

岸本泰明 (日本原子力研究所那珂研究所)

Advances in Plasma and Fusion Simulation and Prospects for the Future From a Viewpoint of Magnetically Confined Fusion

## KISHIMOTO Yasuaki

Naka Fusion Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute, Ibaraki 311-0193, Japan (Received 22 March 2004)

High performance magnetically confined plasma is realized by having structures in plasmas, in which different elementary processes with different time and spatial scales act synergistically with each other. Research based on large scale simulation is then essential to understand such complex hierarchical plasmas. We discuss the underlying physical process of structural plasmas and present the prospects for future numerical simulations which cover a wide dynamical range.

## Keywords:

numerical experiment of tokamak, turbulence simulation, MHD simulation, burning plasma, ITER, multiple-hierarchical dynamics, structure formation, self-organization, zonal flow, zonal field, secondary nonlinear instability

#### 4.1.1 はじめに

核融合を目指したプラズマに対する理解は大きく進展 し、この分野の長年の夢ともいえる ITER(国際熱核融合 炉)による燃焼プラズマの実現に向けて新しい研究フェー ズに入った[1]. ITER の設計においては、これまでの様々 な装置による実験データベースとともに、MHD 平衡や安 定性,閉じ込めを左右する乱流輸送やHモードに代表され る遷移現象、装置の安全性に影響を与えるディスラプショ ン過程を中心に理論・シミュレーション研究が果たしてき た役割は大きい. 10年後には開始されるであろう ITER の 燃焼実験を予測し,実験を効率的に牽引する予測シミュ レーションの期待は近年高まりつつある.米国においては SciDAC (Scientific Discovery through Advanced Computing)[2]と呼ばれるスーパーコンピュータに基礎をおいた 分野横断的な計算プロジェクトが進展しつつあり、その一 環として核融合シミュレーションの項目を位置づけ, ITER に対して高い競争力を行使しようとしていることは 周知のとおりである[3].日本においても大学・国公立研 究機関を中心に、ITER の燃焼状態を模擬する様々のシ ミュレーション研究推進の気運が高まりつつある[4,5].

一方,将来の核融合炉が高い競争力を持つためには,高 いベータ値で循環電力の少ないコンパクトな炉心プラズマ の実現が不可欠である.そのためには,限られた空間によ り多くのエネルギーを閉じ込める必要があるが,与えられ た磁場構造の下でより多くをつぎ込もうとすればするほど 必然的に揺らぎの自由エネルギーは増大し,MHD的な不 安定性や閉じ込めの劣化を招く.この特性の一つが異常輸 送[6]であるが,近年の高性能放電ではこの困難をプラズ マ中に様々な構造を形成することによって克服しようとし ている[7-9].この"構造形成"に準拠した核融合の開発戦 略は,"形を創る"というこれまで必ずしも学術基盤が確立 していない科学を必要としており,このような要請がシ ミュレーション研究に対しても,これまでと違った新たな 展開を求めている.

磁場閉じ込めプラズマのシミュレーションについてはこ れまで本学会誌の様々な小特集や解説において議論されて いることから[10-14],各々の物理過程の詳細はそれらに 譲ることとし、本稿では、構造形成に準拠した核融合研究 においてシミュレーションが果たす役割と将来への展望を 述べる.

#### 4.1.2 構造形成の背景

最初に,高性能プラズマの背後にある物理イメージをつ かむため、トカマクを例に、そこで鍵となる要素物理とそ れらの結合の様子を Fig.1 に示す.ここでは時空間スケー ルの異なる以下の3つの事象に分類して考察する.

#### (I) 新古典輸送・緩和のダイナミックス

加熱による圧力勾配が自由エネルギー源となり,プラズ マ中に,一方では自発電流を駆動して自身の磁場構造を 変化させ,他方では空間電場を形成してプラズマにマク

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



Fig. 1 Schematic flowchart of multi-hierarchical high performance tokamak plasmas. Interaction among different time and spatial scale fluctuations plays an essential role for structure formation.

