計算結果を比較しながら,水素原 子・分子が壁と衝突したときの扱いなど,コードの整備を



図19 EMC3-EIRENE で計算された LHD のある鉛直断面の(a)電 子温度と(b)電子密度.



図20 中性粒子輸送コードで計算された(a)分子密度 $H_2(X^1 \Sigma_g^+, v=0, J=0) \geq (b)$ 原子密度.



 図20中の(a)z=73.9 cm および(b)z=0 cm 上の振動・回転 ポピュレーション分布.赤:H₂(X¹ Σ^d_g, v=0, J).青:H₂ (X¹ Σ^d_g, v=1, J).橙:水素原子密度.黒:n_e.緑:T_e.



 図22 図20および図21中の z = 73.9 cm, POSITION = 130 における振動・回転ポピュレーション. 横軸はモデル中の準位番号.赤:中性粒子輸送コード.緑: T_{vib} = 3500 K, T_{rot} = 800 Kのボルツマン分布.青:ダイバータから放出時の分布 (MD計算).

進めている.今後さらに、水素同位体(D₂, T₂, DT)の コード整備を進めていく予定である.(澤田)

2.5 プラズマと中性粒子の統合モデリング

2.4節に述べた中性粒子輸送モデルは背景プラズマを前 提とした計算である.しかし,実際の装置では,プラズマ と中性粒子はリサイクリング過程を通じて強く結合してお り,片方を固定して考えることは現実と異なる状況をもた らす可能性があり,2.4節で用いた背景プラズマは,プラズ マ輸送と中性粒子輸送を統合した EMC3-EIRENE コード で計算されたものである.Max-Planck プラズマ物理研究 所で開発された EMC3 コード[24,25]がプラズマ輸送を流 体方程式に基づいて解き,Jülich 総合研究機構で開発され たEIRENE コード[26]が中性粒子輸送を粒子描像に基づい て解く.現状では EIRENE コードを用いて求めたプラズマ 分布を2.4節の中性粒子輸送コードに受け渡すのみである が,この中性粒子輸送コードと EMC3 コードの双方向の結 合を計画している.

EMC3-EIRENEコードは、トカマクを前提とする軸対称 2次元コードと異なり、3次元形状を持つ磁場閉じ込め装 置を扱うことができ、密度・温度・フローなどの定常分布 を数値的に求めることができる。国内においては、ヘリカ ル装置であるLHD[27,28]とHeliotronJ[29,30]、トカマク 装置であるJT-60SA[31]、直線装置であるNAGDIS-II[32] で適用実績がある。本コードの概要と3次元形状に関わる 適用事例が本学会誌2021年8月号の小特集[33]で述べられ ている。本節では、そこであまり述べられていないプラズ マ輸送モデルから見た中性粒子の役割についての概要と、 中性粒子に関連する二つの研究を紹介する。

2.5.1 簡易プラズマ輸送モデルに見られる中性粒子の影響

Scrape-Off-Layer (SOL) やダイバータ,あるいはエルゴ ディック領域(以下ではまとめて周辺領域と呼ぶ)を含め た周辺プラズマの輸送を記述する方程式として,二流体方 程式(Braginskii 方程式[34])が一般に用いられている. EMC3-EIRENEが用いる方程式は文献[35]に譲って,単 純化した磁力線に沿う1次元の二流体方程式を次に示す. 説明を目的に,プラズマ粒子衝突に関する粘性項や緩和項 などを省略し,さらに定常を仮定した.

$$\frac{\partial nv}{\partial l} = S_{\rm p} \tag{14}$$

$$m_{\rm e}nv\frac{\partial v}{\partial l} + \frac{\partial nT_{\rm e}}{\partial l} - en\frac{\partial \phi}{\partial l} = -m_{\rm e}vS_{\rm p}$$
(15)

$$m_{\rm i}nv\frac{\partial v}{\partial l} + \frac{\partial nT_{\rm i}}{\partial l} + Zen\frac{\partial \phi}{\partial l} = -m_{\rm i}vS_{\rm p} + S_{\rm m} \tag{16}$$

ここで,l:磁力線に沿った座標,n:密度,v:流速, m_e/m_i :電子とイオンの質量,Z:イオンの価数,e:電荷 素量, ϕ :静電ポテンシャル, S_p :粒子ソース, S_m :運動 量ソースである.式(14)は粒子の釣り合い,式(15)と(16) はぞれぞれ電子とイオンの運動量の釣り合いを表す.電子 とイオンの温度は一様と仮定し,粒子ソースから発生する 粒子は初期速度を持たないと仮定した.電子の質量はイオ ンよりもずっと小さいので,電子の運動量を無視して,式 (15)にZをかけて(16)と足し合わせることで,

$$m_{\rm i} n v \frac{\partial v}{\partial l} + \frac{\partial n \left(Z T_{\rm e} + T_{\rm i} \right)}{\partial l} = -m_{\rm i} v S_{\rm p} + S_{\rm m}$$
(17)

が得られる. さらに, 式(14)と(17)から Sp を消去すると,

$$m_{\rm i}\frac{\partial n\left(v^2+c_{\rm s}^2\right)}{\partial l} = S_{\rm m} \tag{18}$$

が得られる.ここで, c_s は音速 $\sqrt{(ZT_e + T_i)/m_i}$ である.式 (14)と(18)が簡易流体モデルとして用いられる方程式であ る.式の上では磁力線方向の電場は無くなっているが,物 理モデルとしては含まれており,式(15)から電場 E が次の ように計算される.

$$E = -\frac{\partial \phi}{\partial l} = -\frac{T_{\rm e}}{en} \frac{\partial n}{\partial l} \tag{19}$$

粒子ソースとしては、炉心から磁力線を横切って輸送さ れてくる粒子や原子の電離が考えられる.運動量ソースと しては、荷電交換反応によるプラズマと中性粒子との運動 量交換が考えられる.ここでは、中性粒子ではなく、炉心 から一様に粒子が供給される例を取り上げる.すなわち、 S_p は定数で、 $S_m = 0$ である.上流l = 0で流速が0となる (スタグネーション点)とし、プラズマが壁に達する位置 l = Lで流速が音速となる Bohm 条件を仮定すると、電子密 度、ポテンシャル、流速、フラックスの規格化された解析 解が次のように得られる.

$$\frac{n}{n_0} = \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 - l^2 / L^2} \right) \tag{20}$$

$$\frac{e\phi}{T_{\rm e}} = \ln\left(1 + \sqrt{1 - l^2/L^2}\right)$$
(21)

$$\frac{v}{c_{\rm s}} = \frac{l/L}{1 + \sqrt{1 - l^2/L^2}}$$
(22)

$$\frac{nv}{n_0c_{\rm s}} = \frac{l}{2L} \tag{23}$$

ここで,スタグネーション点の電子密度を n_0 とした.領域の長さLを定める境界条件を用いたが,これは粒子ソースに $S_p = 2n_0c_sL$ を与えることに相当する.

図23に密度,ポテンシャル,流速,フラックスを示す.粒 子ソースが一様なので,フラックスは壁に向かって線形に 増加し,流速も単調増加するが,壁付近では急峻に増加す る.密度とポテンシャルは単調減少し,壁付近では急峻に 減少する.この領域は,一般に collisional presheath と呼ば れる.このモデルにおいては,これらの変化をもたらす元 になる要素は粒子ソースのみであり,粒子ソースが不均一 であれば,これらの物理量の変化もそれに合わせて変化す る.とりわけ,磁場閉じ込め装置のように電離による粒子 ソースが主な場合,プラズマの分布が壁で表面再結合する 粒子量やその分布を決め,壁面から放出される中性粒子の 量や分布がプラズマ中の電離分布を決め,それがプラズマ 分布を決める.このように,粒子のリサイクリング過程を 介して,プラズマと中性粒子が自己無撞着に決まる.

この簡易モデルで電子密度が単調減少するのは温度を一 定と仮定したためであり,エネルギーのつり合い方程式も 同時に解くと,壁に向かって温度の低下が生じ,場合に よっては電子密度が上昇し,簡易モデルと描像が異なるこ とに注意が必要である[36,37].また,中性粒子の輸送に は,2.3節で述べられたような原子分子過程はもちろん,壁 の形状や壁表面での反射・吸着など,様々な物理が関連す る.プラズマへの影響にも,エネルギー損失や運動量損失, などの様々要素がある.そのため,こういった数値モデル を組み合わせて,全体の整合性を満たすようにプラズマ と中性粒子を同時に解くことが必要とされる.前述の EMC3-EIRENEコードはこのような数値モデルの集合 と,それらを実形状の空間で安定に解く数値スキームから 成り立っている.しかし,非接触プラズマのように,プラ ズマと中性粒子の相互作用が局所的かつ支配的に生じる状



図23 簡易プラズマモデルの解析解.規格化して無次元量として いる.左端がスタグネーション点,右端が壁に相当する.

況は数値モデルの整備が十分でなく,原子分子過程の反応 断面積が示す急峻な変化特性や,粒子の生成(電離)と消 滅(再結合)を伴う状況や,電子速度分布の非マクスウェ ル化や,計測が困難となる非常に低温(典型的には1eV 程度かそれ以下)の領域での検証など,課題は多い.

2.5.2 中性粒子輸送へのプラズマサイズの影響

炉心の閉じ込め性能予測の関しては、炉心サイズや形状 へのスケーリング則が経験的に知られており、設計上の重 要な指標となっている.炉心領域のプラズマは閉じた磁力 線からなる磁気面に強く束縛されているため、磁場構造の 形状やサイズとともに、スケールする特性も多い.一方で、 周辺領域では磁場とは無関係な中性粒子の存在や、壁形状 の影響などがあるため、炉心領域と同じようなスケーリン グ則は期待できない.以下に、その特徴が顕著に現れる例 について述べる.

本学会誌2013年 6 月号の小特集[38]でヘリカル型核融合 炉 FFHR-d 1 の設計研究について詳細な解説が行われてい る.この設計は LHD を 4 倍に拡大したものがベースと なっている.正確には LHD と異なる部分があるが,ここで は単純に LHD をスケールしたものを考える.磁気軸位置 *R*ax = 3.6 mの LHD 磁場配位と開ダイバータ形状を元に,2 倍および 4 倍に単純拡大した計算グリッドおよび壁を作成 した.

相互比較のため,粒子および熱の垂直輸送係数は共通と し、それぞれLHD 放電で典型的な概略値である 0.5 m²/s と 1 m²/s とした.炉心と周辺の境界面の電子密度として 7×10¹⁹/m³を共通で用い、その境界面を横切る熱フラック ス(電子とイオンに等分配)を9.375 MW,75 MW,600 MW と 8 倍ずつスケールアップした.9.375 MW はLHD 放電に おいて使われる加熱量と同程度であり、600 MW は 3 GW の DT 核融合で発生する中性子とヘリウムが持つエネル ギーのうち、ヘリウムがプラズマにもたらす加熱量であ る.結果としては、プラズマ体積あたりの加熱量を固定し た条件となっている.軽水素プラズマを仮定し、不純物は ないと仮定した.中性ガスの排気と燃料供給は行わないと した.

図24に水素原子の電離分布の比較を示す.LHDのいわゆ る横長断面に相当する. 図中の scale 値は装置サイズの拡 大率を表し、LHD そのもの、2倍、4倍に拡大した場合で あるが、比較のために縮小して同じサイズで示してい る. 4倍スケールの場合,電離がプラズマの表層に集中し ていることがわかる.中性粒子の電離衝突断面積は電子温 度に依存する量で、電離レートは電離衝突断面積と電子密 度と中性粒子密度の積である。そして、中性粒子は磁場に 束縛されないため、典型的な核融合プラズマにおける電離 平均自由行程は、1 mmから100 mm程度のオーダーで、プ ラズマサイズと直接の関係を持たない.したがって、プラ ズマサイズが大きくなれば、見かけ上の平均自由行程は相 対的に短くなり、プラズマの奥深くまで進入する前に電離 することになる.実際,この計算で仮定した炉心領域で電 離した中性粒子の割合は、1倍スケールで約0.3%、4倍ス ケールで約 0.02% であった. 炉心でイオンが消滅すること



図24 中性粒子の電離分布の装置サイズ間比較. (a), (b), (c) の順でLHDサイズ, 2倍サイズ, 4倍サイズに相当するが, 同じサイズに揃えて図示している.

はないため,電離した粒子はグローバルに見れば必ず径方 向外向きに輸送される.そのため,ピンチ等の非拡散輸送 が小さい状況では,外に向かって電子密度が減少し,その 傾きは炉心に供給される粒子量に比例する.このように, 炉心への粒子供給効率の落ちる大型装置の炉心では,電子 密度分布が平坦化することになる.

図25に電子密度分布の比較を示す.もっとも明確な違い は、スケールアップに伴い、ダイバータレグの電子密度が 極端に高くなっていることである.とりわけ、4倍スケー ルでは炉心がその数倍の電子密度の周辺プラズマで取り囲 まれている.これは、前述の電離分布の違いによって生じ るものであり、プラズマの表層部で電離したプラズマが磁 力線に沿ってすぐにダイバータ板に到達するため、粒子の リサイクリングが表層部のみで閉じた状態になる.炉心へ の粒子供給効率の低下で、炉心密度を支えるためにより多 くの中性粒子が必要となり、さらなる電子温度の低下と電 子密度の上昇を引き起こしている.各分布中央の白い楕円 領域は炉心領域であり、EMC3-EIRENEの計算領域外 で、その境界において前述の電子密度と流入する熱フラッ クスを仮定している.

