超電導撚線における高速常電導転移現象

II. 6本撚線における高速常電導転移

岩熊 成卓, 田崎 賢司, 船木 和夫*, 山藤 馨

九州大学工学部電子工学科 福岡市東区箱崎 6-10-1

* 九州大学工学部超伝導マグネット研究センター 福岡市東区箱崎 6-10-1

(1989年6月27日受理)

Abnormal Quench Process in Superconducting Cabled Conductors

II. Fast Quench in a 6-Strand Cable

Masataka IWAKUMA, Kenji TASAKI, Kazuo FUNAKI* and Kaoru YAMAFUJI

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

* Research Institute for Superconducting Magnets, Kyushu University, 6-10-1 Hakozaki, Higashi-ku, Fukuoka 812

(Received June 27, 1989)

Synopsis :

Fast quench processes in a 6-strand cable composed of multifilamentary NbTi wires with Cu-Ni matrices and insulation layers are numerically simulated by equations whose applicability was confirmed by good agreement between the theory and experiments for a 2-strand cable, as shown in the previous paper. The simulated results indicate in detail how the transport current commutates among strands and how flux-flow and normal zones grow up in each strand during the process of the fast quench in the 6-strand cable. With the aid of the obtained results, the conditions for occurrence of the fast quench and the normal zone length, which is generated by fast quench, are also discussed.

1. はじめに

前報¹⁾では、各ストランドが絶縁された撚線の高速常電導転移現象を回路方程式と熱方程式により記述することを試み、とくに2本撚線について実験と数値計算の比較、検討を行って高速常電導転移の発生機構の原理を明らかにした。

本報では一般的な撚線導体の基本構成単位である6本撚線における高速常電導転移現象について考察する。具体的な考察対象として絶縁被覆を持つCuNi母材NbTi多芯線をストランドとする6本撚線を採用し、前報¹⁾で報告した研究によって高速常電導転移現象への適用性を確かめた基礎方程式に基づき数値計算を行い、常電導転移過程におけるストランド間の電流分流の様相、発生電流値、常電導転移領域の長さ等を議論する。

2. 設定条件

解析の対象とした6本撚線の諸元は前報¹⁾ Table 1に示している。数値計算における空間の分割、ストランド間の熱伝導に関するモデルおよびパラメータ等は前報¹⁾と同じとした。また、中心のCuNi線を介してのストランド間の熱伝導は無視した。

ストランド間の熱伝導に関するパラメータは全長にわたって各区間とも独立、均等である、すなわち蒸発したヘリウムガスは隣接した区間の熱伝導には影響を与えないものとした。

撚線に印加される磁界は、状況を簡単化するために撚線長さ方向に最大磁界 $B_{\max}$ から最小磁界 $B_{\min}$ まで位置に比例して変化するものとした。

初期状態としては各ストランドには均等に直流電流が流れており、印加磁界が最大の部分でストランド1本または2本に局所的に常電導領域が発生するものと

Fig. 1 Variation of the current distribution numerically calculated in the case where strand ① is locally quenched.

した。また、常電導領域はストランドに沿って両方向に伝搬していくように設定した。

3. 数値計算結果

3.1 電流分流通過

10 m 長の熱線に 126 A を通電している状態でストランド ① (ストランド番号は Fig. 2 に示している) が局所的に常電導転移したあと、高速常電導転移が発生した場合の各ストランドの電流変化の計算結果を Fig. 1 に示す。 $B_{\max}$ は 1 T, $B_{\min}$ は 0.8 T である。また、Fig. 2 には電流分流の順序と各段階でのフラックスフロー領域、常電導領域の範囲を模式的に示す。

ストランド ① の電流は最初、ストランド間の相互インダクタンスが最も大きい、すなわち前報¹⁾ (16) (17) 式の分流通定数 τ_1 が最も短い隣接するストランド ②, ⑥ に均等にほぼ二分されて分流する (Fig. 2 (1))。この間 Fig. 1 に示すようにストランド ③, ④, ⑤ の電流値はほとんど変化しない。① に常電導領域が発生した 63.5 μ s 後には、②, ⑥ では電流がストランド一本の最小臨界電流値 I_{csmin} ($B_{\max}$ におけるストランド一本の臨界電流値) を越えて常電導領域が発生し、電流は ②, ⑥ から ①, ③, ⑤ へと分流し始める (Fig. 2 (2))。この時点で、① では常電導伝搬により常電導領域が 4 mm に拡大し、②, ⑥ ではフラックスフロー状態になった 60 mm の領域のうち臨界電流の低い部分から 45 mm の範囲が常電導転移している。②, ⑥ の電流は ① にも分流するが、常電導領域が存

