



講座 高速プラズマ流と衝撃波の研究の始め

5. 実験室における高速流と衝撃波研究の最前線

5.7 トロイダル・プラズマの高速流—ポロイダル・ショック

伊藤公孝, 糟谷直宏, 伊藤早苗¹⁾

核融合科学研究所, ¹⁾九州大学応用力学研究所

(原稿受付: 2007年3月38日)

トロイダル・プラズマのポロイダル速度が大きくなった場合, 速度や密度のポロイダル角依存性が強くなり, ついにはジャンプを持つショックが生まれうる. この課題に対する研究の歴史的流れを概観し, ポロイダル・ショックを生み出す物理的機構について要点を述べる. Hモードの周辺輸送障壁にみられるポロイダル・ショックを含む二次元構造についても簡単に触れる.

Keywords:

poloidal shock, poloidal rotation, transport barrier, two-dimensional structure

5.7.1 はじめに

トロイダル・プラズマの磁気面上の流れは, 様々な観点の興味を持って研究されてきた[1]. トーラスは「二重連結」と呼ばれることがあるように, ポロイダル, トロイダルの(トポロジー的に異なった)二方向があり, それぞれ角度にして 2π 廻るとともに戻る. この二種類の方向を反映して, 回転方向にはトロイダル方向とポロイダル方向の二種類があり, その組み合わせからなる流れの構造の固有モードもある.(実際, 「ポロイダル流」と呼ばれるプラズマの運動は, 大概トロイダル方向の速度成分も伴っている.)ポロイダル流やトロイダル方向の流れは, ビームなどの運動量入射によって駆動されるもの他, 径電場によるドリフト運動や乱流に起因するものなどの自発的な回転がある. 自発的と見なされる流速は音速の1割程度に達するものもあり, その理解はトロイダル・プラズマの中心的課題の一つである.

トロイダル・プラズマの流れに伴う諸問題の中から, 本稿では, トロイダル方向の外部駆動がない場合の高速ポロイダル流について, ショック形成の問題を概説する. トカマクではポロイダル・ショックはトロイダル流に比較し容易に発生し実際の閉じ込め実験でも重要な影響を持つので, この問題について議論する. まず当該課題の位置づけを歴史的流れにそって概観する. 次にポロイダル・ショックを生み出す物理的機構について要点を述べる. そして実際にポロイダル・ショックが生まれるようなHモードの周辺急峻電場の二次元構造について説明する.

5.7.2 研究の展開

トカマクのポロイダル流の研究が本格的になったのは

5.7 High Speed Flow in Toroidal Plasmas – Poloidal Shock

ITOH Kimitaka, KASUYA Naohiro and ITOH Sanae-I.

1970年頃にさかのぼる. トロイダル・プラズマでは磁気面が入れ子状になっており, ひとつの磁気面は高い電気伝導度のためほとんど等ポテンシャル面になる. 静電場は磁気面を横切る方向を向くので, $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトは第零次ではほぼ磁気面上にある. 図1に概念図を示す.(高次の補正が磁気面を横切る輸送として残る.)磁気面上にある流速がどのように振る舞うか, トロイダル効果への理解の深まりとともに明らかにされてきた.

トロイダル・プラズマではトロイダル効果によって, 磁気面上でも磁場の強さが均一ではなく, また磁力線の曲率も一様ではない. トロイダル効果もたらす衝突拡散の理論が新古典輸送理論として体系化されたこの時代に, オームの法則(電気抵抗ゼロの極限で)

$$-\nabla\phi + \mathbf{V} \times \mathbf{B} = 0 \quad (1)$$

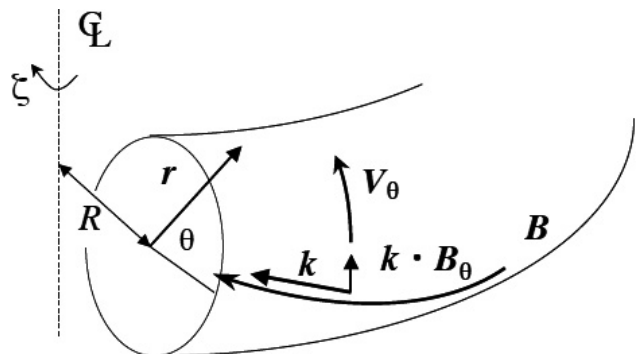


図1 トロイダル・プラズマと磁力線, ポロイダル回転, 磁力線方向に(音速で)伝わる波数ベクトルとそのポロイダル成分を示す.

