



講座 輸送解析から見た高エネルギー粒子計測手法

1. 高エネルギー粒子輸送解析のための中性子計測

西谷 健夫, 長壁 正樹¹⁾, 篠原 孝司, 石川 正男

(日本原子力研究所, ¹⁾核融合科学研究所)

Neutron Diagnostics for the Energetic Ion Transport Analysis

NISHITANI Takeo, OSAKABE Masaki¹⁾, SHINOHARA Kouji and ISHIKAWA Masao

Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Ibaraki 319-1195, Japan

¹⁾National Institute of Fusion Science, Toki 509-5292, Japan

(Received 3 September 2004)

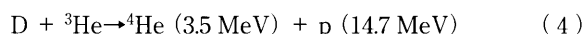
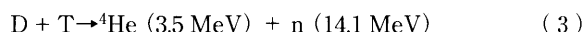
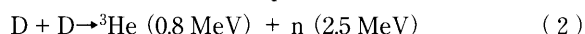
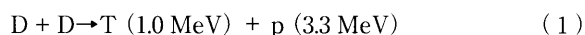
Neutron diagnostic is one of the powerful tools for the fast ion study in the DD and DT burning plasmas. Neutron production processes in burning plasmas and the neutron diagnostic techniques are briefly reviewed. The transport analysis of the neutron yield in the NB heated JT-60 plasma provides the fast ion contribution in the neutron production process. The fast ion slowing down process has been studied by the NB blip experiments at JT-60. Triton burn-up measurement has been carried out with the 14-MeV neutron measurement in the DD plasma, which shows that the behavior of 3.5-MeV tritons is almost classical. Neutron emission during the TAE mode driven by 400-keV negative-ion-based NB has been investigated at JT-60. The knock-on α spectroscopy is tried in the DT campaign of JET by the magnetic proton recoil spectrometer.

Keywords:

neutron diagnostics, energetic ion transport, neutron yield, neutron emission profile, neutron spectrometer, NB blip experiment, triton burn-up, Alfvén eigen mode, knock-on α spectroscopy

1.1 中性子の発生過程

よく知られているように, 重水素(D)または重水素(D)–三重水素(T)混合プラズマ(以後, DDプラズマ, DTプラズマと呼ぶ。)では主に次の4つの反応が起きている。



これらの反応断面積を Fig. 1 に示す[1]。(1)と(2)の反応はDDプラズマにおいて, ほぼ同じ確率で起こる。DTプラズマでは, (3)の反応が主になるが, 当然ながら(1)および(2)も起こる。またDDプラズマにおいても, (1)および(2)の反応によって, Tおよび ${}^3\text{He}$ が生成されるので, わずか(1%程度)ではあるが(3)および(4)も起こる。これをそれぞれトリトン燃焼(Triton Burn-up), ${}^3\text{He}$ 燃焼(${}^3\text{He}$ Burn-up)と呼んでいる。

現在のほとんどの大型, 中型のトカマク装置では主にDDプラズマを用いて実験を行っており, 既に米国のTFTR[2, 3]とEUのJET[4]ではDTプラズマ実験も実施された。これらの実験では, 中性粒子入射(NBI)加熱や高周波(RF)加熱を行っており, プラズマ中の中性子は熱核融合反応ばかりでなく, NBIやRFの追加熱で生成された

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

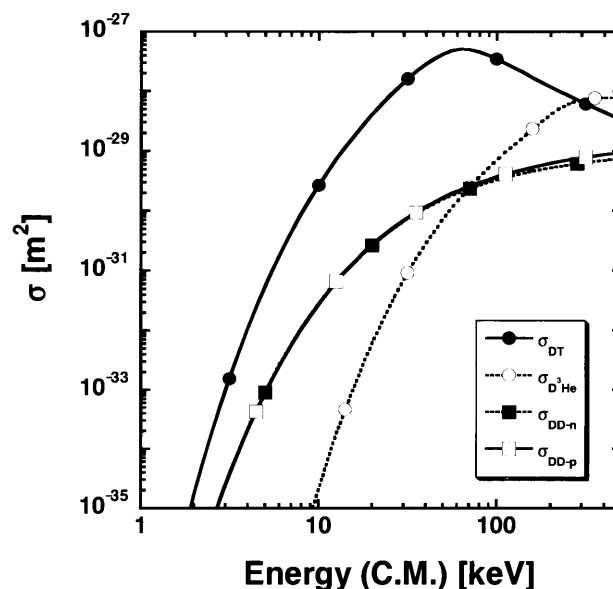


Fig. 1 Fusion cross sections as a function of particle kinetic energy for $T(d,n)\alpha$, ${}^3\text{He}(d,p)\alpha$, $D(d,n){}^3\text{He}$ and $D(d,p)T$ reactions. These curves are obtained by using formulae shown in Ref. 1. The kinetic energy of the particles is shown in the center of mass system.

高エネルギー粒子とバルク（熱）イオンとの核融合反応で発生する。そこで、NBI加熱されたプラズマを例に取り、中性子発生過程を簡単に復習しておく[5-7]。NBIでなくともイオンの速度分布関数にテイルを有するような加熱方法であれば、議論は同じである。NBI加熱のDDプラズマにおいて中性子は、熱核融合反応（熱成分-熱成分）(S_{TT})、ビーム成分-熱成分反応(S_{BT})、ビーム成分-ビーム成分反応(S_{BB})の3つの過程で発生する。全中性子発生率を S_n とすると、

$$S_n = S_{TT} + S_{BT} + S_{BB} \quad (5)$$

$$S_{TT} = (1/2) n_D^2 \langle \sigma v \rangle_{T_i} \quad (6)$$

$$S_{BT} \approx n_D n_b \langle \sigma v \rangle_{E_b + T_i} \quad (7)$$

$$S_{BB} \approx n_b^2 \langle \sigma v \rangle_{4E_b} \quad (8)$$

で表される[6]。ここで、 E_b はビームエネルギー、 P_b は入力パワー、 T_i はイオン温度、 τ_s はビームの減速時間、また $\langle \sigma v \rangle_{T_i}$ はイオン温度 T_i のマックスウェル分布平均の核融合反応率であり、

$$\langle \sigma v \rangle_{T_i} \approx \kappa T_i^{-2/3} \exp(-\lambda T_i^{-1/3}) \quad (9)$$

で近似される（ガモフの式[8,9]）。ここで κ および λ は定数である。ビームのエネルギーが臨界エネルギーに較べて十分大きければ、 τ_s は電子による減速時間 τ_{se} で決まり、

$$\tau_s \approx \tau_{se} = 1.3 \times 10^9 (T_e [\text{eV}])^{3/2} / n_e \ln A \quad (10)$$

となる。ここで T_e は電子温度、 $\ln A$ はクーロン対数である。したがって

$$S_{BT} \propto n_D P_b T_e^{3/2} \langle \sigma v \rangle_{E_b + T_i} / n_e \quad (11)$$

$$S_{BB} \propto P_b^2 T_e^3 \langle \sigma v \rangle_{4E_b} / n_e^2 \quad (12)$$

となり、 S_{BT} および S_{BB} は電子温度に強い依存性を持つ。

発生する中性子のエネルギーはイオンの速度分布のドップラー効果により広がりを持つ。DT熱核融合反応で発生する中性子のエネルギー幅（半値幅）はプラズマのイオン温度が T_i [keV]の時、

$$\text{FWHM} = 4 \sqrt{\frac{m_n T_i (\ln 2) \langle E_n \rangle}{m_n + m_a}} \quad (13)$$

で表される[10]。ここで、 m_n 、 m_a はDT反応で生成された中性子およびアルファ粒子の質量を表し、 $\langle E_n \rangle$ は発生した中性子の平均エネルギーで、

$$\langle E_n \rangle \cong (m_a / (m_n + m_a)) (Q + \langle E_d \rangle + \langle E_t \rangle) \quad (14)$$

