高温超伝導コイルで発生する常伝導領域の非接触型検出法 —低温容器外周のピックアップコイル群を使う新しい測定法の提案—

川越 明史^{*,†}, 藤岡 直人^{*}, 木元 武尊^{*}, 住吉 文夫^{*}

Non-contact Detection of Normal Transitions in Superconducting Coils —Proposal of a New Measuring Method by Using Pick-up Coils Outside a Vessel—

Akifumi KAWAGOE^{*,†}, Naoto FUJIOKA^{*}, Takeru KIMOTO^{*} and Fumio SUMIYOSHI^{*}

Synopsis: This study proposes a new indirect method of detecting normal transitions appearing in superconducting coil windings. In this method, multiple sets of pick-up coil pairs arranged outside the cryostat are used in order to electrically measure the occurrence of normal transitions during coil operation. This indirect method has benefits such as high reliability, safety and easy maintenance. The validity of this method was clarified theoretically and experimentally. In this experiment, tests of whether or not normal transitions could be detected were carried out on a Bi-2223 coil immersed in liquid nitrogen. The coil was closely wound into a single-layered, solenoidal coil shape with Ag-sheathed multifilamentary Bi-2223 tapes. The results showed that signs of normal transitions were successfully detected using this method when the winding area of the coil was warmed up locally using nitrogen gas.

Keywords: Poynting's vector method, superconducting coil, monitoring, diagnosis, quench

1. はじめに

Y 系や Bi 系の高温超伝導材料の線材化技術の開発が進むにつれて、これらの高温超伝導線材を使用した高温超伝導機器の実用化の期待が高まっている。高温超伝導機器では、運転温度が高く比熱が高いために、安定性が高いことが期待されている。しかしながら、一担常伝導領域が発生すると、その領域が広がりやすく、その場所の温度だけが上昇する「ホットスポット」が発生する可能性がある。このホットスポットは観測するのが難しく、見落とすと最悪の場合巻線が焼損する可能性がある。そのため、高温超伝導機器を運転する場合、その巻線の健全性をできるだけ小さな領域に対して監視できる高感度の装置が必要である。

従来、超伝導コイルの運転監視装置としては、コイル中央付近の巻線導体に電圧タップを直接取付けるバランス電圧法がよく用いられている¹⁾。また最近、中点タップを使わない異常測定法として、コイルの有効電力を測定する有効電力法が提案されている²⁾。また、アコースティックエ

ミッション法 (AE 法)³⁾やピックアップコイル法^{4, 5)}もある。バランス電圧法と有効電力法は、コイルに直接電圧タップをとりつける接触型測定法であり、コイルの放電事故の危険性がある。ピックアップコイル法と AE 法は非接触型測定法である。このうち AE 法は信頼性が低く主システムとしては用いられていない。またピックアップコイル法は、大型導体で巻線された核融合マグネットなどに使用されており、導体内の電流分布の変化を観測して異常を測定するもので汎用性が低い。

高温超伝導機器の異常測定法としては、ホットスポットのような局所的な異常が測定可能な高感度の測定法が必要である。また、安全な非接触型であり、監視しようとする超伝導機器の安全性や生産性、メンテナンス性を低下させないことも必要である。このため監視装置は、超伝導電力機器の製造後に設置でき、必要に応じて容易に取り外せるように、低温容器外周の室温空間に設置できるものが良い。

我々はこれまでに、超伝導コイルの異常が損失の変化として観測されることに着目し、ポインティングベクトル法⁶⁾を応用した非接触型の異常測定方法を提案し、その有効性を実証している⁷⁻⁹⁾。この方法では、絶縁された金属シートで測定対象物を覆い、その金属シート表面を出入りする電磁エネルギーの流れを測定する。この方法は、非接触で異常を測定することができる。しかしながら 2.1 節に述べる

Received March 8, 2011

* 鹿児島大学

〒890-0065 鹿児島県鹿児島市郡元 1-21-40

Kagoshima University, Japan, 1-21-40 Kohrimoto, Kagoshima, 890-0065, Japan

† E-mail: kawagoe@eee.kagoshima-u.ac.jp

ように、ホットスポットなどの局所的な異常を高感度で測定できないという問題があった。

本論文の目的は、超伝導コイルで発生する局所的な常伝導領域の測定が可能で、ピックアップコイルを用いた新しい測定方法を提案することである。まず、上述したポインティングベクトル法による超伝導コイルの異常測定方法について述べ、その問題点を説明する。次に、本論文で提案する新測定法の詳細を述べる。次に、本測定法で電界が測定できることを理論的に説明する。さらに、Bi-2223 テープ線で巻線した空心ソレノイドコイルに局所的な異常を実際に発生させる実験を行って、本測定法によって異常を非接触で測定できることを実証した結果について説明する。

