超電導線の安定性試験に対するヒータ巻線の影響

海保 勝之, 樋口 登, 石井 格, 立石 裕
 野村 晴彦, 名取 尚武, 淵野修一郎, 新井 和昭
 関根 聖治, 柁川 一弘, 玉田 紀治, 大西 利只
 熊谷 幹夫*, 饗庭 敏之**

電子技術総合研究所 つくば市梅園 1-1-4

* 関東重電技術研究所 横浜市鶴見区末広町 2-4

** 関東芝浜事業所 横浜市鶴見区末広町 2-4

(1993年6月25日受理)

Effects of the Heater Winding on the Stability Tests of the Superconductor

Katsuyuki KAIHO, Noboru HIGUCHI, Itaru ISHII, Hiroshi TATEISHI,
 Harehiko NOMURA, Naotake NATORI, Syuichirou FUCHINO, Kazuaki ARAI,
 Seiji SEKINE, Kazuhiro KAJIKAWA, Noriharu TAMADA, Toshitada ONISHI,
 Mikio KUMAGAI* and Toshiyuki AIBA**

Energy Technology Division, Electrotechnical Laboratory, 1-1-4 Umezono, Tsukuba 305

* Heavy Apparatus Engineering Laboratory, Toshiba Corporation, 2-4 Suehiro-cho, Tsurumi-ku, Yokohama 230

** Keihin Products Operations, Toshiba Corporation, 2-4 Suehiro-cho, Tsurumi-ku, Yokohama 230

(Received June 25, 1993)

Synopsis :

In order to measure the minimum propagating current of the composite superconductor, heater wire is usually wound around the superconductor to heat it up and make a small normal zone. Usually this heater wire is thermally insulated from helium by epoxy resin and these thermal insulation seems to affect on the steady state stability of the superconductor. A simple graphical scheme have been presented for incorporating heat transfer and heat generation characteristics into calculation of the stability of superconductive composite conductors with local thermal insulation, modifying the equal area method presented by Maddock et al. The effects of the local thermal insulation on the steady state stability of composite superconductors are discussed by this graphical scheme. It is shown that the minimum propagating current of the composite superconductor with the local thermal insulation is the same as that of the conductor without the thermal insulation but there are the thermal equilibrium current below the minimum propagating current.

1. 結 言

超電導発電機を始め電力機器への超電導マグネットの応用を目指した研究開発が行われている¹⁾。これらの電力機器に用いられる超電導マグネットは高磁界、高電流密度のほかに高度な信頼性が必要とされる。特にこれら電力機器に適用される超電導マグネットには従来の超電導マグネットと異なり高速で回転されたり、変動磁界が加えられるなどの超電導状態の維持に

大きな影響を与える作用が働く。このような従来検討されてこなかった新しい環境下での超電導マグネットの安定性についての解明が緊急の課題となってきた。

超電導マグネットの安定性の試験方法として、ヒータ試験法が便利でよく行われている。ヒータ試験法においては投入したヒータの熱をできるだけ効率よく超電導線に伝えるためにヒータの周囲をマイラー紙やエポキシ樹脂などを使って熱絶縁をする。このためヒ-

Fig. 1 Superconductor with the heater wire and the potential taps.

タが巻かれた部分の超電導線の冷却条件は局所的に悪くなる。一般に、超電導マグネットの安定性を支配する因子として超電導線表面の冷却条件は最も重要である。

ここではこのようなヒータの周囲に施された熱絶縁が安定性試験結果に及ぼす影響について検討を行った結果について報告する。

2. ヒータ試験法の概要

Fig. 1 に常電導相の伝播速度を測定するために超電導線に取り付けられたヒータ、電圧測定線の構成例を示す。伝播速度を測定するときは超電導線に電流を流しておいた状態でヒータにパルス電流を流し、ヒータ部に常電導相を発生させる。超電導線に流れていた電流値が種々の条件から決まるある大きさ（最小伝播電流）以上であると常電導相は超電導線の線方向に広がっていく。この様子をヒータ付近に取り付けた電圧測定線により測定すると Fig. 2 に示すように常電導相の伝播の様子が測定される²⁾。ヒータ試験においてはこのような常電導相の消長から超電導マグネットの安定性を調べている。従来から明らかとされてきた理論解析によると常電導相の消長は最小伝播電流を境として起きるとされている。しかしヒータ試験によると常電導相が拡大も縮小もしない熱平衡電流が存在することがあることが確認されている²⁾。