以上から,単純なスケールアップを用いた解析では,中 性粒子の輸送に大きな違いが生じ,その結果として周辺電 子密度の大幅な増加が生じることが示された.この電子密 度増加は炉心プラズマ密度の制御性に大きく影響するた め,その制御手法の研究は従来のサイズの装置よりも重要 になると考えられる.すなわち,大きなガス排気量の確保



図25 電子密度分布の装置サイズ間比較.scale値の意味は図24と 同じ.

と、それと釣り合うペレット等による炉心近くへの粒子供 給が可能であれば、それによって炉心密度を支えることが でき、極端な炉心と周辺の電子密度の違いは緩和されると 考えられる.

2.5.3 炉心パラメータの中性粒子輸送への影響

炉心領域は高温高密度で電離が素早く起きるため,一般 に中性粒子密度は電子密度に比べて非常に低い.しかし, 将来の大型装置については定かではないが,現存の装置サ イズでは,ある一定量の水素原子が存在することが知られ ており,3.3節でLHDにおける計測手法と結果に関して述 べる.

炉心の水素原子密度が無視できないケースとして,中性 ビーム入射(NBI)加熱におけるエネルギー損失の問題が ある.この加熱法は,高エネルギーの水素原子をプラズマ に入射し,荷電交換反応で高エネルギーイオンを発生さ せ,イオンが炉心プラズマ中で電子を徐々に加熱するもの である.この緩和過程の間に,水素原子と再度荷電交換反 応が起きると,イオンエネルギーが中性粒子のエネルギー として損失してしまい,加熱効率が低下する.

例えば文献[39]においては, HSX 装置[40]に対して中性 粒子輸送コード AURORA[41]で炉心水素原子密度分布を 計算し, NBI による粒子デポジション計算コード HFREYA [42]と高エネルギー粒子追跡コード GNET[43,44]を用い て加熱効率を評価している.その結果,水素原子密度を基 準値の半分にすることで,ピーク加熱効率が20%から30% に増加する結果が得られ,炉心中性粒子密度は重要な要素 であることが指摘されている.

図26に水素の再結合・電離・荷電交換の反応速度係数 [45,46]を示す.水素原子が13.6 eV という電離エネルギー を持つため、10 eV 程度の電子温度を境に、低温側で急激 に反応速度が低下する.また、高温側でも原子と電子と衝 突断面積が低下するために反応速度の低下が生じる.一方 で、荷電交換は背景プラズマの電子を陽に介在しない反応 のため、電子温度への依存は小さく、炉心においても大き な反応速度係数を持ち、電離を免れて荷電交換をする原子 が存在しうる.

炉心で起きた荷電交換反応で生じる水素原子はイオン温 度を反映したエネルギーを持ち,それが周辺領域で再度荷 電交換または電離する場合がある.その場合,炉心のエネ ルギーを水素原子が磁場と無関係に周辺領域に輸送したこ とになる.また,そのような反応が起きずに水素原子がプ ラズマを飛び出して壁に衝突し,エネルギーを壁に与えた り,スパッタリングによる壁損耗を引き起こす.このよう な炉心の水素原子密度やそれが引き起こすエネルギー損失 の特性を見るため,EMC3-EIRENE コードによるパラメー タスキャンを行った.

磁気軸位置 $R_{ax} = 3.6 \text{ m}$ のLHDに対して,不純物のない軽水素プラズマを仮定し,粒子および熱の垂直輸送係数を $0.5 \text{ m}^2/\text{s} \ge 1 \text{ m}^2/\text{s} \ge 1 \text{ c}$. 炉心電子密度を $1 \times 10^{19}/\text{m}^3 \le n_e \le 8 \times 10^{19}/\text{m}^3$,加熱パワーを $2 \text{ MW} \le P \le 16 \text{ MW}$ の範囲で,安定な計算ができる18通りの組み合わせを用いた. 炉心領域は中性粒子のみを解き,プラズマは空間的に一様な固定分布としている.炉心の電子温度は炉心側境界の値をそのまま用い,炉心電子およびイオン温度は炉心境界の値を1.5倍して用いた.この1.5という値には物理的な根拠はなく,電子温度分布が概ね中心ピークであることから,概算値として用いた.

炉心領域で平均した水素原子の温度と密度を,それぞれ 炉心のイオン温度と電子密度で規格化したものを図27と 図28に示す.原子温度がイオン温度に匹敵する場合がある ことがわかる.これは荷電交換が原子温度を左右している ことを示している.また,原子密度が炉心のプラズマパラ メータに強く依存していることがわかる.炉心電子密度が 低いほど,水素原子割合が指数関数的に増えるのは,電離



図26 ADAS データベース[45,46]から得られた水素の再結合・ 電離・荷電交換の実効反応速度係数.この係数に反応に関 係する粒子種(再結合:原子・イオン、電離:原子・電子、 荷電交換:イオン・電子)の密度をかけたものが反応速度 となる。

レートが減るためと考えられる.加熱パワーが大きく,炉 心電子密度が低いほど,原子温度がイオン温度に近づき, 原子密度割合が高くなるのは,より炉心における荷電交換 の影響を強く受けるためと考えられる.この描像は3.3節 で述べられる考察と整合する.

図29に炉心での荷電交換反応でプラズマから失われたエ ネルギーを加熱パワーで規格化したものを示す.これらの 計算では,加熱パワーからこのエネルギー損失を引いた量 のエネルギーが,炉心側境界から周辺プラズマへ供給され るとして,プラズマに対する加熱パワーが指定した値にな るように設定している.エネルギー損失も,上で示した図 と同様に高温低密度ほど大きいことがわかる.特に,10% を超えるエネルギー損失は,炉心のエネルギーバランスを 含めた輸送研究にも影響を与える大きさであり,中性粒子 を介した炉心と周辺の連携が重要な課題であることを示し



図2/ がい1 3 ノ温度で焼格化したが心水系原于温度. 4 本の緑 は上から順に加熱パワーが 16, 8, 4, 2 MW の場合に相当す る.







図29 加熱パワーで規格化した炉心の荷電交換エネルギー損失.

Special Topic Article 2. Neutral Particle Transport Studies over the Plasma to the Wall Realized by Integration of Element Models

ている. (河村)

参考文献

- [1] S. Saito et al., Contrib. Plasma Phys. 60, e201900152 (2020).
- [2] D.W. Brenner *et al.*, J.Phys. Condens. Matter 14, 783802 (2002).
- [3] S. Saito et al., Plasma Fusion Res. 15, 2403073 (2020).
- [4] S. Berg et al., J. Vac. Sci. Technol. A 5, 202 (1987).
- [5] H. Nakamura *et al.*, accepted to Jpn. J. Appl. Phys. (2021), https://doi.org/10.35848/1347-4065/ac2435.
- [6] S. Saito et al., Jpn. J. Appl. Phys. 60, SAAB08 (2021).
- [7] L.-F. Wang *et al.*, J. Phys. Condens. Matter 29, 435401 (2017).
- [8] T. Fujimoto, Plasma Spectroscopy; The International Series of Monographs on Physics, 123 (Oxford University Press: Oxford, UK, 2004).
- [9] K. Sawada and T. Fujimoto, Phys. Rev. E **49**, 55655573 (1994).
- [10] K. Sawada and T. Fujimoto, J. Appl. Phys. 78, 2913 (1995).
- [11] K. Sawada and T. Fujimoto, Contrib. Plasma Phys. 42, 603 (2002).
- [12] K. Sawada, J. Plasma Physics 72, 1025 (2006).
- [13] G. Herzberg, Molecular Spectra and Molecular Structure: Spectra of Diatomic Molecules, 2nd ed. (Krieger Publishing Co.: Malabar, Florida, USA, 1989).
- [14] H.M. Crosswhite, Hydrogen Molecule Wavelength Tables of Gerhard Heinrich Dieke (John Wiley & Sons Inc.: Hoboken, NJ, USA, 1972).
- [15] K. Sawada and M. Goto, Atoms 4, 29 (2016).
- [16] J. Horáček et al., Rate Coefficients for Low-Energy Electron Dissociative Attachment to Molecular Hydrogen; NIFS-DATA-73 (NIFS: Toki, Japan, 2003).
- [17] A. Ichihara et al., J. Phys. B 33, 47474758 (2000).
- [18] A. Ichihara *et al.*, At. Plasma-Mater. Interact. Data Fusion 9, 193235 (2001).
- [19] K. Hoshino et al., Contrib. Plasma Phys. 52, 550554 (2012).

- [20] K. Sawada *et al.*, Contrib. Plasma Phys., **60**, e201900153 (2020).
- [21] G. Kawamura and M. Kobayashi, J. Plasma Res. 97, 447-454 (2021).
- [22] W. Eckstein, Computer Simulation of Ion-Solid Interactions (Springer-Verlag, 1991).
- [23] Y. Yamamura, J. Plasma Fusion Res. 69, 1012 (1993).
- [24] Y. Feng et al., Contrib. Plasma Phys. 54, 426 (2014).
- [25] Y. Feng et al., Contrib. Plasma Phys. 44, 57 (2004).
- [26] D. Reiter et al., Nucl. Fusion 47, 172 (2005).
- [27] G. Kawamura *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 60, 084005 (2018).
- [28] G. Kawamura et al., Contrib. Plasma Phys. 54, 437 (2014).
- [29] R. Matoike et al., Plasma Fusion Res. 14, 3403127 (2019).
- [30] R. Matoike *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **63**, 115002 (2021).
- [31] H. Tanaka *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **60**, e201900114 (2020).
- [32] T. Kuwabara et al., Contrib. Plasma Phys. 56, 598 (2016).
- [33] M. Kobayashi et al., J. Plasam Fusion Res. 97, 433 (2021).
- [34] S.I. Braginskii, Rev. Plasma Phys. 1, 205 (1965).
- [35] Y. Feng et al., J. Nucl. Mater. 266-269, 812 (1999).
- [36] G. Kawamura *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **8**, 455 (2009).
- [37] G. Kawamura et al., Plasam Fusion Res. 5, S1020 (2010).
- [38] A. Sagara et al., J. Plasam Fusion Res. 89, 359 (2013).
- [39] Y. Morishita et al., Plasma Fusion Res. 14, 3403152 (2019).
- [40] A.F. Almagri et al., IEEE Trans. Plasma Sci. 27, 114 (1999).
- [41] M.H. Hughes and D.E. Post, J. Comput. Phys. 28, 43 (1978).
- [42] S. Murakami et al., Fusion Technol. 27, Suppl. S 256 (1995).
- [43] S. Murakami et al., Nucl. Fusion 40, 693 (2000).
- [44] S. Murakami et al., Nucl. Fusion 46, S425 (2006).
- [45] H.P. Summers, 2004, The ADAS User Manual, version 2.6, http://adas.ac.uk/.
- [46] H.P. Summers and M.G. O'Mullane, AIP Conference Proceedings 1344, 179 (2011).



小特集 磁場閉じ込め核融合装置における水素原子分子輸送研究の新展開

3.表面分析と分光計測によって明らかになった 水素原子分子の炉内分布と輸送

3. Distribution and Transport of Hydrogen Atoms and Molecules in the Device Revealed by Surface Analysis and Spectroscopy

花田和明¹⁾,四竈泰一²⁾,藤井恵介²⁾,KUZMIN Arseniy²⁾, 米田奈生²⁾,蓮尾昌裕²⁾,後藤基志^{3,4)},小林政弘^{3,4)} HANADA Kazuaki¹⁾,SHIKAMA Taiichi²⁾,FUJII Keisuke²⁾,KUZMIN Arseniy²⁾, YONEDA Nao²⁾,HASUO Masahiro²⁾,GOTO Motoshi and KOBAYASHI Masahiro^{3,4)} ¹⁾九州大学,²⁾京都大学,³⁾核融合科学研究所,⁴⁾総合研究大学院大学 (原稿受付:2021年10月22日)

プラズマ対向壁の水素吸蔵・放出を評価するための表面・再堆積層・バルクの水素輸送モデルとその QUESTプラズマ対向壁への適用,およびその結果から構築した炉内粒子循環モデルとQUEST長時間放電に対す る解析を紹介する.水素分子の発光スペクトル計測によるQUEST第一壁近傍やLHDダイバータ領域における水 素分子回転温度計測を紹介する.水素原子の発光スペクトル計測による周辺から炉心までの水素原子輸送ダイナ ミクスの計測およびそのプラズマ閉じ込めとの関連について紹介する.

Keywords:

hydrogen distribution and transport, plasma wall interaction, hydrogen recycling, redeposition, QUEST, Fulcher-*a* emission band spectra, ro-vibrational population distribution, rotational temperature, LHD, Balmer-*a* emission spectra, charge exchange collisions, atomic hydrogen penetration, particle source rate, core plasmas confinement

3.1 実機プラズマ対向壁の表面分析による水素 吸蔵評価と炉内粒子バランスについて

実機内で水素原子や分子がどのように分布し,輸送され ているかについて記載する.実機内に設置された試料を分 析することですでに多くの知見が得られているが,その知 見を実機内の水素原子・分子の振る舞いにどのように活用 するかについて紙面を割くこととする.そこには多くの実 機実験による研究であまり顧みられなかった新たな研究の 芽と将来の核融合炉にも活用可能な新たな制御ノブを得る 可能性が秘められている.