ロな流れや回転をもたらす.これらはともにプラズマ粒子の古典的な衝突緩和過程を通して相補的にもたらされる事象であり、プラズマの動的平衡を形成する.

(II) 揺らぎ・乱流輸送のダイナミックス

(I)の磁場や電場構造の中で,圧力勾配の自由エネルギー が部分的に開放され、ミクロからマクロまでの様々な時 空間スケールの静電的・電磁的な揺らぎや乱流が発生す る.これらは、実空間や波数空間での局所・非局所伝播 や非線形相互作用を通して幅広いダイナミックレンジの 揺らぎの分布を形成する.

#### (III) 巨視的な連結・自己組織化のダイナミックス

(I),(I)の異なった時定数の物理過程の複合や干渉による 複雑な輸送・MHD 過程が圧力分布に新たな変化をもた らし,Fig.1に描かれる巨視的なループ構造を形成し,プ ラズマ分布を自己無撞着に決定する.

このプラズマは,自身の圧力分布によって磁場や電場構 造を支えていることから強い非線形性とともに自律的な特 性を有しており,数学的には Fig.1の非線形ループの解と して内部輸送障壁 (ITB)をはじめとした様々な構造が創出 されると考えられる[7].ただしこの自律性は,現状では外 部からの加熱や制御によって支えられているが,ITERや 将来の高性能の核融合プラズマでは核燃焼による内部加熱 が主になることから自律性のレベルは一段と向上し,より 複雑なダイナミックスが予想される[1].このような燃焼 プラズマの内部加熱特性は,Fig.1の様々の時空間スケー ルの物理過程に直接的・間接的な影響を与える可能性があ る.

# 4.1.3 多階層・複合系プラズマのダイナミックス 本章では、高性能プラズマのシミュレーションに求めら れる役割を把握するため、上記の(II)の揺らぎのダイナミッ

クスを例に、その背後にある物理過程を考察する.

#### (1) 揺らぎの階層性と対流渦

Fig.2は、トーラスプラズマ中に発生する様々の時空間 スケールの揺らぎ分布を、半径方向とポロイダル方向の波 数空間  $(k_r, k_\theta)$  で階層構造を意識しつつ模式的に示したも のである.およそ4 – 5桁変化する波数空間に、短波長の 電子系の揺らぎ、 $c/\omega_p$ のスキン長を介して中間波長のイオ ン系の揺らぎ、そして装置サイズに及ぶマクロな MHD 過 程に起因する揺らぎがほぼ対角線上に分布している.この 各階層に対応して、NEXT 研究[4] でこれまで行ってきた 代表的なシミュレーションの結果を Fig.3 に示している [15-17].

近年の重要なシミュレーション研究の成果の一つとし て、Fig.2の対角線上に位置する自由エネルギー源から直 接駆動される乱流的な揺らぎに加え,それら乱流間の非線 形相互作用によって生成される"対流渦 (convective cell)" と呼ばれる、マクロな構造を持つ二次的な揺らぎの重要性 が広く認識されている. 代表的にはトロイダル方向・ポロ イダル方向に最も巨視的なm/n = 0/0の構造を示す帯状流 (zonal flow) や帯状磁場 (zonal field), さらには帯状圧力 (zonal pressure)と呼ばれる低周波の摂動電場や摂動磁場, 摂動圧力が形成され,輸送に重要な影響を与える(@, ⑥, ©に対応)[18-20]. これら低周波の対流渦は径方向には乱 流サイズのスケールで変化することから、例えば"帯状流" では、半径方向の速度シアを通して乱流の強度や相関長を 抑制する役割を果たし[21,22],"帯状磁場"や"帯状圧力" は安全係数等の磁場構造や圧力分布にミクロスケールの摂 動をもたらす[23,24].

近年のLHD実験において交換型MHDモードが規定する 理想ベータ値限界を上回って高ベータのプラズマが安定に 保持されることが話題を呼んでいる.有理面に形成される 階段状の圧力変動が安定性を変化させることが簡約方程式 に基づく非線形シミュレーションから指摘されているが, この圧力変動も広義の帯状圧力に分類されよう[25].