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

(ϕ : 静電ポテンシャル, V : 速度, B : 磁場) にしたがう流れ V は径電場があるときどうなるか, 理論研究が集中的に行われた. そこで見いだされたこととして, (i)径方向流束のポロイダル不均一と結合しポロイダル流が励起される可能性があること (Stringer spin-up) [2], (ii)ポロイダル速度 V_θ を示す無次元量ポロイダル・マッハ数 $M_p = q\epsilon^{-1}c_s^{-1}V_\theta$ によって流れの構造が分類されること, (すなわち M_p は, ポロイダル方向のプラズマ流速と, (磁力線方向を向いた)音速のポロイダル方向への射影 $c_s\epsilon/q$ との比になっている. ここで $q = B_z r/B_\theta R$ は安全係数, $\epsilon = r/R$ は逆アスペクト比, c_s は音速), (iii) M_p が1程度ではポロイダル・ショックが起きうること [3], (iv)磁気面上で均一なポロイダル流には定常流の他, 振動数 $\omega_G = \sqrt{2}c_s/R$ をもつ geodesic acoustic mode (GAM) という固有モードがあること [4], などがあげられる. さらに(v)非軸対称トーラスでリップル捕捉粒子の衝突拡散が電子とイオンの径方向移動度に差をもたらし, 径電場 (とプラズマ流) の分岐を生むこと [5]なども見いだされた. (もちろん, オームの法則(1)は, 電気抵抗や電子の慣性や圧力勾配の効果など種々の重要な効果を見逃した単純化モデルであり, それらの効果は本質的かつ重要な効果を持っている. 興味深いダイナミクスが生まれるが, 別の場に譲る.)

ここであらためてトロイダル方向の流れとポロイダル方向の流れについて説明を補足する. 本稿では, トカマクプラズマの中でトロイダル対称性を持った流れを説明している. 図2に示すように, 磁気面上の速度を特徴づけるときに, 「ポロイダル方向とトロイダル方向」という分割の仕方と, 「磁力線に垂直方向と平行方向」という区別の仕方という二通りの説明の仕方がある. トロイダル成分のみを持つ流れは, $\partial V_\zeta/\partial \zeta = 0$ という対称性の故に $\nabla \cdot V = 0$ を満たすので, 独立な定常プラズマ流として現れうる. それに対して, ポロイダル方向の流れのみでは $\nabla \cdot V = 0$ を満たすことができず(それ故定常状態ではなく), 「ポロイダル流」と呼ばれるものはポロイダル方向の流れと磁力線方向の流れとの組み合わせである. その組み合わせについては, 本誌 [6]に解説されている. 図3を参照のこと. また, 径電場のもとでポロイダル流になるかトロイダル流になるかの条件は [1]に説明されているので参照されたい. トカマクの普通の状況ではポロイダル流になる.

実際のトロイダル・プラズマでは輸送現象は乱流輸送に支配されている. トカマクの異常輸送が自発的に減少する改善閉じ込め現象が ASDEX における H モードの発見 [7] をきっかけとして研究の焦点になった. それを理解する理論として, プラズマ端近傍での強い径電場状態への分岐理論 [8] と, 不均一電場がもたらす $E \times B$ シア流による揺動抑制理論 [9-11] が提示され, 実験的検証も行われた [12]. そして $M_p \sim 1$ 程度の流れと径電場が異常輸送について重要でありかつ現実の問題であることが理解された [13]. 特に, 分岐や界面の問題の重要性が認識された H モード理論構成に動機づけられ, ポロイダル・ショック理論の進展が促された [14, 15]. 実際の H モードの輸送障壁は半径方向に薄い急峻な構造を持つので, ポロイダル・ショックが起

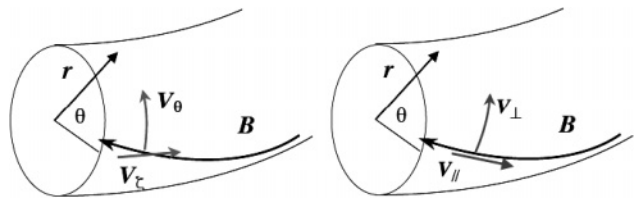


図2 プラズマの速度をポロイダル速度とトロイダル速度で表現する場合(左), および磁力線に垂直な速度と磁力線に平行な速度で表現する場合(右).

