

# Ag/Bi-2223 酸化物超電導テープの交流損失特性

田 中 光 雄\*・横 川 弘 樹\*\*

## AC Loss Characteristics of Bi-2223 Silver-Sheathed Oxide Superconducting Tape

Mitsuo Tanaka and Hiroki Yokokawa

AC losses of non-inductively wound Bi-2223 Ag-sheathed superconducting tape have been investigated by means of ac-transport current and ac-magnetization techniques. AC losses were measured by two methods, usual electrical 4-probe method and calorimetric method or liquid nitrogen evaporation measurement method.

It was shown that ac losses increased proportionally to the approximate square of ac magnetic field and increased proportionally to frequency. So, it is suggested that magnetic hysteresis loss of superconducting filaments is dominant and eddy current loss in silver-sheath is negligible small even at high frequency of 1kHz.

### 1. 序論

高温酸化物超電導体が発見されて 16 年余が経過し、その超電導特性も向上したことにより、工学的な応用にも大きな期待が寄せられるようになってきた。高温超電導に関する研究開発は着実に発展し、さまざまな工学分野においてこれを応用する試みがなされている。特に、銀シース Bi 系 2223 相、すなわち  $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  高温超電導テープ線材は、液体窒素温度(77.3K)で比較的高い臨界電流密度  $J_c$  を有し、フレキシブルで均一な km オーダーの長尺線を製作できることから、電力ケーブルなどの電力機器をはじめ種々の応用が期待されている。

われわれはこれまで、代表的な高温酸化物超電導体である Ag/Bi-2223 テープ線材を用いて、直流通電時における、臨界電流の温度依存性、臨界電流の磁界依存性<sup>1,2)</sup>について報告してきたが、一般に、電力システムは多くの場合交流で用いられるため、材料の物理的な性質として交流損失が重要なパラメータとなる。したがって、交流損失の低減を図ることは、電力ケーブルなどの応用が実現可能であるかを直接決定づける、重要な課題である。

超電導体の交流損失は、これまで金属系超電導体で詳細に研究されており<sup>3)</sup>、混合状態での交流損失は、ピンニングによるヒステリシス損失として理解され、Bean の臨界状態モデル<sup>4)</sup>および

\* 電気電子工学科 \*\* 電気工学専攻大学院生

臨界電流密度の磁界依存性を考慮して、拡張された臨界状態モデル<sup>6)</sup>で定量的に説明されることが明らかとなっている。高温酸化物超電導体においても、これらの定性的な性質は同一と考えられ、これまでにY系バルク試料などを用いた研究は、臨界状態モデルをベースにした議論によって実験結果の解釈が与えられている<sup>6)</sup>。

銀シース線は、金属系超電導線と類似して常電導金属と超電導材料の複合線であり、超電導体部分によるヒステリシス損失に加えて、常電導金属に誘導される渦電流損失や多芯構造に伴う結合損失が交流損失に寄与する<sup>3)</sup>ことが予想される。近年、Bi系銀シース線材の交流損失も活発に研究されており、低磁界下では超電導コアのヒステリシス損失が主であり、高磁界下では銀の渦電流損失が支配的になるとの報告がある<sup>7)</sup>。しかし、周波数をパラメータにとった報告は以外に少なく、周波数を大幅に変化させた時の交流損失特性については、世界的にも報告例が少ないのが現状である。

本報ではAg/Bi-2223 酸化物超電導線材を実験試料として用い、交流損失測定的第一段階として、交流損失の理論解析を行った後、各測定法による実験結果と比較・検討を行ったので報告したい。

## 2. 交流損失の理論計算

### 2. 1 ヒステリシス損失

第2種超電導体の商用周波数付近での交流損失は磁化の履歴に基くヒステリシス損であることは早くから知られ、種々の実験でも損失が周波数に比例していることからこの考えが裏づけられている(渦電流損の場合は周波数の2乗に比例する)。

