JAERI-M
6953

一様でない抵抗を持つトーラス上の渦電流

（臨界プラズマ試験装置設計報告・XXXIV）

1977年2月

亀有昭久*・二宮博正・鈴木康夫

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

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.

JAERI－M 6953

一様でない抵抗を持つトーラス上の渦電流
（臨界プラズマ試験装置設計報告・XXXIV）

日本原子力研究所東海研究所大型トカマク開発部
亀有昭久*，二宮博正，鈴木康夫

（1977年1月28日受理）

大型トカマク装置では真空容器等に流れる渦電流が問題となるため，この渦電流の解析をより一般的に取扱うことができるようにした。

トロイダル方向に一様でない抵抗を持つ真空容器上の渦電流を考察している。真空容器を薄板の円環で近似し，トロイダル方向に周期的に抵抗が変化するとした。円環上の電流分布をフーリエ展開し，外部コイルとの電磁的な結合を考え，逆アスペクト比の展開により，トロイダル効果を導入した。

プラズマ電流励起時やプラズマ変位消滅時における，真空容器上の渦電流の計算を行った。特に厚肉部ブループを描く鞍型電流について考察を行った。

* 外来研究員；三菱原子力工業大宮研究所

Eddy Currents Induced on the Torus with Non-uniform Resistances

Akihisa KAMEARI*, Hiromasa NINOMIYA and Yasuo SUZUKI

Division of Large Tokamak Development, Tokai, JAERI

(Received January 28, 1977)

In the design study of the large scale tokamak devices, the interaction between the eddy current in the vacuum vessel and the strong toroidal magnetic field is an important factor to be considered. A new method is developed to analyze the eddy current problem more generally.

Eddy currents induced in the vacuum vessel torus with non-uniform electric resistances have been studied. The vacuum vessel is approximated by a thin torus of circular cross section with the electric resistances varying periodically in the toroidal direction. The currents on the torus are represented by Fourier series expansion and the electro-magnetic couplings with surrounding coils and plasma column are taken into consideration. Toroidal effect is introduced by expansion of the reciprocal aspect ratio.

The eddy currents in the vacuum vessel during both the startup and the shutdown phase of the discharge with major radius shift of the plasma column are calculated, especially the "saddle" distribution of current densities which flows in closed loops inside the thick sectors.

---

* Mitsubishi Atomic Power Industries Inc., Omiya

目　　次

1. はじめに………………………………………………………………………………………… 1
2. 定式化…………………………………………………………………………………………… 2
2.1 一般的な回路方程式………………………………………………………………………… 2
2.2 円筒上の電流…………………………………………………………………………………… 4
2.3 線電流と円筒上の電流………………………………………………………………………… 9
2.4 一様電流とトロイダル効果…………………………………………………………………… 10
2.5 トカマク回路論との結合……………………………………………………………………… 13
3. 計算結果………………………………………………………………………………………… 15
3.1 モデル…………………………………………………………………………………………… 15
3.2 プラズマ変位時の渦電流（直線円筒近似）………………………………………………… 15
3.3 プラズマ変位時の渦電流（トロイダル効果）……………………………………………… 16
3.4 プラズマ励起時の渦電流……………………………………………………………………… 17
4. まとめ…………………………………………………………………………………………… 18
5. 参考文献………………………………………………………………………………………… 18

1. はじめに

現在，日本原子力研究所において臨界プラズマ試験装置（JT−60）の設計が進められている。また，米国，ヨーロッパ連合，ソ連においても大形トカマク装置における核融合実験が予定されている。

このような大型の装置においては，真空容器，架台等に流れる渦電流は，構造強度解析上，およびプラズマ位置形状制御上無視できない大きさとなる。特に，真空容器にポロイダル方向に流れる，いわゆる鞍型電流は，トロイダル磁場により真空容器に大きな回転力を加え，その解析は重要となってきた。

本論文は，この渦電流の解析を従来報告した方法を発展させ，より一般的に取扱うことができるよう新しい手法について述べたものである。

JT−60 の真空容器は次のような構造となっている。トーラス容器（大半径約 3 m，小半径約 1 m）として厚肉部とベローズ部とからなり，それらがほぼ周期的に配置される。材質は共にインコネル 625 など非磁性体である。厚肉部は厚さ数cm，長さ約 3 mであり，ベローズは厚さ数 mm，長さ数 10 cmとなる。ベローズはトーラス方向の一周抵抗を増すため，波状になっており，山の高さのピッチに対する比は 3.5 程度である。

この真空容器には，プラズマ電流，垂直磁場コイル電流，変流器コイル電流等による磁束変化をまともに受け，相互誘導により，様々の形の渦電流が誘起される。ある場合にはトーラス方向に一周するループ電流となり，またある場合には，厚肉部にほぼ鞍形のパターンを描く鞍型電流となる。

これらの電流のプラズマ制御に対する影響については，文献 1， 2 に詳しく述べられている。また，鞍形電流とトロイダル磁場との相互作用については文献 3 において述べられている。文献 3 では，真空容器は薄肉の無限円筒にカットを入れて考え，ベローズ部は抵抗無限大とし，そこには電流が流れないと考えて解析した。本論文では，文献 3 の定式化を更に一般化し，

(1) ベローズ部の抵抗を有限とし，その上の電流を考慮する。さらにそのトロイダル方向とポロイダル方向の抵抗非等方性も考慮する。

(2) 外部から加わる磁場を一様磁場だけでなく，高次の磁場も考慮する。

(3) トロイダル効果を逆アスペクト比の展開によって導入する。

(4) プラズマ電流，変流器コイル電流，垂直磁場コイル電流との結合を考慮する。

等の取扱いができるようにした。

文献 1， 2 では真空容器上のトロイダル方向の電流分布をポロイダル方向にフーリエ展開する形で集中定数化を行い，トロイダル効果は逆アスペクト比展開を導入して検討している。しかし，トロイダル方向の抵抗非一様性は充分に入っていない。本論文ではこの非一様性も考慮し，文献 2 の回路方程式の定数決定に直接結合できる形に定式化を行う。

次章では，この定式化を行い，従来の解析法との比較検討を行い，第 3 章でプラズマが変位消滅した場合や，プラズマ励起時にプラズマが放電しなかった場合についての具体的な計算結果を示し，第 4 章でまとめをする。

2. 定 式 化

2.1 一般的な回路方程式

JT−60 のようなトカマク装置を電磁気学の立場から考えた場合，ポロイダルコイル群に流れる電流と，真空容器等の導体に流れる渦電流分布を考え，それらの間の磁気的結合を議論する必要がある。それらを総合的に記述する方法を以下に述べる。

まず，電流の分布を決定する変数として，コイル上の電流と，真空容器等の導体上の渦電分布を適当な函数系で展開し，その展開係数を用いることにする。それらを変数列 $\{x_i, i=1, \cdots, n\}$ とする。n はコイル数および展開係数の採用する次数の和によってきまる。各i に対して一つの電流分布が決まり，x_iはその大きさを決定する。これらの変数 $\{x_i\}$ によって，導体上の任意の位置の電流密度 $\mathbf{j}$ は一次結合の形に表わすことができる。同様に空間の任意の位置の磁束密度$\mathbf{B}$も一次結合の形に表わすことができる。その係数はその位置と電流の位置との函数である。

これより，全空間の磁場エネルギーは，

$$U_M = \frac{1}{2\mu_0} \int \mathbf{B}^2 dv = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{n} \sum_{j=1}^{n} M_{ij} x_i x_j \tag{1}$$

と正値二次形式に表わすことができる。積分は全空間について行う。μ_0は真空の透磁率である。行列Mは正値対称行列であり，その対角要素は自己インダクタンス，非対角要素は相互インダクタンスと定義づけることができる。以後M_{ii}をx_iに対する自己インダクタンス，M_{ij}をx_iとx_jの間の相互インダクタンスと呼ぶことにする。

一方，単位時間当りの全導体におけるジュール損失量は，

$$W_J = \sum_{\alpha,\beta=1}^{3} \int \rho_{\alpha,\beta}\, j_\alpha j_\beta\, dv = \sum_{i=1}^{n} \sum_{j=1}^{n} R_{ij} x_i x_j \tag{2}$$

と，これまた正値二次形式に表わすことができる。積分は全導体内で行う。ここで，α，βは空間の方向を表わし，j_α はα方向電流密度である。$\rho_{\alpha,\beta}$は体積電気抵抗率を表わすテンソルで非等方性を考えている。行列Rはやはり正値対称行列でその対角要素R_{ii}は，i によって表わされる電流分布に対する普通の意味の抵抗と解することができる。非対角要素は，i とj によって表わされる電流分布が，導体上の同じ位置を占める時に生ずるもので，相互抵抗と考えることができる。以後，R_{ii}を x_i に対する（自己）抵抗，R_{ij}をx_iとx_jの間の相互抵抗と呼ぶことにする。