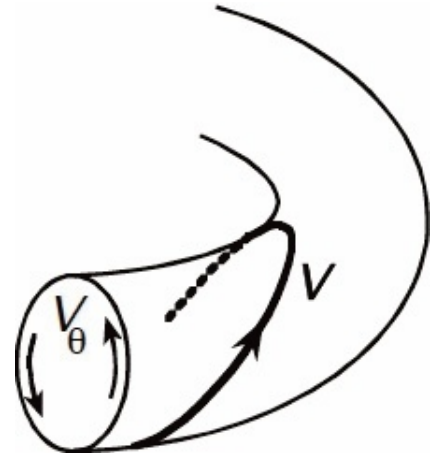


図3 ポロイダル流に磁力線方向のreturn flowが付随するので, 「ポロイダル流」と呼びながら実態はヘリカル流である.

きるような状況では二次元の構造を理解する必要がある [16].

プラズマ乱流はポロイダル方向の運動量を移送するので, ポロイダル流を増減する駆動力も持っている. 改善閉じ込め現象の研究が進むにつれて, 乱流によってポロイダル流を駆動・減衰する効果の研究が進んだ. 一群の乱流に着目すると, (半径方向に)相関長より離れた位置に運動量を運ぶことはない, その程度の長さで粗視化すれば全ポロイダル運動量は保存しており, 近くの磁気面の間での運動量のやりとりになる. 乱流粘性をもたらすことは予想されるが, それだけではなく, 半径方向に比較的短波長で方向が変わる帯状流を不安定化することが見いだされた [17, 18]. この機構はポロイダル方向に局在するストリーマを駆動する可能性もあり [18, 19], 乱流中のポロイダル・ショック研究へと展開する.

こうした研究の発展を経て, 半径方向とポロイダル方向の急峻な構造も込み, かつマイクロ乱流をメソスケールの帯状流と結合させた体系で解析する研究が進められている. それは, ミクロ乱流とメソスケールの帯状流・ストリーマや巨視的径電場などの構造分岐と一体として, 乱流輸送を研究する体系へと展開する.

5.7.3 ポロイダル・ショックを生む機構の要点

ポロイダルショックを作る機構の基礎的な説明は [3] が明快である. (より詳細な説明としては [14, 15] を参照されたい.) ここでは外部駆動のない自己形成ポロイダル流に対する電場ドリフトによる定常ポロイダル流について, 流体

方程式を用いて説明する。円形断面の高アスペクト比トカマク（軸対称）を考え、トロイダル座標 (r, θ, ξ) において磁場を $B = (1 + \varepsilon \cos \theta)^{-1} B_0(0, \varepsilon/q, 1)$ と表記する。（図 1）。プラズマの温度は均一で等温とする。（ここでは温度 T は一定とする。この仮定は高い熱伝導度に基づいて単純化したものである。イオンは無衝突状態で非等方になり T 一定というのは限定された単純化であるけれど、この解説ではその単純な場合のみ説明する。）オームの法則 (1) にあわせ、粒子密度の連続方程式、運動方程式、中性条件が密度 n 、速度 V 、電流 J 、ポテンシャル Φ を決定する：

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (nV) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \cdot \nabla V = -c_s^2 n^{-1} \nabla n + \frac{1}{m_i n} J \times B \quad (3)$$

$$\nabla \cdot J = 0 \quad (4)$$

定常状態では面積要素を乗じた流束 $(1 + \varepsilon \cos \theta) n V_\theta$ が磁気面関数である (θ によらない) ことが導かれる。さらに、(3)式と B の内積がゼロであることと (1) 式の r 成分の二つの関係式から V_ξ を消去すれば、あらたな磁気面関数

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ \frac{1}{2} V_\theta^2 + \frac{\varepsilon^2 c_s^2}{q^2} \ln n - (1 + \varepsilon \cos \theta)^2 \frac{E_r^2}{2B_0^2} \right\} = 0 \quad (5)$$

を得る。(5)式の括弧内の量が磁気面関数である。(以下の議論ではポロイダル速度に着目して説明するが、ここに「 V_ξ を消去」と書いたように、 V_ξ も同時に伴っている。概念図 3.)

