トカマクにおける粒子閉じ込め測定*

辻 俊 二

(日本原子力研究所 那珂研究所)

(1990年4月16日受理)

Measurements of Particle Confinement in Tokamaks

Shunji Tsuji

(Received April 16, 1990)

Abstract

Experimental measurements on particle confinement in tokamaks are reviewed. The global particle confinement is mainly determined by recycling particle flux at the edge, which can be evaluated from $H\alpha$ emission. The global particle confinement time scales with the line averaged electron density in small tokamaks, while it decrease with electron density in large tokamaks since particle recycling is more localized at the edge. The particle confinement appears to be degrade with heating power similarly to the energy confinement. Particle transport both in the main plasma and in the scrape-off layer is also discussed.

Keywords :

particle confinement time, particle recycling, particle transport, anomalous transport, tokamak, $H\alpha$ emission, scrape-off layer, electrostatic fluctuations

1. はじめに

粒子閉じ込めは、エネルギー閉じ込めと並んでトカマクにおけるプラズマ閉じ込め特性を評価するのに重要な項目であるが、後者に比べて定量的測定が少ないこともあって、注目されることが少ない。しかし、粒子閉じ込めの定量的議論抜きでは、核融合炉の現実的設計をすることができない。来たるべき核燃焼プラズマにおいては、ダイバータ板損耗の抑制とヘリウム排気は重大な課題である¹⁾。

ヘリウム排気は核融合炉の定常運転に欠かせないものであり、ヘリウムを選択的に都合よく排出できるかどうかは大きな問題である。ITER クラスの装置でヘリウム濃度を5%より低く保つには、ヘリウム粒子に対する実効的閉じ込め時間 τ_{He}^* は10秒以下でなければならない²⁾。粒子閉じ込めが粒子種依存性を持ち、 α 粒子が重水素や三重水素イオンより閉じ込めがよくてプラズマ中心に蓄積するならば、核燃焼の維持が困難となる

* 「核融合プラズマ閉じ込め改善点に関する調査研究」シリーズ、第4回掲載分。

Japan Atomic Energy Research Institute, Naka Fusion Research Establishment, Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki 311-01.

と同時に、それだけより大容量の排気設備を設置しなければならない。この場合、燃料粒子もいっしょにより多く排気してしまうので、再補給しなければならない燃料粒子が増えるため、燃料供給系の効率が悪くなる。

ダイバータ板の損耗 (erosion) を抑制するためには、ダイバータ・プラズマを高密度かつ低温にしなければならない。ゼロ次元の簡単な評価によると、ダイバータ直前のプラズマ温度は

$$T_{\text{DIV}} = (P_{\text{OUT}} - P_{\text{RAD}}^{\text{DIV}}) / \gamma G \Phi_{\text{OUT}} \quad (1)$$

で与えられる³⁾。ここで、 P_{OUT} は主プラズマからの流出パワー、 $P_{\text{RAD}}^{\text{DIV}}$ はダイバータ部での放射パワー、 γ は熱伝達係数、 G はダイバータ部で粒子が循環 (particle recycling) するために粒子束が増加する度合いを示す粒子束増倍率⁴⁾、 Φ_{OUT} は主プラズマからの流出粒子束を表す。グローバルな粒子閉じ込め時間の定義から主プラズマに閉じ込められた全粒子数を N として、

$$\Phi_{\text{OUT}} = N / \tau_p \quad (2)$$

と表せる。従って低温ダイバータ・プラズマ生成の条件を調べるには、 Φ_{OUT} 又は τ_p を正しく評価しなければならない。遠隔放射冷却パワーは、ダイバータ・プラズマ密度を n 、不純物濃度を f 、放射冷却率を $L(T)$ として次のようにスケールする⁵⁾。

$$P_{\text{RAD}}^{\text{DIV}} \propto n^2 f L(T_{\text{DIV}}) \quad (3)$$

軽元素が主要な不純物であると想定すると $L(T)$ は $T \sim 20\text{eV}$ で最大となるので⁶⁾、遠隔放射冷却パワーを増やして (1) 式の分子を減らすためにも、 Φ_{out} の大きい方、すなわちグローバルな粒子閉じ込め時間が短い方が低温ダイバータ・プラズマを実現しやすい。

核燃焼の観点からは、密度とその分布を思いのままに制御できるのが理想だが、これは外部から直接制御できないプラズマ内部での粒子輸送と密接に絡んでいる。密度を増やす方向にはガス注入やペレット入射⁷⁾、そしてまだアイデアの段階だが CT (compact toroid) 入射^{8,9)} により制御可能であるが、密度が減る方向性を持たせるためには粒子閉じ込めはむしろ悪いほうがよい。

以上のことから、核融合炉においては粒子閉じ込めがある程度悪く、かつエネルギー閉じ込めの良い運転モードであることが望ましい。しかし、今までに報告されているエネルギー閉じ込め改善モードは、H モード、supershot、ペレット、IOC、IL、IDC、ctr-NBI のすべて粒子閉じ込めも改善されており、プラズマ中心に不純物が蓄積する場合が多い^{*}。プラズマ中心部での粒子輸送はエネルギー閉じ込めに大きな影響を及ぼさな

*) こうした観点からの改善モードの評価が、伊藤早苗、前田彦祐、三浦幸俊の三氏によって本誌にまとめられている⁸⁾。また、不純物の閉じ込めに関しては嶋田道也氏の解説⁹⁾を参照されたい。

いが、周辺部における粒子閉じ込めがプラズマ閉じ込めの境界条件を規定する。粒子閉じ込めが悪い時、密度を維持するために粒子循環が増大しているので、対流損失や荷電交換損失が増えてプラズマ境界が冷やされ易い。装置が大型化するにしたがって、粒子循環はプラズマ境界に局在化する¹²⁾。

境界条件の変化の影響がプラズマ内部の輸送まで及ぶのはトカマク閉じ込めのホットな話題ではあるが、まだよくは理解されていない。プラズマの内部輸送を解析するためには、対流損失項と荷電交換損失項を正しく押さえなければ、残りの熱伝導項の評価が不正確になる。こうした意味からも粒子輸送を定量的に把握することは重要である。

アイソトープ効果としてエネルギー閉じ込め時間がイオン質量の平方根に比例するのは広く認められているが、粒子閉じ込めの方にも同じような依存性があるかどうかは、はっきりしていない。粒子閉じ込めの粒子種依存性は、最初に述べたヘリウム排気と関連すると同時に、不純物による燃料粒子の希釈 (dilution) の観点からも重要な問題である。

加熱プラズマにおいてエネルギー閉じ込めが加熱パワーとともに劣化するが、粒子閉じ込めも同様に劣化しているのか興味をそそられる問題である。粒子輸送を調べることにより、異常輸送の物理機構を解明する手掛かりが得られるかもしれない。

本展望では上のことを念頭に、トカマクにおける粒子閉じ込めに関する実験のレビューを行う。第2章では、様々な方法によるグローバルな粒子閉じ込め時間測定について解説し、得られた経験則について述べる。グローバルな話だけでは物理像がつかめないので、第3章で主プラズマ内部での粒子輸送について概説し、第4章でスクレープ・オフ層での粒子拡散についてふれる。第5章で、まとめと議論を行い、今後の展望についても述べる。

2. グローバルな粒子閉じ込め時間の測定

グローバルな粒子閉じ込め時間は、次の粒子バランスの式で評価する。

$$\begin{aligned} dN/dt &= S_G + S_B + S_R - N/\tau_p \\ &= S_G + S_B + R N/\tau_p - N/\tau_p \\ &= S_G + S_B - N/\tau_p^* \end{aligned} \quad (4)$$

$$\tau_p^* = \tau_p / (1 - R) \quad (5)$$

ここに、 S_G , S_B , S_R はそれぞれ、ガス注入 (gas puffing) またはペレット入射、中性粒子入射 (NBI)、粒子循環による粒子補給量を表し、 R は粒子循環率を意味する。 τ_p^* は粒子循環込みの実効的粒子閉じ込め時間である。(4) 式はゼロ次元モデルに基づくが、実際は空間的分布を持つので、粒子閉じ込め時間と言っても計

