



### 3. 高エネルギー粒子輸送解析のための損失粒子計測

磯部 光孝, 篠原 孝司<sup>1)</sup>  
(核融合科学研究所, <sup>1)</sup>日本原子力研究所)

Escaping Fast Ion Diagnostics for the Fast Particle Transport Analysis

ISOBE Mitsutaka and SHINOHARA Kouji<sup>1)</sup>

National Institute for Fusion Science, Toki, Gifu-ken 509-5292, Japan

<sup>1)</sup>Japan Atomic Energy Research Institute, Naka-machi, Ibaraki-ken 311-0193, Japan

(Received 15 November 2004)

Escaping energetic ion diagnostics in magnetically confined plasma experiments are described in this lecture note. Experimental results from escaping energetic ion diagnostics in TFTR, JFT-2M, CHS and W7-AS are shown. In addition to mechanism of energetic ion loss from a viewpoint of particle orbit, effect of MHD activity on energetic particle transport is reviewed.

Keywords:

tokamak, helical system, escaping energetic ion diagnostics, fusion products, neutral beam, ion cyclotron resonance heating, semiconductor detector, scintillator, Faraday cup, first orbit loss, TAE mode, fishbone type mode

#### 3.1 はじめに

核融合炉の実現をめざした磁場閉じ込め高温プラズマ実験においては、1980年代に入ると重水素プラズマをターゲットにして、中性粒子ビーム(NB)入射加熱やイオンサイクロトロン(ICRF)加熱の実験が盛んに行われるようになった。これに同期する形で、新しい高温プラズマ計測の一つとして、NB入射高速イオン、ICRFにより磁力線垂直方向に加速された高速イオン、また、これら追加熱によりプラズマ中で核融合反応が起きた結果生成される MeV 高速イオン(以降、核反応生成物と呼ぶ)に着目した計測が行われるようになった。プラズマ中における高速イオンは、減速の途中でリップル拡散、荷電交換等の過程を経て閉じ込め領域から逃げてしまうことがあり、また高速イオンは、自身の存在が MHD 不安定性を励起し、それがきっかけとなって高速イオンの損失を引き起こすこともある。将来の核融合炉における主加熱は、核燃焼の結果生成される高エネルギーのアルファ粒子自身が担うことから、磁場閉じ込めプラズマにおける高エネルギー粒子(この章では高速イオンを指す)閉じ込めに関する問題は、今からよく調べておく必要がある。

プラズマ中における高エネルギー粒子の計測は、系内に閉じ込められた状態を計測するものと、系外へ損失してくるものを測定するものとに分けられる。本講座の第1章では、核融合中性子測定、第2章では荷電交換中性粒子分析の手法及びそれらから得られる物理について述べられた。これらは前者に相当し、閉じ込められた高エネルギー粒子について計測し、そこからその磁場配位における高エネルギー

author's e-mail: isobe@nifs.ac.jp, shinohak@fusion.naka.iaeri.go.jp

粒子の閉じ込め性能や MHD 不安定性などによる高速イオンの異常輸送に関する情報を引き出そうというアプローチである。本章で述べる損失粒子計測とは、プラズマ外へ損失してくる高速イオンを真空容器内で、エネルギー並びに時間分解良く直接的に検出し、得られた損失高速イオンデータの解析から、高速イオンの閉じ込めの様子や損失過程について調べようというものであり、先の2つの計測とはまったく反対側からのアプローチである。本章では、3.2節において、損失高速イオンの代表的な計測方法について述べた後、3.3節にて代表的な観測並びに解析例をトカマクとヘリカル系とに分けて紹介する。

#### 3.2 損失粒子計測のための検出器と計測方法

##### 3.2.1 半導体検出器

軌道損失高速イオン測定の最初の試みは、PLT トカマクにおける重水素実験において、イオンサイクロトロン共鳴波(ICRF)により加速された少数イオン $^3\text{He}^{2+}$ と燃料イオン $\text{D}^+$ との間で起きる核反応、いわゆる $\text{D}-^3\text{He}$ 反応の結果生じた $p(14.7\text{ MeV})$ の測定である[12]。核反応生成物のエネルギーは、反応前の2つのイオン間の相対速度を担っており、核反応生成物のエネルギー分布を精度良く測定できれば、ICRFにより加速された少数イオン $^3\text{He}^{2+}$ のエネルギーが推定できるのではないかという意図の下、この測定が行われた。この時、シリコン表面障壁型半導体検出器(SSBD)とチタンを利用した放射化法( $^{48}\text{T}(p, n)^{48}\text{V}$ 反応を利用)が用いられた。放射化法は、損失高速イオンの絶対束の測定という点では利があるが、ショット中の損失高

速イオン束の時間変化の情報を提供しないため、近年この方法による測定はあまり行われていない。ここでは、良好なエネルギー分解能を有し、粒子束の時間発展を追跡可能な、SSBD を用いた粒子エネルギー spektrometers による計測についてのみ述べる。荷電粒子（この場合高速イオン）が SSBD へ入射すると、検出器内で入射エネルギーに応じた電荷（電子 - ホール対）が生じる。この電荷信号を検出器への直流電圧の印加により集め、電荷有感型前置増幅器に入力し電圧パルスに変換する。この信号は、波形整形増幅器を通した後にパルス波高分析される。予めエネルギーのわかった粒子線を用いてパルス波高とエネルギーの対応関係を得ておけば、検出器に到達したイオンのエネルギーを知ることができる。SSBD の動作原理の詳細については、放射線計測の教科書を参考にされたい [3]。SSBD は通常、Fig. 1 に示すように、高速イオンが通過できるスリットを設けた金属製検出器ホルダーの中に置き、軌道計算により真空容器内の高速イオンが損失してくると予測される位置に設置する。スリット部は、実験環境により完全な開口として使う場合と、数10 μm の金属箔にて覆う場合がある。金属製ホルダーとスリットの組み合わせは、検出器の熱損傷からの保護、硬 X 線やガンマ線に起因する偽信号の抑制等の役割に加え、高速イオンのみを検出器に導くという役割を持つ。検出器位置での磁力線の方向がわかっているため、スリットの向きを考慮すれば、検出した損失高速イオンのピッチ角 ( $v_{\parallel} / v$ ) の情報を得ることができ、ひいては、その高速イオンがどのような軌道を経て損失に至ったのかを推定することができる。この方式に基づく損失高速イオン計測は、PLT [4], PDX [5], JIPP T IIU [6], JET [7], DIII D [8], Alcator C Mod [9], TEXTOR 94 [10], T 10 [11] などで行われている。

