

# ポロイダルシアークによる 運動論内部キンクモードの 線形安定性解析

小林 俊満<sup>1\*</sup>, 内藤 裕志<sup>1</sup>, 福政 修<sup>1</sup>, 徳田伸二<sup>2</sup>

<sup>1</sup>電気電子工学科, <sup>2</sup>日本原子力研究所那珂研究所

トカマクプラズマの不安定モードである  $m = 1$  (ポロイダルモード数)  $n = 1$  (トロイダルモード数) の運動論内部キンクモードに対するポロイダルシアークの効果, ジャイロ簡約MHDコード (GRM3D-2F) を用いて調べた。GRM3D-2Fは, ジャイロ運動論ブラソフ・ポアソン・アンペール系のモーメント方程式を基礎方程式とし, 運動論効果として, 電子の慣性と磁力線方向の電子の圧力勾配の効果が入れられている。ポロイダルシアークはプラズマ中の径方向電場と, 外部磁場による,  $E \times B$ ドリフトにより生成される。線形計算の結果として, 不安定性の成長率が小さいほど小さなシアークにより安定化されること,  $d_e \ll \rho_s$  ( $d_e$ は電子の無衝突スキン長,  $\rho_s$ は電子温度  $T_e$ で測ったイオンのラーマー半径) の場合, シアークによる安定化の効果が大きいことが示された。実際の実験装置では, シミュレーションで用いたパラメータと比較して, 不安定性の成長率は小さく, また  $d_e \ll \rho_s$  であるため, 比較的小さなポロイダルシアークでも安定化の効果があることが予測される。

**Keywords:** *sheared poloidal flow, kinetic internal kink mode, collisionless electron skin depth, tokamak, gyrokinetic model, sawtooth crash, magnetic reconnection*

## 1. 始めに

制御核融合を目指した磁気閉じ込め方式の中で, 現在トカマク型の実験装置が最良の結果を出している。しかしながら, トカマクプラズマにはさまざまな不安定性が存在しており, 不安定性に伴う, 理論的に説明できない物理機構も数多く存在する。その一つにトカマクプラズマで観測される鋸歯状振動<sup>1)</sup>の崩壊過程がある。 $m = 1$  (ポロイダルモード数),  $n = 1$  (トロイダルモード数) の内部キンク不安定性の線形および非線型発展が鋸歯状振動の崩壊過程の物理現象を支配していると考えられている。内部キンク不安定性はプラズマが  $q = 1$  の面の内側で螺旋状に変形する不安定性である。ここで,  $q$ 値とは, 安全係数と呼ばれるものであり, 磁力線のピッチの逆

数に比例している。一般にトカマクの  $q$ 値は中心部で最小値をとり, 周辺部に行くにしたがって, 単調に増大する。プラズマ中心部の電流密度が増加すると, プラズマ中心部が  $q < 1$  の領域になり, 内部キンクモードが不安定になる。この内部キンク不安定性を安定化する方法として, 密度および温度勾配, 高エネルギー捕捉イオンの存在,  $q = 1$  近傍領域での電流分布の平坦化, ポロイダルシアーク等が考えられている。ここでは, ポロイダルシアークによる運動論内部キンクモードの安定化を取り扱う。プラズマがなんらかの原因により, 正または負に帯電すると, プラズマ半径に依存する静電ポテンシャル分布が生じる。この静電ポテンシャルによる径方向の静電場とトロイダル方向の磁場とによる  $E \times B$  ド

\*Present address: 山口大学総合情報処理センター

リフトによりプラズマにポロイダル方向の回転を生じる。この回転の角速度が中心からの距離  $r$  に依存して変化する(ポロイダルシア一流がある)場合には、ポロイダルシア一流がない場合の不安定な固有モードの構造を破壊し、その結果、不安定モードが安定化される可能性がある。

プラズマ中の  $q = 1$  の磁気面の近傍での衝突効果に起因する抵抗性内部キンクモードのポロイダルシア一流による安定化は Kleva<sup>2)</sup> により研究されている。現在の大型トカマクのプラズマは高温であるため、無衝突に近く、電子の慣性等の運動論効果が支配的であると考えられる。本研究では、運動論内部キンクモードに対するポロイダルシア一流の効果をシミュレーションにより検討する。ここで運動論内部キンクモードというのは、電子の衝突効果ではなく、電子の慣性等の運動論効果が原因となって生じる内部キンクモードのことである。

トカマクプラズマをシミュレーションする手法としては、イオンおよび電子を、粒子として扱う粒子モデル、流体として扱う流体モデル、イオンは粒子として、電子は流体として扱うハイブリッドモデルがある。粒子モデルは物理に忠実であり、重要な効果を見落とすことなくシミュレーションを実行できるという利点がある。しかしその反面、コンピュータに対する負荷が非常に大きいという欠点がある。流体モデルは方程式の closure 等の問題があるが、コンピュータに対する負荷が比較的軽いという利点がある。ただし、イオンの運動論効果を適切に取り入れることが困難である。ハイブリッドモデルでは、電子を流体として、イオンを粒子として扱うため、粒子シミュレーションと比較して、コンピュータに対する負荷が軽い。またイオンを粒子として扱うため、イオンの運動論効果が自然に含まれるという利点がある。それぞれのコードを用いてシミュレーションを行うことにより、各コードの正当性を検証することができ、また各コードの適用範囲も知ることができる。

