



## 解説

# 極限的高ベータ配位：FRCの閉じ込め・安定性をどう理解するか？

## How to Understand the Confinement and Stability in the Extremely High Beta State of an FRC

浅井朋彦, 高橋 努, 郷田博司<sup>1)</sup>, 岸本泰明<sup>2)</sup>

ASAI Tomohiko, TAKAHASHI Tsutomu, GOTA Hiroshi<sup>1)</sup> and KISHIMOTO Yasuaki<sup>2)</sup>

日本大学理工学部, <sup>1)</sup>TAE Technology, <sup>2)</sup>京都大学エネルギー理工学研究所

(原稿受付：2020年2月19日)

多くの磁場閉じ込め核融合プラズマにおいて、その平衡は(1流体)MHDで近似することができ、また、閉じ込め性能については、トカマクで得られたスケーリング則におおよそ従うとしてよいだろう。これらの閉じ込め方式において、ベータ値は球状トカマクで40–50%程度の極大値を示し、その他の方式では数%となっている。一方で、ポロイダル磁束のみで配位が形成される磁場反転配位(Field-Reversed Configuration: FRC)は、体積平均ベータ $\langle\beta\rangle$ が100%に近く、またその内部に磁場強度がゼロとなる磁気中性点(O-point)を持つ。このため、イオンの平均ラーモア半径はプラズマの特性長と同程度となり局所性は失われ、「純運動論的」とも言える状態となる。閉じ込めについても異常輸送特性が消失するなど、他の閉じ込め方式とは異なる観測結果が多数報告されている。このような極めて特異的な性質を持つFRCの閉じ込め・安定性に関する考え方について解説する。

### Keywords:

FRC, extremely high-beta, purely kinetic, confinement, stability

### 1. はじめに

ポロイダル磁場のみからその配位が形成されるFRC(図1)では、ポロイダル磁気圧とプラズマの熱圧力がバランスし、体積平均ベータ値 $\langle\beta\rangle\sim 1$ の極限的な平衡が成立することは古くから知られている[1,2]。FRC実験の歴史は、「逆磁場シータピンチ(Field-Reversed Theta-Pinch: FRTP)」とも呼ばれることからわかるように熱核融合開発の歴史の初期にまで遡るが、これまでに行われた実験は大学の講座規模の比較的小型のものが多く、ざっくりと「パルス高密度プラズマ実験」と認識されていることが多い。

この極限的に高いベータ値を実現するFRCは、前述の通りその配位がポロイダル磁場のみで形成されるため、両端部に磁場がゼロとなる特異点(X-point)を持ち、ここにはいわゆる“閉じ込め”が存在しないため、「穴の空いたバケツ」と揶揄されることもある。しかし、その極限的に高い

ベータ値は、同分野の研究者を惹き付け続けており、近年になって、TAE Technologies Inc.(米国・カリフォルニア)において建設された大型装置C-2およびその後続装置により、彼らがAdvanced Beam-Driven FRC(ABD-FRC)と呼ぶ閉じ込め性能の高いFRCの生成と準定常的な維持に成功したことで、閉じ込めに関する理解も飛躍的に進んだ[3,4]。

ABD-FRC以前は、FRCの閉じ込め性能の悪さは、たとえば前述のX-pointにおけるピッチ角散乱など運動論的効果によるものと考えられており、かつてSpectra Technology Inc.(その後、University of Washingtonに引き継がれた)で実施されたLSX(Large s Experiment)[5]に代表されるように、歴史的には「運動論的なプラズマをMHDに寄せる」努力がなされてきた。ここでLSXの装置名に含まれるsはプラズマ半径/イオンのラーモア半径で定義されるイオンの有限ラーモア半径効果[6]を特徴づけるパラメータであり、sが増大するほどプラズマはMHD的に振る舞う[2]。一方で前述のC-2では、NBIにより高エネルギーのイオンを導入し、むしろ運動論的効果を強調することで高性能なFRCを得ることに成功している。プラズマ径と同程度の大きな軌道半径を描く高速イオンは磁場の揺動を感じず、FRCに大域的な安定性をもたらすため、と理解されており[7]、また、こうして得られた高性能FRCのエネルギー閉じ込め時間は、電子温度のおよそ2乗に「正比例」という、磁場閉じ込めプラズマの“常識”に反する結

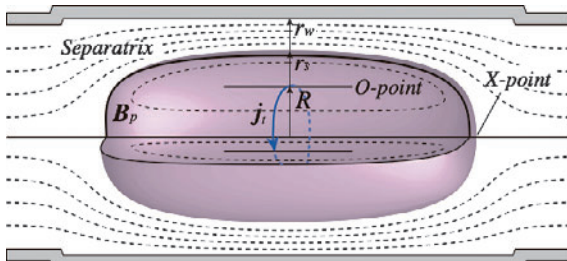


図1 FRCの概念図。

果も報告されている[3]。これは、多くの磁場閉じ込めプラズマに見られる、乱流に支配された異常輸送特性が消失していることを意味していると考えられ、MHDを起点として理解されることが一般的な他の方式とは異なる概念の元に閉じ込めや安定性が成立している可能性がある。

この他にも、FRCでは閉じ込め磁場の形成はプラズマ電流のみが担うことから、プラズマの熱圧力がゼロ、すなわち $\beta \sim 0$ の平衡は成立せず、生成と同時に $\beta > 50\%$ の状態である必要がある。これは、磁場の拡散時間やMHD的な緩和の時間スケールよりも速く、磁束、圧力勾配、プラズマ電流を形成し、トカマクのバーニングモードにおける第二安定化領域、すなわち磁気井戸による閉じ込めが成立する状態へ到達する必要があることを意味する。近年TAEや日本大学で行われている衝突合体生成[3, 4, 8]では、マイクロ秒オーダー( $\sim 1\tau_A$  (アルヴェン時間))で生成された磁化プラズモイドを、アルヴェン速度を超える秒速300–1000 km/sの相対速度での衝突・合体させている。このように生成過程だけを見てもMHD的な緩和や平衡の概念では説明できない特異的な閉じ込め方式であることがわかる。

また、このようなMHD的な安定性の視点における高速生成とは別に、高エネルギービームや回転磁場によりFRC様のトロイダル電流を垂直磁場あるいはミラー磁場内に直接駆動する生成法も試みられている[9, 10]。これらの手法では、電流を担うのはラーモア半径が装置と同程度となる運動論的荷電粒子であり、やはりMHD的な平衡とは異なる考え方が必要である。

この解説では、このような特異な磁場閉じ込め方式であるFRCについて、現在までにわかっている範囲で理学的、また工学的視点から概観し、非専門家がこの分野の実験結果を評価する際の一助とすることをめざす。

## 2. 高性能 FRC の生成と維持

古典的なFRC生成法であるFRTP法や異極性スフェロマック合体によるFRC生成については、2008年の本学会誌における小特集[1]で詳解されている。そのため本稿では、近年開始されたプラズモイド衝突合体およびビーム駆動による高性能FRCの生成について解説する。