3.2.2 シンチレータプローブ

半導体検出器は優れたエネルギー分解能を有するが、耐放射線性能が低く、核反応度の高いプラズマへ適用する場合検出器寿命が長くないこと、またパルスを計数するために MHD 不安定性に起因する高速イオン損失等の速い時間変化を示す現象を追跡することが困難、等の問題がある。上記の問題を解決する方法として、半導体検出器に比して時間応答が良く、耐放射線性の点で優れているシンチレータを利用した高速イオンプローブが提案された [12, 13]。

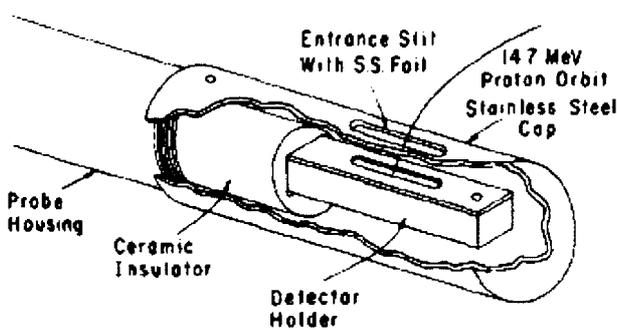


Fig. 1 Lost fast ion probe by use of silicon surface barrier detector (SSBD) in PLT[1,2]

その後、Zweiben により初めてシンチレータプローブが TFTR トカマクに適用され、核反応生成物の新古典的な意味での閉じ込め [14-18]、並びに MHD 不安定性に誘発された核反応生成物の異常損失について詳細に調べられた [19-23]。Fig. 2 に、検出器の動作を説明する概念図を示す [14]。シンチレータを金属箱の中に設置し、箱の側面の一つに高速イオンが通過できるピンホールとスリットを設けておく。磁力線に巻き付いた高速イオンは、このピンホールとスリットを通過し、シンチレータ表面に衝突する。その結果、衝突位置においてシンチレーション光が生じる。エネルギーの低いイオンは、ピンホールに近い位置に衝突する一方、エネルギーの高いイオンはピンホールから遠い位置に衝突する。また、衝突位置のピンホール中心とスリットの中心を結ぶ線から左右方向へのずれは損失イオンのピッチ角の情報を含んでおり、シンチレータ板上に現れるシンチレータ光の 2 次元分布を測定すれば、検出した損失高速イオンのエネルギーとピッチ角を同時に知ることができる。シンチレータには、中・小型の装置においては荷電粒子に対して最も輝度の高い ZnS:Ag が用いられる事が多いが、100 eV を越えた際の急激な輝度の低下、粒子束が  $10^{11}$  個/cm<sup>2</sup>/s に近づくると発光強度が飽和し始める等の欠点がある。TFTR の DT 実験では、輝度は ZnS:Ag に比して一桁以上低いが、発光強度の温度依存性、並びに粒子束に対する発光強度の線形性により優れた Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>:Ce を採用している。シンチレータに基づく高速イオンプローブは、TFTR [24-27] におけるそれに加えて、JFT 2M, CHS [28-30], Wendelstein 7 AS (W7 AS) [31-32], LHD [33] で用いられている。

3.2.3 ファラデーカップ型プローブ

金属箔を用いたファラデーカップ型高速イオンプローブが提案され、幾つかのトカマク実験に適用されている。このプローブの特長は、1) 仕組みが比較的簡単であるこ

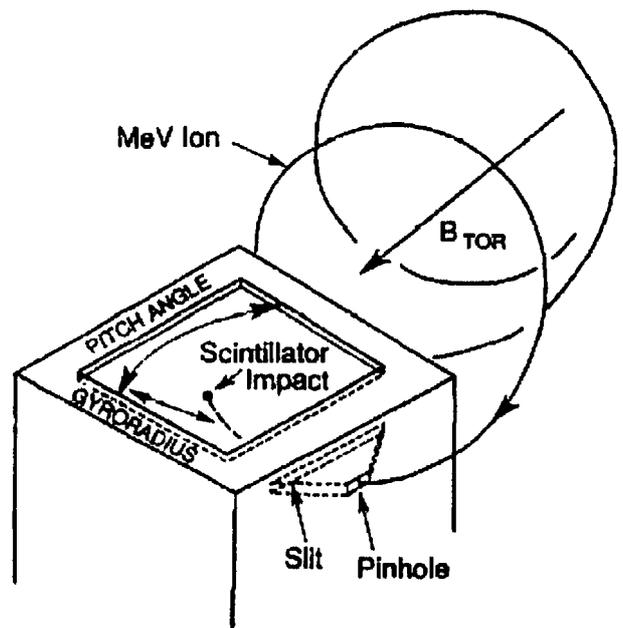


Fig. 2 Lost fast ion probe based on scintillator in TFTR[24-27].

と、2)製作費用が安価であること、3)高温環境下での安定動作が期待できること、4)耐放射線性能に優れている、等の理由から、先述した半導体検出器やシンチレータプローブに比して核反応度の高いプラズマ実験に有望であると考えられ、ITERにおける損失アルファ粒子測定を意図した開発研究が進められている。Fig. 3にCecil等により開発されたプローブの動作原理を示す[34,35]。イオンの進行方向に対して金属箔を垂直に設置し、金属箔中で全エネルギーを損失し停止したイオンの電流を計るという仕組みである。検出器にエネルギー分解能を持たせるために、この場合、検出器は厚みのわかった3枚の金属箔で構成されている。エネルギーの低いイオンは進行方向手前の金属箔にて停止し電流として読み出される一方、エネルギーの高いイオンは、より奥の箔まで到達することができるので、それぞれの金属箔から電流信号を読み出すことにより、大雑把ではあるがプローブに到達した高速イオンのエネルギー弁別が可能である。この計測のキーポイントは、高速イオンが金属箔を通過する際に発生する2次電子による信号をいかに抑制できるかにある。ここでは箔の近傍に直流負電圧を印加することにより、2次電子による信号の抑制に成功している[34]。実際に実験でこの検出器を使用する際は、先述した検出器同様、ピンホールが設けられた金属ボックス中に周囲から絶縁する形で金属箔が置かれ、高速イオンの軌道損失が予測される位置に設置される。この計測器は、主にJET,TFTR等中性子並びにガンマ線束の多い装置に適用され、実機での実証実験が行われている[36,40]。

