



講座

トロイダルプラズマ輸送解析の基礎

3 . 熱輸送解析

白 井 浩

(日本原子力研究所那珂研究所)

Heat Transport Analyses

SHIRAI Hiroshi

Naka Fusion Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute, Ibaraki 311-0193, Japan

(Received 13 May 2003)

Abstract

Methods for heat transport analysis and heat transport simulation in toroidal plasmas are summarized on the basis of an energy balance equation. Joule heating, NBI heating, RF heating, and α heating are briefly explained. Among the energy loss mechanisms, the conduction loss and the radiation loss dominate in the core region and the peripheral region, respectively. In tokamaks, microturbulence causes anomalous transport, which is much larger than neoclassical transport. The other mechanisms of enhanced transport, sawtooth oscillation and magnetic island formation, are also shown.

Keywords:

energy balance equation, transport code, transport analysis, transport simulation, toroidal plasma, Joule heating, NBI heating, RF heating, α heating, neoclassical transport, anomalous transport, thermal diffusivity, conduction loss, convection loss, radiation loss, equi-partition energy transfer, sawtooth oscillation, magnetic island

3.1 はじめに

第2章では局所的な輸送特性である粒子拡散係数 D および熱拡散係数 χ によって生じる粒子束 Γ および熱流束 Q と、巨視的なプラズマ特性である粒子閉じ込め時間 τ_p およびエネルギー閉じ込め時間 τ_E の関連性について述べた。全体の見通しを良くするために、関数形で記述された温度分布を用いて、円柱配位のもとで解析解を示しながら議論を進めてきたが、実際のプラズマ断面形状は第2章の Fig. 6 のように複雑であり、また測定されているプラズマの密度分布、温度分布も実験条件により多種多様である。Fig. 1 に JT-60 プラズマの分布の例をいくつか示したが、これらの分布の形成においては、粒子輸送および熱輸送に介在する物理現象が複雑に絡んでおり、

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

その詳細を研究するためには、計算機を用いた解析が不可欠になっている。

輸送研究で行うことは、第2章で示したように粒子バランスの式、エネルギーバランスの式、さらに磁場拡散の式（これらをまとめて輸送方程式）を用いて、プラズマの密度分布、温度分布、電流分布およびそれに関連するプラズマパラメータや中性子発生率、蓄積エネルギーなどのプラズマ性能の挙動が、実験ならびに理論の両面から「つじつまが合っている」かどうかを評価し、輸送現象を支配している物理機構の理解を深めることである。輸送研究には大きく分けて2つのアプローチがあり、 D や χ などの輸送係数の表式を与えて密度分布・温度分布の予測を行う輸送シミュレーション (transport

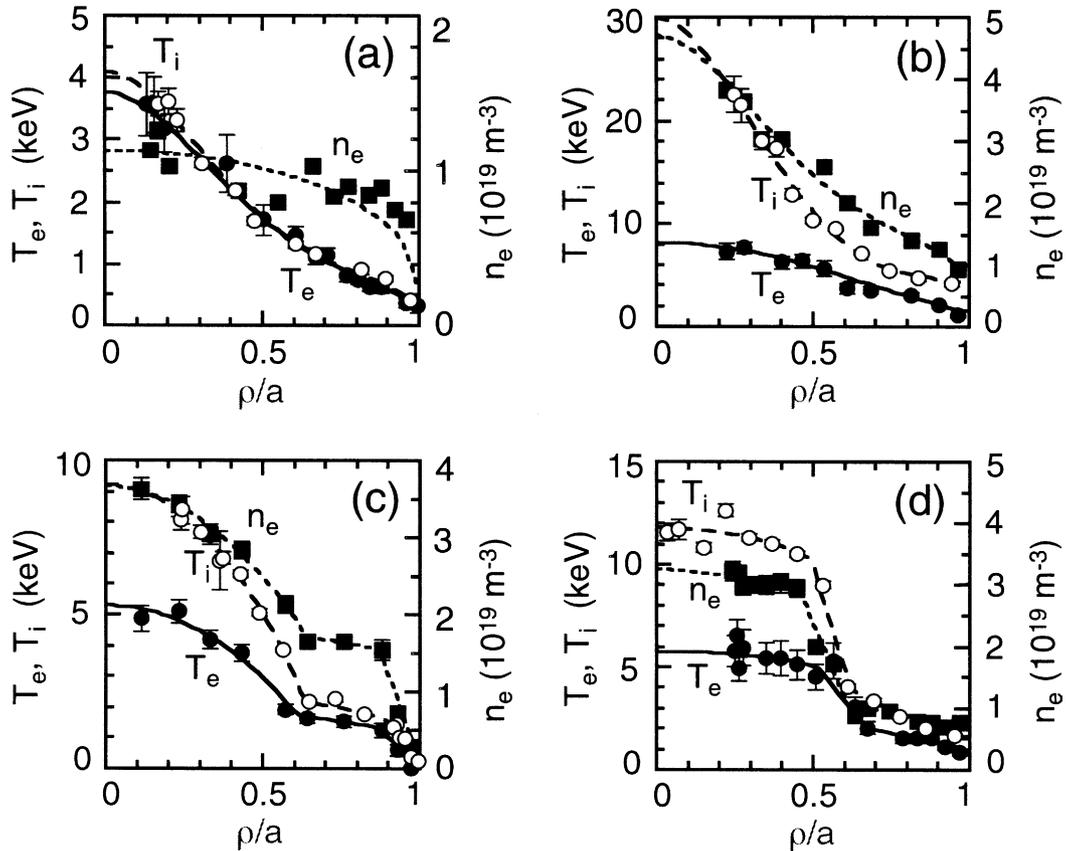


Fig. 1 Variety of temperature and density profiles in JT-60 plasmas. Profiles of T_e (solid lines and closed circles), T_i (broken lines and open circles) and n_e (dotted lines and closed squares) are shown in (a) L-mode plasma (E21796, $t=9.0$ s), (b) hot ion mode plasma (E27411, $t=7.0$ s), (c) ELMy H-mode plasma with parabolic type ITB (internal transport barrier) (E32511, $t=8.3$ s) and (d) plasma with box type ITB (E32423, $t=5.6$ s).

simulation)と、実験で得られた密度分布・温度分布に基づいて輸送係数を評価する輸送解析(transport analysis)がある。輸送コードを用いて行うこれらの補完的な研究アプローチは、いずれも輸送物理を理解するために重要な役割を果たす。

輸送コードで解く輸送方程式は、粒子やエネルギーの利得・損失の項がそのまま表式になった比較的単純な構造をしているが、各々の項を評価するためにいろいろなコードやサブルーチンが結合されるため、輸送コードは膨大な大きさになる。例えば、米国のプリンストン大学プラズマ物理研究所 (PPPL) において開発された TRANSF [1] はコードの長さが全部で50万行(half million lines)もあり、またロシアのクルチャフ研究所において開発された ASTRA [2] は加熱や電流駆動などの分野ごとに10人余りの専門家がサブルーチンの保守、整備を受け持っている。日本原子力研究所(原研)では、輸送シミュレーションと輸送解析が同じコードで実行できる

輸送コードシステムの開発を手がけ、プラズマ形状を円形断面で近似する1次元LIBRARYコード[3,4]、さらに2次元平衡配位を考慮した TOPICS (tokamak prediction and interpretation code system) [5] が開発された。また、ヘリカル系の輸送コード PROCTR [6] や TOTAL [7] などでは、3次元磁場配位でのデータを実効的に1次元化して解くため、また、計算結果を3次元構造へ再構築するためのインタフェースを備えている。

輸送コードは非常に大きく、また輸送コードを実行するための入力変数も多いため、なじみのある入力変数以外は既定の入力変数をそのままにして、輸送コードをブラックボックス的に使っているユーザが多いのが現状と思われる。そこで、第3章および第4章では熱輸送および粒子輸送にスポットを当てて、輸送コードにおける暗黙の仮定、その舞台裏で行っている計算手法、さらに計算を行う際の留意点について概観する。今回はページ数の制限のため、熱輸送の理論モデルや、加熱コードの

詳細等については割愛した．巻末の参考文献やハンドブックとして[8]も参照されたい．

なお，輸送研究を行う上で重要なことは第2 3節で述べた MHD 平衡磁場配位の評価[9 11]である．輸送コードにおける輸送特性の評価と平衡磁場の評価は表裏一体であり，プラズマの圧力分布，電流分布の時間変化に伴って平衡磁場の再計算が必要であるが，本章では，平衡磁場は変化しないものと仮定する．

3 2 熱輸送方程式

プラズマの熱輸送は，熱輸送方程式（エネルギーバランスの式）から評価する．プラズマを構成している電子，主イオン（軽水素，重水素，三重水素などの水素イオン），ヘリウムイオン，不純物イオンの温度は通常異なっているので，個別に熱輸送方程式を立てる必要がある．基本となる方程式は，

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (n_j T_j) = -\frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} (V' Q_j) + P_j^{\text{Gain}} + P_j^{\text{EQ}} - P_j^{\text{Loss}} \quad (1)$$

ただし，

$$Q_j = -\langle |\nabla \rho|^2 \rangle n_j x_j \nabla T_j + \frac{3}{2} T_j \Gamma_j \quad (2)$$

$$\Gamma_j = -\langle |\nabla \rho|^2 \rangle D_j \nabla n_j + n_j v_j \quad (3)$$

