JAERI-M
9067

非等方圧力プラズマのバルーニング不安定性

1980年9月

伊藤　公孝・井上　早苗*・津田　孝

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

JAERI－M 9067

非等方圧力プラズマのバルーニング不安定性

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部
伊藤公孝・井上早苗[*]・津田　孝

（1980年8月12日受理）

トロイダルプラズマの短波長バルーニング不安定性について，イオン温度の非等方性の効果が解析された。安定条件として $8\pi n_0 (T_e + T_{i\perp}) / B^2 < \beta_c$ が得られる。ここで β_c は，等方圧力の場合の β 値の上限である。

*　広島大学核融合理論研究センター

Ballooning Instability in a Tokamak with Anisotropic Ion Temperature

Kimitaka ITOH, Sanae INOUE* and Takashi TUDA

Division of Thermonuclear Fusion Research,
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received August 12, 1980)

The stability of high-mode-number ballooning modes in a tokamak plasma with anisotropic ion pressure is investigated, taking into account the finite ion gyroradius effect. The stability condition is derived as

$$\frac{8\pi n_0(T_e + T_{i\perp})}{B^2} \leqq \beta_c$$

where β_c is the critical β value for the case of isotropic pressure.

Keywords: Ballooning Instability, Anisotropic Pressure, Critical β Value, High-β Tokamaks , Stability Analysis

---

* Institute for Fusion Theory, Hiroshima University, Hiroshima 730, Japan

目　　次

Contents

1. 序

トロイダルプラズマのバルーニング不安定性は閉じ込め得るプラズマの圧力に上限を課すものと考えられている。磁気流体方程式（MHD方程式）に基いて行なわれた解析によれば，波長の短かいモードが最も不安定であり[1] β値（プラズマ圧力／磁気圧力）の上限を定めるとされている。また，有限イオンラーマー半径効果を考慮に入れる事によって安定領域が広がり critical β値が上がることも示された。[2] 圧力が等方的なプラズマに対しては，短波長バルーニングモードの安定性解析法は集中的な研究が進み，安定な高ベータ平衡を探して，プラズマの形状，電流や圧力分布にわたるパラメータ依存性が調べられている。磁場閉込めプラズマには，ロスコーンの存在や加熱方法に由来して圧力の非等方性がしばしば現れる。例えば．中性粒子入射によりプラズマを加熱し高ベータ化をはかると，ビームエネルギーはプラズマ温度よりずっと大きいために，ビーム成分と熱化された成分とが混在し閉じ込められるプラズマの圧力は非等方になる。また，TCT方式[3] に代表されるビーム駆動型炉では，プラズマ温度，特にイオン温度は必然的に大きな非等方性を示す。非等方圧力プラズマのバルーニング不安定性を調べる必要があるが，十分な解析が行なわれていない。

この論文では，イオン温度が非等方であるトロイダルプラズマの短波長バルーニングモードについて，有限イオンラーマー半径効果を考慮しつつ安定性を解析した。圧力が磁気面の函数となる場合を論じ，安定条件 $8\pi n_o(T_e+T_{i\perp})/B^2<\beta_c$（$\beta_c$は圧力が等方的である場合の$\beta$値の上限）が求められた。$T_{i\perp}$を超えて$T_{i/\!/}$を増しても，その超過分は不安定化に寄与しないことが示される。

2. 安定性解析

モデルとして磁気面が同心円である平衡を考えよう。座標系としては小半径r，ポロイダル角θ，トロイダル角ζを用いる。圧力が非等方である時，一般に$p_\perp$はθに依存し得るが，ここでは$p_\perp$，$p_{/\!/}$ともに磁気面のみの函数とする。磁気井戸効果や第二安定領域[4] の問題はここでは考えない。平衡分布函数を

$$f_o(\vec{r},\vec{v})=\frac{n_o}{(2\pi)^{3/2}}\ \frac{1}{V_\perp{}^2V_{/\!/}}\ \exp\left\{-\frac{v_\perp{}^2}{2V_\perp{}^2}-\frac{(v_{/\!/}-u)^2}{2V_{/\!/}{}^2}\right\} \tag{1}$$

