

JAERI-M

6025

ポロイダル磁場配位とプラズマの平衡

1975年3月

二宮 博正・鈴木 康夫・亀有 昭久*

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

ポロイダル磁場配位とプラズマの平衡

日本原子力研究所東海研究所核融合研究室

二宮博正・鈴木康夫・亀有昭久*

(1975年2月8日受理)

閉じ込め時間の永い大型トカマクの磁気流体力学的平衡を論ずるため、自由境界値問題としての平衡方程式を解く計算方法を開発した。現在計画中の臨界プラズマ試験装置に附置される垂直磁場コイル、磁気リミッターコイル、四重極磁場コイル等からなる平衡用コイル系とプラズマ特性、位置、断面形状等の関係をこの方法を用いて研究した。解析的な方法で得られる結果との比較検討も行った。この方法によって、プラズマ表面とセパレートリックスを含む面を一致させて、自己撞着なく平衡を解くことも可能であると共に、円形、非円形をとわず他の各種のシェルレストカマクの平衡計算に適用できる。

* 外来研究員 三菱原子力工業大宮研究所

Poloidal Magnetic Configurations and Plasma Equilibrium

Hiromasa NINOMIYA , Yasuo SUZUKI and Akihisa KAMEARI*

Thermonuclear Fusion Laboratory, Tokai, JAERI

(Received February 8, 1975)

A calculation method of solving the free boundary problem for MHD equilibrium has been developed for a large Tokamak with large confinement time in the next phase of fusion research. The method is applied to study the relations between plasma characteristics, geometrical position and shape, and the poloidal fields. The poloidal coil system consists of the vertical, magnetic-limiter and quadrupole-field coils. Calculation of the magnetic field configuration is possible when the plasma surface coincides self-consistently with the magnetic flux including the separatrix points. It is also applicable to calculation of the circular or non-circular shell-less Tokamak equilibrium.

* On leave of absence from Mitsubishi Atomic Power
Industries Inc..

目 次

1	はじめに	1
2	計算方法	1
2.1	基礎方程式	1
2.2	計算方法	2
3	計算結果及び討論 (JT-60への応用)	3
4	まとめ	5
5	参考文献	6

1 はじめに

閉じ込め時間の永い大型トカマク装置では、プラズマ平衡位置を確保するためのシエル効果は期待できず、いわゆる「シエルレス・トカマク」となる。臨界プラズマ試験装置 (JT-60) の平衡用コイル系の設計にあたって、このシエル効果のない場合のプラズマ平衡配位を計算することが必要である (文献1)。

「シエルレス・トカマク」の平衡を扱うには、平衡方程式 (2階偏微分方程式) の自由境界値問題を適当な仮定の下に解くことになる。その方法としては既にラックナー、ザハロフ、シャップらによってそれぞれ報告されているものがある (文献2, 3, 4)。これらは、それぞれプラズマ境界の仮定に特長をもち、その条件下で行っている。著者らはJT-60の設計用に、特に磁気リミッターをもつ装置に適用できるように (セパトリックスを含む面とプラズマ表面とを一致させる条件で計算ができることが必要)、新しく計算法を開発したのでここに報告する。

第2章では計算法の概略をのべ、第3章では計算結果および討論を述べる。特にJT-60において計画中の垂直磁場コイル、磁気リミッターコイル、四重極磁場コイルの電流のプラズマ位置、断面形状への影響について述べる。第4章でそのまとめを述べる。

2 計 算 方 法

2.1 基礎方程式

軸対称トロイダルプラズマの平衡磁場分布は、磁場の流れ関数 ψ を用いて円筒座標系 (R, ϕ, Z) においては次の方程式で表わされる。

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2} + f(R, \psi) = 0 \quad (2.1)$$

$$f(R, \psi) = \mu_0 R j_\phi \quad (2.2)$$

$$j_\phi = R \frac{dP}{d\psi} + \frac{1}{R} \frac{dI^2}{d\psi} \quad (2.3)$$

ここで P はプラズマ圧力、 I はトロイダル電流の流れ関数、 j_ϕ はプラズマ中のトロイダル電流密度である。磁場及び電流は、この ψ および I を用いて次のように表わされる。

$$B_R = -\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial Z}, \quad B_\phi = -\frac{\mu_0}{R} I, \quad B_Z = \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R} \quad (2.4)$$

$$j_R = -\frac{1}{R} \frac{\partial I}{\partial Z}, \quad j_Z = \frac{1}{R} \frac{\partial I}{\partial R}$$

いま ψ を

$$\psi = \psi_p + \psi_e \quad (2.5)$$

と表わす。ここで ψ_p はプラズマ電流による磁場の流れ関数、 ψ_e は外部導体に流れる電流による磁場の流れ関数を意味している。このとき (2.1) 式は次のようになる。

1 はじめに

閉じ込め時間の永い大型トカマク装置では、プラズマ平衡位置を確保するためのシエル効果は期待できず、いわゆる「シエルレス・トカマク」となる。臨界プラズマ試験装置 (JT-60) の平衡用コイル系の設計にあたって、このシエル効果のない場合のプラズマ平衡配位を計算することが必要である (文献1)。

「シエルレス・トカマク」の平衡を扱うには、平衡方程式 (2階偏微分方程式) の自由境界値問題を適当な仮定の下に解くことになる。その方法としては既にラックナー、ザハロフ、シャップらによってそれぞれ報告されているものがある (文献2, 3, 4)。これらは、それぞれプラズマ境界の仮定に特長をもち、その条件下で行っている。著者らはJT-60の設計用に、特に磁気リミッターをもつ装置に適用できるように (セパトリックスを含む面とプラズマ表面とを一致させる条件で計算ができることが必要)、新しく計算法を開発したのでここに報告する。

第2章では計算法の概略をのべ、第3章では計算結果および討論を述べる。特にJT-60において計画中の垂直磁場コイル、磁気リミッターコイル、四重極磁場コイルの電流のプラズマ位置、断面形状への影響について述べる。第4章でそのまとめを述べる。

2 計 算 方 法

2.1 基礎方程式

軸対称トロイダルプラズマの平衡磁場分布は、磁場の流れ関数 ψ を用いて円筒座標系 (R, ϕ, Z) においては次の方程式で表わされる。

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2} + f(R, \psi) = 0 \quad (2.1)$$

$$f(R, \psi) = \mu_0 R j_\phi \quad (2.2)$$

$$j_\phi = R \frac{dP}{d\psi} + \frac{1}{R} \frac{dI^2}{d\psi} \quad (2.3)$$

ここで P はプラズマ圧力、 I はトロイダル電流の流れ関数、 j_ϕ はプラズマ中のトロイダル電流密度である。磁場及び電流は、この ψ および I を用いて次のように表わされる。

$$B_R = -\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial Z}, \quad B_\phi = -\frac{\mu_0}{R} I, \quad B_Z = \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R} \quad (2.4)$$

$$j_R = -\frac{1}{R} \frac{\partial I}{\partial Z}, \quad j_Z = \frac{1}{R} \frac{\partial I}{\partial R}$$

いま ψ を

$$\psi = \psi_p + \psi_e \quad (2.5)$$

と表わす。ここで ψ_p はプラズマ電流による磁場の流れ関数、 ψ_e は外部導体に流れる電流による磁場の流れ関数を意味している。このとき (2.1) 式は次のようになる。

$$L\psi_p + S(\psi_p + \psi_e) f(R, \psi_p + \psi_e) = 0 \quad (2.6)$$

ただし

$$L = \frac{\partial^2}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} + \frac{\partial^2}{\partial Z^2}$$

$$S(\psi) = \begin{cases} 1; \psi \geq \psi_s \\ 0; \psi < \psi_s \end{cases}$$

ここで ψ_s はプラズマ表面での磁場の流れ関数の値である。

2.2 計算方法

(2.6) 式は自由境界値問題の非線形 2 階偏微分方程式である。そこで我々は、(2.6) 式をグリーン函数を含んだ積分方程式に変形し、初期値を与え、それより逐次近似法を用いて解を見つける方法を用いる。すなわち次の方程式を解く。

$$\psi_p^{n+1} = L^{-1} S(\psi^n - \psi_s^n) f(R', \psi^n - \psi_s^n) \quad (2.7)$$

ただし

$$L^{-1} = \int G(R, Z; R', Z') dR' dZ',$$

$$G(R, Z; R', Z') = \frac{1}{\pi k} \sqrt{\frac{R'}{R}} \left\{ \left(1 - \frac{k^2}{2}\right) K(k) - E(k) \right\},$$

$$k^2 = \frac{4RR'}{(R+R')^2 + (Z-Z')^2},$$

ここで $K(k)$, $E(k)$ はそれぞれ第 1 種, 第 2 種の完全楕円積分である。

函数 $f(R, \psi)$ を決定するプラズマ電流 j_ϕ として、主に次の二つの場合を考えた。すなわち、ポラロリックな場合 ($j_\phi = -(\lambda R + \mu/R)\psi$) とフラットな場合 ($j_\phi = -(\lambda R + \mu/R)$) である。また (2.7) 式の計算において、楕円積分が引数 k の場合によっては無限大になることがある。この場合は、その点の近傍では一様分布として無限大になることをさけた。

さて、(2.7) 式を解く境界条件として、磁束函数 ψ は無限遠方および対称軸で零とする。プラズマ表面をきめる条件として、ラックナーらと同じように (図 1-3 参照)。

- 1) 基準面内側の 1 点を固定して、その点を通る等磁束面をプラズマ表面 (ψ_s) とする (内点固定)。
- 2) 基準面外側の 1 点を固定する方法 (外点固定)。
- 3) 磁気リミッターがある場合には、位置を固定せず、セパトリックスを含む等磁束面をプラズマ表面とする、等々を考えた。

更にプラズマの性質を設定する方法として、プラズマ電流分布の ψ 依存性 (フラットか、ポラロリックか) の設定は勿論のこと、プラズマ圧力およびポロイダル電流の流れ関数の ψ 依存性 (λ, μ) を固定する場合と、プラズマ中の全トロイダル電流 I_p を設定して、これに合うように計算途中で λ, μ を逐次変更して計算を行う場合等を考慮した。これらは、その平衡計算の目的に応じて選択することにする。

しかし、これらの条件によって計算の収束条件はかなり異なる。そこで著者らは、逐次近似法として (2.7) 式を単純に繰り返す場合 (単純逐次近似法) と次に述べる 3 段階逐次近似

法（文献5）を利用した。すなわち、(2.7)式によって、 ψ_p^n より ψ_p^{n+1} 、 ψ_p^{n+1} より ψ_p^{n+2} を求め、それらから ψ_p^{n+3} を

$$\psi_p^{n+3} = (1-G)\psi_p^n + 2G\psi_p^{n+1} - G\psi_p^{n+2} \quad (G \text{ は任意定数})$$

と合成する方法である。

収束した結果の検査は、得られた磁束函数 ψ を(2.6)式の差分形に代入する方法と解析的な方法で得られる解と比較する方法をとった。

3 計算結果および討論 (JT-60への応用)

