



NATIONAL INSTITUTE FOR FUSION SCIENCE

プラズマ物理における  
モンテカルロシミュレーション  
Monte Carlo Simulations for Plasma Physics

岡本正雄、村上定義、中島徳嘉、汪衛星  
M. Okamoto, S. Murakami, N. Nakajima and W.X. Wang

(Received - July 7, 2000 )

NIFS-PROC-47

July 2000

RESEARCH REPORT  
NIFS-PROC Series

This report was prepared as a preprint of work performed as a collaboration research of the National Institute for Fusion Science (NIFS) of Japan. This document is intended for information only and for future publication in a journal after some rearrangements of its contents.

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to the Research Information Center, National Institute for Fusion Science, Oroshi-cho, Toki-shi, Gifu-ken 509-5292 Japan.

# Monte Carlo Simulations for Plasma Physics<sup>†</sup>

M. Okamoto<sup>a)</sup>, S. Murakami, N. Nakajima, W. X. Wang<sup>b)</sup>

National Institute for Fusion Science  
Oroshi 322-6, Toki, Gifu 509-5292

Plasma behaviours are very complicated and the analyses are generally difficult. However, when the collisional processes play an important role in the plasma behaviour, the Monte Carlo method is often employed as a useful tool. For examples, in neutral particle injection heating (NBI heating), electron or ion cyclotron heating, and alpha heating, Coulomb collisions slow down high energetic particles and pitch angle scatter them. These processes are often studied by the Monte Carlo technique and good agreements can be obtained with the experimental results. Recently, Monte Carlo Method has been developed to study fast particle transports associated with heating and generating the radial electric field. Further it is applied to investigating the neoclassical transport in the plasma with steep gradients of density and temperatures which is beyond the conventional neoclassical theory. In this report, we briefly summarize the researches done by the present authors utilizing the Monte Carlo method .

**keywords** : Monte Carlo simulation, collisional process, NBI, cyclotron heating, energetic particles, neoclassical transport, radial electric field, steep gradient

---

<sup>†</sup> Presented at the 6th Specialist Meeting of Atomic Energy Society of Japan on "*Particle Simulation by Monte Carlo Method*", 26 April 2000, Mitsubishi-Souken (Tokyo).

<sup>a)</sup> E-mail address : okamoto@nifs.ac.jp

<sup>b)</sup> present address : Fusion Department, General Atomics, San Diego, CA92186-5608, USA.

# プラズマ物理におけるモンテカルロシミュレーション†

岡本正雄<sup>a)</sup>・村上定義・中島徳嘉・汪衛星<sup>b)</sup>

文部省核融合科学研究所  
岐阜県土岐市下石町 322-6

プラズマの挙動は非常に複雑で、磁気流体的 (MHD)、誘電体的、粒子描像的など多様な振る舞いをする。また、様々な揺動を発生するのでその解析は一般に非常に困難である。しかし、プラズマ粒子間の衝突過程が重要な役割を果たす時は、モンテカルロ法がしばしば有効な手段として用いられる。例えば、中性粒子ビーム入射加熱や電子サイクロトロン加熱により発生する高エネルギー粒子の減衰過程、D-T 反応で生ずるアルファ粒子の挙動とそれによるプラズマ加熱過程などは、モンテカルロ法で研究されることが多い。最近では、加熱などで生成された高エネルギー粒子がプラズマ輸送に与える影響や、径電場生成に寄与することなどもモンテカルロ法で盛んに研究されている。また、従来の新古典理論では扱えない強い圧力勾配や速いプラズマ回転のあるプラズマでの衝突性輸送もモンテカルロ法で詳細に研究されている。本稿では、主として、核融合プラズマに対して、著者たちがモンテカルロ法を用いて行ってきた粒子シミュレーションの研究結果と問題点を紹介する。

---

† 招待講演 日本原子力学会「モンテカルロ法による粒子シミュレーション」研究専門委員会第6回研究会、2000年4月26日、三菱総合研究所（東京）

<sup>a)</sup> 電子メール : okamoto@nifs.ac.jp

<sup>b)</sup> 現住所 General Atomics 核融合研究部、San Diego、CA92186-5608、USA

## 1 序

高温気体プラズマの挙動は次の式に支配される。

$$\frac{\partial}{\partial t} f_a + \vec{v} \cdot \nabla f_a + \frac{q_a}{m_a} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{v}} f_a = \sum_b C_{ab} + S_a \quad (1)$$

ここで、 $f_a$  は位相空間  $(\vec{x}, \vec{v}, t)$  における  $a$  種粒子の分布関数である ( $a$  は電子やイオンを示す)。 $\vec{E}$  と  $\vec{B}$  は電場及び磁場で、 $q_a$  と  $m_a$  は  $a$  種粒子の電荷及び質量である。右辺の  $C_{ab}$  は  $a$  種粒子と  $b$  種粒子とのクーロン衝突を表す (その表示は、Landau[1] や Rosenbluth[2] により与えられている)。 $b$  には  $a$  自身も含まれる。 $S_a$  は粒子やエネルギー、運動量などの外部生成源、あるいは消滅源を表している。この式は分布関数  $f_a$  を決める式である。 $f_a$  が決まると電荷と電流が決まり、これらがマックスウェル方程式系のソースとなり、電磁場  $\vec{E}$  と  $\vec{B}$  が決定される。これらの電磁場が式 (1) において  $f_a$  を決める。このように無矛盾に分布関数  $f_a$  が求められ、 $f_a$  が決まると全ての物理過程が明らかになる。

式 (1) を解くには、初期条件と境界条件が必要であるが、一般的に、式 (1) は解けない。プラズマは、(磁気) 流体的側面、誘電体側面、粒子的側面など、様々な物理現象を引き起こす極めて複雑なものであり、特に、磁場で閉じ込められたプラズマは、開放系の非平衡・非線形状態にある。式 (1) の左辺の電磁場は、種々の集団運動の結果、外部から与えられた電磁場の他に複雑に乱れた成分を持ち、これがプラズマに多種多様な性質を与えている。一方、式 (1) の右辺は、クーロン衝突 (弾性散乱) と位相空間での粒子源である。原子過程などによる非弾性散乱・生成・消滅項は  $S_a$  に含めるものとする。

本稿では、式 (1) の右辺をモンテカルロ法で解く試みについてその一部を概観する。この時、左辺の電磁場は与えられたものとし不変と仮定する。従って、プラズマの種々の揺動や集団運動は扱わない。このような場合でも、プラズマの重要な一側面はかなりの程度で記述できる場合がある。特に、プラズマの衝突過程が重要な役割を果たす時、本稿の取り扱い は極めて有効である。トーラスプラズマの加熱、加熱により発生する高エネルギー粒子の輸送や径電場生成への寄与、衝突性プラズマ輸送 (新古典輸送) などの研究にモンテカルロ・シミュレーションは欠かせないものである。また、時間スケールの早い揺動によりプラズマが乱流状態にあっても、定常プラズマに対しては、時間スケールの長い衝突過程を考慮しなければならない。このように、プラズマの衝突過程はプラズマの閉じ込めにとって重要な要素であり、それを研究するためにモンテカルロ法は非常に有効で役立つものである。

D-T 核反応を起こす燃焼プラズマでは、アルファ粒子が 3.5MeV のエネルギーで発生し、発生と同時に電離し磁場に捕らえられトーラスを周回する。始めは電子と衝突しながらアルファ粒子はエネルギーを失っていく。充分減衰すると次にプラズマイオンと衝突しピッチ角散乱で速度空間で拡がりながら更に減衰していく。この過程の間にアルファ粒子はプラズマを加熱する。このアルファ粒子加熱は大西等 [3] によりモンテカルロ・シミュレーションで初めて研究された。トカマクは軸対称系だとすると、その中では単一荷電粒子の軌道は (プラズマ電流がある値以上であると)、閉じ込め領域内にほぼ完全に閉じ込められる。しかし、プラズマの温度が上昇すると衝突頻度は小さくなり、粒子は磁場構造の詳細を感ずる。トロイダルコイルが有限個であるため、トロイダル磁場にリップルが生じ、このリップルを通過する粒子はリップルに捕捉される可能性がある。このような場合もモンテカルロ・シミュレーションで詳しく研究された [4,5]。また、ヘリオトロン E 装置においても高エネルギーイオンの挙動がモンテカルロ・シミュレーションで詳細に研究された [6,7]。

核融合科学研究所では平成元年に研究所が発足すると同時に、大型ヘリカル装置 (LHD) プロジェクトを立ち上げた。LHD[8,9] のプラズマに対する物理検討 [10-13] も鋭意行われてきた。その一環として、モンテカルロ・シミュレーションにより、加熱やそれに伴う輸送の問題が研究されてきた。主として、LHD での ICRF 加熱 [14-18]、ECRF 加熱 [19-21]、NBI 加熱 [22-24] が研究対象とされてきた。高エネルギー粒子の径電場生成への寄与 [25,26] も研究された。また、衝突性プラズマ輸送 (新古典輸送) のモンテカルロ・シミュレーションも行ってきた [27-30]。このような問題に対してモンテカルロ法は極めて有効であることが分かった。また、モンテカルロ法が威力を発揮するのは、プラズマ中に壁から混入する中性粒子の挙動 [31]、原子過程を含むダイバータプラズマ [32]、分布がマックスウェル分布から大きくずれる高温ダイバータ [33-35] などの研究分野である。

全ての研究を網羅することは困難であるので、本稿では、著者たちが最近行ってきたモンテカルロ・シミュレーションによる研究結果を概観する。

## 2 衝突過程

プラズマ粒子の衝突頻度は、その速さ  $v$  (相対速度の速さ  $|\vec{v} - \vec{v}'|$ ) の 3 乗に比例して小さくなり、衝突する相手の粒子密度に比例して大きくなる。プラズマの衝突過程は、Landau[1] により初めて定式化され、その後、Rosenbluth 等 [2] によりフォッカー・プランク型で定式化された。両者は全く同一である。これらの衝突積分は、衝突の前後において、粒子数・運動量・エネルギーを保存する。滝塚・阿部 [36] は、この完全な衝突積分をモンテカルロ法で計算するシミュレーション・コードを作成した。その後、汪等 [37] により改良が試みられている。これらの衝突・オペレータは非線形であり、2 個の粒子をランダムにピックアップし衝突させるもので、非常に長い計算時間を要する。

もし、シミュレーション粒子が、マックスウェル分布をしているバックグラウンドのプラズマと衝突し、バックグラウンドの衝突による運動量やエネルギーの変化を考慮する必要のない場合は衝突積分を線形化して良い。このようなテスト粒子の衝突過程は、粒子の進む方向のエネルギー減衰とこの方向のエネルギー拡散及び進行方向に垂直な方向の速度の広がり (ピッチ角散乱) の過程からなる。このような場合に対して、二項分布に基づく衝突オペレータが提案された [38]。 $a$  種の粒子によるピッチ角散乱は、ピッチ角  $\lambda = v_{\parallel}/v$  が時間間隔  $\Delta t$  の後次のように変化するとして模擬する。

$$\lambda_{n+1} = \lambda_n(1 - \nu_{da}\Delta t) + \sigma[(1 - \lambda_n^2)\nu_{da}\Delta t]^{1/2}, \quad (2)$$

ここで、 $\sigma$  は同確率で  $+1$  または  $-1$  をとる。 $\nu_{da}$  は衝突周波数で、

$$\nu_{da} = \frac{3}{2} \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \nu_{Ba} \frac{\Phi(x) - \Psi(x)}{x^3}, \quad (3)$$

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt, \quad (4)$$

$$\Psi(x) = (\Phi - x\Phi')/2x^2, \quad (5)$$

ただし、 $x = v/v_{tha}$  で、 $v_{tha}$  は  $a$  種のプラズマ粒子の熱速度である。 $\nu_{Ba}$  は Braginskii の衝

突周波数である。

$$\nu_{Ba} = \frac{4}{3} \left( \frac{\pi}{m_a} \right)^{1/2} \frac{\Lambda_a q_a^4 n_a}{T_a^{3/2}}, \quad (6)$$

$\Lambda_a$  はクーロン対数、 $q_a$ 、 $n_a$ 、 $T_a$  は  $a$  種のプラズマ粒子の電荷、密度、温度である。エネルギー散乱は、時間間隔  $\Delta t$  の後、

$$E_{n+1} = E_n - (2\nu_{Ea}\Delta t) \left[ E_n \left( \frac{3}{2} + \frac{E_n}{\nu_{Ea}} \frac{d\nu_{Ea}}{dE} \right) T_a \right] + \sigma 2[T_a E_n (\nu_{Ea}\Delta t)]^{1/2}, \quad (7)$$

$$\nu_{Ea} = 3(\pi/2)^{1/2} \nu_{Ba} [\Psi(x)/x]. \quad (8)$$

で与えられる。シミュレーションの時間間隔  $\Delta t$  は  $\nu_a \Delta t \ll 1$  となるように選ぶ。

線形化された衝突オペレータでも、衝突における粒子・運動量・エネルギーを保存させるアルゴリズムが考えられている [39-42]。このオペレータでは、テスト粒子が生み出した運動量やエネルギーを背景プラズマが補うよう衝突オペレータを組み立てている。