前述のように、①荷電粒子の運動は粒子自身が持つ軌道半径よりも小さな波数を持つ揺動からは影響を受けない[6]こと、②大きな軌道半径を持つ高エネルギーイオンの減衰および拡散は古典的であること[7]が、ビーム駆動による高性能FRC生成の基本的な考え方である。図2に(a)C-2U装置の概略および(b)2D-MHD平衡コードで計算されたFRCの磁場構造と密度分布を示す。C-2シリーズで生成・維持されるプラズマは、NBIにより導入される高エネルギーで大きな軌道半径を持つ高速イオンと、それを閉じ込めるFRCのトポロジーを組み合わせたものとなる。その高速イオンと背景の熱的なプラズマが効率よく結合した“高性能FRC”を実現するための4つの主要素とされるのが、高速イオンを捕捉可能な磁束を持つFRC形成のための①超音速衝突合体、背景中性粒子や不純物を制御するため

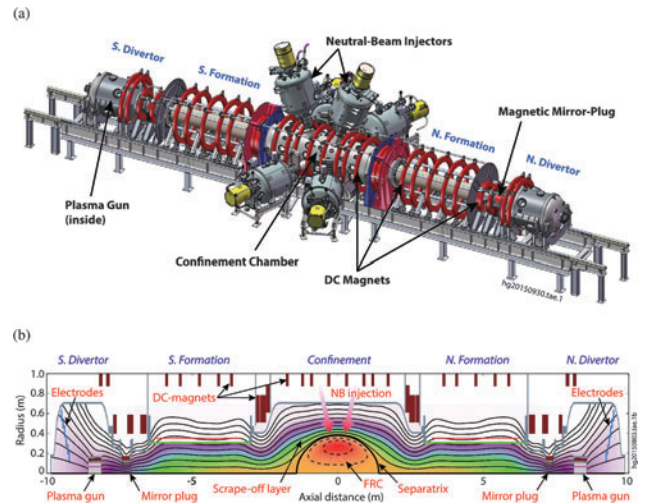


図2 (a)C-2U装置の概観図と(b)ダイバータを有するFRCの磁場構造のトポロジー[3]。

の②チタンおよびリチウムコーティングによる能動的残留ガス制御・不純物除去、セパトリクス周辺やSOLにおける③電場および磁力線の制御、そして電流駆動と加熱を効率よく行うための④接線入射NBIの入射角制御である。

### 2.1 超音速衝突合体法[11-14]

高エネルギービームイオンをポロイダル磁場のみからなるFRC中に捕捉するためには、FRCのポロイダル磁束が

$$\phi_p \geq 2\pi(R_s/q_b)\sqrt{2m_b W_b} \quad (1)$$

を満足する必要がある[15]。例えば $W_b = 15$  keVの水素ビーム( $q_b = 1$ ,  $m_b = 1.67 \times 10^{-27}$  kg)を入射する場合、セパトリクス半径 $R_s = 0.35$  mに対して $\phi_p = 27$  mWbのポロイダル磁束が必要になる。これは、FRTP実験として最大であったLSX[5]で達成されたポロイダル磁束の2倍以上である。この条件を満たすFRCプラズマを生成する方法として開発されたのが超音速衝突合体法である。

「衝突合体 (Collisional Merging)」は、合体時のプラズモイドが持つ運動エネルギーが、内部エネルギー(磁場+熱)と比較して無視できないケースであると定義される[8]。図2に示すように衝突合体生成では、まず閉じ込め領域の両側に設置された生成領域において2つの磁化プラズモイドが生成される。生成されたプラズモイドは、生成部および加速部内で主に磁気圧により加速・移送され閉じ込め容器に入射、中央断面近傍において音速やアルヴェン速度を超える相対速度で衝突・合体しFRCの配位に緩和する。C-2シリーズではFRTP生成部が独立に駆動できる複数のセクションに分割され、これに順次電流を印加することで捕捉磁束の大きなFRCプラズマの生成・加速に成功している。分割された各FRTP生成部には、バイアス磁場、シータ予備電離[16]、主圧縮磁場回路がそれぞれ設置され、放電時刻や放電電流を独立に制御することができる。分割された回路をすべて同時に放電する静的生成(従来のFRTP法と同等)や順次放電するダイナミック生成により、移送速度を80 km/sから500 km/sまで制御できる[11-14]。



図3に移送・衝突合体時の典型的な排除磁束半径分布の時間発展, また合体後の内部磁束密度分布を図4に示す. 2つのプラズモイドが衝突し軸方向に圧縮された後, 径方向, 次に軸方向に膨張し, およそ30  $\mu\text{s}$  (数アルヴェン時間) で衝突合体が完了, 新たにFRCプラズマが生成される. 合体生成されたプラズマの内部磁場分布は反転構造を持ち, 磁気中性面はセパトリックス半径 $R_s$ に対しておよそ $R_s/\sqrt{2}$ に位置する典型的なFRCの平衡状態[17]を示している. また, 超音速移送過程に由来するトロイダル磁場が合体後も過度的に残っており, 同様の結果は日本大学のFAT-CMでも観測されている[18]. 後に示す図9の電子密度分布は, 磁気中性面に最大値を持つホロー電流分布を持ったFRCの特徴を示している. 移送時の運動エネルギーは, その60%以上が衝突により緩和後のFRCプラズマの熱エネルギーに変換され, 残りは磁気エネルギーに変換される. この変換率は, C-2/C-2Uにおいては移送速度に依存しないという実験結果が得られている[12]. C-2装置では典型的なケースとして, 衝突速度250 km/sにおいて, プラズマ半径0.5 m, ポロイダル磁束15 mWb, 電子密度 $10^{20} \text{ m}^{-3}$ , 全温度 (イオン温度  $T_i$  + 電子温度  $T_e$ ) 500 eV のFRCが再現性よく生成され, この時の体積平均ベータ値は0.9に達

する.

この生成法の最大の特徴として, ポロイダル磁束の大きなFRCプラズマが生成されることがあげられ, 剛体回転モデルで計算されるポロイダル磁束と比較すると衝突前の10倍程度に増大する様子も観測されている[11, 12]. このポロイダル磁束の減衰時間は, 古典的な拡散速度に近い値を取る. また, 合体後のFRCのイオン温度と電子温度には  $T_i \sim 4.5T_e$  の関係があり, 衝突合体時に強いイオン加熱が生じていることが示唆される. 超音速移送による衝突・合体過程で特にポロイダル磁束の大きなFRCプラズマが生成される物理機構については未だ解明されていないが, 衝撃波形成による急激なイオン加熱などの効果が指摘されている. 特に, 数アルヴェン速度で完了する衝突合体では, いわゆるテイラー緩和とは異なる遷移過程が存在する可能性があり, 一般化ヘリシティ[19, 20]の保存やFRCに特有な強いトロイダル流を含む二流体効果を考慮した緩和理論の構築が精力的に進められている[21-23].

