

解説

コンパクトトーラスの高温プラズマへの入射実験

宇山 忠男, 永田 正義
(姫路工業大学工学部)

Compact Torus Injection Experiment on High Temperature Plasmas

UYAMA Tadao and NAGATA Masayoshi
Himeji Institute of Technology, Himeji 671-2201, Japan
(Received 13 January 1998)

Abstract

The compact torus (CT) injection is promising both for central fueling and density profile control on magnetically confined high temperature plasmas. This report describes the concept of and methods for CT injection as an advanced fueling system. In addition, it reviews the recent progress of and issues regarding CT injection experiments.

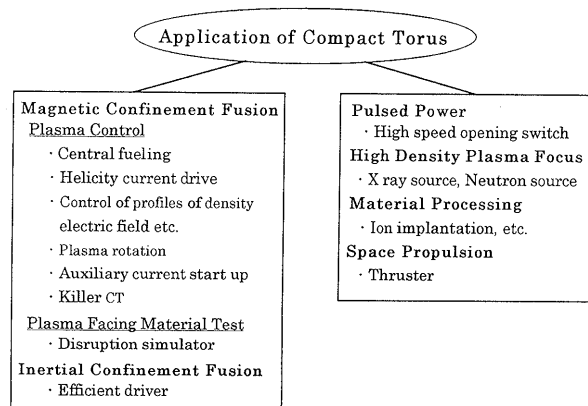
Keywords:

compact torus (CT), spheromak, magnetized plasmoid, magnetized coaxial gun, central fueling, density profile control, tokamak CT injection, CT injector

1. はじめに

コンパクトトーラス (CT) 入射研究は, 米国ローレンスリバモア国立研究所 (Lawrence Livermore National Laboratory) の C.W. Hartman, および J.M. Hammer らによって RACE (Ring Acceleration Experiment) 装置を用いて1986年頃から開始された[1]. 彼らは, 当時磁場閉じ込め方式の一つとして開発されたスフェロマック型 CT [2-4] がトロイダルとポロイダル磁場を有する環状プラズマであり, 孤立した磁化プラズモイドであることに着目し, これを利用した CT 加速装置を開発した. RACE 実験では CT 加速の技術開発に重点が置かれ, 2,000 km/s 以上の超高速 CT の生成に成功し, その有効性が実証された. CT 入射の応用分野として, Table 1 に示すように, 核融合研究への CT 利用をはじめ, 多くの分野への応用技術が提案されている[5,6]. 米国での CT 加速実験は RACE 実験の他に, フィリップス研究所 (US Air Force Phillips) の

Table 1 Application of accelerated CT plasma.



MARAUDER (Magnetically Accelerated Ring to Achieve Ultra-high Directed Energy and Radiation) 装置においても実施されてきた[7,8]. この装置での実

Corresponding author's e-mail: nagata@elnics.eng.himeji-tech.ac.jp

験は、圧縮によって超高密度、強磁場 CT を生成することにより、高速オープニングスイッチや X 線源としての利用を念頭に置いている。ITER 級の大型トカマク装置の中心領域への燃料補給に要求される CT プラズモイドの速度、密度の物理パラメータはこれらの両装置において既に達成されている。

CT 入射法による核融合炉心プラズマへの燃料補給の実現を目標に、中型トカマクへの入射実験が、最近になって、カナダ、米国、日本において開始された。これまでに稼働されてきた CT 入射装置を Table 2 に示す。その中で先駆的にトカマクへの入射実験を開始し、成果をあげているのがカナダの CFFTP (Canadian Fusion Fuels Technology Project) であり、CCFM (Centre Canadian de Fusion Magnetique), サスカチュワン大学, UC-Davis (University of California, Davis) との協力体制の下で、中型のトカマク装置 TdeV (Tokamak de Varennes) において実験を行っている[9,10]。また、サスカチュワン大学は独自の小型トカマク STOR-M 装置で CT 入射実験を実施している[11]。わが国においては、姫路工業大学と日本原子力研究所とが共同で、

中型高性能トカマク装置 JFT-2M において CT 入射実験を平成 9 年11月から開始した[12]。また、核融合科学研究所の大型ヘリカル装置 LHD への入射実験も計画されている。これらの実験に採用されている CT 加速装置は RACE 装置を原型としてそれを改良したものであり、RACE の理念はこれらの研究機関に受け継がれ発展している。

2. CT 入射法による先進的燃料粒子補給

核融合炉の実現に向けた研究開発において、重要な課題の一つとして炉心プラズマの中心部への燃料粒子補給があげられている。従来、核融合実験装置ではプラズマへの燃料粒子補給方法として、中性ガス注入方法(ガスパフ法)、および固体ペレット入射法などが採用されてきた。ガスパフ法では、真空容器に設置された高速電磁弁からプラズマ表面に向けて中性ガスが注入され、その中性ガスのプラズマ中への拡散によって粒子供給が行われる。この場合、プラズマ温度が高温になると、中性ガスは中心部へ拡散する前に電離されイオンとなって磁場に捕捉される。ほとんどの中性粒子は表面近くで電離さ

Table 2 Status of accelerated CT experiments.

CT Device	Affiliation	Features and Accomplishments
RACE	LLNL (USA) (Closed)	• Demonstration of CT acceleration • High speed $>2,000$ km/s, $U_k = 40$ kJ • Scaling of compression and focusing
MARAUDER	US Air Force Phillips Lab. (USA) (Operating)	• High density CT (1-2 mg), 9MJ bank • CT compression
CTF / CTF-II (TdeV Tokamak)	CFFTP/CCFM/UC-Davis/ U-Sask. (Canada) (Operating)	• Demonstration of CT fueling ($B=1.4T$) • Improvement of confinement by CT injection
CALTECH (TEXT Tokamak)	Caltech (USA) (Closed)	• Demonstration of CT Helicity injection on the ENCORE tokamak • Study of electrode materials
CTIX (DDT Tokamak)	UC-Davis/CFFTP (USA) (Operating)	• Multi-pulse operating (0.2 Hz, 1,000 pulses) • Study of CT propagation in a guide tube
USask-CTI (STOR-M Tokamak)	U-Sask./CFFTP (Canada) (Operating)	• H-mode trigger by CT injection • Tangential injection
TRAP (-)	Univ. of Whashington (USA) (Operating)	• FRC-type CT injection • High β CT (1.5×10^{22} m⁻³, 200km/s)
HIT-CTI (JFT-2M Tokamak)	Himeji Inst. of Tech./JAERI (Japan) (Start Operating)	• CT injection into H-mode, relatively high Temperature (≤ 2.2keV), and high field ($B_t \leq 2.2T$) plasmas
LHD-CTI (LHD Stellarator)	Himeji Inst. of Tech./NIFS (Japan) (Proposed)	• First CT injection into a helical device

れるので、中心部への粒子供給の効率が低くなる。固体ペレット入射法では、ペレット入射装置から高速の固体ペレットがプラズマ中心部に向けて入射される。入射された固体ペレットは高温プラズマ中心部へ進入していく途中で、表面からプラズマ化され痩せ細ってくる。ペレットのプラズマ化はプラズマ温度が高くなるほど速くなり、さらに、プラズマ半径が大きくなるほどプラズマ中心部までの距離が延びる。したがって、最近、高磁場側からの入射が注目を浴びているものの[13]、中心部への粒子供給のためには、固体ペレット入射速度（現在1～4 km/s）の超高速化が要請されている。

ガスパフ法やペレット入射法にかわる先進的な燃料粒子の補給と制御の方法として、スフェロマック型CT入射法が提案された[5]。すでに述べたように、トカマク装置でのCT入射実験が開始され、粒子補給の有効性が実証されている[10,11]。CT入射法のシナリオは、CTを環状の導電性磁化プラズモイドとして閉じ込め磁場を横切ってプラズマ中心部まで侵入させ、中心部近くにおいて閉じ込め磁場とCT磁場との磁気リコネクションによってCTプラズマが解放され粒子補給されることである。CT入射法の利点として、1) 炉心プラズマの中心部への局所的な燃料補給が可能。2) 固体ペレット法と異なり、 ^3He を含むすべての種類の粒子をプラズマの状態で補給が可能。3) 加速条件制御によって任意の場所にCTを到達させ、燃焼パワーの制御を行うことが可能、などがあげられる。これらの利点のため、補給した燃料の内、中性ガスのままで真空容器外に放出される量が少

くなるため、燃料となるトリチウムの供給量が少なくて済む。また、ダイバータ部でのガス排気量も軽減されるため、ダイバータ部の設計も簡素化できる。さらに、アイスペレット製造時に比べ、トリチウムの取り扱いが容易である。したがって、将来の核融合炉では、Central Fuelingが可能でCT入射法による粒子補給が最も有効な方法として期待できる。

3. CT入射装置構成と生成加速原理

CT入射装置は大きく分けると、Fig. 1に示されるように、スフェロマック型CTを生成・圧縮する磁化同軸ガン（生成・圧縮部）、ガンから噴射されたCTを加速する部分（加速部）、CT入射装置と閉じ込め装置とを連結して、ドリフト管内をCTを移送するという3つの部分から構成される。以下、これらの各部について説明する。

3.1 CT生成・圧縮部

CTを生成する磁化同軸ガンは、旧来マーシャルガンとして親しまれてきた同軸ガンを用い、その外部電極の外側と内部電極の内側にプラズマを磁化するためのバイアスソレノイドコイルが付設される。プラズマ生成はマーシャルガンとほとんど同じで、同軸電極間に高速電磁ガスパフバルブを用いて動作気体を注入し、気体が電極間の適度な空間に拡がったタイミングを見計らって、両電極に高電圧を印加し、気体放電を引き起こして行われる。電極間の放電電流は、リング状プラズマを生成すると同時に生成したプラズマをかき集めながら（スノー

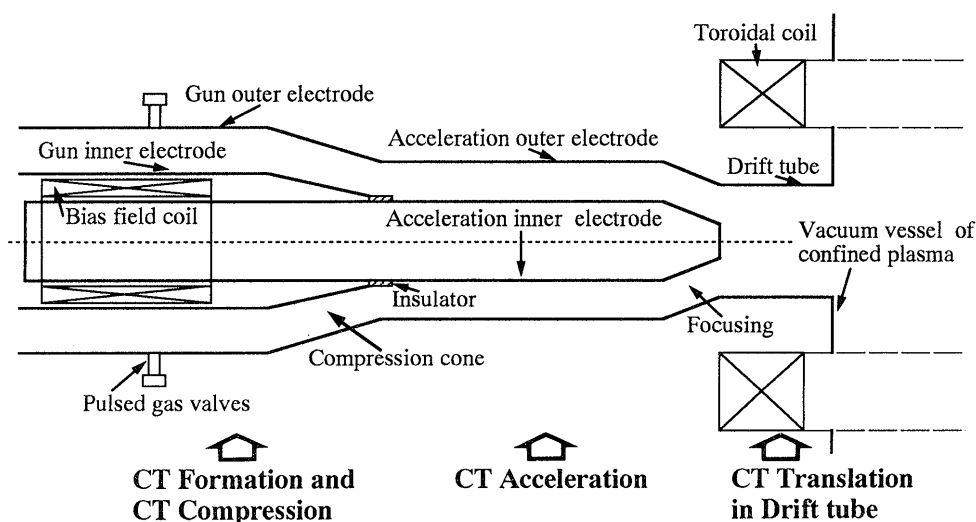


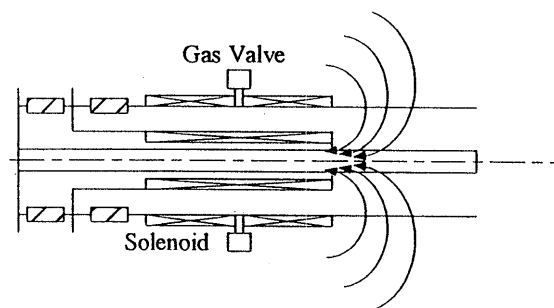
Fig. 1 Schematic diagram of CT Injector, consisting of three stages : formation and compression, acceleration, and focusing and injection.

