

## 小特集 ITER 時代における大学の革新的閉じ込め概念研究のあり方

# 4. 核融合開発プロジェクトと高ベータ自己組織化プラズマ

## 4.2 燃料粒子補給の観点からの自己組織化プラズマ研究の ITER への貢献

RAMAN Roger

University of Washington

(原稿受付：2008年9月30日)

効率的で非誘導な定常電流駆動運転において、密度分布を乱さない中心領域への種々の燃料粒子補給システムが要求される。ITER ではブートストラップ電流が50%以上、3000秒のパルス運転が計画されている。定常状態の条件でこの電流を維持するためには、必要な場所に、必要とされる回数だけ燃料粒子を補給できるシステムが必要とされる。しかし同時に、ブートストラップ電流駆動の高比率を保持するには圧力分布を逆に乱してはならない。CT入射を基盤にした先進燃料補給システムはこの条件に適合する性能を有しており、さらにプラズマの安定性限界を改善するためのトロイダル運動量の入射源にもなりうる。しかし、ITER の後半の運転期またその後の磁気閉じ込め方式によるアプローチにおいて、核融合発電炉で重要となるこの要素技術を発展させるためには、今のトカマクや球状トカマク装置でさらに実験データを積み重ねていく必要がある。

### Keywords:

advanced fuelling, CT injection, spheromak, FRC, profile control

### 4.2.1 はじめに

コンパクトトーラス (CT) は自己磁場閉じ込めプラズモイドである。その構造は非常にロバストであり、炉心への燃料補給に必要な大きな入射速度にまで加速することができる。この考案はローレンス・リバモア国立研究所の Perkins, Ho と Hammer らによって初めて提案された。図1にCT燃料補給法の概念図を示す。Field Reversed Configuration (FRC) とスフェロマックの閉じ込め概念は両者ともコンパクトトーラスとして知られている。この二つの主な違いは、FRCは純粋にポロイダル磁場だけで構成されているのに対し、スフェロマックはほぼ等しいトロイダルとポロイダルの両磁場を有している点である。FRCはス

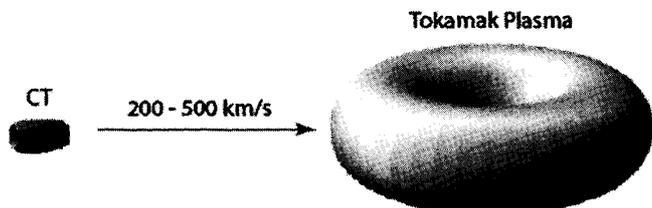


図1 CT入射の模式図。図のスケールは任意。実際の規模の大きい実験ではCTとトカマクサイズの比はこの図よりもかなり小さい。 $1 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ 以上の高密度のCTはターゲットプラズマの奥深い位置に燃料粒子を供給するために300 km/s以上に加速された後、入射される。CTの速度を可変にすることで侵入の深さを調節できる。この燃料補給法が補給位置制御の機能をもつことで、トカマクの密度分布制御を可能としている。

フェロマックよりも高いベータ値をもっており、同じサイズのスフェロマックに比べ、より高いプラズマ密度つまりより大きなCT質量を有している。しかし、FRCは軸方向に伸びる傾向があるため、局所的な粒子補給はより困難となっている。また、加速されたFRCはトロイダル磁場を含むため、炉心燃料補給に必要なFRCの高いベータ値を達成するにはさらに実験を重ねなければならない。FRCを誘導的生成法の技術で生成した場合、不純物の少ないプラズマが期待できる。一方、電極放電生成に依存しているスフェロマックは不純物が危惧されるが、後に詳述するように、現時点では大きな問題とはなっていない。最近では、トカマクへの燃料補給法はスフェロマック入射に限られてきている。その理由は、スフェロマック生成には、低電圧で、比較的長パルス幅のパルス電源を用いるが、FRC生成の場合、非常に高い電圧を必要とするためである。この低電圧の特徴によって高繰り返し可能な電源設計が容易となる。核融合炉用燃料補給装置は代表的な値として20 Hz程度で運転されるので、パルス電源システムを技術的により簡略化できる長所は燃料補給装置としての信頼性を向上させることにつながる。

### 4.2.2 コンパクトトーラスの生成と加速

**Field Reversed Configuration:** FRCの形成には、(a)テータピンチ生成、(b)回転磁界生成(RMF)、(c)スフェロマック合体法の3つの手法がある。トカマク燃料補給に必要なパラメータをもつしっかりとしたFRCを生成する