合体生成されたFRCの特徴の一つに, 単一FRCの移送実験では観測されないケースが多かったトロイダルモード数  $n=2$  の回転不安定性や Wobble 運動 ( $n=1$ ) が生じることがある[24, 25]. これは, 移送軸方向に非対称性を持つ単一移送の場合, 生成・移送の非対称性によりトロイダル磁束成分が生じ, これが移送後のFRCにも有限なトロイダル方向の接続長を付与することで安定化されていたためと考えられる[26]. FRCの配位を崩壊させる  $n=2$  不安定性は多極磁場により安定化できる[2]が, 閉じ込め磁場の対称性の崩れによる性能の劣化が指摘されており, また Wobble 運動とともにNBIの効率に大きな影響があることから, 後述するエッジバイアシング制御法が開発された.

## 2.2 高性能 FRC プラズマの生成のための能動的制御

### 2.2.1 セパトリックス周辺の電場制御[3, 27-30]

C-2U装置両端のダイバータ領域には, 装置中心軸上にプラズマガン[31, 32]が設置され, その背後には, 同心円状の円環電極が配列されており, 径方向電場の制御と磁力線に沿った電位制御が行われている. プラズマガンによって  $T_e \sim 30\text{--}50 \text{ eV}$ , イオン温度  $\sim 100 \text{ eV}$ , 密度  $\sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$  の希薄なプラズマ流が形成され,  $-E_r$  の中心を向く電場が加えられる. これによってスクレイプオフ層 (SOL) にFRCの“コア”とは逆向き (電子の反磁性方向) のフローが駆動され, フローシアにより  $n=2$  回転不安定性が抑制される. また, プラズマガンによりプラズマ流を生成し磁力線をガン電極に凍結させることで, Wobble 運動 ( $n=1$ ) も抑制できる. 図5 (a)にプラズマガンの有無に伴う線積分密度の時間発展, および (b) FRCプラズマの中心軸の軌道を示す. プラズマガンによる“エッジバイアシング”で, 回転不安定の発生を示す線積分電子密度の振動が抑制され, また, 中心軸の Wobble 運動も同時に抑制されていることがわかる. 合わせて  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  方向の速度シアがセパトリックス外側に形成され, これによる閉じ込め特性改善や密度揺動などの安定化効果が観測されている[29, 30, 33]. プラズマ環と鎖交する中心構造物を持たないことがFRCの最大の特徴であり, これを保持しながら中心軸を固定できるこの

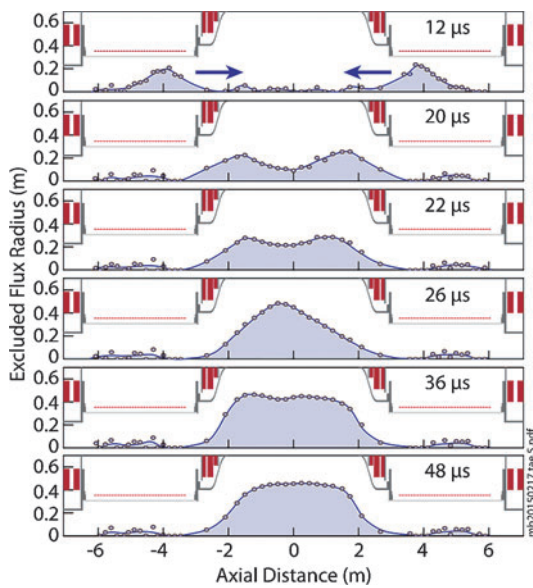


図3 超音速移送・衝突・合体生成過程の排除磁束半径分布の時間発展[34].

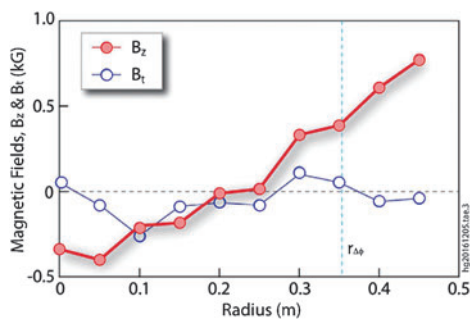


図4 衝突合体後の再緩和により生成された典型的なFRC磁場構造[3].

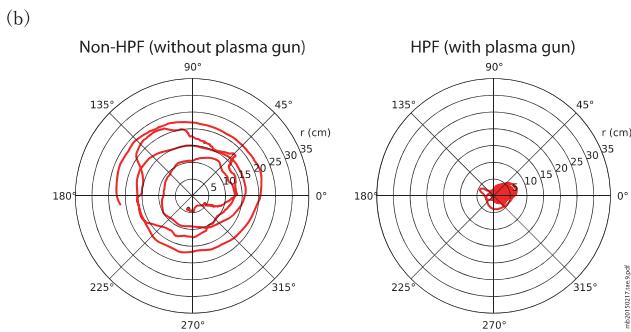
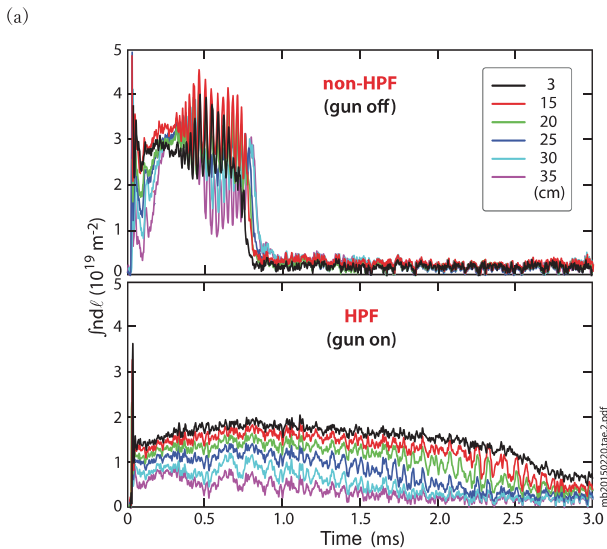


図5 プラズマガン印加による回転不安定性(a)と Wobble 運動の抑制の様子(b) [34].

手法は NBI にも好都合である。核融合炉心としての観点からも、中性子や熱負荷が懸念される中心構造物を持たないという FRC の優位性を維持できる制御法であると言える。

図6はプラズマガンを印加した場合の  $E \times B$  によるシア率  $\omega_{E \times B}$  と乱流無相関率  $\Delta\omega_{E \times B}$  の径方向分布である。プラズマガン制御の有無によるシア分布と無相関量の変化は、トカマクの L-H 遷移を連想させる。また図7は、FRC 内部および SOL 領域の密度揺動と方位角方向の揺動の波数の関係を示す。図7(a)が電子の旋回半径で規格化した波数であるのに対して、(b)はイオンの旋回半径で規格化したものである。FRC プラズマの内部ではイオンモードの不安定性は安定化され、SOL では波数の小さなモードが存在するものの、波数の増大につれて指数関数的に減衰する。

これらの能動的制御は、同時に中性粒子ビームを注入することで相乗効果が現れることが報告されている [27, 34].