前章で述べた計算方法による平衡計算の結果、次のような収束性に対する結果が得られた。

1) 内点固定の場合

プラズマ電流 I_p が一定の条件では、パラボリック及びフラットな電流分布共に、単純逐次近似で収束する。 λ, μ を一定にした場合はフラットな電流分布のときのみ収束する。

2) 外部点固定の場合

λ, μ が一定の条件で、パラボリック及びフラットな電流分布は共に単純逐次近似で収束する。 I_p が一定の条件の場合はフラットな電流分布のみ収束する。

3) セパラトリックスの ψ を ψ_s とする場合

パラボリックな電流分布のときは、 I_p が一定の条件のもとに3段階逐次近似法で収束するが、収束速度が初期函数に非常に依存する。フラットな電流分布のときは、 I_p が一定の条件の場合、 λ, μ が一定の条件の場合共に単純逐次近似で収束する。

ラックナーによると内点固定の場合は I_p 一定の時、外点固定の場合には $\lambda=0, \mu=\text{const.}$ で収束すると記されている。著者らの場合には、更に広い範囲の設定に応じられると思われる。また3)の場合にも計算できるのが特長である。ただ収束速度は、各メッシュ点で完全楕円積分の計算を行うためラックナーの方法よりも遅いので改良すべき点である。初期の近似函数については、1)、2)の場合には大きく依存せずに同一の解に収束し、計算時間も少なくて済むが、3)の場合には計算時間は初期近似函数に大きく依存し、悪い場合には収束しない時が生じる。

さて、この計算方法を現在設計中のJT-60の場合に応用した結果について述べる。

まず、著者らによって報告されている仮想シエルによる方法（外部電流はある表面上に連続に存在する）との比較を試みる。ここで用いる磁場コイル系は、仮想シエルによる方法で（文献5.6）で求められた外部電流分布をザハロフの方法でブロック化した（文献7）、実際の装置に附置されるコイル系である。

図4.5は $\beta_p=0.5, \ell_1=1$ （パラボリック電流分布）の場合を、内部点（2.0m）を固定し、 $I_p=3.33\text{MA}$ で単純逐次近似で解いた例である。比較のため仮想シエル法で計算した例を図6に示す。図7は仮想シエル法とここに使用したコイル系による基準面（ $Z=0$ ）上での外部垂直磁場分布を示す。両者わずかな差はあるが殆んど一致しているとみてよい。しかし、図8にその外部コイルによる磁力線を示すが、コイル近くには電流のブロック化による高次モードの磁場が発生することがわかる。（仮想シエルの場合は、シエルの内側全空間において殆んど磁力

法(文献5)を利用した。すなわち、(2.7)式によって、 ψ_p^n より ψ_p^{n+1} 、 ψ_p^{n+1} より ψ_p^{n+2} を求め、それらから ψ_p^{n+3} を

$$\psi_p^{n+3} = (1-G)\psi_p^n + 2G\psi_p^{n+1} - G\psi_p^{n+2} \quad (Gは任意定数)$$

と合成する方法である。

収束した結果の検査は、得られた磁束関数 ψ を(2.6)式の差分形に代入する方法と解析的な方法で得られる解と比較する方法をとった。

3 計算結果および討論(JT-60への応用)

前章で述べた計算方法による平衡計算の結果、次のような収束性に対する結果が得られた。

1) 内点固定の場合

プラズマ電流 I_p が一定の条件では、パラボリック及びフラットな電流分布共に、単純逐次近似で収束する。 λ, μ を一定にした場合はフラットな電流分布のときのみ収束する。

2) 外部点固定の場合

λ, μ が一定の条件で、パラボリック及びフラットな電流分布は共に単純逐次近似で収束する。 I_p が一定の条件の場合はフラットな電流分布のみ収束する。

3) セパラトリックスの ψ を ψ_s とする場合

パラボリックな電流分布のときは、 I_p が一定の条件のもとに3段階逐次近似法で収束するが、収束速度が初期函数に非常に依存する。フラットな電流分布のときは、 I_p が一定の条件の場合、 λ, μ が一定の条件の場合共に単純逐次近似で収束する。

ラックナーによると内点固定の場合は I_p 一定の時、外点固定の場合には $\lambda=0, \mu=const.$ で収束すると記されている。著者らの場合には、更に広い範囲の設定に感じられると思われる。また3)の場合にも計算できるのが特長である。ただ収束速度は、各メッシュ点で完全楕円積分の計算を行うためラックナーの方法よりも遅いので改良すべき点である。初期の近似函数については、1)、2)の場合には大きく依存せずに同一の解に収束し、計算時間も少なくて済むが、3)の場合には計算時間は初期近似函数に大きく依存し、悪い場合には収束しない時が生じる。

さて、この計算方法を現在設計中のJT-60の場合に応用した結果について述べる。

まず、著者らによって報告されている仮想シエルによる方法(外部電流はある表面上に連続に存在する)との比較を試みる。ここで用いる磁場コイル系は、仮想シエルによる方法で(文献5.6)で求められた外部電流分布をザハロフの方法でブロック化した(文献7)、実際の装置に附置されるコイル系である。

図4.5は $\beta_p=0.5, \ell_j=1$ (パラボリック電流分布)の場合を、内部点(2.0m)を固定し、 $I_p=3.33\text{MA}$ で単純逐次近似で解いた例である。比較のため仮想シエル法で計算した例を図6に示す。図7は仮想シエル法とここに使用したコイル系による基準面($Z=0$)上での外部垂直磁場分布を示す。両者わずかな差はあるが殆んど一致しているとみてよい。しかし、図8にその外部コイルによる磁力線を示すが、コイル近くには電流のブロック化による高次モードの磁場が発生することがわかる。(仮想シエルの場合は、シエルの内側全空間において殆んど磁力

線は垂直な直線で表わされる)。図4と図6を比較すると良く一致していると云えるが、図4のプラズマ表面が図6のそれに比べて左右上方でわずかにふくらんでいるのは、この高次モードの磁場のためと思われる。これは、プラズマ周辺に置かれた磁気プローブで磁束を測定する場合には、この影響を考慮する必要があることを示している。なお図5は、図4の場合の磁束分布、プラズマ電流分布、プラズマ圧力分布である。

次に、磁気リミッターコイルを附置した場合の仮想シエル法との比較を行ってみる。図9、10に $\beta_p=1$ 、 $\ell_i=1$ （パラボリック電流分布）、 $I_p=3.33\text{MA}$ で磁気リミッターコイルに1MA、-0.5MA（副コイル）の電流を流した場合を示す。この垂直磁場コイル系も、仮想シエル法で求めた垂直磁場分布と等価の磁場分布が作れるものを使用した。仮想シエル法の結果は図11に示されている。前記の場合と同様、図9、11は良い一致がみられる。

次に、現在第一次案として想定されているJT-60のポロイダル・コイル系（垂直磁場コイル・四重極磁場コイル、磁気リミッターコイル）を対象として、プラズマ平衡がどのようになるかを述べる。

まず、磁気リミッターコイルを励起（主コイルに1MA）した状態で垂直磁場 B_{\perp} 、 I_p 、 β_p を僅かに変えた場合どうなるかをしらべた。図12に B_{\perp} を変化させた時のプラズマ表面を示した。曲線Aは図9の場合であり曲線Bはそれより3%強い垂直磁場のもとでのプラズマ、曲線Cは1.5%の弱い場合のプラズマを表わす。プラズマ表面はセパトリックスを含む等磁束面で決定されるという条件で計算（固定端を設けず、セパトリックスそのものは自由に動きうる。ただし I_p 、 β_p 、 ℓ_i は一定）したのかかわらず、 B_{\perp} の僅かな変化では、セパトリックスの位置は殆んど変わらず、実質的に外部点固定の様相を示している。しかもプラズマ中心の位置は、垂直磁場を強くすると外へ、弱くすると内へ移動する。プラズマの占める断面積でいうと、垂直磁場を大きくすると小さく、弱くすると大きくなる。しかもその変化は磁場の変化に敏感であり、垂直磁場が3%強くなっただけでプラズマ半径が13%小さくなる。従来の理論によると垂直磁場が強くなれば内側にプラズマは移動し、弱くなれば外側に移動する。これと矛盾するように思われるが、これは実質的に外部点固定という条件下で比較したことに帰因する。すなわち、よく知られている次式で考える。

$$B_{\perp} = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R_p} \left(\ell_n \frac{8R_p}{a_p} + \beta_p + \frac{\ell_i - 3}{2} \right) \quad (3.1)$$

従来の議論では、 B_{\perp} の変化は右辺分母の R_p の変化で補償されるのに対して、セパトリックス位置によってプラズマ表面が決定されるとすると、 $R_p + a_p = \text{const}$ となるため a_p の変化によって B_{\perp} の変化が補償される。 a_p は対数の真数として入っているため大きく変化することになる。まったく同じ理由によって、 I_p 、 β_p の変化によるプラズマ表面の変化がおきる。すなわち、 I_p 、 β_p の減少によってプラズマは小さくなり、 I_p 、 β_p の増加によって大きくなる。これらも(3.1)式によって説明できる。

したがって図12の垂直磁場変化によるプラズマ断面の変化がプラズマの動的な変化を示すと考えることは充分ではない。プラズマの変化を論ずるには、 q 一値あるいは磁束保存の条件下で議論すべきであり、この場合プラズマ表面はセパトリックスからはなれて動くことになる。プラズマ位置・断面を制御する場合にこの点を含んだ検討が必要であることを示唆してい

る。

次に、プラズマの位置安定性のためおよびプラズマの断面をほぼ円型にするため、JT-60では四重極磁場コイルを附置する。この四重極磁場は垂直磁場と共に合成され、いわゆる n -値 ($-R \partial B_{\perp} / B_{\perp} \partial R$) を変化させる働きをもち、垂直磁場のプラズマ領域中の磁束分布を規定するものである。この四重極磁場を変化させた場合にプラズマはどのように変るかを次に示す。

四重極磁場コイルは、文献6によって定められたJT-60に必要な n -値の領域がカバーできるよう文献7の方法で求める。図13にその配置と磁束分布を示す。このコイルに電流を流した時の基準面上での垂直磁場分布の二例を図14に示す。この四重極磁場を垂直磁場コイルによって作られる垂直磁場と合成すると、それぞれ図15に示されるようになる。ここで曲線Aは、 $I_p = 3.33 \text{ MA}$ 、 $\beta_p = 0.5$ 、フラットな電流分布の時、半径1mの円のプラズマが作られるに必要な磁場分布である。(このとき $n = 0.42$)。プラズマ・パラメーターを同一にして、曲線A、B、Cで表わされる外部磁場分布でのプラズマ平衡を計算した結果はそれぞれ図16、17、18であり、図19に図16の場合の磁束函数、プラズマ電流分布、プラズマ圧力分布を示す。 n 値の選び方によって、プラズマ断面を横長または縦長のほぼ楕円にできることがわかる。図18で周辺がやゝD型になったのは、四重極磁場コイルと垂直磁場コイルの電流が互いに相殺しあい、このあたりの磁場が弱くなったためと考えられる。

