

大型超伝導導体の電流分布が安定性ならびに
交流損失に及ぼす影響に関する研究

平野 直樹

博士 (工学)

総合研究大学院大学
数物科学研究科
核融合科学専攻

平成9年度
(1997)

目 次

1章 序論	1
1.1 研究の背景	3
1.2 超伝導導体の概論	5
1.2.1 金属系超伝導体の概要	6
1.2.1.1 種類と特徴	6
1.2.1.2 応用の現状	8
1.2.1.3 応用上の課題	9
1.3 超伝導撚線導体に関する研究	11
1.3.1 撚線導体の特徴	11
1.3.2 撚線導体特有の現象	12
1.3.3 従来の研究状況	13
1.3.3.1 電流分布に関する研究	14
1.3.3.2 電流分布と安定性に関する研究	15
1.3.3.3 転流現象と安定性に関する研究	15
1.3.3.4 交流損失に関する研究	16
1.3.3.5 安定性と交流損失両面に関する研究	17
1.4 本研究の目的	17
1.5 論文構成	18
2章 超伝導撚線導体の安定性	21
2.1 従来の研究状況ならびに本研究の目的	21
2.2 実験方法	22
2.2.1 実験装置	22
2.2.2 安定性測定実験	22
2.2.3 常伝導伝播挙動の計測	22
2.3 実験結果	22
2.3.1 超伝導特性の把握	22
2.3.2 常伝導伝播挙動	23
2.3.3 安定性の計測	24
2.3.3.1 素線の安定性	24
2.3.3.2 3本撚線の安定性	25
2.4 撚線化による安定性への影響	25
2.5 撚線の安定性に関する考察	26
2.6 まとめ	28

3章 超伝導撚線導体の電流分布が安定性に与える影響	42
3.1 従来の研究状況ならびに本研究の目的	42
3.2 実験方法	43
3.2.1 実験装置	43
3.2.2 初期電流分布制御方法	43
3.2.3 安定性測定実験	44
3.3 実験結果	44
3.3.1 超伝導特性	44
3.3.2 電流分布制御用ヒータの健全性確認試験	44
3.3.3 初期電流分布による安定性への影響	44
3.3.4 初期電流分布による隣接線への常伝導伝播挙動への影響	45
3.4 電流分布の不均一が安定性に与える影響に関する考察	46
3.5 まとめ	47
4章 超伝導撚線導体の電流転流特性変化が安定性に及ぼす影響	53
4.1 従来の研究状況ならびに本研究の目的	53
4.2 3本撚線の素線間接触抵抗の違いによる安定性への影響	54
4.2.1 実験方法	54
4.2.1.1 実験装置	54
4.2.1.2 接触抵抗と安定性の計測方法ならびに手順	55
4.2.2 実験結果	56
4.2.2.1 素線間接触抵抗の測定	56
4.2.2.2 安定性測定	56
4.2.3 考察	57
4.3 Nb ₃ Sn 成形撚線の素線表面処理の違いによる安定性への影響	58
4.3.1 実験方法	59
4.3.1.1 実験装置	59
4.3.1.2 安定性ならびに常伝導伝播挙動計測法	59
4.3.2 実験結果	60
4.3.2.1 安定性測定	60
4.3.2.2 常伝導伝播特性	60
4.3.3 考察	61
4.4 まとめ	65

7章 結論	143
7.1 本研究の成果	143
7.2 今後の展望	145
謝辞	146
参考文献	147

1章 序論

電気は現代生活を営む上で、もはやなくてはならないエネルギーとして広く生活に密着し、さまざまな形で利用されている。しかしながら、石油や天然ガスなどの天然資源に乏しい我国は、電気を生み出すために必要となる原料のほとんどを外国からの輸入に頼っているのが現状である。今後とも豊かな生活を維持発展させるためには、新たな原理による発電技術の開発や、高効率に電気をためるための技術革新、更なる省エネルギー技術の進展などを図らなければならない。これらのすべてにおいて鍵となる技術の一つに超伝導技術があるといっても過言ではない。

新たな発電技術として、核融合反応を利用した発電方式がある。人工の太陽を地球上に作り上げるといふ核融合反応を利用したこの新しい発電方法では、核融合に必要な1億度以上の超高温プラズマを、核融合炉の壁から離して熱的に遮断することが必要となる。核融合炉の実現に向けたもっとも有望な方法として、強力な磁場を利用する磁場閉じ込め方式が考えられているが、その強力な磁場を発生させるためには直流通電による損失が原理的にない超伝導磁石を用いない限り、核融合による発電は経済的に成り立たない。また、導電性ガスを高磁界中に高速に流すことにより直接発電する方式であるMHD(Magnet-Hydro Dynamics)発電も、超伝導マグネット技術が不可欠である。

電気を貯蔵する方法としては、位置エネルギーとして蓄えるすでに実用化されている揚水発電方式や、化学エネルギーとして貯えるNaS電池などの蓄電池による方法、重量物である円盤を回転させることで運動エネルギーとして貯えるフライホイールによる貯蔵、岩盤や岩塩層に余剰電力で作った圧縮空気を貯蔵して必要なときにその空気を取り出して燃料とともに燃焼させてガスタービン発電に利用する圧縮空気貯蔵方式など、電気エネルギーを別のエネルギーに変換することで貯蔵する方法があり、国家プロジェクトを主導として継続的に研究されている。ここで、超伝導コイルを用いれば、電気を電気エネルギーのままに貯蔵することができることから、高効率、速応性に優れた電力貯蔵が期待され、国内外で研究されている。

我国は2度にわたる石油ショックを経験することにより、脱石油に向けた技術革新を

進める一方で、省エネルギーにも積極的に取り組んできているのは周知のとおりである。ここで、超伝導技術が発変電・送配電分野に応用されれば、直流通電による電気抵抗による損失がなくなることから、発電機の界磁・固定子巻線に超伝導コイルを用いることで、より高効率に電気エネルギーを生み出し、また、大電流容量の超伝導送電ケーブルにより、低損失で電力を需要先に送り届けることができることから、究極の省エネルギーとなるであろう。

このように、超伝導の技術は電気エネルギーの安定供給を維持する上において、次世代に実用化が熱望される技術である。超伝導現象そのものは、1911年にオランダライデン大学のオンネス教授によって発見され、その後、NbTi や Nb₃Sn をはじめとする金属系超伝導体の線材化技術の進歩により、現在では小型のコイルはもちろんのこと、20T を超える高磁界を発生できる超伝導マグネットや磁場閉じ込め型核融合炉用などへの応用に向けた大型コイルが作製されるに至っている。

一方では、1986年にIBM チューリッヒ研究所のベドノルツ博士とミュラー博士によってLa系の酸化物超伝導体が発見され、その後液体窒素の沸点温度よりも高い臨界温度を持つY系、Bi系、Tl系などの酸化物超伝導体が相次いで発見され超伝導研究は活況を呈した。しかしながら、酸化物超伝導体は、硬くてもろいというセラミックス特有の性質を持つことや、結晶の配向性が超伝導特性を大きく左右することなどが次第に明らかとなり、線材に加工してコイルに巻き実用化を図るまでにはまだ解決すべき技術課題は多い。ただし、最近ではパウダーインチューブ法によるkm単位のBi系銀シース線材が作製可能となり、これを使用した小型コイルや、プロトタイプの高圧ケーブルや変圧器、限流器などの電力機器の試作が進められており、今後の材料開発如何では液体窒素冷却による酸化物超伝導体を用いた大型マグネットの開発も夢ではないところまできている。

本章では、次世代の電気エネルギー問題を解決する一つの鍵となるであろう超伝導技術について、上述した現状を踏まえた本研究の背景を述べ、実用線材として製作されている金属系超伝導体の概要とその特徴、従来の研究状況、ならびに本研究の目的等について記す。

1.1 研究の背景

我国において、電気はなくてはならない大切なエネルギーとして生活に密着しており、今後の電力需要も景気動向に左右されるものの安定した経済成長、情報通信分野の技術進歩等による国民生活の高度化などを反映し、年2%前後の増加が予想されている。その一方で、発電する為に必要となる石油、天然ガス、石炭などの資源を輸入に頼っている立場や、地球環境の保全、発送変電コストの低減要求の観点から、電力における省エネルギー技術開発のさらなる推進や、電気機器の高効率化・低損失化を図る必要がある。電力需要は堅調に伸びることが予測されることから、従来の大規模発送変電方式の延長線上として既設設備を有効利用し、大電力の高安定供給を実現するための電力システムを構築する努力が図られているものの、抵抗のある既設電力機器や送電ケーブルを用いる以上、高効率・省エネルギーを実現するには技術的に限界がある。ここで電力分野に超伝導技術を導入することにより、超伝導電力機器による高効率化や電力システムの安定性向上が図られ、送電損失も低減されることから省エネルギーとなることに加え、化石燃料の消費の抑制による環境保全にも寄与する事が期待できる。すなわち、超伝導技術は電気エネルギー問題を解決する切り札であると言える。

現在、超伝導の応用に関する研究状況を概観すると、金属系超伝導体を導体として用いた核融合炉用大型マグネットや電力貯蔵用コイル、物理実験用の加速器に用いるマグネットなどの大規模な機器・設備への応用に関する研究や、酸化物系超伝導体を中心とした材料開発の研究、超伝導エレクトロデバイスに関する研究が国内外で展開されている。

1986年に発見された酸化物系の超伝導体に関する研究開発は、金属系に比べて酸化物系超伝導体の臨界温度が高く、超伝導状態を維持する為に77Kの冷却能力がある冷凍機を用いたり、液体窒素を用いることで実現できることから、将来の商業応用の可能性があり、発見以来多くの研究者により新物質探査や基礎研究のみならず、応用に向けた取り組みが精力的に展開されている。現時点における酸化物超伝導体の研究開発状況について簡単に触れると、超伝導の応用の基礎となる線材の開発については、Bi系超伝導体をパウダーインチューブ法によって線材化する方法が開発

されており、臨界電流密度が $10000\text{A}/\text{cm}^2$ 以上の特性を持つ数kmの長尺な銀シース線材が作製されており[1.1]市販されるに至っている。また、磁界中における特性に優れたY系超伝導体を、金属テープ状に結晶の向きをそろえながら堆積させる手法も研究されており、高い臨界電流密度を持つ短尺線材が作製されている[1.2]。線材の開発にともなって、プロトタイプ of 電力ケーブルの試作も進められている。超伝導電力ケーブルが実用化されれば、大都市の中心部にコンパクトに大電流が低損失で送電できる。しかも、その敷設には既設ケーブル管路を用いることが考えられ、建設コストの大幅な低減も図られることから、電力会社を中心にその開発が進行中である。すでに、3相交流通電用の50m長のケーブルの試作[1.3]や、交流損失の低減を図る為に、金属系の超伝導燃線導体と同様な断面形状が円形の酸化物超伝導線材を撚り合わせた構造の試作導体が作製されている[1.4]。

また、酸化物超伝導体を用いた電力機器の試作も行われている。電力の需要が増すにつれて、落雷等による系統短絡事故が発生した場合に、事故電流を速やかに限流する必要性が高まっている。この限流器に酸化物超伝導体を応用する研究が進められており、酸化物超伝導電流リードを用いることで熱侵入を減らし、液体ヘリウム冷却の金属系超伝導体で構成された限流器の運転経費を削減させるタイプ[1.5]や、限流素子自体に酸化物超伝導薄膜素子を用い、通電電流が臨界電流を超えることで常伝導転移することを利用したもの[1.6]、磁気シールド効果を利用したもの[1.7]、が研究されている。変圧器への酸化物超伝導体の応用に関する研究も進められている。酸化物超伝導体に対する交流特性の改善により、1次及び2次巻線にBi系2223銀シース線材を使用した、77K動作の500kVAクラスの単相変圧器が開発されている[1.8]。さらに、超伝導電力貯蔵システム用のコイルとして、貯蔵容量 5kJ の酸化物超伝導マグネットの試作も行われている[1.9]。

酸化物超伝導体は、金属系超伝導体と異なりバルク体として応用することが可能であり、Y系溶融バルク体のピンニング効果を利用して、永久磁石との組み合わせによる非接触の軸受けを構成できることから、回転エネルギーとして電力を貯蔵するフライホイール装置への応用の研究が国内外で進められている[1.10][1.11]。超伝導バルク体をパルス励磁して磁束を捕捉させて界磁発生用の永久磁石のように用いた小型電動

機としての応用例も報告されている[1.12]。また、電流リードへの応用も期待され、液体窒素温度において 10 kA 以上の通電が確認されている[1.13]。

以上述べたように、酸化物超伝導体の研究開発は世界中で積極的に展開されており、電力ケーブルをはじめとしたプロトタイプが機器が作製されている現状にある。しかしながら、大電流を通電し、強力な磁界を発生させる必要のある核融合炉用や電力貯蔵用のマグネットに酸化物超伝導体を適用する為には、磁界中の特性の改善や、電磁力に対する強度の確保など解決すべき幾多の課題があることから、その実用化にはまだ時間がかかるものと考えられる。このため、本研究においては研究開発段階にある酸化物超伝導線材を用いた導体については言及しない。

また、超伝導現象の特徴の一つであるジョセフソン効果を利用したフィルターや高感度に磁場を検出できる超伝導量子干渉素子(SQUID)などに代表される、エレクトロデバイス分野への超伝導応用の研究も盛んに行われているが、本論文の趣旨ではないのでここでは省略する。

金属系超伝導体は、超伝導状態を維持する為に、液体ヘリウム温度程度に冷却しなければならないが、線材自体の作製技術が進歩し、通電特性や交流損失特性などにおいて使用条件を満たすものが得られていることから、これを用いたマグネットへの応用が以前から進められている。金属系超伝導体の医療分野への応用例であるMRI(Magnetic Resonance Imaging)用マグネットは、すでに2千台以上の普及台数実績を持ち、実用レベルに達している。また、核融合炉用や加速器用ならびに電力貯蔵用の大型超伝導マグネットに関する研究や、国家主導プロジェクトによる超伝導発電機の開発などが進行中である。このように、金属系超伝導体は、すでに工業製品の域まで研究開発が進んでいることから、超伝導技術を核融合炉や大型電力機器に応用する立場において、研究の対象を金属系超伝導体とした。

1.2 超伝導導体の概論

本節では、すでに工業製品としてその作製技術が確立されている金属系超伝導体の種類や特徴、ならびに応用の現状と課題に言及した上で、長尺線材製作上の見地や冷却安定性の向上、交流損失の低減などの理由から大電流導体として用いられて

いる超伝導撚線導体の研究開発状況および課題について述べる。

1.2.1 金属系超伝導体の概要

金属系超伝導体を実用線材として使用するための研究開発は、1965年に米国のZ. J. Stekley によって発表された安定化理論[1.14]により発展したと言われている。本節では、超伝導マグネットに広く用いられている NbTi 線材や、高磁界における特性に優れる Nb₃Sn 線材など、線材作製技術が実用領域に到達していると判断される金属系超伝導体の、主な種類とその特徴について述べた後、これらの超伝導体を使用したマグネットへの応用の現状と課題について概観する。

1.2.1.1 種類と特徴

線材として応用できる超伝導体は、印加された外部磁界が下部臨界磁場と上部臨界磁場の間にある場合に、侵入した磁束が常伝導領域に量子化され、その磁束が超伝導体に流れる電流によって受けるローレンツ力に逆らうピン止め力を持つ非理想第2種超伝導体である。超伝導現象を発現する材料は、千数百種類も知られているが、使用条件を満足する臨界磁場、臨界電流特性を持った長尺線が作製できる実用材料としては、現時点においては合金材料の NbTi と、金属間化合物で A15 型の結晶構造を持つ Nb₃Sn の2種類であると言ってもよい。ただし、金属系の超伝導体においては、Nb₃Sn と同型の結晶構造をもち、歪み特性に優れた Nb₃Al や、60Tの高い上部臨界磁場特性を持つシェブレル型化合物の研究開発も進められている。しかしながら、NbTi, Nb₃Sn 以外の超伝導体は、工業材料としてまだ完成度が高いとはいえないことから、現時点において核融合炉用マグネットや電力貯蔵用コイルなどの大規模な機器・設備に応用できる超伝導線材である NbTi と Nb₃Sn を対象として、それらの特徴について述べる。

NbTi は合金材料であることから、展性・延性に優れ、線材にするのが容易であり、安価な超伝導線材が得られる。また、歪みに対しての特性劣化も少なく巻線作業も容易なことから磁界の強さが8~10T以下の超伝導マグネットに広く使用されている最も代表的な超伝導材料である。交流損失の低減のため、フィラメント径を1μm以下の極細

にし、また、フィラメント間の結合損失を押さえるためにマトリクスに抵抗率の高い CuNi を銅と組み合わせて用いた交流線材が開発されている[1. 15]。また、臨界電流密度を向上させるために人工的にピン止め点を導入した線材の開発[1. 16]も進められている。NbTi 線材の特性例[1. 17]を図 1. 1 に示す。

Nb₃Sn は、NbTi に比べて臨界温度が高く磁場中での超伝導特性も高くその製法もブロンズ法や内部拡散法、Nb-tube 法など種々の作製法により製作されている。図 1. 2 に各種製法により作製した Nb₃Sn 線材の、臨界電流密度の磁場依存性の一例[1. 18]を示す。一方で、Nb₃Sn は金属間化合物であるために非常にもろく、歪みによる超伝導特性の劣化[1. 19]も図 1. 3 に示すように高磁場となるほど顕著になるため、NbTi に比べて取り扱いに注意が必要となる。

以上述べた実用的な超伝導材料を用いて超伝導線材が作製されるが、超伝導線材は超伝導体の周りを銅などの常伝導金属が安定化材として取り囲んだ複合構造が取られる。この複合構造には大別して単芯線と多芯線構造があり、磁束が超伝導体に侵入することによる磁気的不安定性に伴う通電特性の低下を防止するために、現在の実用超伝導線材の構造は後者の多芯線構造が取られている。多芯線は、超伝導材料を非常に細いフィラメント状にし、安定化材内に多数本埋め込んだ構造を持つが、このフィラメント間の磁气的結合を防止するために撚りが施されている。撚りのピッチは線材がさらされる磁界変化の早さや安定化材の抵抗によって決まり、数～数十 mm 程度の値となる。線材径はより長尺な線材を製造するため、ならびに冷却による安定性の向上を図る観点から細くすることが要求され、多芯線の1本に流すことができる電流は限られてくる。そのため、数 kA 以上の大電流が通電できる容量を超伝導線材で確保するためには、この多芯線超伝導線材を複数本束ねて用いることとなる。なお、以下この多芯線超伝導線材を単に超伝導素線と呼ぶ。また、超伝導素線を集合し大型超伝導マグネットなどに適応できるだけの電流を流すことのできる構造体を、本論文中において特に超伝導導体と定義する。

大電流容量の超伝導導体としては、大別して成形撚線・複合導体・ケーブルインコンジット導体(CICC : Cable-In-Conduit-Conductor)の3種類が作製されている。

成形撚線は超伝導素線を多数本並列に束ねて平角状に成形した構造であり、長尺

導体を作製することが容易で冷却安定性も高くできる特徴を持ち、衝突型加速器用の超伝導マグネットなどに用いられている。

複合導体は、超伝導素線を平角状の銅などの常伝導金属に埋め込んだ構造を持ち、安定性を強化し機械的強度も高くとれることから、導体自身に電磁応力を分担させることができるので、大型超伝導マグネット用導体として適している。

ケーブルインコンジット導体は、ステンレス等の金属パイプ(コンジット)に超伝導素線を複数本燃あわせて入れた構造を持ち、コンジット内の素線の隙間を通して冷媒を圧送することで強制冷却される。この導体は、電磁力をコンジットで受けることから機械的強度に優れ、導体表面に絶縁層を厚く形成できることから、この導体を使って絶縁耐力にも優れたマグネットが作製できるが、液体ヘリウムに浸漬して冷却するマグネットに比べて極低温の冷媒を循環させる装置が必要となり、規模の大きなマグネットに適した導体である。

1.2.1.2 応用の現状

超伝導技術の応用を考えた場合、最大の魅力は、損失なく直流通電できることである。このメリットを生かし、電力消費を押さえた強力で大型のマグネットへの応用が進められた。金属系超伝導導体を用いた大型マグネットの作製は、磁場閉じ込め方式の核融合炉用マグネットの開発として 1970 年代から始められている。核融合装置用トロイダルコイル開発のための国際協力事業であった LCT 計画 (Large Coil Task) において作製された大型マグネット[1.20]、日本原子力研究所の実証ポロイダルコイル (Demo Poloidal Coil: DPC) 計画[1.21]で作製された強制冷却型 CICC マグネットなどがその代表例である。最近では、核融合科学研究所の大型ヘリカル装置 (LHD: Large Helical Device) [1.22] に組み込まれている 3 対の強制冷却型 CICC ポロイダルコイルと、浸漬冷却型の 2 本のヘリカルコイルが作製されている。また、国際熱核融合実験炉 (ITER: International Thermonuclear Experimental Reactor) [1.23] では、トロイダルコイル、ポロイダルコイルともに強制冷却型コイルが計画されており、中心ソレノイドコイルのモデルコイルの作製が進められている[1.24]。

超伝導技術の電力分野への応用に関する取り組みも着実に進められている。国内で

は昭和63年から超伝導技術を電力機器に導入し、機器の小型化・軽量化・高性能化を通じ電力系統の高安定化、発送変電の高効率化に寄与することを目的とした国家プロジェクトや、大学・公的研究機関や企業・電力会社において超伝導電力機器の開発に関する研究が進められている。海外においても超伝導電力機器の実系統への試験導入などが進められている現状にある。エネルギー変換無く直接電力を貯蔵する超伝導電力貯蔵システム(SMES:Superconducting Magnetic Energy Storage system)は、早くから超伝導の有力な応用先として研究が行われ、1980年代にはすでに米国ボンネビル電力庁が西海岸に保有する電力系統網を安定化する目的で30MJの貯蔵容量のSMESを作製し、実際の電力系統に接続して系統安定化に効果が有ることが確認されている[1.25]。一方、SMESを無停電電源装置の代替えとして応用する取り組みも進められており、超伝導コイルとともに冷却設備や制御システムを一台のトレーラに積載した電源装置も作製され[1.26]、すでに数台の小規模SMES(マイクロ SMES)は販売されている。国内においても貯蔵容量が100 kWh 級の SMES の要素技術開発が国家プロジェクトとして進められており、1/2 要素コイルの冷却励磁試験が終了し、設計仕様を満足するコイル特性が確認されている[1.27]。

金属系超伝導体の応用例は、以上のべたSMESや核融合炉用大型超伝導マグネットのほかに、高エネルギー物理研究用加速器[1.28]、超伝導発電機[1.29]、MRI装置[1.30]、磁気浮上列車[1.31]、電磁推進船[1.32]、変圧器[1.33]や限流器[1.34]などの電力機器があげられ、現在も研究開発が進行中のプロジェクトがある。

1.2.1.3 応用上の課題

大型超伝導マグネットを開発し、電力貯蔵用や核融合炉用への応用を実現する為には、運転時における高い信頼性が確保されなければならない。ここで、信頼性には大きく2つの考え方がある。すなわち、超伝導体を使う以上何らかの原因によりその超伝導状態が維持できなくなり、常伝導に転移してしまうことが想定されるが、その際に導体に十分な安定化材を付加することによって、導体全体が常伝導転移しても、超伝導体を流れていた電流が、安定化材をバイパスし、そこで発熱しても常伝導部が拡大せずまた超伝導状態に復帰できる導体構造をとる、いわゆる Stekley の完全安定化の設

計思想に基づいた信頼性確保の考え方と、常伝導転移した場合に導体長手方向への熱伝導や冷媒への熱伝達とのバランスにより常伝導部分が進展しない条件下を見極めて、その範囲内でマグネットを運用するとともに、常伝導転移したことを確実にかつ迅速に検出し、電流を遮断するなどのマグネット保護技術を確立することにより、信頼性を確保する考え方である。前者の考え方に立った場合、大型超伝導マグネットを作製するために、その運転電流に応じて多大な安定化材を付加することとなり、設備が巨大化するという弊害があり現実的ではない。そのため、大型超伝導マグネットは、後者の安定化の思想によって設計されることが主流である。

このように、大型超伝導マグネットの応用に対し、Maddock の等面積則[1.35]をはじめとする冷却安定化の考え方が示されており、運転条件下におけるマグネットの安定性を把握することが必要不可欠となる。実際に大型超伝導マグネットを作製する場合には、マグネットを作製した後でその安定性を評価するのでは設計どおりの安定性が確保されていない場合に対応できない為、マグネットに使用する超伝導導体の安定性を評価することが重要となる。ここで、マグネットの使用条件に等しい条件で導体の安定性を評価するのは、その評価装置が大型化することに加え、評価装置の磁場環境の特性によって安定性が影響を受けること[1.36]も十分考慮しなければならない。また、安定性を実験により求める際には、模擬的に擾乱を印加する方法において、導体に熱が確実に加えられていることを確認する必要があるが、実験的に超伝導導体の安定性を把握することは容易なことではない。さらに、大型超伝導導体に用いられる撚線導体においては、撚線間の電磁的・熱的接触条件や通電電流の条件によって安定性が変化すると考えられるので、撚線の安定性に影響を与える要因を明確にすることは、大型超伝導マグネットの応用上重要な研究課題といえる。

また、大型超伝導マグネットを実用化する為には、マグネットの励磁時や、交流用マグネットにあってはその運転時において受ける磁界変動による損失を低く押さえる必要がある。超伝導素線に対しては、素線内の超伝導フィラメントをサブミクロンに極細線化することで、ヒステリシス損失の低減が図られている。しかし、撚線導体に関しては、素線間を渡る結合電流の存在による結合損失が生じることから、この発生メカニズムの解明も含めた交流損失低減を図ることも重要な研究課題である。

さらに、撚線導体に電流を通電すると、僅かな素線間のインダクタンスの違いや超伝導線と常伝導導体を接続する接触抵抗のばらつきによって、撚線に電流が一様に流れない偏流現象が生じることが知られている[1.37]。偏流が生じてしまう以上、この偏流が撚線の安定性や交流損失に与える影響を解明し、超伝導撚線導体の設計に反映することは、大型超伝導マグネットの実用化を図る上で取り組むべき研究課題である。

なお、超伝導大型マグネットの信頼性を確保するためには、常伝導転移を確実にかつ迅速に検出すること、ならびに、電流を迅速に遮断するなどの保護技術の確立も重要であり、研究も進められている。また、冷却方法や電気絶縁についても、金属系超伝導導体をマグネットなどに応用するためには、十分検討すべき問題であることは言うまでもない。しかしながら、本研究の趣旨ではないのでこれらに関しては言及しない。

1.3 超伝導撚線導体に関する研究

大型超伝導マグネットには、先に述べたように超伝導素線を複数本束ねた撚線導体が用いられる。本節では、撚線導体の特徴、ならびに撚線特有の現象について述べた後、現在までに行われている撚線導体に関する従来の研究状況について記す。

1.3.1 撚線導体の特徴

撚線導体の特徴には、超伝導素線自体の特徴と撚線にすることによる特徴がある。素線の特徴としては、細くすることにより一定の原料から作り出す線材長が長くなることから、超伝導線同士の接続箇所を少なくできることがあげられる。超伝導同士を接続しても完全に超伝導接続する技術が確立していない為に、接続部に抵抗が生じ、大型超伝導マグネットのように大容量の電流を通電すると、この接続部がジュール発熱することで特性が低下することが考えられる。また、素線径を細くし、中の超伝導フィラメントを極細化することでヒステリシス損失を低減できることも大きな特徴である。細い素線を用いることで導体を構成する際の取り扱いが容易となることも特徴に挙げられる。

撚線とすることによる特徴としては、撚線導体の一部が何らかの原因で常伝導に移った場合、素線間が電氣的に絶縁されていなければ常伝導に移った素線を通して

いた電流が隣接する素線に乗り移ることで超伝導状態に回復し、安定性の向上が図られる可能性があることがまず挙げられる。この電流転流効果だけでなく、同一通電容量を1本の超伝導線で構成した場合に比べ、複数本の素線を束ね合わせた構成とすることにより、超伝導導体の冷媒に対する接触表面積が増え、冷却安定性が向上することも特徴である。

一方、素線の特徴における短所については、素線一本あたりに流すことのできる電流量が少ないことが挙げられる。このために大電流を流す導体を作製する為には、複数本の素線を撚り合わせた構造をとる必要が生じる。撚線とすることによる短所は、撚線間の接触状態を制御することができないことがまず挙げられる。また、この接触状態は電磁力の影響を受けて変化することも考えられ、撚線導体の設計を難しくさせている。さらに、次節で述べる撚線の特徴の一つである、撚線間の電流分布が一様にならないことが短所としてあげられる。撚線導体内部の電流分布が不均一となることが、運転電流の低下[1.38]やコイルの不安定性を引き起こす原因となること[1.39]が報告されている。

1.3.2 撚線導体特有の現象

前述の、撚線導体の長所・短所においても触れたが、複数本の超伝導素線を撚り合わせる構造をとることにより、次の現象が確認されている。

- (1) 導体内部電流分布の不均一(偏流)
- (2) 電流転流現象
- (3) 高速常伝導転移現象
- (4) Ramp rate limitation

偏流現象は、僅かな素線間のインダクタンスの違いや超伝導線と常伝導導体を接続する接触抵抗のばらつきによって引き起こることが知られている[1.37]。

電流転流現象は、素線絶縁させた撚線導体を用いたマグネットで観測された安定性の低下を改善するために、素線間に電氣的な接触を持たせた撚線の開発により確認されるに至った。撚線導体の一部が何らかの原因で常伝導に転移した場合、常伝導転移した素線を流れていた電流が隣接する素線に乗り移ることが転流現象である。

撚線の一部分が常伝導に転移しても、この現象が生じることで超伝導状態に回復し、安定性の向上が期待される。実際、CIC導体[1.40]や3本撚線[1.41]において安定性の向上が実験により確認されている。

高速常伝導転移現象は、素線の常伝導伝播速度に比べ撚線の伝播速度が1桁から2桁以上も早くなる現象である。この現象は素線間が電氣的に絶縁、もしくは高い抵抗となっている撚線導体特有の現象であり、電流偏流と関連し、一部の素線に臨界電流値以上の電流が流れることで発生すると報告されている[1.42]。

Ramp rate limitation 現象は、通電速度により導体が不安定となる現象である。この現象により、素線の臨界電流の本数倍に比べて低い通電電流において、撚線導体が常伝導転移することが報告されている。撚線内の偏流が、この現象を引き起こす主な原因であることを示す実験結果が報告されている[1.43]。

以上述べたように、撚線特有の現象は、転流現象を除き導体内部の電流分布が不均一となる偏流現象が引き金となっていることが分かる。

1.3.3 従来の研究状況

高密度に大電流を流すことができるという超伝導の利点を生かし、核融合炉や電力貯蔵用マグネットに超伝導体の適応を考えた場合、機器・装置規模に合わせた大電流容量の導体の開発が必要となる。先に述べたように、これらの大電流導体としては長尺化・冷却安定化の向上・交流損失の低減等の観点から、複数の超伝導素線を撚り合わせた構造の超伝導撚線導体を使用される。しかしながら、装置規模の大型化に伴った撚線導体の電流容量の増加に伴い、撚線間の電流分布の不均一に起因したクエンチ電流の低下など、大電流容量の導体特有の不安定性が確認されており、超伝導の大規模装置への応用上問題となっている。超伝導撚線の電流分布は、撚線間のインダクタンスのわずかな違いや接続部の抵抗値のばらつきによる導体内の電流の偏りであるいわゆる偏流状態と、局所的に擾乱が導体の一部分に加わり常伝導に転移することで生じる過渡的な電流の乗り移り(転流)による電流再配分現象、ならびに通電電流の変化や外部変動磁界に誘起される素線間をわたる結合電流の発生により不均一となることが考えられる。撚線導体内の電流分布の不均一が、クエンチ電流や

安定性の低下を引き起こす原因となることが明らかになるに従い、素線間のインダクタンスの差を無くし、接続部も抵抗が一樣となるような作製上の工夫により、従来から素線間の電流分布を均一にする努力が払われてきた。また、素線間の接触状態が、転流による電流再配分や結合電流による損失に影響を与えると考えられていることから、基礎的な実験や数値計算による研究が行われている。しかしながら、素線間の電流分布の不均一と安定性との関連や、安定性や結合損失に対する最適な素線間接触条件は必ずしも明らかとはなっておらず、体系的な研究が不可欠である。本節では、超伝導燃線導体に対する電流分布、電流再配分、結合電流の計測実験、ならびに、それらが安定性や結合損失に与える影響に関して、今までに行われてきた研究を調査した結果を示す。

1.3.3.1 電流分布に関する研究

超伝導燃線の電流分布に関する研究は、1970年代からすでに行われており、燃線の乱れなどにより燃線間のわずかなインダクタンスの違いに起因して、超伝導2本燃線のそれぞれの素線を通る電流が大きく異なる偏流現象が生じることが、電気回路方程式を解くことによって示され、この偏流を緩和するためには燃線間に電気接触コンダクタンスを持たせることが有効であることが指摘されている[1.37]。

超伝導燃線の電流分布は、ログスキーコイル[1.44][1.45]やホール素子[1.45][1.46]を用いて計測されており、電気回路方程式で求められる通りにインダクタンスの違いや接続部の接触抵抗のアンバランスによって、その分布が不均一となることが確認されている。

超伝導燃線は、磁場変化に伴う誘導起電力による素線間を渡る結合電流を生じさせないように、素線表面を絶縁処理したものが多く開発された。これらの素線を用いた場合、超伝導燃線導体内部の電流分布の不均一によってクエンチ電流が低下することが超伝導変圧器用燃線に関する実験[1.47]等によって確認されており、この偏流の問題は超伝導の大型化にとって解決しなければならない重要な研究課題とされた。偏流の状態によっては、常伝導伝搬挙動に差が生じることも確認させており[1.48]、電流の通電速度により導体が不安定となる Ramp rate limitation 現象との関連も含めた

研究[1.49]も進められている。

一方、素線絶縁を施さない超伝導撚線を用いたケーブルインコンジット導体では、素線間の電流再配分によって、導体の臨界電流までの通電が可能であることが短尺導体を使った実験によって確認されている[1.50]。

1.3.3.2 電流分布と安定性に関する研究

電流分布が、超伝導撚線導体やそれを用いたコイルの安定性に影響を与えることに関しても、研究が進められている。日本原子力研究所において、核融合実験装置用強制冷却導体の開発の一環として、素線絶縁された超伝導撚線の CICC 導体を用いた DPC (デモポロイダルコイル) が作製され、その冷却通電試験において電流分布の不均一により不安定が発生することが報告されている[1.39][1.51][1.52]。偏流の割合を各ストランドに流れる電流値の平均値に対する最大流れるストランドの電流値の比率として定義した場合、コイルの組み合わせによる電磁誘導による影響がある場合には 15 倍もの偏流が確認され、偏流は撚線のわずかな撚り乱れによって誘発される結合電流によって助長されることが指摘されている[1.53]。さらに、誘導ヒーターにより局所的な常伝導領域を意図的に発生させることで、電流分布の不均一性を解消すれば安定なコイル励磁が可能となることも報告されている[1.51]。

1.3.3.3 転流現象と安定性に関する研究

局所的な擾乱により、超伝導撚線導体の一部の素線が常伝導に転移した場合、その素線を流れていた電流が、安定化材を介して隣接する素線に乗り移る過渡的な電流分布の再配分であるいわゆる転流現象が生じることで、安定性が向上することが期待できる。核融合科学研究所において、大型ヘリカル装置のポロイダルコイルに関連して、素線絶縁されていない CIC 導体を用いた試験コイルによる実験で、素線間の電流の乗り移りによりコイルの安定性が著しく向上することが報告されている[1.40]。この転流現象と安定性の関係を解明するために、3本撚線などの一次撚線を用いた基礎実験や、計算機シミュレーションにより多くの研究者が研究に取り組んでいる。交流用7本撚り超伝導線の電流分布と転流特性に対する、素線間の接触抵抗の影響に着目し

た数値計算[1.54]や、電流再配分とともに熱の拡散も考慮するために、電気回路計算と熱平衡方程式を連成させた数値計算[1.55]–[1.59]が行われ、素線間の接触抵抗や接触熱伝導率、ならびにヘリウムの冷却条件などをパラメータとした安定性への影響が計算されている。また、素線の表面状態を変えた場合の接触抵抗への影響[1.60]や、安定性の計測[1.61]も行われている。素線絶縁されていない超伝導燃線について、交流印加時の導体インピーダンスの周波数依存性を測定することにより、素線間の電流転流特性を把握し、導体の安定性を評価できることが実験ならびに解析により示されている[1.62]。さらに、交流用超伝導燃線で観測された高速常伝導転移現象を、燃線間の電流転流現象で説明できることが、絶縁被覆された CuNi マトリクス超伝導燃線の電流分布の変化をログスキーコイルやホール素子を用いて計測した実験[1.42][1.63]ならびに数値計算[1.64]により示されている。

1.3.3.4 交流損失に関する研究

超伝導燃線は交流損失の低減を図ることも目的に開発された経緯があるために、燃線の交流損失に関しての研究も進められている。素線自体の交流損失を低く押さえるために、数ミクロンオーダーの極細多芯フィラメントをマトリクス中に埋め込んだ構造の素線が開発されたことにより、超伝導線の交流応用が可能となったこともあり、素線レベルでの交流損失に関する研究は、理論面と開発した導体の交流損失計測実験の両面において行われてきた。この素線内のフィラメント間結合損失の振る舞いを、燃線導体に拡張し、燃線導体の結合損失を求める方法が示されている[1.65]。燃線導体の結合損失においても、燃線の撚りピッチやフィラメントの配置など、構造に起因した要素で交流損失が変化することが計算と実験により示されている[1.66]が、中でも素線間の接触抵抗が結合損失に与える影響が重大である。クロムメッキを施した Nb₃Sn 燃線導体に対し、燃線製作上の違いにより素線間の接触抵抗が低くなるに従い、結合損失が大きくなる傾向が実験で確認されている[1.67]。また、素線表面の酸化状態を変えた燃線に関する実験においても、同様に接触抵抗と結合損失との間に相関関係があることが確認されている[1.68]。

1.3.3.5 安定性と交流損失両面に関する研究

以上述べてきたように、燃線導体の静的な電流分布である偏流状態や過渡的な電流分布の変化である転流による電流再配分によって安定性が影響を受け、その安定性は素線絶縁がなく接触抵抗が低いほど向上する傾向がある一方、磁場変動や交流電流通電による素線間の結合電流の存在によって生じる結合損失は、素線間の接触抵抗が低くなるほど高くなる傾向が見られる。すなわち、接触抵抗だけに着目すれば、単に接触抵抗を低くしたり、逆に完全に絶縁してしまうのではなく、安定性と交流損失の両方を最適とする値が存在することが示唆されるものの、その設計指針は現在のところ必ずしも明確となっていない。さらに、超伝導燃線の燃りの状態は一様でないと考えることが妥当であるとするれば、その燃りの乱れや接触抵抗の分布状態によっても安定性や交流損失が生じることが考えられるが、この点に着目した研究は見られないのが現状である。

1.4 本研究の目的

以上述べてきたように、大型超伝導マグネットに用いられる燃線導体において、導体内部の電流分布が不均一となることが確認されているが、この偏流現象が燃線の安定性に及ぼす影響は明らかではない。また、安定性と密接に関連していると考えられる燃線間の電磁的・熱的な接触条件は、燃線が変動磁界下にさらされた場合に素線間を流れる結合電流によって生じる損失にも影響を与えると考えられることから、最適な接触条件は得られていない。さらに、燃線の燃り乱れに伴う局所的な電流分布不均一の交流損失への影響については考慮されたことがない。

このため本研究の目的は、超伝導燃線導体内の電流分布の不均一が安定性、ならびに交流損失に与える影響を明らかにすることにある。

具体的には、以下に列記した実験を中心とした研究を実施した。

- ・ 3本燃線を用い、その電流分布を意図的に制御する実験手法を新たに工夫し、電流分布と安定性の関係を把握する実験。
- ・ 素線間の接触条件を変えることで安定性に与える影響を把握する実験。

接触条件を変える方法としては、3本燃線の素線間の接触面圧を変化させる方法

と、 Nb_3Sn 成形撚線を用い、その素線表面処理を変える方法を用いた。

・ 2本撚線を用い、撚り乱れに起因した交流損失増大の検証実験。

以上の実験から得られた知見を基に、撚線導体の安定性と交流損失の両面を考慮した撚線構造を見出すことも本研究の目的である。

1.5 論文構成

本論文は7章からなり、序論である第1章に続き、本論は2章から6章である。

第2章は、安定性実験の方法と実験環境について説明した後、撚線にすることによる安定性への影響について、1本と3本撚線の実験結果を比較することで説明する。

第3章は、撚線間の電流分布の不均一が安定性に及ぼす影響について、意図的に電流分布を制御する方法により、初期電流分布を変化させて安定性を測定した実験結果を示し、安定性の通電電流値依存性と最小伝播電流との関係などから、電流分布の不均一が安定性を低下させる原因になり得ることを明らかにする。

第4章では、撚線導体の電磁的・熱的な素線間接触状態が安定性に及ぼす影響について、 NbTi/Cu 3本撚線の素線間接触圧力を調節することにより、接触抵抗を変化させる方法を考案し、接触抵抗と安定性の関係を実験的に把握した結果について述べる。また、実用的な Nb_3Sn 成形撚線において、その素線表面にクロムメッキを施すことにより素線間の接触状態を変えた場合の、安定性測定結果について述べ、撚線導体の素線間接触状態が安定性に与える影響について考察する。

第5章は、大型超伝導コイルの交流損失実験結果について紹介し、そこで見られた長い結合時定数成分を持つ交流損失増大の原因を明らかにするために、撚り乱れをつけた2本撚線を用いた交流損失測定実験を実施し、その実験結果から撚線や素線自体が持つ交流損失成分ではない、撚り乱れによる交流損失成分の存在を実験的に明らかにする。

第6章は、第2章から5章まででのべた実験結果を踏まえ、安定性の向上と交流損失の低減を同時に満足する為の撚線構造について、素線間接触状態の最適化を観点とした考察について記述する。

第7章で、以上の内容を総括して述べる。

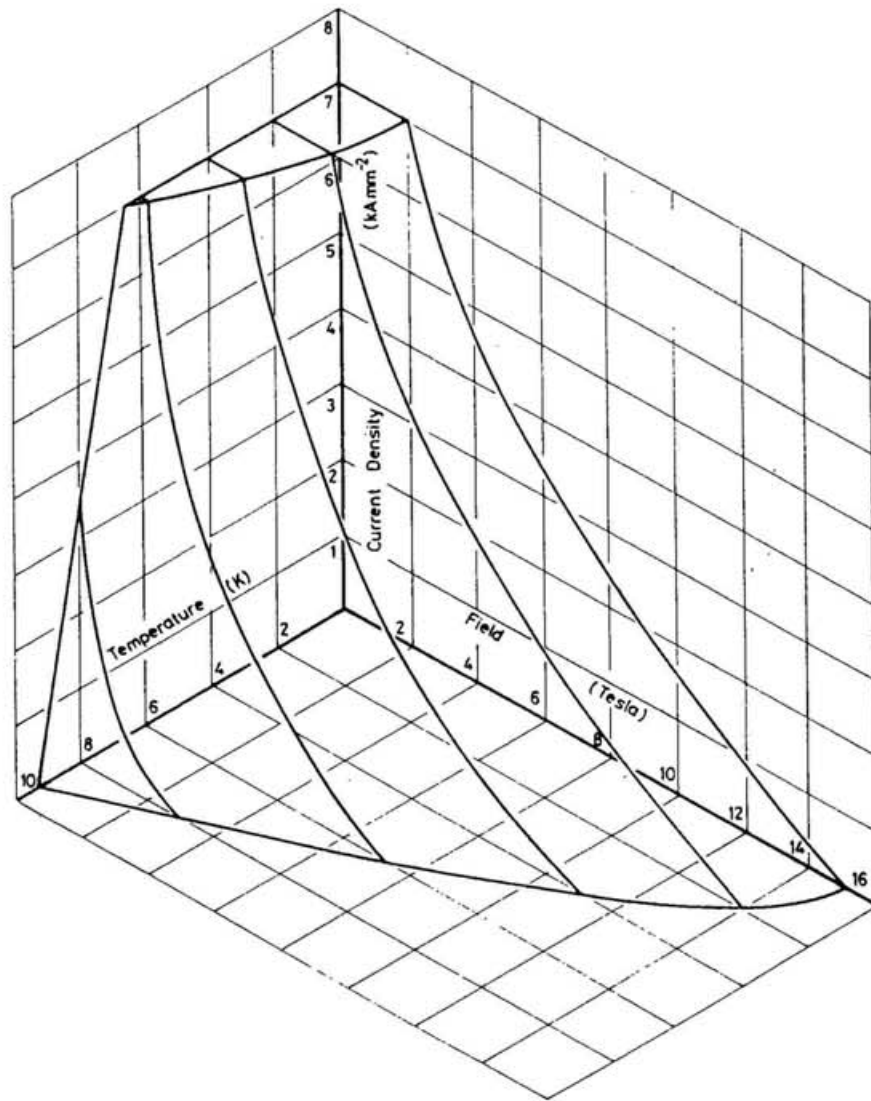


図 1.1 NbTi線材の超伝導特性の一例[1.17]

図中の囲まれた空間内において、超伝導状態が保たれる。

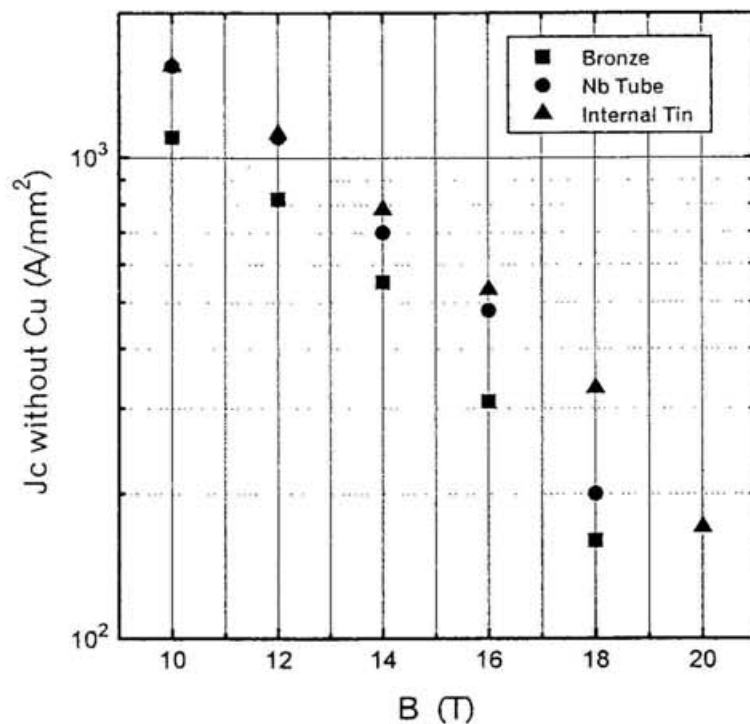


図 1.2 Nb₃Sn線材の臨界電流密度の磁場依存性の一例[1.18]
高磁場における臨界電流密度が高い。

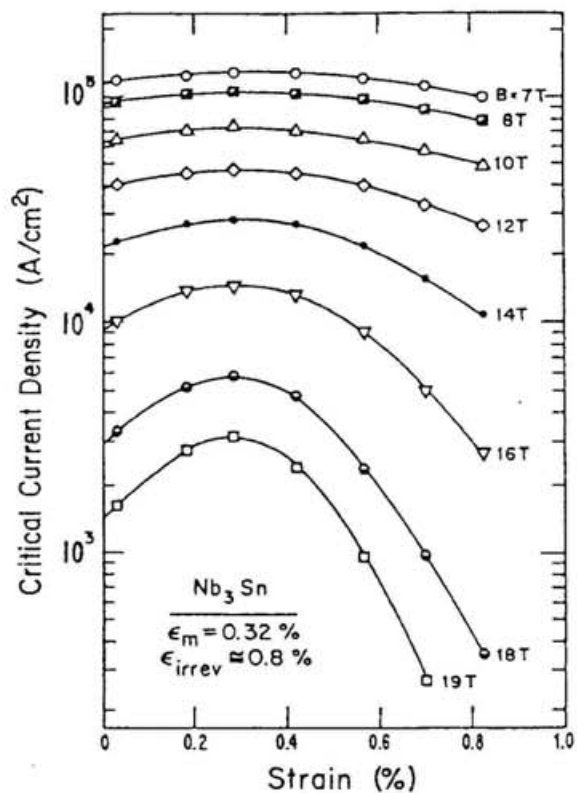


図 1.3 Nb₃Sn線材の歪みによる臨界電流密度の劣化[1.19]
高磁場になるほど歪みによる特性劣化が著しい。

2章 超伝導撚線導体の安定性

2.1 従来の研究状況ならびに本研究の目的

核融合炉用マグネット、ならびに超伝導電力貯蔵システム(SMES)などの電力機器への超伝導技術の応用を考えた場合、超伝導導体としては、数 10kA クラスの大電流容量や、交流損失の低減・冷却安定性の向上の面から、成形撚線やケーブルインコンジット導体のように複数の超伝導素線を撚り合わせた構造の導体を用いられる。このような撚線導体に対し、局所的な擾乱により撚線の一部分が常伝導に転移した場合、抵抗が生じた部分を迂回するように撚線間で電流の転流現象が生じることが、表面を絶縁していない素線を用いたケーブルインコンジット導体に対する実験で確認されており[2.1]、効果的に素線間の電流再配分が起きることにより、導体全体の安定性が向上することが期待される。

超伝導撚線導体の安定性に関しては、有限要素法や差分法を用いた数値解析的な研究[2.2]-[2.5]とともに、素線が絶縁されている一次撚線の電流分布やクエンチ時の電流挙動を測定[2.6][2.7]、解析した報告[2.4][2.8]や、素線絶縁のない一次撚線に対し局所擾乱による電流転流現象をピックアップコイル[2.9][2.10]やホール素子[2.9][2.11]により測定が可能となるとともに、電流再配分が安定性に与える影響[2.12]等の基礎的な研究が盛んに行われてきた。局所擾乱が撚線のどこか一箇所に生じた場合、撚線の熱的および電磁的な接触状態によっては、効果的な電流の再配分や熱の拡散が生じること、素線絶縁されていない撚線導体を用いたコイルの安定性が向上することが報告されている[2.13]。

本章で述べる研究の目的は、超伝導線に局所的な擾乱を模擬的に印加することで、安定性を測定する実験手法を確立すること、ならびに、表面が電氣的に絶縁されていない超伝導素線を用い、撚線化による安定性への影響を検証することである。撚線化により安定性が向上することを検証するために実施した、素線1本の場合と、それを大電流撚線導体の基本構成単位の一つである3本撚線に撚り合わせた場合の安定性の計測結果について述べる。

2.2 実験方法

2.2.1 実験装置

磁場中における特性を測定するために、NbTi/Cu3本燃線をFRP製の巻芯に上下に無誘導巻きとなるように15ターンずつ巻き付け、試験サンプルを作製した。また、比較のために超伝導素線一本だけを同じ形状の巻芯ホルダーに同様に巻き付けたサンプルも作製した。使用した素線の緒元を表 2-1 に示す。なお、3本燃線の撚りピッチは65mmとした。巻芯にはV溝が切っており、その溝に沿って燃線を巻き付けることで素線の動きによる不安定性が生じにくい構造とした。図 2.1に3本燃線サンプルの概略図を示す。この試験サンプルを、最大8Tまで発生させることができる超伝導ソレノイドマグネットに挿入し、大気圧の液体ヘリウム中で一連の実験を行った。

2.2.2 安定性測定実験

安定性は、効果的に局所擾乱を模擬することができると考えられるカーボンペーストヒータ[2.14]を素線の一本に取り付け、矩形波の電流パルスはそのヒータに通電しその電流とヒータ部に生じる電圧及び通電時間により求められる入熱量で評価した。入熱によりクエンチに至るか超伝導状態に回復するかは、各素線に取り付けた電圧タップに現れる電圧変化により判定した。図 2.2 にカーボンペーストヒータ並びに電圧タップの位置関係概略図を示す。

2.2.3 常伝導伝播挙動の計測

安定性の計測と同時に、常伝導部の伝播挙動もあわせて計測するために、電圧タップは燃線の撚りピッチ間隔一定で、燃線長手方向に各素線数カ所取り付けした。常伝導部が生じることに対応した電圧が電圧タップ間で生じ、その移動する様子を電圧波形の変化として記録することにより、常伝導伝播速度も求めた。

2.3 実験結果

2.3.1 超伝導特性の把握

安定性計測の実験に先立ち、臨界電流の外部印加磁場依存性を測定した。図 2.3に

電流変化率 10A/秒で3本撚線および素線1本に通電した場合の臨界電流測定値を示す。臨界電流の判定基準は0.1 μ V/cm とした。なお、今回使用した電源装置の容量(500 A)の都合から、外部印加磁界が5T 以下における3本撚線一括の臨界電流測定はできなかった。図 2.3 に示すように、3本撚線の臨界電流値は素線1本の臨界電流を3倍した値となっている。

2.3.2 常伝導伝播挙動

図 2.4 に、3本撚線のそれぞれの素線に一樣の電流を通電した場合における1本の素線に入熱した時の、隣接線ならびに撚線長手方向に常伝導部が伝播する典型的な電圧の時間変化波形を示す。カーボンペーストヒータへの入熱により常伝導部が生成し、各素線に取り付けた電圧タップ間の電圧信号変化の様子から、常伝導部は隣接線に伝わりとともに、長手方向に伝播していることがわかる。今回の実験に使用している3本撚線のように線径が細い超伝導素線の常伝導伝播挙動を計測する場合、電圧タップに取り付けたリード線への熱伝導により常伝導伝播が停滞するなどの測定誤差が生じることがあるが、今回の計測ではそのような現象はみられておらず、正確に伝播挙動が測定されていると判断できる。

