



## 解説

# 磁化プラズマガンが創り出す多彩なプラズモイドの世界

## The World of Various Plasmoids Created by Magnetized Plasma Gun

永田正義, 神吉隆司<sup>1)</sup>

NAGATA Masayoshi and KANKI Takashi<sup>1)</sup>

兵庫県立大学大学院工学研究科, <sup>1)</sup>海上保安大学校

(原稿受付: 2017年10月16日)

プラズマガンと聞けば、「古い、不純物がいっぱい」と昔に一度使ったことのある研究者の方にはそういったローテクのイメージを持たれるかもしれない。ところが実は、「安くて、おもしろい研究」が満載である。プラズマガンはなぜか今も人気がある。壮大な宇宙の神秘と謎を探ることから始まり、既存の核融合開発への貢献、さらにはより単純な核融合炉をより安価に早くできる可能性までも秘めている。プラズマガンはこの刺激的で魅力的なテーマに挑戦し、進化しているのである。それではいったい、最新のプラズマガンは何を供与してくれるのか？ 例えば、超高密度なプラズマ、ヘリシティ、ダイナモ電場、フロー、回転と渦、リコネクション、波動、プラズマ加速、圧縮と加熱技術など、利用できそうな物理と技術が豊富にある。多様性に富んだ複雑なプラズマ集団現象の探究、核融合への新たな挑戦と多くの技術課題の克服に向けて、これらの能力をもっとフルに活用したい。「それホンマかいな、Really?」という好奇心いっぱいには本稿を読んでいただき、磁化プラズマガンを大いに利用していただければ幸いである。

### Keywords:

magnetized plasma gun, plasmoid, coaxial helicity injection, plasmoid reconnection, two-fluid, compression and heating, high energy density plasma, magnetized target fusion

### 1. はじめに

核融合装置が巨大化し、付随する関連技術も高度化している状況の中、プラズマガンは今どこで活用されているのだろうか？ 日米の大学研究室レベルのグループで構成されるEPR (Exploratory Plasma and Fusion Research) という分野がある。ここでは、プラズマ科学のディスカバリーから核融合まで実に様々な研究が実施されている。例えば、経済性の高い簡素な核融合炉をめざしたコンパクトトラス (CT)、逆磁場ピンチ (RFP) や小型球状トカマク (ST) などの核融合方式の新しい展開、宇宙天体プラズマ模擬研究、さらに既存の核融合装置への応用などがあり、これらの広範な分野で様々なプラズマガンが使われている。また、最近、米国エネルギー省 (DOE) が新規部門として立ち上げたエネルギー高等研究計画局 (Advanced Research Projects Agency-Energy: ARPA-E) [1]はエネルギー分野におけるリスクは高いが大きなリターンが期待できる研究への資金助成 (ハイリスク・ハイペイオフ型ファンド) を行っている。ここでもプラズマガンが重要なツールとして度々登場してくる。それは、このプロジェクトの中心テーマである「磁化ターゲット核融合 (Magnetized Target Fusion: MTF)」[2]に必要なプラズマの加速圧縮技術として、プラズマガンが非常に有用であるからである。この古くて新しいアプローチは、磁場閉じ込め核融合

(MCF)と慣性核融合(ICF)の中間領域のパラメータをめざすことで点火条件を緩和し、より低コストで早期に商業炉を実現しようというものである。大学・国立研究機関だけでなく、最近注目の核融合ベンチャー企業もこのプロジェクトに参画している。このような動向の中、プラズマガン技術は高エネルギー密度プラズマのドライバーとして活用され、新しい核融合技術を切り拓くものと期待されている。

核融合の分野では、ガンスフェロマック閉じ込め研究から発展し、同軸または局所型ヘリシティ入射法 (Coaxial or Local Helicity Injection: CHI/LHI) による球状トカマクのスタートアップにプラズマガン (電極放電) が利用されている。核融合への応用技術として、プラズマコア領域への燃料粒子補給、フローや電場を使ったプラズマの安定化、Edge Localized Mode (ELM) を模擬したパルス高熱負荷材料試験など応用領域は拡大している。天体宇宙の分野では、太陽フレアや地球磁気圏で見られる孤立したプラズマの塊 (プラズモイド) 噴出、太陽ループのキルク不安定性と回転など突発的な諸現象の実験室内での再現に利用されている。

プラズマガンで何ができるのか？ プラズマソースとしてだけではなく、プラズマガンから磁化プラズマガンへと進化することで、核融合から天体宇宙で観測される広範な

Graduate School of Engineering University of Hyogo School, Himeji, HYOGO 671-2280, Japan

corresponding author's e-mail: nagata@eng.u-hyogo.ac.jp

表1 最近のプラズマガン利用の研究分野と実験装置.

Application Category	Purpose	Devices
<b>Fusion Plasmas (ST, Spheromak, FRC)</b>		
·Coaxial Helicity Injection (CHI)	·Current start-up and current drive for high $\beta$ confined plasmas ·Helicity and reconnection physics	NSTX (PPPL) [5], HIST (U. Hyogo) [6], HIT-II (U. Washington) [7], SSPX (LLNL) [8], QUEST (Kyushu U., PPPL and U. Washington) [9], PROTO-SPHERA (ENEA) [10]
·Local Helicity Injection (LHI)	·Current start-up ·Helicity and reconnection physics	Pegasus (U. Wisconsin) [11]
·Compact Toroid Injection (CTI)	·Deep fueling ·Density profile control ·Angular momentum injection ·Disruption mitigation	QUEST (Kyushu U. and U. Hyogo) [12], CTIX (UC-Davis) [13], STOR-M (U. of Saskatchewan) [14], C2-CTI (Tri Alpha Energy Inc. and Nihon U.) [15], Nanoparticle plasma jet (FAR-TECH. Inc.) [16]
·Gun Electrode Biasing	·Edge electric field control ·Rotational instability control	C2 FRC+ Guns (Tri Alpha Energy Inc.) [17]
<b>Low-cost Advanced Fusion Plasmas (MTF/MIF)</b>		
·Compression and Heating	·Gun plasma formation for compression heating	SPECTOR/PI3 (General Fusion Inc.) [18]
·Flow Shear Stabilization	·Shear flow stabilization of Z-Pinch plasmas	ZaP/FuZE (U. Washington and LLNL) [19],
·Plasma Jet Acceleration	·Jet merging shock heating ·Acceleration of plasmas with helical relaxed states	PLX (LANL and HyperJet Fusion Corp.) [20], SSX (Swarthmore College) [21]
<b>Fusion Plasma Wall Interaction</b>	·Transient high-heat load tests of tungsten divertor materials	SPICA (NIFS and U. Hyogo) [22], Magnetized plasma gun (U. Hyogo) [23], NAGDIS-PG (Nagoya U. and U. Hyogo) [24]
<b>Magnetic Reconnection and Self-organization</b>	·Space plasma dynamics ·Kink and Rayleigh Taylor instabilities driven by jet	Astrophysical jet experiments (Caltech) [25], SSX (Swarthmore College) [26], Hel Cat (U. of New Mexico), STPX (Florida A & M U.), Mochi (U. Washington)

プラズマ現象の世界を創り出すことができるようになった。具体的には、高密度プラズマ生成、ダイナモによる磁束増幅、ヘリシティ入射による電流駆動、合体と磁気リコネクション、流れと2流体緩和現象、ガン電極バイアス電場がつくる  $E \times B$  フローによる回転不安定性の安定化など、多彩にある。これらの多くは通常のプラズマガンを磁化させることで、閉じ込め磁場がつくられ、高密度な状態を長く維持できるようになったことで実現している。さらに電磁パルスパワー技術と組み合わせることで超音速まで磁化プラズモイドを加速させることにより、幅広い分野への応用が可能となった。この磁化のアイデアが実証されたのは、1959年アルヴェンらが同軸ガンの出口付近に磁石を取り付け、磁化プラズマリングを作ったのが最初である [3]。これによってプラズマはポロイダルとトロイダルの両磁場をもつ中心に構造物をもたないトーラス磁場配位プラズマとなりスフェロマックが誕生した [4]。また、プラズマ中に磁気ヘリシティ（磁束管の絡み）が内包するようになり、その保存性に着目した Taylor 緩和理論を基礎とするプラズマの自己組織化や秩序構造形成に関する数多くの実験と理論シミュレーション研究がなされている。