### 3 加熱と輸送・径電場

D-T 核反応を十分起こし、閉じ込められたプラズマが自己点火状態になるためには、プラズマを 10keV から 30keV 程度まで加熱しなければならない。加熱方法は、中性粒子入射加熱 (NBI) や波動加熱 (RF 加熱) などがある。加熱は高エネルギー粒子を利用する場合が多い。外部からプラズマ中に生成された高エネルギー粒子はトーラスを周回する間に、プラズマイオン・プラズマ電子とクーロン衝突をしながら減衰していく。この間、高エネルギー粒子が失ったエネルギーはプラズマイオン・プラズマ電子に与えられプラズマは加熱される。D-T 核反応で生まれたアルファ粒子 (3.5MeV で発生) も同様の過程でプラズマを加熱する。高エネルギー粒子は減衰過程の間に不安定性を引き起こすことがしばしばある (主として磁気流体的モードを励起する)。この様な時は加熱効率が損なわれる。本稿ではこの様な不安定性は生じないと仮定する。実際、加熱実験において、高エネルギー粒子の衝突性減衰過程で加熱機構がよく説明できる場合が多い。

本稿では、高エネルギー粒子の減速過程をモンテカルロ・シミュレーションで行った例を紹介する。電磁場は与えられたものとし、その中で高エネルギー粒子を運動させ、適当な頻度で乱数を用いてマックスウェル分布をしているプラズマ粒子と衝突させる。ICRF 少数イオン加熱、ECRF 加熱、NBI 加熱について述べ、またそれらに関連したプラズマ輸送や径電場生成について述べる。

#### 3.1 ICRF 少数イオン加熱

イオンサイクロトロン周波数帯の波動を入射する加熱方法を ICRF 加熱という。その中で少数イオン ( $p^+$  または、 ${}^3\text{He}^{++}$ ) をプラズマ (多数イオン、 $D^+$ ) に混合して高エネルギーイオンを発生する方法をモンテカルロ法でシミュレーションした結果を報告する [14]。モンテカルロ・コードでは、高エネルギーイオン (シミュレーションではテスト粒子) の軌道を

解き、衝突を与える。また共鳴領域を通過する少数イオンが平均として加速される過程をモデル化する。軌道の方程式は、Boozer 座標で以下のように書ける [43]

$$\dot{\psi} = - \left( g \frac{\partial B}{\partial \theta} - I \frac{\partial B}{\partial \phi} \right) \frac{\delta}{\gamma} \quad (9)$$

$$\dot{\rho}_c = \left[ (\rho_c g' - \epsilon) \frac{\partial B}{\partial \theta} - (\rho_c I' + 1) \frac{\partial B}{\partial \phi} \right] \frac{\delta}{\gamma} \quad (10)$$

$$\dot{\theta} = \left( \delta \frac{\partial B}{\partial \psi} + q \frac{\partial \Phi}{\partial \psi} \right) \frac{g}{\gamma} - \frac{q^2 B^2 \rho_c}{m} \cdot \frac{(\rho_c g' - \epsilon)}{\gamma} \quad (11)$$

$$\dot{\phi} = - \left( \delta \frac{\partial B}{\partial \psi} + q \frac{\partial \Phi}{\partial \psi} \right) \frac{I}{\gamma} + \frac{q^2 B^2 \rho_c}{m} \cdot \frac{(\rho_c I' + 1)}{\gamma} \quad (12)$$

$$\gamma = q[g(\rho_c I' + 1) - I(\rho_c g' - \epsilon)] \quad (13)$$

$$\delta = q^2 \rho_c^2 B / m + \mu \quad (14)$$

$\psi$  はトロイダル磁束を  $2\pi$  で割ったものであり、 $\rho_c = mv_{\parallel}/qB$  ある。 $\theta$  と  $\phi$  はポロイダル及びトロイダル角で、 $I(\psi)$  は磁気面内の電流、 $g(\psi)$  は磁気面外の電流である。少数イオンのプラズマ電子・プラズマイオンとのクーロン衝突は、第2節の線形化衝突オペレータ (式 (2) から式 (8)) を使って計算する。

少数イオンが共鳴領域を通過するときイオンサイクロトロン波と相互作用しその速度を変化させる。共鳴条件は、

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} = n\Omega \quad (15)$$

である。ここで、 $\omega$  と  $k_{\parallel}$  は印加した波の周波数及び磁場に平行方向の波数である。 $v_{\parallel}$  と  $\Omega = qB/m$  は少数イオンの磁場に平行方向の速度及びサイクロトロン周波数である。 $k_{\parallel} \sim 0$  と仮定すると、磁場に垂直方向の速度変化は次のように与えられる [44]。

$$\Delta v_{\perp} = \frac{qE_{RF}}{2m} \sqrt{\frac{2\pi}{n\Omega}} J_{n-1}(k_{\perp}\rho) e^{-in\phi_r} \quad (16)$$

$\rho = mv_{\perp}/qB$  はラーモア半径、 $J_n$  はベッセル関数である。 $\dot{\Omega} = q/m(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{B}$  であり、 $\phi_r$  はICRF 波の位相で、0 から  $2\pi$  の間の一様乱数で与えられる。さらに、 $k_{\perp}\rho \sim 0$ 、 $n=1$  と仮定すると、

$$\Delta v_{\perp} = \frac{qE_{RF}}{2m} \sqrt{\frac{2\pi}{\Omega}} e^{-i\phi_r} \quad (17)$$

が得られる。また、印加した波の電場  $E_{RF}$  は共鳴層で一様、時間的にも一定と仮定する。

径電場が少数イオンの軌道に対して与える影響を考慮するため、モデル電場を導入する。

$$E_r(\psi) = -\nabla\Phi(\psi) \quad (18)$$

$$\Phi(\psi) = \Phi_0(1 - \bar{\psi})^2 \quad (19)$$

シミュレーションでは、1000 ~ 3000 のテスト粒子 (少数イオン) を使う。これらは初期に速度空間でマックスウェル分布をするようにプラズマ内に分布させる。

$$f(v) = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} v_{th}^3} \exp[-v^2/2v_{th}^2] \quad (20)$$



$N$  はテスト粒子の総数で、 $v_{th}$  は初期の少数イオンの熱速度である (初期温度は 1.0keV)。ピッチ角はランダムに選ぶ。少数イオンの初期空間分布は

$$n(\bar{\psi}) = n_{m0} \exp[-c\bar{\psi}^2] \quad (21)$$

とする。 $\bar{\psi} = \psi/\psi_a$  ( $\psi_a$  は最外殻磁気面の磁束関数) である。 $\psi$  は  $r^2$  に比例する。ただし、 $r$  は平均小半径である。 $n_{m0}$  は磁気軸 ( $\psi = 0$ ) での少数イオンの密度で、 $c = 4$  とした。テスト粒子は  $\theta$  と  $\phi$  方向にランダムに配置した。プラズマ電子とプラズマイオン (多数イオン) の密度・温度は次のようにした。

$$n_i(\psi) = n_e(\psi) = n_0(1 - \bar{\psi})^2, \quad (22)$$

$$T_e(\psi) = T_{e0}(1 - \bar{\psi})^2 \quad (23)$$

$$T_i(\psi) = T_{i0}(1 - \bar{\psi})^2 \quad (24)$$

$n_i$  と  $n_e$  はプラズマイオンと電子の密度で、 $T_i$  と  $T_e$  はそれらの温度である。それぞれのパラメータは  $n_0 = 1.0 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$ 、 $T_{e0} = 1.0 \text{keV}$ 、 $T_{i0} = 1.0 \text{keV}$  のように選んで、シミュレーションの間これらは一定とする。少数イオンは共鳴面を通過する毎にその速度を変化させるが、平均として加速され高エネルギーイオンになる。高エネルギーを得た少数イオンは、プラズマ電子及びプラズマイオンと衝突しながらエネルギーをプラズマ電子及びプラズマイオンに与える。その過程で高エネルギー少数イオンの一部は軌道損失され (系外に逃げる)。その分、加熱効率は劣化する。核融合科学研究所の大型ヘリカル装置 (LHD) に対して行ったシミュレーション結果を示す [14]。平衡は VMEC コード [45] で計算した。平衡計算の結果は Boozer 座標に変換し、上述の軌道方程式を解く。LHD は様々な磁場配位を作れるが、ここでは真空磁気軸が内寄せ 15cm の標準配位に対して計算した。図 3.1(a) は、少数イオンのエネルギーが増加していく様子を示している。増加するエネルギーの大部分は磁場に垂直方向のエネルギーであることが分かる。図 3.1(b) は、波動から少数イオンが吸収したエネルギーとそこからプラズマに与えられたエネルギーを示す。両者が一致しない分は、高エネルギー少数イオンが系外に逃げた軌道損失の分である。エネルギー変換率も示されている。LHD の様なヘリオトロン型ヘリカル装置では、垂直磁場によりプラズマをさらにトーラス内側へ内寄せできる。この様なときは単一粒子の閉じ込めは大幅に改善され、エネルギー変換率は向上する。図 3.2 は、プラズマイオン (多数イオン) 及びプラズマ電子に与えられたエネルギーの半径方向分布である。図 3.2(a) はプラズマの中心におけるベータがゼロの場合、図 3.2(b) は 6.0% の場合である。LHD ではベータの上昇とともに単一荷電粒子の軌道閉じ込めが悪くなるので、高ベータの方が変換エネルギーが少なくなっている。図 3.3 は、吸収パワー (加熱入力におおよそ比例する) に対するエネルギー変換率を示した。パワーが大きくなると効率が下がる。これは、少数イオンがパワーが大きいほどより高いエネルギーにまで加速され、そのため軌道が磁気面から大きくずれ、多数の粒子が系外に逃げるためである。この図には径電場を加えたときの効率も示されている。正の電場 (径方向を向いている場合) の時は効率を改善していることが分かる。負の場合は効率を悪くしているが、大きな電場を加えると正負に関係なく効率は (粒子の軌道閉じ込めを改善するため) 大幅に改善される。

以上の結果は、粒子軌道をテスト粒子一つ一つ追跡しながら衝突を与えることにより初めて得られるものである。各粒子はそれぞれ出発点と同一の磁気面上に留まるとしてフォックカープランク方程式を解くやり方では得られないものである。ヘリカル系では一般に、粒子

軌道の磁気面からのずれは大きいので、本稿のように粒子軌道を正確に追跡する必要がある。これは、高エネルギー発生に伴う輸送は非局所的であることを意味している。

### 3.2 ECRF 加熱と輸送

電子サイクロトロン周波数帯の波動をトーラスに入射してプラズマを加熱する方法を ECRF 加熱という。この加熱では、入射周波数に一致する電子サイクロトロン周波数を持つ磁場強度のところで波と電子が共鳴し、電子が加速され、加速された高エネルギー電子がプラズマを周回する間にプラズマ電子・イオンと衝突しエネルギーを与えプラズマを加熱する。この様な加熱過程をモンテカルロ法で研究する。特に、LHD や W7-AS の様な非軸対称系 (ヘリカル系) では、粒子軌道が複雑でかつ軌道損失も起こりやすいので、電子の場合でも前節同様、軌道を正確に解く必要がある。そのため、速度空間 2 次元 ( $v_{\perp}, v_{\parallel}$ ) と実空間 3 次元の計 5 次元モンテカルロ・シミュレーション・コードを開発した [19-21]。

ECRF で加速された高エネルギー電子は、磁気面から大きくずれた軌道を描く。このため、プラズマへの加熱入力分布はかなり幅のあるものになると思われる。実際、W7-AS (ステラレータ) の実験では、射線追跡法 (Ray Tracing) で求めた加熱入力分布より実験で得られている入力分布の方が幅が広い。また、高エネルギー電子は少数でもエネルギーが高いため、プラズマの輸送にかなり影響する。特に、衝突周波数の少ない高温プラズマでこの効果は顕著になる。

この節では、モンテカルロ法を用いてドリフト運動方程式を 5 次元位相空間で解く。随伴法 (ajoint 法) を適用して、分布関数のうちマックスウエル分布からずれた分布  $\delta f$  のみを解く。ジャイロ運動を平均した粒子のドリフト運動 (案内中心運動) に対する分布関数は

$$f(\vec{x}, \vec{v}_{\parallel}, \vec{v}_{\perp}, t) = f_{Max}(r, v^2) + \delta f(\vec{x}, \vec{v}_{\parallel}, \vec{v}_{\perp}, t) \quad (25)$$

で与えられる。ここで、 $f_{Max}(r, v^2)$  はマックスウエル分布を表し、 $n_e(r)$  と  $T_e(r)$  を通して  $r$  に依存する。ドリフト運動方程式は、初期条件  $\delta f(\mathbf{x}, v_{\parallel}, v_{\perp}, t=0) = 0$  のもとに次のように書き換えることができる。

$$\frac{\partial \delta f}{\partial t} + (\mathbf{v}_d + \mathbf{v}_{\parallel}) \cdot \frac{\partial \delta f}{\partial \mathbf{x}} + \dot{\mathbf{v}} \cdot \frac{\partial \delta f}{\partial \mathbf{v}} - C^{coll}(\delta f) = S^{ql}(f_{Max}) \quad (26)$$

