Zピンチプラズマの動的安定化実験*

山本俊二, 石井彰三, 川本成志, 林 泉**

(東京工業大学・工学部)

(54年10月9日受理)

ABSTRACT

バイアス磁界のあるZピンチプラズマの動的安定化に成功した。すなわち, 導体壁を有するZピンチプラズマに800 kHzの高周波電流を重畳させたところ, 高周波電流の持続する約 $15\mu\text{s}$ の間ピンチプラズマは安定に保持された。また, この研究により, 導体壁により動的安定化効果が著しく増大するという筆者らの理論が実証された。

§ 1. はじめに

高温プラズマの磁氣的閉じ込めを阻む原因の一つに成長の速いMHD不安定性がある。これを克服するために様々な安定化の方法が提案されているが, 実的に可能性のある一つとして動的安定化がある。動的安定化とは, 閉じ込め用直流磁界に高周波電磁界を重畳させてプラズマの不安定性を抑制しようとするものである。これに関して, 筆者らは以前から研究を進めており, 特に導体壁のある動的安定化について理論的に検討し, 従来行なわれている導体壁のない場合よりはるかに少ない高周波電力で動的安定化できることを示した。⁽¹⁾ 今回その結果を実験的に検証したので報告する。

* Experiment of Dynamic Stabilization in a Z-Pinch

** Syunji Yamamoto, Shozo Ishii, Shigeshi Kawamoto and Izumi Hayashi

(Department of Electrical and Electronic Engineering,
Tokyo Institute of Technology)

§ 2. 導体壁のある動的安定化理論

長波長の $m=1$ キンク不安定性を、軸方向直流プラズマ電流 I_0 に高周波電流 $\tilde{I}$ を重畳して動的安定化する場合について、sharp boundary 表面電流モデルを用いて考える。このとき、プラズマ柱の半径方向の変位 ξ は次の Hill 方程式で表わされる。

$$\frac{d^2 \xi}{d\tau^2} + (\theta_0 + 2\theta_1 \cos 2\tau + 2\theta_2 \cos 4\tau) \xi = 0 \quad (1)$$

ただし、

$$\begin{cases} \theta_0 = C \left\{ (1 - \beta + K_w) k^2 - 2 K_w k B_{\theta a} / (a B_{ze}) \right. \\ \quad \left. - G (B_{\theta a}^2 + \tilde{B}_{\theta a}^2 / 2) / B_{ze}^2 \right\} \\ \theta_1 = -C \tilde{B}_{\theta a} \left\{ K_w k / (a B_{ze}) + G B_{\theta a} / B_{ze}^2 \right\} \\ \theta_2 = -C G \tilde{B}_{\theta a}^2 / (4 B_{ze}^2) \end{cases}$$

$$\tau = \omega t / 2 \quad K_w = \left\{ 1 + (a/b)^2 \right\} / \left\{ 1 - (a/b)^2 \right\}$$

$$C = 4 v_A^2 / \omega^2 \quad v_A = B_{ze} / \sqrt{\mu_0 \rho}$$

$$G = (1 - K_w) / a^2 \quad \beta = 2 \mu_0 p / B_{ze}^2$$

ここで、 ω は高周波電流の角周波数、 k は不安定性の波数、 a と b はそれぞれプラズマ半径と導体壁半径、 $B_{\theta a}$ と $\tilde{B}_{\theta a}$ は各々 I_0 と $\tilde{I}$ がプラズマ表面につくる方位角方向磁界、 B_{ze} はプラズマ外部の軸方向磁界で半径によらず一定である。(1)式より求められる不安定性の成長率 γ は $\theta_1^2 \ll 1$ 、 $\theta_2^2 \ll 1$ のとき次式となる。⁽²⁾

$$\frac{\sin^2 (\pi i \gamma / 2)}{\sin^2 (\pi \sqrt{\theta_0} / 2)} = 1 + \frac{\pi \cot (\pi \sqrt{\theta_0} / 2)}{4 \sqrt{\theta_0}} \left\{ \frac{\theta_1^2}{1 - \theta_0} + \frac{\theta_2^2}{4 - \theta_0} \right\} \quad (2)$$