常伝導伝播挙動の計測により、電圧タップ間距離(d)と図 2-4 に示す電圧が生じ始めてから一定電圧に達するまでの時間(t)から、常伝導部の導体長手方向への伝播速度(V)を次式により求めた。

$$V = \frac{d}{t} \quad (2.1)$$

図 2.5 に各磁場における常伝導伝播速度と撚線1本あたりの通電電流の関係を示す。図中、白抜きの値は3本撚線全体に通電した状態において常伝導伝播速度を求め、素線1本あたりの通電電流で規格化するために通電電流値を 1/3 倍した値で示し、黒塗りの値は素線1本を用いた実験で得られた常伝導伝播速度と通電電流の関係を示している。この図から明らかなように、3本撚線の常伝導伝播挙動と素線1本の挙動がよく一致

することから、3本撚線の常伝導部の伝播も導体長手方向への伝播が支配的であることが分かる。

図 2.5 に示す常電導伝播速度と通電電流の関係を線形近似し、伝播速度が 0 となる電流値を外挿して求められた電流値を、最小伝播電流と定義し求めた。この値の信頼性を確認するために、次式で表されるマドックの等面積則[2.15]から数値計算される最小伝播電流値を求め、図 2.6 に各外部磁場における素線あたりの臨界電流とともにまとめて示す。

$$\int_{T_0}^{T_m} \left\{ Q(T) - \frac{A}{P} G(T) \right\} dT = 0 \quad (2.2)$$

ここで、 Q は単位面積あたりの熱伝達量、 G は単位体積あたりの発生熱量、 A は撚線の断面積、 P は冷却周長、 T は温度で T_0 はバス温度、 T_m は $Q(T_m) = \frac{A}{P} G(T_m)$ を満足する温度である。

(2.2) 式を満足させるジュール発熱量を与える電流値と、実験により求められた値はよく一致している。このことから、最小伝播電流値を通電電流と伝播速度の関係の直線近似による外挿にて求める方法は、最小伝播電流を簡便に求める手法として十分利用できると言える。

2.3.3 安定性の計測

2.3.3.1 素線の安定性

撚線化による安定性への影響を検証する為、はじめに素線1本の安定性を測定した。素線1本だけをFRP製の巻き枠に巻き付け、その素線表面に取り付けたカーボンペーストヒーターにパルス電流を流すことで素線の一部分に熱擾乱を模擬入熱し、この入熱により常伝導部分が伝播するか超伝導状態に回復するかを、取り付けた電圧タップの電圧変化によって判定した。安定性は撚線がクエンチするために必要となる最小のカーボンペーストヒータへの投入電力をヒータ通電時間で積分した値(最小クエンチエネルギー)で評価した。最小クエンチエネルギーのヒータ通電時間依存性を図 2.7 に示す。ここで示

した一例は、外部磁界5Tにおける素線1本に対する計測結果であるが、磁場条件や通電条件を変えても同じ傾向を示した。このため、ヒータ通電時間を、ヒータ入熱時間中の放熱の影響がほぼ無視できる時間幅である 10msec 一定として実験を行った。なお、今回用いたカーボンペーストヒータの入熱による安定性への影響は、素線1本に対してヒータを3カ所取り付けて実験した結果、表 2.2 に示すように最大で10%程度のばらつきであり、実験結果に影響を与える誤差にはならないことを確認している。外部印加磁場を変え、安定性の通電電流依存性を計測した結果を図 2.8 に示す。また、横軸を通電電流の各磁場における最小伝播電流に対する割合として整理し直し、図 2.9 に示す。

2.3.3.2 3本撚線の安定性

前節の素線を3本撚りあわせたものに対し、その1本に取り付けたカーボンペーストヒータに同様な方法で熱擾乱を印加し安定性を測定した。図 2.10 に外部磁場7Tにおける3本撚線全体に流した電流値と安定性の関係を示す。

2.4 撚線化による安定性への影響

図 2.11 に3本撚線全体ならびに素線1本への通電電流と安定性の関係を示す。図 2.11(a)は5T、図 2.11(b)は7T における実験結果である。図 2.11(a)に示すように、素線1本の場合、通電電流が 90 A 付近以下において安定性が上昇しているが、これは、図 2.5 に示す 5Tにおける常伝導伝播速度と通電電流の関係から外挿して求められる撚線1本あたりの最小伝播電流値(92 A)とよく一致する。同様に図 2.11(b)に示す外部印加磁界7Tの場合も、安定性が上昇する電流値は最小伝播電流値とよく一致する。すなわち、通電電流値が最小伝播電流値以下の場合には、撚線を取り巻く液体ヘリウムの冷却が常伝導部のジュール発熱を上回ることによって高い安定性を示した結果であると理解できる。ここで、注目すべき点は、単純に素線1本あたりの通電電流と安定性の関係を、電流値およびヒータ入熱エネルギーともに3倍する方向にシフト(図10中の点線で示す。)した関係に比べ、3本撚線の安定性が、最小伝播電流値以上の通電電流において顕著に向上している点である。これは、素線表面を絶縁していない素線を撚線化することで効果的な電流転流が生じた結果であると考えられる。

2.5 燃線の安定性に関する考察

通電電流条件によって、超伝導線の安定性が変化することが実験的に確かめられた。この理由を安定性に対する隣接線への電流の乗り移りと熱拡散の寄与、および、最小伝播電流ならびに臨界電流と通電電流との兼ね合いの観点から考察する。

燃線の安定性は、表面を絶縁処理していない素線をもちいた場合、素線の安定性を本数倍した値に比べて大幅に向上することが図 2.11 に示すように明確となった。ここで、燃線の安定性は、隣接線への電流の乗り移りや熱の拡散に影響を受けることが考えられ、電流転流が円滑に起こり、熱は隣接線に拡散しにくいほど安定性が高くなることが期待される。しかしながら、電流転流や熱の拡散を左右する燃線間の接触状態を把握する実験手法が確立されていないことから、数値解析によるシミュレーションが行なわれているものの、肝心の接触抵抗や接触熱伝達率を未知変数とした議論が行われているにすぎない。ただし、本章で言及している燃線化による安定性向上が、電流転流現象によるものか熱的な接触条件によるものかを考察するには、数値解析は有効である。そこで、燃線導体に対して成立する一次元熱平衡方程式、

$$c(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{I^2 R(\theta)}{A} + Q(x, t) - H(\theta) \frac{P}{A} + G_c - H_c \quad (2.3)$$

を、差分法により解析的に解き、熱的な条件が安定性に与える影響を考察した。

ここで、 θ : 温度[K]、 x : 距離[m]、 t : 時間[秒]、 I : 通電電流[A]、

A : 導体断面積[m²]、 P : 冷却周長[m]、 $R(\theta)$: 常伝導転移後の抵抗値[Ω]、

$c(\theta)$: 単位体積あたりの比熱[J/m³ K]

$k(\theta)$: 超伝導素線の熱伝導率[W/m K]

$H(\theta)$: 液体ヘリウムへの熱伝達量[W/m]

G_c : 素線間の接触抵抗による発熱[W/m]、

H_c : 素線間の熱拡散項[W/m]

をそれぞれ示す。

議論を単純化する為に、素線間の電流転流効果をまったく考慮しない場合において、素線間の熱伝達率が安定性に与える影響を求めた。解析結果と測定値を比較し図 2.12 に示す。素線1本に対する解析値は実験値と良く一致しており、解析で用いた液体ヘリウムの熱伝達率の温度依存性や、超伝導素線の常伝導転移後における抵抗値の、温度ならびに磁場依存性などの物性値は適当であることが確認される。さらに、撚線の安定性への素線間熱伝達率を変えることで安定性への影響を計算し、図 2.12 に示すように接触熱伝達率無限大と等価である3本を熱的に連結した場合に比べ、熱伝達率を下げると安定性は低下する結果が得られた。この結果は、実験結果と反対の傾向を示しており、電流の転流効果を考慮しなければ撚線化による安定性向上は説明できないことを示すものである。すなわち、表面を電氣的に絶縁していない素線を撚線化することにより、局所的に素線の一部が常伝導に転移しても、効果的な転流による自己発熱の低下によって安定性が向上すると考えることができる。

次に、通電条件と安定性について考察する。撚線の通電電流が臨界電流の $2/3$ 以上となっても、銅比の高い素線を用いた今回の撚線の安定性は十分に高いことが確認された。3本撚線の場合、通電電流が臨界電流の $2/3$ 以上となる条件は、ヒーター入熱を与えた素線の電流が隣接線に転流することで隣接線が臨界電流を超えることを意味する。しかし、生じた常伝導部の抵抗のバランスにより各素線の電流は再配分を繰り返すことが考えられることから、隣接線の臨界電流を超えるような転流が一時的に生じても、その通電条件が安定性を必ずしも支配することにはならないことを、銅比が高い安定な素線を用いた実験において確認した。また、通電電流が最小伝播電流以下の場合には、入熱した熱量に応じた常伝導部生成域の発熱と液体ヘリウムの冷却の平衡により安定性が決まると考えられ、図 2.11(b) に示すように、撚線化による安定性への影響は現われない。また、通電電流の増加に伴って、素線間を渡る転流電流が増えることで、素線間接触部のジュール発熱が増加し、安定性に影響することが予測されるが、これは素線間の電気抵抗と密接に関連することであり、本実験を通してはその影響が小さく、先に述べた電流転流による自己発熱の低下が支配的に働き、撚線の安定性が向上したと考えることができる。

2.6 まとめ

NbTi/Cu の3本撚線ならびに素線を用い、安定性を測定する手法を確立し、撚線化による安定性に与える影響について実験を行ない以下の結果を得た。

銅比の高い素線表面が電氣的に絶縁されていない超伝導撚線の場合、最小伝播電流以上の通電電流において、撚線化により素線本数倍に比べて安定性が著しく向上することを実験により示した。

一次元熱平衡方程式を用いた解析により、素線間の熱伝達が安定性に与える影響を計算し、実験結果と反対の傾向になることを示した。このことから、撚線化による安定性の向上は、効果的な電流転流による自己発熱の低下が支配的に働くことで説明できる。

隣接線の臨界電流を超えるような転流が一時的に生じても、その通電条件が安定性を必ずしも支配することにはならないことを、銅比が高い安定な素線を用いた実験において示した。

最小伝播電流値を、通電電流と伝播速度の関係の直線近似による外挿にて求めたが、安定性を評価する場合の簡便な手法として十分利用できることを示した。

以上のように、表面を絶縁していない素線を用いた撚線では、転流現象によって安定性が素線の本数倍以上に向上することが示されたが、撚線内の素線間電流分布が一樣でなく偏流状態にある場合の安定性については明らかでない。そこで、次章において撚線の電流分布が安定性に与える影響について述べる。

表2.1 超伝導素線の緒元

Specifications	
Strand diameter	0.76 mm
Cu/SC ratio	3.5
Surface	Bare copper
Filament diameter	12 μ m
Number of filament	864
Filament twist pitch	7.8 mm
Critical current per strand	108 A at 7 T

表 2.2 カーボンペーストヒータ間のばらつき

Heater No.	#1	#2	#3
Heater Input Energy (mJ)			
Quench	2.59	2.75	2.76
Recover	2.39	2.16	2.23

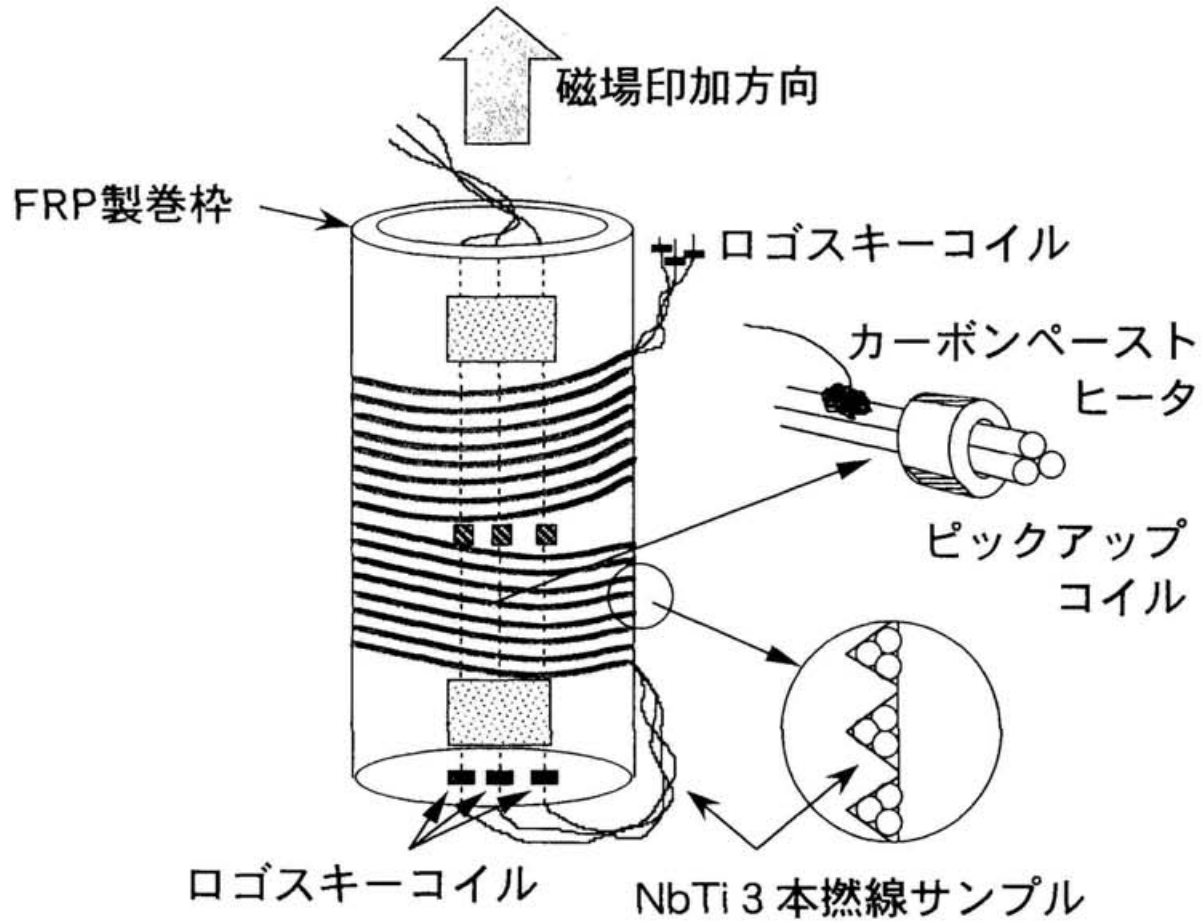


図2.1 3本撚線サンプル概略図

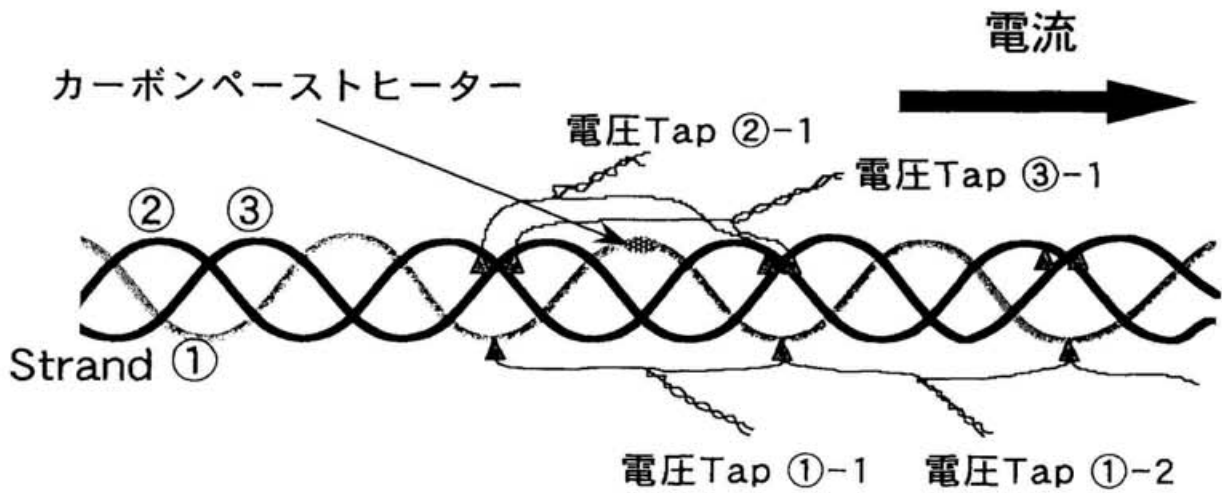


図2.2 カーボンペーストヒータ
ならびに電圧タップ位置関係概略図

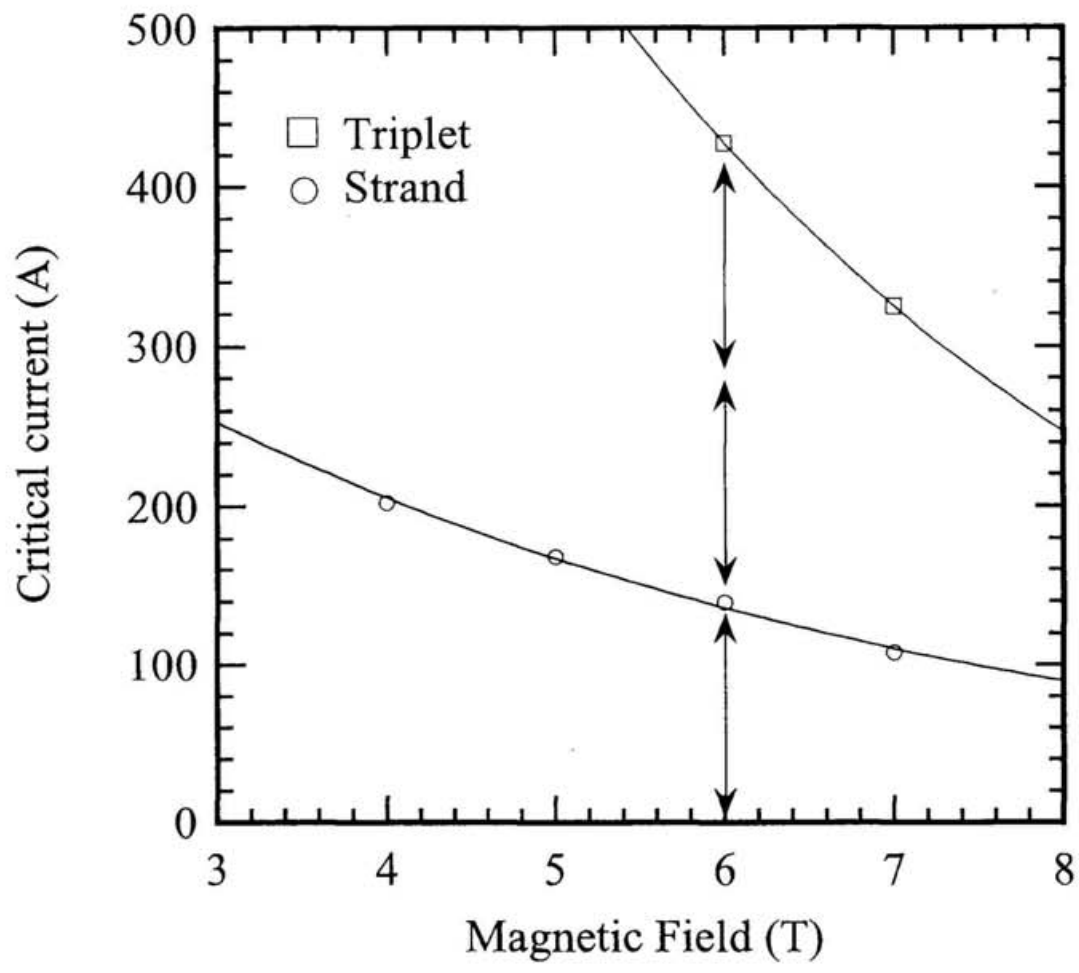


図2.3 臨界電流の外部印加磁界依存性

電流変化率：10A/秒
 臨界電流判定基準：0.1 μ V/cm

3本撚線の臨界電流値は、素線1本の臨界電流の3倍の値となっており、撚線化による超伝導通電特性の劣化はみられない。

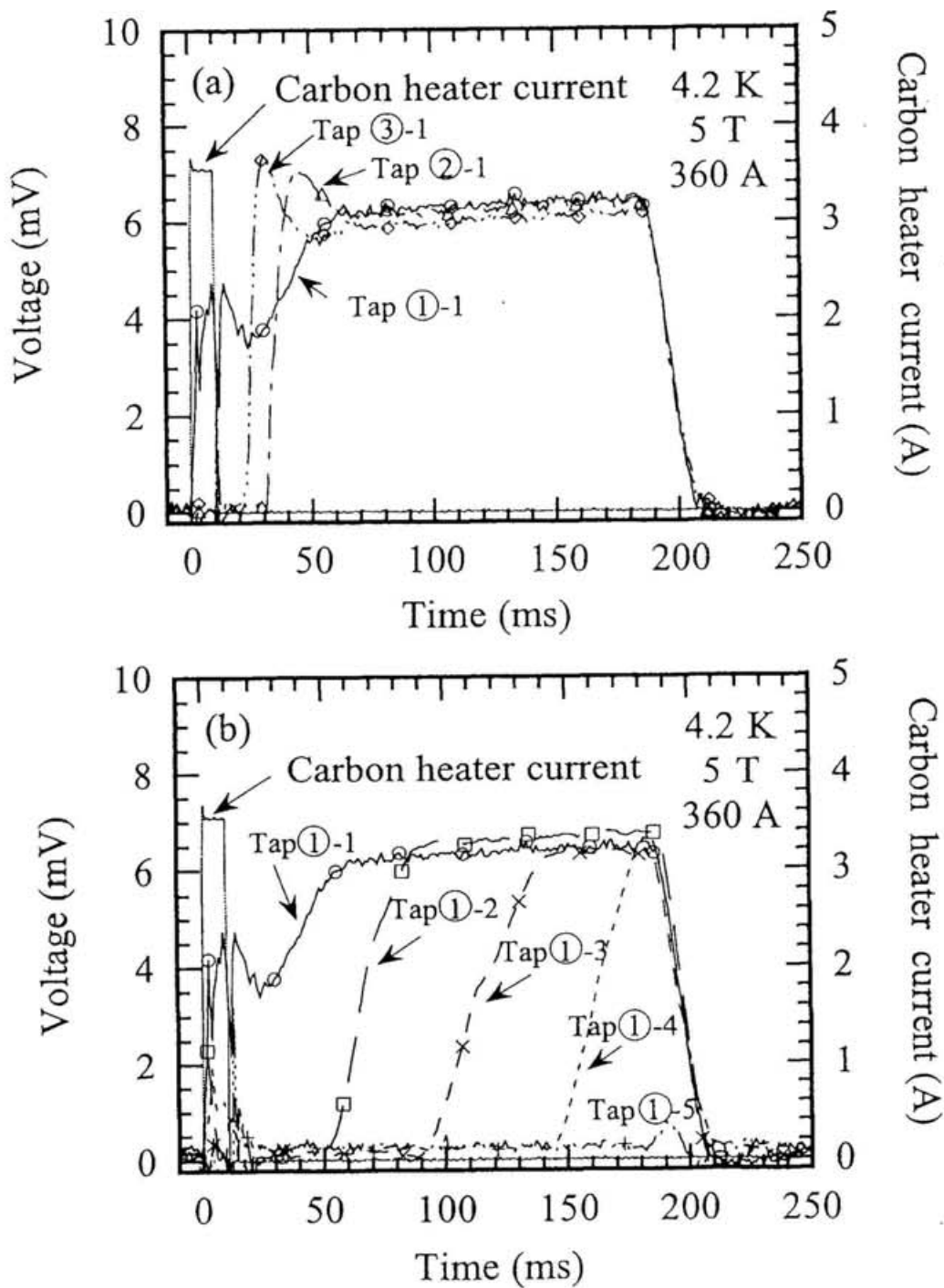


図 2.4 常伝導部伝播挙動を示す典型的な電圧変化波形

(a) 隣接線方向への伝播

(b) 燃線長手方向への伝播

カーボンペーストヒータによる入熱で常伝導部が生じ、隣接線ならびに長手方向に伝播することがわかる。

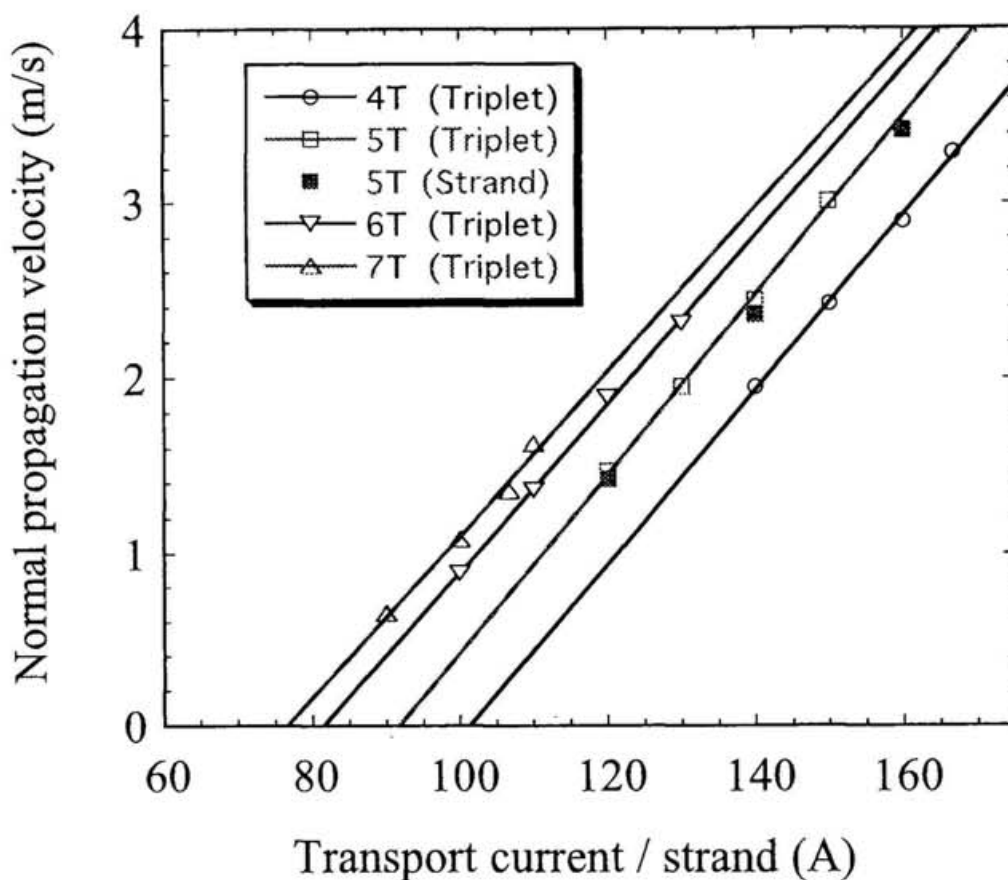


図 2.5 各磁場における常伝導伝播速度と
燃線 1 本当たりの通電電流の関係

3 本燃線の常伝導伝播挙動と素線 1 本の挙動が良く一致することから、
3 本燃線の常伝導伝播も長手方向への伝播が支配的であることがわかる。
この関係を線形近似し、伝播速度が 0 となる電流値を、最小伝播電流と定義する。

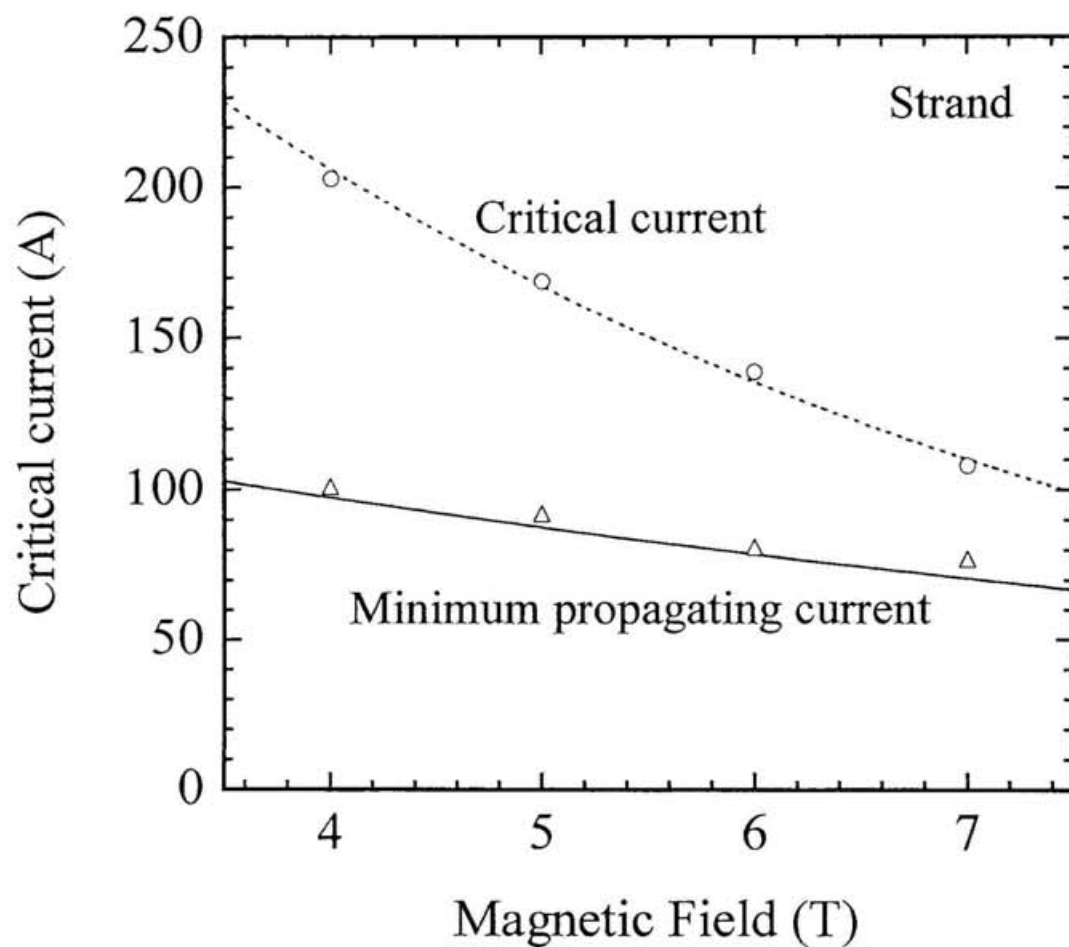


図 2.6 素線の臨界電流と最小伝播電流の磁場依存性

最小伝播電流の実線はMaddockの等面積則から計算した計算値を示す。
 最小伝播電流の実験値と計算値は良く一致している。

Magnetic Field : 5 T

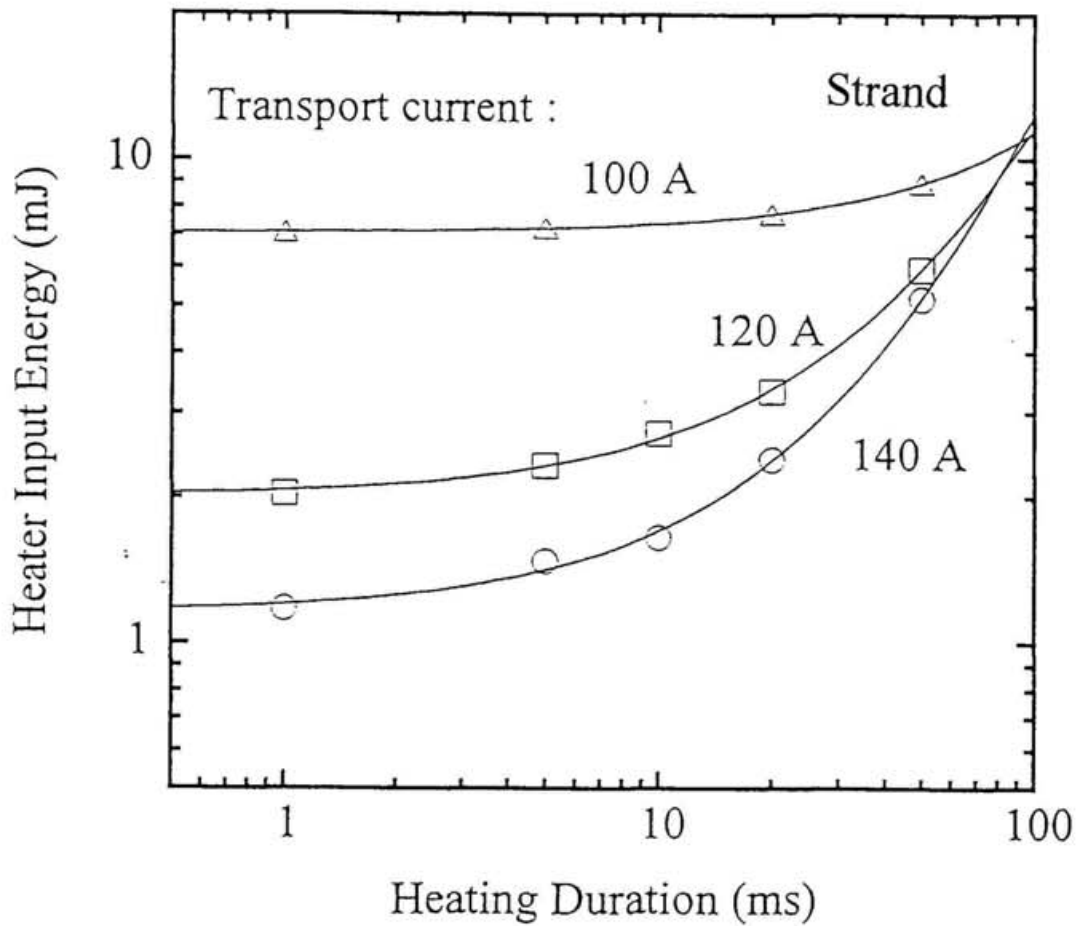


図 2.7 素線に対する最小クエンチエネルギーの
ヒータ通電時間依存性

ヒーター通電時間が10 msec 以下では、入熱中における周りへの放熱の影響が無視でき、最小クエンチエネルギーが一定となる。

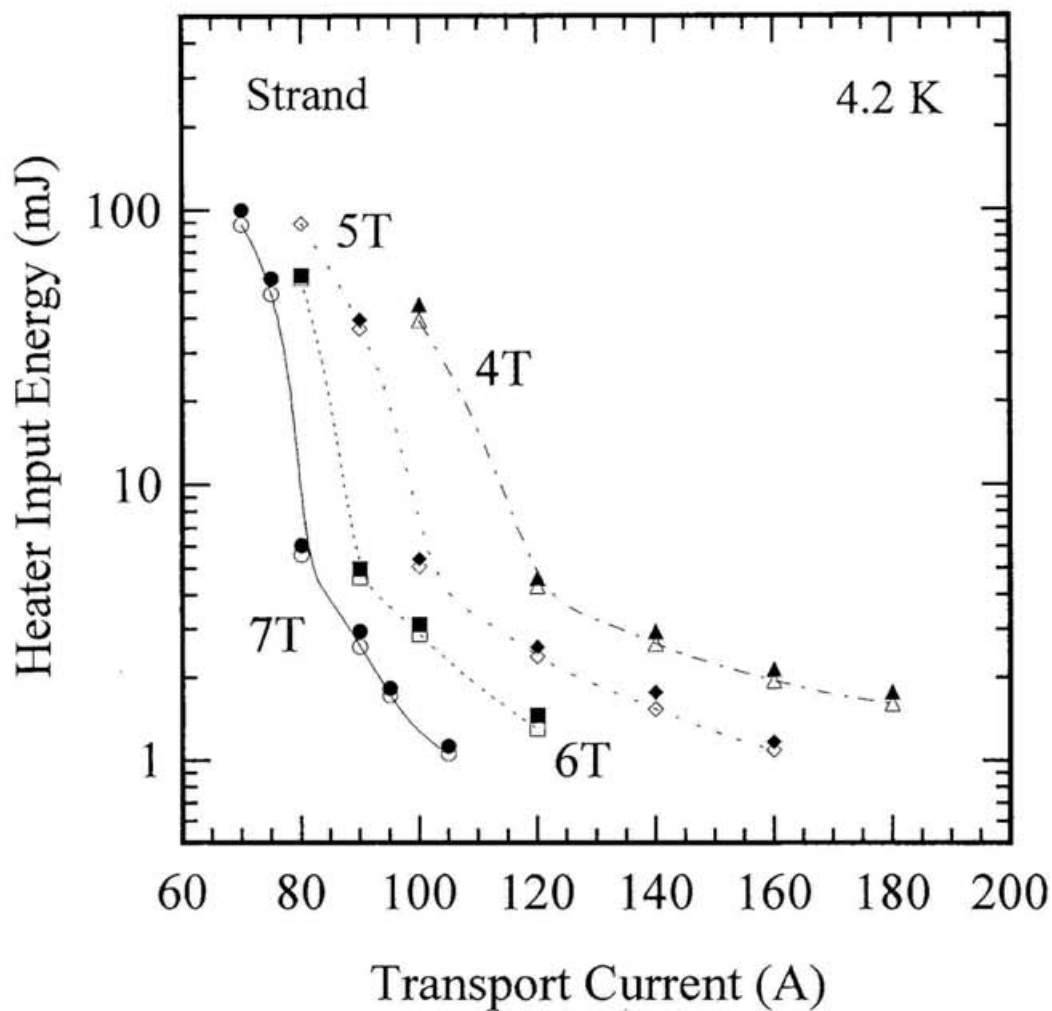


図 2.8 各磁場における素線 1 本の安定性の通電電流依存性

外部磁場の減少に従い、安定性は高くなる。
 各外部磁場条件それぞれにおいて、ある電流を境に
 安定性が向上している。この電流は、最小伝播電流
 の値と良く一致する。

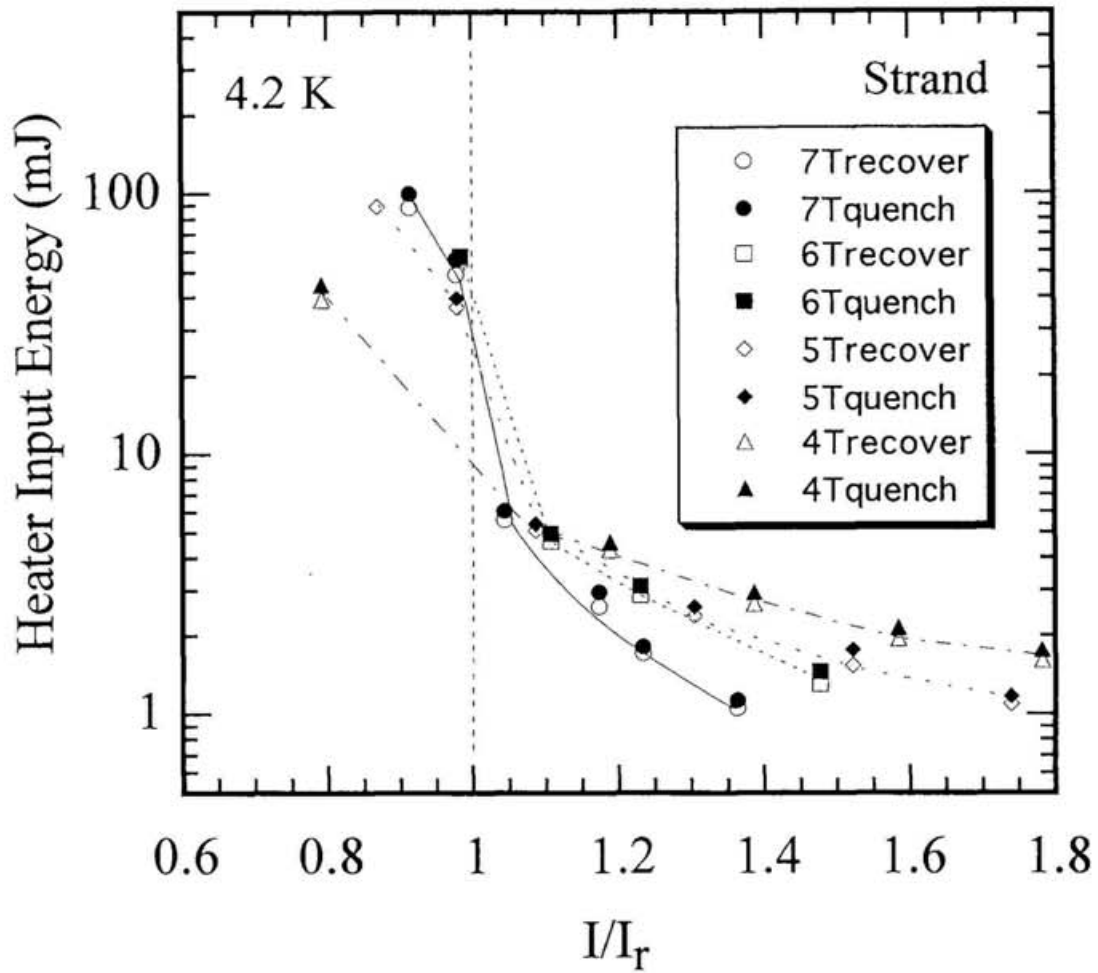


図 2.9 各磁場における素線 1 本の安定性と
通電電流(I)/最小伝播電流(I_c)の関係

最小伝播電流を境として、安定性が大きく変化する。

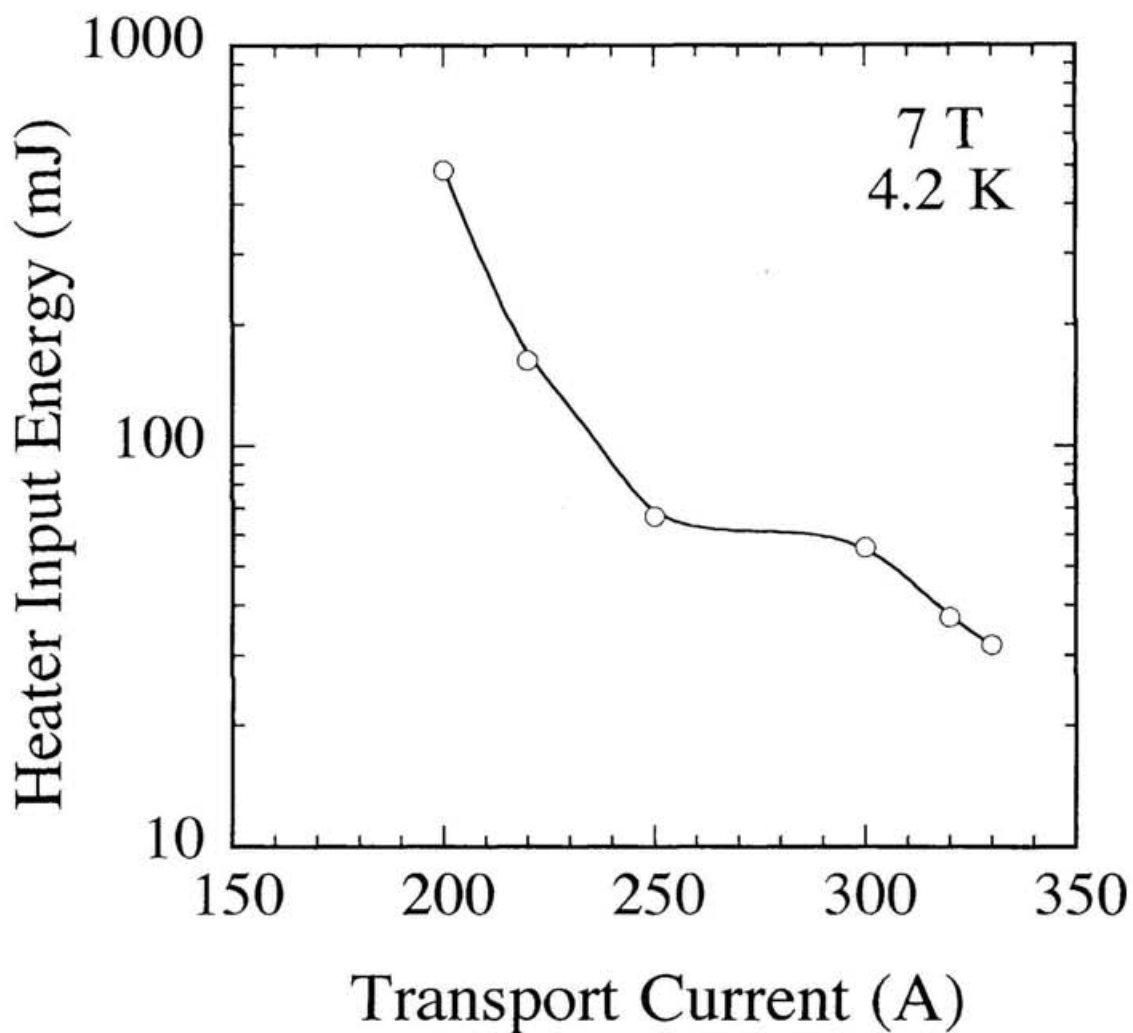


図 2.10 3 本燃線の安定性の通電電流依存性

3 本燃線の各素線に均等に電流を流し、1 本の素線に取り付けたカーボンペーストヒータにより入熱を加え安定性を評価。

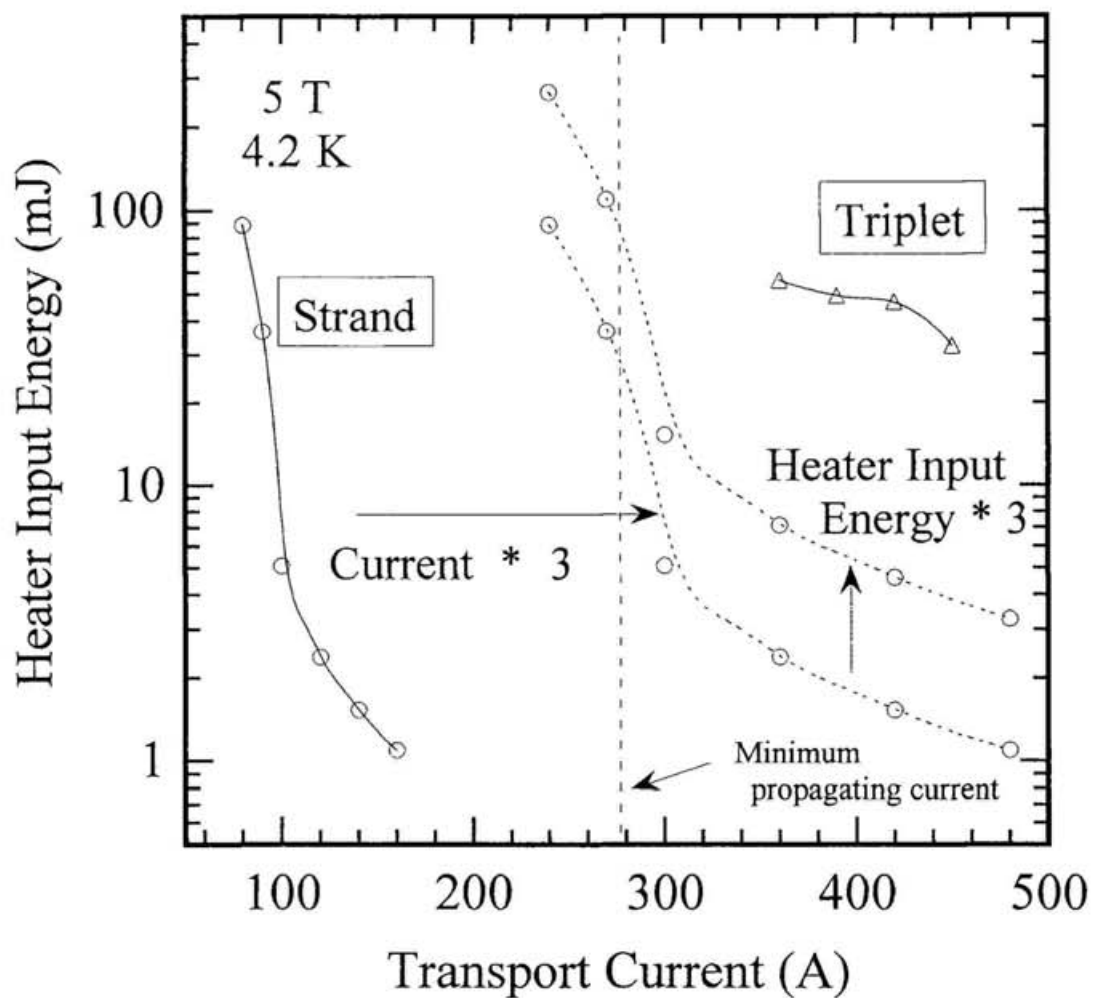


図 2.11(a) 撚線化による安定への影響
外部印加磁場：5 T

3本撚線の安定性は、素線1本あたりの通電電流と安定性の関係を電流値、およびヒータ入熱エネルギーともに3倍する方向にシフトした関係に比べて大幅に向上する。

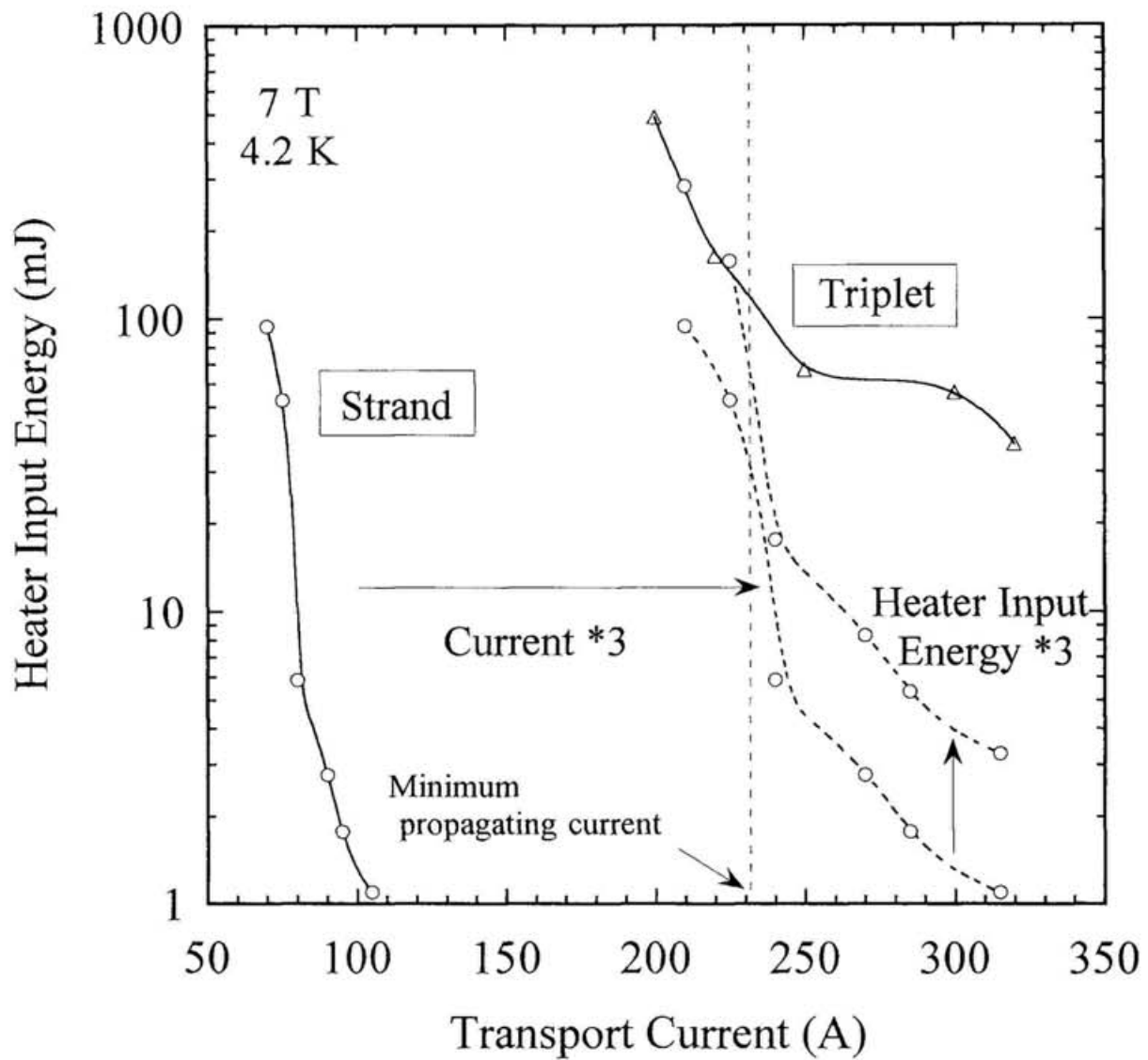


図 2.11(b) 燃線化による安定性への影響
外部印加磁場：7 T

3本燃線の安定性は、最小伝播電流以上の通電電流において、素線1本の安定性に比べ大幅に向上する。

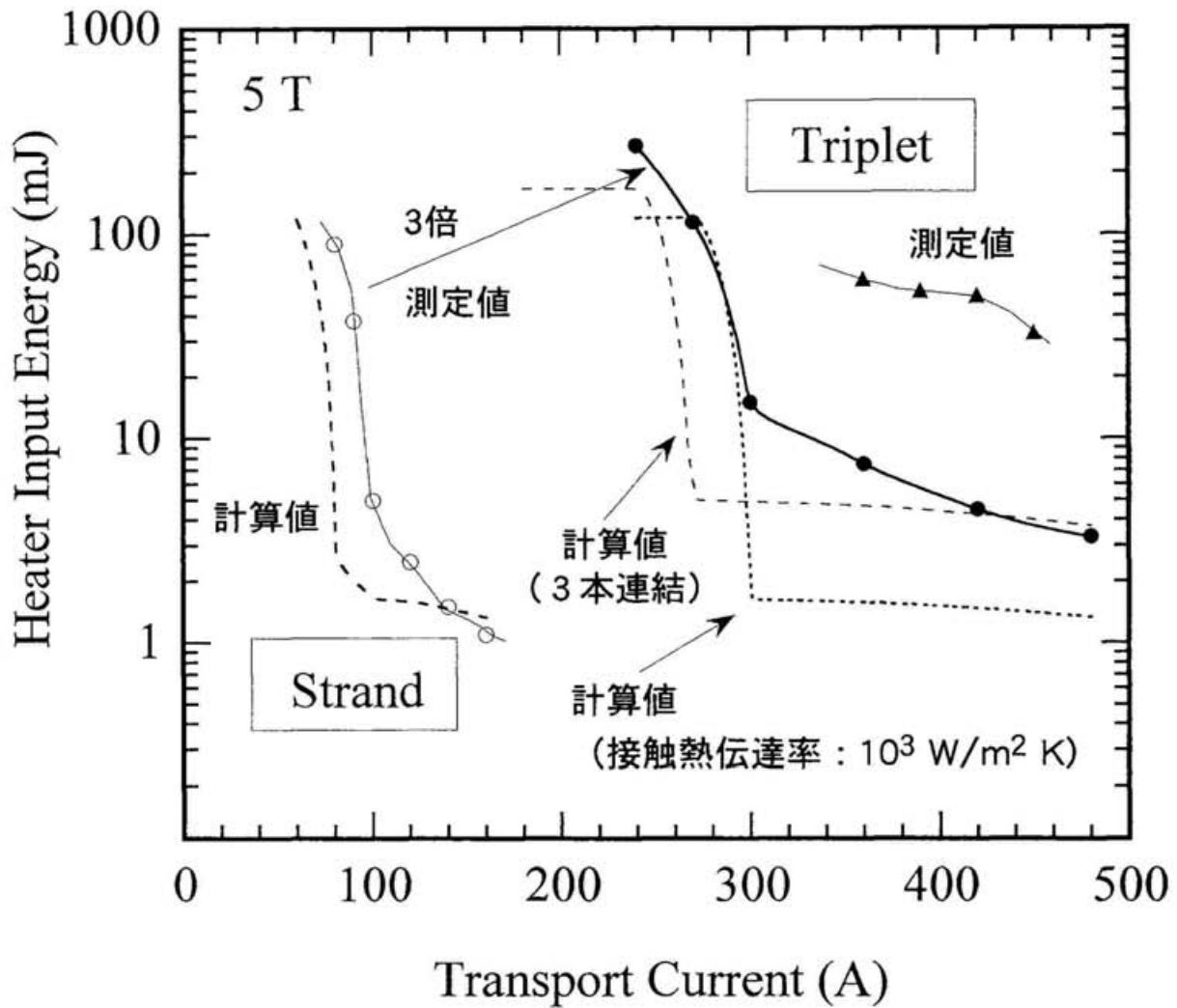


図 2.12 1次元熱平衡方程式による熱解析結果と測定結果の比較

燃線間の熱伝達が悪くなると燃線の安定性は低下する。電流の乗り移りを考慮しない解析では、燃線化による安定性向上を説明できない。

3章 超伝導撚線導体の電流分布が安定性に与える影響

3.1 従来の研究状況ならびに本研究の目的

前章において、大型超伝導マグネットに用いられる撚線導体に対し、表面を電氣的に絶縁していない素線を撚り合わせることで効果的な電流転流が起り、安定性が向上することを示した。ここで、撚線導体では、導体端部の接続抵抗のアンバランスや撚りピッチの乱れによるインダクタンスの違いにより、各素線に均一に電流が分配されない偏流状態が生じることが2本撚線を用いた基礎研究により知られており、2本撚線を用いた基礎研究[3.1]や核融合炉用の大型超伝導マグネットの通電試験[3.2]などによって確認されている。この電流分布と安定性の関係に関しては、素線絶縁された撚線を用いたマグネットにおいて、電流偏流に起因した安定性の低下[3.3]-[3.5]と、その電流分布を均一化することで安定性が向上すること[3.4]が報告されている。一方、素線絶縁されていない撚線導体を用いた場合には、局所擾乱が撚線のどこか一箇所に生じても、撚線の熱的および電磁的な接触状態によっては、効果的に電流の再配分が起きることにより、コイルの安定性が向上することが報告されている[3.6]。しかしながら、素線絶縁されていない撚線導体であっても偏流現象は確認されている[3.7]。電流分布が安定性に与える影響については、素線表面処理の異なる3種類の9本撚線[3.8]、および、素線表面をクロムメッキ処理した27本撚線[3.9]を用いて、そのうちの1本と他の撚線との間に強制的に偏流条件を付け、誘導加熱ヒータを用いて熱擾乱を印加する実験が行なわれており、偏流条件によって安定性が低下することが確認されているが、一様に熱が加わった場合でなく、局所的な擾乱が加わった場合における、電流分布と安定性の関係に関する研究は行なわれていない。