2. 超伝導コイルの異常の新しい非接触測定法

本異常測定方法では、電磁エネルギーの流れであるポインティングベクトルを測定し、その時間変化を観測する。特に、損失性の成分、すなわち、超伝導コイルに入って出て来ない成分（交流電であれば、有効電力に相当する）の時間変化に注目する。この損失エネルギーフロー密度の時間変化が観測されれば、巻線状態に何らかの異常が発生したと判断する。

このため本測定方法は、以下に述べるような優れた特長を有している。①超伝導コイルに対し非接触で巻線状態の測定ができるために安全である。②電氣的に測定することができるために信頼性が高い。③超伝導コイル運転中の局所的な巻線異常の測定が可能であり、異常の伝搬の様子も観測可能である。④室温空間であるクライオスタットの外側から測定可能であり、超伝導機器と監視システム双方のメンテナンス性に優れている。

本章では、損失エネルギーフロー密度の非接触測定法を詳細に説明する。まず、これまですでに報告している従来型のポインティングベクトル法による異常測定方法の説明と、その問題点を述べる。次に、本論文で提案する新しい非接触異常測定法について説明し、さらにその原理を説明する。最後に、損失エネルギーフロー密度を高感度で測定する方法について説明する。特に、そのためのピックアップコイルの配置について述べる。

2.1 ポインティングベクトル法を応用した非接触型異常測定法の原理とその問題点

まず、我々が開発した金属シートを用いる非接触型測定法について説明する。ここでは簡単のために、シンプルな円筒状超伝導コイルの巻線異常を測定する場合を考える。

Fig. 1 は、被測定コイルと測定センサーの配置例である。この超伝導コイルを冷却する容器の外側に、超伝導コイルと同軸の円筒状金属シートを設置する。被測定コイルと円筒状金属シートを一つの測定対象物とみなし、その測定対象物へのエネルギーの出入りを測定する。そのために、この円筒状金属シート表面を外側から内側に流入する（また

Fig. 1 Example of sensor arrangements to measure the Poynting's vector around the superconducting coils.

は流出する)ポインティングベクトルを測定する。もし超伝導コイルに常伝導転移が起ると、この測定対象物の周りのポインティングベクトルが変化する。この変化を測定することにより、超伝導コイルの状態を監視できる。

このときの測定は、次のようにして行う。ポインティングベクトル $\mathbf{P}$ は、電界 $\mathbf{E}$ と磁界 $\mathbf{H}$ の外積で求められる ($\mathbf{P}=\mathbf{E} \times \mathbf{H}$) ので、金属製円筒表面上の局所的な電界と磁界を測定すればよい。このとき測定する電界・磁界の向きは、それぞれコイル軸方向と円周方向の2方向ずつである。すなわち、円筒状金属シート表面を貫く以下の二つのポインティングベクトルの和が、測定するポインティングベクトルとなる。コイル円周方向電界 $\mathbf{E}_\theta$ と軸方向磁界 $\mathbf{H}_z$ の外積であらわされるポインティングベクトル $\mathbf{P}_{r1}$ と、コイル軸方向電界 $\mathbf{E}_z$ と円周方向磁界 $\mathbf{H}_\theta$ の外積であらわされるポインティングベクトル $\mathbf{P}_{r2}$ の二つである。電界は、円筒状金属シートに半田付けしたポテンシャルリードで測定し、磁界はピックアップコイルで測定する。実際には、ある点で漏れ磁界が存在すると、その点近傍にはポインティングベクトルが存在していると推定できるので、漏れ磁界の方向で $\mathbf{P}_{r1}$ か $\mathbf{P}_{r2}$ のいずれかを選択する。この例では、超伝導コイルが有限長ソレノイドコイル形状であることから漏れ磁界の方向がコイル軸方向 (すなわち $\mathbf{H}_z$) となるため、 $\mathbf{P}_{r1} \gg \mathbf{P}_{r2}$ となる。したがってここでは、以下 $\mathbf{P}_{r1}$ について議論を行う。

Fig. 2 Principle of non-contact measurement of local electric fields on a cylindrical metal sheet.

