



解説

ST 研究の最近の進展 - MAST と NSTX -

高瀬 雄一

(東京大学大学院新領域創成科学研究科)

Recent Progress in ST Research - MAST and NSTX -

TAKASE Yuichi

Graduate School of Frontier Sciences, The University of Tokyo, Tokyo 113-0033, Japan

(Received 24 January 2003)

Abstract

Research on spherical tokamak (ST) plasmas is progressing rapidly. Recent results from the mega-ampere class ST devices, MAST and NSTX, are herein reviewed. A toroidal beta of up to 35% and a normalized beta of over 6 were achieved on NSTX. The highest betas are obtained with low internal inductance and a flat pressure profile, exceeding the no-wall stability limit by up to 20%. Diamagnetic plasmas with a noninductive current fraction of 60% and a self-driven current fraction of 40% have been obtained. Ion thermal diffusivity is consistent with neoclassical transport, whereas electron thermal diffusivity is anomalous. A strong toroidal flow (20-30% of Alfvén velocity) is observed. H-mode is routinely observed in both MAST and NSTX. Energy confinement is consistent with the ITER 98y2 ELMy H-mode scaling, but the H-mode transition threshold power is about 50% higher than the ITER scaling. The divertor heat load is highly asymmetric, the outboard side being higher than the inboard side, typically by an order of magnitude. Up to 0.5 MA of plasma current has been obtained using the merging-compression technique, and further increase was demonstrated by ramping up the vertical field on MAST. Up to 0.4 MA of toroidal current has been obtained by coaxial helicity injection on NSTX. Noninductive current drive techniques using the neutral beam, high harmonic fast wave, and electron Bernstein wave are being developed.

Keywords:

spherical tokamak, high beta, H-mode, transport, divertor, current drive

1. はじめに

核融合出力密度はプラズマ圧力の約自乗に比例するため、プラズマ圧力の向上は核融合炉の小型化・高効率化につながる。しかしプラズマ圧力の上限は安定性により制限されている。磁場閉じ込めプラズマでは、この上限を β (ベータ プラズマ圧力/磁場圧力) を使って表す。 β に対する安定限界は閉じ込め磁場配位によって決まるが、プラズマの圧力分布や電流分布にも依存する。トカマク炉やヘリカル炉で強力な磁場が必要なのは、 β が低

author's e-mail: takase@k.u-tokyo.ac.jp

い値(数%程度)に制限されているためである。高 β を実現できればより経済性の高い炉設計が可能となる。

ST(球状トカマク)は低アスペクト比のトカマクであり、アスペクト比 $A \equiv R/a$ (R および a はそれぞれトラスの大半径と小半径を表す)が1.5程度以下のものをさす。低アスペクト比ではトラスの断面形状の楕円度および三角度が自発的に大きくなり、Fig. 1のように球から軸を抜き取ったような形に近づくため球状トカマク(あるいは球状トラス)と呼ばれる。高い楕円度および

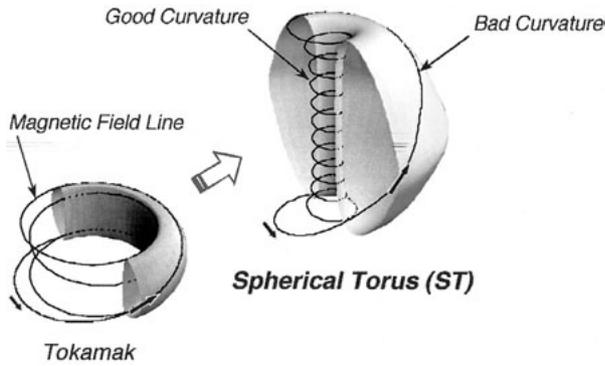


Fig. 1 Spherical tokamak (spherical torus) configuration. Stability is improved by a large fraction of the magnetic field line in the good curvature region.

三角度は高 β における安定性を向上させる。高い楕円度はさらに、プラズマがその圧力勾配によって自発的に流す自発電流の全プラズマ電流に対する比(自発電流比)を高めることにも貢献する。このほかにも、STでは核融合動力炉を高い安全係数($q_{95} \cong 10$ 程度)で実現でき、その装置規模は中性子壁負荷により決定されるため、 β 限界ぎりぎりの運転や高い閉じ込め改善度が要求されることなく、裕度をもった設計が可能であるという利点がある。また、核融合動力炉の候補としてのみでなく、小型で強力な体積中性子源としての実用化や、小型ST炉を用いた核融合エネルギー開発の加速、さらに長期的には中性子生成の少ない先進燃料炉としての展望もある極めて有望なプラズマ閉じ込め方式である。本稿では、ST研究の最近の急速な進展を、プラズマ電流1MA級の装置MAST[1] [英国カラム研究所]およびNSTX[2] [米国プリンストンプラズマ物理研究所]の結果を中心に解説する。ここで紹介する内容は、2002年11月の国際STワークショップで発表された最新の結果[3,4]を基にしている。

球状トカマクでは、高 β 、顕著なトロイダル効果、高度なシェーピング(高い楕円度や三角度等)、高い誘電率というような通常アスペクト比のトカマクとは異なった物理が重要となってくる。これらに付随して、速い(アルヴェン速度や熱速度に近い)流れおよびその勾配による乱流の安定化、二流体効果、電磁的な乱流、大きなラーモア半径および粒子軌道幅、曲率のよい磁力線によるMHD安定性の向上、ポロイダル流に対する強い減衰、ダイバータ部における顕著な磁束の拡張などの特徴が現れ、これらの影響を理解することが重要となる。

イギリスのSTART装置[5]においてその高 β 安定性と良好な閉じ込めが両立することが実証されてから、世界

Table 1 Parameters achieved in NSTX and MAST.

