

トロイダルプラズマの閉じ込め改善

木 島 滋, 東 井 和 夫* (日本原子力研究所) *(核融合科学研究所) (1995年1月17日受理)

Improvement of Energy Confinement in Toroidal Plasmas

KONOSHIMA Shigeru and TOI Kazuo*

Naka Fusion Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute,

Ibaraki 311-01, Japan. *National Institute for Fusion Science, Nagoya 464-01, Japan. (Received 17 January 1995)

Abstract

There has been significant progress during this last decade on the energy confinement improvement in the toroidal plasma experiments, tokamaks and helical systems (stellarator and heliotron/torsatron). Improved modes in tokamak plasmas may be grouped into three types depend upon the enhancement factor of the energy confinement time and the pressure profile shape such as (A) H-mode with relatively steep edge pressure gradient, (B) extremely central peaked profile like super shot and high poloidal beta mode, and (C) VH-mode and high poloidal beta H-mode with intermediate shape. The case (C) might be regarded as an extension or a combination of the previously known improved modes (A) and (B). Enhancement factor of approximately four times over the L-mode confinement is reported commonly to the third type. H-mode and other improved modes have been discovered also in helical systems. Tokamak and helical system have different characteristics of magnetic topology, therefore confinement studies in both configurations are complementary each other. A brief survey of efforts aiming at a steady-state tokamak development, and ideas for a future advanced tokamak scenario including issues relevant to the physics understanding are also given. Stabilizing/destabilizing effects, on both MHD and microscopic turbulence, due to the current density profile as well as the flow velocity profile are found to be important areas to be addressed intensively. Further improved performance would be expected in a future helical system with well defined divertor configuration.

Keywords:

confinement improvement, tokamak, helical system,

1. はじめに

これまで、閉じ込め改善の解説が本学会誌にも 数多く掲載されている[1-7]. そのほとんどがト カマクのHモードといわれる閉じ込めの改善さ れた放電形態に関するものであり、Hモードは核 融合炉開発への展望やトロイダルプラズマの輸送 の物理の観点から高い関心を集めてきた、しかし Hモードの物理機構は依然として明らかではな く,現在でも閉じ込め研究における中心的な課題 である.一方でHモードのさらなる改善として の VH モードの発見, あるいは最近の大型トカマ クにおける高ポロイダルベータ実験など新たな展 開も見られるようになってきた.本解説では、ト カマクプラズマだけでなくヘリカルプラズマにお ける閉じ込め改善に関する実験の現状と今後の課 題について概説する. (本稿では特に断らない限 り、閉じ込めとはエネルギーの閉じ込めを指すも のとする.)

閉じ込めの改善とは、外部から規定できるいわ ゆる外部パラメータ、たとえば、トロイダル磁 場,プラズマ主半径,プラズマ小半径,電子密 度,安全係数(回転変換),燃料イオン種,トカ マクであればプラズマ電流などを決めた時、それ までのデータベースから予想されるエネルギー閉 じ込め時間を上回るようなプラズマの状態をい う. トカマクやステラレータあるいはヘリオトロ ン/トルサトロンの閉じ込め時間は、プラズマ乱 流など非線形現象が複雑にからみ合った結果とし て決まっていると考えられ、今のところ精度良く 推定することは困難である.このため,通常は規 模(サイズ)の異なる同族磁場配位の多くの装置 で得られた閉じ込め時間を外部パラメータに対し て回帰分析することによって経験的な比例則を導 き、予測を行うという方法がとられてきた. 一 方,1970年代後半から始まったトカマクプラズ マの追加熱実験の結果は、加熱入力の増加と共に 閉じ込めの劣化を示すものであった. 大電力の中 性粒子入射(NBI)や高周波(RF)で加熱された プラズマの閉じ込め特性は、それまでのオーミッ ク加熱の経験則(ネオーアルカトール則[8]と呼 ばれている)と異なり,電子密度に対する良好な

依存性がなくなり,加熱入力の平方根にほぼ反比 例して劣化するが,プラズマ電流とともに改善さ れる.閉じ込めがオーミック加熱プラズマをかな り下回るこのような閉じ込め特性をLモードと 呼んでいる(ここで,モードとはプラズマをある 特定の条件においたときに現れる特定の放電状態 を指している).電子の熱輸送が支配的な場合, 乱流のない静かな状態で予想される閉じ込め時間 に比べると数十分の1以下と短いLモードプラ ズマは,トカマクプラズマにとって一種の普遍的 な放電状態である.このLモードの比例則とし て,ITER-89P則[9]

 $\tau_{\rm E}$ (ITER-89P)

$= 0.048 A_{\rm i}^{0.5} I_{\rm p}^{0.85} R^{1.2} a^{0.3} \kappa^{0.5} \bar{n}_{\rm e}^{0.1} B_{\rm t}^{0.2} P^{-0.5}$

が現在ではしばしばトカマクの閉じ込めの標準的 な尺度として用いられている.ここで, τ_E は閉 じ込め時間 (s), A_i は燃料イオンの水素に対する 質量比, R はプラズマの主半径 (m), a はプラズ マ小半径 (m), κ はプラズマ断面の楕円度, I_p は プラズマ電流 (MA), \bar{n} は線平均密度 (10^{20} m⁻³), B_i はトロイダル磁場 (T) および P は加熱入力 (MW) である.通常,閉じ込めの改善度 H は, この L モードの閉じ込め時間に対する比率

 $H = \tau_{\rm E} / \tau_{\rm E}$ (ITER-89P)

として表される. なお後に述べる H モードにつ いてもそれぞれのデータを持ち寄って比例則とし て整理しようという活動が行われており[10],時 にはこの H モードの比例則が改善度の尺度に使 われることもある. 上に示した $\tau_{\rm E}$ (ITER-89P) のプラズマ主半径 R とプラズマ電流 $I_{\rm D}$ に対する 依存性に注目すると,核融合積は近似的に $nT\tau_{\rm E}$ ~ ($HI_{\rm P}R$)² と表せる. このことから,閉じ込め 改善が核融合炉の小型化とプラズマ電流の低減に 寄与することが理解できる. 逆に装置パラメータ がきまると,そのプラズマ性能は閉じ込め改善度 に大きく依存することとなる. 歴史的な TFTR の DT 実験 (重水素と三重水素の混合燃料による 核融合反応実証実験) においても核融合出力が閉

じ込め改善モードで大きく増加することが明確に 示された(後述の Fig. 6参照).

