



解説

スクレイプ・オフ層における Plasma Blob 輸送現象

大野 哲 靖

名古屋大学エコトピア科学研究所

(原稿受付：2005年12月15日)

本解説では、環状磁場閉じ込め核融合実験装置のスクレイプ・オフ層において、最外殻磁気面近傍で発生したフィラメント状のプラズマの塊 (Plasma Blob) が対流的に輸送される現象に関する最近の研究について概説する。

Keywords:

plasma blob, non-diffusive transport, scrape-off layer, statistical analysis, wavelet analysis

1. はじめに

環状磁場閉じ込め核融合実験装置において、磁気面が存在する高温の炉心プラズマ領域と真空容器壁との間の開いた磁力線領域をスクレイプ・オフ層 (Scrape Off Layer: SOL) と呼ぶ。炉心プラズマから最外殻磁気面 (セパトトリクス) を横切って SOL に流出したプラズマ粒子と熱は、主に磁力線方向に輸送されて、プラズマ対向壁に流入する。このとき外部磁場コイルにより最外殻磁気面を決め、プラズマと接触する壁を炉心プラズマから遠くに配置することで、高温の炉心プラズマとプラズマ対向壁との直接の接触を避け、プラズマ対向壁から発生した不純物の混入による炉心プラズマ性能の劣化を避けることができる。このような磁場配位をダイバータ配位といい、プラズマに接触する壁をダイバータ板という (Fig. 1)。このダイバータ配位の採用により、環状磁場閉じ込め核融合実験装置の炉心プラズマ性能は大幅に向上した。

SOL の構造を模式的に描くと Fig. 2 のようになる。2L はダイバータ板からダイバータ板までの磁力線の長さ (接続長) である。SOL における磁力線に垂直方向の径方向密度分布は、各磁束管に対する磁力線に垂直方向の拡散粒子

束 $\Gamma_{\perp} = -D_{\perp} \frac{dn}{dr}$ とダイバータ板への流入粒子束 $\Gamma_{\parallel} = nC_s$ のバランスの式、

$$-\frac{d}{dr} \left[D_{\perp} \frac{dn}{dr} \right] = \frac{nC_s}{L}, \tag{1}$$

で与えられる。ここで、 n はプラズマ密度、 D_{\perp} は磁力線に垂直方向の拡散係数、 C_s はイオン音速を表す。 D_{\perp} と C_s が半径方向位置に依存しないと仮定すると、(1)式より

$$n(r) = n(0) \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right), \tag{2}$$

が得られる。ここで

$$\lambda = \left(\frac{D_{\perp} L}{C_s} \right)^{1/2}, \tag{3}$$

である。(2)式より、SOL プラズマの径方向密度分布は特性長 λ で指数関数的に減少することがわかる。例えば、大型トカマク装置の SOL における典型的な値として $D_{\perp} = 1 \text{ m}^2/\text{s}$ 、 $L = 50 \text{ m}$ 、 $C_s = 5 \times 10^4 \text{ m/s}$ を用いると、 $\lambda = 3.3 \text{ cm}$ 程度となりプラズマ半径 ($\sim 1 \text{ m}$) に対して小さな値となる。このように SOL プラズマの径方向密度分布は指数関数的に減少するため、ダイバータ板以外の炉心プラズマを取

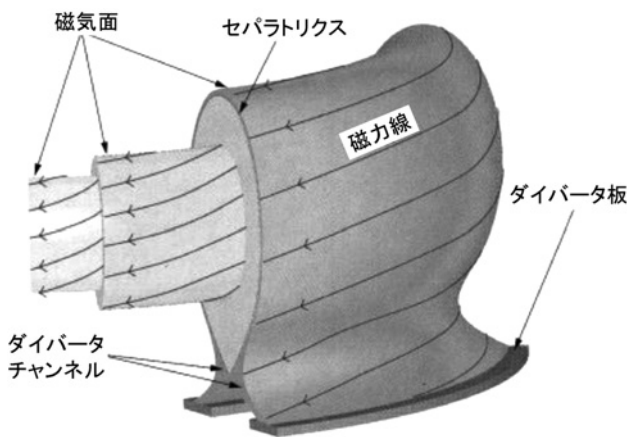


Fig. 1 ダイバータ配位の磁場構造.

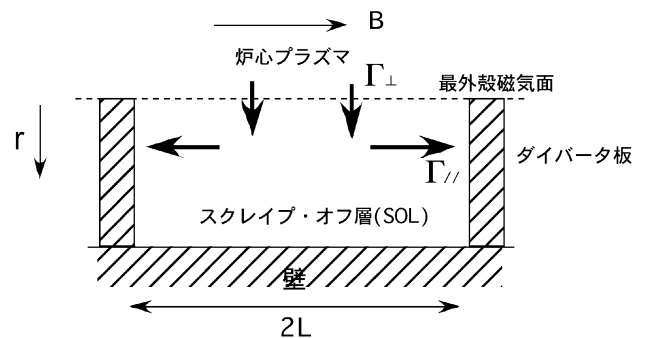


Fig. 2 スクレイプ・オフ層 (SOL) の模式図.

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

り囲む壁（第一壁）へのプラズマ熱・粒子束は小さく、第一壁への熱負荷は主に輻射によると考えられていた。

しかし、最近の SOL プラズマの詳細な径方向密度分布計測により、SOL の最外殻磁気面に近い領域と離れた領域では異なったプラズマ密度勾配が観測されており、(2)式の指数関数では表すことができないことが明らかになってきた。Fig. 3 はトカマク型装置 Alcator C-Mod で観測された SOL プラズマの密度分布である [1]。最外殻磁気面から離れた領域の密度分布はより平坦であり、第一壁近傍まで比較的高い密度のプラズマが存在していることがわかる。このような第一壁近傍の平坦なプラズマ密度分布（第 2 SOL と呼ぶ）は、第一壁でのリサイクリングや不純物発生を増加させると懸念されており、その形成機構の解明が重要な研究課題となっている [2]。

第 2 SOL の平坦な密度分布が拡散で決まるとすると、非常に大きな拡散係数を考える必要がある。トカマク型装置 DIII-D では SOL プラズマの径方向分布計測結果と 2 次元流体コード (UEDGE) を用いたシミュレーション結果との詳細な比較が行われた [3]。しかし、測定された SOL プラズマの径方向密度分布を拡散過程だけでは再現することができなかった。そのため、磁力線に垂直方向の粒子束として

$$\Gamma_{\perp} = -D_{\perp} \frac{dn}{dr} + nV_{\perp}(r), \quad (4)$$

を仮定して、実験結果のフィティングが試みられた。ここで右辺第 2 項 $nV_{\perp}(r)$ は磁力線に垂直な対流輸送項を表す。(4)式を用いることにより、シミュレーションは実験結果に近い分布を得ることができた。しかし、SOL 領域における磁力線垂直な対流輸送項がどのような物理過程に起因するかについては不明であった。

一方、高速度撮影カメラによる 2 次元計測や高空間・高時間分解の静電プローブ計測など SOL プラズマ計測の著しい進展により、最外殻磁気面近傍からプラズマの小さな塊 (Plasma Blob) が磁力線を横切って間欠的に第一壁方向

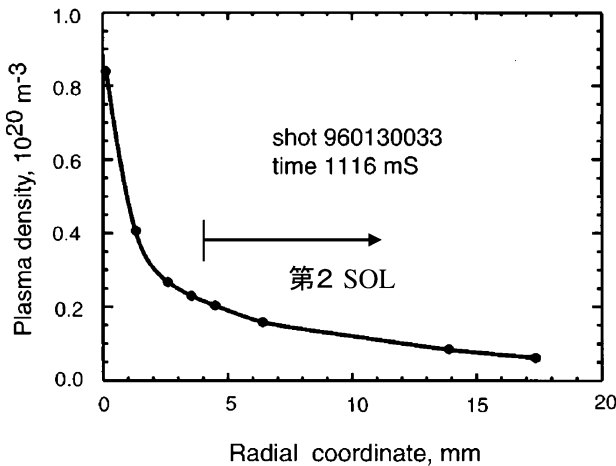


Fig. 3 Alcator C-Mod トカマクにおける SOL プラズマの径方向密度分布 [1]。横軸は最外殻磁気面から径方向外側方向の距離を示す。

へ飛行する現象が、トカマク型装置の SOL において捉えられた。現在、この非拡散的輸送 (Plasma Blob 輸送) による対流輸送が第 2 SOL の平坦な密度分布形成の要因ではないかと考えられている。さらにトカマク型装置以外のヘリカル型装置や直線型プラズマ装置でも Plasma Blob 輸送を示唆する現象が観測されており、Plasma Blob 輸送現象は磁場閉じ込めプラズマにおいて方式に依存しない普遍的な現象ではないかと考えられるようになってきている。