と局所マックスウェル分布にえらぶ。$MV_\perp{}^2=T_\perp$，$MV_{/\!/}{}^2=T_{/\!/}$である。n_oにr方向の勾配があるものとし，n_oは$P_\zeta\simeq v_\zeta+erB_\theta/Mc$の函数である。イオンは$u_i/V_{/\!/i}{}^2=M_i c\kappa/eB_\theta$（$\kappa\equiv-\nabla n_o/n_o$）であって$\int v_\zeta f_o=0$を満たしている。簡単化のために$T_{e\perp}=T_{e/\!/}$としてTは定数，$u/V_{e/\!/}\ll1$を仮定し，補捉粒子効果は考えない。軌道積分によってブラソフ・マックスウェル方程式を解く。準中性条件$\widetilde{n_i}=\widetilde{n}_e$及びアンペールの法則によって粒子運動

1. 序

トロイダルプラズマのバルーニング不安定性は閉じ込め得るプラズマの圧力に上限を課すものと考えられている。磁気流体方程式（MHD 方程式）に基いて行なわれた解析によれば，波長の短かいモードが最も不安定であり[1] β 値（プラズマ圧力／磁気圧力）の上限を定めるとされている。また，有限イオンラーマー半径効果を考慮に入れる事によって安定領域が広がり critical β 値が上がることも示された。[2] 圧力が等方的なプラズマに対しては，短波長バルーニングモードの安定性解析法は集中的な研究が進み，安定な高ベータ平衡を探して，プラズマの形状，電流や圧力分布にわたるパラメータ依存性が調べられている。磁場閉込めプラズマには，ロスコーンの存在や加熱方法に由来して圧力の非等方性がしばしば現れる。例えば，中性粒子入射によりプラズマを加熱し高ベータ化をはかると，ビームエネルギーはプラズマ温度よりずっと大きいために，ビーム成分と熱化された成分とが混在し閉じ込められるプラズマの圧力は非等方になる。また，TCT 方式[3] に代表されるビーム駆動型炉では，プラズマ温度，特にイオン温度は必然的に大きな非等方性を示す。非等方圧力プラズマのバルーニング不安定性を調べる必要があるが，十分な解析が行なわれていない。

この論文では，イオン温度が非等方であるトロイダルプラズマの短波長バルーニングモードについて，有限イオンラーマー半径効果を考慮しつつ安定性を解析した。圧力が磁気面の函数となる場合を論じ，安定条件 $8\pi n_o(T_e+T_{i\perp})/B^2<\beta_c$（$\beta_c$ は圧力が等方的である場合の β 値の上限）が求められた。$T_{i\perp}$ を超えて $T_{i/\!/}$ を増しても，その超過分は不安定化に寄与しないことが示される。

2. 安定性解析

モデルとして磁気面が同心円である平衡を考えよう。座標系としては小半径 r，ポロイダル角 θ，トロイダル角 ζ を用いる。圧力が非等方である時，一般に $p_\perp$ は θ に依存し得るが，ここでは $p_\perp$，$p_{/\!/}$ ともに磁気面のみの函数とする。磁気井戸効果や第二安定領域[4] の問題はここでは考えない。平衡分布函数を

$$f_o(\vec{r},\vec{v})=\frac{n_o}{(2\pi)^{3/2}}\frac{1}{V_\perp{}^2V_{/\!/}}\exp\left\{-\frac{v_\perp{}^2}{2V_\perp{}^2}-\frac{(v_{/\!/}-u)^2}{2V_{/\!/}{}^2}\right\} \tag{1}$$

と局所マックスウェル分布にえらぶ。$MV_\perp{}^2=T_\perp$，$MV_{/\!/}{}^2=T_{/\!/}$ である。n_o に r 方向の勾配があるものとし，n_o は $P_\zeta=v_\zeta+erB_\theta/Mc$ の函数である。イオンは $u_i/V_{/\!/i}{}^2=M_ic\kappa/eB_\theta$（$\kappa\equiv-\nabla n_o/n_o$）であって $\int v_\zeta f_o=0$ を満たしている。簡単化のために $T_{e\perp}=T_{e/\!/}$ として T は定数，$u/V_{e/\!/}\ll 1$ を仮定し，補捉粒子効果は考えない。軌道積分によってブラソフ・マックスウェル方程式を解く。準中性条件 $\tilde{n}_i=\tilde{n}_e$ 及びアンペールの法則によって粒子運動

