改善閉じ込めと新古典効果

白井 浩, 菊池 満, 滝塚 知典, 安積 正史
(日本原子力研究所那珂研究所)

Improved Confinement and Neoclassical Effect

SHIRAI Hiroshi, KIKUCHI Mitsuru, TAKIZUKA Tomonori and AZUMI Masafumi
Naka Fusion Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute, Ibaraki 311-0193, Japan
(Received 3 December 1998 / Accepted 12 February 1999)

Abstract

Matrix Inversion (MI) method is developed in order to estimate the neoclassical ion thermal diffusivity, χ_{NC} , correctly. In the MI method, effects of impurity on χ_{NC} are treated self-consistently and no approximation on the friction and the viscosity matrix elements is carried out. The comparison of χ_{NC} value between the MI method and the Chang-Hinton's (CH) formula shows that the CH formula overestimates χ_{NC} value twice as large as that of MI method for typical JT-60U plasmas. The different dependence of χ_{NC} on the inverse aspect ratio, ϵ , the effective charge number, Z_{eff} , and the normalized ion collisionality, ν_{*i} , between the MI method and the CH formula is presented. The radial electric field, E_r , is estimated from the momentum and the heat momentum balance equations parallel to the magnetic field. Profiles of E_r are compared between the two types of improved core confinement plasmas with internal transport barrier (ITB) in JT-60U, the "parabolic type ITB" and the "box type ITB". In the box type ITB, the experimentally estimated thermal diffusivity, χ^{exp} , decreases in the core region. However, the E_r shear is not so strong. In the box type ITB, a strong E_r shear appears inside the ITB layer and the χ^{exp} value decreases drastically to the level of χ_{NC} . The $E \times B$ shearing rate becomes almost the same as the linear growth rate of the drift microinstability inside the ITB layer of the box type ITB.

Keywords:

JT-60U, improved confinement, neoclassical ion thermal diffusivity, Chang-Hinton's formula, Matrix Inversion method, radial electric field, internal transport barrier, parabolic type ITB, box type ITB, $E \times B$ shearing rate

1. 緒言

トカマク等のトーラスプラズマでは、不均一な閉じ込め磁場のため捕捉電子や捕捉イオンが存在し、分布関数は Maxwell 分布からずれている。また、圧力分布も空間不均一となっている。このためトーラスプラズマは、一様磁場中の等方・均一プラズマとは異なる挙動を示

す。まず、捕捉電子のためプラズマ抵抗は Spitzer 抵抗 [1] より大きい新古典プラズマ抵抗 [2] となる。また、不均一圧力分布中の捕捉粒子によりブートストラップ電流 [3] が生じる。分布関数の Maxwell 分布からのずれは摩擦力および粘性力を生じ、捕捉粒子の存在と相まって粒子・熱拡散ならびに粒子・熱ピンチを発生させる。不均

corresponding author's e-mail: shiraih@fusion.naka.jaeri.go.jp

†この論文は第15回年会にて招待講演として発表されたものを論文化したものです。

一圧力とプラズマ回転は電場を形成し、拡散に影響を及ぼす。このように不均一閉じ込め磁場によって生じる新古典効果は、互いに複雑に関連している。

新古典効果のうち、磁力線方向については、プラズマ抵抗を新古典プラズマ抵抗と仮定し、捕捉粒子に基づくブーツトラップ電流を計算し周回電圧を評価すると、実験で得られる周回電圧をよく再現することが明らかにされている[4,5]。一方磁力線を横切る粒子・熱拡散については、1970年代に新古典拡散の表式が Hinton, Hazeltine により体系的に得られている[6]。新古典拡散では電子の熱拡散係数 χ_e^{NC} はイオンの熱拡散係数 χ_i^{NC} と比べるとはるかに小さいが、実験からは χ_e^{EXP} と χ_i^{EXP} は同じオーダーの値が得られていた。また、イオンの熱拡散係数の値自体も実験値 χ_i^{EXP} は理論予測値 χ_i^{NC} の数倍ないし数十倍の値となっていた。その後、新古典拡散に、有限アスペクト比の効果[7]や不純物の効果[8]が考慮されるようになり、 χ^{NC} の絶対値は漸増したが、依然として χ_i^{EXP} は χ_i^{NC} より大きく、さらに密度・温度分布計測の進展に伴い χ_i^{EXP} と χ_i^{NC} の分布も一致していないことが明らかにされた。このため、熱輸送の研究は熱拡散係数を $\chi^{EXP} = \chi^{ANO} + \chi^{NC}$ と表し、異常熱拡散係数 χ^{ANO} の原因となる微視的不安定性の解明に重点が置かれるようになった。

1980年代後半頃から米国プリンストン大学プラズマ物理研究所の TFTR のスーパーショット[9]や日本原子力研究所の JT-60U の高 β_p H モード[10]のように、中心イオン温度が 20~40 keV に達し、中心で急峻なイオン温度分布を持つプラズマが得られるようになった。これらのプラズマでは、磁気軸近傍の狭い領域で χ_i^{EXP} は χ_i^{NC} と同程度の大きさまで減少することが明らかにされたが、それ以外の広い領域では依然として異常熱拡散が支配的であることには変わりなかった。