次に、このような測定センサーの設置状況で、被測定コイルに出入りしているポインティングベクトルを測定できることを説明する。これは、Fig. 1 に示したようなポテンシャルリードによって、電界 E_{θ} が測定できるかどうかを考えれば良い。Fig. 2 は、Fig. 1 をコイル軸方向から見た平面図であり、保冷容器は省いている。ここでループ 1 の $A_1 A_0 B_0 B_1 A_1$ は、半径 r_0 の円筒状金属シートを表している。一方ループ 2 の $A_2 A_1 B_1 B_2 A_2$ は、ループ 1 と同心円で半径 $r_0 + t$ の円周上に位置するポテンシャルリードを表している。なお、点 A_2 と点 A_2' は極めて近いとし、また弧 $A_0 B_0$ については後の 2.2 節で言及する。前者のループ 1 は、導電率 σ_1 の薄い高抵抗金属円筒であり、後者のループ 2 は、弧 $A_1 B_1$ を除いて導電率 σ_2 の細い銅線で構成されている。これらのループの材料中で発生する遮蔽電流と渦電流による電磁界の乱れは無視できるものとする。ループ 1 とループ 2 で囲む面に垂直な鎖交磁束を、それぞれ Φ_1 、 Φ_2 とする。電磁界は、コイル軸に対して軸対称である。

まず、ループ 1 について考える。弧 $A_1 B_1$ はループ 2 と重複するものの、 $A_2 A_2'$ が開いているためループ 2 に電流は流れない。したがって、ループ 2 がループ 1 に接続されていることはループ 1 上の電磁界に影響を及ぼさない。ループ 1 上の電界 E_1 は、ループ 1 上の静電ポテンシャル ϕ_1 を使って

$$E_{1s} = -\text{grad} \phi_1 \quad (1)$$

と表せる静電界 E_{1s} と、ループ 1 の鎖交磁束 Φ_1 を使って

$$\oint E_{1i} \cdot ds = -\frac{d\Phi_1}{dt} \quad (2)$$

で表される誘導電界 E_{1i} との和となるので、

$$E_1 = E_{1s} + E_{1i} \quad (3)$$

で表される。したがってループ 1 上の電界を一周線積分すると次式が成り立つ。

$$\frac{1}{\sigma_1} \oint J_1 \cdot ds = \oint E_1 \cdot ds = \oint (E_{1s} + E_{1i}) \cdot ds \quad (4)$$

ここで J_1 はループ 1 に流れる遮蔽電流の電流密度である。ループ 1 が閉じていることを考慮すると、ループ 1 上のポテンシャル差はゼロとなるので、(1)式より $E_{1s} = 0$ である。

したがって (4)式より、弧 $A_1 B_1$ 上では、

$$\frac{1}{\sigma_1} \int_{B_1}^{A_1} J_1 \cdot ds = \int_{B_1}^{A_1} E_1 \cdot ds = \int_{B_1}^{A_1} E_{1i} \cdot ds \quad (5)$$

と書ける。電磁界が軸対称であることを考慮し、また弧 $A_1 B_1$ がループ 1 内で占める角度を θ_0 とすると(5)式は、

$$\frac{1}{\sigma_1} |J_1| r_0 \theta_0 = |E_{1i}| r_0 \theta_0 = -\frac{d\Phi_1}{dt} \frac{\theta_0}{2\pi} \quad (6)$$

と書ける。

次に、Fig. 2 のポテンシャルリードを含むループ 2 について考える。このループ 2 について(4)式と同様の関係が成り立つので、ループ 2 上の電界を一周線積分すると次式が成り立つ。

$$\oint \frac{1}{\sigma_{2e}} J_2 \cdot ds = \oint E_2 \cdot ds = \oint (E_{2s} + E_{2i}) \cdot ds \quad (7)$$

ここで、 J_2 はループ 2 を流れる遮蔽電流の電流密度であり、導電率 σ_{2e} は、ループ 2 上で σ_1 または σ_2 となる。また E_{2s} は、ループ 2 上の静電ポテンシャル ϕ_2 を使って

$$E_{2s} = -\text{grad} \phi_2 \quad (8)$$

と表せる静電界であり、 E_{2i} は、ループ 2 の鎖交磁束 Φ_2 を使って

$$\oint E_{2i} \cdot ds = -\frac{d\Phi_2}{dt} \quad (9)$$

で表せる誘導電界である。弧 $A_1 B_1$ にはループ 1 を流れる電流 J_1 が存在すること、ループ 2 は $A_2 A_2'$ の間で切れているので弧 $A_1 B_1$ を除くループ 2 上の J_2 はゼロであることを考慮すると、(7)式左辺は、次式で表される。

$$\oint \frac{1}{\sigma_{2e}} J_2 \cdot ds = \frac{1}{\sigma_1} \int_{A_1}^{B_1} J_1 \cdot ds = -\frac{1}{\sigma_1} |J_1| r_0 \theta_0 \quad (10)$$

