



統計的磁場構造中のプラズマ輸送

小林政弘, 増崎 貴

核融合科学研究所

(原稿受付: 2009年4月3日)

統計的磁場構造中のプラズマ輸送について、これまでに提案された代表的なモデルと各種装置における実験結果について解説する。磁気島の形成と統計的磁場構造の発生過程、統計的磁場構造の特徴づけに使われる解析的モデル(チリコフパラメータ, コルモゴロフ長, 磁力線の拡散係数)およびそれらと数値計算との比較, プラズマ輸送の解析的モデル, 3次元数値シミュレーションによる輸送解析, 実験におけるプラズマパラメータの分布・揺動計測とモデルとの比較について、これまで発表されている文献から幅広く紹介する。

Keywords:

stochastic magnetic field, plasma transport, edge plasma

1. はじめに

環状磁場閉じ込め装置においては、外部コイルあるいはプラズマ中を流れる電流によって磁場が生成され、磁力線は層状に閉じた磁気面を形成してプラズマを閉じ込められていると考えられる。しかし実際の装置では、誤差磁場などのために磁力線が厳密には磁気面を形成せず、統計的な振る舞い(用語解説参照)をする可能性があることが早くから指摘されてきた[1]。一方、磁力線の統計的な振る舞いは、プラズマ輸送に影響を与えることから、積極的に外部摂動磁場を印加して、周辺プラズマ輸送を制御する実験が行われてきた。例えば Tore Supra や TEXTOR, LHD など観測されている不純物遮蔽や[2-4]、近年の DIII-D における ELM 抑制実験[5]、また TEXTOR-DED におけるプラズマ回転の制御とそれによる熱負荷分布軽減などである[6,7]。本解説は、このような統計的な振る舞いをする磁力線構造がプラズマ輸送に与える影響について、これまでどのように取り扱われてきたかということおよび代表的な実験結果についてまとめたものである。

各章の内容は以下のようになっている。次章では統計的な磁力線構造が積極的に周辺プラズマ制御に用いられてきた経緯について概観する。第3章では理想的には磁気面上を走ると思われる磁力線がどのような過程で統計的な軌道を描くようになるかについて説明する。またこのような統計的な磁場構造を定量的に記述するために準線型理論によって導入された各種パラメータについて説明を行う。第4章では実際の装置における磁力線の構造について数値的に解析を行った結果を示し、第3章の準線型理論のモデルとの比較を行う。第5章では統計的磁場構造がプラズマの輸送に与える影響について、現時点での考えかたの基本となっていると思われる代表的なモデルおよび最近の3次元数値シミュレーションの結果について紹介する。第6章で

はこれまでの各装置における実験結果について解説を行う。最後に第7章で全体をまとめる。

2. 統計的磁場構造を用いた実験の概要

トカマク型装置の周辺プラズマ制御を目的として、外部から摂動磁場を印加し、周辺磁場構造を統計化する実験が提案されたのは、1980年前後のことである[8-10]。高温プラズマを閉じ込める閉じた磁気面領域をリミタで制限するリミタ配位が主であったそれまでの実験では、リミタからの不純物発生と主プラズマへの混入が問題となっていた。そこで、不純物発生の低下と不純物の遮蔽を目的として、主プラズマとプラズマ対向機器の間に統計的磁場領域を形成し、低温高密度の周辺プラズマ領域を保持する実験が行われ、エルゴディックダイバータ(Ergodic Divertor, ED)あるいはエルゴディック磁気リミタ(Ergodic Magnetic Limiter, EML)と呼ばれた(図1, 上段左)(用語解説参照)。米国の TEXT において初期的な実験が行われ[11,12]、名古屋大学の CSTN-II, III[13-15]および HYBTOK-II[15,16]においてさらに精力的な実験研究が行われた。1988年に実験を開始したフランスの Tore Supra は、当初から ED 配位を用いた周辺プラズマ制御をめざし[17]、真空容器内に局所的にヘリカルコイルを設置した[18]。

ED 配位では4章で述べるように、摂動磁場コイル近傍に局所的に熱・粒子負荷が集中する場所ができてしまう。そこで摂動磁場を回転させることにより熱・粒子負荷が集中する領域を掃引し、時間平均として負荷軽減を図る動的エルゴディックダイバータ(Dynamic Ergodic Divertor, DED)が提案され[19]、名古屋大学の CSTN-III, IV[14,20,21]および HYBTOK-II[22]において詳しい研究がなされた。2003年からドイツの TEXTOR においても DED 実験が開始されている[6,7]。

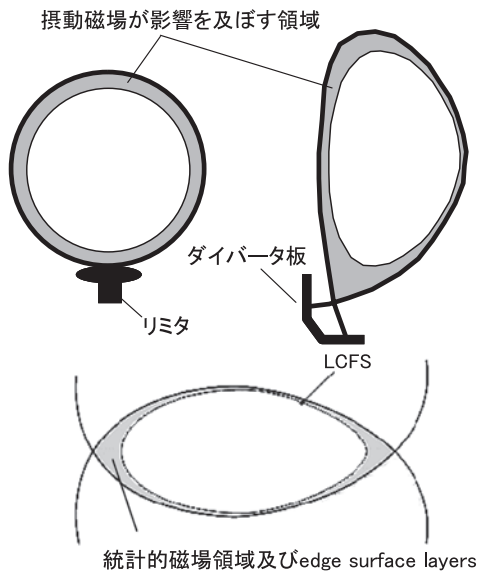


図1 (上段)リミタ配位, ポロイダルダイバータ配位トカマク装置において, 摂動磁場が影響を及ぼす領域. (下段)ヘリオトロン型装置における統計的磁場領域および edge surface layers.LCFSは最外殻磁気面を示す. それぞれポロイダル断面図で示す.

5章で述べる Rechester らの提案した輸送モデル[23]から, 統計的磁場構造領域では閉じた磁気面に比べてプラズマ閉じ込めが劣化すると考えられたが, 逆にこれを利用してダイバータ配位において周辺部に統計的磁場構造を形成し(図1, 上段右), これによってHモード放電における Edge Localized Mode (ELM)の制御を行う実験がなされている. 1991年, 日本原子力研究所(現:日本原子力研究機構)のJFT-2M装置において先駆的な実験が行われ, ELMを伴う安定したHモード放電が行われた[24]. 2003年にはELMの熱・粒子負荷軽減を目的として, 米国DIII-Dトカマク装置でELMyHモード放電時に閉じた磁気面領域周辺部の磁場構造を統計化する実験が行われ, 主プラズマの閉じ込め性能に大きな影響を与えることなく, ELMのサイズを抑えることに成功した[5, 25]. このような運転は, 共鳴摂動磁場(Resonant Magnetic Perturbation, RMP)運転と呼ばれ, 国際熱核融合実験炉(ITER)においてもELM制御のツールとして制御用摂動磁場コイルの設置が検討されている[26].

一方ヘリカル型装置では, トーラス効果によるヘリカル対称性の破れのために, 磁気島群およびそれらの重なり合いにより統計的磁気面領域が自然に形成され, その領域の磁力線はヘリカルコイル近傍の真空容器壁に接続する[27]. これをヘリカルダイバータ(Helical Divertor, HD)と呼ぶ(図1, 下段). この領域の輸送研究は京都大学のHeliotron-E[28-30], 核融合科学研究所のLHD[31-34]でヘリカルダイバータ配位の最適化をめざして行われてきた.

3. 磁気島の形成と統計的磁場構造

3.1 真空磁場の場合(プラズマの応答がない場合)

磁力線の統計的な振る舞いは, 3.3節で述べる磁気島の

“重なり合い”によって起こるが, ここでは磁気島における磁力線の軌道についてわかりやすく説明するためにまず真空磁場の場合を取り上げる. 本解説では座標系記号 R, θ, ϕ, r をそれぞれ, 大半径, ポロイダル角, トロイダル角, 小半径方向とする.

磁場閉じ込め装置の磁力線はトーラスに沿って螺旋状に軌道を描いている. 磁力線がトロイダル方向に1周(2π)する間にポロイダル方向に進む角度 $\Delta\theta$ から回転変換 ι が定義される,

$$\iota \equiv \frac{\Delta\theta}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \int \frac{B_\theta R}{B_\phi r} d\phi. \quad (1)$$

なお, 回転変換 ι は安全係数 q と $q = 1/\iota$ の関係にある. 通常, 磁気シア($\iota' = \partial\iota/\partial r$)があるため小半径 r 方向にこの回転変換は変化する. 図2(a)の違う線種は異なる小半径位置での磁力線の軌道を表している. 点線, 実線, 太線の順に小半径外側の磁気面上の磁力線である. 今このような磁場配位に何らかの原因で摂動磁場 \vec{B}_r が加わったことを考えよう. この摂動磁場はフーリエ展開できて, $\vec{B}_r = \sum_{m,n} \vec{B}_{r,m,n} \exp i(m\theta - n\phi)$ のように書ける. ここで m, n はポロイダル, トロイダル方向の摂動のモード数である. このような摂動磁場の原因となるものとして, コイルの設置誤差や, 外部摂動コイルからのもの, またはプラズマ中の不安定性に基づくものが考えられるが, これらの磁場強度は閉じ込め磁場 B_θ, B_ϕ に比べて普通はきわめて小さく($\sim 0.1\%$), 磁力線の軌道を大きく変えるほどのものではない. しかし, 図2(b)の太い矢印で示すように実線の磁力線のねじれと摂動磁場のそれとが一致すると, $\iota = n/m$, これらの磁力線は常に同じ向きの摂動磁場を感じることとなり, その変位は大きなものとなると予測される. このような摂動を共鳴摂動磁場(resonant magnetic perturbation)と呼ぶ. またこのとき, $\iota = n/m$ の条件を満たす磁気面には磁気島が形成される. 図2(b)中のA点付近では外向きの $\vec{B}_{r,m,n}$ を受けて磁力線の軌道は r 方向外側にずれる. このとき, 磁場のシアにより同時に太い線で示される磁力線の向きに軌道が曲げられ, 徐々にB点に近づき, この付近では逆に内向きの $\vec{B}_{r,m,n}$ を受けて元の実線の磁気面に戻ろうとする. 結果として r 方向の変位は有限に抑えられることになる. 点線の磁力線についても実線の磁気面に関して対称に軌道の変化が起こる. 結果として投影面に示したような磁気島が形成される. 磁気島内の磁力線は磁気島の中心(Oポイント)のまわりに螺旋状に軌道を描いていることがわかる. さらに磁気島自体は $m\theta - n\phi = \text{一定}$ となるようにトーラスを螺旋状に周回している. 図2(b)からわかるように, 磁気島の幅は $\vec{B}_{r,m,n}$ の強さ, 磁気シア, および距離 $2\pi/m$ 等のバランスで決まっていることがわかる. 実際に磁気島の幅 w は以下の式で与えられる[35]

$$w = 4\sqrt{\frac{r_s \vec{B}_{r,m,n}}{m\iota' B_\theta}} = 4\sqrt{\frac{r_s \vec{B}_{r,m,n}}{n\iota' B_\phi}}. \quad (2)$$

3.2 テアリングモード(プラズマの応答がある場合)

プラズマの応答がある場合, 事情は複雑になる. ここで

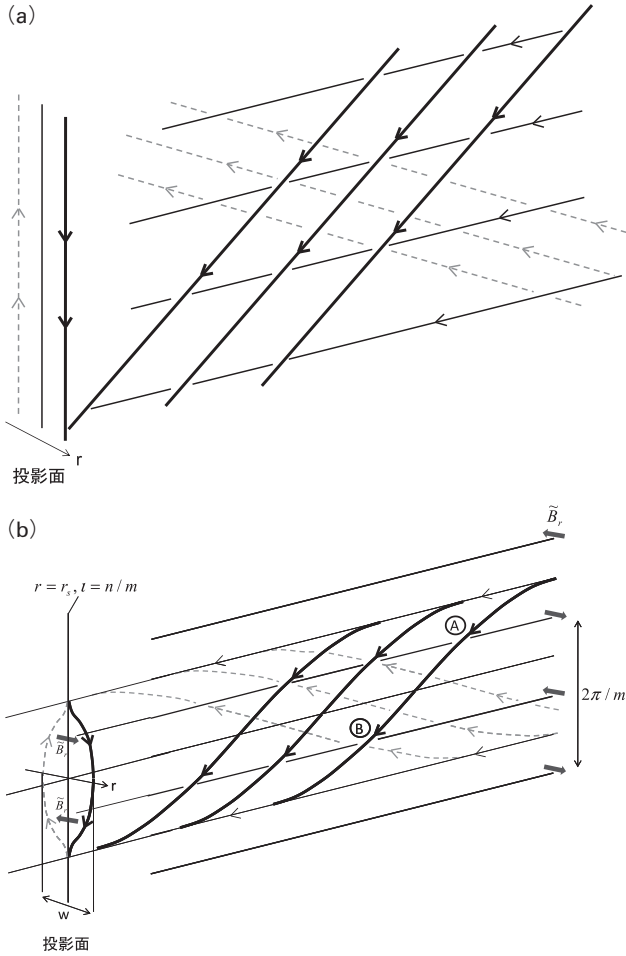


図2 (a)磁気シアを持つ磁場閉じ込め装置における磁力線の軌道。点線、実線、太線の順に小半径外側の磁気面上の磁力線を表している。投影面は実線の磁力線に垂直な断面から磁力線の軌道を見た図。(b)共鳴摂動磁場 $\vec{B}_{r,n}$ (太い矢印)が加わった場合の磁力線軌道の変化。