一方、この数年来の負磁気シア配位によるエネルギー閉じ込め改善の研究の進展に伴い、後述するような温度勾配・密度勾配が非常に大きい内部輸送障壁層 (Internal Transport Barrier layer, ITB layer) を持つプラズマが JT-60U で得られるようになった[11]。内部輸送障壁層内部では χ_i^{EXP} は χ_i^{NC} と同程度まで減少し、内部輸送障壁層に囲まれたプラズマ中心部でのエネルギー閉じ込め時間は、従来の高 β_p H モードプラズマのその約 2 倍に達している[12]。内部輸送障壁層の内部では温度・密度勾配が大きだけでなく、荷電交換再結合分光で測定されたトロイダル回転速度 V_t や、実験データをもとに評価された径電場 E_r も大きく変化する。この

強い径電場シアによって生み出されるシアのある $E \times B$ ドリフトにより微視的不安定性のモード構造が破壊され、強い圧力勾配にもかかわらず不安定性が抑制されることが理論的、数值的に示されている[13,14]。

本研究では、新古典理論に基づく熱拡散係数の再評価、径電場形成と熱拡散係数の減少、 $E \times B$ フローシアによる微視的不安定性成長の抑制の評価を行い、JT-60U において得られている高 β_p H モード、負磁気シアモード等の内部輸送障壁を持つプラズマの閉じ込め改善機構を議論する。本論文の構成は以下のとおりである。第 2 章では、新たに開発した新古典拡散係数の評価法、そのパラメータ依存性、従来の新古典拡散係数の評価式との比較について述べる。第 3 章ではプラズマ圧力分布およびトロイダル回転速度分布を用いた径電場の評価法について述べる。第 4 章では、JT-60U の中心閉じ込め改善プラズマを例に輸送特性・閉じ込め特性と径電場の関連性を考察する。第 5 章に本研究で得られた結果をまとめる。

2. 新古典拡散係数

この章では、改善閉じ込めを議論する際に熱拡散係数の基準となる新古典拡散係数の再評価を行う。粒子種 a の運動量と熱運動量のバランスの式は以下ようになる。

$$m_a n_a \frac{d\mathbf{u}_a}{dt} = e_a n_a (\mathbf{E} + \mathbf{u}_a \times \mathbf{B}) - \nabla P_a - \nabla \cdot \hat{\Pi}_a + \mathbf{F}_{a1} + \mathbf{M}_a \quad (1)$$

$$m_a \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\mathbf{q}_a}{T_a} \right) = \frac{e_a}{T_a} \mathbf{q}_a \times \mathbf{B} - \frac{5}{2} n_a \nabla T_a - \nabla \cdot \hat{\Theta}_a + \mathbf{F}_{a2} + \mathbf{Q}_a \quad (2)$$

ここで、 e_a , n_a , P_a , T_a , $\mathbf{u}_a$, $\mathbf{q}_a$, $\mathbf{E}$, $\mathbf{B}$, $\hat{\Pi}_a$, $\hat{\Theta}_a$, $\mathbf{F}_{a1}$, $\mathbf{F}_{a2}$, $\mathbf{M}_a$, $\mathbf{Q}_a$ はそれぞれ電荷、密度、圧力、温度、流速、熱流束、電場、磁場、粘性テンソル、熱粘性テンソル、摩擦力、熱摩擦力、運動量源、熱運動量源である。ドリフト運動より長い時間スケールを仮定し、式(1)、(2)の左辺を無視する。さらに $\mathbf{B}$ の外積をとると磁力線に垂直な粒子束および熱流束の式が得られる。

$$n_a \mathbf{u}_{a\perp} = \frac{1}{e_a B^2} \mathbf{B} \times (\nabla P_a - e_a n_a \mathbf{E} + \nabla \cdot \hat{\Pi}_a - \mathbf{F}_{a1}) \quad (3)$$

$$\frac{\mathbf{q}_{a\perp}}{T_a} = \frac{1}{e_a B^2} \mathbf{B} \times \left(\frac{5}{2} n_a \nabla T_a + \nabla \cdot \hat{\Theta}_a - \mathbf{F}_{a2} \right) \quad (4)$$

ただし、運動量源、熱運動量源は無視した。式(3)、(4)と $\nabla \cdot \Psi$ の内積をとり (Ψ はポロイダル磁束関数) 磁気

面平均をとると、粒子束および熱流束に関する古典拡散 Classical (C) と新古典拡散 Neoclassical (NC) の式が求まる。

$$\Gamma_a^C = \left\langle \frac{\mathbf{B} \times \nabla \Psi}{e_a B^2} \cdot \mathbf{F}_{a1} \right\rangle \quad (5)$$

$$\frac{q_a^C}{T_a} = \left\langle \frac{\mathbf{B} \times \nabla \Psi}{e_a B^2} \cdot \mathbf{F}_{a2} \right\rangle \quad (6)$$

$$\Gamma_a^{NC} = - \left\langle \frac{\mathbf{B} \times \nabla \Psi}{e_a B^2} \cdot (\nabla P_a + \nabla \cdot \hat{\Pi}_a - e_a n_a \mathbf{E}) \right\rangle \quad (7)$$

$$\frac{q_a^{NC}}{T_a} = - \left\langle \frac{\mathbf{B} \times \nabla \Psi}{e_a B^2} \cdot \left(\frac{5}{2} n_a \nabla T_a + \nabla \cdot \hat{\Theta}_a \right) \right\rangle \quad (8)$$

