超電導発電機ダンパの三次元渦電流解析

正 員 杉 浦 壽 彦 (東 大)

正 員 秋 田 調 (電中研)

正 員 河 本 正 (電中研)

正 員 高 木 敏 行 (東北大)

正 員 宮 健 三 (東 大)

3-D Eddy Current Analysis of the Damper in a Superconducting Generator

Toshihiko Sugiura, Member (The Univirsity of Tokyo), Shirabe Akita, Member, Tadashi Kawamoto, Member (CRIEPI), Toshiyuki Takagi, Member (Tohoku University), Kenzo Miya, Member (The Univirsity of Tokyo)

A superconducting generator is now under intensive study as one application of superconductivity, since it has some advantages over a conventional generator. It has conductive dampers for damping vibration and for shielding field change in time. This shielding effect prevents AC joule loss from generating in the superconductors. Quantitative evaluation of the effects requires 3-D analysis of eddy currents induced in the damper.

Among various methods of 3-D eddy current analysis, current vector potential method (T -method) would be efficient in terms of numerical calculation, especially when thin plate approximation holds. In this study a 3-D eddy current code based on this method has been developed and applied to eddy current analysis of the damper in a superconducting generator. Obtained results have some difference compared with results from 2-D analysis and show influences of the damper edges. Especially, decrease in shielding effect near the edge would be important for the damper design. This method of 3-D eddy current analysis would be useful for magnetomechanical design of thin conductive structures.

キーワード：超電導発電機，三次元渦電流解析，電流ベクトルポテンシャル法(T 法)，薄板近似

1. ま え が き

超電導の応用として現在開発が進められている機器の一つに，超電導発電機がある。これは従来の発電機と比べ，発電効率や電力系統の安定度を向上させられる，発電機を小形軽量化できる，といった利点をもち得る⁽¹⁾。しかし，超電導の界磁巻線が時間的に変化する磁界の中に置かれると，冷却しきれない交流損失が超電導線で発生する可能性がある。そこで，これを抑えるために，回転子上の界磁巻線の外側に金属円筒製のダンパを設け，渦電流の効果によって変動磁界のシールドを行う。同時に，ダンパで発生する渦電流損失

により，非同期振動のダンピングをも行う。これらの効果は，渦電流解析の適用により，定量的に知ることができる^{(2)~(5)}。例えば，電力中央研究所では，ダンパを無限長円筒とみなして二次元的に渦電流解析を行っている⁽⁴⁾⁽⁵⁾。しかし，実際にはダンパは有限長であり，現象は一般には三次元的であって，二次元解析の適用には限界があると考えられる。そこで，本研究では，電力中央研究所のモデルに対して準三次元渦電流解析を適用して，二次元解析の結果と比較しながら，二次元解析の適用限界と三次元解析の必要性について検討した。

渦電流三次元解析には種々の手法が存在する⁽⁶⁾⁽⁷⁾

が、その一つに電流ベクトルポテンシャル法(T 法)^{(8)~(10)}がある。この T 法によれば、変数領域が導体領域のみとなり、更に薄板近似が可能な三次元問題は二次元的なスカラー問題として扱えるため、計算容量上有利である。例えば、核融合炉機器の場合、大規模の板構造物が多いため、この手法が特に有用であり、この手法に基づいて何種類もの解析コードが既に開発され、核融合炉機器に生ずる渦電流の解析に適用されている^{(11)~(14)}。超電導発電機ダンパの場合も板構造であり、これを多層の薄板とみなして T 法を適用することができる。

ただし、核融合炉の場合は過渡問題であるのに対し、この場合は交流定常(AC)問題となる。そこで、本研究では、 T 法に基づいた、AC問題用薄板渦電流解析コードを開発し、これを超電導発電機ダンパの渦電流解析に適用した。

2. T 法による三次元薄板渦電流解析手法

まず、渦電流三次元解析手法の一つである T 法の原理について述べる。ここでは特に、板厚方向の渦電流分布が一様とみなせる場合、つまり薄板近似が可能な場合を考える。これは、表皮深さ δ に比べて板厚 h が十分小さい場合、すなわち、

$$h \ll \delta \dots\dots\dots (1)$$

が成り立つ場合である。 δ の大きさとしては、次の式、

$$\delta = (2/\sigma\mu\omega)^{1/2} \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 σ :導電率、 μ :透磁率、 ω :角周波数が目安となる。