である。また、 Q は核反応による運動エネルギーの変化量(Q 値)であり、 $\langle E_d \rangle$ 、 $\langle E_t \rangle$ はそれぞれ重水素および三重水素の平均エネルギーである。DDの場合には、これらの式の中の m_a を m_{He} に、 $\langle E_t \rangle$ を $\langle E_d \rangle$ に置き換えると同様の式が得られる。(13)、(14)式に具体的な値を代入すると、DT中性子に対しては

$$\text{FWHM} [\text{keV}] = 177 \sqrt{T_i [\text{keV}]} \quad (15)$$

となり、10 keV程度のイオン温度を仮定するとスペクトルの広がりには560 keV程度になる。

1.2 中性子計測の手法

1.2.1 全中性子発生率測定

トカマクにおける中性子発生量の計測は放射化箔法と中性子検出器で行われている。放射化箔法は金属箔を放電前に気送管で真空容器近傍に送り込み、放電後回収してその放射化量から中性子発生量を求めるものである。時間分解能はないが、 γ 線やその他のノイズにまったく不感であり、照射位置における中性子束の絶対値を高精度で測定できる[11-13]。しかしプラズマの物理現象の理解のためには、やはり中性子発生率の時間変化の測定が不可欠である。さらに最近のトカマクでは核融合出力のフィードバック制御が行われており、そのためのセンサーとしても中性子発生率の時間変化の測定が必要である。

現在の大型・中型トカマクのNBI実験では高エネルギー粒子の減速時間程度（～100 ms）のタイムスケールで中性子発生率が $10^4 - 10^6$ 変化するので、中性子検出器には広いダイナミックレンジと速い時間応答性が要求される。また γ 線や硬X線を容易に弁別することも必要である。このような広いダイナミックレンジと速い時間応答性を一つの中性子検出器で満たすためには、パルスの一つ一つ計測するいわゆるパルス計数モードのみでは不可能であり、DC的に測定できること（電流モードなど）が必要である。

中性子検出器としては、 BF_3 比例計数管、 ^3He 比例計数管、フィッションチェンバーなどがあるが、大型・中型トカマクでは、フィッションチェンバーが主流となっている[14-16]。 BF_3 比例計数管、 ^3He 比例計数管は $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ と $^3\text{He}(n, p)^3\text{T}$ 反応を利用しており、反応の Q 値（発生エネルギー）は、それぞれ2.78 MeV、0.77 MeVである。これに対し、ウランの核分裂反応の発生エネルギーは200 MeVに近く、バックグラウンドとなる γ 線や硬X線を容易に弁別することができる。さらにフィッションチェンバーは、1本の検出器で入射中性子束によりパルス計数モード、キャンベルモード[17]、電流モードが可能であり、10桁程度のダイナミックレンジを有しているため、中性子発

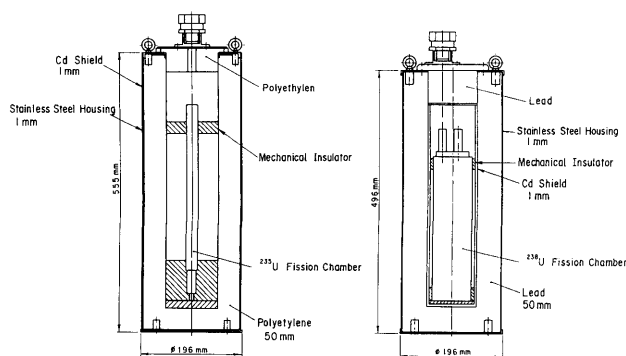


Fig. 2 Schematic diagram of ^{235}U and ^{238}U fission chambers for JT-60U [18].

生率測定に最も適した中性子検出器である。

Fig. 2にJT-60で使用している ^{235}U および ^{238}U フィッシュンチェンバーの中性子検出器の構造を示す[18]。よく知られているように ^{235}U は低エネルギーの中性子ほど核分裂反応断面積が大きいので、核融合反応で生成した中性子に対する検出感度を大きくするために、ポリエチレンの減速材でフィッシュンチェンバーを囲んでいる。さらに、実験室内で熱化した中性子の寄与を除くために、カドミウムで外側を被っている。 ^{238}U の核分裂反応は約1 MeVの閾値をもっており、 ^{235}U に較べて散乱低エネルギー中性子の影響を受けないという利点がある。しかし同じウランの量を使用した場合、 ^{238}U のフィッシュンチェンバーの感度は ^{235}U のフィッシュンチェンバー（減速材付き）の約 10^{-3} であり、 γ 線の影響が、それだけ相対的に大きくなるため、鉛の γ 線遮蔽を必要としている。JT-60ではこの ^{235}U および ^{238}U フィッシュンチェンバーの中性子検出器をベアとして、真空容器の周囲3か所（大きな加熱装置や計測器が取り付けられていない水平ポート近く）に設置している。

ITERでは、厚い遮蔽ブランケットと真空容器が中性子を遮蔽してしまうため、JT-60のような真空容器の外に取り付ける中性子検出器に加えて、小型のフィッシュンチェンバー（マイクロフィッシュンチェンバー）を真空容器内にも取り付けることを予定している[19]。

1.2.2 中性子発生分布測定

DTプラズマでは、中性子発生分布はアルファ粒子の発生分布を与えるので、アルファ粒子の物理研究に非常に重要である。DDプラズマでも、中性子発生分布はイオン系の輸送解析に重要なデータである。

中性子は物質に対する透過力が大きいので、中性子の発生分布測定のためには大型のコリメータが必要である。さらに、精度の高い発生分布を得るためには中性子検出器がある程度のエネルギー分解能を有し、散乱中性子をできるだけ除外できることが必要である。もちろん γ 線を弁別することも必要である。

TFTRでは床の貫通孔をコリメータとする10チャンネルの中性子検出器アレイを設けて中性子発生分布測定を行った[20]。検出器としてNE451という透明なプラスチックにZnSのリングを同心円状に埋め込んだ中性子検出用シンチレータを用いた。この検出器は、 γ 線に感度が小さいという特徴を持つが、エネルギー分解能は良くない。JETではFig. 3に示すように、水平アレイ10チャンネル、垂直アレイ9チャンネルの2方向の扇状アレイで測定しており、トモグラフィの手法を用いて2次元の中性子発生率分布を得ている[21, 22]。検出器としては、 n - γ 弁別回路を使用したNE213液体シンチレータを用いている。検出器の温度が一定になるように冷却水により制御しており、温度変化による光電子増倍管のわずかの利得変化も抑制するように工夫されている。さらに検出器の波高出力の弁別レベルを高く設定し、散乱中性子をできるだけ除去している。また扇状コリメータには前後2段の遠隔制御可能なコリメータホールが取り付けられており、プラズマの条件により適正な計数率が得られるようにコリメータ径を選択することができる構

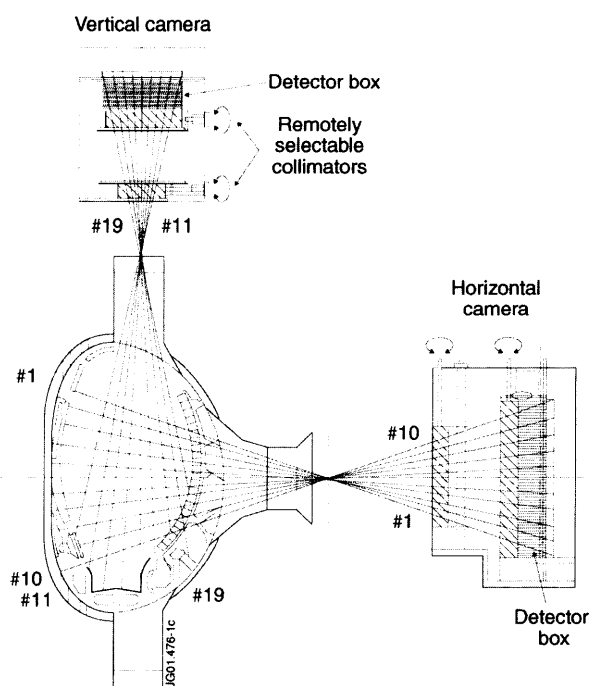


Fig. 3 Schematic diagram of the JET neutron profile monitors [22].