### 2.2.2 中性粒子ビーム入射 [3, 34-37]

ビーム駆動高性能 FRC を初めて示した C-2 装置では、水素中性粒子ビームが 8 基の NBI (20-40 keV, ~4 MW) により、インパクトパラメータ 0.19 m でトロイダル電流方向 (イオンの反磁性方向) に接線入射され、この時のシャインスルーは 15% 以下であると計測されている。閉じ込め部およびダイバータ部の真空容器壁面は、プラズマ中の不純物低減や低温の中性粒子を抑制するため、チタンあるいはリチウムにより可視範囲の 80% 以上がコーティングされてい

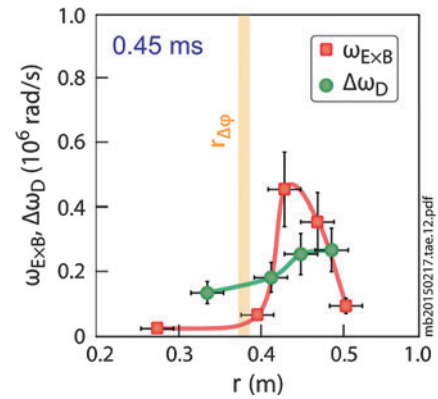


図6  $E \times B$  によるシア率  $\omega_{E \times B}$  と乱流無相関率  $\Delta\omega_{E \times B}$  の径方向分布 [34].

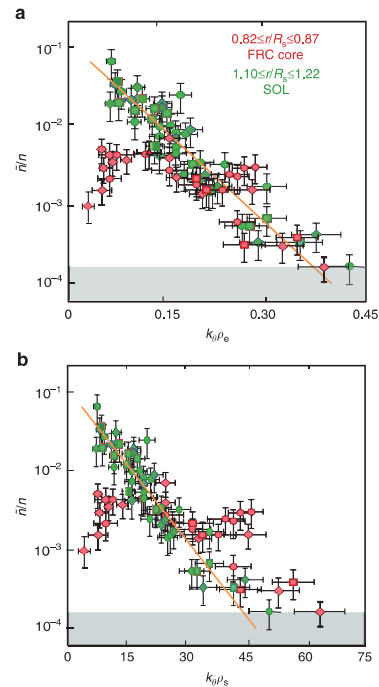


図7 密度揺動と方位角方向の揺動の波数の関係 [30].

る。このコーティングにより中性ガスのリサイクリングと低 Z イオン (不純物) の線スペクトル放射が低減されることがわかっている [35]。前述のプラズマガンや同軸円筒電極による制御と合わせて、NBI による効率の良い電流駆動・プラズマ加熱を実現している [34, 36].

FRC プラズマ内に入射された中性粒子は、荷電交換反応により高エネルギーイオンに変換され磁気中性面近傍においてベータトロン運動を行うことでプラズマ電流を形成する。また、この軌道半径の大きなイオンが蓄積されることにより FRC プラズマの安定性・閉じ込め特性が向上する。FRC 内での高速イオンの振る舞いは、①古典的な (クーロン散乱による) 減速時間、拡散時間を持ち、主として②電子加熱に寄与すると同時に、③回転不安定性 ( $n = 2$ ) を安定化し、④エッジ回転を制御、さらにイオンの運動論的效果が高まり FRC を  $S^*/E < 3$  程度の⑤内部傾斜モードに対する安定化領域に留めることができる [34, 37]。ここで  $S^*$  はプラズマの特性長 / イオンスキン長で定義され、前述の  $s$  値と同様にイオンの運動論的效果の指標であり、 $S^*$  が大

きいほどプラズマはMHD的に振る舞う。

高エネルギーイオンの蓄積による破壊的なモード、いわゆるビーム不安定性の成長は確認されず、シミュレーションによるRostokerの予測[38,39]が実証された。C-2ではFRCプラズマの径方向、軸方向収縮によるNBI軌道からの離脱が確認されたことから、C-2U装置ではNBIの入射角度を装置軸から65~75°傾けて入射できるようになっている。この高エネルギーイオンの導入により、高速イオンの圧力とプラズマの熱圧力がほぼ同程度となり、巨視的なエネルギー閉じ込め時間は電子温度のおよそ2乗に正比例する結果が得られている。また、粒子閉じ込め時間は、よく知られるLSXのスケーリング則 ( $R_s^2 n_e^{0.5}$ ) [5]のおよそ10倍にも達するなど、これまでの閉じ込め概念から逸脱していることがわかる (図8)。

図9にC-2/C-2Uで得られた電子密度分布を示す。磁気中性面付近に大きな違いがあり、C-2Uでは磁気中性面の両側に二つの“ハンブ”を持ち、セパトリクスに急激な勾配が見られる。これは、熱的なFRCプラズマの圧力分布の上に高速イオンの圧力分布が重畳された結果であると考えられる。また高速イオンは、軌道半径の大きさからコアとSOL (開いた磁力線領域) にわたって運動し数msで熱化する。そのためエネルギーや粒子閉じ込め特性はコア領域だけでなく、3.1節に示すようにSOL領域の閉じ込め特性が結合して決まる。

2.3 能動的制御によるFRCプラズマの準定常運転[3, 36, 37]

図10は、超音速衝突合体法で生成されたFRCに2.2節で述べた能動的制御を施すことにより、FRCプラズマの排除磁束半径の持続時間が伸長される様子を示したものである。衝突合体生成されたFRCは、制御しない状態では1ms

程度の持続時間であるが、プラズマガンによるエッジバイアシング、さらにNBI (~4 MW, C-2装置)で、排除磁束半径に1.5 ms程度のフラットトップがあらわれる。さらなる高出力NBI (~10 MW, C-2U装置)では、フラットトップが6 ms, 配位維持時間は10 msまで伸長した。これと同時に電子温度の上昇や閉じ込め時間の伸長も観測された。

図11は、C-2U装置において~10 MWのNBIにより維持されたFRCプラズマの排除磁束半径、電子密度、および全温度の時間発展を示したものである。高性能FRCプラズマの持続時間は、NBIのパルス長、すなわち高速イオンの供給で制限され、また、ビーム停止後もプラズマ中に閉じ込められた高速イオンにより数ms程度配位が維持されることがわかる。

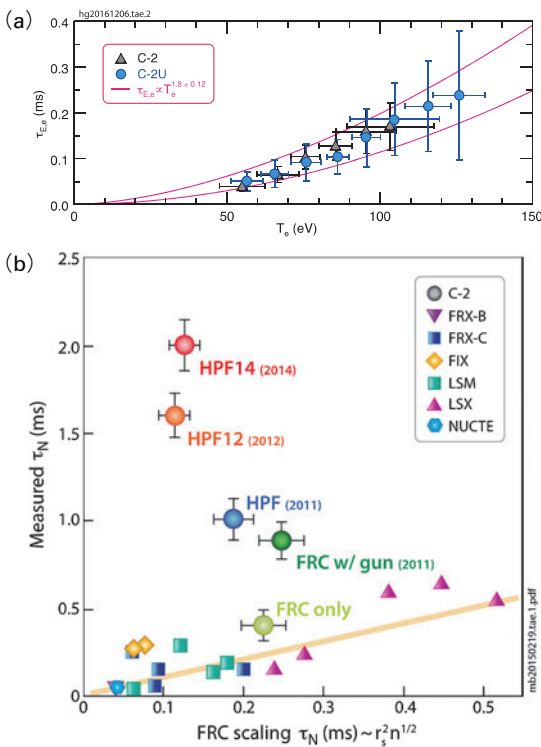


図8 FRCの閉じ込め時間(a)とスケーリング則(b) [3, 34].

