小特集 球状トカマクの実用炉への展望

3. 高閉じ込めは高ベータと両立するか？

3.2 低アスペクト比トカマク炉のアルファ粒子閉じ込め

谷 啓二, 飛田 健次, 西尾 敏,
飯尾 俊二¹⁾, 筒井 広明¹⁾, 青木 尊之¹⁾
(日本原子力研究所, ¹⁾東京工業大学)

3. Is High Confinement Compatible with High Beta?

3.2 Confinement of Alpha Particles in a Low Aspect Ratio Tokamak Reactor

TANI Keiji, TOBITA Kenji, NISHIO Satoshi,
TSUJI-IIO Shunji¹⁾, TSUTSUI Hiroaki¹⁾ and AOKI Takayuki¹⁾

Japan Atomic Energy Research Institute, Ibaraki 311-0193, Japan

¹⁾Tokyo Institute of Technology, Tokyo 152-8550, Japan

(Received 25 July 2004)

Studies were made on ripple losses of fusion produced alpha particles in a low-aspect-ratio tokamak reactor (VECTOR) by using an orbit-following Monte-Carlo code. Alpha particles are well confined in VECTOR. In a low-aspect-ratio tokamak, the dependence of ripple losses on the number of toroidal-field (TF) coils N is very weak. Assuming a toroidal peaking factor of 2 for the heat load due to loss particles, about 1.5% and 1.0% of TF ripple at the outer edge of plasma might be allowable for the first wall with and without cooling system, respectively. In both cases, the number of TF-coils can be reduced to about 4.

Keywords:

low aspect ratio, tokamak, fusion reactor, alpha particle, ripple loss, toroidal coil

3.2.1 はじめに

低アスペクト比トカマクが核融合炉として成り立ちうるかどうかの必要不可欠な条件として、核融合反応で生成される高エネルギーのアルファ(α)粒子を十分閉じ込め得るかどうかの問題がある。一般に、コンベンショナルなアスペクト比のトカマク装置における α 粒子の閉じ込めは、軸対称システム中では非常に良好であり、主として、トロイダル磁場の非軸対称成分であるリップルやTAEモードなどのプラズマ中での振動に依存する。ここでは、その最も基本となる前者について検討を試みる。

低アスペクト比トカマクの特徴としては、アスペクト比が小さい、高楕円度である、高三角形度である、があげられる。高三角形度については、本来、低アスペクト比に由来するものではないが、高密度領域で高閉じ込め性能を確保するためには、トカマク炉では不可欠な条件と考えられる。また、アスペクト比を小さくするためセンターソレノイドを撤去し非誘導プラズマ電流駆動で主要なプラズマ電流を励起・保持すること、さらには、第二安定化領域へのアクセスの容易性から、電流ホール(負磁気シア)も非常に重要になる。

アスペクト比が中程度の3~5のコンベンショナルな非

corresponding author's e-mail: tanik@fusion.naka.jaeri.go.jp

円形断面トカマクにおいては、モデルMHD平衡をベースに、 α 粒子のリップル損失のこれらパラメータの依存性の検討が、高エネルギー粒子の減速過程を粒子の案内中心軌道を追跡しながらプラズマ粒子との衝突をモンテカルロ法で解析する軌道追跡モンテカルロコード(OFMC: Orbit-Following Monte-Carlo Code)を用いて既になされており、これらのパラメータの重要性が指摘されている[1]。しかし、低アスペクト比トカマクにおける高エネルギー(α 粒子)の閉じ込めは、まだ十分に検討されてはならず、今後、実用炉への展望を見極めるうえで重要な課題として残されている。

3.2.2 アルファ粒子のリップル損失過程

核融合反応で生成される(α 粒子のような高エネルギー粒子)のリップル磁場中の損失過程としては、

- (1) 無衝突リップル捕捉、
- (2) リップル励起バナナドリフト、特に、ストキャスティック損失

が重要となる。

ここで、次のモデルMHD平衡(均一楕円度、均一三角形度、低ベータ)を想定する。

$$\phi = \phi(\rho) \quad (1)$$

$$\rho^2 = \left[1 + \frac{A}{a}(R - R_t) \right] \frac{Z^2}{2} + (R - R_t)^2 \quad (2)$$