は共鳴摂動磁場に対するプラズマの応答について線型モデルを用いて説明する。

理想MHDを仮定するならば、プラズマは磁力線に凍結していることになり、前節のような磁力線のトポロジーの変化は許されない。共鳴面近傍で図3(a)のようなスラブ座標系で考える。 $r = r_s$ が共鳴面であり、 $B_\theta^* = B_\theta(1 - n/(m\ell))$ は共鳴面に投影した B_θ である。 B_θ^* は $r = r_s$ で0であり、磁気シアのためにその両側で符号を変える。今、プラズマの抵抗がゼロであるのでオームの法則は $\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B} = 0$ となり、これをファラデーの法則 $\partial \vec{B} / \partial t = -\nabla \times \vec{E}$ に代入して、 $\partial \vec{B} / \partial t = \nabla \times (\vec{u} \times \vec{B})$ を得る。磁力線のつなぎかえに必要な r 方向の磁場成分についてみてみると、

$$\frac{\partial \vec{B}_r}{\partial t} = B_\theta^* i m \vec{u}_r \quad (3)$$

ここで摂動の1次のオーダの項のみを残した。共鳴面では $B_\theta^* = 0$ であるため、 $\partial \vec{B}_r / \partial t = 0$ となり \vec{B}_r は変化することができず、すなわち共鳴面を横切ることができない。これは抵抗がゼロであるために、共鳴面に摂動 \vec{B}_r をちょうど打ち消すだけの遮蔽電流 \vec{j} が流れていることに対応している。実際のプラズマでは抵抗は有限の値 η を持つので、

オームの法則は $\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B} = \eta \vec{j}$ となり、アンペールの法則 $\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$ を用いて上と同様にすると、 $\partial \vec{B} / \partial t = \nabla \times (\vec{u} \times \vec{B}) + (\eta / \mu_0) \nabla^2 \vec{B}$ より、

$$\frac{\partial \vec{B}_r}{\partial t} = B_\theta^* i m \vec{u}_r + \frac{\eta}{\mu_0} \frac{\partial^2 \vec{B}_r}{\partial r^2} \quad (4)$$

となり右辺第1項がゼロでも、第2項により磁場が共鳴面を拡散できることがわかる。これは有限の抵抗のために遮蔽電流 \vec{j} が完全に \vec{B}_r を打ち消すことができない様子を見している(図3(b))。

(4)式のような磁場の拡散によって磁力線のつなぎ換えが起こり、磁気島が成長していく不安定性はテアリングモード[36, 37]と呼ばれる。テアリングモードの安定性は共鳴面近傍での \vec{B}_r の分布によって決まる。ここでは多くの実験でそうであるように、プラズマ外部に設置された摂動コイルにより共鳴摂動磁場が加わってテアリングモードを不安定化し、磁気島を作っている場合(forced reconnection [38, 39])を考える。このとき共鳴面付近の摂動磁場は外部からの摂動磁場 \vec{B}_r^{coil} にプラズマの応答 \vec{B}_r^{pl} を加えて考える必要がある。円筒座標系でMHD平衡 $\vec{j} \times \vec{B} = \nabla p$ から次式、

$$\nabla^2 \psi - \frac{\partial j_\theta}{\partial r} \frac{\mu_0 \psi}{B_\theta(1 - n/(m\ell))} = \mu_0 j_{\text{coil}} \delta(r - r_c) \quad (5)$$

を得る[35, 38]。ここで、 ψ は摂動ヘリカルフラックス $\vec{B} = \nabla \psi \times \hat{\theta}$ であり、

$$\vec{B}_r = -i \frac{m}{r} \psi, \quad \vec{B}_\theta = \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (6)$$

の関係にある。 r_c は摂動コイルの半径位置であり、(5)式の右辺は摂動コイルによる電流を現している。左辺第2項

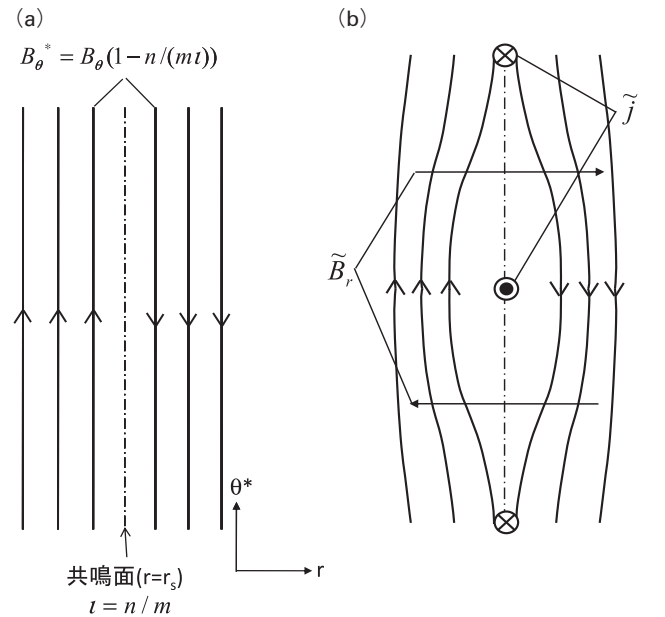


図3 (a)共鳴面近傍での磁場構造をスラブ配位で近似したもの。 $\theta^* = \theta - \phi n/m$ で、共鳴面の磁力線に垂直方向の角度。(b)摂動磁場 \vec{B}_r とそれによって共鳴面近傍に流れる誘導(遮蔽)電流 \vec{j} の向き。

はプラズマの応答によって作り出される摂動電流である。真空磁場の場合はこの項がなくなるので、解としては $r < r_c$ で $\psi(r) = \psi_{coil}(r/r_c)^m$ が得られる。よって $\vec{B}_r = \vec{B}_r^{coil} \propto r^{m-1}$ となる。一方、プラズマの応答((5)式 左辺第2項)がある場合にはこれが摂動コイルに加えて新たな電流となり、摂動磁場 \vec{B}_r^{pl} を生み出す。左辺第2項を変形すれば、

$$\begin{aligned} \frac{\partial j_\phi}{\partial r} \frac{\psi}{B_\theta(1-n/(m\ell))} &= \frac{1}{B_\theta^*} \frac{\partial j_\phi}{\partial r} \psi \\ &= \frac{1}{\partial\psi_0/\partial r} \frac{\partial j_\phi}{\partial r} \psi = \frac{\partial j_\phi}{\partial\psi_0} \psi = \vec{j}_\phi^{pl} \quad (7) \end{aligned}$$

となる。摂動 ψ によって起こる磁気面の変形が引き起こす平衡電流の線型応答であることがわかる。電流 \vec{j}_ϕ^{pl} は上式より共鳴面近傍(分母 $\rightarrow 0$) に集中していることがわかる。この電流が(4)式によって共鳴面で起こった磁気面の変形をさらに大きくする方向に流れた場合に、テアリングモードが不安定化され磁気島が形成される。平衡電流としてはトカマク装置におけるプラズマ電流のほかに、ブートストラップ電流、フィルスシュルタ電流が挙げられる。したがって、これらの電流の向き j_ϕ および磁気シアの向き $B_\theta^* = \partial\psi_0/\partial r$ がモードの安定性を決めていることがわかる。

さらにテアリングモードによってできた磁気島の幅はその後の非線型成長の過程によって決まる[40]。これについては上述の平衡電流と回転変換、磁気シアの関係から文献[41-45]で議論されており、状況によって磁気島が真空磁場のそれよりも大きくなったりあるいは消滅したりすることが指摘されている。

またプラズマが回転しており摂動磁場との相対速度が大きい場合には、プラズマから見た摂動の位相速度とテアリングモードの成長率とのバランスで生成される磁気島の大きさが決まる[46, 47]。このような効果による摂動磁場の遮蔽・浸透については実際の装置における磁場配位について文献[48, 49]などで解析がなされている。特に将来の装置のように衝突周波数が低い場合には、摂動磁場をプラズマが遮蔽してしまう可能性も考えられる。したがって、次節で述べる磁気島の“重なり合い”についての議論には、プラズマの応答を考慮した磁気島のサイズについての見積もりが不可欠であることに留意する必要がある。

3.3 磁気島の重なり合いと磁力線軌道の統計的振る舞い

上記のような磁気島の形成は $\ell = n/m$ を満たす有理面ですれぞれに起こる。磁気島のセパトリクスよりも内側の磁力線は螺旋軌道を描きながら常に磁気島の内側を規則的に回り続ける。図4のように (n, m) と $(n, m+1)$ の有理面間の距離を $\Delta_n(m, m+1)$ 、それぞれの有理面で形成される磁気島の幅を $w(n, m)$ 、 $w(n, m+1)$ とするとチリコフ(Chirikov)パラメータ $\sigma_{chir}(n, m)$ が以下のように定義される[50, 51]、

$$\sigma_{chir}(n, m) = \frac{0.5w(n, m) + 0.5w(n, m+1)}{\Delta_n(m, m+1)} \quad (8)$$

この値が1よりも大きくなると、二つの磁気島が“重なり合う”ことがわかる。このとき、それまで磁気島内を回っ

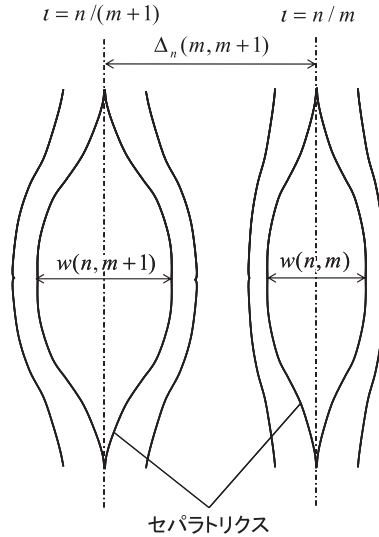


図4 磁気島の幅 $w(n, m)$ と共鳴面(有理面)の間の距離 $\Delta_n(m, m+1)$ の関係。

ていた磁力線はどうなるであろうか。実際には磁気島が“重なり合っ”ている場所では言葉どおりに磁力線が重なっているわけではなく、お互いの磁気島が同じ磁場成分 B_θ 、 B_ϕ を持つ磁力線を共有しているということである。このとき、それぞれの磁気島から来た磁力線はもとの磁気島のことを忘れてどちらの磁気島にも入ることができることになる。すなわち、磁力線の軌道は規則的な軌道から、統計的な振る舞いをする軌道へと遷移する(stochastic instability[50, 52])。図5はTEXTOR-DEDにおける共鳴摂動磁場を徐々に強くしていったときの磁力線の貫通パターンを表している[53]。図5(a)から(c)にいくにつれて摂動コイル電流は $I_d = 1.0, 4.5, 7.0$ kA と増加している。最初の弱い摂動磁場では磁気島が形成されるが、それぞれの共鳴面で独立して発生し、お互いに軌道はセパトリクスを横切っ出てくることはない。摂動電流を増やしていくにつれ、チリコフパラメータが1を超え、違うモードの磁気島がお互いに“重なり合い”、明瞭なセパトリクスが消える。磁力線の軌道が統計的な振る舞いをしていることがわかる。

軌道が統計的な振る舞いを始めた場合、その様子を定量的に特徴付けるためにコルモゴロフ長(Kolmogorov length)[52, 54]、磁力線の拡散係数(field line diffusion coefficient)[1, 23, 54]が定義される。

