開放端系のプラズマ閉じ込め

北 條 仁 士

(広島大学 理学部)

(1983 年 1 月 14 日受理)

Plasma Confinements in Open Ended System

Hitoshi Hojo

(Received January 14, 1983)

Abstract

We review plasma confinements in an open ended system including single mirror, tandem mirror, cusp and rotating plasma from the viewpoint of physical and technical requirements for fusion. The thermal barrier and its effects are also explained.

1. はじめに

現在多くのプラズマ閉じ込め装置が先行するトカマクを追って、ブレイクイーブンを目指してしのぎを削っているが、制御核融合実現に当っては、炉心よりも炉工学的問題の解決の方が大きな比重を持つであろう。この点で磁力線の閉じた環状系に比して、炉工学的容易さを持つと考えられる開放端系にかかる期待は大きい。一口に開放端系と言ってもその閉じ込め方式は多種多様である。従ってここでは現在最も研究開発の進んでいるタンデムミラーを中心にして話を進め、その他の閉じ込め方式については簡単な紹介に留める。すでに多くのすぐれた解説や総合報告が出ているので、ここでは個々の難しい物理を多少忘れて、話の主眼を核融合におく。即ち、如何にすれば核融合を達成できるか、またその時にどういう問題点が生ずるか、そしてそれに対してどのような解決策が考え出されてきたかを眺めてみる。

すでに述べたように核融合研究は物理と工学の二人三脚であるから、炉心物理は炉工学的に受け入れられるものではなくてはならないし、また炉工学に課せられている負担を軽減させる方向へと発展していく必要がある。確かにミラー研究の歴史も、そうした形で現在まで進化をとげてきてい

るのである。

まず次節で単一ミラーのプラズマ閉じ込めについて、また3節ではタンデムミラーのプラズマ閉じ込めについて述べ、核融合炉をつくる上での炉工学的問題点についてふれる。4節ではサーマルバリアの物理について述べると共に、先の炉工学的問題点がサーマルバリアによって大きく軽減されることをみる。5節ではまず非軸対称性によるプラズマの径方向への拡散の物理について述べ、合わせて種々のサーマルバリア付タンデムミラーとその物理について簡単に紹介する。最後の節では、ポテンシャル障壁による粒子閉じ込めを用いた、タンデムミラー以外の閉じ込め方式について簡単に紹介する。

文献1) にいくつかの解説や総合報告をのせておくので、文献を網羅することはしない。またここでは簡単のため、ボルツマン定数 k_B や電気素量 e は、 $k_B = e = 1$ としておき、温度及びエネルギーは eV を用いて表わす。

2. 単一ミラーのプラズマ閉じ込め

開放端系のプラズマ閉じ込めにおいては、開いた磁力線に沿う軸方向のプラズマの損失がまず第一に問題となる。磁力線を横切る径方向のプラズマの損失時間は、それが古典的拡散から決まると仮定した時、一般に軸方向の損失時間に比して圧倒的に長い。従ってプラズマの閉じ込め時間は、この時軸方向の損失時間で決まる。まず単一ミラーにおけるプラズマの閉じ込め時間から考える。

単一ミラーにおけるイオンのロスコーン境界は通常両極性電位を考慮すると図. 1 の一点破線で表わされ、一方電子のロスコーン境界は実線のように

になる。この時イオンはイオン同志の衝突によるロスコーンへのピッチ角散乱によってミラー端から損失してゆく。従ってイオンの閉じ込め時間 τ は、大体イオン-イオンの衝突時間 τ_{ii} 程度と考えることができる。NB I の垂直入射に対するフォッカー・プランクコードを用いたシミュレーション解析によれば、イオンの閉じ込め時間 τ は²⁾

$$\tau [\text{sec}] = (2.1 \sim 3.5) \times 10^{11} \sqrt{A} E_i^{3/2} \log_{10} R_{\text{eff}} / z^4 n \ln \Lambda_{ii} \quad (1)$$

図. 1 単一ミラーにおける電子(実線)とイオン(一点破線)のロスコーン

で与えられる。ここで A [amu] はイオンの質量, z は電荷の数, E_i [keV] は平均エネルギー, n [cm⁻³] は密度, $\ln \Lambda_{ii}$ はクーロン対数である。また R_{eff} は有効ミラー比で, ミラー比を R , プラズマのベータ値を β , 両極性電位を ϕ とすると,

$$R_{eff} = \frac{R}{\sqrt{1-\beta} (1+z\phi/E_i)}$$

で与えられる。解析的に得られている表式³⁾

$$\tau = 1.8 \tau_{ii} \log_{10} R \quad (2)$$

(イオン温度を T_i とした時, $E_i = 3 T_i / 2$) は R を R_{eff} に置き換えれば, (1) 式と非常に一致を示す。これらの式から単一ミラーでは, イオンの閉じ込め時間はほぼイオンの温度 (又は平均エネルギー) と密度で決まり, ミラー比には大きく依存しない。(1) 式と実験結果との比較を図. 2

($R=2$, $A=2$, $\ln \Lambda_{ii}=15$ を仮定し, 全ての実験結果も同じ A 及び R に規格化されている) に示す。

ここで, (1) 又は (2) 式とイオンの径方向の損失時間 $\tau_{\perp}$ との比較をしておく。今プラズマの半径を r_c , イオンのラーマー半径を ρ_i とし古典的拡散を仮定すると, $\tau_{\perp}$ は

$$\tau_{\perp} \approx \tau_{ii} \left(\frac{r_c}{\rho_i} \right)^2$$

と評価できる。 $r_c = 30 \rho_i$ とおいても $\tau_{\perp} \approx 10^3 \tau_{ii}$ で (2) 式に比して圧倒的に大きいことが分る。

次に, NBI を用いた単一ミラー核融合炉の可能性について調べてみる。まず単位体積及び単位時間当りの核融合出力エネルギーを P_{FUS} , 炉心プラズマへの入力エネルギーを P_{INJ} とおく。 $D=50\%$, $T=50\%$ のプラズマを仮定し, NBI の入射エネルギーを E_{INJ} [keV] とすると, P_{FUS} 及び P_{INJ} はそ

図. 2 ミラーにおけるイオンの閉じ込めに関する実験と理論の比較 [(2) より引用]

れぞれ

$$P_{FUS} = \frac{1}{4} n^2 \langle \sigma v \rangle_{DT} E_{FUS} \quad (3)$$

$$P_{INJ} = \frac{n}{\tau} E_{INJ} \quad (4)$$

となる。ここで $E_{FUS} = 17.6 \text{ MeV}$ 。これからプラズマのQ値 Q_p は

$$Q_p = \frac{P_{FUS}}{P_{INJ}} = \frac{1}{4} n \tau \langle \sigma v \rangle_{DT} \frac{E_{FUS}}{E_{INJ}} \quad (5)$$

で与えられる。 $E_{INJ} = E_i$ を仮定し、また τ として (1) 式 (係数として 3.5 をとる) を用いて、 $Q_p \geq 1$ を達成するための $n\tau$ と E_i (又は E_{INJ}) との関係を図. 3 に、また R_{eff} と E_i との関係を図. 4 に示す。これらの図から例えば $Q_p = 3$ の炉を造るためには、 $E_i \simeq 300 \text{ keV}$ 、 $R_{eff} \simeq 100$ 、 $n\tau \simeq 3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{sec}$ が要求されることが分る。今プラズマのMHD 安定性のことを忘れて $\beta = 0.9$ を仮定しよう。両極性電位の大きさ $\phi \simeq 5 E_i / 12$ を用いると、実質のミラー比は $R \simeq 45$ となる。これは、密度 $n = 3 \sim 7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ に対して、ミラーの中心で $B_{min} = 2 \sim 3 \text{ [T]}$ またミラー端では実に $B_{max} = 90 \sim 135 \text{ [T]}$ の磁場を要求することになる。従って単一ミラー炉では、MHD 安定性やロスコーン不安定性等の物理的課題以上に、まず 100 T の磁場という炉工学的困難にぶつかってしまう。もし $Q_p \simeq 1$ 程度の炉を考えるならば、図. 4 から要求される磁場の大きさは一桁以上下がり実現可能となるが、このような $Q_p \simeq$