測法によりその意味合いが異なることがあるので注意が必要である。模式図を図2.1に示すが、グローバルな粒子閉じ込め時間 τ_p^G は、プラズマ境界（セパトロクス磁気面またはリミタに接した磁気面）内の粒子バランスで定義する。これはプラズマ中心（core）付近での粒子閉じ込め時間 τ_p^c と区別しなければならない。小型装置では両者の値にそんなに違いはないが、大型装置では中性粒子の侵入が相対的に浅くなるので、 τ_p^G は τ_p^c よりずっと短くなりうる。水素原子の侵入長 λ_{iz} がプラズマ小半径 a より短くなると、グローバルな粒子閉じ込め時間は次のように評価される¹²⁾。

$$\tau_p^G \sim a \lambda_{iz} / D \quad (6)$$

ここに D は粒子拡散係数である。 τ_p^c だと a の2乗に比例するが、 τ_p^G は a に対して線形であることに注意されたい。 $n_e = n_i = n$, $T_e = T_i = T_N = T$ として荷電交換と電子衝突によるイオン化率を評価すると、 λ_{iz} は $10\text{eV} < T < 1\text{keV}$ の領域で次式で近似できる¹³⁾。

$$\lambda_{iz} [\text{m}] \sim 0.33 / n [10^{19} \text{m}^{-3}] \quad (7)$$

ここで $T_N = T$ の仮定は妥当ではなく、一般に中性粒子の持つエネルギーはプラズマよりは小さいものが大部分を占め、特にガス注入で補給される粒子については $T_N \ll T_i$ である。従って実際のトカマクでは、(7) 式で評価されるよりも短い距離で水素原子はイオン化される。JET の OH プラズマについて解析した結果は、次のようにまとめられている¹²⁾。

$$\lambda_{iz} [\text{m}] = 0.11 / (\bar{n}_e [10^{19} \text{m}^{-3}])^{0.7} \quad (8)$$

これから、 $a \sim 1 \text{m}$ の大型装置では $\lambda_{iz} \ll a$ であり、密度が高くなるに従ってこの傾向が強まることが分かる。このように粒子源がプラズマ境界付近に局在化するので、 τ_p^G を粒子置換時間（replacement time）と呼ぶ方が誤解が少ないかも知れない。

第一壁（ダイバータ板やリミタ）への粒子束を測定する場合はスクレープ・オフ層での粒子増倍を含む、すなわち $G\Phi_{\text{OUT}}$ を測っていることになるので主プラズマの閉じ込めを反映しない場合がある。第一壁に接する

図2.1. 粒子閉じ込め時間と粒子束増倍の模式図。
小型装置： $\tau_p^G \sim \tau_p^c$;
大型装置： $\tau_p^G \ll \tau_p^c$.

面で定義した粒子閉じ込め時間を τ_p^w とすると、一般に $\tau_p^G > \tau_p^w$ である。

なお、(4)式のNとしては本来、水素又は重水素イオンの個数を用いるべきであるが、残念ながらイオン密度は直接計測できないので、電子の個数で代用する。従って、不純物の寄与を考慮しないと粒子閉じ込め時間の評価が不正確になる場合がある。また、中性粒子は磁気面と関係なく分布するにもかかわらず一部分を測って粒子循環の全体量を推し量ろうとするので、分布の非対称性が問題となる。

以下、いろいろな方法によるグローバルな粒子閉じ込め時間の計測について、節に分けて問題点を指摘しながら説明する。

2.1 電子密度の減衰率

トカマク実験の初期に、電子密度の減衰時間 (decay time) を粒子閉じ込め時間として議論されることがあった。しかしこれは、(5)式で定義されるように粒子循環率込みの実効的粒子閉じ込め時間 τ_p^* であるので、それを考慮して議論しなければならない。であるから、興味深いデータを1例だけふれるのみにとどめる。

Macrotorにおいて、ICRF加熱中の電子密度の減衰からグローバルな粒子閉じ込め時間を評価している¹⁴⁾。それによると、密度の減衰時間は水素、重水素、ヘリウムの順に長くなり、概ね原子質量の平方根に比例する。ICRF加熱中は粒子循環率が下がっているので τ_p に近い値であるとしているが、ヘリウムは希ガスなので水素と比較して壁に吸着されにくく粒子循環率が高くなる傾向がある。このように粒子循環率が動作ガスによって違っていることが十分考えられるので、このデータのみで粒子閉じ込めに対するアイソトープ効果が定量化されたとは言えない。

なお、現在では τ_p^* を、ヘリウム放電洗浄などによるリミタやダイバータ板のガス出しの効果や、磁場配位の変化による粒子循環の削減を見る指標として用いることが多い¹⁵⁻¹⁸⁾。

2.2 静電プローブ法

静電プローブを用いて、リミタや第一壁への損失粒子束を計測し(2)式から τ_p を求める方法であるが、通常スクレープ・オフ層で測定しているので τ_p^G ではなく τ_p^w の値を評価している場合が多い。DIVA¹⁹⁻²¹⁾、JFT-2²²⁻²⁴⁾、TFR²⁵⁾、T-10¹³⁾等の小型、中型装置での測定がある。

DIVAではシェルを電極として使用し、粒子束を測定した。真空容器に対してバイアス電圧をかけた時の電流・電圧曲線は通常のプロープ特性を示しており、イオン飽和電流から粒子束を求めた。可動シェル、リミタ、ダイバータへの粒子束も測ってみると、シェルへの粒子損失が全体の約9割を占めており、これから粒子閉じ込め時間を評価した。この方法で求めた値は次に述べる H_α 測光から評価したもの²⁶⁾とよい一致を示している²⁰⁾。閉じ込め時間のパラメータ依存性をプロットしたのが図2.2である²¹⁾。粒子閉じ込め時間は、エネルギー閉じ込め時間と同様な Alcator 則で整理でき、電子密度に比例して長くなる。リミタ配位 (黒丸)

では両者の値にほとんど差がないが、ダイバータ配位（白丸）ではエネルギー閉じ込め時間の方が長い。

静電プローブ法は、スクレープ・オフ層の電子温度、電子密度、電位を同時に求めることができる利点があるが、3次元的分布を計測するのは容易ではない。大型装置では熱流束が大きいので、高速に機械的掃引をしないとプローブの損傷を免れない難点もある。

2.3 H_α 測光

(4) 式の粒子循環項を評価するのに H_α (D_α) 線放射強度を用いる方法である。主量子数3の準位へ水素原子を励起するのに必要とするエネルギーはイオン化エネルギーとあまり差がないので、 H_α 光は水素原子のイオン化のよい指標となる。しかも H_α 線はバルマー系列に属するので、トカマクのパラメータでは水素原子による吸収は無視できる。 H_α 光は可視領域にあり、分光器を使わなくても、干渉フィルターと光ダイオードで計測できるので多チャンネル化が容易である。ただし、スクレープ・オフ層を通しての線積分値を測るので、正確なトモグラフィ解析²⁷⁾を行ってスクレープ・オフ層で光っている部分を差し引いて解析しない限り、 τ_p^G からやや τ_p^W の方にずれた値を評価することになる。

計測方法を、JT-60の例²⁸⁾に沿って説明する。JT-60の外側ダイバータ配位において、3本の垂直ポートから主プラズマを見込んで H_α を測定した。ダイバータ配位はリミタ配位と比較してトロイダル対称性がよいので、1ポロイダル断面での測定から全体を推し量っても誤差は小さい。3本の視線方向のデータのみから2次元分布を求めるのに無理があるので、上下対称を仮定した2次元中性粒子輸送計算コード²⁹⁾と組み合わせた。

図2.2. DIVAにおけるエネルギー閉じ込め時間と粒子閉じ込め時間の Alcator 則²¹⁾。ダイバータ有り (○), 無し (●)。 $\bar{n}_{14} = \bar{n}_e / 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 。

図2.3. 2次元中性粒子輸送コードによる水素原子密度分布の等高線図と H_α 線放射強度の線積分分布²⁹⁾。

その計算例を図2.3に示す。3本の垂直ポート位置での H_α 線放射強度の線積分値が実験値と合うように中性粒子分布を定める。この時、 H_α 線放射強度分布を適切な関数形で近似して計測値に当てはめた^{*)}。 H_α 線放射強度からイオン化している水素の個数に換算するのには、衝突放射(collisional radiative)モデル³¹⁾を利用した。電子密度をパラメータとして、 H_α 光子1個当たりイオン化の個数 ε を電子温度の関数としてプロットしたのが、図2.4である。都合良いことに、 ε は境界プラズマ温度付近の20~100eVで電子温度にほとんど依存しない。そこで、JT-60では ε を電子密度のみの関数として次の近似式を使った。

$$\varepsilon = 70 - 1.6 \times 10^{-39} (n_e - 1.94 \times 10^{20})^2 \quad (9)$$