である．ここで ρ は小半径方向の座標であり， $n_j(\rho)$ ， $T_j(\rho)$ ， $Q_j(\rho)$ ， $\Gamma_j(\rho)$ ， $P_j^{\text{Gain}}(\rho)$ ， $P_j^{\text{EQ}}(\rho)$ ， $P_j^{\text{Loss}}(\rho)$ ， $x_j(\rho)$ ， $D_j(\rho)$ ， $v_j(\rho)$ は，それぞれプラズマ成分 j の密度，温度，熱流束，粒子束，エネルギー源，エネルギー等分配，エネルギー損失，熱拡散係数，粒子拡散係数，粒子ピンチ等による小半径方向フロー速度の分布を表す．また， V は ρ で囲まれたプラズマの体積で， V' はその ρ 微分である．式(1)は，プラズマに注入された加熱パワー（右辺第2項）が伝導・対流（右辺第1項）や放射（右辺第4項）で損失したり，また他のプラズマ成分とエネルギーのやりとり（右辺第3項）を行った結果，プラズマの内部エネルギー（左辺）が増減することを表している．今後特に断らない限り，添字 j で e や i が使用されている場合は，それぞれ電子および水素イオンに関する物理量を表すものとする．ヘリウムイオンや不純物イオンの場合は各荷電状態ごとにこの式を立てるが，計算の簡素化のため完全電離したヘリウムイオンや不純物イオンのみを考える場合もある．これは，プラズマの温度が高く，炭素や酸素などのような原子番号が比較的小さい

不純物を扱う場合には良い近似である．さらに，ヘリウムイオンや不純物イオンの温度を水素イオンの温度と等しいと仮定する場合がある．その理由は，通常これらの異なるイオン種間のエネルギー等分配時間（第3 5節の式(36)）が，エネルギー閉じ込め時間に比べると十分短いためである．

角括弧 $\langle \rangle$ は磁気面上の平均を表し，

$$\langle f \rangle = \frac{\int f d\ell}{B_p} \bigg/ \frac{\int d\ell}{B_p} \quad (4)$$

と定義する．ここで， B_p および ℓ はポロイダル磁場およびポロイダル方向の長さである．第2 4節でも述べたように，式(2)および(3)の右辺第1項に現れるメトリック $\langle |\nabla \rho|^2 \rangle$ は，任意の断面形状のプラズマを仮想的な同軸の円形断面プラズマに置き換えた場合の補正である．本来2次元や3次元である平衡磁場の効果は，このメトリックを介して等価的な小半径方向1次元の輸送方程式に取り込まれる．第2章の Fig. 8 に示したように，トカマクプラズマの場合は最外殻磁気面（セパトロクス）の近傍を除けば $\langle |\nabla \rho|^2 \rangle$ の値は1に近いが，ヘリカル系のプラズマの場合は大きい値になるため輸送係数の大きさの議論を行う時などは注意が必要である．小半径方向の座標としては，第2 3節で述べた体積平均小半径 ρ_V と磁束小半径 ρ_ϕ （プラズマ中の同一点に対して通常 $\rho_V \geq \rho_\phi$ ）のいずれを用いてもかまわない．これらによる空間微分の差はメトリックによって相殺されるからである．式(1)を解く場合は，先に粒子バランスの式を解いて密度を求めた後に温度だけを解くか，もしくは圧力（密度×温度）として解く．

注意すべきことは，式(1)の温度 T_j は，分布関数がマクスウェル（Maxwell）分布に近い熱化成分（thermal component）の温度を考えているということである．マクスウェル分布の表式では温度は，

$$f_j(v) = n_j \left(\frac{m_j}{2\pi T_j} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_j v^2}{2T_j} \right)$$

という形が入ってくる．厳密な話をすれば，トロイダルプラズマでは磁場の不均一性による捕捉粒子が存在したり，またミラープラズマでは速度空間にロスコーンがあるため，完全なマクスウェル分布にはならない．この場合は，分布関数から平均的な温度が，

$$\bar{T}_j = \frac{1}{n_j} \int \frac{m_j}{3} v^2 f_j(v) dv$$

で定義される。

後ほど説明する中性粒子入射加熱 (NBI 加熱) や高周波加熱 (RF 加熱) を行う際には、速度空間上で非等方的高速電子や高速イオンが発生する。速度空間において、これらの高エネルギー成分の分布関数の等高線を見ると、その形状がマクスウェル分布に近い「本体の」熱化プラズマから高エネルギー側に長く伸びた尻尾のように見えるので、テイル (tail) と呼ぶことがある。ちなみにテイルに対する熱化プラズマをバルクプラズマ (bulk plasma) もしくはバックグラウンドプラズマ (background plasma) とも呼んでいる。輸送解析や輸送シミュレーションを行う場合には、これらの高エネルギー成分は熱化成分を加熱するエネルギー源として扱い、また熱化成分まで減速した際は粒子源として扱う。これは式 (1) の中では、 P_j^{Gain} に含まれている。

熱輸送方程式を解いて、温度分布もしくは圧力分布を評価する場合には、熱拡散係数やエネルギー源、エネルギー損失などを予め計算しておく必要がある。しかしながら、これらの項も温度等の関数なので、熱輸送方程式は温度に関して非線形方程式になっている。そこで熱輸送方程式を数値的に解く場合には、繰り返し計算を行う必要がある。以下の節では、熱輸送方程式の各項について説明する。

3.3 エネルギー源

まず、エネルギー源とその計算法について述べる。ここでは、代表的な加熱方法として、ジュール加熱、NBI 加熱、RF 加熱、アルファ加熱を取り上げる。ジュール加熱パワー (P^{Joule}) は電子の熱輸送方程式のみに現れるが、NBI 加熱パワー (P_j^{NBI})、RF 加熱パワー (P_j^{RF})、アルファ加熱パワー (P_j^{α}) は、プラズマ成分 j ごとに分配される。

3.3.1 ジュール加熱

トカマクではプラズマ平衡磁場を得るためにプラズマ中に電流を流す必要がある。プラズマ外からの電場 (誘導電場) の印加によってプラズマ電流を流す場合は、プラズマが有限の電気抵抗を持っているため、それによるプラズマ電流の散逸を補うために、電場をかけ続ける必要がある。プラズマ抵抗に抗して印加している電場の大きさは、トロイダル方向の周回電圧 (loop voltage) V_l として測定される。通常実験で測定しているのは、周回電圧のプラズマ表面における値 V_{surf} である。電場の印加による誘導電流駆動で発生しているプラズマ電流を I_p とすると、誘導電場がプラズマ中に十分しみ込んでおり ($V_{\text{surf}} \approx V_l$)、プラズマ電流分布も時間的に変化していな

い場合には、 $I_p V_l$ に相当するエネルギー散逸が生じている。これがジュール加熱パワーに相当する。

ヘリカル系の場合には平衡磁場を得るためのプラズマ電流は必要でないが、容易にプラズマを加熱することができるので、ヘリオトロン E ではジュール加熱実験も行っていた [12]。局所的なジュール加熱パワーは、プラズマの電気抵抗を $\eta(\rho)$ プラズマ電流密度を $j(\rho)$ として、 $P^{\text{Joule}} = \eta j^2$ となる。磁場中のプラズマの電気抵抗は、スピッツァー (Spitzer) 抵抗 (η^{SP}) として以下のように表される [13]。

$$\begin{aligned} \eta^{\text{SP}} &= 0.51 \frac{m_e}{n_e e^2 \tau_e} = 0.51 \frac{m_e^{1/2} e^2 \ln \Lambda}{3 \epsilon_0^2 (2\pi T_e)^{3/2}} \\ &= 1.65 \times 10^{-9} \frac{\ln \Lambda}{T_e (\text{keV})^{3/2}} \quad (\Omega \text{m}) \quad (5) \end{aligned}$$

τ_e は電子の衝突時間、また $\ln \Lambda$ はクーロン対数 (Coulomb logarithm) で、磁場閉じ込め核融合プラズマでは 15~20 の値になる。式 (5) は磁力線方向の電気抵抗 (η_{\parallel}) だが、磁力線と垂直方向の電気抵抗 (η_{\perp}) はこの 1.96 倍になる [14]。

トロイダルプラズマでは、磁力線方向に沿った磁場の大きさが不均一であるため、磁力線方向に自由に動けない捕捉電子が存在する。これらはプラズマ電流を運ばないので、トロイダルプラズマの電気抵抗は Spitzer 抵抗より大きくなる。これを新古典プラズマ抵抗 (neoclassical resistivity) η^{NC} [15] と呼んでいる。 η^{SP} と η^{NC} には以下のような関係がある。

$$\eta^{\text{NC}} = \eta^{\text{SP}} \frac{Z_{\text{eff}}}{(1-\phi)(1-C_R\phi)} \frac{1+0.27(Z_{\text{eff}}-1)}{1+0.47(Z_{\text{eff}}-1)} \quad (6)$$

ここで、

$$\phi = \frac{f_T}{1+(0.58+0.2Z_{\text{eff}})\nu_{e*}} \quad (7)$$

$$C_R = \frac{0.56}{Z_{\text{eff}}} \left(\frac{3.0-Z_{\text{eff}}}{3.0+Z_{\text{eff}}} \right) \quad (8)$$

$$\nu_{e*} = \epsilon^{-3/2} \frac{Rq}{v_{Te} \tau_e} \quad (9)$$

$$f_T = 1 - \frac{(1-\epsilon)^2}{(1-\epsilon^2)^{1/2}(1+1.46\epsilon^{1/2})} \quad (10)$$

$$Z_{\text{eff}} = \frac{n_i + \sum_{k=1}^{k_{\text{max}}} Z_k^2 n_k}{n_e} \quad (11)$$

