



解説

フローパターンが見出す 3 次元 MHD 平衡のプラズマ境界

Plasma Boundary of 3D MHD Equilibrium Inferred from Flow Patterns

居田克巳, 神谷健作¹⁾, 鈴木康浩

IDA Katsumi, KAMIYA Kensaku and SUZUKI Yasuhiro

核融合科学研究所, ¹⁾日本原子力研究開発機構

(原稿受付: 2013年2月26日)

プラズマのフロー計測は荷電交換分光法の導入に伴い, その空間分解能と計測精度において飛躍的な進展がみられた。プラズマのフローは, プラズマの温度や密度よりも磁場構造に敏感であるという性質があることが知られている。ここでは, その特徴を利用してプラズマのフローの詳細な空間分布から磁場の3次元構造を推定する最近の研究について解説する。

Keywords:

plasma boundary, 3D MHD equilibrium, poloidal flow, toroidal flow, charge exchange spectroscopy, HINT code

1. はじめに・3次元平衡とは

一般に, 磁場閉じ込めプラズマの3次元平衡とは, 「トロイダル方向に一様でない磁場構造を持つ平衡」であることと単純に理解されがちである。しかし, ここでは3次元平衡の定義について, 「閉じた磁気面をもたない (例えば, プラズマの外の開いた磁気構造やストキャスティックな磁場構造)」と考え, その磁場構造をプラズマのフローで明らかにするアプローチについて議論する。近年, 摂動磁場による周辺局在モードの抑制のメカニズムの研究[1]が注目されているが, 摂動磁場により磁気面に小さい磁気島が発生しているか, 又は磁場ストキャスティックになっているかを実験的に調べることが重要なテーマとなっている。

3次元平衡ではどのような磁気面が形成されているかを調べるのが重要であるが, 磁気面の形成を妨げる径方向磁場はトロイダル・ポロイダル磁場に比べて小さく, プラズマ内部の径方向磁場の直接計測は難しい。ところが, プラズマのフローは温度や密度と異なり磁場構造に敏感で, 摂動磁場により粘性が増えてプラズマの回転が大きく変化することはよく知られている。磁場の3次元構造が変化した時にどのようにフローが変化するかを調べた研究は数多くある[2-4]。プラズマのフローの計測は荷電交換分光法の導入に伴い, その空間分解能と計測精度において飛躍的な進展がみられているにもかかわらず, フローの空間分布を詳細に計測することで磁場の3次元構造を調べようという試みはあまりなされていない。

本解説では, プラズマのフローの計測を通じて磁場構造を明らかにしようとする試みについて述べる。第2章では荷電交換分光法によるプラズマのフローの計測とその応用, 特に磁気島におけるトロイダル・ポロイダルフローに

ついて解説する。第3章ではプラズマのフロー計測による閉じ込め領域の境界 (実効的最外殻磁気面) の決定と平衡計算との比較を紹介し, フローパターンの計測による3次元MHD平衡の実験的検証について解説する。

2. フロー計測

プラズマ中のフローを知るには本来3次元ベクトルを計測しなければならないが, 磁場閉じ込めプラズマでは, 磁気面に垂直な方向の流れの速度は磁気面に沿った方向の流れの速度に比べ3桁程度小さいので, 実際には2次元の流れを計測すればよい。一般にはトロイダル流とポロイダル流で表現されるが, プラズマ中の電場を議論する場合には, 磁力線に平行な流れと垂直な流れに分離して考えた方がよい。

高温プラズマの最外殻磁気面の外のスクレイプオフ層や低温プラズマでは, マッシュプローブでフローの計測がなされているが, 核融合科学研究所の大型ヘリカル装置(LHD)のような高温プラズマでは荷電交換分光が用いられる[5,6]。重イオンビームプローブ, 荷電交換分光, 反射計, 静電プローブ等, 電場(磁力線に垂直な方向の流れ)を計測する方法はいくつかあるが, 2次元のフローが計測できるものは荷電交換分光しかない。LHDではトロイダルシステムとポロイダルシステムの2系統のファイバーアレイ(図1参照)を設置して, 2次元のフローを計測している[7]。

荷電交換分光法とはプラズマ中に存在する完全電離不純物イオンと, 入射された中性粒子ビームとの間で起こる荷電交換反応によって放射される可視光のドップラー幅とシフトから, ビームと視線の交点におけるイオン温度とプラ

National Institute for Fusion Science, Toki, GIFU 509-5292, Japan, ¹⁾Japan Atomic Energy Agency, IBARAKI 311-0193, Japan

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

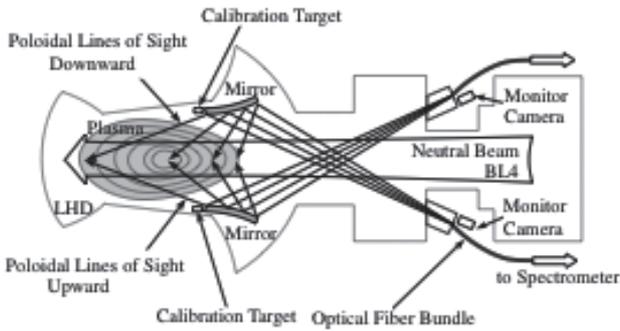


図1 LHDに設置されているポロイダルアレイ (参考文献[7]の図1より転載).

ズマのトロイダル流とポロイダル流の速度を求めるものである。流れの速度は高波長分解能で計測した可視光のスペクトルのドップラーシフト (速度) から求める。速度計測の精度を上げるにはスペクトルの形を精度よく計測することが重要で、そのためには明るい光学系が必須である。図2は高精度計測を目的に開発された分光器である[8]。通常の分光器はF値が5.6程度であるが、本分光器はF値が2.8と小さく、4倍程度の明るさを持つ。

プラズマのフローを計測する際に注意すべき点としては、荷電交換分光の断面積にエネルギー依存性があることに由来する見かけ上の速度の存在である[9,10]。この見かけ上の速度の発生メカニズムは、サイクロトロン運動をしているイオンがビームの方向と同方向の時と逆向きの時で断面積が異なる為に発光強度に差が生じ、ビームに沿った方向の見かけ上のドップラーシフト (速度) が起因である。ビームエネルギーが50 keV/amu以下では、エネルギーの上昇に伴い荷電交換分光の断面積が増加するので、ビームの上流に向かったドップラー速度となり、ビームエネルギーが50 keV/amu以上では、見かけ上の速度はエネルギーの上昇に伴い荷電交換分光の断面積が減少するので、