ただし実時間での成長率は $\nu = \omega \gamma / 2$ となる。

具体例として以下のパラメータを用いた解析例を図 1 に示す。

$$\begin{aligned} B_{ze} &= 1 \text{ T} & B_{\theta a} &= 0.1 \text{ T} \\ n &= 10^{22} \text{ m}^{-3} \text{ He} & \beta &= 0.2 \\ a &= 1 \text{ cm} & \omega/2\pi &= 1 \text{ MHz} \end{aligned}$$

図には導体壁がない場合とある場合の両者を掲げてあるが、いずれにおいても各々の曲線の下側が不安定領域である。両者を比較すると、導体壁は動的安定化に非常に効果的であることがわかる。

以上の解析には不安定性の長波長近似を用いているが、波長の短い場合についても同様に求めることができる。

図 1: 動的安定化に対する導体壁効果

§ 3. 実験装置

実験は直線の Θ -Z放電プラズマ発生装置を用いた。諸元は次の通りである。

放電管：長さ 1 m, 内径 7.6ϕ cm パイレックスガラス

Z電極間距離：90 cm

Θ コイル：長さ 60 cm, 内径 12ϕ cm

導体壁：長さ 80 cm, 内径 8.8ϕ cm

厚さ 6 mm Al

導体壁は、装置の真空を破ることなく実験途中で簡単にとりはずせるよう設計してある。

放電のシーケンスは、予備 Θ 、予備Z放電により電離、加熱を行なった後主Z放電に入るシステムをとっている。また、軸方向にバイアス磁界も加わる。動的安定化用高周波電源はQの高いマイカコンデンサの多段放電を用い、放電電流の減衰を補うようにコンデンサを順次投入する。主なパラメータは次の通りである。

主Z回路： $C=17 \mu\text{F}$, $I_0=20 \text{ kA} \sim 50 \text{ kA}$

バイアス回路： $C=150 \mu\text{F}$, $B_z=0.01 \sim 0.3 \text{ wb/m}^2$

動的安定化回路： $C=0.06 \mu\text{F}$, $f=800 \text{ kHz}$

$$\tilde{I} \sim 4 \text{ kA}$$

Z ピンチプラズマの動的安定化実験

初 期 圧：40 m Torr He

主 Z 放電用バンクは $2.4 \mu\text{F}$ のコンデンサ 7 台を各々インダクタンスで結合したはしご回路であり、 $10 \mu\text{s}$ の間 I_0 はほぼ一定に流れる。この際つくられるプラズマは、 $T_e \sim 10 \text{ eV}$, $n \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ である。

プラズマの巨視的な振舞いは、イメージコンバータカメラによる流し撮り、駒撮りによって観測した。不安定性の発生あるいは安定化効果について、ループ電圧による磁束 Φ_z の測定、磁気プローブによる $B_z(r)$, $B_\theta(r)$ などの電磁氣的測定を行なった。また、サインコイルにより不安定性の成長を観測し、光学的測定のカロスチェックを行なった。

§ 4. 実験結果および検討

図 2(a), (b) にプラズマ柱の半径方向変位に関する立体流し撮り写真を示す。

図 2. : 不安定性の立体流し撮り。バイアス磁界 0.15 wb/m^2

(a) 導体壁なし。直流電流 $I_0 \sim 13 \text{ kA}$, 高周波電流 $\tilde{I} = 0$

(b) 導体壁あり。 $I_0 \sim 13 \text{ kA}$, $\tilde{I} \sim 4 \text{ kA}$ $f \sim 800 \text{ kHz}$

(a), (b) 両図共上の写真が上下の動き、下の写真が前後の動きを表わす。図中の矢印は主 Z 電流の投入時刻を示す。

図3：プラズマ電流波形 6.5 kA/div. 掃引2 μ s/div.

(a) $\tilde{I}=0$ 導体壁なし

(b) 導体壁あり。高周波電流の4周期目が始まる時刻に、第2段目の高周波電流用コンデンサが投入される。

(a), (b)両図共流し撮りが行なわれている時間を示すゲート電圧波形が図の上部にある。

図(a)は導体壁がなく、また、高周波電流 $\tilde{I}$ を加えない場合である。中心の白線はフラッシュランプによるマーカであり流し撮りが行なわれている時間18 μ sを示す。図より主Z放電後5.7 μ sで、ピンチプラズマが放電管壁にあたっていることがわかる。同図(b)は放電管を導体壁で囲み高周波電流 $\tilde{I}$ を軸方向に流した場合である。この場合には、高周波電流が持続している15 μ sの間、不安定性はほぼ完全に抑制されている。図2(a), (b)に対応するプラズマ電流波形を図3(a), (b)に示した。高周波電流 $\tilde{I}$ は主Z電流 I_0 の投入直後300 nsで投入する。高周波電流の4周期目がはじまる時刻で、振幅の減衰を補うため第二段目のコンデンサを投入する。