解析結果を図2.5に示す³²⁾。OH, NBI ($P_{NB} > 10\text{MW}$)プラズマともに、粒子閉じ込め時間は電子密度とともに短くなり、高密度領域では数十ミリ秒程度となっている。粒子閉じ込め時間は電子密度分布形と相関があり、高電子密度で分布が平坦となり粒子閉じ込め時間は短くなる。これは密度が高くなる程、粒子循環がプラズマ境界付近に局在化するからである。線平均電子密度

図2.4. H_α 線光子1個当たりの水素原子のイオン化個数の電子温度依存性³¹⁾。

図2.5. JT-60における粒子閉じ込め時間の、線平均電子密度と電子密度分布の中心集中度依存性³²⁾。黒印はNBI($P_{NB} > 10\text{MW}$)のデータである。

*) プラズマ表面のみ H_α 線が光っているとして (Skin Radiative Approximation) 関数形を仮定しない解析法も提案されている³⁰⁾。

図2.6. JT-60のOHプラズマの粒子循環率の電子密度依存性.

図2.7. JT-60の粒子閉じ込めとエネルギー閉じ込めの加熱パワーによる劣化³²⁾.

図2.8. JETにおけるD(3He) ICRF加熱プラズマでの粒子束と体積平均電子密度の加熱パワーによる増加³⁴⁾.

図2.9. JETのICRFプラズマの、グローバルと付加的粒子閉じ込め時間の加熱パワー依存性³⁴⁾.

が $3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ を越えると、粒子循環率は1に近づいている (図2.6). この密度領域で OH プラズマのエネルギー閉じ込め時間が, Alcator 則からはずれて飽和 (Saturated Ohmic Confinement) し始めるのは大変興味深い. プラズマ電流への依存性は弱い, プラズマ電流の高い方が粒子閉じ込め時間が長い傾向がある. OH プラズマと NBI プラズマとを, 電流密度分布に関して同じ中心集中度 (peaking factor $n_e(0)/\langle n_e \rangle$) を持つデータで比較すると, 後者が前者の3分の1以下となっている. 粒子閉じ込め時間の加熱パワーへの依存性を見たのが図2.7である. ほは同じ電子密度の中心集中度を持つ1.5MA のデータに絞ってプロットすると, 粒子閉じ込め時間は近似的に加熱パワーの平方根に反比例して減少する. これは, エネルギー閉じ込め時間とはほとんど同じふるまいである.

JET では主にリミタ配位で粒子閉じ込め時間が評価されている³³⁾. 図2.8に示すように ICRF 加熱中のリミタと壁への粒子束は, 加熱パワーに線形に増加する³⁴⁾. この時, 体積平均電子密度も線形に増えている. 壁とリミタへの粒子束の比は RF パワーに依らず一定で, プラズマ電流が高くなるに従ってリミタへの割合が増える. グローバルな粒子閉じ込め時間に焼き直すと, 図2.9のようにになっている. 電子密度が一定となっていないが, JT-60 の NBI プラズマと同じく, 粒子閉じ込め時間は概略加熱パワーの平方根に反比例している. 5MA のデータが離れているが, やはり粒子閉じ込め時間はプラズマ電流とともに長くなる. 加熱パワーに対して粒子束が offset linear で増加するので, RF パワーにより増加した全電子数 (ΔN) と粒子束増分 ($\Delta \Phi$) から計算した付加的 (incremental) 粒子閉じ込め時間 $\tau_p^{\text{RF}} = \Delta N / \Delta \Phi$ を計算すると, 1MW 付近のデータを除いて RF パワーやプラズマ電流にほとんど依存せず一定となっている.

リミタ配位では, Alcator A³⁵⁾ と TEXT³⁶⁾ においても測定されている. これらのデータを合わせて, 4つの装置の OH プラズマの粒子閉じ込め時間の電子密度依存性を規格化してプロットしたのが図2.10である³⁷⁾.

各装置毎に, 適当な τ_{p0} と $\bar{n}_{e0}$ で粒子閉じ込め時間と線平均電子密度を規格化すると, 同じようなふるまいをしている. すなわち, $\bar{n}_{e0}$ 以下では電子密度に比例し, それ以上では反比例する. JT-60 の低電子密度放電では, TiC 壁でも不純物の影響が無視できなくて計算していないのでデータ点がないが, それを正しく考慮すれば電子密度に比例する領域が見えるかもしれない.

なお, JET のグローバルな粒子閉じ込め時間がエネルギー閉じ込め時間とはほぼ同じ値となっているのには疑問がある. この章のはじめに議論したように, グローバルな粒子閉じ込め時間はプラズマ境界近くでの粒子閉じ込めを主に反映しており,

図2.10. 4つのOH加熱トカマクでの規格化した粒子閉じ込め時間の電子密度依存性³⁷⁾. τ_{p0} と $\bar{n}_{e0}$ は装置毎の規格化パラメータである.

大型装置ではエネルギー閉じ込め時間より短くなるのが普通である (図2.7参照). JET の測定はリミタ配位なので, 絶対値が正しく評価できていない可能性がある. 実際, TEXT において粒子循環がプラズマが接するリミタに局在化し, H_α 線放射強度分布がポロイダル, トロイダルの両方向とも極度に非対称になるのが報告されており³⁶⁾, 分布を定める関数形により, 全体量は2~3倍程度, 簡単に変わり得る. 図2.9のJETのOHプラズマのデータは5MAを除いて $\bar{n}_e \sim 1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ であるが, 粒子閉じ込め時間の評価値は図2.9と図2.10とは数倍違っている. また, JETでベリリウム蒸着する前は軽元素不純物が多く, 重水素イオンが半分近くに薄まっていた状況にもかかわらず, 不純物による電子密度上昇の寄与を当初考慮していなかった. JETのデータは粒子循環率が1を越えている場合が多いが, これは不純物の影響が正しく評価されていないためである可能性が高い. JT-60では第一壁をTiCから黒鉛に換えると, 軽元素不純物が増え, この節の最後に述べる問題もあって, 見かけ上の粒子循環の様子が大きく変わった. そのため黒鉛壁での放電の粒子閉じ込めについては, 定量的議論を控えるようになった.

リミタ配位では, 粒子閉じ込めパラメータ依存性を決定するもの容易ではない. TFTRにおいて, プラズマがトラス外側の可動リミタに接する時, リミタから1m以上離れた4箇所では H_α 光が $(\bar{n}_e/I_p)^3$ に比例し, 従って粒子閉じ込め時間が $I_p^3/\bar{n}_e^2$ とスケールすると報告された³⁸⁾. しかし, その後の連続的な内側リミタにプラズマが接してトラス対称性のよい配位での測定によれば, H_α 光は $\bar{n}_e^2$ に比例する³⁹⁾. これは, 粒子閉じ込め電子密度に反比例することを示している. 後者では I_p 依存性が議論されていないが, I_p が高くなるほど粒子循環がリミタ付近に集中する傾向があるので³⁴⁾, 前者で I_p 依存性が実際より強く見えていた可能性がある. なお前者の測定によれば, 水素放電と重水素放電とで H_α (D_α) 線強度に系統的差異はない.

H_α (D_α) 測光によりグローバルな粒子閉じ込め時間を評価するのが主流となっているが, 中性粒子分布の非対称性の問題以外もいくつかの課題が残されている. 一番目に, H_α 光子1個当たりイオン化の個数 ϵ は電子温度にも依存するので, 厳密には境界プラズマの電子温度と電子密度を全領域にわたって正確に押さえなければならないこと. 二番目に, ϵ の評価に分子過程を無視しているが実際には水素原子を経ずにイオン化する粒子が少なからずあること. 三番目に, 開放型 (open) ダイバータ配位においてダイバータ部を分離して主プラズマ周りで循環している粒子だけを評価することが困難であること. 四番目に絶対較正しなければならないのは勿論だが壁での H_α 光の反射が必ずしも無視できないこと, などがある.