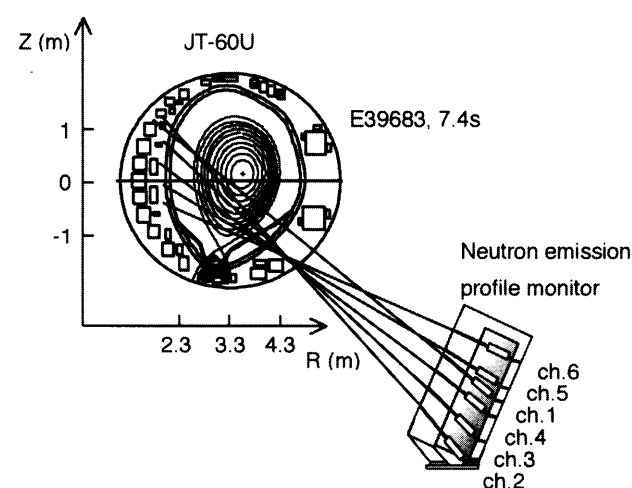


Fig. 4 Schematic diagram of the JT-60 neutron profile monitors.

造になっている。

JT-60では、ロシアで開発された n - γ 弁別回路付きのストルベン検出器を用いて、Fig. 4に示すように、斜め下から扇状のアレイで測定している。

1.2.3 中性子エネルギースペクトル測定

中性子エネルギースペクトロメータに要求されるエネルギー分解能は、目的に応じて異なる。中性子のエネルギースペクトル計測のプラズマ診断における役割は、①(2)、(3)式で示されるエネルギーの中性子強度を求め、プラズマ中の重水素および三重水素の比率を求めること[23, 24]、②各スペクトル線の広がりやシフトから、イオン温度やプラズマの回転速度などの物理量を得る[10, 25, 26]ことなどがあげられる。前者を目的とした場合は2.5 MeVの中性子と14 MeVの中性子が弁別できれば良いため、エネルギー分解能よりも計測の統計精度が重視され、モノクロメータ

的な計測器が適している。後述する DD プラズマにおけるトリトン燃焼実験では、この種の検出器[27]が利用されている。この反面、DT プラズマでの DD 中性子の計測は、DD 中性子の発生量が DT 中性子よりも 2 桁程度低くなるため大変困難である[23]。後者のイオン温度等の導出を目的とした場合は、かなり良いエネルギー分解能の検出器が要求される。1.1 に示したように、10 keV のイオン温度の中性子エネルギースペクトルの拡がり（560 keV (14 MeV に対し約 4%)）になるため、4% 以下のエネルギー分解能が必要となる。実際、ITER ではエネルギー分解能の目標値を 2% としている。現在、稼働中の大型磁場閉じ込め装置では、イオン温度測定には中性粒子ビームを利用した荷電交換再結合分光計測が用いられているが、ITER クラスの装置ではプラズマ小半径が大きくなり荷電交換反応に適した 100 keV 程度の中性粒子ビームがプラズマ半径の 1/2 程度までしか届かないため、プラズマ周辺部にしか適用できない。今のところ ITER の中心部のイオン温度測定法としては中性子スペクトル測定が最も有力な手段である。

中性子のエネルギースペクトル計測においても検出器内で中性子により反跳された粒子や検出器内で起こる核反応によって生成した粒子を利用する。最も一般的な方法は、n-p 散乱による反跳陽子を利用する測定法である。反跳陽子のエネルギー (E_p) は $E_p = E_n \cos^2 \theta$ と示され (θ 陽子の反跳角)、反跳陽子のエネルギー分布は実験室系において、 $0 \sim E_n$ の範囲で一様になる。したがってすべての反跳陽子をとらえる NE213 等の有機シンチレータの波高分布は単色中性子の入射に対し、理想的には矩形分布になり、そこから入射中性子のエネルギーを求めるためには、アンフォールディング処理が必要となる。有機シンチレータのエネルギー分解能は、検出器自体の分解能にアンフォールディングの際の誤差を加えると、14 MeV 中性子に対し、せいぜい 7~8% である。

n-p 散乱を利用したスペクトロメータにおいて十分なエネルギー分解能を得るには、反跳角 θ に対して制限を加える構造が必要となる。具体的には、中性子コリメータを検出器の前面に設置して中性子が飛来してきた方向を明確にし、これに対して検出器の配置・構造を工夫して計測される陽子の反跳方向を制限する。n-p 散乱を利用したスペクトロメータは反跳陽子のエネルギーを検出器の波高値から直接計測するタイプ[28]と磁場偏向型エネルギー分析器で測定する反跳陽子磁気分析スペクトロメータ (Fig. 5[29]) がある。反跳陽子磁気分析スペクトロメータでは、Fig. 5 中の target と記されたポリエチレン薄膜で n-p 散乱をおこし、陽子を反跳する。生成された反跳陽子のエネルギーは磁場を用いて分析され、結像面に並べた荷電粒子検出器で計測される。結像面上の検出器の場所でエネルギーが決まり、荷電粒子検出器は単に計数するだけなので、システムとして高い計数率が可能となるため、ITER では、イオン温度の詳細な時間変化の計測や後述するノックオンテイルによるアルファ粒子の速度分布関数の評価等に適用されることが考えられている。また、n-p 散乱を起こす検出器を 2 個離れた場所に設置し、第 1 検出器の中で n-p 散乱に

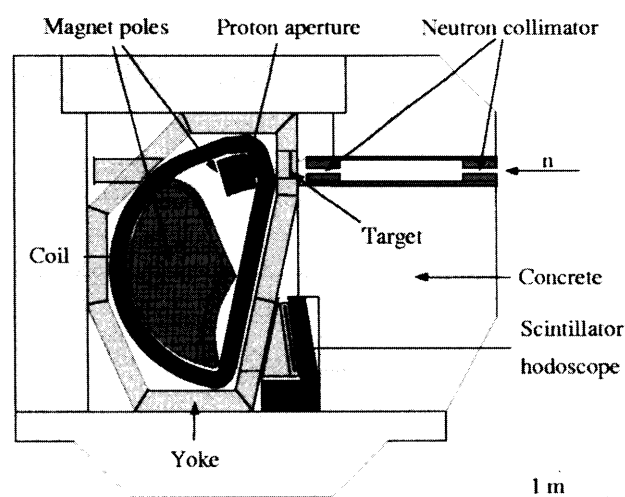


Fig. 5 Schematic diagram of the magnetic proton recoil spectrometer[29].

よって中性子を散乱させ、第 2 検出器でこの散乱中性子を計測することによって得られる散乱中性子の飛行時間と散乱中性子の散乱方向から元の中性子のエネルギーを計測する飛行時間スペクトロメータ[30]も使用されている。

n-p 散乱以外の核反応を利用したスペクトロメータでは、 ${}^3\text{He}(n, p)\text{T}$ や ${}^{12}\text{C}(n, \alpha){}^9\text{Be}$ などの反応が利用されている。特に、DT 核融合プラズマ診断では、14 MeV 近辺に反応の閾値を持つ ${}^{12}\text{C}(n, \alpha){}^9\text{Be}$ 反応[31]を利用したダイヤモンド半導体検出器が有力な方法となっている。ダイヤモンド検出器は、その大きさが BNC 型コネクタ程度と非常に小型で、なおかつ構成がシンプルであるという利点を持つ。そのため、ITER ではダイヤモンド検出器をアレイ化して、イオン温度の空間分布計測に使用することが考えられている。

