

研究論文

DCヘリシティ駆動スフェロマックのトロイダル 電流自己発生と自己組織化現象

永田正義, 神吉隆司, 増田 剛, 内藤伸吾, 辰巳浩俊, 宇山忠男
(姫路工業大学工学部)

(1992年10月19日受理/1993年1月8日改訂原稿受理)

Self-Organization and Toroidal Current Generation of DC Helicity-Driven Spheromak

Masayoshi Nagata, Takashi Kanki, Tsuyoshi Masuda, Shingo Naito,
Hirotoshi Tatsumi and Tadao Uyama

(Received October 19, 1992/revised manuscript January 8, 1993)

Abstract

Observations of the magnetic oscillations and the toroidal current generation (dynamo) related to the discrete MHD relaxation have been made in DC helicity injection of a gun-spheromak. A two-dimensional measurement of internal magnetic field structures during one-cycle of a relaxation event has clearly represented the self-organizing process of DC helicity-driven spheromak. The temporal evolutions of the safety factor q profile and the toroidal mode number have suggested that the development of the $m = 1/n = 1$ kink mode relaxes the plasma back to the stable configuration with $1/3 \leq q \leq 1/2$.

Keywords:

DC helicity injection, DC helicity-driven spheromak, self-organizing, relaxation, toroidal current generation,

1. 序論

スフェロマックは電磁流体力学 (MHD) 的緩和現象の宝庫として魅力的な軸対称トーラスプラズマである。これまで、スフェロマックが配位形成過程や、プラズマ抵抗によって自己減衰する過程で発生する緩和現象について多くの実験[1-5] や計算機シミュレーション[6-9] で調べ

られてきた。例えば、抵抗性減衰過程でのスフェロマックはその非一様な抵抗分布により電流密度が磁気軸付近でピーキングするため、 $n = 2$ の理想キンクモードが不安定となり、その非線形発展の結果として緩和現象が発生する。この現象はステップワイズ不安性として阪大 CTCC-I 装置で始めて観測された[1-3]。一方、配位形成過程とそ

の後の抵抗性減衰過程だけでなく、外部から磁気ヘリシティを注入し配位を維持する過程においても緩和現象の発生が予測されている。DC ヘリシティ注入による電流駆動の概念[10]は基本的には Taylor の最小エネルギー原理[11]に基づいており、そのため電流駆動・維持の過程では MHD 緩和現象を必然的に伴う。つまり、磁気ヘリシティ注入源から、定常的に注入されたトロイダル方向の電流は緩和機構によってトロイダル電流に変換され、電流分布の再構築がなされることにより、配位が定常維持されることになる。この DC ヘリシティ注入で駆動されるスフェロマックは抵抗性減衰だけのこれまでの単純スフェロマックとは本質的に異なり、逆転磁場ピンチ (RFP) などの他のトロイダル系の装置と同様に外部電源回路とプラズマとがカップルしたシステムとなっていることが特徴である。ただ、これらとは静電的と誘導的カップリングの相違と、幾何学的には単連結と二重連結の相違がある。

DC 的、静電的に磁気ヘリシティを注入して配位を維持する実験は米国、ロスアラモス国立研究所の CTX 装置[12]で行われ、DC ヘリシティ注入による電流駆動の概念の最初の実証としてトカマクでの DC ヘリシティ注入実験[13]においても多く参照されている。姫路工大の FACT 装置[14]における DC ヘリシティ注入実験では CTX 実験とは異なった方法により、スフェロマックのトロイダル電流の駆動と維持を行った[15]。この配位維持実験において、磁界信号に大振幅のコヒーレントな揺動と、それに呼応した明確なトロイダル電流の自己発生を観測した。このトロイダル電流の自己発生は、RFP における磁気ダイナモと呼ばれるトロイダル磁束の自己発生[16]と類似現象と考えられる。また、MHD 緩和とイオンの異常加熱に関連した実験データも RFP だけでなくスフェロマックにおいても既に示されているが[17-18]、本実験においてもこの磁気揺動に同期したイオン温度の異常加熱と異常輸送を観測した。CTX 装置でのガンースフェロマック電流維持実験においても同様の磁気揺動[4]が観測されており、最近では英国のマンチ

ェスター大学のガンースフェロマック (SPHEX) 実験[19]においても、同じく磁気揺動が観測されている。この様にガンースフェロマックの配位維持実験において、共通に大振幅の磁気揺動等が観測されるため、電流駆動に本質的に伴う MHD 緩和現象がこれらの装置で発現しているものと考えられる。しかしながら、この様な DC ヘリシティ注入によるスフェロマックの配位維持過程で観測される緩和現象についての詳細な研究はこれまでになされておらず、特に磁気揺動と内部の磁界構造との関係については不明である。

