統計的手法による超電導コイルのクエンチ特性評価と安定性設計

正員 古瀬 充穂 (産業技術総合研究所)
正員 塚本 修巳 (横浜国立大学)

**Statistical Method to Estimate Training Quench Characteristics
and Stability Designing of Superconducting Windings**

**Mitsuho Furuse, Member (National Institute of Advanced Industrial Science and Technology)
Osami Tsukamoto, Member (Yokohama National University)**

One of key issues in designing superconducting apparatuses is how to design high current density superconducting windings whose quench current surely exceed designed operation current. However, a method to quantitatively estimate a quench current of the winding has not been developed. This paper is related to this issue. MQE (Minimum Quench Energy) is a well-known criterion of the stability of superconductors but cannot be a proper measure of the stability of the superconducting windings without knowledge on the size of disturbance in the windings. Therefore, it is important to know quantitatively the size of the disturbance energy to estimate the stability.

Generally, a major cause of unexpected quenches of high current density superconducting windings is a disturbance caused by an abrupt conductor motion due to electromagnetic forces. The released energy by the conductor motion depends on many factors, such as stiffness, compliance and irregularities in dimensions of the conductors, electrical and mechanical forces to the conductors, fixing structure of the conductors etc. We developed a method to estimate the disturbance energy due to conductor motion taking into account of these factors. Once the disturbance energy is known, the stability of the windings can be estimated by knowing MQE of the conductor. The conductor motions occur at poorly supported parts of conductor in winding which are caused by irregularities in the size of conductors and structures. By assuming that the irregularities follow Gaussian process, we developed a statistical method to predict quench characteristics of superconducting windings.

In this paper, the theory to estimate quench characteristics of superconducting windings is described. We applied the theory to two different types of superconducting windings, a large bore superconducting magnet and rotor windings of a superconducting generator, and compared the estimated results with excitation test results. The estimated quench characteristics well coincided with excitation results. Details of the analysis method are presented in the paper. We also discussed about possible method to increase stability or current density keeping required stability level.

キーワード：超電導コイル，トレーニングクエンチ，統計的予測
Keywords : superconducting windings, training quench, statistical method

1. まえがき

電流密度の高い低温超電導コイルにおいては、通電電流値が短尺でのコイル導体の通電許容値より低い値でクエンチを起こす不安定性現象がしばしば発生する。この不安定性現象を抑え、安定に定格電流を流せるようにすることが超電導マグネット技術の最重要課題の一つである。本論文は、クエンチ電流値を統計的手法を用い定量的に評価し、またその結果に基づきコイルの安定性を設計する手法を示したものである。

超電導体の特長は、電気抵抗が無いことは無論のこと、電流密度が大きいことが同様に重要である。特に超電導応用機器の性能向上、実用性、経済性は超電導コイル部の電流密度をいかに高くできるかにかかっている。しかし、超電導コイル部の電流密度を大きくすると、短尺のコイル導体の通電許容値より低いところでコイルがクエンチしてしまうことがしばしばある。一般にこの不安定性現象はコ

イル部の電流密度が高くなるほど厳しくなるが、従来は要求される電流密度を満たし、かつ安定性を保つための導体及びコイルの設計方法は明らかになっていなかった。

従来、超電導導体の安定性評価基準として、完全安定性、最小伝搬電流値、最小伝搬領域 (MPZ; Minimum Propagating Zone)、最小クエンチエネルギー (MQE; Minimum Quench Energy) が用いられてきているが⁽¹⁾、これらは皆、導体に加わる擾乱の大きさを想定し、導体がクエンチするかどうか判別するものである。完全安定性、最小伝搬電流値の評価基準は、導体全体又はかなり長い部分にわたり常電導になっても超電導状態を自発的に回復する条件を与えるものである。この条件を満たすように導体を設計すれば、原理的にどのようなコイルでも安定性が確保される。実際、このような条件の下で製造されたコイルでは不安定性の問題は皆無に近い。しかし、この条件は保守的に過ぎ、コイル部の電流密度がかなり低くなり、実用性、経済性が厳しく、またコイルの体格、形状や磁界性能などの要求性能が満た

されない場合が多い。事実、この条件を満たさない導体でも安定なコイルは多くある。このため、より現実的な評価法として、クエンチに至る常電導部の芽の最小の長さを与える MPZ や、クエンチを引き起こすに必要最小の擾乱エネルギー MQE が用いられる。これらの値に基づきコイルの安定性を評価するにはコイルにした時に発生する擾乱の大きさに関する知識が必要となるが、従来、コイルに発生する擾乱の大きさの評価は、製造経験とコイル設計者の勘によるしかなかった。

一般に低温超電導コイルにおいて、トレーニングを伴う電流劣化現象の主要原因は、電磁力による突発的な導体の動きという機械的擾乱であることが、様々な実験的検証から広く知られている⁽²⁾。総延長数百 m から数 km に及ぶ導体の中の、わずか数 mm～数 cm ほどの長さにわたって、突発的に数 μm 動いただけで、そのときの発熱により常電導の芽が生じ、コイル全体の常電導転移につながる可能性がある。このような導体の動きが生じないように様々な手段を用いて導体の固定がなされるが、局所的で微小な機械的擾乱を完全に防ぐことは困難である。よってこのような機械的擾乱を定量的に評価し、その発生頻度の予測を設計の段階で行うことができれば、マグネットのトレーニング現象を予測することが可能となり、さらにクエンチ電流が定格値を確実に上回るようにマグネットを設計することが可能になると考えられる。

従来我々は、導体に不可避免的に生じる寸法不整に着目し、これに起因する導体の固定力の不整より、導体の動きに伴う擾乱の大きさを定量的に評価し、コイルの安定性、クエンチ特性を統計的に評価する方法を提案してきた⁽³⁾⁽⁴⁾。本論文は、従来個別のコイルの安定性評価・設計に関し発表してきた論文を基に、我々の提案する評価手法およびそれに基づく安定性設計法を一般化し、系統的に示したものである。まず、機械的擾乱のエネルギーの定量化と発生頻度の確率予測から超電導コイルのトレーニングクエンチ特性を評価する一般的手法について系統的に示し、次にこれに基づき安定性の設計、すなわちクエンチ電流を所定の定格以上にする方法について示した。さらに本手法を大口径超電導マグネットと超電導発電機の界磁巻線の全く異なるタイプの2つの超電導コイルに適用した例を示し、その妥当性を検証した。

2. クエンチ特性評価手法

<2.1> 機械的擾乱の定量化 超電導巻線を構成する超電導線や巻枠、スペーサ等の構造材には、表面の粗さや寸法の不均一などの寸法不整が不可避免的に伴う。これにより巻線に対して外部から導体固定のための応力を加えても、巻線中に均一にいきわたらず、固定力にも不整が生じる。局所的に押さえが弱くなっている箇所では、導体に加わる電磁力が押さえ力を上回ると、その部分で導体が突発的に動き、機械的擾乱が発生すると考えられる。この局所的な擾乱は、様々な実験結果から、継続時間が数百 μs 程度のパ