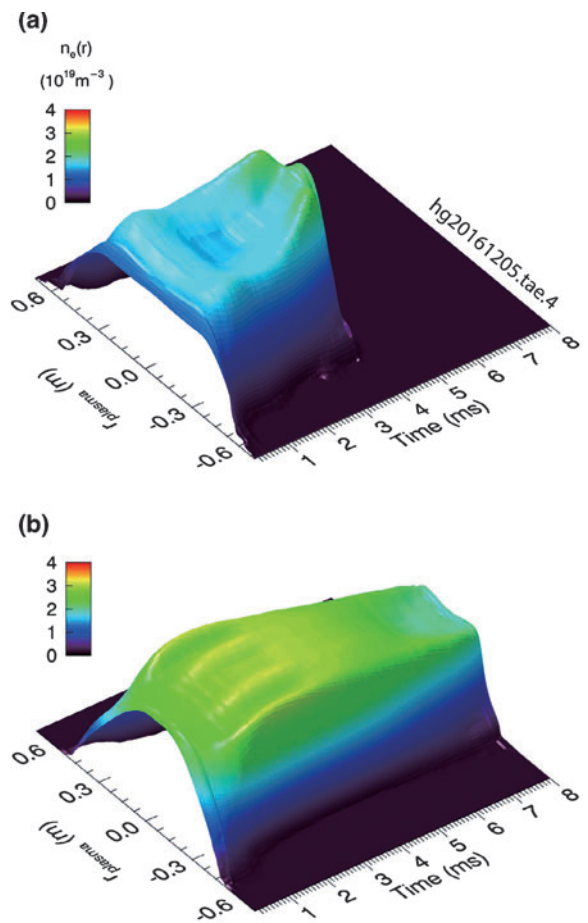


図9 C-2およびC-2U装置における高性能FRCプラズマの電子密度分布[3].

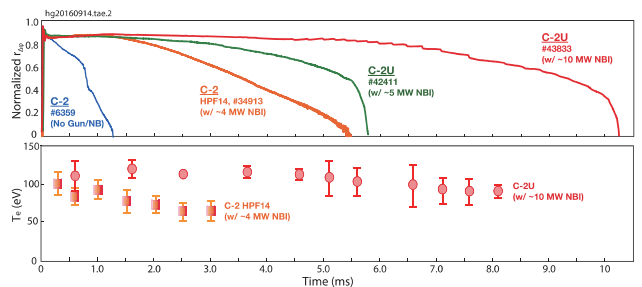


図10 能動制御による配位維持時間の伸長[3].



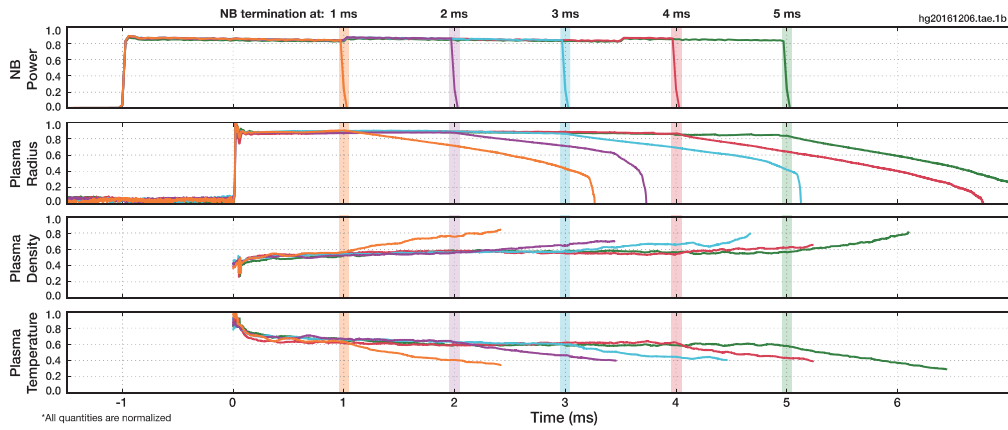


図11 高性能 FRC の寿命と NBI の持続時間[3].

### 3. 高性能 FRC の閉じ込めと平衡

前節で解説した生成・制御法によって得られた高性能 FRC では、エネルギー閉じ込め時間は電子温度のおよそ 2 乗に正比例して増大し、いわゆる異常輸送特性が消失しているように見える。またその平衡は、背景の熱的なプラズマに高速イオン成分が重畳されたものとなる。この FRC の閉じ込めおよび平衡について、現在主流となっている考え方を以下に解説する。

#### 3.1 閉じ込めの考え方

FRC は、図 1 にも示したように高温プラズマが閉じ込められる閉じた磁力線領域とそれを取り囲むミラー様の開いた磁力線領域で構成される。そのためその輸送は、閉じた磁力線を横切る輸送 (Cross field transport) と開いた磁力線に沿った輸送 (End loss) とが結合した輸送 (Coupled transport) となる [40, 41]. Coupled transport による粒子の損失で、生成時とは逆に熱エネルギーやプラズマ電流、つまりポロイダル磁束も減衰することから、粒子閉じ込め時間  $\tau_N$ 、エネルギー閉じ込め時間  $\tau_E$  とポロイダル磁束減衰時間  $\tau_\phi$  は同程度となることも FRC の特徴の一つである。Cross field transport は、セパトロリクス面に対する粒子拡散率  $\chi_{n,s}$ 、密度勾配の特性長  $L_{n,s}$ 、セパトロリクス半径  $R_s$ 、平均電子密度  $\langle n \rangle$ 、およびセパトロリクス面の密度  $n_s$  を用いて、

$$\chi_{n,s} = \frac{\langle n \rangle R_s L_{n,s}}{2n_s \tau_N} \quad (2)$$

で表される。C-2 シリーズなどの ABD-FRC に対しては、図 12 に示すように能動的制御を行うことによって古典的な粒子拡散率  $\chi_{cal}$

$$\chi_{cal} = (\rho_B^e)^2 \nu_{ei} \quad (3)$$

に近い値となる。ここで、 $\rho_B^e$ 、 $\nu_{ei}$  は、それぞれ電子のラーマー半径、電子-イオン衝突頻度である。これは高速イオンの減速や拡散の過程が古典的であるためと理解されている。

一方、端損失  $\tau_{||}$  に対しては、

$$\tau_{||} = \frac{Z_M/Z_S}{\lambda^2 \chi_{n,s}/\ell_i^2 + 1/\tau_N} \quad (4)$$