本研究の目的は、単純（自然減衰）スフェロマックから発展した DC ヘリシティ駆動スフェロマックで初めて顕著に観測されたトロイダル電流の自己発生とプラズマ内部の磁界構造の自己組織化との関連について調べ、間欠的に発生する緩和現象と電流駆動機構について明らかにすることである。このことは内部トロイダル電流系プラズマで観測されるプラズマの非線形現象として興味深い自己組織化現象の基本的機構解明と統一的理解に寄与するものと思われる。第2章では FACT 装置での DC ヘリシティ注入方法と測定について述べ、第3章では実験結果、第4章で配位の自己維持過程に関する検討を行い、第5章でまとめを述べる。

2. 実験装置と測定系

FACT 装置は低速コンデンサーバンクを用いた磁化同軸プラズマガン (MCPG) 方式によりガンースフェロマック・プラズマを生成している。その装置パラメータの詳細は参考文献[14]に述べられている。図1に FACT 装置の基本構成にヘリシティ注入装置を付加した DC ヘリシティ注入システムの全体図を示す。このヘリシティ注入装置は中心電極 (カソード) とバイアス磁束発生用コイルで構成されており、MCPG と向かい合っており、フラックス・コンサーバー (FC) の底面側に中心対称軸上に沿って設置してある。ヘリシティ注入装置と閉じ込め領域が近接しているため、バイアスコイルは FC 内に真空磁界を発生させることになり、FC 底面の境界の一部をバイアスの磁

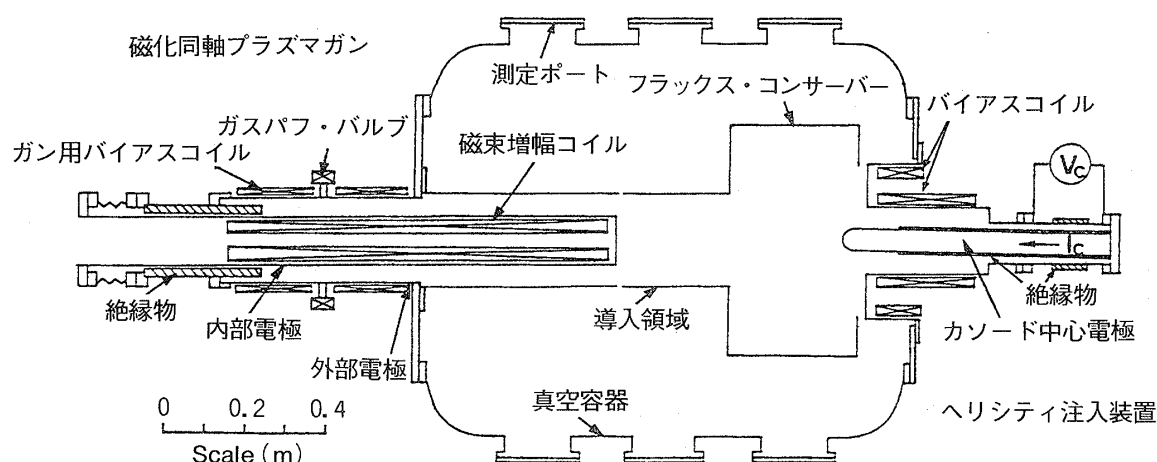


図1 FACT装置の全体図とDCヘリシティ注入装置.

力線が貫いた形となっている。このバイアス磁界がスフェロマックと鎖交するため、ヘリシティ注入が可能となる。このヘリシティ注入システムにより、ヘリシティ注入装置のパラメータ（バイアス磁界とカソード電流の大きさ）によって平衡配位を効果的に制御できる可能性が高いと考えられる。

今回使用したFCは直径0.59m、高さ0.315m、厚さ2mmの銅製のドラム型容器である。カソード電極の電源（10kV、60kJ）はパルス整形され、約0.4ms間、負電圧を電極に印加できる。これによりカソード電極に供給できる（カソード）電流 I_c は最大約60kAである。カソード電極は直径0.061m、長さ0.505mのステンレス製であり、先端部分を除いて絶縁物で覆っている。放電のタイム・シーケンスとして、準定常的に印加したバイアス磁界中に、MCPGによってガン・スフェロマックをFC内に入射した後、 $t = 0.08\text{ms}$ で、カソード電極に負電圧を印加する。時間 t はMCPGの発火時刻を零としている。

磁気測定系として、ポロイダル磁束 Ψ_p 及びポロイダル電流 I_p の等高線を描くための2次元磁気プローブ、トロイダル電流 I_t 測定用ログスキーコイル、トロイダル磁束 Ψ_t 測定用磁束ループがある。これらの測定系を図2(a)に示す。電子密度・温度は静電プローブによって測定した。焦点距離が1mの可視分光器（シングルチャンネル）

