

JAERI-M

6656

可動磁気リミターによるプラズマ立上げ
(臨界プラズマ試験装置設計報告・XXVI)

1976年8月

二宮博正・亀有昭久*・鈴木康夫

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.

可動磁気リミターによるプラズマ立上げ

(臨界プラズマ試験装置設計報告: XXVI)

日本原子力研究所 東海研究所大型トカマク 開発部

二宮博正・亀有昭久*・鈴木康夫

(1976年7月13日受理)

プラズマ立上がり時に於けるプラズマ電流の表皮効果を避ける方法として、多重極磁場を用いた可動磁気リミターの利用をJT-60について考察した。各種の検討から、JT-60の場合、放電開始の多重極磁場として八重極磁場が良いことを示すと共に、プラズマ電流立上がり時に於けるプラズマの平衡配位を示した。それらの平衡配位はプラズマの様な位置変位や局所的不安定性、コンベクティブ不安定性に対して安定であることを示した。またセパトリクスがプラズマ断面外側にある場合、抵抗性不安定性に対してプラズマ表面付近厚さ10 cm程度が不安定になる可能性が示された。

* 外来研究員：三菱原子力工業大宮研究所

Current Build-up with Dynamic Magnetic Limiter

Hiromasa NINOMIYA, Akihisa KAMEARI* and Yasuo SUZUKI

Division of Large Tokamak Development, Tokai, JAERI

(received July 13, 1976)

The usage of a dynamic magnetic limiter has been studied which suppresses the skin current distribution in a plasma column during the current-rise phase of the discharge in a large tokamak. An octupole field is adopted at beginning of the discharge. A series of the equilibrium configurations is obtained in each stage of the increasing plasma current by free-boundary MHD equilibrium calculation. The configurations are stable against the positional, ideal local, and convective instabilities. Periphery of the plasma column suffers from the resistive instability when the outermost surface of plasma has the separatrix line on the outer side of the torus.

* Mitsubishi Atomic Power Industries Inc., Omiya.

目 次 な し

1 はじめに

現在、プラズマ電流分布を直接に測定する手段がないために、プラズマ立上がり時のプラズマ電流分布を直接求めることはできない。しかし、内部インダクタンスの変化及びトカマクのシミュレーションより、現在のトカマク (TFR, JFT-2等) に於いては放電初期にやや表皮的な電流分布をなし、その後シャープな電流分布に変化してゆくと推測されている。また、プラズマ半径が大きな大型トカマク (JT-60, FTFR等) に於て現在のトカマクと同様なプラズマ立上げを行なうと、10倍程度の表皮効果が現われると予想されている。^{1~3)} この様な大きな表皮効果が起こると、磁気流体的不安定性 (キック型) と揺動を起すと同時にエネルギー損失の大きなプラズマ境界部のジュール加熱のみ大きくなり、電子の有効的な加熱を行えない可能性がある。更にリミターに強い熱負荷がかかり、リミターが融ける恐れも生じる。これら放電初期に於ける困難さを避ける方法として、プラズマ電流に比例させてプラズマ半径を大きくしてゆくダイナミック・イクスパンションの考えが有効となってくる。その方法としては可動リミターを使う方法と、磁場を使う方法の二通りが考えられる。特に磁気リミターやダイバーターを有するトカマクに於ては、それによる磁場を利用したプラズマの立上げ、すなわち可動磁気リミターの利用が有効と考えられる。^{4,5)} この可動磁気リミターによるプラズマの立上げは、リミターとの接触がないため、放電初期に於て問題となる不純物の量を可動リミターの場合より少くできる可能性ももっている。またFTFRでは、外側真空壁付近に空心変流器による多重極磁場を故意に作りプラズマ半径を大きくすることが考えられており、⁶⁾ PLTに於てもプラズマが外側真空壁部分より成長してゆき、その結果表皮効果が現われていないことが観測されている。⁷⁾ しかしこの方法は不純物のプラズマへの流入が多いという欠点をもっていると考えられる。

現在原研で建設が予定されているJT-60はプラズマ断面外側に磁気リミターを置くと共に、可動リミターも設置する予定である。従ってプラズマの立上げの方法として、可動リミターの利用と可動磁気リミターの利用が考えられる。本報告は、後者の可動磁気リミターを用いたプラズマ電流の立上げについて、放電開始時の多重極磁場と電流立上がり時に於けるプラズマの平衡及びMHD安定性を、JT-60の場合について検討した結果である。

第2章に可動磁気リミターに必要な多重極磁場分布と、プラズマの平衡について述べる。第3章にプラズマ立上がり時に於けるプラズマの位置不安定性、及びMHD不安定性について述べ、第4章でそれらのまとめを述べる。

2 八重極磁場を用いたプラズマの立上げ

始めに図1にJT-60の概要を示す。放電時間が長くシェル効果を期待できないため、JT-60にはプラズマ水平方向位置制御のために垂直磁場コイル、プラズマ断面変形制御のために四重極磁場コイルを備える予定である。また、放電中プラズマが真空壁に接触するのを防ぐために磁気リミター・コイルを付ける予定である。この場合、定格値として磁気リミター主コイルに1MA、副コイルに-0.5MAの電流を流す。その結果、プラズマ断面外側にセパトロクスが生じ、このセパトロクスを通る磁力線によりプラズマ表面が規定されると考える。

セパトロクスで規定されるプラズマを作る場合に可動磁気リミターの考えを利用できる。その場合、磁気リミター電流をどの様に変化させるかが大きな問題となる。その理由は、磁気リミター電流によりプラズマ中に垂直磁場が生じるからである。この垂直磁場（以後、磁気リミター磁場と呼ぶ）の大きさ及びn値は、磁気リミターに定格値の電流が流れている時、図2の様になる。従って放電開始時にこの磁気リミター磁場をどの様に消去するかで、次の三通りの方法が考えられる。

