強磁性体壁によるヘリカル磁場の 形成とプラズマの安定化

西村清彦, 小森彰夫, 小出芳彦, 佐藤徳芳

(東北大学工学部)

(1983年4月14日受理)

Formation of Helical Magnetic Configuration by the Use of Ferromagnetic Material

Kiyohiko Nishimura, Akio Komori

Yoshihiko Koide, Noriyoshi Sato

(Received April 14, 1983)

Abstract

An attempt is carried out to form an $\ell = 3$ straight helical configuration of magnetic field using a shaped ferromagnetic material in a uniform magnetic field. The realized field has a feature expected for the $\ell = 3$ field, and the rotational-transform angle and shear length agree with predicted values within a factor of three. This $\ell = 3$ helical magnetic field is used to stabilize drift-wave instability in a collisionless plasma.

序論

磁場中に強磁性体を置くと強磁性体は磁化されて、もとの磁場が変形されることは良く知られている。一般に、この性質は閉じ込め磁場を乱すものとして嫌われており、装置の近くに強磁性体を置くことは避けられている。しかし、この性質をうまく利用することによりプラズマの安定化や¹⁾、一樣磁場の変形に強磁性体を利用することができる。しかも、多段ミラー磁場を作る場合には、電流では作ることができない程にセル長の短い磁場配位を作ることができるという利点がある²⁾、また、電流が不要であるために、装置のモジュール化が容易であるという工学上の利点もある。

最近、強磁性体を用いてヘリカル磁場配位を形成する装置が生田ら³⁾によって提案された。この様な複雑な磁場配位を、強磁性体を用いて形成できれば、強磁性体の用途をさらに広げることができる。

そこで我々は生田らの考えをもとに強磁性体を用いたヘリカル磁場を, 実験的に形成することを試みた。

ヘリカル磁場配位を持つ装置としては, ステラレータ⁴⁾やヘリオトロン⁵⁾, トルサトロン⁶⁾が掲げられる。これらはトカマクのようにトロイダル電流を流すことなしに, シャー磁場配位を得ることができ, プラズマの安定を保つことが可能である。このため炉として定常運転が可能な装置として, 最近研究が盛んである。しかしながら, ヘリカル巻線の設計や組み立てには高い精度が必要であるため, トーラスの主軸を完全に囲む様に巻かれる構造では, 組み立てや補修のための分解には多くの時間と労力, それに困難を伴う。しかし, 強磁性体を用いるとヘリカル巻線が不要となり, 装置のモジュール化ができて, これらの欠点を解決することができる。

強磁性体を用いて核融合炉が実現できるかという問題は最初に Sheffield によって検討された¹⁾。彼の論文では, $\ell=3$ の場合, 1.0 テスラ程度までの閉じ込め磁場を持つ装置しか実現できないとされている。しかしながら, その後生田らにより $\ell=2$ の場合についての検討がなされ³⁾, 適当なパラメータを選ぶことにより, 強磁性体材料として汎用の軟鉄を用いても, 核融合炉として十分な回転変換角を持つ装置を実現できると結論された。しかし, 生田らの議論は理論的検討であり, 本研究の結果を用いることにより, さらに現実的な検討が可能になると考えられる。

§ 1. では, ヘリカル磁場の形成方法と磁場のパラメータの計算方法について述べる。§ 2. では, 実際に形成されたシャー磁場により不安定波が安定化されたことについて述べる。

§ 1. ヘリカル強磁性体により作られる磁場

1-1 強磁性体により作られる磁場の基本的考え方

1-1-1 理想的なヘリカル強磁性体により作られる磁場

ヘリカルな内壁をもつ円筒は図 1 に示した様な断面を持つ。ここで z 軸は円筒軸方向とし, 円筒は軸方向に無限に長いと仮定する。これに十分大きな一様磁場 B_0 を軸方向に印加した場合を考える。この時, 円筒の内壁の凹凸には z 軸に沿って正・負の磁荷が現われ, この凹凸が z 軸に対してヘリカル対称性を持っているために, 磁荷も z 軸をらせん状にとりまく様に現われる。その結果ヘリカル磁場が形成されると考えられる。

いま一様磁場 B_0 により磁化された強磁性体内の磁化ベクトルを $\mathbf{M}$, その

図 1. 強磁性体に現われる磁荷

表面の単位法線ベクトルを $\mathbf{n}$ とすれば、磁位 ϕ は一般に次式で表わされる。

$$\phi = -B_0 z + \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{M}}{R} dS \quad (1-1)$$

