超電導発電機用界磁巻線の安定性

海保 勝之, 樋口 登, 石井 格, 立石 裕
野村 晴彦, 名取 尚武, 新井 和昭, 関根 聖治
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

* 佛東芝重電技術研究所 横浜市鶴見区末広町 2-4

** 佛東芝京浜事業所 横浜市鶴見区末広町 2-4

(1992 年 8 月 13 日受理)

A Study on Stabilities of Field Windings for Superconducting Power Generators

Katsuyuki KAIHO, Noboru HIGUCHI, Itaru ISHII, Hiroshi TATEISHI,
Harehiko NOMURA, Naotake NATORI, Kazuaki ARAI, Seiji SEKINE,
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, Yokohama 230

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

(Received August 13, 1992)

Synopsis:

A superconducting model rotor had been constructed and a pair of test coil in the rotor was replaced after the preliminary test. The normal zone propagating velocities and the minimum propagating current were measured on this new test coil. These experimental results were compared with the calculated results by Dresner's equation. The rotation speed dependence in experimental results were measured and well explained theoretically by Dresner's equation. The normal zone propagating velocities at the downward of helium flow were measured and the temperature rise of the conductor due to hot helium flow from upward were found out.

1. 緒 言

1988 年から工業技術院の大型省エネルギー技術研究開発プロジェクトのひとつとして、7 万 kW 級モデル超電導発電機の研究開発がスタートした。このプロジェクトでは、実用につながる発電機の基盤技術を確立することを目標にしている。電子技術総合研究所ではこのプロジェクトの全体計画の中で超電導発電機用界磁巻線(回転子マグネット)の安定性、高遠心力場での液体ヘリウムの物性・電気絶縁、線材などの評価研究を担当している。そこで当所では高速回転場で安定性が試験できる装置を開発し、安定性の実験、解析を進めてきている¹⁻⁴⁾。ここでは、これまでの試験結果を基に新たに設計製作した試験導体を用いて行った試験結果について報告する。

2. 回転マグネット実験装置の概要

実験装置の構造は文献 2) に報告されている。2 極(N 極, S 極)の鞍型コイルの両極に試験用のレーストラック型コイルが配置されている。このレーストラック型コイルは巻替えが可能な構造となっている。レーストラック型コイル(以下供試コイルと呼ぶ)の常電導相の伝播速度測定部付近の展開図と電圧タップおよびヒータの取り付け位置を Fig. 1 に示す。電圧タップの取り付け位置は Fig. 1 に示すようにヒータのすぐ近傍(1, 2, 3, 4)および少し離れた(5, 6, 7, 8)である。ただし、S 極には(7, 8)は取り付けしていない。(1, 2, 3, 4)の取り付け位置は前回までの試験と同じであり、(5, 6, 7, 8)は今回の試験で冷媒(ヘリウム)の流れの影響を見るために新たに付け付けたものである。

Fig. 1 Potential terminals and a heater winding on the one test coil.

これらの電圧タップ間の距離は Table 1 に示すようになっている。

2.1 供試コイルの導体の諸元

供試コイルはN極とS極に取り付けが可能である。今回は素線の構成が銅マトリックスのものと CuNi を含んだいわゆる 3 層構造のものを用意した。素線の構成と導体としての構造を Table 2 に示す。導体の臨界電流特性（燃り戻し素線の臨界電流を 12 倍したもの）と供試コイルの直線部（常電導相の伝播速度が測定された）が経験する磁界特性を Fig. 2 に示す。

3. 実験結果と考察

3.1 常電導相の伝播速度

常電導相の伝播速度の測定結果の一例（N極）を

Table 1 Distance between potential terminal.

Potential lead	Distance (cm)
1-2	6
2-3	3
3-4	3
1-6	44
5-6	31
4-7	42
7-8	31

Fig. 3 に示す。回転子マグネットの励磁回路は Fig. 4 のようになっている。

Fig. 3 において、ヒータ投入後 20 ms 程度の後まず 1-2 間の電圧が上昇し始め、続いて 2-3, 2-4 間の電圧が上昇しているのがわかる。電圧は各区間全体に常電導相が広がった後は急激に上昇速度が遅くなる。2-3, 2-4 の電圧の上昇速度が急激に変化する時刻の差から常電導相の伝播速度を計算した。

また電源を遮断した後、電流は保護抵抗に流れ減衰をする。電流値が低くなったところでの電圧の変化の折れ曲がりの後に各区間が超電導状態に復帰したことが推定される。事実、超電導状態に復帰した後に、電圧が変化する様子はクエンチが起きていない場合とまったく同じであった。1-2, 2-3, 2-4 の各電圧が超電

Table 2 Specification of superconductor.