Z ピンチプラズマの動的安定化実験

同一条件で、導体壁がない場合の動的安定化効果を調べると、プラズマは主Z電流投入後 $6.3 \mu s$ で放電管壁に当たった。これを図2(b)と比較すると、導体壁がある状態で動的安定化を行なうと、その効果が大きいことがわかる。

また磁気プローブによる軸方向磁界 B_z の測定から不安定性の検出を行なった。図4(a),(b),(c)にプラズマ表面付近 $r = 2 \text{ cm}$ での B_z の測定結果を示す。

図(a)はヘリカル不安定性の成長により生じた軸方向磁界の増大を表わす。このような B_z の時間的増大は、同図(b)より明らかなように、動的安定化により完全に抑えられている。図(c)では不安定性による B_z の変化を導体壁のある場合についても示した。

図4：磁気プローブによる不安定性の検出 バイアス磁界 0.01 wb/m^2 ， $r = 2 \text{ cm}$ で測定

- (a)上：プローブ出力，下：プラズマ電流 導体壁なし，高周波電流なし
- (b)上：プラズマ電流，下：プローブ出力 導体壁あり，高周波電流あり
- (c)上：プラズマ電流，下：プローブ出力 導体壁あり，高周波電流なし

(a)(b)(c)図共プローブ出力 $0.026 \text{ wb/m}^2 / \text{div.}$

プラズマ電流 13 kA/div.

掃 引 $2 \mu s / \text{div.}$

図5(a), (b)に放電管壁付近 $r = 4 \text{ cm}$ における B_z の時間変化を示す。図(a)より, 不安定性の振幅が急激に増大しはじめると主Z放電後 $6 \mu\text{s}$ から磁界の逆転がおこり約 $3 \mu\text{s}$ 持続する。これはヘリカルキック不安定性に起因する self-reversal 現象⁽³⁾であり, 放電管中心部と管壁付近での磁界の向きが反対となる。しかし, 図(b)に示すように高周波電流を印加すると, 磁界の逆転が生じなくなる。この実験結果からも, ヘリカルキック不安定性が高周波電流により抑制されていることが明らかである。

図5：放電管壁における軸方向磁界
 バイアス磁界 0.01 wb/m^2 , $r = 4 \text{ cm}$ で測定
 (a) 導体壁なし, 高周波電流なし
 (b) 導体壁あり, 高周波電流あり
 (a), (b)両図共 上：プローブ出力 $0.026 \text{ wb/m}^2/\text{div.}$
 下：プラズマ電流 13 kA/div. 掃引 $2 \mu\text{s/div.}$

§ 5. ま と め

本研究における次のような実験結果から, 導体壁が動的安定化作用に非常に有効であることが明らかになった。

- (1) 立体流し撮り写真において, 高周波電流が持続している $15 \mu\text{s}$ の間, 不安定性は観測されない。
- (2) ヘリカルキック不安定性に起因すると考えられる軸方向磁界の急激な増大が高周波電流により抑制された。また直流プラズマ電流が大きくて self-reversal を生じる状態においても, 高周波電流を流すと, self-reversal を生じなくなる。

今後は最適の高周波電磁界の印加方法, 不安定性の成長率と高周波電磁界の周波数との関係, 動的安定化の経済性等について研究を進める予定である。

Zピンチプラズマの動的安定化実験

終りに、装置の製作・実験に協力していただいた修士学生国分富行君、学部学生杉山修一君
(現富士電機製造K.K.勤務)に謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) 山本俊二, 南 一男, 林 泉: 電学論 A-71, 98 (昭和53年) 565
- 2) N.W.McLachlan: Theory and Application of Mathieu Functions, Dover Publications (1964) 127
- 3) A.J.L.Verhage, A.S.Furzer, D.C.Robinson: Nuclear Fusion 18 (1978) 457