Bi系バルク超電導体における 交流通電時の交流損失

岩熊 成卓, 川浪 精一, 和久田 毅, 式町 浩二
木稻 博之, 船木 和夫*, 竹尾 正勝*, 山藤 馨
田中 靖三**, 三村 正直**, 植田 和雄***, 樋上 久彰****

九州大学工学部電子工学科 福岡市東区箱崎 6-10-1

* 九州大学工学部附属超伝導科学研究センター 福岡市東区箱崎 6-10-1

** 古河電気工業株式会社研究開発本部日光研究所超電導応用研究部 日光市清滝町 500

*** 株式会社富士電機総合研究所 横須賀市長坂 2-2-1

**** 富士電機株式会社エネルギー事業本部原子力事業部原子力技術部 川崎市川崎区田辺新田 1-1

(1993年10月21日受理)

AC Loss in a Superconducting Bi-Sr-Ca-Cu-O Bulk Sample Carrying AC Transport Current

Masataka IWAKUMA, Seiichi KAWANAMI, Tsuyoshi WAKUDA,
Kouji SHIKIMACHI, Hiroyuki KONOMI, Kazuo FUNAKI,*
Masakatsu TAKEO,* Kaoru YAMAFUJI, Yasuzou TANAKA,**
Masanao MIMURA,** Kazuo UEDA*** and Hisaaki HIUE****

Department of Electronics, Faculty of Engineering, Kyushu University 36, 6-10-1 Hakozaki, Higashi-ku, Fukuoka 812

* Research Institute of Superconductivity, Kyushu University, 6-10-1 Hakozaki, Higashi-ku, Fukuoka 812

** Superconductivity Research Department, Nikko Research Laboratory,

The Furukawa Electric Co., Ltd., 500 Kiyotaki, Nikko 321-14

*** Fuji Electric Corporate Research and Development Ltd., 2-2-1 Nagasaka, Yokosuka 240-01

**** Engineering Department, Nuclear Power Division, Fuji Electric Co., Ltd., 1-1 Tanabeshinden, Kawasaki-ku, Kawasaki 210

(Received October 21, 1993)

Synopsis :

It is shown that the observed value of the AC loss of a cylindrical BSCCO bulk superconductor with the diameter of 9.6 mm, carrying the AC transport current with the frequency of 60 Hz, deviates noticeably from the theoretical values estimated from the critical state model. It is clarified that this deviation results from the fact that the internal distribution of flux density, $B(r)$, is quite different from that predicted by the critical state model, when the AC transport current with the frequency, f , of 60 Hz is applied to the sample with a large diameter, R , and with a low n -value. This conclusion is based on the numerically simulated results of $B(r)$ obtained by solving the Maxwell equations using the observed $J_c = J_c(B)$ and $E(J) = E(0)(J/J_c)^n$ characteristics for the DC electric field, E , the DC transport current density, J , and the DC critical current density, J_c , determined by the criterion of $0.1 \mu\text{V}/\text{cm}$. Finally, a general numerical chart of the AC loss against fR^2J_c is presented for the various n -values, for the convenience of the design of the high- T_c current leads.

Keywords : AC loss, transport current, critical current, high T_c , oxide superconductor

1. はじめに

Bi 系超電導体は臨界温度が高いことから、将来発電機や変圧器等電力機器への応用が期待されている。しかしながら、現状では高温領域での臨界電流特性の低下が著しいために、まずはその低熱伝導率に着目して液体ヘリウム温度で動作するコイルの電流リードとしての開発が進められている^{1,2)}。

Bi 系バルク超電導体を用いた交流用電流リードの開発には、Bi 系バルク材の熱特性とともに交流電特性および通電時の交流損失特性をまず明らかにしなければならない。従来、バルク超電導体に交流磁界および交流電流を印加した場合の電磁界と交流損失解析は、ピン力すなわち臨界電流密度 J_c の磁界 B 依存性に種々のモデル³⁻⁷⁾ (以下ピンカモデルと称する) を導入して議論されてきた⁸⁻¹²⁾。最も詳細で汎用的なものとして、巨視的には一様な微細構造の無限平板に対して入江・山藤が Irie-Yamafuji モデルを提唱して計算したもの³⁾、円柱導体に対しては松下らが Irie-Yamafuji モデルに基づいて磁界印加と電流印加の場合の相違を明確にして計算したもの¹²⁾が挙げられる。しかし、従来行われた議論はいずれも準静的状況を仮定した、すなわち狭義の臨界状態モデル¹³⁾が成立する状況下のものであり、ダイナミックな状況下での考察はなされていない。