3.4 コルモゴロフ長

磁力線の振る舞いは二つの段階に分かれると考える。まず第一段階として、極近くにある2点が磁力線に沿って移動するに従ってその間の距離 l は指数関数的に大きくなるという考え方である。すなわち、

$$l(s) = l_0 \exp(s/L_K) \quad (9)$$

ここで、 l_0 、 s は初期での2点間の距離、磁力線に沿った長さである。このとき2点の離れ方の磁力線に沿った特性長を表す長さとしてコルモゴロフ長 L_K が定義される。磁力線に垂直な断面でみた場合、あるフラックスチューブの面積は $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ のため保存される。よって、(9)式に従って

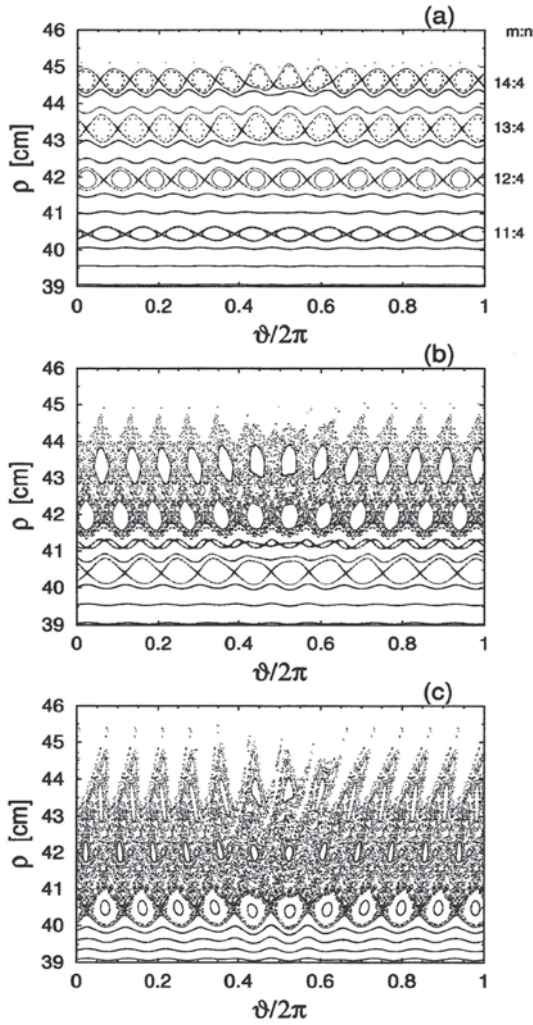


図5 TEXTOR-DEDにおける磁場構造を示すポアンカレ断面図 (文献[53]より抜粋). 摂動コイル電流 $I_d =$ (a) 1 kA, (b) 4.5 kA, (c) 7 kA.

ある方向に引き延ばされたフラックスチューブの断面は、別の方向には圧縮されなければならない。すなわち、

$$\delta(s) = \delta_0 \exp(-s/L_K) \tag{10a}$$

$$\therefore l(s)\delta(s) = l_0\delta_0 = \text{const.} \tag{10b}$$

(ここで指数関数を適用しているのは、ある固定点まわりの軌道の安定性を線型近似によって求めた名残りであると思われる [55, 56]。したがって、ある程度大きな s に対して実際の磁力線軌道の離れ方が必ずしも指数関数的になっているとは言えないことに注意する必要がある。また(9)、(10a) 式は磁力線の運動を記述する行列の固有値 λ がそれぞれ $\lambda > 1$, $\lambda < 1$ となっていることに対応している。よって L_K はカオス力学で使われるリャプノフ指数 λ_{Ly} , $l(s) = l_0 \exp(s\lambda_{Ly})$ [53, 55] の逆数に対応している.)

このような変形を引き起こす原因として磁気シアが考えられる。図6 (a)で半径方向に有限の幅 δ_0 で広がった微小面積を考えると、磁気シアのために例えば半径外側は内側よりも速くポロイダル方向に回転するためポロイダル方向に引き延ばされ、半径方向には圧縮される。さらに今のよう

けて変形するため、断面の引き延ばし - 折りたたみが起こると考えられる (図6 (b))。コルモゴロフ長の解析的な表式は準線型理論から以下のように与えられる [23, 52],

$$L_K = \pi R / \ln(\pi\sigma_{\text{Chir}}/2) \tag{11a}$$

あるいは[54]

$$L_K = \pi q R \left(\frac{2}{\pi\sigma_{\text{Chir}}} \right)^{4/3}. \tag{11b}$$

磁気島の“重なり合い”すなわち σ_{Chir} が大きくなるにつれて L_K が小さくなり、磁力線の振る舞いがより統計的になることを示している。 σ_{Chir} への依存性が両者で異なるが、 σ_{Chir} として $1 \sim 5$, $q \sim 3$ を用いると、どちらも磁力線の接続長 $\pi R q$ よりもやや小さい値を与える。第6章で述べるが、実際の装置の磁場配位で数値的に L_K を計算した例が文献[31, 57]にある。磁気島の“重なり合い”により磁気面が壊れるに従ってコルモゴロフ長が短くなっていく様子が観測されている。

3.5 磁力線の拡散係数

第二段階として拡散的な振る舞いが現れる。上述のようなフラックスチューブの変形が起こるにつれて、引き延ばされた方向の長さが磁力線構造の相関長 λ_{\perp} を超えると、それぞれがお互いに独立なかたちで変形を始めると考えられる。ここで、 λ_{\perp} として具体的には磁気島のポロイダル方向の波長 $2\pi r_s/m$ または $\Delta_n(m, m+1)$ が考えられるであろう。磁力線に沿った相関長 L_{cr} は、

$$\lambda_{\perp} = l_0 \exp(L_{cr}/L_K) \tag{12}$$

より、

$$L_{cr} = L_K \ln \left(\frac{\lambda_{\perp}}{l_0} \right) \tag{13}$$

と書ける。したがって、 $s \gg L_{cr}$ のとき磁力線の軌道はお互いに完全に相関を失うと仮定すると、磁力線の軌道は酔歩(乱歩, random walk)のようになり、2つの磁力線間の距離の2次モーメント $\langle (\Delta r)^2 \rangle$ は、

$$\langle (\Delta r)^2 \rangle = 2sD_{FL} \tag{14}$$

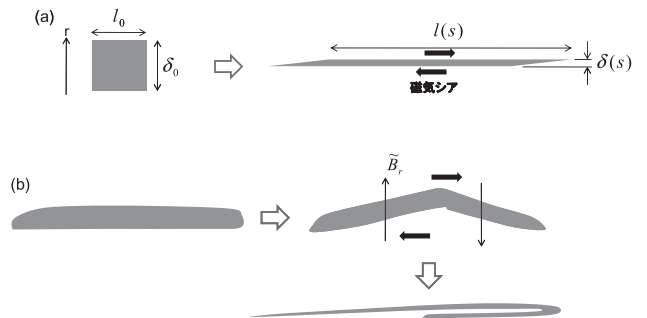


図6 (a)磁気シアによるフラックスチューブの変形の様子。磁気シアにより l 方向に引き延ばされると面積を一定に保つために δ 方向には縮小する。(b)半径方向の摂動磁場 \tilde{B}_r がある場合、変形はさらに折りたたみを伴うようになる。

となると予測される．ここで D_{FL} は磁力線の拡散係数と呼ばれ，準線型近似から以下のように与えられる [1, 23]，

$$D_{FL} = \pi R \sum_{m,n} \left(\frac{\tilde{B}_{rm,n}}{B_0} \right)^2 \delta(\iota - n/m), \quad (15a)$$

ここで δ はデルタ関数である．また Ph. Ghendrih らは以下の表式を得ている [54]，

$$D_{FL} = \pi R q \sum_{\text{resonant}(m,n)} \left(\frac{\tilde{B}_{rm,n}}{B_0} \right)^2. \quad (15b)$$

上式から $\tilde{B}_{rm,n}/B_0$ とすると，中型のトカマク装置 ($R=2\text{ m}$, $q=3$) で $D_{FL} \sim 10^{-5}\text{ m}^2/\text{s}$ を与える．

(15)式のモデルは摂動磁場が小さい場合， $L_{cr} \tilde{B}_{rm,n}/B_0 < \lambda_{\perp}$ に対応している．一方，摂動磁場強度が十分大きく， $L_{cr} \tilde{B}_{rm,n}/B_0 > \lambda_{\perp}$ の場合には $D_{FL} \propto \tilde{B}_{rm,n}$ の依存性があることが示されている [58, 59]．

磁力線軌道のこのような振る舞いについては数値的に解析された結果がこれまでに多くある [14, 60, 61]．(14)式のモーメントは数値的には以下のように求められる，

$$\sigma^2(s) \equiv \langle (\Delta r)^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (r_i(s) - \langle r \rangle)^2 \quad (16)$$

ここで $\langle \rangle$ は摂動を受けていないある磁気面上にポロイダル方向に均一に分布させた初期点についての平均を意味する．無限に広い空間で上式を計算すれば， D_c をある定数として，

$$\sigma^2(s) = 2D_c s^{\gamma}, \quad s \rightarrow \infty \quad (17)$$

となり，磁力線の軌道がガウス過程に従っているとすれば， $\gamma=1$ となる．このとき係数 D_c が磁力線の大域的な拡散係数 (global diffusion coefficient) となる．しかし，実際の装置における周辺領域は当然ながら有限の体積であり， $s \rightarrow \infty$ のとき $\sigma^2(s)$ はある有限の値に落ち着くと考えられる．したがって上記のような拡散係数は定義できない．多くの場合，次のように局所拡散係数 (local diffusion coefficient) を定義して，磁力線軌道の乱れ具合の指標としている [57, 62]，

$$D_c(s) = \sigma^2(s)/2s. \quad (18)$$

図7はTEXTOR-DEDの二通りの磁場配位で(16)式を計算した一例を示す[61]．いずれの場合も最初の数メートルでは $s^{1.7}$ 程度あるいはもう少し強い依存性で $\langle (\Delta r)^2 \rangle$ は増加している．その後図7(a)のような残留磁気島が多く残るような配位では， $s > 20\text{ m}$ で規則的な振動がみられる．これは磁力線が磁気島に沿って動いていることによるものである．図7(c)ではポアンカレ断面図から強い統計的振る舞いが予想されるが， $s=10\sim 20\text{ m}$ 付近で特定の磁力線(比較的半径外側のもの)についてかろうじて s^1 の依存性がみられる．一方，半径内側のものについては残留磁気島による振動が観測される．(11b)式に従ってコルモゴロフ長を求めるとおおよそ $L_K \sim 9\text{ m}$ となる．これは $\langle (\Delta r)^2 \rangle \sim s^{1.7}$ の依存性がみられる領域に相当しているが， L_K の定義にあるような指数関数的な振る舞いではない．また，一般に準

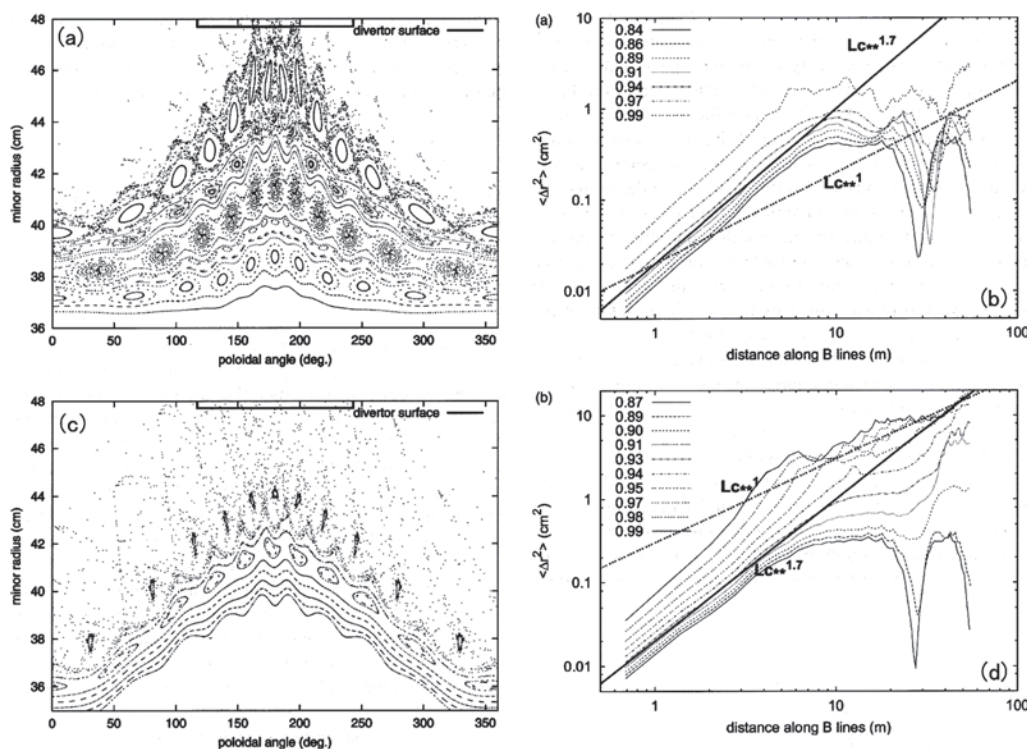


図7 TEXTOR-DEDにおける磁力線軌道のポアンカレプロット(a) $\beta_p=1.0$, (c) $\beta_p=0$ (真空磁場)，および (16) 式の計算結果(b) $\beta_p=1.0$, (d) $\beta_p=0$ (真空磁場)．磁力線の出発点は1000点をポロイダル方向に均一に分布させ，それらの平均をとった．図中の L_c は磁力線に沿った長さであり，本文中の s に対応．(b), (d) は様々な規格化半径 ρ における計算結果が示されている． $\rho=1$ は摂動磁場がない場合のダイバータ板に接する磁気面 (LCFS) に対応 (文献 [61] より抜粋)．

