

JAERI - M
82-113

高モード数バルーニング不安定性による
磁気面破壊

1982年9月

津田 孝・伊藤公孝・伊藤早苗*

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Section, Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1982

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 髙野高速印刷

高モード数バルーニング不安定性による磁気面破壊

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

津田 孝・伊藤 公孝・伊藤 早苗*

(1982年8月3日受理)

高モード数バルーニング不安定性のプラズマ閉じ込めに対する影響を調べた。運動論効果や有限抵抗率の効果によって磁力線の再結合が起り、トカマクの磁気面が破壊される。磁気面の破壊には、テアリング・モードの偶奇性を持ったモードが重要な役割をはたす。磁力線の拡散係数は、摂動磁場の振巾に比例する。トカマク装置のバルーニング不安定性によるベータ値制限についても議論した。

Destruction of Magnetic Surfaces by High-n Ballooning Mode

Takashi TUDA, Kimitaka ITOH and Sanae-Inoue ITOH*

Division of Thermonuclear Fusion Research,
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received August 3, 1982)

Effects of high-n ballooning modes on plasma confinement are examined. Kinetic effects or finite-resistivity should cause reconnection of the field lines and magnetic surfaces of the tokamak are destroyed by the ballooning instabilities. Tearing parity modes are important for the magnetic surface destruction. The diffusion coefficient of the field line is linearly proportional to the amplitude of the perturbed field. Beta limitation of tokamak systems by the ballooning mode is discussed.

Keywords : Ballooning Mode, Magnetic Braiding, Tokamak
Plasma Confinement, Beta Limitation

* Institute for Fusion Theory, Hiroshima University

目 次

1. 序	1
2. 基礎方程式	2
3. Taylor - Chirikov モデル	4
4. 数値計算	5
5. プラズマ閉じ込めへの影響	6
6. 結 論	7
謝 辞	7
参 考 文 献	8

CONTENTS

1. Introduction	1
2. Basic Equation	2
3. Taylor-Chirikov Model	4
4. Numerical Computation	5
5. Effects on Plasma Confinement	6
6. Conclusion	7
Acknowledgments	7
References	8

1. 序

経済性の観点から、核融合炉ではプラズマのベーター値 ($\beta \equiv 2 \mu_0 p / B^2$; プラズマ圧力と磁気圧の比) はなるべく高くとれる方が望ましい。トカマク装置で閉じ込めることが可能なプラズマのベーター値の上限は、磁気流体的バルーニング不安定性の発生で定まると考えられている¹⁾。一般に、磁気流体的バルーニング・モードの場合、高モード数(短波長)の波が不安定になりやすい。しかし、高モード数のバルーニング不安定性の成長とともに、どのような現象が起こって、プラズマの閉じ込めが悪化するかはまだ論じられていない。

例えば、 $m=2$ テアリング不安定性のようにトカマクのプラズマ柱の破壊現象を誘起するか、単にプラズマ中の輸送を増大させるのかは判っていない。

磁気流体的バルーニング不安定性により、プラズマ中に磁場の揺動が成長する。しかし、理想磁気流体(導電率が無限大)の近似の極限では、磁力線の再結合は起らず、磁気面のトポロジーは変化しない。しかし、実際のプラズマでは、プラズマの有限抵抗率や運動論的效果により磁力線の再結合が起こる。この為に磁気面が破壊されプラズマの輸送が増大する可能性がある。

磁気面の破壊される程度、すなわち、磁力線の拡散係数の導出は多くの場合、準線形理論の手法を用いて行なわれている^{2), 3)}。この方法による拡散係数 D_M は

$$D_M \equiv \frac{\langle (\delta r)^2 \rangle}{2L} \sim \left(\frac{\tilde{B}_r}{B_0} \right)^2 R_q$$

$$\delta r = \int_0^L \frac{\tilde{B}_r}{B_0} dL$$

で与えられる。但し、 L は磁力線方向の十分に長い距離で δr は磁力線の径方向への変位である。又、 R_q はトーラスの連結距離である。しかし、準線形理論の手法はバルーニング不安定性の固有関数の場合には、かならずしも適用出来ない。バルーニング・モードによる揺動磁場は径方向に有理面間の距離 ($\Delta \equiv 1/nq'$, n ; トロイダル・モード数, q ; 安定係数, $q' = dq/dr$) 程度の拡がりを持つ⁵⁾。この場合には、磁力線のトーラスを一周した時のステップ巾は Δ 程度に制限され磁力線の拡散係数は

$$D_M \sim \left(\frac{\tilde{B}_r}{B_0} \right) \Delta$$

となる。揺動磁場の径方向の相関距離の重要性は、磁力線のシェアが無い場合には Kadomtsev と Pogutse⁴⁾によって指摘された。

磁気流体的バルーニング・モードあるいは、運動論的バルーニング・モード⁵⁾は、対称な径変位 ξ_r (あるいは $\text{even-}\tilde{E}_\theta$) を持つ固有関数が最低固有値(成長率最大)である。ところが、この