プラズマ電流分布がフラットな場合には、 n 値と楕円度の間には次のような関係式がシャフロフによって導かれている(文献8)。すなわち

$$\frac{l_z}{l_r} = 1 + \frac{3}{4} \frac{a^2}{R^2} \left(\ln \frac{8R}{a} - \frac{17}{12} \right) - \frac{a^2}{R^2} \left(\ln \frac{8R}{a} + \beta_p - \frac{5}{4} \right) n$$

ここで、 l_z 、 l_r はプラズマ表面のそれぞれ縦横の長さである。この式との比較を図20に示す。両者はかなり良い一致を示しており、アスペクト比3のJT-60でもフラット電流では解析的な方法で充分議論できることがわかった。

解析的方法ではできない磁気リミッター磁場のある場合の計算例を図21、22に示す。図15曲線Bの磁場に磁気リミッター磁場を加え、プラズマ表面はセパトリックスを含む面と一致させてある。この場合も四重極磁場によって断面形状を任意に設定できることがわかる。

4 ま と め

実際に作られるコイル系でのプラズマ状態を予想するため、自由境界条件下でプラズマ平衡方程式を解く方法を開発した。種々のプラズマ・パラメーター、種々の束縛条件下に応用できるよう逐次近似法を改良した。

この方法を用いて、JT-60の典型的な例について検討した。まず、連続的電流分布として与えられた垂直磁場用電流とこれをブロック化した実際のコイル電流とのプラズマ平衡に対する違いを調べた。ブロック化によって、高次のモードの磁場が生ずることがわかったが、この影響は充分小さく、プラズマ表面をわずかに変える程度である。次に、プラズマ表面が、磁気リミッター磁場とプラズマ電流による磁場の相互作用によって生ずるセパトリックス面と一

る。

次に、プラズマの位置安定性のためおよびプラズマの断面をほぼ円型にするため、JT-60では四重極磁場コイルを附置する。この四重極磁場は垂直磁場と共に合成され、いわゆる n -値 ($-R \partial B_{\perp} / B_{\perp} \partial R$) を変化させる働きをもち、垂直磁場のプラズマ領域中の磁束分布を規定するものである。この四重極磁場を変化させた場合にプラズマはどのように変るかを次に示す。

四重極磁場コイルは、文献6によって定められたJT-60に必要な n -値の領域がカバーできるよう文献7の方法で求める。図13にその配置と磁束分布を示す。このコイルに電流を流した時の基準面上での垂直磁場分布の二例を図14に示す。この四重極磁場を垂直磁場コイルによって作られる垂直磁場と合成すると、それぞれ図15に示されるようになる。ここで曲線Aは、 $I_p = 3.33 \text{ MA}$ 、 $\beta_p = 0.5$ 、フラットな電流分布の時、半径1mの円のプラズマが作られるに必要な磁場分布である。(このとき $n = 0.42$)。プラズマ・パラメーターを同一にして、曲線A、B、Cで表わされる外部磁場分布でのプラズマ平衡を計算した結果はそれぞれ図16、17、18であり、図19に図16の場合の磁束函数、プラズマ電流分布、プラズマ圧力分布を示す。 n 値の選び方によって、プラズマ断面を横長または縦長のほぼ楕円にできることがわかる。図18で周辺がやゝD型になったのは、四重極磁場コイルと垂直磁場コイルの電流が互いに相殺しあい、このあたりの磁場が弱くなったためと考えられる。

プラズマ電流分布がフラットな場合には、 n 値と楕円度の間には次のような関係式がシャフランオフによって導かれている(文献8)。すなわち

$$\frac{l_z}{l_r} = 1 + \frac{3}{4} \frac{a^2}{R^2} \left(\ln \frac{8R}{a} - \frac{17}{12} \right) - \frac{a^2}{R^2} \left(\ln \frac{8R}{a} + \beta_p - \frac{5}{4} \right) n$$

ここで、 l_z 、 l_r はプラズマ表面のそれぞれ縦横の長さである。この式との比較を図20に示す。両者はかなり良い一致を示しており、アスペクト比3のJT-60でもフラット電流では解析的な方法で充分議論できることがわかった。

解析的方法ではできない磁気リミッター磁場のある場合の計算例を図21、22に示す。図15曲線Bの磁場に磁気リミッター磁場を加え、プラズマ表面はセパトリックスを含む面と一致させてある。この場合も四重極磁場によって断面形状を任意に設定できることがわかる。

4 ま と め

実際に作られるコイル系でのプラズマ状態を予想するため、自由境界条件下でプラズマ平衡方程式を解く方法を開発した。種々のプラズマ・パラメーター、種々の束縛条件下に適用できるよう逐次近似法を改良した。

この方法を用いて、JT-60の典型的な例について検討した。まず、連続的電流分布として与えられた垂直磁場用電流とこれをブロック化した実際のコイル電流とのプラズマ平衡に対する違いを調べた。ブロック化によって、高次のモードの磁場が生ずることがわかったが、この影響は充分小さく、プラズマ表面をわずかに変える程度である。次に、プラズマ表面が、磁気リミッター磁場とプラズマ電流による磁場の相互作用によって生ずるセパトリックス面と一

致するという仮定にもとづいて、垂直磁場、ポロイダルベーター、プラズマ電流の変化による、プラズマ位置、断面形状の変化の程度をしらべた。セパトリックスの位置は大きくは動かないが、断面の大きさが変わることがわかった。この問題を動的な動きとしてとらえるには、磁束保存性、 q 値保存性等の検討が必要である。又、断面形状の制御に用いられる四重極磁場コイルの影響についてもしらべ、解析的な研究から予想される断面形状への影響と一致することがわかった。

ここにのべた方法は、プラズマの平衡を論ずる時、単純で明瞭な物理的解釈が可能とする面がある一方、計算時間がやゝ大きい点が難点である。このための改良に未だ余地があると思われる。

最後に、吉川允二氏はじめ、JT-60グループの諸氏に謝意を表します。

5 参 考 文 献

- (1) Suzuki, Y., Kameari, A., Ninomiya, H., Masuzaki, M. and Toyama, H.; IAEA-CN-33/A11-2, (Tokyo Conference, 1974)
- (2) Feneberg, W. and Lackner, K.; Nucl. Fusion 13, 549 (1973)
- (3) Zakharov, L. E.; IAEA-CN-33/A11-3, (Tokyo Conference, 1974)
- (4) Chu, M. S. and Dobrott, D.; Phys. Fluids, 17, 1183 (1974)
- (5) Suzuki, Y.; Nucl. Fusion, 14, 345 (1974)
- (6) 亀有昭久, 鈴木康夫, 二宮博正 JAERI-M 6027
- (7) 小林明文, 田村早苗, 谷啓二 JAERI-M 5898
- (8) Mukhovatov, V. S. and Shafranov, V. D.; Nucl. Fusion, 11, 605 (1971)

致するという仮定にもとづいて、垂直磁場、ポロイダルベーター、プラズマ電流の変化による、プラズマ位置、断面形状の変化の程度をしらべた。セパトリックスの位置は大きくは動かないが、断面の大きさが変わることがわかった。この問題を動的な動きとしてとらえるには、磁束保存性、 q 値保存性等の検討が必要である。又、断面形状の制御に用いられる四重極磁場コイルの影響についてもしらべ、解析的な研究から予想される断面形状への影響と一致することがわかった。

ここにのべた方法は、プラズマの平衡を論ずる時、単純で明瞭な物理的解釈が可能とする面がある一方、計算時間がやゝ大きい点が難点である。このための改良に未だ余地があると思われる。

最後に、吉川允二氏はじめ、JT-60グループの諸氏に謝意を表します。

5 参 考 文 献

- (1) Suzuki, Y., Kameari, A., Ninomiya, H., Masuzaki, M. and Toyama, H.; IAEA-CN-33/A11-2, (Tokyo Conference, 1974)
- (2) Feneberg, W. and Lackner, K.; Nucl. Fusion 13, 549 (1973)
- (3) Zakharov, L. E.; IAEA-CN-33/A11-3, (Tokyo Conference, 1974)
- (4) Chu, M. S. and Dobrott, D.; Phys. Fluids, 17, 1183 (1974)
- (5) Suzuki, Y.; Nucl. Fusion, 14, 345 (1974)
- (6) 亀有昭久, 鈴木康夫, 二宮博正 JAERI-M 6027
- (7) 小林明文, 田村早苗, 谷啓二 JAERI-M 5898
- (8) Mukhovatov, V. S. and Shafranov, V. D.; Nucl. Fusion, 11, 605 (1971)