本解説では、Plasma Blob 輸送に関する理論、シミュレーション、実験に関する最近の研究成果およびこのような間欠的現象の解析手法について概説する。

2. Plasma Blob の特性と伝搬の物理機構

Plasma Blob 現象に関しては、Plasma Blob の発生機構と伝搬機構を考える必要がある。Plasma Blob の発生機構については最近多くの論文が発表され始めている。最外殻磁気面近傍の不安定性などにより炉心プラズマの一部が SOL 領域に離脱し、SOL 領域に周りよりも密度 (温度) が高い領域ができることにより Plasma Blob が発生するというモデルが考えられているが、まだ不明な点が多いため、本章では特に、Plasma Blob 伝搬の理論モデルについて述べる。Plasma Blob 発生に関するシミュレーションについては本章の最後に記述する。

2.1 Plasma Blob 伝搬の理論モデル

Fig. 4 のように、SOL 領域に発生した中心密度 n_b の孤立した Plasma Blob を考えよう。x 方向は大半径方向、y 方向はポロイダル方向を表す。Plasma Blob に x 方向に力 F_x が働くと、 $\vec{F} \times \vec{B}$ ドリフトにより、電子とイオンは反対方向にドリフトし、Plasma Blob 内で分極が起きる。分極電場 E_y とトロイダル磁場 B による $\vec{E} \times \vec{B}$ ドリフトにより Plasma Blob は第一壁方向に輸送されることになる。この時、誘起された分極電場 E_y が Plasma Blob が移動する間存在している必要がある。SOL 領域の磁力線はプラズマ対向壁 (ダイバータ板) に接続しているため、SOL プラズマとダイバータ板間のシーブ抵抗のために短絡電流が流れにくく、Plasma Blob 内の荷電分離の抑制が不十分であることが、Plasma Blob 内の分極電場 E_y の維持に本質的な役割を果たしている。以上が、SOL 領域での Plasma Blob 伝搬の

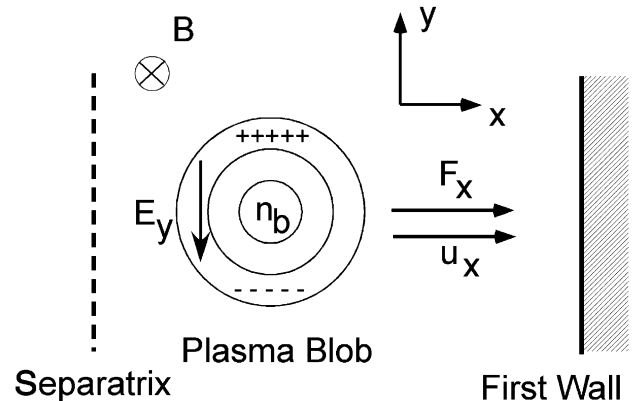


Fig. 4 Plasma Blob 伝搬を説明する図。

定性的な説明である。Plasma Blob に働く力 F_x の起源としては、環状磁場閉じ込め装置では磁場勾配や磁場の曲率効果、直線型装置ではプラズマ回転に伴う遠心力や中性ガスの径方向の流れによる“中性粒子風”（後述）などがある。

実際に Plasma Blob による非拡散的輸送が径方向輸送に対して影響を与えるかについては、Plasma Blob の径方向速度、寿命、粒子束などの評価が必要である。次に Plasma Blob 伝搬の解析的理論モデルを紹介する。

ここでは、S. Krasheninnikov 博士の論文[4]に基づき、Plasma Blob 伝搬のモデルについて説明する。実際の Plasma Blob 構造は沿磁力線方向の輸送のため、磁力線方向に伸びたフィラメント構造をしている。そこで Plasma Blob 構造を Fig. 5 (a) のように単純化して、Plasma Blob の y 方向の大きさを δ 、沿磁力線方向の長さを l_b とする。Plasma Blob は、シースを介してプラズマ対向壁(ダイバータ板)へ接続している。ここでの解析の目的は、Fig. 4 の分極電場の大きさ E_y を評価するために、Plasma Blob の y 方向の電位差 φ を見積もることである。電位差 φ を評価するためのモデルは、模式的に Fig. 5 (b) のような閉回路として表すことができる。ここでは磁力線に沿った方向の流れは無視し、磁力線方向の抵抗は十分小さいと仮定する。簡単のために SOL 領域の電子温度とイオン温度は一定 (T) とする。

Plasma Blob 内の磁力線に垂直方向の電流密度を \vec{j}_\perp 、磁力線に平行方向の電流密度を \vec{j}_\parallel とすると、以下の式が成立する。

$$\nabla \cdot \vec{j}_\perp + \nabla \cdot \vec{j}_\parallel = 0, \quad (5)$$

ここで一般に、 $\vec{j}_\perp = (\vec{B} \times \nabla P) / B^2$ で与えられる ($P = nT$, n はプラズマ密度)。

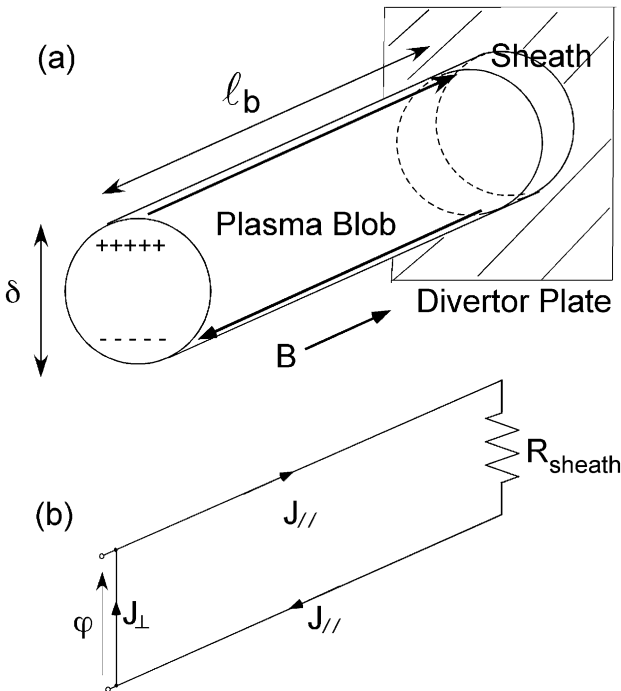


Fig. 5 Plasma Blob 伝搬の解析モデル図(a)と等価回路(b).

