源項の多項式展開と境界積分方程式を用いた トカマク核融合装置内のプラズマ電流密度分布の逆解析

Inverse Analysis of Plasma Current Distribution in Tokamak Fusion Device Using Boundary Integral Equation with Polynomial Expanded Source

板 垣 正 文[1), 山 口 智 毅[1), 福 永 崇 顕[1)

Masafumi ITAGAKI, Satoki YAMAGUCHI, Takaaki FUKUNAGA

1) 北海道大学大学院工学研究科 (〒060-8628 札幌市北区北 13 条西 8 丁目, E-mail: itagaki@qe.eng.hokudai.ac.jp)

This new approach to reconstruct the current density profile in Tokamak plasma is based on the boundary integral equation (BIE) corresponding to the Grad-Shafranov equation with a polynomial expanded source. Once the magnetic flux and its derivative have been given along the plasma boundary using magnetic sensor data and with the Cauchy-condition surface method, the BIE will have no unknowns except for the expansion coefficients. To determine the coefficients, one considers some constraints including the plasma equilibrium and measured current density values at a certain number of points within the plasma. The above polynomial expansion is well suited for expressing these constraints and the whole set of the linear equations are solved using the singular value decomposition technique. The quality of the reconstructed solution depends on the combination of analytic conditions and the value of the Tikhonov regularization parameter.

Key Words : Tokamak, Grad-Shafranov equation, magnetic flux, plasma current density, reconstruction, polynomial expansion, equilibrium, the Cauchy-condition surface method, Tikhonov's regularization

1. 序言

トカマク型核融合装置内部のプラズマ境界形状は，プラズマ周囲に置かれた磁気センサー信号に基づき，フィラメント法[1] やCauchy 条件面(Cauchy-Condition Surface: CCS)法[2] を用いたオンライン計算機解析によって同定される。境界形状が定まった後，プラズマ内部の電流密度分布を逆推定するには軸対称プラズマにおける「プラズマ自身の圧力と閉じ込め磁場の磁気圧との平衡」を記述する Grad-Shafranov 方程式[3] を解くことになる。プラズマ電流密度分布の逆解析は困難な課題であり，汎用性の高い手法は十分に研究されていない。

板垣ら[4] は電流密度に関わる項を空間座標r と z の 2 次元多項式で展開し，Grad-Shafranov 方程式を 2 節に示す境界積分方程式に変換した。3 節に記すように，上記の CCS 法によれば境界上の磁束に加えてその法線方向微分値を推定することができる。このことは，CCS 法によりプラズマ形状とその境界条件を与えれば，境界積分方程式中の未知数は多項式展開係数以外に無いことを意味する。しかし，展開係数の信頼できる解を得るために，4 節に示すように拘束条件を幾つか加えて解析する必要がある。これらの条件は全て上述の多項式を変形したかたちで記述できるので，境界積分方程式の離散形と合体させることで，多項式展開係数を未知数とする連立 1 次方程式を組立てることが出来る。解法の詳細を 4 節に示し，数値計算例を 5 節に掲げる。

2. Grad-Shafranov 方程式に対応する境界積分方程式

軸対称系(r, z)系に対して，Grad-Shafranov 方程式は

$$-\Delta^*\psi \equiv -\left\{r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right\}\psi = \mu_0 r^2\frac{dP}{d\psi}+\frac{d}{d\psi}\left(\frac{F^2}{2}\right) \equiv \mu_0 r j_\varphi \tag{1}$$

とかける。ここに，ψ はポロイダル磁束(以下，単に「磁束」)，j_φ は電流密度のトロイダル成分，P はプラズマ圧力，F はポロイダル電流関数，μ_0 は真空中の透磁率を表す。右辺を

$$\mu_0 r\, j_\varphi \approx \sum_{l,m}\alpha_{l,m} r^l z^m. \qquad (l \ge 0,\ m \ge 0)\,. \tag{2}$$

のように多項式展開することにより，式(1)を境界積分方程式

$$c_i\psi_i - \int_\Gamma\left(\frac{\psi^*}{r}\frac{\partial\psi}{\partial n}-\frac{\psi}{r}\frac{\partial\psi^*}{\partial n}\right)d\Gamma = \sum_{l,m}\alpha_{l,m}\left\{c_i\varphi_i^{(l,m)} - \int_\Gamma\left(\frac{\psi^*}{r}\frac{\partial\varphi^{(l,m)}}{\partial n}-\frac{\varphi^{(l,m)}}{r}\frac{\partial\psi^*}{\partial n}\right)d\Gamma\right\}, \tag{3}$$