本章で述べる研究の目的は、撚線導体内の初期電流分布が、局所的な擾乱に対する安定性に与える影響を、実験的に把握することである。すでに、前章で述べたように、局所的な擾乱に対する安定性を実験的に求める手法はカーボンペーストヒータを用いることによって確立している。この手法に、意図的に超伝導導体と電流リード部の接続抵抗のばらつきや、素線間のインダクタンスの相違による電流分布の不均一を、各撚線の電流分布を意図的に制御する工夫により間接的に模擬することで、電流分布が安定

性に与える影響を明らかにする。

3.2 実験方法

3.2.1 実験装置

使用した超伝導燃線は、前章と同様のNbTi/Cu 3本燃線である。素線の主な緒元は前章の表 2.1 に示す。この3本燃線は文部省核融合科学研究所の大型ヘリカル装置内側磁場形状制御用ポロイダルコイル (ISコイル) のケーブルインコンジット導体に用いられている一次燃線と同等仕様であり、コイルの安定性を高めるために銅比が高くなっている。この燃線を、磁場中における特性を測定するために、FRP製の巻芯に上下に無誘導巻きとなるようにそれぞれ15ターンずつ巻き付け、前章同様の試験サンプルを作製した。巻芯にはV溝が切っており、その溝に沿って燃線を巻き付けることで素線の動きによる不安定性が生じにくい構造としている。ここで、意図的に素線間の初期電流分布を制御する為に、巻芯に巻き始める手前において、各素線に抵抗線を巻き付け超伝導スイッチのような機能を付加した。図 3.1 に3本燃線サンプルの概略図を示す。この試験サンプルを、最大8 Tまで発生させることができる超伝導ソレノイドマグネットに挿入し、大気圧の液体ヘリウム中で一連の実験を行った。

3.2.2 初期電流分布制御方法

燃線間の電流分布は、図 3.1 に示す電流供給端子と巻き始めの間の各素線に取り付けた電流分布制御用巻線抵抗ヒータの動作のタイミングを切り替えることにより制御した。図 3.2 に電流分布制御法の概念図を示す。すなわち、サンプルに一定の割合で電流値を増加させる過程において、ヒータを動作させた素線にはヒータにより加熱された部分に抵抗が生じることで電流が他の素線に流れ、その後加熱をやめて所定の電流まで通電することにより電流分布がついたままの状態が維持される仕組みである。

電流分布の状態は各素線に取り付けたロゴスキーコイルにより測定した。

3.2.3 安定性測定実験

安定性は、前章同様にカーボンペーストヒータを素線の一本に取り付け、矩形波の電流パルスとそのヒータに通電し、その電流とヒータ部に生じる電圧及び通電時間により求められる入熱量で評価した。入熱により常伝導部が伝播・拡大するか超伝導状態に回復するかは、各素線に取り付けた電圧タップに現れる電圧変化により判定した。なお、前章の図 2.3 に示す位置関係と同様に、電圧タップを素線の撚りピッチ間隔一定で、撚線長手方向に各素線数カ所取り付け、常伝導伝播挙動や伝播速度の計測を行なった。

3.3 実験結果

3.3.1 超伝導特性

実験に用いた撚線は、前章で述べた 3 本撚線と同一であり、その臨界電流の磁界依存性や線材長手方向への常伝導伝播挙動、ならびに常伝導伝播速度と通電電流の関係から線形近似して求めた最小伝播電流は、それぞれ図 2.3, 図 2.4, 図 2.5 に示すとおりである。

3.3.2 電流分布制御用ヒータの健全性確認試験

安定性の実験に先立ち、電流分布制御用ヒータが確実に動作することを確かめた。図 3.3 に 7 T における電流分布制御用ヒータの動作数を変えて撚線に通電した場合の、撚線全体の電流－電圧特性を示す。撚線一本あたりの 7 T における臨界電流は $0.1 \mu\text{V}/\text{cm}$ の判定基準において 108 A であり、撚線全体の臨界電流値はヒータを動作させていない線の本数の整数倍となっていることが確認される。すなわち、電流分布制御用ヒータは確実に動作しており、撚線への通電電流を増加させる過程においてこのヒータの動作を切り替えることで撚線の初期電流分布は制御できることが確認された。

3.3.3 初期電流分布による安定性への影響

図 3.4 に撚線全体への通電電流は一定とし、初期の電流分布を変化させた場合の初

初期電流分布と安定性の関係をまとめた結果を示す。安定性は常伝導部が伝播するために必要となる最小のカーボンペーストヒータへの投入電力をヒータ通電時間で積分した値(最小クエンチエネルギー)で評価した。ヒータ通電時間は、ヒータ入熱時間中の放熱の影響がほぼ無視できる時間幅である 10 msec 一定として実験を行った。安定性を測定する場合、入熱を加えることにより電流分布が変化し、一樣になることが誘導ヒータを用いた実験により知られている[3, 4]。そこで、本実験ではヒータによる熱入力により常伝導部が伝播するか超伝導状態に回復するかにかかわらず、入熱ごとに電流分布をリセットして実験を行った。図中(A)の特性は、磁場 5T、通電電流 360A の条件において電流分布を変えて安定性の変化を測定したものであり、臨界電流(I_c)に対する全体通電電流(I)の割合は 0.71 である。(B)の特性は 7T における通電電流 250A の条件にて実験した結果であり、臨界電流(I_c)に対する全体通電電流(I)の割合は 0.77 である。黒塗り印は常伝導部が伝播した入熱量、白抜き印は入熱しても回復する入熱量をしめす。横軸に示す電流分布は、3本撚線全体に流す電流の1/3の量に対する、擾乱を与える素線1に設定した通電量の割合として規格、整理した。また、図中の点線は(A)の条件に相当する外部磁場5Tにおける素線一本あたりの最小伝播電流値に相当する規格化された値を示す。なお、隣接する素線2、3の通電量は同じとなるように初期電流分布を与えている。

図 3.4 に示すように、臨界電流(I_c)に対する全体通電電流(I)の割合の僅かな違いにもかかわらず、(A)の条件では素線1の電流負担率が最小伝播電流値に比べて高い場合、安定性が低下する傾向が見られ、一方、(B)の条件では初期の電流分布は安定性に影響を与えない結果が得られた。ただし、前章で指摘した撚線化による安定性向上効果に比べて、電流分布が安定性に与える影響は小さいことが確認された。

3.3.4 初期電流分布による隣接線への常伝導伝播挙動への影響

初期電流分布を変えた場合でも、前章の図 2.5 に示すように、カーボンペーストヒータへの入熱により常伝導部が生成し、各素線に取り付けた電圧タップ間の電圧信号変化の様子から、常伝導部は隣接線に伝わりとともに、長手方向に伝播する。ただし、電流分布の違いによっては隣接線への常伝導伝播挙動に差異が認められた[3, 10]。図 3.5

に一例を示す。カーボンペーストヒータによる入熱を加えた素線1の通電電流が大きいと常伝導部は素線1から素線2、素線3の順序で伝播するが、素線1の通電電流が少ない場合には、素線1から素線3、素線2の順序で伝播している。この理由は明らかでないが、素線間の電氣的な接触状態と、熱の隣接線への伝達率の違いが相互に影響しているものと考えられる。

3.4 電流分布の不均一が安定性に与える影響に関する考察

初期電流分布の条件によって、安定性が変化することが実験的に確かめられたが、この理由を最小伝播電流ならびに臨界電流と通電電流との兼ね合いと、安定性に対する隣接線への電流の乗り移りと熱拡散の寄与の観点から考察する。

図 3.4 の(A)に示した外部磁場 5T、通電電流 360A の場合は、素線の安定性を本数倍した値に比べれば、撚線の安定性は十分高いものの、ヒーター加熱した素線1の通電電流の割合が増えるに従い、安定性が低下している。これは、素線間の接触抵抗を介して流れる転流電流によって生じるジュール発熱が増加し、素線への入熱量として加算されることが影響していると推測される。この接続部での発熱は、素線間の接触抵抗が大きくなるほど影響が現れるが、本実験で取り扱った撚線においてはこの影響は少なかったと言える。また、素線1の通電電流が最小伝播電流以下では、素線自体が安定となることから常伝導伝播に必要なヒータ入熱と素線1の発熱が隣接線に拡散することが支配的に働くことに加え、転流する電流量も減少することから接触部におけるジュール発熱の影響は生じないと考えることで、安定性が高く、またこの安定性は電流分布に依存しない結果となったことが理解できる。

一方、図 3.4 の(B)で示す外部磁場 7T、通電電流 250A の条件は、素線1の電流分布が変化しても安定性は変化しない。これは、素線1の通電電流の割合が大きく、転流する電流量が増えても、(A)の場合に比べればその電流転流量は少ないことから、接触部におけるジュール発熱の影響が現れず、熱の拡散が支配的に働いたと考えることで、安定性は初期電流分布には影響を受けない結果となったと理解できる。

安定性と電流分布との関係には、素線間の接触抵抗や熱伝達率が寄与していると考えられ、接触条件と通電条件によっては図 3.5 に示すように隣接線への常伝導伝

播の挙動にも差異が認められた。撚線の安定性を解明する為には、さらに、撚線の接触条件が電流分布と安定性に与える影響を把握しなければならない。

3.5 まとめ

NbTi/Cu の3本撚線を用い、素線間の初期の電流分布を意図的に制御する手法を新たに用いて、撚線全体の安定性に与える偏流の影響について研究を行い以下の点を明らかにした。

電流分布の条件によっては、撚線全体の安定性が低下することを実験により確認した。これは、素線間を渡る転流電流が増えることに起因する接触部のジュール発熱の影響と考えることができるが、安定性全体に与える影響は少ない。本実験で用いた素線表面を絶縁処理していない撚線のように転流特性が確保されていれば、初期電流分布の安定性への影響は少ないことがわかった。

撚線の電流分布と安定性の関係には、素線間の接触抵抗や熱伝達率も寄与していると考えられ、それを示す一例として、接触条件と通電条件によって隣接線への常伝導伝播の挙動に差異が認められた。撚線の安定性を解明する為には、さらに、撚線の接触条件が電流分布と安定性に与える影響を把握しなければならない。そこで、次章では、素線間の接触状態を変えることによる電流転流特性の変化が安定性に与える影響について述べる。

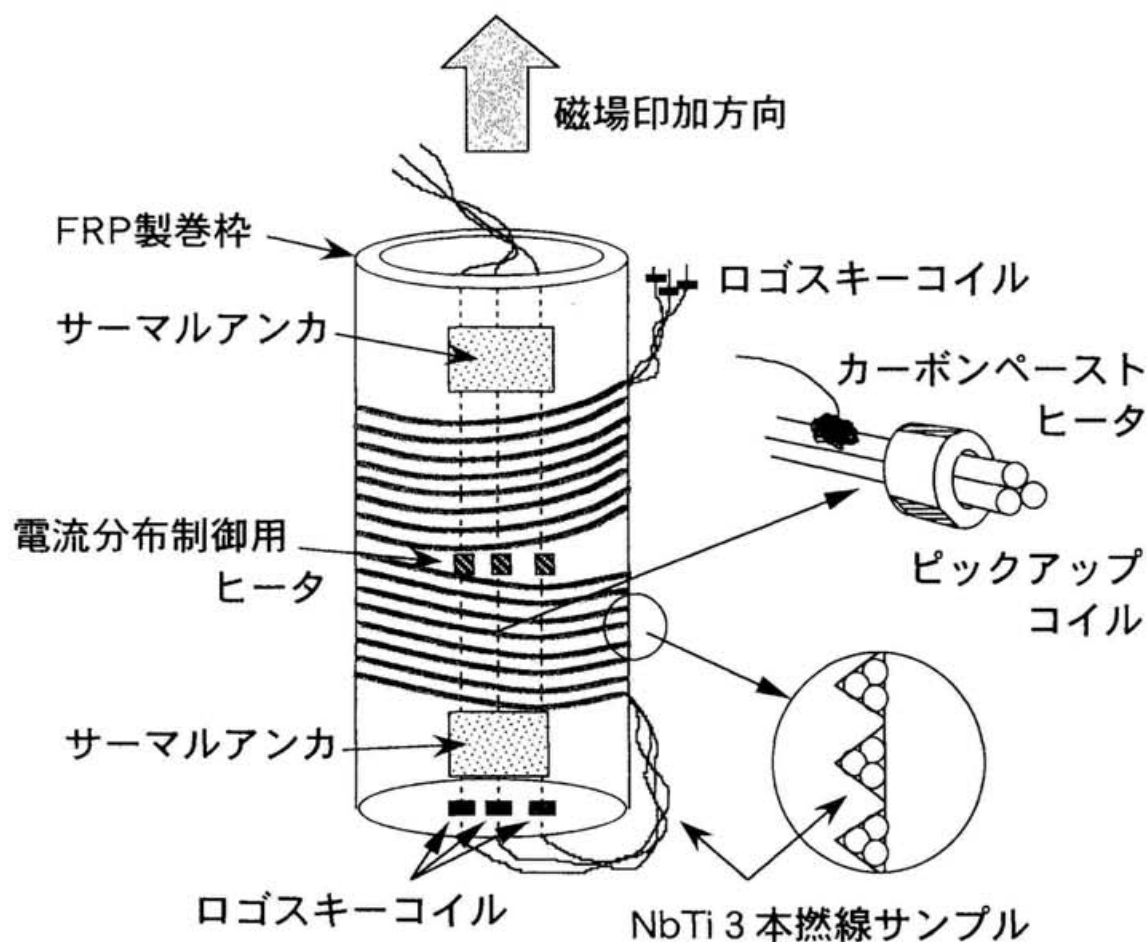


図 3.1 3本燃線サンプル概略図

3本燃線の電流分布は、電流分布制御用巻線抵抗ヒータを用いて意図的に制御した。

電流分布は、ログスキーコイルによって計測した。

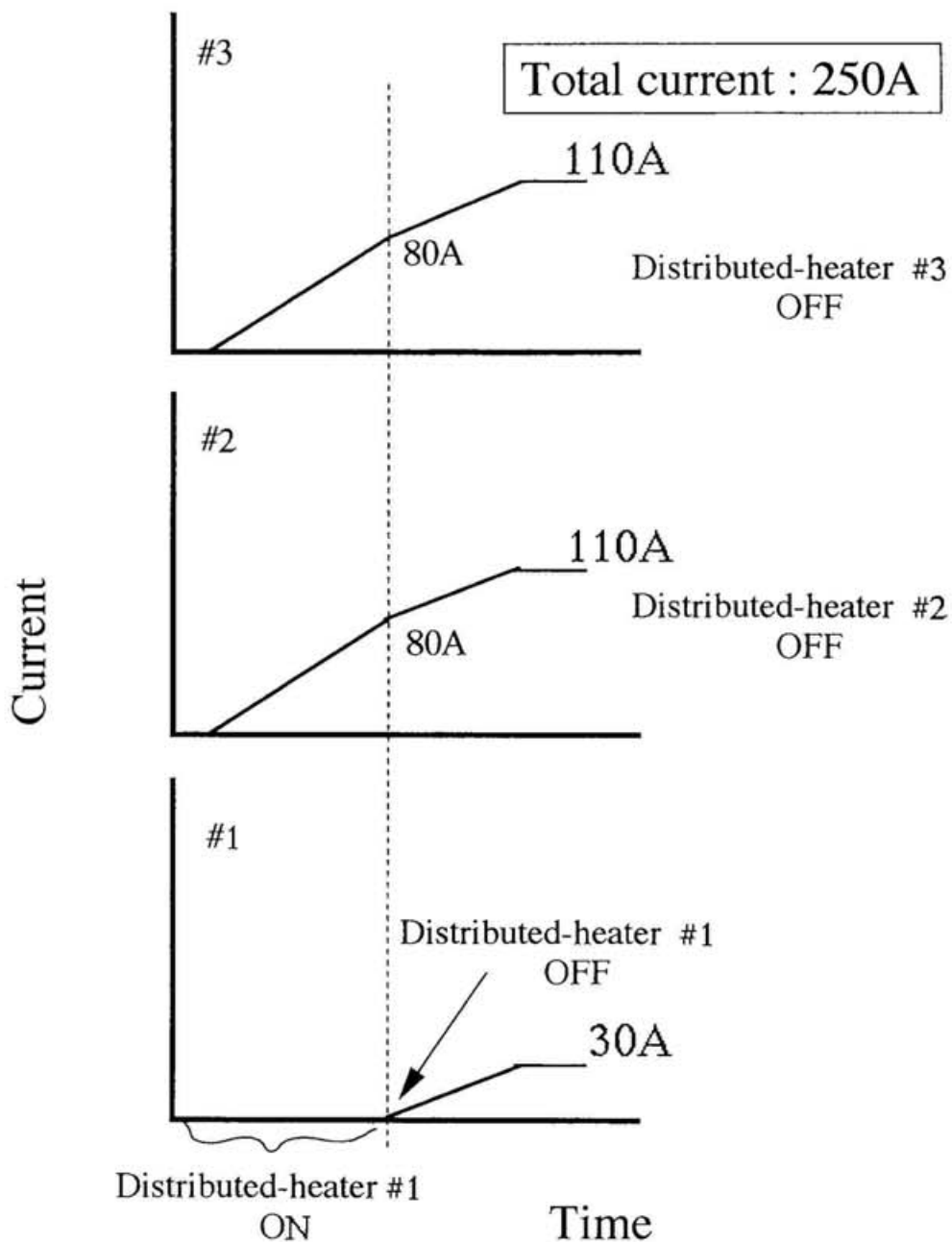


図 3.2 電流分布制御法

それぞれの素線に取り付けた電流分布制御用ヒーターの、動作タイミングを替えることにより、3本燃線の電流分布意図的に制御した。

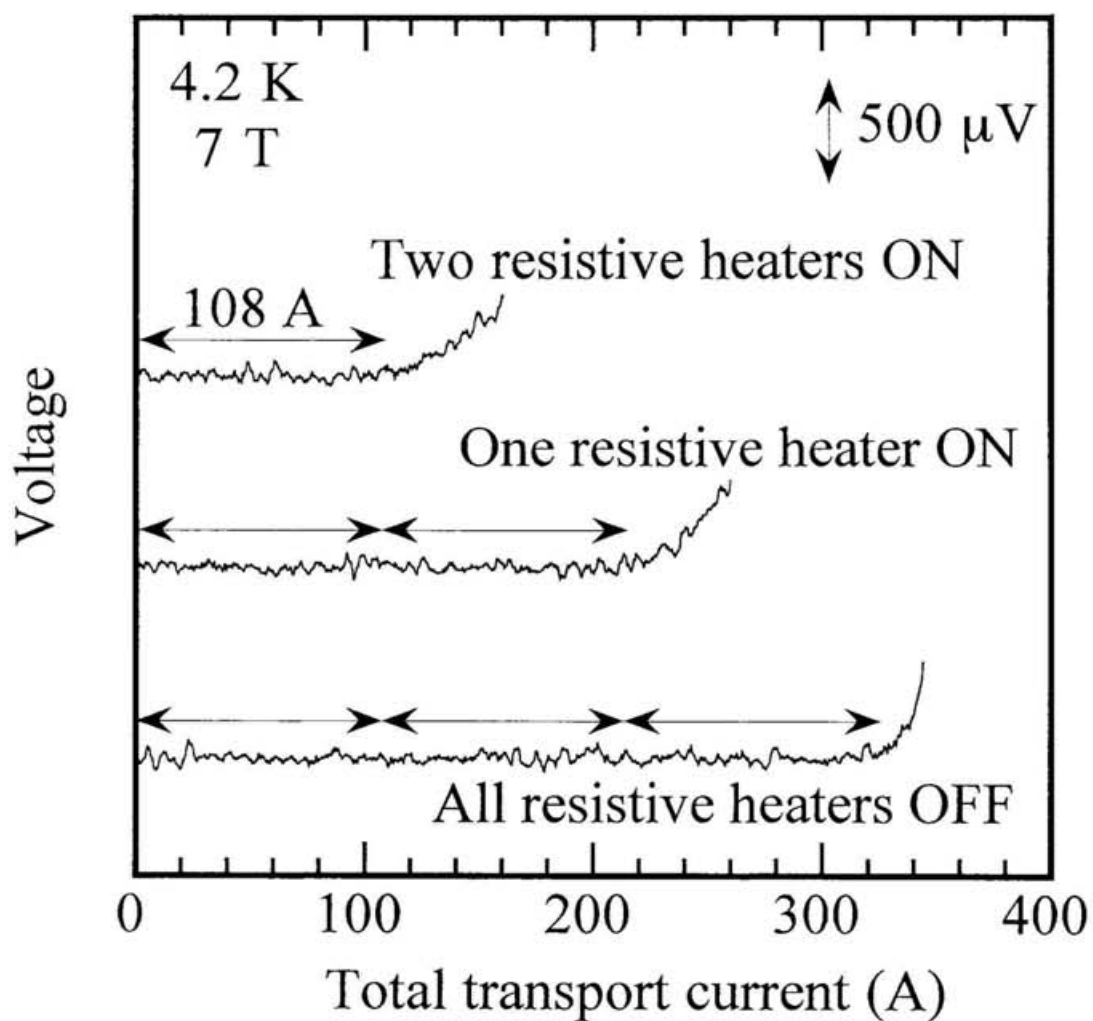


図 3.3 電流分布制御用ヒータの動作数を変えた場合の燃線全体の電流－電圧特性

燃線全体の臨界電流値は、ヒータを動作させていない線の本数倍となっており、ヒータ動作の健全性を確認した。

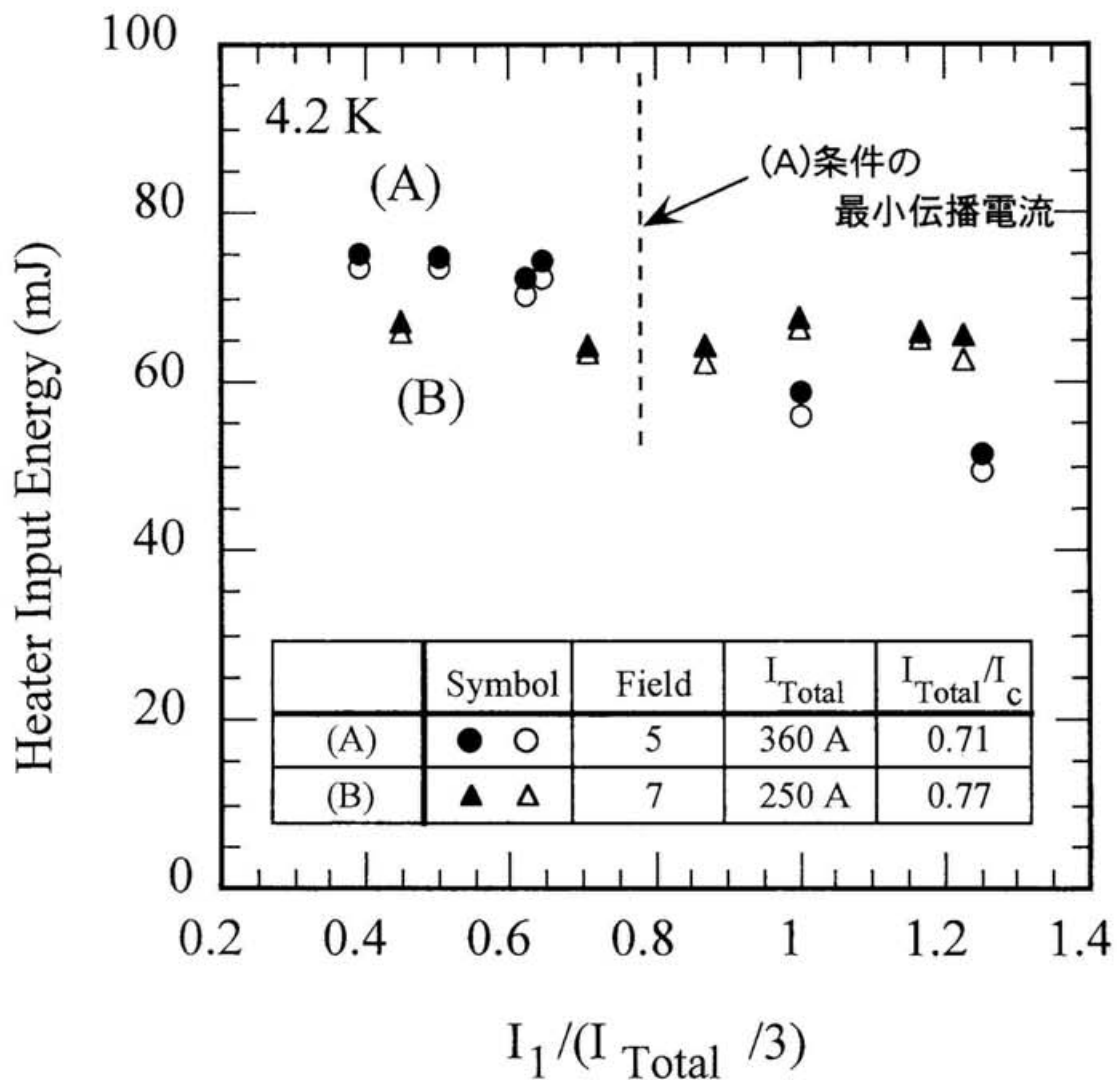


図 3.4 初期電流分布による安定性への影響

通電条件により、電流分布の変化で安定性が変化するが、その影響は少ない。

ヒーター入熱した素線の通電割合が高くなるにつれて安定性が低下するのは、素線間の接触部における発熱が増加するためと考えられる。

最小伝播電流以下では、電流分布に依存しない。

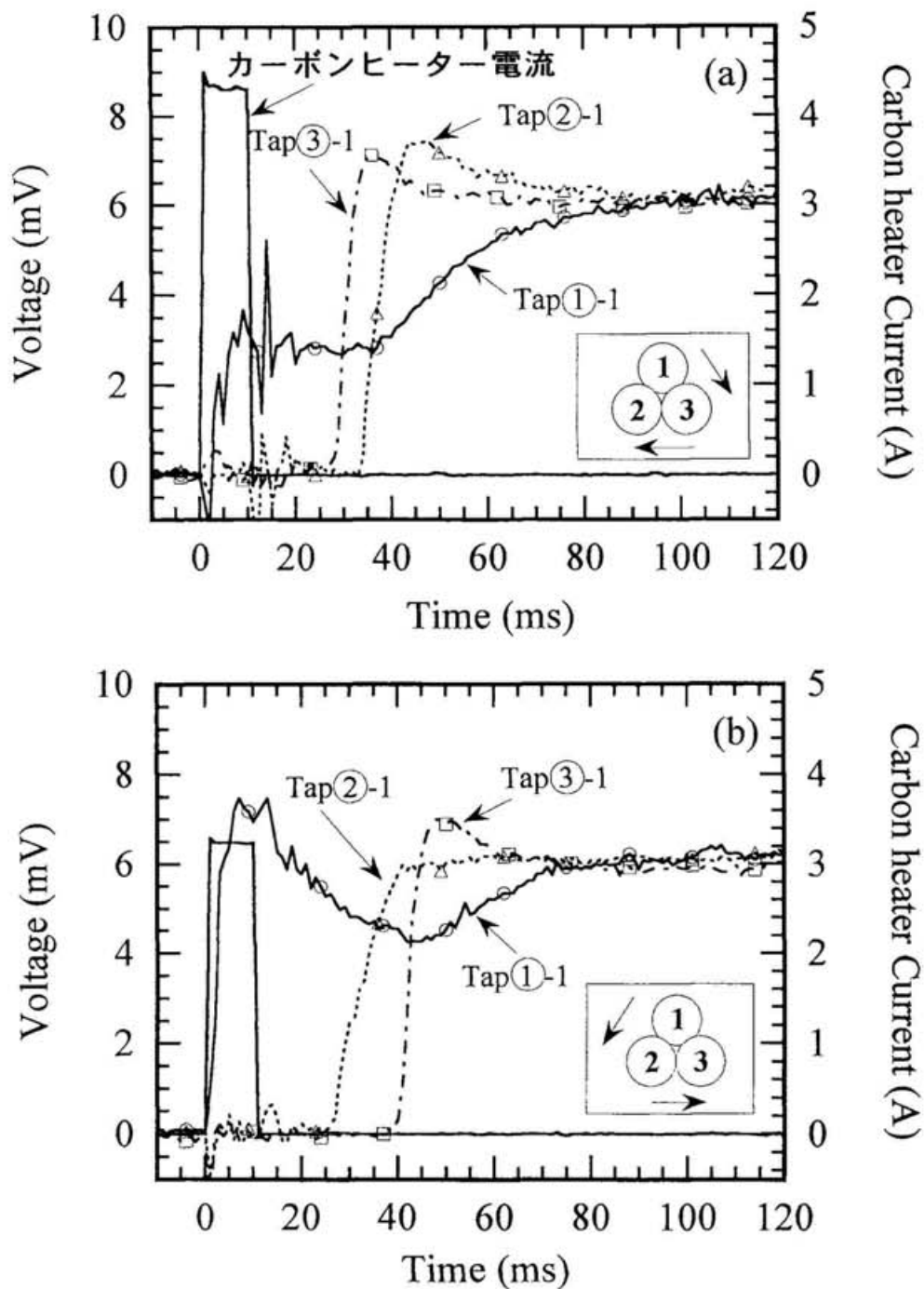


図 3.5 常伝導部の隣接線への乗り移り挙動
 (a) 素線 1 の電流負担率小 (b) 負担率大

初期電流分布の違いにより、隣接線への常伝導伝播挙動に差異が認められる。
 素線間の電磁的・熱的な接触条件と通電条件が影響しているものと推測される。

4 章 超伝導撚線導体の電流転流特性変化が安定性に及ぼす影響

4.1 従来の研究状況ならびに本研究の目的

これまで述べてきたように、超伝導撚線導体の安定性は複数本の素線を撚り合わせることにより、効果的に電流や熱が隣接線に乗り移り拡散されることで向上することが確認された。また、撚線全体の通電電流が最小伝播電流値以上の場合においては、素線間の電流分布条件すなわち偏流状態によって安定性が変化することも実験結果として得られている。核融合炉用マグネット、ならびに超伝導電力貯蔵システム (SMES) などの大型電力機器用の導体として、数 10kA クラスの大電流容量をもち、低い交流損失で高い冷却安定性を有している成形撚線やケーブルインコンジット導体のような複数の超伝導素線を撚り合わせた撚線導体においても、導体端部の接続抵抗のアンバランスや撚りピッチの乱れなどによるインダクタンスの違いにより、各素線に均一に電流が分配されない偏流状態が生じること [4.1] や、局所的な擾乱により撚線間で電流の転流現象が生じることが確認されている [4.2]。超伝導撚線導体の安定性が、電流の偏流や転流によって影響を受けることが明らかとなるにつれて、これらの現象を導体設計に反映させるべく工学的に検討するならば、素線間の接触条件が安定性に及ぼす影響を把握する必要がある。この観点から、超伝導撚線の素線表面状態を変えることで撚線の接触条件を変え、安定性に及ぼす影響が研究されている [4.3][4.4]。撚線間の電氣的な接触抵抗に関しては、撚線間の接触圧力により接触抵抗が大きく変化すること [4.5] や、ラザフォードケーブルの作製時におけるキュアリング温度が接触抵抗に影響を与えること [4.6] など、基礎的な研究が進められている状況にある。しかしながら、撚線の接触状態を制御することは難しく、また、素線の表面条件を変える場合、冷却条件や素線間の介在物による熱伝達の影響など熱的な条件も併せて変化することから解析が難しくなることに加え、素線間の熱的な接触に対する研究例は少ないため、素線間の接触熱伝達率等の値は良く分かっていない。さらに、撚線間の接触条件は交流応用を考えた場合の素線間結合損失にも影響を与えることから、最適な撚線間の接触

条件は明確になってはいない。

超伝導燃線導体の安定性は、ある素線に局所的に常伝導部分が発生した場合に素線間を横断して隣接する素線に電流が効果的に転流するとともに、常伝導部分に生じた発熱が隣接線に拡散しにくいほど安定となることが指摘されており、これを裏付ける解析的な研究結果が報告されている[4.7][4.8]。しかしながら、この電磁氣的及び熱的な接触条件が安定性に影響することを、実験により体系的に確認されているわけではない。そこで、本研究の目的は、燃線間の接触状態を変化させて電流転流特性を変えた場合における安定性に与える影響を実験的に把握することである。

本章では、はじめに大電流燃線導体の基本構成単位の一つである NbTi/Cu の 3 本燃線を用い、素線表面状態を変化させるのではなく、3 本燃線を巻き付けた巻枠の径を変化させることで燃線間の接触状態を変化させ、それぞれの接触条件において安定性ならびに常伝導伝播挙動を計測することにより、燃線間の接触抵抗が安定性に与える影響について実験的研究を行ったことについて述べる。つぎに、実用的な燃線導体として Nb₃Sn の 11 本成形燃線を用い、その素線表面にクロムメッキを施した場合と何もコーティングしない場合のそれぞれについて安定性と常伝導伝播挙動を測定した結果について述べ、燃線導体の素線間の接触状態を変えることによる電流転流特性の変化が安定性に与える影響について考察する。

4.2 3 本燃線の素線間接触抵抗の違いによる安定性への影響

4.2.1 実験方法

4.2.1.1 実験装置

実験に用いた 3 本燃線は、2, 3 章の実験で用いた I S コイル用素線と同じ緒元の NbTi/Cu 素線を用い、燃線機によって燃りピッチを 31mm として均等に燃り合わせた燃線である。この 3 本燃線を、図 4.1 の概略図に示すように FRP 製の巻き枠に巻き付けてサンプルとした。作製したサンプルの外観を図 4.2 に示す。また、巻き枠部の詳細図を図 4.3 に示す。巻き枠は 4 分割されており、ア

ルミ製の中心軸の上下に取り付けたナットを調節することで、円錐状のスペーサーが上下するテーパ機構によって、巻枠の径が変化するように工夫することで、巻き付けた3本撚線に拡張力を生じさせ、素線間の接触面圧を制御する手法を考案した。本実験の目的は、素線間の接触抵抗と安定性の関係を把握することであり、接触抵抗を測定した後サンプルの状態を変えことなく引き続いて安定性計測を行なうことが必要となる。そこで、素線間の接触抵抗を測定する為に各素線にそれぞれ電流リードを接続し、接触抵抗は素線間を渡るように電流を流し、素線間で観測される電圧降下によって算出した。また、安定性は独立した3台の電源を用いてそれぞれの素線に給電した状態で評価した。実験サンプルは、最大8 Tまで発生させることができる超伝導ソレノイドマグネットに挿入し、直流バイアス磁界下において撚線への通電電流を変えながら、大気圧の液体ヘリウム中で一連の安定性計測実験を行なった。

4.2.1.2 接触抵抗と安定性の計測方法ならびに手順

実験は、はじめに素線間の接触抵抗を測定した上で、素線に取り付けたカーボンペーストヒータを用いた模擬擾乱印加による安定性の計測を行なった。接触抵抗を測定する為には素線間を渡るように電流が流れるような給電経路を形成する必要があり、接触抵抗測定後は各素線に電流を流すように給電経路を変更しなければならない。この切り替え操作はクライオスタットの外部で行なった。安定性の計測は、2, 3章で述べた方法と同様に、カーボンペーストヒータによる入熱で常伝導部分が伝播するか超伝導状態に回復するかを各素線に取り付けた電圧タップに現われる電圧変化をモニターすることによって判定し、ヒータ通電電流と生じる電圧ならびに通電時間から算出される入熱量のうち、常伝導部が伝播する為に必要となる最小の入熱量を最小クエンチエネルギー (MQE) として求めて評価した。図 4.4 に電圧タップとカーボンペーストヒータの位置関係概略図を示す。接触抵抗は、前述の巻枠の径を変化させることによる素線間接触面圧の変化により制御する方法をとった。巻枠の径はいったんサンプルを昇温後取り出し、十分に乾燥させた後に巻枠の中心軸上下のナット

を調節することで変化させた。巻枠の径を調節した上で、サンプルをクライオスタットに装着し、図 4.5 に示す操作・測定を繰り返すことで、接触抵抗と安定性の関係を把握する実験を行なった。なお、各素線に流す電流は等しくなるように個別電源を調節し実験を行なった。

4.2.2 実験結果

4.2.2.1 素線間接触抵抗の測定

接触抵抗の測定結果の一例を図 4.6 に示す。接触抵抗は、1 本の素線から別の素線に電流を一定のスweep率で変化させた場合に、電流の通電経路に取り付けた電圧タップ間で観測される電圧降下の変化と電流の変化をXYレコーダに記録し、通電電流と電圧降下の関係における傾きとして求めた。接触抵抗は通電電流にも依存すると考えられるが、図 4.6 に示すように電流の増加に伴って生じる素線間の電圧は単調に増加していることから、実験の測定範囲においては接触抵抗の電流依存性はないと考えられる。ただし、素線間の単位長さあたりの接触抵抗が数 mΩ程度に高い場合には、素線間を渡る電流値を百 A 程度に増やすと、接触抵抗とそこをながれる電流によるジュール発熱の為に撚線が常伝導転移してしまうことも観測された。このため、実験は撚線が常伝導転移することのない電流を素線間に流すことで接触抵抗の測定を行なった。今回考案した実験手法により、素線間の接触抵抗を数 mΩから数十 μΩまで変化させることに成功し、接触抵抗を制御しながら安定性を計測する実験手法を確立することができた。

4.2.2.2 安定性測定

図 4.7 に単位長さあたりの接触抵抗の逆数（接触コンダクタンス）をパラメータとしたMQEの通電電流依存性を示す。通電電流が増えるに従い、接触コンダクタンスが大きいほどMQEは高くなる結果が得られ、この傾向は従来報告されている数値計算や他の研究者による基礎実験で報告されている結果[4.7][4.8]と同じである。また、通電電流が最小伝播電流値よりも低い場合には、

MQE は接触コンダクタンスによらずほぼ等しい値を示した。

図 4.8 に接触コンダクタンスの違いによる隣接線方向への常伝導伝播挙動の差異を示す。接触コンダクタンスが低く、素線間が電氣的に十分接触していない場合は、隣接線への常伝導部の伝播に時間がかかり、他方、電氣的に素線間が良く接触している場合には、あたかも 3 本の素線が一体であるかのような振る舞いを示している。また、導体長手方向への常伝導伝播の様子は素線間の接触コンダクタンスによらず同じ傾向を示すことを確認している。

4.2.3 考察

MQE の通電電流依存性において、高電流負荷率側では接触コンダクタンスの増加に伴って安定性が向上する傾向がみられ、最小伝播電流付近の低い通電電流負荷率側においては安定性に対する接触コンダクタンスの影響が小さくなる結果が得られた。また、常伝導伝播挙動については、接触コンダクタンスが高く素線間が十分に電氣的に接触している場合には 3 本の素線があたかも 1 体であるかのような振る舞いをする事が確認された。以上の実験事実は従来から報告されている数値計算による研究結果などと矛盾することなく定性的に一致するものである。すなわち、素線間の電氣的な接触がよくなることで、素線の一部が常伝導転移した場合にそこを流れていた電流がすみやかに隣接線に転流することで安定性が高くなると考えられる。また、接触コンダクタンスが高ければ、素線間に流れる転流電流によるジュール発熱も低く押さえられることから安定性は高くなると考えられる。一方、接触コンダクタンスが低くなると、隣接線への転流が速やかに起こらなくなることでヒーター入熱した素線の自己発熱が大きくなることに加え、素線間を渡る電流と高い抵抗により接触部でのジュール発熱も大きくなることで安定性を低下させると考えることができる。

なお、今回の実験サンプル長は 3 m と短く、また 3 台の独立した電源装置を使用しているため、安定性測定時に見られる 10 msec 程度の転流現象において、端部の影響によって転流が阻害されている可能性がある。転流現象の時定数を τ 、2 線間の単位長さあたりの漏れインダクタンスを L 、線間の単位長さあたり

のコンダクタンスを G として、転流現象に関連する特性長 ξ を、

$$\xi = \sqrt{\frac{\tau}{L \cdot G}} \quad (4.1)$$

で表し、サンプル長と比較する。

2線間の漏れインダクタンス L は、平行2直線の往復電流に対する次式で近似する。

$$L = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[4 \ln \left(\frac{2d}{r_d} \right) + 1 \right] \quad (4.2)$$

ここで、 $2d$ は素線の中心距離、 r_d は素線内の電流が流れている部分の半径である。素線の半径を r_s とすると、本実験で用いた超伝導素線の場合、その断面形状から、

$$2d = 2r_s \quad (4.3)$$

$$r_d = 2/3 \cdot r_s \quad (4.4)$$

と置くことにより、 $L = 5.396 \times 10^{-7}$ [H/m] が求められ、この値と転流時定数 $\tau = 10$ msec、線間のインダクタンス $G = 1 \times 10^4$ [S/m] を 4.1 式に代入し、特性長 ξ は、

$$\xi = 1.36 \text{ [m]}$$

と計算されることから、今回の実験で見られた転流を伴う安定性測定に対して、サンプル長 3 m は十分な長さであり、端部の影響で転流が阻害されていないと判断できる。

4.3 Nb₃Sn 成形撚線の素線表面処理の違いによる安定性への影響[4.9]

Nb₃Sn 線材は、高い磁界においても特性がよく、臨界温度も NbTi 線にくらべて高く温度マージンを大きく取れることから、高磁界発生用の大型超伝導導体として期待され開発が進められている。次世代の核融合炉用高磁界大型マグネットとして、国内外において過去に Nb₃Sn 素線を用いた CIC 導体によるマグネットが作製された実績[4.10]-[4.12]がある。さらに、国際熱核融合実験炉(ITER)

計画において、素線表面にクロムメッキを施した Nb₃Sn 線を用いた導体が作製されている[4.13]。しかしながら、Nb₃Sn 線材は線材に与えられた歪による特性低下が大きいことが知られており[4.14]、その取扱が容易ではないこともあり、Nb₃Sn 素線を用いた導体の安定性や素線間接触抵抗に関する基礎研究は少ない。本節では、素線表面処理が違う 2 種類の Nb₃Sn の 11 本成形撚線を用いて、素線間の接触条件が違う場合の安定性 (MQE) や常伝導伝播挙動、電流再配分現象に与える影響について行なった実験結果、ならびに、素線間の接触状態に関して接触面の観察や表面分析を実施した結果について記述する。

4.3.1 実験方法

4.3.1.1 実験装置

試験サンプルは、内部拡散法により作製した Nb₃Sn 素線[4.15][4.16]を用いた 11 本成形撚線の往復直線導体であり、片方の導体は各素線表面にクロムメッキ処理(厚み 2.5 μm)が施されている。超伝導線(Nb₃Sn)への Cr メッキ方法は、素線の電解脱脂、硫酸活性化処理をした後、クロム電解浴中にて連続して電気メッキをして最後に洗浄するという、標準的な方法を用いた。主なサンプル緒元を表 4.1 に示す。11 本の素線を平角線にするために撚り合わせ成形した後、窒素雰囲気中 650°C 240 時間の熱処理を行って Nb₃Sn 成形撚線導体を得た。電磁力により超伝導特性が低下するのを防ぐため、導体を直方体のステンレス製ホルダーに設けた平行な 2 本の溝に埋め込み、FRP 製の導体押えで保持した。導体の片面は、導体押え間のすき間を通して直接液体ヘリウムで冷却されている。実験サンプルの概略図を図 4.9 に示す。また、作製したサンプルの外観を図 4.10 に示す。常伝導部を生じさせるために、カーボンペーストヒータを素線の 1 本に 3mm の長さで取り付けた。

4.3.1.2 安定性ならびに常伝導伝播挙動計測法

実験は 8T まで印加できるスプリットコイルに導体サンプルを挿入し、バイアス磁場・サンプル通電電流・ヒーター時間幅を変え、カーボンペーストヒータ

により局所擾乱を生じさせ、常伝導伝播挙動を測定するとともに常伝導伝播速度や安定性を求めた。図 4.11 に導体サンプルをコイルに挿入した状態の外観を示す。安定性は常伝導部の伝播が発生するために必要な最小のカーボンペーストヒータ入熱量を通電時間幅で積分して得られる入熱エネルギーで評価した。常伝導伝播挙動は、ケーブルピッチの半分の長さ間隔で素線に取り付けた電圧タップにより測定した。図 4.12 に、計測素子やカーボンペーストヒータの取り付け位置概略図を示す。カーボンペーストヒータは Tap No.16 が取り付けられている素線に取り付けた。

4.3.2 実験結果

4.3.2.1 安定性測定

図 4.13 に、通電電流を各磁場における臨界電流で規格化した値と MQE との関係を示す。図中の丸印はメッキ処理なし、四角印ならびに三角印はクロムメッキ処理した導体のデータである。クロムメッキ処理した導体に対するデータが2種類あるが、成形燃線の作製条件は同一としている。また、図中の丸印ならびに四角印で示す安定性データは、ヒータ入熱時間幅を 10msec として実験し、一方、三角印のデータは、ヒータ入熱時間幅を 2msec として実験した。このため、図 4.14 に示す MQE とヒータ入熱時間幅との関係を用いて、図 4.13 にはヒータ入熱時間を 2msec とした場合の安定性の値に換算して示した。図 4.13 に示すような、安定性はある電流を境として大幅に変化する電流依存性を示し、安定性が変化する電流値の違いがサンプルの違いを反映している。しかしながら、同一条件で導体を作製したにも関わらず、クロムメッキ処理をした導体の安定性は大きく異なる結果が得られた。安定性が大きく変化する電流値以上の通電条件では、サンプルの違いに安定性は影響されずほぼ等しい値となることも確認される。

4.3.2.2 常伝導伝播特性

素線表面の状態の違いによって常伝導伝播の挙動に大差が認められた。図

4.15,4.16 に磁場 8T、通電電流 2.0kA、ヒーター時間幅 10msec におけるメッキ処理の有無による典型的な常伝導伝播挙動波形を示す。図 4.15 はメッキを施していない導体の場合であり、図 4.16 はクロムメッキを施した導体の波形である。いずれの導体も、数本の素線が常伝導転移して初めて常伝導部が伝播することが確認され、常伝導伝播が始まる時間はクロムメッキ処理が施されている導体側のほうが早いことがわかる。また、今回のサンプルが平角撚線であるため、素線の 1 本に加わった熱や生成された常伝導部に生じるジュール発熱が、ヒーターを取り付けた素線の長手方向に伝わるばかりでなく、ヒーターの下側を走る素線や隣接素線にも伝わるために、特にメッキ処理をしていない導体側では常伝導伝播の初期に複雑な振る舞いをすることも観察される。

外部印加磁界をパラメータとし常伝導伝播が開始するまでの遅れ時間の通電電流依存性を整理し、図 4.17 に示す。通電電流依存性は通電電流を各印加磁界における臨界電流で割った値で規格化し評価した。いずれの磁場条件においても通電電流の増加に伴い常伝導伝播が始まるまでにかかる時間が短くなり、また、クロムメッキを施した撚線の方がその遅れ時間は短く、常伝導伝播が早く始まっていることが分かる。

4.3.3 考察

クロムメッキは空気中でその表面に緻密な酸化層を形成し、不動態化しやすいことが一般に知られており、光沢を長く保ち硬度が高く、耐摩耗性・耐熱性にすぐれた表面改良技術手法である。超伝導素線にクロムメッキを施すことにより、撚線間の結合損失の低減を図ることは以前から行われており [4.17]、この技術をもとに ITER のケーブルインコンジット導体用の素線表面にもクロムメッキが施されている [4.13]。すなわち、超伝導素線にクロムメッキを施すことによって期待する効果としては、素線間の接触抵抗を表面層に形成された酸化層によって高めることが上げられる。また、クロムメッキを施すことで素線自体の強度の向上が図られるとともに、熱処理時の素線間の焼き付き防止効果もあることが経験的に知られている。

ここで、接触抵抗が高まることで素線間の結合電流が低減されることから、素線間の結合損失の低減が期待できるものの、安定性は低下することが推察される。すなわち、クロムメッキを施した導体は電流が転流しにくく、電流の乗り移りによる安定性の向上は期待できないと考えられる。

しかしながら、安定性の実験結果では、同一条件でクロムメッキ処理を施した導体であってもその安定性が大きく異なる結果が得られた。撚線の安定性は、素線間の接触状態に大きく影響されることは、前節の接触抵抗を変化させて安定性に与える影響を調べた実験結果からも確認できる。しかし、成形撚線の素線間接触抵抗を直接測定することは容易でなく、仮に測定できたとしても安定性を計測している実験条件における抵抗値を計測することは現状の実験技術では極めて困難である。実際、素線間の接触抵抗を直接計測する試みが行なわれているが、素線間の接触圧力や素線の表面状態によってその値が大きく変化することが報告されている[4.18]。また、成形撚線の作製時における熱処理条件によっても接触抵抗の値は影響を受けることも知られている[4.6]。

