プロジェクトレビュー 核融合炉実現を目指したトリチウム研究の新展開

3. 炉内トリチウム

上田良夫,大宅 薫¹⁾,芦川直子²⁾,伊藤篤史²⁾,小野忠良³⁾,加藤太治²⁾,川島寿人⁴⁾, 河村学思²⁾,剣持貴弘⁵⁾,斎藤誠紀⁶⁾,清水勝宏⁴⁾,高木郁二⁷⁾,高山有道²⁾,滝塚知典⁴⁾, 田中康規⁸⁾,田辺哲朗⁹⁾,藤間光徳¹⁰⁾,Tolstikhina Inga Yu.¹¹⁾,冨田幸博²⁾,仲野友英⁴⁾, 中村浩章^{2,6)},中村 誠⁴⁾,畑山明聖¹⁰⁾,星野一生⁴⁾,本間裕貴¹⁰⁾,吉田雅史⁹⁾,和田 元⁵⁾ 大阪大学,¹⁾徳島大学,²⁾核融合科学研究所,³⁾岡山理科大学,⁴⁾日本原子力研究開発機構,⁵⁾同志社大学, ⁶⁾名古屋大学,⁷⁾京都大学,⁸⁾金沢大学,⁹⁾九州大学,¹⁰⁾慶應義塾大学,¹¹⁾Russian Academy of Sciences (原稿受付:2012年7月2日)

Keywords:

tritium, retention, plasma facing materials, carbon, tungsten, mixed ion irradiation, radiation damage, JT-60U, chemical sputtering, dust, impurity transport, material mixing, molecular dynamics, first principle, integrated modeling

3.1 炉内トリチウム研究の総括

炉内トリチウム (T)研究は、プラズマ材料相互作用という研究分野と密接につながっている.この分野では、エッジプラズマと炉壁材料の相互作用基礎過程,壁材料原子の 損耗とプラズマ中の輸送や再堆積,およびそれがグローバ ルな燃料粒子挙動に与える影響等が対象となる.現実の核 融合炉システムにおけるこれらの現象は、きわめて多くの 要因が関係する複雑でかつ非線形な現象であり、これまで 多くの研究が行われているにもかかわらず、まだ未解決の 課題が多くある.しかしながら、Tに係わる安全性や経済 性を評価する上では、きわめて重要な研究であり、本領域 研究によりさらに研究を促進するとともに、将来に向かっ て高いレベルで研究を継続するために、研究体制の構築を 進めてきた.本プロジェクトレビューではこれらの成果の 概要を紹介するとともに、いくつかのトピックについて詳 しく説明を行う.

実験研究を担当した A01班は,核融合炉内複雑環境にお ける T 蓄積挙動の解明とその除去法の開発を目的とし た.核融合炉環境においては,壁表面に複数種のイオン (燃料イオン,ヘリウム灰イオン,壁不純物イオン(炭素 (C),タングステン(W)など),エッジプラズマ冷却ガスイ オン(ネオン(Ne),アルゴン(Ar)など)や中性子が同時に 入射し,またイオンはエネルギー分布を持ち,表面に平行 に近い方向から入射する.このような複雑で特殊な環境下 での現象を解明することが核融合炉内T 蓄積現象の理解と その制御のために重要である.A01班の具体的なテーマと

しては、イオン同時照射環境(重水素(D)・ヘリウム (He), D・C) における水素同位体蓄積・透過挙動, 高エネ ルギーイオンで損傷を与えたW中の水素同位体蓄積,高密 度プラズマ照射によるダスト粒子の生成と水素同位体蓄 積,JT-60Uトカマクプラズマ装置における炭素壁の損 耗・輸送・再堆積の研究と水素同位体蓄積に与える影響, および壁材料中の水素同位体除去をテーマとして研究を進 めた. その結果, DとHe, あるいはDとCの混合イオン照 射下では,W壁材料中のD透過特性が不純物イオンのない 場合に比べ大きく変化することを見出した. この内容 は、3.2で説明している. さらに、中性子照射により壁材料 は損傷をうけ、Tの蓄積に大きな影響を与える.本プロ ジェクトでは、高エネルギーイオン照射により、壁材料中 に損傷を与えて中性子損傷を模擬し、水素同位体の蓄積に 与える影響を調べた.この内容は3.3で説明している.さら に実機における壁材料の損耗・輸送・再堆積、およびこの 水素同位体蓄積に与える影響では、JT-60Uトカマク装置 において詳細な研究を行い,実機での水素同位体蓄積挙動 に対する総合的な研究とその研究を基礎とした ITER にお ける T 蓄積量の評価を行った. この内容は3.4で説明して いる.

理論・シミュレーション研究を担当した A02班は, 核融 合炉のT蓄積・排出評価のための理論およびシミュレー ションコードの開発を目的とした.ダイバータ・境界層プ ラズマとプラズマ・壁相互作用の国内および海外シミュ レーションコード開発者の連携研究によって,コード間ベ

3. In-Vessel Tritium

UEDA Yoshio, OHYA Kaoru, ASHIKAWA Naoko, ITO M. Atsushi, ONO Tadayoshi, KATO Daiji, KAWASHIMA Hisato, KAWAMURA Gakushi, KENMOTSU Takahiro, SAITO Seiki, SHIMIZU Katsuhiro, TAKAGI Ikuji, TAKAYAMA Arimichi, TAKIZUKA Tomonori TANAKA Yasunori TANABE Tetsuo, TOMA Mitsunori, TOLSTIKHINA Inga Yu., TOMITA Yukihiro, NAKANO Tomohide, NAKAMURA Hiroaki, NAKAMURA Makoto, HATAYAMA Akiyoshi, HOSHINO Kazuo, HOMMA Yuki, YOSHIDA Masafumi and WADA Motoi corresponding author's e-mail: yueda@eel.osaka-u.ac.jp

ンチマークによる各素過程モデルの評価, 基礎実験データ に基づくモデルの精密化、素過程コードの統合と実機実験 データ解析によるコードの評価・性能向上を図りつつ、核 融合炉実環境下での燃料Tの炉内蓄積挙動に関わるシミュ レーションコードを開発した.これにより炉内T蓄積量を 評価し、その低減、除去に関わる基礎物理を明らかにした. 水素同位体イオンやHeイオンと炭素材やWの相互作用に ついては,二体衝突近似法に加えて分子動力学法を用いた シミュレーションコード開発や第一原理計算を用いて明ら かにした.また、水素イオンの壁材料表面での反射現象や プラズマ中での荷電交換断面積の評価、ダスト粒子のエッ ジプラズマ中での挙動評価など、不純物のエッジプラズマ 中での輸送評価に重要な結果を得た. これらの内容 は、3.5.1で説明されている. さらに炉心プラズマ、スクレ イプオフ層、ダイバータプラズマ、およびプラズマ対向壁 を含む系のTや壁材料輸送などを総合的にシミュレーショ ンするための統合コードの作成を行った. この内容 は、3.5.2で説明されている.そして、ベリリウム (Be) や Cを含む再堆積層中のT蓄積やW中のT蓄積挙動のシミュ レーションを行い, ITER 炉内の T 蓄積量評価やその除去 についての結果を得た.この内容は、3.6で説明されてい る.

これらの研究を通じて、次期トカマク装置の壁材料選択 やシナリオ策定に有用な知見を提供するとともに、世界を リードする周辺プラズマ・材料相互作用統合コードの開発 に成功し、精度の高い炉内T蓄積量の評価を可能にした.

3.2 タングステンへの混合イオン照射影響

W中のTの蓄積や透過については、これまで水素同位体 プラズマ,あるいはイオンビームを照射して主に調べられ てきた[1-4]. しかしながら, プラズマ中には核燃焼によ り存在する He, 壁材料が損耗して混入した不純物 (Cや W)、エッジプラズマ冷却のために注入するガス (Ne. Ar) などが存在する. これらの不純物イオンが燃料イオン と同時に入射することで,表面混合層(WC等)や表面改質 層(Heバブル層)などが形成され、これが水素同位体の挙 動に大きな影響を与えることが近年知られるようになっ た. 例えば, He イオンが同時照射された場合には, リテン ションが大幅に減少したり、ブリスタリングが抑制される などの現象が起こることがわかってきた[5-7].また、炭 素イオンが同時照射されると、ブリスタリングが促進され ることもわかっている(C堆積が起こらない,損耗条件に て)[8]. しかしながら、これらは同時照射後の試料分析よ り得られた結果であり、実際にイオンが同時照射されてい るときに、水素同位体がどのように振る舞うかについては 明確ではない、このようなイオン照射(プラズマ照射)時 のダイナミックな水素同位体挙動の解明は、燃料粒子の壁 でのリサイクリングや、核融合炉における T の冷却材への 透過現象などの評価に重要であるだけではなく、モデリン グを行う際にも有用な結果を与える.

そこで本研究では、W 箔に D と He, あるいは C の混合 イオンビームを,不純物イオン割合や,試料温度,および 入射フラックスを変化させて測定し,表面に形成される改 質層が水素同位体挙動に与える影響を定量的に評価し,そ の結果をモデル化することで,ITER や原型炉における W 壁材料中の T 挙動の評価を行うことを目的とした.実験条 件は,イオンビームエネルギーが 1 keV,イオンフラック スが~1×10²⁰ m⁻²s⁻¹,試料温度は最高 1050 K である.こ のフラックスや温度条件は,第一壁表面の状況に非常に近 いものであり,本研究のデータはブランケット第一壁にお ける水素同位体挙動を評価するために外挿をする必要がほ とんどない.

図1にDとHe(2%),およびDとC(3%)の混合イ オンビーム照射による定常状態でのD透過フラックスの温 度依存性を示した.D単独照射の場合は、透過フラックス の温度依存性は小さく(600 K~1000 K),ほぼ一定値を示 す.しかしながら, D/He 混合照射の場合は, D 単独に比べ て透過フラックスは小さくなり、特に800K程度では1/10 程度まで減少する.800K以下でも測定は行っているが, 測定限界程度以下であり,800K以下ではさらにHeの効果 が大きいことが示唆される.一方で,D/C 混合照射の場合 は透過フラックスは増加する.ただし、この時 C の堆積は 起こらず、Wの表面はいわゆる損耗条件にあることに注意 する必要がある.したがって、イオン照射側の表面には常 にWとCの混合層が存在している.この混合層がDの表面 からの脱離を抑制する方向に働き、その結果表面近傍のD 濃度が上昇し,背面への透過フラックスの増加につなが る. He の場合は、He バブルと呼ばれるナノメーターサイ ズのHeが封入された空洞が表面近傍にできることが, TEM (透過型電子顕微鏡) による分析で明らかになってい る. この He バブル層が形成されることで逆に表面からの D 脱離を促進していると考えられる.

このように表面改質層 (WC 層や He バブル層) が形成されることで、Dの脱離・透過挙動に大きな影響を与えるメカニズムを検討するために、透過フラックス ϕ_p の入射フラックス ϕ_i 依存性を調べた.D/He混合イオン照射の場合を図2に、D/C混合照射の場合を図3に示した.図2よ



図1 重水素イオンビーム(■), D/He 混合イオンビーム (●), D/C 混合イオンビーム(▲)をW箔 (30 µm 厚)に照 射したときの透過フラックスの温度依存性.



