FRC プラズマにおける傾斜モード安定化に関する 粒子シミュレーション研究

非会員 堀 内 利 得 (核融合科学研究所)

非会員 西 村 香 純 (核融合科学研究所)

非会員 佐 藤 哲 也 (核融合科学研究所)

Particle Simulation Study on Tilt Stabilization in FRC Plasmas

Ritoku Horiuchi, Non-member, Kazumi Nishimura, Non-member, Tetsuya Sato, Non-member
(National Institute for Fusion Science)

The stabilization of the tilt disruption in field-reversed configurations is investigated by means of a three-dimensional particle simulation. For the case of no ion beam, the tilt instability is stabilized by anchoring ions which exist in the vicinity of the magnetic separatrix. It is found that the tilt growth rate is decreased by injecting an ion beam at the neighborhood of the null point even for plasmas with a small anchoring effect and the beam stabilization effect can be estimated by the total beam current.

キーワード：磁場反転配位，傾斜モード不安定性，イオンビーム，三次元粒子シミュレーション

1. はじめに

磁場反転配位 (FRC) は、プラズマの磁場閉じ込め方式のひとつであり、磁場配位が他の方式に比べて単純であることや、閉じ込めプラズマのベータ値が他の装置に比べ高い等の特徴をもつために、核融合炉としての利用が期待されている。FRC プラズマにおいて、閉じ込め配位の崩壊を招くもっとも危険なマクロ不安定性の一つとして傾斜モード不安定性があげられる。理想磁気流体 (MHD) 理論に基づくエネルギー原理からは、スフェロマックや FRC 等のコンパクトトラスにおいて磁気セパトリックスの形状が偏長 (prolate) である場合に、内部傾斜モードに対して配位が不安定であることが予想されている^{(1)~(3)}。しかし、ほとんどの実験において生成される FRC は、この予想と異なり長時間安定な状態を保っている^{(4)~(6)}。

この理論と実験との矛盾を説明するために、主として、三つの効果 (1) イオンの有限ラーモア半径効果、(2) 閉じ込め形状コントロール効果、(3) イオンビーム効果の研究が進められてきた。イオンの有限ラーモア半径効果の特徴づけるパラメータとして、

$$\bar{s} = \int_R^{r_{sp}} \frac{r dr}{r_{sp} \lambda_i(r)} \dots\dots\dots (1)$$

がある。ここで、 r_{sp} は構造対称軸からセパトリックスまでの半径、 R は同じく磁気中性線までの半径、 λ_i は局所イオンラーモア半径である。イオンの軌道効果を取り入れ

た数値計算⁽⁷⁾や粒子シミュレーション⁽⁸⁾によって、 $\bar{s} \approx 1$ の FRC プラズマでは傾斜モードは安定であるが、 $\bar{s}$ が増すにしたがって不安定になることが明らかになった。近年、大型の FRC 実験装置の建設により、 $\bar{s}$ の値を制御する実験を行うことが可能になった。ある実験⁽⁹⁾では $\bar{s} > 2$ の領域で傾斜モード不安定性を確認したが、他方、 $1 < \bar{s} < 8$ のかなり大きな $\bar{s}$ の領域まで傾斜モードが安定である結果が得られている⁽¹⁰⁾。つまり、ただひとつのパラメータ $\bar{s}$ の値だけでは、傾斜モードが安定か否かを普遍的に評価できないと言える。

閉じ込め形状コントロール効果に関しても研究が進められている。これまでの代表的な装置で行われた実験の解析⁽¹¹⁾によると、傾斜モードに対し安定である FRC プラズマの大多数は、電流分布が井戸型 (hollow) であるプラズマ中で実現されている。これに関連し、Cobb 等⁽¹²⁾はホール項を含む MHD モデルを用いた数値シミュレーションにより、磁気セパトリックスでの β 値 (β_{sp}) がある程度大きい場合に、電流分布を井戸型にすることで、傾斜モードが安定である配位が得られることを示している。しかしながら、彼らの計算では井戸型の電流分布をもった安定なプラズマが、 $\bar{s} \approx 1$ の領域で実現するため、この安定化が形状コントロール効果とイオンの有限ラーモア半径効果のどちらによるものかは区別できない。