最低次のモードは反対称な径方向揺動磁場 \tilde{B}_r を持ち、現実的な揺動磁場の振巾では磁力線の拡散を生じない。

そこで、この論文では線形成長率は小さいけれど反対称な ξ_r (odd-parity) の揺動磁場の場合についてのみ考察する。

§2では基礎方程式を与え、主な近似について述べる。§3では、径方向の相関距離が長い極限での拡散係数について述べる。相関距離が有限の場合の拡散係数は数値計算によって§4で与える。§5においてバルーニング不安定性によるプラズマ閉じ込めに対する影響について議論を行なう。

2. 基礎方程式

軸対称、低ベータのトカマク型磁場配位を考え、平衡の磁気面は同心円であると考え、座標系の線素 ds を

$$(ds)^2 = (dr)^2 + r^2 (d\theta)^2 + R^2 (1 + \varepsilon \cos \theta)^2 (d\varphi)^2 \quad (1)$$

で与える。ここで r , θ はトロイダル方向の角、 $\varphi = \text{const}$ 面上の極座標で $r = \text{const}$ が磁気面を表わす。又、 $\varepsilon \equiv r/R$ はアスペクト比の逆数で $\varepsilon \ll 1$ とする。

磁力線の式は

$$\frac{dr}{B_r} = \frac{r d\theta}{B_\theta} = \frac{R d\varphi}{B_\varphi} \simeq \frac{ds}{B} \quad (2)$$

で与えられる。但し、 B は磁場の強度で $B = \sqrt{B_\varphi^2 + B_\theta^2} \simeq B_\varphi$ であり、 s は磁力線に沿っての距離である。

バルーニング不安定性の揺動磁場は $k_\perp / k_\parallel \gg 1$ (k_\perp , k_\parallel はそれぞれ磁場に垂直、水平方向の波数である) の条件を満たすので、安定係数が有理数 ($q(r_s) \equiv r B_\varphi / R B_\theta = m/n$) となる有理面、 $r = r_s$ の近傍で(2)式を展開し、

$$\frac{dx}{ds} = \frac{\varepsilon}{q} y \quad (3)$$

と

$$\frac{dy}{ds} = \frac{\tilde{B}_r}{\Delta B_0} \quad (4)$$

を得る。但し

$$x = - (m\theta - n\varphi),$$

最低次のモードは反対称な径方向揺動磁場 \tilde{B}_r を持ち、現実的な揺動磁場の振巾では磁力線の拡散を生じない。

そこで、この論文では線形成長率は小さいけれど反対称な ξ_r (odd-parity) の揺動磁場の場合についてのみ考察する。

§2では基礎方程式を与え、主な近似について述べる。§3では、径方向の相関距離が長い極限での拡散係数について述べる。相関距離が有限の場合の拡散係数は数値計算によって§4で与える。§5においてバルーニング不安定性によるプラズマ閉じ込めに対する影響について議論を行なう。

2. 基礎方程式

軸対称、低ベーターのトカマク型磁場配位を考え、平衡の磁気面は同心円であると考え、座標系の線素 ds を

$$(ds)^2 = (dr)^2 + r^2 (d\theta)^2 + R^2 (1 + \epsilon \cos \theta)^2 (d\varphi)^2 \quad (1)$$

で与える。ここで r , θ はトロイダル方向の角、 $\varphi = \text{const}$ 面上の極座標で $r = \text{const}$ が磁気面を表わす。又、 $\epsilon \equiv r/R$ はアスペクト比の逆数で $\epsilon \ll 1$ とする。

磁力線の式は

$$\frac{dr}{B_r} = \frac{r d\theta}{B_\theta} = \frac{R d\varphi}{B_\varphi} \simeq \frac{ds}{B} \quad (2)$$

で与えられる。但し、 B は磁場の強度で $B = \sqrt{B_\varphi^2 + B_\theta^2} \simeq B_\varphi$ であり、 s は磁力線に沿っての距離である。

バルーニング不安定性の揺動磁場は $k_\perp / k_\parallel \gg 1$ (k_\perp , k_\parallel はそれぞれ磁場に垂直、水平方向の波数である) の条件を満たすので、安定係数が有理数 ($q(r_s) \equiv r B_\varphi / R B_\theta = m/n$) となる有理面、 $r = r_s$ の近傍で(2)式を展開し、

$$\frac{dx}{ds} = \frac{\epsilon}{q} y \quad (3)$$

と

$$\frac{dy}{ds} = \frac{\tilde{B}_r}{\Delta B_0} \quad (4)$$

を得る。但し

$$x = -(m\theta - n\varphi),$$

$$y = \frac{r - r_s}{\Delta},$$

$$\Delta = \left(n \frac{dq}{dr} \right)^{-1},$$

$$B_0 = \frac{1}{2\pi} \oint d\theta B_\varphi,$$

である。(3)式において揺動磁場のポロイダル成分 \tilde{B}_θ の効果は小さいので無視した。揺動磁場の径方向成分 \tilde{B}_r が有理面に対して反対称性 (すなわち even- ξ_r) を持つ場合には有理面上で $\tilde{B}_r = 0$ となるため、 \tilde{B}_θ 成分の効果は重要であるが、今、考えている even- \tilde{B}_r (odd- ξ_r) のモードに対しては、 \tilde{B}_θ の効果は、シアの効果に比べて小さく無視しうる。

高モード数のバルーニング不安定性による揺動磁場は

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{B}_r}{B_0} &= \sum_{j=-\infty}^{\infty} b_j(y) \cos \{ (m+j) \theta - n\varphi \} \\ &= \sum_j b_j(y) \cos(j\theta - x) \end{aligned} \quad (5)$$