これまで見いだされた閉じ込め改善モードは, あらかじめ理論的に予測されたものではなく実験 を通じて発見されたものである。その端緒となっ たのは ASDEX トカマク装置における H モード の発見[11] であった. その後, 多くのトカマク 装置で H モードが得られるようになり, H モー ドに代表される閉じ込め改善研究が大きく進展し た[1-6].いくつかのHモード遷移に関する理論 モデルも提案され、実験結果を理解しようという 努力が続けられているがまだ結論を得るには至っ ていない. Hモード以後も有望ないくつかの閉 じ込め改善モードがトカマクプラズマで見いださ れ、その解明と一層の改善を目指して研究が続け られている. また, ステラレータやヘリオトロン /トルサトロン装置(以後とくに分けて議論する 必要がないときは、まとめてヘリカル装置と呼 ぶ)においても閉じ込め改善研究が盛んに行われ るようになった. このようなヘリカルプラズマの L モード則として LHD 則[12], Lackner-Gottardi 則[13], あるいは Gyro-Bohm 則[14] があるが,まだデータベースがそれほど 充実しておらず、各装置の標準的な運転モードの 閉じ込め特性に対する改善度として議論されるに とどまっている. LHD 則は

 $\tau_{\rm E} \,({\rm LHD}) = 0.17 R^{0.75} a^{2.0} B_{\rm t}^{0.84} \bar{n}_{\rm e}^{0.69} P^{-0.58}$

と表され、トカマクプラズマのLモード則と異 なり電子密度とトロイダル磁場強度に対する強い 依存性が見られる.この式の記号および単位は前 式と同じである.ヘリカルプラズマは正味のプラ ズマ電流を必要としないので、もちろんそれに対 する依存性は現れない.LHD 則のプラズマサイ ズおよびトロイダル磁場に対する依存性に注目す ると、ヘリカルプラズマの閉じ込め改善は炉の小 型化とトロイダル磁場の低減につながる.

なお、改善モードの名前のつけ方はプラズマの どの側面に注目するかにもよってそれぞれの装置 で独自に行われており,必ずしも統一的になって いる訳ではない.また改善度の決め方も,熱化プ ラズマの閉じ込め時間で評価しているものやビー ムによる高速イオンの成分等も含めた全体のプラ ズマのエネルギーに対して見積っているものが混 在していること,また同じ実験でも平均的な改善 度を指す場合と最高値をいうもの等様々である. 以下の記述もそれらの点で多少厳密さに欠けるこ とをお断りしておかねばならない.

2. トカマクプラズマにおける閉じ込め改善

これまで得られたトカマクの改善モードは,代 表的には,(A)Hモードのように「プラズマの周 辺部」での閉じ込め改善,(B)高ポロイダルベー タモードのような中心部での改善,また最近数多 く報告されるようになった(C)プラズマの周辺



Fig. 1 Various improved confinement regimes observed in tokamaks on the parameter space of enhancement factor of the energy confinement time and profile shape of plasma pressure. The arrows indicate the route to the confinement improvement.

111

部での改善とより中心部での改善の複合型の3種 類に大別できる.プラズマの圧力分布の形状と閉 じ込め改善度をパラメータとして用いると,これ らの改善モードは概略, Fig.1のように表すこと ができるであろう.なお,本解説では特に断らな いかぎり「プラズマの周辺部」とは内部の閉じた 磁気面の存在する領域と磁気面の存在しない外部 の領域を分ける最外殻磁気面の近傍でかつその内 側を意味している.

(A) プラズマ周辺部の閉じ込め改善の顕著なモ

ード:Hモード

Hモードプラズマは、プラズマの加熱中にL モード相から突然,極めて短い時間スケールで、 Hモード相に遷移し、プラズマ周辺部に輸送の 障壁が形成されたように見える放電である.H モードは、その閉じ込めの良さととともに急速な 遷移現象を研究することによってトロイダルプラ ズマの異常輸送を理解できる可能性があることか ら高い関心を集めている.最近では、実験・測定 の信頼性や精度の飛躍的な向上により、理論と測 定値との間でかなり詳しいつきあわせが行われる ようになってきた.最新の実験/理論の現状,問 題点及び今後の課題が文献[15]のサマリーに整 理されており、理論の展開に関する本学会誌の解 説[16] もある.

Hモードでは、プラズマの周辺部であたかも 輸送の障壁が形成されたかのように粒子や熱の損 失が小さくなり、プラズマの圧力分布が周辺部で 肩を持ったような形になる. 障壁を持たず滑らか な分布をとるLモードに較べて約2倍閉じ込め が改善されるというモードである.多くの場合, 最外殻磁気面からせいぜい1-2cm 程度内側の極 めて狭い領域に負(周辺部から中心に向かう向 き)の径方向電場(以後径電場と呼ぶ)の深い井 戸が観測され、この大きな径電場の勾配が輸送障 壁の形成に重要な役割を果たしているのではない かと考えられている. Fig. 2に DIII-D で測定さ れたプラズマ境界近傍の径電場の分布を示 す[17].荷電交換反応に関与するイオンの感じる 電場がその速度と圧力勾配から逆算されている. この図は不純物イオン(この場合炭素とホウ素)



Fig. 2 Radial electric field deduced from the fuel ions and the impurity ions as a function of the distance from the last closed flux surface in DIII-D H-mode [17].

の測定から求めた値とプラズマの燃料イオン(こ の実験ではヘリウムイオン)から求めた値とが良 く一致することを示している. なお, ポロイダル 方向の回転は,前者が電子の反磁性方向であるの に対し,後者はイオン反磁性方向と向きが逆であ る. 重要な点は、燃料イオンの計測から得られた 径電場は, ほとんど燃料イオンの圧力勾配で規定 されていることである. これまで電場の形成のさ れかたやその早さ,また揺動が静かになる時間と 位置等が議論されてきた.Fig. 3 は DIII-D にお いて最外殻磁気面より5mm 内側で静電プローブ で測定されたイオン飽和電流と浮遊電位の時間変 化を表している[18]. 浮遊電位はLモードから Hモードへの遷移 (1709.9ms) の数 ms 前から変 化をはじめ遷移時にさらに大きく変化する. これ と同時にイオン飽和電流も急激に減少し、輸送障 壁ができたことを示唆している。また、遷移と同 時にこれらの信号の揺動振幅が明確に減少してい ることがわかる.JFT-2M では, 鋸歯状振動 (sawtooth 振動)の崩壊に同期して最外殻磁気面 の近傍でのエネルギーの高いイオンの増加が見ら れ,それに伴って最外殻磁気面のすぐ外側での電 位の上昇が観測されている. この崩壊をきっかけ にして H モードへの遷移が起こる場合には,直





Fig. 3 Time history across the L to H transition of the ion saturation current and floating potential from Langmuir probes located 0.5cm inside the last closed flux surface, in DIII-D H-mode. Plots are given with two different time scales so that the slow evolution in the initial phase and the more rapid evolution in the second phase of the transition can be seen [18].

後に電位の急速な下降が見られる所から,これら 周辺に捕捉されたイオンの軌道変化が負の電場形 成に基本的な役割を果たしているものと考えられ ている[19].

この一種の分岐現象である L モードから H モ ードへの遷移が起こるための条件も統一的に整理 されるようになった.端的に言えば加熱入力に遷 移が生じるためのしきい値が存在することであ り,その値は密度,トロイダル磁場やプラズマの サイズと共に増加する.Fig.4に幾つかのトカマ ク装置で得られた遷移のしきい値に関する比例則 の例を示す[10].まだデータのばらつきがかなり 大きいこと,また密度には下限(1-3×10¹⁹m⁻³) が存在することやトロイダル磁場へのより強い依 存性[20] なども指摘されており,さらに検討が 必要である.その他にも上下にヌル点を持つ場



Fig. 4 Threshold power for L- to H-mode transition. Total power vs. $n_e^{0.75}B_{\rm T}S$ in \log_{10} -log₁₀ representation [10].