(5)式はベルヌーイの法則に相当するものであり、ポロイダル・ショックを考える上での基本的な関係式になる [3]。この関係式は、運動エネルギーの θ 方向の差(括弧内第一項と第三項)が、 θ 方向の圧力勾配と釣り合うことを示した関係式である。磁場の強さが θ 方向に変化するため、 $E \times B$ 流速度が θ 方向に一定にならず、定常流では圧力勾配を生み出すことを示している。同時になぜショックが現れるかを説明するためにもわかりやすい関係式になっている。(5)式の括弧内第二項は密度変動の情報が音速で伝わる効果に対応する。図 1 に示すように径電場によってポロイダル方向にプラズマが廻るとき、磁力線にそって音速 c_s で進む密度の疎密の情報の等位相面は、速度 $q\varepsilon^{-1}c_s$ を持ってポロイダル方向に伝わる。したがってポロイダル方向のプラズマ速度が $q\varepsilon^{-1}c_s$ に近づけば、(プラズマ・フレームでは)密度疎密の情報のポロイダル方向伝播速度がゼロになる。アナロジーを言えば、流速が「実効的音速」に近づくわけである。一方、径電場によるプラズマ回転は、トロイダル効果があるので(トーラス外側と内側で面積要素が変わり)プラズマの圧縮・膨張を生み出そうとする((5)式の括弧内第三項が $\varepsilon \cos \theta$ という変動項を含んでいることに反映されている)。これらの事情から、ポロイダル・マッハ数が重要な無次元量になる。実際のトカマクでは、 $q \sim 3$ 、 $\varepsilon \sim 1/3$ 程度であり、通常のマッハ数(速度と音速の比)と比較し、ポロイダル・マッハ数は10倍程度大き

くなる。(誤解を防ぐため説明を補足すると、ここで「音速で伝わる」という言い方をしているのは、その項を動的方程式に入れるとどの程度の時間変化を生む項であるかという意味であり、音波を扱っているわけではない。定常状態での釣り合いを述べている。実際、トロイダル・プラズマ中では、軸対称の ($m = 0, 1$ 成分からなる)音波は普通の音波ではなく、geodesic acoustic modes と呼ばれるものに変形される [6].)

この章の議論では半径方向の構造は議論せずプラズマパラメタは定数と扱い、ポロイダル方向のショックを説明する。(二次元分布の問題は、次節で説明する。)ポロイダル方向の流束については $(1 + \varepsilon \cos \theta) n V_\theta$ が磁気面関数であることに注意し(5)式の $\ln n$ という項を $\ln V_\theta$ で書き直す。ある磁気面関数 $F(r)$ を用いて、ポロイダル方向速度の θ 依存性を拘束する条件式

$$\frac{1}{2} V_\theta^2 - \frac{\varepsilon^2 c_s^2}{q^2} (\ln V_\theta + \ln(1 + \varepsilon \cos \theta)) - (1 + \varepsilon \cos \theta)^2 \frac{E_r^2}{2B_0^2} = F(r) \quad (6)$$

が得られる。(6)式をポロイダル方向に平均した量と(6)式との差を取って

$$\frac{1}{2} V_\theta^2 - \frac{\varepsilon^2 c_s^2}{q^2} \ln V_\theta - \left\langle \frac{1}{2} V_\theta^2 - \frac{\varepsilon^2 c_s^2}{q^2} \ln V_\theta \right\rangle = \varepsilon \left(\frac{\varepsilon^2 c_s^2}{q^2} + \frac{E_r^2}{B_0^2} \right) \cos \theta \quad (7)$$

を得る。($\langle \dots \rangle$ はポロイダル方向の平均。)ポロイダル・マッハ数に相当する規格化速度 $u = V_\theta q / \varepsilon c_s$ を用いると、(7)式を規格化して、速度のポロイダル方向分布 $u(\theta)$ を決める条件式として

$$\frac{1}{2} u^2 - \ln u - \left\langle \frac{1}{2} u^2 - \ln u \right\rangle = \varepsilon (1 + \hat{E}_r^2) \cos \theta \quad (8)$$

を得る。ここで $\hat{E}_r = E_r q / B_0 \varepsilon c_s$ は規格化された(ポロイダル方向の) $E \times B$ 速度である。

