



講座 高速プラズマ流と衝撃波の研究の始め

5. 実験室における高速流と衝撃波研究の最前線

5.5 電磁加速パルスプラズマとスフェロマック形成

永田正義

兵庫県立大学大学院工学研究科

(原稿受付：2007年4月9日)

磁化同軸プラズマガンを使ったパルス電磁加速によって形成されるスフェロマックプラズマ流の多彩な電磁流体的振る舞いとヘリシティ駆動系でのトロイダルプラズマの自発的磁界構造形成など、高速流が強く関与する緩和現象に関する最近の研究のトピックスを紹介する。

Keywords:

electromagnetic acceleration, spheromak, magnetized coaxial plasma gun, MHD relaxation, magnetic reconnection, self-organization, helicity injection, flipped relaxed states, two fluid effect

5.5.1 はじめに

スフェロマック[1]、逆磁場ピンチ (RFP) および Low- q 球状トーラス (ST) など、自己組織化機能の強い高ベータトーラスプラズマの自発的な磁界構造形成は、太陽コロナの間欠的爆発の現象 (フレア) に見られる磁気リコネクション、キンク変形、粒子加速、衝撃波発生などと共通の物理機構が内在していることが明らかにされてきている。このように、スフェロマックなどの実験室プラズマと天体宇宙プラズマとのアナロジーが議論され始め、電磁場中での「プラズマの流れ」の重要性が強く認識されるようになってきた。磁化プラズマ流を効率よく作り出し、ダイナミックで非定常な電磁流体力学的 (MHD) 現象を探求する際の最適な実験ツールとして、磁化同軸プラズマガン (Magnetized Coaxial Plasma Gun: MCPG) がある。この MCPG を用いた電磁加速パルス放電によって、図1に示すようなスフェロマックが形成される。

短パルス大電流 ($\sim$ 数 μ s, $\leq$ 300 kA) の電磁加速の例として、スフェロマックを高密度 ($\leq 10^{22}$ m $^{-3}$) に圧縮して超音速 ($\leq$ 300 km/s) にまで加速後、核融合プラズマ中へ入射する燃料補給実験が行われている。この研究はコンパクトトーラス (CT) 入射実験として国内では JFT-2M 装置で本格的に実施され、トカマク中に高速入射された磁化プラズマのダイナミクスが調べられた[2, 3]。また、核融合科学研究所 LHD 用の SPICA 装置の開発[4]や産業技術総合研究所 RFP 装置 (TPE-RX) への磁化プラズマフロー入射実験[5]などそれぞれ特徴を活かした実験が実施されている。なお、CT 入射に関しては他に詳しい解説[6]があるので、紙面の関係で本稿では割愛させていただく。一方、長パルス低電流 ($>$ 数 ms, $\leq$ 20 kA) 運転では、磁気ヘリシ

ティ入射と呼ばれるプラズマの MHD 緩和研究と定常維持実験が行われている。米国では、多様な MCPG を用いたこの分野の研究が活発に行われている。例えば、プラズマスタートアップや定常電流駆動として、ワシントン大学 HIT 装置[7]やプリンストン大学プラズマ物理研究所 (PPPL) NSTX 装置[8]における Coaxial Helicity Injection (CHI) 実験、ローレンスリバモア国立研究所 (LLNL) SSPX 装置でのガンスフェロマック閉じ込め実験[9]が挙げられ

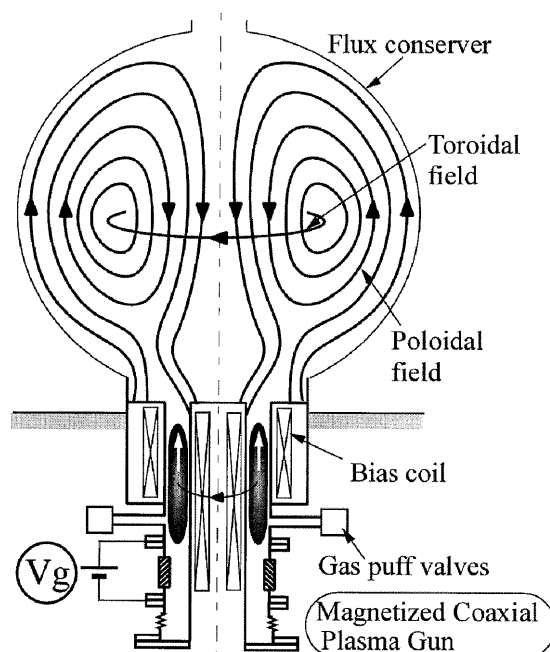


図1 磁化同軸プラズマガン (MCPG) とスフェロマック生成。

る。また、プラズマ流を利用したMHD緩和研究として、カルテックのCo-planarガンによる太陽フレア/プラズマジェット模擬実験[10]、スワースモアカレッジSSX装置での対向した二つのMCPGを用いたスフェロマック合体実験[11]、ロスアラモス国立研究所(LANL)のReconnection Scaling Experiment(RSX)実験[12]やFlowing Magnetized Plasma Gun実験など数多く行われている。その成果が毎年行われているInnovative Confinement Concepts (ICC) Workshopや日米CTワークショップ等で発表、議論されているので、興味のある方はそのWebサイト (<http://www.iccworkshops.org/>) を参考にしていただきたい。国内では兵庫県立大HIST装置においてMCPGを用いたスフェロマック/球状トーラス(ST)プラズマ生成実験が行われており[13]、本稿では、主にHISTにおけるプラズマ電磁加速によって観測される緩和現象とその計算機シミュレーションを中心に最近の研究のトピックスについて紹介する。

5.5.2 スフェロマックにおけるキンク不安定性と自律的磁界構造形成

太陽X線観測衛星「ようこう」によって太陽表面上でツイストと呼ばれる「よじれ」現象が観測され、巨大なプロミネンスはプラズマが詰まった磁束管がヘリカルにツイストしていると予想されている。フレア粒子の加速、衝撃波、プラズモイド爆発的噴出など太陽フレアの突発的な現象はこのコロナのループ構造がねじられて蓄えられた磁気エネルギーが解放されることで発生しており、その過程では磁気ヘリシティを保存しながらエネルギーのより低い状態(Woltjer-Taylor状態)に緩和していると考えられている。

一方、スフェロマックは自分自身に流れる電流(自己電

流)によってポロイダルとトロイダルの両閉じ込め磁界が作られており、その磁界のトポロジーが自由自在に変化することによって自己組織化の機能を生み出している。また、自己電流によって作られる自由エネルギーは、その散逸過程で系が不安定になると外部に急激に放出され、その解放の過程で系全体が磁気エネルギーの低い状態へと遷移することで磁界構造が自発的に形成される。この自律構造形成の過程では、磁気リコネクション、イオン加熱、磁束変換、プラズモイド移出が発生することがよく知られており、先に述べた太陽フレアでの多彩なダイナミクスと酷似している[14]。以上のことから、プラズマパラメータやスケールの違いに注意しながら、巨視的な流れが強く支配するスフェロマックの生成過程の詳細機構を調べていくことで、遠く離れた太陽フレア現象について新たな発見をすることが期待できる。