以上述べた方法の他に、損失高速イオンの情報を得る方法として赤外線カメラによる計測がある。高速イオンのリップル損失、並びにバナナドリフト損失は、第一壁上に局所的な熱負荷という形で現れる。JT 60UやJFT 2Mでは、赤外線カメラによる壁の熱負荷測定を通じて、磁場配位と高速イオン損失量の対応関係を調べる研究、並びに観測された損失位置とモデル計算が予測するそれとの比較などが行われている[41,42]。

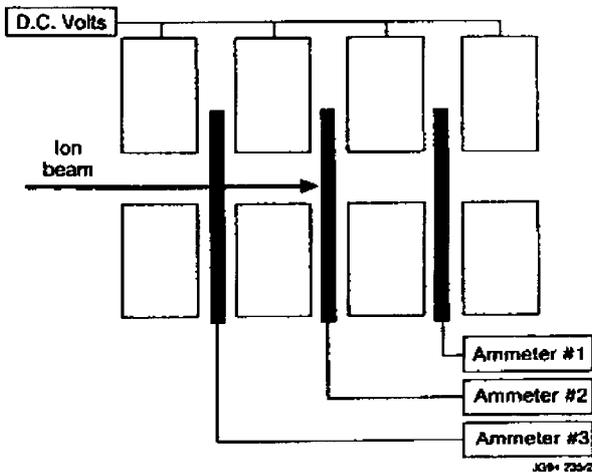


Fig. 3 Schematic drawing of a Faraday cup type lost fast ion probe applied to JET[34,35]

### 3.3 解析手法の具体例

#### 3.3.1 トカマクにおける具体例

ここでは損失高速イオンの計測器を用いた具体的な事例を紹介する。米国プリンストンプラズマ物理学研究所 (PPPL) の大型トカマク TFTR (1982 - 1997) では、1993年から1997年にかけてDT実験が行われた[43]。ここではDT実験でアルファ粒子の挙動を明らかにすることを目的に使用された損失高速イオン計測器の成果について紹介する。PPPLでは中規模装置の損失高速イオン計測器が開発された。TFTRのDT実験では高い中性子照射、熱負荷の観点からシンチレータプローブ[27]とアルファコレクタプローブ[44]が使用された。シンチレータプローブはFig. 4のようにイオンのgrad-Bドリフト側のポロイダル断面において、ポロイダル角 $20^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ の位置に設置された。シンチレータの2次元画像は石英レンズと光学ファイバを用いて地下のシールドルームまで運ばれ、そこでビデオカメラと光電子増倍管を用いて計測された。一次軌道損失モデル(高エネルギー粒子が、発生後、衝突等により軌道を変えず、その軌道を一周することなく壁に衝突し損失する機構が損失の原因とするモデル)との比較のためにプラズマ電流をスキャンする実験が行われた。90°位置のプローブによる結果をFig. 5(a)に示す。ローレンツ軌道コード(ジャイロ運動を含んだ軌道を直接的に解くコード)[45]を用いたモデル計算は、この損失アルファ粒子のプラズマ電流依存性をほぼ再現している。このとき、ジャイロ半径-ピッチ角分布も一次軌道損失モデルにより説明される。したがって、MHD不安定性が存在しないときのアルファ粒子の閉じ込めは一次軌道損失モデルで良く説明できた。一方で $20^\circ, 45^\circ$ 位置の計測結果は一次軌道損失モデルだけでは説明できなかったが、衝突トロイダル磁場リップル損失のモデルを考慮することにより解釈できた(Fig. 5(b)) [46]。一方、MHD不安定性が存在しない時の損失アル

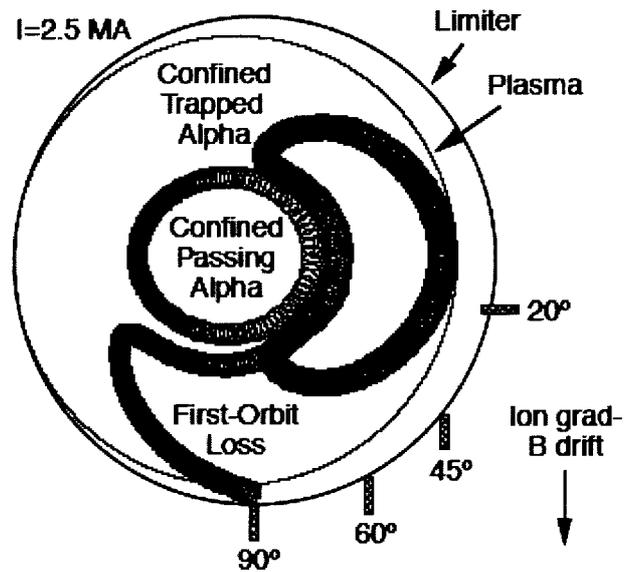


Fig. 4 Typical orbits of 3.5 MeV alpha particle in TFTR[43]. Alpha particles are launched at  $r/a=0.3$ . Parameters for configuration are ;  $B_t=5$  T,  $I_p=2.5$  MA and  $R_{ax}=2.52$  m.