図2 D/He 混合イオン照射時のD透過フラックスの入射フラックス依存性.Dのみの照射は、"D-only"(白抜きのシンボル)、混合照射は、"D-He Sim"(塗りつぶしたシンボル)で表している.



図3 D/炭素混合イオンビーム照射時の透過フラックスの入射 フラックス依存性.

り、D単独照射の場合は、透過フラックスが入射フラック スに比例し, D/He 混合照射の場合は, 透過フラックスは 入射フラックスの1/2 乗に比例することが明らかになっ た. この結果を透過現象を理解するときに広く用いられて いるBriceとDoyleのモデル [9] を用いて検討した. このモ デルによれば、入射されたイオンは、入射面と透過面に拡 散し,その後表面での再結合を経て, D分子として放出さ れる. その際, 拡散過程 (D) と再結合過程 (R) のどちら が律速になるかにより、フラックス依存性が変わる、入射 側と透過側のどちらも拡散律速の場合(DDと表記)は, $\phi_{\rm p} \approx \phi_{\rm i}$ となり、入射面のみ再結合律速になった場合(RD と表記) は、 $\phi_{p} \approx \phi_{i}^{0.5}$ となる. したがって、He を添加した 場合の透過挙動より、イオン入射側の表面が拡散律速(重 水素のみ, DD) から, 再結合律速 (D/He 混合照射, RD) へ変化したことが示唆される.また,Heを加えた場合で も,透過の減少がほとんどない 1050 K では $\phi_{\rm p} \approx \phi_{\rm i}$ であり, 透過フラックスの増減とその入射フラックス依存性が対応

していることがわかる.

He を同時照射した試料について, TEM を用いて表面の 深さ方向の微細組織観察を行った結果では, 高密度の He バブル層が形成されていることがわかった. その厚さは, 約 30 nm にも及び, イオンの飛程10nm 程度よりも厚く, He が入射位置から拡散してバブルを形成したことが示唆 される. また, He バブルは互いに結合して,表面につなが る空洞や亀裂のような構造を形成しており, このような構 造が重水素の表面からの脱離を促進している可能性があ る. この場合,入射された重水素イオンは,短い距離を拡 散してこの空洞の内壁に到達し,そこで再結合して脱離す ることになり,DDからRDへの律速過程の変化と矛盾しな い. ただ,これは現象論的考察なので,今後さらに研究を 進め脱離促進のメカニズムを明確にする必要がある.

一方、炭素を添加した場合は、フラックス依存性が温度 により異なるが、その様子は He 添加の場合と大きく異な る.図1よりわかるように、D透過量は700 K~800 K付近 で最大となる.これを考慮して,高温側 (850 K), ピーク 付近 (710 K),および低温側 (610 K) で,入射フラックス 依存性を調べた.その結果,高温側ではほぼ比例 $(\phi_n \approx \phi^{(1)}),$ ピーク付近ではほぼ平方根に比例 $(\phi_{\rm p} \approx \phi_{\rm s}^{0.59})$, そして低温側では, ほぼ依存性なし, という 結果が得られた.これらの結果は、核融合炉第一壁の重水 素挙動を評価するために、有益な結果である。しかしなが ら、これらの変化のうち、ピークより高温側では、一応、 Brice と Doyle のモデルで説明できるが、低温側の入射フ ラックスに対する依存性がないという結果はこのモデルで はまったく説明できない.したがって、もっと進んだモデ ルが本現象を理解するためには必要である.少なくとも ピーク温度以下では、BriceとDoyleのモデルで考慮されて いない現象があるといえ、これは今後の課題である.

以上のように、プラズマ中に含まれた不純物(He 灰と C)は、その割合が数%程度であっても表面に混合層や改 質層を形成することで、Dの脱離に大きな影響を及ぼし、 その結果内部へのTの流れに大きな影響を与えることがわ かった.また、その影響は数桁にも及ぶ大きなものであり、 核融合炉第一壁中のT蓄積や透過挙動を考える上で、プラ ズマ中の不純物の影響を正しく理解することが重要である ことを本プロジェクトははじめて示した.

3.3 イオン照射損傷が水素同位体挙動に与える 影響

3.3.1 トリチウムインベントリー評価に必要なパラメータ 通常,金属中の水素同位体は固溶または析出した状態で 存在するが,高速中性子などにより照射損傷が生じると, 固溶サイトよりも深いポテンシャルが形成されて水素(H) が捕捉(トラップ)される.プラズマ対向壁では日が析出 するような材料は使用しないから,Tインベントリーを評 価するには固溶と捕捉を考えればよい.系が平衡の場合, 両者の関係は

$$fNC_{\rm t} = C_{\rm s} (C_0 - C_{\rm t}), \tag{1}$$

で表される[10]. ここにfは平衡定数, $C_s \ge C_t$ はそれぞれ, 固溶している H と捕捉されている H の濃度, $N \ge C_0$ はそ れぞれ, 固溶サイトと捕捉サイトの密度である. また, fはトラップエネルギー E_t を用いて

$$f = \mu \exp\left(-E_{\rm t}/kT\right),\tag{2}$$

と表される. *µ* は前項, *k* はボルツマン定数, *T* は温度である. 片方から水素が供給される対向壁では平衡にはならないが, 定常状態であれば準平衡が成り立ち, これらの式が 適用できると考えられる.

インベントリー評価の手順としては C_s を与え,適切な fと C_0 から C_t を求めることになる.一般に C_s は照射に依 らない.したがって,照射影響に関しては,どのような f の捕捉サイトがどの程度の量 C_0 だけ生成するかを調べる ことが重要である.本節では中性子の模擬として高速イオ ンを照射し,核反応法によって D 濃度を測定し, fや C_0 を求めた結果を報告する.

3.3.2 ステンレス鋼

イオン照射によって多量のHを捕捉するようになる. 0.8 MeV-Heイオンを1.5×10²¹ m⁻²照射した304ステンレス 鋼試料に捕捉されたDの平均濃度C₁の温度依存性を図4に 示す[11].この実験では,核反応法によるDを測定してい る間も試料の片面をDプラズマにさらし続けており,捕捉 されているDと溶解しているDとの間に平衡が成り立って いると考えられる.溶解しているDの濃度C₅は核反応法で 測定できないほど低いため,試料中を透過するDのフラッ クスJから,

$$J = DC_{\rm s} / L, \tag{3}$$

の関係式を用いて求めた.式(3)はいわゆる拡散律速の状態を表しており、Dは拡散係数、Lは試料の厚みである.拡散律速であることは、非定常透過曲線を解析して確認した.低温では C_s に対する C_t の比は大きく、図によると450 K では40であった.このように、400 K~600 K にお



図 4 He イオンを照射した304ステンレス鋼中に捕捉された D の平均濃度 Ct と溶解している D 濃度 Cs の温度依存性[11].

いては C_t は C_s よりも十分に大きく、インベントリーの大 部分は捕捉された H であると考えられる.

 C_s に対する C_t の比が大きい理由の1つは捕捉サイトが 深いためである. Hや He を照射した試料における C_s と C_t から式(1)を用いて平衡定数を求めると, **図5**[11]に示 すような値が得られ,トラップエネルギー E_t は0.28 eV であった.捕捉サイトから Hが脱トラップするときのエネ ルギーはトラップエネルギーと拡散の活性化エネルギー (ステンレス鋼では0.55 eV)の和0.83 eV であり,比較的大 きな値である.もう1つの理由は,ステンレス鋼からは H が放出されやすく, C_s が小さいことである.

Hイオンを照射しても捕捉サイトは生成し、その平衡定数はHeイオン照射の場合と同じであったこと、捕捉されたDの深さ方向分布は弾き出し損傷の分布に一致したことから、捕捉サイトは損傷起因であり、C₀は損傷量の関数として表すことが妥当と考えられる.図6[11]に示すように、少なくとも2dpaまではC₀は損傷量に比例して増加し、弾き出しエネルギーを25eVとすると、捕捉サイトの生成率(損傷原子数に対する捕捉サイト数の比)は0.0068(He照射)と0.00051(H照射)であった.He照射によって生成した捕捉サイトは700Kでも安定に存在するが、H照射の場合は490Kで10時間加熱すると消滅した.He照射ではHe



図5 H および He イオンを照射した304ステンレス鋼に生成した 捕捉サイトの平衡定数 *f*[11].





が捕捉サイトを安定化していると考えられる.

以上をまとめると、ステンレス鋼では、最初は捕捉サイトが存在しないこと、照射によって生成しても高温で消滅 することからインベントリーは少ないと考えられるが、T が崩壊すると³He が生成するので、運転期間が長くなると 捕捉サイトは消滅しにくくなり、インベントリーが増加す る可能性がある.

3.3.3 フェライト鋼

低放射化鋼である F82H について、3.3.2のステンレス鋼 と同じ実験を行った.フェライト鋼もステンレス鋼と同様 に、照射によって多量の Hを捕捉するようになる.**図7** [12]に示すように、未照射ではほとんど D が存在しなかっ たが、照射するに従って捕捉される D が増加した. C_s に対 する C_t の比はステンレス鋼の場合よりもさらに大きく、例 えば450 Kでは800にも達した. C_s がきわめて小さいことが 理由である.平衡定数 f は He 照射でも H 照射でも同じ値と なり、0.25 exp(-0.66 [eV])であった.照射したフェライ ト鋼のトラップエネルギーを求めた例はみあたらず、重要 な情報が得られた.脱トラップのエネルギーは 0.73 eV で あり、ステンレス鋼よりも少し小さい.

弾き出しエネルギーを 20 eV とすると, 捕捉サイトの生 成率は 0.0046 (He 照射) と 0.0014 (H 照射) であり, He 照射ではステンレス鋼の場合よりもやや小さく, H 照射で は大きな値となった. 捕捉サイトの消滅挙動はステンレス 鋼と似ており, He 照射では 700 K でも消滅しないのに対し て, H 照射では 600 K で27時間保持すると捕捉サイトの大 部分が消滅した. He イオンを照射すると捕捉サイトが安 定化すると思われる.

以上のように深さや生成率に若干の違いはあるものの, F82Hに生成する捕捉サイトの性質はステンレス鋼とよく 似ており, Tインベントリーも同じ傾向を示すと考えられ る.

3.3.4 タングステン

Wの特徴は融点が高いことである.照射によって生じた 格子間原子が移動を始める目安を融点の0.15倍と仮定する



図7 Heイオンを照射したフェライト鋼 F82H 中のDの深さ方向 分布[12].

と,鉄では270 K であるのに対し,W では540 K である.し たがって,W では比較的高い温度でも欠陥が成長し,捕捉 サイトが変化する可能性がある.

