

JAERI-Research
97-060



JT-60Uにおけるシンチレーションファイバー検出器を使用したトリトン燃焼研究

1997年9月

原野英樹*

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越してください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1997

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 いばらき印刷(株)

J T-60Uにおけるシンチレーションファイバー検出器を使用したトリトン燃焼研究

日本原子力研究所那珂研究所炉心プラズマ研究部

原野 英樹*

(1997年8月1日受理)

DD核融合プラズマ中にて核反応により生じる3.5MeV α 粒子の挙動解明はDT核燃焼炉を実現する上で必須の条件である。この3.5MeV α 粒子の挙動はDDプラズマにてDD反応により発生する1MeVトリトンにて模擬することが出来る。この1MeVトリトンの挙動を調べる方法の一つにトリトン燃焼と呼ばれる現象に着目するアプローチがある。本研究では、J T-60Uにおけるトリトン燃焼研究のため、アメリカロスアラモス国立研究所(LANL)との共同にて新型の指向性14MeV中性子検出器Sci-Fi検出器を開発し、J T-60Uに設置した。

Sci-Fi検出器の最大の特徴は中性子検出器にシンチレーションファイバーを採用した点である。これによりSci-Fi検出器は、1. DT中性子に対して指向性を有する、2. γ 線による波高がDT中性子の波高に較べ小さい、3. 高速応答である、4. 耐放射線性に優れる、等の特徴を有することが期待できる。各種性能試験を通じて、1の指向性については $\pm 40\sim 50^\circ$ 程度と不十分であるが、2、3、4の性質により従来トリトン燃焼研究に用いられてきたSi半導体検出器(SBD)やNB213液体シンチレーターの持つ問題点を克服することが明らかになり、核融合放射線場からDT中性子のみを高時間分解能(10ms)、高ダイナミックレンジ(3桁)で選別して、測定できることが判った。

Sci-Fi検出器により得られたJ T-60UにおけるDT中性子発生率の時間変化を解析する為にトリトン燃焼解析コードTBURNを作成した。TBURNによる計算結果は測定結果を非常に良く再現し、1MeVトリトンの減速が古典的であるという計算モデルの妥当性について確認することが出来た。またSci-Fi検出器の指向性により得られたDT中性子発生空間分布が時間の経過とともに尖頭化する傾向をトリトンの減速時間により定性的に説明した。

高速イオンの古典輸送はトロイダル磁場リップルの存在下で増大することが予測されている。J T-60Uはプラズマ端部で1%程度のリップル率を有する大型トカマク実験装置であり、これまでもリップル輸送に関するさまざまな研究が行なわれてきた。本研究ではトロイダル磁場リップルがトリトン燃焼に与える影響を調べるために、J T-60Uにてリップル輸送実験と称す

る一連の実験を行なった。行なった実験は、R₀スキャン実験とn₀スキャン実験の2種類である。R₀スキャン実験によりトリトンが感じるリップル率の増大によりトリトンの輸送が増大したことを示唆する結果が得られた。この結果はTBURNと3次元軌道追跡モンテカルロコードOFMCを組み合わせた詳細な解析結果と矛盾しなかった。またn₀スキャン実験においてはガスパフ入射によりDT中性子発生率は非常に特徴的な変化を見せた。しかし計測データのuncertaintyのため、これらの変化から輸送に関する情報を抽出することは出来なかった。但し理論的考察によりガスパフ入射がcollisionalityスキャンに有効であることが確認できた。

Triton Burnup Study Using Scintillating Fiber Detector on JT-60U

Hideki HARANO*

Department of Fusion Plasma Research
Naka Fusion Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received August 1, 1997)

The DT fusion reactor cannot be realized without knowing how the fusion-produced 3.5 MeV α particles behave. The α particles' behavior can be simulated using the 1 MeV triton generated by the DD fusion reaction in the DD burning plasma. To see the triton burnup is one of the way to investigate the 1 MeV triton's behavior. In this study, for the triton burnup measurement at JT-60U, a new type of directional 14 MeV neutron detector, scintillating fiber (Sci-Fi) detector has been developed and installed on JT-60U in the cooperation with LANL as part of a US-Japan collaboration.

The most remarkable feature of the Sci-Fi detector is that the plastic scintillating fibers are employed for the neutron sensor head, which gives the following advantages, (1) the pointing ability to the DT neutron, (2) the gamma pulse height suppression, (3) the very fast operation and (4) the excellent durability against radiation. Various performance tests show that the Sci-Fi detector has an insufficient directivity of about $\pm 40\sim 50^\circ$, however, due to the above (2-4) properties the Sci-Fi detector overcomes the problems of the Si semiconductor detector and the NE213 liquid scintillator which have been utilized for the triton burnup study. The Sci-Fi detector measures and extracts the DT neutrons from the fusion radiation field in high time resolution (10ms) and wide dynamic range (3 decades).

Triton burnup analysis code TBURN has been made in order to analyze the time evolution of DT neutron emission rate obtained by the Sci-Fi detector at JT-60U. The TBURN calculations reproduced the measurements fairly well, and the validity of the calculation model that the slowing down of the 1 MeV triton was classical was confirmed. The Sci-Fi detector's directionality indicated the tendency that the DT neutron emission profile became more and more peaked with the time progress, which was qualitatively explained by the triton's slowing-down time.

It has been predicted that the classical transport of the fast ion increases under the existence of

*Research Collaborator (University of Tokyo).

the toroidal field ripple. Since JT-60U is a large tokamak experimental device which has the ripple amplitude of about 1 % at the plasma edge, the various research on the ripple transport has been carried out until now. In this study, in order to examine the effect of the toroidal field ripple on the triton burnup, R_p -scan and n_e -scan experiments have been performed. The R_p -scan experiment indicates that the triton's transport was increased as the ripple amplitude over the triton became larger, which did not contradict detailed analysis with TBURN and three-dimensional orbit following Monte Carlo code OFMC. In the n_e -scan experiment, the DT neutron emission showed the characteristic changes after the gas puffing injection. However, there was no performance on extracting information on the transport from these changes, for uncertainty of measured data. However it was confirmed theoretically that the gas puffing was effective for the collisionality scan.

Keywords: JT-60U, Nuclear Fusion, Scintillating Fiber, 14 MeV Neutron, Directional Neutron Detector, Triton Burnup, Alpha Particle Physics, Energetic Ion Transport, Classical Slowing Down Theory, Toroidal Field Ripple, OFMC Code

目 次

1. 序 論	1
1.1 はじめに	1
1.2 トリトン燃焼研究の現状	6
1.3 JT-60Uにおける高速イオン研究の現状	8
1.4 本研究の目的と位置付け	11
2. Sci-Fi検出器	13
2.1 測定原理	13
2.2 仕 様	16
2.3 性能試験	22
2.4 JT-60Uへの設置	31
2.5 まとめ	51
3. トリトン燃焼解析コードTBURN	52
3.1 古典的減速理論	52
3.2 解析モデル	58
3.3 解析結果と考察	76
3.4 まとめ	79
4. リップル輸送実験	80
4.1 高速イオンの古典的輸送モデル	80
4.2 実 験	94
4.3 R _p スキャン実験に対する解析と考察	100
4.4 n _p スキャン実験に対する解析と考察	112
4.5 まとめ	116
5. 結 論	117
謝 辞	119
参考文献	120
発表論文リスト	132

Contents

1. Introduction	1
1.1 Introduction	1
1.2 Overview of Triton Burnup Research	6
1.3 Status of Fast Ion Research on JT-60U	8
1.4 Purpose and Positioning of This Study	11
2. Sci-Fi Detector	13
2.1 Principle	13
2.2 Specification	16
2.3 Performance Tests	22
2.4 JT-60U Installation	31
2.5 Summary	51
3. Triton Burnup Analysis Code Tburn	52
3.1 Classical Slowing Down Theory	52
3.2 Analytical Model	58
3.3 Results and Discussions	76
3.4 Summary	79
4. Ripple Transport Experiment	80
4.1 Classical Transport Model of Fast Ion	80
4.2 Experiments	94
4.3 Analysis and Discussion for R_p -scan Experiment	100
4.4 Analysis and Discussion for n_e -scan Experiment	112
4.5 Summary	116
5. Conclusion	117
Acknowledgements	119
References	120
Publication List	132

1. 序論

1.1 はじめに

1996年秋、日本原子力研究所の臨界プラズマ試験装置 JT-60U が負磁気シア放電により等価 DT 核融合エネルギー増倍率 $Q_{DT} \sim 1.05$ を記録 [1] し、臨界プラズマ条件をクリアしたのに代表されるように、近年の大型トカマク実験による核融合研究の進展には著しいものがある。また 1991年 11月より EC の JET (Joint European Torus) にて行なわれた PTE (Preliminary Tritium Experiment) 実験 [2, 3] に続き、アメリカプリンストン大学の TFTR (Tokamak Fusion Test Reactor) では 1993年 12月以来 800 ショット以上の DT プラズマ実験を敢行し、計 1.2 GJ もの DT 核融合出力を得ており [4]、核融合研究はいよいよ本格的な DT 核燃焼プラズマを対象とする段階に到達している。さらに JT-60U など現在の大型トカマク装置と発電を実証する核融合原型炉との橋渡しの役割を担う国際熱核融合実験炉 ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) 計画も日米欧露の 4 極協力下で着々と進行中である。ITER は自己点火条件 ($Q \sim \infty$) の達成、定常運転による長時間燃焼 (1.5GW の核融合出力を 1000 秒保持) の実現というプラズマサイドの目標に加え、核融合炉に必要な技術を統合したシステムにおいて実証すること、及び核融合の実用化に必要な高熱流束機器、核工学的機器の総合的な試験を実施すること等を目的としている。

ITER が目標とする自己点火プラズマの最大の特徴は、その核融合出力を DT 核反応によって生じる 3.5 MeV α 粒子という内部加熱源にて保持する点である。従って、プラズマに閉じ込められた α 粒子がバルクプラズマを如何に加熱するか?、言い換えれば、「 α 粒子がプラズマ中でどのように減速するのか?」を把握することは非常に重要である。減速過程がバルクプラズマとのクーロン衝突のみよる古典的記述に従う (詳しくは 3.1 で説明する) のか、それとも MHD 不安定性等の影響を受けるのかなどが議論の中心となる。

またこの減速の時定数が閉じ込め時間よりも十分長いことが自己点火達成のための必要条件であり、「 α 粒子がプラズマ中でどのように閉じ込められるか?」というのも早急に解明すべき課題である。バルクイオンに比べて 3.5 MeV α 粒子はエネルギーで二桁、ラーマ半径やバナナ幅で一桁大きいので、バルクイオンとは違った輸送に支配される。これも減速過程と同様、静電磁場中での粒子軌道とバルクプラズマと

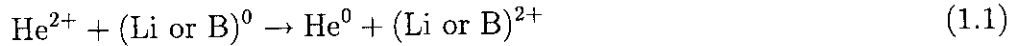
のクーロン散乱による古典的輸送のみで決まるのか、MHD 不安定性等で発生するプラズマ中の波動との相互作用に起因する異常輸送の影響を受けるのかが議論の対象となる。特に古典的輸送に関して問題となっているのはトロイダル磁場の非軸対称成分、即ちトロイダル磁場リップルによる輸送の増大である。また減速途中で α 粒子がロスする場合には、プラズマ対向機器への高熱流束となる。トロイダル磁場リップルによりロスは特定の場所に集中し炉壁損傷の要因となる恐れがあることが指摘されている。従って、「 α 粒子がプラズマからどのようにロスするか？」というのも重要な課題である。トロイダル磁場リップルによる輸送は4.1で詳しく説明する。

一方、 α 粒子は減速し熱化するとヘリウム灰となり、プラズマ中に蓄積し燃料イオンを希尺し、核融合出力を低下させる。従って、「プラズマからヘリウム灰が効率良く除去されるか？」は重要であり、炉の定常運転における核融合出力は、バルクプラズマのエネルギー閉じ込め時間とヘリウム灰の粒子閉じ込め時間の比に強く依存する [5]。

またITERでは1.5 GWもの核融合出力を α 粒子で維持するので、TFTRのDT実験と比較しても一桁以上高い α 粒子圧力(β_α)が予想される。こうした条件下では α 粒子圧力によって不安定性(プラズマ波動)が励起されたり(TAEモードやfishbone振動)、逆に安定化されたり(sawtooth振動)することが理論的に予測されている。こうした「 α 粒子の集団的挙動の影響」を把握することも自己点火達成のために不可欠なステップである。

以上示した α 粒子の挙動解明はITER物理R&Dの再重要項目の一つに挙げられており、現在の大型トカマク装置にて精力的に調べられている。TFTRでは先に行なわれたDT放電実験にて α 粒子を1. 損失粒子検出器 [6, 7]、2. 荷電交換中性粒子測定法(PCX) [8, 9, 10, 11]、3. 荷電交換分光法(α -CHERS) [12, 13]の3通りの方法で測定し、 α 粒子の減速過程や閉じ込めやそれらに対する各種MHD挙動の影響など、いずれも α 粒子物理に対して多くの貴重なデータを提供している [4]。1. は即発軌道損失、リップル損失、MHD揺動による損失、遅延損失などの損失過程により真空壁に損失してくる α 粒子を第一壁近傍に設置したシンチレータプローブ($Y_3Al_5O_{12}:Ce$)にて測定するものである。Figure 1.1(文献 [7] より引用)に示したように各プローブはトロイダル断面上に4箇所、イオンドリフト方向に設置してある。 α 粒子はプローブのスリット状の入口を通りシンチレータに入射する。入射位置は α 粒子のラーマ半径(エネルギー)とピッチ角により決まる。シンチレーション光は石英ファイバーバンドルによりシンチレータ上での位置情報を保持したまま basement floor に置かれた光検出部まで伝送され、ビデオカメラにより空間パターンを、光電子増倍管に

より絶対強度を測定している。2. は Li 又は B のペレット ($\sim 7 \text{ mm}^3$) を $500\text{-}700 \text{ m/s}$ プラズマ中に打ち込み、生じた溶発雲 (ablation cloud) にて 2 価の荷電交換反応



を起こして α 粒子を中性化し、プラズマ外に逃げてくる中性 α 粒子を中性粒子分析器 NPA (Neutral Particle Analyzer) にて質量並びにエネルギー分析するものである。NPA の視線から得られる情報は捕捉粒子 (trapped particle) からのものに限られる。反応 (1.1) の反応率の関係から、Li ペレットを用いた場合には $0.5\text{-}2.0 \text{ MeV}$ 、B ペレットの場合には $0.5\text{-}3.8 \text{ MeV}$ の範囲の α 粒子が測定対象となる。またペレットの径方向位置は真空容器上方に設置したフォトダイオード列により逐次モニターしているので、NPA シグナルの時間変化から α 粒子のエネルギーと密度の径方向分布 (位置分解能 5 cm 程度) が得られる。3. は中性粒子入射加熱の為に入射した重水素ビームと 1 価の荷電交換反応



した後、 $n=4 \rightarrow n=3$ により放出する光 (He^{2+} 468.6 nm) を分光測定し、その絶対強度により α 粒子の密度情報を、そのドップラー幅より α 粒子の速度分布情報を得るものである。低エネルギー領域で (1.2) 式の反応率が高いため、主として減速後の α 粒子 ($0.15\text{-}0.7 \text{ MeV}$) の情報が得られる。Figure 1.2 (文献 [13] より引用) に α -CHERS の測定系を示す。

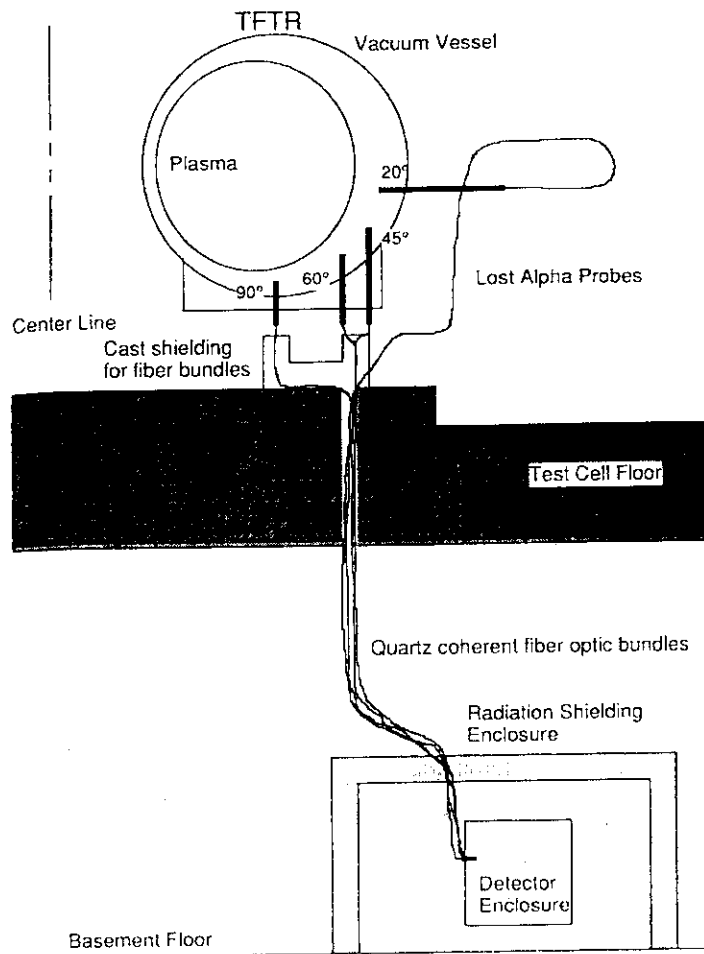


Figure 1.1. Overview of the layout of the TFTR escaping particle diagnostic, showing the locations of the principal components of the system.

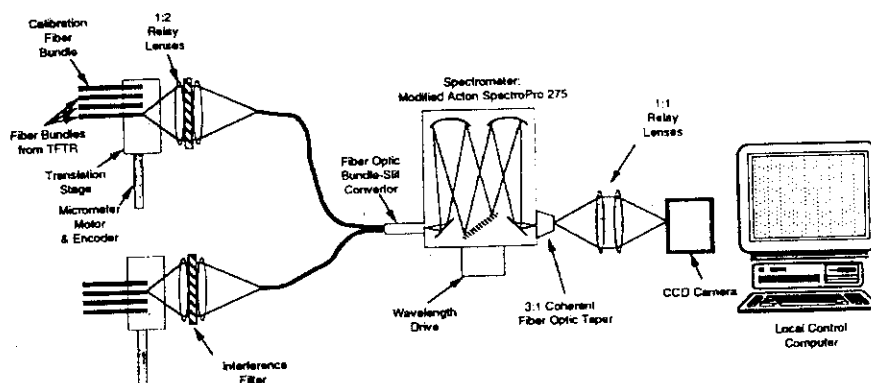


Figure 1.2. Equipment layout for the alpha-CHERS experiment in the TFTR hot cell.

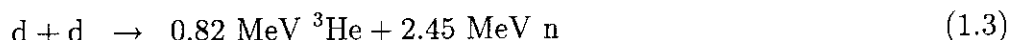
ところで、DT プラズマに限らずほとんどのトカマクプラズマには高周波加速や中性粒子入射加熱や核反応により Table 1.1 に列挙したような種々の高速イオンが存在する。理論的検討の助けを借りれば 3.5MeV α 粒子の挙動のいくつかはこれらの高速イオンにより模擬することが出来る。実はこうした高速イオンに関する実験的研究は 20 年以上の歴史を有し、W.W.Heidbrink らによる詳しいレビュー論文 [14] を見れば判るように膨大な研究が行なわれており、理論との比較、検討がなされてきた。1.2 ではそうした高速イオン研究のうち、トリトン燃焼と呼ばれるアプローチにて行なわれたものを中心に概観する。また 1.3 では JT-60U について簡単に紹介するとともに、JT-60U にて現在までに行なわれてきた高速イオン研究についてまとめる。

Table 1.1. Principal sources of fast ions.

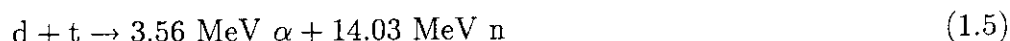
Source	Physical mechanism	Spatial distribution	Angular distribution
Fusion reactions	Nuclear reactions	Centrally peaked	Nearly isotropic
Neutral beam injection	Charge exchange, electron impact ionization	Depends upon energy and line density	Anisotropic (depends upon injection angle)
ICRF minority heating	Cyclotron damping	peaked near resonance layer	Anisotropic (perpendicular)

1.2 トリトン燃焼研究の現状

DD 核燃焼プラズマ中にて起こる DD 核反応 (一次反応) には以下の 2 つのブランチがある。



反応 (1.3) にて 2.5MeV 中性子 (DD 中性子) が発生し、反応 (1.4) により 1MeV トリトンが発生する。反応 (1.3) と (1.4) の分岐比はほとんど等しく、DD 中性子と 1MeV トリトンはほぼ同じ確率で発生するので、DD 中性子を測定することでトリトンの発生に関する情報を得ることが出来る。この 1MeV トリトンの大半はプラズマ中に閉じ込められ、周囲の電子やイオンとのクーロン衝突を通して減速する。トリトンは 200keV 位まで減速すると Figure 3.14 に示したように DT 核反応 (二次反応)



の断面積のピークに達して、その一部は周囲の重水素イオンと反応 (1.5) を起こし、14MeV 中性子 (DT 中性子) を放出する。これをトリトン燃焼と呼ぶ。また、DD 中性子と DT 中性子の発生量や時間変化などの相関関係から、トリトンの閉じ込め特性や緩和過程等について調べようというのがトリトン燃焼研究と呼ばれるアプローチである。この 1 MeV トリトンはプラズマの中心付近に集中して発生し、ピッチ角に関しては殆んど等方であり、また DT プラズマにおける 3.5 MeV α 粒子とほとんど同じジャイロ半径を持つので、他の高速イオンに比べて 3.5 MeV α 粒子により近い挙動をすることが期待できる。

トリトン燃焼研究に対してはこれまで主に二通りの方法が採られてきた。一つは、DD 中性子発生量と DT 中性子発生量の放電中の積算値を放射化箔法などを測定し、両者の比 (トリトン燃焼率) を求め解析する方法である。放射化反応としては、DD 中性子に対しては ${}^{115}\text{In}(n, n'){}^{115m}\text{In}$ 反応 ($E_{\text{th}} = 0.5\text{MeV}$)、DT 中性子に対しては ${}^{63}\text{Cu}(n, 2n){}^{62}\text{Cu}$ 反応 ($E_{\text{th}} = 11.9\text{MeV}$) がよく用いられている。もう一つは DD 中性子発生率と DT 中性子発生率の放電中の時間変化を測定し、両者を比較し解析するものである。測定には、DD 中性子に対しては主にフィッションチェンバーが用いら

れ、DT 中性子に対しては Si 半導体検出器 (SBD) や NE213 液体シンチレーターが用いられている。

PLT[57] にて最初のトリトン燃焼研究が行なわれて以来、三大トカマクを始めとする世界各地のトカマク実験装置にて膨大な数の研究がなされてきた。そして解析の対象となるトリトンの挙動については、減速過程や閉じ込め、それらに対する MHD 不安定性の影響など多岐に及ぶ。以下にトリトン燃焼研究によって明らかになってきた高速イオンの挙動を中心に、これまで行なわれてきた種々の研究結果をまとめる。

まずトリトンの減速過程については MHD 的に比較的安定なプラズマに対して JET[15, 54, 16]、DIII-D[32]、JT-60U[45] にて重点的に調べられた。測定結果は JET[16] の結果以外はトリトンの輸送を無視した古典的減速モデルを用いた計算結果と非常によく一致している。JET[16] のデータは減速時間が長い ($\sim 2s$) 時のもので、測定結果がトリトンの輸送の影響を受けている可能性がある。トリトンの閉じ込めについてはトリトンの輸送を閉じ込め時間や実効拡散係数としてグローバルに評価する方法 [87, 75, 17, 105] が主に用いられ、MHD 的に比較的安定なプラズマに対して PLT[87, 57]、FT[18, 19, 20, 21, 22]、TFTR[23, 24]、DIII-D[32]、JT-60U[45]、JET[25, 15, 54, 16, 26, 27, 28, 29, 105] において調べられてきた。いずれの結果も実効拡散係数にして $0.1m^2/s$ 程度であり、トリトンの閉じ込め時間は減速時間よりも長い。一方 JET では DD 中性子と DT 中性子の空間分布から拡散係数を導出しているが、得られた拡散係数はトリトン燃焼率や DT 中性子の時間変化から得られる値より遥かに小さい。この結果によりトリトンの損失は拡散損失よりも速い過程であると [30] は考察している。また、FX[19]、TFTR[23]、DIII-D[32] にてトリトン燃焼率の I_p 依存性が調べられた。低 I_p 時にトリトン燃焼率は小さくなった。これは主に即発損失の影響を調べるためであり、MHD 不安定性がみられない放電については、理論予測とおおむね一致している。またトリトン燃焼を通して MHD 挙動がトリトンの輸送に与える影響が調べられている。PLT[87] では sawtooth 発生時のトリトン燃焼率の B_t 依存性を調べており、 B_t が小さい時にトリトンの損失が増大している。同様な現象は FT[20, 21] でも確認されたが、MHD 挙動がトリトンの輸送を増大したのではなく、 I_p の空間分布の変化に伴う軌道の変化が主な要因であると考察している [22, 31]。他にも JET[29] では sawtooth 発生時に DT 中性子発生空間分布が平坦

化することを観測している。また DIII-D では TAE モードの発生が見られる放電では、安定な放電に較べトリトン燃焼比が約半分に減少している [32]。一方 ELM などのプラズマの端部で起こる不安定性はトリトン燃焼には影響を与えない [88]。これはトリトンが主にプラズマの中心部にて発生するからである。以上のようにトリトン燃焼による閉じ込めに関する研究では、トリトン燃焼率の I_p 依存性を調べたものを除けば、輸送の各要因を積極的に調べたものは少なく、グローバルな閉じ込めの大きさについて議論するものが主流である。また高速イオンの古典的輸送を支配することが予測されているリップルの影響を積極的に調べた研究はない。

1.3 JT-60U における高速イオン研究の現状

臨界プラズマ試験装置 JT-60U [33] は主半径 3.2m、副半径 1m の大型トカマク実験装置であり、高出力の追加熱装置を備えている。JT-60U の主要諸元を Table 1.2 に示す。また JT-60U 装置本体の鳥観図を Figure 1.3 に示す。真空容器は 1.3×10^{-6} Pa 以下の超高真空中に排気され、トーラス方向に等間隔に配置された 18 個のトロイダルコイルによって 4 T 程度のトロイダル磁場を発生する。動作ガスを注入した後、ポロイダルコイルの電流の遮断によってプラズマを生成する。その後プラズマ電流が一定 (通常 2~3MA) となるようにポロイダルコイル電流を制御する。プラズマ電流によりオーム加熱 (OH) された数 keV 程度のプラズマは、中性粒子入射 (NBI、最大 36MW) や高周波 (RF、最大 13MW) によって追加熱され、プラズマ温度は数 10keV 程度にまで達する。

JT-60U における高速イオン研究は、これら追加熱によって生じた高速イオン (デュートロンやプロトンなど) や核反応により発生した高速イオン (トリトンなど) を用いて精力的に行なわれている。これら高速イオンは、1. 赤外線カメラ (IRTV) [34, 35, 36, 37] (プラズマから損失してくる高速イオンによる第一壁上の熱負荷を測定)、2. 荷電交換中性粒子分析器 (CXNPA) [38, 39, 40, 41] (プラズマ中のとの荷電交換により中性化してプラズマ外に出てきた高速イオンを計測)、3. ^{235}U フィッションチェンバー [42, 43, 44] (NB 入射により発生した高速デュートロンとバルクイオンとの DD 核反応により発生する 2.5MeV 中性子を測定)、4. Si 半導体検出器 (SBD) [45]、

放射化箔システム [46, 47] (トリトン燃焼測定)、5. γ 線検出器 [48] (ICRFにより加速された高速プロトンとプラズマ中の不純物との非弾性散乱によって発生する γ 線を測定)、6. ラングミュアプローブ (Langmuir probe) [49] (高速イオンからのイオンサイクロトロン放射を測定) などにより計測されている。

JT-60U が ITER 物理 R&D との関係で近年特に力を入れているのが、リップル損失とトロイダルアルヴェン固有 (Toroidal Alfvén Eigen) モード (TAE モードと略される) に関する研究である [50]。いずれも高速イオンの輸送を増大し自己加熱の妨げとなるほか、第一壁の特定の場所に局在した損失をもたらすことが指摘されており問題になっている。リップル損失に関しては、JT-60U は Figure 4.2 に示すようにプラズマ端部で 1% 程度のリップル率 (リップル率の定義については 4-1 にて説明する) を有する大型トカマク実験装置であり、NB 入射により発生した 100keV 程度の高速デュートロンの挙動を赤外線カメラや ^{235}U フィッションチェンバーによる情報を基に調べている。詳しくは 3.1 にて紹介する。TAE モードについては、ICRF 加熱によりプロトンを MeV 領域に加速して TAE モードを発生させており [51, 52]、その励起や安定化機構の解明、TAE モードに伴う高速イオンの損失過程などについて詳細な検討を行なっている。また電流分布やトロイダル回転速度を制御することで、TAE モードの発生を制御できることが判ってきている。

今後の JT-60U における高速イオン研究に多大な貢献をすることが予想されるものに、世界で初めて 1996 年 3 月にビーム入射に成功した 500keV 負イオン NBI [53] の導入が挙げられる。例えば、先ほど述べた TAE 研究については、アルヴェン速度の制限からこれまでの 100keV 程度の NBI ビームエネルギーでは低トロイダル磁場 (1T 程度) の低密度プラズマでしか実験が出来なかった。一方 500keV NBI ではトロイダル磁場 4T、電子密度 10^{20} m^{-3} 程度のプラズマにて TAE モードを発生させることが出来、より炉心級プラズマに近い条件にて、この不安定性の解明及びその回避対策の研究を進めることが出来る。また 500 keV NBI を ^3He プラズマに入射することで $\text{D}-^3\text{He}$ 反応による 3.7 MeV α 粒子が発生する。10 MW の入射パワーで 1.5MW の核融合出力が得られるので、DT 核反応を使わないで α 粒子研究が可能となる。

Table 1.2. Main parameters of JT-60U.

Parameters	Divertor	Limiter
Plasma current	6 MA	6.5 MA
Major radius	3.2-3.4 m	3.2-3.4 m
Minor radius(horizontal)	0.8-1.1 m	0.8-1.1 m
Minor radius(vertical)	1.5 m	1.5 m
Elongation	1.4-1.8	1.4-1.8
Plasma volume	< 100 m ³	< 110 m ³
Toroidal field	4.2 T(14.4 Tm)	
Discharge duration	15 s	
Discharge interval	10-15 min	
Flux swing	61 Vs	
Neutral beam		
Torus input power	40 MW	
Beam energy	120 kV	
ICRF		
Torus input power	<5 MW	
Frequency	110-130 MHz	
LHCD		
Torus input power	<10 MW	
Frequency	1.7-2.3 GHz	
Pellet injection	<2.8 km/s, 4 mm	

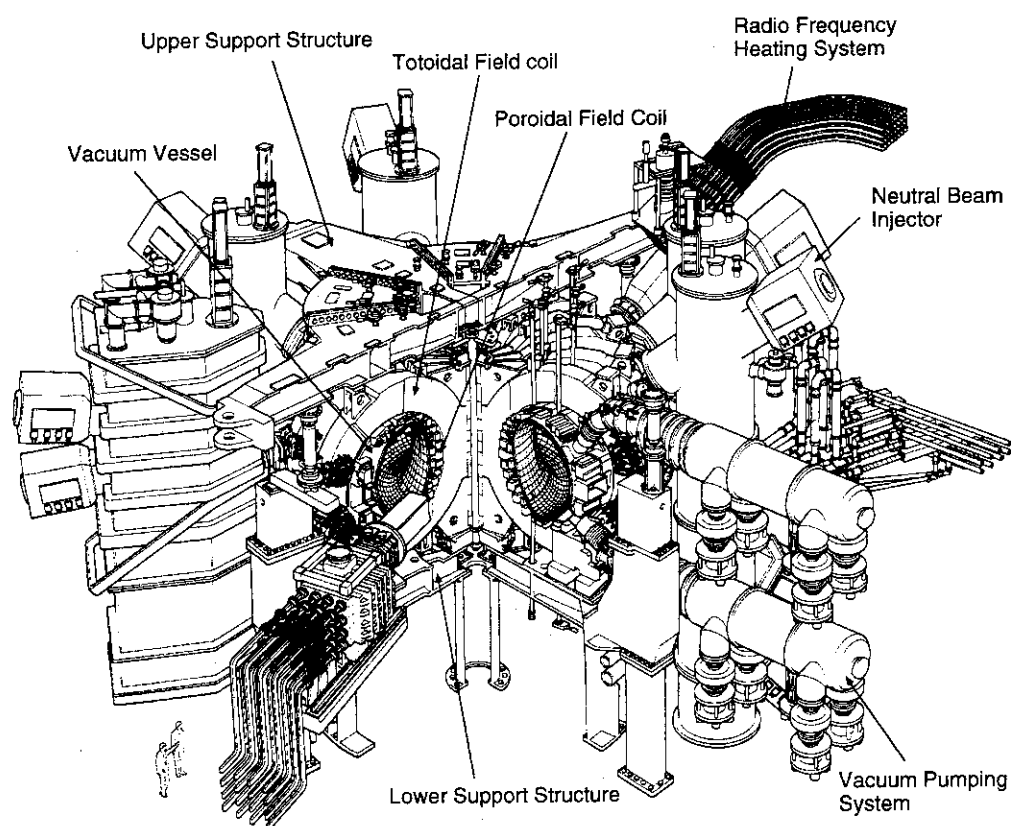


Figure 1.3. Overview of JT-60U.

1.4 本研究の目的と位置付け

1.2 で紹介したように従来大型トカマク装置でトリトン燃焼時間変化測定には、Si 半導体検出器 (SBD) [54, 55, 56] や NE213 液体シンチレーター [55, 57] が使われてきた。しかし SBD は最大計数率が 100 kHz 以下と限られているうえに、耐放射線性が非常に悪く ($\sim 10^{12}$ neutrons/cm²)、真空容器近傍に取り付けた場合数ヶ月しかもたないという問題点を抱えていた。また NE213 は二次 γ 線の影響を取り除くのに波形弁別を用いていたのでダイナミックレンジと時間応答に問題があった。そこで本研究では JT-60U におけるトリトン燃焼研究のため、新型の指向性 14MeV 中性子検

出器であるシンチレーションファイバー検出器 (Figure 2.3 参照。以下、Sci-Fi 検出器と略す)[58, 59] を アメリカロスアラモス国立研究所 (LANL) との共同で開発し、JT-60U に設置した。この Sci-Fi 検出器は、中性子検出部にプラスチックシンチレーションファイバーを使用しており、DT 中性子による反跳陽子のコア材中での最大飛程 (2.2 mm) よりファイバーの直径 (1 mm) を小さくすることで DT 中性子に対し指向性を持たせてある [60, 61]。また、ファイバー間には反跳陽子のクロストーク防止の為に中 Z 材 (Al) があるので、ファイバー中で二次 γ 線により生じたコンプトン電子はファイバーにエネルギーの一部しか付与できない。即ち、DT 中性子とそれより 2 桁多い DD 中性子、3 桁多い二次 γ 線の混在する核融合炉放射線場において、ファイバーの軸方向に沿って入射した DT 中性子による信号のみを大きなパルス (5~8.6 MeV electron equivalent) のみを波高弁別するという非常にシンプルな方法で取り出すことが出来る。

本論文の第 2 章では Sci-Fi 検出器の概要について紹介するとともに、Sci-Fi 検出器に対して行なった各種性能試験とその結果について説明する。また JT-60U における Sci-Fi 検出器の設置状況を説明し、幾つかの代表的なショットにおいて得られたデータを紹介します。第 3 章では古典的減速モデルに基づく解析コードを作成し、これらのデータを解析する。また 1.1 で触れたように α 粒子の古典輸送はトロイダル磁場リップルにより増大することが予測されている。1.3 にて説明したように JT-60U はプラズマ端部で 1 % 程度のリップル率を有する大型トカマク実験装置であり、これまでもリップル輸送に関するさまざまな研究が行なわれてきた。そこで本研究ではトロイダル磁場リップルがトリトン燃焼に与える影響を調べるために、JT-60U にてリップル輸送実験と称する一連の実験を行なった。本論文の第 4 章では、リップル輸送実験の概要について説明するとともに、本実験にて Sci-Fi 検出器より得られたデータに対して詳細な解析を行なう。そして最後の第 5 章において、本論文の総括を行なう。

2. Sci-Fi検出器

2.1 測定原理

1.4で紹介したように Sci-Fi 検出器は中性子検出部にプラスチックシンチレーションファイバーを使用している。ここでは簡単にその測定原理について説明する。プラスチックシンチレータに入射された高速中性子は、シンチレータに含まれる水素原子との弾性散乱により反跳陽子を生成する。散乱前の中性子のエネルギーを E_n とすると、中性子が重心系において散乱前の進行方向に対し Θ 方向に散乱された場合の反跳陽子のエネルギー E_p は次式で与えられる。

$$E_p = E_n \frac{1 - \cos \Theta}{2} \quad (2.1)$$

これを実験室系で表すと、

$$E_p = E_n \cos^2 \theta \quad (2.2)$$

となる。但し θ は散乱前の中性子の進行方向に対する反跳陽子の散乱角である。この式から中性子の進行方向に反跳陽子が生じた場合にそのエネルギーは最大値 E_n となることが判る。また中性子が重心系において Θ 方向の $d\Theta$ の中に散乱される確率 $P(\Theta)d\Theta$ は、次式で与えられる。

$$P(\Theta)d\Theta = 2\pi \sin \Theta d\Theta \frac{\sigma(\Theta)}{\sigma_s} \quad (2.3)$$

但し、 $\sigma(\Theta)$ は重心系における微分散乱断面積、 σ_s は全散乱断面積である。また $P(E_p)dE_p$ を E_p の近傍 dE_p のエネルギーを持った反跳陽子が生じる確率とすれば、 $P(\Theta)d\Theta = P(E_p)dE_p$ が成り立つので、

$$P(E_p) = 2\pi \sin \Theta \frac{\sigma(\Theta)}{\sigma_s} \frac{d\Theta}{dE_p} \quad (2.4)$$

となる。重心系で等方散乱を仮定すると、 $\sigma(\Theta) = \sigma_s/4\pi$ と表すことが出来るので、

$$P(E_p) = \frac{\sin \Theta}{2} \frac{d\Theta}{dE_p} \quad (2.5)$$

となる。式 (2.1) より $d\Theta/dE_p$ を求めて代入すると、

$$P(E_p) = \frac{1}{E_p} \quad (2.6)$$

となる。従って通常のプラスチックシンチレータは高速中性子に対し長方形の応答を示す (2.3.2 参照)。

一方プラスチックシンチレーションファイバーの場合は通常のプラスチックシンチレータと異なり、ファイバー形状の為に、反跳陽子の散乱方向により、反跳陽子がファイバーにエネルギーを完全に落せない場合が起こる。簡単のためファイバーの軸に沿って中性子が入射する場合を考える。プラスチックシンチレータ中の陽子の飛程 L_r (in mm) は近似的に $L_r(E_p) = E_p^2/89.1$ と表せる。従って実験室系にて θ 方向に散乱した反跳陽子の飛程 $L_r(\theta)$ は、

$$L_r(\theta) = \frac{E_n^2}{89.1} \cos^4 \theta \quad (2.7)$$

と書ける。一方 θ 方向に存在するシンチレータの長さ $L_g(\theta)$ (in mm) は、ファイバーの半径を r とすると、

$$L_g(\theta) = \frac{r}{\sin \theta} \quad (2.8)$$

であり、 $L_r(\theta) \leq L_g(\theta)$ の場合にのみ反跳陽子はそのエネルギーを全てファイバー中に落すことが出来る。即ち、反跳陽子がファイバー中に落すエネルギー E_{dep} は式 (2.2) で与えられる。一方 $L_r(\theta) > L_g(\theta)$ の場合には、 $L_g(\theta) + L_r(E_p - E_{dep}) = L_r(E_p)$ の関係より E_{dep} が求まる。軸方向以外から中性子が入射した場合についても同様にして求めることが出来る。14MeV 中性子が直径 1mm ($r = 0.5$) のファイバーに軸方向と軸に垂直方向から入射した場合の $E_{dep}(\theta)$ を Figure 2.1 に示す。Figure 2.1 より軸方向以外から中性子が入射した場合には軸方向入射の場合に比べ応答スペクトルが低波高側にシフトすることが予想される。従って、例えば適当な波高弁別レベルを設けることでファイバーの軸方向から入射した DT 中性子に対し高い感度を持たせることが出来る可能性があり、DT 中性子指向性検出器としての応用が期待できる。Sci-Fi 検出器の応答関数の測定結果については 2.2 にて詳しく紹介する。

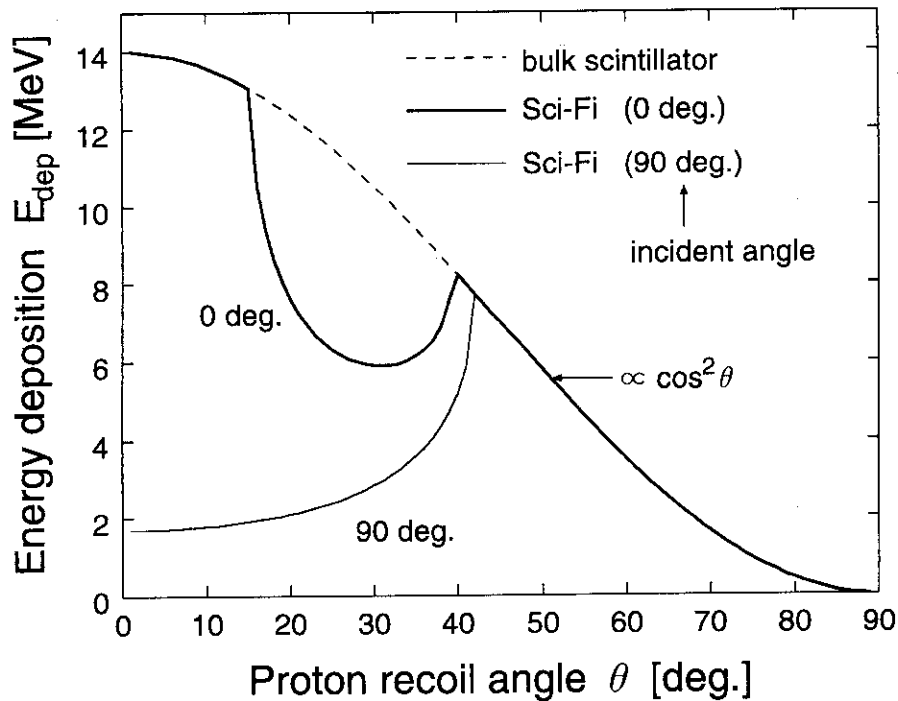


Figure 2.1. Comparison of deposition energy of recoil proton in a big bulk plastic scintillator and in a 1 mm ϕ plastic scintillating fiber for 14 MeV neutrons.

なお優れた性能を持つ指向性中性子検出器が実現すれば ITER 等にて核燃焼プロファイルモニターとして使用できる。すると、現在 JET に代表されるような総重量数十トンにも及ぶ巨大なマルチチャンネルコリメータを空間的制限の多い炉心近傍に設置する必要がなくなり、中性子発生プロファイル計測系に貢献できる (視野数を多く確保できる) のは勿論のこと、その他のプラズマ計測系を始めプラズマ加熱系等、核融合システム全体に対して朗報となる。Sci-Fi 検出器のようにシンチレーションファイバーを使用する方法 (壁効果方式と呼ばれる) の他に、指向性中性子検出器として有望なものには反跳陽子コリメータ方式 [62] が挙げられる。また指向性検出器一般については J.Kaneko の学位論文 [63] に詳しい解説がある。

2.2 仕様

本研究で用いた Sci-Fi 検出器の構造について説明する。Sci-Fi 検出器は Figure 2.2、Figure 2.3 に示したように大きく分けて、中性子を検出するセンサヘッド部 (sensor head)、光電子増倍管、それから、主に光電子増倍管用の分圧器が収められた回路ボックス (electronics box) の 3 要素から構成される。

2.2.1 センサヘッド部

Figure 2.3 に示すように、センサヘッド部は直径 3.5 cm、長さ 10 cm の支持円柱に六方対称に 2.5 mm 間隔で 91 個の穴を開け、それらに同じく長さ 10 cm のシンチレーションファイバ 91 本を挿入した構造となっている。さらにセンサヘッドは厚さ 1/8 inch の γ 線遮蔽用鉛円筒中に収められ、さらにアルミニウムカバーにより遮光され、後方の光電子増倍管に直接接続されている。シンチレーションファイバーとしてはコア径 1 mm ϕ の Bicron BCF-10 を使用した。Figure 2.4 に BCF-10 の構造を、Table 2.1 にその諸特性を示す。ファイバーの長さ 10 cm はコア材中での 14 MeV 中性子の減衰長 (e-folding length) とほぼ等しくしてある。また 14 MeV 中性子により生じる反跳陽子のコア材中での最大飛程は 2.2 mm であり、1.4 と 2.1 にて説明したように 14 MeV 中性子に対して指向性が期待できる。この指向性については 2.3.1 にて詳しく調べる。

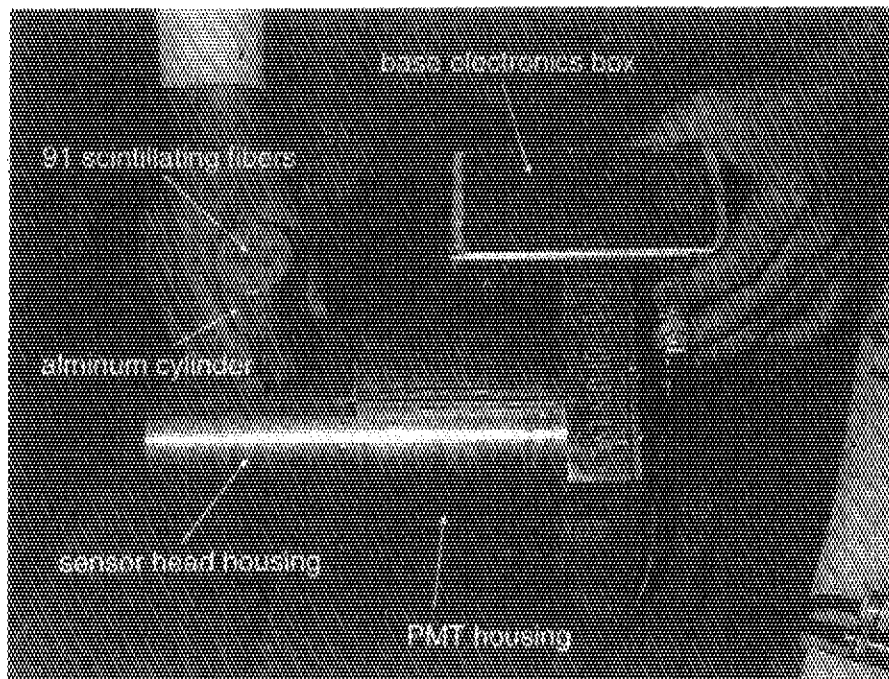


Figure 2.2. Photo of the Sci-Fi detector.

