

JAERI-M

8725

JFT-2Mにおける鉄心の効果

1980年3月

嘉本 覚\*・莊司 昭朗・田中 裕二・吉田 清

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.

JFT-2Mにおける鉄心の効果

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部  
嘉本 覚\*・荘司昭朗・田中裕二・吉田 清

(1980年1月30日受理)

JFT-2M装置の特徴として、プラズマ断面がD形であり、初期には鉄心入りOHコイルが使われる。鉄心を使用する場合に考慮すべき2点は、OHコイルとプラズマとのカップリングおよび鉄心からの磁場の漏れによるプラズマの断面の変形である。本レポートは、この2点について、Lawrence Radiation Laboratory で開発された「TRIM」コードを使って詳細に調べた結果を述べるものである。計算の結果、次のようなことが明らかになった。

- 1) 単にOHコイルを上下に巻いた場合には、鉄心の局所飽和のため Volt・seconds が大きくとれない。一般的に、鉄心が有効に使われる範囲での Volt・seconds の値は、鉄心の全周において起磁力が均一であるときが最大である。
- 2) Volt・seconds の発生を十分にし、かつ漏れ磁場を小さくしてプラズマの形をD形に保つためには、プラズマの内側に、ポロイダルコイル、又は、OHコイルを設けることが必要である。

---

\* 外来研究員；三菱電機株式会社

Effect of Iron Core in JFT-2M

Satoru KAMOTO<sup>\*</sup>, Teruaki SHOJI, Yuji TANAKA and Kiyoshi YOSHIDA

Division of Thermonuclear Fusion Research,  
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received January 30, 1980)

JFT-2M is a tokamak device being designed with Dee-shape plasma and an ohmic heating coil with an iron core. The heating coil with an iron core causes two problems in tokamaks already known; i.e. coupling between ohmic heating coil and plasma, and distortion of the plasma shape due to magnetic flux leakage from the iron core. These two were examined in detail by computer calculation with the TRIM code developed in Lawrence Radiation Laboratory. Following are the conclusions:

- 1) An ohmic heating coil wound only at top and bottom of the center core reduces largely the volt·seconds. The volt·seconds with effective use of the iron core becomes a maximum when magnetic motive force is distributed equally along the iron core yoke.
- 2) There must be a poloidal coil or an ohmic heating coil between the iron core and the plasma in order to save the volt·seconds and to keep the plasma in Dee-shape.

Keywords; JFT-2M Tokamak, Iron Core, TRIM Code, Magnetic Flux Leakage, Ohmic Heating Coil, Plasma Shape

---

\* On leave from Mitsubishi Electric Corp.

## 目 次

1. まえがき .....	1
2. 計算方法 .....	2
3. 計算結果 .....	6
3.1 Volt・sec .....	6
3.2 漏れ磁場 .....	20
4. 考 察 .....	27
5. 結 び .....	31
謝 辞 .....	32
参考文献 .....	32

## Contents

1. Introduction .....	1
2. Method of calculation .....	2
3. The results of calculation .....	6
3.1 Volt.seconds .....	6
3.2 Distortion of plasma shape .....	20
4. Discussion .....	27
5. Conclusions .....	31
Acknowledgement .....	32
References .....	32

## 1. ま え が き

原研では、トカマク型装置の効率向上および単純化等の実験研究を行うためのトーラス装置としてJFT-2Mを計画している。この装置の特徴の一つとして、プラズマ断面がD形であり、初期には、鉄心入りのOHコイルが使われる。そこで、トカマク装置JFT-2Mにおける、オーミックヒーティング用の鉄心入りOHコイルについて考察した。鉄心を使用する第1の理由は、プラズマとOHコイルとのカップリングが空心のときに比べて、数倍よく、駆動用の総電力が節約できるためである。

鉄心を使用するとき考慮すべき点が2つある。その一つは、OHコイルとプラズマとのカップリングである。というのは、以前から知られているように、コイル配置がある形をとったとき、鉄心が局所的に飽和するため、磁束 (Volt・seconds) の発生が十分におこなわれず、プラズマに予定された電流を流すことが不可能になる場合が発生する。第2点は、プラズマの断面の変形である。これは鉄心にプラズマの磁束が吸い込まれるためにおこることであり、この場合プラズマの断面形をD形に保つことが難しくなる。

これらの2つの問題点を数値的に調べるとともに、どのようにすれば、それらを解決できるかを調べる必要がある。そこで、この2点について軸対称2次元コード「TRIM」<sup>注)</sup>を使って、磁場解析を行なった。この報告書はその結果を記述するものである。

磁場を2次元軸対称で近似した理由は次の考えによるものである。鉄心入りトカマクの磁場計算の場合、トロイダル方向の電流のみを考慮すればよい。というのは、ポロイダル方向の電流が作る磁場は、鉄心部分においてほぼ零であるため、すべての電流が作り出す磁場は、ポロイダル方向の電流がないときの磁場に、ポロイダル方向電流のみが作り出す空心磁場を加えることによって、得られるからである。また鉄心の脚鉄部はプラズマ部分よりはなれているため、それがプラズマにおよぼす影響は、傾向をつかむという点においては無視できるものである。したがって、鉄心も含めたすべてを、同軸対称とし、かつ電流についてはトロイダル方向のみとした。さらに、今回の目的には、精度のよい3次元の計算より、計算時間がはるかに短かく、多くの場合を計算できる2次元同軸対称の計算の方が適切であるため後者を選んだ。

---

注) 「TRIM」コードは本来加速器の電磁石の設計を目的として Lawrence Radiation Laboratory の A. Winslow によって作られ、J. Colonias によって改良された。それは IBM 360 system version に Rutherford Energy Laboratory の N.J. Diserens によって変更され、さらに FACOM 230 system version に原研で変更された。本研で使用されているものは、それを著者によってさらにトカマクの磁場計算のために変更されたものである。

## 2. 計 算 方 法

上記の件、すなわち軸対称でかつ、電流がトロイダル方向のみであるときの磁場方程式は

$$\frac{\partial}{\partial r} \frac{\gamma}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{\gamma}{r} \frac{\partial \phi}{\partial z} = -4\pi i \quad (1)$$

となる。ここで  $r$  は図1が示すように動径で、 $\gamma$  は  $\frac{1}{\mu}$  すなわち透磁率の逆数である。 $\phi$  は  $rA$  すなわち動径とベクトルポテンシャルの積で磁束に比例する。式(1)の両辺を面積積分すると、

$$\oint \frac{\gamma}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} dz - \oint \frac{\gamma}{r} \frac{\partial \phi}{\partial z} dr = -4\pi \int i ds \quad (2)$$

となる。ここで  $\gamma$  は  $\vec{B}^2$  の関数で、 $\vec{B}^2$  は

$$\vec{B}^2 = \frac{1}{r^2} \left[ \left( \frac{\partial \phi}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (3)$$

で与えられる。

「TRIM」コードは、規則三角メッシュを用い、そのメッシュの作る単位面(図2の破線で囲まれた部分)に式(2)の面積積分を行い、差分方程式を作り、それを緩和法によって解くものである。

図2のように座標を指定したとき、この差分方程式は

$$\sum_{i=1}^6 C_i (\phi_i - \phi_g) = \sum_{i=1}^6 A_i I_i \quad (4)$$

となる。ただしここで、 $\phi_i, \phi_g$  は

$$\phi_i = \phi(r_i, z_i), \quad \phi_g = \phi(r_g, z_g)$$

である。 $I_i$  は3点  $(r_g, z_g), (r_i, z_i), (r_{i+1}, z_{i+1})$  でかこまれる三角形内の平均電流密度に  $(-4\pi)$  をかけたものである。 $C_i, A_i$  は

$$C_i = \frac{1}{4} \frac{1}{R_i} \left[ \frac{\gamma}{S_i} (\vec{P}_{i+1} - \vec{P}_g) \cdot (\vec{P}_{i+1} - \vec{P}_i) + \frac{\gamma_{i-1}}{S_{i-1}} (\vec{P}_{i-1} - \vec{P}_g) \cdot (\vec{P}_{i-1} - \vec{P}_i) \right]$$

$$\frac{1}{R_i} = \frac{1}{r_g + r_i}, \quad \vec{P}_i = (r_i, z_i), \quad \vec{P}_g = (r_g, z_g)$$

$$A_i = \frac{S_i}{2} - \frac{|\vec{P}_{i+1} - \vec{P}_i|^2}{8} \cot \theta_i \quad (5)$$

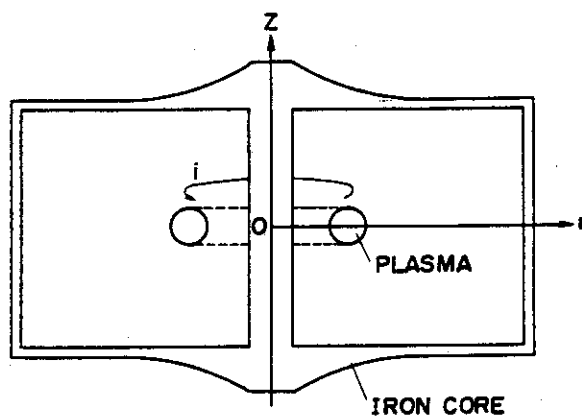


図1 JFT-2Mの鉄心を同軸対称で近似。磁気抵抗を実際に近づけるため、半径に反比例して脚鉄の断面は細くなっている。

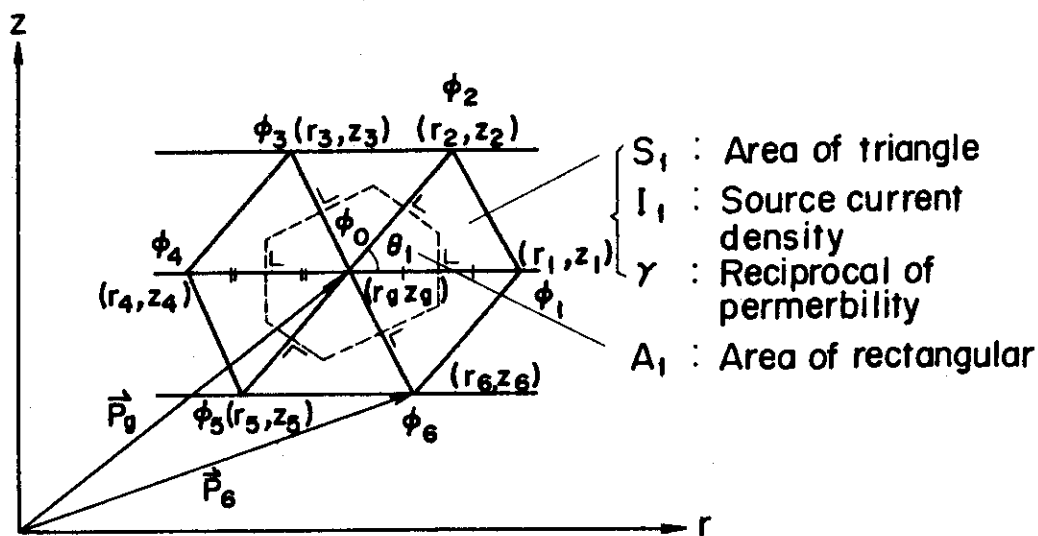


図2 「TRIM」コードで使われている規則三角メッシュ。一点の周りに6コの三角形がある。一点を取り囲む単位面は、一点より放射状に出た6本の線分を2等分する垂線によって囲まれる6角形である。ただし、周りの三角形が鈍角三角形であると、単位面は最大12角形になる。



である。ここで  $S_i$  は3点  $(r_g, z_g)$ ,  $(r_i, z_i)$ ,  $(r_{i+1}, z_{i+1})$  でかこまれる三角形の面積で、 $\theta_i$  はその三角形の一つの頂点  $(r_g, z_g)$  での角度である。ただしその三角形が、鈍角三角形のとき、 $A_i$  は次のように変形される。

$$A_i = \begin{cases} \frac{S_i}{4} & \theta_i < 90^\circ \\ \frac{S_i}{2} & \theta_i > 90^\circ \end{cases}$$

上記の式でサフィックス  $i$  が  $i=7$  のときは  $i=1$  とみなし、 $i=0$  のときは  $i=6$  とみなす。

JFT-2Mのために用意された三角メッシュは図3に示されている。鉄心の上部脚鉄部は磁気抵抗を実際に近づけるため、その部分の巾を動径  $r$  に反比例して小さくした。境界条件は鉄心からの磁束のもれを考慮して、鉄心より 2m はなれた所でベクトルポテンシャルが零になるように設定した。また、電流分布が上下対称である場合を考えたので、上半分のみのメッシュを切り、メッシュの下部での  $\phi$  の垂直微分を零とした。