線型理論で見積もられた値は数値解析によって得られたものより統計的振る舞いを大きく見積もることが指摘されている[57]. これは準線型モデルが無限に広がる領域における完全に統計化された磁力線の軌道を仮定して導かれたためであると考えられる. D_{FL} については, 図7(d)から $(\Delta r)^2 \sim s^1$ の領域について見積もるとおおよそ $D_{FL} \sim 10^{-5}$ m となり, (15)式の準線型モデルの見積もりとオーダは同じになる. また文献[60]では, ポアンカレ断面においては統計的に見えるような場合でも磁力線の軌道にはお互いに相関が残っており, その振る舞いは完全には拡散的にはならないことが指摘されている.

実際の磁力線の軌道がどのような性質を持っているかということについては各々の磁場配位, 回転変換の値, 磁気シア, 共鳴するモード, 摂動磁場のスペクトルに依存している. 上で解析的に与えられた表式はこれらの関数となっており, 定性的な依存性については磁力線構造の特徴をよくとらえているといえる. 一方, 実際の磁力線軌道がどのような振る舞いをするかについては, それぞれの配位で磁力線追跡コードなどを用いて数値的に調べてみることも必要であると考えられる. 特にポアンカレ断面だけではなく, 次節で述べるような磁力線の接続長の分布を解析することも必要であるといえる.

4. 磁場構造の描像

4.1 磁力線の接続長分布

ここでもう少し磁場構造の具体的な描像を描くために, 外部共鳴摂動磁場を用いて統計的磁場構造を生成する場合の磁力線軌道の様子を図8に描写してみる. 図8には摂動コイルで生成される摂動磁場の他に, ダイバータあるいは壁への磁力線の接続の仕方を示してある. コイルとコイルの間点で半径方向の磁場強度が最大になるため, 極端に短い磁力線以外はほとんどこの領域に接続すると考えてよい. そのうち接続長が比較的短いものはコイルからそれほ

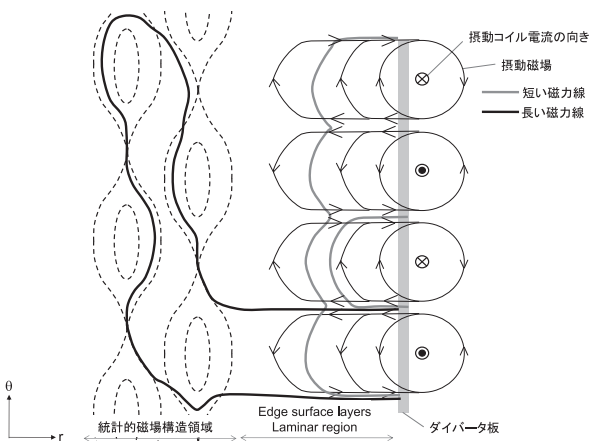


図8 摂動コイルによってつくられる磁場と接続長分布の概念図. 摂動コイル近傍では, 規則的な軌道を描く短い磁力線と統計的磁場構造領域まで達する長い磁力線が混在する. この領域は edge surface layers[27]あるいは laminar region[63]と呼ばれる. また, これらの磁力線のほとんどは摂動コイルの間でダイバータ板に接続する.

ど離れないうちにダイバータ板に戻ってくる. 接続長 L_c が $L_c < L_K$ の場合, その軌道は統計性を現す前にダイバータに接続するため, 摂動コイルの影響を強く受けた比較的規則的な軌道を描くことがわかる. 一方, 磁場の統計的性質のために, 出発点の微小な違いで, より半径方向内側へつながるものがあり, これらは統計的磁場構造領域まで達する長い磁力線となる. このようにコイル近傍の領域は比較的短い磁力線が多く, その間に長い磁力線が挟まれているような構造になっていることがわかる. このような領域は特に edge surface layers[27]または laminar region[63]と呼ばれる. 輸送の観点からみれば, 長い磁力線は一般的に多くのプラズマ粒子・熱を集めることができるため, これらが接続するダイバータ板・壁部分には大きな粒子・熱負荷が予測される. また図8のように edge surface layersでは長短の磁力線がお互いに近接してダイバータ板につながるため, その間での磁力線を横切る輸送が粒子・熱のやりとりを起し, その結果としてダイバータ板への負荷分布が決まることがわかる. 図9はLHDの周辺部における磁力線の接続長分布に磁力線軌道のポアンカレ断面図を重ねて描いた図を示す. 周辺部に行くにつれて磁力線の接続長が短くなり, 長い磁力線と入り組んだ領域(edge surface layers)が形成されていることがわかる. それよりも半径内側では主にモード数 $n/m = 10/6, 10/7, 10/8$ の磁気島が重なり合い, 統計的磁場構造領域(stochastic region[27])が現れる. また, ポアンカレ断面のみの解析ではわかりにくい, この領域でも残留磁気島が存在することが接続長分布(白色部分, $L_c > 100$ km)から明瞭に確認される. 図10はLHDのダイバータ板上での接続長分布である. わずか4 cmの間に長短の磁力線がフラクタル構造をなして分布している. このような磁場構造は3.4節で説明したフラクタルチューブの引き延ばし・折りたたみの結果, 形成される.

4.2 実際の装置での摂動磁場

3.3節で統計的磁場構造を得るには複数の磁気島が“重なり合い”を起すことが必要であることを示した. 実際に

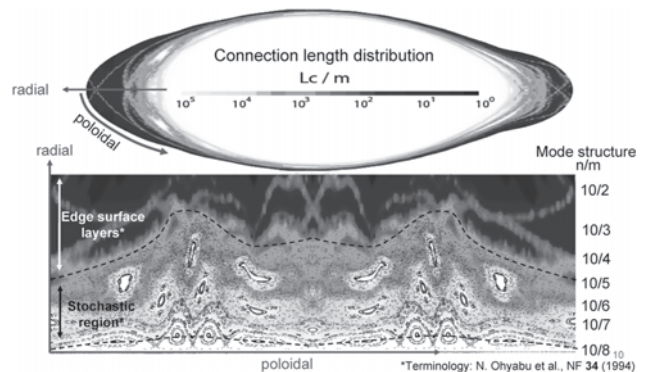


図9 LHDの周辺部における磁力線接続長(L_c)分布. 色の違いが長さの違いを表す. 下図はポロイダル角-小半径座標での表示. 磁力線軌道のポアンカレ断面図を重ねて描いている. 磁力線構造の幾何学的特徴から, 半径外側の edge surface layersとそれより内側の stochastic regionに分けられる.

このような状況を実験でつくるには様々なモードの摂動コイルを巻く必要があるが、現実的にはそのような多数のコイルの設置は不可能である。一方で導線にデルタ関数的に流れたフィラメント電流でつくられる磁場をフーリエ成分に分解すると、主モード以外にその高調波ができることがわかる。また、トーラス効果によって磁場成分には大半径方向の依存性が加わり、これが側帯波を生み出す。一例として名古屋大学の小型トカマク装置 CSTN-IV で用いられた局所ヘリカルコイル（主モード $m = 6, n = 1$ ）によってつくられる磁場成分をスペクトル解析した結果を図11に示す[64]。主モードの $m = 6$ 付近にピークを持つがそのまわりに側帯波が生成されている。一つのモードに対してトーラス効果により有意に生成される側帯波は $m' = m + / - 1$ であるが、それぞれがさらに連鎖的に側帯波を生み出すため、図11のように広がりを持つ。また、高調波成分 $m = 12$ はきわめて小さいことがわかる。このように、摂動磁場を共鳴させたい磁気面の回転変換に合わせて主モード m, n を決定して図11のようなフィラメント電流を流せば、側帯波によってその周辺の磁気面にも磁気島を形成することができる。一方で、磁気島の“重なり合い”には十分な摂動磁場強度が必要であるが、ポロイダルモード m の摂動磁場は $(r/r_c)^{m-1}$ で中心に向かうにつれて減衰することに注意する必要がある。例えば $n/m = 1/6$ と $n/m = 1/7$ の磁気面における磁気島にはそれぞれ $(r/r_c)^5$ と $(r/r_c)^6$ で減衰する磁場が共鳴する。磁力線の軌道を厳密な意味で拡散的にするためには白色ノイズのような摂動磁場が必要であろう。このためには $n/m = 1/6$ と $n/m = 1/7$ の近傍にはすなわち $n/m = 2/13$ のような磁場成分が必要である。しかしこの成分は図11から予測されるようにきわめて小さく、また $(r/r_c)^{12}$ の依存性で急激に減衰する。図7の解析において

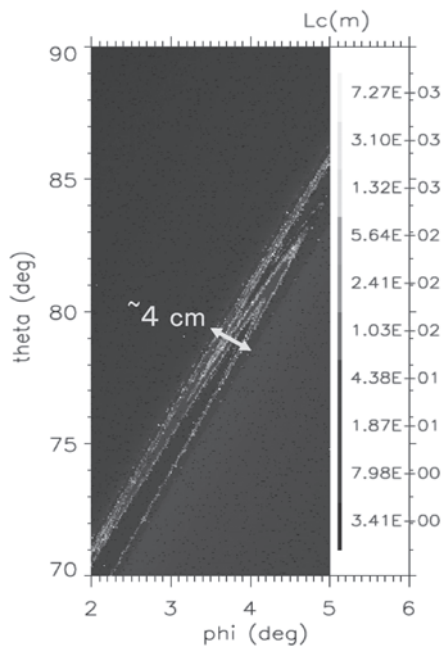


図10 LHD ダイバータ板に接続する磁力線接続長分布の拡大図。横軸はトロイダル角 ϕ 、縦軸はポロイダル角 θ を表す。 $\Delta\phi = 1^\circ \sim 4 \text{ cm}$, $\Delta\theta = 1^\circ \sim 3 \text{ cm}$ 。

$(\Delta r)^2 \sim s^{-1}$ のような磁力線軌道の拡散的な振る舞いが得られにくい理由の一つにはこのようなことも考えられる。

5. 輸送への影響

統計的な磁場構造がプラズマの輸送に及ぼす影響についてはこれまで様々な輸送モデルが提唱されてきたが[23, 65-68]、実際の装置における輸送はまだ未解明な部分が多い。ここではまず最初に代表的なモデルの例として、Rechester-Rosenbluth[23]による考え方を紹介する。

5.1 Rechester-Rosenbluth のモデル

このモデルは電子による熱輸送について実効的な径方向の熱拡散係数を与える。いま、図12(a)に示すような電子のラーモア半径 r_e 程度の大きさの面積(体積)要素を考える。この中に含まれる電子の集まりを磁力線に平行方向の運動とともに追いかけると、電子の平均自由行程 λ_e がコルモゴロフ長 L_K よりも十分長い場合、 $\lambda_e \gg L_K$ 、この電子群は磁力線方向に速度 v_e で動くにつれて徐々に(9)、(10)式で定義されるような変形を受ける。 λ_e の行程の後にはフラックスチューブは複雑な変形を受け、図12(c)のように δ の方向には当初の r_e よりもかなり細くなる。また面積要素全体としてのその広がり $(\Delta r)^2 = 2D_{FL}\lambda_e$ となる。時間 $\tau_e = \lambda_e/v_e$ で衝突が起こり、 δ の方向に縮んだ電子群は再びラーモア半径程度のサイズに広がる。新たに r_e の面積要素を切り出し、上と同様な過程を全く新しく繰り返すことができる。このような電子群の運動は一種の酔歩とみなすことができ、その拡散係数 χ_{st} は以下のように定義できる、

