UDC 621.039.6:533.9:621.3.014-831:621.314.224

論文

60-A 25

変流器を用いたスフェロマックプラズマの トロイダル電流駆動に関する実験研究

正員 桂井 誠 (東京大)

非会員 西前 順一 (東京大)

正員 片山 弘造 (東京大)

1. まえがき

プラズマ閉じ込め研究の一環として、今日 RFP(逆転磁界ピンチ)⁽¹⁾、スフェロマック⁽²⁾などの無励磁界配位に興味を示されている。前者 RFP においては図 1(a)に示すように、プラズマ中のトロイダル電流 I_t と垂直磁界コイル $C_\perp$ の作る電流によってポロイダル磁界 B_p が発生される一方、 I_t は中心対称軸に沿って設置された変流器コイル C_{CT} の磁束変化 $d\Phi/dt$ によって駆動され、かつ、それ自身のフープ力は $C_\perp$ の作る垂直磁界 $B_\perp$ による磁気力で押えられている。

この RFP において、トロイダル磁界 B_t の分布はプラズマ中心と周辺部で逆転していて、準定常ないし定常動作時には、壁面上でのトロイダル磁界 B_{ts} はトロイダルコイル C_T あるいはプラズマを覆うシェル内を流れる外部電流によって支えられ、中央部の順方向トロイダル磁界はいわゆる“ダイナモ効果”によって自動的に維持されている⁽¹⁾⁽³⁾。

図 1(b)に示すスフェロマックは、RFP におけるトロイダルコイルを除去して $B_{ts}=0$ としたものと考えられ、外部コイルとしては垂直磁界コイル $C_\perp$ のみで良いから将来の核融合炉が大変簡素化される⁽⁴⁾。

さて、このスフェロマックで興味のある点の一つはトロイダル磁界 B_t が RFP と同様、ダイナモ効果によって定常維持され得るのかかという点にある。そこで本研究においては、変流器を用いてスフェロマック

図 1 軸対称トラス装置
Fig. 1. Axisymmetric toroidal devices.

プラズマのトロイダル電流を駆動し、それによる配位の維持を試みた。本方法では、本来必要としない変流器を中心対称軸に沿って設置することになって構造の簡素化を損うが、この難点はトカマクなどと同じように、将来は高周波電力の使用による電流駆動で解決されると思われる。

2. 低アスペクト比の RFP 配位

スフェロマックのトロイダル電流 I_t を定常駆動した場合、RFP と同様のダイナモ効果が生じて磁気配位も類似の逆転形となる可能性が強い。しかし、従来の RFP よりはアスペクト比(トラスプラズマの大半径÷小半径)が小さいという点で差があるので、その点の影響を調べた。

ここでは、まず図 2 のような正方形断面を有する導体壁内で無励磁界方程式 $\text{rot } \mathbf{B} = \lambda \mathbf{B}$ (λ : 固有値)を

Experimental Studies on a Toroidal Current Driving of Spheromak Plasmas by using a Current Transformer. By Mokoto Katsurai, Member & Junichi Nishimae, Non-member, Kozo Katayama, Member (Faculty of Engineering, University of Tokyo).

桂井 誠: 正員, 東京大学工学部電子工学科
西前順一: 非会員, 東京大学[現在, 三菱電機(株)応用機器研究所]
片山弘造: 正員, 東京大学工学部電子工学科

図 2 逆転磁界ピンチの F - θ 線図Fig. 2. F - θ diagram of RFP.

解いてみた。なお、大半径は R 、断面の一辺の長さは $2a$ 、アスペクト比 $A=R/a$ である。いまトロイダル磁束関数を ψ とするとき、この問題に対するグラッド・シャフラノフ方程式は

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -g(\psi)g'(\psi) \dots (1)$$

ここで、

$$g(\psi)g'(\psi) = \lambda^2(\psi - c) \dots (2)$$

(境界で $\psi=0$)