式(5)の $\nabla \cdot \vec{j}_\perp$ については、

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{j}_\perp &= \nabla \cdot \left(\frac{\vec{B} \times \nabla P}{B^2} \right) \\ &= \nabla \cdot \left(\frac{1}{B^2} \right) \cdot (\vec{B} \times \nabla P) + \left(\frac{1}{B^2} \right) \nabla \cdot (\vec{B} \times \nabla P) \\ &= \nabla \cdot \left(\frac{1}{B^2} \right) \cdot (\vec{B} \times \nabla P) + \left(\frac{1}{B^2} \right) \vec{B} \cdot (\nabla \times \nabla P) \\ &\quad - \left(\frac{1}{B^2} \right) \nabla P \cdot (\nabla \times \vec{B}), \quad (6) \end{aligned}$$

となる。最終行の第2項は零となるが、これは反磁性電流が擬似電流であり、ポロイダル方向の電流に寄与しないことを意味する。さらに、ここで SOL 領域の電流は小さくなく、 $\nabla \times \vec{B} \approx 0$ と仮定し、右辺第3項は無視する。よって、

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{j}_\perp &= \nabla \cdot \left(\frac{1}{B^2} \right) \cdot (\vec{B} \times \nabla P) = T \nabla \cdot \left(\frac{1}{B^2} \right) \cdot (\vec{B} \times \nabla n) \\ &= -\frac{T}{B^2} \nabla \ln B \cdot (\vec{B} \times \nabla n), \quad (7) \end{aligned}$$

と書くことができる。次に式(5)を磁力線方向に積分すると、

$$\int dl \frac{T}{B^2} \nabla \ln B \cdot (\vec{B} \times \nabla n) = \int dl \nabla \cdot \vec{j}_\parallel = 2j_\parallel|_{\text{target}}, \quad (8)$$

となる。ここで、 $j_\parallel|_{\text{target}}$ は Plasma Blob の y 方向の電位差 φ に伴い、シース端で流れる電流密度の大きさを表す (Fig. 5 ではプラズマ対向壁は片側だけ描かれているが、Plasma Blob は反対側の対向壁にも接続されていると考えるので、 $2j_\parallel|_{\text{target}}$ となることに注意)。

$j_\parallel|_{\text{target}}$ は、シース抵抗 R_{sheath} を見積もることによって評価することができる。シース電圧は浮遊電位 V_f 、電流はイオン飽和電流 I_{sat} とすると、シース抵抗 R_{sheath} は

$$R_{\text{sheath}} = \frac{V_f}{I_{\text{sat}}} = \frac{\alpha T}{en_T C_s}, \quad (9)$$

で評価できる。ここで、 n_T は壁近傍のプラズマ密度、 $C_s = \sqrt{T/M}$ はイオン音速である。 α は電子の質量とイオンの質量比で決定される係数であるが、ここでは単純化して1とする。このシース抵抗を用いると、 y 方向の電位差 φ に伴い流れる電流 $j_\parallel|_{\text{target}}$ は

$$j_\parallel|_{\text{target}} \approx en_T C_s (e\varphi/T), \quad (10)$$

で与えられる。式(8)より

$$\frac{e\varphi}{T} = \frac{\rho_i}{2n_T B^2} \int dl \nabla \ln B \cdot (\vec{B} \times \nabla n), \quad (11)$$

となる。 $\rho_i = \frac{Mv_\perp}{eB}$ はイオンのラーモア半径である ($v_\perp = \sqrt{T/M}$, M はイオンの質量)。大半径方向の磁場勾配を $\nabla \ln B = \vec{e}_x / R$ で与え (R は大半径、 \vec{e}_x は x 方向の単位ベクトル)、Plasma Blob の密度分布が沿磁力線方向に均一

で、磁力線に垂直方向の電流密度が沿磁力線の位置によらず一定と仮定すると、式(11)より、

$$\frac{e\varphi}{T} = \frac{\ell_b \rho_i}{2Rn_T} \frac{\partial n_b}{\partial y}, \quad (12)$$

が得られる。ここで、 $\frac{\partial n_b}{\partial y} \approx \frac{n_b}{\delta}$, $E_y \approx \frac{\varphi}{\delta}$ とすると、 $\vec{E} \times \vec{B}$ ドリフトによる Plasma Blob 径方向速度 u_x は以下のようになる。

$$u_x = \frac{E_y}{B} = C_s \left(\frac{\rho_i}{\delta} \right)^2 \frac{\ell_b}{R} \frac{n_b}{n_T}. \quad (13)$$

式(13)より、大きさの小さい Plasma Blob はより大きな径方向速度を持つことがわかる。Plasma Blob が磁力線に沿った方向の輸送により消滅するまでの時間を $\tau_b \approx \ell_b / C_s$ で評価し、消滅するまで径方向へ走る距離 Δ_x を見積もると

$$\Delta_x \approx u_x \tau_b \approx \left(\frac{\rho_i}{\delta} \right)^2 \frac{\ell_b^2}{R} \frac{n_b}{n_T}, \quad (14)$$

となる。

また、Plasma Blob が消滅するまでに径方向に走る距離 Δ_x が、Plasma Blob の大きさよりも小さい場合は、Plasma Blob 輸送は意味をなさないで、これが Plasma Blob の大きさの上限を与える。 $\Delta_x > \delta$ という条件から Plasma Blob のポロイダル方向の大きさについて

$$\delta < \delta_{\max} = R \left\{ \left(\frac{\ell_b \rho_i}{R^2} \right)^2 \frac{n_b}{n_T} \right\}^{1/3}, \quad (15)$$

が得られる。

また Plasma Blob の長さは $\ell_b \approx qR$ と与えることもできる。ここで、 q は安全係数である。例えば、大型トカマク装置のパラメータ $q \sim 3$, $R \sim 1.5$ m, $n_b \sim 10^{19}$ m⁻³, $C_s \sim 3 \times 10^4$ m/s, $\rho_i / R \sim 2 \times 10^4$, $n_b / n_T \sim 10$, $\delta \sim 1$ cm を仮定すると、 $u_x \sim 10^3$ m/s, $\Delta_x \sim 15$ cm, $\delta_{\max} \sim 3$ cm と評価される。

上記の解析では、磁力線方向の抵抗は十分小さく、また短絡電流はシース領域を通過してダイバータ面上のみを流れると仮定されていることに注意する必要がある。

2.2 Plasma Blob 伝搬のシミュレーション

前節では、Plasma Blob 伝搬の理論解析モデルを紹介した。Plasma Blob の発生、伝搬の物理機構の詳細な解析が、1～3次元の流体シミュレーションを用いて行われている。

(13)式から、Plasma Blob の径方向速度は、Plasma Blob のポロイダル方向の大きさ δ の2乗に逆比例することがわかる。そのため、比較的大きな Plasma Blob が、何らかの不安定性により小さな Plasma Blob に分裂すると径方向速度が大きくなり、粒子輸送が増大することが予想される。そのため伝搬する Plasma Blob の安定性は重要であり、2次元流体シミュレーションを用いて解析が行われた[5]。

Fig. 6は、円形断面の Plasma Blob が伝搬するにつれて不安定性により変形し、2つの小さな Plasma Blob に分裂する様子を示している。この不安定性は背景プラズマの密度

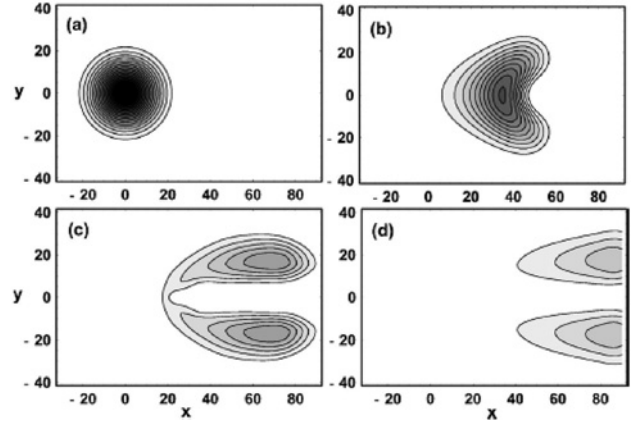


Fig. 6 伝搬する Plasma Blob の安定性に関する2次元流体シミュレーション[5]。(a) - (d)は時間進展を示す。

と Plasma Blob 密度の比が小さい時には安定化される。不安定性の駆動機構としては、Kelvin-Helmholtz 不安定性と Sheath-Interchange モードが考えられている。詳細な解析によると、径方向速度が大きい比較的小さな Plasma Blob に対しては、速度シアによる Kelvin-Helmholtz 渦により Plasma Blob が崩壊していき、また速度が遅い大きな Plasma Blob に対しては Relyeigh-Taylor finger 構造が観測されるように交換型不安定性が重要であることが明らかになっている[6]。また、Plasma Blob の回転不安定性についての研究も行われている[7]。

後述するように、実験においては、固定された静電プローブを Plasma Blob が通過する際にイオン飽和電流に急激な立ち上がりと呼び下がりという特徴を有するスパイク状の信号が観測される。これらの実験結果との比較を目的として、伝搬に伴う Plasma Blob の径方向密度分布の時間変化が調べられた[8]。伝搬に伴い Plasma Blob の構造は、マッシュルーム型の構造に変化し、それにつれて前面部の密度勾配が急峻になり、背後にはウェークの発生による緩やかな密度分布が観測されている(Figs. 7, 8)。