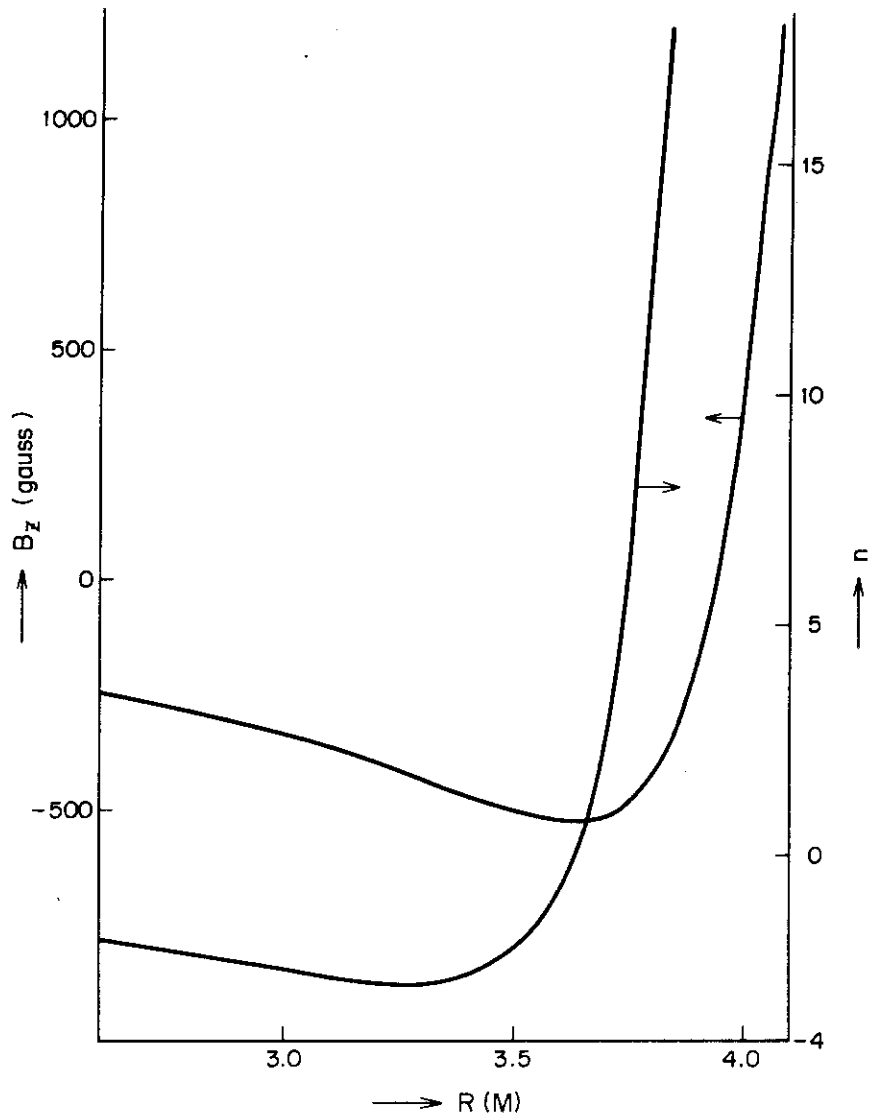


図2 磁気リミターの垂直磁場とそのn値

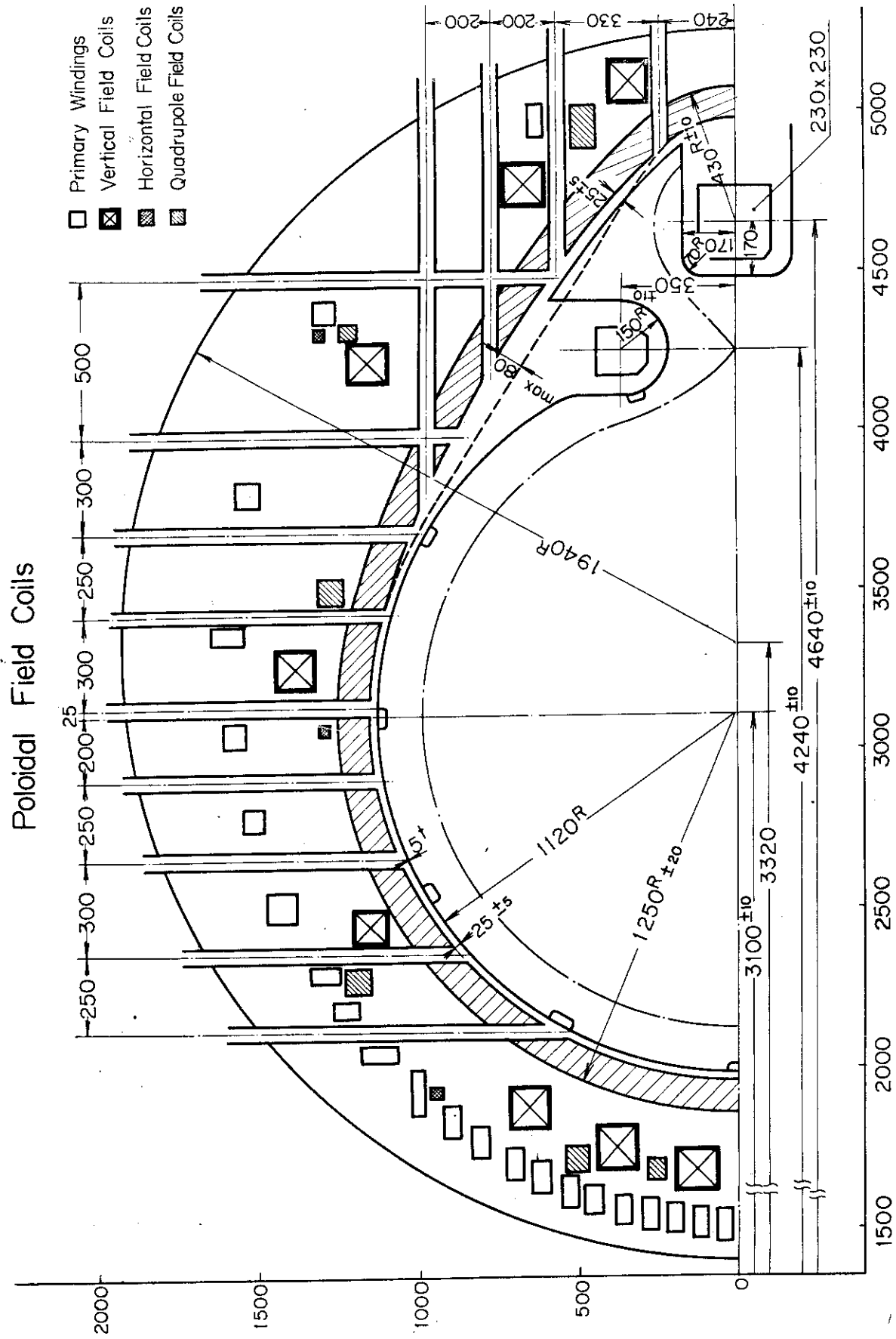


図1 JT-60 ポロイダルコイル配置の一例

- 1) 放電開始時に磁気リミター電流を零とし、以後プラズマ電流立上げに応じて磁気リミター電流も定格値に上げる。平衡に必要な垂直磁場電流も零から立上げる。
- 2) 磁気リミター電流を定格値より下げてプラズマを放電し、以後徐々に立上げて定格値にする。
- 3) 磁気リミター電流を定格値にしたまま、プラズマを放電する。

まず1)の場合について考える。1)の場合、放電開始時に真空容器内でポロイダル磁場がほぼ零のため、どの場所にプラズマが点火するかわからないと共に、その結果として磁気リミターを作動させた時にうまくセパトロクスをもった平衡なプラズマができるかどうかかわからないという問題点が考えられる。従って、目的としているある場所にプラズマを点火するためには、ポロイダル磁場がゼロになる点が必要であると共に、その周囲にポロイダル磁場が存在すること、すなわち多重極磁場が存在することが必要であると考えられる。また、磁気リミターコイル電流を零から定格値まで上げることになるが、プラズマの立上げ時間が短いため(0.1~1秒)に非常に大きなフォーシング電圧を必要とし、磁気リミターコイルの絶縁性が問題となる。但し、プラズマ電流と磁気リミターコイルの相互作用により磁気リミターに電圧がかかり、これがフォーシング電圧の一部となる利点もある。

2), 3)の場合は、(a)磁気リミター磁場をそのまま垂直磁場として利用する方法と、(b)垂直磁場と四重極磁場を適当な割合で組合せて磁気リミター磁場を打消し、真空容器中心付近に多重極磁場を作りプラズマを発生させることが考えられる。しかし(a)の場合、次に述べる欠点をもっている。今、磁気リミター磁場は図2の様に与えられるから、位置不安定性に対して安定と考えられている $0 < n < 1.5$ を満たしている範囲は非常に狭く、またその範囲内で磁気リミター磁場は負に一番大きくなっている。このことは上で述べた多重極磁場によるプラズマ点火の考えに反しているだけでなく、もし仮にプラズマ放電が起ったとしてもプラズマ電流が小さな範囲では平衡なプラズマを得がたいことを示している。以上の理由より、2) 3)の(b)の方法を我々は採用する。

次に多重極磁場の作り方について考察する。今、垂直磁場、四重極磁場、磁気リミター各コイルにそれぞれ定格電流を流した時の磁束関数をそれぞれ ϕ_v , ϕ_q , ϕ_m とする。また水平面上に於けるこれらの磁束関数の重ね合せを、 α , β , c を定格値に対する比率定数として

$$\phi(R) = \alpha \phi_v(R) + \beta \phi_q(R) + c \phi_m(R) \quad (1)$$

とする。このとき

$$\phi'(R) \Big|_{R=R_0} = 0 \quad (2)$$

は主半径 $R=R_0$ の点に於けるダイポール成分が零であることを示している。但しダッシュは R による微分を示している。同様に

$$\phi''(R) \Big|_{R=R_0} = 0 \quad (3)$$

$$\phi'''(R) \Big|_{R=R_0} = 0 \quad (4)$$

は $R=R_0$ の点に於ける四重極成分、六重極成分が零であることを示している。従って、主半径 R_0 の点に四重極磁場を得るためには、(2)式よりわかる様に

$$\phi'(R) \Big|_{R=R_0} = [\alpha \phi'_v(R) + \beta \phi'_q(R) + c \phi'_m(R)]_{R=R_0} = 0 \quad (5)$$

を満足する α , β , R_0 を求めれば良い。今3個の未知数に対し1本の方程式しかないから、 α , β ,

R_0 のうち 2 個は任意の値をとりうる。そこで、 $3.1 \leq R \leq 3.5$ の範囲に R_0 が存在する場合について考えてみる。このとき、図 2 よりわかる様に $c\phi'_m(R_0)$ が負であるため $\alpha\phi'_v(R) + \beta\phi'_q(R)$ は $R \geq R_0$ で正にならなければならない。従って c が 1 に近い値の場合、(5)式を満足する R が R_0 以外に必ずもう 1 個存在することが図 2 よりわかる。すなわち真空容器中心付近に四重極を作ると、 $R = 4 \text{ m}$ 付近にもう一つの四重極が生じる（このことは六重極の場合にも言える）。このことは、放電開始時に少なくとも二点にプラズマが発生すると共に、磁気リミターに近い方は不純物や位置不安定性に問題があるという点から好ましくない。また c が小さく、 $R > R_0$ で $c\phi'_m(R) < \alpha\phi'_v(R) + \beta\phi'_q(R)$ が満足されている場合には真空容器中心付近にただ一つの四重極磁場を作れるが、その場合、四重極磁場を用いたプラズマ立上げに対して一般的に言えることであるが、プラズマの位置不安定性が問題となる。すなわち四重極磁場の中心の n 値の絶対値は無限大であり、その付近でも大きな値になる。従って、プラズマは n 値の正負で横長又は縦長となり、水平方向、垂直方向位置不安定性に対してそれぞれ不安定であると考えられる。従って四重極磁場を用いてプラズマを立上げることはあまり好ましくないと考えられる。前で述べた 1) の方法に於ても、四重極磁場をそのまま利用して多重極磁場とする方法も考えられるが、上に述べた理由で採用しなかった。従って多重極磁場としては、六重極、八重極について考える。今(2)~(4)式よりわかる様に、六重極磁場は(5)式と

$$\phi''(R) \Big|_{R=R_0} = [\alpha\phi''_v(R) + \beta\phi''_q(R) + c\phi''_m(R)]_{R=R_0} = 0 \quad (6)$$

を満足する様な α, β, R_0 を求めれば良く、さらに八重極磁場を作るためには

$$\phi'''(R) \Big|_{R=R_0} = [\alpha\phi'''_v(R) + \beta\phi'''_q(R) + c\phi'''_m(R)]_{R=R_0} = 0 \quad (7)$$

の条件が満足されなければならない。

まず六重極磁場について考えると、(1), (2)の二本の方程式に対し未知数は α, β, R_0 の三個である。従って、 α, β, R_0 の中の一個は任意の値にできる。今、その変数として R_0 を選ぶと、 R_0 の各値に対して α, β が一意的に定まる。今、図 1 及び表 1 に示したコイル配置、電流の時に、任意の点 R に六重極を作るのに必要な α, β の値を図 3 に示す。図 3 に於ては $c = 1$ であるが、(2), (3)式よりわかる様に、 $c \neq 1$ の場合すなわち 2) の場合は、 $c = 1$ の α, β に c を掛ければ良い。これらの図より明らかな様に、ある α, β の値に対して六重極が R 軸上の二点に生じることがわかる。また β が極大値の時のみ R 軸上の一点に六重極が生じるが、その時の α, β, R_0 は(4)式を満たしている。従って、六重極磁場を R 軸上の一点に作るということは八重極磁場を作ることに相当していることがわかった。以上の結果より、我々は多重極磁場として八重極磁場を採用した。表 1 の場合、八重極磁場を作るのに必要な α, β はそれぞれ $-0.13, 0.75$ であり、 $R_0 = 3.21$ である。垂直磁場コイル電流がプラズマ放電中と逆になっているのは、磁気リミターによる垂直磁場(図 2)を打消すためである。このとき生じる八重極磁場の等磁束面を図 4 に示す。