ここで R は強磁性体表面から観測点までの距離であり、 dS は面素である。強磁性体の内壁をヘリカル対称とすると、円筒座標 (r, θ, z) を用いて次式の様に表わされる。

$$r = r_0 \left\{ 1 + \varepsilon \sin(\ell \theta - kz) \right\} \quad (1-2)$$

ここで r_0 は内壁の平均半径、 ε は内径の平均変化率、 ℓ はヘリカルモード数、 k は z 方向のヘリカル波数を表わしている。

いま、磁化ベクトルが理想的に印加磁場と同方向を向いていると仮定する。

$$\mathbf{M} = M(0, 0, 1) \quad (1-3)$$

この時、(1-1) 式は次の様に書ける。

$$\phi = -B_0 z - \frac{\mu_0 M k r_0^2 \varepsilon}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\theta \int_{-\infty}^{\infty} \frac{r_0 \cos(\ell \theta - kZ) dZ}{[r_0^2 - 2r_0 r \cos(\theta - \theta) + r^2 + (Z - z)^2]^{1/2}} \quad (1-4)$$

Z についての積分を実行すると

$$\phi = -B_0 z - \frac{\mu_0 M k r_0^2 \varepsilon}{2\pi} \cos \beta \int_0^{2\pi} \cos \ell t K_0(k \sqrt{r_0^2 - 2r_0 r \cos t + r^2}) dt \quad (1-5)$$

となる。但し、 $t = \theta - \theta$, $\beta = \ell \theta - kz$, K_0 は零次の第二種変形ベッセル関数である。

(1-5) 式はベッセル関数を用いて

$$\phi = -B_0 z - \mu_0 M k r_0^2 \varepsilon K_\ell(kr_0) I_\ell(kr) \cos \beta \quad (1-6)$$

と表わされる¹⁾。 I_ℓ , K_ℓ はそれぞれ ℓ 次の第一種及び第二種の変形ベッセル関数である。

$\mathbf{B} = -\nabla \phi$ より、磁場の各成分は次の様に書ける。

$$B_r = \mu_0 M k r_0^2 \varepsilon K_\ell(kr_0) \frac{\partial I_\ell(kr)}{\partial r} \cos \beta$$

$$\left. \begin{aligned} B_{\theta} &= -\frac{\ell}{r} \mu_0 M k r_0^2 \varepsilon K_{\ell}(k r_0) I_{\ell}(k r) \sin \beta \\ B_z &= B_0 + \mu_0 M k^2 r_0^2 \varepsilon K_{\ell}(k r_0) I_{\ell}(k r) \sin \beta \end{aligned} \right\} \quad (1-7)$$

また, 磁束関数 Ψ は $(\nabla \Psi) \cdot \mathbf{B} = 0$ の関係より

$$\Psi = \frac{B_0}{2} k r^2 + \mu_0 M k r_0^2 \varepsilon K_{\ell}(k r_0) r \frac{\partial I_{\ell}(k r)}{\partial r} \sin \beta \quad (1-8)$$

となる。以上より, 一周期当りの回転変換角 ι は

$$\frac{\iota}{2\pi} = \left(\frac{b}{2B_0} \right)^2 \left(\frac{d}{\rho d\rho} \right)^2 I^2_{\ell}(\ell\rho) \quad (1-9)$$

で与えられる。但し, $\rho \equiv k r / \ell$, $b = \mu_0 M \varepsilon (k r_0)^2 K_{\ell}(k r_0) / \ell$ である。

以上, (1-6) 式～(1-9) 式で表わされる磁場のパラメータはヘリカル電流により得られるものと, 空間依存性が全く同じである。このことは, 磁化ベクトル $\mathbf{M}$ に対する仮定が正しければ, ヘリカル電流によって作られる磁場配位を強磁性体によっても作ることが可能であることを示している。

ここで $\mu_0 M$ の値は, 印加磁場がある程度大きくなると飽和して, 材料に固有の値をとる。従ってこの値を用いて磁場のパラメータを計算することができる。しかし, $\mu_0 M$ が一定の値となるため, 磁場のパラメータ, 例えば回転変換角を変化させるためには印加磁場 B_0 を変化させなければならない。これが, ヘリカル電流の値を変えて磁場のパラメータを変えられる通常の磁場と異なる点である。 $\mu_0 M$ とヘリカル電流 I_H との対応は次式のようになる⁸⁾。

$$\mu_0 M = I_H \frac{2 \mu_0 K'_{\ell}(k r_0)}{\pi r_0 \varepsilon K_{\ell}(k r_0)} \left\{ 1 + \left(\frac{k r_0}{\ell} \right)^2 \right\}^{-1/2} \quad (1-10)$$