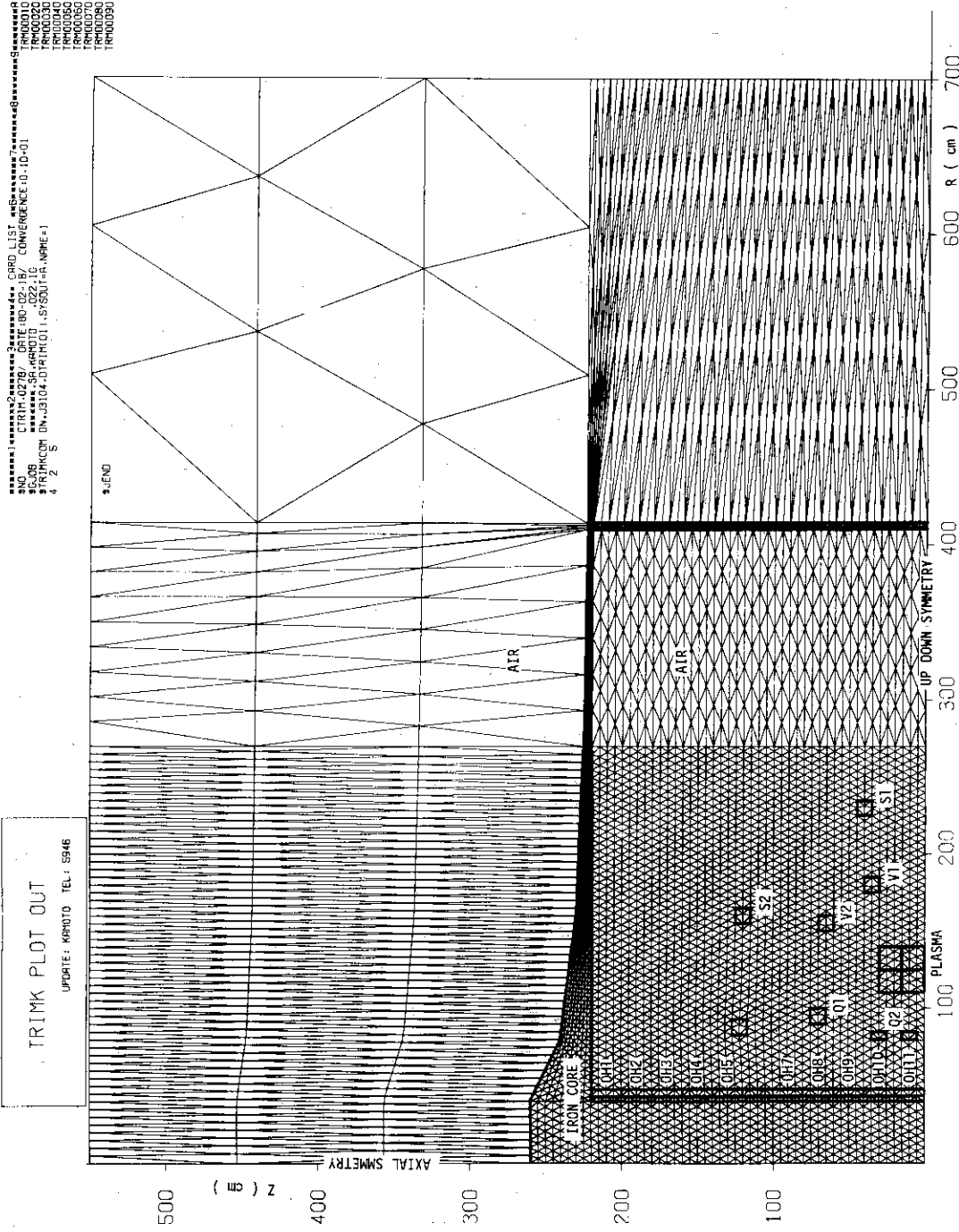


図3 「TRIM」コードに入れられたJFT-2Mのメッシュ。OH 1～OH 11はオーミックヒーティング用コイル。S<sub>1</sub>～S<sub>3</sub>は外側の遅い制御用ポロイダルコイル。V<sub>1</sub>、V<sub>2</sub>、Q<sub>1</sub>、Q<sub>2</sub>は内側の速い制御用ポロイダルコイル。鉄心は半径Rが大きいはほど狭くして、鉄心の磁気抵抗を實際に近づけている。

### 3. 計算結果

#### 3.1 Volt・sec の計算結果

鉄心が有効に使われるときの Volt・sec の定義は、一般的に定められていないので、ここで、この問題を扱う上で、もっとも適当な定義をまず行うことにする。まずプラズマの点火前の状態で、プラズマに流れるべき電流と同方向の電流を OH コイルに流して、鉄心が飽和し始めたときを考える。そのとき、プラズマの内側の平面を貫通する磁束を  $\phi_1$  とする。次に、プラズマが点火してその電流が  $I_p$  に達したと仮定し、OH コイル電流がプラズマ電流と逆方向で、その値が  $I_p$  にはほぼ等しいときを考える。そのとき、OH 電流を  $I_p$  の値の近傍で変化させて、それぞれの OH 電流に対して、プラズマの内側の平面を貫通する磁束  $\phi$  を計算し、グラフにすると一般的に図 4 のように段状の形となる。そのグラフ中の点 A から点 B までの間は鉄心が有効に使われる範囲を示し、それより上または下では、空心のときとほぼ等しい傾きを持つことになる。そこで点 B での磁束を  $\phi_2$  とすると、鉄心が有効に使われるときの Volt・sec =  $\Delta\phi$  は

$$\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$$

と定義するのが適当である。

JFT-2M のプラズマの概形及びコイル位置は図 3 に示されている。このプラズマの概形の場合、プラズマ内側の平面の半径はおよそ 90 cm と考えてよい。したがって、その平面を貫通する磁束  $\phi$  は式(1)の  $\phi$  を使って表わすならば

$$\begin{aligned}\phi &= \int \vec{B} \cdot d\vec{s} = \int \text{rot} \vec{A} \cdot d\vec{s} = \oint A \, dl \\ &= 2\pi rA = 2\pi\phi(90 \text{ cm}, 0 \text{ cm})\end{aligned}\quad (7)$$

となる。ここで B は磁束密度、A はベクトルポテンシャル  $\vec{A}$  の  $\theta$  方向である。したがって式(6)は

$$\Delta\phi = 2\pi [\phi_1(90 \text{ cm}, 0 \text{ cm}) - \phi_2(90 \text{ cm}, 0 \text{ cm})] \quad (8)$$

となる。ここで  $\phi_1$  はプラズマ点火前の  $\phi$  であり、 $\phi_2$  は図 4 の点 B における  $\phi$  である。実際に計算されたコイルの電流は表 1 に示されている。また磁束  $\phi$  の計算結果は表 2 に示されている。

Case 1 は小型のトカマク装置で最も多く使われるコイル配置である。つまり、OH コイルを鉄心の上下部に巻く。このことは、トロイダルコイルによって狭くなっている鉄心の中心部に OH コイルを巻くよりも、スペース的に容易であるからである。しかし、case 1 の計算結果によるとプラズマ電流  $I_p$  が 448 kA に達する場合、磁束のグラフは図 5 に示されるように段状にならない。このことは、鉄心が有効に使われている Volt・sec が零であることを示している。

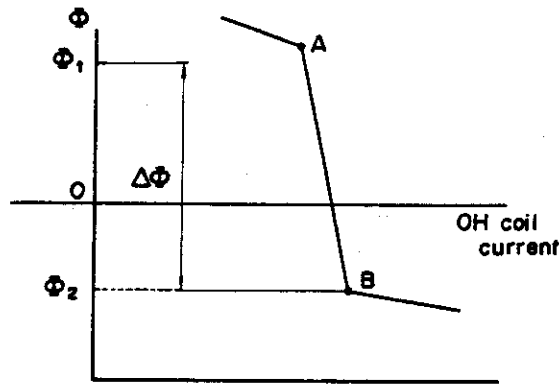


図4 OHコイル電流の変化にともなう磁束の変化。プラズマの輪の内側の面を貫通する磁束は階段状に変化する。A点、B点は、鉄心の飽和のため、折れまがる点である。

表1 case 1～6のコイル配置の定義と磁束と漏れ磁場を示すパラメータの計算結果。下へいくほど Volt・seconds が増え、n-indexの空心と鉄心のときの差がなくなる。α-indexは Volt・seconds の減り具合を示す新たに定義された合理的なパラメータ。

	OH coil	S <sub>1</sub> coil	Q <sub>2</sub> coil	α (Wb/A)	n-index (iron core)	n-index (air)
case 1	UP・DOWN	ON	OFF	$5.04 \times 10^{-6}$	-0.500	-1.307
case 2	UP・DOWN	OFF	OFF	$3.11 \times 10^{-6}$	-0.400	-0.971
case 3	UP・DOWN	OFF	ON	$1.31 \times 10^{-6}$	-0.607	-1.002
case 4	DISTRIBUTED	ON	OFF	$0.89 \times 10^{-6}$	-1.446	-1.474
case 5	FLAT	ON	ON	$0.63 \times 10^{-6}$	-1.565	-1.602
case 6	FLAT	OFF	ON	expected to be < case 5	not yet calculated	

実際  $I_p$  が 448 kA で OH コイル電流が -468 kA のときでも、磁束は初期の磁束  $\Phi_1$  より大きくなっている。その結果、式(8)で求められた  $\text{Volt} \cdot \text{sec} = \Delta \Phi$  の値は負である。この結果を磁力線の状態から考えると図6に示されているように、OH コイルのある部分の鉄心は飽和し、かつプラズマのある中心部分の鉄心も飽和している。さらにその方向は、互いに逆方向である。その結果、鉄心の中でぶつかり合う2つの磁束は、ぶつかり合う部分から鉄心の外へぬけだして、OH コイルとプラズマのカップリングを減少させている。このことが  $\text{Volt} \cdot \text{sec}$  を減少させていることに対応するものと考えられる。

これはプラズマ電流が少ないときには現われないことである。したがって、次にプラズマ電流  $I_p$  がどの程度減少すると  $\text{Volt} \cdot \text{sec} = \Delta \Phi$  が正の値を持つか調べた。さらに、 $I_p$  と  $\Delta \Phi$  との関係も調べた。計算された case はプラズマ電流  $I_p$  が 336 kA, 224 kA, 112 kA, の3case である。そのときの  $\text{Volt} \cdot \text{sec} = \Delta \Phi$  の計算結果は図5に示されている。その結果は、予測されたように、プラズマ電流  $I_p$  が減少すると  $\text{Volt} \cdot \text{sec} = \Delta \Phi$  が増加している。これは図7が示すようにプラズマ内外の鉄心が飽和していないことから説明される。この関係を調べるために、 $I_p$  と  $\Delta \Phi$  をプロットすると、図8の  $U_p \cdot \text{DOWN}$  のプロットが示すようにリニアな関係になった。すなわち、

$$\Delta \Phi = 2 \Phi_1 - \alpha I_p \quad \alpha : \text{定数} \quad (9)$$

である。ここで  $\alpha$  は  $5.04 \times 10^{-6} \text{ Wb/A}$  となっている。

図8には、他のトカマクの  $\text{Volt} \cdot \text{sec}$  を鉄心の径について換算したものを参考のために示してある。これらが、 $U_p \cdot \text{DOWN}$  のグラフと一致しないのは、コイル形状が異なるためと考えられる。そこでコイル形状を変えたものも計算して、どのようなコイル形状のときに  $\text{Volt} \cdot \text{sec}$  が増すかを調べる必要がある。

鉄心上の電流分布が正負に大きくばらついていると、漏れ磁束が多くなり  $\text{Volt} \cdot \text{sec}$  が減少すると推定される。よって、そのばらつきが小さくなるようなコイル配置での  $\text{Volt} \cdot \text{sec}$  の計算を行った(表1中の case 2, 3, 4, 5)。