である⁽⁵⁾。いま、全トロイダル電流を I_t 、シェルのポロイダル電流を I_s とし、 I_t による表面ポロイダル磁界の平均 B_{ps} と、 I_s による表面トロイダルの平均磁界 B_{ts} をそれぞれ

$$B_{ps} = \mu_0 I_t / 8a \dots (3)$$

$$B_{ts} = \mu_0 I_s / 2\pi R \dots (4)$$

で定義する。ここで、よく使われる F - θ パラメータ⁽¹⁾を次式で定義する。

$$F = B_{ts} / \langle B_t \rangle \dots (5)$$

$$\theta = B_{ps} / \langle B_t \rangle \dots (6)$$

ただし、 $\langle B_t \rangle$ は断面内の平均トロイダル磁界である。ここで、数値解法によって平衡解を求めた。図2は $A=20$ と $A=1.4$ の二つの場合の F - θ 線図であるが、アスペクト比の違いはこの線図に大きな影響を及ぼしておらず、低アスペクトでも逆転磁界配位の存在が確認される。

図3は $A=1.4$ 、 $\theta=1.26$ におけるトロイダル磁界 B_t と Z 方向磁界 B_z の中央面上における径方向分布を示したもので、逆転磁界の大きさは内側のほうが外側より大きくなっている点に低アスペクト比の特徴が現われている。

図 3 低いアスペクト比を有する逆転磁界ピンチの磁界分布

Fig. 3. Magnetic field distribution of RFP with a low aspect ratio.

ところで、RFP 実験において逆転磁界の自動的発生機構として次の二つの機構が提案されてきた。

(i) 常磁性効果とシェルの存在(受動的逆転)⁽⁶⁾

プラズマ中心を流れる磁界と平行な電流は、各種の原因、例えば磁力線のランダムな微小運動⁽⁶⁾、によって周方向の成分を得てヘリカル状となり、元の軸方向磁界を強めるという常磁性効果が存在する。このときプラズマ周囲に導体シェルがあれば、その磁束保存作用によってプラズマ周辺部の磁界は逆転される。

(ii) 各種不安定性によるダイナモ効果(能動的逆転) プラズマ内に $m=1$ のキンク不安定が成長し、これによって径方向のうずベクトルが発生する。このうず流が磁力線をねじって円筒状プラズマの中心軸近傍では元の磁界を強める一方で、同時に周囲磁界を逆転させる⁽¹⁾⁽³⁾。あるいは乱流による $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 起電力による乱流ダイナモ⁽⁷⁾でも逆転が生じ得る。

ところで、スフェロマックにおけるトロイダル電流駆動で、上記(i)または(ii)項の機構でトロイダル磁界が維持されるばかりでなく、逆転磁界が生じる可能性がある。しかし、スフェロマックは RFP と異なり中央導体が存在せず、図1(a)の B_{ts} を支える外部電流が存在し得ない。そこで可能性としては、スフェロマック固有の配位が維持されるか、あるいは逆転磁界が生じるものの、表面で $B_{ts}=0$ となるような、図1(b)の破線で示す“逆転磁界スフェロマック”配位になるか、のいずれかである。この後者の配位についてはまだ研究が行なわれておらず、その実現性は未知で

図 4 逆転磁界スフェロマックの磁気配位例
Fig. 4. An example of magnetic field distribution for a reversed field spheromak.

あるが、ここではそのような平衡解の存在を確認するという目的で、(2)式に代わって

$$g(\psi)g'(\psi) = \begin{cases} \lambda^2(\psi - \psi_e + \psi_0) & (\psi > \psi_e) \\ -\lambda^2\psi(\psi_0/\psi_e)^2 & (0 \leq \psi \leq \psi_e) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (7)$$

とし、ここで

$$\psi_e = 0.1, \quad \psi_0 = -0.1$$

の場合について、(1)式を数値解法によって解いた。(7)式は与えられた境界条件を満たし、かつ $B_{\theta} = 0$ 逆転磁界を有する無力磁界配位を得るための簡単な関数形として直観的に導入したものである。これが無力磁界配位となることは、各領域で gg' が(2)式と同様 ψ の線形関数となっていることにより保証される⁽⁶⁾。

得られた磁界と電流の分布を示したものが図4であるが、周辺部の逆転領域で特に電流分布は複雑で、ここで得られた平衡解が実際に実現されるか否かは不明である。しかし、逆転磁界スフェロマックという新しい平衡解の存在を示したという点で興味を持たれよう。

3. 実験装置の構成

図5に本研究に用いた実験装置の構成を示す。スフ

図 5 実験装置

Fig. 5. Experimental arrangement.