ここで、

$$\langle A \rangle = \oint \frac{A dl_p}{B_p} / \oint \frac{dl_p}{B_p} \quad (9)$$

である。上記の式は粘性項や摩擦項を含むため、このままでは実験データから新古典拡散係数を評価するのは容易ではない。このため、新古典拡散係数を求める場合には粘性項や摩擦項を簡易的に評価した Chang-Hinton (CH) の式[8]が用いられている。Chang-Hinton のイオン新古典拡散係数は、Banana-Plateau (BP) 領域および Pfirsch-Schlüter 領域 (PS) の拡散係数から以下のように構成されている。

$$\begin{aligned} \chi_i^{CH} &= \sqrt{\epsilon} \hat{\rho}_{pi}^2 \nu_{ii} \hat{K}_2^{CH} \\ &= \sqrt{\epsilon} \hat{\rho}_{pi}^2 \nu_{ii} (\hat{K}_2^{CH(PS)} + \hat{K}_2^{CH(BP)}) \end{aligned} \quad (10)$$

$$\hat{K}_2^{CH(PS)} = \frac{1.169 \mu_{*i} \epsilon^{1.5} H_p F}{1 + 0.74 \mu_{*i} \epsilon^{1.5}} \quad (11)$$

$$\hat{K}_2^{CH(BP)} = \frac{\bar{K}_2}{1 + 1.03 \mu_{*i}^{0.5} + 0.31 \mu_{*i}} \quad (12)$$

ただし、

$$\nu_{ii} = \frac{4 \sqrt{\pi} n_i e_i^4 \ln \Lambda}{3 \sqrt{m_i} T_i^{1.5}} \quad (13)$$

は、Braginskii の衝突周波数[15]である。また、

$$\epsilon = \frac{r}{R}, \hat{\rho}_{pi} = \frac{m_i V_{Ti}}{e_i B_{pi}}, V_{Ti} = \sqrt{\frac{2 T_i}{m_i}}, B_{pi} = \frac{B_0^2 \langle R^2 B_p^2 \rangle}{I^2},$$

$$I = R B_\phi H_p = \frac{1 + 1.33 \alpha (1 + 0.6 \alpha)}{1 + 1.79 \alpha},$$

$$F = \frac{1}{2 \sqrt{\epsilon}} \left(\left\langle \frac{B_0^2}{B^2} \right\rangle - \frac{B_0^2}{\langle B^2 \rangle} \right), \mu_{*i} = \nu_{*i} (1 + 1.54 \alpha),$$

$$\nu_{*i} = \nu_{ii} \frac{q R}{V_{Ti} \epsilon^{1.5}}, B_0 = \frac{R B_\phi}{R_{maj}},$$

$$\bar{K}_2 = \left(0.66 (1 + 1.54 \alpha) + (1.88 \sqrt{\epsilon} - 1.54 \epsilon) (1 + 3.75 \alpha) \right) \left\langle \frac{B_0^2}{B^2} \right\rangle,$$

$$\alpha = \frac{Z_1^2 n_1}{Z_i^2 n_i}$$

である。式(10)～(12)は平易で実験データに適用しやすいが、反面不純物の効果が厳密でないなどの問題点もあった。

そこで、新たに電子、主イオン、不純物イオンに関する磁力線方向の粒子束のバランスの式と熱流束のバランスの式をもとに、粘性係数行列と摩擦係数行列の係数を用いて近似を行わずに新古典拡散係数を評価した。式(6)、(8)から、Banana-Plateau (BP) 領域および古典拡散 Classical と Pfirsch-Schlüter 領域 (CPS) の拡散は以下のようなになる[16]。

$$\begin{aligned} \chi_a^{MI} &= \sqrt{\epsilon} \hat{\rho}_{pa}^2 \nu_{aa} \hat{K}_{2a}^{MI} \\ &= \sqrt{\epsilon} \hat{\rho}_{pa}^2 \nu_{aa} (\hat{K}_{2a}^{MI(CPS)} + \hat{K}_{2a}^{MI(BP)}) \end{aligned} \quad (14)$$

$$\hat{K}_{2a}^{MI(CPS)} = \frac{B_0^2 (\hat{I}_{21}^{aa} - \hat{I}_{22}^{aa})}{2 \sqrt{\epsilon} \langle B^2 \rangle} \left[\frac{\langle R^2 \rangle \langle B^2 \rangle}{(R B_\phi)^2} - 1 \right] \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \hat{K}_{2a}^{MI(BP)} &= \frac{B_0^2}{2 \sqrt{\epsilon} \langle B^2 \rangle} [\hat{\mu}_{3a} (1 - \alpha_{a+3,a} + \alpha_{a+3,a+3}) \\ &\quad - \hat{\mu}_{2a} (1 + \alpha_{a,a} - \alpha_{a,a+3})] \end{aligned} \quad (16)$$

ここで、

$$\nu_{aa} = \frac{4 \sqrt{2\pi} n_a e_a^4 \ln \Lambda}{3 \sqrt{m_a} T_a^{1.5}} \quad (17)$$