実用的な第2種超電導体では、不均質点での磁束量子線のピン

止め作用によって、磁化曲線は履歴を持つため、交番的な磁界または電流が印加された場合には、1サイクル当りの磁化曲線で囲まれた面積を計算することにより、ヒステリシス損を求めることができる。

ここでは、ピン止め力によって生ずるヒステリシス損を、超電導平板のモデルを使って説明する。厚さ $2w$ の超電導平板に面に平行な交流磁界を印加したとすると、今 $B_t$ を交流磁界の超電導平板表面での大きさとし、 $B_0$ をピーク値とする。ここでは、臨界電流密度 $J_c$ は磁界によらないという、Bean Modelを仮定することにする。

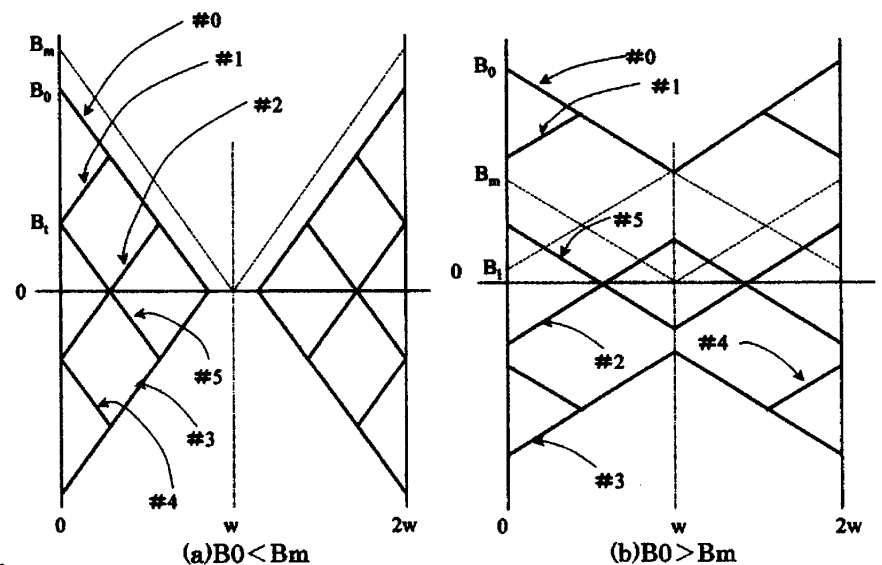


Fig.1 超電導無限平板の磁束分布

Fig.1 は、交流磁界が印加され定常になった時の磁界分布の変化を示したものである。磁界分布は Fig.1(a)のように  $B_0$  の値が比較的低く、磁界が超電導平板の中心に到達していない場合と、Fig.1(b)のように  $B_0$  が、中心到達磁界  $B_m$  よりも大きくなる場合とがあり、この2種類のケースについて解析を進める。

交流磁界が最大になった時の磁界分布は #0 で示される。この時を起点とし、交流磁界  $B_t$  が  $B_0 \rightarrow 0 \rightarrow -B_0 \rightarrow 0 \rightarrow B_0$  と 1 サイクル変化した場合、内部磁界分布は #0  $\rightarrow$  #1  $\rightarrow$  #2  $\rightarrow$  #3  $\rightarrow$  #4  $\rightarrow$  #5 のように変化していく。これら各瞬間の超電導平板内部の平均磁束密度は次のようになる。

### (1) $B_0 < B_m$ の時

$0 < B_t < B_0$  ( $B_0 \rightarrow 0$ ) の場合

$$\bar{B}_1 = \frac{1}{2\alpha w} \left\{ 2 \left( \frac{B_0 + B_t}{2} \right)^2 - B_t^2 \right\} \dots (1)$$

$-B_0 < B_t < 0$  ( $0 \rightarrow -B_0$ ) の場合

$$\bar{B}_2 = \frac{1}{2\alpha w} \left\{ 2 \left( \frac{B_0 + B_t}{2} \right)^2 - B_t^2 \right\} \dots (2)$$