ルス的なもので、わずか数ミクロンの距離の導体の動きでも、常電導の芽を生じさせるに十分な発熱があることが知られている⁽¹⁾。

具体的に巻線内での導体の動きは図1に示すようなたみであると考えられる。このとき導体を受ける仕事のうち、導体に蓄えられる位置エネルギーを差し引いた、発熱に寄与するエネルギー $E_d[\text{J}]$ は、通電電流 $I[\text{A}]$ で突然導体が動いたとすると、(1)式で与えられる⁽⁵⁾。

$$E_d = \frac{(B_n I)^2 (l/2)^5}{45 E I_d} \quad \dots (1)$$

ここに $l[\text{m}]$ は導体が動く部分の長さ、 $B_n[\text{T}]$ は導体が動く方向に対して垂直な方向の磁界、 $E[\text{Pa}]$ は導体のヤング率、 $I_d[\text{m}^4]$ は断面二次モーメントである。このエネルギーが、一度にパルス的に放出されるものと仮定する。

超電導巻線がクエンチするか否かは、擾乱エネルギー E_d が導体の MQE を越えるかどうかで判断できる。導体の MQE は、熱が線方向に一次元的に拡がると仮定すると、一次元非定常熱伝導方程式を解き、常電導部が巻線全体に拡がっていつてしまう最小の擾乱エネルギーを求めることにより得られる。計算方法の具体的な内容は文献⁽⁶⁾の通りである。MQE を求めるにあたり、線の動きに伴うパルスの機械的擾乱に対する冷媒の過渡熱伝達特性を考慮する必要がある。

<2.2> 最大可動域長さ(MML)の算出 求めた MQE を(1)式の E_d に代入し、素線が動く部分の長さ l について式を解くと、次式のようになる。

$$\text{MML} = \left\{ \frac{1440(\text{MQE}) E I_d}{(B_n I)^2} \right\}^{1/5} \quad \dots (2)$$

ここで与えられる長さ MML[m]とは、導体が動いてもクエンチを起こさないような最大長さであり、最大可動域長さ(Maximum Movable Length)の略である。つまり、クエンチをエネルギーの大小での評価でなく、導体の長さの次元で考えることにする。MML は通電電流と、巻線内の導体が経験する磁界の関数である。

<2.3> 導体の寸法不整と支持力不整の算出 導体の動きは局所的押さえ力劣化部分で起き、押さえ力の変動を起こすのは導体や構造材の寸法不整であると仮定した。一般に導体の長さ方向のうねりや厚さの寸法誤差などの不整量

図1 超電導導体の動き

Fig.1. A model of the motion of a conductor

の特性は、ガウス分布をする不規則過程と考えることができる。そのパワースペクトル密度 $\Phi_0(\omega)[m^3]$ は高速道路の路面や鉄道線路と同様に考えて、(3)式ようになる⁽⁷⁾。

$$\Phi_0(\omega) = \frac{A}{\omega^4} \quad \dots (3)$$

$\omega[m^{-1}]$ は空間周波数、 $A[m^3]$ は変動の標準偏差を決める定数である。このようなガウス分布に従う不整量は、モンテカルロ法を用いて計算機上で模擬することができる。すなわち、導体1本の長手方向(x方向)の寸法不整量(導体寸法の平均値からの変動分) $y(x)[m]$ は次式より得られる。

$$y(x) = \sum_{k=1}^N a_k \cos(\omega_k x + \phi_k)$$

$$a_k = \sqrt{4\Phi_0(\omega_k)\Delta\omega}$$

$$\Delta\omega = (\omega_u - \omega_l)/N \quad \dots (4)$$

$$\omega_k = \omega_l + (k-1/2)\Delta\omega$$

$$; k=1, 2, \dots, N$$

ここに ω_u は高域遮断周波数、 ω_l は低域遮断周波数、 N は十分に大きな整数である。 ω の帯域は導体の固定方法に依存する。低域遮断周波数は、それ以上長い周期に渡って不整が無いと考えられる距離であり、例えば1ターンの長さを与えればよい。高域遮断周波数はパワースペクトル密度が空間周波数の4乗に反比例することから、数値解析の結果にほとんど影響を与えない。 ϕ_k は0から 2π で一様になかつ互いに独立な確率変数である。不整の標準偏差は、 $y(x)$ 全体を定数倍すれば、それに比例するので、(3)式の A はまず適当な値を仮定して $y(x)$ を求め、その後 $y(x)$ が目的の標準偏差 σ を持つように定めればよい。巻線と考えたときは、このような寸法不整を持つ導体が n 層重ねられている。このとき各導体の仮想平面に対する不整の標準偏差 σ_n は導体一本のときの $\sqrt{n}$ 倍になる。

巻線に挟み込む形で力を加えたとき、各導体は圧縮変形により生じる抗力とコイルに加えられた固定力がつりあうまで変形する。抗力は、圧縮による変形量にコイルのばね定数 $K[N/m]$ を乗じたものである。このとき寸法不整により各導体が相互に及ぼしあう接触面力に不整が生じる。導体間の接触面力は、図2のような導体のばねモデルを用いて計算することができる。導体を、電磁力や遠心力などの体積力の働く質点と、変形により生じる抗力の平面力を表

図2 コイルのばねモデル

Fig. 2. A model of the winding.

す2つのばねで表している。コイルで導体が n 層積層されている場合は、このばねモデルを n 層積層し、力の釣り合いから導体間の接触面力を求めることができる。

モデルのばねのばね定数 k は、コイルのばね定数 K に対し、 $k=K/2n$ である。

計算機上で模擬した寸法不整 $y(x)$ に対し、導体間接触面力の不整は(5)式で近似される。

$$\Delta F(x) = Ky(x) \quad \dots (5)$$

つまり接触面力は、ばねモデルで求めた値を基準に、 $\Delta F(x)[N]$ だけ変動する。ただし、 K の値はコイルの定常動作点まわりの微小変形に対するばね定数である。この近似は、本論文で考えているような導体の微小な動きに対しては妥当である。このような導体間の接触面力に対し、それとは垂直な方向に導体が動こうとしたとき、導体を留める押さえ力は、接触面力に静止摩擦係数を乗じた摩擦力である。接触面力の不整により、摩擦による押さえ力も不整になる。

<2.4> クエンチ回数期待値の算出 上述の導体押さえ力の不整の中で、通電による電磁力が摩擦押さえ力を上回る部分で導体の動きが生じ、その部分の長さが MML 以上であればクエンチが起きる。よってある通電電流、応力状態において、模擬した押さえ力分布の中でそのような箇所の数を求めることにより、クエンチ発生回数の期待値を求めることができる。実際にはコイル導体の総延長より十分長い不整分布を模擬して期待値を求め、コイル導体総延長あたりに換算すれば、コイルとしてのクエンチ発生回数の期待値となる。