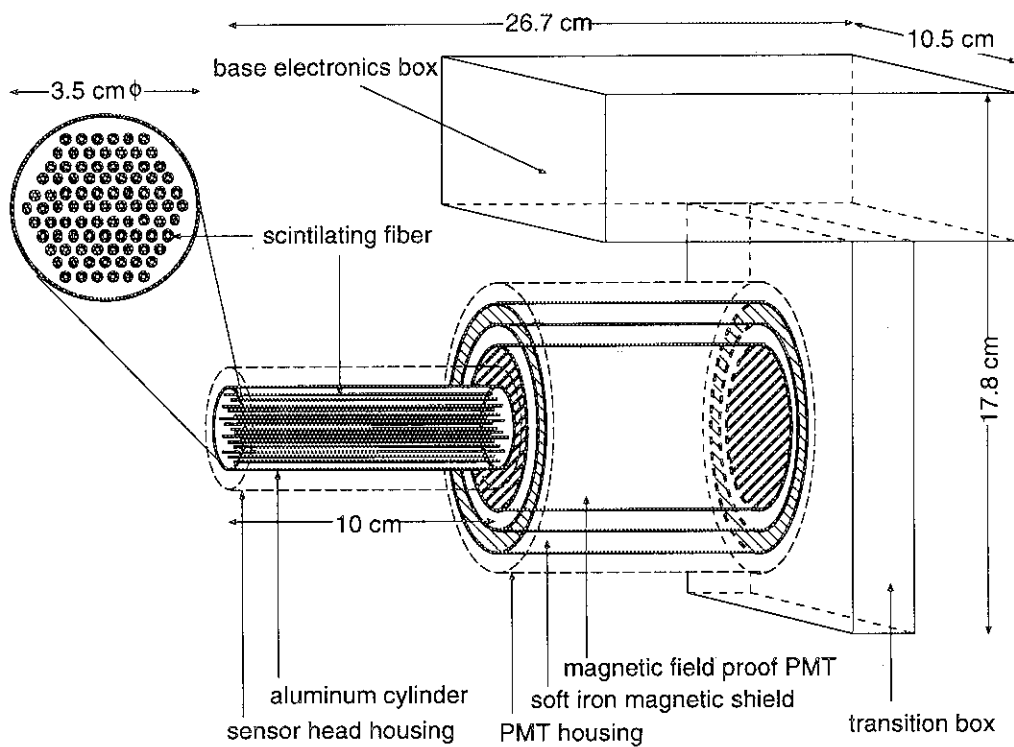


Figure 2.3. Schematic view of the Sci-Fi detector.

支持円柱は穴を開け易いように厚さ 1cm のブロック毎に分けて製作し、10 ブロックを 2 本の indexing rod で固定し作成した。光電子増倍管に接した 1 ブロックにはプラスチック材 (Erdylite) を、残りの 9 ブロックにはアルミニウム材を使用した。アルミニウム材を採用したのは、加工が容易であるのと、原子番号が大きな物質を用いると入射中性子の散乱角が大きくなり指向性の妨げとなるからである。また、Erdylite を採用した理由は、後述のように光電子増倍管には、光電陰極側に負の高電圧が印加されているので、光電陰極との放電を避けるためである。この支持円柱は 91 本のシンチレーションファイバを固定する目的以外に、ファイバ中で生じた反跳陽子やコンプトン電子などの荷電粒子のファイバ間でのクロストークを抑える役目をする。特に、二次 γ 線により生じたコンプトン電子は飛程が長い上、多重散乱により曲がりくねった飛跡を描くため、ファイバ中にエネルギーの一部しか付与できない。従って、支持円柱は γ 線による波高値を下げる働きがある。この効果については 2.3.2 にて詳しく調べる。

Table 2.1. Optical and Physical Properties of BCF-10 Scintillating Fiber for round 1 mm ϕ fibers.

Scintillating core	polystyrene(with 1% butyl-PBD)
refractive index	1.60
Cladding	PMMA(polymethylmethacrylate)
refractive index	1.49
Cladding thickness	0.03 mm
Numerical aperture	0.58
Light output	52 % anthracene
Scintillation efficiency	2.8 %
Trapping efficiency	> 3.44 % minimum
Peak emission wavelength	431 nm
Attenuation length	2 m
Scintillation decay time	2.4 ns
Vacuum Compatible	yes
Operating temperature	-20°C to +50°C

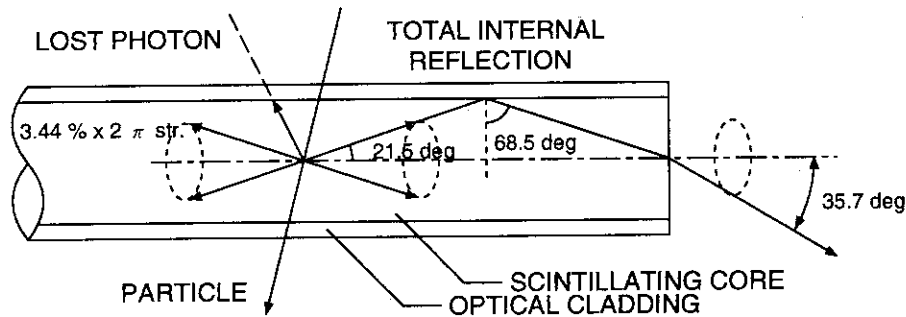


Figure 2.4. Structure of BCF-10

2.2.2 光電子増倍管

光電子増倍管としては、耐磁場仕様かつ高速応答の Hamamatsu R2490-05 を用いている。R2490-05 の諸特性を Table 2.2 に示す。R2490-05 は $52\text{mm}\phi \times 68\text{mm}$ と非常に小型であり、かつ平行に近接して 16 段設置した非常に細かいメッシュ状のダイノードを使用していることから、外部磁場の影響が小さく、高速応答であるという特徴を有する。特に外部磁場の影響については Figure.2.5 に示したように、光電子増倍管の軸に垂直方向に 500 ガウス程度、軸方向なら 5000 ガウス程度の外部磁場に対して殆んどゲインの変動なしに動作する。また光増幅器として光電子増倍管の代わりにアバランシェフォトダイオード (avalanche photodiode, 以下 APD と略す) を用いる案もあった。光電子増倍管は一般的に磁場 (特に軸に垂直方向) の影響を受けやすいという欠点がある。一方、APD は磁場の影響を受けない代わりに、中性子照射損傷に弱い欠点がある。これらの問題をクリアするために、光増幅器を炉から離して設置し、センサヘッドと通常の光ファイバで接続する場合には、伝送中に光ファイバ中で発生した中性子や γ 線による蛍光などによるノイズがセンサヘッドで発生した信号に重なって問題となる。ここで採用した R2490-05 は Figure.2.5 に示したような優れた耐磁場特性を有する。従って最終的に前述のようにセンサヘッドを後置の光電子増倍管の窓に直接接続する案を採用した。またさらに外部磁場の影響を抑えるため、マイラー膜を挟んだ 2 枚の μ メタルで覆った後、軟鉄の円筒に収めた。なお JT-60U にてポロイダル磁場が Sci-Fi 検出器のゲインに与える影響を調べたので 2.4.1 にて紹介する。

Table 2.2. Main Characteristics of R2490-05.

Spectral Response		300 to 600 nm
Wavelength of Maximum Response		420 ± 50 nm
Photocathode	Material	Bialkali
	Minimum Effective Area	$36 \text{ mm}\phi$
Window	Material	Borosilicate glass
	Shape	Plano-plano
Dynode	Secondary Emitting Surface	Bialkali
	Structure	Proximity mesh
	Number of Stages	16
Max. Supply Voltage (Between Anode and Cathode)		2700 V
Ambient Temperature		-80°C to $+50^{\circ}\text{C}$
Current Amplification	At 0 tesla	5.0×10^6
	At 1 tesla	2.0×10^5
Anode Pulse Rise Time		2.1 ns

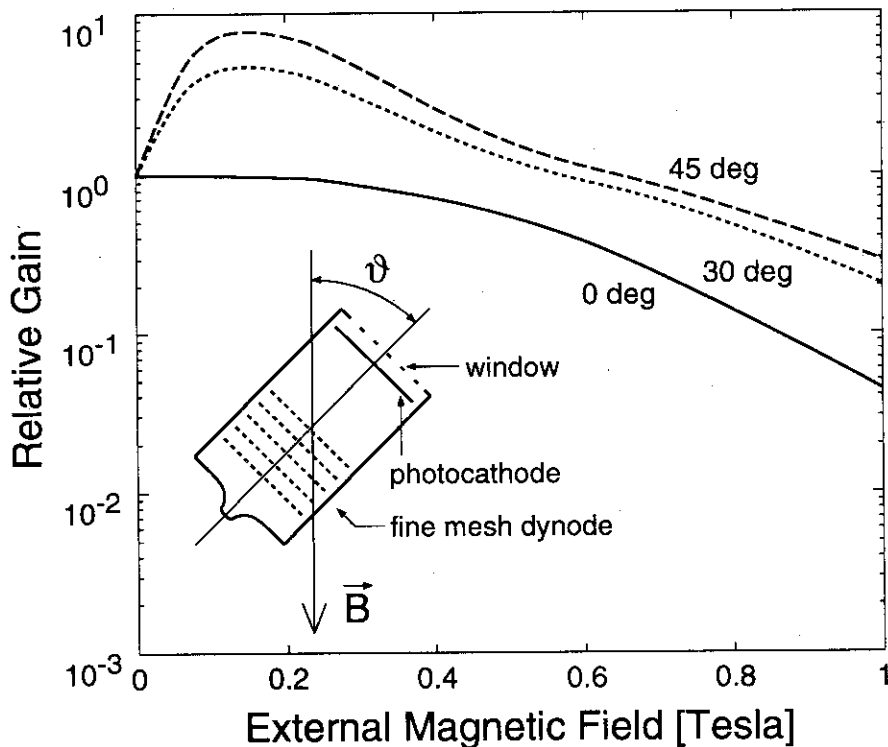


Figure 2.5. Current Amplification of R2490-05 in Magnetic Field.

2.2.3 分圧器

Sci-Fi 検出器の核融合放射線場での使用を考えた場合、DT 中性子に対し 100kHz 程度の計数率を期待すると、大量の二次 γ 線により 100MHz 程度の高速動作を強いられる。ここでは光電子増倍管を高ゲイン (10^6 程度) で動作させ、出力パルスをアンプによる増幅なしで直接計数することにする。光電子増倍管は大量の γ 線による大平均直流電流出力下で、DT 中性子による反跳陽子による大パルスへもリニアに应答する必要がある。こうした要求を満たすために、Figure 2.6 に示したような分圧回路を製作した。この分圧回路は高電圧電源の出力リップルの影響の抑制と高速パルス应答特性を得るために、負の高電圧を使用する。また、最後の 6 段に対しトランジスタ (Darlington-pair bipolar transistor) を用いた安定化回路を採用しており、パルス幅 100 ns に対し最大ピーク電流 4.5 A を実現している。また平均直流電流については 4 mA まで可能である。高電圧電源としては Ortec Model 556 (Output Range ≤ 3000 V, Output Load Capacity ≤ 10 mA, Output Ripple ≤ 10 mV) を使用している。

分圧器を取めた回路ボックスは Figure 2.3 に示したように光電子増倍管の側方に設置されている。このことにより Sci-Fi 検出器を 2.3.3 や 2.4 で紹介するコリメータボックスに収めた場合には、分圧器が受ける中性子による損傷を抑えることが出来る。また分圧回路からは 10 W 程度の発熱があるので、回路ボックスには通気用の穴が多数開けてある。回路ボックスの側面には出力信号用のコネクタ (BNC 型) と高電圧供給用のコネクタ (SHV 型) がある。

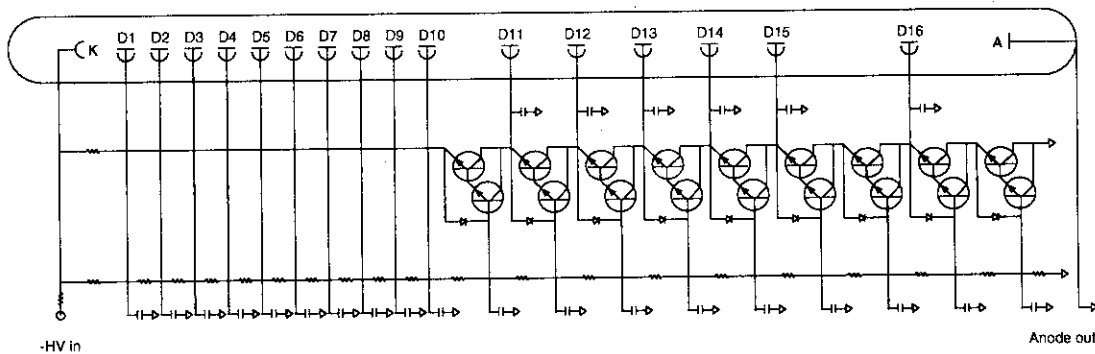


Figure 2.6. Active PMT Base Electronics designed by EG&G.

2.3 性能試験

Sci-Fi 検出器について、各種性能試験を行なったので以下紹介する。

2.3.1 原研 DT 中性子発生装置 (FNS)

日本原子力研究所東海研究所核融合炉物理用中性子源 FNS[64] にて Sci-Fi 検出器の DT 中性子に対する指向性試験を行なった。FNS は核融合中性子工学研究用の DT 中性子発生装置で、加速電圧 400keV の Cockcroft-Walton 型静電加速器で加速した重水素イオンをトリチウム含有金属ターゲットに当てることで中性子強度 $\sim 10^{13}$ n/s の DT 中性子を発生する。Figure 2.7 に実験体系を示す。Sci-Fi 検出器は回転台の上に乗せ中性子エネルギーがほぼ 14MeV となる位置に設置した。また回転台は自作したもので、制御室にて回転台付属のカメラで角度をモニタしながらリモートで操作することが出来る。

まず、中性子の入射方向をファイバーの軸方向から垂直方向までスキャンして得られた波高スペクトルを Figure 2.8 に示す。これらは ADC の不感時間補正を行なった後、FNS の中性子発生率モニターであるフィッションチェンバーの計数値で規格化したものである。中性子をファイバーの軸方向に入射した場合に、250 から 800 チャンネル (170~440 mV) にかけて盛り上がった部分が見られるが、これは DT 中性子によって生じた反跳陽子とそのエネルギーを全てファイバー中に落したことに対応する。この盛り上がり部分は中性子の入射方向が軸方向から離れるにつれて低エネルギー側に移動しており、Sci-Fi 検出器が DT 中性子に対し指向性を有することを示している。また 800 チャンネル以上には角度依存性がないテール部が見られるが、これは光電子増倍管近傍で生じたシンチレーション光の集光効率が大きいことによる。このテール部はシンチレーションファイバーと光電子増倍管の間を通常の光ファイバーで接続する等の処置により除去できるが、その面積が盛り上がり部分のそれと比べて数%以下と小さいため指向性の妨げにはならないと考えている。

次に、波高弁別レベル 50、125、250、300 mV 以上のパルススケラーにて計数した。この計数値と中性子の入射方向の関係を Figure 2.9 に示す。波高弁別レベル 250 mV と 300 mV に中性子の入射角による影響が顕著に見られるが、Sci-Fi 検

出器のDT中性子に対する指向性は $\pm 40\sim 50^\circ$ 程度であり、DT中性子発生プロフィールモニターとしての適用に対してはさらなる角度分解能の向上が必要であることが判った。

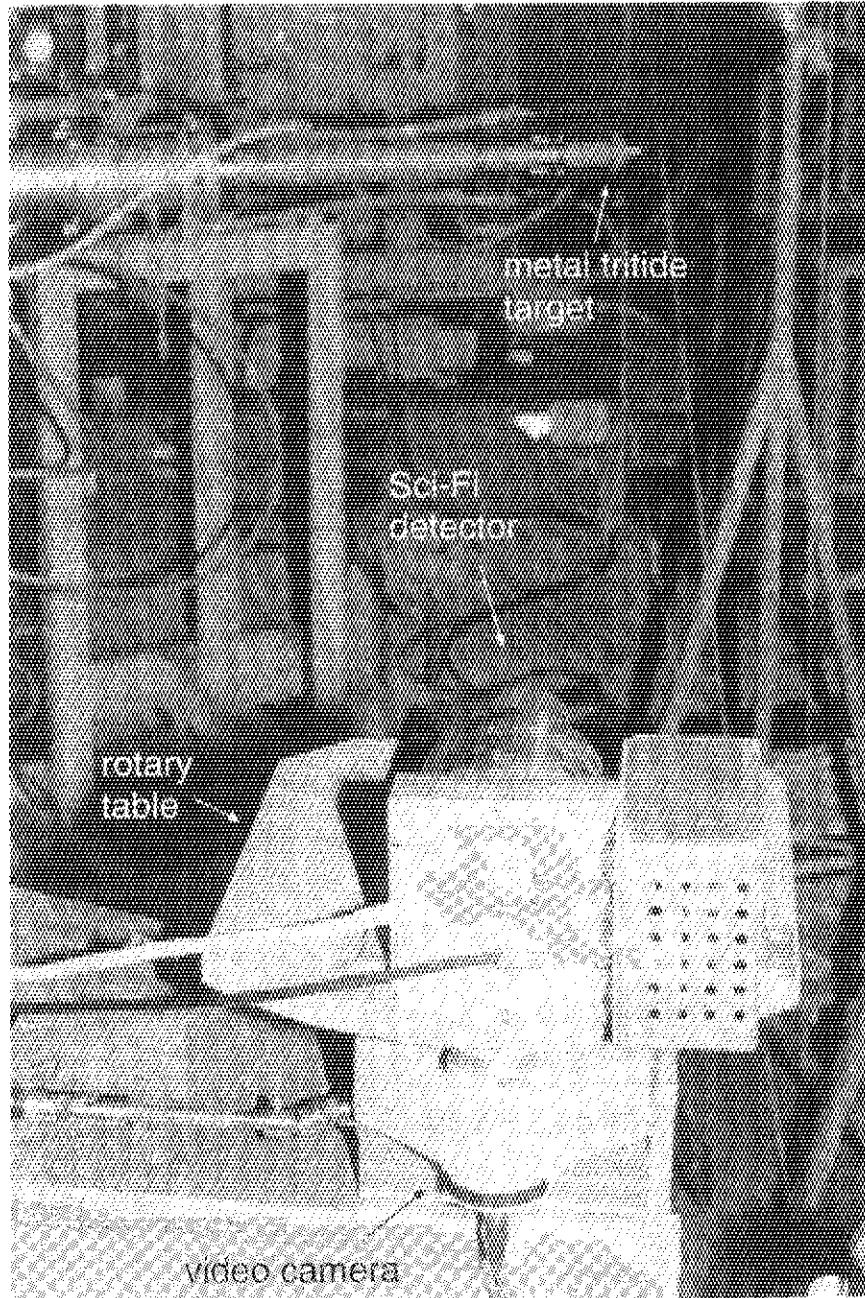


Figure 2.7. Photo of the Sci-Fi detector at FNS.

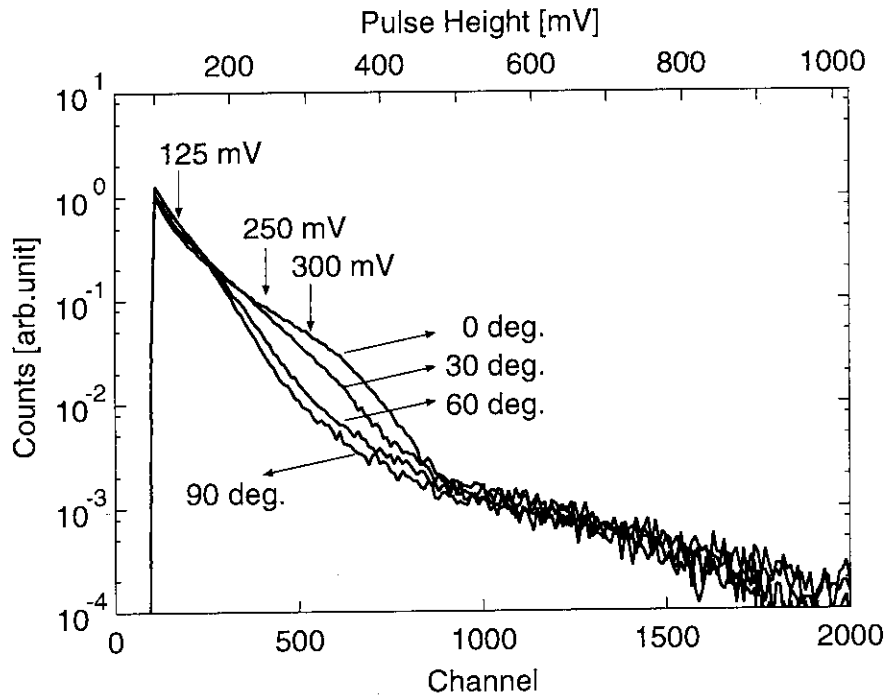


Figure 2.8. Pulse height spectra of the Sci-Fi detector for the different incident angles of the DT neutrons.

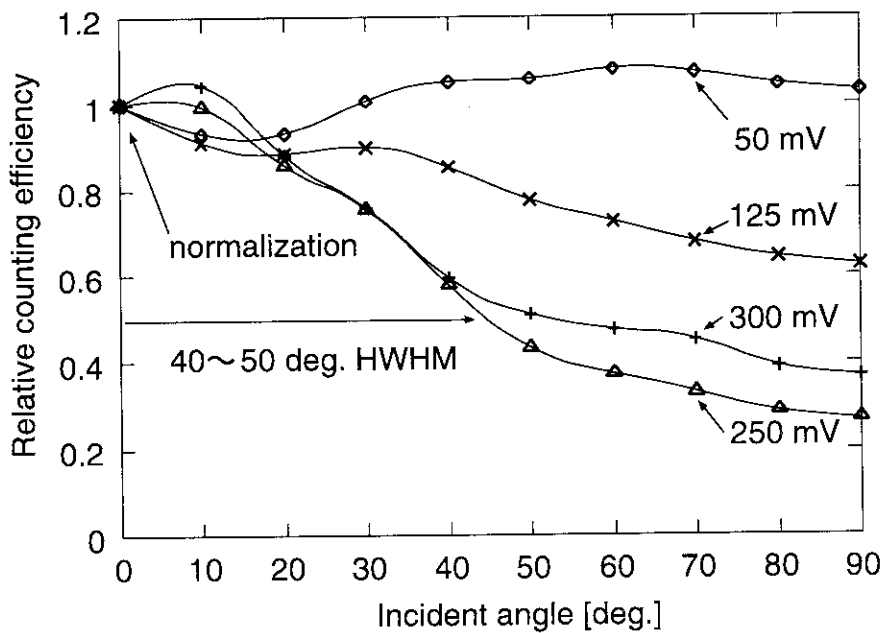


Figure 2.9. Angular response of the Sci-Fi detector using the different discriminator thresholds of 50, 125, 250 and 300 mV.

2.3.2 Ion Beam Facility(LANL)

JT-60U に Sci-Fi 検出器を設置した場合、Sci-Fi 検出器は DT 中性子とそれより 2 桁多い DD 中性子、3 桁多い二次 γ 線の混在する核融合炉放射線場に晒される。従って、色々なエネルギーの中性子や γ 線に対する Sci-Fi 検出器の応答を、ロスアラモス国立研究所 (LANL) の Ion Beam Facility (IBF) [65] の高速中性子源 (Fast Neutron Source) を用いて調べた [59]。高速中性子源は重水素ガスターゲット (長さ 1.9cm、2.5 atm) に tandem Van de Graaff 型加速器で加速した 11.2MeV の重水素イオンビーム (ビーム電流 120 nA) を入射することで前方に約 14MeV の中性子をパルス状 (パルス幅 1 nsec、周期 300 kHz) に発生する。実際には、14MeV 中性子以外にも、中性子とターゲットチャンバーの構造物 (主にステンレスと金) との散乱で多少減速した中性子や同じく構造物との非弾性散乱で生じた γ 線 (およそ 7.5MeV 以下) も発生する。本実験ではターゲット前方、3 m の位置に検出器を設置した。従って、検出器には、ビームパルス入射と同時にまず γ 線が飛んできて、引続き 14MeV 中性子 (約 60ns 後)、散乱中性子 (1MeV 中性子で 220ns 後) の順に到着する。従って時間に対し適当なゲートを設けることで TOF 法により特定成分のみを抽出できる。

Figure 2.11(a) に 14MeV 中性子、2.5MeV 中性子、 γ 線に対し得られた Sci-Fi 検出器の応答スペクトルを示す。また比較のために、Sci-Fi 検出器のセンサヘッド部からアルミニウムの支持円柱を取り除いて、直接 91 本のファイバーを束にし輪ゴムで固定したものを作成し、応答スペクトルを測定した。Figure 2.11(b) に示す。さらにバルクのプラスチックシンチレーター (2inch ϕ \times 3inchL) の応答スペクトルも測定したので Figure 2.10 に示す。なお測定は光電面への集光率を一様化するために、バルクシンチレーターと光電子増倍管の窓の間に FOP (Fiber Optics Facing Plate) を挟んで行なった。

まずバルクシンチレーターは中性子に対し長方形形状の応答を示している。この理由については 2.1 で説明した通りである。なお低チャンネルにて長方形からずれているが、これはターゲット以外で発生した二次 γ 線の影響を TOF では除去出来ないためである。また支持円柱なしの Sci-Fi 検出器については、14MeV 中性子、2.5MeV 中性子、 γ 線それぞれに対する波高の相対値はバルクシンチレーターのそれと類似し

ているが、応答スペクトル自体はかなり鈍っており、 γ 線と中性子とでスペクトル形状に余り差が見られなくなっている。

また、Sci-Fi 検出器の中性子に対する応答スペクトルは支持円柱なしの Sci-Fi 検出器と比べ全体的に波高値が小さくなっている。特に γ 線に対してその効果は著しく、Figure 2.11 には示していないが、その応答スペクトルは、支持円柱なしの Sci-Fi 検出器の場合 7.5MeV 中性子のそれとほぼ同じであったのに対し、Sci-Fi 検出器では 5 MeV 中性子のそれとほぼ重なっていた。従って、2.2.1 で述べたように支持円柱が γ 線の波高値を選択的に低下させる効果を有することが確認できた。特に注目すべきなのは、14MeV 中性子に対する応答スペクトルの盛り上がり部分より、2.5MeV 中性子と γ 線の波高値が小さい点である。このことは盛り上がり部分付近に適当な波高弁別レベルを設定することで核融合放射線場から DT 中性子のみを選別できる可能性があることを意味している。

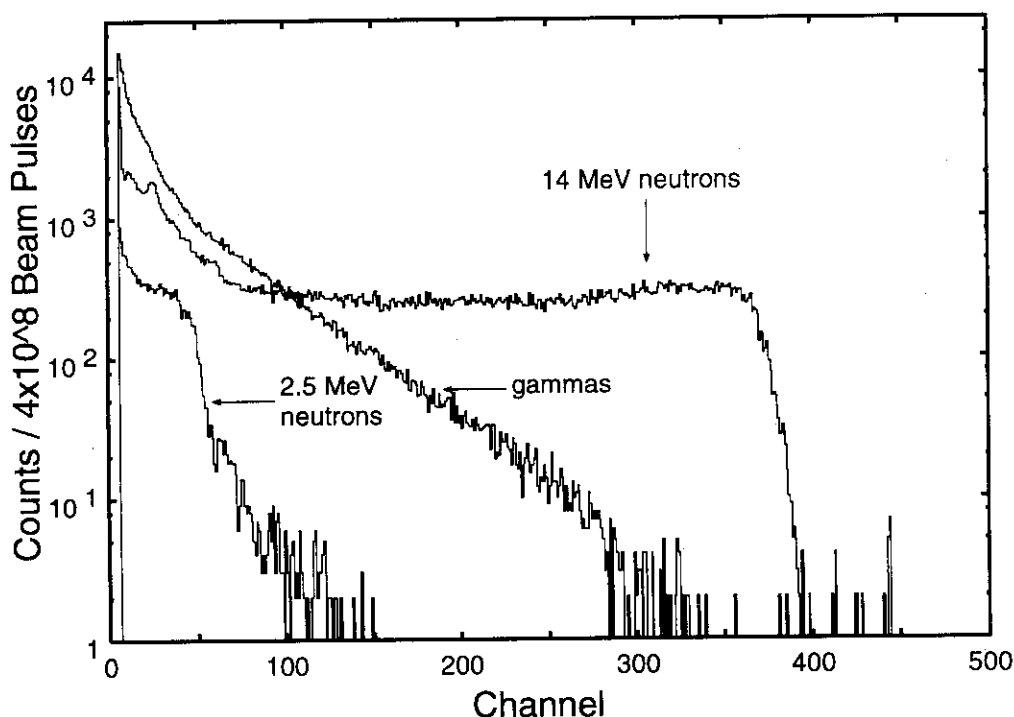


Figure 2.10. Pulse height spectra of the bulk plastic scintillator for DD/DT neutrons and gammas, provided by G.A.Wurden (LANL) and G.Morgan (LANL).

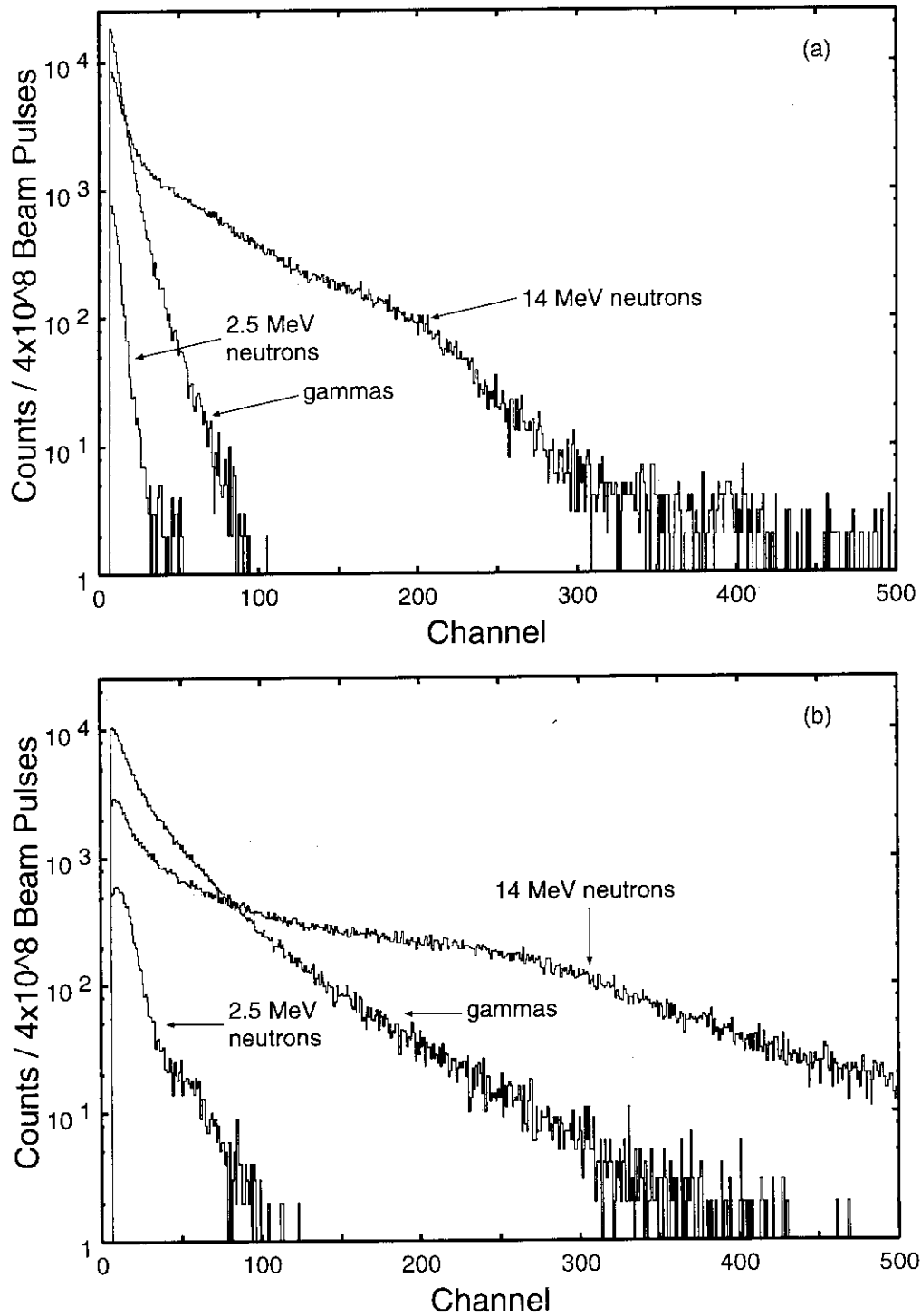


Figure 2.11. Pulse height spectra of the Sci-Fi detector with (a) and without (b) the aluminum matrix for DD/DT neutrons and gammas, provided by G.A.Wurden (LANL) and G.Morgan (LANL).

2.3.3 Princeton Source Range(PPPL)

2.3.1にてSci-Fi検出器自体がDT中性子に対して指向性を有することを確認できたが、その指向性は未だ不十分であり、JT-60UにてDT中性子発生プロファイル変化を議論するに足るものではない。そこで2.4で示すように、指向性の補強のためにSci-Fi検出器を中性子コリメータボックス内に収めJT-60Uに設置することにした。コリメータボックスはFigure 2.12に示したように、 $61 \times 61 \times 40$ cmのアルミニウム製の箱にSci-Fi検出器分とその視線分($3.8\text{cm}\phi \times 22\text{cmL}$)のスペースを確保し、それ以外を30%ボロン入ポリエチレンブロックで埋めた構造になっている。ボックス全体で総重量約200 kgである。Sci-Fi検出器の周囲を30%ボロン入ポリエチレンブロックで覆ったのは、散乱中性子の影響を抑制するためである。また2.2.3で述べたようにSci-Fi検出器の分圧回路からは10 W程度の発熱があるので、冷却用のファンを取り付けてある。

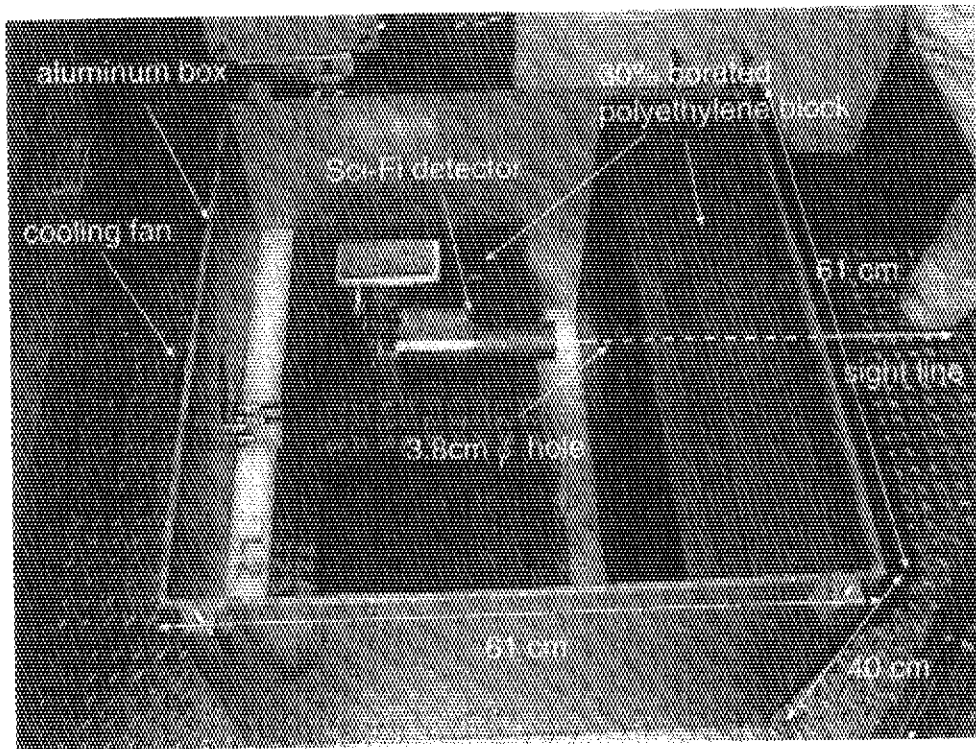


Figure 2.12. Photo of the Sci-Fi detector in the borated polyethylene collimator box.

Sci-Fi 検出器をコリメータボックス内に収めた状態での指向性試験を、プリンストンプラズマ物理研究所 (PPPL) の Princeton Source Range にて DT 中性子発生装置 [66] を用いて行なったので以下紹介する。この DT 中性子発生装置は $4.3\text{cm}\phi \times 221\text{cmL}$ と非常に小型であり、TFTR における DT 中性子モニターの較正実験 [67, 68] に用いられたものである。加速電圧 100 keV で重水素イオンを加速し、トリチウム含有スカンジウムターゲットに当てることで中性子強度 $\sim 10^8$ n/s の DT 中性子を発生する。

Figure 2.13 に中性子の入射方向をファイバーの軸方向に対して 0° から 30° までスキャンして得られた波高スペクトルを示す。Figure 2.9 の波高弁別レベル 250、300 mV の対応箇所も示した。軸に沿って中性子を入射した場合には、応答は Figure 2.8 に示した Sci-Fi 検出器単体のそれと非常に類似しており、40 から 110 チャンネルにかけて盛り上がり部分が見られる。また中性子の入射方向が軸方向から離れるにつれて、感度は全チャンネルに渡ってほぼ一様に低下する。

Figure 2.14 には、Figure 2.13 に対して閾チャンネル 10、30、50、70、90 以上を積分して求めた感度曲線を示す。閾チャンネルを上げていくと角度分解能は向上し、その変化は 70 チャンネル辺りで飽和する。なお測定環境には DT 中性子により生じた 2 次 γ 線が存在する。これらの γ 線は Figure 2.11(a) から、Figure 2.13 の比較的 low 波高部分 ($\lesssim 50$ チャンネル) に影響することが予想される。また γ 線に対しては Sci-Fi 検出器は指向性はなく、本コリメータボックスも γ 線に対しては殆んど遮蔽能力がない。従って低い閾チャンネルにて指向性が悪いのはこれら 2 次 γ 線の影響によるものと考えている。

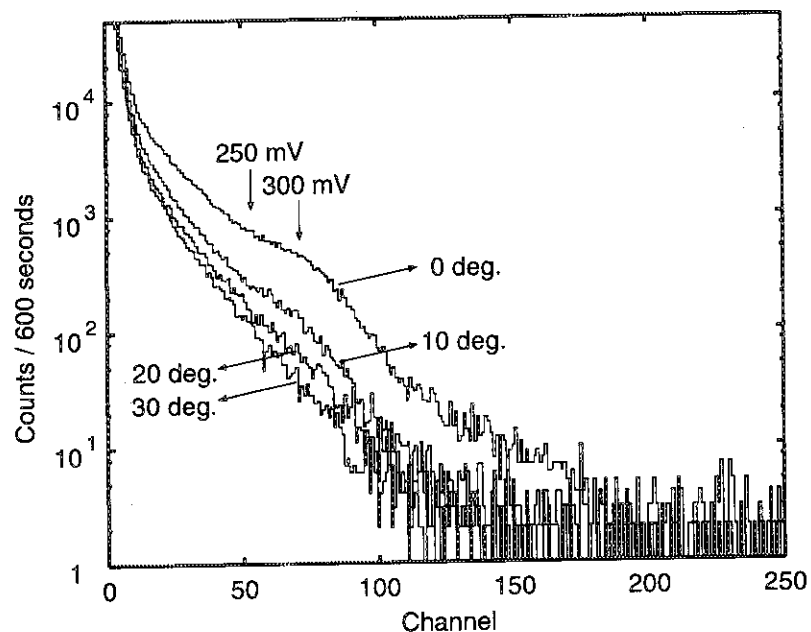


Figure 2.13. Pulse height spectra of the Sci-Fi detector in the borated polyethylene collimator box for different incident DT neutron angles, provided by G.A.Wurden (LANL) and A.L.Roquemore (PPPL).

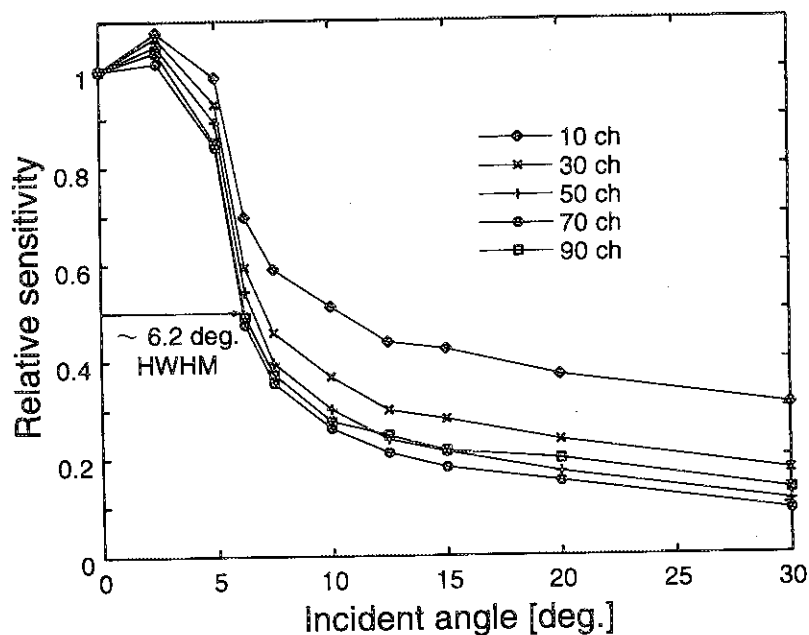


Figure 2.14. Angular response of the Sci-Fi detector in the borated polyethylene collimator box for the different threshold channels, provided by G.A.Wurden (LANL) and A.L.Roquemore (PPPL).

2.4 JT-60U への設置

Figure 2.16(a) に示したように Sci-Fi 検出器を JT-60U の赤道面近く、トロイダルコイルのすぐ外側に位置する P9 セクションに上下 2 ユニット取り付けした。各ユニットは、指向性を補強、かつ散乱中性子の影響抑制用の 2.3.3 で述べたボロン入ポリエチレン製コリメータボックス内に 2 台の Sci-Fi 検出器を取めた構成となっている。上ユニットはプラズマ中心を水平に見込む角度 (ON-axis) で固定しており、下ユニットについては仰角が可変であるが、通常は仰角 17 度でプラズマの上半分 (OFF-axis) を臨むよう設定している。またさらに細かく視線を確保するために、この配置は 95 年 12 月に Figure 2.16(b) に示す配置に大幅に変更された。P9 セクションに 3 ユニット、P8 セクションに上から見降ろす視線で 1 ユニット、合計 4 ユニット導入した。各ユニットには Sci-Fi 検出器が一台ずつ収められている。この配置時における P9 セクションの Sci-Fi 検出器の設置状況を Figure 2.15 に示す。なお、97 年 12 月にはあと 2 ユニット増設される予定である。

Sci-Fi 検出器のデータ処理の概要を Figure 2.17 に示す。Sci-Fi 検出器の出力信号 (パルス幅～約 5ns) は本体室内に設置された電磁シールドロッカー [69] 内の NIM ビンに挿入された波高弁別器 (Phillips Scientific Model 708, 300MHz Discriminator) にて波高弁別され、波高弁別器からのパルス (パルス幅を約 8ns に設定) はその下の CAMAC クレートに挿入されたスケーラ (Lecroy 8590 scalar) により計数される。計数値は 10ms 毎にメモリモジュール (Lecroy 8201/16 memory module) に蓄えられ、光中継用モジュール BUAO (Undefined port Adapter for Optical Byte serial highway) にて光シリアル信号に変換され、光シリアルハイウェイ (5 MByte/sec max.) を経由して、シールドルームのマイクロコンピュータモジュール ACM-A (Auxiliary Controller with Microcomputer type A)、並びにショット間処理サブシステム ISP (Inter Shot Processor) に転送される。ISP は加工、評価、保存等のデータ処理を行なった後、フロントエンド計算機 FEP (Front End Processor) に転送し、そこでデータベース化される。現在、ISP、FEP ともに大型汎用計算機 FACOM-M780/10S が使用されているが、FEP については 97 年 4 月より IBM SP2 (4 ノード、解析用) と Sun S-4/1000E (4CPU、DB 用) に切り替わる予定である。以上の CAMAC モジュールの条件設定は主に ACM-

A にて行なう。また Sci-Fi 検出器のこれらのデータ処理は全系シーケンスの I_p 励起タイミング信号とともに開始され、放電終了後数分たてばユーザは DAISY[70] などのソフトを用いて Sci-Fi 検出器の波形データを他の実験データとともに参照することが出来る。



Figure 2.15. Photo of the Sci-Fi detector system on JT-60U.

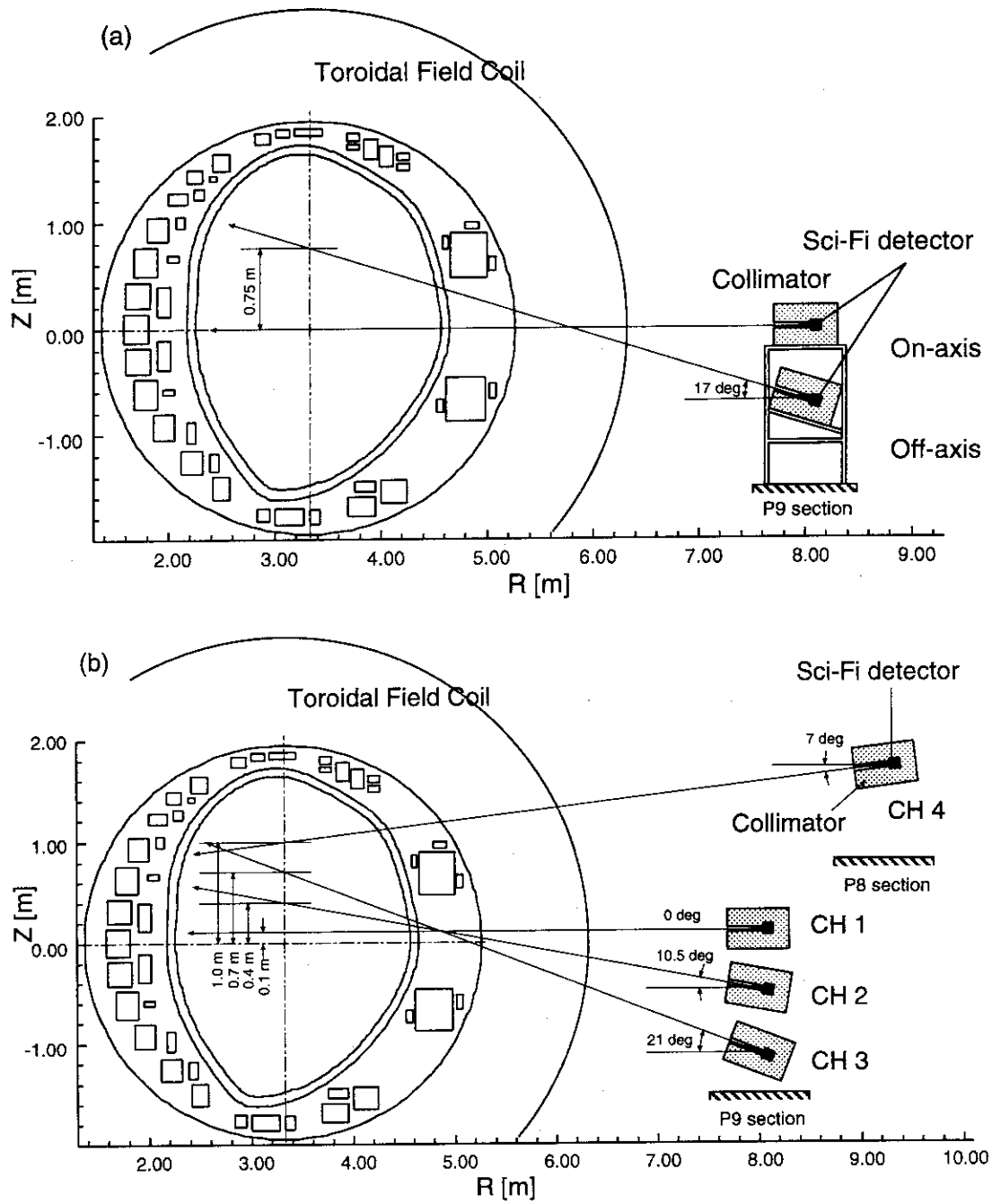


Figure 2.16. Poloidal cross sectional view of the Sci-Fi detector system on JT-60U.