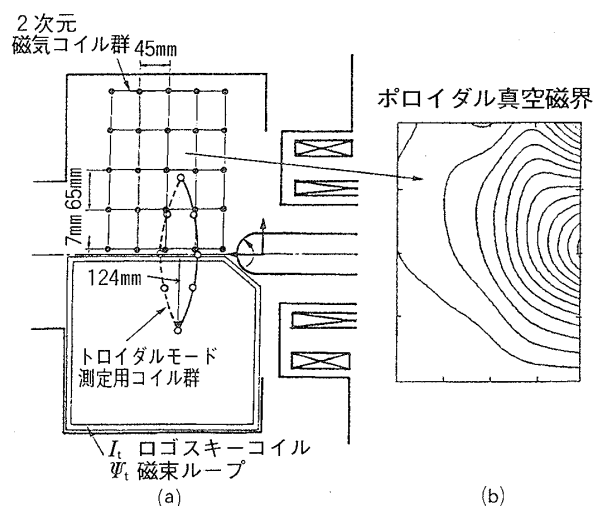


図2 (a)測定系と(b)バイアスコイルがつくる真空磁界の等高線図。等高線1本あたりの磁束量は0.2mWbである。

を用い、プラズマ中心部と周辺部において不純物スペクトル線強度を測定した。さらに、CIII (4647Å) のスペクトル線のドップラー幅を波長スキャンによりショットを重ねて測定し、分光器（装置分解能0.38Å）による広がり考慮に入れて不純物イオン温度 T_{imp} を評価した。

2次元磁気プローブ（25個の磁気コイル群使用）は図2(a)に示した領域に設置し、ポロイダル磁界のZ成分 B_z と方位角（トロイダル）成分 B_ϕ をそれぞれ1ショットで同時測定する。座標系として装置中心対称軸をZ軸とする円柱座標 (R, ϕ, Z) を採っている。これらのデータを、軸対称

性を仮定し, $\Psi_p(R, Z) = 2\pi \int R B_z dR$ (Wb) と $I_p(R, Z) = 2\pi\mu_0^{-1} R B_\theta$ (A) から, それぞれポロイダル磁束とポロイダル電流の大きさを計算する. 図 2(b) にバイアスコイルが FC 内につくるポロイダル真空磁界の等高線図を示す.

ほぼ FC 中央面上, $R = 0.124\text{m}$ の位置でトロイダル方向に等分割して設置した 8 個の磁気コイルを用いて, ポロイダル磁界の B_z 成分を測定し, フーリエ分解することにより, トロイダルモード ($n = 0 \sim 3$) を測定した.

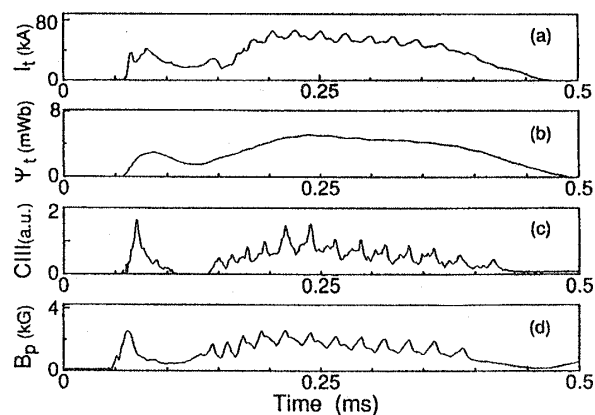


図 3 DCヘリシティ注入による典型的な放電波形. (a)トロイダル電流 I_t , (b)トロイダル磁束 Ψ_t , (c)炭素の不純物スペクトル線強度 CIII (4647Å), (d)中心対称軸上でのポロイダル磁界強度 B_p .

3. トロイダル電流の自己発生と緩和現象の実験的観測

典型的な放電波形の結果を図 3 に示す. MCPG によって作られ, FC 内に入射後, 配位形成した種スフェロマックのトロイダル電流 I_t の最大値は約 40kA であり, 20kA 程度まで抵抗減衰した後, 外部からの磁気ヘリシティ注入によって, その I_t は最大, 約 60kA まで増幅され, カソード電極の印加電圧が零になるまでの約 0.35ms の間維持される. 一方, トロイダル磁束 Ψ_t (同図(b)) は最大, 約 5 mWb まで増幅され, 同様に維持される. ヘリシティを注入しない場合は, この種スフェロマックは約 0.15ms で自然減衰することから, 磁界の抵抗減衰時間に比べて十分に長い間プラズマ電流が維持されていることがわかる. ここで, 着目すべき点は, トロイダル電流波形に明確な電流発生 ($\Delta I_t / I_t \approx 16\%$) が間欠的に見られることである. トロイダル磁束 Ψ_t の方は I_t と比較して大きな変動を示さない. さらに, 同図(c)では, プラズマ中心部を通る視線上で測定した CIII (4647Å) の不純物スペクトル線強度が, この I_t の大振幅の振動に同期して鋸歯状波形を示しており, 粒子の異常輸送が行われているものと予想される. また, プラズマ内部全体で同図(d)の様な磁気揺動が観測される.