図. 3 単一ミラーにおけるブレイクイーブン条件に対する $n\tau - E_i$ ダイアグラム

図. 4 単一ミラーにおけるブレイクイーブン条件に対する $R_{eff} - E_i$ ダイアグラム

開放端系のプラズマ閉じ込め

1 の炉は経済性の面から受け入れられ得ないに違いない。ちなみに、米国ローレンスリバモア研究所 (LLNL) の MHD 安定性確保のために極小磁場配位を作る陰陽コイルを用いた単一ミラー炉の概念設計では、 $Q_p = 1.1$ である。以上の簡単な考察からでも、結局単一ミラー方式では経済性のある核融合炉は、一応実現不可能と考えられる。

この節を終える前に、今後のため (1) 式よりもより一般的な閉じ込め時間の公式について述べておく。イオンの閉じ込め時間 τ は、より一般的な形として

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\text{scat}}} + \frac{1}{\tau_{\text{drag}}} \quad (6)$$

と書ける。ここで τ_{scat} はイオン同志のピッチ角散乱による損失時間、また τ_{drag} は電子のドラッグによる損失時間を表わす。(1) 式では電子ドラッグの寄与は陰に含まれていたが、これら双方の寄与は一般的には独立である。Logan - Rensink のモデル⁴⁾に従えば、今ロスコーンから損失してゆくイオンの平均損失エネルギーを E_L 、又電子-イオンの温度緩和時間を τ_{ei} ($\sim T_e^{3/2} / n$) とすると、 τ_{drag} は $\tau_{\text{drag}} = \tau_{ei} \ln (E_{\text{INJ}} / E_L)$ で与えられ、 τ_{scat} は NBI の垂直入射に対するフォッカー・プランクシミュレーション解析から

$$\tau_{\text{scat}} [\text{sec}] = 3.9 \times 10^{12} \sqrt{A/A_D} E_{\text{INJ}}^{3/2} \log_{10} R_{\text{eff}} / n \ln \Lambda_{ii}]$$

(A_D は重水素の質量) で与えられる。またイオンの平均エネルギー E_i は、エネルギーバランス

$$\frac{n}{\tau} E_{\text{INJ}} = \frac{n}{\tau} E_L + \frac{n}{\tau_{ei}} (E_i - \frac{3}{2} T_e)] \quad (7)$$

から決まる。この Logan - Rensink モデルの数値計算の一例を図. 5 ($\frac{R}{\sqrt{1-\beta}} = 2$, $A = 2$, $E_{\text{INJ}} = 100 \text{ keV}$, 両極性電位 $\phi = 5 T_e$, 全てのクーロン対数を 20 とした) に示す。イオンの閉じ込め時間は電子温度 T_e が十分小さい時電子のドラッグで決まり、 T_e が大きくなるにつれ $n\tau \sim T_e^{3/2}$ で上昇するが、 T_e が更に大きくなると $n\tau$ は減少してゆく。これは両極性電位が T_e とともに大きくなり、ロスコーン境界が入射エネルギーの点に近づく損失が大きくなることによる。またイオンの平均エネルギーは、 T_e が小さい時は $E_i < E_{\text{INJ}}$ で、 T_e が大きくなると $E_i > E_{\text{INJ}}$ となる。一方電子の閉じ込めは両極性電位による閉じ込めであるが、これについては次節で述べる。

3. タンデムミラーのプラズマ閉じ込め

ミラー捕捉だけによるイオンの閉じ込めでは、ミラー比及びイオンの温度（又は平均エネルギー）が十分に大きくない限り要求されるイオンの閉じ込め時間が得られず、この時必要な磁場の大きさ等の問題から、 $Q_p \geq 3$ の核融合炉は不可能に近いことを前節でみた。故に新しい閉じ込め方式が要求される。ここですぐに思いつくのが、単一ミラーにおいて電子の閉じ込めがそうであったように、イオンも静電位の障壁によって閉じ込めるという方式である。このような方式の一つにタンデムミラーがある。まずタンデムミラーの一例として、TMXの概略図及び磁場、密度、静電位分布

図. 6 TMX とその磁場、密度、静電位分布
〔(2)より引用〕

図. 5 Logan-Rensink モデルにおけるイオンの閉じ込め時間、平均エネルギー及び損失エネルギーの電子温度依存性

の様子を図. 6 に示す²⁾。このタンデムミラーでは三個のミラーを用意し、両端のミラー（プラグセル）の密度 n_p を中央のミラー（セントラルセル）の密度 n_c よりも大きくして、セントラルセルのイオンをボルツマン則から決まる静電位壁

$$\phi_c = T_e \ln \left(\frac{n_p}{n_c} \right) \quad (8)$$

で捕捉する。一方プラグセルのイオンは高エネルギーの NBI を用いてミラー捕捉させる。タンデムミラー Phaedrus (Wisconsin, US) では、NBI の代りに ICRH を用いて、セントラルセルから損失するイオンをプラグセルにミラー捕捉させると同時に加熱してプラグイオンを生成及び

開放端系のプラズマ閉じ込め

維持する。また電子はイオンと電子の電荷の損失流束が等しくなるように形成される両極性電位 ϕ_e によって捕捉される。このタンデムミラー配位においては、セントラルセルのイオンに対するロスコーン境界の形は、電子と同様に図. 1 に示されている実線の形になる。そしてこのようなロスコーンをもつプラズマの磁力線に沿う軸方向の粒子及びエネルギーの閉じ込め時間は、フォッカー・プランク方程式を解析的に解いて得られた Pastukhov 公式で与えられる。Pastukhov 公式によれば、粒子の閉じ込め時間 τ は⁵⁾

$$\tau = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \tau_{ii} G\left(\frac{R}{2}\right) \frac{z\phi_c}{T_i} \exp\left(\frac{z\phi_c}{T_i}\right) / I\left(\frac{T_i}{z\phi_c}\right) \quad (\text{イオン})$$

$$= \frac{\sqrt{\pi}}{4} \tau_{ee} G(R) \frac{\phi_e}{T_e} \exp\left(\frac{\phi_e}{T_e}\right) / I\left(\frac{T_e}{\phi_e}\right) \quad (\text{電子})$$

(9)

$$G(x) = \frac{2x+1}{2x} \ln(4x+2)$$

$$I(x) = 1 + \frac{\sqrt{\pi x}}{2} e^{\frac{1}{x}} \left[1 - \text{ERF}\left(\frac{1}{\sqrt{x}}\right) \right] \quad \left(x < \frac{1}{2}\right)$$

$$\simeq \left(1 + \frac{x}{2}\right) / \left(1 + \frac{x^2}{4}\right) \quad (0 \leq x < \infty)$$

となる。ここで $\text{ERF}(x)$ は誤差函数である。函数 $G(x)$ はミラー捕捉の寄与を表わすが、係数及び $G(x)$ の引数における電子とイオンでの因数 2 の違いは、イオンはイオン自身との衝突によってのみピッチ角散乱を受けるのに対し、電子は電子自身とイオンとの双方からピッチ角散乱を受けることによる。またエネルギーの閉じ込め時間 τ_E は、 τ を用いて

$$\tau_E = \frac{\tau}{1 + \frac{2}{3} \frac{z\phi}{T} / I\left(\frac{T}{z\phi}\right)} \quad (10)$$

で与えられる。これから $z\phi/T = 2 \sim 3$ に対して、 $\tau/\tau_E = 2 \sim 3$ となる。(9) 式でイオンと電子の閉じ込め時間を等しくおくことによって得られる両極性電位

ϕ_e と静電位 ϕ_c との関係を図. 7 ($T_i = T_e = T_c$,

図. 7 イオンのプラグ電位と両極性電位の関係

$\tau_{ii} G\left(\frac{R}{2}\right) / \tau_{ee} G(R) = 43$ と仮定した)に示しておく。また(9)式から分るように静電位による閉じ込め方式では、閉じ込め時間は静電位が大きくなるに従い指数函数的に長くなる。このことからタンデムミラーでは、単一ミラーに比して閉じ込め時間の飛躍的改善が可能となりうる。このプラグセルへのNB Iによる静電位 ϕ_c の形成及びそれに伴う閉じ込め時間の十分な改善は、まず世界初のタンデムミラーGAMMA-6で、後にTMXでも示された。前節の図. 2には、タンデムミラーと単一ミラーとの閉じ込め時間の比較が示されている。

