アルファ粒子のリプル損失に関連する研究の現状

谷 啓二, 滝塚知典, 安積正史

(日本原子力研究所)

(1991年5月13日受理)

Recent Studies of Ripple Losses of Alpha Particles

Keiji Tani, Tomonori Takizuka and Masafumi Azumi

(Received May 13, 1991)

Abstract

Studies of ripple losses of alpha particles in tokamak reactors have been reviewed with particular reference to the results from recent benchmark test for ITER. Recent studies of losses of alpha particles incidental to applied techniques making use of field ripple such as burn control and refueling have also been described.

Keywords:

alpha particle, ripple loss, ITER, burn control, refueling.

1. はじめに

トカマクプラズマ中には熱化イオンに加え, 中性粒子入物や波動加熱, 核反応等により高エネルギー粒子が生成される. これらの高エネルギー粒子の良好な閉じ込めは, プラズマ加熱の効率を上げるうえで重要な課題である. 特に核反応生成アルファ粒子の閉じ込めは, 核燃焼トカマクを考えるうえで必須の条件である. 本解説では, トカマクにおけるアルファ粒子の古典的閉じ込めと関連する問題の研究の現状について報告する.

トカマクにおいては, アルファ粒子のバナナ巾のプラズマ小半径に対する割合は10~20%に達する場合もあり, 速度空間上に非常に大きなロスコーンを形成する. しかしながら, アルファ粒子の発生は, その強い温度依存性から, プラズマ中心付近に集中するため軸対称磁場中では 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%程度であることが軌道追跡モンテカルロ (orbit-following Monte-Carlo: OFMC) コードにより数値的に解析されている¹⁾. 従って軸対称磁場中でのアルファの閉じ込めは極

めて良好であり、核融合炉設計上問題はほとんどないと考えてよい。これに対し、中性粒子入射加熱で生成される高速イオンの非軸対称磁場中での挙動に関して幾つかの研究がなされてきた^{2,3,4)}。それ等の結果はいずれも、非軸対称磁場の代表であるトロイダル磁場リップル（トロイダル磁場コイルが有限の個数に分割されているために、コイルとコイルの間で生じるわずかな磁場の強弱、以後、単にリップルと称する）により、高エネルギー粒子の輸送が軸対称磁場中のそれに比べて非常に大きくなることを示している。このことから、高エネルギーアルファ粒子の古典的輸送も、リップルによりほぼ決定されるものと考えられている。このアルファ粒子のリップル損失は、アルファ粒子加熱効率及び損失粒子による熱負荷の問題から、トロイダル磁場コイル及び真空容器第1壁の設計に重大な影響を及ぼし、核融合炉設計上最重要課題の1つとなっている。このようなリップルの否定的な側面とは対照的に、最近の研究では、リップル効果を制御手段に応用しうることが明らかになってきている。

本解説においては、第2章でアルファ粒子の減速過程で発生するリップル損失に関連して、最近行われたITERベンチマークテスト結果⁵⁾を中心に、各国の解析手法、損失粒子による真空容器第1壁上の熱負荷を、第3章では、核融合炉における核燃焼制御、燃料補給などのリップル応用に関連するアルファ粒子損失を各々まとめる。

2. α 粒子の減速過程におけるリップル損失

α 粒子の減速過程で発生する総損失量の評価には、

- ① α 粒子ソース分布
- ② リップル分布
- ③ 損失過程

の全てを同時に考慮する必要がある。このため、解析的手法を用いて定量的に評価することは非常に困難であり、主として3次元軌道追跡モンテカルロ（OFMC）コードを用いた数値解析が行われてきた。OFMCコードによる検討は、もう既に10年近くの歴史をもつが、問題の複雑さと膨大な数値計算に対する不信感から、依然ベンチマークテストの必要性が論じられている。従って、これまで α 粒子の総損失量は系統的に評価されたことはなく、個々の装置毎に α 粒子閉じ込めの予測、損失粒子による真空容器第1壁上の局所熱負荷が検討されて来たに過ぎない。

その中で、INTOR、ITERの国際共同設計作業の持つ意味は極めて大きい。例えば、1984年INTORのベンチマークテストにおいて発生した谷-Hively論争^{6,7)}では、Hivelyコードにおける数値解法のわずかな誤りがアルファ粒子損失量の評価に大きな影響を与えることが明らかになり、厳密な数値解法と実形状配位での解析がアルファ粒子損失量の定量的評価に不可欠であることが認識された。この成果をうけて、ITERにおいては、かなり慎重に、また、各国の計算機事情の差もあり、表1に示すように異なった解析手法でベンチマークテストが行われた。以下、その内容とこれまで報告されている関連する解析結果をまとめる。