である．また， ν_{e^*} は電子の規格化衝突周波数， v_{Te} は電子の熱速度， f_T は全電子数に対する捕捉電子数の割合， Z_{eff} は有効電荷数， q は安全係数， $\varepsilon = \rho/R$ である．捕捉電子が存在しない磁気軸近傍とプラズマ表面近傍を除けば， $\eta^{\text{NC}} > \eta^{\text{SP}}$ になる．

ジュール加熱パワーを計算する場合には，プラズマ電流としては誘導電場による成分のみを考慮し，第5章で述べるブートストラップ電流（プラズマの圧力勾配により自発的に生じる電流 [16, 17]），ビーム駆動電流，高周波駆動電流などの非誘導成分は除外する．完全非誘導電流駆動を行っているプラズマでは周回電圧はゼロになり，ジュール加熱パワーを考える必要はない．

3.3.2 中性粒子入射 (NBI) 加熱

中性粒子入射 (Neutral Beam Injection) 加熱では，イオン源において生成された正イオンもしくは負イオンの水素 (H, D, T) を加速器によって高エネルギー化した後，中性化セルを通して荷電交換反応により高エネルギーの水素中性粒子ビームに変換し，それをプラズマに入射する．入射された中性粒子ビームは，プラズマ内で電離もしくは荷電交換反応により高速の水素イオンになる．この高速水素イオンは，バルクプラズマとのクーロン衝突によってプラズマを加熱しながら次第にエネルギーを失い，バルクプラズマと同程度の温度まで熱化する [18]．熱化した水素イオンはそのまま粒子源になる．

しかしながら，中性化セルを通過した中性粒子ビームのパワーがすべてプラズマの加熱パワーになるわけではない．中性粒子ビームがプラズマに到達する前に，入射管 (ドリフト管) の中で再電離すると，閉じ込め磁場によってその軌道が曲げられプラズマに入射できない (reionization loss)．また，ターゲットプラズマの密度が低ければ，一部のビームはイオン化することなくプラズマを突き抜ける (shine through loss)．イオン化後も，バナナ軌道の幅が大きい場合は第一壁に当たって損失 (orbit loss)，トカマクではトロイダルコイルによる局所的な不均一磁場 (磁場のリップル) のために粒子軌道が局在化して ∇B ドリフトによってプラズマ外に出る (ripple loss)．ヘリカル系では，ヘリカルリップルに捕捉された粒子の運動が磁気面からずれるため，捕捉粒子のクーロン衝突による拡散 (ripple diffusion) により損失する．さらに，プラズマ中の中性粒子との荷電交換で高速中性粒子に戻ると損失する (charge exchange loss)．これらの過程を考慮して，高速イオンが熱化するまで，もしくはプラズマ外に損失するまでにプラズマが受け取るエネルギーを評価する必要がある．

入射中性粒子ビームのプラズマ中でのイオン化 (電離および荷電交換) では，ビームの有限断面積での強度分布とエネルギー成分を考慮する必要がある．NBI のイオン源で負イオンを生成する場合には，発生する中性粒子ビームのエネルギーとして，加速電圧に相当するエネルギー E_b だけを考えれば良いが，正イオンの場合には， H^+ や D^+ だけでなく， H_2^+ や D_2^+ などの多価イオンも生成されて加速されるので， E_b だけでなく $E_b/2$ さらに $E_b/3$ のエネルギーを持つ中性粒子ビームも混在する．この場合は，ビームから出る $H\alpha$ 線を分光することにより，ビーム強度比を評価して計算に反映させる．中性粒子ビームのプラズマ内での減衰は，3次元の幾何形状で考える．中性粒子ビームは，各エネルギー成分ごとに，ビーム方向の長さ L_b に沿って，

$$I_b(L_b) = I_b(0) \exp\left[-\int_0^{L_b} n_e(\rho) \sigma_{\text{tot}}(E_b/k) dL\right] \quad (12)$$

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{ei}} + (\sigma_{\text{ii}} + \sigma_{\text{cx}}) \frac{n_i^{\text{Total}}}{n_e} + Z_A^{1.4} (\sigma_{\text{ii}} + \sigma_{\text{cx}}) \frac{n_{Z_A}}{n_e} \quad (13)$$

のように減衰する．正イオンの場合は $k = 1, 2, 3$ とし，負イオンの場合は $k = 1$ のみ考える． n_{Z_A} および Z_A はそれぞれ不純物イオンの密度および電荷で， σ_{tot} はエネルギーだけでなく ρ の関数でもある．文献 [19] の Fig. 10 には，電子によるイオン化，イオンによるイオン化，荷電交換の断面積， σ_{ei} ， σ_{ii} ， σ_{cx} が掲載されている．現在のトカマクよりも密度が高く，中性粒子ビームがプラズマを通過する距離が長い ITER では，中央部までビームが十分到達するように 1 MeV のビーム (負イオン NBI) を用いるが，このような高エネルギービームのイオン化では，上記の電離過程のほかに中性粒子が励起状態になって電離するマルチステップの過程を経る場合があり，実効的な電離断面積は大きくなる [20]．

このようにして，まず最初に高速イオンの生成分布 (birth profile) が求められる．次にプラズマ中における高速イオンの挙動を計算するが，その方法としてバックグラウンドプラズマに高速のテスト粒子を入射し，モンテカルロ (Monte Carlo) 法を用いて粒子軌道を追いながらテスト粒子が減速して行く過程を評価する方法と，フォッカープランク (Fokker-Planck) 方程式 (高速イオンの分布関数の速度空間における拡散方程式) を解く方法がある．

まずモンテカルロ法を用いて高速イオンの挙動を調べる方法では，最初に3次元の磁場構造 (磁場のリップルも考慮) を計算し，その磁場配位の中にテスト粒子 (高

速イオン)を配置し、クーロン衝突の効果をモンテカルロ法で模擬しながら、テスト粒子の運動を追いかける。トカマクの場合は、高速イオンの粒子の案内中心(guiding center)の運動方程式を直接計算する[21]。一方、ヘリカル系では、磁場配位が複雑であるため粒子の案内中心の運動は、磁気面座標であるブーザー(Boozer)座標[22]を用いて計算する[23]。高速イオンの軌道が、あらかじめ与えている領域(第一壁の空間位置)より外側になった場合、高速イオンが損失したと考える。高速イオンのエネルギー減少分がそのままプラズマに与えられるエネルギーで、高速イオンが熱化するか損失するまで追いかける。モンテカルロ法では有限サイズの軌道効果が考慮され、磁場のリップルなどの複雑な配位に対応することができる。特に、ヘリカルリップルに捕捉された粒子の軌道は複雑で、捕捉粒子の拡散をモデル化することが困難であるため、ヘリカル系では主にモンテカルロ法による解析が用いられる。一方、モンテカルロ計算結果には統計的なノイズが生じるので、それを防ぐために入射するテスト粒子の数を増やす必要があり、計算時間がかかるという難点がある。

フォッカープランク方程式を用いる解析法は、モンテカルロ法に比べて計算時間はあまりかからない。高速イオンの分布関数を f としたフォッカープランク方程式の例を以下に示す[24]。

$$\begin{aligned} \tau_s \frac{\partial f}{\partial t} = & -\frac{\tau_s f}{\tau_{cx}(v)} + \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} (v^3 + v_c^3) f \\ & + \frac{1}{2} \frac{m_i \langle Z \rangle v_c^3}{m_b [Z] v^3} \frac{\partial}{\partial \xi} (1 - \xi^2) \frac{\partial f}{\partial \xi} + S \delta(v - v_b) \tau_s \\ & - \frac{e E_{\parallel}^* \tau_s}{m_b} \left\{ \xi \frac{\partial f}{\partial v} + (1 - \xi^2) \frac{1}{v} \frac{\partial f}{\partial v} \right\} + \left(\frac{T_e}{m_b} + \frac{v_c^3 T_i}{v^3 m_b} \right) \frac{\partial^2 f}{\partial v^2} \end{aligned} \quad (14)$$

ここで、 v_b は入射された中性粒子ビームの速度、 v_c は高速イオンが電子とイオンに均等にエネルギーを与える臨界エネルギー E_c に対応する速度、 $\langle Z \rangle = \sum n_j Z_j^2 / \sum n_j Z_j$ および $[Z] = \sum n_j Z_j^2 (m_i / m_j) / \sum n_j Z_j$ は不純物イオンの効果、 $\xi = v_{\parallel} / v = \cos \theta$ は速度空間における速度ベクトルと磁場のなす角度(ピッチ角)、 τ_s および τ_{cx} は高速イオンの減速時間および荷電交換時間である。式(14)の右辺は順に、荷電交換損失、電子とイオンによる摩擦(friction)、ピッチ角散乱、高速イオン源、電場によるマクスウェル分布のシフト、エネルギー拡散を示す。式(14)はピッチ角方向に周期境界条件を持たせ、エネルギーに下

限を設けて解く。電子およびイオンの加熱パワーは、摩擦項のエネルギー積分によって得られる。

式(14)には、高速イオンの軌道損失やリップル損失の効果は入っていない。このため分布関数上に損失領域を設けるなどの仮定が必要である。軌道損失については、速度空間上で高速イオンがプラズマの外に出る軌道を描く領域を損失領域として、この領域の分布関数を強制的にゼロにしてしまう手法がある[25]。トカマクにおいては、この損失領域はほとんど磁力線方向と垂直で、かつ磁力線方向と逆方向の領域に生じる。またトカマクにおけるリップル損失については、磁場リップルの空間分布を計算しておき、バナナ軌道の先端の場所における磁場リップルの値がある値以上になった場合に高速イオンが損失したとする手法が考案されている[26, 27]。