論的な方程式を得る。揺動を$\tilde{n}(\vec{r}, t) \equiv \sum_m n_m(r)\exp(im\theta - in\zeta - i\omega t)$と書くと

$$\hat{b}\phi_m + \frac{\omega_*}{\tau\omega}\varepsilon\left(\frac{T_{i\perp}+T_{i\parallel}}{2T_{i\perp}}\right)\left\{\phi_{m+1}+\phi_{m-1}+\frac{1}{k}\frac{d}{dr}(\phi_{m+1}-\phi_{m-1})\right\}$$

$$= -\frac{\omega}{\omega\tau+\omega_*}P\left(\phi_m+\frac{\omega}{k_\parallel c}\psi_m\right) \tag{2}$$

$$\hat{b}\psi_m = \beta_i\frac{c^2}{C_s^2}P\frac{\omega}{k_\parallel c}\left(\phi_m+\frac{\omega}{k_\parallel c}\psi_m\right)$$

$$+\beta_i\varepsilon\omega_*\frac{cqR}{2C_s^2}\Bigg[\Bigg(\{Q(\xi_e)-Q(\xi_e^-)\}\left(1+\hat{s}-\frac{1}{k}\frac{d}{dr}\right)$$

$$+\frac{\hat{s}}{qRk_\parallel}Q(\xi_e^-)\Bigg)\left(\phi_{m+1}+\frac{\omega}{k_\parallel^- c}\psi_{m-1}\right)+\Bigg(\{Q(\xi_e^+)-Q(\xi_e)\}\times$$

$$\left(1+\hat{s}+\frac{1}{k}\frac{d}{dr}\right)+\frac{\hat{s}}{qRk_\parallel}Q(\xi_e^+)\Bigg)\left(\phi_{m+1}+\frac{\omega}{k_\parallel^+ c}\psi_{m+1}\right)$$

$$-\frac{1}{qRk_\parallel}Q(\xi_e)\left\{\left(1+\hat{s}-\frac{1}{k}\frac{d}{dr}\right)\frac{\omega}{k_\parallel^- c}\psi_{m-1}+\left(1+\hat{s}+\frac{1}{k}\frac{d}{dr}\right)\right.$$

$$\left.\frac{\omega}{k_\parallel^+ c}\psi_{m+1}\right\}\Bigg] \tag{3}$$

が得られる。ここで$\phi_m = r\tilde{E}_{\theta m}$，$\psi_m = r\tilde{B}_{rm}$，$k = m/r$，$\hat{b} = \rho_i^2\nabla_\perp^2$，$\beta_i = 4\pi n_0 T_{i\perp}/B^2$，$\rho_i^2 = M_i T_{i\perp}c^2/e^2B^2$，$\xi = \omega/\sqrt{2}|k_\parallel|V_\parallel$，$k_\parallel^\pm = k_\parallel \pm 1/qR$，$\xi^\pm = \omega/\sqrt{2}|k_\parallel^\pm|V_\parallel$，$\hat{s} = rq'/q$，$\omega_* = cT_e\kappa k/eB$，$\tau = T_e/T_{i\perp}$，$P = (\omega-\omega_*)Z'(\xi_e)/2\omega + (\omega\tau+\omega_*)Z'(\xi_i)/2\omega$，$Q = (\omega-\omega_*)\{\xi Z''(\xi)/2 - Z'(\xi)\}/\omega$，$Q = \xi\partial Q/\partial\xi$，$C_s^2 = T_e/M_i$，$\varepsilon \equiv r/R$，$q$は安全係数でありRは主半径である。(2)，(3)式を導びくに際し$1/n$，ε，$\beta_i \ll 1$を仮定し$\tilde{B}_\xi$は無視した。ここで$T_{i\perp} = T_{i\parallel}$とすれば報文〔2〕に一致する。