表1 各国における ITER ベンチマークテスト解析手法

Group	EC	JAPAN	USA	USSR
References	(Bittoni)	(Tani)	(White)	(Smirnov)
MHD Equilibrium	finite- β , noncircular	←	←	←
	2D (R, Z)	←	←	2D (R, Z) and
	given $J(\Psi)$ profile	←	given $p(\Psi)$, $q(\Psi)$ (PEST)	2D inverse given $J(\Psi)$
Field model	2D+ripple	←	←	←
TF ripple field	filament current	sheet current	numerical grid	multi-filament
	for TF coils	for TF coils	of ripple values	for TF coils
Model of alpha-losses	Orbit following	OFMC	stochastic loss model	OFMC+mapping
	Monte-Carlo (OFMC)		(for $\delta > \delta_{\min}$) ^a	
Orbit integration	5th order Runge-Kunge-Kutta	2nd order R-K	5nd order R-K	4th order R-K
	full guiding center	guiding center O(4)	vectorized	guiding center O(4)
Time scale enhancement	banana:none	banana: none	none	none
	transit:200	transit:200		
Particle loss	counted at 1st wall	←	lost if stochastic ^b	counted at 1st wall
	within one gyroradius	←		(flux surface)
Collisions	slowing down	←	←	←
	pitch angle scattering	←	←	←
	velocity diffusion	←		velocity diffusion

^aOFMC is also available. ^bIn the case of OFMC (code ORBIT), paricle loss counted at last flux surface.

2-1) α 粒子損失量評価

α 粒子が発生してから熱化されるまでにプラズマから失われる過程には,

- 1) 即時損失 (Prompt loss)
- 2) 非即時損失 (non-prompt loss)
 - ① 無衝突統計拡散 (collisionless stochastic diffusion)
 - ② 無衝突リップル捕捉 (collisionless ripple-trapping)
 - ③ 衝突統計拡散 (collisional stochastic diffusion)

が存在する。上記 1) は, 第 1 軌道損失 (first-orbit loss) と呼ばれるもので, 1 周期運動以内の粒子損失を意味する。2) -①の概要は, 以下の通りである。

リップル磁場中においては, 磁力線に沿った磁場の非軸対称成分の変化率に対する軸対称成分の変化率で定義されるパラメータ

$$\alpha^* = |\partial \bar{B} / \partial l| / |\partial \tilde{B} / \partial l| \quad (1)$$

$$= r \sin \theta / (NRq\delta) \cdots \cdots \text{円形プラズマ}$$

R : 主半径

r : 小半径

θ : ポロイダル角

q : 安全係数

δ : 局所リップル

l : 磁力線に沿った長さ

が1より小さい場合、局所的に磁場の最小値(ウェル)が存在するが、1より大きい場合は存在しない。一般に、荷電粒子は軌道上での存在時間が長くなる。すなわち、磁力線に沿った速度、 $v_{\parallel}$ が小さくなる所で磁気面からの ∇B ドリフト量が大きくなる。軸対称磁場中では、このドリフト量は水平面に対して上下の軌道上で完全にキャンセルされ、ポロイダル断面へ投影された軌道は1周期の運動後に完全に閉じる。しかし、リップル磁場中においては、このドリフト量は必ずしも1周期の運動間ではキャンセルされず軌道は閉じない。この軌道の磁気面からのドリフトは $|v_{\parallel}|$ が0となる点を持つバナナ粒子において特に顕著になる。円形断面プラズマ中でのバナナ粒子の場合、半周期間の ∇B ドリフトのリップル磁場による寄与は α^* が1より十分大きい領域では近似的に

$$\Delta r \sim \Delta r^* \sin \left(N \phi_b - \frac{\pi}{4} \right) \quad (2)$$

$$\Delta r^* = (N \pi / \sin \theta_b)^{1/2} (q / \epsilon)^{3/2} \rho_L \delta \quad (3)$$

ρ_L : ラーマ半径

$\theta_b \cdot \phi_b$: バナナチップ点のポロイダル、トロイダル角

ϵ : バナナチップ点の逆アスペクト比

N : トロイダルコイル数

δ : バナナチップ点でのリップル率

で表わされる⁴⁾。(2)式に示されるように、径方向ドリフト量は $v_{\parallel} = 0$ となるバナナチップ点のトロイダル角 ϕ_b に依存する。バナナチップ間のトロイダル角差 $\Delta \phi_b \sim 2 \theta_b q$ は径方向位置に依存する。従って、バナナチップ点での径方向ドリフトにより、バナナチップのトロイダル角位相が変位を受けるが、その変化が一定のレベル以上になると軌道がエルゴディックになる。このリップル磁場中でのエルゴディック・