二番目に関して, 分子のままのイオン化 (H_2^+) や解離 (dissociative) 励起, 解離イオン化などの分子過程も考慮して評価した計算^{40,41)}によれば, 原子過程だけで評価したものより ϵ の値は3割程度増える. すなわち, 分子過程を無視するとそれだけ粒子閉じ込め時間が過大評価になる. これはモデル計算に基づくが, 壁から循環する水素原子, 水素分子あるいは炭化水素がどのくらいの比率になっているか実験的に明らかにした報告はほとんどない.

藤本達はバルマー系列の線強度比から電子密度を評価する方法を提案した⁴²⁾. それを発展させて, 電子衝突による水素分子の解離励起のレート方程式の係数が水素原子のそれと違うことを利用して, 水素原子

密度、水素分子密度、電子密度を同時に計算できることを示した⁴³⁾。この原理に基づいてWT-IIIで測定した例を図2.11に示す⁴⁴⁾。プラズマ境界から数cmまで水素分子が侵入しており、そのあたりまでは水素原子より密度が1桁以上高い。従ってプラズマ境界では、水素分子として補給されている方が圧倒的に多いことになる。一方、水素原子は小半径の半分以上侵入している。なお、水素原子の基底状態からの励起と分子の基底状態からの解離励起の断面積の正確な値が不確定であると、同著者によって指摘されている。ましてや、炭化水素系⁴⁵⁾などの不純物分子を介しての水素補給を定量化するための基礎データはほとんど揃っていない^{46,47)}。

最後に、干渉フィルターを用いる場合の技術的問題点を記しておきたい。 H_{α} 線(656.3nm)とC II線(657.8nm)の波長が1.5nmしか離れていないため、十分に透過波長幅の狭いフィルターを用いないと炭素不純物の混入が多い時C II信号が重畳してしまう。であるから、ダイバータ板やリミタ材として黒鉛を使用している場合は注意が必要である。

図2.11. WT-IIIにおける電子密度、水素原子密度、水素分子密度分布⁴⁴⁾。

2.4 荷電交換中性粒子束計測

中性粒子分布を評価するのに、荷電交換中性粒子束から情報を引き出すのは原理的には可能である。PLTでは10eV~2keVのエネルギー域の荷電交換粒子束を測定し、DEGAS計算コード⁴⁸⁾を併用して中性粒子密度の3次元分布を計算した⁴⁹⁾。電子密度分布、電子温度分布、 Z_{eff} を固定して与え、2つの位置での荷電交換粒子スペクトルが計測値に一致するよう、リミタと壁でのイオンの原子や分子への再結合による粒子源とイオン温度分布をスキャンした。全荷電交換粒子束は、リミタ付近を見込む位置とトロイダル方向に100度離れた位置では、1~2桁異なる。従って計算結果の中性粒子分布は、やはりリミタ付近に極度に局在している。電子密度の上昇とともにリミタへの粒子束は増え、粒子閉じ込め時間は電子密度に反比例して減少する。壁への中性粒子束の主な源は、リミタで再結合したものとなっている。

この計測法は、非常に低エネルギーまで測れる中性粒子分析器^{50,51)}を必要とする上に、限られた計測点から3次元分布を計算する困難を抱えているので一般化はしていない。しかし、中性粒子分布の計算の精度を上げるために、 H_{α} 測光に加えて荷電交換中性粒子の情報も取り込むのは意義がある。

2.5 レーザー誘起蛍光法

プラズマ内部の中性粒子密度を能動的に測る方法として、レーザー誘起蛍光法がある⁵²⁾。水素原子をエネルギー準位差に相当する波長の光で強く励起し、バルマー線(主として H_{α} 線)を用いて励起準位の密度を計

測する⁵³⁾。そして衝突放射モデルにより基底準位密度を求め⁵⁴⁾。蛍光断面積の電子温度依存性が弱い上に、線積分ではなく空間分解測定である利点がある。この方法では、強い背景光をいかに分離するかが計測の重要なポイントである。FT-1では、1MHzの振幅変調をかけ、蛍光がレーザー光強度に線形な領域で測定して信号精度を上げ、原子密度の測定下限を $\sim 2 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ まで下げた⁵⁵⁾。水素原子密度分布の測定結果の例を図2.12に示す。中心電子密度の高い方がイオン化と荷電交換が増えるので、

端の近くでの水素原子密度の減衰が急峻、すなわち水素原子の侵入が浅くなっている。その結果、中心の原子密度は測定下限に近いくらい低い。ガス注入による非対称な水素原子密度分布も観測され、エネルギー閉じ込め時間が1～2msの放電について粒子

閉じ込め時間を評価すると5ms前後となっている⁵⁶⁾。これは $r=0.8a$ より内側の原子密度分布しか測っていないので、 τ_p^G よりも τ_p^C に近い値を評価しているものと思われる。

トカマクではないがHeliotron Eにおいても同様な計測が行われ、粒子閉じ込め時間を評価している⁵⁷⁾。Heliotronでも密度が高くなると水素原子密度がプラズマ境界に集中する傾向が見られる。その結果、 $\bar{n}_e > 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ではトカマクと同様に粒子閉じ込め時間は密度とともに短くなる。NBIの加熱パワーに対して、-0.42乗で粒子閉じ込め時間は減少する。

レーザー誘起蛍光法の問題点は、2次元分布測定のためのレーザー光路を確保するのが容易ではないことである。また、レーザー光が十分強く励起が飽和すると蛍光はレーザー強度に依存しなくなるが、それよりレーザー光が弱い場合や電子衝突による他の準位への励起が無視できない場合、解析が厄介になる難点もある。基底準位へのライマン α 線を用いる⁵⁸⁾方が直接的で原理的には好ましいが、その波長(121.6nm)領域での十分な強度のレーザーはまだ開発途上である。

2.6 グローバルな粒子閉じ込め時間の経験則

以上述べた粒子閉じ込め時間の測定結果で、パラメータ依存性がはっきりしているのをまとめると次のようになる。

$$\text{DIVA} \quad \text{OH} \quad \tau_p \propto \sqrt{q_a} \bar{n}_e \quad (10)$$

$$\text{JT-60} \quad \text{NBI} \quad \tau_p \propto I_p^\delta / (\bar{n}_e \sqrt{P}) \quad 0 < \delta < 1 \quad (11)$$

$$\text{JET} \quad \text{OH} \quad \tau_p \propto R a^2 / \bar{n}_e^{0.8} \quad (12)$$

$$\text{ASDEX} \quad \text{OH} \quad \tau_p \propto (25 - 2n_s) n_s \quad (13)$$

図2.12. FT-1においてレーザー誘起蛍光法により測定した水素原子密度分布⁵⁵⁾。

● : $n_e(0) = 1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$,
▲ : $n_e(0) = 2.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

(7), (8) 式で見たようにプラズマ柱の断面積が大きくなり、かつ電子密度が上昇すると中性粒子の侵入が相対的に浅くなる。拡散過程に従えば (6) 式で評価されるように λ_{iz} が小さくなるにつれて、新たに供給された粒子が主プラズマ内部に滞在する時間の期待値が短くなる。こうした理由により、粒子閉じ込め時間の密度依存性が装置の大きさによって逆転する。図2.10の $\bar{n}_{e0}$ の値は近似的にプラズマ小半径に反比例する¹²⁾。これは中性粒子のプラズマ内部への侵入の相対的深さを反映しているものと思われる。従って、DIVA のような小型装置で粒子閉じ込め時間が Alcator 則的であっても不思議ではない。(6), (8) 式の評価に従うと、JET のプラズマ小半径に対して2乗の依存性⁵⁹⁾は疑問に思われる。これもリミタ配位のデータを使っているので、正確な小半径依存性がとらえられていない可能性がある。ASDEX では、セパトリクス磁気面での電子密度を 10^{18}m^{-3} の単位で表した n_s を用いて密度依存性を整理している⁶⁰⁾。低密度では近似的に n_s に比例し、高密度の SOC では n_s が過大となり τ_p は短くなる。IOC になると n_s が下がり最大の τ_p を与えるのは興味深い。