ブローモデル)これを加速する。この加速は放電電流と放電電流自身が発生した磁場とのローレンツ力によって起こり、ガンの出口に向かってプラズマリングを急速に加速することになる。

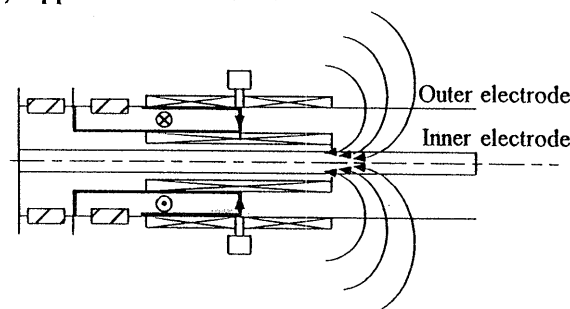
磁化同軸ガンはマーシャルガンと違い、磁化したプラズマリングを噴射することができる。磁化同軸ガンの場合、プラズマを生成する直前にバイアスコイルに通電して Fig. 2 (a) に示すような磁場を発生しておく。この状態でプラズマを生成すると、プラズマリングはバイアスコイルの作る磁束と鎖交した状態にある。プラズマリングが加速されてガン出口から離れていくとき、導電性のプラズマリング内には、この鎖交磁束を保存するように誘導電流が誘起される。この電流は一種のパラマグ電流でプラズマリングを磁化したことになる。パラマグ電流を含むプラズマリングがガンから離れていくと、Fig. 2 (c) に示されるように、あたかもプラズマリングが磁力線を引張っているような磁場配位になる。この状態になると電極間の放電電流は引っ張られた磁力線に沿って流れ続ける。さらに、プラズマリングがガンから離れていくと、プラズマリングの背後で磁気リコネクションが発生し、プラズマリングはガンから孤立していくことになる。一方、磁力線に沿って流れていた放電電流は、磁気リコネクションと同時に短絡し、プラズマリングの切断面を一周する電流、すなわち、ポロイダル電流を形成することになる。このポロイダル電流とトロイダル電流(パラマグ電流)が Fig. 2 (d) に示されるようなポロイダル、トロイダル磁場を発生し、同軸電極を境界とするスフェロマック磁場配位を形成して CT が生成されることになる。ガンから離れた CT は圧縮コーン表面の渦電流によって圧縮され、CT の密度および磁場は増大する。

3.2 CT 加速部

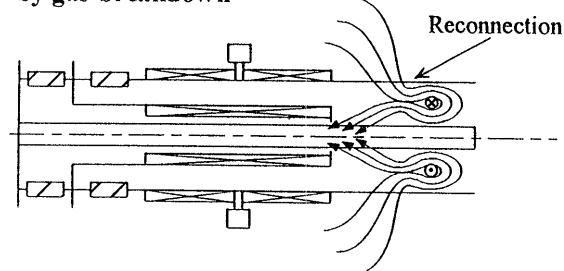
加速部は CT 生成部と同じように、2つの同軸円筒からなる加速電極で構成されている。同軸の両電極にはトロイダル、ポロイダル両磁場を含んだ CT が入ってくると同時に渦電流が発生し、この電流によって CT の平衡は加速中保持される。このように、CT が加速電極間にあるとき、電極間に高電圧が印加され、CT の背後に電流が流れ始める。この電流は薄い層に集中して流れると予測され、いわゆるシート電流を形成する。シート電流は、シート電流 I とこれがつくるトロイダル磁場 B とのローレンツ力 $F = I \times B$ の力を受けて加速される。シート電流は加速されながら同時に CT を押していくことになる。磁場の大きさは径方向の長さに逆比例して小さくなるので、ローレンツ力 F は内部電極側ほど強い。



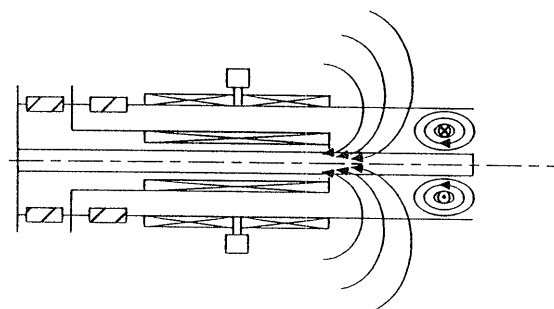
(a) Application of bias field



(b) Pulsed gas injection and plasma production by gas-breakdown



(c) Plasma ring formed and driven by discharge



(d) Isolated CT formation after reconnection

Fig. 2 Formation scheme of spheromak-type CT by a magnetized coaxial plasma gun.

そのため、一般には内部電極と外部電極の半径の差があまり大きくならないように製作される。

3.3 ドリフト管内 CT 移送部

CT 入射装置とプラズマ閉じ込め装置とを連結する箇所では、ドリフト管と呼ばれる単一の円筒管が用いられ

る。ドリフト管の先端部はコーン形状にしてある。CTがこのコーン状ドリフト管を通過するとき、圧縮され、高密度、強磁場、最適径CTとなって入射される。ドリフト管はトロイダルコイルと交差して真空容器に接続されるため、トロイダル磁場の磁力線はドリフト管と鎖交する。したがって、CTがドリフト管を通過するとき、この磁力線を押しのけて進行する必要がある、大きく減速される。

4. CT プラズモイドの磁場閉じ込めプラズマへの進入

加速電極内およびドリフト管内にあるときは、それらの表面で発生した渦電流がCTの平衡を与えていたが、入射装置から真空容器中に放り出されたCTは平衡が得られず、アルヴェン速度程度で自由膨張すると考えられる。しかし、容器中に真空磁場や閉じ込めプラズマが存在する場合、「一体、CTはその中をどのように進行するのであるか？」この疑問についてまだ十分な答は得られていないが、簡単なモデル[14,15]での考察はなされている。

CTが閉じ込め磁場中に入射される場合、CTを完全導体のプラズモイドとすると、あたかも導電性剛体球が磁場中を進行するように、CT表面に誘起される渦電流の働きを得て磁場を排除しながら進行すると考えられる。その場合、CTの体積を V とするとCTは閉じ込め磁場 B_{cf} に対して $B_{cf}^2/(2\mu_0)V$ の仕事をする必要がありCTの運動エネルギーで賄われる。したがって、CTの運動エネルギー $1/2\rho_{ct}v_{ct}^2V$ (ρ_{ct} はCTの質量密度)は $B_{cf}^2/(2\mu_0)V$ を上回る必要がある。つまり、CTが磁場中を進行するための条件は、

$$1/2\rho_{ct}v_{ct}^2 > B_{cf}^2/(2\mu_0) \quad (1)$$

と表される。また、CTが閉じ込め磁場 B_{cf} を排除しながら進行するとき、CTが B_{cf} の磁気圧によって押しつぶされないことが必要である。つまり、平衡条件として、 $B_{ct} \sim B_{cf}$ 、(ここで、 B_{ct} はCTの平均磁場)が成り立つ。

実際に磁場中に突入したCTは導電性剛体球よりもはるかに複雑な挙動をする。CTプラズモイドはトカマクプラズマとの相互作用により、傾斜型不安定性、磁気リコネクションやアルヴェン波等を発生しながら磁界中を進行する[14,15]と考えられる。現在、その物理的素過程に着目した三次元計算機シミュレーションが核融合研で実施されている。

5. CT入射装置の開発の現状と課題

すでに述べたように、CT入射装置の基礎技術はRACEとMARUDEARの2つの大規模な実験装置によって進展した。特に加速電流シートによってCTを長距離間加速できることを原理検証したことは極めて重要な成果であろう。ここでは、その成果全体を紹介するとともに、その背景にある物理モデルや、まだ、解決されていない技術的課題について探ってみる。とくに、次の各項目についてRACE装置での実験結果[1,16,17]を中心に解説を行う。

- ① CT生成時の配位形成モデルとその噴出の条件
- ② CTの圧縮モデルとその実際
- ③ 加速モデルによる加速電流シートとCTの軌道解析
- ④ 電流経路と生成・加速コンデンサの接続方法との関係
- ⑤ CT磁場構造・パラメータとその制御性

RACE装置では、生成用電源として、始め、60 kV, 200 kJの高速コンデンサバンクが用いられ、後に、11 kV, 300 kJの低速バンクに移行している。また、加速電源は、120 kV, 260 kJの高速バンクが用いられた。この大型電源設備によって、CTプラズマリング(質量10 μg 以下)を生成後、長さ4 mの同軸電極間で加速し、最終的には2,000 km/s以上の驚異的な速度を達成している。加速電極の最終段ではさらに長さ2 mのフォーカスコーンが取り付けられ、高い運動エネルギーを利用した高密度圧縮がなされている。一方、Fig. 3に示すCFFTPで開発されたCT入射装置(CTF, CTF-II)は、基本的にはRACE装置と同じ装置構造をもつが、電源も含め非常にコンパクト化されている。また、姫路工大で開発されたHIT-CTI装置をFig. 4に示し、Table 3で各電源の仕様を比較した。

なお、本解説では割愛するが、不純物の混入がより少

Table 3 Comparison of formation and acceleration capacitor banks between each CT injector.