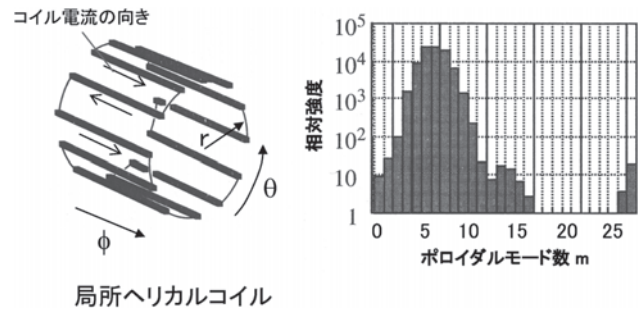


図11 小型トカマク装置 CSTN-IV で用いられた局所ヘリカルコイルとそれによって生成される摂動磁場のモード解析結果。コイルの主モードは $n/m = 1/6$ 。図中の矢印はコイル電流の向きを表す。文献[64]より抜粋。

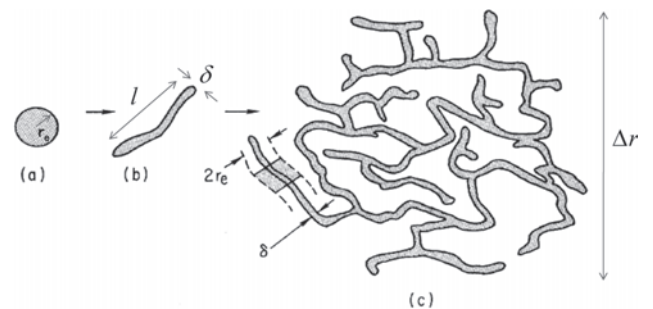


図12 統計的磁場構造中におけるフラックスチューブ断面の変形の様子。(a)初期状態の半径 r_e (電子のラーモア半径程度)の円形断面。(b) $s < L_K$ での変形。(c) $s \gg L_K$ での変形。全体として Δr 程度の広がりになる。文献[23]より抜粋。

$$\chi_{st} = \frac{\langle (\Delta r)^2 \rangle}{2\tau_e} = D_{FL} v_e. \quad (19)$$

$D_{FL} \sim 10^{-5} \text{ m}$, $T_e \sim 100 \text{ eV}$ とすると $\chi_{st} \sim 40 \text{ m}^2/\text{s}$ となり、きわめて大きな輸送係数を与える。

次に、電子の衝突頻度が大きい場合、 $\lambda_e \ll L_K$ については以下のようにモデルが与えられる。時間 t 後の磁力線に沿って動いた距離は今の場合、拡散的であるとして $ds = \sqrt{\chi_{||} t}$ であるとする。ここで $\chi_{||} \sim \lambda_e v_e$ であり、磁力線方向の熱拡散係数である。 ds だけ動く間に面積要素は δ の方向に $\delta_0 \exp(-ds/L_K)$ のサイズに縮む。一方、衝突によって粒子自身が磁力線に垂直方向に χ_{\perp} で拡散できるとすると、それによる広がりは $\sqrt{\chi_{\perp} t}$ となる。この二つの過程がちょうど釣り合うような面積要素の大きさ δ_0 を以下のようにして見つけることができる、

$$\delta_0 - \delta_0 \exp(-ds/L_K) = \sqrt{\chi_{\perp} t}, \quad (20)$$

$ds/L_K \ll 1$ として左辺を展開すると、

$$\delta_0 \approx L_K \sqrt{\frac{\chi_{\perp}}{\chi_{||}}}. \quad (21)$$

系全体を δ_0 のサイズの電子群に切り刻んでそれぞれを時間とともに追いかけるならば、その電子群のサイズは変化しないことになる。一方、その間もフラックスチューブの断面は変形を続け、(13)式から、

$$L_{cr} = L_K \ln\left(\frac{\lambda_{\perp}}{\delta_0}\right) = L_K \ln\left(\frac{\lambda_{\perp}}{L_K} \sqrt{\frac{\chi_{||}}{\chi_{\perp}}}\right) \quad (22)$$

だけ動くと、磁力線構造の相関が失われ独立に変形を始める。これはあたかもある粒子（今の場合電子群）が磁力線に沿って L_{cr} 移動し、そこで衝突を起こしてお互いの相関を失って別々の磁力線に移動し、新たに別の運動を始めるというようにみなせる。1回の過程に要する時間は、 $t_c = L_{cr}^2/\chi_{||}$ であり、磁力線構造の広がりは $\langle (\Delta r)^2 \rangle = 2D_{FL} L_{cr}$ であるので、上の場合と同様にして、

$$\chi_{st} = \frac{2D_{FL} L_{cr}}{2t_c} = D_{FL} \chi_{||}/L_{cr} \quad (23)$$

を得る。 $\chi_{||} \sim \lambda_e v_e$ とすると、 $\lambda_e \gg L_K$ の場合に比べて λ_e/L_K だけ小さくなる。

5.2 その他の解析的モデル

統計的磁場構造中の径方向への実効的な熱輸送 $q_r = -n\chi_{st} \frac{\partial T_{av}}{\partial r}$ は、図13に示すように磁力線を横切るもの q_{\perp} と平行方向の $q_{||}$ の組み合わせによって決まる。ここで T_{av} は巨視的にみたプラズマの温度分布である。逆に、局所的に起こっている q_{\perp} , $q_{||}$ の輸送が T_{av} を決めているともいえる。また、 $q_{||}$ の半径方向への寄与は $\vec{b} \cdot \vec{r}$ をそれぞれ磁力線と半径方向の単位ベクトルとすると、 $\vec{b} \cdot \vec{r} q_{||}$ となる。(9), (15)式のような磁力線のモデルを仮定すると、 $s < L_K$ のとき、

$$\vec{b} \cdot \vec{r} = \frac{\partial r}{\partial s} = \frac{\partial}{\partial s} \{ \delta_0 \exp(s/L_K) \} = \frac{\delta_0}{L_K} \exp(s/L_K), \quad (24a)$$

また $s > L_K$ のとき、

$$\vec{b} \cdot \vec{r} = \frac{\partial r}{\partial s} = \frac{\partial}{\partial s} \{ \sqrt{2D_{FL}s} \} = \sqrt{\frac{D_{FL}}{2s}}. \quad (24b)$$

これから、 $\vec{b} \cdot \vec{r} q_{||}$ の磁力線方向の距離 s への依存性が逆になることがわかる。すなわち $s < L_K$ ではプラズマはできるだけ磁力線に平行方向に熱を運ぶほうが、 $s > L_K$ では早めに q_{\perp} に熱を渡したほうが、径方向の輸送を効率的に大きくできることを意味している。M.Z. Tokar[66]はプラズマが自発的に最も熱輸送を大きくするような経路 (Optimal path) を選ぶと仮定して、次のような表式を得た、

$$\chi_{st} = \chi_{\perp} \max \left\{ \frac{1 + \xi_T x \exp(-x)}{1 + \xi_T x \exp(-2x)} \right\}. \quad (25)$$

ここで、 $\xi_T = (2D_{FL}\chi_{||})/(L_K\chi_{\perp})$, $x = s/L_K$. A. Samain, Ph. Ghendrihらは同様な議論を変分原理を用いて行い Rechester-Rosenbluth モデルと類似の結果を得ている [54, 68]. 図14は Tore Supra のパラメータに対して解析を行った結果である。図14(a)から $s = 2 \sim 3L_K$ で輸送係数が最大値をとることがわかる。また図14 (b) からこのモデルは Rechester-Rosenbluth モデルよりも数倍程度低い拡散係数を与えることがわかる。

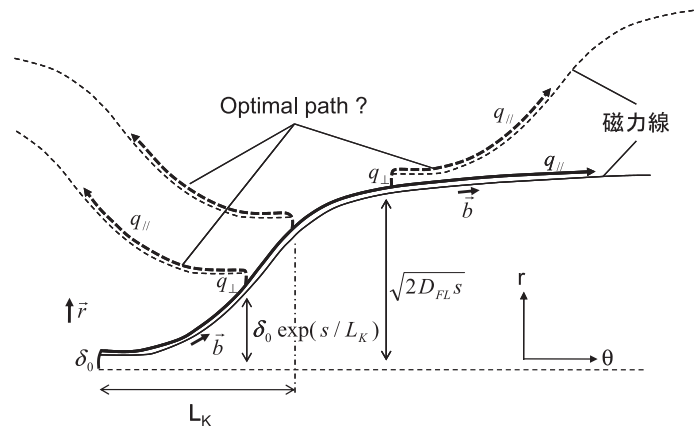


図13 M.Z. Tokar のモデル[66]の概念図。 \vec{r} , \vec{b} はそれぞれ小半径方向、磁力線方向の単位ベクトル。 $s < L_K$ と $s \gg L_K$ の領域で $\vec{r} \cdot \vec{b} q_{||}$ の熱輸送への寄与の仕方が変わる。 Tokar はプラズマが最も速い輸送経路 (optimal path) を選ぶと仮定した。

5.3 流体モデルによる数値シミュレーション

上で紹介したモデルは磁力線の統計的な構造を簡便な表式として近似して実効的な輸送係数を与える方法であるが、3次元的な磁力線の構造をそのまま計算に取り込んで輸送解析を行う数値シミュレーションも行われている[61, 69-72]。この際、3次元的に複雑な振る舞いをする磁場構造を如何に精度よくしかも迅速にコード内に再現するかということに特に工夫がなされてきた。計算は磁力線に垂直方向と平行方向に分けて数値化が行われるが、輸送係数が両者で極端に違うために($\chi_{\perp}/\chi_{\parallel} \sim 10^{-8}$)、磁力線構造の微小な誤差に基づく平行方向の輸送の誤差は、垂直方向の輸送に大きな影響を与えるからである。統計的磁場構造中の磁力線は磁気シアと摂動磁場により、複雑な軌道を描くため、通常の磁気面がある場合のように磁気座標を定義できない。しかし、磁力線に沿って(あるいはトロイダル方向に沿って)ある程度短い距離($s \gg L_K$)であればフラクチュアープの変形もそれほど強くないので、局所的に擬似的な磁気座標を定義できる。すなわち図15(a)に示すように計算領域をいくつかの部分集合に分けて、それぞれの中で磁場を記述する局所的な座標系(ρ^m, θ^m, ϕ^m)を定義してそれらを部分集合間で写像関数を用いてつなぐという方法がとられる。図15(b)は写像を繰り返し行ったときの

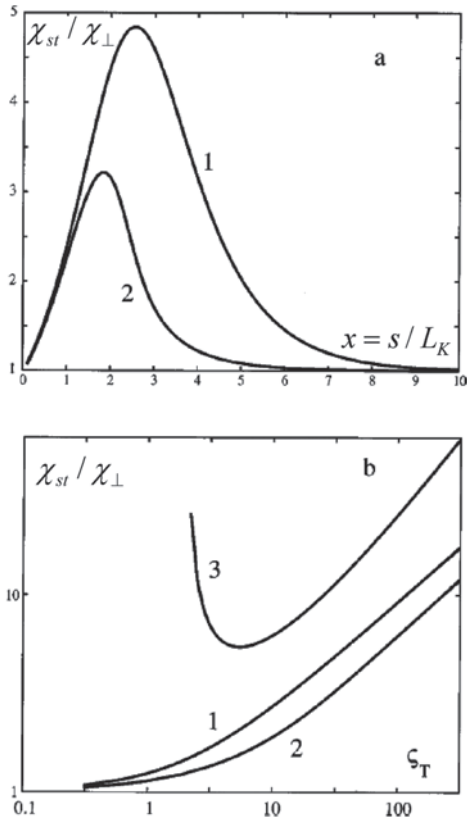


図14 M.Z.Tokarのモデルによる熱輸送係数の解析結果。(a) χ_{st}/χ_{\perp} の $x(=s/L_K)$ 依存性。(b) χ_{st}/χ_{\perp} の $\zeta_T(=2D_{FL}\chi_{\parallel})/(L_K\chi_{\perp})$ 依存性。図中の1, 2はそれぞれ運動論的效果が考慮されていない場合、いる場合を示す。3はRechester-Rosenbluthモデルにおける衝突周波数が大きい場合の結果[23, 51, 54]。いずれもTore Supraのパラメータにおける計算。文献[66]より抜粋。