我々はこれまで、MHD 現象の運動論的変形を取り扱うことができる3次元コードとして、ジャイロ粒子コード GYR3D<sup>3)-5)</sup>、ジャイロ簡約MHDコード GRM3D-2F<sup>6)</sup>、およびハイブリッドコード Hybrid3D<sup>7)</sup>を開発した。各モデルを用いて  $m = 1$ 、 $n = 1$  の運動論内部キンクモードのシミュレーションを行い、全てのコードで、以下の①、②の物理現象を確認した。

①第一段階では、 $m = 1$ 、 $n = 1$  の運動論内部キンクモードの非線型な発展により、アルベン波の時間スケールで、完全磁気再結合が生じる。このとき、

$q < 1$  の中心部のプラズマは  $q = 1$  の磁気面の外側へ押し出される。

②第二段階では、第一段階で形成されたポテンシャル構造による  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトにより  $q = 1$  の磁気面近傍の周辺プラズマが再び中心部へ流入し、新たな磁気再結合により、 $q < 1$  の磁気面構造が再構成される。この現象は、Biskamp 等<sup>8)</sup>により比較的簡単なヘリカル対称性を用いたシミュレーションにより予言されたものである。

本研究では、 $m = 1$ 、 $n = 1$  の運動論内部キンクモードに対するポロイダルシア一流の効果を解析する最初のステップとして、ジャイロ簡約MHDコード (GRM3D-2F) を用いた線形安定化解析を行った。2章では、基礎方程式を記述する。3章ではシミュレーションモデルを示す。ポロイダルシア一流がある場合の  $m = 1$ 、 $n = 1$  の運動論内部キンクモードの GRM3D-2F によるシミュレーション結果は4章で示される。5章では結論と今後の方針を述べる。

## 2. 基礎方程式

GRM3D-2F は、ジャイロ運動論ブラソフ・ポアソン・アンペール方程式系<sup>9)</sup>のモーメントをとることにより導出される、ジャイロ流体方程式系を基礎方程式系としている。運動論ブラソフ・ポアソン方程式系は、磁場中での荷電粒子のジャイロ(円)運動を、そのジャイロ軌道に沿って平均化して導出される。イオンのジャイロ周期よりも短い時間スケールでの現象が理論的に除去されるため、アルベン波等の低周波の物理現象を解析するのに有力な手法となる。このモデルは、散逸のない無衝突モデルであり、トカマク等の低ベータ装置内での無衝突磁気再結合過程のシミュレーションに適している。 $z$  軸方向には一様磁場  $\mathbf{B}_T = B_0 \mathbf{b}$  があるとする。ここで  $\mathbf{b}$  は  $z$  軸方向の単位ベクトルであり、 $B_0$  は一様外部磁場の大きさを表している。

ジャイロ簡約MHDモデルは、電子の慣性の効果と磁力線方向の電子圧力の勾配の効果を含んだ静電ポテンシャル  $\phi$  とベクトルポテンシャルの  $z$  成分  $A_z$  の2場モデルとなっている<sup>6)</sup>。以下に基礎方程式系を示す。

$$\frac{d}{dt}(\nabla_{\perp}^2 \phi) = -v_A^2 \mathbf{b}^* \cdot \nabla(\nabla_{\perp}^2 A_z), \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} A_z = -\mathbf{b}^* \cdot \nabla \phi + d_e^2 \frac{d}{dt} \nabla_{\perp}^2 A_z + \rho_s^2 \mathbf{b}^* \cdot \nabla(\nabla_{\perp}^2 \phi). \quad (2)$$

ここで  $v_A = c \omega_{ci} / \omega_{pi}$  はアルベン速度であり、

$c$  は真空中での光速,  $\omega_{ci}$  および  $\omega_{pi}$  はそれぞれ, イオンのサイクロトロン角周波数とプラズマ角周波数である.  $d_e = c / \omega_{pe}$  は電子の無衝突スキン長であり,  $\omega_{pe}$  は電子のプラズマ角周波数である.  $\rho_s = \sqrt{T_e / m_i} / \omega_{ci}$  は電子温度  $T_e$  で測ったイオンのラーマー半径であり,  $m_i$  はイオンの質量である. (1) 式は渦方程式を, (2) 式は磁力線方向のオームの法則を表している. また, 電子の慣性の効果および磁力線方向の電子の圧力勾配の効果が (2) 式の右辺第二項と第三項に含まれている.  $\mathbf{b}^*$  は磁力線方向 (変動磁場を含む) の単位ベクトルである.

$$\mathbf{b}^* = \mathbf{b} + \frac{\nabla A_z \times \mathbf{b}}{B_0}. \quad (3)$$

$d/dt$  は次式で与えられる対流微分を示す.