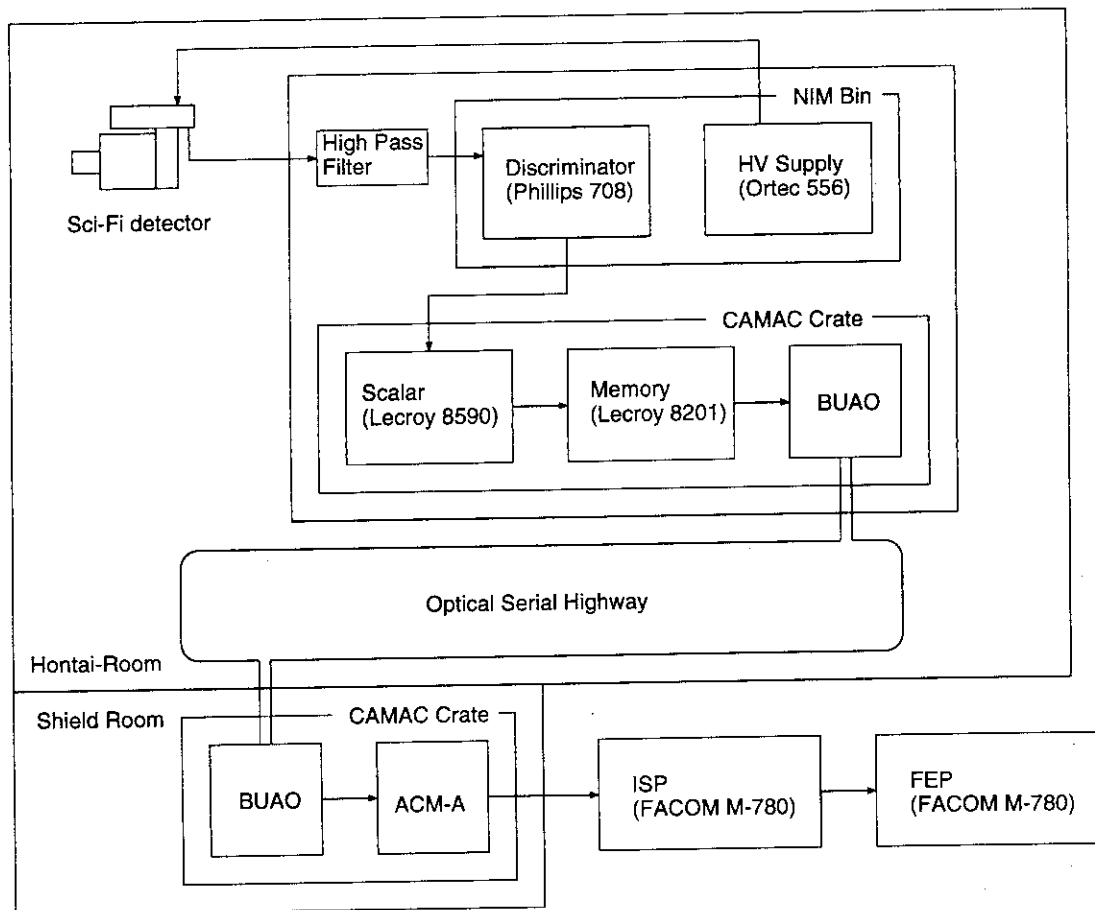


Figure 2.17. Basic data flow diagram of Sci-Fi detector signal

以上が JT-60U における Sci-Fi 検出器システムの概要である。2.4.2 以降、実際の放電実験にて得られた Sci-Fi 検出器システムによる測定波形について紹介していくが、その前に、2.3 で紹介した性能試験を補足する意味で、1. ^{252}Cf 中性子源を用いた角度分解能測定、2. 外部磁場 (ポロイダル磁場) が光電子増倍管のゲインに与える影響、の二項目についてその場試験を行なったので次に紹介する。

2.4.1 性能試験 (in-situ)

角度分解能測定では、まず、Sci-Fi 検出器の視線、検出ヘッドから 50cm、コリメータ出口から 28cm の位置に金属の支持棒を鉛直に設置した。そしてその棒上を ^{252}Cf 中性子源 (3.7MBq, 中性子発生率 4.4×10^5 n/s) を上下にスライドさせ Sci-Fi 検出器の計数率の変化を測定した。波高弁別レベル 50 mV に対して得られた感度曲線を Figure 2.18 に示す。感度曲線を gaussian でフィッティングして求めた角度分解能は $\pm 5.5^\circ$ 程度であった。較正に使用した ^{252}Cf より発生する中性子は平均エネルギー 2.1 MeV の Maxwell 分布であり、ファイバーコア中で発生する反跳陽子の飛程はコア径 (1mm) より短く、検出ヘッド自体はほとんど指向性を示さない。従って、ここで得られた角度分解能はコリメータボックスのものである。なお波高弁別レベル 300mV についても同時に測定したが、バックグラウンドレベルが比較的高く、有意な計数を得ることが出来なかった。

得られた角度分解能 $\pm 5.5^\circ$ はプラズマ中心で 1 m ($\rho/a \gtrsim 0.3$) 程度の視野幅に相当する。DD 中性子はその強い温度依存性から一般にプラズマ中心近傍に集中して発生する。また DT 中性子についてはトリトンの輸送を無視すれば DD 中性子よりさらにピーキングする。ここでは Sci-Fi 検出器の視線を含むポロイダル断面上で発生する中性子のうち、Sci-Fi 検出器の視野内に存在する中性子の割合を高非円形ダイバータ配位の Ohmic 放電プラズマにおける典型的な DD 中性子発生分布 [71]、

$$S = \left[1 - \left\{ \frac{(R - R_p)^2}{a_p^2} + \frac{(Z - Z_p)^2}{a_p^2 \kappa^2} \right\} \right]^m \quad (2.9)$$

に対して計算した。但し、 $R_p = 3.35\text{ m}$ 、 $a_p = 0.85\text{ m}$ 、 $Z_p = 0.1\text{ m}$ 、 $\kappa = 1.5$ でプラズマ体積 $V_p \sim 70\text{ m}^3$ のやや大きめのプラズマを仮定した。中性子発生分布 $m = 2, 3, 4$ に対して計算した結果を Table 2.3 に示す。なお計算では Shafranov Shift の影響は無視した。また、NBI 加熱により中性子が十分発生し、トリトン燃焼が議論できる高性能のプラズマ (例えば、高 β_p H モードプラズマや高 T_i H モードプラズマなど) では、中性子発生分布はさらにピーキングする。従って、プラズマ中心近傍を通る視線の Sci-Fi 検出器、即ち、Figure 2.16(a) の ON-axis、Figure 2.16(b) の CH 1,2 についてはほぼプラズマ全体からの中性子発生量を反映していると考えられる。

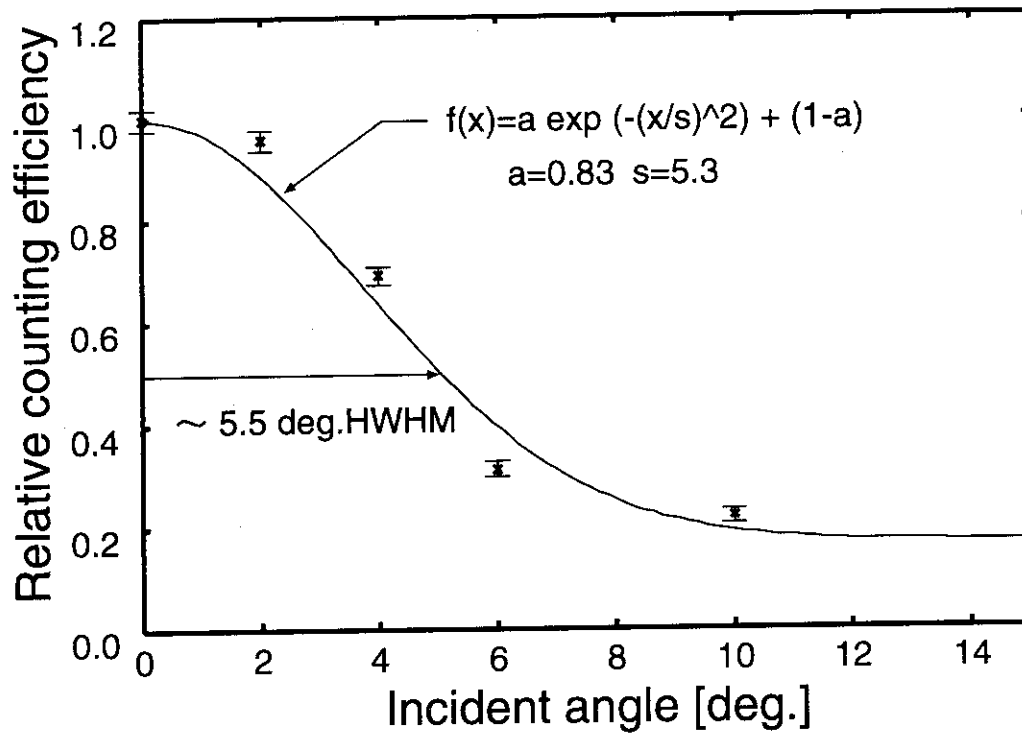


Figure 2.18. Angular response curve of the Sci-Fi detector system using ^{252}Cf neutron source.

Table 2.3. DD neutron fraction inside each Sci-Fis' field of view for a typical ohmic plasma

Sci-Fi detector channel	DD neutron fraction [%]			
	m	2	3	4
Figure 2.16(a)	ON-axis	63.6	69.7	74.4
	OFF-axis	35.7	33.9	32.2
Figure 2.16(b)	CH 1	64.5	71.0	76.0
	CH 2	57.4	60.9	63.4
	CH 3	40.9	39.8	38.7
	CH 4	26.4	23.5	21.1

また、Sci-Fi 検出器の設置場所 ($R \sim 8\text{m}$) は主に z 方向のポロイダル磁場に晒される。2.2.2 で述べたように、光電子増倍管 R2490-05 は Figure.2.5 に示したように耐磁場仕様であるが、一般に光電子増倍管は軸に垂直方向の外部磁場に敏感であるので、その影響を評価しておく必要がある。当然、ポロイダル磁場強度はプラズマ電流に比例する。Sci-Fi 検出器の設置場所における外部磁場 B_{ext} (in gauss) とプラズマ電流 I_p (in MA) には $B_{\text{ext}} \sim 90 I_p$ の関係がある。

測定では、センサヘッド部を取り外して代わりに NaI シンチレータを取り付け、 ^{22}Na γ 線源 ($E_\gamma = 1.274 \text{ MeV}$) を近くに置き、Ohmic 放電中の光電ピークの位置を観測した。得られたスペクトルを Figure 2.19 に示す。 $I_p \leq 1.5 \text{ MA}$ ($B_{\text{ext}} \leq 135 \text{ gauss}$) では光電子増倍管のゲインに有意な変動はないことが判る。通常の放電においては $I_p \lesssim 3 \text{ MA}$ であり、外部磁場強度はプラズマ電流に比例していることを考えると、外部磁場によるゲインの変動は無視できることが判る。

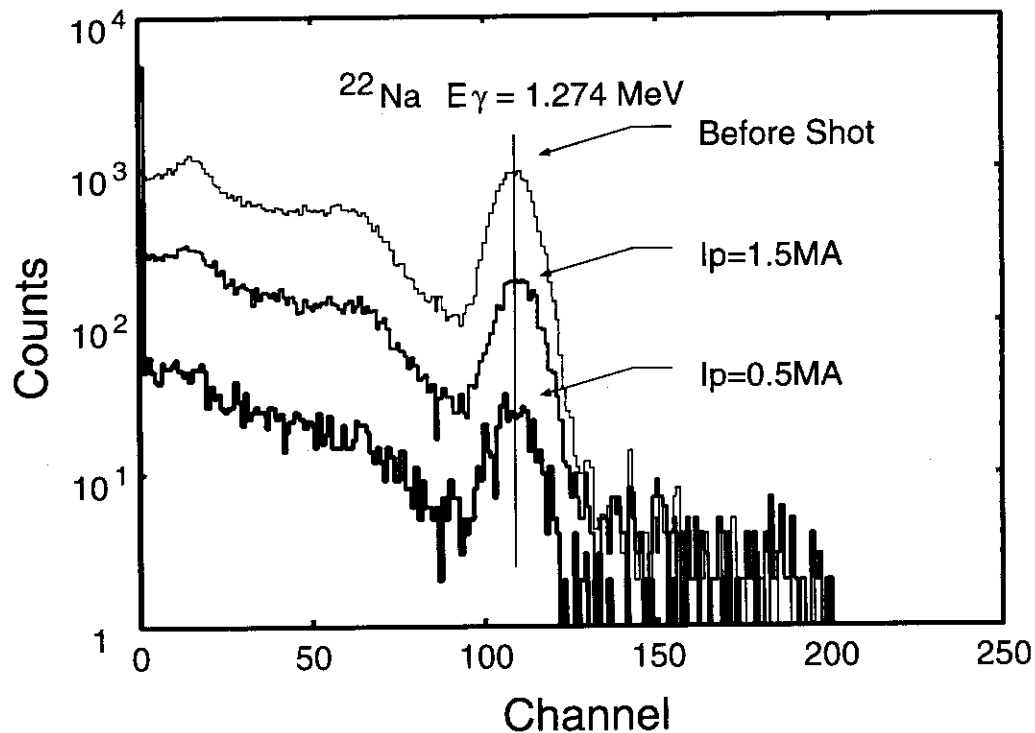


Figure 2.19. Response spectra of NaI scintillator with the R2490-05 PMT for ^{22}Na γ source in the external magnetic field.

2.4.2 測定結果例

まず Figure 2.16(a) の ON-axis からの出力波形の例として、高 β_p H モードプラズマ (ショット番号 E021137、 $B_t \sim 4$ T、 $I_p \sim 2.2$ MA、 $V_p \sim 50$ m³) より得られた波形を、NBI 加熱パワー P_{NB} と標準中性子モニターである ²³⁵U フィッションチェンバー S_n (参考文献) の波形とともに Figure 2.20 に示す。波高弁別レベル 50 mV の波形は、NBI 加熱パワー上昇と同時に増加し始め、約 6.5 秒で飽和した後、NBI 加熱終了後、時定数 121 msec で減衰しており、全中性子 (DD+DT) に対して有感 (2.4.3 で詳しく説明する) な ²³⁵U フィッションチェンバーとほぼ同じ時間変化をしている。一方、250、300 mV は全中性子発生率の飽和後も増加し続け、NBI 加熱終了後はフィッションチェンバーよりも長い時定数 435 msec で減衰する。また、125 mV については 50 mV と 300mV が混在した様相を呈している。Figure 2.21 には、高 T_i H モードプラズマ (ショット番号 E021452、 $B_t \sim 4$ T、 $I_p \sim 2$ MA、 $V_p \sim 68$ m³) の波形を示すが、各波高弁別レベルとも変化の傾向は高 β_p H モードプラズマとほぼ同じである。

また Figure 2.22 には 96 年秋に等価 DT 核融合エネルギー増倍率 $Q_{DT} \sim 1.05$ を記録し、臨界プラズマ条件をクリアした負磁気シア放電 (ショット番号 E027969、 $B_t \sim 4$ T、 $I_p \sim 2.2$ MA、 $V_p \sim 68$ m³) にて得られた波形を示す。これも Figure 2.20 の場合と同様に 7.35 秒でプラズマが collapse するまで、50 mV の波形は S_n と似たような時間変化をしているが、波高弁別レベルの上昇とともに波形は徐々に変化し、その変化は 250 mV 以上の波形で落ち着きを見せる。

以上の波高弁別レベルの上昇に伴う波形の変化の傾向は、Figure 2.11 の応答スペクトルから、核融合放射線場から DT 中性子が抽出されていく過程に対応していると類推できる。300 mV が DT 中性子のみ有感であると仮定すれば、Figure 2.20 で NB 入射後に 300 mV が S_n より遅れて立ち上がるのは、DD 反応で発生した 1MeV トリトンは 200keV 程度に減速してから、DT 反応 (トリトン燃焼) により DT 中性子を放出する (Figure 3.15 参照) からであり、NB 入射終了後に 300 mV と S_n の減衰時間が大きく異なるのは、トリトンの減速時間がデュートロンのその 1.5 倍であること (Table 3.1 参照)、並びに DD、DT 反応断面積のエネルギー依存性の違いによるものと考えることが出来る。この仮定の妥当性を以下調べていく。

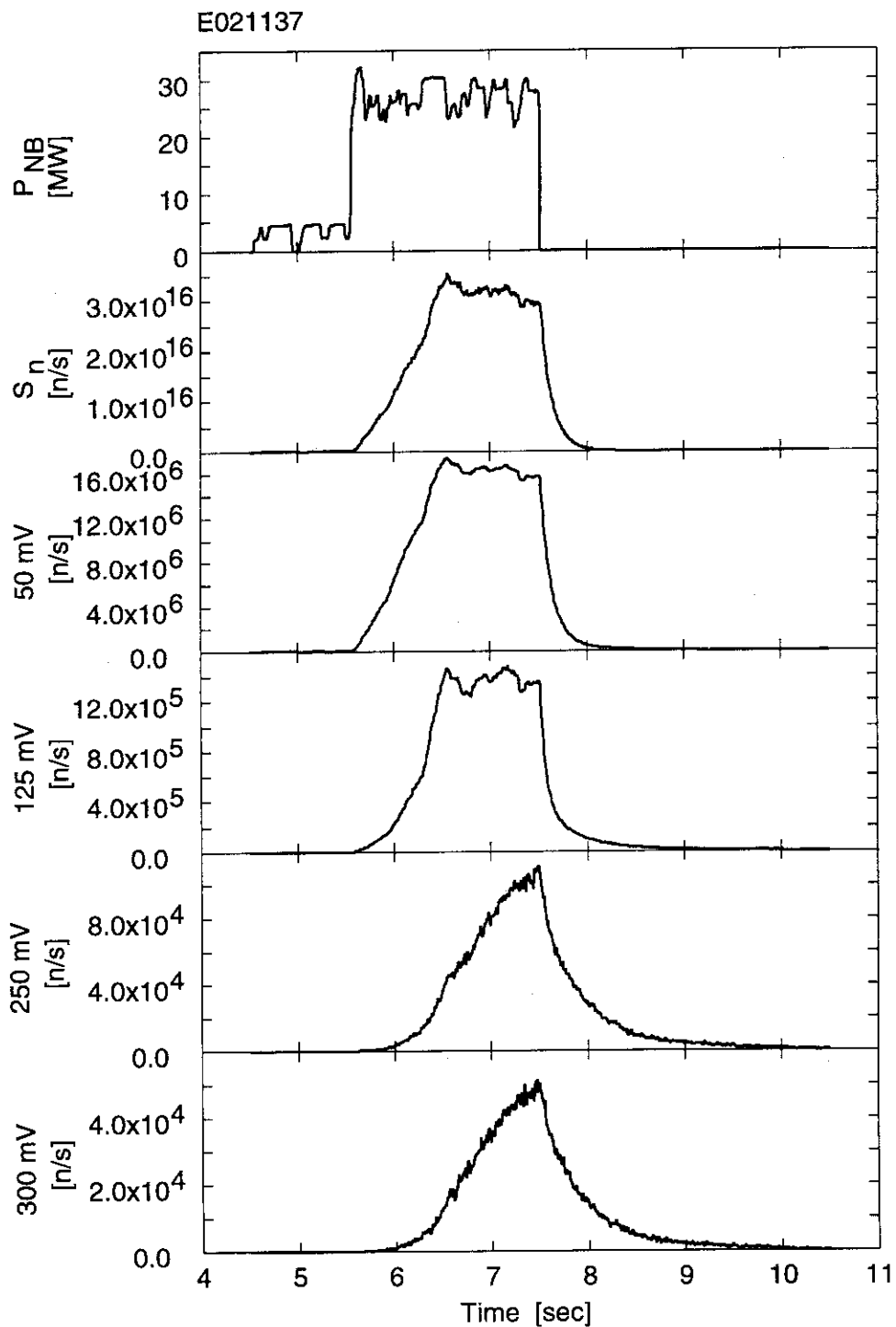


Figure 2.20. Time evolution of the neutral beam heating power P_{NB} , the total neutron emission rate S_n and the Sci-Fi detector outputs at the discriminator settings of 50, 125, 250 and 300 mV in a high β_p H-mode discharge.

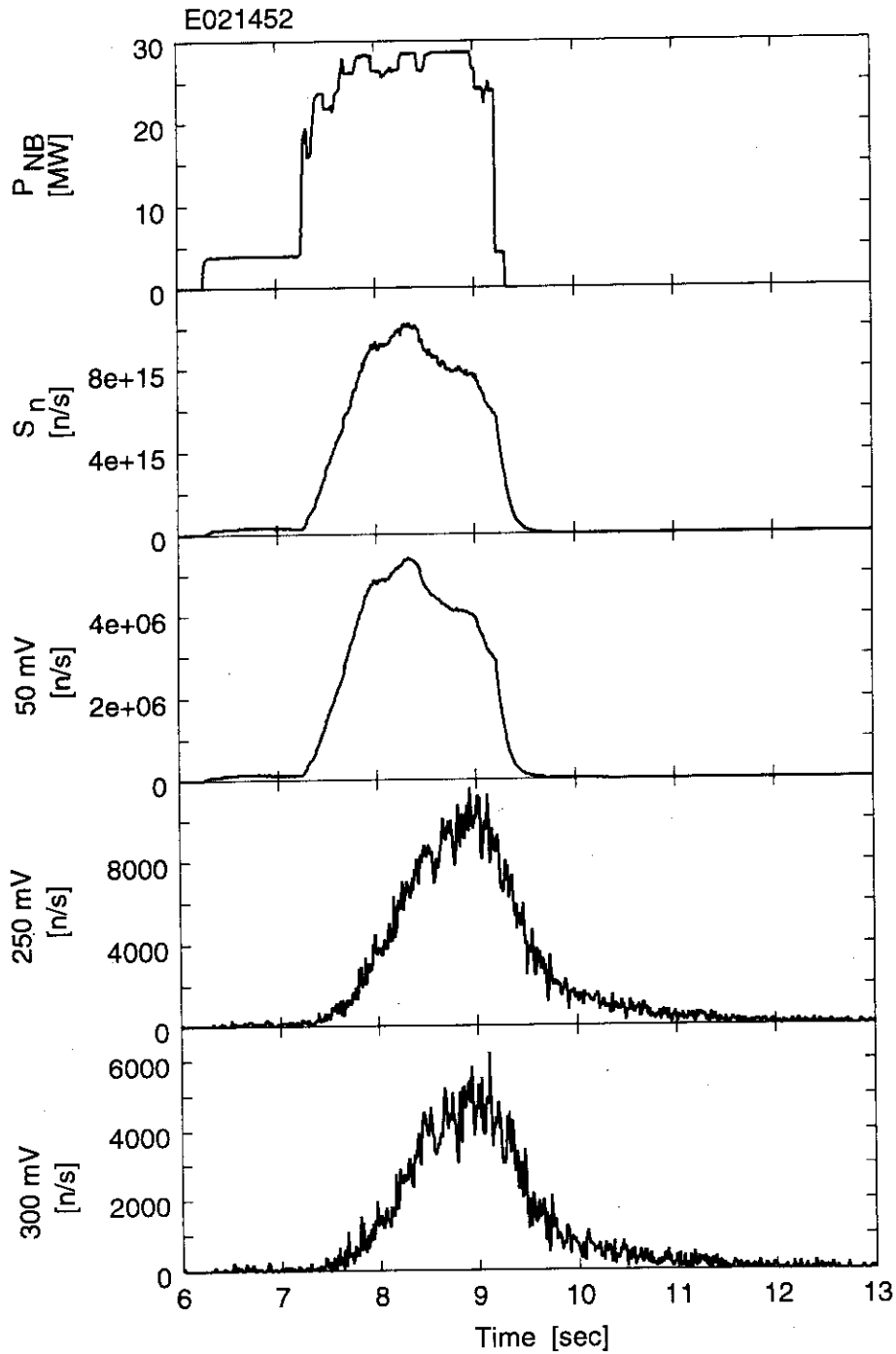


Figure 2.21. Time evolution of the neutral beam heating power P_{NB} , the total neutron emission rate S_n and the Sci-Fi detector outputs at the discriminator settings of 50, 250 and 300 mV in a high T_i H-mode discharge.

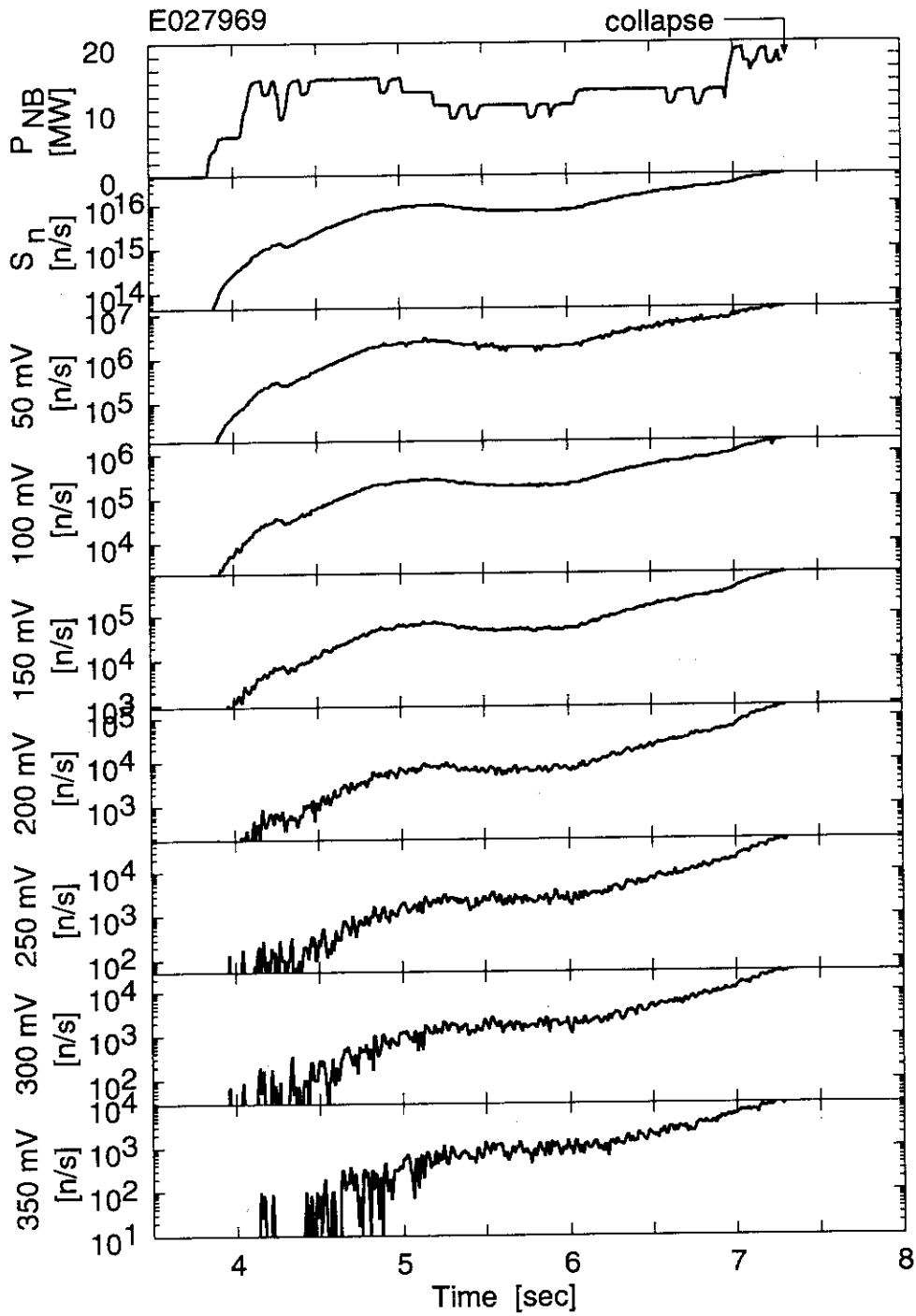


Figure 2.22. Time evolution of the neutral beam heating power P_{NB} , the total neutron emission rate S_n and the Sci-Fi detector outputs at the discriminator settings of 50, 100, 150, 200, 250, 300 and 350 mV in a reversed shear discharge.

2.4.3 検出感度の相対較正

2.4.1 よりほぼプラズマ全体からの中性子発生量を反映していると考えられる Figure 2.16(a) の ON-axis の、2.4.2 より DT 中性子に高い選択性を有していることが期待できる 300 mV について、放射化箔法により測定した放電中の DT 中性子発生積算量 [46, 47] を用いて検出効率の相対較正を行なった。Figure 2.23 に示したように 300 mV の放電中の積算値を放射化箔、

- ^{28}Si ($^{28}\text{Si}(n, p)^{28}\text{Al}$, $E_{\text{th}} = 4.0\text{MeV}$)
- ^{27}Al ($^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$, $E_{\text{th}} = 3.8\text{MeV}$)
- ^{63}Cu ($^{63}\text{Cu}(n, 2n)^{62}\text{Cu}$, $E_{\text{th}} = 11.9\text{MeV}$)

のデータと比較した結果、DT 中性子の総発生量 10^{12} - 10^{15} /shot の広範囲に渡り両者間に良好な比例関係が見られ、その傾きより較正係数を求めた。

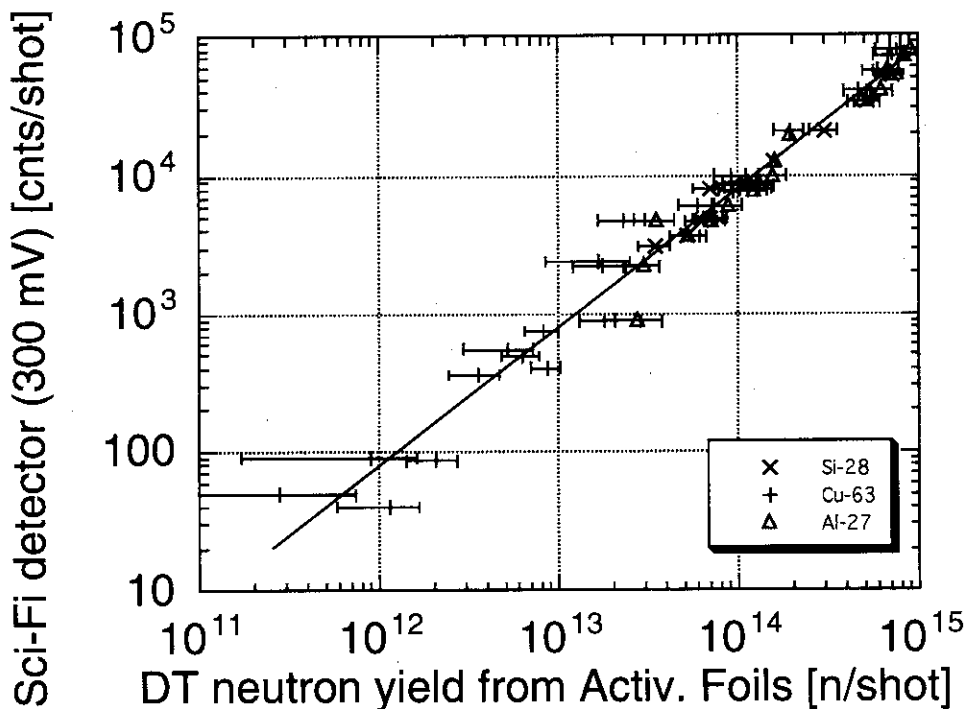


Figure 2.23. Shot-integrated counts of the Sci-Fi detector versus the DT neutron emission yield measured with the neutron activation technique.

Figure 2.20に示したショットについて、較正後の 300mV の波形 S_{300} を S_n とともに Figure 2.24 に示す。NBI 加熱終了後約 1 秒で S_n の減衰の時定数は大きく変化し、それ以降両者の波形は一致している。なおこの傾向は全てのショットについて見られる。ここで、Figure 2.25に中性子輸送モンテカルロコード MCNP[72] で計算した、真空容器中にトーラス状の ^{252}Cf 中性子源、DD 中性子源、DT 中性子源を設置した時の ^{235}U フィッションチェンバー位置での中性子エネルギースペクトルを示す。 ^{235}U フィッションチェンバーと線源の間に第一壁、真空容器、コイルなど様々な散乱体が存在するため、検出器位置でのスペクトルは類似したものになることが判る。また、Figure 2.26には 1 次元中性子輸送コード ANISN[73] で計算した ^{235}U フィッションチェンバーの応答曲線 [42] を示す。 ^{235}U フィッションチェンバーには 5cm 厚のポリエチレン減速材を取り付けてあるため、5 eV から 14 MeV までの広範囲のエネルギーの中性子に対して比較的フラットな応答をすることが判る。Figure 2.25、Figure 2.26により計算した検出効率の比 $\langle \epsilon \rangle_{\text{DD}} / \langle \epsilon \rangle_{\text{CF}}$ 、 $\langle \epsilon \rangle_{\text{DT}} / \langle \epsilon \rangle_{\text{CF}}$ は、共に 1.08 となり、真空容器内で発生した DD 中性子と DT 中性子に対し、 ^{235}U フィッションチェンバーは等しい感度を有することが判る。従って、Figure 2.24の波形一致部分では DT 中性子発生が支配的となっていることが判る。

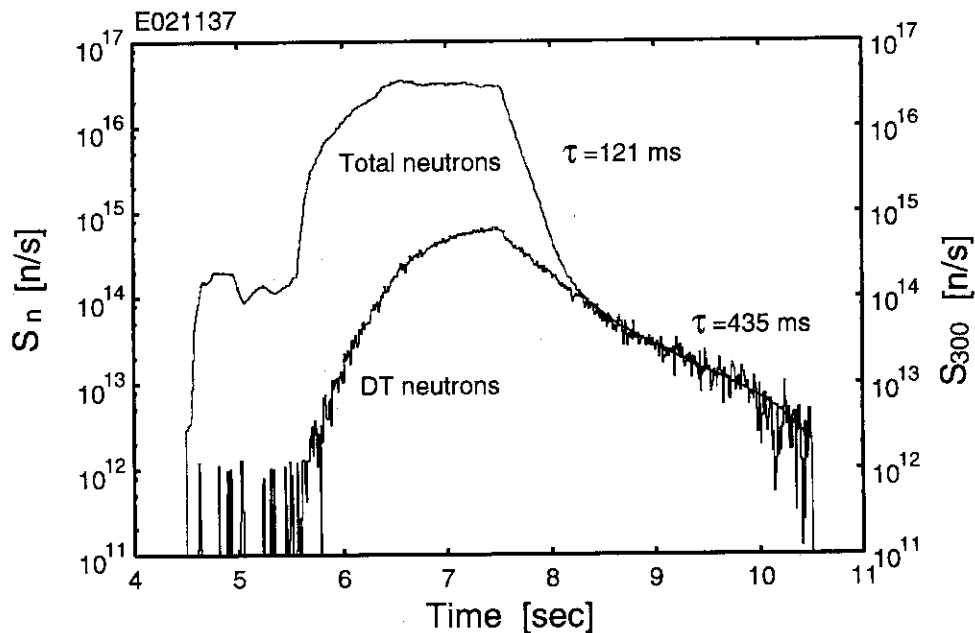


Figure 2.24. Comparison between S_n and the calibrated DT neutron yield in a high β_p H-mode discharge.

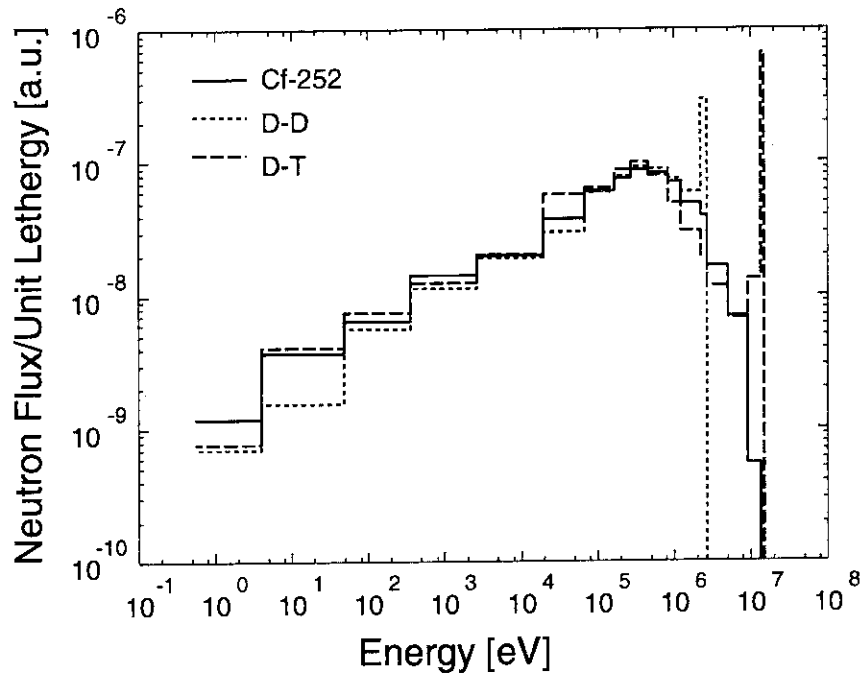


Figure 2.25. Neutron flux energy spectra expected at detector position for DD, DT and ^{252}Cf neutron source calculated with MCNP.

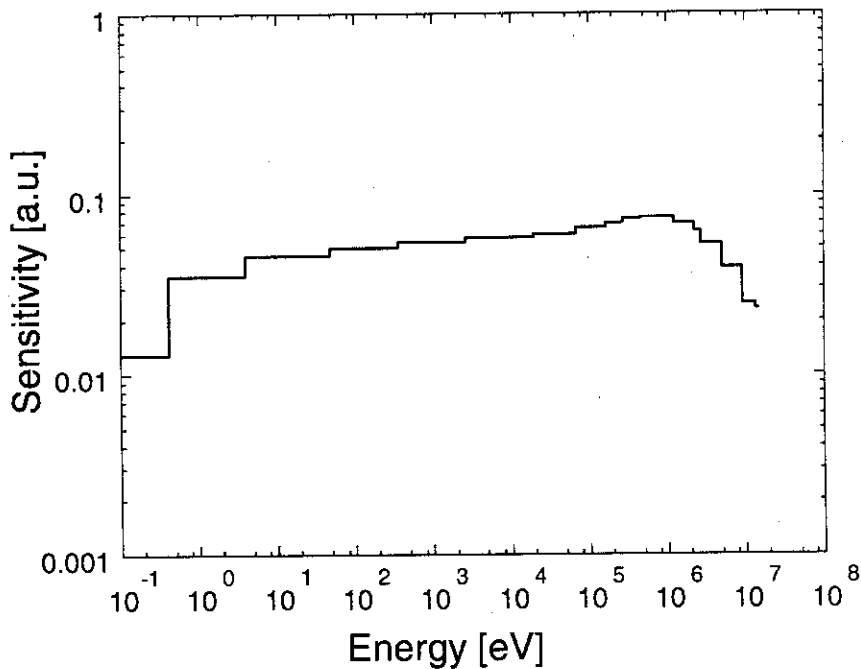


Figure 2.26. Response curve of JT-60U's neutron detector, ^{235}U fission chamber covered with 5 cm Polyethylene, calculated with ANISN.

なお、Figure 2.20に示したショット中には並行して、ON-axis からの出力をマルチチャンネルアナライザで波高分析し、200 msec 毎にメモリに取り込むことで、出力波高分布の時間変化を測定した。Figure 2.24の波形一致部分 (8.4~9.0sec) と NB 入射直後 (4.8~5.4sec) の波高スペクトルを Figure 2.27に示す。縦軸は S_n で規格化してある。8.4~9.0sec の波高スペクトルは Figure 2.11(a) の 14MeV 中性子の応答スペクトルに、4.8~5.4sec は 2.5MeV 中性子と γ 線のそれと類似していることは明らかである。それぞれの波高スペクトルをスケーラの計数値と不感時間を補正した上で比較することで、波高弁別レベルは 300mV は 110ch 辺りに、250 mV は 65ch 辺りに相当していることが判った。300mV はほぼ DT 中性子のみを抽出出来ていると考えられるが、250mV については DD 中性子と γ 線の影響を若干被っているようである。

但し 2.3.1 で示したように end effect により 300mV でも DD 中性子と γ 線の影響を受ける可能性がある。実際 Figure 2.27にも 100ch 辺りに若干 end effect らしきテールが見られるが、これだけからだと統計が悪く判断できない。従って以下、250mV と 300mV がどの程度 DD 中性子と γ 線に対して感度を有するか、について定量的評価を行なう。DD 中性子発生率を S_{DD} 、DT 中性子発生率を S_{DT} とすると、既に示したように ^{235}U フィッションチェンバーは DD、DT 中性子に対し同じ感度を持つので、

$$S_n = S_{DD} + S_{DT} \quad (2.10)$$

が成り立つ。また γ 線発生率を S_γ 、校正後の 300mV を S_{300} 、300mV の DD 中性子、 γ 線の DT 中性子に対する相対感度をそれぞれ $\epsilon_{DD} (\ll 1)$ 、 $\epsilon_\gamma (\ll 1)$ とすると、

$$S_{300} = \epsilon_{DD} S_{DD} + S_{DT} + \epsilon_\gamma S_\gamma \quad (2.11)$$

が成り立つ。 S_γ は $(S_{DD} + S_{DT})$ にほぼ比例すると考えられるので、

$$S_\gamma = C (S_{DD} + S_{DT}) \quad (2.12)$$

とおける。核融合放射線場の場合、一般に C は 10 程度である。以上より、

$$\frac{S_{300}}{S_n} = \frac{\epsilon_{DD} S_{DD} + S_{DT} + \epsilon_\gamma C (S_{DD} + S_{DT})}{S_{DD} + S_{DT}} \quad (2.13)$$

となる。 S_{300}/S_n は $\epsilon_{DD} \sim \epsilon_\gamma \sim 0$ の時、全中性子中の DT 中性子の割合を示す量である。Figure 2.20に示したショットについて S_{300}/S_n の時間変化を Figure 2.28に示す。

プレビーム入射中 (~5MW、4.6~5.6sec) は S_{300} の統計が悪くて良く判らないが、メインビーム (~30MW、5.6~7.5sec) に切り替わってからは徐々に上昇し、NBI 加熱終了後 0.8 秒間 (7.5~8.3sec) にはさらに急速に上昇し、8.3sec 以降は 1 に収束している。従って、 S_{300}/S_n は有意に最小となるのはメインビーム入射直後 (5.6~5.8sec) であり、最小値として 5×10^{-4} 程度の値をとる。メインビーム入射直後は DD 中性子が支配的、即ち、 $S_{DD} \gg S_{DT}$ と考えられるので、

$$\frac{S_{300}}{S_n} = \frac{\epsilon_{DD} S_{DD} + S_{DT} + \epsilon_\gamma C (S_{DD} + S_{DT})}{S_{DD}} \quad (2.14)$$

$$= \epsilon_{DD} + \epsilon_\gamma C + (1 + \epsilon_\gamma C) \frac{S_{DT}}{S_{DD}} \quad (2.15)$$

となり、DT 中性子が全く存在しないと仮定すると、

$$\epsilon_{DD} + \epsilon_\gamma C \sim 5 \times 10^{-4} \quad (2.16)$$

となる。このことは、NBI 加熱中の典型的な核融合放射線場である $S_{DD} \sim 100 \times S_{DT}$ の状況下で、 S_{300} のうち 5% 分が DD 中性子と二次 γ 線による寄与であることを示す。また 250mV についても同様に、

$$\epsilon_{DD} + \epsilon_\gamma C \sim 1 \times 10^{-3} \quad (2.17)$$

となり、300mV に比べ DD 中性子、 γ 線の影響をより多く被っていることが判った。但し検出効率の相対較正については、DT 中性子発生が支配的な Figure 2.24 の波形一致部分で、250mV と S_n が一致するように較正係数を求めた。なお以上の議論はメインビーム入射直後には DT 中性子が存在しないと仮定した上でのものであるが、実際には前のショットの残留蓄積トリトンとビームデュートロンとの反応で若干の DT 中性子が発生する。従って、実際に S_{300} が受ける DD 中性子並びに二次 γ 線の寄与はさらに小さいものと思われる。

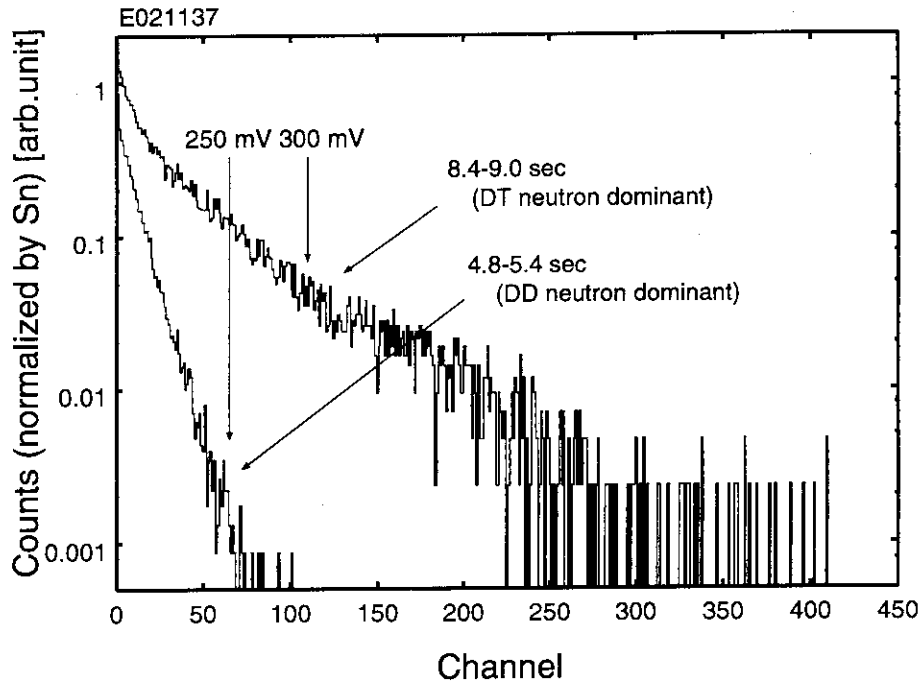


Figure 2.27. Pulse height spectra of the Sci-Fi detector outputs obtained for two different phases in a high β_p H-mode discharge.