で与えられる。但し、 $b_j(y)$ は

$$b_j(y) = b_0(y-j) \quad (6)$$

で与えられる⁵⁾。磁力線に沿って

$$\frac{\partial}{\partial \theta} = Rq \frac{\partial}{\partial s}$$

であるから(5)式は

$$\frac{\tilde{B}_r}{B_0} = \sum_j b_j(y) \cos \left(\frac{j}{Rq} s - x \right) \quad (5')$$

と書ける。

3. Taylor - Chirikov モデル

(1)式で $b_0(y) = \text{const}$ とすると

$$\frac{\widetilde{B}_r}{B_0} = 2\pi b \cos(x/r) \delta_{2\pi} \left(\frac{s}{Rq} \right) \quad (7)$$

と書ける。ここで $\delta_{2\pi}$ は周期 2π のデルタ関数で

$$\delta_{2\pi}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \cos(n\tau) \right\} \quad (8)$$

で与えられる⁶⁾。従って、磁力線の式(3)と(4)は、微分方程式から差分方程式

$$y_{n+1} - y_n = \frac{2\pi Rq}{\Delta} \cos(x_n)$$

$$x_{n+1} - x_n = 2\pi y_{n+1}$$

で近似できる。上式は $Y = 2\pi y$, $X = x$ と置くと

$$Y_{n+1} = Y_n + K \cos(X_n) \quad (9)$$

$$X_{n+1} = X_n + Y_n \quad (10)$$

ここで

$$K = \frac{(2\pi)^2 Rq}{\Delta} \frac{\widetilde{B}_r}{B_0}$$

となる。(8), (9)式の変換は Stochastic Instability の最も単純なモデルとなっていて、Chirikov⁶⁾によって詳しく調べられている。多くの場合、この変換は標準変換あるいは Taylor - Chirikov モデルと呼ばれている。

Taylor - Chirikov モデルでは $K > 1$ で解の振舞は統計的 (Stochastic) になり、磁力線は酔歩的に全空間を運動する。この場合の磁力線の拡散係数は1ステップだけ変換を前進させる毎に、(磁力線方向に $2\pi Rq$ 進む毎に) 磁力線は径方向に K だけ酔歩的に移動することから

$$D_M \simeq \frac{K^2}{4} = \pi^2 b^2 \quad (11)$$

で与えられる。数値シミュレーションによる拡散係数を図1に示す。実際の拡散係数は(1)式の値の上下に振動している。この振動現象は、Taylor-Chirikovモデルが純粋なマルコフ過程ではなく、長時間にわたって相関が残ることにより、Chirikov⁶⁾やRechesterとWhite⁷⁾によって見いだされた。

又、拡散係数の表式(1)は、又、準線形理論による拡散係数の値²⁾と等価である。すなわち、準線形理論を磁力線の拡散の問題に適用できるのは、磁場の揺動の径方向への相関距離が十分に長い場合に限られる。相関距離が短く、 $b_r = \text{const}$ として、単一フーリエ成分で評価した磁気島の巾

$$\delta \sim \left(\frac{r b}{n q'} \right)^{1/2}$$

と同程度となると準線形理論あるいはTaylor-Chirikovモデルの磁力線の拡散に対する適用は無理となる。実際、磁気流体的なバルーニング不安定性¹⁾や運動論的バルーニング不安定性⁵⁾の固有関数は径方向に局在化しており、その巾は有理面間の距離 $\Delta \approx (nq')^{-1}$ の程度である。ところが、Stochastic Instabilityが起って磁気面が破壊される条件は $\delta > \Delta$ (island overlapping, 文献(6)を参照)であるから、磁場揺動としてバルーニング不安定性によるものを考える場合、準線形理論あるいはTaylor-Chirikovモデルは不適當である。

4. 数 値 計 算

$\partial b / \partial y \neq 0$ の効果を調べるため、モンテカルロ法により拡散係数 D_M を数値的に求める。磁場の揺動のモデルとして

$$b(y) = b_0 \exp(-\sigma y^2) \quad (12)$$

を用いる。出発点を区間 $|x| < \pi$, $|y| < 1$, にランダムに分布させて、(3), (4)式を積分し、 y 方向への変位より拡散係数

$$D_M = \lim_{s \rightarrow \infty} \frac{\langle (y - y_0)^2 \rangle}{2s} \quad (13)$$

を計算する。ここで $\langle \dots \rangle$ は出発点での平均で、以下の数値例では 10^3 程度の出発点を用いている。図2は最初 $y \approx 0$ に 10^3 置かれた出発点から、出発した磁力線がトラスを10回廻った後に y 方向にどの様に分布するかを示してある。この場合 $b_0 = 0.37$, $\sigma = 0.5$ である。又、 $\sigma = 0.5$ と $\sigma = 1.0$ の場合の拡散係数の b_0 依存性を図3と図4に示す。