ここで、 $\mathbf{v}_d$  はドリフト速度、 $\mathbf{v}_{\parallel} (= v_{\parallel} \hat{\mathbf{b}})$  は磁場に平行方向の速度である。加速項  $\dot{\mathbf{v}} = (\dot{v}_{\parallel}, \dot{v}_{\perp})$  は磁気モーメントとエネルギーの保存から与えられる。 $C^{coll}$  と  $S^{ql}$  は衝突項と ECRF 波の吸収による準線形拡散項である。衝突に対しては線形化したものを用いる。グリーン関数  $\mathcal{G}(\mathbf{x}, v_{\parallel}, v_{\perp}, t | \mathbf{x}', v'_{\parallel}, v'_{\perp})$  を導入する。この関数は、斉次フォッカー・プランク方程式を満たすよう定義される。

$$\frac{\partial \mathcal{G}}{\partial t} + (\mathbf{v}_d + \mathbf{v}_{\parallel}) \cdot \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial \mathbf{x}} + \dot{\mathbf{v}} \cdot \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial \mathbf{v}} - C^{coll}(\mathcal{G}) = 0 \quad (27)$$

ただし、初期条件は  $\mathcal{G}(\mathbf{x}, v_{\parallel}, v_{\perp}, t=0 | \mathbf{x}', v'_{\parallel}, v'_{\perp}) = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}')$  である。 $\delta f$  に対する解は次のように与えられる。

$$\delta f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) = \int_0^t dt' \int d\mathbf{x}' \int d\mathbf{v}' S^{ql}(f_{Max}(r', v'^2)) \mathcal{G}(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t-t' | \mathbf{x}', \mathbf{v}') \quad (28)$$

準線形項は

$$S^{ql}(f_{Max}) = -\frac{\partial}{\partial v}(D^{ql} \cdot \frac{\partial f_{Max}}{\partial v}) \quad (29)$$

で与えられる。この項を求めるときは、準線形的分布の歪みは考慮せず、射線追跡法で準線形拡散係数を求める。グリーン関数はモンテカルロ・シミュレーションで求め、式(28)から摂動の分布関数  $\delta f$  を計算する。このやり方は文献 [20] で発展させられ、複雑な系において非常に有効な方法で精度の高い計算ができる。

W7-AS 装置での標準配位における ECRH 実験の加熱入力分布は射線追跡で計算したものよりかなり広がったものになっている。モンテカルロ・シミュレーションでは、準線形拡散のみを3次元射線追跡コードで求め、随伴法でドリフト運動方程式を解き、加熱入力分布を実験結果と比較した。図3.4(a)に摂動分布関数のうち正の部分  $\Delta(\delta f^+)/\Delta t(r, t) = \langle \int dv' \int dx' G \cdot S^{ql+} \rangle$  の半径方向分布を示す。(  $S^{ql+}$  は  $S^{ql}$  のうちの正の部分で、 $\langle \quad \rangle$  は磁気面平均である。) この図は、ECRH (Xモード 2<sup>nd</sup> ハーモニクス) によって生成された高エネルギー電子の半径方向への拡散を表している。0.1ms までに速やかに拡散していることが分かる。計算パラメータは、 $n_0 = 1.0 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ 、 $T_e = 2.6 \text{keV}$ 、 $T_i = 0.5 \text{keV}$ 、 $Z_{eff} = 2$ 、 $B_0 = 2.5 \text{T}$  である。拡散を詳細に見るため、 $\Delta(\delta f^+)/\Delta t$  の半径方向の幅  $w_d$  の時間発展を図3.4(b)にプロットした。この図では、 $w_d$  を  $\Delta(\delta f^+)/\Delta t = 1 \times 10^{14}$  と  $3 \times 10^{14} \text{cm}^{-3} \text{sec}^{-1}$  の場合に対してプロットした。半径方向の拡散は二つの段階があることが分かる。第一の段階は、0.1ms までで、非常に早く拡散する。その後、第2段階にはいると拡散はゆっくり起こる。第一段階の拡散の速さは、典型的な高エネルギー電子の半径方向ドリフト時間程度である。第二段階は、高エネルギー電子が速やかにドリフトした後、衝突効果が粒子拡散に影響を与える段階と解釈できる。図3.5に加熱入力分布の計算結果を示す。黒いドットがシミュレーション結果で、点線が射線追跡の結果である。シミュレーションは明らかに幅の広い分布を与え、実験結果にかなり近い。

強い正の電場  $E_r$  ( $\geq 40 \text{kV/m}$ ) が W7-AS で観測されている。これは、ECRF で誘起された「電子ルート」の実現である。しかし、この電子ルートの特徴は従来の新古典理論による解析では説明する事ができず、実験は ECRF により誘起された高エネルギー電子の輸送が関与していることを示唆している。実験では、低密度、高パワー ( $\geq 400$ )kW、第2高調波のXモードに対して電子ルートが顕著に観測されており、第1高調波Oモードでは顕著でない。モンテカルロ・シミュレーションで両者を比較した。その結果、ECRF が誘起する高エネルギー電子の粒子束は、前者の方が後者より2倍程度大きいことが分かった。図3.6に、ECRF 誘起粒子束と、DKES コード [46,47] で計算した (高エネルギー電子を含まない) 新古典的粒子束を示す。実線は電場無し、点線は電場  $E_r \sim 400 \text{V/cm}$  がある場合のシミュレーション結果である。丸印は DKES の結果を示す。図3.6は、実験で観測された電子ルートは、ECRF 誘起高エネルギー電子の粒子束により引き起こされていると考えられる。

大型ヘリカル装置 (LHD) において ECRF 加熱でどの程度の高エネルギー電子流束が生ずるか検討した。そのシミュレーション結果を図3.7に示す。実線が誘起粒子束で、点線が熱化電子の粒子束である。プラズマの中心近傍では、ECRF で誘起される高エネルギー電子の作る粒子束は、バックグラウンドの電子が作る (通常の) 粒子束と同程度になる。電子及びイオンの半径方向の粒子束は径電場形成に大きな役割を果たす。高エネルギー電子も径電場形成に大きく影響を与えることが示され、径電場がプラズマの輸送に (新古典的輸送にも異常輸送にも) 大きな影響を与えることを考えると高エネルギー粒子の挙動を研究することは極めて重要なことと思われる。

### 3.3 NBI 加熱と輸送

大型ヘリカル装置 (LHD) では、中性粒子入射加熱 (NBI) が主力加熱である。LHD の NBI は負イオン源を採用している。二つのイオン源を一組として一つのビームラインを構成している。中性粒子入射は磁場に接線方向で、第 1 の NBI は磁場方向、第 2 のものは逆方向である。イオン源で作られた負イオンは、中性化セルを通過して中性粒子となり、トーラスに入射される。ビームエネルギーは 180keV、総パワーは 20MW 以上を目標にしている。現在、パワーはまだ 5MW 以下であるが良いプラズマを得ている。

NBI 加熱のモンテカルロ・シミュレーションを行うときは、まず、イオン源から引き出された負イオンが効率よくトーラスに入射され、さらに、入射された中性粒子がどの場所で電離し (荷電交換も含む)、良好な加熱入力分布を得られるかどうか知る必要がある。HFREYA コード [48] ではこの様な過程をモンテカルロ計算をする。このコードは、イオン源の構造も取り入れ、イオン源から引き出されたイオン一つ一つを追跡する。正イオンの場合は、引き出しエネルギーを持つイオンのみならず、その 1/2 及び 1/3 のエネルギーを持つイオン (正イオン源では一定の割合で含まれる) も追跡する。負イオン源ではこのような成分はない。ビームの発散角、フォーカス点、ビームラインの長さ、中性化効率など全て計算する。入射角度 (ビームをトーラス磁場に対してどのような角度で入射させるか) の選定は、突き抜け量 (シャインスルー) をできるだけ減らし、良好な加熱入力分布を得るために決定的に重要であり、このコードは、ビームラインの設定に欠くことができないものである。プラズマ中に入射された中性粒子は、プラズマ中を通過するとき、荷電交換や、電子・イオンとの衝突により電離する。電離過程は path length estimator の方法で行う。多数の中性粒子がプラズマのどの場所で電離するかどうかで加熱入力分布が決まる。加熱入力分布は加熱効率に直接関係する。図 3.8 に、LHD での高エネルギー生成分布 (加熱入力分布) の一例を示す [49]。図 3.8 は LHD を上から見た (top view) 一部で、点々は中性粒子が電離した位置を赤道面に投影したものである。

トーラス中で生まれた高エネルギーイオンは磁場に捕らえられ、トーラスを周回する。周回する間、プラズマ電子及びプラズマイオンとクーロン衝突を起こし減衰していく。失ったエネルギーはプラズマに与えられ、プラズマを加熱する。この過程は、軌道追跡・モンテカルロ・コードで計算される。NBI のモンテカルロ・コードでも、軌道追跡及び衝突は、式 (9) から式 (14) までと、式 (2) から式 (8) までをそれぞれ用いる。ここでは、LHD における NBI 加熱時の高エネルギーイオンの輸送のシミュレーションについて述べる [22-24]。ビームエネルギーが 100keV の実験に対して計算した。充分減衰した高エネルギーイオン (しかし、熱化したプラズマのエネルギーよりは充分大きいエネルギーを持つ) は、半径方向にかなり拡散していくことが分かった。まず、高エネルギーイオンの輸送を考慮しないシミュレーションを行った (速度空間でのみシミュレーションを行った)。その結果は図 3.9 に示されている。NDD (natural diamond detector) で測定した高エネルギー粒子の個数 (誤差バーを示したもの) とシミュレーション結果 (実線) がここで示されている。次に、ECRF のシミュレーションと同様に、5次元空間で随伴法によるモンテカルロ・シミュレーション・コード「GNET」で計算を行った。この計算では、NBI で入射された高エネルギーイオンの衝突性輸送 (新古典的輸送) が正確に考慮されている。図 3.10 に、計算結果と NDD の計測結果を

比較する。両者は非常に良く一致している。この結果から、高エネルギーイオンの輸送が重要な役割を果たしていることが分かる。また、このような画期的な結果を得るのに、モンテカルロ・シミュレーションは非常に有力な方法であることが分かる。

### 3.4 高エネルギー粒子と径電場

プラズマ中で加熱などにより発生した高エネルギー電子や高エネルギーイオンは、個数は少ないが、高速であるので有意の粒子束を生成する可能性がある。特に、閉じ込め領域から逃げる高エネルギー粒子の粒子束は、必ず径方向成分  $\Gamma_f$  を持ち、プラズマ中の径電場生成に寄与する可能性がある。高エネルギー粒子の存在しないときは、プラズマの径電場は電子及びイオンの新古典的粒子束  $\Gamma_e^{NC}$  と  $\Gamma_i^{NC}$  から決まると仮定する。高エネルギー粒子が存在すると径電場の発展方程式は次のように与えられるであろう。

$$\frac{\partial}{\partial t} \epsilon_{\perp} E_{\psi} = e\Gamma_e^{NC} - eZ_i\Gamma_i^{NC} - eZ_f\Gamma_f + \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \psi} \left[ V' D \frac{\partial \Phi'}{\partial \psi} \right] \quad (30)$$

ここで、 $\epsilon_{\perp} = \epsilon_0(1 + v_A^2/c^2)$  で、 $\psi$  は磁束関数で  $\Gamma_e^{NC}$ 、 $\Gamma_i^{NC}$ 、 $\Gamma_f$  は径電場  $E_{\psi} = -\Phi'$  の関数である ( $\prime$  は  $\psi$  による微分)。 $V$  は  $\psi$  に囲まれたプラズマ体積である。この式の最後の項は、僅かな荷電分離から生ずる電場の拡散項で、 $D$  は拡散係数である。この項は、シアー粘性に相当するので新古典論では現れない。従って、 $D$  は異常拡散係数と考える。一般にこの項は電場の勾配が非常に大きい時以外は無視できるほど小さい。このようなやり方で、高エネルギー粒子の径電場形成への寄与は文献 [25] で初めて考察された。

文献 [26] では、式 (30) を解いて、CHS、LHD などでの電場生成における高エネルギー粒子の寄与を考察した。この文献では、 $\Gamma_e^{NC}$  と  $\Gamma_i^{NC}$  は解析的に得られている表式を用い、 $\Gamma_f$  のみをモンテカルロ法で解いている。文献 [26] の CHS の例では、反平行方向入射の NBI の場合、入力パワーとともに高エネルギーイオンの損失が大きくなり、プラズマ周辺で大きな電場が発生する。周辺では電場の勾配が大きく、式 (30) の右辺の拡散項が効いてくる。周辺での大きな電場は高エネルギーイオンの損失を押さえるため、加熱効率は、電場を考慮しないときより、高エネルギーによる電場形成を考慮した方が良くなっている。ECR 加熱の時は、生成された高エネルギー電子の径方向粒子束により、 $a_p/2$  より外側で正の電場の発生を見いだしており、この正の電場は入力パワーとともに大きくなることを示した。この計算では、3.2 節の随伴法を用いている。計算結果は CHS の実験の傾向と一致している。