である。式(17)の衝突周波数は Hirshman-Sigmar が用いたもので[17]、式(13)より $\sqrt{2}$ 倍大きい。また、 $\hat{I}$ および $\hat{\mu}$ は、規格化された摩擦行列 $\hat{L}$ および規格化された粘性行列 $\hat{M}$ の成分であり、 $\alpha_{ij} = [(\hat{L} - \hat{M})^{-1} \hat{M}]_{ij}$ である。

イオンの新古典拡散係数 χ_{NC}^{MI} は、重水素温度 T_i と不純物温度 T_1 を等しいと仮定して、双方の熱流束 q_i および q_1 から以下のように評価される。

$$\chi_{\text{NC}}^{\text{MI}} = - \frac{\langle (q_i + q_l) \cdot \nabla \rho \rangle}{(n_i + n_l) \langle |\nabla \rho|^2 \rangle} \frac{\partial T_i}{\partial \rho}$$

$$= \frac{n_i}{n_i + n_l} \chi_i^{\text{MI}} + \frac{n_l}{n_i + n_l} \chi_l^{\text{MI}} \quad (18)$$

ここで, $\rho = \sqrt{V/2\pi^2 R_{\text{maj}}}$ (V は等 ψ 面で囲まれたプラズマの体積) は体積平均プラズマ小半径である。以下ではこの手法を Matrix Inversion 法 (MI 法) と呼ぶ。

JT-60U の L モードプラズマ ($I_p = 1.35$ MA, $B_t = 2.4$ T, $P_{\text{abs}} = 4$ MW) および ELMy H モードプラズマ ($I_p = 1.5$ MA, $B_t = 3.5$ T, $P_{\text{abs}} = 16$ MW) における温度・密度分布および MI 法で評価した新古典拡散係数の各成分を Fig. 1 に示す。電子密度 n_e^{TMS} および電子温度 T_e^{TMS} はルビーレーザーのトムソン散乱で、またイオン温度 T_i^{CXR} は荷電交換再結合分光で測定した。 χ_i および χ_l はそれぞれ重水素および不純物の新古典拡散係数を示す。 Fig. 1 (a), (b) とともに Banana-Plateau 領域にある重水素の拡散

Fig. 1 Profiles of the electron temperature, T_e , (solid line and the closed circles) the ion temperature, T_i , (broken line and the open circles) the electron density, n_e , (dotted line and the closed squares), the neoclassical thermal diffusivity estimated by the Matrix Inversion (MI) method and its component in (a) L-mode plasma and (b) ELMy H-mode plasma in JT-60U. n_e and T_e are measured by the Thomson scattering of ruby laser. T_i is measured by the charge exchange recombination spectroscopy. The solid line, the dotted lines and the dotted-broken lines denote the total χ_{NC} estimated by MI method, the Banana-Plateau diffusion, and the classical and Pfirsch-Schlüter diffusion, respectively. χ_i and χ_l denote the diffusivity of deuterium and impurity, respectively. The χ_{NC} value estimated by Chang-Hinton's formula is shown by the broken line for reference.

が支配的である。また、プラズマ全体にわたり、Chang-Hinton (CH) の新古典拡散係数は MI 法で求めた値を約 2 倍程度過大評価している。

両者をより詳細に比較するため、新古典拡散係数の式から $\sqrt{\epsilon} \rho^2 \nu$ を除いた無次元関数 $\hat{K}_2$ のパラメータ依存性を調べる。その際、式 (13) の ν_{ii} と式 (17) の ν_{aa} の定義の $\sqrt{2}$ 倍の差を考慮して、 $\hat{K}_2^{\text{CH}}$ と $\sqrt{2} \hat{K}_2^{\text{MI}}$ を比較する。

Fig. 2 に、 $\hat{K}_2^{\text{CH}}$ と $\sqrt{2} \hat{K}_2^{\text{MI}}$ の逆アスペクト比 ($\epsilon = r/R$) 依存性および Z_{eff} 依存性の比較を示す。この解析において、 $n_i = n_e(Z_1 - Z_{\text{eff}})/(Z_1 - 1)$, $n_l = n_e(Z_{\text{eff}} - 1)/[Z_1(Z_1 - 1)]$, $T_e = T_i = T_l$, $\nu_{*i} = 10^{-4}$ とし、円形断面プラズマを仮定した。ここで、 Z_1 は不純物の電荷数、 $Z_{\text{eff}} = (n_i + Z_1^2 n_l)/n_e$ は有効電荷数である。また、不純物は完全電離の炭素 ($Z_1 = 6$) とした。実線および点線はそれぞれ MI 法および CH 式の結果である。 $Z_{\text{eff}} = 1$ の場合両者は同程度の値を示すが、 $Z_{\text{eff}} = 3$ では CH 式による値は MI 法の評価値の約 2 倍過大評価している。また、 $\epsilon = 0$ では $\hat{K}_2^{\text{CH}}$ と $\sqrt{2} \hat{K}_2^{\text{MI}}$ の値は一致するが、有限アスペクト比では ϵ 依存性および値が異なる。これは CH 式が $\sqrt{m_e/m_i}$ のオーダーの項を無視しているためである。

次に Fig. 3 に、 $\hat{K}_2^{\text{CH}}$ と $\sqrt{2} \hat{K}_2^{\text{MI}}$ の ν_{*i} 依存性の比較を示す。 $\epsilon = 0, 0.25, 0.5, 1$ および $Z_{\text{eff}} = 1, 3$ の場合について解析を行った。太線および細線はそれぞれ MI 法お

Fig. 2 The comparison of the inverse aspect ratio, ϵ dependence between $\hat{K}_2^{\text{CH}}$ (Chang-Hinton's formula, dotted lines) and $\sqrt{2} \hat{K}_2^{\text{MI}}$ (MI method, solid lines). Cases of $Z_{\text{eff}} = 1$ and $Z_{\text{eff}} = 3$ are shown.