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%

Fig. 2 Critical current and load line versus magnetic field.

Fig. 3 Typical measured voltage profiles.

導状態に復帰するには時間差がある。この時間差から常電導相が縮小する速度（負の伝播速度）を計算した。

Fig. 5 (a), (b) は、このようにして計算した伝播速度の値を示したものである。

N 極（3 層構造線）の場合、電流値が小さくなるにつれ伝播速度が回転数に依存して変化を示しているのがわかる。

Fig. 5 において実線は Dresner の理論式 (1) から計算したものである⁵⁾。

$$V_p = \frac{1}{C} \sqrt{\frac{PhK}{A}} \frac{\alpha i^2 + i - 2}{\sqrt{\left(1 - \frac{i}{2}\right) \left(\alpha i^2 + \frac{i}{2} - 1\right)}} \quad (1)$$

Fig. 4 Experimental circuit.

ただし、 V_p は常電導相の伝播速度、 P は冷却周辺長、 K , A , C はそれぞれ導体の熱伝導率、断面積、比熱、 α は Stekly パラメータ ($= I_c^2 \rho / A P h (T_c - T_0)$)、 ρ は常電導状態における抵抗率、 i は通電電流と臨界電流の比である。(1) 式において各常数は Table 3 に示す値を用いた。熱伝達係数 h の値は前回の実験時に熱流束計測素子を用いて測定された熱流束のデータから求めた¹⁾。熱流束の値は発熱源の表面とヘリウムの温度差に対して非線形な変化を示すが、ここでは全温度範囲にわたり熱流束が温度差に比例して変化すると近似した。このようにして求めた熱伝達係数の温度依存性を Fig. 6 に示す。なお、近似の方法として膜沸騰における特性を全温度範囲にわたり拡張した。このようにして求めた熱伝達係数の値はほぼ回転数に比例して増加していることがわかる。

以上に述べた数字を用いて計算した伝播速度の電流依存性は、Fig. 5 に示すとおり定量的な一致は完全とはいえないが、おおよその全体的な傾向は合っているといえよう。

S 極（銅マトリックス線）の場合は測定結果の数が少なく伝播速度の回転数依存性は不明であるが、1,500 A では回転速度が大きいほど伝播速度が小さくなることわかる。電源を遮断した後の電流減衰過程

Fig. 5 (a), (b) The normal zone propagating velocities versus transport current.

における超電導状態への復帰は 1-2, 2-3, 2-4 の各電圧において同時に起こっていた。したがって超電導状態への復帰時の常電導相の縮小速度（負の伝播速度）が無限度であるとして図示してある。

N 極と S 極の伝播速度を比較すると、S 極のほうが伝播速度が小さく、最小伝播電流が大きいことがわかる。これは超電導素線の構成からもわかるように S 極の導体のほうが銅の量が多く、(1) 式における Stekly パラメータ α の値が小さいためである。つまり同一の電流値に対して N 極の導体のほうが常電導部におけるジュール発熱の量が大きく、より熱が伝わりやすくなり伝播速度が大きくなるためである。

3.2 最小伝播電流

Fig. 7 は 2,500 rpm, 1,400 A の場合において、S 極にヒータを投入した後の電圧の変化を測定したもの

Table 3 Values used in the calculation of propagating velocities for the conductor.

	N pole	S pole
ρ (Ωm)	7.1×10^{-10}	3.2×10^{-10}
A (m^2)	4.62×10^{-6}	4.62×10^{-6}
R (Ωm^{-1})	1.54×10^{-4}	0.7×10^{-4}
K ($\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$)	300 f	300 f
f	1/2	3/4
C ($\text{Jm}^{-3}\text{K}^{-1}$)	$9-12 \times 10^3$	$9-12 \times 10^3$
P (m)	3.92×10^{-3}	3.92×10^{-3}

Fig. 6 Heat transfer coefficient versus rotating speed.

である。ヒータをはさんだ 1-2 間の電圧はヒータにより常電導状態になっていることを示しているが、2-3, 2-4 間の電圧は完全に常電導状態になった場合に比べ小さく、かつ両者はほぼ等しい。これは 2-3 間のごく一部だけが常電導状態になっていることを示している。したがって、この回転数においては 1,400 A では常電導相が伝播せず、一方超電導状態にも復帰しない。したがって、最小伝播電流にほぼ等しいといえることができる。Fig. 8 は伝播速度が零になる電流値を Fig. 5 から求めたものである。回転数が多いほうが最小伝播電流が大きくなっている。これは回転数が多いほど熱伝達率が大きくなることによる。

Fig. 8 において実線は (1) 式に示す Dresner の伝播速度の値を零として求めたものであり、破線は Maddock の等面積則により計算したものである⁹⁾。計

Fig.7 Typical measured voltage profiles in case of the minimum propagating current.