これまで述べてきたのは2次元流体シミュレーションによって得られた結果であり、Plasma Blob の構造が沿磁力線方向に一様であること、 $J_{||}$ は沿磁力線方向に一定であり、その値はシース抵抗のみで決定されることを仮定している。しかし、実際の $J_{||}$ の値はシース抵抗だけではなく、磁場構造などの幾何学的な配置の影響を受けるため、より現実に近い現象を再現するためには3次元のシミュレーションが必要となる。このため、3D BOUT コード[9]を用いて、Plasma Blob 伝搬の3次元シミュレーションが行われた[10]。その結果、シース抵抗の影響が変化するため、径方向速度が2次元解析より大きくなることが指摘されている。またダイバータ配位のトカマク装置では、Plasma Blob 内の温度低下により沿磁力線方向に大きな抵抗が発生すること、および X 点近傍における磁力管の変形のために起きる短絡効果のため磁力線に垂直方向の抵抗率が減少することにより $J_{||}$ はシース抵抗だけでは決定されないことが指摘されている[10]。

以上は Plasma Blob 伝搬に関するシミュレーションにつ

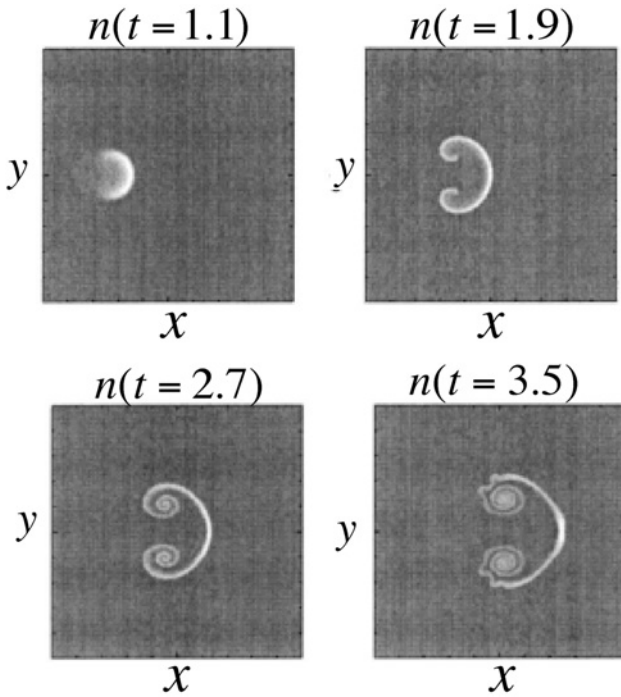


Fig. 7 Plasma Blob の 2 次元構造の時間変化. 径方向への伝搬に伴い, Plasma Blob 前面の密度勾配が急峻になり, マッシュルーム形へ変形する [8].

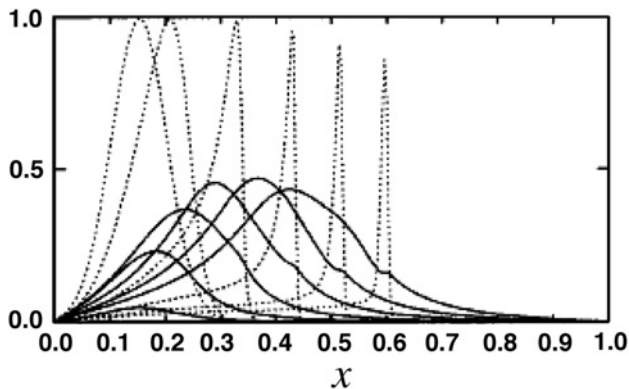


Fig. 8 Plasma Blob の径方向密度分布の時間変化(波線). 径方向への伝搬に伴い, 密度分布は急峻化し, その後方に緩やかな密度勾配の領域(ウェーク)が発生する. 速度分布(実線)は, 前面で平坦化する [8].

いて述べてきたが, 最近, 不安定性による Plasma Blob の発生機構に関するシミュレーションが数多く報告されている. Fig. 9 は, N. Bisai らのシミュレーション結果を示している [11]. Fig. 9(a) から最外殻磁気面近傍に発生した乱流構造の一部が離脱 (detachment) して Plasma Blob が形成されていることがわかる. Fig. 9(b) に示されるように, 特に Plasma Blob が形成されている領域では, 径方向電場の勾配の大きさが最大になっており, これに伴う大きな速度シアが Plasma Blob の離脱に重要である. また離脱した Plasma Blob すべてが第一壁まで到達するわけではなく, Plasma Blob が担う粒子束としては, 全粒子束の 60% であることも述べられている. また Fig. 9(c) に示すように, 各径方向位置での Plasma Blob の速度分布が得られており, 最外殻磁気面近くではすべての Plasma Blob が径方向外側に

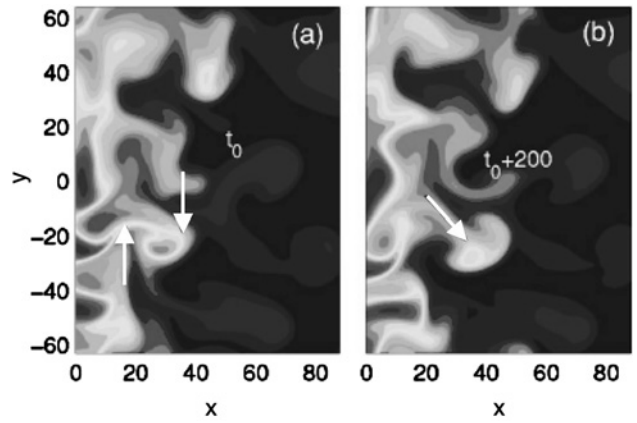


Fig. 9(a) Plasma Blob 発生に関する 2 次元流体シミュレーション [11]. 図は密度の等高線分布を示している. x 軸は径方向を示し, x=0 はセパトリクスを表す.

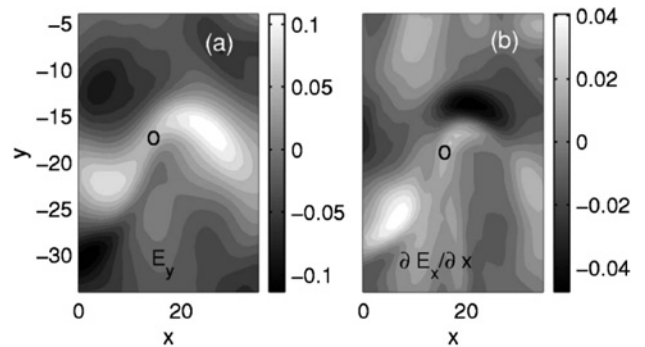


Fig. 9(b) 電場と電場の勾配の 2 次元分布 [11].

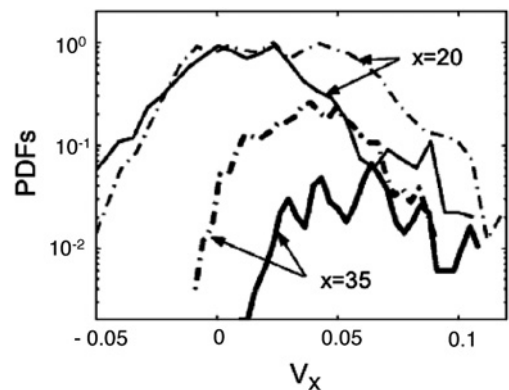


Fig. 9(c) 各径方向位置での Plasma Blob の速度分布関数 [11]. 点線と実線は, 規格化された熱伝導率が 2.5×10^{-4} と 2×10^{-3} の時の結果を示している.

向かうわけではないことがわかる. この結果は, 第 3 章で述べる直線型装置で行われた Plasma Blob の速度分布計測の結果と類似している.

また, 長時間のシミュレーション解析を行うことにより, 揺動の統計的特性を抽出し(後述), 実験結果と比較することも行われている [12]. さらにこれまで仮定されてきたシー抵抗の効果を仮定せずに, 非線形交換不安定性の時間発展による Plasma Blob の伝搬についても解析が行われている [13].