次に変数 $\{x_i\}$ に加わる外部起電力を $\{e_i ; i = 1, \cdots\cdots, n\}$ と定義することができる。これより次の回路方程式を作ることができる。

$$\sum_{j=1}^{n} \frac{d}{dt}(M_{ij} x_j) + \sum_{j=1}^{n} R_{ij} x_j = e_i \qquad (i = 1, \cdots\cdots, n) \tag{3}$$

上式のn 要素のうち，m+1，……，n番目の要素が定電流回路（例えば，コイル電流のように，定電流電源がつけられていてその時間変化が与えられている要素）であるとすると，(3)式は，

$$\sum_{j=1}^{m} \frac{d}{dt}(M_{ij}x_j) + \sum_{j=1}^{m} R_{ij}x_j = e_i - \sum_{j=m+1}^{n} \frac{d}{dt}(M_{ij}x_j) - \sum_{j=m+1}^{n} R_{ij}x_j$$

$$(i = 1, \cdots\cdots, m) \qquad (4)$$

となり，x_i（$i=1, \cdots\cdots, m$）のm変数を未知数とする方程式となる。(4)式を解く方法は様々考えられるが，ここでは，固有値展開を用いて解く方法を採用する。

M_{ij}（$i, j=1, \cdots\cdots, m$）が時間的に一定である（空間的な相互位置が変化しない場合）とすると，(4)式は，

$$\sum_{j=1}^{m} M_{ij}\frac{dx_i}{dt} + \sum_{j=1}^{n} R_{ij}x_j = e_i' \qquad (i = 1, \cdots\cdots, m) \qquad (5)$$

となる。ここでe_i'は(4)式の右辺をまとめたものである。R_{ij}（$i, j=1, \cdots\cdots, m$）も時間的に一定な場合を考える。

行列M，Rは共にその性質上正値対称行列であり，行列論の定理により，

$$\sum_{j=1}^{m} M_{ij}E_{jk} = \lambda_k \sum_{j=1}^{m} R_{ij}E_{jk} \qquad (i, k=1, \cdots\cdots, m) \qquad (6)$$

の固有値問題を解くことができる。この行列Eを，

$$\sum_{j=1}^{m}\sum_{i=1}^{m} E_{ik}R_{ij}E_{j\ell} = \delta_{k\ell} \qquad (k, \ell=1, \cdots\cdots, m) \qquad (7)$$

となるように規格化することが可能である。$\delta_{k\ell}$はクロネッカーのデルタである。したがって，(6)式から，

$$\sum_{j=1}^{m}\sum_{i=1}^{m} E_{ik}M_{ij}E_{j\ell} = \lambda_k \delta_{k\ell} \qquad (k, \ell=1, \cdots\cdots, m) \qquad (8)$$

を得る。ここで求まった固有値λ_iと固有ベクトルE_{ji}（$j=1, \cdots\cdots, m$）は下の議論より分るように，独立な電流分布を示すi 番目のモードの減衰時定数と，そのモードの各要素における電流の大きさを表わす。そしてモードの個数は全体でm個となる。

行列Eを用いて(5)式を単純化することができる。まず，

$$x_i = \sum_{j=1}^{m} E_{ij}y_j \qquad (i = 1, \cdots\cdots, m) \qquad (9)$$

と変換し，(5)式に左から行列Eをかけることによって，(7)，(8)式を用いることにより，

$$\lambda_k \frac{d\,y_k}{dt} + y_k = \sum_{i=1}^{m} E_{ik}\, e'_i \quad (k=1,\cdots\cdots,\ m) \tag{10}$$

となる。これより，変数y_kに対する自己インダクタンスはλ_kで，自己抵抗は１で，また起電力が(10)式の右辺であると解することができる。またy_i（$i=1,\cdots\cdots,\ m$）の間での相互の結合（インダクタンス，抵抗）はなくなる。(10)式は容易に解けて，

$$y_k = y_{k0} + \frac{1}{\lambda_k} \sum_{i=1}^{m} E_{ik} \int_o^t e'_i \exp\left(\frac{t'-t}{\lambda_k}\right) dt' \tag{11}$$

となり，(9)式により，x_iを求めることができる。ここでy_{k0}はy_k の$t=o$ での値である。

この様に固有モード展開すると，各モードは独立に変化し，外部起電力に対して別々にその応答を調べることができる。

文献３においては，導体上のメッシュ点における接続条件より電流の間の結合を考えた。またカットのところでは電流が横切らないという境界条件が必要であった。(1)(2)のようなエネルギー積分によって電流間の結合を考えると，上の境界条件は，抵抗を変化させることにより，自然に入って来て，簡単になる。

以下に具体的な例に従って，この方法の応用を試みる。

2.2　円筒上の電流

真空容器を厚さを無視できる直線無限円筒で近似し，その上の電流分布をフーリエ展開する。その展開係数を前節の変数$\{x_i\}$に対応させ，エネルギー積分により，インダクタンスと抵抗を求める。

厚さを無視できる曲面上の面電流密度$\mathbf{j}$は$\mathrm{div}\,\mathbf{j}=0$より，

$$\mathbf{j} = \mathrm{vot}\ \mathbf{V} \tag{12}$$

と表わすことができる。ここで$\mathbf{V}$は曲面の法線方向のみを持つベクトルで，電流ベクトルポテンシャルと呼ぶことにし，その法線成分をVで表わす。(12)式は半径b の円筒上では，円筒座標（r，θ，z）を用いると，

$$j_\theta = -\frac{\partial V}{\partial z}, \quad j_z = \frac{\partial V}{b\,\partial\theta} \tag{13}$$

となる。問題とする系がz 方向に周期性があるとして，Vを次の様に展開する。

$$V = \sum_{m=1}^{M} \sum_{n=0}^{N} V_{mn} \cos\ k_n z \sin m\theta \tag{14}$$

ここで，$k_n = 2\pi n/\ell$ で，ℓはz 方向への一周期の長さ。Vは系の対称性より，$\theta=0$で反対称，$z=0$で対称なものだけを考える。MとNは大きいほど精度を上げることができるが，上

限は計算機の容量できまってくる。⒁式のV_{mn}を前節の$\{x_i\}$に対応させる。以後V_{mn}で大きさで表わされる電流分布を（m，n）の電流と呼ぶことにする。⒁式においては，z 方向へのθによらない一様電流成分（（o，o）の電流）は省略し，2.4節でとりあつかう。⒁を⒀に代入すると，

$$j_z = \sum_{m=1}^{M}\sum_{n=0}^{N} \frac{m}{b} V_{mn} \cos k_n z \cos m\theta \tag{15}$$

$$j_\theta = \sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N} k_n V_{mn} \sin k_n z \sin m\theta \tag{16}$$

となる。

⒁式の電流分布によってできる，円筒内部，外部におけるそれぞれの磁場をスカラーポテンシャルで表わし，Φ_{I}，Φ_{II}とする。磁束密度は$\mathbf{B} = -\mathrm{grad}\,\Phi$で表わされ，円筒内，外部の真空中では，$\mathrm{div}\,\mathbf{B} = 0$より，

$$\Delta\Phi = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial\Phi}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial\theta^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} = 0 \tag{17}$$

が成立する。$r = b$の導体上において，B_rが連続なことより，

$$\frac{\partial\Phi_{\mathrm{I}}}{\partial r} = \frac{\partial\Phi_{\mathrm{II}}}{\partial r} \tag{18}$$

であり，$\mathrm{rot}\,\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$より

$$\mu_0 j_z = \frac{1}{b}\left(\frac{\partial\Phi_{\mathrm{I}}}{\partial\theta} - \frac{\partial\Phi_{\mathrm{II}}}{\partial\theta}\right) \tag{19}$$

$$\mu_0 j_\theta = \frac{\partial\Phi_{\mathrm{II}}}{\partial z} - \frac{\partial\Phi_{\mathrm{I}}}{\partial z} \tag{20}$$

が成立する。$r = b$で⒅⒆⒇が成立し，無限遠と$r = 0$で$\Phi = 0$という境界条件より⒄式を解くと，

$$\Phi_{\mathrm{I}} = \mu_0 \sum_{m=1}^{M}\left\{\frac{r^m}{2b^m}V_{mo} - \sum_{n=1}^{N} V_{mn} k_n b K'_m(k_n b)\, I_m(k_n r) \cos k_n z\right\} \times \sin m\theta \tag{21}$$

$$\Phi_{\mathrm{II}} = \mu_0 \sum_{m=1}^{M}\left\{-\frac{b^m}{2r^m}V_{mo} - \sum_{n=1}^{N} V_{mn} k_n b\, I'_m(k_n b)\, K_m(k_n r) \cos k_n z\right\} \times \sin m\theta \tag{22}$$

となる。ここでI_m，K_mはm次の変形ベッセル函数を表わし，ダッシュは一次微分を表わす。

一周期当りの磁場エネルギーは，

$$U_M = \frac{1}{2\mu_0}\int_0^{2\pi}\int_0^{\infty}\int_0^{\ell} \mathbf{B}^2\, r d\theta dr dz$$

$$= \frac{1}{2\mu_0}\int_0^{2\pi}\int_0^{\ell}\left\{(\Phi_{II}-\Phi_I)\left(-\frac{\partial \Phi_I}{\partial r}\right)\right\}\Bigg|_{r=b} bd\,\theta\, dz \qquad (23)$$