液体窒素温度領域で動作する Bi 系バルク超電導体は磁気的不安定条件が緩やかなために断面寸法すなわち電流量を大きくできる。また、通電電流一定の条件下では、試料を円柱形状とした場合、直径が大きいほど交流損失は小さくなり損失面でも得をする¹²⁾。しかし、断面寸法の大きなバルク材に商用周波の電流を印加した場合には磁束侵入に伴う電界が大きくなり、 n 値が小さな場合には臨界電流密度 J_c 以上の密度で電流が流れることもあるであろう。また、従来材料に適用されたピンカモデルおよび交流損失の表式が J_c の異方性や粒内、粒間での J_c の相違が存在する Bi 系バルク超電導体に適用できるかも十分には検討されていない。

そこで本研究では、まず Bi 系バルク超電導体に 60 Hz 交流電流を通電した際の交流損失を測定し、準静的状況を仮定して導出された従来の理論式と比較した。次に、両者の相違の原因について、微小交流磁界重畳法等補助実験ならびに通電時の電磁界および交流損失の数値解析を行って考察し、Bi 系バルク超電導

Fig.1 (a) V - I and (b) E - J curves. The broken lines represent the approximate expression given by Eq. (1).

体の交流電流に対する応答特性を明らかにした。さらに一般的円柱状超電導体における交流通電時の交流損失の周波数、 n 値依存性についても数値解析により考察した。

2. 試料

試料は以下のように焼結法により作製した $(\text{Bi}_{1-x}\text{Pb}_x)_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 組成のバルク超電導体である¹⁴⁾。まず、原料粉を仮焼結、粉碎の後、100~300 MPa の圧力で冷間静水圧により成形した。これを 820~840°C で熱処理し、その後冷間静水圧と熱処理を数回繰り返した。この反復段階の途中で焼結体を円柱形状に切削し、試料両端に銀箔を電極として巻き付けた。最終仕上がり寸法は直径 9.6 mm、長さ 140 mm、電極を除いた長さは 100 mm である。

3. 実験および数値解析

測定はいずれも液体窒素中で行った。

3.1 臨界電流

臨界電流は外部磁界なしで直流電流を印加して四端子法により測定した。電圧タップ間隔は 70 mm であ

Fig.2 Measuring system of AC loss in the cylindrical superconductor carrying ac transport current. (b) The observed current and voltage waveforms. Current peak is 110 A.

る。Fig. 1 (a) に測定した電圧-電流特性を示す。臨界電流 I_c はクライテリオンを $0.1 \mu\text{V}/\text{cm}$ とすると 145 A であった。これより求められる平均の臨界電流密度 J_{ca} は $2.00 \times 10^6 \text{ A}/\text{m}^2$ である。Fig. 1 (b) は Fig. 1 (a) を電界-電流密度 (以下 E - J) 特性として両対数でプロットしなおしたものである。Fig. 1 (a)(b) における破線は、

$$E = 10^{-5} \left(\frac{J}{J_{ca}} \right)^{26} \quad (1)$$

を示したものである。 E - J 特性は (1) 式により近似でき、 n 値は 26 である。

3.2 交流通電時の交流損失

本研究では測定系統図を Fig. 2(a) に示す磁化測定装置¹⁵⁾を用いて 60 Hz 正弦波電流を通電した場合の交流損失を測定した。装置上磁化測定と異なるのは、本来測定試料への侵入磁束を検出するために配置する試料と非接触のピックアップコイルが臨界電流測定に用いた電圧タップとなっていることだけである。電圧