渦電流問題では、変位電流項を落としたマクスウェル方程式と構成方程式を基礎とする。

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \dots\dots\dots (3)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}} \dots\dots\dots (4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \dots\dots\dots (5)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \dots\dots\dots (6)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 $\mathbf{H}$:磁界、 $\mathbf{E}$:電界、 $\mathbf{J}$:電流密度、 $\mathbf{B}$:磁束密度、 $\dot{}$:時間微分、 μ_0 :真空の透磁率

$\mathbf{J}$ が板面方向成分のみをもち、板厚方向の $\mathbf{J}$ 分布が一様であるとみなせるとき、薄板近似を適用することができる。そこで、単位長さ幅の板断面を流れる電流量を線電流密度 $I(\text{A/m})$ として定義すると、近似により、

$$\mathbf{I} = h\mathbf{J} \dots\dots\dots (8)$$

となる。(3)、(8)式より $\nabla \cdot \mathbf{I} = 0$ であるから、 $\mathbf{I}$ に対して電流ベクトルポテンシャル $\mathbf{T}(\mathbf{A})$ を次のように導入できる。

$$\mathbf{I} = \nabla \times \mathbf{T} \dots\dots\dots (9)$$

更に、電流は板の曲面に平行な成分のみをもつことから、 $\mathbf{T}$ を面に垂直にとることができる。

$$\mathbf{T} = T\mathbf{n} \quad (\mathbf{T} \parallel \mathbf{n}) \dots\dots\dots (10)$$

ここで、 T :板面に垂直にとった $\mathbf{T}$ の垂直成分によって、次式を得る。

$$\mathbf{I} = \nabla T \times \mathbf{n} \dots\dots\dots (11)$$

さて、(5)式より磁気ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ を

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \dots\dots\dots (12)$$

と導入でき、これと(4)式より、

$$\mathbf{E} = -\dot{\mathbf{A}} + \nabla\phi \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 ϕ :任意のスカラー関数を得る。この式と $\mathbf{I}$ の内積をとり、板曲面について積分すると、

$$\int \mathbf{E} \cdot \mathbf{I} dS = - \int \dot{\mathbf{A}} \cdot \mathbf{I} dS + \int \nabla\phi \cdot \mathbf{I} dS \dots\dots\dots (14)$$

となる。ここで、最後の項は、境界で電流が流れ出さない条件を用いると、消去できることがわかる。また、 $\mathbf{A}$ は、

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_e + \mathbf{A}_0 \dots\dots\dots (15)$$

と表せる。 $\mathbf{A}_e$ 、 $\mathbf{A}_0$ はそれぞれ、渦電流がつくる磁界と印加磁界とに対するベクトルポテンシャルである。従って $\mathbf{A}_e$ は渦電流分布に依存する量であり、一方 $\mathbf{A}_0$ は既知量である。 $\mathbf{A}_e$ は、(3)、(6)、(12)式を満足する形で、

$$\mathbf{A}_e(p) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{I}(p')}{R(p, p')} dS(p') \dots\dots\dots (16)$$

と表すことができる。ここで、 p, p' はそれぞれ観測点、積分点であり、 $R(p, p')$ は p' から p へ至るベクトル $\mathbf{R}$ の大きさである。一方、 $\mathbf{A}_0$ は印加磁界を与える外部電流源の分布から求めることができる。更に、(7)、(8)式より、

$$\mathbf{I} = \sigma h \mathbf{E} \dots\dots\dots (17)$$

となる。従って、(14)式は、

$$\begin{aligned} \int \frac{1}{\sigma h} \mathbf{I} \cdot \mathbf{I} dS + \frac{\mu_0}{4\pi} \int \left(\int \frac{\mathbf{I}}{R} dS \right) \cdot \mathbf{I} dS \\ = - \int \dot{\mathbf{A}}_0 \cdot \mathbf{I} dS \dots\dots\dots (18) \end{aligned}$$

となる。これに(11)式を代入すると、 T に関する支配方程式が得られる。AC問題の場合、 T の代わりに $T \exp(j\omega t)$ 、 $\mathbf{A}_0$ の代わりに $\mathbf{A}_0 \exp(j\omega t)$ を入れると、次のようになる。

$$\begin{aligned} & \int \frac{1}{\sigma h} (\nabla T \times \mathbf{n}) \cdot (\nabla T \times \mathbf{n}) dS \\ & + \frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \iint \frac{(\nabla T(p) \times \mathbf{n}(p))}{R(p, p')} \\ & \times \{ \nabla T(p') \times \mathbf{n}(p') \} dS(p) dS(p') \\ & = -j\omega \int (\nabla T \times \mathbf{n}) \cdot \mathbf{A}_0 dS \cdots \cdots (19) \end{aligned}$$

