

# 連載講座

## 今、核融合炉の壁が熱い！ —数値モデリングでチャレンジ

### 第2回 II-2 壁の前で何が起きているか？

慶應義塾大学 畑山明聖, 日本原子力研究開発機構 滝塚知典

#### II. 壁の前で何が起きているか？ —プラズマの攻撃

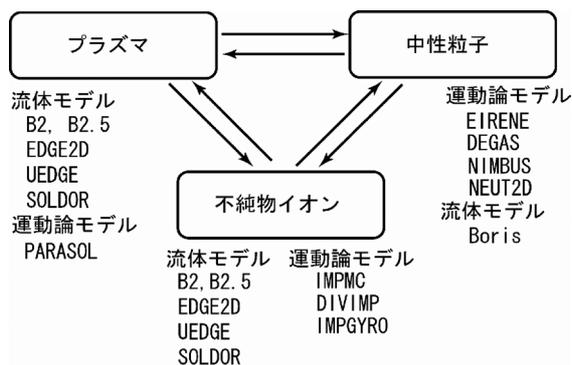
##### 2. 数値モデリングとシミュレーションの現状

前回II-1章を踏まえ、本稿では、いよいよSOLダイバータプラズマのモデリングの現状を紹介する。シミュレーションでは、前回第II-4図に示した境界プラズマ層中での①プラズマ、中性粒子および不純物の輸送過程、②電離、励起などの原子・分子過程、③プラズマ-壁間に形成されるシーす、さらには、④プラズマ-壁相互作用などを相互に矛盾なく、モデル化し考慮しなければならない。

第II-5図は、プラズマ、中性粒子および不純物イオンに対する代表的なシミュレーションコードを分類したものである。図に示したように、これらのコードは、①流体モデル、②運動論モデルの2種類に大別される。

##### (1) 流体モデルと運動論的モデル

流体モデルが適用できるためには、粒子の平均自由行程 $\lambda$ が考える系の特徴的な長さ $L$ に比較して十分短いこと、すなわち、クヌーセン数 $K \equiv \lambda/L$ が1より十分小さいことが、必要条件となる。このとき、衝突が頻繁



第II-5図 境界層プラズマシミュレーションコード

The Fusion Reactor Wall is Getting Hot!—A Challenge towards the Future for Numerical Modelling (2) :Chap. II What is really happening between the plasma edge and the wall?—2. Defence from the plasma attack : Akiyoshi HATAYAMA, Tomonori TAKIZUKA.

(2008年 2月22日 受理)

各回タイトル

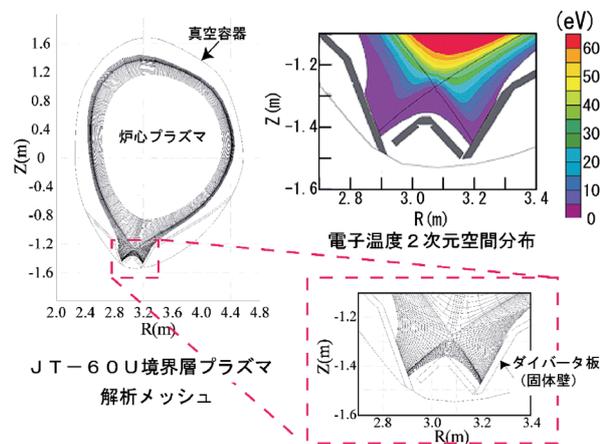
第1回 I. はじめに; II-1 壁の前で何が起きているか?

で粒子の速度分布がMaxwell分布から大きくズレておらず、個々の粒子の速度ではなく、流体としての平均速度と平均エネルギーを考えればよい。反対にクヌーセン数が大きく、速度分布の非平衡性(Maxwell分布からの大きなズレ)が問題になる場合には、後で具体的に紹介するように、個々の粒子の運動を論じる運動論モデルを適用することが望ましい。以下、境界層プラズマを構成する各粒子種について、このことを考えてみよう。