プラズマガンは本当に不純物が多いのか？ 電極放電であるため、必然的に電極表面から放電領域への鉄 (Fe) 等の High Z 不純物流入は避けられない。そのため、タングステン (W) やモリブデン (Mo) 材料を用いて電極を製作または表面にコーティングすることで不純物対策を施している。しかし実際には、内部電極の先端部から遠く離れた場所までは重い不純物粒子は飛んでこない。そのため、核融

合装置内部にある W ダイバータ板と違って、プラズマガンは閉じ込め領域までの距離をできるだけ離して外部に設置することが肝要である。

以上のプラズマガンを利用した最近の研究動向を整理して表1にまとめた。表1の中の一部の研究は、これまで本誌の解説、小特集で説明がなされているので、詳しくはそれらを参考にさせていただきたい [27-30]。本稿ではプラズマガンを使った MTF 核融合、プラズモイドリコネクション及び2流体緩和に焦点を当てて以下で解説する。

## 2. 磁化プラズマガンが創る高密度ターゲットプラズマ

磁化ターゲット核融合 (MTF) や磁場慣性核融合 (Magneto-Inertial Fusion: MIF) と呼ばれる核融合コンセプトは1970年代に米国 Naval Research Laboratory (NRL) の LINUS (Slow liner) プログラムで提唱されたのが始まりである [2]。そのすべてのアイデアにはターゲットプラズマに磁場を与え、核融合条件を満たすために圧縮を行うプロセスが含まれている。最大の利点はドライバーのパワーを軽減できることである。MCF の磁場による熱輸送の軽減の長所に ICF の圧縮加熱がハイブリッドされた MTF 核融合は、点火条件のための "Sweet spot" と呼ばれる中間領域のパラメータ (密度  $\sim 10^{25} \text{ m}^{-3}$ , 温度  $\sim 5 \text{ keV}$ , 磁場  $\sim 10^3 \text{ T}$ ) が存在する。そのため、MTF 核融合炉設計の最大の長所は、より低い圧縮比でより低エネルギーのドライバーが許容されることであり、プラズマガンはそのドライバーの有力な候補の一つである。そのマイクロ秒オー

ダーの比較的ゆっくりした圧縮によって寿命の長い高密度なプラズマを生成できる。MTFのためのターゲットプラズマとして、磁場反転配位(FRC)プラズマも提案されている[31]。また、サンディア国立研究所(SNL)ではレーザーによる先行加熱を複合させた大電流ピンチによる磁場ライナー圧縮実験(MagLIF)が実施され、すでに点火に必要な磁場強度が得られている[32]。本稿では、プラズマガンが使われている圧縮実験について紹介する。これらのほとんどがARPA-Eプロジェクトであり、技術概念の創出と検証だけでなく、実用化に向けた技術の開発試作レベルの役割を担っている。

2.1 シアフロー安定化Zピンチ実験

図1はワシントン大学のZaPグループで使われているプラズマガンと生成模式図の一部である[19]。プラズマガンで作られる軸方向電流は金属容器の右端に到達すると外側の金属壁を通じてリターンする構造となっている。昔からあるプラズマフォーカスと似ているが大きく違った点がある。軸方向電流によるピンチ効果を利用して細長いプラズマを径方向に圧縮し、維持する。通常、そのような大電流が中心軸上に集中しているプラズマ柱はキンク不安定性の発生と成長によって瞬時に壊れてしまう。しかし、この装置ではプラズマ柱の周りに作られるシアフローがキンクやソーセージモードの不安定性を安定化することで比較的長い時間、軸対称で安定な状態を維持できている。

最近のZaP実験では、ガン電流値50-75 kAの条件で、8.5 Tの強磁場をもつ高密度プラズマ柱(半径0.3 cm, 長さ1 m)が生成され、20-40 μsの間安定に保持されている。また、高い電子密度 $\sim 2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ と $\sim 1 \text{ keV}$ にまで加熱された電子とイオン温度が達成されている。ピンチされたプラズマの周りにはシアフローが形成されていることは実験で検証されている。最初の装置(ZaP)では、このフローは同じ電極放電で作られるので制御できないが、その後改良された装置(ZaP-HD)では内部電極を2重構造にしてフローとソースプラズマを作る放電を分離してフロー制御を試みている。現在、ARPA-Eプロジェクトの予算でアップグレードしたFuZE装置で初期実験が開始されている。

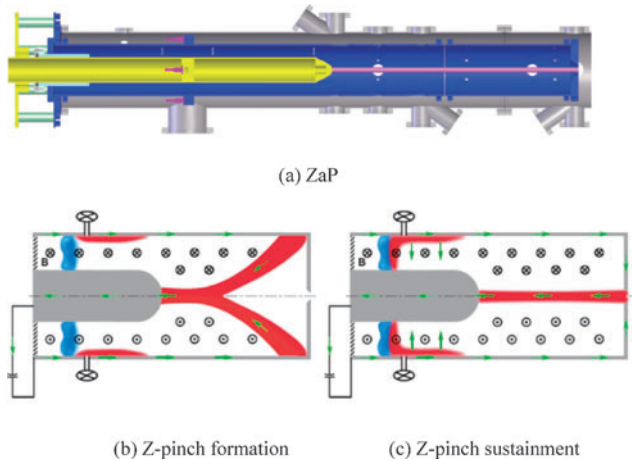


図1 シアフロー安定化Zピンチ(ZaP)装置(a)と生成模式図(b)(c)(参考文献[19], Fig. 3, Fig. 6から転載)。

る。装置全体はコンデンサー電源設備を入れてもかなりコンパクトにできている。スケーリングによるパワーバランスの計算によれば、500-700 kAのガン電流でブレイクイーブン(半径 $\sim 0.1 \text{ cm}$ , 密度 $\sim 10^{25} \text{ m}^{-3}$ )が達成される予測であり、現在ローレンス・リバモア国立研究所(LLNL)と共同で炉設計が実施されている。

2.2 スフェロマック爆縮実験

カナダのベンチャー企業であるジェネラル・フュージョン社(General Fusion Inc.)[33]では、MTFの基本コンセプトに独自のアイデアを取り入れ、低コストで核融合発電をより早く実現する道を模索している(図2)。圧縮前のターゲットとなるスフェロマック生成に磁化プラズマガン入射装置が用いられている。球状金属容器の中でリチウム鉛の液体金属を高速回転させてできた渦ホール中(カップの中のコーヒーをスプーンで回転させると渦の中心にホールができるのと類似している)にスフェロマックを入射させ、容器のまわりに配置された多くの圧縮ガス駆動ピストンが作る衝撃圧力波によって圧縮する。今現在行われている圧縮実験では、容器の周辺に配置した火薬を用いて爆縮されているが、カナダの山中での爆破シーンはなかなか迫力がある。最近では、トロイダルコイルではなく、中心導体表面にシャフト電流(1 MA)を流すことでトロイダル磁場を導入し、ST化を図っている。その結果、プラズマの寿命が圧縮時間( $\sim 0.05 \text{ ms}$ )に比べて十分長い2 msまで延長し、電子温度 $\sim 500 \text{ eV}$ , 電子密度 $\sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ を達成している。さらに、容器形状で決まる磁場配位を最適化することで、圧縮過程において不安定性の回避を行い、圧縮比2.5倍まで安定に圧縮できている。圧縮による磁場(約0.5 Tから3 Tに増大)と密度パラメータの増大だけでなく、X線計測から加熱の効果も観測している[34]。閉じ込め時間が圧縮時間の約10倍必要であるため、現在大型プラズマガン装置(PI-3)の建設が計画されている。

2.3 ヘリカル緩和配位プラズマの衝撃圧縮実験

磁化プラズマガンで生成されたスフェロマックプラズマはその動態特性から様々な最少エネルギー状態の磁場配位に緩和する。図3に示したスワースモアカレッジのSSX装置[21]では、細長い円筒ドリフト管内で軸対称な配位からヘリカルに捩れた(Twisted)配位に緩和と遷移したスフェロマック( $n_e \sim 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_i = 10-40 \text{ eV}$ ,  $B = 0.1-0.2 \text{ T}$ ,  $V_A \sim 100 \text{ km/s}$ )を生成している[26]。そのヘリカル緩和プラズマを図の様な横長のフラックスコンサーバー(FC)中に移送を行い、FCの底の導体壁を利用して軸方向