3. 実験における Plasma Blob 観測と解析手法

3.1 大型環状磁場閉じ込め装置における Plasma Blob 観測

3.1.1 静電プローブによる Plasma Blob 計測と時系列データ解析

静電プローブを固定してイオン飽和電流の時間変化を計測すると、Plasma Blob が静電プローブを通過するときに、イオン飽和電流に正のスパイク状波形が現れる。このため種々の核融合実験装置において、SOL 領域での高時間分解の静電プローブ計測による Plasma Blob の観測が行われている。

Fig. 10 にトカマク装置 DIII-D の赤道面において多芯の静電プローブにより計測されたデータを示す [14]。Fig. 10 は上から順番にイオン飽和電流 I_s 、浮遊電位 V_f 、ポロイダル電場 E_θ およびイオン飽和電流とポロイダル電場の積を示す。イオン飽和電流と浮遊電位に見られる間欠的な波形の間には非常に強い相関が見られ、イオン飽和電流が正に大きく振れるときに浮遊電位は負に大きく変化していることがわかる。またポロイダル方向に離れた位置に設置された静電プローブにより計測された浮遊電位の差からポロイダル電場 E_θ を評価し、この電場を用いて $I_s E_\theta$ を求めている。 $I_s E_\theta$ は径方向の粒子束に比例する量であり、磁力線を横切る方向にプラズマが間欠的に吐き出されている様子がわかる。このように、Plasma Blob は静電プローブ計測では、間欠的なスパイク状の揺動として捉えられる。

Fig. 10 に見られるような間欠的なスパイク状の揺動信号解析には、確率密度関数を用いた統計解析 (PDF 解析) やウェーブレット解析 [15, 16] が有力な手段となる。以下に PDF 解析の概要を簡単に説明する。

確率変数 $x(t)$ が、ある任意の実数 x より小さい確率 $P(x)$ を確率分布関数 (Probability Distribution Function) という。

$$P(x) = \text{Prob}[x(t) \leq x], \quad (12)$$

この時、

$$p(x) = \frac{dP(x)}{dx}, \quad (13)$$

を x の確率密度関数 (PDF: Probability Density Function) と呼ぶ。すなわち

$$P(x) = \int_{-\infty}^x p(\xi) d\xi, \quad (14)$$

である。また、確率変数の分布特性 (拡がりや片寄り) を表すために以下に示すような種々の指標が用いられる。確率密度関数 $p(x)$ の 1 次モーメントである

$$\mu = \int_{-\infty}^{+\infty} xp(x) dx, \quad (15)$$

は分布の重心、 x の平均値すなわち期待値を与える。また、2 次モーメント、すなわち分散は

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - \mu)^2 p(x) dx \quad (16)$$

で与えられる。また分散の正の平方根 σ は標準偏差と呼ばれる。PDF のゆがみは、さらに高次のモーメントにより特徴づけられる。 x の 3 次モーメントを 2 次モーメントで正規化した

$$S = \left[\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} x^3 p(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} x^2 p(x) dx} \right]^{3/2} \quad (17)$$

を Skewness (歪度) という。さらに x の 4 次モーメントを 2 次モーメントで正規化した

$$F = \left[\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} x^4 p(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} x^2 p(x) dx} \right]^2 \quad (18)$$

を Flatness という。Skewness は PDF の左右非対称性を表す量であり、Flatness は PDF の分布の広がりを表す量となっている。現象が完全に乱雑であり、PDF が正規分布となる場合には、Skewness は 0、Flatness は 3 の値を取る (Kurtosis (尖度) = Flatness - 3 も用いられる)。例えば、Fig. 10 のように観測された信号に正のスパイク状の信号が観測される場合、その PDF は左右非対称になり、Skewness は正の値をとる。したがって、これらの値を調べることで、ある揺動が乱雑運動に近いかどうかを判定することが可能となる。

2 つの揺動特性の類似性の指標となる Kullback-Lieble (K-L) 情報量 $D(P||Q)$ を解析に用いる例もある [17]。K-L 情報量は、2 つの離散的確率密度関数 $P(s_i)$ 、 $Q(s_i)$ (但し、 $s_i = \{s_1, s_2, \dots, s_n\}$) が与えられたとき、次のように定義される。

$$D(P||Q) = \sum_{\{s_i\}} P(s_i) \log_e (P(s_i)/Q(s_i)). \quad (19)$$

K-L 情報量は、その定義より常に 0 以上の値を取り、2 つの確率密度関数が完全に一致したときに、0 となる性質を持つ。このため、2 つの確率密度関数の類似性の指標となる。つまり、K-L 情報量が小さいほど、2 つの確率密度関数は良く一致していることになる。最近小型トカマク中の周辺揺動の解析に用いられた [18]。

Fig. 11(a)-(d) は、4 つの磁場閉じ込めプラズマ装置 ((a) 球状トカマク装置 MAST, (b) ダイバータ配位トカマク装

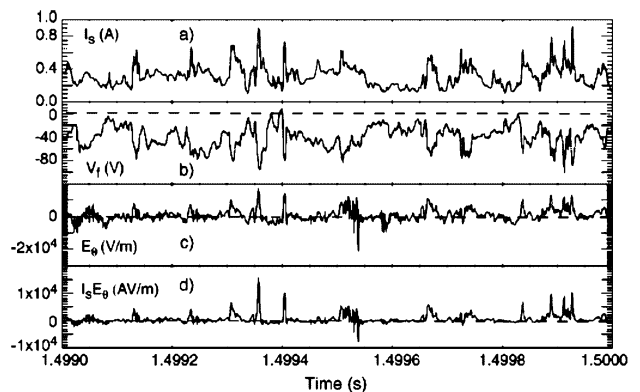


Fig. 10 トカマク型装置 DIII-D の SOL 領域における、プラズマパラメータの時間変化 [14]。(a)イオン飽和電流、(b)浮遊電位、(c)ポロイダル電場、(d)イオン飽和電流とポロイダル電場の積。

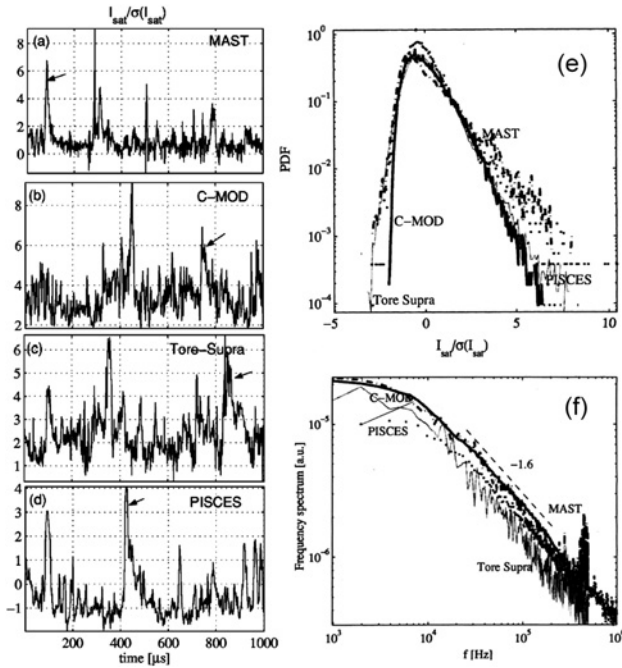


Fig. 11 磁場閉じ込めプラズマ装置で観測されたイオン飽和電流の時間発展 (a)MAST, (b)Alcator C-Mod, (c)Tore Supra, (d)PISCES とこれらの信号に現れた揺動の (e) 確率密度関数, および (f) 揺動の周波数スペクトル [19].

置 Alcator C-Mod, (c)リミタ配位トカマク装置 Tore Supra, (d)直線型装置 PISCES) において静電プローブにより観測された周辺領域のイオン飽和電流の時間発展を示している. Fig. 11(e)は, 各時系列データから作成された PDF である. すべての PDF は正の方向に歪んでおり, また非常に類似した構造をしていることがわかる [19].