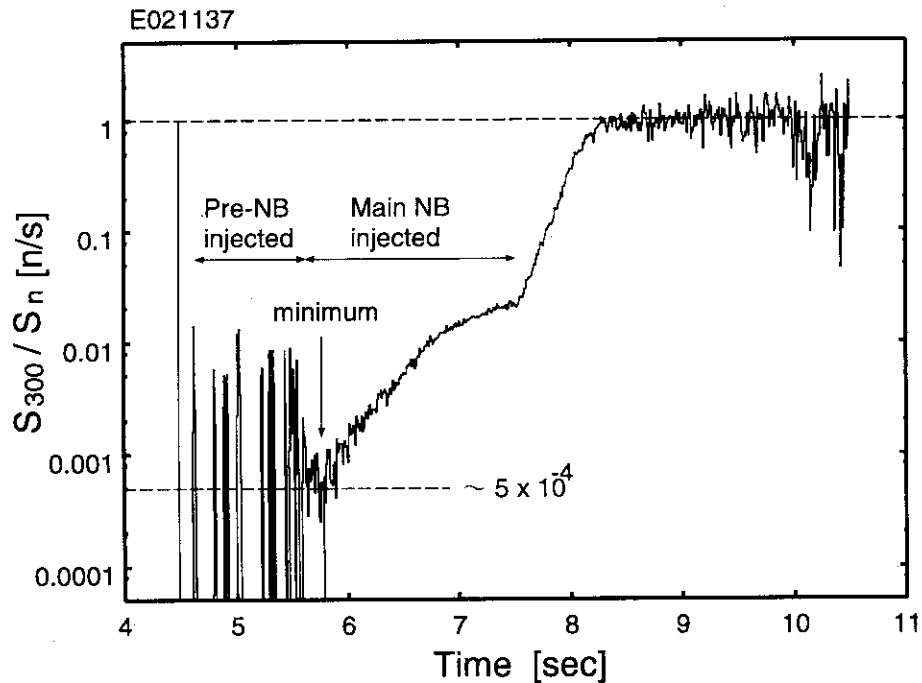


Figure 2.28. Time evolution of the S_{300}/S_n ratio in a high β_p H-mode discharge.

2.4.4 ON/OFF 比の較正

Figure 2.21に示したショットにおける ON-axis と OFF-axis の波形を Figure 2.29 に示す。なお、この放電におけるプラズマの配位と Sci-Fi 検出器の視線は Figure 2.30 に示したような位置関係になっている。中性子がプラズマの中心近傍で主に発生しているにもかかわらず波高弁別レベル 50 mV で OFF-axis の方が ON-axis よりも計数率が高いのは、ON/OFF 間で相対感度の補正を行っていないからである。この上下の Sci-Fi 検出器間で感度が異なる要因は大きく 2 種類に分けられる。第 1 の要因は両検出器間でシンチレーション光の収集効率や光電子増倍管のゲイン等が僅かに異なるので、同じ波高弁別レベル下でも検出効率に差が生じてしまうことによるものである。この要因の特徴は波高弁別レベルより十分高い波高値を生じる中性子を観測している時にはその影響は無視できる点にある。第 2 の要因は中性子のエネルギーに依らず感度差を生じるもので、例えば、ファイバーの何本かが破損した等によるものである。以上を念頭に置き相対感度の補正を行なう。

まず上下 2 ユニットの Sci-Fi 検出器における中性子束が等しくなるように、下ユニットの仰角を 8.5 度に変更し、その視線がプラズマ中心近くを通るようにした。そして標準配位でプラズマ体積が大きく、かつ中性子が適度に発生したプラズマを数ショット較正用を選び出した。Figure 2.31に較正に用いたプラズマの例 (ショット番号 E022133、 $B_t \sim 4$ T、 $I_p \sim 3.5$ MA、 $V_p \sim 96$ m³) を較正用に変更した Sci-Fi 検出器の視線と共に示す。そして DD、DT 中性子両方に対し感度を有する波高弁別レベル 50 mV について、NBI 加熱終了後約 1 秒以降、即ち、プラズマから DT 中性子のみが発生するフェーズに着目したところ、上下の波形はほぼ一致した。Fig.2 の波高スペクトルに示したように、波高弁別レベル 50 mV は DT 中性子による光電子増倍管の出力電圧に対し十分小さい。従ってこの上下の波形の一致によって、感度補正に関しては第 1 の要因のみを考えれば良いことが確認できた。また、NBI 入射中、即ち、プラズマから主に DD 中性子が発生するフェーズでは、下ユニットの波形を相対感度補正係数 $\epsilon = 1.1$ で割ることで、上下の波形はほぼ一致した。DT 中性子のみ感度を有する波高弁別レベル 300 mV についても同様にして、相対感度補正係数 $\epsilon = 0.8$ となった。

Figure 2.29より ON/OFF 比を求め、それに相対感度補正係数 ε を乗じて相対感度補正を行なったものを Figure 2.32に示す。波高弁別レベル 50mV に対しては相対感度補正係数として DD 中性子が主なフェーズ (9.3 sec まで) は $\varepsilon = 1.1$ を、DT 中性子のみのフェーズ (10 sec 以降) は $\varepsilon = 1.0$ を用いた。さらにこの2つのフェーズ間を内挿して連結し作成したおおよその ON/OFF 比の時間変化を Figure 2.32 中に太線で示した。DD 中性子が主なフェーズでは、ON/OFF 比はほぼ一定であり、1MeV トリトンの発生分布がほとんど時間変化していないことが判る。一方、DT 中性子のみのフェーズでは、ON/OFF 比が時間とともに増加しており、DT 中性子発生プロファイルが時間とともにピーキングしていくことを示している。また、波高弁別レベル 300 mV に対しては $\varepsilon = 0.8$ を使い、50 mV と同様に太線で時間変化のおおまかな傾向を示した。但し、10.2 sec 以降の太破線部分は統計が悪いため、DT 中性子のみのフェーズにおける 50 mV のデータを参考にして作成したものである。8 sec 近傍で一旦 ON/OFF 比が減少、即ち、DT 中性子発生プロファイルが平坦化したのち、50 mV と同様に徐々にピーキングしていくことが判る。なお以上の傾向は他のショットについても見られる。3.3 で詳しく考察する。

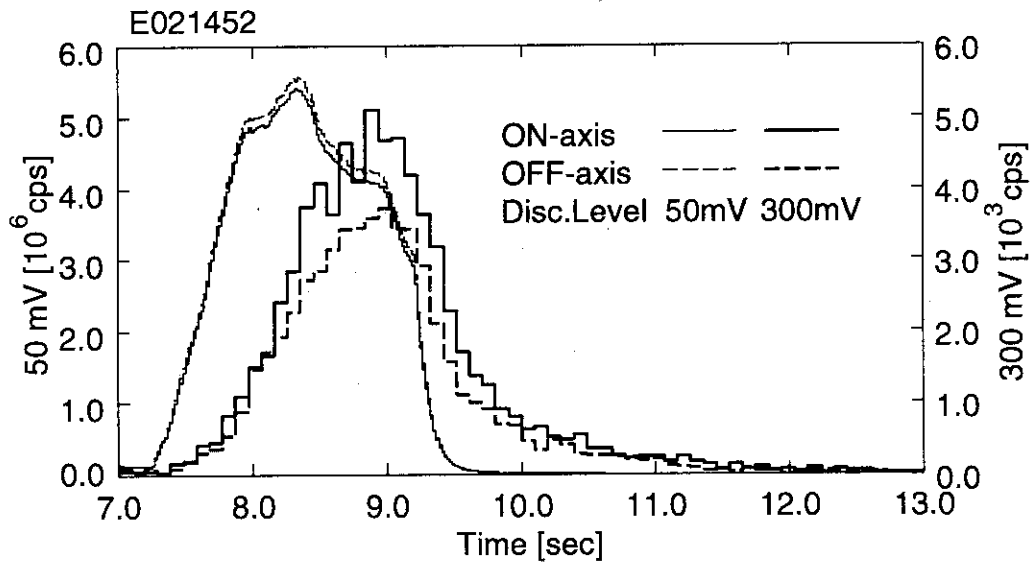


Figure 2.29. Time evolution of the ON-axis and OFF-axis Sci-Fi detector outputs with the thresholds of 50 and 300 mV in a high T_i H-mode discharge.

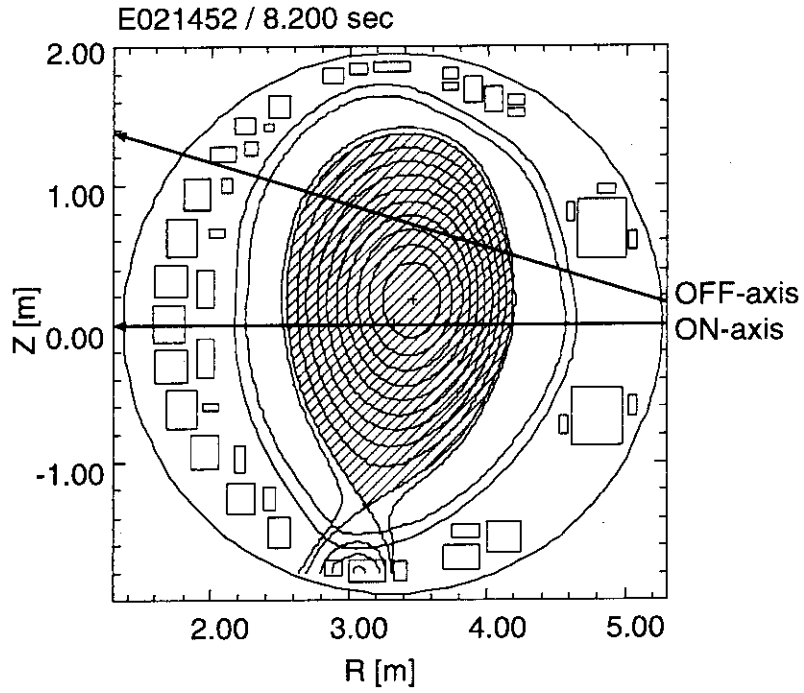


Figure 2.30. Plasma configuration of a high T_i H-mode discharge with the sightlines of the Sci-Fi detectors.

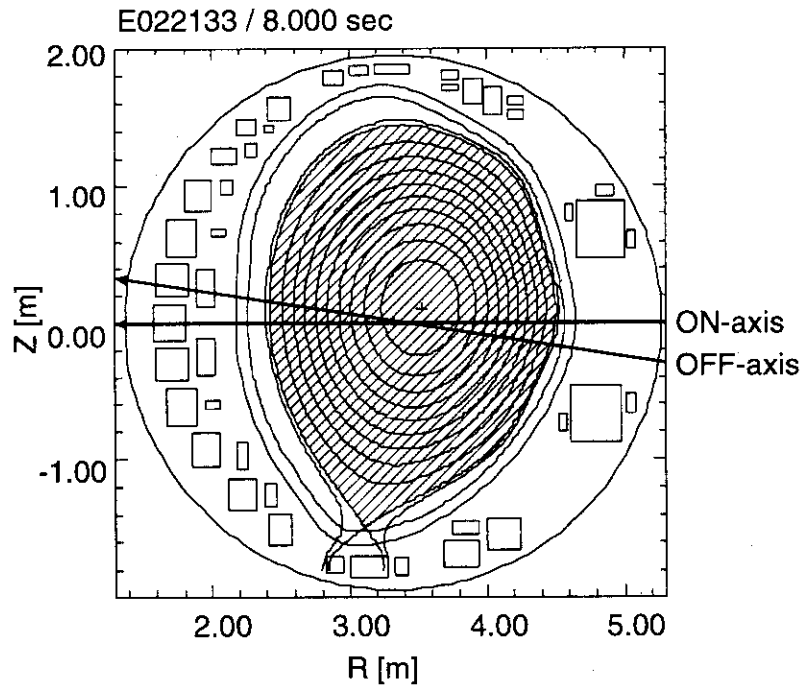


Figure 2.31. Plasma configuration used for the calibration of the ON/OFF relative sensitivity with the sightlines of the Sci-Fi detectors.

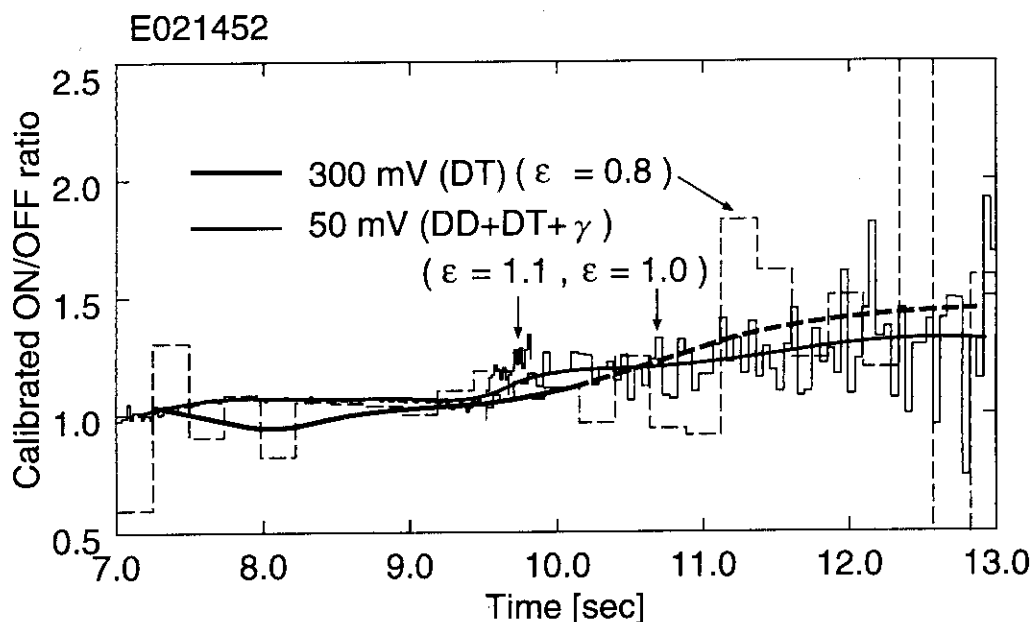


Figure 2.32. Time evolution of the calibrated ON/OFF ratios for the thresholds of 50 and 300 mV in a high T_i H-mode discharge.

2.5 まとめ

以上、JT-60Uにおけるトリトン燃焼研究のために開発した新型の指向性 14MeV 中性子検出器 Sci-Fi 検出器の概要、Sci-Fi 検出器に対して行なった各種性能試験、JT-60U への設置状況、JT-60U における測定結果について紹介した。各種性能試験を通じて指向性については $\pm 40\sim 50^\circ$ 程度と不十分であるが、従来トリトン燃焼研究に用いられてきた Si 半導体検出器 (SBD) や NE213 液体シンチレーターの持つ問題を克服することが明らかになり、核融合放射線場から DT 中性子のみを高時間分解能 (10ms)、高ダイナミックレンジ (3 桁) で選別して、測定できることが判った。次章以降 Sci-Fi 検出器により測定した DT 中性子発生率の時間変化を解析し、具体的にトリトンの挙動について調べていく。

3. トリトン燃焼解析コード TBURN

本章では古典的減速モデルに基づいたトリトン燃焼解析コード TBURN を作成し、2.4.2 で紹介した Sci-Fi 検出器にて得られた DT 中性子発生率の時間変化を解析する。まず 3.1 にて高速イオンの減速過程についてまとめる。3.2 にて解析コード TBURN の概要について説明し、3.3 にてその適用例について紹介する。

3.1 古典的減速理論

α 粒子やトリトンを始めとする高速イオンは周囲の粒子とクーロン衝突を繰り返す中でエネルギーを失っていく。古典的減速モデル (classical slowing down model) では、このクーロン衝突について高速イオンとバルクプラズマの構成粒子との二体クーロン衝突を考え、衝突パラメータ (impact parameter) がデバイ長 (Debye length) 以下の時にのみ二粒子間に働くクーロン力だけを感じて散乱するとして取り扱う。古典的減速モデルによれば、高速イオンのエネルギーの時間変化率の平均値 (符号を反転させればプラズマの加熱率になる) は次式で与えられる [74]。

$$\frac{dE_f}{dt} = -\frac{10^{-3}Z_f^2e^3}{4\pi\epsilon_0v_f} \left[\sum_j \frac{Z_i^2n_i \ln \Lambda_{ii}}{m_i} \left(\Phi(y) - \left(1 + \frac{m_i}{m_f}\right) \frac{2y}{\pi^{1/2}} \exp(-y^2) \right) + \frac{n_e \ln \Lambda_{ie}}{m_e} \left(\Phi(x) - \left(1 + \frac{m_e}{m_f}\right) \frac{2x}{\pi^{1/2}} \exp(-x^2) \right) \right] \quad (3.1)$$

但し、 E_f と v_f はそれぞれ高速イオンのエネルギー (keV) と速度 (m/s) を表し、 n_i はイオン密度 (m^{-3})、 n_e は電子密度 (m^{-3})、 m 、 Z は粒子の質量 (kg)、電荷数を示し、添字 f 、 i 、 e はそれぞれ高速イオン、バルクイオン、電子を表す。また \sum_j はバルクプラズマを構成する全てのイオン種 j について和をとることを意味する。また y 、 x はそれぞれバルクイオンと電子の熱速度に対する高速イオンの速度の比 v_f/v_{th} であり、 $\Phi(x)$ は、

$$\Phi(x) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^x \exp(-\xi^2) d\xi \quad (3.2)$$

で与えられる。 $\ln \Lambda$ はクーロン対数と呼ばれ、 Λ とは直観的にはデバイ長のクーロン散乱の特性長に対する比を示す量である。 $\ln \Lambda$ は電子とイオンとで微妙に異なる。近似的には次式で与えられる [75]。

$$\ln \Lambda_{ie} = 25.2 - \ln \left(\frac{\sqrt{n_e} \times 10^{-6}}{T_e \times 10^3} \right) \quad (3.3)$$

$$\ln \Lambda_{ii} = \ln \Lambda_{ie} + 9.03 - 0.5 \ln(T_e \times 10^3) \quad (3.4)$$

但し、 T_e は電子温度 (keV) である。電子とのクーロン対数の方が若干大きいのは、量子力学的な効果による。なお (3.1) 式に示したエネルギー変化率の平均値でもって高速イオンの減速過程を代表する (つまりエネルギー拡散は無視する) 取り扱いのことを単一粒子近似 (single particle approximation) と呼ぶ。

さて現在対象にしている核融合プラズマでは高速イオンの速度はバルクプラズマ中のイオンの熱速度よりも十分大きく電子の熱速度よりも十分に小さい。即ち、

$$\frac{4m_f}{m_i} T_i \ll E_f \ll \frac{m_f}{10m_e} T_e \quad (3.5)$$

が満たされる。 T_i はイオン温度 (keV) である。この状況下で (3.1) 式は以下の様に近似することが出来る [76]。

$$\frac{dE_f}{dt} = - \frac{10^{-3} Z^2 e^3}{4\pi\epsilon_0 v_f} \left[\sum_j \frac{Z_i^2 n_j \ln \Lambda_{ij}}{m_j} + \frac{n_e \ln \Lambda_{ie}}{m_e} \frac{4}{3\pi^{1/2}} \left(\frac{m_e E_f}{m_f T_e} \right)^{3/2} \right] \quad (3.6)$$

$$= - \frac{\alpha}{\sqrt{E_f}} - \beta E_f \quad (3.7)$$

但し、

$$\alpha = 5.72 \times 10^{-18} A_f^{1/2} Z_f^2 \sum_j \frac{Z_i^2 n_j \ln \Lambda_{ij}}{A_j}$$

$$\beta = 1.01 \times 10^{-19} \frac{Z_f^2 n_e \ln \Lambda_{ie}}{A_f T_e^{3/2}}$$

但し A は粒子の質量数である。(3.7) 式の右辺第一項は電子との衝突項 (electron drag term、 $(dE/dt)_{ele}$)、第二項はイオンとの衝突項 (ion-drag term、 $(dE/dt)_{ion}$) を示す。第一項が T_e の強い関数であるのに対し、第二項が T_i に依存しないのは、クーロン散乱の断面積が二粒子間の相対速度の関数で与えられ、相対速度は速度が大きな方

で決まるからである。高速イオンとしてトリトンを仮定した時の (3.7) 式に占める $(dE/dt)_{\text{ele}}$ 、 $(dE/dt)_{\text{ion}}$ の占める割合を Figure 3.1 に示す。但しバルクプラズマとしては、 $n_e = 4.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、 $T_e = 8 \text{ keV}$ 、 $Z_{\text{eff}} = 4$ の重水素プラズマ (不純物は完全電離した炭素イオンのみ) を仮定した。また Figure 3.2には同じプラズマ中における 1MeV トリトンの減速の様子を、電子系に移行したエネルギー $\int (dE/dt)_{\text{ele}} dt$ 、イオン系に移行したエネルギー $\int (dE/dt)_{\text{ion}} dt$ と共に示す。Figure 3.1、Figure 3.2 から判るように高速イオンのエネルギーが高い間は電子との衝突が支配的であるが、減速が進むにつれてイオンとの衝突が優位を占めるようになる。減速に対する電子の寄与とイオンの寄与が等しくなるエネルギー

$$E_{\text{cr}} \equiv \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^{2/3} = 14.8 A_f T_e \left(\frac{1}{n_e \ln \Lambda_{ei}} \sum_j \frac{Z_i^2 n_i \ln \Lambda_{ii}}{A_i} \right)^{2/3} \quad (3.8)$$

は臨界エネルギー (critical energy) と呼ばれる。

また、高速イオンが熱化してしまうまでに要する時間、

$$\tau_{\text{th}} \equiv - \int_0^{E_f} \frac{dE_f}{dE_f/dt} = \frac{\tau_s^E}{1.5} \ln \left[1 + \left(\frac{E_f}{E_{\text{cr}}} \right)^{3/2} \right] \quad (3.9)$$

は熱化時間 (thermalization time) と呼ばれ、T.H.Stix[76] により導入された。但し、 τ_s^E は電子との衝突によるエネルギー緩和時間であり、

$$\tau_s^E \equiv \frac{1}{\beta} = 9.90 \times 10^{-18} \frac{A_f T_e^{3/2}}{Z_f^2 n_e \ln \Lambda_{ie}} \quad (3.10)$$

で与えられる。臨界エネルギー E_{cr} 以上のエネルギーの高速イオンの減速は電子との衝突に支配されるので、これを持って高速イオンのエネルギー減衰時間 (energy decay time) とする場合が多い。一方、速度の減衰時間は、

$$\tau_s \equiv 2\tau_s^E = 1.98 \times 10^{-17} \frac{A_f T_e^{3/2}}{Z_f^2 n_e \ln \Lambda_{ie}} \quad (3.11)$$

で与えられ Spitzer の減速時間 (Spitzer slowing down time) [77] と呼ばれる。過去 20 年に渡って論文等で公表されたこの τ_s に対する全ての検証実験について W.W.Heidbrink らがまとめている [14]。

高速イオンの減速過程が (3.7) 式に従うとすると、プラズマ中に定常高速イオン源が存在しバルクプラズマも時間的に一定である場合には、高速イオンの速度分布関数 $f(v_f)$ は、

$$f(v_f) = \frac{\tau_s S}{4\pi} \frac{1}{v_f^3 + v_c^3} \quad \text{for } v_f < v_{f,0} \quad (3.12)$$

に収束する。但し $v_{f,0}$ は高速イオンの初速度、 S は高速イオンの発生強度である。本式は Stix の定常解 [76] と呼ばれ、減速時間 τ_s よりも長い時間準定常的にプラズマ中に高速イオンが供給された場合の高速イオンの分布関数の近似式として非常に良く用いられる。

また $f(v_f)$ の時間変化は (線形)Fokker-Planck 方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = S &+ \frac{1}{\tau_s} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} (v^3 + v_c^3) f \\ &+ \frac{1}{\tau_s} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left\{ \frac{1}{2} \frac{m_e}{m_f} v_e^2 v^2 + \frac{1}{2v} \frac{m_i}{m_f} v_i^2 v_c^3 \right\} \frac{\partial f}{\partial v} \\ &+ \frac{1}{2\tau_s} \frac{m_i \langle Z \rangle}{m_f \langle Z \rangle} \frac{v_c^3}{v^3} \frac{\partial}{\partial \zeta} (1 - \zeta^2) \frac{\partial f}{\partial \zeta} \\ &- \frac{e}{m_f} E_{\parallel}^* \left\{ \zeta \frac{\partial f}{\partial v} + \frac{(1 - \zeta)^2}{v} \frac{\partial f}{\partial \zeta} \right\} \end{aligned} \quad (3.13)$$

によりさらに詳しく取り扱うことが出来る。右辺第一項はソース項またはロス項を表す。右辺第二項から第四項までがクーロン衝突による効果を表す。第二項はエネルギー減速過程に対応し、数学的には (3.7) 式と等価である。第三項はエネルギー拡散を表す。エネルギー拡散は第一項で決まる平均エネルギーの周りに広がりをもたらす。第四項は衝突前後でエネルギーは変化しないが向きが変化する、ピッチ角散乱と呼ばれる状況に対応する。第五項は電場の影響を表す。通常電場としてはトラス方向に電流駆動のためにかけたループ電場 ($\sim 1V$) を考慮する場合が多い。なお (3.13) 式では高速イオン間のクーロン散乱の効果等については無視されている。Fokker-Planck 方程式一般については J.D.Gaffey の論文 [78] に詳しい。

最後に Table 3.1 に、代表的な高速イオンの減速に関するパラメータの値を示す。バルクプラズマの条件は Figure 3.1 と同じである。なおクーロン散乱理論については D.V.Sivukhin のレビュー [74] に詳しく解説されている。

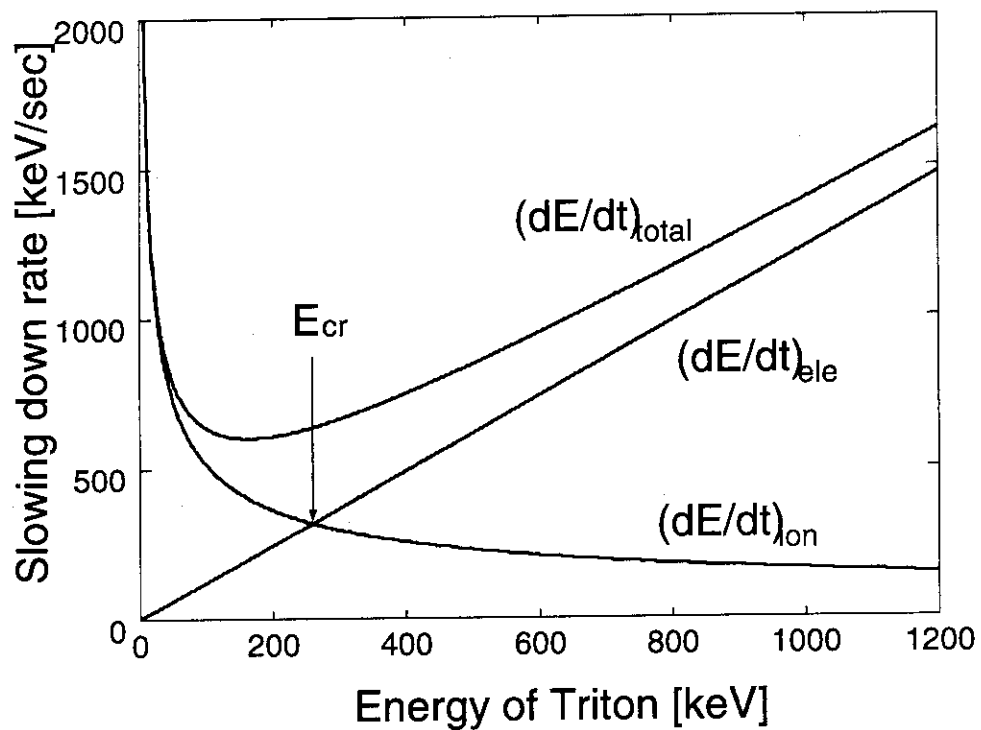


Figure 3.1. Energy loss rate of triton as a function of energy.

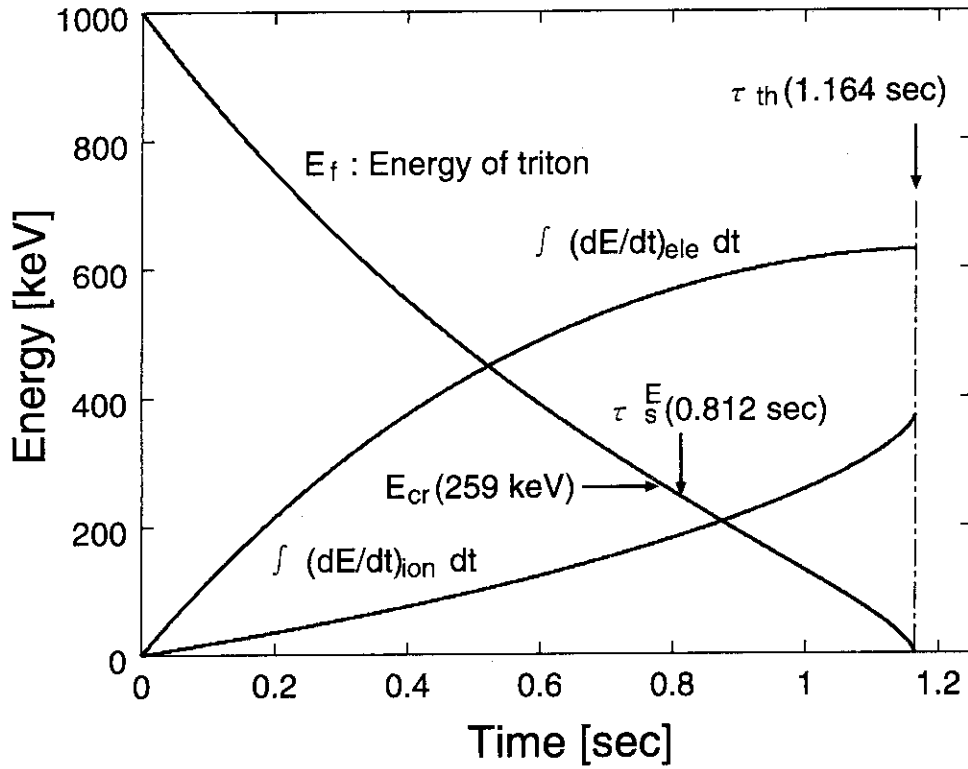


Figure 3.2. Time traces showing slowing down of 1 MeV triton and energy transfer into the bulk electron and ion.

fast ion	origin	E_{cr} [keV]	τ_s^E [sec]	τ_{th} [sec]
3.5 MeV α	NR	345	0.271	0.633
1.0 MeV t	NR,RF	259	0.812	1.164
3.0 MeV p	NR,RF	86.3	0.271	0.962
0.8 MeV ^3He	NR	259	0.203	0.252
200 keV ^3He	RF	259	0.203	0.070
200 keV d	NB,RF	173	0.541	0.292
100 keV d	NB,RF	173	0.541	0.132

NR: Nuclear Reaction, RF: Radio Frequency, NB: Neutral Beam

Table 3.1. Typical parameters related to fast ion's slowing down.

3.2 解析モデル

Sci-Fi 検出器により得られた DT 中性子発生率の時間変化を解析するために計算コード TBURN を作成した。TBURN はプラズマ中におけるトリトンの挙動を模擬し、トリトン燃焼により発生する DT 中性子について計算する。3.2.1 では計算に用いた各種モデルと TBURN の処理の流れの概要について説明する。3.2.2 では TBURN に必要な入力データとそれらを作成するのに必要な計測データの取り扱いについて説明する。また 3.2.3 では計算に用いた DD 核反応と DT 核反応の断面積データについて説明する。

3.2.1 計算アルゴリズム

TBURN は主に MKPRFL、TBIRTH、CESLOW、DIFFUS、TRIBRN の 5 つのモジュールルーチンから構成され、これらが各タイムステップ毎に繰り返し実行される。以下各モジュール毎にその機能について紹介する。

TBURN ではプラズマを同心円状に 51 個のシェルに分割して取り扱う。ある時刻 j における各シェル ($i = 1, \dots, 51$) 毎のプラズマパラメータ、並びに DD 中性子発生数などの以降の計算に必要なデータセットを MKPRFL は準備する。これらのデータの基になる入力データは JT-60U における計測データを用いて別途作成する。これについては 3.2.3 にて詳しく説明する。

次に TBIRTH は各シェル毎に現タイムステップにおける DD 中性子発生数と同数の 1 MeV トリトンを発生させる (1.2 参照)。それらをグループ番号 j のトリトンとして、そのエネルギー (当然 1 MeV) と数密度 (m^{-3}) をそれぞれ変数 E_t^{ij} と n_t^{ij} ($i = 1, \dots, 51$) に保存する。

CESLOW はトリトンの減速について取り扱う。具体的には時刻 j 以前に発生したグループ番号 $n = 1, \dots, j-1$ までのトリトンについて 1 タイムステップ分のエネルギーの減衰量を計算し、その分を差し引くことで現タイムステップにおける各グループのトリトンのエネルギー E_t^{in} ($i = 1, \dots, 50, n = 1, \dots, j-1$) を求める。トリトンの減速過程は古典的減速モデル (3.7) 式に従うものとした。

また DIFFUS はトリトンの輸送を取り扱うルーチンである。CESLOW と同様、

グループ番号 $n = 1, \dots, j-1$ までのトリトンの数密度について 1 タイムステップ分の変化量を計算し、現タイムステップにおける各グループのトリトンの数密度 $n_t^{i,n}$ ($i = 1, \dots, 51, n = 1, \dots, j-1$) を求める。なおトリトンの輸送については、時定数 τ にて体系外に損失する (つまりシェル間の輸送はなし) という最も単純なモデルを採用した。

ここまでの処理により、ある時刻 j にて存在するトリトン (グループ数 j) に関する全ての情報が揃った。TRIBRN では $n_t^{i,n} n_i^i \langle \sigma v \rangle_{DT}$ を計算し、各トリトングループによる DT 中性子発生率密度を求める。但し n_i^i はシェル i における重水素イオン密度 (m^{-3})、 $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ は DT 核反応率 ($m^3 s^{-1}$) である。 $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ については 3.2.3 にて説明する。そしてこれを時刻 j にて存在する全てのトリトングループについて足し合わせることで DT 中性子発生プロファイル ($m^{-3} s^{-1}$) が求まる。これに各シェルの体積を乗じて求めたシェル毎の DT 中性子発生率を全てのシェルについて足し合わせることで時刻 j における DT 中性子発生率が求まる。

なお以上のように TBURN ではトリトンをその発生時刻によりグループに分けて取り扱う。従って、タイムステップの数とトリトンのグループ数は等しい。計算時間はおよそタイムステップ数の自乗に比例する。一方タイムステップ幅を細かく取った方が計算の精度は上がる。通常はタイムステップ幅は 10ms に設定している。これよりもタイムステップ幅を短くしても計算結果に際だった変化が見られなかったからである。このタイムステップ幅にて 5 秒間の DT 中性子発生率の時間変化の計算に要する時間はワークステーション (Sun SPARCstation 2) にて数分程度であった。なおプログラミング言語には Sun Fortran を用いた。

また TBURN にて採用したトリトンの挙動に対する取り扱い、トリトンの速度分布関数に関して、簡略化した Fokker-Planck 方程式

$$\frac{\partial f(r, v, t)}{\partial t} = \frac{S_0(r, t)}{4\pi v_b} \delta(v - v_b) - \frac{f}{\tau} + \frac{1}{\tau_s} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} (v^3 + v_c^3) f \quad (3.14)$$

を解くことと本質的に同等である。但し、右辺第一項、第二項はそれぞれトリトンの生成項とロス項、第三項はトリトンの減速項である。また v_b はトリトンの初期速度で、その他の変数は、3.1 の (3.13) 式にて説明した。(3.14) 式を直接差分することでトリトンの挙動を扱うことも可能である。以下余談ではあるが、実際に (3.14) 式を差

分することを考えると、(3.14)式はエネルギー方向には数値流体力学で呼ぶところの純対流問題(ペクレ数が ∞ [79])に相当する。従って数値的に安定にする為に風上差分を採用する必要がある。風上差分は一次精度の差分スキームなので、数値拡散の影響を抑える為に差分のエネルギー幅を十分小さくとる必要がある。もし陽的な差分を用いる場合にはこれはクーラン条件と相反する。また陰解法を採用した場合でも計算精度を上げるために差分の時間幅を十分小さくとる必要がある。従ってメモリや計算時間などの計算機資源をかなり必要とする。簡単な評価によればメモリ、計算時間の両方においてTBURNより最低でも一桁多く必要となる。しかしエネルギー拡散等の効果も含めて解析する場合には当然のことながらFokker-Planck方程式によるアプローチや4章で紹介するOFMCコードによるアプローチなどが必要となってくる。

3.2.2 入力データ

TBURNが必要とするデータは、1. プラズマ配位(形状)に関するデータ、2. プラズマパラメータ(空間分布)の時間変化、3. DD中性子発生プロファイルの時間変化の3種類である。1. について不可欠なのは各シェルの体積を計算するのに必要なプラズマ体積 V_p だけである。しかし、考察のため、衝突周波数などの輸送に関する物理量やリップル(4.1参照)に関する物理量などの計算もオプションとして行なうので、トロイダル磁場強度 B_t 、プラズマの中心位置(R_p, Z_p)や小(短)半径 a_{ps} 、(体積平均)小半径 a_p 、非円形度 κ も入力する。但し、座標系(R, Z)はJT-60Uの装置中心を原点とし水平方向に R 、鉛直方向に Z をとった。またプラズマ中心は電流中心(磁気軸)でなく幾何中心を採用したので、オプション計算についてはShafranovシフトの影響は考慮されない。これらのデータはFBIコード[90]にて磁気プローブ等の計測データを基に最外殻磁気面(separatrix)などと共に計算され出力されたものを用いる。Figure 3.3にFigure 2.21に示したショット(E021452)の8.0秒におけるFBIコードの出力を示す。 V_p 、 B_t 、 R_p 、 Z_p 、 a_{ps} 、 a_p 、 κ はFigure 3.3中ではそれぞれVOLUM、BT332($R=332\text{cm}$ における値)、RP、ZP、A、AP、ELPAVで表されている。またこれらの値はショットを通じて余り変化しないので、ある時刻における値にて代表させることにする。

2. のプラズマパラメータとして必要なものには、電子密度 n_e 、電子温度 T_e 、イオン密度 n_i 、イオン温度 T_i や実効電荷数 Z_{eff} などの不純物に関するデータがある。TBURN ではこれらの空間分布を規格化半径 ρ の関数、または規格化半径 ρ に対する数値列として取り扱う。従ってこれらのデータについて平衡磁気面上にマッピングされた形で求める必要がある。まずこの平衡磁気面については SELENE コード [90] を用いて計算した。SELENE コードでは FBI コードにより求められた最外殻磁気面などを束縛条件に Grad-Shafranov 方程式を解き平衡を求める。SELENE コードの出力を Figure 3.4 に示す。こうして求めた平衡磁気面上に各計測データを以下に示すように SLICE コード [91] を用いてマッピングした。

まず T_e プロファイル計測については JT-60U ではトムソン散乱法 (TMS) [93, 94] と電子サイクロトロン放射測定 (ECE) との 2 種類の測定が行なわれている。TMS では波長 694.3nm のルビーレーザーをパルス状にプラズマ中に入射し、トムソン散乱光を光電子増倍管などの光検出器にて測定する。レーザーの光路は CH2 (Figure 3.5 参照) を通るので、外寄せのプラズマや大体積のプラズマ (70m^3 以上) に対しては、ほぼプラズマ全体をカバーした T_e プロファイルが得られる。またルビーレーザーの熱的な制限から 4 秒以上のパルス間隔が必要であるが、マルチレーザー (2 系統) の活用により最小時間差 2msec で測定可能となっている。TMS による T_e を SLICE コードを用いて平衡磁気面上にマッピングした結果を Figure 3.6 に示す。また SLICE コードはマッピングしたデータに対して関数フィッティングすることが出来る。通常、

$$F(\rho) = (F(0) - F(1))(1 - \rho^2)^m + F(1) \quad (3.15)$$

$$F(\rho) = (F(0) - F(1))(1 - \rho^2)^m + F(1) + \alpha\rho^2(1 - \rho) + \beta\rho^2(1 - \rho^2) \quad (3.16)$$

の 2 つが良く用いられている。前者のパラボリックな分布は Ohmic phase や L-mode、H-mode など分布があまり尖頭化していないものに使われ、後者は NB 入射により高 β_p 化がかなり進行したものに適用される。Figure 3.6 中に実線で示したのは関数 (3.15) を用いた場合である。また ECE については、さらにフーリエ変換分光器 [95, 96] とグレーティングポリクロメータ (回折格子) [97] の 2 系統により測定がなされており、ほぼプラズマ全体をカバーした T_e プロファイルが得られる。前者は時間分解能は悪い (20ms) が、絶対較正が可能であり S/N が良いという特徴があるのに対し、後者は

S/Nは良くないが時間分解能に優れている ($20 \mu\text{s}$) という特徴がある。コラプスや ELM 発生時など ECE に non-thermal なバーストが重なる時は、時間分解能が良いポリクロメータのデータを使うことでこれらの影響を最小限に抑えることができる。Figure 3.7 にフーリエ変換分光器による T_e を SLICE コードを用いて平衡磁気面上にマッピングした結果を示す。○印と△印はそれぞれ磁気軸の外側と内側のデータを示す。同じ磁気面上では T_e はほとんど一致すべきものと考えられるので、この「内側と外側の分布のずれ」には、何らかの原因が存在するものと思われるが、現段階では原因の特定は出来ていない。経験的には磁気軸の外側の値が妥当である場合が多いとされているが、前後関係や TMS のデータとの比較により尤もらしい値を選択する必要がある。

n_e 計測については、プロファイル計測が上で述べた TMS により T_e プロファイル計測と同時にこなされる他、干渉計による線密度 $\int n_e dl$ 計測がなされている。干渉計には CH_3OH レーザ干渉計 (遠赤外レーザ干渉計、波長 $118.8 \mu\text{m}$ 、以降 FIR と略す) [98, 99] と二重 CO_2 レーザ干渉計 (波長はそれぞれ $10.6 \mu\text{m}$ と $9.27 \mu\text{m}$ 、以下 CO_2 と略す) [100] の 2 系統ある。Figure 3.5 に示したように FIR は上下方向 (磁力線に垂直方向) に CH1、2 の 2 本の計測コード (レーザビームライン) を有し、 CO_2 は水平方向 (磁力線の接線方向) に 1 本の計測コードを有する。FIR は非常にフリンジ分解能に優れており、 n_e の実時間フィードバックセンサとしても使われているが、計測コードの関係から高 β_p H モード等の比較的小さな内寄せ配位のプラズマに対してはプラズマ中心の情報が反映されないという欠点がある。一方 CO_2 は Figure 3.5 に示したようにほぼ全てのプラズマに対しプラズマ全体に渡る情報が反映される半面、フリンジ飛びや光軸ドリフトなどの受けやすくデータの取り扱いを特に慎重にする必要がある。SLICE コードを用いれば、空間分布の関数形を仮定し、これら干渉計による電子密度の線積分値を再現するように各係数の値を決めることで n_e プロファイルが得られる。但し計測コードが最大で 3 本しかないので関数形の自由度は少なく、SLICE コードにて選択できる関数形は (3.15) 式と (3.16) 式の 2 つだけである。Figure 3.8 に FIR のデータのみと関数 (3.15) 式とで求めた n_e プロファイルを示す。また仮定した関数形の妥当性は TMS により求めた n_e プロファイルにより確認できる。確認の方法は色々あるが、例えば TMS のデータを同じ関数形でフィッティングした結果から逆に

干渉計による電子密度の線積分値を再現し実測値と比較するなどである。Figure 3.9 に Figure 3.8 と同時刻における TMS のデータを関数 (3.15) 式でフィッティングした結果を示す。Figure 3.9 は Figure 3.8 とかなり良く一致しており、線積分値の再現値と実測値の一致度も良好である。

Z_{eff} プロファイルは SLICE コードを用いて可視領域制動放射強度 (Bremsstrahlung、以下 BREMS と略す) の測定値 (線積分値) をアーベル変換することで空間分布に変換し、上で求めた n_e 、 T_e プロファイルを用いて、

$$Z_{\text{eff}} = I_{\text{brem}} / \left[7.58 \times 10^{-21} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} g(T_e) \frac{n_e^2 \exp(-12400.0/\lambda T_e)}{\sqrt{T_e}} \right] \quad (3.17)$$

の関係により求めることが出来る。但し、 I_{brem} は BREMS 強度、 $g(T_e)$ は gaunt factor、 $\lambda = 5232.6 \text{ \AA}$ 、 $\Delta\lambda = 10.0 \text{ \AA}$ 、 T_e は eV である。しかしこうして求められた Z_{eff} プロファイルは一般にバラツキが非常に大きく、特にプラズマ境界近くでは極端に大きな値となることが多い。原因として最も可能性が高いのは、本式で判るように Z_{eff} は n_e の 2 乗に反比例するため n_e プロファイルに極端に敏感であるのに対し、既に述べた手法で求めた n_e プロファイルには不確定要素が多く現実の n_e プロファイルとの微妙な差異が Z_{eff} の値に大きく影響することである。その他の理由としては BREMS 信号自体が ELM などの発生時に細かく振動することなどが挙げられる。また SLICE コードのアーベル変換のルーチンに若干の問題がある (寄生信号 [103] の取り扱いの部分) ことも最近判ってきている。TBURN の入力データとしては a). 特に不純物等の混入がなければ Z_{eff} は比較的フラットな分布になるはずである、b). 1 MeV トリトンは 2.3.1 で述べたようにプラズマ中心近傍に集中して発生するので、プラズマ中心付近の情報が最も重要である、と考え、空間一定の Z_{eff} プロファイルを仮定し、値としてはプラズマ中心付近のものを採用する。なおプラズマ中心近傍の値は n_e プロファイルを若干振ってみても比較的安定 (変動幅は ± 0.2 程度) であり、その値は JT-60U の不純物班が提供する値とも矛盾しないようである。だが、いずれにせよ Z_{eff} は本トリトン燃焼解析における最大の誤差要因である。

JT-60U ではプラズマ中の主な不純物は通常の放電ではボロン (B)、炭素 (C)、酸素 (O) であり、これら不純物の比率 (BCO 比) は不純物より発生する線スペクトルを分光器で測定することで逐次モニタされている [101, 102]。BCO 比を知ることは第一

壁の状況を把握する上で特に重要である。またトリトンを十分に発生するプラズマの場合 T_e は数 keV 以上になり、これは不純物の殆んどは完全電離していると考えられる。TBURN では簡単のため BCO 比を B-V (48.6 Å)、C-VI(33.7 Å)、O-VIII(19.0 Å) の分光より求め、プラズマ中に最も多く存在する核種の完全電離イオンにて不純物を代表させて扱う。この仮定下では n_i は不純物イオンの原子番号を Z_{imp} とすると、

$$n_i = n_e \frac{Z_{imp} - Z_{eff}}{Z_{imp} - 1} \quad (3.18)$$

で与えられる。

最後に T_i プロファイルについては、荷電交換分光法 (以下 CXRS と略す) [104] による測定データを用いた。CXRS では中性粒子ビーム D^0 とプラズマ中に不純物として存在する 6 価の炭素イオン C^{6+} との荷電交換反応



の後、 C^{5+*} の $n=8 \rightarrow n=7$ 遷移により発生する光 (波長 529.05nm) を分光器にて測定し、その Doppler 幅から T_i を算出する。Figure 3.10 に CXRS による T_i を SLICE コードを用いて平衡磁気面上にマッピングした結果を示す。実線で示したのは関数 (3.15) を用いてフィテイングを行なった結果である。なお CXRS により T_i を得るためには 14 番の NBI 装置からのビーム入射 (プラズマに垂直方向、斜め上から下に入射) が必要である。従って、通常は、CXRS のデータが得られるのは NBI 加熱が行なわれている最中だけである。

3. の 1 MeV トリトンの発生プロファイルを与える DD 中性子発生プロファイルについては、JT-60U では DD 中性子のプロファイル計測を行なっていないので、計算で求める必要がある。トリトン燃焼研究の対象となるプラズマは十分な DT 中性子の発生が必要なので通常中性粒子入射による補助加熱を行なう。従ってプラズマ中の重水素イオンには、熱的成分とビーム成分の 2 成分が存在し、DD 中性子は、1. 熱的成分同士の反応 (サーマル・サーマル反応)、2. 熱的成分とビーム成分間の反応 (ビーム・サーマル反応)、3. ビーム成分同士の反応 (ビーム・ビーム反応) の 3 通りの反応により発生する。ここでは TOPICS コード [92] を用いて DD 中性子発生プロファイルを計算し TBURN の入力として用いる。TOPICS コードの入力として必要

なのは、1. プラズマの平衡データ、2. プラズマパラメータ、3. NBIに関する情報(使用したイオン源、有限ビーム幅、ビーム強度の半値幅、加速電圧、ビームパワーとその成分比 $E_b : E_b/2 : E_b/3$)である。1.、2. については TBURN と共通のデータを用いる。TOPICS は NBI のイオン化を計算し、ビーム成分の速度分布関数として Stix の定常解 (3.12) 式を用いることで、ビーム成分の空間分布 n_b を計算する。また熱的成分の空間分布 n_{th} を

$$n_i = n_{th} + n_b \quad (3.20)$$

により計算し、サーマル・サーマル、ビーム・サーマル、ビーム・ビーム反応により発生する DD 中性子発生プロファイルを計算する。TOPICS コードにて計算した n_{th} 、 n_b の空間分布を Figure 3.11 に、上記の3種類の反応により発生する DD 中性子発生プロファイルを Figure 3.12 に示す。

以上である時刻における 2. 各種プラズマパラメータ、3. DD 中性子発生プロファイルが求まった。これを TBURN の全てのタイムステップに対し実行すれば理想的な 2. と 3. の時間変化が求まる。しかし、これは余りにも非現実的である(例えば5秒間のトリトン燃焼を計算するとすれば全部で500タイムステップ)ので、以上の処理を行なうのは代表的な時刻数点に対してにとどめ、その他の時刻(時刻 A とする)については最も近い時刻(時刻 B とする)のプロファイルデータを基準データを用いて規格化して求めることにした。基準データの例を Figure 3.13 に示す。 n_e を例に説明すると、基準データとして FIR による線密度の時間変化を用い、時刻 B に対する時刻 A の比を時刻 B のプロファイルデータに乗じることで時刻 A のプロファイルデータを作成する。これらの処理は MKPRFL にて行なう。なおこれらの基準データは DAISY[70] を用いて作成することが出来る。但し、 T_i については既に述べたように NB(14) が入射された時しかデータが得られないので、その他の時刻については T_i として $1.7 \times T_e$ を用いて基準データを作成した。また Z_{eff} は放電を通じて一定と仮定した。

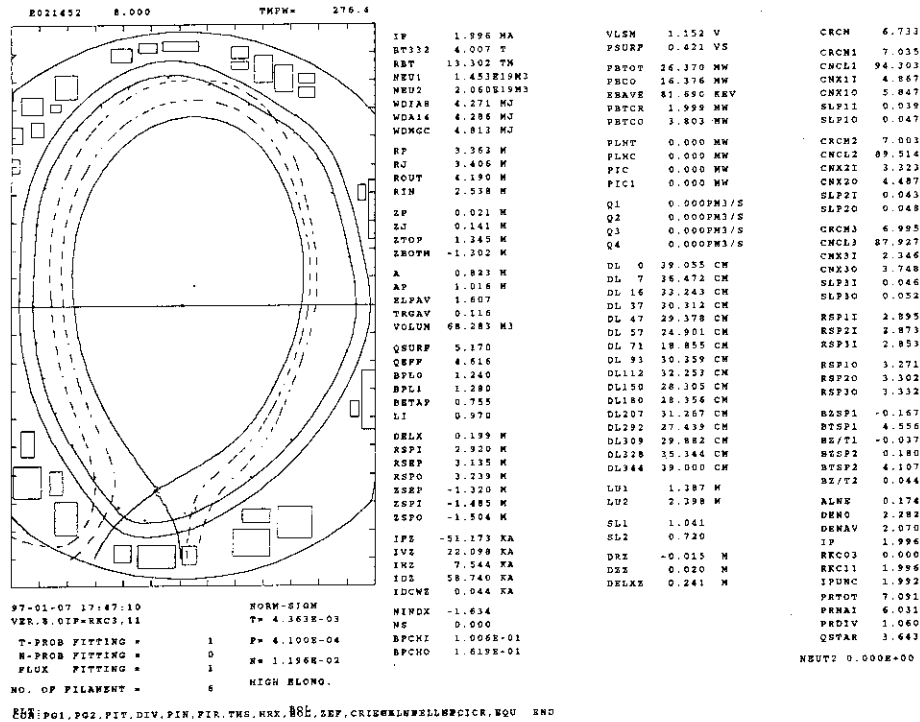


Figure 3.3. FBI output showing the separatrix for a high T_i H-mode discharge.