数値誤差の蓄積の様子を表しているが、従来の写像関数(ICM, interpolated cell mapping)に比べて、Y. Fengらが開発した手法(RFLM, reversible field line mapping)は誤差をきわめて小さく抑えられることがわかる[73]。実際のプラズマの輸送に関してのベンチマークも行われ、誤差の蓄積は輸送解析においてきわめて小さいことが確認されている[74]。図16は3次元シミュレーションの結果得られたLHDの周辺部における電子温度分布(右)を磁力線接続長分布(左)とともに示す。残留磁気島の影響を強く受けてポロイダル方向に変調がある結果になっていることがわかる。同様な結果はTEXTOR-DEDでの計算結果でもみられており[61, 69, 71]、磁力線の拡散という描像とは違った様相を見せている。

6. 実験観測とモデル

6.1 プラズマ温度・密度分布計測

5章で、統計的磁場構造中の径方向への実効的な熱拡散係数の考え方を示した。図17は、Tore SupraのED(EML)

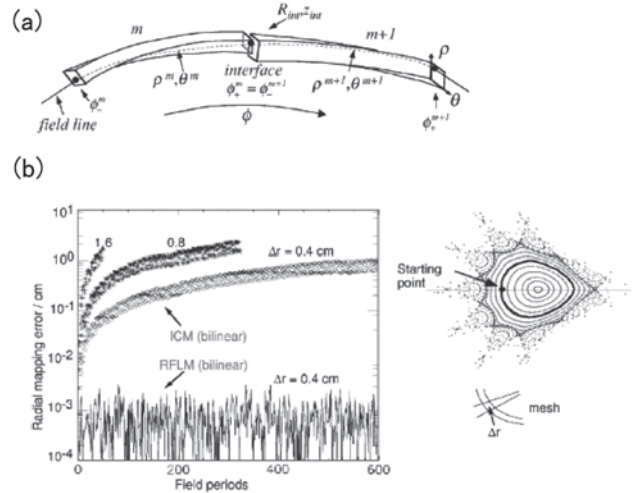


図15 (a) 磁力線軌道の計算に用いられる座標および写像の説明。計算領域をトロイダル方向にいくつかの小領域に分け、それぞれの領域 m で磁気座標(ρ_m, θ_m, ϕ_m)を定義する。小領域の境界では写像関数を用いて座標変換を行う。(b)従来の写像関数(ICM, interpolated cell mapping)とRFLM(reversible field line mapping)による数値誤差の比較。文献[73]より抜粋。

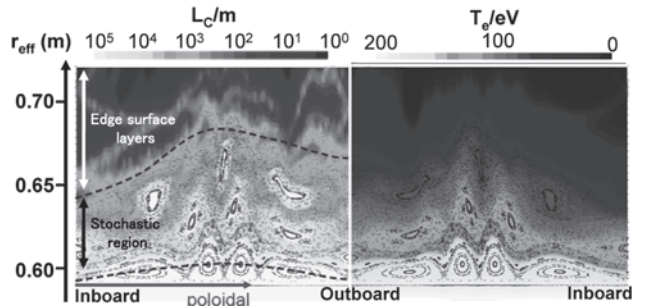


図16 LHDにおける3次元数値シミュレーションによって得られた電子温度分布(右)。磁力線の接続長分布(左)との比較から残留磁気島によって強いポロイダル方向の変調が起こっていることがわかる。文献[4]より抜粋。

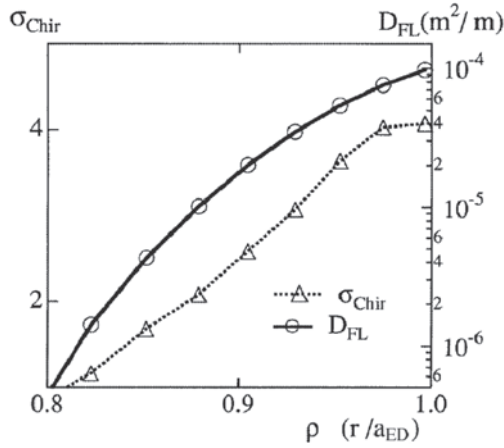


図17 ToreSupraにおけるチリコフパラメータと磁力線の拡散係数の径方向分布. 文献[51]より抜粋.

配位における磁力線拡散係数の径方向分布の一例である [51, 75]. 周辺部ではその値は $10^{-4} \text{ m}^2/\text{m}$ 台で、内側に入るにつれて $10^{-6} \text{ m}^2/\text{m}$ 程度まで減少している. 5.1節の議論から無衝突条件下では、実効的な熱拡散係数は $100 \text{ m}^2/\text{s}$ のオーダーにもなり得ることがわかる. このため実験では、電子温度分布の勾配が、リミタ配位など統計的磁場構造がない場合に比べて小さくなることが期待される. 図18は、TEXT においてトムソン散乱計測により得られた電子温度分布である [51]. 外部摂動磁場の有無により、リミタ配位時と ED (EML) 配位を比較している. リミタ配位に比べて ED (EML) 配位では、周辺部電子温度が規格化小半径 0.8 近傍で低下し、外側の分布が平坦化しており、統計的磁場構造による径方向熱輸送の増大が定性的に示されていると報告されている. 実効的な電子熱拡散係数を評価した結果、摂動磁場の印加により印加前の 3 ~ 5 倍程度大きくなっていることが報告されている [76]. 内側の主プラズマ領域では、電子温度の絶対値および分布に対して摂動磁場の影響は見られない. このため主プラズマ領域と統計的磁場領域の境界には大きな電子温度勾配が形成されている. この温度勾配の形成機構は明らかではないが、同様の電子温度分布が観測されている ToreSupra では、摂動磁場の印

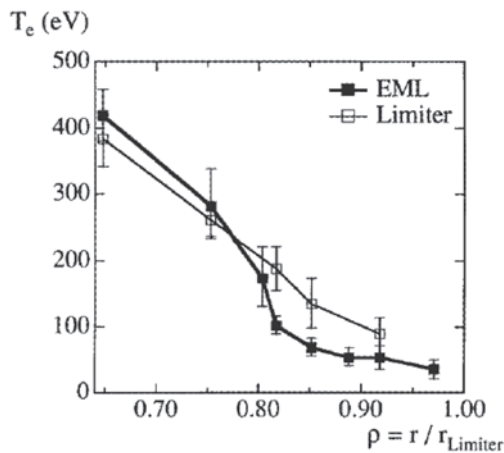


図18 TEXT トカマク装置で得られた電子温度の径方向分布. □ はリミタ配位, ■ は ED 配位における分布をそれぞれ示す. 文献[51]より抜粋.

加時に密度揺動が小さくなることが観測されており、乱流輸送が減少したことにより電子温度勾配が形成されるという考えが、文献に示されている [77-79].

図19に示すのは、LHDの周辺部で磁力線追跡計算から求められたコルモゴロフ長 L_K とトムソン散乱計測によって得られた電子温度分布の関係を示している. LHDの周辺部には自然に統計的磁場構造が備わっているが、図19中の実験は外部摂動磁場によりその度合いを変化させたものである. 式 (22), (23) から、おおよそ $\chi_{st} \sim 1/L_K$ の関係にあることから、 L_K が長いということは磁力線の統計性が弱く、実効的な熱輸送を小さくすることになる. 図19(a) より、●は摂動磁場によって磁場構造を変化させた場合であり、 $R=4.6\sim 4.7 \text{ m}$ 付近で L_K が長くなっていることがわかる. これに伴いこの領域の温度勾配が大きくなり、定性的に (23) 式のモデルと一致している.

ところで図18に示されたように ED (EML) 配位では、摂動磁場コイル近傍に、コイルに巻き付き壁に接続する磁力線構造が形成されるため、磁場構造はポロイダル方向に一様ではない. ED (EML) 配位で周辺部電子密度・温度のポロイダル分布計測を行うと、観測される分布はポロイダル異方性をもち、またその分布は、磁場構造に強く影響されることが CSTN-II および HYBTOK-II における実験で最初に示された [15]. 実験では限られた視線上の 1 次元分布計測が行われていることが多いため、分布データを解釈する際には、視線上の磁力線構造との関係に注意が必要である. また実験では、装置や磁場コイルの大きさが有限であり、摂動磁場コイルに近い領域では 4.1 節で述べた laminar

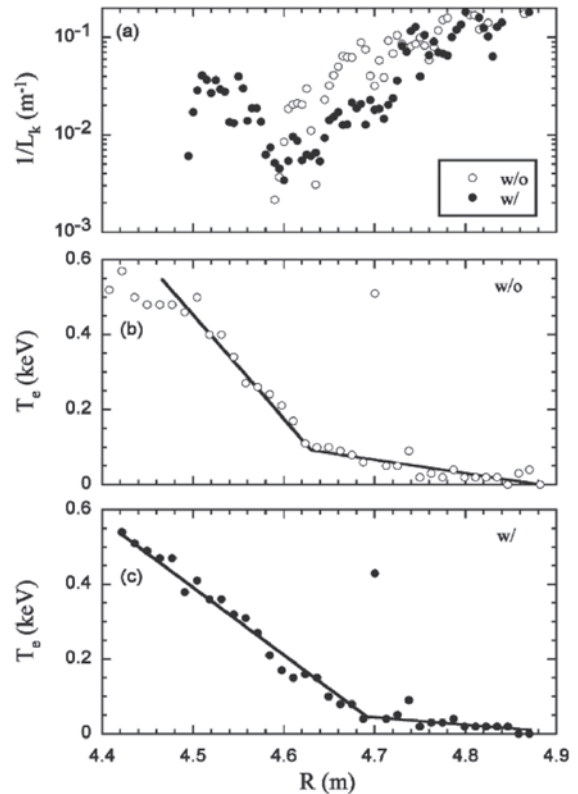


図19 LHD におけるコルモゴロフ長 (a) および電子温度 (b)・(c) の大半径方向分布. 黒丸は外部摂動磁場印加時, 白丸は摂動磁場なしの場合をそれぞれ示す. 文献[31]より抜粋.

region (edge surface layers) が形成されるなど、必ずしも完全な統計的磁場構造が形成されているわけではないことにも留意しなければならない。TEXTOR では回転摂動磁場を用いた DED 配位実験で、磁場構造をポロイダル方向に掃引することにより1つのヘリウムビームプローブ計測を用いて異なる磁場構造部における1次元の電子密度・温度分布を得ている[80]。図20で、左右の図列ではプラズマ電流およびトロイダル磁場の向きが反対になっている。磁力線接続長の2次元分布(上図)において、径方向内側は長い磁力線が主な領域であり、外側にいくと長い磁力線と短い磁力線が入れ子状になっている。さらに外側にいくと、青色で示した短い磁力線が主である領域に至る。青い領域の磁力線は短い距離でダイバータ板間を接続している。長短の磁力線が混在する領域から外側が、laminar region である。摂動磁場の印加により電子密度・温度分布(赤, 緑)は、リミタ配位時の分布(青)に対して、磁場構造変化の影響を強く受けていること、そのため観測する位置により分布が変わることがわかる。標準的なプラズマ電

流・トロイダル磁場方向の場合(左図列), ヘリウムビーム計測の視線(赤)には短い磁力線領域が $r=0.42$ m あたりまであり、電子密度、温度ともリミタ配位時に比べて低下している。プラズマ電流・トロイダル磁場の方向を逆にした場合(右図列), 磁力線の接続長が長い領域が $r\sim 0.43$ m まで広がっている。この領域では、観測する場所によっては電子温度およびその分布が摂動磁場を印加しない場合と変わらない場合すらある。一方電子密度についてはいずれのケースでも減少が観測されている。このような実験結果は、5章で示した議論だけでは理解できない。短い磁力線群は統計性を示す前に壁に接続し、熱・粒子を速やかに壁に輸送するため、このような磁力線と長い磁力線が混合する laminar region を含んだ複雑な磁力線構造が存在する領域のプラズマ分布形成の理解には後述する計算機シミュレーションも用いた議論が必要である。LHD でも、トムソン散乱計測および静電プローブを用いた計測と、磁力線追跡計算による詳細な磁場構造解析が行われ、統計的磁場構造領域や edge surface layers が存在する最外殻磁気面外側