次に前節と同様、タンデムミラーDT核融合炉(D=50%, T=50%)の可能性について調べてみる。タンデムミラーでのプラズマのQ値は

$$Q_p = \frac{P_{FUS} V_c}{2 P_{NBI} V_p + P_{CC} V_c} \quad (11)$$

で与えられる。ここで P_{NBI} はプラグセルでのNB Iの単位体積単位時間当りの入力エネルギー、 P_{CC} はセントラルセルでのRF加熱等の入力エネルギーを、また V_p 及び V_c はそれぞれプラグセル及びセントラルセルの体積を表わす。またプラグセル及びセントラルセルでのイオンの閉じ込め時間をそれぞれ τ_p , τ_c とすると、 P_{NBI} は

$$P_{NBI} = \frac{n_p}{\tau_p} E_{INJ} \quad (12)$$

で、またセントラルセルからの損失エネルギー P_{LOSS} は、プラグイオンの粒子損失 $2 V_p n_p / \tau_p$ に対応する電子のエネルギー損失を無視すると、

$$P_{LOSS} = \frac{n_c}{\tau_c} (\phi_e + \phi_c + T_e + T_i) = \eta \frac{n_c}{\tau_c} T_c \quad (13)$$

$$\eta = 6 + 2 \ln \left(\frac{n_p}{n_c} \right)$$

で与えられる。ここで $T_e = T_i = T_c$, また $\phi_e / T_e = 4 + \ln(n_p / n_c)$ を仮定した。この時セントラルセルにおけるエネルギーバランスは

$$f_p P_{NBI} \frac{2 V_p}{V_c} + P_{CC} + f_\alpha \frac{E_\alpha}{E_{FUS}} P_{FUS} = P_{LOSS} \quad (14)$$

となる。ここで f_p は P_{NBI} のうちセントラルセルのプラズマ加熱に使われる割合を、また f_α はDT反応で生成される α 粒子のエネルギー($E_\alpha = 3.52 \text{ MeV}$)のうちやはり加熱に使われる割合を表わす。(7)式から f_p は

開放端系のプラズマ閉じ込め

$$f_p = 1 - \frac{E_L}{E_{INJ}} \quad (15)$$

となる。セントラルセルの温度 T_c は E_{INJ} , P_{CC} , 密度比 n_p/n_c 及び体積比 V_c/V_p を定めると (14) 式から決定されるが、ここでは逆に T_c を与えてそれを達成できるように体積比 V_c/V_p を調整することを考える。この場合、体積比は

$$\frac{V_c}{2V_p} = f_p \frac{P_{NBI}}{P_{LOSS} - P_{CC} - 0.2 f_\alpha P_{FUS}} \quad (16)$$

で決まり、これからプラズマの Q 値は

$$Q_p = f_p \frac{Q_0}{1 - 0.2 f_\alpha Q_0 - (1 - f_p) P_{CC} / P_{LOSS}} \quad (17)$$

$$Q_0 = \frac{P_{FUS}}{P_{LOSS}}$$

となる。(17) 式から $P_{CC} = 0$, $f_\alpha = 1$ (100% の α 粒子加熱) の場合、 $Q_0 = 5$ が点火条件となる。

τ_c として (9) 式の Pastukhov 公式、 τ_p として (6) 式の Logan-Rensink モデルを用いて得られる密度比 n_p/n_c とプラズマ Q 値 Q_p 及び要求される体積比 $V_c/2V_p$ との関係を図. 8

($P_{CC} = 0$, $E_{INJ} = 1 \text{ MeV}$ (実線), 600 keV (破線), $T_c = 40 \text{ keV}$, $A = 2.5$, $G(R) = 3$, プラグセルのミラー比 $R_p/\sqrt{1-\beta_p} = 2$, 全てのクーロン対数は 20 とした) に示す。今、 $f_\alpha = 1$ を仮定して、今度は目標として $Q_p = 5$ とする。この時 $E_{INJ} = 1 \text{ MeV}$ (600 keV) に対して、密度比 $n_p/n_c \simeq 11$ (12), また体積比 $V_c/2V_p \simeq 10^3$ (2×10^3) が要求される。そしてセントラルセルの磁場 B_c は、 $\beta_c = 0.5$, $n_c = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ を仮定すると、 $B_c \simeq 2 \text{ T}$ となる。一方プラグセルの最大磁場 B_m は、この時

図. 8 プラグとセントラルセルの密度比とプラズマの Q 値及び体積比の関係

$\beta_p = 0.7$ ($R_p \simeq 1.1$), $E_{INJ} = E_i$ を仮定すると, $B_m \simeq 19 \text{ T}$ ($E_{INJ} = 1 \text{ MeV}$), 16 T ($E_{INJ} = 600 \text{ keV}$) となる。これは単一ミラーの場合の 100 T に比してかなり小さくなったが、プラグセルの磁場コイルが環状コイルではなくて、MHD アンカーのための極小磁場配位をつくる大きく複雑なインヤン（陰陽）コイル又はベースボールコイルであることを考えると、炉工学的にはまだ大きすぎる値であると考えられる。セントラルセルの密度 n_c を下げることによって磁場を小さくできるが、核融合出力エネルギーは $P_{FUS} \sim n^2 \sim \beta^2 B^4$ なる比例則をもつから、磁場を下げると核融合出力はたちまちに小さくなってしまう。

もう一つの問題点は、プラグセルでの NBI の入射エネルギー E_{INJ} の大きさである。あまりにも大きすぎる炉も問題があるので、ある程度コンパクト（セントラルセルの長さ $L_c \lesssim 150 \text{ m}$ ）にしようとする、 E_{INJ} は大体 $E_{INJ} \sim 1 \text{ MeV}$ 程度になってしまう。このような NBI の入射エネルギーも炉工学的に非常に大きすぎる値である。ちなみに LLNL の初期のタンデムミラー炉の概念設計においても、 $Q_p = 5$ で、 $B_m = 17 \text{ T}$, $E_{INJ} = 1.2 \text{ MeV}$ となっている。セントラルセルにおいて RF を用いて電子加熱を行なうと、この NBI の入射エネルギーは小さくできる。しかし、プラグセルでの静電位 $\phi_p = \phi_c + \phi_e \simeq 9 T_c \simeq 360 \text{ keV}$ ($T_c = 40 \text{ keV}$) よりは小さくできない ($R_p / \sqrt{1 - \beta_p} = 2$ として)。

また α 粒子加熱が全くない場合 ($f_\alpha = 0$)、図・8 から分かるように密度比 n_p / n_c をかなり大きくしても Q_p はほとんど上昇しない。従って、タンデムミラー炉では、 α 粒子加熱は非常に重要となる。しかし反面、十分な α 粒子加熱は熱化した α 粒子の炉内での蓄積を導く。何故なら、 α 粒子は電荷が $z = 2$ であるから、熱化 α 粒子はプラグ電位 ϕ_c の 2 倍の静電位を感じ、従って軸方向の閉じ込めは非常に良い。このことに起因する熱化 α 粒子の蓄積は、セントラルセルの燃料イオンの密度の低下、即ち核融合出力の低下を導くことになる。故に、この熱化 α 粒子の蓄積をどのようにして防ぐかという問題もタンデムミラー炉の重要な研究課題の一つになっている。

4. サーマルバリア

前節のタンデムミラーではプラグセルの NBI による高温イオンの密度 n_p は、セントラルセルである程度大きな核融合出力を得るためと閉じ込めを良くする上での大きなプラグ電位 ϕ_c を得るための二つの理由から非常に大きなものとなり、これから非常に大きな磁場及び NBI の入射エネルギーが要求された。セントラルセルイオンの閉じ込めを良くするためには、密度比 n_p / n_c を大きくすることの他に、電子加熱によって T_e を上げることでプラグ電位 ϕ_c を大きくすることも