## 4 新古典輸送のモンテカルロ・シミュレーション

磁場によりプラズマを閉じ込めようとする時、先ず、プラズマの大域的不安定性 (マクロなスケール長の不安定性) を抑制する必要がある。マクロな不安定性を抑制しても、プラズマの粒子や熱は磁場を横切り閉じ込め領域から逃げていく。一般に、粒子や熱、あるいは運動量が移動する現象をプラズマ輸送という。輸送は、磁場方向にも磁場に垂直方向にも起こる。磁場に垂直方向の輸送が粒子拡散や熱拡散を引き起こし、プラズマ粒子や熱が閉じ込め領域から逃げていく。逃げていく時間が、粒子閉じ込め時間、あるいはエネルギー閉じ込め時間であり、これらの閉じ込め時間を一定値以上得ることが、磁場閉じ込め方式核融合の

最も重要な研究課題の一つである。このためにプラズマの輸送現象を解明することは極めて重要である。

プラズマ輸送を考えると、電磁場の種々の揺動を考慮せず、平衡の磁場構造は変わらないものとして、粒子の軌道とクーロン衝突のみで決まる輸送を衝突性輸送という。どのような場合でもプラズマは種々の揺動により乱流的状态にある。このような状態での輸送を異常輸送と呼んでいる。トーラスの実験では、磁場を横切る粒子・熱拡散は異常拡散である。衝突性拡散は拡散の最小値を与える。しかし、磁場に平行方向の力のバランスで決まる輸送(プラズマ流、ブートストラップ電流、電気伝導度など)は、新古典的なものが観測されている。一様磁場中での衝突性輸送を古典輸送と呼び、トーラス中のものを新古典輸送と呼ぶ。古典輸送は粒子のジャイロ運動が本質的役割を果たし、新古典輸送では、粒子のジャイロ運動の中心(案内中心)の運動がクーロン衝突とともに輸送を決める。衝突は速度空間での過程であるが、案内中心の粒子軌道は実空間において磁場構造に依存する。特に、衝突頻度が少なくなると、粒子軌道は磁場構造の詳細を敏感に感じる。

新古典輸送理論は、 $\rho_p \ll L$  及び  $M_p \ll 1$  の条件下で構築されてきた [50]。ここで、 $\rho_p$  はポロイダル・ラーモア半径で、 $L$  は密度勾配長や温度勾配長などのプラズマの特徴的なスケール長で、 $M_p$  はポロイダルマッハ数である。トカマクではこのような条件下での新古典理論は(磁気軸近傍を除いて)完成されている [50]。しかし、ヘリカル系では、平衡の詳細を考慮して新古典拡散を解析的に求めることは極めて困難である。LHD の新古典拡散は、平衡の詳細、ベータ効果、径電場なども考慮して DKES コードで計算されている [47]。

最近のトカマクの良好な閉じ込め実験では、このような条件がしばしば満たされない。また、磁気軸近傍では、第一の条件は満たされず、捕捉粒子はバナナ粒子とは異なる軌道を描く。従来の新古典理論の前提条件が破れる場合の衝突性輸送は、有限のバナナ幅を考慮し、非局所的に輸送を考える必要がある。このため、拡張された新古典輸送は、モンテカルロ・粒子シミュレーションで研究されている [42, 27-30]。以下、これについて概観する。

#### 4.1 $\delta f$ 法

新古典理論では、案内中心の軌道を考えるので、式(1)をジャイロ運動で平均したドリフト運動方程式を解く。案内中心に対する分布関数  $f(\vec{x}, \vec{v}, t)$  に対するドリフト運動方程式は次のように与えられる [50]。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_d) \cdot \nabla f = C(f, f) \quad (31)$$

ここで、 $\vec{v}_d$  は案内中心速度で、 $C$  はクーロン衝突を表す。分布関数  $f$  を  $f = f_0 + f_1$  に分ける。式(31)は次のように書ける。

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \vec{v}_{\parallel} \cdot \nabla f_0 - C(f_0, f_0) = 0 \quad (32)$$

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + (\vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_d) \cdot \nabla f_1 - C(f_1, f_0) = -\vec{v}_d \cdot \nabla f_0 + C(f_0, f_1) + C(f_1, f_1) \quad (33)$$

もし、 $f_0$  をマックスウェル分布関数と考えると ( $f_0 = f_M$ )、式(32)は自動的に満たされる。この時、プラズマ粒子は磁気面から離れることなく速度  $\vec{v}_{\parallel}$  で磁気面上を運動する。捕捉粒

子もバナナ幅ゼロで磁気面上を運動する。一方、磁場の曲率や磁場の大きさの勾配により粒子はドリフトし (曲率ドリフト、 $\nabla B$  ドリフト)、速度  $\vec{v}_d$  で磁気面からずれる。 $f_1$  はこのドリフトによる分布関数の歪みと考えることができ、 $|f_1| \ll f_0$  である。従って、式 (33) の右辺の最後の項は無視できる。式 (31) を直接解くより、不動の部分 ( $f_0$ ) を取り除き、式 (33) の  $f_1$  のみ解く方が統計精度が大幅に向上する。 $f_1$  は  $\delta f$  と書かれることもあり、このような方法を  $\delta f$  法と言う。

新古典輸送の粒子シミュレーションでは、多数の粒子を案内中心の軌道方程式に従って追跡し、その間、適当な頻度で乱数を用いて各粒子を衝突させる。 $\delta f$  法ではこの様なプロセスから  $f_1$  のみの情報を抽出しなければならない。このため、各粒子に「重み」を割り当てる。また、衝突の前後において、粒子数・運動量・エネルギーが保存されねばならない。Landau によって与えられた非線形衝突積分 [1] を解くとこの 3 条件は自動的に満たされるが、式 (33) の様に線形化された衝突積分ではこの条件を満たすためには特別な工夫を要する。

## 4.2 衝突項

式 (33) の  $C(f_1, f_0)$  はテスト粒子 (シミュレーション粒子) の衝突項で  $f_1$  に対する微分演算を含む。 $C(f_0, f_1)$  は場の粒子の衝突項で  $f_1$  に対する積分演算を含む。場の粒子の衝突項は、テスト粒子が衝突で生み出した運動量やエネルギーを相殺するような形に取る。テスト粒子の衝突項をは次のように与えられる。

$$C_{TP} = C(f_1, f_0) = \frac{\partial}{\partial \vec{v}} \cdot \left[ -\vec{R}(\vec{v}) f_1 + \frac{\partial}{\partial \vec{v}} \cdot (D(\vec{v}) f_1) \right] \quad (34)$$

右辺第一項は、速度空間におけるテスト粒子の減衰項で、第 2 項は拡散項 (ピッチ角散乱及びエネルギー拡散) を表している。場の粒子の衝突項  $C(f_0, f_1)$  を次のように書く。

$$C(f_0, f_1) = P(\vec{x}, \vec{v}) f_M \quad (35)$$

衝突の前後において、粒子数・運動量・エネルギーが保存されねばならないので、

$$\int (C_{TP} + P f_M) d\vec{v} = 0 \quad (36)$$

$$\int \vec{v} (C_{TP} + P f_M) d\vec{v} = 0 \quad (37)$$

$$\int v^2 (C_{TP} + P f_M) d\vec{v} = 0 \quad (38)$$

を満たすように  $P$  を選ぶ。文献 [42] では次のような形を取っている。

$$P(\vec{x}, \vec{v}) = -3\sqrt{\frac{\pi}{2}} \phi(y) \left(\frac{v_{th}}{v}\right)^3 \vec{v} \cdot \vec{p} - 3\sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[ \phi(y) - \frac{d\phi}{dy} \right] \frac{v_{th}}{v} E \quad (39)$$

$$\phi(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-t} \sqrt{t} dt \quad (y = v^2/v_{th}^2) \quad (40)$$

$$\bar{p}(\bar{x}) \equiv \frac{2}{nv_{th}^2} \int \bar{v} C_{TP} d\bar{v} \quad (41)$$

$$E(\bar{x}) \equiv \frac{2}{3nv_{th}^2} \int v^2 C_{TP} d\bar{v} \quad (42)$$

文献 [27] では数値誤差を極力抑えるため、 $P$  に対して特別の工夫をしている。

### 4.3 2点重み法

式 (32) と式 (33) を次のように書く。

$$\frac{D}{Dt} f_0 = \bar{v}_d \cdot \nabla f_0 \quad (43)$$

$$\frac{D}{Dt} f_1 = -\bar{v}_d \cdot \nabla f_0 + C(f_0, f_1) \quad (44)$$

ここで、 $D/Dt$  は任意関数  $f_A$  に対して次のように定義される。

$$\frac{D}{Dt} f_A = \frac{\partial f_A}{\partial t} + (\bar{v}_{\parallel} + \bar{v}_d) \cdot \nabla f_A - C(f_A, f_0) \quad (45)$$

$\delta f$  法はもともとハミルトン系に対して考えられ [51-55]、粒子衝突を含む拡散系に応用されたが [42]、拡散系では粒子軌道は衝突のためストキャスティックになり、そのままの適用は困難である。Chen と White [56] は、重み  $w$  を付け加えた位相空間  $(\bar{x}, \bar{v}, w, t)$  においてシミュレーション粒子 (マーカー) の分布関数  $F_M$  を考え、 $F_M$  に対する方程式が元の式 (32) と (33) に一致するよう重みを支配する式を導出した。しかし、この方法では、元の位相空間  $(\bar{x}, \bar{v})$  におけるマーカー分布関数を求めることが困難である。文献 [27] では、マーカー分布関数にも  $\delta f$  法を適用し重み方程式を導出している。この方法の妥当性は文献 [30] でさらに研究されている。

ここでは、Brunner 等 [57] のやり方に従って 2 点重み方程式を導出する。結果は文献 [27] を再現する。重み  $w$  と  $p$  を各粒子に割り当て、拡張した位相空間  $(\bar{x}, \bar{v}, w, p, t)$  でマーカー分布関数  $F_M(\bar{x}, \bar{v}, w, p, t)$  を考える。 $F_M$  はランジュバン方程式とフォッカー・プランク方程式の同等性から次の式を満たす。

$$\frac{D}{Dt} F_M + \frac{\partial}{\partial w} (\dot{w} F_M) + \frac{\partial}{\partial p} (\dot{p} F_M) = S_M(\bar{x}, \bar{v}, w, p, t) \quad (46)$$

ここで、 $S_M$  は粒子補給源で、シミュレーションの統計精度を保つため拡散により系外に逃げる粒子を補う。数値的な  $F_M$  の表示は

$$F_M(\bar{x}, \bar{v}, w, p, t) = \sum_j \delta(\bar{x} - \bar{x}_j(t)) \delta(\bar{v} - \bar{v}_j(t)) \delta(w - w_j(t)) \delta(p - p_j(t)) \quad (47)$$

である。添え字の  $j$  は各粒子の番号で、 $x_j(t)$  と  $v_j(t)$  は案内中心の軌道方程式を解くことにより時間的に追跡される。この粒子軌道追跡に対して重みは影響を与えない。全ての粒子



に対して粒子軌道追跡とともに重みを計算する。重みはどのような方程式に従うかを決定しなければならない。重みは次のような関係を与えると考える。

$$f_1(\vec{x}, \vec{v}, t) = \int w F_M dw dp \quad (48)$$

$$f_0(\vec{x}, \vec{v}, t) = \int p F_M dw dp \quad (49)$$

$$g(\vec{x}, \vec{v}, t) = \int F_M dw dp \quad (50)$$

式(46)を  $w$  と  $p$  で積分すると次の式が得られる。

$$\frac{D}{Dt} g = \int S_M dw \quad (51)$$

式(46)に  $w$  を掛けて積分すると次の式が得られる。

$$\frac{D}{Dt} f_1 - \int \dot{w} F_M dw dp = 0 \quad (52)$$

式(46)に  $p$  を掛けて積分すると次の式が得られる。

$$\frac{D}{Dt} f_0 - \int \dot{p} F_M dw dp = 0 \quad (53)$$

ここで、 $\dot{w}/p$  と  $\dot{p}/p$  は  $w$  と  $p$  に依存しないと仮定する。この仮定は結果から正当化される。式(52)と(53)は

$$\frac{D}{Dt} f_1 = \frac{\dot{w}}{p} \int p F_M dw dp = \frac{\dot{w}}{p} f_0 \quad (54)$$

$$\frac{D}{Dt} f_0 = \frac{\dot{p}}{p} \int p F_M dw dp = \frac{\dot{p}}{p} f_0 \quad (55)$$