3. 熱平衡状態

超電導線の一部が常電導状態になっても常電導相が広がらず停滞してしまう現象が測定されている。このような状態を熱平衡状態とよぶことにする。このような熱平衡状態について検討を行う。

3.1 熱平衡状態の条件式

超電導線の一部が常電導状態となっている場合について考える。超電導線断面積内においては温度は一樣として、温度は定常状態になっているとする。線方向に沿って X 軸をとれば熱平衡を表す式は (1) 式のよ

Fig. 2 Typical measured voltage profiles of the normal zone propagation.

$$A \frac{d}{dX} \left(K \frac{dT}{dX} \right) = P(Q - G) \quad (1)$$

うになる。

ただし、 Q ：超電導線単位長さ当りのヘリウムの熱伝達量/ P 、 G ：超電導線単位長さ当りの発熱量/ P 、 A ：超電導線の全断面積、 K ：超電導線の熱伝導率、 P ：超電導線の冷却周辺長。

$S = K(dT/dX)$ とおくと、(1) 式は (2) 式のようにになる。

$$A \int S dS = \int \{Q - G\} PK dT \quad (2)$$

(2) 式において K が温度によらず一定として、左辺の積分を行うと (3) 式のようにになる³⁾。

$$\left[\frac{S^2}{2} \right]_{\text{低温端}}^{\text{高温端}} = PK/A \cdot \left\{ \int_{\text{低温端}}^{\text{高温端}} Q dT - \int_{\text{低温端}}^{\text{高温端}} G dT \right\} \quad (3)$$

(3) 式の左辺の S は右辺の積分範囲の高温端、低温端に流入する熱に比例する。また、右辺は Q と G について温度で積分すればよく、超電導線の線方向に沿っての温度分布がどのようなようになっていても構わない。したがって (3) 式は以下に述べるように超電導線の熱平衡条件を計算するのに非常に便利な式である。

3.2 ヒータ部に熱絶縁を有する超電導線の発熱と冷却が等しい条件

ヒータ投入、遮断後ヒータ近くで、Fig. 3 に示すような温度分布で熱平衡状態ができていているとする。Fig. 3 において対称性から $X=0$ はヒータの中央部、 $X=X_h$ はヒータの端部を示しており、そこでの超電導線の温度を T_h 、また T_c は臨界温度、 T_1 は磁束流状態の開始温度、 T_0 は周囲の液体ヘリウムの温度とする。また超電導線の線方向に X の正方向をとってある。

ヒータ部においては超電導線表面からヘリウムへの

Fig. 3 Temperature profile along the conductor.

Fig. 4 Helium heat transfer and heat generation for a composite superconductor.

熱伝達量が少なく無視できるとする。すると $X=0 \sim X_h$ の間で発生した熱はすべて $X=X_h$ の境界から X の正方向に流れ込む。したがって、(3) 式の積分範囲を $X_h \sim \infty$ に対応する温度 $T_h \sim T_0$ に選べば (3) 式は (4) 式のように計算される。

$$\int_{T_0}^{T_h} Q dT = \int_{T_0}^{T_h} G dT + J \quad (4)$$

ただし、 $J: \left(\int_0^{X_h} I E dX \right)^2 / 2APK$, I : 通電電流, E : 電界。

Q, G の温度に対する変化を図で表すと Fig. 4 のようになる。

Fig. 4 において折れ線 a-b-c-d はヘリウムの冷却特性 Q を示している。これに対して e-f-g-h は $T=$

Fig. 5 Two equal area temperatures T_{h1}, T_{h2} .