MCPGによるスフェロマック生成過程では、閉じた磁束領域を取り巻いている中心のオープン磁力線(Central Column: 中心コラムと呼んでいる)に沿って流れるガン電流がKruskal-Shafranov (K-S) 限界以上に大きくなると、中心コラムがキンク不安定性を引き起こし、ヘリカルによじれてしまう。そのよじれた磁束管内の電流はソレノイドコイルのようにポロイダル磁界を強めながら(磁束増幅作用)、磁気リコネクションの発生によって、軸対称なトーラス配位が形成される。その一連の形成過程をLLNLのSSPX装置立体断面形状を使って模式的に示したのが図2[15]である。図2(e)(f)ではヘリカルループになった磁束管が磁気リコネクションを起こし、一連のトポロジーの変化によってトーラスリングが形成されていることがわかる。また、図3はSSPX実験において高速カメラで撮影されたスフェロマック生成過程を示している[15]。上部にあ

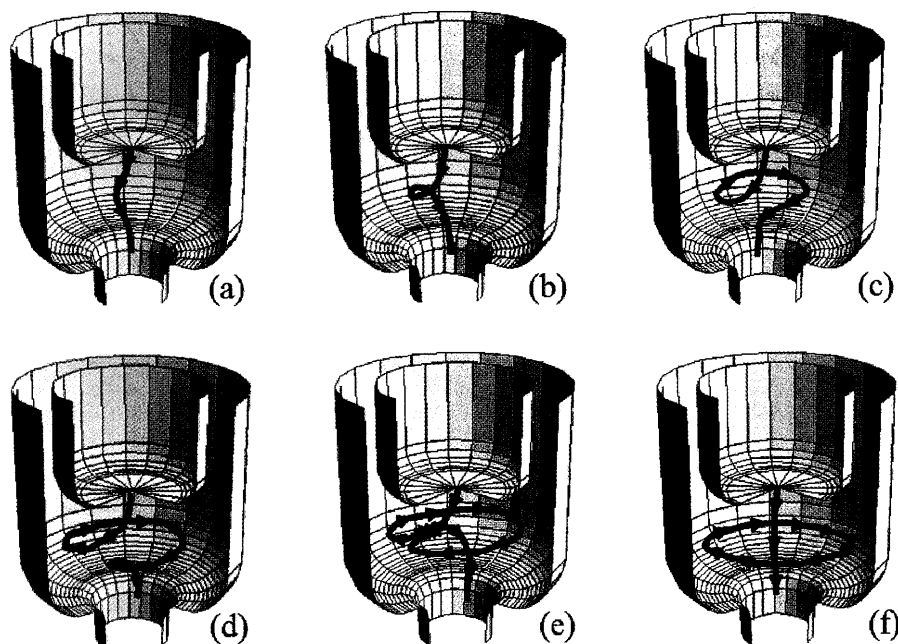


図2 スフェロマックの生成機構の模式図。オープン磁束管(中心コラム)がキンク不安定性によって大きく曲がり、その中心コラムに沿って流れる電流によって磁束増幅する(b)-(d)。図(e)の赤のマーク点で磁気リコネクションを起こすことで、中心コラムとリンクしたトーラス磁束管(f)が形成される[15]。

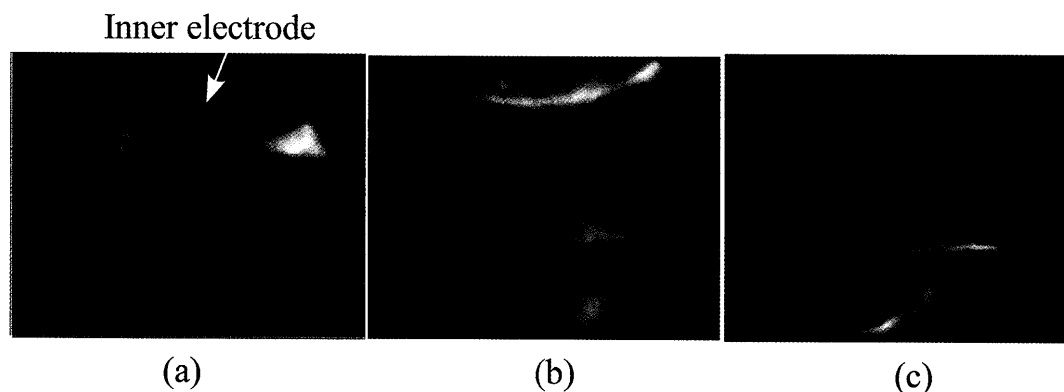


図3 SSPX 装置 (LLNL) において、高速カメラを用いて撮影されたスフェロマック生成の画像。図2で描かれた SSPX 装置の大型内部電極の先端部分が見える。そのまわりからプラズマが噴出(a)、中心コラム (central column) が形成されている(b)。その後、中心コラムがキンクした様子が見られる(c) [15] (C.A. Romero-Talamas and P. M. Bellan から提供)。

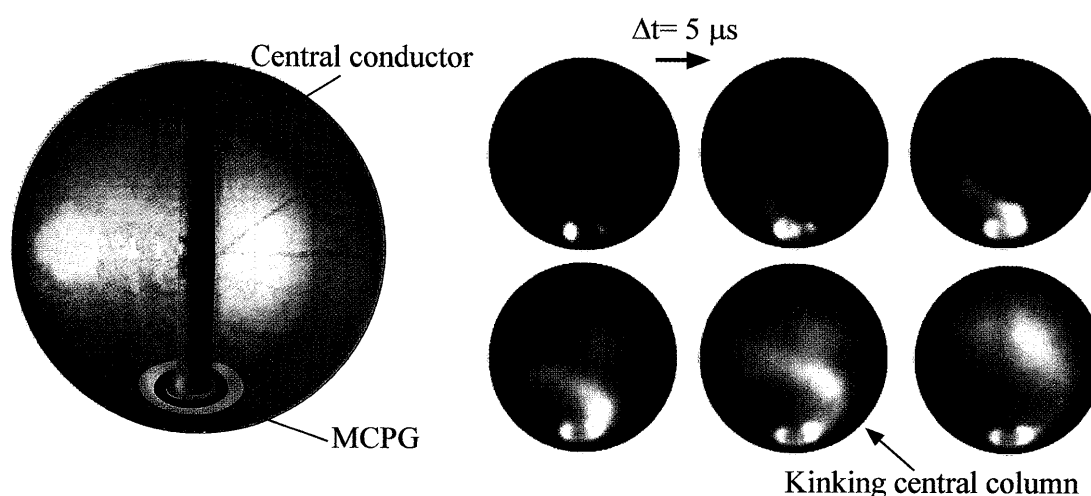


図4 HIST 装置で高速カメラを用いて撮影されたスフェロマック生成の画像。下部にある磁化同軸ガンからプラズマが噴出し、キンクした中心コラムが回転しながら成長していく様子がわかる。曲がった中心コラム内に強く光る部分があり、密度の高いプラズモイドがコラムに沿って噴出している様子が見られる。