標準的な実機実験で行われる燃料粒子補給について記載 する.磁場核融合実験装置で採用されている粒子補給は、 プラズマ着火前に事前燃料ガスをプラズマ容器内に供給す ることから開始される.この事前ガス供給の量やタイミン グはその後行われるプラズマ着火や加熱の手法に応じた経 験値が用いられることが多い.トカマク型装置で標準的な 手法として用いられるオーム加熱(OH)では磁力線長や トロイダル電場に対するプラズマ点火の条件であるパッ シェン則に基づく着火圧力以上を供給する.この際,供給 量が不足していれば着火されず,過多であればイオン化が 進みすぎて高密度化することにより,電子温度が上がらず に放射によるパワー損失が大きく完全電離に至らない放射 バリアを超えることが困難になる.このため最初に着火並 びにプラズマ加熱に成功した供給量を変えることはあまり なく、その後のプラズマ放電の進展に注力していくことと なる. 国際熱核融合炉 (ITER) では、電子サイクロトン波 共鳴加熱(ECH)によるプラズマ着火とその後の OH の組 み合わせにより、ITER の超伝導コイルで電磁的に誘導可 能なトロイダル電場(0.3 V/m)下でのプラズマ着火とプ ラズマ電流立ち上げが計画されている.このECHを用いた プラズマ着火や加熱はヘリカル型装置で標準的に実施され ている手法である.着火に成功した後,プラズマの電子密 度やバルマー線強度(水素原子のイオン化率にほぼ比例) が目的の値になるようにプラズマパラメータの時間発展に 合わせて供給量が制御される.制御に要する時定数は、イ オン化に比べて十分にゆっくりとしたプラズマパラメータ の時間発展の時定数で決定される. 代表的な値としてエネ ルギー閉じ込め時間(数秒以下)かトカマクなら電流拡散 時間(数十秒程度)となる.ところが,実機で実施された 長時間プラズマ維持実験では、TS(6分以上)[1], LHD (数十分以上)[2], TRIAM-1M (5分以上)[3]とトカマク, ヘリカル双方で予想とは桁違いの時定数が確認された.こ の時定数は予想とは別の何かが水素原子分子の実機内挙動 を支配していることを示している.

2000年代までは、世界中の大型実験装置は炭素壁を採用 し、プラズマパラメータ向上に注力していた.高温にも耐 性があり低 Z で熱伝導性の良い炭素は、核融合炉のプラズ マ対向壁として優れた点が多い.対水素親和性が高く、炉 内の水素や水素同位体と化学的に結合してプラズマ対向壁 に水素同位体を取り込むことで低リサイクリング状態を長 時間維持する. 上記の時定数を決めているのも炭素壁への 水素吸蔵だと考えられた. どの程度の重水素 (D) を取り込 むかを検討するために基礎実験が繰り返され、結果として D/C~0.4 を上限として吸蔵されることが判ってきた[4]. この結果をITERでの三重水素(T)吸蔵に適用したところ 400秒の放電を100回実施しただけで法的に許容されている 容器内Tの限界に達することが判明した[5].この結果, ITER では実績ある炭素壁の使用を断念し、タングステン とベリリウムを用いたプラズマ対向壁へと変更された. こ れはプラズマ性能向上の観点からは受け入れがたいことで はあったが、欧州の中型装置 ASDEX-U でタングステンを 段階的に使用する実験や、欧州の大型装置 JET での ITER のプラズマ対向壁を模擬したITER-like-wall (ILW) 実験が 実施され、炭素壁に比べて水素同位体の吸蔵量は1/10に 減っていることが報告された. 2021年度には ILW での D と T を用いた実験が開始され、実験の進捗に伴い多くの知 見が得られるものと期待される.

3.1.1 水素原子分子の実機内分布

実機で水素原子・分子の分布や輸送を評価するために は、プラズマ対向壁の水素吸蔵・放出を評価することが重 要である.実機でのプラズマ対向壁はスパッタリングが主 体となる損耗領域とデポジションが主体となる堆積領域に 分けることができる. 損耗領域では、水素の衝突だけでは なくスパッタリングされた対向壁構成元素自体がイオン化 して高エネルギーを得て衝突することで起こるセルフス パッタリングやプラズマ中に含まれる不純物イオンが衝突 することで起こるスパッタリングも重要となる.また、イ オンだけではなく、周辺領域で中性粒子との荷電交換する ことによって発生する高エネルギー荷電交換中性粒子の衝 突も加わる.スパッタリングされた粒子が損耗領域に堆積 した場合には再度スパッタリングされるが、堆積領域に輸 送された粒子はその後、スパッタリングされることなく堆 積層を形成する. 核融合炉では損耗領域はダイバータ領域 であり、ダイバータ近傍のプラズマ対向壁が堆積領域に該 当する.ダイバータ領域を除くプラズマ対向壁が損耗領域 となるか堆積領域となるかはプラズマパラメータやプラズ マ対向壁材質によって異なる.スパッタリング率は材質や 衝突する粒子の質量やエネルギーによって異なるため、プ ラズマ対向壁の状態は実機に設置した試料かプラズマ対向 壁自体を取り出して調べる必要がある.実機は種々の加熱 装置や計測装置が数多く設置され、プラズマ対向壁の構造 も複雑である、粒子・熱負荷分布も磁場形状やプラズマパ ラメータに大きく依存するため、局所的に計測されたプラ ズマ対向壁の情報をシステム全体の燃料粒子循環の理解に どのように活かすかが課題となる.

ここで九州大学の QUEST 装置で行われた試みを紹介す る.QUEST 装置は2008年の稼働を開始した球状トカマク 装置[6]で,センタースタックとダイバータにはステンレ ス316L に大気圧下でタングステンを溶射した APS-W 被覆 材を使用し,それ以外のプラズマ対向壁はステンレス316L を用いてきた.リミタにはタングステンモノブロックに無 酸素銅を無欠陥接合したタングステン-銅接合材を用いて いる.2014年夏にプラズマ対向壁にステンレス316L+APS-W 被覆材を用いて,水冷と電気ヒータ加熱を併用[7]した高 温壁(図1)[8]を設置し,2015年1月に電気ヒータに通電 を行う運用を開始した.同時に下側ダイバータ板の上に同 軸ヘリシティ入射装置[9]の電極設置に伴い,プラズマ対 向壁がステンレス316L材に変更された.2018年夏に損耗領 域であるセンタースタックカバーをステンレス316L+APS-W 被 覆材からステンレス316Lのタイルに交換[10]し,受動的な 温度制御しかできていなかったセンタースタックカバーの 温度制御が一部可能となった.プラズマ対向壁の温度が変 更可能なことと対向壁の材質が上記のように変更されてき た変遷の過程を勘案した解析が行われている[11].

高温壁設置前にプラズマ対向壁の状況を広範囲に把握す るための研究[12]が実施された.この観測からプラズマ対 向壁上にプラズマ-壁相互作用の結果生じた再堆積層が分 布していることが判明した.再堆積層の成分には炭素と金 属が混ざり合っていた.このうち炭素は装置内に意図的に 持ち込んだことはなく,この混入の原因については明らか ではない.

3.1.2 水素リサイクルリング率のモデル化

これまでに水素リサイクリングのモデリングによる定式 化が行われているが、その多くは定常解の考察である.モ デリングと実験の比較がガス透過やプラズマ透過との比較 によって行われているため、定常解と比較することが多い ためである.一方、実機実験で重要なのはプラズマ照射中 の水素リサイクリング率の時間変化である.特にリサイク リング率の上昇は密度制御が困難になる密度ランナウェイ につながる可能性があるためプラズマの定常維持にとって 重要である.また、ダイバータはプラズマ、中性粒子が混 在し、熱・粒子負荷が高く損耗領域と堆積領域が近接して 多くの素過程が関連しあう.ダイバータで起こる粒子循環 は核融合炉の成否を左右する.

プラズマ照射中の核反応法(NRA)[13]や昇温脱離スペ クトル(TDS)計測を用いて試料のリサイクリング率を定 式化する.実機プラズマでは材料,温度分布,水素粒子束 分布,堆積層膜厚分布等の多様な条件のプラズマ対向壁が 存在する.一方,実機で得られる粒子リサイクリングに関 する情報は限られているため,多様な対向壁からの粒子リ



図1 真空容器内部から見た設置直後の高温壁.

サイクリングをすべて網羅することは現実的ではない.し たがって特徴的なパラメータを抽出してモデル化すること となる.図2にプラズマ対向壁で起こる素過程に基づくポ テンシャル図の一例を示し、モデル化について説明する. 左がプラズマ対向面で,表面は1原子層,再堆積層は 10 nm-100 µm, バルクは数 mm-数 cm 程度である.水素 分子はそのままでは壁に固溶できず、原子に解離する必要 がある.表面の不純物は格子間隔を広げることで化学吸着 サイトの活性化エネルギー(E_c)を増加させる.清浄な表 面 (E_C =0 eV) では表面の化学吸着過程の定量化が可能で あるが、プラズマ対向壁では多くの不純物の堆積や欠陥の 影響により表面状態が大きく変化する. この表面変化は水 素分子ガスの固溶に大きく影響するため、水素ガス暴露実 験によって決定されたパラメータはプラズマ暴露には使え ないことが指摘されている[14]. 一方,水素原子入射では E_cの影響なしに表面化学吸着サイトに到達し、高エネル ギーの荷電交換水素原子やイオンでは表面からさらに中に 侵入する (図2参照). 表面を通過した水素原子は拡散過 程で移動する溶解水素と移動の過程で格子欠陥や不純物混 入により生じた捕獲サイトに捕捉される捕捉水素になる. 溶解水素は母材側からプラズマ側表面に拡散して表面で再 結合して水素分子としてリサイクルされる。また、母材内 を拡散し、反対側の面からも放出される. これが T であっ た場合には冷却水への混入や大気側への放出が安全上及び トリチウム経済上の問題となる.

以下ではまず溶解水素の挙動のモデル化について記載す る.表面被覆率が十分小さく、イオン入射では入射イオン 束よりもバルクから表面への移行粒子束が十分に大きい仮 定のもとでは、平衡状態のリサイクリング率を決定する再 結合係数は、



図2 水素に対する真空での水素分子のポテンシャルを基準にしたポテンシャル概念図. ここで E_S は溶解のエンタル ピー, E_C は表面の化学吸着の活性化エネルギー, E_2 , E_3 , E_4 は表面放出,表面からバルク,バルクから表面の移動の 活性化エネルギー, E_0^{dep} , E_0^{Bulk} は再堆積層とバルクの拡散 の活性化エネルギー, E_T は再堆積層もしくは表面近傍の捕 獲サイトの脱離ポテンシャル, Δ H は再堆積層とバルクのエ ンタルピー差である.この図では堆積層は発熱($E_S < 0$,炭 素,チタン等),母材は吸熱($E_S > 0$,タングステン,ステ ンレス等)で描いている.図上の矢印は入射する粒子種に よる侵入長を示している.真空での水素原子ポテンシャル は分子中の原子相当分(図中 1/2H₂)から 2.25 eV だけ高い ので($E_C < 0.5$ eV)には影響されず材料内に侵入する.

$$k_{\rm r} = \frac{k_{40}^2 k_{20}}{k_{30}^2 C_0^2} \text{Exp}\left[\frac{2(E_{\rm S} - E_{\rm C})}{k_{\rm B}T}\right]$$
(1)

と表される[15]. ここで k_0 は図2に示されたそれぞれの 過程の速度係数の前項である. C_0 は表面直下の水素溶解サ イト濃度である.式(1)からわかるように再結合係数は表 面の素過程の複合効果により決まる.このことは実機のリ サイクリングは実機環境での表面状態を含めた評価が必要 であることを示している.また,上記の素過程に反射を含 めた表面現象はプラズマ側に戻っていく水素分子・原子の 状態(温度,回転,振動エネルギー)にも影響を与える.本 小特集で記載されている研究の進展が水素リサイクリング の理解に重要であることがこのことからもわかる.

再堆積層の厚みが数十 nm 程度になると別の観点が必要 となる.エネルギーが 1 keV 程度の水素でも金属中へ数 十 nm しか浸入できない.再堆積層厚が数十 nm を超えると 水素は図2に示すように再堆積層内に浸入し拡散する.堆 積層からバルク(母材)への移行は各層の物理パラメータ で決定される.平衡状態では界面での水素濃度Cの関係は 以下のようになる.

$$\frac{C_{\text{bulk}}}{C_{\text{dep}}} = \frac{S_{\text{bulk}}}{S_{\text{dep}}} = e^{-\frac{\Delta H}{k_{\text{B}}T}} \tag{2}$$

ここで, S は溶解度で dep, bulk は堆積層, 母材を表す. 実際に QUEST 再堆積層で実測された再堆積層と母材の濃度 差は1000倍以上であることが確認されている[16,17].