前節のTaylor-Chirikovモデルの場合と同様に拡散係数 D_M は振動的に増加している。しかし、Taylor-Chirikovモデルの場合と異なり、拡散係数の大きさは揺動磁場の大きさにほぼ比例して増加する。バルーニング不安定性の固有関数の拡がりを1程度とすると、拡散係数は

$$D_M \sim c \cdot b \quad (14)$$

で与えられる。数値シミュレーションによる拡散係数を図1に示す。実際の拡散係数は(1)式の値の上下に振動している。この振動現象は、Taylor-Chirikovモデルが純粋なマルコフ過程ではなく、長時間にわたって相関が残ることにより、Chirikov⁶⁾やRechesterとWhite⁷⁾によって見いだされた。

又、拡散係数の表式(1)は、又、準線形理論による拡散係数の値²⁾と等価である。すなわち、準線形理論を磁力線の拡散の問題に適用できるのは、磁場の揺動の径方向への相関距離が十分に長い場合に限られる。相関距離が短く、 $b_r = \text{const}$ として、単一フーリエ成分で評価した磁気島の中

$$\delta \sim \left(\frac{r b}{n q'} \right)^{1/2}$$

と同程度となると準線形理論あるいはTaylor-Chirikovモデルの磁力線の拡散に対する適用は無理となる。実際、磁気流体的なバルーニング不安定性¹⁾や運動論的バルーニング不安定性³⁾の固有関数は径方向に局在化しており、その中には有理面間の距離 $\Delta = (nq')^{-1}$ の程度である。ところが、Stochastic Instabilityが起って磁気面が破壊される条件は $\delta > \Delta$ (island overlapping, 文献(6)を参照)であるから、磁場揺動としてバルーニング不安定性によるものを考える場合、準線形理論あるいはTaylor-Chirikovモデルは不適當である。

4. 数 値 計 算

$\partial b / \partial y \neq 0$ の効果を調べるため、モンテカルロ法により拡散係数 D_M を数値的に求める。磁場の揺動のモデルとして

$$b(y) = b_0 \exp(-\sigma y^2) \quad (12)$$

を用いる。出発点を区間 $|x| < \pi$, $|y| < 1$, にランダムに分布させて、(3), (4)式を積分し、 y 方向への変位より拡散係数

$$D_M = \lim_{s \rightarrow \infty} \frac{\langle (y - y_0)^2 \rangle}{2s} \quad (13)$$

を計算する。ここで $\langle \dots \rangle$ は出発点での平均で、以下の数値例では 10^3 程度の出発点を用いている。図2は最初 $y \simeq 0$ に 10^3 置かれた出発点から、出発した磁力線がトラスを10回廻った後に y 方向にどの様に分布するかを示してある。この場合 $b_0 = 0.37$, $\sigma = 0.5$ である。又、 $\sigma = 0.5$ と $\sigma = 1.0$ の場合の拡散係数の b_0 依存性を図3と図4に示す。

前節のTaylor-Chirikovモデルの場合と同様に拡散係数 D_M は振動的に増加している。しかし、Taylor-Chirikovモデルの場合と異なり、拡散係数の大きさは揺動磁場の大きさにほぼ比例して増加する。バルーニング不安定性の固有関数の拡がりを1程度とすると、拡散係数は

$$D_M \sim c \cdot b \quad (14)$$

で与えられる。c は固有関数の形できまる数係数で、 $\sigma = 0.5$ で $c \simeq 6$ $\sigma = 1.0$ の時 $c \simeq 3$ となる。

5. プラズマ閉じ込めへの影響

磁気面が破壊されると、磁力線方向に単い熱速度で運動している電子の閉じ込めは悪化する。磁力線の拡散係数 D_M が与えられた場合の電子の熱伝導係数の評価については多くの仕事がある^{(4), (8), (9)}。プラズマが高温で電子の平均自由行程が十分に長く場合の電子の熱伝導率は

$$\chi_e \simeq v_{Te} D_M \tag{15}$$

で与えられる。

\tilde{b} の大きさの大体の評価は以下の様に与えられる。Kadomtsev⁽¹⁰⁾ にならって不安定性によって生じる粒子のランダムな $E \times B$ 運動による拡散による波の減衰率 γ_{eff} が線形成長率 γ_{MHD} と等しい状態で不安定の成長が飽和するとして

$$\gamma_{eff} \simeq \frac{(k_{\perp} v_E)^2}{\gamma_{MHD}} \sim \gamma_{MHD}$$

が成立しているとする。ここで v_E はプラズマの $E \times B$ 運動の速さである。又、バルーニング不安定性の成長率が大きく $\gamma_{MHD} > \omega_*$ であれば、プラズマの振舞はほぼ磁気流体的となり $E_{\parallel} \simeq 0$ となるから、マックスウェル方程式より $k_{\perp} \tilde{E}_{\theta} \sim \gamma_{MHD} \tilde{B}_r$ あるいは

$$v_E \sim \frac{\gamma_{MHD}}{k_{\parallel}} \frac{\tilde{B}_r}{B_0}$$

となる。これより

$$\frac{\tilde{B}_r}{B_0} \sim \frac{k_{\parallel}}{k_{\perp}} \sim \frac{\epsilon}{n q^2} \tag{16}$$

と評価できる。但し、 $k_{\perp} \sim n q / r$ $k_{\parallel} \sim 1 / R q$ とした。

拡散係数 D_M は

$$D_M \sim \Delta \frac{\tilde{B}_r}{B_0} \sim \frac{\epsilon}{n^2 q^2 q'}$$

となる。従って電子のエネルギー閉じ込め時間は

$$\tau_E \sim \frac{r^2}{\chi} \sim \frac{r^2 n^2 q^2 q'}{\epsilon v_{Te}} \tag{17}$$