3.3.2と同様の実験をWについて行った.イオン照射前のD濃度は、図8[13]のような温度依存性を示したが、400 Kで0.8 MeV-Heイオンを照射したところ、濃度が減少した.この照射後の濃度は、本実験と同一条件のプラズマ照 射下でW中に溶解しているDの濃度Csにほぼ等しい [14].W試料中には最初、何らかの捕捉サイトが残存していたが、He照射によってこの捕捉サイトが消滅したので はないかと考えられる.

次に試料の温度を上げると500 K付近からD濃度が上が り始め,600 K付近で極大値を示した.その後は照射前と 同じような温度依存性であった.一連の実験の間,試料は Dプラズマにさらし続けていた.Hイオンを照射して も,Heイオンと同様に500 K付近で捕捉サイトが生成し た.実験結果から示唆されることは,500 Kより高温では 照射欠陥が熱的に移動して別の欠陥となり,それが水素の 捕捉サイトとして働くこと,捕捉サイトは700 Kでも安定 であること,である.W中の一部の格子間原子は500 K で集合し,格子間原子のクラスタを生成することが知られ ており,捕捉サイトはこのクラスタに起因するものである と考えられる.

式(1)と式(2)を用いて平衡定数の温度依存性からト ラップエネルギーを求めると約0.7 eV となった.脱トラッ プのエネルギーは 1.1 eV 程度であり、ステンレス鋼やフェ ライト鋼よりも深い捕捉サイトが生成した.このことは 図4と図8を比較してもわかる.ステンレス鋼では*C*tが 450 K 以上で減少しているのに対し、W では 600 K 以上で 漸く減少し始めている.

弾き出しエネルギーを 90 eV とすると,0.66 dpa におけ る捕捉サイトの生成率は 0.012 であった.このときの照射 温度は 400 K であるが,573 K で照射すると生成率は 0.019 と大きくなった.高温では生成した欠陥が蓄積されずに移



図8 He 照射したW中のD濃度の温度依存性.数字は温度履歴 の順を示す[13].



図9 イオン照射したW中に生成した捕捉サイトの数と損傷量との関係[15].

動するため、クラスタが生成されやすいことが原因と考え られる.

Wにおける捕捉サイトの生成率は一律ではない. 図9 [15]に示すように,平均の損傷量が0.1 dpaまでは一定であ るが,それ以上では徐々に小さくなり,飽和傾向を示す. 図中の破線が実線から外れているのは,高温で照射した り,平均濃度を求める範囲が異なっていたためである.実 線で示したデータは照射イオンに依存しないことから,中 性子を照射しても同じ傾向を示すと考えられる.Wにおけ る捕捉サイト密度 C₀の予測は可能であることがわかった.

3.3.5 溶解している水素同位体濃度

壁の温度が低いかトラップエネルギーが大きい場合は、 ほぼすべての捕捉サイトが日で占められるため、インベン トリーは捕捉サイトの数に等しくなる.しかし一般には式 (1)に従って、ある割合の捕捉サイトが日で占められるこ とになり、その割合を決定するのが平衡定数fと溶解サイ トの濃度(固溶している水素の濃度) C_s である.図10[10] はイオン照射したニッケルにおける C_s とインベントリー C_m (= C_t + C_s)の関係を表しているが、 C_m は溶解してい る日の濃度 C_s にかなり依存していることがわかる.つま り、インベントリー評価には C_s を知ることが欠かせない.

残念ながら事前に C_s を正確に予測することは困難であ る. プラズマにさらされた壁ではC_sは再結合定数k_rで決定 されるが,例えば図11[16]に示すように,k_rは装置によっ て何桁も異なっているからである.再結合定数を個々の過 程に分解して,各速度の関数として表す[14]と,この差は 表面不純物などの影響に起因することが理解できる.今後 は,不純物と速度の関係について定量的に把握することが 重要である.

3.4 JT-60U における壁材料の損耗・再堆積と水素同位体リテンション

3.4.1 炭素の発生・輸送と水素同位体リテンション

炭素材は真空容器保護タイルとして優れた耐熱負荷性能 を持つが、Hとの化学反応により炭化水素を発生して損耗



図10 溶解しているHと平衡にある捕捉されているHの濃度[10].



図11 ニッケル上のH 再結合定数[16].

するなどの欠点を持つ.損耗によってタイルから放出され たC/炭化水素はプラズマ中を輸送され,再びタイル上に 堆積するときに多量の日を含む堆積層を形成する.実験終 了後にタイルを取り出し,タイル上の堆積層を分析するこ とによって,Cの堆積しやすい場所および堆積層中の水素 同位体の含有量などが明らかになりつつある.しかし,そ れに比べると,Cはどの場所のタイルから放出され,どの ような経路を経て堆積場所に到達したか,といったプラズ マ中の輸送に関する知見は十分ではない.この課題に対し 本研究では,放電中のプラズマの計測結果を併せ,タイル



図12 1 放電あたりの重水素蓄積量に対するメタン発生量. *n_e/n^{GW}* はグリーンワルド密度に対する電子密度の割合を 示す.文献[17]より修正の上,転載.

の分析結果の解釈をすすめてきた.

図12には、日本原子力研究開発機構(JAEA)のトカマク 装置 JT-60UのHモード・Dプラズマの放電中に真空容器 内に蓄積したD量とメタンの発生量の関係を示す[17]. ここではD蓄積量を粒子バランス法で、およびメタンの発 生量を分光測定によるCDスペクトラルバンドの強度から 導出した.粒子バランス法では真空容器を境界とした粒子 の流入と流出の差分から真空容器内部の粒子残留量を導出 する.ここでは、粒子の供給($\varphi_{injected}$)はガスパフと中性粒 子ビームによって、排出(φ_{pumped})はガスパフと中性粒 子ビームによって、排出(φ_{pumped})はガスパフと中性粒 れ、これらは測定可能であるので、それらの差分から真空 容器内部の重水素蓄積量(φ_{vessel})を導出することができ る.

$$\Phi_{\text{vessel}} = \Phi_{\text{injected}} - \Phi_{\text{pumped}} (D/s).$$
 (4)

図12に示すように、主プラズマの密度がグリーンワルド 密度の50%のときには外側ダイバータプラズマ(ダイバー タの形状は図13を参照)がダイバータ板と接触しており (接触状態),D蓄積量の増加は少なくメタンの発生量も少 ない.主プラズマの密度がグリーンワルド密度の70%を越 えると外側ダイバータプラズマの温度低下のためプラズマ 中でDイオンと電子が再結合しプラズマの中性化が進行し て外側ダイバータプラズマはダイバータ板に接触しない状 態(非接触状態)になる.非接触状態では、主プラズマの 密度の上昇にしたがってD蓄積量とともにメタンの発生量 が増加する.この実験結果から、外側ダイバータプラズマ が非接触状態の時にメタンの発生量が増加し、メタンに由 来する不純物が再堆積するときにDを吸蔵するという機構 が真空容器内のD蓄積量を増加させた可能性が高い.

外側ダイバータプラズマが非接触状態にあるとき発生した炭化水素がどのような経路を経て堆積場所まで輸送されるかを調べるため、JT-60UではHモード・Dプラズマの外側ダイバータプラズマを非接触化し、図13に示すように外側ダイバータにある注入口(トーラス周回方向に1箇所のみ)から炭素同位体である¹³Cを含んだ¹³CH₄を入射した[18].実験終了後にタイルを取り出してタイル上の¹³Cの堆積位置や量を測定した.ここでは図13上の濃い色で塗りつぶしたタイルを分析した.図14にはこのタイル上での

¹³Cの堆積分布を示す。¹³Cの堆積のピークはストライク点 の位置よりむしろ排気溝側に位置しており、この傾向 は¹³CH₄の注入口と同一のポロイダル・セクション(図14 で0°)および、プラズマ電流方向(トロイダル磁場と同方 向)と逆および同方向に隣のポロイダル・セクション (そ れぞれ 20.6° および - 22.3°) でも同様である. また¹³C の堆 積量はプラズマ電流とは反対の方向に隣のポロイダル・セ クション(+20.6°)で多いが,過去の類似実験の結果[19] では+60°のポロイダル・セクションでの¹³Cの堆積量は 0°のポロイダル・セクションでのそれに対して半減した ことを参考にすると、¹³Cの堆積分布はトーラス周回方向 にはあまり拡がらず、むしろ¹³CH4 注入口の近傍のポロイ ダル・セクションに集中している.したがって、外側ダイ バータから入射された¹³CH₄は磁力線とは無関係に図13に 矢印で示すように同一あるいは近傍のポロイダル・セク ションにあるほぼ正面の内側ダイバータ板に輸送される割 合が高い.

¹³CH₄ 注入口の正面にある内側ダイバータタイル(図13 で濃い色のタイル)上の堆積層中では軽水素の含有量が高 く,Dの含有量とほぼ等しい(H/D=0.5)という分析結果が 得られた.ここでの実験では¹³CH₄に由来する軽水素の供 給流量($\varphi_{\rm H}$)はガスパフおよび中性粒子ビームによる重水 素の供給流量($\phi_{\rm D}$)に対して1%以下であった



図13 JT-60Uのダイバータ領域のポロイダル断面での拡大図.濃 い色で塗りつぶしたタイルを分析した.可視分光の視線 は¹³CH₄注入口と同一のポロイダル断面上にある.



図14 ¹³C の内側ダイバータタイル(図13に示す濃い色のタイル) 上でのポロイダル方向分布.ただし図13に示す濃い色のタ イルの上端を座標原点に排気溝に向かう座標を定義した.

($\phi_{\rm H}/\phi_{\rm D} < 0.01$). プラズマ中へ供給された軽水素とDがプ ラズマ中で混合して均一の密度となり,内側ダイバータタ イルに到達したとすると,堆積層中の軽水素とDの割合は プラズマ中のそれと等しくしたがって,それらの供給流量 比($\phi_{\rm H}/\phi_{\rm D}$)と等しくなるはずである. にもかかわらず内側 ダイバータタイル上の堆積層中では軽水素割合が非常に高 いという実験結果は,内側ダイバータプラズマへ軽水素が 選択的に輸送される機構が存在したことを示す. この軽水 素の選択的な輸送機構とは,入射された¹³CH₄が完全に解 離することなく特に複数のH原子を含んだ炭化H分子,す なわち¹³CH_x (4 ≥ x > 1)の形態での輸送と解釈するのが もっとも自然であろう.

また,図13に示す可視分光の視線で観測した Dy スペク トル線に対する Hy スペクトル線の強度比は¹³CH₄の入射中 には Hy / Dy = 4 - 8%であった. Dy および Hy スペクトル 線はプラズマ中の,それぞれ,Hイオンおよび軽水素イオ ンと電子が体積再結合した結果で放射されるため,この強 度比はプラズマ中の D イオン密度 (nD^+) に対する軽水素 イオン密度 (nH^+)の比を示す.この D イオン密度に対す る軽水素イオン密度比 ($nH^+/nD^+=0.04-0.08$) もまた,上 述の D の 供給流量に対する 軽水素の供給速度の比 ($\Phi_H/\Phi_D < 0.01$)よりも高い.同様にこの結果も内側ダイ バータプラズマへの選択的な軽水素の輸送を示唆してお り,内側ダイバータプラズマへの選択的な軽水素の輸送を示唆してお り,内側ダイバータプラズマへの調能および電離して生成された軽水 素イオンに由来する Hy スペクトル線が観測されたと解釈 される.