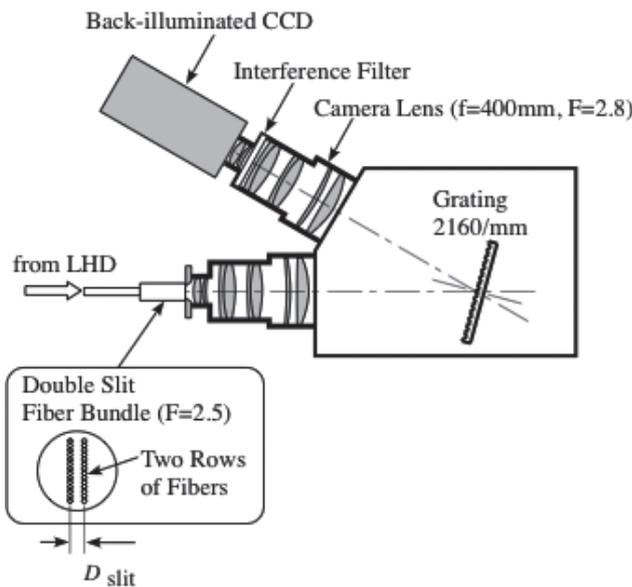


図2 LHDに設置されているダブルスリット型レンズ分光器の原理図 (参考文献[7]の図2より転載).

ビームの下流に向かったドップラー速度となる。荷電交換分光反応で上位準位に捕獲された電子が、下位準位に落ちるまでに有限の時間があるので、ビームに垂直な方向にも見かけ上のドップラーシフトは起こる。この方向はサイクロトロンの回転方向とビームの入射方向に依存する。ビームは外側から入射されるので、ビームエネルギーが50 keV/amu以下ではイオン反磁性方向、50 keV/amu以上では電子反磁性方向の見かけ上の速度を生じる。ポロイダル方向の見かけ上のドップラー速度は、ビーム方向の見かけ上のドップラー速度に比べ1桁程度小さい。ポロイダル回転はトロイダル回転に比べやはり1桁程度小さいので、見かけ上のドップラーシフトはポロイダル回転計測においてもトロイダル回転計測と同様に重要となってくる。このビームに平行・垂直方向の見かけ上のドップラー速度のイオン温度依存性を図3に示す。これらの図から解るように、見かけ上の速度はイオン温度にほぼ比例しており、プラズマのイオン温度が高くなってくると無視できない量となる。

LHDではビームに沿った方向の見かけ上のドップラーシフト (速度) を計算で求めるだけではなく、実際に計測している。この見かけ上の速度がほぼイオン温度に比例することを利用して、図1の上下ファイバーで観測したドップラーシフトの平均値から求めた大半径方向のドップラーシフト速度の温度依存性を計測している。プラズマの大半径方向の速度はm/sとフローに比べ3桁以下であるので、大半径方向の速度を見かけ上の速度とみなすことができる。図4にプラズマ中心部で計測した見かけ上の速度の温度依存性と、理論予想との比較を示す。実験データの傾きから求めたドップラーシフトの温度依存性 V_{apparent}/T_i 値は12.9 (km/s/keV) で、ADASの標準 (old) 又はJanevの荷電交換断面積から求めた理論値と40 keV/amuではよい一致を示している。

トロイダル流は接線入射中性粒子ビームによるトルクによって駆動されるのみならず、プラズマの内部トルク (径方向の温度勾配等によって生じるトロイダル方向の力) によるものもあり、内部トルクによるフローを自発フローと

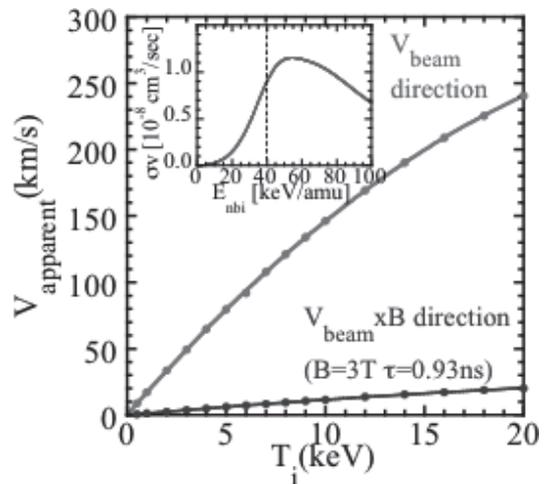


図3 ビーム方向とビーム垂直方向 (ポロイダル方向) の見かけ上速度のイオン温度依存性. この計算で使った荷電交換分光放射断面積 (CVI n=8-7) も示している.

よんでいる[11]. 接線入射中性粒子ビームで駆動されるものは、ビームの入射方向 (co: 等価電流と同じ方向, ctr: 等価電流と逆方向) によって方向が反転するが、内部トルクはプラズマの衝突領域等で決まる. 2本のcoビームと1本のctrビームを入射した場合には、大きなco方向のトロイダル回転が観測されている. しかしながら、2本のctrビームと1本のcoビームを入射した場合には、ctr方向のビームトルクがco方向の内部トルクによって打ち消されて、トロイダル回転がほとんどゼロになっている[12]. 内部トルクは、乱流の対称性の破れから生じると考えられており、プラズマの衝突周波数等によって向きが変わるものである. したがって、内部トルクの向きからプラズマ中の乱流状態を探ることもできる.

プラズマのフローは温度や密度に比べ磁場の構造に敏感であることが知られている. 図5はJT-60UとLHDにおいて、回転しない大きな磁気島 (ヘリカルプラズマやトカマクプラズマのモードロック) を生成してその時のトロイダルフローとポロイダルフローを観測した例である. これらの観測結果から磁気島内部のみでプラズマのフローがほとんどゼロになり、磁気島境界に大きなフローシアアができることがわかる[13,14]. これは、磁気島がヘリカル構造をもつことから、トロイダル対称性・ポロイダル対称性が破れトロイダルフローとポロイダルフローともに減衰するからである. この性質を利用すればフローの空間分布から磁気島の位置や大きさを推定することができる.

この観測例でもわかるように、ポロイダル流の速度はトロイダル流に比べ1桁以上小さいので、より精度の高い計測が要求される. LHDではプラズマを上下方向から観測してその差からポロイダル回転速度を評価することで精度を向上させ、1 km/s 以下 (電場にして1 kV/m 以下) にすることに成功している. また一般にプラズマの周辺部は完全電離炭素の密度が低く信号強度が弱い、LHDではレンズ分光器を使った計測システムを使っている、プラズマのスクレイプオフ層までのフローの計測が可能となっている. この計測に基づく実効的最外殻磁気面の位置の決定については次章で述べる.