る大口径内部電極周辺からプラズマが噴出し、中心コラムが形成され、その後ヘリカルキンクを起こしている様子がわかる。HIST 装置でも同様の現象が観測されており、図4で示すように、下側にあるMCPGからプラズマが中心ポストのまわりを右ネジ方向にねじれながら噴出している。中心の内部電極側に負電圧が印加されており、バイアス磁界の軸方向成分 B_z はガンから遠ざかる方向を向いている。強く光っているところは背景プラズマに比べて密度が高くなっている。外部から印加している電界と磁界との相互作用でキンク変形した磁束管が成長しながら回転している様子がわかる(軸方向速度 $v_z = 30$ km/s, 径方向速度 $v_r = 18$ km/s)。トロイダル方向の回転(周波数 $f \sim 10$ kHz)は $\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}_z$ ドリフト方向に一致しており、バイアス磁界の方向を逆にした場合、回転方向が逆になることは実験で確認している。また、この時、K-S 条件 ($2\pi^2 R_c^2 I_t / LR_0 I_g = 0.65$, ここで、 R_c : 中心コラム半径 0.11 m, I_t : トロイダル電流 30 kA, L : 中心コラム長 0.68 m, R_0 : 磁気軸の径方向位置 0.24 m, I_g : ガン電流 68 kA) を評価してみると、K-S 条件 < 1 となり不安定であることが示される。周辺で測定して

いる磁界揺動とこのプラズマ像の変動とが同期しており、イオン流体(ラーモア半径 $= 3-5$ mm)はねじれた磁束管に凍りついて一緒になって回転噴出していると考えられる(磁気レイノズル数 $\sim 10^4$)。このような機構によって形成されたスフェロマックは自己抵抗によって自然減衰し、消滅してしまうため、「磁気ヘリシティ入射」によって長時間維持するスフェロマック実験[16, 17]が行われている。

磁気ヘリシティ $K (\equiv \int \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV$, ここで $\mathbf{A}$ はベクトルポテンシャル) はスフェロマック物理の基礎概念であり、磁界構造のトポロジカルな性質を表するための物理量である(K は磁束管 Ψ が T 回ねじれた場合、 $K = T\Psi^2$ と表される。また、二つの磁束管 Ψ の鎖交を表しており、この場合 $K = 2\Psi^2$ となる。詳しい解説は参考文献[1]の3章を参照)。 K の保存性は磁束管のトポロジカルな拘束を意味する。また、Taylor 緩和理論[18]では散逸系において小スケールの乱流揺動においても K が選択的に保存することが示されている。磁気リコネクションによって局所的な磁力線のつながり変えが起きたとしても、全体としての K は十分に保存されることになる。この磁気ヘリシティ保存の概念

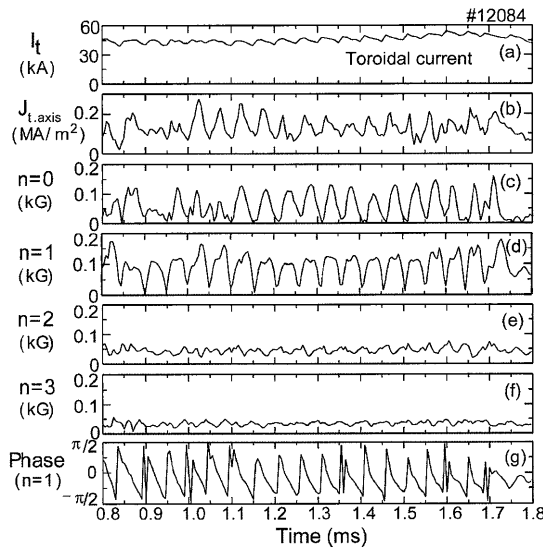


図5 ヘリシティ入射によるスフェロマックの電流維持。(a)トロイダル電流 I_t 、(b)磁気軸付近で測定した電流密度 $J_{t,axis}$ 、(c)-(f)トロイダルモード数($n=0-3$)、(g) $n=1$ モードの位相、の各パラメータの時間発展を示す。 $n=1$ キンクモードの励起が I_t (および $n=0$)の間欠的な駆動増幅と相関している。

に基づき、磁束変換を利用して配位を定常維持しようというのが磁気ヘリシティ入射である。

図5はHIST装置における磁気ヘリシティ入射の実験結果である。スフェロマックのトロイダル電流 I_t が抵抗減衰時間(0.2 ms程度)に比べて十分長く維持されていることがわかる。また、磁気軸付近でのトロイダル電流密度 $J_{t,axis}$ が間欠的に増幅を繰り返している。また、これに同期して $n=1$ のトロイダルモードの励起が見られ、さらに、その位相発展からトロイダル回転($E \times B$ ドリフト方向)していることがわかる。3次元MHDシミュレーションによってこの磁気ヘリシティ入射実験の検証を行った[19]。シミュレーション領域を図6(a)に示しており、閉じ込め領域とガン領域の二つの中空円筒体からなる。同図(b)ではトロイダル電流が維持されており、 $n=1$ モードの振動励起が見られる。横軸の時間スケールはアルヴェン時間 τ_A で規格化しており、この計算では $\tau_A=0.8 \mu s$ である。同図(c)では、ポロイダル断面上でのポロイダル磁界の変化をベクトルプロットしている。下側のガン領域からプラズモイドが閉じ込め領域に向かって噴出しながら(同図(c)の(1), (2))、中心導体の周りをヘリカルによじれていく様子がよくわかる(同図(c)の(3))。また、この時、ガン出口付近での磁気リコネクションによって、同図(c)の(4)で渦のように見える閉じたポロイダル磁束(プラズモイド)が発生している。しかし、このプラズモイドはトロイダル方向に一樣には発生しておらず、図2(f)で模式的に示した磁気リコネクション後の軸対称な磁界配位とは一致していない。同軸ガン電極へのDC的な電圧印加によってプラズマは常に噴出し、キンク変形がトロイダル回転しているため、軸対称な磁界構造に十分緩和できないと考えられる。そこで、シミュレーションにおいてガン電圧をパルス的に印加する条件で計算を行ってみた。その結果、駆動と減衰

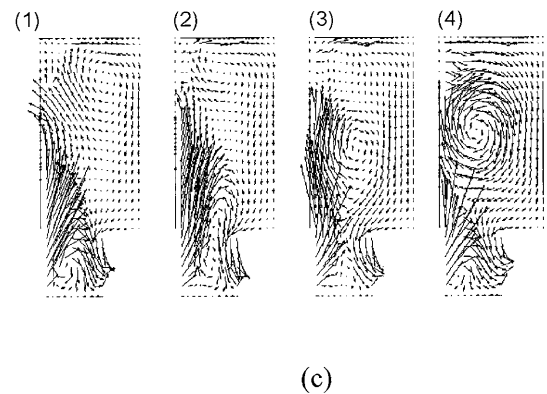
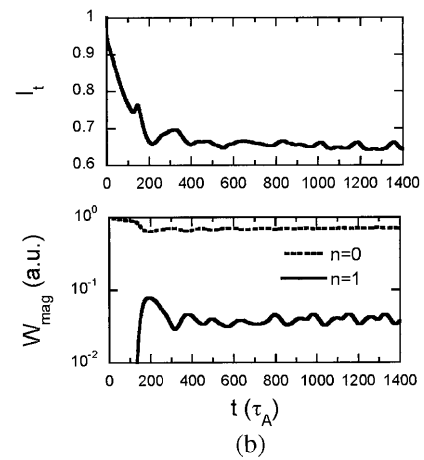
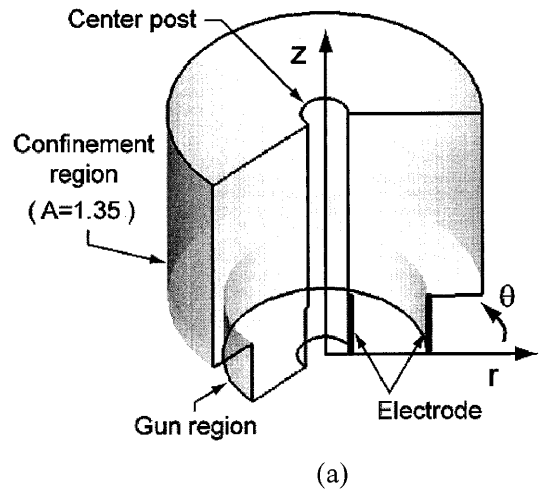