と円筒上の積分に変換でき，(21)(22)を代入すると，

$$U_M = \frac{\mu_0 \ell\pi}{4}\sum_{m=1}^{M}\left[mV_{mo}^2 + \sum_{n=1}^{N}\left\{-k_n^2 b^2 I'_m(k_n b) K'_m(k_n b)\right\} V_{mn}^2\right] \qquad (24)$$

となる。各m，nは独立で結合項はない。

一方，単位時間当りのジュール損失量は抵抗の非等方性を考え，z，θ方向のそれぞれの面導電率（体積導電率に厚みをかけたもの）をσ_z（z），σ_θ（z）とすると，

$$W_J = \int_0^{2\pi}\int_0^{\ell}\left(\frac{j_z^2}{\sigma_z}+\frac{j_\theta^2}{\sigma_\theta}\right) bd\,\theta\, dz \qquad (25)$$

で(15)(16)を代入すると

$$W_J = \frac{\pi}{b}\sum_{m=1}^{M}\sum_{n=0}^{N}\sum_{n'=0}^{N}\left\{\int_0^{\ell}\left(m^2\frac{\cos k_n z \cos k_{n'} z}{\sigma_z} + k_n k_{n'} b^2 \times \frac{\sin k_n z \sin k_{n'} z}{\sigma_\theta}\right) dz\right\} V_{mn} V_{mn'} \qquad (26)$$

となる。各mに対して結合項がない。これは面導電率をθによらないとしたためである。

(24)(26)式からわかる様に各mの間の結合はなく，それぞれ分離して考えることができる。(24)式より，V_{mn}と$V_{mn'}$の間のインダクタンスは対角要素だけを持ち，

$$M_{mo,\,mo} = \frac{\mu_0 \ell \pi}{2}\, m \qquad (27)$$

$$M_{mn,\,mn} = -\frac{\mu_0 \ell\pi}{2} k_n^2 b^2 I'_m(k_n b) K'_m(k_n b) \quad (n=1,\cdots\cdots, N) \qquad (27)'$$

となる。また抵抗は

$$R_{mn,\,mn'} = \frac{\pi}{b}\int_0^{\ell}\left(m^2\frac{\cos k_n z \cos k_{n'} z}{\sigma_z} + k_n k_{n'} b^2 \frac{\sin k_n z \sin k_{n'} z}{\sigma_\theta}\right\} dz$$

$$(n,\ n'=0,\ 1,\ \cdots\cdots,\ N) \qquad (28)$$

となる。

円筒が一定の面導電率でできているとして，$\sigma_z = \sigma_\theta = \sigma$ = 一定とおき(28)式を計算すると非対角要素は0となり，

$$R_{mo,mo} = \frac{\pi \ell m^2}{b\sigma} \tag{29}$$

$$R_{mn,mn} = \frac{\pi \ell}{2\pi\sigma}(m^2 + k_n^2 b^2) \quad (n=1, \cdots\cdots, N) \tag{30}$$

となる。この場合，インダクタンス，抵抗共に対角要素しかもたず，各(m，n)電流の減衰時定数は，

$$\tau_{mn} = M_{mn,mn} / R_{mn,mn} \tag{31}$$

で(27)(27')(29)(30)より

$$\tau_{mo} = \frac{\mu_o \sigma b}{2m} \tag{32}$$

$$\tau_{mn} = \mu_o \sigma b \frac{k_n^2 b^2}{m^2 + k_n^2 b^2} I'_m(k_n b) K'_m(k_n b) \quad (n=1, \cdots\cdots, N) \tag{33}$$

となり，文献3の(9)式と一致する。

つぎに，円筒外部にコイル(垂直磁場コイル，四重極磁場コイル等)が配置されている場合，その電流が半径b'(>b)の円筒上に分布していると考える。その電流分布が(14)と同様に，一般的に，

$$V' = \sum_{m=1}^{M} \sum_{n=0}^{N} V'_{mn} \cos k_n z \sin m\theta \tag{34}$$

で表わされるとする。この電流が内部(r <b')につくる磁場は(21)と同様に

$$\Phi'_I = \mu_o \sum_{m=1}^{M} \left\{ \frac{r^m}{2b'^m} V'_{mo} - \sum_{n=1}^{N} V'_{mn} k_n b' K'_m(k_n b') I_m(k_n r) \cos k_n z \right\} \times \sin m\theta \tag{35}$$

で表わされる。二つの円筒に流れる電流による相互磁場エネルギーは，一周期当り

$$U_M = \frac{1}{\mu_o} \int_0^{2\pi} \int_0 \int_0^{\ell} \mathbf{B}\mathbf{B}' r\, d\theta\, dr\, dz$$

$$= \frac{1}{\mu_o} \int_0^{2\pi} \int_0^{\ell} (\Phi_{II} - \Phi_I)\left(-\frac{\partial \Phi'_I}{\partial r}\right)\Bigg|_{r=b} b\, d\theta\, dz \tag{36}$$

と変形でき，(21)(22)(35)を代入することにより，

$$U_M = \frac{\mu_o \ell \pi}{2} \sum_{m=1}^{M} \left[m \left(\frac{b}{b'}\right)^m V_{mo} V'_{mo} + \sum_{n=1}^{N} \left\{ -k_n^2 bb' I'_m(k_n b) K'_m(k_n b') \right\} \times V_{mn} V'_{mn} \right] \tag{37}$$

となる。この場合も異なるm，n間の結合項はなく，V_{mn} と V'_{mn} との間の相互インダクタンスは，

$$M'_{mo,\,mo} = \frac{\mu_o \ell \pi}{2} \; m \left(\frac{b}{b'}\right)^m \tag{38}$$

$$M'_{mn,\,mn} = -\frac{\mu_o \ell \pi}{2} k_n^2 bb' I'_m(k_n b) K'_m(k_n b') \quad (n=1, \cdots\cdots, N) \tag{39}$$

となる。$b'=b$ とおくことにより，(38), (39) 式は(27)(27)' 式に一致する。V_{mn} と $V'_{m'n'}$ の間の相互抵抗は同じ位置を電流が流れないので，もちろん0である。

外部円筒に流れる電流として（m，o）電流だけをとり出すと(34) より

$$V' = V'_{mo} \sin m\theta \tag{40}$$

であり，その磁場は(35) 式より

$$\Phi'_I = \frac{\mu_o r^m}{2b'^m} V'_{mo} \sin m\theta \tag{41}$$

となり，磁束密度の各成分は，

$$B_r = \frac{\mu_o m\, r^{m-1}}{2b'^m} V'_{mo} \cos m\theta \tag{42}$$

$$B_\theta = \frac{\mu_o m\, r^{m-1}}{2b'^m} V'_{mo} \cos m\theta \tag{43}$$

で，z によらないm重極磁場で，その大きさは，

$$|B| = \frac{\mu_o m\, r^{m-1}}{2b'^m} |V'_{mo}| \tag{44}$$

である。m＝1の時は $|B| = \frac{\mu_o}{2b} |V'_{1o}|$ の $\theta = 90°$ 方向への一様磁場である。

文献1において（m，o）の電流の大きさとして，V_{mo}，V'_{mo} の代りに

$$I_{mo} = \int_{-\frac{\pi}{2m}}^{\frac{\pi}{2m}} i_z\, bd\theta = 2V_{mo} \tag{45}$$

$$I'_{mo} = 2V'_{mo} \tag{46}$$

を用いている。この変数を用いるとI_{mo}の自己インダクタンスは，(27)式より，

$$L_m = \frac{\mu_o \ell \pi m}{8} \tag{47}$$

で，抵抗はz 方向に一様として(29)式より，

$$R_m = \frac{\pi \ell m^2}{4 b \sigma} \tag{48}$$

で，I_{mo}とI'_{mo}の相互インダクタンスは(38)式より

$$M_m = \frac{\mu_o \ell m}{8} m \left(\frac{b}{b'}\right)^m \tag{49}$$

となる。これらはm＝1，2で$\ell = 2\pi R$（Rはトロイダルの大半径）とおくと文献1と一致する。

2.3 線電流と円筒上の電流

（r_o，θ_o）にあるz 方向に流れる直線電流と円筒上の電流との相互作用を考える。直線電流に流れる電流をＩとすると，その磁場はベクトル・ポテンシャル**A**で表わされ，z 方向成分のみを持ち，

$$A_z = -\frac{\mu_o I}{2\pi} \ell n \frac{\sqrt{r^2 + r_o^2 - 2 r r_o \cos(\theta - \theta_o)}}{b} \tag{50}$$