1.3 解析手法とその具体例

1.3.1 全中性子発生率からの高エネルギー粒子成分の評価

全中性子発生率の測定から輸送解析コードを使用して、中性子発生率における高エネルギー粒子（熱-ビーム成分とビーム-ビーム成分）の寄与を調べることができる。Fig. 6 に 1.5D トカマクコード TOPICS で解析した、JT-60 の高 β_p モード / 高 β_{pH} モードの中性子発生率の時間変化を示す[32]。JT-60 の高 β_p プラズマは高いポロイダル β 値とともに高いイオン温度および核融合反応率（または中性子発生率）を有していることが特徴である。高 β_{pH} モードは、内部輸送障壁を有する高 β_p モードに H モード[33]の特徴である周辺輸送障壁が加わった高閉じ込めモードである。

TOPICS コードでは、電子サイクロトロン放射計測 (ECE) で測定した電子温度分布、荷電交換再結合分光計測 (CXRS) によるイオン温度分布、遠赤外線レーザー干渉計および炭酸ガスレーザー干渉計から求めた電子密度分布を基に、フォッカー・プランク方程式を解いて高エネルギーイオン（ビーム成分）を含めたイオンの速度分布関数を求めている。計算値は中性子発生率と蓄積エネルギーの実験

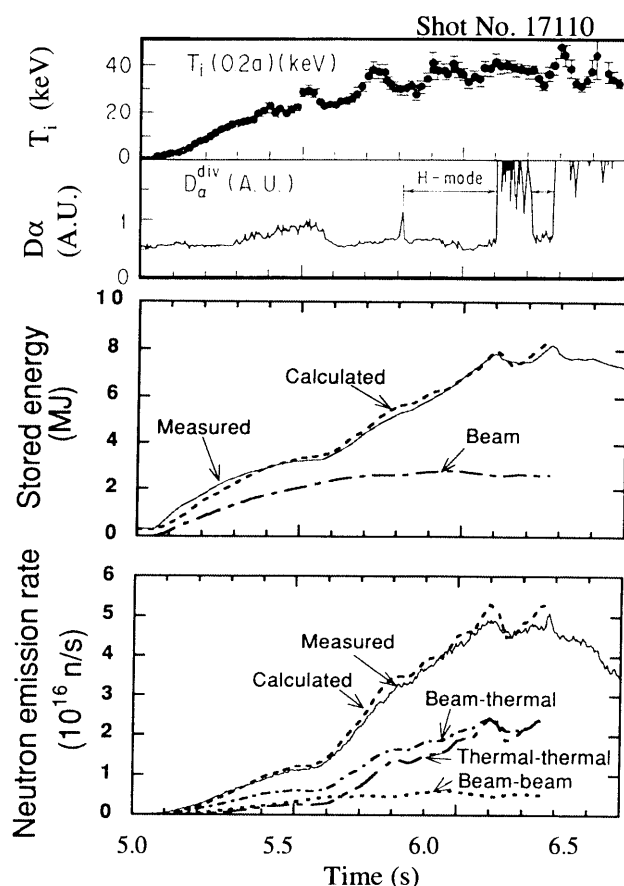


Fig. 6 Comparison of measurements and calculations from TOPICS code for the stored energy and the neutron emission rate on the JT-60 High β H-mode plasma [32].

値をよく再現していることがわかる。中性子発生率の内、ビーム-ビーム成分は5.7秒以降ほぼ一定になっているが、熱成分とビーム-熱成分は徐々に増加している。特に熱成分の増加が大きく、6.27秒で、熱成分、ビーム-熱成分、ビーム-ビーム成分の割合は45%、45%、10%に成っている。したがってこの放電の中性子発生率は、NBI加熱の初期にはビーム成分が主であったものが、次第に熱成分が増加し、最終的に半分近くに達していることがわかる。

この解析例は高エネルギー粒子の評価にクーロン衝突だけを扱うフォッカー・プランク方程式のモデルが有効であることを示すものではあるが、すべてのプラズマに対して有効であることを示している訳ではない。JT-60の高 β pモードはプラズマの非円形度を大きくし、かつ内寄せにしているため、リップル損失等の軌道損失が小さいこと、また、高プラズマ電流(2 MA)で粒子軌道の磁気面からのずれが小さいことにより粒子軌道の効果が大きく効いていないためと考えられる。リップル損失等の粒子軌道の効果が無視できないプラズマにおいては、OFMC等のモンテカルロコードで高エネルギー粒子成分を評価することが必要になる。

1.3.2 短パルス中性粒子ビーム入射による高エネルギー粒子の閉じ込め評価

DD反応はFig. 1からわかるように、エネルギーが高くなればなるほど、反応の断面積は大きくなる。つまり、DD

プラズマにおいては高エネルギーの重水素イオンが多いほど、中性子の発生量は増加する。そのため、全中性子発生率の時間変化は、プラズマ中での高エネルギー重水素イオン蓄積量の時間変化を知る際の非常に良い指標となる。しかしながら、全中性子発生率は重水素イオンのエネルギーとその量の両方に相関があるために、発生率のみからは単純に高エネルギー重水素イオンの閉じ込めの議論を行うことができない。そこで、重水素中性粒子ビームを短パルス入射し、この時の全中性子発生率の時間変化から高エネルギーイオンの閉じ込めを評価する手法がHeidbrinkらによって考案され、DIII-Dにおいて実験が行われた[34]。この手法はTFTR, JT-60, CHS等の様々な磁場閉じ込め装置に適用され、各装置における高エネルギー粒子の閉じ込めが評価されている[35-42]。音を短い時間の間、プツと発することをblipと表現することになぞらえて、この手法はしばしば“NB-blip”と呼ばれている。この手法のミソは中性粒子ビームを短パルス入射し、ビーム入射エネルギー近辺にデルタ関数状のエネルギー分布($\delta(E-E_0)$)を持つ高エネルギー粒子の集団をつくることにある。また、短パルス入射によって、ビームによる加熱を抑え、背景プラズマのプラズマパラメータが不必要に変化することを抑えていることも利点としてあげられる。

Fig. 7にJT-60でのNB-blip実験の一例を示す[38]。この例では、磁力線に対して垂直(trapped inj.)および接線(counter-passing inj. および co-passing inj.)方向の中性粒子ビーム入射装置を用いて、90 keVの重水素のビーム原子を40 ms入射している。NB-blipによる電子密度および温度の有意な変化はみられていない。 ^{235}U 核分裂計数管によって計測された全中性子発生率(S_n)が、ビーム入射後、指数関数状に減衰している。この中性子信号を指数関数にフィッティングすることによって、中性子発生量の減衰時間(τ_n)を得る。ビーム粒子の損失がない場合、中性子発生量の減衰時間(τ_n)はビーム粒子のエネルギー減速とDD反応断面積から理論的に求めることが可能である。50-100

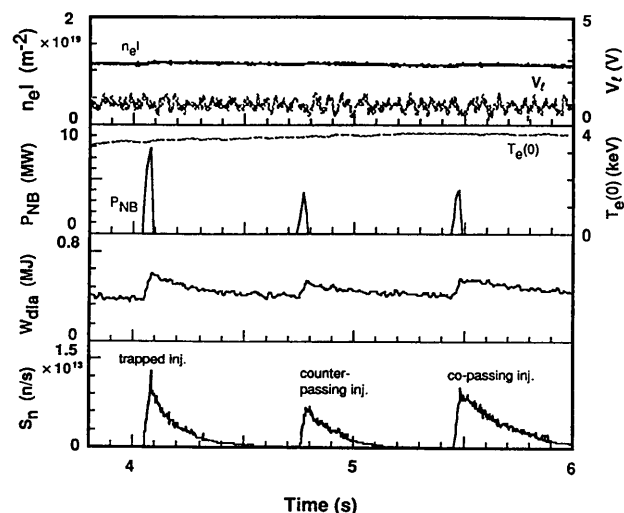
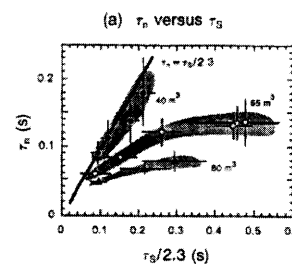


Fig. 7 Time evolutions of n_e , V_r , P_{NB} , $T_e(0)$, W_{dia} and S_n for NB-blip injections[38].

