

JAERI-M

6027

大型トカマク平衡磁場配位の決定

1975年3月

亀有 昭久\*・鈴木 康夫・二宮 博正

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、お申しこしてください。

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.

大型トカマク平衡磁場配位の決定

日本原子力研究所東海研究所核融合研究室

亀有昭久<sup>\*</sup>・鈴木康夫，二宮博正

(1975年2月8日受理)

トカマク装置のプラズマ平衡用磁場配位の計算法を開発し，臨界プラズマ試験装置の設計に応用した。ADI法と三段階逐次近似法を組み合わせ，更に装置設計に適用するため，プラズマ位置形状を指定する機構をもうけた。この方法によって，臨界プラズマ装置の平衡用磁場としての垂直磁場と四重極磁場の磁場強度，磁場分布の範囲を決定し，更に磁気リミッターのある場合にも適用した。解析的方法との比較も試みた。

---

\* 外来研究員：三菱原子力工業大宮研究所

Determination of Magnetic Configuration for MHD Equilibrium  
in a Large Tokamak Device

Akihisa KAMEFARI\*, Yasuo SUZUKI, Hiromasa NINOMIYA

Thermonuclear Fusion Laboratory, Tokai, JAERI

( Received February 8, 1975 )

A numerical method for determining the magnetic configuration for MHD equilibrium has been developed, which is used in design of JT-60, a large Tokamak device. The alternating direction implicit method coupled with the 3-step iteration scheme is further improved by addition of the appointment process of plasma parameter (plasma position, shape and current). Operational regime of the vertical field and quadrupole field in JT-60 is determined by this method, and also position and necessary current intensity of the magnetic limiter coils. The calculation is compared with the analytical.

---

\*On lieve of absence from Mitsubishi Atomic Power  
Industries Inc.,

# 目 次

1	はじめに	1
2	計算方法	2
3	計算結果および討論	4
4	おわりに	7
5	参考文献	7

## 1 はじめに

核融合研究開発分野では、最近大型トカマク装置の建設計画が多数提案されている。装置、電源等の大型化にしたがい、その適用範囲の弾力性に制限を技術的・経済的に受けるのに対して、目標とするプラズマパラメーター（温度・密度・電流・断面形状等）に到達するには、より広い範囲に適用できることが要求される。

筆者らは、この条件を考慮して、プラズマ平衡磁場配位を決定するために、精度よく、また、広範囲のパラメーターに適用できる計算法を確立したのでここに報告する。

軸対称トロイダル・プラズマの平衡は、垂直磁場によって得られる。その一部はシエルに誘起される電流によって補われる。しかしこのシエル電流は、大型装置では、閉じ込め時間が長いので、すぐに減衰して、いわゆる“シエルレス・トカマク”となる。また、プラズマ安定性の検討から、アスペクト比（プラズマ主半径（ $R$ ）と副半径（ $a$ ）の比）をなるべく小さくしたり、プラズマ断面を円型あるいは非円型に保つため、ポロイダル磁場分布の高次モードの変化を考慮する必要がある。更に、壁とプラズマとの相互作用、不純物対策から、磁気リミッター、ないしはダイバーター磁場のように、容器内に局所的に磁場を作る必要も生じてくる。このように平衡用閉じ込め磁場は、ますます複雑多様化しようとしている。

このような平衡磁場分布を正確に計算する方法は、著者の一人によって報告された（文献1）。この方法は、プラズマのアスペクト比、断面形状、外部コイル、内部コイルの存在、プラズマ電流分布によらず正確に計算できるものである。しかし、実際の装置設計に適用するには、更に改良するとともに、必要な数値を得るために、幾つかの新しい部分を付け加える必要がある。ここに述べるのは、臨界プラズマ試験装置（以下、JT-60）の設計に応用したものである。

JT-60は、プラズマ主半径（ $R$ ）3 m、副半径（ $a$ ）1 mのほぼ円型断面の大型トカマクであり、プラズマ電流3.3MA程度流すことを目標としている。更に磁気リミッターコイルを附置することも計画されている。このような装置の設計方針として、次の段階を踏むことを考えた（文献6）。

1 種々のプラズマ・パラメーター（プラズマ電流  $I_p$ 、主半径  $R$ 、副半径  $a$ 、プラズマ断面の隋円度  $e(L_z/L_T)$ 、プラズマ電流分布ないし内部インダクタンス  $l_i$ 、ベータポロイダル  $\beta_p$ ）の値に対して、それを平衡状態にする磁場分布、およびそれを作るに必要な外部の電流分布を求めること。そして、必要なプラズマ・パラメーター値をカバーできる外部電流分布の範囲を決定すること。

2 その外部電流分布の範囲を実現するため、主コイル（垂直磁場コイルと呼ぶ）及び補助コイル（4重極磁場コイル）を、種々の実験的・技術的制約を考慮の上で決定し、ブロック化する。

3 与えられたコイル群のもとで、プラズマ・パラメーターの変化に応じて、プラズマの平衡位置、形状がどのようになるかを、自由境界値問題として計算する。

この3段階のうち、本報告書は、第1段階に対する計算法を扱ったものである。第2段階はすでにザハロフの方法による計算コードが完成している（文献2,3）。第3段階については、

追って報告する(文献8,9)。

第2章では,平衡磁場分布計算の具体的方法について述べ,第3章では,その計算結果を,第4章では,検討及び結論を述べる。開発したコードの説明については,別に述べることとする(文献7)。

## 2 計 算 方 法

平衡磁場分布は,磁場の流れ関数 $\psi$ を用いて,次の式を解くことによって得られる。

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

ここで

$$f(R, \psi) = \mu_0 R j_\phi, \quad (2-2)$$

$$j_\phi = R \frac{dP}{d\psi} + \frac{\mu_0}{2R} \frac{dI^2}{d\psi} \text{ である。} \quad (2-3)$$

座標系は $(R, \phi, Z)$ の円筒座標系を用い, $P$ はプラズマ圧力, $I$ はポロイダル電流の流れ関数, $j_\phi$ 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 $\psi$ および $I$ を用いて次のように表わされる。

$$\begin{aligned} B_R &= -\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial Z}, \quad B_\phi = \frac{\mu_0}{R} I, \quad B_z = \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R}, \\ j_R &= -\frac{1}{R} \frac{\partial I}{\partial Z}, \quad j_z = \frac{1}{R} \frac{\partial I}{\partial R}. \end{aligned} \quad (2-4)$$

境界条件は,仮想的なシエルを考え,その上で適当な境界値を与えることにする。その境界条件の下で,ADI法と3段階逐次近似法を組み合わせる計算を行う。詳しくは,文献1および文献4にあるので省略し,その後の変更,附加した事項について述べる。

函数 $P, I$ を $\psi$ の函数として,どのように与えるかによって,プラズマ電流分布 $j_\phi$ は与えられる。 $j_\phi$ が $\psi$ に依存しない時には,平坦な電流分布, $\psi$ に比例する時には,パラボリックな分布を与える。

さて,文献1では, $j_\phi = (\lambda R + \mu/R) \psi$ とし, $\lambda, \mu$ および,境界条件を固定して, $\psi$ を計算し,その結果から, $\beta_p, \ell_i, R, a$ を導出した。しかし,装置設計の際に必要なのは, $\beta_p, \ell_i, R, a$ を与えた時に要求される磁場分布及びそれを作り出す外部電流分布である。したがって, $\lambda, \mu$ ,境界条件を計算途中で逐次変更し,目標とするプラズマ・パラメーターを得ることにした。

プラズマの位置・形状を自由に変更できるためには,プラズマ電流によって,仮想シエル上に誘起される電流だけでは不十分なので,この電流に任意に電流を附加できるよう,仮想シエルの上に更に仮想コイルを加える。この仮想コイル電流分布を

$$i_1(\theta) = \alpha_1 \cos \theta + \alpha_2 \cos_2 \theta + \alpha_3 \cos_3 \theta + \dots$$

( $\theta$ は副半径の基準面となす角度)とし,これらの $\alpha_i$ を変更することによって境界条件を任意にきめることができる。また,磁気リミッターコイルを考える場合には,その磁束関数 $\psi_e$

追って報告する(文献8,9)。

第2章では,平衡磁場分布計算の具体的方法について述べ,第3章では,その計算結果を,第4章では,検討及び結論を述べる。開発したコードの説明については,別に述べることとする(文献7)。

## 2 計 算 方 法

平衡磁場分布は,磁場の流れ函数 $\psi$ を用いて,次の式を解くことによって得られる。

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

ここで

$$f(R, \psi) = \mu_0 R j_\phi, \quad (2-2)$$

$$j_\phi = R \frac{dP}{d\psi} + \frac{\mu_0}{2R} \frac{dI^2}{d\psi} \text{ である。} \quad (2-3)$$

座標系は $(R, \phi, Z)$ の円筒座標系を用い, $P$ はプラズマ圧力, $I$ はポロイダル電流の流れ函数, $j_\phi$ 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 $\psi$ および $I$ を用いて次のように表わされる。

$$\begin{aligned} B_R &= -\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial Z}, \quad B_\phi = \frac{\mu_0}{R} I, \quad B_z = \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R}, \\ j_R &= -\frac{1}{R} \frac{\partial I}{\partial Z}, \quad j_z = \frac{1}{R} \frac{\partial I}{\partial R}. \end{aligned} \quad (2-4)$$