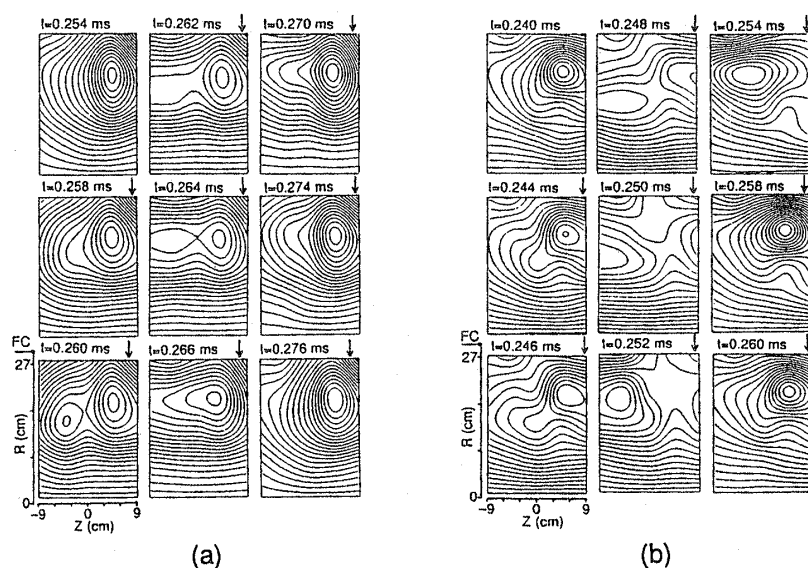


図 4 トロイダル電流の自己発生 of 1 周期間における (a)ポロイダル磁束 Ψ_p と (b)ポロイダル電流 I_p の等高線の時間変化. 等高線 1 本あたりの大きさは, それぞれ, $\Psi_p = 0.3\text{mWb}$, $I_p = 5\text{ kA}$ である.

次に、トロイダル電流の自己発生の一周期にわたって、プラズマ内部の磁界構造がどのように時間発展するかを調べた。図4(a)及び(b)はそれぞれ、ポロイダル磁束 Ψ_p とポロイダル電流 I_p の等高線の時間変化を示したものである。 I_t の隆起の頂点(最大値)の時刻($t=0.254\text{ms}$, 0.276ms)における磁界配位は変形の少ない軸対称に近い配位をしており、閉じた磁束の形成が認められる。また、この時(I_t 最大)、一周期間の中でポロイダル磁束($\Psi_p \simeq 6.3\text{mWb}$)が最大となる。閉じた磁束領域を取り囲むオープン磁束の存在の有無はこの図からは判断が難しいが、実験条件を変え I_t の駆動を小さくすることにより、X(ヌル)点がこの測定領域内右端で観測されるようになることから確認している。同図(b)で、同じく I_t 振動の最大点となる時刻($t=0.240\text{ms}$, 0.260ms)における I_p の等高線図では、閉じた電流束とオープン電流束の存在が確認できる。これら閉じた磁(電流)束は外部からのヘリシティ注入によって自己発生したものである。 I_t はその最大点から減少を始めると、配位が変形を始め、磁気軸付近での閉じた磁(電流)束が右側(カソード電極のあるFC底面側)にシフトして行き、ほとんど減衰してしまう($\Psi_p: t=0.262\text{ms}$, 0.264ms , $I_p: t=0.248\text{ms}$, 0.250ms)。磁気軸付近の元の閉じた磁束または電流束の崩壊と並行して、逆側から新しい磁(電流)束が出現してくる様子が明確に見られる。その後、 I_t は増大を始めるのに応じて、新しく生じた磁(電流)束が増幅して行き($\Psi_p: t>0.266\text{ms}$, $I_p: t>0.252\text{ms}$)、最終的には元の安定な配位に戻る事がわかる。この様な内部磁界構造の崩壊と自発的回復の周期的な繰り返しによって、プラズマ電流の維持が行われている。

CIIIの不純物スペクトル線のドップラー広がりから求めたプラズマ中心部と周辺部での不純物イオン温度 T_i^* の時間変化を、そのスペクトル線強度とトロイダル電流と共に図5に示した。また、スペクトルフィッティングの例を示した。 I_t の変化に呼応して、プラズマ中心部の T_i^* は大きく変動($\sim 60\text{eV} \leftrightarrow 20\text{eV}$)を繰り返しており、図4の I_t と磁界構造の変化との時間対応関係から判

