

JAERI-M

9 8 5 4

非円形プラズマの垂直方向の位置制御  
(シエル効果による位置不安定の抑制)

1981年12月

上田孝寿<sup>\*1</sup>・二宮博正・新谷吉郎<sup>\*2</sup>

亀有昭久<sup>\*3</sup>・杉原正芳・中村幸治

齊藤誠次<sup>\*4</sup>・藤沢 登

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。  
入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Section, Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1981

編集兼発行 日本原子力研究所  
印 刷 磯高野高速印刷

非円形プラズマの垂直方向の位置制御  
(シェルの効果による位置不安定の抑制)

日本原子力研究所東海研究所大型トカマク開発部  
上田孝寿<sup>\*1</sup>・二宮博正・新谷吉郎<sup>\*2</sup>・亀有昭久<sup>\*3</sup>  
杉原正芳・中村幸治・斉藤誠次<sup>\*4</sup>・藤沢 登

(1981年11月27日受理)

次期トカマク形実験炉, たとえば, INTORは, 非円形プラズマで高ベータを実現する。この場合, MHD平衡磁場は, 曲率指数が負の値を持つ配位となり, プラズマ柱は, 垂直方向において位置の不安定性を伴う。

この不安定性の制御は, シェル効果およびフィードバック制御の併用によって行なわれる。前者は, 曲率指数の値に強く依存するが, 次期装置の場合には, 近似的に, シェルの時定数以下の不安定性に有効であり, 後者は, シェル効果が無効になる成長時間領域の不安定性の制御に用いられる。

この報告では, 上記の次期装置に伴う具体的構成を念頭にシェル効果を検討し, シェル構成の有るべき姿を提案している。

シェル効果の評価では, プラズマ柱の位置変動とシェルとの結合の評価に双極子電流モデルを用い, 渦電流の評価では, モード解析を基礎とする有限要素回路法を用いている。

結論として, トロイダル方向に24分割する構成では十分なシェル効果は得られず, トロイダル方向にカット無しで一周するシェル構成が必要になる。この場合は, トリチウム増殖率の低下は軽減できる構成であるが, 分解・組立上の障害にならないような構成の工夫が要る。

---

\*1) 外来研究員 三菱電機(株)

\*2) 東京芝浦電機(株)

\*3) 三菱原子力工業(株)

\*4) 外来研究員 日立製作所(株)

Vertical Position Control for Non-circular Plasma  
Column by Shell Effect

Koju UEDA<sup>\*1</sup>, Hiromasa NINOMIYA, Kichiro SHINYA<sup>\*2</sup>  
Akihisa KAMEARI<sup>\*3</sup>, Masayoshi SUGIHARA, Yukiharu  
NAKAMURA, Seiji SAITO<sup>\*4</sup> and Noboru FUJISAWA

(Received November 27, 1981)

The next tokamak fusion reactor, for example, INTOR, obtains a high beta under a non-circular plasma whose MHD equilibrium requires an external field configuration with negative decay index. It is well known that such a plasma in its external field has a positional instability in the vertical direction.

How to control the instability is in general composed of two kinds of method. One is to use a passive position control, that is, the shell effect which will be effective up to the growth time of instability ( $\lesssim$  a few ten msec.) nearly equal to the time constant of shell materials in case of the device under our notices. The other is an active position control method, that is, a feedback position control method in a loop including measurements of the plasma column position and correction processes of the position by an external horizontal field. The method is used in a region of the growth time span ( $\gtrsim$  a few ten msec.) above that time constant.

In this report some concrete shell-structures under which the shell effect will play its part in the next tokamak are proposed on taking account of practical forms of the first wall and the vacuum chamber in the device.

Analyses of the shell effect contain a dipole current model, in which coupling of shell currents with a plasma column is replaced with that of the current with dipole currents, and an eddy current evaluation

---

\*1) On leave from Mitsubishi Electric Co., Tokyo

\*2) Toshiba Electric Co., Tokyo

\*3) Mitsubishi Atomic Power Industries, Inc. Omiya

\*4) On leave from Hitachi Ltd., Hitachi

model in which the current mode analysis based on the finite element circuit method is used.

In conclusion, it seems that the structures which are composed of toroidal rings on the top and bottom inside wall of the vacuum chamber will give one of better solutions for the shell structures in the next tokamak.

This construction will not sharply reduce the breeding efficiency but may introduce some difficulties on the design of the shell structure, the vacuum chamber and the first wall.

Keywords: Shell Effect, INTOR, Vertical Instability, Vertical Position, Control, Growth Rate, n-value, Finite Element Circuit Method

## 目 次

1. まえがき .....	1
2. 渦電流評価方法の概要 .....	2
3. シェル効果の基礎方程式 .....	6
4. 各定数の評価 .....	8
4.1 回路定数 .....	8
4.2 曲率指数 $n$ .....	9
5. 具体例によるシェル効果の評価 .....	10
5.1 トロイダル円形断面容器 .....	10
5.2 INTOR の場合 .....	10
6. まとめ .....	11
参考文献 .....	12

## Contents

1. Introduction .....	1
2. Evaluation Method for Eddy Currents .....	2
3. Basic Equations for Shell Effect .....	6
4. Evaluation of Constants .....	8
4.1 Circuit Constants .....	8
4.2 Decay Index .....	9
5. Shell Effect for Some Constructions .....	10
5.1 Toroidal Circular Cross Section .....	10
5.2 INTOR .....	10
6. Conclusion .....	11
Reference .....	12

## 1. ま え が き

トカマク形核融合実験炉，たとえば，INTORでは，非円形プラズマによって高ベータを得る。非円形プラズマのMHD平衡では，平衡磁場の曲率指数が負の磁場配位となり，プラズマ柱は，垂直方向の位置変動に対して不安定となる。<sup>(1)(8)(9)</sup>

安定化の方法としては，(1)プラズマ柱のまわりの導体群に伴うシェル効果による方法および(2)外部磁場によって位置変位をフィードバック制御する方法の併用によって行なわれる。

次期装置の場合，前者は，近似的に，上記導体群の時定数以下の位置不安定成長時間に対して有効であり，後者は，シェル効果の有効性が薄れる上記時定数以上の位置変動の制御に用いられる。

シェル導体が無い場合，プラズマ柱は  $\sim 10^{-6}$  sec の不安定成長時間を持ち，後者による方法が考えられるが，炉の構成への外部磁場による渦電流の誘起，などによる磁界の遮蔽効果を考慮すると，速い不安定の制御にフィードバック制御を用いるのは非現実的である。

現実には，真空容器，ブランケット，コイル群およびその枠，などの導体群があり，それ等がシェル導体としての役割を持つ可能性があり，速い不安定の抑制にシェル効果を利用し，経済的観点から，できるだけ遅い不安定成長時間までシェル効果を有効に利用する方式が用いられる。

この報告では，次期装置のプラズマ容器（ブランケットおよび真空容器から構成）の断面形状を想定してその内面に接するシェル構成によるシェル効果に限定して，検討している。コイル群およびその枠，などのシェル効果への影響は考慮していない。結果として，プラズマ容器の内面に沿う構成とし，形状としては簡単なシェル構成を提案するが，取り扱いにはプラズマ容器の一部として処理している。

現在，次期装置の概念設計が進んでいるが，シェル効果の検討への制限または要請は，次の事柄である。

(1) プラズマ容器は，分解・組立上の要請からトロイダル方向の24か所に分割部分があり，その分割部分は，所定の一周抵抗を持つように電気的に結合して構成されるが，プラズマ容器の内壁には24か所の不均質部を，渦電流的には設けた構成となる。

(2) 所要のトリチウム増殖率を得るため，ブランケットとプラズマとの間にシェル構成を導入する場合，増殖率の低下が無視できるほど薄い厚さであるか，または厚いがプラズマに面する面積が無視できるほど小さいことが要る。また，その構成は，ディスラプション時の電磁力に耐える強い構成であることが要請される。したがって，ここでは，ブランケットとプラズマとの間にシェル構成は導入しない方式を採用する。

(3) ダイバータ部，排気孔相当部およびブランケット部に存在する導体に対して，シェル効果は期待しないで検討する。具体的には，開孔部として扱う。

(4) 分解・組立において，構成の搬入・搬出への障害にならないシェル構成が要求される。

(5) シェル効果が有効に働く時定数をできるだけ大きく選び，フィードバック制御対象である不安定成長時間の下限をできるだけ大きくとれるよう工夫する。シェル構成の一周抵抗は，プラズマ立上げ時の磁束変化を考慮して， $0.25\text{ m}\Omega$ 以上が要請されると想定した。

シェル効果の評価では、プラズマ柱の位置変動とシェルとの結合の評価には、双極子電流モデルを用い<sup>(1)</sup>、渦電流の評価では、モード解析を基礎とする有限要素回路法<sup>(2)</sup>を用いている。双極子電流モデルは、プラズマ柱と渦電流との結合を双極子電流と渦電流との結合で置換し、プラズマ柱の垂直方向への変化を双極子電流の変化で近似する。渦電流の評価では、シェルの厚さ方向の渦電流の変化は無視できると仮定する。モード解析を基礎とする有限要素回路法では、渦電流を多数のモードに展開した形で求まるが、この報告では、最も時定数が大きいモードのみを選択してシェルの効果を検討している。

結論として、INTORの場合、トロイダル方向にカット無しで一周するシェル構成が必要となる。この構成は、トリチウム増殖率の低下は軽減できる構成であるが、分解・組立上、障害にならないような構成の工夫が要る。

記述は、次の順序で行なわれている。

2章では、渦電流の評価方法の概要を記述し、渦電流に関連する諸量の定義、仮定および評価方法の特徴を明らかにする。3章では、シェル効果の基礎となる諸量および双極子電流モデルの概要を記述し、シェル効果に決定的影響を持つパラメータが記述される。4章では、シェル効果の評価に要する諸量の評価方法について記述する。5章では、トロイダル状円形断面容器およびINTORを例に、シェル効果の検討を進めている。