一般に軟鉄の飽和磁化の値は, $\mu_0 M \cong 15 \text{ kG}$ である。これに対するヘリカル電流 I_H の値は, $k = 0.69 \text{ rad/cm}$, $r_0 = 4.1 \text{ cm}$, $\ell = 3$, $\varepsilon = 0.1$, $B_0 = 2 \text{ kG}$ で $I_H \cong 6.8 \text{ kA}$ となる。また, $k = 0.69 \text{ rad/cm}$, $r_0 = 6.5 \text{ cm}$, $\ell = 3$, L (プラズマ長) $= 3.4 \text{ m}$, $\varepsilon = 0.1$, $B_0 = 4 \text{ kG}$ とすれば $\iota / 2\pi \cong 1$ となり, ステラレータ装置 JIPP-Ib で得られるのとはほぼ等しい回転変換角が得られる。

1-1-2 不連続に変化する強磁性体壁によるヘリカル磁場の形成

実際に装置を作る場合、(1-2)式で表わされる様な滑らかな内壁を実現することは難しいが、図2で示される様に軟鉄円板に三角形の穴をくりぬいたもの(鉄リング)をz軸に沿って少しずつ回転せながら密着して並べることにより、近似的なヘリカル強磁性体壁を実現できる。この時、鉄リング表面に現われる磁荷は図3、図4の様になると考えられ、これが滑らかな壁に現われる磁荷と等価な働きをすることを以下の様にして確かめた。

図2. 鉄リング

図3. 鉄リングに現われる磁荷

まず、磁位の計算を行なった。磁位は、鉄リング一枚ずつに対しての磁位を求め、各々の和をとることにより計算される。また、磁場は $\mathbf{B} = -\nabla \phi$ より求められる。

一枚のリングによる磁位を ϕ_i とすると

$$\phi_i = - \frac{\mu_0 M}{4 \pi} \int_{r_S}^{r_L} R dR \int_0^{2\pi} d\theta$$

$$\times \left[\frac{1}{\{ R^2 + r^2 - 2 R r \cos(\theta - \theta) + (Z_i + w - z)^2 \}^{1/2}} \right.$$

$$\left. - \frac{1}{\{ R^2 + r^2 - 2 R r \cos(\theta - \theta) + (Z_i - w - z)^2 \}^{1/2}} \right] \quad (1-11)$$

となる。ここで Z_i は鉄リング中央の z 座標, $2w$ は鉄リングの厚さ ($t = 2w$), r_L は外半径,
 $r_s = r_0 \{ 1 + \varepsilon \sin(\ell \theta - k Z_i) \}$, $(R, \theta, Z_i \pm w)$ は強磁性体表面の座標, (r, θ, z) は観測点の座標である。右辺第一項は z 軸方向を向いた面による磁位を表わし, 右辺第二項は逆方向を向いた面による磁位を表わしている。従って, 求める磁位 ϕ は各々のリングによる磁位 ϕ_i に, 印加磁場による磁位 $\phi_0 = -B_0 z$ を加えることにより得られる。

$$\phi = -B_0 z + \sum_i \phi_i \quad (1-12)$$

この式は, $R \cong r_0$, $2w = \Delta Z$, $k \Delta Z \ll 1$ として円筒近似を用いると

$$\phi = -B_0 z - \frac{\mu_0 M k r_0^2 \varepsilon}{4 \pi} \sum_i \int_0^{2\pi} d\theta \quad (1-13)$$

$$\times \left[\frac{\Delta Z \cos \{ \ell \theta - k (Z_i + w) \}}{\{ r_0^2 + r^2 - 2 r_0 r \cos(\theta - \theta) + (Z_i + w - z)^2 \}^{1/2}} \right]$$

となる。これは (1-4) 式と等価である。従って, この方法でも滑らかな内壁による磁場配位と等価なものが形成できることがわかる。

1-1-3 隙間のある強磁性体円筒によるヘリカル磁場の形成

前節の方法では厚さ 6.1mm の比較的薄い鉄リングを用いるために, 多くの鉄リングが必要である。そこで, この節では厚みのある鉄リングを用いることにより, 少ないリングの数で前節の方法で得られるのとはほぼ等しい回転変換角を得る方法を述べる。この方法を用いることにより鉄リングの加工及び組み立てが容易になる。