Fig. 3 The comparison of the normalized ion collisionality, ν_{*i} , dependence between $\hat{K}_2^{CH}$ (Chang-Hinton's formula, thin lines) and $\sqrt{2} \hat{K}_2^{MI}$ (MI method, thick lines) are shown with the different inverse aspect ratio of 0 (solid lines), 0.25 (broken lines), 0.5 (dotted lines) and 1 (dotted-broken lines). Cases of (a) $Z_{eff} = 1$ and (b) $Z_{eff} = 3$ are shown.

よびCH式の結果である。 $\epsilon = 0$ (大アスペクト比) の場合は両者で ν_{*i} 依存性はよく一致するが、 $\epsilon = 1$ (低アスペクト比) に移行するに従って、 $\hat{K}_2^{CH}$ の ν_{*i} 依存性は ν_{*i} が大きい領域において $\sqrt{2} \hat{K}_2^{MI}$ の ν_{*i} 依存性より強くなることが判明した。

3. プラズマ回転と径電場

この章では、磁力線に平行な運動量バランスの式 (電子、イオン、不純物、高速イオン) と熱運動量バランスの式 (電子、イオン、不純物) から、径電場を求める手法について述べる [18]。まず、式 (1), (2) と B の内積をとり、磁気面平均をとると、

$$\langle \mathbf{B} \cdot \mathbf{F}_{a1} \rangle = \langle \mathbf{B} \cdot \nabla \cdot \hat{\Pi}_a \rangle - \langle \mathbf{B} \cdot \mathbf{M}_a \rangle - e_a n_a \langle \mathbf{B} \cdot \mathbf{E} \rangle \quad (19)$$

$$\langle \mathbf{B} \cdot \mathbf{F}_{a2} \rangle = \langle \mathbf{B} \cdot \nabla \cdot \hat{\Theta}_a \rangle - \langle \mathbf{B} \cdot \mathbf{Q}_a \rangle \quad (20)$$

となる。式 (19), (20) は、 7×7 の行列を用いて以下のようにまとめることができる。

$$\hat{L} U_i = \hat{M} [U_i + V] - S - \epsilon \quad (21)$$

すなわち

$$U_i = [(\hat{L} - \hat{M})^{-1} \hat{M}] V - (\hat{L} - \hat{M})^{-1} S - (\hat{L} - \hat{M})^{-1} \epsilon \quad (22)$$

ここで、 $\hat{L}$, $\hat{M}$, U_i , V , S , ϵ は規格化された摩擦行列、規格化された粘性行列、磁力線に平行な粒子束および熱流束ベクトル、熱力学的力 (thermodynamic force) ベクトル、運動量および熱運動量源ベクトル、磁力線に平行な電場に関するベクトルである [17]。式 (22) の運動量の不純物成分は以下のように表される。

$$\langle Bu_{i1} \rangle = \sum_{j=1}^7 \left\{ [(\hat{L} - \hat{M})^{-1} \hat{M}]_{ij} V_j - [(\hat{L} - \hat{M})^{-1}]_{ij} S_j - e_j n_j [(\hat{L} - \hat{M})^{-1}]_{ij} \langle \mathbf{B} \cdot \mathbf{E} \rangle \right\} \quad (23)$$

添字の $j = 1, 2, 3, 4$ は電子、イオン、不純物、高速イオンの運動量成分に、また添字の $j = 5, 6, 7$ は電子、イオン、不純物の熱運動量成分に対応する。添字 $I (= 3)$ は運動量の不純物成分である。また熱力学的力は、

$$V_j = \frac{RB_\phi}{B} \left(\frac{d\Phi}{d\psi} + \frac{1}{e_j n_j} \frac{dP_j}{d\psi} \right) \quad (j = 1 \sim 4) \quad (24)$$

$$V_j = \frac{RB_\phi}{B} \frac{1}{e_{j-4}} \frac{dT_{j-4}}{d\psi} \quad (j = 5 \sim 7) \quad (25)$$

である。ここで、 Φ は静電ポテンシャルである。本論文において扱う JT-60U の実験ショットは、接線方向の NBI 入射 (プラズマ電流方向入射と反プラズマ電流方向入射) がバランスしているショットを扱うため、運動量源ベクトルは無視できる。また、磁力線に平行な電場に関する項は、熱力学的力に関する項に比べると無視できるほど小さい。したがって、以下の議論では、式 (23) の右辺第 2 項および第 3 項を考慮しない。