に変換できる[4]。式(3)中の基本解ψ^* は，補助方程式

$$-\Delta^*\psi^* = r\delta_i\,, \tag{4}$$

を満たし，δ_i を点i (座標(a,b))に置いた単位トロイダル電流とすると，$k^2 = 4ar\Big/\left\{(r+a)^2+(z-b)^2\right\}$ および第 1 種と第 2 種の完全楕円積分を用いて

$$\psi^* = \frac{\sqrt{ar}}{\pi k}\left[\left(1-\frac{k^2}{2}\right)K(k)-E(k)\right] \tag{5}$$

で与えられる[5]。$\varphi^{(l,m)}$ は単項式をソース項とする

$$-\Delta^*\varphi^{(l,m)} = r^l z^m \quad (l \ge 0,\ \ m \ge 0) \tag{6}$$

を満たす特解であり，その具体形は文献[4]に与えられている。

3 節に記す CCS 法によりプラズマ境界形状および境界条件 ψ と $\partial\psi/\partial n$ が供給されれば，式(3)に残される未知数は多項式展開係数 $\alpha_{l,m}$ のみとなる。

3. Cauchy 条件面法のあらまし

Cauchy 条件面は Dirichlet 条件(磁束)と Neumann 条件(磁場)が共に未知な面である。まず，**Fig.1** に示すように，実際のプラズマ内の適当な位置に Cauchy 条件面(CCS)を置き，CCS の外側は現実に反してプラズマが存在しない真空領域とする。

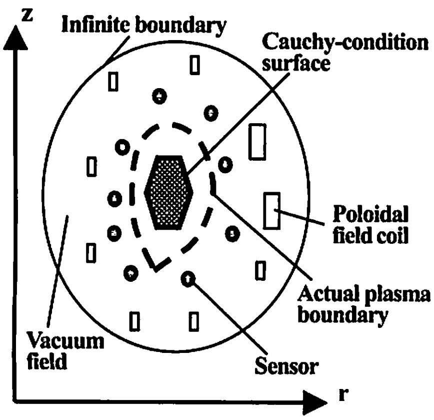

Fig.1 Illustration of Cauchy-condition surface method

次に境界 Γ_{CCS} 上の 6 点に対して Dirichlet 条件と Neumann 条件を定めるため，磁気センサー信号とポロイダルコイル電流に基づき，真空場に対する 3 種類の境界積分方程式を立てる。

(i) 点 i に置かれた磁束(ψ_i)センサーに対して

$$\int_{\Gamma_{ccs}} \left(\frac{\psi^*}{r}\frac{\partial\psi}{\partial n} - \frac{\psi}{r}\frac{\partial\psi^*}{\partial n} \right) d\Gamma = \psi_i - W_i^{\psi}, \tag{7a}$$

(ii) 点 i の磁場($B_i = -\mathbf{n}_0 \cdot \nabla\psi_i / r$)センサーに対して

$$\int_{\Gamma_{ccs}} \left(\frac{B^*}{r}\frac{\partial\psi}{\partial n} - \frac{\psi}{r}\frac{\partial B^*}{\partial n} \right) d\Gamma = B_i - W_i^{B}, \tag{7b}$$

(iii) Cauchy 条件面上の点 i に対して，

$$\int_{\Gamma_{ccs}} \left(\frac{\psi^*}{r}\frac{\partial\psi}{\partial n} - \frac{\psi}{r}\frac{\partial\psi^*}{\partial n} \right) d\Gamma - \frac{1}{2}\psi_i = -W_i^{C} \tag{7c}$$

のようにかける。式(7a)-(7c)において W_i^{ψ}，W_i^{B}，W_i^{C} はそれぞれ全てのポロイダルコイルから点 i に及ぼす寄与である。式(7a), 7(b), (7c)を離散化，連立させて解き，CCS 上の $\partial\psi/\partial n$ と ψ が全て既知となれば，任意の位置の磁束が

$$\psi_i = \int_{\Gamma_{ccs}} \left(\frac{\psi^*}{r}\frac{\partial\psi}{\partial n} - \frac{\psi}{r}\frac{\partial\psi^*}{\partial n} \right) d\Gamma + W_i^{\psi} \tag{8}$$

で計算できる。磁束分布の等高線を描けば最外殻磁気面すなわちプラズマ境界形状を知ることが出来る。さらに，式(8)中の基本解部分を微分すれば磁束の微分値が得られる。

4. プラズマ電流密度分布逆解析の方法

式(3)の離散形を境界上の節点数だけ用意して得る連立 1 次方程式に加えて，非適切性を回避するために先験情報や物理的拘束条件を課す。最終的に組み立てられる連立 1 次方程式を解き，$\alpha_{l,m}$ が定まれば電流密度分布，さらには任意の点 i において式(3)から ψ_i を計算して磁束分布を描くことが出来る。