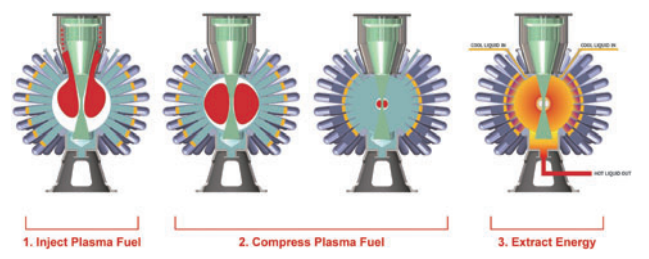


図2 GF社の磁化同軸プラズマガンによる種ST生成と圧縮シナリオ[34]。



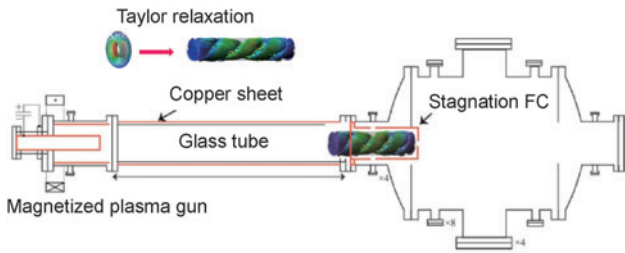


図3 SSX装置でのヘリカルな磁場構造をもつスフェロマックの入射と圧縮[21].

に圧縮する。FC底へ衝突する瞬間のエネルギー損失が大きいと思われるが、この断熱圧縮過程で運動エネルギーが熱エネルギーに変換されることが期待されている。

### 2.4 球状プラズマライナー実験

ロスアラモス国立研究所 (LANL) のプラズマグループは企業 (Hyper V Technologies Corp.) と共同で超音速プラズマジェットガン (レールガンと同軸ガン) の開発を行っており、それを使ったプラズマライナー実験 (Plasma Liner Experiment: PLX) 計画を進めている [20]。図4 (A) は球形の真空容器とその周りに計30台設置された小型プラズマガンを示している。プラズマガンでアルゴンガス (Ar) の高密度プラズマジェット (直径 5–20 cm, 質量~1 mg, 密度~ $10^{22} \text{ m}^{-3}$ , 速度~50 km/s) を生成し、容器の中心に向かって同時に入射衝突させる。その結果、中心付近で起きるスタグネーション圧力で中心のプラズマを圧力 0.1–1 Mbar まで圧縮する計画である。現在は6台のプラズマガンで実験中である。プラズマジェットが0.5 m離れた位置に向かってどのように伝搬し、それが続いている衝突過程や収縮スタグネーション圧縮過程にどのように影響するのかについて関心が持たれている。このジェット特性の解明は核融合だけでなく他の分野への応用にも役立つ。図

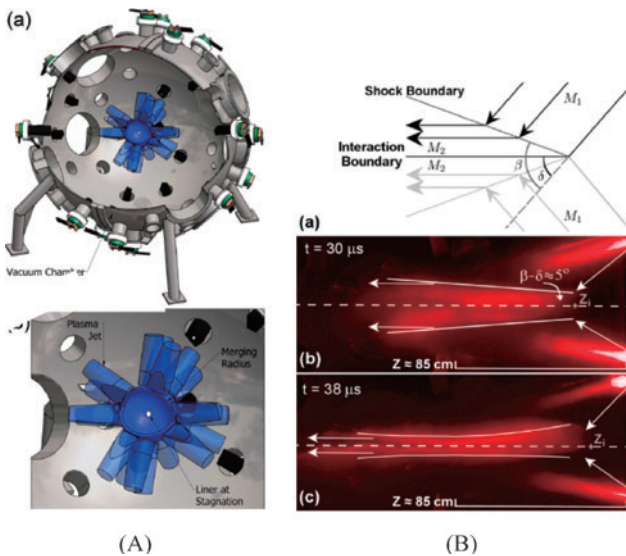


図4 左図 (A) プラズマライナー (PLX) 実験、球状容器に設置された30台の小型プラズマガンによるプラズマジェット入射により中心で衝突圧縮する。右図 (B) は右上下方向から斜めに入射された超音速フローが衝突作用でショック境界が発生し縦方向に圧縮している。  
(参考文献 [20] Fig. 1 及び [35] Fig. 4 から転載)

4 (B) は二つのレールガンで作ったプラズマジェット (Ar,  $\sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $\sim 40 \text{ km/s}$ ) の斜め入射衝突実験の結果である [35]。右側上下から斜め方向に入射された二つの超音速プラズマフローの間にできた衝突ショックによって厚み 2–3 cm のスタグネーション層が形成され、密度が上昇している。観測されたジェットの構造は球状プラズマライナーの圧縮の一様性にどの程度影響を与え、許容できるかが調べられている。

### 3. 核融合プラズマにおける磁気リコネクション実験

磁気リコネクション (磁力線再結合) は核融合プラズマや太陽宇宙プラズマにおいて普遍的にみられる現象であり、磁力線の凍結がプラズマ抵抗によって破れ、つながえが起きる現象である。リコネクションによって磁場構造が変化し、磁場エネルギーがイオンや電子の運動・熱エネルギーに変換され、爆発的なエネルギーの解放が起きる。リコネクションに関してはこれまで数多くの実験観測と理論シミュレーション研究がなされているが、リコネクションの高速化は未解決な重要課題の一つとして残されている。太陽フレアやトカマクの鋸歯状振動など実現象で観測される早いリコネクションは定常的な Sweet-Parker (S-P) モデルでは説明ができない。これまで何らかの機構を考え、拡散領域に局所的な異常抵抗を取り入れることによって説明がなされている。いくつかの他の説明のアプローチとして、衝撃波、ホール効果や反磁性効果を取り入れた2流体モデル、運動論的モデル [36] が使われている。核融合プラズマを用いたリコネクション実験は、球状トカマク MAST 装置 (英国カラム研究所) で精力的に行われており、リコネクションによるイオン加熱についてスケーリング則が調べられている [37]。また、この実験を模擬した抵抗性電磁流体力学 (MHD) とホール MHD の両コードによるシミュレーションが実施されており、同じ抵抗値であってもホール効果 (イオンスキン長) を入れることでリコネクション率がエンハンスすることが示されている [38]。

最近、プラズモイド不安定性がトリガとなって駆動される高速リコネクションが注目を浴びている。このような非定常リコネクションについては参考文献 [39] で詳しく紹介されている。プラズモイドリコネクション [40] については核融合プラズマを対象にした例はほとんど報告がない。最近、NSTX 装置の CHI 実験のシミュレーションが実施され、プラズモイドが介在するリコネクションについて初めて報告がなされた [41]。以下において、核融合プラズマを用いたプラズモイドリコネクション実験とシミュレーション結果について解説する。

#### 3.1 CHI と磁気リコネクション

既に述べた様に、スフェロマックや ST の電流駆動として CHI 実験が実施されている。図5に磁化プラズマガンを使った CHI 方式によるプラズマ生成の模式図を示す。下部の電極間内でのガス電離により生成されたプラズマがローレンツ力で上部のフラックスコンサーバー領域に噴出し、その過程で両電極に鎖交するバイアス磁束を横切ること

トロイダル電場が誘起され、ガン出口付近でのリコネクションを介してトーラスプラズマが形成される。中心対称軸上に導体を挿入し、その内に軸方向電流を流すことでトロイダル磁場を外部から印加し、スフェロマックからSTへと磁場配位を進展させることができる。実験の観点からは、トロイダル磁場の導入でプラズマ生成の軸対称性が格段に良くなり、マイクロには3次元的な磁場揺動をもつ現象に対してもマクロには軸対称性を仮定して取扱うことが可能となる。CHI方式では、 $V \times B$  誘導トロイダル電流によって引き伸ばされたバイアスポロイダル磁束が閉じるリコネクション現象、つまりXポイントの形成がプラズマ閉じ込めのために要請される。しかし、プラズマが高温になり磁気レイノズル数  $R_m$  (ランキスト数  $S$ ) が増大すると、リコネクション速度が遅くなる。さらに電流シート内に強いトロイダル磁場があるとリコネクション率が低下する傾向にあることから、電流の立ち上げの短時間内にXポイントの形成が困難になることが指摘されている。