境界条件は,仮想的なシエルを考え,その上で適当な境界値を与えることにする。その境界条件の下で,ADI法と3段階逐次近似法を組み合わせて計算を行う。詳しくは,文献1および文献4にあるので省略し,その後の変更,附加した事項について述べる。

函数 $P, I$ を $\psi$ の函数として,どのように与えるかによって,プラズマ電流分布 $j_\phi$ は与えられる。 $j_\phi$ が $\psi$ に依存しない時には,平坦な電流分布, $\psi$ に比例する時には,パラボリックな分布を与える。

さて,文献1では, $j_\phi = (\lambda R + \mu/R) \psi$ とし, $\lambda, \mu$ および,境界条件を固定して, $\psi$ を計算し,その結果から, $\beta_p, \ell_i, R, a$ を導出した。しかし,装置設計の際に必要なのは, $\beta_p, \ell_i, R, a$ を与えた時に要求される磁場分布及びそれを作り出す外部電流分布である。したがって, $\lambda, \mu$ ,境界条件を計算途中で逐次変更し,目標とするプラズマ・パラメーターを得ることにした。

プラズマの位置・形状を自由に変更できるためには,プラズマ電流によって,仮想シエル上に誘起される電流だけでは不十分なので,この電流に任意に電流を附加できるよう,仮想シエルの上に更に仮想コイルを加える。この仮想コイル電流分布を

$$i_1(\theta) = \alpha_1 \cos \theta + \alpha_2 \cos 2\theta + \alpha_3 \cos 3\theta + \dots,$$

( $\theta$ は副半径の基準面となす角度)とし,これらの $\alpha_i$ を変更することによって境界条件を任意にきめることができる。また,磁気リミッターコイルを考える場合には,その磁束函数 $\psi_e$



を更に考慮して境界条件を与える必要がある。

まず、 $l_i = l_{i0}$ 、 $\beta_p = \beta_{p0}$ 、 $I_p = I_{p0}$ 、 $R = R_0$ 、 $a = a_0$ 、 $\epsilon = \epsilon_0$  のプラズマを平衡にするのに必要な磁場分布を求めることにする。

$l_{i0} = 1$  の時 (パラボリック電流分布の時) は、 $j_\phi = (\lambda R + \mu/R) \psi$ 、 $l_{i0} = 0$  の時 (フラット電流分布) には  $j_\phi = \delta R + \gamma/R$  とする。次に  $\beta_{p0}$  を得るためには、 $(\lambda, \mu)$  または  $(\delta, \gamma)$  の間に次の関係を与えればよい。

$$\mu/\lambda, \delta/\gamma = R_0 (R_0 + \sqrt{R_0^2 - a_0^2}) / 2 \cdot (1 - \beta_{p0}) \beta_{p0}$$

仮想シェルは、制御用コイルの存在領域を含み得る大きさのものを考え、筆者らは半径  $b$  の円形シェルを用いた。これは、前章で述べた第2段階で、シェル上の電流分布を、ブロック化してコイル電流にするために必要であるからである (文献3)。このシェルの上に考える仮想コイル電流は、プラズマの楕円変形まで考慮するから  $\cos 2\theta$  の項までをとる。(高次の変形も同様に扱える)。

プラズマの位置、形状を目標値にするには、次のような、パラメーター変更をすればよい。やゝ複雑になるので、ここでは  $l_{i0} = 1$  の場合を詳述する。

最初に適当と思われる  $\lambda^{(1)}, \mu^{(1)}, \psi_{shell}^{(1)}$  (シェル上の磁束函数値でシェル上では定数)、シェル上の仮想電流分布を  $i(\theta) = \alpha_1^{(1)} \cos \theta + \alpha_2^{(1)} \cos 2\theta$  の形で与える。これらから、ADI法と3段階逐次近似法によって収束計算を行い、適当に収束したところで、得られた磁束函数  $\psi^{(1)}$  から、 $R^{(1)}, a^{(1)}, I_p^{(1)}, \epsilon^{(1)}$  を求め、次の諸式によって、 $\lambda^{(2)}, \mu^{(2)}, \psi_{shell}^{(2)}, \alpha_1^{(2)}, \alpha_2^{(2)}$  を得る。すなわち、

$$\lambda^{(2)} = \lambda^{(1)} \cdot (a^{(1)} / a_0)^2 \quad (2-5)$$

$$\mu^{(2)} = \mu^{(1)} \cdot (a^{(1)} / a_0)^2 \quad (2-6)$$

$$\psi_{shell}^{(2)} = \psi_{shell}^{(1)} \cdot (I_{p0} / I_p^{(1)}) \quad (2-7)$$

$$\alpha_1^{(2)} = \alpha_1^{(1)} + (R_0 - R^{(1)}) I_{p0} / \pi b^2 \quad (2-8)$$

$$\alpha_2^{(2)} = \alpha_2^{(1)} + (\epsilon^{(1)2} - \epsilon_0^2) I_{p0} b / 4 \pi a_0^2 \quad (2-9)$$

また、次の段階の磁束函数の初期函数として

$$\psi^{(2)} = \psi^{(1)} \cdot (I_{p0} / I_p^{(1)}) \quad (2-10)$$

とする。

(2-5)および(2-6)は、 $a$ が $\lambda, \mu$ の平方根に比例することにより、(2-7)は $I_p$ が $\psi_{shell}$ に比例することによる (文献1)。(2-10)も $\psi_{shell}$ と同様の考察からである。(2-8)はシェルのある場合、垂直磁場 $B_v$ による、プラズマの水平方向の変位が、

$$\Delta = - \frac{2\pi b^2}{\mu_0 I_p} B_v$$

で与えられ、 $B_v = -\mu_0 \alpha_2 / 2$ から $\Delta = \pi b^2 \alpha_1 / I_{p0}$ となることによっている。また(2-9)は文献5により、 $\frac{\epsilon^2 - 1}{\epsilon^2 + 1} = - \frac{\pi}{2} \frac{(l_z + l_R)^2}{b I_{p0}} \alpha_2$ と与えられ、 $\epsilon \approx 1, l_z \approx l_R \approx a_0$ とおくことにより $\epsilon^2 = 1 - 4\pi a_0^2 \alpha_2 / b I_{p0}$ と与えられることによる。

以上のような変換を行った後、再び収束計算を行い、同様な過程を繰り返すことにより、 $R, a, \epsilon, I_p$ を目標とするパラメーター $R_0, a_0, \epsilon_0, I_{p0}$ に収束させることができ、また得られた $\psi$ によって、必要な諸量を計算することができる。

磁気リミッターコイルが存在する場合、新たに、その磁束函数  $\psi_e$  を付け加え、前にのべた方法で行えばよいのであるが、特に、プラズマ表面をセパトトリックス磁気面と一致させた平衡を求める場合には、求めるべきプラズマ半径を変えていくことによって可能となる。すなわち、数値を変換する段階で、セパトトリックス上の磁束  $\psi_{sepa}$  を求め、 $a$  に  $(1+A\psi_{sepa})$  を掛け合わせて一致させることができる ( $A$  は任意の小さな負数)。これは、プラズマ表面を  $\psi=0$  と規定する方法をとっているため、 $\psi_{sepa}$  を 0 に近づけるためにとった手段である。

なお、プラズマ電流分布がフラットの場合には、(2-5) ~ (2-7) のような比例関係は成り立たないが、

$$\delta^{(2)} = \delta^{(1)} \cdot (a_0 / a^{(1)})^2 \cdot (I_{p0} / I_p) \quad (2-11)$$

$$\gamma^{(2)} = \gamma^{(1)} \cdot (a_0 / a^{(1)})^2 \cdot (I_{p0} / I_p) \quad (2-12)$$

$$\psi_{shell}^{(2)} = \psi_{shell}^{(1)} \cdot (I_{p0} / I_p) \quad (2-13)$$

とすることによって、比較的良好な結果が得られた。

以上の反復計算によって最後に求めた磁束函数  $\psi$  から、仮想シェル上の誘起電流を求め、 $\alpha_1, \alpha_2$  によって得られる仮想コイル電流  $i(\theta)$  を加えることによって、平衡に必要な全電流  $I(\theta)$  を求めた。この電流によって作られる磁場が、平衡用磁場分布である。磁場分布の特性を表わすため、基準面での  $n$ -index ( $= -\frac{R}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial R}$ ) を用いることにした。

以上の方法を用いて、JT-60 の平衡磁場配位を計算したので、次章に述べる。

### 3 計算結果及び討論

JT-60 の平衡用磁場を求めるために、仮想シェルは主半径 3.326m、副半径 1.725m の所に置き、メッシュ間隔 5cm として計算した。

図 1 から図 4 に円形断面の場合の平衡を示す。 $a=1.1m, R=3.1m, I_p=3.33MA, \beta_p=0.5, \ell_i=1.0$  の場合である。図 1 は等磁束面を表わし、プラズマ表面は斜線で示してある。シェルの外部へ流れ出る磁束は、仮想コイルに流れる電流によって作られるものである。図 2 には、シェル上の電流密度を、図 3 には基準面上 ( $Z=0$  の面) での磁束函数、プラズマ中のトロイダル電流分布、圧力分布を示し、図 4 には、外部電流によって生ずる、基準面上の垂直磁場分布と  $n$ -index を示す。

シェル上の電流を積分すれば、勿論プラズマ電流と一致するが、垂直磁場を作るために反対方向に流れしかも対称軸に遠い側に多く流れることが、図 2 からわかる。また、 $B_v$  および  $n$ -値とも、 $R$  に対して全空間で直線的であることは、図 4 からわかるが、アスペクト比 3 の JT-60 でもなりたつことは、以後の検討に便利である。また、全空間で位置安定性の議論から要請される、 $0 < n < 1.5$  の間に入ることもわかる。