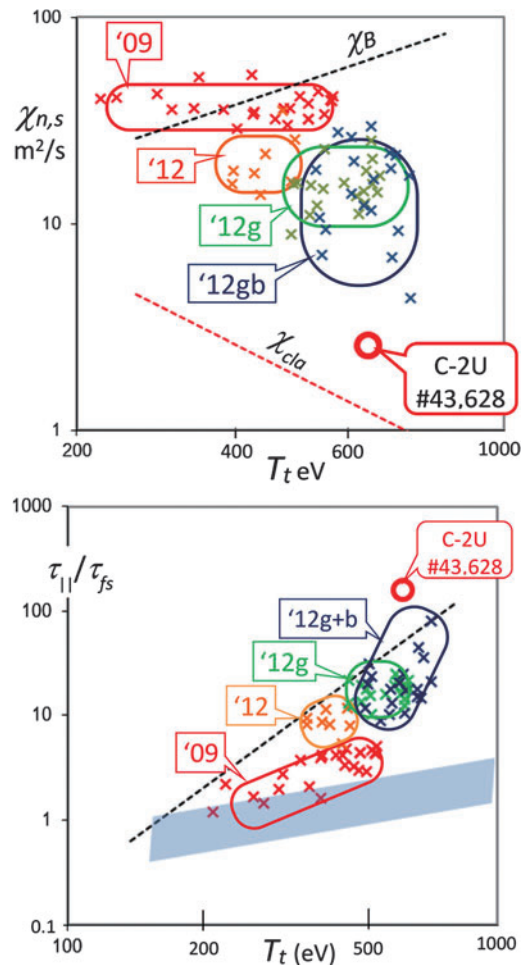


図12 FRC の粒子閉じ込め時間とスケリング[41].

と表される。ここで、 $\ell_i$  はイオンの表皮長さ、 $Z_M$ 、 $Z_S$  はそれぞれ中央断面からミラー領域までの長さおよびセパトロリクス長の半値を示す。また、 $\lambda = 1.53\ell_i/L_{n,s}$  となる。この端損失時間  $\tau_{||}$  は、ミラー閉じ込めの端損失時間 (Empty loss cone time:  $\tau_{||} \sim \tau_{ii} \ln R_m$ 、ここで  $\tau_{ii}$  はイオン-イオン衝突時間、 $R_m$  はミラー比) にほぼ一致するとされる。この時間を流体の熱速度による拡散時間 (Free-streaming time) で規格化したものを図 12 に示す。C-2U における実験結果では、

$$\tau_N \propto \sqrt{\tau_{\parallel} \tau_{\perp}} \quad (5)$$

の関係があり、ミラー様の端損失  $\tau_{\parallel}$  と磁場を横切る拡散  $\tau_{\perp}$  との結合により FRC の粒子閉じ込め時間が決まる。

この式に、古典的な拡散時間、ミラー閉じ込めの拡散時間、径方向の平衡条件を代入すると、

$$\tau_N \propto \left( \frac{R_s}{B_e} \right) T^2 \quad (6)$$

が得られる。古典的な拡散時間を持つ ABD-FRC では、セパトロクス半径  $R_s$  とプラズマ温度  $T$  の 2 乗に比例し、磁束密度  $B$  の強度に反比例する。この温度依存性は、図 8 に示した電子のエネルギー閉じ込め時間にも類似する。

### 3.2 平衡の考え方 [42]

ABD-FRC では、前述の通り高速イオンの動圧がプラズマの熱圧力と同程度、もしくは上回る。このような FRC では、径方向平衡はイオンの動圧を考慮し、

$$\sum m_s n_s (v_s \cdot \nabla v_s) = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p \quad (7)$$

となる。ここで左辺は高速イオンの項であり、これを真空容器壁まで積分することによって、

$$kT_R = [B_w^2 / 2\mu_0 n_{eR}] (1 + \delta_c - \delta_{\theta}) / (1 - \alpha_z + \alpha_v + \alpha_f) \quad (8)$$

が得られる。ここで、

$$\alpha_z = [T_i \sum n_j Z_j - \sum n_j T_j] / [n_{eR} k T_R]$$

$$\delta_c = (2/B_w^2) \int (-B_z \partial B_r / \partial z) dr \quad (9)$$

$$\delta_{\theta} = (B_{\theta R} / B_w)^2 - (2/B_w^2) \int (B_{\theta}^2 / r) dr$$

$$\alpha_v = [\sum m_s \int n_s v_{\theta s}^2 dr / r] / [n_{eR} k T_R]$$

$$\alpha_f = P_{fR} / [n_{eR} k T_R]$$

はそれぞれ、不純物、磁力線の曲率、トロイダル磁場、フロー、高速イオンの効果を示す。この方程式を実験結果に合わせて解くことによって平衡時のパラメータが得られる。また、排除磁束半径とセパトロクス半径の関係は、

$$r_{\Delta\phi}^2 = r_s^2 + \int (1 - B/B_w) 2\pi r dr \quad (10)$$

となる。図 13 にこれらの関係式から求めた高速イオンの軌道 (a)、高速イオンの密度分布 (b)、および軸方向磁場  $B_z$  分布 (c) を示す。このように、高速イオンの動圧が、FRC の径方向の平衡に大きな影響を与えていることから、高性能 FRC プラズマの磁束や熱エネルギーの時間発展を検証するためには、圧力あるいは磁場の径方向分布の計測が必須である。

## 4. まとめと議論

本記事では、特異的な性質を持つ FRC について、特に近年その性能向上への効果を示された高速イオンの役割を中心に、生成から閉じ込め・安定性に関する考え方について

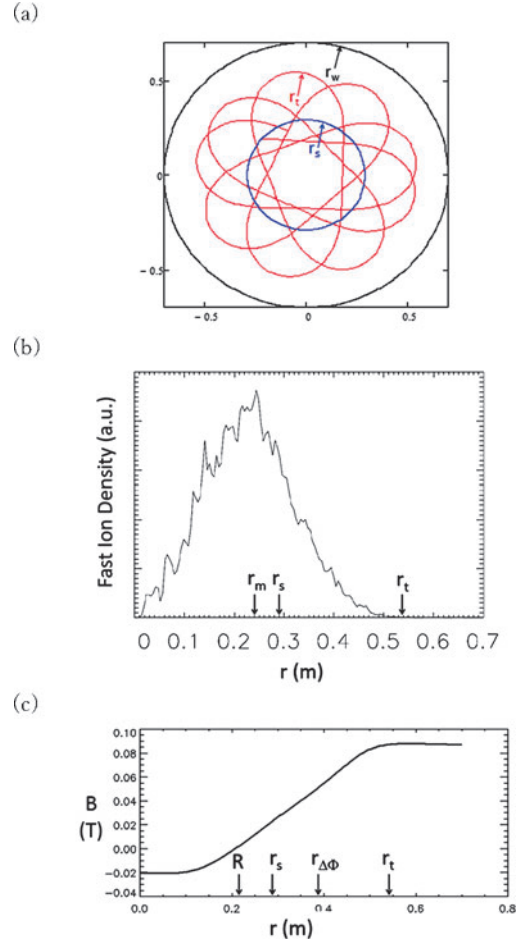


図13 高速イオンの軌道(a)と密度分布(b)、および軸方向磁場分布(c) [42].