ここで、 a ：小半径、 R_t ：主半径、 A ：三角形度、 Z ：楕円度、

$$Z = \frac{Z^c}{\sqrt{1 + A(R - R_t)/a}}$$

サフィックス‘c’は、同じ安全係数 $q_s(a)$ を持つ円形プラズマのものを示す。また、トロイダル磁場

$$B_\varphi(1 + \delta \cos N\varphi)$$

δ ：局所トロイダル磁場リップル率

N ：トロイダル磁場コイル数

を仮定して、リップル損失に関連する3つのパラメータ

リップルウェル（井戸）パラメータ

リップル励起バナナドリフト

ストキャスティック軌道臨界リップル

の非円形断面効果をまとめてみると各々以下のように表される[1]。

$$\alpha \cong \sqrt{1 + A(R - R_t)/a} \alpha^c \quad (3)$$

$$\frac{P_\phi^*}{\phi_a} \cong \frac{1}{[1 + A(R - R_t)/a]^{1/4}} \frac{P_\phi^{*c}}{\phi_a^c} \quad (4)$$

$$\delta_s \approx \left\{ 1 + \frac{A}{a} \left[\frac{1}{4}(R - R_t) + \frac{1}{\pi}(\rho + q_s/q_s') \right] \right\} \delta_s^c \quad (5)$$

プラズマ中の $|\alpha| < 1$ の領域では、磁場は磁力線に沿って局所的に極大極小を持つ。このパラメータ α をリップル井戸パラメータと呼ぶ。リップル井戸が形成される領域で ∇B ドリフト方向にリップルが大きくなる場合、特に、 α 粒子のようなバナナ幅の大きい粒子は、衝突がなくてもリップルに捕捉されることが起こりうる。これが無衝突リップル捕捉である[2]。リップル井戸が形成されない領域でも磁場はリップルにより変化を受ける。それにより、バナナ粒子のチップ点での ∇B ドリフト量が変化を受ける。この変化は、上下のバナナチップ点（粒子の磁力線方向の速度の反転点）で相殺されないため、バナナ軌道は閉じなくなってしまう。これがリップル励起バナナドリフトであるが、バナナチップ点での平均のドリフト量は、(4)式で表される。ここで、 P_ϕ^* はリップル励起 ∇B ドリフトによるカノニカル角モーメント変化の平均値である。 α 粒子のような高エネルギー粒子では、リップルによる径方向変位が大きくなり、その変化によるバナナチップ間のトロイダル角 φ_b の変化が

$$\frac{d\varphi_b}{d\psi} P_\phi^* \geq \frac{1}{N}$$

程度になると、バナナ粒子軌道がストキャスティックになり、粒子は極めて短い時間で系から失われてしまう[3]。こ

れが、ストキャスティック損失である。その臨界点を与えるリップルが(5)式で表される臨界リップルである。

(5)式の

$$\delta_s^c \cong \frac{1}{(N\pi R_t q_s / \rho)^{3/2} \rho_L q_s'} \quad (6)$$

は、Goldstone-White-Boozer[3]によって導かれた円形プラズマの臨界リップルであり、 ρ_L はラーモア半径である。

楕円度の非常に大きい縦長のレーストラック状のトロイダル磁場コイルでは、リップルは概略、

$$\delta \cong \delta_o \left(\frac{R}{R_t + a} \right)^{N-1} + \delta_i \left(\frac{R_t - a}{R} \right)^{N-1} \quad (7)$$

で表される。ここで、 δ_o, δ_i は、水平面上のプラズマの内側、外側エッジ点のリップルである。(7)式は、プラズマ中のリップル分布がアスペクト比に強く依存し、アスペクト比が小さくなれば、プラズマ表面から中心に向かってリップルは急激に減衰することを示している。

また、(3)-(5)式で示される3つのパラメータは、

$$\alpha \propto 1/A, \quad P_\phi^* \propto A^{3/2}, \quad \delta_s \propto 1/A^{3/2}$$

のアスペクト比依存性を持ち、アスペクト比 A が下がれば、リップル井戸形成領域縮小、バナナドリフト減少、ストキャスティック臨界リップル値増大（ストキャスティック軌道領域縮小）と全てリップル損失を減少させる方向に効く。

アスペクト比 $A = 4.2$ 前後の比較的高アスペクト比トカマクにおいては、(α 粒子のリップル損失は、これらの相乗効果で、 $A^{5/2}$ もの強い依存性を持つことが同じOFMCを用いた解析で指摘されている[4]。そこで、低アスペクト比トカマクでは、その低アスペクト比の優位性とのトレードオフで、どの程度までリップルが許容され、どの程度までトロイダル磁場コイルの数を減らすことができるかに着目してシミュレーションを行った。