(8)式からポロイダル・ショックの発生条件とポロイダル構造の基本的性質が理解される。まず、トロイダル効果がなければ ($\varepsilon = 0$)、(8)式はあからさまに θ 依存性を含まず、任意の値の速度 u に対して、 θ に依存しない一定速度 $u = \langle u \rangle$ が許される。しかし、トロイダル効果があると、右辺が θ とともに $\pm \varepsilon (1 + \hat{E}_r^2)$ の幅で変動するので、速度 u も θ に依存して変動する。そのため、亜音速に相当する状態から超音速に相当する状態への遷移がおきうる。図 4 に示すように、(8)式左辺に現れる関数 $u^2/2 - \ln u$ は $u = 1$ で極小値 $1/2$ を持つ。(この値 $u = 1$ は、ポロイダル方向に射影した音速が回転速度に一致することに相当。) $u < 1$ の(亜音速に相当)状態と $u > 1$ の(超音速に相当)状態の二つの速度値において、関数 $u^2/2 - \ln u$ は共通の値を持つ。 u の値が $u = 1$ 近傍であり

$$|u - 1| < \sqrt{\varepsilon (1 + \hat{E}_r^2)} \quad (9)$$

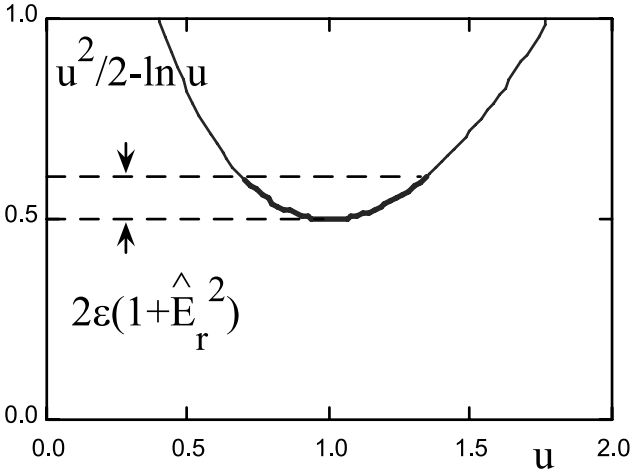


図4 ベルヌーイの定理に現れる関数を示す. 規格化速度 u (ポロイダル・マッハ数) は, $u=1$ の近傍で $\sqrt{2\varepsilon(1+\hat{E}_r^2)}$ の幅を持つ.

を満たすと, θ の変化とともに $u < 1$ の状態と $u > 1$ の状態が連続的につながる. $u=1$ の近傍という条件を満たすのは, $1-\langle u \rangle$ で評価すると $\sqrt{\varepsilon}$ のオーダーの幅である. ポロイダル角依存性を求めるため

$$u = \langle u \rangle + \delta u(\theta)$$

として摂動を考え, (8)式から $\delta u(\theta)$ を解くと, 例えば

$$\begin{aligned} \delta u(\theta) &= \delta u(\theta)_+ \quad [0 < \theta < \theta_c], \\ \delta u(\theta) &= \delta u(\theta)_- \quad [\theta_c < \theta < \pi], \\ \delta u(\theta) &= \delta u(\theta)_+ \quad [\pi < \theta < 2\pi] \end{aligned} \quad (10)$$

($\langle u \rangle > 1$ の場合を示す) のように, 関数

$$\delta u(\theta)_\pm = 1 - \langle u \rangle \pm \sqrt{\varepsilon(1 + \hat{E}_r^2)(1 + \cos \theta)} \quad (11)$$

を区間でつないだ解が与えられる. θ_c は $\langle \delta u(\theta) \rangle = 0$ から定まるが, θ_c において $\delta u(\theta)$ は不連続になりショックが現れる. $\delta u(\theta)_\pm$ が $0 < \theta < 2\pi$ の周期関数ではないので解は不連続となる. 図5にショックを含む速度分布の例を示す. 図5の実線で示す例は, トーラス外側で $u(\theta) > 1$ であり, 上半面を流れるうちに $\theta = \theta_c$ においてショックを形成し $u(\theta) < 1$ と減速され, トーラス内側から下半面を流れながら加速される分布の例である. (超音速領域がショックを追いかける形で現れる. 同じ位置で逆につながる場合 - 点線で示している - は, ショック面を境に加速される rarefaction shock に相当するもので, 定常状態としては許されない[20] (注). $\langle u \rangle < 1$ の場合は, $\theta_c > \pi$ でショック面が現れる.)