図6は磁化プラズマにおけるリコネクションの相関図である[42]。横軸  $\lambda$  はイオンのジャイロ半径  $\rho_i$  (またはイオンスキン長  $d_i$ ) に対する装置スケール ( $\lambda = L/\rho_i$ , ここで  $L$  はプラズマサイズまたは電流シート長) で、縦軸  $S$  は磁気レイノズル数またはランキスト数 ( $S = \mu_0 L V_A / \eta$ , ここで  $V_A$  はアルヴェン速度,  $\eta$  はプラズマ抵抗)。横軸の装置サイズが相対的に大きくなり、縦軸の  $S$  値も大きくなると、電流シートが層流的から乱流的 (フラクタル) シート構造へ遷移し、無衝突および衝突マルチXライン (プラズモイド) リコネクションが観測される領域に入る。理論計算から、その閾値が  $S_c = 10^4$  であることが予測されている[43]。プラズモイド不安定性によってリコネクションが加速される場合、小スケールから大スケールへ発展しながら、大域的に大きなエネルギーが解放され、リコネクションは多様なプラズモイド噴出現象を伴った非定常な現象として発現する。これまで地球磁気圏や太陽フレアにおいてプラズモイド形成は数多く観測され、リコネクション率とランキスト数  $S$  との関係が調べられている。S-Pモデルではリコネクション時間は  $S^{1/2}$  に比例して大きくなるが、プラズモイドリコネクションの場合、この閾値を越えると  $S$  値に依存しなくなることが理論およびシミュレーションで示されている。高  $S$  領域において  $S$  に依存しない高速プラズモイドリコネクションのスケリング則が実証できれば、リコネクション加熱も期待できるCHIが将来の高ベータ核融合炉においても有用となる。

3.2 NSTX装置におけるプラズモイドリコネクションのシミュレーション

プリンストン大学プラズマ物理研究所 (PPPL) の球状トーラスNSTX装置 (大半径  $R = 0.86$  m, 小半径  $a = 0.65$  m) に於けるCHI実験[5]を対象に抵抗性MHDシミュレーション研究が実施され、ティアリング不安定性に起因する自発的なリコネクションはプラズモイド不安定性により高速化されることが検証された[41]。CHIが駆動するプラズモイドリコネクションの特徴は以下のとおりである。1) 長く伸びたS-P型の電流シートがティアリング不安定となり分

裂する。それにより、2) 複数のプラズモイド (磁気島) が生成され、その数は  $S$  に比例して増加する。さらに、3) リコネクション率は  $S = 3000$  を超えると  $S$  に依存しなくなり、ほぼ一定となる。なお、この計算では電流シート幅が狭くなると効いてくる2流体や運動論的效果は考慮されていない。

図7は高  $S$  ( $S = 39000$ ) でのシミュレーション結果である。同図(a)の  $t = 9.044$  msにおけるトロイダル電流密度分布をみると、電流シートが長く伸びていることがわかり (シート長  $L = 2.5 - 3$  m,  $L/\delta \sim 70$ , ここで  $\delta$  はシート幅)、ティアリングモードが不安定な状態になっている。同時刻の同図(c)の磁力線のポアンカレプロットをみると、小さいスケールのプラズモイドが複数個発生していることがわかる。その後、時刻 ( $t = 9.174$  ms) の同図(b)(d)では、電流シートはさらに長く伸びており、変形しているように見える。小さいプラズモイドが合体することでリコネクションが進み、その結果、図中矢印で示された3つの新しいプラズモイドが出現している。さらに時間が経過すると、これ

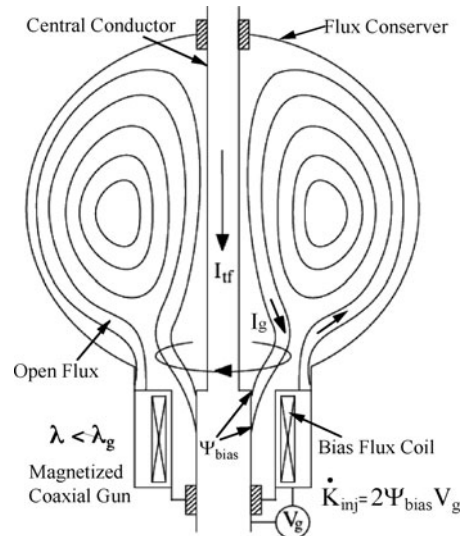


図5 同軸ヘリシティ入射の概念図。

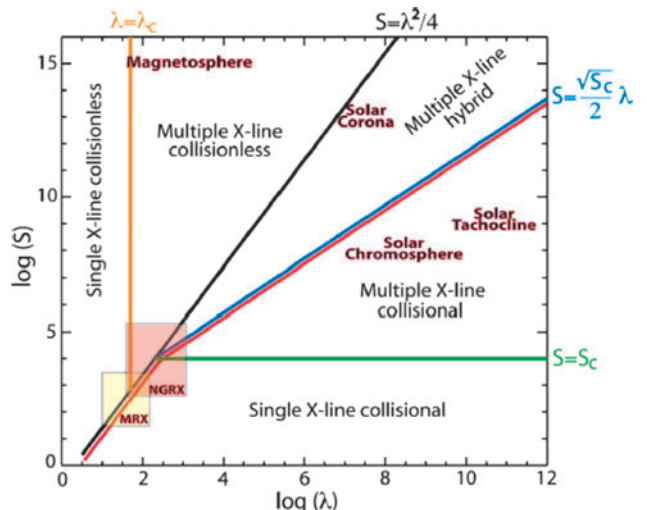


図6 リコネクションの相関図 (参考文献[41] Fig. 1 から転載)。



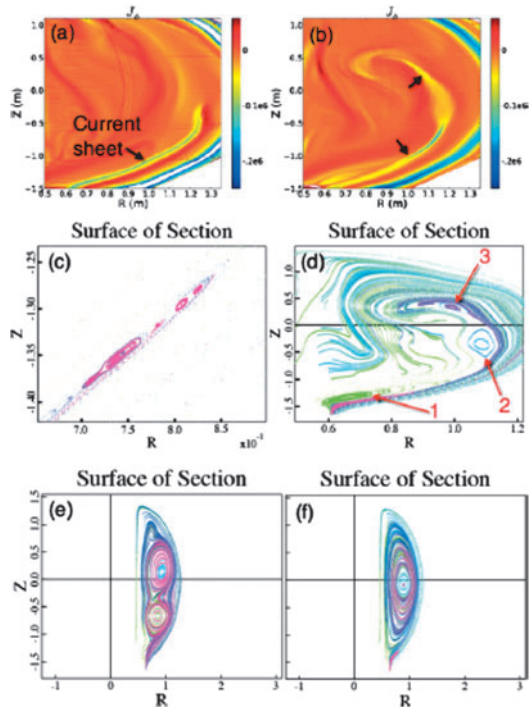


図7 NSTX-CHI 実験のシミュレーション結果, (a)(b)ポロイダル断面でのトロイダル電流密度の等高線図, (c)(d)磁力線のポアンカレプロット, (e)(f)大きなスケールのプラズモイドの成長過程におけるポアンカレプロット (参考文献 [43] Fig. 2 から転載).

らのプラズモイドは装置内全体にダブレット ((e)  $t = 9.645$  ms) とシングル ((f)  $t = 10.2$  ms) の磁気島 (磁気面) として大きく成長する. NSTX 実験では高速カメライメージ計測の結果から, このダブレット配位の形成が確認されている.