以上から外側ダイバータプラズマが非接触状態にあると きには、入射された¹³CH4の多くが電離されず、したがって 磁力線とは無関係に同一あるいは近傍のポロイダル・セク ションをCH_xなどの分子状の形態で内側ダイバータタイル まで輸送された可能性が高い.図13に示すように¹³CH4 注 入口と内側ダイバータタイルの間にはドーム(炭素材)が 存在する. そのため¹³CH₄ 注入口から内側ダイバータタイ ルへの直線上の輸送は不可能であるが、ドームに衝突し た¹³CH₄の一部は再放出され,再び輸送されうる.現状で は、このような過程を繰り返しつつやがて内側ダイバータ タイルに到達すると推測している.今後,ドーム上での¹³C の堆積分布を調べるとともに、炭化水素の炭素材タイルへ の吸着および再放出とプラズマ中の輸送を扱うシミュレー ションコードによる解析によって炭化水素の輸送経路がさ らに明らかになることを期待する.ダイバータでの炭化水 素の輸送は、磁力線に沿った運動のスケール(装置のサイ ズ程度~mのオーダー)ではなく、磁力線に巻き付いた運 動のスケール (mm のオーダー) でもなく, これらの中間 のスケール (cm から 10 cm のオーダー) である. このよう なスケールの輸送ではプラズマ壁相互作用が輸送機構を支 配している可能性があり、このようなプラズマ壁相互作用 とプラズマ中の不純物輸送の複合的な輸送機構の研究を今 後より一層進展させていく必要があると考える.

3.4.2 タイル分析による水素同位体蓄積挙動の解明

ITER はもとより DEMO 炉や核融合炉では DT 放電が行

われるため、Tの蓄積挙動には、共存するDが大きな影響 を与える. これまで様々なトカマク実験装置(JET, DIII-D, TORE-SUPRA, TEXTOR 等) で, 壁への水素の蓄積の調 査が行われているが,いずれも D のみの蓄積を調べたもの で、D 放電の際に残っている H について調べた例はな い. JT-60Uでも、通常Dビーム加熱による重水素放電 (DD 放電と略) が行われていた. しかし,一連の DD 実験 の後, DD 核反応により生成しトカマク内部に滞留してい たTを取り除くため,軽水素ビーム加熱による軽水素放電 (HH 放電と略)が行われた. それ故, プラズマ対向壁とし て使用された炭素タイル、およびその損耗によって生じた C再堆積層にはDだけでなく, Hも蓄積している. そこで, JT-60U で使用されたタイルについて、ダイバータはもと より、第一壁からも、トロイダルおよびポロイダル方向の 様々な位置からタイルを取り出し,炭素タイルの損耗/再 堆積,およびDとHの両方の蓄積の様子を調べた.またJT -60Uのプラズマ対向壁にはTも残留しており、その分布に ついても調べた.これにより,過去には行われていない D の日による置き換わりだけでなく[20,21],水素蓄積の放 電時間依存性ならびに水素蓄積の機構をも明らかにするこ とができた[22-24]. これに基づき,水素蓄積のモデル化 を構築し、ITER がもし炭素壁を利用した場合の水素蓄積 についての予測を行った[25].

3.4.2.1 取り出したタイルの位置、プラズマ照射履歴、水 素同位体蓄積量測定方法

図15に JT-60Uのトロイダルおよびポロイダル方向での 真空容器断面図,ならびにダイバータ部を示し,あわせて 取り出したタイルの位置を示した.ダイバータ部(使用期 間:'97~'99)および第一壁部(使用期間:'92~'08)で 使用された炭素タイルから,放電にさらされた期間が同じ もの,異なるものを様々に取り出した.取り出されたタイ ルは,いずれも主放電である DD 放電(中性粒子ビームに よって加熱された高温プラズマ)にさらされた後,T除去



図15 JT-60Uトロイダル方向およびポロイダル方向での真空容 器断面図,ならびにダイバータ部. のための HH 放電にさらされたものである. その総放電時 間 (DD+HH 放電時間) は $2 \times 10^3 \sim 9 \times 10^4$ s に及ぶ. なお, JT-60U は全体が 573 K に加温されて運転されていたが [26],放電中にはタイルはプラズマの熱負荷を受けその温 度がさらに上昇した. 各部でのタイルの放電中の温度はお およそ次のとおりである;外側ダイバータタイル (1400 K),内側ダイバータタイル(1000 K),ドーム部 (800 K),バッフル板および第一壁タイル(700 K)[27,28].

採取した炭素タイルのプラズマ対向表面の損耗/再堆積 の厚さについては、走査型電子顕微鏡 (SEM) にて測定し た. また, 蓄積していた水素同位体を定量するため, 炭素 タイルのプラズマ対向表面および側面から,厚さ1mm, 10 mm 四方の試料を切り出した. 一部のタイルでは、内部 (プラズマ対向表面から約2mm深い領域)から同様の大き さのタイル試料を切り出した.各試料中の軽水素 (H) およ び重水素 (D) の定量には昇温脱離法 (TDS) を, T の定量 には燃焼法を用いた. TDS では, 試料を室温から一定速度 で1273Kまで昇温し、さらに10分間1273Kを保持した.そ の際放出された水素同位体を四重極質量分析器 (QMS) に て定量分析した[29].また、燃焼法では、試料を1273K に加熱/酸化し、試料中のTをTガス(HT, T2) あるい は水や炭化水素として放出させた.これらのTは,水蒸気 を含んだ Ar ガスでパージされ, 623 K に加熱した CuO に導き,すべてをT水に変換した後,二つのバブラーに よって回収した.回収されたTは液体シンチレーションカ ウンターにて計測定量した[30].

水素の蓄積過程は、(1)プラズマ対向表面への蓄積(これはさらに損耗部(第一壁の大部分,外側ダイバータ)と 再堆積層部(内側ダイバータ,外側ドーム)に分けられ る)、(2)プラズマから影となるタイル側面およびダイバー タ下部への蓄積,および(3)タイル内部への蓄積,の3つ のパターンに大別することができる.

3.4.2.2 タイルのプラズマ対向表面(損耗/再堆積)への 水素同位体(H, D, T)蓄積量

タイルのプラズマ対向表面はプラズマによって損耗する 領域(損耗部)と損耗したCが積層する領域(再堆積部)と に別けられる.JT-60Uでは第一壁の大部分と外側ダイ バータは損耗されており,再堆積は,内側ダイバータタイ ルおよび外側ドームにて観察された[31]. 図16に、プラズ マ対向表面での水素同位体 (H, D) 蓄積量が放電時間と共 にどのように変化するかを,内側ダイバータタイル(再堆 積部),外側ダイバータタイル(損耗部),および外側第一 壁赤道面タイル(損耗部)に分けて示した. 図からわかる ように,内側ダイバータ再堆積部での水素蓄積量は,放電 時間, すなわちフルエンス (Γ) に対してほぼ直線的に増加 している(*Γ*^{1.0}).これは再堆積層の成長速度がプラズマ放 電時間に比例している上,再堆積層中の水素の濃度がプラ ズマに曝されていた時の温度での水素飽和濃度に達してお り, 厚さによらず一定であったためである. JT-60U では運 転温度が高く、他のプラズマ装置での再堆積炭素中の水素 飽和濃度が0.4程度であるのに対し[32], 大幅に小さく, 0.013~0.08 であった.

他方,ダイバータ損耗部あるいは第一壁の損耗部では水 素蓄積量は放電の初期には急激に増加するが,その後の増 加が非常に遅くなっている.これは次のように説明でき る.まず,放電によってC表面がプラズマにさらされると, 比較的短時間でその表面近傍は水素で飽和される(表面飽 和層の形成).放電を継続すると飽和層の厚さが増すが, 同時に表面は損耗される.このため飽和層の厚さの成長は 遅く,結果として飽和層での水素蓄積が,図16のように なっているのである.図では蓄積量の増加は,フルエンス の0.13~0.16の累乗で記述できることが明らかとなった.

JT-60Uのタイルには DD 核反応で生成した T の一部が 残留していた.この残留 T を燃焼法で定量し,図17に外側 第一壁赤道面の C タイルプラズマ対向表面に,T 蓄積量が 時間とともにどのように変化したかを示した.図は,放電 時間(T 入射量)の異なる炭素タイル試料中に蓄積された T 量に,外側第一壁の面積(~50 m²)を乗じて求めたもの である.JT-60Uでは,タイルに残存している T は,DD 核反応によって生成された高エネルギーの T のうち,初期 エネルギー(1 MeV)をあまり損失せずに,1 μm 以上の深 い位置に直接入射し残留したものであることがわかってい



 図16 JT-60U Cタイル表面の再堆積層および損耗部での水素同 位体(HおよびD)蓄積量の放電時間依存性.



図17 燃焼法により得られた第一壁タイル表面でのT蓄積量のT 発生量依存性.

る[33]. 図から,タイルでの残留 T 量が放電時間とともに 直線的に増加していることがわかる. T の発生量は計測さ れた中性子の発生量から算出できることから,残留 T 量を 総発生量で除すると約 0.13 となる.すなわち,単位時間あ たりのT発生量の約13%が第一壁に蓄積し続けることにな る. T が蓄積するのは H や D で飽和した領域より深い上, T の蓄積量は, H や D に比べきわめてわずかなので,飽和 せずに蓄積し続けているのである. T の定量分析から DD 核反応で発生したTの炉内蓄積量およびその蓄積速度が測 定されたのは世界で初めてである.

3.4.2.3 タイルの側面(再堆積)への水素同位体(H, D, T)蓄積量

図18に、外側第一壁赤道面にて使用されたCタイルの側 面への水素同位体蓄積量の放電時間依存性を示す. 図から わかるように、側面へのH蓄積量は、放電時間に比例して 増加している.タイル側面では、タイルのプラズマ対向表 面で損耗した炭素が再堆積し、それらにHが蓄積すること がわかっている[30,34]. 再堆積層中のH濃度は飽和に達 しているため、図18より、タイルの側面でもプラズマ対向 表面の再堆積層と同様に再堆積層の成長速度がプラズマ放 電時間に比例していることを示唆している.

3.4.2.4 タイルの内部への水素同位体(H, D, T) 蓄積量

タイル内部(プラズマ対向表面から約2mm以上深い領域)では、放電時間に依らず、すべての水素同位体(H,D およびT)の蓄積量はほぼ一定であった.タイルの深さ方 向(プラズマ対向表面から4mm,10mm,24mm)にもほ ほ一定で、その値は、それぞれ~10¹⁸ H atoms/cm³、~ 10¹⁷ D atoms/cm³、および~10¹² T atoms/cm³であった.こ れらの値はタイル表面のそれらよりも著しく少ない.炭素 タイルは多孔質物質であり、H は C タイル中の開空孔(黒 鉛粒間隙)を通じてタイル内部全体へ進入できる.これに より、すべての各黒鉛粒表面は H にさらされ、水素が吸着 / 吸収される.黒鉛粒表面の H 濃度は直ちに飽和濃度に達 するが、H の黒鉛粒内での拡散は無視できるほど遅いの



図18 JT-60U 外側第一壁赤道面にて使用されたCタイル側面(再 堆積層)への水素同位体(Hおよび D) 蓄積量の放電時間依 存性.