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{b} \times \nabla \phi}{B_0} \cdot \nabla. \quad (4)$$

(2) 式は以下のように表した方が便利である.

$$\begin{aligned} \frac{\partial A'_z}{\partial t} &= -\mathbf{b} \cdot \left\{ \nabla \phi + \frac{\nabla \phi \times \nabla A'_z}{B_0} \right. \\ &\quad + \rho_s^2 [\nabla (\nabla_{\perp}^2 \phi) \\ &\quad \left. + \frac{\nabla (\nabla_{\perp}^2 \phi) \times \nabla A_z}{B_0} \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

ただし  $A'_z$  は,

$$A'_z = A_z - d_e^2 \nabla_{\perp}^2 A_z, \quad (6)$$

である. ジャイロ簡約MHDモデルはStraussの簡約MHD方程式である2場モデル<sup>10)</sup>の自然な拡張になっている. 事実  $d_e = 0$ ,  $\rho_s = 0$  とすると, (1),(2)式はStraussの2場モデルと一致する. ジャイロ流体モデルの名称は通常ランダウ減衰の効果を含む流体モデルに対して用いられることが多いため, 我々のモデルを, ジャイロ簡約MHD(Gyro-Reduced-MHD)モデルと呼ぶことにしている. ジャイロ簡約MHDモデルでは, 系の全エネルギー  $\mathcal{E}_T$ ,

$$\mathcal{E}_T = \mathcal{E}_E + \mathcal{E}_B + \mathcal{E}_{de} + \mathcal{E}_{\rho_s}, \quad (7)$$

は保存する. ここで  $\mathcal{E}_E$ ,  $\mathcal{E}_B$ ,  $\mathcal{E}_{de}$ ,  $\mathcal{E}_{\rho_s}$  はそれぞれ流体の運動エネルギー, 磁場のエネルギー, 電子の慣性に関するエネルギー, 電子の圧力勾配に関するエネルギーを表す. 各エネルギーは次式で与えられる.

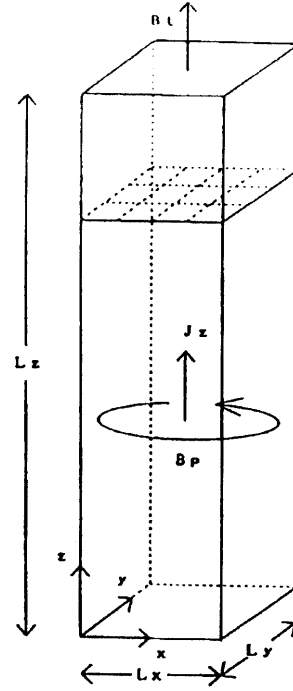


Fig.1 Simulation model.

$$\mathcal{E}_E = \int dV \frac{\epsilon_0 \omega_{pi}^2}{2\omega_{ci}^2} (\nabla_{\perp} \phi)^2, \quad (8)$$

$$\mathcal{E}_B = \int dV \frac{1}{2\mu_0} (\nabla_{\perp} A_z)^2, \quad (9)$$

$$\mathcal{E}_{de} = \int dV \frac{1}{2\mu_0} d_e^2 (\nabla_{\perp} A_z)^2, \quad (10)$$

$$\mathcal{E}_{\rho_s} = \int dV \frac{\epsilon_0 \omega_{pi}^2}{2\omega_{ci}^2} \rho_s^2 (\nabla_{\perp} \phi)^2. \quad (11)$$

$\mathcal{E}_{de}$  と  $\mathcal{E}_{\rho_s}$  の和 ( $\mathcal{E}_{de} + \mathcal{E}_{\rho_s}$ ) は, 磁場に平行方向の電子の運動エネルギーに対応している.

### 3. シミュレーションモデル

本研究で取り扱う系は, トカマクをトロイダル方向に垂直な面で切り,  $z$ 軸方向に引き伸ばし直線近似した3次元直方体システムである. これをFig.1に示す.  $x, y, z$ 方向の各システムサイズを  $L_x, L_y, L_z$  とし, システム内は一樣な密度と温度のプラズマで満たされているとする. システムの  $z$ 軸方向には一樣な外部磁場 (トロイダル磁場)  $\mathbf{B}_T$  が存在する. また,  $x, y$ 軸方向にはポロイダル磁場  $\mathbf{B}_P$  が存在し, システム全体としては, この2つの磁場を合成した磁力線がピッチを持つような系になっている. システムの  $x$ 方向, および  $y$ 方向は完全導体壁で囲まれて

いると仮定する．完全導体壁上では， $\phi = 0$ ， $A_z = 0$ である． $z$ 軸方向には周期境界条件を仮定し，システムの両端は連続的に接続されているものとする．

アスペクト比  $A$  ( $A = R/a$ ， $2\pi R = L_z$ ， $2a = L_x = L_y$ ) が，方程式系に陽に現れないように以下の規格化を行っている．ただし， $\tilde{\cdot}$  のついた変数は無次元量であって，規格化された物理量を表している．

$$x = L_x \tilde{x}, \quad (12)$$

$$y = L_y \tilde{y}, \quad (13)$$

$$z = L_z \tilde{z}, \quad (14)$$

$$t = \frac{L_z}{v_A} \tilde{t}, \quad (15)$$

$$A_z = \frac{L_x^2 B_0}{L_z} \tilde{A}_z, \quad (16)$$

$$\phi = \frac{v_A L_x^2 B_0}{L_z} \tilde{\phi}. \quad (17)$$

規格化された方程式は， $d_e/L_x$ ， $\rho_s/L_x$  の 2 個のパラメータのみを持っている．

以下に線形版の GRM3D-2F について述べる．線形コードは，微少量を  $\varepsilon$  とすると，物理量を  $\varepsilon$  の 0 乗のオーダーの平衡量と， $\varepsilon$  の 1 乗のオーダーの線形量に分けて考える．