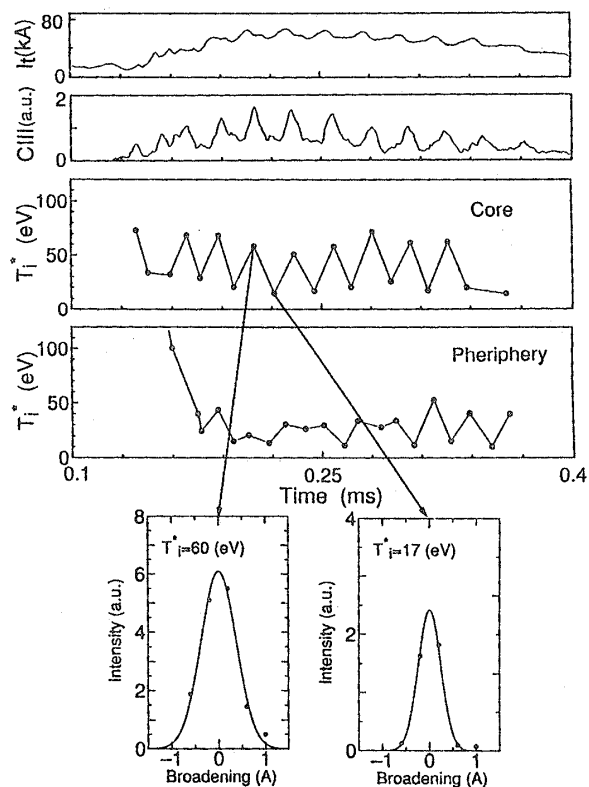


図5 不純物スペクトル線のドップラー幅から求めたプラズマ中心部と周辺部でのイオン温度 T_i^* の時間変化とスペクトルフィッティングの例。

断して、配位がかなり変形した時点(図4(a)の $t=0.262$, 0.264ms)で、 T_i^* が下がり始めることがわかる。同時に、スペクトル線強度も急激に下がり始める。中心部とは対照的に周辺部での T_i^* はほとんど時間的に変化を示さない。静電プローブで測定した電子温度、密度はそれぞれ数 eV, $2 \sim 3 \times 10^{20}\text{m}^{-3}$ であり、 T_i^* の最大値は T_e より一桁程度高くなっている。CTX装置においても、磁気揺動に呼応した同様の T_i^* の変化が観測されている[18]。配位崩壊後、元の配位に回復する過程(磁束増幅過程)でイオンの異常加熱が起きるもの考えられる。

4. 配位の自己維持過程に関する検討

DCヘリシティ駆動スフェロマックの配位維持過程で観測される緩和現象の発生の要因を明らかにするため、安全係数 q 分布の時間発展を調べた。図4(a)(b)で用いた Ψ_p と B_ϕ の格子点上の値を使って(2ショットの放電の再現性を仮定)、 q

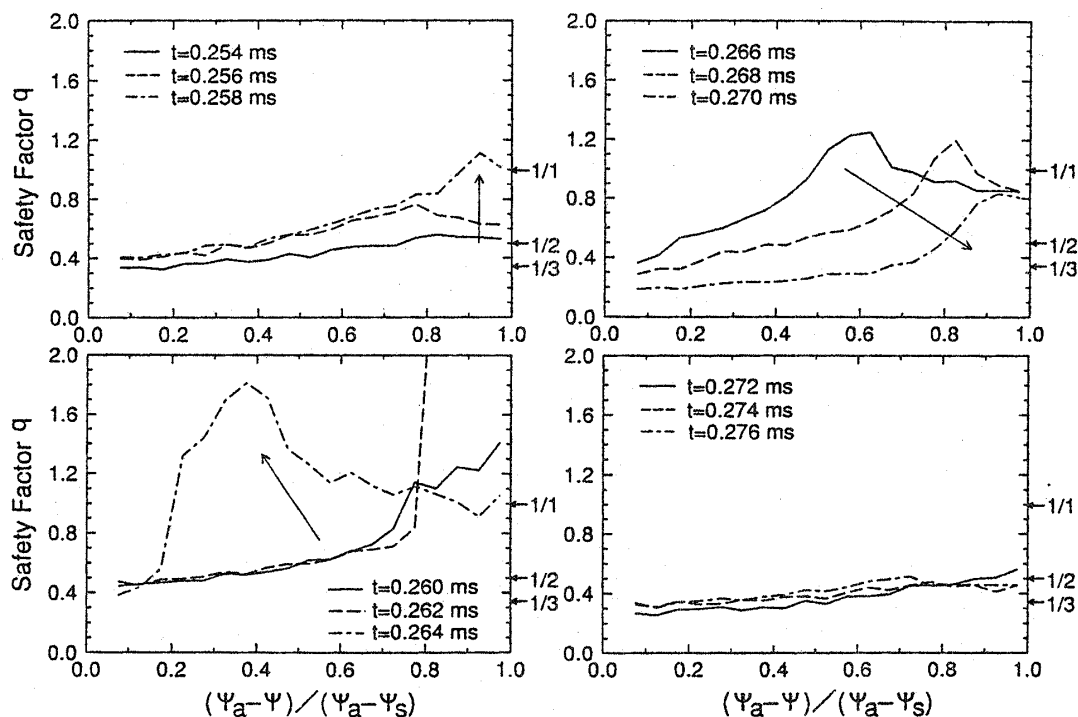


図6 トロイダル電流の自己発生1周期間における安全係数 q の時間変化。 Ψ_a と Ψ_s はそれぞれ磁気軸とセパトリックスでの Ψ_p の値。

$\equiv \Delta \Psi_p / \Delta \Psi_t$, ここで Ψ_t はトロイダル磁束, から q の値を評価した. なお, q は閉じた磁束領域だけで定義される. 緩和現象の1周期にわたる q 分布の時間発展の結果を図6に示す.

