高温超電導多芯銀シース線の電流・磁場分布と交流損失解析

中出 雅彦, 石井 英雄, 藤岡 琢志*, 原 築 志

東京電力㈱電力技術研究所 横浜市鶴見区江ヶ崎町 4-1
* ㈱日本総合研究所 CAE グループ 大阪市西区新町 1-33-8

(1995年11月9日受理)

Current Distribution, Magnetic Field and AC Loss Analysis in Multi-Filamentary Silver-Sheathed High- T_c Superconducting Wire

Masahiko NAKADE, Hideo ISHII, Takuji FUJIOKA,* Tsukushi HARA

Power Engineering R&D Center, Tokyo Electric Power Company, 4-1 Egasaki-cho, Tsurumi-ku, Yokohama 230
* Department of Engineering Systems, the Japan Research Institute, Ltd., 1-33-8 Shinmachi, Nishi-ku, Osaka 550

(Received November 9, 1995)

Synopsis :

The Bean model was introduced to a 3-D simulation code so that the electromagnetic phenomena in superconductors can be analyzed. The AC loss of a cylindrical superconductor which was obtained by the simulation with this code under a forced AC current was compared with the analytical result based on the Bean model. According to the results, the value of AC loss of the simulation coincided with that of the theoretical analysis if the initial electric conductivity was appropriately selected according to the mesh size. The current and magnetic field distribution as well as AC loss of the multi-filamentary superconducting wires were analyzed by the code under an external longitudinal magnetic field. The current distribution profile indicated the existence of current flow, with a density an order of magnitude larger than that of a typical eddy current, which seemed to link the adjacent superconducting filaments. This current component, thereby, gives rise to the AC loss of the silver region in addition to the eddy current. A reasonable agreement was found in terms of AC loss between the simulation and the experiment.

Keywords : computer simulation, AC loss, current distribution, high- T_c superconductor, multi-filamentary wire

1. 序 論

銀シース高温超電導線はフレキシブルな長尺線が製作可能で、電流密度も比較的高いため各種機器への応用が期待されている¹⁾。筆者らは特に液体窒素温度でコンパクト、大容量の電力ケーブルへの応用を目指した研究を行っている²⁾。電力への応用では一般的に交流通電が前提になる。これに伴い超電導体にも交流損失が発生する。この交流損失はケーブルの効率化、小型化などに直接関係し、特に、事故時などのケーブル過負荷運転時にはどの程度の過負荷まで耐えられるかを定める非常に重要なパラメータである。

交流損失の評価は多芯線になると解析が難しくなるため実験で評価することが多かったが、最近計算での評価³⁾が見られるようになった。更に、計算機的能力も上がり、電磁場解析のコードも市販され一般に使用されるようになってきたため、シミュレーションによって超電導線内部の電流分布・磁場分布を求め、交流損失を評価することを検討した。超電導体の電磁現象を定量的に解析するために市販の3次元電磁場解析コード JMAG (日本総合研究所製) にビーンモデルを導入した。このコードの検証を解析解との比較で行った後、61芯マルチフィラメント構造の銀シース線の解析を行い、電流分布、磁場分布を求めその交流損失の

値を実験値と比較した。

2. ビーンモデルの導入と解析解との比較

まず、3次元電磁場解析コードへのビーンモデルの導入について述べ、その後、円柱超電導体の交流損失をシミュレーションで解いたものと、ビーンモデルより解析的に解いたものを比較する。

2.1 ビーンモデルの導入

3次元電磁場解析コード JMAG に、超電導体特徴的な電流分布を扱えるようにビーンモデルを導入した。簡単にシミュレーションの概略を述べる。

まず、マックスウェル方程式で $A-\phi$ 法を導入し、以下の書き換えを行う。

$$\vec{B} = \text{rot } \vec{A} \quad (1)$$

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \text{grad } \phi \quad (2)$$

これによりファラデーの法則、及び磁化保存の法則は自動的に満足される。ここで扱う商用周波数程度の低周波数では変位電流は無視できるため、磁場と電場の変数分離ができて磁場の方程式は、

$$\sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \text{rot} \left(\frac{1}{\mu_0} \text{rot } \vec{A} \right) = \vec{J}_0 - \sigma \cdot \text{grad } \phi + \text{rot } \vec{M} \quad (3)$$