考えられる。しかしこの場合系全体の電子を加熱することは非常に大きな電力が要求されると共に、磁場の大きさ及び β 値が一定の下では、セントラルセルイオンの密度 n_c の低下、従って核融合出力の低下を導くことになる。これからセントラルセルの電子を加熱することなく、 ϕ_c の形成に寄与するプラグセルの電子のみを加熱することができれば問題は解決する。これはセントラルセルとプラグセルとの間での電子間のエネルギーのやりとりの遮断を意味し、このための断熱壁をサーマルバリアと呼ぶ⁶⁾。サーマルバリアの付いたタンデムミラーの一例を図. 9に示す⁶⁾。これはセントラルセルとプ

図. 9 サーマルバリア付タンデムミラー
〔(6)より引用〕

ラグセルの間にもう一つのミラー（バリアセル）を用意し、そこにセントラルセルの電位 ϕ_e より低い静電位の井戸を作ることにより、ECRH加熱されたプラグセルの温かい電子とセントラルセルの冷たい電子とのエネルギーのやりとりを遮断しようというものである。

まずサーマルバリアが如何にして形成されるかを調べよう。今 ϕ_c 及び ϕ_e が十分大きいと仮定すると、セントラルセルでのイオン及び電子はマックスウェル分布であるとみなせる。バリアセルでは、イオンはバリアセルを通過する通過イオン（その密度を n_{pass} とする）とバリアセル内に捕捉された捕捉イオン（ n_{trap} ）とから成るが、イオンのバリアセル通過時間が衝突時間に比して

図. 10 荷電交換ポンピングを行なった時のバリアセル中心でのイオンの分布函数〔(7)より引用〕

十分に短いことから、通過イオンもこの時マックスウェル分布であると考えてよい。一方捕捉イオンの分布函数は一般にはマックスウェル分布から非常にずれたものとなる。

図. 10 にフォッカー・プランクコードによるバリアセル内でのイオンの分布函数の様子を示す⁷⁾。また電子密度 n_e は、 $\tau_{ee} \ll \tau_{ii}$ であるから、イオンに着目した時間スケールではボルツマン則で与えられる。この時バリアセルでの軸方向の静電位分布は荷電中性条件

$$n_e = n_{pass} + n_{trap} \quad (18)$$

($z=1$ とする)から近似的に決定される。以上のような場合、バリアセル内での静電位分布はセントラルセルの電位 ϕ_e に比して低い井戸になり、 ϕ_e より高くなることはない。即ちバリアセルの中心($B=B_b$)での電位を $\phi(B_b)$ とした時、 $\phi_b = \phi_e - \phi(B_b) \geq 0$ である。このことを見るために、今時間 $t=0$ で $n_{\text{trap}}=0$ の状態から出発したとする。 $\tau_{ee} \ll t < \tau_{ii}$ では、 $n_{\text{trap}} \approx 0$ のままである。この時もし $\phi(B_b) > \phi_e$ ならばバリアセル内での電子密度 n_e はボルツマン則によりセントラルセルの密度 n_c より増え、一方静電位壁をのり越えていく通過イオンの密度 n_{trap} は n_c より減少し、従って荷電中性条件が成立しえなくなってしまう。故に $\phi(B_b) < \phi_e$ ($\phi_b > 0$)である。しかし時間が経ってゆき $t > \tau_{ii}$ になると、イオン-イオン衝突によって n_{trap} は増してゆき、それにつれて ϕ_b は小さくなってゆく。そして遂にバリアセル内で n_{pass} と n_{trap} との間の粒子平衡が成立した時、即ち捕捉イオンもマックスウェル分布になった時、 $\phi_b = 0$ となる。式を用いて以上のことを示そう。マックスウェル分布に従う n_{pass} は、 $B=B_b$ で、 $\phi_b > T_i$ の時

$$n_{\text{pass}}(B_b) \simeq \frac{n_c}{R_b} \sqrt{\frac{T_i}{\pi \phi_b}}, \quad R_b = \frac{B_{mb}}{B_b} \quad (19)$$

で与えられる。 $B=B_b$ での n_{trap} の量を $n_{\text{trap}}(B_b) = n_{\text{pass}}(B_b)(g_b - 1)$ で定義される g_b で表わすと、電子との荷電中性条件

$$\frac{g_b}{R_b} \sqrt{\frac{T_i}{\pi \phi_b}} = \exp\left(-\frac{\phi_b}{T_e}\right) \quad (20)$$

から ϕ_b が決まる。(20)式から決まるバリア電位 ϕ_b と g_b との関係を図. 11 ($R_b = 10$, $T_i = T_e = T_c$)に破線で示す。 g_b 即ち n_{trap} の増加とともに ϕ_b は減少し、 $g_b = g_m$ で $\phi_b = 0$ となる。つまり捕捉イオンもマックスウェル分布とすると、

$$n_i = n_{\text{pass}} + n_{\text{trap}} = n_c \exp\left(+\frac{\phi_b}{T_i}\right)$$

となり、これから $n_e = n_i$ の解として $\phi_b = 0$ をうる。

またこの時 $n_{\text{trap}}(B_b) = n_c \sqrt{(R_b - 1)/R_b}$,
 $n_{\text{pass}}(B_b) = n_c (1 - \sqrt{(R_b - 1)/R_b})$ であるから

図. 11 バリア電位とバリア捕捉されているイオンの割合との関係(実線は高温電子がある場合、破線はない場合である。)

$$g_m = \frac{1}{1 - \sqrt{(R_b - 1)/R_b}} \simeq 2 R_b$$

となる。

プラグセルとセントラルセルの電子間の断熱効果を大きくするには、バリア電位 ϕ_b を大きく、従って n_{trap} を常に小さくしておく必要がある。このためにはイオン-イオン衝突でバリアセルに捕捉されていくイオンを、何らかの方法でバリアセルから追い出してやる必要がある。これをバリアポンピングと呼び⁶⁾、

- ① NBI をバリアセル内のロスコーン内の角度で入射して、荷電交換により捕捉イオンを中性化して外へ出し、またビーム粒子はイオン化されてセントラルセルへ供給される荷電交換ポンピング、
 - ② 適当な非軸対称磁場を用いて捕捉イオンのドリフト軌道がプラズマの外へ逃げ出してしまいうようにするドリフトポンピング、
 - ③ 高周波電磁場を用いて捕捉イオンを磁力線方向に加速してバリアセルから追い出す、あるいは選択的に捕捉イオンの径方向の拡散を大きくしてやるRFポンピング、
 - ④ 磁場を変動させてバリアセルのミラーを周期的になくしてやり捕捉イオンを追い出す
- 等の種々の方法が考え出されているが、現在の所比較的有效と考えられている④の方法で計画が進んでいる。また他の方法についても、今後の十分な検討が待たれている。

このバリアポンピングによって $g_b = 2 \sim 3$ が一応の目標となっているが、バリアセル内にミラー捕捉される高温電子を生成することによって、同じ g_b に対してバリア電位 ϕ_b をより大きくできる。これはミラー捕捉される高温電子はボルツマン則に関与しないことによる。ここで $B = B_b$ でのミラー捕捉された高温電子の密度を $n_{\text{eh}}(B_b)$ 、冷たい電子の密度を $n_{\text{ec}}(B_b)$ とし、 $F_{\text{ec}} = n_{\text{ec}}(B_b)/n_e(B_b)$ 、 $n_e = n_{\text{eh}} + n_{\text{ec}}$ を定義すると、高温電子がある場合(20)式は

$$\frac{g_b}{R_b} \sqrt{\frac{T_i}{\pi \phi_b}} = \frac{1}{F_{\text{ec}}} \exp\left(-\frac{\phi_b}{T_e}\right) \quad (21)$$

と書きかえられる。この高温電子の効果によってバリア電位 ϕ_b が大きくなる様子を図. 11 (パラメーターは前と同じ) 中に実線で示してある。現実にとれだけのミラー捕捉される高温電子を生成できるかは、用いる ECRH の電力の大きさで決まるであろう。