これらを元の式(32)、(33)と比較すると  $j$  番目のテスト粒子に対する重みの方程式が得られる。

$$\dot{w}_j = \frac{p_j}{f_{0j}} \left[ -\vec{v}_d \cdot \nabla f_0 + C(f_0, f_1) - \int w S_M dw dp \right]_j \quad (56)$$

$$\dot{p}_j = \frac{p_j}{f_{0j}} \left[ \vec{v}_d \cdot \nabla f_0 - \int p S_M dw dp \right]_j \quad (57)$$

添え字  $j$  は、粒子の位置  $(\vec{x}_j(t), \vec{v}_j(t))$  で評価することを意味している。これで目的の重みに対する方程式が得られた。この重み方程式は、文献[27]で初めて導かれたものである。シミュレーション粒子それぞれに対して案内中心軌道方程式を解くとき、同時に、重みの方程式  $dw/dt = \dot{w}$  と  $dp/dt = \dot{p}$  も解く。この時、 $\dot{w}$  と  $\dot{p}$  はそれぞれの粒子の位置  $\vec{x}_j(t)$  と  $\vec{v}_j(t)$  で評価する。各時間において、全てのテスト粒子の重みが計算されると、目的の摂動分布関数  $f_1$  が求まる。

#### 4.4 分散低減法

クーロン衝突は確率過程であり、このため粒子の軌道はストキャスティックになる。ハミルトン系では位相空間  $(\vec{x}, \vec{v})$  の一点に置いてユニークに重みが決まる。衝突のある拡散系

では、二つの粒子が位相空間  $(\vec{x}, \vec{v})$  の同一点に達することがあり (ハミルトン系では起こり得ない)、しかもこの同一点で一般にこの二つの粒子が持つ重みは異なる。即ち、重みの分散が生ずることになる。これは、 $\delta f$  法固有の分散の問題であり、Brunner 等 [57] により指摘された。重みの分散は、微分演算子  $D/Dt$  と  $d/dt$  の違いに起因している。ここで、 $D/Dt$  は式 (45) で定義されるものであり、

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_d) \cdot \nabla + \frac{\partial}{\partial \vec{v}} \cdot (\vec{R}) - \frac{\partial^2}{\partial \vec{v} \partial \vec{v}} : (D) \quad (58)$$

の形を取る。右辺の最後の二つの項はテスト粒子の衝突による速度変化で、それぞれ速度空間での減速及び拡散を表す。 $d/dt$  は単一粒子の軌道に沿った時間全微分であり、シミュレーションでは、各粒子の運動はこの演算子に支配される方程式に従う。全微分  $d/dt$  は

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_d) \cdot \nabla + (\vec{R} + \vec{a}) \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{v}} \quad (59)$$

で与えられる。 $\vec{R}(\vec{v})$  の項はテスト粒子の減速項を表現し、 $\vec{a}(\vec{v})$  はテスト粒子の拡散に対応するランダム加速項を示す。減速項は速度に関する一回微分であるのに対して、拡散項は式 (58) のように 2 階微分であるため、 $\vec{a}(\vec{v})$  は乱数を用いて表現されることになる。衝突のないハミルトン系では、 $D/Dt = d/dt$  であるが、衝突のある拡散系では両者は異なりこれが重みの分散の原因になる。重みの式の中に  $D/Dt$  と  $d/dt$  の差が現れるがこの差を計算することは極端に複雑である。この差を無視したのが前節の重みの式 (56) と (57) である。シミュレーションでこれらの式を解くときには、分散を低減するために非常に多数のテスト粒子を必要とする。

重みの分散の低減のために、Brunner 等 [57] は平均場としての重みを考えた。これらは次のように定義される。

$$\bar{W}(\vec{x}, \vec{v}, t) = \frac{\int w F_M dw dp}{\int F_M dw dp} = \frac{f_1(\vec{x}, \vec{v}, t)}{g(\vec{x}, \vec{v}, t)} \quad (60)$$

$$\bar{P}(\vec{x}, \vec{v}, t) = \frac{\int p F_M dw dp}{\int F_M dw dp} = \frac{f_0(\vec{x}, \vec{v}, t)}{g(\vec{x}, \vec{v}, t)} \quad (61)$$

これらの平均場は、シミュレーションでは、ある点  $(\vec{x}, \vec{v})$  の近傍に時刻  $t$  に存在するテスト粒子の重みの平均である。従って、 $j$  番目の粒子の重みは

$$w_j(t) = \bar{W}(\vec{x}_j(t), \vec{v}_j(t), t) \quad (62)$$

$$p_j(t) = \bar{P}(\vec{x}_j(t), \vec{v}_j(t), t) \quad (63)$$

で与えられる。分散低減法として、重みの式 (56) と (57) に分散の減衰項を付け加える。 $j$  番目のテスト粒子に対する重みの運動方程式は次のように与えられる。

$$\frac{d}{dt} w_j(t) = \frac{p_j(t)}{f_{0j}} \left[ -\vec{v}_d \cdot \nabla f_0 + C(f_0, f_1) - \int w S_M dw dp \right]_j - \eta(w_j(t) - \bar{W}_j) \quad (64)$$

$$\frac{d}{dt} p_j(t) = \frac{p_j(t)}{f_{0j}} \left[ \vec{v}_d \cdot \nabla f_0 - \int p S_M dw dp \right]_j - \eta(p_j(t) - \bar{P}_j) \quad (65)$$

右辺は全て  $j$  番目の粒子の時刻  $t$  における位置  $(\vec{x}_j(t), \vec{v}_j(t))$  での値を求めることを意味する。重み減衰項は、

$$\bar{W} = \frac{f_1}{g} \quad (66)$$

$$\bar{P} = \frac{f_0}{g} \quad (67)$$

であることを考えるとごく自然な導入であると思われる。シミュレーションでは、適当な時間間隔で平均重み場を計算し、各粒子の重みを平均場で置き換え分散を低減させる。

#### 4.5 計算例

軸対称トカマクを例にする。磁場配位は次のような簡単なものを選ぶ。

$$\vec{B} = \frac{B_0}{1 + \epsilon \cos \theta} \left[ \hat{\phi} + \frac{\epsilon}{q(r)} \hat{\theta} \right] \quad (68)$$

ここで、 $r$  はプラズマ半径、 $\theta$  と  $\phi$  はポロイダル及びトロイダル角で、 $B_0$  は磁場強度、 $\epsilon$  は逆アスペクト比、 $q$  は安全係数である。密度と温度の分布は次の形を用いた。

$$n(r) = n_0 \exp\left[-\alpha \left(\frac{r}{a}\right)^2\right] \quad (69)$$

$$T(r) = T_0 \exp\left[-\beta \left(\frac{r}{a}\right)^2\right] \quad (70)$$

計算例として、 $n_0 = 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_0 = 3.0 \text{ keV}$  を取った。分散低減を行わないときは、 $5 \times 10^6$  個のテスト粒子をポロイダル方向、トロイダル方向にランダムに置き、プラズマ半径方向には式 (69) に従って粒子を配置した。半径方向とポロイダル方向は適当に分割してセルを作る。各セルの粒子は温度  $T(r)$  になるよう正規乱数を使ってマックスウェル分布を形成する。テスト粒子はイオンのみとした。これは、同種粒子同士の衝突において、正しく粒子・運動量・エネルギーが保存されるかどうか調べる必要があるからである。電子よりイオンの方がバナナ幅が大きく、その効果が顕著に見えるためである。

計算は、イオン-イオン衝突時間  $\nu_{ii}^{-1}$  の 100 倍程度まで行った。 $\nu_{ii}^{-1}$  のおよそ数十倍で定常状態に達する。バナナ幅が十分小さいときは、同種粒子同士の衝突は粒子束を生まないことは良く知られている。先ずこの事実を確かめ良い結果が得られた [27]。図 4.1 はイオンの熱拡散係数のシミュレーション結果である。一点鎖線は文献 [50] の理論結果であり、点線は有限アスペクト比を考慮した文献 [58] の理論結果である。理論値と比べると、シミュレーション結果は、磁気軸近傍で大きく減少していることが分かる。これは、磁気軸近傍ではポロイダル・ラーモア半径が大きくなり、従来の新古典理論が成り立たず、ポテト粒子と呼ばれる捕捉粒子が輸送に大きな役割を果たしているからである。図 4.2 は磁場方向に流れるイオン流  $u_{\parallel}$  のシミュレーション結果である。理論値 [50] と比較すると磁気軸近傍で  $u_{\parallel}$  は減少する。これは図 4.1 と同じ理由である。トカマクの最近の実験では、プラズマ内部に輸送障壁ができ良好な閉じ込めモードが得られている。輸送障壁のできている近傍では温度・密度が大きな勾配を持ち、勾配長はポロイダル・ラーモア半径程度にもなる。この様な場合

は従来の新古典理論では議論できない。図 4.3 は、バナナ幅と密度勾配長の比を変え、多数のシミュレーションを行った結果を示す。バナナ幅が小さいと粒子束  $\Gamma$  はゼロであるが（従来の新古典理論）、バナナ幅が大きくなるとともに有限の値も持つようになる。図 4.4 は、 $r/a_p = 0.6$  付近で非常に大きな密度勾配を持つ場合の  $\Gamma$  の半径方向の分布である。この図は有限バナナ幅効果が有意の粒子束  $\Gamma$  を生ずることを初めて示したものである [28]。

## 謝辞

佐藤哲也教授(核融合研)、若谷誠宏教授(京大)、大西正視教授(関西大)、K. C. Shaing 博士(テキサス大学)のモンテカルロ法、新古典理論などの議論・助言に対して感謝します。本研究は、科学研究費「トーラスプラズマの超新古典輸送と大域的輸送の理論研究」(代表者 岡本正雄 基盤研究(C-2) 課題番号 10680479)に一部支援を受けたものである。

## 参考文献

- [ 1] L. Landau : Physik. Z. Sowjetunion **10** (1936) 154.
- [ 2] M. N. Rosenbluth, W. M. MacDonald, and D. L. Judd : Phys. Rev. **107** No.1 (1957) 1-6.
- [ 3] M. Ohnishi, H. Tokunaga, and J. Wakabayashi : Nucl. Fusion **16** No.4 (1976) 690-693.
- [ 4] K. Tani, T. Takizuka, M. Azumi, and H. Kishimoto : Nucl. Fusion **23** No.5 (1983) 657-665.
- [ 5] M. Tuszewski and J. P. Roubin : Nucl. Fusion **28** No.3 (1988) 499-518.
- [ 6] K. Hanatani, Y. Nakashima, H. Zushi, F. Sano, O. Motojima, M. Wakatani, T. Obiki, A. Iiyoshi, and K. Uo : Nucl. Fusion **25** No.3 (1985) 259-273.
- [ 7] K. Hanatani, F.-P. Penningfeld : Nuclear Fusion **32** No.10 (1992) 1769-1788.
- [ 8] A. Iiyoshi, M. Fujiwara, O. Motojima, N. Ohyabu, and K. Yamazaki : Fusion Technol. **17** (1990) 169-187.
- [ 9] M. Fujiwara, K. Yamazaki, M. Okamoto, et al. : J. Fusion Energy **15** Nos.1/2 (1996) 7-154.
- [10] M. Fujiwara, O. Motojima, Y. Hamada, T. Watari, M. Okamoto, J. Yamamoto, T. Kuroda, the LHD Group, and A. Iiyoshi : Plasma Phys. Control. Fusion **39** (1997) A261-A274.
- [11] M. Okamoto : in Proc. 4th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion (Toki, Japan, 17-20 Nov. 1992), ESA SP-351 (1993) 47-52.

- [12] M. Okamoto : Plasma Physics Reports **23** No.7 (1997) 533-541 (From Fizika Plazmy, Vol.23, No.7, (1997) 579-587).
- [13] M. Okamoto, M. Yokoyama, K. Ichiguchi, N. Nakajima, H. Sugama, S. Murakami, R. Kanno, R. Ishizaki, W. X. Wang, J. Chen, T. Hayashi, and T. Sato : Plasma Phys. Control. Fusion **41** (1999) A267-A272.
- [14] S. Murakami, M. Okamoto, N. Nakajima, M. Ohnishi, H. Okada : Nucl. Fusion **34** No.7 (1994) 913-925.
- [15] S. Murakami, M. Okamoto, N. Nakajima, and T. Mutoh : Fusion Eng. Design **26** (1995) 209-216.
- [16] H. Okada, H. Zushi, K. Kondo, T. Mizuuchi, S. Besshou, F. Sano, K. Nagasaki, M. Wakatani, T. Obiki, T. Mutoh, M. Okamoto, and M. Ohnishi : Nucl. Fusion **36** No.4 (1996) 465-474.
- [17] S. Murakami, M. Okamoto, N. Nakajima, K. Y. Watanabe, T. Watari, T. Mutou, R. Kumazawa, and T. Seki : in Proc. 15th Int. Conf. on Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res. (Sevilla, Spain, 26 Sept. to 1 Oct. 1994), IAEA, Vienna Vol.3 (1996) 531-538.
- [18] S. Murakami, N. Nakajima, M. Okamoto, and J. Neuhrenberg : Nucl. Fusion **39** No.9 (1999) 1165-1173.
- [19] S. Murakami, N. Nakajima, S. Okamura, M. Okamoto, and U. Gasparino : in Proc. 16th Int. Conf. Fusion Energy (Montreal, Canada, 7-11 Oct., 1996), IAEA, Vienna Vol.2 (1997) 157-165.
- [20] S. Murakami, U. Gasparino, H. Idei, S. Kubo, H. Massberg, N. Marushchenko, N. Nakajima, M. Rome, and M. Okamoto : Nucl. Fusion **40** No.3Y (2000) 693-700.
- [21] S. Murakami, et al. : in Theory of Fusion Plasmas (Proc. Joint Varrenna-Lausanne Int. Workshop, Varrenna (1998), Editrice, Compositori, Bolgna (1999) 171-184.
- [22] S. Murakami, N. Nakajima, M. Okamoto : Trans. Fusion Technology **27** (1995) 256-259.
- [23] S. Murakami, N. Nakajima, M. Okamoto : J. Plasma Fusion Res. SERIES, **2** (1999) 255-258.
- [24] S. Murakami, H. Yamada, O. Kaneko, et al. : in Proc. 6th IAEA-TCM on "Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems", JAERI, JAERI-Conf 2000-004 (2000) 97-100.
- [25] 大型ヘリカル装置設計グループ : 「大型ヘリカル装置の基本設計」 第三部 § 3-4 「高速イオン存在下での径電場の計算」 (1989) 581-583.