ここで、接触抵抗(R_k)は、母材が直接接触している部分に電流が集中することで生じる集中抵抗(R_c)と、接触面間に存在する汚染皮膜の電気抵抗で生じる皮膜抵抗(R_f)の和として表現されることが知られている[4.19]。すなわち、

$$R_k = R_c + R_f \quad (4.5)$$

実験で用いた超伝導撚線のように、同種の金属が接触する場合には、集中抵抗(R_c)は、次頁の式で表される[4.19]。

$$R_c = \frac{\rho}{2an} \quad (4.6)$$

ここで、 ρ : 接触金属の固有抵抗

a : 接触面を円と仮定したときのその半径

n : 接触点の数

一方、皮膜抵抗(R_f)は次式で表される。

$$R_f = \frac{\rho_f \cdot d}{\pi a^2} \quad (4.7)$$

ここで、 ρ_f ：皮膜の抵抗率

a ：接触面を円と仮定したときのその半径

d ：汚染皮膜の厚さ

いずれの表式においても、接触抵抗は接触面積が増加することにより減少することとなるため、実験に用いた 11 本成形撚線の断面を観察した。実験で用いた撚線を切断し、その断面を観察する為に樹脂に埋め込んだ後研磨し、光学顕微鏡により観察した。図 4.18 に断面観察写真を示す。クロムメッキを施した撚線の方が、素線間の接触面積に相当する接触部の変形が大きいことが確認された。このことは、クロムメッキ側の成形撚線の方が素線間の接触面積が大きくなっていることを示し、結果として接触抵抗が低くなることが考えられる。クロムメッキ側の撚線の変形が大きくなった理由としては、素線を 11 本撚り合わせて成形する際、クロムメッキが素線表面に $2.5 \mu\text{m}$ の厚みで塗布されているにもかかわらず、メッキを施していない撚線と同じ外形寸法になるように最終的なダイスによる成形を行なったことが原因である。クロムメッキの厚みだけ余計に素線間に接触圧力が加わり変形量が大きくなったと推定される。

しかし、クロムメッキを施した導体は、素線間の接触面積が増えているにもかかわらず、メッキを施していない導体に比べ、安定性が必ず高くなるという実験結果は得られていない。素線間の接触部が酸化膜によって汚染されていれば、接触面積が大きくても接触抵抗は高くなることが考えられる。そこで、皮膜抵抗を評価するために、撚線の接触部の SEM(Scanning Electron Microscopy) 観察、ならびに、表面の汚染物質についてオージェ電子分光法による深さ方向の分析を実施した。図 4.19～図 4.22 に SEM 観察結果を示す。また、図 4.23 に接触部のオージェ電子分光法による表面分析結果、図 4.24 に接触部以外の素線表面における分析結果を示す。分析は、表面から深さ方向への酸素、炭素、銅、

クロム元素の分布を調べた。表面分析結果を表 4.2 にまとめる。測定装置は PEPKIN ELMER 社製の PHI-670 を用い、深さ方向のスputタリング率は SiO_2 換算で $120 \text{ \AA}/\text{min}$ である。また、表中の炭素深さ・酸素深さは、それぞれの元素濃度が $1/e$ になるまでの深さを表し、炭素量・酸素量は、炭素、酸素濃度 \times 深さ/1000 と定義し評価している。

SEM 観察により、素線表面は数 μm 程度の凹凸があることが確認される。特に注目すべき点は、図 4.21 に示すクロムメッキを施した撚線の表面観察において、その表面が非常にポーラスでしかも黒色化しているところが混在していた点である。この黒色部をオージェ分光分析法により組成分析したところ、表 4.2 にまとめたように、同じクロムメッキをした撚線の接触部に比べ、検出される酸素量が多いことが分かる。接触部表面の酸素量が多く検出された撚線は、安定性が低かった撚線である。この酸化層が皮膜抵抗となり、接触部に点在することにより、有効な接触面積が減少することで接触抵抗が高くなったものと考えられる。一方、接触部表面で検出される炭素量はむしろ安定性が高かった撚線に多く検出されている。検出された炭素は、撚線に付着していた有機物が炭化したものと考えられる。この炭化物の影響により、撚線の接触部表面における酸化が抑制されたと推測される。なお、接触部以外の表面分析結果から、クロムメッキを施した撚線の方が表面酸化層の存在を示す酸素元素を多く検出し、従来言われているようにクロムメッキは空気中でその表面に緻密な酸化層を形成し、不動態化しやすいことから、素線間の接触抵抗を表面層に形成された酸化層によって高める効果があることも確認できた。

同一条件で作製した撚線であっても、表面に残存する有機物の除去が十分に行われなかったり、熱処理時における雰囲気管理を十分に行わないことなどにより、素線間の表面状態が変化することが示される結果となった。素線間の表面状態の変化は、素線間の接触抵抗に影響を与え、電流転流特性を左右して安定性にも影響を与えることが実験的に明らかとなった。

4.4 まとめ

大電流撚線導体の基本構成単位の一つである NbTi/Cu の 3 本撚線を用い、素線表面状態を変化させるのではなく、3 本撚線を巻き付けた巻棒の半径を変化させることにより撚線間の接触抵抗を変化させ、それぞれの接触条件において安定性を計測することにより、撚線間の接触抵抗が安定性に与える影響について実験的研究を行った。考案した実験装置により、素線間の接触抵抗を数 mΩ から数十 μΩ まで変化されることに成功し、接触抵抗を制御しながら安定性を計測する実験手法を確立することができた。MQE の通電電流依存性において、高電流負荷率側では接触コンダクタンスの増加に伴って安定性が向上する傾向がみられ、最小伝播電流付近の低い通電電流負荷率側においては安定性に対する接触コンダクタンスの影響が小さくなる結果が得られた。また、常伝導伝播挙動については、接触コンダクタンスが高く素線間が十分に電氣的に接触している場合には 3 本の素線があたかも 1 体であるかのような振る舞いをする事が確認された。

また、素線表面状態の違う Nb₃Sn 成形撚線を用い、接触条件の違いが安定性や常伝導伝播挙動に与える影響について研究した。素線断面の観察、接触部の SEM 観察、表面汚染物質のオージェ電子分光法による分析により、同一条件で作製したクロムメッキ処理を施した導体であっても、接触部に残存する酸化皮膜層の影響により、接触抵抗が変化し、安定性が異なることが確認された。また、表面状態の違いで常伝導伝播挙動にも差異が認められた。

同一条件で作製した撚線であっても、表面に残存する有機物の除去が十分に行われなかったり、熱処理時における雰囲気管理を十分に行わないことなどにより、素線間の表面状態が変化することを示した。素線間の表面状態の変化が、素線間の接触抵抗を左右し、安定性に影響を与えることが実験的に明らかとなった。

素線間の電氣的な接触状態が変わることによる電流転流特性の変化で、安定性が影響を受けることを述べた。安定性の向上を図るためには、転流現象が起

こりやすいように素線間の接触電気抵抗を下げることを望ましい。しかし、この素線間接触抵抗は交流損失（結合損失）に影響することも知られている。次章では、撚線の結合損失に関し、特に撚線内に電流分布の不均在が生じている場合における交流損失への影響について述べる。

表 4.1 Nb₃Sn成形撚線の緒元

Strand diameter	0.81 mm
Cu/Nb ₃ Sn ratio	1.5
RRR at 17.8 K	43.3
Filament diameter	2.7 μm
Number of filaments	7923
Filament twist pitch	16 mm
Number of strands	11
Cabling twist pitch	47 mm

表 4.2 オージェ電子分光法による表面分析結果

	接 触 部			接 触 部 以 外	
	メッキなし	メッキあり(1)	メッキあり (2)	メッキなし	メッキあり
Cu 濃度(atom. %)	16			35	
Cr 濃度(atom. %)		12	26		5
C 濃度(atom. %)	81	76	40	52	63
C 深さ(Å)	330	200	92	9	170
C 量	27	15	3.7	0.7	11
O 濃度(atom. %)	3	15	32	12	24
O 深さ(Å)	120	570	2750	37	>1 μm
O 量	0.4	8.6	88	0.4	>240

注：クロムメッキあり(2)の接触部表面は、金属光沢部と黒色部が混在しており、本表に示すデータは黒色部に関する分析結果である。

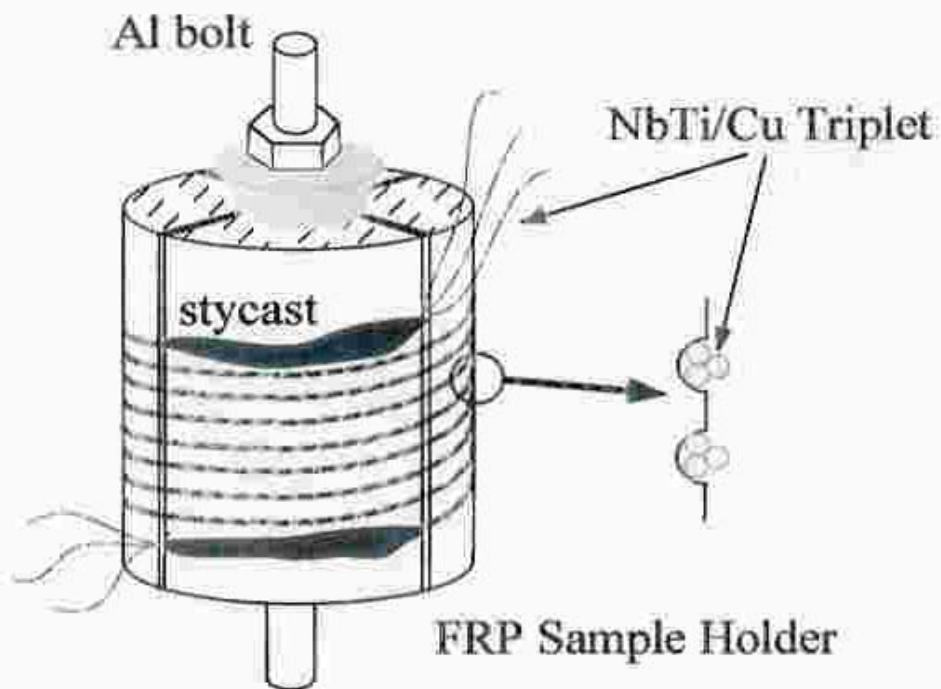


図 4.1 接触抵抗可変 3 本燃線サンプル概略図



図 4.2 サンプル外観

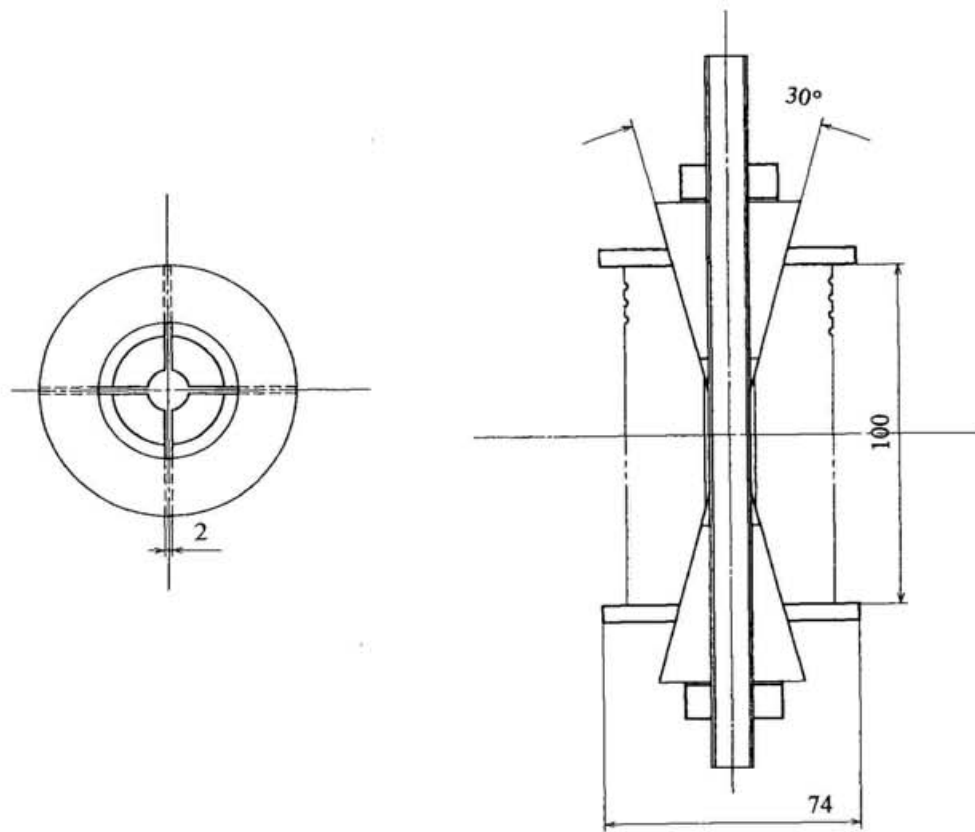


図 4.3 巻き枠部詳細図

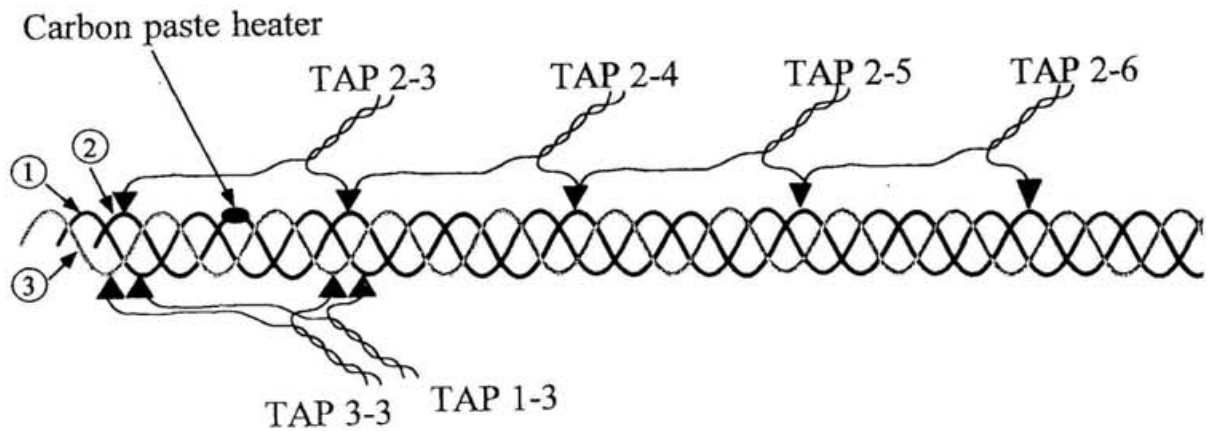


図 4.4 カーボンペーストヒータと電圧タップ
位置関係概略図

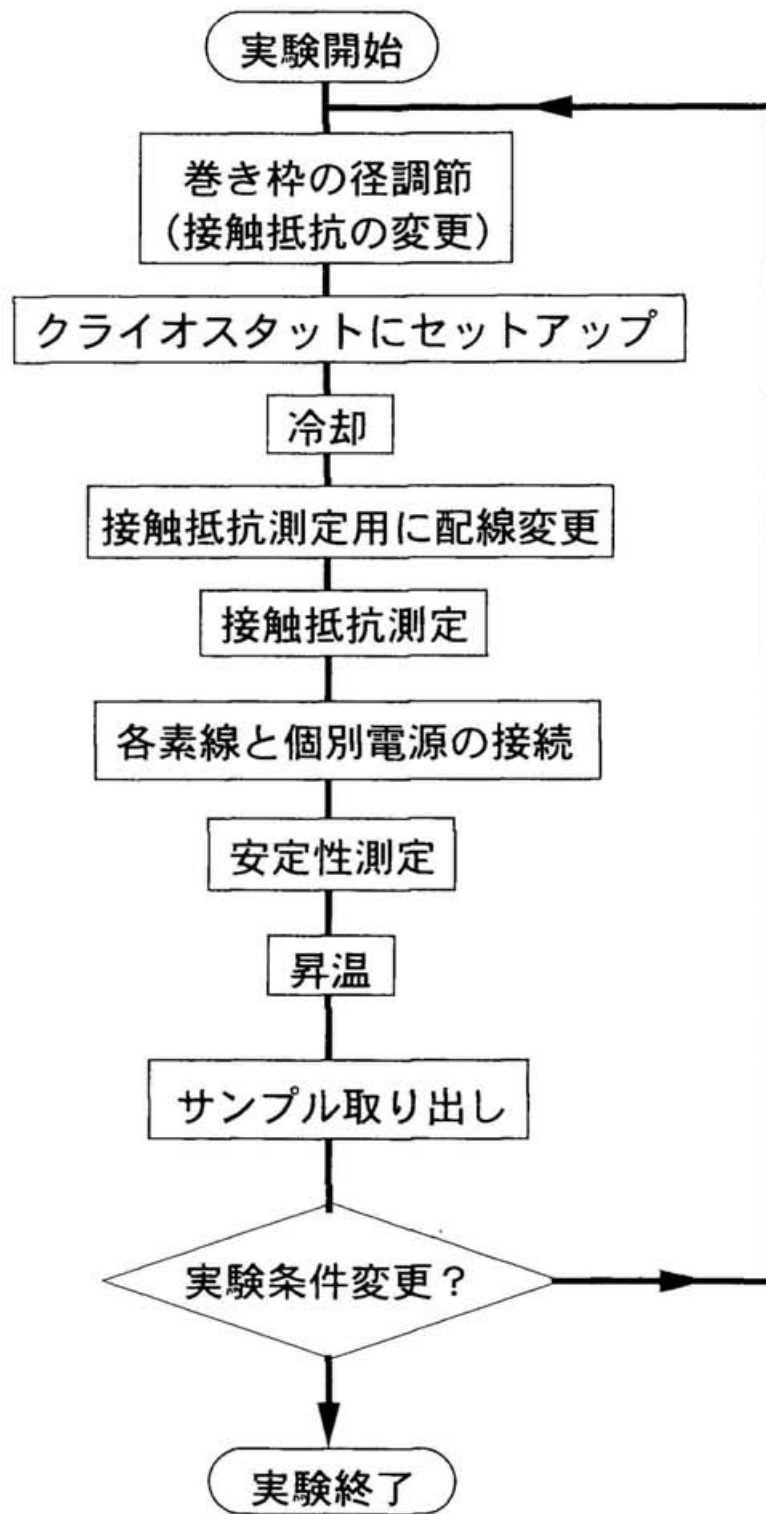


図4.5 接触抵抗と安定性の関係を把握するための
実験手順フロー

外部磁場：7 T

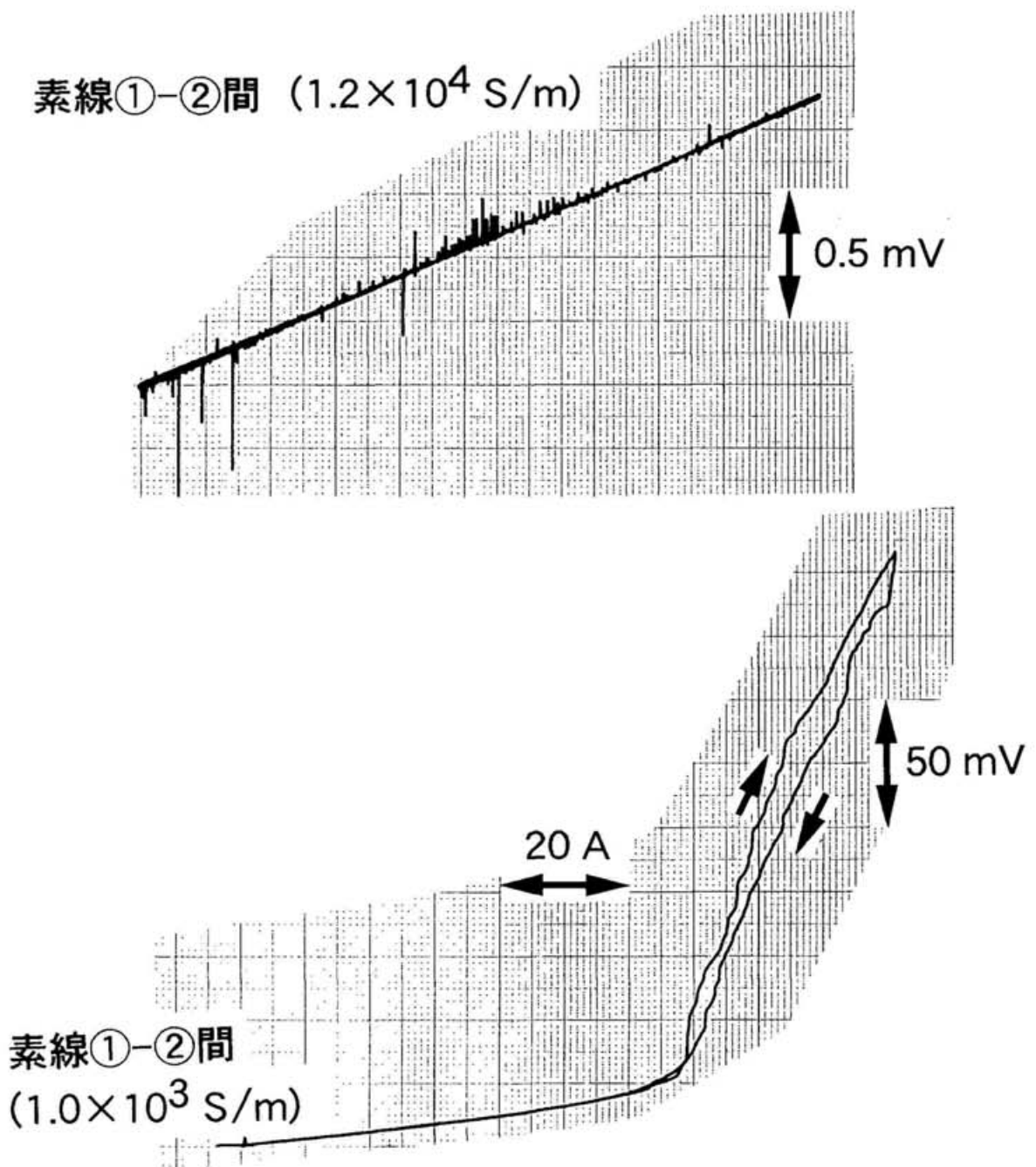


図 4.6 接触抵抗の測定結果一例

1本の素線から他の素線に電流を一定の変化率で増減させ、素線間の電圧降下を計測。
接触抵抗が高い場合には、通電電流増加に伴う発熱により電圧が急変（常伝導転移）する。

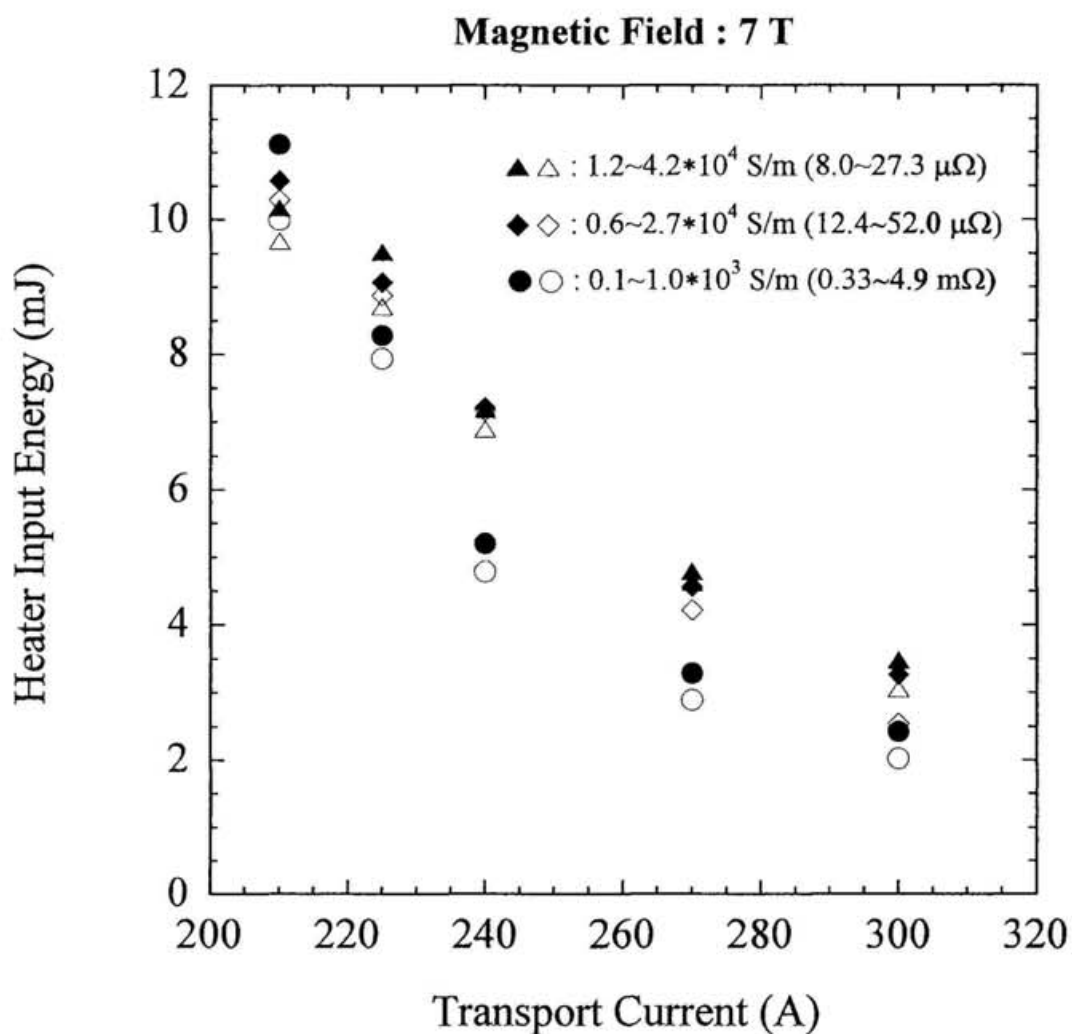


図 4.7 安定性の通電電流依存性

通電電流の増加に伴い、接触コンダクタンスが大きいほど安定性が高くなる。
 通電電流が最小伝播電流(231 A)よりも少ない場合、安定性は接触コンダクタンスによらない。

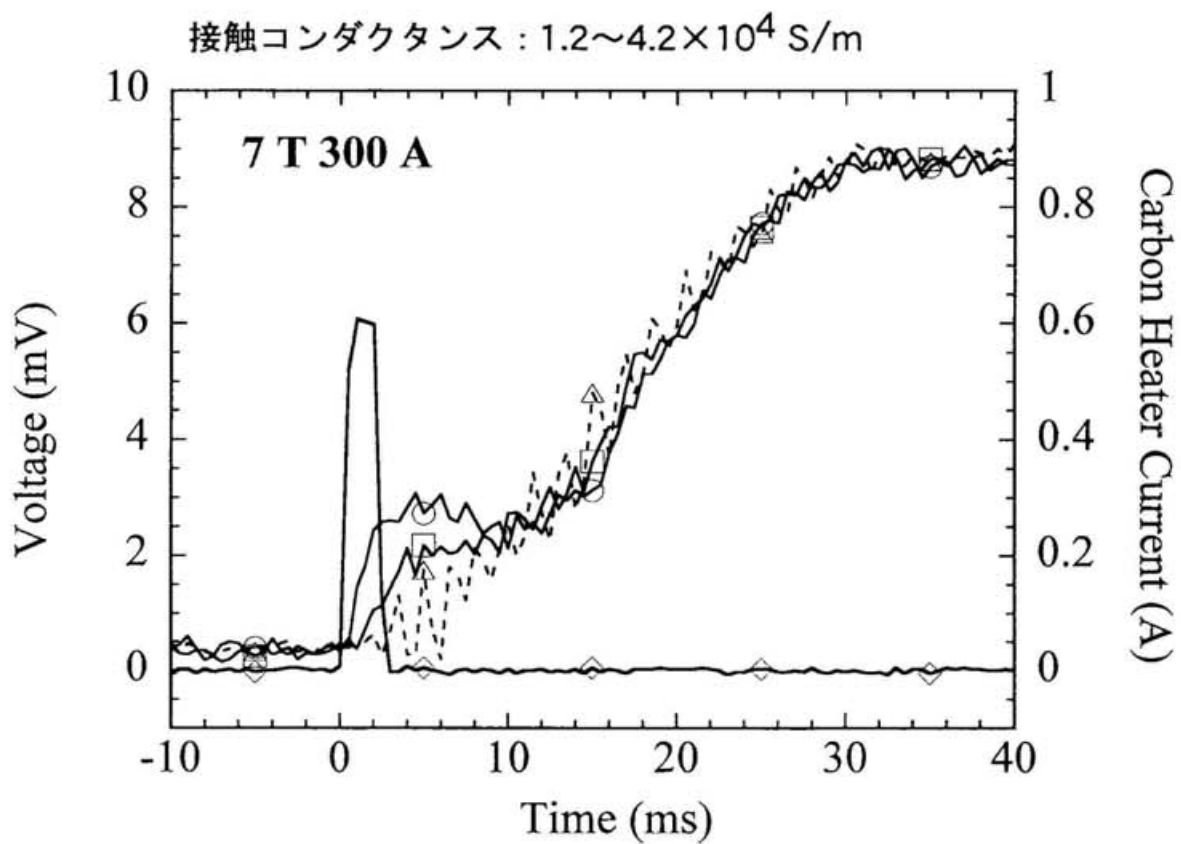
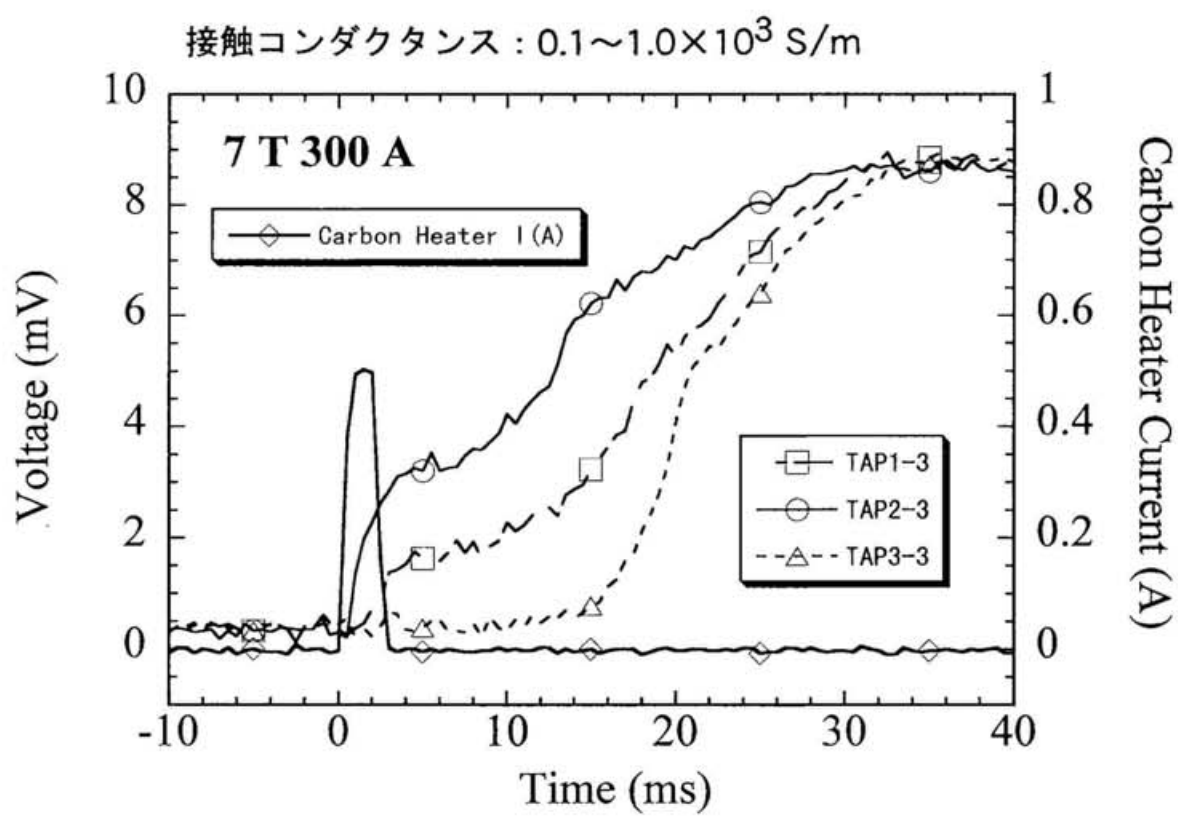


図 4.8 接触コンダクタンスの違いによる隣接線への常伝導伝播挙動の差異

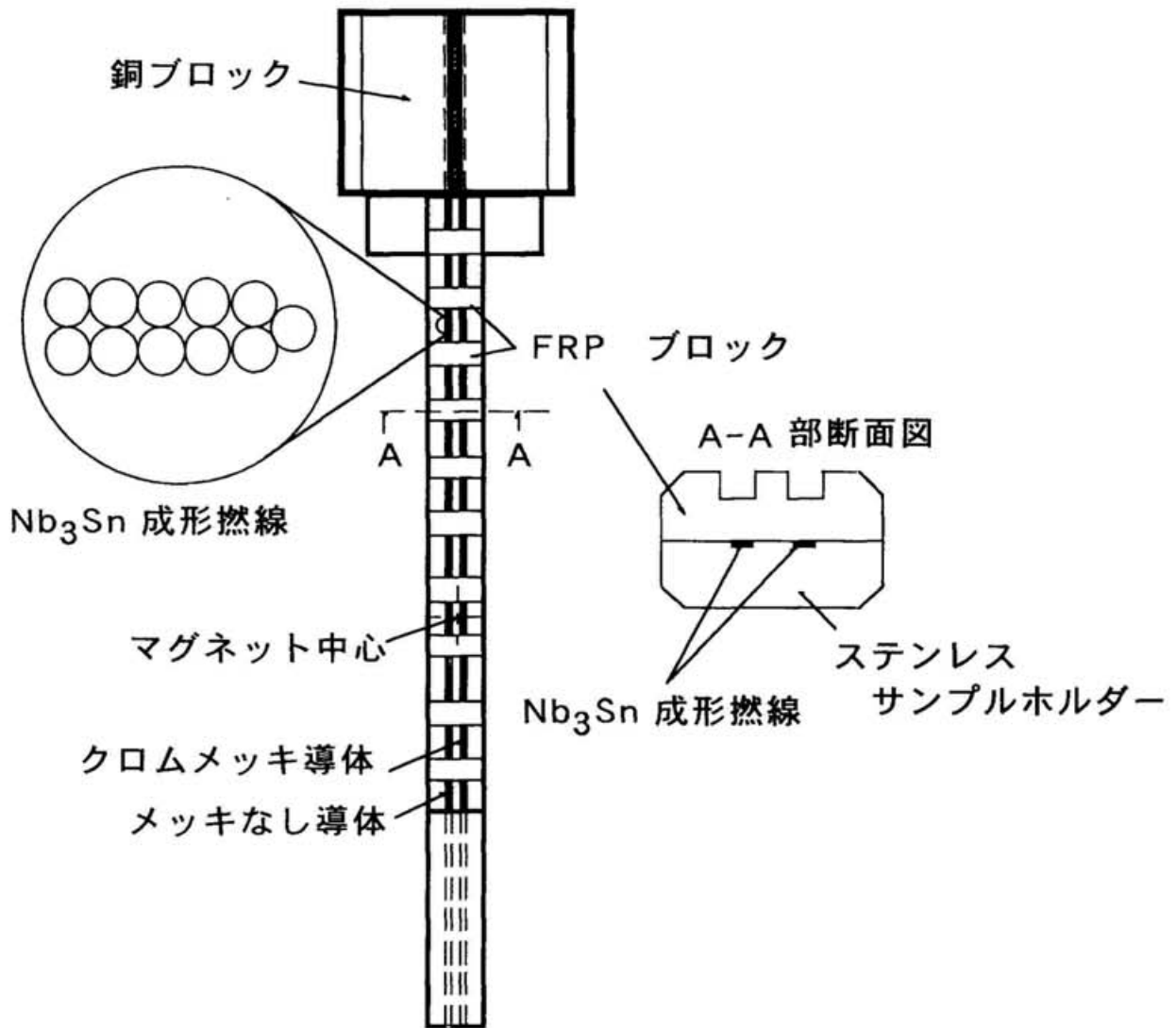


図 4.9 Nb₃Sn成形燃線サンプルの概略図

素線表面をクロムメッキした導体と表面処理を施していない導体を、ステンレス製ホルダーに設けた溝に埋め込み、電磁力による応力によって生じる歪みで特性が劣下するのを防ぐ工夫をした。

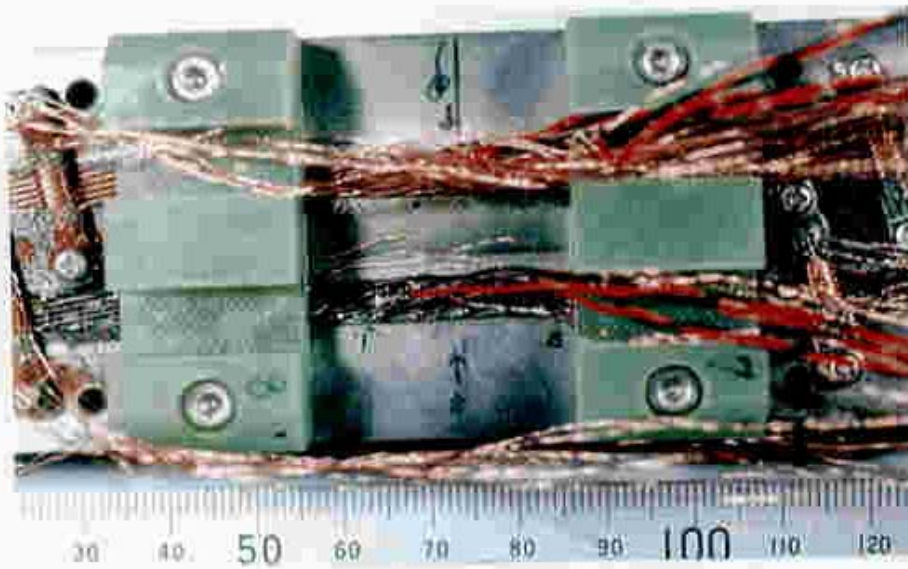
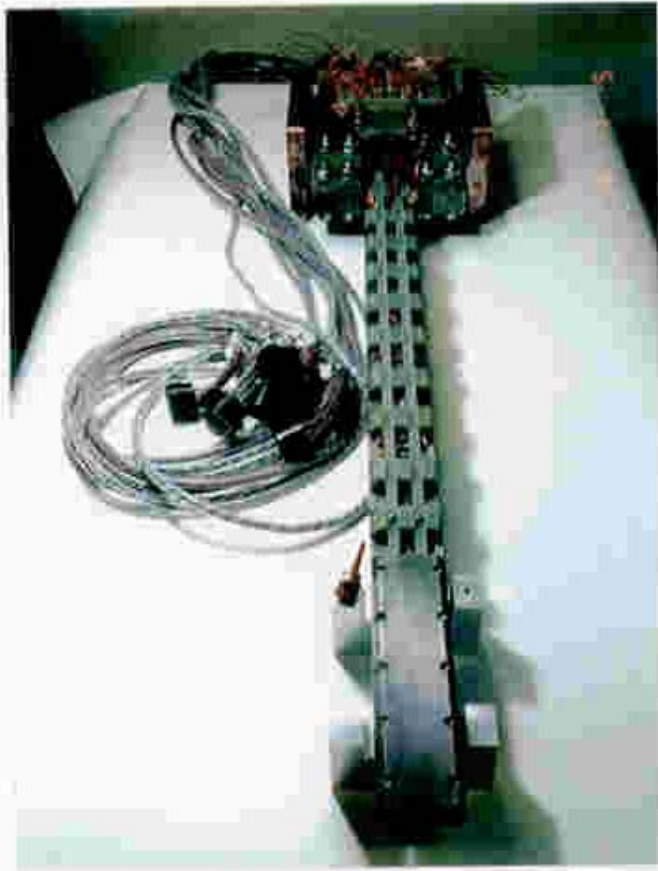


図 4.10 Nb₃Sn成形燃線サンプルの外観

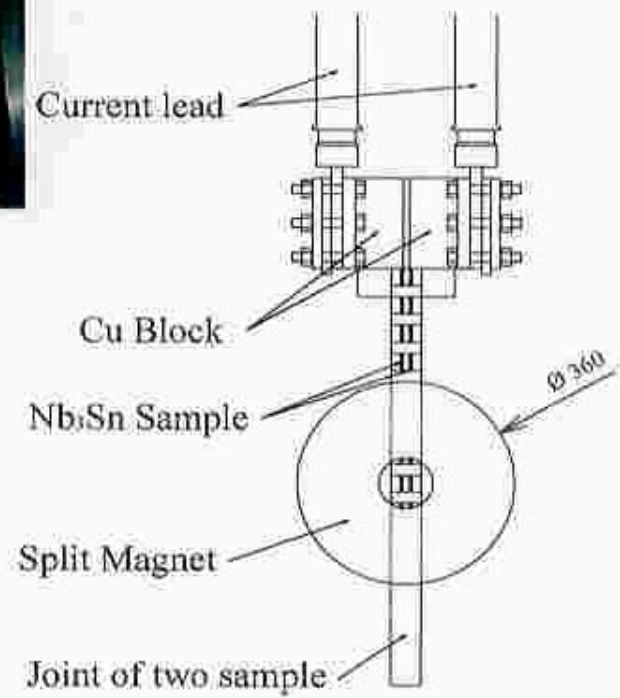


図 4.11 Nb₃Sn成形燃線サンプルをスプリットコイルに挿入した状態の外観

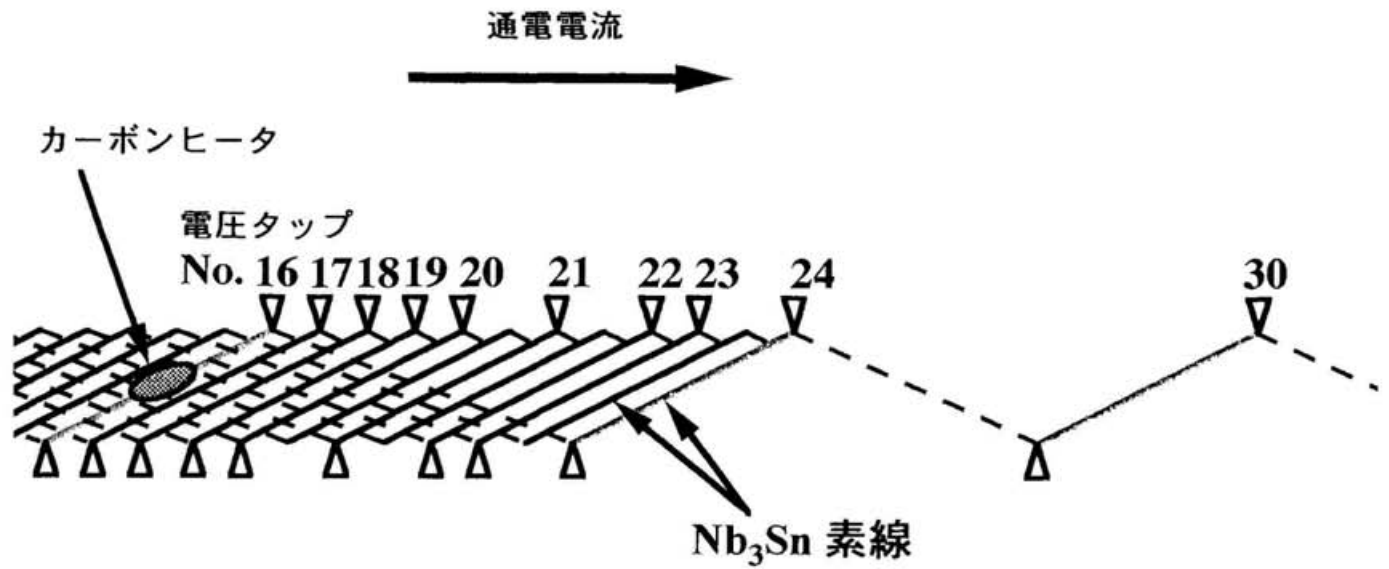


図 4.12 電圧タップとカーボンペーストヒータの
取り付け位置概略図

カーボンペーストヒータは、電圧タップNo.16を付けた素線に取り付けた。
電圧タップは、ケーブルピッチの半分の長さ間隔で素線に取り付けた。素線長手方向への常伝導伝播挙動が計測できることを考慮した。

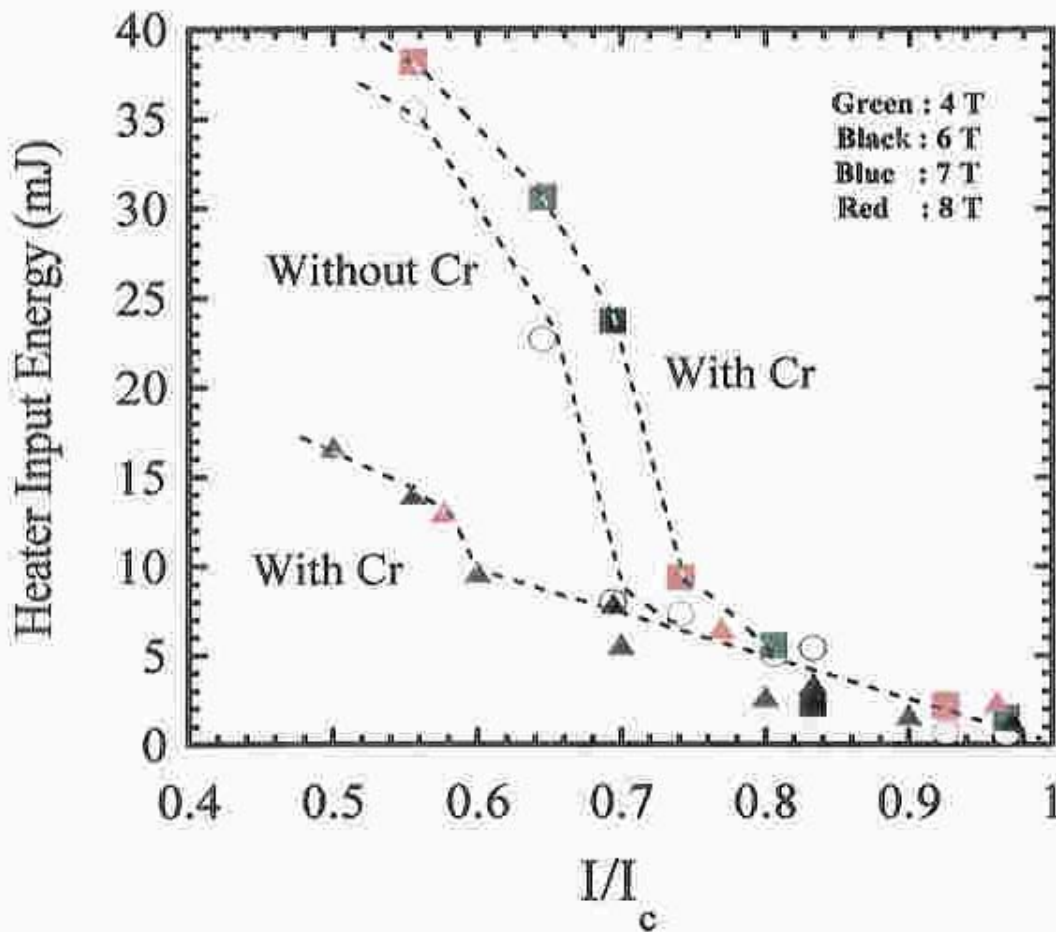


図 4.13 安定性と通電電流(I)/臨界電流(I_c)の関係

安定性が変化する電流値の違いがサンプルの違いを反映している。しかし、同一条件で作製したクロムメッキ処理した導体において特性に大きな違いが見られる。
 安定性が変化する電流値以上の通電電流では、安定性の差がみられなくなる。

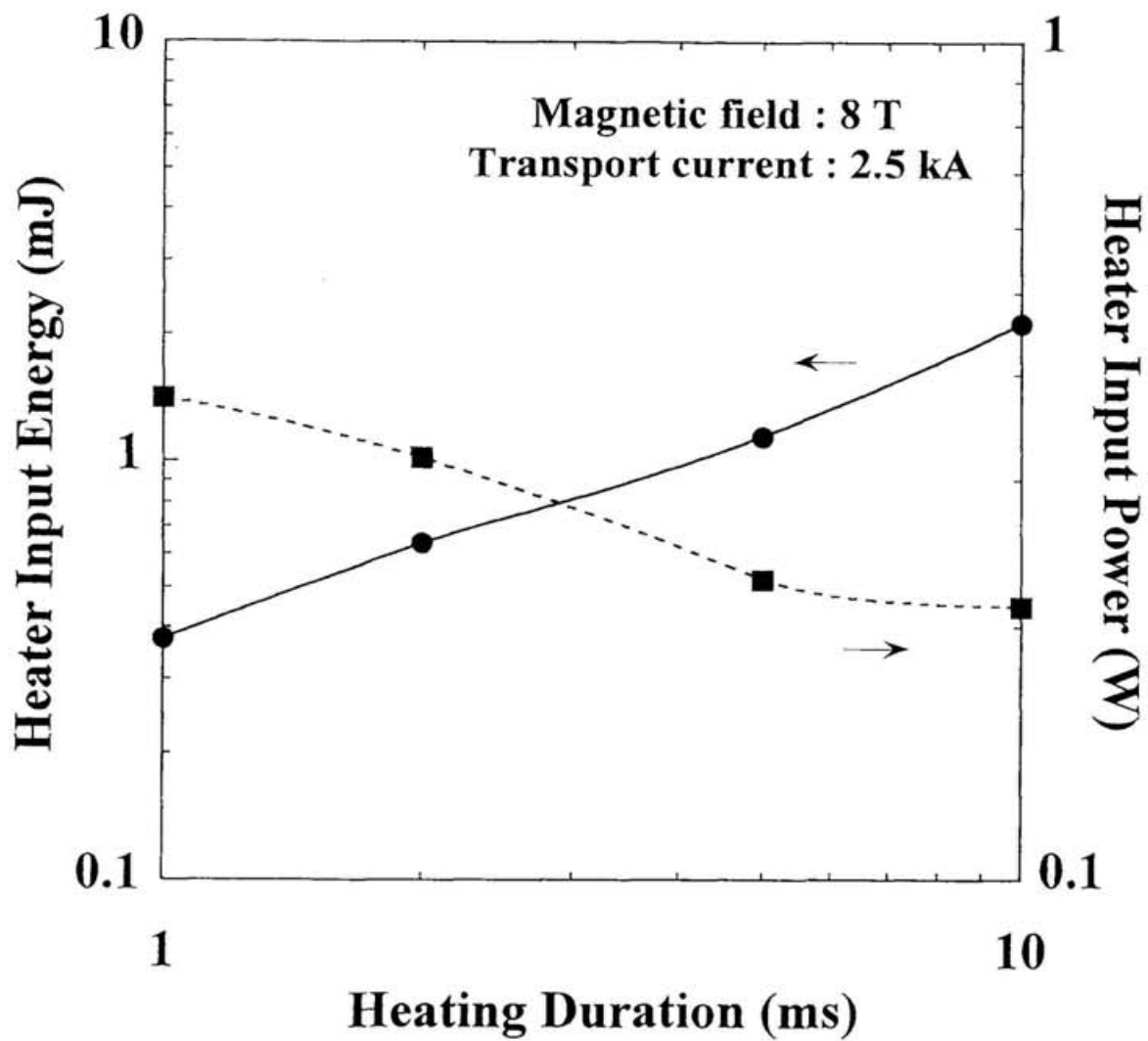


図 4.14 最小クエンチエネルギー(MQE)の
ヒータ入熱時間依存性

ヒータ入熱時間が長くなると、見掛けのMQEが増加する。
入熱時間が長くなると、熱が拡散するためと考えられる。

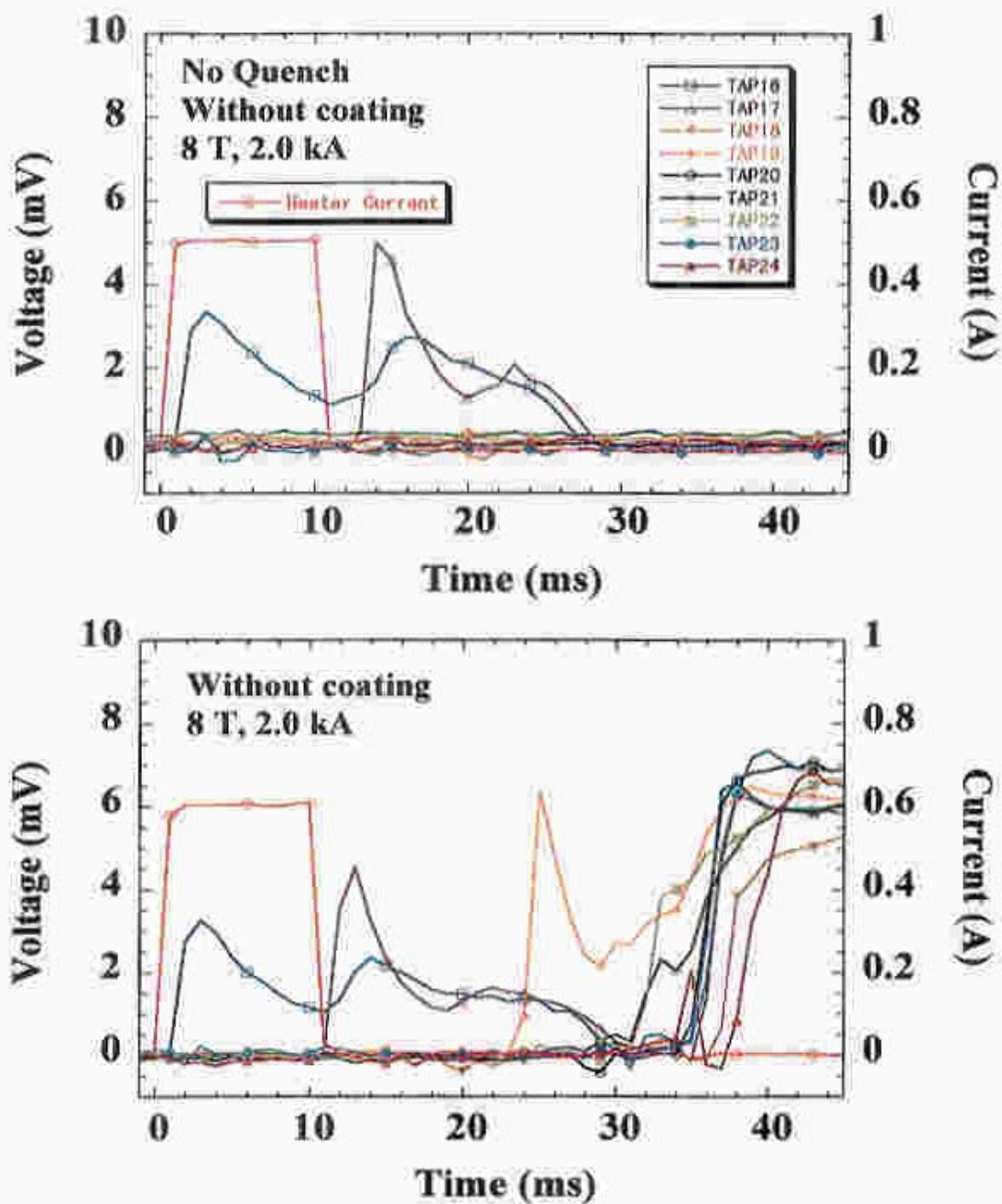


図 4.15 典型的な常伝導伝播挙動 (クロムメッキなし撚線導体)
 上段：回復時の電圧挙動、下段：常伝導伝播時の電圧挙動

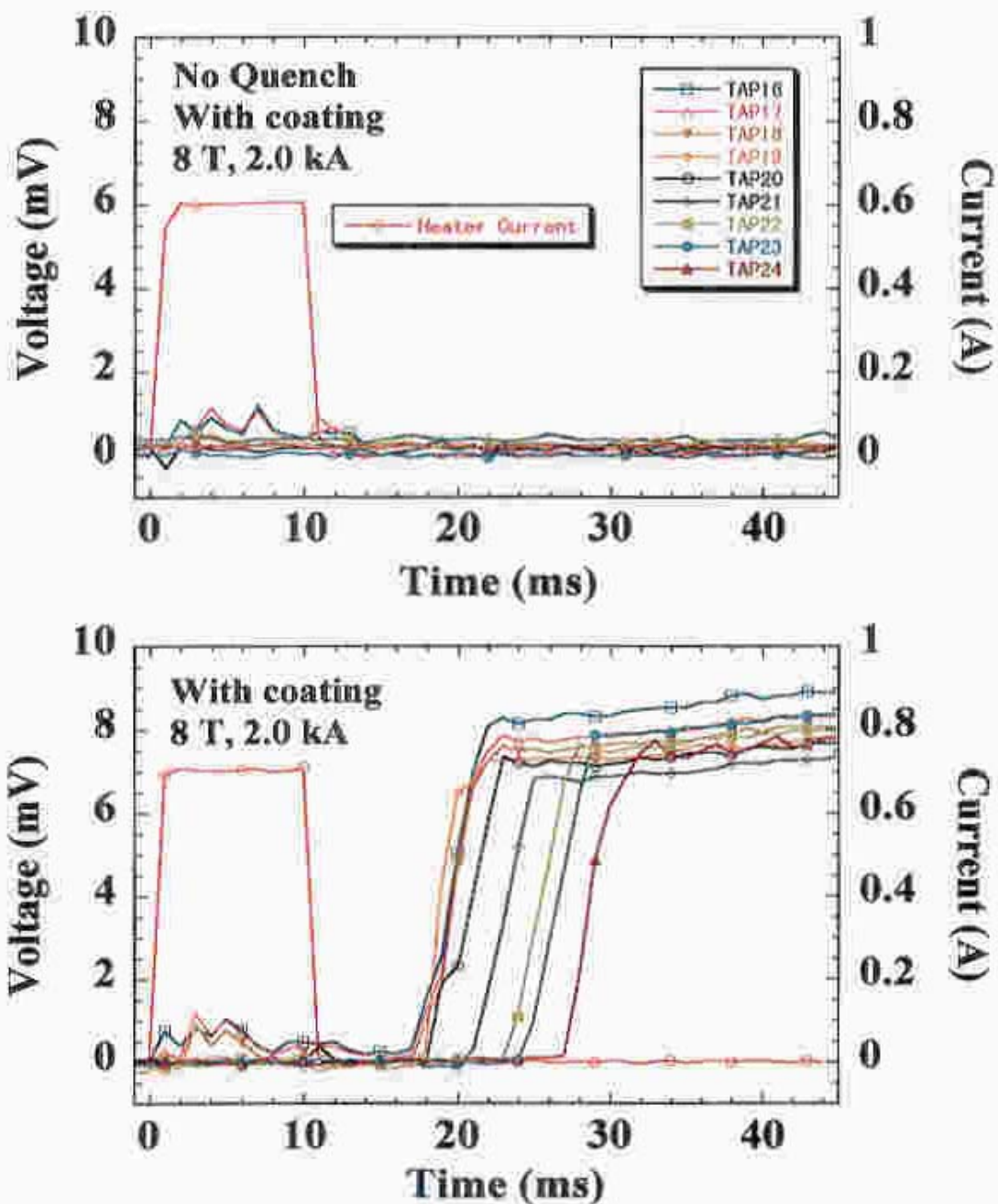


図 4.16 典型的な常伝導伝播挙動 (クロムメッキあり燃線導体)