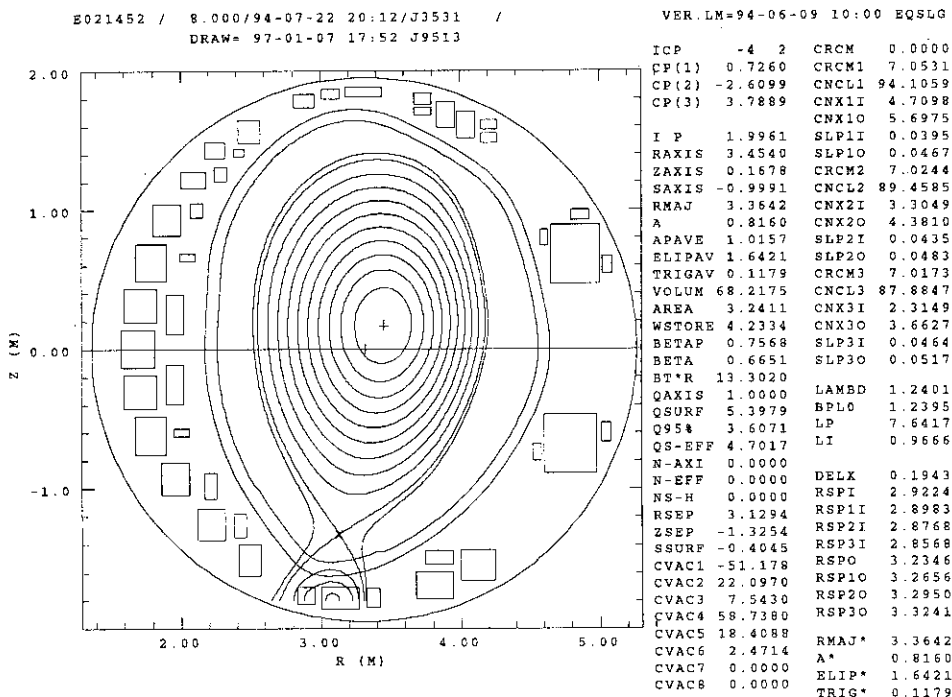


Figure 3.4. SELENE output showing the magnetic surface for a high T_i H-mode discharge.

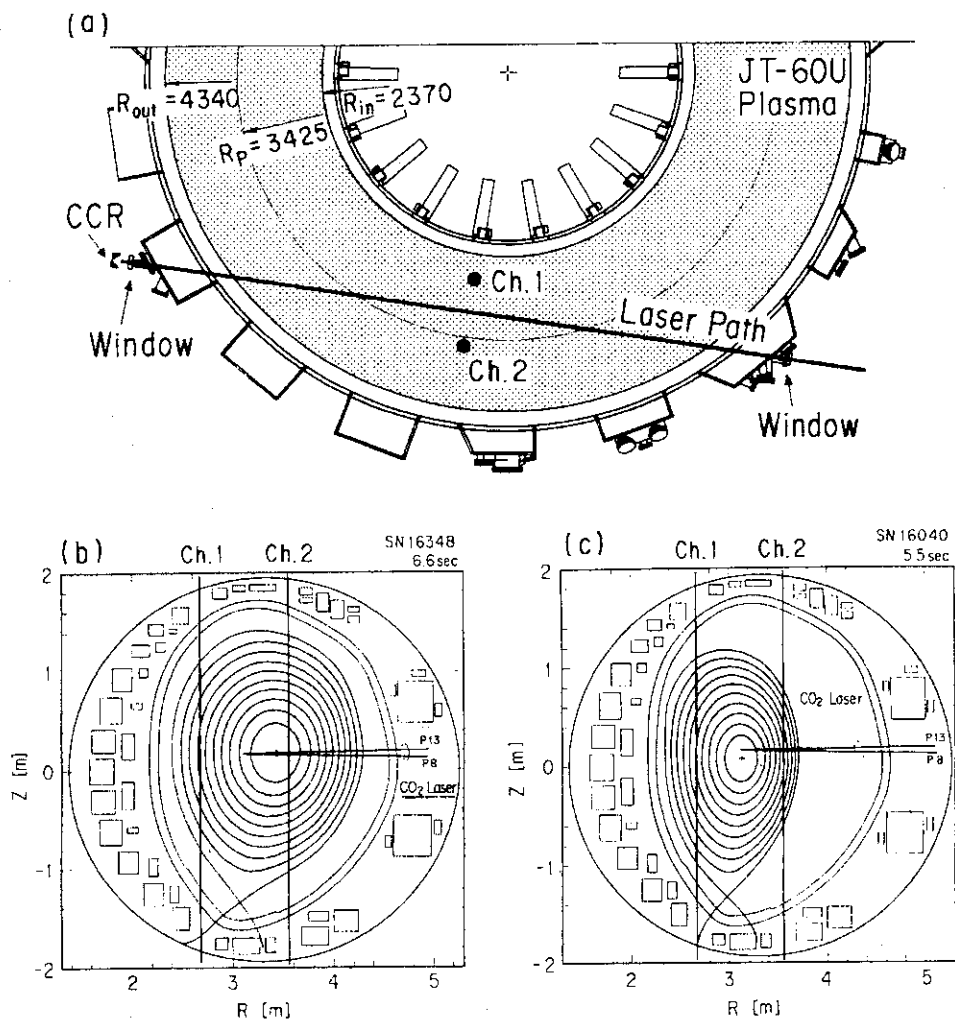


Figure 3.5. The laser beam lines in the JT-60U vacuum vessel, (a) top view and (b) cross sectional view for a large plasma configuration and (c) cross sectional view for a high β_p plasma configuration.

* NOW MAP DATA (24 / 48) *
 >>SLICE(E021452 T= 8.0000) >>

DATE : 97-01-07 22:09 FIG : 5
 PROF : -- FROM DIAG. DATABASE --
 EQUIL: J3051.SEQ.E0210(E021452A)
 ROTYP: RMAJ(CONST)
 EQTIM: 8.000

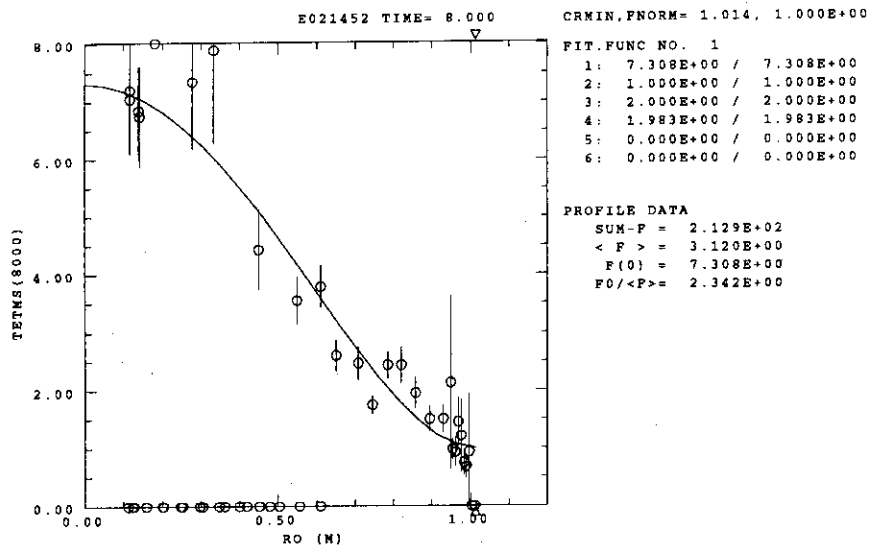


Figure 3.6. SLICE output for T_e -profile measured by TMS for a high T_i H-mode discharge.

* NOW MAP DATA (10 / 24) *
 >>SLICE(E021452 T= 8.0000) >>

DATE : 97-01-07 22:12 FIG : 6
 PROF : -- FROM DIAG. DATABASE --
 EQUIL: J3051.SEQ.E0210(E021452A)
 ROTYP: RMAJ(CONST)
 EQTIM: 8.000

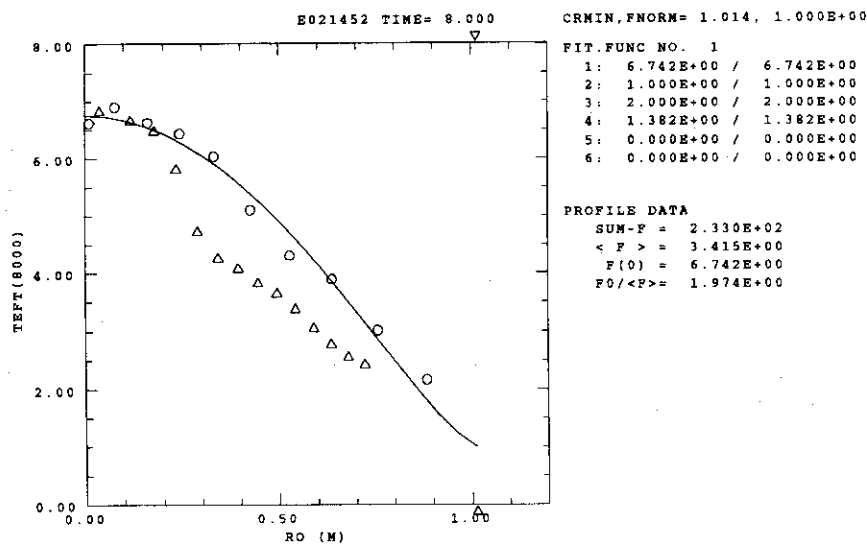
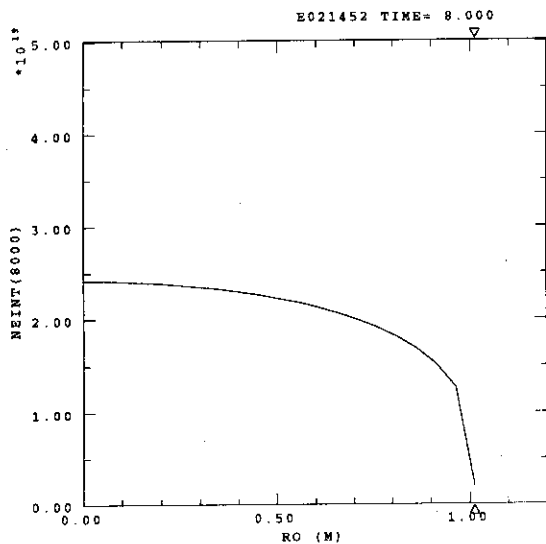


Figure 3.7. SLICE output for T_e -profile measured by ECE for a high T_i H-mode discharge.

>>SLICE(E021452 T= 8.0000) >>

DATE : 97-01-07 22:28 FIG : 14
 PROF : -- FROM FIR. DATA --
 EQUIL: J3051.SEQ.E0210(E021452A)
 ROTYP: RMAJ(CONST)
 EQTIM: 8.000



CRMIN, FNORM= 1.014, 1.000E+00
 FIT.FUNC NO. 11
 (1-R*R)**XM+EDGE LOOP = 5
 EDGE : 2.000E+18
 XM : 0.3125
 USE CU1 : 2.016E+19
 USE CU2 : 4.919E+19
 USE 3 : -9.999E+00

PROFILE DATA
 SUM-F = 1.269E+21
 < F > = 1.860E+19
 F(0) = 2.416E+19
 F0/<F>= 1.299E+00

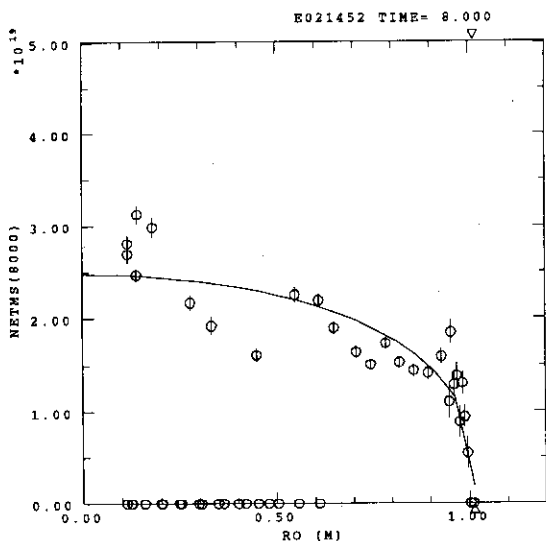
NELAV = 2.046E+19
 NE INTEGRAL /1.0E20

NEL	RPOS	PATH	NEL	DIAG
AXS	3.45	2.48	0.508	0.000
MAJ	3.36	2.54	0.517	0.000
U1	2.68	1.39	0.193	0.202 C
U2	3.55	2.40	0.492	0.492 C
T	0.00	5.60	1.268	0.000

Figure 3.8. SLICE output for n_e -profile reconstructed with FIR for a high T_i H-mode discharge.

* NOW MAP DATA (26 / 48) *
 >>SLICE(E021452 T= 8.0000) >>

DATE : 97-01-07 22:24 FIG : 12
 PROF : -- FROM DIAG. DATABASE --
 EQUIL: J3051.SEQ.E0210(E021452A)
 ROTYP: RMAJ(CONST)
 EQTIM: 8.000



CRMIN, FNORM= 1.014, 1.462E+00
 FNORM = NELU2 / SNE1
 FIT.FUNC NO. 1
 1: 1.695E+19 / 2.477E+19
 2: 1.284E+18 / 1.877E+18
 3: 2.000E+00 / 2.000E+00
 4: 3.725E-01 / 3.725E-01
 5: 0.000E+00 / 0.000E+00
 6: 0.000E+00 / 0.000E+00

PROFILE DATA
 SUM-F = 1.250E+21
 < F > = 1.833E+19
 F(0) = 2.477E+19
 F0/<F>= 1.352E+00
 NELAV = 2.045E+19
 NE INTEGRAL /1.0E20

NEL	RPOS	PATH	NEL	DIAG
AXS	3.45	2.48	0.508	0.000
MAJ	3.36	2.54	0.516	0.000
U1	2.68	1.39	0.180	0.202 C
U2	3.55	2.40	0.492	0.492
T	0.00	5.60	1.287	0.000

Figure 3.9. SLICE output for n_e -profile measured by TMS for a high T_i H-mode discharge.

```
* NOW MAP DATA ( 16 / 17 ) *
>>SLICE(E021452 T= 8.0000) >>/FIT 1..4
SLICE(E021452 T= 8.0000) >>
```

```
DATE : 97-01-07 14:44 FIG : 2
PROF : -- FROM DIAG. DATABASE --
EQUIL: J3051.SEQ.E0210(E021452A)
ROTP: RMAJ(CONST)
EQTIM: 8.000
```

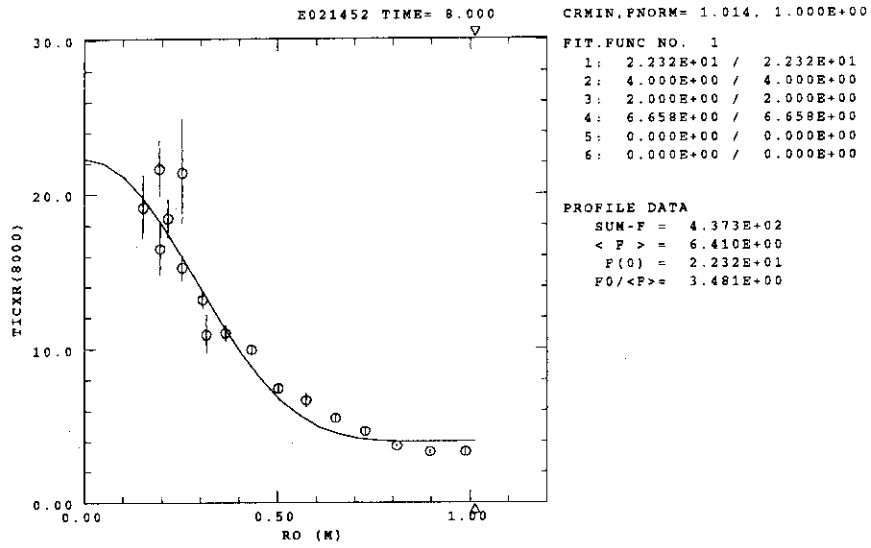


Figure 3.10. SLICE output for T_i -profile measured by CXRS for a high T_i H-mode discharge.

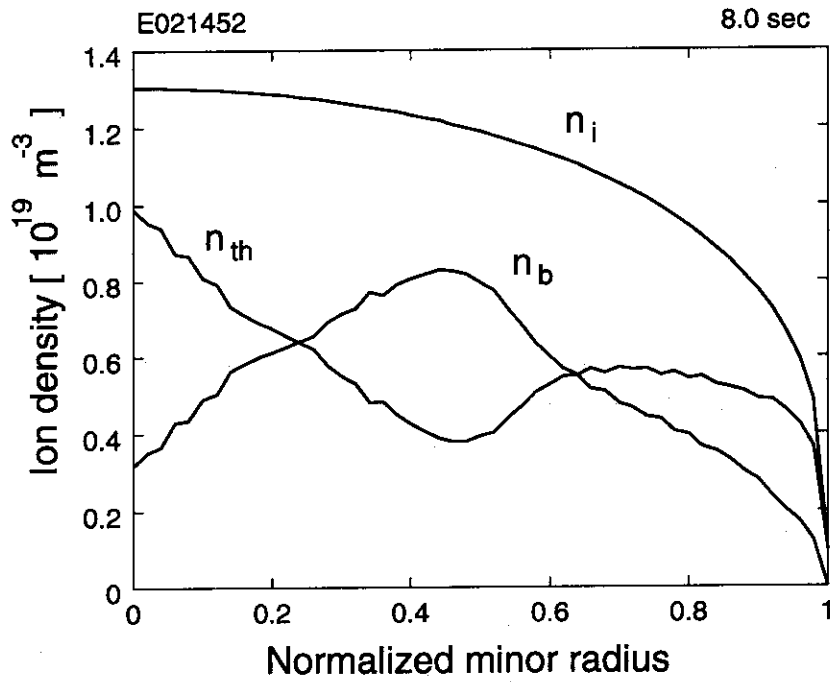


Figure 3.11. Ion density profile calculated by TOPICS for a high T_i H-mode discharge.

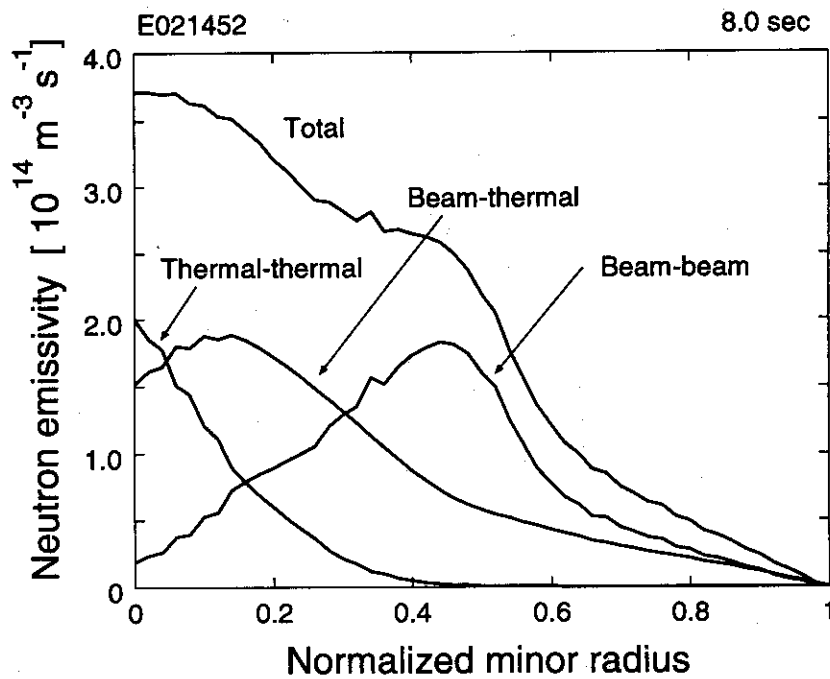


Figure 3.12. Neutron emissivity profile calculated by TOPICS for a high T_i H-mode discharge.

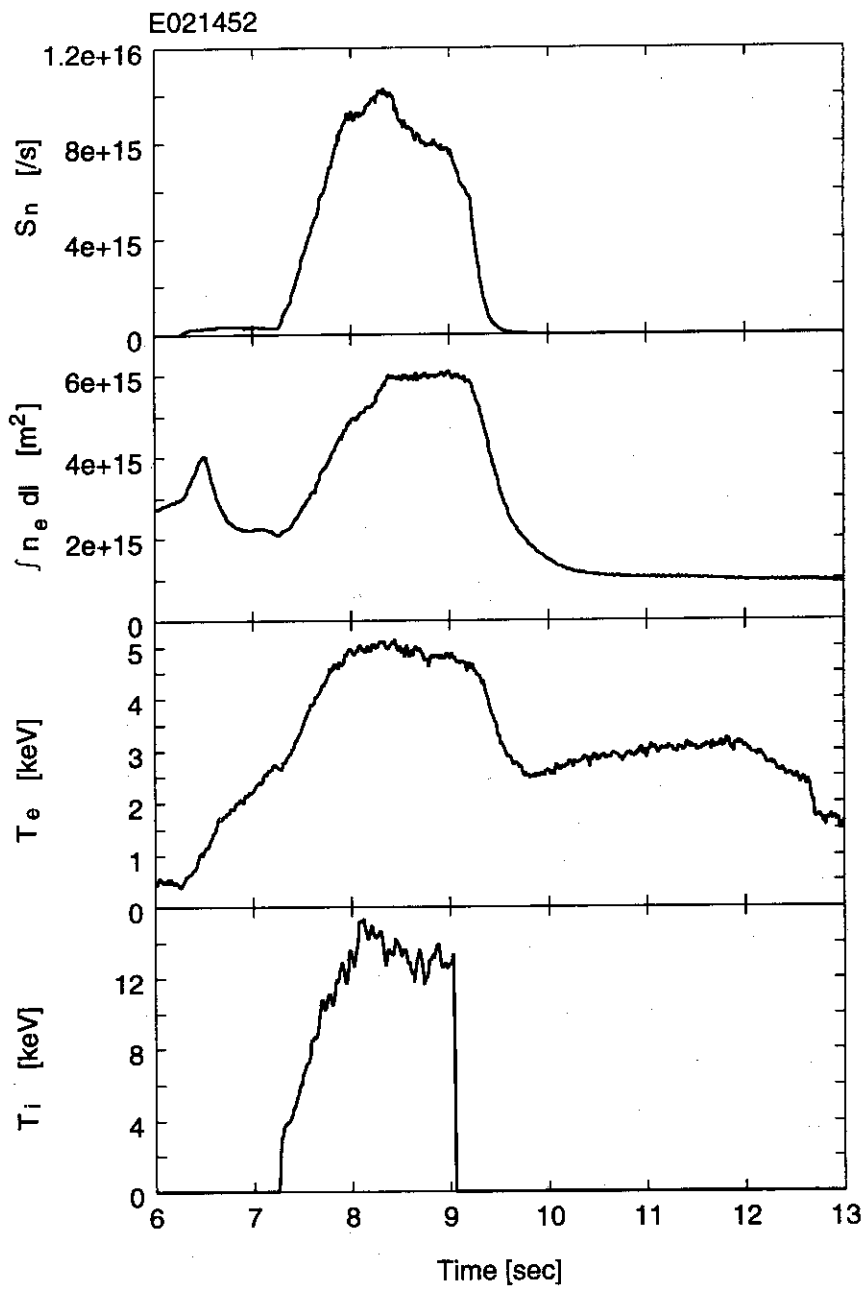


Figure 3.13. Time evolution of standard data used for normalization for a high T_i H-mode discharge.

3.2.3 断面積データ

一般に、反応 (1.3)、(1.4)、(1.5) などの核融合反応の断面積は、

$$\sigma(E_r) = S(E_r) \frac{1}{E_r} P(E_r) \quad (3.21)$$

の形で表される。\$E_r\$ は反応する 2 粒子の相対運動のエネルギー、\$S(E_r)\$ は \$S\$ 関数と呼ばれる \$S(E_r)\$ の弱い関数である。また \$P(E_r)\$ は粒子がクーロン障壁をトンネル効果により透過する確率 (penetrability) であり、

$$P(E_r) = \exp(-B_G/\sqrt{E_r}) \quad (3.22)$$

で与えられる。\$B_G\$ はガモフ定数 (Gamov constant) と呼ばれ、

$$B_G = \pi\alpha Z_1 Z_2 \sqrt{2m_r c^2} \quad (3.23)$$

で与えられる。但し \$Z\$ は粒子の電荷数、\$m_r\$ は換算質量 (reduced mass)、\$\alpha\$ は超微細構造定数 (\$\sim 1/137\$) である。この透過率 \$P(E_r)\$ については Mott[80] の式

$$P(E_r) = \frac{1}{\exp(B_G/\sqrt{E_r}) - 1} \quad (3.24)$$

が使われることもある。

実際には、これらの式をベースにして作成したフィッティング式の各係数を断面積の実測データを用いて決めることにより求めた半経験式がよく使われる。こうした半経験式として有名なものに、70 年代に開発された Duane の式 [81] と Peres の式 [83] がある。B.H.Duane は透過率に対し Mott の式 (但しガモフ定数も変数) を使い、\$S\$ 関数に対して Breit-Wigner の式と定数の和を用いた

$$\sigma(E_d) = \left[\frac{A_2}{1 + (A_3 E_d - A_4)^2} + A_5 \right] \frac{1}{E_d [\exp(A_1/\sqrt{E_d}) - 1]} \quad (3.25)$$

を用いてそれまでの断面積の測定データに対しフィッティングを行なった。Duane の式は最も広く用いられており NRL formulary[82] にも掲載されている。ところが、最近の断面積の測定結果と低エネルギー部分で不一致が見られ問題になっている。これは本来定数であるはずのガモフ定数まで変数にしてフィッティングを行なっている所に問題があるのではないかと考えられている [85]。一方 Peres の式は透過率に対しては Mott の式、\$S\$ 関数については Padé の多項式展開

$$S(E_r) = \frac{A_1 + E_r(A_2 + E_r(A_3 + E_r(A_4 + E_r A_5)))}{1 + E_r(B_1 + E_r(B_2 + E_r(B_3 + E_r B_4)))} \quad (3.26)$$

を用いてフィッティングを行なっている。Padé の多項式を用いたことで、Duane の式よりも低エネルギー部への拡張性がよい。

H.S.Bosch らは最近の断面積測定結果を採り入れ、さらに近年発展の著しい R-matrix 理論 [84] により導かれる断面積と比較することで求めた新しいフィッティング式を 1992 年に公表した [85]。Bosch の式は透過率に対しては (3.22) 式、S 関数については Padé の多項式を用いている。TBURN では DT 反応断面積 σ_{DT} として Bosch の式を用いる。なお TFTR のトリトン燃焼解析コード MIS [87]、TIMEEV [88]、BURNIT [75] では Duane の式が用いられており、JET の SOCRATE [89]、TRAP-T [54] では Peres の式が用いられている。Figure 3.14 に Duane の式と Bosch の式による DT 反応断面積 σ_{DT} を示す。Duane の式、Peres の式、Bosch の式と断面積の実測値や R-matrix 理論による値との比較は [85] に詳しい。

次にこの DT 反応断面積 σ_{DT} から DT 反応率 $\langle\sigma v\rangle_{DT}$ を計算する。一般に断面積 σ と反応率 $\langle\sigma v\rangle$ との間には次の関係がある。

$$\langle\sigma v\rangle = \int \int d\vec{v}_1 d\vec{v}_2 f(\vec{v}_1) f(\vec{v}_2) \sigma(|\vec{v}_1 - \vec{v}_2|) |\vec{v}_1 - \vec{v}_2| \quad (3.27)$$

速度 v_b のビーム粒子が熱速度 v_{th} の Maxwell 分布のターゲットに入射する場合に対し本式は次のように簡略化される [86]。

$$\langle\sigma v\rangle_{bt} = \frac{1}{v_b v_{th} \sqrt{\pi}} \int_0^\infty \sigma v^2 \left[\exp\left(-\left(\frac{v - v_b}{v_{th}}\right)^2\right) - \exp\left(-\left(\frac{v + v_b}{v_{th}}\right)^2\right) \right] dv \quad (3.28)$$

本式を用いて DT 反応率 $\langle\sigma v\rangle_{DT}$ を計算した。なお数値積分には富士通が提供している科学用サブルーチンライブラリ SSLII のサブルーチン名 AQE を用いた。

求めた DT 反応率 $\langle\sigma v\rangle_{DT}$ はトリトンのエネルギーとイオン温度の関数である。Figure 3.15 にイオン温度 0、10、30 keV に対する DT 反応率 $\langle\sigma v\rangle_{DT}$ を示す。 $\langle\sigma v\rangle_{DT}$ がトリトンのエネルギーだけでなくイオン温度によってもかなり変化することが判る。なお TBURN では計算時間の短縮のために DT 反応率 $\langle\sigma v\rangle_{DT}$ はトリトンのエネルギーとイオン温度についてテーブル化して用いる。

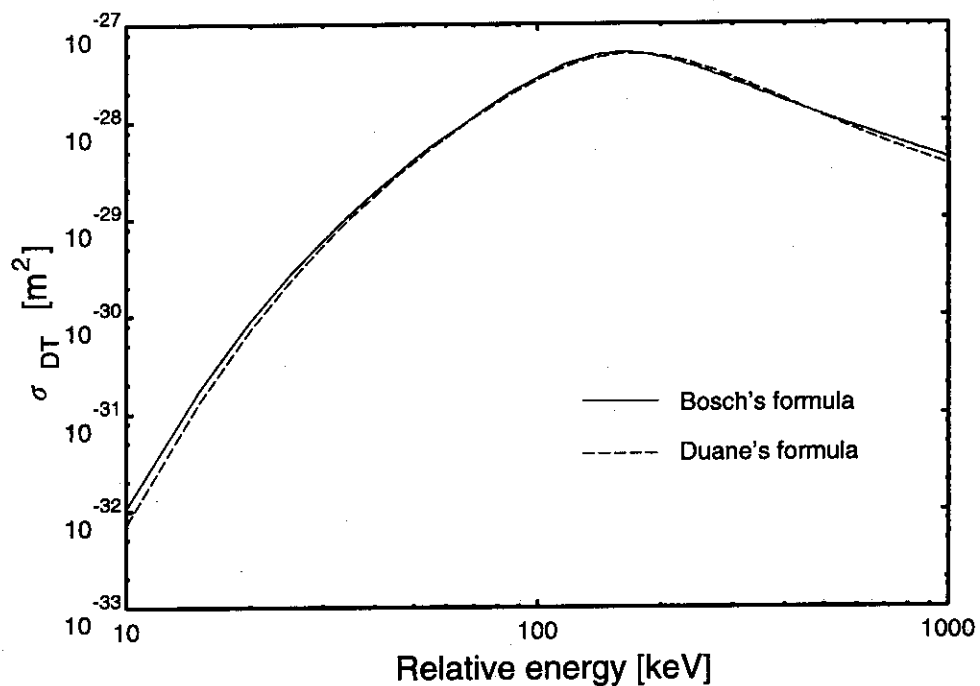


Figure 3.14. Cross sections of DT fusion reaction calculated from Duane's formula and Bosch's formula.

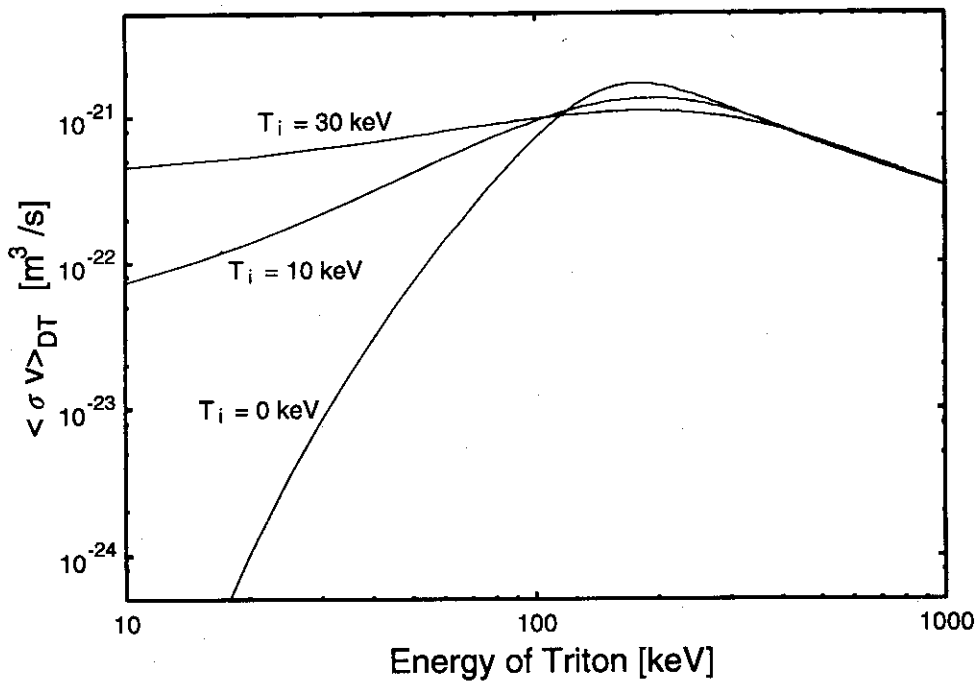


Figure 3.15. Fusion reactivities between Beam-triton and Thermal-deuteron calculated from Bosch's formula.

3.3 解析結果と考察

本章では TBURN による解析結果の例を紹介する。解析した放電は Figure 2.21 で紹介した、高 T_i H モードプラズマ (ショット番号 E021452、 $B_t \sim 4$ T、 $I_p \sim 2$ MA、 $V_p \sim 68$ m³) である。このプラズマは比較的安定で、モードによる影響も小さく、TMS 等によれば密度や温度分布も余り尖頭化していない。また V_p が適度に大きく、FIR の 2 つの視線がほぼプラズマ全体をカバーしており、FIR のデータとパラボリック分布 (3.15) 式を用いて再現した n_e プロファイルと TMS のデータが Figure 3.9、Figure 3.8 に示したように良く一致する。 T_e についても Figure 3.7、Figure 3.6 に示したように ECE と TMS との一致度は良好であり、(3.15) 式によるフィッティングも妥当である。また ELM 発生時にもポリクロメータのデータを使えばその影響をほぼ完全に除去できた。Sci-Fi 検出器によれば DT 中性子も最大で 7×10^{13} n/s 程度とそこそこ発生している。以上、良質の計測データが得られており、DT 中性子発生量も適当で、プラズマも MHD 的に安定である、というのが本放電を解析対象に選んだ理由である。

入力データについては、分光測定により不純物としては炭素を仮定し、 $Z_{\text{eff}} = 3.5$ を用いた。その他の入力データについては 3.2 にて説明した通りである。DT 中性子発生率の時間変化を 3 通りのロスの時定数 τ に対して計算した結果を測定結果とともに示した Figure 3.16 に示す。なお Figure 3.16 中では τ を

$$\tau = \frac{a_p^2}{5.8D} \quad (3.29)$$

により拡散係数 D に換算して示してある。(3.29) 式はプラズマのグローバルな閉じ込め時間と拡散係数との間に成り立つ関係として良く使われる式である¹。いずれの計算結果も DT 中性子発生率の時間変化を非常に良く再現しており、1 MeV トリトンの減速は古典的であるという計算モデルの妥当性を示している。また DT 中性子発生率の最大値に着目すると拡散係数 0.1 m²/s が最も良く測定結果を再現している。この値は 1.2 で紹介した過去の様々なトリトン燃焼研究において MHD 的に比較的安

¹厳密に言えば、密度分布が 0 次のベッセル関数 $j(2.4\rho)$ の時に成り立つ式であるが、それに類似する分布であればほぼ成り立つ。例えばパラボリック分布 $(1 - \rho^2)^m$ の場合は、指数 m が 1~2 の範囲であればほぼ成り立つことも知られている ([105] 参照)。

定なプラズマに対して求められた拡散係数と同程度である。但し、DT 中性子発生量は本解析の入力データにおける最大の不確定要素である Z_{eff} などの影響を非常に受けるので、得られた拡散係数は大きな誤差を有することに注意しなければならない。一方 1 MeV トリトンの減速は Figure 3.1、Figure 3.2 に示したようにその大部分が電子による寄与であり、イオンや不純物の情報を担う Z_{eff} の影響は小さい。実際、古典的減速モデル (3.7) 式は不純物を完全電離の炭素のみに仮定した場合には Z_{eff} 依存性はなくなってしまう。その他の入力データの uncertainty が計算結果にもたらす影響や測定データと計算結果との比較に関する詳しい考察は 4.3.3 にて行なう。

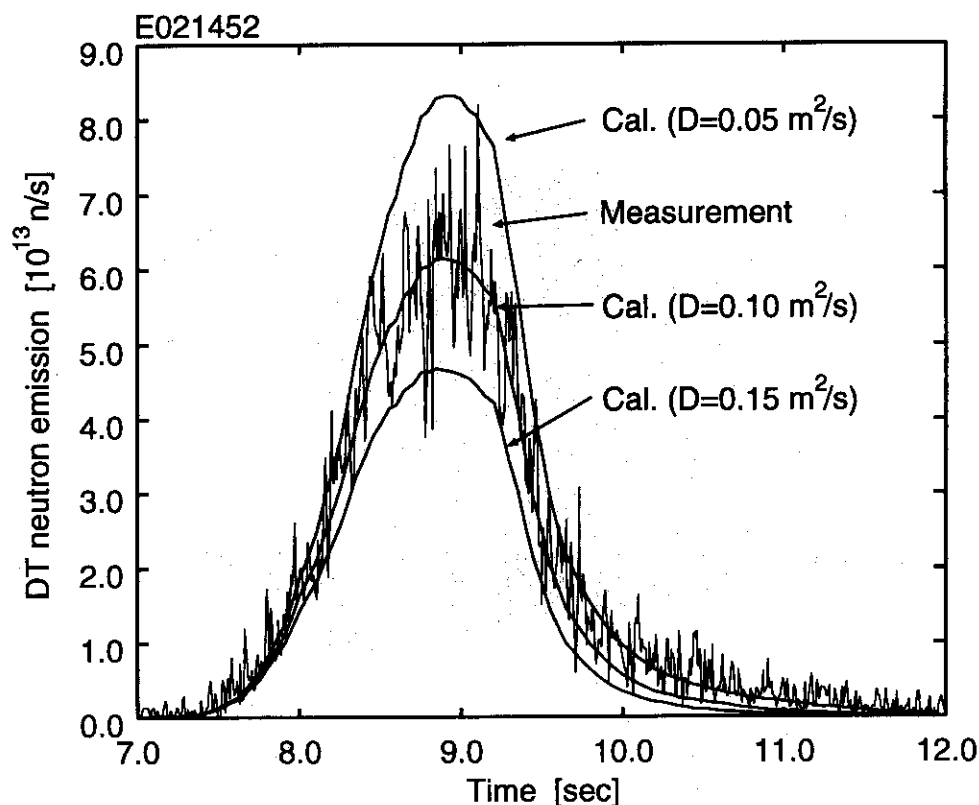


Figure 3.16. Time evolution of the measured and calculated DT neutron emission rates.

また、Figure 3.17には DT 中性子発生プロファイルの時間変化を示す。但し判りやすくするためにプラズマ中心の値にて規格化を行なった。DT 中性子発生プロファイルは 8 sec 近傍で一旦平坦化した後、徐々にピーキングしていくことが判る。これは Figure 2.32に示した Sci-Fi 検出器の ON/OFF 比の時間変化に見られた傾向と非常に類似する。これは、Figure 3.18に示したように、1 MeV トリトンの減速時間 $\tau_s (\propto T_e^{3/2}/n_e)$ 、即ち二次反応 $t(d,\alpha)n$ の断面積が最大となる 170 keV 付近 (Figure 3.15参照) まで 1 MeV トリトンが減速するのに要する時間が高 T_i H モードの場合、プラズマの中心部ほど長く、端部ほど短いことによると考えられる。

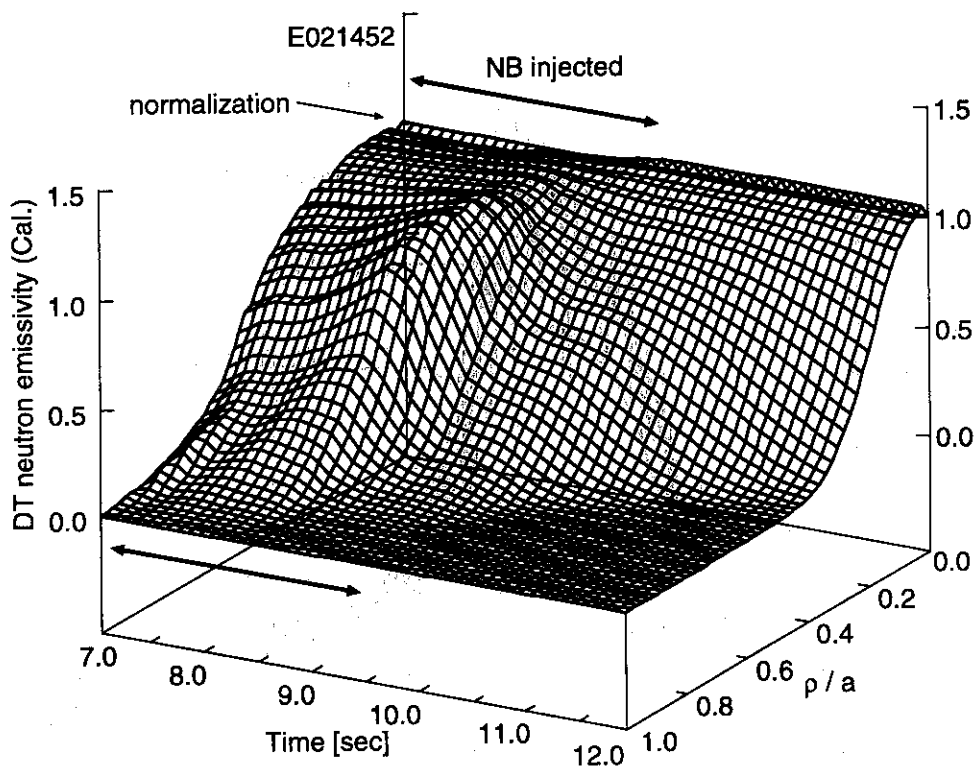


Figure 3.17. Calculated time evolution of the DT neutron emission profile which has been normalized to have unity at the plasma center.