さて、不純物のトロイダル方向の速度は磁力線に平行、垂直方向の速度を用いて以下のように表すことができる [19]。

$$u_{i\phi} = \frac{B_\phi}{\langle B^2 \rangle} \langle Bu_{i1} \rangle - \left(1 - \frac{B_\phi^2}{\langle B^2 \rangle} \right) R \left(\frac{dF}{d\psi} + \frac{1}{e_i n_i} \frac{dP_i}{d\psi} \right) \quad (26)$$

式 (23) および (26) から $\langle Bu_{i1} \rangle$ の項を消去し、 $\frac{d\Phi}{d\psi}$ の項をまとめることにより、以下のような径電場の表式が得られる。

$$E_r = - \frac{d\Phi}{d\rho} = \frac{1}{\sum_{j=1}^7 \alpha_{ij}^*} \left(- \frac{\langle B^2 \rangle}{(RB_\phi)^2} \frac{d\psi}{d\rho} R u_{i\phi} - \sum_{j=1}^4 \alpha_{ij}^* \frac{1}{e_j n_j} \frac{dP_j}{d\rho} + \sum_{j=1}^3 \alpha_{ij+4}^* \frac{1}{e_j} \frac{dT_j}{d\rho} \right) \quad (27)$$

ここで、

$\alpha_{ij}^* = \alpha_{i,j} - (\langle B^2 \rangle / B_\phi^2 - 1) \delta_{ij}$, $\alpha_{ij} = [(\hat{L} - \hat{M})^{-1} \hat{M}]_{ij}$ である。式 (27) の右辺において、 $u_{i\phi}$ として荷電交換再結合分光で測定された不純物 (炭素) のトロイダル回転速度

を, また測定で得られた電子およびイオンの温度分布ならびに圧力分布, OFMC (軌道追跡モンテカルロ) コード[20]で評価した高速イオンの圧力分布を用いることにより, 径電場の空間分布が得られる。

4. 内部輸送障壁を持つプラズマの輸送と閉じ込め

JT-60U における内部輸送障壁 ITB を持つプラズマの温度分布, 密度分布, 安全係数分布, トロイダル回転分布の例を Fig. 4 に示す。安全係数はモーショナル・シュタルク法で測定した。トロイダル回転速度 V_t^{CXR} は荷電交換再結合分光で測定し, プラズマ電流方向の回転の符号を正にしてある。以下では (a) のようにプラズマ中心領域で温度, 密度分布が急峻になる場合を「パラボラ型 ITB」, (b) のようにプラズマ内に内部輸送障壁層 (ITB layer) が形成され, 内部輸送障壁層内部では密度, 温度勾配が非常に大きい, それ以外のプラズマ中心領域および周辺領域で温度, 密度勾配が小さい場合を「箱型 ITB」と呼ぶ。「パラボラ型 ITB」は JT-60U のあらゆる中心閉じ込め改善モードにおいて観測されているが, 「箱型 ITB」は JT-60U では現在のところ負磁気シア配位のみで観測されている。

「箱型 ITB」における ITB layer の幅 Δ_{ITB} とバナナ軌道の幅 $\delta_{\text{banana}} (= \epsilon^{0.5} \rho_{\text{pi}})$ の比較を Fig. 5 (a) に示す。ITB layer の幅は, 荷電交換再結合分光で測定されたイオン温度分布を元に評価し, バナナ軌道の幅を評価するためのプラズマパラメータは, ITB layer の「肩」の位

Fig. 4 Profiles of T_e , T_i , n_e , the safety factor, q , and the toroidal rotation velocity, V_t , in the improved core confinement plasmas with (a) parabolic type ITB and (b) box type ITB in JT-60U. Safety factor is measured by the motional Stark method. V_t is measured by the charge exchange recombination spectroscopy.

置での値を用いた (Fig. 5 (b) 参照)。この図から $\Delta_{\text{ITB}} = (3.1 \sim 4.8) \delta_{\text{banana}}$ という関係が得られた。詳細な解析のためにはより多くのデータ点が必要だが, JT-60U の ELM のない H モードのプラズマ表面でのペデスタル幅 Δ_{pedestal} について得られている関係式, $\Delta_{\text{pedestal}} = 3.3 \delta_{\text{banana}}$ [21] と類似した比例係数になっているのは興味深い。

これらのショットにおける, 電子およびイオンの熱拡散係数 χ_e , χ_i , MI 法で評価したイオンの新古典拡散係数 χ_{NC} および径電場 E_r の分布を Fig. 6 に示す。「パラボラ型 ITB」では, χ_e および χ_i はプラズマ周辺部に比べると $r < r_{\text{ITB}}$ において減少し, 中心エネルギー閉じ込め改善は $r < r_{\text{ITB}}$ の全領域にわたる熱拡散係数の軽減によってもたらされている。また, この領域ではプラズマ周辺部より強い径電場シアが形成されている。一方, 「箱型 ITB」では, ITB layer において χ_i は χ_{NC} 程度まで減少し, χ_e もプラズマ中心領域および周辺領域の値と比較すると大幅に減少する。ITB layer における径電場シア dE_r/dr はパラボラ型 ITB の中心領域のそれに比べ

Fig. 5 (a) The relation between the width of ITB layer in the box type ITB, Δ_{ITB} , estimated by the T_i profile and the banana width, $\epsilon^{0.5} \rho_{\text{pi}}$, estimated at the shoulder of ITB layer. (b) The definition of Δ_{ITB} and the location of "shoulder".