在しない ③, ⑤ に $t = 65.7 \mu$ s において常電導領域が発生させる。③, ⑤ では 1.15 m にわたってフラックスフロー領域が発生し、 $t = 66.0 \mu$ s の時点ではそのうち 0.58 m が常電導転移している。③, ⑤ に常電導領域が発生すると、電流はその両隣である ④ と ②, ⑥ へ分流するが、常電導領域が存在しない ④ へ大部分が集中して流れ込む (Fig. 2 (3))。そのため ④ の電流値は I_{csmin} を大きく越え (Fig. 1 ($t = 66.0 \mu$ s)), 6.5 m がフラックスフロー状態になり、そのうち $t = 66.7 \mu$ s の時点では 2.8 m が常電導転移している (Fig. 2 (3), (4))。Fig. 2 (3), (4) の ④ を比較すると、一度フラックスフロー状態になった領域でも電流が減ると、温度が臨界温度に達していない部分は超電導状態に復帰していることがわかる。こうして $t = 66.5 \mu$ s までには全ストランドに常電導領域が発生する。

Fig. 2 (1)~(3) からわかるように、電流が ① から ②, ⑥; ②, ⑥ から ③, ⑤; ③, ⑤ から ④ へと分流していくにつれ、発生する常電導領域は長くなっている。これは次のような機構による。フラックスフロー状態では前報¹⁾ (1), (4)~(7) 式に示すように等価的な抵抗率が小さい。よって、電流が流れ出るストランドの常電導領域の長さくらべて、電流が流れ込むストランドではより長い領域がフラックスフロー状態にならなければ、ストランド間で電圧降下は均衡しない。フラックスフロー領域では前報¹⁾ (14) 式により発熱し、温度上昇に伴い次第に常電導転移する。常電導領域が発生し始めると、この常電導領域での逆起電力は電流

Fig. 2 Transitions to flux-flow and normal states due to current commutation among strands. The flux-flow and normal regions are indicated by hatched and dotted regions, respectively. The values of parameters used are the same as those in Fig. 1.

分流の進行を妨げる方向に働く。しかし、電流はある時定数でしか変化できず、電流変化は温度上昇に伴う抵抗変化に遅れるため、電流が流れ込んだストランドでは電流が流れ出たストランドより長い領域が常電導転移してしまう。

各ストランドに常電導領域が発生した後は、電流は抵抗値の小さいすなわち常電導領域の短いストランドへ流れ込む。④が常電導転移した後、電流は隣接する③、⑤より常電導領域が短い①、②、⑥へと分流する (Fig. 2 (4))。①、②、⑥に新たに常電導領域が発生すると、電流は③、⑤へ (Fig. 2 (5))、③、⑤から②、⑥および④へと (Fig. 2 (6)) 分流をくり返し、そのたびごとに新たに発生する常電導領域の長さは加

Fig. 3 Current commutation after two strands are quenched locally and simultaneously. (a) Two strands adjacent to each other. (b) Two strands separated by one strand.

速的に増加している。 $t = 69 \mu\text{s}$ になると各ストランドの電圧降下はほぼ均衡し、急速な電流分流通程は終了する。この時点で 10 m の撚線長に対し、6 本のストランド中で最も長い常電導領域は 7.5 m に及んでいる。

ストランド 2 本に局所的な常電導領域が同時に発生した場合の電流分流通程も同様である。Fig. 3 (a) は隣接する 2 本に、Fig. 3 (b) はストランド 1 本をはさんだ 2 本に同時に常電導領域が発生した場合の高速常電導転移初期の電流分流通程を示したものである。

3.2 発生電流値

ストランド 1 本にまたは同時に 2 本に局所的に常電導領域が発生した場合に、高速常電導転移が発生する最小通電電流値の撚線長依存性について解析した結果を Fig. 4 に示す。ここで高速常電導転移発生を、ストランド間の電流分流の結果すべてのストランドに 4.2 K における臨界電流の最小値 I_{csmin} 以上の電流が流れることにより常電導領域が発生することで判定した。3.1 節と同様に B_{max} は 1 T、 B_{min} は 0.8 T である。計算結果は各撚線長に対し、ストランド 1 本当りの初期通電電流値を 0.1 A きざみで増加させたとき、上記の条件を満たした最小電流値である。

ストランド 1 本、例としてストランド ①に常電導領域が発生した場合に、高速常電導転移が発生するた

Fig. 4 Numerically calculated minimum current for fast quench.

