4. 電 流 駆 動 の 実 験

宮 本 健 郎

(東京大学理学部)

(1989年8月28日受理)

毛 利 明 博

(京都大学教養部)

(1989年11月11日受理)

Non-inductive Current Drive in Toroidal System

4. Experiments of Non-inductive Current Drive

4-4 Current Drive by AC and DC Helicity Injection

Kenro Miyamoto

(Received August 28, 1989)

Akihiro Mohri*

(Received November 11, 1989)

Abstract

Current Drive using AC and DC helicity injection is shortly overviewed.

Keywords :

helicity injection, current drive, tokamak, spheromak, reversed field pinch,

4-4(a) 磁気ヘリシティ (AC) 入射 による電流駆動

1 序 論

近年磁気ヘリシティ入射による電流駆動の研究が進められているが、これは電磁流体方程式の枠内で議論できる過程であるので、電流駆動効率が電子密度に大きく依存しないことが期待されるからである。磁気ヘリシティの概念は J. B. Taylor によつ

て逆転磁場ピンチ (RFP) 配位の生成、維持の研究分野に導入され、大きな成果をおさめた¹⁾。磁場 B のベクトル・ポテンシャルを A とするとき、プラズマ領域の体積積分

$$K \equiv \int A \cdot B dV \quad (1)$$

を磁気ヘリシティ (magnetic helicity) と定義する。図 4-4(a)・1 に示すようなトロイダル磁束 Φ 、

Department of Physics, Faculty of Science, University of Tokyo, Tokyo 113.

* Department of Physics, College of Liberal Arts and Sciences, Kyoto University, Kyoto 606.

および ϕ_2 がリンクしている場合は $K = \phi_1 \phi_2$ となる。この報文においては磁気ヘリシティ保存則の立場からプラズマ閉じ込め磁場の維持機構について考察してみる。

図4-4(a)・1. 二つのトロイダル磁束がリンクしている配位。

2 磁気ヘリシティ保存則

磁気ヘリシティ入射によるプラズマ電流の維持方法は Bevir と Gray²⁾³⁾ によって提案され、RFP 装置 ZT-40M において基礎的実験が進められている⁴⁾⁵⁾。それ以来いくつかの研究が続けられている。磁気ヘリシティ入射の公式化のために電場 $\mathbf{E}$ および磁場 $\mathbf{B}$ のスカラーポテンシャル ϕ とベクトル・ポテンシャル $\mathbf{A}$ を導入し次のヘリシティ輸送方程式を考えるのが便利である⁶⁾。

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) + \nabla \cdot \mathbf{Q} = -2(\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}) \quad (2)$$

$$\mathbf{Q} = 2\phi \mathbf{B} + \mathbf{A} \times \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

この関係はマックスウェルの式から簡単に導かれる。また $\mathbf{Q}$ の代りに $\mathbf{Q}_1 = \mathbf{Q} + \nabla \times (\phi \mathbf{A})$ を導入しても(2)式の関係は変らない。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) + \nabla \cdot \mathbf{Q}_1 = -2(\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}) \quad (3)$$

$$\mathbf{Q}_1 = \phi \mathbf{B} + \mathbf{E} \times \mathbf{A}$$

2.1 閉じた導体壁で囲まれたプラズマの場合

この場合に導体壁内で(3)式を積分すると壁体壁で $\mathbf{B} \cdot \mathbf{n} = 0$, $\mathbf{E} \times \mathbf{n} = 0$ であるから ($\mathbf{n}$ は外に向う垂直単位ベクトル)

$$\frac{\partial K}{\partial t} = -2 \int (\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}) dV \quad (4)$$

となる。右辺が磁気ヘリシティの損失項である。オームの法則が適用できる場合 $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{j}$, $(\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}) = \eta (\mathbf{j} \cdot \mathbf{B})$ となる。 $\eta = 0$ の場合の理想プラズマの場合、損失項は零となり、磁気ヘリシティが保存される。