バナナ粒子の概念は, 1981年 R. J. Goldston が初めて示し⁸⁾エルゴディック軌道に遷移するためのリップルによる上下のバナナチップ点間のトロイダル角位相差の変化率として $1/N$ を経験的に見出した. すなわち,

$$\frac{d\Delta\phi_b}{dr}\Delta r^* = (2\theta_b \frac{dq}{dr} + \frac{2q}{r} \frac{\cos\theta_b}{\sin\theta_b})\Delta r^* \geq \frac{1}{N} \quad (4)$$

バナナ粒子の代表として $\theta_b \sim \pi/2$ を選ぶことによりエルゴディック軌道になる臨界リップル率として

$$\delta_c \sim \frac{1}{(N\pi q/\epsilon)^{3/2} \rho_L dq/dr} \quad (5)$$

が導出された. これは, 著者名をとってGWB臨界リップルと呼ばれている. 2) -②は, (1)式の $\alpha^* < 1.0$ の領域においてリップルの大きさが ∇B ドリフト方向に変化し, しかも, アルファ粒子のような ∇B ドリフトの大きい粒子がバナナチップ点で反射される場合, 衝突を介さないでリップルに捕捉される過程である²⁾. 2) -③は, バナナチップ点の局所リップルが

$$\delta < \delta_c$$

であり衝突がなければ非エルゴディック軌道を描く粒子も, プラズマとのクーロン衝突を介してエルゴディックになり, 輸送を引越す結果発生する損失である^{6,9)}.

米国の R. B. White 等は, α 粒子は非常に高エネルギーなので, クーロン衝突の効果は小さくその総損失量の大部分は1)と2) -①で決定されると考え, $\delta > \delta_c$ となるエルゴディック領域に発生する α 粒子を数値的に評価(一般にトカマクにおいては1)の大部分は2) -①に含まれる)するコード“RIPLOS”を開発し¹⁰⁾, これを用いた解析を行った. これに対し谷, Goloborod'ko, Kolesnichenko 等の日本, ソ連グループは α 粒子といえどもその損失過程にはクーロン衝突効果が重要であるとしている^{6,11,12)}. ソ連グループは, 計算機資源の事情から長時間CPUの計算は行えないため, 粒子軌道積分をマッピング法に置換し, クーロン衝突をモンテカルロ法でさらに, $\alpha^* < 1.0$ の領域に入った粒子はOFMCで解く, mapping+OFMCの手法を用いている¹³⁾. 日本とECは3次元OFMCコードで(ただし, ECは α 粒子におけるクーロン衝突効果についてはまだ何も表明してはいない. また, OFMCの結果も粒子拡散係数導出に利用し, その拡散係数から総損失量を後に評価した¹⁴⁾程度であり, まだOFMCによる総損失量評価は行われていない)総損失量の評価を行っている. ベンチマークテストは表2に示すパラメータ, 図1に示すMHD平衡, リップル分布, 真空容器第1壁形状で行われた. 結果は表3にまとめられている. この時点でまだ結果が得られていな

表2 ITER ベンチマークテスト計算パラメータ

major radius	$R_1 = 5.8\text{m}$
minor radius	$a = 2.2\text{m}$
toroidal field	$B_1 = 4.4\text{T}$
plasma temperature	$T_e(\psi) = T_{e0}(1-\psi)$ $T_i(\psi) = T_{i0}(1-\psi)$ $T_D(\psi) = T_T(\psi) = \pi(\psi)$ $T_{e0} = T_{i0} = 20\text{keV}$
plasma density	$n_e(\psi) = n_{e0}(1-\psi)^{0.5}$ $n_D(\psi) = n_T(\psi) = n_i(\psi)$ $n_{e0} = 2.0 \times 10^{20}\text{m}^{-3}$
plasma current	$j(\psi) = j_0(1-\psi)^{0.5}$ $I_p = 22\text{MA}$
ellipticity	$k = 1.96$
triangularity	$\Delta = 0.55$
effective Z	$Z_{\text{eff}} = 1.5(\text{uniform})$
charge number of impurity ion	$Z_{\text{imp}} = 0.8(\text{oxygen})$
number of toroidal field coils	$N_t = 16$

図1. ITER 物理フェーズにおけるリップル分布, MHD 平衡, 真空容器第1壁形状.