FRC プラズマでは、プラズマ生成時に何らかの機構を通じて、プラズマ内部に回転が生まれることが知られてい

る。このような自発的な回転や外から加えられた回転運動による傾斜モードの安定化が調べられてきた。Barnes and Milroy⁽¹³⁾は、FRC プラズマの内部にイオンビームを打ち込むことにより、傾斜モードの安定化にどのような影響が生じるかを調べた。彼らの計算によると、全プラズマ（ビームイオン+背景プラズマ）エネルギーの40%に相当する膨大な運動エネルギーを持ったビームを、入射することによって傾斜モードが安定化される。

現実のプラズマ中では、様々な現象が複雑に絡まり合い、その結果としてプラズマ自身のマクロな形態が決まっている。そのため、どの効果が傾斜モードを安定化する役割をもっとも担っているかを調べるためには、複数の効果をできる限り分離して、それぞれを独立にコントロールするモデルを構築することが重要である。われわれは、(1)～(3)の効果を独立にコントロールしながら、なおかつ三つの効果を同時に取り扱う物理モデルに基づいた三次元のマクロスケール粒子シミュレーションを実行し、FRC プラズマにおける傾斜モード安定化の物理機構を調べた。

2. シミュレーションモデル

プラズマは総数 10^6 個の電子とイオンから構成されており、円柱状の導体容器中に一様な外部磁場によって閉じ込められているものとする。境界条件として、径方向の境界 ($r = R_d$) は完全導体条件を、対称軸 (z 軸) 方向の境界 ($z = \pm Z_d$) は周期条件を採用する。シミュレーション容器のアスペクト比 $2Z_d/R_d$ を 6 とする。解くべき基礎方程式は、電子、イオンそれぞれの運動方程式

$$\frac{d(\gamma_j \mathbf{v}_j)}{dt} = \frac{q_j}{m_j} \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_j}{c} \times \mathbf{B} \right) \quad (2)$$

$$\frac{d\mathbf{x}_j}{dt} = \mathbf{v}_j \quad (3)$$

$$\gamma_j = 1/\sqrt{1 - (\mathbf{v}_j \cdot \mathbf{v}_j)/c^2} \quad (4)$$

とマクスウェル方程式

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (5)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{B} - \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \quad (6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi \rho \quad (7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (8)$$

である。ここで、 $\mathbf{x}_j$, $\mathbf{v}_j$, m_j , q_j はそれぞれ、 j 番目の粒子の位置ベクトル、速度ベクトル、静止質量、電荷を表す。電流密度 $\mathbf{j}(\mathbf{x}, t)$ は、次のようにすべての粒子に関する和で与えられる。

$$\mathbf{j}(\mathbf{x}, t) = \sum_{j=1}^{N_{tot}} q_j \mathbf{v}_j(t) S[\mathbf{x} - \mathbf{x}_j(t)] \quad (9)$$

ここで、 N_{tot} は電子、イオン合わせた粒子の総数であり、 $S(\mathbf{x})$ は粒子の形状関数である⁽¹⁴⁾。数値手法として時間前

進に半陰解法を、空間微分には二次精度の中央差分法を用いる⁽⁸⁾。

シミュレーションの初期条件には、二次元 MHD 平衡配位を用いる。反磁性電流密度を $\mathbf{j}_d$ 、ビームイオンが存在する場合にビーム電流密度を $\mathbf{j}_b$ として、以下の方程式を解いて平衡配位を求める。

$$-\nabla P + \frac{1}{c} (\mathbf{j}_d + \mathbf{j}_b) \times \mathbf{B} = 0 \quad (10)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} (\mathbf{j}_d + \mathbf{j}_b) \quad (11)$$