で与えられる。cは固有関数の形できまる数係数で、 $\sigma = 0.5$ で $c \simeq 6$ $\sigma = 1.0$ の時 $c \simeq 3$ となる。

5. プラズマ閉じ込めへの影響

磁気面が破壊されると、磁力線方向に単い熱速度で運動している電子の閉じ込めは悪化する。磁力線の拡散係数 D_M が与えられた場合の電子の熱伝導係数の評価については多くの仕事がある^{(4), (8), (9)}。プラズマが高温で電子の平均自由行程が十分に長く場合の電子の熱伝導率は

$$\chi_e \simeq v_{Te} D_M \quad (15)$$

で与えられる。

\tilde{b} の大きさの大体の評価は以下の様に与えられる。Kadomstev⁽¹⁰⁾ にならって不安定性によって生じる粒子のランダムな $E \times B$ 運動による拡散による波の減衰率 γ_{eff} が線形成長率 γ_{MHD} と等しい状態で不安定の成長が飽和するとして

$$\gamma_{eff} \simeq \frac{(k_{\perp} v_E)^2}{\gamma_{MHD}} \sim \gamma_{MHD}$$

が成立しているとする。ここで v_E はプラズマの $E \times B$ 運動の速さである。又、バルーニング不安定性の成長率が大きく $\gamma_{MHD} > \omega_*$ であれば、プラズマの振舞はほぼ磁気流体的となり $E_{\parallel} \simeq 0$ となるから、マックスウェル方程式より $k_{\perp} \tilde{E}_{\theta} \sim \gamma_{MHD} \tilde{B}_r$ あるいは

$$v_E \sim \frac{\gamma_{MHD}}{k_{\parallel}} \frac{\tilde{B}_r}{B_0}$$

となる。これより

$$\frac{\tilde{B}_r}{B_0} \sim \frac{k_{\parallel}}{k_{\perp}} \sim \frac{\epsilon}{n q^2} \quad (16)$$

と評価できる。但し、 $k_{\perp} \sim n q / r$ $k_{\parallel} \sim 1 / R q$ とした。

拡散係数 D_M は

$$D_M \sim \Delta \frac{\tilde{B}_r}{B_0} \sim \frac{\epsilon}{n^2 q^2 q'}$$

となる。従って電子のエネルギー閉じ込め時間は

$$\tau_E \sim \frac{r^2}{\chi} \sim \frac{r^2 n^2 q^2 q'}{\epsilon v_{Te}} \quad (17)$$

であり $n \sim 10$, $R \sim 1\text{ m}$, $T_e \sim 1\text{ KeV}$, $r q' / q \sim 1$ として $200\ \mu\text{sec}$ 程度の閉じ込め時間となる。このことは高モード数のバルーニング不安定性がプラズマ閉じ込めの強い劣化—Disruptive Instability の原因となりうることを示唆する。

しかし、ここまで述べたバルーニング・モードによる磁気面破壊の機構は $\text{even} - \tilde{B}_r$ ($\text{odd} - \xi_r$) についてのみ適用できる。線型成長率が最も高い $\text{odd} - \tilde{B}_r$ ($\text{even} - \xi_r$) のモードによる磁気面の破壊は高 n の極限では起らない。磁力線が統計的な振舞を行なうためには、有限モード数の効果の補正を加えねばならない。いずれにしろ、 $\text{odd} - \tilde{B}_r$ のモードによる磁力線の拡散は小さい。

6. 結 論

高モード数バルーニング不安定性によるトカマクの磁気面破壊について調べた。プラズマの径方向の変位が奇対称性をもつモードが磁気面の破壊を引き起こす。又、磁力線の拡散係数は、揺動磁場に線型に比例する。又、プラズマ閉じ込めにはモード数の低い波の方の悪影響を与え、プラズマ柱の破壊—Disruptive Instability の原因となりうる。この場合にはトカマク装置で閉じ込めることの出来るプラズマのベータ値はバルーニング不安定性によって制限される。

謝 辞

理論解析研究室の方々には有意義な議論と助言をいただきました。特に徳田伸二博士には数値解法で御助力いただきました。また研究遂行にあたり、小幡行雄部長、田中正俊次長、竹田辰興室長の示されました激励に感謝いたします。

であり $n \sim 10$, $R \sim 1\text{ m}$, $T_e \sim 1\text{ KeV}$, $r q' / q \sim 1$ として $200\ \mu\text{sec}$ 程度の閉じ込め時間となる。このことは高モード数のバルーニング不安定性がプラズマ閉じ込めの強い劣化—Disruptive Instability の原因となりうることを示唆する。

しかし、ここまで述べたバルーニング・モードによる磁気面破壊の機構は $\text{even} - \tilde{B}_r$ ($\text{odd} - \xi_r$) についてのみ適用できる。線型成長率が最も高い $\text{odd} - \tilde{B}_r$ ($\text{even} - \xi_r$) のモードによる磁気面の破壊は高 n の極限では起らない。磁力線が統計的な振舞を行なうためには、有限モード数の効果の補正を加えねばならない。いずれにしろ、 $\text{odd} - \tilde{B}_r$ のモードによる磁力線の拡散は小さい。