4.1 先験情報と物理的拘束条件

本研究で考慮した拘束条件は以下のとおりである。

(1) プラズマ総電流が既知である。

(2) プラズマ境界上の全ての節点で電流がゼロである。

(3) 平衡条件 $\mathbf{J}\times\mathbf{B} = \nabla p$ から導びかれる拘束条件をプラズマ内に分布させた点に適用する(4.2 節)。

(4) プラズマ領域内部の若干数の点において電流密度の実測値が得られると仮定する(4.3 節)。

4.2 平衡条件から導かれる拘束条件

ここでは，平衡条件 $\mathbf{J}\times\mathbf{B} = \nabla p$ に対応する具体的な拘束条件を 2 種類導入する。栗原[6]は，この平衡条件を Maxwell 方程式 $\mu_0\mathbf{J} = \nabla\times\mathbf{B}$ の条件下で，プラズマ電流とポロイダル磁場とを結び付けるスカラー関係式

$$\frac{r^3}{B_r}\left\{ B_r \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{j_\varphi}{r}\right) + B_z \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{j_\varphi}{r}\right) \right\} = -\frac{1}{\mu_0}\frac{d}{d\psi}\left(rB_\varphi\right)^2 \tag{9}$$

に変換した。$B_r = (-1/r)(\partial\psi/\partial z)$ と $B_z = (1/r)(\partial\psi/\partial r)$ はポロイダル磁場成分である。右辺の B_φ はトロイダル磁場を表し，rB_φ が磁気面関数(磁束のみの関数)であることは重要である。多項式展開を扱いやすいように式(9)を

$$\left(r\frac{\partial}{\partial r} + r\frac{B_z}{B_r}\frac{\partial}{\partial z} - 2 \right) \sum_{l,m} \alpha_{l,m} r^l z^m = f(\psi) \tag{10}$$

のように書き直す。$f(\psi)$ もまた磁気面関数であり，式(10)の左辺は磁束と同じ等高線を描く。式(10)が平衡条件に関わる第一の拘束条件である。$B_r = 0$ の時，第二の拘束条件として，

$$\frac{\partial}{\partial z}\sum_{l,m} \alpha_{l,m} r^l z^m = 0 \quad \left(B_r = -\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial z} = 0 \text{ の線上} \right) \tag{11}$$

を持ち込む。

上の二つの拘束条件を適用する際には B_r と B_z (磁束の微分値)が必要なため，電流密度分布から未知の磁束分布を計算する過程を反復する。反復初期の電流密度分布は 5 節で知るように "dirty"であるが，その dirty な電流密度を使って計算される磁束の分布形状は比較的良好であるという性質がある。反復初回において，プラズマ内部に分布させた点ごとに式(3)を ψ_i とその微分値について解けば磁束 ψ，磁場成分 B_r および B_z が計算される。多項式展開係数 $\alpha_{l,m}$ を定める目的で，

(i) 式(11)を $B_r = 0$ の線上に沿った点に対して適用する。

(ii) $B_r = 0$ の線の上下に磁束が互いに等しい 2 点を見つけ，両者が等しく式(10)で計算される値を持つとする。

以上の手続きを電流密度と磁束が収束するまで反復する。

4.3 若干数の電流密度実測値の導入

プラズマ外の磁気センサー信号のみからプラズマ電流密度分布を逆推定することはまず不可能である[7]。プラズマ内部の若干の箇所について電流密度またはこれと深く関係する物理量の実測値を拘束条件として与えない限り，信頼できる解を定めることは困難である。5 節のテスト計算では，プラズマ

内部の少数の点に対して電流密度が実測できたと仮定している。この仮定には十分な裏づけがあるわけではないが，最近，Petty ら[8] は運動的 Stark 効果（motional Stark effect： MSE）の測定に基づき，粗い精度ではあるがプラズマ内部の一直線上に沿って電流密度を推定する簡便な方法を提唱している。

4.4 多項式展開係数決定のための全体行列方程式

好都合なことに，上記の拘束条件は全て式(2)で与えた多項式展開近似を使って以下のように表現できる。

(i) 境界上の節点 i に対する境界積分方程式(3)から

$$Q_i^{(l,m)} = c_i\varphi_i^{(l,m)} - \int_\Gamma \left(\frac{\psi^*}{r}\frac{\partial\varphi^{(l,m)}}{\partial n} - \frac{\varphi^{(l,m)}}{r}\frac{\partial\psi^*}{\partial n} \right) d\Gamma$$ として，

$$\sum_{l,m} Q_i^{(l,m)}\alpha_{l,m} = c_i\psi_i - \int_\Gamma \left(\frac{\psi^*}{r}\frac{\partial\psi}{\partial n} - \frac{\psi}{r}\frac{\partial\psi^*}{\partial n} \right) d\Gamma \quad (i = 1,2,\cdots,N) \tag{12}$$