タップで観測される電圧には試料外部に発生する円周方法の磁界成分による誘導電圧も含まれる。ロゴスケーコイルは磁化測定と同様にこれをキャンセルし精度のよい測定を行うために配置した。キャンセル抵抗は10 k Ω とし、分圧比は電流ピーク時に電圧がほぼ零になるように選定した。交流損失は、電流信号 I と電圧タップ間の電圧信号 V を A/D 変換器を介して平均電流密度 J_a と表面電界 E_s の時系列配列として計算機に取り込み、これらの内積を一周期分時間平均することにより単位体積当たりの損失パワーとして求めた。これは以下に示すように、電圧タップ間の試料表面におけるポインティングベクトル ($-\mathbf{E}_s \times \mathbf{H}_s$) の一周期積分から単位体積当たりの平均損失パワー P を求めたことにほかならない。

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{V(t)}{l} \frac{I(t)}{\pi R^2} dt \quad (2)$$

$$= \frac{1}{T} \int_0^T E_s(t) J_a(t) dt \quad (3)$$

$$= \frac{2\pi R l}{T} \int_0^T E_s(t) \frac{\pi R^2 J_a(t)}{2\pi R} dt \quad (4)$$

$$= \frac{\left(\frac{\text{Surface Area between}}{\text{Potential Tap}} \right) \frac{1}{T} \left| \int_0^T \mathbf{E}_s \times \mathbf{H}_s dt \right|}{\left(\frac{\text{Volume between Potential Tap}}{\text{Potential Tap}} \right)} \quad (5)$$

ここで $\mathbf{H}_s$ は表面磁界、 l は電圧タップ間の距離、 T は周期、 R は試料半径である。

通電電流 110 A (ピーク値) の場合の計算機に取り込んだ電流およびキャンセル後の電圧波形を Fig. 2(b) に示す。表面電界はピークでは 1.33 mV/m と臨界電流 I_c を定義したクライテリオン⁹⁾の100倍以上も大きな値となっている。Fig. 2(b) に示した電圧波形は通電電流ピーク値を I_c 以上でさらに大きくしていくと電流ピーク付近で I_c 測定時と同様大きく上昇するようになる。交流損失はこの上昇成分がほとんど目立たない通電電流 160 A (ピーク値) 以下で測定した。

測定した交流損失の電流ピーク値 I_m 依存性を Fig. 3 に示す。Irie-Yamafuji モデル ($J_c = \alpha B^{\gamma-1}$) に基づく履歴損失の理論値¹²⁾も Fig. 3 にピンパラメータ γ が 0, 0.5, 1 の場合について実験値と比較して示している。Irie-Yamafuji モデル³⁾は $\gamma=1$ とおくと Bean モデル⁴⁾に一致し、この場合の履歴損失の理論値¹²⁾((13)(14) 式に後述)は Hancox⁹⁾により導かれた結果⁹⁾と同じものである。従来材料においては Irie-Yamafuji モデルを用いてピンパラメータ α, γ の最適化を行う

Fig. 3 AC loss versus peak value I_m of the ac current with a frequency of 60 Hz. The solid, broken and chained lines represent the theoretical results¹²⁾ from Irie-Yamafuji model for pin parameter $\gamma=1, 0.5$ and 0 , respectively. The theoretical one for $\gamma=1$ is equal to that from Bean model.⁹⁾ The upper axis represents the peak value of the self-magnetic-field B_s at the surface of sample.

ことにより履歴損失は理論とよく一致する¹⁶⁾。しかし、測定した交流損失の電流値依存性は $\gamma=1$ すなわち Bean モデルに基づく理論曲線に近いものとなっているが、交流損失は全電流振幅において理論値の半分程度である。

3.3 微小交流磁界重畳法による J_c 測定

3.2 節で述べたように、交流電流通電時の交流損失は従来のピンカモデルを用いた理論式とは一致していない。焼結法により作製された酸化物超電導体において誘起される遮蔽電流は、Y 系超電導体でよくみられる¹⁷⁾ように、粒間すなわち試料全体を遮蔽する電流と結晶粒内の遮蔽電流の合成であると考えられる。そこで試料の電磁特性をさらに解明するために以下のような補助実験を行った。