### (2) 揺らぎの分配と制御

ここでは、電子の温度勾配 ( $\eta_e \equiv L_n/L_{T_e}$ ) が線形の自由 エネルギー源となるミクロスケールのETG乱流を例に,高 性能プラズマにおける対流渦の役割について考察する (Fig.2経路③)[17]. Fig.4は,異なる2つの磁気シアに対 する電子熱輸送係数の温度勾配依存性を示している.磁気 シアがs=0.2の場合は、温度勾配とともに熱拡散係数が増 大する典型的な異常輸送特性を示し、ne=6のときの揺ら ぎの分布が Fig. 3(c)の (A)に描かれている. ミクロスケール の静電的なポテンシャル渦が生成・消滅を繰り返し、乱流 成分が主要な構造を決めているのがわかる.一方,磁気シ アが弱い場合 (s = 0.1) は,温度勾配が小さな領域 (ne < 4) では異常輸送特性を示すが、温度勾配の上昇に伴い熱輸送 係数は頭打ちとなり、平坦もしくは弱い減少傾向を示し、 熱輸送の異常性が消失していることがわかる.このときの 揺らぎは, Fig. 3(c)の⑧に見られるように, 層流(帯状流)成 分が主要な構造を決めている.これは圧力勾配の増大とと もに揺らぎの全エネルギーは増大するが、乱流的な渦構造 から層流的な帯状構造に揺らぎの形態を変化させることに より、プラズマ自身が閉じ込め状態を自発的に向上させて いることを意味している.また、磁気シアをs = 1.6まで逆 に増大させると、Fig. 3(c)における<sup>©</sup>の "ストリーマ" (streamer) と総称される径方向に伸びた揺らぎが形成さ れる.これは帯状流とは逆に輸送を大きく増大させる特性



Fig. 2 Distribution of various fluctuations in toroidal plasmas in radial and poloidal wave number space. Zonal components and streamers that correspond to each maternal turbulence are also illustrated.  $\rho_{e}$ ,  $\rho_{i}$ , and a represent electron and ion larmor radius, and plasma minor radius, respectively. を持つ. このような ETG 乱流が規定する対流渦の構造は, ジャイロ粒子モデルやブラソフ方程式による運動論シミュ レーションで当初発見された[26,27].

上記の知見から, 揺らぎの全エネルギーに対する乱流成 分 (*E*<sup>(turb)</sup>) と層流成分 (*E*<sup>(zonal)</sup>)の比

$$\eta^{(z)} \equiv \frac{E^{(\text{zonal})}}{E^{\text{tot}} (\equiv E^{(\text{turb})} + E^{(\text{zonal})})}$$
(1)

が重要な指標となるのがわかる.すなわち,揺らぎの全体 エネルギーが増大したとしても、より層流的な成分を増大 させる等,揺らぎの"配分"を制御することができれば、系 が高い揺らぎのエネルギーを持つことと、その系が高い閉 じ込め性能を持つことは矛盾しない概念となる.上記の結 果は、磁気シアがこの配分を変化させるパラメータになり 得ることを示している[17].

#### (3) 揺らぎ間の相互作用と干渉

#### 間接的相互作用:

Fig. 3 (c) で見られた二次的な対流渦の発生は輸送過程に 新たな特性をもたらす.例えば,Fig. 3(c)<sup>®</sup>の ETG 乱流駆 動の帯状流の自己相関時間は長波長のイオン系の領域  $(\omega_{*i} \sim \omega_{ZF} \ll \omega_{ETG} \sim \omega_{*e})$ に入ることから,Fig.2の経路 を通してイオン系の乱流と相互作用することが予測され



Fig. 3 (a) Gyro-kinetic simulation of collision-less slab MHD internal kink event [15], (b) Electromagnetic Landau fluid simulation of toroidal ITG turbulence [16], (c) Gyro-fluid simulation of local slab ETG turbulence [17].