上段：回復時の電圧挙動、下段：常伝導伝播時の電圧挙動

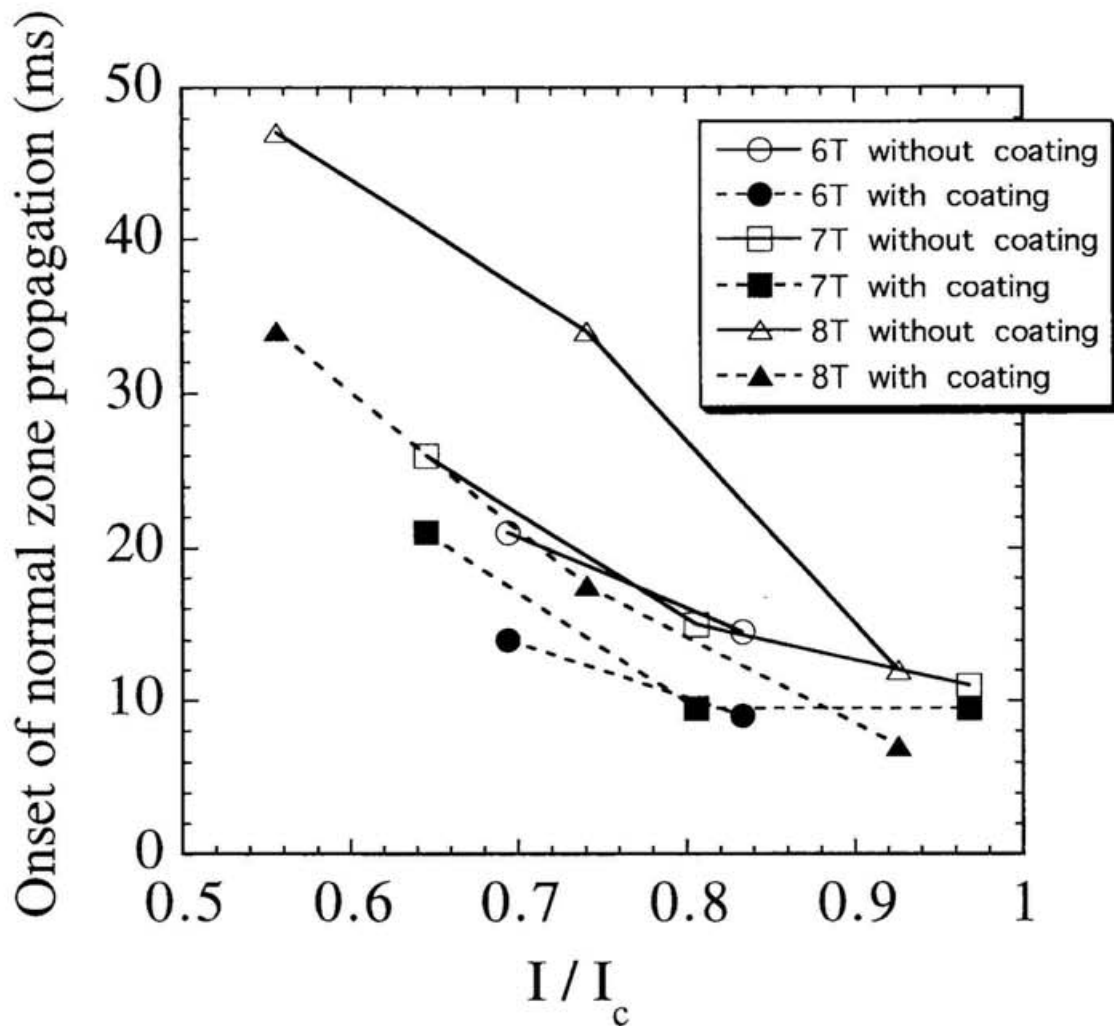
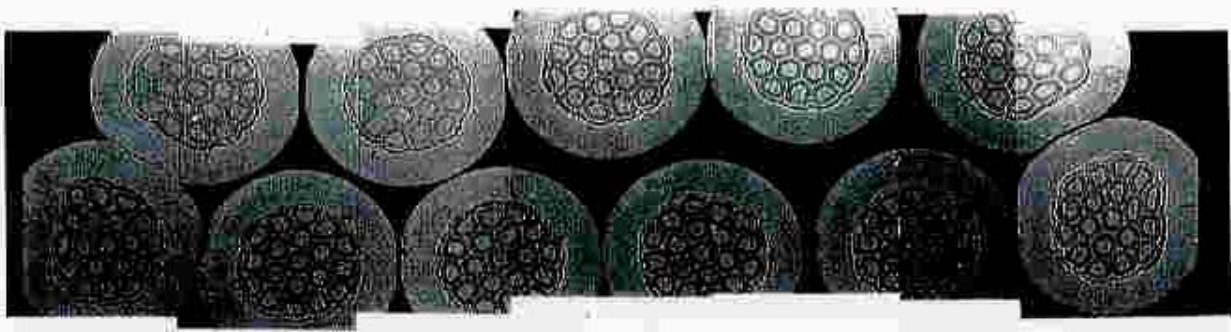


図 4.17 常伝導伝播が始まるまでの遅れ時間の通電電流(I)／臨界電流(I_c)依存性

クロムメッキ側の燃線導体のほうが遅れ時間は少ない。
通電電流の増加に従い遅れ時間は短くなる。



クロムメッキなし撚線導体側



クロムメッキあり撚線導体側

図 4.18 Nb₃Sn成形撚線導体の断面観察写真

クロムメッキを施した撚線導体の方が、素線間の接触部に大きな変形がみられ、素線間接触面積が大きくなっていることがわかる。

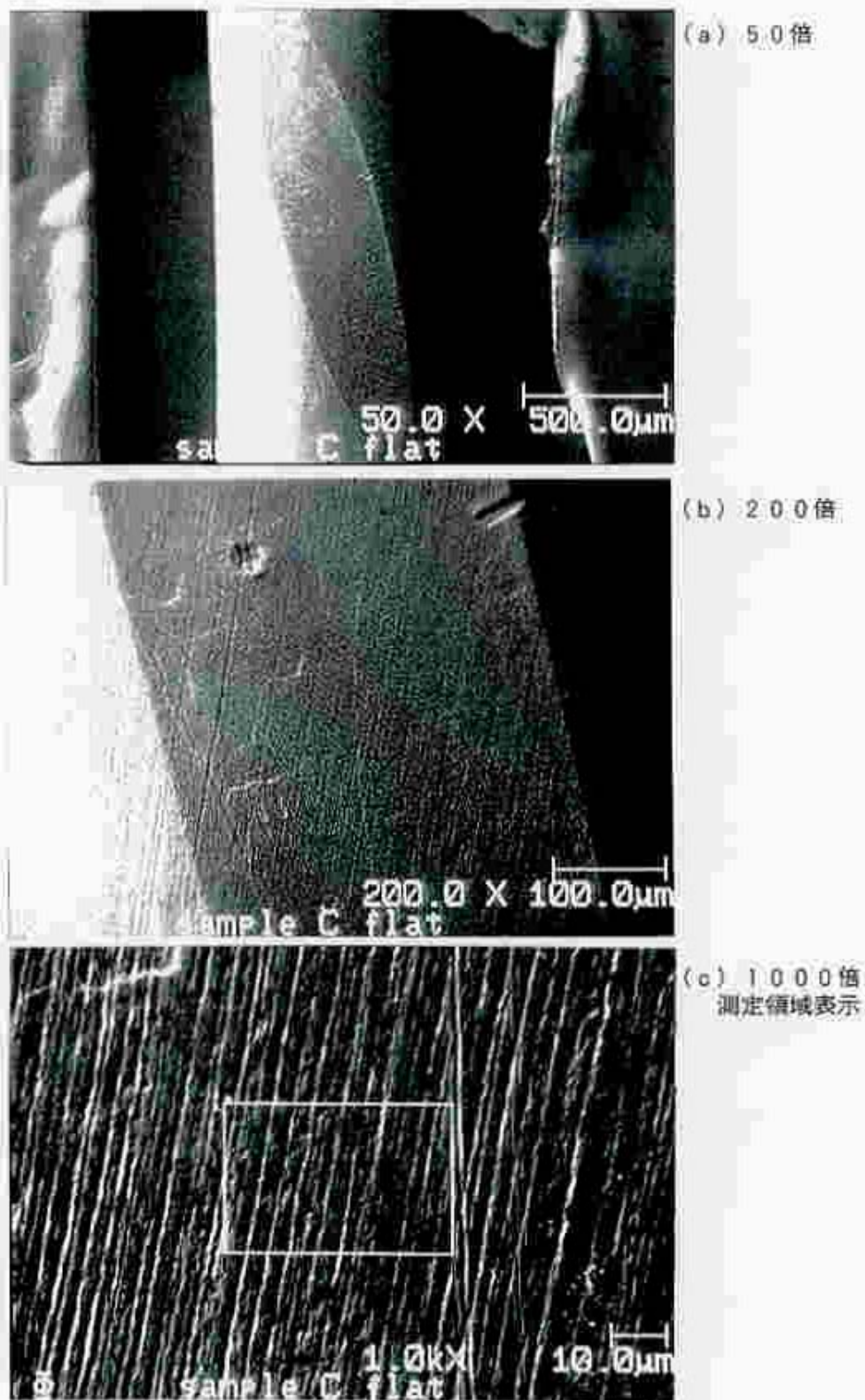
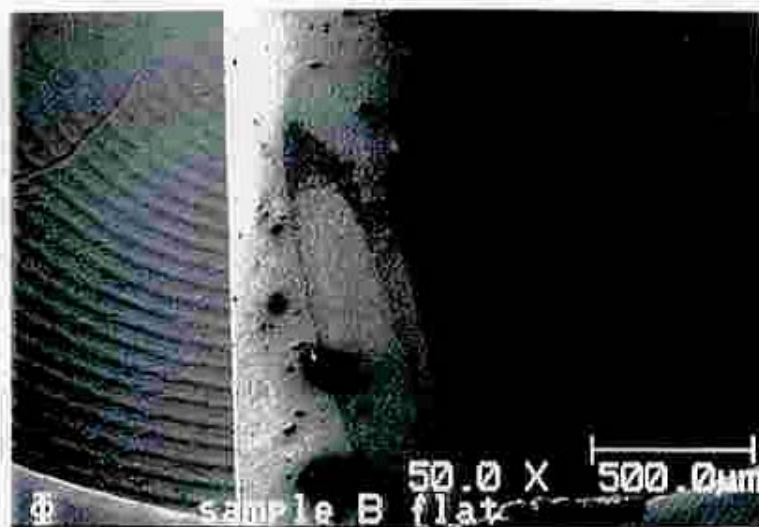
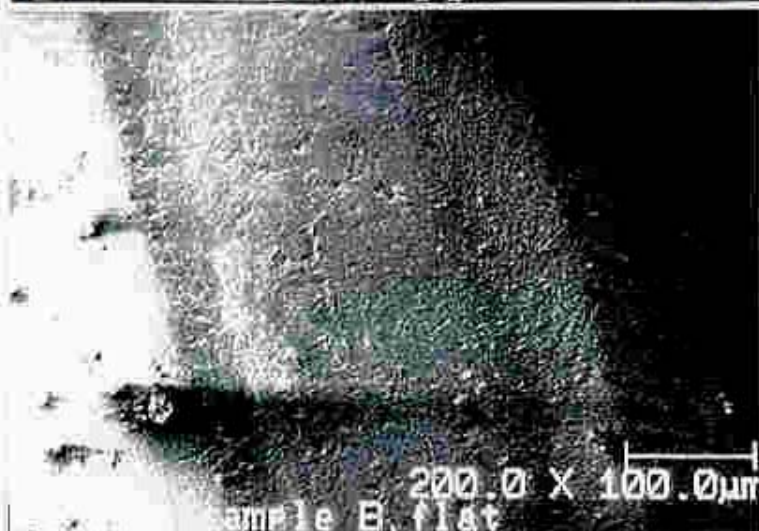


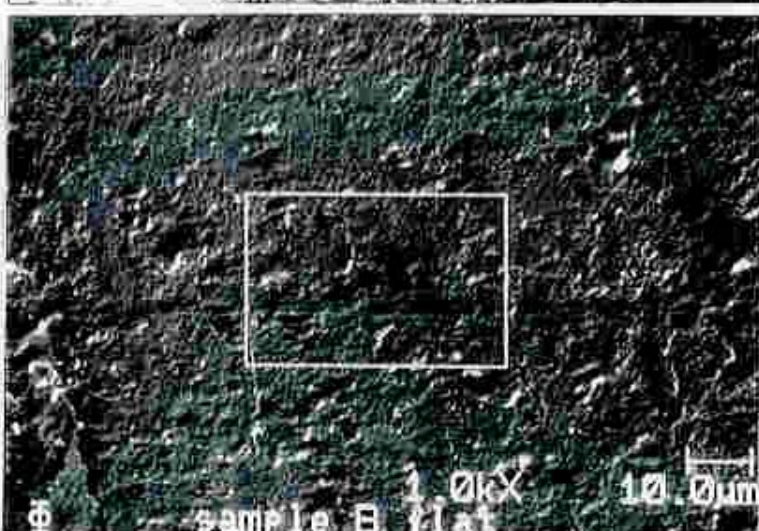
図 4.19 Nb₃Sn成形撚線の素線間接触部SEM観察結果
(クロムメッキなし撚線)



(a) 5.0倍

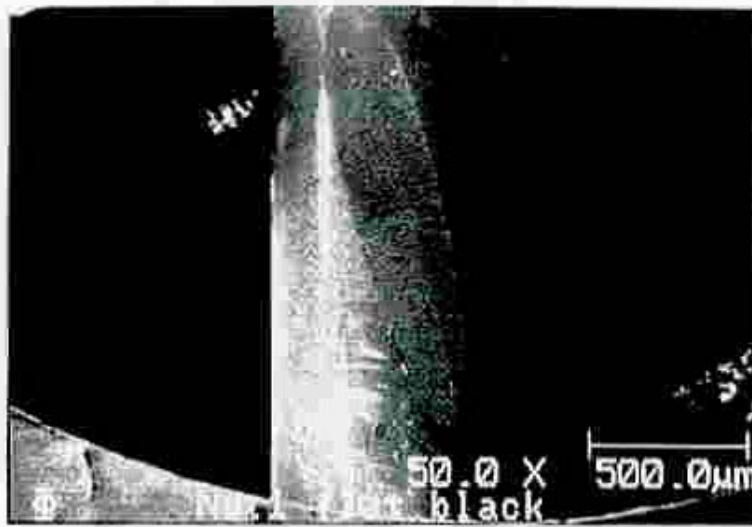


(b) 20.0倍



(c) 100.0倍
測定領域表示

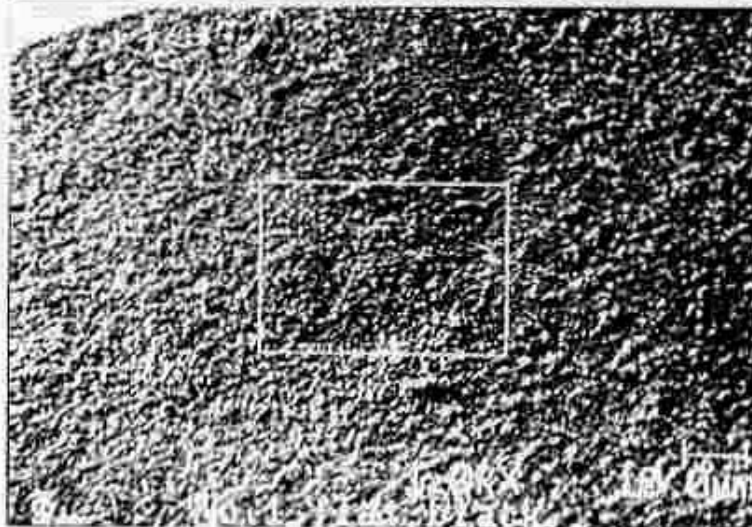
図 4.20 Nb_3Sn 成形撚線の素線間接触部SEM観察結果
(クロムメッキあり撚線(1))



(a) 50倍

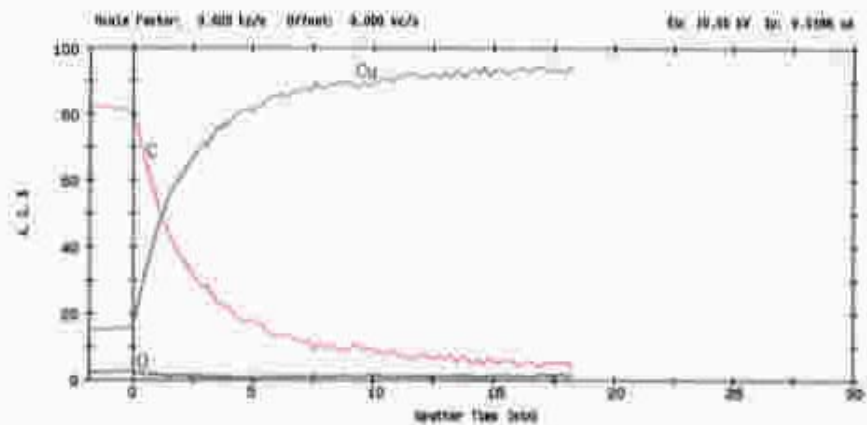


(b) 200倍

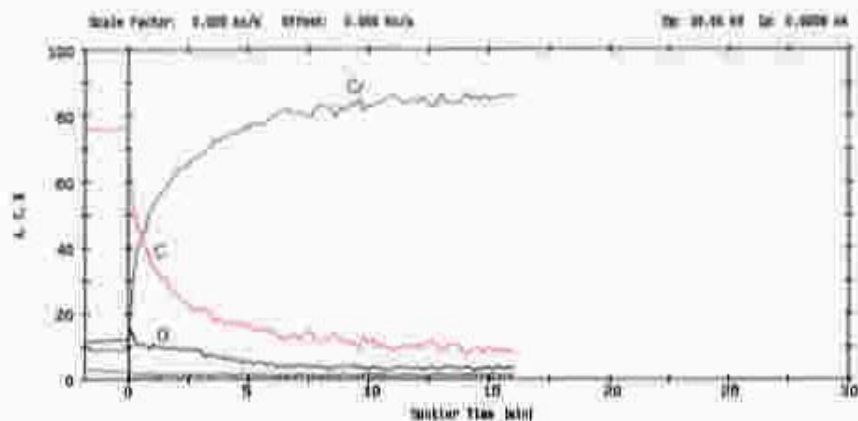


(c) 1000倍
測定領域表示

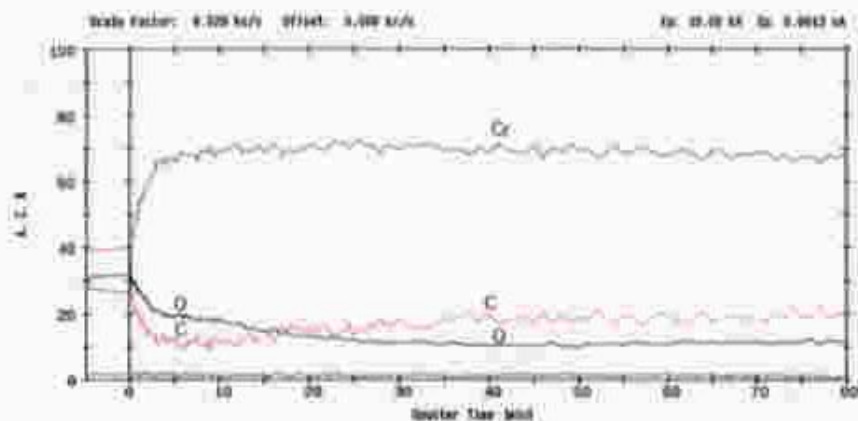
図 4.21 Nb₃Sn成形燃線の素線間接触部SEM観察結果
(クロムメッキあり燃線(2) 黒色部)



クロムメッキなし燃線

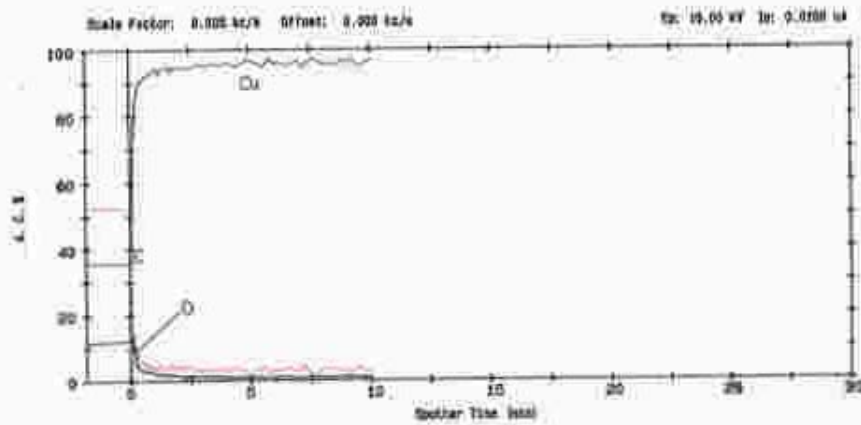


クロムメッキあり燃線(1)

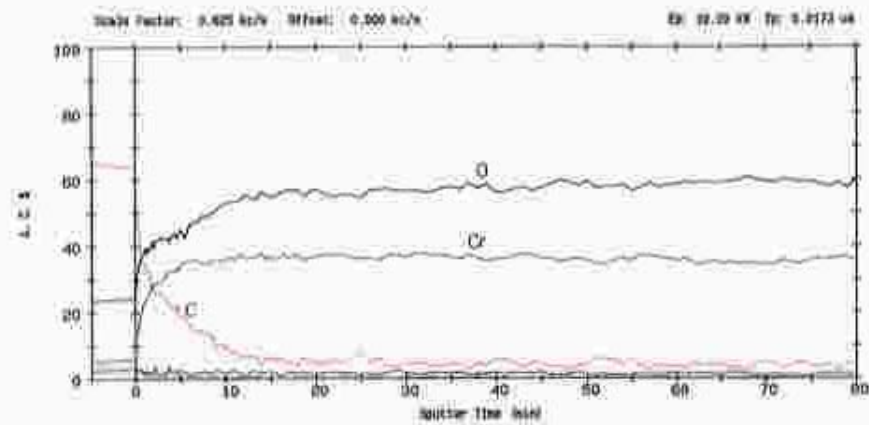


クロムメッキあり燃線(2) 黒色部

図 4.22 オージェ電子分光法による
 素線間接触部の表面分析結果



クロムメッキなし燃線



クロムメッキあり燃線

図 4.23 オージェ電子分光法による燃線導体の素線表面（接触部を除く）分析結果

5 章 超伝導撚線導体の電流分布と交流損失

前章までで、撚線導体の安定性に及ぼす撚線化の影響、電流分布の影響、素線間接触状態の変化に伴う電流転流特性の変化による影響を述べた。素線間の接触電気抵抗を下げて転流が起こりやすくすることにより、安定性の向上が期待される。しかし、素線間の接触電気抵抗は、撚線が変動磁界下にさらされた場合に生じる結合損失にも影響することが知られているため、抵抗を下げるのが必ずしも最適な接触条件であるとは言えない。また、最近行われた大型超伝導マグネットの単体冷却励磁試験において、時定数の長い成分を持つ損失の増大が報告されており、大型マグネットへの応用を考える上での新たな問題となっている。そこで本章では、はじめに撚線の交流損失に関する従来の研究について述べた後、大型超伝導マグネットの交流損失測定結果を記した上で、撚り乱れ等に起因した撚線導体内の電流分布の局所的な不均一により損失が増加する可能性を検証する要素実験について言及する。

5.1 超伝導撚線導体の交流損失に関する従来の研究状況ならびに本研究の目的

磁気閉じこめ型の核融合炉や超伝導電力貯蔵システムへの応用を目指し、金属系超伝導導体を用いた大型超伝導マグネットの開発が進められており、その冷却励磁試験が最近行われた[5.1][5.2]。いずれのマグネットも NbTi のケーブルインコンジット導体を使用しており、定格までの通電に成功し超伝導コイルの健全性が確認されている。一方、コイルとしての交流損失を計測したところ単尺の導体試験時に計測した交流損失に比べて増大することが観測され、特に長い結合時定数の結合損失成分が存在することが、どちらのマグネットでも確認されている[5.3][5.4]。交流損失が増大する周波数領域が、超伝導マグネットの運転条件に近い場合には、応用上の大きな障壁となるため、この交流損失増大の原因を解明することは重要な研究課題である。

超伝導導体の交流応用に関しては多くの研究があり、超伝導変圧器[5.5]、限流器[5.6]、超伝導発電機の界磁巻線[5.7]等への超伝導線材の適用に向けて、

サブミクロンの非常に細い超伝導フィラメントを多重によりあわせて安定化材中にマトリクス状に埋め込んだ構造を持つ低交流損失超伝導素線の開発が進められている。これらの研究により、素線レベルでの低損失化が図られるようになってきたが、大型超伝導マグネットに使用される超伝導導体としては、電流容量を増すためにこれらの低損失素線を多重に寄り合わせた撚線導体としなければならない。ここで新たに素線間の結合による損失を考慮する必要が生じる。

一般に、撚線導体の素線間に生じる結合電流に起因する損失は、素線内のフィラメント間の電磁的な結合による損失と類似に扱うことができ、変動横磁界によって素線内に誘起される遮蔽起電力を撚線導体に拡張し、撚線導体の単位時間当たりの全結合損失 P_{sc} を表す式

$$P_{sc} = \frac{\sigma_c p_c^2 B^2}{4\pi^2} \left[1 + \sigma p^2 f - p^2 f + \frac{2f}{1-f} (1-p)^2 \right] \quad (5.1)$$

が導かれている [5.8]。

ここで、 $\sigma = \sigma_w / \sigma_c$ 、 σ_c は撚線中の素線が埋め込まれているマトリクスの導電率、 σ_w は素線中のマトリクスの導電率、 $p = p_w / p_c$ 、 p_c は素線の撚りピッチ、 p_w は素線中のフィラメントのツイストピッチ、 f は撚線中の素線の含有率、 B は外部印加磁束密度を示す。素線間にハンダ含浸等が施されていない強制冷却型のケーブルインコンジット導体では、この式の σ_c に対応した素線間の接触抵抗が結合損失を大きく左右することになる。すなわち、素線間の接触抵抗の値が小さければ、素線間を渡る結合電流が大きくなり、損失も増大することが予測される。しかしながら、撚線導体における素線間接触抵抗を制御する事は難しく、実際の撚線導体作製においても接触抵抗を厳密に管理して作製される訳ではなく、導体の仕上がり外径の管理が図られているにすぎないのが現状である。素線間の接触状態を定量的に把握することが困難である以上、素線間の結合損失を定量的に予測することはきわめて難しい。そのため、重要な研究課題であるにも関わらず、この種の研究事例は少ないのが実状である。関連した研

究としては、素線間の接触抵抗が、撚線内の電流分布および結合損失に与える影響について、実験と共に簡単な数値解析による検討が行われており、素線間の電磁的な結合効果により、多重に撚られたケーブルインコンジット導体の交流損失は素線に比べて増大すること[5.9]や、電磁力がケーブルインコンジット導体の交流損失に与える影響について、広範囲に通電条件を変化させて結合損失を測定した結果[5.10]が報告されている。しかし、時定数の長い成分を持つ大型超伝導マグネットの交流損失増大のメカニズムは通常のケーブルインコンジット撚線導体の素線間結合損失や、電磁力による影響では説明できないことが指摘されている[5.3]。

本章で述べる研究の目的は、大型超伝導マグネットの励磁試験において観測された、時定数の長い交流損失増大の原因を究明することである。交流損失（結合損失）を増大させる原因としては、次の5つが考えられる。

- (1) 通電による電磁力によりコンジット内の撚線が圧縮され、接触抵抗が変化する影響
- (2) コイル形状に巻き線した際に素線が力を受け接触抵抗が変化する影響
- (3) 縦磁界による影響
- (4) 導体の超伝導接続部を介した長い結合ループの形成による影響
- (5) 撚線の撚り乱れや磁場の乱れに起因した導体内の電流分布の不均一の影響

以上推定される原因の内、接触抵抗の低下によるものとするれば、結合時定数は短くなる方向となるため(1)と(2)は除外され、(3)の縦磁界の影響を考慮した場合も、長い成分の時定数は導出できないために除外される。また、大型マグネット形成上必要となった超伝導接続部は、大型超伝導マグネットの通電試験の結果わずかな抵抗を持っていることが確認されている[5.1]が、この抵抗と超伝導接続部の区間長ならびに導体のインダクタンスを考慮して結合時定数を計算しても、実験で観測されている124秒の長い時定数[5.3]とはならない。故に、短尺導体試験においては予期し得なかった時定数の長い結合損失が生じ交流損失が増大した原因としては、ケーブルインコンジット導体内の

撚線の撚り乱れ等による素線間の電流分布不均一に起因していると推定した。

本章では、はじめに交流損失測定法について述べた上で、大型ヘリカル装置の内側垂直磁場コイル (IV コイル) の単体冷却励磁試験 (EXSIV) における交流損失測定結果を述べると共に、この試験によってはじめて存在が明らかとなった長い時定数成分を持つ交流損失増大の原因が撚り乱れ等による導体内電流分布の不均一によるものとした推定を検証する要素実験結果、ならびに、撚り乱れに起因した局所的な偏流による結合損失増大に関する考察結果を記す。

5.2 交流損失測定法

超伝導導体に交流電流を通電したり、超伝導導体を変動磁場中にさらされると損失が生じる。この交流損失には第2種超伝導体の磁気的特性に起因した磁束量子がピン止めされることによるヒステリシス損失、フィラメント間や素線間の複合多心化による結合電流が誘起されることで生じる結合損失、安定化材に誘起される渦電流による損失、機械的な振動により導体とスペーサ間などで生じる摩擦熱等の機械的損失がある。大型超伝導マグネットに高速通電もしくはパルス通電を行って使用することを考えた場合、ならびに超伝導電力機器に交流電流を通電して使用することを想定する場合には、この交流損失を低減しなければ超伝導体を応用するメリットがないため、金属系、酸化物系超伝導体を問わず多くの研究が行われている。交流損失を評価するために、現在行われている交流損失の測定法を表 5.1 にまとめて示す。この中で、広く一般に行われている測定法は、磁化法と熱量法であるが、磁化法ではサンプル通電時の特性が把握できないこと、熱量法では超伝導導体からの損失だけではなく、電流リードを介して侵入する熱やクライオスタット内の熱輻射による損失などが加算されて測定精度が低くなるなどの短所がある。また、交流損失も含めた超伝導体の特性測定法については、最近臨界電流測定法について国際的な規格が定まりつつある段階にすぎず、今後、交流損失測定法に関しての標準化整備が求められる。この状況下において、最も理想的な交流損失測定法として知られるポインティングベクトル法[5.11]により、以下に述べる NbTi 2 本撚線の交流損失

を算出した。この方法は、電圧タップの取り付けやピックアップコイルの配置などの測定サンプルセットアップが容易でなく、簡便に測定を行うことはできないが、導体に交流電流を通電しながら外部印加磁界も同時に変化させられることから、実際に超伝導導体が受ける磁場環境に近い条件で交流損失の測定ができる特徴がある。

5.3 LHD内側垂直磁場コイルの単体冷却励磁試験(EXSIV)における交流損失測定結果[5.3]

本節では、LHD内側垂直磁場コイル(IVコイル)の単体冷却励磁実験時の交流損失測定結果について述べる。測定は、コイル出口における超臨界ヘリウムのエントルピー変化から熱的に求める方法と、コイルに通電した際の電流・電圧波形から電氣的に求める方法の2方式を用いた。

5.3.1 実験方法

LHD内側垂直磁場コイルの構造を図5.1に示す。コイルはケーブルインコンジット導体をパンケーキ状に16層重ねた構造である。導体とコイルの主な緒元を表5.2、表5.3にそれぞれ示す。交流損失を算出するための測定点を図5.2に示す。コイル全体の入口流量、入口温度、出口温度、入口圧力、出口圧力をもとに、熱的に交流損失を測定した。電氣的な測定は、コイルを4つのパンケーキ毎の4ブロックに分け、それぞれのブロックの電圧端子と空間磁場変化をキャンセルするピックアップコイルを直列に接続して測定した。

図5.3にIVコイル単体通電時のロードライン及び実験時の電流・電圧波形の一例を示す。コイルの定格電流20.8kA通電時で、コイル内の最大磁場は5Tとなる。

5.3.2 実験結果

5.3.2.1 実験条件

交流損失測定に使用したコイルの励磁パターンを表5.4に示す。

実験はコイルの健全性を確認することが主目的であり、定格電流である 20.8kA までの通電が行われた。交流損失を測定するために、励磁速度を 20A/s と 60A/s の 2 種類変えて行うと共に、減磁を 60A/s および電流遮断により実施し、それぞれの通電パターンにおける交流損失を算出した。

5.3.2.2 熱測定法による交流損失測定

測定データの一例として、図 5.4 に実験番号#3302 から#3901 までの電流、コイル入口/出口温度、コイル入口/出口圧力、コイル流量の測定結果を示す。この冷媒の測定結果を用いて、コイル入口/出口のエンタルピー差から交流損失を求めた結果を図 5.5 に示す。図 5.5(b)では、定常的な熱侵入量 39W を差し引いた交流損失をワット単位で示している。この値を時間積分した損失量を図 5.5(c)に示す。交流損失は励磁開始時から次の励磁開始までの損失値の差として求めた。

この交流損失測定値には、導体自身のヒステリシス損失と結合損失が合わさっているために、計算によって求めたヒステリシス損失を差し引くことで結合損失を算出した。表 5.5 に各通電パターン毎の交流損失を示す。

5.3.2.3 結合時定数の算出

表 5.5 で得られた結合損失値を、短尺導体において測定した交流損失値と比較するために、結合損失の規格化を行った。ここで、単位体積当たりの結合損失 W_s は次の一般式で表される [5.12]。

$$W_s = A^* \mu_0 H_m^2 Q^* \quad (5.2)$$

ここで、 H_m は印加磁界の振幅、 A^* は導体の断面形状やツイストピッチなどの導体構造によって決まる因子で、本実験で用いているような円形断面の多芯線の場合、

$$A^* = 2 \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{2\pi r_b}{L_s} \right)^2 \right] \quad (5.3)$$

となる。

$\left(\frac{2\pi r_b}{L_s} \right)^2 \ll 1$ の場合、 $A^* = 2$ となる。

Q^* は印加磁界の波形パラメータと結合時定数 τ_c で決まる係数であり、単発の台形波の場合は、右図に示すように台形波の立ち上げおよび立ち下げ時間を t_1 、フラットトップ時間を t_2 とし、

$$\zeta = \tau_c / t_1$$

$$\xi = \tau_c / t_2$$

と定義すると、 Q^* は次式のように表され、

$$Q^* = \zeta \left\{ 2 + \zeta \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{\zeta}\right) \right] \left[\exp\left(-\frac{1}{\xi} - \frac{1}{\zeta}\right) - \exp\left(-\frac{1}{\zeta}\right) - 2 \right] \right\} \quad (5.4)$$

磁界の時間変化が結合時定数に対して十分長い場合 ($t_1 \gg \tau_c$, $t_2 \gg \tau_c$)、

$$Q^* = 2\zeta = \frac{2\tau_c}{t_1} \quad (5.5)$$

と簡略化できる。

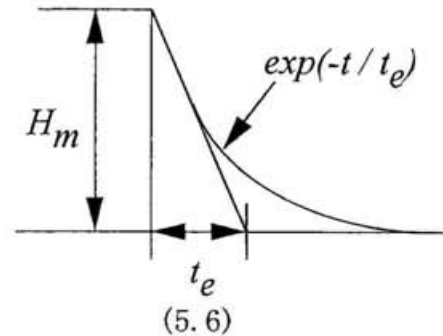
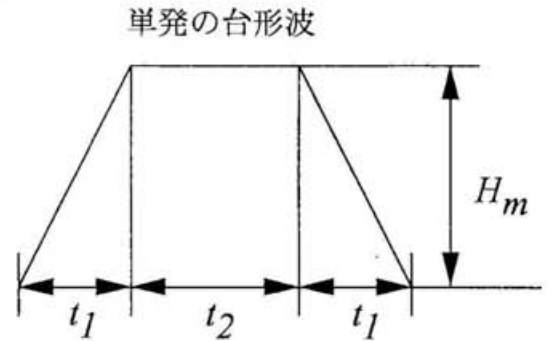
右図に示す指数関数減衰波形の場合は、

$$\lambda = \tau_c / t_e \text{ として}$$

$$Q^* = \frac{\lambda}{2(1+\lambda)}$$

で表され、磁界の時間変化が結合時定数に対して十分長い場合 ($t_e \gg \tau_c$) には、

$$Q^* = \lambda/2 = \frac{\tau_c}{2t_e} \quad (5.7)$$



と簡略化できる。

以上より、 $\left(\frac{2\pi r_b}{L_s}\right)^2 \ll 1$ かつ、磁界の時間変化が結合時定数に対して十分長い場合には、各通電パターンの結合損失は次頁のように表される。

(1) 一定速度で立ち上げ、立ち下げを行った場合

立ち上げ時間を t_1 、立ち下げ時間を t_2 として

$$Q^* = \tau_c \left(\frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right) \quad (5.8)$$

$$W_s = 2\mu_0 H_m^2 Q^* = 2\mu_0 H_m^2 \tau_c \left(\frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right)$$

(2) 高速通電で立ち上げ後、遮断した場合

立ち上げ時間を t_1 、遮断時定数を t_e として

$$Q^* = \tau_c \left(\frac{1}{t_1} + \frac{1}{2t_e} \right) \quad (5.9)$$

$$W_s = 2\mu_0 H_m^2 Q^* = 2\mu_0 H_m^2 \tau_c \left(\frac{1}{t_1} + \frac{1}{2t_e} \right)$$

5.3.2.4 実験結果からの結合時定数の算出

コイル内の磁場は場所によって異なるため、コイル断面を径方向に 10、高さ方向に 20 分割し磁場分布を求めた。それぞれの分割した空間の中心磁場を H_i 、体積を V_i としてコイル全体の結合損失は次のように表される。

$$W_{coil} = \sum_i V_i W_s(H_i) \quad (5.10)$$

コイルの通電電流 I_m を用いて、上式を次のように変形する。

$$W_{coil} = F Q^* I_m^2 \quad (5.11)$$

ここで、 F は

$$F = 2\mu_0 \sum_i V_i \left(\frac{H_i}{I_m} \right)^2 = \frac{2}{\mu_0} \sum_i V_i \left(\frac{B_i}{I_m} \right)^2 \quad (5.12)$$

V_f はコイルを形成するケーブルインコンジット導体の素線のみの体積として、IV コイルについてF 値を計算すると、 $F=0.0226$ となる。

各通電パターンに対し Q^* および結合時定数 τ_s を求めた結果をまとめて表 5.6 にしめす。

5.3.3 結合時定数の電流値依存性

図 5.6 に結合時定数と通電電流の関係を示す。図中●は遮断を含む場合であり、一定の通電速度で立ち上げならびに立ち下げを行った場合のデータは▲で表す。一定速度で通電した場合は、電流値とともに結合時定数が増加し、20.8kA 通電で 300ms 以上となっている。一方、遮断を含むデータは、通電電流値によらずほぼ一定値 (150ms 程度) となることが分かる。遮断時の時定数は 15.7 秒 ~17.9 秒と電流値に関わらずほぼ一定であるために結合時定数が一定であること、ならびに、一定速度で通電した場合は到達電流値が高いほど立ち上げ立ち下げに時間がかかることから、図 5.6 の結合時定数の電流値依存性は、通電電流値によって結合時定数が増加するのではなく、通電の周波数に依存していると考えられる。

5.3.4 結合損失の周波数依存性

一定速度で通電した場合の立ち上げまたは立ち下げ時間を t_f 、遮断時の減数時定数を t_e とし、これらを T として $1/T$ を横軸、縦軸は Q^* として結合損失の周波数依存性を整理した結果を図 5.7 に示す。図中●は一定の通電速度で立ち上げならびに立ち下げを行った場合のデータを示し、▲は遮断時のデータを表す。ここで、波形の異なる Q^* を比較するため、遮断時の Q^* は実験で得られている値から一定通電時の結合損失成分を差引いた後、4 倍した値で評価している。なぜならば、式 (5.5)、(5.7) より、結合時定数に比べて電流変化が十分遅い周波数領域 ($t_f, t_e \gg \tau_s$) では、一定の通電速度で立ち上げならびに立ち下げを行った場合の半周期分の結合損失 Q_r^* は、遮断時のみの結合損失 Q_e^* の 4 倍となるからである。また、図 5.7 中の点線は結合時定数 τ_s を 150ms として

$$Q^* = 2\tau_c/T \quad (5.13)$$

の計算結果を示す。これは、 $t_h, t_e \gg \tau_c$ における Q_e^* または $4Q_e^*$ を表している。一点鎖線は、単発の台形波の Q^* の計算式 (5.4) において、フラットトップの時間 t_2 を 0 とし、ピーク周波数とピーク値をパラメータとして実験データをフィッティングした結果である。結合時定数 $\tau_c = 150\text{ms}$ の損失以外に、非常に長い結合時定数 (124 秒) 成分を持った結合損失のピークが存在することが確認された。

5.4 長い結合時定数成分を持った結合損失発生原因の推定

5.4.1 短尺導体試験との比較

図 5.8 に、IV、及び IS 導体の短尺試料に微小交流変動磁場 (サイン波) を印加した場合の交流損失、ならびに IV コイルに最大で 60A ピークの交流電流を通电した場合の、交流損失を電氣的に測定した結果の周波数依存性をあわせて示す。

電流を通电し交流損失を測定した IS 短尺導体のデータには、2つの主なピークが存在していることが分かる。周波数 19.4Hz ($\tau_1 = 8.2\text{ms}$) のピークは、一次撚線である 3 本撚線の結合損失に、周波数 1.0Hz ($\tau_2 = 150\text{ms}$) のピークは、導体の最終撚りに対応した結合損失であると考えられる。IV コイルのデータでは、周波数 12.2Hz ($\tau_3 = 13\text{ms}$) 付近に損失のピークが観測され、短尺導体の測定結果とほぼ一致する。しかしながら、交流損失を計測する感度の制限から、低周波側の測定は行っていないので、低周波側に損失のピークが存在するかは判断できない。

5.4.2 結合損失の特性長の比較

得られた結合損失のピーク周波数から、結合損失の特性長の比較を行った。なお、結合電流の導体内断面平均位置や断面内の等価抵抗は等しいと仮定した。IS 短尺導体のデータから、時定数 $\tau_2 = 150\text{ms}$ のピークは、導体の最終撚りピッ

チ $L_2 = 400\text{mm}$ に対応していると考えられる。 $L/L_2 \propto \sqrt{\tau_2/\tau_c}$ とすると、コイルで観測された長周期のピーク $\tau_c = 124\text{s}$ に対応する特性長は $L = 11.5\text{m}$ となる。この長さは、コイルの1ターン分にも相当し、ケーブルインコンジット導体の理想的な撚線構造からは説明ができない。

5.4.3 導体内電流分布不均一の影響

ケーブルインコンジット導体を用いた大型コイルにおいて、導体内部の素線間のインダクタンスが、撚りの僅かな乱れなどによって微妙に差が生じることで導体内部の電流分布が一様とならず、安定性の低下などの原因となっていることが知られている[5.13]。この電流分布の不均一は、導体内部に空間的にも時定数的にも非常に長い循環電流が流れていることと等価である。この種の循環電流の時定数は100~200秒であるとの報告[5.14]がある。

この電流分布不均一に伴う循環電流の時定数は、IVコイルの結合損失の時定数124秒と、定性的には一致しており、低周波側での結合損失増大の原因として、このケーブルインコンジット導体の電流分布の不均一による循環電流の存在が推定される。

5.5 2本撚線による要素実験

5.5.1 要素実験の目的

大型超伝導マグネットの励磁試験において観測された時定数の長い成分を持つ結合損失増大の原因が、撚線導体の撚り乱れ等に起因して生じる導体内部の電流分布の不均一によるものかを検証する目的で、最も低次の撚線である2本撚線を用いた要素実験を行った。

5.5.2 実験方法

実験に用いた素線は表5.7に主な緒元を示すISポロイダルコイルならびにOVポロイダルコイル用素線である。比較のためにEXSIV実験対象であるIVコイル用素線の緒元もあわせて示す。各コイル用素線緒元には大きな差が

ないことから、I Vコイルで確認された交流損失の増大における撚り乱れによる影響を検証する実験に、I SやO V素線を用いても問題がないと判断した。この素線を2本撚り合わせて、FRP製の巻枠に上下に無誘導巻となるように巻き付けサンプルとした。サンプル概略図を図 5.9 に示す。巻き付けた2本撚線の一方は、意図的に撚り乱れをつけて撚り合わせ、他方は均一に撚り合わせている。これらの撚線間に接続部はない。意図的な撚り乱れの付け方の概略を図 5.10 に示す。また、撚線機により撚り合わせたものと手で撚り合わせたものの比較も行えるよう、一方のO V素線を用いた2本撚線は機械で撚り合わせ、他方のI S素線を用いた2本撚線は手で撚り合わせることでサンプルを形成した。撚線の緒元を表 5.8 にまとめて示す。

手によって撚り乱れを意図的に付けた Sample 1 は、片方の素線を直線状に固定し、その周りに他方の素線を撚りピッチ 30 mmで巻きつけ、その巻き付けを 510 mmごとに入れ替える方法によって、撚り乱れをつけた。すなわち、素線間のインダクタンスの差が、510 mmごとに現われることで、この長さを特性長とした撚線間の結合を生じさせることをねらったものである。また、機械で撚り合せたものは、30 mmの撚りピッチが一様に分布しているが、この撚線の一部のピッチを図 5.10 に示すように、そのピッチ長を周期的に変えることにより撚り乱れを付けた Sample 3 も作製した。

実験は、変動磁界発生用コイルによりサンプルに交流電流を誘起する方法と、サンプルに交流電流を通電する方法、ならびに外部交流磁界の印加と交流通電の両者を同時に行う方法で実施した。図 5.11 に実験サンプルと変動磁界ならびに直流バイアス磁界発生用コイルとの位置関係を示す。また、交流損失測定系を図 5.12 に示す。コイル用電源とサンプル通電用電源はそれぞれ独立しており、両者の位相は任意に制御することができる。

交流損失は、サンプルに交流電流を通電するとともに外部から変動磁界を同時に印加した状態で計測できるため、巻き付けた撚線の内側と外側でそれぞれ算出されるポインティングベクトルを、印加した交流磁界の一周期分で積分し、単位体積あたりに換算した上に、 $B_m^2/2\mu_0$ で除し規格化した損失 Q^* として評

価するとともに、サンプルに通電せず、変動磁界のみ印加した際の交流損失を磁化法により測定した値を同様に $B_m^2/2\mu_0$ で除し規格化した損失 Q^* として算出し、交流損失データの信頼度を確認した。

5.5.3 実験結果

5.5.3.1 ヒステリシス損失の考慮

計測される交流損失には、結合損失のほかにヒステリシス損失も含まれる。そこで、単位体積あたりの損失の、印加磁界の振幅との関係を確認した。図 5.13 にその一例を示す。結合損失であれば、印加する交流磁界の磁界振幅の 2 乗に単位体積あたりの損失が比例することとなる。図 5.13 に示すように測定される交流損失は印加磁界の 2 乗に比例していることが確認されたことから、結合損失が主たる要素であると言える。しかしながら、この結果からだけでは、ヒステリシス損失の影響がないとは断定できない。なぜならば、磁界振幅によっては、ヒステリシス損失自体も印加磁界の振幅の 2 乗から 4 乗に比例することが知られている [5.15] からである。そこで、計算により単位体積あたり一周期に対するヒステリシス損失 Q_h を求めた。計算は、外部変動磁界がフィラメント中心まで浸入する場合の臨界電流で求める次式 [5.16] を用いた。

$$Q_h = \frac{8}{3\pi} J_c a B_m \quad (5.14)$$

ここで、 J_c : 臨界電流密度

a : フィラメントの半径

B_m : 外部変動磁界の振幅

をそれぞれ示す。

外部バイアス磁界 3 T において、変動磁界振幅を 0.2 T とした場合、IS 素線のヒステリシス損失は、3 T における臨界電流密度が 2.5×10^9 [A/m²] であることから、 2.55×10^3 [J/m³ cycle] と計算され、図 5.13 に示す実験で得られた交流損失に比べ 1 桁ほど小さいことが分かる。単位体積あたりの交流損失の印加