## 2. 渦電流評価方法の概要

渦電流評価方法の詳細は文献(2)および文献(3)に報告してあるが、ここでは、この報告の記述に関連する諸量の定義を明確にする観点からその概要を記述する。

渦電流は、伝導電流に比して変位電流は小さいという想定に基づき、導体内の準定常電流に関する一連の次式によって記述できる<sup>(5)</sup>。

$$\text{rot}H=i \quad (1)$$

$$I=\sigma \cdot E \quad (2)$$

$$\text{rot}E=-\partial B/\partial t \quad (3)$$

$$B=\mu \cdot H \quad (4)$$

$$\text{div}I=0 \quad (5)$$

ここで、各記号は一般の定義に準ずる。

上記の一連の式から次式が与えられる。

$$\nabla^2 I=\sigma \mu (\partial I/\partial t) \quad (6)$$

$$\nabla^2 E=\sigma \mu (\partial E/\partial t) \quad (7)$$

$$\nabla^2 H=\sigma \mu (\partial H/\partial t) \quad (8)$$

尚、この式の導出に際しては、 $\sigma$  および  $\mu$  は時間的にも場所的にも定数であると仮定している。

(5)および(6)式が導体の任意の一点において、渦電流が満足しなければならない式であり、境界条件、正弦波または指数関数的な時間変化を設定して解を得る。



シェル効果の評価では、プラズマ柱の位置変動とシェルとの結合の評価には、双極子電流モデルを用い<sup>(1)</sup>、渦電流の評価では、モード解析を基礎とする有限要素回路法<sup>(2)</sup>を用いている。双極子電流モデルは、プラズマ柱と渦電流との結合を双極子電流と渦電流との結合で置換し、プラズマ柱の垂直方向への変化を双極子電流の変化で近似する。渦電流の評価では、シェルの厚さ方向の渦電流の変化は無視できると仮定する。モード解析を基礎とする有限要素回路法では、渦電流を多数のモードに展開した形で求まるが、この報告では、最も時定数が大きいモードのみを選択してシェルの効果を検討している。

結論として、INTORの場合、トロイダル方向にカット無しで一周するシェル構成が必要となる。この構成は、トリチウム増殖率の低下は軽減できる構成であるが、分解・組立上、障害にならないような構成の工夫が要る。

記述は、次の順序で行なわれている。

2章では、渦電流の評価方法の概要を記述し、渦電流に関連する諸量の定義、仮定および評価方法の特徴を明らかにする。3章では、シェル効果の基礎となる諸量および双極子電流モデルの概要を記述し、シェル効果に決定的影響を持つパラメータが記述される。4章では、シェル効果の評価に要する諸量の評価方法について記述する。5章では、トロイダル状円形断面容器およびINTORを例に、シェル効果の検討を進めている。

## 2. 渦電流評価方法の概要

渦電流評価方法の詳細は文献(2)および文献(3)に報告してあるが、ここでは、この報告の記述に関連する諸量の定義を明確にする観点からその概要を記述する。

渦電流は、伝導電流に比して変位電流は小さいという想定に基づき、導体内の準定常電流に関する一連の次式によって記述できる<sup>(5)</sup>。

$$\text{rot}H = i \quad (1)$$

$$I = \sigma \cdot E \quad (2)$$

$$\text{rot}E = -\partial B / \partial t \quad (3)$$

$$B = \mu \cdot H \quad (4)$$

$$\text{div}I = 0 \quad (5)$$

ここで、各記号は一般の定義に準ずる。

上記の一連の式から次式が与えられる。

$$\nabla^2 I = \sigma \mu (\partial I / \partial t) \quad (6)$$

$$\nabla^2 E = \sigma \mu (\partial E / \partial t) \quad (7)$$

$$\nabla^2 H = \sigma \mu (\partial H / \partial t) \quad (8)$$

尚、この式の導出に際しては、 $\sigma$  および  $\mu$  は時間的にも場所的にも定数であると仮定している。

(5)および(6)式が導体の任意の一点において、渦電流が満足しなければならない式であり、境界条件、正弦波または指数関数的な時間変化を設定して解を得る。

プラズマの垂直位置変化によって導体に誘導される渦電流解析への関心は、その電流分布、回路定数および導体の時定数、そのオーム損失および分布、それがプラズマ部分に作る磁界、などの把握にある。したがって、得られる解の形も上記の関心に適した形である必要がある。

この1つは、以下に述べるように、プラズマの垂直位置変化をプラズマ柱と導体との相互インダクタンス、 $M_{sp}$  の変化で記述し、全渦電流（上部または下部の片方についての和）、 $I$  と  $M_{sp}$  との関係を集定数的に関係づけた、次式を用いる方法である。

$$L_s \cdot (dI/dt) + R_s \cdot I = -I_p \cdot (dM_{sp}/dt) \quad (9)$$

ここで、 $L_s$  および  $R_s$  は、それぞれ、導体に誘導される渦電流に伴う自己インダクタンスおよび等価な抵抗であり、次式で定義される。

$$L_s = \int l \cdot A \, dV / I^2$$

$$R_s = \int (l \cdot l^2 / \sigma) \, dV / I^2 \quad (10)$$

ここで、 $A$  および  $V$  は、それぞれ、渦電流に伴うベクトルポテンシャルおよび導体の体積である。

$M_{sp}$  は、(9)式の中では時間微分形で入っているが、後述するように、 $dM_{sp}/dt = (dZ/dt) \cdot (dM_{sp}/dZ)$  の形に変形して  $M_{sp}$  の時間変化を考慮する。ここで、 $(dZ/dt)$  はプラズマ柱の垂直方向への移動速度である。したがって、必要になる量は  $(dM_{sp}/dZ)$  の量である。

プラズマ柱の垂直方向の移動によって実質的に変化するのは次の事柄である。

(1) プラズマ電流がプラズマ断面内で一様分布をする場合…移動前の断面と移動後の断面の差の部分の電流の発生・消滅である。たとえば、プラズマ柱の上方への移動のとき、上方では電流の発生、下方では電流の消滅がある。発生した電流は、プラズマ柱の上方への移動と共に上方へ移動する。

(2) プラズマ電流が断面内で一様分布をしない場合…(1)の場合の変化と共に、移動前・後の断面で重畳する部分の電流の増減があり、導体との結合の割合の変化がある。

この報告では、プラズマ電流分布は一様であり、発生する部分と消滅する部分の位置変化は無く、発生する部分にはプラズマ電流と同方向の電流、消滅部分には反対方向の電流の発生を仮定して  $M_{sp}$  を評価する。したがって、 $M_{sp}$  を次式にしたがって評価する。

$$M_{sp} = \int (l \cdot (A^+ + A^-)) \, dV / I \cdot I_d \quad (11)$$

ここで、 $A^+$  および  $A^-$  は、それぞれ、発生した電流および消滅した電流が導体部に作るベクトルポテンシャルであり、 $I_d$  は、発生または消滅した全電流であり、両方の電流の絶対値は等しく選択されている。

この報告でも文献(2)と同様に、導体曲面上の電流密度は面の法線成分を持たないと仮定して十分な精度が得られると考える。したがって、以下で用いる電流密度は、前記した電流密度、 $i$  に導体の厚さ、 $t$  を乗じた線電流密度、 $t \cdot i$  の値であり、 $j$  の表現を用いる。また、(10)式、(11)式および(12)式に現われる微小体積、 $dV$  も厚さ方向に関して上記の観点をとると微小面積、 $dS$  で置換される。

電流密度， $\mathbf{j}$  は導体曲面上で定義される直交座標系， $(\varphi, \ell)$  を用いて次式で与えられる。

$$\mathbf{j}(\varphi, \ell) = j^\varphi(\varphi, \ell) \cdot \mathbf{e}_\varphi + j^\ell(\varphi, \ell) \cdot \mathbf{e}_\ell \quad (13)$$

ここで， $j^\varphi$  および  $\mathbf{e}_\varphi$  は，それぞれ， $\varphi$  方向の電流密度および単位ベクトルであり， $j^\ell$  および  $\mathbf{e}_\ell$  は，それぞれ， $\ell$  方向に関するものである。 $\mathbf{e}_\varphi$  および  $\mathbf{e}_\ell$  は，Z 軸を対称軸とする直交座標系 (X, Y, Z) で次式で与えられる。

$$\mathbf{e}_\varphi = (-\sin\varphi, \cos\varphi, 0) \quad (14)$$

$$\mathbf{e}_\ell = ((dr/d\ell) \cos\varphi, (dr/d\ell) \sin\varphi, dZ/d\ell) \quad (15)$$

ここで，記号は，円筒座標系 (r,  $\varphi$ , Z) のものである。 $\mathbf{j}$  は，(5) 式を満足するので次式が成立する。

$$\text{div } \mathbf{j} = r^{-1} \cdot [\partial j^\varphi / \partial \varphi + \partial (r j^\ell) / \partial \ell] = 0 \quad (16)$$

(16) 式の解は，導体曲面上で定義されるスカラー量， $V(\varphi, \ell)$  (以後，電流ポテンシャルと呼ぶ。) を用いて，次式で与えられる。

$$j^\varphi = \partial V / \partial \ell, \quad j^\ell = -\partial V / r \partial \varphi \quad (17)$$

$V$  = 一定の曲線が電流の流れる方向であり，その勾配が電流密度を表わしている。導体曲面上の 2 点間の電流ポテンシャルの差がその間を流れる電流量を与える。

電流ポテンシャル， $V$  を次式で与えられるように，導体曲面上で定義される直交関数系， $\mathbf{a}_n(\varphi, \ell)$  ( $n = 1, \dots, \infty$ ) の一次結合の形で表示する。

$$V(\varphi, \ell) = \sum_{n=1}^{\infty} \mathbf{a}_n(\varphi, \ell) \cdot \mathbf{V}_n \quad (18)$$