ェロマックプラズマ発生法は著者らの提案になる誘導放電形(外部磁束コア方式)を採用している⁽⁸⁾⁽⁹⁾。まず、図5において真空容器は厚み 1 cm、長さ 50 cm、内径 22 cm のアクリル製である。中央部には図に示すようにふくらみ部を持たせてあり、その部分の内径は 32 cm であって、対称位置 2 箇所に観測用のポートを持っている。外部ポロイダルコイルは上記ふくらみ部の上下部それぞれに計 2 個、 C_{p1} 、 C_{p2} が設置され、それらを挟んで 2 組の電極対が容器壁を貫通して取付けられている。この電極は各組とも周方向に等間隔で 8 対埋め込まれ、計 32 本ある。電極の材料はトリウム・タングステン棒であって、径が 5 mm、内部への突出長 1 cm である。本実験に用いた各コイル系の仕様は次のようなものである。

(i) トロイダルコア このコイルは内径 20 cm、外径 40 cm、小半径約 10 cm の自動車用ゴムタイヤを巻心とし、一次巻線は 20 ターンで自己インダクタンス 6.4 μ H、二次巻線は 8 ターンで、これが等間隔に電極対数(16 個)設置されていて、それぞれの端子は電極棒へ接続されている。

(ii) ポロイダルコイル 前記 2 個のポロイダルコイルの内径は 29 cm、各コイルの巻数は 2 ターン、両者を直並接続したときの合成インダクタンスは 6.2 μ H である。

(iii) 変流器コイル このコイルは中心対称軸に沿って設置されており、巻線部の長さは 45 cm、半径は 3 cm、巻数は 160 ターンであり、全体は外径 4.5

cm のガラス円筒容器に収められ、真空容器の上部フランジに固定されている。

(iv) 垂直磁界コイル これは前報にて使用したものと同じであるが、コイル間隔は 55 cm、ミラー比 2、最大 0.22 T の準定常磁界を発生する。

次に、各コイルの電源系については、垂直磁界用の 100 kJ 低速コンデンサバンク、その他のコイル用として 2 台の 3.2 kJ (40 kV, 4 μ F) 高速コンデンサバンクと 12 kJ (6 kV, 720 μ F) 中速コンデンサバンクを用意した。なお、上記高速コンデンサバンクをポロイダルコイルおよびトロイダルコイルに接続して通電したときの最大電流値は、30 kV 充電で約 24 kA となり、 ~ 0.8 kA/kV (充電電圧) の依存性を持っている。

〈測定系〉 プラズマ計測に用いた磁気プローブ、静電プローブ、イメージコンバータカメラなどは、前報⁽⁹⁾で示したものと同様のものであるので省略する。一方、前報で用いた密度測定用の 70 GHz マイクロ波干渉装置は、密度の最大値がカットオフ領域($>6 \times 10^{13}$ cm⁻³) に入ってしまったため、今回は波長 10.6 μ m の CO₂ レーザ干渉装置⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾に代えた。

〈スフェロマックプラズマ生成の原理〉 本実験装置におけるスフェロマック生成の原理を簡単に述べると次のようになる。

まず、低速コンデンサバンクを用いて、パルス幅約 1 ms の準定常的垂直磁界 B_z を与え、それに対して中心対称軸上で磁界が反転するようなポロイダル磁界をポロイダルコイルで発生させる。このときの磁力線の様子を図 6 (a) に示すが、この状態を出発点 ($t = T_0$) として、ポロイダルコイル電流 I_{cp} と、トロイダルコア一次電流 I_{ct} を図 7 $t > T_0$ での実線のように変化させる。すると、 I_{ct} の変化に応じてトロイダルコアの二次巻線に電圧が生じて電極間に放電が起こり、その放電電流によるトロイダル磁界が容器壁より内部へと侵入する。同時にポロイダルコイル電流 I_{cp} の減少に伴って同方向のトロイダル電流 I_t が図 6 (b) に示すようにプラズマ内に誘起するが、 I_{cp} が零に近づくと I_t に加わる垂直磁界は外部コイルによる成分が主となって、 I_t に中心向きの圧縮力を加える。従って、図 6 (c) のようにプラズマの輪は壁から離れ、ダブレット状のスフェロマックが生成されるに至るが、これは時間の経過と共に図 6 (d) のように、一つの磁気軸を直するものへと合体⁽⁴⁾することが期待される。