keV のエネルギー領域では DD 反応の断面積はエネルギーのほぼ 1.8 乗の依存性を持つので、全中性子発生率 (S_n) は重水素エネルギーの 2.3 乗の依存性を持つ ($S_n \propto \sigma_{DD} v \propto E^{1.8} E^{0.5} \propto E^{2.3}$)。ビーム粒子のエネルギー減速時間を τ_s とすれば、入射直後のビーム粒子のエネルギー (E) の時間変化は $E = E_0 \exp(-t/\tau_s)$ で近似できる。よって、損失がない場合の中性子発生量の減衰時間は $\tau_s/2.3$ で表わされる ($S_n(t) \propto E(t)^{2.3} \propto \exp(-2.3t/\tau_s)$)。ビーム粒子の損失が存在する場合は、ビーム粒子の閉じ込め時間を τ_c とすると、中性子発生率の時間変化が $\exp(-t/\tau_c)$ と $\exp(-2.3t/\tau_s)$ の積によって表されるから、中性子発生率の減衰時間 (τ_n) は $1/\tau_n = 1/\tau_c + 2.3/\tau_s$ と表わされる ($S_n \propto \exp(-t/\tau_c - 2.3t/\tau_s) \propto \exp(-t/\tau_n)$)。

Fig. 8(a)に Fig. 7 で示された実験によって求められた τ_n をその時のプラズマパラメータから求められた $\tau_s/2.3$ に対してプロットしたグラフを示す。プラズマパラメータは中性子発生量に対する寄与が最も多い場所 ($r/a = 0.3 \sim 0.6$) の値を使用している。Fig. 8(b)に示されるリップル捕捉領域の異なる 3 種類の配位に対して実験を行い、高エネルギー粒子閉じ込めに対するリップル捕捉領域の影響を調べている。この場合、プラズマ体積が大きいほどリップル捕捉領域が占める割合が大きい。バルクの密度や温度などのプラズマパラメータを変えることによって $\tau_s/2.3$ を変化させ、この値に対する τ_n の依存性を得ている。リップル捕捉領域 (プラズマ体積) の増加に伴って、 τ_n が飽和し、高エネルギー粒子の閉じ込めが劣化している様子が Fig. 8(a)に示されている。これは、リップル捕捉領域の増加に伴って、高エネルギー粒子の閉じ込め時間 (τ_c) が減少することによるものと考えられる。詳細な解析は、減速やピッチ角散乱を考慮に入れながら粒子軌道を追跡するモンテカルロコードを使用して、NB-blip 時の S_n の時間変化を計算し、実験のそれと比較する。モンテカルロコードとして、OFMC コード [42] を使用した例を Fig. 9 で示す。Fig. 9(a)に示されるように、OFMC コードによって計算された S_n の時間変化は測定された S_n 波形を良く再現する。これは OFMC コードを用いて高エネルギーイオンの閉じ込めの評価が可能であることを示している。この OFMC コードを用いた計



(b) Ripple trapping region

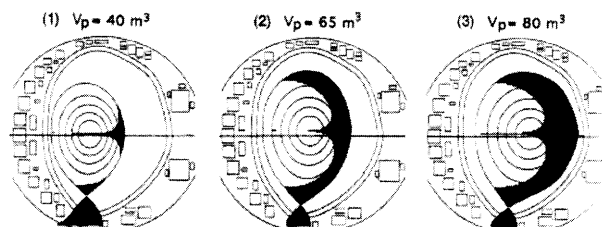


Fig. 8 (a) Neutron decay time τ_n against the slowing down time $\tau_s/2.3$ for different V_p plasmas with $I_p=0.7$ MA, and (b) the corresponding configurations and ripple trapping regions [38].

算から、高エネルギー粒子の各損失過程の寄与が明らかになった (Fig. 9(b)).

このような実験を、サイズの小さな装置で行う場合は注意を要する。なぜならば、装置サイズが小さい場合は壁からのリサイクリングが影響して、荷電交換反応による高エネルギー粒子の損失が無視できなくなり、高エネルギー粒子の輸送効果が見えにくくなってしまふ。これは荷電交換損失の時定数が、輸送効果による損失の時定数よりも短くなってしまったためである。このため、実験解析を行う際には対象となる高エネルギー粒子の軌道を考慮に入れて、荷電交換損失の寄与をよく吟味する必要がある。

1.3.3 トリトン燃焼率計測

DD プラズマでは、(1) 式で生成した高速トリトン (T) が減速途中で D と (3) の反応を起こし、平均エネルギー 14 MeV の DT 中性子が発生する。この現象をトリトン燃焼と呼んでおり、発生したトリトンがプラズマに閉じ込められている間に DT 反応を起こす割合をトリトン燃焼率と呼んでいる。もちろん熱化したトリトンによる DT 反応もある

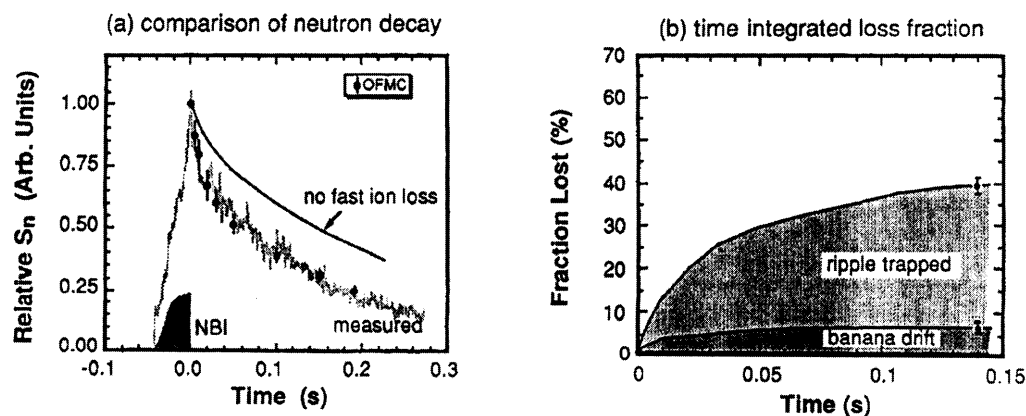


Fig. 9 (a) Experimental and calculated neutron decay following an NB-blip injection for a 0.7 MA, 65 m³ plasma and (b) the calculated temporal evolution of time integrated ripple loss fractions [38].

が、DT 反応の断面積は、トリトンのエネルギーで見ると、170 keV 付近に共鳴があり、それ以下では急激に小さくなるので、トリトン燃焼はほとんど高速トリトンの減速途中に起こる。

(1)の反応で発生する 1 MeV のトリトンは、DT プラズマで発生する 3.5 MeV のアルファ粒子と磁場中のラーモア半径がほぼ同じであるため、この 1 MeV のトリトンの挙動を調べることによって DT 核融合炉で重要なアルファ粒子の挙動を推定することができる。このトリトンはプラズマ中に閉じ込められているため直接測定することは容易ではないが、トリトン燃焼により発生した DT 中性子はプラズマ外に飛び出してくるので、それを測定することにより 1 MeV のトリトンの挙動を調べるができる。JT-60 では、米国ロスアラモス研究所との共同研究により開発したシンチレーションファイバーを利用した新たな 14 MeV 中性子検出器を用いてトリトン燃焼率の測定を行っている [43-45]。

このシンチレーションファイバー検出器の構造を Fig. 10 に示す。アルミ円柱に穴を軸方向に開け、それぞれに 1 mmφ のシンチレーションファイバーを埋め込んで検出器ヘッドとしている。発光減衰時間が速いシンチレーションファイバーの特徴を生かし、高計数率時の光電子増倍管の利得変動を抑制するための制御回路を取付けた光電子増倍管を使用することにより 30 MHz の高計数率を実現し、それによって DT 中性子の時間変化を 10 ms の時間分解能で測定することを可能にした。

