# 小特集

# 核融合周辺プラズマ領域における3次元効果

Three-Dimensional Effects in the Edge Plasma Region of Fusion Devices

# 1. はじめに

### 1. Introduction

小林政弘<sup>1,2)</sup> KOBAYASHI Masahiro<sup>1,2)</sup> <sup>1)</sup>自然科学研究機構核融合科学研究所,<sup>2)</sup>総合研究大学院大学 (原稿受付:2021年6月20日)

ここで言う「3次元」とは実空間での3次元であり、本 小特集では核融合装置あるいはそれに関連した直線装置に おいて見られる3次元的な様々な現象とその理解について 紹介する.特に、周辺領域、あるいは開いた磁力線領域に おける現象を取り扱う.もともと全ての現象は3次元空間 で起こっているにも関わらず, 敢えて「3次元効果」とい う理由は、トカマク型装置において軸対称性を仮定した2 次元(時には1次元)空間での解析に対する違いを強調す るためである.3次元性が現れる要因としては、LCFS(最 外殻磁気面) 付近の局所的な不安定性によって駆動される フィラメントの放出や、外部からの摂動磁場印加による積 極的な磁場構造の変化などが挙げられる. また, ヘリカル 型装置 (ステラレータ, ヘリオトロン) は本来的に非軸対 称配位であり3次元磁場構造を有する.トカマク型装置は 本来軸対称配位であるが、わざわざ外部から摂動磁場を加 えて磁場構造を3次元的に変化させるのは、下記に述べる ように、周辺プラズマ制御の観点から3次元的な磁場配位 を必要としてきた経緯がある.「3次元効果」が盛んに議 論されるようになったのは2010年前後ではないかと思われ る. 歴史的な経緯を少し整理すると以下のようになる.

磁場閉じ込め核融合装置では、研究当初から真空容器に 接触するプラズマによって容器壁から不純物がプラズマ中 に混入し、放射損失を起こしてプラズマが冷却されるとい う問題に直面していた.これを解決する方法として、外部 コイルによって閉じ込め磁場の一部を引き出し、プラズマ と容器壁との接触部分を閉じ込め領域から離れた場所に設 置する工夫がダイバータである.最初のダイバータの提案 はライマン・スピッツァー(Lyman Spitzer)によるもの で、よく知られた8の字型のステラレータ配位に外部コイ ルによってダイバータを形成する概念が当時の報告書に示 されている[1].確認できる最初のダイバータ実験は、 1958年のステラレータBにおけるもので、ダイバータ配位 を形成することによって不純物の発光が減少し、プラズマ の温度が増加する様子が報告されている[2].この他、宇 尾光治によるヘリオトロン型は、ヘリカルコイルによって 自然にできるダイバータレグを利用したダイバータ配位で ある[3,4].

一方でトカマク型装置におけるダイバータ配位は、ステ ラレータBの実験から遅れること16年,1974年ごろにJFT-2a 等における X 点ポロイダルダイバータ配位で研究が始 まった (これは軸対称配位である)[5]. この場合, ダイ バータ配位を形成するためのコイル電流は、プラズマ電流 と同等の大きさが必要である.本来的に軸対称配位であっ たトカマク型装置に外部から共鳴摂動磁場(Resonant Magnetic Perturbation, RMP) を加えて非軸対称な磁場構 造が付加されたのは、1977年に提案された F. Karger らに よる Resonant Helical Divertor であり[6,7] (今でいうとこ ろの磁気島ダイバータに相当する), W. Feneberg による Ergodic Magnetic Limiter である[8]. RMPの場合は共鳴を 利用するため、必要なコイル電流が大幅に小さくできると いう利点がある. Ergodic Magnetic Limiter (あるいは Ergodic Divertor) は周辺部の複数の磁気島がお互いに重な り合うことにより,ストキャスティック(エルゴディック) な磁場構造を作り出し、そこでの径方向の輸送を促進させ る[9,10]. そのようにしてリサイクリングを促進し、プラ ズマを低温化させ,壁との相互作用を軽減すると同時に,

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

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

不純物を遮蔽することを目的としている.その後, Ergodic Magnetic Limiter(あるいは Ergodic Divertor)は TEXT において初期的な実験が行われ[11],さらに名古屋大学の CSTN-II, III[12], Tore Supra[13], TEXTOR-DED[14]で 2000年代初頭まで精力的に研究が行われた.

これとは別に ELM の抑制あるいは緩和のために RMP を印加する実験が実施された.最初の実験は JFT-2M で行 われ[15],その後2004年の DIII-D[16]の実験を 契機に 様々な装置で現在も研究が続けられている.さらに詳しい 経緯は第4章2.1節および[17]に譲る.

一方,周辺プラズマの輸送解析を本格的に3次元で取り 扱えるシミュレーションコードが開発され始めたのは2000 年頃である. 当時, EMC3[18], E3D [19], FINDIF [20]な どのコードがヘリカル型装置の輸送解析を目的として開発 が進められた.これらのコードが2000年代初頭の TEXTOR-DED や DIII-D などの RMP を印加したトカマク 装置に適用されるようになり、初めてトカマクにおける周 辺部の3次元的な輸送解析が行われるようになった [21,22]. その結果として、「3次元効果」というトピック スがトカマク装置の研究者の間で議論されるようになった と考えられる.このように、本来軸対称な磁場配位であっ たトカマク型装置では、軸対称性を破って新たな自由度を 取り入れることにより, 周辺プラズマの制御に新しい可能 性を見出そうとしている. この点は、トロイダル電流を不 要とするために最初から非軸対称配位を用いてきたヘリカ ル型と、結果として同じような複雑さを持つことになって きている.

このようなトカマク,ヘリカル型装置の周辺部・開いた 磁力線領域における3次元効果として,次のようなものが 考えられる.

1. トーラス配位の3次元構造として磁気島がしばしば形 成される. 有理面の磁気面において、外部の摂動磁場と共 鳴を起こすことにより磁力線のトポロジーが変化してX 点, 〇点, セパラトリクスを形成する. また X 点, 〇点は 磁気島外の磁力線とセパラトリクスをはさんで"孤立"す ることになる.このような構造が運動量,エネルギー輸送, 不純物輸送に影響を及ぼし、3次元効果が現れる.また上 述のように、モード数の異なる磁気島がお互いに重なり合 うことによって磁力線の軌道がカオス的になり、ストキャ スティック(エルゴディック)磁場領域が形成される.こ の領域では径方向の磁場成分によって輸送の促進が起こ る. さらに, 径方向の磁場成分と磁気シアの組み合わせに より、フラックスチューブ(磁力線の束)の引き延ばし・ 折り畳みが起こり、フラックスチューブ間の輸送(磁力線 を横切る方向の輸送)が促進される.このような効果に基 づく3次元効果を第2章で紹介する.

2. 真空容器内の機器がトロイダル方向に局在しているこ とによっても非軸対称な現象が起こり得る. このような効 果は特に工学的な装置設計が進んで実際のプラズマ対向機 器への熱負荷をより詳細に検討する段階で必要となると考 えられる. この種の3次元性の一例として,大型ヘリカル 装置(LHD)における不純物ガス導入時のトロイダル方向 の粒子負荷分布を紹介する. 不純物の真空容器への入射は トロイダル方向に局在したノズルから行われる. 不純物種 による粒子負荷分布の違いが見られるが,これら実験結果 のシミュレーションによる再現は将来の装置設計にとって 重要である. また, ITERのプラズマ立ち上げ時のリミ ター配位では,磁場構造は軸対称であるが,工学的な制約 からリミターがトロイダル方向に離散的であるために,リ ミターに接続する磁力線構造が複雑な3次元構造を持つ. このため3次元的な輸送解析が必要となる. 以上のような 事例を第3章で紹介する. また,周辺部の3次元輸送解析 に広く使われるようになった EMC3-EIRENE コードの概 要についてもこの章で述べる.

3.トカマク配位では閉じ込め性能の向上(Hモード遷移) に伴って周辺部の圧力勾配が急峻になり,MHD不安定性 を起こして ELM が駆動され,膨大な熱負荷がダイバータ 板に到達する.これを回避するために RMP を印加した実 験が行われている.このような実験における周辺部の輸送 とダイバータ熱負荷分布,およびデタッチメント(非接触 プラズマ)運転との両立について第4章で紹介する.また, 次期装置である JT-60SA の RMP 印加時の周辺輸送解析に ついても紹介するとともに,原型炉に向けた3次元外部磁 場の活用について展望する.

4. 周辺プラズマではしばしば磁力線を横切る方向に非拡 散的な輸送が観測されている.上述のフィラメントがその 代表的なものであり,その駆動機構には様々なモデルが提 案されている.一方で,直線装置は磁力線構造が単純であ ることと,詳細な計測が可能であることから,より基礎的 な物理研究が実施できるという利点がある.特に NAGDIS-IIでは非接触プラズマにおける非拡散的輸送の 詳細な分布計測と高時間分解計測が行われており,興味深 い結果が得られている.このような研究から,非拡散的な 輸送が必ずしも磁場の曲率に拠らずに発生することが明ら かになっている.このような知見はトーラスプラズマにお ける非拡散的輸送の駆動メカニズムを理解する上でも重要 であると考える.第5章でこの分野の最近の研究について 紹介する.

以上,周辺プラズマ領域に発現する様々な3次元効果について,最近の研究成果をまとめた.核融合炉の実現に向けて,周辺プラズマの理解と制御は依然として重要な研究課題である.特に3次元効果については,トカマク型,ヘリカル型装置および直線装置の相補的な研究が最も必要な分野であるといえる.

#### 参考文献

- [1] L. Spitzer, Jr. U.S. Atomic Energy Commision Report No. NYO-993 (PM-S-1), 1951.
- [2] C.R. Burnett et al., Phys. Fluids 1, 438 (1958).

- [3] 宇尾光治:核融合研究 1,20 (1958).
- [4] K. Uo, J. Phys. Soc. Japan 16, 1380 (1961).
- [5] M. Yoshikawa *et al.*, IAEA FEC1974, IAEA-CN-33/A 1-2.
- [6] F. Karger and K. Lackner, Phys. Lett. **61**A, 385 (1977).
- [7] F. Karger, W. Feneberg *et al.*, Proc. 8th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics 1, 3 (1977).
- [8] W. Feneberg, Proc. 8th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics 1, 4 (1977).
- [9] A.B. Rechester and M.N. Rosenbluth, Phys. Rev. Lett. 40, 38 (1978).
- [10] 小林政弘, 増崎 貴:プラズマ・核融合学会誌 85,221 (2009).
- [11] T.E. Evans et al., J. Nucl. Mater. 145-147, 812 (1987).

- [12] S. Takamura et al., Phys. Fluids 30, 144 (1987).
- [13] A. Grosman *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **32**, 1011 (1990).
- [14] K.H. Finken *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, B143 (2006).
- [15] M. Mori et al., Plasma Phys. Control. Fusion 36, A39 (1994).
- [16] T.E. Evans et al., Phys. Rev. Lett. 92, 235003 (2004).
- [17] 鈴木康浩: プラズマ・核融合学会誌 93,309 (2017).
- [18] Y. Feng et al., J. Nucl. Mater. 241, 241 (1997).
- [19] A.M. Runov et al., Phys. Plasmas 8, 916 (2001).
- [20] R. Zagorski et al., Nucl. Fusion 48, 024013 (2008).
- [21] M. Kobayashi et al., Nucl. Fusion 44, S64 (2004).
- [22] I. Joseph et al., Nucl. Fusion 48, 045009 (2008).



### 2. Three-Dimensional Effects of Magnetic Structure in Helical Device on Edge Plasma Transport

小林政弘<sup>1,2)</sup> KOBAYASHI Masahiro<sup>1,2)</sup> <sup>1)</sup>自然科学研究機構核融合科学研究所,<sup>2)</sup>総合研究大学院大学 (原稿受付:2021年6月20日)

磁場構造の軸対称性が破れて3次元構造が現れるとき,新たな自由度を獲得できるが,同時にそれまで縮退 していた輸送過程が顕在化する.周辺部には磁気島やストキャスティック領域と呼ばれる磁場構造が現れる.こ のような磁場構造・トポロジーの変化はダイバータ部の密度形成,不純物遮蔽,ダイバータデタッチメント(非 接触プラズマ)に影響を与える.これら様々な輸送への3次元効果について,これまでのヘリカル型装置におけ る実験・シミュレーション研究から明らかになったものについてプラズマ流体モデルに基づいて紹介する.ま た,3次元効果を考慮した将来のダイバータの最適化について議論する.

#### Keywords:

3D magnetic geometry/topology effects, helical device, divertor density regime, impurity screening, divertor detachment, divertor optimization

#### 2.1 はじめに

核融合装置においてダイバータが果たすべき役割 は、1)粒子排気(燃料,不純物)、2)閉じ込めプラズマへ の不純物侵入の抑制,3)ダイバータ板への熱負荷の軽減 である. ヘリカル型装置では閉じ込め磁場が非軸対称とな るため、トカマク型装置のようなポロイダルダイバータ配 位を形成することができない. したがって上記の機能を実 現するためにはトカマクには無い工夫が必要である. 代表 的なダイバータ配位としてヘリカルダイバータ配位とアイ ランド(磁気島)ダイバータ配位がある.前者はヘリオト ロン型配位において,特別な外部コイル無しに形成される ダイバータレグを利用したダイバータ配位である[1-3]. 後者はステラレータ型配位[4,5]で、同じく特別な外部コ イル無しに周辺部に形成される磁気島を利用したダイバー タ配位である[6,7].トカマク型に比べて,周辺部の磁場の トポロジーと構造が変化するため、プラズマの輸送に様々 な効果(3次元効果)が現れる.本節ではこれら磁場の幾 何学的効果をプラズマ流体モデルに基づいて紹介する.ま ずは導入として、本節で取り扱う3次元効果について以下 にその基本的な考え方を説明する.

プラズマの磁力線に平行方向( $\Gamma_{\parallel}$ )と垂直方向( $\Gamma_{\perp}$ )の輸送の違いは、代表的なスクレープオフ層 (Scrape-off layer、SOL)のパラメータとして  $T_{\rm e} \sim 100$  eV、 $n_{\rm e} \sim 1 \times 10^{19}$  m<sup>-3</sup> を仮定すると、イオンについては、 $\Gamma_{\parallel i}/\Gamma_{\perp i} = \chi_{\parallel i}/\chi_{\perp i} \sim 10^{6}$ 、電子については $\Gamma_{\parallel e}/\Gamma_{\perp e} = \chi_{\parallel e}/\chi_{\perp e} \sim 10^{8}$ 、であり、圧倒的に平行方向の輸送が大きい、図1に示すようにトカマク装

置の SOL の磁力線がダイバータ板に交錯する場合, ポロイ ダル磁場  $B_{\theta}$ , トロイダル磁場  $B_{\phi}$  の比は  $B_{\theta}/B_{\phi} \sim 0.1$  であ る. 磁力線のピッチ角をαとすると, 磁力線に平行方向, 垂 直方向の輸送  $\Gamma_{\parallel}$ ,  $\Gamma_{\perp}$  のポロイダル方向への投影成分はそ れぞれ $\Gamma_{\parallel}^{\theta} = \Gamma_{\parallel} \sin \alpha \approx \Gamma_{\parallel} (B_{\theta}/B_{\phi})$ ,  $\Gamma_{\perp}^{\theta} = \Gamma_{\perp} \cos \alpha \approx \Gamma_{\perp}$ であ る. 上述の  $\Gamma_{\parallel}/\Gamma_{\perp}$  より当然ながら  $\Gamma_{\parallel}^{\theta} \approx \Gamma_{\parallel} (B_{\theta}/B_{\phi}) \gg \Gamma_{\perp}^{\theta} \approx \Gamma_{\perp}$ であり, プラズマは磁力線に平行方向の輸送によってダイ バータ板まで導かれることがわかる.

一方、ヘリカル型装置や共鳴摂動磁場(RMP)を印加したトカマク型装置では閉じ込め領域の周りにストキャスティック磁場領域が現れる[3,8-11]. この領域は図2に示すように小半径方向の磁場成分 $B_r$ があるために、そちら方向の輸送が重要な意味を持つようになる。上述のトカマクと同じ議論を小半径方向の輸送に適用すると、 $\Gamma_{\parallel}^r \approx \Gamma_{\parallel}(B_r/B_{\phi})$ 、 $\Gamma_{\perp}^r \approx \Gamma_{\perp}$ となる。多くの装置で $B_r/B_{\phi} = 10^{-3} \sim 10^{-4}$ である



図1 軸対称配位:トカマク型装置のダイバータに交錯する磁力 線と、磁力線に平行方向と垂直方向の輸送成分.

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

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

ことから、 $\Gamma''_{\parallel}$ に対する $\Gamma'_{\perp}$ の寄与が大きくなる.図3にへ リカル型とトカマク型装置における $\Gamma'_{\perp}$ (トカマクの場合 は $\Gamma^{\theta}_{\perp}$ )と $\Gamma''_{\parallel}$ (トカマクの場合は $\Gamma^{\theta}_{\parallel}$ )のエネルギー輸送の 大小関係を $T_{e,i}$ ,  $n_e$ のパラメータ領域に示す[12].図中の 線は $\Gamma'_{\perp} = \Gamma''_{\parallel}$ (トカマクの場合は $\Gamma^{\theta}_{\perp} = \Gamma^{\theta}_{\parallel}$ )となる境界を 示している.この境界線より下のパラメータ領域で  $\Gamma'_{\perp} > \Gamma''_{\parallel}$ (トカマクの場合は $\Gamma^{\theta}_{\perp} > \Gamma^{\theta}_{\parallel}$ )となる。へリカル型 装置では、イオンの場合 $T_i = 100 \text{ eV}$ 前後で $\Gamma'_{\perp} ~ \Gamma''_{\parallel}$ とな る.これは典型的な SOLの温度であり、イオンのエネル ギー輸送については、磁力線に垂直方向の輸送が常にかな りの寄与を及ぼしていることになる。電子については  $T_e ~ 30 \text{ eV}$ にこの境界が存在する.一方、トカマク型装置 では、 $T_i ~ 3 \text{ eV}$ ,  $T_e < 1$ にそれぞれイオンと電子のこの境 界( $\Gamma^{\theta}_{\perp} ~ \Gamma^{\theta}_{\parallel}$ )がある.すなわち、トカマク型装置では常に磁 力線方向の輸送が支配的である。後程さらに詳しく述べる.

輸送される物理量がベクトル量の場合,その向きが重要 となる[13,14].非軸対称磁場配位の場合,トーラス効果に よって閉じ込め磁場のモードスペクトルが複雑になるた め,ほとんどと言って良いほど磁気島構造が現れる.図4 に磁気島構造における磁力線の軌道を示す.磁力線に沿っ たプラズマの流れ場が形成された場合,図からわかるよう



Poloidal ( $\theta$ ) or Toroidal ( $\phi$ )

図2 非軸対称配位:ストキャスティック磁場領域における磁力 線と、磁力線に平行方向と垂直方向の輸送成分.



図3 ヘリカル型(Stellarator)とトカマク型装置における $\Gamma_{\perp}^{f}$ (トカマクの場合は $\Gamma_{\perp}^{g}$ ) と $\Gamma_{\parallel}^{f}$ (トカマクの場合は $\Gamma_{\parallel}^{g}$ )のエ ネルギー輸送についての大小関係. 図中の線は $\Gamma_{\perp}^{f} = \Gamma_{\parallel}^{f}$ (ト カマクの場合は $\Gamma_{\perp}^{g} = \Gamma_{\parallel}^{g}$ )となる境界を示している. この境 界線より下のパラメータ領域で $\Gamma_{\perp}^{f} > \Gamma_{\parallel}^{f}$ (トカマクの場合 は $\Gamma_{\perp}^{g} > \Gamma_{\parallel}^{g}$ )となる. ヘリカル型については  $B_{t}/B_{\phi} = 10^{-3}$ , トカマク型については  $B_{\theta}/B_{\phi} \sim 0.1$ を仮定. 電子, イオン についてそれぞれ式(7),式(15)を参照[12].



図4 磁気島での磁力線の軌道とそれに沿ったプラズマの流れ. nV<sup>+</sup><sub>1</sub>, nV<sup>-</sup><sub>1</sub>はそれぞれトロイダル成分が正,負の流れ.隣 接する磁気島でトロイダル成分が逆向きになり,運動量の 損失が起こる.

に、隣接する磁気島間で流れの向きが逆になって相対して いる.このようなプラズマの流れは大型ヘリカル装置(LHD) におけるマッハプローブによる計測で確認されている [15].お互いの流れの間の距離が磁力線に垂直方向の輸送 の特性長程度に近づくと、逆向きの流れが干渉して打ち消 しあい、運動量の損失が起こる.この効果は磁力線に沿っ て運動量(全圧力)が保存されるという性質を破る働きが あり、結果としてダイバータ部のプラズマ密度の低下につ ながる.

#### 2.2 ダイバータ部の温度・密度形成への3次元 効果

プラズマの全圧力(動圧+静圧)は磁力線に沿って保存 される性質がある.したがって,SOLの磁力線に沿ってプ ラズマの温度がダイバータ板に向かうにつれて低下する と,逆に密度が上昇する.このため,一般にダイバータ部 のプラズマは低温・高密度になる傾向にある.磁力線に 沿った粒子,運動量,エネルギー輸送を解くと,SOLの上 流(例えば赤道面付近,あるいは最外殻磁気面(LCFS)の 近傍)とダイバータ部のプラズマパラメータの間に次の関 係が得られる[16],

$$T_{\rm div} \propto P_{\rm SOL}^{10/7} n_{\rm up}^{-2}, \ n_{\rm div} \propto P_{\rm SOL}^{-8/7} n_{\rm up}^{3}.$$
 (1)

ここで、添え字の div, up はそれぞれダイバータ部、上流 の値であることを示し、P<sub>SOL</sub> は SOL に流れ込む全エネル ギーを表す.すなわち、P<sub>SOL</sub> が一定であればダイバータの 温度は上流の密度の増加とともに急激に減少し、一方密度 は急激に増加する.このような密度依存性を示すダイバー タの運転領域は high recycling regime(または conduction limited regime)と呼ばれる[16,17].温度の低下はプラズ マがダイバータ板に入射するときのエネルギーを下げ、ま た密度の増加とともに不純物による放射損失を増加させる ため、低温・高密度プラズマはダイバータ板の損耗軽減、 および熱負荷軽減にとって好ましい.ダイバータ部の密度 の上昇はダイバータ部の中性ガス圧の上昇にもつながるた め、ダイバータ排気の観点からも望ましい.式(1)のよう なダイバータプラズマの変化は実際に実験で確認されてい る[18-21].