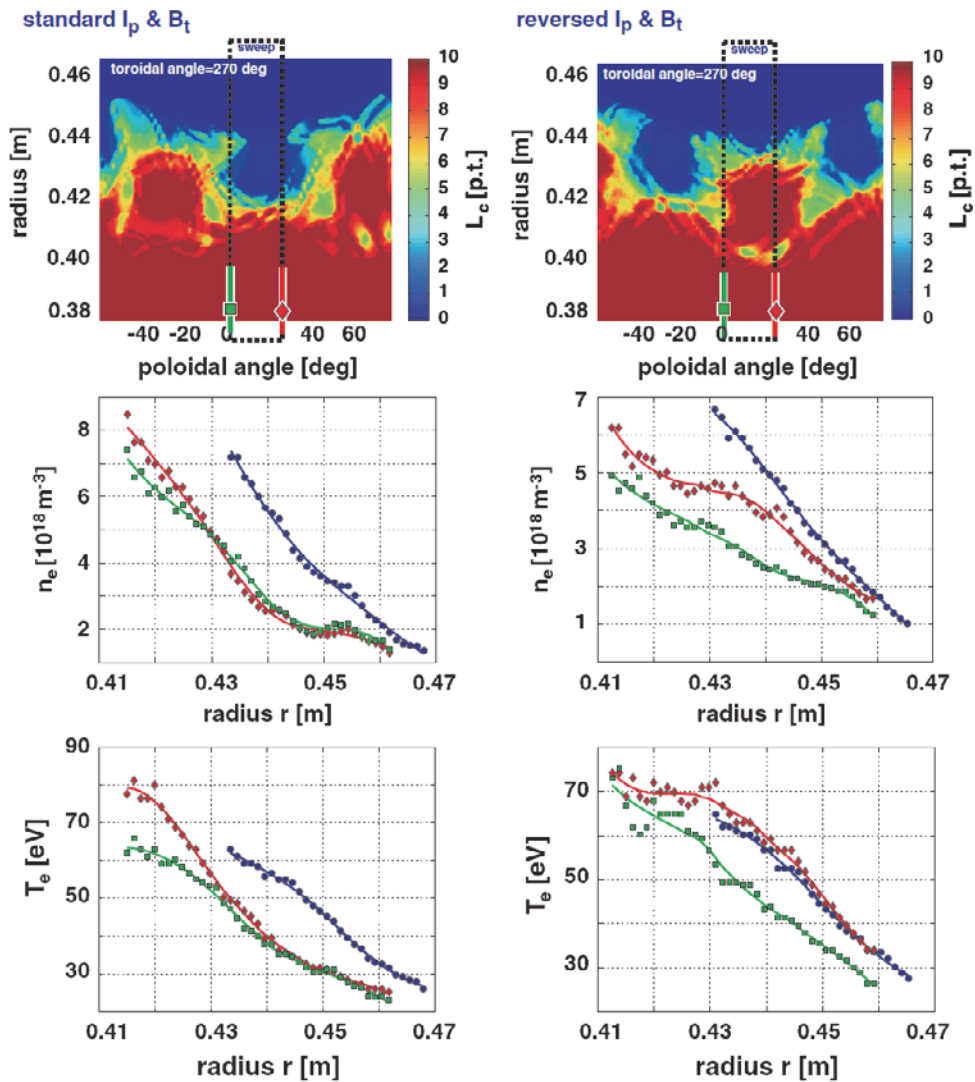


図20 TEXTOR における電子密度・温度分布。(上段)磁力線接続長のポロイダル・径方向分布。(中段)電子密度径方向分布。(下段)電子温度径方向分布。密度・温度分布中、青は摂動磁場なし、赤と緑は上段図中に計測視線をそれぞれ示す。リミタ配位時の最外殻磁気面は $r\sim 0.45$ m。文献[80]より抜粋。

のプラズマ分布が、磁力線構造に強く影響されることが報告されている[31-34].

米国の DIII-D および欧州の JET などのポロイダルダイバータ配位トカマク装置では、H モード放電時においてセパトリス内側の大きな圧力勾配が形成されている領域(ペDESTAL領域)に統計的磁場領域を形成することにより、圧力勾配の大きさを適度に抑制して MHD 不安定性(peeling ballooning mode と考えられている)の臨界値以下にすることで Type-I ELM を制御する実験が行われている[81, 82]. 図21に、摂動磁場の有無によるペDESTAL領域の電子密度・温度分布を示す. 摂動磁場がない場合(#123302)は、Type-I ELM が起きているが、上下2列ある摂動磁場コイルをすべて使う場合(#123301)は、ELM は完全に抑制されている. 摂動磁場の印加に対して電子温度分布には大きな変化は観測されず、電子密度の減少が顕著である. したがって得られた圧力勾配の低下は温度の低下ではなく、密度の減少("density pump out"と呼ばれている)によるものである. この場合も Rechester-Rosenbluth モデルなど準線型理論からの予測とは異なっている. 摂動磁場印加時のペDESTAL部磁場構造について、磁力線追跡計算を用いた解析がなされている. 図22に示すように、摂動磁場を印加すると ED 配位や HD 配位の laminar region, edge surface layers のように、ペDESTAL領域から直接壁に接続

する開いた磁力線が現れる. このような開いた磁力線領域のプラズマは、まわりの閉じた磁力線領域のプラズマとは電位が大きく異なると考えられ、そのため発生した電場がペDESTAL領域のプラズマ輸送に影響している可能性が議論されている[83, 84]. また、M.Z. Tokar らは上述の電場に加え、DIII-D などの実験における衝突周波数が低いことに着目して磁力線方向の熱輸送における運動論的効果および垂直方向輸送への新古典効果を考慮したモデルでの説明を試みようとしている[85].

LHD, TEXTOR では、5.3節で述べた3次元のプラズマ・中性粒子輸送シミュレーションコード EMC3-EIRENE を用いて、最外殻磁気面外側における電子密度・温度分布の計算が行われている[32-34, 80]. 図23に計算と実験の比較の一例を示す. 磁力線に垂直方向の熱・粒子拡散係数を一定であると仮定した計算で、残留磁気島に起因する構造など、概ね実験で観測されている分布を再現できているが、最外殻磁気面近傍では実際の電子温度勾配は計算に比べて大きくなっており、外側の領域に比べて拡散係数が小さいことが示唆されている.

6.2 統計的磁場構造中のプラズマ揺動計測

摂動磁場に起因するプラズマの異常輸送を調べる目的で、様々な装置で揺動計測が行われている[77-79, 86]. 現在のところ装置間で計測結果に違いがあり、体系的な理解

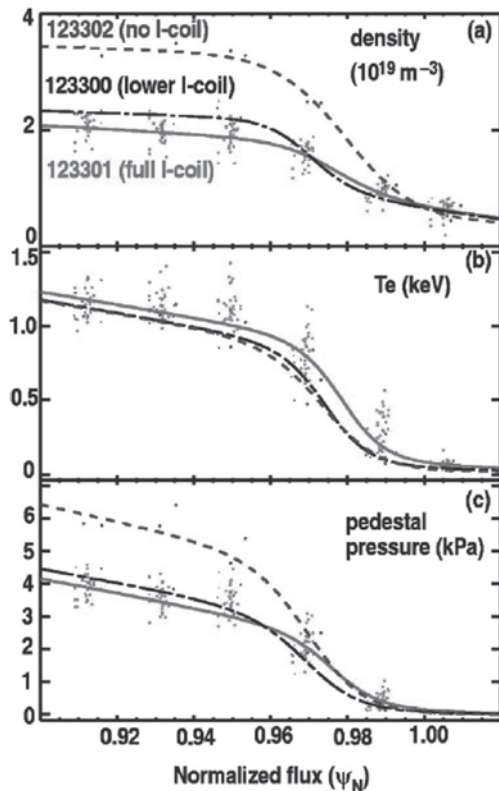


図21 DIII-D におけるペDESTAL部電子密度(a)・温度(b)・圧力(c)の各分布. 破線(#123302)は摂動磁場無し、実線(#123301)は上下2列ある摂動磁場コイル列を両方とも使用した場合、一点鎖線(#123300)は下側コイル列のみを使用した場合をそれぞれ示す. 破線、一点鎖線の場合は ELM が発生しており、ここでは ELM が発生する直前の分布を示している. 文献[83]より抜粋.

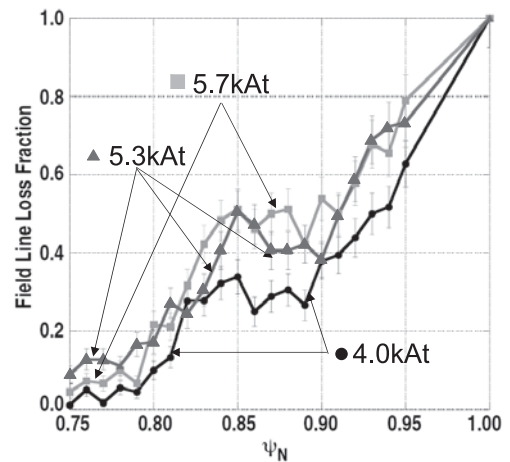


図22 壁に接続する磁力線の割合の、規格化小半径方向の分布. ●(摂動コイル電流 4.0 kAt)は ELM が残存, ▲(5.3 kAt)・■(5.7 kAt)は ELM が完全に抑制される放電. 文献[84]より抜粋.

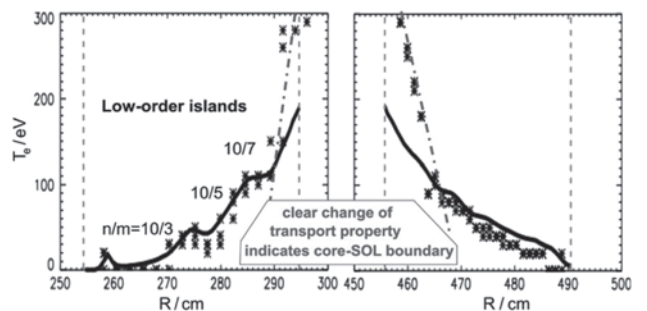


図23 LHD における電子温度の大半径方向分布 (*: トムソン散乱計測, 実線: シミュレーション). 文献[33]より抜粋.

は得られていない。例えば Tore Supra では摂動磁場の印加によって長波長側の密度揺動が低下する様子が観測されている。しかし、半径方向全体の密度・温度分布としてはほとんど変化しておらず、すなわち輸送全体としては変化がないことを示唆している[77]。Beyer らは抵抗性パルニング不安定性に基づく静電的な乱流輸送計算を行い、摂動磁場印加によって長波長側の圧力揺動は減少するが、短波長側の速度揺動は増加し、このため全体として輸送は変化しないという結果を得ている[87]。この結果は少なくとも Tore Supra の測定結果とは矛盾していない[77]。一方、TEXTOR での計測結果によれば、摂動磁場印加中の密度揺動はほとんど変化しないが、電位揺動の減少、および密度と電場の位相のシフトにより径方向の粒子束が減少あるいは半径内向きが変わることが報告されている[86]。しかし、この場合も線平均密度には顕著な変化が現れておらず、全体として輸送がほとんど変化していない結果となっている。この理由として、揺動の空間的変化や、(19)、(23)式で表されるような摂動磁場の径方向成分が生み出す輸送の効果などが指摘されている。

摂動磁場に起因する異常輸送のモデルとしては、この他に温度勾配による高次のテアリングモード（マイクロテアリングモード）がその機構としてあげられており、このモデルのパラメータ依存性については、運動論的效果も含めて文献[88]によくまとめられている。また、電磁的な乱流計算も Reiser らによって行われており[89]、輸送の衝突周波数依存性が議論されている。この分野の研究についても今後の更なる進展が待たれる。

7. おわりに

以上、統計的磁場構造中のプラズマ輸送に関する研究について、現時点での輸送モデルと実験での観測結果について述べてきた。分布計測によって得られた輸送の変化は、定性的には3～5章で示したような準線型モデルと一致するが、定量的な議論はまだ難しい状況にある。その理由の一つとして、実際の装置における磁場構造が、準線型理論で理想化されたものとは異なっていることが挙げられる。特に壁・コイル近傍での磁力線の振る舞いは、摂動磁場の主モードの影響を強く受けており、準線型理論のような単純化ができない。また、プラズマの応答によってプラズマ中での摂動磁場が大きく変化を受けている可能性もある。このような効果を考慮した解析が今後重要になるとと思われる。統計的磁場構造中の異常輸送・揺動計測については、電場形成の機構・計測とあわせて、今後さらに詳細な計測（空間分布、プラズマパラメータ依存性）が必要であると考えられる。今後の進展に期待したい。