と表わされる。それによる磁束密度は$\mathbf{B}' = \mathrm{rot}\,\mathbf{A}$で，円筒電流との相互エネルギーは，

$$U_M = \frac{1}{\mu_o} \int_0^{2\pi}\int_0^{\infty}\int_0^{\ell} \mathbf{B}\mathbf{B}'\, r d\theta dr dz$$

$$= \int_0^{2\pi}\int_0^{\ell} j_z A_z \Big|_{r=b} b d\theta dz \tag{51}$$

で(15)(50)を代入すると

$$U_M = \frac{\mu_o \ell}{2} \sum_{m=1}^{M} \cos m\theta_o \cdot \left(\frac{r_o}{b}\right)^m V_{mo} I \quad (r_o \leq b) \tag{52}$$

$$= \frac{\mu_o \ell}{2} \sum_{m=1}^{M} \cos m\theta_o \cdot \left(\frac{b}{r_o}\right)^m V_{mo} I \quad (r_o \geq b) \tag{53}$$

となる。直線電流がz によらないため（m，o）との結合しか現れない。

（r_o，o）（$r_o < b$）にある電流Ｉと円筒上の電流V_{mn}との相互インダクタンスは(52)式より，n＝o の時だけ0でない値をもち，

$$M_{mo,\,I} = \frac{\mu_o \ell}{2} \left(\frac{r_o}{b}\right)^m \tag{54}$$

となる。r_o が時間的に変化する時は，$M_{mo,\,I}$ は時間の函数となり，直線電流が定電流回路であれば，(4)式の右辺第２項に対する寄与は，

$$\frac{d}{dt} \left\{ \frac{\mu_o \ell}{2} \left(\frac{r_o}{b}\right)^m I \right\} \tag{55}$$

であり，(38) 式よりb′上の電流

$$V'_{mo} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{b' r_o}{b^2}\right)^m I \tag{56}$$

と等価であり，(44)式より

$$\left| B \right| = \left| \frac{\mu_o m}{2\pi} \left(\frac{r r_o}{b^2}\right)^m \frac{I}{r} \right| \tag{57}$$

の磁場が外部からかかったことと等価である。m＝1 に対して

$$\left| B \right| = \left| \frac{\mu_o I}{2\pi b} \frac{r_o}{b} \right| \tag{58}$$

となり，線電流の変位と実効的な $\theta = 90°$ 方向の一様磁場の関係がでる。文献３においては (58) で表わされる磁場のみを考慮した。

2.4　一様電流とトロイダル効果

これまでは円筒上のz 方向の θ によらない一様電流を無視してきた。それは，直線無限円筒を考えると，その磁気エネルギーは磁場が距離に反比例でしか小さくならないために発散し無限大となり意味を持たないからである。これは円筒の長さを有限とすることにより避けられる。実際はトーラス状になっているため，発散することはない。また，一様電流と高次の電流との結合は，直線円筒近似をする限りないため，一様電流だけを独立に取り扱かうことができる。トロイダル効果を考えると，一様電流と高次の電流が結合し，独立に取り扱うことができなくなる。

大半径R，小半径b の円環（トーラス状の円筒）を考える。これを今までは直線円筒で近似してきた。$b/R = \epsilon \ll 1$ として，ϵ の０次の近似に相当する。ここでは ϵ の一次までの近似を考える。一次まで考えると，一様電流と（１，０）の電流の結合等が生じる。文献２ではトロイダル方向への一様性を仮定し，ϵ の展開によってトロイダル効果を考察している。以下に文献２の結果をまとめる。文献２では ϵ の二次まで考えているが，ここでは，ϵ の一次までに限る。そして一様電流成分が ϵ の０次，（１，０）の電流成分が ϵ の一次であるとする。

まず円環上のトロイダル方向の電流を，

$$i_T = \frac{I_0}{2\pi b} + \frac{I_1}{2b}\cos\theta \tag{59}$$

と展開する。一様電流I_0は0から2π，（1，0）の電流I_1は$-\pi/2$から$\pi/2$まで積分した電流の大きさを示す。I_1は(45)式のI_{10}に相当している。すると，I_0の自己インダクタンスは

$$L_0 = \mu_o R\left(\ell n\frac{8R}{b} - 2\right) \tag{60}$$

であり，I_1の自己インダクタンスは，(47)で$m=1$，$\ell = 2\pi R$と置いたもので，

$$L_1 = \frac{\mu_o \pi^2 R}{4} \tag{61}$$

である。またI_0とI_1の相互インダクタンスは

$$M_{01} = \frac{\mu_o \pi b}{4}\left(\ell n\frac{8R}{b} - \frac{1}{2}\right) \tag{62}$$

となる。相互抵抗は一周抵抗が円環のどの位置でも一定である様に，中心軸からの距離に反比例する様にしているので，0となる。

つぎに，変流器コイルの大半径をR_f，小半径をr_f（$b<r_f$）として，その電流分布は，

$$j_T = \frac{I_f}{2\pi r_f} - \frac{I_f}{2\pi R_f}\left(\ell n\frac{8R_f}{r_f} - \frac{1}{2}\right)\cos\theta \tag{63}$$

であり，$r<r_f$には磁場をつくらない。その自己インダクタンスは，

$$L_f = \mu_o R_f\left(\ell n\frac{8R_f}{r_f} - 2\right) \tag{64}$$

であり，内部の円筒上の一様電流I_0との相互インダクタンスは，

$$M_{fo} = L_f = \mu_o R_f\left(\ell n\frac{8R_f}{r_f} - 2\right) \tag{65}$$

である。（1，0）の電流I_1との相互インダクタンスは0である。

垂直磁場コイルに対して大半径R_v，小半径r_v（$b<r_v<r_f$）とし，電流分布が

$$j_T = \frac{I_v}{2r_v}\cos\theta \tag{66}$$

で表わされるとする。I_vは(46)式のI_{10}'に相当する。I_vに対する自己インダクタンスは，(61)と同様に

$$L_v = \frac{\mu_o \pi^2 R_v}{4} \tag{67}$$

であり，内部の円環上の一様電流 I_0 との相互インダクタンスは，

$$M_{vo} = \frac{\mu_o \pi r_v}{4} \left(\ell n \frac{8R_v}{r_v} - 1 \right) + \frac{\mu_o \pi b^2}{8 r_v} - \frac{\mu_o \pi R_v}{4} (r_v - R) \tag{68}$$

である。また（1，0）の電流 I_1 との相互インダクタンスは，(49)においてm＝1，$\ell = 2\pi R$ とおいて，

$$M_{v1} = \frac{\mu_o \pi^2 b R_v}{4} \tag{69}$$

となる。I_v と変流器コイル電流 I_f との結合はない。

最後にプラズマに対しては，大半径 R_p，小半径 r_p（$r_p < b$）とすると，プラズマ電流 I_p の自己インダクタンス，変流コイル電流 I_f，円環上の一様電流 I_0，（1，0）の電流 I_1，垂直磁場コイル電流 I_v との相互インダクタンスは，それぞれ，

$$L_p = \mu_o R_p \left(\ell n \frac{8R_p}{r_p} - 2 + \ell_i / 2 \right) \tag{70}$$

$$M_{pf} = L_f = \mu_o R_f \left(\ell n \frac{8R_f}{r_f} - 2 \right) \tag{71}$$

$$M_{po} = L_o = \mu_o R \left(\ell n \frac{8R}{b} - 2 \right) \tag{72}$$

$$M_{p1} = \frac{\mu_o \pi b}{4} \left\{ \left(\ell n \frac{8R}{b} - 1 \right) + \frac{r_p^2}{b^2} \left(\Lambda_1 + \frac{1}{2} \right) + \frac{2R}{b^2} (R_p - R) \right\} \tag{73}$$

$$M_{pv} = \frac{\mu_o \pi r_v}{4} \left\{ \left(\ell n \frac{8R_v}{r_v} - 1 \right) + \frac{r_p^2}{r_v^2} \left(\Lambda_1 + \frac{1}{2} \right) + \frac{2R_v}{r_v^2} (R_p - R_v) \right\} \tag{74}$$

である。ここで，$\Lambda_1 = \beta_p + \ell_i / 2 - 1$ で，β_p はプラズマのポロイダル・ベータ値，ℓ_i は規格化された内部インダクタンスである。(73)(74)式の中で，右辺第1，2項はトロイダル効果によって現れるものであり，第3項は，(54)式に相当するものである。

以上，文献2の結果を簡単に述べたが，次に，円環のトロイダル方向への抵抗の非一様性を考える。その場合には，(14)の展開でn＝0だけでなくn≒0の項で表わされる電流も現われてくる。ここでは ϵ に対して一次までしか展開を考えていないので，m＝1だけをとる。より高次までとっても無意味と思われる。プラズマ電流 I_p，変流器コイル電流 I_f，垂直磁場コイル電流 I_v，一様電流 I_f との間の結合は（1，0）の電流 I_1 だけを考え，（1，n）n＝1，……，Nに対しては結合が無視できるとする。