解説した。これまでの FRC 研究では、配位持続時間が短かったため、プラズマの閉じ込めや輸送の物理機構の議論よりも、安定性に関する実験的・理論的研究が主流であった。また、短パルスであっても十分に高温・高密度な高ベータ FRC が生成できることから、FRC を圧縮加熱させる磁化標的核融合 (Magnetized Target Fusion) によるブレークイーブンを狙った研究も進められてきた [43, 44]。しかし近年、NBI による高エネルギーイオンを導入することで、FRC の性能が飛躍的に向上したことにより、閉じ込め・輸送の議論やさらなる高温化をめざした研究が盛んに行われるようになった。これまでの粒子・エネルギー閉じ込めの概念やスケーリング則から逸脱した実験結果からもわかるように、FRC 研究は今新しいフェーズに移行していると言えるだろう。

ここで、本稿で取り上げた FRC を、磁場構造の観点から改めてトカマクやヘリカルと比べてみよう。トカマクが強いトロイダル磁場にプラズマ電流がつくるポロイダル磁場を合成させ回転変換を持たせた「らせん状」磁場によってプラズマを閉じ込めるのに対し、FRC は、ポロイダル磁場のみで形成される回転変換のない磁力線にその役割を持たせている。これは、トカマクでは電子とイオンの運動 ( $\nabla B \times B$  ドリフト) の差異からプラズマを短絡させることが求められるのに対し、もともとポロイダル磁場のみの

FRCにはその概念が無いことによる。

これは、発生する揺らぎの構造に大きな差異をもたらす。トカマクではできるだけ共鳴を避け、さらに有限の磁気シア ( $\delta$ ) を持たせ揺らぎを局在させ輸送を抑制しようとするのに対し、FRCは、全領域が共鳴状態であるに等しく、揺らぎを局在化させる磁気シアもない ( $\delta \sim 0$ )。一見FRCは、傾斜モードやテアリングモードなどの巨視的揺らぎだけでなく、閉じ込めに影響を与える微視的揺らぎについても不利に見える。

さらに、FRCは磁場が弱いことからイオンの磁化率は弱く、特に高エネルギーイオンの軌道半径は装置サイズとなる。軸対称性に伴う正準運動量 ( $q\psi + Mrv_\theta$ ) の保存性から分布は何らかの拘束を受けて組織化することが期待されるが、それがプラズマ全体にどのように作用するかを見通すことは容易でない。

C-2Uでは、コア領域の揺らぎのレベルが低く、電子のエネルギー輸送がクーロン衝突輸送で支配されている可能性が指摘されている。有限軌道幅効果により乱流が消失したと考えられるが、それが境界領域における微視的な電子系の揺らぎに作用する保証はない。また、電子とイオンの磁化率が異なれば径電場が形成されたり、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  によっても電子電流が駆動される可能性がある。これらは、FRC研究に求められる二流体性を越えた、非線形性や大域性に伴う運動論効果を考慮した新たな枠組みも求められる。

トカマクでは、プラズマの周辺や内部に限られた領域で閉じ込めが改善する輸送障壁形成現象がある[45]。プラズマ周辺部のHモードは、イオンの軌道損失による電場形成に起因するとの理論が提案されている[46]。また、プラズマ内部のITB(内部輸送障壁)は、磁気シアが消失する反転領域で形成されることが知られている[47]。その際、プラズマ内部では電流ホールが形成され、回転変換がなく閉じ込めが消失する単純トーラス配位となるとの報告もある[48]。これらの閉じ込め改善に関わる現象は、イオンの軌道損失、揺らぎを安定化する回転変換の消失、プラズマ保持のための短絡の消失など、いずれも線形理論の観点からは安定性や閉じ込め性能を低下させる過程を通して実現している。

これらは、限られた空間におけるエネルギー密度の上昇に伴い、総体としての揺らぎのエネルギーは必ず上昇するが、帯状モード(帯状流・帯状磁場・帯状圧力)のように、輸送を引き起こさない揺らぎに変化させていることに類似している。線形的に不安定な状況を設定することが非線形的に安定な状況を導いているとも言え換えられる。

現段階で断定できない様々な可能性が存在することは十分に留意が必要であるが、回転変換や磁気シアの概念が無かったり、イオンの軌道半径が装置サイズに比べて無視できないぐらいに大きかったり、プラズマ内部に閉じ込め磁場が消失するX点やO点があったりと、閉じ込めにとってはマイナス要因と思われるFRCの特徴も、プラズマの持つ非線形性や大域性を通して安定性の向上や閉じ込め改善に結びついている可能性を、最近のFRC実験は示しているように思われる。

現在TAEではC-2W装置[4]が稼働中であり、すでにC-2Uを超えるプラズマパラメータ(高温・長寿命FRC)が得られている[49]。本記事で解説した高性能FRCの生成条件・装置運転条件を改善させたC-2W実験では、プラズマ全温度3 keV(平均電子温度>300 eV)に達するFRCが配位持続時間30 ms(NBIパルス長により制限)まで伸長されるというさらなる高性能化に成功している。この最新の実験において得られた高温領域でも、図8に示したスケーリング則と同様なトレンドが確認された。これにより、今後のFRC研究や次期大型装置の設計計画にも弾みがつき、より一層研究者や投資家達を惹きつけるものと期待される。

FRCを炉心とした核融合炉の概念設計については、これまでD-T燃料のみならず、その高ベータ特性を活かし先進燃料であるD-<sup>3</sup>Heやp-<sup>11</sup>Bを用いた議論・検討がなされている[50-55]。最近のTAEでの研究成果により、FRCのプラズマ性能そして物理機構の理解が格段に向上したことで、先進燃料を採用した小型で経済的なFRC型核融合炉の原理実証も現実味を帯びてきたと言ってよいだろう。最新のC-2W実験結果やFRC研究の今後の動向について、近いうちにまた別の記事にて報告したいと思う。