	HIT-CTI (JFT-2M)		CTF (TdeV)		US-CTI (STOR-M)	
	For.	Accel.	For.	Accel.	For.	Accel.
Charging voltage (kV)	20	40	10	40	20	20
Capacity (μF)	144	92.4	800	100	20	20
Stored energy (kJ)	28.8	73.9	120	80	4	4
Rising time (μs)	<10	<10	15	7	2.8	3.4
Max. current (kA)	350	400	380	400	180	140
Switch	Ignitron	Ignitron	Ignitron	Railgap	Ignitron	Ignitron

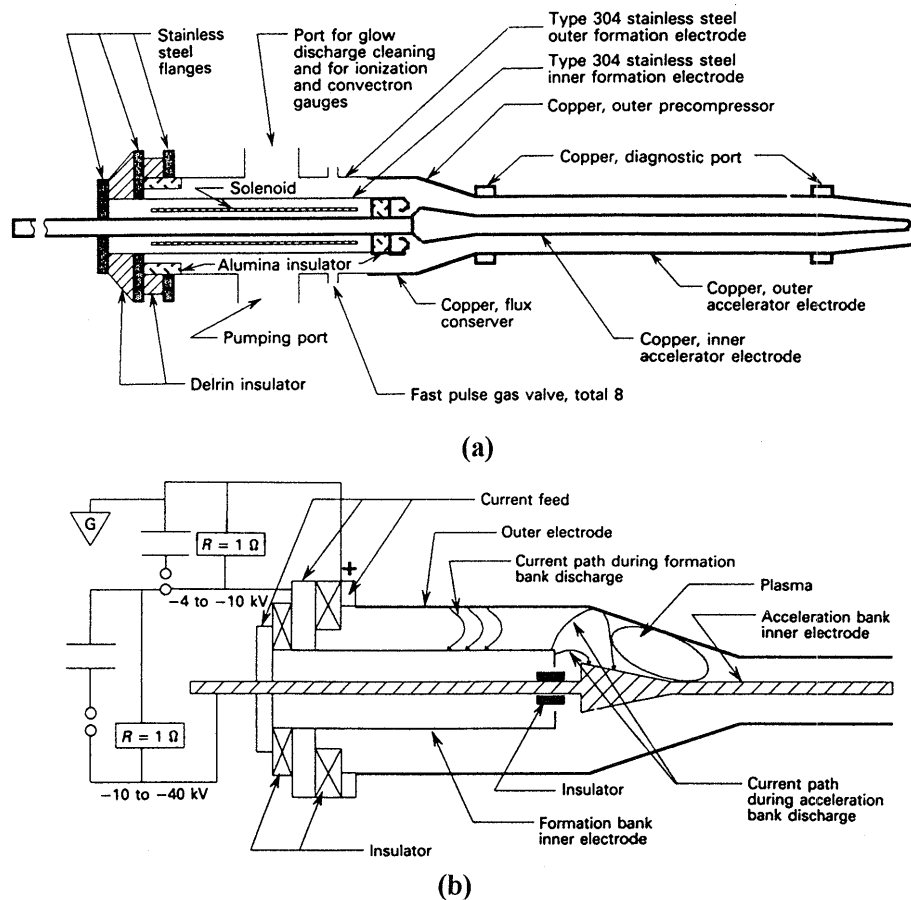


Fig. 3 Schematic diagrams of the CTF machine (a) and its electric circuit (b) [9].

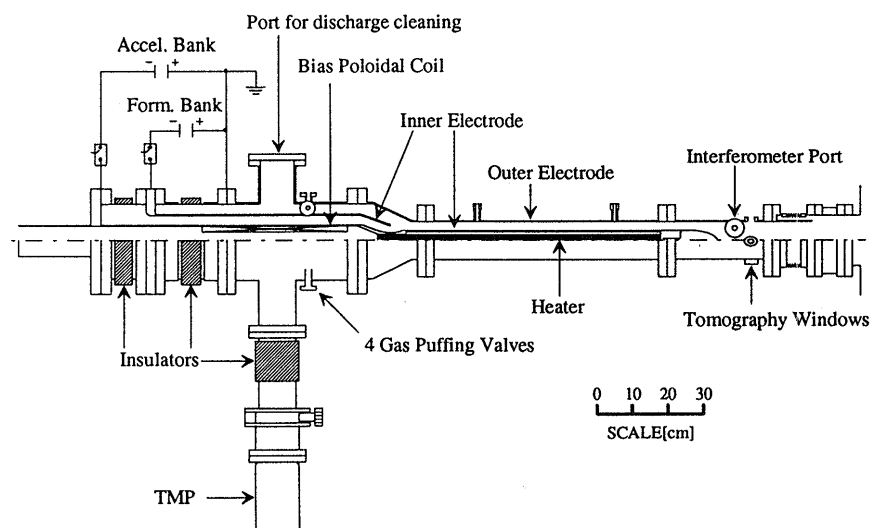


Fig. 4 Schematic diagram of the HIT-CTI machine.

なく抑えられるとされている FRC 型の CT 入射装置 TRAP (Tokamak Refueling by Accelerated Plasmoids) は米国, ワシントン大学で建設され, JET 級のトカマクへの燃料補給に要求されるパラメータ (密度 $1.5 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$, 質量 0.6 mg, 速度 200 km/s, 磁束 5 mWb, 温度 30 eV) をすでに達成している [18].

5.1 CT 生成モデルと噴出の条件

生成過程では生成電流 I_{form} によって作られるトロイダル方向磁場の磁気圧 ($\propto I_{\text{form}}^2$ がバイアス磁場の磁気圧 ($\propto \psi_b^2/r^2$; ψ_b : バイアス磁束, r : 同軸ガン半径) による制動力を上回ることが生成部から CT が噴出するための条件となる [19, 20]. この条件は磁束に対する電流の比 (I_{form}/ψ_b) が r に依存したしきい値 λ_c を越えなければならないことを意味している ($\lambda_g = \mu_0 I_{\text{form}}/\psi_b \geq \lambda_c$). ガンから電流や磁気ヘリシティが注入されている CT の生成過程は, 孤立 CT と同様, Taylor 緩和モデル [21] を基にして考えられ, CT プラズマは, 無力配位の式, $\nabla \times \mathbf{B} = \lambda \mathbf{B}$ において, λ がガン領域まで含めたすべての領域で一定となるように緩和しようとするため, λ_g はガンから飛び出した所の閉じ込め容器 (フラックスコンサーバ) 形状で決まる最小の固有値解 ($\lambda_0 = 3.83/r$) と一致することが推測される. つまり, $\lambda_g = \lambda_0$ の関係が成り立つことが期待される. しかしながら, 実験では, $\lambda_g \gg \lambda_0$ の関係が成り立つことが示されており, その比 $\epsilon = \lambda_0/\lambda_g$ はガンからの磁気エネルギーの輸送効率となり, CT はこの過程で磁気エネルギーを損失する (なお, この間, 磁気ヘリシティは保存する) [19, 20]. また, しきい値 λ_c は, $\lambda_c = \pi/\Delta d$ ($> \lambda_0$) (ここで, Δd は生成電極間距離) で計算される値と実験とがよく一致することが示されている [22, 23]. HIT-CTI や CTF 装置では, Δd は約 0.036 m で, $\lambda_c = 87 \text{ m}^{-1}$ と見積もられる. この場合, CT が 3 mWb のバイアス磁束の中を通過するためには, 200 kA 以上の生成電流が必要となる. 両装置の生成電源はこの条件を十分満たすように設計されており, 生成電流は最大値で 400 kA となっている.

また, CT 生成の時間スケールについてであるが, CT の緩和の特性時間 τ_{relax} は, $\tau_{\text{relax}} \sim S^\delta \tau_A$ (ここで, S は磁気レイノズル数, τ_A はアルヴェン時間, δ は $1/3 \sim 1/2$) で近似され [19], それぞれ典型的な値を代入して計算すると, CT は数 μs で緩和することになる. 生成電流の半周期は τ_{relax} とほぼ同じオーダーであるので, CT は生成電流を引っぱりながら圧縮部に移動し, 緩和後, 平衡配位を形成する. つまり, CT はリコネクションが完了し, 孤立する前に圧縮部または加速直線部に入

り, 加速されることになる. 磁場配位が形成された後は CT 磁場はそのプラズマ電気抵抗 η によって減衰する. その減衰の特性時間 τ_B は, 無力配位を仮定すると, 簡単に $\tau_B = \mu_0/\eta\lambda^2$ と表すことができる. λ の値は長さのスケールに反比例するので, CT の径 a_{ct} が大きいほど CT 磁場の減衰は少なくなる.

5.2 CT の圧縮機構

生成部に設けられた圧縮コーン (Compression Cone, Fig. 1 を参照) での CT の圧縮過程は以下のような重要な役割をもっている. 1) 生成プラズマの大きさを制御し, 磁場強度, 密度を増加させる. 2) 圧縮部はフラックスコンサーバの役割を果たし, MHD 緩和後, 安定で軸対称な平衡配位形成に役立つ. 3) 生成電流が切れた後, CT は圧縮コーン内で比較的長い時間 (30 μs 程度以下) 閉じ込められるため, 加速電流のトリガタイミングを十分に余裕をもって設定できる. 実際に, 衝撃波を発生させないで, 比較的ゆっくりと Self-similar に CT を圧縮させることを考えると, 磁場強度 B_{ct} は圧縮コーンの中心対称軸から CT の磁気軸までの距離 R の 2 乗に反比例して増大する ($B_{\text{ct}} \propto R^{-2}$). また, CT の平衡バランスとトロイダルとポロイダル両磁束の保存から, CT の長さ l_{ct} は R に比例する ($l_{\text{ct}} \propto R$) ため, 圧縮されるにしたがって短くなる. 実験的には圧縮する時間 τ_{comp} が早く, $\tau_{\text{comp}} \gg \tau_A$ の条件が十分成り立たないため, むしろ長さが一定となる傾向が得られている. また, 断熱圧縮が成り立つ場合, $p\rho^\gamma = \text{const.}$ (ここで, $\gamma = -3/5$, p 圧力, ρ 密度) および, $p \propto R^{-5}$ と $\rho \propto R^{-3}$ の関係から, ベータ値は $\beta \propto R^{-1}$ となり, 圧縮によって限界ベータ値を越える可能性が出てくる. ゆっくりした Self-similar な圧縮を行うと, 低電圧, 低パワー電源の使用が可能となるので, 電源設備の大型化の問題は緩和される.