シミュレーションで用いる 0 次の平衡成分は，

$$\tilde{\phi}_0(\tilde{x}, \tilde{y}) = \tilde{\phi}_{c0} [\sin(\pi\tilde{x}) \sin(\pi\tilde{y})]^4, \quad (18)$$

$$\tilde{A}_{z0}(\tilde{x}, \tilde{y}) = \tilde{A}_0 \sin(\pi\tilde{x}) \sin(\pi\tilde{y}), \quad (19)$$

で与えられる．磁気軸上の安全係数を  $q_0$  で表すと， $q_0$  と  $\tilde{A}_0$  の間には以下の関係がある．

$$\tilde{A}_0 = \frac{4K_0}{\pi^2 q_0}. \quad (20)$$

ここで， $K_0$  は第一種の完全楕円積分である．平衡成分は， $n = 0$  の成分よりなり，時間依存性を持たないことに注意する． $\tilde{\phi}_0$  は，0 次のポテンシャル分布を表し， $\tilde{\phi}_{c0} \neq 0$  のとき，対応する径方向電場  $\mathbf{E} = -\nabla\phi$  と，トロイダル磁場  $\mathbf{B}_T$  により， $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトによるポロイダルシア一流を生成する． $A_{z0}$  分布はポロイダル磁場  $B_P = \nabla \times (A_z \mathbf{b}) = \nabla A_z \times \mathbf{b}$  を形成している． $A_{z0}$  分布に対応する安全係数  $q$  の空間分布は次式で与えられる．

$$q(\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{2}{\pi} q_0 K_0(\sin \psi), \quad (21)$$

ここで，

$$\cos \psi = \sin(\pi\tilde{x}) \sin(\pi\tilde{y}). \quad (22)$$

である．線形化された方程式系では，各  $n$  に対する方程式は独立である．ここでは，興味のある  $n = 1$  モードのみを考える． $n = 1$  成分は，

$$\begin{aligned} \tilde{\phi}_1(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) &= \tilde{\phi}_s(\tilde{x}, \tilde{y}) \sin(2\pi\tilde{z}) \\ &+ \tilde{\phi}_c(\tilde{x}, \tilde{y}) \cos(2\pi\tilde{z}), \end{aligned} \quad (23)$$

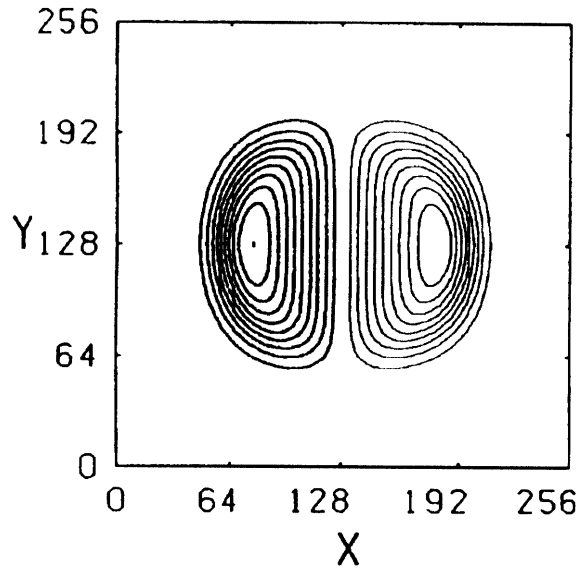
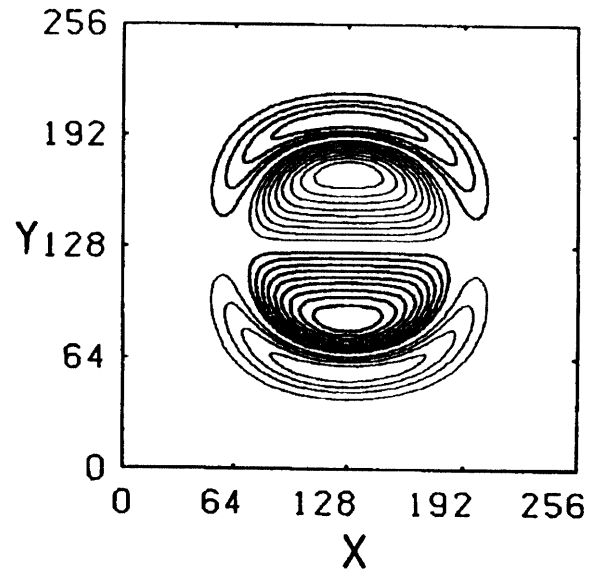
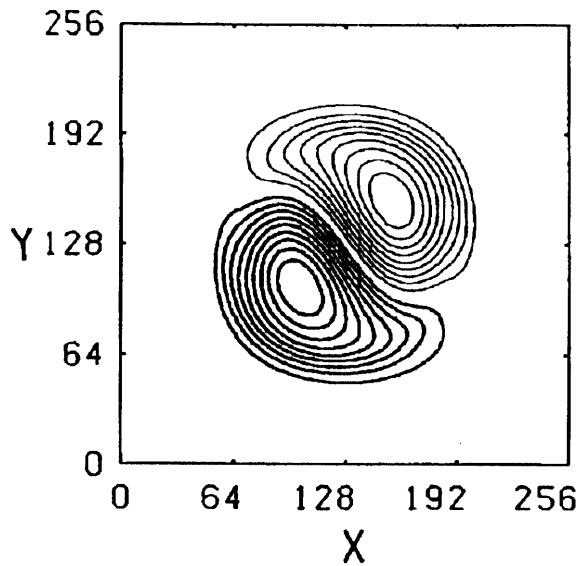
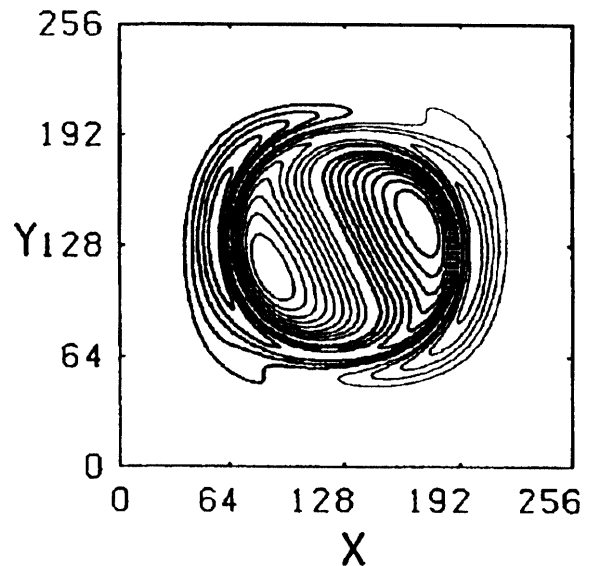
$$\begin{aligned} \tilde{A}_{z1}(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) &= \tilde{A}_s(\tilde{x}, \tilde{y}) \sin(2\pi\tilde{z}) \\ &+ \tilde{A}_c(\tilde{x}, \tilde{y}) \cos(2\pi\tilde{z}), \end{aligned} \quad (24)$$