表3 ベンチマークテスト結果

	JAPAN	USA	USSR
Calculation method/model (see Table 1)	OFMC	Stochastic losses only	OFMC +mapping
Power loss fraction(%)	0.65	0.03-0.9	<1 1<E<3.5MeV
Particle loss fraction(%)	0.9	0.03-0.9	
Ripple banana diffusion:			
Toroidal peaking factor	1		≤ 2
Poloidal peaking factor	30-50		~ 10
Peak load at 1000MW (MW/m ²)	0.07		<0.05
Divertor load	yes, but small		no
Ripple trapped losses:			
Peak load at 1000MW (MW/m ²)	0.1		

いECを除き、3者とも総パワー損失として1%以下で良い一致を示している。

2-2) 損失粒子による真空容器第1壁上熱負荷

表3の後半には、損失粒子による真空容器第1壁上の熱負荷に関する結果がまとめられている。米国“RIPLOS”コードは計算に必要なCPUは極めて短い特徴をもつ反面、損失粒子による真空容器上の熱負荷

図2. ITER 物理フェーズにおける α 粒子リップル損失による真空容器第1壁上の熱負荷分布。実線及び点線は、リップル非捕捉(バナナドリフト)粒子及びリップル捕捉損失粒子による熱負荷のトロイダル角平均値。

の評価ができない問題を含んでいる。そこで、ITER ベンチマークでは、日ソ両グループの結果が報告されるに留まった。以下、日本グループの結果を例としてまとめる。

第1壁上の熱負荷分布はバナナドリフト損失粒子とリップル捕捉損失粒子で大きく異なる¹⁵⁾。前者は、ポロイダル方向、トロイダル方向いずれもそのピーキングはあまり強くないのに対し、後者は両方向に非常に強いピーキングを示す。従って、第1壁上の局所熱負荷としては、特に後者に注意を要する。ITER は、アスペクト比が $A \sim 2.8$ と非常に低く、しかもトロイダルコイル数が $N=16$ と大きいので、プラズマ中でリップルは非常に強く減衰する。このため、リップルによる α 粒子パワー損失もバナナドリフト損失、リップル捕捉損失は各々0.5、0.1%と非常に低いのが特色である。図2にOFMCコードで計算さ

れた、真空容器熱負荷のトロイダル角平均値を示す。実線はバナナドリフト損失粒子による熱負荷、点線はリップル捕捉損失粒子によるものである。ポロイダル角上でA～Eまでの真空容器断面図上に示す位置に熱負荷が観測される。ITER の設計においては、ダイバータ部などの強制冷却機能のある部分とそうでない部分の許容熱負荷は各々 10 MW/m^2 及び $0.2 \sim 0.3 \text{ MW/m}^2$ である¹⁶⁾。図2の(A)、(B)は熱容量の大きいダイバータ部への熱入力であり特に問題とはならない。(C)点は真空容器上のエッジを丸くすれば問題とはなくなるであろう。従って、熱負荷上問題となるのは、強制冷却機能のない部分でのピーク(D)と(E)である。図3にリップル捕捉損失粒子による2次元熱負荷分布を示す。前述のように、リップル捕捉損失粒子はトロイダル、ポロイダルいずれの方向にも極めて限定された領域に流入する。このため、たとえ損失そのものが小さくても、局所熱負荷として問題となりうる。このことから、リップル捕捉損失に関しては、図2に示すようなトロイダル角平均値は意味を持たない。ITERの場合、このリップル捕捉損失粒子による熱負荷のピーク値は $\sim 0.1 \text{ MW/m}^2$ であり、許容値の範囲内であることが判った。一方、図4にバナナドリフト損失粒子による2次元熱負荷分布を示す。問題の(E)点における熱負荷は、トロイダル角方向にはピーク点を持たないように見える。INTORにおける同様の結果では、トロイダル角方向にも多少のピークが観測されている⁶⁾。これらの計算上の相異点は、INTORの結果は、プラズマ表面と真空容器を一致させ、 α 粒子のラーマ半径を

図3. ITER 物理フェーズにおける、リップル捕捉損失 α 粒子による真空容器第1壁上の2次元熱負荷分布。

図4. ITER 物理フェーズにおける、バナナドリフト損失粒子による真空容器第1壁上の2次元熱負荷分布。

0とした結果であるのに対し、ITERでは、プラズマと真空容器時間にギャップを設け、有限なラーマ半径を考慮して真空容器への粒子の流入点を計算したものである。これ等の相違点のいずれか、あるいは、リップルの大きさなど他のパラメータの違いにより熱負荷のトロイダル角依存性が異なってくるのか、あるいは単なるモンテカルロ計算精度の問題であるのかは現時点では不明であり、将来の研究課題として残されている。現時点のOFMCの計算結果を信用すれば、ITERではトロイダル角方向のピーキングファクターは ~ 1.0 であり、図2に示すトロイダル角平均の熱負荷が意味を持ち、その最大熱負荷は $0.07 \sim 0.08 \text{ MW/m}^2$ である。この値は、リップル捕捉損失によるピーク熱負荷よりも多少小さく、また、両者の重なりもないことから、許容熱負荷の範囲内である。