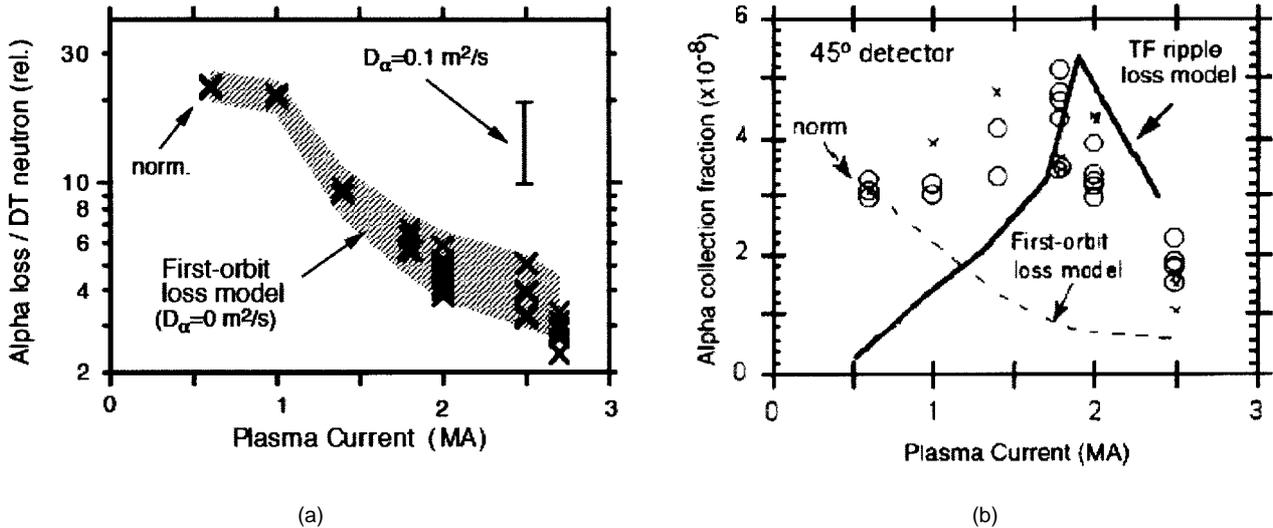


Fig. 5 (a)Dependence of lost alpha particle flux reaching the scintillator probe at 90 degrees in poloidal angle on plasma current in TFTR[43]. (b)Dependence of lost alpha particle flux reaching the scintillator probe at 45 degrees in poloidal angle on plasma current in TFTR[43,46].

ファ粒子の絶対量をアルファコレクタプローブで測定し、実験と理論予測との比較が行われた。ここでアルファコレクタプローブの仕組みについて簡単に述べる。極薄い金属箔を、真空容器内のアルファ粒子が軌道損失してくると予想される位置に設置する。プラズマ放電後、損失アルファ粒子が潜り込んだこの金属箔を取り出し、ガス分析器（真空）中で箔を融点まで昇温して蒸発させる。蒸発に伴い、箔中に含有されていたヘリウムが分析器中に放出される。この時残留ガス分析を行えば、箔中に含まれるヘリウムの量、すなわち金属箔に到達したアルファ粒子の絶対量を把握することができる[44]。測定値は、概ね一次軌道損失モデルで説明できるが、測定値とモデル計算値との間に一部ずれが観測された。ずれの理由は計測器と真空容器内構造物との位置関係によるものと考えられている。

テリングモード、鋸歯状振動などのMHD不安定性によるアルファ粒子の損失もシンチレータプローブを使って観測された。シンチレータプローブで損失が観測されても、中性子計測には有意な変化がない場合から両方の計測器に有意な変化がある場合まで様々なケースが観測された。これまでのところ最も大きな損失はプラズマ電流ディスラプションの直前のサーマルクエンチ中で観測された。一つのケースであるベータ値限界近傍の運動論的パルニングモード(KBM)について解析が行われた。90°位置のシンチレータプローブで計測されたジャイロ半径とピッチ角より、アルファ粒子の損失は、通過-捕捉境界領域(トロイダル磁場に捕捉されずに、トロイダル方向に周回できる粒子と捕捉されている粒子のピッチ角-速度空間での境界。この境界付近の捕捉粒子の軌道が最も大きくなるために一次損失が発生しやすい)に局在していた。ORBITコード[47]による解析によると、モードの有理面近くで共鳴アルファ粒子の相互作用があり、このことが反電流方向の通過(非捕捉)アルファ粒子を通過-捕捉境界領域に押しやっていることがわかった[48]。また、DT実験中に観測されたトロイダルアルヴェン固有モード(TAE)などのアル

ヴェン固有モードによる損失イオンの増加は観測されなかった。これは発生したアルヴェン固有モードが微弱であったためと考えられる。

次に日本原子力研究所のJFT 2Mトカマク(1983 - 2004)での最近の事例を紹介する。これまで観測されたアルヴェン固有モードの高速イオンに与える影響を見ると、磁気揺動強度がほぼ一定で連続的に発生している場合、高速イオンの動的な損失は観測されていない(ただし、微小で緩やかな高速イオンの空間分布の再分布やそれに伴う高速イオンの閉じ込めの劣化はありうる)。一方、数ミリ秒以下の時間スケールでバースト状のアルヴェン固有モードが発生する時は、不安定性の強度も大きく、中性子発生率の低下等の高速イオンに関する動的な変化が観測されている(例えば、JT-60Uの比較的振幅が大きなアルヴェン固有モード(ALE: Abrupt Large-amplitude Event)による共鳴的再分布)。そこでJFT-2Mではバースト状のアルヴェン固有モードを発生させ、この時の損失イオン輸送機構の変化を調べる実験を行った。計測器としてはシンチレータプローブを用いた。シンチレータプローブにおいて高いエネルギー-ピッチ角分解能を得るにはシンチレータプローブのスリットを狭くしなければならない。これを狭くすると入射イオンの数が減り、シンチレーション光が減少するため、イメージンシファイヤ(I.I.)付きカメラを使用する必要がある。ところが、これまではI.I.付きで空間分解能の良い高速カメラが存在しなかったため、高いエネルギー-ピッチ角分解能と高時間分解能を両立できなかった。このため時間スケール数ミリ秒のMHD不安定性や遷移現象による損失高速イオンの変化の計測は、特定のエネルギー-ピッチ角領域について光電子増倍管を用いた一次元観測に留まっていた。最近、技術の進歩により空間分解能の良いI.I.付き高速カメラが利用できるようになった。JFT-2Mでは、この高速カメラを使用し、時間スケール数ミリ秒のバースト現象による損失高速イオンのエネルギー-ピッチ角の変化を二次元で計測した[49]。Fig. 6に実験結果を示