Fig. 4 Dependence of electron heat diffusivity on electron temperature gradient parameter \(\eta\_e = L\_n/L\_T\) for moderate (\(s = 0.2)\) and weak (\(s = 0.1)\) magnetic shear case. A schematic figure of energy partition between turbulent energy and zonal flow energy is shown for the case of (\(\eta\) and (\(\Brack{B}\).

る. 実際,文献[28] では,ETG 乱流駆動の帯状流が ITG 乱流に与える影響が調べられ,間欠的なダイナミックスを 伴った輸送の抑制効果が議論されている.弱い磁気シアの 磁場配位で電子系の高い揺動レベル (*E*<sup>(tot)</sup>)を保つことが, 電子系のみならず長波長のイオン系に対しても輸送低減に 寄与することを示している.

類似の過程は長波長のITG乱流に対しても考えられ る. Fig.2の経路©を介して生成される帯状流は経路@を 介してよりミクロなスキン長や電子系の乱流を、また経路 ⑥を介してよりマクロな MHD 的な揺らぎと相互作用・干 渉を引き起こすことが考えられる.帯状流のほかに,帯状 磁場や帯状圧力もITG乱流の波長サイズの変動を安全係数 分布や圧力分布にもたらし、電子系の揺らぎを変化させる 要因となろう.また, Fig. 3(a)は運動論モデルに基づく内部 キンクモードのシミュレーション結果を示している. 巨視 的な MHD 過程においても一流体の MHD モデルでは再現 できない空間電界とそれに伴う **E**×**B** 流(帯状流)が発生 し、その結果、密度分布に顕著な渦構造が現れている [15,29]. このような MHD 駆動の帯状流も, 経路⑧を介し てよりミクロな乱流に影響を与える可能性がある.実験に おいても低次数の有理面で ITB が発生したり、表面近傍の MHD 事象が ITB をトリガーしているとの興味深い報告が なされている[30].

### 直接的相互作用:

上記の例では、いずれも対流渦を介した揺らぎ間の間接 的な相互作用について議論したが、m/n = 0/0 以外にも Generalized Kelvin-Helmholtz(GHK)と呼ばれる低次数の 対流渦の発生が指摘されている[31].また、電磁的なイオ ン系乱流やバルーニング系の乱流では、長波長側への逆カ スケードに伴い低次数の電磁モードにエネルギーが輸送さ れることから、イオン系と MHD 系の揺らぎが互いにエネ ルギーの授受を行い、このため明快な階層構造が破れる可 能性がある.Fig.3(b)は、ランダウ流体モデルによるトロ イダル配位でのイオン系の電磁シミュレーションを示して いる[16].電磁的な ITG 乱流の発生に伴い、帯状流に加え て帯状磁場や電磁揺動が低次数の有理面に局在して発生 し、高いm/n のITG乱流と相互作用をしている様子がわか る.

また,イオン系と電子系の時空間スケールが十分に分離 されていたとしても両者のモード間結合は依然として存在 することから,それらの統計平均から乱流粘性が導かれ, その強度によって両者は直接相互作用する可能性がある [32].

# **4.1.4** 核融合プラズマシミュレーションの展開 (1) 磁場閉じ込めプラズマシミュレーション研究の進展

4.1.3の物理背景を念頭に、今後の磁場閉じ込めプラズマのシミュレーションに求められる役割について考察する.最初にFig.1の各要素に対応して、最近のシミュレーション研究の大まかな進展の状況を述べる.

高性能トカマク放電で幅広く観測される内部輸送障壁 (ITB)は、イオンの熱輸送係数が新古典理論のレベルまで 抑制されたり、またそのようなプラズマでしばしば形成さ れる電流ホールでは、粒子の軌道幅の増大に伴い局所近似 が破綻する現象が出現している[33].このような有限軌道 幅効果を取り入れた非局所理論に基づく新古典輸送理論が 進展を見せており、モンテカルロシミュレーションによる 高性能プラズマの磁気軸近傍やITB領域の新古典論輸送や 電場構造、そのような状況下での自発電流とそれに伴う磁 場構造の評価が可能になってきている[34].