Fig. 11 にシンチレーションファイバー検出器を用いて測定した JT-60 の NBI 加熱プラズマにおける DT 中性子発生率の時間変化の測定値と計算値を示す。トリトン燃焼における DT 中性子発生率の計算は基本的には 1.3.2 節の NB-blip 実験と同じであり、(減速による変化) × (閉じ込めによる変化) で表される。ただし、トリトン燃焼の DT 反応では共鳴が 170 keV (トリトンのエネルギー) にあり、(減速による変化) を NB-blip 実験のような簡単な式では表せない。そこで (16) 式 [46-48] に示す古典的減速理論を用いて数値的に減速による中性子発生率の変化を計算した。

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{classical}} = -\frac{\alpha}{\sqrt{E}} - \beta E \quad (16)$$

$$\alpha = 1.81 \times 10^{-13} \ln A_{ii} A^{1/2} Z^2 \sum_j \frac{n_j Z_j}{A_j}$$

$$\beta = 3.18 \times 10^{-15} \ln A_{ci} \frac{Z^2}{A} \frac{n_e}{T_e^{3/2}}$$

ここで E はトリトンのエネルギー (eV), T_e は電子温度 (eV), A, Z はトリトンの質量と電荷, A_j, Z_j はバルクプラズマの各イオンの質量と電荷である。また (閉じ込めによる変化) = $\exp(-\tau_c/t)$ とし、高速トリトンの閉じ込め時間を $\tau_c = a_p^2/5.8D_{\text{triton}}$ とし、測定値と一致するように拡散係数 D_{triton} を評価した。この放電では $D_{\text{triton}} = 0.10 \text{ m}^2/\text{s}$ としたとき最もよく実験値を再現する。さらに、ここで得られた高速トリトンの拡散係数は、リップルによる高エネルギー粒子の損失の理論計算と概ね一致することがわかつ

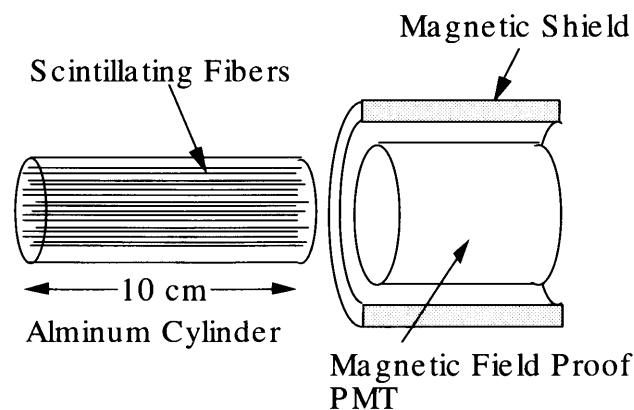


Fig. 10 Schematic diagram of the scintillating fiber detector for the triton burn-up study on JT-60[43].

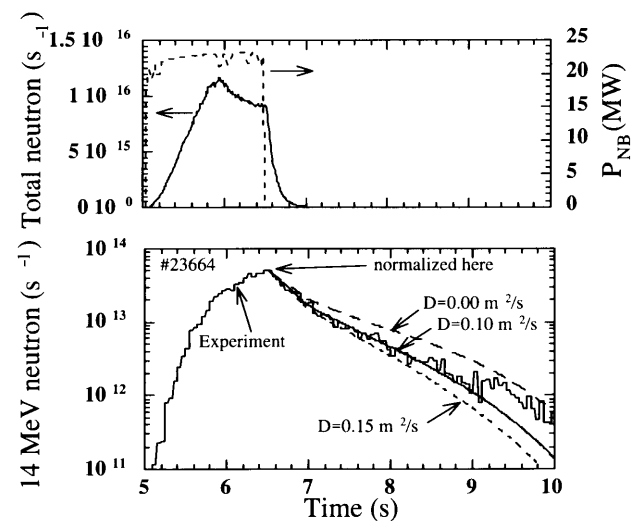


Fig. 11 Experimental and calculated 14 MeV neutron emissions in the NB heated JT-60 Plasma[44].

た。

1.3.4 不安定性と中性子発生率

燃焼プラズマでは、核融合反応で発生した高エネルギーのアルファ粒子により、アルヴェン周波数帯に不安定性 (アルヴェン固有モード: Alfvén Eigenmode (AE モード)) の発生が指摘されている。この不安定性により、アルファ粒子の閉じ込めが悪くなり、加熱効率の低下や、損失するアルファ粒子が壁にダメージを与えることなどの悪影響を引き起こす可能性がある [49]。そのため、AE モードと高エネルギー粒子の輸送の関係およびその物理機構の理解は ITER に向けた重要課題の一つとなっている。

JT-60 では、ICRF 加熱 [50] や負イオン源中性粒子ビーム (NNB) 入射を用いて、AE モードの研究を行ってきた [51, 52]。これらの実験において、中性子の大部分はビーム成分-熱成分反応で発生するため、中性子発生率は高エネルギー粒子の閉じ込めを示す指標として重要な役目を果たしている。Fig. 12 に NNB を用いた AE モード実験の波形の一例を示す。この放電では、速い周波数掃引 (1-10 ms の間に 10-20 kHz 変化) を伴う不安定性が何回か起きた後に、比較的振幅の大きな AE モード (Abrupt Large-amplitude Event; ALE と呼んでいる) が発生し (Fig. 12

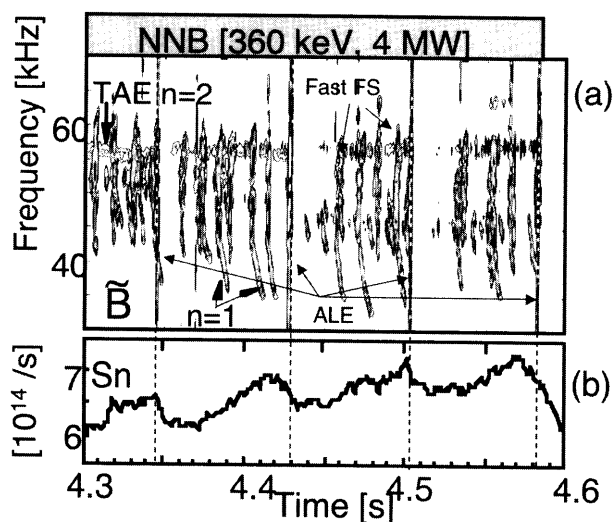


Fig. 12 (a): Temporal evolution of the spectrum of the magnetic fluctuations. (b): temporal evolution of the total neutron emission.

の点線の時刻), 全中性子発生率が7-8%低下している[52]. これは高エネルギー粒子の閉じ込めの劣化を示唆している. この閉じ込め劣化がどの領域で起きているのかということやプラズマ全体に渡る損失であるのかを知ることは, これらの AE モードの高エネルギーイオンへの影響を理解する上で重要な課題の一つである. そこで, 6チャンネルの大型の中性子コリメータ付きのステンシル検出器を設置し[53] (Fig. 4 参照), 中性子発生分布の測定を行なった. その結果の一例を Fig. 13 に示す. Fig. 13(c)がこのコリメータ付き検出器の信号であり, 付記してあるのは, 対応する視線が通る最も小さなプラズマ小半径である. ALE が発生すると比較的 inner の視線の中性子発生量が減少し, 外側の視線のそれが増加しているのがわかる. この中性子発生分布計測値は視線方向に沿った積分値であるので, 磁気面ごとの中性子発生密度 S_N は計測値をアーベル変換することにより得られる. 一方, 中性子発生密度 S_N はその発生要因がビーム成分-熱成分反応 (S_{BT}) が支配的である場合, (7) 式より,

$$S_N \approx S_{BT} \approx n_D n_B \langle \sigma v \rangle_{E_b + T_i} \quad (17)$$