まず、微小交流磁界重畳法¹⁸⁾を用いて磁界侵入長 λ' の交流磁界振幅 B_{ac} 依存性を測定した。交流磁界は周波数 35 Hz で試料軸方向に印加した。結果を Fig. 4(a) に示す。 λ' は 0 から磁界振幅 B_{ac} とともにしだいに増加して $B_{ac}=0.01$ T で飽和し、飽和値は

Fig. 4 (a) Ac penetration depth λ' versus amplitude B_{ac} of the ac magnetic field at $B=0$ T. (b) Ac penetration depth λ' versus amplitude B_{ac} of the ac magnetic field at a bias field of $B_{DC}=5 \times 10^{-3}$ T. The critical current density can be estimated by the gradient of the solid line. (c) Dependence of the critical current density J_c on magnetic field B estimated from ac inductive measurement. The theoretical dependence of J_c on B derived from Irie-Yamafuji model are also shown for $\gamma=0, 0.5$ and 1 for comparison. The thick solid line represents the approximate expression given by Eq. (10).

試料半径 4.8 mm に一致している。次に、60 Hz 交流磁界印加時の交流損失を測定した。測定は正弦波交流磁界を試料軸方向に印加し磁化測定法¹⁵⁾により行っ

Fig. 5 (a) AC loss versus amplitude B_m of the ac longitudinal magnetic field with a frequency of 60 Hz. AC losses under carrying ac transport current are replotted by the same symbol (○) as shown in Fig. 3 for comparison. (b) An example of the observed magnetization curve.

た。測定した交流損失の磁界振幅 B_m 依存性を Fig. 5(a) に、また測定した磁化曲線の一例を Fig. 5(b) に示す。Fig. 5(a) に示す損失曲線より中心到達磁界 B_p は約 0.01 T であることがわかる。Fig. 5(a) には、Fig. 3 に示した電流通電時の交流損失も表面磁界振幅 $B_s = (\mu_0 I_m / 2\pi R)$ に対して磁界印加時の交流損失と比較して○印で示している。松下らが行った準静的状況下での理論計算¹²⁾では、小振幅領域では両者は一致し、振幅 B_m が B_p に近づくにつれ電流通電時の損失が磁界印加時の損失より大きくなるが示されている。

Fig. 5(b) に示す磁化曲線は 0.01 T と 0.03 T 付近でピークを持つことから、本バルク材についても粒内、粒間の二つの遮蔽電流による磁化が混在するもの

と考えられる。しかし、Fig. 4 (a) において Y 系酸化物超電導体でよく観測されるような粒間、粒内の異なった遮蔽電流の混在を示す磁界侵入長 λ' の 2 段階の増加¹⁷⁾はみられないこと、また λ' が飽和する磁界振幅が損失特性上の中心到達磁界に一致しており、粒間、粒内の遮蔽電流による磁化が混在していれば容易に数割は異なる λ' の飽和値¹⁹⁾が数%以下の誤差で試料半径に一致していること、さらに Fig. 5 (a) において磁界印加時と電流印加時の交流損失が準静的状況下での考察ではあるが理論解析と同様に低振幅領域で一致していることから、少なくとも中心到達磁界以下の磁界領域における電磁現象は、電流印加時、磁界印加時ともに輸送電流を担う粒間の電流によるものが支配的であると判断できる。