#### 2.2.1 運動量輸送を介した効果

一方, ヘリカル型および RMP を印加したトカマク型装

置では、式(1)のような関係からずれることが観測されて いる[22-24].**図5**にダイバータ部の温度・密度(*T*<sub>div</sub>, n<sub>div</sub>)を上流の密度 (n<sub>up</sub>)の関数としてプロットしたものを 示す. この図からわかるように,これらの装置では *T*<sub>div</sub>,  $n_{\rm div}$ は  $n_{\rm up}$ に対して弱い依存性となっている ( $T_{\rm div} \propto n_{\rm up}^{-1} \sim -0.3$ ,  $n_{\rm div} \propto n_{\rm up}^{1 \sim 1.5}$ . これは前節図4で述べたように、3次元的な 磁場構造では磁力線に垂直方向の輸送によってプラズマの 運動量損失が起こり、結果として磁力線に沿って圧力が保 存されなくなるためであると考えられている[13,14]. 図4のような効果に加えて、LHDのような周辺部で磁気シ アが強い場合には、ダイバータレグのフラックスチューブ の変形による効果も重要になる[25].ストキャスティック 磁場領域の外側にはエッジサーフェイス層(ラミナー層) と呼ばれる領域があり、そこでは長い磁力線と短い磁力線 からなるフラックスチューブ(磁力線が集まった有限の面 積を持った領域のこと)が混在している[3,26,27]. 長い磁 力線は SOL の上流(LCFS に近い領域)とダイバータ板を つないでおり, SOL のプラズマ輸送の大部分を担っている が、短い磁力線はダイバータ板どうしをつないで"短絡" しているため,ほとんどプラズマが存在しない.磁力線方 向にこれらのフラックスチューブをたどると, Br と磁気シ アの効果によって図6に示すように、折り畳みと引き延ば しが繰り返される.このプロセスにより長い磁力線と短い 磁力線のフラックスチューブがお互いに押し付けられ、長 い磁力線から短い磁力線に向かって粒子・運動量・エネル ギーの輸送が促進される.結果として,長い磁力線に沿っ た圧力保存が破れる.実際のLHDの周辺部のフラックス



図5 3次元磁場構造を持つ装置のダイバータ部のプラズマパラ メータ (n<sub>div</sub>, T<sub>div</sub>) と上流密度 (n<sub>up</sub>)の関係[28].

チューブをトレースした結果を図7に示す.また,3次元 プラズマ輸送コード EMC3-EIRENE で得られたプラズマ の全圧を磁力線に沿ってプロットしたものが図8である が,ダイバータ板に向かって圧力が徐々に減少していくこ とがわかる.

このような運動量損失の影響は式(1)を導いた方程式系 に磁力線に垂直方向の輸送の効果を取り入れることによ



図6 B<sub>r</sub>と磁気シアによるフラックスチューブの折り畳みと引き 延ばし.長い磁力線(熱いプラズマ)と短い磁力線(冷たい プラズマ)の混合が促進される.



図7 LHDの周辺部のフラックスチューブをトロイダル方向にト レースした時,磁気シアによって変形する様子.色の濃淡 は磁力線長を表している.



図8 プラズマの全圧力の磁力線に沿った分布(黒丸).磁場強度(細線).磁場強度の変化によって圧力が若干の変調を受ける.ダイバータ板に近づくにつれてフラックスチューブの変形による運動量損失が起こり、圧力は大きく減少する[13].

り,下記のように記述できる[13,17],

$$T_{\rm div} \propto P_{\rm SOL}^{10/7} n_{\rm up}^{-2} (1+f_{\rm m})^2, \qquad (2-1)$$

$$n_{\rm div} \approx P_{\rm SOL} n_{\rm up}^{\rm or} (1+f_{\rm m})^{-2}.$$
 (2-2)

ここで $f_m$ はmomentumloss factorで、次のように定義される、

$$\frac{1}{(1+f_{\rm m})} = \frac{ダイバ-タ部の全圧}{上流の全圧}$$
(2-3)

すなわち,  $f_m = 0$ の時は圧力は保存され,  $f_m$ の増加に伴い ダイバータ部の圧力損失が起こる.  $f_m \gg 1$ の場合には式 (2-1), (2-2)は次のように書ける[13],

$$T_{\rm div} \propto P_{\rm SOL}^{10/21} n_{\rm up}^{-2/3}, \ n_{\rm div} \propto P_{\rm SOL}^{2/7} n_{\rm up}^{1}$$
 (3-1)

または,

$$T_{\rm div} \propto P_{\rm SOL}^{5/7} n_{\rm up}^{-1}, \ n_{\rm div} \propto P_{\rm SOL}^{-1/14} n_{\rm up}^{1.5}.$$
 (3-2)

式(3-1)と(3-2)の違いは,垂直方向の輸送の度合い $f_m$ の温度依存性によるものであり,それぞれ $f_m \propto T_{div}^{-1}$ ,  $f_m \propto T_{div}^{-0.5}$ の場合に対応する.式(3-1),(3-2)の密度依存 性は図5の実験結果をよく再現している.図9はLHDの 実験結果とEMC3-EIRENE,および式(3-1),(3-2)を  $P_{SOL}$ の変化も含めて比較したものである[13].実験値に 対して式(3-2)が良く一致している.

このような磁力線に垂直方向の輸送の促進に起因する運動量損失の効果は次のように定式化できる[28],



図9 ダイバータ部のプラズマパラメータ((a) T<sub>div</sub>, (b) n<sub>div</sub>) と上流の密度(n<sub>up</sub>)との関係.●:実験、○シミュレーション、実線:式(3-2)、破線:式(3-1)、点線:式(1).3次元効果により、関係性は軸対称配位の式(1)から大きくずれる[13].

$$\frac{\tau_{\mathrm{m}\,\parallel}}{\tau_{\mathrm{m}\,\perp}} = \frac{L_{\parallel}D_{\perp}}{V_{\parallel}\lambda_{\mathrm{m}}^2} \tag{4}$$

ここで,  $L_{\parallel}$ ,  $D_{\perp}$ ,  $V_{\parallel}$  は運動量輸送における磁力線方向の特 性長,磁力線に垂直方向の粒子拡散係数,磁力線方向のプ ラズマフロー速度である.  $\lambda_{\rm m}$ は逆向きのフローチャンネル の間の距離に対応する.特性長としては $L_{\parallel} \approx 2\pi Rq$ ,  $\lambda_{\rm m} \approx 2\pi a/m$ が典型的な値であるが (R, q, a, m は大半径, 安全係数,小半径,主な磁場構造のポロイダルモード数), 場合によっては装置特有の磁場形状を考慮する必要があ る.詳細な議論は文献[28]で行われている.

#### 2.2.2 エネルギー輸送を介した効果

式(1)はすべてのエネルギーが磁力線に沿った熱伝導で 輸送される場合のモデルであり,通常のトカマクのダイ バータ配位では非常に良い近似となる.一方,図2のよう な磁場構造では,半径方向のエネルギー輸送において磁力 線に垂直方向の輸送が無視できなくなる.この効果は次の ように定式化される[28].半径方向rのエネルギー輸送成 分は以下のように書ける,

$$q_{\rm r} = q_{\perp e} + q_{\parallel e} = -n\chi_{\perp e}\frac{\partial T_{\rm e}}{\partial r} - \kappa_{\rm e0}T_{\rm e}^{2.5}\frac{\partial T_{\rm e}}{\partial l}\vec{r}\cdot\vec{b}. \qquad (5)$$

ここで,  $q_{\perp e}$ ,  $q_{\parallel e}$  はそれぞれ磁力線に垂直,平行方向の輸送の寄与で,座標*l* は磁力線に沿った長さである.  $\vec{r}$ ,  $\vec{b}$  は半径方向,磁力線方向の単位ベクトルである.  $\frac{\partial}{\partial l} = \vec{r} \cdot \vec{b} \frac{\partial}{\partial x}$ を用いると式(5)は,

$$q_{\rm re} = q_{\perp e} + q_{\parallel e} = -\frac{n\chi_{\perp e}}{\vec{r}\cdot\vec{b}}\frac{\partial T_e}{\partial l} - \kappa_{e0}T_e^{2.5}\frac{\partial T_e}{\partial l}\vec{r}\cdot\vec{b}.$$
 (6)

となり、これから半径方向のエネルギー輸送に対する寄与 の比が次のように得られる、

$$\frac{q_{\perp e}}{q_{\parallel e}} = \frac{n\chi_{\perp e}}{(B_{\rm r}/B_{\rm t})^2 \kappa_{\rm e0} T_{\rm e}^{2.5}}$$
(7)

ここで $\vec{r} \cdot \vec{b} = B_r/B_t$ とした.式から $B_r/B_t$ が小さいほど $q_{\parallel e}$ の半径方向への投影成分が小さくなり,垂直方向の輸送の 寄与が大きくなることがわかる.仮に $T_e \sim 100 \text{ eV}$ ,  $n_e \sim 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $\chi_{\perp e} = 1.0 \text{ m}^2/\text{s}$ ,  $B_r/B_t = 10^{-4}$ とすると ( $\kappa_{e0} = 2.1 \times 10^{22}$ ),  $q_{\perp e}/q_{\parallel e} \approx 0.5$ となり,かなりの寄与があることがわかる.この効果は磁力線方向の熱伝導輸送の寄与を下げることになり,式(1)は次のように変形される[17],

$$T_{\rm div} \propto f_{\rm cond}^{-4/7} P_{\rm SOL}^{10/7} n_{\rm up}^{-2}, \ n_{\rm div} \propto f_{\rm cond}^{6/7} P_{\rm SOL}^{-8/7} n_{\rm up}^{3}.$$
 (8)

ここで、 $f_{cond}$  は磁力線に平行方向の熱伝導輸送が全エネル ギー輸送に占める割合で、今の場合  $f_{cond} = q_{\parallel e}/(q_{\parallel e} + q_{\perp e})$ である.また、式(7)から密度の上昇は  $f_{cond}$  を下げる.こ のように磁力線に垂直方向の輸送によって $f_{cond}$ が減少する と、ダイバータ部の  $T_{div}$ 、 $n_{div}$ の密度 ( $n_{up}$ ) 依存性を打ち消 すことになる.

この他, 文献[29,30]では電離ソースがダイバータ板近 傍から LCFS に近い領域に移動することによって, 対流項 によるエネルギー輸送の割合が増す効果が議論されている.この効果も同様に *f*<sub>cond</sub>の減少につながる.

式(4)と(7)を用いて周辺部の3次元磁場構造による運 動量,エネルギー輸送への効果をヘリカル型装置,RMP を印加したヘリカル型装置について評価を行った. 図10は これら様々な装置について $\tau_{m\parallel}/\tau_{m\perp} \ge q_{\perp e}/q_{\parallel e}$ をそれぞれの 装置の運転領域のパラメータで評価し,式(1)の  $n_{\rm div} \propto n_{\rm up}^3$  依存性(high recycling regime)が観測されるか どうかを区別してプロットした結果である[28].青線が  $n_{\rm div} \propto n_{\rm uv}^3$ の依存性がある場合,赤線がこれよりも弱い依存 性の場合で,実線が実験結果,点線がシミュレーション結 果による評価である.運動量損失の効果<sub>てm</sub>//<sub>てm</sub>,および磁 力線に垂直方向のエネルギー輸送が促進されることによっ  $\tau n_{div} \approx n_{up}^3$ の依存性が維持できなくなることがわかる. W7-X についてはこの解析が行われた当時はシミュレー ション結果のみであったが、その後実験が開始され high recycling regime が確認された. トカマク型装置の場合, RMP を印加しても全ての装置において high recycling regime が維持されている. この解析から,

$$\left(\frac{\tau_{\mathrm{m}\,\parallel}}{\tau_{\mathrm{m}\,\perp}}\right)^2 \left(\frac{q_{\perp\,\mathrm{e}}}{q_{\parallel\,\mathrm{e}}}\right) < 3.6 \times 10^{-5} \tag{9}$$

の領域でhigh recycling regimeが維持される. また式(9)より,運動量損失 $\tau_{m\parallel}/\tau_{m\perp}$ に対してより強い依存性があることがわかる.また,  $(\tau_{m\parallel}/\tau_{m\perp})^2(q_{\perp e}/q_{\parallel e}) \propto (n/T_e^{3.5})(m^4R^2q^2/a^4)(B_r/B_t)^{-2}$ であることから、プラズマパラメータの観点からは、より $T_e$ が高いほど、磁場構造の観点からは、より主たるポロイダルモード数*m* が小さいほど、小半径*a* が大きいほど (アス



図10 ダイバータ部のプラズマ密度形成 (ndiv) への3次元磁場効果の装置間比較.横軸,縦軸はそれぞれ3次元磁場効果に 起因する磁力線に垂直方向のエネルギー (式(7)),運動 量輸送(式(4))の促進を表す.青:3次元効果が現れない装置(α≈3, high recycling regime).赤:3次元効果が 現れる装置(α < 3). ITER, W7-X, HSX(点線)はシミュレーション結果[28].</p>

ペクト比が小さいほど)数式(9)を満たしやすい.3次元 効果が強すぎると、ダイバータ領域のパラメータが式(3) のように振る舞うことになり、比較的温度が高く、密度が 低い傾向になる.これは上述したようにダイバータ板の損 耗と熱負荷軽減、およびダイバータ排気の観点からは望ま しくない傾向である.これを補うためにダイバータの閉構 造化によってできるだけプラズマ・中性粒子密度を上昇さ せることが必要である[31,32].また、温度の低減について は不純物入射によってより積極的に放射損失を増大させる 必要がある[33].ただし、過度の不純物入射は閉じ込め領 域のプラズマ性能に影響を与えるため、周辺部の不純物輸 送(後述)を考慮して運転シナリオを構築する必要がある.

#### 2.3 周辺不純物輸送への3次元効果

2.1節で述べたようにダイバータでいかに閉じ込め領域 への不純物侵入を防ぐかが重要である.多くの場合3次元 磁場配位の周辺部にはストキャスティック磁場領域が現れ る.そのような実験装置では,特に高密度運転で不純物遮 蔽効果がしばしば観測されており[34-37],またストキャ スティック層の幅が厚いほど遮蔽効果が強くなる[38].一 方W7-AS/Xのような周辺部に低次の磁気島構造が現れる ような場合にも不純物遮蔽が観測されている[39,40].こ の現象の物理的なメカニズムについては次のように解釈さ れる.

開いた磁力線領域の不純物輸送を考えるとき,磁力線に 沿った不純物の運動量輸送方程式が重要となる[17],

$$n_{z}m_{z}\frac{\partial V_{z\parallel}}{\partial t} = -\frac{\partial T_{z}n_{z}}{\partial s} + ZeE_{\parallel} + n_{z}m_{z}\frac{V_{i\parallel} - V_{z\parallel}}{\tau_{s}} + C_{e0}Z^{2}\frac{\partial T_{e}}{\partial l} + C_{i0}Z^{2}\frac{\partial T_{i}}{\partial l}.$$
 (10)

ここで, l は磁力線に沿った座標で,  $n_z$ ,  $m_z$ ,  $T_z$ ,  $V_{z\parallel}$  はそ れぞれ荷数 Z の不純物の密度, 質量, 温度, 磁力線方向の フロー速度である.  $V_{i\parallel}$ ,  $\tau_s$  はプラズマの磁力線方向のフ ロー速度, 不純物とプラズマイオンとの衝突時間を表す. 右辺は第1項からそれそれ, 不純物自身の圧力, 電場によ る力, 背景プラズマとの摩擦力, 電子温度勾配力, イオン 温度勾配力である. 定常状態では式(10)から不純物の速度 は下記のように書ける,

$$\begin{split} V_{z\parallel} &\approx V_{i\parallel} + \frac{\tau_{\rm s}}{m_z} \bigg( Z e E_{\parallel} + C_{\rm e0} Z^2 \frac{\partial T_{\rm e}}{\partial l} + C_{\rm i0} Z^2 \frac{\partial T_{\rm i}}{\partial l} \bigg) \\ &\equiv V_{\parallel}^{\rm fric} + V_{\parallel}^{\rm E} + V_{\parallel}^{\rm the} + V_{\parallel}^{\rm thi}. \end{split}$$
(11)

ここで,不純物の圧力の項は分布の平滑化に働くこと,お よび他の項に比べて小さいため省略した(詳細な議論は文 献[17]を参照).右辺はそれぞれ,摩擦力,電場,電子・イ オン温度勾配力の寄与を表している.

3次元輸送コード EMC3-EIRENE で式(10)の不純物輸送を LHD の磁場配位で計算した結果を図11(a, c)に示す
[36]. 図には不純物のフロー速度 V₂ と式(11)右辺の各項の寄与が低密度と高密度の場合についてプロットしてあ

る. 低密度の場合、 $V_{\parallel}^{\text{fric}} (= V_{i\parallel})$ は半径外向きで不純物を プラズマから吐き出す効果があるのに対して、V<sup>thi</sup>は逆に 内向きで不純物の influx を駆動する. V li は背景プラズマ のフローそのものであり、電離ソースによって常にダイ バータに向かう流れとして形成される.一方, V<sub>1</sub><sup>thi</sup> は温度 勾配の向きに形成されるので常に内向きの流れを駆動す る. V<sup>the</sup>も同様に内向きであるがその絶対値はかなり小さ い. これはその係数  $C_{e0}$  ( $\approx 0.71$ ) がイオンの  $C_{i0}$  ( $\approx 2.6$ ) よ りも小さいこと、また磁力線に平行方向の熱伝導係数は  $\kappa_{\parallel}^{e}/\kappa_{\parallel}^{i} = \sqrt{m_{i}/m_{e}}$ のため、磁力線に沿った温度勾配が  $\left| \frac{\partial T_{\rm e}}{\partial s} \right| < \left| \frac{\partial T_{\rm i}}{\partial s} \right|$ になる傾向にあることに起因している.また, 開いた磁力線領域では電子がイオンよりも速くダイバータ 板に向かって逃げるため、常に外向きの両極性電場が形成 され,結果としてV<sup>E</sup>は外向きとなる.これら各項の総和が *V*, であり、LCFS に近い領域 (*r*<sub>eff</sub> < 0.68 m) では内向き, 周辺部 (r<sub>eff</sub> >0.68 m) では強い外向きの流れが形成されて いる.この流れによって、図11(b)からわかるように LCFS に近い領域では負の密度勾配, 周辺部では正の密度勾配が 形成される.一方,高密度では図11(c)に示されるように,



図11 LHD における 3 次元シミュレーションによる不純物フロー および式(11)の右辺の径方向分布:(a)低密度 (2.0×10<sup>19</sup>m<sup>-3</sup>),(c)高密度(5.0×10<sup>19</sup>m<sup>-3</sup>).不純物密 度と不純物の電離分布:(b)低密度(2.0×10<sup>19</sup>m<sup>-3</sup>),(d) 高密度(5.0×10<sup>19</sup>m<sup>-3</sup>).不純物密度は下流の値 (*n*<sub>imp\_down</sub>)で規格化[36].

 $V_{\parallel}^{\text{thi}}$ が減少しほとんどの領域で外向きの流れになる.結果 として不純物が遮蔽される(図11(d)).この高密度における $V_{\parallel}^{\text{thi}}$ すなわちイオン温度勾配力の減少は3次元磁場配位 特有のもので以下のように説明される[13,14,28].式(6) をイオンについて書くと、

$$q_{\rm ri} = q_{\perp i} + q_{\parallel i} = -\frac{n\chi_{\perp i}}{\vec{r}\cdot\vec{b}}\frac{\partial T_i}{\partial l} - \kappa_{i0}T_i^{2.5}\frac{\partial T_i}{\partial l}\vec{r}\cdot\vec{b}\,.$$
(12)

となり,これより温度勾配について

$$\frac{\partial T_{\rm i}}{\partial l} = -\frac{q_{\rm ri}\vec{r}\cdot\vec{b}}{n\chi_{\perp\rm i} + \kappa_{\rm i0}T_{\rm i}^{2.5}(\vec{r}\cdot\vec{b})^2} \tag{13}$$

と書ける[13]. ここで,SOLの典型的なパラメータとし て $n \sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $\chi_{\perp i} \sim 1 \text{ m}^2/\text{s}$ ,  $T_i \sim 100 \text{ eV}$ を用いると,ス トキャスティック層の典型的な値 $\vec{r} \cdot \vec{b} = B_r/B_t = 10^{-3} \sim 10^{-4}$ に対して $n\chi_{\perp i} > \kappa_{i0} T_i^{2.5} (\vec{r} \cdot \vec{b})^2$ となることがわかる.すなわ ち,密度の上昇とともに温度勾配 $\frac{\partial T_i}{\partial l}$ が減少し,結果とし てイオン温度勾配力 $C_{10}Z^2 \frac{\partial T_i}{\partial l}$ が抑制される.図12は実験に おける遮蔽効果を評価するために,不純物の線スペクトル の発光強度を実験とシミュレーションで比較したものであ る[36].高荷数からの発光 (CV) はコアの不純物密度を 表しており,密度の上昇とともに減少している.定性的に シミュレーションは実験を再現できている.ただし,遮蔽 効果は実験のほうが強く現れており,式(10)~(13)のよう なモデルで完全に不純物輸送を記述できているかどうかは



図12 LHD における炭素不純物からの発光強度の密度依存性.上 図:3次元シミュレーション、下図:実験結果.高荷数からの発光(CV/ne)はコアの不純物密度を表している[36].

今後詳しい検証が必要である.例えば,温度勾配力につい ては低衝突頻度では運動論的効果を取り入れる必要がある ことが指摘されている[41-43].この他,磁力線構造によっ て SOL の幅が厚くなれば不純物を遮蔽する効果が強くな ることが容易に想像でき,実際にそのような実験結果が得 られている[38].

以上の不純物輸送に対する 3 次元効果は以下のように定 式化される.磁力線に沿ったプラズマフロー  $V_{i\parallel}$ による摩 擦力はその半径方向外向きの成分が重要となるため,  $\Gamma_{st}^{p} = nV_{i\parallel}(B_{r}/B_{t})$ と書ける. $B_{r} = 0$ のときは磁力線に垂直 方向の拡散のみになるので, $\Gamma_{r\perp}^{\rho} \approx -D_{\perp}\frac{\partial n}{\partial r}$ であり,摩擦 力の 3 次元効果は次のように書ける[28],

$$\frac{\Gamma_{\mathrm{st}}^{\mathrm{p}}}{\Gamma_{\mathrm{r}\perp}^{\mathrm{p}}} = \frac{nV_{\mathrm{i}\parallel}(B_{\mathrm{r}}/B_{\mathrm{t}})}{-D_{\perp}\frac{\partial n}{\partial z_{\mathrm{r}}}} \approx \frac{V_{\mathrm{i}\parallel}L_{\parallel}(B_{\mathrm{r}}/B_{\mathrm{t}})^{2}}{D_{\perp}}$$
(14)

磁力線に垂直方向の輸送によるイオン温度勾配力の抑制 は,式(7)と同様にして,

$$\frac{q_{\perp i}}{q_{\parallel i}} = \frac{n\chi_{\perp i}}{(B_{\rm r}/B_{\rm t})^2 \kappa_{\rm i0} T_{\rm i}^{2.5}}$$
(15)

と表せる. SOL の厚み $\lambda_{st-SOL}$ については、中性粒子不純物 の電離侵入長 $\lambda_{imp} = V_{imp}^0/(\langle \sigma v \rangle_{ion} n)$ で規格化して、

$$\frac{\lambda_{\text{st-SOL}}}{\lambda_{\text{imp}}}$$
 (16)

と表せる.様々な装置について不純物遮蔽が見られる場合 とそうでない場合を式(14),(16)を用いてプロットしたも のが図13である[28].この結果から、



図13 不純物遮蔽への3次元磁場効果の装置間比較.横軸,縦軸 はそれぞれ3次元磁場効果に起因する摩擦力の促進(式 (14)),SOL幅の増加(式(16))を表す.青:不純物遮蔽が 観測される場合.赤:不純物遮蔽が観測されない場合. ITER,W7-X(点線)はシミュレーション結果[28].