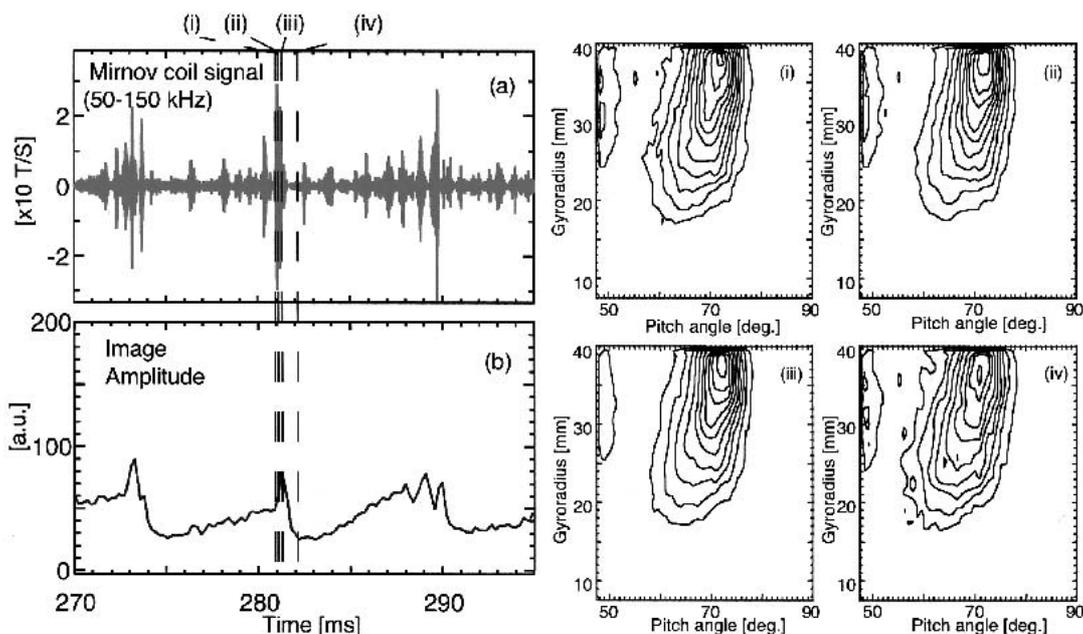


Fig. 6 (a) Bursting Alfvén mode observed in JFT-2M. (b) Time trace of lost fast ion flux measured with fast camera. Gyroradius - pitch angle distribution of lost fast ions measured with fast camera(i)-(iv)[49].

す．Fig. 6(a)は，磁気揺動を50から 150 kHz のバンドパスフィルタに通したものである．TAE 周波数帯に発生したバースト状の揺動があることがわかる．この実験ではジャイロ半径 37.5 mm (エネルギー約 15 keV)，ピッチ角  $71.5^\circ$  をもったイオンが最も多く検出されたが，その損失イオン量の時間発展が Fig. 6(b)である．バーストの瞬間に検出量が増大し，1 ミリ秒の時間スケールで減少した後，10 ミリ秒の時間スケールで復帰している．Fig. 6 の右側に左側の (i)-(iv) に対応した時刻のジャイロ半径 (エネルギー) - ピッチ角の変化を示す．損失イオンの量がバースト発生前の 2 倍近く変わっていても，損失高速イオンのエネルギー - ピッチ角の極大値の変化はなく，シンチレータプローブに入射してくる損失イオンの軌道を変えるほどの磁場構造の変化が起きていないことを意味する．この結果は，次のような物理過程を示唆する．バースト状のアルヴェン固有モードが高速イオンの輸送を助長し，高速イオンの空間分布の再分布が発生して，ジャイロ半径 37.5 mm (エネルギー約 15 keV)，ピッチ角  $71.5^\circ$  を持ったイオンの軌道上の粒子が増大する．しかし，損失によりこの軌道上への高速イオンの供給が少なくなり，軌道上の高速イオンが減少する．その後，中性粒子ビームの補給の時間スケールで高速イオンの分布が回復し，それとともに先の軌道上への高速イオンが供給されるのでシンチレータプローブで検出されるイオンの量もこの時間スケールで回復する．このように高速カメラによって，バースト状のアルヴェン固有モードによる損失高速イオンの振る舞いの動的変化を観測することができるようになった．

### 3.3.2 ヘリカル系における具体例

ヘリカル系プラズマにおいては，非軸対称磁場リップルの存在により軸対称系のトカマクに比して粒子軌道が複雑となるため，高速イオンのリップル輸送並びにロスコーン

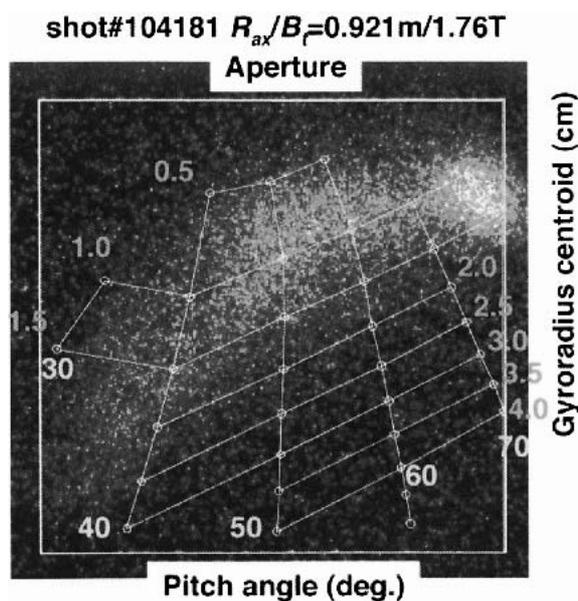


Fig. 7 Pitch angle - gyro radius distribution of lost fast ions measured with scintillator probe at small major radius side.

の問題が常に議論の対象となっている．ヘリカル系と一口に言っても，様々な磁場配位があり，そこでの粒子軌道はそれぞれ異なる．ここでは，核融合科学研究所の小型低アスペクト比ヘリカル装置：CHS (トロイダル周期 8，ポロイダル周期 2) [50] における観測結果並びに解析例を中心に紹介する．CHS タイプの磁場配位における粒子軌道の理論解説については，文献 [51, 52] に詳述されているので参照されたい．上記の背景の下，CHS では，シンチレータプローブにより大半径方向外側 [29] と内側 [30] の 2 箇所にて中性粒子ビーム (NB) 入射高速イオン (以降，NB イオン) の損失成分の計測が行われている．Fig. 7 に，トロイダル磁

場強度  $B_t = 1.76$  T, 磁気軸位置  $R_{ax} = 92.1$  cm の磁場配位において, 入射エネルギー 38 keV の NB を Co - 方向に接線入射したとき, 大半径方向内側で赤道面より約 5 cm 程度上方に設置されたプローブ (以降, 内側プローブ) によって観測された損失高速イオンのエネルギー - ピッチ角分布を示す. ピッチ角で 80 ° 付近, ジャイロ半径にて 1.0 cm ~ 1.5 cm (エネルギーで約 10 keV ~ 20 keV に相当) 付近に強いシンチレーション光が認められる. 観測された損失高速イオンのエネルギーは, 入射エネルギーより低い. またこの場合 NB は Co - 方向に接線入射されており, 粒子軌道計算によると電離直後の NB イオンは大半径方向外側へ偏差した通過軌道を持つことから, 上記の観測は, NB イオンが減速過程にて背景プラズマとの衝突散乱を経た後, ヘリカルリップル (2本のヘリカルコイルによる磁場強度の谷間) に捕捉されロスコーン損失した結果によるものと考えられる. 本観測が衝突を考慮した粒子軌道計算で説明できるか否かを