以上のような考察結果を踏まえて、中心到達磁界以下の磁界における臨界電流密度の磁界依存性を微小交流磁界重畳法を用いて測定した。まず、0 からほぼ 10 gauss 単位で 80 gauss までの直流バイアス磁界を印加し、各々のバイアス磁界に対し数ガウスの振幅の微小交流磁界を重畳して各バイアス磁界における磁界侵入長 λ' の交流磁界振幅 B_{ac} 依存性を測定した。一例として直流バイアス磁界 50 gauss の場合の測定結果を Fig. 4 (b) に示す。これより $d\lambda'/dB_{ac}$ を実線のように近似して、各バイアス磁界における臨界電流密度 J_c を $J_c = (d\lambda'/dB_{ac})^{-1}/\mu_0$ として求めた。ただし、測定装置の都合上外部磁界は試料軸方向に印加した。よって得られた J_c は通電電流とは垂直な円周方向のものである。しかし、Fig. 5 (a) に示したように磁界印加と電流印加の場合の交流損失が小振幅領域でほぼ一致していることから、輸送電流を担う粒間の J_c について異方性は小さいと考えられる。測定結果を Fig. 4 (c) に○印で示す。10 gauss 以下の J_c は直流バイアス磁界を印加せずにその磁界と同じ振幅の交流磁界を印加し平均の J_c として求めたものである。Fig. 4 (c) には従来のピンカモデルに基づく J_c の磁界 B 依存性も示している。試料ではピンパラメータ γ が中心到達磁界までの低磁界領域で $\gamma=1$ から $\gamma=0$ まで変化していることがわかる。

3.4 数値解析

前節において、今回製作した Bi 系バルク材では結晶粒は存在するものの中心到達磁界以下の低磁界領域では電磁特性上はバルク材全体のマクロな遮蔽電流が支配的であること、およびその J_c 特性が従来のピンカモデルとは一致しないことを明らかにした。ここで

は、さらに得られた J_c 特性を用いて通電時の電磁界の数値解析を行う。

円柱導体に電流を流した場合の電磁界は円柱座標系の 1 次元 Maxwell 方程式、

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{\partial B_\phi}{\partial t} \\ \frac{1}{\mu_0} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\phi) = J_z \end{cases} \quad (6)$$

で表される。周波数 f 、電流ピーク値 I_m の正弦波交流電流を通電する場合、表面磁界 B_s は、

$$B_s = B_\phi|_{r=R} = \frac{\mu_0 I_m \sin(2\pi f t)}{2\pi R} \quad (8)$$

と表され、これが境界条件を与える。またこの場合の交流損失は、

$$P = \frac{1}{T} \frac{1}{\pi R^2} \int_0^T \int_0^R J_z E_z 2\pi r dr dt \quad (9)$$

として求められる。 J_c の磁界 B 依存性は Fig. 4 (c) において太実線で示すように、

$$J_c(B) = \frac{1}{\mu_0 (65B + 0.07655)} \quad (10)$$

と近似できる。試料内の局所的電界 E_z と電流密度 J_z の関係は、(1) 式と (10) 式より次式で仮定した。

$$E_z = 10^{-5} \left(\frac{J_z}{J_c(B)} \right)^{26} \quad (11)$$

(6)～(11) 式を基礎方程式として差分法により 60 Hz 通電時の試料内部の電磁界の時間変化と交流損失の数値解析を行った。初期状態は $t=0$ において $B_\phi=0$, $E_z=0$, $J_z=0$ とした。通電電流 147 A の場合の電磁界分布変化の計算結果を Fig. 6 (a)～(e) に示す。(a) が最初の正の電流ピーク時 $t=4.17$ ms, (e) が負の電流ピーク時 $t=12.5$ ms におけるものである。いずれの時刻においても鎖交磁束が多い外側ほど電界は大きくなっているが、 J_c が磁界に依存するため電流分布の変化は複雑である。ここでは通電電流ピーク値は 147 A とほぼ臨界電流値であるが、電流はピーク時にも直径のほぼ 40 % 以内には流れていないことがわかる。詳細にみれば、(a) に示す最初の正の電流ピーク時から磁束および電流分利領域は (b)(c) に示すようにしだいに内部へ侵入し、また (e) では負の電流ピーク時であるにもかかわらず、磁束侵入フロント部では正の電流領域が残っている。比較のために、周波数のみを 0.1 Hz として計算した電磁界のほぼ電流ピーク時 $t=2.36$ s における分布を Fig. 6 (f) に示している。電流は中心部まで流れている。すなわち、60 Hz 交流通電

Fig. 6 Numerically calculated distribution of the magnetic field $B(r)$, electric field $E(r)$ and current density $J(r)$ inside the superconducting cylinder carrying ac transport current with a amplitude of 147 A and a frequency of (a)~(e) 60 Hz and (f) 0.1 Hz. t =(a) 4.17, (b) 6.25, (c) 8.33, (d) 11.1, (e) 12.5 and (f) 2.5×10^3 ms. Initial conditions assumed here are $B=E=J=0$ inside of the cylinder at $t=0$.