密度についても上記の区間において解

$$\delta n(\theta)_\pm = -\frac{\langle n \rangle}{\langle u \rangle} \left\{ 1 - \langle u \rangle \pm \sqrt{\varepsilon(1 + \hat{E}_r^2)(1 + \cos \theta)} \right\} \quad (12)$$

で与えられる ((11)式と複合同順). θ_c においてショックが (注) ショック面を境に速度が減り圧力が増す場合 (超音速領域がショック面に追いついている場合) は, ordered motion が乱雑運動に変換されているわけで, エントロピーが増大していることを示すことができる. 逆に, ショックの前面が超音速である rarefaction shock では, そのままではエントロピーが減少することになり, 定常かつシャープなショック面は維持されない. 界面の勾配がどんどん緩やかになるようなダイナミクスを示すことになる.

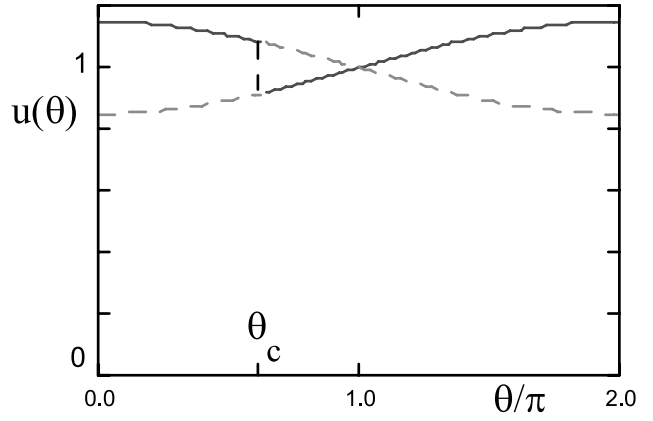


図5 ポロイダル・ショックを含む解. ポロイダル速度 θ の分布 $\theta = \theta_c$ を界面とする解を示す. 実線は $\langle u \rangle > 1$ の場合. (u はポロイダル・マッハ数)

現れるとき, (面積要素を乗じた流束 $(1 + \varepsilon \cos \theta)nV_\theta$ が θ によらない磁気面関数であることからわかるように) 界面 $\theta = \theta_c$ を境に速度 V_θ が減少すると密度は増加する. 通常のショックの問題と共通である.

(8)式の条件と周期性からは, $\delta n(\theta)_+$ と $\delta u(\theta)_-$ とのつなぎ替えをさらに多数繰り返す, ショック面を一つだけではなく, 3以上の奇数個含む解も許される. ショック面を幾つ含む解が実現するかには, 速度分布のダイナミクスを解く必要がある. 一つのショックを含む解が選択されるという結論が得られている[3].

臨界ポロイダル速度 $V_\theta = \varepsilon q^{-1} c_s$ でショックが現れるが, $\varepsilon \rightarrow 0$ (円柱プラズマ) の場合を注意しておく. ((8)式のように規格化した後, q を固定して $\varepsilon \rightarrow 0$ とすると, \hat{E}_r が発散し, 特異なことが起きると誤解されかねない.) (7)式にもどって $\varepsilon \rightarrow 0$ とすれば, ポロイダル速度は θ によらず一定になり, $V_\theta = \varepsilon q^{-1} c_s$ (すなわち $V_\theta = 0$) になっても, 円柱プラズマでは特異性はなくショックが現れない. 常識的な理解に一致する.

次節に拡散の効果や二次元性の効果を簡単に説明し, ショックの界面の急峻さがどのようにになるか, 実際にどのように観測されるかを概観する.

5.7.4 二次元構造

トロイダルプラズマにおけるHモードの輸送障壁中では, 大きなポロイダル流が存在するので, ポロイダル方向にショック状不均一構造が形成されうる. そのため, 改善閉じ込めを定量的に評価するには径方向のみならず, ポロイダル方向も含めた二次元的に急峻な構造形成機構を理解する必要があり, 自己無撞着な密度, 電位分布を求める研究がなされている[21]. 二次元構造を求めるために, 運動量保存則(3)式に乱流粘性からくるシア粘性を流速の二階微分に比例する拡散項として加えたモデルを用いる. この