次に、このサーマルバリアによって何が改善されるかを調べてみる。まず一般論について述べ、

それから図. 9 のタンデムミラーの場合について考える。冷たいセントラルセル電子の温度を T_c ,
またプラグ電位 ϕ_c の形成に寄与する温かいプラグ電子の温度を T_p とする。このような二温度系
では、ボルツマン則はもはや成立しない。この時バリア電位が最大値 ϕ_b となる位置 ($B = B_b$)
での冷たいセントラルセル電子の密度を $n_{ec} (B_b)$ とすると、プラグ電位が最大値 ϕ_c をとる位
置 ($B = B_a$) での温かいプラグ電子の密度 ($\simeq NBI$ による高温イオンの密度) $n_p (B_a)$ は、
これらの電子間の粒子平衡から、修正ボルツマン則⁸⁾

$$n_p (B_a) = n_{ec} (B_b) \left(\frac{T_p}{T_c} \right)^\nu \exp \left(-\frac{\delta \phi_a}{T_p} \right) \quad (22)$$

で与えられる。ここで $\delta \phi_a = \phi_c + \phi_b$, また ν は Cohen パラメーターと呼ばれ、温かいプ
ラグ電子に対するロスコーンの形状に依存して、 $\frac{1}{2} \leq \nu \leq \frac{3}{2}$ の間で変化する。図. 12 の (a)
のように磁場がミラーで電子を閉じ込めている
普通のロスコーンの場合 $\nu \simeq \frac{1}{2}$, (b) のよ
うに磁場の勾配が電子を追出す方向に作用す
る場合 $\nu \simeq 1$, そして (c) の静電位壁のみに
よる閉じ込めの場合 $\nu \simeq \frac{3}{2}$ となる^{1)・g)}
またそれぞれのロスコーンの形状に応じて、こ
の温かいプラグ電子の閉じ込め時間も違ってくる。(a) の場合 ($\nu \simeq \frac{1}{2}$) は、閉じ込め時間
 τ は (9) 式の Pastukhov 公式で与えられる。
(c) の場合 ($\nu \simeq \frac{3}{2}$) , フォッカー・プラン
ク方程式の解析解から、閉じ込め時間 τ は

$$\tau = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \tau_{ee} \left[\exp \left(\frac{\delta \phi_a}{T_p} \right) - 1 \right] \quad (23)$$

となる。また (b) の場合 ($\nu \simeq 1$) ^{1)・g)}

$$\tau = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \tau_{ee} (1 + R_a) \left[\exp \left(\frac{\delta \phi_a}{T_p} \right) - 1 \right] \quad (24)$$

図. 12 プラグ電位点での磁場 B_a とバリア電位点での
磁場 B_b の大小関係に依存して、温かい電子に
対するロスコーンの形は変化する [(1)・g)
より引用]

($R_a = B_b / B_a$) が近似的に用いられている。

セントラルセルイオンのプラグ電位 ϕ_c は、修正ボルツマン則 (22) 式から

$$\phi_c = \left(\frac{T_p}{T_c} - 1 \right) \phi_b + T_b \ln \left[\frac{n_p}{n_c} \left(\frac{T_c}{T_p} \right)^\nu \right] \quad (25)$$

で与えられる (ここで $n_p \equiv n_p(B_a)$ と略記した)。十分なバリア電位 ϕ_b が形成されている場合、サーマルバリアがない時のプラグ電位 ϕ_c に対する表式 (8) 式と比較して、この (25) 式はより小さいプラグ密度 n_p でもって効果的に ϕ_c が形成されることを示す。即ち、(8) 式では $\phi_c > 0$ に対して $n_p > n_c$ が要求されるが、(25) 式ではたとえ $n_p < n_c$ でも

$$\frac{\phi_b}{T_c} > \frac{T_p}{T_p - T_c} \left[\nu \ln \left(\frac{T_p}{T_c} \right) + \ln \left(\frac{n_c}{n_p} \right) \right]$$

が満足されるならば、 $\phi_c > 0$ をうる。

図. 9 のタンデムミラー磁場配位では、プラグセルが一応ミラーになっているので、 ν として $\nu = \frac{1}{2}$ をとる。この時バリア電位 ϕ_b を大体の目標値 $\phi_b = 4 T_c$ とおいて、(25) 式から決まるセントラルセルイオンのプラグ電位 ϕ_c と要求される密度比 n_p / n_c との関係を図. 13 に示す。この図において、破線が $T_p = T_c$ の場合で、実線で示す $T_p > T_c$ の場合との差は明らかである。例えば $T_p / T_c = 3$ では、 $n_p / n_c \lesssim 0.5$ でもプラグ電位を $\phi_c \approx 3 T_c$ 程度にできる。温度比 T_p / T_c が大きいほど、密度比 n_p / n_c は小さくてすむが、それだけ温かいプラグ電子を作るための ECRH の電力が大きくなる。今バリアセルのミラー捕捉された高温電子を維持するための ECRH 電力と温かいプラグ電子のための ECRH 維持電力が独立であると仮定すると、セントラルセル電子とプラグ電子間のエネルギーバランスから、プラグ電子を維持するための ECRH 電力は、 n_p / n_c が一定の下では

$$P_{\text{ECRH}} \approx \frac{n_{\text{ec}}(B_b) n_p}{(\pi \tau)_{\text{eep}}} (T_p - T_c) \left[\exp \left(- \frac{\phi_b}{T_c} \right) \right]$$

図. 13 修正ボルツマン則から決まるプラグとセントラルセルの密度比とプラグ電位との関係 (破線は $T_p = T_c$ の場合を表わす。)

($\tau_{\text{ee}p}$ は温かいプラグ電子に対する電子-電子衝突時間)と与えられる。これから十分なバリア電位 ϕ_b が形成できるならば、この維持電力は比較的小さいものとなる。これもバリア電位を大きくしたい一つの理由である。

以上述べた様にサーマルバリア付タンデムミラーでは、サーマルバリアなしの場合と比較して、プラグ密度 n_p を十分に小さくすることができる。これは、セントラルセルイオンのプラグ電位 ϕ_c (即ち閉じ込め時間)及びプラグセルの β 値が同じ条件の下で、プラグセルの磁場を十分に下げられること、また $\tau_p \sim E_{\text{INJ}}^{3/2} / n_p$ から、同時にNB Iの入射エネルギーも小さくできることを意味する。

サーマルバリアなしのタンデムミラー炉の概念設計では、前述の通り要求される磁場の大きさ及びNB Iの入射エネルギーが非常に大きく、それでもプラズマのQ値は $Q_p \lesssim 10$ である。これに対して、サーマルバリア付タンデムミラー炉では、要求される最大磁場の大きさやNB Iの入射エネルギー等が現在あるいは近い将来の技術で可能となる値にまで下ってきており、またQ値も $Q_p > 20$ が可能となっている。図. 9の磁場配位をもつタンデムミラー炉WITAMIR-Iの例では、このサーマルバリアによって、極小磁場配位のプラグセルの最大磁場は6 Tにまで下っている。NB Iの入射エネルギーは500 keVとまだ大きい、それでも1 MeVの半分になっている。そしてプラズマのQ値は28と大きい。

このサーマルバリアのいま一つの大きな効用は、イオンのプラグ電位 ϕ_c を形成するのにプラグ密度 n_p を大きくする必要のないことから、極小磁場のMHDアンカーとプラグ電位を形成する領域とを切りはなすことが可能になることである。これによって、次節で示すような、A-cell型やAxicell型のタンデムミラーも考え出されている。

この節の最後に、プラグ電位を大きくする別の方法について述べておく。それは③のバリアポンピングと類似するが、温かいプラグ電子をRFによって磁力線方向に加速する等して、プラグ電子の閉じ込めを無理に悪くしてやる方法である。今プラグ電子の閉じ込めが、RFによって、衝突による拡散から決まる閉じ込め時間よりも C_{RF} 倍だけ悪くなったとする(衝突による拡散係数を D_{CL} , またRFによる拡散係数を D_{RF} とすると、 $C_{\text{RF}} \approx (D_{\text{CL}} + D_{\text{RF}}) / D_{\text{CL}}$ となる)。この時セントラル電子とプラグ電子との粒子バランスから、プラグ電位 ϕ_c は(25)式から

$$\phi_c = \left(\frac{T_p}{T_c} - 1 \right) \phi_b + T_p \ln \left[C_{\text{RF}} \frac{n_p}{n_c} \left(\frac{T_c}{T_p} \right)^{\nu} \right] \quad (26)$$