	NSTX	MAST
R (m)	0.85	0.85
a (m)	0.68	0.65
A	1.27	1.3
	2.5	2.45
δ	0.8	0.5
I_p (MA)	1.5	1.35
B_T (T)	0.6	0.52
P_{NB} (MW)	7	3
P_{RF} (MW)	6 (HHFW)	0.6 (EC/EBW)

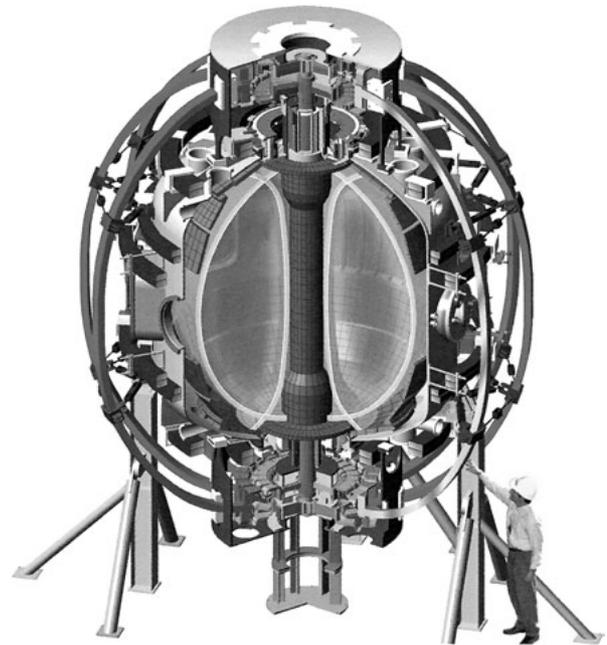


Fig. 2 NSTX device. All coils are located outside the vacuum vessel. Close-fitting stabilizing plates are installed to improve MHD stability.

中でST研究が盛んに行われている[6]。日本では従来から大学を中心に先進的な研究が展開されているが[7]、現在最も規模の大きな装置を使って研究を行っているのはイギリスおよびアメリカである。MASTとNSTXの代表的パラメータをTable 1に、断面図をFig. 2およびFig. 3に示す。これらの二装置は大きさ、アスペクト比、プラズマ電流等は同規模であるが、装置設計・研究計画とも相補的であり、互いにフィードバックしながら効率的に研究を進めており、より高温領域で核融合炉設計に必要なデータベースが着々と蓄積されている。日本としてもこの規模の研究で貢献できる体制を早期に構築することが強く望まれる。

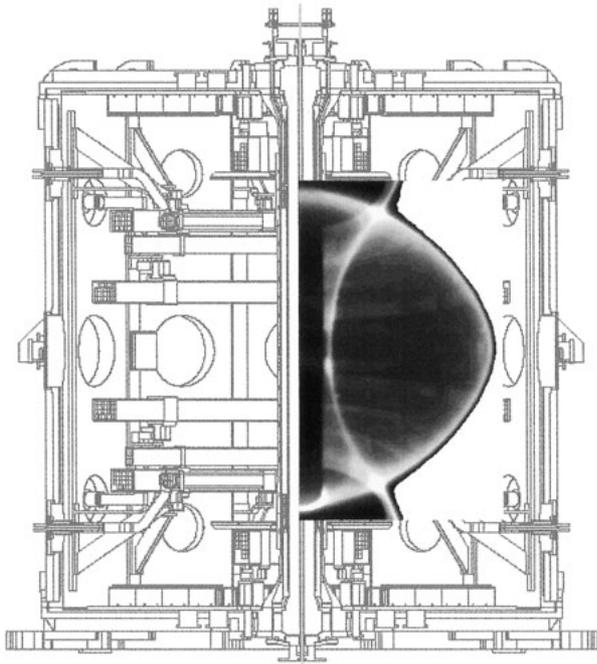


Fig. 3 MAST device. Poloidal field coils are located inside a large vacuum vessel.

2. 高β安定性

STの高β安定性に関する優位性については1985年頃から指摘されていたが[8], STARTにおいて高βが良い閉じ込めと両立することが実証され, MASTおよびNSTXでこれが無衝突領域へと拡張されつつある. ベータにはいくつかの定義があるが, 本解説ではトロイダルベータ $\beta_t = 2\mu_0 \langle p \rangle / B_0^2$ および平均ベータ $\langle \beta \rangle = 2\mu_0 \langle p \rangle / \langle B^2 \rangle$ を用いる. ここでブラケットは体積平均, B_0 はプラズマの幾何中心 ($R = R_0$) における真空トロイダル磁場を表す.

STARTではNBI加熱により $\beta_t = 40\%$ が達成されたが[9], 装置が小さかったため, NBIによる高速イオンの閉じ込めが不十分であり, 温度もそれほど高くはなかった. MASTおよびNSTXではより大きい装置規模およびプラズマ電流によりこれらの問題点を克服し, より高温の無衝突領域における β の向上が進んでいる. 現段階での最高値は, 強力なNBIが既に稼働しているNSTXで得られた $\beta_t = 35\%$ である (Fig. 4). これを達成するため, 350 のベーキング, ポロニゼーション, 誤差磁場を低減するためのコイルの位置調整, Hモードを改善するための内側 (高磁場側) からのガス注入等が行われた. MASTにおいても同じ傾向のデータが得られているが, NSTXに比べて加熱パワーが不足しているため, β

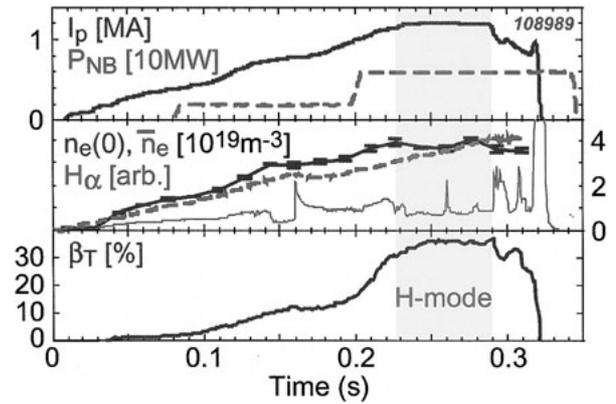


Fig. 4(a) Waveforms of NSTX discharge that reached $\beta_t = 35\%$.