方程式(2)，(3)はトロイダルプラズマ中の低周波モードをすべて含む。ここでは，波－粒子相互作用による共鳴型の不安定性についてではなく，非共鳴型流体的不安定性に注目するため，ドリフト近似$k_\parallel^2 V_{i\parallel}^2 \ll \omega^2 \ll k_\parallel^2 V_{e\parallel}^2$を取り，MHDの極限$\tilde{E}_\parallel \to 0$を考える。すると(2)，(3)は$\phi_m$についての方程式となる。フーリエ逆変換し，報文〔4〕に従ってバルーニング表示をとると

$$\left\{\frac{1}{q^2}\frac{\partial}{\partial\theta}(1+\hat{s}^2\theta^2)\frac{\partial}{\partial\theta}+\hat{\beta}\left(1+\alpha\frac{\omega}{|\omega_{*i}|}\right)(\cos\theta+\hat{s}\,\theta\sin\theta)\right.$$

$$\left.+(1+\hat{s}^2\theta^2)\frac{\omega(\omega+|\omega_{*i}|)}{\omega_A{}^2}\right\}\phi=0 \tag{4}$$

が得られる。ただし$\hat{\beta}=\beta/\varepsilon$，$\beta=4\pi n_o(2T_e+T_{i\perp}+T_{i\parallel})/B^2$，$\alpha=(T_{i\parallel}-T_{i\perp})/(2T_e+T_{i\perp}+T_{i\parallel})$，$\omega_A{}^2=B^2/4\pi M_i n_o R^2$，$|\omega_{*i}|=\omega_*/\tau$であり，$\omega_{*i}$は代表的な波数$n/qr$で評価するものとする。(4)の第二項は$\nabla B\cdot\nabla p$によるバルーニングモードの不安定化項であるが，そこにあらたにT_iの非等方性に起因する項が現れる。αがT_iの非等方性を示すパラメータである。有限イオンラーマー半径効果によってωの実部が0でなく負になるために，非等方性の寄与$\alpha\omega/|\omega_{*i}|$は$\alpha>0$の時安定化効果を持つことがわかる。

次にβ値の上限を評価しよう。(4)式に$\int\phi\,d\theta$を作用させ，積分

$$A\equiv\int(1+\hat{s}^2\theta^2)\,\phi^2,\quad C\equiv\int(\cos\theta+\hat{s}\,\theta\sin\theta)\,\phi^2,$$

$$D\equiv\int(1+\hat{s}^2\theta^2)\,|\phi'|^2 \tag{5}$$

及び$\Omega\equiv\omega/|\omega_{*i}|$，$b=k^2\rho_i{}^2$を導入すると(4)式は

$$\frac{T_{i\perp}}{2T_e+T_{i\perp}+T_{i\parallel}}A\hat{\beta}\frac{b}{\varepsilon}\Omega(\Omega+1)+\hat{\beta}(1+\alpha\Omega)C-\frac{1}{q^2}D=0 \tag{6}$$

と書かれΩの二次方程式となる。安定であるのはΩが実数である時であって，安定条件

$$\{4b\hat{A}C-(b\hat{A}+\alpha C)^2\}\hat{\beta}\leq 4\hat{A}bD/q^2 \tag{7}$$

$\hat{A}\equiv T_{i\perp}A/\varepsilon(2T_e+T_{i\perp}+T_{i\parallel})$，が導びかれる。左辺第二項$(b\hat{A}+\alpha C)^2$のうち，$b\hat{A}$は有限イオンラーマー半径効果であり，$\alpha C$は非等方性の寄与である。不安定性が現れるのは

$$\frac{C}{\hat{A}}(2-\alpha-\sqrt{4-4\alpha})<b<\frac{C}{\hat{A}}(2-\alpha+\sqrt{4-4\alpha}) \tag{8}$$

かつ

$$\beta>\frac{1}{q^2}\frac{D}{C-(\hat{A}b+\alpha C)^2/4\hat{A}b}\equiv\hat{\beta}_c(b) \tag{9}$$