で表される．ここで，添字の  $s$ ， $c$  はそれぞれ， $\phi$  および  $A_z$  の  $\sin$  成分， $\cos$  成分を表している．以下に  $\tilde{\phi}_s$ ， $\tilde{\phi}_c$ ， $\tilde{A}_s$ ， $\tilde{A}_c$  に対する線形化された方程式を示す．

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{\phi}_s)}{\partial \tilde{t}} &= \left[ \frac{\partial \tilde{A}_s}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{A}_{z0})}{\partial \tilde{x}} - \frac{\partial \tilde{A}_s}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{A}_{z0})}{\partial \tilde{y}} \right. \\ &+ \frac{\partial \tilde{A}_{z0}}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{A}_s)}{\partial \tilde{x}} - \frac{\partial \tilde{A}_{z0}}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{A}_s)}{\partial \tilde{y}} \left. \right] \\ &+ \left[ \frac{\partial \tilde{\phi}_s}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{\phi}_0)}{\partial \tilde{x}} - \frac{\partial \tilde{\phi}_s}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{\phi}_0)}{\partial \tilde{y}} \right. \\ &+ \frac{\partial \tilde{\phi}_0}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{\phi}_s)}{\partial \tilde{x}} - \frac{\partial \tilde{\phi}_0}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{\phi}_s)}{\partial \tilde{y}} \left. \right] \\ &+ 2\pi(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{A}_c), \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{\phi}_c)}{\partial \tilde{t}} &= \left[ \frac{\partial \tilde{A}_c}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{A}_{z0})}{\partial \tilde{x}} - \frac{\partial \tilde{A}_c}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{A}_{z0})}{\partial \tilde{y}} \right. \\ &+ \frac{\partial \tilde{A}_{z0}}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{A}_c)}{\partial \tilde{x}} - \frac{\partial \tilde{A}_{z0}}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{A}_c)}{\partial \tilde{y}} \left. \right] \\ &+ \left[ \frac{\partial \tilde{\phi}_c}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{\phi}_0)}{\partial \tilde{x}} - \frac{\partial \tilde{\phi}_c}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{\phi}_0)}{\partial \tilde{y}} \right. \\ &+ \frac{\partial \tilde{\phi}_0}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{\phi}_c)}{\partial \tilde{x}} - \frac{\partial \tilde{\phi}_0}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{\phi}_c)}{\partial \tilde{y}} \left. \right] \\ &- 2\pi(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{A}_s), \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{A}'_s}{\partial \tilde{t}} &= \frac{\partial \tilde{\phi}_s}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial \tilde{A}_{z0}}{\partial \tilde{x}} - \frac{\partial \tilde{\phi}_s}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial \tilde{A}_{z0}}{\partial \tilde{y}} \\ &+ \frac{\partial \tilde{\phi}_0}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial \tilde{A}_s}{\partial \tilde{x}} - \frac{\partial \tilde{\phi}_0}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial \tilde{A}_s}{\partial \tilde{y}} + 2\pi \tilde{\phi}_c \\ &+ \left(\frac{d_e}{L_x}\right)^2 \left[ \frac{\partial \tilde{\phi}_s}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{A}_{z0})}{\partial \tilde{y}} - \frac{\partial \tilde{\phi}_s}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{A}_{z0})}{\partial \tilde{x}} \right. \\ &+ \frac{\partial \tilde{\phi}_0}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{A}_s)}{\partial \tilde{y}} - \frac{\partial \tilde{\phi}_0}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{A}_s)}{\partial \tilde{x}} \left. \right] \\ &- \left(\frac{\rho_s}{L_x}\right)^2 \left[ \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{\phi}_s)}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial \tilde{A}_{z0}}{\partial \tilde{y}} - \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{\phi}_s)}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial \tilde{A}_{z0}}{\partial \tilde{x}} \right. \\ &+ \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{\phi}_0)}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial \tilde{A}_s}{\partial \tilde{y}} - \frac{\partial(\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{\phi}_0)}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial \tilde{A}_s}{\partial \tilde{x}} \left. \right] \\ &- 2\pi \tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{\phi}_c, \end{aligned} \quad (27)$$