励磁を模擬して通電電流を0から ΔI ずつ増し、クエンチ発生回数の期待値の増分を所定の通電電流まで積分すれば、この値が所定の通電電流に到達するまでに起こるトレーニングクエンチ回数の期待値になる。ここで、一度動いた部分が、再び動く可能性があるかについて検討しなければならない。一般に導体に動きが生じると、その部分はより安定した場所に移動して落ち着き、押さえ力が回復して二度とクエンチの芽にはならないと考えられる。実際にクエンチ後の励磁ではクエンチ時に観測される音響信号が減ることが多く、カイザー効果として知られている⁽⁸⁾。しかし、線が動くフリースペースが大きい場合等では、再び同じ場所が動く可能性を考える必要がある。このような場合は、一度動いた部分は今まで貯め込まれた応力がリセットされ、再びその部分に電磁力による応力が蓄積していくようなモデルで考えればよい。ただし、トレーニングの途中でクエンチ電流が下がるようなコイルがまれにはあるが、このように導体の固定が悪いコイルは考慮の対象としていない。

クエンチ発生回数の期待値が1を越えるところで最初のクエンチ（ファーストクエンチ）が、以降1増える毎にクエンチが起きると仮定すると、トレーニング特性を定量的に予測することができる。

以上の議論では導体が一方方向にのみ動く仮定してきた

が、コイルの形状によっては径方向と軸方向に導体が動く可能性もある。そのようなコイルについては、二次元的なばねモデルを用いた摩擦押さえ力不整分布から、軸方向・径方向それぞれのクエンチ回数の期待値を求め、その和がコイルのクエンチ発生回数の期待値となる。

<2.5> 安定性設計 以上の手法により超電導コイルのクエンチ電流値を定量的に評価することが可能になった。クエンチ電流を支配する主要要因は、MML、導体の押さえ力の大きさと、その不整の大きさである。MML は導体の構造・構成・冷却条件に関わる量であり、導体の押さえ力とそのばらつきの大きさはコイルの構造・構成に関わる量であって、安定性の設計にあたってはこれらの量を、クエンチ電流が要求値を上回るように設計する必要がある。表1にはこれらの量を定める導体及びコイルの構造・構成の設計パラメータおよびそれに関わる諸量を示してある。コイルの安定性設計にあたってはこれらの諸量に基づき設計パラメータを決めることになる。安定性設計の手順が図3に示してある。コイルの形状・規模・磁界性能等の要求条件に従って、コイル・導体の設計を行う。さらに、導体の支持方式に基づき、コイル中の導体にかかる力を算出するために図2に示すばねモデルを要素とするコイルモデルを作る。これらに基づきクエンチ電流支配要因量を算出し、本章で述べた手法に従いクエンチ電流を算出する。その結果が要求値を満たさなければ、導体／コイルの設計パラメータを変更する。一般に MML は導体の大幅な変更がなければあまり大きく変えられない。導体の押さえ力の増強、押さえ力の不整の抑制が安定性向上の効果が大きい。銅比を大きくすると導体の変形裕度が大きくなり、導体の押さえ力の不整を抑えるのに有効である。具体的な設計法につ

図3 安定性設計の手順

Fig. 3. Procedure for stability design.

いては後述する。

3. クエンチ特性評価手法の実際

前章のトレーニングクエンチ特性評価手法を、形状・導体・冷却方式が異なる2つの超電導巻線について適用し、実際の励磁試験結果と比較を行った。コイル毎のモデルの相違と具体的な計算について以下に示す。1 例目は日本原

表1 安定性設計に関わる導体／コイル構造・構成に関わる諸量

Table 1. Parameters of conductor and coil on designing stability.

支配要因量	導体／コイル設計パラメータ	導体／コイルの構造・構成諸量
MML	MQE	<ul style="list-style-type: none"> ・ 冷媒熱伝達特性・冷媒温度、導体の熱伝導率 ・ 銅比／常電導転移時の抵抗 ・ 超電導体の J_c (運転時の磁界における) ・ 通電電流値
	導体の曲げ剛性	<ul style="list-style-type: none"> ・ 導体形状 (断面2次モーメント) ・ 導体のヤング率
導体の押さえ力	導体の摩擦力	<ul style="list-style-type: none"> ・ コイル押さえ力 ・ 導体にかかる電磁力、外力 (遠心力等)
	導体固定構造	<ul style="list-style-type: none"> ・ 導体間、導体／スペーサ間の摩擦係数 ・ 巻線構造 ・ プリストレス
導体の押さえ力の不整	導体 (およびスペーサ) の寸法不整	<ul style="list-style-type: none"> ・ 導体寸法公差管理
	コイル構造	<ul style="list-style-type: none"> ・ コイル形状、寸法、ターン数、層数等
	コイルのばね定数	<ul style="list-style-type: none"> ・ コイル構造 ・ 導体のばね定数 (銅比、形状等) ・ スペーサのばね定数

子力研究所の導体試験用の大口径マグネットで、角形モノリシック導体のパンケーキ積層型、冷却は液体ヘリウム浸漬である。2例目は Super-GM の超電導発電機の界磁巻線で、成形線線の鞍型コイル、ロータ定格回転状態では超臨界圧ヘリウムによる冷却になる。

<3.1> 大口径超電導マグネットの特性評価

(i) マグネットの構造と励磁試験結果

マグネットの諸元を表2に、縦断面を図4に示す。マグネットは34のダブルパンケーキコイルから成り、上下をフランジで挟み込み、これを結ぶ96本の締め付けボルトで固定されている。導体は銅比3.2のNbTi角形モノリス導体で、パンケーキ間とダブルパンケーキ内の層間にGFRPのスペーサが挟まれている。冷却は液体ヘリウム浸漬冷却である。

この大口径マグネットの励磁試験は2回行われ、その結果を図5に示す。図中の一点鎖線は実測された導体の臨界電流である。2回目の励磁試験では、締め付けボルトの径を初回の16mmから13mmに削ることによりボルトのばね定数を減らして、コイルが収縮してもCase1より強い締め付け力が残るようにした。この改良によってクエンチ電流は増加している。以降、初回の励磁試験をCase1、2回目の励磁試験をCase2と表記する。表3にCase1と2の低温での押さえ力の相違（常温でのボルトの締め付け力と冷却時の材料の熱収縮量から算出）とファーストクエンチ電流を示す。締め付けの増加によりクエンチ電流が250Aほど向上することがわかったが、Case2でも臨界電流に比してかなり低い電流でトレーニングが観測された。電流マージンは大きく、発生磁界を大きくできるポテンシャルは十分にある。

パンケーキは張力を持って巻かれており、エポキシ含浸されている。それでも励磁試験の前後でマグネットに取り付けられた歪みゲージからパンケーキが動いた形跡が見られ、また音響センサの反応から機械的擾乱によってクエンチが起きたと考えられる。これはエポキシ含浸しても、冷却による熱収縮からターン間や層間が剥離することがあり、マグネット巻線部に導体が動ける空間が生じたためと考えられる。

(ii) コイルモデル

本コイルでは導体のコイル軸方向の動きはスペーサプレート（以下スペーサという）により拘束されている。一方、電磁力による導体のフープ力方向の動きは、スペーサと導体との摩擦で固定されている。従ってコイルが励磁により軸方向に縮むと、締め付けボルトによって与えられる軸方向の導体対スペーサの接触面力が弱まり、摩擦による導体固定力が弱くなる部分が生じる。その部分で導体がフープ力方向に動き、クエンチを起こす可能性があると考えられる。このような考えは、ばね定数のより小さい締め付けボルトを用い、励磁時にも強い締め付け力が残るようにしてフープ力方向の導体の動きを抑えた上記Case2において安定性が向上していることから妥当と考えられる。またパ

表2 大口径マグネット諸元と計算に用いた諸量
Table 2. Specifications of the large bore magnet and parameters on calculation.