Fig. 3 と Fig. 4 で示された CTF と HIT-CTI 装置の圧縮装置構造を比較してみると, 前者では加速電流の力で CT を圧縮する構造をとっているが, 後者では生成内部電極にテーパがかかっており, 生成電流の力を有効に圧縮に利用している. しかし, 後者の場合, 生成電流による圧縮に必要なだけの磁気圧の加わる時間が短いと, CT は圧縮コーンを出るまでに止まり, 内部でよどんでしまうことになる. 逆に, 電流の周期が長いとそれだけ長時間 CT を生成, 圧縮してしまうことになり, 加速電流によって, 加速の直線部入り口付近で, CT を適当な長さに切断後, 加速することになる.

5.3 加速電流シートとCTの運動

CTの加速軌道を調べ、運動量およびエネルギーバランスを評価することは重要である[1]。そのため、CTを質点(抵抗ゼロ, 質量一定)として扱い, 加速電流シートと同じ運動をすると仮定すると, 加速電流シートの動きは次に示す0次元回路運動方程式を解くことによって求めることができる。

$$L_t = L_{\text{ext}} + L'x \quad (2)$$

$$d^2(L_t I_{\text{acc}})/dt^2 + I_{\text{acc}}/C = 0 \quad (3)$$

$$M d^2x/dt^2 = L' I_{\text{acc}}^2/2 - F_{\text{drag}} \quad (4)$$

ここで,

L_t : 全インダクタンス

L_{ext} : 電源, ケーブルを含む外部インダクタンス

L' : 加速部の単位長さあたりのインダクタンスで,
 $\mu_0/(2\pi)\ln(r_{\text{out}}/r_{\text{in}})$, (r_{out} は外部電極半径, r_{in} は内部電極半径) で表される。

I_{acc} : 加速電流

x : CTリングの軌道位置

C : 加速用コンデンサバンクの容量

M : CTリングの質量

F_{drag} : 加速中のドラッグ力

(2)~(4)の連立方程式を解くことにより, CTの軌道位置 x が求められる。一方, 電圧と電流測定から, 次式を使って $L'x$ を求め, CTの軌道を別の方法で評価することができる。

$$(L_{\text{acc}} + L_{\text{ext}})I_{\text{acc}} = \int V_{\text{acc}} dt \quad (5)$$

ここで, V_{acc} はガン電圧で, $L_{\text{acc}} = L'x$ である。Fig. 5はRACE装置での実験結果を示したものである[1,6]。図中, 波線は, $M = 8 \mu\text{g}$ = 一定で F_{drag} が小さいと仮定し, 上記の(2)~(4)の方程式を解いた結果であり, 実線は(5)式によって x を求めた結果である。この図は, 磁場測定から求まるCT軌道, V_{acc} と I_{acc} の測定から評価したCT軌道, および, CTが質点として I_{acc} に加速されて動くモデルで解析したCT軌道の3者がよく一致していることを示しており, 「電流シートがCTリングプラズマと一緒に動いている」ことがわかる。また, Fig. 6(a)の図から, 加速電流が作る方位角(トロイダル)方向の磁場 B_θ (CTの B_θ はエッジでゼロである)の波形(図中の波線)が, CTの自己ポロイダル磁場の軸方向成分 B_z 波形(図中の実線)に対して, 遅れて観測されていることがわかる。この結果からも, 電

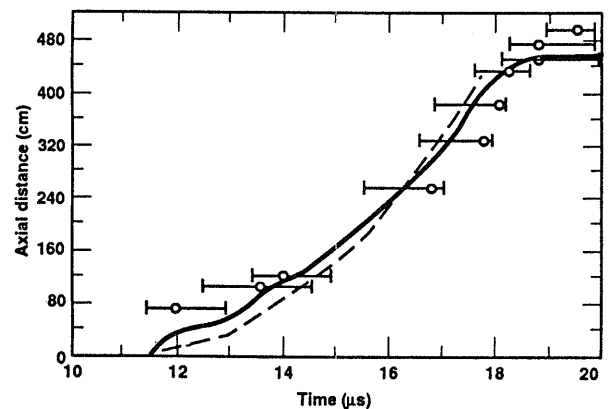
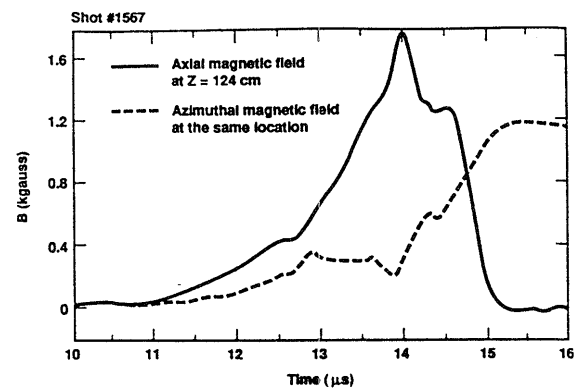
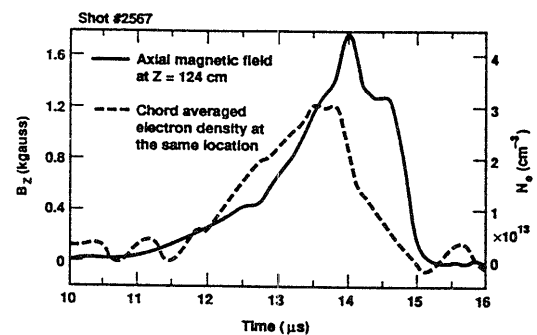


Fig. 5 CT ring trajectory (axial displacement vs time) as determined by magnetic probes (horizontal bars), by accelerator voltage and current data (solid curve), and by 0-D force-balance calculations for $M = 8 \mu\text{g}$ (dashed curve). Note the shift of peak B_z to the back of the ring during strong acceleration ($t = 16\text{--}18 \mu\text{s}$) [1,6].



(a)



(b)

Fig. 6 (a) Axial (B_z) and azimuthal (B_θ) fields measured at the surface of the outer electrode at $z = 124 \text{ cm}$, (b) Axial (B_z) field and line-averaged electron density measured along a diameter at $z = 124 \text{ cm}$ [6].

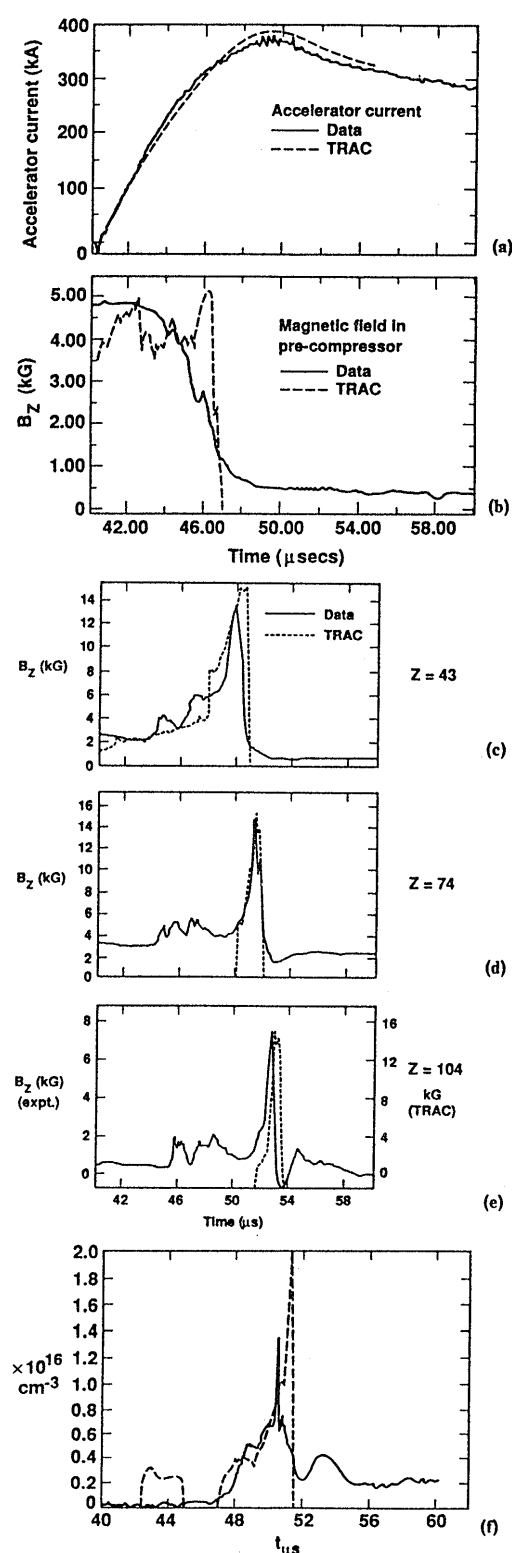


Fig. 7 A comparison of the data with a TRAC simulation. The accelerator current (a), magnetic probe signals (b)-(e) at various axial locations and the interferometer data (f) are shown [17].

流シートがCTを後部から押していることが予想される。また、Fig. 6 (b) からは、測定された密度波形（図中の波線）と軸方向磁場 B_z 波形（図中の実線）とが相似し、ほぼ同位相であることから、プラズマ粒子が磁場にうまく捕捉されながら加速されていることがわかる。この加速の様子を二次元 MHD コード (TRAC) を使ってシミュレートし、実験と比較検討がなされている (Fig. 7 参照)。

以上の実験結果によって、電流シートはCTに追従して動いていることが示され、加速の原理検証がなされた。しかし、電極の構造と大きさ、電極表面の状態、電源仕様、電源の接続方法などの違いによってCTの加速はこの様に理想的なものとはならない。特に高電圧の加速では電極の表面状態の悪い箇所があるとそこでアーク放電を起こしてしまう可能性もある。また、長いCTが形成される場合、電流シートは後方からCT全体を押すのは無理である。HIT-CTI装置での予備実験結果から、長いCTが形成される場合、CTはファースト成分とスロー成分で構成され、前者は不純物輸送の遅延効果 [3, 24] により比較的不純物が少ないことが予想されている。また、スロー成分の形成は、RACE 実験で問題点として指摘された Trailing プラズマの形成と同じものと考えられる。電極表面に付着している水分子層はCTによって離脱、電離され、電極表面とCTの間に薄いプラズマ層を形成する。その一部は層内の磁界に凍り付いてCTとともに動くが、その慣性によってCT後部の方に移動して行き、CTの尾っぽのようになったのが Trailing プラズマである。この尾部のプラズマの一部は拡散で失われるが、残ったプラズマの磁界の張力がCTのドラッグ力になり、加速を大きく妨げると考えられている。また、Trailing プラズマの存在によって、加速電流シートはCTプラズマ後部に追従できず、十分にCTを加速することができなくなる。とくに、加速電流の時間周期が長いと移送方向に幅広い分布をもち、表面に付着している水分子だけでなく、後に拡散してくる注入ガスも加速部で電離してしまうため多くのスロー成分を形成しやすいと考えられる。水分子1モノ層を電極全長で計算すると、Trailing プラズマの質量の方がCTよりも大きくなるとも言われているため、RACE や CTF 装置では、グロー放電やベーキングなどを行って、電極表面の状態をよくすることが、高速で短いCTプラズマを生成するための極めて重要な条件となっている。