の領域で3次元効果による不純物遮蔽が有ることがわか る.また式(17)より,遮蔽効果はSOL幅の厚みにより強く 依存していることから,将来の装置サイズが大きくなるこ とで,SOL幅が厚くなるほど遮蔽効果が期待できることを 意味している.ちなみに,式(14),(15)を用いた装置間比 較を行ったが,これについては遮蔽効果有り無しをうまく 領域分けできていない[28].明確な理由は現在のところ不 明であるが,温度勾配力の実験的な計測は難しく,式(13) の効果の各装置における評価が不完全であることに起因す るのではないかと思われる.今後の課題である.

以上の評価は開いた磁力線領域での定式化であり,装置 全体の不純物輸送を考える場合には,特に閉じ込め領域に おける新古典輸送や異常輸送の効果も併せて議論される必 要がある.

#### 2.4 ダイバータデタッチメントへの3次元効果

デタッチメント(非接触プラズマ)はプラズマのエネル ギー(運動エネルギー+内部エネルギー)を不純物・水素 からの放射(輻射)に変換するためにダイバータ部の温度 を低温(<10eV)にして運転が行われる.またアタッチメ ント(接触)状態からデタッチメント状態への遷移は,熱 的不安定性によって駆動されるが,この不安定性が駆動さ れる低温領域(<10eV)では不純物と水素の原子・分子過 程が非常に強い非線形を持つことから,その制御が難しく 熱的不安定性がそのまま閉じ込めプラズマの放射崩壊を引 き起こすことがある.ここでは3次元磁場構造がデタッチ メントと不純物の放射分布形成に与える効果について紹介 する.

#### 2.4.1 デタッチメント遷移への3次元効果

最初にデタッチメント遷移を駆動する熱的不安定性への 3次元効果を述べる. プラズマからの放射損失は  $L = n_e n_{imp} L_0(T_e)$ と表される. ここで,  $n_{imp}$ ,  $L_0(T_e)$ は不 純物の密度, 不純物の放射損失率 (impurity radiation rate)

である.熱的不安定性(thermal instability)とは $\frac{\partial L}{\partial T_{\rm e}} < 0$ のときに温度低下が更なる放射損失の増大を引き起こし、 不安定性を駆動することによって起こる.加えて、磁化プ ラズマでは磁力線に沿ってプラズマの圧力が保存されるた め、局所的な温度の低下は同じ場所での密度の上昇、すな わち放射損失の上昇につながる.このような場合の不安定 性 は 特 に thermal condensation instability と 呼 ば れ る [44,45]. その局所的な線形成長率は

$$\gamma = \frac{2}{5n_{\rm e}} \left( \frac{2L}{T_{\rm e}} - \frac{\partial L}{\partial T_{\rm e}} - k_{\parallel}^2 \kappa_{\parallel} \right) \tag{18}$$

と書ける. k<sub>||</sub>, κ<sub>||</sub> は磁力線方向の波数,磁力線方向の熱輸 送係数である.第1項が温度低下によって起こる密度の凝 縮に起因する不安定化の効果,第2項は低温領域で

 $\frac{\partial L}{\partial T_{e}} < 0$ となるために起こる不安定化の効果である.第3 項は磁力線方向の熱輸送による温度の回復を表しており, 安定化に働く. 3次元効果の代表的なものとして磁気島の形成が挙げられる.図14に通常のトーラス効果による磁気面の変調と、磁気島が形成された場合の磁気面を示す.閉じ込め領域からの熱輸送は磁気面の混み合った領域で大きくなるため、磁気面が疎になっている部分が低温化しやすい.この領域へは磁力線に沿ったエネルギー供給が行われ、式(18)の第3項がこれに相当する.トーラス効果による変調の場合、 $k_{\parallel} \sim 1/Rq$ である.一方磁気島が形成された場合、X点付近で磁気面が疎になるため低温化が起こるが、トポロジーが変化してセパラトリクスが形成されているため、X点につながる磁力線では $k_{\parallel} \rightarrow 0$ となる.したがってX点では式





図14 (a)トポロジーの変化を伴わない磁気面の変調(例:トーラス効果, k<sub>l</sub>~1/*Rq*).(b)磁気島形成による磁気面(トポロジー)の変化.セパラトリクスに沿って k<sub>l</sub>→0 となる.式(18)の第3項が無効化される.

(18)の安定化項が無効化され,熱的不安定性が駆動されや すいことがわかる.図15に示すように周辺部に磁気島を形 成してプラズマ輸送シミュレーションを行った場合,X点 付近から不純物放射損失の増大が起こり,デタッチメント 遷移を起こすことが確認されている[46].この時,磁気島 のセパラトリクスに沿ったエネルギー,粒子,不純物輸送 の巨視的な流れが形成されてX点での冷却が促進されるこ とがシミュレーションにより明らかになった.

実際,図16に示すようにLHDにおいて外部から共鳴摂 動磁場(resonant magnetic perturbation, RMP)を印加し て周辺部に大きな磁気島(*m*/*n* = 1/1)を生成した場合, RMPを印加しない場合よりも低い密度でデタッチメント 遷移(すなわち,熱的不安定性を駆動して)を起こし,放 射損失が増大することが観測されている[47,48].最近の LHD実験において,イメージング分光を用いた計測によ り,X点から不純物発光が増大してデタッチメント遷移に 到る様子が観測されている[49].

#### 2.4.2 デタッチメント状態の安定性への3次元効果

ここまでの式(18)に基づいた議論は線形不安定性につい てのものである.デタッチメント遷移を起こした後の放射 損失領域の挙動とその安定性について以下に述べる.トー ラスプラズマにおけるデタッチメントの安定性は種々の輸 送過程(プラズマのエネルギー・運動量・粒子,不純物, 中性粒子)と磁場構造(トポロジー),および原子・分子過 程が相互に作用して決定されるため,極めて複雑である. 一方で,下記に紹介するW7-AS/XとLHDの実験結果か ら,デタッチメント状態の安定性には周辺部の磁場構造, 特に磁気島構造が大きく影響していると考えられる.この ことは,図16においてデタッチメント遷移後に放射損失が



図15 周辺部に磁気島を形成し、新たに開発した非定常プラズマ輸送シミュレーションコードを用いて計算を行った結果.時刻 t=0 はダイバータ板への粒子束が減少を始める時刻.10 ms程度でX点近傍に放射損失の集中が起こる.(b1)中の矢印は巨視的なエネルギー輸送構造を表している.X点に向かってエネルギー、不純物フローが形成され、X点の温度低下がさらにこれらのプロセスを加速させて不安定性が駆動される.



図16 LHDにおける(a)放射損失,(b)ダイバータ粒子束の密度依存性.赤丸:RMPを印加して周辺部に磁気島を形成した場合,青三角:RMP 無しの場合.密度は密度限界(n<sub>sudo</sub>)で規格化されている.

ある一定のレベルで落ち着いて維持されていることからも 窺える.以下はこれに関連した観測例である.

不純物による放射損失の領域が磁気島のX点に集中して 安定化することは、例えばトカマク型装置ではX点 MARFE としてよく知られている[50,51]. この場合,磁場 構造は軸対称であるが、図14と同様の議論で解釈できる. 図17は W7-AS における安定なデタッチメントと不安定な 場合の数値シミュレーション(EMC3-EIRENE)結果の例 である[52]. デタッチメントが安定な場合は不純物(炭 素)からの放射損失が周辺磁気島の X 点近傍に位置してい ることがわかる.一方,不安定な場合は右図のようにダイ バータ近傍にも強い放射損失領域が見られる. このような 場合、デタッチメントは安定せず、放射損失が閉じ込め領 域に侵入してしまう.不安定性の原因としては、ダイバー タ部に放射領域が存在することによってそこでの冷却が進 み、ダイバータ板からのリサイクリング中性粒子が閉じ込 め領域まで侵入してしまうことが考えられる. これはダイ バータでの摂動が閉じ込めプラズマに瞬時に伝播すること を意味している. そのような場合, 更にダイバータ領域の 冷却が進行すると閉じ込め領域への中性粒子の侵入が増 え、これが密度の上昇につながり、放射損失を増大させて さらに温度が下がるという正のフィードバックが起きるた めであると考えられている[52]. デタッチメントの安定化 には閉じ込め領域とダイバータ部の間の輸送による結合を できるだけ抑える工夫が必要であるといえる.

近年実験が開始された W7-X では非常に安定なデタッチ メント放電が26秒にわたって実現されている[53].放射損 失分布の詳細な計測はまだであるが、シミュレーション コードによる結果が発表されている[53].図18から、放射 損失が増大するに従って、不純物放射の領域がダイバータ 近傍から磁気島のX点付近でピークを持つような分布に移 行していくことがわかる(放射損失78%).放射損失90% では放射分布が閉じ込め領域に侵入し、不安定な解になる.



Carbon radiation distribution (EMC3-EIRENE)

図17 W7-ASの放射損失分布のシミュレーション(EMC3-EIRENE) 結果.(a)安定なデタッチメント、(b)不安定なデタッチメ ントの場合.(a)は周辺磁気島のサイズが(b)に比べて大きい[52].



図18 W7-Xの放射損失分布のシミュレーション(EMC3-EIRENE) 結果. (a)放射損失35%, (b)60%, (c)78%, (d)90% [53].

また、図14から、磁気島の O 点はセパラトリクスの外側 の領域から孤立しており、磁力線を横切る輸送によってし かエネルギーが供給されないことがわかる.このため、O 点も低温化しやすい状況にあるといえる.上述の LHD に おけるイメージング分光で、X 点からの熱的不安定性でデ タッチメント遷移したあと、放射領域が O 点に移動する様 子が観測されている.同様な挙動は数値シミュレーション でも再現されており、図19は EMC3-EIRENE による計算 結果であるが、プラズマの密度を上昇させると不純物の放 射領域が X 点から O 点に移動する.このように、不純物の 放射領域は X 点、O 点のどちらにも局在化し得る.実験に おいても O 点への放射領域の移動を示唆する結果が得られ ている[54].



図19 LHDにおける放射損失分布のシミュレーション(EMC3-EIRENE)
結果.密度の上昇とともに、最初はX点近傍にあった放射
領域がO点近傍に移動する.

#### 2.5 おわりに

最後に、2.2節で得られた式(9)、2.3節で得られた式 (17)を用いてダイバータ領域の密度形成(high recycling regime)と不純物遮蔽への3次元磁場効果のパラメータ領 域をまとめると図20のようになる[28]. 横軸は不純物遮蔽 への3次元効果で値が大きいほど遮蔽効果が強くなる.縦 軸はダイバータ部の密度形成に対する3次元効果で、値が 大きいほどダイバータ部の密度上昇が抑えられる.将来の 装置のダイバータ設計について、不純物を遮蔽しつつ、ダ イバータ部の密度上昇(排気効率)を得るには図の"D"の 領域が最も良い、一方、バッフル板等を用いて中性粒子を ダイバータ部に閉じ込めることができれば"B"の領域でも 不純物遮蔽と排気効率を両立することができるかもしれな い.加えて、3次元的な磁場効果を最適化するためには2.4 節で述べたデタッチメント運転への3次元効果を考慮する 必要があるが、これについては現在のところ明確な指標は 得られていない. デタッチメント遷移についての3次元効 果は,式(18)である程度の議論は可能であると思われる. しかし、遷移後のデタッチメント運転の安定性、および得 られる放射損失量については、その背景にある物理機構が 極めて複雑であるため、今後さらなる実験データの蓄積と 装置間比較が必要である.

また,デタッチメントによってダイバータへの粒子束が 減少すると排気効率の低下につながる可能性がある.ただ し,W7-Xでの実験ではデタッチメント状態でもダイバー タ板・バッフル板の形状と中性粒子とプラズマの衝突過程 が複合的に影響し合い,結果としてダイバータ部の中性粒 子圧力(圧縮)が維持されるという実験結果が得られてい る[53].排気効率の最適化にとって重要な結果であるとい える.

デタッチメントのシミュレーションについては,特に関 連する原子・分子過程をいかに精確に取り込めるかが今後



Thicker SOL, Enhanced particle flux

図20 式(9)、(17)に基づくダイバータ部の密度形成(high recycling regime)と不純物遮蔽への3次元効果が現れる運転領域.横軸は不純物遮蔽への3次元効果で値が大きいほど遮蔽効果が強くなる.縦軸はダイバータ部の密度形成に対する3次元効果で、値が大きいほどダイバータ部の密度上昇が抑えられる.領域A、Bでは3次元効果による運動量損失のためにhigh recycling regimeが失われる.領域B、Dでは3次元効果による不純物遮蔽が顕著になる[28].

の課題である.これは3次元磁場配位に限ったことではない.とりわけ,分子活性化再結合(MAR)は,分子の回転・振動状態がその反応速度係数を大きく変化させることがわかっている[55].分子の振動・回転状態は壁での反射にも影響を受け[56],またその状態は量子化された形でポテンシャル曲線に反映されるため,励起状態が数千にもおよぶ.さらに低温領域(<10 eV)でのこれら原子・分子過程の強い非線形性に起因する数値不安定性を解決する必要がある.このように,デタッチメントの数値シミュレーションによる再現と予測には幾つかの挑戦的課題が残されている.

磁場構造の軸対称性が破れて3次元構造が現れるとき, 新たな自由度を獲得できるが,同時にそれまで縮退してい た輸送過程が顕在化してシステムが複雑化する.しかし, 核融合炉のダイバータの最適化には新たな自由度の獲得が 不可欠であると考える.

#### 参考文献

- [1] 宇尾光治:核融合研究 1,20.(1958).
- [2] K. Uo, J. Phys. Soc. Japan 16, 1380 (1961).
- [3] N. Ohyabu et al., Nucl. Fusion 34, 387 (1994).
- [4] L. Spitzer, Jr. U.S. Atomic Energy Commission Report No. NYO-993 (PM-S-1), 1951.
- [5] L. Spitzer Jr., Phys. Fluids 1, 253 (1958).
- [6] E. Strumberger, Nucl. Fusion 7, 891 (1996).
- [7] R. Koenig *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 44, 2365 (2002).
- [8] Ph. Ghendrih et al., Nucl. Fusion 42, 1221 (2002).
- [9] T.E. Evans et al., Phys. Plasmas 13, 056121 (2006).
- [10] O. Schmitz et al., Nucl. Fusion 56, 066008 (2016).

- [11] 小林政弘, 増崎 貴:プラズマ・核融合学会誌 85,221 (2009).
- [12] Y. Feng *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 53, 024009.(2011).
- [13] M. Kobayashi et al., Fusion Sci. Technol. 58, 220 (2010).
- [14] Y. Feng et al., Nucl. Fusion 46, 807 (2006).
- [15] N. Ezumi et al., J. Plasma Fusion Res. SERIES 8, 429 (2009).
- [16] C.S. Pitcher and P.C. Stangeby, Plasma Phys. Control. Fusion 39, 779 (1997).
- [17] P.C. Stangeby, *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices* (Institute of Physics Publishing, 2000).
- [18] Y. Shimomura et al., Nucl. Fusion 23, 869 (1983).
- [19] N. Asakura et al., Nucl. Fusion 35, 381 (1995).
- [20] A. Loarte et al., Nucl. Fusion 38, 331 (1998).
- [21] B. Lipschultz et al., Fusion Sci. Technol. 51, 369 (2007).
- [22] Y. Feng et al., Plasma Phys. Control. Fusion 44, 611 (2002).
- [23] S. Masuzaki et al., J. Nucl. Mater. 313-316, 852 (2003).
- [24] M. Clever *et al.*, Nucl. Fusion **52**, 054005 (2012).
- [25] 小林政弘 他:プラズマ・核融合学会誌 85,393 (2009).
- [26] F. Nguyen et al., Nucl. Fusion 37, 743 (1997).
- [27] K.H. Finken et al., Contrib. Plasma Phys. 46, 515 (2006).
- [28] M. Kobayashi et al., Nucl. Fusion 55, 104021 (2015).
- [29] M.Z. Tokar et al., Phys. Plasmas 11, 4610 (2004).
- [30] H. Frerichs et al., Nucl. Fusion 52, 023001 (2012).
- [31] S. Masuzaki et al., Plasma Fusion Res. 6, 1202007 (2011).
- [32] G. Motojima et al., Nucl. Fusion 59, 086022 (2019).
- [33] A. Kallenbach *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 55, 124041 (2013).

- [34] Y. Corre et al., Nucl. Fusion 47, 119 (2007).
- [35] M. Lehnen *et al.*, PPCF **47**, B237 (2005).
- [36] M. Kobayashi et al., Nucl. Fusion 53, 033011 (2013).
- [37] S. Morita et al., Nucl. Fusion 53, 093017 (2013).
- [38] M.B. Chowdhuri et al., Phys. Plasmas 16, 062502 (2009).
- [39] I. Garcia-Cortes et al., Fusion Sci. Technol. 50, 307 (2006).
- [40] R. Burhenn et al., Fusion Sci. Technol. 53, 115 (2004).
- [41] D. Reiser et al., Nucl. Fusion 38, 165 (1998).
- [42] K. Shimizu et al., Nucl. Fusion 49, 065028 (2009).
- [43] Y. Homma et al., Nucl. Fusion 56, 036009 (2016).
- [44] G.B. Field, Astrophys. J 142, 531 (1965).
- [45] J.F. Drake, Phys. Fluids 30, 2429 (1987).
- [46] M. Kobayashi and M.Z. Tokar, Contrib. Plasma Phys. 60, e201900138 (2020).
- [47] M. Kobayashi et al., Nucl. Mater. Energy 17, 137 (2018).
- [48] M. Kobayashi et al., Nucl. Fusion 59, 096009 (2019).
- [49] M. Kobayashi *et al.*, "Compatibility of core plasma performance and radiating edge plasma with 3D edge magnetic field structure change induced by RMP application in LHD", 47th EPS 2021.
- [50] N. Asakura et al., Nucl. Fusion 36, 795 (1996).
- [51] S. Konoshima et al., J. Nucl. Mater. 313-316, 888 (2003).
- [52] Y. Feng et al., Nucl. Fusion 45, 89 (2005).
- [53] O. Schmitz et al., Nucl. Fusion 61, 016026. (2021)
- [54] S.N. Pandya et al., Nucl. Fusion 56, 046002 (2016).
- [55] K. Sawada and M. Goto, Atoms 4, 29 (2016).
- [56] S. Saito et al., Jpn. J. Appl. Phys. 60, SAAB08 (2021).



# 3. Three-Dimensional Effects on Peripheral Pasma Arising from Non-Axisymmetric Impurity Gas Puff and Plasma-Facing Wall

河村学思<sup>1,2)</sup>,小林政弘<sup>1,2)</sup> KAWAMURA Gakushi<sup>1,2)</sup> and KOBAYASHI Masahiro<sup>1,2)</sup> <sup>1)</sup>自然科学研究機構核融合科学研究所,<sup>2)</sup>総合研究大学院大学

(原稿受付:2021年6月9日)

外的要因がプラズマに3次元効果をもたらす研究例を二つ紹介する.一つ目は,大型ヘリカル装置 (LHD)の水素プラズマへの不純物ガスの導入である.不純物イオンは励起と放射によって電子温度の低下を引 き起こすため,ガス導入位置がプラズマに3次元効果を及ぼしうる.しかし,その効果の現れ方はガス導入位置 と不純物元素の持つ特性に依存しており,その物理メカニズムについて解説する.二つ目の研究は,ITERへのス タートアップリミターの設置であり,非軸対称な壁はプラズマに3次元効果を及ぼしうる.輸送解析によって明 らかになった,3次元的なエネルギー輸送過程,および従来から用いられていた簡易モデルとの違いについて紹 介する.

#### Keywords:

impurity seeding, recycling, divertor, limiter, Langmuir probe, EMC3-EIRENE, LHD, ITER

#### 3.1 はじめに

核融合プラズマが3次元性を持つ理由には,第2章で述 べた磁場構造以外にも種々の要因が存在する.自発的なも のとしては,プラズマ自身が持つ MHD 不安定性による変 形が軸対称性を破ったり[1],閉じ込め領域から開いた磁 力線領域にプラズマが吐き出される際に軸対称性を破った りする[2].一方で,外部から加えられた操作や境界条件 によってプラズマが非軸対称となる場合がある.これはへ リカル系であれば磁場の持つ周期性あるいは対称性の破れ となり,トカマクであれば軸対称性の破れとなる.しかし, 外部からの非軸対称な操作すべてが非軸対称な結果を生む とは限らないことが計測と数値モデルの両面から明らかに なってきている.その物理機構を理解するうえで,任意の 位置の情報を取得できる数値モデルの役割は大きく,モデ ル開発と検証研究が活発に行われている.

本章では、3.2節で EMC3-EIRENE コードの粒子輸送を 中心とした物理モデルの概要と、核融合科学研究所にある 大型ヘリカル装置(LHD)を対象にした計算グリッドの開 発について述べ、3.3節でモデリングによって明らかに なった不純物ガスの導入で現れたり現れなかったりする非 対称性について述べ、3.4節で軸対象装置であるITERを対 象にリミターによって生じる非対称性の発生について述 べ、3.5節で本章をまとめる.

# 3.2 3 次元周辺輸送コード EMC3-EIRENE 3.2.1 粒子種ごとの基本輸送モデル

EMC3-EIRENE コード[3-5]はMax-Planck プラズマ物理 研究所で開発され、世界中の多くの磁場閉じ込め核融合実 験装置で使用実績のある数値計算コードである.装置の例 を挙げると、ヘリカル装置ではW7-AS[6]、W7-X[7]、 HSX[8], HIDRA[9], LHD[10, 11], Heliotron J[12], ト カマク装置ではJT-60SA[13], ITER[14], Alcator C-Mod[15], DIII-D[16,17], NSTX[18], ASDEX Upgrade [19], JET[20], Tore Supra[21], MAST[22], EAST [23, 24], HL-2A[10], HL-2M[25], Aditya[26], TCV [27], TEXTOR[28,29], 直線装置では NAGDIS-II [30], MPEX[31]などがある.このコードは、磁場の軸対称性を 仮定せずにプラズマや中性粒子の輸送を解き、密度・温 度・フローなどの定常分布を数値的に求めるものである. トカマクのような閉じた磁気面と開いたスクレイプオフ層 (SOL)に明確に分かれている磁場配位だけでなく,第2章 で述べられたような磁力線構造がカオス的にふるまう領域 でも、数値解が得られるように工夫されている[32].

このコードで取り扱うことのできる成分を物質と電荷で 分類すると、水素プラズマ・水素中性粒子・不純物イオ ン・不純物中性粒子に分けられ、各成分に対して異なった 物理モデルが使われている. EMC3 (Edge Monte-Carlo 3D) がプラズマおよび不純物イオン・中性粒子を受け持

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

corresponding author's e-mail: kawamura.gakushi@nifs.ac.jp

ち, EIRENE が水素中性粒子を受け持つ. これら二つの コードは内部的に結合され, EMC3-EIRENE という一つの コードになっている.以下に,順を追って各成分の取り扱 いの概要を粒子輸送の観点から説明する. 各項目の詳細は 参考文献に譲り,ここでは論文等にまとまった説明がされ ていない全体像や,省略されがちな制約なども併せて述べ る.