表1 垂直磁場コイル, 四重極磁場コイルの位置と電流

垂直磁場コイル (上下対称)

R (m)	Z (m)	I (KA)
1.70	0.13	197.28
1.78	0.39	197.28
1.89	0.66	197.28
2.45	1.15	197.28
3.26	1.38	-197.28
4.22	1.18	-197.28
4.76	0.67	-197.28
5.09	0.34	-197.28

4重極磁場コイル (上下対称)

R (m)	Z (m)	I (KA)
1.70	0.25	53.4
1.73	0.51	80.1
2.29	1.19	-106.8
3.50	1.27	-106.8
4.31	1.22	-53.4
4.95	0.49	133.5

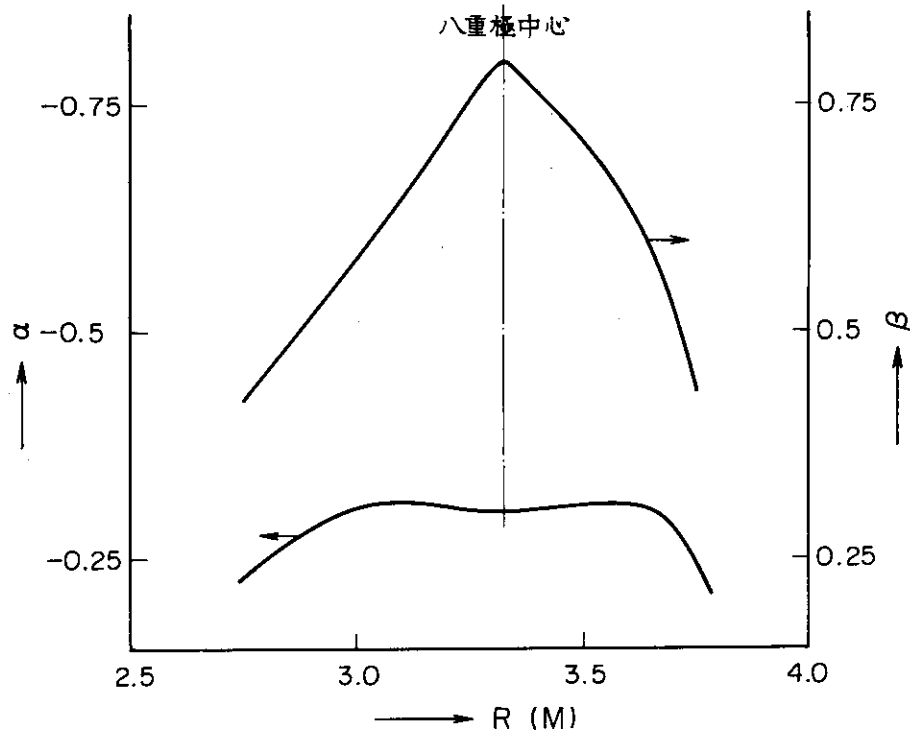


図3 Rの点に六重極を作るのに必要な α , β の値

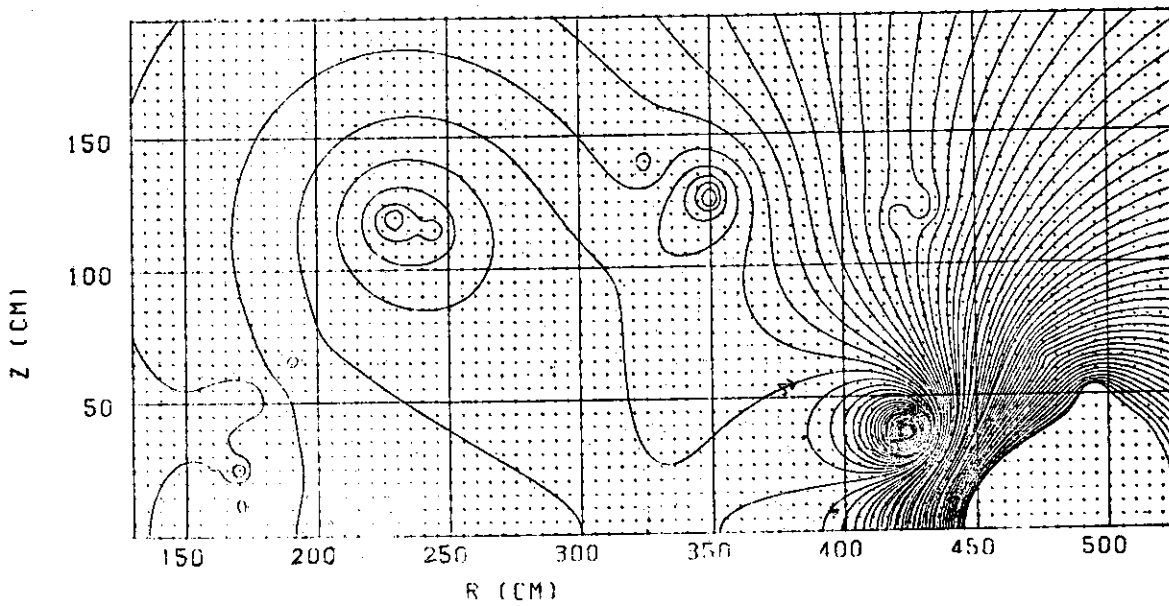


図4 $\alpha = -0.13$, $\beta = 0.75$ のときの八重極の等磁束面

以上、2)、3)の場合にどの様にして八重極磁場を作れば良いか述べたが、2)の場合は即ち述べた様に、プラズマと磁気リミターの相互誘導により磁気リミターにかなり大きな電圧がかかり、磁気リミター立上げの際の電源の負担を軽くしてくれるものと予想される。これに対して3)の場合は、プラズマ電流の立上りに応じて磁気リミターコイルにも電流が流れようとするのを押える必要が生じ、電源の観点からは2)より不利であると考えられる。また2)の場合、負に振れる垂直磁場電流の大きさが3)の場合より少なくなり、垂直磁場電源の点からも2)の方が3)の場合より利点が多いと考えられる。

次に立上り時に於けるプラズマのMHD平衡について考察する。平衡に必要な垂直磁場は

$$B_z = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R} \left(\ell_n \frac{8R}{r} + \beta_p + \frac{\ell_i - 3}{2} \right) \quad (5)$$

で与えられる。ここで r はプラズマ半径、 I_p 、 β_p 、 ℓ_i はそれぞれプラズマ電流、ポロイダルベータ値、内部インダクタンスである。今、さらに、垂直磁場、四重極磁場、磁気リミター各コイルに流すアンペアターンを I_v 、 I_q 、 I_m その最大値を I_{vm} 、 I_{qm} 、 I_{mm} とおくと、

$$\frac{I_v}{I_{vm}} = \frac{\frac{\mu_0 I_p}{4\pi R} \left(\ell_n \frac{8R}{r} + \beta_p + \frac{\ell_i - 3}{2} \right) + 0.06 \frac{I_q}{I_{qm}} (R - R_c) + \frac{I_m}{I_{mm}} c_1 (R - c_2 R_c)}{\frac{R B_{v0}}{n_v (R - R_c) + R}} \quad (6)$$

となる。但し、 B_{v0} 、 n_v は $R = R_c (= 3.1)$ における垂直磁場の大きさ、及び n 値であり、 c_1 、 c_2 は定数である。(6)式より、各変数の任意の時間変化に対して必要な垂直磁場コイル電流の大きさが求められる。但し、平衡計算の結果は、セパトロクスを含んでいる影響で、(6)式に正確には一致しないが、(6)式で予想される値に近い結果は得る。今図5に、表1のコイル配置に於ける $\alpha = -0.13$ 、 $\beta = 0.75$ 、 $c = 1$ の場合のプラズマ立上げの平衡計算結果の一例を示す。^{8,9)}この計算例に於ては、プラズマ電流はフラット分布とし、また四重極磁場はプラズマ立上げ中変化させなかった。また、プラズマ立上がり中にプラズマがMHD的に安定である様に、できるだけ q が大きくなる様な磁場配位を選んだ。図からわかる様に、プラズマ電流が小さな時は八重極磁場の影響で、プラズマ周囲にいくつかのセパトロクスが生じるが、それらは全て磁気リミターで生じるセパトロクスにより規定されるプラズマ表面の外に存在している。しかしプラズマ断面は、八重極の影響で少し三角形になっている。このプラズマ断面の変化は、外部磁場の与え方、すなわちプラズマ立上げ中に於ける四重極磁場の変化や q の値の選び方により変化する(例えば文献4の場合)。また β_p や ℓ_i の選び方により必要な垂直磁場やプラズマ断面も多少変化するが、本質的には図5の場合と変わらない。図5の場合のプラズマ電流変化を図6に示す。また、今の場合、四重極磁場をプラズマ立上げ中変化させなかったため、 $I_p = 3.3$ MAに於ける n 値は0.52であるが、この値をもっと適当な値に変化させたい時には立上げ中に四重極磁場を変化させれば良い(図7)。また図8に $I_p = 8.4$ KAのときの、図9に $I_p = 7.65$ KAのときの外部磁場の等磁束面を示す。プラズマ電流が大きくなるに従って八重極磁場から一般の垂直磁場に変化しているのがよくわかる。なお以上の例は $c = 1$ の場合であるが、 $c < 1$ の場合も同様である。

さらにJT-60の様な大型装置の場合、プラズマからリミターに流入するエネルギーが大きな問題となる。特に磁気リミターを働かせた場合、セパトリクスを含む磁力線が磁気リミター板の上下一点に衝突するので、その部分の融解が問題となる。平衡状態の場合は、磁気リミターコイルの定格値の15%位の交流を定格値の磁気リミター電流に重畳し、磁力線の衝突部(PCL)を振らせることで避ける予定である。プラズマ電流立上りの時点では、その様な操作を行わなくても、図5よりわかる様にPCLがプラズマ電流の大きさに比例して、ライナー上を移動している。この点も八重極磁場によるプラズマ立上げ方法の利点である。