境界条件としては、電流が流れ出さない ($\mathbf{I} \cdot \mathbf{n} = 0$) から

$$T = \text{const.} \cdots \cdots (20)$$

を課す。結局、(20)式のもとで導体領域について(19)式を解けばよい。また、ビオ・サバル則を用いれば、得られた T の解から任意の点の磁束密度を次のように算出することができる。

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int (\nabla T \times \mathbf{n}) \times \frac{\mathbf{R}}{R^3} dS + \mathbf{B}_0 \cdots \cdots (21)$$

ここで、 $\mathbf{B}_0$ ：印加磁束密度

また、渦電流損は周期 τ を用いて導体内で体積分したものを用いる。

$$P = \rho \iint_0^\tau |J|^2 dt dv / \tau \cdots \cdots (22)$$

上式で ρ は抵抗率である。

ここで、 T 法の特長をまとめると、

- (i) 変数が一種類 (T のみ) である、
- (ii) 変数が定義される領域は導体部だけである、
- (iii) 薄板近似が可能な場合、 T を面に垂直に取れるので、一成分ベクトルとなり、実質的にスカラー問題に帰着する、

となる。従って、三次元解析にもかかわらず、他の手法に比べて計算容量が少なくすむという利点をもつ。

本研究では、この原理に基づいて、電流ベクトルポテンシャルを用いた薄板近似渦電流解析コード“CUVELAY” (Current vector potential method of analysis for eddy currents in thin layers) を開発した。上述の定式化については、核融合炉渦電流解析の代表的な計算コードの一つである“EDDYCUFF”⁽¹¹⁾の定式化と同様であるが、本コードにはこれとは異なる次の特徴がある。

- (i) AC 問題に適用される。
- (ii) 長方形一次要素を用いて、有限要素法による離散化を行っている。
- (iii) $1/R$ の特異性をもつ関数の積分項の計算に通常のガウス求積法を用いると、精度を得るのに多くのガウス点を必要とし計算時間が激増する。そこで、一次要素による離散化後の式につ

いて、この積分項を解析的に評価している。これにより、少ない計算時間で高い計算精度を得ることができる⁽¹⁵⁾。

3. ダンパの渦電流解析への適用

〈3・1〉 解析体系と解析条件 対象とする50 MVA 超電導発電機のダンパ構造⁽⁴⁾を図1に示す。ダンパは2重構造となっており、更に内側ダンパは3層に分かれ、4.2 K の液体ヘリウムで冷却されている。

図2には、解析上設定した座標系とダンパのメッシュ

図1 50 MVA 超電導発電機ダンパ構造
Fig. 1. The damper structure of a 50 MVA superconducting generator.

図2 座標系およびメッシュ分割
Fig. 2. The coordinate system and mesh division.

表1 メッシュ分割の種類
Table 1. Mesh division.

ケース No.	1	2	3
周波数 f (Hz)	0~1	0.1~100	100~200
メッシュ分割数			
r 方向 外 SUS	2	4	4
内 SUS	1	2	2
Cu	2	8	8
θ 方向	6	12	16
z 方向 外ダンパ	4	5	8
内ダンパ	3	4	5
要素数	120	816	1,472
節点数	156	1,008	1,728
未知数	120	816	1,472
メモリー容量 (MB)	0.3	11	38
CPU 時間 (min)	2.6	16.8	50.5

分割の一例を示す。対称性を利用して、分割領域は全体の1/2としている。表1に3とおりのメッシュ分割と、各場合のメモリー容量およびCPU時間などを示す。(2)式より、導電率が大きいほど、また周波数が高いほど、表皮深さは小さくなるので、これに応じて(1)式を満たす板厚をもつ多数の薄板にダンパ各層を分割する。CPU時間は、ほとんどマトリックス生成と磁界計算に費やされる。なお、ここで使用した計算機は、HITAC M-680 Hである。

電機子電流は、図3に示されている各相を、7本の等間隔に分布する線状電流で近似し、各振幅値を $\sqrt{2}/7$ A Turnとした。ここで、 k 番目の線状電流の通過する1点を p_k 、単位方向ベクトルを $\mathbf{d}_k$ 、電流量を i_k とし、点 p_k から観測点 p へ至るベクトルを $\mathbf{R}_k$ とする。この場合、点 p における印加磁束密度 B_0 は次のように表される。