(ii) プラズマ総電流は $I = \int_\Omega j_\varphi d\Omega$ で定義されるから，

$$\sum_{l,m} \left(\int_\Omega r^{l-1}z^m d\Omega \big/ \mu_0 \right) \alpha_{l,m} = I \quad (l \geq 0,\, m \geq 0) \tag{13}$$

とかける。式(13)の左辺の積分は Gauss の定理により境界積分に変換できるので，積分の実行は容易である。

(iii) プラズマ境界上の節点 i で $\mu_0 r\, j_\varphi$ はゼロであるから，

$$\sum_{l,m} \left(r_i^l z_i^m \right) \alpha_{l,m} = 0 \quad (i = 1,2,\cdots,N), \tag{14}$$

(iv) プラズマ内部の点 k $(k = 1,2,\cdots,K)$ において，電流密度 $j_{\varphi,k}$ の値が実測できると仮定すれば，

$$\sum_{l,m} \left(r_k^l z_k^m \right) \alpha_{l,m} = \mu_0 r\, j_{\varphi,k} \quad (k = 1,2,\cdots,K), \tag{15}$$

(v) 式(10)より，磁束の等しい 2 点 $2q-1$ と $2q$ に対して

$$\sigma_{q,r} = r_{2q} r_{2q}^{l-1} z_{2q}^m - r_{2q-1} r_{2q-1}^{l-1} z_{2q-1}^m,$$

$$\sigma_{q,z} = r_{2q}\frac{B_{z,2q}}{B_{r,2q}} r_{2q}^l z_{2q}^{m-1} - r_{2q-1}\frac{B_{z,2q-1}}{B_{r,2q-1}} r_{2q-1}^l z_{2q-1}^{m-1},$$

$\sigma_{q,0} = r_{2q}^l z_{2q}^m - r_{2q-1}^l z_{2q-1}^m$ を用い，第一の平衡条件として

$$\sum_{l,m} \left(l\sigma_{q,r} + m\sigma_{q,z} - 2\sigma_{q,0} \right) \alpha_{l,m} = 0, \quad (q = 1,2,\cdots,Q) \tag{16}$$

(vi) 式(11)より，$B_r = 0$ の線上に沿って $\mu_0 r\, j_\varphi$ を z で微分すればゼロとなるから，第二の平衡条件として，

$$\sum_{l,m} \left(m r_p^l z_p^{m-1} \right) \alpha_{l,m} = 0 \quad (p = 1,2,\cdots,P), \tag{17}$$

を立てることができる。

式(12)から(17)までは共通に $\alpha_{l,m}$ を未知数として含むから，これらの式を連立させて全体行列方程式

$$\mathbf{A}\boldsymbol{\alpha} = \mathbf{f} \tag{18}$$

に整頓できる。多項式展開係数を格納した未知ベクトルが

$$\boldsymbol{\alpha} = \left\{ \alpha_{00}, \alpha_{10}, \alpha_{01}, \cdots, \alpha_{l,m}, \cdots \right\}^T$$

である。行列 $\mathbf{A}$ の行数は $2N+1+K+P+Q$，桁数は多項式の項数に一致する。式(18)を特異値分解(SVD)法[9] で解く。行列 $\mathbf{A}$ は $\mathbf{A} = \mathbf{U}\mathbf{\Lambda}\mathbf{V}^\mathrm{T}$ のように分解され，非適切性の緩和のため Tikhonov の正則化[10] を施す場合は Tikhonov の正則化パラメータ γ を用いて

$$\boldsymbol{\alpha} = \mathbf{V}\left(\mathbf{\Lambda}^\mathrm{T}\mathbf{\Lambda} + \gamma\mathbf{I} \right)^{-1} \mathbf{\Lambda}^\mathrm{T}\mathbf{U}^\mathrm{T}\mathbf{f} \tag{19}$$

のように計算される。

5 数値計算例

核融合装置 JT-60 を想定した例題を取り上げる。既存の平衡計算コード SELENE[11] によって順解析されたプラズマ境界，電流密度分布，磁束分布の参照値データが得られている。この平衡解析は

$$\mu_0 r j_\varphi = c_0\{\beta_p r^2 + (1-\beta_p)R_0^2\}(1-X)^{0.6}$$

のようにパラメータ表示された電流密度分布に基づく。ψ_M と ψ_S を磁気軸および境界における磁束としたとき，$X = (\psi - \psi_M)/(\psi_S - \psi_M)$，$\beta_p\,(=0.70)$ と $R_0\,(=3.50\,m)$ はポロイダル・ベータ値，特性主半径を表す。ポロイダルコイル電流と磁気センサー信号値(磁束信号 15 個と磁場信号 20 個)も上記の SELENE による計算から併せて供給され，これらのデータはプラズマの境界形状と境界条件を同定するための CCS 法解析の入力条件として使われた。