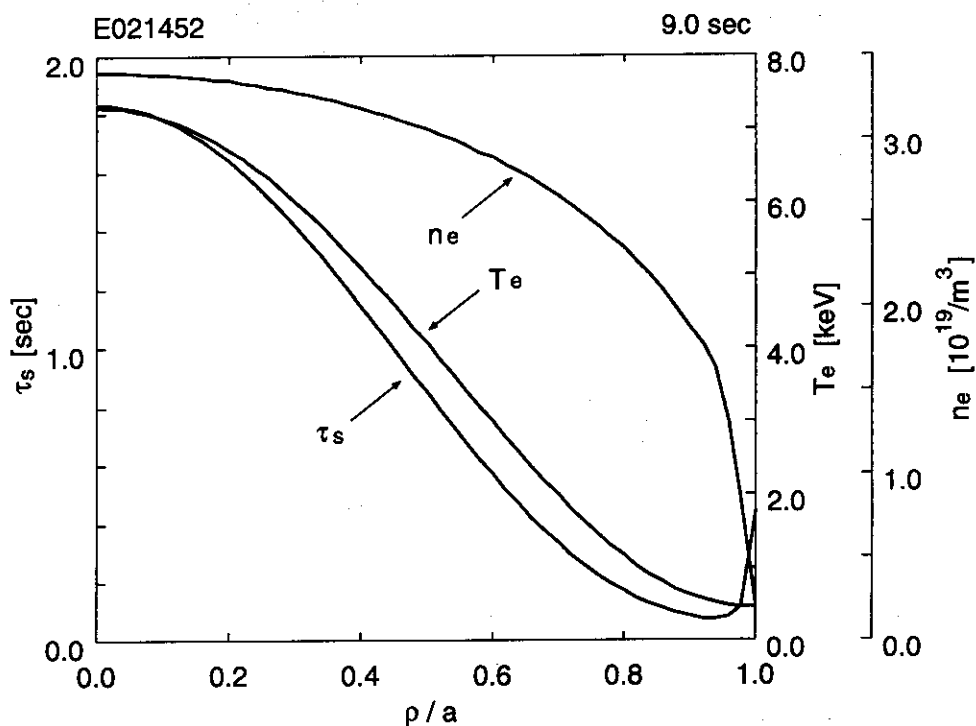


Figure 3.18. Typical radial profiles of τ_s , T_e and n_e in a high T_i H-mode plasma.

3.4 まとめ

以上、Sci-Fi 検出器により得られた DT 中性子発生率の時間変化を解析する為に作成したトリトン燃焼解析コード TBURN について紹介した。TBURN による計算結果は測定結果を非常に良く再現し、1MeV トリトンの減速が古典的であるという計算モデルの妥当性について確認することが出来た。但し計算結果の信頼性については、TBURN の入力データの基となる計測データの uncertainty の影響を強く受けるため、今後得られる実験データを基にさらなる検討を重ねていく必要がある。

4.リップル輸送実験

本章ではリップル輸送の観点からトリトン燃焼について調べる。

4.1 高速イオンの古典的輸送モデル

トカマク方式の特徴として磁場が軸対称、即ちトロイダル磁場がトーラス方向に一樣である点が挙げられる。軸対称磁場中での高速イオンの古典輸送は、主に、1. 即発損失 (prompt loss) と 2. 新古典拡散 (neo-classical diffusion) に支配される。1. は第一軌道損失 (first orbit loss) と呼ばれ、粒子軌道 (案内中心軌道) の磁気面からのずれの為に軌道が1バウンス以内に第一壁と交差し生じる損失のことである。近似的にはこのずれ Δ はポロイダルラーマ半径 ρ_θ ¹

$$\rho_\theta = \frac{B_t}{B_p} \rho_L = q \rho_L \frac{R_p}{a_p} \quad (4.1)$$

で表すことが出来る²。但し、 q は安全係数、 ρ_L はラーマ半径である。従ってラーマ半径が大きい高速イオンは即発損失の影響を受けやすい。また B_p が小さい、即ち q が大きい、即ちプラズマ電流 I_p が小さいほど損失量は増大する。Figure 4.1には、アスペクト比 $A(=R_p/a_p)$ と I_p を変化させた時に考えている半径内で発生する全ての 3.5 MeV α 粒子を閉じ込めるのに必要な条件が示されている [106]。 $\rho = 0$ に対しては、 $I_p = 5.4/\sqrt{A}$ で与えられる。なお Figure 4.1 は一樣なプラズマ電流分布 $j(\rho)$ を仮定して得られたものだが、電流が中心に集中している時はさらに閉じ込めは良くなる。2. はバルクプラズマとのクーロン散乱によるものであるが、高速イオンはほとんどピッチ角散乱の影響を受けないため、その影響は拡散係数にして $\sim 0.01 \text{ m}^2/\text{s}$ 以下と小さく余り重要でないと考えられている [107]。これら軸対称磁場中での 3.5 MeV α 粒子の挙動は後ほど説明する OFMC コードを用いて総合的に解析され、 α 粒子の発生はその強い T_i 依存性からプラズマ中心付近に集中するので Z_{eff} が小さければその減速過程で失われるパワーの割合は全体の 2~3% 程度であることが確認されている [108]。

¹荷電粒子がポロイダル磁場だけを感じた時のラーマ半径のこと。

²実際にはもう少し小さい。

ところが実際の装置では、トロイダル磁場は有限個数のコイルで作られる為に、トロイダル磁場リップル (以下リップルと称す) と呼ばれる非軸対称成分が存在する。リップルがあるトロイダル磁場強度分布は次式で与えられる。

$$B_t(R, Z, \phi) = B_{t0}(R) \{ 1 + \delta(R, Z) \cos N\phi \} \quad (4.2)$$

但し、 N はトロイダルコイルの個数、 ϕ はトロイダル角である。また δ はリップル率と呼ばれ、軸対称成分に対する非軸対称成分の大きさを表す量であり、

$$\delta(R, Z) = \frac{B_t^{\max}(R, Z) - B_t^{\min}(R, Z)}{B_t^{\max}(R, Z) + B_t^{\min}(R, Z)} \quad (4.3)$$

で与えられる。Table 4.1 に主なトカマク装置の $\delta(R_p + a_p, 0)$ の値を示す³。Figure 4.2 には JT-60U における δ 分布を示す⁴。また Figure 4.7 には ITER の δ 分布 (の例) [111] を示す。このリップルにより高速イオンの輸送が増大し、その閉じ込めに対し悪影響を与えるだけでなく、リップルによるロスはある特定の場所に集中し炉壁損傷の要因となる恐れがあることは 1.1 にて紹介した。以下リップル磁場中の高速イオンの古典的な輸送過程について簡単に説明する。

Figure 4.3(a) に示したのは捕捉粒子、いわゆるバナナ粒子の軌道である。バナナ粒子はバナナチップ、即ち、折り返し点の近くで v_{\parallel} (磁力線に平行な速度成分) が減少し、ドリフト速度が遅くなる。バナナ粒子はこのドリフト速度が遅い部分にてトロイダルドリフト (toroidal drift、 ∇B ドリフトとも呼ばれる) の影響を大きく受けつつ、そのうち v_{\parallel} が反転し、帰りのバナナを描く。上下のバナナチップで受けるトロイダルドリフト量は軸対称磁場中では完全にキャンセルされ Figure 4.3(a) のようにバナナ軌道は閉じる。しかしリップル磁場中では上下のバナナチップで粒子が感じるトロイダル磁場強度が異なるために Figure 4.3(b) に示したようにキャンセルされず、 δ が大きい場合には大きな輸送を引き起こす。これはバナナドリフト拡散 (banana drift diffusion)、または無衝突統計拡散 (collisionless stochastic diffusion) と呼ばれる。

³本表の作成に当たり文献 [109, 110] を参考にした。

⁴後述の OFMC コードのデータファイルにより作成した。

以下バナナドリフト拡散についてももう少し詳しく説明する。バナナチップ通過中にバナナ粒子が受けるトロイダルドリフトのリップルによる寄与分 ΔZ は近似的に、

$$\Delta Z \sim \Delta Z^* \sin(N\phi_b) \quad (4.4)$$

$$\Delta Z^* = (N\pi)^{1/2} \left(\frac{q}{\varepsilon \sin \theta_b} \right)^{3/2} \rho_L \delta \quad (4.5)$$

で与えられる。但し、 θ_b 、 ϕ_b 、 δ 、 ε はそれぞれバナナチップにおけるポロイダル角、トロイダル角、リップル率、逆アスペクト比(= r/R_p)である。この変位の径方向成分 Δr は、

$$\Delta r = \Delta Z \sin \theta_b = \Delta r^* \sin(N\phi_b) \quad (4.6)$$

$$\Delta r^* = \Delta Z^* \sin \theta_b \quad (4.7)$$

で与えられる。バナナチップ通過中に受ける径方向変位は $\sin(N\phi_b)$ に比例しており、 $N\phi_b$ の位相に依存することが判る。一方、上下のバナナチップ間のトロイダル角差 $\Delta\phi_b$ は、

$$\Delta\phi_b \sim 2\theta_b q$$

で与えられるので、これは逆に径方向位置に依存する。R.J.Goldstoneはバナナチップで受けるトロイダルドリフトのリップル寄与分の最大値 ΔZ^* による $\Delta\phi_b$ の変化分が $1/N$ を超えるとバナナ軌道がエルゴティック軌道に遷移し、バナナドリフト拡散を引き起こすことを見出した[112]。即ち、

$$|(\Delta\phi_b)_1 - (\Delta\phi_b)_0| \sim \frac{d\Delta\phi_b}{dr} \Delta r^* \quad (4.8)$$

$$= \left| 2\theta_b \frac{dq}{dr} + \frac{2q \cos \theta_b}{r \sin \theta_b} \right| \Delta r^* > \frac{1}{N} \quad (4.9)$$

添字 0,1 は ΔZ^* だけトロイダルドリフトする前と後を示し、具体的には、(R,Z) と (R,Z + ΔZ^*) における値を示す。さらに R.J.Goldstone はバナナ粒子を $\theta_b \sim \pi/2$ で代表させることで、エルゴティック軌道になる臨界リップル率として、

$$\delta_c \sim \left(\frac{\varepsilon}{N\pi q} \right)^{3/2} \frac{1}{\rho_L dq/dr} \quad (4.10)$$

を導出した。これは、局所リップル率 δ が、

$$\delta > \delta_c \quad (4.11)$$

を満たす領域にバナナチップが存在するバナナ軌道はエルゴティックになることを意味し、エルゴティック領域の目安を与えるものであり、著者名をとってGWB基準と呼ばれている。またこうして求めたエルゴティック領域とそうでない領域の境界をGWB境界と呼ぶ。3.5 MeV α 粒子のGWB境界の例として、INTORに対して、(4.8)式の左辺を数値的に解いたもの(実線)と(4.11)式で示される領域(点線)との比較をFigure 4.4に示す[125]。ポロイダル角の大きい領域では両者は比較的良く一致するが、トーラス外側の水平面近くでは大きく異なる。また両者とも磁気面形状とは全く異なり、同じ磁気面上の高速イオンでも全く違う輸送に支配される可能性があることが判る。また δ_c は $E_f^{-1/2}$ (E_f は高速イオンのエネルギー)に比例するので、高速イオンの減速が進むにつれ、GWB境界は外側に移動する。なおバナナドリフト拡散の拡散係数 D_{BD} は、(4.7)式で与えられる Δr^* をステップサイズ、バウンス時間 τ_b を実効的衝突時間として次式で与えられる[113]。

$$D_{BD} \sim \frac{\langle \Delta r^* \rangle}{4\tau_b} \quad (4.12)$$

$$\sim \frac{1}{16\sqrt{2}} \frac{N\pi}{\sin \theta_b} \frac{v_{\perp} \rho_L^2 q^2 \delta^2}{R\epsilon^{5/2} K(\xi)} \quad (4.13)$$

但し、 $\xi = \sin(\theta_b/2)$ 、 $K(\xi)$ は第一種楕円積分であり、 τ_b は

$$\tau_b \sim 4\sqrt{2} \frac{Rq}{v_{\perp} \epsilon^{1/2}} K(\xi) \quad (4.14)$$

で与えられる。 D_{BD} は $E_f^{3/2}$ に比例し、高速イオンに対しては $D_{BD} > 10 \text{ m}^2/\text{s}$ と非常に大きい値となる。仮に(3.29)式を用いて閉じ込め時間に換算すれば10 ms以下と非常に短い。なおエルゴティック領域はプラズマ端部に存在するので、実際の閉じ込め時間はもっと短くなる。またFigure 4.5にはEPOCコードを用いて計算した1 MeV トリトンのバナナドリフト拡散の例を示すが、バナナ軌道がバナナドリフト拡散により急激に広がり、10バウンス程度($< 200 \mu\text{s}$)でプラズマ境界に達している。以上のようにバナナドリフト拡散が非常に速い過程であるので、高速イオンの閉じ込めを考える上ではエルゴティック領域は損失領域であると考えても差し支えない。

一方、GWB境界の内側はリップルの影響が小さくなる為、クーロン衝突の効果がリップルによる軌道効果に合わさった形で現れる。もし衝突頻度が十分高く、1バウンス中に受ける衝突によるバナナチップでのトロイダル角の変化量が π/N を超えるようであれば、既に説明したのと同じメカニズムでバナナ軌道はエルゴティック

軌道に遷移する。こうして起こる拡散をリップルプラトー拡散 [114] と呼び、その拡散係数はバナナドリフト拡散の拡散係数 D_{BD} と等しい。またリップルプラトー拡散が起こる条件は、

$$\tau_{\text{eff}} < \tau_b \quad (4.15)$$

と書ける。但し、 τ_{eff} は、ピッチ角散乱によりバナナチップでのトロイダル角の変化量が π/N となる時間であり、

$$\tau_{\text{eff}} = \left(\frac{2\Delta\zeta}{\pi} \right)^2 \frac{1}{\nu_{\perp}} \quad (4.16)$$

と表せる。但し、

$$\Delta\zeta \sim \frac{r \sin \theta_b}{R_p + r} \frac{\pi}{Nq} \frac{1}{\sin 2\zeta} \quad (4.17)$$

であり、 ζ はトーラス外側水平面上での高速イオンのピッチ角である。また衝突周波数 ν_{\perp} は偏向時間 (deflection time) τ_{\perp} の逆数で与えられ、 τ_{\perp} は次式で与えられる。

$$\tau_{\perp} = \frac{2\pi\epsilon_0^2 m_f^2 v_f^3}{Z_f e^4} \left[n_e \ln \Lambda_{ie} \Phi(x) + \sum_j (Z_i^2 n_i \ln \Lambda_{ij} \Phi(y)) \right] \quad (4.18)$$

各変数の意味については 3.1 にて説明した。式 (4.15) が満たされる衝突頻度領域のことを High Collisionality Regime と呼ぶ。 τ_b は (4.14) 式で判るように、 $E_f^{-1/2}$ に比例し、 τ_{eff} は $E_f^{3/2}$ に比例する。一般にリップルプラトー拡散に支配されるのは数 10keV 以下まで減速した高速イオンのみである。従って、大部分の高速イオンはもっと衝突頻度が低く、Low Collisionality Regime と呼ばれる領域に属する。Low Collisionality Regime では高速イオンはリップル共鳴拡散 (ripple resonance diffusion) に支配される。リップル共鳴拡散は、リップルと衝突の相乗効果により輸送が起こる点はリップルプラトー拡散と同じであるが、特にトロイダル歳差 (toroidal precession) がリップル周期と共鳴するリップル共鳴バナナ粒子と呼ばれる粒子が重要な役割を演じる点が違っている。リップル共鳴拡散の拡散係数 D_{rr} としては τ_{eff} を実効的衝突時間として導かれた K.Tani [115] による

$$\begin{aligned} D_{rr} &\sim \frac{\langle \Delta r^* \rangle}{4\tau_{\text{eff}}} \\ &\sim \pi \left(\frac{N}{\sin \theta_b} \right)^3 \left(\frac{q}{\epsilon} \right)^5 \sin^2 2\zeta (\rho\delta)^2 \nu_{\perp} \end{aligned} \quad (4.19)$$

と V.Y.Goloborod'ko[116] によりクーロン衝突効果を含めたマッピング法を用いた詳細な解析により導かれた

$$D_{rr} \sim \frac{N^{9/4} q^{13/4} v R \langle \delta^{3/2} \rangle_{\theta}}{\Omega_i \epsilon^{5/2}} \nu_{\perp} \quad (4.20)$$

がある。但し、 Ω_i はサイクロトロン周波数(= $Z_f e B / m_f$)であり、 $\langle \delta^{3/2} \rangle_{\theta}$ は δ の磁気面平均を意味する。いずれも $0.1 \text{ m}^2/\text{s}$ のオーダーであり軸対称磁場中での新古典拡散係数より一桁以上大きく、 D_{BD} より三桁以上小さい。またいずれも E_f^{-1} に比例し高速イオンの減速が進むにつれて輸送は大きくなる。これはバナナドリフト拡散と逆の傾向である。

以上バナナ軌道が広がっていくために輸送が enhanced される諸々の過程について説明したが、リップルの影響によりバナナ軌道が描けなくなることにより輸送が増大するリップル捕捉(ripple trapping)と呼ばれる過程がある。Figure 4.6に示したのは磁力線に沿った磁場強度の変化である[117]。横軸の両端がトーラスの内側、中央が外側を示す。トーラスの内側辺りにリップルにより細かい磁気井戸(magnetic well)が形成されているのが判る。これはリップルウェルと呼ばれ、数学的にはリップルウェルパラメータ α^*

$$\alpha^* = \left| \frac{\partial \bar{B} / \partial l}{\partial \tilde{B} / \partial l} \right| \quad (4.21)$$

が1より小さい部分として定義される。Figure 4.7にITERにおけるリップルウェル形成領域の例を示す。捕捉された粒子はトロイダルドリフトの影響によりプラズマ外に非常に短時間で損失してしまう。これはリップル捕捉損失(ripple trapped loss)と呼ばれ、対流的過程である。またリップル捕捉が起こるメカニズムには、衝突によるピッチ角変化による衝突リップル捕捉(collisional ripple trapping)[120, 121]と、Figure 4.8[118]のようにバナナチップがリップルウェル中に存在した時トロイダルドリフト方向にウェルが深くなる場合に有限バナナ幅効果(finite banana width effect)により起こる無衝突リップル捕捉(collisionless ripple trapping)[119]の2通りがある。当然その逆の過程、即ち衝突リップル離脱(collisional ripple detrapping)や無衝突リップル離脱(collisionless ripple detrapping)も起こり得る。Figure 4.5の例ではトリトンがバナナドリフト拡散中に無衝突リップル捕捉され、損失している。なお発生してから損失までに要した時間は $120 \mu\text{s}$ であった。

また軸対称磁場中と同様に即発損失も起こる。Figure 4.9に INTOR に対して計算された損失領域(黒で示されている)の例を示す [118]。Figure 4.9(a)は軸対称磁場中を仮定したもので、バナナ損失領域(バナナロスコーン)のみが見られるのに対し、リップルを考慮した Figure 4.9(b)ではこれにリップル捕捉による直接損失領域が加わり、さらにそれぞれの境界には細かい枝が派生している。バナナ損失領域の枝はリップルによりバナナ軌道が乱されることによるもので、リップル捕捉損失領域の枝はリップル離脱した粒子のバナナ幅が大きいために、軌道が第一壁と交差することによる。これらの枝は Figure 4.9(c)、Figure 4.9(d)に示したようにバウンス数とともに増加する。以上のように即発損失過程もリップルの影響でかなり複雑化する。

以上説明してきたリップル磁場中の高速イオンの輸送過程をまとめると、

- 即発損失 < $10\mu\text{sec}$ (1バウンス以内にロス)
- 非即発損失
 - 非衝突過程 < 1msec
 - * バナナドリフト拡散(数 10~100バウンスでロス)
GWB境界の外側を支配
 - * リップル捕捉(対流)
リップルウェル中を支配
 - 衝突過程
 - * リップル共鳴拡散 (Low Collisionality Regime) ~ 1sec
GWB境界の内側を支配
 - * リップルプラトー拡散 (High Collisionality Regime)

のようになる。しかし高速イオンがどの輸送過程に支配されるかは、衝突周波数やリップル強度、リップルウェルの存在などによりドラマチックに切り替わり、かつ、切り替わりの境界が不明瞭で非常に複雑である。従ってリップル磁場中の高速イオンの挙動の評価に対しては、解析的な手法を用いて行なうのは非常に困難であるため、

多数の高速イオンの磁場中における軌道を追跡しながら衝突をモンテカルロ法で模擬する 3次元軌道追跡モンテカルロコード (Orbit-Following Monte-Carlo code、以下 OFMC と略す) [119] が主に用いられている。なお前述の EPOC コードは OFMC コードの軌道追跡ルーチン部分のみ使って軌道計算する簡易コードである。これまで説明してきたモデルの大部分は理論と OFMC 等による数値計算による検証というインタラクティブなプロセスを経て構築されてきたものである。

一方これらのモデルに対する実験的検証が行なわれ始めたのは最近のことである。1.3 で述べたように JT-60U でもリップル輸送研究に相当力を入れており、NB 入射により発生した 100keV 程度の高速デュートロンの挙動を赤外線カメラや²³⁵U フィッションチェンバーによる情報を基に調べており、OFMC コードによる計算結果との比較検討を行なっている。以下代表的な研究成果について紹介する。Figure 4.10(文献 [122] より引用) に赤外線カメラにて測定したリップル損失による第一壁上の熱負荷分布を OFMC コード計算結果と共に示す。既に説明したようにリップル損失はリップル捕捉損失とバナナドリフト損失の 2つの損失チャンネルを持ち、それぞれ別々の部位に損失される。Figure 4.10から OFMC の計算予測は実験結果をほぼ再現することが判るが、プラズマ中の径電場とプラズマ表面の電位を考慮することでその一致度はさらに増す。また²³⁵U フィッションチェンバーを用いた研究としては、Figure 4.11 に示したように 10ms 程度の短パルス NB をプラズマに入射しビーム・サーマル反応により発生する DD 中性子の decay によりリップル損失量の評価を行なうといったアプローチが取られている。Figure 4.11に示したのは JT-60U にて ITER に類似する上下非対称リップル (Figure 4.7参照) を持つプラズマを作り B_t を反転することでトロイダルドリフトの方向を反転させて DD 中性子の decay への影響を調べたものである [123, 124]。トロイダルドリフト方向が変わればリップル捕捉損失影響が変化することが理論的に予測されていたからである。結果はトロイダルドリフト方向効果は検出限界以下であった。また OFMC 計算でも損失量については両者に殆んど差は見られなかったが、その内訳、即ち、リップル捕捉損失とバナナドリフト損失の割合が大きく変化していることが判った。

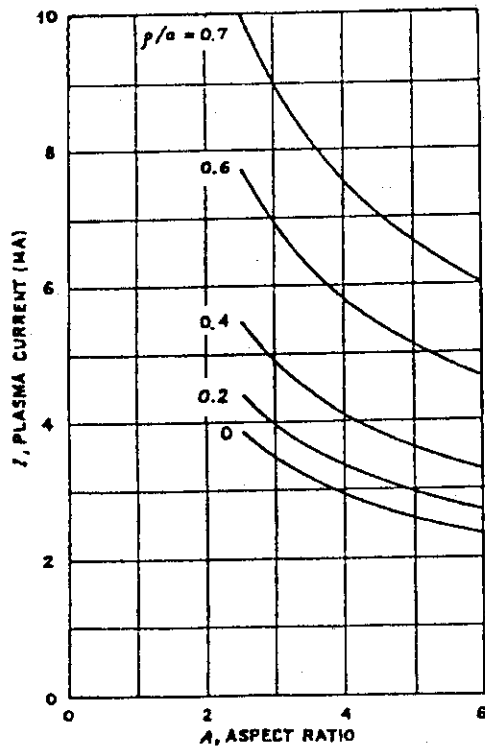


Figure 4.1. Current required to confine α -particles produced within a region of radius ρ , as a function of the aspect ratio of the torus for $j(\rho) = \text{const}$.

Table 4.1. Ripple parameters for several tokamaks.

Device	a (m)	R (m)	N	$\delta(R_p + a_p, 0)$ (%)
ASDEX	0.4	1.65	16	≤ 0.5
ATC	0.17	0.9	24	0.3
ISX-B	0.26	0.93	18(9)	0.8(19)
JET	1.1	3.1	32	1.8
JT-60	0.95	3.0	18	≤ 0.5
JT-60U	0.95	3.4	18	2.2
PDX	0.43	1.43	20	≤ 0.2
PLT	0.4	1.34	18(3)	0.3(1.9)
TFTR	0.85	2.5	20	0.5
TORE SUPRA	0.8	2.36	18	7.6
ITER	2.8	8.14	20	2.6

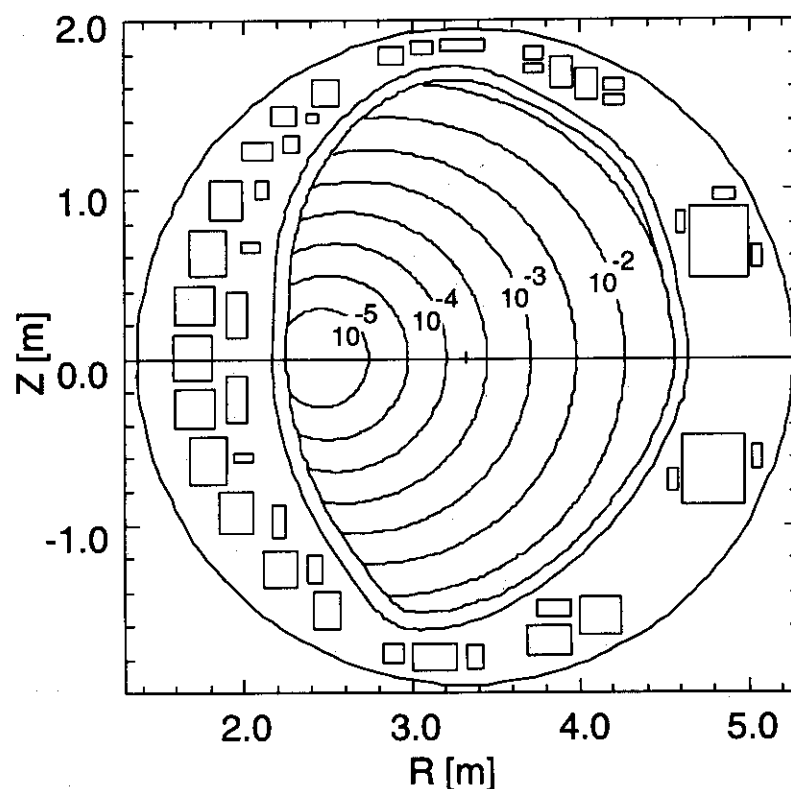


Figure 4.2. Toroidal ripple amplitude distribution of JT-60U.

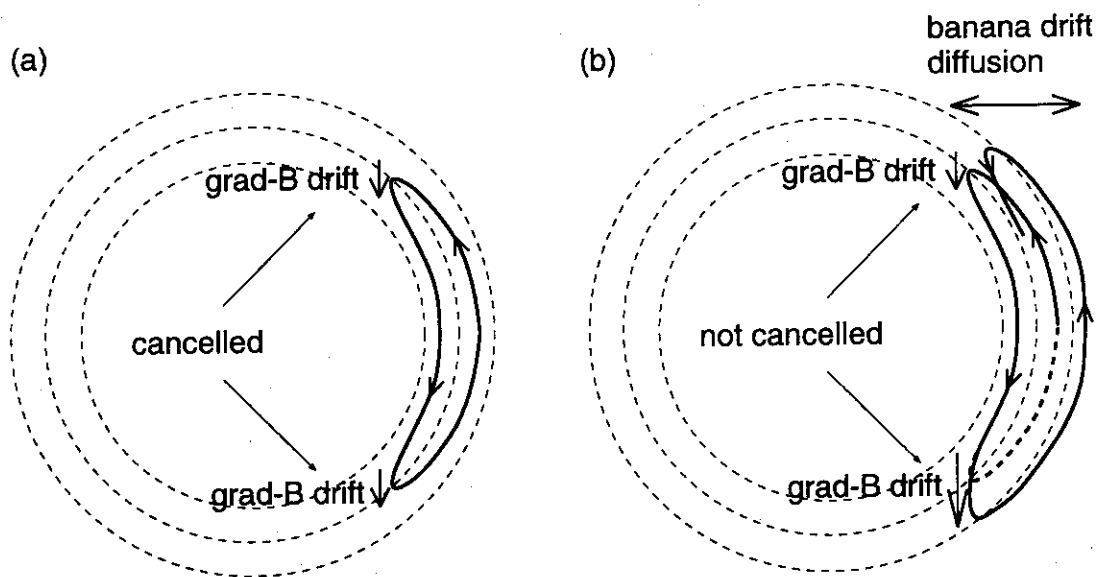


Figure 4.3. Poloidal cross sectional projection of the banana orbit (a) in the axisymmetric field and (b) in the ripple field.

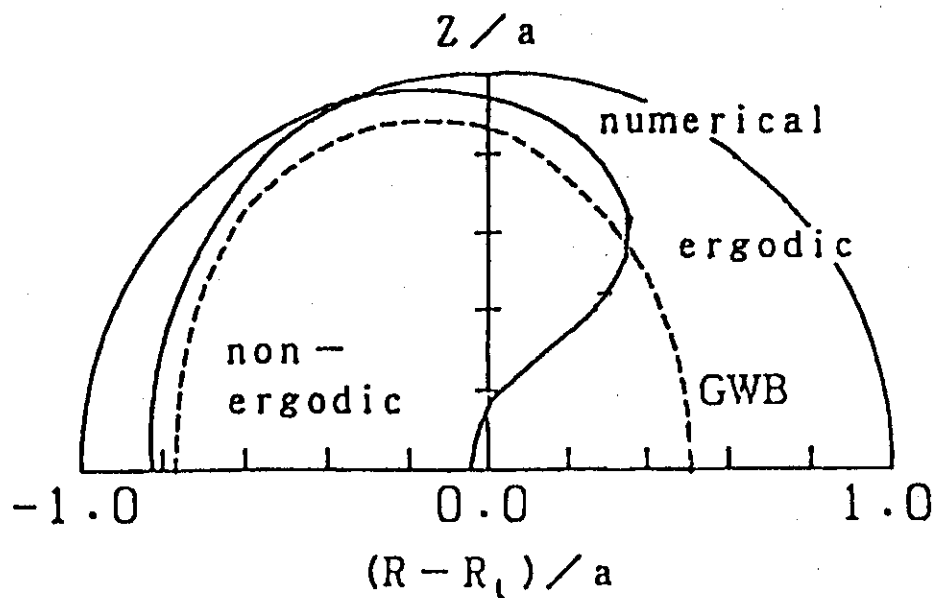


Figure 4.4. Example of the GWB boundary calculated for INTOR.

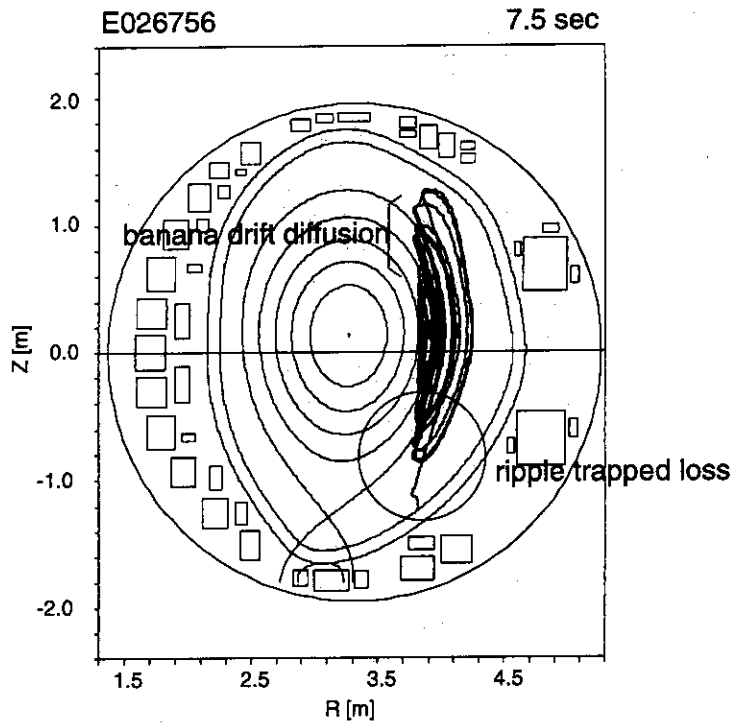


Figure 4.5. Orbit trajectory of 1 MeV triton calculated with EPOC code.

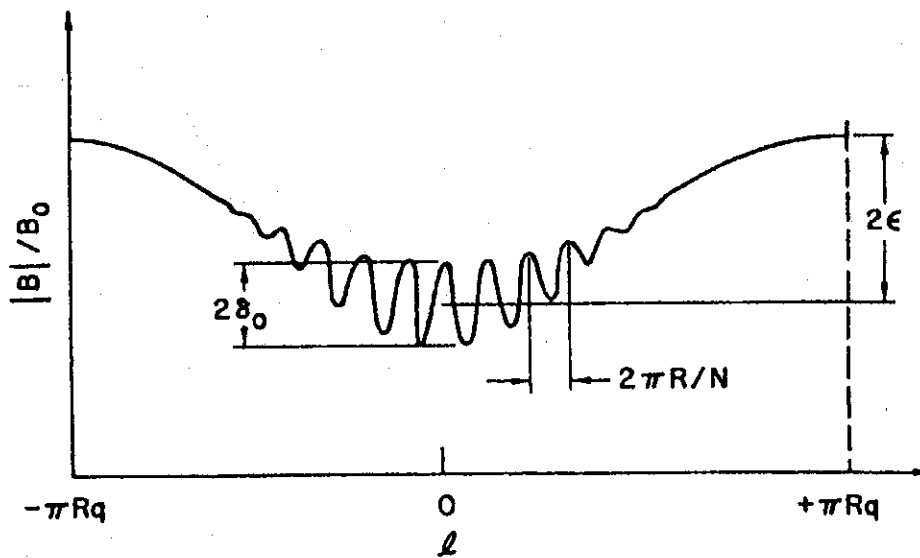


Figure 4.6. The variation in the magnetic field strength along a field line.

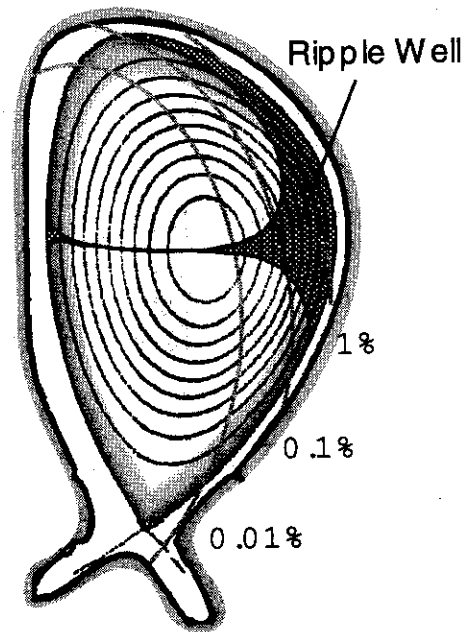


Figure 4.7. Toroidal field ripple and ripple well domain (shaded area) on ITER.

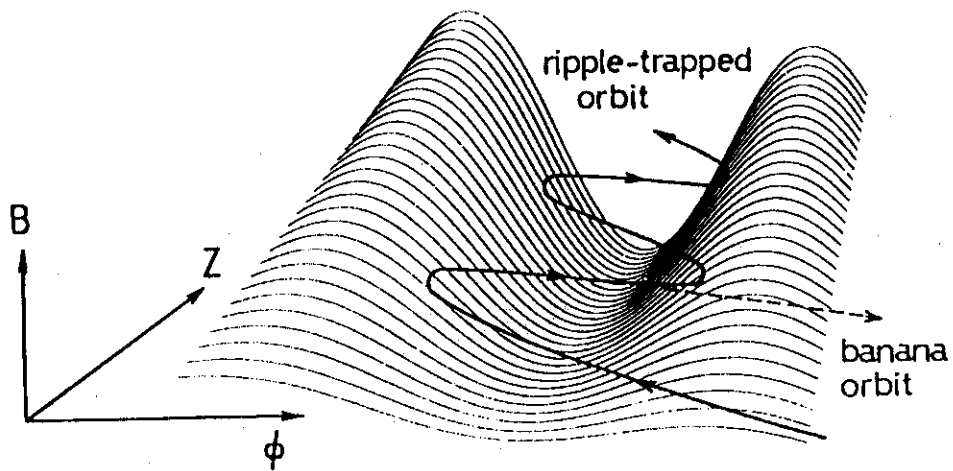


Figure 4.8. Schematic of collisionless ripple-trapping due to finite banana width effect in an inhomogeneous field ripple.

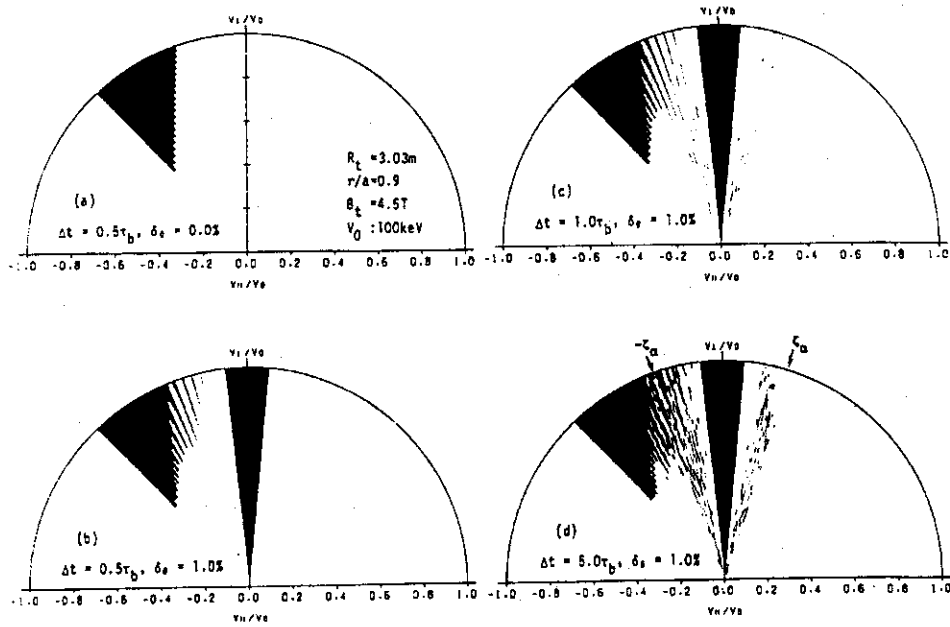


Figure 4.9. Collisionless loss region in velocity space.

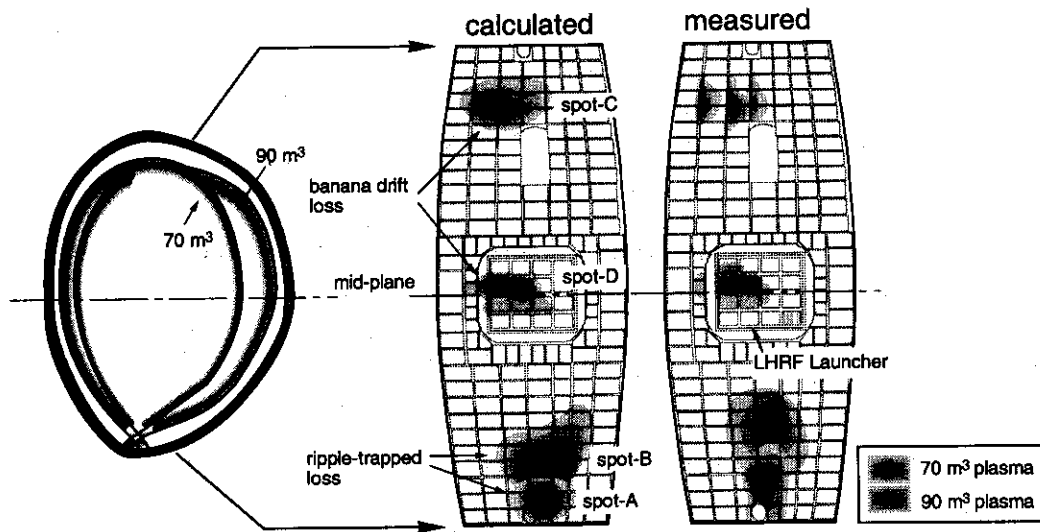


Figure 4.10. Calculated and observed hot spots due to ripple losses on the wall.

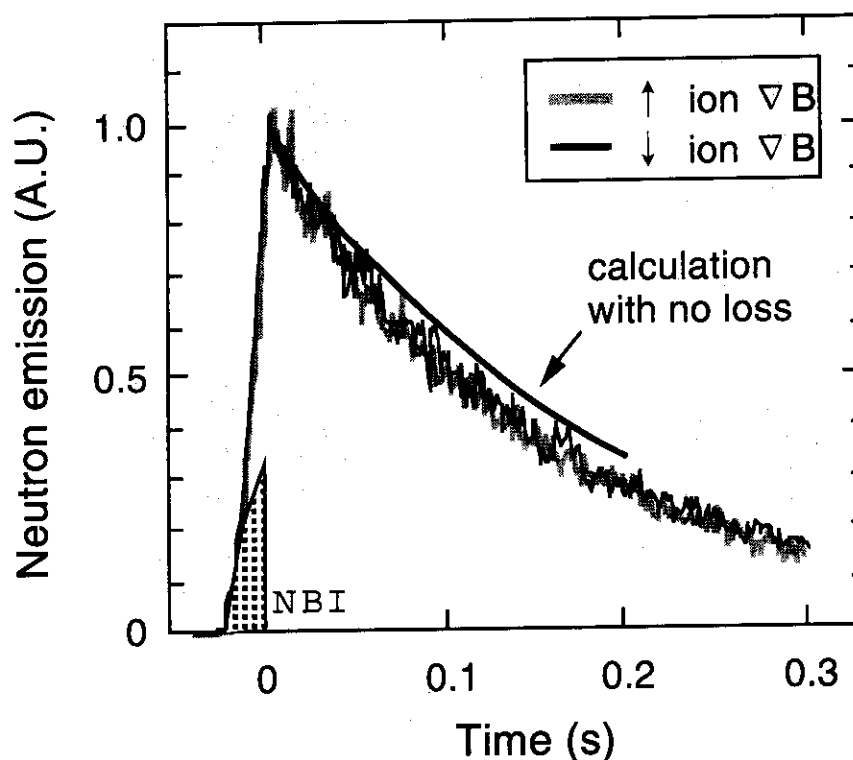


Figure 4.11. DD neutron emission following short pulse NB injection in upward and downward ion ∇B directions.

4.2 実験

前節で紹介したリップル磁場中の高速イオン輸送モデルによれば、1 MeV トリトンの挙動について以下のようにイメージすることが出来る。1 MeV トリトンは既に説明したようにプラズマの中心に集中して発生する。従ってその大部分はGWB境界の内側でリップル共鳴拡散によりゆっくり輸送されつつ減速する。減速過程でGWB境界の外側にしみ出たりリップルウェルに捕捉されたりしたトリトンは一瞬でプラズマから損失する。前節で説明したエネルギー依存性により、減速が進むにつれて輸送は徐々に大きくなり、GWB境界は外側に移動する。この状況はトリトンが数10keVまで減速してリップルプラトー拡散に支配されるようになるまで続く。

トリトン燃焼はトリトンが発生してからDT反応のピークである170keV程度に減速するまでの履歴に関する情報を提供する。従って当然トリトン燃焼はこれらリップル輸送に支配され、その影響を強く反映していると考えられる。従ってトリトン燃

焼をリップル輸送と関連付けて理解するのを目的としてリップル輸送実験と称する一連の実験を行なった。行なった実験は、1. R_p スキャン実験、2. n_e スキャン実験の2種類である。

Figure 4.2に示したように JT-60U はトーラス外側ほど指数的に増大するようなリップル率分布を持つ。従ってプラズマの水平位置 (大半径 R_p) のみを変えることで、プラズマ中のトリトンが実効的に感じるリップル率を変化させることが出来る。つまり、1. R_p スキャン実験はトリトン燃焼のリップル強度依存性を調べるのが目的である。詳しくは 4.2.1 で紹介する。一方、2. n_e スキャン実験については、密度を変化させることでトリトン燃焼の衝突周波数 (collisionality) 依存性を調べるのが目的である。前述のようにトリトンの大部分は GWB 境界の内側でリップル共鳴拡散 (輸送の大きさは衝突周波数に比例) に支配されることが予想されるからである。なお密度の制御には重水素ガスパフを使用し、その注入量を設定密度値を保つようにフィードバック制御する。詳しくは 4.2.2 で紹介する。

リップル輸送実験全体に共通する放電条件について説明する。まず B_t 、 I_p については sawtooth の発生を抑制するために $q_{\text{eff}} \geq 3.5$ を満たすように $B_t \sim 4$ T、 $I_p \sim 2.2$ MA とした。 B_t 、 I_p ともに極力大きな値を採用したのは、有限バナナ幅効果を抑えるためと GWB 境界を出来るだけ外側に生成するためである。また V_p としては JT-60U にて標準的な ~ 60 m³ を採用した。NB 入射についてはプラズマ中に十分なトリトンが発生させるため NB 入射パワー $P_{\text{NB}} \sim 25$ MW を 1.5 秒間 (放電開始後 5~6.5 秒) 入射した。また MHD モードの発生を抑える為に、メインビームの入射前にプレビームをカウンター方向から接線入射 (#7,8) しプラズマにトロイダル回転を発生させた。また解析に必要な計測データについても、3.2.2 で説明したものに MSE 計測を追加し充実させた。MSE 計測はプラズマ中の磁場分布に関する詳細な情報を提供する。

4.2.1 R_p スキャン実験

R_p のみを変えて、その他のプラズマの条件を極力一定にした 3 ショットの放電実験を行なった。ショット番号は R_p の大きい順に E026756、E026755、E026771 であり、 R_p についてはそれぞれ 3.24、3.18、3.12 m と 6 cm 刻みで設定し、放電中その値を

保つように実時間フィードバック制御した。フィードバック制御はフィードバック制御計算機 (Iib) により最短周期 $250\mu\text{sec}$ で行なわれる。プラズマ中心 (幾何中心) におけるリップル率 δ は R_p の大きい順に 0.0118、0.0087、0.0065% であり、2 倍程度異なる δ に対するトリトン燃焼の影響を調べることが出来る。

Figure 4.12 に FBI コードにより求めたこれら 3 ショットの最外殻磁気面の比較を示す。また Figure 4.13 には全中性子発生率 S_n と DT 中性子発生率 S_{DT} の時間変化を示す。NB 入射中に着目すると R_p が大きくなるにつれ S_{DT} が減少しているのが判る。一方 1 MeV トリトンの発生情報を反映する S_n にはこのような傾向が見られないことから、トリトンが感じるリップル率の増大によりトリトンの輸送が増加したことが推測される。また NB 入射終了後に着目すると S_{DT} は R_p が小さいほど速く減衰する。これは減速時間の違いによるものと考えられるが、詳しくは 4.3 にて考察する。

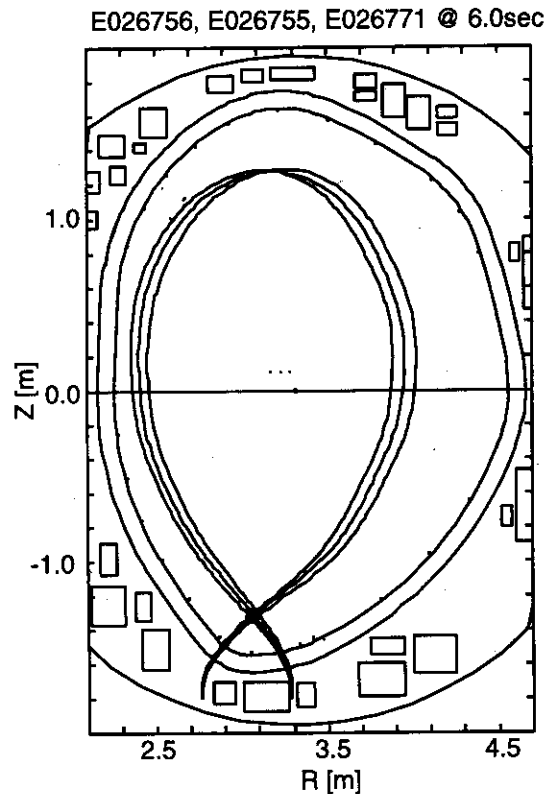


Figure 4.12. Comparison of the separatrixes obtained in the R_p -scan experiment.