したがって(7)式に(10)式を代入すると、

$$-\frac{1}{\sigma_1} |J_1| r_0 \theta_0 = \oint (E_{2s} + E_{2i}) \cdot ds \quad (11)$$

と書ける。点 A_2 と点 A_2' における静電ポテンシャルをそれぞれ $\phi_2(A_2)$ と $\phi_2(A_2')$ と書くことにすると、(8)式と(9)式を使って、(11)式は、

$$-\frac{1}{\sigma_1} |J_1| r_0 \theta_0 = -[\phi_2(A_2') - \phi_2(A_2)] - \frac{d\Phi_2}{dt} \quad (12)$$

と書ける。 $t < r_0$ のとき $\Phi_2 \cong 0$ となり、(6)式を(12)式に代入して、

$$\int_{B_1}^{A_1} E_1 \cdot ds = |E_{1i}| r_0 \theta_0 = -\frac{d\Phi_1}{dt} \frac{\theta_0}{2\pi} \cong \phi_2(A_2') - \phi_2(A_2) \quad (13)$$

となる。電界についての情報を我々が測定機器で観測できるのは、 $\phi_2(A_2)$ と $\phi_2(A_2')$ の差であり、弧 $A_1 B_1$ 上の電界が点 A_2 と点 A_2' の間の電位差として測定できることを(13)式

は表している。すなわち、円筒状金属シート表面に半田付けたポテンシャルリードにより、被測定コイル周辺の電界が測定でき、被測定コイルに電界測定用のポテンシャルリードを直接繋ぐ必要がない。

この測定方法の問題は、実際の使用条件で必要とされる測定感度を確保することが難しい点である。高温超伝導コイルの異常監視装置としては、ホットスポットのような局所的な常伝導転移を測定する必要がある。このためには θ_0 を小さくすることが求められるので、(13)式から明らかにように当然に信号電圧は小さくなり、この観点から測定感度を上げることが難しい。

2.2 ピックアップコイルを用いたポインティングベクトルの新測定法とその原理

本論文で提案する新しい非接触異常測定法では、Fig. 3 に示すようなピックアップコイルのみを用いる。電界測定用ピックアップコイル (PC-E) と磁界測定用ピックアップコイル (PC-H) である。これは、2.1 節で述べた問題を解決し、局所的な常伝導転移に起因する電界を高感度で測定できる新しい非接触測定法である。電界の測定にもピックアップコイルを使用することにより、狭い領域の常伝導転移に起因する弱い電界信号をピックアップコイルの巻数倍に大きくできる。以下に本測定法の原理を説明する。

Fig. 4 は、Fig. 2 と同じ方向から見た図であり、ポテンシャルリードを、電磁エネルギーの流れが無視できるほど小さな場所まで r 方向に引き伸ばしている。また、弧 A_0B_0 を切ってループ 1 をオープン回路にしている。

ループ 1 がオープン回路になっていることから、(4)式の左辺がゼロとなるので、その結果ループ 1 上では

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_{li} + \mathbf{E}_{ls} = 0 \quad (14)$$

Fig. 3 New pick-up coil arrangement for non-contact measurements of the local Poynting's vector.

となる。したがって(11)式の左辺はゼロとなるので、(12)式は、

$$-\frac{d\Phi_2}{dt} = \phi_2(A_2') - \phi_2(A_2) \quad (15)$$

となる。もし、Fig. 2 のようにポテンシャルリードを引き伸ばさないままであると、 $\Phi_2 \cong 0$ なので、何も信号は得られず電界を測定することはできないことがわかる。ここで、(15)式左辺はループ 2 上の誘導電界を一周線積分した結果であること、また弧 A_1B_1 上の誘導電界はループ 1 上の誘導電界と等しいことを考慮すると、(15)式は

$$\int_{A_1}^{B_1} \mathbf{E}_{li} \cdot d\mathbf{s} + \int_{B_2}^{A_2'} \mathbf{E}_{2i} \cdot d\mathbf{s} + \delta_1 = \phi_2(A_2') - \phi_2(A_2); \quad (16)$$

$$\delta_1 = -\int_{A_1}^{A_2} \mathbf{E}_{2i} \cdot d\mathbf{s} + \int_{B_1}^{B_2} \mathbf{E}_{2i} \cdot d\mathbf{s}$$