コイル	34 ダブルパンケーキコイル
冷却	液体ヘリウム浸漬冷却
内/外径	1.5m/1.8m
総ターン数	2236
蓄積エネルギー	21MJ (at 6T)
導体巻テンション	3kN
導体形状	角形モノリシック
導体サイズ	4.0mm×7.9mm ±0.05mm
銅比 NbTi : Cu	1 : 3.2
寸法不整標準偏差 σ_s	35 μ m
コイルのばね定数 K	5GPa
導体のヤング率 E	130GPa
導体の断面2次モーメント I_d	42×10 ⁻¹² m ⁴

図4 大口径マグネット縦断面図

Fig. 4. Schematic illustration of the large bore magnet.

ンケーキコイルはテンションを加えながら巻線されているため、導体が半径方向外側へ動こうとしたとき、テンションによるコイル向心方向成分の力に逆らって動くことになる。これらを考慮してコイルのモデリングを行う。

図6はマグネットの導体面にかかる接触面力分布を求めるためのばねモデルである。ここで、パンケーキ1層と絶縁スペーサプレート1枚を合わせたものを一まとめに考え、

図5 大口径マグネットの励磁試験結果
Fig. 5. Training characteristics of the large bore magnet.

表3 励磁試験条件とファーストクエンチ電流
Table 3. Configuration of magnet and first quench current.

	Case1	Case2
締め付けボルト径	16mm	13mm
低温でのコイルに対する圧縮応力	10.5MPa	12.0MPa
ファーストクエンチ電流	1740A	1992A

これを体積力である電磁力が加わる質点と、面積力である相互接触面力と変形を表す2つのばねで表してある。これが $n=68$ 層積み上げられ、フランジで挟み込まれ、これを結ぶ締め付けボルトで挟み込み力が加えられているモデルである。 $f_{xi}[N/m]$ ($i=1\sim68$) は i 層目の導体に加わる電磁力のコイル軸方向成分、 $f_{yi}[N/m]$ ($i=1\sim69$) はばねの反力で、層間の相互接触面力を表す。パンケーキのばね定数 k は、コイル全体のばね定数 K より $k = K / 2n$ で与えられる。 K は、大口径マグネットに取り付けられた歪みゲージにより励磁中の歪みを測定し、その値から求めた。 K は 5GPa に相当する。これは、低温でのエポキシのヤング率に近い値

図6 コイル内導体の接触面力分布を求めるためのばねモデル (右は締め付けボルトの締め付け力が無くなった後のモデル)

Fig. 6. Winding model of the magnet to calculate contact forces between conductors.

である。96 本分の締め付けボルト全体のばね定数 k_0 は SUS の低温でのヤング率 200GPa より求めた。

ボルトを締め付けてコイルに初期押さえ力を加えるが、冷却・励磁によりコイルが軸方向に縮むと、それにつれてボルトも縮み、初期押さえ力は減る。これに伴い、フランジに接している部分の接触面力は減り、この値が零になるときは、図6の右側のモデルを使って接触面力を求めなければならない(構成材やコイルの自重の影響は無視する)。モデルの切り替えは、図6中のフランジに接している部分のばねの力 f_{y1} または f_{y69} が0になったときに行う。

ばねモデルで求めた層間の接触面力を平均値として、式(5)に従い接触面力は長さ方向に不整分布を持つ。(5)式のコイルのばね定数 K は上記の通りである。接触面力に対して最大静止摩擦係数 μ を乗じたものが最大摩擦押さえ力であり、摩擦による導体押さえ力の最大値である。摩擦係数は、低温でのエポキシ対エポキシの摩擦係数の実測値である 0.7 とした⁽⁹⁾。しかし摩擦係数はこのクエンチ特性予測手法において、予測結果を大きく変えるのではなく、0.3 から1.0の範囲で実際に特性予測を行ったところ、予測結果にほとんど影響を与えなかった。これは、議論の対象が押さえ力の小さい箇所であり、導体とスペーサの接触が弱い部分は、摩擦係数の値にかかわらず摩擦力が小さくなること、摩擦力が小さい部分の範囲は、寸法不整の空間周波数に依存し、摩擦係数にほとんど依存しないことによると考えられる。

通電時に導体には電磁力が働くため、図6の通り、導体の上面の面力 f_{yi} と下面の面力 f_{yi+1} は異なる。従って、摩擦押さえ力は導体の上面と下面で異なるが、導体に加わるフープ力がどちらか摩擦押さえ力が大きい方の値を上回ったときに導体が動く。よって導体の動きを考えると、導体の両側の摩擦押さえ力の内、大きい方を考えればよい。以後の摩擦押さえ力は、この大きい方の摩擦押さえ力を使うことにする。

(iii) 導体の寸法不整とコイルの寸法不整

ダブルパンケーキコイルに使用された導体は、巻線前に寸法を測定し、仕様を満足していることが確認されている。導体の寸法不整の標準偏差は、導体仕様が $7.9\text{mm} \pm 50\mu\text{m}$ であることから、 2σ が $50\mu\text{m}$ 以下と仮定し、導体寸法の標準偏差 $\sigma_c = 25\mu\text{m}$ とした。スペーサ寸法の標準偏差もこれと同じ $\sigma_s = 25\mu\text{m}$ とした。このときパンケーキ1層とスペーサ1層を合わせた寸法不整の標準偏差 σ_0 は、

$$\sigma_0 = \sqrt{\sigma_c^2 + \sigma_s^2} = 35\mu\text{m} \text{ である。マグネットはこれが } n=68$$

層重なっているので、全体の不整の標準偏差はさらに $\sqrt{68}$ 倍である。そこで標準偏差 $\sigma = \sqrt{n}\sigma_0$ の寸法不整データを式(4)より計算した。押さえ力の不整は、スペーサ幅の2倍波長より短い不整およびコイルの1周より長い周期の不整の影響はほとんどないと考えられる。従って、高域遮断周波数 $\omega_h = 140\text{rad/m}$ と低域遮断周波数 $\omega_l = 1.2\text{rad/m}$ とした。不整データの長さ方向の刻みは十分小さくする必要が