時には狭義の臨界状態モデルによる電磁界の準静的分布からのはずれが大きいことがわかる。これは外周部における電界が臨界電流値を定義した電界より数十倍から数百倍も大きいためである。具体的には表面電界 $|E_s|$ は Fig. 6(d)に示す $t=11.1$ ms において最大とな

る。この時の表面磁界 $|B_s|$ は 5.3×10^{-3} T であり、これに対応する臨界電流密度 J_c は Fig. 4(c)より 1.74×10^6 A/m² であるが、表面付近では電界が 6.65 mV/m にも達するために 2.20×10^6 A/m² とこの磁界における J_c の 1.26 倍に相当する密度で電流が流れて

Fig. 7 AC loss versus peak value I_m of the ac current with a frequency of 60 Hz. Symbols represent the observed results and the solid line represents the numerically calculated results.

いることがわかる。

これは損失の面では超電導体の臨界電流密度が大きくなったことと等価である。磁界印加の場合にはよく知られているが、この場合も磁界振幅は中心到達磁界以下であるから試料全体で平均した単位体積当たりの交流損失は臨界電流密度が大きくなるにつれ小さくなる^{12,20,21)}。数値解析によって得られた交流損失の電流値依存性を測定結果と比較して Fig. 7 に示している。計算結果は測定値とほぼ一致しているとみなしてよい。わずかな誤差は計算上 (11) 式のように E - J 特性の n 値を磁界によらず一定にしたためと考えられる。

4. 考 察

3章において、断面寸法が大きな酸化物超電導の交流損失解析には狭義の臨界状態モデルが適用できないことを明らかにした。ここでは一般的な円柱状超電導体について、 E - J 特性を次式のように n 値を用いて近似し、交流通電時に発生する交流損失の周波数および n 値依存性を数値解析により考察する。

$$E = 10^{-5} \left(\frac{J}{J_c} \right)^n \quad (12)$$

クライテリオンは $10^{-5} \text{ V/m} = 0.1 \mu\text{V/cm}$ とした。電

Fig. 8 Numerically calculated dependences of AC losses of the superconducting cylinders with a radius of R and a critical current density of J_c under carrying ac transport current with a frequency of f on fR^2J_c . i = (a) 0.5, (b) 0.7. Criterion of the critical current density and pinning parameter γ assumed here are $0.1 \mu\text{V/cm}$ and 1, respectively. AC losses are normalized by the theoretical results from the Bean's type critical state model expressed by Eqs. (13) and (14).

流通通電時に超電導体内部に発生する電界は超電導体の半径 R 、 E - J 特性および周波数 f に依存する。簡単化のために Bean モデルを採用し (12) 式において臨界電流密度 J_c を一定とした場合、交流損失は、次式で記述される従来の電流通電時の履歴損失の理論値で規格化すると、付録に示すように fR^2J_c の関数として表される。

$$W = \mu_0 f R^2 J_c^2 h(i) \quad (13)$$

$$i = \frac{I_m}{I_c}, \quad h(i) = i \left(1 - \frac{i}{2} \right) + (1-i) \ln(1-i) \quad (14)$$

これは Bean モデルを用いて準静的状況すなわち狭義

の臨界状態モデルを仮定した場合の交流通電時の単位体積単位時間当たりの履歴損失の理論表式である^{9,12)}。

そこで $n=1, 5, 10, 26, 40$ の場合について規格化された交流損失の fR^2J_c 依存性を数値計算により求めた。結果を Fig. 8 に示す。Fig. 8(a) は $i=0.5$, (b) は $i=0.7$ の場合である。いずれの場合も周波数 f , 半径 R , 臨界電流密度 J_c が大きくなるにつれ、交流損失の従来の理論値に対する比は小さくなる。 n 値が小さいほどその fR^2J_c 依存性は大きく、 n が 40 と大きい場合には比は 1 に近く fR^2J_c 依存性は小さい。低 fR^2J_c 領域では n 値が小さいほど内部への侵入磁束が多いために交流損失は従来の理論値より大きくなっている。