技術は FRC の初期研究から使われてきた誘導型テータピンチ生成法である。この方法では、まずテータピンチコイルの電流を比較的ゆっくりと立ち上げることでその内側の真空容器内に逆方向の磁場をバイアスする。その後、充填ガスを予備電離すると、生成されたプラズマはバイアス磁束に凍りつく。その後コイル内の電流を急速に反転させると、プラズマは径方向に圧縮する。このことは径方向の圧縮過程として知られ、プラズマの温度が急速に増大する要因となっている。コイル端で磁力線は再結合し、FRC 平衡が形成されるまで軸方向に収縮する。炉心燃料補給のための FRC を使った試験研究が LSX/mod 装置で実施され、質量 0.8 mg、速度  $2 \times 10^5$  m/s の FRC が生成された。FRC は一連の連続的な磁気パルスを使って誘導的に後ろから押すことで加速される。高速で動いている FRC を後押すコイルの電流パルスと正確に同期させるためには数個のコイルの高速かつ高精度のスイッチング動作が必要とされる。

**Spheromak** : スフェロマック生成法は誘導的または静電的なヘリシティ入射法に依存している。誘導的方式では、2種類の生成法があり、合体リコネクションと円錐形テータピンチの技術を基にしている。円錐形テータピンチ生成法は FRC のテータピンチ法と類似しており、円錐形状のコイルの直径の小さい側のコイル端では磁場強度が強いため、スフェロマックはコイルから自然に噴出されやすくなっているのが特徴である。加速には適した方法といえる。その後、コイルから噴出したスフェロマックは何段かの磁気パルス、または後で述べる同軸型加速器によって加速することができる。スフェロマックの静電的な生成と加速のためには磁化同軸型マーシャルガンを使った方法が期待されている。図 2 に示すように、このタイプの入射装置は生成、圧縮、加速と移送の 4 つの領域で構成されている。燃料となるガスは同軸生成領域に注入される。内部電極内に設置されたソレノイド磁場コイルは内部と外部の両電極と鎖交するポロイダル磁束をつくる。生成用コンデンサ電源によって内部と外部電極間で放電するとポロイダル磁束に沿ってガン電流が流れる。十分大きなガン電流では、 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}_T$  のローレンツ力によって、ポロイダル磁場が圧縮領域にまで引き伸ばされ、スフェロマックが形成されることになる。次に加速用コンデンサ電源によって圧縮・加速領域の電極間で放電すると、スフェロマックは加速領域に押しやられ、後方で作用する  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}_T$  力によって必要な速度にまで加速されることになる。加速された CT は 25 cm/μs

を超える速度で入射され、核融合炉では 1 パルスあたり 0.5–1% の粒子インベントリの変化を与えることになる。以下、このアプローチについて議論する。

#### 4.2.3 コンパクトトーラス燃料補給

CT 入射法によって磁場核融合炉で deep な燃料補給を実現できることをこれまでの実験と理論的研究の成果によって示された。deep 燃料補給の利点として、輸送障壁を越えた粒子補給によって周辺部の密度限界の回避、点火への到達に必要な圧力のピーキング分布、高ベータで高ブートストラップ電流比のための分布制御、低トリチウムインベントリなどが挙げられる。さらにつけくわえると、トロイダル接線方向に向けて CT 入射装置を備えつけた場合、回転シアの強化とプラズマ安定性限界の改善のため十分大きなトロイダル運動量を与えることができる。deep 燃料補給を目標として、Perkins らは濃い DT 密度のコンパクトトーラスをトカマクに入射することを提案した[1]。この CT 加速の概念はローレンス・リバモア国立研究所の RACE グループによって発展させられた[2]。その後、実施された小型トカマクへの入射実験によってこの方法の有望性が示された。

CT 入射燃料補給の第一近似として、CT がターゲットプラズマを貫通するためには、CT の運動エネルギー密度 ( $\rho v^2/2$ ) が対象となる磁場のエネルギー密度 ( $B^2/2\mu_0$ ) を超えなければならない。この条件から 6 T の磁場を通過するためには、D-T の等分配合で  $9 \times 10^{22}$  m<sup>-3</sup> の密度、275 km/s の CT 速度が必要となる。このような炉に適する CT の運動エネルギー密度は Marauder 装置ですでに達成されている[3]。