次にバルクでの溶解水素の移行について記載する.移行 過程は基本的に拡散であるが,拡散の境界条件が表面で決 まるため,上記の表面状態が影響することに注意が必要で ある.侵入長数+nmに対して母材の厚みは最低でも数 mmあるため拡散長は10⁵倍以上異なる.この母材内の拡散 と表面放出の関係から,再結合律速か拡散律速かを決める パラメータとして Dolye[18]が導入した

$$W = \frac{d_{\rm pv} \sqrt{\Gamma_{\rm in} k_{\rm r}}}{D} \tag{3}$$

を考えると便利である.ここで、dp は水素原子の侵入長,



図3 ステンレス316Lのリサイクリング率の時間変化. 壁温 373 K, 粒子束1×10¹⁸ H/m²s, 一点鎖線:拡散律速モデル, 太実線:再結合律速モデル(母材のk_r), 点線:堆積層あり の再結合律速モデル(堆積層のk_r), 実線:母材厚み2 µm の場合の計算, ドット:堆積層ありの母材厚み2 µmの場合 の計算, 極太実線:堆積層ありの水素バリアモデル.

 Γ_{in} は水素入射束, Dは拡散係数である. W > 1は拡散律速, W $\ll 1$ は再結合律速となり、その中間は両者の特徴が混在 して現れる.再結合律速での無限厚さの拡散によるリサイ クリング率 R_{rec} は Green 関数を用いた解法により、以下の 積分方程式の解u の2乗で与えられることが知られている [18].

$$u(\tau) = \int_0^\tau \mathrm{d}\tau' \frac{(1 - u(\tau')^2)}{\sqrt{\pi(\tau - \tau')}} \tag{4}$$

ここで $\tau = \Gamma_{in}k_t/Dt$ である.,一方,拡散律速で無限厚さでの拡散の場合には[19],

$$R_{\rm rec}(t) = {\rm Erfc}\left(\frac{d_{\rm p}}{2\sqrt{Dt}}\right) \tag{5}$$

となる. ここで Erfc は誤差関数を表し, d_p は入射水素の侵入長である. このように水素リサイクリングの定式化では 表面,再堆積層の有無及び D, k_r等を実測することが必要 となる. 次に QUEST で実測された物理パラメータを用い て議論を行う.

3.1.3 QUEST の水素リサイクルリング率の定式化

表1に プラズマ 暴露 試料の昇温脱離スペクトル (TDS) から得られたステンレスと APS-W, 及びNRAで得られた QUEST 再堆積層の物理パラメータを示す.

この表からわかる通り、APS-W は拡散律速、ステンレス 316L は中間領域にある.QUEST で確認された再堆積層は 再結合律速となる.一般に再堆積層(荒れた表面)は k_r が小さくなり、D は大きくなる傾向があるため再堆積層で は再結合律速になる傾向は変わらないと考えられる.この 計測で、APS-W や再堆積層では再結合係数の前項 k_{r0} が清 浄面で予想される値(~ 10^{-26} [m⁴/s])から大きく逸脱して いる.APS-W については Anderl の値[20]には近いが、物 理的解釈ができない値[21]となっている.APS-W ではク ラックやポーラス構造も確認されていることにより実効的 な表面積が大きいことや表面状態や構造が純タングステン とは大きく異なっていることも考えられる.再堆積層につ いては表面の汚れや欠陥の影響等が想定される.

得られた物理パラメータを用いて壁温373K でのイオン 入射でのステンレス 316L, 壁温 373 K で粒子束 10¹⁸ H/m²s でのリサイクリング率の時間変化のモデルによる違いを計 算した結果を図3に示す.表面に不純物があり,再結合係 数が再堆積層程度に小さくなる場合には,リサイクリング

表1 QUEST プラズマ対向壁の物理パラメータ.

	316L ステンレス鋼	APS-W	再堆積層
$D_0[m^2/s]$	4.7×10^{-7}	4.3×10^{-10}	1.5×10^{-7}
$E_D[eV]$	0.57	0.48	0.41
$k_{\rm r0} [{\rm m}^4/{\rm s}]$	3.8×10^{-28}	1.0×10^{-15}	4.0×10^{-36}
$E_k[eV]$	0.55	1.08	0.17
E[eV]	0.7	1.05	0.5
$C_{T0}[m^{-3}]$	1×10^{29}	1.5×10^{27}	1×10^{29}
d _{surface} [nm]	20	30	30
$W@T_w = 300K$	3.7×10^{-2}	72	8.2×10^{-6}
$W@T_{w} = 500K$	3.8×10^{-4}	183	9.9×10^{-8}

率は小さくなる.一方,堆積層(膜厚 20 nm)があっても, 水素バリアモデルを使うと500秒くらいで壁飽和(リサイ クリング率=1)に達することが予想される.

次に考察すべきことは捕獲サイトの影響である. 捕獲サ イトに捕獲された水素原子濃度 $C_{\rm T}$ は,式(6)の捕獲(右辺 第一項),脱離(右辺第二項)を表す微分方程式と拡散方程 式を連立させることでモデル化する.

$$\frac{\partial C_{\rm T}(t)}{\partial t} = \frac{D}{\lambda_{\rm c}^2} C(t) \left(1 - \frac{C_{\rm T}(t)}{C_{\rm T0}} \right) - \nu_0 e^{-\frac{E_{\rm T}}{k_{\rm B}T}} C_{\rm T}(t) \qquad (6)$$

ここで λ_c は結晶格子間隔, ν_0 (~10¹³/s)はデバイ振動数, E_T は脱離ポテンシャル (図2参照)である. E_T はプラズマ 対向壁に据え置かれた試料に重水素等を注入した後に TDSを測定することで計測する方法が一般的である. QUEST では D½ビーム (1 keV~3 keV)を照射してその後 計測されたTDSの結果とビーム照射時から待機時間,昇温 時間を含めて計算することで捕獲サイト濃度 C_{T0} ,解離ポ テンシャル E_T を同時に評価している[22].また、プラズ マ負荷による表面近傍の高密度の欠陥が水素の輸送を阻害 するとする観測結果も報告されており、捕獲サイトの影響 についてさらに考察が必要となる可能性もある.

3.1.4 QUEST 壁モデルと粒子循環モデル

まずは、プラズマ対向壁が、スパッタリングが支配する 損耗領域か、堆積領域かを区別することである。一般的に、 損耗領域は粒子束が大きいダイバータ領域やリミタ近傍が 相当する。一方、堆積領域はダイバータ近傍やプラズマ対 向壁全般の広い領域に分布しているため粒子リサイクリン グに与える影響は小さくない。モデリングではこの2つの 領域がどこにどのくらいの面積比で存在するか、またその 粒子 束 の 違いが どの 程度 か を 評価 す る こ と と なる。 QUEST ではリミタ近傍のセンタースタックが損耗領域で その他が堆積領域に分類される。さらにイオンのドリフト 方向で決まる上下非対称性が存在することも確認されてい る[12,23]. 堆積層が存在しない損耗領域では母材そのも のの性質が現れると考える。

3.1.2で述べた定式化を用いて QUEST 壁モデルを構築 した. 高温壁は損耗領域,その他を堆積領域としている. APS-W は拡散律速モデルを模擬した簡易モデル,堆積領 域は水素バリアモデルが使用されている. QUEST では高 温壁,センタースタックカバー(2018年夏以降は316Lステ ンレス鋼パネルに変更),上下ダイバータ板(2014年夏以 降下側は316Lステンレス鋼製の電極板に変更)に大気雰囲 気下でのタングステン溶射(APS-W)が用いられている.

次に粒子循環モデルについて紹介する[11,24].モデル は、プラズマ部、非プラズマ部、壁部に分けられている.プ ラズマ部はコアプラズマと SOL に分けて議論される[25] が、QUEST の長時間放電では電離の平均自由行程がプラ ズマサイズと同程度であり、ここではコアと SOL をプラズ マ部として取り扱った例を紹介する.非プラズマ部は中性 粒子が主成分で、実際にはダイバータ板の背面側や高温壁 の真空容器側のプラズマが存在しない領域に対応する.壁 に入射された水素イオン、原子、分子は壁表面で水素原子

となり、一部は反射し、残りは材料内に浸入する、反射率 は壁表面の再堆積層の成分を入れて SLIM コード [26] で計 算した結果から15%としており、すべて水素原子として反 射させている.この取り扱いは今後本小特集で解説されて いる表面状況に対応した分子動力学的な計算結果に置き換 えていく必要があると考えている. 材料内に浸入した水素 原子は QUEST 壁モデルで計算した結果に基づいて表面か ら放出される.非プラズマ部の水素は、排気されるかある 時定数でプラズマ部に進入すると仮定している.この時定 数はプラズマサイズやプラズマ対向壁の構造や壁温で決定 される. また, プラズマ部では励起・解離・電子起因のイ オン化・イオン起因のイオン化・複数種類の荷電交換等を 起こす[27]. 電子・イオン温度や密度は体積平均の値を使 用する.プラズマ体積は平衡計算で得られた閉磁気面とし た. 計算では容器中に注入された水素分子束を入力とし, プラズマ中から排気された水素分子粒子束,水素のバル マー線強度 (Ha 線強度 $(n=3 \rightarrow 2: \text{ここで} n \text{ は主量子})$ 数)),線平均電子密度,水素分圧等を計算して実験結果と 比較する.結果を図4に示す.高温壁設置前の壁条件(T= 373 K) で電子密度や Ha 線強度, 真空度や壁に吸蔵される 水素数等の時間変化が概ね再現されている。ここで重要な ことは、図4(d)に示されているように放電前にすでに水 素原子が壁に吸蔵されていることが必要であることであ る.1日の実験の最初は吸蔵量を0として、その放電に至 るまでの粒子吸蔵の蓄積を放電履歴として計算に組み込ん でいる.もしこの吸蔵された水素がなければ計算上放電を 維持できない. このことは実際の実験でも放電履歴がプラ ズマ実験に影響を与えていることを示唆している.また, この結果からプラズマ中の水素イオン数(~2×10¹⁸個) の数百倍の水素原子が壁表面 20-30 nm の堆積層内に吸蔵 (~1×10²¹個) されていることもわかる.この吸蔵水素が 放出されると密度ランナウェイが起こることも容易に理解 できる.

ここで高温壁設置の効果を確認する試行計算として、高



 図4 QUESTの高温壁設置前の1000秒放電の(a)水素分子供給 束,(b)電子密度,(c)Ha線強度,(d)壁に吸蔵された水 素数(分子数換算:堆積層の溶解水素(黒点線),捕獲水素 (黒一点鎖線),タングステンの溶解水素(緑点線),捕獲 水素(緑一点鎖線)),(e)排気束,(f)放電終了後の拡大の 時間変化.図中の実線は粒子循環モデル計算,点線は計算 で壁を高温壁に変えた場合の計算結果.[11]より転載. 温壁を設置したとして計算を行う.この条件だと電子密度 が2倍以上となる(図4(b)).このことは高温壁設置によ り壁に吸蔵される粒子数が減り,リサイクリングが活発に なったことを示している.一方,放電中に壁に吸蔵される 粒子数(図4(d))は大きな差がない.放電初期に密度が高 くなることは壁に吸蔵されていた水素原子数が多いことに 起因している.実際には放電前の水素原子吸蔵数は高温壁 設置により変化するはずで,もし高温壁設置後にこのよう な粒子供給を行えば,高密度化により放電が維持できな かった可能性が高い.これは壁に残された放電履歴が考慮 された粒子供給を行う必要があること示している.

高温壁設置後の長時間放電の粒子循環解析を行った結果 [24]について図5に示す.この放電は1時間55分の長時間 放電で,放電開始から3000秒までは電子密度の時間変化を よく再現できている.しかし3000秒以降,計算では密度が 維持できていないが,実験放電では維持されている.壁に 吸蔵された水素の一部が入射してきた水素を捕獲サイトか らはじき出して放出される過程(プラズマ誘導脱離)を仮 定して計算を実施したが,電子密度の時間変化を再現する ことはできていない.図5(a)に示すように能動的ではな い粒子供給を加えると電子密度の時間変化を再現できる. この能動的ではない粒子放出の原因が何であるかは今後の 研究が必要である.

謝 辞

本稿を執筆するにあたり,九州大学応用力学研究所高温 プラズマ理工学研究センターの教職員の皆様および共同研 究者の皆様には実験実施並びにデータ提供の支援をしてい ただきました.京都大学工学研究科高木郁二教授には試 料実験並びにデータの解釈について支援をいただきまし た.本研究の一部は科学研究所双方向型共同研究(NIFS05 KUTRO14, NIFS13KUTR093, NIFS13KUTR085, NIFS



図5 QUESTの高温壁設置後の7000秒放電の(a)水素分子供給 束、(b)電子密度時間変化. 図中の実線(黒線)は実測 値,点線はモデル計算,一点鎖線はプラズマ誘導脱離を仮 定した場合,太線は(a)で示した未知のガス放出(太線)を 仮定した場合.[24]より一部変更転載. 14KUTR103),並びに九州大学応用力学研究所共同研究に て実施されました.ここに感謝いたします. (花田)

3.2 磁場閉じ込め核融合装置における水素分子 の振動回転温度計測

前節で述べた核融合装置内の水素循環モデルをさらに高 精度化し,壁面とプラズマの両方を含む統合モデルへと拡 張する上で,2章で述べた対向壁とプラズマをつなぐ原子 分子モデルの開発が重要となる.本節では,開発中のモデ ルの検証に向けた,実機での発光分光法を用いた振動回転 温度計測法の概要と最近の研究例について述べる.