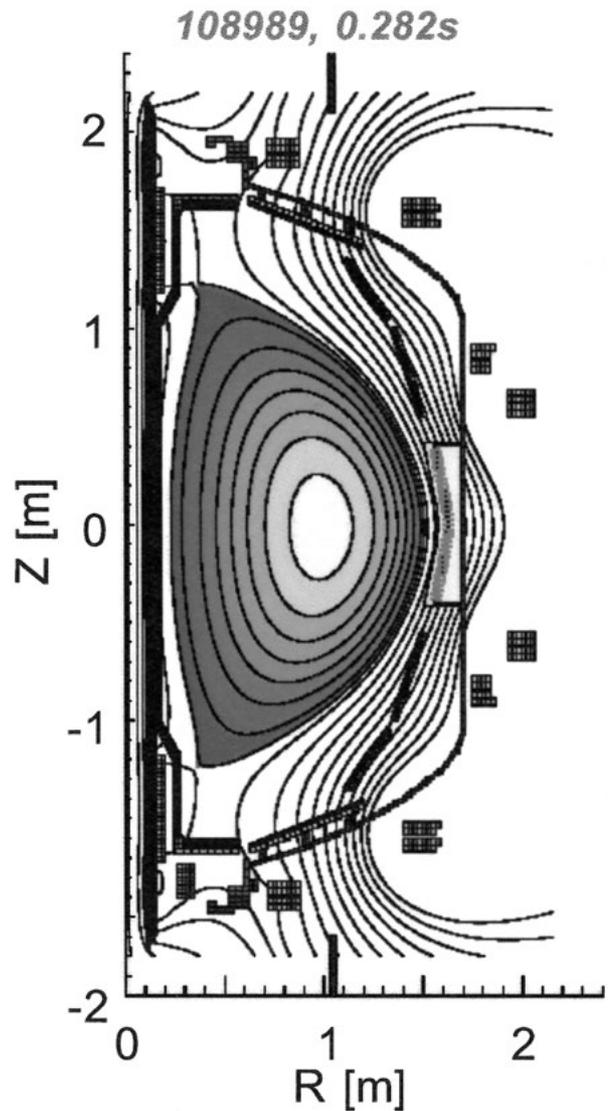


Fig. 4(b) Equilibrium flux surfaces at maximum beta, $\beta_t = 35\%$.

の達成値は NSTX より低い .

NSTX で得られた高 β プラズマが , 導体壁による安定化がない場合の β 限界 ($\langle \beta_N \rangle \cong 3.5$) を既に超えている ($\langle \beta_N \rangle \cong 4.5$, $\beta_N \cong 6.5$) ことは特筆に値する (Fig. 5) . 壁による安定化が効いているのは , トロイダル回転が低下し始めた後 , 壁に誘起された渦電流の減衰時間スケールで抵抗性壁モードが成長し , コラプスが生じていることからわかる (Fig. 6) . 今のところ , 新古典テアリングモードにより , β が制限されている徴候は観測されていない . Fig. 7 に , 電流分布 (内部インダクタンス l_i でピーキングの度合いを表す) および圧力分布 (圧力ピーキングファクタ $F_p = p_0 / \langle p \rangle$ でピーキングの度合いを表す) に

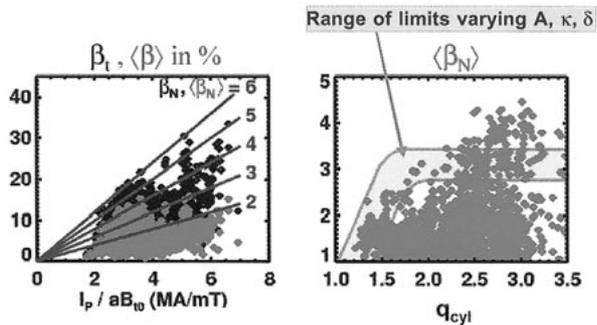


Fig. 5 Toroidal beta β_t and average beta β as functions of I_p/aB_0 (left) and β_N as a function of q_{cyl} . The range of beta limits is shown by the grey region.

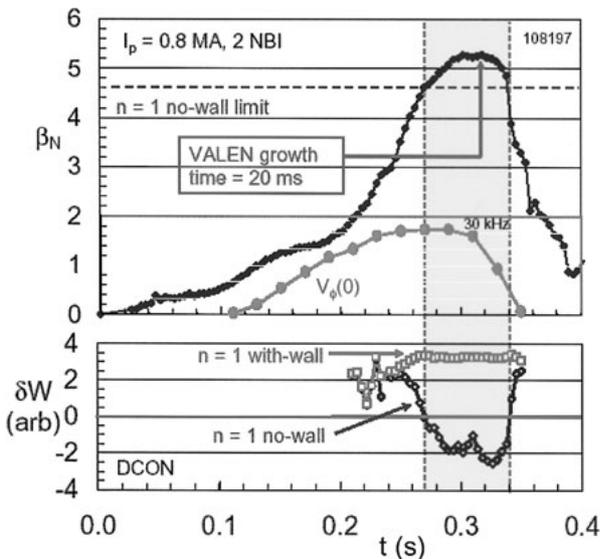


Fig. 6 Comparison of experimental data with stability calculation by VALEN. β_N exceeded the no-wall limit by 20% while the toroidal rotation V_ϕ was large.