高速で入射された CT はトカマクと相互作用する際、磁気力の影響を受けることによりその形状を変え、運動エネルギー密度は減少する。入射装置から出た CT はトカマクの真空容器と連結した導電性ドリフト管中を伝播する。ドリフト管の中では管壁のイメージ電流が CT の平衡を保持する。ドリフト管の中の CT の伝播特性は抵抗性 MHD コード[4]を使って調べられた。ドリフト管を出た後、CT はトカマクのトロイダル磁場が支配的な真空領域に進入する。CT の運動エネルギーが真空の磁場エネルギー密度を超える場合、CT は短時間で真空磁場を通過できる。CT 速度は 200 km/s を超えることが期待されるので、その場合 CT は 2 m の長さの真空磁場領域を 10 μs 以下の短時間で横切ることになる。CT はダイポールモーメントをもったリン

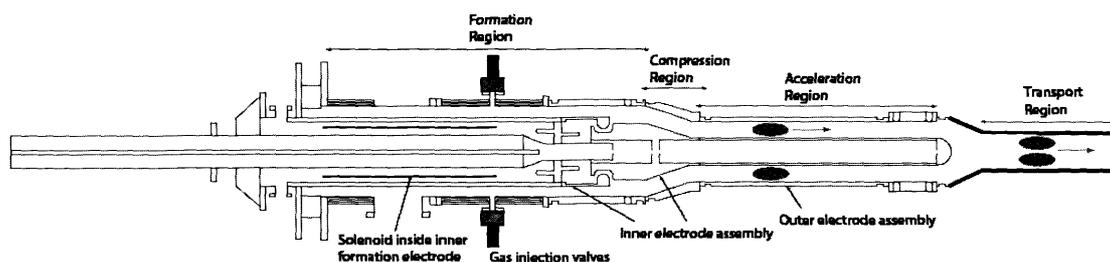


図 2 スフェロマック型 CT 入射装置の詳細図で主要な構成部分を示す。加速領域内と輸送後の容器内の CT を図中に示してある。

グ電流であるので、この伝播過程でトカマクの外部磁場によって影響を受ける。外部トロイダル磁場に対する磁気モーメント作用のために生じるトルクによって、CTは90度ティルトし、そのダイポールモーメントはトロイダル磁場に沿うことになる[1]。CT密度と質量が増大するにつれて、より大きくなるCTの慣性力がティルト運動を遅らせることになる。したがって、CTの輸送時間、質量密度パラメータと磁気エネルギー密度によっては、真空磁場を横切る時間内にCTは十分ティルトしない可能性がある。

入射装置を出た後のCTはもはや、容器壁のイメージ電流によって閉じ込められなくなるので、膨張し始める。一般にCTプラズマは外部磁場の大きさによって径方向に膨張または収縮する。閉じ込め磁場のない場合、軸方向に沿っては長さ方向に膨張する。ティルトと膨張の両挙動を含んだ複合効果はCTと外部真空磁場のパラメータに依存し、鈴木らの詳細なMHD計算によってうまく取り扱われている[5]。

これらのティルトと圧縮・膨張の二つの磁場効果につけくわえて、トカマクではトロイダル磁場の大半径方向の勾配があるため、CTはトロイダル磁場中を進行している間、磁場強度の増大を感じるようになる。CTが深く侵入するにつれて強くなるトロイダル磁場はCTの運動エネルギー密度を減少させることになるので、CTはこれら両方の力がバランスする位置で停止することになる。CTは一旦トカマクプラズマに入るとティルトと膨張の運動を続けるが、トカマクのプラズマ圧力のために軸方向の伸長は抑制される。もし、CT速度がトカマク中のある場所でアルヴェン速度よりも速くなると、アルヴェン波放射に起因するドラッグ力が生まれCTをさらに減速させる。しかし、実際には、CT速度はアルヴェン速度よりも遅いことが予想されるため、この効果は軽減されると考えられる。

CTの減速後、CTのトロイダル磁場はトカマクのトロイダル磁場と磁気リコネクションを起こし、粒子はこれらの磁力線に沿って解放される。磁場中のCTの減速効果や磁気リコネクションを含んだ侵入過程は鈴木らによる3次元抵抗性MHDコードによって計算された[5]。しかし、現在、この計算結果と比較するための詳細な実験データはかなり不足している。

TdeV装置[6,7]とJFT-2M装置[8-11]での実験結果によって、中規模のCT入射装置から入射されたCTは1~1.5 Tの磁場中を通過できることが実証された。表1は今日まで達成されたCT入射装置のパラメータを示している。トカマク装置を用いないで行われたCT入射試験において、核融合炉にも適応できるCTパラメータがすでに達成されている。したがって、炉心プラズマへの適応に関しては、大きな外挿なしにCT入射システムを設計することができる。

TdeVとJFT-2Mの両装置では、CTはセパラトリックスの内側に深く侵入したが、局所的な粒子補給にはなっておらず、CT粒子の大部分が大きな $r/a$ の周辺位置に供給されている。このことはCTの軸方向の長さがトカマクの小半径と同じ程度であるため、小半径の比較的小さいトカマク