図8はシミュレーション結果から算出されたプラズモイドの数とリコネクション時間  $t_{rec}$  の逆数の  $S$  の依存性を示したものである. S-P モデルでは,  $t_{rec}$  は  $S^{1/2}$  に比例して長くなるが, この計算結果はプラズモイドの形成によって高  $S$  領域において  $t_{rec}$  が一定となることを示している. この高  $S$  でリコネクション率が一定となる傾向は, N.F. Loureiro が示した結果 (参考文献[44]の Fig. 2) と一致している [44].

また, 現在アップグレード中の NSTX-U 装置では電極と鎖交するバイアス磁場の footprint 幅が狭くなるように改良されており, そのためリコネクションするポロイダル磁場が強くなり ( $S$  値 = 29000 と大きくなる), さらに, リコネクションは駆動的 (Forced) な様相となって起きやすくなる. その結果, プラズモイドリコネクションは強いダイナモがある入射過程でも観測されるようになる. ダイナモによる磁束増幅が起きる場合, 3次元的な磁力線の変化を調べる必要がある. 図9 (b)(c)は2次元と3次元コードで計算された結果を比較したものである [45]. 2次元の計算では磁力線はすべてオープンになっており, プラズモイドの発生はみられないが, 3次元では少なくとも5つ発生している. ダイナモは拡散領域内において局所的な  $S$  値を増大させ, プラズモイド生成が加速されることでリコネク

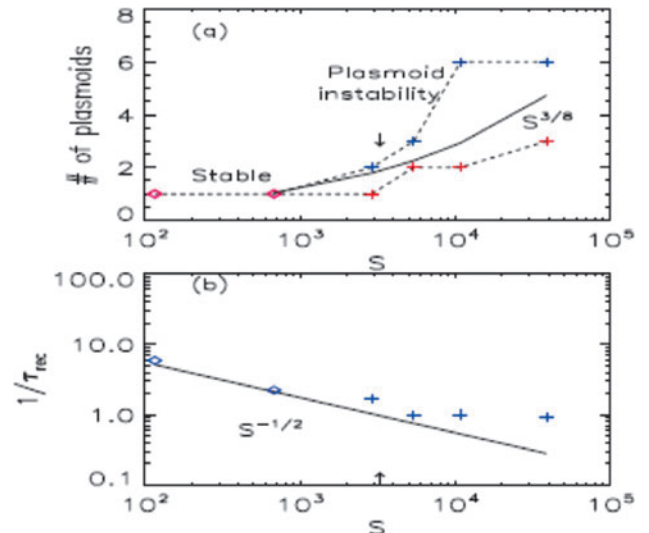


図8 プラズモイドリコネクションのシミュレーション結果, (a)プラズモイド数vsランキスト数S(b)リコネクション率vsランキスト数S (参考文献[43] Fig. 3 から転載).

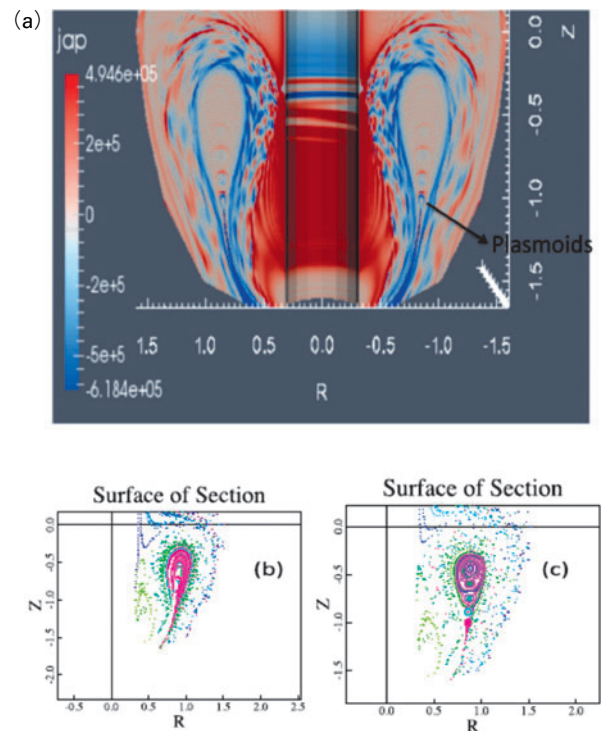


図9 3Dシミュレーションのトロイダル電流密度の等高線図 (a), プラズモイド形成について, 2Dコード(b)と3Dコード(c)から計算されたポアンカレプロット図を比較したもの (参考文献[45] Fig. 4 から転載).

ションが早く進むと理解されている.

### 3.3 HIST 装置におけるプラズモイドリコネクション実験

兵庫県立大の球状トーラス HIST 装置 ( $R = 0.3$  m,  $a = 0.24$  m) では, 磁化同軸プラズマガンを使った CHI 実験を実施している. プラズマ内部の磁場構造は図10中の2次元内部磁気プローブアレイを用いて計測している. 同図下 (a)(b)にトロイダル電流密度  $J_t$  とポロイダル磁束  $\psi_p$  の等高線の時間発展を示す [46]. ガン電極と鎖交するバイアスポロイダル磁束の大きさを変えることで, プラズマの噴出速度を制御している. 同図(a)の低バイアス磁束の場合, 入

射過程 ( $t < 0.17$  ms) において、周辺のオープン磁束領域 (Open Flux Column: OFC) でキック不安定性が発生し、磁場配位が壊れるが、減衰過程に入ると軸対称な磁場配位に緩和する (図(a)  $t = 0.305, 0.340$  ms). 同図(b)の高バイアス磁束の場合、入射過程で不安定性にならずそのまま減衰過程に移り、全ポロイダル磁束の約30%の閉じた磁束量をもつ磁気面が形成される。ここで、図の入射過程において、ポロイダル磁束中に長く伸びた薄い電流シート (幅  $\delta \sim 0.05$  m, 長さ  $L \sim 1$  m) が形成されていることに着目したい。このS-P的な  $L/\delta$  の大きい電流シートの形成はシミュレーション結果と酷似している。この電流シートの中の電子密度は十分高く、シート形状はティアリング不安定性によっていくつかに分裂しているように見える。さらに、シミュレーション結果と同様に、その伸びた電流シート上に2, 3個の小さいスケールのプラズモイド (3次元的には軸対称なプラズマリング形状) が形成されていることがわかる。この等高線図の時間発展を細かくみてみると、隣り合う二つのミニプラズモイド (同方向の電流ループ) は互いに引き合い (合体) また分裂 (放出) を周期的に繰り返している様相がみられる (振動的リコネクション)。その

後減衰過程に入ると、 $t = 0.305, 0.340$  ms の時刻において、ガンの出口付近の位置 ( $Z = 0.4$  m,  $R = 0.2$  m) に X ポイントが現れ、システム全体に閉じた磁束 (磁気面) が形成されている。

図11(a)はプラズモイドが存在する付近 ( $R = 0.3$  m,  $R = 0.35$  m) で測定した反平行方向の二つのリコネクション磁場  $B_z$  の波形である。磁場波形の振動的揺動に同期して、イオン飽和電流 (電子密度) (同図(b)) 波形も振動を示している。また、この周期的な事象に同期して強いリコネクション電場  $E_t = -d\psi_p/dt/(2\pi R)$  (同図(c)) の発生がみられる。これらの揺動はリコネクションが介在したミニプラズモイドの合体と分裂のダイナミクスを示しており、電流シート内を乱流の状態にしていると考えられ、プラズモイドリコネクションの様相を示している。

この実験のS値は  $S \sim 1000$  (ポロイダル磁場  $B_p = 0.01$  T) であり、理論的に予測されている閾値  $10^4$  よりも小さい。これはシミュレーションでも示されたように、背景にあるダイナモが影響しているものと考えられる。また、トロイダル (ガイド) 磁場 (本実験では  $B_t = 0.07$  T と強い) の効果が考えられる。強いトロイダル磁場のリコネクション率への影響はまだ十分理解されていないが、リコネクションによってトロイダル方向の磁力線に沿って電子が加速されるためリコネクション率が低下することが示唆されている。また、強いトロイダル磁場があると、電流シートが長くなり、実効的にS値が大きくなると考えられる。