## 参考文献

- [1] T. Asai, J. Plasma Fusion Res. **84**, 498 (2008).
- [2] M. Tuszewski, Nucl. Fusion **28**, 2033 (1988).
- [3] H. Gota *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 116021 (2017).
- [4] H. Gota *et al.*, Nucl. Fusion **59**, 112009 (2019).
- [5] A. Hoffman and J.T. Slough, Nucl. Fusion **33**, 27 (1993).
- [6] M.N. Rosenbluth *et al.*, Nucl. Fus. Suppl. **1**, 143 (1962).
- [7] M.W. Binderbauer and N. Rostorker, J. Plasma Physics **56**, 451 (1996).
- [8] T. Asai *et al.*, Nucl. Fusion **59**, 056024 (2019).
- [9] L.D. Pearlstein *et al.*, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 7th Int. Conf. Innsbruck, 1978), Vol. 2, IAEA, Vienna (1979) 457.
- [10] N. Christofilos, in Peaceful Uses of Atomic Energy (Proc. 2nd Int. Conf. Geneva 32, 279) United Nations, New York (1958).
- [11] M.W. Binderbauer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 045002 (2010).
- [12] H.Y. Guo, Phys. Plasmas **18**, 056110 (2011).
- [13] E. Garate *et al.*, Bull. Am. Phys. Soc. **55** GP9.00093 (2010).
- [14] E. Trask *et al.*, Bull. Am. Phys. Soc. **56** CP9.00089 (2011).
- [15] A.L. Hoffman *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 055018 (2009).
- [16] W.T. Armstrong *et al.*, Appl. Phys. Lett. **38**, 680 (1981).
- [17] W.T. Armstrong *et al.*, Phys. Fluid **24**, 2068 (1981).
- [18] H. Gota *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **89** 10J114 (2018).
- [19] M.R. Brown, J. Plasma Phys. **52**, 203 (1997).
- [20] L.C. Steinhauer, Phys. Plasmas **18**, 070501 (2011).
- [21] L.C. Steinhauer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 3423 (1997).
- [22] L.C. Steinhauer *et al.*, Phys. Plasmas **5**, 2609 (1998).
- [23] L.C. Steinhauer, Phys. Plasmas **6**, 2734 (1999).
- [24] A. Shiokawa *et al.*, Phys. Fluids B **5**, 534 (1993).
- [25] H.Y. Guo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 175001 (2005).
- [26] R. D. Milroy *et al.*, Phys. Plasmas **15**, 022508 (2008).
- [27] M. Tuszewski *et al.*, Phys. Plasmas **19**, 056108 (2012).



- [28] M. Tuszewski *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 255008 (2012).
- [29] L. Schmitz *et al.*, AIP Conference proceedings **1721**, 020006 (2016).
- [30] L. Schmitz *et al.*, Nat. Commun. **10**, 13860 (2016).
- [31] G.I. Dinov *et al.*, Sov. J. Plasma Phys. **8**, 546 (1982).
- [32] T.D. Akhmetov *et al.*, Tran. Fusion Sci. Technol. **43**, 58 (2003).
- [33] D.P. Fulton *et al.*, Phys. Plasmas **23**, 056111(2016).
- [34] M.W. Binderbauer *et al.*, Phys. Plasmas **22**, 056110 (2015).
- [35] H. Gota *et al.*, Fusion Sci. Technol. **68**, 44 (2015).
- [36] M.W. Binderbauer *et al.*, AIP Conference Proceedings **1721**, 030003 (2016).
- [37] H.Y. Guo *et al.*, Nat. Commun. **6**, 6897 (2015).
- [38] N. Rostoker *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70**, 1818 (1993).
- [39] N. Rostoker *et al.*, Comments Plasma Phys. Controlled Fusion **18**, 11 (1997).
- [40] M. Tuszewski *et al.*, Phys. Fluids **25**, 765 (1982).
- [41] L.C. Steinhauer *et al.*, Phys. Plasmas **25**, 022503 (2018).
- [42] M. Tuszewski *et al.*, Phys. Plasmas **24**, 012502 (2017).
- [43] T. Intrator *et al.*, Phys. Plasmas **11**, 2580 (2004).
- [44] J. H. Degnan *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 09003 (2013).
- [45] K. Ida and T. Fujita, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 033001 (2018).
- [46] S.I. Itoh and K. Itoh, Phys. Rev. Lett. **60**, 2276 (1988).
- [47] T. Fujita *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2377 (1998).
- [48] T. Fujita *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 245001 (2001).
- [49] H. Gota *et al.*, Bull. Am. Phys. Soc. **64**, UP10.00123 (2019).
- [50] Y. Hirano *et al.*, Nucl. Fusion **58**, 016004 (2018).
- [51] H. Momota *et al.*, Fusion Technol. **21**, 2307 (1992).
- [52] V.I. Khvesyuk *et al.*, Fusion Sci. Technol. **39**, 410 (2001).
- [53] H. Ferrani and R. Farengo, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, 713 (2007).
- [54] N. Rostoker *et al.*, Science **278**, 1419 (1997).
- [55] S. Putvinski *et al.*, Nucl. Fusion **59**, 076018 (2019).



あさ い とも ひこ  
浅井 朋彦

日本大学理工学部物理学科・教授。2002年大阪大学大学院工学研究科・博士(工学)。サスカチュアン大学研究員, 産業技術総合研究所研究員, 日本大学理工学部准教授等を経て2018年より現職。専門はFRCを中心とした極限的高ベータプラズマの実験研究。趣味について書こうかと思いましたが, 考えてみたら趣味と言えるほどストイックに取り組んでいるものがないことに気づきました。



たか はし つとむ  
高橋 努

日本大学理工学部教授 工学博士(東京工業大学大学院総合理工学研究科エネルギー科学専攻)。1985年日本大学に着任して以来, 逆バイアステータピンチ装置 NUCTE-III, 移送・閉じ込め装置 FAT, 衝突合体装置 FAT-CM の製作・運転・メンテナンスにたずさわりながら, 磁場反転配位(FRC)プラズマの生成・閉じ込め・安定性の研究を行ってきました。定年退職まで残り2年余り, NBIなしで1msを超えるFRCプラズマ生成・維持を自前の装置で実現しFRCプラズマの物理を理解することが目標です。



ごう た ひろ し  
郷田 博司

TAE Technologies (旧社名 Tri Alpha Energy) VP of Operations & Program Manager of Norman/C-2W  
2005年に日本大学大学院にて博士(理学)取得後, 米国ワシントン大学(UW)とカリフォルニア大学(UCI)での研究を経て, 2007年から現職TAEに就く。主な研究分野は, 磁場反転配位(FRC)プラズマの生成・閉じ込め特性向上・高温化に向けた装置運転や, プラズマ計測・データ解析・理論計算との比較など多岐にわたり, 今では大型FRC実験・研究プログラムの統括を任されている。週末になると, 小学生の息子とサッカーをして汗を流したり, コーヒーを片手にビーチをのんびり散歩してリフレッシュしている。



きし もと やす あき  
岸本 泰明

京都大学大学院エネルギー科学研究科教授。1981年広島大学修士課程修了, 1984年大阪大学博士課程修了, 日本原子力研究所・那珂研究所(現量子科学技術研究開発機構)を経て, 2004年より現職。トカマクを中心としたプラズマの乱流輸送やレーザーと物質との相互作用に関する理論・シミュレーション研究などに従事, 核融合の実現とともに, 「プラズマとは, 形のないものから形を創出する媒質で, 構造の起源を問う学術・応用研究」との考えに基づいて, 物質の電離過程や放電・雷現象なども含め, 幅広いプラズマ現象に興味を持って研究を行っています。(HP:<http://www.center.iae.kyoto-u.ac.jp/kishi/index.html>)