電流分布を表わす変数として，V_{1n}（n＝0，1，……，N），I_p，I_f，I_v，I_o をとる。V_{10} と I_1 の関係は(45)の通りである。また，インダクタンス，抵抗として，円筒のトロイダル方向の一周期 ℓ の分を取る。すると，V_{10} と I_p，I_f，I_v，I_o の相互インダクタンスは，

$$M'_{p1} = 2f\,M_{p1}\,,\quad M'_{f1} = 0,\quad M'_{v1} = 2f\,M_{v1}\,,\quad M'_{01} = 2fM_{01} \tag{75}$$

としなければならない。ここで $f = \ell/2\pi R$ で一周期のトロイダル一周に対する比である。また，I_p，I_f，I_v，I_o の間の自己，相互インダクタンス，抵抗も一周期当りのものに直すため，f をかける必要がある。V_{1n} の間の相互のインダクタンス，抵抗は，(27)(27')(28)式で表わされている。これらの行列成分を用いて，(4)式の形の方程式をつくり，問題を解くことができる。

2.5　トカマク回路論との結合

文献 2 においては，円環上の m＝1 の電流としてトロイダル方向に一様な（1，0）の電流 I_1 を用い，その作る磁場とプラズマの運動を論じている。実際の場合にはトロイダル方向に非一様で，n＝0 以外の電流が現われる。円環上の電流分布を 2.1 節に述べたモード展開をすることにより，同様な議論を進めることができる。前節の様に最初はモード展開しないで変数として V_{1n}（n＝0，1，……，N）を用いると円環の電流を表わす変数が多くなり，プラズマの運動方程式を解くのが困難になる。

まず，プラズマや外部コイル電流，円環上の一様電流を考えないで，円環上の電流分布を固有モード展開する。各モードは相互には結合がなく，外部電流とのみ相互作用をする。固有モードの減衰時定数や，外部電流との結合は，高次のモードになると一般に急激に小さくなる（文献 3）。そこで多くの場合，低次のモードだけを考慮すれば十分である。それで，円環の電流を表わす変数として，I_1 の代りに，必要な数のモードの大きさを表わす変数を用いればよい。ここでは時定数が長く，結合の大きい第一モードだけを考慮する。多くのモードをとっても全く同様である。

(7)式の様に規格化された第 1 モードの電流分布が，

$$V = \sum_{n=0}^{N} V_{1n} \cos k_n z \ \sin\theta \tag{76}$$

と表わされたとする。z＝0 の近くで抵抗が大きい時には，(76) は $z=\ell/2$，$\theta=\pi/2$ で絶対値の最大値を持ち，その値 V_1 は，$z=\ell/2$ における z 方向（トロイダル方向）に流れる電流の $\theta=0$ から $\pi/2$ までの積分値となる。また $z=0$，$\theta=\pi/2$ での値 V_2 は z＝0 における同様な電流である。V_1-V_2 は $\theta=\pi/2$ における θ 方向（ポロイダル方向）電流の z＝0 から $\ell/2$ までの積分値となる。これを鞍型電流と呼ぶ。(76)式の電流分布を $1/2\,V_{10}$ 倍して

$$V' = \sum_{n=0}^{N} \frac{V_{1n}}{2\,V_{10}} \cos k_n\, z \ \sin\theta \tag{77}$$

とすると，（1，0）の電流に対する $\theta=\pi/2$ から $\pi/2$ までの電流積分が 1 となる。この様に円環上の電流を規格化し，その大きさを表わすのに I_1^e を用いる。そうすると，I_1^c に対する抵抗は，

$$R^e = \frac{1}{4 f V_{10}^2} \tag{78}$$

であり，自己インダクタンスは，

$$L^e = \frac{\lambda_1}{4 f V_{10}^2} \tag{79}$$

となる。ここで λ_1 は第1モードの減衰時定数である。抵抗やインダクタンスは，トロイダル一周に対するものに直している。I_p，I_f，I_v，I_o との結合は，前節で述べた I_1 とのものと全く同様である。またそのつくるトロイダル方向に平均した $\theta = 90°$ 方向への一様磁場は I_1 のつくるものと全く同様である。その時に流れる鞍型電流は，$(V_1 - V_2) / 2 V_{10} \cdot I_1^e$ となる。

文献3における外部磁場と第1モードの結合を表わす定数 α_1 は，I_1 に対す自己インダクタンス $L_1 = \mu_0 R \pi^2 / 4$（(47)式より）の(79)式の L^e に対する比に等しい。また明らかに時定数 τ_1 は λ_1 に等しく L^e / R^e である。ただし，文献3では，$z = 0$ で z 方向に電流が流れないという条件を課しているため，今のものとは少し異なる。

3. 計算結果

3.1 モデル

真空容器は図1の様な円筒であるとする。一周期の長さをℓ，ベローズの長さをΔ_B，厚肉の長さをΔ_T，その円筒の半径をr_uとする。ベローズ部中心を$z=0$とすると厚肉部中心が$z=\ell/2$となる。トロイダル効果を考える時には，円筒はトーラス状の円環となりその中心の大半径をR_uとし，トロイダル方向にN周期あるとする。その場合$N\ell=2\pi R_u$となる。$\theta=0$がトーラス外側となる。厚肉とベローズ部のそれぞれの厚みと体積抵抗率をそれぞれd_T，d_B，η_T^*，η_B^*とする。ベローズは山の高さのピッチに対する比をγとするとベローズにおけるz方向とθ方向の面導電率はそれぞれ$\sigma_B^z=1/2\gamma\cdot d_B/\eta_B^*$，$\sigma_B^\theta=2\gamma\cdot d_B/\eta_B^*$となる。厚肉の面導電率は$z$，$\theta$両方向に等しく$\sigma_T=d_T/\eta_T^*$である。以下において計算する真空容器のパラメータは次のごとくである。

$r_u=1.035\,\mathrm{m}$，$R_u=3.03\,\mathrm{m}$，$\ell=3.173\,\mathrm{m}$

$\Delta_B=0.373\,\mathrm{m}$，$d_B=0.0025\,\mathrm{m}$，$\eta_B^*=1.3\times10^{-6}\,\Omega\cdot\mathrm{m}$，$\gamma=3.5$

$\Delta_T=2.8\,\mathrm{m}$，$d_T=0.04\,\mathrm{m}$，$\eta_T^*=1.3\times10^{-6}\,\Omega\cdot\mathrm{m}$

$N=6$

ワンターン抵抗は$N(\Delta_B/\sigma_B^z+\Delta_T/\sigma_T)/2\pi r_u$で，$1.34\,\mathrm{m}\Omega$となる。

また，変流器コイルの大半径R_f，小半径r_f，回路を閉じた時の時定数τ_fは

$R_f=3.03\,\mathrm{m}$，$r_f=1.5\,\mathrm{m}$，$\tau_f=7\,\mathrm{sec}$

とする。また垂直磁場コイルに対しては，

$R_v=3.03\,\mathrm{m}$，$r_v=1.3\,\mathrm{m}$，$\tau_v=2\,\mathrm{sec}$

とする。

3.2 プラズマ変位時の渦電流（直線円筒近似）

一様電流とトロイダル効果を無視し，プラズマ変位時の真空容器に流れる渦電流の計算を行った。プラズマは直線電流であるとし，円筒中心より$\theta=180°$（内側）に向って$x=x_o e^{-\frac{t}{2\tau}}$の時間依存性で変位をするとする。$x_o=1\,\mathrm{m}$，$\tau=50\,\mathrm{msec}$とする。プラズマ電流$I_p$は$I_{po}$で一定の場合と，$I_p=I_{po}e^{-\frac{t}{\tau}}$で減衰する場合を行った。$I_{po}=3\,\mathrm{MA}$とした。

図2～5にその結果を示す。図2はプラズマが変位減衰した時の真空容器上の渦電流の流れ図である。θ方向に20次まで展開している。各図の左辺はベローズ部中心，右辺は厚肉部中心に相当する。中間の縦線はベローズ部と厚肉部の境界を示す。縦方向はθ方向で，下辺が$\theta=0$，上辺が$\theta=180°$に相当する。電流は曲線にそって流れ，下の数が一間隔に流れる電流の大きさをKAで表わしている。電流はベローズ部をほとんど切らず，厚肉の中でループを画く。そのループの中心は，プラズマの変位とともに$\theta=180°$に移ってゆく。

図3は図2と同じ変位減衰の場合で，厚肉中心（$z=\ell/2$）でz方向に流れる電流のθ分布である。電流は10～20 ms の間で最大となる。電流が反転するところが時間とともに$\theta=180°$

に近づく。180°のところではプラズマが近づくため電流の減少が小さい。10 msec 程度までは電流分布はcos θ によって表わされるが，それ以上になるとより高次の項が必要となってくる。