以上の説明は原理を述べたものであって、実際の実験とは異なった点が生じる。具体的には、

(1) 図 7 の電流波形はコンデンサバンクのクローバ回路の特性によって実際には同図の破線のような

図 6 スフェロマックの生成原理

Fig. 6. Principle of spheromak plasma production.

図 7 スフェロマック生成のための電流

Fig. 7. Flux core currents for spheromak production.

る。すなわち、 I_{ct} は減衰波形、 I_{cp} は振動波形が生じてしまう。

(2) 上下それぞれの電極対間で放電を起こさせようとしても、中央部の 2 本の電極が、前記中央のふくらみ部の中に隠れた形になっているため高い電圧 (~ 1 kV 以上) を要す。そこで、実際には最上部と最下部の電極間で放電を行なわせた。

(3) 図 6 (c) から (d) への移行、すなわち 2 本の磁気軸の完全な合体は、数十アルフベン時間必要とするため、本実験ではその中途段階で終わっている。

4. 実験結果

(1) 変流器なしの状態でのスフェロマックプラズマの生成 本実験装置によって生成されるスフェロ

マックプラズマの寿命を前報⁽⁹⁾と比較するため、変流器コイルを取りはずし、前章で説明した方法によるプラズマ生成を行なった。真空容器の基礎真空としては $\sim 10^{-6}$ Torr を確保し、これに 27 mTorr の He を封入して放電を行なわせた。前報の実験における封入圧 14 mTorr 程度においては初期放電が安定せず、それより高めの圧力とした。

図 8 はトロイダルコア電流 I_{ct} とポロイダルコア電流 I_{cp} の波形であって、それぞれの電源に高速コンデンサバンクを使用しており、その充電電圧は 20 kV であった。

図 9 は、中央 ($Z=0$) 径方向のポロイダル磁界 $B_p \sim B_z$ の分布の時間変化を示したものである。図 8 の $t=10 \mu s$ より生成が開始されるに応じ、スフェロマック固有のポロイダル磁界分布〔図 1 (b)〕が形成され、 $B_z=0$ の磁気軸は内側へと移動し、 $t \sim 24 \mu s$ 以後はほぼ同じ位置に停滞し、 $t \sim 30 \mu s$ まで配位の持続が行なわれている。磁束の減衰は中心対称軸側で起こっているが、寿命は $\sim 15 \mu s$ 程度あり、これは前報の場合の約 2 倍となっている。なお、前報の実験においては、

図 8 実験で用いたスフェロマック生成のための電流

Fig. 8. Flux core currents used in the experiment.

図 9 ポロイダル磁界分布の変化

Fig. 9. Time variation of poloidal field.

放電の第 1 半周期は予備電離プラズマ生成に使われ、スフェロマック配位の形成は第 2 半周期まで待たねばならなかったが、今回の実験においては特にそのような必要はなく、第 1 半周期で配位形成が行なわれていることが注目される。

(2) 変流器を用いたトロイダル電流の駆動実験

(i) プラズマの生成 次に、前述の変流器コイルを中心対称軸に沿って設置してスフェロマック配位の持続を試みた。ここで追加したコンデンサバンクは 12 kJ の中速バンクであり、これを変流器の駆動に使用しても十分な $d\Phi/dt$ を得ることができなかった。そこで、このバンクは電極放電に使用することとし、バンク出力一端に $10 \mu H$ の空心コイルを 8 個並列接続して、その先を各々 8 個の最上部電極に接続、最下部電極 8 個は共通線で短絡してバンクの他端に接続した。これによって得られた放電電流波形は図 10 I_z であって、 $t=-40 \mu s$ でトリガされ、 $t \sim 50 \mu s$ にて最大値 18 kA に達した後減少する。この実験においてトロイダルコアは使用していない。