ポロイダルフラックス Ψ に対する圧力分布 $P(\Psi)$ の関数形として以下の式で与えられるものを採用する⁽¹²⁾。

$$P(\Psi) = \begin{cases} P_0(K_0 - \chi - \frac{1}{2}D\chi^2) & \text{for } \chi \leq 0 \\ P_0 K_0 e^{-\chi/K_0} & \text{for } \chi > 0 \end{cases} \quad (12)$$

ここで χ は、磁気中性線での値で規格化した磁気フラックスであり、 P_0 及び K_0 は定数である。また、パラメータ K_0 は、磁気セパトリックスでの β 値 (β_{sp}) と電流分布の形状を決めるパラメータ D を用いて $K_0 = \beta_{sp}(1-D/2)/(1-\beta_{sp})$ の形で与えられる。ここで、 $D > 0$ のときにはトロイダル方向の電流分布 j_θ/r は井戸型、 $D = 0$ では平坦 (flat)、そして $D < 0$ では丘型 (peaked) になる。粒子の初期速度分布は、空間一様の温度と平均流速をもつシフト型マクスウェル分布で与える。また、電子、イオンの初期位置と平均速度は圧力及び反磁性電流から静的スタート法⁽¹⁴⁾を使って決定する。ビームイオンが存在する場合には、ビームの温度をゼロとし、その初速度として、トロイダル方向に力の釣り合いを満たす値を与える。ビームの位置は、磁気中性線の近傍にあると仮定する。

3. シミュレーション結果

シミュレーションで独立にコントロールできるパラメータは、 $\bar{s}$ (有限ラーモア半径効果)、 β_{sp} , D (ともに閉じ込め形状効果)、ビーム電流と背景プラズマ電流の比 I_b/I_p 、及びビームイオンと背景イオンの粒子数比 N_b/N_i の合計5つである。ここでは、まず、イオンビームを入射しない場合 ($I_b/I_p = 0$, $N_b/N_i = 0$) のシミュレーション結果に簡単にふれた後で、イオンビーム効果の解析を行う。

〈3・1〉 イオンビームを入射しない場合 ここでは、イオンビームを入射しない場合のシミュレーション結果を議論する⁽¹⁵⁾。 β_{sp} が小さく、熱イオンの運動論的效果がそれほど顕著でないと考えられる領域 ($2 \leq \bar{s} \leq 5$) では、有限ラーモア半径効果 ($\bar{s}$ を小さくする) 及び、電流分布のコントロール効果 (D を正にする) の両者とも傾斜モードの安定化に有効でない⁽¹⁵⁾。しかし、図1に示したように、たとえ熱イオンの運動論的效果が弱く ($\bar{s} = 3$)、かつ丘型の電流分布 ($D = -0.6$) の場合でも、 β_{sp} を大きくとること ($\beta_{sp} \geq 0.2$) により傾斜モードを安定化できることが分かる。ここで、成長率は真空中の磁場と導体容器の半径を

図1 傾斜モードの成長率の β_{sp} 依存性。ここで白丸が磁気流体シミュレーションの結果を、黒丸が粒子シミュレーションの結果を示している。
($D = -0.6$, $\bar{s} = 3$ の場合。)

Fig. 1. Dependence of the tilt growth rate on separatrix beta β_{sp} where $D = -0.6$, $\bar{s} = 3$, open and closed circles stand for the results obtained from the MHD simulation and the particle simulation, respectively.