3. 閉じ込め領域の境界の同定

3.1 フロー計測からの類推

閉じた磁気面領域内では磁力線の連結長はほぼ無限大と考えられ、その磁力線に沿った電子とイオンのフローがプラズマ中に存在する[15]. 運動量の担い手はイオンフローであり、電子フローとの差が正味の電流として現れてくる. 一方、閉じた磁気面と開いた磁気面の境界 (最外殻磁気面) 付近では、磁力線の連結長が有限長となり (例えば、100~1000 m のオーダー)、磁力線にそった炉心壁へ向かう電子とイオンのフロー (閉じた磁気面からの損失) が発生する. 通常、電子の熱速度はイオンよりも圧倒的に早いことから同領域では電子損失が支配的となり、局所的なオームの法則 $j_r = \sigma E_r$ から (j_r は径方向の電流密度、 σ は電

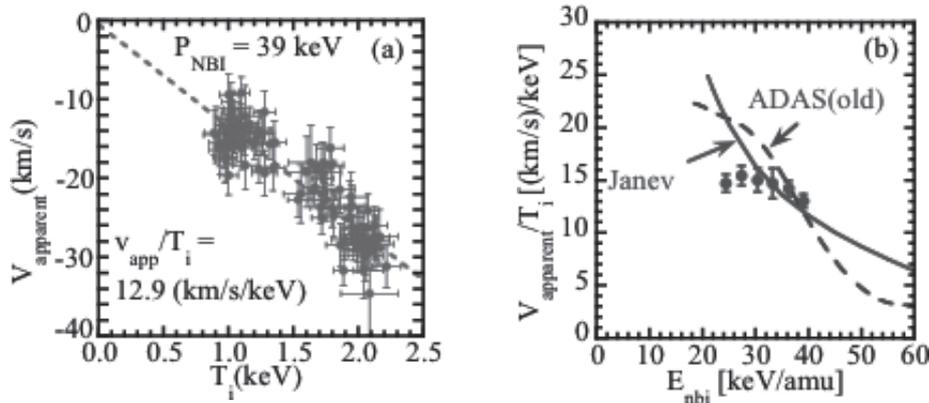


図4 (a)見かけ上の速度のイオン温度依存性の計測例と(b)実験値と理論値との比較.

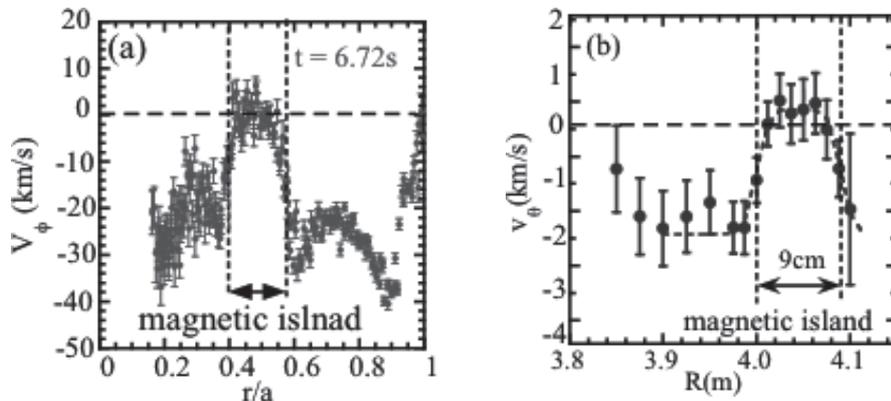


図5 回転しない磁気島における(a)トロイダルフロー速度 (JT-60U) と(b)ポロイダルフロー速度(LHD)の空間分布.

気伝導度, E_r は径方向の電場), 最外殻磁気面付近のプラズマは正に帯電すると考えられる[16, 17]. このように最外殻磁気面はプラズマ閉じ込め領域から炉心壁へ向かう粒子損失の発生位置としても考えられることから, そこで自己無撞着に決定される径方向電場構造を知ることで逆に最外殻磁気面位置を実験的に決定できる可能性がある[18].

プラズマ中の径電場は, 圧力勾配とトロイダル方向とポロイダル方向のフロー速度を計測することで, 特定イオンの径方向の力の釣り合いから間接的に評価する[19].

$$E_r = \frac{\nabla p_i}{Z_i e n_i} - (V_\theta \times B_\phi - V_\phi \times B_\theta) \quad (1)$$

ここで E_r は径方向電場, ∇p_i は圧力勾配, Z_i は測定する粒子種の電荷数, e は電気素量, n_i はイオン密度, V_θ と V_ϕ はそれぞれポロイダル方向とトロイダル方向のフロー速度, B_θ と B_ϕ はそれぞれポロイダル磁場とトロイダル磁場である. 通常の場合, 測定する粒子種はプラズマ中の不純物イオン (例えば炭素) であるため, 右辺第一項の反磁性項はHモードプラズマのようなプラズマ周辺部に輸送障壁がない限り無視できることから, フロー速度 (V_θ と V_ϕ) と磁場 (B_θ と B_ϕ) が電場構造の決定に本質的となる. 本研究では荷電交換再結合分光計測によって炭素イオンの密度, 温度, ポロイダルおよびトロイダルフロー速度を実測し[6, 7], ポロイダルおよびトロイダル磁場はLHDで近年開発された自由境界3次元平衡解析コード (VMFC) の大規模データベースを利用する実時間マッピングシステムによって評価した[20].

図6に比較的低いベータ値 ($\beta \equiv$ プラズマの平均圧力/磁気圧力) の領域 ($\beta \leq 1\%$) において, 温度一定条件下でプラズマの密度スキャンを実施した場合に観測される周辺電場構造を示す. プラズマ周辺部における真空磁場の磁気面が完全に閉じていると考えられる領域 (例えば, $R=4.5\text{ m}$ 付近) に着目すると, 低密度 (低衝突度) プラズマでは電子が多く損失することから電場が正となり, また高密度 (高衝突度) プラズマではイオンが多く損失することから電場が負となっている.

この電場構造の密度 (衝突度) に対する依存性はヘリカル系に特徴的な性質で, 新古典モデルに基づくシミュレーションによって説明可能である. ヘリカル系における閉じた磁気面内ではトカマクでは無視できた電子の粒子束も同程度の大きさをもつため, イオンと電子の両方の径方向流束が等しくなる両極性条件を満たすような電場が自己無矛盾に決定される[21].