めには両隣のスランド②、⑥の電流が I_{csmin} を越えることが条件となる。スランド間の熱伝導が無視できる場合、これはスランド間の電流分流通定数がゼロとなる燃線長零の極限に対応するが、①の電流が②、⑥にほぼ二分されて分流することを考慮すると、高速常電導転移が発生するスランド1本当りの最小通電電流値 $I_{fqs}(=I_{fq}/6)$ は、Faivre や Knoopers らが報告しているように^{2,3)} $I_{fqs} + I_{fqs}/2 = I_{csmin}$ より $I_{fqs} = (2/3) I_{csmin}$ となる。燃線が長くなると高速常電導転移が発生する通電電流値は大きくなる。これは前報¹⁾ で2本燃線について示したのと同様に、電流分流通定数が燃線長に比例して大きくなるので、②、⑥の電流が I_{csmin} に達するまでの時間が長くなるためである。つまり熱伝導により②、⑥にも常電導領域が発生、成長してしまう前に、②、⑥の電流が I_{csmin} を越えるためには燃線長に応じ通電電流値が大きくなければならない。燃線長無限大の極限では I_{fqs} は I_{csmin} に一致する。

このうちとくに、スランド間の熱的接触が無視できる場合の電流分流通過を模擬するために、前報¹⁾ Table 1 に示す2 m 長の6本燃線を用いて端部でスランド1本だけを1 cm ほどき、ヒータによりそのほどいた部分を常電導転移させた。他のスランドに熱は伝わるが、その時間は電流分流通定数よりも十分に遅いという状況を設定した。常電導伝搬速度の測定結果を Fig. 5 に示す。通電電流値が臨界電流値の2/3 以下では通常の常電導伝搬速度であるが、それ以上では高速常電導転移が発生している。

隣接するスランド2本、例として①、⑥に同時に常電導領域が発生した場合には、Fig. 3(a) に示すように①、⑥の電流はそれぞれ②、⑤へとほぼ1本ずつ

Fig. 5 Propagation velocity of normal zone measured in a 6-strand cable.

に分流する。よってスランド間の熱的接触が無視できる極限では I_{fqs} は $(1/2) I_{csmin}$ に等しくなる。1本離れたスランド2本、例として①、③に常電導領域が発生した場合には、Fig. 3(b) に示すように①、③の電流は②と④、⑥に分流する。この場合の高速常電導転移発生の一の条件は、2本から電流が流れ込む②の電流が I_{csmin} を越えることであり、やはり I_{fqs} はスランド間の熱的接触が無視できる極限では $(1/2) I_{csmin}$ に等しくなる。ただし、①、③から②へ分流した電流は②に常電導領域が発生すると再度①、③に分流する。この段階で、すでに常電導領域が存在する①、③に臨界電流の最小値以上の電流が流れる場合に高速常電導転移が発生する。最初に①、③から②へ電流が分流する段階で②の電流が I_{csmin} を越える通電電流値は、Fig. 4 に示す高速常電導転移の発生電流値よりも、長さによってはさらに2割も小さい。

①、⑥；①、③の2本に常電導領域が発生する場合、ともに燃線が長くなると発生電流値 I_{fqs} が大きくなり、 I_{csmin} に漸近することは1本の場合と同様である。ただし、隣接する①、⑥よりも1本離れた①、③に常電導領域が発生する場合に発生電流値が小さいのは次の理由による。隣接した①、⑥に常電導領域が発生した場合、両隣の②、⑤の電流増加の速度は、①のみに常電導領域が発生した場合の両隣の②、⑥の電流の増加速度とほぼ同じである。これに対し、

①, ③に常電導領域が発生した場合, ④, ⑥の電流の増加速度は①のみが常電導転移した場合の②, ⑥における値と同じであるが, 2本から電流が流れ込む②の電流はほぼ2倍の速度で増加する。よって, ①, ③が常電導転移した場合②の電流が I_{csmmin} を越える時間は早く, 高速常電導転移はより低い電流値でも発生する。

磁界はここでは最大で1 Tとしたが, 磁界が変わっても発生電流値の臨界電流の最小値に対する割合は変わらない。

4. 常電導転移長

高速常電導転移により発生する常電導領域の長さの数値計算結果を Fig. 6 に示す。高速常電導転移の終了はすべてのストランドの電流が減少し始めることで定義し, 常電導転移長とはその時点で6本のストランド中最も長く常電導転移している領域の長さとした。いずれか一本のストランドが常電導転移していれば, 前報¹⁾ Fig. 4 に示したように, 数百 μs の期間にすべてのストランドに常電導領域が伝搬するからである。印加磁界分布としては $B_{max}=1$ T とし, $B_{min}=0.75, 0.5, 0.25$ T とかえて撚線長1, 5, 10 m について計算を行った。

常電導転移長は Fig. 6 に示すように通電電流値と印加磁界に依存する。磁界分布が同じであれば電流値が大きいほど長い領域が常電導転移する。最大, 最小磁界が同じであれば, 撚線長が異なっても, 撚線全長に対する常電導転移長の割合は同じ通電電流値依存性を示す。また, 同じ通電電流値に対しては磁界勾配が緩やかなほど常電導領域は広範囲に及ぶ。

Fig. 6 Numerically calculated length of normal zone induced by fast quench for cables with the length of 1 m (○), 5 m (△) and 10 m (□) in which one strand is locally quenched.