さて、電流経路の問題として、加速の直線部入り口付近での加速電流の流れ方と電源の接続方法との関連が問

題点として指摘されている[25]。生成と加速のそれぞれのコンデンサは、CTF や USask-CTI 装置では直列接続 (Fig. 3(b) 参照) であるが、HIT-CTI 装置では並列接続 (両コンデンサの正のアース側が CT 本体で共通) となっている (Fig. 4 参照)。両接続方法とも各部回路のインダクタンスと抵抗とを計算すると、生成と加速の電流はそれぞれ独立した回路を流れることがわかる。しかし、この接続方法の相違により、ガン内部での加速電流の経路が回路的に違って来る。直列接続の場合、加速電流は生成用内部電極から電流経路が発展し、圧縮加速部の外部電極に流入した後、内部電極にリターンしながら CT を後部から押す形で加速することになる (Fig. 3(b) の図中に示されている経路)。酸素や炭素などの不純物や中性粒子が多く付着し電極表面の状態がよくない場合は加速電流は加速の内部電極に短絡し、CT をうまく加速できない。並列接続の経路は回路的にはより理解しやすいが、実験的にはどちらの接続方法がより効率的に CT を生成加速できるのかはよくわかっておらず、調べてみる必要がある。

上記で述べた Trailing プラズマ、不純物と中性粒子、電流経路の問題は、コンデンサバンクから CT の運動エネルギーへのエネルギー変換効率に大きく影響する。RACE 装置では、これらの問題を軽減することにより Fig. 8 で示されるように、運動エネルギーは加速電圧とともに増大し、20% の高い効率を達成している[17]。また、この時の運動エネルギーは磁界エネルギーの約10倍程度となっている。

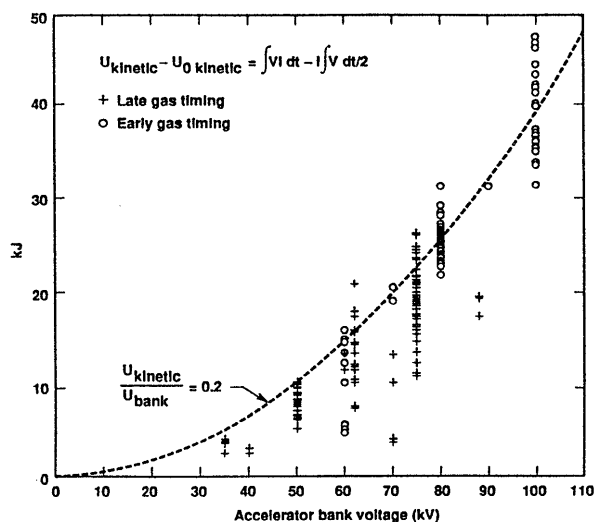


Fig. 8 The CT kinetic energy calculated from circuit data versus the accelerator bank voltage [17].

5.4 加速 CT の磁界構造

加速 CT プラズマはその径が小さい (電極間が約 3 cm) ため、プラズマ内部への磁気プローブの挿入は大きな影響を及ぼす。そのため、電極間内の CT の磁界構造はよく理解されていない。HIT-CTI 装置において、電極間から出た後のドリフト管内での比較的長い (2 m 以上) CT プラズマを対象に内部磁場測定[26]が行われ、緩和配位モデル[27]との比較がなされた。モデルでは、半径 a の無限長円筒内で、1) 正味の磁束がゼロ ($\oint r B_z dr d\theta = 0$)、および 2) $B_r(a) = 0$ の 2 つの条件で、 $\nabla \times \mathbf{B} = \lambda \mathbf{B}$ の平衡方程式を解くと、

$$\mathbf{B} = a_0 \mathbf{B}^0(\nu_k r) + a_1 \mathbf{B}^{1k}(\nu_k r) \quad (6)$$

で表される $m=0$ と $m=1$ の混合解が得られる。ここで、 $\nu_k^2 = \lambda^2 - K^2$ で、 $\lambda a = 3.11$, $k_r a = 1.25$ の時、最小エネルギー状態の解となる。実験で得られた CT は、この $m=1$ のヘリカル成分 a_1 が支配的な磁界構造をしていることが示されている。このことは十分長い CT プラズマでは、軸対称配位よりもヘリカルに振れた配位を形成する傾向にあることを示している。

5.5 CT の基本パラメータ

プラズマ中心部への粒子補給の実現に要求される CT の物理パラメータは CT の中心部への進行モデルに依存するため、その評価は難しい。ここでは、簡単なモデル[14]に基づいた条件式を示す。また、現在、各装置で得られている各パラメータ (長さ、速度、質量、密度、ベータ値など) の代表的な値について紹介する。

CT がトロイダル磁場中に進入すると傾斜型不安定性を引き起す (その特性時間は τ_A 程度である) ことによって、CT のポロイダル磁場とトカマク磁場が磁気リコネクションを起こし、捕捉粒子をその場で解放する。したがって、CT がトカマクの磁気軸付近に到着する頃に、リコネクションが完了することが条件となる。つまり、

$$a_{\text{tok}}/v_{\text{ct}} \sim \tau_r \quad (7)$$

が成り立つ。ここで、 a_{tok} はトカマクの小半径、 τ_r はリコネクションの特性時間、 v_{ct} は CT の進行速度である。この時、リコネクション時間の算定のモデルが重要である。通常、ファーストリコネクションモデルとして Petscek モデル[28]、スローリコネクションモデルとして、Sweet-Parker モデル[29]が用いられる。前者の場合、 $\tau_r \sim \tau_A$ 、後者の場合、 $\tau_r \sim (\tau_A \tau_B)^{1/2}$ (ここで、 $\tau_A = a_{\text{ct}}(\mu_0 \rho_{\text{ct}})^{1/2}/B_{\text{ct}}$, $\tau_B = \mu_0/\eta \lambda^2$) とされる。スローリコネクションモデルで考えた場合、必要な CT 速度は遅くて

済むことは容易に理解できる。しかし、これらのモデルの適応の妥当性については色々と議論される余地がある。特に、高温トカマク／ヘリカルプラズマとその中へ高速突入後、3次元的な運動をするCTプラズモイドとの間には、プラズマ抵抗 η 、密度 ρ の値に2オーダー以上の大きな差があり、そのことがリコネクション速度や機構にどのように影響するのかよくわかっていない。

(1)式とこの(7)式によって、CTパラメータ、密度、速度、大きさなどを決定することができる。しかし、このモデルでは、CTが磁場の勾配 ∇B^2 から受ける力を考慮しておらず、とくに、CTの長さがトカマク等の小半径に比べ短い場合注意する必要がある。(1)式の関係の妥当性はTdeV実験で調べられ[10]、要求されるCTの速度と密度の評価に利用されている。それを示したのがFig. 9であり、1 Tと6 Tのトロイダル磁場への入射に要求されるCTの質量密度と速度の関係を2つの曲線で実験値とともに示されている[30]。

他の入射条件として、(a) $a_{\text{tok}}/v_{\text{ct}} < \tau_B$, (b) $a_{\text{ct}} < a_{\text{tok}}$, (c) ベータ限界の条件、がある。また、単発のCT入射の燃料補給率を、 $N_{\text{ct}}/N_{\text{tok}}$ (ここで、 N_{ct} , N_{tok} はそれぞれ、CTとトカマクの総粒子数であり、 $N_{\text{tok}} > N_{\text{ct}}$) と定義し、トカマクの粒子閉じ込め時間を τ_p とすると、(d) $f_n = (N_{\text{tok}}/N_{\text{ct}})\tau_p^{-1}$ の周期でCTを繰り返し入射することが燃料粒子の定常維持のために要求される。

つぎに、各CTパラメータについて紹介する。A) プラズマの速度は、CTのドリフト方向に置かれた磁気プローブによって測定された磁場信号のピーク値の時間差から評価される。Fig. 10にCTF装置で測定された代表的な加速CTの磁場波形を示す[31]。これらの波形をもとにCTF/CTF-2装置では、150~250 km/sの範囲の速

度が得られている。また、Fig. 8で示したように加速バンクの充電電圧を変えることによって速度の制御は可能である[17,26]。CTの速度増加には、(2)~(4)式からもわかるように、加速電流の立ち上がり時間を早くすることが重要であり、コンパクトで低ノイズの条件を兼ね備えた高圧コンデンサ電源システムの低インダクタンス化の技術が要請される。B) CTの長さは、磁場信号のパルス幅に速度を乗じて見積もられる。現在、RACE, CTF装置等では20 cm程度の長さのCTが生成されており、トカマクの小半径に比べ十分に短いとはいえない。局所的な粒子供給の観点から、短いCTを生成することが要請されているが、入射対象となるプラズマのサイズが大きくなるにしたがって、長さの問題は緩和される。C) CTの密度と質量に関しては、CTF装置で測定された、電子密度、約 $5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ 、質量、約10~40 μg が標準的な値であるが、最大質量は動作ガスとしてアルゴンなどが使われ、1~2 mgがMARAUDER装置で達成されている[7]。密度分布についてはまだ測定はなされていないが、長さ方向に分布をもっている。D) 電子温度については、磁場の減衰時間から10 eV程度と考えられるが、トムソン散乱などで精度よく測定する必要がある。E) ベータの実験値に関しては10%程度と評価されるが、メルシエの安定性理論からは、古典的なスフェロマック配位では限界ベータ値は1%以下であるため[2]、理論値を大幅に越えている。もっとも、内部電極のような中心導体が存在する場合、安全係数 q 値が境界でゼロにまで下がるので、磁気シアアが増大する。その場合の限界ベータ値は、電流分布をホロー型にすることにより10~20%程度まで大きくすることが可能である[32]。F) CT中に含まれている不純物の

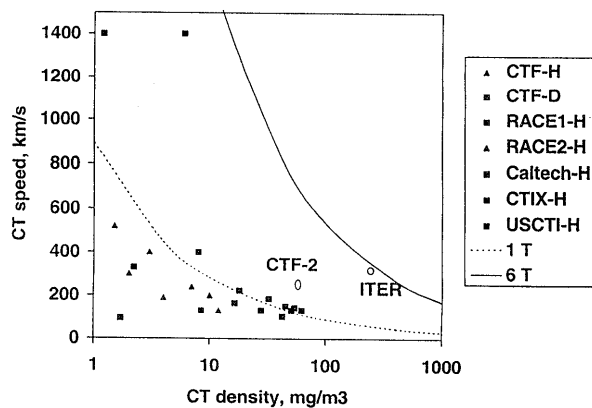


Fig. 9 Required CT velocity and mass-density for fueling to various tokamak magnetic fields [30].