具体的な方法は, 図 5 で示した様に, 厚さ D の鉄リングを z 軸に沿って少しづつ回転させながら隙

図 5. 隙間のある強磁性体円筒の断面

間 d をあけて並べる。これは極端に言えば隙間の所に現われる磁荷だけでヘリカル磁場を形成する方法である。この方法により得られる回転変換角とシャー長の計算値を図6に示す。図7は z 軸に垂直な平面に投影した磁力線の軌跡である。計算方法は前節で述べた様に、リング毎の磁位を計算して和をとる方法を用いた。ここでは $r_L = 4.8 \text{ cm}$, $r_0 = 4.1 \text{ cm}$, $\epsilon = 0.1$, $D = 2.44 \text{ cm}$ の鉄リングを15度づつ回転させながら、 0.6 cm づつ離して並べた場合を考え、 $B_0 = 2 \text{ kG}$, $\mu_0 M = 15 \text{ kG}$ とした。この結果、回転変換角、シャー長、磁力線の軌跡は $\ell = 3$ のヘリカル磁場の特徴を持っていることがわかる。

図6. 回転変換角とシャー長

図7. 磁力線の軌跡

1-1-4 磁化ベクトルの計算方法

1-1-2節, 1-1-3節で述べた二つの方法には問題が二つある。一つは(1-3)式で示した仮定 $\mathbf{M} = M(0, 0, 1)$ がどの程度成り立つかである。これは(1-7)式から予想されることであるが、 z 軸に垂直な平面において磁荷の作る強磁性体内の磁界の強さ H'_z の向きが θ 方向に対して正弦的に変わるため、印加磁場と同方向となる部分が生じることである。強磁性体内では H'_z は印加磁場と逆方向に生じなければならないので、(1-3)式で無視した項についても考えなければならない。

もう一つは強磁性体の減磁効果である。強磁性体の表面に磁荷が現われると減磁効果により $\mu_0 M$ の値は変化する⁸⁾。

$$\mu_0 M = \frac{\mu_0 \chi_m}{1 + \nu \chi_m} H_0 \quad (1-14)$$

ここで χ_m は磁化率, H_0 は外部磁界の強さ, ν は減磁係数を示す。減磁係数 ν は無限長円筒を軸方向に磁化する場合は $\nu = 0$ となり $\mu_0 M$ は大きな値となるが, 薄い平板を厚さ方向に磁化した場合は $\nu = 1$ となり小さな値となる。 ν は形状により決まり量であり, 実際の装置においてこの値を解析的に求めることはできない。

ここでは次の三つの場合を考え, 各々の計算値と測定値の比較を行なった。

- case A………… 各鉄リングが (1-3) 式で表わされる様に様に磁化している。
- case B………… 印加磁場に垂直な面は様に磁化しているが, 平行な面に印加磁場と垂直な成分を持った磁化ベクトルが現われ, その大きさが,

$$\mu_0 M_{\perp} = \mu_0 M_{\perp \max} \times g(\theta) \quad (1-15)$$

で表わされるとする。但し, $g(\theta)$ は方位角方向 θ のみの関数であり, $|g(\theta)| \leq 1$ とする。

- case C………… case Bの計算は非常に煩雑なため, $\mu_0 M_{\perp}$ の効果を, 垂直な面の $\mu_0 M$ の値を様に減じることに置き換える。

これにより計算は簡便になる。

具体的な case Cの計算方法は, 鉄リングの三角形の穴が回転する領域 I ($r \leq r_0(1 + \epsilon)$) と, その外側の領域 II ($r > r_0(1 + \epsilon)$) とに分け (図8. case C参照), 各領域内では磁化ベクトルの値は一定であるが, 領域毎には異なった値を用いて計算する。各領域での計算方法は case Aと同じ方法を用いる。

case Bでも実際の磁化分布とは一致しないが, ここでは比較的实际の分布に近いと考えられる。図8に, 各々の場合の磁荷分布を示す。

図8. 磁荷分布

強磁性体壁によるヘリカル磁場の形成とプラズマの安定化

図9. 鉄リング

図10. 磁場補償リング

図11. 実線：補償リングなし
破線：補償リングあり

図12. 実験装置概略図

1-2 実験装置及び実験方法

プラズマを囲むヘリカル強磁性体壁は、図9で示した鉄リングを並べることにより形成した。厚みのある鉄リングは、図9のリングを数枚ねじらずに密着して重ね合わせて形成した。

ここで問題となるのは、装置が有限長であるために、その両端面に現われる磁荷により磁場が大きく変形されることである。これを補償するために図10に示した様なリングを、装置の両端に設置した。これにより、端面に現われる磁荷を傾斜のあるリングの内壁に分散させ、大量の磁荷が集中することを避けている。実際に測定した磁場の値を図11に示す。磁場の値はz軸上で測定したもので、補償リングにより約40%改善された。