5. ま と め

本研究では, 各素線が絶縁された交流用超電導6本撚線を具体的な考察対象として, 撚線導体の高速常電導転移現象の発生機構, 発生条件および発生する常電導領域の長さ等を明らかにした。

高速常電導転移現象の発生機構は以下のように要約できる。

1) 通電電流はストランド間の電位降下の不均衡により, 撚線内のストランドの幾何学的配置で決まる相互インダクタンスの相違に基づいて, ストランド間に分流していく。分流時定数は撚線長とストランドの配置, 常電導領域の抵抗により決まる。

2) 臨界電流以上の電流が流れ込んだストランドでは, 分流が速いために, 電流は臨界電流以上であるが温度は臨界温度以下であるフラックスフロー領域が発生する。超電導体はフラックスフロー状態では常電導状態と比較して十分に等価的な抵抗率が小さいために, フラックスフロー領域は電流が流れ出たストランドの常電導領域よりも長い領域にわたって発生する。

3) フラックスフロー領域は発熱によりしだいに常電導転移するが, 電流はある時定数でしか変化できず, 抵抗変化に遅れて減少するため, 電流が流れ込んだストランドでは電流が流れ出たストランドより長い常電導領域が発生する。

1)~3) をくり返すことにより, 100 μs 程度のきわめて短い時間のうちに長い領域が常電導転移してしまう。

また, 高速常電導転移の発生条件は通電電流値によって与えられる。発生電流値はストランド間の電流分流時定数とストランド間の熱伝導の特性時間で決まる。本報ではある特定の撚線について発生電流値を求めたが, 個々の撚線ではそれぞれの特性時間が異なる。とくに常電導状態での抵抗値, ストランド間の熱伝導性に大きく影響される。他の条件は同じとし, ストランド間で熱が伝わりにくい場合には Fig. 4 の発生電流値の曲線は右へシフトし高速常電導転移は発生しやすくなり, 逆に伝わりやすい場合には左へシフトする。また, 安定化銅などが組み込まれた場合には分流時定数が長くなることから左へシフトし, 高速常電導転移は発生しにくくなる。しかし, いずれの場合もストランド間の熱伝導が無視できる極限では臨界電流値の2/3または1/2に一致し, 撚線長無限大の極限では臨界電流値に一致することなどの現象は変わらない。

い。

高速常電導転移現象によって発生する常電導領域の長さは、通電電流値と磁界分布の影響を受け、同じ磁界分布ならば通電電流値が大きいほど、同じ通電電流値ならば磁界分布が一樣なほど長い領域が常電導転移する。その長さは撚線長によらず、全長の数割におよぶ。高速常電導転移が $100\ \mu\text{s}$ 程度の短い時間で終了することを考慮すると、等価的な常電導伝搬速度は通常の常電導伝搬速度より数桁以上速い。

以上のような基本特性から推察できるように、高速常電導転移は、近年開発された交流用撚線導体に代表されるような低損失化のために高抵抗母材を持ち、またストランド同志の電氣的接触が小さい撚線導体に特有の現象である。従来の直流やパルス用の撚線導体のようにストランドが絶縁被覆を持たず、撚線後にハンダ含浸が施されており、ストランド間の電流分流が常電導転移領域のすぐ近傍で円滑に行われるような撚線導体、あるいはストランドまたは一次撚線自体が絶縁されているが高導電率の安定化材を多量に持ち、ストランド間の電流分流が極端に遅い撚線導体では高速常電導転移は発生しない。

また、通常のコイルでは巻線長は数十から数百m以上であるから、Fig. 4 からわかるように高速常電導転移が発生する電流値は臨界電流値の9割以上である。よって各ストランドが絶縁された撚線をコイル巻線に使用した場合、通常の使用条件下では高速常電導転移は起こりにくい。高速常電導転移現象による速やかな電流減衰をコイル保護に積極的に活用するには、1)ストランド間の熱伝導を少なくする、2)各層ごとに上下の端部でストランド同志をハンダ付等により電氣的に接触させて等価的な撚線長を短くする、3)磁界分布をできるだけ均一にするなどの工夫が必要である。

参 考 文 献

- 1) 岩熊成卓, 金高 仁, 船木和夫, 田崎賢司, 山藤 馨: 超電導撚線における高速常電導転移現象 I. 発生機構, 低温工学 24 (1989) 262
- 2) D. Faivre and B. Turck: IEEE Trans. Magn. **MAG-17** (1981) 1048
- 3) H. G. Knoopers, H. H. I. ten Kate and L. J. M. van de Klundert: Proc. of MT-9, Zurich (1985) 539