ここで，直交関数系の定義から次式が成立する。

$$\iint \mathbf{a}_n \cdot \mathbf{a}_{n'} \cdot r \cdot d\varphi d\ell = \delta_{nn'} \quad (19)$$

$$\mathbf{V}_n = \iint \mathbf{a}_n \cdot \mathbf{V} r d\varphi d\ell \quad (20)$$

ここで， $\delta_{nn'}$  は，クロネッカーのデルタである。したがって，(17) 式は次式で表示できる。

$$j^\varphi = \sum_{n=1}^{\infty} [\partial \mathbf{a}_n(\varphi, \ell) / \partial \ell] \cdot \mathbf{V}_n \quad (21)$$

$$j^\ell = \sum_{n=1}^{\infty} [-\partial \mathbf{a}_n(\varphi, \ell) / r \partial \varphi] \cdot \mathbf{V}_n \quad (22)$$

導体曲面上の注目部 (以後，サフィックス，1 の部分) に曲面上の電流 (サフィックス，2) が作るベクトルポテンシャル，

$$\mathbf{A} = (\mu_0 / 4\pi) \int (\mathbf{j}_2 / r_{12}) dS_2 \quad (23)$$

(21) 式および (22) 式を考慮すると，(10) 式および (11) 式から次式が得られる。

$$L_s = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{n'=1}^{\infty} M_{nn'} \mathbf{V}_n \mathbf{V}_{n'} / I^2 \quad (24)$$

$$R_s = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{n'=1}^{\infty} R_{nn'} V_n V_{n'} / I^2 \quad (25)$$

ここで、 $M_{nn'}$  および  $R_{nn'}$  は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} M_{nn'} = & (\mu_0/4\pi) \iiint \iiint (1/r_{12}) \cdot \{ (\partial a_n / \partial \ell)_1 (\partial a_{n'} / \partial \ell)_2 \cdot \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \\ & + (\partial a_n / \partial \ell)_1 \cdot (\partial a_{n'} / r \partial \varphi)_2 \cdot (dr_2 / dl_2) \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \\ & + (\partial a_n / r \partial \varphi)_1 \cdot (\partial a_{n'} / r \partial \varphi)_2 \cdot (dr_1 / dl_1) \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \\ & + (\partial a_n / r \partial \varphi)_1 \cdot (\partial a_{n'} / r \partial \varphi)_2 \cdot \{ dr_1 / dl_2 \} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \\ & + (dz_1 / dl_1) (dz_2 / dl_2) \} r_1 r_2 d\varphi_1 d\varphi_2 dl_1 dl_2 \end{aligned} \quad (26)$$

$$R_{nn'} = (1/\sigma) \iint \{ (\partial a_n / dl) (\partial a_{n'} / \partial \ell) + (\partial a_n / r \partial \varphi) (\partial a_{n'} / r \partial \varphi) \} \cdot r d\varphi dl \quad (27)$$

$M_{sp}$  についても同様に考慮すると次式が得られる。

$$M_{sp} = \sum_{n=1}^{\infty} e_n V_n / I I_d \quad (28)$$

ここで、 $e_n$  は次式で定義される。

$$e_n = \iint \{ (\partial a_n / \partial \ell) \cdot (A^+ + A^-)_{\varphi} - (\partial a_n / r \partial \varphi) \cdot (A^+ + A^-)_{\ell} \} \cdot r d\varphi dl \quad (29)$$

(26) 式の形の展開は、周期性を持つ円筒の場合、三角関数を用いて得られる。しかし、トラス状で複雑な断面の場合には、関数、 $a_n(\varphi, \ell)$  が式の形で得られないので、数値積分によって、(26) 式、(27) 式および (29) 式は求められる。その方法については、文献(2)を参照されたい。

$M_{nn'}$ 、 $R_{nn'}$  および  $M_{sp}$  が決定されると、(9) 式についての検討を進めることができる。

式的一般解は、次式の固有値を求めて決定される。

$$\sum_{n=1}^{\infty} M_{nn'} V_{n'} = \tau_n \sum_{n=1}^{\infty} R_{nn'} V_{n'} \quad (n=1, \dots, \infty) \quad (30)$$

ここで、電流の時間変化を指数関数、 $e^{-t/\tau}$  の形に設定しており、 $\tau_n$  は電流のモード  $n$  の時定数である。

次に、プラズマとの相互作用の項、 $M_{sp}$  関連の検討を進める。プラズマの垂直位置変化を、上・下に正・負の電流を伴う円電流で近似する場合、(29) 式のベクトルポテンシャル、 $(A^+ + A^-)$  は  $\varphi$  成分しか持たず、次式になる。

$$e_n = \iint (\partial a_n / \partial \ell) \cdot (A^+ + A^-)_{\varphi} r d\varphi dl \quad (29')$$

ここで、 $A_{\varphi}^+$  および  $A_{\varphi}^-$  は次式で与えられる。

$$A_{\varphi}^{\pm} = \pm (\mu I_d / \pi k^{\pm}) \sqrt{R/r} \cdot \{ (1 - k^{\pm 2} / 2) \} \cdot K(k^{\pm}) - E(k^{\pm}) \} \quad (31)$$

$$k^{\pm 2} = 4rR / \{ (R+r)^2 + (Z \mp Z_0)^2 \} \quad (\text{符号同順}) \quad (32)$$

$K(K)$  および  $E(K)$  は、第一種および第二種の完全楕円積分である。 $(r, Z)$  および  $(R, Z_0)$  は、それぞれ、導体面の座標および双極子電流の座標である。

(9)式によれば、渦電流の  $\varphi$  方向成分のみが双極子電流と結合することが判る。

全電流,  $I$  の表示については、記述しなかったが、導体上の渦電流がトロイダル方向に一周する形または周期的構成の中のそれぞれの構成で、1つのパターンの電流しか流れない形の場合にしか、全電流というとはえ方は意味を持たない。場合によっては、導体上に島状の渦電流パターンが多数伴うことが生じるが、この場合、意味を持つ全電流は定義できない。

ここでは、全電流として次式で定義する。

$$I = \int_{-\ell_0}^{\ell_0} j_{\varphi} \cdot d\ell / = V(\varphi_0, \ell_0) \quad (33)$$

ここで、 $\ell_0$  は、 $\ell$  方向の変化範囲を  $-\ell_0 \leq \ell \leq \ell_0$  で定義した場合の  $\ell$  の上限の値であり、 $\varphi_0$  は、周期的構成の  $\varphi$  方向の巾の  $1/2$  での  $\varphi$  の値と定義する。式では、 $V(\varphi_0, 0) = 0$  の境界条件を用いている。

このような形で定義される全電流は、トロイダル方向の成分のみから成る渦電流に対しては、導体の上半分または下半分に関してすべての電流を考慮することに成るが、島状の渦電流が大・小様々現われる場合、その数値的意味は明確でない。

シェル効果に関する表示は次節で詳述されるが、この場合、全電流は媒介変数にすぎず、その絶対値の評価に直接関係しないことが判る。渦電流の詳細な情報は、回路定数を求める際に考慮されてしまっていることによる。

### 3. シェル効果の基礎方程式

シェル効果の評価は、次式で表示されるプラズマ柱の垂直方向(対称軸である  $Z$  方向)に関する、 $Z$  の二次以上の項を無視した運動方程式、

$$M_p \ddot{Z} = -I_p B_{\theta} \cdot (n/R_0) \cdot Z - I_p \cdot B_s \quad (34)$$

および(9)式から次式で与えられる。<sup>(8)(9)</sup>

$$\tau_0^2 \cdot r_g^2 = -[n + n_s \cdot \{\tau_s r_g / (\tau_s r_g + 1)\}] \quad (35)$$

$$= -[n + \sum_{n=1}^{\infty} n_{si} \cdot \{\tau_{si} r_g / (\tau_{si} r_g + 1)\}] \quad (36)$$

ここで、各記号は次のように定義される。

$M_p$  : プラズマ柱の単位長さ当りの質量 ( $\text{Kg}/m$ )

$I_p$  : プラズマ電流 (A)

$R_0$  : プラズマの大半径 ( $m$ )

$B_{\theta}$  : 平衡磁界の  $Z$  成分,  $B_z$  の  $R = R_0, Z = 0$  での値 (T)

$B_s$  : シェル電流,  $I$  が  $R = R_0, Z = 0$  に作る磁界の  $R$  方向成分 (T)

$K(K)$  および  $E(K)$  は、第一種および第二種の完全楕円積分である。 $(r, Z)$  および  $(R, Z_0)$  は、それぞれ、導体面の座標および双極子電流の座標である。

(9)式によれば、渦電流の  $\varphi$  方向成分のみが双極子電流と結合することが判る。

全電流,  $I$  の表示については、記述しなかったが、導体上の渦電流がトロイダル方向に一周する形または周期的構成の中のそれぞれの構成で、1つのパターンの電流しか流れない形の場合にしか、全電流というとらえ方は意味を持たない。場合によっては、導体上に島状の渦電流パターンが多数伴うことが生じるが、この場合、意味を持つ全電流は定義できない。ここでは、全電流として次式で定義する。

$$I = \int_{-\ell_0}^{\ell_0} j_{\varphi} \cdot d\ell / = V(\varphi_0, \ell_0) \quad (33)$$

ここで、 $\ell_0$  は、 $\ell$  方向の変化範囲を  $-\ell_0 \leq \ell \leq \ell_0$  で定義した場合の  $\ell$  の上限の値であり、 $\varphi_0$  は、周期的構成の  $\varphi$  方向の巾の  $1/2$  での  $\varphi$  の値と定義する。式では、 $V(\varphi_0, 0) = 0$  の境界条件を用いている。