1) case 2 ……  $S_3$  コイルに電流を流さないとき。

$S_3$  コイルについては、鉄心の近くにあるため、磁束が鉄心に吸収されてプラズマの shaping コイルとしての働きがないように思われるのでこれを省略してみた。その計算結果は図9に示されている。すなわち、プラズマ内側の鉄心の飽和は減少した。その結果、図10に示されているように、 $\text{Volt} \cdot \text{sec} = \Delta \Phi$  が増加して、プラズマ電流  $I_p$  が 448 kA のときでも、その値は正となった。プラズマ電流  $I_p$  が 336 kA のときの  $\text{Volt} \cdot \text{sec} = \Delta \Phi$  も計算し、 $\Delta \Phi$  と  $I_p$  の関係をプロットすると図8が示すようにやはりリニアとなり、式(9)を満している。ここで  $\alpha$  は  $3.11 \times 10^{-6} \text{ Wb/A}$  となった。

2) case 3 ……  $S_3$  コイルに電流を流さず、 $Q_2$  コイルに電流を流したとき。

さらに、 $Q_2$  コイルにプラズマと逆方向の電流を流すと、プラズマの shaping が容易になると同時に、 $Q_2$  コイル電流はプラズマ電流を打ち消し合う方向になるので、鉄心上の電流分布のばらつきが減少し、そのため  $\text{Volt} \cdot \text{sec} = \Delta \Phi$  がさらに増加することが期待される。計算結果は、図11に示されているが、鉄心内の磁束が一定方向となり、プラズマと OH コイルとのカップリングの向上とともに、鉄心の効果が有効に使われていることを示している。つまり、 $\text{Volt} \cdot$

sec =  $\Delta\phi$  も、図 10 の case 3 に示されているように max の 1.93 Wb に近づいている。この計算結果を  $\Delta\phi$  と  $I_p$  の関係を示す図 8 中にプロットすると、Volt・sec の値が大きく改善されていることがわかる。このときの  $\alpha$  は  $1.31 \times 10^{-6}$  Wb/A となった。このように、 $Q_2$  コイルの導入は、プラズマの shaping, OH コイルとのカップリングの性能を向上させるが反面、構造上トカマク装置の組立てを、いくらか複雑にすることが、欠点である。

3) case 4 …… OH コイル電流を鉄心上に分布させ、すべての電流の中心鉄心に働く起磁力を一定になるようにし、 $S_3$  を設け、 $Q_2$  コイルをはぶいたとき。

OH コイルを分布させることは、case 3 よりさらにその構造が複雑になり、実際のトカマクとして、case 4 の実現性は期待できるものではないが、鉄心に働く起磁力が一定であることが、どの程度 Volt・sec の向上に役立つかを調べるために計算を行なった。計算の結果は、図 12 のとおりであり、中心鉄心の中では、磁力線がほぼ平行に走り、そこから磁力線はほとんど飛び出していないことを示している。そのとき、鉄心が有効に使われる範囲内での Volt・sec は図 10 が示すように case 3 よりさらに向上している。Volt・sec を図 8 にプロットして  $\alpha$  をもとめると  $0.89 \times 10^{-6}$  Wb/A となった。

4) case 5 …… OH コイルを中心鉄心上で一様に分布させ、 $S_3$  コイル、 $Q_2$  コイルに電流を流したとき。

case 4 のような OH コイルを巻くことは現実面ではほぼ不可能であるから、OH コイルを等分布に巻いた状態を調べた。ただし、 $Q_2$  コイルの導入は Volt・sec を大きく向上させるので、それを付け加えることにした。その場合  $S_3$  コイルは原理的には Volt・sec の値を改善するためには不用になるはずであるが、付けたまま計算した。

計算結果は図 13 に示されているように、磁力線が case 4 の場合とほぼ同様に鉄心の中を平行に走っている。Volt・sec の計算結果は図 10 に示されているように、OH コイルを等分布に簡略化しても、 $Q_2$  コイルを設けると、case 4 よりさらに Volt・sec が上昇する。このことより、 $Q_2$  コイルの役割が大きいことがわかる。この Volt・sec を図 8 にプロットして  $\alpha$  をもとめると、 $0.63 \times 10^{-6}$  Wb/A となった。さらに  $S_3$  コイルをはぶくと Volt・sec はさらに向上することは、上記の結果より十分にわかることである。

以上の計算結果よりわかることは、Volt・sec =  $\Delta\phi$  がプラズマ電流  $I_p$  に比例して減少することと、 $Q_2$  コイルの重要性と、 $S_3$  コイルの不用性が明確になったことである。なお、 $\Delta\phi$  が  $I_p$  に比例して減少することは、あとの考察で理由を考えてみることにする。



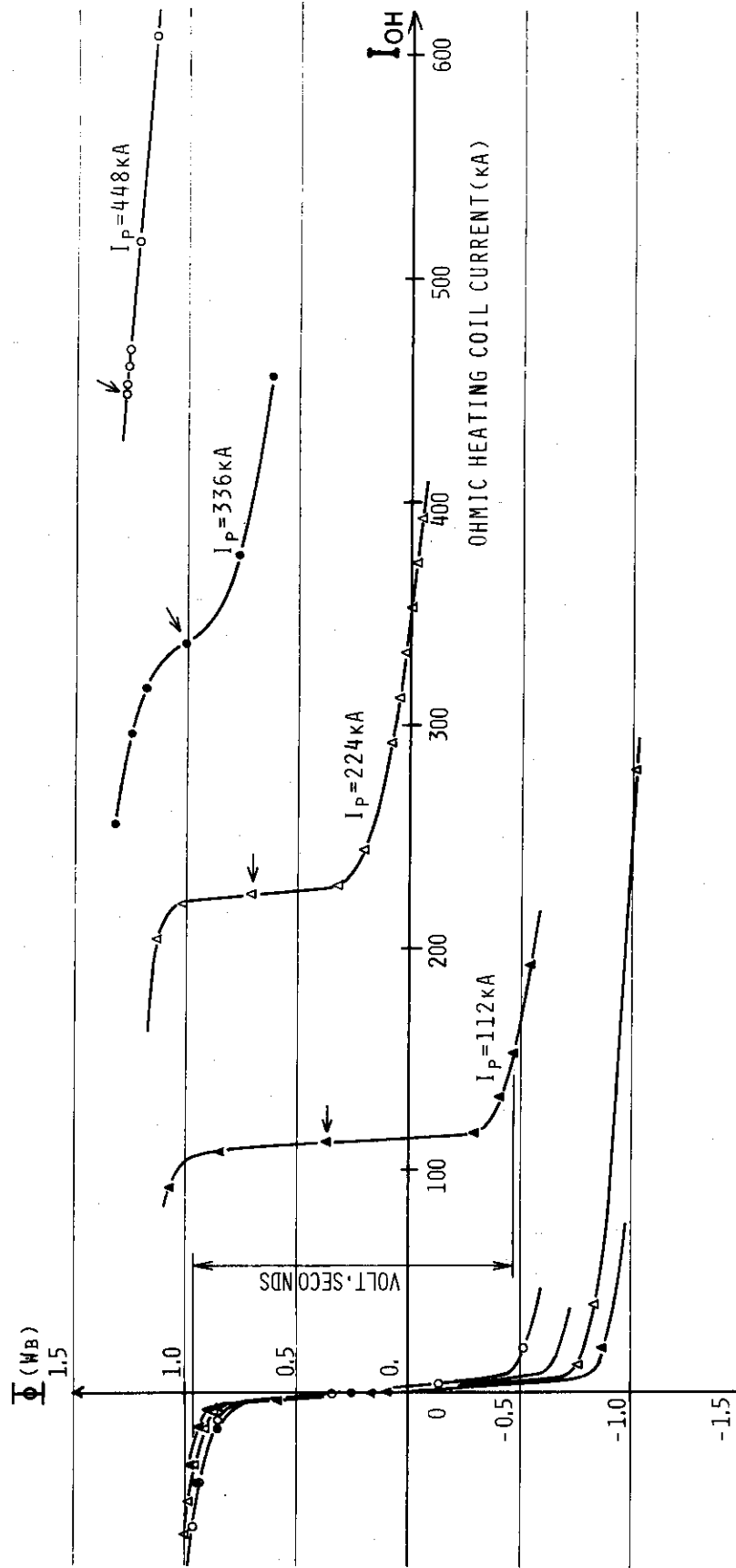


図5 case - 1について、オームヒートリングコイルのアンペアターンの変化にもなうプラズマ内側の磁束の変化。プラズマ電流が大きいほどグラフの段差が小さくなる。←はすべてのアンペアターンの和が零の点を示す。



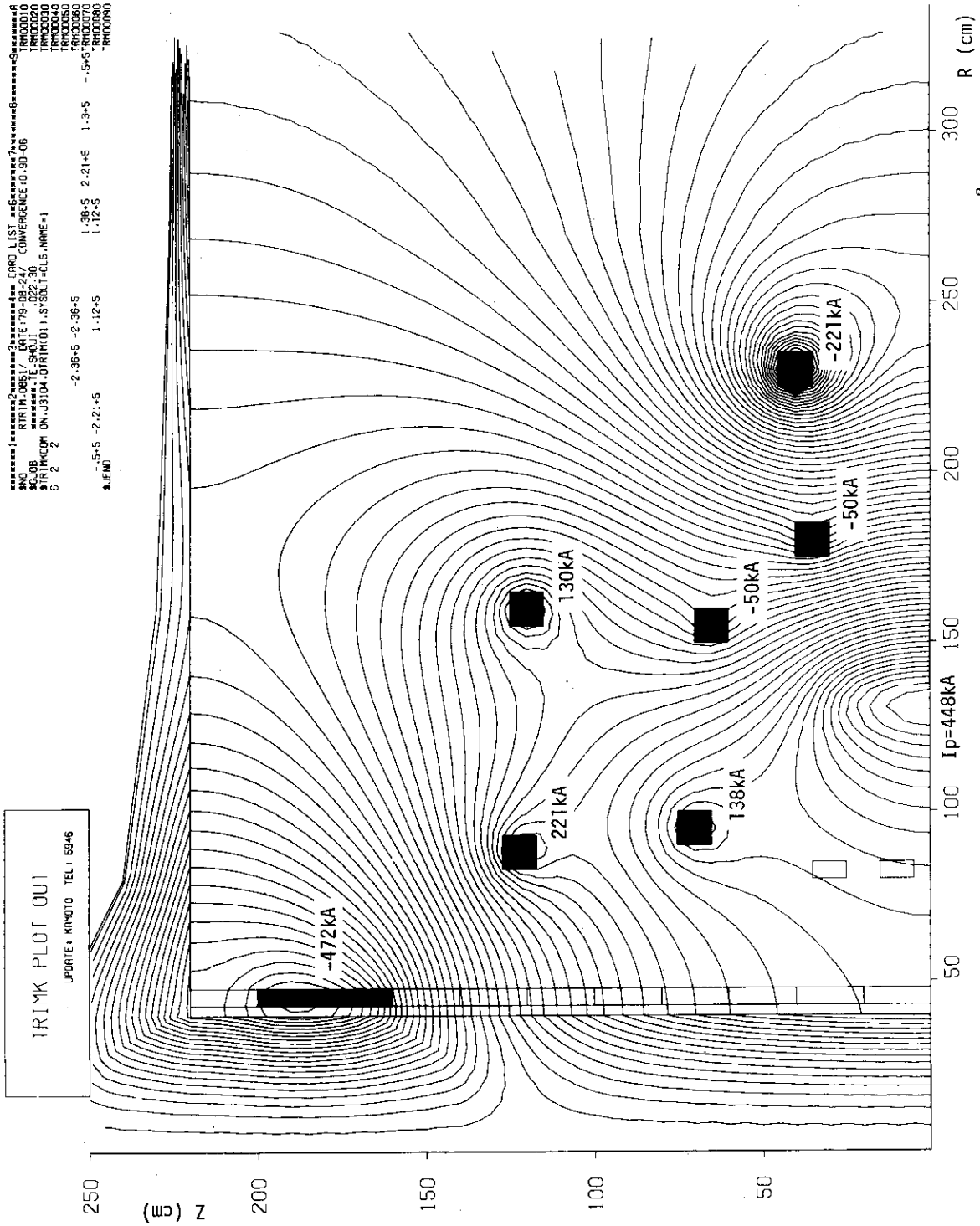


図6 case -1 について、プラズマ電流が 448 k A のときの磁力線の計算結果。線間は  $2\pi \times 10^{-2} \text{Wb}$ 。中心鉄心が局所的に飽和しているため、鉄心を一周する磁力線がないことがわかる。その結果 Volt  $\cdot$  sec-ords は零に近い。

```
#####  
##### CPRO LIST #####  
#####  
TRIMK010  
TRIMK020  
TRIMK030  
TRIMK040  
TRIMK050  
TRIMK060  
TRIMK070  
TRIMK080  
TRIMK090  
#####  
CONVERGENCE: 10.30:06  
DATE: 79-02-20  
TIME: 11:51:50  
STR: INCOM DN-J3104-DTR(K)DI1-SYS01-CLS-NPRE=1  
6 2 2  
-1.35e-5 -1.35e-5  
-25e-5 -1.10e-5 0.69e-5 1.10e-5 0.85e-5 -25e-5  
$JEND 0.56e-5 0.56e-5
```