##### (a) プラズマ

プラズマは磁力線に束縛され、主に磁力線に沿って輸送される。この場合、系の特徴的な長さとして、SOL上流からダイバータ板までの磁力線の長さを考えることができる。大型トカマク(JT-60U, JETなど)では、 $L \sim 50$  m程度であり、また、ダイバータプラズマの典型的な密度、温度( $n \sim 10^{19} \text{m}^{-3}$ ,  $T \sim 50$  eV)に対して、 $K \sim 0.1$ 程度となる。流体モデルはおおむねよい近似となる。

第II-5図に示したB2コード<sup>1-3)</sup>などの流体コード群は、トカマク型を対象とする。トロイダル方向(前回第II-1図のプラズマ電流の方向)に物理量は一様であると仮定する(軸対称性)。プラズマ流体の運動を、ポロイダル断面(第II-1図のプラズマ電流に垂直な断面)に投影し、2次元での解析を行う。第II-6図に流体コードによる境界層プラズマ解析のメッシュ生成例を示す。いずれのコードも、イオン密度 $n_i$ 、磁力線方向の流速 $u_{||}$ 、電子温度 $T_e$ 、イオン温度 $T_i$ の4つの物理量を取り扱う。



境界層プラズマシミュレーションにおけるメッシュ生成例と結果の1例(低温非接触プラズマ構造の形成)

第II-6図 メッシュ生成例

準中性条件  $n_e \approx n_i$  を仮定し、プラズマ粒子は磁力線垂直方向に拡散係数  $D$  で拡がると近似して、①イオン密度連続の式、②磁力線方向の運動方程式、③電子、および④イオンのエネルギー方程式を連立して解く。第II-6図のような空間メッシュで、例えば差分法を用い、時間的发展問題、または定常問題として、これら  $n_i$ ,  $u_{||}$ ,  $T_e$ ,  $T_i$  の値を各メッシュで求める。境界条件、拡散係数、熱伝導係数の標準的な与え方については、文献1), 2)などを参照されたい。

プラズマ中では準中性条件を保ち続けるように、上述のシース領域以外でも、電場が生じ得る。電場が存在すると、プラズマは電場と磁力線との両方に垂直な方向にドリフト運動( $E \times B$ ドリフト)を始める。このようなドリフト運動は、コアプラズマの閉じ込め、境界プラズマの流れの構造、内側と外側ダイバータプラズマの非対称性などに重要と考えられている。そこで最近では、流体コードにドリフト運動の効果を取り入れる試みが精力的に行われている<sup>1)</sup>。また、これらトカマクを対象とした2次元コードに加えて、LHDのような軸対称性のないヘリカル系を対象とした3次元コードの開発も進められている<sup>3)</sup>。

上に述べたように、SOLプラズマに対して流体近似はおおむねよい近似であり、上記コード群は実験解析、装置設計などに広く用いられている。しかし急峻な温度勾配がある場合や、また、ELMと呼ばれるコアからの熱パルスが生じる場合、さらに壁に近いシース領域では速度分布がMaxwell分布から大きくズレる。こんなとき、速度分布関数を直接求めるPIC(Particle in Cell)法やモンテカルロ法など粒子モデルに基づく運動論的なアプローチが威力を発揮し、流体モデルでは見えてこない様々な現象を、理解し、明らかにしていくことができる。

しかし運動論的なアプローチ、特にPIC法を空間スケールが大きい境界層プラズマ全体に適用するには、計算機の能力が飛躍的に向上した現在においても、莫大な計算コストを要する。したがって、これら運動論的なアプローチによって得られた知見をできる限り反映する方向で、流体モデルの改善が行われている。例えば、シースを介したプラズマ-固体壁間でどのように粒子とエネルギーが流出するかなどを、“正しい境界条件”として流体モデルに反映することができる。

#### (b) 中性粒子

プラズマと異なり中性粒子は磁力線に束縛されない。したがって、中性粒子輸送の特徴的な空間スケールは、プラズマの場合に考えた磁力線方向の距離とはならない。むしろ、磁力線に垂直方向のプラズマの広がり、中性粒子輸送を考える場合の特徴的な距離としてふさわしい。前回述べたように、SOLプラズマの径方向の減衰長  $\Delta_{\text{SOL}}$  (SOL幅と呼ばれることもある)は短い。例えば、上流SOLでは数cm以下になる。多くの場合、中