一方, 真空磁場境界から5-6 cm程度外側付近 ($R \approx 4.60\text{ m}$) では正電場および極大値を有する正電場シア構造が低密度および高密度のどちらの領域においても存在している (図6 (d) および (e)). その物理機構は, 磁気面が完全には閉じていないエルゴディック層における磁力線に沿って炉心壁に向かう電子損失によるものと考えられるが, 同領域における新古典計算は未だ確立されていない. また, プラズマのベータ値が上昇した場合に, プラズマ中心軸が大半径外側へシフトすることはシャフラノフシ

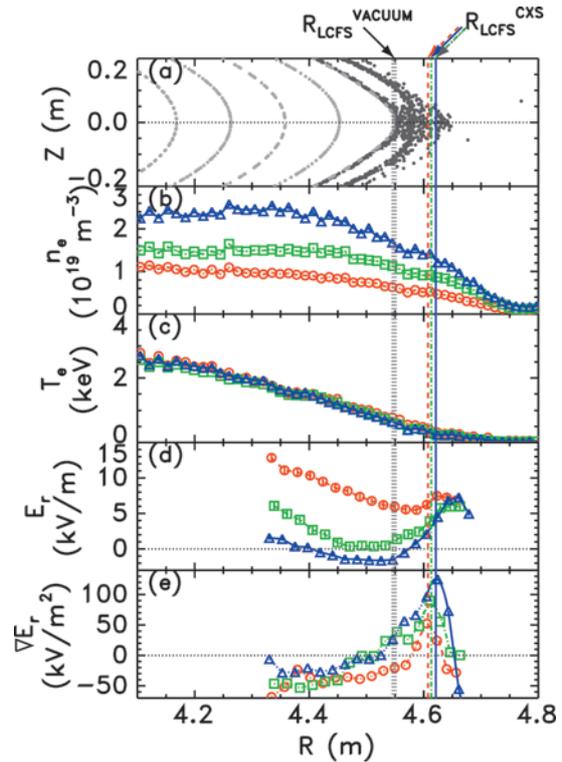


図6 密度スキャンの結果. R_{LCFS}^{VACUUM} は真空磁場の最外殻磁気面位置, R_{LCFS}^{CXS} は電場シア極大値位置を表す. (a) 磁気面 (真空磁場) のポアンカレ図, (b) 電子密度, (c) 電子温度, (d) 電場, および (e) 電場シア. 図中のシンボルの○ (赤) は低密度, □ (緑) は中密度, △ (青) は高密度に対応する. (参考文献[18]の図1より転載).

フトとしてよく知られている. この効果によって磁気面が変形すると最外殻磁気面位置も真空磁場からずれてしまうが, ヘリカル型装置では3次元効果を考慮した磁気面の平衡再構成が必要であり[22], 最外殻磁気面を数値的に正確に決定するための実験的束縛条件を設定することが困難であった.

そこで我々は, 『電場シア極大値位置が実効的なプラズマ境界位置に対応』するという作業仮説を立て, 径電場 ($\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ フロー) 計測からの閉じ込め領域の境界の類推を試みた. なお, 図7に示すように, 同領域において正電場あるいは電場シア極大値に寄与するのは主としてポロイダル回転項 ($V_\theta \times B_\phi$) であり, トロイダル回転項 ($V_\phi \times B_\theta$) および反磁性項 ($\nabla p_i / [Z e n_i]$) の電場への寄与は小さい.

実験は2種類のアスペクト比を有する磁場配位で実施し, 図8右列に示す標準的な磁場配位で低~中程度のベータ値をスキャンし, 図8左列に示す高アスペクト比の磁場配位で中~高ベータ値をスキャンした. この理由としては, 高アスペクト比の磁場配位の方がより高いベータ値が得やすいが, 磁場強度に制約があるためにCXS計測に必要なある程度以上の加熱入力のもとでは低いベータ値をスキャンし難いことによる. 一方標準的な磁場配位では, CXS計測の外側観測点限界がスキャン可能なベータ値上限を制限している. なお, 図8に示すようにどちらの磁場配位でも, 同程度のベータ値 ($\beta = 1.6\%$) の場合, 電場シア極大値位置 (R_{LCFS}^{CXS}) の真空磁場の最外殻磁気面位置

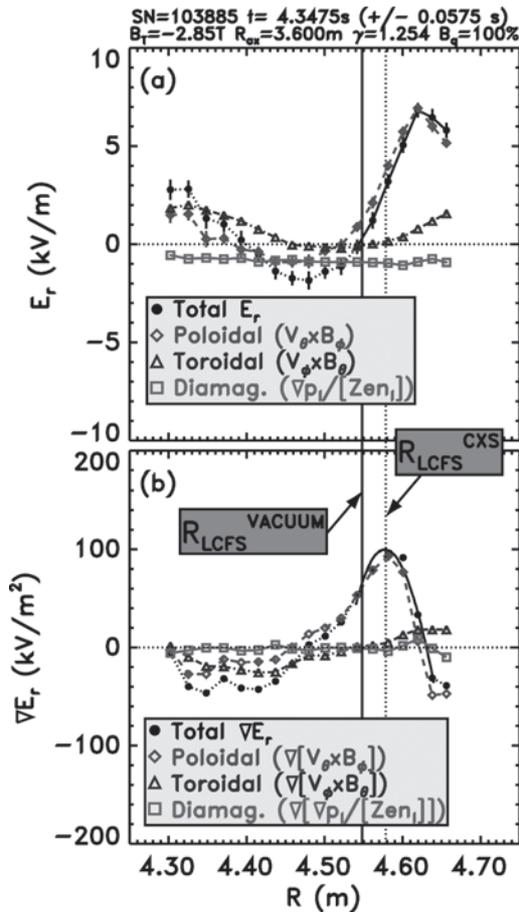


図7 (a)電場および(b)電場シア(●)へのポロイダル回転(◇), トロイダル回転(△), および反磁性項(□)の寄与。(参考文献[18]の図4より転載).

(R_{LCFS}^{VACUUM}) から外側へのシフト量は同程度となっている(約 9.3 cm).

図9にベータ値スキャンの結果を示す. ベータ値の上昇に応じて非線形に電場シア極大値位置が外側へシフトすることを広いパラメータ範囲において確認できたことは, 電場シア極大値位置を用いて実効的プラズマ境界位置を実験的に評価できることを定量的に示しており, ヘリカル系においてこれまで困難であった課題を克服するとともに新しい研究領域を開拓した結果でもある.