の時である。$\hat{\beta}_c(b)$の(8)の範囲での最小値が$\hat{\beta}$の上限を与える。

1／n補正を考えない時，A，C，Dはbについて定数と見做せるから，$b=\alpha B/\hat{A}$ の時に β_c（b）の最小値 $D/q^2C(1-\alpha)$ を得る。電流分布が共通で，$\bar{T}_i=(T_{i\perp}+T_{i\parallel})/2$ という平均のスカラー圧力を持つ平衡を考えると，ここで論じられる非等方圧力を持った平衡とは平衡磁気面がまったく共通になるから D/q^2C も共通の値となる。実際 D/q^2C という値はMHD方程式で求めた等方圧力プラズマのβ値の上限である事がわかる。それを β_c^{MHD} と表記すると，1／n補正を考えないバルーニングモードの安定条件として

$$\beta \leq \frac{1}{1-\alpha}\beta_c^{MHD} \tag{10}$$

が得られる。条件（10）式はまた

$$\frac{8\pi n_0(T_e+T_{i\perp})}{B^2} \leq \beta_c^{MHD} \tag{11}$$

と書きあらわされる。バルーニングモードの安定条件は $T_{i\perp}$ で決まるものであり，逆って，$T_{i\parallel}$を $T_{i\perp}$ を超えて増大させても，その超過分 $T_{i\parallel}-T_{i\perp}$ はバルーニング不安定性に寄与しない事がわかる。

3. 結　　語

粒子運動論的方法を用い，非等方イオン温度プラズマのバルーニングモードに対する安定条件をイオンラーマー半径効果を考慮して求めた。安定条件(11)式が求められ，それはイオンの磁場に垂直方向の圧力を制限するものであることが示された。$T_{i\parallel}>T_{i\perp}$ の時には，β値が，等方プラズマについてMHD方程式によって求めたβ値の上限を超えても安定であることが可能である。逆に，$T_{i\parallel}<T_{i\perp}$ の時には $\beta<\beta_c^{MHD}$ であっても不安定となり得る。

この論文では，非等方効果と有限イオンラーマー半径効果が同時に考察されているが，それは非等方性の効果を明らかにするために重要である。有限イオンラーマー半径効果を無視すると（たとえば，(7)式で $(b\hat{A}+\alpha B)^2$ の $b\hat{A}$ の項を無視すると）安定条件として $\beta<\beta_c^{MHD}$ が得られ非等方性の効果は見られない。MHD方程式を用いて解析した報文〔5〕が非等方性の効果を確認できなかったのはそのためである。また，(1)式では分布函数として局所マックスウェル分布をえらんでいるが，この論文では波－粒子の共鳴的相互作用の効果を考えず，$|\omega/k_\parallel V_{i\parallel}|\gg 1$ の極限を取っているので，f_0 の選択はこの理論の適用範囲を制限するものではない。実際，(2)式左辺第二項は $\nabla B\cdot\nabla p_i$ に起因する項であるが，その係数 $(T_{i\perp}+T_{i\parallel})/T_{i\perp}$ は粒子の ∇B ドリフトの係数 $(v_\perp^2+2v_\parallel^2)/V_\perp^2$ を分布函数で平均することによって現われるのであり，$(v_\perp^2+2v_\parallel^2)/V_\perp^2$ の平均はどのような分布函数であれ $2(T_{i\perp}+T_{i\parallel})/T_{i\perp}$ を与える。（10）の結果は変らない。

中性粒子入射で加熱されているプラズマを，電子＋熱化されたイオン（$T_\perp\sim T_i\sim T_\parallel$）＋ビームイオンと見做し，ビーム成分については $T_{b\parallel}\gg T_{b\perp}\sim T_i$ であるような状況を考えると，ビ