では不可避な問題と言える。このようなトカマクではCTの後方に追従する中性ガスはプラズマ周辺での供給に寄与することになり、そのことはデータ解析を一層複雑にしている。しかし、CT入射の適応をより大きなトカマクプラズマへ外挿していった場合、図3に示すように、CTの物理的サイズはそれほど大きくはならない。より大きな断面積のプラズマでは、より局所的な燃料補給の実現が可能となる。

CTによる周辺部への粒子補給は、TdeV[12]、STORM[13]、JFT-2M[8,9,11]の各トカマク装置で観測されたHモードのような放電特性をつくり出し、閉じ込め特性を改善する。これらの装置では、CT粒子の大部分が大きな $r/a$ の位置に供給された場合にHモードがトリガされている。この事実は周辺部での急峻な密度勾配の形成がHモードをトリガすることを示唆している。他の可能性としてCTからの特別なパワー入力によってHモード遷移パワーがしきい値を超えたことが考えられる。しかし、この追加パワーの入力時間はエネルギーの閉じ込め時間よりも十分短いことに留意しなければならない。

JFT-2Mでは、CT入射後の放電特性として放射パワー

表1 各加速CT入射装置と達成パラメータ。

Device	Velocity (km/s)	Mass (mg)	Capacitor Bank Energy (kJ)
RACE-1 (LLNL)	1400	0.02	65-200
RACE-2 (LLNL)	230-400	0.1	50-200
CTIX (UC-Davis)	200	0.01	2.5-10
MARAUDER (Phillips Lab)	400	1-2	200-1000
CTF-I & II (CFFTP)	180 / 400	0.02-0.15	40-80
CALTECH (Caltech)	200	N/A	9
USCT (U-Saskatchewan)	120	0.001	1.2
HIT-CTI (JAERI, U. Hyogo)	150-250	0.17	74
TRAP (U-Wash)	200	0.6	N/A

表2 ITER用CT入射装置のCTパラメータ。

CT Parameter	
Radius (m)	0.1
Length (m)	0.2
Volume (m <sup>3</sup> )	$6 \times 10^{-3}$
Velocity (km/s)	200-500
Density (m <sup>-3</sup> )	$9 \times 10^{22}$
Mass (mg)	2.2
number of ions/CT	$5.3 \times 10^{20}$
Injector Freq (Hz)	~20
Fuelling Rate (D+T) (ions/s)	$1.1 \times 10^{22}$
Deuterium CT (@ 5.5 MW) (ions/s)	$1.2 \times 10^{22}$
Tritium CT (@ 5.5 MW) (ions/s)	$0.8 \times 10^{22}$
CT Kinetic Energy @ 500 km/s (kJ)	275
CT Power (D + T) @ 500 km/s (MW)	5.5
Momentum injection @ 500 km/s (kg m/s)	22

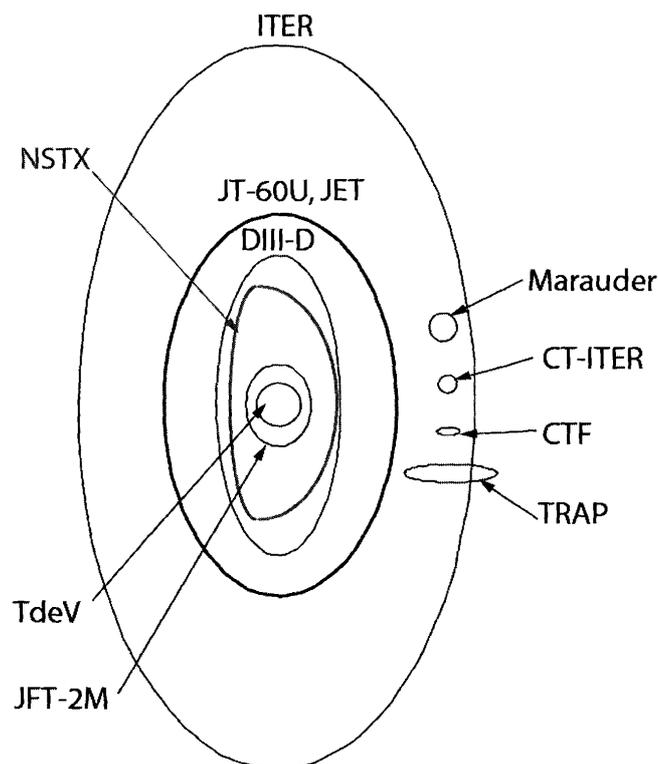


図3 いくつかのトカマク装置とCTの相対的な大きさの比較。CT入射装置の規模を大きくしても、CTの大きさは実質的に大きくならないので、CT粒子補給は大きなトカマクではより局所的に実現できる。