輸送モデルの基本となるプラズマに関しては、現在のと ころ水素(軽水素・重水素・三重水素のいずれか一つ)に 限定されている. コードの派生版として、 ヘリウムプラズ マを扱う拡張(中性ヘリウム原子と2価イオンのみと仮 定)が行われている[33].プラズマを構成する要素は水素 イオン(1価)と電子であり、準中性条件が常に保たれて いると仮定しており、水素イオン密度と電子密度は等し い. その仮定の下,水素プラズマの輸送を記述する方程式 系として、磁力線に沿う方向に二流体方程式(Braginskii 方程式[34]の磁力線方向成分)が用いられ、磁力線を横切 る方向は二流体方程式中の拡散項として現象論的にモデル 化されている[35,36]. この構成は、軸対称を仮定した他の 周辺プラズマの流体輸送コードと基本的に同じであるが, 数値解法の特性や3次元を扱うという前提に起因して,計 算領域全体の粒子バランスの数値的表現法(数値的に避け られない粒子損失を許すかどうかなど)や、粒子衝突過程 に関連するプラズマの熱伝導項のfluxlimit[37]などの細部 に違いがあり、他のコードとのベンチマークの際には条件 をそろえる工夫が行われている[38].

EIRENE が扱う水素中性粒子については、軽水素であれ ばH2分子とH原子を取り扱うことができ、コードには反応 過程の取捨選択や追加を行う仕組みが備わっている.しか し、通常の使用においては、分子の解離や電離、原子の電 離といった主要プロセスのセットがあらかじめ定義されて おり,極端な電子温度や密度領域でなければ手を加えずに 使うことができる. 典型的には、分子が電子からエネル ギーを受け取ることで励起・解離が起き、H<sup>+</sup><sub>2</sub>・H·H<sup>+</sup>と いった粒子種が生成される.ダイバータプラズマの典型的 な電子温度では H2 は速やかに解離が起きるため, 空間中 を移動しないと仮定し、その場でHやH+への乖離反応が 起きるとしている.水素中性原子 H はプラズマ中を磁場と は無関係に直進し、電離することでH+となる.H+となっ た時点で EIRENE の計算は終了し、プラズマに対するイオ ンのソースとして空間分布データとなり、EMC3へと渡さ れる. また、中性粒子同士の弾性衝突を含めることもでき るが、繰り返し計算を必要とするため、高密度な条件以外 では使われないことが多い.以上が分子および原子の反応 過程であるが、輸送計算にはソース、つまり発生源も重要 である.外部から中性ガスを導入するガスパフソースと, 水素イオンの表面再結合による内部で閉じたリサイクリン グソースを扱うことができ、ガスパフであれば分子が、リ サイクリングソースであればイオンの壁表面への衝突を模 擬して, 壁表面から分子・原子が空間中に入射される.

不純物イオンについては、水素イオンと温度が等しいと 仮定し、流体輸送方程式が水素と同様に解かれる.この際、 各価数の不純物イオンは流体の別成分として個別に解かれ る.電離・再結合・放射パワーなどの計算に必要な反応速 度係数にはADASデータベース[39]が使われている.水素 に加えて不純物も本来はプラズマの一成分であるが,計算 の簡略化のため,不純物イオン密度は水素イオン密度より もずっと小さい(せいぜい数%)という仮定を用いて,不 純物の電離で生じる電子は電子密度に寄与しないとしてい る.これは炭素などの低Z不純物ではあまり問題とならな いが,ネオンやアルゴンなどの比較的高Zの不純物を多量 に導入すると問題になりうることに注意が必要である.水 素と不純物の間の結合は,不純物イオンからの放射による エネルギーロス(電子からエネルギーを奪う)と,水素イ オンの流れから受ける摩擦力と熱力[40]が主なものであ る.

不純物中性粒子については,現在のところ分子を扱うこ とができず、原子として扱われる.ソースとしては、外部 から導入されるガスパフソースと、プラズマが触れる壁面 から発生するスパッタリングソースがある. ガスパフは空 間中の任意の位置に設定することができ、任意の方向をも つノズルとして定義される.入射される不純物原子の速さ は一定値  $v_{imp} = \sqrt{2kT/m_{imp}}$ . で与えられる. ここで, k, T, minn はそれぞれボルツマン定数,実効的な原子温度,原子 質量である.ノズルに対して方位角方向の速度分布は一様 で、天頂角方向の速度分布は一様またはコサイン分布[41] が使われ、面法線方向のピーク具合はパラメータで調整可 能である.スパッタリングソースでは、プラズマが接触す る壁面に到達するイオンフラックスが計算され、それに対 してある割合(スパッタリング係数)で不純物がスパッタ されて空間に放出される.このとき、速さは壁面の温度が 実効的な温度として用いられることが多く、面法線に対す る速度方向分布としてはコサイン分布が用いられることが 多い.炭素のように水素と容易に結合を作る壁材料では, 炭化水素分子として放出される化学スパッタが重要である が、現状では原子による放出しか計算できないことに注意 が必要である.また、スパッタリング係数は全壁表面で共 通の定数であることにも注意が必要である.物理スパッタ リングは特に金属壁で重要であり、繰り返し計算のたびに 平均の電子およびイオン温度を用いてスパッタリング係数 を動的に変える試みが行われている[42].

EMC3-EIRENEは各成分を独立したものとして解くコー ド構成になっており,たとえば中性粒子の輸送はプラズマ を固定して解かれ,プラズマの粒子(あるいは熱)の輸送 は,中性粒子やプラズマ温度(あるいは密度)を固定して 解かれる.そして,それらを順番に繰り返し解くことで, 定常解を求めている.したがって,たとえば電離は中性粒 子を解く際には粒子の消滅として扱われ,プラズマを解く 際には粒子の生成として扱われる.粒子の消滅量は計算機 のメモリーあるいはファイルに記録され,次の計算では粒 子の生成量として使われる.

Heliotron J の一例では、20回程度の繰り返しで収束して いる[12]. LHD で行われている多数の計算例でも、加熱 パワーの大半がプラズマによってダイバータ板へと運ばれ る状況では同程度の繰り返し回数で収束する.しかし.低 温高密度のプラズマや不純物が多量に存在する状況では, 繰り返し計算で振動的なふるまいを伴って収束性が悪化す る場合や,不規則なふるまいとなる場合があり,繰り返し 回数を増やすとともに,設定パラメータを安定な側から 徐々に近づけるなどの工夫が必要になる.一方で,コード 内部のアルゴリズムの改良で収束性を向上させる試みも行 われている[14].

#### 3.2.2 LHD の計算グリッド

3.2.1節で述べたような輸送計算を行うには,密度や温 度といった各種物理量を3次元空間の分布として表現する 必要があり,座標として空間中の位置を特定する計算グ リッドと,密度などの物理量を格納するためにグリッドで 定義されるセルが必要である.EMC3では,磁力線に沿っ たプラズマの輸送を効率よく扱うため,磁力線に沿ってイ ンデックス(各グリッド点にふられた位置を示す整数値) が並ぶ構造格子を用いている.基本的には,あるポロイダ ル断面で基準となる2次元のグリッドを定義し,各グリッ ド点を出発点に磁力線追跡を行うことで,他のポロイダル 面のグリッドが順番に作成される.そのため,直交格子や 有限要素法の三角要素のような幾何学的なルールを用いて いないため,装置ごとの磁場の特徴を反映したグリッド作 成法が開発されている.第4章ではJT-60SA装置に共鳴摂 動磁場(RMP)を印加した場合のグリッド開発に触れる.

共同研究を通して使用例が増えているグリッド作成ツー ルとしては、トカマクとステラレータの両方に対応した FLAREコード[43,44]があり、国内では Heliotron Jへ適用 されている[12]. LHD については、FLARE では対応でき ず、以下で述べるような特別な工夫が必要となる.また、 直線装置への適用[30]も行われており、多くの装置タイプ をカバーしているという意味で、国内の EMC3-EIRENE のグリッド開発活動は世界的に第一線にあるといえる.

LHDのグリッド開発の困難さは、ダイバータレグが長く 突き出る形状と、周辺の磁気シアが大きいという特性に起 因している.6面体セルを定義する8個のグリッド点の磁 力線追跡を行うと、場所によってはねじれが大きく、セル が幾何的に破綻する場合があり、特殊な工夫が必要とな る.この節ではその概要を紹介する.

図1にLHDの横長断面の接続長分布を示す.これはポ ロイダル断面に2cm刻みで格子点を配置し,各点から壁に 達するまで両方向に磁力線追跡を行ったときの磁力線の長 さを表している.ただし,永久に壁に到達しない閉じた磁 力線もあるため,2kmで追跡を打ち切っている.左右に2 対のダイバータレグが中央の楕円状白色領域両端から上下 に分岐して伸びており,そこに向かってプラズマが多く流 れ込んでいる.これらのレグに存在する磁力線を追跡する と,すぐにレグの先端に移動して真空容器に達してしま う.そのため,断面全体をまとめてグリッドで覆うと,レ グ部分のグリッドに非常に大きな変形が生じ,6面体セル が容易に破綻してしまう.

この問題の解決策として、レグ4本と炉心側(エルゴ ディック領域)のプラズマに対して、それぞれ別のグリッ



図1 LHD の横長断面における接続長分布.

ドを定義することで、グリッドの作成を必要最低限の領域 にとどめ、さらにレグ部分については突き出しを見越して あらかじめ密なグリッドをレグの根本に用意することで, レグの伸長による解像度の低下を防いだ.また、レグのグ リッドが真空容器を超えて突き出る状況が起きるが、はみ 出てからはグリッド点の磁力線追跡はせず、コンパクトに 格納する領域を設けることで極端な変形を防いだ。図2に 実際のグリッドを線で表現したものを示す. グリッドの外 形は半径1.6mの円(軸対称トーラス)になっており、そこ に真空容器やダイバータ板などの面(太実線)がグリッド とは独立に配置されている. 図1中央の白色領域に相当す るエルゴディック領域(中心の疎な部分は炉心領域でプラ ズマ分布は固定して中性粒子のみを解く領域),その両端 から伸びる4つのレグ領域、レグと外側境界で囲まれた4 つの真空領域(中性粒子のみを解く)からなる. 図ではレ グがダイバータ板を貫通しているように見えるが、ダイ バータ板でプラズマは終端され、そこから先は中性粒子の みが行き来できる領域としており、真空領域と同一の扱い である.

真空領域のうち,図2の18°断面(下)左右にある曲がっ た扇形の真空領域はシンプルな形状であるため,レグ外側 境界のグリッド点から単純に半径方向にグリッド線を伸ば すことで,各ポロイダル断面について独立にグリッドを作 成した.

図2の18°断面(下)の上下にある、プラズマと真空容器 に囲まれた2か所の真空領域は、ヘリカルコイルに最も近 づく場所であり、磁力線追跡をすると非常に変形の大きい 領域であるが、プラズマを解く必要がないため、磁力線追 跡はせず、幾何形状のみからグリッドを作成する方法を開 発した.図3に示すように、境界を向かい合う2対の線分 に分割し、疑似的なポテンシャル(静電ポテンシャルのア ナロジー)を境界に沿って割り当て、それを固定境界条件 として Poisson 方程式を解くことで、内部に連続なポテン シャル分布を定義した.このときに開発した自由境界形状 を扱える Poisson ソルバーは、粒子シミュレーションコー ド PICS2[45]で使われている.図3左では左側と右側の縦 線分に  $\phi_x = 0 \ge \phi_x = 1$ を設定し、横線分には  $\phi_x$  に対して



図2 トロイダル角度0°(上)と18°(下)のポロイダル断面にお けるグリッド構造.見やすくするため、実際よりもグリッ ド点を間引いて描いている.

0から1の連続値を設定している. それによって、ポテン シャルの等高線を求めることで縦方向のグリッド線が得ら れる. 図3右では縦と横を入れ替えてポテンシャルφ,の境 界条件を設定することで、横方向のグリッド線が得られ る. これによって、変則的な形状の真空用領域に対して、 便宜的な2次元座標を設定し、各ポロイダル断面で独立し た真空領域のグリッドを作成した.

以上のように領域ごとに作成する際,各プラズマ領域と 各真空領域について,互いの界面のグリッド点の位置が共 通となるようにし,互いに結合することで,LHD プラズマ 全体を覆うグリッドが作成された.このような工夫をして も,LHDの磁場がトロイダルに10個の同一セクションの繰 り返しで作られているというヘリカル対称性を利用した 360°/10=36°のグリッドでは大きすぎ,グリッドの破綻を 防止できなかったため,ステラレータ対称性[46]を利用し て半分の18°に減らし,さらにそれを2分割して9°のグ リッド2つをトロイダルに結合する解決策をとっている. そして,それらを繰り返し結合することで36°や360°の計 算を行うことができる.1MPIプロセス当たりが必要とす



図3 2種類の疑似ポテンシャルの境界条件を設定した真空領域の例.等高線(破線)を縦方向(左)と横方向(右)のグリッド線として使用する.

るメモリーは,設定にも依存するが,18°の場合で4GB 程度である.360°計算の場合はその約20倍となり,空間解 像度を節約しても50GB 程度となるため,多量のメモリー を必要とする.また,ベクトル計算機には適さない一方, モンテカルロ手法に基づく並列化効率のよい計算手法を用 いているため,費用対効果という面では,ノード当たりの メモリー量が大きいクラスター計算機が適している.

このグリッドが開発される以前は、レグを除いたエルゴ ディック領域のみのグリッドを使って、比較的上流部の輸 送の解析が行われていた[47].しかし、LHDのダイバータ 形状が開構造から閉構造に変更され、レグを含めた下流部 の形状効果が重要になるに至り、この節で述べたグリッド 作成法の開発が必要となった.そして、実際に共通のグ リッドに対してダイバータ形状のみを変更した計算により、 閉構造化によってドーム構造部で中性ガス圧が10-20倍に 高まるという計測を裏付ける結果が得られ[11]、レグを含 めた輸送計算の重要性が示された.

#### 3.3 不純物ガス導入によって生じるトロイダル 非対称性

核融合装置の大型化に伴って、プラズマが触れる壁であ るダイバータ板への熱負荷が大きくなっており、熱除去性 能の上限(典型的には10 MW/m<sup>2</sup>)を超えないような設計 が求められている。とりわけ原型炉のような核燃焼をとも なう大型の装置では中性子照射に耐える材料を選択する必 要があり、さらに上限が低くなる可能性が指摘されており [48,49]、熱負荷の制御技術の確立は喫緊の課題である。

ダイバータ構造の工夫や非接触プラズマの利用など,い くつか有望視されている技術があるが,その一つに人為的 な不純物ガスの導入がある.原理は,窒素,ネオン,アル ゴンなどの気体不純物を装置内に導入し,電子励起された 不純物イオンの放射光によって,装置壁全体に熱負荷を分 散させるものである.様々な装置で実験が行われている が,放電条件や不純物原子種によって,放射光あるいはプ ラズマへの影響が局所的であったり,全体に広がっていた り,といった違いが見られている.

LHD では、ネオンと窒素を導入した放電で、ダイバータ 粒子フラックスの変化がトロイダルにどのように現れるか を調べる実験が行われている[50]. 放電ごとにプラズマ密 度やガスの量などを変えつつ、プラズマ放電が安定したタ イミングを狙い、装置中の1か所に設置されたガスノズル から短時間(典型的には0.1 秒程度)ガスを導入する.不純 物が多すぎると、放射パワーの急激な増加を伴う放射崩壊 を引き起こして放電が停止する[51,52]が、適度な不純物 量では、安定な放電が継続する.図4にその一例を示す. 図4(a)と(c)はそれぞれネオンと窒素を導入したタイミン グと、そのときの電子密度の応答が示されている。典型的 には不純物ガス導入後に電子密度が上昇し、その後減少す る. 図4(b)と(d)に、ダイバータ板に埋め込まれた Langmuir プローブで計測された粒子フラックス (イオン飽和電 流) [50] の応答を示す.実線はプローブのあるすべてのト ロイダルセクション(7セクション計14か所)の合計を, 破線は7-Iポート付近一か所のみの粒子フラックス(形状 を比較しやすいように10倍した値)を表す.ネオン導入放 電では、合計も7-Iポート位置も同じように速やかに減少 し,数秒かけて回復を示すのに比べ,窒素導入放電では, 合計の応答が不明瞭である一方で7-Iポート位置では明確 なフラックスの減少と比較的早い回復が見られる. ほかの セクションの粒子フラックスも含めた解析から、ネオンで はトロイダルに対称、窒素ではトロイダルに非対称である ことが示されている[50].

このようなネオンと窒素の違いは元素の特性に起因する と考えられる.どちらのガスも導入位置は装置内の1か所 であり、トロイダル非対称の有無はソース位置の履歴情報 の有無と言い換えることができる.履歴を失うということ は不純物が導入位置から離れて装置内を自由に飛び回るこ とを意味し、粒子フラックスの回復が遅いということは長 く装置内にとどまることを意味する.一方で、履歴が残る ということは導入位置から遠くに離れられないことを意味 し、粒子フラックスの回復が早いということは不純物が装 置内にとどまらないことを意味する.この推測は、希ガス であるネオンは材料に蓄積しにくく[53]、化学活性のある



図4 ネオン(a)-(b)および窒素(c)-(d)ガス導入放電の電子密度とダイバータ粒子フラックスの時間発展.

窒素は材料に蓄積されやすい性質[54]と合致する.

数値モデリングによる検証のため,EMC3-EIRENE コードにリサイクリング係数の違いを組み込んだ[55].すなわち,壁に達したネオンイオンはすべて中性原子として再放出され(リサイクリング100%),窒素イオンは壁表面にとどまってまったく再放出されない(リサイクリング0%)とした.これは差を明確にするための極端な設定であり,実際の放電では中間的な状態であることに注意が必要である.

図4に示した2つの放電に対して,電子密度と電子温度 の径方向分布がトムソン散乱計測を再現するように磁場を 横切る輸送係数を選択し,ガス導入前後でダイバータ粒子 フラックスの相対変化を求めた.粒子フラックスのデータ を示す前に,光線追跡法で可視化したネオンと窒素の発光 分布を図5に示す.ネオンはトロイダルに均一(セクショ ンごとに周期的)である一方,窒素は図下部に発光が局在 しており,この位置はガス導入位置と一致する.

図6にネオン導入放電における,導入前後のダイバータ 粒子束の相対粒子フラックスを示す.図中の〇記号と+記 号はダイバータプローブで計測された粒子フラックスであ り,それぞれ左と右のダイバータ列(図7参照)に相当す る.これらはヘリカル対称な位置にあるが,プラズマの輸 送過程(例えば粒子ドリフト)の影響で一般に同じ値とは ならない[56].一方で,実線が EMC3-EIRENE コードの



図5 装置を上から見下ろしたネオン(上)と窒素(下)の発光分 布.赤と青がそれぞれ不純物と水素の発光に対応し、その 2色を混合して可視化している。



図6 ネオン導入前後のダイバータ粒子束の相対変化.



図7 プラズマから見た左右ダイバータ列と静電プローブ位置、 赤と青のタイルにプローブが埋め込まれており、トロイダ ルセクション4では赤いタイルに、セクション2、6、7、 8、9、10では青いタイルにある。

結果であるが,左と右のダイバータで違いを生む物理機構 がモデルに含まれないので,同じ値となる.ネオンのリサ イクリング係数を100%と仮定したため,ネオンガスの導 入位置とは無関係に,装置内に閉じ込められて一様化した 状態を計算したことになり,トロイダルセクションに依存 しない.また,ネオンの絶対量を直接知ることができない ため,このモデル計算ではネオンの全放射パワーを4 MW とし,ネオンガス導入後の粒子フラックス減少が計測と同 等となるようにしている.加熱パワーは7 MW である.

図8に窒素導入放電における,導入前後のダイバータ粒 子束の相対粒子フラックスを示す.ネオンの場合と異な り,ガス導入位置(横軸5.5の位置)を境に,変化が見られ る.計測においては,小さいトロイダルセクション番号位 置(図の左側)では右ダイバータの粒子束は変わらず,左 ダイバータの粒子フラックスは減少している.一方,大き いトロイダルセクション番号位置(図の右側)では左右ダ イバータの関係が逆転している.EMC3-EIRENE計算にお いても,右ダイバータでセクション位置にずれが見られる ものの,計測と同様にガス導入位置を境に逆の依存性が得 られた.主にガスが5.5セクション位置付近で電離し,イオ ンとしてプラズマ中を輸送されて広がるが,開いた磁力線 領域であるため,やがてダイバータ板に達し,そこで失わ れるためと考えられる.このため,不純物の影響(放射に



図8 窒素導入前後のダイバータ粒子束の相対変化.

よるエネルギーロスによる電子温度低下)が限られた範囲 にだけに見られる.左右のダイバータで対称的な結果にな るのは、らせん状にねじれて進む磁力線の向きが左右のダ イバータで異なり、電離した位置から輸送される方向が逆 転するためである[50].

計測と EMC3-EIRENE コードの結果が定性的によく一 致し,その対称・非対称の理由を不純物の原子が持つ性質 から導き出すことができたということは,原子や壁材料の 特性がプラズマに大きな影響を与えることを実証するもの であり,実用をめざすうえで重要な情報が得られたと考え ている.窒素ガス導入で見られたトロイダルに不均一な粒 子フラックス減少(同時に熱フラックも減少)は熱負荷低 減という目的からすると不十分な結果であり,全体に影響 を与えるためには複数の箇所へのガス導入が必要であるこ とを意味する.

また、この研究結果を受けて、トカマク装置である EAST でのネオンガス導入の影響解析が EMC3-EIRENE コードで行われている[57]が、この節で述べた条件とは異 なり、リサイクリング係数を100%未満としている。その場 合、ネオンガスの導入場所によっては非軸対称な熱負荷分 布となる結果が得られている。このように、プラズマ・中 性粒子・壁が相互に関連する輸送過程では、外部操作の局 所性と結果の局所性が必ずしも一致せず、様々な要因に左 右されることが明らかになり、今後は定量性のある理解に 向け、実機環境の模擬を含めた研究が求められている。

#### 3.4 リミターによって生じるトロイダル非対称性

ITER でのプラズマ立ち上げ時には、X 点ダイバータ配 位が形成されるまでの間(20~30秒),トロイダル方向に 離散的に設置された(弱磁場側)リミターでプラズマ境界 を設定する必要がある.この時の懸念事項は、リミターが 離散的であるために、磁場の有理面において、リミターが 鎖交しない磁力線が存在することである[58].図9に ITER のリミター立ち上げ時の周辺部の磁力線長分布を示 す[59].それぞれの電流値(安全係数分布)で、非常に長 い磁力線(黄色)が存在することがわかる.これらの磁力 線は有理面に対応しており、必ず短い磁力線(青色)と同 時に現れる.エネルギー輸送のチャンネル幅は、簡単なモ デルを用いて

$$\mathcal{R}_{\rm p} \propto \sqrt{(2.5D_{\perp} + x_{\perp})L_{\rm C}} \tag{1}$$



図9 ITER リミター立ち上げ時の周辺部の磁力線接続長分布 (参考文献[59]の図3を引用).上: I<sub>p</sub> = 2.5 MA,下: I<sub>p</sub> = 6.5 MA. 半径座標はトロイダルフラックスで規格化. ポロイダル座標は0,1がトーラス内側.図中の白く抜けて いる部分(θ<sub>mag</sub>~0.5)がリミター.