となる。ここで σ は電気伝導率、 $\vec{M}$ は常電導体の磁化である。 $\vec{J}_0$ は外部から制御される常電導コイル等の既知の入力電流密度をアンペールの法則において以下のように分離して記述した項を表す。

$$\vec{J} = \vec{J}_0 + \sigma \vec{E} \quad (4)$$

(4) 式の右辺第2項は渦電流密度を表す。数値解析では電流保存則は自明でないため、電流に関する連続の式、

$$\text{div } \sigma \left(-\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \text{grad } \phi \right) = 0 \quad (5)$$

を併用する。これらを時間的、空間的に離散化し、有限要素法で解く。

超電導体の混合状態を扱うために、このような3次元電磁場コードに超電導体の電流密度は臨界電流密度に拘束されるとするビーンモデルを導入する。

$$|\vec{J}| = J_c = \text{const (Bean Model)} \quad (6)$$

通常の導体の場合、交流では表皮効果により電流は導体外部に偏った分布をする。この性質を利用し電流密度に上記の拘束をかけるために以下の式を導入する^{4,5)}。

$$\vec{J}_n = \sigma_n \vec{E}_n \quad (7)$$

$$\sigma_{n+1} = (J_c / J_n) \sigma_n \quad \sigma_1 = \sigma_{\text{initial}} \quad (8)$$

(a) Mesh size 0.2 mm, 1/90 model

(b) Mesh size 0.1 mm, 1/180 model

Fig. 1 Mesh.

(8) 式の初期電気伝導率 σ_{initial} には、後で述べるようにメッシュサイズに合わせた値を代入する。まず σ_{initial} を使い、(3)、(5) 式を解いて E_1 を計算する。次に(7) 式から J_1 を求め、(8) 式から σ_2 を決定する。この手順を σ が収束するまで繰り返すことにより超電導体の電流密度は J_c に拘束される。 σ_{initial} を小さくしすぎるとこの拘束がかからないため、ある程度大きくとる必要がある。一方、 σ_{initial} を大きくとりすぎると計算機での誤差が大きくなるため、メッシュサイズに合わせた初期電気伝導率をとる必要がある。

2.2 解析解との比較

本コードの妥当性を検証するため、円柱超電導体に 50 Hz 交流電流を通電したときの電流分布、磁場分布、交流損失を求め、ビーンモデルから解析的に求めた交流損失と比較した。

直径 1 cm の円柱超電導体を、Fig. 1 に示すように電流、磁場の対称性よりメッシュ総数を少なくするために断面で角度 4 度、及び角度 2 度で切り出し、それぞれ 0.2 mm、0.1 mm のメッシュを切り、シミュレーションを行った。それぞれモデル全体の 1/90、1/180 に対応している。

超電導体の臨界電流密度 J_c は、 1×10^7 A/m² とした。外部電流は臨界電流 I_c に対し $I/I_c = 0.688$ となる交流電流を与えた。超電導体の初期電気伝導率は、メッシュ幅と 50 Hz での表皮効果深さがほぼ一致する値を中心に何通りか変化させた。計算は時間幅 1.25 ms で、3 周期まで計算した。

Fig. 2, 3 に、メッシュ幅 0.1 mm、初期電気伝導率 $\sigma_{\text{initial}} = 1 \times 10^{11}$ S/m を与えた場合の電流密度分布、磁場分布を時刻 50 ms (外部輸送電流 $I=0$) と、55 ms (外部輸送電流 $I=0.688 I_c$) について示す。それぞれの図で左側が超電導体中心部、右側が円周部である。Fig. 2 は超電導体を側面から、Fig. 3 は軸方向から見たときのものである。Fig. 2 ではほとんどの電流が

Fig. 2 Current distribution (mesh size 0.1 mm, $J_c=1 \times 10^7$ A/m², side view).

Fig. 3 Magnetic field distribution (mesh size 0.1 mm, $J_c=1 \times 10^7$ A/m², top view).