$P_{\text{RAD}}$  とループ電圧  $V_{\text{loop}}$  の低減が観測された。また、Hモード放電に初めてCTが入射された[8]。1.2 MWのNBIパワーでHモード放電へのCT入射の間、軟X線放射分布計測から非常に早い時間スケールでのCTの深い侵入が確認された[9]。コア領域の線密度が極めて早い上昇率[11]を示した実験結果と併せ、トカマクの高磁場放電でもCTは深い侵入が可能であることを実証した。姫路工大（現、兵庫県立大）のグループは加速領域に緩やかなテーパをもつフォーカスコーンを備えつけた改良型CT入射装置のパラメータ性能を調べるため、フラックスコンサーバ内へ入射する支援研究を行った[10]。これらの実験結果の確実性を向上させ、CTによるHモード励起機構をより深く理解するための試験がさらに必要である。特にCTサイズがプラズマの断面積に比べ十分小さい条件での実験が必要とされる。NSTX, MAST, QUEST[14]とJT-60Uはこのような実験に適しているであろう。

TdeV実験はトカマクへの燃料補給としてCTを利用しても十分クリーンであることを示した。レーザー蒸発技術によるタングステン入射時の分光計測において多くのタングステンスペクトル線の発光が観測されたにも関わらず、CT入射の後に続くプラズマ放電では $W^{3+}$ から $W^{27+}$ のいかなるVUV領域のタングステン線の発光は見られなかった。また、放射パワー分布の絶対値計測でもCT入射後のピーキングの傾向は見られなかった。参考文献[7]の図4の結果で示されたように、タングステンのレーザー蒸発ではピーキング分布が観測されている。また、以下のような理

由で、炉心用CT入射装置においても不純物は問題とならないと予測している。

磁化マーシャルガン方式によって生成されるCTは2種類の不純物の混入が予想される。炭素や酸素のような不純物は現在の単発の入射装置では十分に存在しうる。これは入射装置が典型的には10分ごとに運転されるという単純な理由からである。この運転間隔は不純物の単層が電極表面に形成される時間よりも十分に長い。しかし、高繰り返し入射装置においては、炭素や酸素の表面層は数発の放電パルスによって蒸発し消滅した後は、新たに堆積するだけのソースは存在しない。しかし、この多発パルス運転の場合、電極材料のスパッタリング損耗によって金属不純物が連続発生するため、入射装置のメンテナンス作業の一環として、定期的に電極を交換する必要がある。電極の損耗は電極製作を工夫することで軽減できる。TdeVのCompact Toroid FuellerやJFT-2Mで使われた入射装置は電極表面に多層タングステンがコーティングされている。高温トカマクへのCT入射後、金属不純物汚染の痕跡は見られなかった。RACEでの超加速CT実験においても、タングステンは分光的に観測されなかった。タングステンが混入されないのは、低温のタングステニオンは放電時間内に高速度で飛行できないのが理由である。例えば、10 eVのタングステニオンは2 km/sの速度をもっているが、この値はCT速度に比べ格段に小さい。CTの形成には10  $\mu\text{s}$ の時間がかかるが、その間、重いタングステニオンはわずか2 cmしか飛行しない。この間、CTプラズマの磁力線は代表的な値として100 km/s程度の速度で動く。それゆえ、束縛されていないイオン粒子はCTプラズモイド内に捕捉されるのは困難である。もし、そのイオンが損耗材料から発生しているなら、CTとはまったくカップルすることはない。加速領域内のどの場所においても、CTの存在時間は1  $\mu\text{s}$ のオーダーであるので、生成されたタングステニオンにとって加速領域内でCTとカップルすることはさらに困難であるからである。たとえ、そのイオンがCTに捕捉されたとしても、CT磁場によって閉じ込められることはありえない。磁場閉じ込めプラズマの重要なパラメータのひとつに $\omega\tau$ がある。これは、物理的には1回のクーロン衝突の間にラーモア運動を何回するかを意味しており、磁場を横切つての粒子輸送に磁場そのものがどの程度影響を与えるのかを示す指標である。通常、 $\omega\tau \gg 1$ は閉じ込めの良い状態を示しており、磁場と温度が大きいほど増大し、また密度の増加とともに減少する。1–5 Tの磁場中の10 eVのタングステニオンについて言えば、磁場閉じ込めパラメータ $\omega\tau$ は1よりもかなり小さい。仮に、CT内に混入したとしても劣悪な閉じ込めでは、タングステニオンはCTに閉じ込められない。これらの物理的根拠は金属不純物発生がCT入射装置の本質的な欠点とはならないことを示しており、実験的観測事実と矛盾しない。