図 5 から図 8 に、図 1 のものと同じプラズマ・パラメーターで、磁気リミッターコイルをつけた場合について示す。磁気リミッターコイルには主コイルに 1MA、二本の副コイルにそれぞれ -0.5MA の電流が流されている。 $a=1.11m, R=3.09m, I_p=3.28MA, \beta_p=0.5, \ell_i=1.0$  であり、できるだけ、プラズマの断面は円型に近いようにした。図 5 からわかるように、プラズマ周辺、磁気リミッターコイルの近くで、セパトトリックスの存在のために、やゝ変形

磁気リミッターコイルが存在する場合、新たに、その磁束函数  $\psi_e$  を付け加え、前にのべた方法で行えばよいのであるが、特に、プラズマ表面をセパトリックス磁気面と一致させた平衡を求める場合には、求めるべきプラズマ半径を変えていくことによって可能となる。すなわち、数値を交換する段階で、セパトリックス上の磁束  $\psi_{sepa}$  を求め、 $a$  に  $(1+A\psi_{sepa})$  を掛け合わせて一致させることができる ( $A$  は任意の小さな負数)。これは、プラズマ表面を  $\psi=0$  と規定する方法をとっているので、 $\psi_{sepa}$  を 0 に近づけるためにとった手段である。

なお、プラズマ電流分布がフラットの場合には、(2-5) ~ (2-7) のような比例関係は成り立たないが、

$$\delta^{(2)} = \delta^{(1)} \cdot (a_0 / a^{(1)})^2 \cdot (I_{p0} / I_p) \quad (2-11)$$

$$\gamma^{(2)} = \gamma^{(1)} \cdot (a_0 / a^{(1)})^2 \cdot (I_{p0} / I_p) \quad (2-12)$$

$$\psi_{shell}^{(2)} = \psi_{shell}^{(1)} \cdot (I_{p0} / I_p) \quad (2-13)$$

とすることによって、比較的良好な結果が得られた。

以上の反復計算によって最後に求めた磁束函数  $\psi$  から、仮想シエル上の誘起電流を求め、 $\alpha_1, \alpha_2$  によって得られる仮想コイル電流  $i(\theta)$  を加えることによって、平衡に必要な全電流  $I(\theta)$  を求めた。この電流によって作られる磁場が、平衡用磁場分布である。磁場分布の特性を表わすため、基準面での  $n$ -index ( $= -\frac{R}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial R}$ ) を用いることにした。

以上の方法を用いて、JT-60 の平衡磁場配位を計算したので、次章に述べる。

### 3 計算結果及び討論

JT-60 の平衡用磁場を求めるために、仮想シエルは主半径 3.326m、副半径 1.725m の所に置き、メッシュ間隔 5cm として計算した。

図 1 から図 4 に円形断面の場合の平衡を示す。 $a=1.1m, R=3.1m, I_p=3.33MA, \beta_p=0.5, \ell_i=1.0$  の場合である。図 1 は等磁束面を表わし、プラズマ表面は斜線で示してある。シエルの外部へ流れ出る磁束は、仮想コイルに流れる電流によって作られるものである。図 2 には、シエル上の電流密度を、図 3 には基準面上 ( $Z=0$  の面) での磁束函数、プラズマ中のトロイダル電流分布、圧力分布を示し、図 4 には、外部電流によって生ずる、基準面上の垂直磁場分布と  $n$ -index を示す。

シエル上の電流を積分すれば、勿論プラズマ電流と一致するが、垂直磁場を作るために反対方向に流れしかも対称軸に遠い側に多く流れることが、図 2 からわかる。また、 $B_v$  および  $n$ -値とも、 $R$  に対して全空間で直線的であることは、図 4 からわかるが、アスペクト比 3 の JT-60 でもなりたつことは、以後の検討に便利である。また、全空間で位置安定性の議論から要請される、 $0 < n < 1.5$  の間に入ることもわかる。

図 5 から図 8 に、図 1 のものと同じプラズマ・パラメーターで、磁気リミッターコイルをつけた場合について示す。磁気リミッターコイルには主コイルに 1MA、二本の副コイルにそれぞれ -0.5MA の電流が流されている。 $a=1.11m, R=3.09m, I_p=3.28MA, \beta_p=0.5, \ell_i=1.0$  であり、できるだけ、プラズマの断面は円型に近いようにした。図 5 からわかるように、プラズマ周辺、磁気リミッターコイルの近くで、セパトリックスの存在のために、やゝ変形

するが、ほぼ円型とみなすことができる。ダイバーク・チェンバーに入るセパトリックスからの磁力線は、磁気リミッターコイルの断面形状を変えることによって補正できる。図6と図2を比較して、磁気リミッターコイルに近い部分は、シエル電流が減少し、その分 $\theta=\pi/2$ 周辺が増加するようになることがわかる。図7の $R=4\text{m}$ 以上の所に出る磁束函数のピークは、磁気リミッターコイル電流のためである。図8に、シエル上の電流によるものと、磁気リミッターコイルによって生ずるものを合成した磁場分布及び $n$ -値を示してあるが、磁気リミッターが存在しても、垂直磁場（シエル電流による分）は大きな変更を必要としないが、 $n_{VL}$ が局部的に大きく変化し、 $R=3.5\text{m}$ 以上の所では、1.5以上に上昇してしまう。

このように局部的に位置不安定性になる $n$ -値をもつ場合にどのような影響をもつのか、検討を要する。

図9から図12には、磁気リミッターコイルを上下に置いた場合を示す。この場合も、主コイルに1MA、副コイルに-0.5MAの電流を流した。 $a=1.03\text{m}$ ,  $R=3.09\text{m}$ ,  $\beta_p=0.5$ ,  $\ell_j=1.0$ ,  $I_p=3.27\text{MA}$ の平衡が得られた。図10は、図6と反対に $\theta=\frac{\pi}{2}$ 周辺が減少し、 $\theta=0, \pi$ に多く流す必要があることを示す。また $n_{VL}$ は、プラズマ領域で $n$ -値が0から0.75にあるが、 $n_V$ 単独では、第4図の $n$ -値と比較して大きく移動する。これは同一のコイル系で、磁気リミッターコイルの励起を行う場合と行わない場合共に平衡をとろうとすると、垂直磁場用コイルを補正するコイルの電流を大きくとる必要があることを示す。

図2の電流分布を基準にして図6, 8を比較すると、プラズマを円型に保つために、磁気リミッター周辺のシエル電流を減少させ、他の部分を増加させる必要がある。これは4重極磁場をつけ加えることによって磁気リミッターによるプラズマ内部への効果を補正できることを示す。これはまた、副コイルの方が主コイルよりもプラズマ内部への効果が大きいことを示し、主コイルの電流を副コイルの電流よりもやや大きくとってその効果を打消せる可能性を示す。ただし、この場合は $n$ -値の急激に変化する位置は、プラズマ領域の内部に入りこむ。

トロイダルコイルを円型とした場合、磁気リミッターコイルは、基準面上外側の空間、図5の配置がもっとも容易である。その場合の磁気リミッターコイルの位置・電流とプラズマの関係を調べた。プラズマ表面とセパトリックスを含む面と一致させて考えると、その面は勿論ライナーと交わらないことが必要であり、また円形からの変化が充分小さいことが望ましい。そのためには主・副コイルの距離が充分小さいことが要求される。距離を大きくした場合を図13に示す。磁気リミッターからはなれた部分のプラズマ表面は、シエル電流分布を適切にとることによって、ライナーから適当な距離に設定することができるが、セパトリックス近傍の形を補正することはむずかしい。更に高次の項を考慮しなければならない。

セパトリックスの位置は、主・副コイルの相互位置関係に大きく依存し、できるだけ近くにおいた方が局部的に強い磁場を作りうるので、プラズマ領域に影響を及ぼさずに済むが、コイルの電流容量から導体の断面積、電気・熱絶縁等を考えるとコイルの相互間隔は大きくとらざるを得ない。今、プラズマの位置および主コイルの位置を固定して考えると、副コイルを上下距離を一定にして、左右にずらすとそれにつれてセパトリックスの位置は移動する。これは、リミッターの作る磁場の急激に増加するところにセパトリックスができることによる。したがって、コイル電流を大きくしても、セパトリックス位置はあまり変化しない。また、

副リミッターコイルの上下間隔を大きくとると、図13からわかるように、プラズマの非円型度が大きくなる。

真空容器の構造上の問題から、それをほぼ円型とし、磁気リミッターを外部に置く方法も考えた。しかしその場合には、副リミッターコイルは、主コイルのほぼ上下に位置しなければならず、セパトリックスの位置を主コイル中心から充分離せず、例えば図14からわかるように主コイルの電流を2MAにしてもセパトリックスの位置はコイル前面より20cm程度となり、真空容器の絶縁材等を考えると不充分である(40cm以上必要である)。

なお、図4と図8を比較すればわかるように磁気リミッターをつけた場合に、プラズマ平衡に必要な垂直磁場は、磁気リミッターのない場合の垂直磁場からリミッターコイルの作る磁場を差し引いたものにすれば、ほぼ同じプラズマが得られる。従って垂直磁場の設計には、磁気リミッターのない場合について、種々のプラズマパラメーターにつき必要な磁場配位を求めておけば充分である。