図6 ヘリシティ入射電流駆動の3D MHDシミュレーション結果。(a)計算領域。(b) I_t の駆動と同期して、 $n=1$ モードが振動を繰り返している。(c)磁界構造の時間発展。矢印は磁界ベクトルを表す。プラズマの噴出とキンク成長後、渦状の閉じた磁界構造が見られるが、軸対称的に発生していない[19]。

過程が交互に模擬され、減衰過程での十分な緩和($n=1$ モードの磁気エネルギー W_{mag} が 10^{-4} 程度まで減衰する時間 $\sim 200 \tau_A$)によって磁気面構造が出現し、軸対称なスフェロマック配位の形成を確認することができた。電流駆動を作り出すダイナモ電場 $E = (\bar{v} \times \bar{B})$ とプラズモイド生成との関係や $n=1$ キンクモードの減衰と軸対称配位への緩和機構等については今後さらに詳しく調べていく必要がある。

5.5.3 ヘリシティ駆動系トーラスプラズマの自己反転現象

すでに述べた Woltjer-Taylor 状態を記述する Force-Free 式, $\nabla \times \mathbf{B} = \lambda \mathbf{B}$ (ここで, ピンチパラメータ λ は空間的に一定) は, 境界条件と外部トロイダル磁束の拘束によって多様な解が存在する. 単連結構造のスフェロマックの場合, $\nabla \times \mathbf{B} = \lambda \mathbf{B}$ の線形解の特性は二つの違った境界条件によって決定される. 一つは, 完全導体で囲まれた境界 ($\mathbf{B} \cdot \mathbf{n} = 0$) で, スフェロマックはガンから孤立しているような緩和配位である. この場合, 線形の固有値問題を解くことになり, 離散的な固有値 λ は境界形状で決定される. これは Taylor 緩和理論でよく知られているように最小の固有値 λ_1 の解が最小エネルギー状態の配位となる. もう一つは, ヘリシティ駆動系での緩和配位 (Jensen-Chu 配位 [20] と呼ばれる) であり, バイアス磁界がガン電極を貫いていることから一部の境界で $\mathbf{B} \cdot \mathbf{n} \neq 0$ の条件を与えて得られる解である (図 1 の場合に相当). この場合, λ は連続的な値 ($\lambda < \lambda_1$) をとるようになり, 線形共鳴で特異点 ($\lambda = \lambda_1, \lambda_2, \dots$) が存在する. 緩和配位はこの特異点で束縛され, $0 < \lambda < \lambda_1$ の範囲で解をもつことになる. この時の特異点 $\lambda = \lambda_1$ は物理的には無限のエネルギー/ヘリシティ障壁を意味しており, 連続的にこれを越えることができない. しかし, $\lambda > \lambda_1$ の配位は存在し, それは Flipped スフェロマックと呼ばれている. λ が非一様な場合 (λ が磁気面関数 $\lambda = \lambda(\phi)$) に非線形問題となり, 部分緩和配位として広く認識されている. 最近, $\lambda \neq \text{const.}$ の場合, その非線形性によってこの固有値の障壁を通過できるモデルが提案されている [21]. なお, この駆動系緩和では, $\lambda = \text{const.}$ から電極表面での λ の値 (ヘリシティ源で定義される $\lambda_g = \mu_0 I_g / \Psi_{\text{bias}}$, I_g : ガン電流) が閉じ込め領域の λ と一致すると考えられ, 外部からスフェロマック配位を制御できるようになる. 太陽フレアの場合, 磁力線が太陽表面にラインタインしていることから駆動緩和モデルが適用されるが, $\mathbf{B} \cdot \mathbf{n} \neq 0$ 条件以外に無限遠で $\phi = 0$ の境界条件を与えて解かれている (参考文献 [1] の 17 章参照).

この駆動系の MHD 緩和の問題をさらに複連結構造のトーラス配位に拡張させ, 外部トロイダル磁界を考慮した場合, $\nabla \times \mathbf{B} = \lambda \mathbf{B}$ の解析はさらに複雑になる. 近年, J.B.

Taylor は駆動系トーラス配位における緩和モデルを提唱し, 数値計算を行った [22]. この時, Taylor は球状 RFP 配位の特徴を示しただけでなく, RFP との遷移分岐として Flip した球状トロイダル緩和配位 (以後, Flipped ST 配位と呼ぶ) の存在を予測した. 同じ頃, 英国マンチェスター理工大の P.K. Browning もまた, その Flipped トーラス磁界配位の存在を解析的に示している [23]. 図 7 に, 各駆動トーラス緩和配位の特徴を示した模式図を示す. 同図 (c) に Flipped ST 配位の磁界配位を示す. Flipped ST 配位はユニークな磁界構造をしており, 通常の ST (同図 (b)) と比べて, トロイダル電流と磁束の方向が逆転しているだけでなく, オープン磁束がもはや閉じた磁束のまわりを取り巻いておらず, ガンの入り口付近でリターンしている. したがって, ヌル点が内部に存在しておらず, ガン出口付近で, ポロイダルもトロイダル磁束も反転していない領域が形成されている. 図 8 は桂井らによって導出された $\nabla \times \mathbf{B} = \lambda \mathbf{B}$ の解析解 [24] を使って得られたヘリシティ駆動系の緩和配位マップと各代表的なポロイダル磁束の等高線図である. 横軸に正負両方の外部トロイダル磁束 ($\Psi_{t,e}$) をとり, λ をパラメータにして計算した全ポロイダル磁束量 Ψ_p を縦軸に示している. Flipped スフェロマックと違って, Flipped ST の λ 値は固有値 λ_1 (この計算では $\lambda_1 = \lambda_e = 8.525$) よりも小さいため, ST からの連続的な遷移によって配位形成は現実的に可能となる. 図 8 の $\lambda = 8.44$ ($< \lambda_e$) のラインに沿って $\Psi_{t,e}$ の大きさを正から負値の方向に大きくしていくと, 初期 ST 配位 (A) は RFP-like 配位 (B, C) を過渡的に通過し Flipped ST 配位 (D) に最終的に緩和することが理論的に予測される. $\lambda > \lambda_e$ の場合にも存在する RFP-like 配位 (F) は十分大きなポロイダル磁束を有しているが, 駆動系配位として実験で形成できるかどうかは不明である.