SOL 領域は Plasma Blob などに起因する対流的な輸送と乱雑過程 (拡散) による輸送が混在した輸送過程となっていると考えられる. このような場合, PDF の空間変化を解析することにより, 対流的な輸送と乱雑過程 (拡散) による輸送の程度を判別することができる. 以下, トカマク装置 JT-60U で得られたデータの解析結果例を紹介する [20].

Fig. 12 は, JT-60U の弱磁場側の赤道面付近で高速掃引静電プローブを用いて計測されたイオン飽和電流の時系列データから作成された PDF の n 次のモーメントを, 最外殻磁気面からの距離を横軸として示したものである. それぞれ(a) 1 次のモーメントであるイオン飽和電流の平均値, (b) 2 次のモーメントを平均値で規格化した値 (揺動レベル), (c) 3 次のモーメントを 2 次のモーメントで規格化した値 (Skewness) を表している. Fig. 12(a)から, 最外殻磁気面から離れるに従ってイオン飽和電流の平均値 (ほぼプラズマ密度に比例) は減少しており, 最外殻磁気面からの距離 $D = 60$ mm 付近を境にして勾配が緩やかになっていることがわかる. 一方, Fig. 12(c)から, Skewness は最外殻磁気面近傍ではほぼ 0 であり, 最外殻磁気面から離れるに従って値が大きくなっていることがわかる. この結果は, 最外殻磁気面近傍では乱雑過程 (拡散) による輸送が主であるが, 最外殻磁気面から離れるにつれて対流的な輸送過程の影響が大きくなっていくことを示唆しており,

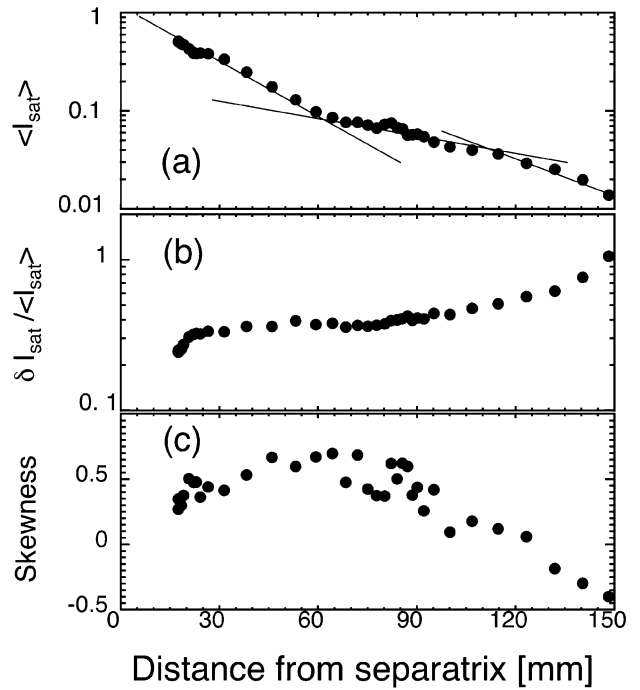


Fig. 12 トカマク型装置 JT-60U の SOL 領域で得られたイオン飽和電流の (a)平均値, (b)規格化された揺動振幅, (c)歪度の径方向分布 [20].

Fig. 12(a)のイオン飽和電流分布の勾配が緩やかな領域に対応している. JT-60U の最外殻磁気面と第一壁との間の距離は大きいため, 最外殻磁気面からさらに離れていくと Skewness の減少が観測される. それに対応して $D = 100$ mm よりも最外殻磁気面から離れた領域では密度勾配も大きくなることからわかる. これは, 先に述べた Plasma Blob の寿命などに関係していると考えられるが, 定量的な評価については今後の課題である.

以上は主にトカマク型装置での実験結果について紹介した. ヘリカル型装置は, トカマク型装置と比べて非対称で複雑な周辺磁場構造を有し, 磁場勾配の方向についてもトカマク型装置のように単純ではない. そこで, ヘリカル型装置においても Plasma Blob 現象を調べることにより, トカマク型装置において提案された Plasma Blob 輸送モデルの妥当性の評価ならびに周辺プラズマ領域における非拡散的な輸送に関する本質的な理解を得ることができると期待される [21].

3.1.2 高速度撮影カメラによる 2次元計測 (Plasma Blob の可視化)

Plasma Blob 輸送の, より直接的な証明は, 高速度撮影カメラ計測により得られている. 最近の高速度撮影カメラの普及と性能の進歩は著しいものがあり, 現在は 10^5 frames/sec 以上の撮像が可能である.

Fig. 13 はトカマク型装置 DIII-D において, BES (Beam Emission Spectroscopy) 診断を用いてプラズマ中の密度バーストを視覚化した実験結果である [22]. Fig. 13 上図において破線で囲まれた密度の高い領域が $6 \mu\text{s}$ 後には同下図のように, 塊状の構造を維持したまま径方向外側へ約 2 cm, さらにポロイダル方向へも移動している様子がわかる.

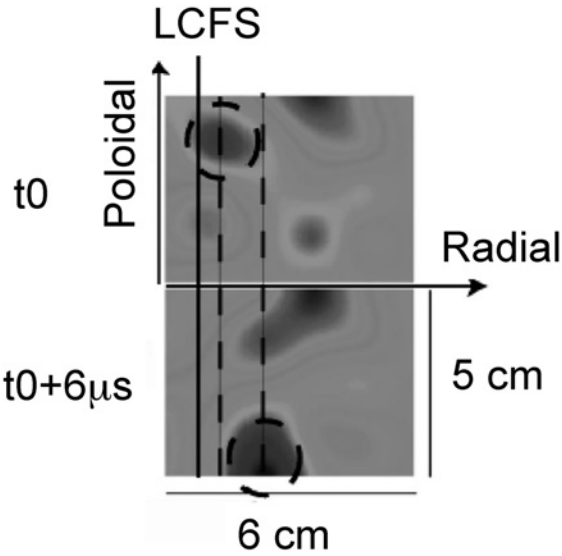


Fig. 13 トカマク型装置DIII-DにおいてBeam Emission分光により測定された Plasma Blob の伝搬[22].

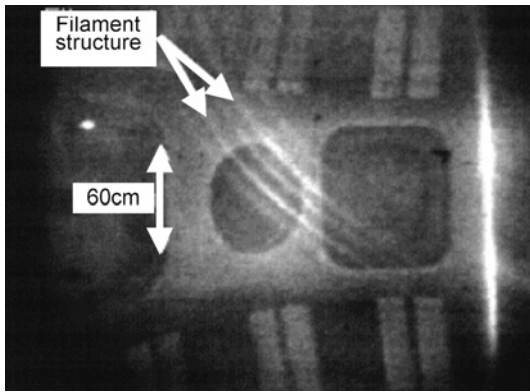


Fig. 14 球状トカマク型装置 NSTX において、ガスパフイメージング法により計測された Plasma Blob のフィラメント構造[23].

Fig. 14に球状トカマク型装置NSTXにおいて撮影された高速度撮影カメラの画像を示す[23]. 図は重水素ガスパフ時における $D\alpha$ 線の発光をフィルタを通して撮影したものの (Gas Puff Imaging Method) であるが、周辺部にフィラメント状の構造を見ることができる。このような観測から、Plasma Blob は磁力線方向に伸びたフィラメント構造を有していることがわかる。

3.2 直線型プラズマ装置における Plasma Blob の観測

先に述べたように Plasma Blob 輸送は、磁場閉じ込めプラズマ装置における普遍的な現象と考えられている。Fig. 11(d)に示したように、直線型プラズマ装置 PISCES においても Plasma Blob 伝搬に起因するバースト的な揺動が観測されている。本節では、名古屋大学の直線型プラズマ装置 NAGDIS-II において得られた実験結果について述べる。特に多針プローブを用いた Plasma Blob の速度分布の評価が行われていることを強調したい[24].