図12に実験装置の概略を示す。磁場は装置の外側に設けられた電磁コイルにより作られ、真空容器内では一様であり、1～3 kGまで変えることができる。磁場の測

図13. スリットの形状

定はホール素子を用いて行ない, 主に z 軸方向と θ 方向の磁場の変化を測定した。

また, 酸化物陰極を用いて電子ビームを作り, 図13に示した様なスリットを用いて変形して強磁性体円筒の一端から入射した。他端には蛍光板が設置されており, この板上に現われる輝跡を観測することにより, 回轉變換角及びシャー長を求めた。図14にその輝跡を示す。

図14. 電子ビームの軌跡

1-3 実験結果及び検討

1-3-1 隙間のある強磁性体円筒によるヘリカル磁場

図15. 装置概略図

まず, 装置としての工作が簡単である。厚みのあるリングを隙間をあけて並べた場合についての実験を行なった。

装置は厚さ D のリングを θ_0 度づつ回転させながら隙間 d をあけて並べた (図15)。

リングの個数は, 円筒長が約 120 cm となる様に決めた。 $d = 0.6$ cm は常に一定とした。

図16. B_z のリング長依存性
破線は計算値

図17. B_θ のリング長依存性 ($r = 2$ cm)
破線は計算値

図18. 磁化ベクトルの大きさ

図16に印加磁場方向の磁場 B_z の測定値と計算値を示す。測定は B_z の半径方向分布が最大値を示す点P (図15) で行なった。計算は、1-1-2で述べた case Aについて $\mu_0 M = 18.2$ kGとして行なった。図17は $r = 2$ cmにおけるポロイダル磁場 B_θ である。図16, 図17において計算値と測定値を比較することにより実際の $\mu_0 M$ の値を計算することができる。この結果を図18に示す。Dが小さい、即ちリングが薄い領域では $\mu_0 M$ は小さな値となり B_0 に比例している。これは薄い平板の磁化に近い状態であると考えられる。(1-9)式からわかる様に、この領域 ($r < 4.5$ cm) では B_0 と $\mu_0 M$ が比例しているために印加磁場 B_0 を変化させても回転変換角を変化させることはできない。また $\mu_0 M$ が小さな値であるので大きな回転変換角を得ることができない。従って以下の実験では $d = 0.6$ cm, $D = 4.88$ cmとした。

図19, 図20は B_z 及び B_θ の半径方向分布である。ここでは $\theta_0 = 15$ 度とした。計算は case Aについて行ったもので、図18より $\mu_0 M = 16.1$ kGとした。測定値と計算値は比較的良好に一致するが、 B_θ の値に30%程度の差がある。これは強磁性体の一部が印加磁場と異なった方向に磁化されたためと、強磁性体の減磁効果による

図19. B_z の半径方向分布

実線 : 測定値

破線 : 計算値

図20. B_θ の半径方向分布

実線 : 測定値

破線 : 計算値

ものと考えられる。従って case B, case C についても考える必要がある。

図21, 図22にその結果を示す。破線で示したb)はcase Bについての計算結果である。

$\mu_0 M = 16.1 \text{ kG}$, $\mu_0 M_{1\text{max}} = 0.124 \text{ kG}$ とした。一点鎖線で示したc)はcase Cについての計算結果で, 領域Ⅰでは $\mu_0 M = 9 \text{ kG}$, 領域Ⅱでは $\mu_0 M = 16.1 \text{ kG}$ とした。b), c)を比較すると, $|r| > 3 \text{ cm}$ において B_z の値が異なるが $|r| \leq 3 \text{ cm}$ では両者の値はほぼ一致している。 B_θ の値は測定した領域内では両者はほぼ一致している。実際にプラズマの閉じ込めに用いる場合, 壁のごく近傍までは用いないので, 磁場配位の計算はcase Cについて行なえば十分であると考えられる。よって以下の計算値は, 特に表示がない限りはcase Cについて計算したものである。

図23, 図24は, B_θ 及び回轉變換角 ι_d の回転角 θ_0 に対する依存性である。但し ι_d は円筒長当りの回轉變換角であり, 円筒長は約 120 cm である。また, k はヘリカル波数であり θ_0 とは

$$k \times \left\{ \frac{360}{\theta_0} \times (D+d) \right\} = 6\pi \quad (1-15)$$

の関係が成り立つ。実線は計算値である。領域Ⅰでの $\mu_0 M$ の値は図17から求めた値を用いた。

図21. B_z の半径方向分布

a : 測定値
b, c : 計算値

図22. B_z の半径方向分布

a : 測定値
b, c : 計算値

図23. B_θ の回転角依存性

図24. l_d の回転角依存性
($r = 2$ cm)