$T_h \sim T_0 (X=X_h \sim \infty)$ 間の超電導線からの発熱 G を示している。e-f 間は磁束流状態部の発熱, f-g 間は常電導状態部の発熱で電流が全て安定化用の常電導金属に流れている場合の発熱を表している。

また斜線部の面積 J は (4) 式右辺の第 2 項の値を表している。したがって (4) 式の関係は

$$\text{面積}(abcdh) = \text{面積}(efgh) + J \quad (5)$$

となる。(5) 式は, Maddock らによって導きだされた最小伝播電流を与える等面積則に, 熱絶縁部に起因した J が付け加えられた形となっている。

3.3 熱平衡状態における温度分布

(5) 式の関係は超電導線全体にわたっての発熱と冷却が等しい条件であり, その状態が安定か不安定かは不明である。もし不安定であれば, そのような状態は熱的に安定に存在せず測定されにくい。これに対して熱的に安定であれば, その状態は熱平衡状態となる。このような熱的安定性についての検討を行う。

一定の電流値に対して (5) 式関係を満たす温度分布は 2 通り存在する。Fig. 5 はその様子を示している。(Fig. 5 において J の値は図が見にくくなるために省略してある。)

つまりヒータ端部の温度 T_h が Fig. 5 に示す冷却特性と発熱特性の交点 (T_x) より小さい場合 (T_{h1}) と大きい場合 (T_{h2}) がある。

ヒータ投入, 遮断後 T_h が T_{h1} より小さければ, (5) 式の左辺のほうが右辺より大きいため超電導線の温度は下がり, ついには全体が超電導状態に復帰する。

(a)

(d)

(b)

(e)

(c)

Fig.6 Thermal equilibrium temperature dependences on the transport currents. (a) For a small current, (b) $I=I_{mb}$, (c) $I_{mb} < I < I_{mp}$, (d) $I=I_{mp}$, (e) $I > I_{mp}$.

これに対して T_h がわずかでも T_{h1} よりも大きければ (5) 式の右边が左辺より大きくなり、 T_h が T_{h2} に等しくなるまで超電導線の温度は上がり続ける。したがって T_{h1} は不安定な状態である。

T_h が T_{h2} より大きくなると、(5) 式の左辺が右辺より大きくなるため超電導線の温度は下がり、結局 T_h の温度は T_{h2} に等しくなったところで熱平衡状態となって安定する。したがって T_{h2} は安定な熱平衡状態である。

以上の事から明らかなように、安定な熱平衡状態となるためには (5) 式を満たす T_h における Q の値が G の値より大きいことが条件となる。なお Maddock の等面積則を満たす条件は後で述べるように熱平衡状態とはならない。

3.4 種々の電流に対する熱的安定性の検討

(5) 式を満たすヒータ端部の温度 T_h の値により熱的安定性が判定できることが明らかとなった。 T_h は発熱特性 G 、ヒータ部からの流入熱 J の値によって変わるが、これらの値の大きさは超電導線に流れている電流値によって変わる。したがって種々の電流値に対する熱的安定性について検討を行う。

3.4.1 電流値が小さい場合

Fig. 6(a) に示すように Q と G に交点がなく、 G が常に Q より小さい場合。(実際には付録 1 に示すように高温の領域に交点があるが、熱的擾乱によりそこまで T_h が達することはないと推定される。)

この場合は J が非常に大きい場合にのみ (5) 式を満たす T_h の値 T_{h1} が存在する。 T_{h1} においては $Q > G$ であるから熱的に安定な状態である。