3.2.3 アルファ粒子のリップル損失計算

低アスペクト比トカマクである‘VECTOR (Very Compact Tokamak Reactor)’[5]を対象にDT核融合反応生成(α 粒子の減速過程における閉じ込めの解析を軌道追跡モンテカルロ(OFMC)コードで試みた[2]。計算パラメータをTable 1に示す。低アスペクト比炉では、前述のように第二安定化領域へのアクセスの容易さからホローな電流分布に期待が集まっている。このため、シミュレーションは、Fig. 1の安全係数分布に示すような、ホロー電流分布と通常の放物状電流分布の2つのケースについて行い、両者の結果を比較検討した。なお、一般に、リップルによる高エネルギー粒子の損失には、局所的なリップルに捕捉されて損失するリップル捕捉損失と、リップルによるバナナ軌道のドリフトによる損失であるリップル励起バナナドリフト損失がある。核融合反応生成 α 粒子では、後者がそのほとんどを占めており前者は無視しうる。以後、 α 粒子のリップル損失は、リップル捕捉損失とリップル励起バナナドリ

Table 1 Calculation parameters for VECTOR.

Major Radius	$R_t = 3.7$ m
Minor Radius	$a = 1.9$ m
Toroidal Field	$B_t = 3.1$ T
Plasma Temperature	$T_e(\psi) = T_{e0} (1 - \psi)^{1.0}$ $T_i(\psi) = T_{i0} (1 - \psi)^{1.0}$ $T_D(\psi) = T_T(\psi) = T_i(\psi)$ $T_{e0} = T_{i0} = 35$ keV
Plasma Density	$n_e(\psi) = n_{e0} (1 - \psi)^{0.3}$ $n_D(\psi) = n_T(\psi) = n_i(\psi)$ $n_{e0} = 2 \times 10^{20}$ m ⁻³
Effective Z	$Z_{\text{eff}} = 1.9$ (uniform)
Charge Number of Impurity Ion	$Z_{\text{imp}} = 6.0$ (Carbon)
Number of Toroidal Field Coils	$N = 4 \sim 12$

Fig. 1 Distributions of safety factor for a hollow current profile (solid curve) and a parabolic current profile (dotted curve).

フト損失の総和の全エネルギー損失比 G_t だけをプロットする。

(1) リップル損失のリップル率依存性

プラズマのトラス内側エッジ点のリップル率 δ_i をほぼ零 (10^{-3} %) に、また、トロイダル磁場コイル数 N を 4 にそれぞれ固定して、プラズマの外側エッジ点のリップル率 δ_o を変化させて全エネルギー損失比をプロットしたものが Fig. 2 である。ホローな電流分布および放物状電流分布の結果を実線および点線で各々示す。Fig. 2 の結果でまず注意をすべき点は、リップルが零においても、かなりの損失が発生していることである。特に、ホロー電流分布においては、4 % 程度のリップルによらない軸対称軌道損失が予測されている。ホロー電流分布の場合、Fig. 3 に示すように、プラズマ電流のほとんど流れない中空領域において、粒子は ∇B ドリフトを受け水平面に垂直な方向にプラズマ電流が流れているプラズマ周辺領域まで移動してしまい、バナナ幅が極めて大きなパテト粒子となる。このため、ホロー電流分布では、高エネルギー粒子の軸対称ロスコーンが実効的に大きくなっているものと考えられる。

ホロー電流分布において軸対称軌道損失が 4 % 程度予測されるものの、 α 粒子の閉じ込めは良好である。しかし、システムとしては α 粒子のエネルギー損失よりか、損失粒子による第一壁の熱負荷やエロージョンが問題となる。例えば、第一壁の熱設計では、特別な冷却機構を考えない場合、熱負荷は 1 MW/m² 以下が、冷却機構を考えても 2 MW/m²

Fig. 2 Losses of suprathermal alpha particles against field ripple at plasma outer edge in VECTOR with a hollow current profile (solid curve) and a parabolic current profile (dotted curve). The number of TF-coils $N=4$. Fig. 3 Trajectories of high energy alpha particles launched at closed circles. The initial velocity parallel to the magnetic field line and energy are $v_{\parallel} = 0$ and $E = 3.5$ MeV, respectively.