このような形で定義される全電流は、トロイダル方向の成分のみから成る渦電流に対しては、導体の上半分または下半分に関してすべての電流を考慮することに成るが、島状の渦電流が大・小様々現われる場合、その数値的意味は明確でない。

シェル効果に関する表示は次節で詳述されるが、この場合、全電流は媒介変数にすぎず、その絶対値の評価に直接関係しないことが判る。渦電流の詳細な情報は、回路定数を求める際に考慮されてしまっていることによる。

### 3. シェル効果の基礎方程式

シェル効果の評価は、次式で表示されるプラズマ柱の垂直方向（対称軸である  $Z$  方向）に関する、 $Z$  の二次以上の項を無視した運動方程式、

$$M_p \ddot{Z} = - I_p B_0 \cdot (n/R_0) \cdot Z - I_p \cdot B_s \quad (34)$$

および(9)式から次式で与えられる。<sup>(8)(9)</sup>

$$\tau_0^2 \cdot r_g^2 = - [n + n_s \cdot \{ \tau_s r_g / (\tau_s r_g + 1) \}] \quad (35)$$

$$= - [n + \sum_{n=1}^{\infty} n_{si} \{ \tau_{si} r_g / (\tau_{si} r_g + 1) \}] \quad (36)$$

ここで、各記号は次のように定義される。

$M_p$  : プラズマ柱の単位長さ当りの質量 ( $Kg/m$ )

$I_p$  : プラズマ電流 (A)

$R_0$  : プラズマの大半径 ( $m$ )

$B_0$  : 平衡磁界の  $Z$  成分,  $B_z$  の  $R=R_0, Z=0$  での値 (T)

$B_s$  : シェル電流,  $I$  が  $R=R_0, Z=0$  に作る磁界の  $R$  方向成分 (T)

- $n$  : 曲率指数 ( $= - (R_0 / B_0) \cdot (\partial B_z / \partial R)$ )
- $\tau_0$  : プラズマ柱固有の時定数 ( $= \sqrt{M_p R_0 / I_p B_0}$ , sec.)
- $r_g$  : プラズマの位置不安定の成長率 (1/sec.)
- $\tau_s$  : 集中定数的に表わしたシェル時定数 (sec.)
- $\tau_{si}$  : モード  $i$  の渦電流の時定数 (sec.)

$n_s$  (モード  $i$  の渦電流に対しては,  $n_{si}$ ) は, シェルとプラズマとの相互作用において特徴的役割を持つが, 次式で定義される。

$$n_s = \nu_s \cdot [\partial M_{ps} / \partial Z]_{z=0} \cdot L_s^{-1} \cdot (I_p R_0 / B_0) \quad (37)$$

または,

$$n_{si} = \nu_{si} \cdot [\partial M_{ps}^i / \partial Z]_{z=0} \cdot L_{si}^{-1} \cdot (I_p R_0 / B_0) \quad (38)$$

ここで, 各記号は次のように定義される。

$$\nu_s = B_s / I \quad (\text{T/A}) \quad (39)$$

$M_{ps}$  : プラズマとシェルとの相互インダクタンス (H)

$L_s$  : シェルの自己インダクタンス (H)

サフィックス  $i$  は,  $n_{si}$  の定義と同様に, モード  $i$  の渦電流に対するそれぞれの値を意味する。

$\partial M_{ps} / \partial Z$  (以後,  $M_{ps}'$  で表わす。) の評価には, 双極子電流モデルを用いる。ここでは,  $(R_0, \pm (\pi/4) a)$  の位置にある双極子とシェル構成との相互インダクタンス,  $M_{ds}$  で  $M_{ps}'$  を次式で与える<sup>(1)</sup>。

$$\begin{aligned} \partial M_{ps} / \partial Z &= (2/\pi a) \cdot M_{ds} \\ &= (1/2) \cdot (\partial M_{ds} / \partial Z) \end{aligned} \quad (40)$$

ここで,  $M_{ds} = (\partial M_{ds} / \partial Z) \cdot Z$  と近似した。

したがって,  $n_s$  は次式によって表示できる。

$$n_s = (2/\pi a) \cdot \nu_s \cdot (M_{ds} / L_s) \cdot (I_p R_0 / B_0) \quad (41)$$

$\nu_s$  および  $M_{ds}$  は, それぞれ,  $I^{-1}$  に比例し,  $L_s$  は,  $I^{-2}$  に比例するので,  $I$  の値の大・小に  $n_s$  の値は依存しない特徴がある。このことは, 個々の電流モードに関しても同じである。

次に, 35式の特徴の幾つかについて記述する。 $\tau_s r_g$  の値によって次のように分けることができる。

(1)  $\tau_s \cdot r_g \gg 1$  の場合, 次式が成立する。

$$\tau_0^2 \cdot r_g^2 = - (n + n_s) \quad (42)$$

$-(n + n_s) / \tau_0^2$  は, 不安定成長が指数関数形の場合における指数の二乗に相当する。安定な条件は, 振動解になる条件であるから,  $(n + n_s) > 0$  であることである。 $\tau_s \cdot r_g \gg 1$

は、位置不安定の時定数  $r_g^{-1}$  が  $\tau_s$  に比較して非常に小さい場合であり、不安定性の成長の初期がそれに相当する。

(2)  $\tau_s \cdot r_g \ll 1$  の場合、この場合は次式が成立する。

$$\tau_o^2 \cdot r_g^2 = -n \quad (43)$$

この場合は、シェル効果は期待できず、フィードバック制御が要求される。すなわち、 $\tau_s$  に比較して  $r_g^{-1}$  が十分大きい場合である。

(3)  $\tau_s \cdot r_g \approx 1$  の場合、(35)式から  $(n/n_s) \geq -0.5$  であることが必要である。

上記の領域以外では、Fig. 1 から  $(n/n_s)$  と  $r_g$  との関連の様子が判る。

Fig. 1 は、式を変形して得られる次式を用いた。

$$\tau_o^2 \cdot (r_g')^2 = - \left[ (n/n_s) + \{ \tau_s' r_g' / (\tau_s' r_g' + 1) \} \right] \quad (44)$$

ここで、 $r_g' = r_g / \sqrt{n_s}$ 、 $\tau_s' = \sqrt{n_s} \cdot \tau_s$  である。

式を満たす  $r_g'$  の領域の中で、我々が注目する値は、 $1 \lesssim r_g' (1/\text{sec}) \lesssim 10^3$  の範囲であり、 $\tau_o \sim 10^{-6} \text{ sec.}$  を考慮すると  $\tau_o^2 \cdot (r_g')^2$  の値は  $10^{-6}$  以下である。右辺の値が、1 のオーダーであることを前提とすると、(44)式を満たす  $(n/n_s)$  と  $r_g'$  との関係は、左辺を 0 と置いて得られる。

## 4. 各定数の評価

### 4.1 回路定数

シェルの  $L_s$ 、 $M_{sp}$  および  $\nu_s$  の評価は、渦電流解析コード（モード解析を基礎とする有限要素回路法のコード）、EDDY-JI-4 を用いて行なった<sup>(2)</sup>。その内容は、前節に記述した。

コードから固有値、 $\tau_n$  が、大きい順番に求まり、それに対応して有限個のモード電流が与えられる。尚、前節では、無限個のモード展開を示したが、実際は、有限個のモード展開で十分である。

Table 1 には、直円筒（長さが  $2\pi R_p$ ）に関する解析解（逆アスペクトの一次の項まで考慮している。）とトーラス円筒に関する数値解（最大の時定数に対応するモードからの値）に関しての諸定数の比較が示してある。

アスペクト比が無限大の場合には両者の間の差は無くなるはずとの考えから、Table 1 ではアスペクト比を 10 に選んだ場合が示してある。両者の差が生じる原因としては、解析解で仮定したシェル上の渦電流分布とトロイダル効果の 2 つであるが、前者の差はわずかであり、トロイダル効果が主なる原因と考えられる。

この報告では、Table 1 の比較で用いた最大の時定数の電流モードのみを考慮したシェル



は、位置不安定の時定数  $r_g^{-1}$  が  $\tau_s$  に比較して非常に小さい場合であり、不安定性の成長の初期がそれに相当する。

(2)  $\tau_s \cdot r_g \ll 1$  の場合、この場合は次式が成立する。

$$\tau_0^2 \cdot r_g^2 = -n \quad 43$$

この場合は、シェル効果は期待できず、フィードバック制御が要求される。すなわち、 $\tau_s$  に比較して  $r_g^{-1}$  が十分大きい場合である。

(3)  $\tau_s \cdot r_g \approx 1$  の場合、35式から  $(n/n_s) \geq -0.5$  であることが必要である。

上記の領域以外では、Fig. 1 から  $(n/n_s)$  と  $r_g$  との関連の様子が判る。

Fig. 1 は、式を変形して得られる次式を用いた。

$$\tau_0^2 \cdot (r_g')^2 = - \left[ (n/n_s) + \{ \tau_s' r_g' / (\tau_s' r_g' + 1) \} \right] \quad 44$$

ここで、 $r_g' = r_g / \sqrt{n_s}$ 、 $\tau_s' = \sqrt{n_s} \cdot \tau_s$  である。

式を満たす  $r_g'$  の領域の中で、我々が注目する値は、 $1 \leq r_g' (1/\text{sec}) \leq 10^3$  の範囲であり、 $\tau_0 \sim 10^{-6} \text{ sec.}$  を考慮すると  $\tau_0^2 \cdot (r_g')^2$  の値は  $10^{-6}$  以下である。右辺の値が、1 のオーダーであることを前提とすると、44式を満たす  $(n/n_s)$  と  $r_g'$  との関係は、左辺を 0 と置いて得られる。

## 4. 各定数の評価

### 4.1 回路定数

シェルの  $L_s$ 、 $M_{sp}$  および  $v_s$  の評価は、渦電流解析コード（モード解析を基礎とする有限要素回路法のコード）、EDDY-J I-4 を用いて行なった<sup>(2)</sup>。その内容は、前節に記述した。