最後に、従来の逆アスペクト比の展開による解析的な計算と筆者らの計算とを磁気リミッターのない場合について比較した。 $\beta_p$ に対するプラズマ中心の垂直磁場強度と  $n$ -値の依存性を電流分布のパラボリックの場合とフラットな場合について調べた。いずれも  $a=1.0\text{m}$ ,  $R=3.0\text{m}$ ,  $I_p=3.33\text{MA}$  の場合であり図15, 16に示す。フラットの場合には、精度を上げるために、プラズマ表面にシエルをおき、磁束函数として、解析的な

$$\psi = C_1 R^2 (R^2 - 4Z^2) + C_2 R^2 + C_3 (R^2 \ln R - Z^2) + C_4 \frac{rZ^2}{2} - \frac{\partial R^2 Z^2}{2}$$

を用いる方法と、ADI法によって求めたものを用いる方法によって求めた。シャフラノフの関係式は、(文献5)。

$$B_V = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R} \left( \ln \frac{8R}{a} + \beta_p + \frac{\ell_i - 3}{2} \right),$$

$$n = \frac{3}{4} \frac{\ln \frac{8R}{a} - \frac{17}{12}}{\ln \frac{8R}{a} + \beta_p - \frac{5}{4}}, \quad (\ell_i = 0.5)$$

であり、これと計算値とはほぼ一致しこの関係式が、アスペクト比3の場合にも充分使用できることを示す。次に種々の  $\beta_p$  の値に対する垂直磁場と  $n$ -値の関係を図17に示し、プラズマ平衡に必要な  $B_V$ ,  $n$  の範囲を決定する目安とした。すなわち  $B_V$  は  $0.2 \sim 0.4 \text{Wb/m}^2$ ,  $n$  は  $0.2 \sim 0.7$  の範囲をカバーできるよう垂直磁場、4重極磁場コイル等を設計する必要がある。

図18に楕円度  $\varepsilon$  と  $n$ -値の関係を示した。比較したのは文献5より

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

である。これもフラット分布の場合であるが、 $\varepsilon$  が大きい所を除いてよく一致した。パラボリック分布の場合にも、殆んど直線的関係になる。

## 4 お わ り に

種々のプラズマ・パラメーターに対する平衡磁場配位，およびそれに必要な外部電流分布を決定する方法を確立した。この方法をJT-60の場合に応用し，平衡用磁場コイル系決定に必要な諸量を求め，また，磁気リミッターをつけた場合のその位置・電流を求めた。更に，磁気リミッターが無く，円形断面プラズマの場合について従来の解析的方法との比較を試みた。

最後に，吉川允二氏をはじめとする，JT-60グループの各位および核融合研究室の各位の議論・御指導に対して感謝いたします。

## 5 参 考 文 献

- (1) Suzuki Y. : Nucl. Fusion, 14, 345 (1974)
- (2) Zakharov L. E. : Nucl. Fusion, 13, 595 (1973)
- (3) 小林明文，田村早苗，谷啓二 JAERI-M 5898
- (4) 孤崎晶雄 JAERI-memo 5670
- (5) Mukhovatov V. S., Shafranov V. D. : Nucl. Fusion, 11, 605 (1971)
- (6) Suzuki Y., Kaneari A., Ninomiya H., Masuzaki M., Toyama H. : IAEA-CN-33/A11-2 (Tokyo Conference, 1974)
- (7) 亀有昭久，鈴木康夫，二宮博正 JAERI-M 6028
- (8) 二宮博正，鈴木康夫，亀有昭久 JAERI-M 6025
- (9) 二宮博正，鈴木康夫，亀有昭久 JAERI-M 6026

## 4 お わ り に

種々のプラズマ・パラメーターに対する平衡磁場配位，およびそれに必要な外部電流分布を決定する方法を確立した。この方法をJT-60の場合に応用し，平衡用磁場コイル系決定に必要な諸量を求め，また，磁気リミッターをつけた場合のその位置・電流を求めた。更に，磁気リミッターが無く，円形断面プラズマの場合について従来の解析的方法との比較を試みた。

最後に，吉川允二氏をはじめとする，JT-60グループの各位および核融合研究室の各位の議論・御指導に対して感謝いたします。

## 5 参 考 文 献

- (1) Suzuki Y. : Nucl. Fusion, 14, 345 (1974)
- (2) Zakharov L. E. : Nucl. Fusion, 13, 595 (1973)
- (3) 小林明文, 田村早苗, 谷啓二 JAERI-M 5898
- (4) 孤崎晶雄 JAERI-memo 5670
- (5) Mukhovatov V. S., Shafranov V. D. : Nucl. Fusion, 11, 605 (1971)
- (6) Suzuki Y., Kaneari A., Ninomiya H., Masuzaki M., Toyama H. : IAEA-CN-33/A11-2 (Tokyo Conference, 1974)
- (7) 亀有昭久, 鈴木康夫, 二宮博正 JAERI-M 6028
- (8) 二宮博正, 鈴木康夫, 亀有昭久 JAERI-M 6025
- (9) 二宮博正, 鈴木康夫, 亀有昭久 JAERI-M 6026

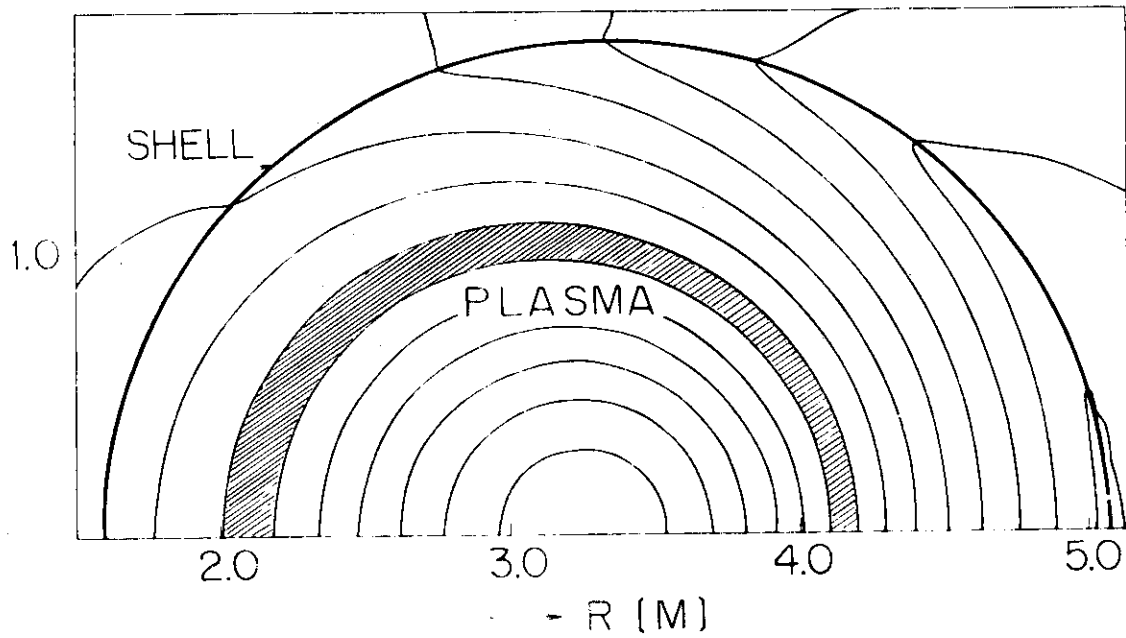


図1 円形断面プラズマ平衡配位等磁束面図,  $R=1.1\text{m}$ ,  $a=1.1\text{m}$ ,  $I_p=3.33\text{MA}$   
 $\beta_p=0.5$ ,  $\ell_i=1.0$ 。