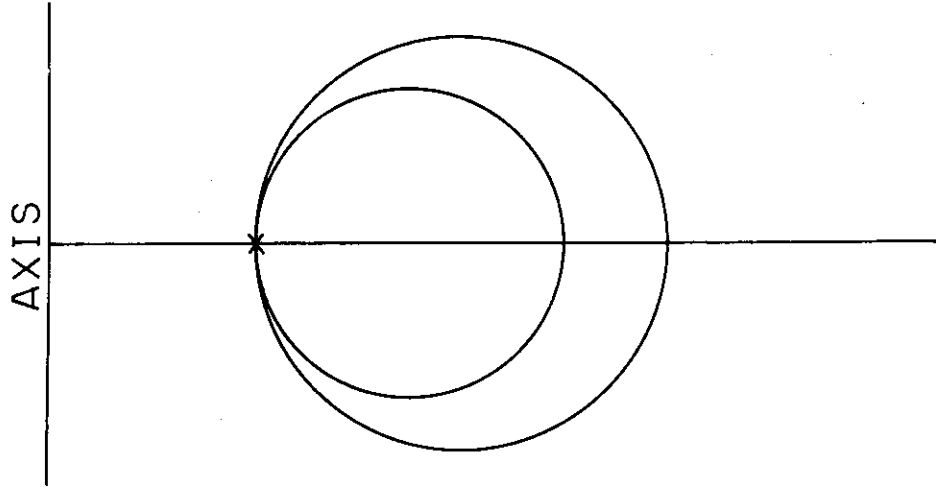


図1 内点固定の場合

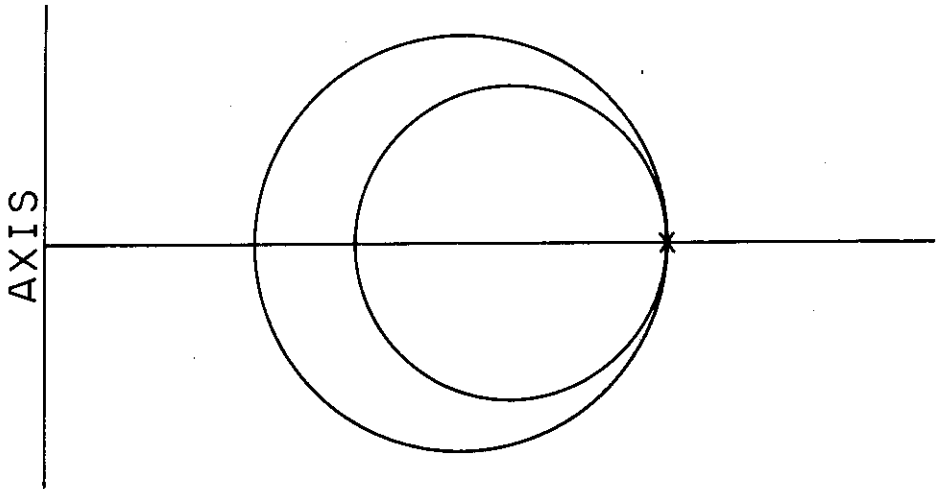


図2 外点固定の場合

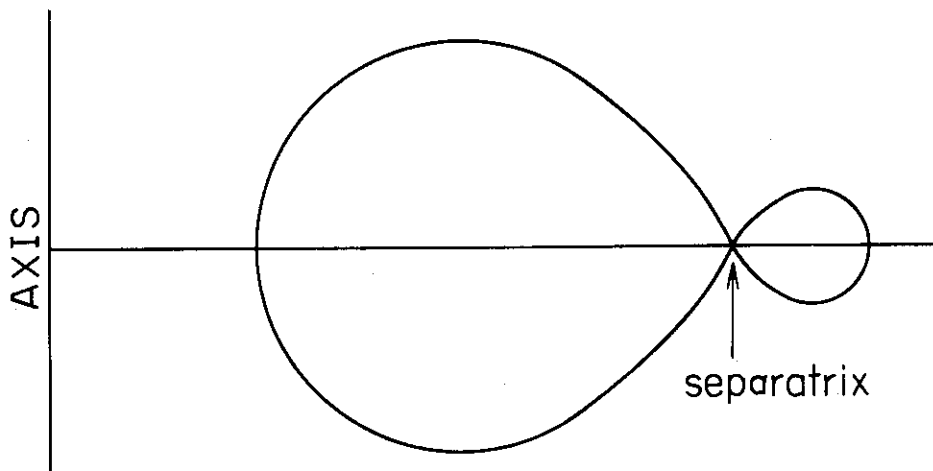


図3 セパトリックス固定の場合

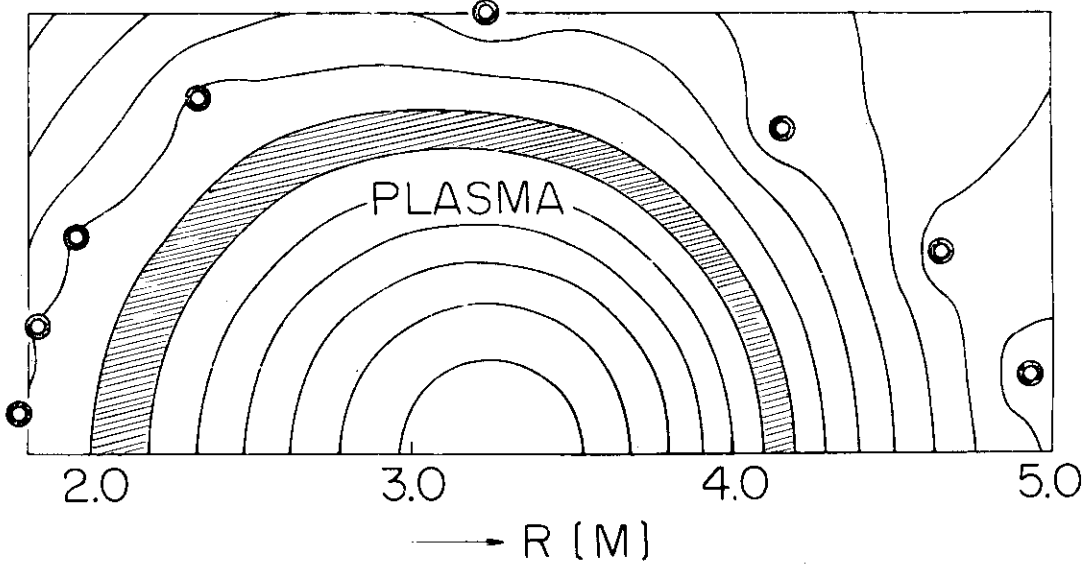


図4 内部点を固定し単純逐次近似で解いた結果の平衡等磁束面。ただし $I_p = 3.33 \text{ MA}$, $\beta_p = 0.5$, $l_i = 1$ であり, \odot はザハロフの方法によりブロック化された垂直磁場コイルの位置を示している。