#### 4. 磁化プラズマガンが創る2流体緩和平衡配位

本節では磁化同軸プラズマガンを用いたCHIによるSTの電流駆動過程で形成される流れのある2流体平衡配位の特性について概観したい。近年、高ベータ閉じ込めと定常

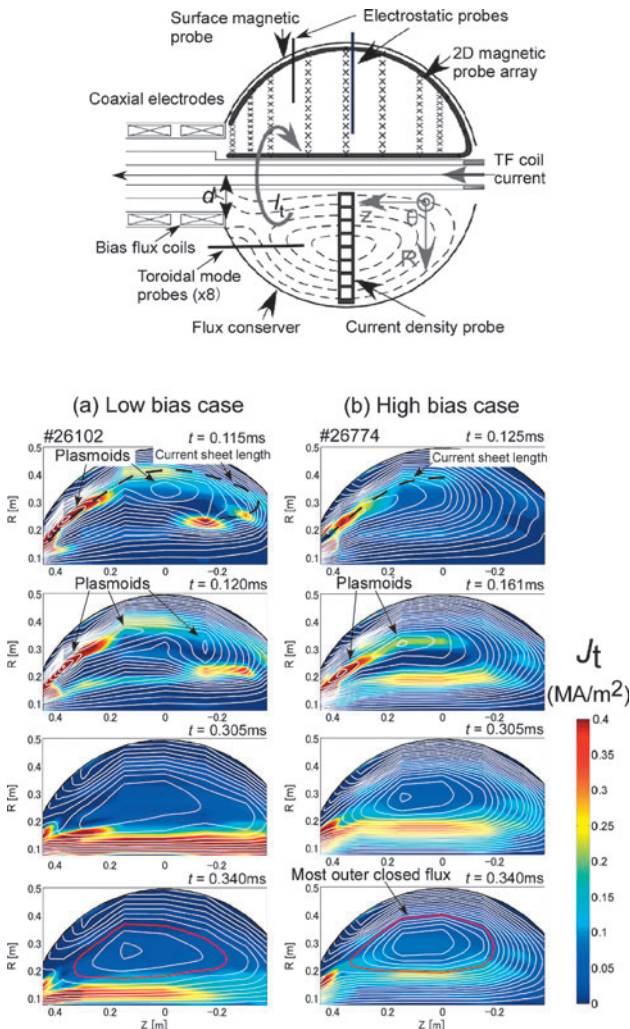


図10 上図はHIST装置の計測システム、下図はトロイダル電流密度とポロイダル磁束の等高線図を低バイアス(a)と高バイアス(b)の場合で比較したもの[46].

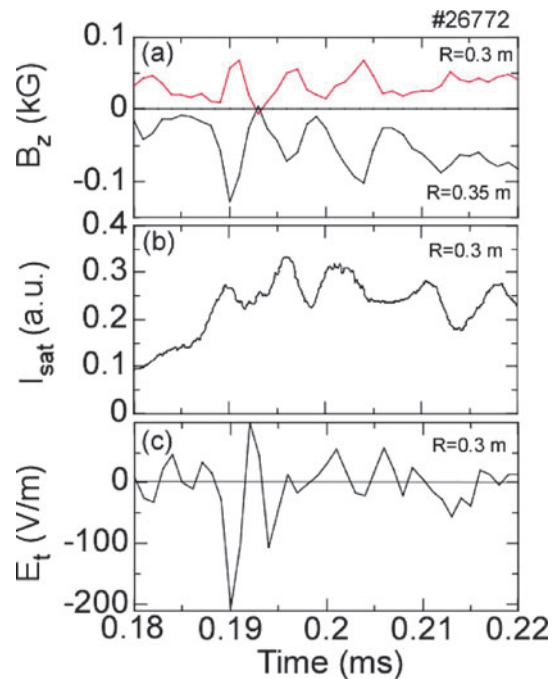


図11 プラズモイドが存在する付近での(a)反平行の二つのポロイダル磁場  $B_z$ , (b)イオン飽和電流 (電子密度) と(c)リコネクション電場  $E_t$  の時間変化[46].



化を両立させる方策として、再磁束注入（再ヘリシティ入射）法と呼ばれるマルチ・パルス CHI 入射（M-CHI）法が提案されている。これは、ダイナモによる磁気面の乱れによって生じる閉じ込めの劣化を許容する磁束注入（電流駆動）過程と、高閉じ込めモードを保持するプラズマ減衰過程を間欠的に繰り返すことで準定常運転を行う方法であり、スフェロマック実験に取り入れられ、閉じ込め性能の改善と準定常維持の両立が実証されている。最近、その結果を踏まえ、M-CHI 法を HIST 装置に適用し、その有用性が調べられている[47]。HIST でのダブル・パルス CHI 実験では、最大 80 kA 程度のトロイダル電流の生成と抵抗減衰に対して 5 ms 程度の伸長したプラズマ寿命の実験結果が得られている。また、磁場揺動と速度場揺動の相互作用（ダイナモ電場生成）や中心オープン磁束コラム（OFC）領域から閉じた磁束（CF）領域へのヘリシティ輸送による磁束増幅及び電流増幅が観測されている。特に高トロイダル磁場側の OFC 領域で電子密度が  $1.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  程度と高密度であり、通常のトカマクでは見られない急峻な負の密度勾配や反磁性トロイダル磁場が形成され、それに伴うイオン反磁性ドリフトによるポロイダル・シアフローとホール・ダイナモ電場が観測されている。また、ガン電圧が再印加されると、高トロイダル磁場側のセパトリクス付近でのポロイダルフローの増大によるフロー・シアの強化、密度勾配の急峻化、径電場シアの強化が観測されている[47]。

このような実験的背景から流れのある 2 流体 ST 平衡配位が数値的に決定され、磁場構造やフロー構造が調べられている[48]。特にガン電圧が再印加されことによって生じる OFC 領域でのポロイダル電子流速の増大が平衡をどのように遷移させるかが調べられている。電子流体に対する 2 流体平衡方程式から CF 領域でトロイダル方向の電子ドリフト速度と Hall 効果が増大することによって、図12(c)

に示すように電流と同方向のトロイダル・イオン流速が増大する。このイオン流速（イオンの運動エネルギー）の増大は一般化されたベルヌーイの式から図12(b)に示すように CF 領域での密度（エンタルピー）を減少させ、高トロイダル磁場側のセパトリクス付近で負の密度勾配を引き起こすことがわかった。このときそのセパトリクス付近で正のイオン温度勾配は若干増大するが、負の密度勾配の強化が優勢となり、イオンの圧力勾配も負に強化される。図13（左図）はミッドプレーンでのポロイダル方向のドリフト速度の径方向分布の変化を示している。負のイオン圧力勾配の強化に起因して、そのセパトリクス付近（ $R=0.14 \text{ m}$ ）で  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフト速度と同方向にイオン反磁性ドリフト速度が増大し、図12（d）に示すように電流と同方向のポロイダル・イオン流速が増大する。その結果、そのセパトリクス付近でシアが強化されることがわかった。

一般化されたオームの法則  $\mathbf{E} + (1/\epsilon)\mathbf{u} \times \mathbf{B} + \mathbf{F}_{2F} = 0$  の各項の径方向成分の変化から 2 流体効果について考える。ここで、 $\mathbf{E}$ ,  $\epsilon$ ,  $\mathbf{u}$ ,  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{F}_{2F}$  は、それぞれ電場、2 流体パラメータ、イオン流速、磁場、2 流体効果を表す。また、2 流体効果  $\mathbf{F}_{2F}$  はイオンの反磁性効果  $-\nabla p_i/n$  と慣性効果  $-\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}$  を生じる項で構成され、計算では全領域に渡ってイオンの反磁性効果が支配的である。図13（右図）に示すように高トロイダル磁場側のセパトリクス付近での  $\mathbf{F}_{2F}$  は負のイオン圧力勾配の強化に起因して増大し、2 流体効果は無視できないことがわかった。一方、径電場  $E_r$  分布は CF 領域のトロイダル・イオン流速  $u_t$  の増大によりローレンツ力  $(1/\epsilon)u_t B_z$  の分布が大きく変化し、 $E_r$  シアが強化されることがわかった。

OFC 領域に反磁性トロイダル磁場が形成されていることから、2 流体平衡の観点からポロイダル流速（流れ関数の構造）とトロイダル磁場の磁性の関係について考える[49]。アンペール法則のポロイダル成分から 2 流体軸対称