対する到達ベータの依存性を示す . これより β_N が $10l_i$ まで伸びており , 通常型トカマクにおける上限 $4l_i$ を超えていること , また l_i および F_p が低いほど高 β が得られることがわかる . 同様な結果は MAST でも得られている . このような分布を得るためには , H モード運転が不可欠である . NSTX では既に , 反磁性を示す ST プラズマ

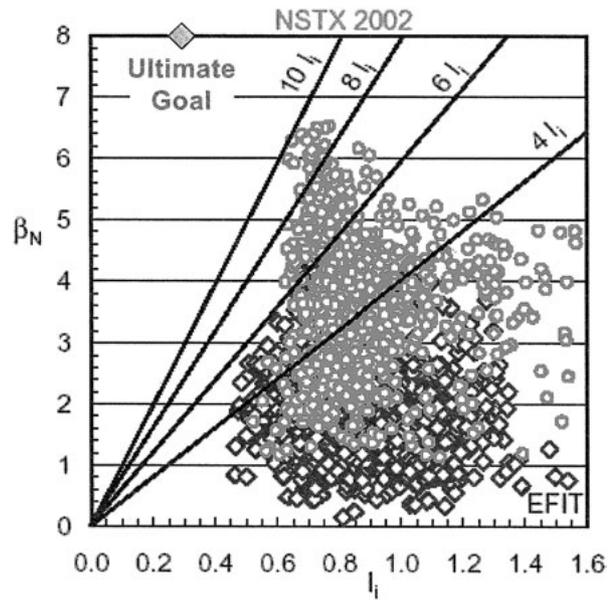


Fig. 7(a) β_N as a function of the normalized internal inductance l_i . Large l_i corresponds to peaked profile.

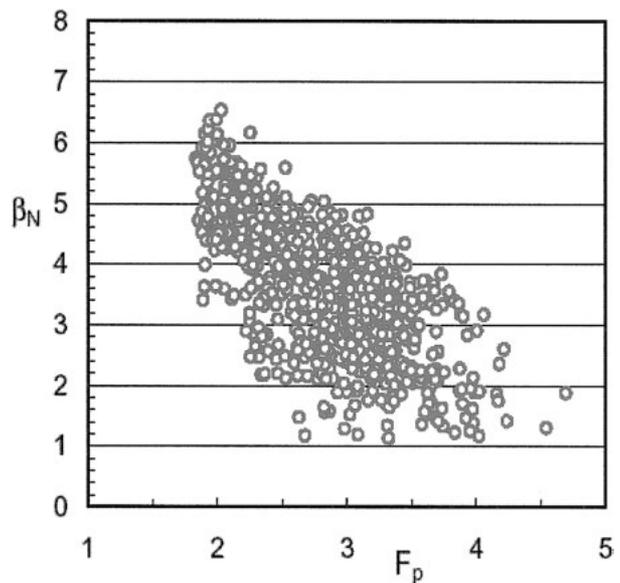


Fig. 7(b) β_N as a function of the pressure peaking factor $F_p = p_0 / \langle p \rangle$.

($\beta_N \cong 6.2$, $\beta_p \cong 1.4$) が得られており, このプラズマでは非誘導電流比が $I_{NI}/I_p = 60\%$, 自発電流比が $I_{BS}/I_p = 42\%$ であった. MAST においても $\beta_N \cong 5.15$, $\beta_p \cong 2.1$ で $I_{BS}/I_p = 40 - 50\%$ という結果が得られている.

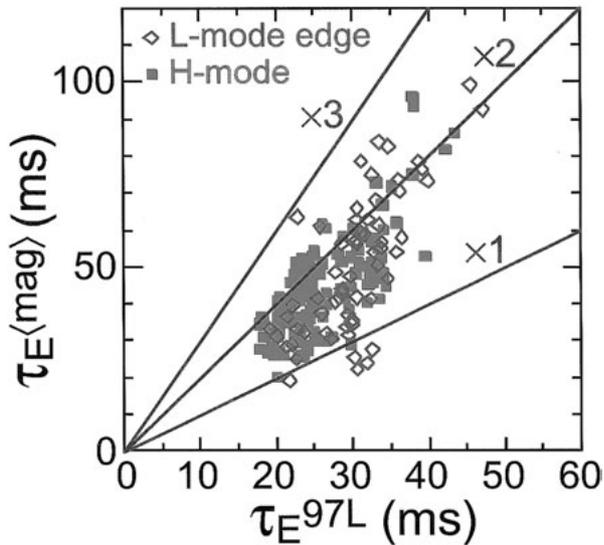


Fig. 8 Energy confinement time determined from magnetic analysis for NSTX L-mode and H-mode plasmas, compared to the ITER 97 L-mode scaling.

3. 閉じ込め

MAST および NSTX からの閉じ込めデータが蓄積されつつあり, ST の閉じ込め比例則の導出も既に試みられているが, まだ通常型トカマクのデータベースに比べると十分なデータが得られておらず, 不確定要素が多い (例えばデータベースフィッティングより求めた比例則と単一パラメータスキャンをした場合の依存性が異なる). 通常型トカマクの閉じ込め比例則 [10] と比較すると, 同程度あるいはそれ以上であるが (Fig. 8), 今のところ Hモードの閉じ込め改善はそれほど著しくないように見える. これが L-H 遷移のしきい値パワーに比べ遥かに高いパワーを入力した場合もそうであるかどうかは今後の実験で明らかになってくるであろう.

MAST では空間300点トムソン散乱, 256コードの D_α カメラ, 576本のラングミュアプローブ等の高分解能計測を使った Hモードに関する詳細な研究が行われている. MAST の Hモードは NSTX に比べてより明確なものである. この理由として, NSTX には安定化用の導体壁がプラズマの近くに設置されているのに対して, MAST では弱磁場側には障害物がないことが可能性としてあげられている. Fig. 9 に300点トムソン散乱で得られた典型的な Hモードの電子密度および電子温度の空間分布を示す. 電子密度のペDESTAL (中心密度とほぼ同じ) に比