Fig. 6 Profiles of the electron thermal diffusivity, χ_e , (thin solid line), the ion thermal diffusivity, χ_i , (broken line), the neoclassical ion thermal diffusivity estimated by MI method, χ_{NC} , (dotted line) and the radial electric field, E_r , (thick solid line). Both figures corresponds to those of Fig. 4.

るとはるかに大きい。また、ITB layer 内において dE_r/dr の符号が変化しているのは、Fig. 4 で示したように V_i^{CXR} が極小値をとるためである。一方、プラズマ中心領域および周辺領域では、 χ_e および χ_i は大きく径電場シアも弱い。「箱型 ITB」の中心閉じ込め改善は ITB layer における非常に強い輸送障壁で熱流束が堰止められたことによりもたらされ、プラズマ中心部の熱輸送特性は本質的ではない。

強い径電場の空間変化が存在する場合、径電場により粒子種 a の粘性係数は $S_a^{-1.5}$ 倍になる[22]。ここで、

$$S_a = 1 - \rho_{pa} \frac{d \ln E_r}{dr} \frac{E_r}{B_p V_{Ta}} \quad (28)$$

であり、 ρ_{pa} および V_{Ta} は、それぞれポロイダルラーモア半径および熱速度である。この影響を受けて新古典拡散係数は変化する。この効果を軌道圧搾効果 (orbit squeezing effect) と呼んでいる。Fig. 7 に dE_r/dr を考慮して得た χ_{NC} の dE_r/dr を考慮しない χ_{NC} に対する比の空間分布を示した (プラズマは Fig. 4 と同じ)。「パラボラ型 ITB」では dE_r/dr の効果は弱い。また、「箱型 ITB」では E_r シアが大きい ITB layer において、 χ_{NC} の値は局所的に 50% 近く変化する。ITB layer 内で増加と減少が生じるのは、この領域において dE_r/dr の符号が変化するためである。ただし、プラズマ中心領域では χ_{NC} の値はほとんど変わらない。

「箱型 ITB」では、ITB layer における強い圧力勾配は微視的不安定性の発生原因となり得る。一方、ITB layer における強い径電場シアによって生じる $E \times B$ フローのシアは微視的不安定性を抑制する。これは、シアのあるフローは小半径方向の揺動の相関長を短くする、密度揺動・ポテンシャル揺動の位相を変える[23]、不安定モードの減衰を強める[24]等のためである。微視的不安定性の安定化についてジャイロ流体シミュレーションで解析した結果、 $E \times B$ シア率[13]

$$\omega_{E \times B} \equiv \frac{(RB_\theta)^2}{B} \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\frac{E_r}{RB_\theta} \right) \quad (29)$$

が微視的不安定性の線形成長率 γ_L と同じになった場合に不安定性が抑制されることが示されている[25]。また実験データからも、エネルギー閉じ込め改善プラズマで局所輸送係数が軽減する領域において、 $\omega_{E \times B}$ が γ_L と同程度であることが DIII-D [26] および TFTR [27] において得られている。

そこで、JT-60U においてプラズマ中心で T_i , n_e 分布

Fig. 7 Profile of the ratio of the χ_{NC} value with E_r shear (orbit squeezing effect taken into account) to the χ_{NC} value without E_r shear. Both figures corresponds to those of Fig. 4.

Fig. 8 Profiles of T_e , T_i , n_e , the growth rate of the microinstability, γ_L , (solid line) and the $E \times B$ shearing rate, $\omega_{E \times B}$, (dotted line) in (a) normal shear hot ion mode plasma and (b) reversed shear plasma with box type ITB.

が急峻になる高イオン温度プラズマと、「箱型 ITB」を持つプラズマについて γ_L と $\omega_{E \times B}$ の比較を行った。 γ_L は米国プリンストン大学プラズマ物理研究所との共同研究で、高トロイダルモード数の微視的不安定性解析コードである FULL コード[28]を用いて解析した。FULL コードでは、局所的な最大線形成長率を評価する。

解析結果を Fig. 8 に示す。(a) の高イオン温度プラズマでは、プラズマ全体にわたって $\omega_{E \times B} < \gamma_L$ であり、微視的不安定性は完全には抑制されていない。一方 (b) 「箱型 ITB」では ITB layer において $\omega_{E \times B}$ は γ_L と同程度となり、径電場シアによって微視的不安定性が抑制され、熱拡散係数は新古典拡散程度まで低くなっていることを明らかにした。

5. 結論

負磁気シア配位で得られている, エネルギー閉じ込め性能が良好で, 熱拡散係数が局所的に顕著に減少する内部輸送障壁層を持つプラズマの輸送特性解析を詳細に行うため, Matrix Inversion 法による新古典拡散係数の評価法を開発した. MI 法を用いて得られた新古典拡散係数と, 従来の Chang-Hinton の評価式によって得られる値と比較した結果, JT-60U の典型的なプラズマでは Chang-Hinton 式はイオンの新古典拡散係数を約 2 倍過大評価していることが判明した. また, 新古典拡散係数の ϵ , Z_{eff} , ν_{*i} に対する依存性も異なっていることが判明した. 磁力線に平行な運動量および熱運動量のバランスの式から径電場の評価を行い, 内部輸送障壁層を持つ JT-60U の 2 種類の中心閉じ込め改善モード, 「パラボラ型 ITB」と「箱型 ITB」の比較を行った. 「パラボラ型 ITB」では, ITB より内側のプラズマ中心領域全体にわたって熱拡散係数が減少する. この領域における径電場シアは, 「箱型 ITB」の内部輸送障壁層内の径電場シアに比べ小さい. 一方「箱 ITB」では, 内部輸送障壁層内部に非常に強い径電場シアが生じ, 同時にイオンの熱拡散係数は新古典拡散係数のレベルまで顕著に減少する. 内部輸送障壁層内部では $E \times B$ シア率は微視的不安定性の線形成長率と同程度である.