Fig. 8 Minimum propagating current versus rotating speed.

算に使用したヘリウムの熱伝達特性は、回転子マグネットのごく近傍に置かれた熱流束計測素子により測定したものである。したがって導体表面と熱流束素子の表面の違いなどを考慮すると計算に使用した熱流束の値は必ずしも導体表面からの値と正確に一致するとはいえない。実測結果と計算結果にこの程度の差があるのはこのような理由であろう。なお Maddock の等面積則により計算した値と Dresner の式から計算した値がずれている理由のひとつは Dresner の式から計算する場合に用いた熱伝達特性の近似であろう。例えば(1)式から計算した最小伝播電流は、核沸騰領域における冷却の効果が過小評価されているため低速度の回転数では、Maddock 等面積則から計算した値のほうが大きくなっている。しかし回転数が大きくなると核沸騰領域における熱伝達特性は膜沸騰領域における近似式に近づくため、両者はほぼ同じ値を示し

Fig.9 Cross-section of the superconductor in consideration.

ている。以上の結果から最小伝播電流の値は Dresner の(1)式を用いて十分よい近似で推定できると考えられる。

3.3 最小伝播電流の電流密度についての理論的検討

最小伝播電流は熱擾乱に対して安定な限界を与える電流であり、超電導発電機の界磁巻線の設計基準として使える可能性がある。また、発電機設計上の数字として重要な電流密度は、2,500 rpm におけるS極の最小伝播電流値 1,400 A から計算すると 270 A/mm² (2.3 T) とかなり大きな値となっていることも注目に値する。実規模の発電機が経験する磁界(5T)においてどの程度の電流密度が可能であるか、最小伝播電流の考え方に基づいて簡単な理論検討を行ってみる。

最小伝播電流 I_{mp} は(1)式の V_p を零とおくことにより(2)式のように表すことができる。

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

Fig. 9 に示す断面を有する超電導体の最小伝播電流の導体断面積に対する電流密度 J_{mp} は(3)式のよう

Fig. 10 Minimum propagating current dependence on the matrix metal composition.

になる。

$$J_{mp} = \frac{I_{mp}}{U} \quad (3)$$

ただし、 $U = M + B + S$ は導体の断面積、 M , B , S はそれぞれ安定化導体（銅、アルミニウム等）、超電導フィラメント間のカップリング遮断用金属（CuNi）+ボイド、および超電導金属（NbTi）である。

U を用いて、(3)式より M を消去すると(4)式のようにになる。

$$\frac{J_{mp}}{J_c} = \frac{4x}{1 + \sqrt{1 + m \frac{x^2}{1 - \frac{B}{U} - x}}} \quad (4)$$

ただし、 ρ_s は安定化導体の抵抗率、 $m = (8J_c^2 \rho_s / h(T_c - T_0)) \cdot (U/P)$ 、 $J_c = I_c/S$ 、 $x = S/U$ である。導体の形状が相似であれば U/P は $\sqrt{U}$ に比例する。

いま、 U , P を一定とすると m は一定となる。したがって一定の条件下（磁界、冷却等）において同一断面積 U を有する導体の J_{mp}/J_c の値は(4)式において x の値のみの関数として調べることができる。

Fig. 10 は Table 2 に示す S 極の導体の S と M の割合のみを変えた場合の J_{mp}/J_c の変化を示したものである。ただし導体の置かれた条件は図中に示したようになっている。

Fig. 10 において破線は $\alpha = 1$ となる場合を表している。 $\alpha < 1$ の領域（破線より x が小さい領域）では Stekly の完全安定化条件を満たしているため最小伝播電流を考える必要はない。

Fig. 10 において $x = 0.888$ は M を零、つまりボイドを除いた全断面積 $U - B$ を S とした場合であり $J_{mp}/$

Fig. 11 The magnetic field dependence of the minimum propagating current.

J_c が零となっている。 S の割合を少なくし M の割合を大きくしていくと J_{mp} は大きくなっていく。しかし $x = 0.2$ 付近で最大になり S が小さくなるにつれ J_{mp}/J_c も小さくなる。

S 極に用いた導体の x の値は 0.22 であり、ほぼ J_{mp}/J_c の最大値を与えていることがわかる。したがって、S 極と同じ面積を有する導体を用いた場合の最小伝播電流の電流密度を最大にするための最適な x の値は 0.22 と固定して考えることとする。また Fig. 10 に示す特性から $x = 0.22$ として固定し、外部磁界を変えた場合の S 極の最小伝播電流を計算して Fig. 11 に示す。破線は実験で得られた 2,500 rpm の値（×印）が 3,600 rpm の回転数では実線で示した計算値

Fig. 12 A measured voltage profiles showing the effect of warm helium flow.