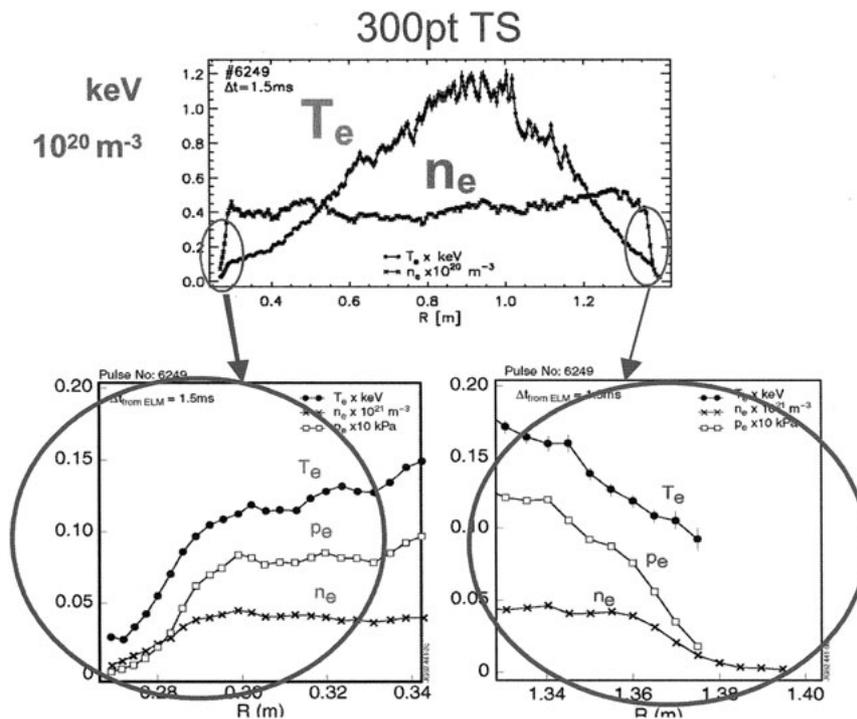


Fig. 9 Electron density and electron temperature profiles for a typical MAST H-mode plasma.

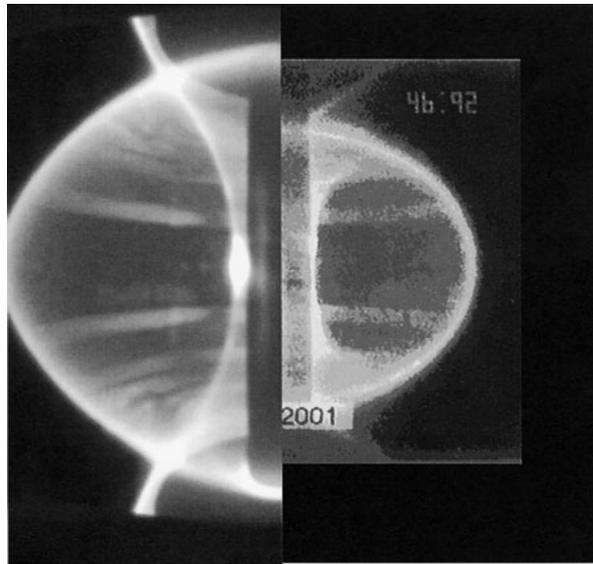


Fig. 10 Visible image of double null divertor (DND, left) and natural divertor (ND, right) plasmas.

電子温度のペダスタル（中心温度の10%程度）はそれほど顕著ではないことがわかる。MASTには壁が近くにないため、いろいろな配位を作ることができる。Fig. 10にダブルヌル配位およびSTに特有な自然ダイバータ配位（内側リミタ配位に対応）で得られたHモードプラズマの可視像を示す。プラズマ境界にシャープな発光が観測され、周辺輸送障壁（ペダスタル）ができていていることを示している。MASTで現有のパワーでHモードを得ているのは $n_e/n_{GW} \cong 0.8$ までであり(Lモードまで含めると $n_e/n_{GW} \cong 1.8$)、閉じ込め改善度も $n_e/n_{GW} \cong 0.6$ で $H_{H98y2} \cong 1.5$ が得られている。ここで n_{GW} はトカマクの密度限界の指標となるGreenwald密度[11]であり、 H_{H98y2} はITERグループにより導出されたELMyHモード閉じ込め比例則[10]に対する閉じ込め時間の改善度である。配位としては、上下セパトリックスが対称となるダブルヌルダイバータ(DND)配位のときに質のよいHモードになりやすい。上下のセパトリックス磁気面の差をその赤道面上での位置の差 δr_{sep} で表すと、Fig. 11に示すように $|\delta r_{sep}|$ がイオンラモア半径の半分程度以下の場合にHモードが得られやすい。MASTでは安定な高 β 、高閉じ込めのHモードプラズマ($\beta_N \cong 5$, $H_{H98y2} \cong 1.5$)が得られている。

MAST, NSTXともHモードプラズマのエネルギー閉じ込め時間は、トカマクのスケールングに基づいた予測値[10]と同程度である(Fig. 12)。MASTやNSTXのデータは、従来のデータベースのAspect比の範囲を大幅

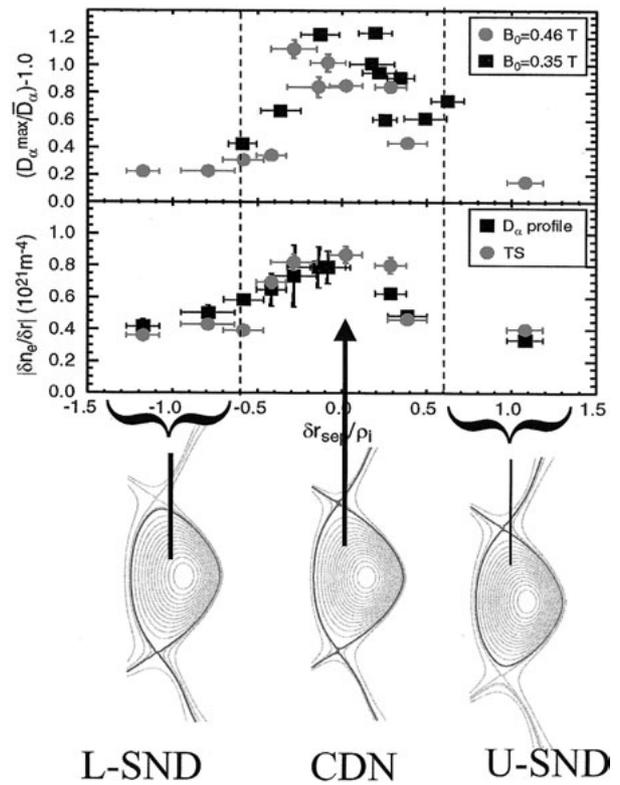


Fig. 11 Changes in D_α emission and electron density as a function of δr_{sep} , indicating favorable H-mode access for the connected double null (CDN) configuration compared to single null divertor (SND) configurations.