$-B_0 < B_t < 0$  ( $-B_0 \rightarrow 0$ ) の場合

$$\bar{B}_3 = -\frac{1}{2\alpha w} \left\{ 2 \left( \frac{B_0 - B_t}{2} \right)^2 - B_t^2 \right\} \dots (3)$$

$0 < B_t < B_0$  ( $0 \rightarrow B_0$ ) の場合

$$\bar{B}_4 = -\frac{1}{2\alpha w} \left\{ 2 \left( \frac{B_0 - B_t}{2} \right)^2 - B_t^2 \right\} \dots (4)$$

以上の平均磁束密度を図示すれば、Fig.2 のようなループを描く。このループの面積から交流磁界 1 サイクル当りの損失が求められるが、単位体積当りの損失で表すと

$$\begin{aligned} \frac{P_h}{f} &= \frac{2}{\mu_0} \int_0^{B_0} (\bar{B}_1 - \bar{B}_4) dB_t \\ &= \frac{1}{\mu_0 \alpha w} \int_0^{B_0} \left\{ 2 \left( \frac{B_0 + B_t}{2} \right)^2 + 2 \left( \frac{B_0 - B_t}{2} \right)^2 - 2B_t^2 \right\} dB_t \\ &= \frac{2}{3\mu_0 \alpha w} B_0^3 \left[ J/m^3 \cdot cycle \right] \dots (5) \end{aligned}$$

となる。ここに  $\alpha = \mu_0 J_c$  だから、1m 当りの超電導フ

ィラメントの体積を  $V$  として、単位メートル当りの損失に換算すると

$$\frac{P_h}{f} = \frac{2B_0^3 V}{3\mu_0^2 J_c w} = \frac{2B_0^3 V}{3\mu_0 B_m} = 0.127 \frac{B_0^3}{B_m} \left[ J/m \cdot cycle \right] \dots (6)$$

となり交流損失は、磁界振幅の3乗に比例することが判る。ここで中心到達磁界  $B_m$  は

$$B_m = \mu_0 J_c w \dots (7)$$

で求められ、実験に用いた試料のフィラメント部断面積を  $0.24 \text{ mm}^2$  とすると、臨界電流密度は  $J_c = 7.08 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ 、フィラメント部の厚さは  $2w = 20 \mu \text{ m}$  としている。

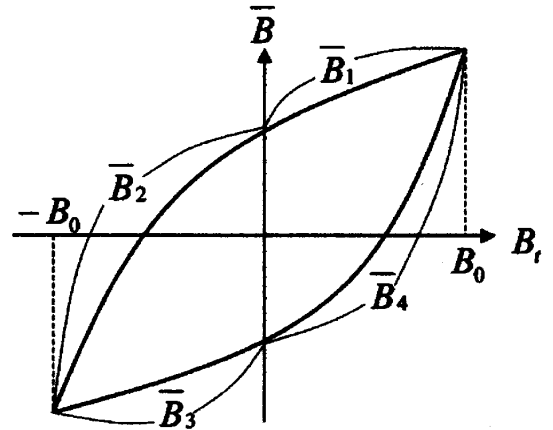


Fig. 2 交番磁界による内部平均磁界密度のヒステリシスループ ( $B_0 < B_m$ )

(2)  $B_0 > B_m$  の時

 $B_l < B_l < B_0$  ( $B_0 \rightarrow B_l$ ) の場合

 $-B_0 < B_l < B_l$  ( $B_l \rightarrow -B_0$ ) の場合

$$\bar{B}_1 = \frac{1}{2\alpha w} \left\{ 2 \left( \frac{B_0 + B_l}{2} \right)^2 - B_l^2 - (B_0 - \alpha w)^2 \right\} \dots (8)$$

$$\bar{B}_2 = \frac{1}{2\alpha w} \left\{ (B_l + \alpha w)^2 - B_l^2 \right\} \dots (9)$$