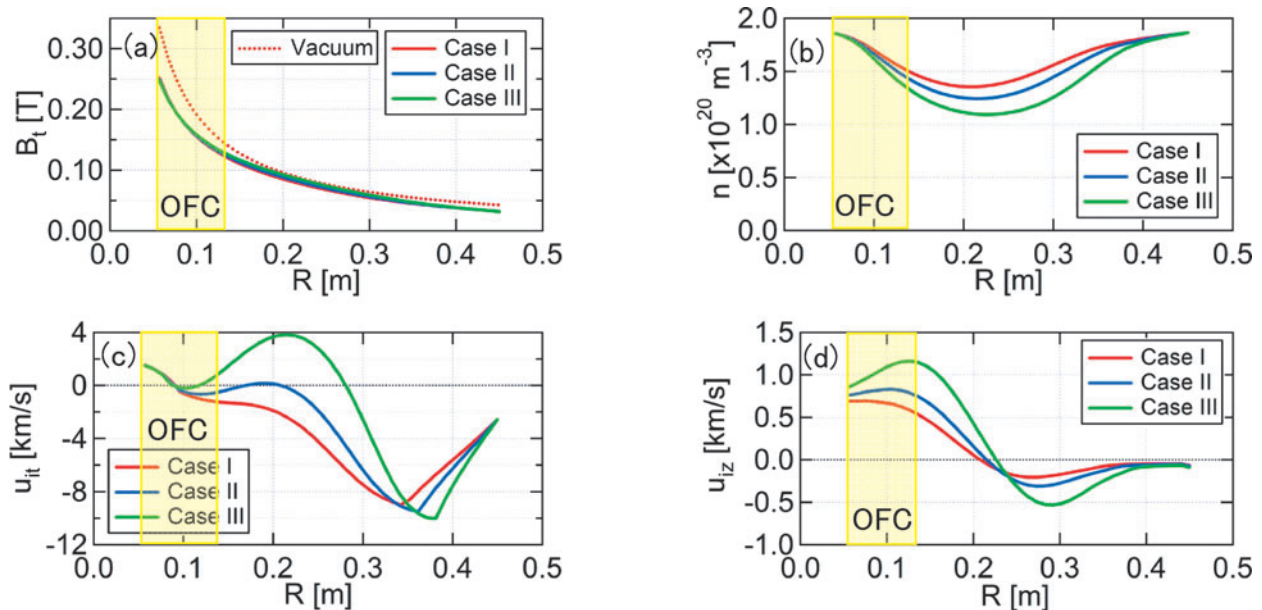


図12 OFC 領域でのポロイダル電子流速の大きさを Case I, Case II, Case III と増大させた場合のミッドプレーンにおけるトロイダル磁場 (a), 密度 (b), トロイダル・イオン流速 (c), ポロイダル・イオン流速 (d) の径方向分布。



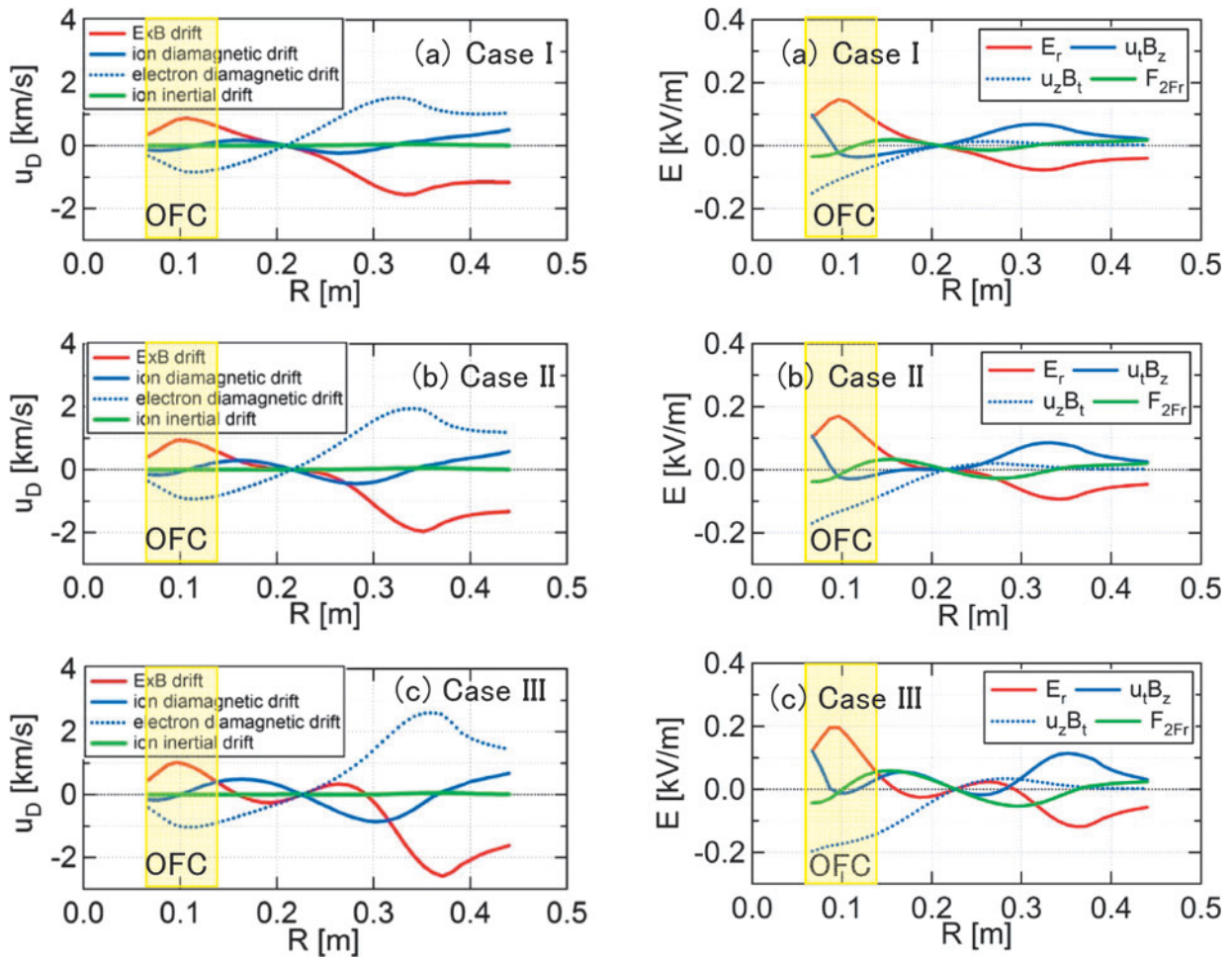


図13 OFC 領域でのポロイダル電子流速の大きさを Case I, Case II, Case III と増大させた場合のミッドプレーンにおけるポロイダル方向のドリフト速度の (左図) と一般化されたオームの法則の各項 (径方向成分) (右図) の径方向分布。

平衡のトロイダル磁場  $B_t$  は

$$B_t = \frac{\bar{\psi}_{e0}}{r} + \frac{1}{\epsilon r} (\bar{\psi}_i(Y) - \bar{\psi}_e(\psi)) \quad (1)$$

で表される。ここで、 $\bar{\psi}_{e0}$ ,  $\bar{\psi}_i$ ,  $\bar{\psi}_e$  は、それぞれ真空トロイダル磁場に関するポロイダル電子流速に対する流れ関数、ポロイダル・イオン流速に対する流れ関数、ポロイダル電子流速に対する流れ関数である。式(1)は  $\bar{\psi}_e > 0$ ,  $\bar{\psi}_i < 0$  の場合と  $\bar{\psi}_e < 0$ ,  $\bar{\psi}_i > 0$  の場合、 $B_t$  に対してそれぞれ反磁性と常磁性に寄与していることを示している。計算結果から OFC 領域では  $\bar{\psi}_e > 0$ ,  $\bar{\psi}_i < 0$  で、イオンと電子の流速が反磁性に寄与し、CF 領域では  $\bar{\psi}_e < 0$ ,  $\bar{\psi}_i < 0$  で、電子流速が常磁性に、イオン流速が反磁性に寄与している。OFC 領域でのポロイダル電子流速の増大に伴って、CF 領域では  $\bar{\psi}_e$  が減少し  $\bar{\psi}_i$  に近づき、トロイダル磁場が反磁性から常磁性に近づく。一方、OFC 領域では  $\bar{\psi}_e$  はほぼ正のままであり、反磁性トロイダル磁場が維持される (図12(a))。