合(ダブルヌルダイバータ)のしきい値は,依存 性が弱くまた上下の磁場の不均衡に強く影響され ることも報告されている[21].

ところで、この H モードの状態は通常余り長 く持続しない. ほとんどの場合圧力上昇の結果 ELM の発生を招くからである. ELM (Edge Localized Mode)とは、輸送障壁が部分的に崩 壊と再生を繰り返す現象であり、プラズマのエネ ルギーや粒子が第一壁やダイバータに向かって周 期的に放出される. 適当な繰り返し周波数で ELM が現れる H モードの方が相対的により安定 な状態で、現在長時間持続の放電が可能なのは多 くはこの類の放電である. ただし、この場合は損 失の時間平均値の分だけ閉じ込め時間は短く(改 善度が多少小さく)なる.

(B) プラズマ中心部の閉じ込め改善の著しいモ ード:高ポロイダルベータモード,スーパ ーショット

この改善閉じ込めモードでは H モードと異な りあまり急激な遷移現象を伴わない、これに属す る代表的な放電形態は高ポロイダルベータモード である. 高ポロイダルベータモードは, 通常, 比 較的小さなプラズマ電流のトカマクプラズマの中 心部を強力に加熱することによって実現される. トカマクの電流密度分布は、安全係数 (q 値) が 小さいと平坦な分布をとるが q 値を大きくすると 中心ピークの型になることが知られている. この 中心部を加熱し、高温高密度のコア(芯)プラズ マを作るというのがこのモードの特徴である.密 度が比較的低く電子温度が高いため NBI 加熱で は普通イオンへの入力が大きくなり、イオン温度 と密度は同じように明確な中心ピークの尖頭分布 をとる.同時に中心での高エネルギーイオンの割 合の大きいことも特徴の一つであり、この種の放 電をホットイオンモードと呼ぶこともある. TFTR のスーパーショットも高ポロイダルベータ モードの範疇に属する. JT-60Uの高ポロイダル

閉じ込めを改善してコア部の温度を上げるため に、TFTR(カーボンリミターの円形断面トカマ

ベータ実験や TFTR のスーパーショットについ

ては最近の解説[7] もある.

ク)では長年にわたって第一壁の水素リサイクリ ングを低減させるためのヘリウム放電等種々の第 一壁調整法の改良を重ねてきた. このような条件 下で NBI の CO- 入射と CTR- 入射 (それぞれプ ラズマ電流と同じ又は逆方向の入射)の加熱入力 をほぼ同じにしたバランス入射を行うことによっ てスーパーショットを実現した. プラズマ電流 0.6MA で低密度 (<1×10¹⁹m⁻³)の重水素プラ ズマに5-15MWのNBI入射が行われた.この モードでは、電子密度分布が中心でピーキング し、中心イオン温度は1987年当時としては最高 の20keV. 中心電子温度も6.5keV に達した[22]. ポロイダルベータ値 (β_p:プラズマの圧力をプラ ズマ電流の作るポロイダル磁場の圧力で割った 値)はかなり高く, MHD 平衡が失われるとされ るベータ限界に近い ($\beta_p \sim 0.7 R/a$). 重要なこ とは、この加熱入力の範囲では L モードや H モ ードと異なり入力に対する劣化が見られなかった ことである、その後、スーパーショットの運転領 域は 2MA, 32MW にまで拡張され、中心イオン 温度35keV を実現した. Fig. 5に示すように, 閉じ込め改善度は電子密度分布の尖頭化の度合い とともに向上することが見いだされた[23]. な お, 最近の JT-60U のデータも含めた解析では, 電子密度分布の尖頭化というよりは NBI 加熱密



Fig. 5 Enhancement of the energy confinement time over the prediction of L-mode scaling as a function of density profile peaking for a variety of supershots in TFTR [23].





Fig. 6 Peak D-T fusion power for TFTR discharges in the supershot, high- β_{P} , and L-mode regimes [25].

度分布の先鋭度に依存して閉じ込め改善がおこる と報告されている[24]. 中心部の電子密度および イオン温度の増加、および閉じ込めの改善により プラズマ中心の核融合積はLモードに比べ20倍 以上に達した.極く最近 TFTR では零出力を目 指した DT 実験が開始された. リチウム蒸着によ る第一壁の最適化を行いつつ, スーパーショット および次に述べるプラズマ電流の急速な減少によ って一層高い β。を持つ高ポロイダルベータモー ドによって DT 実験が行われた. Fig. 6 は L モー ド、スーパーショットおよび電流のランプダウン によって得られた高ポロイダルベータモードで達 成された核融合反応出力を示しており、閉じ込め 改善モードの重要性が理解できる[25].DT 実験 によって、核融合反応出力は10MW を超えた. この実験で閉じ込め時間の燃料イオン種に対する 依存性は、重量比に対する従来の比例則(A_i)^{0.5} よりも強くなり D プラズマに比べ20%程度改善 されたと報告している. 今後の研究は、アルファ 粒子と波動とのエネルギーのやりとりなどを利用 した新しい概念の構築を目指している[25].

(C)端の改善と中心部の改善の複合型および電流密度分布にかかわる改善:

高ポロイダルベータ H モード, VH モード, 高内部インダクタンスによる改善モード等 近年のトカマク実験では,さらに複合型の改善 モードあるいは従来のものの発展型が報告される ようになってきた. この範疇の改善モードは Fig.1からも分かるように,幾つかのルート(組 み合わせ)が可能である. DIII-D では H モード で得られた最外殻磁気面のすぐ内側の輸送障壁が さらに内部へ浸透,拡大することによって VH モ ードを実現し,又JT-60U では高ポロイダルベー タモードに H モードを重ね合わせた高ポロイダ ルベータ H モードを得た. さらに,H モードや 高ポロイダルベータモードにおいて,外部から積 極的に電流密度分布を変えて改善しようとの試み も行われている.いずれの場合もプラズマ対向壁 (第一壁)の処理技術の進展がこれらの改善モー ド発見の重要なきっかけとなっている.

最近 JT-60U では, 第一壁のボロンコーティン グの結果高ポロイダルベータモードから更に H モードへの遷移を得, 中心ピークに加えて周辺部



Fig. 7 Evolution of High- β_p H-mode in JT-60U. (a) W_{dia} , stored energy; S_n , neutron emission rate. (b) τ_E , global energy confinement time. (c) T_i , ion temperature at r/a = 0.55 and 1; T_e , electron temperature at r/a = 0.52. (d) $\bar{n_e}$, line-average electron density measured along r/a = 0 and 0.6; $\bar{n_c}(0)/\bar{n_c}(0.6a)$, density peaking factor. (e) D_a^{div} , deuterium- α emission from the divertor [27].





Fig. 8 (a) $T_i(r)$, (b) $V_t(r)$ and (c) $T_e(r)$ evolution and (d) $n_e(r)$ due to the internal transport barrier formation observed in a high β_p H-mode discharge of JT-60U [27].