一方、変流器コイルは一方の高速バンクで駆動することにし、これによって図 10 I_0 に示すコイル電流を実現した。ポロイダルコイル電流波形については(1)項の実験と同じであって、 $t \sim 15 \mu s$ においてスフェロマックの初期生成が終了し、ほぼそれに合わせて変流器の $d\Phi/dt$ が印加される。

図 11 は、中央 $Z=0$ におけるポロイダル磁界 $B_p \sim B_z$ の径方向分布であって、図 7 と同様 $t \geq 20 \mu s$ で $B_z=0$ の点が外側から内側へと入っていく。スフェロマック固有のポロイダル磁界分布は、この実験においては図 9 のように $t \sim 30 \mu s$ で消滅することはなく、 $d\Phi/dt \sim 0$ となる $t \sim 45 \mu s$ を越えてかなり長時間準定常的に維持されていることがわかる。

図 10 変流器によるトロイダル電流駆動実験で用いた電流

Fig. 10. Flux core currents and Z-discharge current used for the toroidal current driving experiment.

図 11 ポロイダル磁界分布の変化

Fig. 11. Time variation of poloidal field distribution.

図 12 は $Z = -2.5$ cm におけるトロイダル磁界 B_t の径方向の分布である。 $t \sim 10 \mu\text{s}$ においては、 $B_t < 0$ となっていて、これは電極間の放電 I_e で作られるものである。ところが、 $t \sim 15 \mu\text{s}$ においては $r \geq 7.5$ cm の領域の B_t は正方向へ反転し、その後はこの反転した B_t 成分が維持され続けるが、 $t \geq 60 \mu\text{s}$ においては図 11 と同様、配位がくずれていって、初期の I_e によって作られる $B_t = 0$ が再出現する様子がうかがえる。

(ii) 密度測定 図 12 と同じ動作条件のもとで生成されたスフェロマックプラズマの密度測定を行なったものが図 13 である。この測定は文献(10), (11)に示した CO_2 レーザ干渉計によるもので、光軸は $Z = 0$, $r = 2.5$ cm の輪に接するように固定されていて、その光路に沿ってのプラズマの平均電子密度 $\bar{n}_e$ による干渉パラメータ $\bar{n}_e L$ (L : プラズマの有効長 ~ 30 cm) が縦軸に示されている。同図からもわかるように、 $20 \mu\text{s}$

図 12 トロイダル磁界分布の変化

Fig. 12. Time variation of toroidal field distribution.

図 13 CO_2 レーザ干渉計による密度測定Fig. 13. Density measurement by CO_2 laser interferometer.

$\leq t \leq 70 \mu\text{s}$ において $\bar{n}_e L$ は比較的大きな値を示していて、この期間に粒子の閉じ込めが行なわれていることを示している。

次に、図 14 はダブルプローブを挿入して測定したプローブ電流 j_p の空間分布である。プローブ電圧は本来飽和領域とすべきであるが、前報で説明したようにプローブ間の放電が障害となって、そこまで上昇させることはできない。そこで、 j_p は単なる密度分布の

図 14 静電プローブの電流密度分布の変化
Fig. 14. Time variation of electrostatic probe current.

(15 μs) (25 μs) (35 μs)
↑ ↘ ↑ ↘ ↑ ↘
(10 μs) (20 μs) (30 μs) (40 μs)

図 15 こま撮り写真による発光の観察
Fig. 15. Observation of plasma motion by framing camera.