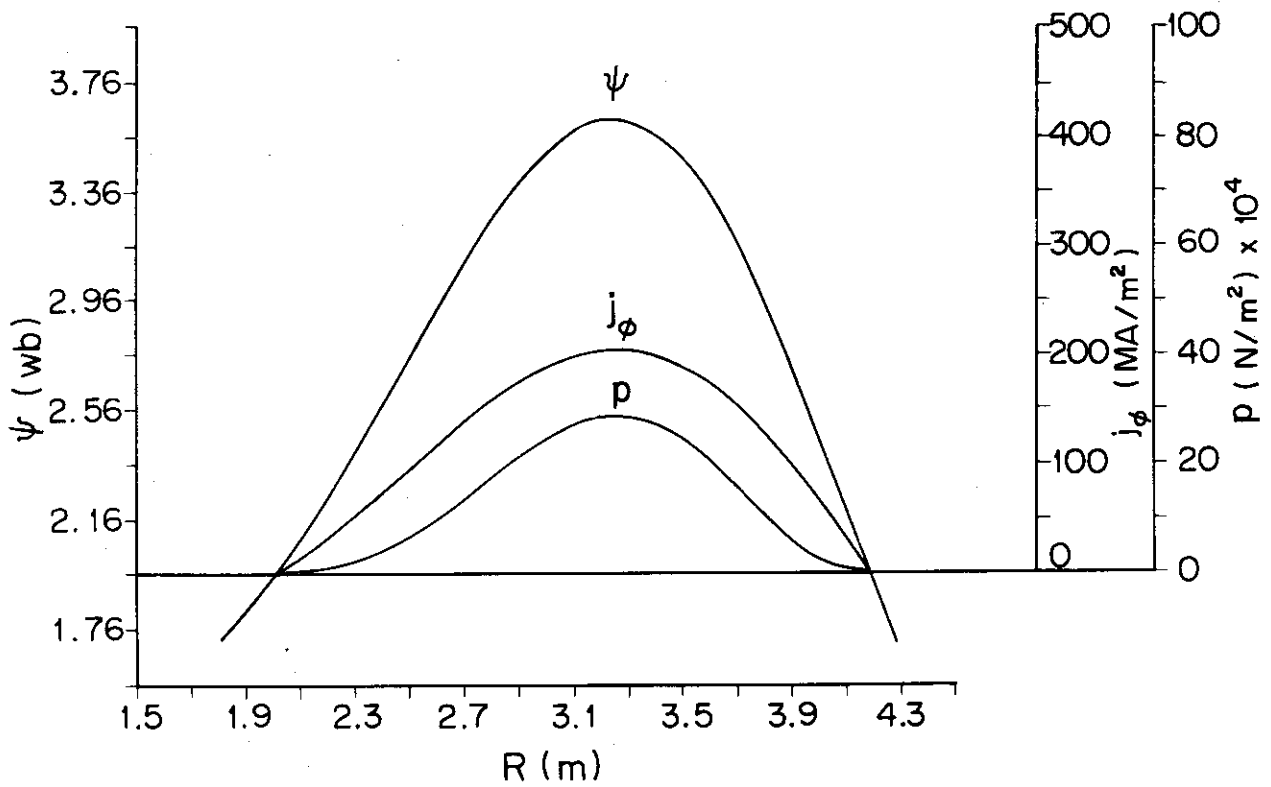


図5 図4の場合の基準面上の磁束, プラズマ電流, プラズマ圧力分布

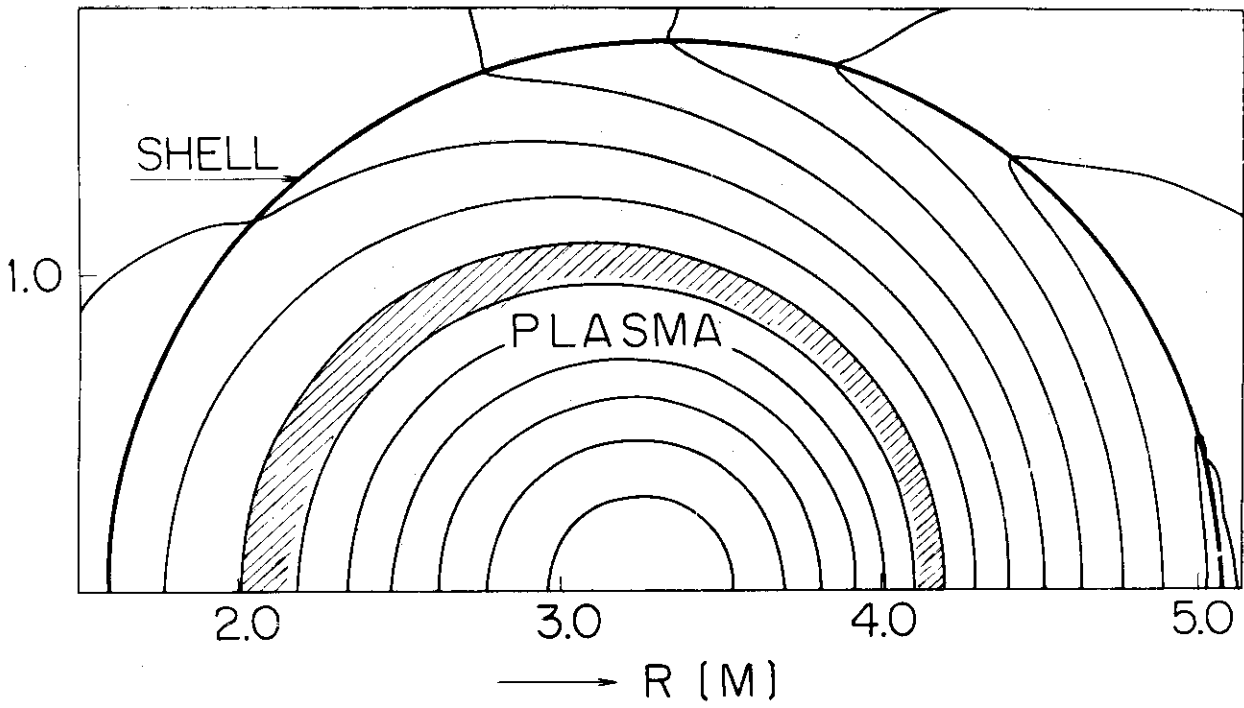


図6 仮想シェル法で計算した平衡等磁束面。パラメーターは図4と同じ。

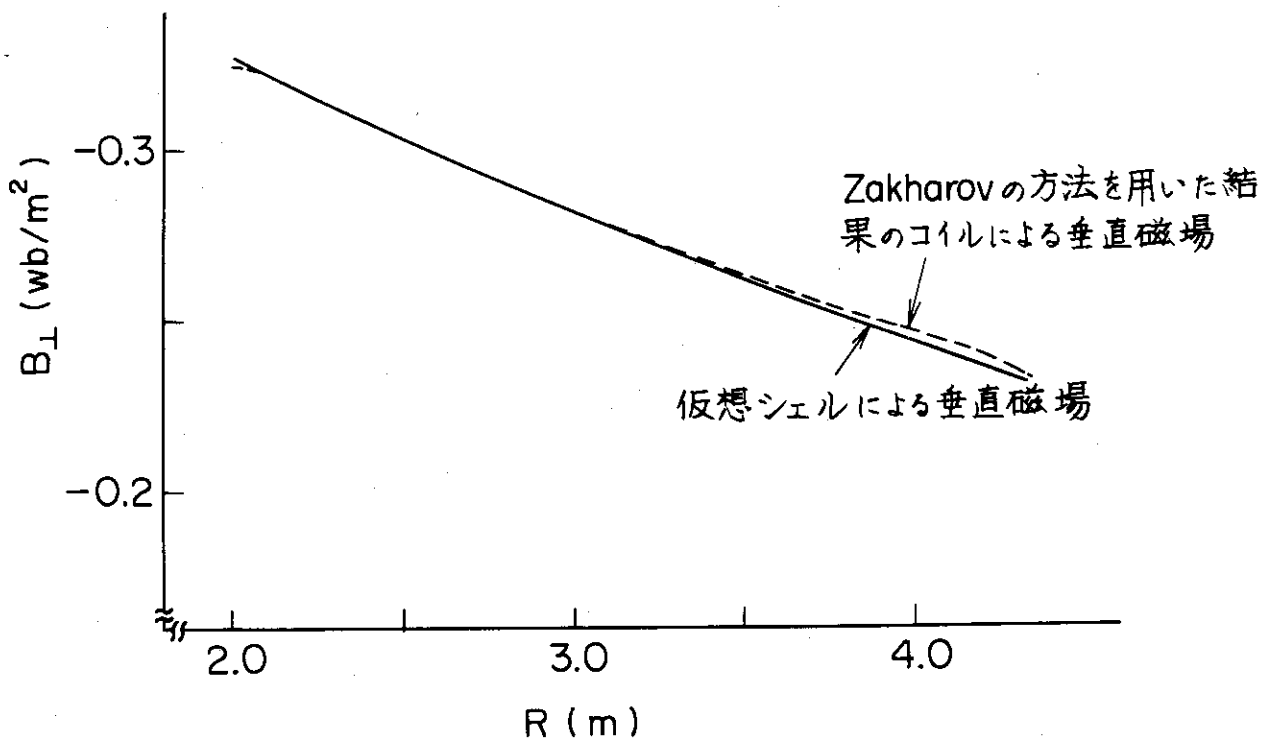


図7 仮想シェル法とブロック化された外部コイル系による基準面上での外部垂直磁場分布

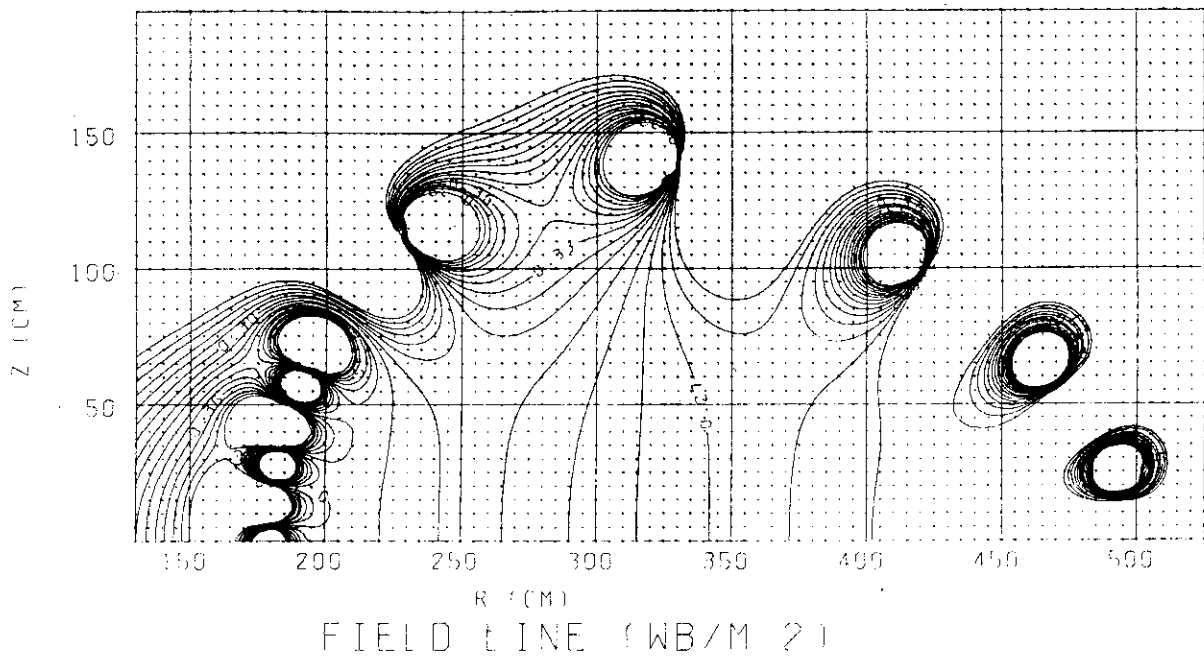


図8 外部コイルによる磁力線分布

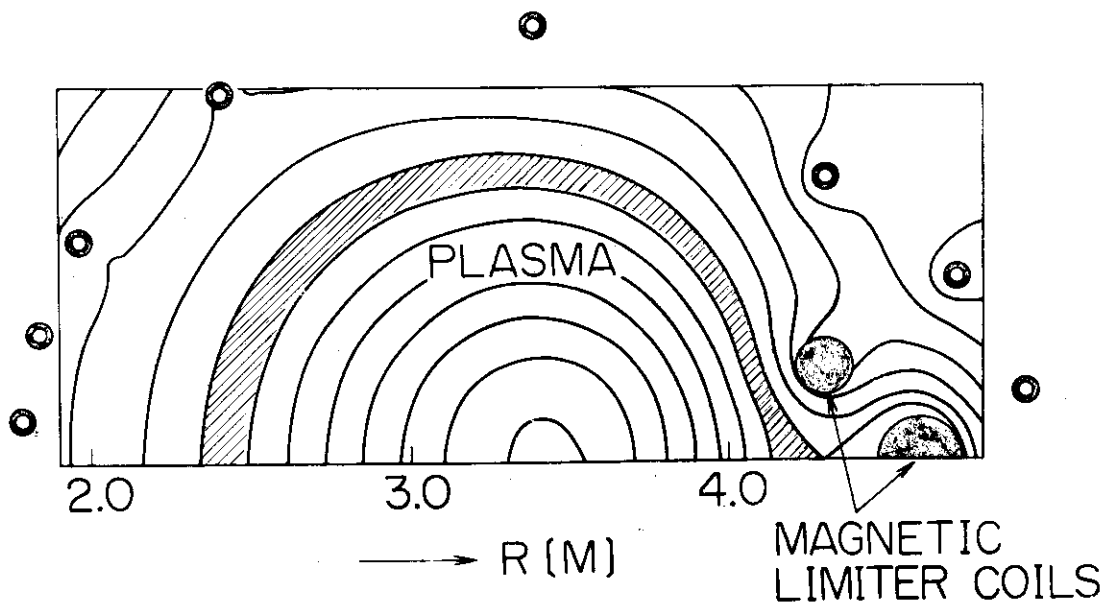


図9 セパラトリックスのある場合の平衡等磁束面。ただし $I_p = 3.33 \text{ MA}$, $\beta_p = 1$, $l_i = 1$ であり, 磁気リミッターにはそれぞれ 1 MA (主コイル), -0.5 MA (副コイル) の電流が流れている。