高速イオンの減速過程をフォッカープランク方程式やモンテカルロ計算で評価する際に気をつけることは、高速イオンの減速時間(slowing down time)が有限であるため、その間にプラズマ本体の密度や温度が変化してしまうことである。NBI加熱開始直後や終了直後、またNBI加熱パワーを変化させた直後ではプラズマの密度分布、温度分布が変化しているので、高速イオンの減速過程も時々刻々変化する。したがって、これを高速イオンの計算にフィードバックする必要がある。

ここまでは、NBIで発生する高速イオンの挙動について述べた。最後にNBIで発生する電子について触れておく。中性粒子ビームがイオン化する時には、高速イオンと同じ速度($V_e = V_i$)の電子も発生する。イオンと電子の質量の差のため、100 keVのエネルギーを持つ高速イオンに付随して発生する電子のエネルギーは、軽水素の場合2.3 keV(重水素なら1.7 keV)しかない。したがって、プラズマ中の電子はNBI入射期間中は高速イオンによって加熱されると同時に、この「低速電子」によって冷却され続ける。電子-電子のエネルギー等分配時間は、電子-イオンのエネルギー等分配時間よりも短いので、プラズマ中の電子は、高速イオンによる加熱よりも先に低速電子による冷却による影響を受ける。実際、実験においてNBI加熱時の電子温度の時間変化を詳細に見ると、NBI加熱の開始直後は電子温度が減少していることがわかる。その後、高速イオンによる加熱のため電子温度は増加に転じる。そして、NBI加熱をやめると、ビームによる低速電子の冷却作用がなくなり、残存高速イオンの減速による加熱だけが残るので、NBI加熱の停止直後は電子温度が増加する(文献[28]のFig. 4など参照)。NBI加熱による電子温度の過渡的な変化を詳細に

追う場合には、以上のような過程も考慮する必要がある。

3.3.3 高周波 (RF) 加熱

RF 加熱に用いる代表的な波としては、磁場閉じ込め核融合のプラズマパラメータ領域において周波数が高い方から順番に電子サイクロトロン (Electron Cyclotron) 波, 低域混成 (Lower Hybrid) 波, イオンサイクロトロン (Ion Cyclotron) 波などがある[29, 30]。周波数はそれぞれ,

$$\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e} \quad (15)$$

$$\omega_{LH} = \omega_{ce} \sqrt{\frac{\omega_{pi}^2 + \omega_{ci}^2}{\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2}} \quad (16)$$

$$\omega_{ci} = \frac{Z_i e B}{m_i} \quad (17)$$

である。ここで $\omega_{pe} = \sqrt{e^2 n_e / \epsilon_0 m_e}$ と $\omega_{pi} = \sqrt{Z_i^2 e^2 n_i / \epsilon_0 m_i}$ は、それぞれ電子およびイオンのプラズマ周波数である。これらの波はプラズマの加熱だけではなく電流駆動としても有効である。NBI 加熱の場合と全く同様に、輸送コード自体は RF による加熱源分布の時間変化を受け取れば良いが、それを評価するためには発振器における波の発生、アンテナまでの伝送系での損失、アンテナ・プラズマ間の結合(反射による損失)、プラズマ中での波の伝搬、波のモード変換、減衰・吸収の過程を詳細に考慮する必要がある。

ここでは、波による摂動が $\exp[i(k \cdot r - \omega t)]$ のように時間的空間的に変動するとして、プラズマ中における波の伝搬について簡単に述べる。マクスウェルの方程式から磁場 B を消去すると、

$$k \times (k \times E) + \frac{\omega^2}{c^2} K E = 0 \quad (18)$$

が得られる。ここで、 K は誘電率テンソル (dielectric tensor) である。さらに光速 c と波の位相速度 $v_{ph} = \omega/k$ の比から、 $N = kc/\omega$ ($N = |N|$ は屈折率) を定義すると、式 (18) は、

$$N \times (N \times E) + K E = 0 \quad (19)$$

となる。簡単のために、 (x, y, z) 座標において磁場 B が z 軸方向、波は (x, z) 平面内にある k と B がなす角を θ とすると、式 (19) は、

$$\begin{bmatrix} K_{xx} - N^2 \cos^2 \theta & K_{xy} & K_{xz} + N^2 \sin \theta \cos \theta \\ K_{yx} & K_{yy} - N^2 & K_{yz} \\ K_{zx} + N^2 \sin \theta \cos \theta & K_{zy} & K_{zz} - N^2 \sin^2 \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad (20)$$

となる。(20) が $E_x = E_y = E_z = 0$ 以外の解を持つためには、左辺の行列の行列式が 0 である必要がある。これは、

$$G(N, \omega) = AN^4 + BN^2 + C = 0 \quad (21)$$

のような、 N に関する 4 次方程式になる (N の 6 次の項は相殺される)。式 (21) を波の分散式と呼ぶ。

プラズマ中の波の伝搬経路については、プラズマの媒質の空間変化の特徴的な長さに比べて波の波長が十分短いとの仮定 (幾何光学近似 [31]) の下で、波の分散式から波の群速度 $v_g (= \frac{\partial \omega}{\partial k})$ の軌跡を求める。波の伝搬経路に沿った変数 τ を導入すると、

$$\frac{dr}{d\tau} = \frac{\partial G}{\partial k} \quad (22)$$

$$\frac{dk}{d\tau} = -\frac{\partial G}{\partial r} \quad (23)$$

$$\frac{d\omega}{d\tau} = \frac{\partial G}{\partial t} \quad (24)$$

$$\frac{dt}{d\tau} = -\frac{\partial G}{\partial \omega} \quad (25)$$

となる。このように波の軌跡を追跡する方法を光線追跡 (ray tracing) と呼んでいる。

RF 加熱ルーチンでは、RF 波の入射パワー、入射角度を与えて、波の軌跡と減衰を計算する。波の広がりを考えて、入射角度の異なる複数の波を入射する場合もある。波がプラズマを横切る間に十分減衰せずにプラズマを横切った場合には、第一壁において適度な反射率で反射させる。波のエネルギーがある値より小さくなった場合は、波は消滅したとして追跡をやめ、波の軌跡上の減衰パワーを加熱パワーとして各々の空間メッシュに配分する。なお、波の波長がプラズマの媒質の空間変化の特徴的な長さとは無視できないなど、幾何光学近似が使えない IC 波の場合には、有限要素法等を用いてアンテナを含めた境界値問題として波動方程式を直接解くことになる[32]。

以上が、輸送コードと連動させる RF 加熱ルーチンの例である。EC, LH, IC 波各々の加熱方法の特性については、文献 [30] に丁寧に述べられているので、その詳細についてはここでは触れない。ただし、非常に狭い領域

を局所的に加熱する EC 波を輸送コードに用いる場合には、空間メッシュの幅を十分小さく取るなど各々の波の特性に合わせた工夫が必要となる。

3.3.4 アルファ加熱

核燃焼プラズマのシミュレーションを行う場合には、核融合反応によるアルファ加熱が重要になる。核融合反応率は、例えば DT 核融合反応の場合

$$R_\alpha = \int_{v_D} \int_{v_T} f_D(v_D) f_T(v_T) \sigma(v') v' d^3 v_D d^3 v_T \quad (26)$$

で表される。ただし、 $v' = |v_D - v_T|$ で、 σ は DT 核融合反応断面積、 f_D および f_T は重水素および三重水素の分布関数である。追加熱を行って高速イオンが存在する場合には、エネルギー積分においてマクスウェル分布の熱化成分とテイル成分の両方を考える。

核融合反応で生じた 3.5 MeV のアルファ粒子の挙動は、フォッカー・プランク方程式やモンテカルロ法によって評価することができる。アルファ粒子とバックグラウンドプラズマのクーロン衝突により、プラズマが加熱されるので、NBI 加熱のところでも述べたのと同じ方法で加熱パワーを評価することができる。

3.4 エネルギー損失

日常生活におけるエネルギーの伝搬の代表的な過程として、伝導、対流、放射が挙げられるが、プラズマにおいても同様な過程によりエネルギー損失が起こる。温度分布や密度分布の空間不均一性から熱伝導損失 (conduction loss) や対流熱損失 (convection loss) が生じ、プラズマ中に存在する不純物や中性粒子によって放射損失 (radiation loss) が起こる。プラズマ中心部から周辺部までの広い範囲で一番大きいエネルギー損失機構は、熱伝導損失である。伝導および対流による熱流束は、式 (2) で表される。

制動放射 (Bremsstrahlung) やサイクロトロン放射はプラズマ中心部の高温領域で問題になるが、不純物や中性粒子による放射損失はプラズマ表面近傍の比較的低温の低い領域で問題になる。密度が大きく周辺温度が低いプラズマにおいて、熱伝導および対流によりプラズマ中心部から周辺部に流れ込むエネルギーよりもプラズマ表面近傍における不純物による放射損失エネルギーが大きくなった場合には、エネルギーバランスが崩れて周辺プラズマが熱的に支えられなくなり、実効的なプラズマ半径が小さくなる。