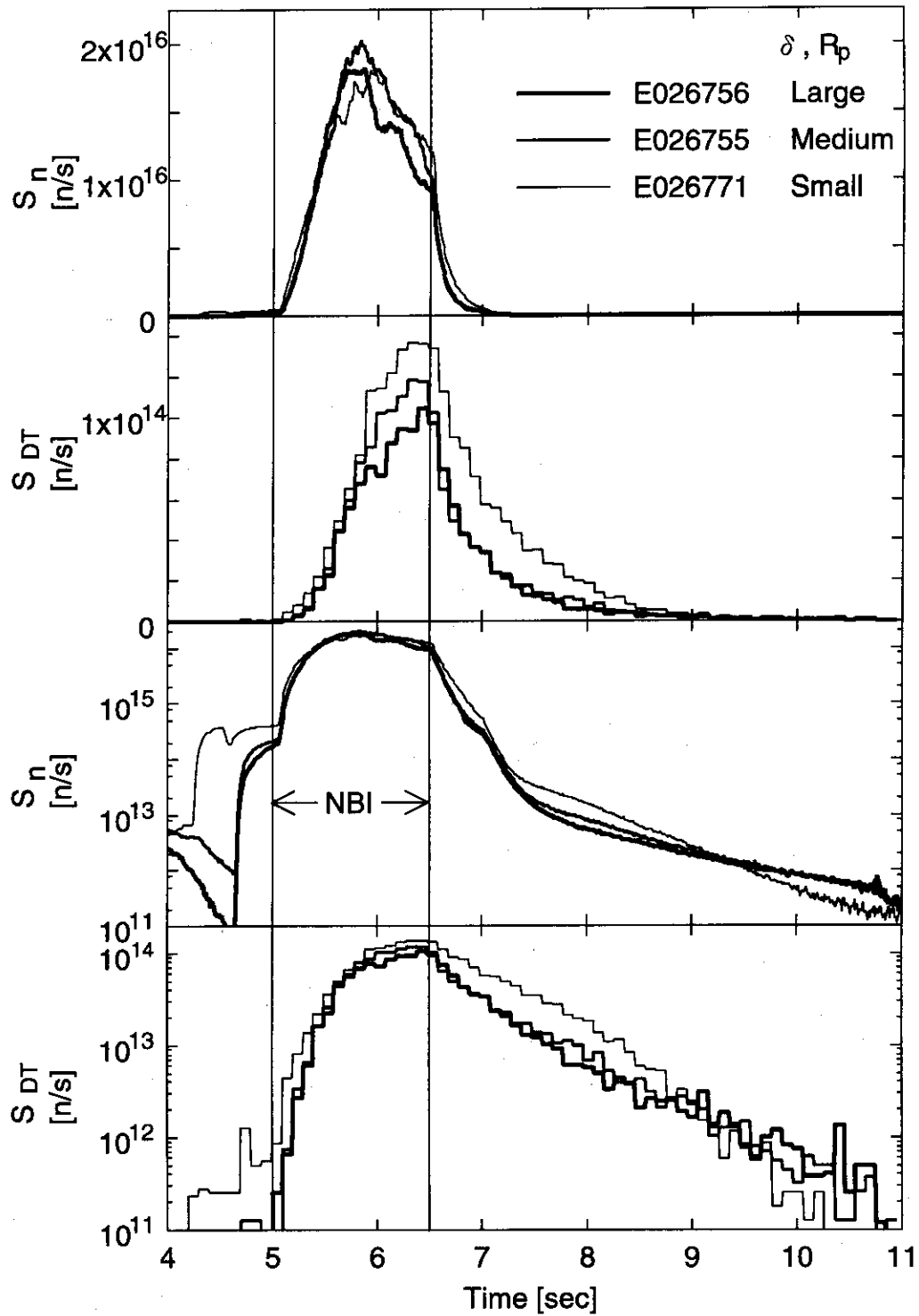


Figure 4.13. Comparison of time evolutions of the total neutron emission rate S_n and the DT neutron emission rate S_{DT} in the R_p -scan experiment.

4.2.2 n_e スキャン実験

通常の放電では、 n_e はNB加熱終了と同時に減少し始め、その後約1秒強である値に到達しその後はほぼ一定の値を保つ。本実験ではこの到達値を重水素ガスパフの注入によりスキャンする。ガスパフ注入量については実時間フィードバック制御を用いた。本フィードバック制御ではFIRによる計測コードCH2(3.2.2とFigure 3.5参照)の電子線密度 $\int_{CH_2} n_e dl$ の測定値を参照して、それに対し予め設定した目標値を実現するようにガスパフ注入量(注入速度)を制御する。以上の制御は実時間制御計算機(Ib^R)により周期10msecにて行なわれる。

本実験において基にしたプラズマは4.2.1で説明したE026756である。E026756における $\int_{CH_2} n_e dl$ の収束値は $1.05 \times 10^{19} m^{-2}$ であった。本実験では $\int_{CH_2} n_e dl$ の設定収束値を 2.0×10^{19} 、 2.9×10^{19} 、 $3.5 \times 10^{19} m^{-2}$ と変えた3ショットの放電実験を行なった。ショット番号は順にE026773、E025775、E026774である。なおフィードバック制御によるガスパフ注入はNB加熱終了と同時に開始し、2.5秒間行なった。

Figure 4.14に本実験にて得られた $\int_{CH_2} n_e dl$ と S_{DT} の時間変化を示す。 $\int_{CH_2} n_e dl$ についてはNBオフ後1秒強で設定収束値に達している。また S_{DT} はガスパフ注入により非常に特徴的な時間変化を示している。即ち S_{DT} はE026756(ガスパフなし)では単調に減衰しているのに対し、E026773、E025775では減衰の途中にプラトー部分が生じており、E026774では一旦ピークを形成した後に減衰している。これらの傾向は重水素ガスパフ注入による重水素イオン密度の急激な増加(Z_{eff} の減少)によると推測される。また最終的な減衰時間は $\int_{CH_2} n_e dl$ の増加につれて短くなる。ガスパフ入射により密度は上がる一方でプラズマは冷えた為に、トリトンの減速時間が短縮した為と推測される。詳しくは4.4にて考察する。

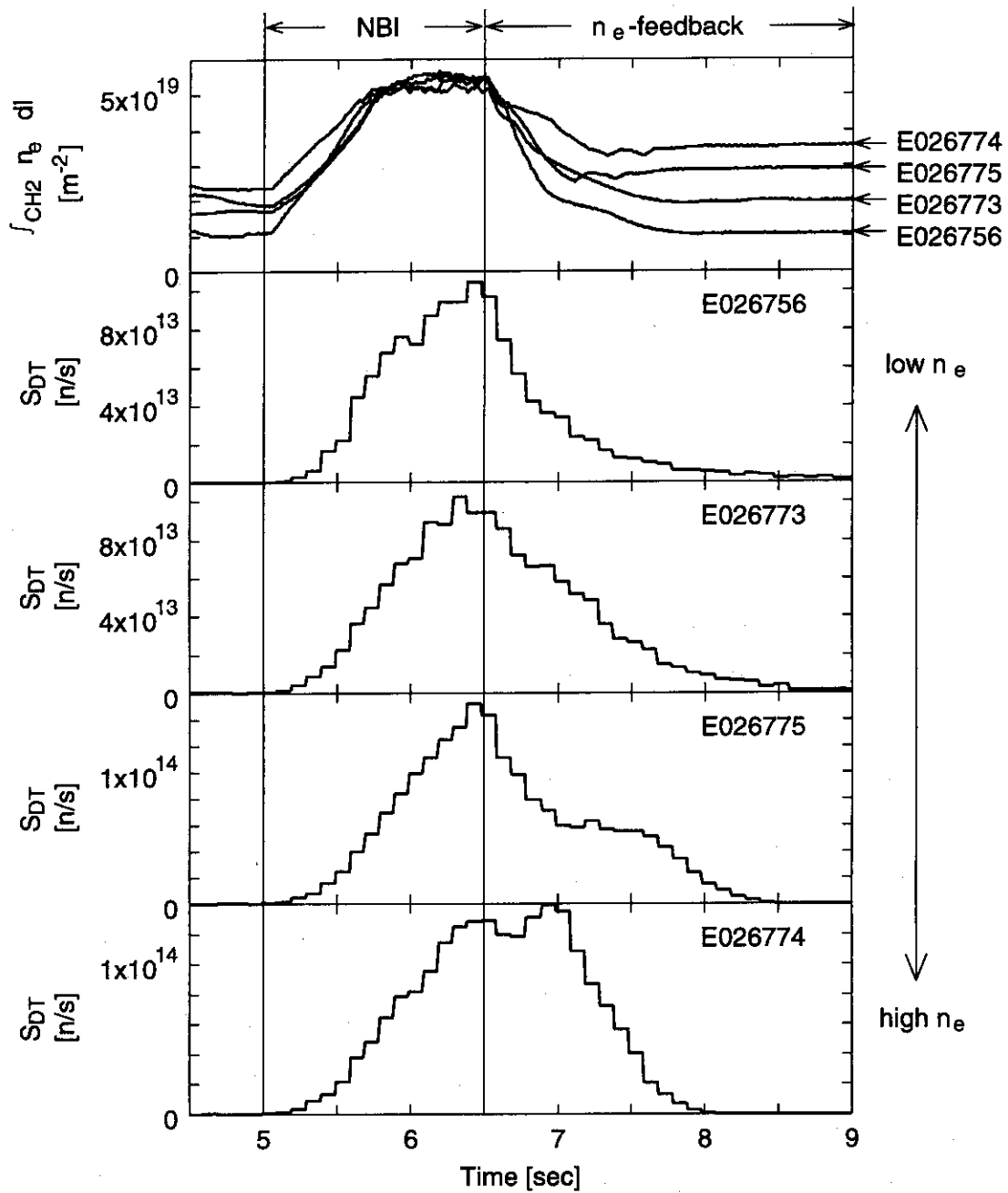


Figure 4.14. Comparison of time evolutions of the line electron density $\int_{CH_2} n_e dl$ and the DT neutron emission rate S_{DT} in the n_e -scan experiment.

4.3 R_p スキャン実験に対する解析と考察

4.3.1 TBURN による解析

TBURN コード (3章参照) により DT 中性子発生率 S_{DT} の時間変化を計算した。入力データ作成については基本的には 3.3 の計算例 (E021452) と同様であるが、 n_e プロファイルの再構成に FIR と CO2 の両方を用い、関数形としては (3.16) 式を用いた。TMS に NB 入射中少しピーキングしている傾向が見られたからである。 T_e 、 T_i についても分布が若干尖頭化したので、(3.16) 式を採用した。また Z_{eff} は E026756 と E026755 については 4.5、E026771 に対しては 4.2 を用いた。分光測定によればリップル輸送実験を通じて主な不純物は炭素であった。E026756、E026755、E026771 に対する計算結果を Figure 4.15、Figure 4.16、Figure 4.17 に示す。なおこれらの計算はトリトンの輸送 (ロス) を無視して行なったものである。

全てに共通して見られる傾向としては、NB 入射以降まず最初は測定結果の方が計算結果より速く立ち上がるが、途中 6 秒辺りで計算結果が測定結果を追い抜き、 S_{DT} のピーク辺りでは計算結果の方が測定結果を上回っている。また NB 加熱終了後は計算結果の方が若干速く減衰するが、NB 加熱終了約 1 秒以降は計算結果は測定結果を非常によく再現する。NB 加熱終了約 1 秒以降、測定結果は 4.2.1 にて説明したように R_p が小さいほど速く減衰する。従って、この部分にて TBURN が実験を良く再現したことは減速時間の違いによりこの傾向を説明できることを意味する。実際、7.5 秒でのプラズマ中心における減速時間は E026756、E026755、E026771 の順に、1.05、0.85、0.75 秒であり、 R_p が小さいほど短くなっている。なお計算では 3.2.2 で説明したように放電中 Z_{eff} は一定としたが、BREMS 信号によれば NB 入射直後に Z_{eff} は若干減少した後増加を始め、6 秒辺りで飽和し、NB 加熱終了後若干減少したあと一定値を保つような変化をしているようである。以上の変化を定量的に把握するのは困難ではあるが、これらの Z_{eff} の時間変化を考慮に入れれば、計算はさらに測定結果に近づく。なお計算に用いた Z_{eff} は S_{DT} が最大となる 6~6.5 秒における値である。

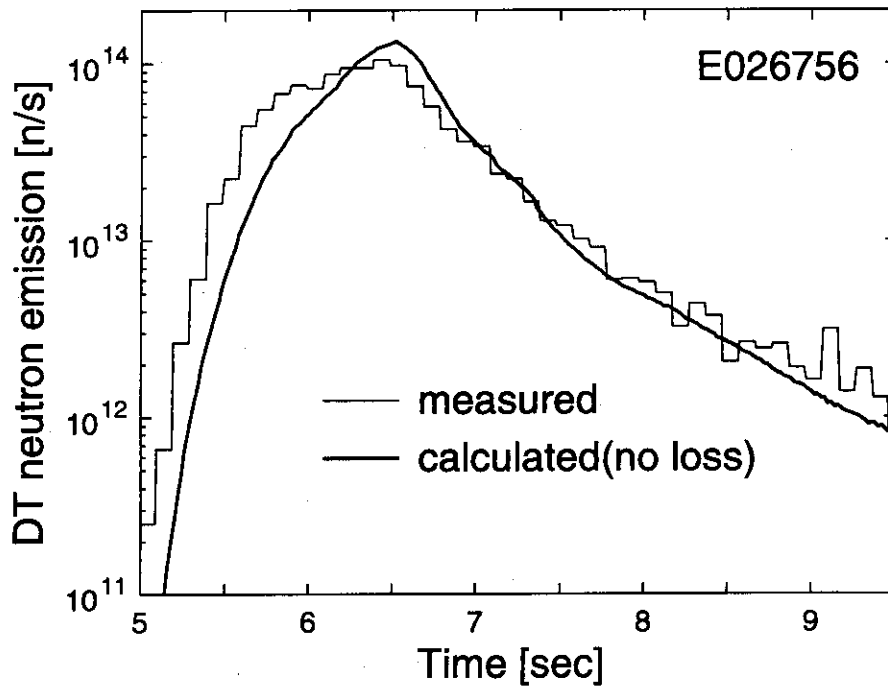


Figure 4.15. Time evolutions of the measured and calculated DT neutron emission rate for E026756.

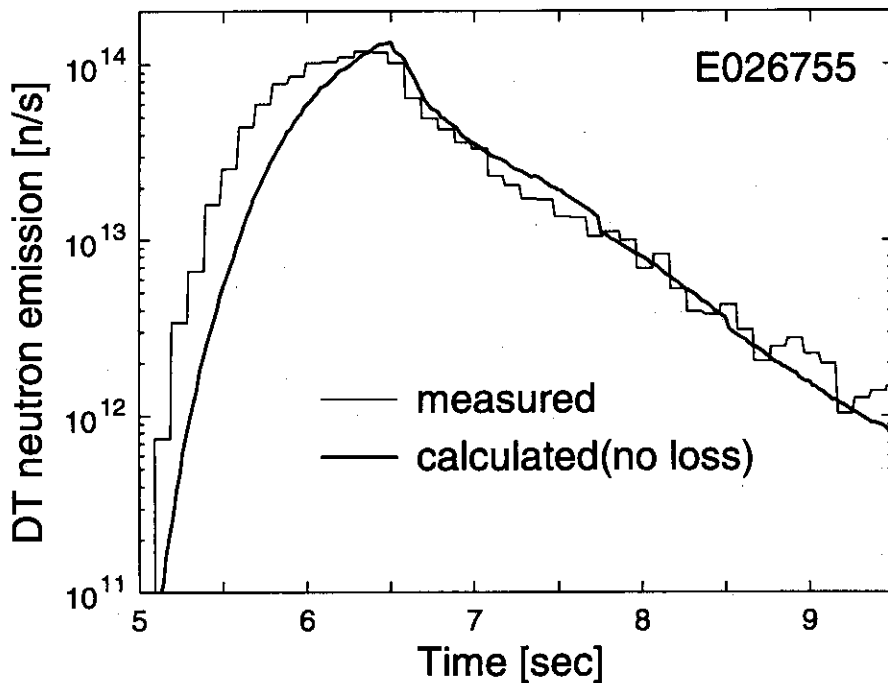


Figure 4.16. Time evolutions of the measured and calculated DT neutron emission rate for E026755.

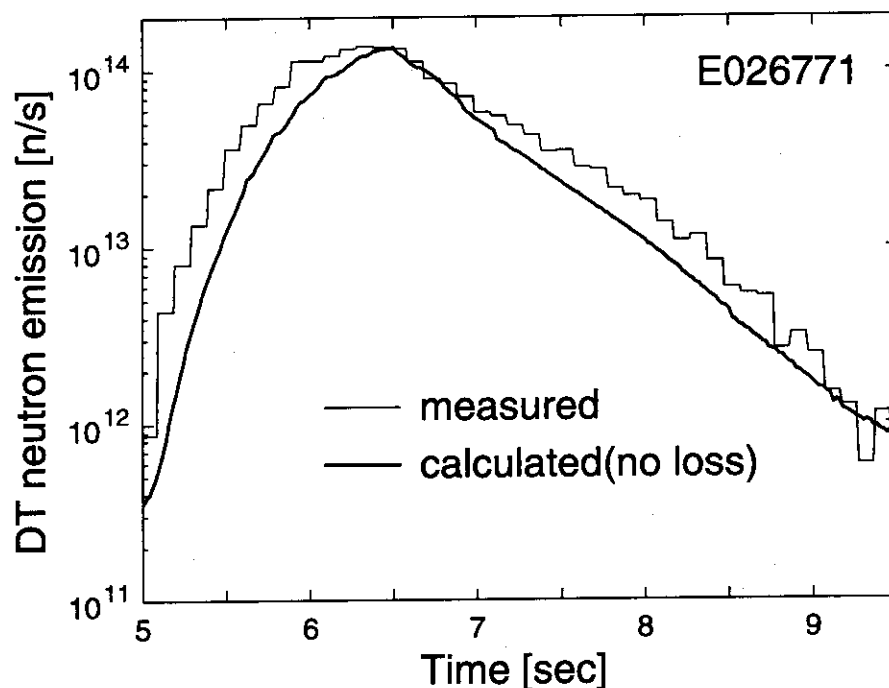


Figure 4.17. Time evolutions of the measured and calculated DT neutron emission rate for E026771.

4.3.2 OFMC による解析

次に本実験結果を 4.1 にて紹介した OFMC コードを用いて解析する。ここで用いる OFMC コードは定常バージョン、即ち、時間的に一定のバルクプラズマ中の高速イオンの軌道を計算するものである⁵。また基本的に本バージョンは NB 入射による高速イオンの挙動を計算するようになっているので、高速イオンの発生分布についても、1. NB の deposit 計算、2. ポイントソース (速度空間では一様)、3. 指定した磁気面上で一様に発生 (空間的にはポロイダル角方向に一様、速度空間でも一様) の 3 通りの方法にて指定するようになっており、TBURN のように直接 1 MeV トリトンの発生分布を指定することはできない。従って TBURN のようにトリトン燃焼をフルに模擬するのでなく、モデルをかなり単純化して取り扱う必要がある。

Figure 4.18 に TBURN にて計算した NB を切った瞬間 (6.5sec) における各シェルからの DT 中性子発生率、即ち、各シェルの DT 中性子発生率密度にそのシェルの

⁵プラズマパラメータの時間変化を取り扱うことが出来る非定常バージョンの開発が進行中である。

体積を乗じたものを示す。この図は各シェルの DT 中性子発生への寄与の割合を示し、トリトン燃焼は限られた範囲の磁気面 ($\rho \sim 0.1-0.4$) からの情報を重点的に反映することが判る。従って OFMC 計算における 1 MeV トリトンの発生分布は DT 中性子発生に最も寄与する磁気面 (これを ψ_{DT} とする) に計 2000 個のトリトンを一様に発生させる形 (前述の 3) で与えることにした。 ψ_{DT} は E026756、E026755、E026771 の順に、 $\rho \sim 0.2$ 、0.175、0.15 である。なお Figure 4.18 には ψ_{DT} よりも外側に 2 箇所の盛り上がり部分が見られる。E026756 を例に説明すると、中程の盛り上がり部分 ($\rho = 0.35-0.55$) は NB によるビーム成分 (Figure 3.11 参照) が関与して発生したトリトン (Figure 3.12 参照) により生じたものであり、外側のそれは 3.3 で説明したようにトリトンの減速時間がこの部分で短いために生じたものである。またバルクのプラズマパラメータも NB を切った瞬間 (6.5sec) のものを用いた。

OFMC は、高速イオンの情報 (分布関数) や、ロス (粒子数やエネルギー)、バルクプラズマの加熱、熱負荷分布など非常に多岐に渡る詳細な出力を行なう。ここでは OFMC 出力中のトリトンの分布関数 (速度と空間) の時間変化を基に DT 中性子発生率 S_{DT} の時間変化を計算した。E026756、E026755、E026771 に対する計算結果を Figure 4.19、Figure 4.20、Figure 4.21 に示す。図の細線はリップル磁場を考慮した場合、太線は無視した場合である。いずれの計算結果もリップルを考慮することで S_{DT} が小さくなることを示しており、その割合は R_p が大きいほど増大する。

また Figure 4.22、Figure 4.23、Figure 4.24 にはトリトンの粒子数の損失割合の時間変化を示す。リップルを無視した場合には殆んどロスは見られない ($< 1\%$) のに対し、リップルを考慮することでロスは緩やかに増加し、1 秒ほどで $\sim 10\%$ まで増大している。また損失量は R_p が大きいほど増加するのが判る。またいずれの計算結果も即発損失は全く見られない。本実験は 2.2 MA で行なったが、Figure 4.1 によれば中心で発生した 3.5 MeV α 粒子が全く即発損失しない為には、JT-60U の場合 3 MA 程度以上は必要である。OFMC では案内中心位置と第一壁表面との最短距離がラーマ半径よりも小さくなった時に粒子が壁に当たったとみなし、損失と判定する。一方、Figure 4.1 は案内中心が最外殻磁気面の外に出た時に粒子が損失するとして導出されたものである。即発損失に関するこの食い違いは両者の損失に対する定義の違いによるものと考えている。

なお OFMC は全損失量だけでなく、損失の詳細な内訳を出力する。Figure 4.22、Figure 4.23、Figure 4.24中には、リップル捕捉損失、並びに軌道損失(全損失量からリップル捕捉損失分を差し引いた残り)による損失割合の時間変化も示してある。前半と後半でリップル捕捉損失と軌道損失が占める割合が反転する傾向が全てのケースに見られる。高速イオンがリップル捕捉損失されずに軌道損失するには粒子軌道がリップルウェル領域を越えて第一壁と交差するのに十分なほど、軌道の磁気面からのずれ、即ちポロイダルラマ半径((4.1)式参照)が十分大きくなければならない。減速が進むにつれて軌道損失分が減少するのはこの為である。また R_p が大きいほど全損失中軌道損失の占める割合は増大する。これはプラズマとトーラス外側の第一壁表面までの距離が短くなるためである。リップルを無視した場合のロスが R_p が大きいほど増加しているのもこれと同じ理由によるものと考えられる。

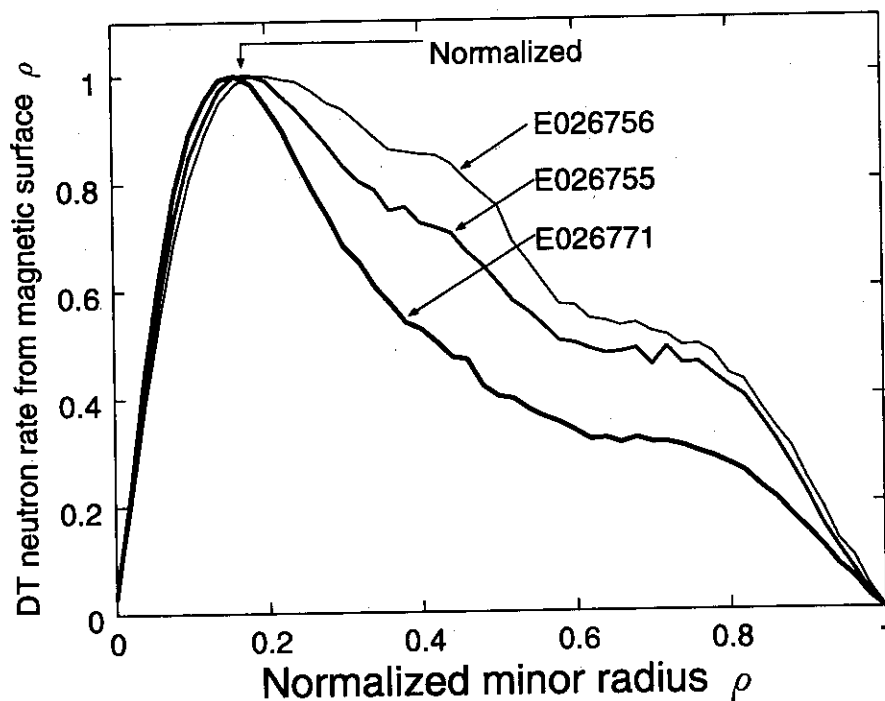


Figure 4.18. DT neutron rates from each shell calculated with TBURN showing contribution to the DT neutron production of each magnetic surface.

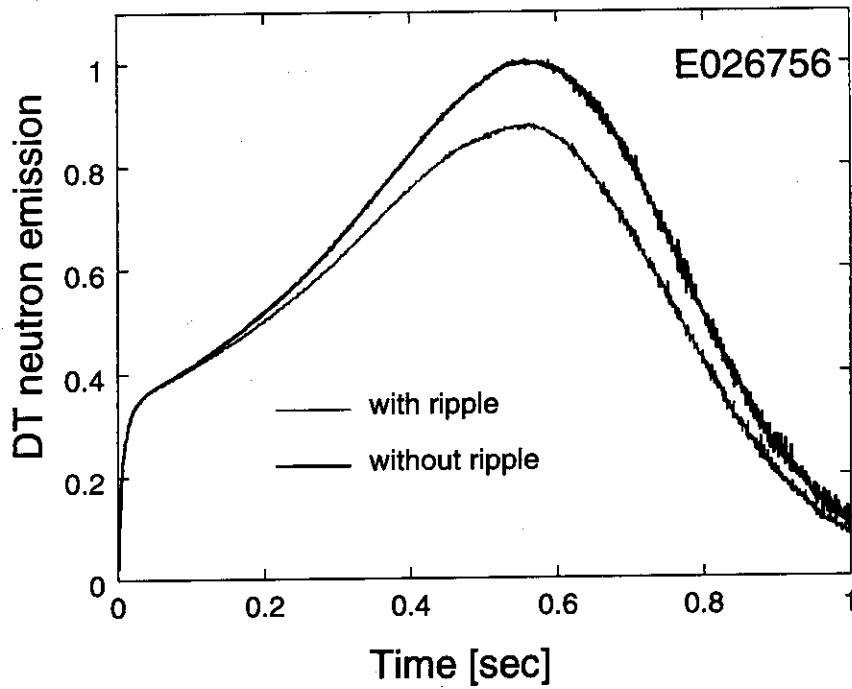


Figure 4.19. Time evolutions of the DT neutron emission rate with/without the ripple field for E026756 calculated with OFMC.

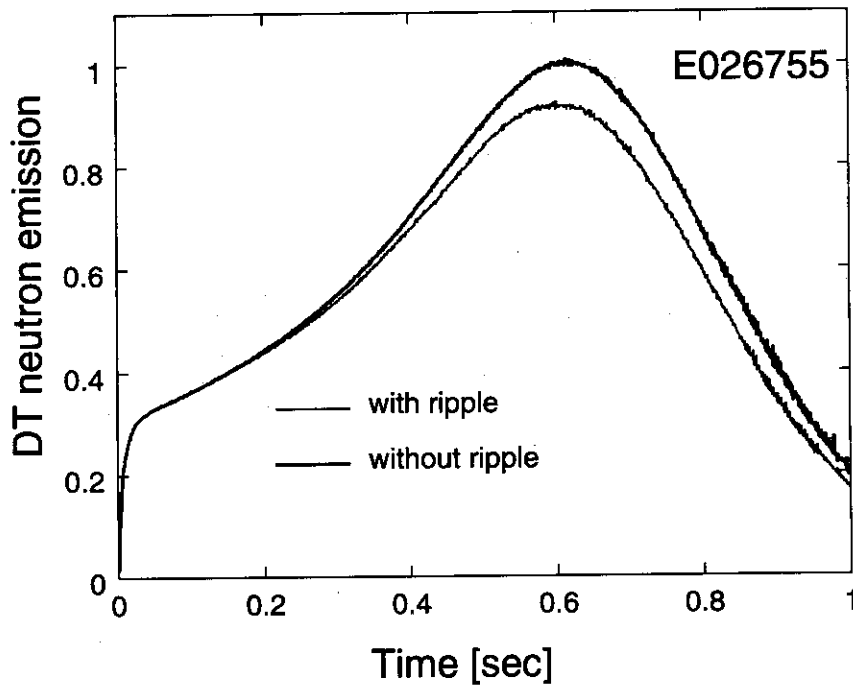


Figure 4.20. Time evolutions of the DT neutron emission rate with/without the ripple field for E026755 calculated with OFMC.

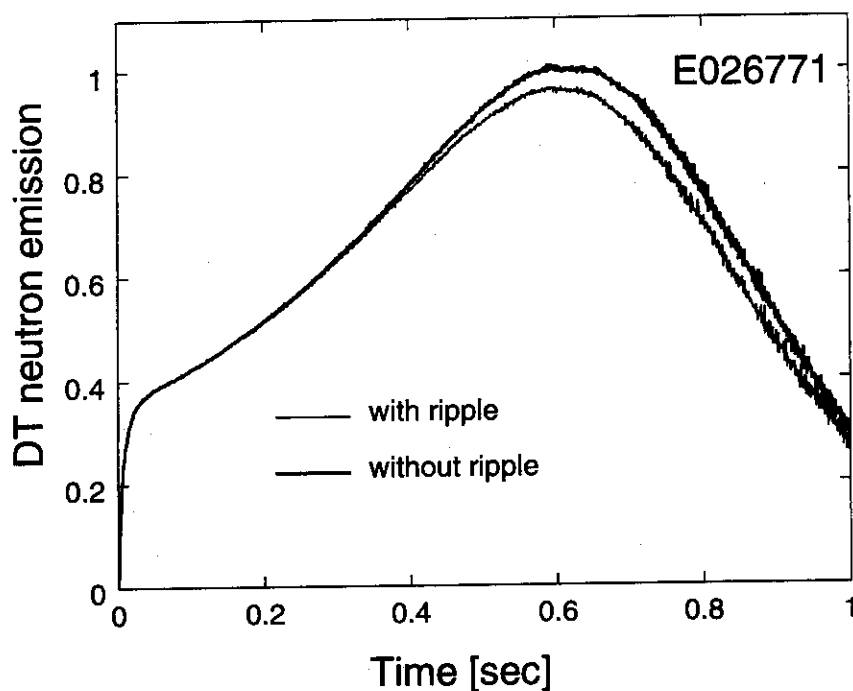


Figure 4.21. Time evolutions of the DT neutron emission rate with/without the ripple field for E026771 calculated with OFMC.

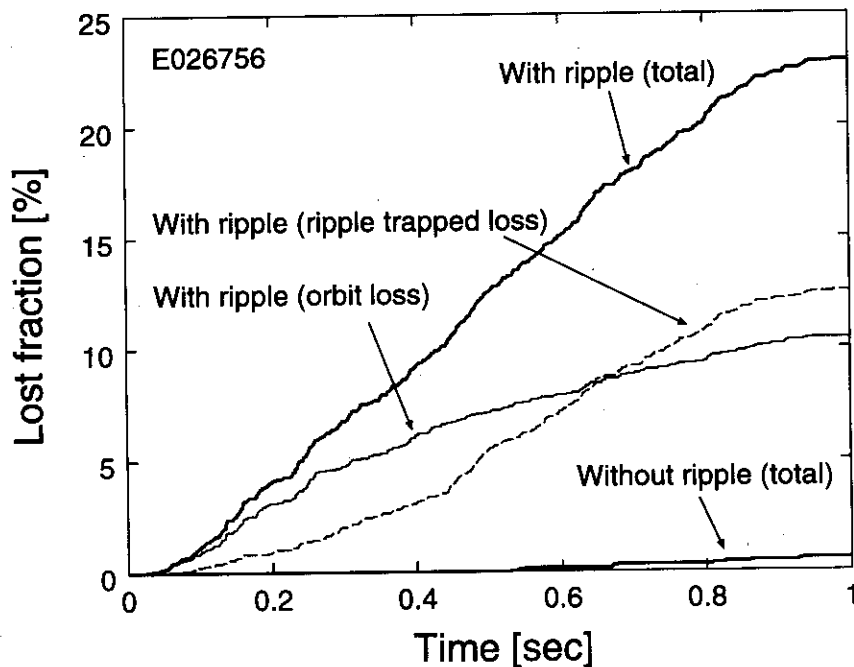


Figure 4.22. Time evolutions of the loss fractions with/without the ripple field for E026756 calculated with OFMC.

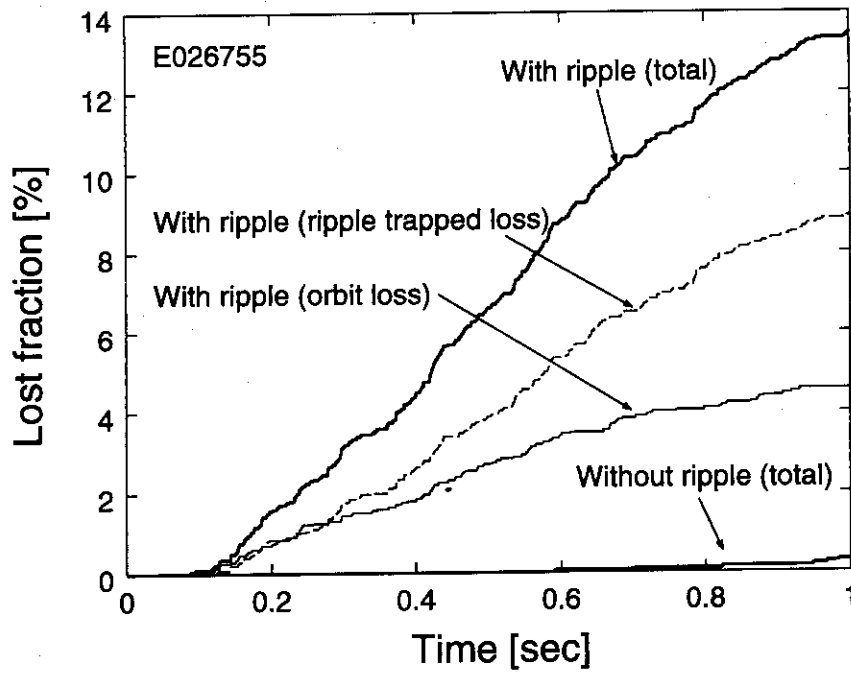


Figure 4.23. Time evolutions of the loss fractions with/without the ripple field for E026755 calculated with OFMC.

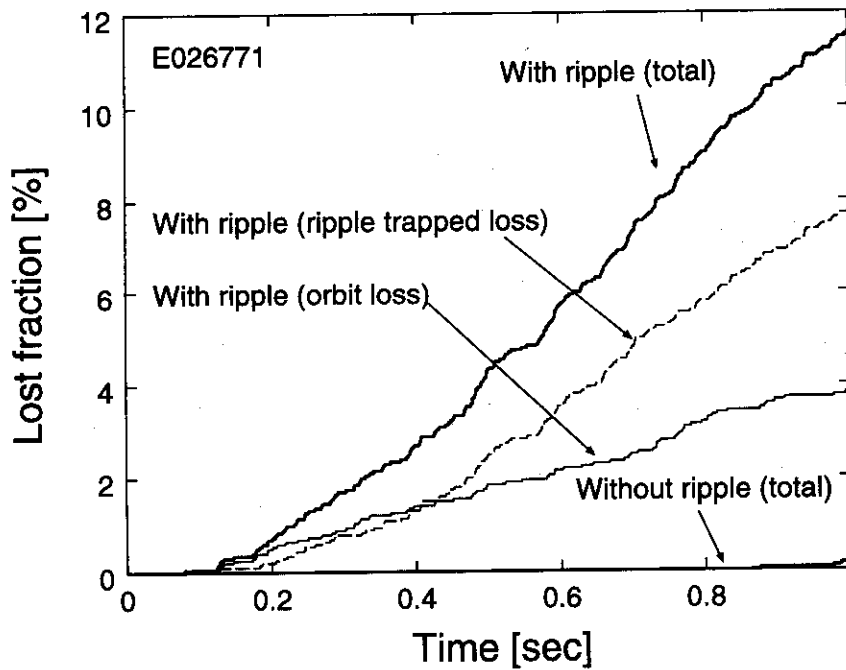


Figure 4.24. Time evolutions of the loss fractions with/without the ripple field for E026771 calculated with OFMC.

4.3.3 考察

NB を切った瞬間 (6.5sec) における DT 中性子発生率 S_{DT} について、TBURN による計算結果 (ロスなしを仮定、4.3.1 参照) に対する測定値の比 R_{exp} を Figure 4.26 に白丸で示す。但しここで R_{exp} に対して示した誤差は Z_{eff} が ± 0.2 の誤差を持つと仮定して求めたものであり、計算結果の持つ uncertainty とは異なる。なお、横軸は 4.3.2 で導入した磁気面 ψ_{DT} 上でのリップル率の平均値 (δ) である。また OFMC により計算した S_{DT} (4.3.2 参照) の最大値についてリップルを考慮した計算と無視した計算との比 R_{cal} を同じく Figure 4.26 中に黒丸で示す。 R_{exp} と R_{cal} は誤差の範囲内で一致している。但し、 R_{exp} 、 R_{cal} ともに非常に単純化したモデルにて求めたものなので、OFMC が現実のトリトンの挙動を完璧に再現したとしても両者必ずしも同じ値を示すべきものとは限らない。しかし、リップルなしの OFMC 計算ではトリトンのロスが 1% 未満であったことを考えれば、両者がよい一致度を見せていること、特に両者が類似した $\langle \delta \rangle$ 依存性を示すことは、OFMC による計算結果が実験結果と矛盾しないことを示していると考えている。

また Figure 4.25 に E026756 に対して計算した 1 MeV と 200keV のトリトンに対する GWB 境界 (点線) とリップルウェル領域 (黒塗り) を示す。GWB 境界は (4.8) 式の左辺を数値的に解くことで求めたものであり、リップルウェルは EPOC コードを用いて計算したものである。GWB 境界が磁気面形状に対し若干下にシフトしているのは、計算を単純化するために Shafranov シフトを無視してプラズマを幾何中心を軸とした楕円で取り扱ったためである。4.1 にて説明したように GWB 境界の外側は非常に閉じ込めの悪い領域であり、実質上損失領域と考えても差し支えないが、Figure 4.25 と Figure 4.18 の比較により、GWB 境界の外側で発生直後に損失するトリトンもかなりの割合存在することが判る。一方 ψ_{DT} は GWB 境界の内側にあるため、こうした損失分は R_{cal} には考慮されていない。にも拘らず R_{exp} と R_{cal} の絶対値がよい一致度を見せているということは、1 MeV トリトンの発生分布を詳細に与えて OFMC 計算を行なった場合に得られる R_{cal} は R_{exp} よりもずっと小さくなる可能性がある。但しこのことから OFMC は現実よりロスを過大評価すると結論することは出来ない。何故なら Figure 4.26 で判るように R_{exp} は Z_{eff} に極端に敏感であるからであ

る。従ってこの場合は採用した Z_{eff} が若干大き過ぎることを疑う方が妥当であろう。

なお一般に (4.8) 式にて求めた GWB 境界は水平面上トーラス外側の部分が内側にくぼんだ形状になる。従って ψ_{DT} の一部は GWB 境界の外にはみ出しているはずであるが、実際には 4.3.2 で説明したように速い損失成分 ($< 1\text{msec}$) は全く見られない。理由としては、このくぼんだ領域にバナナチップを持つ粒子がバナナドリフト拡散で広がった場合にバナナチップが GWB 境界の内側に入ってしまうのでバナナドリフト拡散が抑制されてしまうためと考えている。実際このくぼんだ領域も GWB 境界の内側として定義する場合もある [125]。

最後に Figure 4.26 の R_{exp} 、 R_{cal} を TBURN を用いた以下に示す簡易的な方法で拡散係数に変換して、理論との比較、考察を行なう。 R_{exp} については 6.5 秒における S_{DT} に対し、3.3 にて説明したのと同様に、TBURN にて計算結果が測定値を再現するようにロスの時定数を調節し、求めた時定数を (3.29) 式により拡散係数に変換した。また R_{cal} については、まず、測定値に対して R_{cal} と等しい R_{exp} を満たす S_{DT} を Z_{eff} を調節することで作成する。あとは R_{exp} の場合と同じである。こうして求めた拡散係数 D_{exp} 、 D_{cal} を Figure 4.27 にそれぞれ白丸、黒丸で示す。また (4.20) 式で表される V.Y.Goloborod'ko によるリップル共鳴拡散の拡散係数 D_{rr} を 1 MeV と 200keV のトリトンに対して計算したものを同じく Figure 4.27 中に灰色の丸で示す。

ψ_{DT} は GWB 境界の内側にあるので、トリトンの輸送が 4.1 で紹介したリップル輸送理論に従うものとするれば、閉じ込め時定数はリップル共鳴拡散に支配されるはずである。従って、OFMC の計算結果についてもリップル輸送理論により説明できるものとするれば、 D_{cal} と D_{rr} とはかなり近い値を取るはずである。Figure 4.27 によれば D_{cal} 、 D_{rr} 共に非常に類似した $\langle \delta \rangle$ 依存性 ($\propto \langle \delta \rangle^{3/2}$) を持つことが判る。しかし、その絶対値については、 D_{cal} は D_{rr} よりも一桁近く小さい。

D_{cal} の主な uncertainty としては以下の 3 つの要因が考えられる。リップルを無視した計算によるトリトンのロスはほんの僅かであった為、これを輸送なしの場合とみなし R_{cal} 評価の基準に用いたが、実際にはプラズマ内部のトリトン空間分布が軸対称磁場中の新古典拡散により若干平坦化しているはずである。従って、1 つめの要因は、この平坦化により R_{cal} が若干大きめ、即ち D_{cal} が若干小さめに評価されている可能性があることである。2 つめは、既に述べたように GWB 境界の外側は実質損失領

域であり、(3.29)式にて得られる拡散係数は損失領域を含めたプラズマ全体のグローバルな値なので過大評価になっている可能性がある点である。これは(3.29)式にて a_p の代わりにGWB境界の内側の領域の特徴的な長さを用いることである程度補正することが出来る。3つめは(3.29)式自体の信頼性である。しかしながらこれらの要因を考慮したとしても D_{cal} の変動は大きくて数倍程度であろう。また逆に D_{rr} についてもfactor程度のuncertaintyを有するが、それでも D_{cal} と D_{rr} の食い違いは説明できない。

実はこれまでもOFMCにより評価した拡散係数とV.Y.Goloborod'koの式の間到低エネルギー領域で大きな隔たりが見られるという報告(E.Bittoniらによる[126])がある。OFMCと理論の食い違いに関するこれ以上の考察は、本研究の範疇を超えるので行なわないが、これは3.5 MeV α 粒子の閉じ込め評価に直結する問題なので、OFMCによる数値解と理論との比較検討を通じて早急に解明すべき重要課題である。

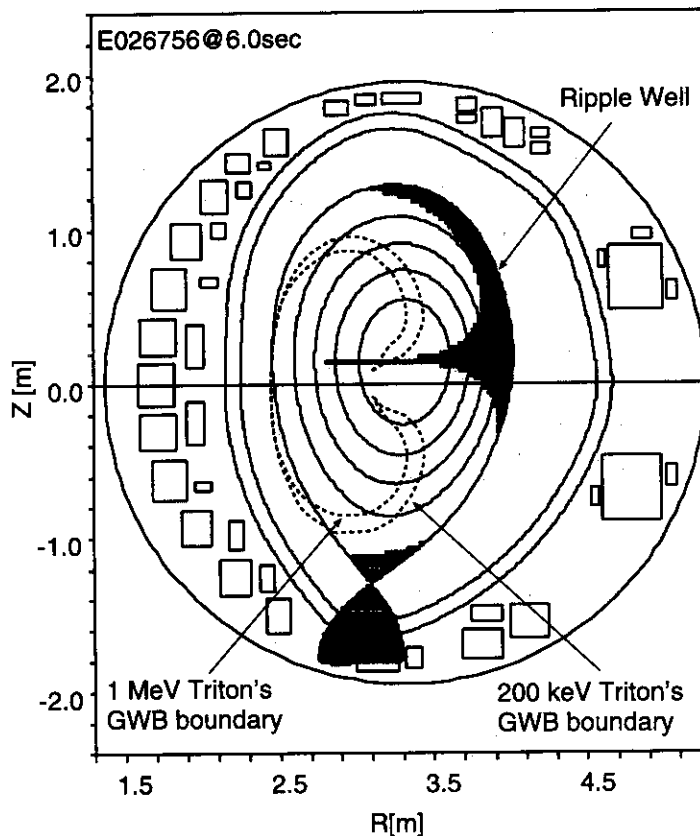


Figure 4.25. Ripple well and GWB boundaries for E026756.

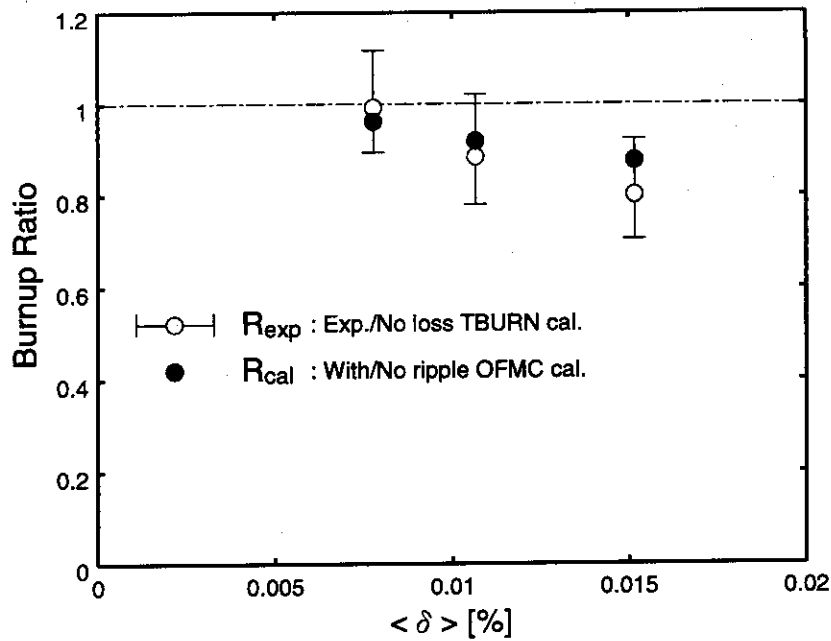


Figure 4.26. Ratios of the measured to the TBURN calculated triton burnup assuming no loss(white), and ratios between the OFMC calculated triton burnup with and without ripple(black).