TRIMK PLOT OUT  
UPDATE: MAR10 TEL: 5946

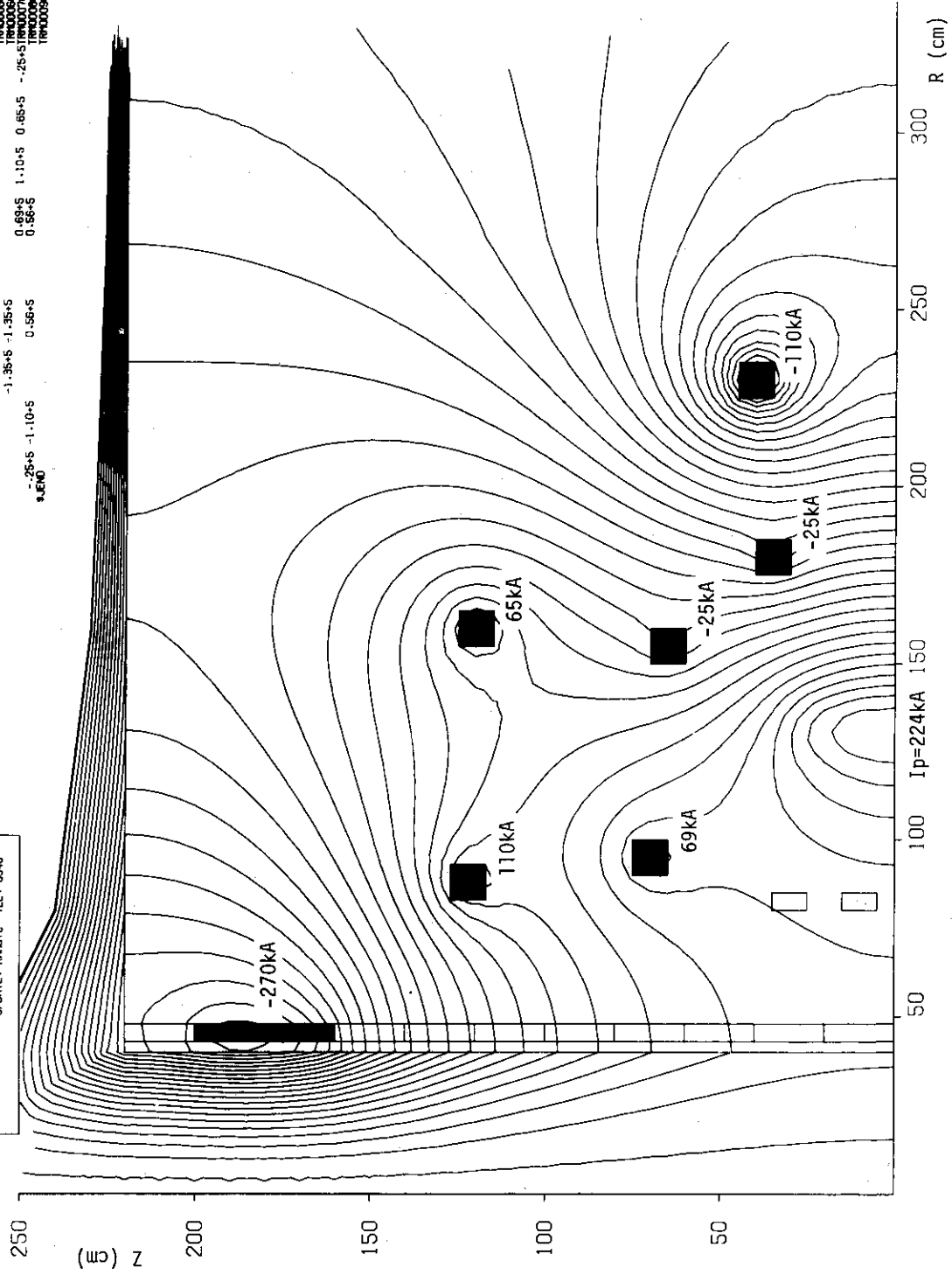


図7 case-1 について、プラズマ電流が 224 kA のときの磁力線の計算結果。鉄心の飽和は軽減され Volt・seconds が発生するようになる。

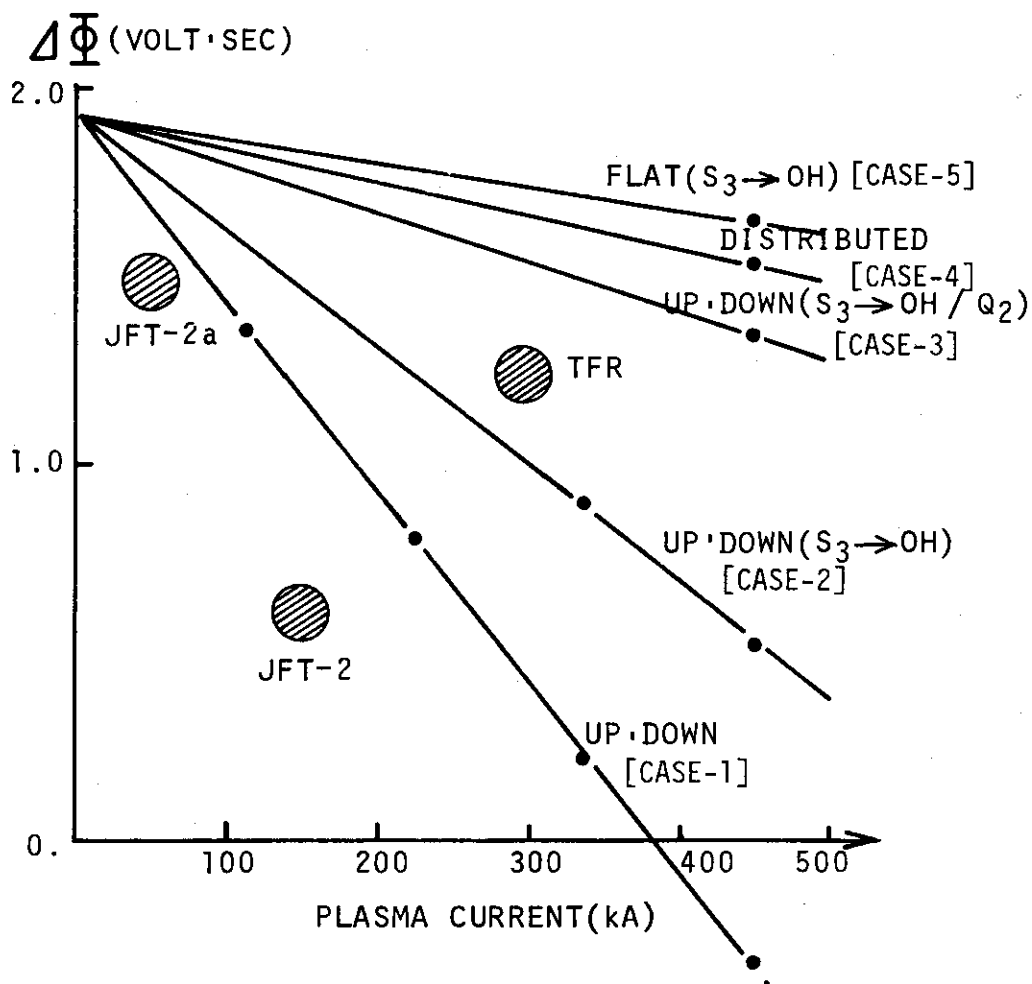


図8 プラズマ電流と Volt·seconds の関係。鉄心が有効に使われる範囲において、全課程で使用可能な Volt·seconds は、フラットトップ時のプラズマ電流に比例して減少する。⊙印は実験データの一つをその中心鉄心の断面積で割り  $0.5\text{m}^2$  を乗じたものである。これは参考としてあげたもので、正確ではなくさらに大きい値を示すこともあると思われる。

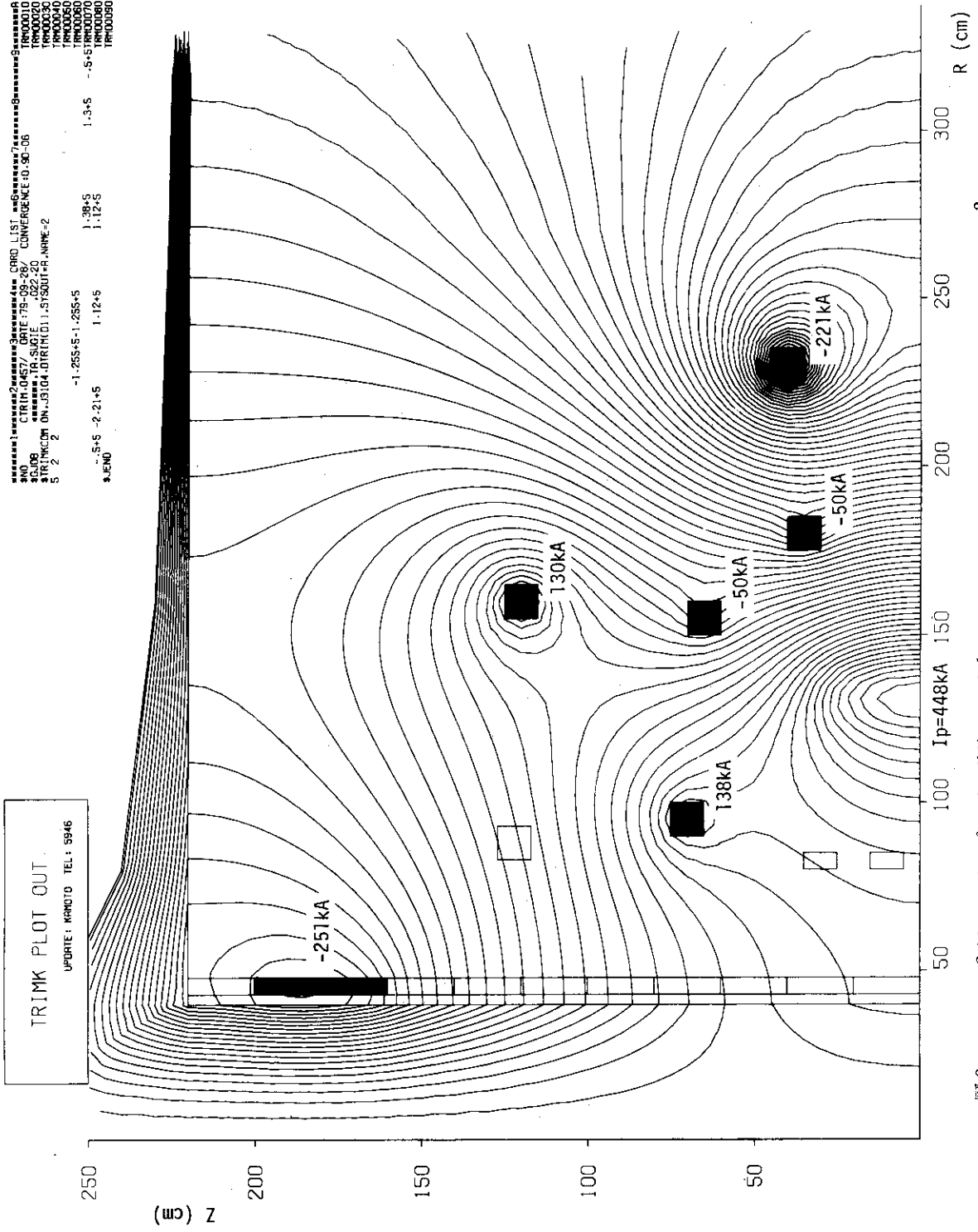


図9 case -2 について、プラズマ電流が 448 kA のときの磁力線の計算結果。線間は  $2\pi \times 10^{-2}$  Wb。  
 S<sub>3</sub> コイルがなくなつたため、局所的に大きい起磁力が減り、鉄心の飽和は少なくなっている。