コードから固有値、 $\tau_n$  が、大きい順番に求まり、それに対応して有限個のモード電流が与えられる。尚、前節では、無限個のモード展開を示したが、実際は、有限個のモード展開で十分である。

Table 1 には、直円筒（長さが  $2\pi R_p$ ）に関する解析解（逆アスペクトの一次の項まで考慮している。）とトーラス円筒に関する数値解（最大の時定数に対応するモードからの値）に関しての諸定数の比較が示してある。

アスペクト比が無限大の場合には両者の間の差は無くなるはずとの考えから、Table 1 ではアスペクト比を 10 に選んだ場合が示してある。両者の差が生じる原因としては、解析解で仮定したシェル上の渦電流分布とトロイダル効果の 2 つであるが、前者の差はわずかであり、トロイダル効果が主なる原因と考えられる。

この報告では、Table 1 の比較で用いた最大の時定数の電流モードのみを考慮したシェル

効果の検討に限定しているが、その主な理由は次の事による。

Fig. 2 には、トロイダル円筒の場合にシェルの電流が作る動径方向 R 方向の磁界分布が示してある。直円筒と比較したのは  $n = 1$  の場合であり、 $n$  の増加と共に時定数は小さくなる。 $n \geq 2$  の場合は、シェル中心、 $R_s$  では磁界は 0 となり、シェル効果の動径方向依存性を考慮しない。この報告の範囲ではシェル効果に関与しない。この影響を考慮するには、動径方向と対称軸方向 (Z 方向) との結合項を考慮し、プラズマ形状制御および R 方向の位置制御とを含む形の運動方程式と共に解析を進めることが必要である。

Fig. 3 では、後述するシェル形状の 1 つ、Fig. 9 (a) の場合にシェルの電流が作る動径方向の磁界分布が示してある。プラズマの大半径の位置では、 $n \geq 2$  のモードもわずかではあるが磁場を持つ。しかし、上記のように、本質的に  $n \geq 2$  のモードを考慮するには、磁場の動径方向の分布が考慮されるような運動方程式の開発に依らねばならない。

## 4.2 曲率指数 $n$

Fig. 4 には、 $Z = 0$  平面における平衡コイルのみからの磁界の Z 成分の動径方向への依存性および曲率指数、 $n$  の変化が示してある。平衡磁界、 $B_v$  の絶対値は R の増加と共に増加し、曲率指数、 $n$  の絶対値は R の増加と共に減少する傾向を示す。尚、Fig. 4 は、MHD 平衡コード、EQUICR を用いて計算した。<sup>(10)(11)</sup>

一般に、 $n$  および  $B_v$  の R 方向への依存性および  $R_p$  での値は、プラズマ形状 (楕円度、 $K$  および三角度、 $r$ )、アスペクト比、プラズマ電流密度の分布・電流値、などによって変化する。

Fig. 5 には、三角度をパラメータとした、プラズマ中心における曲率指数、 $n$  と平衡磁界、 $B_0 (= B_v / r = r_p)$  との関係が示してある。尚、楕円度は 1.6 に固定してある。三角度と共に、プラズマ電流 (又は  $\beta_p$ ) もパラメータにして示してあるが、プラズマ立上げ時からバーニングまでの上記関係を示している。曲率指数および平衡磁界が大きく変化していることが判る。立上げ時 ( $\beta_p = 0.1$ ) とバーニング時 ( $\beta_p = 3.5$ ) のシェル効果の良し悪しは、 $(n/n_s)$  によって評価できる。 $|n/n_s| \propto |n/B_0|$  を考慮すると、バーニング時の  $|n/B_0|$  は、 $r = 0.15$  に対して、0.18 であるが、立上げ時は、0.045 であり、バーニング時の方が厳しいことが判る。

Fig. 6 には、楕円度をパラメータとして、アスペクト比の関数としての曲率指数の変化が示してある。曲率指数の絶対値は、アスペクト比の増加と共に大きくなり、シェル効果への期待は厳しくなる。

## 5. 具体例によるシエル効果の評価

### 5.1 トロイダル状円形断面容器

Fig. 7には、シエルの半径の関数とした場合の $n_s$ の変化が示してある。シエル半径の増加に伴って、 $n_s$ は単調に減少する。この検討の目的は、次期装置の検討に際して、期待される上限はどの程度かを知ることにある。尚、図では、INTORの場合の $I_p R_p / B_0 \approx 6.52 \times 10^7$  (A・m/T) ( $I_p = 6.4$  MA,  $R_p = 5.3$  m,  $B_0 = 0.52$  T)とした。

次期装置の場合、真空容器の断面は円形でないので、正確な検討はできないが、相当するシエル半径は1.5 m～2.0 mと考えられ、シエルのアスペクト比としては、3程度と考えられる。この場合、 $n_s$ として期待できる最大の値は、3～5の領域が上限と推定される。

### 5.2 INTORの場合

この場合、次の二点について検討している。

(1) Fig. 8に示すシエル形状(ブランケットおよび真空容器の一部から構成されるプラズマ容器)…トロイダル方向に連続して導体がある場合および24個の不連続がある場合の $n_s$ の評価

(2) Fig. 9に示す種々の断面形状…トロイダル方向に連続しているが、ポロイダル方向には不連続がある場合

Fig. 8には、(a)～(d)の4種類のシエル構成が示してある。(a)は、ポロイダル方向のカットが無い場合であり、他は、ポロイダル方向に24個の全周カットを施してある。

$n_s$ の評価結果は、Table 2に示してある。カットのある場合の他にベローズを設けた場合も示してあるが、両者共に、0.70近傍の値となり、カットの無い場合の2.0近傍の値とは著るしい相違を示している。この原因は、カットまたはベローズを設けることによって生じる鞍形電流の発生にあり、このことのために、実効的なシエルの自己インダクタンス増大および相互インダクタンスの減少が生じているからである。

自己インダクタンスの増加は、シエル電流の流路長の増大および渦電流の拡がりに大きく寄因し、相互インダクタンスの減少は、トロイダル方向の電流成分の減少によって生じている。短形コイル状の場合と他との比較によってこのことが、一層よく理解できよう。

INTORの場合、 $n \approx -1.0$ であり、前述のように、 $(n + n_s) > 0$ でなければシエル効果は期待できないことを考慮すると、カットを設けた場合は当面の目的に合わない。したがって、以後の検討ではカット無し構造を対象とする。

Fig. 9には、トロイダル方向にカット部が無い場合に関して検討した種々の断面を持つシエルの構成が示してある。これ等に対する、得られた $n_s$ の値は、Table 3に与えてある。

Fig. 9で実線部が導体が存るところであり、点線部が無いところである。(a), …, (f)の順で次第に導体部の存る場所が偏在するように構成してある。Table 3に示した $n_s$ の値

を見ると、(a)～(d)までの構成ではほぼ2の値を持つが、(e)および(f)では少なくなってきた。

Table 3には、 $L_s$ 、 $M_{sp}$  および  $\nu_s$  の値も示してある。この数値について、(e)および(f)の場合を例に比較する。(f)の $L_s$ の値は、(e)の場合の2倍程度になっている。(e)と(f)との間の渦電流の違いを見ると、(e)は内・外に2分割され、このため渦電流同士の結合が(f)に比べて少なくなり、 $L_s$ を下げる効果を持つ。また、渦電流の流路長の違いも、 $L_s$ の増減に關与している。 $M_{ps}$  および  $\nu_s$  の値は、(f)の方が大きい、(f)の導体の位置が、これ等の値に対して効果的な位置にあることによる。

Fig. 9の中でINTOR向の構成として許容されるのは、(f)または(e)の場合であろう。この観点でこの2つのケースについて、もう少し詳しく検討を進めた。

(f)の場合、導体の巾、 $L$ について、0.48m、0.64mおよび0.96mの3種類を選んで $n_s$ を評価した。Fig. 10には、この3種類に対する、シェルの厚さの関数としての1ターン抵抗の値および時定数の変化が示してある。Table 4には、この場合の $n_s$  および  $r_g^{-1}$  が示してある。

結果は、 $L$ の大きさと共に $r_g^{-1}$ の値が大きくなり、0.96mでは、約20msecになる。

(e)の場合、Fig. 11で定義される導体巾、 $L_1$  および  $L_2$  の内、 $L_1$  を2種類(0.44m および 0.73m)を選んで検討した。 $L_2$  の値については、(f)のケースとの比較のために0.64mに固定した。この場合の1ターン抵抗値および時定数のシェルの厚さへの依存性は、Fig. 11に、 $n_s$  および  $r_g^{-1}$  の値は、Table 4に示した。

$L_1 = 0.44m$  の場合は、(f)の $L = 0.96$  とほぼ同じ $r_g^{-1}$  が得られ、(f)の $L$ の減少は、 $L_1$ の付加で補うことができる。どちらがトリチウム増殖率にとって好ましいかによって選択されるべきであろう。

## 6. ま と め

次期装置、たとえば、INTORを例としてシェル効果の検討を進めた結果、次の事柄を得た。

MHD平衡磁界の曲率指数、 $n$ は、INTORの場合、約-1.0であるが、トロイダル方向にカット無しで一周するシェル構成が必要となる。この構成は、トリチウム増殖率の低下は軽減できるような構成になっているが、分解・組立上、大きな課題を提起する。

本論で詳述したように、トロイダル方向に24分割する構成では十分なシェル効果は得られず、プラズマ容器内壁の上部(プラズマ主半径より半径において大きい位置)にシェル構成を設置した構成が要る。分解・組立においては、シェル構成が設置されるこの部位は、ポートなどが設置される可能性が大きい。したがって、障害にならないようにするには、シェル構成に結合部を設け、取り外しが可能な構成を選ぶ必要が生じる。シェル構成は、プラズマ容器に内蔵する形であるため、上記結合部の開放は容器外から行えるよう工夫しなければならない。プラズマ容器に伴う構成は、ロボットによる分解・組立を想定した場合、できる