と表されるため,磁力線長*L*<sub>C</sub>が長くなると,リミターSOL の幅が大きくなり,第一壁への熱負荷が懸念される.また, 磁力線方向のエネルギー束は簡単な1次元モデルによると

$$\Gamma_{e\parallel} \propto \sqrt{L_{\rm C}} \tag{2}$$

となるため,長い磁力線長*L*c が熱負荷のホットスポット を形成することが懸念される.これら2つの課題を明らか にするために、3次元輸送コード EMC3-EIRENE を用い た計算が行われた.リミター表面での熱負荷分布と磁力線 接続長分布を図10に示す.この結果から、熱負荷分布と磁 力線長分布はそれほど強い相関がなく、懸念されていた局 所的な熱負荷の増加は回避されていることが明らかになっ た.その理由は以下の通りである.

- 1. ITERのSOLのパラメータ領域では, 磁力線長が500 m を超えると, 磁力線を横切る方向のエネルギー輸送時 間  $(\tau_{E\perp})$  が磁力線方向の輸送時間  $(\tau_{E\parallel})$  よりも短くな るため  $(\tau_{E\perp} < \tau_{E\parallel})$ , 過度のエネルギー集中が起こら ない.
- 2. 長い磁力線と短い磁力線の領域の特性長  $\Delta x$  が垂直方 向の輸送スケール  $\Delta r_c = \sqrt{2\chi_{\perp}\tau_{E\parallel}}$  よりも小さい場合 ( $\Delta x < \Delta r_c$ ),長い磁力線から短い磁力線領域へのエネ ルギーの輸送が効果的におこり,過度の熱負荷が避け られる.

図11は半径方向のエネルギー幅を同じになるようにした 場合の3次元輸送シミュレーションと、従来の簡易モデル によるリミター熱負荷の比較である.この図から、簡易モ デルを用いた場合には、3次元モデルよりも熱負荷の見積 もりが30%ほど高くなることが明らかになった.これは3 次元モデルでは、ポロイダル方向への輸送によって熱負荷 が分散されること、またプラズマ密度分布によるエネル ギー輸送の効果  $(n\chi_{\perp}\frac{\partial r}{\partial \chi})$  が加味されていることに起因す る違いであることがわかった.その後、このような3次元 効果を取り入れた解析的モデルが提案されている[60].



図10 (a) リミター表面の熱負荷分布の計算結果(EMC3-EIRENE).(b) リミター表面の磁力線接続長分布.(参考文 献[59]の図7を引用)



図11 (a) 3次元シミュレーションによって得られたリミター熱 負荷分布.(b)従来の簡易モデルによって得られたリミ ター熱負荷分布.(c)Z=0.5mの水平面での3次元モデル, 簡易モデルの分布の比較.(d)Y=-0.5mの鉛直面での分 布の比較.(参考文献[59]の図20を引用)

#### 3.5 おわりに

この章では、EMC3-EIRENE コードが用いる物理モデル のうち、粒子輸送にかかわる要素を中心に紹介し、この コードを利用してヘリカル装置とトカマク装置の両方につ いて、外部から加えた操作によってプラズマに生じる3次 元性についての研究を紹介した.LHDは装置や磁場がもと もと非軸対称であるが、導入された不純物ガス元素の化学 活性の違いに起因するリサイクリングの違いによって、ガ ス導入位置に起因する追加の非対称性の現れ方に違いがあ ることが示された.また、ITER は軸対称磁場配位である が、トロイダル方向に離散的なリミターを使用するプラズ マ立ち上げ時には非軸対称な磁場構造が現れる.この時の リミターへの熱負荷分布について、輸送シミュレーション を行い3次元的なエネルギー輸送過程の詳細が明らかにな るとともに、従来から用いられていた簡易モデルとの違い が明確になった.

磁場が非軸対称であるステラレータ装置の定常プラズマ

分布を求めるために開発された輸送コードである EMC3-EIRENE は水素や不純物の中性粒子輸送も含み,3次元輸 送がもたらす影響を調べるツールとして,とても強力であ り,内部に持つ物理モデルの範囲内であれば,計測との直 接比較で多くの検証研究が行われてきた.この章はそれに とどまらず,LHDや ITER といった装置ごとのグリッド開 発,あるいは解析したい現象に合わせた物理モデルの開発 から,目的の結果を得るまでの一連の研究活動を紹介し た.モデル開発によって新しい視点や要素を取り入れるこ とができた例でもあり,単に計算コードを使用するにとど まらず,開発も含めた研究の広範化と深化が望まれる.

#### 参 考 文 献

- [1] M. Sato et al., Nucl. Fusion 57, 126023 (2017).
- [2] F. Alladio *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 124019 (2008).
- [3] Y. Feng et al., Contrib. Plasma Phys. 54, 426 (2014).
- [4] Y. Feng et al., Contrib. Plasma Phys. 44, 57 (2004).
- [5] D. Reiter et al., Nucl. Fusion 47, 172 (2005).
- [6] Y. Feng et al., J. Nucl. Mater. 266-269, 812 (1999).
- [7] Y. Feng *et al.*, Nucl. Fusion **56**, 126011 (2016).
- [8] A. Bader et al., Nucl. Fusion 53, 113036 (2013).
- [9] S. Marcinko *et al.*, Phys. Plasma **25**, 022507 (2018).
- [10] M. Kobayashi et al., Nucl. Fusion 53, 033011 (2013).
- [11] G. Kawamura et al., Contrib. Plasma Phys. 54, 437 (2014).
- [12] R. Matoike et al., Plasma Fusion Res. 14, 3403127 (2019).
- [13] H. Tanaka *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **60**, e201900114 (2020).
- [14] H. Frerichs et al., Nucl. Mater. Energy 18, 62 (2019).
- [15] A. Loarte *et al.*, Phys. Plasmas 18, 056105 (2011).
- [16] J. D. Lore et al., Nucl. Fusion 57, 056025 (2017).
- [17] H. Frerichs et al., Phys. Plasmas 22, 072508 (2015).
- [18] J.D. Lore et al., Nucl. Fusion 52, 054012 (2012).
- [19] T. Lunt et al., Nucl. Fusion 52, 054013 (2012).
- [20] D. Harting et al., J. Nucl. Mater. 415, S540 (2011).
- [21] T. Lunt et al., J. Nucl. Mater. 438, S254 (2011).
- [22] I. Waters et al., Nucl. Fusion 58, 066002 (2018).
- [23] T. Xie et al., Nucl. Fusion 58, 106017 (2018).
- [24] J. Huang *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **56**, 075023 (2014).
- [25] Z. Liang et al., Fusion Eng. Des. 159, 111803 (2020).

- [26] B.P. Sahoo et al., Nucl. Fusion 55, 063042 (2015).
- [27] T. Lunt et al., Plasma Phys. Control. Fusion 56, 035009 (2014).
- [28] M. Kobayashi et al., Nucl. Fusion 44, S64-S73 (2004).
- [29] H. Frerichs *et al.*, Nucl. Fusion **52**, 023001 (2012).
- [30] T. Kuwabara et al., Contrib. Plasma Phys. 56, 598 (2016).
- [31] J. Rapp et al., J. Nucl. Mater. 463, 510 (2015).
- [32] Y. Feng et al., Phys. Plasmas 12, 052505 (2005).
- [33] M. Rack et al., Nucl. Fusion 57, 056011 (2017).
- [34] S.I. Braginskii, Rev. Plasma Phys. 1, 205 (1965).
- [35] Y. Feng et al., J. Nucl. Mater. 266-269, 812 (1999).
- [36] M. Kobayashi et al., Contrib. Plasma Phys. 44, 25 (2004).
- [37] W. Fundamenski, Plasma Phys. Control. Fusion 47, R163 (2005).
- [38] X. Liu et al., Fusion Eng. Des. 112, 557 (2016).
- [39] H.P. Summers, The ADAS User Manual version 2.6, 2004, http://adas.ac.uk
- [40] M. Kobayashi et al., Contrib. Plasma Phys. 48, 255 (2008).
- [41] Y. Yamamura *et al.*, Instrum. Methods Phys. Res. B 42, 175 (1989).
- [42] M. Shoji et al., Plasma Fusion Res. 14, 3403057 (2019).
- [43] H. Frerichs et al., Comput. Phys. Commun. 181, 61 (2010).
- [44] GitHub: https://github.com/hfrerichs/flare
- [45] G. Kawamura et al., Nucl. Mater. Energy 12, 297 (2017).
- [46] R.L. Dewar et al., Physica D 112, 275 (1998).
- [47] M. Kobayashi et al., Fusion Sci. Technol. 58, 220 (2010).
- [48] K. Tobita et al., Nucl. Fusion 47, 892 (2007).
- [49] N. Asakura et al., Nucl. Fusion 53, 123013 (2013).
- [50] H. Tanaka et al., Nucl. Mater. Energy 12, 241 (2017).
- [51] Y. Xu et al., Nucl. Fusion 42, 601 (2002).
- [52] K. Mukai et al., Nucl. Fusion 55, 083016 (2015).
- [53] M. Rubel et al., J. Nucl. Mater. 415, 5223 (2011).
- [54] S. Grigull et al., J. Nucl. Mater. 275, 158 (1999).
- [55] G. Kawamura *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 084005 (2018).
- [56] S. Masuzaki et al., J. Nucl. Mater. 18, 281 (2019).
- [57] B. Liu *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **62**, 035003 (2020).
- [58] P.C. Stangeby *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **39**, 1787 (1988).
- [59] M. Kobayashi et al., Nucl. Fusion 47, 61 (2007).
- [60] P.C. Stangeby, Nucl. Fusion 50, 035013 (2010).

# ●●● 小特集 核融合周辺プラズマ領域における 3 次元効果

# 4. 外部共鳴摂動磁場印加が トカマク周辺プラズマに及ぼす3次元効果

### 4. Three-Dimensional Effects of External Resonant Magnetic Perturbation on Edge Transport in Tokamaks

鈴木康浩<sup>1,2)</sup>,田中宏彦<sup>3)</sup>

SUZUKI Yasuhiro<sup>1,2)</sup> and TANAKA Hirohiko<sup>3)</sup> <sup>1)</sup>自然科学研究機構核融合科学研究所,<sup>2)</sup>総合研究大学院大学,<sup>3)</sup>名古屋大学 (原稿受付:2021年4月30日)

国際熱核融合実験炉 ITER の標準運転シナリオは,周辺局在化モード(ELM)を伴う Hモードプラズマ (ELMy H-mode)である.ELM により間欠的に吐き出される高エネルギーフラックスは,金属ダイバータモ ジュールを損傷させる恐れがあるために,ELM を低減,あるいは抑制しなければならない.3次元外部磁場摂動 を用いて周辺磁場構造を制御することにより,ELM を低減・抑制する運転シナリオの構築が精力的に進められ, ELM の制御にはほぼ成功している.しかし,外部磁場摂動の3次元効果が周辺プラズマ輸送に与える影響,核融 合炉への外挿など解決すべき課題は残っている.本章では,3次元外部磁場摂動による周辺プラズマ輸送制御に 関する研究の進展について報告する.特に外部磁場摂動によるELM 制御と,非接触ダイバータとの統合運転シナ リオ構築,核融合炉への外挿性について紹介する.さらに,最新の研究成果として,JT-60SA における3次元外 部磁場摂動を用いた周辺プラズマ制御モデリングの成果について報告する.

#### Keywords:

3D effect, resonant magnetic perturbation, impurity, ELM, detachment

#### 4.1 はじめに

国際熱核融合実験炉 ITER や将来の核融合炉の定常運転 シナリオでは、定常的な熱負荷が10 MW/m<sup>2</sup>を超えると考 えられている.それに加え、D-T 運転フェーズにおける ITER の標準運転シナリオである H モードプラズマでは、 周 辺 局 在 化 モ ー ド (ELM: Edge Localized Mode) に よ る、間欠的なエネルギーフラックスが重畳されるために、 タングステンモノブロックによるダイバータモジュールの 損傷が大きな問題となっている.

ELM の低減, もしくは抑制をめざし, 様々な方法が試み られているが[1], 共鳴磁場摂動 (RMP: Resonant Magnetic Perturbation) 重畳が最も成功した方法である[2]. この方法は, プラズマ周辺部 (ペデスタル部)に RMP を重 畳し, 周辺プラズマ輸送を制御するものである. しかし, RMPを,特にHモードプラズマに重畳した場合, プラズマ 応答により RMPが遮蔽, あるいは増幅され, 真空モデルに よる予測と異なることが知られている. しかも, プラズマ 応答による RMP の変化には強い非線形性が見られ, その ことが RMP による ELM 制御の大きな課題となっている.

本章では、トカマクにおける3次元外部磁場摂動による 周辺プラズマ制御のアイデアを紹介し、その最も成功した 例として、ITER に採用される RMP による ELM 制御の成 果を紹介する.さらに、RMP による ELM 制御と非接触ダ イバータの両立をめざした新しい取り組みを紹介し,核融 合炉への外挿性について議論する.最後に,本格的なプラ ズマ実験を控えたJT-60SAにおける3次元外部磁場摂動を 用いた周辺プラズマ制御のモデリング研究を紹介する.

#### 4.2 トカマク周辺プラズマ制御における3次元 効果

#### 4.2.1 3次元磁場摂動を用いた周辺プラズマ制御

本来,軸対称系であるトカマクに対し,3次元外部磁場 摂動を応用する研究の歴史は古く,ダイバータ配位の研究 と軌を一にしている.初期のトカマクは,モリブデンなど の高融点金属を用いた固定リミタによりプラズマ境界を決 定していたために,金属不純物による輻射損失がコアプラ ズマ閉じ込め性能の劣化をもたらしていた.そこで,固定 リミタによらないプラズマ境界設定法として,磁気リミタ 配位が考案された.これが,いわゆるダイバータ配位であ る.DITEトカマクでは,バンドルダイバータが実装され, バンドルコイルが作るセパラトリックスにより,磁気リミ タ配位が実現された[3].しかし,バンドルダイバータは, トロイダル方向に1カ所だけ設置されたため,トカマク配 位の特徴である軸対称性を崩すことになる.そこで,軸対 称性を崩すことなく磁気リミタ配位を実現する方法とし て,ポロイダルダイバータ配位が考案された[4].ポロイ

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

Corresponding author's e-mail: suzuki.yasuhiro@nifs.ac.jp

ダルダイバータ配位により,高温プラズマと第1壁が,直接,接することが無くなったために,コアプラズマへの不純物の侵入を大幅に低減することができた[4].

ポロイダルダイバータ配位の実現のためには、プラズマ 電流とほぼ同等の電流をダイバータコイルに流す必要があ る.将来の核融合炉では、MAオーダーのプラズマ電流が 必要とされるので、より少ない電流で磁気リミタ配位を実 現する方法として、ヘリカル磁場摂動による磁気島ダイ バータ配位が考案された[5].ステラレータ磁気島ダイ バータ配位での解説でも強調したことだが、磁気島ダイ バータは、本来、トカマクのダイバータ配位として考案さ れたものである[6].

磁気島ダイバータは、ドイツ・PULSATOR トカマクに 実装され、q=2有理面に磁気島が生成されたことが報告 されている[7].しかし、外部摂動磁場コイルが作る高調 波成分や, q 分布によって磁気島が重なり合うことによる 磁力線構造のストキャスティック化が起こる. 先に述べた ように、ダイバータ配位の研究は、不純物制御の観点から スタートしている.そして,不純物のソースとなるのはプ ラズマ-材料相互作用 (PMI: Plasma-Material Interaction) である. PMIによる不純物の生成を低く抑えるために は、プラズマ周辺部の温度を下げることが必要である、そ こで、ヘリカル磁場摂動によるストキャスティックな磁力 線構造でプラズマ周辺部の温度と密度を制御できる、エル ゴディック磁気リミタ (EML: Ergodic Magnetic Limiter), またはエルゴディックダイバータ (ED: Ergodic Divertor)の概念が考案された[8,9]. さらに、ヘリカル磁場摂 動を時間変化させることで、エネルギーフラックスをより 均等にダイバータ部に分布させる,動的エルゴディックダ イバータ (DED: Dynamic Ergodic Divertor) が提案された [10,11]. EML, ED, DED はリミタ配位の円形断面トカマ クに設置され、ストキャスティックな3次元磁力線構造と 周辺プラズマ輸送について多くの興味深い物理現象が明ら かにされた. 特に, Tore Supra, TEXTOR 実験では静電プ ローブによる直接計測により, TEXT では重イオンビーム プローブ (HIBP) により、ストキャスティックな磁力線中 のポテンシャル構造、そのポテンシャル構造がもたらす径 方向輸送について、多くの成果が得られた. 特筆すべき発 見の一つは、磁力線が強くストキャスティック化した場 合, Rechester-Rosenbluth の理論予測[12]から, 熱輸送が 増大すると考えられていた.しかし、予想に反し、RMP を重畳した場合に粒子の吐き出し(density pump-out)が 起こり、粒子輸送の方が増大することがわかった[13].こ の粒子の吐き出しは、ストキャスティック磁力線中の磁気 島構造を反映したポテンシャル構造が駆動する E×B ドリ フトによるものと予想されている[14,15]. しかし, これら の先駆的な研究は、円形断面、リミタ配位でLモード(一 部,リミタHモードの成果もあり)という, ITER や核融 合炉のダイバータ配位とは大きく異なるという課題が残っ ていた. ITER や核融合炉と相似のダイバータ配位におけ る, RMP の 3 次元効果の応用という観点からは, これらの 先駆的な研究が ELM 制御研究に応用されてゆく.

# 4.2.2 RMP による ELM 低減・抑制実験とモデリング研究の進展

ELM を駆動するのはペデスタル部の急峻な圧力勾配で ある.その意味で、Hモードを定常で維持するシナリオを 構築すれば、ELM の発生とは不可分になることがわかる. 特に、最も振幅の大きい Type-I ELM は、Hモードプラズ マで最も多く見られる ELM である.

前節で述べたように、3次元外部磁場摂動による磁力線 構造のストキャスティック化により輸送を増大させること で、圧力勾配を緩めることが ELM 制御の基本的なアイデ アである. RMP による ELM 制御も早くから試みられ, JFT-2MではRMPによるELM制御が1980年代に成功して いる [16]. その後, 現在のように RMP による ELM 制御が 主役に躍り出るきっかけになったのは、DIII-D での ITER 相似の低衝突プラズマでの ELM 制御の成功である[2]. それまで行われていた RMP による ELM 制御実験の多く が、高衝突領域で行われてきたのに対し、Evans<sup>1)</sup>らは、密 度は低いものの, ITER と同等の低衝突プラズマで RMP によるELM抑制に成功した.図1に、トロイダルモード数 *n* が 3 の RMP を重畳した ELM 抑制実験の結果を示す. 図 中上から,加熱パワー,内側ダイバータの熱フラックス, ペデスタル部の電子密度(黒線)と電子温度(赤線), RMP コイルの電流値(黒線:上部Iコイル,赤線:下部Iコイ ル),ペデスタル部の規格化衝突周波数を示す.加熱パ ワースキャンにより ELM の振幅が大きくなり、内側ダイ バータの熱フラックスも比例して大きくなっていることが わかる. 2200 ms から RMP を重畳することで ELM の周波 数が徐々に高くなり,熱フラックスが減少していく.そし て, 2500 ms 以後は, 完全に ELM が抑制されていることが わかる.この時、一番下の図からわかるように、RMPの重



図1 ITER 相似シナリオにおける, n=3RMPによる ELM 抑制実 験の結果.上から,加熱パワー,内側ダイバータの熱フ ラックス,ペデスタル部の電子密度(黒線)と電子温度(赤 線),RMP コイルの電流値(黒線:上部 | コイル,赤線:下 部 | コイル),ペデスタル部の規格化衝突周波数[17].

1) Todd E. Evans 氏は2020年10月26日に亡くなられました. 当分野に対する Evans 氏の多大なる貢献に敬意を表すると共に, 心から哀悼の意を表します.

畳により,規格化衝突周波数は大きく変わらず,ITER相 似の低衝突周波数領域が維持されていることがわかる.で は,なぜRMPによりELMが抑制されるのであろうか?理 解の鍵となるのは,前述した density pump-out である. RMP 重畳後に電子密度は density pump-out により大きく 減少する.一方で,電子温度は大きく変わらない.そのた め,大きな閉じ込め劣化をもたらさずに ELM 抑制が可能 なことが示されたのである.RMPによる ELM 抑制が, ELM によるエネルギーフラックスに与える変化を考察し た結果を,図2に示す.RMP 重畳のタイミングでエネル ギーフラックスの吐き出しが低下していることがわかる. 一方,小振幅 ELM のエネルギー吐き出しは若干増えてい る.

RMP による ELM 抑制が, どのように周辺プラズマ輸送 を変えるのか、3次元周辺プラズマ輸送コード EMC3-EIRENE によるモデリングで考察されている[18]. 図3に、n = 3の RMP を重畳した場合の磁力線構造(真空 モデリング)を示す.図3(a)は $\phi = 0$ での磁力線のポワン カレ図. 色は磁力線の結合長を表す.図3(b)と(c)は強磁 場側とX点付近での磁力線構造,(d)は内側ダイバータに 対するダイバータレッグの footprint を示す.図3(a)から わかるように、RMP の重畳により、セパラトリックス付近







図3 n=3の RMP を重畳した場合の磁力線構造(真空モデリング).(a)はφ=0での磁力線のポワンカレ図.色は磁力線の結合長を表す.(b)と(c)は強磁場側とX点付近での磁力線構造を示す.(d)は内側ダイバータに対するダイバータレッグの footprint[18].

の磁力線構造が強くストキャスティック化していることが わかる.特に重要な点として,X点付近でRMPによる強い 摂動が磁力線構造に分岐を作り出す.そして分岐により形 成された新たな構造が,突起物のような構造(lobe 構 造)としてセパラトリックスを突き抜け,ダイバータ板へ 達する.このlobe 構造を含めたダイバータ板へのfootprint を調べると,元々のXダイバータによる leg に加え,新た な輸送チャネルが形成されている.このことが,エネル ギーフラックスのピーク値の低減に重要な働きをする.

RMP による磁力線構造制御については、様々な物理的 課題が残っている.最も大きな問題が,プラズマ応答によ る RMP の遮蔽・増幅である[19]. 特に H モードプラズマ では、ペデスタル部の急峻な圧力勾配により駆動される反 磁性回転が RMP を遮蔽すると考えられている[20]. しか し, 近年の詳細な実験解析の結果, ELM 抑制に成功した場 合,ペデスタル頂上部のプラズマ回転速度(トロイダル回 転速度+反磁性回転速度)がほぼ0になっており、そこで は磁気島構造が形成されていると考えられている[21]. 従って、加熱スキームとプロファイル制御によりプラズマ 回転を制御し、ペデスタル頂上部に RMP を浸透させるこ とが ELM 制御の提要ということになる. DIII-D で実験的 に検証された ITER 相似シナリオでの RMP による ELM 制御の成果を, ITER 標準運転シナリオに外挿した場合の, 熱・粒子フラックスのモデリング予測を図4に示す[22]. このモデリングでは、RMP が完全に浸透した真空モデル の場合 (赤線), プラズマ応答により RMP が遮蔽された場 合(緑線), RMP 無し(青線)で比較している.熱フラッ クスのモデル化 (図4a.)) では, RMP なしの場合でピー ク値が 20 MW/m<sup>2</sup> を超えているが, RMP が完全に浸透し た場合で10 MW/m<sup>2</sup>程度に低減できる.しかし, RMPが遮 蔽された場合, ピーク値は 15 MW/m<sup>2</sup>を超える. このこと は、如何にRMPを浸透させるかという、運転シナリオ作り が重要ということを示している.一方,粒子フラックスの 場合 (図4b.)), RMP が浸透した場合, 遮蔽した場合共 に低減が図られている. これは, RMPによる density pumpout が効いていると考えられる.