と書ける。したがって軸対称性より $\delta_1 \cong 0$ となるので、(16)式は、

$$-|\mathbf{E}_{li}|r_0\theta_0 + |\mathbf{E}_{2i}|(r_0+t)\theta_0 \cong \phi_2(A_2') - \phi_2(A_2) \quad (17)$$

となる。ここで δ_2 を

$$-\frac{d}{dt} \left(\Phi_1 \frac{\theta_0}{2\pi} + \Phi_2 \right) \equiv \delta_2 \quad (18)$$

と定義すると、弧 B_2A_2' 上の誘導電界 $\mathbf{E}_{2i}$ は

$$|\mathbf{E}_{2i}|(r_0+t)\theta_0 = \delta_2 \quad (19)$$

で表されるので、(17)式は、

$$-|\mathbf{E}_{li}|r_0\theta_0 = \phi_2(A_2') - \phi_2(A_2) - \delta_2 \quad (20)$$

と書ける。 $t \gg r_0$ のとき、磁束の連続性から

$$\Phi_1 \frac{\theta_0}{2\pi} + \Phi_2 \cong 0 \quad (21)$$

Fig. 4 Principle of non-contact measurement of local electric fields.

となるので $\delta_2 \cong 0$ となり、(20)式は

$$-|E_{li}|r_0\theta_0 \cong \phi_2(A_2') - \phi_2(A_2) \quad (22)$$

と表すことができる。すなわち、弧 B_1A_1 上の電界を測定できる。 δ_2 をゼロにできないときや軸対称性が崩れて δ_1 がゼロにならないとき、測定誤差が生じる。このポテンシャルリードの場合、弧 A_0A_1 と弧 B_0B_1 は存在意義がないので取り払うことにする。したがって、 $A_2A_1B_1B_2A_2'$ のポテンシャルリードは、Fig. 5 に示すようなピックアップコイルで代替できることがわかる。すなわち、Fig. 3 に示すようなピックアップコイルによって、被測定コイル周辺の電界が測定できる。

なお、実際に局所的な常伝導転移が発生した場合には対称性が崩れるので、 δ_1 はゼロにならず、電界の測定には測定誤差が生じる。しかしながら、常伝導転移を検出するという本測定法の目的のためには、異常発生時に測定値に変化が観測されればよく、対称性の崩れによる測定誤差は問題にならない。

以上述べたように、本論文で提案する電界測定用ピックアップコイル (PC-E) を使えば、超伝導コイル外側の電界を非接触で測定することができる。PC-E のターン数を n_E とすると、PC-E の端子間電圧は、点 A_2'' の電位を $\phi_2(A_2'')$ として、

$$\phi_2(A_2'') - \phi_2(A_2) = -n_E \int_{B_1}^{A_1} E_1 ds = -n_E \langle E_1 \rangle r_0 \theta_0 \quad (23)$$

と表すことができる。ここで $\langle E_1 \rangle$ は、弧 A_1B_1 上の電界 E_1 の平均値である。(17)式で表せるように、ピックアップコイルのターン数を増やせばその分だけ信号電圧の増幅が可能になり、これにより局所的な電界を高感度で測定することができる。したがって本測定法により、ホットスポット

などの局所的な常伝導転移を非接触で高感度に測定することができる。

2.3 損失エネルギーフローの測定方法

以上述べたように、本論文で提案するピックアップコイル形状によって、被測定コイル周辺の局所的な電界を高感度で測定できる。したがって磁界の測定を別途行えば、ポインティングベクトルを測定することができる。しかしながら、この方法を実機のコイルに実際に応用する場合、被測定コイルの通電電流が変化する場合を考える必要がある。それは、測定ポイントにおけるポインティングベクトルは、被測定コイルに対して流出入している成分 (被測定コイルの蓄積エネルギーの増減分、すなわち無効電力成分) があるので、巻線の状態を判断するためには、この無効電力成分を取り除き、有効電力成分を測定する必要がある。ここではこれを「損失エネルギーフロー密度」と呼ぶ。以下、これを測定するための方法について説明する。