3.4.1 熱伝導損失

プラズマは荷電粒子から成り立っているため、クーロン衝突により熱拡散が生じる。一様な磁場の下では、ラーモア半径を衝突のステップサイズとするランダム・ウォークによる拡散が起こる。これが古典拡散である。トラス配位による磁場の不均一性が加わると、トロイダルドリフトによる軌道面の大きなずれやバナナの形状をした荷電粒子の軌道面の形成によりステップサイズが大きくなり、拡散係数は古典拡散よりも大きくなる。これが新古典拡散 (neoclassical diffusion) である [33, 34]。ヘリカル系の場合は、ヘリカルコイルによる閉じ込め磁場のリップルの効果が相乗されるため、トカマクよりも複雑な扱いが必要となる [35]。

トロイダルプラズマの熱輸送が新古典拡散で決まるならば、エネルギー閉じ込めの観点から核融合炉の設計は楽になるが、第 3.7 節の Fig. 4 で示すように実験で得られているプラズマの熱拡散係数は、通常の場合、新古典拡散係数よりもはるかに大きく、異常輸送 (anomalous transport) と呼ばれている [36]。式 (2) の右辺第 1 項の熱拡散係数は、

$$\chi_j = \chi_j^{\text{neo}} + \chi_j^{\text{ano}} \quad (27)$$

のように、新古典輸送と異常輸送に分けて考えることができる。異常熱輸送はプラズマの温度や密度等の空間不均一性によって生じる静電揺動や電磁揺動が主な原因となっている [37]。熱伝導損失による熱流束は、式 (2) の右辺第 1 項のように χ_j を比例係数とし、温度勾配を駆動源とするフィックの法則で記述しているが、異常輸送はその比例係数 (熱拡散係数) の大きさ自体が温度勾配、密度勾配に依存するという複雑な構造になっている。

1970年代後半の輸送シミュレーション研究が始まった頃は、低密度領域におけるジュール加熱トカマクプラズマのエネルギー閉じ込め時間が $\tau_E \propto n_e a R^2 \sqrt{q}$ という実験結果 (新アルカトール則 [38]) から、電子の熱拡散係

数は $\chi_e = \frac{C}{n_e \sqrt{q}}$ 、イオンの熱拡散係数は新古典拡散係

の数倍というシンプルな輸送モデルを使ったプラズマの輸送シミュレーションが行われていた。その後の計測技術の進歩による温度や密度の詳細な分布測定の結果、profile consistency (分布の一貫性) と呼ばれるプラズマ表面での安全係数によって温度分布の尖頭度が決定されるプラズマ [39, 40] や、profile stiffness (分布の硬直性) と呼ばれるプラズマ中央部と周辺部の温度が連動しているプラズマ [41, 42] が見出される一方、境界輸送障壁

(ETB [43]や内部輸送障壁(ITB [44]などの形成により, 上記のような分布形状の制約がない高閉じ込め性能プラズマが出現するなど, 多種多様なプラズマが得られるようになり, それに伴って異常熱輸送のモデルも, 日々進歩してきた。

その中でドリフト不安定性 [45, 46]による静電揺動は, 異常熱輸送の原因の有力な候補と考えられている。トロイダルプラズマでは密度勾配や温度勾配が存在するため, ポロイダル方向に粒子がドリフト運動するが, このドリフト速度と同程度の位相速度を持つドリフト波(drift wave)が生じている。ドリフト波では密度の揺動とポテンシャルの揺動がポロイダル方向に伝搬し, これらの位相差が $\pi/2$ であればドリフト波は単に振動しているだけである(密度揺動による荷電分離が打ち消された状態)。しかし, 何らかの原因で荷電分離が打ち消されなくなると密度揺動が増長する。これがドリフト不安定性である。ドリフト不安定性にはさまざまなモードがあり, その中でもイオン温度勾配不安定性(ITGモード) [47]は現在トカマクやヘリカル系におけるバルクプラズマのイオン異常熱輸送の原因として注目されている。

Fig. 2に数百万個のテスト粒子を使ったシミュレーションによって得られた, ITGモードによる静電ポテンシャル揺動 $\tilde{\phi}$ の等高線を示した[48]。この図では, プラズマ小半径方向に $\tilde{\phi}$ の等高線が広がっており(特にトラス外側の弱磁場側), プラズマコア部の高温プラズマと周辺部の低温プラズマとがエネルギーのやり取りを行っている閉じ込めの悪い状態(L-mode)を示している。

現在では, 第一原理から導かれた理論ベースのものから, 実験データの積み重ねを元に半経験的に熱拡散係数の表式をまとめたものまで, 様々な輸送モデルが提唱されている[49]。ITER物理R&D活動やITPA(国際トカマク物理活動)では, 世界各国の装置の分布データを基にして, 10あまりの異常熱輸送のモデル[50-60]の検証を進めている。

また最近では, 微視的揺動に対する閉じ込め磁場配位(正磁気シア, 負磁気シア)の効果やプラズマ小半径方向の電場(径電場) E_r およびそれに伴うポロイダル方向の $E \times B$ フローの小半径方向の大きさの違いが生み出す剪断流(shear flow [61]や, これが何層にも積み重なった帯状流(zonal flow [62, 63]による微視的揺動の抑制効果が, 輸送モデルの構築, 特に輸送障壁におけるモデルの構築において重要視されている。

理論の立場からの輸送物理研究のアプローチの一つとして, 近年の計算機性能の飛躍的な進展によりジャイロ

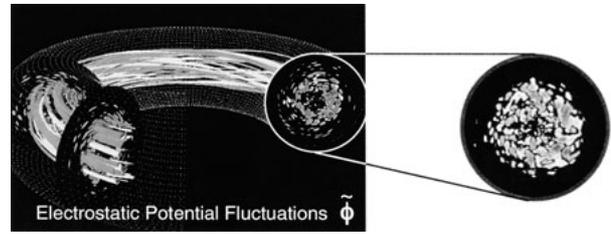


Fig. 2 Contour of electrostatic potential fluctuations $\tilde{\phi}$ in L-mode plasma evaluated by numerical simulation[48].

流体(Gyro-fluid)シミュレーション[64]やジャイロ運動論(Gyro-kinetic)シミュレーション[65]が幅広く行われるようになって来た。これらのシミュレーションにより微視的乱流の波数のスペクトルの時間発展などの詳細な情報が得られている。輸送シミュレーションを行うためには熱拡散係数の空間分布を素早く評価して輸送方程式を解くことが必要であるが, 一般に上記の計算で熱拡散係数を評価するには時間がかかる[66]。このため, Gyro-fluidやGyro-kineticシミュレーションで得られた熱拡散係数のパラメータ依存性などの特性を, 輸送コードで使いやすい表式で表現する技法が必要である。

3.4.2 対流熱損失

式(2)の右辺第2項が対流熱損失を表しており, エネルギー $\frac{3}{2}T_i$ を持ったプラズマの「固まり」が粒子束 Γ_i に乗って移動しているというイメージになる。粒子拡散係数による粒子束 $-D \nabla n$ は通常外向きであるが, 磁力線方向の電場によるバナナ粒子のドリフト(Ware pinch [67])による粒子束は内向きである(一般的には小さい)。JT-60のペレット入射実験では, 入射後に内向きの粒子ピンチが発生し, エネルギー閉じ込め改善に寄与していることが示された[68]。粒子拡散係数 D や粒子ピンチは, 第4章に示すように, ガスパフ量の変調(modulation)による密度の時間変化の応答実験により評価することができ, $D = \frac{1}{3 \sim 5} \chi$ 程度である。通常対流熱損失は熱伝導損失と比べると小さいが高パワーのNBI加熱を行った高イオン温度プラズマの場合, プラズマ中心領域において対流熱損失が熱伝導損失と同程度になる場合がある[69]。対流の係数については, ここでは $\frac{3}{2}$ を用いているが, $\frac{5}{2}$ を用いる場合もある。詳しい議論は参考文献[70]を参考にされたい。

3.4.3 放射損失など

放射損失で考慮すべきものとして, まず制動放射やサイクロトロン放射のように電子の運動に起因して発生するものがある。さらに, 中性粒子のイオン化・再結合に伴うエネルギー損失, 不純物の線スペクトル放射(line

radiation) があり, これらはプラズマ着火時や比較的温度の低いプラズマ周辺領域で問題になる. これらをまとめると, 以下のようなになる.

$$P_e^{\text{Loss}} = P_{\text{Brems}} + P_{\text{cy}} + P_e^n + P_e^{\text{imp}} \quad (28)$$

$$P_i^{\text{Loss}} = P_i^n \quad (29)$$

まず, 制動放射は電子が水素イオンや不純物イオンとのクーロン相互作用によって軌道が曲げられる際に, 電磁波としてエネルギーが放射される現象で, それによる損失パワーは,

$$P_{\text{Brems}} = 5.35 \times 10^{-37} \sqrt{T_e} n_e \sum Z^2 n_Z \quad (\text{W/m}^3) \quad (30)$$

と表すことができる (T_e は keV, n_e は m^{-3} [71]).

また, 磁場閉じ込め装置において, プラズマを構成する荷電粒子はラーモア運動を行い, 加速度を受け続けるので, サイクロトロン放射によってエネルギーを損失する. こちらも加速度が大きい電子で問題になり, 損失パワーは,

$$P_{\text{cy}} = 6.1 \times 10^{-23} B^2 n_e T_e \quad (\text{W/m}^3) \quad (31)$$

のように表すことができる (B は T, T_e は keV, n_e は m^{-3} [71]). サイクロトロン放射は特に磁場が大きい装置において問題になる.