以上のように、ITERはかなり極端な例ではあるが、一般に将来の核融合炉では、リップル損失量そのものはプラズマのエネルギーバランス上問題とはならない。むしろ損失粒子による真空容器上の局所熱負荷でリップルの許容値が決まる。この場合、熱負荷の2次元分布まで求める必要があり、計算上大きな問題となる。例えば、前述のITERの計算ではOFMCコードでリップル損失を求める場合1000個のテスト粒子の減速過程を追跡するのに世界最高速クラスのベクトル計

算機を用いても10数時間かかる。熱負荷の2次元分布を導出するには少なくとも20000~30000個のテスト粒子が必要でありCPUとして数100時間が必要となる。今後、並列計算技術を導入した高速化あるいは、ソ連グループのような新しい計算手法の開発が待たれる。

3. 核融合炉へのリップル応用に関連する α 粒子損失

リップルの核融合炉への応用としては、

- ①核燃焼制御
- ②燃料補給

の2つがこれまで考えられてきた。リップルは α 粒子にとっては必ず損失を増やす方向に作用する。上記の応用のうち、①はリップルによる α 粒子閉じ込めの劣化そのものを利用するものであり、②は α 粒子のリップル損失によりその有効性が制限を受けるものである。

3-1) リップルを利用した核燃焼制御

核燃焼プラズマの温度制御へのリップルの応用は、古くからいくつかの提案がなされている。まず、バルクイオンの collisional ripple-trapping, detrapping によるイオン熱伝導係数が

$$\chi_i^{RT} \propto T_i^{7/2} \quad (6)$$

であることが理論的に予測されていたが¹⁷⁾、その強いイオン温度依存性に着目し、トロイダル磁場コイルで自然に発生するリップルを用いた受動制御¹⁸⁾あるいは、外部リップルコイルによる能動制御^{19,20)}などが考えられた。しかし、その後、OFMCコードによる χ_i^{RT} の数値解で、衝突周波数の低くなる高温領域で理論値よりも1桁以上低く、また、温度依存性も(6)式ほど強いものではなく、高々 T_i^2 程度となることが示された^{21,22)}。このことから、従来の χ_i^{RT} を利用する方法は疑問視され、しばらくの間リップルの核燃焼制御への応用は考えられていなかった。しかし、最近、前章で述べた α 粒子のリップルによる閉じ込め劣化を利用する新しい核燃焼制御方法が提案された^{12,23)}。その制御方法として、

- ①外部リップルによるフィードバック制御、
- ②一定の垂直磁物中で β 値増大に伴うプラズマの主半径方向の自由膨脹でよりリップルの大きい領域へプラズマが移動し、 α 粒子のリップル損失の増加で自動的に実現される受動核燃焼制御、
- ③上に①と②の組み合わせ、

が考えられた。その詳細な内容については、文献[12, 23]に任せることにし、ここでは、その結果の紹介にとどめる。計算は、主半径~7.5m, 小半径1.8m, 核融合出力~3GWクラスの核融合炉を想定して行われた。

まず、フィードバック制御を“Switched-off”した受動制御におけるプラズマ中心のイオン温度 T_{i0} 、核融合出力 Q_F 、主半径 R 、プラズマのトラス外側端でのリップル δ_0 、 α 粒子パワー損失比 G_t の時間変化を図5に示す。(a) は主半径を固定し、何ら制御しなかった場合の結果であり、熱平衡に達してからほんの2~3秒で急激に温度が上昇する熱的不安定性が示されている。(b) は α 粒子のリップル損失を考慮せずプラズマの自由膨脹 ($dR/d\beta_p = 3.6$ m) のみを考えた場合の結果であるが、 R を8.2mで制限したため、これに到達した後(a)と同様に熱的不安定性が起こることが示されている。(c) は、自由膨脹に加え、 α 粒子のリップル損失を考慮した場合の結果である。主半径は7.3mから8.0mまで膨脹し、約20%の α 粒子パワー損失が発生して熱的な平衡に到達している様子が示されている。さらに、リップルのフィードバック制御を考慮した場合の結果が図6である。外部リップルコイルによるリップルのフィードバック制御の時間遅れとしては $\tau_d \sim 1.0$ 秒を仮定した。(a) は、 $dR/d\beta_p = 0.0$ とし、フィードバック制御のみを考えた場合のものである。点線はトラス外側端でのリップルのうち、外部リップルによる制御リップルを示す。核燃焼温度の制御は実現されているものの、 $\tau_d = 1.0$ 秒と長く設定しているため、 Q_F 、 G_t 等にオーバーシュートが観測される。これに対し、(b) に示すように $dR/d\beta_p = 3.6$ とし主半径の自由膨脹を許した場合、 $R = 7.3$ m から7.6mとほんの僅かな膨脹で、リップル損失も15%と図5の結果より低い

図5. 外部リップル δ_0 を制御しない場合のプラズマ中心イオン温度 T_{i0} 、核融合出力 Q_F 、プラズマ主半径 R 、 α 粒子リップル損失 G_t 、及びトラス外側端リップル δ_0 の時間変化。(a) プラズマ主半径の自由膨脹、 α 粒子のリップル損失のいずれも考えない場合、(b)、プラズマの主半径膨脹のみを考えた場合 ($dR/d\beta_p = 3.6$)、(c) 両者を考慮した場合。

図6. 外部リップル δ_o (点線) をフィードバック出力 Q_F , プラズマ半径 R , α 粒子リップル損失 G_t , 及びトーラス外側端リップル δ_o の時間変化. (a) プラズマ主半径の自由膨脹を考慮しない場合. (b) プラズマ主半径の自由膨脹を考慮した場合.