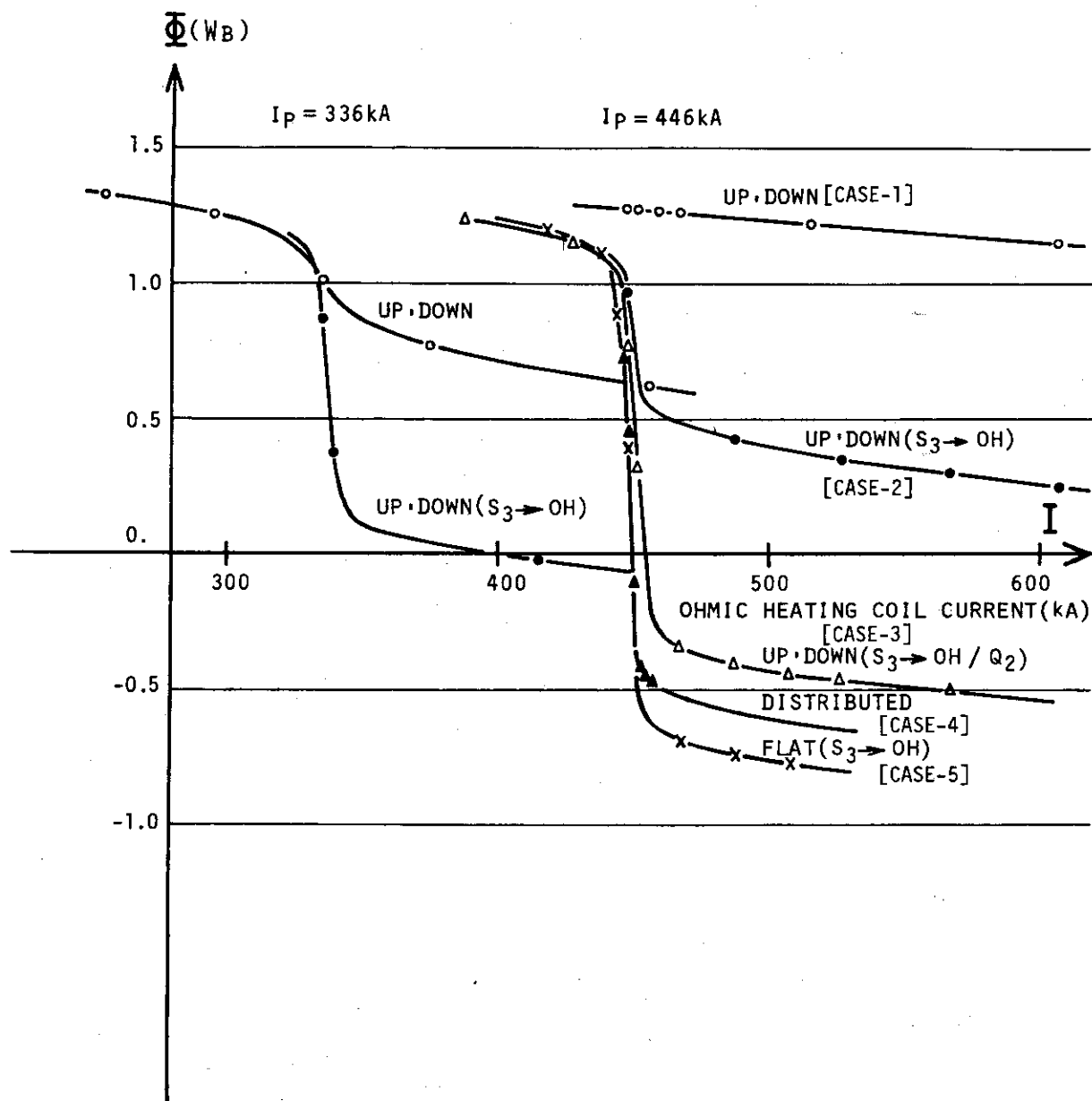


図 10 起磁力が鉄心上で均一に近づくほど、OH 電流の変化にともなう磁束の変化は大きくなる。  
またプラズマ電流が小さいほど磁束の変化も大きい。

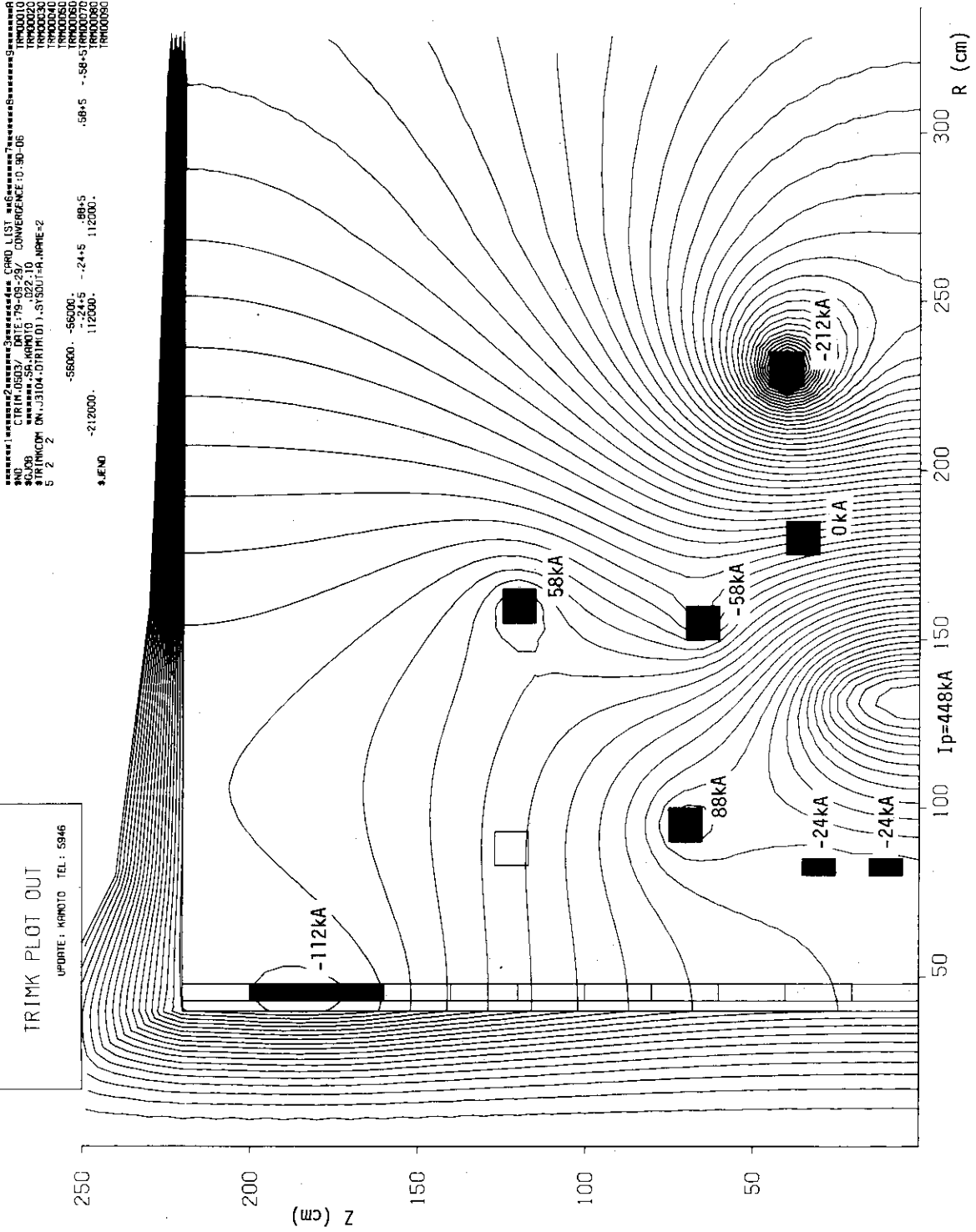


図 11 case - 3 について、プラズマ電流が 448 kA のときの磁力線の計算結果。線間は  $2\pi \times 10^{-2} Wb$ 。  
 $Q_2$  コイルが存在するため、プラズマの作る起磁力は打ち消され、鉄心の局所的な飽和はさらに緩和される。



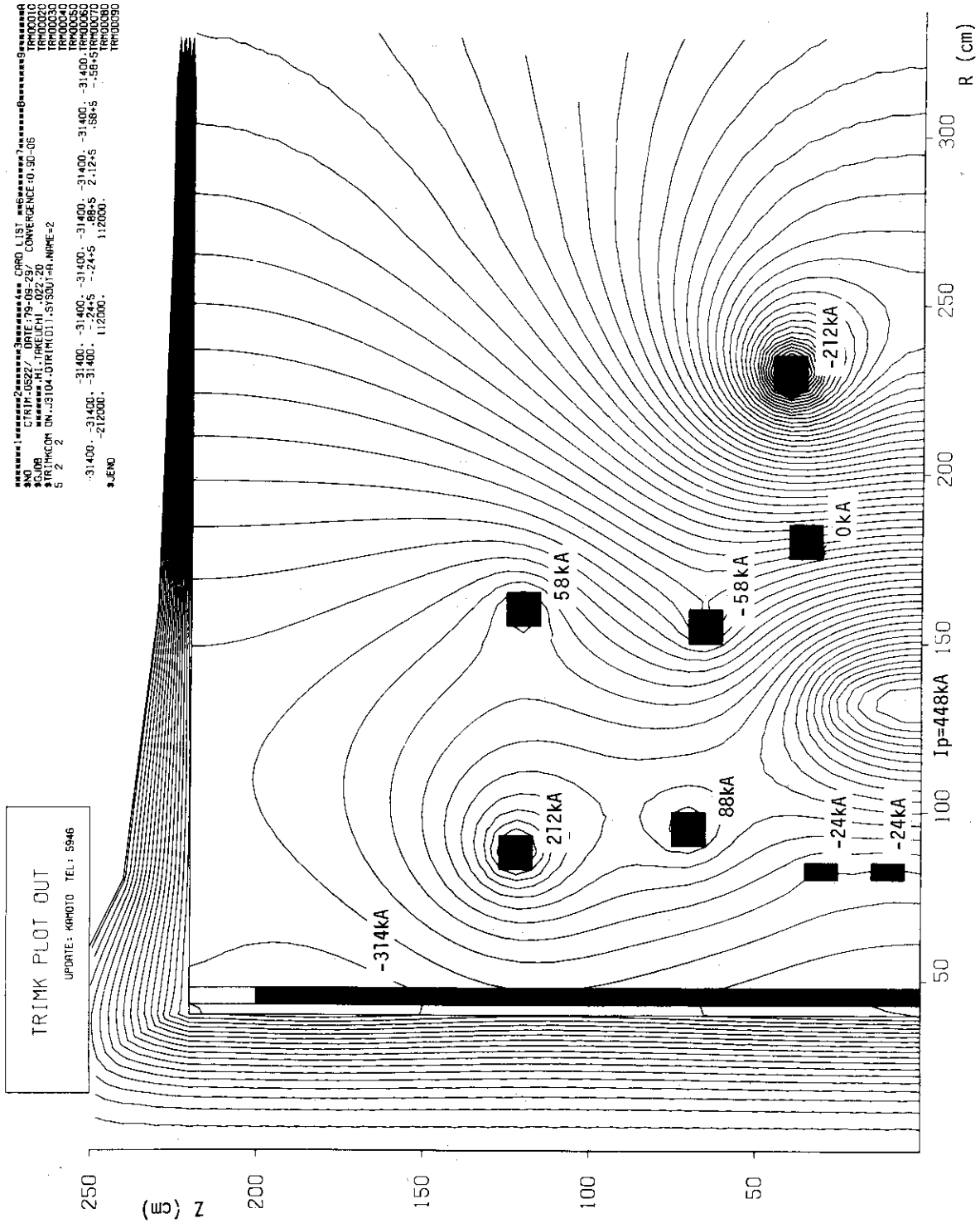


図13 case -5について、プラズマ電流が 448 kA のときの磁力線の計算結果。線間は  $2\pi \times 10^{-2}$  Wb。  
 $Q_2$  コイルがあるため、OHコイルを単に中心鉄心に均等に巻かれていても、鉄心全体の局所飽和が少なく  
 なり、Volt・seconds は case -4 の場合よりも大きい。



### 3.2 漏れ磁場の計算結果

上記の計算結果では case 2 においても, Volt・sec は 0.53 Wb ほど発生しているが, プラズマの形を JFT - 2M の仕様どりの D 形に保つことが出来るかどうかという問題が残る。さらに case 3, 4, 5 においても, 鉄心があるときのプラズマは, 空心に比べて, どの程度変形するかを調べる必要がある。というのは, この変形を修正するために, どの程度, ポロイダルコイルの電流を修正する必要があるか推定できるからである。