 (a)  $\tilde{\phi}_{c0} = 0.00$ 

 (a)  $\tilde{\phi}_{c0} = 0.00$ 

 (b)  $\tilde{\phi}_{c0} = 0.04$ 

 (b)  $\tilde{\phi}_{c0} = 0.04$ 
**Fig.2** Shear flow dependence of electrostatic potential. ( $d_e = 12\Delta_\perp, \rho_s = 0.$ )

**Fig.3** Shear flow dependence of current density. ( $d_e = 12\Delta_\perp, \rho_s = 0.$ )

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{A}'_c}{\partial \tilde{t}} = & \frac{\partial \tilde{\phi}_c}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial \tilde{A}_{z0}}{\partial \tilde{x}} - \frac{\partial \tilde{\phi}_c}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial \tilde{A}_{z0}}{\partial \tilde{y}} \\ & + \frac{\partial \tilde{\phi}_0}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial \tilde{A}_c}{\partial \tilde{x}} - \frac{\partial \tilde{\phi}_0}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial \tilde{A}_c}{\partial \tilde{y}} - 2\pi \tilde{\phi}_s \\ & + \left(\frac{d_e}{L_x}\right)^2 \left[ \frac{\partial \tilde{\phi}_c}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial (\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{A}_{z0})}{\partial \tilde{y}} - \frac{\partial \tilde{\phi}_c}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial (\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{A}_{z0})}{\partial \tilde{x}} \right. \\ & \left. + \frac{\partial \tilde{\phi}_0}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial (\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{A}_c)}{\partial \tilde{y}} - \frac{\partial \tilde{\phi}_0}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial (\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{A}_c)}{\partial \tilde{x}} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & - \left(\frac{\rho_s}{L_x}\right)^2 \left[ \frac{\partial (\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{\phi}_c)}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial \tilde{A}_{z0}}{\partial \tilde{y}} - \frac{\partial (\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{\phi}_c)}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial \tilde{A}_{z0}}{\partial \tilde{x}} \right. \\ & \left. + \frac{\partial (\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{\phi}_0)}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial \tilde{A}_c}{\partial \tilde{y}} - \frac{\partial (\tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{\phi}_0)}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial \tilde{A}_c}{\partial \tilde{x}} \right. \\ & \left. + 2\pi \tilde{\nabla}_\perp^2 \tilde{\phi}_s \right]. \end{aligned} \quad (28)$$

線形化版のGRM3D-2Fは、 $\phi_s, \phi_c, A_s, A_c$ に対する偏微分方程式(25),(26),(27),(28)を解いている。3

次の不安定モードを取り扱っているが、 $z$ 方向にモード展開されたコードであるため、線形化版のGRM3D-2Fは $x, y$ のみに関する2次元コードである。

#### 4. シミュレーション結果

線形化版のGRM3D-2Fコードを用い、ポロイダルシアー流による $m = 1, n = 1$ の運動論内部キंकモードの安定化のシミュレーションを行った。本論文では、 $q_0 = 0.85$ に固定している。シミュレーションで用いた空間格子は、 $L_x \times L_y = 256\Delta_\perp \times 256\Delta_\perp$ である。ここで $\Delta_\perp$ は、空間格子幅である。

##### (1) 安定化のシアー流依存性

$d_e = 12\Delta_\perp$ ,  $\rho_s = 0$ とし、 $\tilde{\phi}_{c0}$ を、 $\tilde{\phi}_{c0} = 0.00$ と0.04としたときの $z = 0$ の断面でのポテンシャル構造をFig.2に示す。Fig.2(a)は、シアー流がない場合の内部キंक不安定性のポテンシャルの固有モードを示している。Fig.2(b)は、シアー流がある場合のポテンシャル構造を示しており、シアー流が大きくなるにつれて、ポテンシャル構造が変形している様子が観測される。Fig.3は、 $n = 1$ の電流密度の空間構造を示している。Fig.3(a)は、シアー流がない場合の $n = 1$ の電流密度の固有モードが示されている。Fig.3(b)は、シアー流がある場合の電流密度のモード構造を示している。シアー流が大きくなるほど、シアー流がない場合の固有モードの構造がより変形されていることがわかる。

Fig.4に $d_e = 12\Delta_\perp$ の場合の不安定性の成長率のポロイダルシアー流の強さに対する依存性を示す。シアー流が大きくなるにつれて、安定化の傾向を示している事が分かる。これは、シアー流により固有モードの構造が変形を受けると、この変化を妨げようとする方向にエネルギーが使われるためであると思われる。