 $-B_0 < B_l < -B_l$  ( $-B_0 \rightarrow -B_l$ ) の場合

 $-B_l < B_l < B_0$  ( $-B_l \rightarrow B_0$ ) の場合

$$\bar{B}_3 = -\frac{1}{2\alpha w} \left\{ 2 \left( \frac{B_0 + B_l}{2} \right)^2 - B_l^2 - (B_0 + \alpha w)^2 \right\} \dots (10)$$

$$\bar{B}_4 = -\frac{1}{2\alpha w} \left\{ (B_l - \alpha w)^2 - B_l^2 \right\} \dots (11)$$

以上の平均磁束密度を図示すれば、Fig.3 のようなループを描く。交流磁界 1 サイクル、単位体積当りの損失は

$$\begin{aligned} \frac{P_h}{f} &= \frac{2}{\mu_0} \left\{ \int_{B_l}^{B_0} (\bar{B}_1 - \bar{B}_4) dB_l + \int_0^{B_l} (\bar{B}_2 - \bar{B}_4) dB_l \right\} \\ &= \frac{2}{3\mu_0} (3\alpha w B_0 - 2\alpha^2 w^2) \left[ J/m^3 \cdot cycle \right] \dots (12) \end{aligned}$$

これを単位メートル当りの交流損失に換算すると

$$\begin{aligned} \frac{P_h}{f} &= \frac{2V}{3\mu_0} (3\alpha w B_0 - 2\alpha^2 w^2) \\ &= 0.127(3B_m B_0 - 2B_m^2) \left[ J/m \cdot cycle \right] \dots (13) \end{aligned}$$

となり交流損失は、 $B_0$  が中心到達磁界  $B_m$  より十分大きいところでは、 $B_0$  の 1 乗に比例することが判る。

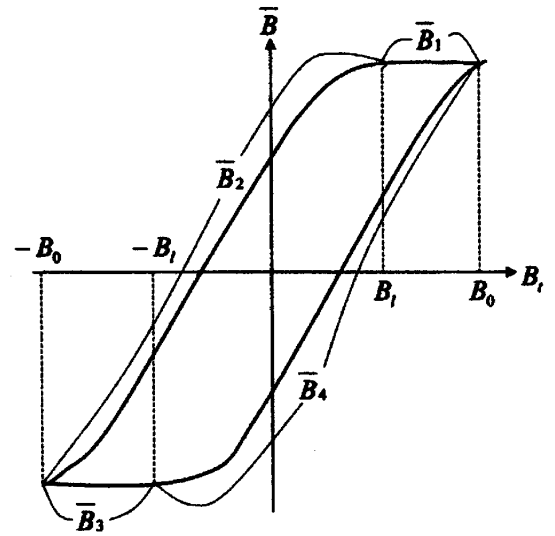


Fig.3 交番磁界による内部平均磁界密度のヒステリシスループ ( $B_0 > B_m$ )

## 2. 2 渦電流損失

一般的に、単位体積当りの渦電流損失は

$$P_{ed} = \sigma_e \sigma (t f B_0)^2 \left[ W/m^3 \right] \dots (14)$$

と表される。ここで、 $t$ は導体板の厚さ、 $B_0$ は印加磁界のピーク値、 $\sigma_e$ は比例定数で、物質や磁束波形によって定まる定数であり、一様に磁化された磁性体の場合、この理論値は  $\pi^2/6$  とされている。この式を単位メートル当りの損失に換算すると

$$P_{ed} = \frac{\pi^2 f^2 B_0^2 t^2}{6\rho} (w' t) \left[ W/m \right] \dots (15)$$

で表される。ここに、 $\rho$ は液体窒素温度における銀の抵抗率で、 $3 \times 10^{-9} \Omega \cdot m$ 、 $w'$ は銀テープの幅(3.77mm)である。

### 3. 実験方法

実験試料は、前回同様 Ag/Bi-2223 テープ線材を用いて行った。試料テープ 8m 強を Fig. 4 に示すように紙ベーク巻枠に無誘導 4 層に巻きつけ、両端は電流リード線を接続し、又端部付近に電圧リード線を取り付けた。電圧端子間は正確に 8m である。実験は液体窒素中で行った。