- [26] S. Murakami, N. Nakajima, U. Gasparino, and M. Okamoto : Plasma Physics Reports Vol.23, No.6 (1997) 512-516 (From Fizika Plazmy, Vol.23, No.6 (1997) 556-561).
- [27] W. X. Wang, N. Nakajima, M. Okamoto, and S. Murakami : Plasma Phys. Control. Fusion **41** (1999) 1091-1108.
- [28] W. X. Wang, M. Okamoto, N. Nakajima, S. Murakami : *Collisional Transport in a Plasma with Steep Gradients*, in Proc. 26th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys. (Maastricht, The Netherland, 14-18 June 1999). (Res. Rep. National Institute for Fusion Science **NIFS-601** June 1999).
- [29] W. X. Wang, N. Nakajima, M. Okamoto, S. Murakami : J. Plasma Fusion Res. SERIES **2** (1999) 250-254.
- [30] M. Okamoto, N. Nakajima, W. X. Wang : *On the Two Weighting Scheme for  $\delta f$  Collisional Transport Simulation*, Res. Rep. National Institute for Fusion Science **NIFS-606** August 1999.
- [31] M. H. Hughes and D. E. Post : J. Comput. Phys. **28** (1978) 43-55.
- [32] K. Shimizu, T. Takizuka, and A. Sakasai : J. Nucl. Matererials **241-243** (1997) 167-181.
- [33] W. X. Wang, M. Okamoto, N. Nakajima, S. Murakami, and N. Ohyaabu : Nucl. Fusion **36** No.12 (1996) 1633-1646.
- [34] W. X. Wang, M. Okamoto, N. Nakajima, S. Murakami, and N. Ohyaabu : Nucl. Fusion **37** No.10 (1997) 1445-1453.
- [35] M. Okamoto, W. X. Wang, N. Nakajima, S. Murakami, and N. Ohyaabu : Czechoslovak J. Phys. **48** Suppl. (1999) 137-146.
- [36] T. Takizuka and H. Abe : J. Compt. Phys. **25** No.3 (1977) 205-219.
- [37] W. X. Wang, M. Okamoto, N. Nakajima, and S. Murakami : J. Compt. Phys. **128** (1996) 209-222.
- [38] A. H. Boozer and Kuo-Petravic : Phys. Fluids **24** (5) (1981) 851-859.
- [39] A. M. Dimits, and B. I. Cohen : Phys. Rev. E **49** No.1 (1994) 709-721.
- [40] P. J. Catto, and K. T. Tsang K : Phys. Fluids **20** No.3 (1977) 396-401.
- [41] X. Q. Xu and M. N. Rosenbluth : Phys. Fluids B **3** (3) (1991) 627-643.
- [42] Z. Lin, W. M. Tang, and W. W. Lee : Phys. Plasmas **4** (5) (1997) 1707-1713.
- [43] R. H. Fowler, J. A. Rome, and J. F. Lyon : Phys. Fluids **28** (1985) 338.

- [44] T. H. Stix : Nucl. Fusion **15** (1975) 737-754.
- [45] S. P. Hirshman and J. C. Whitson : Phys. Fluids **26** (12) (1983) 3553-3568.
- [46] S. P. Hirshman, K. C. Shaing, W. I. Van Rij, and C. O. Beasley : Phys. Fluids **29** No.9 (1986) 2951-2959.
- [47] R. Kanno, N. Nakajima, H. Sugama, M. Okamoto, and Y. Ogawa : Nucl. Fusion **37** No.10 (1997) 1463-1475.
- [48] R. H. Fowler, J. A. Holmes, and J. A. Rome : Res. Rep. Oak Ridge National Laboratory **ORNL/TM-6845** (1979).
- [49] T. Kuroda, O. Kaneko, A. Ando, Y. Takeiri, Y. Oka, T. Tsumori, and M. Okamoto, et al. : in *Contributions to High-Temperature Plasma Physics* (ed. H. Spatscheck and J. Uhlenbusch) Akademie Verlag (1994) Chap. 1, pp. 83-98.
- [50] F. L. Hinton and R. D. Hazeltine : Rev. Mod. Phys. **48** No.2, Part 1 (1976) 239-308.
- [51] M. Kotschenruether : Bull. Am. Phys. Soc. **34** (1988) 2107.
- [52] A. M. Dimits and W. W. Lee : J. Comput. Phys. **107** (1993) 309-323.
- [53] S. Parker and W. W. Lee : Phys. Fluids B **5** (1) (1993) 77-86.
- [54] G. Hu and J. A. Krommes : Phys. Plasmas **1** (1) (1994) 863-874.
- [55] Z. Lin, W. M. Tang and W. W. Lee : Phys. Plasmas **2** (8) (1995) 2975-2988.
- [56] Y. Chen and R. B. White : Phys. Plasmas **4** (10) (1997) 3591-3598.
- [57] S. Brunner, E. Valeo, and J. A. Krommes : Phys. Plasmas **6** No.12 (1999) 4504-4521.
- [58] C. S. Chang and F. L. Hinton : Phys. Fluids **25** (9) (1982) 1493-1494.

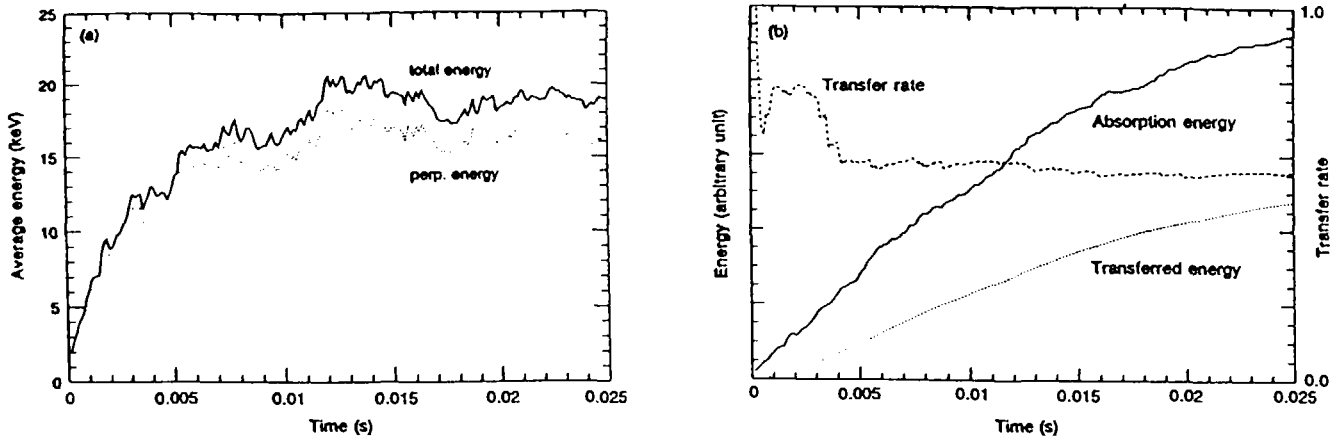


図 3.1 少数イオン加熱 (文献 [14] より)  
 (a) 平均全エネルギー (実線) と平均垂直エネルギー (破線)、(b) 吸収エネルギー (実線)、  
 プラズマへの変換エネルギー (点線)、変換率 (破線)

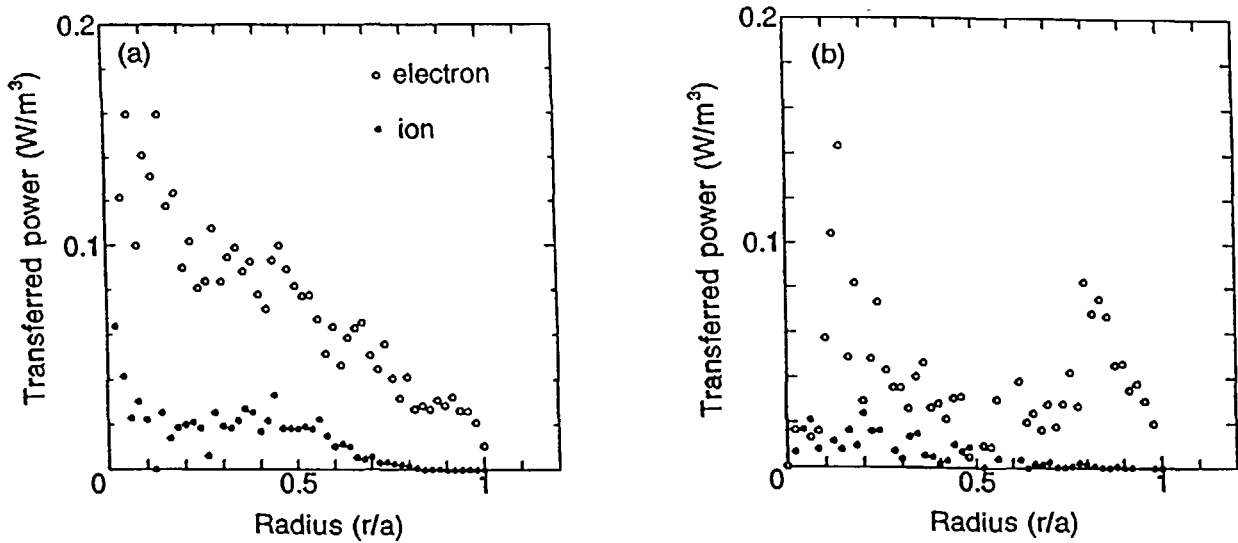


図 3.2 プラズマへの変換エネルギーの半径方向分布 (文献 [14] より)  
 (a)  $\beta_0 = 0.0$ 、(b)  $\beta_0 = 6.0\%$



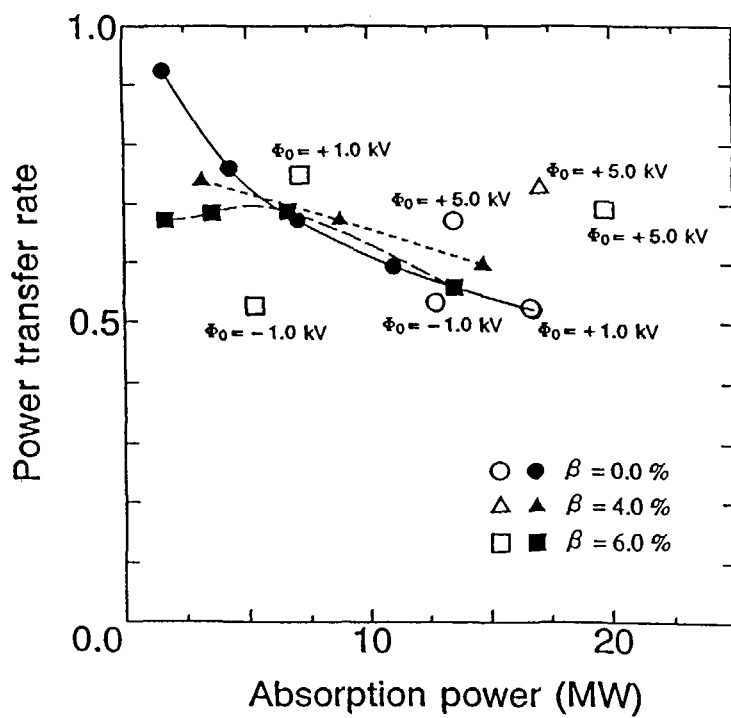


図 3.3 径電場の変換率への影響(文献[14]より)  
 (黒丸、黒三角、黒四角は  $\phi_0 = 0$  の場合)