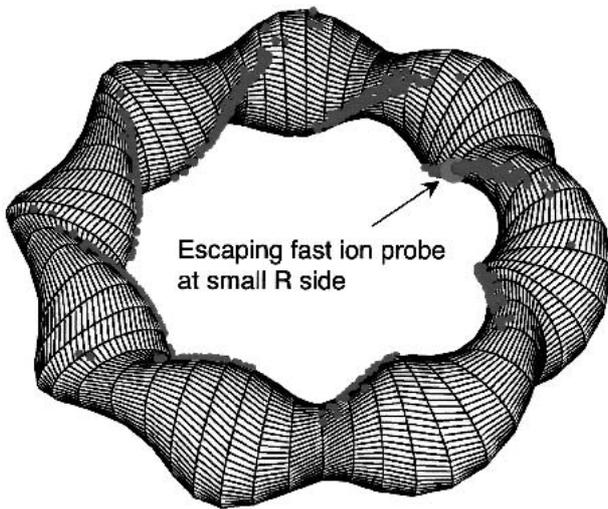
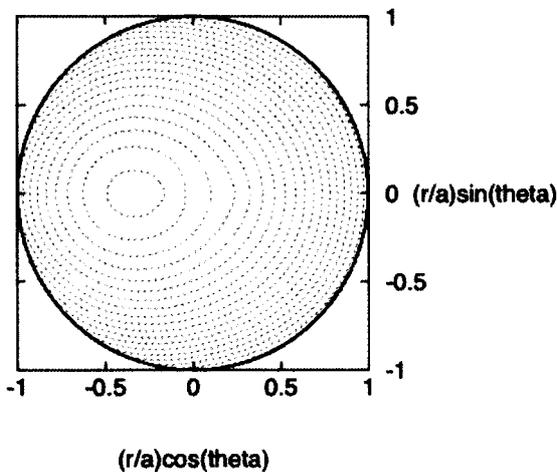
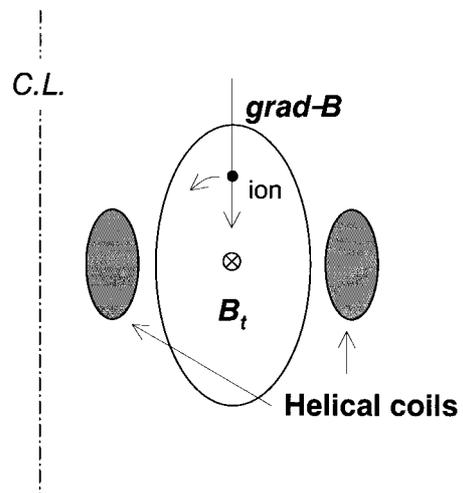


Fig. 8 Three-dimensional shape of last closed magnetic flux surface(LCFS) of CHS, spatial distribution of lost fast ions at LCFS and scintillator probe position at small major radius side.

を検証する目的で行われた DELTA5D コード [53] による解析例を Fig. 8 に示す. 本コードは, 3次元 MHD 平衡計算コード VMEQ [54] により得られた平衡磁場を Boozer 磁気座標 [55] に変換し, その上で衝突を含んだ形で高エネルギー粒子の案内中心を最外殻磁気面の内側で追跡する. 図は, CHS の最外殻磁気面形状と, 実際のプラズマパラメータを使って計算された高速イオン損失位置の空間分布, 並びに内側プローブの設置位置を表している. NB 入射高速イオンの多くは衝突散乱によりヘリカルリップルに捕捉された結果, 赤道面より上方の大半径方向内側に損失する. そして, 図より内側プローブの設置位置は高速イオンの損失位置と合致していることがわかる [56]. CHS におけるヘリカルリップル捕捉粒子の大半径方向内側への損失を大まかに理解するために, Fig. 9(a) に Mod- $B_{min}$  等高線を示す [57]. この等高線は, ヘリカルリップルにおける磁場強度の最も弱い点 (リップルの底) をポロイダル断面に投影したものであり, 軸対称系であるトカマクには無い概念である. この等高線は, 最外殻磁気面を表す最も外側の円を基点に見ると左方向, すなわち大半径方向内側に偏差している. ヘリカルリップルに深く捕捉されたイオンは, 2本のヘリカルコイルによる磁場強度の谷間からプラズマ中心へ向く  $grad-B$  により, この等高線に沿った形でポロイダル方向に回転する. よって, 大半径方向外側の周辺部で深くリップル捕捉されたイオンは, 大半径方向内側で最外殻磁気面を横切ることになる. ポロイダル面での回転方向は  $B_t$  の向きに依るが, この場合  $B_t$  はプラズマを上から見て反時計方向を向いており, その結果捕捉粒子はポロイダル面で反時計方向に回転するため (Fig. 9(b)), 赤道面よりもやや上方で損失することになる. 次に, 内側プローブ位置における損失高速イオンのエネルギーであるが, DELTA 5 D コード計算が示す内側プローブ近傍での損失高速イオンのエネルギー分布は, 20 keV 付近を最大にして低エネルギー側に広がった分布を示唆しており, 実験観測結果と矛盾しない. ピッチ角については, 実験とコード計算の間で約 10 ° の差が見られるが, 内側プローブは実際には, 最外殻



(a)



(b)

Fig. 9 (a) Mod- $B_{min}$  contours in standard configuration ( $R_{ax}=92.1$ cm) of CHS[57]. (b) Direction of poloidal rotation of helically trapped fast ions in CHS.

磁気面から約 1.5 cm 離れた所に置かれており、このことを考慮するとピッチ角についてもコード計算は、観測結果をほぼ再現していると考えてよい。よって、衝突効果を含んだモデル計算は損失位置、エネルギー、ピッチ角に関して実験結果をほぼ再現していると言ってよい。