各測定法の手順は次の通りである。

#### 3. 1 通電法による交流損失測定

試料には、5, 10, 20, 60, 100, 200, 600, 1000 Hz の正弦波交流電流を印加した。また、交流電源の仕様上、数 A までしか電流が流せなかったため、60Hz の時には 20A 付近まで通電可能なスライダックを用いた商用電源による実験も追加して行った。測定は電氣的測定法と Calorimetric 法の 2 種類で行った。

電氣的測定法は、コイル両端の端子間電圧を検出し、印加電流と積算して損失量を求めた。コイルには  $2\mu\text{H}$  程度の自己インダクタンスが存在したが、端子間電圧への影響が一番大きいと考えられる 1kHz の場合でも、検出される電圧にはほぼ影響されない無視できる範囲のものであった。

この電氣的測定法が正しいものであるかを確かめるため、60Hz の時については Calorimetric 法も平行して行った。Calorimetric 法では、カロリメータから蒸発してくるガスを湿式ガスメータで読み取り、あらかじめ測定しておいたヒータ線での消費電力による蒸発量との換算を行い、損失を測定した。しかし、試料が全く発熱していない時にも、リード線からの侵入熱や室温からの輻射熱などによる自然蒸発があるので、このバックグラウンドの蒸発量との差により交流損失を求めた。

#### 3. 2 磁化法による交流損失測定

磁化法ではカロリメータ外側に、試料コイルと同軸上に配置された銅コイルによって正弦波交流磁界を試料に印加し、磁界、周波数を変化させ Calorimetric 法により交流損失を測定した。印加交流磁界は、ホール素子によって測定した。なお、試料コイル両端は開放されている。

### 4. 実験結果及び考察

#### 4. 1 通電法

##### (1) 通電電流依存性

Fig. 5 は試料線に交流電流を印加した時の交流損失測定結果である。横軸には電流によって試料

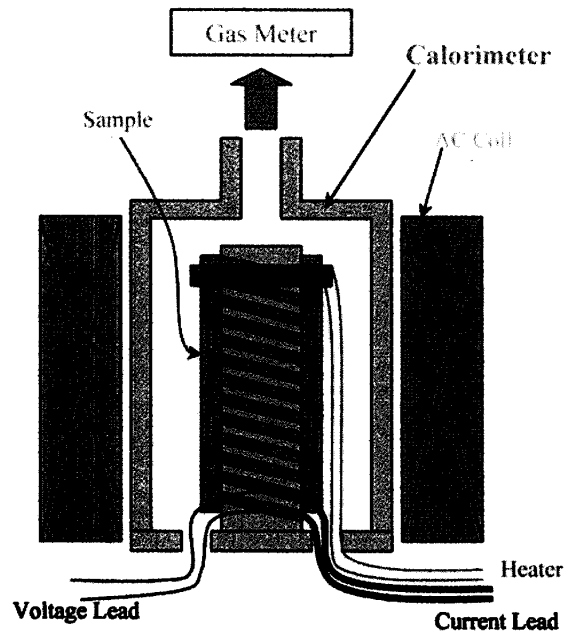


Fig.4 実験概要図

線の表面に作られる磁界のピーク値を、縦軸には試料単位メートル当りの損失をとっている。また、測定結果と理論値の比較をするため、(15) 式より得られる渦電流損の計算値 (60Hz, 1kHz)、及び Bean Model による計算値 (60Hz, 1kHz) も同時に示した。

ここで、Bean Model による理論値は中心到達磁界  $B_a$  によって曲線が変化してくるが、式 (7) より  $B_a=0.89\text{mT}$  としている。なお、5Hz～20Hz についてのデータは、検出される端子間電圧が小さく、精度が悪いと判断したため、今回は採用しなかった。