2.2 トロイダル・カットおよびポロイダル・カットのある導体壁で囲まれたプラズマの場合

この場合はプラズマ領域外のトーラス中空コアの磁束変化がプラズマにトロイダル・ループ電圧を及ぼす。 ϕ , $\mathbf{A}$ を $\phi' = \phi + \partial\phi/\partial t$, $\mathbf{A}' = \mathbf{A} - \nabla\phi$ に変換しても $\mathbf{E}$, $\mathbf{B}$ は変らないが、(1)式で定義される K は値を変える。したがってトーラス中空コアの磁束を $\mathbf{A}$ の中にくみ込むか、くみ込まないかの違いによって K の値が異なるのは好ましくない。したがって Bevir と Gray は(1)式の代りに上記変換に対して不変な形式の磁気ヘリシティ

$$K_u = \int_V \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV - \oint \mathbf{A} d\mathbf{l} \times \oint \mathbf{A} d\mathbf{s} \quad (5)$$

を導入した。但し、積分範囲は導体壁内であり、 $d\mathbf{l}$ および $d\mathbf{s}$ は導体壁 (磁気面) に沿うトロイダル方向およびポロイダル方向の線積分要素である。 $\mathcal{P} \equiv$

$\oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l}$ はトーラス中空のポロイダル磁束であり $\oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{s}$ はプラズマ全断面のトロイダル磁束である。

K_u の時間変化は

$$\frac{\partial K_u}{\partial t} = -2 \int_V (\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}) dV + (\dot{\Psi} \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} + \Psi \dot{\oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{s}}) - \oint \mathbf{Q}_i \cdot \mathbf{n} dS$$

となる。導体壁のトロイダル・カットおよびポロイダル・カットの箇所では電場 $\mathbf{E}$ が集中し、カット両端間にトロイダル・ループ電圧 $V_\phi = -\dot{\Psi}$ 、ポロイダル・ループ電圧 $V_\theta = -\dot{\oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{s}}$ が加わる。したがって

$$-\oint (\mathbf{Q}_i \cdot \mathbf{n}) dS = \oint V_\phi - \Psi V_\theta \text{ となり}$$

$$\frac{\partial K_u}{\partial t} = -2 \int_V (\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}) dV + 2 \oint V_\phi \quad (6)$$

を得る。

$$\left. \frac{\partial K_u}{\partial t} \right|_{inj} \equiv 2 \oint V_\phi \quad (7)$$

は外部誘導電圧による磁気ヘリシティー入射項である。

2.3 導体壁を貫ぬく定常磁力線がある場合

定常磁場は導体壁を貫ぬくことができる。この場合図4-4(a)2に示すように磁力線が内部方向に貫

図4-4(a)・2. 導体壁を定常磁力線が、C、Dにおいて貫ぬく配置においてCD向に電圧を加える。

く領域Cの電圧を、外部方向に貫ぬく領域Dの電圧に対して V_{DC} の電圧を加えると

$$\left. \frac{\partial K_u}{\partial t} \right|_{inj} = -\oint (\mathbf{Q}_i \cdot \mathbf{n}) dS = -\oint \phi \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} dS = V_{DC} (B_n S) \quad (8)$$

$$\text{但し } (B_n S) = \int_b (\mathbf{B} \cdot \mathbf{n}) dS = -\int_c (\mathbf{B} \cdot \mathbf{n}) dS$$

で与えられる磁気ヘリシティー入射項が導かれる。この定常入射を用いた代表的実験はCDX⁷⁾である。

以上述べた関係はマックスウェルの式のみを用いて導いているので、プラズマ・モデルによらない一般性のある関係式である。これからオームの式 $\eta \mathbf{j} = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}$ (η は比抵抗) を導入すると、ヘリシティー損失項は

$$-2 \int_V (\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}) dV = -2 \int_V \eta (\mathbf{j} \cdot \mathbf{B}) dV \quad (9)$$

となる。

3 Oscillating Field Current Drive (OFCD)

ここでは前節の2.2の場合について考える。磁場配位を定常に保つためには、磁気ヘリシティーを保存する必要がある。そのためには(6)式の右辺を零にする必要がある。定常な場合の各量をサフィックス(0)で表せば

$$2 \oint V_{\phi 0} = 2 \int_V (\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{B}_0) dV = 2 \int_V \eta_0 (\mathbf{j}_0 \cdot \mathbf{B}_0) dV$$

