

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- α emission band spectra, ro-vibrational population distribution, rotational temperature, LHD, Balmer- α 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ョ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, 電子サイクロトロン波共鳴加熱 (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 $D/C \sim 0.4$ 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、

$$k_r = \frac{k_{40}^2 k_{20}}{k_{30}^2 C_0^2} \text{Exp} \left[\frac{2(E_S - E_C)}{k_B T} \right] \quad (1)$$

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なになる。

$$\frac{C_{\text{bulk}}}{C_{\text{dep}}} = \frac{S_{\text{bulk}}}{S_{\text{dep}}} = e^{-\frac{\Delta H}{k_B T}} \quad (2)$$

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。侵入長数十 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 10^5 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定めるパラメータとして Dolye[18] が導入した

$$W = \frac{d_p \sqrt{\Gamma_{in} k_r}}{D} \quad (3)$$

を考えると便利である。ここで、 d_p は水素原子の侵入長、

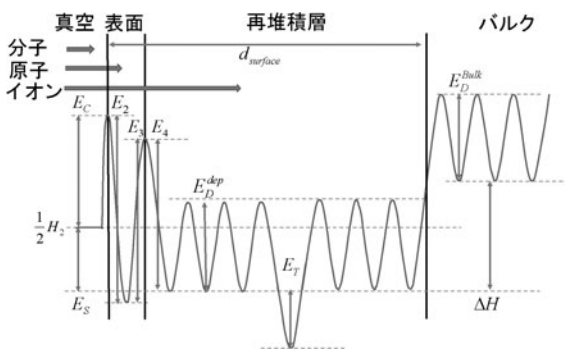


図2 水素に対する真空での水素分子のポテンシャルを基準にしたポテンシャル概念図。ここで E_S は溶解のエンタルピー、 E_C は表面の化学吸着の活性化エネルギー、 E_2, E_3, E_4 は表面放出、表面からバルク、バルクから表面の移動の活性化エネルギー、 $E_D^{\text{dep}}, E_D^{\text{bulk}}$ は再堆積層とバルクの拡散の活性化エネルギー、 E_T は再堆積層もしくは表面近傍の捕獲サイトの脱離ポテンシャル、 ΔH は再堆積層とバルクのエンタルピー差である。この図では堆積層は発熱 ($E_S < 0$ 、炭素、チタン等)、母材は吸熱 ($E_S > 0$ 、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 $1/2 H_2$) 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。

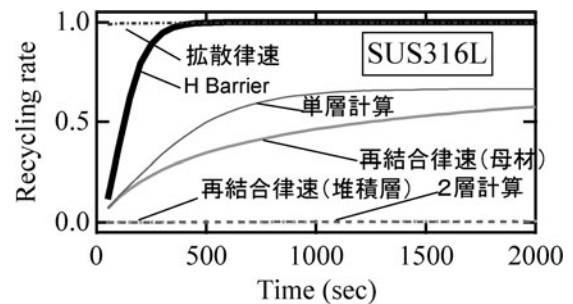


図3 ステンレス 316L のリサイクリング率の時間変化。壁温 373 K, 粒子束 1×10^{18} H/m²s, 一点鎖線: 拡散律速モデル, 太実線: 再結合律速モデル (母材の k_r), 点線: 堆積層ありの再結合律速モデル (堆積層の k_r), 実線: 母材厚み 2 μm の場合の計算, ドット: 堆積層ありの母材厚み 2 μm の場合の計算, 極太実線: 堆積層ありの水素バリアモデル。

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].

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

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

$$R_{rec}(t) = \text{Erfc}\left(\frac{d_p}{2\sqrt{Dt}}\right) \quad (5)$$

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 ($\sim 10^{-26} [\text{m}^4/\text{s}]$) 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ゲ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 $10^{18} \text{ H}/\text{m}^2\text{s}$ 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

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_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.

$$\frac{\partial C_T(t)}{\partial t} = \frac{D}{\lambda_c^2} C(t) \left(1 - \frac{C_T(t)}{C_{T0}}\right) - \nu_0 e^{-\frac{E_T}{k_B T}} C_T(t) \quad (6)$$