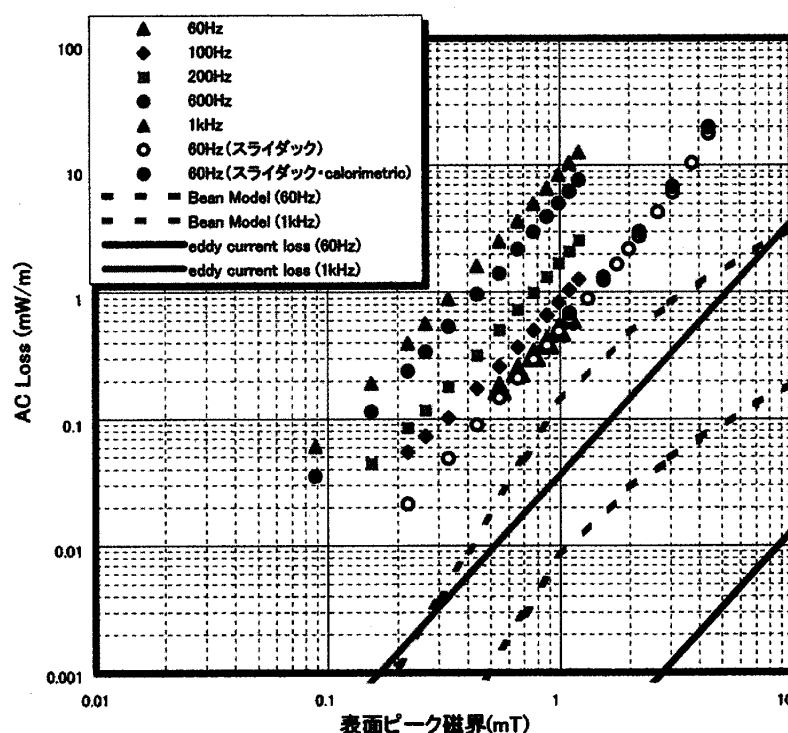


Fig.5 通電法による交流損失の電流振幅依存性

60Hz における交流損失は、Calorimetric 法による測定も行っているが、電気的測定法によるものとの一致は極めて良い。わずかに Calorimetric 法は、電気的測定法による結果の上の数値をとっているが、これは無誘導巻を形成するために行った、試料線中心部分でのハンダ付け、及び試料線—電流リードの接続抵抗部分から起こる発熱が、交流損失に重畳されたものと考えられる。したがって、簡易的な測定法である電気的測定法で、Calorimetric 法と同等の精度の交流損失測定ができることがわかった。また、60Hz の臨界電流 17A 付近 (3mT 付近) から交流損失が磁界の 2 乗から 3 乗に向かう傾向があるが、これはコイルの通電電流が臨界電流を越えてしまい、常電導抵抗が発生したためだと考えられる。

次に測定値と Bean Model による理論値とでは、かなりの大きな差異が生じていることがわかる。測定結果は理論値のような磁界の 3 乗比例から 1 乗比例に転移するような傾向は認められず、磁界の広い範囲を通してほぼ磁界の 2 乗比例となっていることがわかる。このような理論値との大きな差異は、試料線材ターン間が密集してしまったため、試料線材同士の近接効果により、交流損失が大きくなってしまったものと考えられる。

渦電流損は磁界の 2 乗に比例し、今回の実験結果と比べると、3～4 桁ほど小さな損失であることがわかる。また、ここで計算された渦電流損は銀のみのテープ線材で計算されているが、実際の線材は超電導フィラメントとの複合線材であるため、さらに損失は小さいものと考えられる。このことから、多芯線はこのような磁界の領域では、渦電流損はほぼ無視できる範囲であることがわかる。

## (2) 周波数依存性

Fig. 6 に通電法による交流損失の周波数依存性を示す。図からもわかるように、交流損失は周波数のほぼ 1 乗に比例し増加しているのがわかる。このことは先にも述べたように、渦電流損がこのような磁界領域では極めて小さいため、ヒステリシス損が支配的であるためと考えられる。