また近年の輸送シミュレーションでは、プラズマの運動 論的なダイナミックスを高精度で再現するジャイロ粒子モ デル[35,36]やブラソフモデル[37]に基づくシミュレー ションが進展しており、電子を断熱的に取り扱う静電的な ITG 乱流シミュレーションでは中型サイズのトカマク (*a*/ρ<sub>i</sub> = 200-300)のグローバルな輸送評価が現実的な視野 に入ってきている.現在では、*a*/ρ<sub>i</sub> = 500-1,000 に及ぶ大 型トカマクや ITER サイズの輸送評価とともに、磁力線に 沿って高速で運動する捕捉電子の非断熱的ダイナミックス を取り入れた高精度の運動論的なシミュレーション研究が 精力的に進められている.

巨視的な MHD 領域の揺らぎについても,磁気レイノル ズ数等に関して制約はあるものの,ディスラプション等の 動的な挙動に支配される球状トカマク (ST)のダイナミッ クスについては,圧縮性を考慮した一流体 MHD 方程式系 に基づくシミュレーションが実現している.特に,内部磁 気再結合現象 (IRE)によって支配される ST の MHD 緩和 過程[38]や電流駆動を行うためのヘリシティ入射,あるい はそれに最適な磁場配位を得るための磁場反転に伴う緩和 現象の研究等[39]においてはシミュレーションが実験を再 現するレベルに至っている.また,燃焼プラズマでのアル ファ粒子による加熱効率を支配する TAE モード等の高エ



Fig. 5 Toroidal linear eigen-mode of (a) MHD double tearing mode, (b) high m/n kinetic ballooning mode, and (c) toridal ITG mode obtained from single Landau fluid code. Also shown is the safety factor profile used in the simulation [from Miyato *et al.* [16], courtesy of Miyato].

ネルギー粒子駆動のMHD過程についても,圧縮性のMHD 方程式系と高エネルギー粒子の運動論的ダイナミックスを 自己無撞着に結合したグローバル配位でのシミュレーショ ンが行われており,高エネルギー粒子の閉じ込め・輸送に かかわる物理研究が進展している[40].

このうち、例えば乱流輸送過程において捕捉電子のダイ ナミックスを考慮すれば、揺らぎはより短波長の領域まで 影響を受けることから、将来的には相当に広い波数領域 ( $k_{\theta}\rho_i = 10^{-2} \sim 10$ )のシミュレーションを目指すことにな ろう.また、MHDシミュレーションにおいても、高温プラ ズマ実験に即した現実的な磁気レイノルズ数を選択しよう とすれば抵抗層の幅は極端に狭くなり、このため理想領域 と散逸領域の異なった空間スケールの現象を同時に扱う必 要がある.このように、階層をある程度限定したとしても、 実形状・実値でのシミュレーションを実現するには極めて 膨大な計算資源が必要となることはいうまでもない.

実際, Fig.2の一つの揺らぎ(乱流)に着目したとしても, その揺らぎは波数空間とともに実空間を通して局所的・非 局所的に伝播しながら様々な領域にエネルギーを輸送す る.特に、帯状圧力がもたらす微視的スケールの分布緩和 過程は揺らぎの構造を強く反映し、詳細は他の解説に譲る が、線形不安定領域から安定領域への乱流拡散現象とそれ に伴う輸送スケーリングの変化[41], 粒子の旋回半径を上 回る非局所的な揺らぎの圧力分布に対する強い拘束性と臨 界勾配特性[6,24],臨界勾配近傍で間欠的な輸送をもたら す SOC (Self-Organized Criticality) ダイナミックス[24,42] 等、装置サイズに対して十分小さいと思われる揺らぎに対 しても巨視的な取り扱いが本質的な現象が多く存在する. これらはいずれもシミュレーションを通して発見された現 象であるが、定性的な議論が多く必ずしも解決に至ってい ないことから、今後のシミュレーション研究の進展が望ま れる.