ここで λ_c は結晶格子間隔, ν_0 ($\sim 10^{13} / \text{s}$) はデバ依振動数, 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 D β ビーム (1 keV \sim 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ゲステン溶射 (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

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
$D_0 [\text{m}^2/\text{s}]$	4.7×10^{-7}	4.3×10^{-10}	1.5×10^{-7}
$E_D [\text{eV}]$	0.57	0.48	0.41
$k_{r0} [\text{m}^4/\text{s}]$	3.8×10^{-28}	1.0×10^{-15}	4.0×10^{-36}
$E_k [\text{eV}]$	0.55	1.08	0.17
$E [\text{eV}]$	0.7	1.05	0.5
$C_{T0} [\text{m}^{-3}]$	1×10^{29}	1.5×10^{27}	1×10^{29}
$d_{\text{surface}} [\text{nm}]$	20	30	30
$W @ T_w = 300\text{K}$	3.7×10^{-2}	72	8.2×10^{-6}
$W @ T_w = 500\text{K}$	3.8×10^{-4}	183	9.9×10^{-8}

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 ($H\alpha$ 線強度 ($n=3 \rightarrow 2$:ここで n 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 ($T=373\text{ K}$) で電子密度や $H\alpha$ 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 ($\sim 2 \times 10^{18}$ 個) の数百倍の水素原子が壁表面 $20\text{--}30\text{ nm}$ の堆積層内に吸蔵 ($\sim 1 \times 10^{21}$ 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

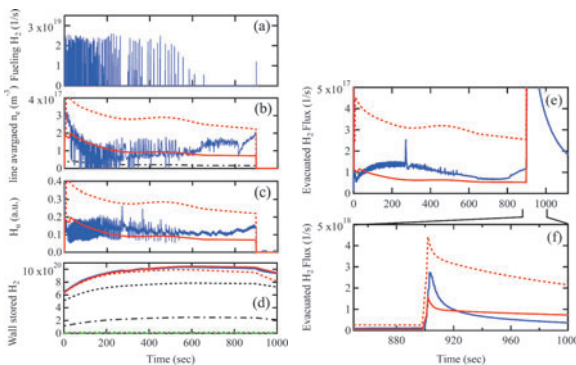


図4 QUESTの高温壁設置前の1000秒放電の(a)水素分子供給束、(b)電子密度、(c) $H\alpha$ 線強度、(d)壁に吸蔵された水素数(分子数換算:堆積層の溶解水素(黒点線)、捕獲水素(黒一点鎖線)、タングステンの溶解水素(緑点線)、捕獲水素(緑一点鎖線))、(e)排気束、(f)放電終了後の拡大の時間変化。図中の実線は粒子循環モデル計算、点線は計算で壁を高温壁に変えた場合の計算結果。[11]より転載。

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費補助金(16H02441, 21H04456)、核融合科学研究所双方向型共同研究(NIFS05 KUTRO14, NIFS13KUTR093, NIFS13KUTR085, NIFS

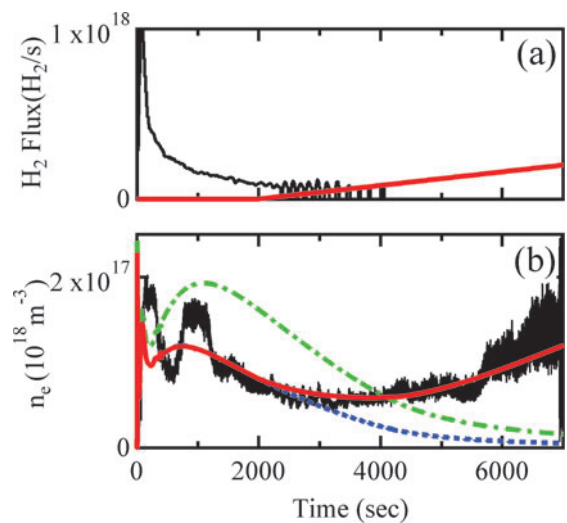


図5 QUESTの高温壁設置後の7000秒放電の(a)水素分子供給束、(b)電子密度時間変化。図中の実線(黒線)は実測値、点線はモデル計算、一点鎖線はプラズマ誘導脱離を仮定した場合、太線は(a)で示した未知のガス放出(太線)を仮定した場合。[24]より一部変更転載。