RMP による ELM 制御は大きな成功を収め, ITER にお いても実現するために, 各トカマク装置実験でさらなる知 見の蓄積が進められている. 今後,より ITER に近いパラ メータ領域での ELM 制御実験が行われ, ITER 実験本番に 挑むことが期待される.

#### 4.2.3 ELM 制御と定常運転シナリオとの両立

RMP による ELM 制御の成功で,大振幅 ELM により吐 き出される間欠的な高エネルギーフラックス,特にピーク 値の低減には成功した.しかし,実際の核融合炉の定常プ ラズマ放電では、ダイバータ部が常に高熱流を受熱する必 要があり,定常的な熱流束の低減はダイバータ設計におい て重要なポイントである.定常的熱流束を低減する目的 で,いくつかのシナリオが検討されている.1つは,非接 触ダイバータの導入である.ダイバータプラズマ部の密度 を上げる,もしく不純物の入射により,プラズマをデタッ チさせる.定常的な熱流束を非接触ダイバータで低減し,



図4 ITER標準シナリオに外挿した場合,RMPによるELM制御 で熱フラックスと粒子フラックスの低減効果を数値モデリ ングにより予測した結果[22].

ELM などにより駆動される間欠的,局在化した熱流束を RMP で抑制・低減できれば、核融合炉へ外挿可能なシナ リオが構築できる. DIII-D では、RMP による ELM 抑制と 非接触ダイバータの両立をめざした実験が行われた [23, 24]. その結果, ELM を抑制するために強い RMP をプ ラズマに重畳すると、 プラズマデタッチメントが維持でき ずアタッチメント状態になることがわかった[24].した がって, ELM 抑制を優先してダイバータプラズマを半デ タッチメント状態にするか、 プラズマデタッチメントを優 先して ELM の低減をめざすかの2通りとなる[25].な ぜ, RMP がプラズマデタッチメントを崩し, 半デタッチメ ント状態、あるいはアタッチメント状態にしてしまうかの 原因については研究が進められている. 一つの仮説とし て、RMPの重畳による磁場構造の変化が、ダイバータプラ ズマ部のフローを大きく変える可能性が指摘されている [25]. RMP がプラズマデタッチメントに与える影響につ いては、AUG でLモードプラズマに RMP を重畳し、プラ ズマデタッチメント条件を探るなどして原因究明の研究が 進められているところである[26].

ELM 制御と定常運転シナリオの両立を図るもう一つの シナリオが, RMP 磁場を回転させることである.これは, RMPによる ELM 制御と, DEDによる熱負荷軽減を組み合 わせたアイデアとも言える.AUGやEASTでは、回転 RMPによるELM制御実験が行われた[26,27].図5に AUGで回転RMPによるELM制御実験で行われた結果を 示す.図は観測されたダイバータ熱流束を表しており,色 はダイバータ板上の異なる位置の静電プローブ計測結果を 示し,左図5(a)は共鳴磁場摂動を,右図(b)は非共鳴磁場 摂動を重畳した場合である.非共鳴磁場摂動を加えた場 合,磁気島の重なりによるストキャスティック構造を作り 出さないので,時間によって熱流束の観測値は位置により 異ならない.しかし,共鳴磁場摂動を加えた場合は,lobe の周期構造が時間変化することにより,回転したRMPに 同期した熱フラックス計測値の増減が見られる.このと き,ELM は抑制できていないが低減された状態であり,か つ,トロイダル平均した熱流束はダイバータ板上に広が る.これは,定常的な熱流束を低減できたこととなる.

今後, 定常運転シナリオ構築をする上で, ELM の抑制と 定常熱流束の低減の両立が実現されることが期待される.

#### 4.3 JT-60SA を対象とした周辺プラズマモデリ ング

国内における RMP の印加されたトカマク周辺プラズマ への EMC3-EIRENE コード適用の例として,大型トカマク 装置 JT-60SA への適用手順や初期結果について紹介す る.同装置は2020年に建設が完了したばかりの最新装置で あり,ITER が完成するまでは世界最大のトカマク装置と なる[28].本格的な高パワー放電および物理実験は2023年 以降に予定されているが,これに先行する形で, EMC3-EIRENE コードを用いた数値計算を進めている [29].JT-60SA の真空容器内には,上・中・下段のポロイ ダル方向 3 カ所に誤差磁場補正コイルが設置されており, これがトロイダルモード数n = 3 までのRMP磁場の生成に 用いられる予定である[30,31].

#### 4.3.1 RMP 印加計算グリッドの作成

EMC3-EIRENEコードを動かすための3次元計算グリッ ドは、EMC3コードおよびEIRENEコードによりプラズマ と中性粒子両方の輸送を解く領域と、EIRENEコードに よって中性粒子のみを扱う領域の二つに分けられる.この うち前者の領域では、グリッド点のトロイダル方向の配置 は磁力線に沿って設定される必要がある(詳細は第3章を 参照されたい).その他、3次元コード特有の各種制約条



図5 AUGでの回転RMPによるELM制御実験で観測されたダイ バータ熱流束の観測結果.色はダイバータ版上の異なる位 置のプローブ計測結果を示し、左図は共鳴磁場摂動を、右 図は非共鳴磁場摂動を重畳した場合である[26]. 件の元作成された,3次元計算グリッドのポロイダル断面 を図6(a)に示す.グリッド間隔の狭い領域がプラズマお よび中性粒子の計算領域であり,周辺部のグリッド間隔の 粗い領域は中性粒子輸送のみを解いている.同図では磁力 線の貫通パターン(ポアンカレプロット)も合わせてプ ロットしている.ここで,下側シングルヌルのITER-like シナリオ配位[32]を対象とし,n=3の磁場摂動を取り扱 うため,トロイダル方向120度分のグリッド作成を行って いる.なお,中段の誤差磁場補正コイルはポート制約によ りトロイダル方向120度ごとの設置位置の対称性を仮定で きないため[33],上・下段コイルにより生成された摂動磁 場のみを扱った(コイル電流10kA,同位相).初期計算と して,プラズマ応答磁場は無視している.

ポロイダル断面上において計算グリッドは、コア領域 (CORE)、スクレイプオフ層 (SOL)、プライベートフ ラックス領域 (PFR)の3つの領域 (ゾーン)から構成さ れる.トロイダル方向にはトロイダル角10度ごとにゾーン が区切られ、合計3×12=36のゾーンがそれぞれマッピン グされている.COREの小半径内側境界付近では、より内 側の炉心領域から漏れ出てくる粒子・熱流を正しく取り扱 うため、磁気面に沿ってグリッド点が配置される必要があ る.ここでは乱れの少ない磁気面が形成された、ポロイダ ルモード数 m=6と7の磁気島の中間に設置した.なお境 界面を磁気軸に近づけ過ぎると、EMC3計算時にコア領域 中のモンテカルロ粒子が周辺部へと容易に出てこられなく なる.この場合、計算時間が膨大となることに注意が必要 である.

図6(b)にはX点近傍の拡大図を示す.計算グリッドに 対して,第一壁(first wall)やドーム(dome)はセルを横 切るように配置されていることが分かる.またダイバータ 位置のグリッドは垂直ダイバータに沿うように配置されて いるが、3次元的にはトロイダル方向に段差が生じてい る.このように、プラズマから見た壁は有限の凹凸を持つ. 一方、リサイクリング中性粒子の計算ではこの凹凸は無視 され、滑らかな壁面のみを感じて輸送が解かれる. EIRENEコード内では、中性粒子は電離もしくはポンプ (pumping plate)で排気されるまでモンテカルロ的に追跡



図 6 (a) ポアンカレプロットと計算グリッド.(b) X 点近傍の拡 大図[29].

が行われる. なお同図のポアンカレプロットに注目する と、X 点の左右で SOL 領域側に飛び出すローブ (lobe) 構 造が見られる. 図は RMP コイル電流 10 kA のものである が、より大きな摂動磁場を印加すると、ローブ構造はより 明瞭に確認できる.

#### 4.3.2 計算条件

炉心側の境界面から計算グリッドに流入する粒子量と熱 流量は、それぞれ定常状態における NBI 入射を考慮し、  $2.8 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ および 15.5 MW (電子) + 15.5 MW (イオン) と した. 粒子および熱の輸送係数はそれぞれ  $D = 0.3 \text{ m}^2/\text{s}$  と  $\chi = 1.0 \text{ m}^2/\text{s}$ である.ドリフトおよび粘性の効果は考慮され ていない.また、純重水素プラズマを対象としており、炭 素などの不純物は導入していない.このため、実験で想定 されるものより大きなダイバータ熱負荷が出力されること に留意が必要である.加えて、RMP の無印加時のセパラト リクス (非摂動セパラトリクス: unperturbed separatrix) 位置近傍 (弱磁場側赤道面上で約2 cm 内側)の電子密度を  $n_e \sim 6.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ に固定した.この値は、2次元輸送コー ド SONIC により RMP 印加無し・不純物無しの条件で計算 されたものと同一であり、不純物を含んだ計算に比べると 高めの値である.

#### 4.3.3 上流プラズマパラメータへの影響

図7に弱磁場側(外側)赤道面における電子温度 T<sub>e</sub>, 電子密度 n<sub>e</sub> の径方向分布を示す.ここでは RMP の印加さ れたケース(w/RMP)に加え,無印加(w/oRMP)の計 算結果も示している.RMPを印加すると,磁気島やスト キャスティック領域が出現することで,非摂動セパラトリ クス内の実効的な径方向輸送係数が増加する.このため RMP印加時に T<sub>e</sub> および n<sub>e</sub> の勾配が低下しており,これは 他装置における先行研究[34]の結果と一致する.

#### 4.3.4 ダイバータ熱負荷分布への影響

図8にRMP印加時の内側・外側ダイバータ板上におけ



図7 RMP 印加(実線)および無印加(破線)時の外側赤道面に おける(a)電子温度 T<sub>e</sub>および(b)電子密度 n<sub>e</sub>の径方向分布 [29].

る2次元熱負荷分布を示す.この熱負荷には放射および中 性粒子による寄与は含んでいない.特に,外側ダイバータ 板上において,RMPと同一のトロイダルモード数のスト ライク点分裂パターンが確認された.

図 9 (a)には複数のトロイダル角(φ=-60, -30, 0, 30 deg),ならびにトロイダル方向に平均化された外側ダ イバータ板上の熱負荷分布を示す.非摂動セパラトリクス の SOL 側に複数の極大・極小を伴う熱負荷変調が生じて いることが分かる.

1次元拡散モデル[35]に基づき,海外の複数のトカマク 装置において,赤外線カメラ計測された熱負荷分布 q に対 する下記表式によるフィッティングやスケーリング研究が 行われている[26,36].

$$q = \frac{q_0}{2} \exp\left\{ \left(\frac{S}{2\lambda_q}\right)^2 - \frac{d}{\lambda_q f_x} \right\} \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{S}{2\lambda_q} - \frac{d}{Sf_x}\right) + q_{BG}. (1)$$

ここで、Sはダイバータ領域における拡散幅 (power spreading parameter), $\lambda_q$ は外側赤道面における熱流束の 減衰長 (power fall-off length), dはターゲットに沿ったス トライク点からの距離, $f_x$ はポロイダル磁束拡大率 (poloidal flux expansion),  $q_{BG}$ は一定の背景熱流束である.上式 より、Sと $\lambda_q$ はそれぞれプライベート領域側とSOL側の熱 負荷分布の広がりに対して感度が高く、多くの場合 $S < \lambda_q$ の関係となる.

図9(b)には、RMP印加・無印加時のトロイダル平均熱 負荷分布と、そのフィッティングカーブを示す.ここで、 EMC3-EIRENE計算ではプラズマ輸送に起因しない背景の 熱負荷は扱っていないため、q<sub>BG</sub>=0としている.同図よ り、それぞれの条件の熱負荷分布は概ねフィッティング曲 線により再現できていることがわかる.RMPの有無に対 してSやA<sub>q</sub>には若干の違いが見られるが、上流領域での密 度指定に関する影響などを考慮するとこの差は有意でな い.したがって、ほぼ同一の非摂動セパラトリクスのパラ メータ条件ではトロイダル平均熱負荷は RMP の影響を受 けず、これは ASDEX Upgrade 装置における先行研究 [26,37]と一致する.ただし、一般的な結論を得るためには より多くの条件における計算と実験との比較検証が必要で ある.

#### 4.3.5 熱負荷分布内の変調成分の抽出

RMP 印加時におけるダイバータ熱負荷分布内の変調成 分を抽出するため、多変量解析手法の一つである経験的固 有 直 交 展 開 法(Proper orthogonal decomposition: POD) [38]を適用した.本解析により、ダイバータ熱負荷の変調 成分  $\bar{q} \equiv q - \langle q \rangle_{\phi}$ (( $\rangle_{\phi}$ はトロイダル方向平均)を、非摂動 セパラトリクスからの距離  $d = \{d_1, d_2, \dots, d_n\}$ とトロイダル角  $\phi$ に関する2 成分へと分解する( $\bar{q}(d, \phi) = \sum_{i=1}^{n} a_i(\phi) b_i(d)$ ). まず、相互相関関数  $C_{lm} = \langle \bar{q}(d_l, \phi) \bar{q}(d_m, \phi) \rangle_{\phi}$ から構成さ れる分散共分散行列 C を固有値分解し、その固有関数から dに関する正規直交基底  $b_i(d)$ を得る( $Cb_i(d) = \lambda_i b_i(d)$ ). さらに、直交性を利用することで $\phi$ に関する直交基底  $a_i(\phi)$ を得る( $a_i(\phi) = \sum_{k=1}^{n} \tilde{q}(d_k, \phi) b_i(d_k)$ ).固有値 $\lambda_i$ は $\lambda_i = \langle a_i^2 \rangle_{\phi}$ の関係を持ち、 $\lambda_i / \sum_{k=1}^{n} \lambda_k$ は変調成分全体へ



図8 RMP印加時の(a)内側,(b)外側ダイバータ板上の熱負荷 分布[29].



図9 (a)複数のトロイダル角(細線),ならびにトロイダル方向 に平均化された外側ダイバータ板上の熱負荷分布(太線). (b)RMP印加,無印加時のトロイダル平均熱負荷分布と フィッティング曲線[29].

の第i基底 $(a_i(\phi)b_i(d))$ の寄与率を示す.

図10(a)に $\lambda_i / \sum_{k=1}^n \lambda_k$  およびその累積値を示す.これよ り,第1基底と第2基底のみで変調成分の約77%が再現で きることがわかる.図10(b)には $a_1$ および $a_2$ のトロイダル 方向分布を示す.直交基底は人為的に決めたものではない が,これらはどちらもn = 3,位相差90度の三角関数の分布 となった.同図中の $A_{1,2} \equiv (a_1^2 + a_2^2)^{0.5}$ はエンベロープ成分 であり,トロイダル方向にほぼ一定である.図10(c,d)は 内側,外側ダイバータ板上における $b_1$ および $b_2$ の分布であ る. $A_{1,2}$ と同様に定義された $B_{1,2} \equiv (b_1^2 + b_2^2)^{0.5}$ もまたエン ベロープ成分を示すことがわかる.

トロイダル方向にわたって第1および第2基底成分の最 大振幅はそれぞれ $\langle A_{1,2} \rangle_{\phi} | b_1 |$ および $\langle A_{1,2} \rangle_{\phi} | b_2 |$ となり, そ の合算が変調成分振幅 $\langle A_{1,2} \rangle_{\phi} B_{1,2}$ となる.図10(e,f)は  $\langle A_{1,2} \rangle_{\phi} B_{1,2} / \langle q \rangle_{\phi}$ により計算された平均分布に対する変調 成分の比率である.外側ダイバータでは非摂動セパラトリ クスからSOL側に進むにつれ単調に増加し,平均熱負荷の ピーク位置では10%程度と評価された.



 図10 (a)第i基底の寄与率とその累積,(b)a<sub>1</sub>, a<sub>2</sub>, A<sub>1,2</sub>のトロイ ダル分布,(c,e)内側および(d,f)外側ダイバータ板上の (c,d)b<sub>1</sub>, b<sub>2</sub>, B<sub>1,2</sub>および(e,f)変調比率[29].

なお今回得られた $a_1$ ,  $a_2$ は単純な三角関数の形状であっ たため、 $b_1$ ,  $b_2$  はn = 3のフーリエ級数と対応する.しか し、プラズマ応答磁場を考慮した場合などには、より複雑 な基底が現れる可能性がある.これら統計的な手法の適用 は、複数の計算結果を比較する際に有用であると考えられ る.

#### 4.3.6 JT-60SA 計算における今後の課題

JT-60SAのRMPの印加された非軸対称磁場配位中にお ける3次元周辺プラズマ計算について紹介した.今後,各 種計算条件に対する感度解析のほか,プラズマ応答磁場や 炭素など不純物の影響について取り扱うことで,より実機 実験に近い環境での計算結果を整備していく必要がある.

#### 4.4 おわりに ~原型炉における3次元外部磁 場摂動の活用~

本章では、3次元外部磁場摂動を用いた周辺プラズマの 制御について概観した.トカマクプラズマにおける3次元 磁場摂動の応用と、3次元外部磁場摂動が周辺プラズマ輸 送に与える影響について解説した後、3次元磁場摂動の応 用が最も成功したELM制御について解説した.そして、最 新の成果として、JT-60SAに3次元外部磁場摂動を重畳し た周辺プラズマ輸送のモデリング研究の進展を解説した.

最後に、ITER の先を見据えた、3次元外部磁場摂動の 適用可能性について述べたい.原型炉など中性子照射量の 厳しい環境では、磁場摂動コイルを炉内に設置するのは不 可能である.その観点から、RMPを用いた ELM 制御は ITER までと考えられている.最近の原型炉プラズマ設計 では、RMP による ELM 制御を諦め、低振幅 ELM もしく は ELM フリーの高閉じ込め状態を実現する研究が精力的 に行われている.しかし、RMP による ELM 制御の解説で 述べたように、Type-I ELM が現れる ELM 射御の解説で 述べたように、Type-I ELM が現れる ELM 射御の解説で は モムルギー利得Q を狙えるシナリオであり、より高 いエネルギー効率をめざす上で3次元磁場摂動の活用を捨 て去ることは惜しい.そこで、原型炉においても3次元外 部磁場摂動を活用する方法が検討されている.現在、最も 確実と考えられているものは、真空容器外に設置された誤 差磁場補正コイル(EFCC: Error Field Correction Coil)を 活用する方法である. JET で行われた RMP による ELM 制御実験は,真空容器外に設置された EFCC を活用し,低 トロイダルモード数 (n = 1 もしくは 2)の RMP を重畳し た[39]. JET の ELM 制御成功以前は、ペデスタル領域に 広いポロイダルモードスペクトラルを持つ RMP を重畳す るべきと考えられていた.しかし、JETのELM制御の成功 は,真空容器外に設置され,かつ低 n であることから単純 な形状のコイルで良いという点で、原型炉以降の RMP に よる ELM 制御で最も promising な成果と言える. これらの 成果を踏まえ, RMP コイルを組み込んだ DEMO の設計も 行われている[40].一方,摂動磁場コイル設置にこだわら ない周辺磁場構造制御方法も提案されている. ここで は、3つの方法を紹介する.1つは、トロイダル磁場変調 で、トロイダル磁場コイルの磁場強度を変調させること で、ポロイダルモード数mが0の磁場摂動を重畳する.非 共鳴磁場摂動であるが、 プラズマ周辺部がストキャス ティック化することが真空モデルおよび3次元平衡計算 コードによる数値モデリングで確認されている[41]. 2つ 目として、フェライト鋼などの磁性体を設置し、ヘリカル 磁場摂動を重畳する方法が提案されている[42]. 最後は, ヘリカル SOL 電流の活用である. EAST トカマクでは非誘 導トロイダル電流駆動として LHCD (Lower Hybrid Current Drive) を重視しているが、LHCD によりペデスタル部 の磁力線構造を3次元的に制御できることがわかった. そ して,LHCDによりSOL電流を駆動しているタイミングで ELM が抑制できることが確認された[43]. これは、コイ ルによらない周辺の磁力線構造制御として、新しい観点で ある.LHCDを駆動するアンテナを炉に設置できるかはま た別の議論があるために, SOL 部に, 直接, 電流を駆動す る方法として、ダイバータバイアスなどが検討されている [44].本来,軸対称系であるトカマクプラズマに3次元外 部磁場摂動を重畳することは、周辺プラズマ制御の観点か ら大きな成功を収めた. この流れは原型炉でも変わること はなく、新しい方法が発見されることで続いていくものと 考えられる.

#### 参 考 文 献

- [1] A. Loarte et al., Nucl. Fusion 54, 033007 (2014).
- [2] T.E. Evans et al., Nature Phys. 2, 419 (2006).
- [3] P.C. Johnson *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 26, 65 (1984).
- [4] DIVA Group, Nucl. Fusion 18, 1619 (1978).
- [5] F. Karger and K. Lackner, Phys. Lett. A 61, 385 (1977).
- [6] 鈴木康浩: プラズマ・核融合学会誌 93,309 (2017).
- [7] W. Feneberg *et al.*, Proc. 8th European Physical Society, Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Prag 1977, Vol I, p 4.
- [8] W. Engelhardt and W. Feneberg, J. Nucl. Mater. 76&77, 518 (1978).
- [9] Ph. Ghendrih *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 1653 (1996).

- [10] S. Takamura et al., Nucl. Fusion 28, 183 (1988).
- [11] K.H. Finken, Trans. Fusion Technol., 33, 291 (1998).
- [12] A.B. Rechester and M.N. Rosenbluth, Phys. Rev. Lett. 40, 38 (1978).
- [13] S.C. McCool et al., Nucl. Fusion 30, 167 (1990).
- [14] X.Z. Yang et al., Phys. Fluids B 3, 3448 (1991).
- [15] T.E. Evans et al., Phys. Plasmas 13, 056121 (2006).
- [16] M. Mori *et al.*, Proc. 14th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research, Würzburg, 1992, vol.2, IAEA, Vienna, 567 (1993).
- [17] M.W. Jakubowski et al., Nucl. Fusion 49, 095013 (2009).
- [18] H. Frerichs et al., Nucl. Fusion 50, 034004 (2010).
- [19] F.L. Waelbroeck, Nucl. Fusion 49, 104025 (2009).
- [20] M. Becoulet et al., Nucl. Fusion 52, 054003 (2012).
- [21] C. Paz-Soldan et al., Phys. Rev. Lett. 114, 105001 (2015).
- [22] O. Schmitz *et al.*, Nucl. Fusion **56**, 066008 (2016).
- [23] T.W. Petrie et al., J. Nucl. Mater. 415, S906 (2011).
- [24] T.W. Petrie *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 073003 (2011).
- [25] J-W. Ahn *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **59**, 084002 (2017).
- [26] M. Faitsch et al., Nucl. Mater. Energy 12, 1020 (2017).