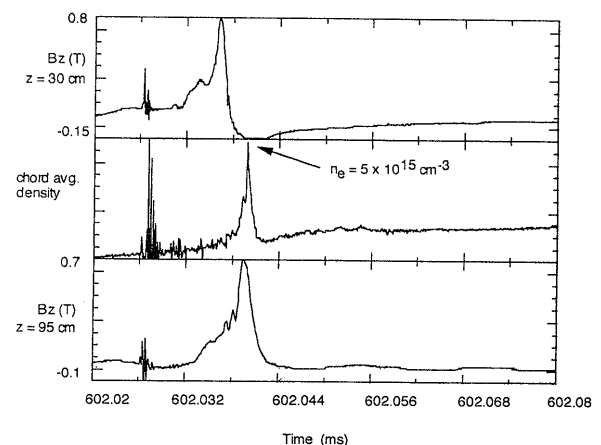


Fig. 10 Example of accelerated CT parameters [31].

絶対量を測定することは入射対象となる高温プラズマの冷却やディスラプションを引き起こさないためにも重要である。CTは高密度であるため、炭素1%の含有でも炭素の輻射障壁が越えられず、プラズマ温度は低く抑えられる。そのため、タンゲステンなどの高Z不純物は高い価数にまで電離されにくい上、低い価数に電離したイオンのスペクトル線発光強度も弱いため、CTを対象に分光的評価をすることは難しい。したがって、CT入射時における高温プラズマの Z_{eff} や全輻射損失の変化を調べ、不純物の影響を評価する必要がある[33]。その評価内容については6.4で記述する。

6. トカマクへのCT入射研究の現状と課題

6.1 ヘリシティ入射実験

トカマクのプラズマ電流を駆動するユニークな方法としてCTを利用したヘリシティ入射法がある。磁力線のねじれのピッチが大きいスフェロマック型CTをピッチの緩やかなトカマクに対して、トロイダル方向の一ヶ所で入射すると、リコネクションが起き、両者の磁力線が互いに結合する。その時、トカマクの磁力線のねじれピッチは入射位置付近で局所的に増大した状態になっている。その後、磁気ヘリシティが保存された状態で、グローバルなMHD緩和を引き起こし、トカマクの磁力線ピッチはトロイダル方向に一樣に増大(プラズマ電流の駆動)することになる。CTの磁気ヘリシティは $K_{\text{ct}} = \alpha \Psi_p \Psi_t \approx B_{\text{ct}}^2 \pi^2 l_{\text{ct}} a_{\text{ct}}^3 / 2$ (ここで、 α は1のオーダー、 a_{ct} はCTの小半径、 B_{ct} は平均磁場)で表され、トカマクは $K_{\text{tok}} \approx \mu_0 \pi I_p B_t a_{\text{tok}}^2 R_{\text{tok}} / 2$ (R_{tok} は大半径、 a_{tok} は小半径、 I_p はプラズマ電流、 B_t はトロイダル磁場)で表される[34]。これらの式から、CT入射によってトカマクの増加する電流は、 $\Delta I_p = \pi \mu_0^{-1} B_{\text{ct}}^2 B_t^{-1} l_{\text{ct}} a_{\text{ct}}^3 a_{\text{tok}}^{-2} R_{\text{tok}}^{-1}$ と表される。この式から、駆動される電流はCTとトカマクのスケールの比 $l_{\text{ct}} a_{\text{ct}}^3 / (a_{\text{tok}}^2 R_{\text{tok}})$ に大きく依存することがわかる。したがって、中、大型トカマクにおける単発で小径のCT入射では、 $l_{\text{ct}}, a_{\text{ct}} \ll a_{\text{tok}}, R_{\text{tok}}$ が成り立つことから、ヘリシティ入射による電流駆動はほとんど期待できない。たとえば、JET装置ではヘリシティ量は 200 Wb^2 にもなり、典型的なCT入射装置で得られるヘリシティ量の約 10^7 倍大きい。しかし、この場合でもヘリシティをDC的に入射すること(l_{ct} を無限に長くすることに対応)で、プラズマ電流駆動だけでなく、電流分布や周辺電場制御などの可能性もでてくる。

初めてCT入射によるトカマクのヘリシティ電流駆動の原理実証を行ったのは、カリフォルニア工科大学のグ

ループで、小型トカマクENCORE装置($R = 0.38 \text{ m}$, $a = 0.12 \text{ m}$, $B_t = 0.7 \text{ kG}$)を利用して実験が行われた[34]。Fig. 11はトカマク放電のCT入射時のプラズマ電流等の変化を示したものである。CTとトカマクのヘリシティが互いに同極性と異極性の場合で入射すると、プラズマ電流がわずかであるが増減することが見られる。この実験では上記の式を用いて、ヘリシティバランスが成立することが示されている。

6.2 トカマクの中心領域への粒子補給の実証

1993年後半、カナダの中型トカマクであるTdeV装置($R = 0.86 \text{ m}$, $a = 0.27 \text{ m}$, $B_t = 1.5 \text{ T}$)において、世界

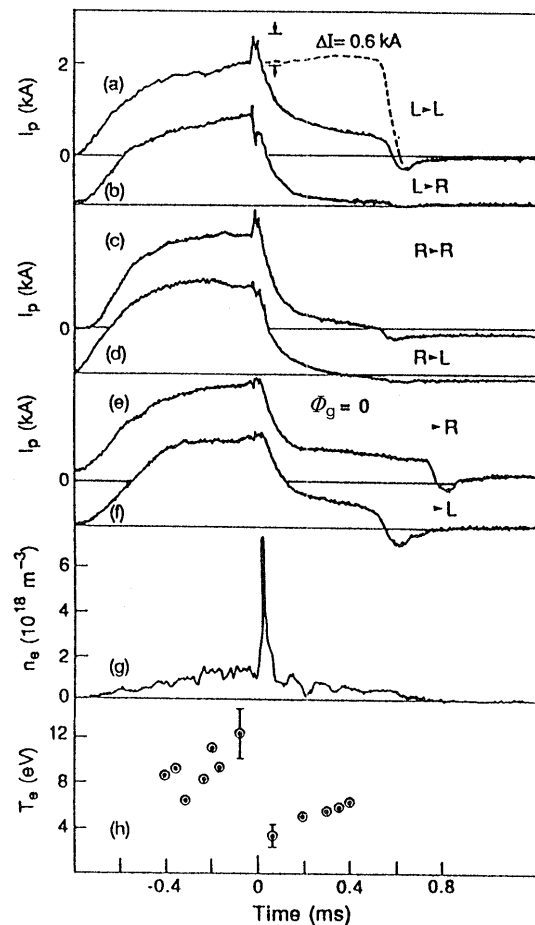


Fig.11 Time history of a tokamak discharge ($B_\theta = 0.07 \text{ T}$) with spheromak injection; time-scale relative to injection; each trace is a single discharge. Plasma current: (a) with a left handed spheromak injected into a left handed tokamak, (b) left into right, (c) right into right, (d) right into left, (e) Marshall gun ($\Phi_g = 0$) injection into left handed tokamak, and (f) Marshall gun injection into right handed tokamak; (g) central electron density and (h) central electron temperature traces from a Langmuir probe [34].

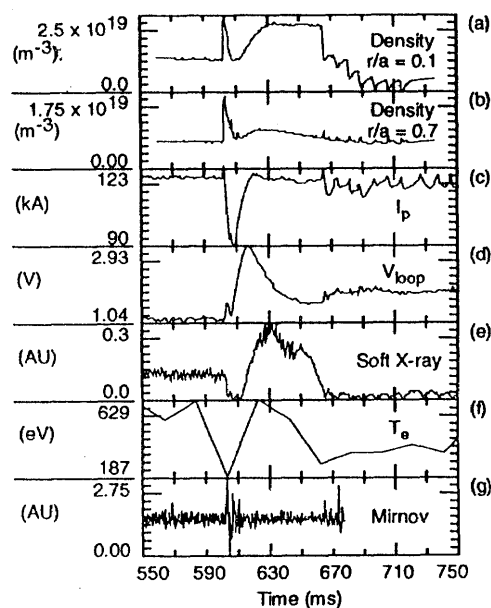


Fig.12 Time history of tokamak parameters for the central penetration case at $B_t = 1$ T : (a) line averaged electron density at $r/a = 0.1$, (b) line averaged electron density at $r/a = 0.7$, (c) plasma current, (d) loop voltage, (e) central chord soft X-ray signal, (f) Thomson scattering electron temperature in the plasma center, and (g) Mirnov coil signal [10].