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 $a^3\Sigma_g^-b^3\Sigma_u^-$ 帯, 可視ファルカー α 帯 $d^3\Pi_u-a^3\Sigma_g^+$, 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, $a^3\Sigma_g^-$ 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。(四電)

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 $T_e = T_i = 5$ eV, $n_e = 10^{19} - 10^{21}$ m $^{-3}$, また, 温度800 KのH $_2$ 分子を仮定すると, 上記の消滅反応のレートが約 10^{-15} m 3 /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ており, 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 $T_e \approx 15$ eV, $n_e \approx 1 \times 10^{17}$ 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分子の侵入長は長い。

ファルカー α 帯($d^3\Pi_u-a^3\Sigma_g^+$)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]。

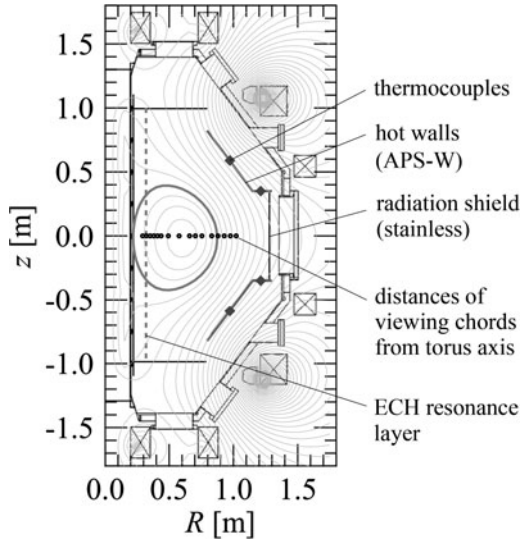


図6 QUEST ポロイダル断面上の高温壁の構造と赤道面上の24視線のトーラス中心からの距離。

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]

$$T_{rot}^{Xv} = \frac{B^{Xv}}{B^{dv'}} T_{rot}^{dv'} \quad (7)$$

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

得られた $T_{rot}^{Xv=0}$ 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°C から 195°C 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 150 K 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。 (四竜, 米田)

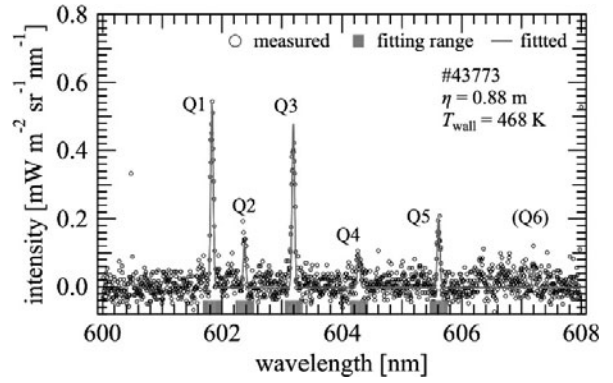


図7 外側最外殻磁気面付近を通る視線 (トーラス中心から距離 0.88 m) で計測したファルカー α 帯 $v'-v''=0-0, Q$ 枝回転輝線スペクトル。

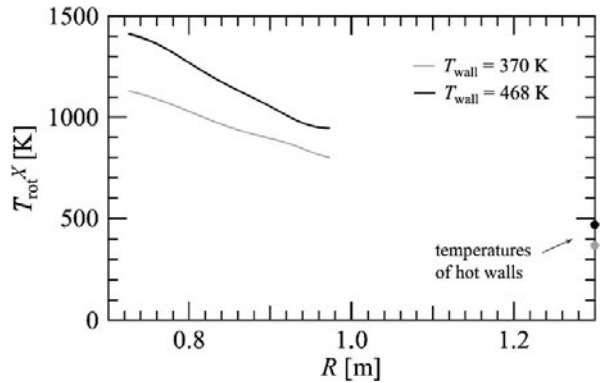


図8 トーラス外側赤道面上における $T_{rot}^{Xv=0}$ の R 分布

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エ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 $R_{ax} = 3.75\text{ m}$, トロイダル磁場の大きさは $B_T = 2.64\text{ T}$, 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 $n_e \approx 7 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}, 4 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$, 中心電子温度が $T_e \approx 1.2\text{ keV}, 1.8\text{ keV}$ 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 ($409-801\text{ nm}$) を高波長分解能 (波長 $600-630\text{ nm}$ で約 $70-80\text{ pm}$) で同時計測可能なエシエル分光器[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; $2560 \times$