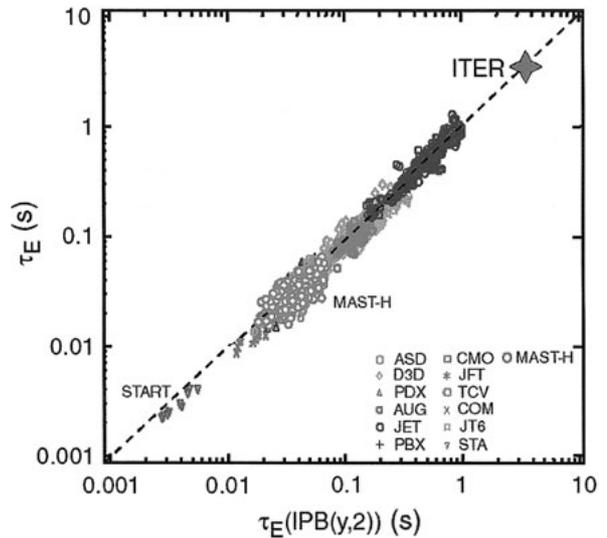


Fig. 12 Energy confinement of MAST H-mode plasmas compared to the ITER 98 IPB(y,2) ELMy H-mode scaling.

に広げるもので、従来不明確であったAspect比依存性や β 依存性を確定する重要な役割を果たしている。これ

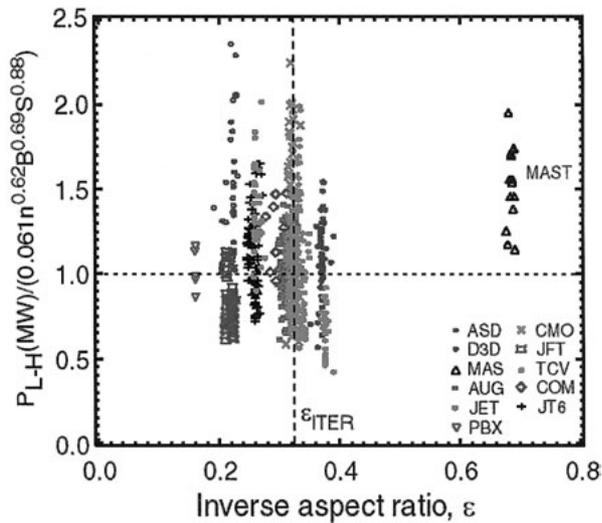


Fig. 13 The threshold power for L-H transition compared to the ITER database. MAST threshold power appears to be somewhat higher than the ITER scaling. The inverse aspect ratio is defined as $\epsilon = 1/A$.

によると、エネルギー閉じ込め時間は ITER98y2 スケーリングの $A^{0.57}$ より若干強いことが示唆される。L-H 遷移のしきい値パワー P_{LH} については従来のトカマクスケーリング [12] の予測より有意に高く (Fig. 13), $P_{LH} \propto R^2$ ではなく $P_{LH} \propto S$ (表面積) スケーリングを明らかに支持しており、これにさらに A の負の指数の依存性を加える必要性も示唆されている。

NSTX の輸送解析では、イオンのエネルギー輸送は低く、新古典理論でほぼ表されるが、電子輸送は乱流輸送に支配されていることが明らかとなっている (Fig. 14)。即ち、イオンの輸送に効く ITG モード (トカマクの乱流輸送に寄与するイオン温度勾配により駆動される不安定性) のような長波長モードは自然に抑制されており、電子の輸送のみに効く短波長モードのみが不安定となり乱流状態を形成していると考えられる。場合によっては、イオン温度が NBI による古典的な加熱とイオンに関して新古典輸送を仮定して計算される値より有意に高いこともある。この理由はまだ解明されていないが、古典的な衝突過程のほか、高速イオンにより不安定化された波動を介して、高速イオンから熱的イオンにエネルギーが受け渡される可能性も指摘されている。密度揺動の相関長は ρ_s (イオンのラーモア半径を電子温度を使って評価したもの) に比例しており、これは粒子輸送が磁場の増大とともに低減されることを説明する有力な手がかりとなっている。

H モードのほか、内部輸送障壁の形成も確認されてい

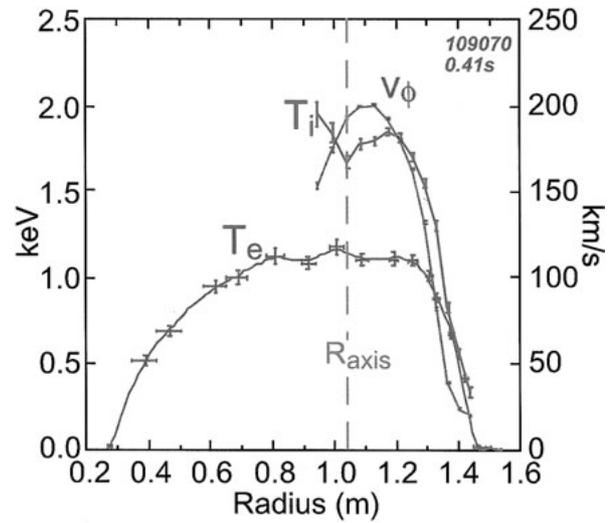


Fig. 14(a) Electron and ion temperature profiles (T_e , T_i) and toroidal rotation velocity (V_ϕ).