となる。必要なオーム加熱のループ電圧 $V_{\phi 0}$ は、円筒近似を用いれば

$$V_{\phi 0} = 2 \pi R \frac{\langle \eta_0 (\mathbf{j}_0 \cdot \mathbf{B}_0) \rangle}{\langle B_{\phi 0} \rangle}$$

である。但し R はトーラス半径、 $B_{\phi 0}$ はトロイダル磁場、 $\langle \rangle$ は体積平均を表す。

次に図4-4(a)・3に示すようにトロイダル・ルー

図4-4(a)・3. RFP プラズマ (ZT-40M) に、トロイダル・ループ電圧 V_ϕ およびポロイダル・ループ電圧 V_θ に交流電圧を加える回路図。

ブ電圧 V_ϕ およびポロイダル・ループ電圧 V_θ に交流電圧を加える。すなわち

$$V_\phi(t) = V_\omega \cos \omega t, \\ V_\theta(t) = \omega \Delta \phi \sin(\omega t + \delta)$$

この場合、トロイダル磁束 ϕ は

$$\phi(t) = \phi_0 + \Delta \phi \cos(\omega t + \delta)$$

となる。 $\phi(t)$ および $V_\phi(t)$ を(6)式に代入し、交流の一周期平均〔 〕をとると

$$\left[\frac{\partial K_u}{\partial t} \right] = -2 \int_V [\eta(\mathbf{j} \cdot \mathbf{B})] dV + \Delta \phi \cdot V_\omega \cos \delta$$

となる。したがって、準定常状態を維持するためには

$$\Delta \phi \cdot V_\omega \cos \delta = 2 \int_V [\eta(\mathbf{j} \cdot \mathbf{B})] dV \quad (10)$$

を満たすことが必要である。もし(10)の条件を満たすことができれば、プラズマ電流を準定常的に駆動できるのでこのような方法を Oscillating Field Current Drive (OFCD) という。また逆転磁場ピンチに適用する場合は逆転比 F 、ピンチ・パラメー

ター θ を変化させることになるので $F - \theta$ パンピング (pumping) ともいう。

図4-4(a)・4にRFP装置ZT-40MにおけるOFCDの基礎的実験結果を示す。実線は通常のオーム加熱時のプラズマ電流 I_ϕ 波形、プラズマ境界におけるトロイダル磁場 $B_\phi(a)$ の波形、 $\langle B_\phi \rangle = \phi / \pi a^2$ の波形、プラズマへの全ポインティング・エネルギー入力波形である。DRIVEの矢印の線は $V_\phi(t)$ と $V_\theta(t)$ の位相差が $\delta = 0$ の場合である。また ANTIDRIVE の矢印の線は $\delta = \pi$

図4-4(a)・4. ZT-40M における OFCD の実験結果 (周波数2kHz)

の場合で、負の磁気ヘリシティ入射をしている場合である。DRIVE の場合は、非常に僅かであるが電流駆動の効果が見える。ANTIDRIVE の場合の効果は明瞭である。OFCDによってプラズマの抵抗値が増え、ヘリシティの抵抗損失の増大によってヘリシティ入射の効果が打ち消されたためと解釈されている。

それでは準定常状態の必要条件(10)について更に考察してみよう。今 $\mathbf{j} = \mathbf{j}_0 + \delta \mathbf{j}$, $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \delta \mathbf{B}$ とすると

$$2 \int [(\mathbf{j} \cdot \mathbf{B})] dV = 2 \int \eta (\mathbf{j}_0 \cdot \mathbf{B}_0) dV \\ + 2 \int \eta [(\delta \mathbf{j} \cdot \mathbf{B}_0) + (\mathbf{j}_0 \cdot \delta \mathbf{B}) + (\delta \mathbf{j} \cdot \delta \mathbf{B})] dV$$