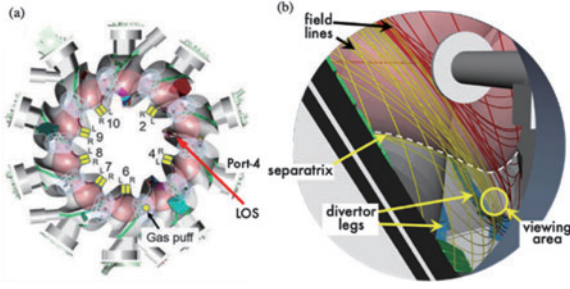


図9 計測に使用した視線 (LOS). (a)LHDと視線の上面図, (b)計測に使用したポートから見た真空容器内の模式図. 視線 (黄色の丸が観測領域) はダイバータ板 (水色の領域) を見込んでおり, 視線方向は磁場の接線方向に近い (黄色および赤色の実線がそれぞれ開・閉磁場領域の磁力線を表す). [44]Fig.3 より転載.

2160画素, 画素面積 $6.5 \times 6.5 \mu\text{m}^2/\text{pixel}$, 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 ($d^3\Pi_u^-$) 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:

$$\frac{n_{dv'J'}}{(2J'+1)g_{as}^{J'}} = (1-a^{v'}) \exp\left(-\frac{E_{\text{rot}}^{dv'}(J')}{k_B T_{\text{rot},1}^{dv'}}\right) + a^{v'} \exp\left(-\frac{E_{\text{rot}}^{dv'}(J')}{k_B T_{\text{rot},2}^{dv'}}\right) \quad (8)$$

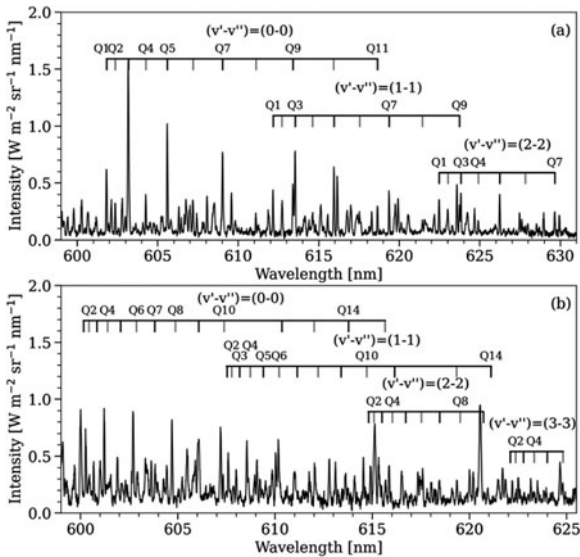


図10 (a)水素, (b)重水素放電で計測したファルカー α 帯 Q 枝回転輝線スペクトル. [44]Fig.5 より転載.

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

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, $E_{\text{rot}}^{dv'}(J')$ は回転エネルギー, k_B はボルツマン定数を表す. $T_{\text{rot},1}^{dv'}$, $T_{\text{rot},2}^{dv'}$ 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 $d^3\Pi_u^-$ 準位の回転温度 $T_{\text{rot},1}^{dv'}$, $T_{\text{rot},2}^{dv'}$ 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 $T_{\text{rot},1}^{Xv}$, $T_{\text{rot},2}^{Xv}$ を評価した. また, 基底準位の振動温度 T_{vib}^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 400–1100 K, 高温成分が約 2800–4200 K 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 9000 K となり, 回転温度より高い値を持つこ