現在、図1及び表1のコイル配置は変化しており、これからも何回か変更されることと思われるが、本章で述べた方法はどの場合にでも直ちに適用できると共に、JT-60ばかりでなく他の磁気リミターを備えた装置に広く応用できると考えられる。

PLASMA CURR. (KA) 40.000

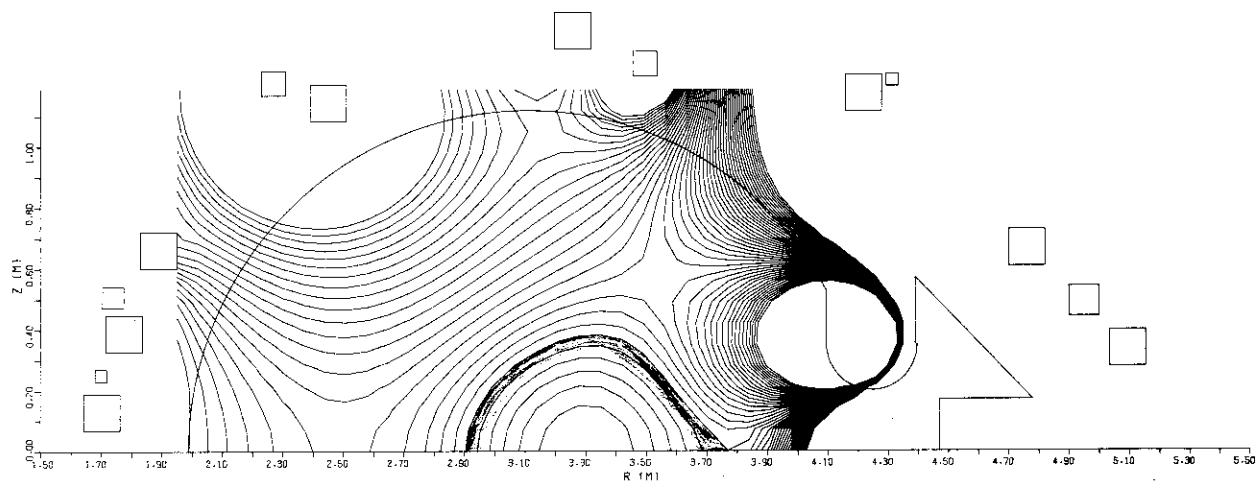


図5 各プラズマ電流に於ける平衡配位の等磁束面

a) Plasma curr. (KA) 40.000

PLASMA CURR. (KA) 64.000

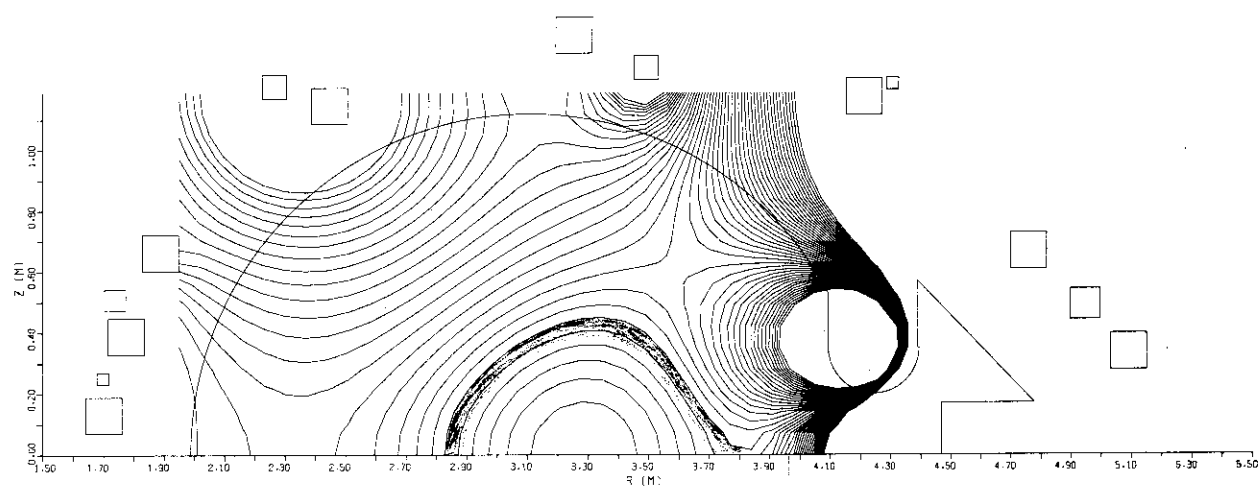


図5 各プラズマ電流に於ける平衡配位の等磁束面

b) Plasma curr. (KA) 64.000

PLASMA CURR. (KA) 84.000

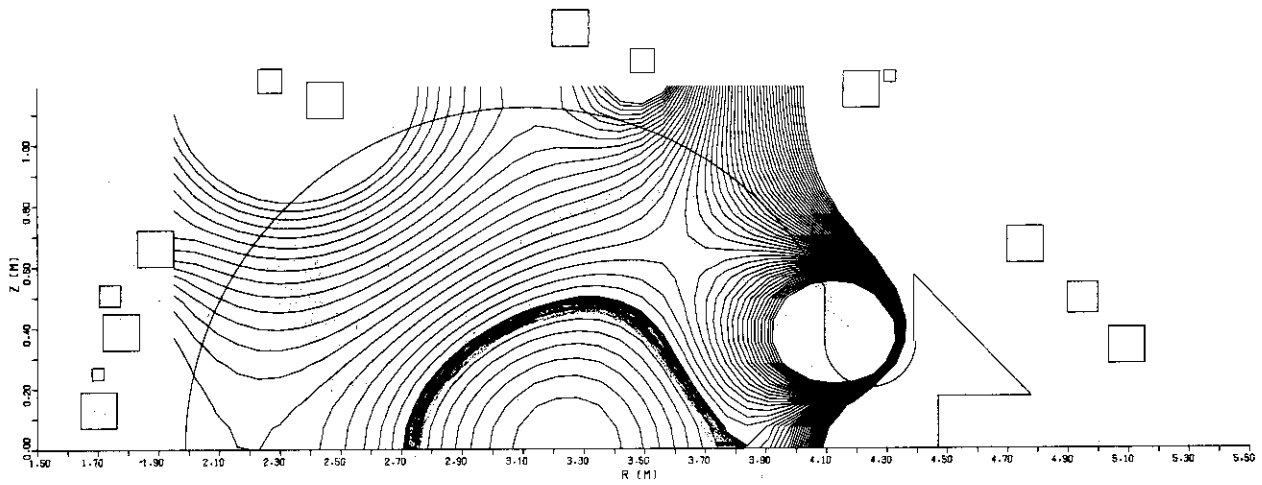


図5 各プラズマ電流に於ける平衡配位の等磁束面

c) Plasma curr. (KA) 84.000

PLASMA CURR. (KA) 100.000

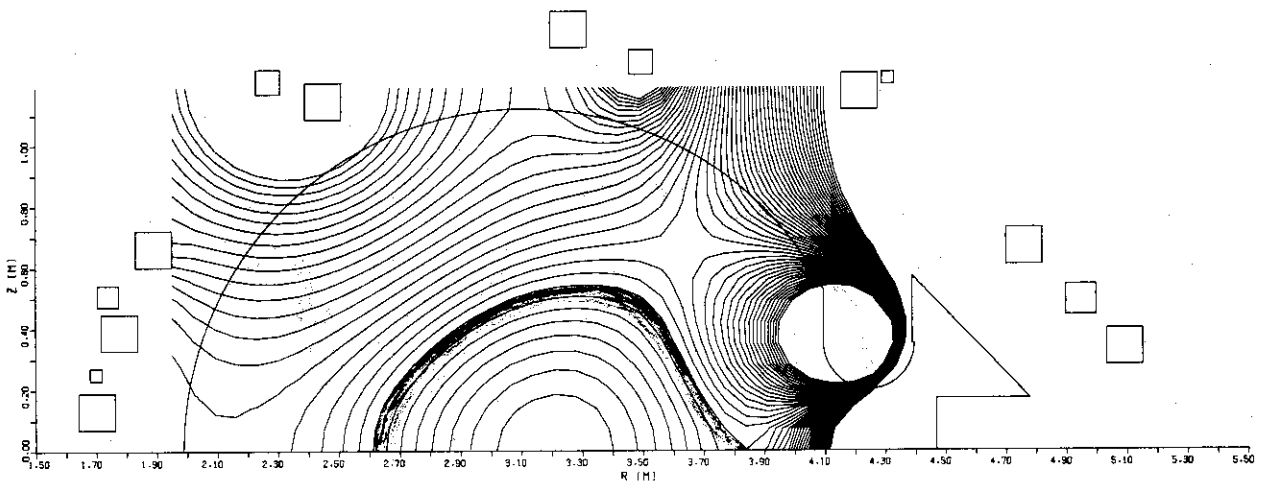


図5 各プラズマ電流に於ける平衡配位の等磁束面