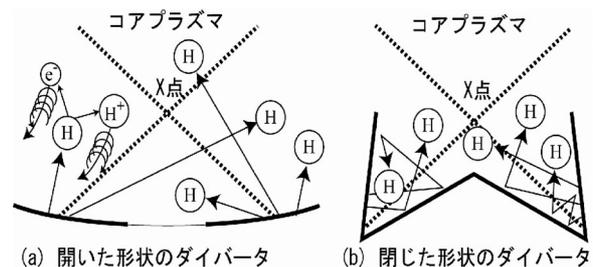
性粒子の電離や荷電交換の平均自由行程は  $\lambda_n \geq \Delta_{\text{SOL}}$  であり、クヌーセン数  $K = \lambda_n / \Delta_{\text{SOL}}$  が1より十分小さいという条件は成り立っていない。そのため、境界層プラズマを対象とした中性粒子輸送コードの多くは、第II-5図に示したように、運動論的なアプローチを用いている。

このアプローチでは、中性粒子軌道を直接に追跡し、衝突をモンテカルロ法により模擬する。第II-7図に示すように、電場、磁場に束縛されない、“気ままな”中性粒子は、壁との衝突を繰り返しながら、励起や電離衝突を行い、やがてイオンとなり、磁力線に沿ってダイバータ板に戻り、リサイクルする。壁、特にダイバータ領域近傍における壁の形状が、中性粒子の挙動、ひいてはダイバータプラズマの特性を決める極めて重要なファクタとなる。第II-7図(a)のようにダイバータ領域の壁が、プラズマに向かって開いている形状だと、ダイバータ板で中性化された低温の粒子が、そのままコアプラズマに入ってしまうこともある。ダイバータプラズマが低温にならずに、コアが冷却されるので好ましくない。これに対して、第II-7図(b)のような閉形状ダイバータは、ダイバータ領域の中性粒子密度を高め、ダイバータ領域だけを低温に保つことができる。こうしたダイバータ板や壁の形状効果を見る上で、運動論的なアプローチは非常に威力を発揮する。

#### (c) 不純物イオン

不純物“中性”粒子については、上に述べた理由から、モンテカルロ法による運動論的なモデルが適用されることが多い。一方、不純物“イオン”については、燃料プラズマ同様、流体モデルで扱う場合と運動論的なモデルで扱う場合に分類される。B2, B2.5, EDGE2D, UEDGEは、不純物イオンも流体として扱う、いわゆる多種流体(multi-fluids)モデルであり、一方、IMPMC, DIVIMPなどはモンテカルロ法を用いた運動論的なモデルに基づいている。上に述べた流体モデル、運動論的なモデルのメリット、デメリットがそのまま当てはまる。さらに不純物特有の問題がある。

燃料水素イオンの場合には電離価数は最大1価であるが、不純物は多価電離する。壁材がタンゲステンのような電離価数  $Z$  の高い金属である場合、その数十価に及ぶ電離状態一つ一つを、流体モデルでは別々の流体とし



第II-7図 中性粒子とダイバータ形状

て扱わなければならない。また、現在の装置でよく用いられているカーボン材料の場合、前回述べた化学スパッタリングが生じ、メタンなどの炭化水素がプラズマ中に放出される。プラズマ中での複雑な化学反応過程を流体モデルでモデル化するには限界がある。一方、テスト粒子の軌道を追跡するモンテカルロモデルでは、計算コストがかかるものの、多価電離過程や化学反応過程を模擬することは比較的容易である。

不純物モンテカルロコードは従来、燃料プラズマの分布を固定して与え、不純物輸送における運動論の効果や複雑な化学反応過程を調べるよう利用されてきた。最近のトピックスとして、流体コード(SOLDOR)と不純物モンテカルロコード(IMPMC)との統合化により、燃料水素を流体モデルで、不純物イオンを運動論モデルで扱うようにする試みが、精力的に始められている<sup>4)</sup>。