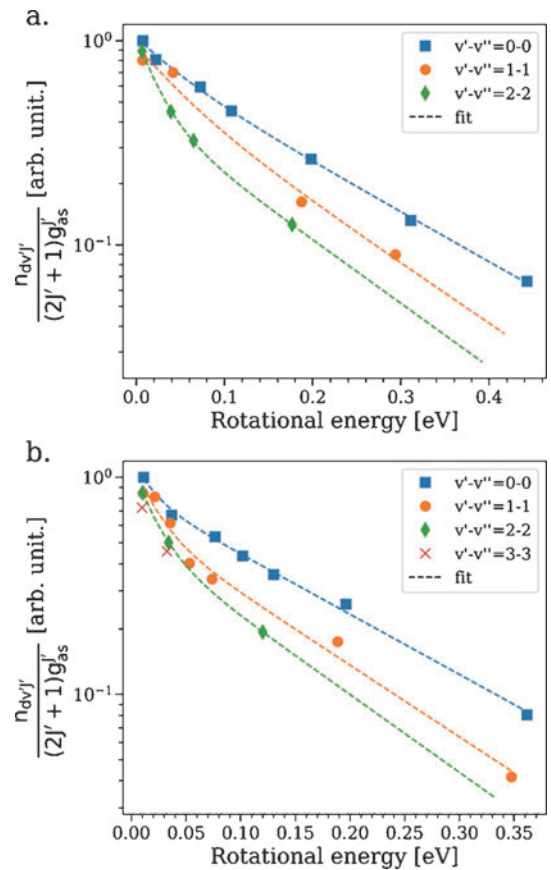


図11 ファルカー α 帯上準位 ($d^3\Pi_u^-$) の振動回転準位相対ポピュレーション分布. (a)水素分子, (b)重水素分子††.

表2 ファルカー α 帯上準位 ($d^3\Pi_u^-$) の回転温度. 基底準位 ($X^1\Sigma_g^+$) 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 $T_{\text{vib}}^X = 9200 \pm 600$, 重水素分子が $T_{\text{vib}}^X = 9600 \pm 180$ であった†††.

振動単位	水素分子		重水素分子	
	$T_{\text{rot},1}^{dv'}$ (K)	$T_{\text{rot},2}^{dv'}$ (K)	$T_{\text{rot},1}^{dv'}$ (K)	$T_{\text{rot},2}^{dv'}$ (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

とがわかった。

(Kuzmin, 四竈)

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, NIFS21KUTR161, NIFS20KUTR156), 科研費補助金 (20K20962, 19H01878), 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 $2 \times 10^{-14} \text{ m}^3/\text{s}$), 電子密度 n_e (おおよそ 10^{19} m^{-3}), 水素原子の速度 v (室温で $2 \times 10^3 \text{ m/s}$) から、侵入長は $v_{\text{th}}/(r_{\text{ion}}n_e) \approx 10^{-2} \text{ m}$ 程度となる。これはプラズマの大きさ ($\approx 1 \text{ m}$) 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り替わる。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

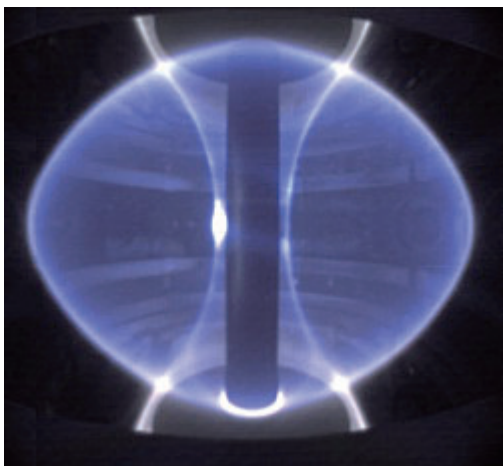


図12 MAST トカマクプラズマの発光強度分布。発光がプラズマ周辺領域に局在していることがわかる (Creative Commons Attribution-Share Alike 3.0 Unported) [http://www.fusion.org.uk/MAST.aspx, https://en.wikipedia.org/wiki/File:MAST_plasma_image.jpg]

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 $H\alpha$ 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およそ $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ および $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 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 $H\alpha$ 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