d) Plasma curr. (KA) 100.000

PLASMA CURR. (KA) 391.000

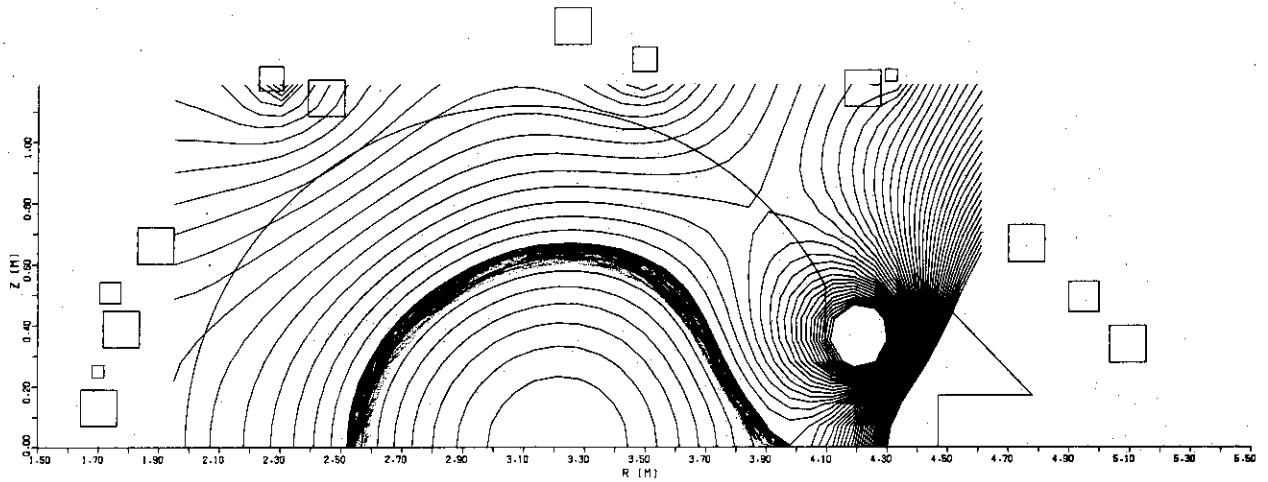


図5 各プラズマ電流に於ける平衡配位の等磁束面
e) Plasma curr. (KA) 391.000

PLASMA CURR. (KA) 575.000

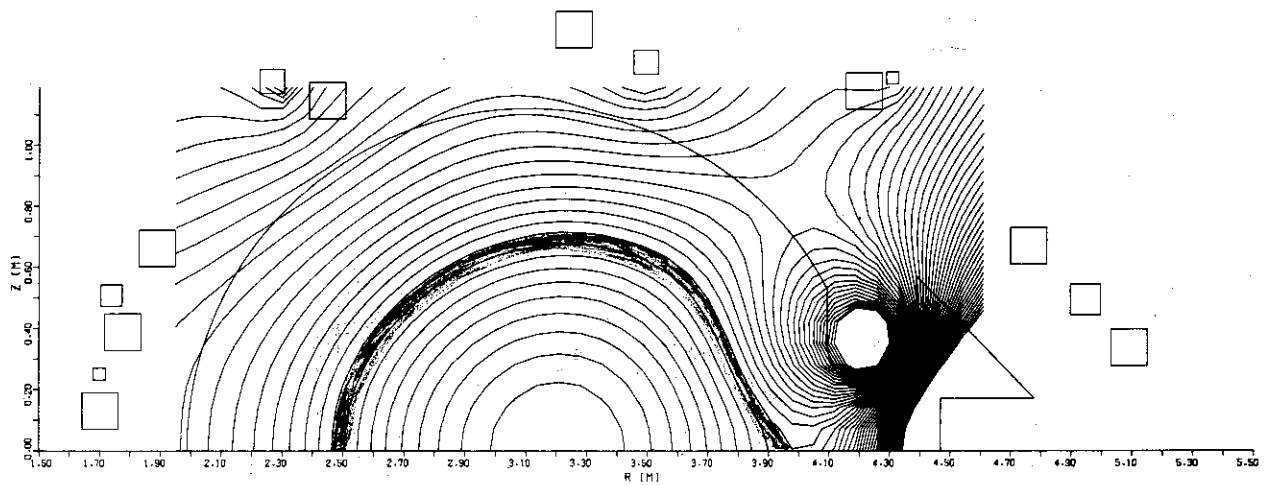


図5 各プラズマ電流に於ける平衡配位の等磁束面
f) Plasma curr. (KA) 575.000

PLASMA CURR. (KA) 765.000

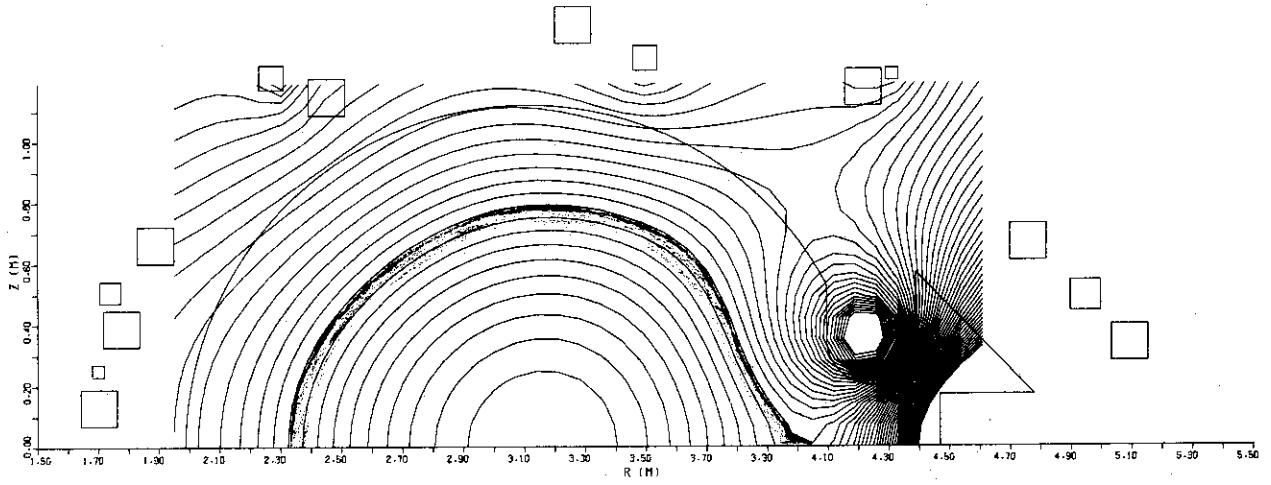


図5 各プラズマ電流に於ける平衡配位の等磁束面
g) Plasma curr. (KA) 765.000

PLASMA CURR. (KA) 981.000

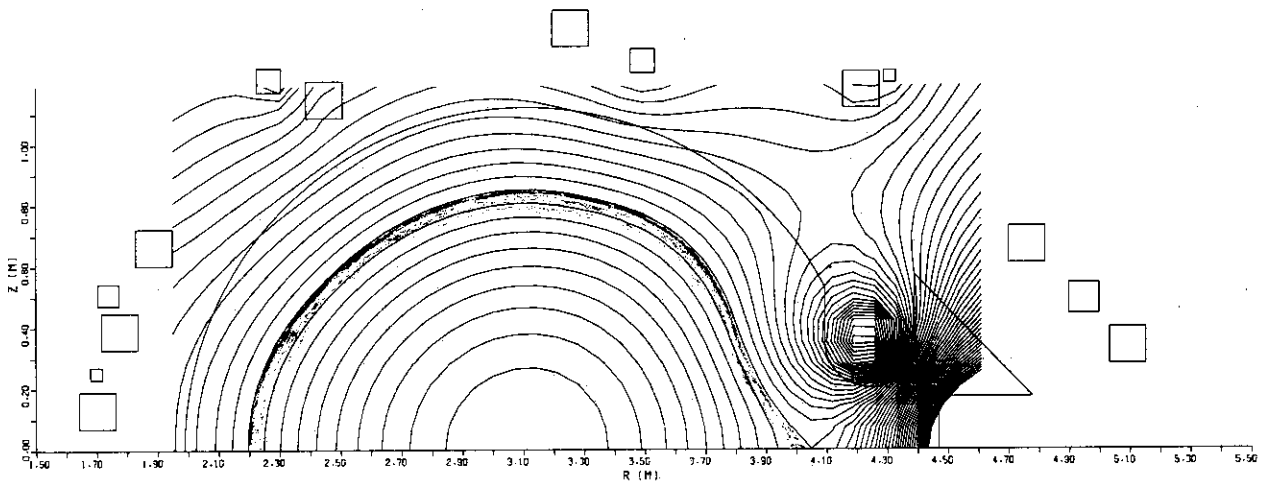


図5 各プラズマ電流に於ける平衡配位の等磁束面
h) Plasma curr. (KA) 981.000

PLASMA CURR. (KA) 1987.000

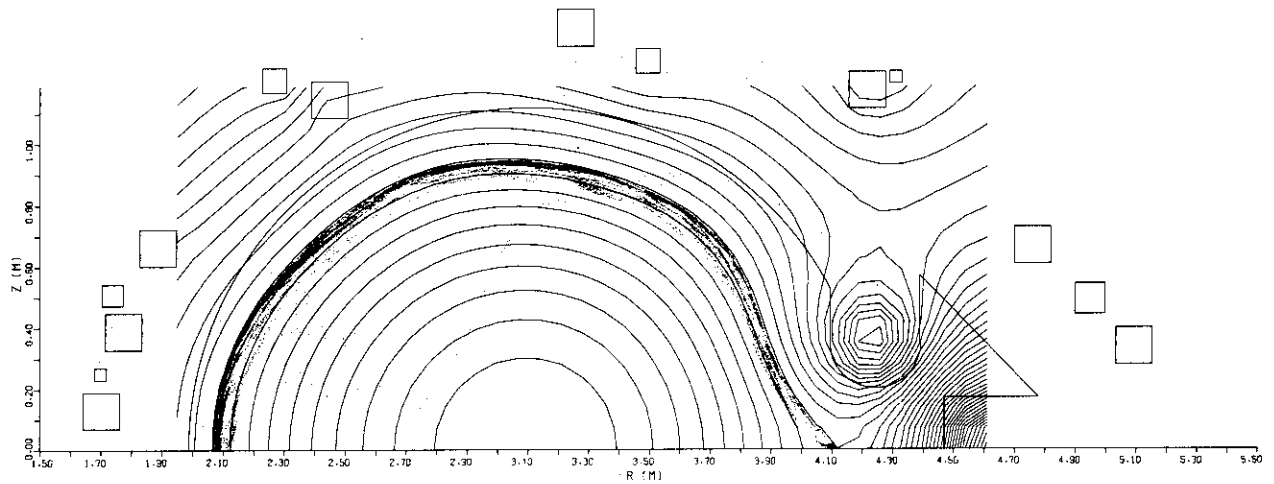