以上、第II-5図の各粒子種について、そのモデル化の概要を説明した。最近では、第II-5図に示したコードを統合化し、相互に矛盾のない解を得ることが可能となってきた。これら統合コードとして、B2-EIRINE, EDGE2D-NIMBUS SONIC (SOLDOR + NEUT 2 D + IMPMC)などのコードがある<sup>1,2,4)</sup>。

(2) 非接触ダイバータプラズマ

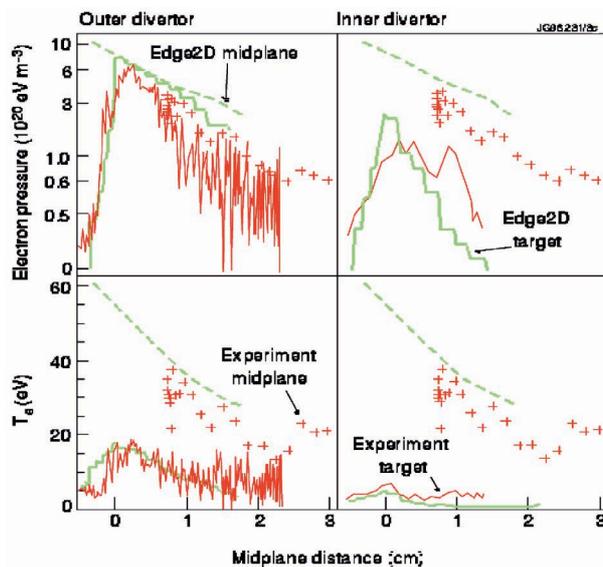
上にたびたび述べてきたように、非接触ダイバータプラズマの理解と制御は、プラズマと壁との相互作用を低減し、核融合炉の長期間運転を実現する上で極めて重要である。数千万度～数億度の超高温コアプラズマと壁とを“非接触”に保つなどという、そんなうまい話はウソに違いないと思われる読者もいるかもしれないが、実際に1990年代半ばから現在まで、実験、モデリングにより非接触プラズマの実証と理解が着実にすすめられてきた。ここでは、まず非接触ダイバータプラズマのシミュレーション例をいくつか紹介する(さらに詳細は、前回参考文献1)第16章参照のこと)。

非接触ダイバータプラズマの形成は、下記のように進展する。コアプラズマの密度を増加させていくと、SOLプラズマの密度も増加し、ダイバータ部は高リサイクリング状態になる。リサイクリングの増大に伴い放射損失が大きくなると、ダイバータ領域のプラズマ温度は低下し、ダイバータ板への熱負荷がまず減少する(power detachment)。このとき放射損失をもっと増すために、ネオン等の不活性ガス不純物を外部から積極的に添加するのも効果的である。さらにコア密度が増大したり、ダイバータ部に中性ガスを大量に注入したりすると、ダイバータ領域の温度はさらに低下する。ダイバータ板前面で1 eV程度になると、“プラズマ体積中”でのイオンと電子との“再結合”過程が支配的となる。固体表面での再結合過程と区別して“体積再結合”過程と呼ぶ。このため、ダイバータ板前面でプラズマは消滅し、イオン粒子束が著しく減少し、粒子束に関する非接触状態 (particle