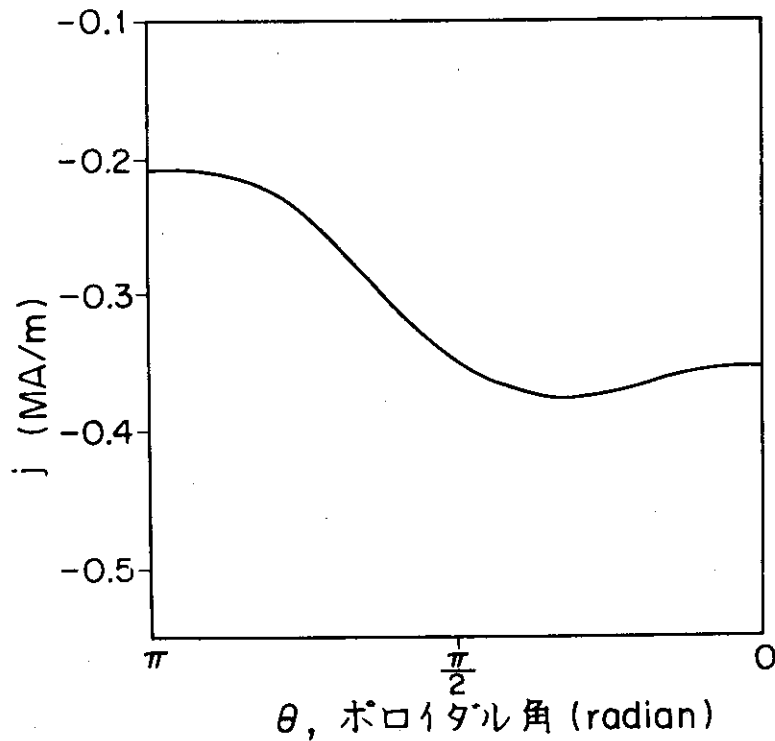


図2 図1の場合のシェル上の電流密度分布。



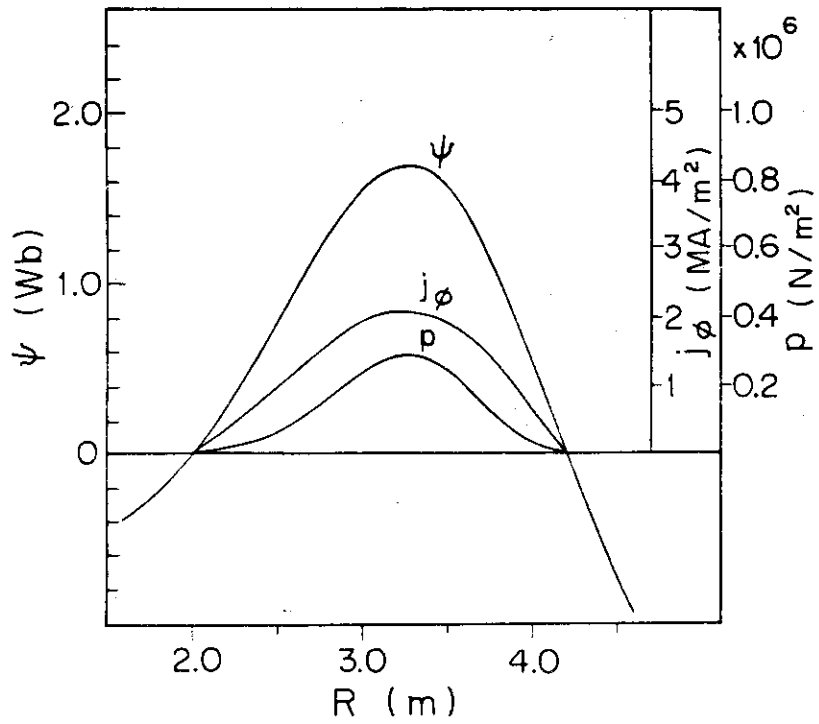


図3 図1の場合の基準面上の磁束 $\psi$ 、電流密度 $j_\phi$ 、圧力 $P$ の分布

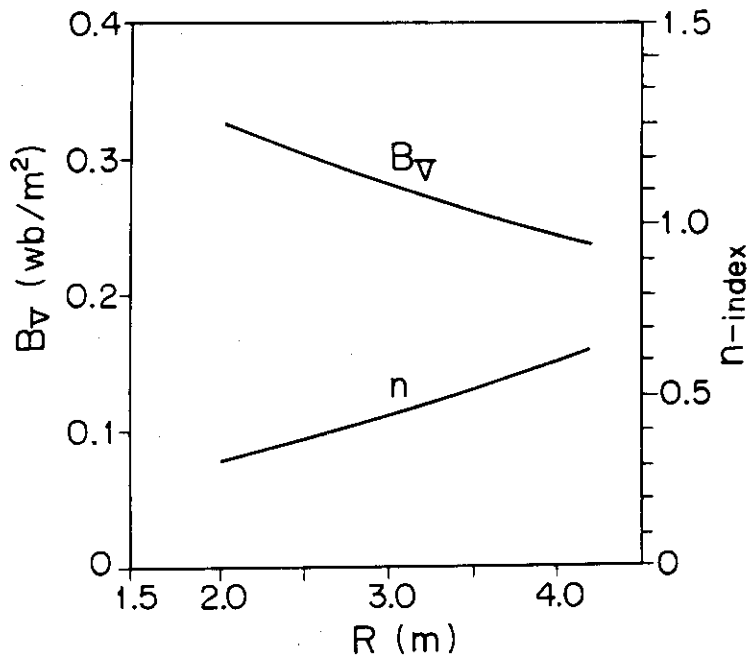


図4 図1の場合の基準面上の平衡に必要な垂直磁場 $B_v$ と $n$ -index。

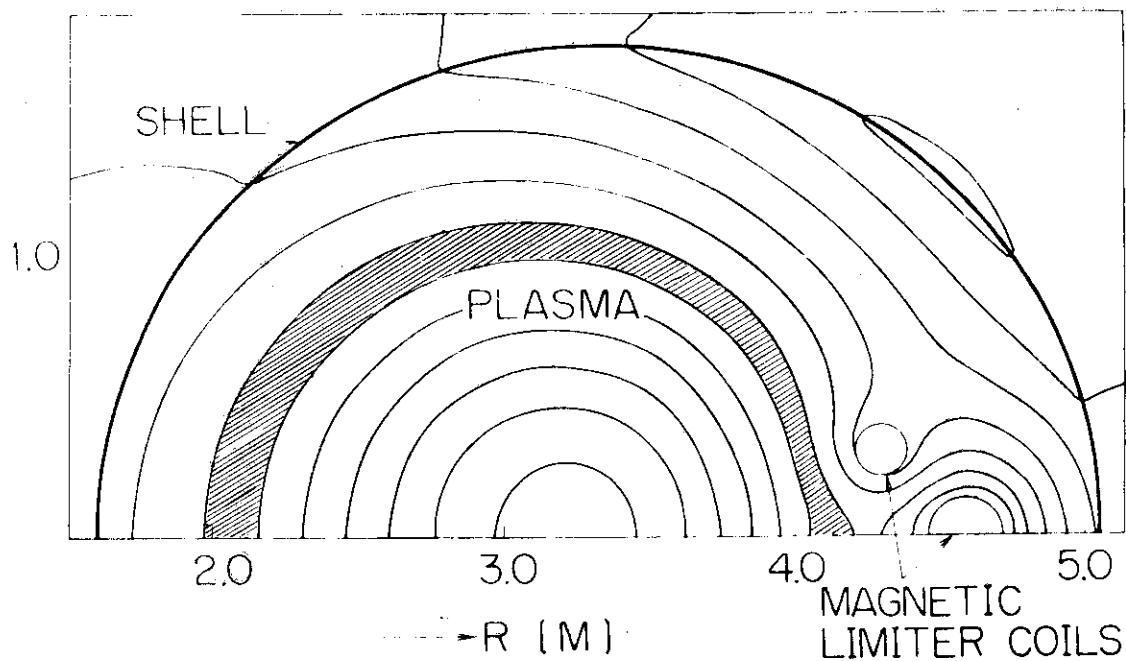


図5 外側に磁気リミター・コイルを置いた場合。

$R=3.09\text{m}$ ,  $a=1.11\text{m}$ ,  $I_p=3.28\text{MA}$ ,  $\beta_p=0.5$ ,  $\ell_i=1.0$ 。

コイルには  $(4.6, 0.0)$  に  $1\text{MA}$ ,  $(4.3, \pm 0.3)$  に  $-0.5\text{MA}$  を流す。