目安を与えているものに過ぎない。しかし、この j_b の分布によって $20 \mu s < t < 60 \mu s$ の期間、プラズマの閉じ込めが行なわれていることが定性的にはあるが再確認される。

(ii) こま撮り写真によるプラズマの観察 図 5 に示した容器の下方よりプラズマを見上げるようにして撮影した発光の様子を図 15 に示す。同図は $5 \mu s$ 間隔のこま撮り写真であって、 $t \sim 15 \mu s$ の時刻においては、ほぼ均一な発光部が周辺に見られ、それが時間と共に内側へ収縮していく様子が見られる。 $t \sim 30 \mu s$ 前後においては強い発光部はリング状となっているが、興味深いことに、その中心は中心対称軸とは一致せず偏心している。

5. 検 討

以上の実験結果によって明らかにされたスフェロマック維持に関する新事実、次の二点である。

(1) トロイダル電流の誘導駆動によってポロイダル

ル磁界のみならず、トロイダル磁界もが生成されて準定常状態が維持されている。

(2) トロイダル電流の駆動によって発生する上記トロイダル磁界の方向は、初期に注入したトロイダル磁界の方向とは逆向きであって、途中でトロイダル磁界の自己逆転現象が起こって、RFP と類似の配位が形成される。

(1) 項に述べた配位の自動維持については、図 11、図 12 のポロイダル、トロイダル両磁界分布の振舞から納得されるが、単に磁界配位の維持のみでなく、プラズマの閉じ込めも継続されていることが図 13 の干渉測定および図 14 の静電プローブ測定による密度の時間的、空間的变化の様子からも確認される。この期間におけるプラズマ発光を示す図 15 から、プラズマ内には $m=1, n=1$ のヘリカル不安定が生じていることが予想され、それがトロイダル磁界の生成を行なうて、 $m=1$ ダイナモ効果を引き起こしている可能性が強い。

ここで、トロイダル電流駆動中の磁束の減衰時定数 τ_B について考察する。いま、変流器コイル電流を I_0 、トロイダル電流 I_t との相互インダクタンスを M とし、更にトロイダル電流の自己インダクタンスと一周抵抗をそれぞれ L_t, R_t とする。定常状態においては I_t によって I_p が誘起され、プラズマ電流はヘリカルに流れるが、その効果は L_t と R_t に繰込まれているとする。 I_t が定常となっている条件は

$$M(dI_0/dt) = R_t I_t \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 I_0 は一定の増加を示すとして $t = \tau_0$ における値を $I_{0\tau}$ とすれば $I_0 = I_{0\tau}(t/\tau_0)$ と表わされる。これを (8) 式に代入し、磁束の減衰時定数が $\tau_B = L_t/R_t$ となることを用いれば、

$$\tau_B = \tau_{0\tau}(L_t I_t / M I_{0\tau})$$

となる。分母の $M I_{0\tau}$ は $t = \tau_0$ における変流器内の磁束 $\Phi_{0\tau}$ であるが、分子の $L_t I_t$ は単に I_t により生ずるポロイダル磁束 Φ_p だけではなく、 I_p を誘起する結果生ずるトロイダル磁束 Φ_t を加える必要がある。

ここでスフェロマック配位においては、ポロイダルとトロイダル磁束に関する磁気エネルギーが等しいことを考慮すると⁽¹²⁾、 $L_t I_t \sim 2\Phi_p$ と近似してよい。従って

$$\tau_B = \tau_{0\tau}(2\Phi_p/\Phi_{0\tau}) \dots\dots\dots (9)$$

である。図 10 の I_0 の初期こう配より $\tau_{0\tau} = 20 \mu s$ で $I_{0\tau} \sim 3 \text{ kA}$ とすれば $\Phi_{0\tau} \sim 1.7 \times 10^{-3} \text{ Wb}$ 、図 11 のグラフより $\Phi_p \sim 4 \times 10^{-4} \text{ Wb}$ と推定され、従って (9) 式より $\tau_B \sim 9 \mu s$ となる。これは図 11、図 12 において、 $t \geq 40 \mu s$ の時間領域において $d\Phi/dt \sim 0$ となってプラズマ電流の減衰が起こるが、この減衰時定数と良い一

致を示している。

ここで、減衰定数 τ_B とは値が初期値の e^{-1} になる時間であり、一方、配位の寿命とは値が十分小さく初期値の 5% 程度になる時間であるので $\sim 3\tau_B$ ($\sim e^{-3} \sim 0.05$) $\sim 27 \mu\text{s}$ と計算される。この寿命は、電流駆動の行なわれていない図 9 で得られる $\sim 15 \mu\text{s}$ の約 2 倍である。このことより、電流駆動中はプラズマ温度が上がるか Z_{eff} が低下して、プラズマ抵抗 (スピッター抵抗) が低くなり⁹⁾、磁束の減衰が遅くなったものと推察される。