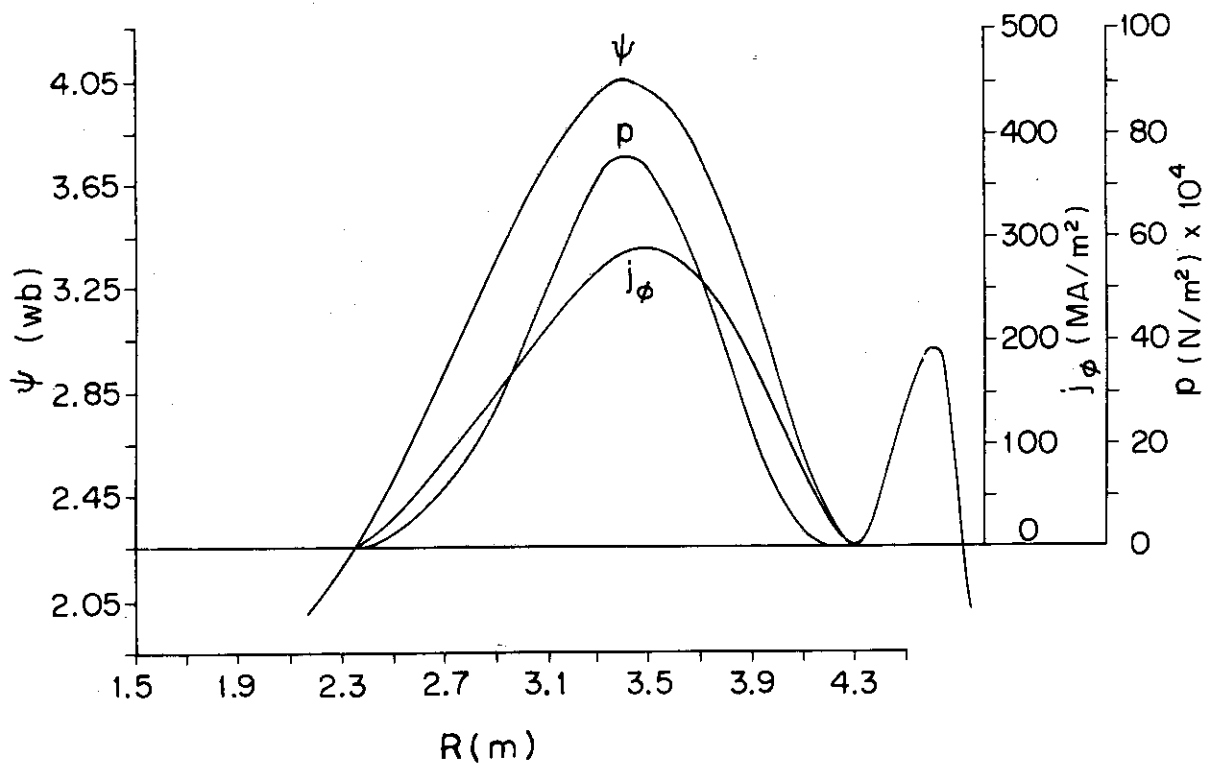


図10 図9の場合の基準面上での磁束, プラズマ電流, プラズマ圧力分布

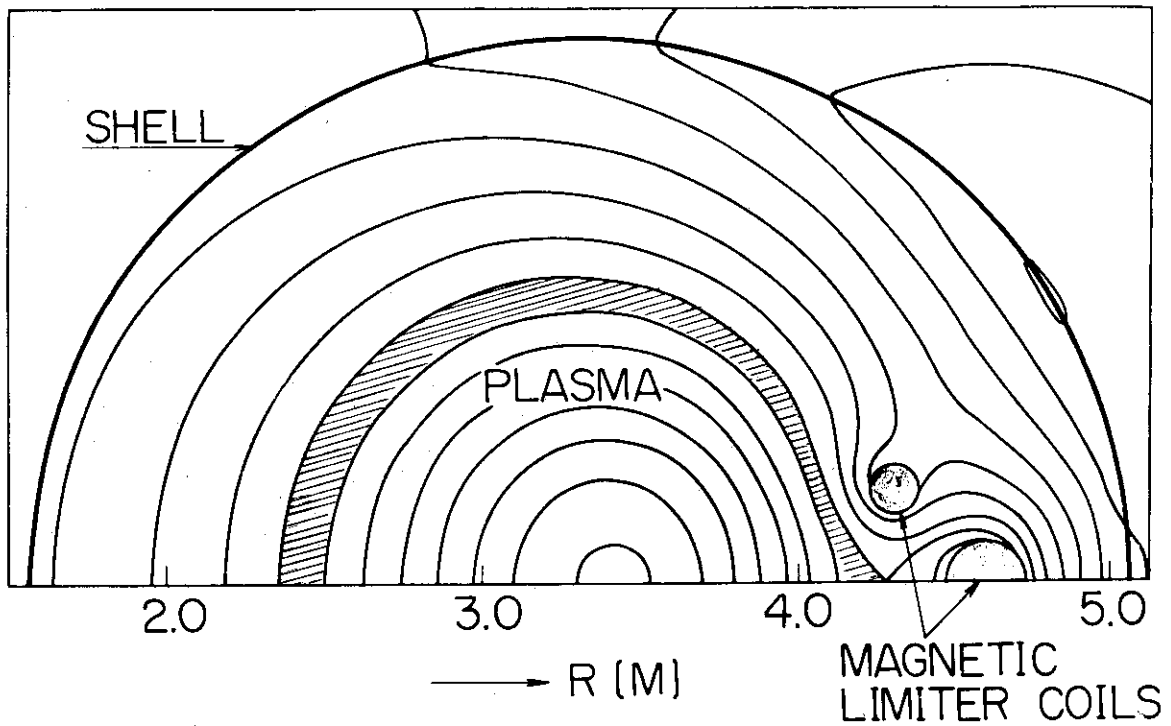


図11 仮想シェル法による平衡等磁束面, パラメーターは図9と同じ。

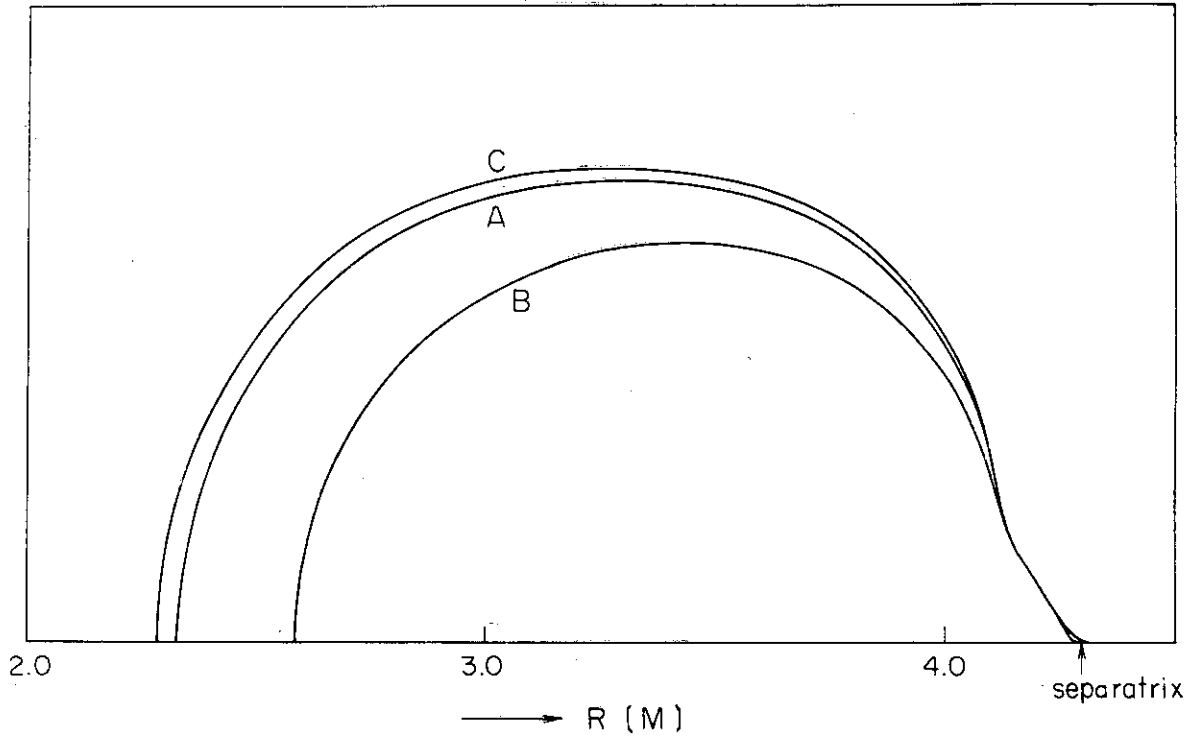


図12 垂直磁場 B_{\perp} を変化させた時のプラズマ表面
 A ; 図9の場合
 B ; 図9の垂直磁場より3%強い垂直磁場の場合
 C ; 図9の垂直磁場より1.5%弱い垂直磁場の場合