1／n補正を考えない時，A，C，Dはbについて定数と見做せるから，$b=\alpha B/\hat{A}$ の時に β_c（b）の最小値 D/q^2C（$1-\alpha$）を得る。電流分布が共通で，$\bar{T}_i=(T_{i\perp}+T_{i\parallel})/2$ という平均のスカラー圧力を持つ平衡を考えると，ここで論じられる非等方圧力を持った平衡とは平衡磁気面がまったく共通になるから D/q^2C も共通の値となる。実際 $\epsilon D/q^2C$ という値はMHD方程式で求めた等方圧力プラズマのβ値の上限である事がわかる。それを β_c^{MHD} と表記すると，1／n補正を考えないバルーニングモードの安定条件として

$$\beta \leq \frac{1}{1-\alpha}\,\beta_c^{MHD} \tag{10}$$

が得られる。条件（10）式はまた

$$\frac{8\pi n_o\,(T_e+T_{i\perp})}{B^2} \leq \beta_c^{MHD} \tag{11}$$

と書きあらわされる。バルーニングモードの安定条件は $T_{i\perp}$ で決まるものであり，逆って，$T_{i\parallel}$を $T_{i\perp}$ を超えて増大させても，その超過分 $T_{i\parallel}-T_{i\perp}$ はバルーニング不安定性に寄与しない事がわかる。

3．結　　語

粒子運動論的方法を用い，非等方イオン温度プラズマのバルーニングモードに対する安定条件をイオンラーマー半径効果を考慮して求めた。安定条件（11）式が求められ，それはイオンの磁場に垂直方向の圧力を制限するものであることが示された。$T_{i\parallel}>T_{i\perp}$ の時には，β値が，等方プラズマについてMHD方程式によって求めたβ値の上限を超えても安定であることが可能である。逆に，$T_{i\parallel}<T_{i\perp}$ の時には $\beta<\beta_c^{MHD}$ であっても不安定となり得る。

この論文では，非等方効果と有限イオンラーマー半径効果が同時に考察されているが，それは非等方性の効果を明らかにするために重要である。有限イオンラーマー半径効果を無視すると（たとえば，(7)式で $(b\hat{A}+\alpha B)^2$ の $b\hat{A}$ の項を無視すると）安定条件として $\beta<\beta_c^{MHD}$ が得られ非等方性の効果は見られない。MHD方程式を用いて解析した報文〔5〕が非等方性の効果を確認できなかったのはそのためである。また，(1)式では分布函数として局所マックスウェル分布をえらんでいるが，この論文では波－粒子の共鳴的相互作用の効果を考えず，$|\omega/k_\parallel V_{i\parallel}|\gg 1$ の極限を取っているので，f_o の選択はこの理論の適用範囲を制限するものではない。実際，(2)式左辺第二項は $\nabla B\cdot\nabla p_i$ に起因する項であるが，その係数 $(T_{i\perp}+T_{i\parallel})/T_{i\perp}$ は粒子の ∇B ドリフトの係数 $(v_\perp^2+2v_\parallel^2)/V_\perp^2$ を分布函数で平均することによって現われるのであり，$(v_\perp^2+2v_\parallel^2)/V_\perp^2$ の平均はどのような分布函数であれ $2(T_{i\perp}+T_{i\parallel})/T_{i\perp}$ を与える。（10）の結果は変らない。

中性粒子入射で加熱されているプラズマを，電子＋熱化されたイオン（$T_\perp\sim T_i\sim T_\parallel$）＋ビームイオンと見做し，ビーム成分については $T_{b\parallel}\gg T_{b\perp}\sim T_i$ であるような状況を考えると，ビ

ーム圧力（$n_b T_{b\parallel}$）がいくらであろうと，熱化された圧力がβ_cに達するまではプラズマは安定であることがわかる。現在，強力な中性粒子入射加熱によってトカマクプラズマのβ値の上限を調べる実験が行なわれている。[6] 熱化された圧力の上限については結論が下せないものの，ビーム成分の圧力まで加えた全圧力はβ_c^{MHD}を超えていることを示唆している。そうした実験事実は，この理論を支持しているものと思われる。

この解析結果は，磁場に平行に入射されるイオンビーム成分が不安定性に寄与しない事を示す。TCTのようなビーム駆動の反応装置はβ値の制限を受けにくい。

核融合反応生成物の高速アルファ粒子の影響等は今後の解析をまつ。

謝　　　辞

様々な問題点を指摘していただいた安積正史博士を始め理論解析研究室の皆様の議論に感謝いたします。

References

1] J.W.Connor, R.J.Hastie and J.B.Taylor, Proc. Roy. Soc. A365 (1979) 1.