図4は図2と同じ場合で，図3で電流が反転する角度での θ 方向の電流のz 分布である。ベローズ部中心から厚肉部中心までを示している。時間は10 m sec を示した。厚肉部の中でベローズ部に接する所でピーク値をもつ。ベローズ部と厚肉部の境で不連続になるが，その値の比は，両側の θ 方向の面導電率の比に等しい。今の場合，

$$\sigma_B^\theta = 1.35\times10^4,\ \sigma_T = 3.08\times10^4 \text{ であり } \sigma_B^\theta / \sigma_T = 0.44$$

となる。計算結果は 3.4／7.9 = 0.43 でほぼ一致している。

図5はプラズマが変位減衰した時で外側に垂直磁場コイルを短絡しておいた時の厚肉中心でのz 方向電流分布である。垂直磁場コイルは磁場の変化の時定数より十分大きな時定数を持つため垂直磁場の位置（$r = r_v$）でプラズマの磁場成分のうちの$m=1$，$n=0$ の成分が全て打ち消されると考えてよい。その場合真空容器上に加わる，その成分の磁場は真空容器上の電流がないとすると垂直磁場コイルがない時に比べて $1-(r_u/r_v)^2$ に弱められる。今の場合この値は0.37となる。図3と図5の5 m sec における分布を比較してみると，1.4／2.8 = 0.5 で 0.37に比べてやや大きい。これは真空容器上の電流により，垂直磁場コイルに加わる磁場が弱められるため，その遮蔽効果が小さくなるためと思われる。$m\geq2$ に対しては垂直磁場コイルは作用しないため，$t > 20$ msec ではcos 2θ の分布が大きく現われてくる。

図6は電流の積分値の時間変化を示したものである。1はプラズマの変位減衰した時の厚肉部にz 方向に流れる電流である。積分は図3において $\theta=0$ から電流の反転するところまで行っている。1は θ 方向に20次までの展開を行ったものであり，2は1次だけで行ったものである。1と2の差は小さく，積分値に関しては，$m=1$ の電流が主となっていることがわかる。30 msec 以上で差がでてくるのは，$m\geq2$ の寄与がでてくるためである。3は1の場合と同様で ベローズ部中心で積分したものである。1に比べて非常に小さくベローズ部を切って流れる電流が小さいことがわかる。1と3の差が図4で表した電流分布を $z=0$ から $\ell/2$ まで積分したものに等しい。この電流（鞍形電流）はトロイダル磁場と作用し，真空容器に回転力を加える。また4は垂直磁場コイルを短絡しておいた場合で，1に対して40%程度の電流値になっている。5はプラズマ電流一定で変位した場合の厚肉中心の積分値である。1に比べて値が大きく，減衰が小さい。

3.3 プラズマ変位時の渦電流（トロイダル効果）

トロイダル効果を1次まで考え，$m=1$ まで考慮した，2.4の方法で真空容器上の渦電流を求めた。図7，8にプラズマが変位しないで減衰した時の真空容器上の渦電流を示す。プラズマ大半径R_pは真空容器中心に等しく，$R_p = 3.03$ m とする。小半径$r_p = 1$ m，$\beta_p = 0.5$，$\ell_i = 0.5$ とする。プラズマの減衰時定数は 50 msec である。図7はトロイダル方向に流れる電流を $\theta=0$ から 360°まで積分したもので，前章のI_0（一様電流）に相当する。1，2，3，4 はそれぞれ外部コイルがない場合，垂直磁場コイルを置いた場合，変流器コイルを置いた場合，両コイルを置いた場合である。一様電流は変流器コイルにより大きく減少し，垂直磁場コイルによって少し減少する。この様にトロイダル効果により，一様電流と垂直磁場が結合し，一様電流に対して遮蔽効果を持つ様になる。図8は図7と同様な場合で鞍形電流の大きさの時間変化を示す。トロイダ

ル効果を考えると真空容器中心にある電流変化がm＝1の成分を誘起する。鞍形電流はm＝1の成分より成り立っているので垂直磁場コイルによって大きく減少する。真空容器に流れる一様電流自体が，m＝1に対する磁場を遮蔽するため，それを考えない時よりも図8の各値は小さくなっている。そのため垂直磁場コイルによる遮蔽効果が3.2節で評価したより大きく見える。変流器コイルの効果はほとんどなく，かえってやや大きくなっている。これは変流器コイルによって，一様電流がおさえられ，その遮蔽効果が小さくなったためと思われる。

図9はプラズマを線電流として，トロイダル内側に電流一定で変位した場合である。それぞれ鞍形電流を表わす。1はトロイダル効果を入れたものであり，2は円筒近似で求めたものであり，図6の5に相当する。プラズマ電流が減少しないため，容器上の一様電流が小さく，1と2の差はあまりない。3は1の場合に垂直磁場コイルと変流器磁場コイルをおいた時のもので，垂直磁場コイルの遮蔽効果で小さくなっている。

図10，11にプラズマが変位しながら電流と半径を小さくする場合の渦電流の流れ図を示す。プラズマ半径は，$r_p = r_{po}\, e^{-\frac{t}{2\tau}}$で小さくなるとする。他は今までと同じであり，$\beta_p$，$\ell_i$ は変化しないとする。図11は変流器コイルと垂直磁場コイルをおいた場合である。図からわかる様にコイルをおくと値が小さくなり，一様電流成分の割合が小さくなる。図2に比べて後半におけるループの片寄りが小さいのは，m≧2の電流を無視したためである。図12にこの場合の鞍形電流の大きさの時間変化を示す。1はコイルがない時で，2はコイルがある時である。この場合はプラズマが変位するのと電流が減少する効果が相加されるので，図8の定位置減衰や図9の定電流移動の場合より，ピーク値が大きくなっている。1′，2′，はプラズマを線電流として近似したものである。プラズマの大きさを考えに入れた時とあまり変わらず，プラズマの電流分布はあまり鞍形電流に影響を与えない。

3.4 プラズマ励起時の渦電流

プラズマ励起時に変流器コイルを急激に変化させる。その時，もしプラズマが放電しないとその起電力は真空容器にかかり，大きな渦電流を生ずる恐れがある。変流器コイルの電流が5.4MATから$e^{-\frac{t}{\tau}}$で0におちるとする。$\tau = 30$ msec とする。図13にその時の渦電流の流れ図を示す。一様な電流が主で10 msec ではやや$\theta = 180°$，トロイダル内側に寄った分布となる。これは外部から真空容器に起電力が急激にかかる場合には，容器内部に磁場ができないように電流が流れるためである。また40 msec 以後電流が外側に寄るのは，一様電流が減少するため，その反作用によってm＝1の電流が誘起されるためである。図14はこの場合の鞍形電流の時間変化である。1は垂直磁場コイルを置かない時で，2は置いた時である。m＝1の電流は変流器コイルとは直接に結合しないで，誘起された一様電流によって誘起される。一様電流は増加の後減少するために鞍形電流はその符号を変える。

4. まとめ

真空容器の鞍形電流が問題になるであろう場合について評価を行った。一つはプラズマが変位消滅する時であり，他はプラズマ立上げ時にプラズマが立上がらなかった場合である。それらを直円筒近似と逆アスペクト比の一次の展開のそれぞれについて行った。真空容器上の一様電流が小さい時には，上の両近似はよい一致を示した。一様電流が大きい時には，一様電流と垂直磁場の結合があるので，逆アスペクト比の展開が重要となってくる。

逆アスペクト比が$^1/_3$で一次の展開では定量的には，精度が不十分であると思われる。精度を上げるには，逆アスペクト比の展開をより高次まで進めることが考えられる。しかし逆アスペクト比が大きく，また実際の真空容器が円形でなく，コイルも離散的な位置に与えられることを考えると，その方法には，限界があると思われる。そのために，トロイダルな真空容器上の電流分布を級数展開するなり，等価回路におきかえ，2.1節で述べた様に直接その結合を求めて，回路方程式を立てる必要があると思われる。またモード展開により，必要なモードだけをとり出し，そのつくる磁場とプラズマの相互作用を考え，文献1，2と同様な議論を進めてゆくことが可能であると思われる。

最後に，終始有益な議論と御指導をいただいた吉川充二 JT-60 開発室長はじめとするグループ諸氏に感謝の意を表する。

5. 参考文献

1) 鈴木，二宮，亀有 ： JAERI-M 6050 (1975)
2) 鈴木，小方，二宮，亀有，相川，野田 ： JAERI-M 6531 (1976)
3) 亀有，相川，二宮，鈴木 ： JAERI-M 6468 (1976)

4. まとめ

真空容器の鞍形電流が問題になるであろう場合について評価を行った。一つはプラズマが変位消滅する時であり，他はプラズマ立上げ時にプラズマが立上がらなかった場合である。それらを直円筒近似と逆アスペクト比の一次の展開のそれぞれについて行った。真空容器上の一様電流が小さい時には，上の両近似はよい一致を示した。一様電流が大きい時には，一様電流と垂直磁場の結合があるので，逆アスペクト比の展開が重要となってくる。