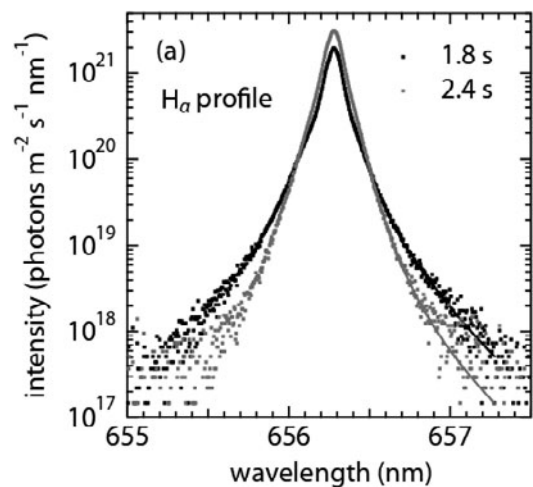


図13 LHD プラズマに対して計測した $H\alpha$ スペクトル。放電開始から 1.8 s ($n_e \approx 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) および 2.4 s ($n_e \approx 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) に得られたスペクトルをそれぞれ黒・灰色点で示している。縦軸が対数スケールであることに注意すると、ガウス関数 (片対数グラフでは放物線状) と大きく異なる裾形状を有していることを理解できる。 [51] より転載。

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

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 H α 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

$$\omega = \lambda_0 \sqrt{\frac{2kT_i}{Mc^2}} \quad (10)$$

と書ける。ここで、 λ_0 は H α 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 H α 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 H α 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

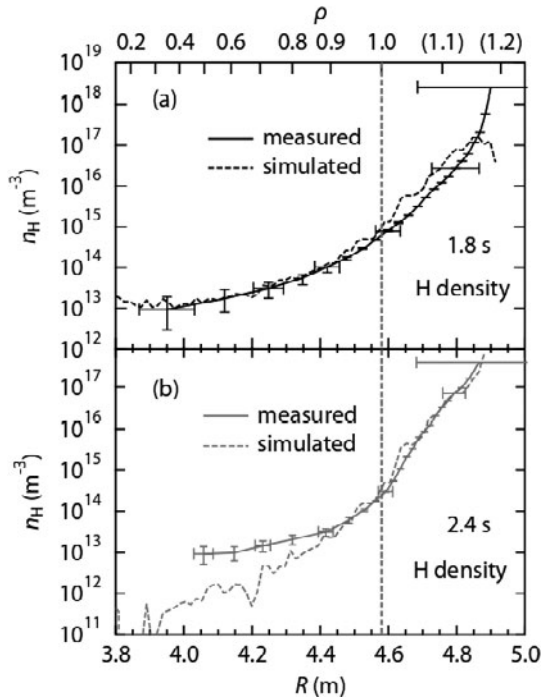


図14 観測した H α スペクトル (図13) から求めた LHD プラズマ中の水素原子密度分布 (実線)。モンテカルロシミュレーションにより得られた水素原子密度を実線を示す。[51]より転載。

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 10^3 倍以上小さい。これは、 $\approx 10^{-2}$ m 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マイ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。

$$\frac{d}{dt} f_H + \nabla \cdot v f_H = \left. \frac{\partial f_H}{\partial t} \right|_{\text{ion}} + \left. \frac{\partial f_H}{\partial t} \right|_{\text{CX}} \quad (11)$$

ここで、 f_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 $\left. \frac{\partial f_H}{\partial t} \right|_{\text{ion}}$ と荷電交換衝突 $\left. \frac{\partial f_H}{\partial t} \right|_{\text{CX}}$ 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

$$\left. \frac{\partial f_H}{\partial t} \right|_{\text{ion}} = -r_{\text{ion}} n_e f_H \quad (12)$$

これは、イオン化レート $r_{\text{ion}} n_e$ 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]

$$\left. \frac{\partial f_H}{\partial t} \right|_{\text{CX}} = -r_{\text{CX}} n_{H^+} f_H + r_{\text{CX}} n_H f_{H^+} \quad (13)$$

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、 $r_{\text{CX}} n_{H^+}$ 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]。

$$\nabla \cdot (\mu_H \nabla p_H) = r_{\text{ion}} n_e n_H \quad (14)$$

なお p_H は水素原子の圧力であり $\mu_H = [M(r_{\text{ion}} n_e + r_{\text{CX}} n_{H^+})]^{-1}$ 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_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 $r_{ion} n_e n_H$ を求めた後これを積分することで、 p_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。