で、粒内へのH吸収による、H 蓄積量の増加はきわめて少 ない[35].すなわち、タイル内部へのH 蓄積は、照射初期 に大きく増加するが、その後は、ほとんど増加しないので ある.このような、炭素材の内部へのH 蓄積機構は、拡散 による内部への進入が避けられない金属材料の内部への蓄 積機構とはまったく異なったものである.

3.4.2.5 JT-60U 炉内水素同位体蓄積のモデル化とそれに よる蓄積量の時間推移の評価

以上により、JT-60U 炉内の水素蓄積機構がほぼ解明さ れたので、これに従って JT-60U の各部における水素蓄積 の時間推移を算出し、図19に示した.ここでは、タイルの プラズマ対向表面および側面への蓄積ではそれぞれの部分 の全表面積を、またタイル内部への蓄積では炉内で使用さ れた炭素タイルの全体積を考慮してある.また,各部での 実測値を実線で示し、その外挿値を点線で示している.こ れまで、同様の予測がシミュレーションによって行われて いたが[36-38],実際に実験から図19を導いたのは世界で 初めてである. 図からわかるように、放電初期には、全体 積の多さからタイル内部への蓄積が多い.しかし再堆積層 への水素蓄積が時間に比例して増加するため、放電時間が 長くなるとこの再堆積層への蓄積が主たるものになり、長 期放電後には、炉内の水素蓄積量の大半は、再堆積層での 水素蓄積量で占められることになる.これは、これまでに 報告されているように、他のプラズマ装置での水素蓄積機 構と同様である[32].また損耗部では、単位面積あたりの 水素蓄積量は少ないものの、炉内で大面積を占める第一壁 のほとんどが損耗部であるため、それへの積算蓄積量は無 視できない.

ところで、本研究により得られた炉内全体を考慮した水 素蓄積速度は他の大型装置でこれまで報告されている値よ りもかなり小さい[36].これは、JT-60Uの場合、573 K とやや高温状態で運転されたため、再堆積層中および損耗 部での表面飽和層での水素飽和濃度が小さかったためであ



図19 JT-60U 炉内水素蓄積モデル.各部(プラズマ対向表面(損 耗/再堆積層)、タイル側面(再堆積層)、タイル内部および高エネルギーT)での蓄積量の時間推移を分けて表示している。

る. このことは, ITER あるいは次期炉でも JT-60U 程度の 温度で運転されれば, 炉内水素蓄積量を現在予測されてい る値よりもはるかに低く抑えられることを示唆している. なお, 高エネルギー粒子による蓄積は, JT-60U ではほと んど無視できるものの, DT 反応が行われるITERあるいは 次期炉では, DD 反応の確率がDT 反応の10%程度であるこ とから, これにより発生する T が壁へ蓄積されていく可能 性がある.

3.4.2.6 ITER のプラズマ対向壁に炭素タイルを利用し, タイル表面温度を600 K で運転した場合の水素 蓄積予測

得られた炉内水素蓄積モデルを応用して,ITERのプラ ズマ対向壁に炭素タイルを利用し、タイル表面温度を 600 Kで運転した場合に、ITER炉内で水素がどのように蓄 積していくかを予測した.ここでは、ITERの各部(タイル 表面の損耗/再堆積およびタイル側面)の面積および炉内 でのC損耗率[37,38]を引用した.さらに本研究にて得ら れた各部への水素蓄積量の時間依存性を加味して、水素が 時間とともにどのように増加するかを見積もった.その結 果、ITER炉内へのT蓄積の上限値(700g)に達するまで の放電時間が、現在予測されているものよりも約1~2桁 程度長くなることが予測された[38].

このように、実機のタイル分析に基づいて得られた本研究の水素蓄積モデルを応用すればITERはもとよりDEMO 炉や核融合炉でのより精度の高い炉内蓄積予測が可能になるものと期待できる.

3.5 プラズマ・壁相互作用コードとプラズマ・ 炉壁統合コード

3.5.1 プラズマ・壁相互作用コードによる炉材料中の水 素同位体挙動

炉壁へのTの蓄積・放出挙動については,特に,炉壁へ のTの注入と再放出,化学スパッタリングによる炭化T 放出のようなプラズマ・壁相互作用が重要な過程である. しかし,物理スパッタリングによって損耗された不純物原 子や周辺プラズマ中のダスト微粒子などが炉壁表面に再堆 積層や混合層を作り,これらが炉壁でのT挙動を大きく変 える可能性がある.そのため,プラズマ・壁相互作用のこ れらの過程それぞれに対応した素過程コードの開発を進 め,実機で起こりうる複雑な物理現象の詳細な理解とその モデル化を進めた.

3.5.1.1 炭素材のプラズマ・壁相互作用と水素同位体挙動

炭素材を炉内プラズマ対向壁に用いると、化学スパッタ リングにより損耗した炭化水素分子が炉内で輸送され、炉 壁(特にプラズマの直接あたらない場所)にTなどの水素 同位体を多量に含んだ再堆積が形成される.炭素同素体か らなる壁材料に水素同位体や炭化水素を照射した際のス パッタリングや材料構造の変化をミクロな観点から調べる ため、分子動力学(MD)を用いたシミュレーション手法を 開発した[39,40].また、材料内部で水素同位体のエネル ギーが高いとき(例えば、200 eV 以上)は二体衝突近似法 (BCA)を用いて、MD 法と BCA 法を組み合わせたハイブ リッドコードを開発した[41-45]. MD 法による代表的な 研究成果として、ダイヤモンド結晶への水素原子照射によ るスパッタリングの原子レベルでの機構解明がある.入射 水素原子に注目して反応は主に、以下に示す5種類に分け られる.

1.表面反射:ダイヤモンド中に入らずに反射した場合
2.内部反射:ダイヤモンド中に入ってから反射した場合
3.表面吸着:ダイヤモンド中に入らずに吸着した場合
4.内部吸着:ダイヤモンド中に入ってから吸着した場合
5.吸収:ダイヤモンド中に入り残った場合

各々の反応の様子を図20に示す.水素原子がダイヤモンド に衝突した後、上方 (z→∞) に飛び去る場合が反射であ り, H 原子が C 原子に共有結合しダイヤモンド表面上に留 まる場合が吸着である. それぞれの反応率の和は常に1で ある. 図21は入射エネルギーが 20 eV の場合の結果で、そ れぞれの反応分布とスパッタリングが観測された位置の分 布を示す. 両者の比較から, スパッタリングが吸着サイト 近辺で生じることをつきとめた.これにより,吸着によっ て生じたC-H結合によってダイヤモンドのC-C結合が切ら れて化学スパッタリングが起こることを発見した[46].ま た、グラファイト(図22左図)に水素同位体原子を連続的 に照射し、アモルファス(図22右図)への構造転移の機構 解明を BCA シミュレーションにより行った[47]. この構 造転移過程では、グラファイトの結晶構造が保たれている と仮定するとH原子はチャネリングによって深く侵入する ことが予想されるが、本結果ではアモルファス構造が形成 されるに従い H 原子の侵入が抑制されるため、浅い位置 (図22右図の表面から200Å付近)に留まることがわかっ た. さらに、ダイヤモンドに C 原子を堆積させていく方法 と、C原子をランダムに配置して昇温し、局所安定構造を 得る方法で,アモルファス炭素構造を形成する MD シミュ レーションを行った (図23). 両方法で化学結合 (sp, sp², sp³)の構成比や動径分布関数に有意な相違は認められな かったが、化学結合の方向に違いがあった[45].これは、 アモルファス炭素の形成過程の違いが、その物性に違いを



図20 シミュレーションモデルと5種類の反応. 矢印はH原子の 軌跡を示す[46].

生じさせることを示唆する.

3.5.1.2 タングステンのプラズマ・壁相互作用と水素同 位体挙動

従来のスパッタリング理論およびシミュレーション解析 ではほとんどの場合,不純物を含まない単原子固体を用い て行われてきた.WはITERのダイバータ材料として用い られるが,炉内では,不純物のW上への堆積がスパッタリ ング機構に影響を及ぼす.BCA法によるモンテカルロコー ドACAT[48]を用いて,炭素原子がWに蓄積した場合の



図21 (上段)反応分布図.点は反応の種類を示す.(下段)スパッタリング分布図.点はスパッタリングが観測された入射位置を示す.黒丸は不対電子を持たないC原子を示し、白丸は不対電子を持つ炭素原子を示す[46].



図22 グラファイト(左図)へ30万個のH(白い粒子)を連続的に 入射することにより形成されたアモルファス炭素(右図) [47].アモルファス炭素の表面から200Å付近に、Hが溜 まる様子が確認できる。

Dイオンによるスパッタリングの解析を行った.図24のように,炭素原子が堆積したWのスパッタリング収量は,炭 素原子の堆積がない場合に比べて増加した[49].このス パッタリング促進効果は,C原子がW中に蓄積されること によって,入射重水素イオンからW原子へのエネルギー付 与(衝突カスケード形成)が炭素原子を介して効率的に行 われた結果である.このように,実機における壁材料の損 耗を正確に評価するには,壁材料へ入射する不純物の影響 を考慮する必要がある.さらに,WへのC原子の堆積は入 射重水素の反射率を減少させ,W中のTを含む水素同位体 の蓄積量を増加させることもわかった.

He イオンを照射した W 表面には, fuzz と呼ばれる, ナ ノメートルサイズの凹凸構造が形成されることが報告され ている[50-52]. このナノ構造への T の蓄積はその形成機 構とともに不明な点が多い. 従来の ACAT コードでは, 粒 子が入射される度に一辺 $R_0 = N^{-1/3}$ (cm⁻³) のユニットセ



図23 ダイヤモンド基材にC原子を堆積させることにより形成されたアモルファス炭素[45].





ルのランダムな位置にターゲット原子一つを発生させ,常 に入射前と同じ材料として解析を行っていた.入射粒子の 固体中での停止位置,反跳原子の発生場所(空孔の形成場 所)と停止位置などを記憶することによって,後から入射 する粒子がその前の入射粒子によって反跳した原子や空孔 (反跳原子の元のセル)の影響を受けるよう改良した.これ を用いて,Wに100 eVのヘリウムイオンを垂直に入射さ せ,表面の構造変化の照射量依存性を計算した結果を図25 に示す.粒子の位置を記憶する計算領域を一辺0.25 nmの ユニットセルの40×40×20個の集合体として,この領域表 面にランダムな位置に粒子を入射させた.Heイオンの照 射量増加とともに表面形状が変化する様子がみられたが, fuzzと呼ばれるナノ構造形成には至っていないことか ら,今後,衝突カスケード以外の効果も含めて検討する必 要がある.