磁界振幅依存性の結果とともに判断し、測定されている損失は結合損失が主たる損失であると言える。

5.5.3.2 電磁力の影響

結合損失は、素線間の接触抵抗に依存することが指摘されている[5.17]。特に、撚線導体の場合、電磁力により素線間の接触抵抗が変化することで測定される交流損失に影響が与えられることが考えられる。そこで、電磁力に対する規格化損失の関係を求めた。図 5.14 に、ある周波数における計測される交流損失の電磁力依存性を示す。電磁力は、印加した交流磁界と DC バイアス磁界によりサンプルが経験する最大磁界と、交流通電電流値の最大振幅の積として評価した。図中の電磁力=0の実験結果は、サンプルに通電することなく、外部変動磁界のみによって計測された交流損失を表している。図 5.14 に示すように、今回の実験条件範囲内においては、計測された損失は電磁力には依存せず一定であることが確認された。すなわち、今回測定した交流損失は、従来指摘されているような電磁力の影響により素線間の接触抵抗が低下することで影響を受けるといふことにはならないことが確認された。

5.5.3.3 周波数依存性

図 5.15 に手で撚ったサンプルにおける規格化交流損失の周波数依存性を示す。図中、後述する素線自体の結合時定数から求められるデバイ曲線（鎖線）と、5 Hz 以上のデータをデバイ曲線で近似した一点鎖線、ならびに素線の損失と撚線の結合損失の和が一点鎖線となると仮定することにより求められる素線間の結合損失を点線で示す。5 Hz 以下の低い周波数において損失がデバイ曲線から外れ、増加していることが分かる。また、Sample 1 は、図 5.10 に示すように意図的に撚り乱れを付けており、その特性長から数十 Hz 程度に撚り乱れに起因した素線間結合損失のピークが現われると期待していたが、図 5.15 に表すとおり、撚り乱れを付けていない Sample 2 の結果と Sample 1 の結果の間には有意差が認められない。この理由として、Sample 1,2 ともに 2 本撚線を

作製する方法として手で撚る方法を取ったことが影響していると考えられる。すなわち、均等に撚った Sample 2 においても、手で撚り合わせたことにより、撚り乱れが自然についてしまい、Sample 1 と 2 では撚り乱れを意図的に付けたよりも、手で撚りあわせることによる完全ではない撚り合わせに起因して交流損失が増大したと考えることができる。なお、バイアス磁界の増加により、損失の周波数特性が高い周波数側にシフトしているが、これは磁界の増加に伴う磁気抵抗効果により、マトリクスの抵抗が増えたためと考えられる。

一方、機械で均等に撚った Sample 4 と手で撚った Sample 2 との間には、図 5.16 に示すように、規格化損失の周波数依存性において大きな違いが認められる。Sample 4 の測定結果は、素線内の結合損失に対応した結合時定数をピークにもつ理想的なデバイ曲線となっている。一方、手で撚った Sample 2 においては、低周波側で規格化損失の周波数依存性がなだらかになっており、素線の結合時定数以外に低い周波数側にシフトした時定数をもつ素線間結合損失の存在が示唆される結果が得られた。

さらに、機械で均等に撚った撚線の撚りピッチを、図 5.10(b)に示すように意図的に周期的に変えた場合の、規格化損失の周波数依存性に与える影響について図 5.17 に示す。撚りピッチを周期的に変化させることで、鎖交する磁束の変化により励起される結合電流が打ち消されず、これが大きな循環電流となって結合損失に影響を与えることが考えられるが、測定結果からは顕著な違いは確認できていない。しかしながら、撚りピッチの長さを周期的に変えた Sample 3 は、均等に撚り合わせた Sample 4 に比べて、低周波数側における規格化損失の周波数依存性がデバイ曲線から僅かにはずれ、なだらかに変化することが確認される。

5.6 局所的な電流偏流が交流損失に与える影響に関する考察

撚り乱れによって規格化損失の周波数依存性が変化し、低周波側に新たな結合損失のピークが存在することが実験により確認された。この発生機構について考察する。

結合損失は、外部変動磁界によって励起される電圧に応じた結合電流により引き起こされる。撚線の場合、結合損失 W は、素線内部のフィラメント間の結合損失 W_s と素線間の結合損失 W_c の和として次式に示すように表現できる。

$$W = W_s + W_c \quad (5.15)$$

今回用いた素線内部のフィラメント間の結合時定数は、素線の断面構造を考慮して素線の中心の銅コアの部分とフィラメントが埋め込まれた部分、ならびにそれを取り囲む安定化銅の部分のそれぞれにおいて計算される結合時定数の総和として計算することができ[5.18]、計算結果を表 5.9 にまとめて示す。

素線間の結合損失については、結合損失に対応した結合時定数 τ_c は素線間の接触抵抗 r と撚りピッチ L_s ならびに等価的な透磁率 μ_i によって、次式のように求められる。

$$\tau_c = \frac{1}{2} \left(\frac{L_s}{2\pi} \right)^2 \frac{1}{r} \mu_i \quad (5.16)$$

素線間の接触抵抗が低くなるに従い、結合時定数は長くなることが分かる。ここで、実験に用いた 2 本撚線の接触抵抗を測定したところ、およそ $400 \mu \Omega$ であり、単位長さあたりの接触コンダクタンスに直すと 625 S/m となる。この値を用いて素線間の結合時定数に相当する規格化損失のピーク周波数 f_c を次式により求めると、

$$f_c = 1/2\pi\tau_c \quad (5.17)$$

10^6 Hz 付近にピーク周波数が存在することとなる。これは、測定した周波数領域においては素線間の結合損失成分は現れないことを意味しており、実験結果を説明できない。そこで、撚り乱れにより複数の撚りピッチにわたって結合電

流が流れることにより結合損失が生じるという仮定をたてて、以下検討する。

ここで、撚線間の接触は一様でなく、所々に接触抵抗の低いところが存在すると仮定する。図 5.18 に 2 本撚線の素線間循環電流が生じる機構についての概念を示す。理想的に完全に対称に撚り合わされた撚線において、接触抵抗の低いところが撚りピッチ毎に存在すると仮定した図 5.18 (a) では、素線間の結合損失は撚りピッチの $1/2$ のループを流れる循環電流により生じるのみであり、複数の撚りピッチを介した長いループの循環電流は生じない。一方、接触抵抗の低いところが撚りピッチの $1/2$ 長さの奇数倍に現れたと仮定すると、外部変動磁界で励起された電圧がキャンセルされず、複数の撚りピッチを介した長いループを結合電流が流れることとなる。しかしながら、撚りが対称であれば、最大でも $1/2$ ピッチ分に相当する鎖交面積に比例しただけの結合電流が流れるにすぎず、結合損失としては大きくならない。ここで、図 5.18 (c) に示すように、撚りの乱れがある場合では、撚り乱れの状態によっては、外部変動磁界により誘起される電圧でキャンセルできない量が増加し、それに伴って結合電流が大きくなることが考えられる。その結合電流が接触抵抗の低いところを介した長いループを循環することで、時定数の長い結合損失が現れると考えられる。

一例として、接触抵抗 $0.1 \mu \Omega$ 、接触抵抗の低いところが 21 ピッチ毎に現れたとすると、素線間結合時定数は 1 秒程度となる。現実には、接触抵抗の低いところがランダムに現れ、そのループ長も複数となることが考えられ、これら時定数の長い結合損失成分と、素線内のフィラメント間結合時定数が重ね合わさった結果として規格化損失の周波数依存性が測定されるとすれば、低い周波数領域において特性がなだらかとなる実験結果を説明することができる。

さらに、撚り乱れにより周波数の長い成分を持つ結合損失が発生することを、2 本撚線の電気回路モデルを解析的に解くことにより検証した[5.19]。回路モデルは、図 5.19 に示す撚りピッチの $1/2$ 毎に閉回路を構成するはしご型回路とし、撚線に横方向の変動磁界 B_{ex} が印加されたと仮定した。図 5.19 中、 R は素線間の接触抵抗、 L は閉回路のインダクタンス、 e は変動磁界により誘起さ

れる素線間の結合起電力に相当する電圧源である。なお、この電圧源は撚線の 1/2 ピッチに比例するとした。図 5.19(a)に示す 2 本撚線が均等に撚られている場合には、結合起電力が 1/2 ピッチ毎で均一であり、結合電流を考える場合には一つの閉回路のみを考えれば良い。一方、図 5.19(b)に示すように撚りピッチの一部が周期的に k 倍になるような撚り乱れが生じたと仮定すると、その部分での結合起電力は、撚り乱れがない場合に比べ k 倍となる。この撚り乱れによる起電力の影響は、図 5.19(c)で示される 2 つのはしご型回路の重ね合わせとして考えることができる。すなわち、撚り乱れの影響を求めるには、図 5.19(c)の回路 2 を解き、素線間の接触抵抗に流れる電流を求めれば良い。ここで、m ピッチおきに 1/2 ピッチが周期的に k 倍となる撚り乱れを仮定し、分布定数回路として数値解析を行なった結果、素線間結合損失 W は次式で表されることが分かった。

$$W = 2W_{1p} \frac{\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2} + 2W_{2p} \frac{\omega\tau_{eff}}{1+\omega^2\tau_{eff}^2} \quad (5.20)$$

ここで、 τ , τ_{eff} はそれぞれ撚り乱れのない場合ならびに撚り乱れに相当した素線間結合時定数を示し、次式で求められることを解析により確認した。

$$\tau = \frac{L}{4R} \quad (5.21)$$

$$\tau_{eff} = 2\sqrt{\frac{2}{3}}m^2\tau \quad (5.22)$$

また、 W_{1p} , W_{2p} はそれぞれの時定数に対応する損失のピーク値であり次式で表された。

$$W_{1p} = \frac{\pi \cdot B_m^2 \cdot a^2}{2 \cdot R \cdot \tau} \quad (5.23)$$

$$W_{2p} = \frac{4 \cdot \pi \cdot (k-1)^2 \cdot B_m^2 \cdot a^2}{R \cdot \tau_{eff}} \quad (5.24)$$

$$a \equiv \frac{2 \cdot e}{\omega \cdot B_m \cdot L_c} \quad (5.25)$$

ここで、 B_m は印加された変動磁界の最大磁束密度を表す。

以上の解析結果を図 5.20 にまとめると、撚り乱れのない撚線の結合損失に相当する結合時定数に比べ、長い時定数 τ_{eff} 成分を持つ撚り乱れに起因した結合損失のピークが存在することを示す解が得られ、これにより低い周波数領域において結合損失が増大することを確認することができた。

5.7 まとめ

大型ヘリカル装置の内側垂直磁場コイル (IV コイル) の単体冷却励磁試験 (EXSIV) における交流損失の測定によって、ケーブルインコンジット導体の最終撚りに相当する素線間の結合時定数 $\tau_c = 150\text{ms}$ の損失以外に、非常に長い結合時定数 (124 秒) 成分を持った結合損失のピークが存在することをはじめて確認した。この長い時定数成分を持つ交流損失増大の原因が、撚線導体の撚り乱れ等による導体内部の電流分布不均一によるものと推定し、NbTi/Cu 2 本撚線を用いた要素実験を行なった。機械で均等に撚った撚線と手で撚った撚線との間には、規格化損失の周波数依存性において大きな違いが認められた。機械で均等に撚った場合、その規格化損失の周波数依存性は素線内の結合損失に対応した結合時定数をピークにもつ理想的なデバイ曲線となり、一方、手で撚った場合は、低周波側で周波数依存性がなだらかとなる。すなわち、手で撚り合わせることによって自然についたランダムな撚り乱れによって、素線の結合時定数以外に低い周波数側にシフトした時定数をもつ素線間結合損失の存在が示唆される結果が得られた。

この実験結果を解釈する為に、撚り乱れにより複数の撚りピッチにわたって結合電流が流れることにより結合損失が生じるという仮説をたてて検討を行なった。撚線間の接触は一様でなく、所々に接触抵抗の低いところが存在すると仮定し、均等に撚られた場合には接触抵抗の低いところを介して流れる結合電流は、最大でも 1/2 ピッチ分に相当する鎖交面積に比例した電流が流れるにす

ぎないために、結合損失としては大きくならないが、撚りの乱れがある場合には、その撚り乱れの状態によっては、外部変動磁界により生じる電圧でキャンセルできない量が増加することに伴って結合電流が大きくなることが考えられる。この結合電流が接触抵抗の低いところを介した長いループを循環することで、時定数の長い結合損失が現れることとなる。実際の撚線導体では、接触抵抗の低いところがランダムに現れ、そのループ長も複数となることが推定され、これら時定数の長い結合損失成分と、素線内のフィラメント間結合時定数が重ね合わさった結果として規格化損失の周波数依存性が測定されるとすれば、大型超伝導マグネットで見られた低い周波数領域において結合損失が増加する試験結果を説明できることを示した。さらに、撚り乱れにより周波数の長い成分を持つ結合損失が発生することを、2本撚線の電気回路モデルを用いて解析的に解くことで検証した。これにより、撚り乱れのない撚線の結合損失に相当する結合時定数に比べ、長い時定数成分を持つ撚り乱れに起因した結合損失のピークが存在し、低い周波数領域において結合損失が増大することを解析によっても確認することができた。

本章において、撚線内に局所的な電流分布不均一が生じることで、結合損失が増大することを示したが、超伝導撚線導体の大型マグネットへの応用を進める上では、先に述べた安定性とこの結合損失の両面を考慮する必要がある。次章では、安定性と結合損失に影響する素線間の接触状態に着目して、最適な撚線構造を検討する。

表 5.1 超伝導導体の交流損失測定・評価法

評価法名称	交流磁化法 (a)VSM法 (b)SQUID法	熱量法	無誘導巻コイル法	ポインティングベクトル法 (コイルシミュレーション法)	tan δ 計法
評価法概要	磁化曲線の面積から損失を求める方法。 変動磁場印加コイル・磁気検出センサー・積分回路などからなる。試料を振動させて磁化を測定し、磁下曲線を求めるVSM法や、高感度磁気センサーであるSQUIDを用いて磁化変化を求める方法が知られる。	冷媒（液体ヘリウム）中の試料に交流電流を通電、もしくは変動磁場を与え、冷媒の蒸発ガス量・液面変化・試料温度変化から損失を求める方法。	試料を無誘導巻コイル状にし、電流と磁界を印加した状態で磁化変化をピックアップコイルで測定し損失を求める方法。	試料を単層ソレノイド状にし、磁場印加マグネット中で試料に通電する。この際、試料コイルの内と外の両面から出入りするポインティングベクトルを測定し、時間積分して損失を得る。	試料コイルとコンデンサの直列共振回路を用い、コンデンサの損失角(tan δ)を測定する方法を進展させ、通電時の損失を測定する方法。
特徴 長所	測定が簡便。 特にVSM法は短時間に測定可。	測定が簡便。 一般的。	電流源からの損失エネルギーはキャンセルされ、測定は簡単。	電磁環境は実際の使用状態を模擬出来、理想的な測定法。	
短所	試料の大きさに制限。 測定対象にあわせた試験装置が必要。	測定感度が低い。 電流リードなどからの熱侵入を抑える必要あり。	実際のコイルと巻方が異なる場合、理論的な考察から再評価要。	ポテンシャルリード線の取り付けに注意が必要。	測定結果にばらつきが大きいとの報告がある。(VAMAS)
備考	磁界の変化を直流的にすれば、ヒステリシス損、交流的に変化させればヒステリシス損・結合損・渦電流損が合算したものが得られる。	冷媒ガスの温度上昇から損失を推定する方法もある。	実際の応用では電流と磁界が同時に印加されるため、実際の使用条件とは厳密には違うことに注意。		
参考文献	(1) (2)	(1) (2)	(1) (2)	(1) (3)	(1) (4)

- 参考文献 (1) 多芯線と導体 船木・住吉共著 産業図書 1995
 (2) 超伝導・低温工学ハンドブック 低温工学協会編 オーム社 1993
 (3) System for coil simulation measurements of losses and instabilities in superconducting wires, T.Ezaki et al, cryogenics 19 (1979) pp731-735
 (4) 平成6年度超電導電力貯蔵システム要素技術開発調査に関する報告書
 第5分冊 金属系超電導材料の試験・評価方法に関する調査研究 ISTECC 1995

表 5.2 LHD内側垂直磁場コイル用導体の緒元

Conductor type	Cable-in-conduit
Superconductor	Nb-Ti
Conduit dimension	23.0 mm×27.6 mm
thickness	3.0 mm
Void fraction	0.38
Strand diameter	0.76 mm
Number of strands	486
NbTi:Cu ratio	1:2.7
Strand surface	Bare

表 5.3 LHD内側垂直磁場コイルの緒元

Cooling type	SHe forced-flow
Average diameter	3.6 m
Height	0.47 m
Total weight	16 ton
Number of turns	15×16=240
Operating current	20.8 kA
Maximum Field	6.5 T
Number of cooling paths	16
Cooling path length	170 m

表 5.4 交流損失測定に使用したコイルの励磁パターン

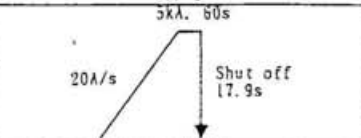
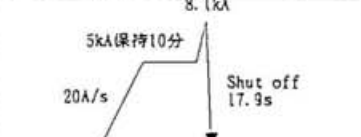


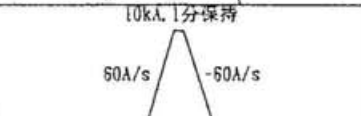





実験番号	実験名	励磁	フラットトップ ^①	減磁	備考
#2302	5kA 遮断	20A/s 250s	5kA, 60s	Shut off $\tau = 17.9s$	
#2401	8.1kA 遮断	20A/s 405s	5kA, 600s 8.1kA, 0s	Shut off $\tau = 17.9s$	
#3301	20.8kA 遮断	20A/s 1040s	5kA, 300s 10kA, 300s 12.5kA, 300s 15kA, 300s 17.5kA, 300s 20.8kA, 0s	Shut off $\tau = 15.7s$	
#3302	20.8kA 通電	20A/s 1040s	20.8kA, 600s	-60A/s 346.67s	
#3401	10kA 高速通電	60A/s 166.67s	10kA, 60s	-60A/s 166.67s	
#3501	15kA 高速通電	60A/s 250s	15kA, 60s	-60A/s 250s	
#3601	20.8kA 高速通電	60A/s 346.67s	20.8kA, 60s	-60A/s 346.67	
#3701	10kA 遮断	60A/s 166.67s	10kA, 120s	Shut off $\tau = 17.9s$	
#3801	20.8kA 遮断	60A/s 346.67s	20.8kA, 120s	Shut off $\tau = 15.7s$	
#3901	20.8kA 確認通電	60A/s 346.67s	20.8kA, 300s	-60A/s 346.67	

表 5.5 各通電パターン毎の交流損失値

実験番号	交流損失測定値 (kJ)	電流値 (kA)	ヒステリシス損計算値 (kJ)	結合損失 (kJ)
#2302	7.7	5.0	5.5	2.2
#2401	15.0	8.1	7.8	7.2
#3301	62.2	20.8	14.0	48.2
#3302	25.0	20.8	14.0	11.0
#3401	14.3	10.0	9.0	5.3
#3501	23.6	15.0	12.0	11.6
#3601	31.1	20.8	14.0	17.1
#3701	23.7	10.0	9.0	14.7
#3801	59.2	20.8	14.0	45.2
#3901	33.5	20.8	14.0	19.5

表 5.6 各通電パターン毎の Q^* および結合時定数

実験番号	電流値 (kA)	結合損失 (kJ)	Q^*	τ_c (ms)
#2302	5.0	2.2	3.893E-03	121.92
#2401	8.1	7.2	4.855E-03	159.69
#3301	20.8	48.2	4.930E-03	150.26
#3302	20.8	11.0	1.122E-03	291.66
#3401	10.0	5.3	2.349E-03	195.77
#3501	15.0	11.6	2.289E-03	286.09
#3601	20.8	17.1	1.751E-03	303.44
#3701	10.0	14.7	6.490E-03	191.26
#3801	20.8	45.2	4.625E-03	133.16
#3901	20.8	19.5	1.994E-03	345.63

表 5.7 超伝導素線の諸元

	IS strand	OV strand	IV strand
Filament diameter (μm)	12	14	15
Filament twist pitch (mm)	8	9	10
Number of Filament	864	750	690
Strand diameter (mm)	0.76	0.89	0.76
Cu/SC ratio	3.5	4.4	2.7
Strand surface	bare	bare	bare

表 5.8 撚線の諸元

	Sample 1	Sample 2	Sample 3	Sample 4
撚りピッチ	30 mm	30 mm	30 mm	30 mm
撚線方法	手撚り 撚乱れ付き (図 5.10(a)参照)	手撚り 均等撚り	機械撚り 撚乱れ付き (図 5.10(b)参照)	機械撚り 均等撚り

表5.9 素線内結合時定数の計算結果

	0 T	3 T	5 T
IS strand (Sample1,2)	5.89 ms	1.77 ms	1.18 ms
OV strand (Sample3,4)	11.86 ms	3.56 ms	2.37 ms

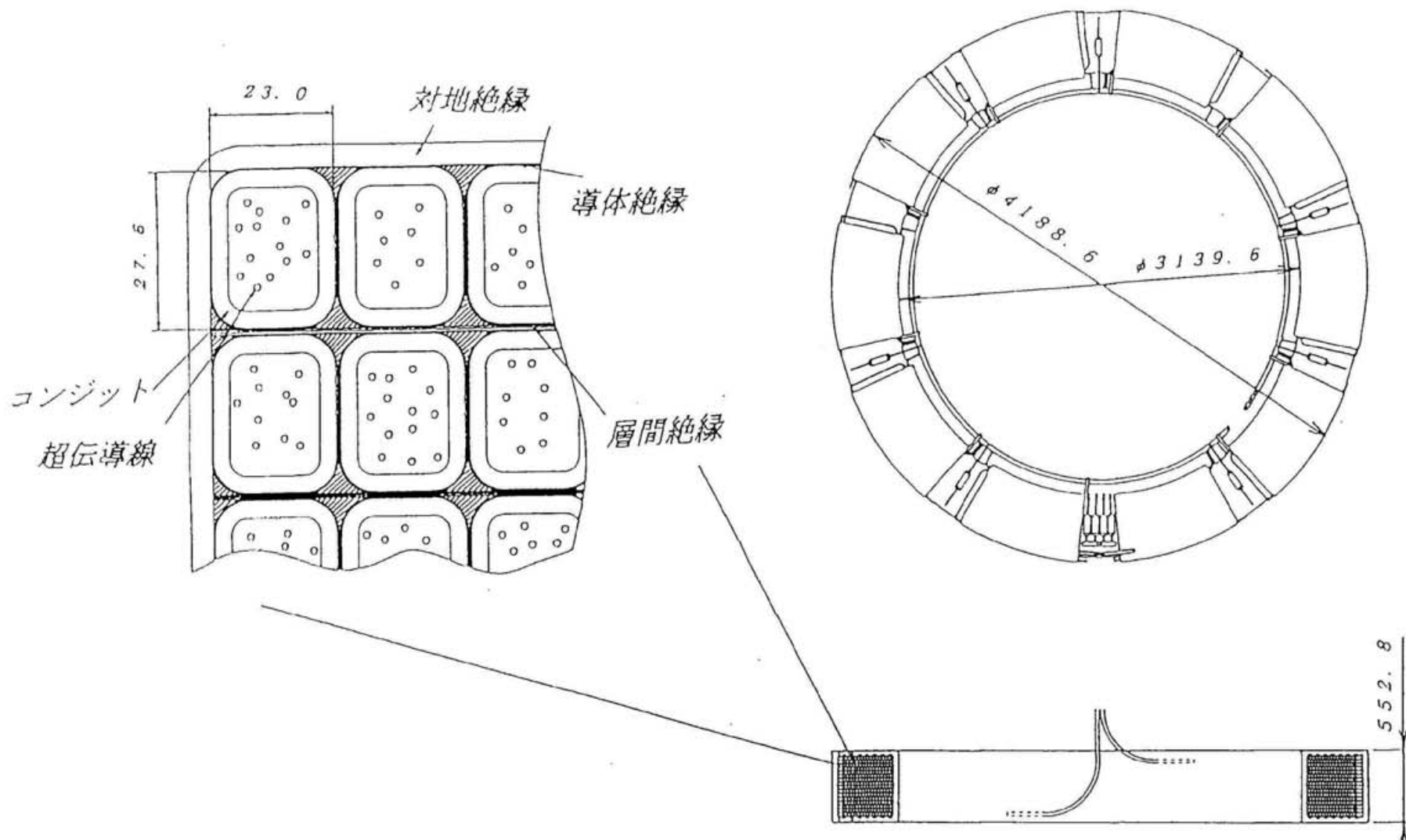


図 5.1 LHD内側垂直磁場コイル(IV coil)の構造

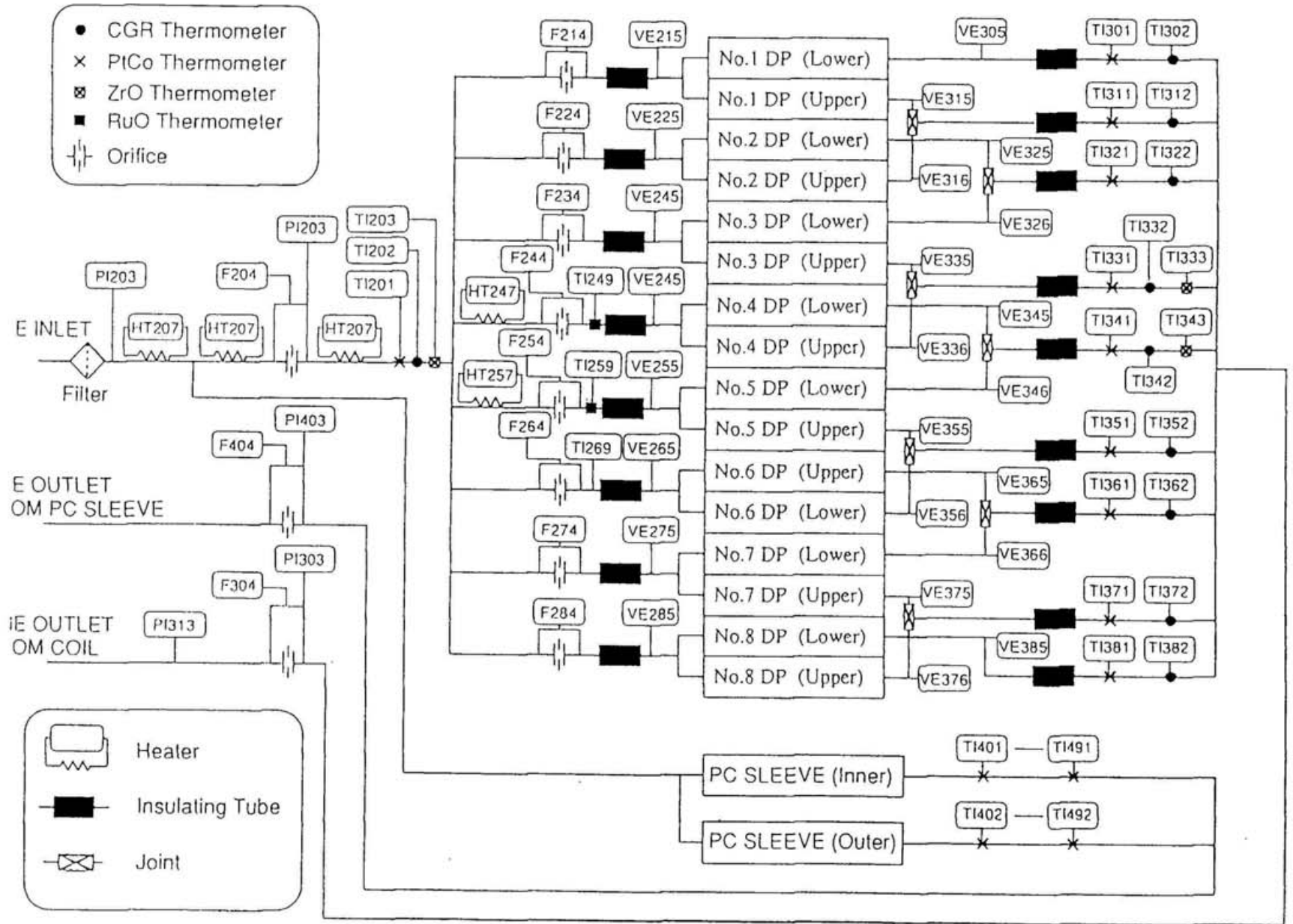


図 5.2 交流損失算出のための測定点

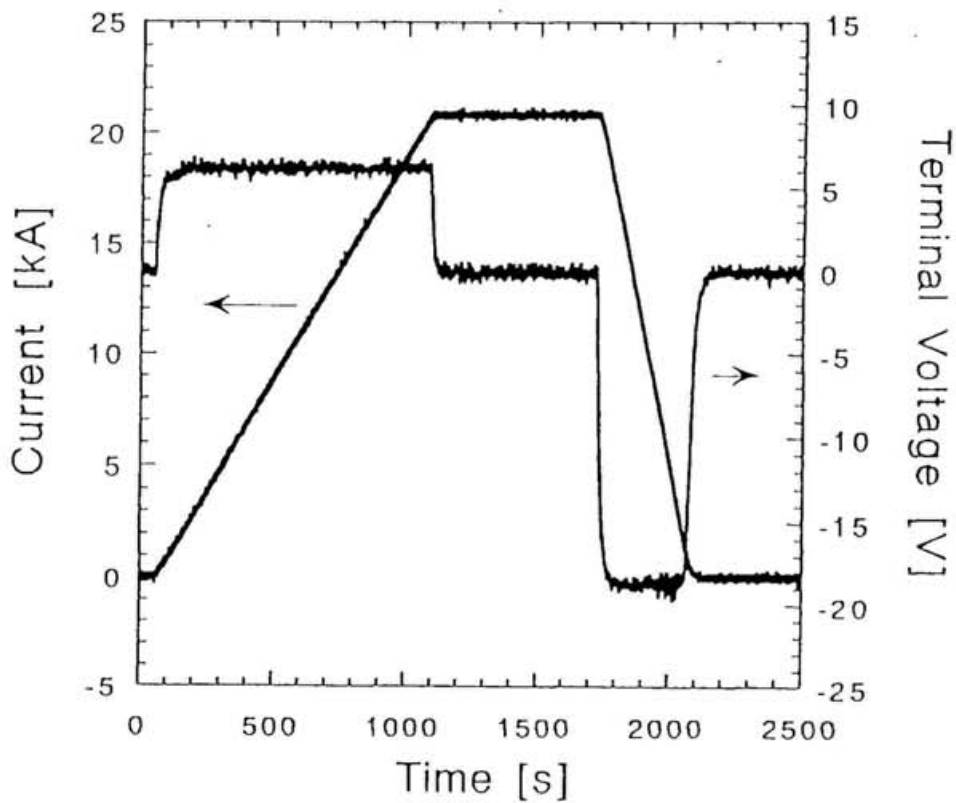
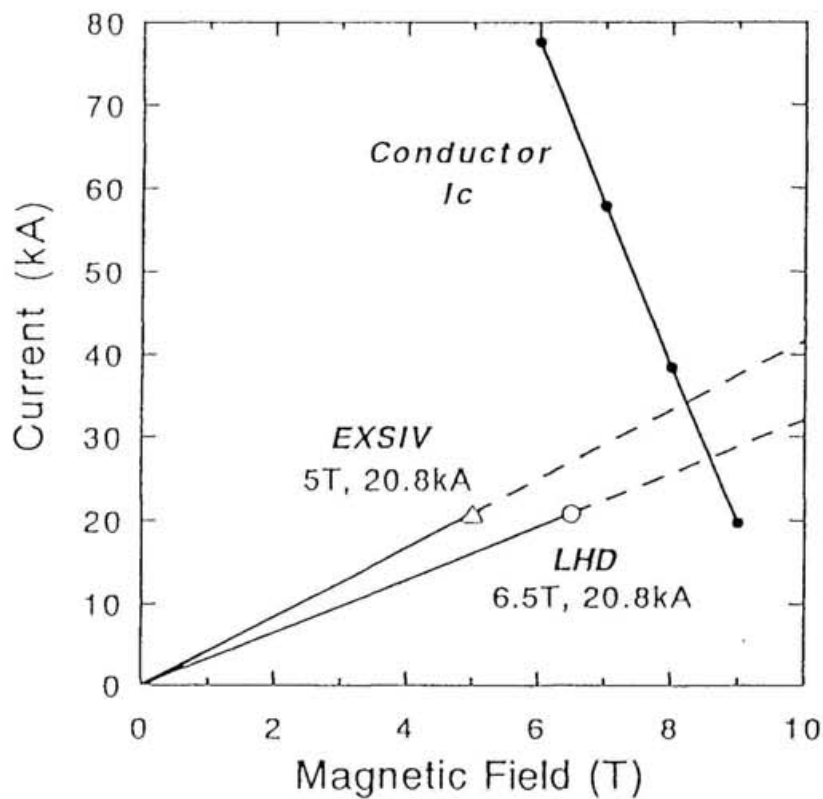


図 5.3 IVコイル単体通電時のロードライン
ならびに実験時の電流・電圧波形の一例

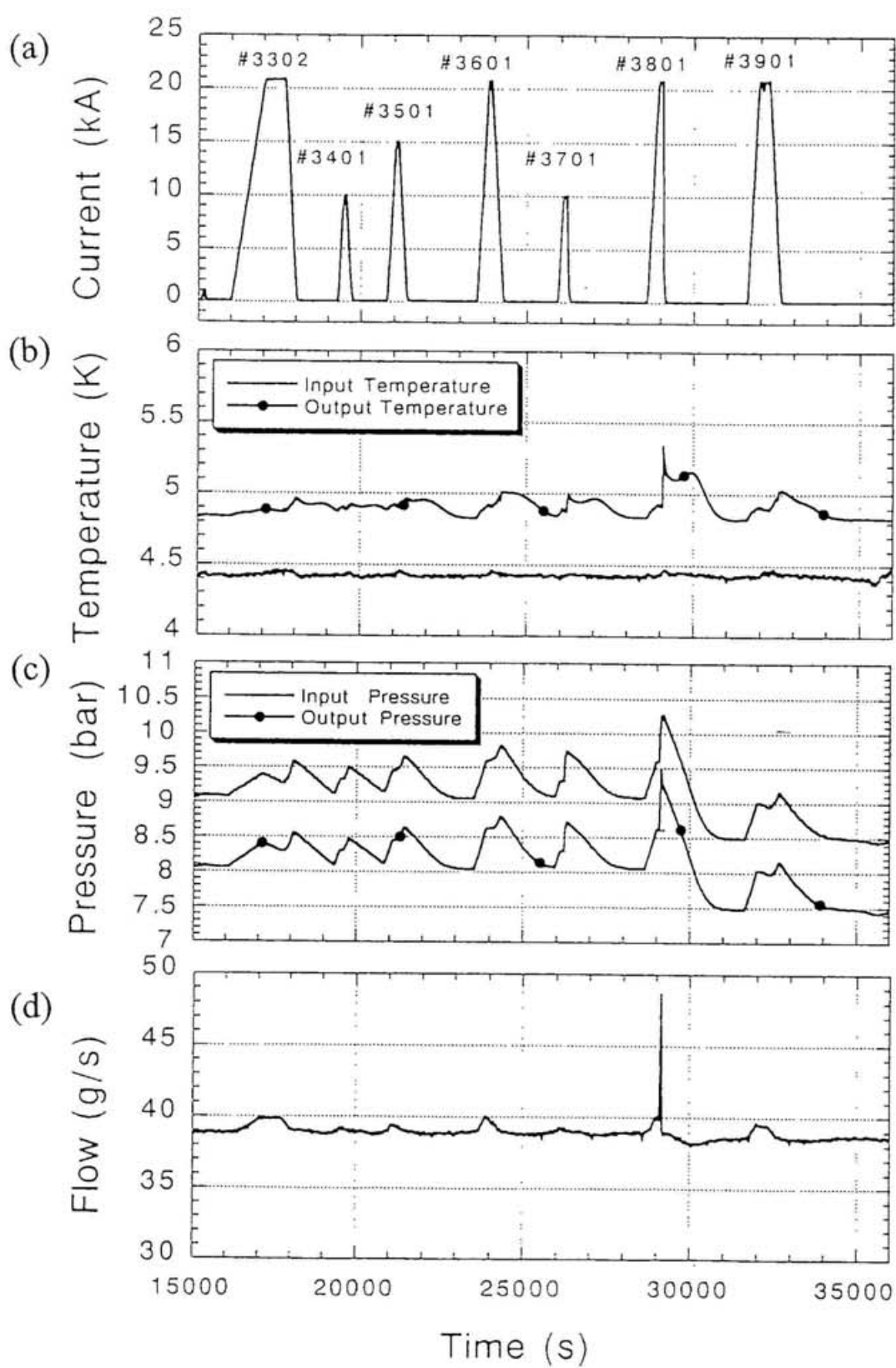


図 5.4 IVコイル交流損失測定結果

(a) 電流、(b) コイル入口／出口温度、
(c) コイル入口／出口圧力、(d) 冷媒流量

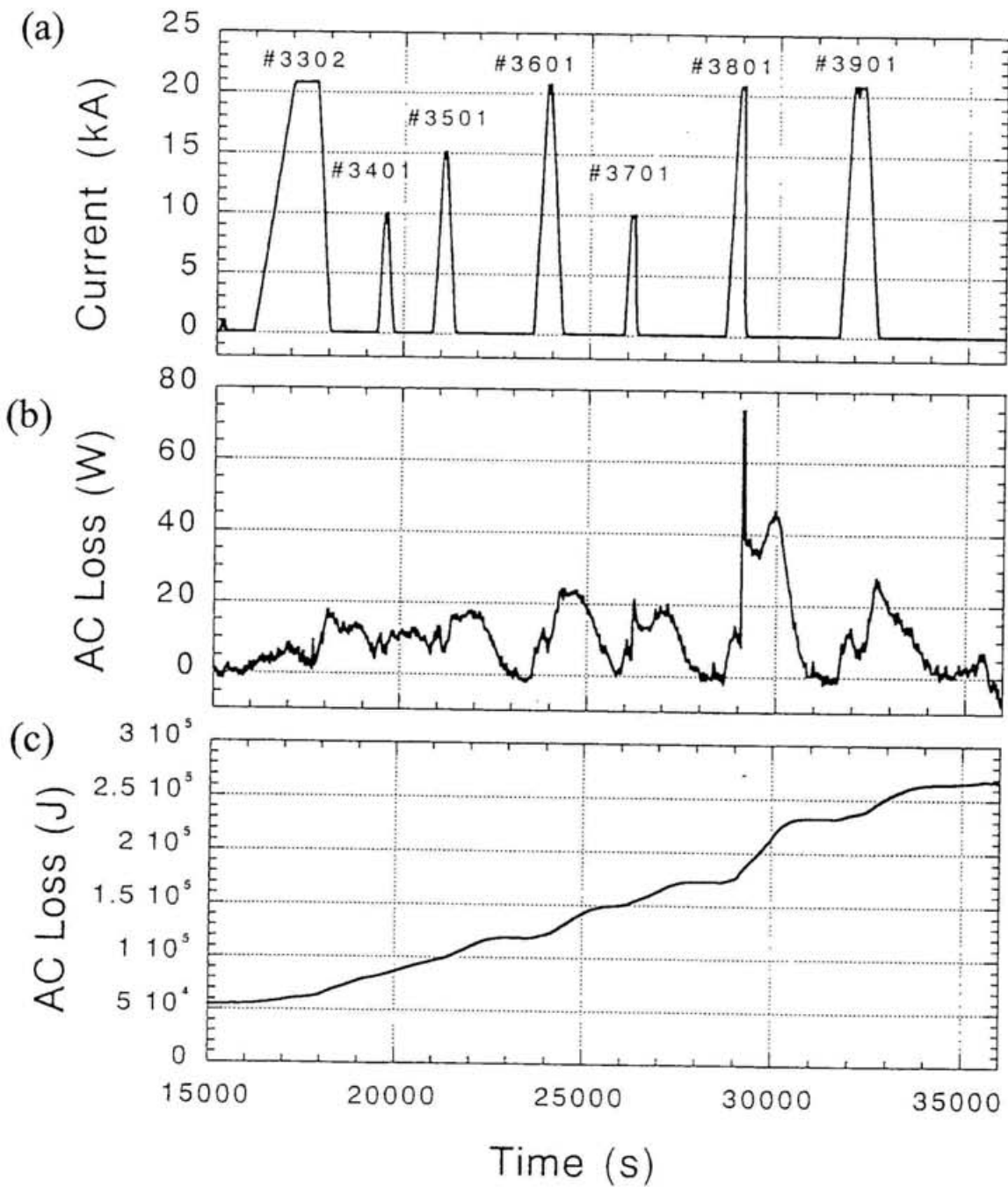


図 5.5 IVコイル交流損失測定結果

(a) 電流、(b) 交流損失 (W)、(c) 交流損失積分値 (J)