となり, 右辺第1項は $2\phi_0 V_{\phi_0}$ は等しい. 第2~4項の和を形式的に $2\phi_0 (\delta V_{\phi_0})$ と書くと(10)式は

$$4\phi_0 \cdot V_{\omega} - 2\phi_0 (V_{\phi_0} + \delta V_{\phi_0}) = 0$$

となる. したがって外部交流電場によって生ずる表皮電流 $\delta \mathbf{j}$ および表皮磁場 $\delta \mathbf{B}$ が異常拡散(非線形現象)によって, 無視できる程度になることが本質的に必要となる. これまでの関係式はプラズマを金属導体に置きかえても成立するが, この場合, 入射磁気ヘリシティーは総て $\delta \mathbf{j}$ による抵抗損失の増大によって消費され, 金属導体中に定常電流を駆動することはできない. 以上の考察から交流電場の周期は, $\delta \mathbf{j}$, $\delta \mathbf{B}$ の異常拡散時間より充分長く, 磁場またはプラズマ電流 I_{ϕ_0} の(正常)抵抗減衰時間より短かいことが必要条件となる. 逆転磁場ピンチ・プラズマの場合, 内部磁場(電流)分布の測定から上記の条件を満たしていることが確認されている. (金属導体の場合は $\delta \mathbf{j}$ の拡散時間と I_{ϕ_0} の減衰時間は同じであるから必要条件は満たされない)勿論 OFCDによって引き起されるプラズマ・壁相互作用による抵抗損失の増加が無視できることも必要条件である.

OFCDがRFP配位において有効に適用できるかどうかはこれからの実験あるいは計算機シミュレーションの研究にまたなければならない. またOFCDをトカマクに応用しようとする試みもなされている. トロイダル磁束 ϕ を変化させるためにプラズマ断面の形, またはプラズマの水平位置を変化させることが考えられている.

この場合には, トカマク・プラズマ中の電流分布, 磁場分布の異常拡散現象がどうなるかが重要な課題となる.

4 電磁波による磁気ヘリシティーの輸送

2節で述べた磁気ヘリシティーの保存則は, サイクロトロン周波数より充分小さい周波数で成立する(オームの式). D.K. Bhadra, C. Chu は高周波を含む過程ではより一般的な磁気ヘリシティー保存則を考慮すべきことを提案している. q , m の電荷, 質量の粒子の高周波による運動速度を $\mathbf{v}_{\omega}$ とするとき, 一般化した磁気ヘリシティー K_{ω}

$$K_{\omega} = \int_V \mathbf{g} \cdot \nabla \times \mathbf{g} dV \quad (11)$$

$$\mathbf{g} \equiv \mathbf{A} + \mathbf{A}_{\omega} + \frac{m}{q} \mathbf{v}_{\omega} \quad (12)$$

は無衝突, 無抵抗プラズマのとき保存されることをマックスウェルの式, 運動方程式を用いて示した⁸⁾. 但し $\mathbf{A}_{\omega}$ は高周波のベクトル・ポテンシャルである. 次に高周波として

$$\mathbf{A}_{\omega} = (A_1 \mathbf{e}_x + A_2 \mathbf{e}_y) \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$$

を考える. 但し $\mathbf{e}_x$, $\mathbf{e}_y$ は x , y 方向の単位ベクトルで z 方向に伝播するものとする. $\mathbf{A}_{\omega}$ は右円偏光波 $\mathbf{A}_+$ と左円偏波 $\mathbf{A}_-$ との和 $\mathbf{A}_{\omega} = \mathbf{A}_+ + \mathbf{A}_-$ で表わされる. 但し

$$\mathbf{A}_{\pm} = \frac{1}{2} (A_1 \mp i A_2) (\mathbf{e}_x \pm i \mathbf{e}_y) \\ \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$$

そして $\mathbf{B}_{\pm} = \nabla \times \mathbf{A}_{\pm} = \pm k \mathbf{A}_{\pm}$ を満たす. 次に粒子の運動方程式

$$m \frac{d\mathbf{v}_\omega}{dt} = q (\mathbf{E}_\omega + \mathbf{v}_\omega \times \mathbf{B})$$