次に、CHS プラズマにおいて MHD 揺動が誘起する高速イオン損失について紹介する。CHS では、NB を低密度ターゲットプラズマ ( $n_e \sim 1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) に接線 Co - 入射した際に、フィッシュボーン的な  $m/n = 3/2$  ( $m$  はポロイダルモード数,  $n$  はトロイダルモード数) の MHD 揺動が観測され、それに同期して入射エネルギー近傍の高速イオンが、大半径方向外側に排出されることが観測されている (Fig. 10 [58-61]). 図に示す高速イオン束の時系列データは、損失高速イオンの衝突によりシンチレータ板上に現れたシンチレーション光の 2 次元分布をビームスプリッタにより 2 つに分け、その一方を 16 チャンネル光ファイバ (各チャンネルが、それぞれピッチ角, ジャイロ半径に対応) にそれぞれ接続された光電子増倍管で測定したものである。軌道解析の結果、外側プローブで検出された損失高速イオンは、プラズマ周辺部を Co - 方向に磁気面から偏差した形で周回している通過粒子であることがわかった。この時、内側プローブには特に顕著な変化が見られず、このことから Fig. 10 に示した高速イオンの排出は、Co - 通過粒子と揺動の相互作用によるものであることが示唆される。また、磁場揺動レベルの上昇に伴い高速イオンの排出レベルは増加する傾向にある [61]。プラズマの密度が上昇するとこの MHD 揺動は消滅し、高速イオンの排出も見られなくなる。低密度の放電では、高密度放電に比して NB イオンの減速時間が長くなるため、プラズマ中に NB イオンがより蓄積される。そのため、低密度において励起されるこの揺動は、高いビーム圧力に依るものであることが伺え、これまでの解析の結果、この MHD 揺動は、高エネルギーイオン駆動の理想インターチェンジモードによるものであろうと考えられている [60]。さらに、アルヴェン固有モードが引き起こす高速イオン損失についても、研究の対象である。CHS では、高速イオン駆動により不安定化された  $n = 1$  と  $n = 2$  の TAE モードが同定されているが、これまでのシンチレータプローブ測定では顕著な高速イオン損失が観測されていない [59, 60]。これは、観測されている揺動レベルが低い ( $\bar{B}_\theta/B_t < 10^{-5}$ ) ことに起因していると考えられるが、今後の損失高速イオン計測器の拡充により、損失の有無が明らかになるであろう。LHD では、前章で述べられたように TAE バーストに起因した高エネルギー粒子輸送の変化が中性粒子分析器により観測されている [62]。LHD のシンチレータプローブは最近稼働し始めたばかりのため、TAE モードによる高速イオンの排出の有無の議論については、今後のデータの蓄積が待たれる。最後に、W7 AS [63] でシンチレータプローブ [31, 32] により観測された MHD 不安定性による高速イオン損失について簡単に紹介する。接線 NB 入射加熱プラズマにおいて、バースト状のグローバルアルヴェン固有モード (GAE) による高速イオン (NB イオン) の排出が明瞭な形で観測されている [64] (Fig. 11)。図

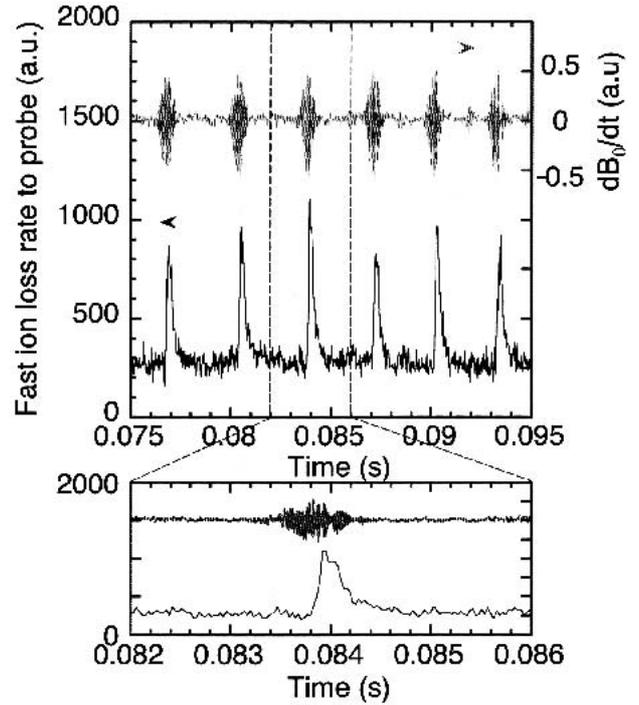


Fig. 10 Expulsion of fast ions due to fishbone type bursting mode ( $m/n=3/2$ ) in CHS[58].

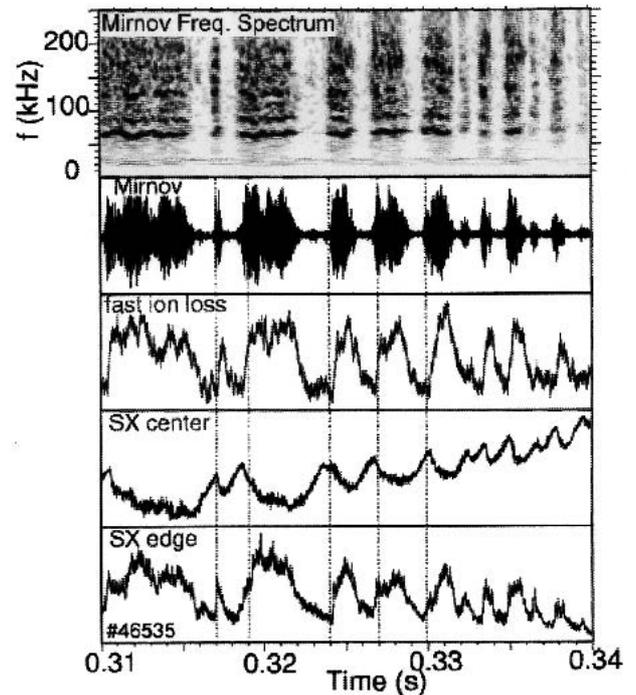


Fig. 11 Expulsion of fast ions due to GAE burst in W7-AS[64].

中の損失高速イオン信号は、ピッチ角  $80^\circ$  の捕捉粒子によるものである。エネルギーは、入射エネルギー (50 keV) に比して低く、約 15 keV 程度である。この観測については、NB 入射後、プラズマ中で減速並びに衝突散乱を受け通過 - 捕捉境界近傍に至った通過 NB イオン (ピッチ角  $60^\circ \sim 70^\circ$ ) が、磁場揺動 ( $\bar{B}/B \approx 5 \times 10^{-4}$ ) により実効的なピッチ角散乱を受けロスコーン損失した結果と解釈されている。