## (2) 磁場閉じ込めプラズマシミュレーション研究の今後の 展開

一方,4.1.3で議論したように,高性能プラズマのダイナ ミックスを理解するには、乱流とそれから発生する二次的 あるいは高次の非線形不安定性による対流渦まで含めた揺 らぎの全体像を明らかにするとともに、同様の広がりを持 つ異なった揺らぎの間の"相互作用"や"干渉"まで含め て物理過程を同定する必要がある.この観点から, MHD 系とイオン系、あるいはイオン系と電子系を包含したシ ミュレーションが必要となり、また究極的には Fig.2のダ イナミックレンジ全体を包含したシミュレーションが望ま れる.これが可能となるのは、鍵となる物理過程の階層性 が十分に成り立つことを前提とする輸送コードを基礎とし たシミュレーションであろう[5]. しかし, 巨視的な MHD モードや $\sqrt{a\rho_i}$ でスケールされる半巨視的な揺らぎ等[24] が関与する場合には"非局所性"や"階層性の破れ"が本 質的な役割を果たす可能性がある[11,12].また,Fig.1 の揺らぎのダイナミックスは4.1.2の項目(I)で述べた新古 典ダイナミックスと強くリンクしている. 例えば磁場構造 や電場・回転構造は、時定数の異なる新古典駆動と乱流駆 動の2つの効果の和(自発電流磁場+帯状磁場,新古典電 場+帯状流電場)として揺らぎに作用することから,これ らを自己無撞着にシミュレーションすることも今後必要に なる.

このような幅広いダイナミックレンジを近似レベルの低 い手法に準拠して直接に解くことは、計算機性能が Peta-Flops レベルに向上したとしても各次元の精度を高々数十 倍程度上げることでその資源を費やしてしまうことから本 質的な解決に至らない可能性が高い.したがって、なるべ く第一原理手法に準拠しながらも、ダイナミックレンジを 格段に広げる物理モデルや計算アルゴリズムの開拓を今後 積極的に進めていくことが必要である.

現在 NEXT 研究[4]では,ジャイロ粒子モデルに基づく 非線形トロイダルコードの開発と相補的に,Fig.1の非線 形ループ全体のシミュレーションを念頭において,粒子モ デルに比べれば近似レベルは高くなるものの,揺らぎの非 局所性が重要な役割を果たすイオン系と MHD 系を統一的 に模擬することが可能なジャイロ流体モデルに基づくコー ド開発を進めている[16].Fig.5は,イオン系に属する線形 トロイダル ITG モードと運動論的バルーニングモード,お よび巨視的な MHD 系に属し反転磁気シア配位で出現する ダブルティアリングモード[43]を同一のコードで再現した ものである.今後これらを統一した非線形シミュレーショ ンを実現し,MHD モードに対する微視的な揺らぎの効果 や MHD イベントが輸送に及ぼす影響等を解明したいと考 えている.

なお,現在の方程式系に含まれていないよりミクロな電 子系のダイナミックスや4.1.2(I)および4.1.4(1)で議論し た新古典ダイナミックスは,第一原理的なシミュレーショ ン結果に基づいて適切なモデル化を行い,ジャイロ流体方 程式系への導入を図りたいと考えている.例えば電子系に 関しては輸送係数として繰り込みを行い,また新古典効果 に関してはジャイロ流体方程式の帯状成分にその効果を付 加する等である.また,外部から供給される粒子源や様々 の加熱効果を導入することによって本コードに開放系とし ての特性を持たせ,今後の計算機の格段の進展を期待しつ つ,揺らぎのレベルで輸送過程を再現する拡張型輸送コー ドとしての可能性を模索したい.類似の研究手法は文献 [23]においても行われている.

### 4.1.5 まとめと展望

構造形成に準拠した高性能プラズマを支配している物理 過程の概要とその統一的(統合的)な理解に向けたシミュ レーション研究の展望を,"多階層・複合系"としてのプラ ズマ特性の立場から議論した.各々の要素に対しては運動 論や圧縮性の MHD モデルに基礎をおいたシミュレーショ ン研究が格段の進展を見せ,地球シミュレータや,さらに 数十 TFlops から Peta-Flops に達する計算機の出現により 実験条件に即した輸送・MHD 現象の数値予測・評価があ る程度見通せる段階になっている[44,13].