で与えられる. 実際, 1.3.1 節でも紹介した TOPICS のような輸送コードを用いた詳細な解析結果によると, Fig. 12 に示すような ALE が発生するプラズマでは, ビーム成分-熱成分反応が全中性子発生率 S_n の90%以上を示すことが確認されている. また, バルクイオンの密度分布 n_D はトムソン散乱法などを用いて得られた電子密度分布および分光計測から得られる実効電荷 Z_{eff} をもとに評価される. ALE 発生前の高エネルギー粒子のエネルギー分布はプラズマが定常状態の時に与えられる定常解を用い, 一方 ALE 発生後は高速中性粒子束計測から得られたエネルギー分布を用いて評価する. すると (17) 式より高エネルギー粒子の密度分布 n_B が導出される. この手法を用いて Fig. 13(c) の中性子発生分布測定の結果から高エネルギー粒子の密度分布を評価

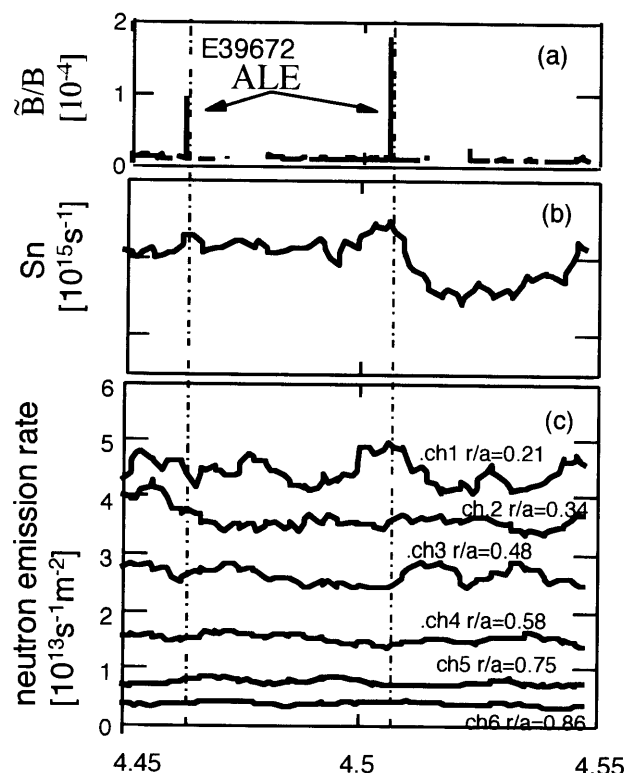


Fig. 13 (a): mode amplitude of magnetic fluctuations. (b): Total neutron emission measured by a fission chamber, (c) the signals of the neutron emission profile monitor.

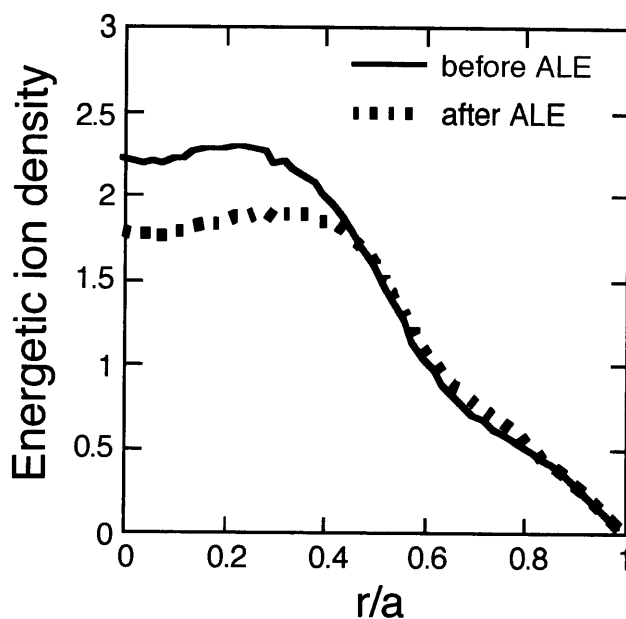


Fig. 14 Fast ion density profiles before and after ALE[54].

したものが Fig. 14 である. この図から, ALE により高エネルギー粒子の空間的な再分布が起こったことがわかる[54].

1.3.5 ノックオンテイルによるアルファ粒子評価

プラズマ中に閉じ込められたアルファ粒子を測定するのは容易ではなく, 1 MeV 以上の中性粒子ビームを用いた荷電交換分光法, CO₂ レーザーによる協同トムソン散乱法等が提案され開発が進められている. 間接的にアルファ粒子

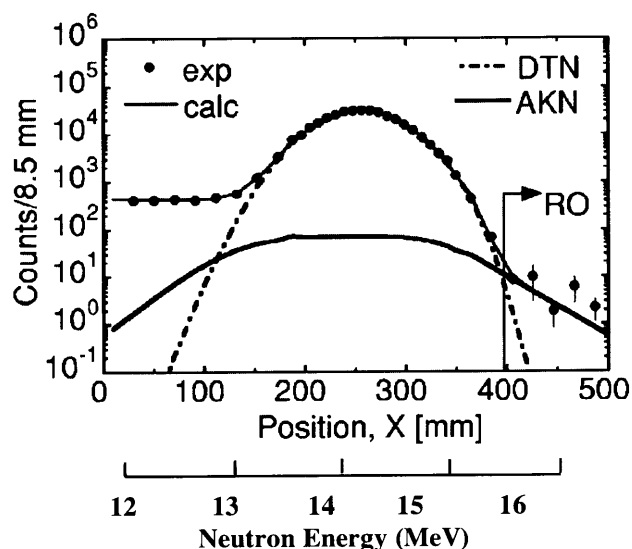


Fig. 15 Neutron spectrum measured with MPR at the JET DT experiment, which shows the evidence of the α knock-on effect [29].

に関する情報を得る方法として、中性子ノックオンテイルスペクトロスコピーがある[55].

DT 反応で生成した高速のアルファ粒子はノックオン反応によりバルク熱イオン (D または T) の速度分布関数に高速テイルを生成し (アルファ粒子のイオン加熱効果による高速イオン成分と考えてもよい), この高速テイルとバルク熱イオンとの反応により, DT 中性子に高速テイルが生成する. この中性子の高速テイルを測定することにより, アルファ粒子の密度, 速度分布関数等に関する情報を得ることができる. バルクイオン (追加熱がある場合にはそれによるビーム成分を含む) による DT 中性子の強度に対して, この高速テイルは強度が 10^{-3} 以下であるため, その計測にあたっては, 15 MeV 当りに閾値を有し, 14 MeV を中心エネルギーとするバルクイオンによる中性子の影響を受けないか, または DT 中性子により検出器が飽和しないように高い計数率性能を有することが必要である. 前者としては印加する圧力により検出する中性子のエネルギーの閾値を制御できるバブルチェンバー[56]が提案されているが, まだ開発段階である. 後者としては中性子による反跳陽子のエネルギーを磁場分析器で測定する反跳陽子磁気分析スペクトロメータが有力であり, 実際 JET の DT 実験で高速テイルの測定が試みられた[29].

この反跳陽子磁気分析スペクトロメータにより JET の DT 実験において測定された, 中性子エネルギースペクトルを Fig. 15 に示す. 点線がバルクイオン (ビーム成分含む) による DT 中性子, 実線がアルファノックオンによる中性子のエネルギースペクトルの計算値である. アルファノックオン効果による高速 D/T イオンのエネルギー分布計算においては, クーロン散乱による断面積ではなく, 核力による散乱も考慮した, いわゆる原子核散乱断面積を使用している. 測定された 15.5 MeV 以上のスペクトルは, 統計精度が悪く, ばらつきも大きい, DT 反応で発生したアルファ粒子 (その減速過程中的アルファ粒子数も含む) によ

るアルファノックオン効果の計算値と矛盾しない結果が得られている. 今のところこのように, 測定の精度が悪く, この測定値からアルファ粒子数を議論するといふところまで行っていないが, ITER クラスでは, 精度の高いデータがとれることが期待されている.