ただし, 実験的には未解決の課題も残っている. 図9に示す標準配位ではベータ値に対する実効的プラズマ境界位置のシフト量 ($\Delta R = R_{LCFS}^{CXS} - R_{LCFS}^{VACUUM}$) は比較的強い依存性をもっているように見えるが, 高アスペクト比の磁場配位では特に高いベータ値領域 ($\beta \geq 3\%$) において飽和傾向が観測されている. 図10に示すように, 同程度のベータ値 ($\beta = 1.1 \sim 1.3\%$) でも電場シア極大値位置が明らかに異なる場合も存在し, その位置での平均自由行程長は数10 mとなっている. これらの観測結果は, グローバルパラメータであるベータ値以外にも局所的に最外殻磁気面位置を決定する要素が存在している可能性を示唆するもので興味深い. また今回のパラメータスキャンでは高アスペクト比の磁場配位と標準配位の2種類に限定されたが, 外寄せ配位(磁気軸 $R_{axis} = 3.90$ m) でエルゴディック層の厚みを大きく変化させた場合の上述の作業仮説の成立性も実験的に検証する必要がある. 次章では磁力線の連結長の計算値(HINT2 code) との比較が示される.

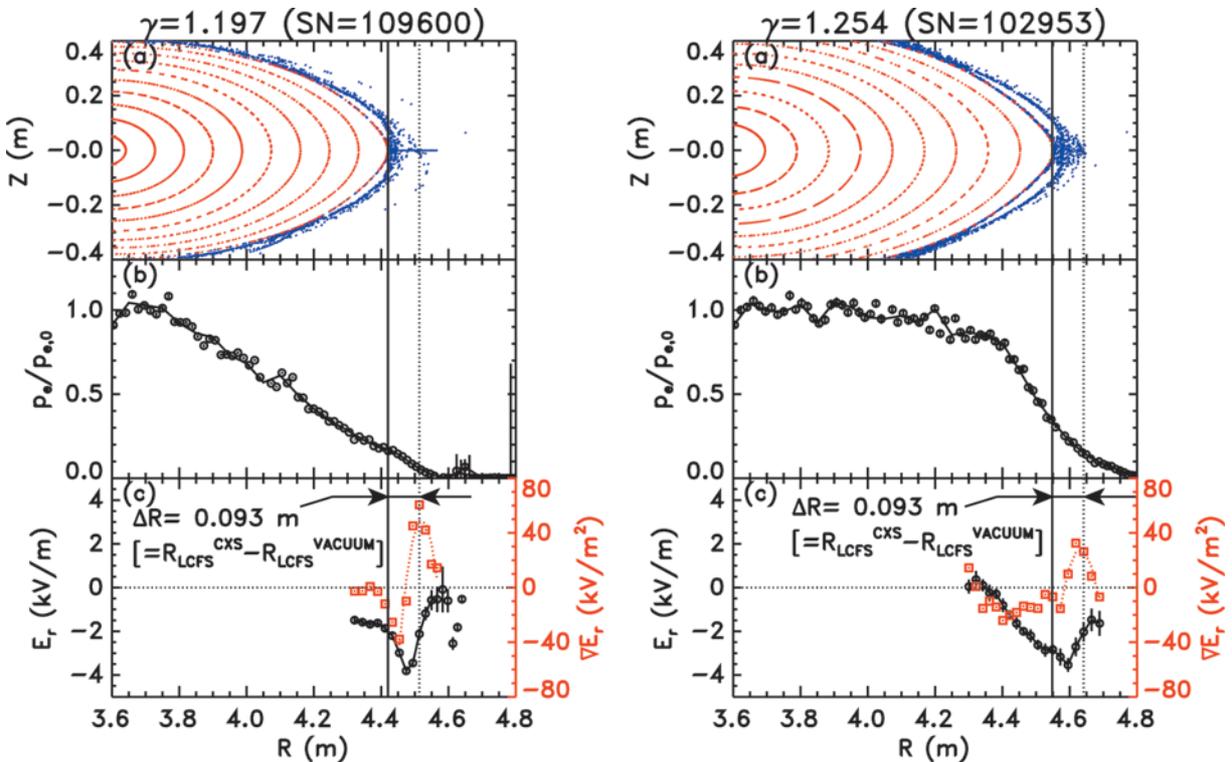


図8 (a)磁気面(真空磁場)のポアンカレ図, (b)規格された電子系圧力, (c)電場(○)と電場シア(□). 左列は高アスペクト比の磁場配位($R_{axis} = 3.60$ m, $\gamma = 1.197$), 右列は標準配位($R_{axis} = 3.60$ m, $\gamma = 1.254$). ここで R_{axis} は真空磁場の磁気軸位置, γ はヘリカルピッチパラメータ. (参考文献[18]の図3より転載).

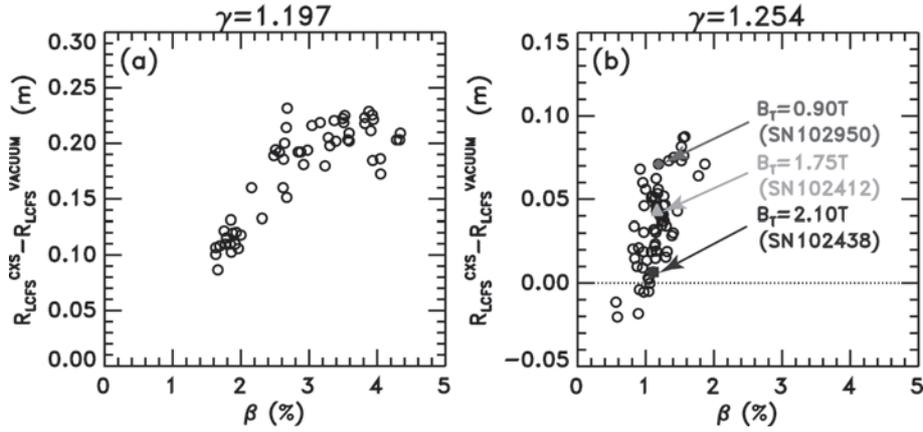


図9 ベータ値スキャンの結果。(a)高アスペクト比の磁場配位 ($R_{axis} = 3.60 \text{ m}$, $\gamma = 1.197$), (b)標準配位 ($R_{axis} = 3.60 \text{ m}$, $\gamma = 1.254$). (参考文献[18]の図6より転載).