6. 結 論

高モード数バルーニング不安定性によるトカマクの磁気面破壊について調べた。プラズマの径方向の変位が奇対称性をもつモードが磁気面の破壊を引き起こす。又、磁力線の拡散係数は、揺動磁場に線型に比例する。又、プラズマ閉じ込めにはモード数の低い波の方の悪影響を与え、プラズマ柱の破壊—Disruptive Instability の原因となりうる。この場合にはトカマク装置で閉じ込めることの出来るプラズマのベータ値はバルーニング不安定性によって制限される。

謝 辞

理論解析研究室の方々には有意義な議論と助言をいただきました。特に徳田伸二博士には数値解法で御助力いただきました。また研究遂行にあたり、小幡行雄部長、田中正俊次長、竹田辰興室長の示されました激励に感謝いたします。

であり $n \sim 10$, $R \sim 1\text{m}$, $T_e \sim 1\text{KeV}$, $rq'/q \sim 1$ として $200\ \mu\text{sec}$ 程度の閉じ込め時間となる。このことは高モード数のバルーニング不安定性がプラズマ閉じ込めの強い劣化 - Disruptive Instability の原因となりうることを示唆する。

しかし、ここまでに述べたバルーニング・モードによる磁気面破壊の機構は $\text{even} - \tilde{B}_r$ ($\text{odd} - \xi_r$) についてのみ適用できる。線型成長率が最も高い $\text{odd} - \tilde{B}_r$ ($\text{even} - \xi_r$) のモードによる磁気面の破壊は高 n の極限では起らない。磁力線が統計的な振舞を行なうためには、有限モード数の効果の補正を加えねばならない。いずれにしろ、 $\text{odd} - \tilde{B}_r$ のモードによる磁力線の拡散は小さい。

6. 結 論

高モード数バルーニング不安定性によるトカマクの磁気面破壊について調べた。プラズマの径方向の変位が奇対称性をもつモードが磁気面の破壊を引き起こす。又、磁力線の拡散係数は、揺動磁場に線型に比例する。又、プラズマ閉じ込めにはモード数の低い波の方の悪影響を与え、プラズマ柱の破壊 - Disruptive Instability の原因となりうる。この場合にはトカマク装置で閉じ込めることの出来るプラズマのベータ値はバルーニング不安定性によって制限される。

謝 辞

理論解析研究室の方々には有意義な議論と助言をいただきました。特に徳田伸二博士には数値解法で御助力いただきました。また研究遂行にあたり、小幡行雄部長、田中正俊次長、竹田辰興室長の示されました激励に感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) 例えば M. Azumi et al, in Proceedings of 8th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Vienna (1981) Vol. 1, p293.
- 2) M. N. Rosenbluth, R. Z. Sagdeev, J. B. Taylor and G. M. Zaslavsky, Nuclear Fusion 6 297 (1966).
- 3) N. N. Filonenko, R. Z. Sagdeev and G. M. Zaslavsky, Nuclear Fusion 7 253 (1967).
- 4) B. B. Kadomtsev and O. P. Pogutse, in Proceedings of 7th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA Vienna (1979) Vol 2, P 649.
- 5) 伊藤, 伊藤, 徳田, 津田, JAERI-M 9793 (1981).
- 6) B. V. Chirikov, Phys. Report 52 (1979) 263.
- 7) A. B. Rechester and R. B. White, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1586.
- 8) T. H. Stix, Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 833.
- 9) A. B. Rechester and M. N. Rosenbluth, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 38.