## 4. 2 磁化法による交流損失測定

### (1) 磁界振幅依存性

Fig. 7 は試料コイルに正弦波交流磁界を印加した時の交流損失測定結果である。横軸には銅コイルによりコイルに印加される磁界のピーク値を、縦軸には試料単位メートル当りの損失をとっている。又通電法同様、測定結果と理論値の比較を行うため、渦電流損の計算値、及び Bean Model による理論値も同時に示した。

図からもわかるように、ここでも渦電流損は実験結果に比べかなり小さな損失となり、このような磁界領域では、渦電流損はほぼ無視できる範囲であることがわかる。

磁化法でも、交流損失の実験結果は、理論から予想されるような磁界の 3 乗から 1 乗比例に転移する傾向は認められず、Bean Model による理論値とも大きな差異が生じていることがわかる。

また、低周波から高周波になるにつれ、磁界依存性の指数が 1 乗比例向かう傾向が見られる。これは、Bean Model の  $B_0 \gg B_m$  の領域での磁界依存性の傾向（磁界の 1 乗比例）と良く一致しているが、理論と実験の定量的な比較では 20 倍ほどの違いが見られた。

### (2) 周波数依存性

Fig. 8 に、磁化法による交流損失の周波数依存性を示す。交流損失は周波数の 1~1.2 乗に比例

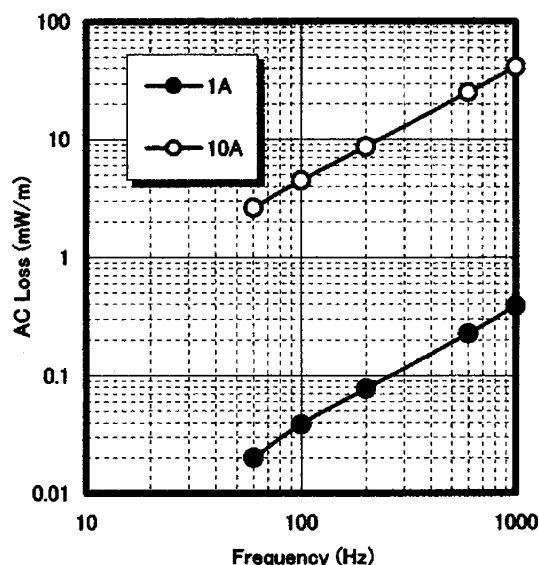


Fig.6 通電法による交流損失の周波数依存性

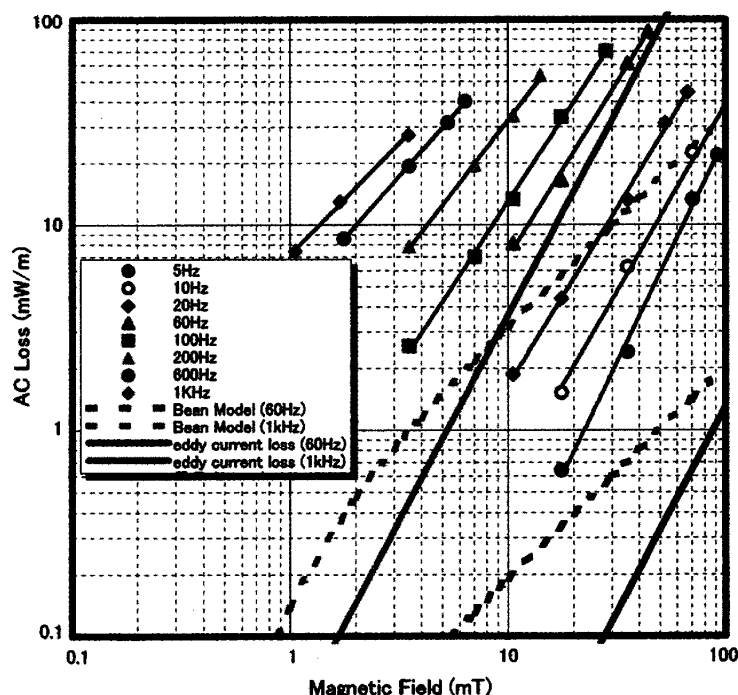


Fig.7 磁化法による交流損失の磁界振幅依存性

しており、ヒステリシス損が支配的であることが考えられる。一般的に交流損失は、低周波ではヒステリシス損が、高周波では渦電流損が主要因になると考えられるため、その指数は1乗から2乗比例に変化するはずであるが、そのような予想に反した実験結果となった。