まず, 緩和を起こす前の安定な軸対称配位をしている時刻での q 分布について調べてみる. $t = 0.254\text{ms}$ または $t = 0.274, 0.276\text{ms}$ で形成される配位の q 分布を見てみると, ほとんど平坦でセパトリック付近でわずかに増大するような分布をしている. この様な q 分布を有するフラックス・コア型のスフェロマックの緩和配位 (Taylor 配位) は真空磁界が境界を貫く境界条件のもとで (1)式の force-free 方程式を解くことにより求めることができる [20]

$$\nabla \times \mathbf{B} = \lambda \mathbf{B}, \quad \lambda \equiv \mu_0 \mathbf{j} \cdot \mathbf{B} / |\mathbf{B}|^2 \quad (1)$$

この配位の最小エネルギー状態の解は (1)式の磁界構造を決める λ 値が単純スフェロマックの場合と異なり, 最小固有値 λ_0 (完全導体容器の形状と寸法で決まる値で, 本FCでは 16.4m^{-1} である) によって唯一的に決まらない. 緩和配位は0

$< \lambda < \lambda_0$ の範囲で任意の λ 値に対して (1)式は解をもち, その値に対応して単純スフェロマックからトカマク型までの幅広い範囲の q 分布を示す. (1)式において, λ が一定の Taylor 状態での解は常に $q > 1/2$ となり, 実験で得られた $1/3 < q < 1/2$ の範囲の低い q 分布をもつ配位を十分に説明することはできない. より低い q 値は電流密度が磁気軸付近に集中していること (λ のピーキング分布) を意味している. また, ロゴスکیلープとフラックスループを用いて測定した小半径 $a = 0.05\text{m}$ 内のトロイダル電流 $I_{t,c}$ とトロイダル磁束 $\Psi_{t,c}$ の値から評価した閉じた磁束領域での $\lambda_c = \mu_0 I_{t,c} / \Psi_{t,c}$ の値は, $20 \leq \lambda_c \leq 24$ であり, プラズマ全領域で定義される $\lambda_{\text{spk}} = \mu_0 I_t / \Psi_t$ の値, $14 \leq \lambda_{\text{spk}} \leq 17$ に比べて大きいことから, 電流分布としてセパトリックス内に電流が集中した配位が形成されていることが予想できる. また, (2)式で近似的に表される平均的な q 値は, $0.42 \leq q \leq 0.5$ となり, 図6の結果と良く一致する.

$$q = (\mu_0 R)^{-1} 2\pi a^2 \bar{B}_{t,c} / I_{t,c} = 2 / \lambda_c R \quad (2)$$

ここで、 a は小半径 ($a = 0.05 \sim 0.07\text{m}$), R は大半径 (磁気軸の位置で $R \approx 0.2\text{m}$), $\bar{B}_{t,c}$ はセパトリックス内の平均のトロイダル磁界である.

図6の時刻, $t = 0.254 \sim 0.260\text{ms}$ の間において, セパトリックス付近での q_s が上昇しており, 時刻 $t = 0.264\text{ms}$ において q 分布の急激な上昇が観測される. q_s の上昇は閉じた磁束領域内のトロイダル電流がそのプラズマ抵抗で散逸するためである. q_s が上昇し, $m/n = 1/1$ (ここで, m はポロイダルモード, n はトロイダルモードを表す)の共鳴値を越えた後, プラズマは不安定になり, q 分布が急激に上昇する. これは, 磁気軸付近の磁界構造の崩壊により, セパトリックスの外側への電流 (粒子) の吐き出しが起これ, I_t がさらに減少するためと予想される. この時, トロイダル磁束 Ψ_t はほとんど変化しないことから, λ_c が減少し, λ の空間分布は平坦化することになる. その後 ($t > 0.266\text{ms}$), q 分布は I_t の増加と共に元の q 分布 ($1/3 \leq q \leq 1/2$)に回復し

て行く.