5.1 CCS 法を用いたプラズマ境界条件の評価

ここで用いた CCS 法計算では，Cauchy 条件面を適合 2 次境界要素を 3 個，すなわち，6 個の節点でモデル化した。

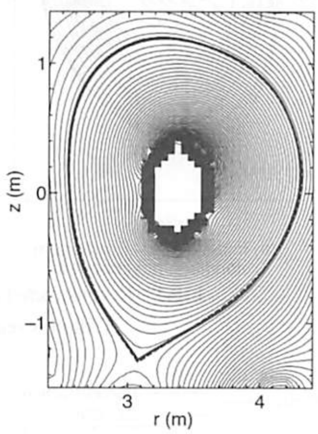

Fig.2 Boundary shape reconstructed using the CCS method

Fig.2 中の実線は CCS 法で得た磁束の等高線である。最外殻磁気面は SELENE によるプラズマ境界(点線)と一致している。

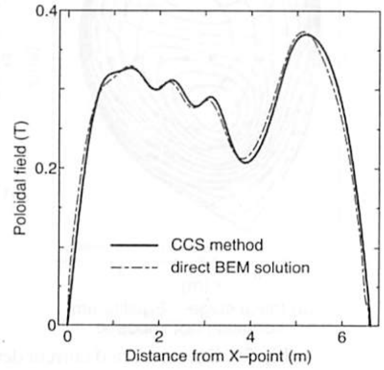

Fig.3 Comparison of boundary values of poloidal field calculated using the CCS method with the direct BEM solutions

Fig.3 はポロイダル磁場 $B_p = (1/r)\partial\psi/\partial n$ をプラズマ境界に沿って比較している。横軸はプラズマの X 点(**Fig.2** 下部の磁束のくびれ部分)からの反時計回りの道のりを示す。点線は式(3)に基づき境界要素法による順解析で求めた B_p であり，実線が CCS 法で計算した B_p を表す。

5.2 プラズマの電流密度と磁束の分布の再構築

プラズマ境界を 80 個の一定境界要素に分割した。$\mu_0 r\, j_\varphi$ の分布は完全 8 次多項式を採用したので展開係数は 45 個である。

以下のように，ケース A から E までの 5 ケースを解析した。ケース A 以外では電流密度の実測値が得られたと仮定している。電流密度の「実測」値はそれぞれ，測定誤差を考慮して有効数字 2 桁に丸めた後，以下の逆解析に用いた。全ケースとも，プラズマ総電流は順解析と等しく 1.440MA とした。

電流密度分布の解析結果を **Figs.4-8** に示す。いずれの図においても実線が逆解析結果，破線が SELENE による参照値を示す。全ケースとも平衡条件設定のため $B_r = 0$ の線に沿って 30 点を配置するとともに，この線の上下に磁束の等しい点の対を多数(例えば，ケース E の反復 5 回目では 109 対)配置して式(16)を適用した。後者の点群の位置は **Figs.4-8** 中に記号 '+' で示してある。

<u>ケース A</u>

このケースではプラズマ電流密度の実測値は持ち込まず，また，Tikhonov の正則化も施していない($\gamma = 0$)。反復初回では平衡条件を課すことができないので，**Fig.4(a)**の電流密度分布は大きく歪んでいる。反復 2 回目では平衡条件の適用により歪が改善される(**Fig.4(b)**)。しかし，反復がさらに進むと計算値は再び参照値から大きくはずれ，**Fig.4(c)**に示すようにプラズマの中心に向かって鋭い傾斜をもつようになる。

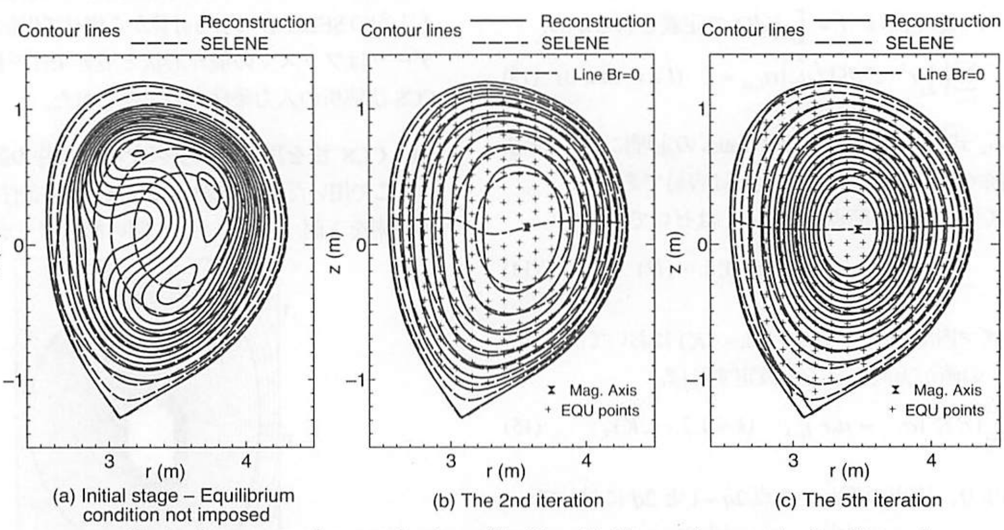

Fig.4 Reconstructed current density profile (**Case A**): Measured current density: Not used, Tikhonov regularization parameter: $\gamma = 0$