次に, プラズマ表面付近の温度が低い領域における, 中性粒子とプラズマの相互作用に起因するエネルギーのやりとりを考える. この領域では, 電子による中性粒子のイオン化, 電子とイオンの再結合, 中性粒子とイオンの荷電交換反応等が起こっている. プラズマ中の中性粒子の密度分布は, 第4章で述べるように主にモンテカルロ法等を用いた中性粒子輸送コードによって計算するが, 中性粒子の分布は磁気面の関数になっていない. リサイクリングが大きいダイバータ領域に向かうにつれて, 中性粒子密度が大きくなる. 輸送解析を行う場合には, 便宜上磁気面ごとに中性粒子の密度および温度を平均化して n_0 および T_0 として計算に用いる.

水素原子がイオン化する際には $\chi_H = 13.6 \text{ eV}$ のイオン化エネルギーが必要なので, これはプラズマにとってエネルギー損失になるが, 同時に中性粒子温度 T_0 を持つイオンが発生するので, これはエネルギー利得でもある. 再結合の場合は, 温度 T_e の電子と温度 T_i のイオンが消滅する. 荷電交換損失では, イオン温度 T_i と中性粒子温度 T_0 の大小がエネルギー損得になる. イオン化率, 再結合率, 荷電交換反応率をそれぞれ, $\langle \sigma v \rangle_{\text{ion}}$, $\langle \sigma v \rangle_{\text{rec}}$, $\langle \sigma v \rangle_{\text{cx}}$

としてまとめると以下のようなになる.

$$P_e^n = \chi_H \langle \sigma v \rangle_{\text{ion}} n_e n_0 + \frac{3}{2} T_e n_e n_i \langle \sigma v \rangle_{\text{rec}} \quad (32)$$

$$P_i^n = -\frac{3}{2} T_0 n_0 n_e \langle \sigma v \rangle_{\text{ion}} + \frac{3}{2} T_i n_e n_i \langle \sigma v \rangle_{\text{rec}} + \frac{3}{2} n_0 n_i \langle \sigma v \rangle_{\text{cx}} (T_i - T_0) \quad (33)$$

粒子閉じ込め時間 τ_p が短く, 第一壁での粒子リサイクリングによってプラズマ内の全中性粒子数が多い場合には, イオンの放射損失の中では荷電交換損失が重要となる.

最後に, プラズマ内の不純物イオンとプラズマの相互作用に起因するエネルギーのやりとりを考える.

不純物イオンも水素中性粒子の場合と同様にイオン化, 再結合, 荷電転移 (charge transfer) 等の反応を起こすが, エネルギー損失としては励起状態にある不純物イオンがエネルギーの低い状態へ遷移する際の線スペクトル放射が問題になる. 不純物イオンの平均電荷数

$\langle Z \rangle = \frac{\sum_{k=1}^{Z_A} k n_k / \sum_{k=1}^{Z_A} n_k}$ に対する放射冷却率 L_Z は文献 [72] にまとめられており,

$$P_e^{\text{imp}} = L_Z n_e \sum_{k=1}^{Z_A} n_k \quad (34)$$

で評価することができる. 実験では, 全放射損失パワーはボロメータによって測定され, 測定している視線上の線積分値としてデータが得られる. 多チャンネルのボロメータ信号強度をアーベル (Abel) 変換することにより放射損失パワー分布が評価できる.

3.5 エネルギー等分配

プラズマを構成している電子, 水素イオン, 不純物イオンは, それぞれエネルギー源およびエネルギー損失量が異なる. このため, 通常これらの温度は一致しないが, クーロン相互作用によるエネルギーの授受により, 温度が等しくなるとうとする. これがエネルギー等分配 (equipartition) で, これによるプラズマ成分 i からプラズマ成分 j へのエネルギーの流れは,

$$P_j^{\text{EQ}} = \frac{3}{2} n_j \sum_{i \neq j} \frac{T_i - T_j}{\tau_{ij}} \quad (35)$$

となる. エネルギー等分配時間は

$$\tau_{ij} = \frac{3\sqrt{2}\pi^{3/2}\epsilon_0^2 m_i m_j}{n_j e^4 Z_i^2 Z_j^2 \ln \Lambda} \left(\frac{T_i}{m_i} + \frac{T_j}{m_j} \right)^{3/2} \quad (36)$$

で表される。エネルギー等分配の大きさは、密度とともに大きくなるため、アルファ粒子による電子加熱が主体になる核融合炉でも、電子からイオンへのエネルギー流のため高いイオン温度を維持することができる。

選択的な加熱（イオン加熱，電子加熱）を行っている場合の過渡的な温度挙動の解析において，エネルギー等分配の評価は重要になる。

3.6 MHD 不安定性に伴う熱輸送

ここまでの説明では熱輸送の主要な原因として，クーロン衝突に基づく新古典拡散や，静電揺動等に基づく微視的乱流を考えてきた。これらは，隣接する磁気面の間でのエネルギーのやりとりという，比較的「静的」な過程で行われるが，一方で，MHD 不安定性の発生により磁気面が大きく変形し，それに伴って，もっと「動的」に熱輸送（エネルギー損失）が発生する場合もある。プラズマ消滅に至るほど激しい MHD 不安定性の場合は，もはや熱輸送として考える必要はないが，プラズマ消滅までには至らないものの，MHD 不安定性の影響によって温度勾配が取れない領域が生じている場合は，この領域において非常に大きな熱輸送が生じていることと等価な状況だと考えることができる。ここでは，プラズマの中央部で発生する鋸歯状振動 (sawtooth oscillation) と，磁力線の再結合によって生じる磁気島について述べる。

鋸歯状振動は，トカマクの中央部で安全係数が $q < 1$ となる領域が生じた場合に， $q = 1$ の有理面において内部キックモード等が不安定になって内部崩壊 (internal disruption) が発生し， $q < 1$ の領域のエネルギーおよび粒子を周辺部に吐き出して温度・密度分布が平坦になった後，輸送の時間スケールで温度・密度分布が回復するという過程を繰り返す現象である。トカマクではしばしば観測されるが，ヘリオトロン E のジュール加熱実験においても，プラズマ中央部に $\ell/2\pi > 1$ かつ $\frac{d\ell}{d\rho} < \alpha$ (ℓ は磁場の回転変換角) の領域が生じた際に，トカマクと同様な鋸歯状振動が観測されていた [73]。

実験で観測されている内部崩壊の時間スケールは，例えば JT-60 では速いもので $100 \mu\text{s}$ くらいなので，輸送過程の時間スケールではない。輸送コード上で内部崩壊現象を扱おうと，1 ステップで終わってしまうので，エネルギーおよびヘリカル磁束が保存するように内部崩壊の直前の状態から直後の状態を再構築 [74]，次のステップ

で再構築した温度・密度分布に置き換えるという計算手法が取られる。

輸送シミュレーションにおいて $q < 1$ になった場合，いつ内部崩壊を起こすかが問題になる。これに関しては， $q = 1$ の有理面において $m = 1/n = 1$ の磁気島が形成され，不安定性の成長に伴って磁気島幅が増大し，プラズマ中央部を覆いつくした時点で内部崩壊を起こすという計算モデルがある [75]。この他に鋸歯状振動の周期のモデルに従って内部崩壊を起こす方法等もあるが，必ずしも実験で観測されている周期とは一致しない。また ICRF 加熱を行うと鋸歯状振動の周期が延びたりする [76]。

次に，磁力線の再結合により磁気島が形成された場合の熱輸送への影響について考える。磁気島ではプラズマ中央寄りと周辺寄りの磁力線がつながっているため，それに沿ってプラズマが容易に移動できる。エネルギー流が「短絡」状態になっているため，磁気島が存在する領域では温度分布はほとんど平坦になる。この平坦な温度分布は実験的にも観測され，磁気島が存在する場所の同定に用いられている。磁気島は有理面においてプラズマ電流密度の勾配が大きくなった場合に生じるテアリングモード [77] で生じるほか，プラズマ周辺部で閉じ込め磁場コイルが作る誤差磁場によっても形成される。最近の高 β プラズマでは，ブートストラップ電流の値が局所的に小さくなるために磁気島が成長する新古典テアリングモード [78] が，将来の核融合炉において克服すべき重要な課題として研究されている。

輸送コードに磁気島の効果を組み込み，温度が平坦な領域を再現する場合は，磁気島幅を求めた後に磁気島内部にかかるメッシュ点における熱拡散係数を，磁気島のすぐ外側における熱拡散係数の数十倍とする計算手法がよく取られている。注意すべきことは，輸送コードは通常小半径方向次元で考えるので，このような方法は本来二次元の形状である磁気島を「帯状」のものとして扱っているということである。また，磁気島が生成しても，その場所にメッシュ点が来なければ異常輸送の効果として現れないので，メッシュの間隔があまり粗くならないようにする必要がある。

3.7 熱輸送解析の例

ここまで述べてきた熱輸送の概略を簡素化して Fig. 3 にまとめた。主にプラズマ中心領域においてジュール加熱，NBI 加熱，RF 加熱，アルファ加熱が行われ，熱伝導および対流によりエネルギーがプラズマ周辺領域に運ば

れる．ここで一部のエネルギーは放射損失で失われ，残りは熱伝導および対流によりスクレイプオフ層に運ばれる．不純物イオンやアルファ加熱で生じるヘリウムイオ

ンも水素イオンと同様の加熱やエネルギー損失過程を経る．

熱輸送シミュレーションでは，電子およびイオンの熱拡散係数のモデルを仮定することにより， T_e および T_i 分布の時間発展を求める． T_e と T_i はエネルギー等分配によって影響を及ぼし合うので，場合によっては， T_e と T_i のいずれか一方は実験データを用いて，もう一方の温度だけを求める場合もある．このようにして得られた温度分布を実験データと比較すると同時に，蓄積エネルギー，中性子発生率などの時間発展も評価し，熱拡散係数のモデルの妥当性の評価およびモデルの改良を行い，将来の核融合炉の性能予測に役立てる．