プラズマの変形の度合は, プラズマ以外のポロイダルコイル電流及び鉄心によって作り出される外磁場を評価することによって, そのおおよそを知ることができる。外磁場がプラズマの形におよぼす影響については,  $n$ -インデックスで, その主要な部分を表わすことができる。 $n$ -インデックスの定義は,

$$\vec{B}_0 = \vec{B} - \vec{B}_p$$

$$n = - \frac{r}{|\vec{B}_0|} \frac{\partial |\vec{B}_0|}{\partial r} \quad (10)$$

である。ここで  $B$  は, プラズマ電流, ポロイダルコイル電流, 及び鉄心を含んだときの磁場であり,  $B_p$  は真空中でプラズマ電流のみによって作りだされる磁場である。鉄心のプラズマに対する影響は, この  $n$ -インデックスを鉄心のある場合とない場合についてそれぞれ計算し, その 2 つの値を比較することによって知ることができる。ただし, この場合のポロイダルコイル電流分布は, プラズマが空心のときに平衡しているときの電流分布である。

$n$ -インデックスの比較は表 1 の 5 case の場合について行った。それらの外磁場の計算結果は表 3 に示されている。

#### 1) case 1

空心のときの外磁場の計算結果, 及び, それと同じポロイダルコイル電流を鉄心入りのコイルに流したときの外磁場の計算結果を比較した場合, 図 14 に示されているように, その差は非常

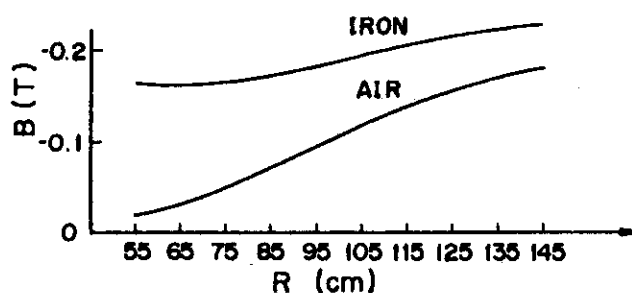


図 14 case - 1 において, プラズマ電流が 448 kA のときの  $z = 0$  の場所での空心と鉄心の場合の外磁場。鉄心からの磁束の漏れが大きいため, 2 つの差は大きい。

に大きい。これでは, ポロイダルコイル電流を変えても容易に空心と同じ外磁場に一致させることは難しい。 $n$ -インデックスの比較は, 半径  $r$  が 125 cm のところで行なった。というのは

表3 z = 0 における外部磁場の計算結果。プラズマ自身の起磁力のみを引き去ったもの。

OUTER MAGNETIC FIELD

Outer magnetic field of iron core system and of air core system for cases 1-5.  
Plasma current is 448kA and total current is 0.

radius(cm)	50	55	60	65	70	75	80	85	90	95	100	105	110	115	120	125	130	135	140	145	150	
plasma only																						
A	.05415	.06661	.08014	.09510	.11209	.13188	.15547	.18447	.21233	.24119	.27005	.29891	.32777	.35663	.38549	.41435	.44321	.47207	.50093	.52979	.55865	.58751
Phi	.02708	.03997	.05610	.07608	.10088	.13188	.17102	.22136	.27603	.33517	.39880	.46693	.53956	.61669	.69832	.78445	.87508	.97021	.10698	.11999	.13424	.14973
Bp	.2344	.2482	.2664	.2918	.3263	.3728	.4377	.5201	.6210	.7415	.8827	.1044	.1244	.1438	.1627	.1811	.1991	.2167	.2339	.2507	.2671	.2831
Case-1(core)																						
A	.35321	.30073	.26565	.24181	.22607	.21697	.21419	.21851	.22297	.22831	.23454	.24166	.24967	.25857	.26836	.27904	.29061	.30307	.31643	.33069	.34586	.36194
Phi	.17661	.18044	.18596	.19345	.20346	.21697	.23361	.26221	.28986	.32646	.37201	.42756	.49311	.56866	.65421	.75076	.85831	.97686	.11064	.12642	.14420	.16408
B	.0696	.0849	.0996	.1178	.1422	.1775	.2313	.2212	.2399	.2479	.2666	.2853	.3040	.3227	.3414	.3601	.3788	.3975	.4162	.4349	.4536	.4723
Bo	-.1648	-.1633	-.1668	-.1740	-.1841	-.1953	-.2064	-.2161	-.2237	-.2288	-.2328	-.2368	-.2408	-.2448	-.2488	-.2528	-.2568	-.2608	-.2648	-.2688	-.2728	-.2768
(air)																						
A	.05511	.06577	.07532	.08690	.09789	.11004	.12442	.14278	.15886	.12951	.07980											
Phi	.02756	.03946	.05342	.06952	.08810	.11004	.13686	.17134	.20652	.18131	.11970											
B	.2164	.2148	.2147	.2186	.2309	.2554	.2998	.2814	.2867	.2920	.2973	.3026	.3079	.3132	.3185	.3238	.3291	.3344	.3397	.3450	.3503	.3556
Bo	-.0180	-.0334	-.0517	-.0732	-.0954	-.1174	-.1379	-.1559	-.1705	-.1818	-.1871	-.1924	-.1977	-.2030	-.2083	-.2136	-.2189	-.2242	-.2295	-.2348	-.2401	-.2454
delta-B	-.1468	-.1299	-.1151	-.1008	-.0887	-.0779	-.0685	-.0602	-.0532	-.0470												
Case-2(core)																						
A	.26567	.22520	.19890	.18186	.17163	.16719	.16835	.17619	.18379	.14756	.09225											
Phi	.13284	.13512	.13923	.14549	.15447	.16719	.18519	.21143	.23893	.20658	.13838											
B	.0415	.0632	.0835	.1056	.1339	.1714	.2282	.2200	.2396	.24703												
Bo	-.1929	-.1850	-.1829	-.1852	-.1924	-.2014	-.2095	-.2173	-.2234	-.2272	-.2300	-.2328	-.2356	-.2384	-.2412	-.2440	-.2468	-.2496	-.2524	-.2552	-.2580	-.2608
(air)																						
A	.04297	.05183	.06088	.07029	.08046	.09211	.10629	.12473	.14110	.11222	.06311											
Phi	.02149	.03110	.04262	.05623	.07241	.09211	.11692	.14968	.18343	.15711	.09467											
B	.1747	.1772	.1815	.1904	.2074	.2363	.2849	.2700	.2700	.2700	.2700	.2700	.2700	.2700	.2700	.2700	.2700	.2700	.2700	.2700	.2700	.2700
Bo	-.0597	-.0710	-.0849	-.1014	-.1189	-.1365	-.1528	-.1673	-.1788	-.1875	-.1950	-.2016	-.2082	-.2148	-.2214	-.2280	-.2346	-.2412	-.2478	-.2544	-.2610	-.2676
delta-B	-.1332	-.1140	-.0980	-.0848	-.0735	-.0649	-.0567	-.0500	-.0446	-.0397												

note: A(Wb/m)= vector potential, Phi = r · A, Bp(Tesla)= plasma magnetic field,  
B(tesla)= total magnetic field, Bo = B - Bp, delta-B = Bo(core) - Bo(air),  
n = ( dB0/dr ) · ( r/Bo )

radius (cm)	50	55	60	65	70	75	80	85	90	95	100	105	110	115	120	125	130	135	140	145	150	
Case-3(core) A	.21831	.18289	.15835	.14226	.13913	.14418	.15349	.16831	.18216	.15168	.10169											
Phi	.10916	.10973	.11085	.11381	.12522	.14418	.16884	.20197	.23681	.21235	.15254											
B	.0104	.0172	.0395	.1342	.1996	.2349	.2881	.2787	-.1812	-.4125												
Bo	-.2240	-.2310	-.2269	-.1576	-.1267	-.1379	-.1496	-.1586	-.1650	-.1694	n = -.607											
(air) A	.01915	.02274	.02633	.03189	.04497	.06335	.08358	.10749	.12903	.10514	.06086											
Phi	.00958	.01364	.01843	.02551	.04047	.06335	.09194	.12899	.16774	.14720	.09129											
B	.0738	.0737	.0944	.1760	.2408	.2723	.3222	.3100	-.1521	-.3856												
Bo	-.1606	-.1745	-.1720	-.1158	-.0855	-.1005	-.1155	-.1273	-.1359	-.1425	n = -1.002											
delta-B	-.0634	-.0565	-.0549	-.0418	-.0412	-.0374	-.0341	-.0313	-.0291	-.0269												
Case-4(core) A	.01607	.03485	.05113	.06592	.08010	.09467	.11091	.13069	.14785	.11929	.07013											
Phi	.00804	.02091	.03579	.05274	.07209	.09467	.12200	.15683	.19221	.16701	.10520											
B	.2340	.2289	.2260	.2276	.2377	.2603	.3029	.2830	-.1867	-.4263												
Bo	-.0004	-.0193	-.0404	-.0642	-.0886	-.1125	-.1348	-.1543	-.1705	-.1832	n = -1.474											
(air) A	.00808	.02827	.04558	.06134	.07644	.09190	.10900	.12961	.14758	.11981	.07143											
Phi	.00404	.01696	.03191	.04907	.06880	.09190	.11990	.15553	.19185	.16773	.10715											
B	.2349	.2300	.2288	.2321	.2432	.2667	.3098	.2906	-.1787	-.4178												
Bo	.0005	-.0182	-.0376	-.0597	-.0831	-.1061	-.1279	-.1467	-.1625	-.1747	n = -1.474											
delta-B	-.0009	-.0011	-.0028	-.0045	-.0055	-.0064	-.0069	-.0076	-.0080	-.0085												
Case-5(core) A	.03894	.04524	.05060	.05640	.07059	.08887	.10857	.13162	.15202	.12679	.08100											
Phi	.01947	.02714	.03542	.04512	.06353	.08887	.11943	.15794	.19763	.17751	.12150											
B	.1395	.1274	.1293	.1266	.1267	.2910	.3349	.3175	-.1490	-.3863												
Bo	-.0949	-.1208	-.1371	-.0752	-.0596	-.0818	-.1028	-.1198	-.1328	-.1432	n = -1.565											
(air) A	-.00018	.01143	.02107	.03048	.04781	.06887	.09108	.11639	.13887	.11556	.07155											
Phi	-.00009	.00686	.01475	.02438	.04303	.06887	.10019	.13967	.18053	.16178	.10733											
B	.1264	.1214	.1284	.1294	.2720	.2983	.3433	.3269	-.1389	-.3755												
Bo	-.1080	-.1268	-.1380	-.0724	-.0543	-.0745	-.0944	-.1104	-.1227	-.1324	n = -1.602											
delta-B	.0131	.0060	.0009	-.0028	-.0053	-.0073	-.0084	-.0094	-.0101	-.0108												

OUTER MAGNETIC FIELD

When Oh-coil current is varied so that the total current is - 40 kA .

radius (cm)	50	55	60	65	70	75	80	85	90	95	100	105	110	115	120	125	130	135	140	145	150	
case-2(core) A	.09180	.08028	.07468	.07323	.07501	.08020	.08932	.10375	.11694	.08550	.03434											
Phi	.04590	.04817	.05228	.05858	.06751	.08020	.09825	.12450	.15202	.11970	.05151											
B	.0413	.0632	.0840	.1051	.1336	.1719	.2283	.2202	.2394	.4703												
Bo	-.1931	-.1850	-.1824	-.1867	-.1927	-.2009	-.2094	-.2171	-.2232	-.2272												
case-3(core) A	-.16036	-.13263	-.11201	-.09459	-.07102	-.04483	-.01821	.01105	.03714	.01717	-.02369											
Phi	-.08018	-.07958	-.07841	-.07567	-.06392	-.04483	-.02003	.01326	.04828	.02404	-.03554											
B	.0109	.0180	.0365	.1382	.2009	.2362	.2895	.2802	.1796	.4109												
Bo	-.2235	-.2302	-.2299	-.1536	-.1254	-.1366	-.1482	-.1571	-.1634	-.1678												

When plasma current is varied and the total current is zero in the system of case-1