用いて定義されたアルヴェン時間 t_A で規格化されている。一方、磁気流体シミュレーションでは β_{sp} 依存性が殆ど見られないことから、傾斜モードの安定化には、磁気セパトリックス近傍に存在する粒子の運動論的效果が寄与しているものと予想される。

β_{sp} が大きな値をとる場合の傾斜モードの安定化メカニズムを理解するために、その軌道が磁気セパトリックスを繰り返し横切るイオン [“アンカーイオン (anchoring ions)” と呼ぶ] に注目する。アルヴェン時間 (t_A) 当たり磁気セパトリックスを横切る回数で、アンカーイオンの個数流束を定義すると、 β_{sp} の値が大きくなるにつれ、個数流束は増加し、傾斜モードの成長率が小さくなっていくことが分かった。

アンカーイオンによる傾斜モード安定化のメカニズムは次のようなものである⁽¹⁶⁾。傾斜モードが励起されると、磁気セパトリックス内部でプラズマの集団運動が発生する。しかし、セパトリックス近傍で内部と外部の間を往復運動しているアンカーイオンは、セパトリックスの外部に在る間は、この集団運動に追従していない。一方で内部の不安定な運動は、有限ラーモア半径効果によって方位角方向にゆっくりとドリフトしながら成長する。このようにして、アンカーイオンの運動と内部の不安定な運動との間に位相差が生じる。アンカーイオンが再びセパトリックス内部に戻ると、この位相差のため内部プラズマの集団運動が乱され、傾斜モードが安定化される。アンカーイオンの個数流束が多くなればなるほど、安定化にとって有効であると考えられる。そのため、セパトリックスでの β 値が大きい場合に傾斜モードは安定化する。言い換えると、アンカーイオンはセパトリックス内部のプラズマと外部のプラズマを繋ぐ“錨”の役割を果たして、その“錨効果”

によって傾斜モードが安定化されている。

〈3・2〉 イオンビームによる安定化 イオンビームを入射しない場合の結果⁽¹⁵⁾から、傾斜モードを安定化するのに0.2以上のセパトリックスベータ値 β_{sp} が必要であることが分かった。多くの実験で得られる β_{sp} の値は、およそ0.5程度である。このため、実験では傾斜モード不安定性が観測されないものと考えられる。現実には、FRCプラズマを核融合装置として利用することを考慮すると、安定性だけでなく、粒子を長時間閉じ込めることを考えなければならない。 β_{sp} の値が大きなプラズマは、磁気セパトリックスの外側に多くの粒子が存在する。すなわち、粒子閉じ込めにとって好ましくない配位になっているものと考えられる。しかし、 β_{sp} が小さすぎると上で見たように、傾斜モードが不安定になる危険性がある。つまり、より良い閉じ込めが要求される将来の装置に対しては、錨効果による傾斜モード安定化とは別の方法で、不安定性を抑えることが必要になる。その別の方法の一つとして、ここではFRCプラズマ中にイオンビームを入射して安定化する、イオンビーム効果について考察する。

まず、前節で考察した三つのパラメータを $\bar{s} = 3$, $D = -0.06$, $\beta_{sp} = 0.02$ に固定する。この配位は、ビームが存在しない場合、不安定となっている。この配位にビームを加えた時に、傾斜モードにどのような変化が現われるかを調べる。使用したモデルでは、ビームをコントロールする重要なパラメータとして、 I_b/I_p 及び N_b/N_i の2つがある。シミュレーションに用いた重要なパラメータの値を表1にまとめる。行ったシミュレーションランは、二種類に分類できる。一つは、粒子数比 N_b/N_i を一定に保ちながら、ビームイオンの速度 v_b/c を変化させるもの、もう一つはビームイオンの速度 v_b/c を一定に保ちながら、粒子数比 N_b/N_i を変化させるものである。表1のR0は、ビームを入射しない場合 ($N_b/N_i = 0$, $I_b/I_p = 0$) に対応する。図2は、ポロイダル断面における熱イオン (左) とビームイオン (右) の初期空間分布を示している。イオンビームはトロイダル速度成分のみを持ち、磁場中性点付近の狭い領域に入射されている。