逆アスペクト比が$^1/_3$で一次の展開では定量的には，精度が不十分であると思われる。精度を上げるには，逆アスペクト比の展開をより高次まで進めることが考えられる。しかし逆アスペクト比が大きく，また実際の真空容器が円形でなく，コイルも離散的な位置に与えられることを考えると，その方法には，限界があると思われる。そのために，トロイダルな真空容器上の電流分布を級数展開するなり，等価回路におきかえ，2.1節で述べた様に直接その結合を求めて，回路方程式を立てる必要があると思われる。またモード展開により，必要なモードだけをとり出し，そのつくる磁場とプラズマの相互作用を考え，文献1，2と同様な議論を進めてゆくことが可能であると思われる。

最後に，終始有益な議論と御指導をいただいた吉川充二 JT-60 開発室長はじめとするグループ諸氏に感謝の意を表する。

5. 参考文献

1） 鈴木，二宮，亀有 ： JAERI－M 6050（1975）
2） 鈴木，小方，二宮，亀有，相川，野田 ： JAERI－M 6531（1976）
3） 亀有，相川，二宮，鈴木 ： JAERI－M 6468（1976）

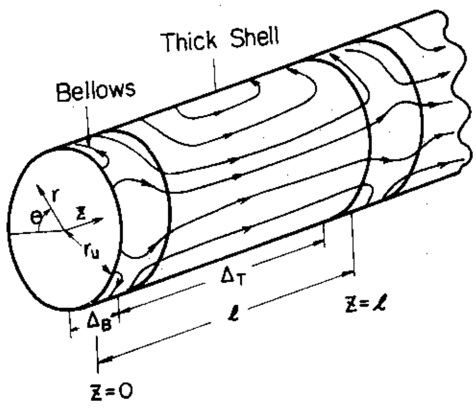

図 1　真空容器のモデルと渦電流の一例

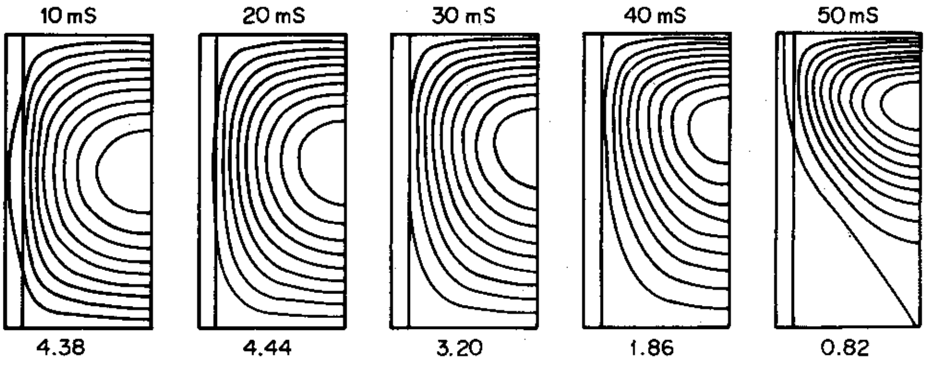

図 2　プラズマの変位減衰時（直円筒近似）における，真空容器上の渦電流の流れ図。下の数は一間隔に流れる電流の大きさ（KA）。

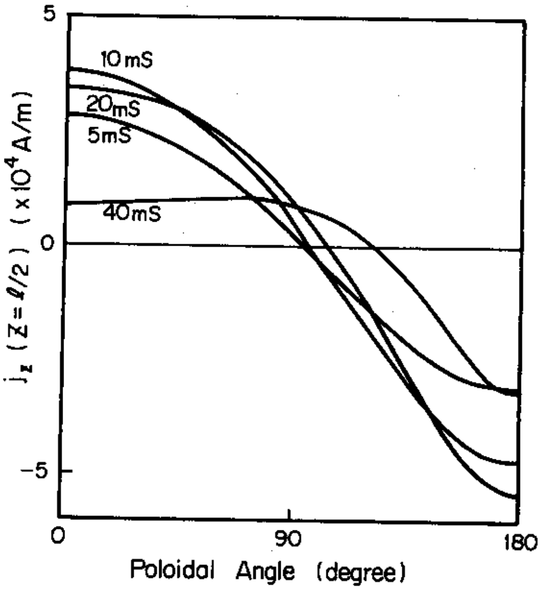

図3　図2と同じ場合で，厚肉中心におけるz方向電流のθ分布の時間変化。

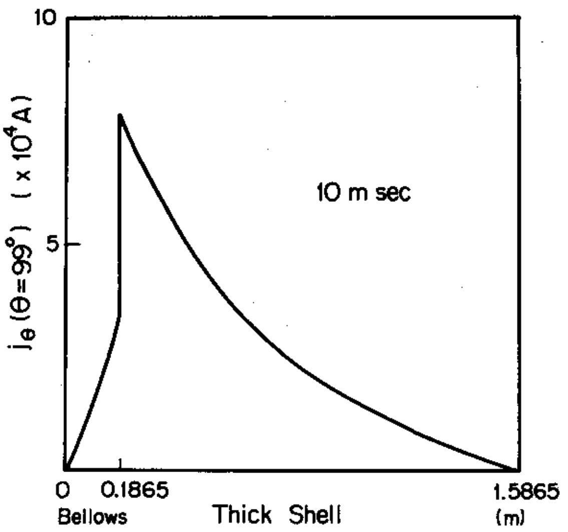

図4　図2と同じ場合で，10 msec における，鞍型に流れるθ方向電流のz分布（θ = 99°）。

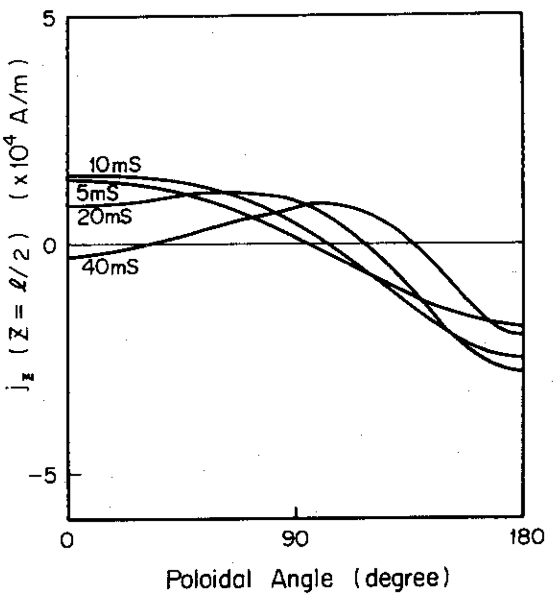

図 5　　図 2 の場合に，外側に垂直磁場コイルを短絡して置いた場合の，厚肉中心におけるz 方向電流の θ 分布の時間変化。

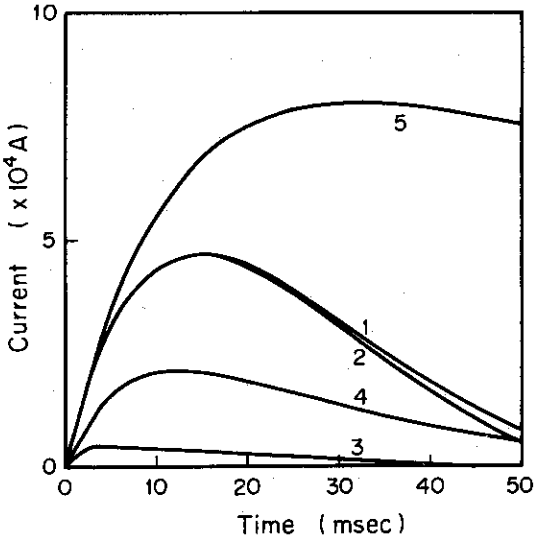

図 6　　直円筒近似でプラズマ変位した時の各種の電流積分量。 1.プラズマ変位減衰した時の厚肉中心でのz 方向に流れる電流を θ = 0 から図 2 で符号の反転するところまで積分したもの。 θ 方向に20次の展開。 2. 1 と同様で， θ 方向に 1 次だけの展開。 3. 1 と同様でベローズ部中心で積分を行ったもの。 4. 1 と同様で，外側に垂直磁場コイルを短絡して置いた場合。 5.プラズマが減衰しないで変位した場合で，厚肉中心でのz 方向電流の 1 と同様な積分。

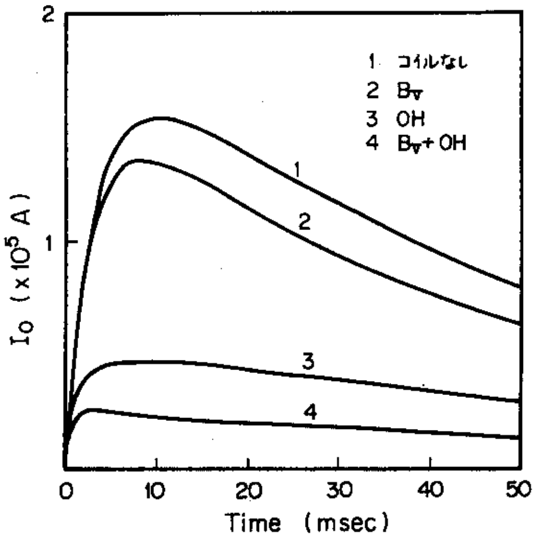

図 7.　プラズマが変位しないで，減衰した場合の一様電流。1.外部にコイルがない場合。2.垂直磁場コイルが短絡してある場合。3.変流器コイルが短絡してある場合。4.両コイルが短絡してある場合。