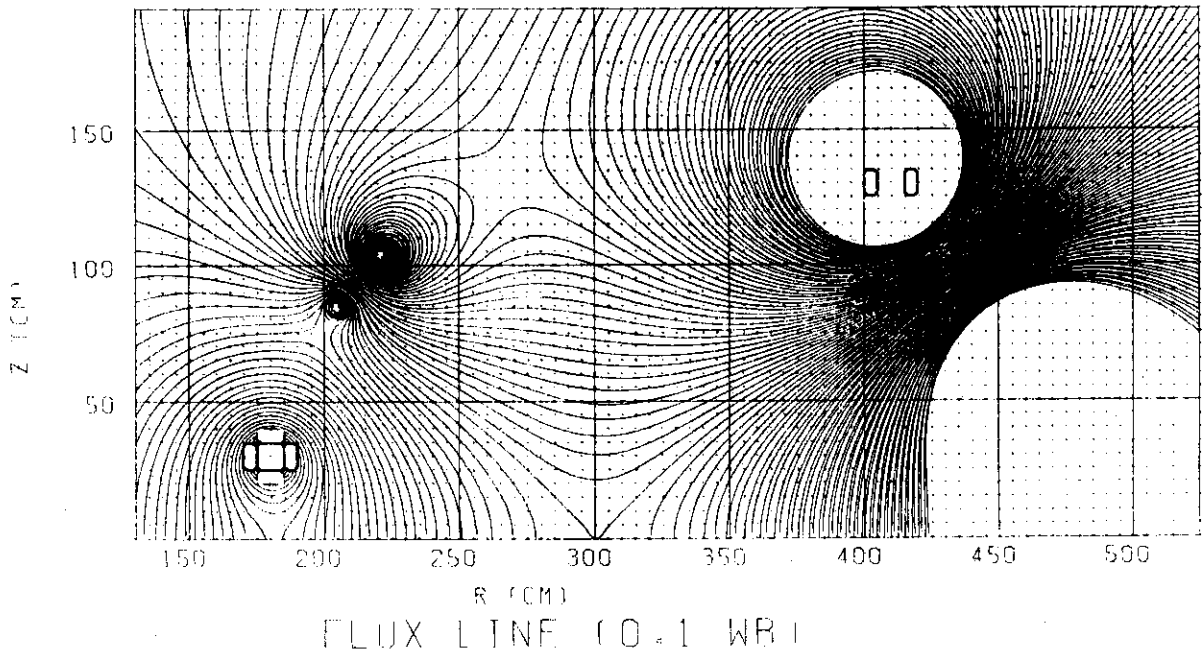


図13 四重極磁場コイルの磁束分布

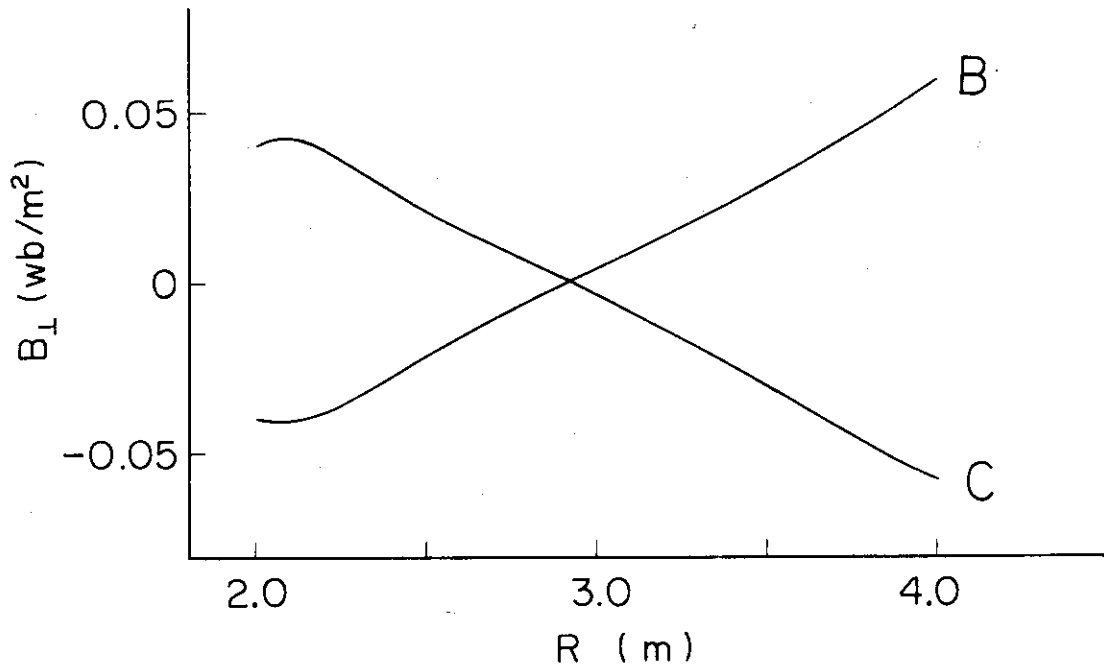


図14 四重極磁場コイルによる基準面上での垂直磁場分布
 B; 図13の場合
 C; 図13の電流の向きを逆にしたとき

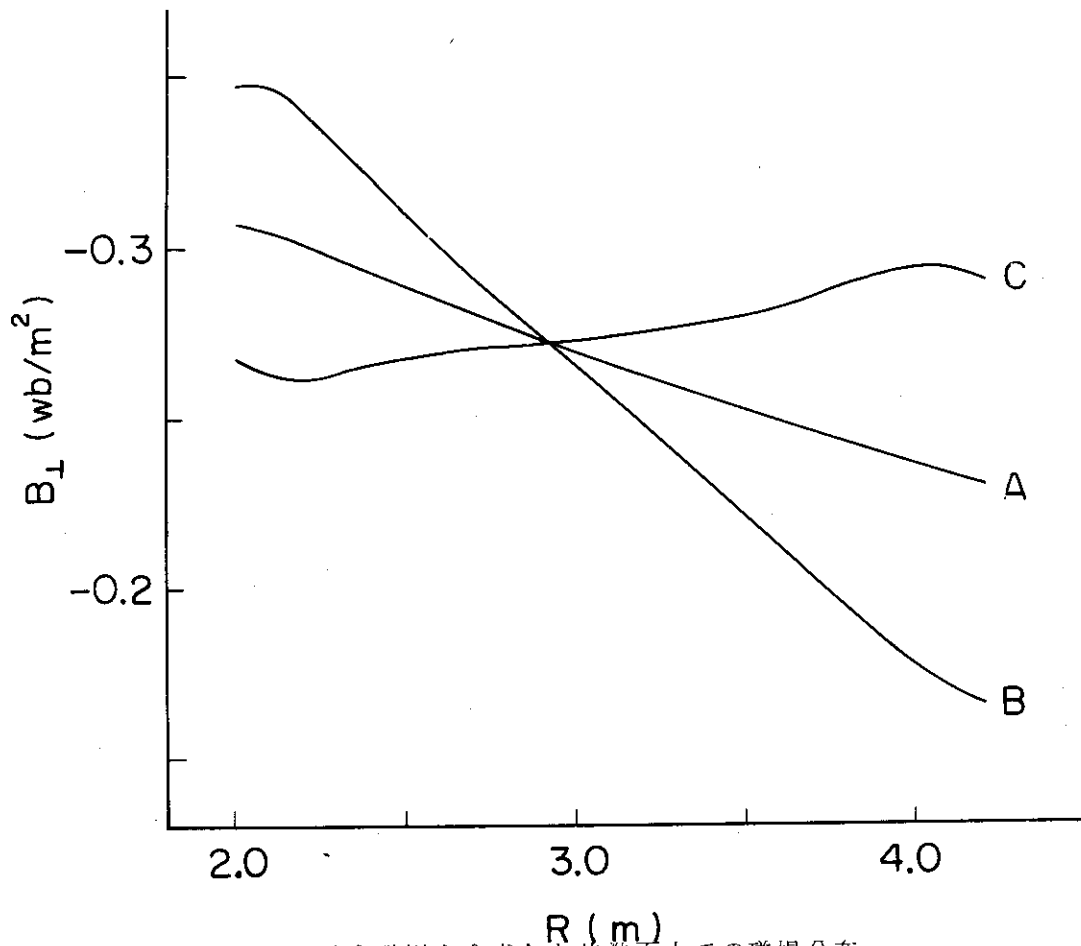


図15 四重極磁場と垂直磁場を合成した基準面上での磁場分布
 A; $I_p = 3.33 \text{MA}$, $\beta_p = 0.5$, フラットな電流分布の時, 半径1mの円のプラズマを作るのに必要な垂直磁場
 B; Aの磁場と図14, Bの磁場を合成したものの。
 C; Aの磁場と図14, Cの磁場を合成したものの。