ITERのダイバータ板へのプラズマ粒子束は10²⁴ m⁻²s⁻¹ 程度にもなると予想されている. Wのような水素固溶度が 極めて低い材料では、格子欠陥が水素蓄積の主たる担い手 となるため, T 蓄積量の評価において欠陥の影響を定量化 する必要がある. 高濃度のHとW中の欠陥の相互作用が欠 陥の形成や水素蓄積に及ぼす影響を明らかにするため、単 原子空孔およびその集合体と水素原子の相互作用エネル ギーの第一原理(密度汎関数理論)計算を行った.これに よって,原子空孔とH原子の結合エネルギーや結合状態が 明らかになり、原子空孔が H 原子を多重に捕獲できること [53]や、二原子空孔はH原子と結合することによって安定 化されること[54]を示した.また、単原子空孔とH原子を 含むW結晶のボルツマン統計力学から,結晶中のH濃度が 上昇してあるしきい値を超えると, H 原子が単原子空孔に 多重結合した形態で析出する様子を明らかにした[53].こ れは、高粒子束ダイバータプラズマ照射によって、W中の 水素濃度が固溶度を超えて過飽和状態になった場合, T 蓄 積量が従来のイオンビームなどを用いた低粒子束イオン照 射実験で得られているH吸蔵量を著しく上回る可能性を示 している.また,プラズマからの不純物としてWに打ち込 まれたC原子とH原子は斥力相互作用をもつため, 高濃度 のH雰囲気中でC原子の格子間拡散係数が著しく増加する



図25 Heイオン照射によるW表面形状変化の照射量依存性.

ことを理論的に示した[55].

3.5.1.3 周辺プラズマおよび表面での水素同位体原子分 子過程

Wのような高Z材料は水素同位体原子に対する反射率が 大きいため、リサイクリング水素同位体原子に占める高エ ネルギー反射粒子の割合は高い. リサイクリング原子の中 に電子励起状態がどの程度含まれるのか(電子励起状態分 布)は,壁へのリサイクリング粒子束を分光学的に評価す る上で重要であるが、これまで未解決のままであった.高 エネルギーのイオンビームを用いたこれまでの実験的知見 を矛盾なく説明し、周辺プラズマの低エネルギーまで外挿 できる半古典的理論を用いて, MoとW表面の反射水素同 位体原子に含まれる励起状態の割合が、反射粒子の運動エ ネルギー(速度)が低くなるに伴い減少することを明らか にした[56].ダイバータ領域で反射粒子に含まれる電子励 起状態の割合はきわめて低いと予想されるが、コアプラズ マから高エネルギー(数 keV)の荷電交換中性粒子が壁表 面に入射した場合には、反射粒子に数パーセント程度の励 起状態が混じる可能性がある(図26).興味深いことに、反 射粒子の速度に依存して励起状態の電子分布が配向し, そ れに伴い励起状態からの発光が偏光することもわかった [57,58]. これは、プラズマ中で反射粒子に含まれる電子励 起状態を分光学的に識別するのに役立つ可能性がある.

壁から損耗された不純物原子の周辺プラズマ中での輸送 を理解するには、不純物原子の電離/再結合過程の断面積 データが不可欠である。Be, C, W, Li について、水素同 位体原子(イオン)との荷電交換反応による電離/再結合 過程の理論計算を行い、10-100 eV/u 程度の低エネルギー 領域で顕著な水素同位体効果があることを理論的に示した (図27)[59].同じ速度で衝突する場合、より大きな慣性を 持つ重い水素同位体の方が不純物イオンに接近しやすく、 近接衝突で顕著な効果を持つ回転結合と呼ばれる機構に よって荷電交換断面積が大きく上昇した。この回転結合の 効果は、それ以外の機構による荷電交換断面積が急激に小 さくなる低エネルギー領域(<1 keV/u)の限られた範囲



図26 Mo表面に60度で入射したDイオンの反射粒子に含まれる、 入射イオン1個あたりの電子励起状態のポピュレーション、文献[56]の図4より転載.

で局所的に大きな寄与を持ち,断面積を数桁も増加させる ことがわかった.これより,中性粒子が支配的な低温の弱 電離プラズマで,この効果が大きな影響を持つ可能性を示 した.

3.5.1.4 周辺プラズマ中でのダスト粒子挙動

炉内でのダスト微粒子発生と輸送に関する研究が進展 し、ダストのT 蓄積の問題が指摘されている.これまでの ところ、ダスト粒子の生成機構、生成場所などは明確にわ かっていないが、プラズマの熱入力が大きなダイバータ板 上のストライク点で多く発生すると考えられる.そこで、 ダイバータ板で発生した様々な直径の球形ダスト(W, Be, C)のプラズマ中での輸送理論モデルを構築し、ITER のダイバータ板ストライク点から放出されたダスト粒子の 挙動を調べた.実機重水素プラズマ条件でコアプラズマか ら 100 MW の熱入力が境界層プラズマ(SOL)領域に流入 し、SOL境界でのプラズマ温度とプラズマ密度はそれぞれ 1.6 keV, 3×10¹⁹ m⁻³ である.特徴的なプラズマ物理量と してダイバータ板近傍ではプラズマ密度が10²⁰-10²¹ m⁻³、プラズマイオン温度が 10-数 100 eV である.

ダスト粒子に働く力はプラズマイオンとの摩擦力,重 力,ローレンツ力などを考慮したが,プラズマイオンの摩 擦力の効果が大きい.この摩擦力はイオン吸収による力と イオンのクーロン散乱による力からなり,その大きさはダ スト粒子断面積とプラズマイオン圧力に比例し,プラズマ イオン流との相対速度の方向に作用する.ダスト粒子の電 荷については,荷電時間が数ナノ秒と粒子運動の特徴時間 (数ミリ秒)に比べて非常に速いので,粒子の存在する場所 で決まる平衡電荷とした.ダスト粒子の温度はプラズマか らの熱入力と輻射率 0.75 の黒体輻射から求め,粒子の溶融 または昇華までの経過を計算した.

ダスト粒子は、ダイバータ板ストライク点からダイバー タ板前面方向に初速度を持って等方的に放出されるとし た.放出されたダスト粒子はドームに達するもの、ダイ バータ板に戻るもの、高温になり昇華(炭素)あるいは溶 融温度に達して蒸発するものに分けられ、コア領域に達す るものはないことがわかった.例として、直径が1µmと



図27 C原子(イオン)と水素同位体イオン(原子)との1電子移行 による荷電交換断面積.太い実線は、回転結合効果を含め ない場合の計算結果.文献[59]より一部修正のうえ転載.

10 umのWダストを内側および外側ダイバータ板ストライ ク点から放出した計算結果を、それぞれ図28、図29に示し た. 内側ダイバータ板から放出した場合, 放出速度が小さ いものは内側ダイバータ板に戻る.これはダイバータ板に 向かうプラズマポロイダル流によって押し戻されるためで ある.速度の大きいものでドーム方向に放出したものは運 動エネルギーが大きいためにドームに達し、コアプラズマ 方向に放出したものは高温プラズマからの熱入力のために 溶融する. 大きな粒子は運動エネルギーがより大きいため にこの傾向が強い.一方,外側ダイバータ板から放出した Wの小さくて (直径1µm) 速度の遅いものは内側ダイバー タと異なり、ドームに達するものがなく、外側ダイバータ 板に戻るかコア領域に向かって進み溶融する. これはトロ イダル方向のプラズマ流によってトロイダル方向に加速さ れ,遠心力によって外側に運動するためと思われる.大き な(直径10µm)粒子は運動エネルギーが大きいためにこ の傾向が弱くなっている. 同様な解析を炭素ダスト粒子に 対しても行った. その結果, 内側ダイバータ板から放出し た粒子はWと同様に振る舞うが、Wに比べて軽いために、 プラズマイオン流によって内側ダイバータ板に戻るものが 多いことがわかった.外側ダイバータ板から放出した場合 も同様に、外側ダイバータ板に戻るものが多い、このよう に、ダイバータ板から放出されたダスト粒子の多くがダイ バータ板に戻るかドームに達しており、ダストと炉壁との 相互作用、ダストによる炉壁の損耗効果などの検討が必要 である.

3.5.2 プラズマ・炉壁統合コードによるプラズマ中のト リチウム・不純物輸送

炉内Tの蓄積過程には、プラズマ中でのTの大域的な輸









送のモデル化と複雑なプラズマ・壁相互作用の理解が必要 となる.それには、燃料Tのみでなく、ダイバータ板や第 一壁で発生する不純物のリサイクリングやダイバータ領域 での輸送を扱うモデルが、またダイバータ板に炭素材が用 いられた場合、炭化Tの発生、輸送(複雑な解離過程含む) を扱うモデルが不可欠である.これら物理過程は、ダイ バータ板近傍での局所的な現象ではなく、炉心からスクレ イプ・オフ層(SOL)、ダイバータ領域、粒子排気系に渡る 巨視的な輸送も深く関わる.燃料のリサイクリングや輸送 過程は、ダイバータプラズマ冷却のために導入される不純 物(Ne や Ar) や、壁材のWのような高Z不純物との相互 作用にも強く依存する.こうした複雑に絡みあった現象を 扱うため、各物理過程のモデルを相互に結合した総合コー ドの開発を行った.

3.5.2.1 ダイバータ総合コードの開発(炉壁および炉心 輸送コードとの結合)

JAEA では、ダイバータでの粒子、熱輸送を解析するた め、これまで統合ダイバータコード SONIC(2次元プラズ マ流体:SOLDOR/2次元中性粒子輸送モンテカルロ: NEUT2D/2次元不純物輸送モンテカルロ:IMPMC)の 開発が行われてきた[60].その特徴は、プラズマと自己無 撞着に不純物輸送をモンテカルロ法で解くことにある.モ ンテカルロ法はモデリングの自由度に優れるが、時間ス テップ幅が減速時間で強く制限される欠点、計算時間、ノ イズの問題点等があった.これらの問題を克服し、 IMPMCとダイバータコード SOLDOR/NEUT 2 D との統 合化に成功した[61].

EDDY コード[62]は、ダイバータ板の損耗/再堆積の現 象を詳細にモデリングしているが、扱う領域がダイバータ 領域に限られていた. EDDY と IMPMC コードとの結合を 行うことにより、スパッタリングで発生した不純物の炉心 プラズマへの混入過程や、周辺プラズマでの大域的な不純 物の輸送解析を可能とした. これまでのダイバータコード では、複雑な炭化水素の解離過程を、低エネルギーの炭素 の電離過程として近似されていた. EDDY/IMPMC を用い て、このモデルの妥当性を初めて検証した. 非接触ダイ バータにおいては比較的良い近似であるが、接触状態で は、解離過程途中の中性炭化水素のダイバータ領域中での 広がりが大きく、これまでの近似に問題があることがわ かった.