図5 各プラズマ電流に於ける平衡配位の等磁束面
i) Plasma curr. (KA) 1987.000

PLASMA CURR. (KA) 2447.000

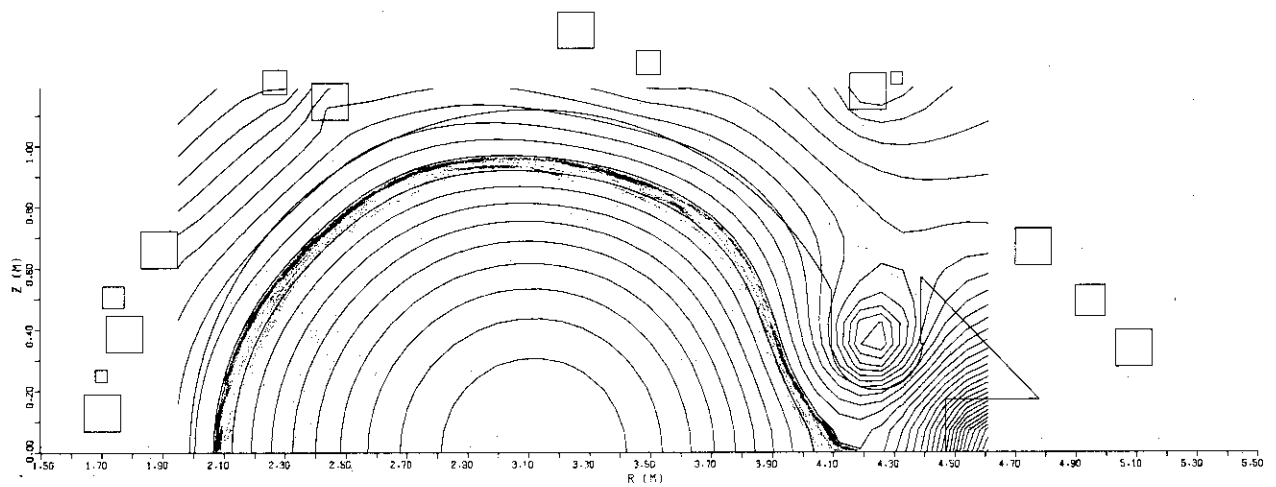


図5 各プラズマ電流に於ける平衡配位の等磁束面
j) Plasma curr. (KA) 2447.000

PLASMA CURR. (KA) 3303.000

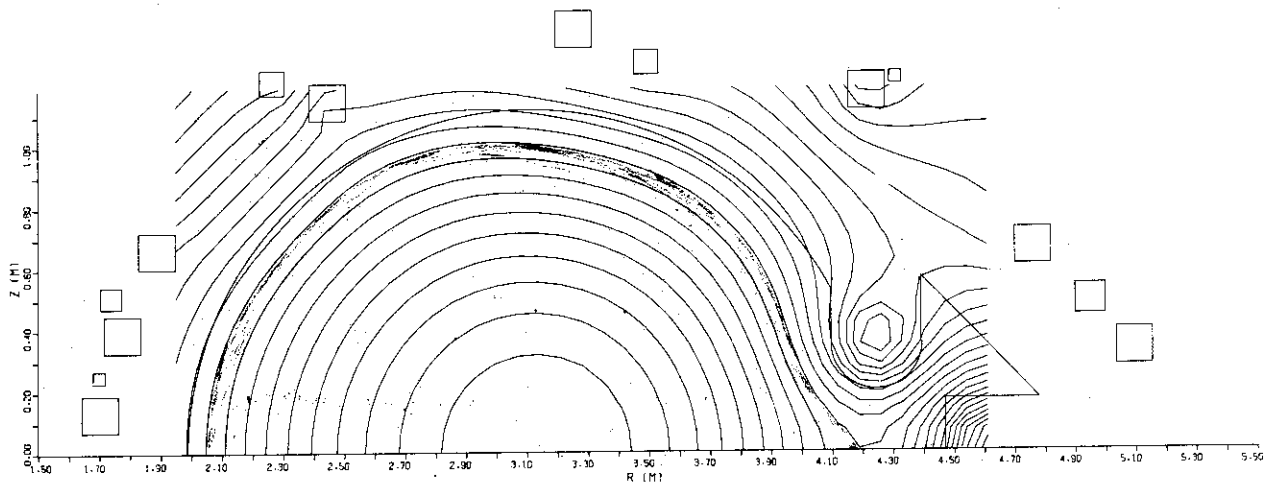


図5 各プラズマ電流に於ける平衡配位の等磁束面

k) Plasma curr. (KA) 3303.000

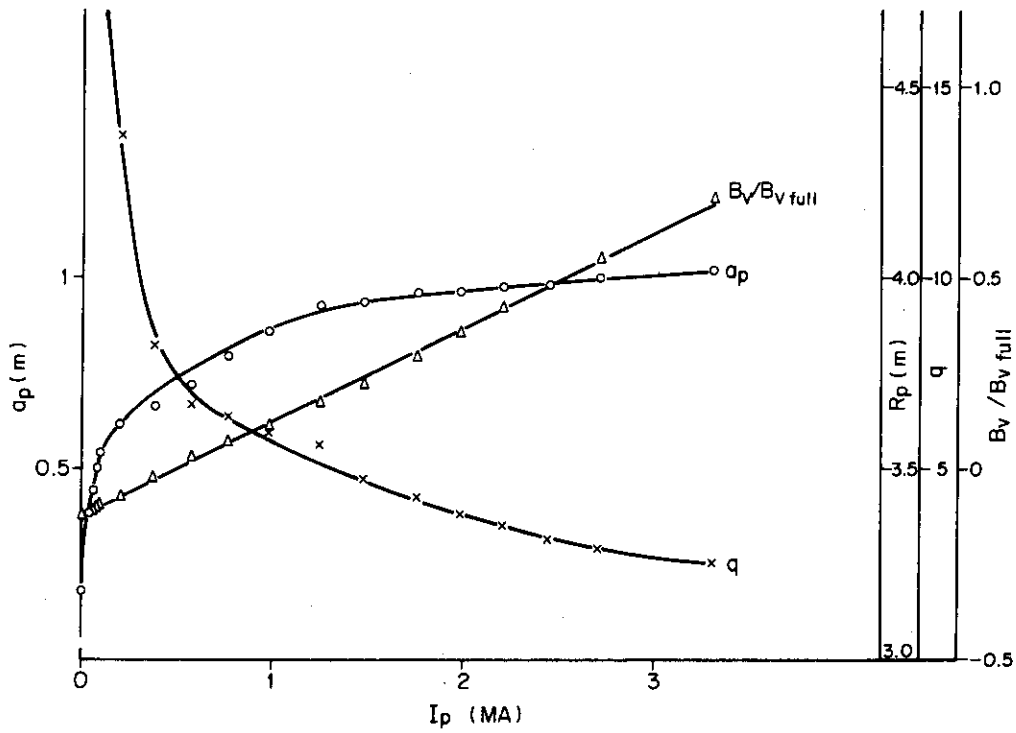


図6 プラズマ電流の変化に対する r , I_v , q の変化。プラズマ電流立上り中、四重極磁場一定の場合。図中の各種記号は平衡計算の結果、実線はそれらをなめらかに結んだものである。

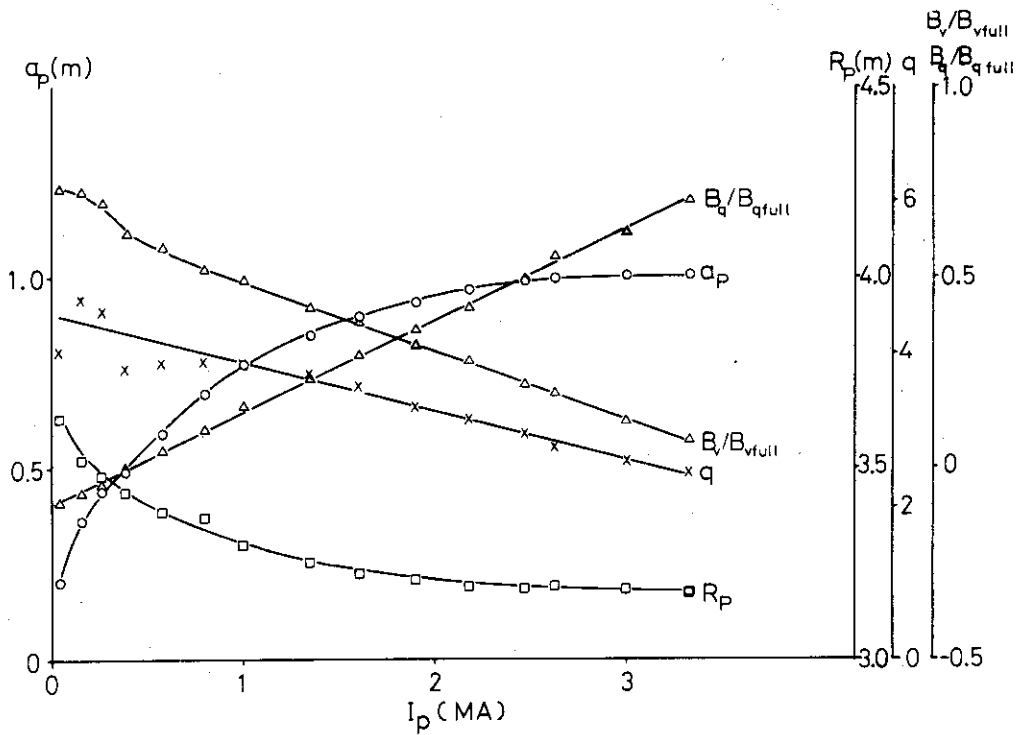


図7 プラズマ電流立上り中に四重極磁場を変化させた場合の、 I_p の変化に対する r , I_v , q の変化。図中の各種記号は平衡計算の結果、実線はそれらをなめらかに結んだものである。