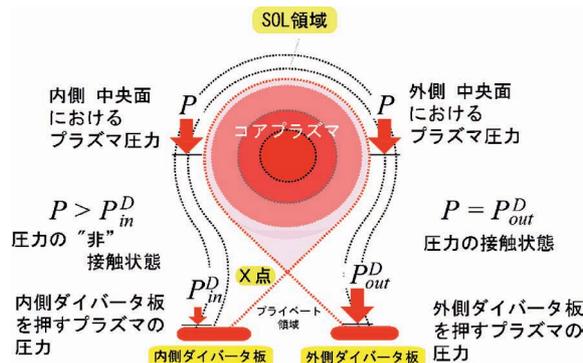
detachment)に移行する。

第II-8図は、JETのダイバータ実験で得られた非接触状態を、先に説明した統合コード(EDGE2D-NIMBUS)によってシミュレーションしたものである<sup>6)</sup>。上段の図は、トラス中央面におけるプラズマ圧力  $p_{mid}$  とダイバータ板前面におけるプラズマ圧力  $p_{div}$  とを比較したもので、その径方向の分布を、セパトリックス(前回II-1(1)項参照)からの距離の関数として示している。 $p_{mid}$ の実験値は+、シミュレーション結果は破線で、 $p_{div}$ の実験値が赤線、シミュレーション結果が緑線(EDGE2D target)で示されている。上段の左右はそれぞれ外側と内側のダイバータに対応している。これらを比べて見ると、外側では  $p_{mid}$  と  $p_{div}$  がほぼ等しくなっているのに対し、内側では  $p_{div}$  の圧力が  $p_{mid}$  より十分低下している。この様子を概念的に表すと第II-9図のようになる。内側ダイバータ板を押すプラズマ圧力は、上流側の圧力に比較して十分小さい。これを圧力に関する非接触状態 (pressure detachment) と呼んでいる。

このようなプラズマ圧力のアンバランスの原因を考えよう。第II-8図下段の電子温度  $T_e$  がキープポイントとなる。外側ダイバータ板(左図)では  $T_{e,div}$  は10~20 eV



第II-8図 JET非接触ダイバータシミュレーション<sup>6)</sup>

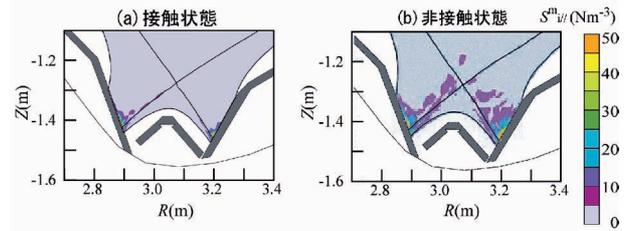


第II-9図 圧力の非接触状態

であり、依然、イオン化が支配的な高リサイクリング状態にある。この状態では、上流と下流で圧力バランスは保たれている。一方、内側ダイバータ板(下段右図)では、 $T_{e,div}$  は5 eV程度まで低下している。 $T_e$  が5 eV以下に低下すると、イオン化の衝突断面積が著しく減少し、これに代わって、イオン-中性粒子間の荷電交換や弾性衝突が支配的となる。このため、イオンが持っていた運動量は中性粒子の運動量に移行する。気ままな中性粒子は、磁力線の束縛を受けず、広く分散する。このようなプラズマと中性粒子との相互作用に起因する運動量移行によって、内側ダイバータ板前面でプラズマ圧力が低下し、アンバランスが生じる。

第II-10~12図は、JT-60 U 周辺プラズマのB2-EIRENEコードによるシミュレーション例である<sup>7)</sup>。この例では、コア内部境界電子密度  $n_e^{CB}$  を(a)低密度( $1.0 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ )と、(b)高密度( $2.0 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ )に設定した場合を比較している。まず、第II-10図は、 $T_e$  の空間分布である。低密度の場合には、実験と同様、非接触状態にあり、 $T_e$  は高く、内側ダイバータ板前面でも10 eV以上になっている。一方、高密度の場合には、電子温度が十分低くなり、両側ダイバータ領域ともに非接触状態になっている。

第II-11図は、中性粒子の電離によるイオン生成密度(単位時間、単位体積当りのイオン生成量)分布である。接触状態(a)では、 $T_e$  が高いため板でリサイクルした中性粒子は板近傍ですぐに電離し、電離領域はダイバータ板前面に局在化している。一方、非接触状態(b)では、 $T_e$  が低く板前面では十分な電離が生じない。このため、電離領域  $T_e$  の高い(5~10 eV)、上流側、X点近傍まで移動する。さらに、第II-12図はイオンと中性粒子との荷電交換、弾性衝突による運動量損失量の空間分布を示している。(a)接触状態では運動量損失は板前面の限られた領域であるのに対して、(b)非接触状態ではダイ



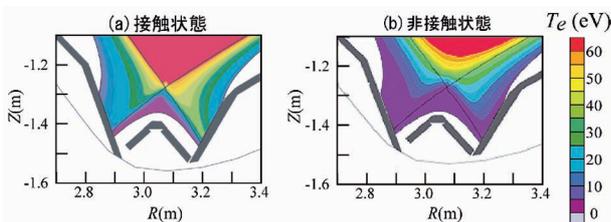
第II-12図 運動量損失分布<sup>7)</sup>

バータ前面から電離領域にいたる比較的大きな運動量損失領域が出現している。ダイバータ板前面が低温となり、中性粒子がイオン化することなく存在している。このため、この中性粒子層があたかも、クッションの役割を果たし、プラズマの圧力を吸収している。