一方，熱輸送解析では温度分布が実験で既知のものとして，エネルギーバランスの加熱項と損失項を評価し，全蓄積エネルギーなどの巨視的なプラズマ性能を評価して実験値と比較するとともに，熱拡散係数を評価する．この熱拡散係数は，式 (1) から求められ，

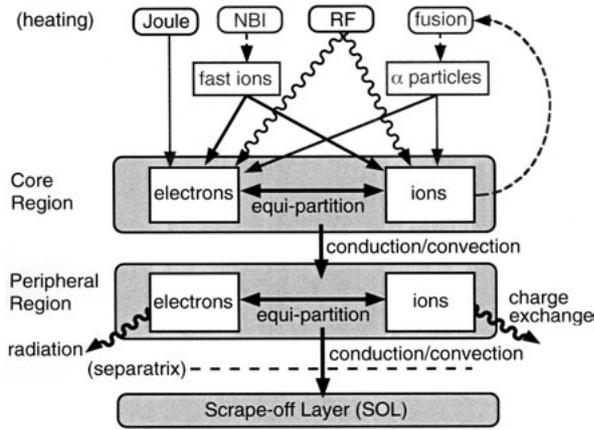


Fig. 3 Summary of heat transport in plasma.

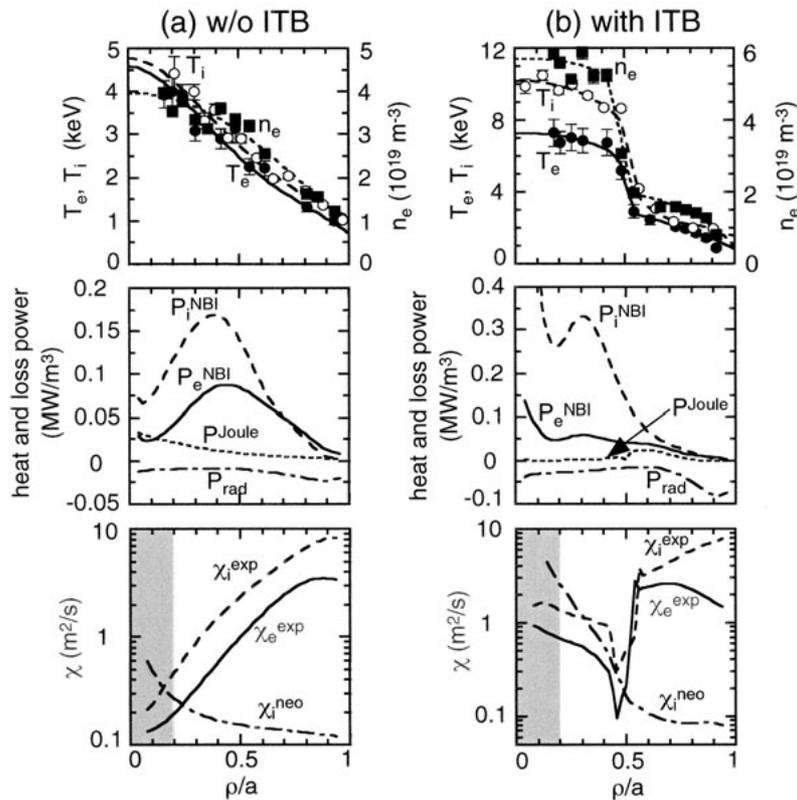


Fig. 4 Profiles of JT-60 plasmas (a) without ITB (E26276, $t = 7.4$ s) and (b) with ITB (E29728, $t = 6.5$ s). Top figures show profiles of T_e (solid lines and closed circles), T_i (broken lines and open circles) and n_e (dotted lines and closed squares). Middle figures show profiles of NBI heating power on electrons P_e^{NBI} (solid lines) and on ions P_i^{NBI} (broken lines), Joule heating power P^{Joule} (dotted lines) and radiation loss P_{rad} (dotted broken lines). Negative value means energy loss. The bottom figures show profiles of experimentally evaluated electron thermal diffusivity χ_e^{exp} , ion thermal diffusivity χ_i^{exp} and neoclassical ion thermal diffusivity χ_i^{neo} .

$$\chi_j(\rho) = \frac{-\frac{3}{2}T_j\Gamma_j + \frac{1}{\rho}\int_0^\rho \left\{ P_j^{\text{Gain}} + P_j^{\text{EQ}} - P_j^{\text{Loss}} - \frac{3}{2}\frac{\partial}{\partial t}(n_j T_j) \right\} \rho d\rho}{-\langle |\nabla\rho|^2 \rangle n_j \frac{\partial T_j}{\partial \rho}} \quad (37)$$

となる．式(37)の右辺の分子全体が，第2章の式(9)では $P(\rho)$ と表されている．温度や密度の測定は2次元や3次元の幾何学的配位の下で行われているので，これを輸送コードの1次元の ρ に置き直す必要がある[6,79]．

一例として，JT-60 プラズマにおける熱輸送解析結果を Fig. 4 に示した．(a)が内部輸送障壁がないプラズマ(ショット番号 E26276, $t=7.4\text{ s}$ [5] で, $I_p=1.5\text{ MA}$, $B_t=3.1\text{ T}$, $\bar{n}_e=2.9\times 10^{19}\text{ m}^{-3}$, $P_{\text{abs}}=7.8\text{ MW}$, また(b)が内部輸送障壁があるプラズマ(ショット番号 E29728, $t=6.5\text{ s}$ [80] で, $I_p=1.5\text{ MA}$, $B_t=3.5\text{ T}$, $\bar{n}_e=3.5\times 10^{19}\text{ m}^{-3}$, $P_{\text{abs}}=8.5\text{ MW}$ である．図の上から順に温度・密度分布, 加熱・エネルギー損失分布, 熱拡散係数分布を示している．トカマクでは熱拡散係数は $\sim 1\text{ m}^2\text{ s}^{-1}$ 程度の大きさで, 通常(a)のようにプラズマの中心部から周辺部に向かって大きくなる．式(37)で評価されたイオン熱拡散係数 χ_i^{exp} は新古典イオン熱拡散係数 χ_i^{neo} よりもはるかに大きく, 異常熱輸送が支配的であることを示している．一方(b)のように内部輸送障壁が存在する場合には, 内部輸送障壁の領域(このプラズマでは $0.45 \leq \rho/a \leq 0.55$)において χ_i^{exp} は χ_i^{neo} 程度まで減少し(異常熱輸送が抑制), 良好なエネルギー閉じ込め性能を実現している．内部輸送障壁より内側のプラズマ中心領域において χ_i^{neo} の値が大きいのは, このショットが負磁気シアプラズマでプラズマ中心領域の q の値が大きく, χ_i^{neo} に q^2 の依存性があるためである．プラズマ中心付近(Fig. 4において影で示した $\rho/a \leq 0.2$ の領域)では, 離散的な実験データ点をフィッティングする際の誤差のため, 得られる χ の誤差も大きいことを付記しておく．

なお, 熱拡散係数は実験で観測される熱パルス伝搬(Heat Pulse Propagation)の速度からも評価できる[81]．熱パルスの伝搬速度が速いほど熱拡散係数(χ^{HP})が大きくなることを表すが, その値は必ずしも式(37)のパワーバランスの式で評価した値(χ^{PB})とは一致せず, 多くの場合 $\chi^{\text{HP}} \geq \chi^{\text{PB}}$ となっている．この差は温度勾配と熱流束の非線形な関係などが要因として考えられるが, 詳細については研究中である．

実験データを元に輸送係数を求める場合に注意することがある．イオン温度分布は, しばしば入射された高速中性粒子(NBIで代用する人が多い)とプラズマ中の

不純物イオンとの荷電交換再結合分光(charge exchange recombination spectroscopy)によって評価している[82]．直接測定しているのは不純物イオンの温度だが, 水素イオンと不純物イオンのエネルギー等分配時間が短いので, 通常は水素イオン温度と不純物イオン温度が等しいと仮定して, 測定された不純物イオン温度を水素イオン温度として用いる．ところが, NBI加熱では水素イオンよりも電荷数の大きい不純物イオンの方がビームとのクーロン相互作用が強いため, 加熱パワーは不純物イオンに吸収されやすく, NBI加熱開始直後は不純物イオン温度の方が水素イオン温度よりも高くなる．したがって, 水素イオン温度が不純物イオン温度と等しいと仮定して熱輸送解析を行うと, イオンが実際に吸収するパワーよりもイオンの蓄積エネルギーの増加量が大きくなり, イオンの熱拡散係数が負になる場合が生じる．この場合は, 不純物イオンのエネルギーバランスの式から不純物イオンの熱拡散係数を求め, これを水素イオンの熱拡散係数と等しいとして, 水素イオン温度の時間変化を評価するやり方がある．詳しくは, 文献[83]を参照のこと．

本章の執筆にあたり, 多くの貴重なコメントをいただきました, 日本原子力研究所那珂研究所の清水勝宏博士, 濱松清隆博士, 京都大学の村上定義博士, 核融合科学研究所の山田弘司博士, 田中謙治博士に感謝いたします．