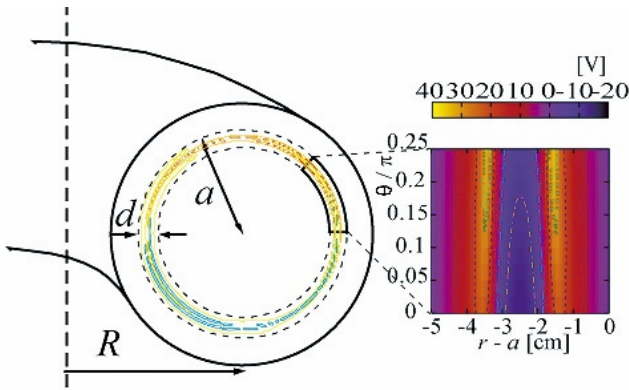


図6 トカマク周辺輸送障壁における二次元電位構造。ポロイダル断面における外側点線がプラズマ端（リミタ電位）、内側点線が挿入電極端（電極電位）をあらわし、その間に輸送障壁が形成されている。

シア粘性項が径方向とポロイダル方向の結合を与える。密度のポロイダル摂動が $O(\epsilon^{1/2})$ であるとしてモデル方程式を $u \sim 1$ で展開する。(i) (3)式のポロイダル成分の磁気面平均から、ポテンシャルの平均量が得られ、(ii) (3)式の磁力線方向成分から、平均からのずれとしての径・ポロイダル二次元分布 $\delta\phi(r, \theta)$ や $\delta u(r, \theta)$ が求まる。ポロイダル・ショックの界面(図5の θ_c)における不連続性はなくなり、急峻ではあるが有限な勾配となる。このオーダーを用いると径方向流速はポロイダル流速よりも十分小さいので、(i)で求めたポロイダル流分布を(ii)に代入して二次元分布を求めるという逐次的な解法を用いることができる。

トカマクHモード時のプラズマ端近傍領域で二次元的なポテンシャル分布が得られている。図6にその一例を示す。プラズマ端部に挿入した電極とリミタ間に電圧を印加して得られる電極バイアスHモードの解析結果である。径方向に急峻な構造とともにポロイダル方向に局在化した急峻な電場構造（ポロイダル・ショック構造）が競合した二次元構造が得られている。なお、乱流によるシア粘性が径方向の特徴的なスケールを与えており、また、ポロイダルショックの位置はポロイダル流の大きさに依存する。この結果は、実際のHモードで観測される強い径電場（ ~ 10 kV/m）に伴うポロイダル電場によって、径方向の対流的イオン粒子束（ピンチ速度 ~ 1 m/s以上）が生じることを示している[22]。そしてこの径方向粒子輸送がL/H遷移時の早い密度ペダスタル形成の一因となると考えられている。

5.7.5 まとめ

本稿で概観したような経緯を経て、マイクロ乱流やメゾスケールの帯状流のダイナミクスおよび巨視的径電場などを総体として捉えるプラズマの理解が形成された。そして乱流輸送や構造相転移・ダイナミクスを一体として構成する研究体系へと展開した。

ショックの問題は、プラズマの輸送過程における非線形性の現れの典型的問題であり、輸送障壁や界面の問題として研究の広がりを持っている。理論的に広く研究されていることと比較し、(二次元構造もふくめ)実験的な研究は多

くない。[23, 24]などの初期的な研究が報告されているが、そこでも二次元構造の重要性が示されている。最近のヘリカル系閉じ込めの実験でも、高速流励起が試みられ[25]また内部輸送障壁に伴った高速流の存在[26]が示唆されており、二次元構造研究も含めた今後の発展が待たれている。ここではトカマクという軸対称性のある系を説明したため、純粋にトロイダル方向を向いた流れと、磁力線方向のリターン流を伴ったポロイダル流が独立なパターンになっている。ヘリカル系では、軸対称性がないので、トロイダル方向流の減衰率が大きく、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 速度がトロイダル方向を向くこともあり、実験観測もなされている[27]。本稿はそうした問題の入門にもなるだろう。

ポロイダル・ショックの問題はトロイダル・プラズマの特殊な条件で起きる現象ではあるが、プラズマの大域的流れや衝突拡散と乱流輸送とが結合して生起しているプラズマのダイナミクスを理解する上での要所にも位置しており、far-from-equilibrium systemとしてのプラズマの理解や核融合装置の性質の予測にとって忘れられない問題である。