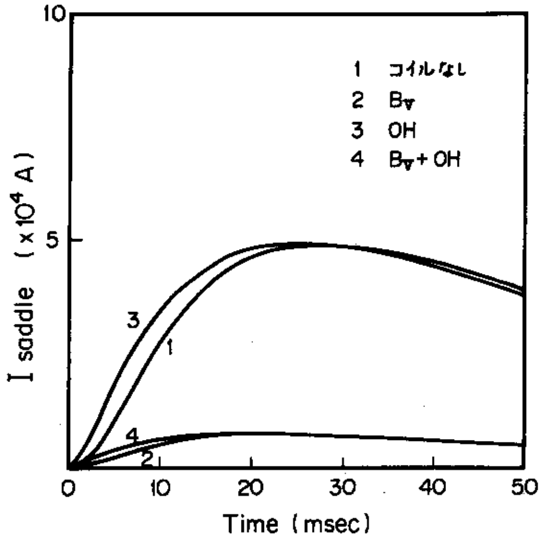

図 8　プラズマが変位しないで，減衰した場合の鞍型電流。図 7 と同様。

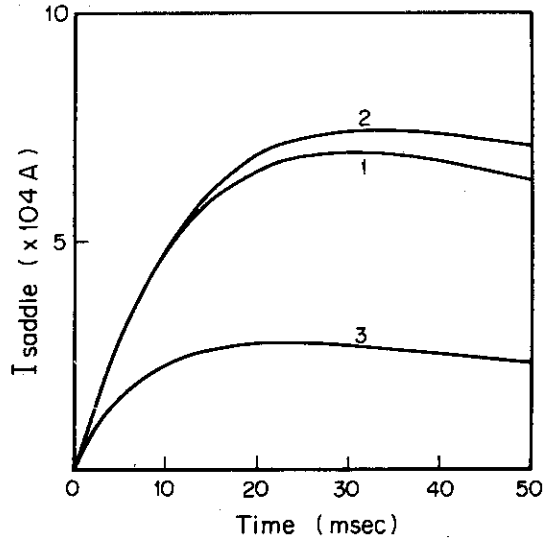

図 9　　プラズマが減衰しないで変位した場合の鞍型電流。 1.外部コイルがない時。 2. 1を直線円筒で近似した場合。 3.垂直磁場コイルと変流器コイルが短絡してある場合。

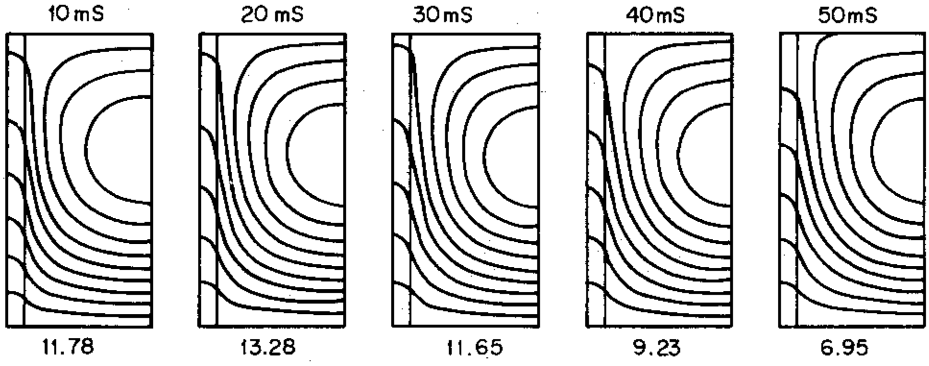

図 10　　プラズマが小半径を縮小しながら変位減衰した場合の渦電流の流れ図。

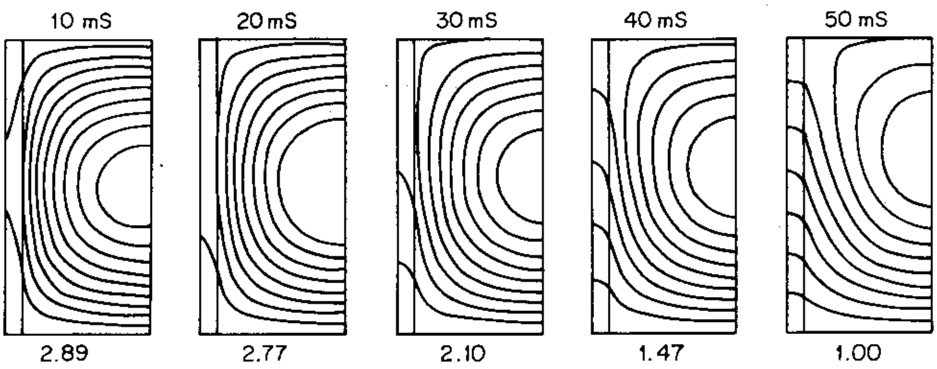

図 11　図 10 で垂直磁場コイルと変流器コイルを短絡しておいた場合。

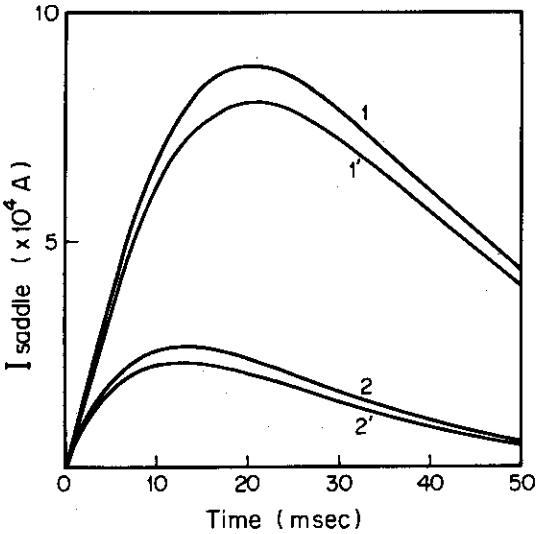

図 12　図 10，11 の場合の鞍形電流。1. コイルをおかない場合。1'. プラズマを線電流とした場合。2. 垂直磁場コイルと変流器コイルを短絡しておいた場合。2'. 2 でプラズマを線電流とした場合。

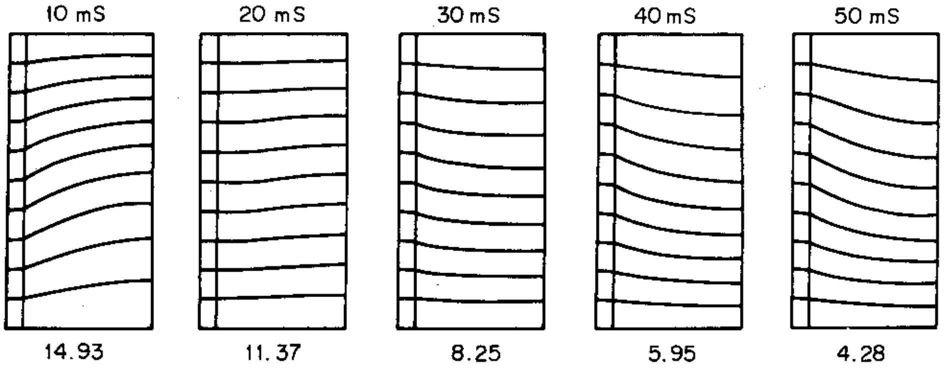

図13　変流器コイル電流を急激に変化させて，プラズマが放電しなかった時の渦電流の流れ図。

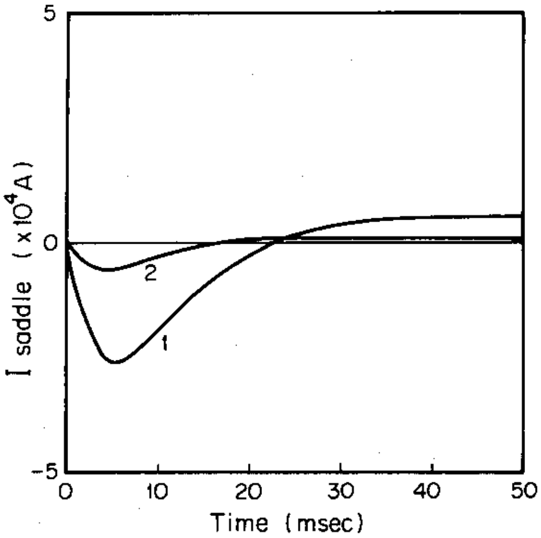

図14　図13の場合の鞍形電流。1.外部コイルのない時。2.垂直磁場コイルを短絡しておいた場合。