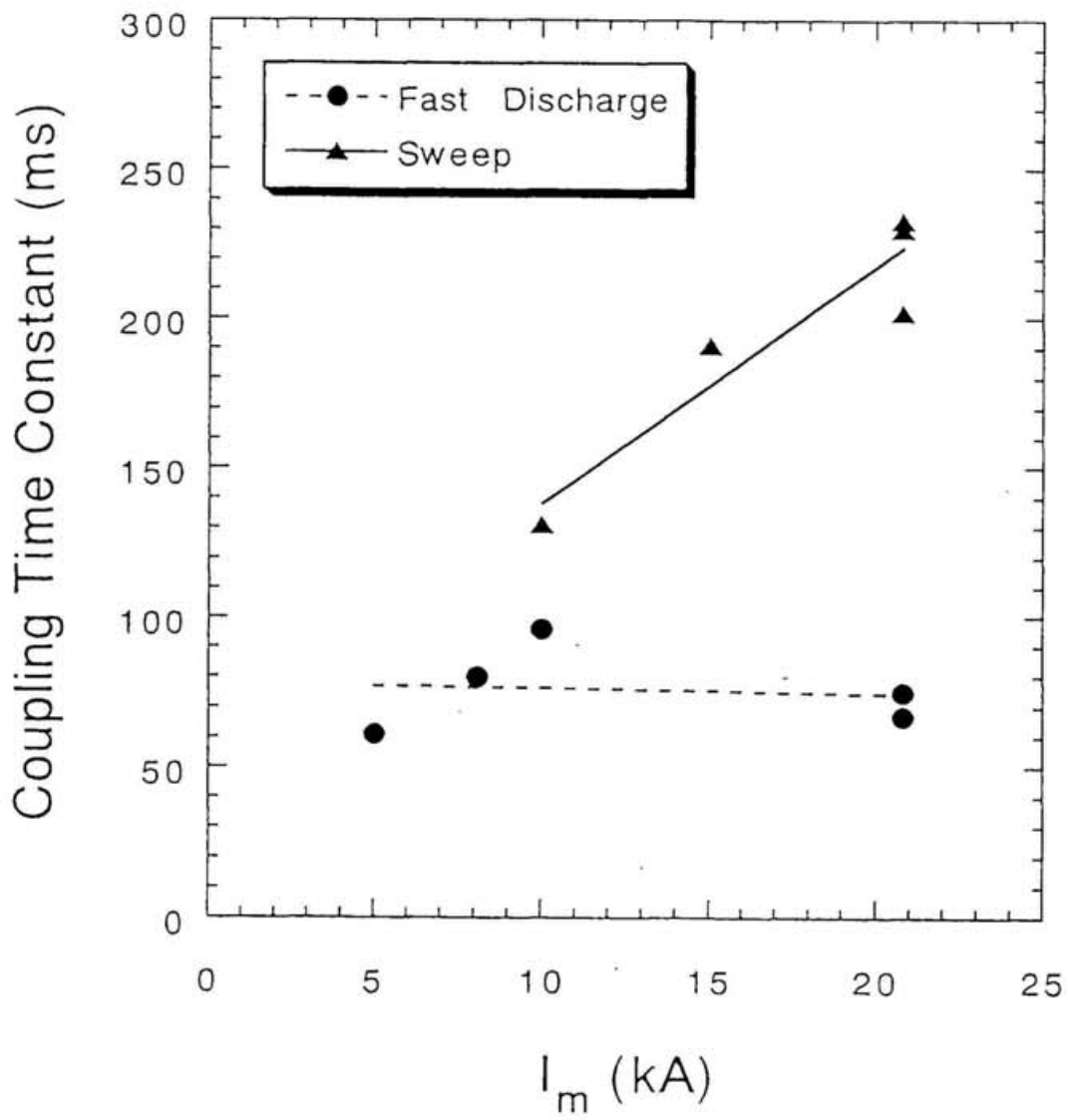


図 5.6 結合時定数の通電電流依存性

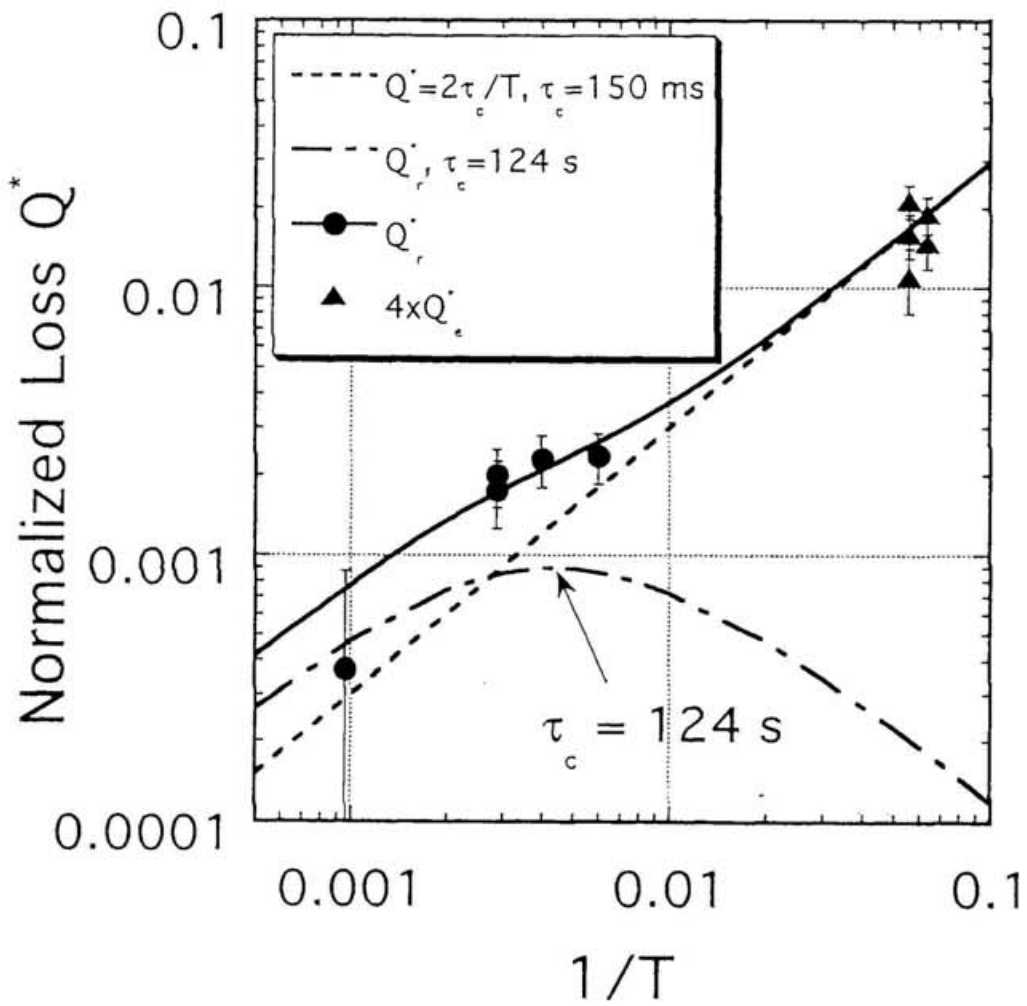


図 5.7 結合損失の周波数依存性

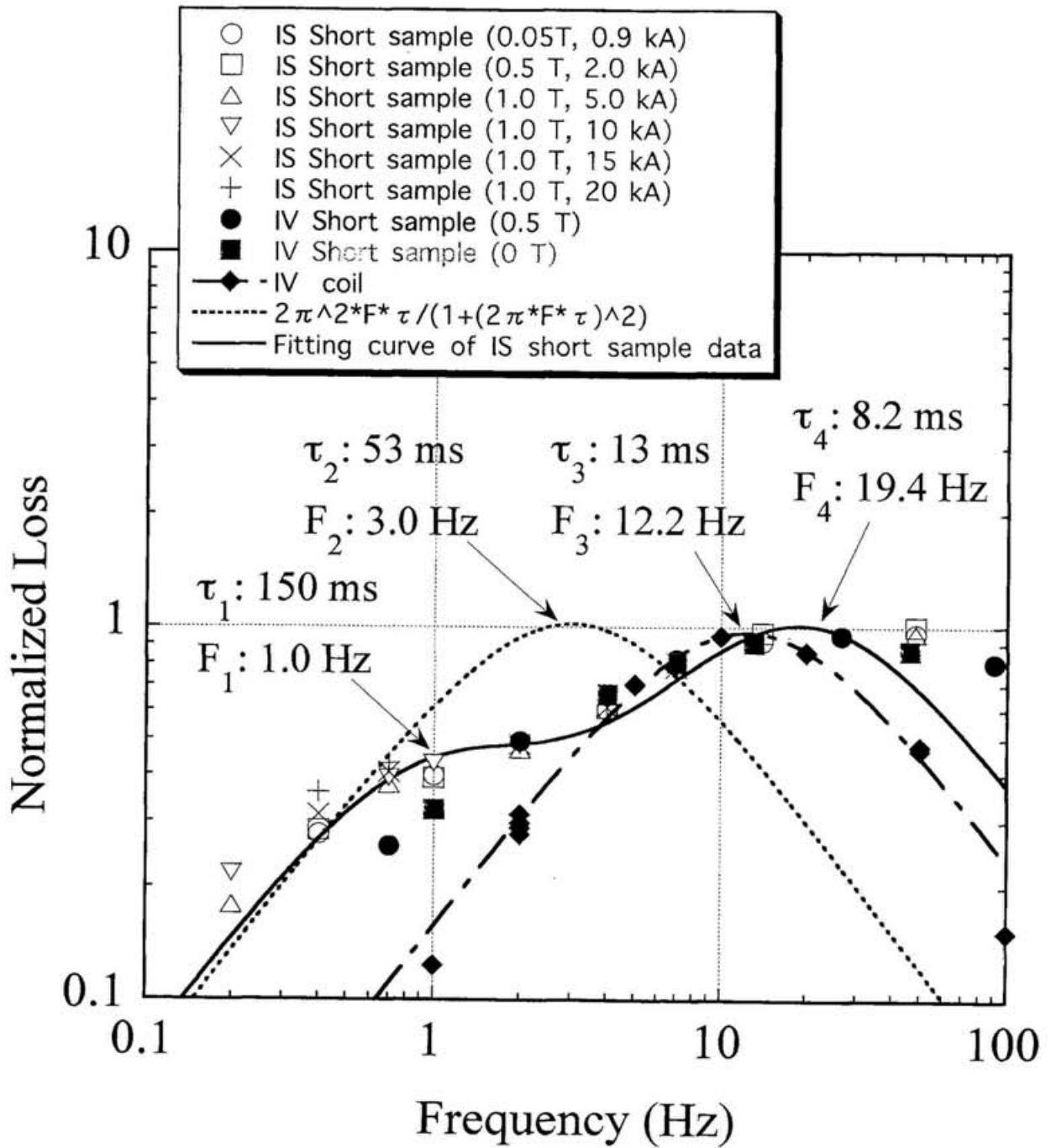


図 5.8 短尺導体試験との交流損失の比較

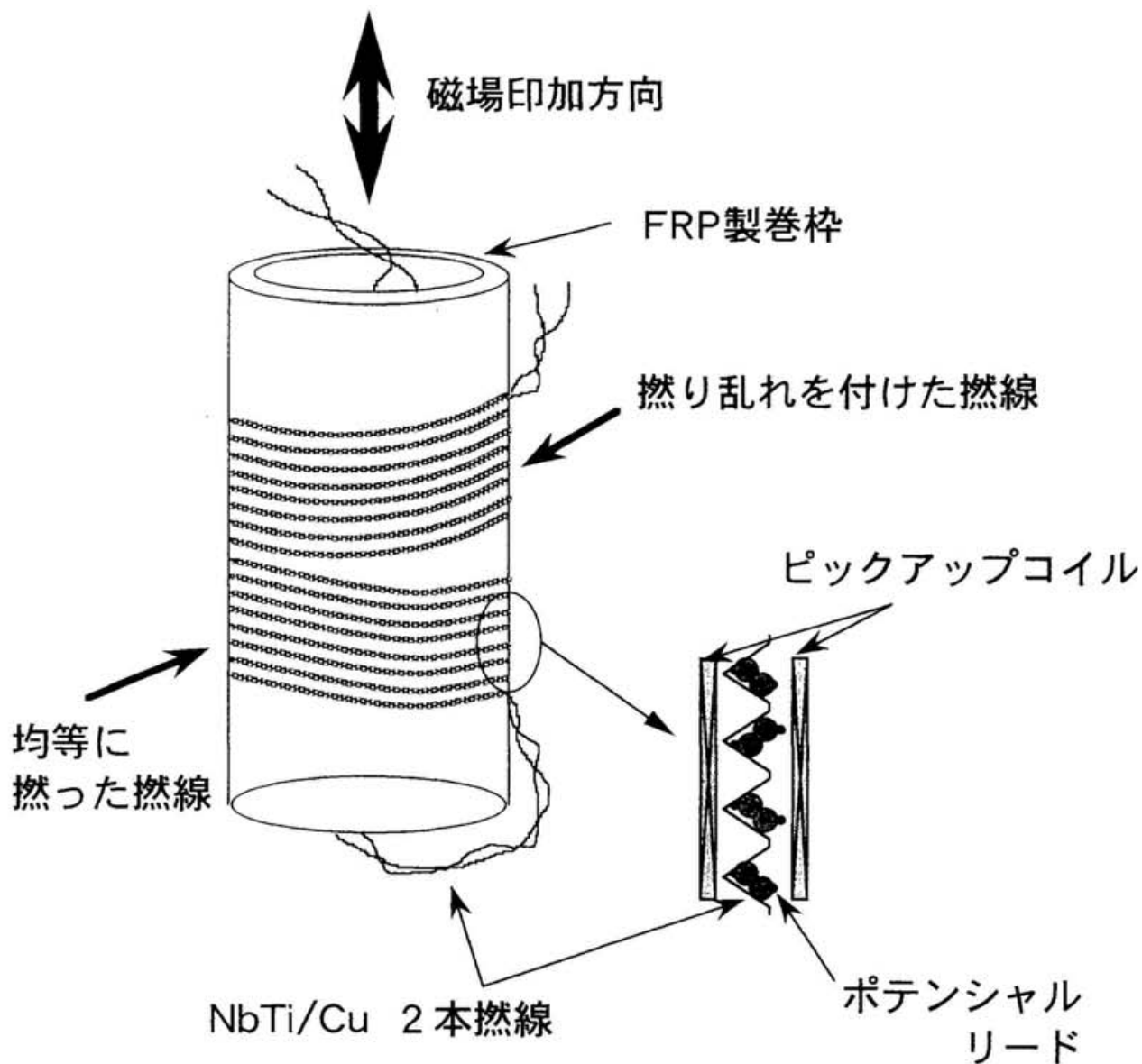


図 5.9 サンプル概略図

FRP製の巻き棒に、燃り乱れを意図的に付けた燃線と、均等に燃った燃線を上下に無誘導となるように巻き付けた。燃線間には接続部は無く、連続している。

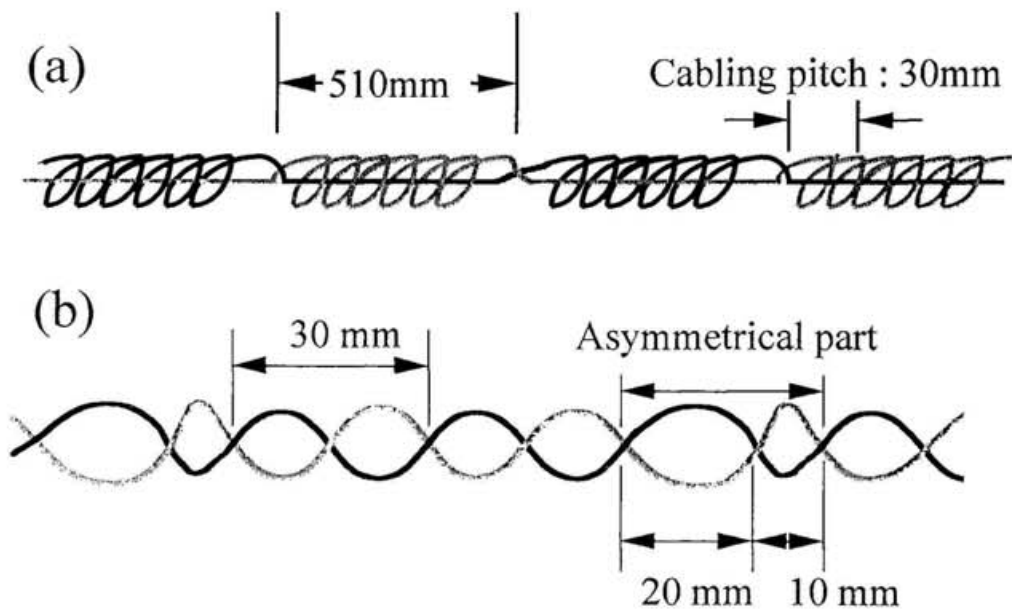


図 5.10 意図的な撚り乱れの付け方
(a) Sample 1, (b) Sample 3

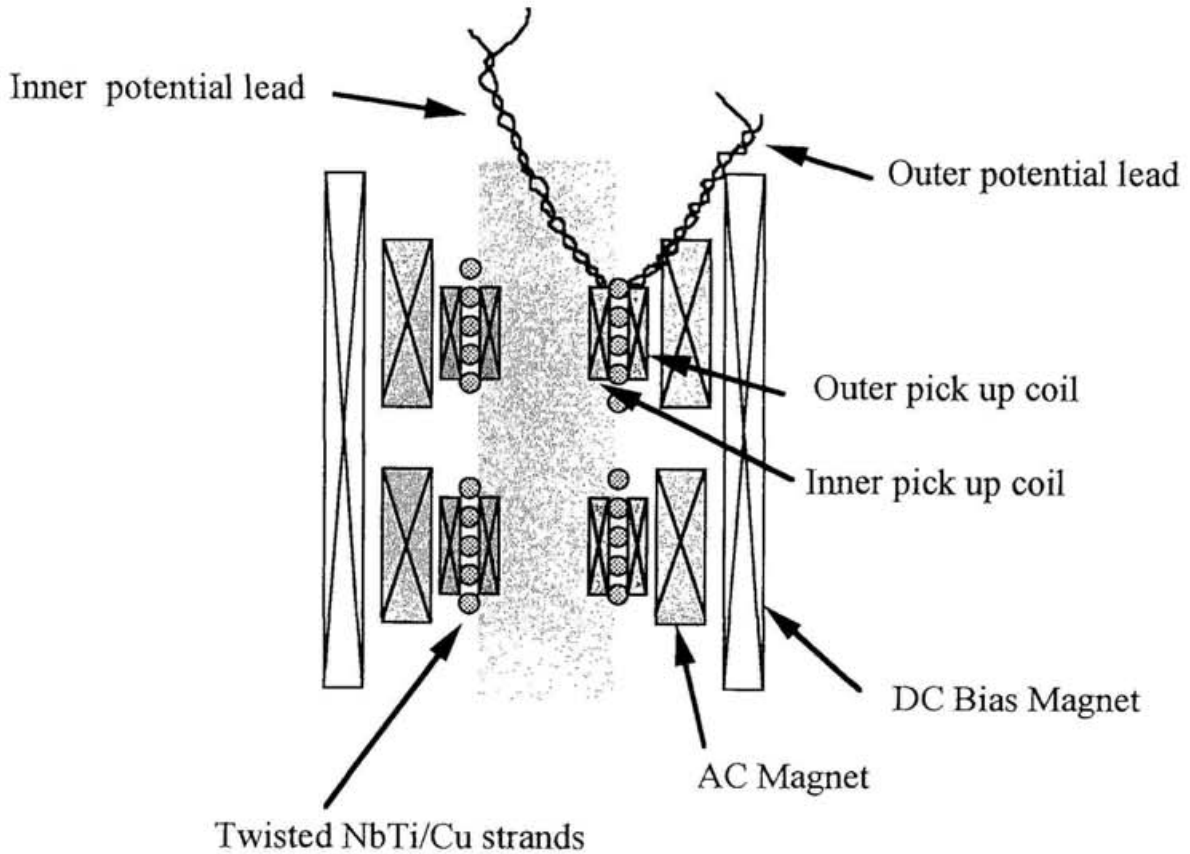


図 5.11 サンプル配置図

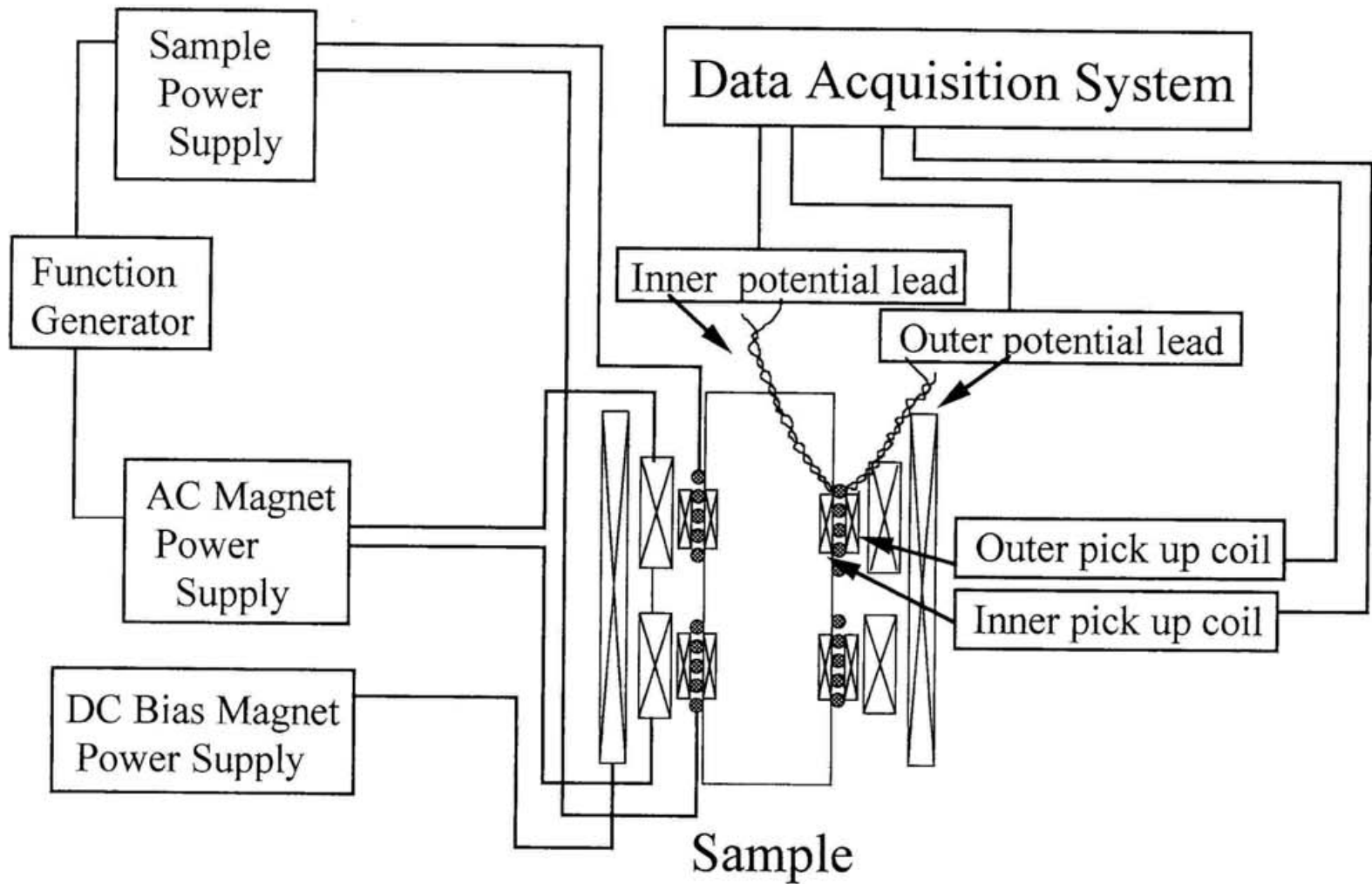


図 5.12 交流損失測定系回路概略図

コイル電源とサンプル電源は独立しており、
両者の位相は任意に制御できる。

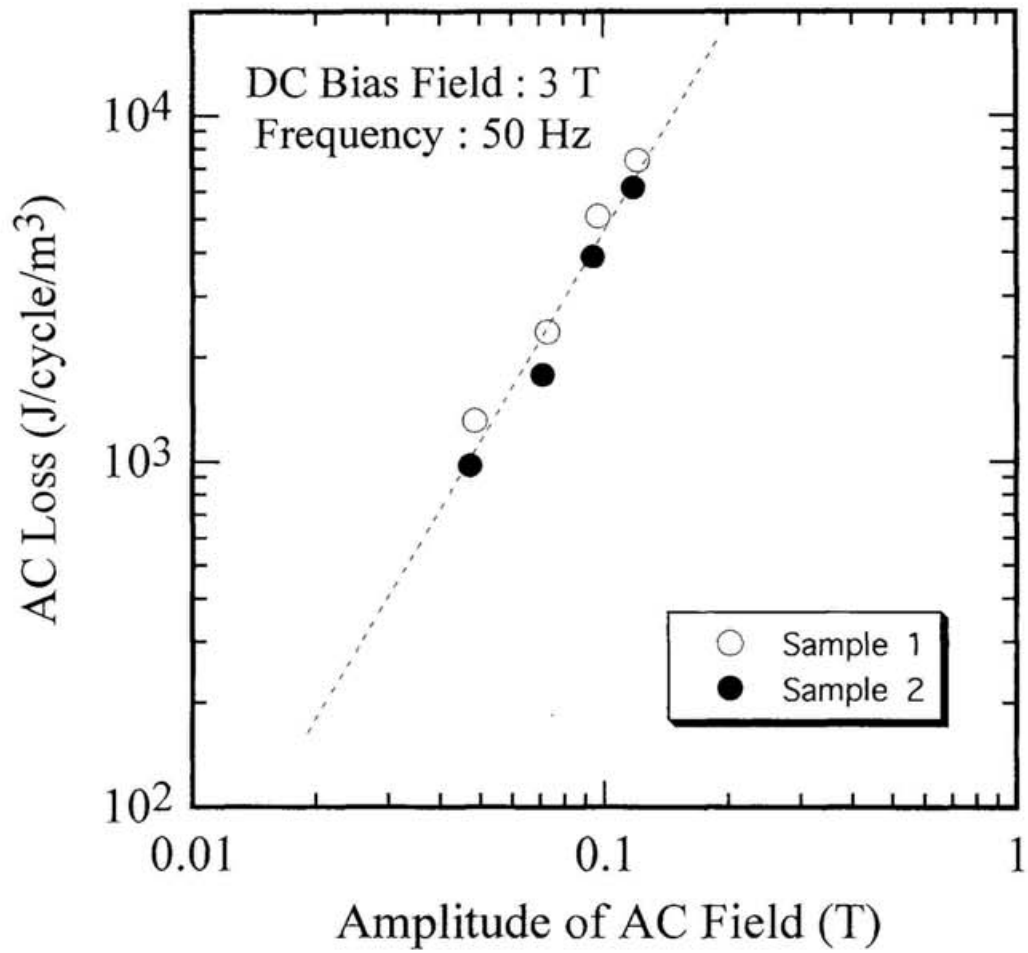


図 5.13 単位体積あたりの交流損失の印加磁界振幅依存性
交流損失は印加交流磁界振幅の 2 乗に比例

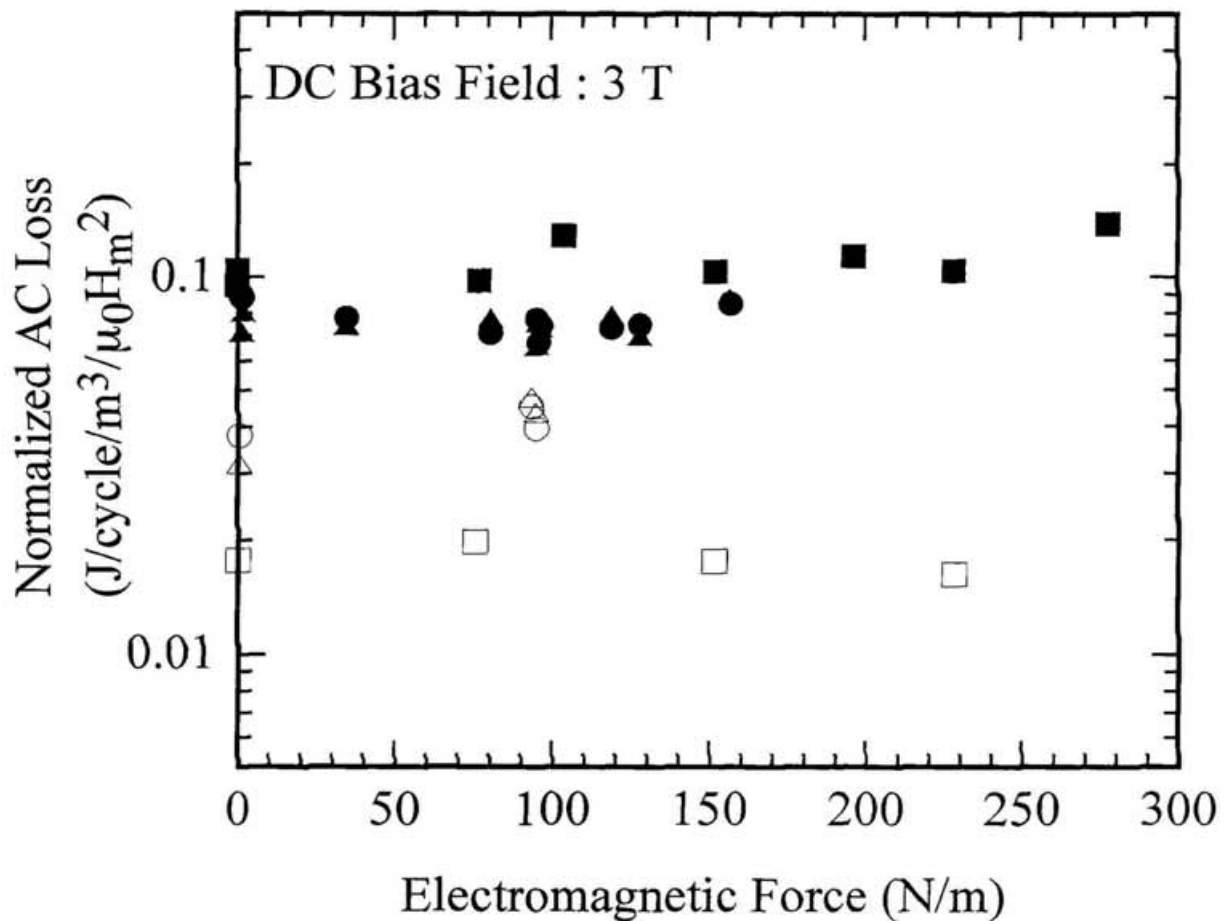
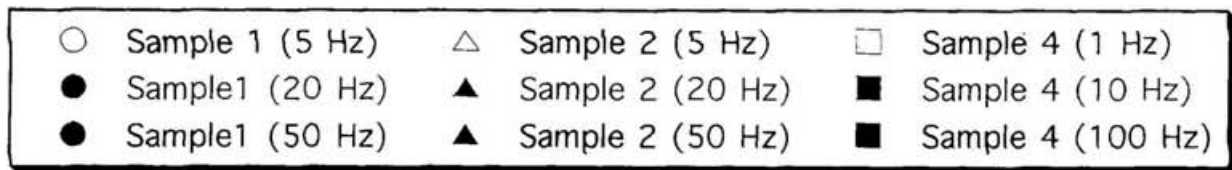


図 5.14 規格化損失の電磁力依存性

実験範囲内において、規格化損失は電磁力によらず一定である。

電磁力による、素線間の接触抵抗の変化で交流損失が影響を受けてはいない。

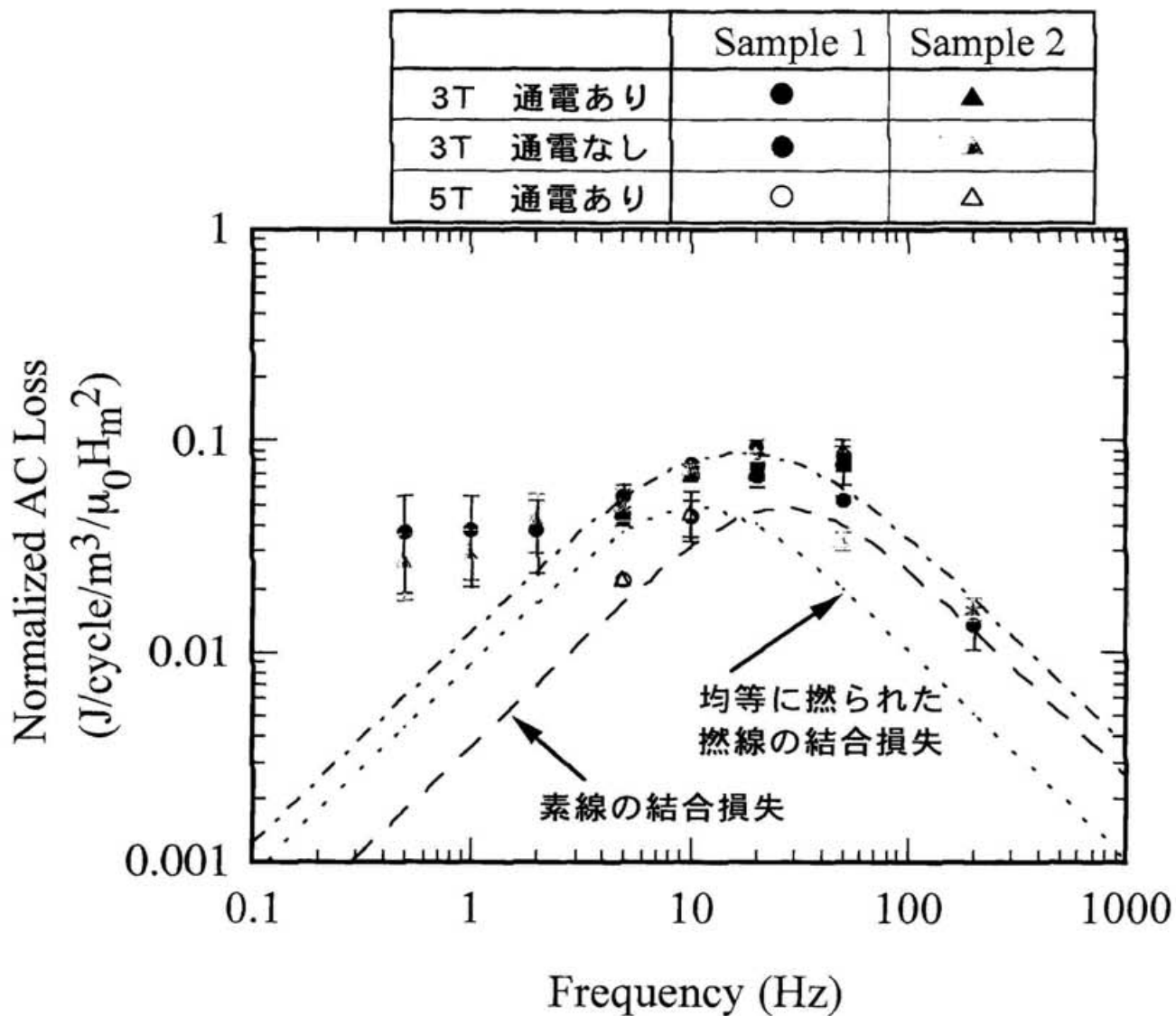


図 5.15 交流損失（規格化損失）の周波数依存性
手燃りサンプル

低い周波数における損失の増加が確認される。

周期的な燃り乱れの差は見られない。

（手で燃ったことによる影響）

バイアス磁界の増加により高い周波数側に特性がシフト。

（磁気抵抗効果）

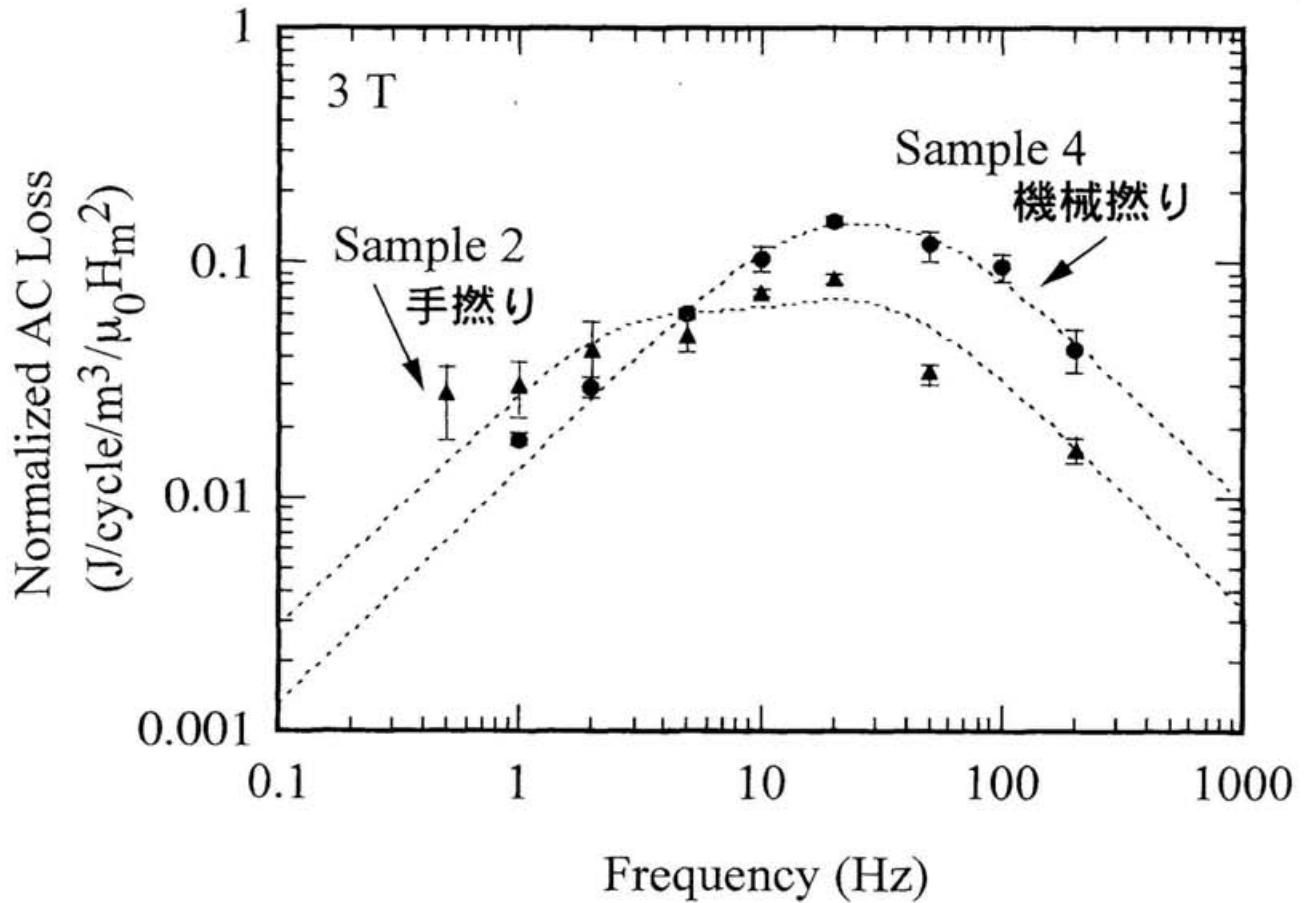


図 5.16 交流損失の周波数依存性
手撚りと機械撚りの違いの影響

手で撚った場合、低周波数側の損失が増加している。

機械撚りサンプルでは、素線内の結合時定数をピークに持つ
デバイ曲線となっている。

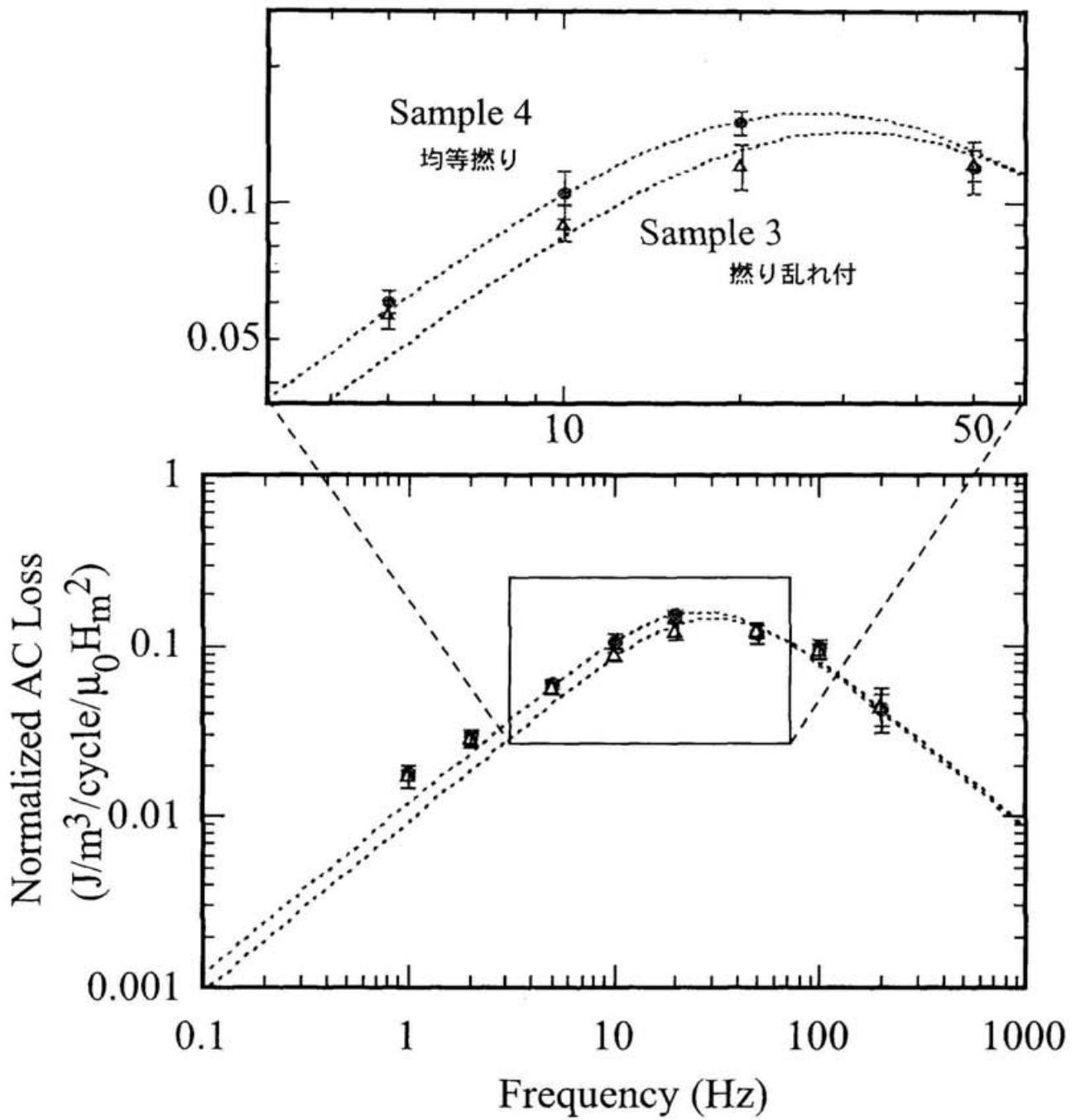


図 5.17 交流損失の周波数依存性
 周期的な燃りピッチの乱れの影響

周期的な燃りピッチの乱れにより低周波側の損失がわずかに増加している。

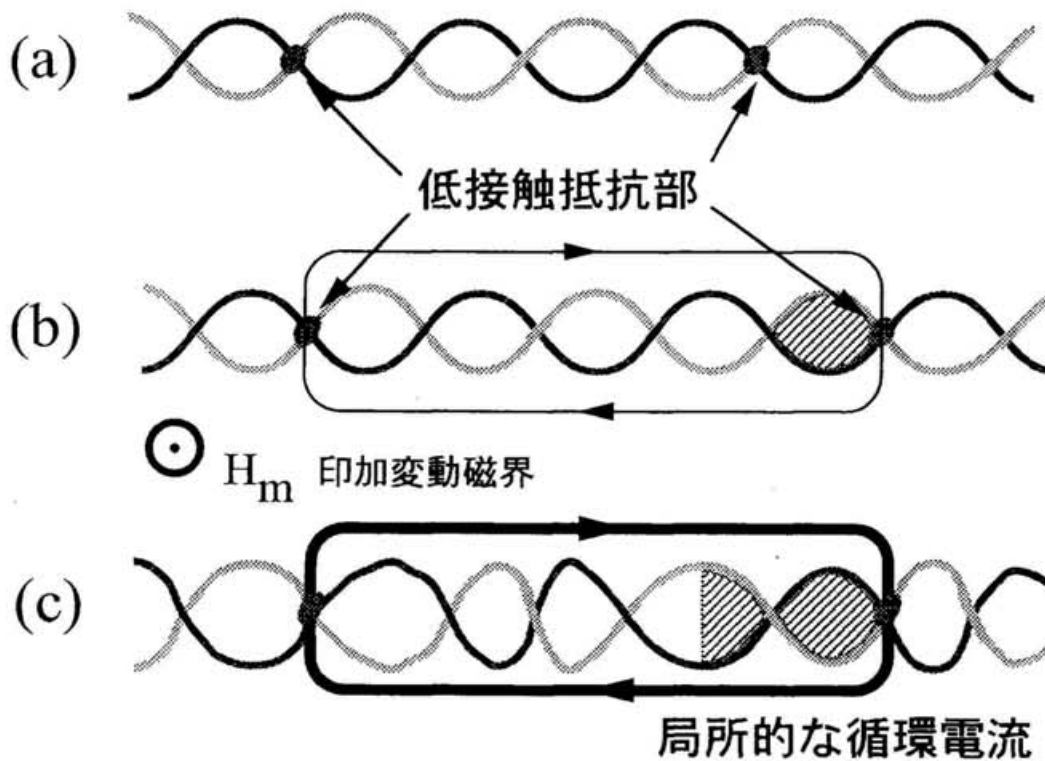


図 5.18 素線間に局所的な循環電流が生じる機構概念説明図

図中のハッチングした面積に相当して、外部変動磁界により誘起された電圧に応じた電流が、素線間の接触抵抗の低いところを経由して循環する。

然り乱れがあり、低接触抵抗部が複数のピッチを介して存在するほど、時定数が長く無視できない電流が循環する。

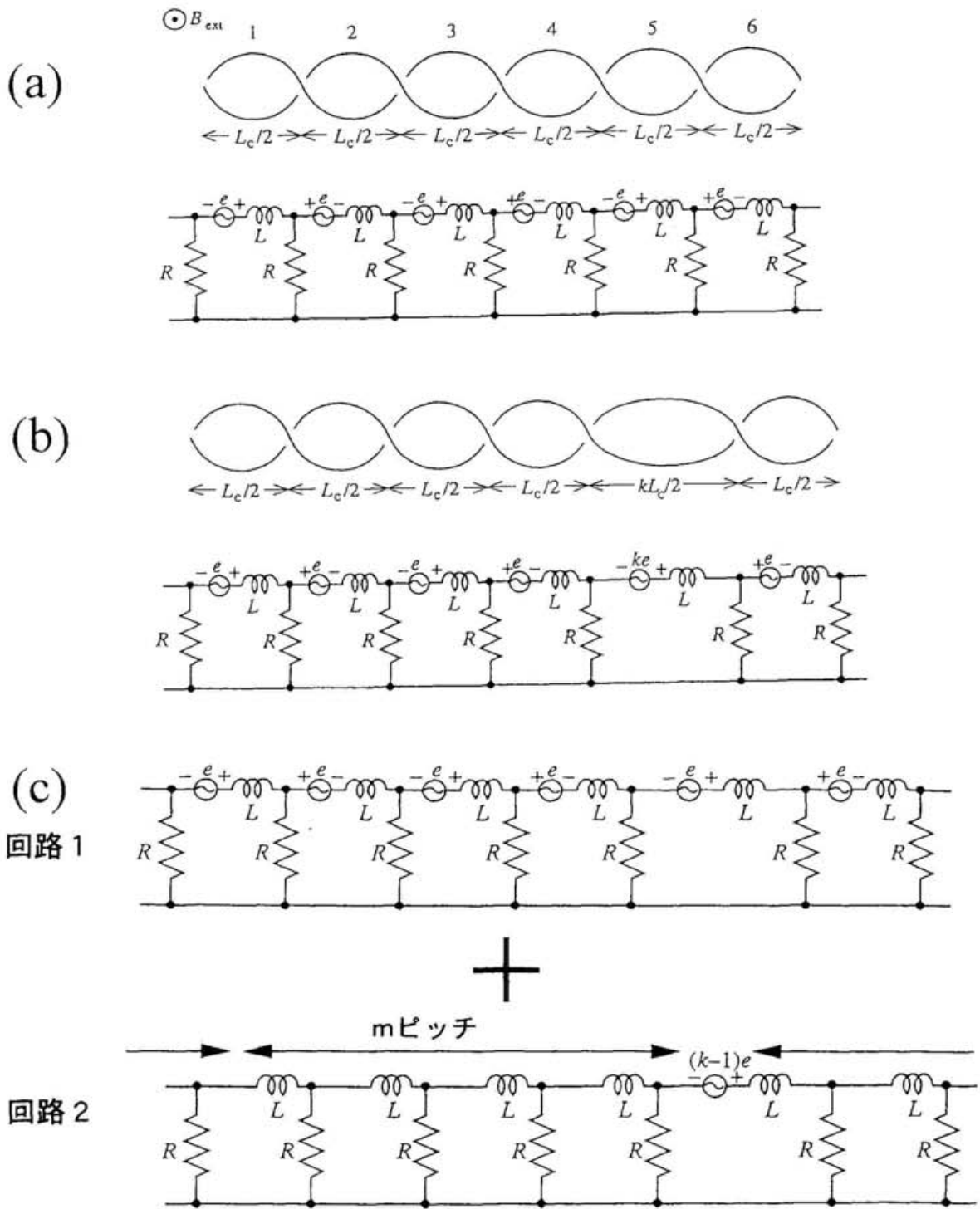


図 5.19 解析に用いた 2 本燃線の電気回路モデル

- (a) 2 本燃線が均等に燃られている場合
- (b) 燃りピッチの一部が周期的に燃り乱れた場合
- (c) 2 つの回路の重ね合せによる燃り乱れ回路モデル

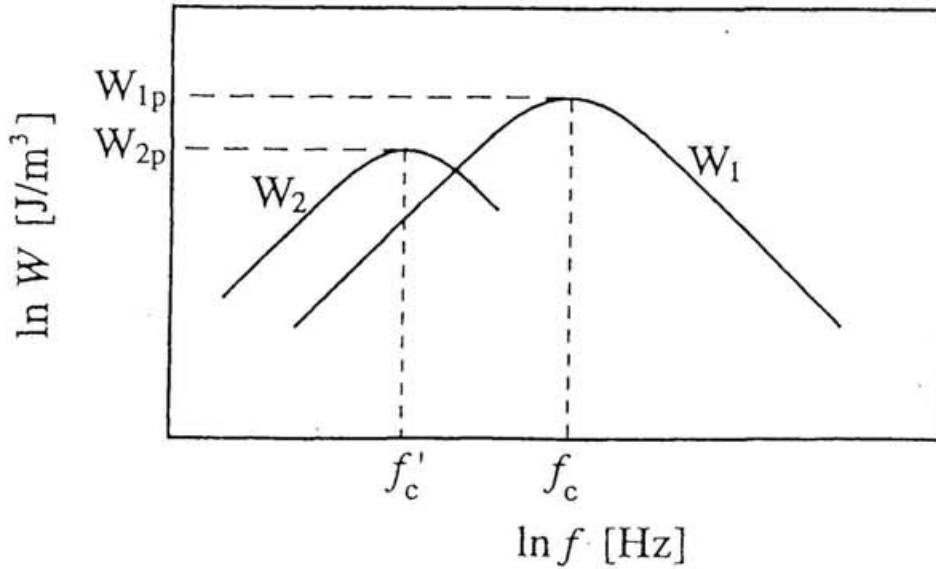


図 5.20 2本燃線の燃り乱れによる結合損失への影響
電気回路モデルによる解析結果

W_1 : 燃り乱れの無い燃線部分の結合損失

W_2 : 燃り乱れによる結合損失

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau} \quad f'_c = \frac{1}{2\pi\tau_{eff}}$$

τ : 燃り乱れの無い燃線部分の結合時定数

τ_{eff} : 燃り乱れによる結合時定数

燃り乱れが周期的 (mピッチ毎) に生じていると仮定した分布定数電気回路計算により、燃り乱れに起因した長い時定数 τ_{eff} の存在を示す解が得られた。

この燃り乱れの成分により、低い周波数領域における結合損失が増加することを、解析的にも確認できた。

6章 撚線導体の安定性ならびに交流損失に関する総括的検討

本章では、今まで述べてきた撚線導体内の電流分布が安定性ならびに交流損失に与える影響についてまとめるとともに、安定性と交流損失の両面に影響を与える素線間接触状態に着目し、高い安定性と低い結合損失を同時に満足する撚線導体構造について検討する。

6.1 撚線の安定性ならびに交流損失に与える電流分布の影響

超伝導撚線導体は、撚線間の僅かなインダクタンスの違いや常伝導電流リードとの接続部における接触抵抗のばらつきにより、導体内の電流分布が均等とされない偏流現象が生じることで、素線絶縁した撚線を用いたコイルの臨界電流の低下[6.1]や局所的な擾乱に対する安定性の低下[6.2]が起こることが報告されている。前章までの研究により、表面を絶縁していない素線を用いた撚線では、この偏流による安定性の低下が見られる通電条件が確認されたが、この影響は転流効果によってもたらされる安定性の向上により相殺され、結果として偏流は安定性に大きく影響しない結論が得られた。すなわち、安定性に着目したならば、転流が起きやすく、また、転流により素線間を渡る電流が増加しても、その接触部におけるジュール発熱が十分小さくなるように、撚線間の接触抵抗は小さいほど高い安定性が得られると考えられる。一方、5章で述べたように、現実の撚線導体においては、幾重にも撚線を撚り合わせるために、撚りの乱れや撚線間の接触抵抗にばらつきが生じていると考えられ、これに起因して複数の撚りピッチを渡った長い結合ループが形成されることで局所的な偏流が生じ、時定数の長い結合損失が発生すると推定できる。この結合損失は、素線間の接触抵抗が小さいほど大きくなることから、損失低減の観点からは素線間の接触抵抗は大きいほど良いこととなる。すなわち、撚線導体の安定性を高め同時に結合損失を低減させることは、相反する接触状態を要求することから単純には実現できない。そこで、以下において撚線の接触状態に着目した考察を行ない、安定性を損なうことなく結合損失を低減する導体構造を検討する。

6.2 安定性と交流損失に対する撚線の接触条件

6.2.1 接触電気抵抗

2章で述べたように、素線絶縁されていない撚線導体において、局所的な擾乱により常伝導部が素線の一部に生じると、そこを流れていた電流が隣接線に転流することで安定性が向上する。このため、安定性の観点からは撚線間の接触電気抵抗が低ければ良いことになる。一方、5章で触れたが、素線間の接触電気抵抗が小さくなると素線間を渡る結合電流の増加に伴って結合損失が増大し、しかも低い電気抵抗を持った接触部の分布形態によっては素線間の結合時定数が長くなることから、低い周波数領域での結合損失が増えることとなり、実用上大きな問題となる。

安定性には通電電流依存性があることを2章において示した。大型超伝導マグネットのように、大電流を流すマグネットでは何らかの原因で超伝導状態が維持できなくなることが生じないように安全率を考慮して運転電流が設定されるのが通例である。この意味からは、2章で示したように最小伝播電流以下の通電電流にとどめるのならば、安定性は十分高く偏流の影響も受けないことが実験により確認されていることから、結合損失低減重視の導体構造をとることが望ましく、転流が起こりうる程度の高い素線間接触電気抵抗を持った撚線導体を設計すれば良い。しかしながら、マグネットの規模を変えずにより高磁界を発生させるためには、通電電流を増やし臨界電流に対する通電電流の割合としての負荷率を上げた運転が要求される。この場合には、接触電気抵抗を高くすることで、素線間を渡る転流電流量の増大による接触部のジュール発熱により安定性が低下することが危惧されるため、許容される結合損失の範囲内で素線間の接触電気抵抗を低くする設計となる。

ここで、撚線間の接触電気抵抗に影響を与える要因について考察する。

接触電気抵抗に関する研究は、スイッチやコネクタ等に代表される電氣的接触部品の信頼性評価の必要性により、すでに1800年代から理論的に接触電気抵抗の振る舞いが考察され、以来、R. Holmの研究によって、接触電気抵抗(R_c)は、母材間の直接接触部に電流が集中することで生じる集中抵抗(R)と、接触

面間に存在する汚染皮膜の電気抵抗で生じる皮膜抵抗 (R_p) の和として、次式のように表現されることが知られている[6. 3]。

$$R_k = R_c + R_f \quad (6. 1)$$

実験で用いた超伝導燃線のように、同種の金属が接触する場合には、集中抵抗 (R_c) は、次式で表される[6. 3]。

$$R_c = \frac{\rho}{2an} \quad (6. 2)$$

ここで、 ρ : 接触金属の固有抵抗

a : 接触面を円と仮定したときのその半径

n : 接触点の数

一方、皮膜抵抗 (R_p) は、

$$R_p = \frac{\rho_f \cdot d}{\pi \cdot a^2} \quad (6. 3)$$

のように表される。

ここで、 ρ_f : 皮膜の抵抗率

a : 接触面を円と仮定したときのその半径

d : 汚染皮膜の厚さ

本研究で取り上げている素線表面を電氣的に絶縁していない3本燃線の場合、安定化銅表面は自然酸化していると考えられる。銅の酸化に関しては、1000 Åの厚みまでは Cu_2O であることが報告されている[6. 4]。室温から 77K までの範囲において Cu_2O の抵抗変化を測定した報告では、低温になるほど抵抗が高くなる半導体的な振る舞いを示すことが知られている[6. 5]。

酸化銅の低温における信頼できる物性値が乏しいために、定量的に接触電気抵抗を算出することは困難であるが、10 Åの酸化皮膜で覆われている 1mm φ の

銅線を直交させた場合の、室温における接触抵抗の計測結果は $7\text{ m}\Omega$ であるという報告[6.4]と、酸化銅は温度の低下に伴って抵抗が半導体的に増加し、室温に比べて 77 K では3桁から5桁ほど抵抗値が増加する報告[6.5]から判断し、現在議論している撚線間の 4.2 K における接触電気抵抗は、数 Ω 程度以上となってしまう。このため、4章に示した3本撚線間の接触抵抗の測定値である数 $\text{m}\Omega$ ～数十 $\mu\Omega$ と比較すると、酸化層による皮膜抵抗は絶縁膜とみなすことができ、その存在は無視して差し支えないと判断できる。すなわち、接触抵抗は集中抵抗だけを考慮すればよく、このことは図 6.1 に示す撚線の接触状態概念図のように、接触抵抗は一部の金属接触している部分と皮膜を介して接触している部分の並列抵抗で決まると考えた場合、金属接触している部分が支配的に接触抵抗を左右すると考えることで支障がないことを意味する。この考え方は、低抵抗である金属同士の接触部の抵抗で接触電気抵抗が近似できるという指摘[6.6]とも矛盾しない。

集中抵抗は、接触面積に依存することから、結局、接触抵抗は接触面積の関数として定義できる。接触抵抗の接触面積との関係を計算した一例を図 6.2 に示す。接触電気抵抗は、接触面積が定量化できれば算出できることになる。接触面積は、接触金属の硬さと接触圧力によって近似することができる。また、接触抵抗の定量方法として、表面粗さと接触圧力をパラメータとした統計的手法が提案されている[6.7]。しかしながら、接触圧力を測定することは容易でなく、また、ケーブルインコンジット導体の撚線のように、意図的に冷媒流路を確保するための空隙を持たせた撚線では、電磁力による素線間の接触圧力の変化が生じることから、結局、現状では真実の接触面積を定量的に求めることは困難であり、何らかの方法により直接測定する以外、有効な接触抵抗評価法がないのが現状である。

6.2.2 接触熱抵抗

超伝導撚線の安定性は、撚線間の電磁的および熱的な接触状態によって影響を受けることが数値計算によって指摘されていることはすでに述べた。ここで、

素線間の熱抵抗が低く隣接線に熱が拡散しやすくなると、電流転流による安定性の向上が期待できなくなることが報告されている[6.8]。しかしながら、素線間の熱抵抗に関する研究はほとんど行なわれておらず、その値も不明であるのが現状である。ケーブルインコンジット導体に対して、その素線間の熱伝導率を測定した研究では、真空中で 0.3-0.8 W/(m K) at 30 K- 300 K の接触熱伝導率が計測されているものの、コンジット内に充填した気体の種類によっては接触熱伝導率が真空中の値の数倍となることに加え、素線間の間隙が熱伝導率に影響を与えることが報告されている[6.9]。撚線間の熱抵抗を評価するためには、素線間に存在する冷媒の効果を考慮する必要があるが、素線間の間隙を把握することが容易でないことから、計測によって熱抵抗を評価する方法は確立されていない。

ここで、図 6.1 に示した素線間の接触概念を基に接触熱抵抗を考察する。接触熱抵抗は、前節の電気抵抗と同様に、素線金属同士が直接接触している部分と酸化皮膜等を介して接触する部分の熱伝達に加え、素線間に充満した冷媒を介した熱伝達が熱回路的に並列接続すると考えることができる。この考え方に基づき、接触面の微細な凹凸を表面粗さのパラメータとして、接触熱伝達率(h_c)は、次式に示す関係式が提案されている[6.10]。

$$h_c(k) = \left(\frac{1}{2 \cdot \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{h_0}} - \frac{\lambda_f}{2 \cdot \delta} \right) \cdot k + \frac{\lambda_f}{2 \cdot \delta} \quad (6.4)$$

ここで、 λ : 接触固体の熱伝導率

λ_f : 隙間に介在する物質の熱伝導率

δ : 接触面の粗さ

k : 見かけの接触面積に対する金属同士の真実接触面積比

h_0 : 直接接点における熱伝達率

をそれぞれ示す。

直接接触点における熱伝達率(h_0)は、固体の電気伝導率と熱伝導率との関係を表すヴィーデマン・プランツの法則から定義することも可能であるが、液体ヘリウム温度近傍においてこの法則が適用できる保証がないことに加え、多くの場合接触熱伝達率は $10^5 \sim 10^6$ [W/m² K]の値を取ることが知られており[6.10]、計算には 5×10^5 [W/m² K]を用いる。液体ヘリウム冷却のNbTi/Cu 撚線間の接触熱伝達率と k の関係を計算した結果を図 6.3 に示す。なお、接触面の粗さは $1 \mu\text{m}$ とした。計算によると、接触熱伝達率は 10^4 [W/m² K]から仮定した直接接触点の熱伝達率の値(5×10^5 [W/m² K])までの範囲で変化することが示されるが、この値の幅は数値計算による安定性解析の研究[6.11]-[6.13]で用いられている接触熱伝達率と同等である。

熱伝達率が k の関数として定義できるとするならば、実際に接触している金属同士の接触面積を計測することで、接触熱伝達率が算出できることとなるが、前節でも述べたように、素線間の接触状態を把握する方法が確立していないことに加え、電磁力等により素線間の接触圧力が変化すると接触面積も変化するために定量化は容易でない。 k が接触面押し付け圧力(P)に対する接触固体の硬さ(H)との比(P/H)に近似的に等しいと仮定すれば熱伝達率を見積もることは可能であるが、素線間の接触圧力を容易に求める方法もないのが現状である。

6.2.3 接触電気抵抗と接触熱抵抗の関係

接触電気抵抗と接触熱抵抗は、どちらも接触面積の関数として表すことが可能であることを述べた。そこで接触面積をパラメータとして接触電気抵抗と熱抵抗の関係の一例を表すと図 6.4 の結果が得られる。この結果は、接触電気抵抗と熱抵抗の間に関係があることを示すものであり、接触面積を定量することが可能となれば、撚線間の電磁的・熱的な接触状態を見積もることができることを意味している。接触面積を定量・制御することが可能となれば、導体設計をする上でも有益である。なお、この関係は、接触部の間隙の寄与を考慮していることから、ヴィーデマン・プランツ則で示される固体の電気伝導率と熱伝導率の関係とは本質的に違った相関関係である。

6.3 高安定低損失な撚線構造の提案

高い安定性と低い交流損失を同時に満足することは、先にも述べたように相反する接触条件を要求することになる。これは撚線の接触状態が長手方向に一樣であるという前提条件においては実現することは難しい。

ところで、5章で述べたように撚りピッチの $1/2$ 長さの偶数倍であれば、素線間の接触抵抗の低いところがあっても結合損失の増大にはならないことを示した。また、安定性の観点からは接触抵抗が低いほど良いが、熱の観点からは隣接線への熱の拡散が少ない方が良いことも分かっている。しかしながら、一般に、電気抵抗が低いものは熱抵抗も低いいため、素線間を単純に一樣に何らかの物質で表面処理しただけでは、高安定で低結合損失の撚線導体を作製することはできない。安定性を低下させることなく、低い交流損失特性が期待できる撚線導体構造については、周期的に素線間を短絡させる方法[6.14]や、CuNiマトリクス交流用超伝導線の外表面に Cu を配置する方法[6.15]が提案されており、基礎研究が進められている段階である。

ここで、酸化物超伝導体は熱伝導が低く、液体窒素温度で超伝導状態となる種類が存在する。このために金属系超伝導体を用いたマグネットへの電流供給用導体（電流リード）としての応用[6.16]などが行われている。また、たとえば Bi 系銀シース線材では、液体窒素温度において磁場中の通電特性が劣化するが、温度が低下すると金属系よりも優れた通電特性を持つことも知られている[6.17]。

そこで、この酸化物超伝導体を撚りピッチの $1/2$ 長の偶数倍間隔で撚線間に挿入することが可能となれば、交流損失を増加させることなく高い安定性を維持した撚線導体が構成できる。図 6.5 に概念図を示す。

具体的な製法については、検討が必要であるが、一例としては、撚線過程において最終成形用のダイス部分を改造し、撚りピッチに対応した線材の撚り合わせ速度に応じて間欠的に酸化物超伝導粉末を吹き付けた上で撚り合わせることができれば実現し得る撚線構造である。