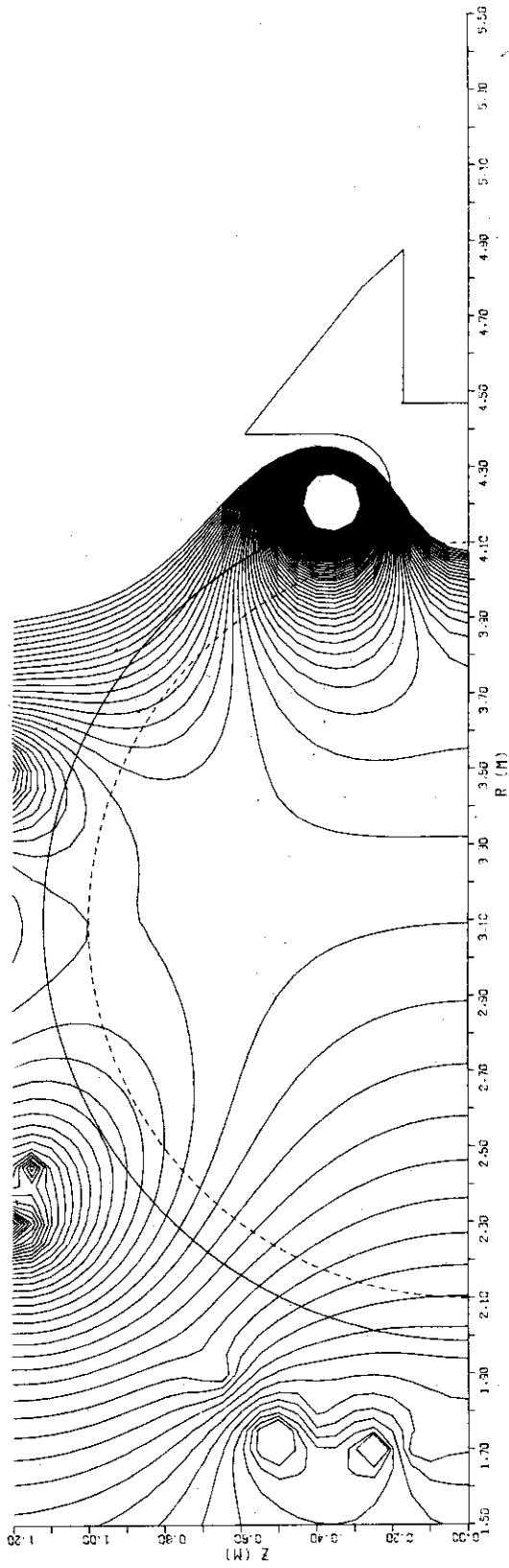


図8 $I_p = 84 \text{ kA}$ のときの外部磁場の等磁束面

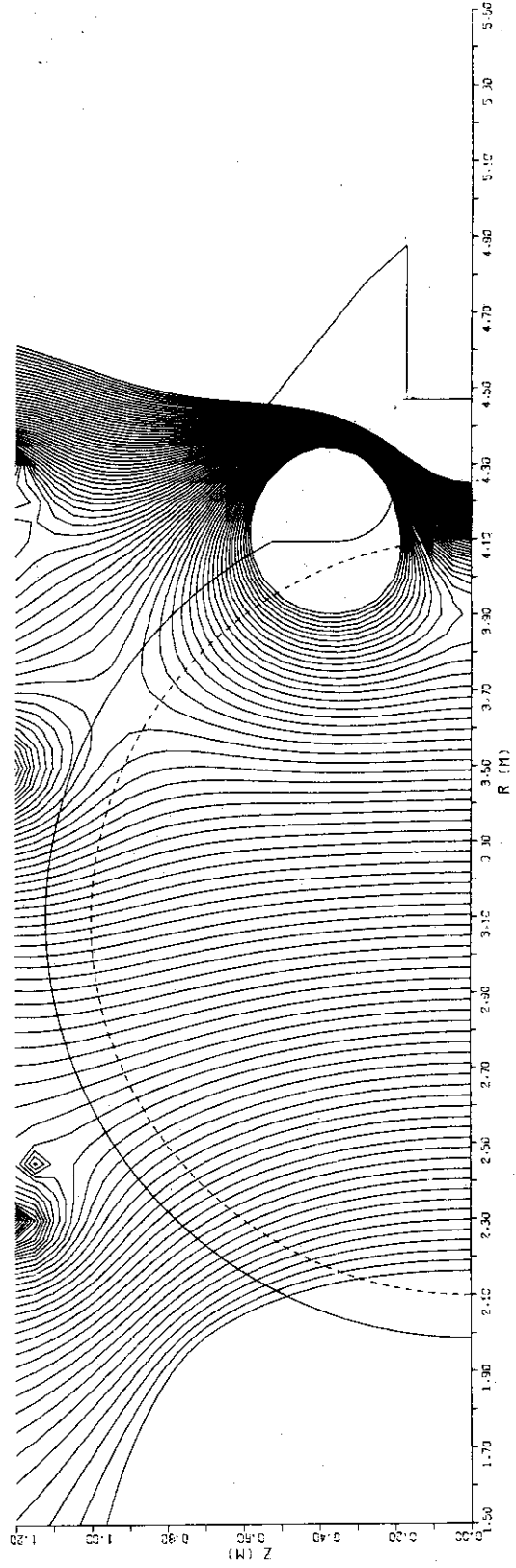


図9 $I_p = 76.5 \text{ kA}$ のときの外部磁場の等磁束面

3 位置不安定性とMHD不安定性

前章に於て、八重極磁場を作り放電後、プラズマ電流に応じて適当な垂直磁場を加えることにより平衡なプラズマが作られることが確かめられたが、次にこれらの平衡なプラズマが位置不安定性、MHD不安定性に対して安定かどうかを議論する。

まずプラズマの様な変位に対する安定性について調べる。プラズマは完全導体であり、変位の際プラズマ断面は変化せず、外部導体系は定電流回路であると仮定する。このとき、変位によるエネルギー変化は次の様に表わされる。¹⁰⁾ 垂直変位に対しては、

$$\delta W = -\frac{1}{2} \int ds_0 \delta j_s \phi B_{0R} \xi_z$$

水平変位に対しては

$$\begin{aligned} \delta W = & \frac{1}{2} \int d\mathbf{r}_0 \xi_R^2 \left(-\frac{r P_0}{R^2} - \frac{r}{R} \frac{\partial P_0}{\partial R} - \frac{B_0^2 \phi}{\mu_0 R^2} + \frac{2}{R} j_0 \phi B_{0Z} + \frac{B_0^2 Z}{\mu_0 r^2} \right) \\ & + \frac{1}{2} \int ds_0 \xi_R \left(\frac{r n_R P_0}{R} \xi_R - \frac{B_0^2 \phi}{\mu_0 R} n_R - \delta j_s \phi B_{0Z} \right) \end{aligned}$$

となる。ここで座標系は円柱座標 (R, ϕ, Z) であり、添字 0 は平衡量を、 R, ϕ, Z は各座標方向成分を、 ξ は変位量を、 \mathbf{n} はプラズマ表面に垂直な単位ベクトルを、 $\delta j_s \phi$ は変位によりプラズマ表面に流れる表面電流を示している。アスペクト比 $R/r = 3$ 、 $r = 1 \text{ m}$ 、 $\ell_i = 1$ で磁気リミターが外側にあるプラズマの変位に対する計算結果によると、プラズマは磁気リミター副コイルの存在により $n = 2.32$ 位まで水平方向位置不安定性に対し安定になることが示されたが、プラズマ半径が小さな場合でも、磁気リミターコイルの存在による効果でやはりプラズマは安定であることが示された(表2)。但し、プラズマ半径が小さくなると、周波数 $\omega (= 2 \delta W / \int \rho \xi^2 d\mathbf{r}_0)$ は同じ n に対して大きなプラズマよりも小さくなる傾向を示した。この結果は予想されたことであり、プラズマ半径が 30 cm 以下位になった時は磁気リミター副コイルによる安定効果はあまり期待できないと考えられる。また、プラズマ半径が小さくかつ磁気リミターコイルに近い場合は、磁気リミター磁場の影響が大きくなるのでプラズマ中心の n 値のみにより安定性を議論できなくなる。またプラズマ断面が小さな場合にもやはり文献 10 で述べた様に、変位の際フラックスを保存する様に誘起されたプラズマ表面電流と磁場のローレンツ力によるプラズマ断面の変形が起る可能性は残っている。

11), 12)

次にMHD局所的不安定性について考える。

$$\begin{aligned} E = & \frac{\langle B^2 / |\nabla V|^2 \rangle}{S^2} \left[\Omega - S \frac{\langle \mathbf{J} \cdot \mathbf{B} \rangle}{\langle B^2 \rangle} \right] \\ F = & \frac{\langle B^2 / |\nabla V|^2 \rangle}{S^2} \left[\left\langle \frac{J^2}{|\nabla V|^2} \right\rangle - \frac{\langle \mathbf{J} \cdot \mathbf{B} / |\nabla V|^2 \rangle}{\langle B^2 / |\nabla V|^2 \rangle} \right] \end{aligned}$$

表2 各プラズマ電流に対するプラズマ半径, n 値, 水平方向変位, 垂直方向変位に対する周波数 ω の値。但し, 水平方向変位の ω はポロイダルフラックスの保存とプラズマ圧力の変位のみを考慮した場合の周波数。

I_p (KA)	a (m)	n	水平方向変位 $\omega (\times 10^6)$	垂直方向変位 $\omega (\times 10^6)$
40	0.39	0.90	0.093	0.10
64	0.44	0.76	0.13	0.10
84	0.50	0.71	0.21	0.11
100	0.55	1.11	0.44	0.13
203	0.61	0.81	0.23	0.17
391	0.66	0.66	0.39	0.28
575	0.72	0.60	0.50	0.33
765	0.80	0.66	0.56	0.39
981	0.86	0.69	0.67	0.45
1249	0.93	0.65	0.77	0.48
1488	0.94	0.62	0.90	0.55
1762	0.96	0.59	1.04	0.65
1987	0.97	0.58	1.20	0.75
2201	0.98	0.56	1.28	0.80
2447	0.98	0.55	1.40	0.89
2712	1.00	0.54	1.59	0.91
3303	1.02	0.52	1.87	1.20

$$H = -\frac{\langle B^2 / |FV|^2 \rangle}{S} \left[\frac{\langle \mathbf{J} \cdot \mathbf{B} / |FV|^2 \rangle}{\langle B^2 / |FV|^2 \rangle} - \frac{\langle \mathbf{J} \cdot \mathbf{B} \rangle}{\langle B^2 \rangle} \right]$$