を見ると、(a)～(d)までの構成ではほぼ2の値を持つが、(e)および(f)では少なくなってきた。

Table 3には、 $L_s$ 、 $M_{sp}$  および  $\nu_s$  の値も示してある。この数値について、(e)および(f)の場合を例に比較する。(f)の $L_s$ の値は、(e)の場合の2倍程度になっている。(e)と(f)との間の渦電流の違いを見ると、(e)は内・外に2分割され、このため渦電流同士の結合が(f)に比べて少なくなり、 $L_s$ を下げる効果を持つ。また、渦電流の流路長の違いも、 $L_s$ の増減に関与している。 $M_{ps}$  および  $\nu_s$  の値は、(f)の方が大きい、(f)の導体の位置が、これ等の値に対して効果的な位置にあることによる。

Fig. 9の中でINTOR向の構成として許容されるのは、(f)または(e)の場合であろう。この観点でこの2つのケースについて、もう少し詳しく検討を進めた。

(f)の場合、導体の巾、 $L$ について、0.48m、0.64mおよび0.96mの3種類を選んで $n_s$ を評価した。Fig. 10には、この3種類に対する、シェルの厚さの関数としての1ターン抵抗の値および時定数の変化が示してある。Table 4には、この場合の $n_s$  および  $r_g^{-1}$  が示してある。

結果は、 $L$ の大きさと共に $r_g^{-1}$ の値が大きくなり、0.96mでは、約20msecになる。

(e)の場合、Fig. 11で定義される導体巾、 $L_1$  および  $L_2$  の内、 $L_1$  を2種類(0.44m および 0.73m)を選んで検討した。 $L_2$ の値については、(f)のケースとの比較のために0.64mに固定した。この場合の1ターン抵抗値および時定数のシェルの厚さへの依存性は、Fig. 11に、 $n_s$  および  $r_g^{-1}$  の値は、Table 4に示した。

$L_1 = 0.44m$  の場合は、(f)の $L = 0.96$  とほぼ同じ $r_g^{-1}$  が得られ、(f)の $L$ の減少は、 $L_1$ の付加で補うことができる。どちらがトリチウム増殖率にとって好ましいかによって選択されるべきであろう。

## 6. ま と め

次期装置、たとえば、INTORを例としてシェル効果の検討を進めた結果、次の事柄を得た。

MHD平衡磁界の曲率指数、 $n$ は、INTORの場合、約-1.0であるが、トロイダル方向にカット無しで一周するシェル構成が必要となる。この構成は、トリチウム増殖率の低下は軽減できるような構成になっているが、分解・組立上、大きな課題を提起する。

本論で詳述したように、トロイダル方向に24分割する構成では十分なシェル効果は得られず、プラズマ容器内壁の上部(プラズマ主半径より半径において大きい位置)にシェル構成を設置した構成が要る。分解・組立においては、シェル構成が設置されるこの部位は、ポートなどが設置される可能性が大きい。したがって、障害にならないようにするには、シェル構成に結合部を設け、取り外しが可能な構成を選ぶ必要が生じる。シェル構成は、プラズマ容器に内蔵する形であるため、上記結合部の開放は容器外から行えるよう工夫しなければならない。プラズマ容器に伴う構成は、ロボットによる分解・組立を想定した場合、できる

だけ簡単でありたいということからすれば、シェル構成は一つの複雑さを導入することになる。

上記のように、この報告で提案するシェル構成は、一つの課題を提起するが、構造的工夫によって可能なシェル構成を提案していると思われる。

最後に、有意義な助言をいただいた吉川次長、平岡室長、炉設計グループの迫室長をはじめとする諸氏に深く感謝の意を表する。

## 参 考 文 献

- (1) 横溝, 関, 狐崎, 松田および斉藤: JAERI-M-6693 (1976)
- (2) 亀有および鈴木: JAERI-M-7120 (1977)
- (3) 中村および小関: JAERI-M-9612 (1981)
- (4) たとえば, P.Silvester: Proc. IEE, 112, 1589 (1965)
- (5) たとえば, 林, 他: 電気磁気学 II オーム社
- (6) たとえば, 宮本: プラズマ物理 岩波書店
- (7) 亀有, 二宮および鈴木: JAERI-M-6953 (1977)
- (8) A. Fukuyama, S. Seki, H. Momota and R. Itatani: J. J. A. P. 14, 871 (1975)
- (9) 鈴木, 二宮および亀有: JAERI-M-6050 (1975)
- (10) 二宮, 亀有および新谷: JAERI-M-9127 (1980)
- (11) 新谷, 二宮: JAERI-M-9278 (1981)
- (12) N. Fujisawa, M. Sugihara, K. Ueda, A. Hatayama, S. Saito and T. Hiraoka: 3rd IAEA Technical Committee Meeting and Workshop on Fusion Reactor Design and Technology (Tokyo, 5-16 October 1981)

だけ簡単でありたいということからすれば、シェル構成は一つの複雑さを導入することになる。

上記のように、この報告で提案するシェル構成は、一つの課題を提起するが、構造的工夫によって可能なシェル構成を提案していると思われる。

最後に、有意義な助言をいただいた吉川次長、平岡室長、炉設計グループの迫室長をはじめとする諸氏に深く感謝の意を表する。

## 参 考 文 献

- (1) 横溝, 関, 狐崎, 松田および斉藤: JAERI-M-6693 (1976)
- (2) 亀有および鈴木: JAERI-M-7120 (1977)
- (3) 中村および小関: JAERI-M-9612 (1981)
- (4) たとえば, P.Silvester: Proc. IEE, 112, 1589 (1965)
- (5) たとえば, 林, 他: 電気磁気学 II オーム社
- (6) たとえば, 宮本: プラズマ物理 岩波書店
- (7) 亀有, 二宮および鈴木: JAERI-M-6953 (1977)
- (8) A. Fukuyama, S. Seki, H. Momota and R. Itatani: J. J. A. P. 14, 871 (1975)
- (9) 鈴木, 二宮および亀有: JAERI-M-6050 (1975)
- (10) 二宮, 亀有および新谷: JAERI-M-9127 (1980)
- (11) 新谷, 二宮: JAERI-M-9278 (1981)
- (12) N. Fujisawa, M. Sugihara, K. Ueda, A. Hatayama, S. Saito and T. Hiraoka: 3rd IAEA Technical Committee Meeting and Workshop on Fusion Reactor Design and Technology (Tokyo, 5-16 October 1981)

Table 1 Comparison of numerical solution with analytical solution ( $R_s/A_s=10$ )

Parameters \ Cases		Analytical*	Numerical**
$R_s = 5m$ $A_s = 0.5m$	$L_s$ ( $\mu H$ )	15.50	14.95
	$R_s$ ( $m\Omega$ )	3.45	3.40
	$V_s$ (T/MA)	0.628	0.611
	$M_{sp}'$ ( $\frac{MH}{m}$ )	-19.74	-18.96
$R_s = 4m$ $A_s = 0.4m$	$L_s$ ( $\mu H$ )	12.40	11.97
	$R_s$ ( $m\Omega$ )	3.45	3.41
	$V_s$ (T/MA)	0.785	0.765
	$M_{sp}'$ ( $\frac{MH}{m}$ )	-19.74	-18.98
$R_s = 3m$ $A_s = 0.3m$	$L_s$ ( $\mu H$ )	9.30	8.97
	$R_s$ ( $m\Omega$ )	3.45	3.41
	$V_s$ (T/MA)	1.047	1.020
	$M_{sp}'$ ( $\frac{MH}{m}$ )	-19.74	-18.98

\* This analytical solution was obtained by taking account of terms less than the first order of inverse aspect ratio of a straight cylinder.

\*\* This numerical solution was obtained from the current mode with the maximum time constant of a toroidal cylinder.

Table 2 Shell effect for various forms

Type of Shell	$L_s$ ( $\mu H$ )	$-\frac{\partial M_{ps}}{\partial Z}$ ( $\mu H/m$ )	$V_s$ (T/MA)	$n_s$
Doughnut without cuts	13.9	3.98	0.126	2.35
Plane ring without cuts	26.4	4.87	0.187	2.25
Doughnut with bellows	22.0	2.34	0.105	0.73
Doughnut with cuts	27.2	2.61	0.120	0.75
Cylindrical ring with cuts	23.4	2.38	0.110	0.73
Rectangular coils	67.68	4.13	0.160	0.64

\*  $R_o = 5.3m$ ,  $I_D = 6.4MA$ ,  $B_v = 0.52T$



Table 3 Shell effect for various forms\*

Type	$L_s$ ( $\mu\text{H}$ )	$-\partial M_{ps}/\partial Z$ ( $\mu\text{H}/\text{m}$ )	$V_s$ (T/MA)	$n_s$
(a)	13.9	3.98	0.126	2.35
(b)	11.9	3.48	0.122	2.32
(c)	16.8	3.95	0.128	1.96
(d)	17.0	4.28	0.141	2.32
(e)	20.6	4.32	0.133	1.82
(f)	44.3	5.86	0.177	1.52

\*  $R_o = 5.3\text{ m}$ ,  $I_p = 6.4\text{ MA}$ ,  $B_v = 0.52\text{ T}$ 

Table 4 Shell effect in cases of (f) and (e)

Case	$L$ (m)	$T_s$ (msec)	$t$ (m)	$n_s$	$r_g^{-1}$ (msec)
(f)	0.48	4.4	0.12	1.11	4.0
	0.64	4.0	0.082	1.26	10.0
	0.96	4.0	0.056	1.52	20.0
(e)	$L_1 = 0.44$ $L_2 = 0.64$	2.4	0.043	1.53	22.0
	$L_1 = 0.73$ $L_2 = 0.64$	2.1	0.031	1.33	6.0