以下が望ましい[6]。軸対称軌道損失粒子は、主として冷却機構を具備したダイバータ部へ、リップル励起バナナドリフト損失粒子は、主としてトラス外側の水平面近傍に流入する。シミュレーションでは、Fig. 2 のホロー電流分布で δ_o が 1.0% および 1.5% の場合、トラス外側の水平面近傍の熱負荷のトロイダル角平均値はそれぞれ 0.5 MW/m² と 1.0 MW/m² 程度となる結果が得られている。トロイダル角方向の熱負荷のピーキングファクタ(ピーク値/平均値)を 2 程度と仮定すれば、 $N=4$ で、トラス外側水平面近傍の第一壁に冷却機構を設けない場合は、 δ_o は 1.0% 程度、設ける場合は、 δ_o は 1.5% 程度が許容される。

モンテカルロシミュレーションでは、Fig. 2 に示す全エネルギー損失量のようなマクロな物理量の算出には数千個のテスト粒子で十分であるがトロイダル角方向の分布を含めた損失粒子の 2 次元分布を求めるには、数万～数十万個のテスト粒子を要する。詳細な熱負荷分布の検討は今後の課題としたい。

(2) リップル損失のトロイダル磁場コイル数依存性

リップル井戸パラメータ、リップル励起バナナドリフト、ストキャスティック臨界リップルのいずれも N の依存性を持つが、リップルの分布もアスペクト比とトロイダル磁場コイル数 N に強く依存するため、 N の依存性だけを取り出すことは困難である。

Fig. 4 Losses of alpha particles against TF-coil number in VECTOR with a hollow current profile (solid curve) and a parabolic current profile (dotted curve). The field ripple at plasma outer edge $\delta_o = 1\%$.

Fig. 4 に低アスペクト比トカマク (VECTOR) 中のホロー電流分布と放物状電流分布における α 粒子のエネルギー損失のトロイダルコイル数依存性を示す。プラズマの外側エッジでのリップル率 δ_o は 1% とした。アスペクト比が 4 前後のコンベンショナルなトカマクにおけるリップル損失は $1/N$ の依存性を持つ [4]。アスペクト比が小さい場合、Fig. 4 に示すように、損失の N 依存性は極めて弱くなる。ホロー電流分布の場合においては、逆に、 N が下がれば損失も減少する傾向が見られる。前述のように、ホロー電流分布の場合、約 4% 程度の軸対象軌道損失が含まれている。軸対称軌道損失は N の依存性を持たないので、Fig. 4 は、ホロー電流分布においては、 N が小さくなればリップル損失も減少することを示している。許容されるトロイダル磁場リップルと同様に、 α 粒子の閉じ込めの観点からは、アスペクト比が小さい系では、 $N = 4 \sim 6$ 個程度の非常に少ないトロイダル磁場コイルで炉を設計できる可能性がある。しかし、 δ_o を固定して N を変えることは、トロイダル磁場コイル形状も変わることを意味する。コイル数の削減は、トロイダル磁場コイルの大きさ (コスト) と装置の組

み立てやメンテナンス等とのトレードオフで総合的に判断する必要がある。

3.2.4 まとめ

低アスペクト比トカマクである 'VECTOR' を対象に低アスペクト比システムにおける DT 核融合反応生成 α 粒子の減速過程の閉じ込めを軌道追跡モンテカルロコードを用いて評価した。得られた結果は、以下のとおりである。

低アスペクト比トカマク炉における α 粒子の閉じ込めは非常に良好である。

低アスペクト比領域では、 α 粒子のリップル損失の N 依存性は極めて弱い。ホロー電流分布の場合においては、コンベンショナルなアスペクト比のシステムとは逆に、 N が下がれば損失も減少する傾向が見られる。

損失粒子による第一壁の熱負荷のトロイダル角方向のピーキングファクタを 2 程度と仮定した場合、トーラス外側水平面近傍の第一壁に冷却機構を設けない場合は、1.0% 程度、設ける場合は、1.5% 程度のリップル (プラズマ外側エッジ点での) が許容される。

第一壁に冷却機構を設ける場合も設けない場合も、トロイダル磁場コイルの数は 4 程度まで少なくできる可能性がある。

今後の課題としては、TAE モード等の影響、トロイダル角方向の分布を含めた詳細な損失粒子による 2 次元熱負荷分布の検討が残されている。

参考文献

- [1] K. Tani *et al.*, Nucl. Fusion 33, 903 (1993).
- [2] K. Tani *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. 50, 1726 (1981).
- [3] R.J. Goldston *et al.*, Phys. Rev. Lett. 47, 647 (1981).
- [4] 谷 啓二, 飛田健次 他: 「球状トーラス閉じ込めの現状と展望」電気学会研究会資料 プラズマ研究会 PST-03-39.
- [5] S. Nishio *et al.*, IAEA-CN-94FT/P1-21, Lyon, France (2002).
- [6] S. Nishio *et al.*, J. Plasma Fusion Res. 78, 1218 (2002).