#### 4.2.4 ITERへのCT燃料補給のための要件

ITERの主要目的は非誘導電流駆動による3000秒の持続放電で $Q > 5$ の定常運転を実現することである[15]。この

運転モードでは、プラズマ電流 (>50%) の大半が圧力勾配に起因するブートストップ電流によって駆動される。他の非誘導電流駆動システムとの組み合わせでプラズマ電流はバランスする。この運転モードに対してはまさに先進的な燃料補給システムが必須となる。

ITER用のCT入射装置の設計研究[16]では、CT入射装置はDTもしくはトリチウムプラズマで2.2 mgのCTを20 Hzの周期で入射することで要件を満たすことが示された。CTのdeepな粒子補給によってより高い燃焼効率が得られとした場合、この補給率はITERのペレット入射システムの設計値よりも低くなる。粒子補給の位置を変えるために、CT速度を200–500 km/sの範囲で調整することが可能である。CT入射装置を接線入射方向に設置することで、トロイダル運動量の入射が可能である。補給運転パルス毎に質量と補給の径方向位置を調整することで、ブートストップ電流の維持に不可欠な密度と圧力分布を、大きな摂動を与えることなく、必要なレベルで維持することができる。これは各CTパルスが1パルスあたりの全粒子インベントリ(入射対象プラズマの全質量に対するCTに含まれる質量)を1%以下に抑えることができるためである。比較として、ペレットでは典型的には約10%もの摂動を誘起する。より奥深くペレットを到達させるためにはサイズを大きくすることが必要となるが、それでは密度分布の能動的制御性を損なうことになってしまう。定常核融合炉では、中性粒子ビームはプラズマ加熱に必要なとしない。アルファ粒子は等方的であるので、運動量入射の最適手段が存在しない。プラズマ回転を思いどおりに誘起し、維持するためのトロイダル運動量入射のシステムを構築することが期待されている。質量 $m$ 、速度 $v$ をもつCTは $mv$ に等しい運動量を有する。20 Hzの運転周波数では、CT入射運動量は22 kgm/sとなり、入射パワーは5.5 MWとなる。1秒間に入射される全粒子数は約 $10^{22}$ 個(D+T)である。比較として、5.5 MW、500 keVの中性粒子ビームの運動量と粒子数はそれぞれ2.4 kgm/s、1秒あたり $6 \times 10^{20}$ 個となり、入射運動量はCTの約10%、入射粒子総数は約6%にすぎない。CTがITER物理に貢献できる領域が他にもある。CTは予備電離プラズマであるため、スタートアップ時にプラズマの点火位置にあわせて入射することで、プラズマ放電開始に必要なループ電圧を軽減できる性能をもっている。このことはITERにとって非常に重要である。実際に、TPE-RXのRFP装置では磁化プラズマ入射によってガス封入なしに放電を開始することに初めて成功している[17]。CTはヘリウムを含め、種々の同位体の混合燃料をdeepに補給できる特徴をもっているため、粒子輸送の研究にも使用できる。CT入射はトカマク燃料補給だけでなく、大型ステラレータ装置の燃料粒子熱制御に適用することも計画されている。実際の装置設計研究において、大型のLHD装置へ適応可能なCT入射装置の必要条件が調べられた[18]。

**必須研究と今後の発展:** TdeV/JFT-2Mの実験結果は、CTF-II/TdeVまたはHIT-CTI/JFT-2Mの入射装置とトカマク装置との組み合わせでは局所的なdeep燃料補給

の実現の可能性はないことを示した。図3に示すように、CTF-IIやHIT-CTIサイズの入射装置を用いた大断面積プラズマへのCT入射実験は局所的なdeep燃料補給の実証が可能であり、今後の発展のためにも実施される必要がある。TdeVトカマク実験で使用されたCTF-II入射装置は現在プリンストン大学プラズマ物理研究所に保管されており、NSTXにおいてこの入射装置を用いたCT入射実験では、次の課題について実験を計画している。