NAGDIS-II で観測されたイオン飽和電流の時系列データの径方向依存性を Fig. 15 に示す。NAGDIS-II のプラズマは同心円状であり、密度の半値全幅は約 20 mm である。ま

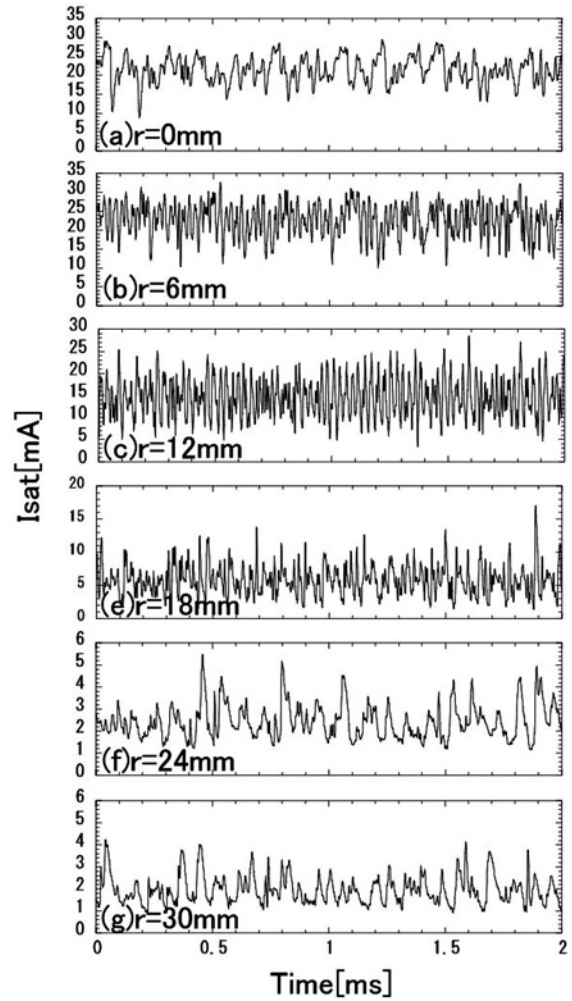


Fig. 15 直線型プラズマ装置 NAGDIS-II で計測された径方向各位置でのイオン飽和電流の時間変化. (a) : $r = 0$ mm, (b) : $r = 6$ mm, (c) : $r = 12$ mm, (d) : $r = 18$ mm, (e) : $r = 24$ mm, (f) : $r = 30$ mm[24].

た計測のサンプリング周波数は 1 MHz である。揺動中に確認されるバーストに着目すると、中心付近の図(a), (b)では負のバースト的な信号が見られる。中心から 12 mm 離れた図(c)では正負の揺動が確認され、12 mm より外側の図(d), (e), (f), (g)において正のバーストが主になっていくことがわかる。

Fig. 16(a)に示すような径方向に 3 mm 離れた静電プローブを用いてイオン飽和電流を同時に測定した。Fig. 16(b),(c)に 18, 21 mm の位置におけるイオン飽和電流の時系列データを表す。図中の点線で示すように、大きな正のバーストが径方向外側に向かって伝搬していることがわかる。これは Plasma Blob 輸送を明確に示している。一方プラズマ柱の中心付近では Fig. 15(a),(b)に示したような負のバーストが径方向内向きに伝搬している様子が観測されている。

波動伝搬を調べる場合、異なった位置で観測された 2 つの信号のフーリエ解析を行い、着目する周波数に対する位相差を求めることがよく行われている。しかし、Plasma Blob 現象のような間欠的なバースト信号に対しては、フーリエ解析を適用することは難しい。このような揺動に対しては、フーリエ解析よりウェーブレット解析[16]の方が有

用である。ウェーブレット変換は、

$$W_{\psi}^x(s,b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \psi^* \left(\frac{t-b}{a} \right) dt, \quad (20)$$

と表すことができる。

ウェーブレット関数として様々な関数が提案されており、実際適用する場合に困る場合が多々あるが、ここでは下記の複素 Morlet 関数を用いている。

$$\psi_{a,b} = \sqrt{a} \exp \left\{ 2\pi i \left(\frac{t-b}{a} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{t-b}{a} \right)^2 \right\}. \quad (21)$$

この関数はプラズマ中の揺動解析に対して、(経験的に)非常に良い性質を持っていることを指摘しておきたい。このウェーブレット変換を用いて Plasma Blob の速度分布関数を求めることができる。具体的な方法は参考文献[25]を参照されたい。Fig. 17 に解析結果の例を示す。同図(a)に示すように半径方向内向き、外向き両方へ伝播するバーストが存在することがわかる。この図では、ウェーブレットスケール2から200 μs のすべてのバースト信号に対して解析を行っているが、Fig. 17(c)のウェーブレット解析結果からわかるように信号強度が大きい(振幅が大きい)バースト信号は、ウェーブレットスケール10から60 μs の間に局在している(つまり、パルス幅が10から60 μs のバースト信号の強度が大きい)。このためウェーブレットスケール10から60 μs のバースト信号のみを対象として、解析を行った結果が Fig. 17(b)である。Fig. 17(a)と(b)の比較により、信号強度が大きい(振幅が大きい)バースト信号は主に半径方向外向きに移動していることがわかる[24]。これは、Fig.

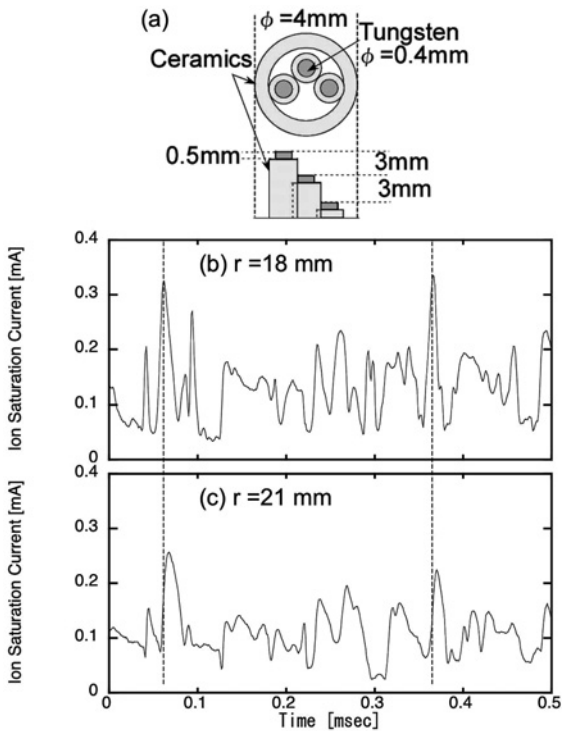


Fig. 16 直線型プラズマ装置 NAGDIS-II の周辺領域 ($r = 18 \text{ mm}$, 21 mm) で同時計測されたイオン飽和電流の時間発展[24].

16 で述べた観測結果と一致している。

以上の実験結果から、直線型プラズマ装置においても Plasma Blob 輸送が存在することがわかった。しかし、直線型プラズマ装置ではトロイダル型の装置とは違い、磁場勾配(曲率)ドリフトは存在しない。直線型プラズマ装置では、Plasma Blob 輸送の駆動力として、プラズマの回転に伴う遠心力と中性粒子風(Neutral Wind)による摩擦力が考えられる。

直線型プラズマ装置 NAGDIS-II ではプラズマ電位の径方向分布は谷型をしており、径方向電場 E_r が存在し、径方向電場 E_r と装置軸方向磁場による $\vec{E} \times \vec{B}$ ドリフトによりプラズマは方位角方向に回転している。このプラズマ回転に伴う遠心力が Plasma Blob 輸送の駆動力と考えられる[25].