傾斜モードの成長率は、流速の z 成分 V_z をフーリエ分解したときのトロイダルモード数 $n = 1$ のモード振幅の時間発展から定義する。ここでは、まず、イオンビームによる安定化機構を定量的に評価するために、無次元パラメータ $\bar{s}_{eff}$ を導入する。それは、 $\bar{s}$ の計算において背景イオンの熱速度の代わりに、ビームイオンを含めた全イオンの平均速度を用いたもので、次式で与えられる。

$$\bar{s}_{eff} = \frac{m_i c}{r_{sp} q_i} \int_R^{r_{sp}} \frac{r dr}{\langle v_i \rangle B_z(r)} \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 $\langle v_i \rangle$ は全イオンのトロイダル断面 ($z = 0$) での平均速度、 $B_z(r)$ はそこでの磁場の z 成分である。パラメータ $\bar{s}$ と $\bar{s}_{eff}$ の違いは、ビームイオンの速度が背景イオンの熱速度を越える場合に現われる。それ故に、背景イオン

表 1 シミュレーションで用いた平衡解を特徴づけるパラメータ (粒子数比, N_b/N_i ; 電流比, I_b/I_p ; 運動エネルギー比, $\epsilon_{K_b}/\epsilon_{K_p}$; ビームイオン速度, v_b/v_{Ti} ; セパラトリックス半径と装置半径の比, X_s ; セパラトリックス偏長度, E)。

Table 1. Characteristics of equilibrium solutions used in particle simulations, including number ratio N_b/N_i ; current ratio I_b/I_p ; kinetic energy ratio $\epsilon_{K_b}/\epsilon_{K_p}$; beam velocity v_b/v_{Ti} ; ratio of separatrix to vessel radius X_s ; elongation E ;

RUN	N_b/N_i	I_b/I_p	$\epsilon_{K_b}/\epsilon_{K_p}$	v_b/v_{Ti}	X_s	E
R0	0.00	0.00	0.00	0.00	0.84	2.14
R1	0.01	0.02	0.05	3.4	0.86	2.12
R2	0.01	0.03	0.10	4.6	0.87	2.08
R3	0.01	0.04	0.15	6.0	0.87	2.07
R4	0.01	0.04	0.21	7.4	0.88	2.05
R5	0.01	0.045	0.30	11.0	0.89	2.08
R6	0.01	0.05	0.41	13.2	0.89	2.06
R7	0.005	0.01	0.02	2.9	0.85	2.13
R8	0.015	0.034	0.08	3.1	0.87	2.09
R9	0.02	0.045	0.13	3.8	0.87	2.07
R10	0.025	0.055	0.15	3.5	0.88	2.06

図 2 R2 の場合のポロイダル断面における熱イオン (左) とビームイオン (右) の空間密度分布。各々の図の左端が系の中心軸を示しており、また、 $\bar{s} = 3$, $D = -0.06$, $\beta_{sp} = 0.02$ である。

Fig. 2. Spatial distribution of thermal ions (left) and beam ions (right) in the poloidal plane for the case R2 where the left edge of each panel corresponds to the geometrical axis, and $\bar{s} = 3$, $D = -0.06$, $\beta_{sp} = 0.02$.

の熱速度以上の速度を持つビームイオンを入射する状況では、イオンの運動論的效果を評価するのに、 $\bar{s}_{eff}$ を用いる方がより適切と考えられる。

傾斜モードの成長率とパラメータ $\bar{s}_{eff}$ の関係を図 3 にまとめる。まず、粒子数比を固定する場合 (図中の白丸) に注目する。ビーム速度を増加させると、 $\bar{s}_{eff}$ の値が背景イオンの値 $\bar{s} = 3$ から 1 へと減少していく。この変化に伴い、成長率が小さくなっていくのが分かる。この結果より、粒

図 3 傾斜モードの成長率とパラメータ $\bar{s}_{eff}$ の関係。

Fig. 3. The growth rates as a function of $\bar{s}_{eff}$.