より

$$v_{\omega x} \pm i v_{\omega y} = \frac{-\omega}{\omega \pm \Omega} \frac{q}{m} (A_1 \pm i A_2)$$

$$\Omega = -\frac{qB}{m}$$

をうる。したがって

$$\mathbf{A}_\omega \cdot \mathbf{B}_\omega = \frac{k}{2} [|\mathbf{A}_+|^2 - |\mathbf{A}_-|^2]$$

$$(\mathbf{A}_\omega + \frac{m}{q} \mathbf{v}_\omega) \cdot \nabla \times (\mathbf{A}_\omega + \frac{m}{q} \mathbf{v}_\omega)$$

$$= \frac{k}{2} \left[|\mathbf{A}_+|^2 \left(\frac{\Omega}{\omega + \Omega} \right)^2 - |\mathbf{A}_-|^2 \left(\frac{\Omega}{\omega - \Omega} \right)^2 \right]$$

の関係式が導かれる。右円偏光は一般化された磁気ヘリシティーに対して正の寄与をし、左円偏光は負の寄与をする。

そして高周波の周期で時間平均したときの一般化された磁気ヘリシティーは

$$K_\omega = \int_V \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV + \int \frac{k}{2} \left[|\mathbf{A}_+|^2 \left(\frac{\Omega}{\omega + \Omega} \right)^2 - |\mathbf{A}_-|^2 \left(\frac{\Omega}{\omega - \Omega} \right)^2 \right] dV \quad (13)$$

で与えられる。これは無損失・無衝突プラズマの場合は保存される。もしプラズマが有限抵抗 η をもち、高周波が吸収され、それを補償するように高周波を入射する場合を考えると

$$\frac{\partial K_\omega}{\partial t} = - \int \eta (\mathbf{j} \cdot \mathbf{B}) dV + \int r_k k \left[|\mathbf{A}_+|^2 \left(\frac{\Omega}{\omega + \Omega} \right)^2 - |\mathbf{A}_-|^2 \left(\frac{\Omega}{\omega - \Omega} \right)^2 \right] dV \quad (14)$$

となる。したがって(14)式の右辺を零にできればプラズマ電流を保持できる可能性がある。但し(14)式を導くに際して、高周波がプラズマに吸収される過程で K_ω が保存されるということを仮定している。

参 考 文 献

- 1) J. B. Taylor : Phys. Rev. Lett. **33** 1139 (1974).
- 2) M. K. Bevir and J. W. Gray : *Proceedings of The Reversed Field Pinch Theory Workshop*, Los Alamos National Laboratory, 1981 LANL Report No-8944-C p176.
- 3) M. K. Bevir and C. G. Gimblett : Phys. Fluids **28** (1985) 1826.
- 4) K. F. Schoenberg, J. C. Ingraham, C. P. Munson, P. G. Weber, D. A. Baker *et al.* : Phys. Fluids : **31** (1988) 2285.
- 5) K. F. Schoenberg, G. A. Wurden, P. G. Weber, J. C. Ingraham, C. P. Munson *et al.* : *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (Conference Proceedings : Kyoto 1986) Vol 2, 423 1987 IAEA Vienna.
- 6) T. H. Jensen and M. S. Chu : Phys. Fluids : **27** (1984) 2881.
- 7) M. Ono, G. J. Greene, D. Darrow, C. Forest, H. Park and T. H. Stix : Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 2165.
- 8) D. K. Bhadra and C. Chu : J. Plasma Phys. **33** part 2 (1985) 257.

4-4(b) 直流ヘリシティー (DC) 入射による電流駆動

1 一般説明

磁場ヘリシティーの入射による電流駆動は、磁気ヘリシティーを保存する指向性を強く持つ系に適用可能な方法である。従って現在、この方法は主に逆転磁場配位 (reversed field pinch: RFP) や系を磁束が貫通するスフェロマク (flux-core spheromak: FCS) へ応用が試みられている。本節ではその直流入射による駆動方法の物理的な描像を述べる。詳細については代表的な文献を挙げたので参考にされたい。

磁場ヘリシティーは、電磁流体の閉じた ($\mathbf{B} \cdot \mathbf{n} = 0$, $\mathbf{n}$: 境界面の法線方向の単位ベクトル) 領域 τ を考えると、磁場 $\mathbf{B}$ とそのベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ の体積積分

$$K = \int k d\tau = \int \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} d\tau \quad (1)$$