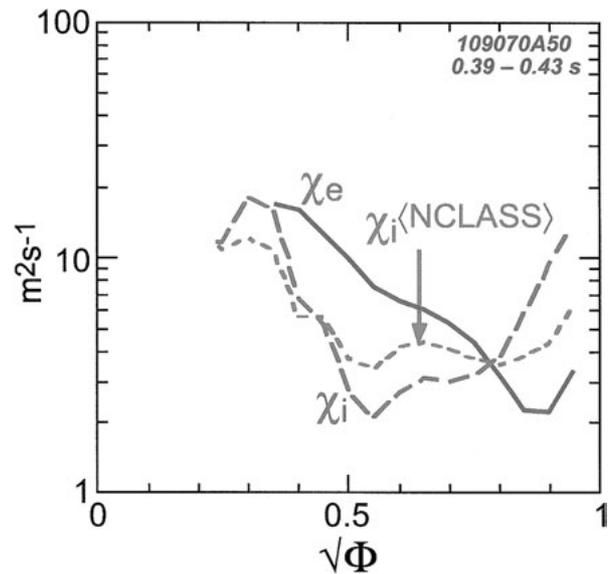


Fig. 14(b) Electron and ion thermal diffusivities (χ_e , χ_i) compared to the neoclassical χ_i .

る。MAST で観測された内部輸送障壁を Fig. 15 に示す。トロイダル流速の勾配が急なところに強い温度勾配がついている。また速いトロイダル回転 (アルヴェン速度の 20 - 30% 程度) に伴い、理論的に予測されるように、密度の非対称性 (トーラス外側へのピークのシフト) が観測されている。理論的にはこのような速い流れおよびそのシアにより、不安定モードの線形成長率の低減や、乱流の安定化効果が予測されている。

ST はコンパクトであるため、ダイバータ熱負荷は重

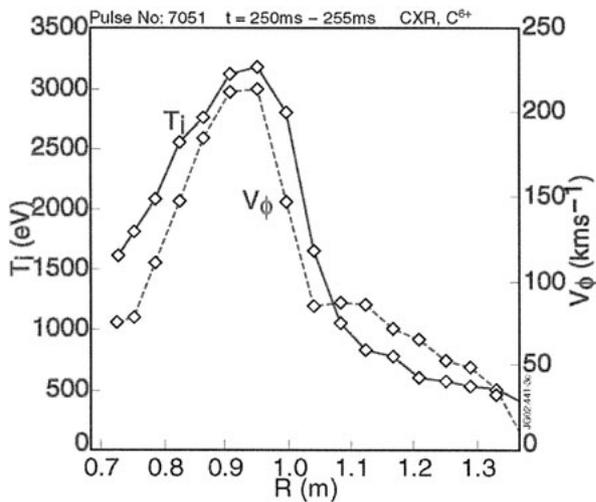


Fig. 15(a) Internal transport barrier observed on MAST (T_i and V_ϕ).

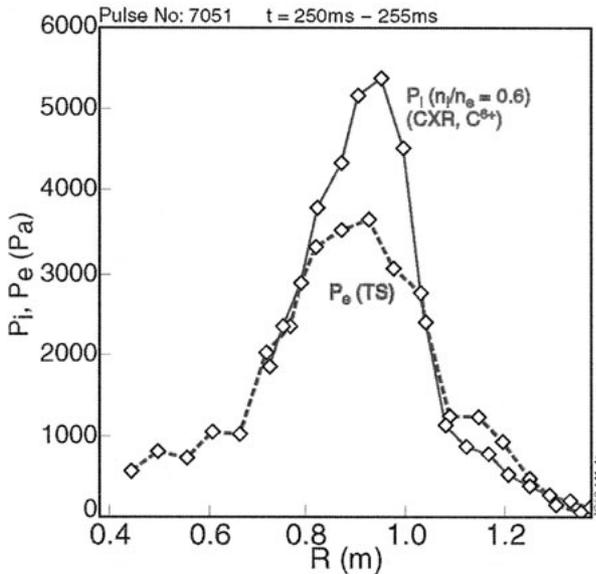


Fig. 15(b) Internal transport barrier observed on MAST (electron and ion pressures, P_e and P_i).

大な問題となり得る。内側ダイバータは半径の小さいところにあるため、熱負荷の低減が特に要求されるが、熱流束の内側対外側の分配は著しく非対称であり、シングルヌル配位でも外側ダイバータ熱負荷は内側ダイバータの約10倍である（Hモードの周辺輸送障壁が間欠的に崩れ、瞬間的に大きな熱流束を生じるELM時は、30倍にもなる）。MASTでは、ELM時にトーラス外側半径方向に30 cm離れたところにも粒子が到達することが報告されている。Lモードプラズマでは、スクレープオフ層（セパトトリックスの外側）の熱流束減衰長は1 cm程度であ

る。間欠的に現れる blob と呼ばれる構造が可視光イメージングなどで観測されており、これが径方向輸送を増大させていると考えられている。Hモードプラズマはこれと対照的に穏やかであり、このような構造は観測されていない。

4. ソレノイドなしのプラズマ立ち上げおよび電流駆動

ST方式の核融合炉では、低アスペクト比を実現するため、トーラス中心部にはソレノイドは置かず、トロイダル磁場発生用の常伝導体1本と、最小限の遮蔽のみを設置する。このため、中心ソレノイドを使わないプラズマ電流の立ち上げおよび定常維持法の開発は不可欠である。これはSTが核融合炉として成立するための必要条件であるばかりでなく、通常型トカマク炉にとっても高磁場化・小型化により大幅な経済性改善につながる重要な研究課題である。MASTでは外側上下にある一対のポロイダル磁場コイルの誘導を用いて、プラズマを2個生成し、これらを合体させる「合体圧縮法」により、中心ソレノイドを使わず、最大0.5 MAのプラズマ電流の立ち上げに成功している。一方NSTXでは、同軸ヘリシティ入射により、0.4 MAのトロイダル電流の生成に成功しているが、このうちどれだけの電流が閉じた磁気面内に流れているかは確定されていない。