図3 電機子電流
Fig. 3. Stator current.

$$B_0 = \frac{\mu_0}{2\pi} \sum_{k=1}^N \frac{i_k \mathbf{d}_k \times \{\mathbf{R}_k - (\mathbf{R}_k \cdot \mathbf{d}_k) \mathbf{d}_k\}}{|\mathbf{R}_k|^2 - (\mathbf{R}_k \cdot \mathbf{d}_k)^2} \dots (23)$$

ここで、 N は電流の総数で、いまの場合、 $N=42$ である。また、これに対するベクトルポテンシャル A_0 は、次のようにして求めることができる。

図4 $Z=0$ 面における渦電流密度ピーク値の半径方向分布
Fig. 4. Peak variation of current density along radius at $Z=0$.

図5 ダンパ各層の渦電流分布(周波数10 Hz)
Fig. 5. Eddy current distribution in each layer of the damper (frequency 10 Hz).

$$A_0 = -\frac{\mu_0}{2\pi} \sum_{k=1}^N [i_k \ln(|R_k| - (R_k \cdot d_k)^{1/2})] d_k \quad \dots\dots\dots (24)$$

〈3・2〉 渦電流分布 $Z=0$ における渦電流密度ピーク値の半径方向分布の解析結果を図4に示す。半径方向の要素分割は分割数を変化させたときに解が変化しない要素分割とした。ここには、比較のために、無限長円筒近似による二次元解析結果⁽⁴⁾を重ねてある。二次元解析では、渦電流分布は解析解を用いているので、10 Hz 以下では二次元近似の範囲で正確な分布である。また、二次元解析では、100 Hz の場合、内側ダンパは銅部分のみが存在するものとして計算を行っている。解析周波数である1 Hzは励磁制御、系統揺動による変動磁界、10 Hzは電力系統短絡事故の変動磁界、100 Hzは電機子からの逆相磁界を想定している。両者の結果はほぼ一致していると言える。本解析結果のほうがやや小さめであるのは、本解析が三次元解析であるため端部でう回する電流が流れることを考慮できているためと考えられる。

次に、周波数10 Hzの場合の各層の渦電流分布を展開図にして図5に示す。これは三次元解析によって初めて得られる結果である。ここで、印加磁界はほぼ回転磁界とみなせるので、渦電流分布も全体的にダンパ上を回転していくことになる。そこで、ここでは電流密度の実部のみを示す。この図より、端部で渦電流のう回する様子や、各層による電流密度の大きさおよび位相の違いなどがわかる。更に、外ダンパの $Z=0.9$ m付近の電流分布が、内ダンパ端部でう回する電流の影響を受けていることも確認できる。

〈3・3〉 渦電流損失 (22)式に基づいて計算したダンパにおける渦電流損失の周波数依存性を図6に示す。二次元解析結果から換算した結果も重ねてある。縦軸にはダンパにおける全渦電流損失を滑り周波数で割った値をとっているが、これはダンピング効果に比

図6 ダンパにおける渦電流損失の周波数依存性

Fig.6. Dependency of total joule loss in the damper on frequency.

例する指標となっている。両解析結果とも約1 Hzと100 Hzにピークをもつが、その大きさには違いが見られる。損失の内訳を見ると、1 Hzのピークはほぼ内側ダンパの渦電流損失によるものであり、100 Hzのピークは外側ダンパの渦電流損失によるものとなっている。本解析結果のほうが1 Hzのピークでは小さく、100 Hzのピークでは大きいのは、内側ダンパでは端部に近いほど渦電流密度ピーク値が小さいのに対し、外側ダンパでは逆に大きいことに対応している。すなわち、二次元解析では端部効果を考慮していないため、1 Hz近傍では20%程度大きく評価しており、10~100 Hzでは20%程度小さく評価していることがわかる。

〈3・4〉 磁束密度分布 周波数10 Hzの場合についての、 $Z=0, 0.4, 0.8$ mにおけるダンパ内外の磁束密度実部の分布を図7に示す。これによれば、ダンパ内部で磁界が遮へいされている様子や、端部ではそのシールド効果が低いことがわかる。次に、100 Hzの

図7 磁束密度分布(周波数10 Hz)

Fig.7. Distribution of magnetic flux density (frequency 10 Hz).