この理論予測に関する実験が HIST 装置で初めて実施された [25]. TF コイル電流 I_{tf} (つまり $\Psi_{t,e}$) の大きさを放電の途中で急速に減少させるとどうなるか? 通常の ST は $m = 1/n = 1$ の有理面障壁 ($q = 1$) を通過する際, デイスラプションによって崩壊してしまう. しかし, ヘリシティ駆動系ではどうか, 興味をもつところである. 実際に実験してみると, TF の急速反転によって初期 ST プラズマは崩

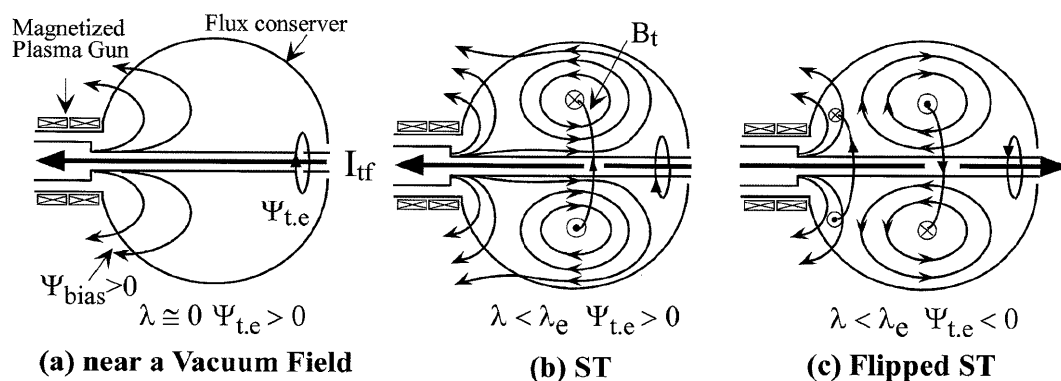


図 7 ヘリシティ駆動系緩和配位の模式図. 緩和配位が λ の値 ($0 \leq \lambda < \lambda_e$) に依存. 外部トロイダル磁界 $\Psi_{t,e}$ が重畳されている. (a) $\lambda \approx 0$ の場合, バイアスコイルが作る真空磁界 Ψ_{bias} に近い配位. (b) 通常の ST 配位 ($\Psi_{t,e} > 0$). (c) Flipped ST 配位 ($\Psi_{t,e} < 0$).

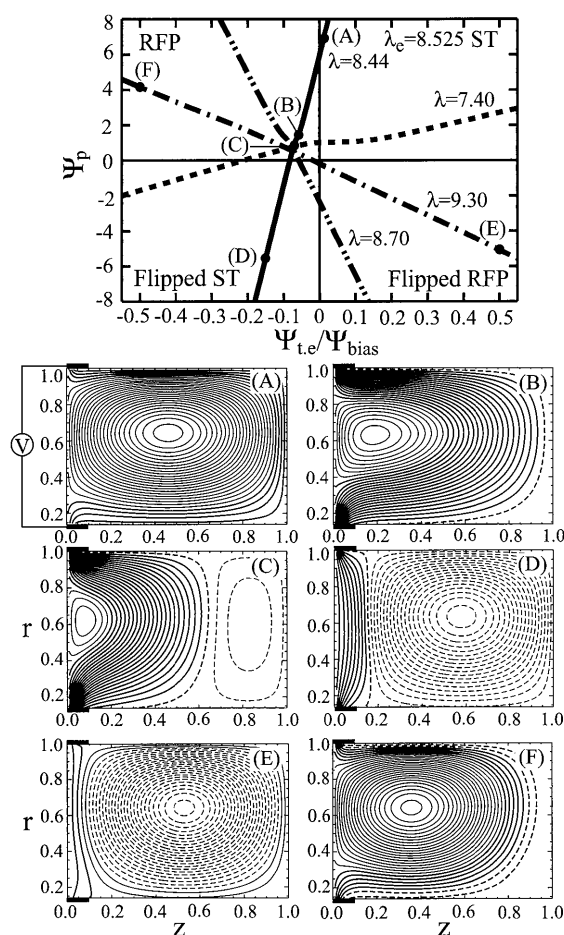


図8 駆動トラス緩和配位の理論解析例。ポロイダル磁束 Ψ_p の Ψ_{te} 依存性を示す。 Ψ_{te} の正負と λ 値の固有値 $\lambda_c=8.525$ に対する大小関係によって4つの緩和領域に分類できる。図の(A)~(F)の時の Ψ_p の等高線を図下に示す。ST配位は(A)、Flipped ST配位は(D)に対応。(B)と(F)はエッジにオープン反転磁束をもったRFP-like配位[25]。

壊することなく、トロイダル磁束だけでなくトロイダル電流も自発的に反転する現象が観測された。その結果を図9(a)に示す。また、プラズマ内部中央面付近に磁気プローブアレイを挿入し、磁界の3方向成分を計測した実験結果を図9(b)に示す。この磁界分布からST配位(a, $t=0.38$ ms)からRFP-like配位(b, $t=0.542$ ms)を経て、理論的に

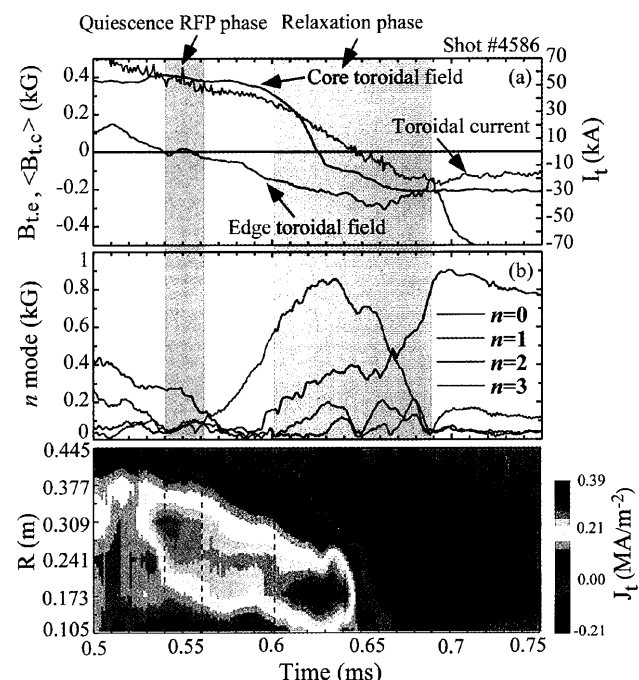


図10 緩和過程で観測される磁界揺動のトロイダルモード n とトロイダル電流密度 $J_t(R)$ の径方向分布の時間発展。 B_{te} はエッジのトロイダル磁界。RFPのtransientな配位形成時に $n=1$ の揺動が抑制されている。 $n=1$ の非線形飽和後の緩和時に $n=0$ が増大する(磁束増幅)。電流分布の急激な反転に着目[25]。