SONIC コードをはじめとして多くのダイバータコード では、炉心プラズマ境界のイオン粒子束や熱流束を入力 データとして与え、周辺プラズマ領域での密度、温度の定 常分布を求めていた.しかし、これらは、本来、炉心プラ ズマの閉じ込め特性から決まる.一方、ダイバータ特性は 中性粒子、不純物の炉心への逆流、混入を通して、炉心プ ラズマの閉じ込め特性に強い影響を与える.炉心とダイ バータ特性の関連を明らかにし、T 輸送モデルの精度を上 げるため、SONIC コードと炉心プラズマ輸送コード (TOPICS コード[63]および TASK コード[64])との結合 を行った.

こうした特質の異なるコードの結合にあたって問題にな

るのは、各コードが複数の開発者により同時に改良されて いるため、「如何に各コードの独自性を保ちながら結合す る」かである.異なる複数のプログラムがMassage Passing Interface (MPI) によりデータを必要に応じて交換し、協 調して計算を進めるシステム (MPMD: Multiple Program Multiple Data)の開発を行った[65].図30に SONIC/ TOPICS コードの構成の概略図を示す.本システムは、モ ンテカルロ計算を含んだ統合コードに対して、効率的なシ ミュレーションの実行が可能であり、材料表面の動的変化 をも含んだ総合シミュレーションコード開発の基盤となる ものである.

このダイバータコードを用いて、デモ炉 slimCS および JT-60SA 装置における熱粒子制御の物理設計検討を行 い、不純物による放射損失がダイバータ板近傍に局在した 時、その熱負荷が過大になることがわかった[66].炉心プ ラズマの輸送が大きく変わる L/H 遷移は、周辺部の密度や 温度に敏感であり、境界条件により結果が左右される.こ のため、統合コード(TOPICS/SONIC)を用いて、自己矛 盾のない境界条件下で、JT-60SA 装置のL/H 遷移のシミュ レーション研究を行った[67].このコードの新規性は、理 論モデル(CDBM)に基づいて L/H 遷移のタイミング、遷 移前後の輸送特性を決めたことである.これにより、粒子 束,熱流束の小さな変動(拡散係数の変化に対応して)が、 図31に示すようなリサイクリングの急激な増大をもたらし 得ることが明らかになった.

第一原理に基づく粒子コードを用いたシミュレーション により、DとTとの混合プラズマにおけるダイバータ板へ の流速条件が、1成分の時と異なることが明らかになり [68]、今後、流体コード(SOLDOR)に反映させる予定で ある.

3.5.2.2 高 Z 不純物輸送コードの開発と炉壁およびプラ ズマ輸送コードとの結合

ITER だけでなく, 原型炉設計においても高 Z 材が有力 な壁候補材であるため, 高 Z 不純物を対象として, 大域的



図30 MPMD (Multiple Program Multiple Data) システム. それ ぞれ独立のロードモジュールの実行, グループ間のデータ 転送が, マスターからのコマンドによって行われる.

周辺プラズマ輸送統合コードの開発を進めた[69].高Z 不純物輸送(IMPGYRO)コード[70]と材料損耗・再堆積 (EDDY) コード[62]を結合し (IMPGYRO-EDDY), 材料 表面及びその近傍のモデルを詳細化すると同時に, コード 並列化/高速化を行った.また, JT-60UにおけるWタイル を用いた実験を解析し, IMPGYRO の物理モデルの検証と さらなる改良を行った. さらに, MPMD モデルを用いて IMPGYRO-EDDYを背景燃料水素プラズマ輸送 (SOLPS) コード[71]と結合することによって、SOLPS-IMPGYRO-EDDY 統合コードの開発に成功した[72]. 統 合化により, SOLPSによる背景燃料水素プラズマ輸送計算 と IMPGYRO-EDDY による不純物輸送計算とを相互に自 己矛盾することなく、並列して行うことが可能となった. また,統合による計算時間の増大に対応するため,国際核 融合エネルギー研究センター(IFERC)に設置された超高 速大規模並列計算機の国際公募課題に、マックスプランク プラズマ物理学研究所 (IPP), パリ第13大学, JAEA など と共同提案し、採択された.この SOLPS-IMPGYRO-EDDY 統合コードによる ASDEX-Upgrade トカマクに対す る初期計算結果を図32に示す[72]. その結果 (coupled case) は背景プラズマを固定した従来の計算 (fixed case)とは異なり、統合計算の重要性を示している. 今後、 JT-60U,ASDEX-Upgrade,JET-ILW など複数の装置の解析 に SOLPS-IMPGYRO-EDDY を適用し実験との比較を進 め, さらなるモデル妥当性の検証を行う. これによって, 信頼性の高い炉内不純物輸送評価コードモデルを確立し, Wなどの高Z炉壁へのTの蓄積分布の予測精度の向上を図 る.



図31 JT-60SA におけるHモード遷移のシミュレーション.
(a)外側ストライク点における電子温度,密度の時間変化,
(b)主プラズマにおける電子温度,熱拡散係数の分布の変化.

また, IMPGYROの不純物輸送モデルの高度化とし て,不純物イオンに働く熱力の新しい数値計算モデルを提 案し,磁場のない場合についてその妥当性を検証した [73].この手法は,磁場がある場合にも適用可能である. 従来の運動論的不純物輸送コードにまったく考慮されてい なかった磁場と垂直方向の熱力,さらには,熱力と磁場と の両方に垂直な方向への不純物イオンの輸送を考慮するこ とが可能と考えられる.今後,この新しい熱力モデルを IMPGYRO に導入する.

さらに、トロイダル回転がある場合の不純物輸送理論モ デルをIMPGYROによって検証した.JT-60Uにおいて、プ ラズマ電流と逆方向にトロイダル回転速度を上げていく と、コアプラズマへのW不純物の蓄積が顕著になることが 観測されている[74]. 星野ら[75]は電離・再結合過程に起 因して, トロイダル回転に伴い W のような高 Z 不純物イオ ンのピンチ (PHZ: inward Pinch of High-Z impurity due to the atomic process) が起こることを比較的簡単な理論的モ デルを用いて提案した. さらに, 径電場(Er)による高Z イオンのドリフト軌道のゆがみが,高乙不純物イオンとト ロイダル回転している背景プラズマとのクーロン衝突を通 してピンチ効果を起こすことも理論的に示された (Er ピン チ) [76]. これら PHZ および Er ピンチの理論モデルを検 証するため、コア領域まで解析できるよう IMPGYRO を拡 張した.図33のように理論モデルと IMPGYRO の結果は非 常によく一致し[76],これら2つのピンチ効果が実際の実 験でも起こりうることを示した.

3.6 核融合炉のトリチウム蓄積・排出評価とその低減化,除去

炉壁のTの蓄積および放出挙動には、プラズマイオンの 壁材料内への注入,拡散,捕獲,再放出のような炉材料自 体のローカルな過程が関係する.一方,プラズマ対向壁表 面の再堆積層中へのTの蓄積にみられるように、炉内のプ ラズマ,特に、ダイバータや境界層(SOL)プラズマ中の



図32 SOLPS-IMPGYRO-EDDY 統合コードによる初期計算[72]:
(a) ASDEX-Upgrade 計算体系と計算メッシュ,(b)不純物による全放射損出パワーの時間発展,(c)外側ダイバータ板に沿った電子温度.ただし,Case A:背景固定の従来モデルによる計算,Case B:統合コードによる計算.

Tや不純物の輸送が関係したグローバルな過程も関与する (図34参照).これまで欧州を中心として,ITER 炉内の T 蓄積量の評価が行われてきたが[77],より正確な評価に は,前節で述べた炉内実環境下の T 蓄積に関わるプラズ マ・壁相互作用とダイバータ・境界層プラズマの複合過程 の理解を進め,これに基づいたシミュレーションモデルに よる評価が必要である.そこで,炉内 T 蓄積・排出挙動に 関わるコードを結合あるいは連携して用いて,堆積層中の 水素同位体濃度や炉材料の T 蓄積に関わる材料定数につい て実験グループとも連携し,ITER 炉内実機条件における ダイバータ材(炭素,W)および第一壁(Be)の T 蓄積量 を評価した.さらに炉内実環境を想定して,Cダイバータ 板に形成されるC・Be混合層やタイルギャップへの蓄積に ついても評価コード開発を行い,それぞれの蓄積量を評価 し,予測精度を向上させた.

3.6.1 炭素およびベリリウム再堆積層へのトリチウム蓄積

C 堆積層への T 蓄積評価のため, C と炭化水素不純物の ITER 実形状プラズマ中での輸送過程を二体衝突近似コー ド(EDDY)に導入し, ダイバータと境界層プラズマ中の



図33 (a) PHZおよび(b) Er ピンチによる不純物イオンの小半径方向の平均速度[76].ただし、トロイダル回転速度は150 km /s を仮定し、横軸の径方向電場は独立パラメータとして与えている.また、径電場の正負はそれぞれ順方向および逆方向のトロイダル回転に対応する.

不純物の輸送を解析した「78].また、炭素壁の化学スパッ タリングと炭化水素分子の壁反射に分子動力学コード (MD)[79], タイルギャップのプラズマ・シース解析にプ ラズマ粒子コード (PIC) [80] など素過程コードを連携して 使用して、通常の評価コードに含まれる仮定やフィッテイ ングパラメータを排除することに努めた(図35参照).第 一壁で損耗される Beも境界層プラズマを輸送され、炉内 広範囲に再堆積しTを蓄積する.これら炉内の炭素とBe の再堆積層分布から炭素材をダイバータ板とする ITER の 炉内 T 蓄積量を評価した. 周辺プラズマ流体コードで計算 したダイバータと SOL 領域のプラズマパラメータと、ダイ バータ板への入射イオン束、ダイバータ板表面の温度分布 を用いて、ダイバータ板それぞれの場所から放出される炭 素(物理スパッタリング)と炭化水素(例えばメタン、化 学スパッタリング)の粒子束を計算する.それぞれの場所 から1000個程度のテスト粒子を放出し、それらのダイバー タおよびSOL領域内の軌道をEDDYコードで追跡する. 放 出された粒子はコアプラズマに入るか、炉内のプラズマ対 向壁のどこかに再堆積する.再堆積したСの一部がプラズ マイオンの照射によって再損耗されることも考慮して炉内 の再堆積分布を求めた後,実験によって推定された C 再堆 積層中の水素同位体 (D) 濃度を用いて、ITER ダイバータ 内のT蓄積分布と総量を評価した [81]. 一方, 第一壁から 損耗される Be の再堆積についてもC 堆積層の場合と同様 に解析し、炉内、第一壁とダイバータ内のT蓄積分布を計 算した.このようにして、C材をダイバータ板としたITER 炉内のT蓄積量を評価した.