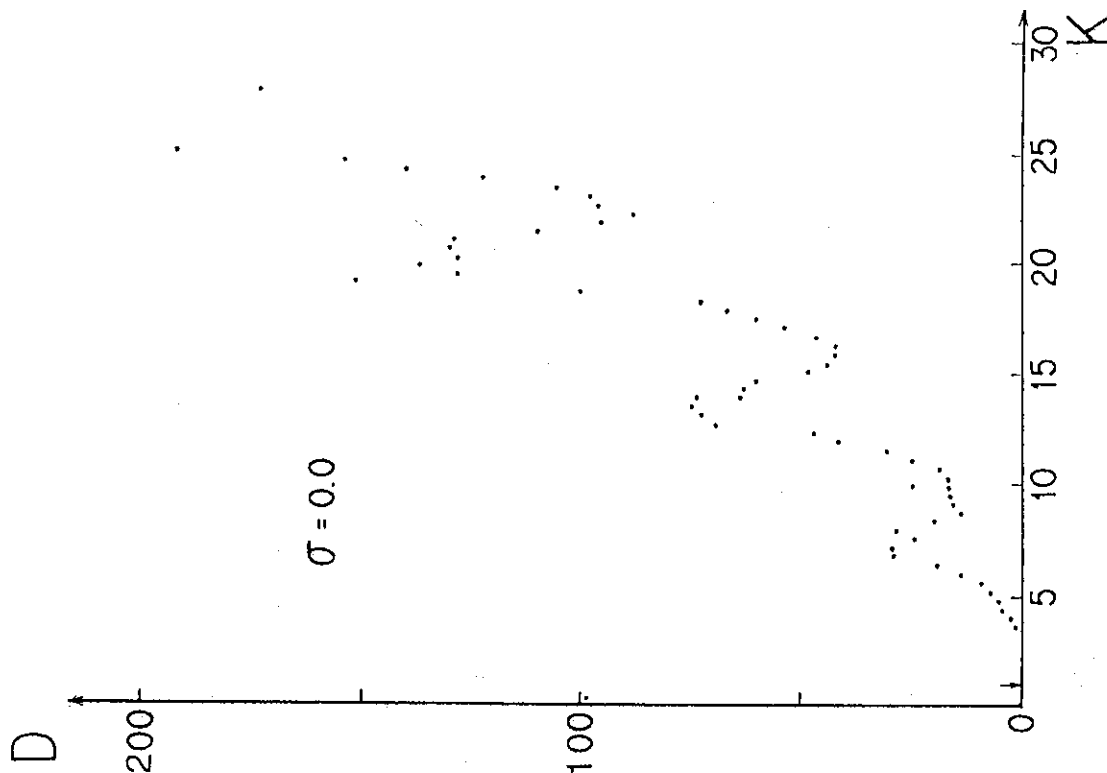


図1 Taylor-Chirikov モデルの拡散係数

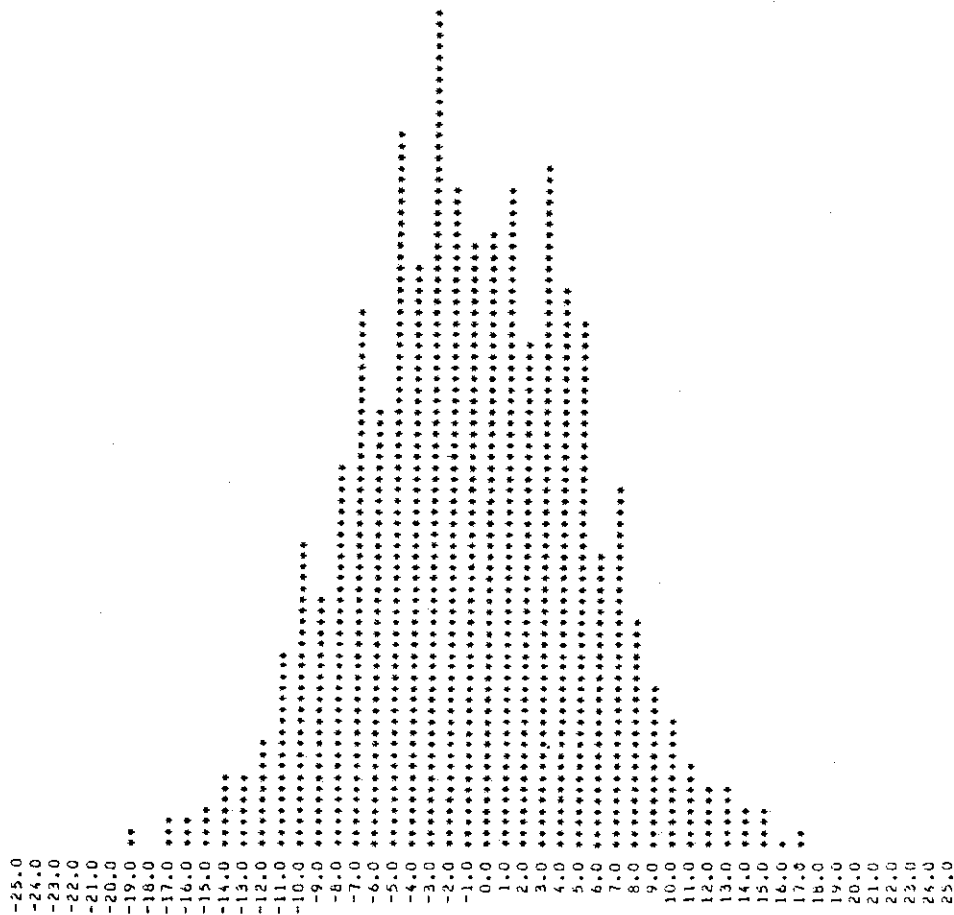


図2 磁力線の分布関数, $Y \approx 0$ に置かれた点から出発した磁力線がトーラスを10周した後の分布関数 磁力線の本数は 10^3
 $b = 0.37, \sigma = 0.5$