あるが、これはサンプリング定理よりスペース間隔とした。

(iv) MML の計算

(1)式の擾乱定量化において、導体の機械的定数であるヤング率と断面二次モーメントは、導体の仕様から $E=130\text{GPa}$ (ほぼ銅のヤング率と仮定)、 $I_d=42\times 10^{-12}\text{m}^4$ (角形導体のフラットワイズ方向への曲げより) とした。マグネット内の各導体に加わる磁界は、有限要素解析により求めた。MQE は液体ヘリウムの過渡熱伝達特性を考慮した文献⁽⁶⁾のコードを用いて計算した。MQE は経験磁界の関数であるが、クエンチをするような磁界の強い場所を考えるので、マグネット内での最大磁界で計算し、これで近似した。MML は(2)式より求まるが、このときの B_a は $B_{\max}$ とした。MML は数 cm から 10cm 程度である⁽³⁾。

(v) 導体押さえ力分布の模擬とクエンチ電流期待値の算定

このコイルにおいてはエポキシ含浸されており、冷却時にはエポキシ部は収縮し、導体との剥離、クラックなどによりコイルのターン間の応力伝達は無視できると考えられる。従って、各ターンが独立し、導体がそれぞれテンションによる向心力に抗して電磁フープ力を受けると仮定した。

摩擦押さえ力分布を計算機上で模擬した例として、通電電流 1.7kA の時のものを図 7 に示す。寸法不整の模擬におけるサンプリング間隔 22mm を計算上の 1 セグメントとし、図 7 の横軸はそのセグメントの位置、縦軸はそのセグメントあたりの摩擦押さえ力を 1m あたりに換算した力である。また図中の破線は電磁フープ力 f_t から各ターンのテンションの向心方向成分 f_r ($=3\text{kN}/r:r$; 巻き半径) を引き算した値 $(f_t - f_r)/\text{N/m}$ である。図 7 の通り、摩擦押さえ力は平均値周りに大きく変動し、場所によっては完全に 0 になる部分もありうる。

$(f_t - f_r)$ の値が摩擦押さえ力を上回った場合、その部分が動くとは仮定すると、その区間に加わる電磁力はその両側で支えなければならない。計算機上の応力分布模擬モデルの

図 7 摩擦押さえ力の模擬例 ($\mu=0.7$, 通電電流 1.7kA, 1 セグメント 22mm あたり。図中の破線は電磁力 - テンションの向心方向成分)

Fig. 7. Distribution of supporting force of conductors.

上では、両側のセグメントに電磁力を二分して受け持つものと仮定する。もしこの力が両側で受けきれない場合は、さらにその外側のセグメントで受け持たなければならない(図 8)。

導体が長い部分に渡って撓んだ場合、その移動距離 $\Delta z(x)$ (図 1 の弓なりのたわみの頂部分を $x=0$ とする) は式(6)で与えられる。

$$\Delta z(x) = \frac{(f_t - f_r)(l-x)^2(l+x)^2}{24EI_d} \quad \dots (6)$$

しかし導体が動けるスペースは、密巻きのコイルゆえに、導体を持つ寸法不整分しかないと考えられる。つまりパンケーキコイルが 33 ターンのため、標準偏差 $\sqrt{33}\sigma_c$ のガウス分布に従う距離だけ動ける部分が導体長さ方向に分布することになる(可動距離が負になった場合は 0 とする)。各セグメントでの移動距離を(5)式より求め、その点での模擬された可動距離に到達した場合は、そこで導体が外側のターンに触れるために固定され、それ以上長い範囲に渡って導体のたわみは生じないと仮定した。

導体が動いた部分は(両側で支えられた場合も次のターンに接触して固定された場合も)応力がリセットされたとみなし、それら全てのセグメントの電磁力を 0 とした。(励磁試験の通電範囲内では一度動いた部分が再び動くようなことはないとは判断したため)このような仮定により、コイルのかなり長い部分(たとえば半周以上)にわたっての導体の動きが上記のように制限される。

以上の仮定に基づき、導体電流が I に達するまでに起こるクエンチ回数の期待値を求めたものが図 9 である。

クエンチ回数の期待値が 1 になるときファーストクエンチ、以降 1 増える毎にクエンチが起きると仮定すると、トレーニング特性が予測でき、その予測結果と図 5 の励磁試験結果を合わせて示したものが図 10 である。

図 10 の通り、トレーニングクエンチ予測は、若干の誤差はあるものの、励磁試験結果をよく説明できることがわかる。

<3.2> 超電導発電機界磁巻線の特性評価

(i) 巻線の構造とそのモデル化

Super-GM プロジェクトにおいて超電導発電機モデル機

図 8 導体支持のモデル

Fig. 8. Supporting structure of the winding.

図9 通電電流が I に達するまでのクエンチ回数の期待値

Fig. 9. Expected number of quenches.

図10 トレーニングクエンチ予測結果と励磁試験結果の比較

Fig. 10. Analytically calculated quench current and experimental results of training.

用に製作された3種類のロータのうち、低速応高電流密度型B機の界磁巻線を対象とする。巻線の構造や諸元は文献⁽¹⁰⁾の通りである。ここではロータの横断面(図11)とスロット断面(図12)のみを示す。

界磁巻線はテンションをかけて巻かれているが、鞍型コイルの直線部分ではテンションによる導体の固定が難しい。導体には、ロータの半径方向に、シュリンクフィットによりはめられたベッセルによる初期巻線固定力の他に、回転時には遠心力の機械的な力が加わり、また通電時には半径方向と円周方向にそれぞれ電磁力が加わる。本解析では機械的擾乱は固定上の弱点となる巻線直線部で起きるものと仮定した。また直線部では導体にかかるテンションは導体の押さえに寄与しないので考慮しなかった。

導体は素線が束ねられてできており、ロータ円周方向には導体中の素線の動きが生じると仮定した。この仮定にはいくつかの理由がある。まず、導体の断面二次モーメントは大きく、運転中の導体に働く電磁力では導体全体としてはほとんど動かないと考えられる。また導体のMQEは概算で素線の本数倍程度と大きくなり、断面二次モーメント

図11 発電機ロータ断面図

Fig. 11. Cross-section of the rotor.

図12 スロット断面図

Fig. 12. Cross sectional view of the winding in the slot.