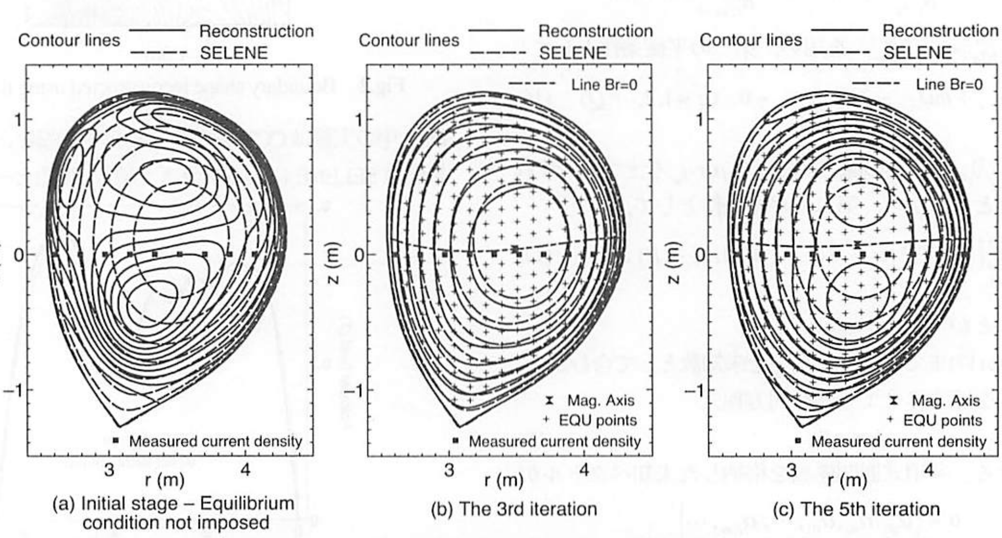

Fig.5 Reconstructed current density profile (**Case B**): Measured current density: 10 points in r-direction, Tikhonov regularization parameter: $\gamma = 0$

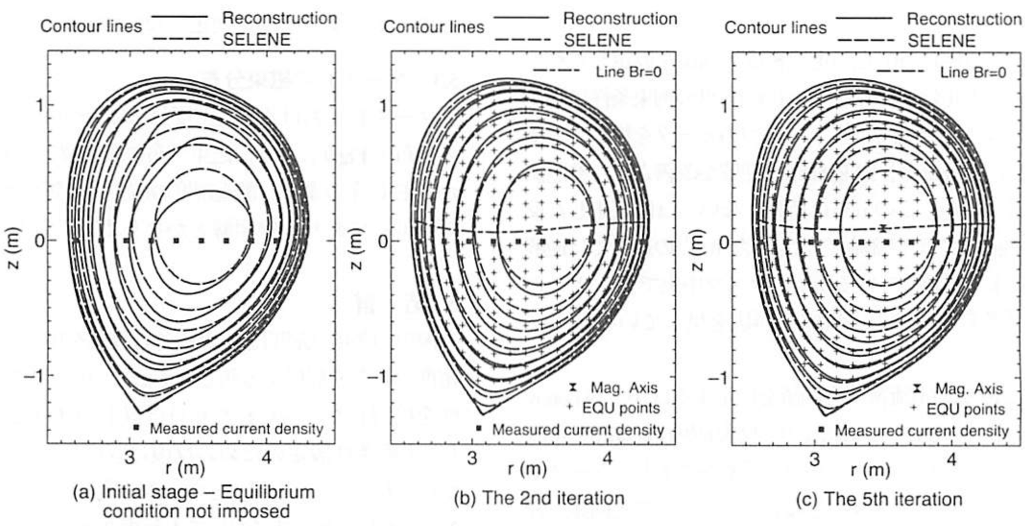

Fig.6 Reconstructed current density profile (**Case C**): Measured current density: 10 points in r-direction, Tikhonov regularization parameter: $\gamma = 10^{-5}$