子数比を固定する場合 (ビーム速度を変化させる場合) の傾斜モードに対するイオンビーム効果は、パラメータ $\bar{s}_{eff}$ によって定量的に評価できると言える。

次にビームの速度を固定して、粒子数比 N_b/N_i を変化させる場合 (図中の黒丸) を考察する。このシミュレーションでは、ビームイオンの速度と背景イオンの熱速度の比が、 $3.0 < v_b/v_{Ti} < 4.0$ の間に固定されている。この場合、粒子数比を増加させても $\bar{s}_{eff}$ の値に変化は見られない。この結果は、 $\bar{s}_{eff}$ の値は、主として、ビームイオンの速度によってコントロールされているのであって、その粒子数によってではない、という事実に対応している。さらに図 3 に見られるように、傾斜モードの成長率は、 $\bar{s}_{eff}$ の値が同じにもかかわらず変化している。つまり粒子数比 N_b/N_i を変化させる場合には、パラメータ $\bar{s}_{eff}$ による評価は適当でないといえる。

そこで、粒子数比を変化させたときの安定化機構を、傾斜モードの主たる駆動源であるローレンツ力の $n = 1$ モード成分 $\delta(j \times B)_z$ の観点から考察する。それには、まず電流密度をビーム成分 j_b と背景イオン成分 j_t に分けて、それぞれに働く力を計算する。

$$\delta(j_\alpha \times B)_z = A_\alpha(r, z) \cos \phi + B_\alpha(r, z) \sin \phi \quad (14)$$

ここで、添字 α はビーム成分 ($\alpha = b$) と背景イオン成分 ($\alpha = t$) を表す。平均振幅 $F_\alpha(t)$ と位相差 $\delta\phi$ (2つの成分のピーク振幅におけるトロイダル角の差) は以下のように定義する。

$$F_\alpha(t) = \sqrt{\langle A_\alpha \rangle^2 + \langle B_\alpha \rangle^2} \dots\dots\dots (15)$$

$$\delta\phi = \tan^{-1} \frac{\langle B_b \rangle}{\langle A_b \rangle} - \tan^{-1} \frac{\langle B_t \rangle}{\langle A_t \rangle} \dots\dots\dots (16)$$

また $\langle \dots \rangle$ は (r, z) 空間での平均、つまり $\langle A \rangle = \int A(r, z) dr dz$ を意味している。図 4 は、R7 ($N_b/N_i = 0.005$), R1 ($N_b/N_i = 0.01$), R9 ($N_b/N_i = 0.02$) の三通りの場合における振幅の時間発展を示している。図

図4 粒子数比が異なる場合における (a) 背景イオン及び (b) ビームイオンに働く不安定性を引き起こす力の時間発展。

Fig. 4. Time histories of the amplitudes of the tilt forces acting on (a) background thermal ions, and (b) beam ions for three different values of N_b/N_i .

4(a)(b) はそれぞれ、(a) 背景イオン電流密度に働く力の振幅 $\delta(j_t \times B)_z$ 、(b) ビームイオン電流密度に働く力の振幅 $\delta(j_b \times B)_z$ に対応している。まず図4 (a) では、粒子数比が異なる三つの場合において、背景イオン電流密度に働く力の振幅の大きさに、違いはほとんど見られない。一方で、図4 (b) のビームイオン電流密度に働く力の振幅は、粒子数比が大きい場合ほど大きくなっているのが分かる。

図5は、図4で用いた三通りの場合 ((a) $N_b/N_i = 0.005$ (R7), (b) $N_b/N_i = 0.01$ (R1), (c) $N_b/N_i = 0.02$ (R9)) における二つの力の間の位相差の時間発展を示している。図5 (a) から、 $N_b/N_i = 0.005$ の場合には、位相差がいつも小さな値にとどまっている ($\delta\phi \ll \pi$)。つまり、二つの力の方向が常に揃っていて、ビームイオンに働く力が傾斜モード不安定性の位相に同期していることを意味する。図5 (b) の $N_b/N_i = 0.01$ の場合には、位相差が大きくなっている ($\delta\phi \sim \pi/2$)。さらに図5 (c) の $N_b/N_i = 0.02$ の場合には、位相がほぼ逆転している ($\delta\phi \sim \pm\pi$)。このときには、二つの力の方向は逆になっているために、傾斜