$I_p = 336$ kA	A	.28823	.24317	.21291	.19218	.17826	.16982	.16648	.16873	.17128	.14135	.09742
	Phi	.14412	.14590	.14904	.15374	.16043	.16982	.18313	.20248	.22266	.19789	.14613
	B	.0324	.0483	.0627	.0787	.0988	.1268	.1683	.1614	.1835	.3570	
	Bo	-.1434	-.1379	-.1371	-.1402	-.1459	-.1528	-.1600	-.1666	-.1714	-.1747	n = -.428
$I_p = 224$ kA	A	.20495	.17270	.15096	.13597	.12579	.11946	.11666	.11769	.11901	.09873	.06916
	Phi	.10248	.10362	.10567	.10878	.11321	.11946	.12833	.14123	.15471	.13822	.10374
	B	.0207	.0315	.0415	.0521	.0658	.0845	.1122	.1078	.1221	.2378	
	Bo	-.0965	-.0926	-.0917	-.0938	-.0974	-.1019	-.1067	-.1109	-.1140	-.1162	n = -.414
$I_p = 112$ kA	A	.10168	.08568	.07491	.06749	.06245	.05933	.05797	.05851	.05920	.04908	.03431
	Phi	.05084	.05141	.05244	.05399	.05621	.05933	.06377	.07021	.07696	.06871	.05147
	B	.0104	.0158	.0207	.0261	.0328	.0423	.0560	.0540	.0611	.1189	
	Bo	-.0482	-.0462	-.0459	-.0468	-.0487	-.0509	-.0534	-.0553	-.0571	-.0581	n = -.418

プラズマの中心がほぼ 125 cm のところにあるからである。空心のときの  $n$ -インデックスは、 $-1.307$  であるのに対して鉄心があるときは、 $-0.500$  であった。したがって、プラズマは、D 形よりもむしろ円形に近いものといえる。この原因は中心鉄心におけるコイル及びプラズマの起磁力が均一でないことによると思われる。事実、図 6 に示されているように、磁力線が中心の鉄心から出入りしているため、プラズマ電流の作る磁力線は中心鉄心に吸いよせられている形になっている。このためプラズマは円形に近づいている。

### 2) case 2

上記の推定より中心鉄心上の起磁力を均一に近づけると、空心の  $n$ -インデックスと鉄心のそれとの差は小さくなる方向にいくと思われる。一方で case 2 の起磁力は case 1 よりも均一であるので、この点に注目して計算を行った。図 15 が示すように、そのときの空心、鉄心おのこの外磁場を計算した結果、値についてその差は case 1 に比べて小さくなったが、 $n$ -インデックスをみると case 1 の場合とほとんど変りがない。すなわち、空心の  $n$ -インデックスが、 $-0.971$  に対して鉄心のそれは  $-0.400$  であった。したがって、case 2 も D 形トカマクには採用できない。

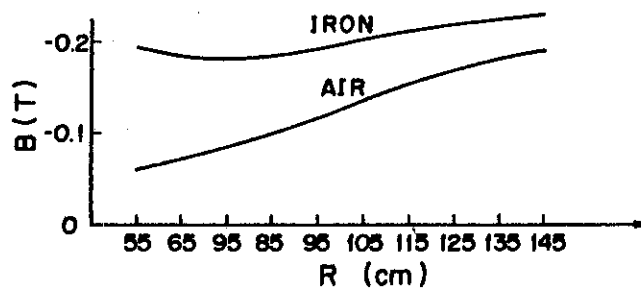


図 15 case - 2 における外部磁場。

### 3) case 3

$S_1$  コイルをはぶき、プラズマ電流を打ち消すために  $Q_2$  コイルを設け、中心鉄心の起磁力を均一に近づけると改善が期待できる。そのときの空心および鉄心の外磁場を計算すると、図 16 に示されるように、それらの差は case 1, 2 に比べ飛躍的に小さくなっている。空心のときの  $n$ -インデックスが  $-1.002$  に対して、鉄心のときのそれは  $-0.607$  になっている。この状態であれば、ポロイダルコイル電流を修正することによって、空心のときの外磁場に近づけることが可能である。しかし、電力の節約から考えると、さらに中心鉄心上の起磁力を均一にした方がよいように思われる。

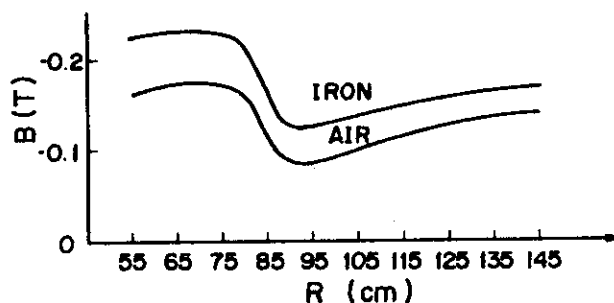


図 16 case - 3 における外部磁場。  $Q_2$  コイルが存在するため、case - 1, case - 2 よりも、2 つの差は少なくなっている。

## 4) case 4

中心鉄心上の起磁力を等分布にしたときの外磁場を考えてみる。そのときのOHコイルの分布は、構造上の欠点となる、つまり中心鉄心に分布をもたせてコイルを巻かなければならない。外磁場の計算結果をみると、図 17 に示されているように、空心のときと鉄心入りのときの差はほとんどなくなっている。また空心のときの  $n$  - インデックスが  $-1.474$  に対して鉄心のそれは、 $-1.446$  となり、それらはほぼ等しくなっている。これは図 12 に示されているように、中心鉄心の磁力線はほぼ平行に走っており、外にはほとんど出ていないため、プラズマによってつくられる磁力線が、鉄心にはまったく吸いよせられないためと思われる。このことより、中心鉄心上の起磁力を均一にすると、プラズマの形は、空心の場合でも鉄心入りの場合でも、同じポロイダル電流で、まったく変わらないことがわかる。

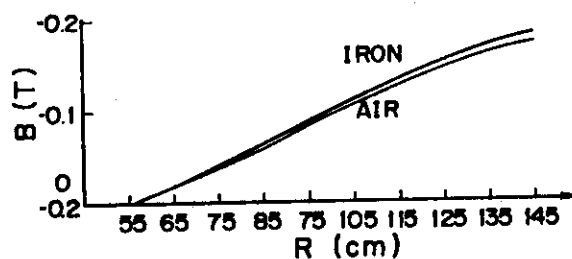


図 17 case - 4 における外部磁場。中心鉄心に対する起磁力がほぼ均一であるため、空心と鉄心との外部磁場の差は、ほとんどない。

## 5) case 5

case 4 の OH コイルでは、構造上に困難があるため、現実的には OH コイルの中心鉄心での分布を、等分布に巻くようにするしか方法がない。そのときプラズマの形がどの程度変化するかを調べた。ただしここでは  $Q_2$  コイルも  $S_1$  コイルも入れた状態で調べた。外磁場の計算結果は図 18 に示されるように、空心のときと鉄心入りのときほとんど差がない。 $n$  - インデックスは空心のとき  $-1.602$  であるのに対して、鉄心入りのときは  $-1.565$  となる。これより、OH コイルを中心鉄心に等分布に巻くことは、Volt  $\cdot$  sec を向上させるとともに、プラズマを D 形に保つ上で重要なはたらきをなしていることがわかる。

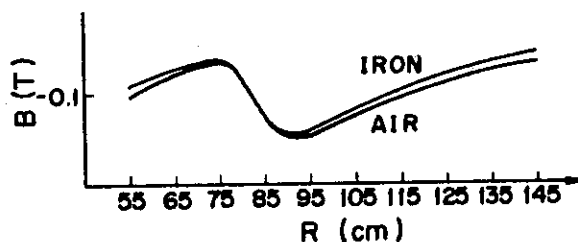


図 18 case - 5 における外部磁場。case - 4 と同様に、2つの差はほとんどない。

以上が個々のケースについてのプラズマの形に対する計算結果であり、使用可能な case は、case 3 と case 5 であることがわかる。表1に書かれた case 6 についても可能であるといえる。case 3 を採用したときに問題となる点がさらに2つある。

その一つは、OH コイル電流が変化したときに、プラズマの形が変わらないかという点である。プラズマ電流を維持させるためには、OH コイルの電流を増加させていかなければならない。しかし、同時にプラズマ電流の形が変化すれば、そのつど、ポロイダル電流も変えていかなければならない。これは、少々めんどうに思われるので、case 1 についてOH コイル電流を変化させた計算を行ってみた。その結果は表3に示すように、プラズマも含めたすべての電流の総和が零のときと、 $-40 \text{ kA}$  のときとを比べると、外磁場はほとんど変わらないことがわかった。

第2点は、プラズマ電流が変わったとき同様にプラズマの形も変わるかという問題である。すなわち、プラズマ電流が $1/2$ のとき、それぞれのポロイダルコイルの電流をも $1/2$ にした場合、プラズマの形は変わるかということである。もしそうであれば、コイル系の制御がめんどうになるので、この事柄を検討するため計算してみた。プラズマの電流が  $448 \text{ kA}$ ,  $336 \text{ kA}$ ,  $224 \text{ kA}$ ,  $112 \text{ kA}$  について case 1 を計算した結果によると、図 19 に示されているように、 $n$  - インデックスはほとんど変化していない。ただし、プラズマ電流が大きい方すなわち  $448 \text{ kA}$  のとき増える傾向があることがわかった。したがってそのとき、 $n$  - インデックスを低下させるようにポロイダルコイル電流を変えなければならない。このことはあまり難しいことではない。

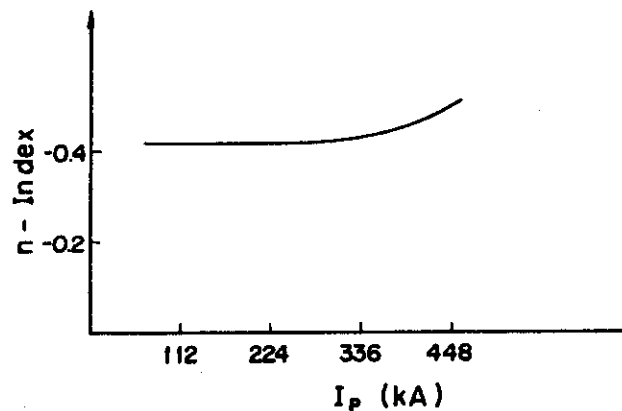


図19 case -1 について、プラズマ電流の変化にともなう  $n$  - インデックスの変化。おのおののコイルの電流比は一定である。磁束が鉄心より多く漏れている場合は、プラズマ電流の変化にともなって、ポロイダルコイルの電流比を少くし変えなければならない。

## 4. 考 察

以上の計算結果より導びかれた結論の中に2つの疑問が生じたので、それについて考察する。

Volt・sec も  $n$  - インデックスも中心鉄心の起磁力が等分布になると改善されるが、その場合 Volt・sec と  $n$  - インデックスとの間には、どのような相関関係があるのかが第一の疑問点である。それを調べるために最大の Volt・sec 1.93 Wb から実際の Volt・sec を引いた値と、 $n$  - インデックスの空心と鉄心のある場合との差との関係をプロットしてみると、図 20 のようになった。これより、中心鉄心上の起磁力が等分布に近づいたとき、 $n$  - インデックスの方は急速に改善され、その空心と鉄心入りのときの差は、ほぼ零に近づくが、一方、Volt・secの方はなかなか最大 Volt・sec の 1.93 Wb には近づかない。この理由は、 $n$  - インデックスの方は中心鉄心の起磁力の分布が等分布に近づけば改善できるのに対して、Volt・secの方は、それ以外に、プラズマと中心鉄心との磁束をできるだけ零に近づけないと最大の Volt・sec の 1.93 Wb に近づかないことによるものと推定される。この磁束は零にすることは出来ないので Volt・sec の上限は 1.93 Wb より小さくなり、1.7 Wb 位となる。