領域Ⅱでの $\mu_0 M$ の値は、領域Ⅰの値の0.56倍の値を用いた。図24から、 l_d が最大となる $\theta_0 = 30$ 度を選び、この時の l_d とシャー長 L_s の半径方向分布を求めた。この結果を図25、図26に示す。実線は計算値である。

以上の結果、 l_d は $r = 0$ の近傍で小さく、 r が大きくなるに従って大きくなり、逆に L_s は r が大きくなるに従って小さくなる等、 $\ell = 3$ のヘリカル磁場の特徴を示していることがわかる。また、計算値と測定値はよく一致している。

図25. L_d の半径方向分布

図26. L_s の半径方向分布

1-3-2 不連続に変化する強磁性体壁によるヘリカル磁場

ここでは図9に示した鉄リングを, 1枚ずつ回転させながら密着して並べた場合について述べる。

鉄リング間の回転角 θ_0 とヘリカル波数 k との間には

$$k \times \left(\frac{360}{\theta_0} \times t \right) = 6\pi \quad (1-16)$$

図27. B_z の半径方向分布

a : 測定値
b,c : 計算値

図28. B_θ の半径方向分布

a : 測定値
b,c : 計算値

図29. B_θ の回転角依存性

図30. ℓ_d の半径方向分布

図31. L_s の半径方向分布

が、成り立つ。鉄リングは、磁場の半径方向分布の測定のために中央に6mmの隙間を設けた以外は、すべて密着して並べた。

図27, 図28は $\theta_0 = 8$ 度 ($k = 0.69$ rad/cm) の場合の B_z , B_θ の半径方向分布である。破線で示したb)はcase Bについての計算値で, $\mu_0 M = 16.1$ kG, $\mu_0 M_{\perp \max} = 0.302$ kGの値を用いた。一点鎖線で示したc)はcase Cについての計算値である。領域Ⅰで $\mu_0 M = 7$ kG, 領域Ⅱで $\mu_0 M = 16.1$ kGとした。この結果, 前節同様プラズマの閉じ込めに壁の近傍まで利用しないならば, 磁場配位の計算はcase Cについて行なえば十分であると言える。

図29は B_θ の回転角依存性を示す。破線は計算値である。 $k > 0.8$ では測定値と計算値が一致しないが, これは鉄リング間の回転角が大きいため($\theta_0 > 10$ 度)磁荷の分布が理想的な場合から大きくずれてしまっているためと考えられる。

図30, 図31は $\theta_0 = 8$ 度の場合の ℓ_d と L_s の半径方向分布である。実線は計算値である。前節同様, $\ell = 3$ のヘリカル磁場の特徴を示していることがわかる。前節の結果と比較すると, $r = 0$ の近傍では ℓ_d は小さいが r が大きくなるに従って大きくなる。これは, 本節の方法のほうが, r が大きくなるに従ってシャー長 L_s を短くできることを示している。実際, $r = 2$ cmにおけるシャー長は約1 mと, 前節の方法で得られる値の半分になっていることがわかる。

図32は Ψ =一定面である。破線は計算値を, 実線は測定値をそれぞれ示している。測定は鉄リングの端面から5 cm内側に, Ψ =一定面に近い形状のスリット

図32. $\Psi = \text{一定面}$

図33. 磁力線の軌跡

を設置して電子ビームを入射し、スリットから1 mの位置に設置した蛍光板上の電子ビームの輝跡を写真撮影して行なった。半径の大きい領域では計算で求めた面とズレが生じているが、これは入射したビームが正確に同一の $\Psi = \text{一定面}$ 上になかったために生じたものと考えられる。

図33は電子ビームを一点から鉄リングに入射し、蛍光板を鉄リング内で移動させることにより磁力線の軌跡を求めたものである。図中の・がその測定点を示している。磁力線は $\ell=3$ のヘリカル磁場と同じ振舞をしている。

1-3-3 検討

1-3-1節で述べた隙間のある強磁性体円筒を用いる方法では、厚いリングを用いるために工作及び組み立てが容易となる。また、隙間をあけて並べるために大きな $\mu_0 M$ の値を得ることができる。しかし、単位長当りのリングの個数が少ないため、1-3-2節と同程度の回転変換しか得られない。また、図7で示した様に磁力線は滑らかな軌跡を描かないという欠点がある。これに対して、1-3-2節で述べた方法では薄い鉄リングを用いるために工作及び組み立てはめんどろであるが、磁力線は滑らかな軌跡を描く。さらにこの方法の有利な点は、シャー長を短くできることである。

磁場配位の計算は、厚いリングを用いる場合も、薄いリングを用いる場合も鉄リングを二つの領域に分けて、内側の領域の $\mu_0 M$ の値を小さくすることにより比較的簡単に計算することができ、その結果は測定値とよく一致した。