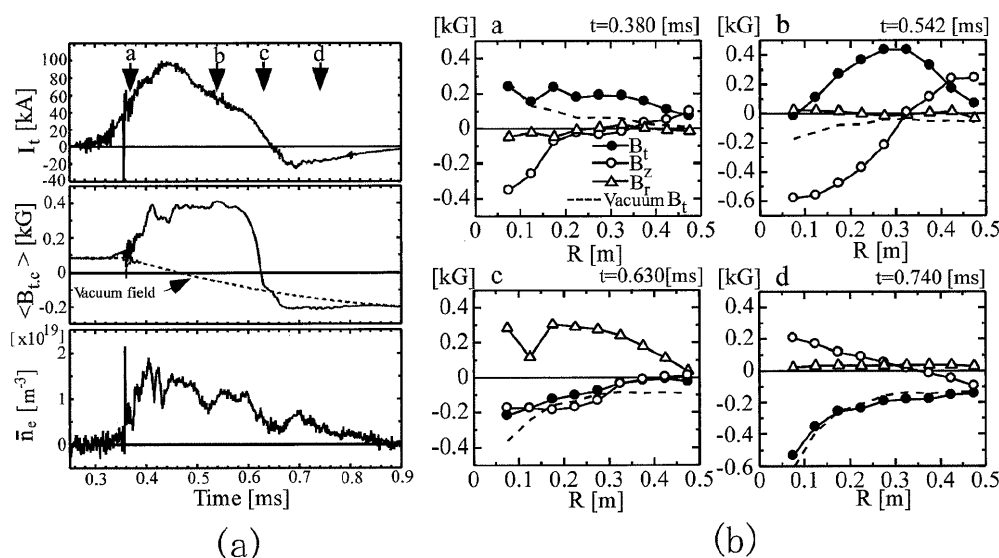


図9 STからRFP-like配位を経てFlipped ST配位へ緩和する遷移現象。外部トロイダル真空磁界(点線)の反転によって、 I_t および磁気軸付近の平均トロイダル磁界 $\langle B_{te} \rangle$ が急速に反転する現象が起きる。平均電子密度 $\bar{n}_e$ はその電流反転過程で減少するが再び復活する。図中矢印a, b, c, dの各時刻における磁界3成分の径方向分布を図右に示す。RFP-like配位(b)とFlipped ST配位(d)では B_r 成分がほぼなくなり、それぞれ軸対称な磁界構造に緩和していることに注目[25]。

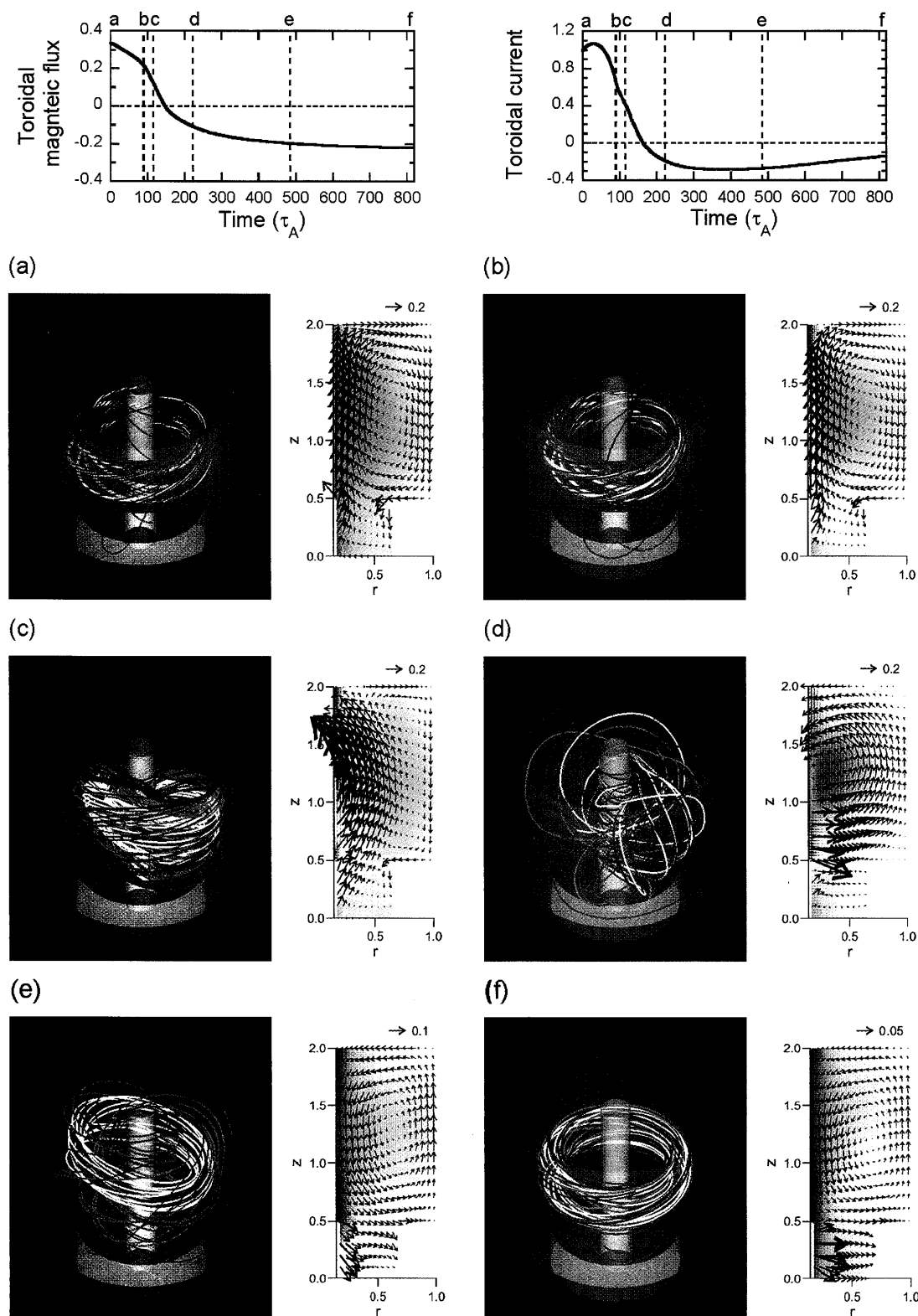


図11 Flipped ST の自発的構造形成の3D MHD シミュレーション。計算領域は図6(a)と同じ。上図はトロイダル磁束(左図)とトロイダル電流(右図)の時間変化。下図は磁力線の空間構造、ポロイダル磁界ベクトル(矢印)とトロイダル磁界のカラー等高線の時間変化。濃青、淡青、緑、黄の各カラーは閉じた磁力線、他の赤色の磁力線はガン電極壁に貫通したオープン磁力線を表している。(a)が初期ST配位で、(f)がFlipped ST配位である[26]。

予測された Flipped ST 配位 (d, $t = 0.74$ ms) に緩和遷移していることがよくわかる。この遷移過程は図8の $\lambda = 8.44$ のライン上に沿っている。図10にトロイダルモードとトロイダル電流密度の径方向分布の時間発展を示す。このトロ

イダル電流密度分布は軸対称なRFP-like配位が過渡的に形成されている時 ($t = 0.55$ ms), 磁気軸付近でピークした分布を示しており, $n = 1$ モードの成長と同時に外側から極性の反転が進行していくことがわかる。時刻 $t = 0.65$ ms