とおく。ここで

$$S = \dot{\phi} \ddot{\phi} - \dot{\phi} \ddot{\phi}, \quad \Omega = \dot{I} \ddot{\phi} - \dot{J} \ddot{\phi}$$

であり、 ϕ , ϕ , I , J はそれぞれ、トロイダルフラックス、ポロイダルフラックス、トロイダル電流、ポロイダル電流を表わしている。またドットはプラズマ体積 V による微分を、ブラケットは磁力線に沿った平均を示している。また S は磁力線のシアを表わしており、 Ω は平均極小磁場の尺度となる。もし

$$D_I \equiv E + F + H - \frac{1}{4} < 0$$

であるならば、その系は完全導体のプラズマ ($\sigma = \infty$) の局所モードに対して安定である。また

$$D_R \equiv E + F + H^2 < 0$$

のとき、プラズマは抵抗性不安定性に対して安定である。また、

$$\begin{aligned} -D_c = & S^2 (\langle J^2 \rangle \langle B^2 \rangle - \langle \mathbf{J} \cdot \mathbf{B} \rangle^2) + 2S \langle \mathbf{J} \cdot \mathbf{B} \rangle \\ & - \Omega \langle B^2 \rangle - \dot{P} + rP \{ S^2 \langle J^2 \rangle - 2S \Omega \langle \mathbf{J} \cdot \mathbf{B} \rangle \\ & + \Omega^2 \langle B^2 \rangle + \dot{P}^2 \Omega \} \end{aligned}$$

とおくと、 $D_c < 0$ はコンベクティブ不安定性に対する安定条件を与える。

次に図5で示したプラズマに対して以上述べたMHD不安定性を計算した結果を述べる。図10に $I_p = 3.3$ MAの場合を、図11に $I_p = 981$ KAの場合の ϕ に対する D_I , D_R , D_c の変化を示す。図に於て、 $\phi = 0$ の点がプラズマ中心を、 $\phi = 0.96$, $\phi = 0.286$ がそれぞれプラズマ表面を表わしている。両者共に、 D_I , D_c は負であるが、 D_R はプラズマ表面付近で正になっている。他の電流値の場合も、 D_I , D_R , D_c の全体の傾向は図10, 11と同様である。これらの結果より、立上り中のプラズマは局所不安定性とコンベクティブ不安定性に対しては安定である。この結果はプラズマ電流立上り中に、プラズマの q を常に1より大きくとることにより得られたと考えられる。従って図5以外の立上げを考える場合も、 q が常に1より大きくなる様な平衡配位を考える必要がある。これに対し抵抗性不安定性に対しては、 $q > 1$ でもプラズマ表面付近で不安定であるという結果を得た。この不安定な層の中は、プラズマ断面外側で10~14 cm, 内側で4~6 cmである。一般に抵抗性不安定性に対して、シアの安定性効果が効かないため、その安定条件は局所的不安定性よりも厳しい。しかし一般の円型断面の平衡配位の場合、抵抗性不安定が生じるのはやはり $q < 1$ の付近であり、¹³⁾上に述べた様なプラズマ表面付近で不安定であるという結果は、磁気リミターがプラズマ断面外側に存在しているため、いい換えるとセパトトリクスが外側にできるためである。従ってこの表面付近の抵抗性不安定は、外側に磁気リミターがあるJT-60固有の問題であり、この不安定な層がどの様な影響をプラズマに与えるかは重要な問題であるが、そのことは $D_R > 0$ となる層の厚さや抵抗、成長率と複雑に関連しており、詳細な議論は次回にゆずりたいと思う。

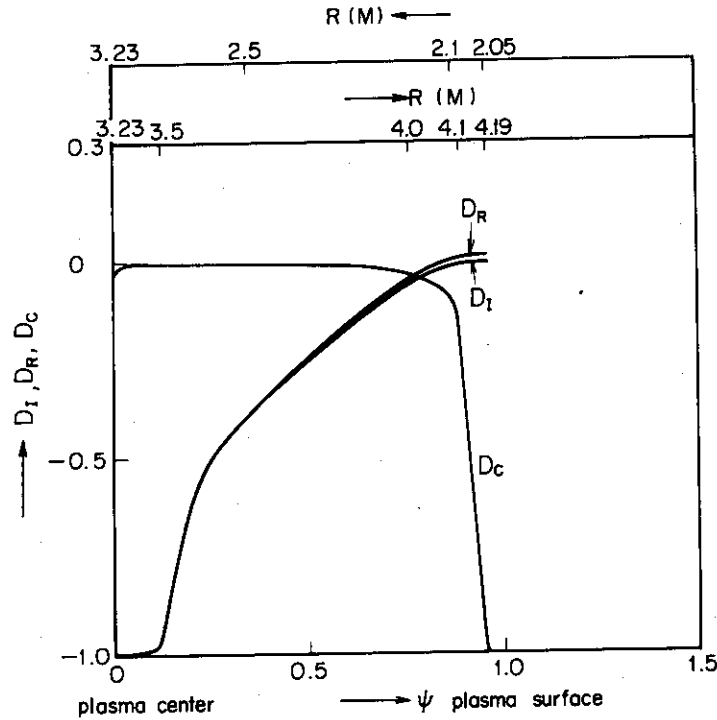


図 10 $I_p = 3.3 \text{ MA}$ の場合の ψ に対する D_I , D_R , D_C の変化。 $\psi = 0$ がプラズマ中心を, $\psi = 0.96$ がセパトリクスを含むプラズマ表面を表わしている。また D_I , D_R , D_C はその最大値で規格化されている。

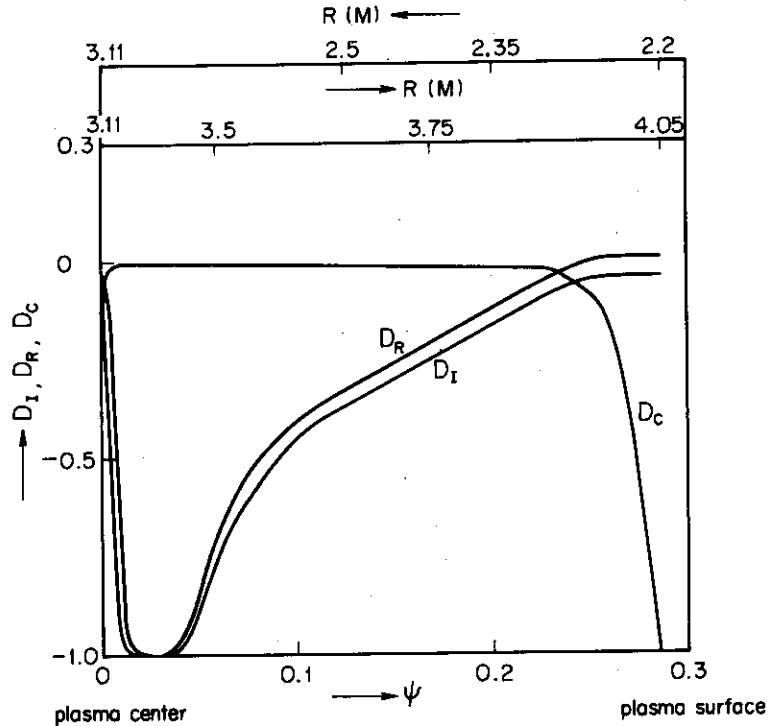


図 11 $I_p = 981 \text{ KA}$ の場合の ψ に対する D_I , D_R , D_C の変化。 $\psi = 0$ がプラズマ中心を, $\psi = 0.286$ がセパトリクスを含むプラズマ表面を表わしている。また D_I , D_R , D_C はその最大値で規格化されている。

4 ま と め

JT-60に於ける可動磁気リミターの利用を考察した結果、放電開始時に八重極磁場を真空容器中心付近に作り、プラズマ放電後はプラズマ電流に応じて必要な垂直磁場を加えることにより、プラズマ半径を除々に大きくしながらプラズマを立上げることができることを示した。また、各プラズマ電流に於ける平衡配位を数値計算を用いて示した。それらの平衡配位に於いて、一様な位置変位に対するプラズマの安定性、局所的不安定性、コンベクティブ不安定性に対してプラズマは安定であることが示された。

プラズマ電流の立上がりの際の議論としては、安定性の問題だけでなく、粒子の拡散と閉じ込めの問題や不純物の問題等他にも検討すべき重要な問題がまだ残っているが、それらの検討についてはまた別の機会にゆずりたいと思う。

最後に、有益な御意見、御指導をしてくださった吉川允二JT-60開発室長をはじめとするグループの諸氏に感謝の意を表わします。

参考文献

1. C. S. Liu, M. H. Rosenbluth and C. W. Horton; Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 1489.
2. D. F. Duchs, H. P. Furth and P. H. Rutherford; Nucl. Fusion 12 (1972) 341.
3. 田島, 小林; 核融合研究 vol 34/別冊その1
4. M. Yoshikawa et al.; IAEA Meeting of Specialists on Large Tokamak Experiments (Dubna, USSR, 1975)
5. K. V. Hagenow and K. Lackner; 7-th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (Lausanne, 1975)
6. DRAFT, TFTR-TR-001, (1975)
7. T. Ohkawa; Private Communication.
8. Y. Suzuki, A. Kameari, H. Ninomiya, M. Masuzaki and H. Toyama; in Plasma Physics and Controlled Nuclear Research (Proc. 5 th Int. Conf. Tokyo, 1974) 1, IAEA, Vienna (1975) 411.
9. 二宮, 鈴木, 亀有; JAERI-M 6025, 6026.
10. H. Ninomiya, Y. Suzuki and A. Kameari; to be published in Japan J. appl. Phys.
11. L. S. Solov'ev; Soviet Phys, JETP 26 (1968) 400.
12. A. H. Glasser, J. M. Green and J. L. Johnson; Phys. Fluids 18 (1975) 875.
13. A. H. Glasser, J. M. Green and J. L. Johnson; Phys. Fluids 19 (1976) 567.