## 参考文献

- [ 1 ] R.E. Chrien *et al.*, Phys. Rev. Lett. 46, 535 (1981).
- [ 2 ] R.E. Chrien and J.D. Strachan, Phys. Fluids 26, 1953 (1983).
- [ 3 ] G.F. Knoll 著, 木村逸郎・阪井英次訳:放射線計測ハンドブック (第3版) (日刊工業新聞社, 2001) .
- [ 4 ] W.W. Heidbrink and J.D. Strachan, Rev. Sci. Instrum. 56, 501 (1985).
- [ 5 ] W.W. Heidbrink *et al.*, Nucl. Fusion 23, 917 (1983).
- [ 6 ] プラズマ・核融合学会編: プラズマ診断の基礎(名古屋大学出版会, 1990) .
- [ 7 ] J. Källne *et al.*, Physica Scripta T16, 160 (1987).
- [ 8 ] H.H. Doung and W.W. Heidbrink Nucl. Fusion 33, 211 (1993).
- [ 9 ] R.L. Boivin *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 63, 4533 (1990).
- [ 10 ] G. Bonheure *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 70, 831 (1999).
- [ 11 ] S.V. Popovichev *et al.*, 25th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys., Praha, 1998 ECA Vol.22C, 1558 (1998).
- [ 12 ] T. Elevant, Royal Institute of Technology Report No. TRITA-PFU-84-04, 1984.
- [ 13 ] G.H. Miley and H. Kislev, Physica Scripta T16, 155 (1987).
- [ 14 ] S.J. Zweben *et al.*, Nucl. Fusion 30, 1551 (1990).
- [ 15 ] S.J. Zweben, *et al.*, Phys. Fluids B2, 1411 (1990).
- [ 16 ] S.J. Zweben *et al.*, Nucl. Fusion 31, 2219 (1991).
- [ 17 ] R.L. Boivin *et al.*, Nucl. Fusion 33, 449 (1993).
- [ 18 ] S.J. Zweben *et al.*, Nucl. Fusion 38, 739 (1998).
- [ 19 ] S.J. Zweben *et al.*, in Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion Research 1992 (Proc.14th Int. Conf. Wurzburg, 1992) Vol.1, IAEA, Vienna, 363 (1993).
- [ 20 ] S.J. Zweben *et al.*, Phys. Plasmas 1, 1469 (1994).
- [ 21 ] S.J. Zweben *et al.*, Nucl. Fusion 36, 987 (1996).
- [ 22 ] D.S. Darrow *et al.*, Nucl. Fusion 37, 939 (1997).
- [ 23 ] S.J. Zweben *et al.*, Nucl. Fusion 39, 1097 (1999).
- [ 24 ] S.J. Zweben, Nucl. Fusion 29, 825 (1989).
- [ 25 ] R. Boivin *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 61, 3208 (1990).
- [ 26 ] S.J. Zweben *et al.*, Nucl. Fusion 30, 1551 (1990).
- [ 27 ] D.S. Darrow *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 66, 476 (1995).
- [ 28 ] D.S. Darrow *et al.*, J. Plasma Fusion Res. 1, 362 (1998).
- [ 29 ] M. Isobe *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 70, 827 (1999).
- [ 30 ] M. Isobe *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 74, 1739 (2003).
- [ 31 ] A. Werner *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 72, 780 (2001).
- [ 32 ] D.S. Darrow *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 72, 2936 (2001).
- [ 33 ] M. Nishiura *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 75, 3646 (2004).
- [ 34 ] F.E. Cecil *et al.*, 21th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys., Montpellier, 1994 Vol.18B Part III, 1340 (1994).
- [ 35 ] M.J. Loughlin *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 68, 361 (1997).
- [ 36 ] G.J. Sadler *et al.*, Nucl. Fusion 35, 1609 (1995).
- [ 37 ] F.E. Cecil *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 70, 1149 (1999).
- [ 38 ] F.E. Cecil *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 72, 792 (2001).
- [ 39 ] D.S. Darrow *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 72, 784 (2001).
- [ 40 ] F.E. Cecil *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 74, 1747 (2003).
- [ 41 ] K. Tobita *et al.*, Nucl. Fusion 35, 1585 (1995).
- [ 42 ] M. Sato *et al.*, Nucl. Fusion 42, 1008 (2002).
- [ 43 ] S.J. Zweben *et al.*, Nucl. Fusion 40, 91 (2000).
- [ 44 ] H.W. Herrmann *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 66, 351 (1995).
- [ 45 ] J. Felt *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 62, 3262 (1990).
- [ 46 ] V. Yavorski *et al.*, in Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion Research 1998 (Proc. 17th Int. Conf. Yokohama, 1998), IAEA, Vienna (1998) IAEA-CN-69/ THP2/27.
- [ 47 ] R.B. White and M.S. Chance, Phys. Fluids 27, 2455 (1984).
- [ 48 ] Z. Chang *et al.*, Phys. Plasmas 4, 1610 (1997).
- [ 49 ] K. Shinohara *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 46, S31 (2004).
- [ 50 ] K. Matsuoka *et al.*, in Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion Research 1988 (Proc.12th Int. Conf. Nice, 1988), Vol.2, IAEA, Vienna, 411 (1989).
- [ 51 ] 中島徳嘉, 佐貫平二, 岡本正雄, 藤原正巳: 核融合研究 66, 631 (1991).
- [ 52 ] M. Wakatani, *Stellarator and Heliotron Devices* (Oxford University Press, Inc., New York, 1998).
- [ 53 ] D.A. Spong *et al.*, Bull. Am. Phys. Soc. 44, 215 (1999).
- [ 54 ] S.P. Hirshman and J.C. Whiton, Phys. Fluids 26, 3553 (1983).
- [ 55 ] A.H. Boozer, Phys. Fluids 23, 904 (1980).
- [ 56 ] M. Isobe *et al.*, Bull. Am. Phys. Soc. 49, 309 (2004).
- [ 57 ] M. Isobe *et al.*, Nucl. Fusion 41, 1273 (2001).
- [ 58 ] M. Isobe *et al.*, 26th EPS Conf. Contr. Fusion and Plasma Physics, Maastricht, 14-18 June 1999 ECA Vol.23J, 21-24 (1999).
- [ 59 ] K. Toi *et al.*, Nucl. Fusion 39, 1929 (1999).
- [ 60 ] K. Toi *et al.*, Nucl. Fusion 40, 1349 (2000).
- [ 61 ] T. Kondo *et al.*, Nucl. Fusion 40, 1575 (2000).
- [ 62 ] M. Osakabe *et al.*, 29th EPS Conf. Plasma Phys. and Contr. Fusion, Montreux, 17-21 June 2002 ECA Vol.26B, P-1.083 (2002).
- [ 63 ] H. Renner *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 31, 1579 (1989).
- [ 64 ] A. Weller *et al.*, Phys. Plasmas 8, 931 (2001).