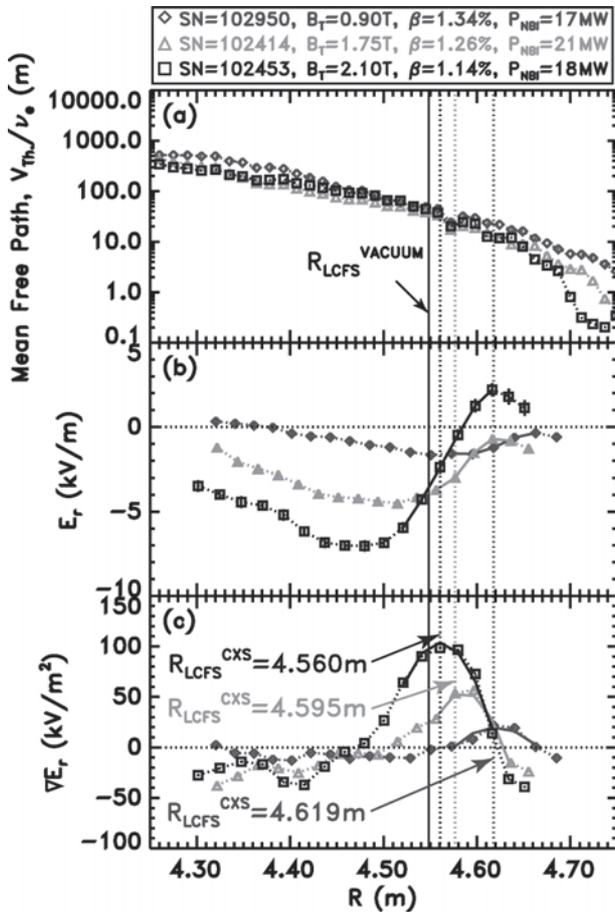


図10 (a)平均自由行程長, (b)電場, および(c)電場シア。図中のシンボル (\diamond , \triangle , および \square) は図9 (b)に示したものに対応する。(参考文献[18]の図8より転載)。

3.2 数値計算からの類推

この節では周辺電場計測が示唆する実効プラズマ境界と3次元MHD平衡計算から得られる磁場構造との関係について述べる。

簡単のためプラズマ回転は考えないものとし, MHD平衡とプラズマ境界の関係を説明する。ここで, プラズマ境界はプラズマ-真空の境界とする。軸対称系(トロイダル角方向の微分が $0: \partial/\partial\phi = 0$)を仮定すると, MHD平衡方程式はよく知られている Grad-Shafranov (G-S) 方程式と呼

ばれる1本の楕円型偏微分方程式に簡約化される[23, 24]。したがって, MHD平衡計算は数学的に境界値問題であり, 適切な境界条件の下で偏微分方程式を解くことに帰着する。ここで, 注意すべき点はプラズマ境界の与え方である。プラズマ境界とはG-S方程式の右辺で与えられるトロイダル電流密度分布の境界を意味し, 通常はマテリアリミタかセパトリックス(磁気リミタ)により定義される。2次元MHD平衡計算の場合, 入れ子状の磁気面構造を持つ解を数学的に定義できる。したがって, 2次元MHD平衡の場合, G-S方程式を解くことによりプラズマ境界を定義することができる。

3次元系の場合, G-S方程式に相当する方程式は存在しないが, ステラレータ展開法等の平均化操作を用いるとG-S方程式に相当するステラレータ平衡方程式を導くことができる[25]。しかし, この方程式によって求めたMHD平衡は系の3次元性を無視してはいないが, 3次元でMHD平衡を求めたわけではないことに注意を要する。3次元MHD平衡を計算するためにはMHD平衡方程式を簡約することなく解く必要がある。3次元MHD平衡計算で最も多く用いられるコードは逆表現を用いたVMECコード[26]である。ここで, 逆表現とは, 入れ子状の磁気面を仮定した磁気座標のもとで磁場をラグランジュ表現することに対応する。注意すべき点は, 3次元系では入れ子状の磁気面構造を持つMHD平衡解の存在を数学的に証明することはできない[23]。しかし, ステラレータ・ヘリオトロンのように真空磁気面をもつ磁場配位では磁力線追跡等を用いて真空中に入れ子状の磁気面を探すことができるので, MHD平衡解でも同様に入れ子状の磁気面をもつ解が存在すると仮定して数値計算を行う。プラズマの全エネルギーを汎関数とすると, 変分原理より第1変分はMHD平衡方程式となる[27, 28]。そこで, VMECコードは最急降下法によりプラズマの全エネルギーを最小化することでMHD平衡を計算する。この時, プラズマの全エネルギーは磁場エネルギーと圧力による運動エネルギーの和として定義されるので, VMECによるエネルギーの最小化はプラズマの全エネルギーが最小になる磁気面形状を求めることに一致する。VMECは磁気座標を用いているので, エネルギーの最小化はプラズマ領域内で行われる。この時, プラ

ズマ境界は磁気面の条件 $\vec{B} \cdot \vec{n} = 0$ を用いて、プラズマの磁場強度の2乗 B_{plasma}^2 と真空磁場強度の2乗 B_{vac}^2 の差が0になるよう最小化することで計算される。したがって、VMECが計算するプラズマ境界は、対象とする磁場配位如何に関わらず必ず閉じた磁気面の境界を計算することを強調する。一方、磁場構造に依存することなく3次元MHD平衡解を計算できるコードとしていくつかのコードが開発されており、HINTコード[29]/HINT2コード[30]、PIESコード[31]、SIESTAコード[32]が代表的なコードである。ここでは、紙面の都合上HINT2コードの結果をもとにした議論に限定する。HINT2コードでLHD配位の3次元MHD平衡解析を行うと、ベータ値の増加と共にプラズマ周辺部の磁力線構造がストキャスティックに変化することが報告された。これは、3次元構造をもつ磁力線に流れる平衡電流（Pfirsch-Schlüter (P-S) 電流）がつくる圧力駆動摂動磁場が非線形・非共鳴カップリングすることで生じるグローバル効果と理解できる[33]。HINT2のようなグローバルな3次元MHDコードは、共鳴面近傍で重要となる境界層モデルは含まれていないが、グローバル効果によりストキャスティックな磁力線構造を作り出すのが3次元MHD平衡の奥深い点である。ストキャスティックな磁力線構造を持つ3次元MHD平衡解の場合、プラズマ境界はどう定義されるのであろうか？無衝突極限を考えると、ストキャスティックな磁力線上では電子温度分布が0になるので閉じた最外殻磁気面がプラズマ境界となる。しかし、LHD実験で得られた高ベータプラズマとHINT2コードによる3次元MHD平衡計算結果を比較すると、最外殻磁気面のはるか外側（磁力線構造がストキャスティックになっていると考えられる領域）で有限の圧力勾配が観測されている。まず考えられる可能性は、有限な圧力勾配が意味するのは閉じた入れ子状の磁気面構造が存在することである。しかし、圧力勾配が観測される領域は真空磁場でストキャスティックな領域にも広がっているため、プラズマがストキャスティックな磁力線構造を入れ子の磁気面形状に変化させる物理が必要である。それと対になるのは、たとえ磁力線構造がストキャスティックになったとしても、有