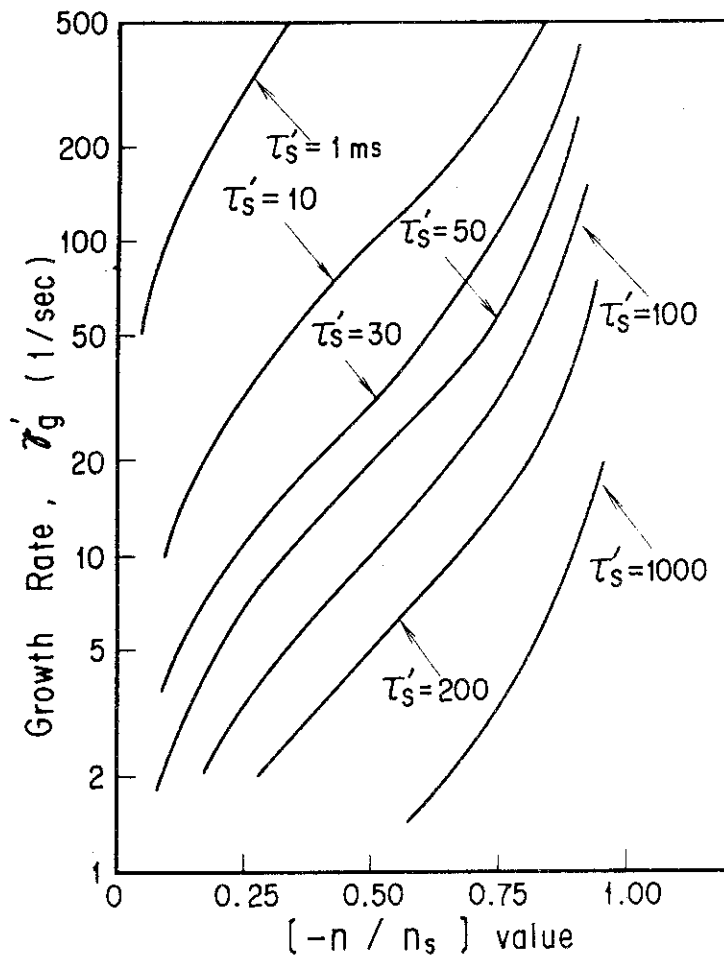


Fig. 1  $\gamma'_g$ - $[-n/n_s]$  diagram using time constant as a parameter ( $\gamma'_g = \gamma_g / \sqrt{n_s}$ ,  $\tau'_s = \tau_s \cdot \sqrt{n_s}$ )

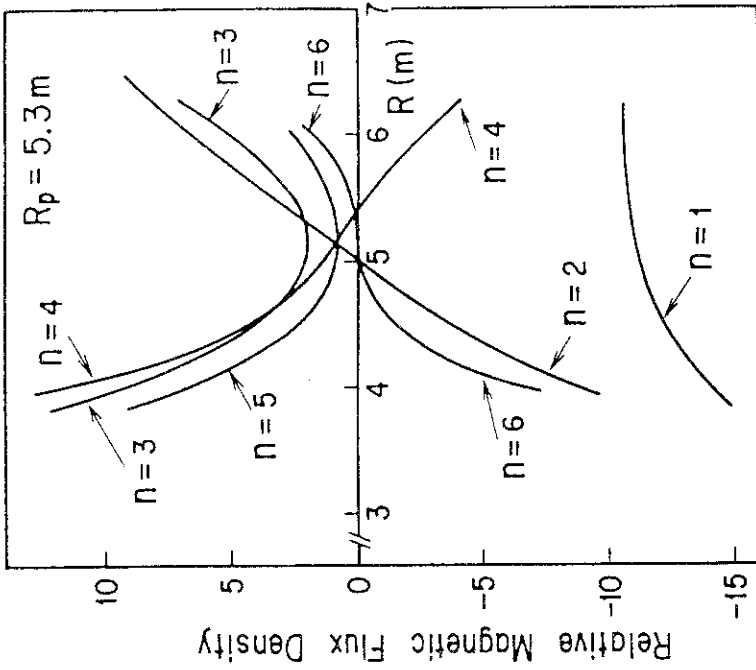


Fig. 3 Field distribution with each mode of eddy current on a shell of the doughnut type (Rectangular cross-section) without cuts

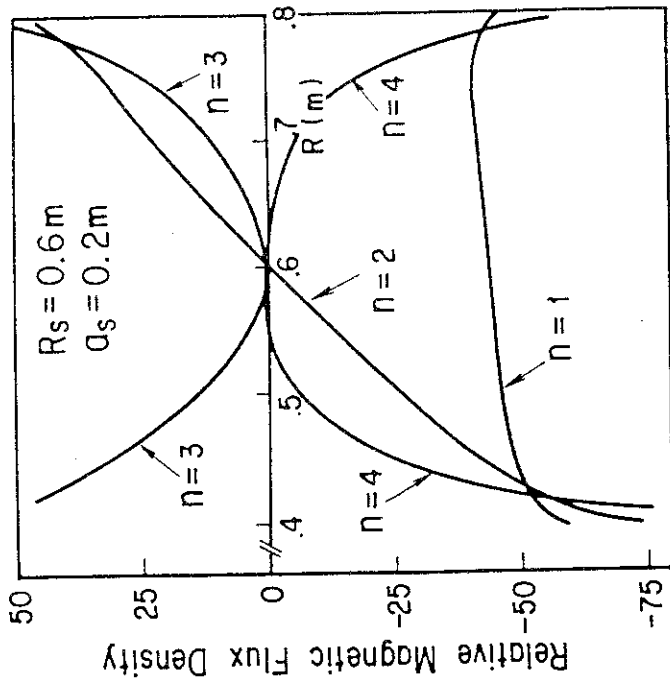


Fig. 2 Field distribution with each mode of eddy current on a shell of the doughnut type (Circular cross-section) without cuts

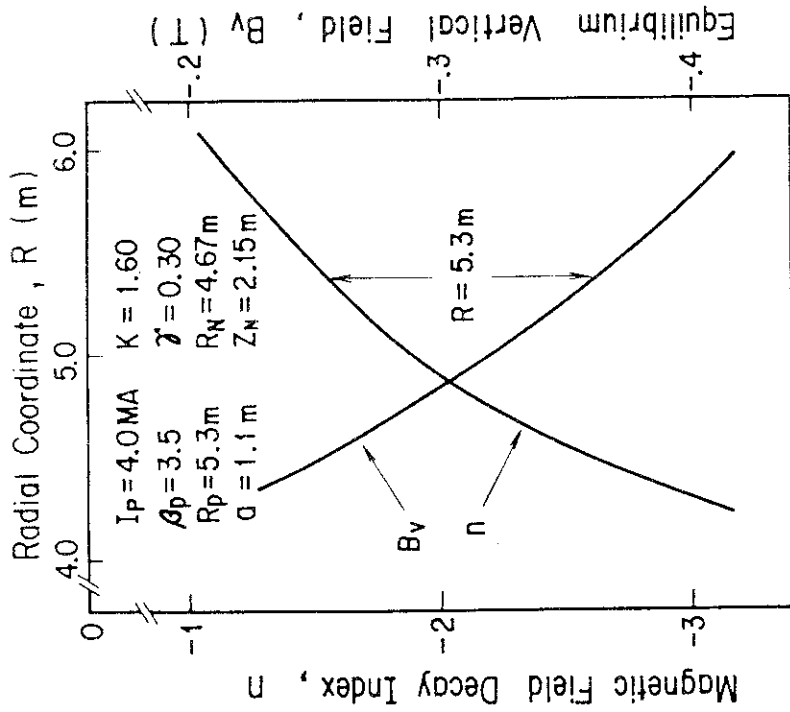


Fig. 4 Variations of  $n$ -index and equilibrium vertical field in radial direction