参考文献

- [1] R.J. Goldston, *Basic Physical Processes of Toroidal Fusion Plasmas* (Proc. Course and Workshop Varenna, 1985) Vol.1, (Monotypia Franchi, Perugia, 1986) 165.
- [2] G.V. Pereverzev *et al.*, IPP 5/42 (IPP, Garching) (1991).
- [3] T. Hirayama, JAERI-M 82-204 (1982)および JAERI-M 88-043 (1988), Japan Atomic Energy Research Institute.
- [4] H. Shirai, JAERI-Research 94-001, Japan Atomic Energy Research Institute (1994).
- [5] TOPICS を用いた輸送解析結果としては H. Shirai *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 42, 1193 (2000)などがある．
- [6] H.C. Howe, Physics Models in the Toroidal Transport Code PROCTR, ORNL/TM-11521, Oak Ridge National Laboratory (1990).
- [7] K. Yamazaki and T. Amano, Nucl. Fusion, 32, 633 (1992).
- [8] J. Wesson, *Tokamaks* (2nd edition), Oxford University Press (1996). 邦訳(第1版)伊藤早苗, 矢木雅敏 共訳「トカマク概論」(九州大学出版会, 2003)．

- [9] V.D. Shafranov, Soviet Phys. JETP 6, 545 (1958).
- [10] L. Kovrizhnykh, Soviet Phys.-Tech. Phys. 8, 281 (1963).
- [11] W. Dommaschk, Comp.Phys. Comm. 40, 203 (1986).
- [12] H. Zushi *et al.*, Nucl. Fusion, 22, 1341 (1982).
- [13] L. Spitzer Jr., *Physics of Fully Ionized Gasses* (2nd edition) (John Wiley & Sons, New York, 1962).
- [14] S.I. Braginskii, Transport Processes in a Plasma, *Reviews of Plasma Physics* (ed. M.A. Leontovich), Vol.1, 205, Consultants Bureau (New York, 1965).
- [15] S.P. Hirshman *et al.*, Nucl. Fusion, 17, 611 (1977).
- [16] A.A. Galeev and R.Z. Sagdeev, Soviet Physics JETP 26, 233 (1968).
- [17] R.J. Bickerton *et al.*, Nature Phys. Sci. 229, 110 (1971).
- [18] T.H. Stix, Plasma Phys. 14, 367 (1972).
- [19] D.R. Sweetman, Nucl. Fusion 13, 157 (1973).
- [20] R.K. Janev *et al.*, Nucl. Fusion 29, 2125 (1989).
- [21] K. Tani *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. 50, 1726 (1981).
- [22] A.H. Boozer *et al.*, Phys. Fluids, 27, 2110 (1984).
- [23] S. Murakami *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES Vol.2, 255 (1999).
- [24] J.D. Callen *et al.*, *Proc. 5th Int. Conf. on Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res. 1974, Tokyo*, (IAEA, Vienna), Vol.1, 645 (1975).
- [25] J.A. Rome, Nucl. Fusion, 16, 55 (1976).
- [26] S.V. Putvinskij *et al.*, Nucl. Fusion 34, 495 (1994).
- [27] A.R. Polevoi *et al.*, JAERI-Data/Code 97-014, Japan Atomic Energy Research Institute (1997).
- [28] A.R. Polevoi *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. Part 1, 32, 671 (1998).
- [29] T.H. Stix, *Waves in Plasmas*, American Institute of Physics (New York, 1992).
- [30] 高村秀一：プラズマ加熱基礎論，名古屋大学出版会 (1986)。
- [31] I.B. Bernstein, Phys. Fluids 18, 320 (1975).
- [32] K. Hamamatsu *et al.*, Nucl. Fusion 29, 147 (1989).
- [33] F.L. Hinton and R.D. Hazeltine, Rev. Mod. Phys. 48, 239 (1976).
- [34] S.P. Hirshman and D.J. Sigmar, Nucl. Fusion 21, 1079 (1981).
- [35] 横山雅之：プラズマ・核融合学会誌 76, 1176 (2000).
- [36] 岸本泰明：プラズマ・核融合学会誌 76, 1280 (2000).
- [37] 伊藤公孝，伊藤早苗：核融合研究 57, 1；同 57, 280 (1987).
- [38] R.J. Goldston, Plasma Phys. Control. Fusion 26, 87 (1984).
- [39] B. Coppi, Comments Plasma Phys. Control. Fusion 5, 261 (1980).
- [40] E.D. Fredrickson *et al.*, Nucl. Fusion, 27, 1897 (1987).
- [41] W. Suttrop *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 39, 2051 (1997).
- [42] D.R. Mikkelsen *et al.*, Nucl. Fusion 43, 30 (2003).
- [43] F. Wagner *et al.*, Phys. Rev. Lett. 49, 1408 (1982).
- [44] Y. Koide *et al.*, Phys. Rev. Lett. 72, 3662 (1994).
- [45] B.B. Kadomtsev, O.P. Pogutse, Turbulence in Toroidal Plasmas, *Reviews of Plasma Physics* (ed. M.A. Leontovich), Vol.5, 249, Consultants Bureau, New York (1975).
- [46] W.M. Tang, Nucl. Fusion 18, 1089 (1978).
- [47] 洲鎌英雄，矢木雅敏：プラズマ・核融合学会誌 76, 1007 (2000).
- [48] Y. Kishimoto *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 41, A663 (1999); Y. Kishimoto *et al.*, Nucl. Fusion 40, 667 (2000).
- [49] J.W. Connor and H.R. Wilson, Plasma Phys. Control. Fusion 36, 719 (1994).
- [50] H. Nordman *et al.*, Nucl. Fusion 37, 413 (1997).
- [51] J. Kinsey and G. Bateman, Phys. Plasmas 3, 3344 (1996).
- [52] R.E. Waltz *et al.*, Phys. Plasmas 4, 2482 (1997).
- [53] M. Kotschenreuther *et al.*, Phys. Plasmas 2, 2381 (1995).
- [54] K. Itoh *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion, 36, 279 (1994).
- [55] M.N. Rosenbluth *et al.*, *Proc. 15th Int. Conf. on Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res. 1994, Seville*, (IAEA, Vienna), Vol.2, 517 (1995).
- [56] J.W. Connor *et al.*, IGNITOR modeling by the Culham group, AEA Technology Report, AEA FUS 57 (1990).
- [57] A. Cherubini *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 38, 1421 (1996).
- [58] G. Vlad *et al.*, Nucl. Fusion 38, 557 (1998).
- [59] Yu. V. Gott and E.I. Yurchenko, Plasma Phys. Reports 22, 13 (1996).
- [60] Yu. Dnestrovskij *et al.*, Nucl. Fusion, 35, 1047 (1995).
- [61] H. Biglari *et al.*, Phys. Fluids B, 2, 1 (1990).
- [62] A. Hasegawa and M. Wakatani, Phys. Rev. Lett. 59, 1581 (1987).
- [63] 岸本泰明 他：プラズマ・核融合学会誌 79, 478 (2003).
- [64] J.Q. Li *et al.*, Phys. Plasmas 9, 1241 (2002).
- [65] Y. Idomura *et al.*, Phys. Plasmas, 7, 3551 (2000).
- [66] 矢木雅敏 他：プラズマ・核融合学会誌 77, 525 (2001).
- [67] A.A. Ware, Phys. Rev. Lett. 20, 15 (1970).
- [68] K. Shimizu *et al.*, Nucl. Fusion, 31, 2097 (1991).
- [69] M.C. Zarnstorff *et al.*, *Proc. 12th Int. Conf. on Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res. 1988, Nice*, (IAEA, Vienna), Vol.1, 183 (1989).
- [70] T.E. Stringer, Plasma Phys. Control. Fusion 33, 1715 (1991).
- [71] 関口 忠：プラズマ工学，第1章(電気学会，1997)。
- [72] P.E. Post *et al.*, At. Data Nucl. Data Tables, 20, 397 (1977).
- [73] M. Wakatani *et al.*, Nucl. Fusion 23, 1669 (1983).

- [74] B.B. Kadomtsev, *Sov. J. Plasma Phys.* 1, 389 (1975).
[75] K. Shimizu *et al.*, *Proc. 12th Eur. Conf. on Control. Fusion and Plasma Phys., Budapest, 1985*, Vol.9F, Part I, 179 (1985).
[76] S. Ishida *et al.*, *Nucl. Fusion*, 30, 552 (1990).
[77] H.P. Furth *et al.*, *Phys. Fluids*, 16, 1054 (1973).
[78] R. Carrera *et al.*, *Phys. Fluids*, 29, 899 (1986).
[79] H. Shirai *et al.*, *JAERI-Data/Code* 2000-040 (2001).
[80] H. Shirai *et al.*, *Phys. Plasmas*, 5, 1712 (1998).
[81] 東井和夫： *プラズマ・核融合学会誌* 77, 627 (2001).
[82] 居田克巳： *日本物理学会誌* 46, 934 (1991).
[83] R.V. Budny *et al.*, *Nucl. Fusion*, 32, 429 (1992).



しら い ひろし
白 井 浩

山口県出身，業界きっての雨男，日本原子力研究所那珂研究所炉心プラズマ解析室においてJT-60の実験開始当初より，輸送・閉じ込めを主な研究テーマとしています．

大学時代はヘリオトロンEのMHD現象のシミュレーションをやっていましたので，潰す(MHD)と踏ん張る(閉じ込め)が絶妙にバランスしている箱型内部輸送障壁の物理が目下の最大の関心事です．趣味はバイクに乗ること．特技はバイクで巧く転けること．太田街道(田舎国道)のバリー・シーンを自称する爆走中年ライダーでもあります．