付近で中心導体付近に集中した電流が急激に自己反転を起こしている。この後、 $n=1$ モードの減衰によって Flipped ST 配位が形成される。電流の反転現象はガンとは反対側から起きることが観測された。その理由についてはまだよくわかっていないが、図 8 の (C) のポロイダル磁束の等高線図を見ると、ガン電極と反対側に反転した（点線の）閉じた磁束が出現していることと一致している。Flipped ST の安全係数 q は 1 よりも大きい（ $q \sim I_{tf}/I_t > 1$ ）ため、トロイダル電流 I_t の大きさは $-I_{tf}$ の大きさによって制限される。

この Flipped ST の形成過程を 3 次元 MHD シミュレーションで再現してみた[26]。図 11 に示したシミュレーション結果は実験結果を見事に検証している。プラズマ電流の自己反転過程は中心コイルが強くキンク変形すること起因している（同図 (c)），その結果オープンな磁力線と閉じた磁力線との間で磁気リコネクションが発生し、同図 (d) において、プラズマ内部の磁界構造が stochastic な状態になっていることがわかる。その後、まったく違った新しい秩序磁界構造を持ったトーラスプラズマが誕生し始め（同図 (e)），最終的には軸対称な Flipped ST 磁界配位が形成される（同図 (f)）。ポロイダル断面でのトロイダル磁界の強度分布はカラーで示しており、その極性が途中で反転（赤から青）していることがわかる。また、赤で示したオープン磁力線はもはやトーラスの外側周辺を取り囲んでおらず、ガン領域で渦を巻く形状を示しており、Flipped ST の典型的な磁界構造を再現できている。

5.5.4 2 流体緩和研究への発展

以上、多彩なプラズマ自己構造形成に関して、実験、理論解析、およびシミュレーションの 3 方面からのアプローチを紹介した。しかし、これらはすべて一流体モデルの範疇での取り扱いである。一方、最近、プラズマ閉じ込めの高ベータ化研究において、高速イオン流の重要性が認識されており、2 流体緩和モデル[27, 28]が提唱されている。2 流体緩和研究の取り組みのスタートとして、我々は Stainhauer, 石田らによって定式化された 2 流体緩和モデル[27]をヘリシティ駆動 ST 平衡解析に適用し、今までにない新規な超高ベータで超低 q の ST 配位 (ultra-low- q ST) を見出した[29]。2 流体効果はプラズマのスケール長 L にも依存し、サイズパラメータ $S_* = L/\ell_i$ （ここで、 $\ell_i = (m_i/\mu_0 e^2 n)^{1/2}$ はイオンスキン長）が小さいほど 2 流体モデルの解析が効果的となる。この緩和モデルではオームの式において、Hall-MHD 項 ($\mathbf{J} \times \mathbf{B}/ne$) だけでなく、電子の圧力項 (∇p_e) も考慮されており、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 項に対する 2 流体補正項 $F_{2F} = -\nabla p_i + (\mathbf{u}_i \cdot \nabla) \mathbf{u}_i$ （イオンの反磁性項と慣性項）の大きさを空間平均した比が 2 流体効果の指標 f_{2F} となっている ($f_{2F} \geq 1$ の場合、2 流体効果が支配的)。

図 12 は HIST 装置 ($S_* = 16$) を対象に平衡計算された高 q (high- q) ST, スフェロマック, RFP, ultra-low- q ST のそれぞれの配位の q 分布を示し、磁界分布およびイオンと電子の流速の径方向分布について high- q ST 配位と ultra-low- q ST 配位とで比較した結果である。ここでは、トロイダル電流を一定とする条件で比較をしており、イオンに関

してはトロイダル流のみ考慮している。この ultra-low- q ST は Flipped ST と同様に、外部トロイダル磁界の方向を反転させている。逆極性のトロイダル磁界の分布から反磁性特性を示していることがわかるが、ポロイダル磁界の方は反転していない（そのため q 分布は負の値で示してある）。これはプラズマのコア部ではトロイダル電流がイオ

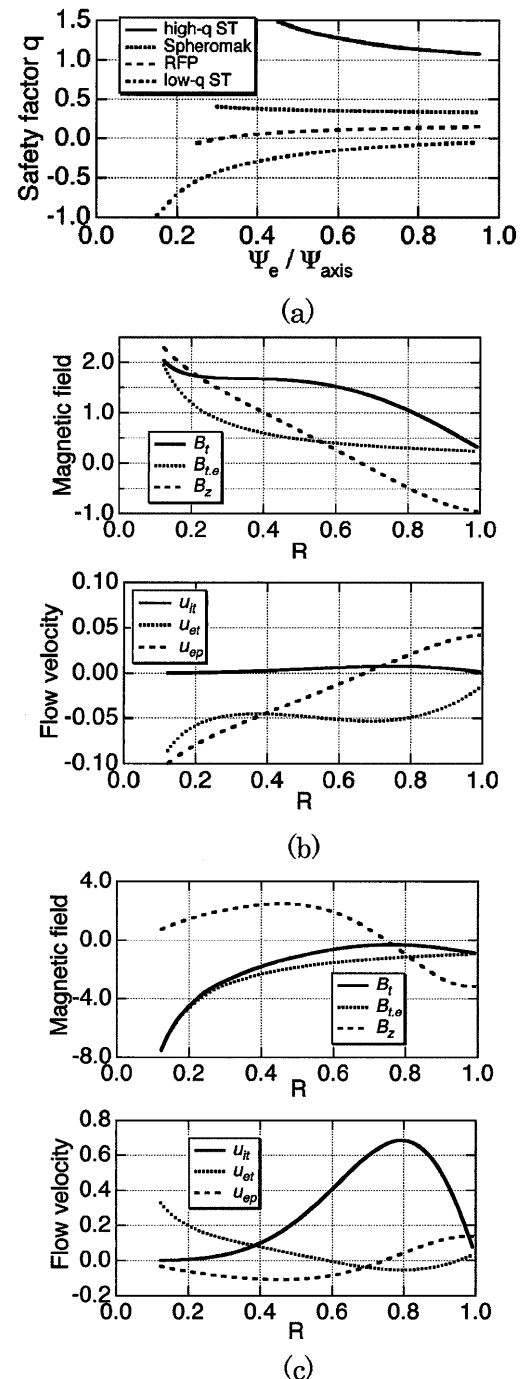


図 12 2 流体緩和モデルを基に計算した各平衡配位の安全係数 q 分布 (a)。高ベータ Ultra-low- q ST 配位は負の q 分布を持ち、磁気軸 (Ψ_{axis}) 付近のコア部ではきわめて小さい値となっている ($B_t \sim 0$)。また、High- q ST 配位 (b) と Ultra-low- q ST 配位 (c) について、磁界の径方向分布 (B_t トロイダル磁界, $B_{t,e}$ 真空のトロイダル磁界, B_z ポロイダル磁界) および流速の径方向分布 (u_{it} トロイダルイオン流速, u_{et} トロイダル電子流速, u_{ep} ポロイダル電子流速) を比較した[29]。