q 分布の変化から, 不安定性発生の要因となるモードが $m/n = 1/1$ であると考えられるが, その不安定モードを明らかにするためにトロイダルモード測定を行った. 図7にその結果を示す. ポロイダルモードに関しては, 図4の閉じた磁 (電流) 束領域のシフトの様子から $m = 1$ と予想される. $n = 0$ モードの振幅の大きさは磁界の軸対称成分を表している. $n = 0$ と $n = 1$ モードの波形上に大きな振動が見られるが, これらはトロイダル電流発生に対応している. また, $n = 1$ の変化の振幅の大きさは $n = 2, 3$ に比べて大きく支配的であることがわかる. さらに, $n = 0$ と $n = 1$ の振動の位相が互いに逆になっていることが特徴である. このことは, I_t の抵抗性散逸 ($n = 0$ の減少)の結果, q_s が上昇し, $n = 1$ の不安定モードが成長することを意味している. $n = 2$ と $n = 3$ モードの頻繁な成長と減衰も見られるが, それらの成長の振幅が小さいため配位に大きく影響していないと思われる. また, $n = 1$ モードの位相の時間変化からプラズマがトロイダル方向 ($\mathbf{E}_b \times \mathbf{B}_b$ の方向, ここで $\mathbf{E}_b$ はバイアス電界, $\mathbf{B}_b$ はバイアス磁界)に回転していることがわかる. 電極の印加電圧またはバイアスコイル磁界の極性を変えることにより, 回転の方向が逆になる.

q 分布の時間発展の結果から, トロイダル電流発生の1周期間 ($\sim 0.02\text{ms}$)は抵抗性散逸過程と緩和過程 (崩壊と自己回復)で構成されていることがわかる. この両過程で, プラズマは安定な状態からプラズマ抵抗による自然減衰した後不安定になり, $\tau_{\text{relax}} \sim 0.015\text{ms}$ の緩和時間を経て, 元の安定な状態に戻る. 緩和の時間スケールはアルフヴェン時間 $\tau_A \sim 3.8 \times 10^{-4}\text{ms}$ と比べて, $\tau_{\text{relax}} = 40\tau_A$ となる. また, 抵抗散逸の特徴的時間 τ_B は $\sim 0.09\text{ms}$ であり, 従って, 磁気レイノルズ数 S は約 ~ 240 である. 緩和過程での q 値の急激な上昇は, セパトリックスの外への粒子の異常拡散を伴った, 中心部の電流密度の減少を意味しており, 一般に内部トロイダル電流系プラズマで起る $m = 1$ キンク変形の特徴と言える [21].

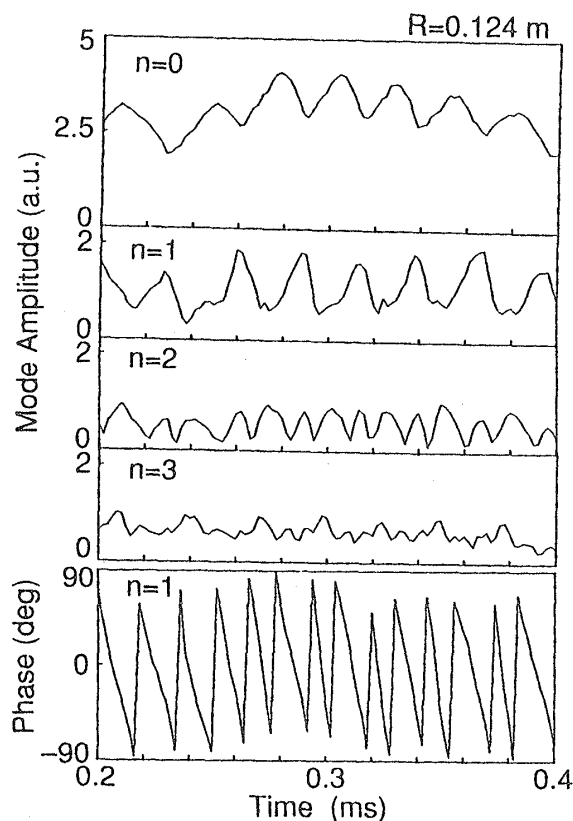


図7 トロイダルモード($n = 0 \sim 3$)の振幅の大きさと位相($n = 1$)の時間変化.

続いて起こる配位の自己回復の過程では、逆に周辺部の電流の内部への急速なピンチ効果によって中心部でのトロイダル電流が増えるため（磁束増幅）、 q 値が下がってくるものと考えられる。この q 分布の急激な遷移および図 3 で示した磁気面の変化の様子は草野らによって行われた ULQ 放電での 3 次元シミュレーションの結果（参考文献 [22] の図 7, 図 8）とよく一致している。観測された初期の q 分布が ULQ のピッチ極小をもつ分布と相違しているが、ULQ プラズマが抵抗散逸することにより q の平坦化が進んだ時の分布に近い。これに類似した q 分布は OHTE 装置の ULQ 放電においても観測されている [23]。ULQ での 3 次元シミュレーション結果 [22] や ULQ 装置 [23] での実験結果と比較して、我々の観測した q 分布の時間発展の大きな特徴は、1 回の緩和においてほぼ完全に元の分布に回復し、ヘリシティが注入されている限りその変化が繰り返されることである。このことは、抵抗性散逸と MHD 緩和とが競合する ULQ プラズマ（ S が小さいと前者の散逸が支配的となり、急速にトカマク型分布へ移行してしまう）と相違して、DC 的ヘリシティ注入によって電流駆動されるスフェロマックは S が小さいにもかかわらず、MHD 緩和が支配的であることを意味している。この MHD 緩和により、抵抗による散逸分を補うだけのトロイダル電流がうまく自己発生し、緩和配位の維持が成される。このことは DC（静電）的な磁気ヘリシティ注入による電流駆動は本質的に Taylor 緩和を利用しているためである。ULQ と違って、DC ヘリシティ駆動スフェロマックでは閉じた磁気面を取りまくオープン磁束が多く存在しており、それに沿って外部からトロイダル電流が流されるため、特に中心対称軸付近でヘリカルなキック変形が発生することがトロイダル電流の自己発生機構に関与していると考えられる。オープン磁束の役割を含めた緩和機構の統一的解釈は今後の課題である。