図 8 $Z=0.8$ m における磁束密度分布
(周波数 100 Hz)

Fig. 8. Distribution of magnetic flux density at $Z=0.8$ m (frequency 100 Hz).

図 9 $X=0$ での磁束密度分布
(周波数 10 Hz)

Fig. 9. Distribution of magnetic flux density at $X=0$ (frequency 10 Hz).

図 10 $X=0$ での磁束密度分布
(周波数 100 Hz)

Fig. 10. Distribution of magnetic flux density at $X=0$ (frequency 100 Hz).

場合の、 $Z=0.8$ m における磁束密度分布を図 8 に示す。図 7 (c) との比較により、周波数が高いほうが磁界のシールド効果が高いと言える。更に、周波数 10, 100 Hz の場合について、 $X=0$ における磁束密度実部の分布を図 9, 図 10 に示す。これらからも、ダンパ端部では磁界が回り込んで侵入しており、中央部に比べてシールド効果が落ちている様子、周波数の高いほうが磁界の侵入度が小さい様子がわかる。

〈3・5〉 磁界シールド効果 $Z=0$ において、 $r=0$ と $r=0.22$ m での磁界シールド効果の周波数依存性を図 11 に示す。縦軸には、磁束密度ピーク値を印加磁束密度ピーク値で規格化した値をとっている。こ

図 11 $Z=0$ におけるシールド効果
Fig. 11. Shield effect at $Z=0$.

図 12 界磁部のシールド効果
Fig. 12. Shield effect at the field coil.

こには、二次元解析結果と実験結果⁽⁴⁾も示されている。両解析結果は $\theta=270^\circ$ と $\theta=300^\circ$ での磁束密度ピーク値の平均値に基づいたものである。両者の結果はほぼ一致している。実験結果は円筒上のくら形の巻線となっている界磁巻線 ($r=0.186$ m) をピックアップコイルとして、この内側全体の磁束を検出したものである。解析結果に比べ、磁界の値は小さめである。この理由の一つは、シールド効果は $r=0$ に近いほど大きくなる。従って実験値のほうは中心付近の高いシールド効果まで積分されていることによると考えられる。

つぎに、界磁巻線部 ($r=0.186$ m) におけるシールド効果を、 Z 座標と磁束密度の関係として、各周波数について、図 12 に示す。この図から明らかなように、端部でのシールド効果の減少のために、シールド効果の $Z=0$ での結果は、あるいはこれとほぼ一致し

ていた二次元解析によるシールド効果の結果は、10 Hz 以上では、中心から端部までの距離の約 1/2 の位置までしか適用できないと言える。このように、ダンパ端部の影響は特にシールド効果の減少という形で顕著に表れるので、三次元解析によってシールド効果の把握と、ダンパ端部の最適設計が可能となる。

4. む す び

本論文の特長を要約すると次のようになる。

(1) 電流ベクトルポテンシャル(T)法に基づいた薄板近似の三次元渦電流解析コード“CUVELAY”を開発して、50 MVA 超電導発電機ダンパの渦電流解析へ適用した。

(2) $Z=0$ における渦電流密度ピーク値およびシールド効果の本解析結果について、二次元解析結果との良好な一致を得ることができた。更に $Z=0$ でのシールド効果については実験結果ともほぼ一致した。これらより、本コードの妥当性を確認した。

(3) ダンパにおける渦電流ベクトル分布、ダンパ内外での磁束密度分布を本解析によって得た。これによって、三次元的な電流界や磁界を視覚的に把握することができた。

(4) ダンパの全渦電流損失特性、界磁部各点でのシールド効果についての本解析結果を得た。これらには二次元解析結果との相違が見られ、ダンパ端部の影響が表れていることがわかった。特にシールド効果の結果からは、二次元解析の適用限界も確認できた。このことから、有限長ダンパの設計の際、端部の影響を知るために、三次元渦電流解析が必要であることが判明した。

以上のように、本手法は数値計算上効率的に準三次元渦電流解析が行えるという点で、ダンパなどの薄板の導電性構造物の電磁構造設計に有用であると考ええる。

(平成元年 8 月 7 日受付、同 2 年 4 月 27 日再受付)