ここではクライテリオンを $0.1 \mu\text{V}/\text{cm}$ としたが、Fig. 8 の縦軸の値はクライテリオンにより変化する。クライテリオンを $1 \mu\text{V}/\text{cm}$ とすると、 J_c は $n=26$ の場合 $10^{1/26}=1.093$ 倍、 $n=10$ の場合 $10^{1/10}=1.259$ 倍に大きくなる。これに応じて、(13) 式の狭義の臨界状態モデルを仮定した理論値は、 i が一定の場合、それぞれ約 1.2 倍、1.6 倍となる。しかし、通電電流が J_c に比例して大きいため実際の交流損失もそれ以上に大きくなり、縦軸に示す比の値は、 $i=0.5$ の場合にはそれぞれ 1.3 倍、2 倍、 $i=0.7$ の場合には 1.4 倍、2.2 倍に大きくなる。このようにクライテリオンを大きくすると低 fR^2J_c 領域では n 値が小さいほど理論表式との差がさらに大きくなる。

5. ま と め

本研究では、まず試作した Bi 系バルク超電導体の 60 Hz 交流通電時の交流損失を液体窒素中で測定して、従来の準静的状況を仮定して導出された履歴損失の理論表式と比較し、両者の相違の原因を補助実験を交えて考察した。その結果、交流通電時に発生する電界は、磁気的不安定性条件が緩やかな液体窒素温度領域で動作する酸化物超電導体では、通常臨界電流値を規定する電界より容易に数倍も大きくなること、また、そのために交流通電時には n 値の小さな酸化物超電導体では電界に応じて臨界電流密度より数十%も大きな密度で電流が流れうる、すなわちこのような酸化物超電導体の交流損失解析には狭義の臨界状態モデルがよい近似で適用できないことを明らかにした。そこで、 E - J 特性が n 値を用いて近似できる一般的な円柱状超電導体について、交流通電時の交流損失の周波数、臨界電流密度、半径依存性を数値解析により求

め、準静的状況を仮定して導出された従来の理論表式との差を定量的に評価した。

また、測定した交流損失の定量性を評価するには、微小交流磁界重畳法による中心到達磁界以下での臨界電流密度の測定が必要であることも示唆した。

臨界電流密度を一定とする Bean モデルに基づき準静的状況を仮定して導出された従来の履歴損失の理論表式 (13) 式にゼロ磁界中で測定した臨界電流密度を代入して求められる計算値は、バルク超電導体を用いて電流リードやケーブルを設計するうえでの一応の目安となる。しかし、実際の交流損失値は周波数が高いほど、また試料の直径および臨界電流密度が大きいほど小さくなり、逆の場合には大きくなる。 n 値が小さいほど、従来の理論値からのはずれは大きくなりうる。

本論文では円柱形状超電導バルク材の交流通電時の交流損失について考察を行ったが、電流リード用 Bi 系バルク材としては $1 \times 10^7 \text{ A}/\text{m}^2$ を越える高い臨界電流密度を持つ円筒形状のものも開発されている¹⁾。円筒形状超電導体に通電する場合、同じ臨界電流密度と電流容量を持つ円柱形状超電導体と比較して、中空部分に磁束は侵入せずまた自己磁界も低いため、発生する電界は小さく、交流損失の従来の理論値からのはずれも大きくはないと考えられる。

付 録

(6) (7) および (12) 式において、 $r/R=\tilde{r}$, $t/T=\tilde{t}$, $J_z/J_c=j$, $E_z/R^2=e$, $B_\varphi/(J_c R)=b$ と規格化を行うと、次の j についての方程式が導かれる。

$$\frac{1}{\tilde{r}} \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left(\tilde{r} \frac{\partial j^n}{\partial \tilde{r}} \right) = \frac{\mu_0 f R^2 J_c}{10^{-5}} \frac{\partial j}{\partial \tilde{t}} \quad (\text{A. 1})$$