と書きかえられる。これから C_{RF} (≥ 1) の増大は、プラグ電位を大きくすることに寄与する。

ただし、(25) 及び (26) 式の導出においては、NB I の電離等によるプラグ電子の供給源からの寄与は小さいとして、無視している。

5. 種々のタンデムミラーと物理

2 及び 3 節では、ミラーの詳しい物理にふれることなく、単一ミラー炉及び原型のタンデムミラー炉の炉工学的問題点の一端を見てきた。そして前節のサーマルバリアの登場によって、タンデムミラー炉の炉工学的負担はかなり軽減され、またプラズマの Q 値もかなり大きくできるようになった。しかし核融合炉の概念設計では、プラズマの安定性（特に β 値に関して）、粒子及びエネルギーの輸送等を仮定して話を進めるが、そこで用いられる物理の全てが常に正当化されているという訳ではない。従って、用いる物理の正確さによって得られる答えが大きく左右されうる。事実、DT 反応はないがブレイクイーブンのパラメーターを目指す LLNL の MFTF-B 計画は、物理的要請から、短期間に度々その設計を変更している。このような状況の中で最近特に重要視されてきている物理が、プラズマの径方向への拡散とこれとは無関係ではない β 値を支配する MHD 安定性である。

まず比較検討の立場から、これまでに考え出されているサーマルバリア付タンデムミラーのいくつかを分類して、図. 14 に示す⁹⁾。ただし、ここでの MFTF-B の磁場配位は初期の設計のもので、現在は図中の TARA と同じ Axi-cell タイプの磁場配位となっている。しかし静電位分布

図. 14 種々の型のサーマルバリア付タンデムミラー（上群より下群の方が径方向の拡散は小さい）〔9)より引用〕

は大体この通りと考えてよい。

径方向の拡散について考えよう。古典拡散は2節で述べた様に非常に小さく、それによる径方向への損失は、軸方向の損失に比して十分に小さい。しかし、タンデムミラーでは普通MHD安定性確保のためのMHDアンカーとして、軸対称性を破る極小磁場そしてそれをセントラルセルソレノイドへつなぐ変換磁場を用いる。この時原型のタンデムミラーや図. 14の上群の装置のように、非軸対称磁場の所に静電位の山をつくると、この静電位壁でイオンが反射される時、イオンは変換磁場あるいは極小磁場の非軸対称な磁場成分によって径方向のドリフトを受ける。そして反射の度に起こるこの径方向のドリフトの積み重ねが原因となって、イオンは古典拡散よりも大きな拡散を示すようになる。

いま、イオンの径方向の電場や磁場勾配による円周方向のドリフト周波数を ν_d 、また反射点間の往復周波数を ν_b とすると、半往復当りのイオンのドリフト回転角 $\Delta\Psi$ は

$$\Delta\Psi = \pi \frac{\nu_d}{\nu_b} \approx \frac{\rho_i L_c}{r_c^2}$$

で与えられる。この $\Delta\Psi$ の値に応じて、イオンは種々の拡散を示す。即ち、イオンは

$\Delta\Psi \ll 1$ の場合、新古典拡散

$\Delta\Psi \gtrsim 1$ の場合、共鳴拡散

$\Delta\Psi \gg 1$ の場合、彷徨的 (stochastic) 拡散

を示す¹⁰⁾。共鳴拡散は、タンデムミラーの対称性による共鳴条件

$$2\nu_d - (2n+1)\nu_b = 0 \quad (n=0, 1, 2, \dots)$$

即ち、 $\Delta\Psi = (n + \frac{1}{2})\pi$ を満足する共鳴粒子に起因するもので、共鳴条件が常に満たされている場合共鳴粒子は反射の度に同一径方向のドリフトを受けつづけ、遂にはプラズマの外へ出てしまう。しかし一般には ν_d 、従って $\Delta\Psi$ は径方向の座標 r の函数となるから、ある半径近傍でのみ共鳴条件が満たされ、イオンのドリフト軌道は衝突周波数 $\nu_c (=1/\tau_{ii})$ が小さい時図. 15に示すような閉じたバナナ軌道となる¹¹⁾。このような

図. 15 共鳴イオンのバナナ軌道 [(11)より引用]

磁気面から大きくずれたドリフト軌道は、イオンの大きな拡散を導く。 $\Delta\Psi \ll 1$ の場合、反射の度にうける径方向のドリフトは完全ではないが互いに打ち消し合うので、結果として共鳴拡散より小さい新古典拡散が残る。また $\Delta\Psi \gg 1$ の場合、1回の反射で受ける径方向のドリフトの大きさを a とした時 $a \partial(\Delta\Psi)/\partial r > 1$ が満たされると、相隣接する異なるバナナ軌道が相空間内で互いに重なり合い、この共鳴の重なりの結果として拡散は彷徨的拡散となる。新古典拡散及び共

図. 16 新古典拡散 (a) と共鳴拡散 (b) の拡散係数の衝突周波数依存性 [(12) より引用]

鳴拡散における拡散係数 D と衝突周波数 ν_c との関係を図. 16に示す¹²⁾。ここで、 $\alpha = r^4 / L_c L_t^3$ 、 $A = (\nu_b / \nu_d)^{1/2} (a/r)^{3/2}$ 、 L_t は変換磁場領域の長さである。(a)が新古典拡散、(b)が共鳴拡散に対するもので、彷徨的拡散に対しては、 $\nu_c / \nu_b \geq A$ では共鳴拡散の実線に一致し、また $\nu_c / \nu_b < A$ では共鳴拡散のプラトー領域の値に等しい。

ほとんどのタンデムミラーにおいて、 $\Delta\Psi$ は $\Delta\Psi \sim 1$ であり、共鳴拡散のプラトー領域に入る。この時拡散係数の大きさは

$$D_{RP} = \frac{1}{4} a^2 \nu_b \quad (27)$$

となる。ここで径方向のドリフトの大きさ a は

$$a \simeq \rho_i r_c / L_t \text{ で与えられる。イオンの径方向}$$

の閉じ込め時間 $\tau_{\perp}$ を $\tau_{\perp} = r_c^2 / D_{RP}$ で定義すると、 $\nu_b = v_i / L_c$ (v_i はイオンの熱速度)を用いて、

$$\tau_{\perp} [\text{sec}] = 5.5 \times 10^{-2} \frac{z^2 B^2 [\text{T}] L_c [\text{m}] L_t^2 [\text{m}]}{\sqrt{A} T_i^{3/2} [\text{keV}]}$$

をうる。イオン温度が上がるに従い、軸方向の閉じ込め時間とは反対に、径方向の閉じ込め時間は悪くなっていく。イオンの軸方向の閉じ込め時間 $\tau_{\parallel}$ と共鳴拡散による径方向の閉じ込め時間 $\tau_{\perp}$ との比較の一例を図. 17 (ここで用いたパラメーターは、 $z=1$, $A=2.5$, $B=2\text{ T}$, $L_c=100\text{ m}$, $L_t=5\text{ m}$, $G(R)=3$, $\ln \Lambda_{ii}=20$, $\phi_c=3 T_i$)に示す。この場合 $n=10^{13} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ に対して、イオン温度が $T_i \gtrsim 10 \sim 20 \text{ keV}$ になると、径方向の閉じ込め

の方が軸方向の閉じ込めよりも悪くなる。図. 17 の例はあくまで一つの定性的比較にすぎないが、共鳴拡散は確かに $\tau_{\perp} < \tau_{\parallel}$ にする可能性を十分にもっている。TMX実験¹²⁾でも、共鳴拡散によると考えられる(?) 径方向のイオンの損失が観測されている。

このことから、共鳴拡散のないタンデムミラーの設計、あるいは装置の軸対称化が一つの重要な物理的課題となっている。図. 14 の下群のタンデムミラーはこのような立場から出発しており、共鳴拡散をなくす種々の工夫がなされている。

(A) GAMMA-10^{13,9)} (図. 18) では、極小磁場配位のMHDアンカーにNBIによる高温イオンと同時にECRHで高温電子をミラー捕捉させて、高温イオンのみの場合にできる静電位の山をなくしてしまう。この時アンカーを通過するイオンに対しては、径方向のドリフトはほぼ打ち消し合い、従って共鳴拡散を押えることができる。