図2.9で見た JET の ICRF 加熱のデータは加熱パワーとともに電子密度が変化しているのではっきりした結論は出ないが、加熱プラズマでの粒子閉じ込め時間は JT-60 の NBI データの経験則が一般的に成り立つように思われる。粒子閉じ込め時間のプラズマ電流の依存性は線形よりは弱い。パワー依存性は、得られているデータのパワー領域では Goldston 則的であるが、JET のデータは offset linear 則をも示唆している。

Hモードになると、 H_α 線が減少して粒子循環が減っているにもかかわらずプラズマ境界すぐ内側の電子密度勾配が急峻となるので、粒子閉じ込めがよくなると解釈できる。もっとも Hモードではスクレープ・オフ層の厚さが薄くなるので、電子密度が上昇するのに中性粒子に対する遮蔽 (shield) が弱くなることも効いている。粒子閉じ込め時間の変化として定量化した ASDEX の例⁶¹⁾では、Lモード中0.01秒に対してHモード中0.15秒と1桁以上改善されている。ちなみに OH プラズマでは0.05秒であり、Hモードではそれよりも長くなっている。JET での粒子閉じ込め時間を図2.13に示す⁶²⁾。LモードとHモードとで密度領域が異なっているが、粒子閉じ込め時間は3倍以上長くなっている。

なお、図の斜線部はリミタのLモードの値を表しており、ダイバータ配位よりよい値となっている。リミタ配位での測定の問題点はすでに指摘したが、この測定が正しいとして解釈すれば、リミタ配位の方が直接に、より高いエネルギーで粒子が循環し易くて中性粒子の主プラズマへの侵入が深くなりやすいことを反映していると言えるかもしれない。最近 JT-60 の低域混成波による電流駆動中に観測されたリミタ Hモードにおいても、粒子閉じ込めは1桁近く改善されている⁶³⁾。

図2.13. JETにおけるLモードとHモード中の粒子閉じ込め時間と体積平均電子密度⁶²⁾。斜線部はリミタのデータ領域を示す。

3. 主プラズマ内部の粒子輸送

前節で述べたようにガス注入の場合、中性粒子の侵入距離がプラズマ小半径よりずっと短くなっているにもかかわらず、電子密度分布は放物形または吊り鐘形となっている。粒子輸送が拡散項だけで定まるなら、粒子源より内側は平坦な分布となる。密度分布が中心に集中 (peaking) するのは内向きの粒子ピンチがあるはずであり⁶⁴⁾、それを考慮して次の式で粒子束を定義して輸送解析するのが普通である。

$$\Gamma = -D \partial n / \partial r - n v_{in} \quad (14)$$

すなわち右辺の第二項がピンチ効果による内向き粒子束を表す。しかし定常状態では、密度分布形から第一項と第二項の比が決まるだけで、それらを独立に定めることはできない。そこで、ガス注入により密度変調をかけたり⁶⁵⁻⁷⁰⁾、鋸歯状振動による粒子のはき出し^{71,72)}やベレット入射⁷³⁾を利用して、その後の電子密度の動的 (dynamic) 変化を非定常解析して調べている。以下に述べる測定はすべて OH プラズマについての実験である。

PLT においてガス注入後電子密度分布変化を解析したところ⁶⁶⁾、 D 、 v_{in} ともに新古典値より1～2桁以上大きく、しかも後者については小半径依存性がWareピンチと逆となっていた。プラズマ境界近くでは拡散項とピンチ項が異常 (anomalous) に大きな値で釣り合い、ガス注入に対して応答性よく放物形分布を保つように見える。

TEXT において10～40Hzのガス注入により電子密度に変調 (振幅は10%程度) をかけ、 $v_{in} = Vr/a$ として、 D と V を空間的に一定と仮定して解析した⁶⁸⁾。6チャンネルの遠赤外レーザー干渉計の振動波形の振幅と位相差を再現するよう D と V を決めている。かけた周波数によって結果があまり変わらないので、整合性のある解析であるとしている。広いパラメータ領域の放電について解析すると、 D と V はともに $I_p/B_t \bar{n}_e$ に比例するように見える。それらの値は1桁以上変わり得るが、電子密度分布形があまり変化しないのに対応して $S = aV/D$ の値は3倍程度しか変化しない。水素プラズマの D の値は $\sim 1 \text{ m}^2/\text{s}$ のオーダーである。データが少ないが重水素プラズマでは若干下がり、 $D \propto 1/\sqrt{m}$ としても矛盾しない。鋸歯状振動による粒子パルスについての解析によると⁷¹⁾、 D_e は q_a に反比例し $\bar{n}_e$ には依存しない。その値は密度変調から求めたものより2～5倍高くなっている。

TFTR ではヘリウム放電によって内側リミタのガス出しを行って粒子循環を下げた後、50msの短いガス注入パルスを加え、10チャンネルの干渉計を用いて計測した⁶¹⁾。リミタの状態を保つためにヘリウム・プラズマに重水素を加えている。プラズマの平衡状態への影響を最小限にするために、電子密度の摂動は5%以下に抑えている。 $\bar{n}_e = 1.6 \times 10^{19}$, $3.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $I_p = 0.8, 1.4 \text{ MA}$ の4通りの放電について、TRANSPコードを使って D_e と v_{in} の径分布を計算した⁷⁰⁾。両者とも I_p 依存性は見られず、分布形は相似に近く端にいくに従って増加している。径方向に平均した D_e は概略 $\bar{n}_e$ に反比例する。 D_e は χ_e とも相似形で絶対値も4例とも

ファクター2以内で一致している。 v_{in} は新古典値より1桁以上大きく、粒子束に対するピンチ項の寄与は非常に大きい。そのため密度の高い方の例では、 $r=0.5m$ の位置での拡散項は正味の粒子束 Γ の7倍に達している。水素、重水素ガスを重水素、ヘリウム・プラズマに加えたが、解析結果に粒子種依存性は見られなかった。

JETでは小さいペレット入射を行い、その侵入位置($r \sim 0.7a$)から鋸歯状振動の反転半径($0.3 \sim 0.5$) a の位置までの領域で輸送解析した⁷³⁾。その結果、 $r=(0.5 \sim 0.6)a$ の位置で、 $D_e=(0.4 \pm 0.1)m^2/s$ 、 $v_{in} \sim V_0(r/a)^4$ 、 $V_0 \sim 1m/s$ 、 $\chi_e/D_e=7.0 \pm 2.5$ となった。鋸歯状振動による熱と粒子パルスを利用してほとんど同じ結果を得た。 χ_e/D_e の値が大きいため、 $E \times B$ 対流がJETでの熱輸送の主要な物理機構ではないとしている。 $r/a \geq 0.5$ で空間平均した D_e は I_p に対して反比例の依存性を持つとしているが⁷²⁾、これはTEXTの結果と矛盾する。

以上の結果はいずれも内向きピンチが強く、粒子束の計算において大きな値同士の差し引き勘定をしていることになるので、 D と v_{in} の絶対値の計算精度が問題となる。これに関連して興味深い実験についてふれておきたい。JT-60の外側ダイバータ配位では強い粒子排気作用があり、放電の途中でリミタ配位から移すとダイバータ板での粒子吸着が飽和していないことも相俟って、0.1秒で電子密度が $1.5 \times 10^{19}m^{-3}$ から $0.8 \times 10^{19}m^{-3}$ へと急激に減少した。この時3チャンネルの干渉計を用いて観測すると電子密度分布は放物形を保って下がっている。 $D_e=10^{19}/n_e m^2/s$ として数値シミュレーションすると端の方から密度が下がり分布形が変化する。実験を再現するには、空間的に一様な $D_e=1m^2/s$ とした方がよい。

最近プラズマ内部での静電的密度揺動と粒子束との相関が、重イオン・ビームを用いて議論されている。ISX-Bにおいて125keVのCs⁺ビームを入射し、周波数帯域500kHz、空間分解能 $\pm 1cm$ で電子密度と静電ポテンシャルの揺動を測定した⁷⁴⁾。内側では揺動の振幅が小さく Boltzmann 関係式を満たしており、端ではドリフト波乱流とは考えにくい揺動がずっと強くなっている。密度とポテンシャルの位相差も求めて、 $\Gamma_{E \times B}$ の空間分布を計算したのが図3.1である。OH放電についてはプラズマ境界より外は静電プローブで測定した。500kW入射したNBIのデータはOHよりも1桁大きくなっている。NBIを入射しても、揺動の振幅スペクトルや波数スペクトルは変化しないので、乱流の基本的性質は変わっていないだろうとしている。