の改善という2種類の改善の重畳効果により中心 で $n\tau_{\rm E}T_{\rm i} = 1.2 \times 10^{21} {\rm m}^{-3} {\rm seckeV}$ という核融合積 の世界最高値を記録した[26]. この高 $n\tau_{\rm E}T_{\rm i}$ 放電 は、JT-60U のダイバータ配位で得られたもので ある. Fig. 7 に示すように、L モードの状態から 1回目の遷移(5.55s)で内部に輸送障壁が出来た かのように中心の密度とイオン温度が上昇し始 め. 閉じ込めの改善度は2.5に達する (JT-60Uの 場合、高ポロイダルベータモードへの遷移が比較 的明瞭にわかる). ついで MHD 不安定で生じた 熱パルスをきっかけとして H モードに遷移し (5.8s), その後 ELMy な時期を経た後再び閉じ 込めの良い状態に復帰するという経過をたどって いる.この時点ではプラズマは内部に輸送障壁を 持つ中心ピークの形に加えてプラズマ周辺部にも 大きな勾配を持つ分布となる. Fig. 7のプラズマ 周辺部のイオン温度 T_i(a) (三段目) や外側の電 子密度 n_e(0.6a)(四段目)の上昇が H モードの特 徴を表している. Fig. 8に示すイオン温度やトロ イダル回転速度分布の大きく勾配の変化する位置 で内部輸送障壁が形成されたと考えられる.この

回転速度の勾配(シアフロー)の存在(Fig.8(b)) は、次に述べる DIII-D の VH モードを想起させ るものである.しかしポロイダルベータ崩壊と呼 ばれる内部崩壊に同期して観測される磁場揺動の 信号がポロイダル方向に m = 3の成分を持つこ とに加え,安全係数を変えた放電で内部障壁の位 置がq=3の半径に対応して系統的に変化してい ることなどから、この障壁の形成は磁場の有理面 と密接なかかわりを持つものと考えられてい る[27]. 高ポロイダルベータ H モードでは改善 度がさらに伸びて Fig. 9 に示すように3.6を得て いる.エネルギーの上限はポロイダルベータ崩壊 で制限されているのではなく、ELM の発生で抑 えられており、2度目のHモードへの遷移によ って圧力分布が広がった結果ベータ値は約40%改 善されている. 従来の高ポロイダルベータモード からのこの進展は、ボロンコーティングによって 周辺部の密度の上昇が抑えられ, ELM の発生し やすくなる状況が緩和されたためであろうと考え られている[28].

VH $\neq -$ ^k (Very High confinement mode)





Fig. 9 Progress in H-factor and the stored energy in High- $\beta_{\rm p}$ H-mode of JT-60U [28].

は、閉じ込め時間の改善度が従来の H モードを さらに約2倍上回るものであり、DIII-Dトカマ クでボロンコーティングにより不純物を減少でき た結果見つかった閉じ込めの良い放電であ る[29]. 高温の真空脱ガス処理をした炭素タイル を用いた最近の実験では、比較的電圧の高いヘリ ウムのグロー放電だけでも VH モードが得られて いる、不純物の混入した放電では改善度3程度の H モードにとどまり VH モードへの遷移は起こら ない[30]. 不純物の低減は VH モード実現の上で の重要な鍵となっている. DIII-D で代表的な VH モードは適度な大きさの安全係数(5-6)と加熱 入力 (5-10MW) の下で三角形度の大きな (~ 0.9) ダブルヌルダイバータ配位で得られている. プラズマの形状や詳しい放電の履歴は異なるが, 真空容器の内面にベリリウムを蒸着させ不純物の 低減を図ることにより JET でもやはり VH モー ドと同じような放電が得られている[31]. JET の 場合、本来運動量の注入はほとんど無いと思われ る ICRF 加熱でも VH モードのような放電が得ら れており、この場合にも DIII-D で観測されてい るようなプラズマのトロイダル回転速度にシアの 成長が見られるのかどうか注目される点である. DIII-D の VH モードは Fig. 10に示すような時間 経過をとる[32]. Hモードへの遷移と異なり,



Fig. 10 Typical waveforms for a VH-mode discharge in DIII-D [32]. (a) Thermal energy confinement time increases during ELM-free phase and increases rapidly shortly after spinup, which starts at about 2350ms; (b) $\tau_{\rm E}^{\rm thermal}$ reaches twice the value expected from JET/DIII-D H-mode scaling; (c) toroidal rotation frequency from two CER chords straddling the region of maximum spin-up and from 2/1 MHD mode. (ρ is normalized toroidal flux.) (d) bursts of density fluctuations, observed by FIR scattering in region of plasma in which spin-up occurs, are quenched at time of spin-up (With the time resolution of this figure, the bursts of fluctuations appear as hash on the signal; when observed with finer time resolution, it is clear that the hash is due to discrete bursts of fluctuations.); (e) normalized toroidal beta ($\beta_{\rm T}$ / $(Ip/aB_{
m T})$ where $\beta_{
m T}$ is toroidal beta, $I_{
m p}$ is plasma current, a is the minor cross section and $B_{\rm T}$ is the toroidal magnetic field) reaches value of 2.9 at termination of VH-mode; (f) electron density and divertor D_{α} ; (g) radiated power P_{rad} is less than 30% of injected heating power P_{inj} .



Fig. 11 Comparison of H-mode (dash) and VH-mode radial electric field in DIII-D, $E_{\rm r}$; $E \times B$ velocity shear, $V'_{\rm E\times B}$; and effective thermal diffusivity, χ_{eff} ; vs. normalized radial coordinate, ρ . Also shown are the BDT and $C_{\rm s}/R$ velocity shear estimates required for turbulence suppression [33].

VH モードは H モードからの比較的緩やかな(数 10ms) 遷移で実現される. NBI 加熱 (最下段) 入 射後約50ms で H モードに遷移した後、2350ms 付近でプラズマのトロイダル回転速度(三段目) に半径方向のずれが起こり始め同時に密度揺動 (四段目)が非常に小さくなる. それに呼応した ように閉じ込め時間(最上段)に飛びが発生する. これが DIII-D における VH モードへの遷移であ り、H モードの比例則(二段目点線)に較べて約 2倍の改善度を示す放電である. エネルギーはそ の後も上昇を続け.規格化トロイダルベータ値 β_N(五段目)にして2.9に達した時点(2600ms)で VH モードは大域的な MHD 不安定性の成長を伴 って崩壊し、より安定な ELMyH モードに移行 している. この時の熱輸送係数は Fig. 11の最下 段に斜線で示すように,Hモード期(点線)と較 べると半径の70-80%付近で大きな改善のあった

ことが分かる[33]. この領域は径電場(最上段) の勾配、あるいはプラズマの流れの勾配(シア) (二段目)が大きくなる位置と良く対応している. Hモードではプラズマの極く周辺部にだけ見ら れた径電場の勾配がより内部にまで浸透したとい うこともできる. これらの観測結果は「プラズマ の流れにシア(シアフロー)が生じたために乱流 が安定化され、その結果輸送が緩和されたのでは ないか?」というイメージを与えるものである. Fig. 11には理論の予測する安定化に必要なシア 流の大きさ (Cs / R₀[34] および BDT EDGE[35] と併記)も示している.しかし一方で、例えば三 角形度の大きな形状から期待されるように、「バ ルーニング不安定性に対する第二安定化領域に入 ったために閉じ込めが良くなったのではない か?」とする解釈もある. 但し, 安定性解析の結 果は, DIII-D の場合プラズマの極く端の部分(半 径の90%より外側) でのみ第二安定化領域に入っ ている可能性を示すものである[29]. 圧力勾配の 増大に対応して外側の電流密度も確実に上昇して おり、安定性への影響も含めてさらに多角的な理 解が必要である.