今回このようなまとめをさせていただくにあたり、できるだけ幅広く様々な研究を紹介するよう努めたが、まだまだ多くの重要な文献を欠いていることは否めない。また、紙面の都合もあり不純物輸送、ダイバータ板上の熱負荷分布については割愛させていただいた。それぞれの話題におけるさらに詳しい内容については、文中に挙げた参考文献を参照されたい。できるだけわかりやすく解説することを

目的としたが、モデルや実験データの解説に不明瞭な点や誤解を招くような記述があるかと思われる。これらはひとえに著者らの力量不足によるものである。著者自身の後学のためにも本文中の不備など忌憚のないご意見、ご批判などいただければ幸いである。

謝 辞

本解説の執筆にあたり、貴重なご助言とご議論をいただいた大藪修義先生、石澤明宏先生、成嶋吉朗先生にこの場を借りてお礼申し上げます。また本解説記事の編集担当の菊池祐介先生、坂本隆一先生には本稿執筆の機会をいただき、また関連資料の提供や本稿へのコメントなどをいただきました。ここにお礼申し上げます。

参考文献

- [1] M.N. Rosenbluth, R.Z. Sagdeev, J.B. Taylor and G.M. Zaslavski, Nucl. Fusion 6, 297 (1966).
- [2] Y. Corre *et al.*, Nucl. Fusion 47, 119 (2007).
- [3] G. Telesca *et al.*, "Carbon transport in the stochastic magnetic boundary of TEXTOR", *accepted for publication in J. Nucl. Mater.*
- [4] M. Kobayashi *et al.*, *Proceedings of 22nd IAEA FEC* (13-18th Oct. 2008, Geneva) EX/9-4.
- [5] T.E. Evans *et al.*, Phys. Rev. Lett. 92, 235003 (2004).
- [6] K.H. Finken *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 46, B143 (2004).
- [7] K.H. Finken *et al.*, Contrib. Plasma Phys. 46, 515 (2006).
- [8] W. Feneberg, *Proceedings of 8th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics* 1, 4 (1977).
- [9] N. Ohyabu, Nucl. Fusion 21, 519 (1981).
- [10] T. Kawamura, Y. Abe, T. Tazima, J. Nucl. Mater. 111-112, 268 (1982).
- [11] T.E. Evans *et al.*, J. Nucl. Mater. 145-147, 812 (1987).
- [12] N. Ohyabu and J.S. Degraessie, Nucl. Fusion 27, 2171 (1987).
- [13] S. Takamura *et al.*, Phys. Fluids 30, 144 (1987).
- [14] S. Takamura, H. Yamada and T. Okuda, Nucl. Fusion 28, 183 (1988).
- [15] S. Takamura *et al.*, J. Nucl. Mater. 162-164, 643 (1989).
- [16] Y. Shen *et al.*, J. Nucl. Mater. 168, 295 (1989).
- [17] A. Samain *et al.*, J. Nucl. Mater. 128-129, 395 (1984).
- [18] A. Grosman *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 32, 1011 (1990).
- [19] K.H. Finken and G.H. Wolf, Fusion Eng. Des. 37, 337 (1997).
- [20] M. Kobayashi *et al.*, Nucl. Fusion 40, 181 (2000).
- [21] M. Kobayashi *et al.*, Phys. Plasmas 7, 3288 (2000).
- [22] Y. Kikuchi *et al.*, Nucl. Fusion 44, S28 (2004).
- [23] A.B. Rechester and M.N. Rosenbluth, Phys. Rev. Lett. 40, 38 (1978).
- [24] M. Mori, the JT-60 Team and the JFT-2M Team, Plasma Phys. Control. Fusion 36, A39 (1994).
- [25] T.E. Evans *et al.*, Nature Phys. 2, 419 (2006).
- [26] M. Becoulet *et al.*, Nucl. Fusion 48, 024003 (2008).
- [27] N. Ohyabu *et al.*, Nucl. Fusion 34, 387 (1994).
- [28] T. Mizuuchi *et al.*, J. Nucl. Mater. 121, 3 (1984).
- [29] T. Mizuuchi *et al.*, J. Nucl. Mater. 162-164, 105 (1989).
- [30] T. Mizuuchi *et al.*, J. Nucl. Mater. 176-177, 1070 (1990).
- [31] T. Morisaki *et al.*, J. Nucl. Mater. 313-316, 548 (2003).

- [32] M. Kobayashi *et al.*, J. Nucl. Mater. **363-365**, 294 (2007).
- [33] Y. Feng *et al.*, Nucl. Fusion **48**, 024012 (2008).
- [34] S. Masuzaki *et al.*, "Investigation of particle and heat flux profiles on divertor plates in the Large Helical Device", to appear in J. Nuclear Mater..
- [35] J.A. Wesson, *Tokamaks 3rd edition* (Clarendon press, Oxford, 2004).
- [36] H.P. Furth, J. Killeen and M.N. Rosenbluth, Phys. Fluids **6**, 459 (1963).
- [37] R.J. Goldston and P.H. Rutherford, *Introduction to Plasma Physics* (Institute of Physics Publishing Chap, 1995) 20.
- [38] J.K. Lee *et al.*, Nucl. Fusion **23**, 63 (1983).
- [39] T.S. Hahm and R.M. Kulsrud, Phys. Fluids **28**, 2412 (1985).
- [40] P.H. Rutherford, Phys. Fluids **16**, 1903 (1973).
- [41] C.C. Hegna and J.D. Callen, Phys. Plasmas **1**, 3135 (1994).
- [42] N. Ohyabu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 055005 (2002).
- [43] K. Itoh, Phys. Plasmas **12**, 072512 (2005).
- [44] A.H. Boozer, Phys. Plasmas **12**, 092504 (2005).
- [45] Y. Narushima *et al.*, Nucl. Fusion **48**, 075010 (2008).
- [46] R. Fitzpatrick and T.C. Hender, Phys. Fluids B3, 644 (1991).
- [47] R. Fitzpatrick, Nucl. Fusion **33**, 1049 (1993).
- [48] Y. Kikuchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 085003 (2006).
- [49] M.F.M. De Bock *et al.*, Nucl. Fusion **48**, 015007 (2008).
- [50] B.V. Chirikov, Physics Reports **52**, 263 (1979).
- [51] Ph. Ghendrih, A. Grosman and H. Capes, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 1653 (1996).
- [52] G.M. Zaslavskii and B.V. Chirikov, Soviet Physics Uspekhi **14**, 549 (1972).
- [53] K.H. Finken *et al.*, *The structure of magnetic field in the TEXTOR-DED* (Forschungszentrum Juelich GmbH, Zentralbibliothek, 2005).
- [54] Ph. Ghendrih *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **32**, 179 (1992).
- [55] P. Berge, Y. Pomeau, Ch. Vidal, 相澤洋二訳：カオスの中の秩序 (産業図書, 1992).
- [56] 早間慧：カオス力学の基礎 (現代数学社, 1994).
- [57] S.S. Abdullaev, K.H. Finken and A. Kaleck, Phys. Plasma **5**, 196 (1998).
- [58] B.B. Kadomtsev and O.P. Pogutse, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Proceedings, 7th International Conference, Innsbruck, 1978* (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1978) vol. 1, p.649.
- [59] K. Itoh, S-I. Itoh and A. Fukuyama, *Transport and structural formation in plasmas* (Institute of Physics Publishing, 1999).
- [60] D.F. Duchs, A. Montvai and C. Sack, Plasma Phys. Control. Fusion **33**, 919 (1991).
- [61] M. Kobayashi *et al.*, Nucl. Fusion **44**, S64 (2004).
- [62] S.S. Abdullaev and K.H. Finken, Phys. Plasma **6**, 153 (1999).
- [63] F. Nguyen, Ph. Ghendrih and A. Grosman, Nucl. Fusion **37**, 743 (1997).
- [64] 田代健二：修士学位論文 名古屋大学大学院工学研究科, 1999年3月.
- [65] T.H. Stix, Nucl. Fusion **18**, 353 (1978).
- [66] M.Z. Tokar, Phys. Plasmas **6**, 2808 (1999).
- [67] A. Samain *et al.*, J. Nucl. Mater. **128-129**, 395 (1984).
- [68] A. Samain *et al.*, Phys. Fluids B5, 471 (1993).
- [69] A.M. Runov *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 916 (2001).
- [70] Y. Feng *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **44**, 57 (2004).
- [71] R. Zagorski *et al.*, Nucl. Fusion **48**, 024013 (2008).
- [72] I. Joseph *et al.*, Nucl. Fusion **48**, 045009 (2008).
- [73] Y. Feng, F. Sardei and J. Kisslinger, Phys. Plasmas **12**, 052505 (2005).
- [74] M. Kobayashi *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **44**, 25 (2004).
- [75] Ph. Ghendrih *et al.*, Nucl. Fusion **42**, 1221 (2002).
- [76] S.C. McCool *et al.*, Nucl. Fusion **29**, 547 (1989).
- [77] J. Payan *et al.*, Nucl. Fusion **35**, 1357 (1995).
- [78] C. DeMichelis *et al.*, Nucl. Fusion **35**, 1133 (1995).
- [79] P. Devynck *et al.*, Nucl. Fusion **42**, 697 (2002).
- [80] O. Schmiz *et al.*, Nucl. Fusion **48**, 024009 (2008).
- [81] T.E. Evans *et al.*, Nucl. Fusion **48**, 024002 (2008).
- [82] Y. Liang *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, B581 (2007).
- [83] T.E. Evans *et al.*, Phys. Plasmas **13**, 056121 (2006).
- [84] M.E. Fenstemacher *et al.*, Phys. Plasmas **15**, 056122 (2008).
- [85] M.Z. Tokar *et al.*, Nucl. Fusion **48**, 024006 (2008).
- [86] Y. Xu *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 1696 (2007).
- [87] P. Beyer *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, 2167 (2002).
- [88] C.W. Horton, *Hand Book of Plasma Physics* (ed. M.N. Rosenbluth and R.E. Sagleev, Elsevier Science Publishers B.V., 1984) vol. 2, Section 6.4, p.435.
- [89] D. Reiser and B. Scott, Phys. Plasmas **12**, 122308 (2005).
- [90] 日野幹雄：スペクトル解析 (朝倉書店, 1977).

用語解説

『統計的』と『エルゴディック』な磁場構造

エルゴディック (ergodic, ergodicity) とは確率過程において数学的に定義された性質で、ある確率過程の時間 (距離) 平均がアンサンブル平均と一致するような性質をいう [90]。磁場構造の記述に用いる場合、具体的には、ある磁力線に沿って計算した径方向の変位のモーメント (平均値, 2 次のモーメントなど) は、十分長い距離を追跡した後ある一定値に落ち着き (定常性), かつそれらが

磁力線を空間のどこから出発させても同じになる、ということになる。空間全体が完全に様に拡散的な磁力線構造となっている場合にこれが成り立つ。一方、本解説で示したような残留磁気島 (モード構造) が存在するような場合には、出発点によって軌道の径方向の変位の仕方が変わり、変位のモーメントは出発点によって変わると予想される。本解説では、“出発点の微小な違いがその後の軌道 (終点, 磁力線長) の大きな変化となる” という意味において『統計的』という言葉を用いた。これと同様な意味の言葉として『カオティック』も適用できると考えられる。



こばやし まさひろ
小林 政弘

2000年3月名古屋大学工学研究科博士後期課程修了(博士(工学))。その後4年半ほど日本学術振興会特別研究員。2004年10月より核融合科学研究所プラズマ制御研究系助教(採用当時 助手)、現在に至る。考えてみれば博士課程より今まで、図らずもずっと統計的磁場構造に関わる研究に携わってきたことに気づきました。そのわりにはあまり大きな文章が書けずに今回の執筆はかなり大変でした。ごく最近、研究所の近くに引っ越したので徒歩通勤を始めようと考えています。



ます ざき すぐる
増崎 貴

核融合科学研究所プラズマ制御研究系准教授。周辺・ダイバータプラズマおよびプラズマ・対向壁間相互作用に関する研究に従事。現在は特に、LHD周辺プラズマ制御のためのヘリカルダイバータ閉構造化実現をめざしている。数年前、テニスと日本拳法をやっている、と著者紹介に書いた2ヶ月後にアキレス腱を断裂。以後、運動は控え目になった。腱が老化し筋肉の引っ張りに耐えきれないと断裂する。30代から40代の方は特に要注意。