同様な計測をTEXTでも行っている⁷⁵⁾。その結果⁷⁶⁾を図3.2に示す。やはり、電子密度と静電ポテンシャルともに揺動が端で強くなっている。計算で求めた $\Gamma_{E \times B}$ 分布

図3.1. ISX-Bにおいて重イオン・ビームと静電プローブを用いて測定した静電的揺動による粒子束径分布⁷⁴⁾。

図3.2. TEXT での電子密度揺動、静電電位揺動、粒子束、内向きピンチ速度、粒子拡散係数の径分布⁷⁶⁾。

は、 $H\alpha$ 測定で評価した粒子源から計算したものとよく一致する。これはプラズマ境界近くの粒子束が、静電的乱流に支配されていることを意味する。非定常輸送解析して、 D 、 v_{in} の径分布も算出しているが、ともに新古典値や散逸性捕捉電子 (dissipative trapped electron) ドリフト波乱流に基づくものよりずっと大きい結果が得られている。散逸性捕捉電子モードによる v_{in} の予想は外向きで符号も合わない。

4. スクレープ・オフ層での粒子拡散

スクレープ・オフ層については、小型から大型装置に至るまで主に静電プローブを用いて調べられている。磁力線に垂直な粒子拡散係数 ($D_{\perp}$) は、スクレープ・オフ層での中性粒子密度が十分低ければ、磁力線に沿っての電子密度の減衰長 (e-folding length: λ_n) の変化から次式で計算できる⁴⁶⁾。

$$\lambda_n^2 = D_{\perp} L / v_{\parallel} \quad (15)$$

ここに L と $v_{\parallel}$ は、それぞれ磁力線の長さと粒子の流速である。

DIVAにおいてダイバータ部のスクレープ・オフ層を計測した。流速については方向性プローブを使って、実験的に求めた $v_{\parallel} = (0.3 \sim 0.5) C_s$ を代入した²⁰⁾。その結果、 $D_{\perp}$ はBohm 拡散係数 $D_B = T_e/16eB$ のオーダーであった。

ASDEX ではLi ビーム・プローブを使って、赤道面外側のプラズマ表面付近の電子密度分布を測定した。水素と重水素とで温度と λ_n に差がないので、同じマッハ数であると仮定すると、 $D_{\perp} \propto 1/\sqrt{m}$ と解釈される⁷⁷⁾。マッハ数を ~ 0.3 として、OH, Lモード, Hモードで、それぞれ $D_{\perp} \sim 0.6, 1.5, 0.2 \text{ m}^2/\text{s}$ という値が算出され、これは主プラズマ内部での閉じ込めの変化に呼応している⁷⁸⁾。赤道面とダイバータ部での分布を静電プローブで測定し、2次元輸送解析コードによる計算と比較すると、Bohm 則は電子密度の分布形を再現しない。ダイバータ板で反射する100eV以上のイオンの空間分布からも $D_{\perp}$ が計算されており⁷⁹⁾、水素プラズマで $D_{\perp} = 6.4 \text{ m}^2/\text{s}$ であるのに対して重水素プラズマで $D_{\perp} = 4.5 \text{ m}^2/\text{s}$ となっているので、 $D_{\perp} \propto 1/\sqrt{m}$ と矛盾しない。

JET の外付けリミタ配位において、ICRF アンテナの陰で赤道面近くに設置した静電プローブと上部ポートからの高速可動プローブを使って、2ヶ所でスクレープ・オフ層の減衰長を測っている。非円形断面形による磁気面の間隔の広がりや不連続なりミタの影響も考慮して解析した結果が図4.1にまとめられている⁸⁰⁾。誤差の大きいIMA のデータを除いて、INTOR-Alcator 則の $D_{\perp} \sim 10^{19}/\bar{n}_e \text{ m}^2/\text{s}$ で整理できるように見える。ただし $\bar{n}_e$ として主プラズマの線平均密度を用いており、スクレープ・オフ層での局所的な値ではない。プラズマ電流とともに電子密度も変化しているので、 I_p 依存性ははっきりしない。なお、電子密度が高くなると表面電子温度が下がるので⁸¹⁾、図4.1をBohm 的な拡散と見做することも可能である。

5. まとめ

粒子閉じ込め時間についての定量的データはきわめて少ない。トロイダル対称性のよいダイバータ配位でのデータはさらに限られる。加熱プラズマでの粒子閉じ込め時間の系統的な測定は、JT-60とJETのみ^{*)}である。粒子閉じ込め時間は加熱パワーの平方根に反比例するように見えるが、その他のパラメータ依存性は、電子密度を除いて、はっきりしていない。粒子種依存性はそのひとつである。JT-60では水素放電のみ、JETではほとんど重水素放電なので基礎データが得られていない。(10)～(13)式で比例係数を取って書かなかったの

図4.1. JETにおいて静電プローブで測定したスクレープ・オフ層の拡散係数の線平均電子密度依存性⁸⁰⁾。
○: 1MA, △: 2MA, ▲: 3MA, □: 4MA, ●: 5MA. 直線は $D_{\perp} = 10^{19}/\bar{n}_e$. 曲線は4ショットの5MA放電のデータを示す。

*) TFTRにおいても、DEGASコードを用いた定量的解析が始められている⁸²⁾。

は、未解明のパラメータ依存性があり得るからである。プラズマの平衡配位、真空容器の形状、第一壁の材質や状態によって粒子循環の仕方が変わり、粒子閉じ込めに影響を及ぼすことは十分考えられる。事実、JT-60において外側ダイバータと下側ダイバータとで電子密度分布形が違っており⁸³⁾、粒子閉じ込め特性が変化している。下側ダイバータ配位では、トロイダル磁場の極性すなわちイオン ∇B ドリフトの向きによっても粒子閉じ込めが影響される^{84,85)}。

従って、粒子閉じ込め時間のスケーリング則は未確立であり、次期装置のためのデータベースはほとんど揃っていないと言わざるを得ない。

グローバルな粒子閉じ込め時間は、小型装置では電子密度に比例する。一方中型以上の装置では、電子密度の増加とともに粒子補給が浅くなるので、粒子閉じ込め時間は電子密度に概略反比例する。粒子循環率が1に近づき電子密度分布が平坦になる電子密度領域（線平均電子密度で見ると密度が必ずしも一致しないが、境界密度で整理できることを示した ASDEX の結果⁶⁰⁾は意義深い）で、OH プラズマのエネルギー閉じ込めが Alcator 則からはずれる。ベレット入射でプラズマ中心に粒子補給したり⁸⁶⁻⁸⁸⁾、ガス注入弁を分散させたり⁸⁹⁾、ガス注入を切ること (IOC)⁹⁰⁾により閉じ込めが改善するのは、プラズマ境界での中性粒子密度とグローバルなエネルギー閉じ込めとが何らかの機構を経て結合していることを示唆している。

主プラズマ内部輸送に関して、3次元の中性粒子輸送解析を行って荷電交換損失を正しく評価すると、イオンの熱伝導係数は新古典論の2倍で説明できるという T-10の報告⁹¹⁾がある。大型装置ではどうであるか、今後しっかり調べていかなければならない。内部輸送に関連して、径電場やプラズマ回転の計測を行うことも重要である。径電場が存在すると、それを介したイオンと電子のエネルギー交換があるので、これを考慮していない従来の熱輸送解析は見直しを迫られる可能性もある。

プラズマ境界近く粒子束が、静電的揺動で説明できることがはっきりしてきた。さらに TEXT で低電子密度放電を除いて、境界付近の熱流束も静電的揺動による対流損失に支配され、磁場揺動によるものは無視できることが明らかにされた⁹²⁾。こうした観測を突破口として、プラズマの異常輸送の研究が進むことを期待したい。