臨界電流密度で拘束され同じ大きさの電流密度ベクトルになっているが、臨界電流密度以下の電流が流れているものもある。これは電流が存在するすべてのメッシュで電流密度を臨界電流密度に等しくすると、ある時間では外部から与えた強制電流の総量と超電導体を流れる内部電流の総量が等しくならず、計算ができなくなる。このため、超電導体内部も臨界電流密度以外の電流密度をとれるようにし、外部強制電流の総量と超電導体内部電流の総量が等しくなり矛盾が起きないようにしているためである。Fig. 2(a)は、外部輸送電流が零の時であるが、上向きの超電導電流の方が多いように見える。これは円柱形状であるため右側の方が円周外形に近づき断面積が増加するため、電流総量は上向き、下向きともちょうど同じになり外部輸送電流に等しい零となる。また、超電導体の中心部に若干電流が存在しているが、これは計算誤差である。かなり小さな値であるためヒステリシス損失に与える影響

はほとんどないと考えられる。電流・磁場ともほぼビーンモデルに従って超電導体の中に入っていることが分かる。

半径 R 、臨界電流密度 J_c の円柱超電導体のヒステリシス損失 P_h はビーンモデルを条件とすると以下のようになる⁶⁾。

$$P_h = \frac{\mu_0 J_c}{\pi} F(\Gamma) \quad (J/\text{体積} \cdot \text{cycle}) \quad (9)$$

$$F(\Gamma) = (\Gamma - \Gamma^2/2) + (1 - \Gamma) \ln(1 - \Gamma),$$

$$\Gamma = I/I_c \quad (10)$$

上記の解析解より求めたヒステリシス損失と、シミュレーションで求めたヒステリシス損失を、Fig. 4, 5にそれぞれのメッシュ幅について電気伝導率の初期値を変えて示す。

図よりメッシュ幅が 0.2 mm の時は電気伝導率の初期値を 3×10^{10} S/m、メッシュ幅が 0.1 mm の時は 1×10^{11} S/m とすると解析解とよく一致することが分

Fig. 4 AC loss characteristics of 0.2 mm mesh for various initial electric conductivities.

かる。これより、電気伝導率の初期値はメッシュ幅に合わせて選べば解析解より求めたヒステリシス損失と良い一致をすることが分かる。以上より、本シミュレーションコードは十分ピーンモデルを再現できることが分かった。

3. 61芯多芯線の解析と実験値との比較

3.1 解析方法と結果

Fig. 6 に解析及び、実験で使った61芯の多芯ビスマス系銀シース超電導線の断面写真を示す⁷⁾。臨界電流密度として直流4端子法 ($1 \mu\text{V}/\text{cm}$ 定義) で測定した値 $3 \times 10^8 \text{ A}/\text{m}^2$ を使用した。これを Fig. 7 に示すような1/4モデルとし、各フィラメントを同一断面積を持つ直方体で近似した。銀シース部分の外形、及び、フィラメント形状、相対位置は極力実際の線を模倣している。このモデルを、3,360の要素に分割し、線方向に交流 50 Hz 外部縦磁場をかけたときの電流分布、磁場分布、損失密度などを求めた。外部磁場のピーク値として30, 40, 50, 100, 250, 1,000, 3,000 Oe について計算した。

Fig. 8 に外部磁場が 40 Oe のときの超電導部と銀シース部での電流密度分布、損失密度分布を 50 ms

Fig. 5 AC loss characteristics of 0.1 mm mesh for various initial electric conductivities.

Fig. 6 Cross-section of the silver-sheathed superconducting multi-filamentary wire (61 filaments).

Fig. 7 Cross-section of the wire and filaments which was modeled on the actual one shown in Fig. 6 (a quarter of the whole wire).

(外部磁場零) と 55 ms (外部磁場 40 Oe) の時刻について示す。Fig. 8(e) より超電導線の右側上方の超電導フィラメント間の銀部分に損失密度の高い領域があることが分かり (図中で白く見える部分)、フィラメント間を渡って銀部を流れる電流成分の存在を示唆する。40 Oe の時の銀部の損失は全体の 21.5% で、これは、損失が全部銀の渦電流から発生しているとして以下の式より計算した値の約 2 倍である。

Fig. 8 Current and loss density distribution at 40 Oe external AC magnetic field: (a), (b) current density distribution in superconducting filaments at 50 and 55 ms, respectively; (c), (d) current density distribution in silver-sheathed region at 50 and 55 ms, respectively; (e), (f) loss density at 50 and 55 ms, respectively.