### 5. まとめ

磁化プラズマガンは核融合から天体宇宙までの幅広い分野において多彩なプラズモイドの世界を繰り広げている。本稿では、これらの分野を横断するキーワードとして、高

エネルギー密度プラズモイド、磁気リコネクションと2流体緩和を取り上げ、いくつかの具体例を示して解説した。磁化プラズマガンは、自然界に普遍的に存在する様々な形態のプラズモイドを比較的容易に生成でき、多くの興味深いプラズマ物理テーマを提供してくれる。磁化プラズモイドを移送衝突圧縮する技術はさらにインパクトのある応用範囲の拡大の可能性を秘めている。この技術の革新的なパルス核融合炉への応用は極めて魅力的ではあるが、実現への道りはそう簡単なものではない。まだまだ多くの未検証の課題に取り組む必要があり、今後未知なる物理現象が現れる可能性もある。核融合閉じ込め研究は高 $\beta$ で定常化を志向している中で、コンデンサー電源でパルス的に大電流を流す実験は時代遅れとの見方もある。しかし、国内外を問わず予算が乏しい大学の研究室にとって、昔からのコンデンサー電源の財産を如何に活かすかが知恵の見せ所である。ここで紹介したいくつかの実験装置もその代表的な活用例である。学生たちが社会と人類に貢献できる核融合にいつまでも魅力を感じ、実験を通じて感動を味わえるような教育と人材育成に磁化プラズマガンはきっと役立つものと信じて止まない。

## 参考文献

- [1] <https://arpa-e.energy.gov/>
- [2] R.C. Kirkpatrick *et al.*, Fusion Technology **27**, 201 (1995).
- [3] H. Alfvén *et al.*, J. Nucl. Energy (part C) **1**, 116 (1959).
- [4] P.M. Bellan, *Spheromaks* (Imperial College Press, London, 2000).
- [5] R. Raman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 175002 (2006).
- [6] M. Nagata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 225001 (2003).
- [7] B.A. Nelson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 3666 (1994).
- [8] H.S. McLean *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 125004 (2002).
- [9] K. Kuroda *et al.*, Plasma Fusion Res. **12**, 1202020 (2016).
- [10] F. Alladio *et al.*, Nucl. Fusion **46**, S613 (2006).
- [11] D.J. Battaglia *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 225003 (2009).
- [12] N. Fukumoto *et al.*, 26th IAEA Fusion Energy Conference, Kyoto, October 17-22, PDP-16 (2016).
- [13] R.D. Horton *et al.*, Nucl. Fusion **48**, 95002 (2008).
- [14] T. Onchi *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **44**, 195 (2016).
- [15] T. Asai *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 076018 (2017).
- [16] I.N. Bogatu *et al.*, J. Fusion Energy **27**, 6 (2008).
- [17] M.W. Binderbauer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 045093 (2010).
- [18] M. Laberge, J. Fusion Energy **27**, 65 (2008).
- [19] U. Shumlak *et al.*, Phys. Plasmas **24**, 055702 (2017).
- [20] S. C. Hsu *et al.*, Phys. Plasmas **19**, 123514 (2012).
- [21] M. Kaur *et al.*, EPR 2017 conference, Vancouver, Canada, August 1-4 (2017).
- [22] J. Miyazawa *et al.*, Fusion Eng. Des. **54**, 1 (2001).
- [23] Y. Kikuchi *et al.*, J. Nucl. Mater. **438**, S715 (2013).
- [24] S. Kajita *et al.*, J. Nucl. Mater. **438**, S707 (2013).
- [25] A.L. Moser and P.M. Bellan, Nature **482**, 379 (2012).
- [26] T. Gray, M.R. Brown and D. Dandurand, Phys. Rev. Lett. **110**, 085002 (2013).
- [27] 宇山忠男, 永田正義: プラズマ・核融合学会誌 **74**, 200 (1998).
- [28] 永田正義: プラズマ・核融合学会誌 **83**, 491 (2007).
- [29] 永田正義: プラズマ・核融合学会誌 **84**, 760 (2008).
- [30] 前川 孝, 永田正義: プラズマ・核融合学会誌 **88**, 724 (2013).
- [31] G.A. Wurden *et al.*, J. Plasma Fusion Res., SERIES **2**, 238 (1999).
- [32] M.R. Gomez *et al.*, Phys. Rev. Lett. **113**, 155003 (2014).
- [33] Details in General Fusion website at <http://generalfusion.com/> また, 日経サイエンス「核融合ベンチャーの勝算」, 3月号 p70 (2017).
- [34] M. Laberge *et al.*, EPR 2017 conference, Vancouver, Canada, August 1-4 (2017).
- [35] E.C. Merritt *et al.*, Phys. Plasmas **21**, 055703 (2014).
- [36] R. Numata and N. F. Loureiro, J. Plasma Phys. **81**, 305810201 (2015).
- [37] Y. Ono *et al.*, Phys. Plasmas **22**, 055708 (2015).
- [38] P.K. Browning *et al.*, Plasma Phys. Control Fusion **56**, 064009 (2014).
- [39] 井 通暁, 西塚直人: プラズマ・核融合学会誌 **89**, 769 (2013). 西塚直人: 同 **89**, 796 (2013).
- [40] A. Bhattacharjee *et al.*, Phys. Plasmas **16**, 112102 (2009).
- [41] F. Ebrahimi and R. Raman, Phys. Rev. Lett. **114**, 205003 (2015).
- [42] H. Ji and W. Daughton, Phys. Plasmas **18**, 111207 (2011).
- [43] N.F. Loureiro, A.A. Schekochihin and S.C. Cowley, Phys. Plasmas **14**, 100703 (2007).
- [44] N.F. Loureiro *et al.*, Phys. Plasmas **19**, 042303 (2012).
- [45] F. Ebrahimi, Phys. Plasmas **23**, 120705 (2016).
- [46] M. Nagata *et al.*, 26th IAEA Fusion Energy Conference, Kyoto, October 17-22, EX/P5-21 (2016).
- [47] M. Nagata *et al.*, 24th IAEA Fusion Energy Conference, San Diego, USA, October 8-13, ICC/1-1Rb (2012).
- [48] T. Kanki and M. Nagata, 42nd EPS Conference on Plasma Physics, Lisbon, Portugal, June 22-26, P4.181 (2015).
- [49] T. Kanki and M. Nagata, 58th Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics, San Jose, USA, Oct. 31-Nov. 4, NP10 63 (2016).



なが た ま さ よ し  
永田正義

兵庫県立大学大学院工学研究科教授, 大阪大学大学院博士課程単位取得退学後, 学振奨励研究員, 1986年姫路工業大学助手, 助教授を経て, 2004年より現職。大阪堺市(昔は南河内郡)生まれ。姫路を愛し, 東京に憧れつつも大阪の個性を活かしたい。専門はスフェロマックから球状トラスにおける MHD 緩和等のプラズマ基礎研究とその核融合への応用。最近では EV 等の省エネインバータ駆動モータの部分放電と絶縁評価技術の開発を企業と連携で実施中。2007年プラ核年会姫路開催後ちょうど10年目にあたる今年のプラコン, 平成の大改修により白く美しくなった姫路城はいかがでしたか?



かん き た か し  
神吉隆司

海上保安大学校海事工学講座教授。1997年姫路工業大学大学院博士課程修了。博士(工学)。大阪大学講師(研究機関研究員), 海上保安大学校講師, 准教授を経て, 2010年より現職。2015年より政策研究大学院大学連携教授を併任。主な研究分野は, プラズマ理工学, 数値解析学。特にヘリシティ駆動系における球状トラスの2流体平衡やMHDシミュレーションに関する研究に取り組んでいる。最近, 息子とのキャッチボールを楽しんでいる。