ダイバータ板での熱流束の広がりとも関連して重要なスクレープ・オフ層での拡散係数は、Bohm 拡散のオーダーであるが、そのパラメータ依存性は必ずしも正しくない。主プラズマ内部の異常な輸送係数が、スクレープ・オフ層での拡散係数に近い値となっているのは興味深い。主プラズマ、スクレープ・オフ層ともに拡散係数は、局所的電子密度ではなく線平均電子密度に反比例する傾向がある。拡散係数の粒子種依存性については、 $D \propto 1/\sqrt{m}$ を示唆するデータが得られているが、水素と重水素プラズマに顕著な差がないという報告もあり、結論は得られていない。不純物イオンについての D 、 v_{in} の値¹¹⁾がバルク・イオンのそれらとほとんど違いがないのも興味をそそられる問題である。これに関連して、Alcator C で不純物イオンの閉じ込め時間が、その種類を問わずバルク・イオンの質量と電荷の比に比例するという経験則を出している⁹³⁾。これが何に由来するか、理論的解明を持ちたい。

さて今後の方向として、グローバルな粒子閉じ込め時間測定に限っても、2次元分布を考慮し、分子・原子過程を含めた総合的理解を欠くことはできない。開放型ダイバータ配位では、2次元解析を行って主プラズマをダイバータ部分と区別して議論することも重要である。こうした方針でDIII-Dにおいて解析が試みられている⁹⁴⁾。トムソン散乱と静電プローブによるスクレープ・オフ層を含む電子温度と電子密度分布、赤外カメラによるダイバータ板への熱流束、静電プローブ列によるダイバータ板付近の電子温度と電子密度分布、 H_α TVによる H_α 分布、イオン真空計による中性ガス圧のデータに基づきDEGASコードを用いて2次元中性粒子輸送解析を行っている。その解析例を図5.1に示す。図中の数字は中性ガス圧の計

図5.1. D-III-Dにおける中性ガス圧の計測値とDEGASコードによる計算値の比較⁹⁴⁾。

算値と実測値を比較しているが、X点付近を除いてファクター2以内でそれらは一致している。X点付近の圧力を実測値に合わせるには、局所的粒子循環を10%増やすだけでよく、それは他の圧力にほとんど影響を及ぼさない。この計算によると、粒子増倍率は約10となっている。

このような解析を積み重ねて、粒子閉じ込めのスケール則を確立するのは急務である。これに付随して、スクレープ・オフ層での摩擦力、電場が明らかになれば、不純物シールドについても詳しく調べることができる。

高速のイオンの閉じ込めは古典的であるが⁷⁰⁾、バルク・イオンは異常な閉じ込めとなっている。粒子排気の観点からは、粒子閉じ込めがLモードであるのは好都合である。電子密度が高くなると、グローバルな粒子閉じ込め時間が電子密度に反比例するのを反映して、ダイバータ室の中性ガス圧は電子密度の約2乗で増加する^{95,96)}。JT-60の外側ダイバータ配位では、主プラズマ周りのガス圧に対して圧縮比 (compression ratio) が約45倍となった。このように高い圧力となるので、ダイバータ室に取付けた排気設備とダイバータ板の排気作用により、75keVのNBIで補給される $3\text{Pam}^3/\text{s}$ の粒子を排気でき、粒子制御が可能であることを実証した⁹⁷⁾。定常運転ではダイバータ板が飽和する⁸⁹⁾ので、ダイバータ板の排気作用は期待できないが、電子密度を少し高めれば排気設備だけでも排気できる。

ヘリウム排気に関して、ダイバータ部でのガスのヘリウム濃度を主プラズマでの濃度より濃くすること (enrichment) は、OHプラズマ⁹⁹⁾、NBIプラズマ¹⁰⁰⁾ともできていないが、その比は電子密度とともに上昇する。NBIでヘリウムを入射して炉心プラズマを模擬した実験により、Lモードではヘリウム灰の排気は十分可能であることが明らかになった¹⁰¹⁾。プラズマ内部でのヘリウムの粒子輸送については、荷電交換再結合分光

法でOHプラズマについて調べられているが¹⁰²⁾、そのパラメータ依存性を加熱プラズマにおいて調べるのはこれからの課題である。

粒子閉じ込め、粒子循環、第一壁の吸着特性の粒子種依存性は、核融合炉のトリチウム inventory¹⁰³⁾を評価するのにも重要である。運転中、重水素と三重水素をどのくらいの割合でどのように補給したらよいかの予測にも絡む。このために、プラズマのイオン成分分布をモニターする計測法の確立が望まれる。

今後、原子・分子過程の基礎データを整備するとともに、トカマクにおける粒子閉じ込めの研究を深めて、核融合炉を検討するのに必要なデータベースを構築していかなければならない。本解説がそれに役立てば幸いである。

謝 辞

本稿は、平成元年度原子力委員会委託調査の調査資料として作成されました。有益な議論をして下さいました下村安夫、前田彦祐、安積正史、木島滋、永見正幸、伊藤公孝、伊藤早苗、嶋田道也、中村博雄、滝塚知典、平山俊雄、仙石盛夫、山田喜美雄、清水勝宏、菊池満、西谷健夫、鎌田裕、P.D. Morgan の各氏に感謝します。図版の再録は原著者及び出版社の御好意によるものです。

参 考 文 献

- 1) F. Engelmann : Comments Plasma Phys. Controll. Fusion **13** (1990) 119.
- 2) T. Takizuka : *Helium Ash Exhaust on ITER* presented at the ITER Specialists' Working Session on Validation and Development of Edge Plasma Models, Garching, (July 1989).
- 3) 伊藤公孝, 他 : JAERI-M 88-171 (1988) 「トカマク型炉心プラズマの定常運転領域—整合性解析(I)—」.
- 4) D.E. Post, *et al.* : J. Nucl. Mater. **121** (1984) 171.
- 5) M. Shimada, *et al.* : Nucl. Fusion **22** (1982) 643.
- 6) D.E. Post, *et al.* : Atomic Data and Nuclear Data Tables **20** (1977) 397.
- 7) F. Engelmann : Comments Plasma Phys. Controll. Fusion **12** (1989) 293.
- 8) L.J. Perkins, *et al.* : Nucl. Fusion **28** (1988) 1365.
- 9) P.B. Parks : Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 1364.
- 10) 伊藤早苗, 前田彦祐, 三浦幸俊 : 核融合研究に出版予定.
- 11) 嶋田道也 : 核融合研究に出版予定.
- 12) P.C. Stangeby and G.M. McCracken : "Plasma Boundary Phenomena in Tokamaks", a review paper submitted to Nucl. Fusion.
- 13) K.F. Alexander, *et al.* : Nucl. Fusion **26** (1986) 1575.
- 14) R.J. Taylor, *et al.* : *Plasma Phys. and Controll. Nucl. Fusion Research 1980* (Proc. 8th Int. Conf., Brussels) IAEA, Vienna (1981) Vol. 2, 61.
- 15) H.M. Mayer, *et al.* : J. Nucl. Mater. **111&112** (1982) 204.
- 16) S.A. Cohen : *Particle Confinement and Control in Tokamaks in Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*, edited by D.E. Post and R. Behrisch, NATO ASI Series B : Phys. Vol. 131, Plenum Press (1984), p. 773.
- 17) H.F. Dylla, *et al.* : Nucl. Fusion **27** (1987) 1221.
- 18) J. Ehrenberg : J. Nucl. Mater. **162-164** (1989) 63.
- 19) 木村晴行, 他 : JAERI-M 6861 (1977) 「JFT-2a (DIVA)に於ける静電的測定」.