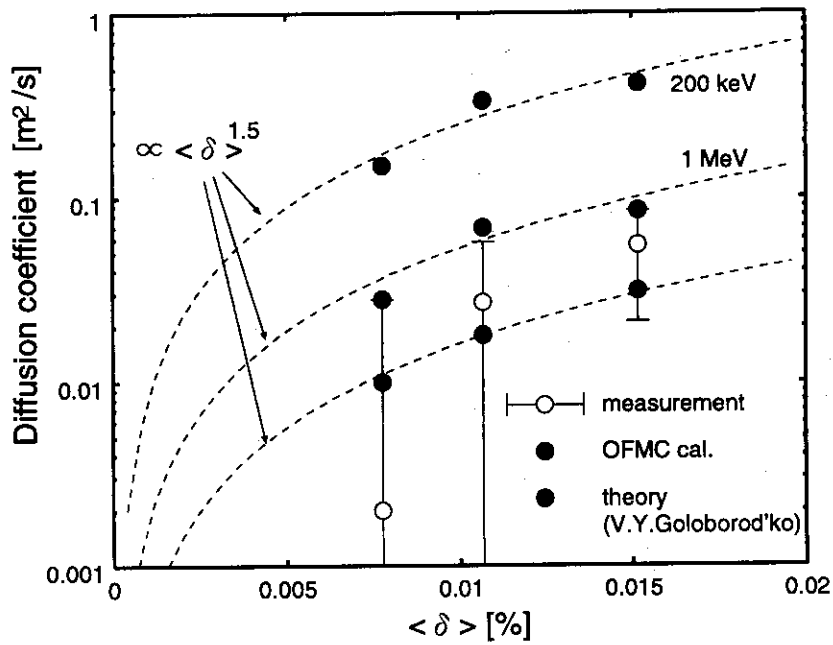


Figure 4.27. Comparison of diffusion coefficients derived by measurements (white), OFMC calculation(black) and V.Y.Goloborod'ko's theory(gray).

4.4 n_e スキャン実験に対する解析と考察

4.4.1 TBURN による解析

TBURN コード (3章参照) により DT 中性子発生率 S_{DT} の時間変化を計算した。入力データ作成等については 4.3.1 で説明した R_p スキャン実験と同じである。E026756、E026773、E026775、E026774 に対する計算結果を Figure 4.15、Figure 4.28、Figure 4.29、Figure 4.30 に示す。但し E026773、E026775、E026774 に対しては $Z_{eff} = 4.2$ を用いた。全てに共通して見られる傾向としては、1. NB オフ後、即ちガスパフ注入開始後計算結果は測定結果よりも速い時定数で減衰していること、2. 測定結果に見られる盛り上がり部分は計算結果には再現されていないことの 2つが挙げられる。

E026773 を例にとって説明すると、BREMS 信号によれば Z_{eff} は 6.5 秒のガスパフ注入開始以降 Z_{eff} は減少を始め、7.5 秒辺りで飽和した後一定値を保っているようである。6.5-7.5 秒までの Z_{eff} の変化を考慮することで、この部分の実験と計算の傾きの違いは説明できる。また E026775、E026774 の盛り上がり部分については、この Z_{eff} の減少度がより激しいために生じたものと考えている。但し Z_{eff} のこれらの時間変化を定量的に把握するのは非常に困難である。

また Z_{eff} についての以上の変化を考慮しても、3.3 で説明したように減速過程は Z_{eff} に全く依存しないので、7.5 秒以降の Z_{eff} 一定部分における計算と実験の傾きの違いについては説明できない。この理由としては以下のように考えている。計算結果では 8 秒前後で S_{DT} の減衰は止まっているが、これは TBURN にてトリトンの最低エネルギーを 10keV と設定していることによる。TBURN で用いている古典的減速モデル (3.7) 式の適用範囲はもう少し高い数 10keV 程度までなので、減衰が止まるより少し前から TBURN の適用限界を超えているということになる。またこの部分では測定結果の方も熱化したトリトンの影響を強く反映するものと思われる。ちなみに E026756 にてこの適用限界が現れたのは 9.5 秒以降であった。

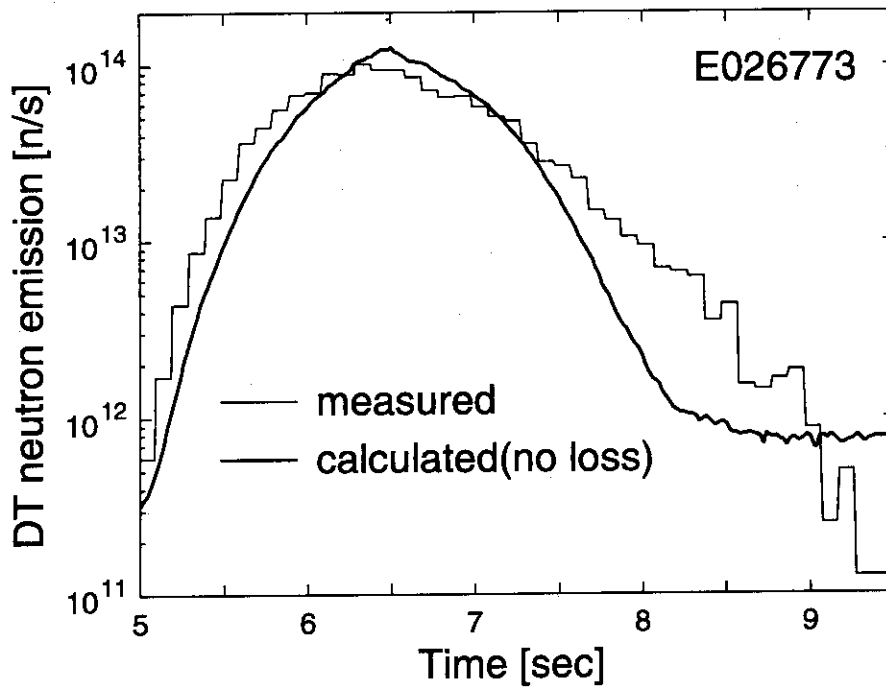


Figure 4.28. Time evolutions of the measured and calculated DT neutron emission rate for E026773.

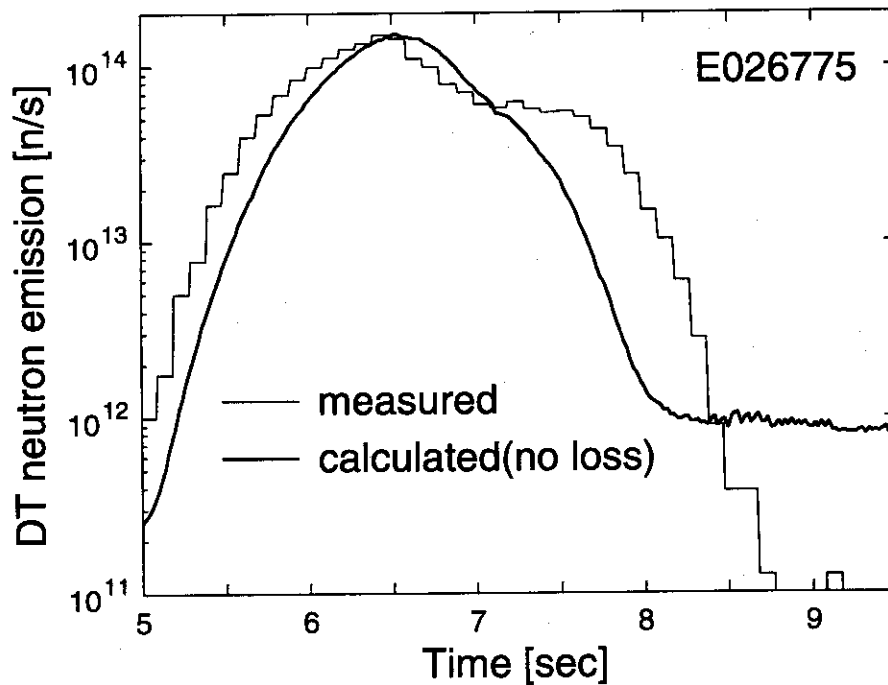


Figure 4.29. Time evolutions of the measured and calculated DT neutron emission rate for E026775.

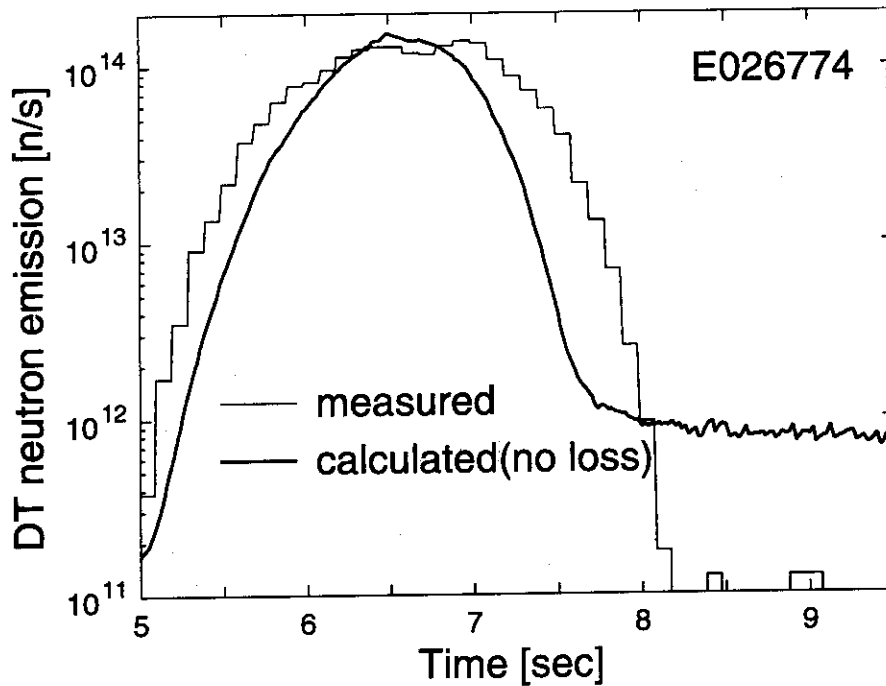


Figure 4.30. Time evolutions of the measured and calculated DT neutron emission rate for E026774.

4.4.2 考察

n_e 、 Z_{eff} ともに収束し定常に達しているNB オフ後1.5秒後(8秒)における1 MeVと200keVのトリトンにするリップル共鳴拡散の拡散係数 D_{rr} ((4.20)式参照)を計算した。Figure 4.31に示す。なお Z_{eff} はE026756、E026773、E026775、E026774の順に3.2、2.3、1.8、1.8を用いた。また誤差は4.3.3の場合と同様 Z_{eff} が ± 0.2 の誤差を持つと仮定して求めたものである。ガスパフ入射による $\int_{\text{CH}_2} n_e dl$ の増加と共に D_{rr} も増大しており、ガスパフ入射がcollisionalityのスキャンに有効であることが確認できた。4.1、4.2で説明したように D_{rr} は衝突周波数 ν_{\perp} に比例する。 ν_{\perp} は大雑把には $Z_{\text{eff}}^2 n_i$ に比例すると考えることが出来る。ガスパフ入射とともに n_i は増加するが、 Z_{eff} が減少する。ところがある程度 n_e が増大すると Z_{eff} の減少は飽和する。 D_{rr} の増加に $\int_{\text{CH}_2} n_e dl$ が小さい間は緩やかであるが、 $\int_{\text{CH}_2} n_e dl$ の増加につれて急になる傾向が見られるのは、この為である。また $\int_{\text{CH}_2} n_e dl$ の方は3倍以上変化させたのに、 D_{rr} は2倍強しか変化していないのはガスパフにより Z_{eff} が減少するからである。

本実験ではこれらの輸送の変化が S_{DT} の減衰時間(減衰の傾き)に与える影響に着目する予定であった。しかし前述のようにガスパフを入射すると Z_{eff} が急激に変化し S_{DT} が乱されてしまう。またプラズマが冷えて減速時間が短縮するため、 Z_{eff} が落ち着いた所では、トリトンの減速が殆んど終了してしまう。従って S_{DT} の時間変化から輸送による影響部分を抽出するには、 Z_{eff} の時間変化に関する定量的な情報が必要である。3.2.2で説明したように Z_{eff} の導出には、 n_e と T_e の空間分布とBREMSの発生分布が必要であり、特に n_e プロファイルに極端に敏感である。従って Z_{eff} のuncertaintyを減らすためには、 n_e プロファイルに関する詳細な情報が必要である。その為には3.3にて紹介した高 T_i Hモードプラズマのようにもう少し外寄せの大きめのプラズマにして、かつ、NB入射パワーを控えめにして、 n_e プロファイルが余り尖頭化しないようにした方がよい。またNBを少々長め(2秒以上)に入射することでプラズマの性能低下によるトリトンの発生量の減少分はカバーできる。なお本実験では用いることが出来なかったが、JT-60Uの n_e 、 T_e プロファイル計測系としてYAGレーザ(波長1064nm)を使ったトムソン散乱測定[127]も稼働開始している。YAGトムソン計測ではCH2(Figure 3.5参照)に沿った9点の局所的な n_e 、 T_e の時間変化を10Hzで測定しているので、 n_e 、 T_e プロファイルの時間変化に関する詳細な情報を得ることが出来る。

またトリトン燃焼の他に有効なものとして、ガスパフ注入開始後 n_e 、 Z_{eff} ともに収束し定常に達した後で、バルクプラズマの条件に外乱を与えない程度の短パルス(<100ms)の重水素NB入射を行ない、ビーム・サーマル反応により発生するDD中性子の減衰を調べる方法がある。バルクプラズマはOhmic的であり、非常に良質な計測データが得られる上、密度や温度などの再構成も比較的容易である。またDD中性子の減衰中のバルクプラズマの条件は殆んど一定とみなせるため測定結果をOFMCコードの計算結果と直接比較することが可能である。

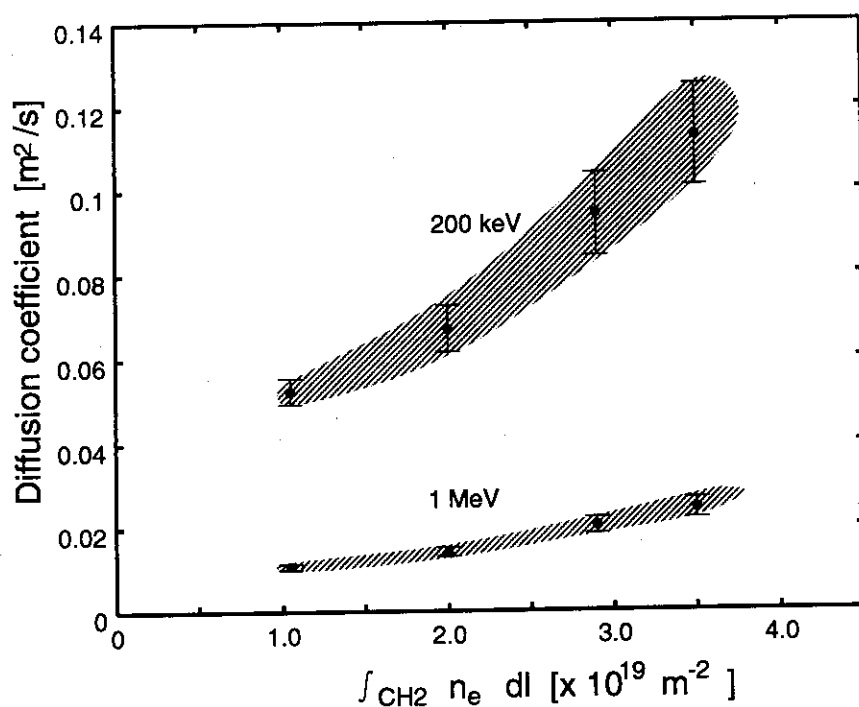


Figure 4.31. Diffusion coefficients obtained in the n_e -scan experiment calculated with V.Y.Goloborod'ko's theory.

4.5 まとめ

高速イオンの古典的輸送を支配することが予測されているリップル輸送の観点からトリトン燃焼について調べる為に行なったリップル輸送実験について述べた。 R_p スキャン実験によりトリトンが感じるリップル率の増大によりトリトンの輸送が増大したことを示唆する結果が得られ、この結果は TBURN と 3次元軌道追跡モンテカルロコード OFMC を組み合わせた詳細な解析結果と矛盾しなかった。また n_e スキャン実験においてはガスパフ入射により DT 中性子発生率は非常に特徴的な変化を見せた。しかし計測データの uncertainty のため、これらの変化から輸送に関する情報を抽出することは出来なかった。但し理論的考察によりガスパフ入射が collisionality スキャンに有効であることが確認できた。今後のさらなる実験的検討が期待される。

5. 結論

DT 核融合プラズマ中にて核反応により生じる 3.5 MeV α 粒子の挙動解明は DT 核燃焼炉を実現する上で必須の条件である。この 3.5 MeV α 粒子の挙動は DD プラズマにて DD 反応により発生する 1 MeV トリトンにて模擬することが出来る。この 1 MeV トリトンの挙動を調べる方法の一つにトリトン燃焼と呼ばれる現象に着目するアプローチがある。本研究では、JT-60U におけるトリトン燃焼研究のため、新型の指向性 14MeV 中性子検出器 Sci-Fi 検出器を開発し、JT-60U に設置した。

第 1 章では本格的な核燃焼プラズマを対象とする段階に到達したトカマク装置による核融合研究を概観し、トリトン燃焼研究を始めとする高速イオン研究の現状についてまとめた。高速イオンが誘起する様々な問題点やそれらを調べるために採られてきた各種アプローチに対する考察を通して本研究の背景と主要な研究項目について明らかにした。

第 2 章では、Sci-Fi 検出器の概要、Sci-Fi 検出器に対して行なった各種性能試験、JT-60U への設置状況、JT-60U における測定結果について紹介した。Sci-Fi 検出器の最大の特徴は中性子検出部にシンチレーションファイバーを採用した点である。これにより Sci-Fi 検出器は、1. DT 中性子に対して指向性を有する、2. γ 線による波高が DT 中性子の波高に較べ小さい、3. 高速応答である、4. 耐放射線性に優れる、等の特長を有することが期待できる。各種性能試験を通じて、1 の指向性については $\pm 40\sim 50^\circ$ 程度と不十分であるが、2、3、4 の性質により従来トリトン燃焼研究に用いられてきた Si 半導体検出器 (SBD) や NE213 液体シンチレーターの持つ問題点を克服することが明らかになり、核融合放射線場から DT 中性子のみを高時間分解能 (10ms)、高ダイナミックレンジ (3 桁) で選別して、測定できることが判った。

第 3 章では Sci-Fi 検出器により得られた DT 中性子発生率の時間変化を解析する為に作成したトリトン燃焼解析コード TBURN とその適用例について述べた。まず高速イオンの減速過程全般について概観し、TBURN で用いた古典的減速モデルの適用限界に言及した。また TBURN の入力データの作成に必要な JT-60U の各種解析コードや計測データについて概観した。TBURN による計算結果は測定結果を非常に良く再現し、1MeV トリトンの減速が古典的であるという計算モデルの妥当性につい

て確認することが出来た。また Sci-Fi 検出器の指向性により得られた DT 中性子発生空間分布が時間の経過とともに尖頭化する傾向をトリトンの減速時間により定性的に説明した。

第4章では高速イオンの古典的輸送を支配することが予測されているリップル輸送の観点からトリトン燃焼について調べる為に行なったリップル輸送実験について述べた。行なった実験は、 R_p スキャン実験と n_e スキャン実験の2種類である。 R_p スキャン実験によりトリトンが感じるリップル率の増大によりトリトンの輸送が増大したことを示唆する結果が得られた。この結果は TBURN と 3次元軌道追跡モンテカルロコード OFMC を組み合わせた詳細な解析結果と矛盾しなかった。但し OFMC による解析結果は理論予測よりもトリトンの輸送が小さいことを示唆した。この食い違いは OFMC の数値解と理論との比較検討を通じて早急に解明すべき重要課題である。また n_e スキャン実験においてはガスパフ入射により DT 中性子発生率は非常に特徴的な変化を見せた。しかし計測データの uncertainty のため、これらの変化から輸送に関する情報を抽出することは出来なかった。但し理論的考察によりガスパフ入射が collisionality スキャンに有効であることが確認できた。これらの実験はリップル輸送の観点から高速イオンの閉じ込めを調べることを目標にした実験的研究の出発点となるものである。本実験を通して明らかにした解析結果の信頼性を向上させるための様々な要素を念頭におき、今後さらなる実験的、解析的検討を重ねていく必要がある。

高速イオンの挙動解明は ITER が目標に掲げる自己点火条件の達成の為の必要条件であり、本研究ではその中でリップル輸送に着目したが、それ以外にも TAE モードを始めとする幾つかの重要な研究課題が残されている。こうした中にはトリトン燃焼を通じて有益な知見が得られる可能性があるものも少なくない。またこうした研究のアプローチとしては、放電毎の unknown factor の影響を除去するために、多くのショットに共通する傾向を抽出する方法を採った方が良い場合もある。さらに JT-60U のような大型トカマク装置における実験では、限られた数の放電を極めて有効に利用することが要求される。こうした状況を考えると、本研究にて開発し JT-60U に設置した Sci-Fi 検出器は、広いダイナミックレンジを持つことで広範囲のプラズマ条件に対応でき、かつ、核融合放射線場に晒される中でもメンテナンスフリーで長寿命、かつ、非常に安定に動作するという点でその意義は大きい。

謝 辞

本研究の遂行に当たり、指導教官である中沢正治教授より、終始暖かい御教示、御激励を賜りました。ここに心から感謝の意を表します。また論文審査を通じて適切な御助言を戴いた井上信幸教授(京都大学)、井口哲夫教授(名古屋大学)、小川雄一助教授、岡本孝司助教授、高橋浩之助教授に深く感謝申し上げます。

なお本研究の大部分は日本原子力研究所那珂研究所炉心プラズマ研究部に特別研究生として在籍中に行なわれたものです。滞在中暖かい御支援と御配慮を戴いた岸本浩炉心プラズマ研究部部长、森雅博炉心プラズマ第一実験室室長、芳野隆治炉心プラズマ第二実験室室長に感謝致します。また西谷健夫副主任研究員には研究活動全般において終始多大な御協力と御指導を戴いた他、日常生活においても様々な便宜を図って戴き、心から感謝致します。飛田健次副主任研究員には高速イオンのリップル輸送に関して御教授戴いた他、実験や解析を行なうに当たり多大な御指導、御助言を戴きました。杉江達夫主任研究員、東島智研究員には不純物に関するデータに関し、小出芳彦副主任研究員には CXR のデータに関し、吉田英俊副主任研究員には TMS のデータに関し、河野康則研究員には CO₂ 等の干渉計のデータに関し、伊世井宣明研究員には ECE のデータに関し、多大な御教示を戴きました。また OFMC コードを始めとする各種計算コードの使用に当たり、白井浩副主任研究員と CSK の鈴木正信氏に御協力戴きました。また本論文をまとめるに当たり清水勝宏主任研究員には終始有益な御助言を賜わり、森岡篤彦研究員には多大な御協力を戴きました。その他様々な形で研究を援助して戴いた JT-60U チームの皆様に感謝致します。

さらにアメリカロスアラモス国立研究所の Glen A. Wurden、Robert E. Chrien には、Sci-Fi 検出器に関して終始有益な議論を交わすとともに、貴重な御助言を戴きました。

中沢研究室の細野米市技官や高田英治助手、紺谷知子秘書、浮辺雅宏君ら大学院生諸君には原研、大学間の連絡等、様々な便宜を図って戴きました。この場を借りて感謝致します。

最後に、私の研究生活を暖かく見守り惜しみなく応援してくれた両親と、昨年の暮れに他界した祖母上木トメに、心から感謝の意を表して本論文を締めくくりたいと思います。

1997年3月

原野 英樹

参考文献

- [1] 内外情報, 速報, プラズマ・核融合学会誌 **72**, 1433 (1996).
- [2] The JET Team, "The JET preliminary tritium experiment", Plasma Phys. Control. Fusion. **34**, 1749 (1992).
- [3] The JET Team, "Fusion energy production from a deuterium-tritium plasma in the JET tokamak", Nucl. Fusion **32**, 187 (1992).
- [4] 西谷 健夫, 嶋田 隆一 他, 「TFTR の DT 実験」, プラズマ・核融合学会誌 **71**, 212 (1995).
- [5] D.Reiter, G.H.Wolf and H.Kefer, "Burn condition, helium particle confinement and exhaust efficiency", Nucl. Fusion **30**, 2141 (1990).
- [6] S.J.Zweben, R.L.Boivin, D.S.Darrow et al., "Operating experiences with the TFTR escaping alpha detectors", Rev. Sci. Instrum. **63**, 4565 (1992).
- [7] D.S.Darrow, H.W.Herrmann, D.W.Johnson et al., "Measurement of loss of DT fusion products using scintillator detector in TFTR", Rev. Sci. Instrum. **66**, 476 (1995).
- [8] R.K.Fisher, J.M.McChersney, P.B.Parks et al., "Measurements of fast confined alphas on TFTR", Phys. Rev. Lett. **75**, 846, (1995).
- [9] R.K.Fisher, J.M.McChersney, A.W.Howald et al., "Alpha particle diagnostics using impurity pellet injection", Rev. Sci. Instrum. **63**, 4499 (1992).
- [10] R.K.Fisher, J.M.McChersney, A.W.Howald et al., "Fast alpha diagnostics using carbon pellet injection", Rev. Sci. Instrum. **61**, 3196 (1990).

- [11] R.K.Fisher, J.S.Leffler et al., "*Fast alpha diagnostics using pellet injection*", Fusion Technol. **13**, 536 (1988).
- [12] G.R.McKee, R.Fonck, B.Stratton et al, "*Confined alpha distribution measurements in a deuterium-tritium tokamak plasma*", Phys. Rev. Lett. **75**, 649, (1995).
- [13] G.R.McKee, R.Fonck, B.Stratton et al, "*Spectrometer system and detector tests for the TFTR alpha-CHERS experiment*", Rev. Sci. Instrum. **63**, 5182, (1992).
- [14] W.W.Heidbrick and G.J.Sadler, "*The behaviour of fast ions in tokamak experiments*", Nucl. Fusion **34**, 535 (1994).
- [15] JET TEAM(presented by P.R.Thomas), "*High temperature experiments and fusion product measurements in JET*", in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1988 (Proc. 12th Int. Conf. Nice, 1988), Vol.1, IAEA, Vienna, 247 (1988).
- [16] S.Conroy, O.N.Jarvis, M.Pillon et al., "*A regime showing anomalous triton burnup in JET*", in Controlled Fusion and Plasma Heating (Proc. 17th Eur. Conf. Amsterdam, 1990), Vol.14B, Part I, European Physical Society, Geneva 98 (1990).
- [17] D.Anderson, P.Batistoni and M.Lisak, "*Influence of radial diffusion on triton burnup*", Nucl. Fusion **31**, 2147 (1991).
- [18] E.Bittoni et al., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 12th Eur. Conf. Budapest, 1985), Vol.9F, Part I, European Physical Society, Geneva 211 (1985).
- [19] P.Batistoni et al., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 14th Eur. Conf. Madrid, 1987), Vol.11D, Part III, European Physical Society, Geneva 1228 (1987).

- [20] P.Batistoni et al., "*Measurements of triton burnup in low q discharges in the FT tokamak*", Nucl. Fusion **27**, 1040 (1987).
- [21] M.Pillon and A.Vannucci, "*Preliminary measurements of the 14MeV neutron emission from Frascati tokamak plasma by activation techniques*", Nucl. Instrum. and Methods **A255**, 188 (1987).
- [22] P.Batistoni E.Bittoni and M.Haegi, "*Triton confinement as inferred from fusion produced neutron measurements in the FT tokamak*", Nucl. Fusion **29**, 673 (1989).
- [23] J.D.Strachan, S.J.Zweben, C.W.Barnes et al., "*Fusion product measurements on TFTR*", in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1988 (Proc. 12th Int. Conf. Nice, 1988), Vol.1, IAEA, Vienna 257 (1989).
- [24] S.D.Scott et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1990 (Proc. 13th Int. Conf. Washington, DC, 1990), Vol.1, IAEA, Vienna 235 (1991).
- [25] G.J.Sadler, S.W.Conroy, O.N.Jarvis et al., "*Investigations of fast-particle behavior in joint european torus plasmas using nuclear techniques*", Fusion Technol. **18**, 556 (1990).
- [26] J.Källne P.Batistoni, P.Pillon et al., "*Triton burnup measurements in JET using a neutron activation technique*", Nucl. Fusion **28**, 1291 (1988).
- [27] P.Batistoni et al., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 15th Eur. Conf. Dubrovnik, 1988), Vol.12B, Part I, European Physical Society, Geneva 135 (1988).
- [28] O.N.Jarvis, J.M.Adams, S.W.Conroy et al., "*Triton burnup in JET - profile effects*", in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 18th Eur. Conf. Berlin, 1991), Vol.15C, Part I, European Physical Society, Geneva 21 (1991).

- [29] O.N.Jarvis, "Neutron measurements from the preliminary tritium experiment at JET", Rev. Sci. Instrum. **63**, 4511 (1992).
- [30] M.Yamagiwa, "Effects of spatial diffusion and direct loss on burnup fractions of fast ions", Plasma Phys. Control. Fusion **34**, 1503 (1992).
- [31] D.Anderson and P.Batistoni, "Calculation of triton confinement and burnup in tokamaks", Nucl. Fusion **28**, 2151 (1988).
- [32] H.H.Duong and W.W.Heidbrick, "Confinement of fusion produced MeV ions in the DIII-D tokamak", Nucl. Fusion **33**, 211 (1993).
- [33] H.Ninomiya, T.Ando, T.Horie et al., "JT-60 Upgrade device for confinement and steady state studies", Plasma Devices and Operations **1**, 43 (1990).
- [34] K.Tobita, K.Tani, Y.Neyatani et al., "Ripple-Trapped loss of Neutral-Beam-Injected fast ions in JT-60U", Phys. Rev. Lett. **69**, 3060, (1992).
- [35] K.Tobita, Y.Neyatani, Y.Kusama et al., "Infrared TV measurement of fast ion loss on JT-60U", Rev. Sci. Instrum. **66**, 594 (1995).
- [36] Y.Kusama, K.Tobita, H.Kimura et al., "Heat deposition on the first wall due to ICRF-induced loss of fast ions in JT-60U, J. Nucl. Mater. **220-222**, 438-442 (1995).
- [37] Y.Ikeda, K.Tobita, K.Hamamatsu et al., "Ripple enhanced banana drift loss at the outboard wall during ICRF/NBI heating in JT-60U", Nucl. Fusion **36**, 759, (1996).
- [38] Y.Kusama, K.Tobita, T.Itoh et al., "Confined alpha particle diagnostics in JT-60U" Rev. Sci. Instrum. **61**, 3220 (1990).
- [39] Y.Kusama, M.Nemoto, M.Satoh et al., "Charge-exchange neutral particle measurement in MeV energy range on JT-60U" Rev. Sci. Instrum. **66**, 339 (1995).

- [40] Y.Kusama, M.Nemoto, V.I.Afanassiev et al., "Neutral particle analyzer with energy range up to 4 MeV for both alpha particles and protons", Fusion Engineering and Design (in press).
- [41] V.I.Afanassiev, Y.Kusama, M.Nemoto et al., "Neutral particle analysis in MeV-Energy Range on JT-60U. Relative role of He⁺ and C⁵⁺ ions for fast proton neutralization in ICRF and combined ICRF/NBI-heated plasmas.", Plasma Phys. Control. Fusion (in press).
- [42] 西谷健夫, 「トカマクにおける中性子発生率測定」, プラズマ・核融合学会誌 **68**, 6 (1992).
- [43] T.Nishitani, H.Takeuchi, T.Kondoh et al., "Absolute calibration of the JT-60U neutron monitors using a 252Cf neutron source", Rev. Sci. Instrum. **63**, 5270 (1992).
- [44] K.Tobita, K.Tani, T.Nishitani et al., "Fast ion losses due to toroidal field ripple in JT-60U", Nucl. Fusion **34**, 1097, (1994).
- [45] T.Nishitani, K.Tobita, K.Tani et al., "Beam-injected and fusion produced particle studies in JT-60U", in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1992 (Proc. 14th Int. Conf. Würzburg, 1992), Vol. 1, IAEA, Vienna (1993) 351.
- [46] M.Hoek, T.Nishitani, T.Ikeda et al., "Neutron yield measurements by use of foil activation at JT-60U", Rev. Sci. Instrum. **66**, 885 (1995).
- [47] M.Hoek, T.Nishitani, M.Carlsson et al., "Triton burnup measurements by neutron activation at JT-60U", Nucl. Instrum. and Methods **A368**, 804 (1996).
- [48] 近藤 貴, 木村 晴行, 草間 義紀 他, 「JT-60U における ICRF 加熱プラズマのガンマ線計測」, プラズマ・核融合学会誌 **72**, 1397 (1996).
- [49] O.DaCosta, "Ion cyclotron emission: new experimental results in JT-60U, theory of spontaneous emission", 1996 ICPP(International Conference on Plasma

Physics) 12A14, Sep. 1996, Nagoya, Japan.

- [50] 飛田 健次, 福山 淳, 「アルファ粒子物理」, プラズマ・核融合学会誌 **72**, 520 (1996).
- [51] M.Saigusa, H.Kimura, S.Moriyama et al., "Investigation of high- n TAE modes excited by minority-ion cyclotron heating in JT-60U", Plasma Phys. Control. Fusion **37** 295 (1995).
- [52] H.Kimura, M.Saigusa, T.Kondoh et al., "Excitation, impact and control of toroidicity-induced Alfvén Eigenmodes in the JT-60U ICRF experiments", J. Plasma Fusion Res. **71**, 1147 (1995).
- [53] 栗山 正明, 青柳 哲雄, 秋野 昇 他, 「JT-60用負イオンNBI装置の開発」日本原子力学会誌 **38**, 912 (1996).
- [54] S.Conroy, O.N.Jarvis, G.Sadler et al., "Time resolved measurements of triton burnup in JET plasmas", Nucl. Fusion **28**, 2127 (1988).
- [55] C.W.Barnes, H.S.Bosch, E.B.Nieschmidt et al., Proc. 15th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Heating, Dubrovnik, 1988, Vol. I, European Physical Society, Geneva (1988) 87.
- [56] T.Nishitani, K.Tobita, K.Tani et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1992 (Proc. 14th Int. Conf. Würzburg, 1992), Vol. 1, IAEA, Vienna (1993) 351.
- [57] P.Colestock, J.D.Strachan, M.Ulrickson et al., "Confinement of fusion-produced tritium in the Princeton Large Torus", Phys. Rev. Lett. **43**, 768, (1979).
- [58] W.C.Sailor, C.W.Barnes, R.E.Chrien et al., "Conceptual design for a scintillation-fiber neutron detector for fusion reactor plasma diagnostics.", Rev. Sci. Instrum. **66**, 898 (1995).
- [59] G.A.Wurden, R.E.Chrien, C.W.Barnes et al., "Scintillation-fiber 14 MeV neutron detector on TFTR during DT operation.", Rev. Sci. Instrum. **66**, 901 (1995).

- [60] M.A.Thompson, "Directional scintillation counter.", Rev. Sci. Instrum. **29**, 1149 (1958).
- [61] E.L.Chupp and D.L.Forrest, "A directional neutron detector for space research use.", IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-13**, 468 (1966).
- [62] J.Kaneko, M.Katagiri, Y.Ikeda et al., "A directional neutron detector based on a recoil proton telescope for neutron emission profile monitor", Nucl. Instrum. and Methods (in press).
- [63] 金子純一, 「大型磁場閉じ込め DT 核融合実験のための新型中性子検出器の開発」, 東京大学博士論文 (1994).
- [64] T.Nakamura, H.Maekawa, Y.Ikeda et al., Proc. Int. Ion Eng. Congress - ISIAT '83 & IAPT '83, Kyoto, Vol. 1 (1983) 567.
- [65] R.Woods, J.L.Mckibben and R.L.Henkel, "The Los Alamos Three-Stage Van de Graaff Facility", Nucl. Instrum. and Methods **122**, 81 (1974).
- [66] A.L.Roquemore, D.L.Jassby, L.C.Johnson et al., Proc. the IEEE/NTSS 15th Symposium on Fusion Energy, Hyannis, October 1993.
- [67] L.C.Johnson, C.W.Barnes, H.H.Duong et al., "Cross calibration of neutron detectors for deuterium-tritium operation in TFTR", Rev. Sci. Instrum. **66-1**, 894 (1995).
- [68] D.L.Jassby, C.W.Barnes, L.C.Johnson, et al., "Absolute calibration of tokamak fusion test reactor neutron detectors for D-T plasma operation", Rev. Sci. Instrum. **66-1**, 891 (1995).
- [69] 長島章, 次田友宣, 青柳哲雄 他, 「JT-60U のデータ処理設備」, プラズマ・核融合学会誌 **59**, 303 (1988).
- [70] 萩野谷裕文, 青柳哲雄, 渡辺勇市 他, 「核融合実験データモニタシステム DAISY version II の概要と利用手引」, JAERI-M 94-040 (1994).

- [71] T.Nishitani, "*Monte Carlo simulation for the calibration of neutron source strength measurement of JT-60 Upgrade*", JAERI-M 89-138 (1989).
- [72] LANL Group X-6, Report LA-7396-M, Rev.2, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos (1986).
- [73] W.W.Engle,Jr., "*A user's manual for anisn*", K-1693, Union Carbide Corp. (1967).
- [74] D.V.Sivukhin, *Reviews of Plasma Physics*, Vol.4, 93, Consultants Bureau, New York (1966).
- [75] P.Batistoni and C.W.Barnes, "*Computational classical triton burnup with high plasma temperature and current*", *Plasma Phys. Control. Fusion* **33** 1735 (1991).
- [76] T.H.Stix, "*Heating of toroidal plasmas by neutral injection*", *Plasma Phys.* **14**, 367 (1972).
- [77] L.Spitzer, Jr., *Physics of fully Ionized Gases*, Interscience, New York (1962).
- [78] J.D.Gaffey, Jr., "*Energetic ion distribution resulting from neutral beam injection in tokamaks*", *J. Plasma Phys.* **16** 149 (1976).
- [79] 荒川忠一 著, 「数值流体工学」, 東京大学出版会 (1994)
- [80] J.N.Schiff, "*Quantum Mechanics*, 117, 1st edn, McGraw-hill, New York (1949).
- [81] B.H.Duane, "*Fusion cross section theory*, BNWL-1685 (1972).
- [82] D.L.Book, *NRL plasma formulary*, Naval Research Lab., Washington, DC (1990).
- [83] A.K.Peres, *J. Nucl. Mater.* **50**, 5569 (1979).
- [84] G. Hale, D.C.Dodder, in *Nuclear Cross Sections for Technology* (Proc. Int. Conf. Knoxville, TN, 1979), NBS special publication 594, National Bureau of Standards, Washington, DC (1980) 650.

- [85] H.S.Bosch and G.M.Hale, "Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities", Nucl. Fusion **32**, 611 (1992).
- [86] D. R. Mikkelsen, "Approximation for non-resonant beam target fusion reactivities", Nucl. Fusion **29**, 1113 (1989).
- [87] W.W.Heidbrick, R.E.Chrien and J.D.Strachan, "Burn-up of fusion-produced tritons and ^3He ions in PLT and PDX", Nucl. Fusion **23**, 917 (1983).
- [88] W.W.Heidbrick, "Tokamak diagnostics using fusion products", Ph.D.thesis, Princeton University (1984).
- [89] G.Gorini, P.Batistoni, E.Bittoni et al., "Calculation of the classical triton burn-up in JET deuterium plasmas", JET-P **35** (1987).
- [90] S.Tsuji, K.Hayashi et al., "MHD equilibrium analysis methods of JT-60 based on magnetic measurements", JAERI-M 86-006 (1986).
- [91] 白井 浩、平山 俊雄、清水 勝宏 他, JAERI Report No. JAERI-M 93-026 (1993)
- [92] Naka Fusion Research Establishment, JAERI Report No. JAERI-M 92-159 (1992) 34.
- [93] 横溝 英明, 吉田 英俊, 佐藤 正泰 他, 「JT-60U のトムソン散乱計測システム」, プラズマ・核融合学会誌 **59**, 72 (1988).
- [94] H.Yoshida, O.Naito, O.Yamashita et al., "JT-60U Thomson scattering system with multiple ruby lasers and high spatial resolution for high electron temperature plasma measurement", JAERI-Research 96-061 (1996).
- [95] 佐藤 正泰, 横溝 英明, 長島 章 他, 「JT-60U のフーリエ変換分光器システム」, プラズマ・核融合学会誌 **59**, 47 (1988).
- [96] M. Sato et al., JAERI-M 93-057, p359 (1993).

- [97] S. Ishida, A.Nagashima, M.Sato et al., "Twenty-channel grating polychrometer diagnostic system for electron cyclotron emission measurement in JT-60", Rev. Sci. Instrum. **61**, p2834 (1990).
- [98] 福田 武司, 長島 章, 石田 真一 他, 「JT-60U の干渉測定システム」, プラズマ・核融合学会誌 **59**, 16 (1988).
- [99] T.Fukuda and A.Nagashima, "Frequency-stabilized single-mode cw 118.8- μm CH_3OH waveguide laser for large tokamak diagnostics", Rev. Sci. Instrum. **60**, 1080 (1989).
- [100] Y.Kawano, A.Nagashima, T.Hatae et al., "Dual CO_2 laser interferometer with a wavelength combination of 10.6 and 9.27 μm for electron density measurement on large tokamaks", Rev. Sci. Instrum. **67**, 1520 (1996).
- [101] 杉江 達夫, 久保 博孝, 逆井 章 他, 「JT-60U の不純物空間分布測定システム」, プラズマ・核融合学会誌 **59**, 157 (1988).
- [102] H. Kubo, M. Shimada, T. Sugie, et al., "Impurity generation mechanism and remote radiative cooling in JT-60U divertor discharges", J. Nucl. Mater. **196-198**, 71-79 (1992).
- [103] 山下 幸彦, 「ウィーナフィルタ法によるアーベル変換」, JAERI-M 87-206 (1987).
- [104] Y.Koide, M.Kikuchi, S.Ishida et al., "Formation on internal and edge transport barriers in JT-60U", Plasma Phys. Control. Fusion **36**, (1994) A195.
- [105] D.Anderson, P.Batistoni and M.Lisak, "Effects of radial diffusion on triton burn up", Phys. Scr. **45**, 138 (1992).
- [106] Y.I.Kolesnichenko, "The role of alpha particles in tokamak reactors", Nucl. Fusion **20**, 727 (1980).
- [107] A.Nocentini, M.Tessatatto and F.Engelmann, "Neoclassical theory of collisional transport in the presence of fusion α -particles", Nucl. Fusion **15**, 359 (1975).

- [108] M.Ohnishi, N.Ao and J.Wakabayashi, "*Loss of alpha particles during slowing-down in an axisymmetric tokamak reactor*", Nucl. Fusion **18**, 859 (1978).
- [109] M.Tuszewski and J.P.Roubin, "*Fast ion ripple losses during neutral injection in TFR*", Nucl. Fusion **28**, 499 (1988).
- [110] "*Technical basis for the ITER Detail Design Report, cost review and safety analysis (DDR)*", 12 Nov. (1996).
- [111] S.Putvinski et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1994 (Proc. 15th Int. Conf. Seville, 1994), IAEA, Vienna (1994) E-P4.
- [112] R.J.Goldstone, R.B.White and A.H.Boozer, "*Confinement of High-Energy Trapped Particles in Tokamaks*", Phys. Rev. Lett. **47**, 647 (1981).
- [113] P.N.Yusumanov, Reviews of Plasma Physics, Vol.16, 93, Consultants Bureau, New York (1966).
- [114] A.H.Boozer, "*Enhanced transport in tokamaks due to toroidal ripple*", Phys. Fluids **23**, 2283 (1980).
- [115] K.Tani, T.Takizuka, M.Azumi et al., "*Ripple loss of suprathermal alpha particles during slowing-down in a tokamak reactor*", Nucl. Fusion **23**, 657 (1983).
- [116] V.Y.Goloborod'ko, Y.I.Kolesnichenko and V.A.Yavorskij, "*Alpha particle transport processes in Tokamaks*", Phys. Scr. **T16**, 46 (1987).
- [117] J.N.Davidson, "*Effect of toroidal field ripple on particle and energy transport in a tokamak*", Nucl. Fusion **16**, 731 (1976).
- [118] K.Tani, "*Effects of toroidal field ripple on plasma ion confinement in a tokamak*", Ph.D.Thesis, Osaka University (1984).
- [119] K.Tani, M.Azumi, H.Kishimoto et al., J. Phys. Soc. Jpn. **50**, 1726 (1981).

- [120] T.E.Stringer, "*Effect of the magnetic field ripple on diffusion in tokamaks*", Nucl. Fusion **12**, 689 (1972).
- [121] J.W.Conner and R.J.Hastie, "*Neoclassical diffusion arising from magnetic-field ripples in tokamaks*", Nucl. Fusion **13**, 221 (1973).
- [122] K.Tobita, K.Tani, Y.Kusama et al., "*Ripple induced fast ion loss and related effects in JT-60U*", Nucl. Fusion **35**, 1585 (1995).
- [123] K.Tobita, H.Harano, T.Nishitani et al., "*Transport and loss of energetic ions in JT-60U*", in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1996 (Proc. 16th Int. Conf. Montréal, 1996), IAEA, Vienna (1996) A5-6.
- [124] M.Isobe, K.Tobita, T.Nishitani et al., "*Effect in ∇B drift direction on ripple-induced fast ion loss in JT-60U*", JAERI-Research 96-005 (1996).
- [125] J.J.Foit, K.Tani, T.Takizuka et al., "*Mapping model for trapped particles in a toroidal ripple field*", JAERI-M 88-249 (1988).
- [126] E.Bittoni and M.Haegi, "*Numerically derived diffusion coefficient for the fast alpha transport in a tokamak reactor in presence of magnetic ripple*", presented at the IAEA TCM on Alpha Particles in Fusion Research, Kiev USSR (1989).
- [127] T.Hatae, A.Nagashima, H.Yoshida et al., "*First operation results of YAG laser Thomson scattering system*", Fusion Engineering and Design (in press).

発表論文リスト

1. H. Harano, T. Nishitani, M. Hoek, G.A.Wurden, R.E.Chrien, T. Tetsuo and M. Nakazawa, "*Triton Burnup Measurements Using Scintillating Fiber on JT-60U*", Journal of Plasma and Fusion Research Vol.72, No.7 (1996) pp.681-687 (in japanese).
2. T.Nishitani, M.Hoek, H.Harano, M.Isobe, K.Tobita, Y.Kusama, G.A.Wurden and R.E.Chrien, "*Triton-burnup study in JT-60U*", Plasma Phys. Control. Fusion 38 (1996) 1-10.
3. K. Tobita, T. Nishitani, H. Harano, K. Tani, M. Isobe, T. Fujita, Y. Kusama, G.A.Wurden, H. Shirai, T. Oikawa, T. Fukuda, K. Hamamatsu, S. Ishida, M. Nemoto, T. Kondoh, A. Morioka, H. Kimura, M.Saigusa, S.Moriyama, O.Dacosta, V.I.Afanassiev and JT-60 TEAM, "*Transport and loss of energetic ions in JT-60U*", IAEA-CN-64/A5-6.
4. T. Kondoh, H. Kimura, Y. Kusama, A. Morioka, S. Moriyama, M. Saigusa, K.Nagashima, R.Yoshino and H.Harano, "*Gamma-Ray Measurements in JT-60U ICRF Heated Plasma*", Journal of Plasma and Fusion Research Vol.72, No.12 (1996) pp.1397-1405 (in japanese).
5. T. Nishitani, M. Isobe, G.A.Wurden, R.E.Chrien, H. Harano, K. Tobita and Y.Kusama, "*Triton burnup measurements Using Scintillating Fiber Detector on JT-60U*", Fusion Engineering and Design Vol.34-35 (1997) (in press).