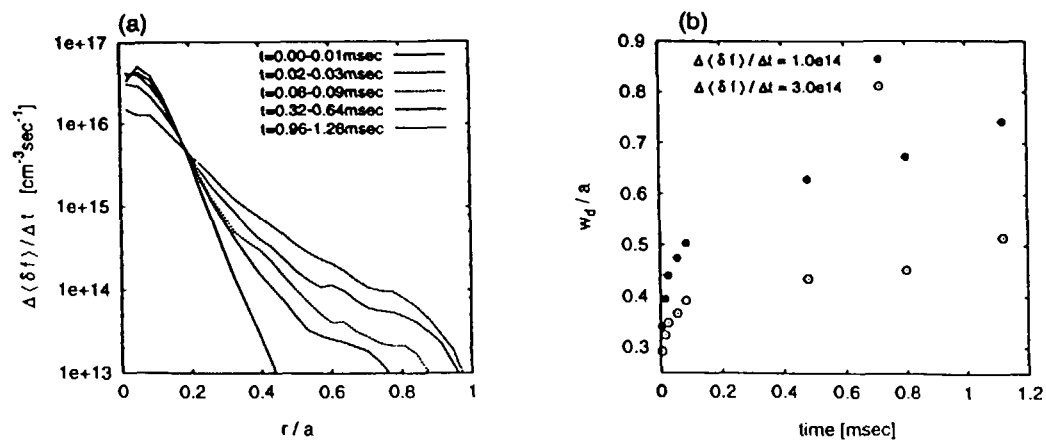


図 3.4 高エネルギー電子の径方向分布の時間発展 (文献 [20] より)  
 (a)  $\Delta \langle \delta f^+ \rangle / \Delta t$ , (b) 分布関数の幅の時間発展

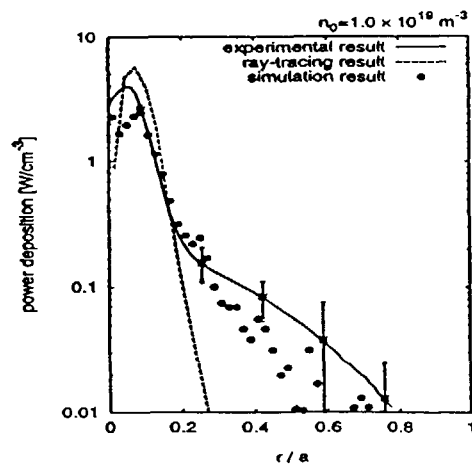


図 3.5 加熱入力分布 (文献 [20] より)  
 黒点はシミュレーション結果、破線は射線追跡、実線は実験結果

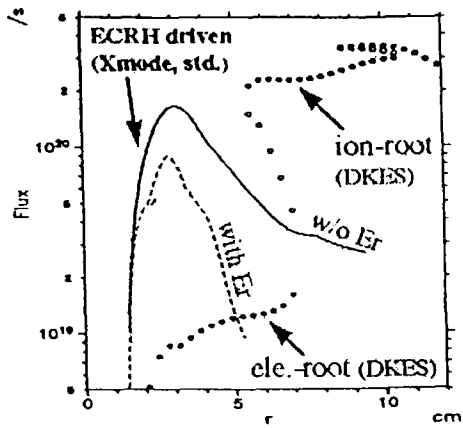


図 3.6 W7-AS での ECRH 誘起粒子束 (文献 [20] より)

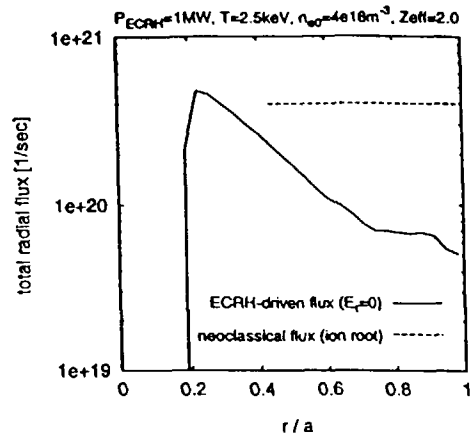


図 3.7 LHD での ECRH 誘起粒子束 (文献 [20] より)

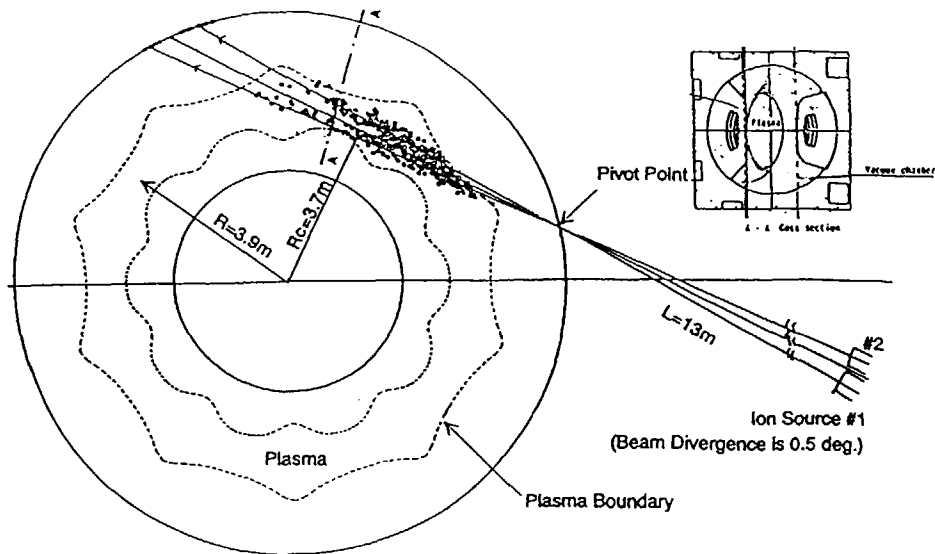


図 3.8 ビームラインと高速イオン生成分布 (文献 [49] より)

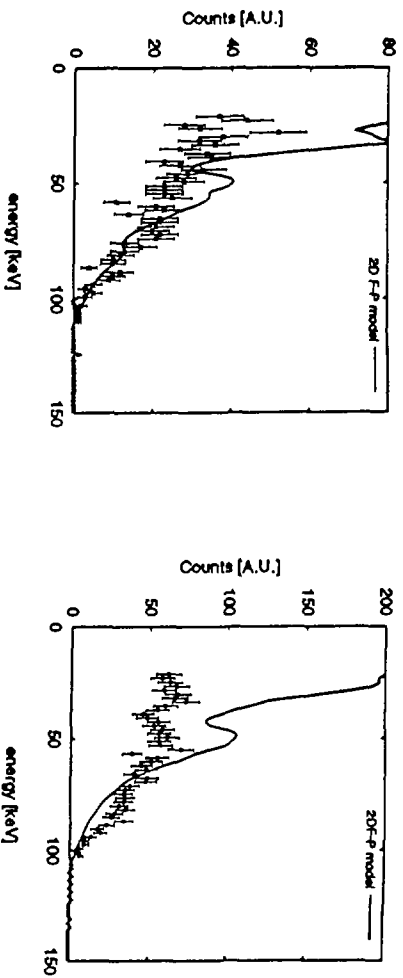


図 3.9 NDD 計測と 2D フラツカーズランク計算結果  
 $n = 1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  (左図)、 $n = 0.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  (右図)

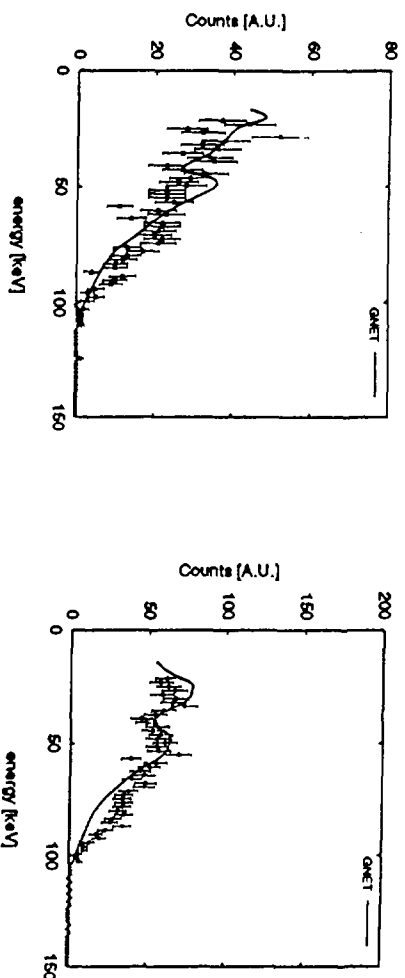


図 3.10 NDD 計測と GNET の計算結果  
 $n_{e0} = 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  (左図)、 $n_{e0} = 1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  (右図)

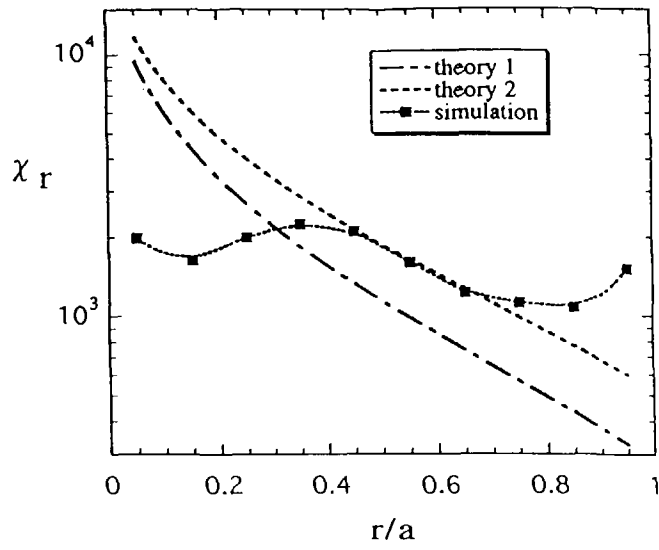


図 4.1 イオン熱拡散係数 (文献 [27] より)  
 (theory 1 は文献 [50]、theory 2 は文献 [58])

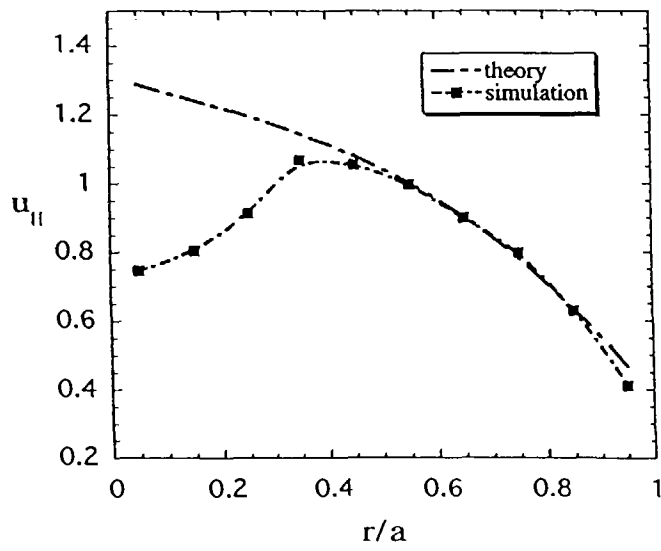


図 4.2 イオン平行流 (文献 [27] より)