以上の結果、回転変換が必要で短いシャー長は特に必要でなく、また多少のエラー磁場が問題とならない場合には、工作及び組み立てが簡単な厚い鉄リングを用いた方が便利である。しかし、エラー磁場をできるだけ小さくしたい場合や、短いシャー長が必要な場合は、薄い鉄リングを密着して並べなければならない。

§ 2. シャーによる不安定波の安定化

2-1 実験装置及び実験方法

実験に用いたプラズマは、約 2000°K に熱せられたタングステン板（ホットプレート）にカリウム蒸気を照射して生成されたQマシンプラズマである¹⁰⁾。直径約 3.5 cm ，密度 $\sim 1 \times 10^8\text{ cm}^{-3}$ ，気圧 $\leq 3 \times 10^{-6}\text{ Torr}$ であり，鉄リング内に設置された終端板（ターゲット）により終端されている。ホットプレート，真空容器及び鉄リングは接地され零電位に保たれている。ターゲットは鉄リングと絶縁されており，バイアス電圧をかけられる様になっている。

図34. 実験装置概略図

鉄リングは，シャー長をできるだけ短くするために，薄い鉄リングを密着して並べた。 $\theta_0 = 8$ 度 ($k = 0.69\text{ rad/cm}$)，全長約 150 cm とした。この鉄リングとターゲットは各々独立に移動可能で，プラズマ柱長 L 及びプラズマ柱にかかる鉄リング長 l を変えることができる。図34に装置の概略図を示す。

プラズマの諸パラメータは半径方向に移動可能なエミッシブ・プローブを用いて測定した。

2-2 実験結果及び検討

プラズマに電流を流すことにより，図35にスペクトル図を示した様な波が励起された。ここで u_d は電子の流速を示している。ターゲットに正の電圧を印加した場合，ターゲットに流入する電流は主に電子電流で，その値は

$$I_T = S n e u_d \quad (2-1)$$

で表わされる。ここで S はターゲットの面積， n はプラズマの平均密度である。図中の v_e は電子の

図35. スペクトル図

図36. 密度揺動の半径方向分布

図37. スペクトル図

熱速度を示している。流速 u_d を大きくしていくと $m=2$ のモードの波が励起され、さらに流速を増すと $m=2$ のモードの波は減衰して、より高次モードの波が励起されていく。この波は密度勾配のきつい位置に立っており、密度揺動と浮遊電位揺動の位相差が約60度であること等から、ドリフト波であると考えられる¹¹⁾。図36は密度揺動の半径方向分布である。

このドリフト波を、鉄リングを用いて形成されたシャー磁場により安定化することを試みた¹²⁾。まず鉄リングを固定して、ターゲットのみを移動させて実験を行なった。図37にそのスペクトル図を示す。プラズマ柱にかかるリング長 l が長くなるに従って波が安定化されているのがわかる。しかし、ターゲットの移動によりプラズマ柱長 L も変わってしまっている。

そこでシャーによる安定化の効果をより明らかにするためにターゲットを固定してプラズマ柱長 L を一定に

図38. 鉄リング長依存性

$$u_d/v_e = 0.0294$$

保ち、鉄リングのみを移動させることにより

l を変化させた。この結果を図38に示す。

γ は波の成長率を、Amp は測定した波の振幅を示している。ここでは、定常状態に達した時の波の振幅の2乗と成長率との間には

$$\gamma \propto |\text{Amp}|^2 \quad (2-2)$$

の関係があることに着目して¹³⁾、比較を行なった。鉄リング長 l が大きくなるに従って波が減衰しているのがわかる。従って鉄リングにより作られたシャーにより、波が安定化されたと考えることができる。

総括

ヘリカル強磁性体壁により $\ell = 3$ のヘリカル磁場を実験的に形成することができた。このような複雑な磁場配位を強磁性体を用いることにより実現したのは本研究が初めてである。作られた磁場配位が $\ell = 3$ のヘリカル磁場であることは、磁場の空間依存性等が $\ell = 3$ のヘリカル電流により作られる磁場配位の特徴と一致していることにより確認された。磁場の計算は、装置長が無限で滑らかな内壁を持ち、磁化はすべて円筒軸方向に一樣であるという理想的なヘリカル強磁性体を仮定した生田らの式をそのまま用いることはできないが、強磁性体の減磁効果等を $\mu_0 M$ の値を小さくすることで置き換えることにより、比較的容易に計算することができ、その結果は強磁性材料に固有な飽和磁化の0.5～0.7倍の値を用いると実験結果とよく一致した。本装置で得られたシャー長は $r = 2 \text{ cm}$ において約1 mと短く、プラズマに電流を流すことにより励起されたドリフト波を安定化することができた。