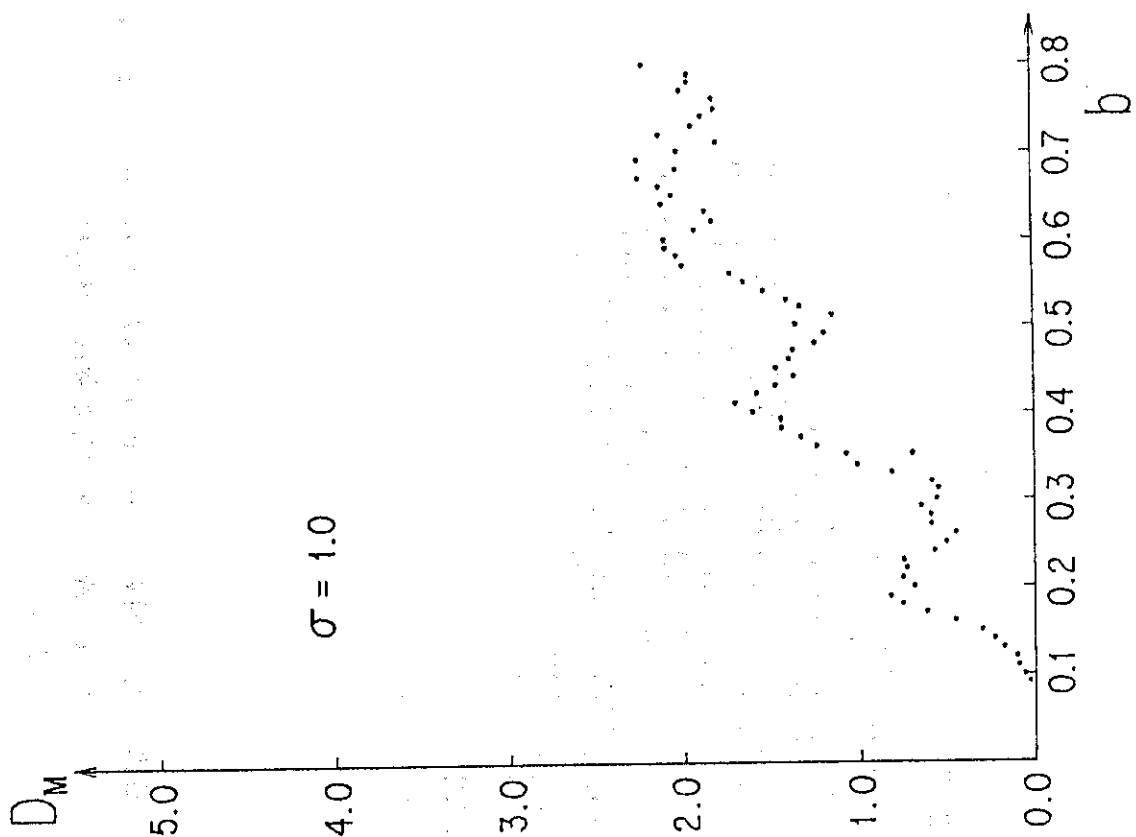


図4 磁力線の拡散係数 $\sigma = 1.0$

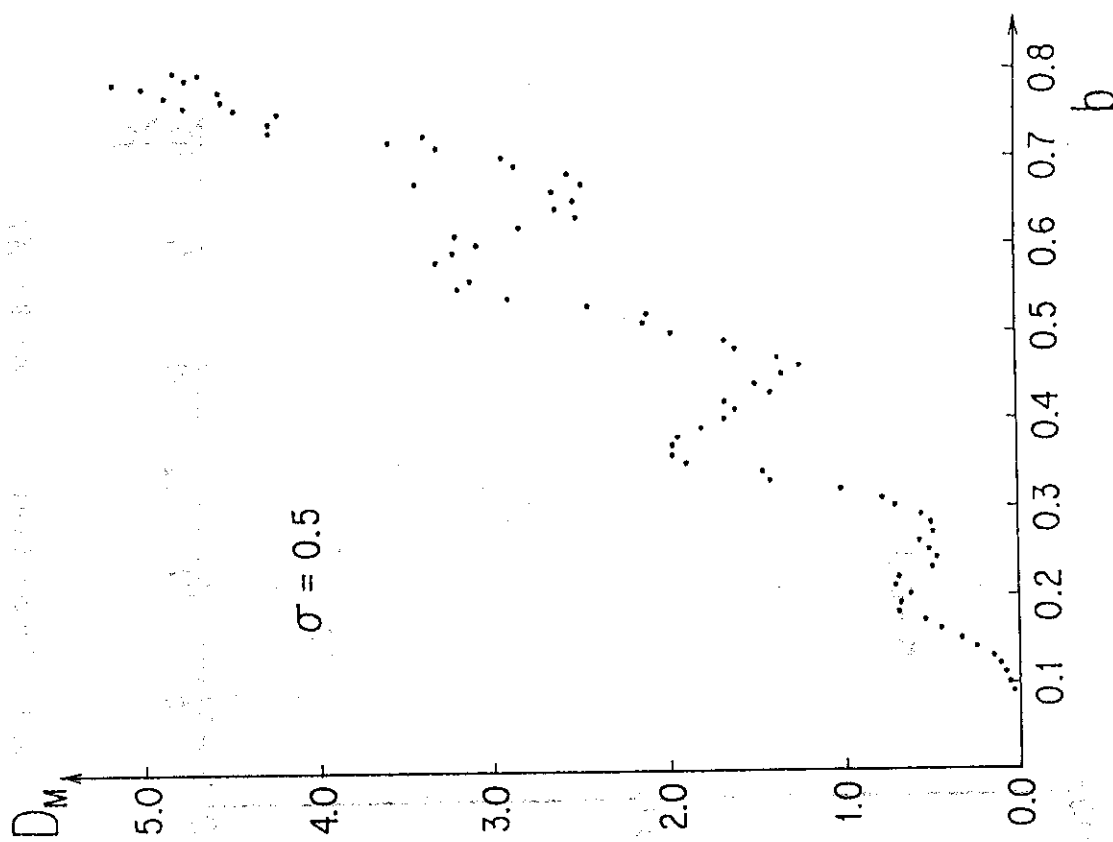


図3 磁力線の拡散係数 $\sigma = 0.5$