以上のようなプラズマ自身の自発的な改善の他 に,積極的に外部から電流密度分布を変えるよう な摂動を加えて得られた改善の例があり、高内部 インダクタンスモードと呼ばれている. 内部イン ダクタンスは、電流密度のプラズマ中心部への集 中度合を示す指標であり, 例えば外側の電流密度 が相対的に小さくなれば増加する. TFTR では放 電中急速に電流を減少させ、それに強力な NBI 加熱を行いポロイダルベータをアスペクト比以上 に増加させる放電によってLモード則の約3倍 に達する閉じ込め改善度を得ている[36].また、 このモードの特徴はブートストラップ電流がプラ ズマ電流値の50%を越えるようになり、定常化 の観点からも興味深い. 強力な加熱中にプラズマ 電流を急速に減少させると、リミターHモード 遷移が起こりやすくなることが JIPP T-IIU の実 験[37] で明らかにされたが、TFTR でもこの事 実が確認された、しかし、従来の重水素プラズマ ではたとえリミター H モードへ遷移しても閉じ

込めの改善度は20%程度にすぎなかった.ところ が,DT プラズマでは高ポロイダルベータで高内 部インダクタンスの効果による改善との重畳効果 によって大幅な改善がみられ,H=4.2を実現し た[38].さらに,この放電では相当のブートスト ラップ電流が発生するため,中心部で負の磁気シ ア領域が存在し,この効果が中心部の閉じ込め改 善に寄与している可能性もある.

従来のプラズマ電流を放電中に急速に減少させ る実験では、閉じ込め時間がプラズマ電流に強く 依存しているため内部インダクタンスに対する依 存性を区別して取り出すことに困難を伴った. DIII-Dでは、プラズマ電流を一定にしプラズマ 断面の楕円度を急速に大きくすることによって内 部インダクタンスを増加させる実験が行われた.

Fig. 12に示すように, L モード, H モードいず れのプラズマでも内部インダクタンスとともに閉 じ込めの改善を観測している[39]. 電流が拡散す るまでの間は電流密度分布が中心ピークとなるた め, ポロイダル磁場の増加あるいは磁気シア(dq /dr で定義する)の増加によって安定性が向上し



Fig. 12 Thermal energy confinement time normalized to $\tau_{\rm H-mode}$ for 4 types of discharges in DIII-D [39]. Solid circles are H-mode with an elongation ramp, solid squares are H-mode with a current ramp and $\kappa = 1.7$, open squares are L-mode with a current ramp and $\kappa = 1.7$, and open circles are L-mode with a current ramp and $\kappa = 1.2$.

たための改善ではないかと考えられている.た だ,この場合には磁場のシアの増加とともにシア フローの成長も認められており[40],複合効果に よるものかどうかは今後の研究の進展を待たねば ならない.JET のペレットを用いた PEP (Pellet Enhanced Plasma) H モードも中心ピークの分布 と H モードとの重ね合わせによる改善の例であ る.この場合の改善の理由は中心部の圧力上昇で 誘起されたブートストラップ電流によって磁場の シアが負になるためではないかと推測されてい る[41].

トカマクプラズマの閉じ込め改善と定常化

2. で述べた主な改善モードの持続時間は, ELM やポロイダルベータ崩壊などの MHD 不安 定性に関連した現象のために閉じ込め時間と同じ かせいぜい数倍程度の過渡的なプラズマであっ た.いうまでもなく、瞬間の閉じ込めがいかに優 れていても、その状態を充分長い時間持続できな ければ制御熱核融合炉のプラズマとして成立しな い、それと同時に定常的な核燃焼を実現するため には、エネルギー閉じ込め時間に対しヘリウム粒 子(アルファ粒子がプラズマに熱を与えた後に減 速されたいわゆるヘリウム灰)の実効的な閉じ込 め時間が十分短い(長くとも十倍程度)ことも必 要である. さらに壁 (ダイバータ板) への熱負荷 が過大にならないようにする工夫も必要である. 現在、工学設計段階にある ITER の場合には、こ れら全ての条件を満たす改善モードのみが運転モ ードの候補として対象になるであろう. ヘリウム 灰排気の機能も持つ長時間持続の改善モードの一 つの候補として ELM を伴う H モード (ELMy H モード) が挙げられる. ELM によるプラズマ端 の圧力の抑制作用を利用して、準定常状態を作り 出そうというアプローチである. 1990年 DIII-D では改善度 H=1.4-1.5のプラズマを10秒間安 定に保持できることを示した[6]. JFT-2M では 外部摂動磁場を用いた ELM の制御法を見い出し ている[5]. 最近 JET では,新たに取付けた粒子 排気機能を持つダイバータの運転で密度の上昇が

抑えられ, 改善度 H が 2 でパラメータが時間的 にほぼ一定の ELMy H モード (プラズマ電流 2MA, 加熱入力7MW, プラズマのエネルギー 3MJ)の20秒間保持に成功した[42]. しかしこの 種のプラズマは, ELM に伴うパルス状の急激な 熱/粒子負荷の繰り返しによってダイバータ板の 寿命を規定しかねないという問題点を抱えてお り、ダイバータ板の手前でその衝撃を吸収するた めの新たな工夫が必要である. ダイバータへの熱 負荷低減については ASDEX Upgrade から最近 新しい改善モードが報告されている. ネオンガス を注入しダイバータ板へ流入するエネルギー束の 80-90%を放射損失させ、ダイバータ板から熱的 にほぼ「離れた」 状態を約1.5秒間安定に保持でき ている.しかもこの時の閉じ込めは ELMy H モ ード相当の改善度を持つというものである.この 放電は CDH (Completely Detached High Confinement) モードと名付けられている[43]. 不純物の混入も含めて十分な制御性を持つもので あれば有望な運転モードとなろう. また JT-60U では、定常炉にとってもう一つの重要な要素であ る非誘導電流駆動の下での改善モードを探すこと にも努力が傾けられている. 例えば、ポロイダル ベータ値2.6、閉じ込め改善度2.5のプラズマが NBIによる駆動電流 (37%) とブートストラップ 電流(74%)の合計1MAの電流によって約0.7秒 間維持できている[44]. このように総合的な性能 の向上を指向する研究も活発に行われるようにな ってきている.しかし一方でこれら「定常状態に できそうなプラズマ」の核融合積をそれぞれの装 置の「瞬間最大値」と較べてみると、例えば JT-60U の場合約半分, JET の場合も半分程度 (過去最高値の約1/4)に過ぎないのも現状であ り、ベータ限界や ELM の励起などについてもよ り踏み込んだ今後の研究が期待される.