本研究で用いた強磁性材料は軟鉄であり、飽和磁化の値は $\mu_0 M \cong 15 \text{ kG}$ ではば一定であるので、印加磁場が大きくなる程、強磁性体の有効性は薄くなる。しかし、数 kG 程度の比較的小さい印加磁場での実験には十分有効であり、既存のステラレータ装置にはば匹敵する回転変換角を実現することが可能であると考えられる。また、Permendur の様に、飽和磁化の値が $\mu_0 M = 24.5 \text{ kG}$ と大きな値の材料を用いれば、さらに大きな閉じ込め磁場の装置に対しても有効に利用できると思われる。

西村, 小森, 小出, 佐藤

生田らの計算によれば¹⁾, 鉄を用いることにより, 小半径 5 m, 大半径 25 m, 閉じ込め磁場 3 テスラ, 回転変換角 $\iota / 2\pi \cong 0.5$ 程度の核融合炉が実現できると結論されているが, 我々の研究によると, 実際に鉄を用いて実現することは難しい。しかし, 上述の Permendur の様に飽和磁化の値の大きな材料を用いることにより実現できる可能性があると考えられる。

謝 辞

本研究の進行上, 常に有意義な助言と討論を行なって下さいました佐伯紘一氏並びに, 畠山力三氏に深く感謝致します。また, 実験装置の製作及び維持に関して, すぐれたアイデアと技術を提供して下さいました石田裕康氏に深く感謝致します。

最後に, 実験を手伝って頂いた関雅彦氏並びに, 研究室の皆様に感謝致します。

参 考 文 献

- 1) G. Sheffield, Princeton Univ. Plasma Phys. Lab. MATT-721 (1969).
- 2) 浜崎 他, 日本物理学会春の分科会予稿集 4 (1977) 6pS1, p108 ; N. Sato, in Proc. of International Conference on Plasma Physics, Nagoya, Japan Vol.2 (1980) 138 ; A. Komori et al., Phys. Lett. 78 (1980) 143.
- 3) K. Ikuta and K. Hirano, Nucl. Fusion 20 (1980) 35 ; K. Ikuta, Nagoya Univ. Institute of Plasma Phys. IPPJ-451 (1980) ; K. Ikuta, Nagoya Univ. Institute of Plasma Phys. IPPJ-458 (1980).
- 4) L. Spitzer, Phys. Fluids 1 (1958) 253.
- 5) 宇尾, 核融合研究 1 (1958) 20, 2 (1959) 247, 3 (1959) 679 ; K. Uo, J. Phys. Soc. Japan 16 (1961) 1380.
- 6) C. Gourdon et al., Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research (Proc. Conf. Novosibirsk, 1968) 1, IAEA, Vienna (1969) 847.
- 7) G. N. Watson, A TREATISE ON THE THEORY OF BESSEL FUNCTIONS (CAMBRIDGE UNIV. PRESS, LONDON, 1922).
- 8) 宮本 健郎, 核融合のためのプラズマ物理 (岩波書店, 東京, 1976) .
- 9) 竹山 説三, 電磁気学現象理論 (丸善, 東京, 1969) .

- 10) R. W. Motley, Q Machines (Academic, New York, 1975) ; 佐藤 徳芳, 電気四学会東海支部連合大会 (1973) 177 ; N. Sato et al., Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 931.
- 11) 抵抗性ドリフト波について :
H. W. Hendel et al., Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 439 ;
H. W. Hendel et al., Phys. Fluids 11 (1968) 2426 ; L. G. Schlitt and H. W. Hendel, Phys. Fluids 15 (1972) 1578 ; R. F. Ellis and P. E. Motley, Phys. Fluids 17 (1974) 582.
無衝突ドリフト波について :
P. F. Little and C. R. Middleton, Nucl. Fusion 9 (1969) 67 ;
P. Brossier et al., Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 124 ;
R. Hatakeyama et al., Phys. Lett. 74 (1979) 215.
- 12) シャー磁場中の抵抗性ドリフト波について :
F. F. Chen and D. Mosher, Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 639 ;
H. D. Pacher et al., Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 1559 ; Y. Nishida et al., Phys. Fluids 15 (1972) 1859 ; V. S. Voitsenya et al., Sov. J. Plasma Phys. 5 (1979) 298.
- 13) シャー磁場中の無衝突ドリフト波について :
P. E. Stott et al., Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 996.
- 14) L. D. Landau and E. M. Lifshitz, Fluid Mechanics (Pregamon, London, 1960).