水素分子は、重心の並進運動エネルギーを表す並進温度 に加え、2つの原子核の振動回転運動エネルギーを表す振 動回転温度を持つ.振動回転運動エネルギーは量子化され た離散的な値を取るため(振動回転準位),振動回転温度 は、振動回転準位に分子がどのような密度(ポピュレー ション)で分布しているかを表す.これらの温度は電子準 位毎に定義できるが、本節では、電子基底準位(以下、基 底準位と記す)の温度を考える.また、これらの温度は、核 融合プラズマのような低圧非平衡プラズマの場合、一般に 異なる値を持つ.

プラズマ中の水素分子の並進・振動・回転温度計測につ いては、並進温度は、単純には基底準位と電子励起準位の 温度が等しいという仮定のもとで輝線スペクトルのドップ ラー幅を用いて求めることができる.ただし、並進温度は 室温に近くドップラー幅は小さいため、計測には高い波長 分解能やスペクトル波長方向データ点数の増加等の工夫が 必要となる.一方,振動回転温度は,振動回転準位のポ ピュレーション分布から求めることができる. ポピュレー ション分布の計測法には、レーザー分光で基底準位内を直 接計測する方法 (コヒーレント反ストークスラマン散乱法, レーザー誘起蛍光法、共鳴多光子イオン化法、真空紫外吸 収分光法,等).また,プラズマ中の電子衝突で生じる発光 帯スペクトルの受動分光(真空紫外ライマン、ウェルナー 帯,紫外 $a^3 \Sigma_{\sigma} b^3 \Sigma_u$ 帯,可視ファルカー $a 帯^{\dagger} d^3 \prod_u a^3 \Sigma_{\sigma}^+$, 等)から電子励起準位のポピュレーション分布を求め、衝 突輻射モデル[28,29]やコロナモデル[30,31]を用いた励起 発光過程の解析により基底準位のポピュレーション分布を 間接計測する方法がある.ここで、 $a^3 \Sigma_a$ 等の記号は二原 子分子の電子準位を表すスペクトル項である[32]. 上記の 方法のうち,核融合装置では可視ファルカーα帯(波長範 囲 600-640 nm) を利用した間接計測法が主に用いられて いる (e.g., [33-35]). この方法の詳細については,本学会 誌の過去の解説記事[36,37]があるため、ここでは説明を 省略する.また、本小特集2.3節の衝突輻射モデルの説明も 合わせて参照されたい.

以下では,最近の研究例として,3.2.1 QUEST におけ る回転温度の空間分布計測,3.2.2 LHDにおける振動回転 温度計測,について紹介する.(四竈)

3.2.1 QUEST における回転温度の空間分布計測

核融合装置内の水素分子は、壁からのリサイクリングに より生成し、その後、プラズマ中に侵入して、解離・電 離・電子付着(負イオン生成)・荷電交換反応により消滅 する.プラズマへの侵入は、ダイバータのプラズマパラ メータ典型値として $T_e = T_i = 5 \text{ eV}$, $n_e = 10^{19} - 10^{21} \text{ m}^{-3}$, また、温度 800 K の H₂分子を仮定すると、上記の消滅反応 のレートが約 10⁻¹⁵ m³/s[39]となり、侵入長が 3 - 300 mm と見積もられる。実際、DIII-D の L モード放電の接触ダイ バータプラズマでは、ターゲット板から約 100 mm 以下の 範囲でファルカー α 帯発光が観測されている[35].

プラズマ中の水素分子の振動回転温度は、分子が生成す る際の初期値とプラズマ中の衝突による温度上昇の2つの 過程の影響を受けると考えられる。初期値は、表面温度お よび表面における再結合・脱離反応に伴う励起(e.g., [40-42]) で決まり、分子がガス入射で生成する場合はガス温 度で決まる. 先行研究では、TEXTORのテストリミタおよ び DIII-D のターゲット板近傍において,回転温度が表面温 度より数百K程度高い値を持つことが報告されおり,表面 温度および表面における励起の影響が観測されている可能 性がある[34,35]. 分子がプラズマ中に侵入すると, 振動回 転温度は電子・イオン・原子等との衝突により上昇する. 特に実験で計測される低回転準位のポピュレーションに対 する影響が大きい衝突反応としては、基底準位内の振動回 転励起および基底準位から高いエネルギーの電子準位に励 起した後に、基底準位に輻射脱励起する際に起こる振動回 転励起がある.後者は、励起・脱励起時に振動回転量子数 が変化する場合に起こる.

ここでは、プラズマ中の衝突で生じる回転温度上昇を QUEST 赤道面上の回転温度の径方向分布計測により調べ た結果を述べる.QUEST の外側第一壁(高温壁)は、表面 の大部分が同一材料(APS-W)であり、また、ヒーターに よる温度調整機能を備えている[8](図6).高温壁の温度 を固定することで、表面でリサイクリングされた分子の振 動回転温度の初期値が場所によらず一定に近くなる条件を 作り、プラズマ中に侵入した後の回転温度変化を調べた.

実験は 28 GHz ECH によって維持した水素放電を用いて 行った.プラズマパラメータは、最外殻磁気面で $T_e \approx 15 \text{ eV}, n_e \approx 1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$,真空容器壁で計測した圧力 から求まる水素分子密度は約 10^{16} m^{-3} であった.この条件 では、プラズマ中の水素分子の衝突反応は電子・水素イオ ンとの衝突が主であり、原子分子との衝突は無視できる. また、高温壁表面で生成した水素分子がプラズマに向かっ て1方向に侵入していく描像を考えておりDIII-D等の大型 装置に比べて電子密度が低いため分子の侵入長は長い.

ファルカーα帯 $(d^3 \prod_u a^3 \Sigma_g^+)$ の振動量子数 $v'-v''=0-0準位間のQ枝 (\Delta J=J'-J''=0)$ 回転輝線ス ペクトルを赤道面上に配置したトーラス中心からの距離が 異なる24視線[43]とツェルニ=ターナー型分光器 (Acton Research AM-510; 焦点距離 1 m, 回折格子1800本/mm),

[†] 本節で用いているカタカナの人名表記「ファルカー」は、国内の核融合分野で慣習的に用いられているが、言語学的には適当で ない可能性がある[38].



図 6 QUEST ポロイダル断面上の高温壁の構造と赤道面上の24 視線のトーラス中心からの距離.

CCD カメラを用いて計測した(図7).ここで,v,Jは振動,回転量子数を表し,プライム('),ダブルプライム('') は、上準位、下準位の量であることを表す.回転遷移は $\Delta J = -1, 0, +1$ の遷移をそれぞれP, Q, R枝と呼ぶ.トー ラス中心軸に対するプラズマの軸対称性を仮定し、5本の 輝線それぞれにアーベル逆変換を適用して放射率の径方向 分布(R分布)を求めた.また,放射率から上準位($d^3 \Pi_u^-$) の回転ポピュレーションと回転温度 $T_{rot}^{dv'=0}$ を求め、コロナ モデルを用いて基底準位($X^1 \Sigma_g^+$)の回転温度 $T_{rot}^{Xv=0}$ を評 価した[44,45].この際,励起・脱励起時にJが変化しない と仮定し,関係式[46]

$$T_{\rm rot}^{Xv} = \frac{B^{Xv}}{B^{dv'}} T_{\rm rot}^{dv'} \tag{7}$$

を利用した.ここで、 B^{Xv} 、 $B^{dv'}$ は、それぞれ $X^1 \Sigma_g^+$ 、 $d^3 \prod_u^-$ 準位の回転定数であり、 $B^{Xv}/B^{dv'} \cong 2$ である.

得られた $T_{\text{rot}}^{X_v=0}$ の R 分布を図8 に示す.発光位置の R の減少、すなわち、高温壁からプラズマ中への分子の侵入 距離の増加、に伴って回転温度が単調増加する結果が得ら れ、プラズマ中での電子・水素イオンとの衝突による回転 温度上昇を示していると考えられる.また,高温壁の温度 を97℃から195℃に昇温した際に、最も外側の計測点にお ける回転温度に表面温度の増加分に近い約150Kの増加が 観測され、回転温度が分子生成時の初期値(表面温度+表 面での励起)とプラズマ中の衝突による温度上昇の2つの 過程の影響を受けていることを示していると考えられる. なお,本研究のRの計測範囲は視線を設置可能な範囲で制 限されており、最も外側の計測点における回転温度と高温 壁温度の差を生じている原因については今後の実験および 解析による解明が必要である.また、水素分子は外側第一 壁全体から3次元的な経路でプラズマ中に侵入して赤道面 に到達すると考えられるため、この侵入経路の影響につい ても今後の検討が必要である. (四竈,米田)



図7 外側最外殻磁気面付近を通る視線(トーラス中心から距離 0.88 m)で計測したファルカー α帯 v' - v''=0-0, Q 枝回 転輝線スペクトル.



図8 トーラス外側赤道面上における T_{rot}=0の R 分布

3.2.2 LHD における振動回転温度計測

ここでは、2章で述べた LHD における輸送計算との比 較をめざして行われた、LHDダイバータレッグ領域の振動 回転温度計測の結果を述べる.磁場閉じ込め核融合装置の 振動回転温度計測では、水素分子に対してv=4、J=8 [34],重水素分子に対してv=5, J=15[35]までの振動回 転ポピュレーション分布が計測されている.しかし、先行 研究では,同時計測可能なスペクトル波長範囲が狭く,同 一条件の繰り返し複数放電を利用して計測が行われてい る.本研究では、1回の放電でファルカーα帯発光スペク トル全体を高波長分解能で計測可能なエシェル分光器を用 いて水素,重水素分子の振動回転温度を計測した[44]. 実験は、水素放電(#152478)および重水素放電(#150482) を用いて行った. 磁気軸位置は Rax = 3.75 m, トロイダル磁 場の大きさは B_T = 2.64 T,磁場方向はトーラス上方から 見て反時計方向であった.プラズマパラメータは、それ ぞれの放電で、線平均電子密度が $n_{\rm e} \approx 7 \times 10^{19} \, {\rm m}^{-3}$ 、 4×10¹⁹ m⁻³, 中心電子温度が *T*_e ≈1.2 keV, 1.8 keV であっ た.

図9に示す磁場の接線方向に近い視線を用いてダイバー タレッグ付近のファルカーα帯発光スペクトルを観測し た.スペクトル計測には、広波長範囲(409-801 nm)を高 波長分解能(波長 600-630 nm で約 70-80 pm)で同時計 測可能なエシェル分光器[47,48]を使用し、検出器には引 用文献と異なる CMOS カメラ (Andor Zyla 5.5; 2560×



図9 計測に使用した視線(LOS).(a)LHDと視線の上面図, (b)計測に使用したポートから見た真空容器内の模式図. 視線(黄色の丸が観測領域)はダイバータ板(水色の領域) を見込んでおり,視線方向は磁場の接線方向に近い(黄色 および赤色の実線がそれぞれ開・閉磁場領域の磁力線を表 す).[44]Fig.3より転載.

2160画 素, 画 素 面 積 6.5×6.5 μm²/pixel, 16 bit A/D 変 換)を使用した. 計測したファルカーα帯発光スペクトル を図10に示す. Q 枝回転輝線を, 波長データベース[49,50] を利用して同定した. 水素, 重水素放電において, それぞ れ合計15本, 19本の輝線を解析に使用した.

視線積分値として計測した回転輝線について、輝線強度 から求まる上準位 ($d^3 \prod_u^-$)の回転ポピュレーションを縮 退度で割り、回転エネルギーに対してプロットした結果を 図11に示す.このようなプロットをボルツマンプロットと 呼ぶ.観測した全ての振動準位において、回転ポピュレー ション分布のボルツマン分布からのずれが観測された.こ のポピュレーション分布を2温度のボルツマン分布で近似 した:

$$\frac{n_{\mathrm{d}v'J''}}{(2J'+1)g_{as}^{J'}} = (1-a^{v'})\exp\left(-\frac{E_{\mathrm{rot}}^{\mathrm{d}v'}(J')}{k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{rot},1}^{\mathrm{d}v'}}\right) + a^{v'}\exp\left(-\frac{E_{\mathrm{rot}}^{\mathrm{d}v'}(J')}{k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{rot},2}^{\mathrm{d}v'}}\right) (8)$$



ここで, $n_{dv'J'}$ と2J'+1は回転準位のポピュレーションと縮 退度, $g_{as}^{J'}$ は原子核スピンの縮退度, $E_{rot}^{dv'}(J')$ は回転エネル ギー, k_B はボルツマン定数を表す. $T_{rot,1}^{dv'}$, $T_{rot,2}^{dv'}$ はそれぞれ 回転温度の低温,高温成分を表し, $a^{v'}$ は高温成分の割合を 表す. 式(8)を用いたフィッティング結果は**図11**の破線の ようになり,得られた $d^3 \prod_u^-$ 準位の回転温度 $T_{rot,1}^{dv'}$, $T_{rot,2}^{dv'}$ から, 3.2.1節と同じ方法で,式(7)を用いて基底準位 ($X^1 \Sigma_g^+$)の回転温度 $T_{rot,1}^{Xv}$, $T_{rot,2}^{Xv}$ を評価した. また,基底準 位の振動温度 T_{vb}^X もコロナモデルを用いて求めた. 得られ た振動回転温度の値を**表2**にまとめる.