次に、(2) 項のトロイダル磁界の反転の様子について検討を行なう。

このトロイダル磁界の反転の経過を詳しく調べてみると、変流器による駆動開始前 $t=10 \mu\text{s}$ において、図 12 に見られるように $r > 14 \text{ cm}$ の領域に $B_t > 0$ の逆向き成分が存在していることに注目される。変流器によるトロイダル電流は、 $t=15 \mu\text{s}$ においてこの $r \sim 15 \text{ cm}$ の外側領域を流れ始めることは、図 15 $t=15 \mu\text{s}$ の写真に見られる発光からも確認され、結局、図 16(a) のような配位がまず生じ、時間の経過と共に (b) 図のように逆向きトロイダル磁界領域が育って、それが主要部を構成するに至ったことが推察される。

ここで得られた配位は、基本的には第 2 章でその可能性を示唆した図 4 の逆転磁界スフェロマックと類似していて、このような配位が第 2 章で述べた $m=1$ キンクモードによるダイナモ効果で、能動的に発生・維持された可能性が強い。

なお、プラズマ中に $m=1$ キンク不安定が存在すれ

ば、それによる磁界の振動が磁気プローブ信号上に現われると考えられるが、本実験でも特にそれと思われる振動は見られなかった。この理由は、 $m=1$ 不安定の磁気振動は他所の RFP 実験での測定によると数%と小さく、本実験では波形観測に際しての雑音に埋れてしまったか、あるいは振動周期がプラズマの寿命と同程度で、それを識別できなかったことによるものと考えられる。

ところで、本研究においては、維持されたプラズマ内の詳しい電流密度分布を決定できるほど詳細な磁界分布測定を行なっておらず、得られた配位と図 4 の配位の同等性を議論する条件に欠けている。詳しい調査は今後の課題として残されている。

6. 結 言

中心対称軸に沿って設置した変流器コイルを用いてスフェロマックのトロイダル電流の駆動を行なったところ、平衡配位維持に必要なとされるポロイダル電流とトロイダル磁束の自動的発生が確認された。将来の期待としては、変流器を用いることなく、高周波電力などによってスフェロマックの定常維持を行なうことである。

終りに、本研究を遂行するにあたり本学工学部電気・電子工学科 関口 忠教授、飯田慶幸氏、小越澄雄氏、小野 靖氏をはじめとする関口・桂井研究室諸氏の御協力、御助言に深謝の意を表する次第である。

(昭和 59 年 7 月 30 日受付)

文 献

- (1) H. A. B. Bodin & A. A. Newton: *Nuclear Fusion*, **20**, 1255 (1980)
- (2) M. N. Rosenbluth & M. N. Bussac: *ibid.*, **19**, 489 (1979)
- (3) I. H. Hutchinson: *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **26**, 539 (1984)
- (4) 桂井・片山: 電学論 A, **104**, 65 (昭 59-2)
- (5) S. Kaneko, A. Takimoto, M. Taguchi & T. Miyazaki: *J. Phys. Soc. Japan*, **53**, 201 (1984)
- (6) A. R. Jacobson & R. W. Moses: *Phys. Rev.*, **A29**, 3335 (1984)
- (7) D. Montgomery, L. Turner & G. Vahara: *Phys. Fluids*, **21**, 757 (1978)
- (8) 桂井・片山・新・西前・金子・鈴木: 電学論 A, **103**, 291 (昭 58-6)
- (9) 新・桂井: 同上 A, **104**, 643 (昭 59-11)
- (10) 西前: 「スフェロマックプラズマの長寿命化に関する基礎研究」, 東京大学修士論文 (昭 59-3)
- (11) 広井: 「炭酸ガスレーザ干渉法によるプラズマの計測」, 東京大学卒業論文 (昭 59-3)
- (12) M. Katsurai & M. Yamada: *Nuclear Fusion*, **22**, 1407 (1982)

図 16 トロイダル磁界の逆転過程を説明する電流流線の様子

Fig. 16. Current flow pattern during the toroidal field inversion.