ここで T は周期で $T=1/f$ である。また、境界条件 (8) 式は i の関数であるから、 j は $\tilde{r}$, $\tilde{t}$, i , n , fR^2J_c の関数であり交流損失 (9) 式は、

$$\begin{aligned} P &= 2J_c R^2 \int_0^1 \int_0^1 e j \tilde{r} d\tilde{r} d\tilde{t} = 2J_c \int_0^1 \int_0^1 10^{-5} j^{n+1} \tilde{r} d\tilde{r} d\tilde{t} \\ &\equiv 2J_c F(i, n, fR^2J_c) \end{aligned} \quad (\text{A. 2})$$

と表される。これを従来の履歴損失の理論表式 (13) 式を用いて規格化すると、

$$\frac{P}{W} = \frac{2J_c F(i, n, fR^2J_c)}{\mu_0 f R^2 J_c^2 h(i)} \equiv G(i, n, fR^2J_c) \quad (\text{A. 3})$$

となる。これは i , n が一定の場合には fR^2J_c のみの関数である。

参 考 文 献

- 1) 山田 豊, 長谷部次教, 柳谷知之, 直原和哲, 石塚正之, 安原征治, 石原 守: 低温工学 **28** (1993) 86
- 2) P. F. Herrmann, C. Albrecht, J. Bock, C. Cotteville, S. Elschner, W. Herkert, M-O. Lafon, H. Lauvray, A. Leriche, W. Nick, E. Preisler, H. Salzburger, J-M. Tourre and T. Verhaege: IEEE Trans. Applied Superconductivity **3** (1992) 876
- 3) F. Irie and K. Yamafuji: J. Phys. Soc. Japan **23** (1967) 255
- 4) C. P. Bean: Phys. Rev. Lett. **8** (1962) 250
- 5) H. London: Phys. Lett. **6** (1963) 162
- 6) J. Silcox and R. W. Rollins: Rev. Mod. Phys. **36** (1964) 52
- 7) Y. B. Kim, C. F. Hempstead and A. R. Strnad: Phys. Rev. **129** (1963) 528
- 8) C. P. Bean: Rev. Mod. Phys. **36** (1964) 31
- 9) R. Hancox: Proc. IEE **113** (1966) 1221
- 10) D. J. Hanrahan: IEEE Trans. Magn. **MAG-6** (1970) 833
- 11) H. F. Taylor: Phys. Rev. **165** (1968) 517
- 12) 松下照男, 住吉文夫, 竹尾正勝, 入江富士夫: 九大工学集報 **51** (1978) 47
- 13) 松下照男: 低温工学 **24** (1989) 83
- 14) 宇野直樹, 三村正直, 木下 隆, 田中靖三, 植田和雄, 滝田 清, 上出俊夫: 古河 電工 時報 No. 91 別冊 (1992. 12) 6
- 15) 住吉文夫, 山口泰郎, 川畑秋馬, 船木和夫, 岩熊成卓: 低温工学 **27** (1992) 339
- 16) 例として野田 稔, 船木和夫, 山藤 馨: 九大工学集報 **57** (1984) 805
- 17) T. Matsushita, B. Ni and K. Yamafuji: Adv. Cryog. Eng. Mater. **36** (1991) 403
- 18) A. M. Cambell: J. Phys. C **2** (1969) 1492
- 19) B. Ni, T. Munakata, T. Matsushita, M. Iwakuma, K. Funaki, M. Takeo and K. Yamafuji: Jpn. J. Appl. Phys. **27** (1988) 1658
- 20) W. J. Car, Jr.: *AC Loss and Macroscopic Theory of Superconductors*, Gordon and Breach, Science Publishers, Inc., New York (1983) Eqs. (5-2) and (5-13) in Chapter 5
- 21) 電気学会大学講座 超電導工学(改訂版), 4. 8. 2 項 特に (4. 77) 式