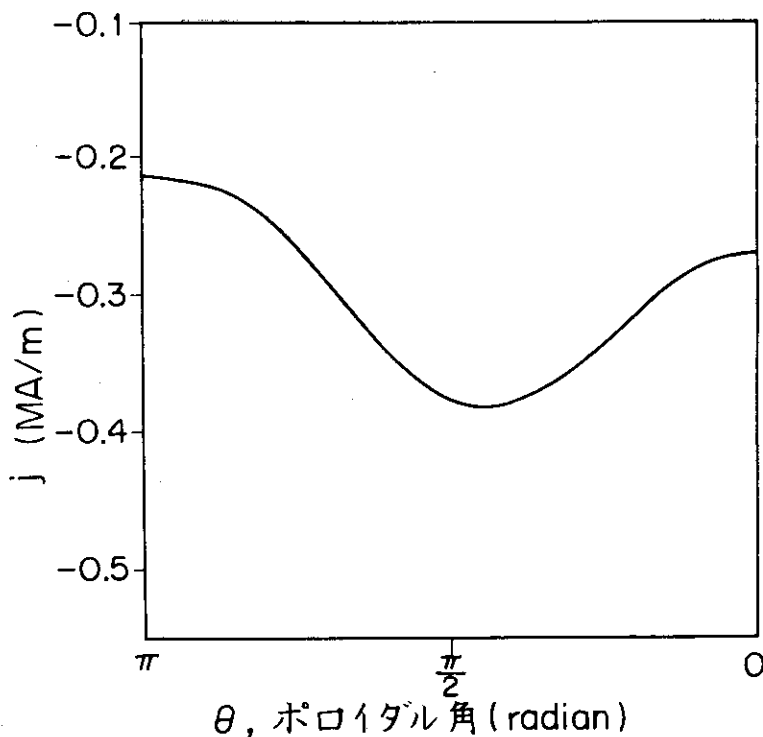


図6 図5の場合のシェル上の電流密度分布。

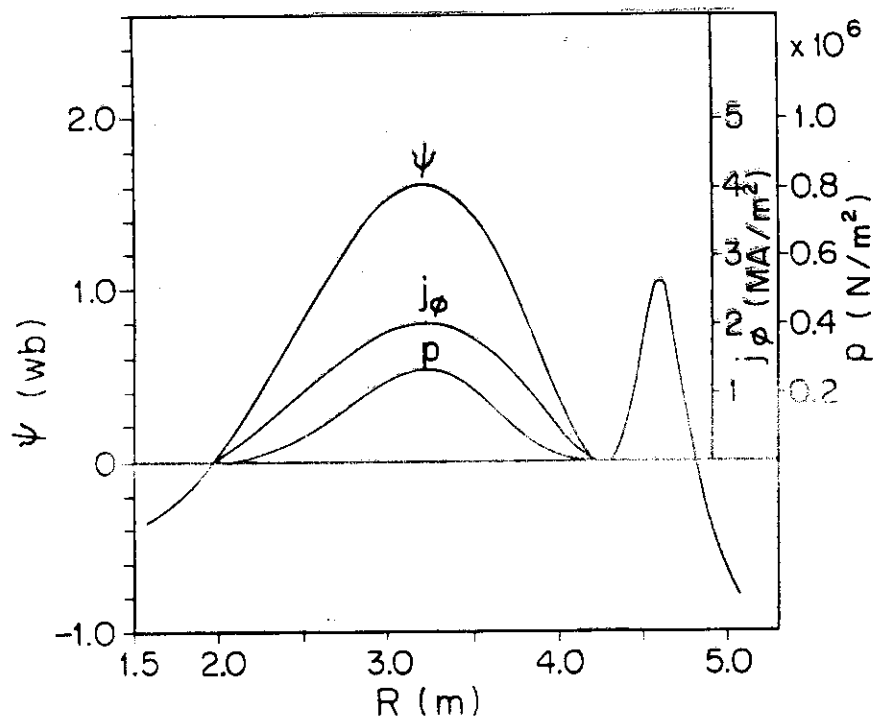


図7 図5の場合の基準面上の磁束 $\psi$ ，電流密度 $j_\phi$ ，  
圧力 $P$ の分布

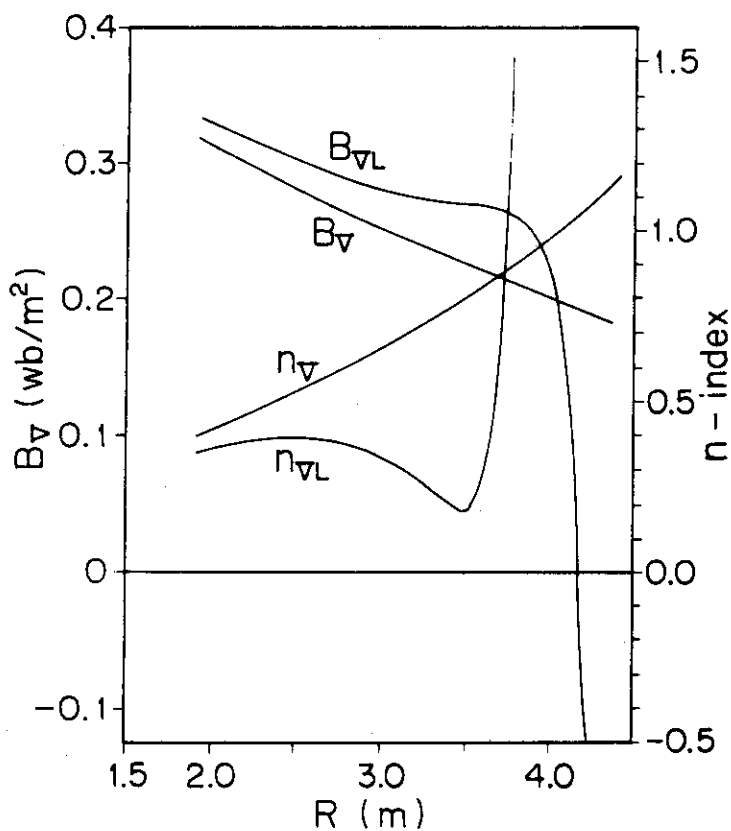


図8 図5の場合の基準面上の，シェル電流のみによる垂直磁  
場 $B_v$ ， $n$ -index  $n_v$ ，シェル電流と磁気リミッターコ  
イル電流による垂直磁場 $B_{vL}$ ， $n$ -index  $n_{vL}$

MAGNETIC LIMITER COILS

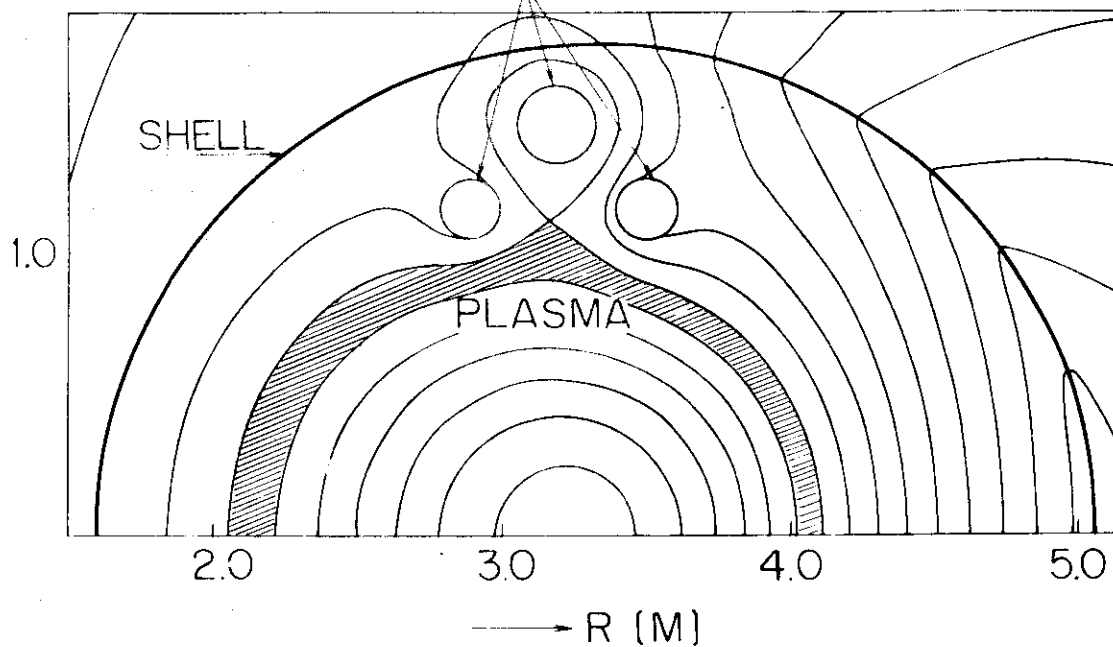


図9 上下位置に磁気リミター・コイルを置いた場合。  
 $R=3.09\text{m}$ ,  $a=1.03\text{m}$ ,  $I_p=3.27\text{MA}$ ,  $\beta_p=0.5$ ,  $l_i=1.0$ 。コイルには  
 $(3.2, \pm 1.45)$ に  $1\text{MA}$ ,  $(2.9, \pm 1.15)$   $(3.5, \pm 1.15)$ に  $-0.5\text{MA}$ を流す。