基底準位の回転温度は、低温成分が約400-1100K,高 温成分が約2800-4200Kとなり、ボルツマン分布からのず れを生じるメカニズムについて検討を進めている.また、 振動温度は約9000Kとなり、回転温度より高い値を持つこ



- 図11 ファルカーα帯上準位(d³Π_u)の振動回転準位相対ポピュ レーション分布.(a)水素分子,(b)重水素分子^{††}.
- 表2 ファルカーα帯上準位 (d³Π_u)の回転温度.基底準位 (X¹Σ^d_d)の回転温度は式(1)を用いて評価した.コロナモ デルを用いて求めた基底準位の振動温度は、水素分子が T^X_{vib} = 9200 ± 600,重水素分子が T^X_{vib} = 9600 ± 180 であっ た^{†††}.

	水素分子		重水素分子	
振動単位	$T_{\mathrm{rot},1}^{\mathrm{d}v'}$ (K)	$T_{\mathrm{rot},2}^{\mathrm{d}v'}$ (K)	$T_{\rm rot,1}^{{ m d}v}~({ m K})$	$T_{ m rot,2}^{ m dv}$ (K)
v' = 0	550 ± 40	2100 ± 160	200 ± 50	1800 ± 130
v' = 1	550 ± 40	2000 ± 140	230 ± 50	1500 ± 150
v' = 2	280 ± 40	1600 ± 130	230 ± 50	1400 ± 170

††, ††† 参考文献[44]の訂正[45]を反映したデータを使用している.

とがわかった.

謝 辞

本稿を執筆するにあたり,九州大学応用力学研究所高温 プラズマ理工学研究センターおよび核融合科学研究所 LHD実験グループの教職員の皆様に実験実施並びにデー タ提供の支援をしていただきました.本研究の一部は核融 合科学研究所共同研究(NIFS16KOAP031,NIFS21KUTR 161,NIFS20KUTR156),科研費補助金(20K20962,19H 01878),森記念製造技術研究財団奨学金の助成を受けて実 施しました.ここに感謝いたします.

3.3 炉心を含めたグローバルな水素原子密度計測

これまでは主にプラズマ周辺領域における水素原子・分子の挙動に着目してきた.特にダイバータ領域では,主プ ラズマから漏れ出てきたイオンの再結合や材料内からの脱 離などにより,中性の水素分子や原子が生成する.それら 中性粒子は真空容器内を磁力線に拘束されず自由に運動 し,プラズマに侵入する.プラズマ内では電子衝突により 解離や励起,イオン化などが起こる.

ここで水素原子の高温プラズマへの侵入長を考えてみよう.仮に電子衝突イオン化のみが起こると考えると,電子 衝突イオン化レート係数 r_{ion} (おおよそ2×10⁻¹⁴ m³/s),電 子密度 n_e (おおよそ10¹⁹ m⁻³),水素原子の速度v(室温で 2×10³ m/s)から,侵入長は $v_{th}/(r_{ion}n_e)\approx 10^{-2}$ m 程度となる.これはプラズマの大きさ(≈ 1 m)に比べてごく表層の 部分に対応する.プラズマの可視光画像(図12)からも水 素原子は主プラズマ表層で発光しているようであり,ほと んどの水素原子が主プラズマ表層でイオン化してしまうという侵入長の議論と矛盾していなさそうである.

しかし,実はこの議論はあまり正しくない.プラズマ内 で起こるもう一つの重要な素過程,荷電交換反応を考慮し ていないためである.荷電交換反応では衝突する原子とイ オンの速度が入れ替わる.主プラズマでのイオン温度は非 常に高いため,この衝突の後では高速の水素原子が生成し



図12 MASTトカマクプラズマの発光強度分布.発光がプラズマ 周辺領域に局在していることがわかる (Creative Commons Attribution-Share Alike 3.0 Unported) [http://www. fusion.org.uk/MAST.aspx, https://en.wikipedia.org/wiki/ File:MAST_plasma_image.jpg]

プラズマの奥深くまで侵入することになる.本節では,こ のようにしてプラズマ炉心領域まで侵入する水素原子に対 する分光計測について述べる[51].さらに,荷電交換衝突 の存在により生じる,上記侵入長の議論と実際の水素原子 ダイナミクスとの明確な違いについて論じる[52].粒子バ ランスを通して結びつくプラズマの閉じ込め性能との関連 についても触れる[53].

炉心プラズマ中中性水素原子密度の分光計測

図13に、LHD から計測された水素原子 Ha 線スペクトル の高分解分光計測結果を示す.縦軸が対数スケールである ことに注意すると、この形状はガウス関数とは大きく異な る裾の形状を有していることがわかる(片対数グラフでの ガウス関数は上に凸の二次関数になる).また、図中に示 した2つのスペクトル(放電開始からの時間 1.8 s、2.4 s) は、それぞれプラズマ中の電子密度がおよそ3×10¹⁹ m⁻³ および5×10¹⁹ m⁻³のプラズマから得られたものである. このようにスペクトル裾形状はプラズマの条件にも依存し ている.

このようなスペクトル裾は他のトカマクプラズマでも長 らく観測されてきた[54].しかし,このスペクトル裾が荷 電交換で生成した高速水素原子のドップラー広がりによる ものであるということ以上の深い考察はされてこなかっ た.図13からは、スペクトル裾構造は線中心から1 nm以上 離れた波長領域にまで続いていることがわかる.これは約 1 keV の運動エネルギーを有する水素原子からの発光に対 応する.このような高速水素原子は、炉心領域において荷 電交換衝突して生成されると考えられる.

荷電交換衝突により生成した原子の速度分布は、イオン の速度分布とほぼ同じであると期待できる.そのため我々 は、裾部も含めたHaスペクトルを、複数の温度領域で荷電 交換衝突により生成された成分の足し合わせであるとモデ ル化した[51].具体的には



図13 LHD プラズマに対して計測した Hα スペクトル.放電開始 から1.8 s(n_e≈3×10¹⁹ m⁻³)および2.4 s(n_e≈5×10¹⁹ m⁻³) に得られたスペクトルをそれぞれ黒・灰色点で示してい る.縦軸が対数スケールであることに注意すると、ガウス 関数(片対数グラフでは放物線状)と大きく異なる裾形状 を有していることを理解できる.[51]より転載.

$$I(\lambda) = \int_0^\infty f(\omega) \frac{1}{\sqrt{\pi\omega}} \exp\left[-\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\omega}\right)^2\right] d\omega$$
 (9)

というように、複数のガウス分布の足し合わせとしてモデ ル化した. なお、 λ は計測波長、 λ_0 は Ha 線の中心波長、 ω は各ガウス成分の 1/e 幅である.ここで、荷電交換衝突に より水素原子温度がイオン温度と等しくなっているとすると

$$\omega = \lambda_0 \sqrt{\frac{2kT_{\rm i}}{Mc^2}} \tag{10}$$

と書ける.ここで、 λ_0 は Ha 線の中心波長(656.28 nm), k はボルツマン定数, T_i は位置 R でのイオン温度, M は水 素原子の質量, c は光速である.計測された Ha スペクトル のラプラス逆変換から幅 ω を持つ原子数 $f(\omega)$ が求まる.荷 電交換分光計測などにより別途計測されたイオン温度 T_i の空間分布を考慮することにより,位置 R での水素原子密 度に変数変換できる.

その結果を図14に示す. 図14中の点線は,モンテカルロ シミュレーションにより予想した水素原子密度分布であ る.なお,モンテカルロシミュレーション[51]では密度の 絶対値を求めることはできないので,実験結果に合うよう に縦軸の値を調整している.シミュレーションによる分布 の形状は,実験結果とよく一致していることがわかる.こ れは,この新規計測法の妥当性を示唆している.

このように,これまであまり調べられてこなかった Ha 線スペクトルの裾形状に着目することで,炉心部における 水素原子密度を初めて計測することに我々は初めて成功した.その後も,高ダイナミックレンジ分光システムの開発



図14 観測した Hα スペクトル (図13) から求めた LHD プラズマ 中の水素原子密度分布 (実線). モンテカルロシミュレー ションにより得られた水素原子密度を実線で示す. [51]よ り転載.

による裾部の高精度計測[52]や、ベイズ統計による頑健な 逆変換法の開発[55]なども進めている.

炉心プラズマ中中性水素原子ダイナミクス

上記の計測でもわかるように、炉心プラズマ領域の水素 原子密度は周辺領域でのものと比較して10³倍以上小さ い.これは、≈10⁻²mの侵入長の議論と矛盾しないのであ ろうか.ここでは、高温プラズマ中において、荷電交換や イオン化などミクロな反応を経験しながら運動する水素原 子について、その結果として現れるマクロな挙動を導出す る、つまり系の統計熱力学的な理解をめざす.

プラズマ中において中性水素原子に働く力は無視できる ので,そのダイナミクスを支配するボルツマン方程式は以 下のように立式できるであろう.

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}f_{\mathrm{H}} + \nabla \cdot vf_{\mathrm{H}} = \frac{\partial f_{\mathrm{H}}}{\partial t}\Big|_{\mathrm{ion}} + \frac{\partial f_{\mathrm{H}}}{\partial t}\Big|_{\mathrm{CX}}$$
(11)

ここで、 $f_{\rm H}$ は水素原子の空間・速度分布関数であり、左辺 の第一項はその時間変化を表す.ここでは定常状態を仮定 しこの項を無視する.第二項は、輸送項であり、分布関数 の位相空間における勾配で駆動される.右辺は衝突項であ る.ここでは電子衝突イオン化 $\frac{\partial f_{\rm H}}{\partial t}\Big|_{\rm ion}$ と荷電交換衝突 $\frac{\partial f_{\rm H}}{\partial t}\Big|_{\rm cx}$ を考える.

電子衝突イオン化のレートは水素原子の速度にほとんど 依存しないため,イオン化項は以下のように表せる

$$\left. \frac{\partial f_{\rm H}}{\partial t} \right|_{\rm ion} = -r_{\rm ion} n_{\rm e} f_{\rm H} \tag{12}$$

これは、イオン化レート r_{ion}ne で水素原子が単に減少する ことを表している.一方荷電交換衝突による衝突項は以下 のようにモデル化できるであろう[56]

$$\left. \frac{\partial f_{\rm H}}{\partial t} \right|_{\rm CX} = -r_{\rm CX} n_{\rm H^+} f_{\rm H} + r_{\rm CX} n_{\rm H} f_{\rm H^+} \tag{13}$$

ここで、 r_{CX} は荷電交換衝突レート係数(おおよそ 4×10⁻¹⁴ m³/s)である. f_{H^+} は水素原子イオンの分布関数 であり $n_{H^+} = \int f_{H^+} dv$ は水素原子イオン密度である. 直感的 には、 $r_{CX}n_{H^+}$ のレートで水素原子の速度分布をイオンのも のに入れ替えていることと等しい.

定常状態を仮定し、上記の衝突項を代入した上で、 式(11)の速度空間に関する0次・1次モーメントを求め る. それらを連立することで、以下の拡散方程式を得るこ とができる[57].

$$\nabla \cdot (\mu_{\rm H} \nabla p_{\rm H}) = r_{\rm ion} n_{\rm e} n_{\rm H} \tag{14}$$

な $k p_{\rm H}$ は 水 素 原 子 の 圧 力 で あ り $\mu_{\rm H} = [M(r_{\rm ion}n_{\rm e} + r_{\rm CX}n_{\rm H^+})]^{-1}$ は水素原子の易動度である. 左辺は中性水素原子流束が原子の圧力勾配により駆動され ることを示している.なお,密度勾配に粒子流束が比例す る表式の拡散方程式がよく用いられるが,(外力の働かな い)ボルツマン方程式から導かれるように,温度勾配があ るもとでは圧力勾配に比例することになる.この圧力勾配 に駆動される粒子流束が右辺のイオン化による粒子数の減 少と釣り合っている.仮に右辺が十分小さければ,この式 は単純な等圧釣り合いを表すことになる.

前節で述べたように、スペクトルの形状から水素原子の 密度分布 $n_{\rm H}$ を評価することができている.この値を 式(14)の右辺へ代入し、イオン化流束 $r_{\rm ion} n_{\rm e} n_{\rm H}$ を求めた後 これを積分することで、 $p_{\rm H}$ の径方向分布を求めた.その結 果を図15(c)に□印で示す.なおこの図中の○印はダイ バータ付近でイオンゲージにより計測したガス圧力であ る.スペクトルおよび式(14)により求めた圧力のうち、周 辺プラズマ領域の値は、イオンゲージにより計測したダイ バータでの圧力はよく一致をした.