(B) TARA¹⁴⁾ (図. 19) では、セントラルセルと極小磁場のMHDアンカーの間に軸対称なミラー (Axicell) を用意し、そこでサーマルバリアとプラグ電位 ϕ_c を形成する。この時セン

図. 17 共鳴拡散による径方向の閉じ込め時間 $\tau_{\perp}$ と軸方向の閉じ込め時間 $\tau_{\parallel}$ との比較

図. 18 GAMMA-10 の概要とコイル配置 [(13) より引用]

開放端系のプラズマ閉じ込め

トラルセルイオンが閉じ込められている領域は軸対称な磁場だけで構成されている。従って共鳴拡散はなくなる。しかし、このような Axicell 型では、最近 Rosenbluth 達¹⁵⁾によって指摘された捕捉粒子不安定性を生ずる可能性がある。この不安定性は、セントラルセルと Axicell の軸対称な従って悪い曲率の磁場の領域に捕捉された電子及びイオンに比して、MHD アンカーを含めた全領域を往来できる電子及びイオンの数が非常に少ないことに起因している。この極限の場合においては、軸対称ミラー閉じ込めが不安定であることと同等である。

またその他にも、

(C) セントラルセルイオンの閉じ込め領域において、新古典拡散がない局所的に omnigenous な平衡磁場配位を用いる。圧力がスカラーである場合、磁場の非軸対称成分によって生ずる磁力線方向の電流密度の発散が零となるような平衡は、局所的に omnigenous となる。¹⁶⁾

(D) 完全に軸対称な磁場だけでタンデムミラー配位をつくる。

等も考えられている。(D)の完全軸対称タンデムミラーは径方向の閉じ込めの面からは理想的と考えられるが、軸対称ミラー系は平均極小磁場配位ではないから、従って極小磁場を用いた MHD アンカーに代わる新しい MHD 安定化の工夫が必要となる。これにも、いくつかのアイデアが考えられている。

① 高温電子リングによる安定化。バンピートーラスと同じようにプラグセルに高温電子リングを形成して、MHD 安定性を確保する。しかし現在の所、高温電子リングによるバンピートーラスの安定化に関する理論解析では、タンデムミラー炉が要求しているような高い β 値が得られていない。従って β 値をどこまで上げられるかが、一つの大きな問題となる。

② カスプ磁場による安定化。¹⁷⁾ セントラルセルを二重カスプ磁場配位にして、ライン及びポイントカスプ部にプラグセル用のミラーを作り、そこにサーマルバリアとプラグ電位を形成してセントラルセルイオンを閉じ込める(図.20)。カスプ磁場は極小磁場配位であるので、大きなセン

図. 19 TARA の磁場、密度、静電位分布
〔14〕より引用〕

図. 20 カスプ磁場を用いたタンデムミラー [(17)より引用]

述べた電子に対する (23) 式と同じ形となり,

$$\tau = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \tau_{ii} \left[\exp \left(\frac{z \phi_c}{T_i} \right) - 1 \right] \quad (28)$$

で与えられる。またこの場合のエネルギー閉じ込め時間 τ_E は、ミラーの場合の Pastukhov 公式と同様に 3 節の (10) 式で与えられる。(28) 式と Pastukhov 公式 (9) 式との比較から,

$$\frac{\tau_{\text{mirror}}}{\tau_{\text{cusp}}} \simeq 2G \left(\frac{R}{2} \right) \frac{z \phi_c}{T_i}]$$

をうる。 $G(R/2) \simeq 3$ であるから、 $\phi_c / T_i \gtrsim 2 (z=1)$ となると、カスプの軸方向の閉じ込め時間はミラーのそれよりも 1 桁悪くなる。これからミラーの場

図. 21 カスプ磁場を用いるが、ミラー閉じ込めになるタンデムミラー (この場合磁気モーメントの断熱不変性は保たれる)

[(17)より引用]

開放端系のプラズマ閉じ込め

合と同じ閉じ込め時間をうるためには、ミラーで $\phi_c/T_i = 2.5$ とすると、カスプでは $\phi_c/T_i \simeq 5$ が要求されることになる。今一つの問題は、3.5 MeVの α 粒子の閉じ込めがミラーの場合に比較して悪くなることである。3節の図、8から明らかのように、 α 粒子加熱の減少はプラズマのQ値の低下を導く。カスプ磁場におけるこれらの問題に対する解決策の一つは、磁場の零点を含まないカスプ磁場周辺のミラー領域にのみプラズマを保持することである

(図、21)。この時プラズマの閉じ込めはミラー閉じ込めとなり改善されるが、しかし今度はプラズマの内側に大きな悪い曲率をもつ領域ができて、系はMHD不安定となる。このため悪い曲率の領域に①の高温電子リングを生成して、系を安定化することが考えられている。

その他も、

③ サーマック磁場配位による安定化(図、22)¹⁸⁾。

④ 逆転磁場配位を用いた軸対称タンデムミラー(図、23)¹⁹⁾。

等も考えられている。

6. その他の閉じ込め方式

イオンを静電位、より一般的にはポテンシャルの障壁によって閉じ込める方式としては、先のタ

図. 22 サーマック磁場配位のバリアセルを用いた軸対称タンデムミラー [(18)より引用]

図. 23 逆転磁場配位を用いた軸対称タンデムミラー [(19)より引用]

ンデムミラー方式の他に、次のような方式も考えられている。

(A) RFによるカusp閉じ込め
(RFC) (20)

前節で二重カusp磁場配位を用いたタンデムミラー方式について述べたが、軸対称性と高いMHD安定性をもつこの二重カusp磁場配位によるプラズマ閉じ込めは、このRFCに端を発している。RFC (図. 24) では、ライン及びポイントカuspの薄いプラズマの領域にRF

図. 24 RFC-CC とイオン及び不純物に対するポテンシャル分布
〔(20) より引用〕

をかけ、RFのつくる動重力ポテンシャルによってイオンを閉じ込める。この時電子は両極性電位で閉じ込められ、その結果、軸方向にタンデムミラーと同じポテンシャル分布が形成される。

ここでRFC炉を考えた時に要求される動重力ポテンシャル Ψ_F 及びRF電場 E_F の大きさを評価してみる。 $T_e = T_i = T_c$ を仮定すると、端損失に対する両極性条件から、電子に対するプラグ電位 ϕ_e はイオンのプラグ電位 ϕ_c を用いて、ミラーの場合と同様に $\phi_e \simeq \phi_c + 4 T_c$ となる。これから Ψ_F として、

$$\Psi_F = \phi_e + \phi_c = 2 \phi_c + 4 T_c \quad (29)$$

をうる。カusp磁場閉じ込めでは前節で述べたように、 $\phi_c / T_c \gtrsim 5$ が必要となる。いま $\phi_c / T_c = 6$ とすると、 $T_c = 10 \sim 15 \text{ keV}$ に対して、 $\Psi_F \simeq 160 \sim 240 \text{ keV}$ が要求される。またこの時必要なRF電場の大きさは、例えばラインカuspでの Ψ_F の表式

$$\Psi_F = \frac{e^2}{4M} \frac{E_F^2}{\omega_F^2 - \Omega^2}$$

(ω_F はRFの周波数、 Ω はイオンサイクロトロン周波数、 $M[g]$ はイオン質量)を用いると、 $\omega_F = \sqrt{2} \Omega$ とした時、

開放端系のプラズマ閉じ込め

$$\frac{E_F [\text{kV/cm}]}{B [\text{T}]} = 6.2 \sqrt{\Psi_F [\text{keV}] / A}$$

で与えられる。これから $A=2$, $B=2.5 \text{ T}$ に対して, $E_F \simeq 140 \sim 170 \text{ kV/cm}$ をうる。従って, 100 kV/cm 以上という非常に大きな RF 電場が要求されることになる。これに伴って絶縁破壊等の炉工学的問題も生じてくる。しかし RFC 炉では, 図から分かるように, 不純物を閉じ込めない選択的閉じ込めができるという大きな特徴を, 先に述べた特徴と共に有している。