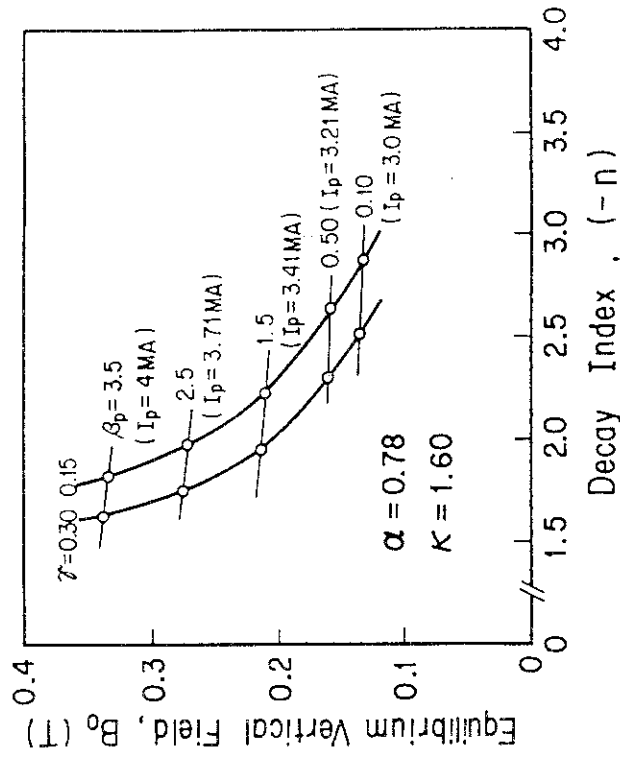


Fig. 5  $B_v - n$  diagram in case of  $K = 1.6$

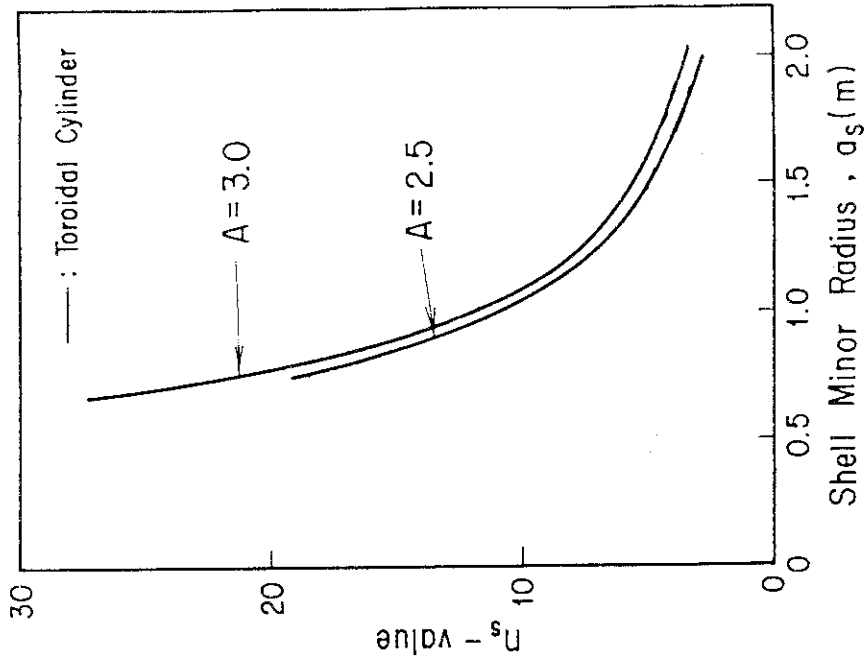


Fig. 7  $n_s$  as a function of shell minor radius in cases of aspect ratio,  $A=2.5$  and  $3.0$

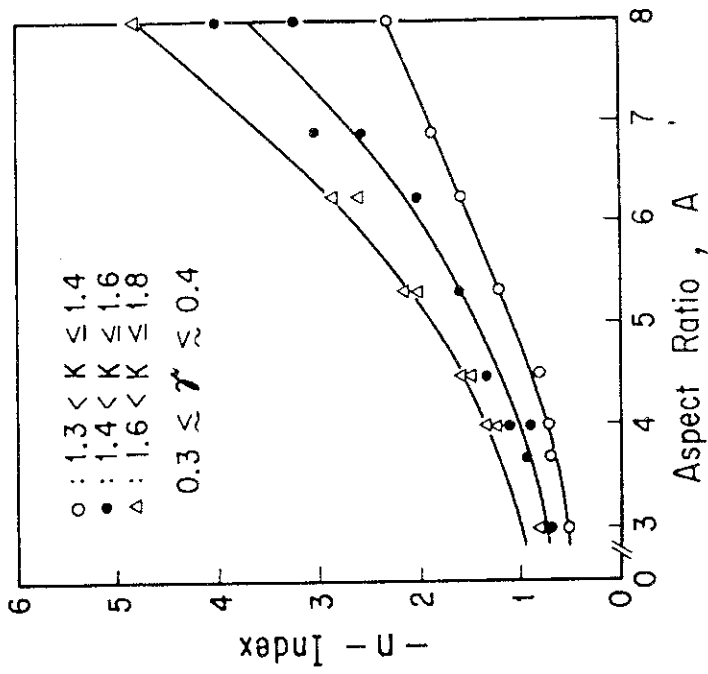


Fig. 6  $n$ -index as a function of aspect ratio for various elongations of plasma

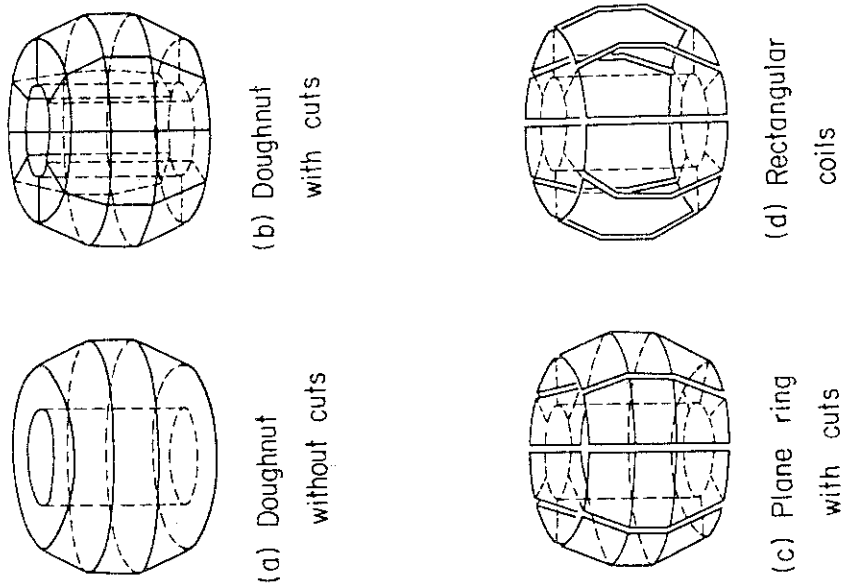


Fig. 8 Definition of shell cross-sections

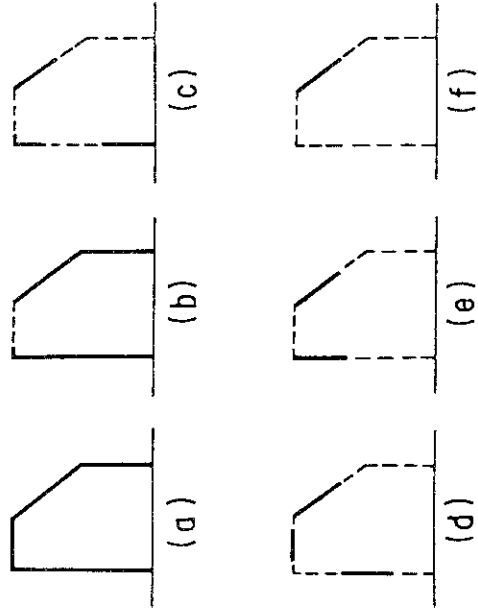


Fig. 9 Definition of shell cross-sections

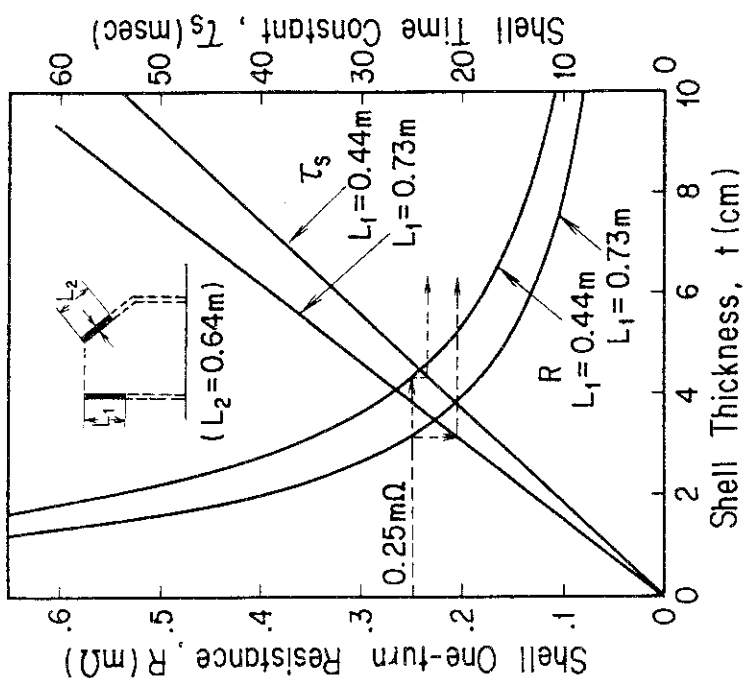


Fig. 11 One turn resistance and shell time constant as a function of shell thickness in case of Fig.9(e) ( $\rho = 7 \times 10^{-7} \Omega m$ )

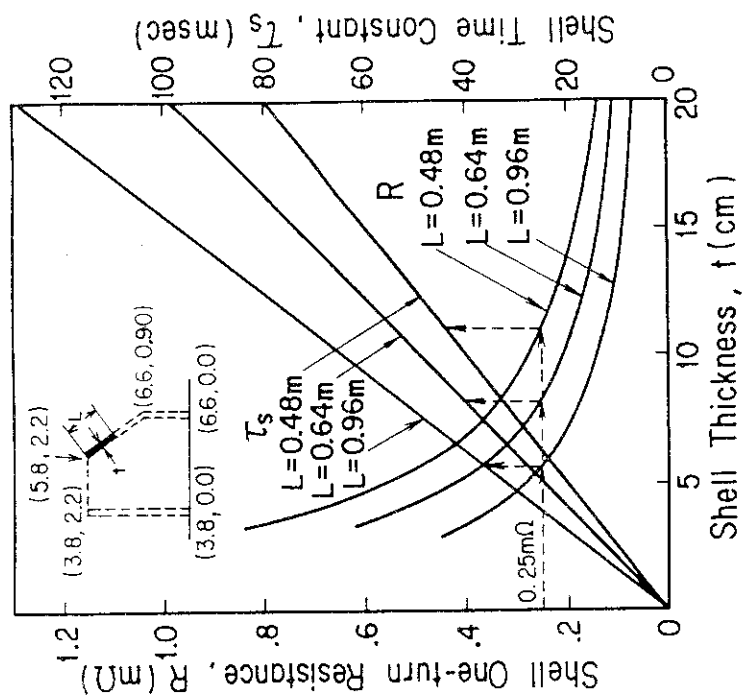


Fig. 10 One turn resistance and shell time constant as a function of shell thickness in case of Fig.9(f) ( $\rho = 7 \times 10^{-7} \Omega m$ )