一方,遷移現象を含む様々な構造形成は,時空間スケー ルの異なる幅広い階層間の非線形相互作用や干渉(あるい は階層性の破れ)が本質的な役割を果たし、それらを意識 したシミュレーション手法の開拓が必要である. ITER に おける燃焼プラズマの知見と高ベータ定常概念をかけ合わ せた高性能の実証プラントの実現に向けた開発研究は、揺 らぎの制御や、より一般的には非線形性の制御といった学 術的要素を強く内包しており、シミュレーション研究の果 たす役割は今後非常に大きいといえる.特に, Fig.1の強い 非線形性で支配されるループ構造の解明を念頭に置いた高 階層でかつ物理複合型のシミュレーションを実現するため には,時間・空間の解像度や粒子数の増大を単純に図るの みではおのずと限界があり、物理モデルや計算機のアーキ テクチャを意識した数値手法の開拓が不可欠であろう.今 後、シミュレーションのダイナミックレンジを格段に広 げ、散逸・開放系としての特性を取り入れつつも運動論的 な厳密性を十分に確保しようとすれば、様々な目的に応じ て、粒子手法や流体手法を混在して使用するハイブリッド 計算やそれに適した計算機の結合といったハードウェアま で踏み込んだ開発研究も必要な時期が来るかもしれない.

#### 謝辞

本稿をまとめるにあたってご協力いただきました宮戸直 亮,J.Q.Li,井戸村泰宏,松本太郎,徳田伸二博士らから有 益な議論と多くのコメントをいただいた.また,終始シ ミュレーション研究を支援いただいている菊池満博士,二 宮博正博士に感謝致します.

#### 参考文献

- [1] 岸本浩,下村安夫:日本物理学会誌 57,383 (2002);
  若谷誠宏,田中知:日本物理学会誌 57,399 (2002).
- [2] http://www.osti.gov/scidac/
- [3] National Fusion Collaboration Project:http://www.fusiongrid.org/, Integrated Simulation and Optimization of Fusion ystem: http://www.isofs.info/
- [4] http://www-jt60.naka.jaeri.go.jp/next/html/next, 岸本泰明:「数値トカマク実験(NEXT)研究」,シミュレーション 22, No.2, 9 (2003).
- [5] http://p-grp.nucleng.kyoto-u.ac.jp/bpsi/, http://www. tcsc.nifs.ac.jp/
- [6] 岸本泰明: プラズマ・核融合学会誌 76,1280 (2000).
- [7] 岸本泰明·藤田隆明:日本物理学会誌 52,854 (1997).
- [8] 藤田隆明:日本物理学会誌 57,559 (2002).
- [9] K. Itoh and S.-I. Itoh, Plasma Phy. Control. Fusion 38, 1 (1996).
- [10] 林 隆也編:小特集「磁場閉じ込め核融合プラズマシ ミュレーション研究の最近の進展」プラズマ・核融合学 会誌 77,521 (2001).
- [11] 岸本泰明編:小特集「プラズマの非局所輸送現象と様々 な構造形成」プラズマ・核融合学会誌 78,857 (2002).
- [12] 岸本泰明編:小特集「異なった時空間スケールが関与す る多階層シミュレーション研究」プラズマ・核融合学会 誌 **79**,460 (2003).
- [13] 滝塚知典:プラズマ・核融合学会誌 74, 309 (1998):シ ミュレーションに要する CPU 時間評価が以下に議論さ れている.
- [14]「複雑性の探求とシミュレーション研究」理論・シミュ

レーション研究センター,核融合科学研究所,1997年11 月 (*unpublished*).