謝辞

有意義な議論と貴重な助言をいただいた, 日本原子力研究所の鎌田 裕博士, 小出芳彦博士, 藤田隆明博士, 岸本泰明博士, 米国プリンストン大学プラズマ物理研究所の G. Rewoldt 博士, D. Mikkelsen 博士, ならびにロシア共和国クルチャトフ研究所の A. Polevoi 博士に感謝いたします.

参考文献

- [1] L. Spitzer and R. Härm, *Phys. Rev.* **89**, 977 (1953).
- [2] S.P. Hirshman, R.J. Hawryluk and B. Birge, *Nucl. Fusion* **17**, 611 (1977).
- [3] R.J. Bickerton, J.W. Connor and J.B. Taylor, *Nature Phys. Sci.* **229**, 110 (1971).
- [4] M.C. Zarnstroff, M.G. Bell, M. Bitter, R.J. Goldston, B. Grek *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1306 (1988).
- [5] JT-60 Team (presented by M. Nagami), *Proc. 13th Int. Conf. Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res.*, Washington, D.C., 1990 (IAEA, Vienna, 1991) Vol. 1, p.53.
- [6] F.L. Hinton and R.D. Hazeltine, *Rev. Mod. Phys.* **48**, 239 (1976).
- [7] C.S. Chang and F.L. Hinton, *Phys. Fluids* **25**, 1493 (1982).
- [8] C.S. Chang and F.L. Hinton, *Phys. Fluids* **29**, 3314 (1986).
- [9] M.C. Zarnstroff *et al.*, *Proc. 12th Int. Conf. Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res.*, Nice, 1988 (IAEA, Vienna, 1989) Vol. 1, p.183.
- [10] Y. Koide, S. Ishida, M. Kikuchi, M. Mori, S. Tsuji *et al.*, *Proc. 15th Int. Conf. Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res.*, Seville, 1994 (IAEA, Vienna, 1995), Vol. 1, p. 199.
- [11] T. Fujita, S. Ide, H. Shirai, M. Kikuchi, O. Naito *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2377 (1997).
- [12] H. Shirai, M. Kikuchi, T. Takizuka, T. Fujita, Y. Koide *et al.*, *Proc. 17th IAEA Fusion Energy Conf.*, Yokohama, 1998. IAEA-F1-CN-69/EX5/4.
- [13] T.S. Hahm and K.H. Burrell, *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** 1667 (1996).
- [14] K.H. Burrell, *Phys. Plasmas* **4**, 1499 (1997).
- [15] S.I. Braginskii, *Transport processes in a plasma*, in *Rev. Plasma Phys.*, (ed. M.A. Leontovich, Consultants Bureau, New York, 1965) Vol. 1, p. 205.
- [16] M. Kikuchi, H. Shirai, H. Itakura and M. Azumi, *JAERI-Research* **98-039** (1998) p.43.
- [17] S.P. Hirshman and D.J. Sigmar, *Nucl. Fusion* **21**, 1079 (1981).
- [18] M. Kikuchi and M. Azumi, *Plasma Phys. Control. Fusion* **37**, 1215 (1995).
- [19] S.P. Hirshman, *Phys. Fluids* **19**, 155 (1976).
- [20] K. Tani, M. Azumi and H. Kishimoto, *J. Phys. Soc. Jpn.* **50**, 1726 (1981).
- [21] T. Hatae, Y. Kamada, S. Ishida, T. Fukuda, T. Takizuka *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **40**, 1073 (1998).
- [22] K.C. Shaing and R.D. Hazeltine, *Phys. Fluids B* **4**, 2547 (1992).
- [23] H. Biglari, P.H. Diamond and P.H. Terry, *Phys. Fluids B* **2**, 1 (1990).
- [24] G.M. Staebler and R.R. Dominguez, *Nucl. Fusion* **31**, 1891 (1991).
- [25] R.E. Waltz, G.D. Kerbel, J. Milovich and G.W. Hammett, *Phys. Plasmas* **2**, 2408 (1995).
- [26] C.M. Greenfield, D.P. Schissel, B.W. Stallard, E.A. Lazarus, G.A. Navratil *et al.*, *Phys. Plasmas* **4**, 1596 (1997).
- [27] E. Synakowski, S.H. Batha, M.A. Beer, R.E. Bell, R.V. Budny *et al.*, *Phys. Plasmas* **4**, 1736 (1997).
- [28] G. Rewoldt, W.M. Tang and M.S. Chance, *Phys. Fluids* **25**, 480 (1982).