- [27] M. Jia et al., Nucl. Fusion 58, 046015 (2018).
- [28] 鎌田 裕: プラズマ・核融合学会誌 96,327 (2020).
- [29] H. Tanaka *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **60**, e201900114 (2020).
- [30] G. Matsunaga et al., Fusion Eng. Des. 98-99, 1113 (2015).
- [31] 芝間祐介,武智 学:プラズマ・核融合学会誌 96,347 (2020).
- [32] G. Giruzzi et al., Nucl. Fusion 57, 085001 (2017).
- [33] M. Matsukawa et al., Plasma Sci. Technol. 15, 257 (2013).
- [34] H. Frerichs et al., Phys. Plasmas 19, 052507 (2012).
- [35] T. Eich et al., Phys. Rev. Lett. 107, 215001 (2011).
- [36] T. Eich *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 093031 (2013).
- [37] D. Brida et al., Nucl. Mater. Energy 12, 831 (2017).
- [38] 辻 義之 他: プラズマ・核融合学会誌 85,774 (2009).
- [39] Y. Liang et al., Phys. Rev. Lett. 98, 265004 (2007).
- [40] Lina Zhou et al., Nucl. Fusion 58, 076025 (2018).
- [41] G. Matsunaga *et al.*, the 43rd EPS, P4.055, July 4-8, 2016, Leuven, Belgium (2016).
- [42] T. Takizuka et al., J. Nucl. Mater. 463, 1229 (2015).
- [43] Y. Liang et al., Phys. Rev. Lett. 110, 235002 (2013).
- [44] Y. Liang, in private communication.



## 5. Three-Dimensional Effects of Detached Plasma Formation on Non-Diffusive Transport

田 中 宏 彦 TANAKA Hirohiko 名古屋大学大学院工学研究科 (原稿受付:2021年3月2日)

各種磁場配位装置の非接触ダイバータ環境において、磁場を横切る非拡散的輸送の増大現象が観測されている.磁力線方向への急峻なプラズマパラメータ勾配が存在する非接触プラズマ中では、中性粒子との相互作用による原子分子過程も強く関与することで、3次元的に極めて複雑な特異場が形成される.本章では主に、直線型ダイバータ模擬装置NAGDIS-IIにおいて観測される非拡散的輸送に焦点を当てる.この特異場が輸送に及ぼす3次元的な効果、プラズマ構造の3次元形状とその動的挙動について、磁場と垂直・平行方向に分けて紹介する.

#### Keywords:

non-diffusive transport, detached plasma, three-dimensional effect, volume recombination, drift, rotation

#### 5.1 はじめに

エネルギー・環境問題を解決する切り札の一つである磁 場閉じ込め核融合発電の実現に向けて,磁場を横切るプラ ズマ輸送の理解と制御は本質的な課題である.1億度を超 える高温の炉心領域では、揺動(乱流)に起因する径方向 輸送が炉心性能を劣化させることから、この抑制の研究が 古くから進展してきた.一方, 炉心の外側に存在する周辺 領域では、プラズマは磁力線に沿って高速で耐熱性の壁 (ダイバータ板)まで運ばれることから,同領域中の磁場を 横切る輸送現象はそれほど重要視されてこなかった.しか し、2000年代初頭頃から、揺動に起因するプラズマ塊 (Blob)の非拡散的な輸送現象 (Plasma Blob 輸送) [1,2]の 観測が多くの装置の周辺領域で行われ, Scrape-off laver (SOL) 中の径方向密度分布を平坦化することなどが報告 されている. Blob は最外殻磁気面(Last Closed Flux Surface: LCFS) 近傍で生み出された後,磁場の勾配・曲率に よって内部に荷電分離を生じ、ポロイダル電場E<sub>θ</sub>と磁場B の $E_{\theta} \times B$ ドリフトにより径方向遠方まで飛行する[3]. Blob は磁力線に沿ってフィラメント状の構造を有するこ とから、しばしば磁場と垂直な面内における2次元的な輸 送現象としてモデル化される.しかし現実には磁場のシア により X 点近傍で構造は歪み、またダイバータ板に至れば 終端することから,磁力線方向に非一様性を持つ3次元現 象といえる.

本章では、上記のような非拡散的プラズマ輸送を直線型 ダイバータ模擬装置 NAGDIS-II[4]を用いて研究する過程 で確認された,非接触プラズマ中における輸送増大現象に ついて集中的に取り上げる.直線装置は本質的に軸対称で あるが,3次元現象である非拡散的輸送に対して非接触プ ラズマ形成が及ぼす効果や影響を磁場と垂直・平行方向そ れぞれに分けて紹介する.その後,他の直線装置や環状装 置で観測される類似現象についても述べる.

なお周辺領域における磁場を横切る輸送の増大は,同領 域中のプラズマ分布を広げ,これは結果としてダイバータ 板上の熱負荷分布の広域化に繋がるものである.したがっ て,ダイバータ熱負荷ピークの低減の観点では有益な現象 とみなすことができる.

#### 5.2 非接触プラズマという特異場と磁場を横切 る輸送

現在,設計活動の進む原型炉では,既存の実験装置をは るかに上回る高熱流プラズマがダイバータ領域へと流入す ることから,ダイバータ熱負荷低減は最重要研究課題の一 つとなっている.現在最も有望な熱負荷軽減法が,プラズ マー中性ガス間の相互作用を利用してプラズマを中性ガス 化(非接触化)する"非接触ダイバータ"である[5,6].本 章では体積再結合過程により中性ガス化の進行するプラズ マを非接触プラズマと呼ぶこととする.

図1の中段において,NAGDIS-II で生成されたヘリウム プラズマが磁力線に沿って非接触化する様子を示す[7]. 装置上流には数 eV の電離進行プラズマが存在し,これが 中性ガスとの相互作用により冷却される. ヘリウムプラズ

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



図1 非接触プラズマ生成時における再結合フロント近傍のプラズマフローの模式図(上段).装置側面ポートから撮られた典型写真(中段). n<sub>e</sub>, T<sub>e</sub>の軸方向分布の模式図(下段)[7].

マ中では電子温度 T<sub>e</sub>が1 eV 程度以下の低温となると,三 体再結合過程が支配的となり,気相中での電子-イオン再 結合(体積再結合)により電子密度 n<sub>e</sub>が急減する.体積再 結合反応が顕著な領域では,生成された高励起状態原子 (リュードベリ原子)からの高強度の発光を確認すること ができ,この領域は再結合フロント(recombination front) と呼ばれる[8,9].再結合フロント付近では T<sub>e</sub> や n<sub>e</sub> の変化 だけでなく,磁力線に沿ったプラズマ電位の急激な変化も 過去に報告されている[10].一方,環状装置の周辺領域で は,SOL 領域から流入した数+ eV の高温プラズマがリサ イクリング中性粒子を電離することでダイバータ板前面に 強烈な発光領域が現れる.この領域は電離フロントと呼ば れ,再結合フロントとは区別される.

以上のように非接触プラズマ中では、各種プラズマパラ メータが磁力線に沿って急峻な勾配を有するとともに、プ ラズマ-中性ガス相互作用が共存し、極めて複雑な特異場 となっている. さらに、磁場と垂直方向へと目を向ける. 図1中段の電離進行プラズマ(左)と再結合フロント(中 央)の写真を見比べるとわかるように,後者ではプラズマ 発光領域が径方向に著しく広がっている.NAGDIS-IIのプ ラズマ直径は陰極 – 陽極間に配置された内径 20 mm の中 間電極により概ね決まっており、再結合フロントの発光領 域の広がりはこれよりはるかに大きい. 実際, 電子密度分 布も再結合フロント近傍では広がっており(後述),また マッハプローブを用いた計測では、径方向周辺領域におい て再結合フロントを起点とした沿磁力線方向のフローの存 在が確認されている (図1上段)[7]. プラズマパラメータ の径方向分布計測から、非接触プラズマ中では磁力線方向 の粒子束損失に径方向輸送が大きな役割を果たしていると いった試算も行われている[11].

なお NAGDIS-II では、内径の狭い中間電極の存在により、プラズマ放電部とダイバータ模擬領域の間に大きな中 性ガス圧差が実現されている.このため、ダイバータ模擬 領域のみ中性ガス圧を変化させることで、ほぼ同一のプラ ズマ源に対してプラズマパラメータ応答を比較することが できる.また、本章にて紹介する NAGDIS-II のプラズマ は、分子状態を持たず原子分子過程が比較的単純な純ヘリ ウムプラズマのみであることに注意されたい.

#### 5.3 NAGDIS-II非接触プラズマ中の非拡散的輸送 現象

NAGDIS-IIにおけるBlob様構造の輸送の存在は当初,高 速カメラおよび静電プローブ計測により確認された[12]. 中性ガス圧を増加させて,電離進行プラズマが終端板に到 達する環境(接触ダイバータ)から非接触ダイバータ状態 へと変化させると,プラズマ柱の径方向遠方でBlob様構造 の存在を示唆する正スパイク状のイオン飽和電流(∞イオ ン粒子束)波形の振幅が増加し,さらに平均値および揺動 レベル(標準偏差を平均値で割った指標)が増加する様子 が確認されている.このことは,非接触プラズマ生成時に は非拡散的輸送が増加し,イオン粒子束の径方向分布の広 域化に寄与していることを示唆する.

以下では、上記実験後に実施された詳細な研究により明 らかとなった、現象の3次元的な描像について紹介する.

#### 5.3.1 磁場直交面内における輸送挙動

非接触プラズマ生成時における磁場直交断面内の輸送構 造を捉えるため、図2(a)に示す配置での高速カメラ計測 が行われた[13].非接触状態時にはプラズマの熱流束が著 しく低下することを利用して、常設の水冷式終端板の代わ りに石英ウィンドウを設けることで、磁場と平行方向の視 線が確保されている. ここでは光学フィルタは使用されて いない. 計測の結果, 周辺領域にはプラズマが間欠的に放 出され、図2(b)に示すような渦状の構造を形成し、これ が径電場 Er と磁場 B の Er×B ドリフト方向に回転するこ とが明らかとなった. 高速カメラデータには多変量解析手 法の一つである経験的固有直交展開法 (Proper orthogonal decomposition: POD) [14] が適用された. 同手法には, 発 展した分野によって複数の名前があり, 主成分分析 (Principle component analysis: PCA) などとも呼ばれる. POD 法の適用により、放出された構造は低次の周方向モード数 (*m* = 1,2) を有し,特に*m* = 1の成分が大きいことがわ かった. プラズマ柱からの放出とその停止は間欠的である が、その放出角度はブラウン運動に近い変動をしつつも、 概ね一定速度で回転する[15]. 径方向外側に放出されたプ ラズマ粒子もまた E<sub>r</sub>×B ドリフトするが, 主に円周が長く なる効果により放出部の回転に対して遅れが生じ、その結 果として渦状構造が形成されると考えられている. 渦状構 造はプラズマ放出が停止するまで放出部の回転に従い剛体 的に回転する.

上記の計測ではプラズマ中心部の発光は飽和しており,



図2 (a) 高速カメラ計測の模式図と(b) スナップショット[13].

またフレーム速度(30,000 fps)と現象の特徴周波数が比較 的近いことから,信頼性をもって結果を解釈できる実験条 件が限られていた.そこで同様の計測系において,連続撮 影フレーム数は120枚に限られるものの,より高速のカメ ラ(NAC社製:ULTRA CAM HS-106E)を使用した計測が 行われた.100 kfps での計測および解析の結果,径方向へ のプラズマ放出と同期して,プラズマ柱内でm = 0成分の 時間変動が現れていることが確認された[16].さらに,流 体分野で近年新たに開発された解析手法である動的モード 分解(Dynamic mode decomposition: DMD)[17,18]の適用 により,m = 1モードの減衰率の中性ガス圧依存性などが 議論されている[19].

#### 5.3.2 非拡散的輸送の磁場平行方向の局在性

高速カメラは多チャンネル信号を一括取得可能な極めて 強力な計測機であるが、本質的に線積分影響を含むという 弱点をもつ.研究対象の非拡散的輸送増大現象は5.2節で 述べたように磁力線方向に非一様な特異場の中で発生する ものであり、現象解釈には磁力線方向に分解能をもつ計測 が必要である.

接触ダイバータ条件から中性ガス圧を増加させ続ける と、再結合フロントが終端板前面に形成された後、より上 流位置へと移動して完全な非接触化へと至る.このことを 利用して、計測位置は固定したまま中性ガス圧を変化させ ることで、再結合フロント位置に対するプラズマ放出挙動 の磁力線方向(軸方向)スキャンが実施された.まず、終 端板に流入するイオン粒子束[20]やマイクロ波干渉計によ り計測された電子密度[21]に対して連続的な中性ガス圧依 存性が調査され、揺動の磁力線方向の局在性が示唆され た.

これらの結果を踏まえ,図3(a)に示す計測系における



図3 (a)分割電極・マイクロ波干渉計計測の模式図. (b)複数の 中性ガス圧におけるイオン飽和電流密度の径方向分布 [22].

接触 – 非接触プラズマ遷移実験が実施された[22]. 径方向 および周方向に分割された計12個の電極(分割電極)を挿 入することでプラズマが終端されている.また,真空ポン プ手前のバルブの開閉操作により接触 – 非接触状態の高速 遷移が行われた.この間,分割電極ではイオン飽和電流を 連続的に高時間分解能計測することで,プラズマ放出の磁 場直交面内の2次元挙動が再結合フロントの軸方向位置に 対してスキャンされた.加えて,揺動の局在性の確認のた め,分割電極の330mm上流,プラズマ中心から30mm 上方の位置にマイクロ波干渉計を設置して線積分電子密度 が計測された.

図3(b)に複数の中性ガス圧における、電極面積で規格 化されたイオン飽和電流の径方向分布を示す。プラズマ非 接触化 (21.5 mTorr) により, 接触状態 (6.7 mTorr) と比 べてプラズマ中心部で40倍以上の粒子束低減がもたらされ ている一方,中心から35mm離れた位置では,遷移途中 (再結合フロント近傍, 13 mTorr) には粒子束が約5倍に 増大する結果が得られた. 周波数解析により, 遷移時にの み数キロヘルツ帯の低周波揺動が大振幅で現れており、さ らに分割電極より上流側に位置するマイクロ波干渉計では 中性ガス圧のより高い条件で同揺動が確認されたことか ら、この揺動は磁力線方向に局在して強く現れていること が明らかとなった.条件付き平均[14]および POD 解析に より,低周波揺動はプラズマの径方向放出現象(m=0,中 心部におけるイオン粒子束減少と周辺部における増加)を 表しており、より高周波のm = 1モードの回転と結びつい て周辺部で渦状構造を形成していることがわかった.計算 の仮定に強く依存するが、上流の電離進行プラズマ領域か ら再結合フロント近傍にかけて, 非拡散的輸送の増大がプ ラズマ柱の粒子束低減に寄与する割合は約8.7%と見積も られた[22].

以上の遷移実験における固定点計測からは非拡散的輸送 に関する多数の知見が得られたが,理想的には,定常的に 安定生成された非接触プラズマに対して,計測位置を軸・ 径方向に掃引することが望ましい.そこで近年,図4に示 す軸・径方向に駆動可能な静電プローブ(2次元駆動プ ローブ)が新たに開発された.L字型の静電プローブへッ ドはロボシリンダにより軸方向に電動で駆動し,また径方 向位置は回転操作により手動で設定が可能である.同装置 の導入により,終端板前面から上流700 mm までの広域に わたって,ポート間隔より短い空間スケールでの連続的な 空間分布計測が可能となった.

なお,非接触プラズマ中の電子温度計測では,電位揺動



図 4 (a) 真空容器内および(b) NAGDIS-II 後方において撮影された2次元駆動プローブ写真.

に起因してシングルプローブ計測結果が過大評価されるこ とが以前より指摘されている[23-25].これを回避するた め、2次元駆動プローブのパラメータ評価にはダブルプ ローブ法が適用され、レーザートムソン散乱計測との校正 実験により、1 eV 以下の低温であっても信頼性の高い計測 が可能となっている[26].また、ヘッド先端にはダブルプ ローブに加えて浮遊電位計測のためのシングルプローブも 備えており、これらを組み合わせることで高精度の空間電 位計測(ダブル・シングルプローブ計測)を行うことがで きる[27].

図5(a,b)に、2次元駆動プローブを用いて計測された 非接触プラズマ中の電子密度および電子温度の2次元空間 分布を示す[28]. 再結合フロントの軸方向位置は高励起準 位からの発光強度分布の極大位置から推定され、この条件 では軸方向位置(アノードからの距離) z~1.6-1.7 m であ る. 図5(a)の径方向周辺位置に注目すると,再結合フロン ト近傍で電子密度は軸方向に凸形状を有しており、すなわ ち径方向分布が広域化していることが確認された. さら に、図5(c,d)に示すイオン飽和電流の周波数スペクトル からは、再結合フロントの軸方向位置近傍に周辺揺動が局 在している様子が確認された[28].これらの結果は、前述 の分割電極およびマイクロ波干渉計を用いた再結合フロン トの軸方向スキャン計測と整合している. すなわち定常的 に生成された非接触プラズマ中においても、再結合フロン ト近傍でプラズマ分布が広域化し、非拡散的輸送が局所的 に発生していることが確かめられた.

なお、放出されたプラズマ粒子は磁力線に沿って拡散されて広がりつつも、軸方向に非一様な径電場 *E*<sub>r</sub> (径電場シア)を感じて *E*<sub>r</sub>×*B*ドリフトすることとなる.マイクロ波 干渉計と2次元駆動プローブによる同時計測および相互相 関解析から、図2で渦状に見える構造はさらに螺旋状にね じれていることが示唆されている[29].

#### 5.3.3 プラズマパラメータの時空間挙動

上述の研究における非拡散的輸送の時空間にわたる挙動 の評価は, 揺動計測の容易なイオン飽和電流や発光信号を 用いて行われた.しかし,輸送増大の物理機構の解明には, プラズマ放出前後におけるプラズマパラメータ(電子密度 *n*e,電子温度 *T*e,空間電位 *V*s)の時空間挙動を同定する必 要がある.この計測には,2次元駆動プローブのほか, レーザートムソン散乱計測が用いられている.

NAGDIS-II におけるトムソン散乱計測装置は、2次元駆 動プローブの開発と同期してその高性能化が進められた. 中性ガス圧への依存性を調査する実験において,接触-非 接触プラズマ状態遷移時に2電子温度分布が確認され、温 度揺動を反映したものであることが推測された[30]. その 後、静電プローブと組み合わせて条件付き平均法を適用す ることで、再結合フロント近傍の高時間分解能計測が実施 された[31]. 図6に計測方法の模式図を示す. 静電プロー ブはレーザー入射位置の約16cm上流のプラズマ中心付近 に固定されている. レーザーの入射タイミングをトリガー として,その前後にわたる参照信号(イオン飽和電流)を 同時計測し、これを10,000回程繰り返す。その後、参照信 号の各データセットに対して閾値を設けてスパイク波形を 検出し、そのピーク時刻を検出する. ピーク時刻からレー ザー入射までの時間遅れrを定義し、各rに対してトムソン 散乱計測信号を積算・解析することで, ne, Te の時間発展 が評価できる.この方法では、参照信号のサンプリング周 波数(~1 MHz)を上限とした高速計測が可能であり、こ れは通常のトムソン散乱計測の周波数(~10 Hz)と比べて 圧倒的に速い.参照信号に数値フィルタを適用することに



図5 (a)電子密度, (b)電子温度の軸・径方向分布, (c)径方向 位置 r=20.1, (d) 26.7 mmにおけるイオン飽和電流の周波 数スペクトルの軸方向分布[28].



図6 (a)計測系および(b)条件付き平均計測の模式図[31].

より、各パラメータのm = 0,1のモード構造が得られてい る. さらに、磁性体であるパーマロイをコイル半径内に設 置してレーザー光路に対するプラズマ柱の相対位置を動か すことで、レーザーと平行方向のみならず垂直方向にわた る時空間挙動が評価されている(図7).これにより、 m = 1の回転構造がプラズマ中心にかなり近い領域にまで 存在することが明らかとなった[31].

このようにトムソン散乱計測による高速計測の有効性が 確かめられたが、システムが複雑なため軸方向に移動して 計測を行うことは困難で、本質的に電位は計測できず、ま た電気信号と比べて感度が低いことで間欠的現象への適用 には多量のデータセットを要することが課題となった.

そこで、2次元駆動プローブのダブル・シングルプロー ブ計測に条件付き平均法を適用することで、広域高時間分 解能プラズマパラメータ評価が行われた[32]. 図8(a,b) に計測の模式図を示す.参照信号用の静電プローブ(参照 プローブ)の軸方向位置に再結合フロントが配置されるよ うに中性ガス圧を調整し、2次元駆動プローブの計測位置 を軸方向・径方向へと変化させて多点繰り返し同時計測が 行われた.

図8(c,d)に半径位置r<sub>ref</sub>において参照プローブにより取



図7 プラズマの垂直方向変位(a)(y = 0, (b)-3.0, (c)-5.4 mm において条件付き平均された n<sub>e</sub> T<sup>0.5</sup>の時間発展, (d)プラ ズマ回転の模式図[31].



図8 (a)装置下流および(b)側面から見た計測系の模式図,(c) *I*<sub>ref</sub>の周波数スペクトルの径方向分布と(d)*r*<sub>ref</sub> = 0, 10, 20, 30 mm におけるスライス[32].

得されたイオン飽和電流  $I_{ref}$ の周波数スペクトルを示す. これより再結合フロント位置の半径 – 周波数空間上では複 雑なスペクトル分布が存在していることがわかる.  $r_{ref} ~ 0$ ではピークの鈍った数キロヘルツ帯の周波数成分  $(f_1, f_2)$ が混在しているように見え,  $r_{ref} ~ 5-10$  mm 付近では 20 kHz 強の鋭いピークが見られる. さらに径方向外側には 再び数キロヘルツ  $(f_2)$ の成分が現れており,若干の周波数 シフトを伴って  $r_{ref} > 30$  mm の遠方まで接続している. プ ラズマ柱から十分離れた領域まで輸送されるプラズマ構造 は周波数  $f = f_2$ の成分であることから,参照プローブは同 成分の大きな  $r_{ref} = 23$  mm へと固定し,また f = [0, 20] kHz のローパスフィルタを適用することで $f_3$ 成分を完全に取り 除いた. これにより得られた信号  $I_{ref}^{f}$ が条件付き平均計測 のための参照信号とされている.

図9には2次元駆動プローブ各位置における条件付き平均計測の手順を示す.ダブルプローブ計測にはプローブ電 圧の掃引が必要であり、通常のパラメータ評価の時間間隔 は掃引周波数(<~1 kHz)により決定される.参照信号  $I_{ref}^{f}$ に閾値を設けてピークを検出し、各時間遅れτに対して 電流 – 電圧特性を解析することで $n_e$ ,  $T_e$ が評価された.加 えて、ダブルプローブ用とは別の電極で同時計測された浮 遊電位 $V_f$ を用いて、理論的に空間電位 $V_s$ の時間発展が導出 された.