と同じ割合で磁界とともに減少すると仮定したものである。破線においては5 T付近での電流密度が200 A/mm²となっている。実規模の発電機においては回転子マグネットの直径がさらに大きくなり、冷却特性がさらによくなることも期待され、200 A/mm²以上の電流密度が可能であることが推定される。

また、臨界温度の大きなNb₃Snを用い、安定化用の常電導金属として銅より電気抵抗の小さいアルミニウムを用いれば、 α の値が小さくなるため、さらに高電流密度化が可能であろう。

3.4 ヘリウムの流れの影響

ヘリウムの流れは巻線部の周囲側から中心部に向かっている。このためFig. 1に示すような電圧タップを取り付けているとヒータ部分から発生した常電導相部の熱により暖められたヘリウムまたは発生した気泡が下流に流れ、下流部の熱伝達特性に影響を与える。Fig. 12はこのような影響を示した測定例である。ヒータの巻いてある区間1-2、2-3、2-4の電圧が上昇した後下流側の5-6間の電圧が上昇している。5-6間の電圧の変化を見ると5-6間全体が常電導状態になった後も電圧が上昇しているのがわかる。これに対して1-2、2-3、2-4の電圧は一定値に止まっている。このことは1-2、2-3、2-4間では常電導状態になっても銅の抵抗が大きく変わる温度までの温度上昇が起っていないのに対し、5-6間では、より大きな温度上昇が起きていることを示している。これは5-6間と1-2、2-3、2-4間に流れてくるヘリウムの状態が異なり、5-6間は上流のヘリウムの流れの影響を受けているためと考えられる。電流遮断の直前では銅の抵抗値から推定して50 K近くまで温度が上がっている。電流遮

断後の超電導状態への復帰の様子にも似た現象が見られる。電流の減衰時において↓で示した時刻において、1-2、2-3、2-4、5-6のそれぞれの区間が完全に超電導状態に復帰している。超電導状態へ復帰する電流の値を比べると、1-2、2-3、2-4間ではほぼ等しく1,000 Aになっており、これに対して5-6間では500 Aとなっており、上流側の超電導状態復帰に比べ下流側の復帰が遅れているのがわかる。

このような現象は冷媒の熱伝達率がいかに敏感に超電導体の安定性に影響を与えているかを示すものであり、したがってクエンチ後のマグネットの挙動の検討にはこのようなヘリウムの流れの影響も考慮する必要があることを示している。

4. 結 言

回転子マグネットの巻線の巻替えを行い、安定性の試験を行って以下のような結果を得た。

1) 常電導相の伝播速度は最小伝播電流付近ではマグネットの回転速度によって変わることが実験的に明らかにされた。Dresnerの伝播速度の理論式と本実験結果は大体においてよく一致した。

2) 電流の減衰時に超電導状態が回復の様子が観測された。このような測定結果から負の伝播速度を求めることができた。これにより最小伝播電流の値がより正確に決めることができるようになった。

3) 最小伝播電流の値をDresnerの理論式およびMaddockの等面積則で計算した結果、ほぼ実験結果をよく説明できることがわかった。これらの計算に必要なヘリウムの冷却特性については今後より正確な数値を明らかにしていく必要がある。

4) 本実験に用いた導体を仮定して、実規模発電機が経験する 5 T の磁界中における最小伝播電流の電流密度を推定した結果 200 A/mm^2 が可能であることがわかった。

5) 常電導相が発生した場合ヘリウムが暖められ、その影響がヘリウムの流れの下流側に起こる現象が観測された。今後この現象がマグネット設計上の重要な要素となるかどうか、よく検討していく必要がある。

以上に述べた結果と前回までの試験結果を合わせることにより、回転子マグネットの最小伝播電流および伝播速度等に与える諸因子の影響がかなり明らかにされてきたといえる。ここでは超電導体に作用する擾乱としてヒータを使用したか、今後は変動磁界、導体の

動き等の実際の擾乱を加えた状態における安定性との比較が重要である。この場合には冷媒の熱伝達率特性が十分に把握されている必要がある。

参 考 文 献

- 1) 石井 格ら：低温工学 26 (1991) 311
- 2) 樋口 登ら：低温工学 26 (1991) 502
- 3) T. Onishi, et al.: Cryogenics 31 (1991) 664
- 4) K. Kaiho, et al.: Cryogenics 31 (1991) 668
- 5) L. Dresner: IEEE Trans Magn. **MAG-15** (1979) 328
- 6) B.J. Maddock, et al.: Cryogenics 9 (1969) 261