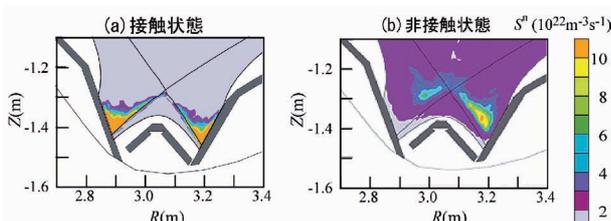
### (3) ITER 設計のための予測シミュレーション

以上のような物理現象の基礎的理解とあいまって、境界プラズマの数値シミュレーションはITERなどの設計にも重要な役割を果たしている。ITER設計では、①SOLおよびダイバータ領域での十分な熱除去、②コアプラズマの閉じ込めとの共存性、③ヘリウム灰の十分な排気、などが要求される<sup>7)</sup>。

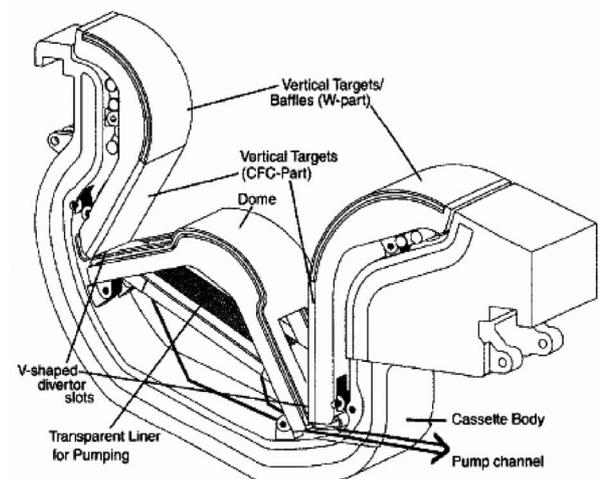
第II-13図に、ITERのダイバータ部のカセットモジュールを示す<sup>7)</sup>。分解修理のために、54個のモジュールをドーナツ状に並べる。Vertical Targetと示されているのがダイバータ板である。X点の下方になるところにドームが設置されている。ダイバータ板の対面には、中性粒子反射板が設けられ、ダイバータ領域はV字形状になっている。ドーム下のライナーには、ヘリウムや不純物を排気するためのスリットが設けられている。ドーム下部とライナーとの間は、中性粒子が自由往来することができるような設計になっている。前項でみたように、内側ダイバータ領域の方が非接触状態になりやすく、中性粒子圧力が大きくなりやすい。内側ダイバータで増大する中性粒子を外側ダイバータへ移動させ、外側ダイバータでも非接触状態が生じやすくなるようにして