5. まとめ

本実験で得られた結論は以下の通りである。

(1) 外部から DC 的に磁気ヘリシティを注入することにより、オープン磁束が閉じこめ領域を取り囲む様なフラックス・コア型のスフェロマック配位を形成、維持することができた。この配位維持過程において、トロイダル電流の自己発生（ダイナモ現象）と大域的な磁気揺動を観測した。また、同時に粒子の異常輸送とイオンの異常加熱を観測した。

(2) このトロイダル電流の自己発生の一周期間における磁界の内部構造の時間発展を明らかにするため、2 次元磁気測定を行った。その結果、プラズマは初期の安定な平衡配位から変形して行き、磁気軸のシフト ($m=1$) と同時に磁気軸付近の磁界構造が崩壊した後、新しい磁気面が発生し、それが成長して行き元の配位に自己組織化する描像が得られた。

(3) q 分布とトロイダルモード測定結果から、中心部のトロイダル電流の抵抗性散逸によりセパラトリック付近の q 値が上昇し、 $1/1$ の共鳴値を越えることにより、 $m/n=1/1$ のキックモードが成長することが緩和現象の発生要因となっていることを示した。

これらの結果から、DC ヘリシティ駆動スフェロマックの動的過程は、磁界の抵抗性散逸よりもダイナモ現象（トロイダル電流発生）で特徴付けられる MHD 緩和が支配的であり、バイアス電圧が保持されている限り、プラズマ電流の定常維持が可能であることを示唆した。しかしながら、同時に頻繁な緩和に伴った粒子やエネルギーの異常輸送はプラズマ閉じ込めに大きく影響を及ぼし、電流駆動の効率的方法の一つとして提案されている DC 的ヘリシティ注入法にとって本質的な問題となることが予想される。

謝 辞

本実験に興味を示して頂き、本誌への投稿を推薦して頂きました名古屋大学プラズマ科学センターの築島隆繁教授に感謝致します。最後に、我々の実験に終始関心を示して頂き、永きに渡り激励をして頂いた故渡辺健二先生に感謝の意を表すると共にご冥福をお祈り致します。

参考文献

- [1] T. Uyama *et al.*, Nucl. Fusion **27**, 799 (1987).
- [2] 永田正義 他, 核融合研究 **57**, 32 (1987).
- [3] Y. Honda *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **57**, 1273 (1988).
- [4] S. O. Knox *et al.*, Phys. Rev. Lett. **56**, 842 (1986).
- [5] Y. Ono *et al.*, Phys. Rev. Lett. **61**, 2847 (1988).
- [6] A. G. Sgro *et al.*, Phys. Fluids **30**, 3219 (1987).
- [7] K. Katayama and M. Katsurai, Phys. Fluids **29**, 1939 (1986).
- [8] Y. Ono and M. Katsurai, Nucl. Fusion **31**, 233 (1991).
- [9] R. Horiuchi *et al.*, Phys. Fluids **B4**, 672 (1992).
- [10] T. H. Jensen and M. S. Chu, J. Plasma Phys. **25**, 459 (1981).
- [11] J. B. Taylor, Rev. Mod. Phys. **58**, 741 (1986).
- [12] T. R. Jarboe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **51**, 39 (1983).
- [13] M. Ono *et al.*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2165 (1987).
- [14] 永田正義他, 核融合研究 **62**, 376 (1989).
- [15] M. Nagata *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **60**, 3203 (1991).
- [16] R. G. Watt and R. A. Nebel, Phys. Fluids **26**, 1168 (1983).
- [17] J. C. Fernandez *et al.*, Nucl. Fusion **30**, 67 (1990).
- [18] R. M. Mayo *et al.*, Phys. Fluids **B2**, 115 (1990).
- [19] P. K. Browning *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68** 1722 (1992).
- [20] 桂井 誠他, 核融合研究 **64**, 362 (1990).
- [21] Z. Yoshida *et al.*, Phys. Fluids **30**, 2465 (1987).
- [22] K. Kusano *et al.*, Nucl. Fusion **28**, 89 (1988).
- [23] P. L. Taylor *et al.*, Nucl. Fusion **29**, 92 (1989).