得られた圧力分布を見てみると、プラズマ炉心部から周 辺部にかけてほぼ一定の値となっていることがわかる.原 子密度分布は炉心部と周辺部で3桁以上の差があることと 対照的である.これは、高温プラズマ中の水素原子のダイ ナミクスが等圧過程に近いことを示す.つまり、周辺領域 の水素原子は高い原子密度・低い原子温度を有している一 方で、炉心領域では低い密度・高い温度となっており、両 領域の圧力はほとんど等しい.

中性水素原子の輸送が等圧過程に近いことがわかるが, これは低温・高温領域間を原子が自由に行き来しており, 実効的な粒子流束が非常に小さくなっていることを表して いる.これは,一度荷電交換衝突でイオン温度程度になっ た水素原子の平均自由行程が,ほぼプラズマ半径と同程度 になることに対応している.炉心部で原子密度が小さいの は,荷電交換を通した原子温度の上昇が支配的であること も理解できる.このようなダイナミクスは,原子がイオン 化のため炉心プラズマに侵入できない,という冒頭で行っ た仮の議論の描像と大きく異なることがわかった.



 $r_{\rm eff}$ (m)

図15 LHDにおける水素原子(a)密度、(b)温度、(c)圧力の径方 向分布.密度は Hα スペクトルから、圧力は式(6)に得られ た水素原子密度を代入し径方向に積分することで求めた. 温度は密度および圧力から求めた.[57]より転載.

中性水素原子ダイナミクスとプラズマ閉じ込めとの関連

中性原子の電離速度はプラズマへの粒子供給速度と見な すことができ、粒子バランスを考える上で重要な要素とな る.電離速度を求めるためには、原子発光が手がかりとな る.原子発光は励起状態からの輻射を伴う脱励起遷移に伴 うものである.遷移の上準位、下準位をそれぞれp, qとす ると、発光線強度 $I_{p,q}$ は上準位密度n(p)と自然放出確率、 いわゆるアインシュタインのA係数、A(p,q)との積であ り、次のように書ける.

$$I_{p,q} = n(p)A(p,q) \tag{15}$$

衝突輻射モデルの考え方によれば,電離進行プラズマでは 励起準位密度は基底状態密度に比例し,

$$n(p) = R_1(p) n_e n(1)$$
(16)

と表される.ここで, $R_1(p)$ はポピュレーション係数と呼ばれ,一般に T_e と電子密度 n_e の関数である.また,n(1) は基底状態密度を表す.一方,原子の実効的電離速度S は,全ての準位からの電離速度の和とみなすことができ,

$$S = \sum_{p=1}^{\infty} S(p) n_{e} n(p) = \sum_{p=1}^{\infty} S(p) n_{e} [R_{1}(p) n_{e} n(1)]$$

= $S_{CR} n_{e} n(1)$ (17)

と表される. ここで, *S*(*p*) は準位 *p* の電離速度係数で *T*_e の関数であり、また、 $S_{CR} = \sum_{p=1}^{\infty} S(p) R_1(p) n_e$ は実効電離 速度係数と呼ばれ、Teとneの関数である. 電離速度と発光 線強度との比*S*/*I* = *S*_{CR}/*R*₁(*p*)は,分母,分子それぞれの Teおよびne依存性が相殺するため、これらパラメータに対 する依存性は小さい.このことは、次のように理解できる. 低電子密度域では、 $S_{CR} \sim S(1)$ であり、また、 $R_1(p)$ は基 底状態から準位 p への電子衝突励起速度係数 C(1, p) にほ ぼ比例する. S(1) と C(1, p) はどちらも電子衝突により高 いエネルギー状態へ遷移する反応の速度係数のため、よく 似た電子温度依存性を持ち,Te および ne が変化しても, S(1)/C(1,p)もしくはS/Iの変化は小さい.この事実によ り、観測された発光線強度から精度良く電離速度を求める ことができる. 電子密度が上昇するとこれらの関係に非線 形性が現れてくるため、精度が必要な場合には Te および ne 依存性を考慮する必要があるが、それでもこれらパラ メータへの依存性は緩やかである.

前節で,発光線プロファイルの詳細な解析から発光線強 度の径方向分布が求められる方法を紹介したが,衝突輻射 モデルで求めた*S/I*を用いて,計測された局所発光線強度 *I*から,電離速度*S*を評価することが可能である.電離レー トは電子供給レートに他ならず,この結果は粒子輸送の問 題を考える上で重要な情報となる.ここでは,得られた電 離レートを用いて,任意の磁気面内の粒子閉じ込め時間の 評価を試みる.ある磁気面 *r*eff 内のプラズマの粒子閉じ込 め時間を次のように定義する.

$$\tau_{\rm p}(r_{\rm eff}) = \frac{\int^{r_{\rm eff}} n_{\rm e}(r) \,\mathrm{d}V}{\oint^{r_{\rm eff}} \boldsymbol{\Gamma}(r) \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{\sigma}} = \frac{\int^{r_{\rm eff}} n_{\rm e}(r) \,\mathrm{d}V}{\int^{r_{\rm eff}} \nabla \cdot \boldsymbol{\Gamma}(r) \,\mathrm{d}V}$$
(18)

ここで $\int^{r_{eff}} \cdots dV$ は磁気面 r_{eff} 内の体積積分を表し、 $\oint \mathbf{\Gamma} \cdot d\boldsymbol{\sigma}$ はフラックス Γ に対する磁気面 r_{eff} 上の面積分である.連続の式

$$\frac{\partial n_{\rm e}(r)}{\partial t} + \nabla \cdot \boldsymbol{\Gamma}(r) = S(r) \tag{19}$$

を用いてさらに書き直すと

$$\tau_{\rm p}(r_{\rm eff}) = \frac{\int^{r_{\rm eff}} n_{\rm e}(r) \,\mathrm{d}V}{\int^{r_{\rm eff}} S(r) \,\mathrm{d}V - \int^{r_{\rm eff}} \frac{\partial n_{\rm e}(r)}{\partial t} \,\mathrm{d}V}$$
(20)

となり、計測された量で評価が可能となる.

図16は磁場強度の異なる二つのLHD プラズマ対して求 めたτ_pのr_{eff}依存性の例である.強磁場の場合はr_{eff} =0.6 m より外で急に値が小さくなっているが,この位置はほぼ最 外殻磁気面に対応しており,閉じ込め領域内外の差が顕著 に現れていると考えられる.弱磁場の場合は強磁場と比べ て全体的に値が小さく,また,強磁場のときのような明確 な境界が見られない.この弱磁場プラズマは比較的プラズ マ圧力高いため,プラズマ周辺部の磁気面が乱されている ことを示唆している.

従来,発光線の局所強度を求めるためには,複数視線で 線積分強度の分布を計測し,強度の逆変換を行う手法が主 流であったが,特に中性水素原子の発光線の場合にはプラ ズマ周辺部の強い発光に隠され,プラズマ内部の発光を精 度良く求めることが困難であった.発光線プロファイルを 式(1)のように,異なる幅のガウシアンの重ね合わせと考 えると,図13のような観測されるプロファイルの中心部分 は幅の狭い,すなわち温度の低い成分が,裾野部分は幅の



図16 LHDの異なる磁場配位放電において求めた_{rp}の r_{eff}依存性. [53]より転載.

広い,すなわち温度の高い成分により主に構成されている と理解できる.上で述べたように,高温成分は,荷電交換 反応で生成された炉心領域の原子に対応すると考えられる ため,発光線プロファイルに注目することで,発光線強度 だけを利用していたこれまでの手法と比べ,より高感度に 炉心領域の原子発光を検出できる.その結果,これまで困 難であったプラズマコア部の粒子供給速度を精度良く評価 することが可能となり,今後,粒子輸送研究の進展に貢献 することが期待される. (藤井・後藤)

参考文献

- [1] D.V. Houtte et al., Nucl. Fusion 44, L11 (2004).
- [2] Y. Takeiri et al., Nucl. Fusion 57, 102023 (2017).
- [3] M. Sakamoto et al., Nucl. Fusion 44, 693 (2004).
- [4] W.R. Wampler et al., J. Nucl. Mater. 102, 304 (1981).
- [5] S. Brezinsek et al., Nucl. Fusion 53, 083023 (2013).
- [6] K. Hanada et al., Plasma Fusion Res. 5, S1007 (2010).
- [7] M. Hasegawa et al., Fusion Eng. Des. 129, 202 (2018).
- [8] K. Hanada et al., Nucl. Fusion 57, 126061 (2017).
- [9] K. Kuroda *et al.*, Plasma Phys. Contr. Fusion **60**, 115001 (2018).
- [10] K. Hanada *et al.*, Proc. 28th Fusion Energy Conf. EX/P7-14 (2021).
- [11] K. Hanada et al., Nucl. Mater. Energy 27, 101013 (2021).
- [12] Z. Wang *et al.*, Rev. Sci. Instr. 88, 093502 (2017).
- [13] I. Takagi et al., J. Nucl. Mat. 386, 682 (2009).
- [14] O.V.J. Ogorodnikova, Nucl. Mater. 277, 130 (2000).
- [15] M.A. Pick et al., J. Nucl. Mater. 131, 208 (1985).
- [16] 平田貴大:京都大学工学研究科 修士論文 (2017).
- [17] K. Hanada et al., Nucl. Fusion 59, 076007 (2019).
- [18] B.L. Doyle, J. Nucl. Mater. 111, 628 (1982).
- [19] S.K. Erents et al., J. Phys. D2, 1397 (1969).
- [20] R.A. Anderl et al., Fusion Technol. 21, 745 (1992).
- [21] O.V.J. Ogorodnikova, Nucl. Mater. **522**, 74 (2019).
- [22] K. Hanada et al., J. Nucl. Mater. 463, 1084 (2015).
- [23] Y. Oya et al., Fusion Eng. Des. 146, 1480 (2019).
- [24] K. Hanada *et al.*, Nucl. Mater. Energy **19**, 544 (2019).
- [25] K. Okamoto *et al.*, Contribution Plasma Phys. 58, 602 (2018).
- [26] J.F. Ziegler and J.P. Biersack, *The tutorial book "SRIM The Stopping and Range of Ions in Solids"*, (1985) (a new edition was published in 2009).
- [27] R. Yoneda et al., Phys. Plasmas 24, 062513 (2017).
- [28] K. Sawada and M. Goto, Atoms 4, 29 (2016).
- [29] D. Wunderlich *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. 54, 115201 (2021).
- [30] U. Fantz and B. Heger, Plasma Phys. Control. Fusion 40, 2023 (1998).
- [31] U. Fantz et al., New J. Phys. 2, 7.1 (2000).
- [32] 菱川明栄: プラズマ・核融合学会誌 80,742 (2004).
- [33] U. Fantz et al., Plasma Phys. Control. Fusion 43, 907 (2001).
- [34] S. Brezinsek *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 47, 615 (2005).
- [35] E.M. Hollmann *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion. 48, 1165 (2006).
- [36] 門 信一郎:プラズマ・核融合学会誌 80,783 (2004) and references therein.

- [37] 門 信一郎: プラズマ・核融合学会誌 80,749 (2004).
- [38] 門 信一郎: 超精密 17,24 (2011).
- [39] R.K. Janev et al., Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas (Springer-Verlag, 1987).
- [40] C. Schermann et al., J. Chem. Phys. 101, 8152 (1994).
- [41] H. Umemoto et al., J. Appl. Phys. 99, 043510 (2006).
- [42] S. Markelj and I. Cadez, J. Chem. Phys. 134, 124707 (2011).
- [43] N. Yoneda *et al.*, Nucl. Mater. Energy **26**, 100905 (2021).
- [44] H. Ishihara *et al.*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 267, 107592 (2021).
- [45] H. Ishihara *et al.*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, *Corrigendum in preparation.*
- [46] G. Herzberg, *Molecular Spectra and Molecular Structure*, *I. Spectra of Diatomic Molecules* (Krieger Publishing Com-

pany 1989) pp.204-207.

- [47] M. Hasuo et al., J. Phys.: Conf. Ser. 397, 012016 (2012).
- [48] H. Tanaka et al., Atoms 8, 81 (2020).
- [49] H.M. Crosswhite et al., The hydrogen molecule wavelength tables of Gergard Heinrich Dieke (Wiley-Interscience, 1972).
- [50] R.S. Freund et al., J. Phys. Chem. Ref. Data 14, 235 (1985).
- [51] M. Goto et al., Nucl. Fusion 51, 023005 (2011).
- [52] K. Fujii et al., Rev. Sci. Instrum. 85, 023502 (2014).
- [53] M. Goto et al., J. Phys.: Conf. Ser. 397, 012023 (2012).
- [54] J.L. Weaver et al., Rev. Sci. Instrum. 71, 1664 (2000).
- [55] K. Fujii et al., Fusion Sci. Technol. 69, 514 (2016).
- [56] K.H. Burrell, Phys. Fluids 21, 2202 (1978).
- [57] K. Fujii et al., Nucl. Fusion 55, 063029 (2015).

小特集 磁場閉じ込め核融合装置における水素原子分子輸送研究の新展開

4. おわりに

4. Summary

小林政弘^{1,2)} KOBAYASHI Masahiro^{1,2)} ¹⁾核融合科学研究所,²⁾総合研究大学院大学 (原稿受付:2021年11月25日)

あらゆる元素の中で水素は最もシンプルな内部構造を持 つ元素である.にもかかわらず,磁場閉じ込め核融合装置 において今日議論されているような水素の極めて複雑な挙 動を予測できた人がどれほどいただろうか?