1. 局所的deep粒子補給の実証。NSTXは通常0.3 Tのトロイダル磁場で運転される。CTF-II入射装置は1.4 Tのトカマクで使われていたので、局所燃料補給の試験として粒子補給位置を変化させるだけの十分余力のある性能を有している。
2. 入射運動量は1 MW、50 keV、100 msの中性粒子ビームパルスと等価である。これは運動量入射に必要なCT性能を試験するには十分である。
3. 質量と補給位置の調整可能なCT入射装置の性能については、CT形成に必要なガス量だけでなく、加速・生成コンデンサバンクの充電電圧を変えることによって試験する。
4. 将来のトカマクとSTではHモードや他の高い閉じ込めモードで運転されることから、Hモード放電へのCT入射試験は必須である。
5. 単パルスCT入射装置の試験後、パルスパワー電源システムのグレードアップによって10-20 Hzで繰り返す。

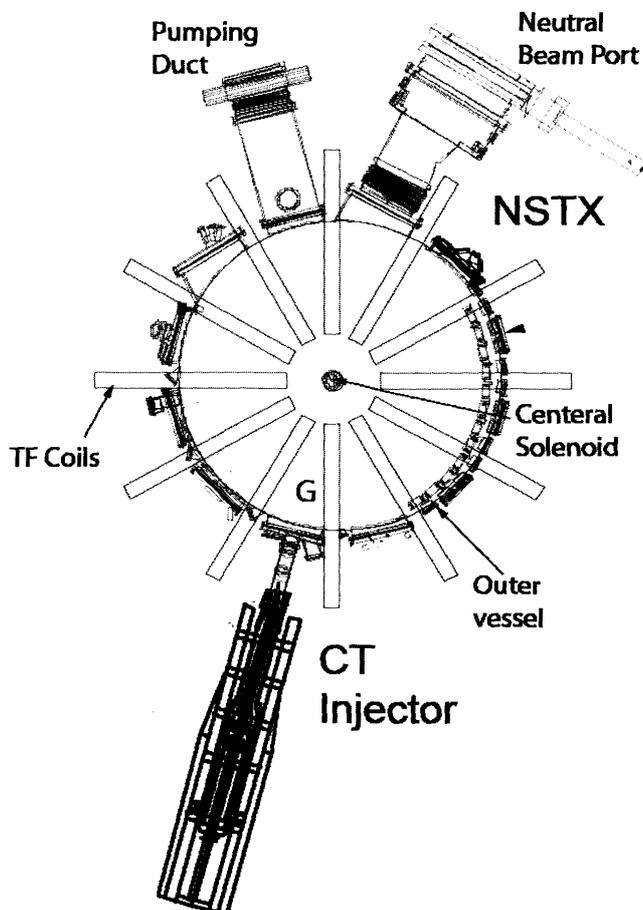


図4 NSTX装置へのCTF-II入射装置の設置の提案図。

返し可能なCT入射装置の設計検討を行う。

図4は提案されているNSTXでのCT入射装置の配置図である。九州大学の新しいQUEST装置でのHIT-CTI入射装置を使った熱粒子制御実験も含め、CT燃料補給データベースの改善のための次のステップとして期待されている。これらの試験からの実験データはITERへのCT入射システムの設計を推進する上でも不可欠である。一方、JT-60UへのCT入射装置の概念設計研究[19]で記載したように、今後並行してJT60-SAやJETでのCT入射実験をスタートさせる努力がなされるべきであろう。また、理論的研究の努力も必要であり、CTとトカマクとの合体過程のより深い理解を得るためにもMHDシミュレーション研究がなされるべきである。鈴木らは抵抗性MHDシミュレーションコードを用いて、外部磁場の拘束条件の下、ドリフト管内でのCTの伝播特性を調べた。シミュレーション結果はTEXTトカマク実験での観測結果と一致している。外部磁場がどの程度の大きくなればドリフト管内でのCT輸送が妨げられるのかが調べられた[4]。鈴木らの別の計算では、CTとの相互作用によって誘起される外部磁場の磁力線揺動の影響を含めCTの伝播が調べられた。結果として、その磁場揺動はCTを減速する効果をもっていることがわかった。この相互作用には多くのパラメータの変化を含んでおり、CTの質量と密度依存性、停止までのCTのテイルトの度合い、さらにCT速度がトカマクのアルヴェン速度に近づいた時、トカマクパラメータはどのように変化するか、などこれらの重要な物理機構の理解に向けて実験とのより詳細な比較が必要である。