2] M.Azumi, et al., 8th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Brussels, 1980) IAEA-CN-38/K-1-1.

3] J.M.Dawson, H.P.Furth and F.H.Tenney, Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 1156.

4] B.Coppi, et al., Nucl. Fusion 19 (1979) 715.

5] A.Sykes, et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (IAEA, Vienna, 1979) Vol.1, 625.

6] ISX-B Group, 8th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Brussels, 1980) IAEA-CN-38/N-1; V.M.Leonov, et al., ibid, IAEA-CN-38/N-2; R.D.Gill, et al., ibid, IAEA-CN-38/N-4; N.Suzuki, et al., ibid, IAEA-CN-38/T-2-3.

ーム圧力（$n_b T_{b\parallel}$）がいくらであろうと，熱化された圧力がβ_cに達するまではプラズマは安定であることがわかる。現在，強力な中性粒子入射加熱によってトカマクプラズマのβ値の上限を調べる実験が行なわれている。[6] 熱化された圧力の上限については結論が下せないものの，ビーム成分の圧力まで加えた全圧力はβ_c^{MHD}を超えていることを示唆している。そうした実験事実は，この理論を支持しているものと思われる。

この解析結果は，磁場に平行に入射されるイオンビーム成分が不安定性に寄与しない事を示す。TCTのようなビーム駆動の反応装置はβ値の制限を受けにくい。

核融合反応生成物の高速アルファ粒子の影響等は今後の解析をまつ。

謝　　辞

様々な問題点を指摘していただいた安積正史博士を始め理論解析研究室の皆様の議論に感謝いたします。

References

1] J.W.Connor, R.J.Hastie and J.B.Taylor, Proc. Roy. Soc. A365 (1979) 1.

2] M.Azumi, et al., 8th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Brussels, 1980) IAEA-CN-38/K-1-1.

3] J.M.Dawson, H.P.Furth and F.H.Tenney, Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 1156.

4] B.Coppi, et al., Nucl. Fusion 19 (1979) 715.

5] A.Sykes, et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (IAEA, Vienna, 1979) Vol.1, 625.

6] ISX-B Group, 8th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Brussels, 1980) IAEA-CN-38/N-1; V.M.Leonov, et al., ibid, IAEA-CN-38/N-2; R.D.Gill, et al., ibid, IAEA-CN-38/N-4; N.Suzuki, et al., ibid, IAEA-CN-38/T-2-3.

ーム圧力（$n_b T_{b\parallel}$）がいくらであろうと，熱化された圧力がβ_cに達するまではプラズマは安定であることがわかる。現在，強力な中性粒子入射加熱によってトカマクプラズマのβ値の上限を調べる実験が行なわれている。[6] 熱化された圧力の上限については結論が下せないものの，ビーム成分の圧力まで加えた全圧力はβ_c^{MHD}を超えていることを示唆している。そうした実験事実は，この理論を支持しているものと思われる。

この解析結果は，磁場に平行に入射されるイオンビーム成分が不安定性に寄与しない事を示す。TCTのようなビーム駆動の反応装置はβ値の制限を受けにくい。

核融合反応生成物の高速アルファ粒子の影響等は今後の解析をまつ。

謝　　辞

様々な問題点を指摘していただいた安積正史博士を始め理論解析研究室の皆様の議論に感謝いたします。

References

1] J.W.Connor, R.J.Hastie and J.B.Taylor, Proc. Roy. Soc. A365 (1979) 1.

2] M.Azumi, et al., 8th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Brussels, 1980) IAEA-CN-38/K-1-1.

3] J.M.Dawson, H.P.Furth and F.H.Tenney, Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 1156.

4] B.Coppi, et al., Nucl. Fusion 19 (1979) 715.

5] A.Sykes, et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (IAEA, Vienna, 1979) Vol.1, 625.

6] ISX-B Group, 8th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Brussels, 1980) IAEA-CN-38/N-1; V.M.Leonov, et al., ibid, IAEA-CN-38/N-2; R.D.Gill, et al., ibid, IAEA-CN-38/N-4; N.Suzuki, et al., ibid, IAEA-CN-38/T-2-3.