(B) 電極電位によるカスプ閉じ込め²¹⁾

これは, 装置の開放端にアノードとカソードの二つの電極を置き, この電極間に電位差を与えて作られる静電場によってプラズマを閉じ込める方式である。この方式では, ミラー磁場に比して端損失孔が小さいカスプ磁場の方が, より効果的である。トロイダルカスプを用いたこの方式の概念図を図. 25 に示す。ここではカスプ端損失孔の所のアノードは接地しておき, その外側にあるカソードに負の高電圧 $-U$ をかけて, 電子を閉じ込める。この時イオンも両極性電位として形成される負電位の井戸によって閉じ込められ, その結果, タンデム静電位が形成される。端損失孔の所での電位降下 ΔU は電子の空間電荷による。

ここでまたこのカスプ炉を考えた時, 要求されるカソード電圧の大きさ U を評価してみる。

(A) の RFC の場合と同様にして,

$$U = \Delta U + 2\phi_c + 4T_c \quad (30)$$

をうる。今 ΔU の寄与が無視できると仮定し, $\phi_c / T_c = 6$ とおく。この時 $T_c = 10 \sim 25 \text{ keV}$ に対して, $U \simeq 160 \sim 400 \text{ kV}$ の大きなカソード電圧が要求される。また端損失孔の幅を 1 mm 程度に考えているので, このような高電圧はカスプ端領域で非常に大きな電場をつくることになる。従って, 電極及びカスプ端領域での炉工学的問題が非常に重要となってくる。しかしこのカスプ炉も, カスプ磁場の故に, 軸対称系であり, また MHD 的に非常に安定である。従って炉設計では, 大きな β 値が期待でき

図. 25 トロイダルカスプを用いた電極電位閉じ込めと静電位分布 ((2) のギャップは接地しておき, (3) のプラグ電極に負の高電圧をかける) [(21) より引用]

る。またカusp端の最大磁場は10 T程度となっている。

(C) 回転プラズマのミラー閉じ込め²²⁾

この方式は、単純ミラープラズマに外部から径方向の電場 E_R をかけて、プラズマを円周方向に $E \times B$ ドリフトで回転させる (図. 26)。

この時イオンは、遠心力が径方向の座標 r に比例することから、ミラー端よりもミラーの中心でより大きな遠心力をうける。このことはイオンに対する遠心力ポテンシャルが、ミラー中心よりミラー端に向って大きくなっていることを意味し、この中心と端での遠心力ポテンシャルの差がイオンの閉じ込め電位 ϕ_c として寄与する。回転系におけるイオンの閉じ込め条件は、ミラー比を R 、ミラー中心での $E \times B$ のドリフト速度を V_E 、またミラー中心とミラー端にある電極間の両極性電位の差を $\Delta\phi$ とすると、

$$v_{\parallel}^2 \leq v_{\perp}^2 (R-1) + V_E^2 \left(1 - \frac{1}{R}\right) - \frac{2\Delta\phi}{M}$$

となる。これからプラグ電位 ϕ_c は

$$\phi_c = W_E \left(1 - \frac{1}{R}\right) - \Delta\phi \quad (31)$$

で与えられる。ここで $W_E = MV_E^2/2$ はイオンの回転ドリフトのエネルギーである。

ここでまた同様に核融合炉を考えて、要求される電場 E_R の大きさを評価してみる。いま $W_E = 5 T_i$ 、 $B = 2 T$ 、 $A = 2.5$ を仮定すると、 $T_i = 30 \sim 100 \text{ keV}$ に対して、要求される径方向の電場の大きさは $E_R \approx 70 \sim 130 \text{ kV/cm}$ となり、 100 kV/cm が一つの目安となる。このような大きな電場はやはり炉工学的問題をつくっていくであろう。また回転プラズマのMHD安定性の問題も残っている。

タンデムミラーから始まり、これまで広い意味でポテンシャルの障壁による粒子捕捉という形で磁力線に沿う粒子の端損失を改善する種々の方式について述べてきた。この方式以外の閉じ込めの改善策としては、磁力線に沿う軸方向に装置を十分に長くすることが考えられる。この方式には、

図. 26 回転プラズマのミラー閉じ込めの概略図

- (1) リング電極, (2) 内部ライナー,
(3) 外部ライナー, (4) ミラー磁場コイル

[22] より引用]

多段ミラー，直線系（ロングソレノイド）等があるが，ここでは省略する。

7. おわりに

ここでは，最初に述べた理由から，プラズマの物理については必要最小限に留めた。しかし，MFTF-Bの例を見ても分かるように，MHD安定性，マイクロ不安定性，径方向の拡散の問題等について，現在より正確な物理が要求されていることは確かである。またサーマルバリアの生成維持に関する物理も，これからの重要な研究課題である。

最後に，本稿の提出が非常に遅れ，本稿の執筆を進めて下さった東北大学の佐藤先生，核融合研究編集委員長である愛媛大学の百々先生，プラズマ研究所企画情報センターの事務官の皆様及びその他関係の方々に多大な御迷惑をおかけしたことを心からお詫び申し上げます。本稿を書く上で色々と協力していただいた卒研生の竹内基介君に感謝致します。また，日頃開放端系の問題について有益な討論をしていただいている多くの先生方にも深く感謝致します。

参 考 文 献

- 1) a. D. E. Baldwin : Rev. Modern Phys. 49 (1977) 317.
b. M. G. Haines : Nuclear Fusion 17 (1977) 811.
c. C. Gormezano : Nuclear Fusion 19 (1979) 1085.
d. T. K. Fowler and R. F. Post : Fusion, ed. E. Teller
(Academic Press, New York, 1981) vol.1, Magnetic Confinement Part 1.
e. T. C. Simonen : Proc. IEEE 69 (1981) 935.
f. Status of Mirror Fusion Research 1980, ed. B. I. Cohen UCAR 10049-80-Rev.1.
g. Physics Basis for MFTF-B, ed. D. E. Baldwin et al. UCID-18496 (1980).
- 2) T. C. Simonen : Nuclear Fusion 21 (1981) 1667.
- 3) D. V. Sivukhin : Reviews of Plasma Physics, ed. Acad. M. A. Leontovich
(Consultants Bureau, New York, 1966) vol.4, p.202.
- 4) B. G. Logan et al. : Nuclear Fusion 20 (1980) 1613.
- 5) R. H. Cohen et al. : Nuclear Fusion 18 (1978) 1229.
- 6) D. E. Baldwin and B. G. Logan : Phys. Rev. Letters 43 (1979) 1318.
- 7) R. H. Cohen : Nuclear Fusion 21 (1981) 209.

- 8) R. H. Cohen et al. : Nuclear Fusion 20 (1980) 1421.
- 9) Y. Iso et al. : Nuclear Fusion 22 (1982) 671. ; M. Inutake et al. : Proc. Third IAEA Technical Committee Meeting and Workshop on Fusion Reactor Design and Technology (Tokyo, 1981), to be published.
- 10) D. D. Ryutov and G. V. Stupakov : Soviet J. Plasma Phys. 4 (1978) 278 ; Soviet Phys. Dokl. 23 (1978) 412 ; LETP Letters 26 (1977) 186.
- 11) R. H. Cohen : Comments Plasma Phys. Controlled Fusion 4 (1979) 157.
- 12) R. P. Drake et al. : Phys. of Fluids 25 (1982) 2110.
- 13) S. Miyoshi et al. : Fusion Energy—1981 (IAEA—SMR—82) p.239.
- 14) J. Kensner et al. : Nuclear Fusion 22 (1982) 549.
- 15) H. L. Berk et al. : IFS—Report (IFS, U. Texas, Austin, 1982) IFSR—59.
- 16) P. J. Catto and R. D. Hazeltine : Phys. of Fluids 24 (1981) 1663.
- 17) B. G. Logan : Comments Plasma Phys. Controlled Fusion 6 (1981) 199.
- 18) F. Kantrowitz and R. W. Conn : J. Fusion Energy 2 (1982) 59.
- 19) G. W. Shuy et al. : Comments Plasma Phys. Controlled Fusion 6 (1981) 155.
- 20) T. Sato et al. : Comments Plasma Phys. Controlled Fusion 7 (1982) 131.
- 21) E. E. Yushmanov : Nuclear Fusion 20 (1980) 3.
- 22) A. A. Bekhtenov et al. : Nuclear Fusion 20 (1980) 579.