#### 4.2.5 まとめ

CTは自己磁場をもったプラズマであり、大きな加速力に耐えることのできる強靱な構造をしている。CT入射装置はその電気的動作特性によって、密度分布制御のための質量と補給位置を変えることが可能である。CT基盤の先進的補給システムはブートストラップ電流分布の制御によって燃焼プラズマを制御し、トカマクの運転制限を改善できる性能を有している。また、安定限界を改善するためトロイダル運動量の入射も同時に可能である。現在、そのような高性能な燃料補給法は存在しないが、次のITERフェーズで必要となる先進トカマクモードでの高速燃料補給がいつか実現されるだろう。小中型トカマクからの実験結果は非常に勇気づけられるものであるが、ITERの燃料補給システムの設計に必要な実験データは不足している。CTの燃料補給データベースをさらに拡張させるためにも、NSTX、MASTやQUESTのような大断面積STやJT-60SAやJETのような大型トカマクでの実験が必要である。必要な実験データは次のような内容である。(a)局所的燃料補給：CT入射装置のパラメータを変化させることによってCTがトカマクの任意の位置で燃料粒子を供給できること

を示す。(b)先進閉じ込め運転モードでの燃料補給：Hモード放電への局所的でdeepな補給の実験的な検証が必要である。(c)運動量入射：予測されるCTの運動量入射の効果は実験によって検証する必要がある。(d)繰り返し運転：10-20 Hzの繰り返しCT入射装置がこの手法の最終的な開発段階として必要である。NSTX、MAST、QUESTなどのトロイダル磁場が弱く、大きな径方向勾配をもつこれらのST装置を用いて、CT粒子補給スケールリング則を確立できるものと期待している。

【翻訳：永田正義】

#### 参考文献

- [1] L.J. Perkins, S.K. Ho and J.H. Hammer, Nucl. Fusion **28**, 1365 (1988).
- [2] J.H. Hammer *et al.*, Phys. Fluids B **3**, 2236 (1991).
- [3] J.H. Degnan *et al.*, Phys. Fluids B **5**, 2938 (1993).
- [4] Y. Suzuki, T. Hayashi and Y. Kishimoto, Nucl. Fusion **41**, 769 (2001).
- [5] Y. Suzuki, T. Hayashi and Y. Kishimoto, Nucl. Fusion **41**, 873 (2001).
- [6] R. Raman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73**, 3101 (1994).
- [7] R. Raman *et al.*, Nucl. Fusion **37**, 967 (1997).
- [8] H. Ogawa, Y. Miura, N. Fukumoto, K. Hasegawa, S. Kasai, H. Kawashima, K. Maeno, M. Nagata, S. Sengoku, T. Shibata, T. Uyama, T. Yamauchi and JFT-2M Group, J. Nucl. Mater. **266-269**, 623 (1999).
- [9] T. Ogawa, N. Fukumoto, M. Nagata, H. Ogawa, M. Maeno, K. Hasegawa, T. Shibata, T. Uyama, J. Miyazawa, S. Kasai, H. Kawashima, Y. Miura, S. Sengoku, H. Kimura and JFT-2M Team, Nucl. Fusion **39**, 1911 (1999).
- [10] N. Fukumoto, H. Ogawa, M. Nagata, T. Uyama, T. Shibata, Y. Kashiwa, Y. Kusama and JFT-2M Group, Fusion Eng. Des. **70**, 289 (2004).
- [11] M. Nagata, H. Ogawa, S. Yatsu, N. Fukumoto, H. Kawashima, K. Tsuzuki, N. Nishino, T. Uyama, Y. Kashiwa, T. Shibata, Y. Kusama and JFT-2M Group, Nucl. Fusion **45**, 1056 (2005).
- [12] R. Raman *et al.*, Proc. 23rd EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Kiev pg. 432 (1996).
- [13] C. Xiao, A. Hirose and S. Sen, Phys. Plasmas **11**, 4041 (2004).
- [14] H. Idei, K. Hanada, H. Zushi, K.N. Sato, K. Nakamura, M. Sakamoto, M. Hasegawa, S. Kawasaki, H. Nakashima and A. Higashijima, The 13th International Workshop on Spherical Tori 2007, Fukuoka, October 10 - 12 (2007).
- [15] M. Shimada *et al.*, Nucl. Fusion **47**, S1-S17 (2007).
- [16] R. Raman and P. Gierszewski Fusion Eng. Des. **39-40**, 977 (1998).
- [17] T. Asai, M. Nagata, H. Koguchi, S. Kiyama, Y. Hirano, Y. Yagi and H. Sakakita, J. Plasma Fusion Res. **81**, 335 (2005).
- [18] J. Miyazawa, H. Yamada, K. Yasui, S. Kato, N. Fukumoto, M. Nagata and T. Uyama, Fusion Eng. Des. **54**, 1 (2001).
- [19] R. Raman and K. Itami, J. Plasma Fusion Res. **76**, 1079 (2000).