で定義される。電磁流体の電導率 σ が無限大であるとき、 K が不変量となることは、L. Woltjer (1958)¹⁾ によってまず示され、もつれた渦線の結び目の考察からも H. K. Moffatt²⁾ によって証明されている。何れも、 $\sigma = \infty$ の流体に磁場が凍結されることに由来する。この状態では内部配位の位相幾何学的な意味での再構成が行われないことは明かである。また K を不変量とする拘束条件下では、エネルギー極小状態は無力状態 (force free) であることも判っている。

次に、 $\sigma = \infty$ の電磁流体が電導性の壁の中にあり、壁を貫く磁場は壁に凍結されている場合を考える。ここでは、 $\mathbf{B} \cdot \mathbf{n} \neq 0$ で領域に外部の磁場が出入り

している。 $\mathbf{A} = \mathbf{A}_I + \nabla x$ と $\mathbf{A} = \mathbf{A}_I$ のときの K の差は $\int x \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$ であるから、(1) で定義される K は今の状況ではゲージ不変性をもっていない。そこで、不変性をもたせるために新たな磁場ヘリシティーとして

$$K_c = K - K_v \quad (2)$$

$$K_v = \int \mathbf{A}_v \cdot (\nabla \times \mathbf{A}_v) d\tau; \quad \nabla \times \mathbf{A}_v = 0,$$

を定義する。状況設定から明らかなように、この K_c は複連結配位 (トーラス) においてもゲージ不変性を持った不変量である。

J. B. Taylor の緩和原理に従って³⁾、磁化された電磁流体の σ が有限であって磁場配位の再構成が許容され、乱流を伴う緩和によって2式の K_c を保存しながら無力配位に速やかに移行したとする。ここで抵抗による電流の減衰等は遥かにゆっくりしているとする。この状態の無力 (force free) 平衡は、

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \mu (\nabla \times \mathbf{A}) \quad (3)$$

で示される。この最終緩和状態である内部磁場エネルギー極小状態は、ベクトルポテンシャルの最小の固有値を μ が持つ場合であることが示される (詳しくは、RFP, spheromak の論文を参照されたい)。

$\sigma = 1/\eta$ が有限であるときの $k = \mathbf{A} \cdot \mathbf{B}$ の輸送を考えてみる。オームの法則から、前節と同様に、

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \mathbf{Q} = -2 \eta \mathbf{j} \cdot \mathbf{B}, \quad (4)$$

$$\mathbf{Q} = 2 \phi \mathbf{B} + \mathbf{A} \times \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t},$$

または、

$$\mathbf{Q} = \nabla \Phi \times \mathbf{B} + \mathbf{E} \times \mathbf{A}$$

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \Phi$$

の関係をうる。ここで、 $\mathbf{Q}$ は k の流れを示す。 $\mathbf{j}$ は電流密度で、 Φ は静電場のポテンシャルである。 k は(4)の右辺のような抵抗による吸い込み(散逸)をもつ。これは、系の K_c を一定に保つため、あるいは増加させるためには、 $\mathbf{Q}$ を外部より注入してやらねばならない事を意味する。(3)の平衡へ緩和する傾向の強いRFP, spheromak では、一旦ヘリシティを入射してやると、それに応じて緩和が生じて配位及びその強度を共に維持する。(3)の場合、 K_c の減衰率は

$$-2 \int \eta \mathbf{j} \cdot \mathbf{B} d\tau$$

$$\frac{dK_c}{dt} = -2 \int \eta \mathbf{j} \cdot \mathbf{B} d\tau = -\frac{2}{\mu_0} \mu \int \eta B^2 d\tau$$

だから、同じ量の逆流(入射)が状態維持に必要である。入射ヘリシティの総量は

$$\left. \frac{dK_c}{dt} \right|_{inj} = \int \nabla \cdot \mathbf{Q} d\tau = - \int \mathbf{Q} \cdot \mathbf{n} dS$$

と示せる。 $\mathbf{n}$ は領域の外へ向かう単位ベクトルである。ここで、ヘリシティの入射には(5)の第1項を用いる方法(直流入射)と第2項を用いるもの(電磁的入射)に分けられる。