##### (2) $d_e$ 依存性

ポロイダルシアー流による内部キंकモードの安定化に対して電子の無衝突スキン長 $d_e$ が与える影響について検討する。シアー流がない場合の線形成長率は、Zakharov等の理論式<sup>11)</sup>である次式で与えられる。

$$\gamma \simeq 2\pi q l d_e \frac{v_A}{L_z} \quad \text{for } d_e \gg \rho_s, \quad (29)$$

$$\gamma \simeq 2\pi q l d_e^{\frac{1}{2}} \rho_s^{\frac{2}{3}} \frac{v_A}{L_z} \quad \text{for } d_e \ll \rho_s, \quad (30)$$

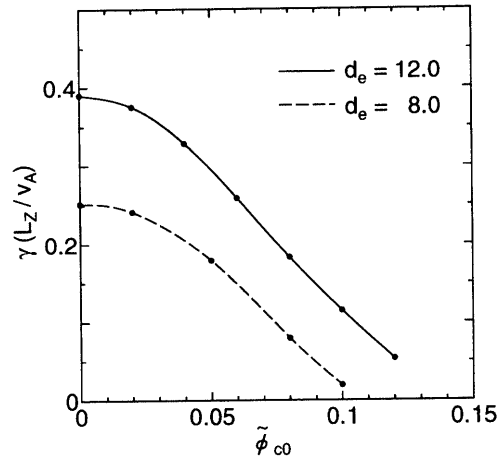


Fig.4 Shear flow dependence of the growth rate. ( $\rho_s = 0$ )

ここで、 $q'l = dq/dr$ である。この依存性は、Naitou等によってもGRM3D-2Fコードによるシミュレーションによる測定によって確認された。式(29)より、 $d_e \gg \rho_s$ ではシアー流がない場合の線形不安定成長率は $d_e$ に比例することが分かる。 $d_e = 8\Delta_\perp$ とし、前節で説明した $d_e = 12\Delta_\perp$ の場合の不安定成長率のシアー流依存性と比較した。結果をFig.4に示す。ただし、 $\rho_s = 0$ を用いている。本研究で用いたコードでは、時間発展を追跡するコードであるため安定に近い領域でのシミュレーションを行うことは非常に困難である。従って、不安定な領域で得られたデータを外挿することにより完全な安定化を予測するのみである。ここで注目すべきは、シアー流を大きくしていったときに、内部キंकモードが安定化されるであろうと思われるシアー流の大きさが、 $d_e$ によって異なるということである。つまり、システムサイズに対して、電子の無衝突スキン長 $d_e$ が小さくなればなるほど、すなわちシアー流がない場合の成長率が小さいほど、小さなシアーフローで、内部キंकモードを安定化しうる可能性を示している。本シミュレーションでは、解像度の問題からシステムサイズに対する、電子の無衝突スキン長 $d_e$ として実際の実験値と比べて非常に大きな値を用いている。もし、システムサイズに対する $d_e$ が十分に小さい範囲でもこの傾向が続くのであれば、実際のトカマクにおいては、 $d_e \ll L_x$ なので、比較的小さなポテンシャルにより内部キंकモードが安定化する可能性を示している。Klewa<sup>2)</sup>による、衝突効果に起因する抵抗性内部キंकモードのポロイダルシアー流による安定化のシミュレーションでは、内部キंकモードの安定化はシアー流の大きさのみ

により決定されている。考えているモードは、衝突効果と、電子の慣性という違った物理現象に対応しているが、Klevaの結果と我々の結果との物理機構の違いの原因は現在のところ明らかではない。

### (3) $\rho_s$ 依存性

ポロイダルシアー流による内部キンクモードの安定化に対して、 $\rho_s$ が与える影響について検討した。ここでは、シミュレーションパラメータとして、 $d_e = 8\Delta_\perp$ を用い、 $\rho_s = 0$ と $\rho_s = 16\Delta_\perp$ の場合を比較した。Fig.5に $\rho_s = 0$ と $16\Delta_\perp$ としたときの不安定成長率のポロイダルシアー流依存性を示す。 $\rho_s = 16\Delta_\perp$ とすると、(29),(30)式が示すように、 $\rho_s = 0$ としたときに比べてシアーがないときは不安定成長率は大きい。しかし、シアー流がある場合には、 $\rho_s = 16\Delta_\perp$ としたほうが比較的小さなポテンシャルで安定化することがわかる。つまり、 $d_e$ に対して $\rho_s$ を大きくした場合、不安定成長率は、シアー流に対して、比較的强大な依存性があることが分かる。実際のトカマク装置では $d_e \ll \rho_s$ であり、またシステムサイズに対する $d_e$ は非常に小さい。つまり本研究で検討した、シアー流による内部キンクモードの安定化における $d_e$ および $\rho_s$ の影響の結果より、実際の装置では、比較的小さなポテンシャルで、鋸歯状振動の崩壊現象が制御される可能性が予測される。

## 5. 終わりに

電子の運動論効果を取り入れたジャイロ簡約MHDコード(GRM3D-2F)を用い、ポロイダルシアー流がある場合の $m = 1, n = 1$ の運動論内部キンクモードのシミュレーションを行った。結果を以下に要約する。

ポロイダルシアー流により内部キンクモードの固有モードが変形され、安定化する傾向を示した。システムサイズに対して、電子の無衝突スキン長 $d_e$ を小さくすることにより小さなシアー流で内部キンクモードが安定化される可能性を示した。本研究ではコンピュータの速度の制約から比較的小さいメッシュでの計算を行っているため、システムサイズに対する $d_e$ が、実際の実験装置と比べて非常に大きくなっている。従って成長率も大きく、安定化のためのシアー流も比較的大きな値を示している。今回行ったシミュレーションの範囲よりさらにシステムサイズと電子の無衝突スキン長 $d_e$ の差を大きくした場合、この傾向が続くかどうかを検討することは