このような熱平衡状態が起こる電流値が存在するためには熱絶縁部の長さ $2X_h$ が (6) 式を満たさなければならない (付録 2)。

$$2X_h \geq 0.132\sqrt{AK/P} \quad (6)$$

例えば、後で述べる実験例で使用された超電導線の寸法の場合 (Table 1) には $2X_h \geq 5.6 \sim 6.8 \text{ cm}$ となるが、実際の熱絶縁部の長さは 1 cm である。この例からもわかるように通常の実験においてはこのような長いヒータ巻線は用いられず、したがってこのような熱平衡状態が測定されることはないと思われる。

これに対してさらに電流が大きくなり Q と G に交点ができると、熱絶縁部の長さが短くとも以下に述べるように、熱平衡状態ができる。

3.4.2 最小熱平衡電流 (I_{mb})

Fig. 5 において T_{h1} が T_x に一致した場合、 T_{h2} も

T_x に等しくなる。この場合の (5) 式の関係は Fig. 6(b) に示す斜線部と点線部の面積が等しいことと等価である。電流値がこれより小さいと (5) 式を満たす T_h は存在しない。したがって、3.4.1 で述べたような極端に熱絶縁部が長い場合を除けば、Fig. 6(b) は熱平衡状態となる電流値の最小値、つまり最小熱平衡電流 (I_{mb}) の場合の温度分布を表している。

3.4.3 熱平衡電流

さらに電流値が大きくなると (5) 式を満たす T_h の値は Fig. 6(c) に示すように T_{h1} 、 T_{h2} の 2 通りが存在する。既に述べたようにヒータ投入、遮断後の T_h の値が T_{h1} 以上であれば $T_h = T_{h2}$ となって熱平衡状態となり常電導状態はヒータ部を中心として一定の長さにとり停滞したままになる。

3.4.4 最小伝播電流 (I_{mp})

さらに電流値が大きくなると、(5) 式を満たす T_{h1} は小さく T_{h2} は大きくなり、Fig. 6(d) に示す M と N 、 U と J がそれぞれ等しくなるようになる。Fig. 6(d) において T_{h1} は熱平衡状態にならないため、ここでは図を見やすくするために省略してある。

これ以上電流値が大きくなると (5) 式を満たす T_{h2} はさらに大きくなり、 $N > M$ 、 $U > J$ となる。このような熱平衡が起こるには熱が低温側から高温側つまり M から U へ伝わらなければならない。したがってこのような状態にはならず、常電導部も停滞せず、超電導部のほうへ広がっていくことになる。したがって Fig. 6(d) に示す温度分布 ($T_h = T_{h2}$) が熱平衡電流の最大値に相当し、これはまた最小伝播電流 (I_{mp}) となる。

Maddock らが導きだした最小伝播電流を与える条件は Fig. 6(d) において $J=0$ とすれば等価であり、 $T_{h1} = T_{h2} = T_x$ となる。したがってこのときは Maddock らが既に導きだしているように $M=N$ が最小伝播電流値になる条件となりヒータによる熱絶縁があっても変わらないことがわかる。この場合は T_h で $Q > G$ とならないため、既に述べたように熱的に安定な状態ではない。

3.4.5 電流値が大きい場合

Fig. 6(e) に示すようにさらに電流値が大きくなると、(5) 式を満たす T_h の値は T_{h1} の一通りしか存在せず、この状態は不安定状態である。

4. 熱伝達係数が一定の場合の熱平衡電流の計算

ヒータ巻線部の熱絶縁により熱平衡電流が存在する

Fig. 7 Thermal equilibrium temperature for linear helium heat transfer.

ことが明らかになったが、熱絶縁部の影響を定量的に明らかとするため、熱伝達係数が一定の場合について熱平衡電流の計算を行って、後で測定結果と比較する。

4.1 最小熱平衡電流

Fig. 7 に示す熱平衡状態について計算を行う。ヘリウムの冷却特性 Q が Fig. 7 に示すように $(T-T_0)$ に比例する場合について考える。冷却特性を (7) 式のように表す。

$$Q = h(T - T_0) \quad (7)$$

ただし、 h ：単位面積当りのヘリウムの熱伝達率。

すると (5) 式の両辺は (8) 式のようになる。

$$\begin{aligned} h(T_h - T_0)^2/2 \\ = (2T_h - T_c - T_1)I^2 R/2P + J \end{aligned} \quad (8)$$