で初めて粒子補給を目的とした CT 入射実験が開始され、「ディスラプションを引き起こすことなく、CT 入射法によるトカマクの中心領域への粒子補給に成功した」と報告された[10]。この最初の CT 入射実験の成功は注目すべきものであったが、Fig. 12 で見られるように、 $B_t = 1$ T のトカマク放電への CT 入射後、磁気軸付近 ($r/a = 0.1$) での平均電子密度の信号は増大するものの、同時に、プラズマ電流の大幅な減少、ループ電圧の増大、電子温度の減少など、トカマクプラズマ自体を大きく擾乱する結果になっていた。その後、電極のベーキング等を徹底的に実施し、CT への中性粒子混入の軽減を行ったところ[25]、Fig. 13 に示すようにトカマクを大きく乱すことなく、中心部での密度増加が観測された[33]。

Fig. 13 の (a) をよく見ると、磁気軸付近での平均電子密度の時間変化は CT 入射直後に少し急峻に立ち上がり、その後緩やかに増加していることがわかる。最初の早い立ち上がりが CT 入射によるもので、後半のゆっくりした増加はガスパフバルブによって注入された中性ガス (D で約 1.7×10^{20} 個) が CT にすべて捕捉されないため、トカマク中へ遅れて拡散してくることに起因して

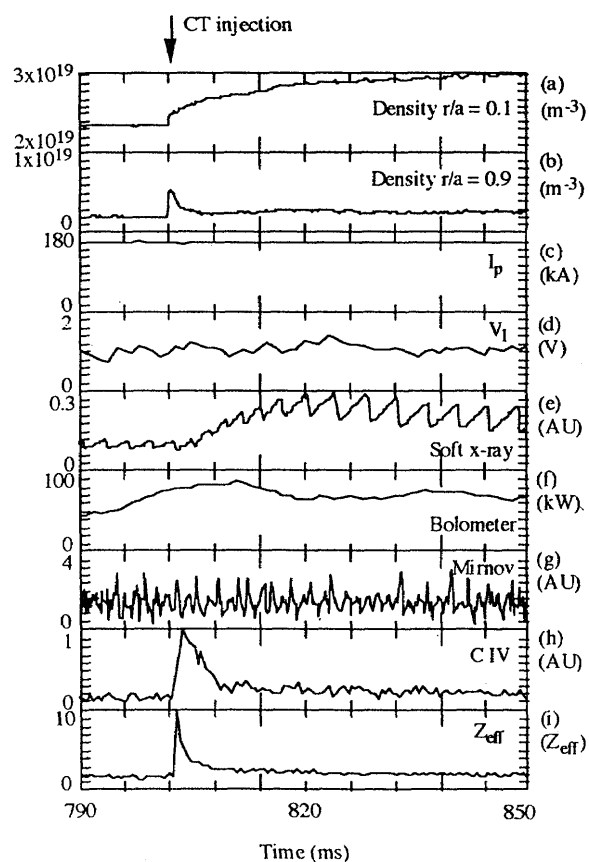


Fig.13 Time history of tokamak parameters for the CT fuelled case at $B_t = 1.4$ T : (a) line averaged electron density at $r/a = 0.1$, (b) line averaged electron density at $r/a = 0.9$, (c) plasma current, (d) loop voltage, (e) central chord soft X-ray signal, (f) main plasma viewing bolometer signal, (g) Mirnov coil signal, (h) carbon IV line monitor signal and (i) Z_{eff} [33].

いる。CT とこの後続の中性粒子の影響を明確に区別できないことが実験データを難解にしている。しかし、この問題はガスパフ入射を単独で実施し、CT 入射との現象の違いを比較することで回避できる。

Fig. 13 で示したショットでは入射 CT の粒子数は $1.1 \times 10^{19} \pm 20\%$ であり、トカマク粒子の増加数は $3.3 \times 10^{18} \pm 5\%$ であることから、燃料補給の効率は約 30% と評価されている。100% のカップリングでないのは CT の長さによるものと説明されている[33]。実際には、CT の長さがトカマクの小半径程度であるため、局所的な粒子補給の実現は困難である。TdeV 装置では CT プラズモイドの先導部分は $r/a = 0.5$ を越えて、磁気軸にまで到達していると思われるが、径方向のどのあたりで主に粒子が解放されているのか知る必要がある。CT 入

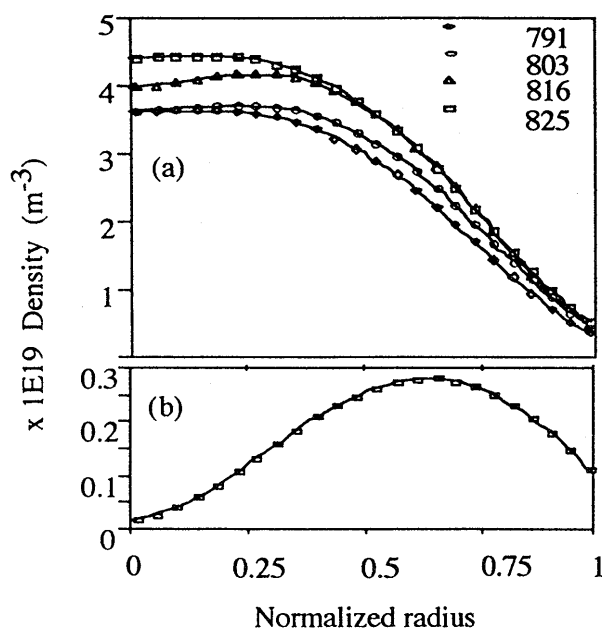


Fig.14 (a) Density profiles and (b) the density change profile $n_{803} - n_{791}$ (n_{803} and n_{791} are the density profiles at $t = 803$ and 791 ms, respectively) after CT injection. The CT is injected at $t = 802$ ms [33].

射直後の平均電子密度の径方向分布の時間発展から、そのことを明らかにしたのが Fig. 14 であり、 $r/a = 0.6$ 付近で粒子供給が最大となっていることがわかる [33].

6.3 CT 入射による H モードトリガと閉じ込め性能改善の可能性

最近、TdeV と STOR-M の両装置で、CT 入射によってトカマク放電が H モードのような振る舞いを示すことが観測され、閉じ込め性能が向上することが報告されている。CT 入射後の (a) 反磁性エネルギー (b) エネルギー閉じ込め時間 τ_E 、および (c) H_α 信号の時間発展を Fig. 15 に示す [33]。この結果からは、 τ_E は 35% の増大となっており、 H_α が CT 入射後明らかに減少を示している。電流分布は CT 入射前後でほとんど変化していないことから、 τ_E の評価はそれほど誤差を多く含んでいないとされている。この τ_E の増加の結果は、H モードのような閉じ込め特性の可能性を示唆している。また、STOR-M 装置においても、 H_α の減少と Mirnov コイルの信号レベルが下がるなど類似した結果が得られていることが最近報告されている [11]。

6.4 不純物問題

高温トカマクでは高 Z 不純物の流入は避けなければならない重要な課題であり、高電圧、大電流の電極放電を伴う CT 入射実験では最も危惧されるところである。し

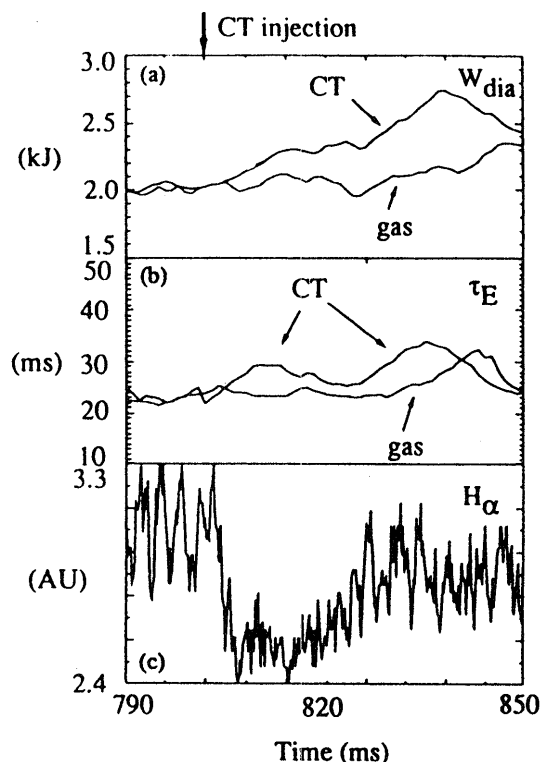


Fig.15 Time histories of: (a) plasma diamagnetic energy and (b) energy confinement time for the CT fuelled discharge shown in Fig.15 (CT) and for the CT injector gas valve only fuelled discharge (gas); and (c) the H_α signal after CT injection. The CT injector is fired at 802 ms in all cases [33].

かし、最近の TdeV 実験では不純物によってディスラプションを引き起こしていない。さらに、Fig. 13 のボロメータによる輻射損失の測定は、CT 入射時に顕著な増加を示していない [33]。高 Z 不純物に関しては、トカマクプラズマ中のタンゲステンの輻射の空間分布が調べられ、その定量測定が行われた結果、CT 入射前後で大きな変化はないと報告されている [33]。これらの実験結果から、TdeV 装置での CT 入射による不純物の混入は重大な問題とはなっていないことがわかる。しかしながら、R. Raman 氏は CT 入射実験中もベーキングを続け、中性粒子や低 Z 不純物を常時低く抑えておくことが肝要であることを指摘している [25]。高 Z 不純物に対する対策として、国外の多くの CT 入射装置の電極では高融点材料であるタンゲステンコーティングが施されている [35]。しかし、高 Z 不純物はその質量が重いため、CT と一緒に加速されず遅延するため、電極内に残り残されることが過去の実験結果から示唆されており [5, 24]、そのため多量の混入とはならないであろう。現在の規模の

単発 CT 入射装置に限り、不純物の問題は楽観的に捉えてもよいように思われる。

6.5 JFT-2M 装置での CT 入射実験開始状況

最近、国内で最初の本格的なトカマク装置への CT 入射実験として、原研、JFT-2M 装置 ($R = 1.31$ m, $a = 0.28/0.35$ m, $B_t = 0.7 - 2.2$ T, $T_e = 1 - 2.2$ keV) で実験が開始された[12]。H モードが実現できる高性能トカマク装置への CT 入射実験として世界的に注目されている。本実験は、CT 入射による中心部への粒子補給の原理実証だけでなく、密度・電場勾配の制御の可能性を追求し、高密度閉じ込め性能の達成を主目的としている。また、CT と高温プラズマ中での CT 挙動も調べられる予定である。

Fig. 16 は姫路工大で開発した HIT-CTI 装置を水平に取り付けた図である。4, 5 年前の計画発案の頃、故前田室長は高磁場側からの垂直入射のアイデアを提案されたが、ポートの大きさの問題もあり、まずは水平入射の実験から開始することになった。

最初の CT 装置の試験運転で、速度 100 km/s 以上、磁場強度約 4 kG, 10^{21} のオーダの平均電子密度をもつ CT が得られている。また、トカマクへの最初の入射実験 ($B_t \leq 1.3$ T) では、CT のトカマク中での挙動が高速

フレミングカメラで撮影され、トカマクのトロイダル磁場の方向を反対にすると、磁気圧によって圧縮された CT プラズモイドが、上下逆方向にシフトするような興味深い様子が捉えられた。この理由についてはまだよく分かっておらず様々な議論がなされている。また、OH プラズマへの入射により、プラズマ蓄積エネルギーの増加、放射損失、一周電圧の減少などの好ましい初期結果が得られている。現在、さらに詳しく調べるための各種計測の準備が進められており、今後の発展が非常に期待されている。

7. ITER への CT 入射

ITER 物理 R&D において、1.5 GW の核融合出力パワーを得るためには $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 以上の密度保持が要請されていることから、燃料粒子制御による燃焼パワーの制御は極めて重要である。また、プラズマエッジでの密度を制御しながら、Greenwald 密度限界を越えた安定で閉じ込め性能のよい H モード運転のためには、中心領域への粒子補給は不可欠な要請技術であろう。