- [15] T. Matsumoto, S. Tokuda, Y. Kishimoto and H. Naito, Phys. Plasmas 10, 19 (2003).
- [16] N. Miyoto, J.Q. Li, and Y. Kishimoto, *The 13th International Toki Conference*, Toki, Japan, Dec.9-12, 2003.
- [17] Y. Kishimoto *et al.*, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 19<sup>th</sup> IAEA Fusion Energy Conference, Lyon, France, 2002 (IAEA, Vienna, 2002), IAEA-CN -94/TH/1-5, J.Q. Li and Y. Kishimoto, Phys. Plasmas 9, 1241 (2002); J.Q. Li and Y. Kishimoto, Phys Plasma, to be published (2004).
- [18] A. Hasegawa and M. Wakatani, Phys. Rev. Lett. 59, 205 (1987).
- [19] A. I. Smolyakov, P. Diamond and Y. Kishimoto, Phys. Plasmas 9, 3826 (2002).
- [20] C. Holland and P.H. Diamond, Phys. Plasmas 9, 3857 (2002).
- [21] T.S. Hahm and K.H. Burrell, Phys. Plasmas 2, 1648 (1995).
- [22] J.Y. Kim, Y. Kishimoto, M. Wakatani and T. Tajima, Phys. Plasmas 3, 3689 (1996).
- [23] A.Thyagaraja, Plasma Phys. Control. Fusion 42, B255 (2000).
- [24] Y. Kishimoto, T. Tajima et al., Phys. Plasmas 3, 1289 (1996).
- [25] K. Ichiguchi et al., Nucl. Fusion 43, 1101 (2003).
- [26] Y. Idomura, S. Tokuda, K. Kishimoto and M. Wakatani, Nucl. Fusion 41, 437 (2001).
- [27] W. Dorland *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 5579 (2000); F. Jenko *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 1904 (2000).
- [28] J.Q. Li and Y. Kishimoto, Phys. Rev. Lett. 89, 115002 (2002).
- [29] E-J. Kim, T.S. Hahm and P.H. Diamond, Phys. Plasmas 8, 3576 (2001).
- [30] E. Joffrin et al., Nucl. Fusion 42, 235 (2002).
- [31] E-J. Kim and P.H. Diamond, Phys. Plasmas 10, 1698 (2003).
- [32] S.I. Itoh and K. Itoh, Plasma Phys. Control. Fusion 43, 1055 (2001).
- [33] S. Satake *et al.*, Phys. Plasmas **9**, 3946 (2002).
- [34] M. Okamoto et al., J. Plasma Fusion Res. 78, 1344 (2002).
- [35] Z. Lin *et al.*, Science **281**, 1835 (1998).
- [36] Y. Idomura, S. Tokuda and Y. Kishimoto, New J. Phys. 4, 101.1 01.13 (2002); Nucl. Fusion 43, 234 (2003).
- [37] T.H Watanabe and H. Sugama, to appear in Phys. Plasmas (2004), also to appear in J. Plamsa Fusion Res. SERIES 6 (2004); R.E. Waltz, J.M. Candy and M.N. Rosenblth, Phys. Plasmas 9, 1938 (2002).
- [38] T. Hayashi, N. Mizuguchi and T. Sato, Phys. Plasmas 7, 940 (2000); 水口直紀, 林 隆也, 佐藤哲也: プラズマ・ 核融合学会誌 77, 309 (2001).
- [39] Y. Kagei, M. Nagata *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **79**, 217
  (2003), Y. Kagei, M. Nagata *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **45**, L17 (2003).
- [40] Y. Todo, T.H. Watanabe *et al.*, Nucl. Fusion 41, 1153 (2001);
  Y. Todo, H.L. Berk and B.N. Breizman, Phys. Plasmas 10, 2888 (2003).
- [41] X. Garbet *et al.*, Nucl. Fusion **34**, 963 (1994); Z. Lin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 195004-1 (2002).
- [42] X. Garbet and R.E. Waltz, Phys. Plasmas 8, 2836 (1998).
- [43] Y. Ishi, M. Azumi and Y. Kishimoto, Phys. Rev. Lett. 89, 205002-1 (2002).
- [44] 佐藤哲也:日本物理学会誌 58,79 (2003).