図5 粒子数比が、(a) $N_b/N_i = 0.005$, (b) $N_b/N_i = 0.01$, (c) $N_b/N_i = 0.02$ の場合の背景イオンとビームイオンそれぞれに働く不安定性を引き起こす力の間の位相差の時間発展。

Fig. 5. Time histories of phase difference between the tilt forces acting on thermal ions and beam ions for three different number ratio, i.e., (a) $N_b/N_i = 0.005$, (b) $N_b/N_i = 0.01$, and (c) $N_b/N_i = 0.02$.

モード不安定性を引き起こす全体としての力は弱められている。以上から、ビームイオンは背景プラズマを傾けようとする力を、打ち消す働きをしているといえる。この位相差の存在は、用いたビームの平均ラーモア半径が閉じこめスケールと同程度であるため、ビームの運動に背景プラズマの傾斜モードに伴う集団運動からのずれが生じているという事実を反映したものであるといえる。

図6 傾斜モードの成長率と電流比の関係。黒丸と白丸は、それぞれ、ビームイオン数を変化させた場合とビーム速度を変化させた場合を示している。

Fig. 6. Dependence of growth rate on the current ratio I_b/I_p for the cases where the beam number is changed (closed), and the cases where the beam velocity is changed (open).

以上得られたすべてのシミュレーション結果を電流総量に対する依存性という観点から解析すると興味深い事実に気づく。傾斜モードの成長率の電流比に対する依存性を示したものを図6に与える。電流比が $0 < I_b/I_p < R_c (\approx 0.03)$ の場合には、ビームを入射しない場合の成長率と比べて顕著な変化がない。電流比が R_c を越えると、その値が大きくなればなるほど、成長率は小さくなる。詳細な解析によると、この臨界値 R_c は、ビーム速度を変化させた場合の $\bar{s}_{eff}$ の値が $\bar{s} = 3$ の値から下降し出す点に対応していることが分かった。図6で、粒子数比を固定する場合（図中の白丸）と速度を固定する場合（図中の黒丸）との間に顕著な差異が見られないことから、傾斜モードに対するイオンビーム効果は、電流比で統一的に評価できる⁽¹⁶⁾。換言すると、ビーム効果はビーム電流の総量、またはビームイオンの運動量の総和によって評価できるといえる。

4. ま と め

FRC プラズマにおける傾斜モードの安定化機構を調べるために、有限ラーモア半径効果、閉じ込め形状コントロール効果、イオンビーム効果の三つを同時に扱いながら、それぞれを独立にコントロールできるモデルに基づいて、三次元粒子シミュレーションを行った。イオンビームを入射しない場合に、セパトロリックス近傍に存在する熱イオン（アンカーイオン）が傾斜モードを安定化させる働きをするため、セパトロリックスでの β 値が大きなプラズマにおいて傾斜安定化が実現される。次に、イオンビームの粒子数と速度を変化させて、イオンビーム効果を調べた。ビームの速度を変化させる場合と、ビームの速度を固定して粒子数を変化させる場合のどちらも、ある臨界値以上の電流を持つビームを入射することにより、傾斜モードを安定化す

る効果が顕著になる。ビームの速度を変化させる場合には、ビーム成分の寄与も取り込んだイオンラーモア半径効果パラメータ $\bar{s}_{eff}$ で、イオンビーム効果を定量的に評価できることが明らかとなった。