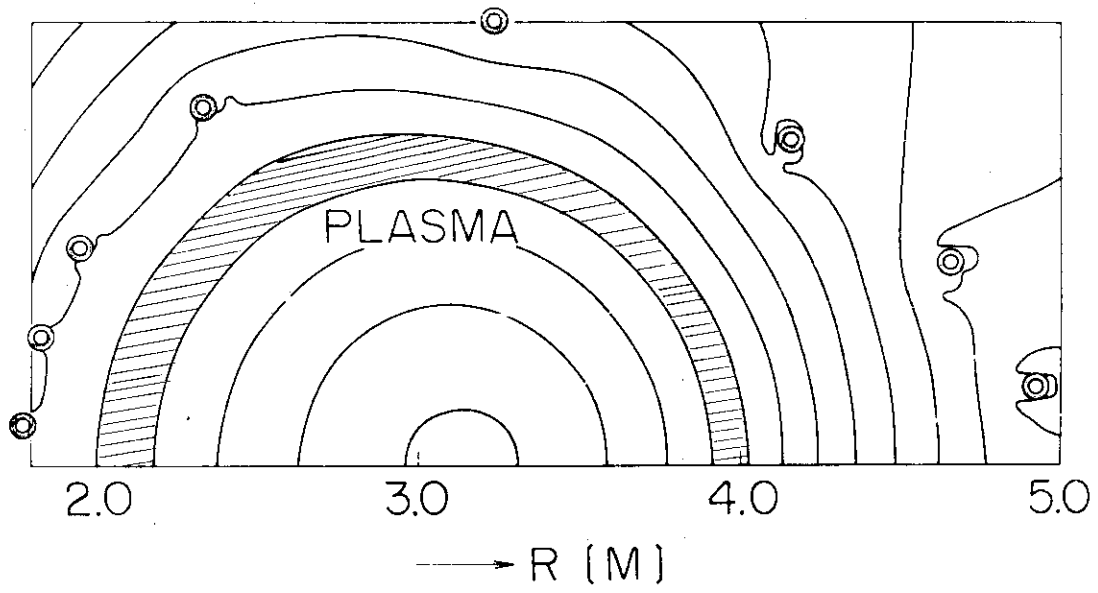


図16 図15Aの外部磁場分布による平衡等磁束面。

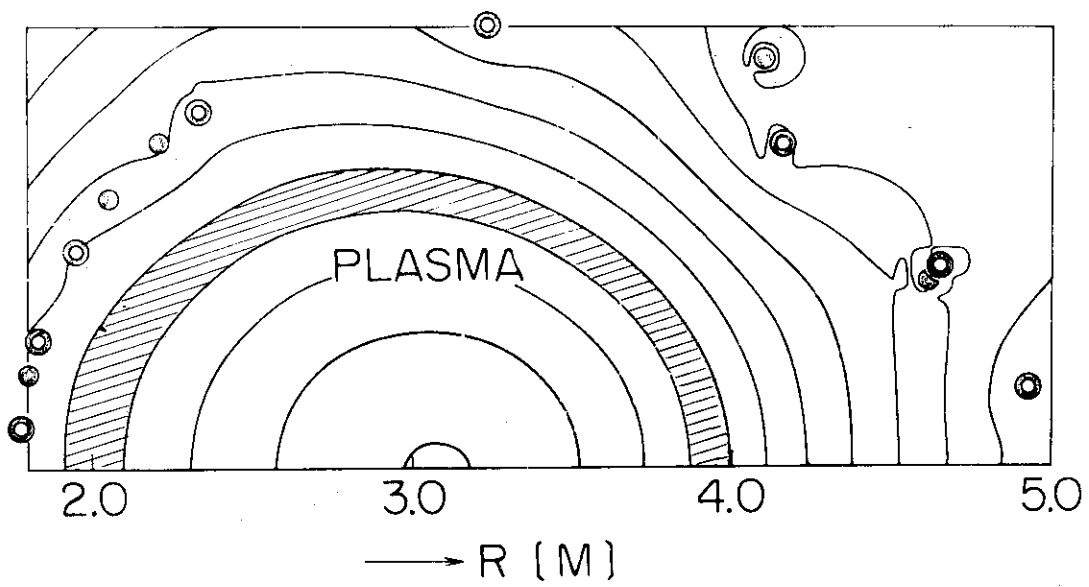


図17 図15, Bの外部磁場分布による平衡等磁束面。ただし●印は四重極磁場コイルの位置を示している。

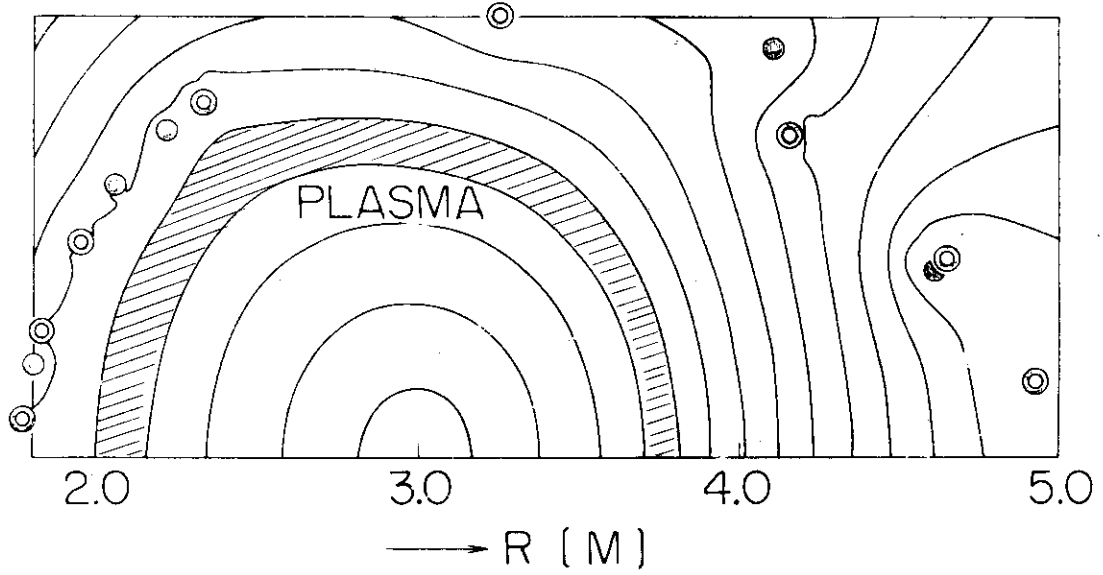


図18 図15, Cの外部磁場分布による平衡等磁束面

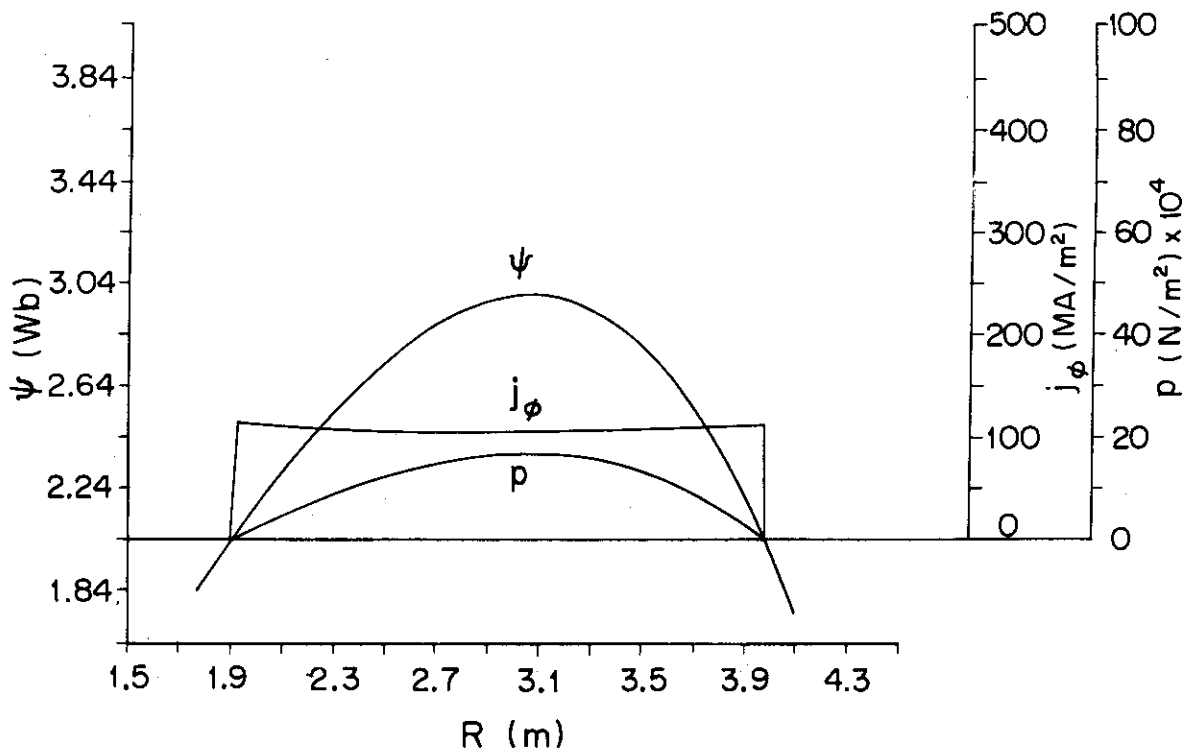


図19 図16の場合の基準面上での磁束分布, プラズマ電流分布, プラズマ圧力分布

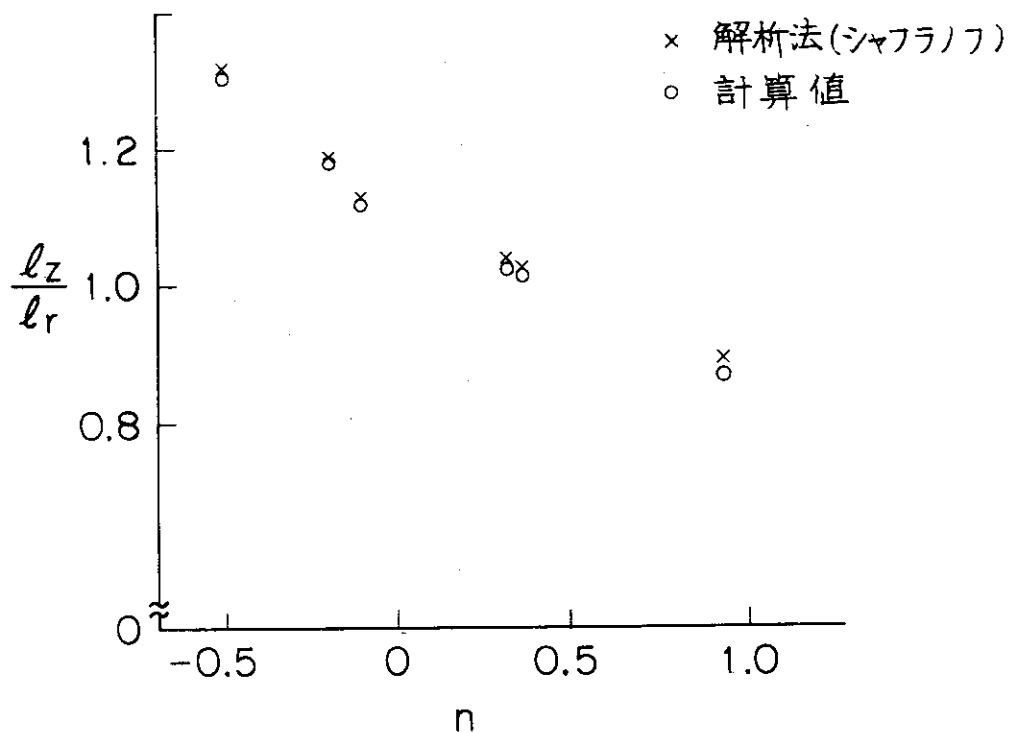


図20 l_z/l_r と n -index の関係, およびシャフランフの解析法による値と計算値の比較

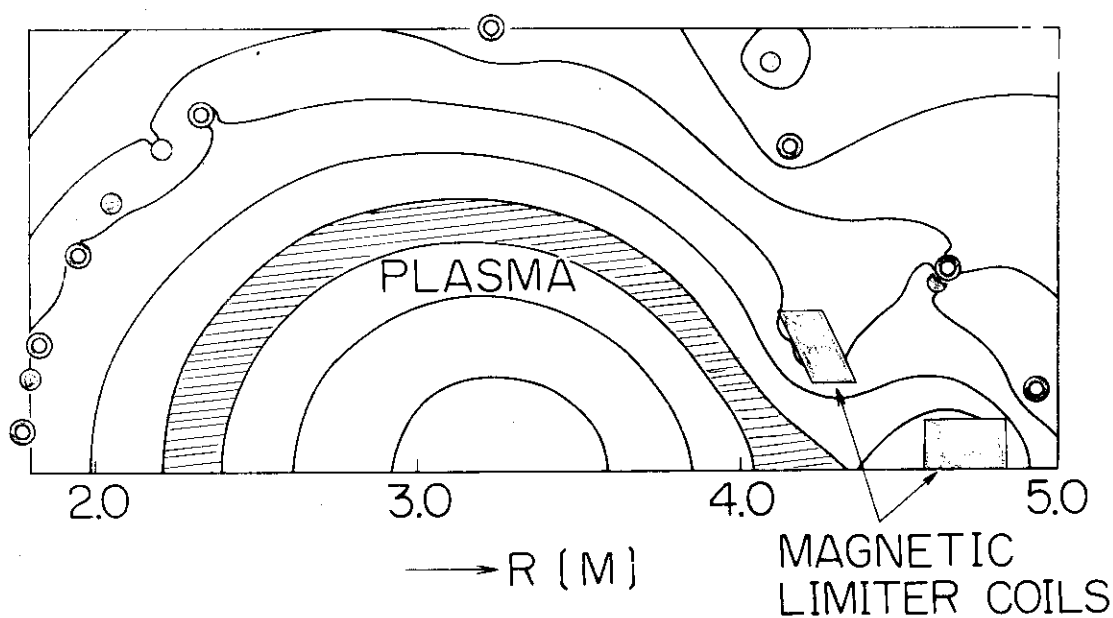


図21 磁気リミッター磁場に四重極磁場を加えた場合の平衡等磁束面

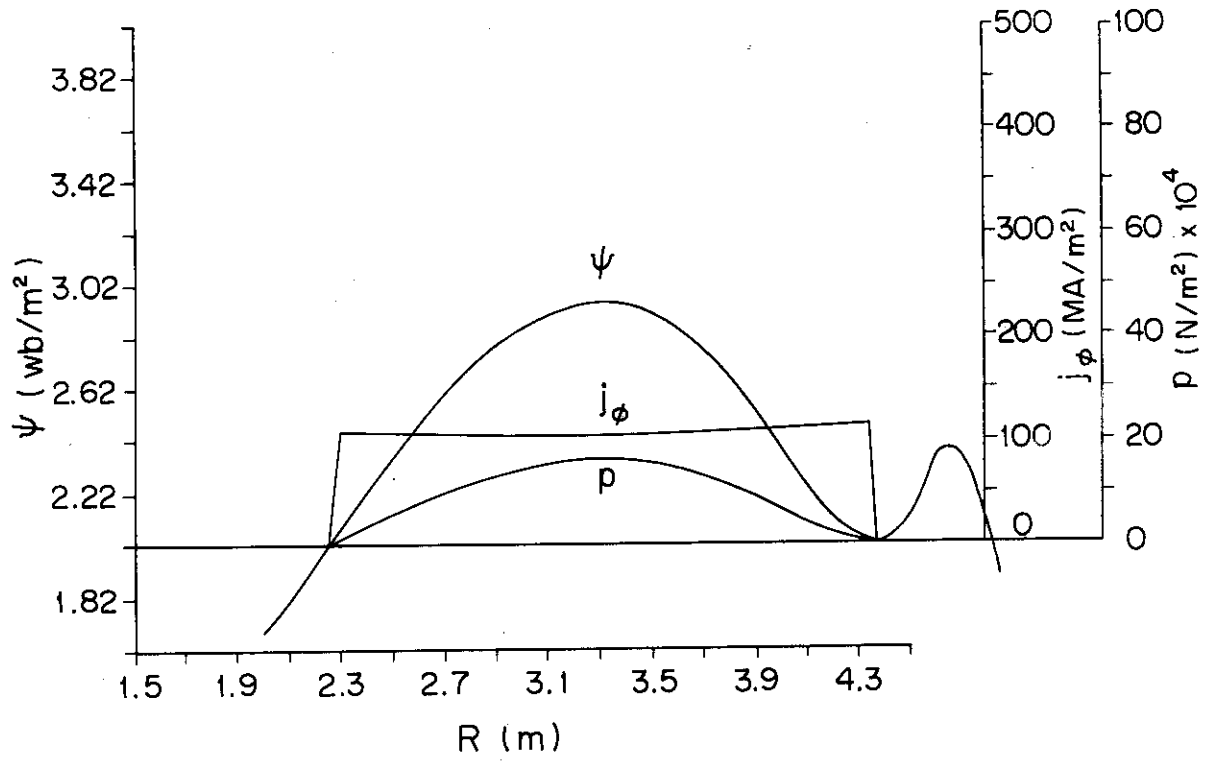


図 2 2 図 2 1 の場合の基準面上での磁束，プラズマ電流，プラズマ圧力分布