第II-10図 電子温度分布<sup>7)</sup>



第II-11図 イオン生成量分布<sup>7)</sup>



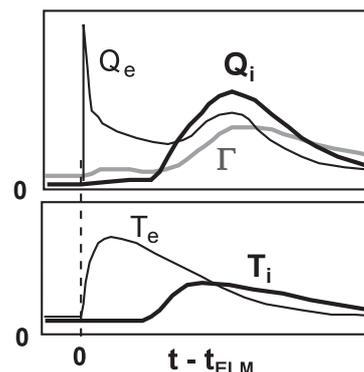
第II-13図 ITERのダイバータ部カセット<sup>8)</sup>

いる。このような設計を固める上で、予測シミュレーションが重要な役割りを果たした<sup>7,8)</sup>。

#### (4) PICコードを用いた運動論的モデリング

さてここで、運動論的モデルの代表として、超粒子を用いるPIC(Particle in Cell)法を適用した例を紹介しよう。1個の超粒子イオン(電子)は非常に多数の実イオン(電子)をまとめたもので、デバイ長程度の有限の大きさを持っているが、速度としては実粒子と同様に、熱速度を持ち電磁場中の運動方程式に従って動く。SOLダイバータプラズマで、静電場は非常に重要である。例えば、ダイバータ板前面でシース電場が粒子と熱の流入を決めるし、SOL中の流れの形成に $E \times B$ ドリフト運動が影響する。PIC法では、イオンと電子の運動とPoisson方程式の両者間に矛盾がないように解くことで、この静電場を決める。さらに速度分布の決定には、巨視的な電磁力や粒子の損失のしかたとともに粒子間のクーロン衝突が(いかにその頻度が小さくても)重要な役割を果たす。二体衝突モデルと呼ばれるモンテカルロ手法で、この衝突を模擬することが、周辺プラズマの粒子シミュレーションでは肝要である。

トカマクプラズマにおいて、周辺(Edge)のセパトリクス内側でプラズマの圧力勾配が大きくなり、Hモードという高閉じ込め性能を得ることができる。一方、この急峻圧力勾配により局所的な(Localized)不安定モード(Mode)が駆動され、ELMと呼ばれる圧力の崖崩れが発生し、高温で密度の高いプラズマがSOL領域に突発的に吐き出される。このとき、SOLプラズマの速度分布はMaxwell分布から大きくズレることになる。ELMによって吐き出された熱がダイバータ板に流入する様相をPARASOLコードでシミュレーションした結果を第II-14図に示す<sup>9)</sup>。まず高いエネルギー成分の電子がほとんど衝突せずにダイバータ板に到達する。平均的な電子温度は依然低いにもかかわらず、瞬間的に大きな熱負荷 $Q_e$ が生じる。電子温度 $T_e$ の振舞いは、衝突で支配された熱伝導でほぼ決まる。プラズマ粒子 $\Gamma$ とイオンの熱 $Q_i$ の伝播は、音速で支配された対流でほぼ決まる。ELMで吐き出された熱の多くは、この熱対流で運ばれる。このようなPARASOLシミュレーションの観測結果を基にして、流体モデルに適用できる物理モデルを構築することが重要な課題である。



第II-14図 ELM熱流のダイバータ板への流入<sup>9)</sup>

#### —参考文献—

- 1) R. Schneider, X. Bonnin, K. Borrass, D. P. Coster, *et al.*, "Plasma Edge Physics with B2-Eirene", *Contrib. Plasma Phys.*, **46**, 3 (2006).
- 2) D. Reiter, *et al.*, "The EIRENE and B2-EIRENE Codes", *Fusion. Sci. Technol.*, **47**, 172 (2005).
- 3) Y. Feng, *et al.*, "3 D Edge Modeling and Island Divertor Physics", *Contrib. Plasma Phys.*, **44**, 57 (2004).
- 4) H. Kawashima, *et al.*, "Development of Integrated SOL/Divertor Code and Simulation Study in JAEA", *Plasma Fusion Res.*, **1**, 031/1-13 (2007).
- 5) A. Loarte, "Understanding the Edge Physics of Divertor Experiments by Comparison of 2 D Edge Code Calculations and Experimental Measurements" *J. Nucl. Mater.*, **241-243**, 118 (1997).
- 6) A. Hatayama, "High Mach Flow Associated with Plasma Detachment in JT-60 U", *Proc. 19<sup>th</sup> IAEA Fusion Energy Conf.*, Lyon, France, Oct. 2002, (2002).
- 7) G. Janeschitz, *et al.*, "Divertor Design and Its Integration into ITER", *Nucl. Fusion*, **42**, 14 (2002).
- 8) A. S. Kukushkin, *et al.*, "Effects of Neutral Transport on ITER Divertor Performance", *Nucl. Fusion*, **45**, 608 (2005).
- 9) T. Takizuka, M. Hosokawa, "Particle Simulation of the Transient Behavior of One-Dimensional SOL-Divertor Plasmas after an ELM Crash", *Contrib. Plasma Phys.*, **46**, 698 (2006).

#### 著者紹介

畑山明聖(はたやま・あきよし)

本誌, 50〔6〕, 383(2008)参照

滝塚知典(たきづか・ともり)

本誌, 50〔6〕, 383(2008)参照