（平成11年2月8日受付，同11年6月11日再受付）

文 献

- (1) M. N. Rosenbluth and M. N. Bussac, "MHD stability of spheromak," *Nucl. Fusion*, **19**, 489-498 (1979).
- (2) J. H. Hammer, "MHD tilting modes for nearly spherical compact toroids with arbitrary plasma pressure," *Nucl. Fusion*, **28**, 488-492 (1981).
- (3) R. A. Clemente and J. L. Milovich, "The tilting mode in field-reversed configurations," *Physics Letters*, **85A**, 148-150 (1981).
- (4) M. Tuszewski, "Field reversed configurations," *Nucl. Fusion*, **28**, 2033-2092 (1988).
- (5) J. T. Slough and A. L. Hoffman, "Observation of tilt stability of field reversed configurations at large s ," *Nucl. Fusion*, **28**, 1121-1125 (1988).
- (6) J. T. Slough, A. L. Hoffman, R. D. Milroy, R. Maqueda, and L. C. Steinhauer, "Transport, energy balance, and stability of a large field-reversed configuration," *Phys. Plasmas*, **2**, 2286-2291 (1995).
- (7) D. C. Barnes, J. L. Schwarzmeier, H. R. Lewis, and C. E. Seyler, "Kinetic tilting stability of field-reversed configurations," *Phys. Fluids*, **29**, 2616-2629 (1986).
- (8) R. Horiuchi and T. Sato, "The meandering orbit effect on stabilization of the tilting instability in a field-reversed configuration," *Phys. Fluids*, **B2**, 2652-2660 (1990).
- (9) M. Tuszewski, D. P. Taggart, R. E. Chrien, D. J. Rej, R. E. Siemon, and B. L. Wright, "Axial dynamics in field-reversed theta pinches. II: Stability," *Phys. Fluids*, **B3**, 2856-2870 (1991).
- (10) J. T. Slough and A. L. Hoffman, "Stability of field-reversed configurations in the large s experiment (LSX)," *Phys. Fluids*, **B5**, 4366-4377 (1993).
- (11) L. C. Steinhauer and A. Ishida, "Profile consistency in equilibria of field-reversed configurations," *Phys. Fluids*, **B4**, 645-650 (1992).
- (12) J. W. Cobb, T. Tajima, and D. C. Barnes, "Profile stabilization of tilt mode in a field-reversed configuration," *Phys. Fluids*, **B5**, 3227-3238 (1993).
- (13) D. C. Barnes and R. D. Milroy, "Stabilization of the field-reversed configuration (FRC) tilt instability with energetic ion beams," *Phys. Fluids*, **B3**, 2609-2616 (1991).
- (14) C. K. Birdsall and A. B. Langdon, *Plasma Physics Via Computer Simulation* (McGraw-Hill, New York, 1985).
- (15) K. Nishimura, R. Horiuchi, and T. Sato, "Tilt stabilization by cycling ions crossing magnetic separatrix in a field-reversed configuration," *Phys. Plasmas*, **4**, 4035-4042 (1997).
- (16) R. Horiuchi, K. Nishimura, T.-H. Watanabe, and T. Sato, "Kinetic Stabilization of Tilt Disruption in field-reversed configurations," *Nucl. Fusion*, (to be published).

堀内 利 得（非会員）1952年生。1974年3月茨城大学理学部物理学科卒業。1984年 学振研究員。1990年 核融合科学研究所助教授。1998年 同教授。理学博士。主としてプラズマシミュレーションに関する研究に従事。

西村 香純 (非会員) 1969年生。1993年3月 早稲田大学理工学部応用物理学科卒業。1998年 核融合科学研究所非常勤研究員。学術博士。

佐藤 哲也 (非会員) 1939年生。1963年3月 京都大学工学部電子工学科卒業。1967年 同大学助手。1974年 東京大学講師。1976年 同助教授。1980年 広島大学教授。1989年 核融合科学研究所教授。工学博士。主としてプラズマ非線形性に関する研究に従事。