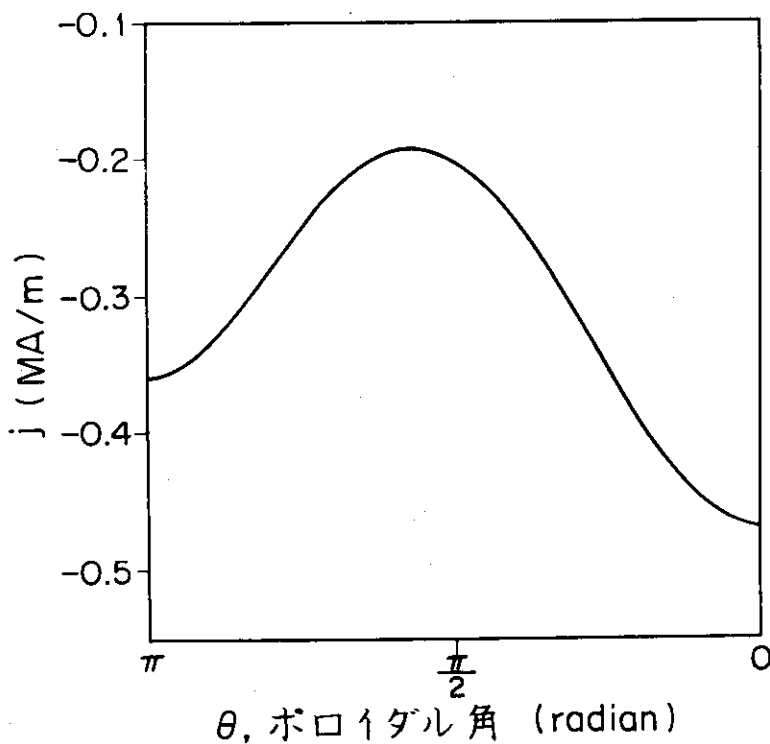


図10 図9の場合のシェル上の電流密度分布。

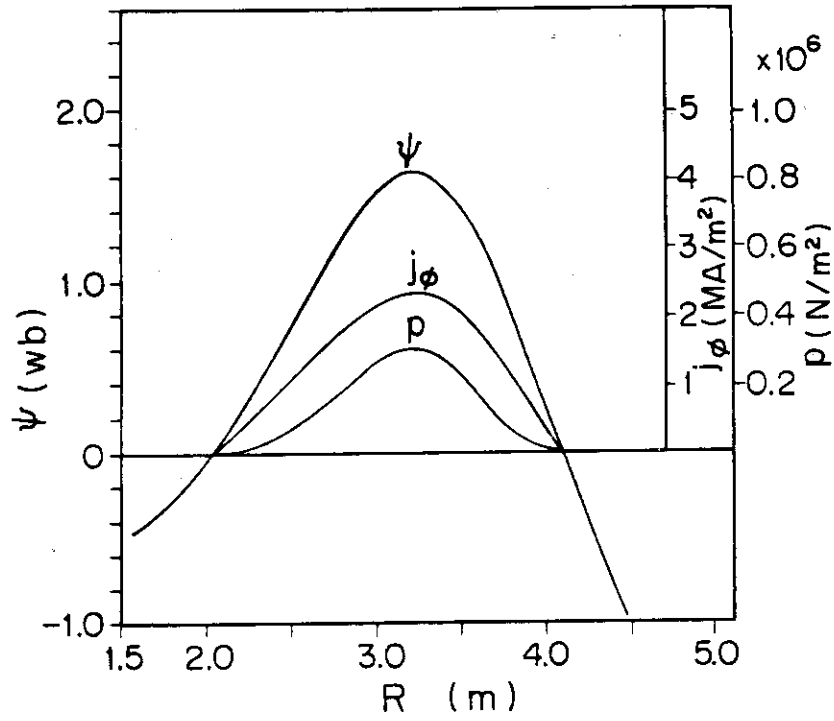


図 11 図 9 の場合の基準面上の磁束  $\psi$ ，電流密度  $j_\phi$ ，圧力  $P$  の分布

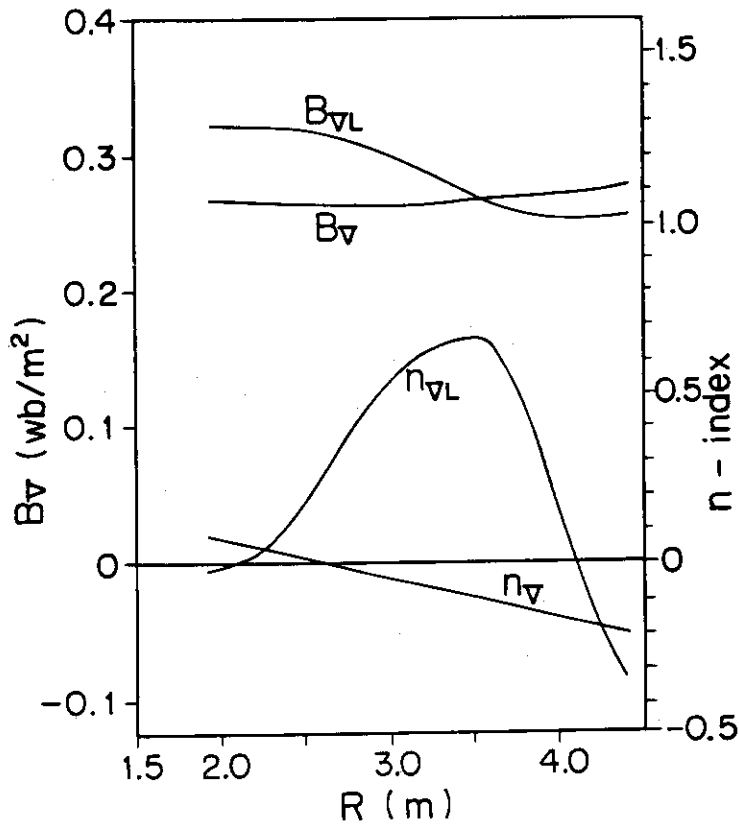


図 12 図 9 の場合の基準面上の，シェル電流のみによる垂直磁場  $B_v$ ， $n$ -index  $n_v$ ，シェル電流と磁気リミッターコイル電流による垂直磁場  $B_{vL}$ ， $n$ -index  $n_{vL}$

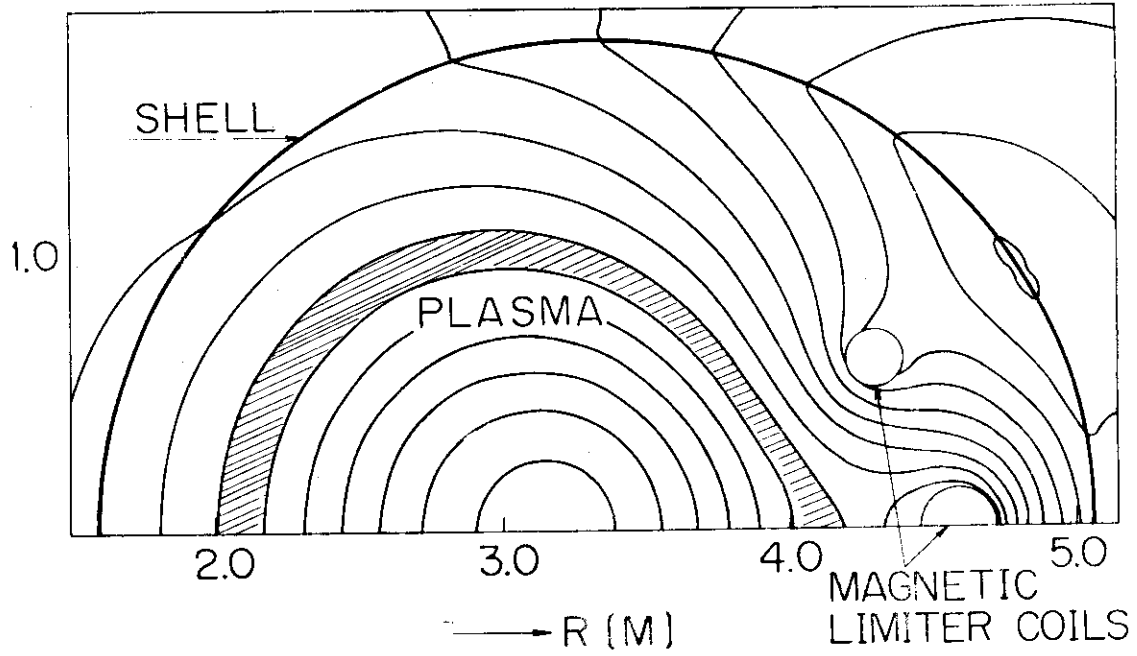


図13 外側磁気リミター・コイルを上下に離した場合。  
 $R=3.1\text{ m}$ ,  $a=1.04\text{ m}$ ,  $I_p=3.35\text{ MA}$ ,  $\beta_p=0.49$ ,  $\ell_i=0.97$ 。リミターには  $(4.6, 0.0)$  に  $1\text{ MA}$ ,  $(4.6, \pm 0.6)$  に  $-0.5\text{ MA}$  を流す。

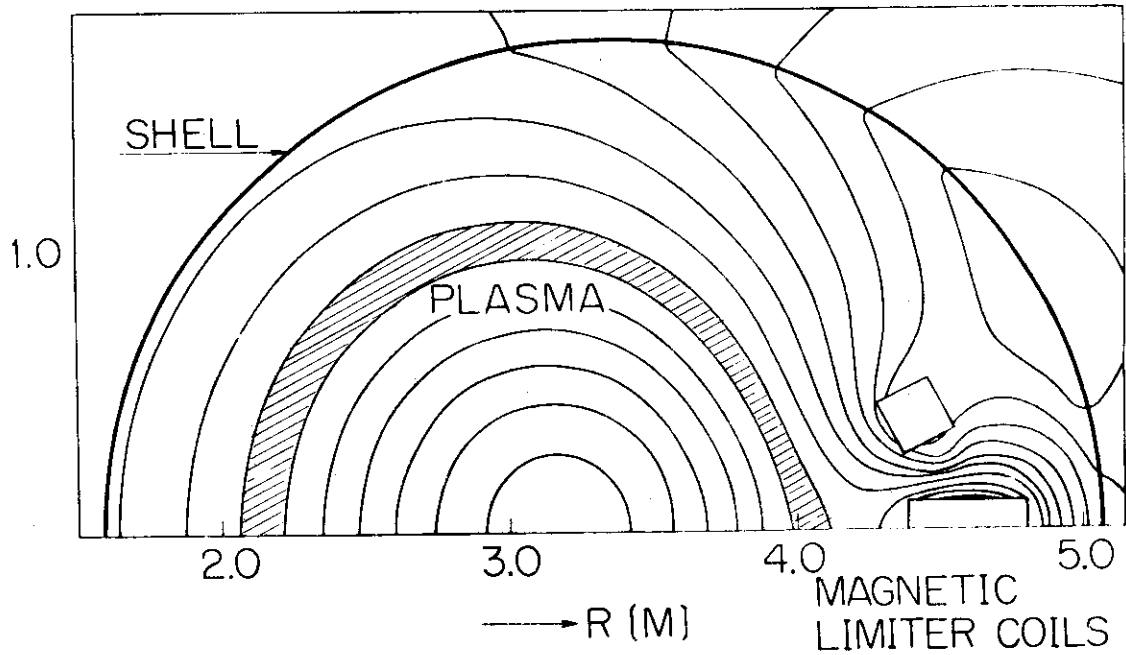


図14 外側磁気リミター・コイルを真空容器外側に沿って置いた場合。 $R=3.09\text{ m}$ ,  
 $a=1.04\text{ m}$ ,  $I_p=3.37\text{ MA}$ ,  $\beta_p=0.50$ ,  $\ell_i=0.98$ 。コイルは角型に分布させ主コイルに  $2\text{ MA}$ , 副コイルに  $-1\text{ MA}$  流す。