## 5. むすび

Ag/Bi-2223 酸化物超電導線材を実験試料として用い、交流損失の理論解析を行った後、各測定法による実験結果と比較・検討を行った。

電氣的測定法によるものと、Calorimetric 法による測定の一致は極めて良く、簡易的な測定法である電氣的測定法で、Calorimetric 法同等の精度の交流損失測定ができることがわかった。また通電法、磁化法ともに Bean Model に基づく、周波数の1乗に比例するヒステリシス損を確認することができたが、定量的に大きな差異（約40倍）が生じたことから必ずしも Bean Model では説明できない別の要因が含まれる可能性がある。

近年、short sample における交流損失測定は、多くの報告がありその測定精度も向上してきているが、コイル形状における報告例は意外に少ない。例えば、Bi系2212超電導材料を用いた場合、Bean Model による理論値と実験結果とでは、1000倍もの大きな差異が生じたとの報告がある<sup>8)</sup>。さらに、周波数を数十Hz変化させた程度の報告がほとんどであり、今回のような1kHzまでパラメータをとった研究は少なく、研究内容としては意味のあるものと考えている。基本的にこのような方法で交流損失を評価することは十分可能であることがわかったので、今後は、線材内部での結合損失なども考慮し、評価を行うとともに測定系についても検討を試み、交流損失のメカニズムを解明したい。

## 参考文献

- 1) 田中光雄：福井工業大学研究紀要 第31号 (2001) p77
- 2) 田中光雄，横川弘樹：福井工業大学研究紀要 第32号 (2002) p51
- 3) M.N.Wilson：Superconducting Magnets, Clarendon Press, Oxford (1983)
- 4) C.P.Bean：Phys.Rev.Lett.8(1962)250：Rev.Mod.Phys.36(1964)31
- 5) A.M.Campbell and J.E.Evetts：Adv.Phys.21(1972)199
- 6) H.Ishii, S.Hirano, T.Hara and T.Yamamoto：IEEE Trans.Appl. Supercond.3(1993)1417
- 7) A.Oota, T.Fukunaga, T.Abe, S.Yuhya and M.Hiraoka：Appl.Phys.66(1995)1551
- 8) 岡野真ら：電子技術総合研究所彙報 第62巻 (1998) No.4

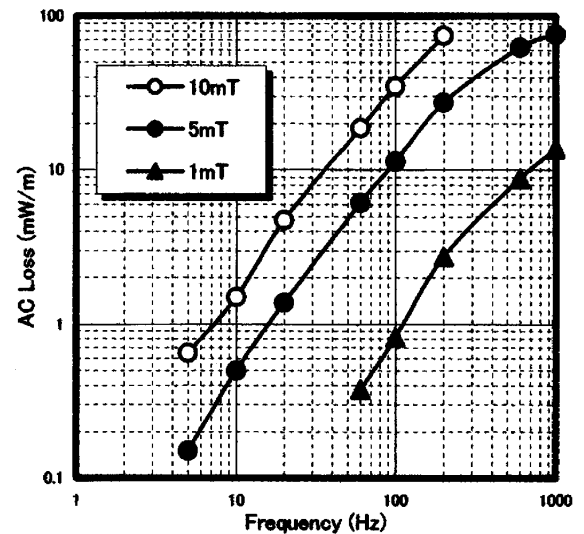


Fig.8 磁化法による交流損失の周波数依存性

(平成14年12月10日受理)