が大きなことも合わせ、MMLが大きくなる。導体は樹脂の加熱硬化により固定され、長い部分に渡って導体全体が動くとは考えにくい。逆に素線に着目した場合、比較的フリースペースは大きいと考えられ、素線の動きによる擾乱がクエンチを引き起こすと仮定するのが妥当である。導体内の素線が1本動いたとき、導体内の応力バランスが崩れ、他の素線も同時に動くと考えれば、結局導体全体が動いたのと同じことになる。そこで、導体を1本の素線で代表させ、導体の中心部での力がこの素線に加わるというモデルとした。素線が動こうとするとき、これを留めようとする力は、巻線の半径方向の接触面力による摩擦押さえ力であるが、接触面力は導体の平面力が導体内部に行き渡ると仮定し、導体間接触面力が代表される素線に加わるものとした。摩擦係数は丸形素線間の値で、ここでは $\mu=0.7$ とした⁽¹¹⁾。本例の場合も静止摩擦係数 μ の値の変化に対して解析結果はほとんど影響されない。

巻線内の導体接触面力分布の計算は、図13に示したばねモデルを用いて行った。界磁巻線の場合、ベッセルにより上部絶縁スペーサを介して加えられる力が初期巻線固定力である。回転励磁時は接触面力が作用するロータ半径方向に遠心力が加わるため、質点に電磁力と遠心力が加わるようなモデルになっている。 $f_{ei}[N/m]$ は i 層目の導体に加わる遠心力、 $f_{ei}[N/m]$ は同導体に加わる電磁力のロータ半径方向成分である。遠心力は初期固定力に抗う向きであり、固定を弱くする要因である。

励磁による巻線のロータ半径方向の収縮と、遠心力の影響で、巻線が下部スペーサから離れるような場合は、図13の右側のモデルを用いた。このときは初期固定力が全く作用しない。

図 13 巻線内接触面力分布を求めるためのばねモデル (右は遠心力により巻線が下部スペースより離れた後のモデル)

Fig. 13. Winding model of the rotor to calculate contact forces between conductors.

導体のばね定数 k は、巻線のばね定数 K より $k = K/2n$ で与えられる。 K は巻線の圧縮応力歪み特性の傾きであるが、これは有限要素解析により算出した。また、コイル内の磁界分布は有限要素解析によるデータがあるので、これを基に、導体中央での磁界が導体を代表する素線に加わると仮定した。

(ii) MML の計算

(1)式の擾乱定量化においては素線の機械的定数であるヤング率と断面二次モーメントはそれぞれ $E=130\text{GPa}$ (ほぼ銅のヤング率と仮定)、 $I_d=3.2\times 10^{-13}\text{m}^4$ (丸形素線の曲げより) とした。

界磁巻線の励磁試験は、ロータを静止させた状態と回転させた状態で行われた。静止状態での励磁では巻線は4.2Kの液体ヘリウムの浸漬冷却となるが、回転状態では毎分3600回転の遠心加速度約4kGが冷媒のヘリウムにも加わり、ヘリウムは4気圧4.6Kの超臨界圧状態になる。よってMQEの計算では遠心加速度下における超臨界圧ヘリウムの過渡熱伝達特性を考慮しなければならない。しかし、高遠心加速度下での超臨界圧ヘリウムはおおよそ200 μsec 程度で定常熱伝達が確立することから⁽¹²⁾、ここでは遠心加速度下での超臨界圧ヘリウムの定常熱伝達特性のデータ⁽¹³⁾を用い、文献⁽⁶⁾のコードでMQEの計算を行った。以上より、式(2)からMMLを求めた。

(iii) クエンチ電流期待値の算定と実験結果との比較

寸法不整データは、前述の仮定の通り、接触面力は導体の表面力を考えるため、導体寸法の不整データを模擬した。仕様より、導体の高さは平均+0 μm 、-200 μm で管理されている。そこで標準偏差は $3\sigma=100\mu\text{m}$ とした。本来は+0 μm はローラにより導体をつぶしていることを意味するが、出っ張っている部分は接触面力が大きくなり、導体の動きを生じにくくさせる。着目すべきはへこんでいる部分であり、妥当な仮定である。低域遮断周波数は $\omega_l=0.02\text{rad/m}$ 、高域遮断周波数は $\omega_h=16\text{krad/m}$ とした。低域遮断周波数は、静

止励磁試験時の巻線押さえ板の寸法の2倍が1周期になるように、高域遮断周波数は影響があまりないので大きな値とした。サンプリング間隔は0.2mmと十分小さくした。静止励磁試験ではベッセルははめず、巻線押さえ板をスプリングで押しつける形で巻線の固定を行っている。励磁前に巻線に加えられている、低温での初期固定力は、実際の励磁試験で加えられた固定力と熱収縮等から計算し、静止励磁試験時18MPa、回転励磁試験時21MPaとした。

図14は導体通電電流4.5kAの場合における摩擦押さえ力の分布の計算例である。横軸はセグメント(幅0.2mm)の位置、縦軸はそのセグメントあたりの摩擦押さえ力を1mあたりに換算した力、破線は素線に働くロータ周方向の電磁力である。

素線に働くロータ周方向電磁力が摩擦押さえ力を上回り、その部分の長さがMMLを越えるとクエンチを起こし、いったんクエンチを起こすと、その芽となった部分は機械的に安定なところに収まったと考え、次の励磁では前回のクエンチ電流を越えた分だけの電磁力がかかるとした。

回転子巻線の安定性評価においてはファーストクエンチの電流値が重要であるので、ここではファーストクエンチ電流の予測を行った。また予測結果と励磁試験結果の比較を表4に示す。

実際のロータ界磁巻線の励磁試験は、ロータを静止させた状態で臨界電流付近まで通電し、トレーニングがあることを、また回転させた状態で定格通電(3kA)と過渡時最大3780Aでクエンチしないことが確認されている⁽¹⁰⁾。表

図 14 摩擦押さえ力の模擬例 ($\mu=0.7$, 1セグメント0.2mmあたり)

Fig. 14. Distribution of frictional supporting force of conductors.

表 4 ファーストクエンチ電流予測結果と励磁試験結果の比較

Table 4. Comparison of estimated first quench current and excitation tests results.

	静止励磁	回転励磁
試験結果	4.3kA	—
予測結果	4.1kA	4.4kA

4より、静止励磁時のファーストクエンチ電流を予測できていることがわかる。回転励磁ではファーストクエンチ電流は 4.4kA と予測され、実験で流された最大電流値ではクエンチは起きないことになる。

予測結果では静止励磁時より回転励磁時の方がファーストクエンチ電流が大きくなっている。これは、巻線に対する押さえ力が回転励磁試験の方が大きいためであり、巻線押さえ力が安定性向上に大きく寄与することを示している。静止励磁試験と回転励磁試験の関係、およびクエンチ電流の巻線押さえ力依存性は次節で詳述する。

発電機の定常トルクの導体 1本 1m あたりの分担分は定格運転時に導体に加わる電磁力の 3%にすぎないので、ここでは発電機のトルクの影響は考慮しなかった。発電機の三相突発短絡でも過渡時最大 3.5pu (1pu:定常トルク)しかかからず、定常トルクや突発短絡時の瞬時トルクは巻線の安定性にほとんど影響しないことがわかる。実際に発電機の励磁試験と突発短絡試験で、クエンチせずに運転できることが確かめられている⁽¹⁰⁾。

4. クエンチ特性評価手法を用いた安定性設計

以上、統計的トレーニングクエンチ特性手法の概略と、全く異なるタイプの二つの超電導コイルに手法を適用した結果を示してきた。導体の動きを表す適切なコイルモデルを作成することにより、クエンチ特性の予測が可能であることが示された。そこで、さらに踏み込んで、安定性と電流密度を両立させる超電導コイルの設計に関する指針について検討を行った。

<4.1>大口径超電導マグネットの安定性向上のための指針
大口径マグネットは図5の励磁試験結果が示すとおり、臨界電流よりかなり低い電流値でトレーニングが起きているため、潜在的には安定性を向上させることにより、より高い磁界と高電流密度を得ることができる。