ただし、 R ：常電導状態における超電導線の電気抵抗、 I ：電流値。

ここで、 $T_x - T_0 = I^2 R/P_h$ 、 $J = (I^2 R X_h)^2/2APK$ を (8) 式に代入して、 T_h について解くと、(9) 式を得る。

$$T_h = T_x \pm \sqrt{(T_x - T_0)(T_x - T_c - T_1 + T_0 + T_J)} \quad (9)$$

ただし、 $T_J : I^2 R X_h^2 / AK$ 。

最小熱平衡電流となる条件は $T_h = T_x$ より

$$T_x - T_c - T_1 + T_0 + T_J = 0 \quad (10)$$

ここで、 $T_1 - T_0 = (-dT/dI)(I_c - I)$ 、 $T_c - T_0 = (-dT/dI)I_c$ を (10) 式に代入して I について解くと最

Fig. 8 Minimum propagating current and thermal equilibrium current versus the rotating speed.

小熱平衡電流 (I_{mb}) が得られる。

$$I_{mb} = \{-1 + \sqrt{1 + 8\alpha(1 + \beta)}\} I_c / 2\alpha(1 + \beta) \quad (11)$$

ただし、 $\alpha : I_c^2 R / P_h (-dT/dI) I_c$ (ステックレーパラメータ)、 $\beta : Ph X_h^2 / AK$ 。

4.2 最小伝播電流

最小伝播電流値は Maddock らが導いた値と同じであり、(11) 式において熱絶縁がない場合の最小熱平衡電流と等しいとして計算される。(11) 式において $\beta = 0$ とすると、最小伝播電流値 (I_{mp}) は (12) 式のようになる⁵⁾。

$$I_{mp} = \{-1 + \sqrt{1 + 8\alpha}\} I_c / 2\alpha \quad (12)$$

したがって (11)、(12) 式を比較してみると最小熱平衡電流値は熱絶縁がない場合の最小伝播電流の計算式において、 α を $(1 + \beta)$ 倍した形で与えられることがわかる。

5. 熱平衡電流の測定結果と計算結果の比較

Fig. 8 は熱平衡電流の測定結果と計算結果を比較したものである。

熱平衡電流は超電導発電機の界磁巻線を模擬した横置きのレストラン型の超電導マグネットを回転した状態で測定した。回転状態における液体ヘリウムの熱伝達特性は、1,000 回転以上では、ほぼ一定となるため (11)、(12) 式による計算結果の比較が可能である⁶⁾。

計算に使用した諸定数、および超電導線の諸元を

Table 1 Specifications of the superconductors.

Strand/Conductor	N pole	S pole
Strand		
Diameter	0.7 mm	0.7 mm
NbTi/Cu/CuNi	1/2/1	1/3/0
Filament dia.	4 μ m	4 μ m
I_c (4 T)	287 A	278 A
Conductor		
Strand num.	12	12
Dimension	4.0 $\times$ 1.3 (mm)	4.0 $\times$ 1.3 (mm)
I_c (4 T)	3,372 A	3,096 A
Wet perimeter	37 %	37 %
ρ [Ω m]	7.1×10^{-10}	3.2×10^{-10}
A [m^2]	4.62×10^{-6}	4.62×10^{-6}
R [Ω m $^{-1}$]	1.54×10^{-4}	0.7×10^{-4}
K [W m $^{-1}$ K $^{-1}$]	150	225
P [m]	3.92×10^{-3}	3.92×10^{-3}

Table 1 に示す。

実験方法の都合上、最小熱平衡電流値、最小伝播電流値を明瞭に測定することはできなかったが、Fig. 8 の比較から明らかなように、熱平衡電流値の測定結果は最小熱平衡電流値と最小伝播電流値の計算結果の中間の値となっており、本論文で示した計算結果が正しいことを裏付けていると思われる⁷⁾。