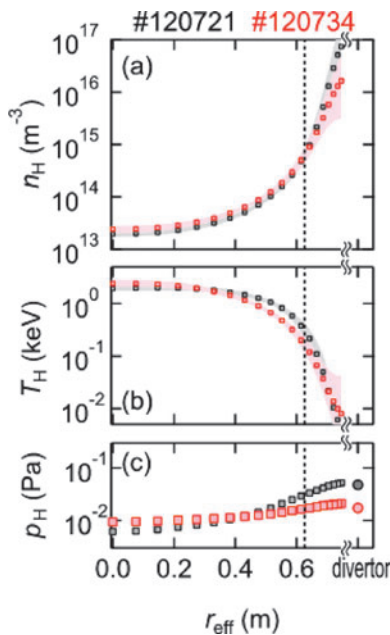


図15 LHDにおける水素原子(a)密度、(b)温度、(c)圧力の径方向分布。密度はH α スペクトルから、圧力は式(6)に得られた水素原子密度を代入し径方向に積分することで求めた。温度は密度および圧力から求めた。[57]より転載。

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、

$$n(p) = R_1(p)n_e n(1) \tag{16}$$

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、

$$S = \sum_{p=1}^{\infty} S(p)n_e n(p) = \sum_{p=1}^{\infty} S(p)n_e [R_1(p)n_e n(1)] \\ \equiv S_{CR}n_e n(1) \tag{17}$$

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、 T_e と n_e 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 T_e および n_e 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、 T_e および n_e 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 T_e および n_e 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。

$$\tau_p(r_{\text{eff}}) = \frac{\int_{r_{\text{eff}}}^{r_{\text{eff}}} n_e(r) dV}{\int_{r_{\text{eff}}}^{r_{\text{eff}}} \mathbf{\Gamma}(r) \cdot d\boldsymbol{\sigma}} = \frac{\int_{r_{\text{eff}}}^{r_{\text{eff}}} n_e(r) dV}{\int_{r_{\text{eff}}}^{r_{\text{eff}}} \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}(r) dV} \quad (18)$$

ここで $\int_{r_{\text{eff}}}^{r_{\text{eff}}} n_e(r) dV$ は磁気面 r_{eff} 内の体積積分を表し、 $\int_{r_{\text{eff}}}^{r_{\text{eff}}} \mathbf{\Gamma}(r) \cdot d\boldsymbol{\sigma}$ はフラックス $\mathbf{\Gamma}$ に対する磁気面 r_{eff} 上の面積分である。連続の式

$$\frac{\partial n_e(r)}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}(r) = S(r) \quad (19)$$

を用いてさらに書き直すと

$$\tau_p(r_{\text{eff}}) = \frac{\int_{r_{\text{eff}}}^{r_{\text{eff}}} n_e(r) dV}{\int_{r_{\text{eff}}}^{r_{\text{eff}}} S(r) dV - \int_{r_{\text{eff}}}^{r_{\text{eff}}} \frac{\partial n_e(r)}{\partial t} dV} \quad (20)$$

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 $r_{\text{eff}} = 0.6$ 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を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

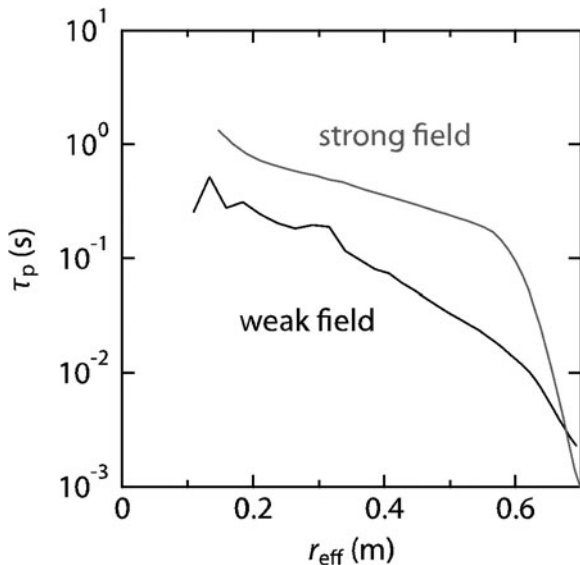


図16 LHDの異なる磁場配位放電において求めた τ_p の r_{eff} 依存性。[53]より転載。

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. Erements *et al.*, J. Phys. D:2, 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 Company 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).