MAST, NSTXとも、プラズマ電流の40%程度の自発電流比を既に達成しており、NBIによる非誘導電流駆動を合わせると60%程度の非誘導電流比を得ている。STは低い磁場で高密度のプラズマを閉じ込めることができるので、通常アスペクト比トカマクに比べ1桁から2桁高い誘電率をもつ。そのようなプラズマでは、電子サイクロトロン波や低域混成波はプラズマ中心部に到達することができないので、加熱や電流駆動には使えない。NSTXでは高誘電率プラズマ中でも良い伝播特性をもつ高次高調速波（HHFW）を電子加熱および電流駆動に使っている。順方向・逆方向の電流駆動に対する周回電圧を比べることにより、100 kA程度の電流が駆動されたことが推察されている。MASTでは電子バーンシュタイン波（EBW）を使った加熱・電流駆動実験を開始したところである。MASTではさらに、垂直磁場の増加により電流を増加することに成功している。JT-60Uでは、中心ソレノイドを使わずに、電子サイクロトロン波、低域混成波、NBIおよびポロイダル磁場コイルの誘導を使って、高性能（高ベータ、高閉じ込め、高自発電流比）プラズマの生成を実証した[13]。これをSTにおいても実

証することが計画されている。

5. 将来展望

ST 研究は急速に通常型トカマクのレベルに近づきつつあり、今後の進展が期待される。MAST および NSTX の次の世代では、JET や JT-60 のような大型トカマク級の臨界プラズマ ST が適切なステップと考えられている。日本でも JT-60 を改修して、5 - 10 MA のプラズマ電流をもつ臨界プラズマ級 ST を建設する提案があったが [14]、残念ながら現状ではその実現の可能性は低い。アメリカでは、これと同規模の装置 NSST の設計が進んでおり [15]、小型で高性能を発揮できる ST を利用し、開発コストを低減し、核融合エネルギー開発を加速することが提案されている。

核融合炉を小型化・高効率化させるためには、強い熱負荷および中性子負荷に耐えられる材料の開発が必要である。IFMIF による材料開発が計画されているが、これと相補的に、ブランケットモジュールのような大型コンポーネントの照射テストのできる体積中性子源の役割も重要である。ST を用いれば、小型の体積中性子源が実現できる。

$A = 1.5$ 程度の ST 炉では常伝導コイルの抵抗損失が大きく、経済性を確保するためには通常アスペクト比トカマク炉と同程度の規模が必要と考えられている [16]。超伝導コイルを用いつつできるだけ低アスペクト比配位の利点を生かした設計も近年行われており、ST と通常アスペクト比トカマクの間で最適な領域がある可能性も追求されている [17]。

このように、ST の小型・高性能という特徴を生かした核融合エネルギー開発への多様な貢献が期待される。

謝辞

本解説で紹介した内容を提供していただいた MAST の M. Gryaznevich 博士と NSTX の M. Bell 博士に深く感謝します。

参考文献

- [1] A. Sykes *et al.*, Phys. Plasmas 8, 2101 (2001).
- [2] M. Ono *et al.*, Nucl. Fusion 40, 557 (2000).
- [3] M. Gryaznevich, "Overview of MAST Results," presented at the 8th Int. ST Workshop (PPPL, Nov. 18-21, 2002). http://nstx.pppl.gov/Pages_folder/meetings_folder/STW_2002/Presentations/GryaznevichM_MASTResults.pdf
- [4] M.G. Bell, "Overview of NSTX Experiments in 2002," presented at the 8th Int. ST Workshop (PPPL, Nov. 18-21, 2002). http://nstx.pppl.gov/Pages_folder/meetings_folder/STW_2002/Presentations/BellM_Overwv_NSTX_Exp_Talk.pdf
- [5] A. Sykes *et al.*, Nucl. Fusion 32, 694 (1992).
- [6] A. Sykes, Plasma Phys. Control. Fusion 43, A127 (2001).
- [7] Y. Takase *et al.*, J. Plasma Fusion Res. 76, 503 (2000).
- [8] Y.-K. M. Peng and D. J. Strickler, Nucl. Fusion 26, 769 (1986).
- [9] A. Sykes *et al.*, Phys. Plasmas 4, 1665 (1997).
- [10] ITER Physics Basis, Nucl. Fusion 39, 2175 (1999).
- [11] M. Greenwald *et al.*, Nucl. Fusion 28, 2199 (1988).
- [12] F. Ryter *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 44, A415 (2002).
- [13] Y. Takase *et al.*, J. Plasma Fusion Res. 78, 719 (2002).
- [14] JT-60 改修に関する技術検討会報告書(日本原子力研究所, 2001).
- [15] M. Ono *et al.*, Fusion Energy 2002 (Proc. 19th Int. Conf., Lyon, 2002) IAEA-CN-94/FT/1-4.
- [16] F. Najmabadi *et al.*, Fusion Energy 1998 (Proc. 17th Int. Conf., Yokohama, 1998) IAEA-CN-69/FTP/08.
- [17] S. Nishio *et al.*, Fusion Energy 2002 (Proc. 19th Int. Conf., Lyon, 2002) IAEA-CN-94/FT/P1-21.



たか せ ゆう いち
高瀬 雄一

MIT 理学系研究科博士課程修了。MIT プラズマ核融合センターにて、Alcator C および C-Mod を用いた高周波加熱・電流駆動、プラズマ高性能化研究を行ってきた。現在東京大学新領域創成科学研究科教授。東大の TST-2 および PPPL の NSTX で球状トカマク研究を行うかたわら、JT-60 U における CS なし高性能プラズマ生成や LHD における進行波励起アンテナの開発等も行っている。