謝辞

本稿にたいし講座の主宰者である犬竹正明教授より詳細なコメントをいただきました。基礎となりました研究を進めるにあたり、佐貫平二教授、矢木雅敏教授、福山淳教授、P.H. Diamond教授、ほか多くの研究者の方からご教示を得ました。改めて感謝いたします。文部科学省科学研究費特別推進研究(16002005)、科学研究費基盤研究(15360495)、核融合科学研究所共同研究(NIFS06KDAD005, NIFS03KKMD001)並びに九州大学応用力学研究所共同研究の援助を受けたことを感謝します。

参考文献

- [1] K. Itoh, S.-I. Itoh and A. Fukuyama, *Transport and Structural Formation in Plasmas* (IOP, Bristol, 1999). および K. Itoh and S.-I. Itoh, *Plasma Phys. Control. Fusion* **38**, 1 (1996).
- [2] T.E. Stringer, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 1770 (1969).
- [3] R.D. Hazeltine, E.P. Lee and M.M. Rosenbluth, *Phys. Fluids* **14**, 361 (1971).
- [4] N. Winsor, J.L. Johnson and J.M. Dawson, *Phys. Fluids* **11**, 2448 (1968).
- [5] See, for a review, L. M. Kovrizhnykh, *Nucl. Fusion* **24**, 851 (1984).
- [6] K. Itoh and S.-I. Itoh, *J. Plasma Fusion Res.* **81**, 972 (2005).
- [7] F. Wagner *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1408 (1982).
- [8] S.-I. Itoh and K. Itoh, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2276 (1988).
- [9] S.-I. Itoh and K. Itoh, *J. Phys. Soc. Jpn.* **59**, 3815 (1990).
- [10] K.C. Shaing, E.C. Crume Jr and W.A. Houlberg, *Phys. Fluids B* **2**, 1492 (1990).
- [11] H. Biglari, P.H. Diamond and P.W. Terry, *Phys. Fluids B* **2**, 1 (1990).
- [12] K. Ida *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1364 (1990).
- [13] K. Itoh and S.-I. Itoh, *Plasma Phys. Control. Fusion* **38**, 1 (1996).

- [14] T. Taniuti, H. Moriguchi, Y. Ishii, K. Watanabe and M. Wakatani, *J. Phys. Soc. Jpn.* **61**, 568 (1992).
- [15] K.C. Shaing, R.D. Hazeltine, H. Sanuki, *Phys. Fluids B* **4** 404 (1992).
- [16] N. Kasuya, K. Itoh and Y. Takase, *Nucl. Fusion* **43**, 244 (2003).
- [17] P. H. Diamond *et al.*, *Nucl. Fusion* **41**, 1067 (2001).
- [18] P. H. Diamond, S.-I. Itoh, K. Itoh and T.S. Hahm, *Plasma Phys. Contr. Fusion* **47**, R35 (2005).
- [19] A. Yoshizawa, S.-I. Itoh and K. Itoh, *Plasma and Fluid Turbulence* (IOP, Bristol, 2002).
- [20] Ya.B. Zel'dovich and YuP. Raizer, *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena* (Dover, New York, 2002).
- [21] N. Kasuya and K. Itoh, *J. Plasma Fusion Res.* **81**, 553 (2005).
- [22] N. Kasuya and K. Itoh, *Phys. Plasmas* **12**, 090905 (2005).
- [23] A. Mohri and M. Fujiwara, *Nucl. Fusion* **14**, 67 (1974).
- [24] R.J. Taylor, P. Pribyl, G.R. Tynan and B.C. Wells in *Proceedings of 15th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Seville, 1994* (IAEA, Vienna, 1995) Vol. 2, p. 127.
- [25] H. Yamada, H. Sanuki, R. Kumazawa, S. Morita, K. Ida and Torus Experiment Group, Annual Report of NIFS (April 1991 – March 1992) p.171.
- [26] 関連研究のレビューの例として A. Fujisawa, *Plasma Phys. Control. Fusion* **45**, R1 (2003).
- [27] K. Ida, T. Minami, Y. Yoshimura, A. Fujisawa, C. Suzuki, M. Yokoyama, S. Murakami, S. Okamura, S. Nishimura, M. Isobe, H. Iguchi, K. Itoh, S. Kado, Y. Liang, I. Nomura, M. Osakabe, C. Takahashi, K. Tanaka and K. Matsuoka, *Plasma Phys. Contr. Fusion* **44** 361 (2002).