水素原子・分子がプラズマと相互作用する際には電離・ 励起・脱励起・荷電交換等によってプラズマとのエネル ギー・運動量の交換が行われることはよく知られている. これらの反応の速度係数のプラズマパラメータに対する依 存性は、その複雑さの要因の一つである.

核融合プラズマのような電離度が高い高温プラズマで は、水素原子・分子(水素中性粒子)は主に周辺部に多く 存在する。したがって、これら水素原子・分子はダイバー タ・壁近傍の領域でのプラズマに重要な影響を及ぼすこと が認識されてきた.特に、10 eV 以下では水素原子の電離 の速度係数が急激に減少するため、ダイバータ領域のプラ ズマの振る舞いに強い非線形性をもたらすことが知られて いる[1]. 例えば、電離領域の空間移動や、荷電交換による プラズマ圧力の損失とそれに伴う粒子束の減少などであ る. また同時に、周辺部は閉じ込め領域の境界条件を与え る場所でもある.周辺輸送障壁の形成に荷電交換による運 動量損失が与える効果は早くから指摘されていた[2]. 最 近では、密度分布に見られる輸送障壁と電離ソースの空間 位置の関係が議論されている. すなわち, 原型炉のような 高温・高密度のプラズマで、電離ソースと密度ペデスタル が乖離したときに、それでもペデスタルが維持されるかど うかという問題である[3].

もう一つの複雑さの要因は、本小特集でも何度か述べら れているように、水素分子の回転・振動状態の内部自由度 の多さであり、それは量子化されたエネルギー準位にして 数千におよぶ.それら励起準位によって水素分子が関連し た化学反応の速度が数桁にわたって変化する.

また,プラズマと固体壁との相互作用においては,固体 表面での水素の反射・放出過程が固体の表面状態に強く依 存していると同時に,その表面状態がプラズマ放電中に 時々刻々変化することによる複雑さがある.固体壁中の水 素の挙動には,その材料固有の拡散係数と,堆積によって できた層中の拡散,さらには固体表面での再結合速度に よって,様々な律速と相互作用が現れる.

このように,水素原子・分子の挙動は,依然として最も 重要な研究課題の一つである.本小特集では,磁場閉じ込 め核融合装置における装置壁,周辺プラズマ,コアプラズ マにまたがる領域での中性粒子の挙動について様々な研究 成果を集約することで,パラメータ(中性粒子およびプラ ズマの密度,温度)が大きく異なる環境下での中性粒子の 興味深い振る舞いを概観できる貴重な機会となったと言え る.

プラズマが壁と接触することにより,壁中に取り込まれ た水素が材料原子と運動エネルギー・ポテンシャルエネル ギーをやり取りしながら,再び壁から放出されるまでの経 過が分子動力学(MD)シミュレーションによってつぶさ に追えることが可能になってきた.なかでも,タングステ ン表面での水素原子との相互作用において,ポテンシャル エネルギーの分布に特殊な空間構造が現れ,これによって 放出される水素がエネルギーを得ることが明らかになった ことは MD シミュレーションならではの成果であり,大変 興味深い.これまで TRIM[4]コードのようなモデル計算 によって近似されてきた壁での反射過程が,第一原理に基 づいた MD シミュレーションによって置き換わる時代がく ることが予感される.

周辺部の中性粒子の輸送シミュレーションでは新たに上述の分子の回転・振動状態を取り込んだ計算が始められている.また,実際に分子の回転・振動温度が計測され,その空間分布や温度が明らかになりつつある.今後,実験とシミュレーションとの比較によって,水素分子・プラズマ・壁の間のエネルギー輸送が明らかになることが期待される.分子の回転・振動状態は分子活性化再結合(MAR)の反応速度を変化させるだけでなく,高密度・低温プラズマにおけるエネルギーの損失チャンネルとしても重要であると思われる.その割合が全体のパワーバランスにどの程度寄与しているかは今後の原型炉ダイバータの設計に大きく影響するであろう.さらに,原子・分子過程の空間スケールは装置・プラズマサイズに関係なくほぼ一定

National Institute for Fusion Science, Toki, GIFU 509-5292, Japan

author's e-mail: kobayashi.masahiro@nifs.ac.jp

となる.したがって本特集の数値シミュレーションで示さ れたように,将来の原型炉では装置に対する原子・分子過 程の相対スケールが小さくなり,中性粒子の挙動に明確な 違いが現れると予測される.

同時に,このようなミクロな原子・分子の量子的な内部 構造に起因して光の放出・吸収が起こり,これによって引 き起こされる遠隔的なエネルギーの輸送が,クーロン衝突 に起因するマクロなプラズマの挙動とどのような相互作用 を及ぼしあっているかということは,学術的な観点からも 興味深い研究課題である[5].

QUEST で行われた数千秒におよぶ長時間放電時の粒子 バランス解析は、各種材料の物性値や温度の違いが如何に プラズマ放電に影響するかを如実に表しているとともに、 数千秒以上の時定数をもった物理プロセスが存在している ことを示している.このような非常に長い時定数はおそら く放電中に変化する堆積層によるものと思われるが、この プロセスが最終的にどの程度の時定数で定常状態に収束す るかは、今後に残された研究課題である.

高S/N比による分光計測によって水素原子のスペクトル を計測することにより、コア領域での水素原子の分布の詳 細が明らかになった.得られた分布は数値シミュレーショ ンとの比較によるコードの検証に用いることができるとと もに、荷電交換によるエネルギー損失の評価が可能であ り、コアプラズマを含めた全体のパワーバランスがより詳 しく議論できることを意味している.

一方で、自然界には低温で電離度の低いプラズマが多く 存在しており、そのような環境下では水素原子・分子は支 配的な役割を担っている。例えば地球の周りの電離圏や星 間空間では、電離度は10⁻³~10⁻⁷程度であり、温度は数百 K程度以下であるため、分子の励起・脱励起が重要なエネ ルギーチャンネルの一つになっていると考えられている [6].また、プロセスプラズマやプラズマ医療の分野にお いてもプラズマと中性粒子、ラジカル、およびそれらと基 板・生体細胞との相互作用の詳細は未解明の課題である。 本小特集で紹介した研究が、これら他の分野へと波及して いくことも十分可能であろう.

参考文献

- [1] C.S. Pitcher and P.C. Stangeby, Plasma Phys. Control. Fusion **39**, 779 (1997).
- [2] S.-I. Itoh and K. Itoh, Nucl. Fusion 29, 1031 (1989).
- [3] S. Mordijck, "Role of transport versus fueling upon the pedestal density", 3rd IAEA TM on Divertor Concept, (Nov. 4-7 2019, IAEA Headquarters, Vienna, Austria).
- [4] J.P. Biersack and W. Eckstein, Appl. Phys. A 34, 73 (1984).
- [5] 岸本泰明 他:プラズマ・核融合学会誌 84,333 (2008).
- [6] J.K. Jorgensen *et al.*, Garrod, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 58, 727 (2020).



蓮尾昌裕

京都大学大学院工学研究科機械理工学専攻教授,博士(理学).現在の研究分野はプラズマ分光ですが,これまで光物性,非線形分光,レーザ分光,原子衝突,近接場分光と転々とし

てきました.プラズマ分光研究も10年を超えて仲間に恵ま れ、本小特集に参加させていただきました.一方、1年程前か ら研究公正,男女共同参画と畑違いのことが仕事に加わり、時 間配分で研究室の皆に迷惑を掛けている毎日です.



齋藤誠紀

山形大学・准教授.2013年名古屋大学博士(工 学)取得.釧路高専に職を得た後2018年から現 職.プラズマ-材料相互作用を分子動力学法で 研究.2016年度~2019年度まで実施した核融

合科学研究所の LHD 計画共同研究 (NIFS16KOAP031)の成 果をベースに本記事2.2節を執筆させていただきました.この 共同研究では,多くの方に温かいご支援・ご助力を賜り,成果 につなげることができました.貴重な経験をさせていただい たこと,この場を借りてお礼を申し上げます.



^{なか むら ひろ あき} 中村浩章

自然科学研究機構 核融合科学研究所 ヘリカ ル研究部 教授.名古屋大学大学院工学研究科 電気工学専攻客員教授.1996年東京大学大学 院理学系研究科物理学専攻博士課程修了.博

士(理学)取得. 主課題である壁の PWI シミュレーションを, 周辺プラズマ・中性粒子輸送とつなぐ道筋を,この小特集で ご報告ができ,共同研究者の皆様に感謝しております.今後 は,本課題に加えて,PWI研究で現れる光との相互作用(Field -matter interaction)にも着目していきたいと考えております.



澤田圭司

信州大学工学部教授.主な研究分野はプラズ マ分光学.体力強化に努め,研究室の学生のみ なさまを圧倒するくらいプログラムを書いて いきたいと思っています.



がわ むら がく し

核融合科学研究所助教,総合研究大学院大学 助教(併任).2008年京都大学大学院工学研究 科修了,博士(工学).磁場閉じ込め核融合装 置の周辺プラズマ輸送とプラズマ・壁相互作

用のモデリング・シミュレーション研究をしています.最近, 「ミクロ・マクロ階層混合」をキーワードに,いろいろな方と 意見交換をしています.具体的な研究対象は人それぞれです が,物理のイメージを共有して互いに興味を持つことで新し い研究活動のきっかけになるかもしれない,と期待を持って います.



こばやしまさひろ小林政弘

-00

00

核融合科学研究所 准教授. 磁場閉じ込め核融 合装置のダイバータプラズマ研究を行ってい ます. トカマク・ヘリカル型装置の実験やシ

ミュレーションに取り組んできました.ここ 数年は周辺3次元磁場構造がプラズマの熱的不安定性,閉じ 込めプラズマ輸送へ及ぼす影響を調べています.最近は星間 プラズマも少し興味が出てきました.好きな作家:内田百 閒,森鴎外,カズオイシグロ,椎名誠など.いつかパタゴニア を1か月くらい旅してみたいです.



はな だ かず あき

九州大学応用力学研究所高温プラズマ理工学 研究センター 教授. 1994年京都大学 博士 (理 学),京都大学理学研究科教務職員,東京大学 理学研究科助手,九州大学応用力学研究所助

教授を経て現職.京都大学ではプラズマと波動の相互作用,東 京大学では球状トカマクやトカマクの揺動計測,九州大学で は高周波電流駆動による長時間運転の実証研究及び球状トカ マクでのプラズマ・壁相互作用に関する研究を行ってきまし た.10年位前までは仲間とともに部活のようにテニスをして いましたが,最近は近くにある糸島産の旬の野菜,魚を使った 料理を食することが趣味になっています.食材を通じて季節 の変化を感じる日々です.



し かま たい いち四 竈 泰 一

京都大学大学院工学研究科 准教授.2007年東 大院工・博士(工学).専門は分光計測.プラ ズマ分光で開発余地がある波長域の拡大(赤 外),様々な光特性の利用(偏光,拡散反射)

に着目して、計測原理の提案、分光器の開発、実験を行っている.他分野への応用(ダイヤモンドの蛍光分光によるナノスケール温度計測,位相補償を利用した多モード光制御)も行っている.趣味は、ともに浅いが乗り鉄と昆虫採集.双子の息子達と一緒にレアな車両や昆虫を探して楽しんでいる.



藤井恵介

京都大学工学研究科 助教. 2012年 同研究科 大学院・博士(工学).確率的な描像で様々な 現象を理解・説明することを目指して,プラ ズマ物理・原子物理・量子物理の間をさま

よっています.特に,これらの分野の色々なところに出現する ベキ乗則に着目してその統計物理的な性質を好んで調べてい ます.プライベートでは,息子(4歳)に科学への興味を持っ てもらうために教育パパをやっています.どうも最近はプロ グラミング関係の知育玩具が流行っているようです.プラズ マ関係のおもちゃも流行ればいいんですけどね.



KUZMIN Arseniy

京都大学大学院工学研究科 講師.

I started my research in MEPhI university in Moscow, where I investigated hydrogen retention in graphites, irradiated by laboratory and

tokamak plasmas. After getting my Ph.D. there in 2012, I moved to Japan to work on QUEST tokamak.

Now I am studying hydrogen permeation through metals, irradiated by plasma, as well as atomic and molecular hydrogen emissions in different discharges.

I am happy to encounter such a welcoming group of exceptional scientists, and I am glad I can contribute to the ongoing research.

米田奈生

京都大学工学研究科機械理工学専攻,博士後期課程3年.トカ マクプラズマにおいて不純物イオン・水素分子の可視分光を 行っています.博士論文執筆など,これまでの成果のまとめに 忙しくしています.趣味は楽器演奏(ピアノ,朝鮮伝統打楽 器)で,自由に練習・演奏できる世の中が来ることを待ち望ん でいます.



ご とう もと し後藤基志

核融合科学研究所 高温プラズマ物理研究系 准教授. 京都大学博士(工学). LHD において 分光計測を担当. プラズマ中の原子過程に注 目した研究を行っています. 最近は, 偏光分光

とレーザー吸収分光がキーワードです. 自宅に薪ストーブを 導入してから, 週末は主に薪作りをしています. チェーンソー と斧の扱いに習熟しました.