そこで、出来る限りプラズマ中心近く ($<0.5a$) への燃料補給がプラズマを冷却することなく行える可能性のある方法として、リップル捕捉粒子の ∇B ドリフト運動により、等価的にNBIのプラズマへの侵入深さを大きくすることを利用する方法が考えられた²⁵⁾。これは、かつて、TFTRのNBI加熱設計の当初に、Goldston, Jassby 等により“ripple-injection”として提案されたものである^{26,27)}。その原理は以下の通りである。図7に示すように、水平面に対して上下非対称なリップルを外部のリップルコイルで作り出し、ハッチングで示したリップルのウェルが形成される $\alpha^* < 1.0$ の領域にリップルの深い下側から垂直にビームを入射することにより、リップルウェルに粒子を捕捉させる。捕捉された粒子は ∇B ドリフトでプラズマの中心に向かって運動するが、中心に行くに従ってリップルウェルの深さは段々浅くなるため、あるいは、ドリフト運動の間にクーロン散乱を受け、リップルから離脱してバナナ粒子としてプラズマに閉じ込められる。

値で燃焼制御が可能であることが示されている。

3-2) リップルを利用した燃料補給

ITER など核融合炉における燃料補給法としては、これまで

- ①ガスバフ
- ②ペレット入射

が主として考えられて来た。しかし、ガスバフは、トリチウムインベントリーの量が多くなる問題があり、また、プラズマ周辺の中性粒子密度を上げるため、バルクイオンの荷電交換損失量が大きくなり、それによる真空容器第1壁上のエロージョンの問題が指摘されている²⁴⁾。一方、②ペレット入射は、現在これまで数多くの核融合装置で採用され、プラズマ性能向上にその有効性が実証されてきたものの、将来の核融合炉への応用には

- ・電流駆動と同時使用できない。
- ・プラズマを一時的に冷却し、核融合出力を変動させる。

など、依然多くの問題を含んでいる。

図7. リップル燃料補給概念図

図8. リップル燃料補給計算のためのリップル分布, MHD 平衡, 真空容器第1壁形状

しかし、これらのバナナ粒子は、リップルの影響でかなりの割合がプラズマから失われるのではないかと指摘され²⁸⁾。その後このアイデアは埋れたままになっていた。一般に、“ripple-injection”をプラズマ加熱に応用する場合に比べて燃料補給への応用は、ビームのエネルギー E_0 を低く設定できる。このため、入射粒子の熱化するまでの時間が短く、その間に発生する損失も低くなることが期待される。そこで、このリップルを利用する燃料補給法（以下 ripple fueling, リップル燃料補給と称する）の検討が OFMC コードを用いて行われた。計算は、まず、核融合出力 3 GW クラスの炉で、表 4 に示すパラメータ、図 8 に示す MHD 平衡及び上下非対称リップル分布について行われた。図 7 に示されるように、水平面下側で $\alpha^* < 1.0$ の領域のトラス内側端の主半径位置を R_{wel} 、垂直に入射する NBI の主半径位置を R_{inj} とする。図 9 に、 $R_{wel} \sim 8.2\text{m}$, $R_{ax} = 8.18\text{m}$ の幾何形状の場合において、150keV のトリチウムビームを $R_{inj} = 8.5\text{m}$, トロイダル角位相 $\phi_0 / \phi_N = 0.4$ に入射した場合の入射イオン分布のピンチングの様子を示す。図中の τ_{gd} は

$$\tau_{gd} = a / V_{gd}$$

V_{gd} : ∇B ドリフト速度

で定義される ∇B ドリフト時間である。時間 $t = 0.0$ は、いわゆる高速イオンの“birth profile”であるが、このようにトリチウムビームでは 150keV でも 0.8~0.9a 程度までしか侵入できない。非円形効果で、約 $1.4 \tau_{gd}$ で分布のピーク点