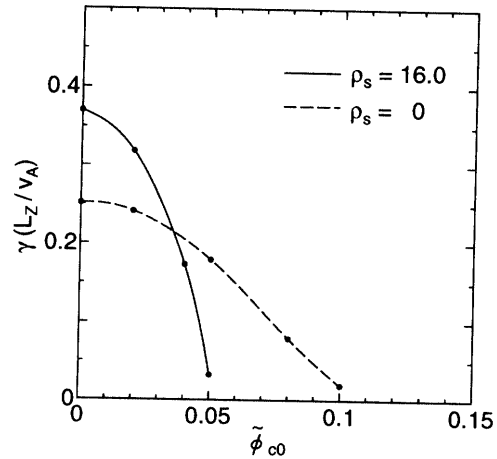


Fig.5. Shear flow dependence of the growth rate. ( $d_e = 8\Delta_\perp$ )

今後の重要な課題である。

電子温度 $T_e$ で測ったイオンのラーマー半径 $\rho_s$ 依存性より、 $d_e \ll \rho_s$ とした場合、ポロイダルシアー流がない場合には不安定成長率が大きいですが、シアー流がある場合には比較的小さなポテンシャルで安定化されることを示した。実際の実験装置では、 $d_e \ll \rho_s$ であるため、内部キンク不安定性はポロイダルシアー流の影響をより受けやすいと推測される。

本研究では、ポロイダルシアーがある場合の、 $m = 1, n = 1$ の運動論的内部キンクモードの線形安定性解析のみをおこなった。線形では不安定な領域でも、非線形には、不完全な磁気再結合で不安定性の成長が飽和し、安定化する可能性がある。非線形型コードにより運動論内部キンクモードに対するポロイダルシアー流による非線形な安定化を検討することも今後の重要な課題の1つである。第二段階の物理現象に対するポロイダルシアー流の効果も興味深い問題である。現在のGRM3D-2Fは、一様圧力に対するコードになっている。圧力勾配は内部キンク不安定性を安定化する働きがあると考えられているため、圧力勾配の効果を含んだ簡約MHDコードの開発も重要な研究課題であり、現在進行中である。

謝辞：本論文を作成するにあたり研究にご協力いただいた、本学の崎山智司助手、田内康氏に感謝いたします。核融合科学研究所の佐藤哲也教授、上村鉄雄教授、日本原子力研究所の安積正史博士、平山俊雄博士に本研究に対するご支援に対して感謝いたします。

## 参考文献

- 1)Wesson, J.A : Tokamaks, Clarendon, Oxford, p176, 1987.
- 2)Kleva, R.G : Phys. Fluid, B4, p219, 1992.
- 3)Naitou, H, Tsuda, K, Lee, W.W, and Sydora, R.D, : Physics of Plasmas 2, p4252, 1995.
- 4)Naitou, H, Sonoda, T, S. Tokuda and Decyk, V.K : Journal of Plasma and Fusion Research 72, p259, 1996.
- 5)Naitou, H. and Tokuda, S : Journal of Plasma and Fusion Research 72, p737, 1996.  
[in Japanese].
- 6)Naitou, H, Kitagawa, H. and Tokuda, S : Journal of Plasma and Fusion Reserach, 73, p175-176, 1997.
- 7)Tokuda, S, Naitou, H. and Lee, W.W. : Journal of Plasma and Fusion Research 74, p44, 1998.
- 8)Biskamp, D. and Drake, J.F : Physical Review Letters 73 p971, 1994.
- 9)Hahm, T.S, Lee, W.W. and Brizard, A : Phys. Fluids 31, p1940, 1988.
- 10)Strauss, H.R : Phys. Fluids, 19, p134, 1976.
- 11)Zakharov, L, Rogers, B. and Migliuolo, S : Phys. Fluids, B5, p2498, 1993.
- (1998.5.15 受理)

## LINEAR STABILITY ANALYSIS OF THE KINETIC INTERNAL KINK MODE WITH THE SHEARED POLOIDAL FLOW.

Toshimitsu KOBAYASHI, Hiroshi NAITOU,  
Osamu FUKUMASA and Shinji TOKUDA

The effects of the sheared poloidal flow on the  $m=1$ (poloidal mode number) and  $n=1$ (toroidal mode number) kinetic internal kink mode are simulated by the gyro-reduced MHD code (GRM3D-2F) which is a two-field and two-fluid gyro-reduced MHD model including the effects of electron inertia and the perturbed electron pressure gradients along the magnetic field. The linear stability analysis by using the linearized version of GRM3D-2F shows that the kinetic internal kink mode is stabilized by the sheared poloidal flow ; the weaker instability is stabilized by the smaller sheared poloidal flow. If  $\rho_s$ (ion Larmor radius estimated by the electron temperature) is raised to be  $\rho_s > d_e$ ( $d_e$  is the collisionless electron skin depth) for the fixed value of  $d_e$ , the instability can be stabilized by the smaller shear flow compared with the case of  $\rho_s < d_e$ , although the growth rate without the poloidal shear flow is larger for the case of  $\rho_s > d_e$ .