2 直流ヘリシティ入射 ($\mathbf{Q} = 2 \nabla \Phi \times \mathbf{B}$)

領域外からの入射をするためには、 $\mathbf{B} \cdot \mathbf{n} \neq 0$ であることがこの場合必要である。また、 Φ を印加するためには電導壁の $\mathbf{B} \cdot \mathbf{n} \neq 0$ の部分に電氣的に絶

縁した箇所を設ける必要がある。 $\int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0$ だから、領域に入る磁束($\mathbf{B} \cdot \mathbf{n} < 0$)部分と反対に出る磁束($\mathbf{B} \cdot \mathbf{n} > 0$)部分がある。 $\mathbf{B} \cdot \mathbf{n} < 0$ の場所に絶縁カットを設けて正電極とし、 $\mathbf{B} \cdot \mathbf{n} > 0$ に負電極を付け、両極間に電圧 V_e をかける。また、各々の電極面を貫通する磁束量は同じとする。このとき(8)より直ちに、

$$\frac{dK_c}{dt} = 2 V_e \Psi_e \quad (9)$$

をうる。ここで、

$$\Psi_e = \frac{1}{2} \int_{S_{inj}} |\mathbf{B} \cdot \mathbf{n}| dS_{inj},$$

(S_{inj} はカット面の面積)

はカットの面を貫通する磁束である。(9)の入射率を(7)の散逸率と釣り合わせると状態を定常的に維持出来るわけである。即ち、系のヘリシティの変動は

$$\frac{dK_c}{dt} = 2 V_e \Psi_e - \frac{2}{\mu_0} \mu \int \eta B^2 d\tau \quad (10)$$

この方法は単連結配位と複連結配位両方に採用可能な方法である。Fig. 1 と Fig. 2 に両者に対する方法を示す。

3 FCSへのヘリシティ入射

図4-4(b)・1(a)と(c)に示すようなヘリシティ入射でFCS配位を維持する場合は、対称軸部に電流が存在して、トロイダル磁場を作るから配位はもはや純粹のスフェロマクではない。ヘリシティ注入のための電流を

I_e とし、内部で同一の μ を持つとすれば、(3)より

$$\mu = \mu_0 I_e / \Psi_e \quad (11)$$

となる。つまり、パラメータ μ は I_e と Ψ_e により定まって、最低の固有値 λ_0 ではなくなる。また、 I_e の負荷抵抗 Z は (10) より

$$Z = \frac{\eta}{\Psi_e^2} \int B^2 d\tau \quad (12)$$

となる。 μ を λ_0 に近づける場合は、 $S_{inj} \rightarrow 0$ で Z は発散する。

このようにして維持される FCS 配位は μ をパラメータとして求められ、 $\mu < \lambda_0$ の場合は Fig. 1 (a) のように対称軸近傍の磁束が電極に接する配位となる。 $\mu > \lambda_0$ では 図4-4(b)・1(b)のような配位となり、ヘリシティー入射電流は閉磁気面領域の外側の磁束に沿って流れる。このときの配位は純粹のスフェロマクである。

FCS へのヘリシティー入射は装置 CTX (LANL) の実験をはじめわが国でも行われている。磁束保持容器 (flux conserver) にガンプラズマを入射してスフェロマクを形成するとき、適当な条件を設定すると、図4-4(b)・2(c)のようにガン電極が磁束 Ψ_e と接触する。このとき、電極間電圧は(9)の V_e 、電流は(11)の I_e となる。ヘリシティーの抵抗散逸時間 τ_k が利く時間では (10) は

$$K(t) = \exp \left(- \int_0^t \frac{dt}{\tau_k} \right) \int_0^t 2V_e \Psi_e \exp \left(\int_0^{t'} \frac{dt''}{\tau_k} \right) dt' \quad (13)$$

となる。CTX の $t = 0.4 \text{ ms}$ での測定した K_{ACTUAL} と

上式より予想される、 K (0.4 ms) との対比をしたのが図4-4(b)・3である。両者によい一致がみられる。

図4-4(b)・1. FCS へのヘリシティー入射

- (a) 内側に Ψ_e がある場合
- (b) 外側に Ψ_e がまわりこむ場合
- (c) 磁束保持容器内へのヘリシティー入射

図4-4(b)・2. トーラスへのヘリシティー入射

- (a) トーラス内側に Ψ_e がある場合
- (b) トーラス外側に Ψ_e がまわりこむ場合
- (c) トーラス容器内に入射電極をおいた場合 (CDX)