プラズマ回転がない直線型プラズマ装置 LArge Plasma Device (LAPD) でも Plasma Blob 輸送が観測されている[26]。LAPD の装置内には浮遊電位の板が設置されており(Fig. 18(a))、プラズマの回転は存在しない。しかし、板の陰で測定されたイオン飽和電流には正のバースト信号が観測されている。そこで LAPD では、Plasma Blob の駆動力として、中性粒子風による摩擦力を提案している。板の陰

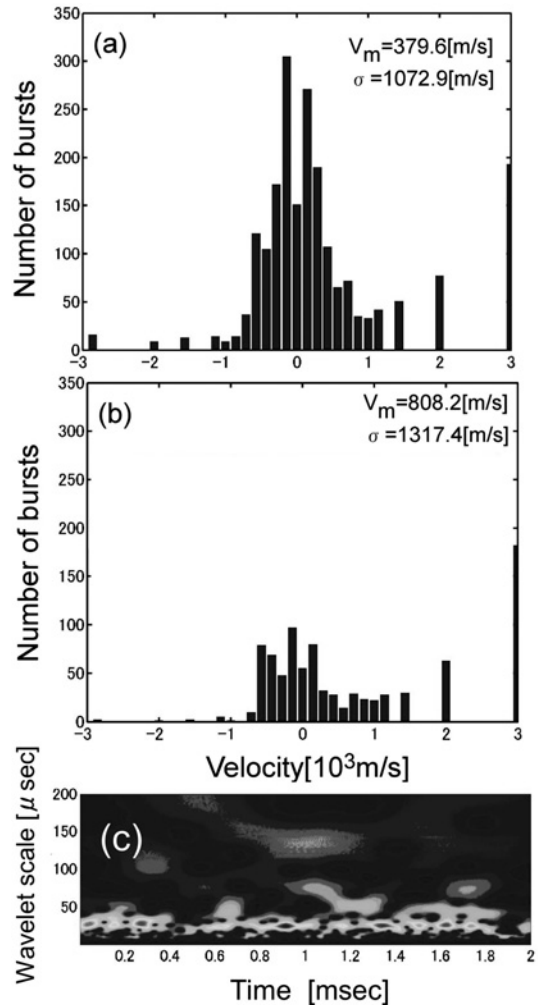


Fig. 17 ウェーブレット相関法により再構成された Plasma Blob の速度分布関数。ウェーブレットスケール(a)2-200 μs まで、(b)10-60 μs まで。(c)ウェーブレットスケール強度の時間変化。

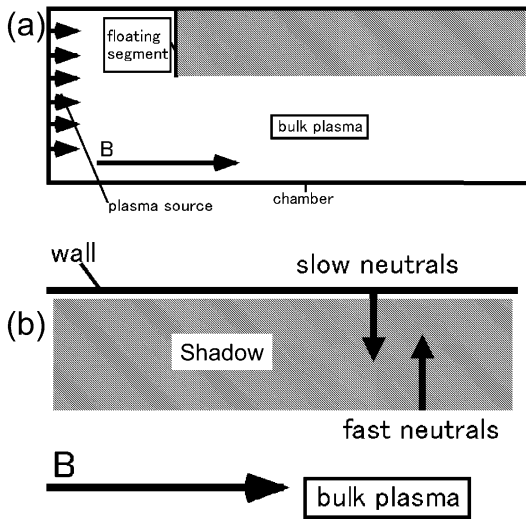


Fig. 18 (a)LAPD装置の実験配置, (b)中性粒子風 (neutral wind) の概念図[26].

の部分では中心のプラズマ領域で発生した荷電交換中性粒子が壁方向に向かい, また壁でリサイクリングした中性粒子が中心方向に向かう. 一般に荷電交換中性粒子の速度は大きく, リサイクリング中性粒子の速度は小さい. このため, プラズマに対して径方向外向きの摩擦力が発生し (Fig. 18(b)), Plasma Blob 輸送が起きると考えられている.

4. 最後に

本解説では, Plasma Blob 輸送に関する最近の理論, シミュレーション, 実験結果について紹介した. これまでの研究によって, 様々な磁場閉じ込め装置において Plasma Blob に伴う対流輸送の存在は広く認められるようになってきているが, 実際の壁への粒子・熱負荷に対して Plasma Blob 輸送がどの程度の寄与があるのか, その定量的な評価はまだ不十分である. さらに, 非接触ダイバータ状態での Plasma Blob 輸送など興味ある課題も山積している. 今後 Li ビームを用いた2次元計測など, 壁近傍の計測技術のさらなる進歩により, Plasma Blob 輸送の2次元, 3次元構造が明らかになっていくと期待される.

謝辞


これまで様々な有益な議論をいただきました, 名古屋大学の高村秀一教授, 辻 義之助教授, 原子力機構の朝倉伸幸博士, クルチャトフ研究所の V. Budaev 博士, カルフォルニア州立大学サンディエゴ校 S. Krasheninnikov 教授, A. Pigarov 博士に感謝致します. また JT-60U, NAGDIS-II の揺動解析に協力いただいた古田賢寛氏, 三好秀暁氏に感謝いたします. 最後に, 本解説を執筆する機会を与えてい

ただき, 原稿に関して有用なコメントをいただきました核融合科学研究所の増崎 貴助教授に感謝いたします.

本稿で紹介した内容の一部は, 分野間連携による国際的研究拠点形成 (国際共同研究拠点ネットワークの形成) プログラム「境界領域プラズマ乱流現象の統計性と再堆積材料表面過程に関する学際的研究」(代表: 高村秀一) の成果に基づいている.

参考文献

- [1] M.V. Umansky *et al.*, Phys. Plasmas 5, 3373 (1998).
- [2] N. Asakura *et al.*, J. Nucl. Mater. 266-269, 182 (1999).
- [3] A. Yu. Pigarov *et al.*, Phys. Plasma 9, 1287 (2002).
- [4] S. Krasheninnikov, Phys. Lett. A 283, 368 (2001).
- [5] D.A. D'Ippolito *et al.*, Phys. Plasma 10 4029 (2003).
- [6] A.Y. Aydemir, Phys. Plasmas 12, 062503 (2005).
- [7] D.A. D'Ippolito *et al.*, Phys. Plasmas 11, 4603 (2004).
- [8] N. Bian *et al.*, Phys. Plasmas 10, 671 (2003).
- [9] X.Q. Xu *et al.*, New J. Phys. 4, 53 (2002).
- [10] D.A. Russell *et al.*, Phys. Rev. Lett. 93, 265001-1 (2004).
- [11] N. Bisai *et al.*, Phys. Plasmas 12, 102515 (2005).
- [12] O.E. Garcia *et al.*, Phys. Plasmas 12, 062309 (2005).
- [13] O.E. Garcia *et al.*, Phys. Plasmas 12, 0920701 (2005).
- [14] J.A. Boedo *et al.*, Phys. Plasmas 8, 4825 (2001).
- [15] 日野幹雄: スペクトル解析 (朝倉書店, 1977).
- [16] 中野宏毅, 山本鎮男, 吉田靖夫: ウェーブレットによる信号処理と画像処理 (共立出版株式会社, 1999).
- [17] 坂元慶行, 黒木真木夫, 北川源四郎: 情報量統計学 (共立出版株式会社, 1983).
- [18] V. Budaev *et al.*, Nucl. Fusion 44, S108 (2004).
- [19] G.Y. Antar *et al.*, Phys Plasmas 10, 419 (2003).
- [20] H. Miyoshi *et al.*, 31st EPS Conference on Plasma Phys. London, 28 June-2 July 2004 ECA (2004) Vol.28G, P-5.101.
- [21] N. Ohno *et al.*, submitted to Contrib. Plasma Phys.
- [22] J.A. Boedo *et al.*, Phys. Plasmas 10, 1670 (2003).
- [23] R.J. Maqueda, G.A. Wurden and S. Zweben, Rev. Sci. Instrum. 72, 931 (2001).
- [24] N. Ohno, K. Furuta, H. Miyoshi, S. Takamura and V.P. Budaev, 30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys., St. Petersburg, 7-11 July 2003 ECA, Vol. 27A, P-2.154.
- [25] N. Ohno *et al.*, Contrib. Plasma Phys. 44, 222 (2004).
- [26] S. Krasheninnikov and A.I. Smolyakov, Phys. Plasmas 10, 3020 (2003).



お の り や す

大野 哲 靖

名古屋大学エコトピア科学研究所助教授. 九州は佐賀県出身. 専門は核融合周辺プラズマ物理. 大学内の改組に伴い所属している部署の名前が年々変わり, ついにエコトピア科学研究所となる. エコトピアとは (Eco-Topica), Ecology と Utopia からの造語. 核融合発電がエコトピア実現に寄与できるように期待している. 野球 (過去球児), 剣道 (すこし有段), 将棋 (ちょっと有段) という趣味があるが, 現在は観戦のみ.