4. ヘリカルプラズマにおける閉じ込め改善

ヘリカルプラズマの閉じ込めは径電場(トカマ クのHモードのようにプラズマ周辺部に限った ものではない)によって大幅に改善される可能性 があることが,新古典輸送理論から予想された

が, W7-A ステラレータにおける1982年の垂直 入射 NBI 加熱実験時に閉じ込めの改善が観測さ れ、この結果が同輸送理論とよく合うことがわか り注目された. 垂直入射 NBI によるイオンの軌 道損失に伴う負の径電場 (プラズマ中心に向かう 電場) 形成による閉じ込め改善であろうと解釈さ れた[45]. この研究がヘリカルプラズマにおける 閉じ込め改善研究の端緒といえよう、その後、へ リオトロンE装置において電子密度に応じてプ ラズマ中の径電場は正から負まで大幅に変化する が、新古典輸送理論から予想されるような閉じ込 め改善は明確には見いだされなかった[46]. 1980年代後半から、ATF、CHS、W7-AS が相次 いで運転されるようになり、再び閉じ込め研究が さかんとなった. さらに、ヘリカル装置でもボロ ンコーティングなどによる第一壁の条件調整がさ かんに試みられるようになってきたことも閉じ込 め研究を加速することとなった. ヘリオトロン E[47] や CHS[48] ではボロンコーティングによ ってプラズマ性能の改善やパラメータ領域の拡大 が見られた. 最近, Hモードのような急速な遷 移を伴う閉じ込め改善モードがヘリカル装置でも 観測されるようになり,閉じ込め改善研究は新た な展開を迎えた、このような閉じ込め改善は、へ リカル磁場配位の潜在的に優れた可能性(電流デ ィスラプションがなく、定常運転の可能性も高 い)と相まってヘリカルプラズマ研究に大きな意 義をもたらすものである、いままでに観測された 閉じ込め改善モードは、すでに述べてきたトカマ クと同じように、(A) H モードにおけるプラズマ 端での電子密度の増加、即ち分布の平坦化による 場合と、(B) ガスパフの停止などによるプラズマ 端での電子密度の減少、分布の尖鋭化による場合 とに分類される.

A) プラズマ周辺部で閉じ込め改善が顕著なモー
 ド:Hモード等

いままでのところヘリカル装置ではCHS と W7-AS において H モードが観測されている. CHS はヘリオトロン/トルサトロン配位であり, プラズマ周辺部では磁気シアが強いが磁気井戸が ない. 一方, W7-AS ステラレータはほとんど磁



気シアがないが周辺部でも磁気井戸が形成され交 換型不安定性に対し安定な配位となっている. CHS, W7-AS およびトカマクは,安定性をきめ る重要な因子としての磁気井戸および磁気シアと いう磁場配位の観点からそれぞれ異なった特徴を 有しており互いに相補的である. ヘリカル装置に おける H モードは,ヘリカルプラズマの閉じ込 め改善に対するひとつの可能性を示すばかりでな くトカマクのHモードプラズマの閉じ込め改善の 機構解明に大いに寄与するものと思われる.

CHS では、NBI 加熱や ECH を使って荷電粒 子の軌道損失を誘発して径電場を生成、制御する 実験[49,50] やリミターバイアス実験[51] が行わ れているが、このような手法では H モードはま だ得られていない.一方、JIPPT-IIU のリミター H モード実験のアイデア[37] に従って周辺の磁 場構造の制御を通じて H モードを得る実験が 1991年度から開始された.すなわち、NBI 加熱 プラズマに小さなオーミック電流を、ヘリカルコ イルの作る回転変換 ($\ell/2\pi$)を増加させる方向に 流し、 $\ell/2\pi = 1$ 面が最外殻磁気面より僅かに内





(b) Time evolution of Li I line intensities just inside (Li6) and outside (Li8) last closed flux surface in the H-mode discharge similar to Fig. 13(a).

側に入るようにするとHモードと極めて良く似 た放電が実現された[52]. なお、オーミック電流 による加熱入力は NBI 加熱入力の10%以下であ る. Fig. 13(a)は、最近、重水素プラズマにおい て得られた H モード放電を示している[53]. Fig. 13(b)に示されるように、Hモード遷移直後 数10µs から100µs でプラズマ周辺部の電子密度 分布は、周辺部に急峻な勾配を持つようになる. プラズマ周辺部に輸送障壁が非常に短時間に形成 されることがわかる. Fig. 14は, Fig. 13と類似 の H モード放電において YAG トムソン散乱によ って得られた電子温度および電子密度分布の時間 発展を示している[54]. イオン温度分布もブロー ドな分布に変化する.また,不純物イオン(C⁶⁺) のポロイダル回転速度は、H モード相では周辺 部で電子反磁性ドリフト方向へ増大する. プラズ マ周辺部での径電場は、約-10kV/m 程度と見 積られる. この径電場の大きさは Fig. 2 に示し た DIII-D の電場とほぼ同じである. また, 最外 殻磁気面の近傍での電子密度揺動の明瞭な減少も 観測されている.閉じ込め改善については、20%



Fig. 14 Time evolution of electron temperature and density profile in H-mode of CHS, measured with YAG Thomson scattering in the cross-section horizontally elongated, where solid circles, open circles and diamonds denote the profiles at t = 80ms, 100ms and 120ms respectively [54]. The L-H transition occurs at $t \sim 95$ ms.

程度であり、トカマクのリミター H モードにお ける改善度と同程度である. CHS で観測された H モード遷移は、 $t/2\pi = 1$ 面に関連した周辺磁 場構造の変化と密接な関係にあることが推察され る. ただし、今のところ水素プラズマと重水素プ ラズマにおける遷移特性には明確な差異が見られ ないが今後の詳細な研究が必要である.

W7-AS ステラレータは、プラズマ周辺部まで 磁気井戸があるものの磁気シアのない配位であ り、最外殻磁気面での回転変換 $\iota(a)/2\pi$ の値が 閉じ込めを大きく左右する. $\iota(a)/2\pi$ を0.51か ら0.53までのかなり狭い範囲に設定し、高密度プ ラズマを140GHz ECH によって加熱すると Fig. 15に示すようなHモード現象が観測されたが遷 移は比較的緩やかである[55].遷移は燃料ガスが 水素か重水素かに依存せずほぼ同じであり、トカ



Fig. 15 Time evolution of total stored plasma energy W, H_{α} emission intensity at the top limiter, line integrated density $\int ndl$ for the central chord, gas flux, central electron temperature from SX diagnostics and ECRH input power in H-mode of W7-AS [55]. The dotted line indicates the transition.

マクと明確な差異を示した. EL M 的な振動も観 測されている. CHS に比べ ELM が発生し易い 原因として周辺部に磁気シアがほとんど無いこと によるかも知れない. 観測された ELM は,大き なプラズマ電流がないことから圧力勾配駆動不安 定性によるものと考えられる. L-H 遷移に伴っ て,非コヒーレント磁場揺動や密度揺動の減少も 観測されている.最近の高密度放電では,遷移が Fig. 15に比べかなり急速に起こる例も観測され

木島, 東井

ている [56]. また, 140GHz の ECH ばかりでな く70GHz の ECH および NBI でも H モードが観 測されている [56]. 遷移に必要な加熱入力は, Fig. 4 に示したトカマク H モードの加熱入力し きい値のデータのばらつきの幅の低い方に近い. これは, $\iota/2\pi$ (a) = 0.51 – 0.53の範囲ではプラ ズマの周辺部でのプラズマ電位分布が L モード 時にすでに H モードで実現される分布に近いた めと解釈をしている [57]. ちなみに, CHS の H モード遷移に必要な電力は, Fig. 4 のデータのば らつきの幅の高い方に近い値となる [53].