ポインティングベクトルは、電界と磁界の外積である。上述の損失エネルギーフロー密度は、交流通電時にその周期 T でポインティングベクトルを積分することによって求められる。損失エネルギーフロー密度を W とすると、

$$W = \oint_T P dt = \oint_T (E \times H) \cdot dt \quad (24)$$

となる。ここで E と H は、それぞれポインティングベクトルを測定したい場所における電界ベクトルと磁界ベクトルである。したがって磁界測定用ピックアップコイルは、Fig. 5 に示すような場所に設置する。一般に超伝導コイルは損失が小さいために、損失エネルギーフロー密度は、蓄積エネルギーの増減分の成分よりも極めて小さく、 10^{-3} 程度しかない。したがって(24)式の結果を正確に測定するためには、超伝導線材やコイルの交流損失測定における「誘導電圧のキャンセル」処理と同様な処理を行う必要がある。したがって電界の損失成分を測定して損失エネルギーフロー密度を求めるためには、電界測定用ピックアップコイルに含まれる、いわゆる誘導電圧をキャンセルするために、Fig. 5 に示すような場所に設置したピックアップコイルを使用する必要がある。この磁界測定用ピックアップコイルの電圧と、電界測定用ピックアップコイルの電圧の信号差を測定することによって、電界の損失成分が測定でき、損失エネルギーフロー密度を高感度で測定できる。

3. 超伝導コイル運転時の巻線異常測定の実証試験

本章では、本論文で提案する非接触異常測定方法の有効性を、実験的に確かめた実証試験について説明する。この試験では、Bi-2223 多芯テープ線で巻線した空心のソレノイドコイルをサンプルコイルとし、そのコイルに発生させた局所的な異常を、本測定方法で測定できるかどうか調べた。エネルギーフローを測定する本測定方法では、電気エネルギー駆動のヒーターにより異常を発生させる方法では

Fig. 5 Shape and arrangement of pick-up coil-E for measuring electric field and pick-up coil-H for measuring magnetic field.

ヒーターへの損失エネルギーフローとサンプルコイルへのそれとの区別がつき難いことにより、測定誤差を引き起こす可能性がある。そこで、窒素ガスをサンプルコイルの一部の巻線に噴き付ける方法により異常を発生させた。本実験では、その異常発生付近と、その場所から離れた場所の測定を同時に行った。異常発生付近で感度良く測定できるかどうか重要である。

3.1 実証試験方法

ここではまず、本実証試験に使用したサンプルコイルと異常発生方法、そして異常測定システムについて説明する。

Table 1 には、作製したサンプルコイルのパラメータを示している。巻線線材は、77 K の自己磁界中の臨界電流が 88 A である Bi-2223 多芯テープ線材である。この線材を、外径 70 mm のベークライト製巻線ボビンに、15 ターン巻線した密巻単層ソレノイドコイルをサンプルコイルとした。

Fig. 6 に実験装置の概略図を示している。サンプルコイルを保冷容器に入れ、液体窒素で冷却した。損失エネルギーフロー密度を測定するピックアップコイル群は、図に示すように 3 箇所を設置した。測定は、図中の灰色で示す

Table 1 Parameters of superconducting coils and tapes

Coil	
Diameter	70 mm
Length	64.3 mm
Number of layers	1
Number of turns	15
Length of windings	3.30 m
Inductance	11.8 μ H
Tape	
Filament material	Bi-2223
Number of filaments	55
Ag ratio	2.2
Width of tapes	4.1 mm
Thickness of tapes	0.22 mm
Twisting	none
Critical current at 77 K, self-field	88 A

Table 2 Parameters of pick-up coils

Pickup coil-E	
Turn number	24 turn
Length of inner arc	51.2 mm
Length of outer arc	130 mm
Pickup coil-H	
Turn number	80 turn
Length of inner arc	51.2 mm
Length of outer arc	55.0 mm

巻線の一部に異常を発生させて行った。3 箇所のピックアップコイル群は、それぞれ、異常を発生させた直近で測定した $Pr-W$ と、その隣の $Pr-N$ 、異常発生反対側の $Pr-O$ の測定を行った。使用した電界測定用ピックアップコイル (PC-E) と磁界測定用ピックアップコイル (PC-H) の形状は、**Table 2** に示している。PC-E の内側の円弧の長さは 51.2 mm である。引き出し長は 100 mm とした。この引き出し長は、サンプル巻線の磁化によって PC-E に鎖交する磁束を数値的に計算して、測定したい電界の 90% が測定できる長さまでとした。

本試験では、実験装置周辺の電磁界を乱さないために、サンプルコイルの特定の領域に、窒素ガスを噴きつける方法で異常を発生させた。**Fig. 7** は、サンプルコイル周方向への回転角 θ を横軸にとった展開図である。この図の斜線

Fig. 6 Experimental set-up to demonstrate that the new system detects normal transitions in a Bi-2223 coil. $Pr-W$, $Pr-N$ and $Pr-O$ are the Poynting's vectors on the warm-up side, neighboring side and opposite side, respectively.