表 4 リップル燃料補給計算パラメータ

major radius	$R_t = 8.0\text{m}$
major radius of magnetic axis	$R_{ax} = 8.18\text{m}$
minor radius	$a = 1.75\text{m}$
toroidal field	$B_t = 11\text{T}$
plasma temperature	$T_e(\psi) = T_{e0}(1-\psi)$ $T_i(\psi) = T_{i0}(1-\psi)$ $T_D(\psi) = T_T(\psi) = T_i(\psi)$ $T_{e0} = T_{i0} = 25\text{keV}$
plasma density	$n_e(\psi) = n_{e0}(1-\psi)^{0.5}$ $n_D(\psi) = n_T(\psi)$ $n_{e0} = 2 \times 10^{20}\text{m}^{-3}$
plasma current	$I_p = 15\text{MA}$ $j(\psi) = j_0(1-\psi)^{0.5}$
ellipticity	$k = 2.0$
triangularity	$\Delta = 0.4$
effective Z	$Z_{eff} = 1.5(\text{uniform})$
charge number of impurity	$Z_{imp} = 8.0(\text{oxygen})$
number of ripple coils	$N = 12$

図9. 入射粒子の ∇B ドリフトによるピンチング過程. 入射イオンは150keVトリチウム. 入射位置は $R_{inj}=8.5\text{m}$, トロイダル角位相 $\phi_0/\phi_N=0.4$. $R_{wei}\sim 8.2$, $R_{ax}=8.18\text{m}$.

図10. リップル離脱バナナ粒子の拡散過程. 入射イオンは150keVトリチウム. 入射位置は $R_{inj}=8.5\text{m}$, トロイダル角位相 $\phi_0/\phi_N=0.4$. $R_{wei}\sim 8.2$, $R_{ax}=8.18\text{m}$.

は最もプラズマ中心に近づく. $R_{inj}=8.5\text{m}$ であるので規格化半径 ρ では $(R_{inj}-R_{ax})/a\sim 0.17$ 以内には高速イオンは原理的に侵入できない. $t=1.4\tau_{gd}$ での分布の拡がり, ピンチングの途中でクーロン衝突によりリップルから離脱したバナナ粒子によるものである. さらに時間を長く観測した場合, 図10に示すように, リップル励起バナナドリフトでプラズマ中心, 周辺の両方向に拡がり, $\rho<0.17$ の中心部にも一部の粒子が供給される. さらに, 詳細な解析により, ビームエネルギーのプラズマ電子温度に対する比 E_b/τ_{ee} を4以下に設定すれば, 燃料補給率としては80%以上が期待でき, リップル燃料補給の有効性が示された.

しかし前述のように, リップル燃料補給の有効性は, 用いるリップルによる α 粒子の損失により決定される.

図11. リップル燃料補給における α 粒子
パワー損失のリップル分布 (R_{wel})
依存性.

そこで, R_{wel} の位置を変えた種々のリップル分布における α 粒子のパワー損失比がOFMCを用いて求められた. 結果を図11に示す. 図中●は, 計算点を示す. ハッチング領域の上限は, 図にも示すように水平面下側で $\alpha^* < 1.0$ の領域のトーラス内側端が水平面に対して垂直となるようにリップル分布を設定した場合のものである. リップル燃料補給を実際に核融合炉に应用すると, NBIの入射角としては, 磁力線に垂直であっても水平面に対して多少斜めに設定する方が, 入射ポートの十分な断面積を確保することからも有利と思われる. この場合, $\alpha^* < 1.0$ の領域の下端一部は不要となる. 図11のハッチング領域の下端近くは, 図中に示すように, $\alpha^* < 1.0$ の下端の一部を切り欠くリップル分布における α 粒子損失を示す. このように, α 粒子のリップ

ル損失は, リップル分布を調整することにより, 5%以下の低い値に抑えることが可能であることが示されている. また, このときの損失粒子による真空容器第1壁上の熱負荷も, 強制冷却を想定した水平面上トーラス外側のリミッタ上で $\sim 2 \text{ MW/m}^2$ と許容範囲内であることも示された.

4. おわりに

以上, ITERにおいて最近行われたベンチマークテスト結果を中心に現在各国で行われている, α 粒子の減速過程におけるリップル損失の検討状況を紹介した. また, 核融合におけるリップル応用に関連する α 粒子のリップル損失に関する最近の検討結果をまとめた.

核融合炉における α 粒子の閉じ込め, 特にリップル損失は, トロイダル磁場コイル設計, 真空容器第1壁設計にからみ, 炉設計の第1段階において検討しなければならない最重要課題の1つである. しかし, 各国で払われている努力は, 問題の重要性の割には少ないように見える. その最大の原因は, 主たる解析手段であるOFMCコードの計算に要するCPU時間があまりに長く, 検討そのものが非常に高価であることにある.

今後, 高並列計算機の導入, あるいは新しい解析手法の確率が待たれる. 筆者の経験からすれば, 後者の開発もOFMCコードの結果とのクロスチェックが不可欠であり, やはりOFMCコードの高速化が今後とも重要であることには変わりはないものと考えられる.