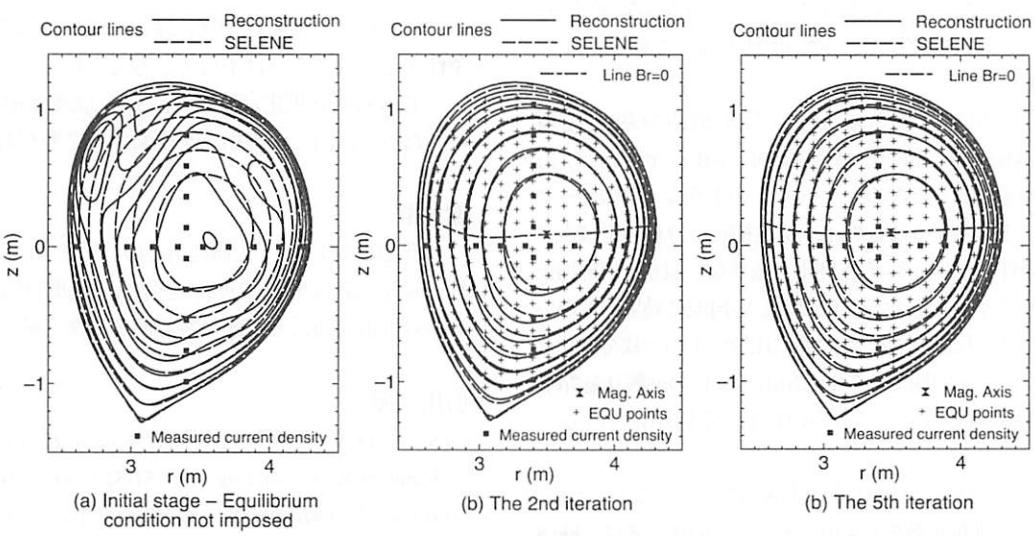

Fig.7 Reconstructed current density profile (**Case D**): Measured current density: 20 points in r- and z-direction, Tikhonov regularization parameter: $\gamma = 0$

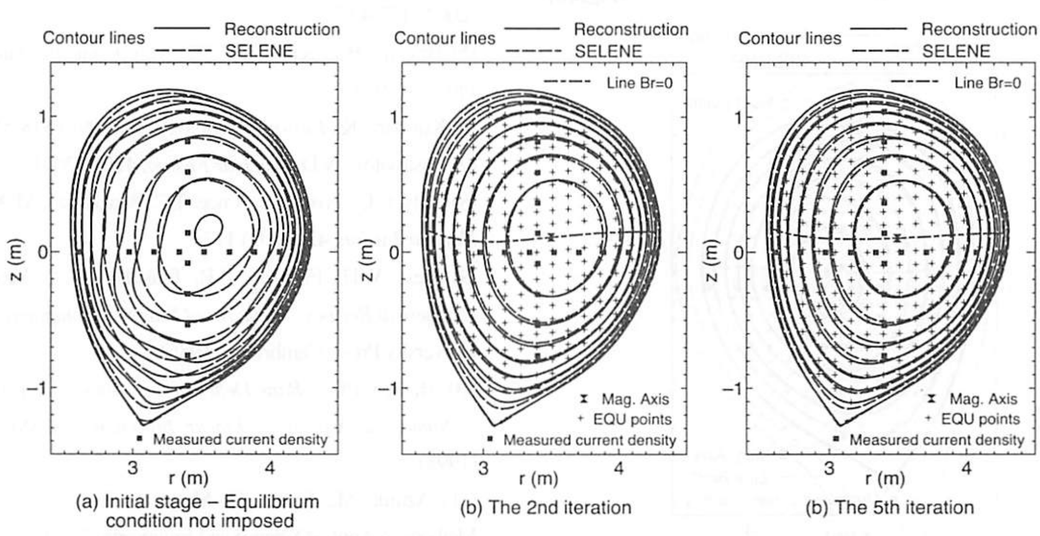

Fig.8 Reconstructed current density profile (**Case E**): Measured current density: 20 points in r- and z-direction, Tikhonov regularization parameter: $\gamma = 10^{-8}$

ケース B

ここでは r 方向に 10 点の電流密度実測値を仮定したが，Tikhonov の正則化は用いない($\gamma=0$)。10 点の拘束条件は強く，Fig.5(a)に示す反復初回では上下に 2 つのピークを持つ。平衡条件を課した反復 2 回目(Fig.5(b))で逆解が改善され，参照値に比較的近づくが，この分布は持続しない。ほぼ収束した反復 5 回目(Fig.5c)では，実測値を設定した 10 点の近傍では逆解が参照値とよく一致しているが，プラズマ中央で上下 2 つの山を持つ「そら豆」型の不自然な形状を呈している。

ケース C

r 方向に 10 点の電流密度実測値を仮定するほか，Tikhonov 定数を $\gamma=10^{-5}$ とした。これにより，反復初回(Fig.6(a))の電流密度の歪はケース B に比べてかなり緩やかであり，ケース B で見た上下 2 つのピークは生じない。他のケースと同様，分布形状は反復 2 回目(Fig.6(b))でいったん参照値に接近するが，収束解(Fig.6(c))は再び参照値から外れている。しかし，Tikhonov の正則化により収束解はケース B のような「そら豆」型とはならず，参照値により近い形状となっている。