Fig. 9 AC loss as a function of peak value of the field obtained by the simulation.

$$W_{ed} = \frac{\pi^2 f B_0^2 t^2}{6\rho} (w't') \quad (11)$$

従って、超電導フィラメントの結合による損失が銀の渦電流損失と同程度の寄与を持つと考えられる。ここ

Fig. 10 AC loss as a function of the peak value of the external field obtained by the experiment, together with the results of the simulation shown in Fig. 9.

で f は周波数, B_0 は印加磁界のピーク値, w' と t' は銀テープの幅と厚さ, ρ は液体窒素温度における銀の抵抗率 $3 \times 10^{-9} \Omega \text{m}$ である。

Fig. 9 に各外部磁界での超電導部, 銀部, 全体の損失を示す。解析した高温超電導銀シース線の中心到達磁場は, 超電導フィラメントの厚さが平均で約 $20 \mu\text{m}$

であり、これと臨界電流密度から約38 Gaussと計算できる。図ではほぼ38 Gauss付近でヒステリシス損失の磁場に対する依存性が変化しているように見える。中心到達磁場以下ではヒステリシス損失は磁場の約3乗に比例し、それ以上では1乗に比例している。銀の損失はほぼ外部磁場の2乗に比例しており、従って外部磁場が大きくなると銀部での渦電流損失が支配的になるが、中心到達磁場前後ではヒステリシス損失が支配的になることが分かる。

3.2 実験値との比較

Fig. 10 に解析を行った多芯線の交流損失を10~500 Hz 外部交流磁場下で測定した実験値⁸⁾と、3.1 で述べた解析値を示す。外部磁場が大ききところでは解析値が実験値より大きくなるが、ほぼ良い一致を示している。ビスマス系銀シース線については、500 Oe 以上の磁場中では臨界電流密度の低下が顕著になることが報告されている⁷⁾。このため、ヒステリシス損失が臨界電流密度に比例して増大する中心到達磁場以上では、磁場による臨界電流密度低下の効果を考慮していないシミュレーションの結果の方が大きい損失を与えると考えられ、Fig. 10 の結果を理解することができる。

4. 結 論

3次元電磁場解析コードに超電導体を扱えるようビンモデルを導入したコードの開発を行った。その結果、電流分布、磁場分布、交流損失ともビンモデルの結果を再現できるコードの開発ができた。このコードを使用し、外部交流縦磁場下での61芯多芯銀シース超電導線の解析を行い、フィラメント間に結合電流が流れること、このため、銀部で渦電流による損失に

加え、結合電流による損失が発生していることを明らかにした。また、解析により求めた交流損失の値はほぼ実験値と等しく本コードの妥当性が検証できた。

多芯超電導線を提供していただいた住友電気工業株の佐藤謙一氏に謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) K. Sato, N. Shibuta, H. Mukai, T. Hikata, M. Ueyama, T. Kato and J. Fujikami: *Cryogenics* **33** (1993) 243
- 2) T. Hara, K. Okaniwa, S. Tanaka and N. Ichiyaniagi: *IEEE Trans. Power Deliv.* **7** (1992) 1745
- 3) 松井正勝, 福永哲也, 太田昭夫, 祐谷重徳, 平岡 誠: 1995 年度春季低温工学予稿集 D3-21, 22 (1995)
- 4) H. Hashizume, T. Kurusu and S. Toda: *Int. J. Appl. Elec. Magn. Mater.* **3** (1992) 205
- 5) T. Fujioka, M. Nakade and H. Ishii: Submitted to *Proc. COMPMAG Conf. Record* (1995) 234
- 6) W. J. Carr, Jr: *AC Losses and Macroscopic Theory of Superconductors*, Gordon and Breach, New York (1983) 70
- 7) H. Mukai, K. Ohkura, N. Shibuta, T. Hikata, M. Ueyama, J. Fujikami, K. Muranaka and K. Sato: *Advanced in Superconductivity, V*, Springer-Verlag, Tokyo (1993) 679
- 8) 石井英雄, 原 築志, 平野聖一, 藤上 純, 渋谷信広, 佐藤謙一: 1994 年度秋季低温工学予稿集 C-22 (1994)