大口径マグネットのクエンチ特性評価の過程において、ファーストクエンチが起きるのは、コイルが電磁力により軸方向に縮み、ボルトによる初期押さえ力が抜けてしまう電流値であることがわかった。実際、低温での押さえ力を増した Case2 では Case1 に比べてクエンチ電流が増加しており、励磁中での導体押さえ力の増加が安定性の向上につながることが示されている。

しかし、無励磁時におけるコイルに対する低温での押さえ力は Case2 で 12.0MPa であり、ボルトに加わる応力は塑性領域に入る限界の値に近づいている。よってこれ以上ボルトを締め付けることは難しい。また過度な締め付けはコイルに損傷を与える可能性もある。適当な方法でボルトのばね定数を小さくすれば、励磁時のコイルの収縮に合わせてボルトも縮み、過度の締め付けをしなくても、コイル内に押さえ力を残すことができ、安定性が向上すると考えられる。

図15は低温での初期締め付け力を 12.0MPa に保ちつつ、締め付けボルトのばね定数を小さくしたとき (Case2

のばね定数を 1 とした) のファーストクエンチ電流の予測結果である (実線はマグネット導体の臨界電流測定値)。ボルトのばね定数以外の条件は Case2 と全く同じである。予測結果では、ボルトのばね定数を現在の値の 30%まで減らせば、トレーニング無く臨界電流まで励磁できる可能性が示されている。

具体的にばね定数を減らす方法として、1)締め付けボルトの断面積を減らす、2)締め付けボルトの長さを長くする、3)ヤング率の低い材料の使用、4)皿ばねの使用、が考えられる。1)は耐荷重の問題から Case2 以上に削ることは難しい。2)は、単純に 2 倍の長さのボルトを使えばばね定数を半分にでき、有効な方法であるが、スペースが必要になる。3)は現在の SUS から、Ti 合金のような軟らかく降伏応力の高い材料に変えれば、ヤング率の分だけばね定数を減らせる。4)は低温で十分な反力が出る皿ばねを用い、複数枚を直列に接続すればばね定数をかなり減らせる。よって 2),3),4)の複合により、ばね定数は容易に大幅に低減できる。例えば、Case2 と同径同長の Ti-5Al-2.5Sn ボルトを用いると、常温で同じ力で締め付けると、初期押さえ力は 12.0MPa から 10.8MPa に落ちるが (熱収縮率の違いより)、ばね定数は 63%になる。この時のファーストクエンチ予測は 2.35kA である。さらに皿ばねを入れてボルト長が 2 割ほどのびれば、長さの効果で合わせて 50%、皿ばねの効果を入れればボルトのばね定数を現在の値の 30%にすることは可能と考えられる。

以上のように大口径マグネットの安定性は、コイルの大幅な改造をしなくても、締め付けボルトの交換および皿ばね等の導入によって大幅に向上する可能性があることが示された。

<4.2>発電機界磁巻線の最適銅比設計に関する指針
今後の超電導機の普及のためには、さらなる経済性の追求のため、安定性を保ちつつ大容量化、高電流密度化することが必要不可欠である。以下に安定性と電流密度の関係につ

図15 ファーストクエンチ電流予測結果の締め付けボルトばね定数に対する依存性

Fig. 15. First quench current dependence on spring constant of clamping bolts.

いて、クエンチ特性評価手法を用いて検討した結果について述べる。巻線の設計においては、導体銅比（導体断面の超電導体部分の面積とそれ以外の安定化材部分の面積の比）の選定がキーポイントとなる。一般に銅比は既存の安定性評価基準や設計製造者の経験、生じる交流損失等から決定されるが、機械的擾乱の発生抑制の観点から銅比選定の指針について検討した。

導体の銅比を大きくすることは、導体の軟らかさが増して巻線押さえ力が加わったときに寸法不整を吸収し、接触押さえ力の不整を低減させる効果がある。しかしながら安定化材の増加は電流密度を低下させ、同じ磁界を発生させる場合に負荷率が大きくなる。これは逆にクエンチ電流を下げることにもなる。よってどこかにファーストクエンチ電流値を最大にとれる最適銅比が存在するはずである。

銅比は表 1 の通り、導体の MML(MQE)とコイルのコンプライアンス（ばね定数の逆数）に影響する。つまり、銅比が変わると(5)式のコイルのばね定数 K が変化する。 K はコイルの圧縮応力歪み特性の傾きであり、この応力歪み特性は有限要素解析により求められる。一般に銅比が大きくなると、コイル全体が軟らかくなり、 K は小さくなる⁽⁴⁾。逆に銅比が小さくなると K が大きくなり、寸法不整が吸収されず、摩擦押さえ力に大きなばらつきが生じる。

界磁巻線及び導体の断面積は変えずに銅比のみを変えたときのファーストクエンチ電流予測の結果を図 1 6 に示す（実際の超電導発電機界磁巻線の銅比は 2.7）。横軸は銅比で、縦軸は予測されたクエンチ電流である。同時に臨界電流（実導体、銅比 2.7 の試験結果から、断面比に合わせて計算したもの）も示してある。銅の量が大きくなると巻線のコンプライアンスが増し、導体の動きによるクエンチ確率が減少し、クエンチ電流は増加する（図中一点鎖線）。しかし銅比 3.2 付近から、ファーストクエンチ電流が臨界電流に到達し、臨界電流までトレーニングクエンチを起こさなくなる。この場合、銅比が大きすぎると臨界電流が減少し（図中太破線）、クエンチ電流は減少する。予測結果

図 1 6 導体銅比に対するファーストクエンチ電流予測値

Fig. 16. First quench dependence on nonSc/Sc ratio.

では銅比 3.2 でクエンチ電流が最大になっている。このように、ファーストクエンチ電流を最大にする銅比があることがわかった。

先にも述べたとおり、銅比の決定は変動磁界に対する渦電流損などの種々の要因から決定されるが、機械的擾乱の抑制の観点から最適銅比を選定できる設計のための指針が得られることは、設計上の大きなメリットである。

また銅比 3 前後でクエンチ電流を最大にできるという予測結果は、従来の設計製造者の経験則によく合致する。経験則を理論的に裏付けることができたことも、提案するクエンチ特性評価手法の大きな成果の一つである。

<4.3>超電導発電機界磁巻線の高電流密度化と、静止・回転励磁における安定性の関係

(i) 高電流密度化

7 万 kW 級機は 20 万 kW 級パイロット機の同径縮長で開発されたため、基本構造を変えずとも軸長を伸ばせば 20 万 kW 級機の製作は可能と考えられる。界磁巻線の直線部はその分長くなるため、前節や前章で論じた機械的擾乱によるクエンチ確率は対象部分の長さが長くなる高くなる。しかし、応力状態（初期押さえ力や遠心力、励磁による電磁力等）に変化がなければ、導体の動きが生じ始める電流値は変わらないので、7 万 kW 級機の場合と比較し、大幅なクエンチ電流の低下はない。