限な圧力勾配を維持できる可能性である。LHD実験で観測される高ベータプラズマは、低磁場・低温度であるため高衝突領域のプラズマである。この時、磁力線に沿った電子の運動を考えると電子の平均自由行程が磁力線の結合長より短い場合、磁力線の構造を感じる前に衝突により他の磁力線に移ってしまうと考えられる[34]。ただし、もしプラズマパラメータが低衝突領域になった場合は、ストキャスティック領域では圧力勾配が低く抑えられるはずなので注意が必要である。以上のことから、実験結果から示唆されるプラズマ境界（圧力勾配が十分低くなる領域）と3次元MHD平衡解析が示唆する最外殻磁気面の位置が大きく食い違うため、何を以てプラズマ境界と考えるかが3次元MHD平衡を考える上で重要である。本解説では、ストキャスティックな磁力線でも有限な圧力勾配を維持できるという作業仮説のもとに、周辺電場計測が示唆するプラズマ境界とHINT2コードが計算する3次元磁場構造との関係を示す。

図11に、荷電交換分光計測により観測された電場分布から求めた電場シアとHINT2コードにより計算された3次元MHD平衡磁場のポアンカレ図との比較を示した。実験、数値計算ともにLHD高ベータ実験で標準とされる磁気軸内寄せ・高プラズマアスペクト比磁場配位で行った。図は(a) $\langle \beta \rangle \sim 1\%$ と (b) $\langle \beta \rangle \sim 3\%$ の2ケースについて示してある。ポアンカレ図中の点の色は磁力線の結合長を表しており、最大で1 kmとした。数値計算結果を見ると、低ベータ、高ベータともに青破線で示した真空の最外殻磁気面より外側にストキャスティックな磁力線構造が広がっていることがわかる。しかし、磁力線構造はストキャスティックになっているにもかかわらず、磁力線の結合長は1 kmあり結合長はほぼ無限大と考えられる。一方、磁力線の結合長が十分に長いストキャスティック磁力線領域のさらに外に結合長が短い開いた磁力線領域が表れる。電場シアと比較すると、薄紫色で示した強い電場シアが現れる領域は磁力線構造がストキャスティックかどうかではなく磁力線が壁に到達する開いた磁力線か閉じているかが実効プラズマ境界を考える上で重要であることを示唆している。

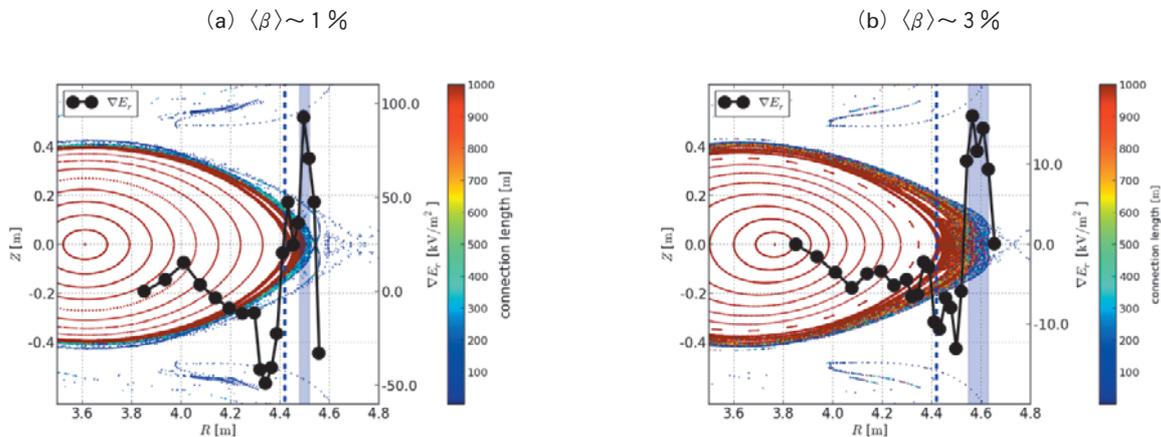


図11 実験で観測された電場分布から求めた電場シアとHINT2コードにより計算された3次元MHD平衡磁場構造との比較。(a)低ベータ放電と(b)高ベータ放電を比較した。ポアンカレ図の点の色は磁力線の結合長を表す。磁力線追跡の最大長は1 kmである。

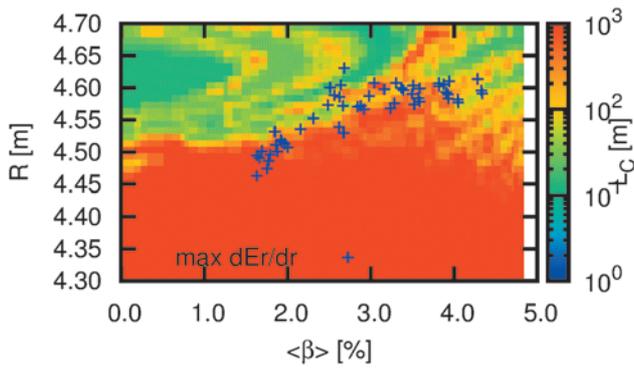


図12 磁力線の結合長分布と電場シア最大の位置の相関図。横軸を体積平均ベータ値、縦軸に大半径 R を取った。等高線の色は磁力線の結合長を表す。磁力線追跡の最大長は 1 km である。図中の記号 (+) は電場シアが最大になる位置を表す。