Fig. 7 Measuring sensor arrangements. W-8, W-8L, W-8R, W-5 and W-11 are thermo couples. PC-E-W, PC-E-N and PC-E-O are pick-up coils for measuring electric fields on the warm-up side, neighboring side and opposite side, respectively.

部で示す領域に窒素ガスを噴き付けた。この領域は、7 ターン目から 9 ターン目までの 3 ターン分で、幅 22 mm の範囲である。この領域に窒素ガスを噴き付けるために、断熱材でこの領域を覆っている。窒素ガスは、室温空間から内径 3 mm のテフロンチューブを通して異常発生領域まで導かれ、その後室温空間まで引き出された後、放出される。入熱の大きさの制御は、窒素ガスを送り出す圧力を

0.1 MPa に固定し、流量の調整のみで行った。

本論文で提案する新異常測定法によって異常を正確に測定できたどうかを明らかにするために、サンプルコイルに発生した異常を本異常測定法以外の方法によって確かめる必要がある。そのために本実証試験では、次の二つの方法による測定も同時に行った。一つは、サンプルコイルの損失性電圧の測定であり、もう一つは、巻線温度の測定である。サンプルコイルの損失性電圧測定は、有効電力法に相当する方法である。ここでは、サンプルコイルへの通電回路に直列に接続したトランス二次側の電圧を用いて、サンプルコイル両端電圧に含まれる誘導性電圧をキャンセルした。巻線温度の測定には、E 熱電対を使用した。熱電対による温度の測定場所は、Fig. 7 に示すように、異常発生装置中央である 8 ターン目の W-8 と、同じ 8 ターン目で異常発生装置外側の W-8L と W-8R、また 5 ターン目と 11 ターン目の W-5、W-11 の 5 箇所である。

サンプルコイルの損失性電圧の変化と巻線温度の変化に伴って、測定しているエネルギーフローに変化が観測されるかどうか重要である。特に、巻線温度とエネルギーフローのそれぞれの時間変化に関連性があるかどうか重要である。

サンプルコイルへの通電条件は、10 Arms、周波数 50 Hz の定電流モードの運転である。異常発生のための窒素ガスの流量は、0.6 L/s とした。

3.2 試験結果

試験結果を説明する。Fig. 8 は、横軸に経過時間、縦軸にサンプルコイル端子間電圧の損失成分、巻線温度、損失エネルギーフロー密度とした図を、それぞれ(a), (b), (c) に示している。損失エネルギーフロー密度は、正常時の測定値で規格化している。窒素ガスの噴出開始時が 0 s であり、窒素ガス噴出時間は、50 s 間である。この間を、図中では灰色で示している。

Fig. 8(a)中に示した拡大図を見ると、ガス噴出開始 14 s 程度経過してからサンプルコイル端子間電圧の損失成分に明確な変化が観測されている。巻線温度の測定結果からは、窒素ガスを噴き付けている場所の 8 ターン目の温度 W-8 が、ガス噴出開始後 5 s 程度経過してから上昇していることがわかる。しかしながらそれ以外の場所の温度、W-8R、W-8L、W-5、W-11 では、温度上昇は観測されていない。これらのことから、サンプルコイルには異常が発生しており、その異常は、窒素ガスを噴き付けている場所近辺に限られた局所的な異常であることがわかる。また、窒素ガス噴出を止めた 50 s から巻線が冷却されて元の正常状態に戻っていることもわかる。また、巻線温度の変化に対し、サンプルコイル端子間電圧の変化は、10 秒ほど遅れている。

一方、我々の提案する新異常測定法で測定した損失エネルギーフロー密度は、窒素ガス噴き付け側の損失エネル

Fig. 8 Experimental results showing (a) the loss component of terminal voltages of a sample coil, (b) the temperature of the winding, and (c) the loss component of energy flows.

ギーフロー密度, **Pr-W** のみが増加しており, その他の場所で測定した **Pr-N**, **Pr-O** のいずれにも変化は観測されなかった。特に, 窒素ガスを噴き付けている場所の巻線温度が上昇し始めると同時に, **Pr-W** にも変化が観測されている。このことから, 本異常測定によって非接触で異常が測定できていることがわかる。

また, サンプルコイル端子間電圧の変化が, 温度変化よりも遅れて観測されていることは, コイル全体電圧の測定では, 高温超伝導コイルで起こりうるホットスポットの確実な検出が難しいことを示している。すなわち, 正常時に観測されている電圧に対し, 異常発生時の電圧が小さく, 異常の検出が難しいことを示している。一方, 我々の提案する方法では, コイル端子間電圧よりも早く異常を検出できていることがわかる。このことから, 本測定法の優位性が示されている。