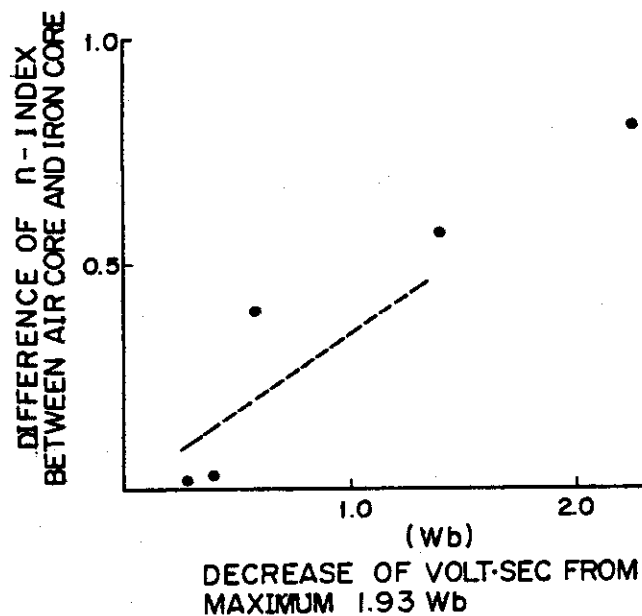


図 20 Volt・seconds と漏れ磁場量との相関。

もう一つの疑問点は、プラズマ電流が増すと、式(9)に示されたように、プラズマ電流に比例して、Volt・sec が減少するかどうかという点にある。これは、リニアな関係になるのが特徴的であるので、その理由について考察を行ってみる。OH コイル電流及びプラズマ電流が十分大きくて、鉄心が飽和しているとき、鉄心の透磁率は下って空心に近づくため、図 21 に示すように空心のときと同様、磁束が鉄心から漏れるはずである。このことを前提として、その理由を考える。



上記の現象を図 22 のようなモデルで近似しても、磁束が漏れる現象は変わらない。それをほぼ等価な電気回路で表わすと図 23 のようになる。ただし、 $I_1$  は OH コイルのアンペアターンで、 $I_2$  はプラズマ電流である。 $\phi_1$ 、 $\phi_2$  は鉄心中の磁束である。ただし、 $E_1$ 、 $E_2$  は  $I_1$ 、 $I_2$  にそれぞれ対応し、 $i_1$ 、 $i_2$  は  $\phi_1$ 、 $\phi_2$  に対応する。 $R_0$  は鉄心から磁束が漏れるところの空気中の磁気抵抗で、 $R_1$ 、 $R_2$  それぞれの部分の鉄心の磁気抵抗である。 $R_0$  は磁束によらない定数であるが、 $R_1$ 、 $R_2$  は鉄心の透磁率が変わると変化する。その変化が図 24 に示されるような形で近似しても、現象の本質は変わらないと思える。というのは、この計算の目的は鉄心が有効に使われるための限界を推定することであり、また、鉄心の飽和しているときと飽和していないときの透磁率の差が十分大きいので、鉄心の飽和していない部分の曲線は直線でほぼ水平線であるとみなし得るからである。図 24 において、 $\phi$  は鉄心中の磁束、 $R\phi$  は磁界の強さ  $H$  と面積の積であり、 $\phi_0$  は鉄心の飽和磁束である。よって図 24 は次の式で近似することができる。

$$R\phi = \begin{cases} r(\phi - \phi_0) & \phi > \phi_0 \text{ のとき} \\ 0 & |\phi| < \phi_0 \text{ のとき} \\ r(\phi + \phi_0) & \phi < -\phi_0 \text{ のとき} \end{cases} \quad (11)$$

ただし、 $r$  は空気のときの磁気抵抗であり、定数である。

次に図 23 の等価回路の式は

$$i_1 R_1 + R_0 (i_1 + i_2) = E_1$$

$$i_2 R_2 + R_0 (i_1 + i_2) = E_2$$

すなわち、 $i$  を  $\phi$  と入れかえ、 $E$  を  $I$  と入れかえると、

$$\phi_1 R_1 + R_0 (\phi_1 + \phi_2) = I_1$$

$$\phi_2 R_2 + R_0 (\phi_1 + \phi_2) = I_2$$

(12)

となる。ここで  $R_1$ 、 $R_2$  は式 (11) の  $R$  のふるまいをする。

#### 1) プラズマの点火前の磁束

このときプラズマ電流  $I_2$  は零で、鉄心は全周において同方向に飽和しているので式 (12) は、

$$r(\phi_1 + \phi_0) + R_0 (\phi_1 + \phi_2) = I_1$$

$$r(\phi_2 - \phi_0) + R_0 (\phi_1 + \phi_2) = 0$$

となる。すなわち、

$$\phi_1 = \frac{R_0 + r}{(2R_0 + r)r} I_1 - \phi_0$$

$$\phi_2 = -\frac{R_0}{(2R_0 + r)r} I_1 + \phi_0$$

ただし  $I_1 < 0$

となる。したがって鉄心が有効に使われるところの  $\phi_2$  の最大値は  $\phi_0$  となる。

#### 2) プラズマ電流が $I_p$ に達したと仮定したときの $\phi_2$ は?

鉄心の効果がまだ残っているとすれば、プラズマの内側の鉄心はまだ飽和していないはずである。また最大の Volt・sec を計算しているので、OH コイルの内側の鉄心は飽和しているものとして計算する。よって式 (12) は

$$\begin{aligned} r(\phi_1 - \phi_0) + R_0(\phi_1 + \phi_2) &= I_1 r \\ 0 + R_0(\phi_1 + \phi_2) &= I_2 \end{aligned}$$

となる。すなわち、

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \frac{I_1 - I_2}{r} + \phi_0 \\ \phi_2 &= \frac{I_2 - I_1}{r} + \frac{I_2}{R_0} - \phi_0 \end{aligned}$$

となる。よって、鉄心として有効に働くのは  $I_1 \approx I_2$  のとであるので、そのときの  $\phi_2$  は、

$$\phi_2 = \frac{I_2}{R_0} - \phi_0$$

となる。

よって1)と2)の結果より、鉄心が有効に使われるときの磁束の変化 (Volt · sec)  $\Delta \phi$  は、

$$\Delta \phi = 2 \phi_0 - \frac{I_p}{R_0} \quad (13)$$

となる。  $I_p$  はプラズマ電流で  $I_2$  に相当し、  $R_0$  は漏れ抵抗、  $\phi_0$  は鉄心の飽和磁束である。よって、Volt · sec の減少はプラズマ電流に比例するという理由が与えられたと思われる。

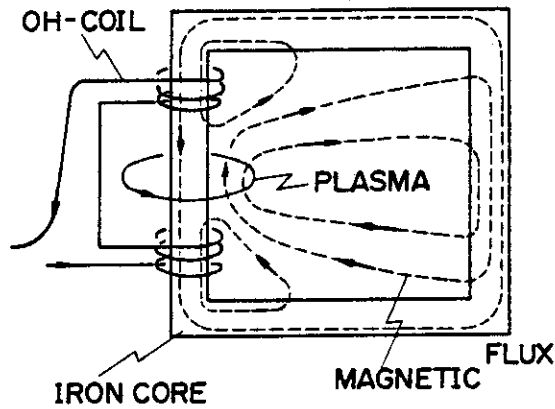


図 21 鉄心入りトカマク装置における磁束の鉄心からの漏れの概略図

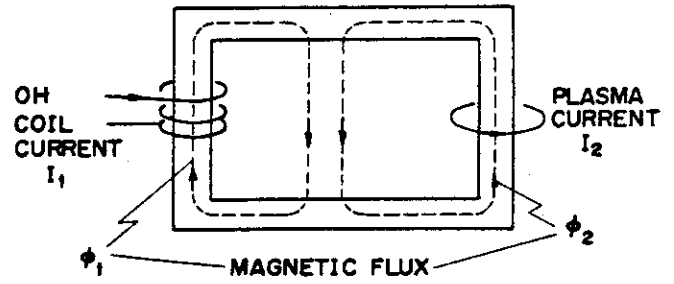


図 22 Volt・seconds とプラズマ電流の関係を説明するための、磁束の漏れのモデル。

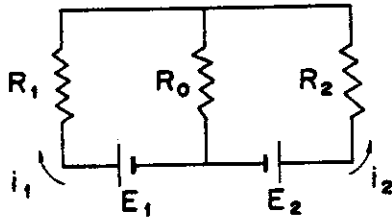


図 23 図 (22) に対応する等価電気回路。R<sub>1</sub> と R<sub>2</sub> は鉄心のそれぞれの場所での磁気抵抗で、R<sub>0</sub> は漏れ磁束のよこぎる空気中の磁気抵抗である。

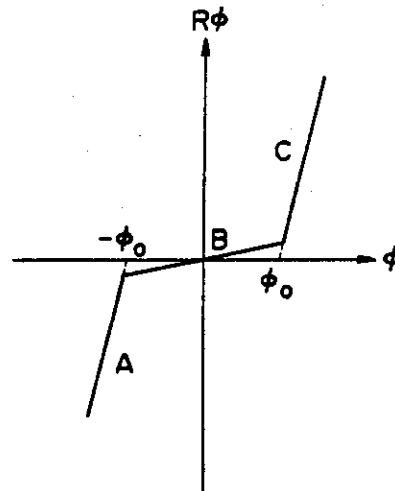


図 24 鉄心の B-H カーブに鉄心の断面積を乗じたものの近似的なグラフ。これは R<sub>1</sub>, R<sub>2</sub> の計算に使われる。A と C の部分の傾きは空心と同じに近似している。B の部分の傾きはほぼ零とみなしている。

## 5. 結 び

以上の計算結果は、本来なら3次元で求められるべきものであるが、以前にも述べた通り、実際は2次元同軸対称計算されたものである。従って、多少の誤差が生じているものの、その本質的傾向は変わらないと思われる。実際の設計にあたっては、これらの結果以外に構造上（製作上）の困難さを考慮する必要がある。よって、表1に示された case 4 の OH コイルに電流分布を持たせる方法は、問題である。なぜなら、トロイダルコイルで狭くなった空間で、OH コイルの巻数に色々な分布をもたせることは困難であるといえるからである。よって、case 4 を採用することはできない。

計算結果より得た結論をまとめると、

- 1) 鉄心が有効に使われる範囲での Volt・sec は、中心鉄心において起磁力が均一であるときが最大で、それよりずれると、Volt・sec は低下する。表1に示された case 1 は、起磁力があまりにも不均一であるため、Volt・sec が十分になく、プラズマ電流を 448 KA まで上昇させることができないので、採用することができない。Q<sub>2</sub> コイルを付けるとさらに Volt・sec は向上する。
- 2) 全体で使用不能な Volt・sec =  $\Delta\phi$  は、一般的傾向としてプラズマ電流に比例して減少する。

すなわち、

$$\Delta\phi = 2\phi_0 - \alpha I_p$$

となる。ここで  $\phi_0$  は鉄心の飽和磁束、 $I_p$  は最終のプラズマ電流、そして  $\alpha$  はコイル配置によってきまる定数である。この式は、Volt・sec の使用を最少限にとどめて、プラズマ電流を増していったとしても、上式の  $\Delta\phi$  が零となるような電流  $I_p$  には、プラズマ電流を近づけることが絶対に不可能であることを示している。たとえば case 1 の場合、プラズマ電流を 224 KA にすることは容易であるが、448 KA にすることは不可能である。

- 3) 鉄心があることによってプラズマの形が変形するその度合は、中心鉄心での起磁力を均一にすることによって、零に近づけることができるが、それよりずれるとプラズマは変形する。したがって、その均一性があまり満足されていない case 1 と 2 はプラズマの形が空心の場合より大きく変形し、またそれを修正することも難かしいので、採用することができない。
- 4) 磁束が中心鉄心から多く漏れている場合、すなわち中心鉄心の起磁力が大へん不均一である場合、プラズマ電流が大きく変化すると、プラズマの形も変形する。従って、そのときのトロイダルコイル電流分布を変える必要がある。

以上が計算結果より得た結論である。これらの結果より、表1中で採用可能なケースは case 3, 5, 6 のみとなる。これらを考えて、もっとも合理的なトロイダルコイル配置を検討中である。

**謝 辞**

本報告に使われた「TRIM」コードの使用にあたり有益な助言をいただいた核融合研究部の堀池 研究員をはじめ終始有益な議論をしていただいた核融合研究部及び大型トカマク 開発部の各氏に感謝いたします。またプログラム上の問題について助言をいただいた富士通外来研究員滝川好夫氏に感謝いたします。

**参考文献**

- 1) C. E. Leith, Lawrence Radiation Laboratory (Livermor, California) unpublished (1958)
- 2) FACOM FORTRAN - IV 使用手引書

**謝 辞**

本報告に使われた「TRIM」コードの使用にあたり有益な助言をいただいた核融合研究部の堀池 研究員をはじめ終始有益な議論をしていただいた核融合研究部及び大型トカマク開発部の各氏に感謝いたします。またプログラム上の問題について助言をいただいた富士通外来研究員滝川好夫氏に感謝いたします。

**参考文献**

- 1) C. E. Leith, Lawrence Radiation Laboratory (Livermor, California) unpublished (1958)
- 2) FACOM FORTRAN - IV 使用手引書