このことを幅広いパラメータ領域で確認するために、実験結果をよく再現できる平衡データベースで計算した磁力線の結合長分布と、実験で観測された電場シアが最大になる位置を重ねて示したものを図12に示す。図12は横軸に体積平均ベータ値、縦軸に大半径 R で、カラーマップが磁力線の結合長を表す。磁力線追跡の追跡長は最大で 1 km としているので、結合長が 1 km 以上の磁力線は閉じた磁力線と定義する。磁力線の結合長分布に注目すると、ベータ値の増加とともに磁力線の結合長が十分に長い領域 (~ 1 km) がトーラス外側へ広がるのがわかる。そのとき、電場シアの最大値が現れる場所は、磁力線の結合長が長い領域と短い領域の境界付近であることが図よりわかる。しかし、電場シアの最大値の位置 (図12中+) は、閉じた磁力線と開いた磁力線の境界で単純に決まるのではなく、開いた磁力線領域上に分布している。問題は、電場シアの最大値が現れる場所がどのように決まるかである。重要な点は、この領域の磁力線構造は閉じている、開いているにかかわらず不安定な軌道を取りながらトーラス方向に周回していることである。この時、たとえ閉じた磁力線であっても、垂直方向の拡散により開いた磁力線領域も通過する。電子の運動からみた場合、この磁力線は閉じた磁力線ではなく実効的に開いた磁力線であると考えられる。このような考え方は、過去にトカマクのエルゴディックダイバータの解析においても行われた[35]。今後は、磁力線の結合長や電子の平均自由行程といった平行方向の相関に加え、垂直方向のパラメータも考慮し定量的に解析が進むことが期待される[36]。

参考文献

- [1] T.E. Evans *et al.*, *Nature Phys.* **2**, 419 (2006).
- [2] K. Ida *et al.*, *Nucl. Fusion* **44**, 290 (2004).
- [3] X.Z. Yang *et al.*, *Phys. Fluids B* **3**, 3448 (1991).
- [4] C. Hidalgo *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **42**, A153 (2000).
- [5] R.J. Fonck *et al.*, *Phys. Rev. A* **29**, 3288 (1984).
- [6] K. Ida *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 2360 (2000).
- [7] M. Yoshinuma *et al.*, *Fusion Sci. Technol.* **58**, 375 (2010).
- [8] 特許第4883549号, US7436512B2, EP1674844B1
- [9] 浜口智志 他 編：プラズマ原子分子過程ハンドブック (大阪大学出版会, 2011年) 第13章.
- [10] W.M. Solomon *et al.*, *Phys. Plasmas* **13**, 056116 (2006).
- [11] M. Yoshinuma *et al.*, *Nucl. Fusion* **49**, 075036 (2009).
- [12] K. Ida *et al.*, *Nucl. Fusion* **50**, 064007 (2010).
- [13] K. Ida *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 015002 (2001).
- [14] K. Ida *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 065001 (2012).
- [15] 居田克巳：プラズマ・核融合学会誌 **80**, 291 (2004)
- [16] Ch. P. Ritz *et al.*, *Phys. Fluids* **27**, 2956 (1984).
- [17] V. Rohde *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **241-243**, 712 (1997).
- [18] K. Kamiya *et al.*, *Nucl. Fusion* **53**, 013003 (2013).
- [19] K. Ida, *Plasma Phys. Control. Fusion* **40**, 1429. (1998).
- [20] C. Suzuki *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **55**, 014016 (2013).
- [21] M. Yokoyama *et al.*, *Nucl. Fusion* **42**, 143 (2002).
- [22] Y. Suzuki *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **4**, 036 (2009).
- [23] H. Grad and H. Rubin, *Proc. 2nd UN Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, Vol. 31, Geneva: IAEA p.190 (1958).
- [24] V.D. Shafranov, *Rev. Plasma Phys.* Vol. 2, New York: Consultants Bureau, p. 103 (1966).
- [25] J.M. Greene and J.L. Johnson, *Phys. Fluids* **4**, 875 (1961)
- [26] S.P. Hirshman and J.C. Whitson, *Phys. Fluids* **26**, 3553 (1983).
- [27] M.D. Kruskal and R.M. Kulsrud, *Phys. Fluids* **1**, 265 (1958).
- [28] H. Grad, *Phys. Fluids* **7**, 1283 (1964).
- [29] K. Harafuji *et al.*, *J. Comput. Phys.* **81**, 169 (1989).
- [30] Y. Suzuki *et al.*, *Nucl. Fusion* **46**, L19 (2006).
- [31] A. Reiman and H. Greenside, *Compt. Phys. Commun* **43**, 157 (1986).
- [32] S.P. Hirshman *et al.*, *Phys. Plasmas* **18**, 062504 (2011).
- [33] A.H. Reiman and A.H. Boozer, *Phys. Fluids* **27**, 2446 (1984).
- [34] N. Nakajima *et al.*, *Nucl. Fusion* **46**, 177 (2006).
- [35] T.E. Evans *et al.*, *Phys. Plasmas* **13**, 056121 (2006).
- [36] Y. Suzuki *et al.*, *Pro. 24th Fusion Energy Conference*, San Diego: IAEA EX/8-1 (2012). (submitted to *Nucl. Fusion*).



い だ かつ み
居 田 克 巳

核融合科学研究所ヘリカル研究部，教授。荷電交換分光，モーショナルシュタルク分光法を武器に磁場閉じ込めプラズマの輸送とMHD安定性に関する研究に従事。週末は、晴ればパラグライダーで空を飛び、雪が降ればスキー、雨が降れば一人部屋にこもって仕事。晴耕雨読じゃなく晴空雨独の人生。所属学会：日本物理学会，プラズマ・核融合学会，アメリカ物理学会



か み や けん さ く
神 谷 健 作

日本原子力研究開発機構 核融合研究開発部門 先進プラズマ実験グループ 研究副主幹。総合研究大学院大学理工系博士課程修了。専門は高温プラズマ計測と輸送障壁の物理。最近はトーラス系プラズマの3次元効果についても勉強中。



す ず き や す ひ ろ
鈴 木 康 浩

2003年京都大学大学院エネルギー科学研究科博士後期課程修了，同研究科COE研究員を経て，2005年核融合科学研究所助手，2007年同助教。専門は電磁流体力学(MHD)で主に平衡解析シミュレーションとその実験的検証。あわせて，3次元MHD平衡計算コードHINT2の設計・開発を行っている。3次元MHD平衡を計算することは本来，数学的に簡単なことではありません。しかし，現在ではパーソナルコンピュータベースの計算機で3次元MHD平衡を計算できるので，計算された3次元平衡を吟味する努力がなされていないように思えます。トカマクでも3次元MHD平衡の重要性が叫ばれるようになった今こそ，改めて3次元MHD平衡計算の歴史を振り返る必要があると考える今日この頃です。