4. 結論

本論文ではまず, 高温超伝導コイルのホットスポットのような局所的な常伝導転移を高感度に測定できる安全な測定方法として, 保冷容器外側の室温空間に設置したピックアップコイルを用いる非接触型の新測定方法を提案した。次に, 提案した新測定方法を用いれば, 超伝導コイルに対し接触させないピックアップコイルによって, 周辺の電界を測定できることを理論的に明らかにした。さらに実際に測定装置を作製し, 新測定方法によって超伝導コイルの異常を実測することに成功した結果を説明した。以上のことから, 本異常測定方法が, 高温超伝導コイルの異常測定方法として優れた方法であることを明らかにした。

高温超伝導線材を用いた電力機器などの運転監視装置として本測定方法を応用する場合, 特に超伝導変圧器などの鉄心を用いる機器では, 漏れ磁界が小さいために測定が難しいことが予想される。また, 変圧器に接続された負荷が変動する時に巻線異常をどのようにして検出するかという課題がある。これらの点に関する検討は別の論文で報告する。

なお, 本研究の一部は, 科研費 (基盤研究 (B) 22360120) の助成を受けたものである。

参 考 文 献

- 1) M.N. Wilson, "Superconducting Magnets", Clarendon Press, Oxford (1983) 219-221
- 2) K. Takeuchi, et al.: "Fundamental studies for the application of quench protection systems based on an active power method for cryocooled LTS coils", Cryogenics **48** (2008) 148-153

- 3) T. Ishigohka, et al.: "AE measurement of the LHD helical coils", IEEE Trans. Appl. Supercond. **15** (2005) 1423-1426
- 4) S. Imagawa, et al.: "Performance of the helical coils for the Large Helical Device in six years' operation", IEEE Trans. Appl. Supercond. **14** (2004) 1388-1393
- 5) A. Siemko, et al.: "Quench location in the superconducting model magnets for the LHC by means of pick-up coils", IEEE Trans. Appl. Supercond. **5** (1995) 1028-1031
- 6) F. Sumiyoshi, et al.: "AC losses in Bi-2223 multifilamentary tapes", Inst. Phys. Conf. Ser. **167** (1999) (Proc. of EUCAS, Spain, September) 935-938
- 7) H. Kasahara, et al.: "AC losses in long Bi-2223 tapes wound into a solenoidal-coil", IEEE Trans. Appl. Supercond. **14** (2004) 1078-1081
- 8) F. Sumiyoshi, et al.: "A quench monitoring system of superconducting coils by using the Poynting vector method", IEEE Trans. Appl. Supercond. **19** (2009) 2341-2344
- 9) K. Habu, et al.: "The contactless detection of local normal transitions in superconducting coils by using Poynting's vector method", Physica C **470** (2010) 1860-1864

川 越 明 史

1975 年 1 月生。1997 年鹿児島大学電気電子工学科卒業。1999 年鹿児島大学大学院理工学研究科博士前期課程電気電子工学専攻修了。同年 4 月より鹿児島大学電気電子工学科助教を経て, 2009 年 4 月より鹿児島大学大学院理工学研究科電気電子工学専攻に勤務。助教。主として超伝導技術の電力応用に関する研究に従事。低温工学・超伝導学会会員。電気学会会員。博士 (工学)。

藤 岡 直 人

1987 年 12 月生。平成 22 年鹿児島大学電気電子工学科卒業。同年 4 月鹿児島大学大学院理工学研究科博士前期課程電気電子工学専攻入学。主として高温超伝導コイルの異常監視・診断に関する研究に従事。低温工学・超伝導学会会員。

木 元 武 尊

1986 年 12 月生。平成 21 年鹿児島大学電気電子工学科卒業。同年 4 月鹿児島大学大学院理工学研究科博士前期課程電気電子工学専攻入学。主として高温超伝導コイルの異常監視・診断に関する研究に従事。低温工学・超伝導学会会員。

住 吉 文 夫

1952 年 3 月生。1974 年鹿児島大学電気工学科卒業。1976 年九州大学大学院修士課程電子工学専攻修了。1980 年同博士課程修了。同電子工学科助手を経て, 昭和 60 年 3 月より鹿児島大学電気電子工学科, 2009 年 4 月より同大学大学院理工学研究科電気電子工学専攻に勤務, 教授。主として超伝導線材・導体の電磁特性および超伝導技術の電力応用に関する研究に従事。低温工学・超伝導学会, 電気学会会員。工学博士。