α 粒子のリップル損失に関してもう1つ重要な点は, 検討が依然としてOFMCコードを中心とする数値解析が中心であり, 実験的検討がまだほとんどなされていないことである. α 粒子については, TFTRの実験

が大いに期待されるところであるが、測定が非常に困難であるため、定量的評価がどの程度可能であるかについては疑問とされている。当面は、JT-60UなどにおけるNBI加熱のリップル損失実験等で、実験と数値解析のクロスチェックを積み重ねていく必要があろう。

リップル核融合炉への応用の検討も着実に進められている。しかし、まだ数値解析を用いてそれ等の可能性が示された段階である。今後、核燃焼抑制については、現在想定される種々のエネルギー閉じ込め則における抑制特性、必要な外部リップルコイルとその電源容量など、核融合炉への応用の具体的検討が必要となろう。また、燃料補給についても、アルファ粒子損失をより少なくする工夫、あるいは、その核燃焼抑制への応用の可能性の検討などが今後の課題となろう。

謝辞

本稿をまとめるにあたり有益な議論をいただきました、京都大学ヘリオトロン核融合研究センターの若谷誠宏教授をはじめとする「高速イオン及びアルファ粒子の物理研究」調査作業委員メンバーの皆様及び常松俊秀主任研究員に感謝いたします。終始、御指導をいただきました吉川允二理事、飯島勉所長、田村早苗部長、島本進部長、竹田室長の皆様に深く感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) M. Ohnishi, N. Ao and J. Wakabayashi : Nucl. Fusion **18** (1978) 859.
- 2) K. Tani, M. Azumi, H. Kishimoto and S. Tamura : J. Phys. Soc. Jpn. **50** (1981) 1726.
- 3) K. Hanatani, M. Wakatani and K. Vo : Nucl. Fusion **21** (1981) 1067.
- 4) R. J. Goldston and H. H. Towner : J. Plasma Physics **26** (1981) 283.
- 5) S. Putvinskij *et al.* : "Alpha Particle Ripple Loss Meeting Summary Report," ITER-IL-PH-1-9-1.
- 6) K. Tani *et al.* : Nucl. Fusion **23** (1983) 657.
- 7) L. M. Hively : Nucl. Fusion **24** (1984) 779.
- 8) R. J. Goldston, R. B. White and A. H. Boozer : Phys. Rev. Lett. **47** (1981) 647.
- 9) V. Ya. Goloborod'ko *et al.* : Physica Scripta T**16** (1987) 46.
- 10) R. B. White *et al.* : Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research 1988 (Proc. 12th Int. Conf., Nice) IAEA, Vienna (1989) Vol. 2, 111.
- 11) V. Ya. Goloborod'ko *et al.* : Fusion Technology **18** (1990) 429.
- 12) K. Tani *et al.* : Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research 1988 (Proc. 12th Int. Conf., Nice) IAEA, Vienna (1989) Vol. 2, 121.
- 13) S. V. Konovalov *et al.* : "Alpha Particle Ripple Losses in ITER", presented at the IAEA TCM on "Alpha Particles in Fusion Research", Kiev USSR (1989).
- 14) E. Bittoni and M. Haegi : Fusion Technology **18** (1990) 373.
- 15) K. Tani and H. Kishimoto : Nucl. Fusion **22** (1982) 1108.
- 16) "ITER Conceptual Design Report", ITER Documentation Series, No. 18, IAEA (1991).
- 17) T. E. Stringer : Nucl. Fusion **12** (1972) 289.
- 18) T. W. Petrie and J. M. Rawls : Nucl. Fusion **20** (1980) 419.
- 19) T. W. Petrie and J. M. Rawls : Nucl. Fusion **20** (1980) 1461.
- 20) M. Sugihara *et al.* : J. Nucl. Sci. Technol., **17** [10] (1980) 729.
- 21) K. Tani, H. Kishimoto and S. Tamura : Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research 1980 (Proc. 8th Int. Conf., Bruxelles) IAEA, Vienna (1981) Vol. 1 631.

- 22) R.E. Potok, P.A. Politzer and L.M. Lidsky : Phy. Rev. Lett. **20** (1980) 1328.
- 23) K. Tani *et al.* : Fusion Technology **18** (1990) 625.
- 24) 上田憲昭 : 私信 (1990).
- 25) K. Tani *et al.* : to be submitted to Fusion Technology.
- 26) D.L. Jassby and R.J. Goldston : Nucl. Fusion **16** (1976) 613.
- 27) D.L. Jassby : PPPL-1280.
- 28) R.J. Goldston and D.L. Jassby : Princeton Plasma Physics Lab. Rep. MATT-1244 (1976).