ン流速によって作られているためである。しかし、インボード側 ($R < 0.4$) ではトロイダル電流は反転しており、そこでは電子流が支配的である。Ultra-low-q ST の特徴として、磁気軸 ($R \sim 0.76$) 付近コア部のトロイダル磁界は反磁性効果でほぼゼロになっているため、 q 値はスフェロマックや RFP と比べても低く、ゼロに近い値をとっている。また、プラズマ全体で計算される平均ベータ値 (β) は 18% (High-q ST は 2%) とそれほど高くはないが、コア部のみを考えると逆磁場テーパピンチ (FRC) 配位と類似していることから、そこでのベータ値は 1 近くになっている。Ultra-low-q ST のこのような特徴を生み出しているのは、磁界に垂直なイオン流 $u_{i, \text{perp}}$ がコア部で支配的であるためである。図 13(b) からわかるように、 $u_{i, \text{perp}}$ は $E \times B$ ドリフトと同じ方向の比較的大きなイオンの反磁性ドリフト ($B \times \nabla p_i / S_* B^2$) によって構成されている。当然ながら、high-q ST では磁界に平行な電子流が磁界を作っており、

一方、ultra-low-q ST では、磁気軸付近のトロイダル磁界に平行なイオン流がトロイダル磁界を作っている (同図 (d))。最近では、このモデルを非圧縮性 (非一様な密度分布) の 2 流体モデル (near-by model) に発展させた研究が行われている。2 流体緩和の実験はまだ萌芽的であり、アルヴェン速度に近い高速のイオン流 (HIST ではアルヴェンマッハ数 ~ 0.7) をプラズマ中に如何にして作り出すか、また 3 次元的な流れ計測の開発が今後の重要な課題である。前者の課題に対しては、NBI は高価であるため、加速 CT 入射技術を利用することを検討している。

以上のように、電磁加速パルスによって形成されるスフェロマックおよび low-q ST プラズマは MHD 緩和や自己組織化に関する非線形プラズマ物理分野を常に新しく開拓しており、今後益々のこの研究の発展が期待される。

謝辞

本稿で紹介したシミュレーションに関して影井康弘氏 (現在、日本原子力研究開発機構)、また、2 流体緩和平衡研究については、神吉隆司氏 (海上保安大学校) との議論が有益であり、深く感謝いたします。

参考文献

- [1] P.M. Bellan, *Spheromaks* (Imperial College Press, London, 2000).
- [2] M. Nagata *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 1056 (2005).
- [3] H. Ogawa *et al.*, Fusion Sci. Technol. **49**, 209 (2006).
- [4] J. Miyazawa *et al.*, Fusion Eng. Des. **54**, 1 (2001).
- [5] T. Asai, M. Nagata, H. Koguchi *et al.*, Fusion Eng. Des. **81**, 2859 (2006).
- [6] 宇山忠男, 永田正義: プラズマ・核融合学会誌 **76**, 522 (2000).
- [7] B.A. Nelson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 3666 (1994).
- [8] R. Raman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 175002 (2006).
- [9] H.S. McLean *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 125004 (2002).
- [10] S.C. Hsu and P.M. Bellan, Phys. Rev. Lett. **90**, 215002 (2003).
- [11] M.R. Brown, C.D. Cothran and J. Fung, Phys. Plasmas **13**, 056503 (2006).
- [12] I. Furno, T.P. Intrator, D.D. Ryutov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 015002 (2006).
- [13] M. Nagata *et al.*, Phys. Plasmas **10**, 2932 (2003).
- [14] 政宗貞男, 永田正義: 電気学会誌 **125**, 9 (2005).
- [15] C.A. Romero-Talamas, C. Holcomb, P.M. Bellan and D.N. Hill, Phys. Plasmas **13**, 022502 (2006).
- [16] M. Nagata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71**, 4342 (1993).
- [17] S. Woodruff and M. Nagata, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, 2539 (2002).
- [18] J.B. Taylor, Rev. Mod. Phys. **58**, 741 (1986).
- [19] Y. Kagei, M. Nagata, Y. Suzuki *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **79**, 217 (2003).
- [20] T.M. Jensen and M.S. Chu, Phys. Fluids **27**, 2881 (1984).
- [21] X.Z. Tang and A.H. Boozer, Phys. Rev. Lett. **95**, 155002 (2005).
- [22] J.B. Taylor and M.F. Turner, Nucl. Fusion **29**, 219 (1989).
- [23] P.K. Browning *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **35**, 1563 (1993).
- [24] R. Ono and M. Katsurai, IEE (in Japanese) **117-A**, 591

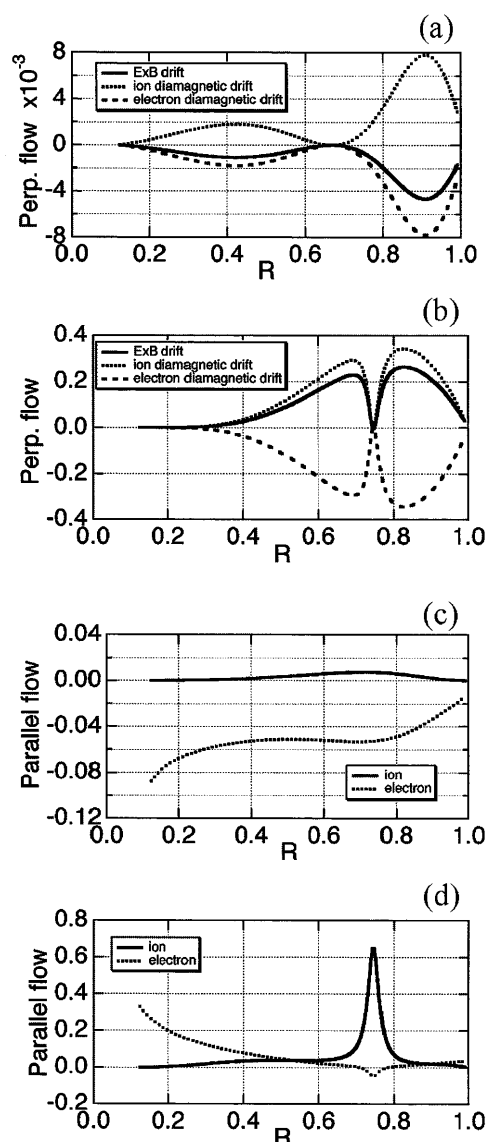


図 13 High-q ST 配位 (a) (c) と Ultra-low-q ST 配位 (b) (d) の磁界に対して垂直および平行な流速分布を示す。垂直方向の流速については $E \times B$ ドリフト、イオンの反磁性ドリフト、電子の反磁性ドリフトの大きさと方向について比較 [29]。

- (1997).
- [25] M. Nagata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 225001 (2003).
- [26] Y. Kagei, M. Nagata, Y. Suzuki *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **45**, L17 (2003).
- [27] L.C. Steinhauer and A. Ishida, Phys. Rev. Lett. **79**, 3423 (1997).
- [28] S.M. Mahajan and Z. Yoshida, Phys. Rev. Lett. **81**, 4863 (1998).
- [29] T. Kanki and M. Nagata, Phys. Plasmas **13**, 072506 (2006).