ヘリオトロンEでは、電子サイクロトロン波 によるプラズマ周辺加熱時に、トカマクプラズマ における熱的遊離プラズマ(Detached Plasma) と類似の緩やかな遷移現象を見いだしてい る[58].この遷移に伴い周辺部で電子温度の低下 が観測されるが、電子密度は上昇し、粒子閉じ込 めが改善される.

B) 粒子リサイクリング制御による改善モード: リヒートモード等

このほかに, CHS では強力なガスパフの後に 急にこれを休止すると高密度領域で閉じ込めの改 善が実現され, LHD 則にまで回復する放電モー





ドが観測されている (Fig. 16) [59]. これはトカ マクのオーミック加熱プラズマにおいてガスパフ を急速に休止するときにみられる改善オーミック 閉じ込めモード (IOC モード[60])と類似であ る. このモードでは H モードと異なり周辺部で の密度減少に伴う分布の先鋭化とともに,周辺部 での電子温度上昇が見られる. ただ,いまのとこ ろ電子密度分布はトカマクの IOC モードの場合 ほど尖鋭化せずパラボラ型に近いものとなってい る. この放電モードを利用して, CHS ではトロ イダルベータ値2.1%を実現した[61].

ヘリオトロンEでは、粒子リサイクリング制 御法の一つとしてアイスペレット入射が行われ、 電子密度分布を尖鋭化することによって閉じ込め 改善が見られた[62].

3.課題と展望

Hモードについては、電場や揺動計測の時間 -空間分解能を一層向上させる努力も続けられて おり、因果関係や遷移の物理が次第に明確になっ て行くものと思われる. また VH モードについて も、「何故、シアフローが生ずるのか?」、さらに はそれを外部から制御できるのか、など興味深い 疑問が残されている. またそれらと密接なかかわ りを持つ加熱や運動量の役割さらに不純物の影響 に関する理解も大切である. 輸送に対する乱流の 役割も一層明確になるものと期待される. ベータ 限界にほとんど常に付随する低モード数のキンク 型不安定性についても、プラズマの回転による安 定化効果と抵抗性導体壁との関係からの見直しが 始まっている[63]. VH モードという短時間の過 渡的なプラズマをうまく制御して定常的に維持で きるようになるかどうかというテーマは、H モ ード, VH モードあるいは高ポロイダルベータ H モードなどの先は一体どこまで改善可能なのかと いうこととともに非常に興味の持たれるところで ある. VH モードや高ポロイダルベータ H モード の発見は、1982年の ASDEX に始まる H モード 以来約10年を経て、トカマクの閉じ込めは原理 的にさらに2倍(Lモードからは4倍)改善可能 であることを明らかにするものであった。時期を

同じくして,トカマクと異なる閉じ込め配位のヘ リカル装置においても,いまだ閉じ込め改善度は 低いものの H モードなどが発見されたことは意 味深い.

トカマクのプラズマ電流が閉じ込めに重要な役 割を持っているであろうことはこれまでのLモ ードやHモードの比例則から容易に推測できる ところである.しかし従来電流は半径等と同じよ うないわば回帰分析の「装置パラメータ」として 扱われていたに過ぎず、何故閉じ込めが電流に比 例するのかということが理解されていた訳ではな い. ここでとり上げた改善モードの中には電流密 度の分布あるいは内部磁場とのかかわりを示唆す るものが幾つかあった. 例えば JT-60U の内部障 壁と磁場の有理面との関係、過渡的に電流分布を 変えた実験,あるいは PEP モード等々,これら の因果関係の研究を通じて今後「電流およびその 分布の役割」がより鮮明になるものと期待され る. これは同時に, NBIやRFによる分布制御の 研究とも密接にかかわっており、電流密度分布の 最適化によって閉じ込めと安定性の両方に優れた プラズマがうまく作り出せるか(しかも定常状態 として)という将来につながる大きな課題であ る. H モードにおけると同様実験と理論[64] と の相互検証も今後盛んになるであろう. これまで の閉じ込め改善の成果を基にしてより優れたトカ マクの概念を組み立てる積極的な提案も行われて いる. 例えば、非誘導電流駆動によって半径の半 分位の位置に電流密度のピークを作り出すことが できれば, q 分布の逆転によって広くプラズマ全 体がバルーニング不安定に対する第2安定化領域 に入り得る.かつこの時の q 分布の極大/極小 値が有理数にならないように制御して低モードの キンク不安定をも回避し,閉じ込め改善とベータ 限界の向上を一挙に図ろうとする考えがあ る[65]. これらのシナリオは、今後1-2年後に活 発になると思われるダイバータの改良(粒子や熱の 制御機能)研究とも連動してトカマクの新しい運転 モードの発見へと発展して行くものと期待される.

一方, ヘリカル装置における閉じ込め改善研究 は,ようやく緒についたところである.現在得ら れている H モードの閉じ込め改善度はトカマク のリミター H モード程度であるが,トカマクの H モードで確認されている特徴を大部分持って おり,トカマクの H モード研究で蓄積されてき た知見が十分活かせるものと期待される.また, ヘリカルプラズマではプラズマベータ値が上昇す るとともに磁気軸がトーラスの外側へ移動し,こ れによってプラズマの安定性が自動的に改善され る傾向 (いわゆる自己安定化効果)があるので, 比較的高ベータ領域における H モード研究は今 後の重要な課題である.現在建設中の大型ヘリカ ル装置 LHD [66] はヘリカル装置としては始めて 本格的なダイバータ構造を有しており,閉じ込め 改善研究において重要な役割を担うものと期待さ れる.

参考文献

- [1] 岡本正雄他:核融合研究 58, 105 (1987).
- [2] 伊藤早苗他:核融合研究 59, 244 (1988).
- [3] 嶋田道也他:核融合研究 62, 5 (1989).
- [4] 伊藤公孝他:核融合研究 63, 442 (1990).
- [5] 三浦幸俊他: 核融合研究 66, 267 (1991).
- [6] 木島 滋他:核融合研究 66, 413 (1991).
- [7] 石田真一:核融合研究 69, 1125 (1993).
- [8] P.C. Effhimion *et al.*, Phys. Rev. Lett. **52**, 1492 (1984).
- [9] P.N. Yushmanov et al., Nucl. Fusion 30, 1999 (1990).
- [10] S. Kaye, et al., 15th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr.Nucl. Fusion Res., Seville 1994, paper No. IAEA-CN-60/E-P-3.
- [11] F. Wagner et al., Phys. Rev. Lett. 49, 1408 (1982).
- [12] S. Sudo et al., Nucl. Fusion 30, 11 (1990).
- [13] K. Lackner and N.A.O. Gottardi, Nucl. Fusion 30, 767 (1990).
- M. Murakami et al., Proc. 13th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr.Nucl. Fusion Res., Washington DC, 1990 (IAEA, Vienna, 1991) Vol.2, p 455.
- [15] Plasma Physics and Controlled Fusion, Special Issue: Papers from the 4th H-Mode Workshop (IAEA Technical Committee Meeting on H-Mode Physics), Naka, Ibaraki, Japan 15-17 Nov. 1993, Vol.36 Suppl. (7) A, July 1994.