- 20) H. Ohtsuka, *et al.* : Plasma Phys. **20** (1978) 749.
- 21) DIVA Group : Nucl. Fusion **18** (1978) 1619.
- 22) K. Uehara, *et al.* : Plasma Phys. **21** (1979) 89.
- 23) K. Uehara, *et al.* : J. Phys. Soc. Jpn. **48** (1980) 1333.
- 24) H. Matsumoto, *et al.* : Nucl. Fusion **22** (1982) 840.
- 25) TFR Group : J. Nucl. Mater. **93&94** (1980) 272.
- 26) S. Kasai, *et al.* : Jpn. J. Appl. Phys. **17** (1978) 903.
- 27) 長山好夫 : 核融合研究 **62** (1989) 427.
- 28) K. Yamada, *et al.* : Nucl. Fusion **27** (1987) 1203.
- 29) 清水勝宏, 安積正史 : JAERI-M 87-028 (1987) 「トカマクにおける2次元中性粒子輸送の解析」.
- 30) S. Koide, *et al.* : Jpn. J. Appl. Phys. **29** (1990) 402.
- 31) L. C. Johnson and E. Hinnov : J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **13** (1973) 333.
- 32) S. Tsuji and JT-60 Team : *14th Europ. Conf. on Controll. Fusion and Plasma Phys.* (Madrid 1987) Part I, 57.
- 33) P. D. Morgan, *et al.* : Rev. Sci. Instrum. **56** (1985) 862.
- 34) M. Bures, *et al.* : Plasma Phys. Controll. Fusion **30** (1988) 1833.
- 35) E. S. Marmar : J. Nucl. Mater. **76&77** (1978) 59.
- 36) W. L. Rowan, *et al.* : Nucl. Fusion **27** (1987) 1105.
- 37) A. J. Wootton, *et al.* : Plasma Phys. Controll. Fusion **30** (1988) 1479.
- 38) M. Shimada, *et al.* : J. Nucl. Mater. **145-147** (1987) 544.
- 39) D. H. Heifetz, *et al.* : J. Vac. Sci. Technol. **A6** (1988) 2564.
- 40) D. H. McNeil, *et al.* : J. Vac. Sci. Technol. **A2** (1984) 689.
- 41) D. H. McNeil : J. Nucl. Mater. **162-164** (1989) 476.
- 42) T. Fujimoto, *et al.* : Nucl. Fusion **28** (1988) 1255.
- 43) T. Fujimoto, *et al.* : J. Appl. Phys. **66** (1989) 2315.
- 44) T. Fujimoto, *et al.* : Nucl. Fusion **29** (1989) 1519.
- 45) W. D. Langer : Nucl. Fusion **22** (1982) 751.
- 46) 川村孝弐 : 核融合研究 **56** (1986) 305.
- 47) R. K. Janev, *et al.* : Nucl. Fusion **29** (1989) 109.
- 48) D. H. Heifetz, *et al.* : J. Comp. Phys. **46** (1982) 309.
- 49) D. N. Ruzic, *et al.* : J. Nucl. Mater. **145-147** (1987) 527.
- 50) D. E. Voss and S. A. Cohen : Rev. Sci. Instrum. **53** (1982) 1696.
- 51) H. Verbeek : J. Phys. E : Sci. Instrum. **19** (1986) 964.
- 52) 尾田年充 : プラズマ診断の基礎, プラズマ・核融合学会編, 名古屋大学出版会 (1990) 第6.5節.
- 53) G. T. Razdobarin, *et al.* : Nucl. Fusion **19** (1979) 1439.
- 54) P. Gohil and D. D. Burgess : Plasma Phys. **25** (1983) 1149.
- 55) V. S. Burakov, *et al.* : Sov. J. Plasma Phys. **13** (1987) 328.
- 56) M. M. Larionov, *et al.* : Plasma Phys. Controll. Fusion **30** (1988) 1637.
- 57) K. Uchino, *et al.* : J. Phys. Soc. Jpn **57** (1988) 909.
- 58) P. Bogen, *et al.* : J. Nucl. Mater. **111&112** (1982) 75.
- 59) S. A. Cohen, *et al.* : Plasma Phys. Controll. Fusion **29** (1987) 1205.
- 60) M. Bessenrodt-Weberpals, *et al.* : Plasma Phys. Controll. Fusion **32** (1990) 21.
- 61) ASDEX Team : Nucl. Fusion **29** (1989) 1959.
- 62) A. Tanga, *et al.* : Nucl. Fusion **27** (1987) 1877.
- 63) S. Tsuji, *et al.* : Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 1023.
- 64) B. Coppi : Comments Plasma Phys. Controll. Fusion **5** (1980) 261.
- 65) A. B. Berlizov, *et al.* : *Plasma Phys. and Controll. Nucl. Fusion Research 1980 (Proc. 8th Int. Conf., Brussels)* IAEA, Vienna (1981) Vol. 1, 23.
- 66) J. D. Strachan, *et al.* : Nucl. Fusion **22** (1982) 1145.
- 67) N. L. Vasin, *et al.* : Sov. J. Plasma Phys. **10** (1984) 525.
- 68) K. W. Gentle, *et al.* : Plasma Phys. Controll. Fusion **29** (1987) 1077.
- 69) D. K. Mansfield, *et al.* : *14th Europ. Conf. on Controll. Fusion and Plasma Phys.* (Madrid 1987) Part. I, 314.

- 70) P.C. Efthimion, *et al.* : *Plasma Phys. and Controll. Nucl. Fusion Research 1988* (Proc. 12th Conf. , Nice) IAEA, Vienna (1989) Vol. 1, 307.
- 71) S.K. Kim, *et al.* : *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988) 577.
- 72) A. Gondhalekar, *et al.* : *15th Europ. Conf. on Controll. Fusion and Plasma Phys.* (Dubrovnik 1988) Part. I, 151.
- 73) A. Gondhalekar, *et al.* : *Plasma Phys. Controll. Fusion* **31** (1989) 805.
- 74) G. A. Hallock, *et al.* : *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 1301.
- 75) C. P. Ritz, *et al.* : *Nucl. Fusion* **27** (1987) 1125.
- 76) A. J. Wootton, *et al.* : *Plasma Phys. and Controll. Nucl. Fusion Research 1988* (Proc. 12th Int. Conf. , Nice) IAEA, Vienna (1989) Vol. 1, 293.
- 77) K. McCormick, *et al.* : *J. Nucl. Mater.* **145-147** (1987) 215.
- 78) J. Neuhauser, *et al.* : *Plasma Phys. Controll. Fusion* **31** (1989) 1551.
- 79) F. Wagner : *Nucl. Fusion* **25** (1985) 525.
- 80) P. C. Stangeby, *et al.* : *Plasma Controll. Fusion* **30** (1988) 1787.
- 81) S. K. Erements, *et al.* : *Nucl. Fusion* **28** (1988) 1209.
- 82) R. Budny : *Calculations of Particle Confinement in TFTR* presented at the *Workshop on Plasma Transport Measurement and Analysis, Cooperation among Three Large Tokamaks*, Princeton (November 1989).
- 83) S. Tsuji, *et al.* : *Plasma Phys. and Controll. Nucl. Fusion Research 1988* (Proc. 12th Int. Conf., Nice) IAEA, Vienna (1989) Vol. 1, 265.
- 84) F. L. Hinton and G. M. Staebler : *Nucl. Fusion* **29** (1989) 405.
- 85) S. Tsuji, *et al.* : JAERI-M 90-066, Sec. 5.1, p. 131.
- 86) M. Greenwald, *et al.* : *Phys. Rev. Lett.* **53** (1984) 352.
- 87) S. Sengoku, *et al.* : *Nucl. Fusion* **25** (1985) 1475.
- 88) M. Kaufmann, *et al.* : *Nucl. Fusion* **28** (1988) 827.
- 89) S. Sengoku and the JFT-2M Team : *J. Nucl. Mater.* **145-147** (1987) 556.
- 90) F. X. Söldner, *et al.* : *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 1105.
- 91) K. F. Alexander, *et al.* : *Plasma Phys. and Controll. Nucl. Fusion Research 1986* (Proc. 11th Int. Conf., Kyoto) IAEA, Vienna (1987) Vol. 1, 237.
- 92) Ch. P. Ritz, *et al.* : *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 1844.
- 93) E. S. Marmor, *et al.* : *Nucl. Fusion* **22** (1982) 1567.
- 94) S. L. Allen, *et al.* : *J. Nucl. Mater.* **162-164** (1989) 80.
- 95) H. F. Dylla, *et al.* : *J. Nucl. Mater.* **111&112** (1982) 211.
- 96) K. Lackner and M. Keilhacker : *J. Nucl. Mater.* **128&129** (1984) 368.
- 97) H. Nakamura, *et al.* : *Nucl. Fusion* **28** (1988) 43.
- 98) 山辺哲郎 : *核融合研究* **61** (1989) 367.
- 99) M. Shimada, *et al.* : *Phys. Rev. Lett.* **47** (1981) 796.
- 100) H. Nakamura, *et al.* : to be published in *Fusion Technology* (1990).
- 101) H. Nakamura, *et al.* : JAERI-M 90-066, Sec. 9.3, p. 237.
- 102) R. J. Fonck and R. A. Hulse : *Phys. Rev. Lett.* **52** (1984) 530.
- 103) 田中知 : *核融合研究* **56** (1986) 318.