なお、Fig. 8 において I_{mb} 、 I_{mp} の値が回転数の低下につれ小さくなっているのは、熱伝達係数 h の値が回転数の低下につれ小さくなるためである。

6. 結 言

超電導マグネットの安定性試験として行われるヒータ試験について熱絶縁の影響を検討した。Maddock らの図式解法に、熱絶縁の影響を考慮した新たな等面積則を考案して、熱平衡電流の存在、最小熱平衡電流値、最小伝播電流値等を明らかとした。

ヒータ試験によって測定される最小伝播電流値はヒータ部の熱絶縁があっても、ない場合と同じ最小伝播電流値となる。しかしヒータ部の熱絶縁があると最小伝播電流値より小さい電流値において熱平衡電流が存在する。このことはヒータ試験によって最小伝播電流値を測定する場合に注意を要すること、および、実際の超電導マグネットにおいて電気絶縁のためなどに超電導線の周囲に電気、および熱絶縁を施した場合最小伝播電流値以下の電流値で励磁している場合でも、熱

擾乱によりいったん常電導相が現れると停滞したまま消えない可能性があることを示している。

最後に最小伝播電流値の測定などの実験をするにあたり、大量の液体ヘリウムを供給していただいた極低温センターの皆様に感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) 栗原史郎：エネルギー 21 (1988) 79
- 2) 樋口 登ら：電気学会静止器回転機合同研究会資料，SA-92-86，RM-92-149 (1992) 89
- 3) B. J. Maddock, et al. : Cryogenics 9 (1969) 261
- 4) T. M. Dauphinee, et al. : Sci. Instrum. (1954) 9
- 5) V. E. Keilin, et al. : Les Champs Magnetiques Intenses, CNRS, Paris (1967) 231
- 6) 石井 格ら：低温工学 26 (1991) 311
- 7) 海保勝之ら：低温工学 27 (1992) 555

付 録

1. Q と G の交点について

Fig. 9 は広い温度範囲にわたって Q と G の変化の様子を示したものである。安定化用に使われる銅等は 30 K 付近から温度が上がるにつれ、電気抵抗が急激に増加しはじめるため、 Q と G は 50 K 付近で交差する。したがって (5) 式の等面積則を満たす T_h

Fig.9 Heat transfer characteristics and non linear heat generation for a composite superconductor.

の値は 50 K 以上の温度範囲にも存在することになる⁴⁾。この高温側での交点以上の温度では $Q < G$ となるため熱的には不安定な状態である。しかしながら通常の試験においては T_h を 50 K 以上とすることはまずないため、Fig.9 に示す交点は本論文においては考慮しない。

2. 電流値が小さい場合に熱平衡となる条件

Fig.10 は電流値が小さく、常に $Q > G$ となるような電流値の中で最大の電流値が流れている場合において (5) 式を満たす温度分布を示している。

図の点線部と斜線部が等しいとすると、(付-1) 式が得られる。

$$4.93 \times 10^3 = (I^2 R X_h)^2 / 2APK \quad (\text{付-1})$$

ただし、 I : 電流値、 R : 常電導状態における超電導

Fig.10 Thermal equilibrium temperature where the helium heat transfer is always larger than the heat generation.

線の単位長さ当りの電気抵抗値、 P : 超電導線の冷却周囲長。

Fig.10 においては Q も G も P で規格化して示してあるから $I^2 R$ の値は $1.5 \times 10^3 P$ [W/m^2] となる。これを (付-1) 式に代入し、整理すると、ヒータ部の長さ $2X_h$ は (付-2) 式のようになる。

$$2X_h = 0.132 \sqrt{AK/P} \quad (\text{付-2})$$

したがって、電流値がさらに小さい場合は、ヒータの長さは (付-2) 式に示す値より大きくなければ熱平衡状態とはならず、(付-2) 式は熱平衡状態となり得るヒータ巻線部の長さの最小値となる。