ITER で設計された燃料補給システムは、ガス注入 ($\text{DT} \rightarrow 200 \text{ Pam}^3\text{s}^{-1}$, $\text{T} \rightarrow 50 \text{ Pam}^3\text{s}^{-1}$)、遠心加速方式アイスレット入射 ($\text{D}, \text{DT} \rightarrow 100 \text{ Pam}^3\text{s}^{-1}$, $\text{T} \rightarrow 50 \text{ Pam}^3\text{s}^{-1}$) および壁コンディショニングで構成されている[36]。CT 入射法も ITER で検討されたが、大型トカマクでの実績がないことから、JT-60U や JET 装置での試験の必要性が要請されている。CFFTP グループは、CT 入射法では、10% の燃焼率、20 Hz の繰り返し運転で、1 ショットの CT 粒子数 $N_{\text{ct}} = 5 \times 10^{20}$ 個を想定すると、DT の燃料補給は $20 \text{ Pam}^3\text{s}^{-1}$ となり、ペレット入射よりも少なくても済むと評価している[37]。Table 4 に設計された ITER 用 CT 入射装置の各パラメータを示す。彼らは燃料補給率以外に、磁場通過のために要する CT パラメータ、装置サイズ、不純物制御法、電源パワーと効率、CT 移送領域での磁気遮蔽、中性子遮蔽、トリチウムハンドリング、装置信頼性と部品交換技術などの各項目についても具体的な検討を行っている[30, 37]。

ITER など大型装置へ CT 入射法を適応する場合の重要な問題は、1) 真空容器外側のトロイダルコイル間の強磁場中を長距離の間、高速 CT を安定に移送できるのかどうか。2) 単発 CT 入射装置では燃料補給率が小さい。の 2 点である。1) については、超伝導コイルによって移送領域に外部磁場が入らないように工夫する案も出されている。また、2) について、中型装置のプラズマ体積 (JFT-2M $\rightarrow 3 - 4 \text{ m}^3$, $T_{\text{deV}} \rightarrow 1.3 \text{ m}^3$) と比較して、

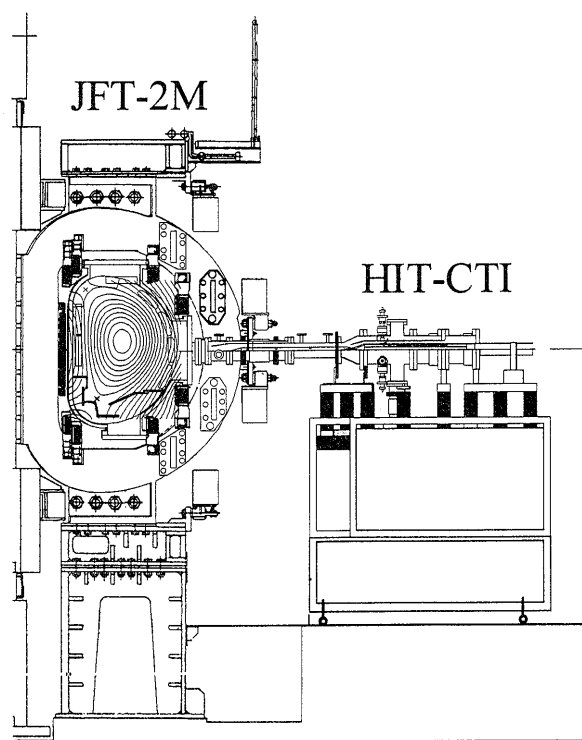


Fig.16 Schematic diagram of the HIT-CTI machine installed on JFT-2M.

Table 4 ITER CT injector parameters [37].

Number of injectors	1
CT radius	0.1 m
CT length	0.2 m
CT density (D + T)	$9 \times 10^{22} / \text{m}^3$
CT mass	2.2 mg DT (2.6 T ₂)
N _{CT} /N _{ITER}	0.3%
Fueling rate (D + T)	$5.3 \times 10^{20} / \text{pulse}$
Fueling frequency	up to 20 Hz
CT injection speed	300 km/s
CT kinetic energy	100 kJ (120 T ₂)
Frac. of gas trapped in CT	75%
Frac. of gas leaked to tokamak	25%
Formation section r/L (m)	0.75/2
Accelerator section r/L (m)	0.30/2
Transport section r/L (m)	0.1/5
Total CT injector length (m)	12
Total power consumption	8 MWe (10 T ₂)

大型装置 (ITER→2,500 m³, JT-60U→70 m³, LHD→30 m³) では極端に大きくなり, 単発の CT 入射では測定精度範囲内の密度増加は期待できない. 電源システムを含めた繰り返し可能な CT 入射装置の技術開発が最優先課題となる. 現在, 0.2 Hz での CT 入射の繰り返し運転が UC-DAVIS での実験[38]で実現されているが, 電源スイッチングの信頼性などに問題があり, さらに早い周期の運転には, 高電圧, 大電流用サイリスタの利用も検討されている[37].

8. あとがき

以上, CT 研究を長年してきた者の立場から「CT の高温プラズマへの入射研究の現状と課題」について解説を試みたが, トカマクやヘリカルなどの閉じ込め研究の立場からみると, CT 入射の魅力は, Deep Fueling の能力を十分に活かした密度分布制御による安定で密度限界を越えた高い閉じ込め性能の達成であろう. Hモードや負磁気シアアのプラズマへの CT 入射は斬新な実験テーマである. 最近, CT 入射によりトカマクの閉じ込め性能がよくなるような実験結果が出されており, その原因はよくわかっていないものの, CT 入射には何か粒子補給以外の秘めたる能力が隠されているものと期待している. また, 「高速高密度磁化プラズモイドと高温プラズマとの相互作用」についての未開のテーマは我々の物理的興味を大いにそそる. 今後, 国内のトカマクやヘリカルでの実験ではこの種のテーマについても積極的に研究がなされるであろう. はじめに述べたように, CT 入射は幅広い分野への応用の可能性をもち, 魅力に溢れ

ている. これからももっと多くのユニークな利用のアイデアの提案がなされ, 実際に試験されることを期待している.

謝辞

この解説をまとめるにあたって, CFFTP の R.T. Raman 博士, 日本原子力研究所の故前田彦祐氏および木村晴行室長をはじめとする JFT-2M グループの諸氏, 核融合科学研究所の LHD 計画共同研究の CT 入射グループの諸氏, ならびに三菱重工業㈱の小田泰嗣氏および東欣吾氏からは, 貴重な助言およびご協力を頂き厚く感謝いたします.

参考文献

- [1] J.M. Hammer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **61**, 2843 (1988).
- [2] M.N. Rosenbluth and M.N. Bussac, Nucl. Fusion **19**, 489 (1979).
- [3] T. Uyama, M. Nagata *et al.*, Nucl. Fusion **27**, 799 (1987).
- [4] T.R. Jarboe *et al.*, Phys. Fluids **B2**, 1342 (1990).
- [5] C.W. Hartman and J.M. Hammer, Phys. Rev. Lett. **48**, 929 (1982).
- [6] C.W. Hartman *et al.*, Fusion Tech. **20**, 776 (1991).
- [7] J. Degnan *et al.*, Phys. Fluids **B5**, 2938 (1993).
- [8] E.L. Ruden *et al.*, Phys. Fluids **B4**, 1800 (1992).
- [9] R.T. Raman *et al.*, Fusion Tech. **24**, 239 (1993).
- [10] R.T. Raman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73**, 3101 (1994).
- [11] C. Xiao *et al.*, Bull. Amer. Phys. Soc. **42**, 1960 (1997).
- [12] N. Fukumoto, T. Uyama, M. Nagata *et al.*, Bull. Amer. Phys. Soc. **42**, 1961 (1997).
- [13] P.T. Lang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 1487 (1997).
- [14] L.J. Perkins, S.K. Ho and J.H. Hammer, Nucl. Fusion **28**, 1365 (1988).
- [15] P.B. Parks, Phys. Rev. Lett. **61**, 1364 (1988).
- [16] A.W. Molvik *et al.*, Phys. Rev. Lett. **66**, 165 (1991).
- [17] J.M. Hammer *et al.*, Phys. Fluids **B3**, 2236 (1991).
- [18] P.A. Gurevich, J.T. Slough and A.L. Hoffman, Bull. Amer. Phys. Soc. **42**, 1961 (1997).
- [19] C.W. Barnes *et al.*, Phys. Fluids **29**, 3415 (1986).
- [20] 永田正義, 古谷仁志, 宇山忠男: 核融合研究 **62**, 376 (1989).
- [21] J.B. Taylor, Phys. Rev. Lett. **33**, 1139 (1974).
- [22] C.W. Barnes *et al.*, Phys. Fluids **B2**, 1871 (1990).
- [23] M.R. Brown, D.M. Cutrer and P.M. Bellan, Phys. Fluids **B3**, 1198 (1991).
- [24] K. Azuma *et al.*, Proc. of the 18th Symp. on Fusion Tech., Karlsruhe, p.661 (1994).
- [25] R.T. Raman, private communication.

- [26] N. Fukumoto, T. Uyama, M. Nagata *et al.*, *Proc. of 1996 ICPP* Vol.2, 1207 (1996).
- [27] M.J. Schaffer, *Phys. Fluids* **30**, 160 (1987).
- [28] H.E. Petschek, in *AAS-NASA Sym. Phys. Solar Flares*, p.425 (1964).
- [29] E.N. Parker, *J. Geophys. Res.* **62**, 509 (1957).
- [30] P. Gierszewski, R.T. Raman and D.Q. Hwang, *Fusion Tech.* **28**, 619 (1995).
- [31] R. Raman *et al.*, from *poster papers presented at the 37th APS DPP Annual Meeting*, Louisville (1995).
- [32] S. Kaneko *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **54**, 4570 (1985); S. Kaneko and A. Kamitani, *J. Phys. Soc. Jpn.* **55**, 1918 (1985).
- [33] R.T. Raman *et al.* *Nucl. Fusion* **37**, 967 (1997).
- [34] M.R. Brown and P.M. Bellan, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2144 (1990).
- [35] M.R. Brown, A.D. Bailey III, and P.M. Bellan, *J. Appl. Phys.* **69**, 6302 (1991).
- [36] 中村博雄：プラズマ・核融合学会誌 **73** 特集／ITER 設計報告, 93 (1997).
- [37] R.T. Raman and P. Gierszewski, *submitted to ISFNT-4*, Tokyo, April (1997).
- [38] H.S. McLean *et al.*, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **42**, 1960 (1997).