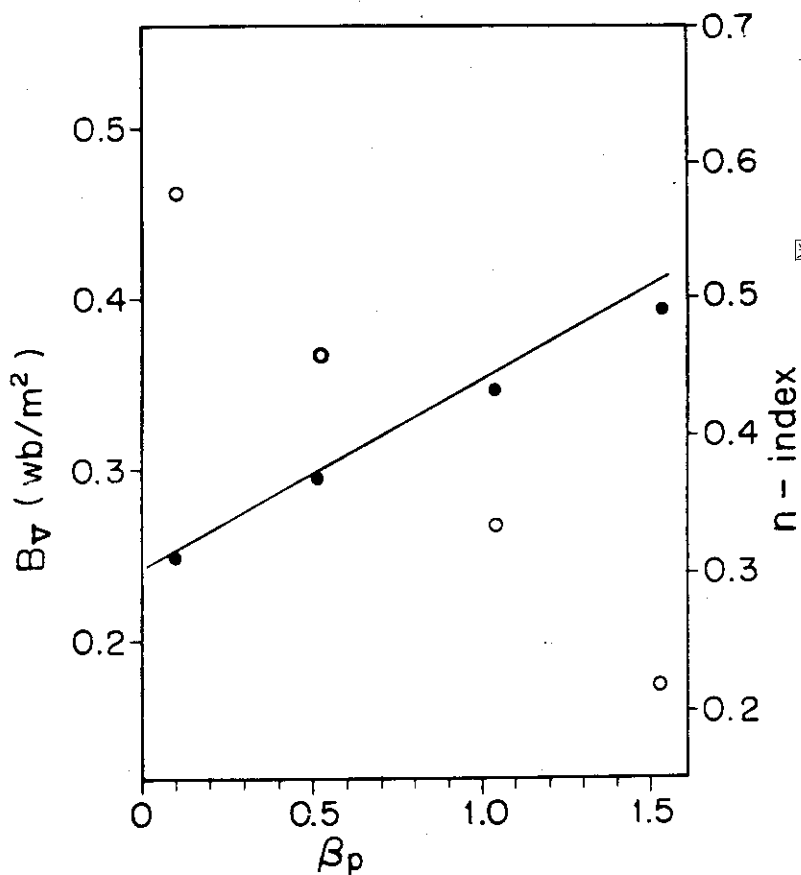


図 15

パラボリック分布 ( $l_i=1.0$ ) の場合の  $\beta_p$  に対するプラズマ中心の垂直磁場  $B_v$  と  $n$ -index の依存性。

● ; 数値計算による  $B_v$ ; シャフラノフの関係式による  $B_v$ , ○ ; 数値計算による  $n$ -index

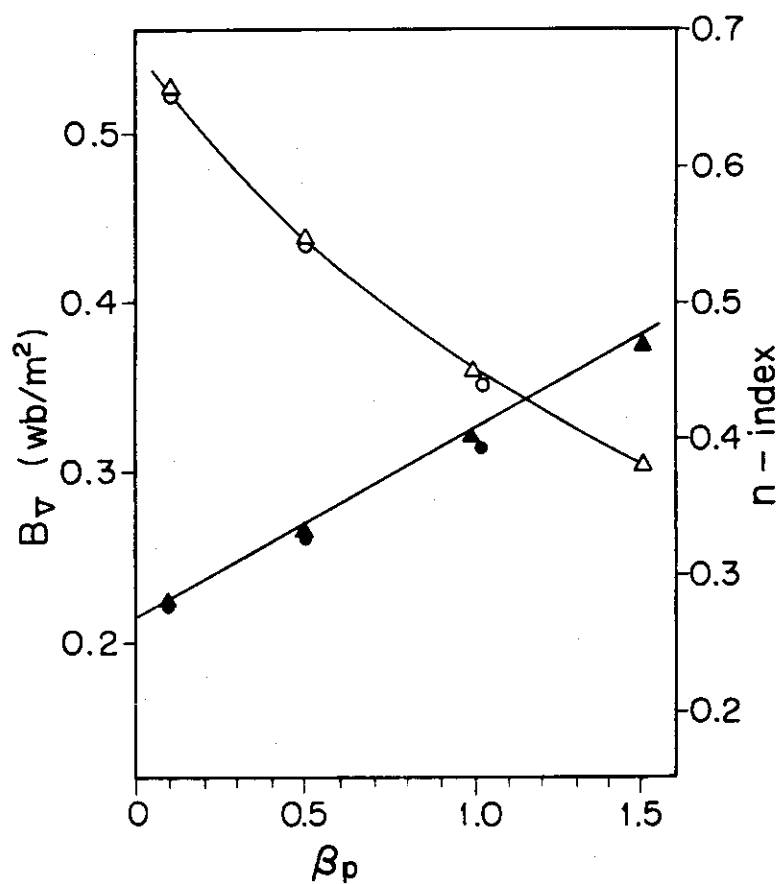


図 16

フラット分布 ( $l_i=0.5$ ) の場合の  $\beta_p$  に対するプラズマ中心の垂直磁場  $B_v$  と  $n$ -index の依存性。

● ; ADI法を用いて数値計算を行った  $B_v$

▲ ; 解析的な磁束関数を用いて数値計算を行った  $B_v$

○ ; ADI法を用いて数値計算を行った  $n$ -index

△ ; 解析的な磁束関数を用いて数値計算を行った  $n$ -index

— ; シャフラノフの関係式

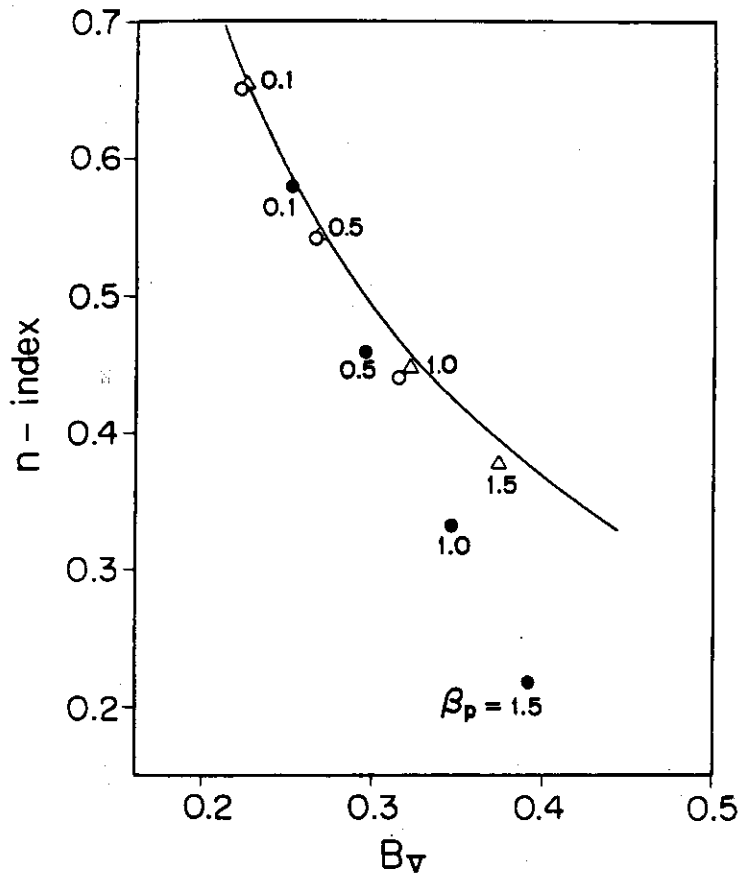


図 17

プラズマ中心の垂直磁場  $B_V$  と

$n$ -index の関係。

●; パラボリックの分布の場合の数値計算。

○; フラット分布の ADI 法を用いた場合

△; フラット分布の解析的な磁束関数を用いた場合。

—; フラット分布の場合のシャフラノフの関係式。

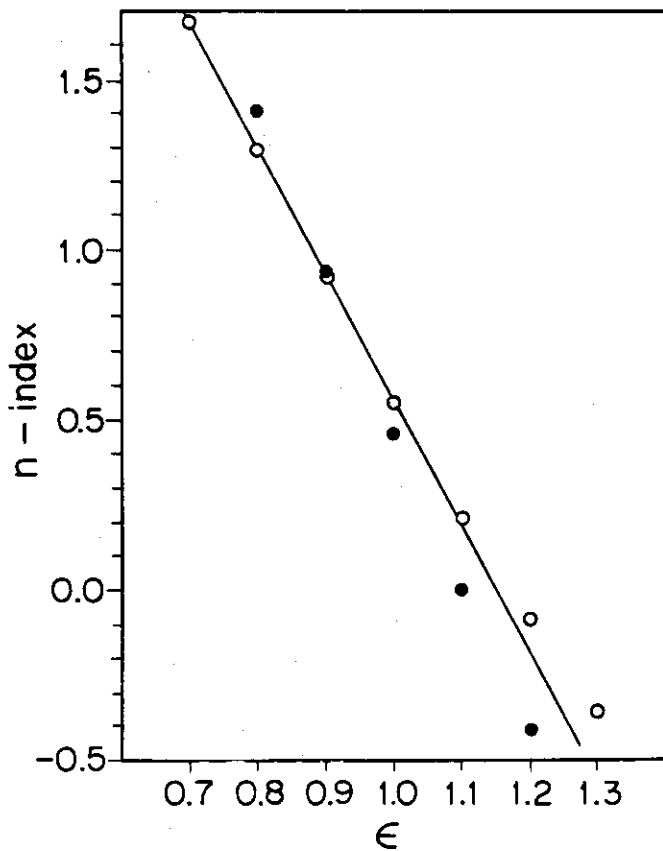


図 18

隋円変形  $\epsilon (l_z/l_R)$  に対する

$n$ -index の依存性

●; パラボリック分布の場合の数値計算。

○; フラット分布の解析的な磁束関数を用いた場合。

—; フラット分布の場合のシャフラノフの関係式。