今後の現用機との競争のため、さらなる高電流密度化が課題であり、巻線電流密度を大きくしたときの安定性評価が重要になってくると考えられる。今後開発が必要とされる技術課題として、具体的に界磁巻線の電流密度の 3 割向上が挙げられており⁽¹⁴⁾、この点について文献⁽¹⁵⁾で、本クエンチ特性評価手法を用いた検討がされている。その結果、巻線構造や導体構造を変えない場合、現行の導体に対して超電導体部分の臨界電流密度が 3 割増の導体を使用すると、導体の断面積を変えずに銅比 2.9 付近で 5kA を越える通電が可能という数値解析結果が得られている。よってこのような導体の使用により、さらなる界磁巻線の高電流密度化が実現できるものと考えられる。

(ii) 静止時と回転時における安定性の関係

一般にロータの開発の過程で静止励磁試験を行い界磁巻線の安定性評価を行うが、この段階で回転励磁時の安定性について予測が可能となれば、開発に非常に有用である。そこで、静止励磁時と回転励磁時のファーストクエンチ電流の巻線初期押さえ力に対する依存性を本評価手法により求めた。導体は文献⁽¹⁵⁾の超電導体部の臨界電流密度が 3 割増と仮定した場合を想定した。予測結果を図 1 7 に示す。ただし冷媒温度は静止励磁時は 4.2K、回転励磁時は 4.6K とした。

図 1 7 より、回転励磁において要求される界磁電流を満足するために必要な巻線初期押さえ力がわかるとともに、そのような初期押さえ力下で静止励磁試験を行った時のファーストクエンチ電流がわかる。これらの予測結果は巻線の励磁試験において大いに役立つ情報である。

図17 静止・回転励磁におけるファーストクエンチ電流予測結果の巻線初期押さえ力依存性

Fig. 17. Clamping force dependence of the rotor winding in static and rotating conditions.

5. むすび

本論文では、低温高電流密度超電導マグネットのトレーニングクエンチの主要原因が機械的擾乱であることに着目し、擾乱エネルギーの定量化と発生頻度の予測から、超電導巻線のトレーニング特性を確率統計的に予測する手法を示した。また、本手法を利用した超電導コイルの安定性設計の手順についても示した。さらに、本手法を2つの異なるタイプの超電導巻線に適用し、その特性予測が実際の励磁試験結果をよく説明できること、その過程で安定性を向上させる方法や電流密度を向上させるための設計の指針について情報が得られることを示した。この手法は、安定性と高電流密度化を両立させる超電導コイルの設計に関する有力なツールになると考える。

(平成13年2月6日受付、平成13年8月23日再受付)

謝 辞

3章における解析にあたって必要なデータは、日本原子力研究所および超電導発電関連機器材料技術研究組合(Super-GM)、三菱電機株式会社のご厚意により提供いただいた。ここに謝意を表します。

文 献

- (1) 例えば、山村昌・菅原昌敬・塚本修巳・山口貢・山本充義：「超電導工学」，電気学会 (1991)
- (2) M.N.Wilson : "Superconducting magnets", Oxford University Press (1983)
- (3) M.Furuse, O.Tsukamoto, T.Takao and K.Yoshida : "Analytical Estimation of Quench Current of Large Bore Superconducting Magnet", IEEE Trans. on Appl. Super., 10, 1, 653-656 (2000)
- (4) O.Tsukamoto, M.Furuse, T.Takao, M.Morita, S.Maeda and T.Hirao : "Designing Stable and High-Current Density Rotor Windings of Superconducting Generator", IEEE Trans. on Appl. Super., 9, 2, 244-247 (1999)

- (5) T.Takao, S.Honjo and O.Tsukamoto : "Frictional motion of conductor in superconducting magnet and quantification of disturbance energy", Advances in Cryogenic Engineering, 35, 737-745 (1989)
- (6) N.Amemiya, T.Takao and O.Tsukamoto : "Disturbance characteristics and stability of high current density superconducting wires", Fusion Engineering and Design 20, 339-344 (1993)
- (7) 星谷勝 : "確率論手法による振動解析", 鹿島出版 (1979)
- (8) Y.Iwasa : "Case Studies in Superconducting Magnets", Plenum (1994)
- (9) A.Iwabuchi, H.Arai, Y.Yoshino, T.Shimizu, M.Sugimoto, K.Yoshida, T.Kashima and H.Inui : "Frictional Properties of Ceramics, MoS₂ Coated Films and Polyethylene Fibre Reinforced Plastics at 4.2K in Liquid Helium", Cryogenics, 35, 1, 35-40 (1995)
- (10) 鈴木一市・前田進・中村嘉延・増永顕・中村史朗・小寺滋男・下畑賢司・米谷晴之・谷周一・田宮洋一・平尾俊樹 : 「7万kW級高電流密度低速応型超電導発電機の研究開発」，平12電気学会全大，5-237
- (11) T. Takao, D. Yoshino, T. Kubosaka, N. Momma, I. Nitta, A. Iwabuchi and F. Odajima : "Influence of Surface Roughness and Precooling by Liquid Nitrogen on Frictional Coefficients at Liquid Helium Temperature", Proc. of the 17th International Cryogenic Engineering Conference, 299-302 (1998)
- (12) M.Furuse, O.Tsukamoto, T.Takao, S.Fuchino, I.Ishii, M.Okano and N.Tamada : "Transient Heat Transfer Characteristics of Supercritical Helium in High Centrifugal Acceleration Field", Advances in Cryogenic Engineering 45, 1151-1158 (2000)
- (13) R. Nakajima, K. Sato, K. Miyake, M. Kumagai and Y. Kobayashi : "Liquid and Supercritical Helium Heat Transfer of Horizontal Upward Facing Surfaces under High Centrifugal Acceleration Fields", ASME HTD-Vol.229, Heat Transfer in Superconducting Equipment, Book No. G00721 (1992), pp.39-44
- (14) 渋谷正豊・平尾俊樹・長村英博・塩原亮一・前田進・宮池潔 : 「20万kW級超伝導発電機の試設計と今後の課題」，平12電気学会全大，5-239
- (15) M.Furuse, O.Tsukamoto, S.Torii, S.Akita and M.Shibuya : "Study on Designing High Current Density Rotor Windings of Superconducting Generator and Relation of the Stabilities in Static and Rotating Conditions", Presented at ASC2000, to be published.

古瀬 充穂 (正員) 1973年11月25日生。1996年3月横

浜国立大学工学部電子情報工学科卒業，2001年4月同大学院博士課程修了。同年産業技術総合研究所研究員。主として低温超電導コイルの安定性の研究に従事。電気学会，低温工学会員。工学博士。

塚本 修巳 (正員) 1941年9月20日生。1965年3月東京

大学工学部電気工学科卒業。1970年同大学院博士課程修了。同年横浜国立大学工学部電気工学科勤務。同講師，助教授を経て現在同電子情報工学科教授。超電導工学，機器制御の研究に従事。電気学会，低温工学会員。工学博士。