- [16] 宮本健郎:核融合研究 70,146 (1994).
- [17] J. Kim et al., Phys. Rev. Lett. 72, 2199 (1994).
- [18] K. Burrell et al., 15th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr.Nucl. Fusion Res., Seville 1994, IAEA-
- [19] Y. Miura et al., paper A81 of ref. [15].

CN-60/A-2-I-5.

- [20] M. Sato et al., 15th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr.Nucl. Fusion Res., Seville 1994, IAEA-CN-60/A-2-II-4.
- [21] T. Carlstrom et al., paper A147 of ref. [15].
- [22] J. D. Strachan et al., Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1004.
- [23] D.M. Meade et al., Proc. 13th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr.Nucl. Fusion Res., Washington DC, 1990 (IAEA, Vienna, 1991) Vol.1, p 9.
- [24] H.K. Park et al., 15th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., Seville 1994, IAEA-CN-60/A2/4-P-1.
- [25] R.J. Hawryluk et al., 15th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., Seville 1994, IAEA-CN-60/A-1-I-1.
- [26] Y. Koide et al., Phys. Rev. Lett. 72, 3662 (1994).
 and M. Mori et al., Nucl. Fusion 34, 1045 (1994).
- [27] Y. Koide et al., 15th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., Seville 1994, IAEA-CN-60/A-2-I-3.
- [28] M. Mori et al., paper A39 of ref. [15].
- [29] G.L. Jackson et al., Phys. Rev. Lett. 67, 3098 (1991), G.L. Jackson, et al., Phys. Fluids B7, 2181 (1992); T.S. Taylor et al., Proc. 14th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., Wurtzburg, 1992 (IAEA, Vienna, 1993) Vol.1, p 167 and T. H. Osborne et al., Confinement and Stability of VH-mode Discharges in the DIII-D Tokamak, General Atomics Report GA-A21182 (1992).
- [30] S. Konoshima *et al.*, Bull. Amer. Phys. Soc., Vol. 38, No.10, 2062 (1993).
- [31] C. M. Greenfield *et al.*, Plasma Physics and Controlled Fusion **35**, B263 (1993).
- [32] R. J. Groebner et al., paper A13 of ref. [15].
- [33] T.H. Osborne et al., paper A237 of ref. [15].
- [34] A.B. Hassam et al., Comments on Plasma Phys. and Contr. Fusion 14, 275 (1991).
- [35] H. Biglari et al., Phys. Fluids **B2**, 1 (1990).
- [36] G.A. Navratil et al., Proc. 13th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr.Nucl. Fusion Res., Washing-

ton DC, 1990 (IAEA, Vienna, 1991) Vol.1, p 209.

- [37] K. Toi et al., Phys. Rev. Lett. 64, 1895 (1990).
- [38] S. A. Sabbagh et al., 15th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., Seville 1994, IAEA-CN-60/A-5-I-6.
- [39] J. R. Ferron et al., Phys. Fluids B5 (7), 2532 (1993).
- [40] L. L. Lao et al., Phys. Rev. Lett. 70, 3435 (1993).
- [41] The JET Team (presented by D. Stork), paper A23 of ref. [15].
- [42] The JET Team (presented by D. Stork), 15th IAEA Conf.on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion
- Res., Seville 1994, IAEA-CN-60/A-1-I-3.
 [43] A. Kallenbach et al., 15th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., Seville 1994, IAEA-CN-60/A2/4-P-13.
- [44] Y. Kamada et al., 15th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., Seville 1994, IAEA-CN-60/A-5-I-5.
- [45] W7-AS Team and NI Team (presented by W. Ott) Proc. 3rd Joint Varenna-Grenoble Inter. Symp. on Heating in Toroidal Plasmas (CEN-Grenoble-France) Vol II (1982)813; and G. Grieger et al., Plasma Phys. and Contr. Fusion 28, 43 (1986).
- [46] T. Ohbiki et al., Proc. 12th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr.Nucl. Fusion Res., Nice, 1988 (IAEA, Vienna, 1989) Vol.2, p337.
- [47] T. Ohbiki et al., 15th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr. Fusion Res., Seville 1994, IAEA-CN-60/A-6-I-2
- [48] H. Yamada et al., Boronization in CHS Heliotron/Torsatron Device, submitted in Jpn. J. Appl. Phys. (1994).
- [49] S. Okamura et al., Proc. 14th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr.Nucl. Fusion Res., Wurtzburg, 1992 (IAEA, Vienna, 1993) Vol.2, p507.
- [50] H. Idei et al., Phys. Rev. Lett. 71, 2220 (1993).
- [51] H. Yamada, private communication (1992).
- [52] 東井和夫他:日本物理学会第47回年回講演予稿 集第4分冊(1992年3月), p207; K. Toi et al., Proc. 14th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr.Nucl. Fusion Res., Wurtzburg, 1992 (IAEA, Vienna, 1993) Vol.2, p461.
- [53] K. Toi et al., 15th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., Seville 1994, IAEA-CN-60/A6/C-P-3.

- [54] K. Toi et al., 6th Inter. Toki Conf., Toki 1994, paper No. O2-05.
- [55] V. Erckmann et al., Proc. 14th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr.Nucl. Fusion Res., Wurtzburg, 1992 (IAEA, Vienna, 1993) Vol.2, p469, V. Erckmann et al., Phys. Rev. Lett. 70, 2086 (1993).
- [56] F. Wagner et al., paper A61 of ref. [15].
- [57] F. Wagner et al., 15th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr.Nucl. Fusion Res., Seville 1994, IAEA-CN-60/A-4-II-1.
- [58] H. Zushi et al., paper A231 of ref. [15], and H. Zushi et al., 15th IAEA Conf. on Plasma Phys. Contr. Nucl. Fusion Res., Seville 1994, IAEA-CN-60/A6/C-P-1.
- [59] S. Morita et al., Proc. 14th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr.Nucl. Fusion Res., Wurtzburg, 1992 (IAEA, Vienna, 1993) Vol.2, p515.
- [60] F. X. Soldner *et al.*, Phys. Rev. Lett. **61**, 1105 (1988).

- [61] S. Okamura et al., 15th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr.Nucl. Fusion Res., Seville 1994, IAEA-CN-60/A-2-IV-3.
- [62] T. Ohbiki et al., Proc. 14th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr.Nucl. Fusion Res., Wurtzburg, 1992 (IAEA, Vienna, 1993) Vol.2, p403.
- [63] E. J. Strait et al., Wall Stabilization of High Beta Tokamak Discharges in DIII-D, General Atomics Report GA-A21797 (1994).
- [64] 伊藤公孝他:核融合研究 69, 1524 (1993).
- [65] T. S. Taylor et al., Optimized Profiles for Improved Confinement and Stability in the DIII-D Tokamak, General Atomics Report GA-A21757 (1994).
- [66] O. Motojima et al., Proc. 13th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr.Nucl. Fusion Res., Washington DC, 1990 (IAEA, Vienna, 1991) Vol.3, p 513.