図10に再結合フロント軸方向位置における  $n_e$ ,  $T_e$ ,  $V_s$ の径方向および時間方向の挙動を示す.  $\tau \sim 0$ におけるプラ ズマ放出時刻に前後して, m = 0 の  $n_e$ ,  $V_s$  の増減, ならび に $T_e$ の逆位相揺動が確認されている. ウェーブレット解析 により, プラズマ放出は  $f_2$ , m = 0揺動は  $f_1$  の周波数成分 と対応していることが明らかとなった. 一方,  $f_3$  成分はよ り上流位置で強く現れていることが確認された. さらに, 得られたパラメータを用いてm = 1モードの $E_r \times B$ ドリフ ト回転周波数とドリフト波不安定性の回転周波数が求めら れ,後者がより  $f_3$  と近いことが確認された. また  $V_s$ の時間 発展と回転周波数から, 放出されたプラズマ構造の周方向 電場  $E_\theta$  と磁場 B の  $E_\theta \times B$  ドリフト速度が 80 m/s 程度と 見積もられ, 径方向粒子束の評価も行われた.



図 9 ダブル・シングルプローブ計測への条件付き平均法適用の 手順[32].



図10 再結合フロント軸方向位置における(a)n<sub>e</sub>, (b)T<sub>e</sub>, (c)V<sub>s</sub> の時空間挙動[32].

#### 5.3.4 各種計測結果から解釈される非拡散的輸送挙動

プラズマパラメータの高時間分解能計測結果に加え,分 割電極や高速カメラ計測の知見も含めて解釈された,再結 合フロント近傍におけるプラズマ放出挙動とパラメータ変 化の様子を図11にまとめて示す[32].まず(i)プラズマ放出 の無い定常状態から始まる.この後,(ii)プラズマ中心部の  $n_e, V_s$ はm = 0の周方向モード数で増加し, $T_e$ は減少する. 次に,(iii)m = 1のモード構造が現れて回転する.(iv)プラズ マ放出が始まると,中心部の $n_e, V_s$ が減少し $T_e$ は増加す る.このとき放出されたプラズマ構造は周方向電場を伴い 径方向へと輸送される.その後(v)プラズマ放出が止まって 中心部のプラズマパラメータは元の値へと戻り始め,(vi)周 辺部に残った構造は数周回転して(i)最初の状態へと戻る.

上記の放出過程において、(ii)のプラズマ柱内で生じる



図11 装置下流側から見たときの再結合フロント近傍におけるプ ラズマ放出過程の模式図[32].

m = 0の変動が非拡散的輸送を駆動していると考えられる が、この発生原因は未だ明らかでない.プラズマ放出前に は $T_e$ が減少し $n_e$ が増加するが、これは体積再結合過程の レート係数を増大させる.一方、放出後のパラメータ変化 はこの反対であり、したがってプラズマ放出は体積再結合 反応の促進を押しとどめる役割を果たしているように見え る. $n_e$ と $T_e$ の逆相関は一定の熱流束流入条件であれば自然 な関係であり、また $n_e$ と $V_s$ の正相関はボルツマンの関係 と整合する.

再結合フロント近傍で径方向輸送が増大する原因の候補 として、体積再結合過程により生まれる中性粒子の寄与が 考えられる.一般的に、直線装置は磁場の勾配・曲率を持 たないことから, Blob 様構造内に周方向電場を生み出す要 因として,周方向回転に伴う遠心力と,中性粒子風効果 [33,34]が考えられている.後者は電離進行プラズマで観 測される Blob 様の輸送に対して提案された効果であり、プ ラズマ中心部で荷電交換反応により生じた高速中性粒子が 周辺プラズマに径方向への力Frを与え, Fr×Bドリフトに より周方向電場が生成されるという機構である.非接触プ ラズマ中ではプラズマの温度が低いため条件が異なるが, 再結合フロントでは中性粒子が多量に生成されるため、同 様の効果が期待される.体積再結合反応では基底準位だけ でなく高励起準位(リュードベリ)中性粒子の生成がある ため、同粒子による寄与も考えられる. なお、非接触プラ ズマ中では接触プラズマと比べて径電場が小さく、遠心力 の効果は低いことが想定される.ただし、図10に見られる ようにプラズマ放出の瞬間にはm=0変動により径電場が 高まることから、影響を与えている可能性もある.

また再結合フロント中で*m*=0変動と同期して発生する *m*=1の不安定性について、その物理も未解明である.上 流で発生している揺動とは周波数が異なるが、これは再結 合フロント近傍の径電場が上流より小さいことを反映して いる可能性がある.この他、磁気圏-電離圏におけるオー ロラ発生機構の一つとして考えられているフィードバック 不安定性と似た現象が起きている可能性も検討されている [35].

非接触プラズマを対象としたものではないが,NAGDIS-II を模した3次元ドリフト流体シミュレーションも行われて いる[36].このシミュレーションでは,電子密度のm=0成分とm=1回転が交互に現れる関係(捕食者–被食者関 係)が得られており,実験で観測されたプラズマ中心部の  $n_e$  増大と,その後の径方向輸送の増大ならびに中心部の  $n_e$  減少の様子とは類似している.ただし,シミュレーショ ンではこれらの揺動成分の出現は周期的に繰り返されてい るのに対し,実験では非周期的(突発的)である.また,シ ミュレーションでは高い電子密度が設定されたソース領域 近傍がm=0 揺動の発生位置と特定され,抵抗性ドリフト 波による理解が行われているが,より詳細な実験検証が必 要とされている.

#### 5.4 他の装置・配位における類似現象

5.3節では、直線装置 NAGDIS-II の非接触プラズマ中に

おける非一様なプラズマパラメータ分布や原子分子過程が 引き起こすと考えられる,非拡散的輸送の増大現象を取り 上げた.本節では,他の直線装置や環状装置で観測された, 非接触ダイバータ環境における類似現象について紹介す る.

#### 5.4.1 直線装置における類似現象

直線装置における Blob 様の非拡散的輸送の観測は多々 報告されているが,安定的な高密度プラズマ生成を要求さ れる非接触プラズマ中の実験計測の例はある程度限定され る.

アメリカ・カリフォルニア大学サンディエゴ校(UCSD) のPISCES-A装置では、中性ガス圧を変化させたときの粒 子バランス評価が行われ、非接触水素プラズマ中では側壁 に向かう径方向輸送が主要な粒子損失項であると報告され た[37].シート状の直線プラズマを生成可能な東海大学所 有のTPD-SheetIVでは、非接触プラズマに対する高速カメ ラ計測において、周辺領域へ伸びたBlob様構造がプラズマ 柱の挙動と同期して出現する様子が確認されている[38]. 筑波大学のタンデムミラー装置GAMMA10/PDXでは、現 在、端損失プラズマを利用したダイバータ模擬実験が精力 的に実施されており、接触-非接触水素プラズマの状態遷 移時に正・負スパイク状の揺動の顕著化が見られている[39].

さらに最近、オランダ・基礎エネルギー研究所(DIFFER) で開発された超伝導装置 Magnum-PSI において、静電プ ローブおよび高速カメラを用いた非拡散的輸送研究が実施 されている[40]. 同装置は電子密度 10<sup>21</sup> m<sup>-3</sup>, イオン粒子 束 10<sup>25</sup> m<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>,磁場強度 2.5 Tの ITER 級ダイバータプラ ズマを模擬生成可能な装置として注目されている[9,41]. 静電プローブヘッドへの熱負荷を低減するため、低磁場環 境で行われた結果であるが,接触-非接触ヘリウムプラズ マ遷移実験において, NAGDIS-II と類似した再結合フロン ト近傍における粒子束分布広域化と径方向輸送の増大が確 認されている[40].なお、高速カメラ計測された発光信号 と終端板に流れ込むイオン粒子束の相関解析の結果から, m=1の揺動振幅(エンベロープ)とm=0の変動は約1/4 周期の位相差を伴って捕食者-被食者関係を示し、1~ 2周期程度の時間,相関が持続する様子が確認された. NAGDIS-IIの結果[32]と比べると準周期的であり、実験パ ラメータの違いが輸送発生の周期性に影響を与えている可 能性がある.

#### 5.4.2 環状装置における類似現象

環状装置においても,ダイバータプラズマの非接触化と 関連した径方向輸送増大の報告が行われている.

トカマク装置 TdeV の炉心領域における線平均電子密度 を変化させた実験では、非接触ダイバータ状態時に外側ダ イバータ粒子束および Da 発光の径方向分布の広域化が確 認され、ダイバータ領域における磁場を横切る輸送の増大 が指摘されている[42]. ヘリカル装置 LHD では、大流量 の水素パフにより生成された非接触ダイバータ状態時に、 ダイバータ板上のイオン粒子束分布の広域化と磁場を横切 る正スパイク伝搬が確認されている[43].また、トカマク 装置 ASDEX Upgrade では、接触状態と完全非接触 (complete detachment)状態の間に揺動非接触(fluctuating detachment)状態があり、このとき X 点近傍や内側 far SOL では高い電子密度が観測され,径方向輸送の増大が指摘さ れている[44].

一方,冒頭でも述べたPlasma Blob輸送について,非接触 ダイバータ環境や高リサイクリング状態で増大する結果が 近年報告されている.一般的な Blob 輸送は,その内部電場 がダイバータ板前面のシース抵抗により維持されるシース 制限 (sheath limited) モデルにより理解される[1,3]. しか し ASDEX Upgrade 装置における複数の計測機を用いた L -mode 実験の結果,非接触ダイバータ状態を含むダイバー タ衝突度 (divertor collisionality) が1を超える条件で は、Blobのもつフィラメント構造がダイバータ板から切り 離されることで径方向輸送が増大し, SOL 密度分布が平坦 化して肩(shoulder)が形成されることが報告されている [45,46]. また同装置の詳細なトムソン散乱計測実験では, H-modeの完全非接触状態時においても near SOL 中の電子 密度と電子温度の径方向分布の平坦化が確認され、Lmode 放電と同じく Blob 輸送増大による寄与が指摘されて いる[47]. 今後, 輸送増大がもたらすダイバータ熱負荷分 布への影響について、より詳細な調査が進められていくも のと予想される.

#### 5.5 おわりに

本章では、非接触プラズマ形成が非拡散的輸送に及ぼす 3次元効果として、直線型ダイバータ模擬装置 NAGDIS-II における研究成果を中心に紹介した.非接触プラズマは空 間非一様なプラズマパラメータと原子分子過程が共存する 極めて複雑な特異場となっており、NAGDIS-II では再結合 フロント近傍を起点として、径方向へのプラズマ放出現象 が発生している.周方向モード数*m*=0の中心パラメータ 変動と同期して*m*=1の回転揺動振幅が変調され、周辺に 飛び出した構造は円周増加の効果により渦状構造を形成す る.軸方向の径電場シアは2次元的な渦状構造を螺旋状に 変化させ、Blob 様構造中の周方向電場の発生には体積再結 合過程により生成された基底・高励起中性粒子が寄与して いる可能性がある.プラズマ放出は非接触化の促進を押し とどめるように発生し、プラズマ分布を径方向に広域化さ せ、周辺領域中のフローの向きを変化させる.

非拡散的輸送の一連の過程には、その元となる不安定性 の発生と、プラズマ塊の径方向放出〜輸送という、大きく 二つの要素が含まれる.磁場構造の違いにより、NAGDIS-II と環状装置では、特に前者の不安定性の発生機構は異なる 可能性が高いと考えられる.しかし径方向輸送時の内部電 場の保持には、トカマク装置における Plasma Blob 輸送増 大と同様の物理が働いている可能性がある.

NAGDIS-II の輸送増大は、再結合フロント近傍に局在す る性質から原子分子過程の関与が疑われるが、その物理機 構解明には、時空間にわたる分光計測や、衝突輻射モデル を組み合わせた現象の解釈が必要である.また、主要な体 積再結合過程の違いを利用した、ヘリウムとは別のガス種 を用いた実験計測も有効であると考えられる.輸送特性の 定量的な評価を進めることで,流体コードを用いた非接触 プラズマシミュレーション[48]に対流輸送項を組み込む試 みも始められている.

現行の原型炉設計では、ダイバータ板上における膨大な 熱負荷対策を主要因の一つとして、装置の大型化(ダイ バータ受熱面積の増加)が生じている[49].輸送増大現象 の解明に至り、仮に外部制御可能な物理機構であれば、熱 流束をダイバータ板前面で任意に広く分散させることが可 能となるかもしれない.本研究の将来像として、熱的に成 立する小型の熱核融合炉の提案に繋がる可能性が秘められ ている.

#### 参 考 文 献

- [1] 大野哲靖: プラズマ・核融合学会誌 82,205 (2006).
- [2] D.A. D'Ippolit and S.J. Zweben, Phys. Plasmas 18, 060501 (2011).
- [3] S.I. Krasheninnikov Phys. Lett. A 283, 368 (2001).
- [4] N. Ohno *et al.*, Nucl. Fusion **41**, 1055 (2001).
- [5] 高村秀一:プラズマ・核融合学会誌 72,866 (1996).
- [6] S.I. Krasheninnikov and A.S. Kukushkin, J. Plasma Phys. 83, 155830501 (2017).
- [7] Y. Hayashi et al., Phys. Plasmas 23, 012511 (2016).
- [8] F. Scotti et al., Plasma Fusion Res. 1, 054 (2006).
- [9] N. Ohno, Plasma Phys. Control. Fusion 59, 034007 (2017).
- [10] G.S. Chiu et al., Phys. Rev. Lett. 76, 1248 (1996).
- [11] E.M. Hollmann et al., Phys. Plasmas 8, 3314 (2001).
- [12] N. Ohno et al., J. Plasma Fusion Res. 80, 275 (2004).
- [13] H. Tanaka et al., Contrib. Plasma Phys. 50, 256 (2010).
- [14] 辻 義之 他: プラズマ・核融合学会誌 85,774 (2009).
- [15] H. Tanaka et al., Contrib. Plasma Phys. 52, 424 (2012).
- [16] S. Kajita et al., Plasma Fusion Res. 13, 1402033 (2018).
- [17] P. Schmid, J. Fluid Mech. 656, 5 (2010).
- [18] 佐々木真 他:プラズマ・核融合学会誌 97,79 (2021).
- [19] H. Natsume *et al.*, Phys. Plasmas 27, 042301 (2020).
- [20] H. Tanaka et al., Contrib. Plasma Phys. 56, 723 (2016).
- [21] K. Takeyama et al., Plasma Fusion Res. 12, 1202007 (2017).

- [22] H. Tanaka *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 075013 (2018).
- [23] N. Ohno et al., Contrib. Plasma Phys. 41, 473 (2001).
- [24] 大野哲靖 他: プラズマ・核融合学会誌 78,1093 (2002).
- [25] Y. Hayashi et al., Nucl. Fusion 56, 126006 (2016).
- [26] Y. Hayashi *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **59**, e201800088 (2019).
- [27] S. Hattori et al., Plasma Fusion Res. 15, 1301082 (2020).
- [28] N. Ohno et al., Nucl. Mater. Energy 19, 458 (2019).
- [29] H. Natsume et al., AIP Advances 9, 015016 (2019).
- [30] H. Ohshima et al., Plasma Fusion Res. 13, 1201099 (2018).
- [31] S. Kajita *et al.*, Plasma Sources Sci. Technol. 28, 105015 (2019).
- [32] H. Tanaka *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **62**, 075011 (2020).
- [33] S.I. Krasheninnikov and A.I. Smolyakov, Phys. Plasmas 10, 3020 (2003).
- [34] T.A. Carter, Phys. Plasmas 13, 010701 (2006).
- [35] H. Hasegawa, Proc. 28th IAEA Fusion Energy Conference (FEC 2020), online, TH/P4-18 (2021).
- [36] D. Reiser et al., Phys. Plasmas 21, 032302 (2014).
- [37] E.M. Hollmann et al., Phys. Plasmas 9, 1226 (2002).
- [38] T. Onda et al., Contrib. Plasma Phys. 57, 87 (2017).
- [39] H. Tanaka et al., Phys. Plasmas 25, 082505 (2018).
- [40] H. Tanaka *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **62**, 115021 (2020).
- [41] H.J.N. van Eck et al., Fusion Eng. Des. 142, 26 (2019).
- [42] B.L. Stansfield et al., J. Nucl. Mater. 241-243, 739 (1997).
- [43] H. Tanaka et al., Phys. Plasmas 17, 102509 (2010).
- [44] S. Potzel et al., J. Nucl. Mater. 438, S285 (2013).
- [45] D. Carralero et al., Nucl. Fusion 54, 123005 (2014).
- [46] D. Carralero et al., Nucl. Fusion 58, 096015 (2018).
- [47] H.J. Sun *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 57, 125011 (2015).
- [48] H. Tanaka et al., Phys. Plasmas 27, 102505 (2020).
- [49] 朝倉伸幸, 星野一生:プラズマ・核融合学会誌 92,870 (2016).

# ●●● 小特集 核融合周辺プラズマ領域における 3 次元効果

# 6. おわりに

#### 6. Summary

大野哲靖 OHNO Noriyasu 名古屋大学工学研究科 (原稿受付:2021年6月18日)

本小特集では周辺・ダイバータプラズマ研究における3 次元効果に関する最新の研究成果がまとめられている.通 常,開いた磁力線構造を有する最外殻磁気面より外側の周 辺領域では,磁力線方向のプラズマ輸送が大きく,プラズ マ対向壁で終端されることから,当初は1次元モデルによ る理解が進んできた.その後,周辺領域でも磁力線に垂直 方向の輸送現象の重要性が認識され,特に,トカマク装置 に対して2次元モデルによる研究が行われた.

一方,プラズマ・壁相互作用におけるプロンプト・リポ ジション現象や2次電子放出,さらに周辺プラズマ中の不 純物輸送など,周辺領域でも本質的に3次元的な理解が不 可欠な現象については,当初から3次元効果を模擬した実 験とモンテカルロ法を用いたモデリングが行われてきた. 近年,周辺領域においても,3次元的な磁場配位に起因し た磁力線に垂直方向の輸送の重要性が明らかになるなど, プラズマ輸送の3次元的描像が求められるようになってき た.以下,本小特集を簡単にまとめる.

第2章では、軸対称性が破れることによって現れるプラ ズマ輸送の新たな特徴について、ヘリカル装置を例にとっ て説明されている。特に周辺プラズマ領域における磁力線 に平行・垂直方向の輸送の競合が顕著に現れることによ り、ダイバータプラズマの輸送とその性能の変化が述べら れている。

第3章では,不純物ガスパフおよびプラズマ対向壁の非 軸対称性が起因する3次元効果について述べられている. 局所的な不純物ガス導入時に見られる,トーラス全体に及 ぶ特徴的な3次元不純物分布やそれに起因するダイバータ 粒子束分布研究が紹介されている.さらに,ITER プラズ マ立ち上げ時を想定したリミターの熱負荷評価に関する研 究が述べられている.

第4章では、トカマク装置への外部共鳴摂動磁場 (RMP)印加時の、周辺・ダイバータプラズマへの影響を 磁場計算および海外装置の結果を中心に紹介されている. また、JT-60SA について、EMC3-EIRENE コードを用いた RMP印加時の周辺プラズマ特性変化が述べられている.

第5章では、直線型装置の非接触プラズマにおいて局所 Nagoya University, Nagoya, AICHI 464-8603, Japan 的な不安定性に起因する3次元構造について,渦状の構造 を形成し径方向へと輸送される非拡散的輸送の詳細が述べ られている.

以上のような,周辺領域におけるプラズマ輸送の3次元 効果の研究が可能になった背景には,高速度カメラに代表 される計測器の進展により多チャンネル・高時間分解計測 が可能になったこと,AD変換器・計算機の性能向上によ り大容量のデータの取り扱いが可能になったことが挙げら れる.一方,本小特集で詳細に述べられているように EMC3-EIRENEコードによる3次元の周辺プラズマモデリ ングが可能になったことも極めて重要である.これによ り,3次元構造に起因する実験結果とモデリングとの比較 研究が可能となり,3次元空間の極めて複雑な現象を支配 する要素を導き出し,物理的な因果関係を明らかにするこ とにより物理現象の理解が著しく進んだ.

物理学会誌の特集において,高安秀樹氏が「AIの弱点を 補うのは物理の人材だ」と題する文章を寄稿されている [1].この中では,半導体製造プロセス(ここでも重要なの はプラズマを用いた技術だが)について,「人間が作った システムで,これほど複雑でビッグデータというキーワー ドに相応しいものはない」と述べられている.不良品発生 比率が高くなったときの対策に AI が実はあまり役に立っ ていないことの理由の一つに,「データ解析の結果の物理 的な意味づけができないと不良原因の解明にはいたらない が,AI には理由付けができない」ことが問題であると指摘 され,物理法則を理解した上で仮説構築ができる物理人材 が,モノづくり現場において重要であるとまとめられてい る.

核融合システムも半導体製造プロセスに負けず劣らず複 雑なシステムであり,特に周辺・ダイバータプラズマは, 多様な磁場配位や3次元構造をもつ壁との相互作用,原子 分子過程により複雑な系となっている.本小特集で述べら れた ITER のリミターに関する話題は好例であるが,現在 進められている原型炉設計など,装置が具体化するにつれ て3次元効果がますます重要なトピックスになると思われ る.複雑な3次元構造の理解には計算機を駆使したデータ

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

処理やモデリングが必要なことは間違いないが,最終的に 安心安全な核融合発電炉を実現するためには,3次元構造 に起因する物理現象をきちんと理解して,設計に反映する 活動が益々重要になると思われる.本小特集は,その重要 性を認識するための良い例示となっている.

AI, ビッグデータの分野が発展していく中で, データ駆動科学的なアプローチで複雑な周辺プラズマの物理的理解

と制御が今後どのように進展していくのか楽しみにしており,本小特集を執筆いただいた研究者の皆さんがその道筋 を今後示していただけると期待している.

#### 参考文献

 [1] 高安秀樹:「AIの弱点を補うのは物理の人材だ」日本物 理学会誌 74,48 (2019).

## ∞ 小特集執筆者紹介 ∽∞∞∞∞



こばやしまさひろ

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.おか

げで最近,自分の専門が何なのかよくわからないことに気付きました.最近は周辺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.今はとりわけ研究所の新体制に向けた準備に取り組んでいます.来年の今頃はどうしているでしょうか?



# 河村学思

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,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.現象の過程に注目する理学と、物への応用をめざす工学の橋渡しになる研究がしたいと思っています.最近は出張も対面の会合もなく、閉じこもり気味なので、新しい研究テーマでワクワクしたい気分です.



### 鈴木康浩

核融合科学研究所・核融合理論シミュレーション研究系・准教授,総合研究大学院大学物理科学研究科併任,専門は電磁流体力学平衡・不安定性,および周辺プラズマ輸送.これ

まで培った知識と経験を元に,異分野融合の道に進むことに しました.残りの研究者人生を異種格闘技戦に捧げます.



# た なか ひろ ひこ 田中宏彦

名古屋大学大学院工学研究科 助教.2011年 名古屋大学大学院 博士 (工学).核融合科学 研究所ヘリカル研究部 助教を経て,2016年 9月より現職.磁場核融合装置の周辺・ダイ

バータプラズマ計測/解析/シミュレーション研究を行って います.コロナ禍により休日はほとんど家に引きこもり、5歳 の息子とお手製ピタゴラ装置を作る日々でしたが、そろそろ 飽きが来ており新しい遊びを模索中です.



#### \*\*\* の のり やす 大 野 哲 靖

名古屋大学大学院工学研究科電気工学専攻教授.周辺・ダイバータプラズマ,プラズマ-壁相互作用研究に従事.コロナ禍で必要に追られ講義を全てオンデマンド化(映像技術向

上).テストの結果は、学生さんの成績以前より向上.通常講 義の意味を自問自答(モチベーション低下).さて来年度はど うするか?