文 献

- (1) D. Lambrecht: "Superconducting Turbo-generators", *Status & Trends, Cryogenics*, 25, 619 (1985)
- (2) M. Manowarda: "Numeric Calculation of Current Distribution in the Damper Cylinder of a Large Superconducting Generator", *IEEE Trans. Magnetics*, 24, 504 (1988)
- (3) 高橋, 他: 「50 MVA 超電導発電機の電気特性」, 電気学会回転機研究, RM-86-12 (昭 60)
- (4) 秋田, 他: 「50 MVA 超電導発電機ダンパのうず電流特性」, 昭 63 電気学会産業応用部門大会
- (5) 秋田, 他: 「パイプうず電流損失計算プログラムの開発—相互誘導があるパイプが複数存在する場合」, 電中研報告, 185022 (昭 61)
- (6) 中田, 他: 「有限要素法を用いた各種三次元うず電流解析法

の比較」, 電気学会静止器研究, SA-86-34 (昭 63)

- (7) 「渦電流場数値解析法とその検証モデル」, 平元電気学会大会, S. 11
- (8) 橋爪, 他: 「三次元渦電流解析とゲージについて」, 電気学会回転機・静止器合同研究, RM-86-41; SA-86-34 (昭 61)
- (9) K. Miya, et al.: "Three Dimensional Analysis of Eddy Current by T -method", Proc. of IUTAM Symp. on Electromagneto-mechanical interactions, North Holland, p. 183 (1986)
- (10) 宮, 他: 「三次元渦電流手法 T 法の理論的背景について」, 電気学会静止器・回転機合同研究, SA-87-40; RM-87-77 (昭 62)
- (11) A. Kameari: "Transient Eddy Current Analysis on Thin Conductors with Arbitrary Connections and Shapes", *J. Comput. Phys.*, 42, 124 (1981)
- (12) T. Takahashi, et al.: "Numerical and Experimental Analysis of Eddy Current Induced in Tokamak Machine", *ibid.*, 42, 1393 (1981)
- (13) D. W. Weissenburger, et al.: "Transient Eddy Currents on Finite Plane and Toroidal Conducting Surfaces", PPPL -1517 (1979)
- (14) K. Miya, et al.: "Three Dimensional Analysis of Eddy Current in Tokamak Fusion Structural Components with Boundary Element Method", Proc. 11th Symp. on Fusion Engineering, IEEE (1985)
- (15) 宮田, 他: 「三次元渦電流解析手法 T 法の高速度と高精度化」, 電気学会静止器・回転機合同研究, SA-87-39; RM-87-76 (昭 62)

杉 浦 壽 彦 (正員)

昭和 38 年 1 月 9 日生。62 年 3 月東京大学大学院工学系研究科原子力工学専攻修士課程修了。同年 4 月同大学院博士課程進学, 現在に至る。

電磁界解析に関する研究に従事。日本原子力学会会員。

秋 田 調 (正員)

昭和 29 年 8 月 20 日生。52 年 3 月東京大学工学部電気工学科卒業。

54 年 3 月同大学大学院工学系研究科修士課程修了。同年 4 月(財)電力

中央研究所に入所。超電導電力機器、極低温ケーブルなどの研究に従事、現在に至る。低温工学会、IEEE 会員。

河 本 正 (正員)

昭和 28 年 11 月 26 日生。49 年 3 月奈良工業高等専門学校電気工学科卒業。54 年 3 月東京理科大学 II 部物理学科卒業。49 年 4 月(財)電力

中央研究所入所。主として、電界磁界計算法に関する研究に従事。平成元年論文賞受賞。

高 木 敏 行 (正員)

昭和 29 年 8 月 28 日 生。57 年 3 月東京大学大学院工学系研究科原子力工学専攻博士課程修了。同年 4 月(株)日立製作所入社。62 年東京大学工学部原子力工学研究施設助教授。平成元年東北大学流体科学研究所助教授，現在に至る。工学博士。主として，核融合に関連した電磁現象に関する研究に従事。日本原子力学会，機械学会，低温工学会，プラズマ核融合学会，IEEE 会員。

宮 健 三 (正員)

昭和 15 年 6 月 13 日 生。44 年 3 月東京大学大学院工学系研究科原子力工学専攻博士課程修了。同年 4 月新日鉄(株)製品技術研究所入社。47 年 2 月東京大学工学部原子力工学研究施設助教授。58 年 11 月東京大学工学部教授，現在に至る。工学博士。主として，核融合炉および超電導マグネットに関連した電磁熱構造連成現象に関する研究に従事。日本原子力学会，機械学会，低温工学会，プラズマ・核融合学会会員。