ケース D

r 方向と z 方向それぞれに 10 点，合計 20 点の実測値を仮定する。Tikhonov の正則化は施さない($\gamma=0$)。r 方向と z 方向に強い拘束を課したため，ケース B のような二つのピークを呈することはないが(Fig.7(a))，反復初回の分布の歪は大きい。平衡条件や Tikhonov の正則化を施さない限り，内部拘束条件を単に増やしても分布形状の正しい再現に効果的でないことがわかる。反復 2 回で参照値に比較的よい一致を見せるのは他のケースと同様である(Fig.7(b))。5 回目の逆解 (Fig.7(c)) はかなり参照値と似ているものの若干の差異が見られる。

ケース E

r 方向と z 方向に合計 20 点の実測値を仮定するとともに，Tikhonov の正則化定数を $\gamma=10^{-8}$ としたこのケースは，Fig.8 に見るように，最良の結果を与えた。電流密度分布の逆解は反復 2 回にして既に参照値と極めてよい一致を示し (Fig.8(b))，

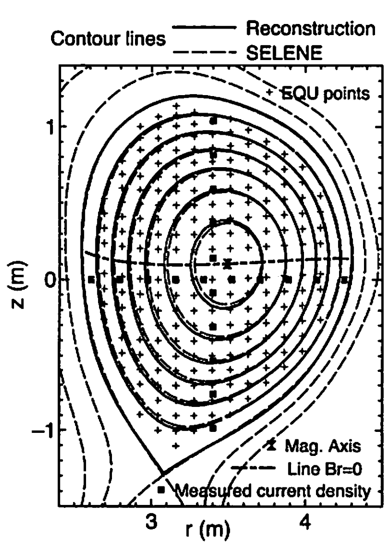

Fig.9 Reconstructed profiles of magnetic flux (Case E)

しかも，その形状は反復の進行によって崩れることがなく，収束に至るまで大きく変化しない(Fig.8(c))。

5.3 ケース E の磁束分布

ケース E における電流密度分布に基づいて計算された磁束の分布を Fig.9 に示す。磁束分布の収束解は，実は，ケース A から E に至るまで，電流密度の収束解の質によらず互いにほぼ類似しており，参照解とかなりよい一致を示している。

6. 結言

源項の多項式展開と境界積分方程式を用いてプラズマ電流密度分布を逆解析する新しい手法について提案し，その妥当性を検討した。得られた知見は以下の通りである。

1. 平衡条件設定のための反復は収束し，電流密度の収束解が得られるが，「正解」との一致の度合いは解析条件による。
2. いずれのケースにおいても反復 2 回または 3 回で「正解」と比較的良く一致するステージがある。
3. いずれのケースも磁束の収束解は類似している。
4. プラズマ内部の若干の点における電流密度測定値を拘束条件として補うことは不可欠と考えられる。
5. Tikhonov 正則化定数の設定ほか，最適な解析条件の選定にあたっては何らかの指針を模索する必要がある。

謝辞

本研究には日本原子力研究所との「平成 16 年度 JT-60 実験・解析の協力研究」の成果を含む。同研究所の栗原研一博士から貴重な助言と 5 節の参照値データを戴きました。

引用文献

(1) Swain, D.W., Neilson, G.H., *Nucl. Fusion*, **22** (1982) 1015.
(2) Kurihara, K., *Fusion Eng. Des.*, **51-52** (2000) 1049.
(3) Wesson, J, "*Tokamaks (Second edition)*", The Oxford Engineering Series 48, Clarendon Press, Oxford (1997).
(4) Itagaki, M., Kamisawada, J., Oikawa, S., *Nuclear Fusion*, **44** (2004) 427-437.
(5) Braams, B.J., report IPP 5/2, Max Plank Institute fur Plasma Physics (1985).
(6) Kurihara, K., *Fusion Technology*, **34** (1998) 548-552.
(7) Pustovitov , V.D., *Nuclear Fusion*, **41[6]** (2001) 721.
(8) Petty, C.C., Fox, W.R., Luce, T.C., Makowski, M.A., Suzuki, T., *Nuclear Fusion*, **42** (2002) 1124.
(9) Press, W.H., Flannery, B.P., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T., "*Numerical Recipes - The Art of Scientific Computing*", Cambridge University Press, Cambridge (1986).
(10) Hansen, P.C., "*Rank-Deficient and Discrete Ill-Posed Problems – Numerical Aspects of Linear Inversion*", SIAM, Philadelphia (1998).
(11) Azumi, M., Kurita, G, Matsuura, T. et al., in "Computing Methods in Applied Science and Engineering", p.335, North-Holland, Amsterdam / New York / Oxford (1980).