3.6.2 タングステンへのトリチウム蓄積

Wをダイバータ板とした場合は、炉内に蓄積されるT 量は、第一壁から損耗されたBeの再堆積中に蓄積された ものと、Wに注入された後、材料内部での各種熱的過程 (拡散、捕獲,表面再結合)を経た後、滞留したものとがあ る.ACAT-DIFFUSE コード[82]には元々このような過程 を導入されているので、これを用いてWに蓄積される水素 同位体量の材料温度依存性やイオン照射中の再放出(再結 合)束の入射束依存性などを評価した[83].EDDYコード にも同様な熱的過程(DIFFUSE)を導入し[84],ITER の実機プラズマ条件で、プラズマ照射中(400 s)と照射後



図34 ITER 炉内 T 蓄積に関わるプラズマ・壁相互作用.



図35 炉内T蓄積評価のためのプラズマ・壁相互作用素過程コー ドとコード結合,連携シミュレーション.

のWダイバータ板におけるT蓄積量のダイナミックな時間 変化を計算した(図36)[85].ここで,磁力線がダイバー タ板に非常に浅い角度で入射するため,プラズマイオンの ダイバータ板への入射角をラーモア回転を考慮した PIC コードで評価した.また,ダイバータ板に入射するイオン のエネルギーが低い(数10 eV~1 eV)ため,そのほとんど は表面で反射すると考えられる.そこで,注入率(1-反射 率)の評価を MD コードで行った(0.01~0.02 程度).

3.6.3 ITER を例とした核融合炉のトリチウム蓄積評価と その低減,除去

炭素堆積層へのT蓄積量は約4mg/sで,Be堆積層への 蓄積はその1/7~1/3であった.一方,Cダイバータ板表面 にBeが堆積すると炭化水素放出(化学スパッタリング)が 大きく抑制されるとの実験報告があるため,Be-C混合層 の化学スパッタリングをMDコードで計算し,それをC とBeの炉内プラズマ中の輸送解析に適用した.しかし,同 時に再損耗も減少することからその効果は他に比べ二桁以 上小さいことがわかった.タイルギャップへのTの堆積に ついても,ITERの城状構造タイルを想定して評価し,実 機プラズマ条件でダイバータと第一壁のすべてのタイル ギャップへのTの蓄積が1mg/sであることを示した.

ダイバータ板として W を用いた場合, その T 蓄積量は Cダイバータ板の1/100程度であった.これは、ダイバータ 板としての W の優位性を示している.しかし,評価コード で既存の TDS 実験をシミュレーションして、W 中の水素 同位体の拡散係数や捕捉サイトなどの材料定数を評価した が、捕捉サイトの深さと密度に左右されること、さらにそ れらが ITER の高粒子束プラズマ照射中に変化することも 考えられ、材料定数をいかに評価するかが問題として残 る.また、炭素堆積に因る T の蓄積量は、炉内のタイル温 度が500度程度上がることによって1/5程度に減少するこ とがわかり、炭素材をダイバータ板とした場合に、炉壁の 温度上昇がT除去に有効であることを示した.Wの場合 は、材料温度の上昇によって注入された T の材料内部奥深 くへの拡散が顕著になり、それらが捕捉サイトに蓄積する ことでT蓄積量が増加することがわかった.Wについては 今後, Tの捕捉機構の詳細化と捕捉サイトの減少など, 新 たな材料の開発も含めた検討が必要である.

参考文献

- [1] R.A. Kerst and W.A. Swansiger, J. Nucl. Mater. **122**, 1499 (1984).
- [2] D.K. Brice and B.L. Doyle, J. Nucl. Mater. 120, 230 (1984).
- [3] T. Nagasaki et al., J. Nucl. Mater. 151, 189 (1988).
- [4] W.M. Shu et al., J. Phys. Chem. 97, 4497 (1993).
- [5] M. Miyamoto et al., Nucl. Fusion 49, 065035 (2009).
- [6] V Kh Alimov et al., Phys. Scr. T138, 014048 (2009).
- [7] Y. Ueda et al., J. Nucl. Mater. 386-388, 725 (2009).
- [8] Y. Ueda et al., Nucl. Fusion 44, 62 (2004).
- [9] D.K. Brice and B.L. Doyle, J. Nucl. Mater. 120, 230 (1984).
- [10] I. Takagi, J. Nucl. Sci. Technol. 29, 947 (1992).
- [11] I. Takagi et al., Fusion Sci. Technol. 60, 1523 (2011).
- [12] I. Takagi et al., ICFRM-15, P101 (2011).



図36 ITER ダイバータにおける W 板の T 蓄積量の時間変化[85].

- [13] I. Takagi et al., Fusion Sci. Technol. 60, 1451 (2011).
- [14] I. Takagi et al., J. Nucl. Mater. 417, 564 (2011).
- [15] I. Takagi et al., ICFRM-15, P254 (2011).
- [16] I. Takagi et al., J. Nucl. Mater. 415, S692 (2011).
- [17] 上田良夫,日野友明他:プラズマ·核融合学会誌 85,684 (2009).
- [18] M. Fukumoto, T. Nakano *et al., submitted to* J. Nucl. Mater. (2012).
- [19] Y. Nobuta et al., Proc. 34th European Physics Society Conference on Plasma Physics (Warsaw 2007) ECA 31F, P-1.024.
- [20] T. Tanabe et al., J. Nucl. Mater. 390-391, 705 (2009).
- [21] T. Hayashi et al., J. Nucl. Mater. 390-391, 667 (2009).
- [22] T. Shibahara et al., J. Nucl. Mater. 357, 115 (2006).
- [23] T. Tanabe et al., Phys. Scr. T138, 014006 (2009).
- [24] M. Yoshida et al., J. Nucl. Mater. 415, S752 (2011).
- [25] M. Yoshida et al., Phys. Scr. T145, 014023 (2011).
- [26] T. Nakano et al., Nucl. Fusion 46, 626 (2006).
- [27] K. Masaki et al., J. Nucl. Mater. 313-316, 514 (2003).
- [28] M. Yoshida et al., J. Nucl. Mater. **390-391**, 635 (2009).
- [29] Y. Hirohata et al., J. Nucl. Mater. 363-365, 854 (2007).
- [30] K. Sugiyama et al., J. Nucl. Mater. 367-370, 1248 (2007).
- [31] Y. Gotoh et al., J. Nucl. Mater. 357, 138 (2006).
- [32] J. P. Coad et al., J. Nucl. Mater. 290-293, 224 (2001).
- [33] K. Sugiyama et al., J. Nucl. Mater. 329-333, 874 (2004).
- [34] K. Ohya et al., J. Nucl. Mater. 417, 602 (2011).
- [35] T. Tanabe et al., J. Nucl. Mater. 209, 109 (1994).
- [36] E. Tsitrone et al., J. Nucl. Mater. 415, S735 (2011).
- [37] A. Kirschner et al., J. Nucl. Mater. 363-365, 91 (2007).
- [38] J. Roth *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 103001 (2008).
- [39] A.M. Ito *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **50**, 01AB01 (2011).
- [40] H. Nakamura et al., Jpn. J. Appl. Phys. 50, 01AB04 (2011).
- [41] A. Takayama et al., Jpn. J. Appl. Phys. 50, 01AB03 (2011).
- [42] S. Saito et al., J. Nucl. Mater. 415, S201 (2011).

- [43] S. Saito et al., Prog. Nucl. Sci. Technol. 2, 44 (2011).
- [44] S. Saito et al., J. Appl. Phys. 110, 084320 (2011).
- [45] S. Saito et al., Jpn. J. Appl. Phys. 51, 01AC05 (2011).
- [46] S. Yonemura et al., Proc. 30th JSST Annual Conf. 251 (2011).
- [47] S. Saito et al., submitted to Jpn. J. Appl. Phys.
- [48] Y. Yamamura and Y. Mizuno, Rep. Inst. Plasma Phys., Nagoya Univ, IPPJ-AM-40 (1985).
- [49] T. Kenmotsu et al., J. Nucl. Mater. 415, S108 (2011).
- [50] S. Takamura et al., Plasma Fusion Res. 1, 051 (2006).
- [51] M. Yamagiwa et al., J. Nucl. Mater. 417, 499 (2011).
- [52] K. Tokunaga et al., J. Nucl. Mater. 417, 528 (2011).
- [53] D. Kato et al., J. Plasma Fusion Res. SERIES 8, 404 (2009).
- [54] D. Kato et al., J. Nucl. Mater. 417, 1115 (2011).
- [55] D. Kato et al., Plasma Fusion Res. 6, 2405062 (2011).
- [56] D. Kato *et al.*, J. Nucl. Mater. **390-391**, 498 (2009).
- [57] D. Kato et al., Contrib. Plasma Phys. 50, 445 (2010).
- [58] D. Kato et al., J. Nucl. Mater. 415, S1162 (2011).
- [59] I.Yu. Tolstikhina et al., Phys. Rev. A 84, 012706 (2011).
- [60] H. Kawashima et al., Plasma Fusion Res. 1, 031 (2006).
- [61] K. Shimizu et al., Nucl. Fusion 49, 065028 (2009).
- [62] K. Ohya, Phys. Scr. T124, 70 (2006).
- [63] N. Hayashi et al., J. Plasma Fusion Res. 6, 2403065 (2011).
- [64] A. Fukuyama et al., Proc. 20th IAEA Fusion Energy Conf. (Villamoura, Portugal, 2004) IAEA-CSP-25/CD/TH/P2-3.
- [65] A. Takayama et al., J. Plasma Fusion Res. SERIES 9, 604

(2010).

- [66] K. Hoshino et al., Contrib. Plasma Phys. 52, 550 (2012).
- [67] M. Yagi et al., Contrib. Plasma Phys. 52, 372 (2012).
- [68] S. Azuma et al., Contrib. Plasma Phys. 52, 512 (2012).
- [69] 大宅 薫 他:プラズマ・核融合学会誌 85,695 (2009).
- [70] M. Toma *et al.*, J. Nucl. Mater. **390-391**, 207 (2009).
- [71] R. Schneider et al., Contrib. Plasma Phys. 46, 3 (2006).
- [72] M. Toma et al., Contrib. Plasma Phys. 52, 450 (2012).
- [73] Y. Homma and A. Hatayama, J. Comp. Phys. 231, 3211 (2012).
- [74] T. Nakano et al., Nucl. Fusion 49, 115024 (2009).
- [75] K. Hoshino et al., Contrib. Plasma Phys. 50, 386 (2010).
- [76] K. Hoshino et al., Nucl. Fusion 51, 083027 (2011).
- [77] J. Roth *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 103001 (2008).
- [78] K. Ohya and A. Kirschner, Phys. Scr. T138, 014011 (2009).
- [79] K. Ohya et al., J. Nucl. Mater. 390-391, 72 (2009).
- [80] K. Inai *et al.*, J. Nucl. Mater. **390-391**, 119 (2009).
- [81] M. Bando et al., Fusion Sci. Technol. 60, 1467 (2011).
- [82] Y. Yamamura, Nucl. Intrum. Methods Phys. Res. B 28, 17 (1987).
- [83] T. Ono et al., J. Nucl. Mater. 390-391, 713 (2009).
- [84] K. Ohya and A. Kirschner, Phys. Scr. T145, 014047 (2011).
- [85] K. Ohya and Y. Soneda, Plasma Fusion Res. 7, 2403083 (2012).