1.4 まとめ

現在, 中性子計測は, 磁場閉じ込めプラズマの診断に不可欠な計測法になっており, エネルギー輸送解析を始め, NB 入射高速粒子の減速時間, TAE 等の不安定性, トリトン燃焼率等の高速粒子挙動研究に用いられている. ITER では, 他の計測装置では困難な, 中心部イオン温度測定, 中心部 n_D/n_T 比測定, ノックオンテイルによるアルファ粒子測定等にさらに大きな期待が寄せられている. なお, 磁場閉じ込め装置における中性子計測・核反応生成粒子計測に関するいくつかのレビュー論文[57, 58]が存在するので参考にとりたい.

参考文献

- [1] H.S. Bosch and G.H. Hale, Nucl. Fusion **32**, 611(1992).
- [2] R.J. Hawryluk *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 3530 (1994).
- [3] J.D. Strachan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 3526 (1994).
- [4] M. Keilhacker *et al.*, Nucl. Fusion **39**, 209 (1999).
- [5] D.L. Jassby and H.H. Towner, Nucl. Fusion **16**, 911 (1976).
- [6] J.D. Strachan *et al.*, Nucl. Fusion **21**, 67 (1981).
- [7] J.D. Strachan *et al.*, Nucl. Fusion **33**, 991 (1993).
- [8] G. Gamow, C.L. Critchfield, *Theory of the atomic nucleus and nuclear energy source*, (Oxford Univ. Press, 1949), Chapter 10.
- [9] 内田岱二郎, 井上信幸: 核融合とプラズマの制御(上) (東京大学出版会 1980) p38.
- [10] H. Brysk, Plasma Phys. **15**, 611(1973).
- [11] E.B. Nieschmit *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **59**, 1715 (1988).
- [12] M. Pillon *et al.*, Fusion Technol. **15**, 1420 (1989).
- [13] M. Hoek *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **63**, 885 (1995).
- [14] H.W. Hendel *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **61**, 1900 (1990).
- [15] O.N. Jarvis *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **63**, 4511 (1992).
- [16] T. Nishitani *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **63**, 5270 (1992).
- [17] Y. Endo, T. Ito and E. Seki, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-29, 714 (1982).
- [18] 西谷健夫: 核融合研究 **68**, 6 (1992).
- [19] T. Nishitani *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **70**, 1141 (1999).
- [20] L.C. Johnson *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **63**, 4517 (1992).
- [21] O.N. Jarvis *et al.*, Fusion Eng. Des. **34-35**, 59 (1997).
- [22] O.N. Jarvis and S. Conroy, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, 1651 (2002).
- [23] J. Kallne *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **68**, 581 (1997).
- [24] W.W. Heidbrink *et al.*, Nucl. Fusion **23**, 917 (1983).
- [25] G. Gorini *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **68**, 561 (1997).
- [26] L. Ballabio *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **68**, 585 (1997).
- [27] G.A. Wurden *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **66**, 901 (1995).
- [28] M. Osakabe *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **66**, 921 (1995).
- [29] G. Ericsson *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **72**, 759 (2001).
- [30] M. Hoek *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A322**, 248 (1992).
- [31] A.V. Krasilnikov *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **68**, 553 (1997).
- [32] T. Nishitani *et al.*, Nucl. Fusion **34**, 1069 (1994).

- [33] M. Mori *et al.*, Nucl. Fusion **34**, 1045 (1994).
- [34] W.W. Heidbrink *et al.*, Nucl. Fusion **28**, 1987 (1988).
- [35] W.W. Heidbrink *et al.*, Phys. Fluids **B2**, 4 (1990).
- [36] W.W. Heidbrink *et al.*, Phys. Fluids **B3**, 3167 (1991).
- [37] E. Ruskov *et al.*, Nucl. Fusion **35**, 1099 (1995).
- [38] K. Tobita *et al.*, Nucl. Fusion **34**, 1097 (1994).
- [39] M. Isobe *et al.*, Nucl. Fusion **37**, 437 (1997).
- [40] M. Isobe *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **68**, 532 (1997).
- [41] M. Isobe *et al.*, Nucl. Fusion **41**, 127 (2001).
- [42] K. Tani *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **50**, 1726 (1981).
- [43] T. Nishitani *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 355 (1996).
- [44] T. Nishitani *et al.*, Fusion Eng. Des. **34-35**, 563 (1997).
- [45] H. Harano, J. Plasma Fusion Res. **72**, 681 (1996).
- [46] D.V. Sivukhin, Review of Plasma Physics, vol.4, (Consultants Bureau, New York, 1966).
- [47] T.H. Stix, Plasma Physics, **14**, 367(1972).
- [48] R.J. Goldston and P. H. Rutherford, *Introduction to Plasma Physics*, Institute of Physics Publishing, (Bristol and Philadelphia, 1995).
- [49] D.J. Sigmar *et al.*, Phys. Fluids **B 4**, 1506 (1992).
- [50] H. Kimura *et al.*, Nucl. Fusion **38**, 1303 (1998).
- [51] Y. Kusama *et al.*, Nucl. Fusion **39**, 1837 (1999).
- [52] K. Shinohara *et al.*, Nucl. Fusion **41**, 603 (2001), K. Shinohara *et al.*, Nucl. Fusion **42**, 942 (2002).
- [53] M. Ishikawa *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **73**, 4273 (2002).
- [54] M. Ishikawa *et al.*, *submitted to Nuclear Fusion*.
- [55] J. Kallne *et al.*, *Diagnostics for Thermonuclear Experimental Reactor* (Prenum, New York, 1996) p.397.
- [56] R.K. Fischer *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **72**, 796 (2001).
- [57] O.N. Jarvis, Plasma Phys. Control. Fusion **36**, 209 (1994).
- [58] G.J. Sadler *et al.*, Fusion Technol. **18**, 556 (1990).

にし たに たけ お
西谷 健夫

1980年東京大学大学院工学系研究科原子力工学専攻修士課程修了。工学博士。日本原子力研究所にて、JT-60の計測装置の開発、JT-60プラズマの中性子計測、ITER用計測装置の開発研究に従事。2001年より日本原子力研究所核融合中性子工学研究室長。大きな国際会議の度に各国の中性子計測屋と” Ignition before retirement!”を合い言葉に乾杯しているが、その合い言葉の実現がちょっと心配になってきた今日この頃です。

おさ かべ まさ き
長壁 正樹

1995年総合研究大学院大学数物科学研究科核融合科学専攻博士課程修了。学術博士。同年、核融合科学研究所大型ヘリカル研究部プラズマ加熱研究系助手として着任。同系中性粒子ビーム加熱グループに配属。以後、中性粒子ビームによるプラズマの加熱に関わる全て（ビームの生成からプラズマ中のビームの閉じ込め評価まで）の内容に携わる。ヘリカル系における高エネルギー粒子の閉じ込めを中心として研究活動を行っている。「実験家は体力勝負」をモットーに自転車通勤に励む今日この頃である。

しの はら こう じ
篠原 孝司

日本原子力研究所那珂研究所炉心プラズマ実験計測開発室勤務。東京大学理学系研究科修了。理学博士。JFT-2MにてO-mode 相関反射計の製作、損失イオンプローブの改造、JT-60にてX-mode 相関反射計の製作、NSTX (PPPL)にて半導体検出器による多チャンネル中性粒子計測器の製作。気づいてみれば、この数年に多くの計測器を作っていた。バルクの密度揺動の計測を行っていたが、最近、アルペン固有モード等の高速イオン絡みの物理に興味を持っている。日々ヘビーになっていく家事（子どもの相手）と研究の両立に奮闘中。

いし かわ まさ お
石川 正男

2003年筑波大学大学院博士課程修了。日本原子力研究所博士研究員。理学博士。現在はJT-60において中性子計測や中性粒子計測などを用いてプラズマ中の高エネルギー粒子の輸送に注目して研究を進めている。趣味はスポーツ全般。中でもサッカーが一番。特に一度会ったことのあるサッカー界のスーパースター、ロベルト・バジョ選手（本年引退）がたまらなく好きで、核融合の実現とともに、いつか一緒にプレーすること（草サッカー？）を夢見ている。