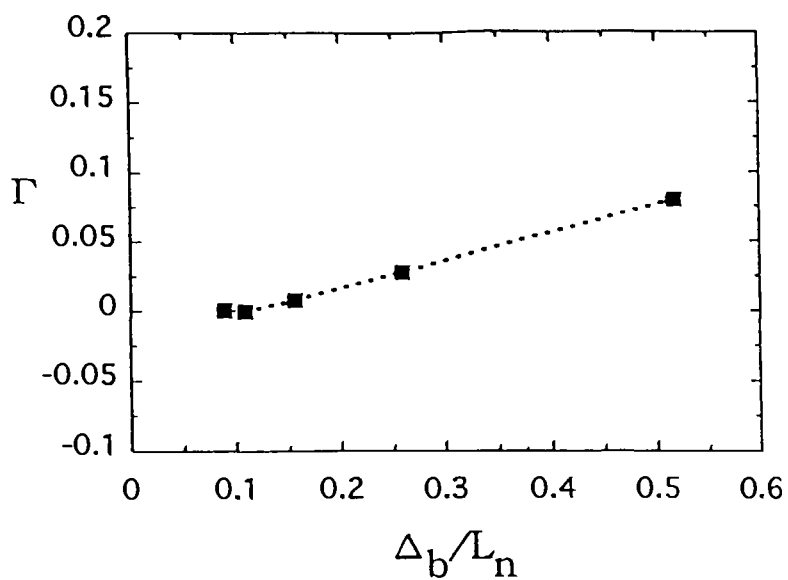


図 4.3 同種粒子衝突による粒子束 (文献 [29] より)  
 $\Delta_b$  はバナナ幅、 $L_n$  は密度勾配長

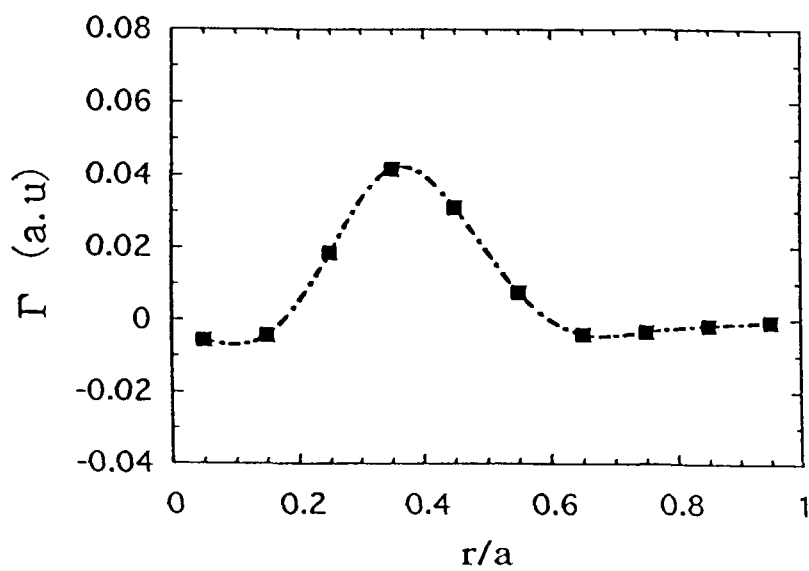


図 4.4 同種粒子衝突による粒子束の径方向分布

## Publication List of NIFS-PROC Series

- NIFS-PROC-1 "U.S.-Japan on Comparison of Theoretical and Experimental Transport in Toroidal Systems Oct. 23-27, 1989", Mar. 1990
- NIFS-PROC-2 "Structures in Confined Plasmas –Proceedings of Workshop of US-Japan Joint Institute for Fusion Theory Program– "; Mar. 1990
- NIFS-PROC-3 "Proceedings of the First International Toki Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion –Next Generation Experiments in Helical Systems– Dec. 4-7, 1989" Mar. 1990
- NIFS-PROC-4 "Plasma Spectroscopy and Atomic Processes –Proceedings of the Workshop at Data & Planning Center in NIFS–"; Sep. 1990
- NIFS-PROC-5 "Symposium on Development of Intensed Pulsed Particle Beams and Its Applications February 20 1990"; Oct. 1990
- NIFS-PROC-6 "Proceedings of the Second International TOKI Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion , Nonlinear Phenomena in Fusion Plasmas -Theory and Computer Simulation-"; Apr. 1991
- NIFS-PROC-7 "Proceedings of Workshop on Emissions from Heavy Current Carrying High Density Plasma and Diagnostics"; May 1991
- NIFS-PROC-8 "Symposium on Development and Applications of Intense Pulsed Particle Beams, December 6 - 7, 1990"; June 1991
- NIFS-PROC-9 "X-ray Radiation from Hot Dense Plasmas and Atomic Processes"; Oct. 1991
- NIFS-PROC-10 "U.S.-Japan Workshop on "RF Heating and Current Drive in Confinement Systems Tokamaks" Nov. 18-21, 1991, Jan. 1992
- NIFS-PROC-11 "Plasma-Based and Novel Accelerators (Proceedings of Workshop on Plasma-Based and Novel Accelerators) Nagoya, Japan, Dec. 1991"; May 1992
- NIFS-PROC-12 "Proceedings of Japan-U.S. Workshop P-196 on High Heat Flux Components and Plasma Surface Interactions for Next Devices"; Mar. 1993
- NIFS-PROC-13 [NIFS シンポジウム  
「核燃焼プラズマの研究を考えるー現状と今後の取り組み方」  
1992年7月15日、核融合科学研究所】1993年7月  
NIFS Symposium "Toward the Research of Fusion Burning Plasmas -Present Status and Future strategy-", 1992 July 15, National Institute for Fusion Science"; July 1993 (in Japanese)
- NIFS-PROC-14 "Physics and Application of High Density Z-pinchs", July 1993
- NIFS-PROC-15 岡本正雄、講義「プラズマ物理の基礎」  
平成5年度 総合大学院大学1994年2月  
M. Okamoto,  
"Lecture Note on the Bases of Plasma Pysics"Graduate University for Advanced StudiesFeb. 1994  
(in Japanese)
- NIFS-PROC-16 代表者 河合良信  
平成5年度 核融合科学研究所共同研究  
研究会報告書「プラズマ中のカオス現象」

"Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences" Report of the meeting on  
Chaotic Phenomena in Plasma Apr. 1994 (in Japanese)

- NIFS-PROC-17 平成 5 年度 NIFS シンポジウム報告書  
「核融合が開発研究のアセスメント」平成 5 年 11 月 29 日-30 日 於 核融合科学研究所  
"Assessment of Fusion Reactor Development" Proceedings of NIFS Symposium held on  
November 29-30,  
1993 at National Institute for Fusion Science" Apr. 1994(in Japanese)
- NIFS-PROC-18 "Physics of High Energy Density Plasmas Produced by Pulsed Power" June 1994
- NIFS-PROC-19 K. Morita, N. Noda (Ed.),  
"Proceedings of 2nd International Workshop on Tritium Effects in Plasma Facing  
Components at Nagoya University, Symposium Hall, May 19-20, 1994", Aug. 1994
- NIFS-PROC-20 研究代表者 阿部 勝憲 (東北大学・工学部)  
所内世話人 野田信明  
平成 6 年度 核融合科学研究所共同研究 [研究会] 「金属系高熱流束材料の開発と評価」成果報告書  
K. Abe and N. Noda (Eds.),  
"Research and Development of Metallic Materials for Plasma Facing and High Heat Flux  
Components" Nov. 1994(in Japanese)
- NIFS-PROC-21 世話人: 森田 健治 (名大工学部)、金子 敏明 (岡山理科大学理学部)  
「境界プラズマとカソードとの相互作用に関する基礎過程の研究」研究会報告  
K. Morita (Nagoya Univ.), T. Kaneko (Okayama Univ. Science)(Eds.)  
"NIFS Joint Meeting "Plasma-Divertor Interactions" and "Fundamentals of Boundary  
Plasma-Wall Interactions" January 6-7, 1995 National Institute for Fusion Science"  
Mar. 1995 (in Japanese)
- NIFS-PROC-22 代表者 河合 良信  
プラズマ中のカオス現象  
Y. Kawai,  
"Report of the Meeting on Chaotic Phenomena in Plasma, 1994" Apr. 1995 (in Japanese)
- NIFS-PROC-23 K. Yatsui (Ed.),  
"New Applications of Pulsed, High-Energy Density Plasmas"; June 1995
- NIFS-PROC-24 T. Kuroda and M. Sasao (Eds.),  
"Proceedings of the Symposium on Negative Ion Sources and Their Applications, NIFS,  
Dec. 26-27, 1994" , Aug. 1995
- NIFS-PROC-25 岡本 正雄  
新古典輸送概論 (講義録)  
M. Okamoto,  
"An Introduction to the Neoclassical Transport Theory" (Lecture note), Nov. 1995 (in  
Japanese)
- NIFS-PROC-26 Shozo Ishii (Ed.),  
"Physics, Diagnostics, and Application of Pulsed High Energy Density Plasma as an  
Extreme State";  
May 1996
- NIFS-PROC-27 代表者 河合 良信  
プラズマ中のカオスとその周辺非線形現象  
Y. Kawai ,  
"Report of the Meeting on Chaotic Phenomena in Plasmas and Beyond, 1995", Sep. 1996  
(in Japanese)
- NIFS-PROC-28 T. Mito (Ed.),



- "Proceedings of the Symposium on Cryogenic Systems for Large Scale Superconducting Applications", Sep. 1996**
- NIFS-PROC-29 岡本 正雄  
講義「核融合プラズマ物理の基礎 - I」  
平成8年度 総合研究大学院大学 数物科学研究科 核融合科学専攻 1996年10月  
M. Okamoto  
**"Lecture Note on the Fundamentals of Fusion Plasma Physics - I" Graduate University for Advanced Studies; Oct. 1996 (in Japanese)**
- NIFS-PROC-30 研究代表者 栗下 裕明 (東北大学金属材料研究所)  
所内世話人 加藤 雄大  
平成8年度核融合科学研究所共同研究「被損傷材料の微小体積強度評価法の高度化」研究会 1996年10月 9日 於：核融合科学研究所  
H. Kurishita and Y. Katoh (Eds.)  
**NIFS Workshop on Application of Micro-Indentation Technique to Evaluation of Mechanical Properties of Fusion Materials, Oct. 9, 1996, NIFS; Nov. 1996 (in Japanese)**
- NIFS-PROC-31 岡本 正雄  
講義「核融合プラズマ物理の基礎 - II」  
平成8年度 総合研究大学院大学 数物科学研究科 核融合科学専攻 1997年4月  
M. Okamoto  
**"Lecture Note on the Fundamentals of Fusion Plasma Physics - II" Graduate University for Advanced Studies; Apr. 1997 (in Japanese)**
- NIFS-PROC-32 代表者 河合 良信  
平成8年度 核融合科学研究所共同研究 研究会報告「プラズマ中のカオスとその周辺非線形現象」  
Y. Kawai (Ed)  
**Report of the Meeting on Chaotic Phenomena in Plasmas and Beyond, 1996; Apr. 1997 (mainly in Japanese)**
- NIFS-PROC-33 H. Sanuki,  
**Studies on Wave Analysis and Electric Field in Plasmas; July 1997**
- NIFS-PROC-34 プラズマ対向機器・PSI・熱・粒子制御合同研究会報告  
平成9年6月27日(金)9:00~16:20 核融合科学研究所・管理棟4F第1会議室  
1997年 10月  
T. Yamashina (Hokkaido University)  
**Plasma Facing Components, PSI and Heat/Particle Control June 27, 1997, National Institute for Fusion Science T. Yamashina (Hokkaido University); Oct. 1997 (in Japanese)**
- NIFS-PROC-35 T. Watari,  
**Plasma Heating and Current Drive; Oct. 1997**
- NIFS-PROC-36 T. Miyamoto and K. Takasugi (Eds.)  
**Production and Physics of High Energy Density Plasma; Production and Physics of High Energy Density Plasma; Oct. 1997**
- NIFS-PROC-37 (Eds.)T. Fujimoto, P. Beiersdorfer,  
**Proceedings of the Japan-US Workshop on Plasma Polarization Spectroscopy and The International Seminar on Plasma Polarization Spectroscopy January 26-28, 1998, Kyoto; June 1998**
- NIFS-PROC-38 (Eds.) Y. Tomita, Y. Nakamura and T. Hayashi,  
**Proceedings of the Second Asian Pacific Plasma Theory Conference APPTC '97, January 26-28, 1998, Kyoto; Aug. 1998**
- NIFS-PROC-39 (Ed.) K. Hirano,  
**Production, Diagnostics and Application of High Energy Density Plasmas; Dec. 1998**
- NIFS-PROC-40 研究代表者 加古 孝 (電気通信大学)  
所内世話人 渡辺 二太

平成 10 年度核融合科学研究所共同研究 研究会「プラズマ閉じ込めに関連する数値計算手法の研究」

Ed. by T. Kako and T. Watanabe

**Proceeding of 1998-Workshop on MHD Computations "Study on Numerical Methods  
Related to Plasma Confinement Apr. 1999**

- NIFS-PROC-41 (Eds.) S. Goto and S. Yoshimura,  
**Proceedings of The US-Japan Workshop and The Satellite Meeting of ITC-9 on Physics  
of High Beta Plasma Confinement in Innovative Fusion System, Dec. 14-15, 1998,  
NIFS, Toki; Apr. 1999**
- NIFS-PROC-42 (Eds.) H. Akiyama and S. Katsuki,  
**Physics and Applications of High Temperature and Dense Plasmas Produced by Pulsed  
Power; Aug. 1999**
- NIFS-PROC-43 (Ed.) M. Tanaka,  
**Structure Formation and Function of Gaseous, Biological and Strongly Coupled Plasmas;  
Sep. 1999**
- NIFS-PROC-44 (Ed.) T. Kato and I. Murakami,  
**Proceedings of the International Seminar on Atomic Processes in Plasmas, July 29-30,  
1999, Toki, Japan; Jan. 2000**
- NIFS-PROC-45 (Eds.) K. Yatsui and W. Jiang,  
**Physics and Applications of Extreme Energy-Density State, Nov. 25-26, 1999, NIFS;  
Mar. 2000**
- NIFS-PROC-46 研究代表者 加古 孝 (電気通信大学)  
所内世話人 渡辺 三太  
平成 11 年度核融合科学研究所共同研究 研究会「プラズマ閉じ込めに関連する数値計算手法の研究」  
Ed. by T. Kako and T. Watanabe  
**Proceeding of 1999-Workshop on MHD Computations "Study on Numerical Methods  
Related to Plasma Confinement June. 2000**
- NIFS-PROC-47 岡本正雄、村上定義、中島徳嘉、汪衛生  
プラズマ物理におけるモンテカルロシミュレーション  
Watanabe M., Okamoto, S. Murakami, N. Nakajima, W.X. Wang,  
**Monte Carlo Simulations for Plasma Physics: July 2000**