4 トーラスへのヘリシティー入射

FCS の場合の維持状態は (11) で与えられる μ で配位は定まるが、トーラスの場合は緩和状態にトロイダル磁束 Ψ_t が影響するから、同じヘリシティー入射量でも定常維持状態の配位は一意的ではない。また、ヘリシティー入射負荷抵抗 Z は Ψ_t / Ψ_e に依存するし、 Ψ_t と Ψ_e の相互の方向関係 (parity) にも関係する。

μ_R を境界面でトロイダル磁場が反転する μ の値とすると、 $\mu > \mu_R$ は RFP, $\mu < \mu_R$ は反転しない配位、特に $\mu \ll \mu_R$ はトカマク配位に対応する。計算によれば、 $\mu < \mu_R$ のときの配位の維持状態では、 $\psi_t/\psi_e > 0$ のときは図4-4(b)・2(a)のような ψ_e と電極の接触をし、 $\psi_t/\psi_e < 0$ のときは図4-4(b)・2(b)のように ψ_e はトーラスの外側をまわるものとなる。

直流ヘリシティ入射による電流駆動の試行は RFP では未だ成功をみていない。ただ、小型トカマク CDX ($B = 4 \text{ kG}$, $R = 60 \text{ cm}$; Princeton) でダイバータと LaB_6 熱陰極を用いたヘリシティ入射で(図4-4(b)・2(c)参照) $I_p = 1 \text{ kA}$ ($q \sim 4$) の定常電流駆動が実現されているのみである。

これまでの検討から判ることは、ヘリシティ直流入射の場合、電流維持に要する電極電流をプラズマ電流に比べて十分に小さくすることが出来ない事である。この方法を大型装置に適用するには技術的な困難が予想される。核融合の立場からは、緩和現象に伴うプラズマ損失、プラズマの高ベータ化による無力状態からの必然的離反等についての検討がさらになされなければならないだろう。

参 考 文 献

磁場ヘリシティに関して

- 1) L. Woltjer: Proc. Nat. Acad. Sci. **44** (1958) 489.
- 2) H. K. Moffatt: J. Fluid Mech. **35** (1969) 117.

Taylor 緩和に関して

- 3) J. B. Taylor: Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1139.
- 4) J. B. Taylor: Rev. Mod. Phys. **58** (1986) 741.
・Taylor 緩和に関する理論、実験の文献が判る。
・RFP, FCS の主な実験の文献も判る。

図4-4(b)・3. CTX 実験での K の測定値 K_{ACTUAL} とヘリシティ入射量より算定した K_{pred} の比較. (ref. 9, Fig. 13). $t = 0.4 \text{ ms}$, $\tau_K = 0.35 \text{ ms}$

- 5) H. A. B. Bodin, A. A. Newton: Nucl. Fusion **20** (1980) 1255.
少し古いですが、RFP のレビューで多くの緩和に関する文献が判る。

ヘリシティ入射に関して

多数の文献を参照できる。主たるものは次の論文に集録されている。

- 6) J. B. Taylor, M. F. Turner: Nucl. Fusion **29** (1989) 219.
- 7) Proc. of Reversed-Field-Pinch Theory Workshop, Rep. LA-8944-C, Los Alamos National Laboratory (1981).
ヘリシティ入射の初期段階の状況が伺える。Session III, paper A-3 (M. K. Bevir, J. W. Gray) は交番波形の応用のアイディア。
- 8) T. H. Jensen, M. S. Chu: Phys. Fluids **27** (1984) 2881.
 $A \cdot B$ の連続方程式から、入射機構を考察したもの。
- 9) C. W. Barnes, J. C. Fernández, et al.: Phys. Fluids **29** (1986) 3415.

トカマクの小規模実験

- 10) M. Ono, G. L. Green, D. Darrow, C. Forest, H. Park, T. H. Stix: Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 2165.
トカマク的な実験。