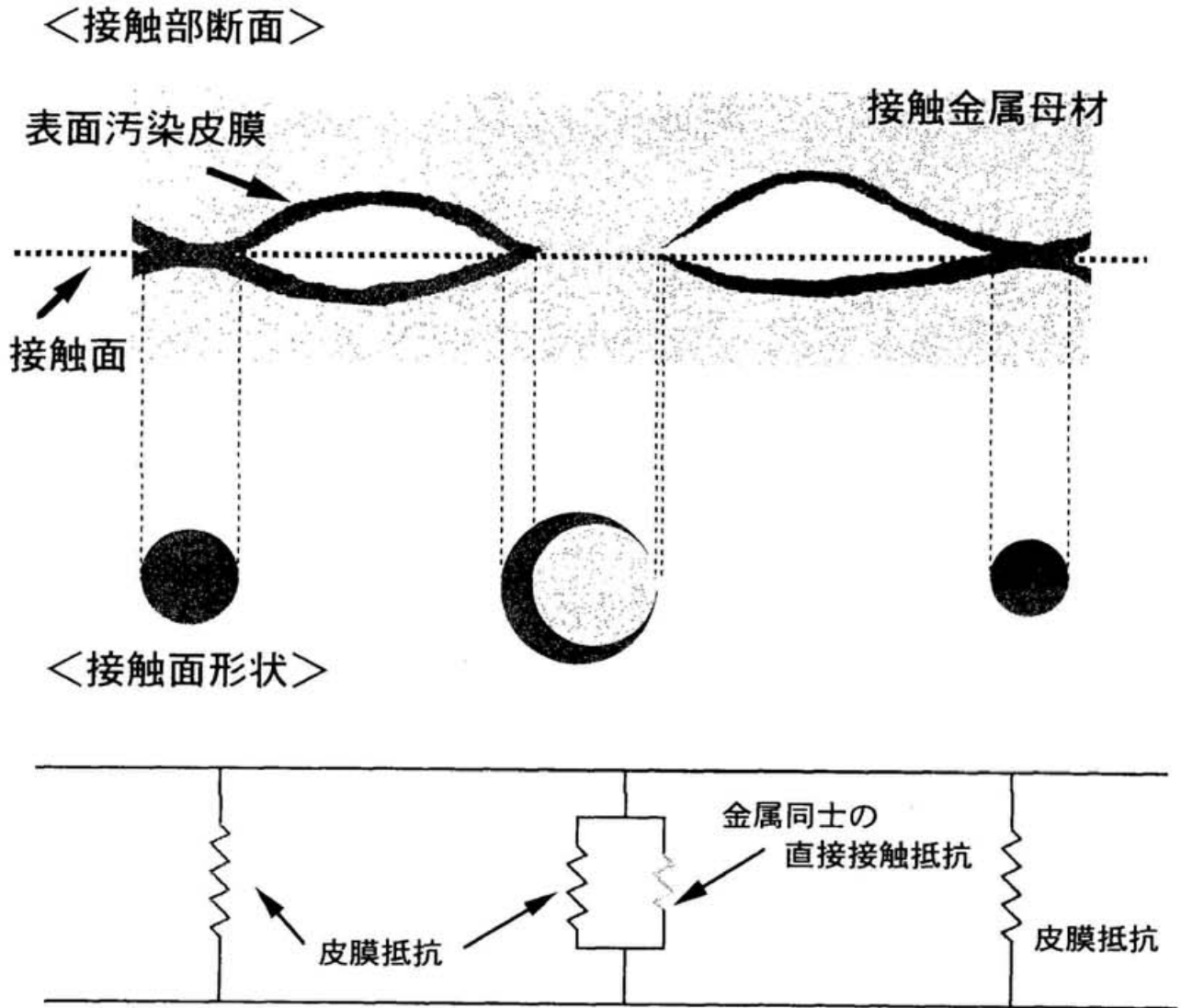


図 6.1 接触面を円と仮定した場合の素線間接触概念図

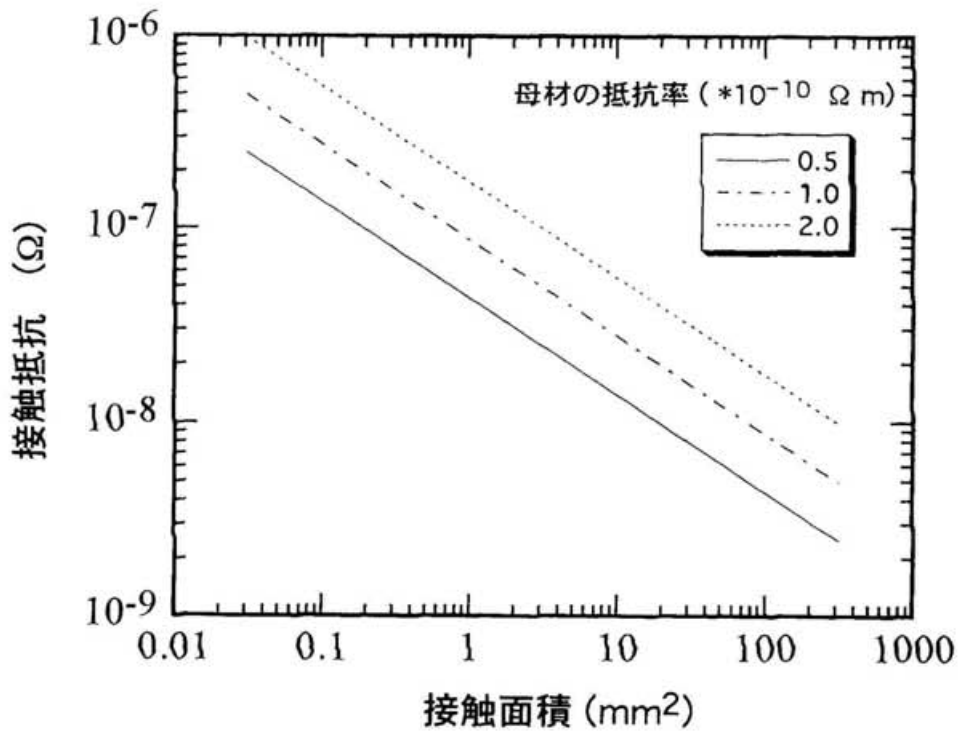
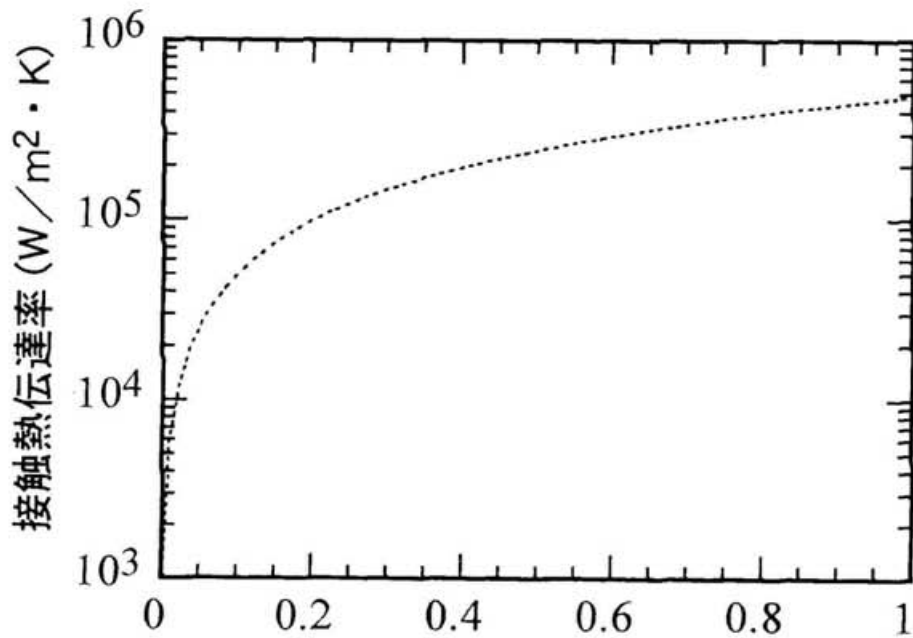


図 6.2 接触面積と接触抵抗の関係

4.2 K における銅の抵抗率付近をパラメータとして計算



k: 金属同士の接触面積 / 見かけの接触面積

図 6.3 接触熱伝達率とkの関係

表面粗さ $1 \mu\text{m}$ の NbTi / Cu 素線間の、
液体ヘリウム中での接触熱伝達率を計算

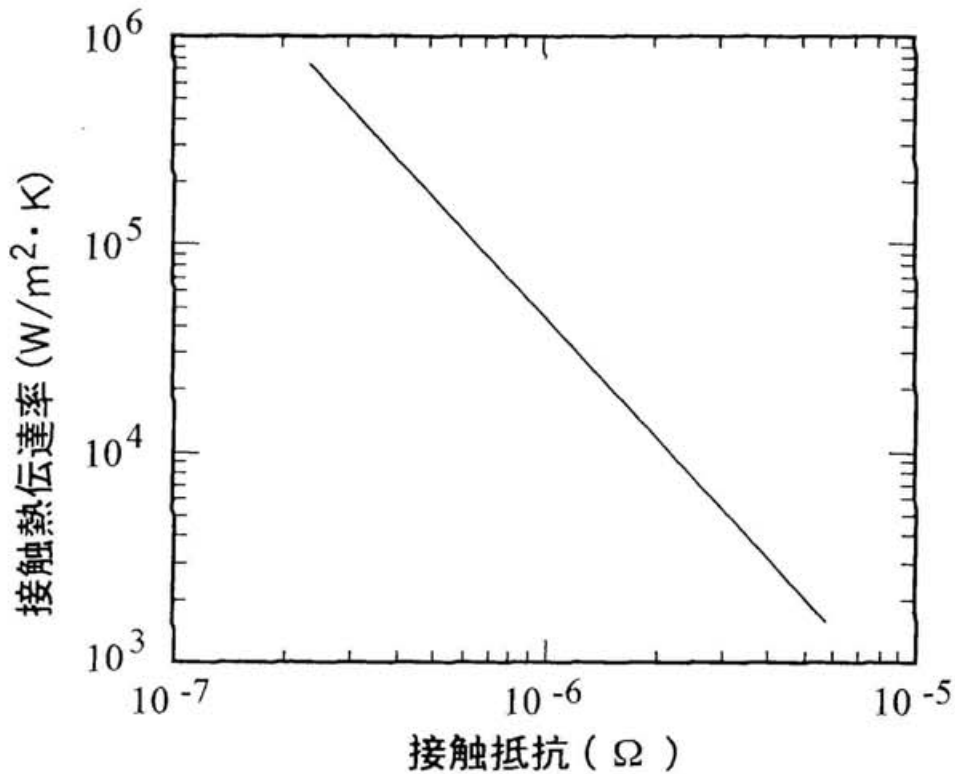


図 6.4 接触抵抗と接触熱伝達率の関係の一例

NbTi/Cu 素線間の見掛けの接触面積に対する金属同士の接触面積の比をパラメータとして計算。
安定化銅の抵抗率を 0.6×10^{-10} (Ωm) とした。

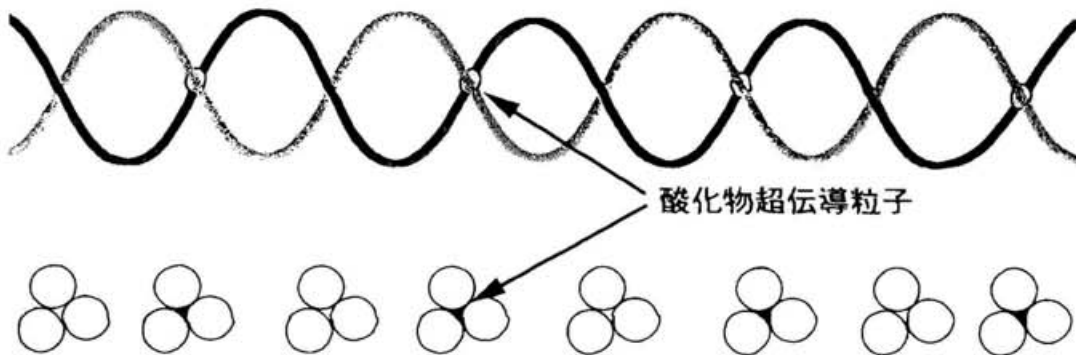


図 6.5 高安定低損失燃線の概念図

素線間に酸化物超伝導粒子を1/2燃りピッチの
偶数倍間隔ではさみ込む。

7章 結論

7.1 本研究の成果

本研究は、核融合炉用マグネット、および、超伝導電力貯蔵システム(SMES)等の大型電力機器に用いられる超伝導撚線導体に対し、導体内の電流分布が一様とならない偏流状態が生じることが安定性ならびに交流損失に与える影響について、実験を中心に行なったものである。

これまでの研究により、表面を電氣的に絶縁した超伝導素線を撚り合わせた導体では、この電流偏流によって一部の素線が臨界電流を超え、不安定となることが明らかとなっている。そこで、表面を絶縁しない素線を用いた撚線が開発され、局所的に一部の素線が常伝導転移してもそこを流れていた電流が他に乗り移る転流現象が生じることで、安定性の向上が図られた。しかしながら、偏流の問題が解決したわけではなく、偏流が安定性に与える影響については明確にされていない。

そこで、この点に着目し、大型超伝導撚線導体の基本構成単位の一つであるNbTi/Cu 3本撚線を用いて、局所的な擾乱を1本の素線に取り付けたカーボンペーストヒータへのパルス通電により模擬し、超伝導線全体が常伝導転移するために必要となる最小のヒータ入熱エネルギーを測定することによって、種々の条件下における超伝導撚線の安定性を系統的に評価する実験を行った。

はじめに、3本撚線の安定性の通電電流依存性を測定し、素線1本の安定性測定結果との比較を行なった。3本撚線の安定性は、素線の安定性を本数倍した値に比べて大幅に向上することを確認し、一次元熱平衡方程式による解析を通して、この安定性向上が撚線化に伴う効果的な電流転流によることを示した。次に、素線間の初期の電流分布を制御する独自の実験手法を用い、偏流が安定性に及ぼす影響を定量的に評価した。偏流の増大によって素線間を転流する電流量が増加し、素線間接触部でのジュール発熱によって安定性が劣化することが確認されたが、撚線化による安定性の向上に比べ、その影響は小さいことを明らかにした。

また、撚線の安定性に関して、従来から多くの研究が行なわれており、数値解析や数本の撚線を用いた基礎研究によって、素線間の電磁的・熱的な接触条件に依存し

て安定性が大きく変化することが示されている。しかしながら、素線間の接触状態を制御することは容易でないばかりか、素線間の接触抵抗を低くしすぎると、変動磁界中での素線間の結合電流が増大し、交流損失(結合損失)の増加を引き起こすことから、最適な接触条件は必ずしも明確になっていない。

そこで、素線間の接触条件を制御するために、撚線を巻き付ける試料ボビンを工夫し、ボビンの外径を変化させることによって素線に加わる張力を変化させ、撚線間の接触抵抗と安定性との関係を定量的に評価できる実験装置を考案した。この装置を用いた実験で、接触抵抗の減少により安定性が向上することを確認した。また、本実験装置を用いた実験により、安定性を確保する為に必要な最大の接触抵抗値の評価が可能となった。

さらに、次世代の実用導体として期待されている臨界温度が高く磁場中での臨界電流特性にも優れた Nb_3Sn の 11 本成形撚線を試作開発し、素線表面をクロムメッキすることによる接触抵抗の変化が安定性に与える影響について研究を行なった。結果として、クロムメッキをしたことによる素線表面状態の変化に関わらず、有効な素線間接触面積の増加による接触抵抗の低下が安定性の向上に寄与することを、撚線接触部の SEM 観察やオージェ電子分光法による分析を通じて確認した。

このように、安定性の観点からは素線間の接触抵抗を低くすることが望ましいこととなるが、逆に交流損失(結合損失)は増大することが知られている。しかし、偏流が結合損失に及ぼす影響については明確にされておらず、撚線の安定性の評価と同時に結合損失の評価を行なうことが重要であると考えた。撚線内で素線間のインダクタンスに僅かな相違があると、各素線の電流分布が一様でなくなり、偏流が生じる。素線間を絶縁しない撚線の場合、この偏流は導体長手方向に不変ではなく、場所により変化し、局所的な偏流が生じる。このことは、撚線内に偏流に伴った循環電流が流れることを示しており、この局所的に表れる循環電流が新たな結合損失として交流損失増大の原因になると考えられることを指摘した。

最近行われた大型超伝導マグネットの通電試験の結果、短尺導体による交流損失の測定結果からは予測できない交流損失の増大が確認され、問題となっている。この交流損失増大の原因が、上述の撚線内の局所的な偏流に起因していると推定し、こ

れを検証する実験を行なった。実験は、偏流を発生させるために意図的に撚り乱れをつけた NbTi/Cu 2本撚線を作製し、交流損失の周波数依存性を測定した。この結果、偏流によって長い時定数の結合電流が発生し、低周波数領域での交流損失が増大することを実験的に初めて証明した。また、2本撚線の電気回路モデルを解析的に解くことで、撚り乱れ等に起因した結合起電力の存在により、長い時定数成分の結合損失が増大することを確認した。これらのことは、大型超伝導マグネットで見られた交流損失増大の原因を解明する糸口となる重要な成果と言える。

最後に、以上の研究を基に、高い安定性と低い交流損失を同時に満足する超伝導撚線導体の構造について検討を行ない、撚りピッチの $1/2$ 長の偶数倍ごとに素線間を酸化物超伝導粉末等で短絡させるように素線間の接触抵抗を制御した導体構造が考えられることを示した。

7.2 今後の展望

本研究において、撚線の安定性は素線間の接触条件に影響されることを実験で示したが、撚線の安定性ならびに交流損失の観点から最適な電磁的・熱的接触条件を定量的に把握するには至っていない。本研究により、素線間の接触状態を変えながら安定性を評価する実験手法を確立したことで、今後は通電電流や素線表面状態、初期入熱条件などを広範囲に変えながら、接触抵抗と安定性の関係を定量的に把握する実験を行なう必要がある。また、撚線の安定性解析の精度を上げるためには、素線間の接触熱抵抗を把握する基礎実験を行なう必要がある。

撚線の交流損失に関しては、接触抵抗の定量化はもとより、その分布を把握した上で交流損失を測定する実験手法を確立することが必要である。

また、基礎実験で得られた結果を、複数本の超伝導素線を多重に撚った撚線導体に拡張するための統計的手法等の研究を展開していくことも必要である。

謝辞

研究の進捗状況や進め方ならびに本論文をまとめるに当たり、適宜ご指導いただきました本島 修先生に深く感謝の意を表します。また、本研究を進めるに当たり、終始暖かくご指導・ご助言していただきました故山本 純也先生に心から感謝の意を表します。実験全般から論文作成に至るまで、適切かつ有益なご指導をしていただきました三戸 利行先生に厚く御礼申し上げます。

実験結果を検討するにあたり、適切にご助言をいただきました佐藤 定男先生に深く感謝の意を表します。本論文をまとめるにあたり、有益なご検討とご指摘をいただきました百田 弘先生、新富 孝和先生に感謝いたします。

実験を行なう際、計測方法やサンプルの取り付け、冷媒の取り扱いなどでご協力していただきました、高畑 一也先生・柳 長門先生・岩本 晃史先生ならびに論文作成上で大変お世話になりました前川 龍司先生に感謝します。また、実験結果の討論ならびにご助言していただきました、佐藤 隆先生、西村 新先生、山田 修一先生、今川 信作先生、田村 仁先生、力石 浩孝先生、および、実験サンプルの作製を通して本研究を支えていただきました杉戸 正治氏をはじめとする核融合科学研究所 技術部の方々に感謝いたします。

燃線の交流損失に関し、深く検討いただきました鹿児島大学 住吉 文夫先生、川畑 秋馬先生、ならびに実験準備から解析に至るまで協力していただきました川越 明史君、合田 剛君に感謝いたします。

燃線の安定性に関する実験に協力していただきました、核エネルギー開発部 齊藤 龍太氏をはじめとする三菱電機(株)の多くの方々に厚くお礼申し上げます。

核融合科学研究所において超伝導の研究を実施する機会を与えていただき、また、研究遂行上の支援とご理解をいただきました中部電力(株) 技術開発本部 品田 知章本部長、愛知電機(株) 大脇 洋代表取締役(前中部電力(株) 技術開発本部長)、中部電力(株) 電力技術研究所 谷本 和彦所長、同研究所 井之坂 巧副所長、(財)電力中央研究所 小林 勇理事(前中部電力(株) 電力技術研究所長)、中部プラント(株) 上山 仁夫氏(元中部電力(株) 電力技術研究所 副所長)、中部テレコミュニケーション(株) 太田 忠昭氏(前中部電力(株) 電力技術研究所 副所長)、ならびに超電導グループをはじめとする職場関係各位に心より感謝いたします。

最後に、研究を遂行する上で心の支えとなった家族に感謝します。

参考文献

1章

- [1.1] K. Hayashi, S. Hahakura, N. Saga, S. Kobayashi, T. Kato, M. Ueyama, T. Kaneko, T. Hikata, K. Ohkura and K. Sato, "Development of Ag-sheathed Bi2223 superconducting wires and their application to magnets", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 7 (2) (1997) 2201-2206.
- [1.2] M. Hosaka, Y. Iijima, N. Sadakata, T. Saitoh, O. Kohno and J. Yoshitomi, "Long and high J_c YBCO tapes using continuously deposited YSZ buffer layers by IBAD method", *Adv. in superconductivity IX*, eds. S. Nakajima and M. Murakami, Springer Verlag, 1997, 749-752.
- [1.3] K. Sato, K. Hayashi, K. Ohmatsu, J. Fujikami, N. Saga, T. Shibata, S. Isojima, S. Honjo, H. Ishii, T. Hara and Y. Iwata, "HTS large scale application using BSCCO conductor", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 7 (2) (1997) 345-350.
- [1.4] N. Saga, S. Hahakura, J. Fujikami, M. Ueyama, T. kameko, K. Ohmatsu, K. Hayashi, K. Sato, H. Ishii, S. Honjyo and Y. Iwata, "AC loss of HTS cable conductor", *Proceedings of the ISS'97*, submitted.
- [1.5] T. Yazawa, T. Kurusu, M. Takahashi, K. Yamamoto, S. Nomura, M. Urata, T. Ohkuma, M. Nakade and T. Hara, "Development of 6.6 kV/1 kA single-phase superconducting fault current limiter -AC loss reduction-", *Proceedings of the ICEC16/ICMC, Kitakyushu, Japan, 1996*, 1029-1032.
- [1.6] B. Gromoll, G. Ries, W. Schmidt, H.-P. Kramer, P. Kummeth, H.-W. Neumuller and S. Fischer, "Resistive current limiters with YBCO films", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 7 (2) (1997) 828-831.
- [1.7] H. Kado and M. Ichikawa, "Performance of a high- T_c superconducting fault current limiter-design of a 6.6kV magnetic shielding type superconducting fault current limiter-", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 7 (2) (1997) 993-996.
- [1.8] K. Funaki, M. Iwakuma, M. Takeo, K. Yamafuji, J. Suehiro, M. Hara, M. Konno, Y. Kasagawa, I Itoh, S. Nose, M. Ueyama, K. Hayashi and K. Sato, "Preliminary tests of a 500 kVA-class oxide superconducting transformer cooled by subcooled nitrogen", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 7 (2) (1997) 824-827.
- [1.9] S. S. Kalsi, D. Aized, B. Connor, G. Snitchler, J. Campbell, R. E. Schwall, J. Kellers, Th. Stephanblome, A. Tromm and P. Winn, "HTS SMES magnet design and test results", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 7 (2) (1997) 971-976.
- [1.10] S. Nagaya, N. Hirano, M. Minami and H. Kawashima, "The study of the high- T_c superconducting flywheel storage system", *Proceedings of the 1995 International Workshop on Superconductivity (1995) Maui, USA*.
- [1.11] H. Bornemann and M. sander, "Conceptual system design of a 5 MWh/100 MW superconducting flywheel energy storage plant for power utility applications", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 7 (2) (1997) 398-401.
- [1.12] P. Tixador, A. Tempe, P. Gautier-Picard, X. Chaud and E. Beaugnon, "Electrical motor with bulk Y-Ba-Cu-O pellets", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 7 (2) (1997) 896-899.
- [1.13] K. Maehata, M. Mizukami, K. Ishibashi, M. Takeo, T. Mito, A. Iwamoto, S. Yamada, S. Satoh, O. Motojima, N. Hirano, T. Shintomi, K. Kimura and M. Sawamura, "High current transport characteristics of a melt-textured YBCO conductor up to 20 kA", *Proceedings of the MT-15, Beijing, China, 1997*, submitted.
- [1.14] Z. J. J. Stekly and J. L. Zar, "Stable superconducting coils", *AVCO-Everett research laboratory research report 210*, (1965).
- [1.15] P. Dubots, A. Fevrier, J. C. Goyer and H. Gia Ky, "Behavior of multifilamentary Nb-Ti conductors with very fine filaments under A. C. magnetic fields", *J. de physique, C1* (1984) 467-470.

- [1.16] 三浦 大介、井上 至、鈴木 卓哉、松本 要、田中 靖三、船木 和夫、岩熊 成卓、山藤 馨、松下 照男、「人工ピン型 NbTi 交流用超電導線材の開発」
低温工学 29 (12) (1994) 624-636.
- [1.17] M. N. Wilson, *Superconducting Magnets*, Clarendon press, Oxford, (1983) 2
- [1.18] 太刀川 恭治、山本 純也編集、「核融合炉用先進超伝導導体研究調査報告書1
Nb₃Sn 系超伝導導体」、NIFS-MEMO-20 (1996) 5.
- [1.19] J. W. Ekin, "J-B-T- ϵ interaction and strain limits in A15, B1 and C15 crystal structure superconductors", IEEE Trans. Magn., MAG-19 (3) May (1983) 900-902.
- [1.20] 辻 博史、島本 進、A. Ulbricht, P. Komarek, H. Kathder, F. Wuchner and G. R. Zahn, 「プール冷凍型(日本)及び強制冷却型(ユーラトム) LCTコイル国内実験結果の比較評価」 低温工学 20(6) (1985) 337-349.
- [1.21] H. Tsuji, E. Tada, K. Okuno, T. Ando, T. Hiyama, Y. Takahashi, M. Nishi, K. Yoshida, Y. Ohkawa, K. Koizumi, H. Nakajima, T. Kato, K. kawano, T. Isono, M. Sugimoto, H. Yamamura, M. Satoh, M. Hasegawa, J. Yoshida, E. Kawagoe, Y. Kamiyauchi, M. Konno, H. Ishida, N. Itoh, M. Oshikiri, Y. Kurosawa, H. Nisugi, Y. Matsuzaki, H. Shirakata and S. Shimamoto, "Evolutions of the demo poloidal coil program", Proceedings of MT-11, Tsukuba, Japan, 1989, Elsevier Science Publishers ltd., 806-811
- [1.22] M. Fujiwara, K. Yamazaki, M. Okamoto, J. Todoroki, T. Amano, T. Watanabe, T. Hayashi, H. Sanuki, N. Nakajima, K. Itoh, H. Sugama, K. Ichiguchi, S. Murakami, O. Motojima, J. Yamamoto, T. Satow, N. Yanagi, S. Imagawa, K. Takahata, H. Tamura, A. Nishimura, A. Komori, N. Inoue, N. Noda, A. Sagara, Y. Kubota, N. Akashi, S. Satoh, S. Tanahashi, H. Chikaraishi, T. Mito, S. Yamada, S. Yamaguchi, S. Sudo, K. N. Sato, T. Watari, T. Kuroda, O. Kaneko, K. Ohkubo, S. Kitagawa, A. Ando, H. Idei, K. Tsumori, S. Kubo, R. Kumazawa, T. Mutoh, Y. Oka, M. Sato, T. Seki, T. Shimozuma, Y. Takeiri, Y. Hamada, K. Narihara, K. Kawahata, S. Fujisawa, S. Hidekuma, T. Minami, I. Yamada, A. Ejiri, K. Tanaka, M. Sasao, H. Iguchi, K. Y. Watanabe, H. Yamada, N. Ohyabu, H. Suzuki and A. Iiyoshi, "Large Helical Device (LHD) program", Journal of Fusion Energy (1996) 15 Nos. 1/2 pp. 7-154.
- [1.23] R. J. Thome, "Magnet program overview for the international thermonuclear test reactor", IEEE Trans. Magn. 30(4) July (1994) 1595-1601.
- [1.24] R. Jayakumar, D. Gwinn, B. Montgomery, J. Minervini, G. Y. Gung, R. Randall, W. Beck, R. Childs, E. Thibeault, B. Smith, T. Hrycaj, J. Wohlwend, D. Paganini, P. Gertsch, L. Hawley G. Miyata, N. Martovetsky J. Zbasnik and R. Reed, "Fabrication of ITER central solenoid model coil inner module", IEEE Trans. Appl. Supercond. 7 (2) (1997) 981-984.
- [1.25] J. D. Rogers, H. J. Boenig, R. I. Schermer and J. F. Hauer, "Operation of the 30 MJ superconducting magnetic energy storage system in the Bonneville power administration electrical grid", IEEE Trans. Magn. MAG-21 (2) March (1985) 752-755.
- [1.26] M. Parizh, A. K. Kalafala and R. Wilcox, "Superconducting magnetic energy storage for substation applications", IEEE Trans. Appl. Supercond. 7 (2) (1997) 849-852.
- [1.27] T. Satow, E. Masada, Y. Murakami, O. Tsukamoto, K. Ogisu, S. Neo and N. Motoshima, "Present status of 480 MJ/40 MW SMES development project", Proceedings of ICEE'97, Matsue, Japan, 1997, 122-125.
- [1.28] R. Perin, "Status of the large hadron collider magnet development", IEEE Trans. on Magn., 30 (4) July (1994) 1579-1586.
- [1.29] O. Tsukamoto, N. Amemiya, T. takao, S. Akita, K. Ohnishi, H. Shimizu, Y. Tanaka and Y. Uchikawa, "Development of 30 kVA class fully superconducting generator", IEEE Trans. Magn., 28 (1) January (1992) 283-286.
- [1.30] 前田 秀明、浦田 昌身、佐藤 幸三、「超高磁場 MRI-超電導マグネットを中心として-」 低温工学 25 (6) (1990) 362-372.
- [1.31] H. Nakashima, "The superconducting magnet for the maglev transport system", IEEE Trans. Magn. 30(4) July (1994) 1572-1578.

- [1.32] ISTEK ジャーナル編集委員会編「超電導技術とその応用」丸善株式会社、1996、286-294.
- [1.33] 岸田 卓也、垣内 隆、原田 英二、守田 正夫、藤原 康夫、久保 芳生、中村 史郎、山田 忠利、「Nb₃Sn 超電導線を用いた実験用鉄形超電導変圧器の試作試験」、電気学会論文誌B、116 (5) (1996) 594-599.
- [1.34] D. Itoh, K. Tsurunaga, T. Tada, T. Hara, T. Ohkuma and T. Yamoto, "Development of 6.6kV/1.5kA-class superconducting fault current limiter", *Cryogenics* 32, ICEC Supplement (1992) 462-465.
- [1.35] B. J. Maddock, G. B. James and W. T. Norris, "Superconductive composites: heat transfer and steady state stabilization", *Cryogenics*, August (1969) 261-273.
- [1.36] T. Mito, N. Yanagi, K. Takahata, A. Iwamoto, T. Satow, J. Yamamoto and N. Hirano, "Effects of spatically limited external magnetic fields on short sample tests of large-scale superconductors", *IEEE Trans. Magn.* 7 (2) (1997) 330-334.
- [1.37] B. Turck, "Influence of a transverse conductance on current sharing in a two-layer superconducting cables", *Cryogenics*, 14 August (1974) 448-454.
- [1.38] V. S. Vysotsky, V. N. Tsikhon and G. B. J. Mulder, "Quench development in superconducting cable having insulated strands with high resistive matrix (part I, Experiment)", *IEEE Trans. Magn.* 28 (1) (1992) 735-738.
- [1.39] N. Koizumi, K. Okuno, Y. Takahashi, H. Tsuji, M. Nishi, K. Yoshida, M. Sugimoto, T. Isono, T. Sasaki, H. Hiue, Y. Yasukawa, F. Hosono, T. Sasaki, Y. Wadayama, H. Tsukamoto and S. Shimamoto, "Experimental results on instability caused by non-uniform current distribution in the 30kA NbTi demo poloidal coil (DPC-U) conductor", *Cryogenics* 34 (2) (1994) 155-162.
- [1.40] K. Takahata, T. Mito, T. Satow, N. Yanagi, M. Sakamoto, S. Yamada, A. Nishimura, J. Yamamoto, O. Motojima, H. Ogata, T. Yoshida, M. Ono, H. Takano, S. Ioka, N. Aoki, J. W. Lue and D. Kasao, "Stability tests of the Nb-Ti cable-in-conduit superconductor with bare strands for demonstration of the large helical device poloidal field coils", *IEEE Trans. Magn.* 30 (4) July (1994) 1705-1709.
- [1.41] N. Amemiya, H. Yonekawa, N. Tsuchioka and O. Tsukamoto, "Experimental study on current re-distribution and stability of multi-strand superconducting cables", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 7 (2) (1997) 942-945.
- [1.42] 岩熊 成卓、金高 仁、船木 和夫、田崎 賢司、山藤 馨、「超電導燃線における高速常電導転移現象 I 発生機構」、低温工学 24 (5) (1989) 262-269.
- [1.43] V. S. Vysotsky, M. Takayasu, M. Ferri, J. V. Minervini, and S. S. Shen, "New method of current distribution studies for ramp rate stability of multistrand superconducting cables", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 5 (2) (1995) 580-583.
- [1.44] 安藤 伸一郎、石郷岡 猛、二ノ宮 晃、高橋 良和、小泉 徳潔、辻 博史、「大電流交流・パルス用超電導燃線導体の偏流に関する実験的検討」、電気学会論文誌 A 115 (3) (1995) 233-238.
- [1.45] K. Mori, Y. Suzuki, N. Hara, M. Kitamura and T. Tominaka, "Current distribution characteristics of superconducting parallel circuits", *IEEE Trans. Magn.* 30 (4) July (1994) 1919-1922.
- [1.46] D. Faivre and B. Turck, "Current sharing in an insulated multistrand cable in transient and steady state current conditions", *IEEE Trans. on Magn.* 17 (1) January (1981) 1048-1051.
- [1.47] K. Funaki, M. Iwakuma, M. Takeo and K. Yamafuji, "Preliminary test and quench analysis of a 72 kVA superconducting four-winding power transformer", *Proceedings of 12th ICEC*, Butterworth, Guildford, 1988, 729-733.
- [1.48] M. Tsuda, H. Takamatsu and A. Ishiyama, "Instability of NbTi/CuNi superconducting wires", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 3 (1) (1993) 503-506.

- [1.49] V. S. Vysotsky, V. N. Tsikhon Y. A. Ilyin and A. V. Gavrilin, "On stability of multi-strand cables with insulated or highly resistive matrix strands", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 5 (2) (1995) 572-575.
- [1.50] K. Takahata, T. Mito, T. Satow, N. Yanagi, M. Sakamoto, S. Yamada, A. Nishimura, J. Yamamoto, O. Motojima, S. Mizumaki, K. Nakamoto, T. Uchida, Y. Wachi, M. Shimada, S. Itoh and S. Ioka, "Stability of cable-in-conduit superconductors for large helical device", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 3 (1) (1993) 511-514.
- [1.51] N. Koizumi, K. Okuno, Y. Takahashi, H. Tsuji and S. Shimamoto, "Stabilized operation of 30 kA NbTi demo poloidal coil (DPC-U) with uniform current distribution in conductors", *Cryogenics* 34 (12) (1994) 1015-1022.
- [1.52] Y. Wadayama, N. Koizumi, Y. Takahashi, K. Matsui, H. Tsuji and S. Shimamoto, "Effect of non-uniform current distribution on the stability in NbTi cable-in-conduit superconducting conductor", *IEEE Trans. Magn.* 32 (4) July (1996) 2858-2861.
- [1.53] N. Koizumi, K. Okuno, Y. Takahashi, H. Tsuji and S. Shimamoto, "Current imbalance due to induced circulation currents in a large cable-in-conduit superconductor", *Cryogenics* 36 (6) (1996) 409-418.
- [1.54] 津田 理、石山 敦士、「素線絶縁のない交流用超電導燃線導体内の電流分布解析」、*低温工学* 30 (1) (1995) 9-19.
- [1.55] N. Amemiya, K. Ryu, T. Kikuchi and O. Tsukamoto, "Influence of current re-distribution and thermal diffusion among strands on stability of superconducting cables against local disturbances", *IEEE Trans. Magn.* 30 (4) (1994) 2281-2284.
- [1.56] N. Amemiya and O. Tsukamoto, "Stability analysis of multith-strand superconducting cables", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 5 (2) (1995) 218-221.
- [1.57] M. Hoshino, T. Satow and O. Motojima, "Stability analysis of advanced superconductors for helical devices", *Trans. of Fusion Technology* 27 (1995) 575-578.
- [1.58] M. Tsuda, N. Toyada, M. Matsui and A. Ishiyama, "Stability of non-insulated A. C. multi-strand superconducting cables", *IEEE Trans. Magn.* 32 (4) July (1996) 2854-2857.
- [1.59] T. Yoshino, M. Tsuda and A. Ishiyama, "Improvement of transient stability of non-insulated a.c. multi-strand superconducting cables", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 7 (2) (1997) 231-234.
- [1.60] J-M. Depond, D. Leroy, L. R. Oberli and D. Richter, "Examination of contacts between strands by electrical measurement and topographical analysis", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 7 (2) (1997) 793-796.
- [1.61] 小野 通隆、和智 良裕、嶋田 守、綿 伸一、浜島 高太郎、山口 貢、山本 恵一、藤岡 勉、「超電導燃線導体の電流偏流現象と安定性」、*電気学会論文誌 D* 114 (12) (1994) 1277-1283.
- [1.62] M. Ono, T. Wachi, T. Hamajima, M. Yamaguchi, Y. Sawada, K. Yamamoto and T. Fujioka, "Estimation method of stability for multi-strand superconducting cable under partial current distribution", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 5 (2) (1995) 564-567.
- [1.63] G. B. J. Mulder, H. J. G. Krooshoop, L.J. M. van de Klundert and V. S. Vysotsky, "Quench characteristics of a two-strand superconducting cable and the influence of its length", *IEEE Trans. Magn.* 28 (1) (1992) 743-746.
- [1.64] 岩熊 成卓、田崎 賢司、船木 和夫、山藤 馨、「超電導燃線における高速常電導転移現象 II 6本燃線における高速常電導転移」、*低温工学* 24 (5) (1989) 270-275.
- [1.65] A. M. Campbell, "AC losses in cables of twisted multifilament superconductors", *Cryogenics* November (1980) 651-654.
- [1.66] F. Sumiyoshi, H. Nagaishi, O. Ichimaru and K. Yamahuji, "Increase of coupling-current losses in superconducting cables due to first-stage cabling", *Cryogenics* 26 January (1986) 39-44.

- [1.67] P. Bruzzone, A. Nijhuis and H. J. ten Kate, "Effect of Cr plating on the coupling current loss in cable-in-conduit conductors", Proceedings of the ICEC16/ICMC, Kitakyushu, Japan, 1996,1243-1248.
- [1.68] S. Kawabata, F. Sumiyoshi, T. Kawashima, T. Mito, K. Takahata and H. Takano, "Interstrand coupling effect on losses and current distributions in superconducting cable conductors", Cryogenics 34 (4) (1994) 293-301.

2章

- [2.1] K. Takahata, T. Mito, T. Satow, N. Yanagi, M. Sakamoto, S. Yamada, A. Nishimura, J. Yamamoto, O. Motojima, S. Mizumaki, K. Nakamoto, T. Uchida, Y. Wachi, M. Shimada, S. Itoh and S. Ioka, "Stability of cable-in-conduit superconductors for large helical device", IEEE Trans. Appl. Supercond 3 (1) (1993) 511-514.
- [2.2] N. Amemiya, K. Ryu, T. Kikuchi and O. Tsukamoto, "Influence of current re-distribution and thermal diffusion among strands on stability of superconducting cables against local disturbances", IEEE Trans. Magn. 30 (4) (1994) 2281-2284.
- [2.3] N. Amemiya and O. Tsukamoto, "Stability analysis of multi-strand superconducting cables", IEEE Trans. Appl. Supercond. 5 (2) (1995) 218-221.
- [2.4] M. Tsuda, T. Shimada, Y. Takada, K. Okazaki and A. Ishiyama, "Current distribution in a.c. multi-strand superconducting cables", Cryogenics 34 (1994) ICEC Supplement 555-558.
- [2.5] T. Yoshino, M. Tsuda and A. Ishiyama, "Improvement of transient stability of non-insulated a.c. multi-strand superconducting cables", IEEE Trans. Appl. Supercond. 7 (2) (1997) 231-234.
- [2.6] M. Iwakuma, H. Kanetaka, K. Tasaki, K. Funaki, M. Takeo and K. Yamafuji, "Abnormal quench process with very fast elongation of normal zone in multi-strand superconducting cables", Cryogenics 30 August (1990) 686-692.
- [2.7] V. S. Vysotsky, V. N. Tsikhon and G. B. J. Mulder, "Quench development in superconducting cable having insulated strands with high resistive matrix (part 1, experiment)", IEEE Trans. Magn. 28 (1) (1992) 735-738.
- [2.8] G. B. J. Mulder, L. J. M. van de Klundert and V. S. Vysotsky, "Quench development in superconducting cable having insulated strands with high resistive matrix (part 2, analysis)", IEEE Trans. Magn. 28 (1) (1992) 739-742.
- [2.9] V. S. Vysotsky, M. Takayasu, M. Ferri, J. V. Minervini and S. S. Shen, "New method of current distribution studies for ramp rate stability of multi-strand superconducting cables", IEEE Trans. Appl. Supercond. 5 (2) (1995) 580-583.
- [2.10] M. Hoshino, T. Satow and O. Motojima, "Stability analysis of advanced superconductors for helical devices", Trans. of Fusion Technology 27 (1995) 575-578.
- [2.11] N. Amemiya, N. Tsuchioka and O. Tsukamoto, "Measurement of current distribution in superconducting non-insulated stranded cable", Advances in Cryogenic Engineering 42, Plenum Press, New York, (1996) 1191-1198.
- [2.12] N. Amemiya, H. Yonekawa, N. Tsuchioka and O. Tsukamoto, "Experimental study on current re-distribution and stability of multi-strand superconducting cables", IEEE Trans. Appl. Supercond, 7 (2) (1997) 942-945.
- [2.13] K. Takahata, T. Mito, T. Satow, N. Yanagi, M. Sakamoto, S. Yamada, A. Nishimura, J. Yamamoto, O. Motojima, H. Ogata, T. Yoshida, M. Ono, H. Takano, S. Ioka, N. Aoki, J. W. Lue and D. Kasao, "Stability tests of the Nb-Ti cable-in-conduit superconductor with bare strands for demonstration of the large helical device poloidal field coils", IEEE Trans. Magn. 30 (4) July (1994) 1705-1709.
- [2.14] K. Seo, M. Morita, S. Nakamura, T. Yamada and Y. Jizo, "Minimum quench energy measurement for superconducting wires", IEEE Trans. Magn., 32 (4) July (1996) 3089-3093.

- [2.15] B. J. Maddock, G. B. James and W. T. Norris, "Superconductive composites: heat transfer and steady state stabilization", *Cryogenics*, August (1969) 261-273.

3章

- [3.1] B. Turck, "Influence of a transverse conductance on current sharing in a two-layer superconducting cables", *Cryogenics*, 14 August (1974) 448-454.
- [3.2] N. Koizumi, K. Okuno, Y. Takahashi, H. Tsuji and S. Shimamoto, "Current imbalance due to induced circulation currents in a large cable-in-conduit superconductor", *Cryogenics* 36 (6) (1996) 409-418.
- [3.3] N. Koizumi, K. Okuno, Y. Takahashi, H. Tsuji, M. Nishi, K. Yoshida, M. Sugimoto, T. Isono, T. Sasaki, H. Hiue, Y. Yasukawa, F. Hosono, T. Sasaki, Y. Wadayama, H. Tsukamoto and S. Shimamoto, "Experimental results on instability caused by non-uniform current distribution in the 30kA NbTi demo poloidal coil (DPC-U) conductor", *Cryogenics* 34 (2) (1994) 155-162.
- [3.4] N. Koizumi, K. Okuno, Y. Takahashi, H. Tsuji and S. Shimamoto, "Stabilized operation of 30 kA NbTi demo poloidal coil (DPC-U) with uniform current distribution in conductors", *Cryogenics* 34 (12) (1994) 1015-1022.
- [3.5] Y. Wadayama, N. Koizumi, Y. Takahashi, K. Matsui, H. Tsuji and S. Shimamoto, "Effect of non-uniform current distribution on the stability in NbTi cable-in-conduit superconducting conductor", *IEEE Trans. Magn.* 32 (4) July (1996) 2858-2861.
- [3.6] K. Takahata, T. Mito, T. Satow, N. Yanagi, M. Sakamoto, S. Yamada, A. Nishimura, J. Yamamoto, O. Motojima, H. Ogata, T. Yoshida, M. Ono, H. Takano, S. Ioka, N. Aoki, J. W. Lue and D. Kasao, "Stability tests of the Nb-Ti cable-in-conduit superconductor with bare strands for demonstration of the large helical device poloidal field coils", *IEEE Trans. Magn.* 30 (4) July (1994) 1705-1709.
- [3.7] N. Amemiya, N. Tsuchioka and O. Tsukamoto, "Measurement of current distribution in superconducting non-insulated stranded cable", *Advances in Cryogenic Engineering* 42, Plenum Press, New York, (1996) 1191-1198.
- [3.8] 小野 通隆、和智 良裕、嶋田 守、縞 伸一、浜島 高太郎、山口 貢、山本 恵一、藤岡 勉、「超電導燃線導体の電流偏流現象と安定性」、*電気学会論文誌 D* 114 (12) (1994) 1277-1283.
- [3.9] N. Koizumi, Y. Takahashi, M. Nishi, T. Isono, H. Tsuji, M. Ono, T. Hamajima and T. Fujioka, "Ramp-rate limitation due to current imbalance in a large cable-in-conduit conductor consisting of chrome-plated strands", *Cryogenics* 37 (8) (1997) 441-452.
- [3.10] N. Hirano, T. Mito, K. Takahata, A. Iwamoto, R. Maekawa and J. Yamamoto, "Effects of current distribution on the stability of a triplet NbTi/Cu superconductor", *Proceedings of the ICEC16/ICMC, Kitakyushu, Japan, 1996*, 1227-1230.

4章

- [4.1] N. Koizumi, K. Okuno, Y. Takahashi, H. Tsuji, M. Nishi, K. Yoshida, M. Sugimoto, T. Isono, T. Sasaki, H. Hiue, Y. Yasukawa, F. Hosono, T. Sasaki, Y. Wadayama, H. Tsukamoto and S. Shimamoto, "Experimental results on instability caused by non-uniform current distribution in the 30kA NbTi demo poloidal coil (DPC-U) conductor", *Cryogenics* 34 (2) (1994) 155-162.
- [4.2] K. Takahata, T. Mito, T. Satow, N. Yanagi, M. Sakamoto, S. Yamada, A. Nishimura, J. Yamamoto, O. Motojima, S. Mizumaki, K. Nakamoto, T. Uchida, Y. Wachi, M. Shimada, S. Itoh and S. Ioka, "Stability of cable-in-conduit superconductors for large helical device", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 3 (1) (1993) 511-514.

- [4.3] S. Kawabata, F. Sumiyoshi, T. Kawashima, T. Mito, K. Takahata and H. Takano, "Interstrand coupling effect on losses and current distributions in superconducting cable conductors", *Cryogenics* 34 (4) (1994) 293-301.
- [4.4] M. Ono, T. Wachi, T. Hamajima, M. Yamaguchi, Y. Sawada, K. Yamamoto, and T. Fujioka, "Estimation method of stability for multi-strand superconducting cable under partial current distribution", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 5 (2) (1995) 564-567.
- [4.5] J-M. Depond, D. Leroy, L. R. Oberli and D. Richter, "Examination of contacts between strands by electrical measurement and topographical analysis", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 7 (2) (1997) 793-796.
- [4.6] A. Kimura, T. Shintomi, A. Terashima, S. Kawabata, F. Sumiyoshi and H. Hirabayashi, "Interstrand coupling losses of Rutherford cables", *Cryogenics* 36 (9) (1996) 681-690.
- [4.7] N. Amemiya, K. Ryu, T. Kikuchi and O. Tsukamoto, "Influence of current re-distribution and thermal diffusion among strands on stability of superconducting cables against local disturbances", *IEEE Trans. Magn.* 30 (4) (1994) 2281-2284.
- [4.8] N. Amemiya and O. Tsukamoto, "Stability analysis of multi-strand superconducting cables", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* (1995) 5 (2) 218-221.
- [4.9] N. Hirano, T. Mito, K. Takahata, A. Iwamoto, R. Maekawa, J. Yamamoto, B. Ikeda, Y. Kubo, M. Morita, O. Taguchi and R. Saito, "Effects of the current redistribution within Nb₃Sn compacted-strand cable on its stability", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 7(2) (1997) 770-773.
- [4.10] T. Ando, H. Nakajima, T-Y. Sasaki, T. Hiyama, Y. Takahashi, M. Nishi, K. Yoshida, K. Okuno, T. Kato, M. Sugimoto, T. Isono, K. Kawano, N. Koizumi, K. Hamada, M. Oshikiri, T. Sasaki, Y. Wadayama, A. Miyake, S. Iwamoto, T. Takahashi, H. Ebisu, T. Hosono, K. Yamamoto, Y. Yasukawa, H. Tsukamoto, H. Hanawa, S. Seki, H. Wakabayashi, H. Tsuji, M. Takayasu, B. Turck and F. Wuchner, "The second test results on the Nb₃Sn demo poloidal coil (DPC-EX)", *Advances in Cryogenic Engineering* 39, Plenum Press, New York, (1994) 335-341.
- [4.11] M. M. Steeves, M. Takayasu, T. A. Painter, M. O. Hoenig, T. Kato, K. Okuno, H. Nakajima and H. Tsuji, "Test results from the Nb₃Sn US-demonstration poloidal coil", *Advances in Cryogenic Engineering* 37A, Plenum Press, New York, (1992) 345-354.
- [4.12] 西 正孝、安藤 俊就、辻 博史、向 博史、浜島 高太郎、藤岡 勉、「DPC-TJ 計画 - 核融合用高電流密度大型コイルの開発 -」 *低温工学* 27 (3) (1992) 207-216.
- [4.13] J. L. Duchateau, D. Ciazynski and J. C. Vallier, "Nb₃Sn superconductor for fusion application: facing NET-ITER specifications, evaluation of industrial capability", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 3 (1) (1993) 1002-1005.
- [4.14] J. W. Ekin, "J-B-T- ϵ interaction and strain limits in A15, B1 and C15 crystal structure superconductors", *IEEE Trans. Magn.* MAG-19 (3) May (1983) 900-902.
- [4.15] Y. Kubo, K. Egawa, T. Nagai, M. Wakata, F. Uchikawa, O. Taguchi, K. Wakamoto, M. Morita, T. Isono, Y. Nunoya, K. Yoshida, M. Nishi and H. Tsuji, "Improvement of hysteresis-losses in internal Tin diffusion processed Nb₃Sn wires", *Proceedings of the ICEC16/ICMC, Kitakyushu, Japan, 1996*, 1771-1774.
- [4.16] K. Egawa, Y. Kubo, T. Nagai, M. Wakata, F. Uchikawa, O. Taguchi, K. Wakamoto, M. Morita, T. Isono, Y. Nunoya, K. Yoshida, M. Nishi and H. Tsuji, "Manufacture of Nb₃Sn strands for ITER by internal Tin diffusion process", *Proceedings of the ICEC16/ICMC, Kitakyushu, Japan, 1996*, 1731-1734.
- [4.17] 安藤 俊就、高橋 良和、西 正孝、島本 進、青木 伸夫、鈴木 英元、「Nb₃Sn ケーブル・イン・コンジット導体の結合損失のクロム被覆効果」、*低温工学* 22 (6) (1987) 362-367.
- [4.18] J-M. Depond, D. Leroy, L. R. Oberli and D. Richter, "Examination of contacts between strands by electrical measurement and topographical analysis", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 7 (2) (1997) 793-796.
- [4.19] R. Holm, *Electric contacts*, Springer-Verlag, 4th Edition, Berlin (1967).

5章

- [5.1] K. Takahata, T. Mito, T. Satow, A. Nishimura, S. Yamada, H. Chikaraishi, N. Yanagi, A. Iwamoto, R. Maekawa, S. Imagawa, H. Tamura, S. Yamaguchi, S. Satoh, S. Tanahashi, K. Yamazaki, J. Yamamoto, O. Motojima, T. Kai, K. Nakamoto, T. Yoshida, Y. Wachi, M. Ono and EXSIV Group, "Excitation test results on a single inner vertical field coil for the large helical device", IEEE Trans. Appl. Supercond. 7 (2) (1997) 477-480.
- [5.2] T. Satow, E. Masada, Y. Murakami, O. Tsukamoto, K. Ogisu, S. Neo and N. Motojima, "Present status of 480 MJ/40 MW SMES development project", Proceedings of ICEE'97, Matsue, Japan, 1997, 122-125.
- [5.3] T. Mito, K. Takahata, A. Iwamoto, R. Maekawa, N. Yanagi, T. Satow, O. Motojima, J. Yamamoto, F. Sumiyoshi, S. Kawabata, N. Hirano and EXSIV Group, "AC loss measurements of the experiments on a single inner vertical coil (EXSIV) for the large helical device", IEEE Trans. Appl. Supercond. 7 (2) (1997) 330-334.
- [5.4] 太田 忠昭、「SMES 試作要素コイル」、ISTEC ジャーナル Vol.10, No.3 (1997) 26-30.
- [5.5] E. S. Yoneda, I. Tashiro, M. Morohoshi and D. Ito, "Test on a 30 kVA class superconducting transformer", Cryogenics 31, July (1991) 655-659.
- [5.6] D. Itoh, K. Tsurunaga, T. Tada, T. Hara, T. Ohkuma and T. Yamoto, "Development of 6.6kV/1.5kA-class superconducting fault current limiter", Cryogenics 32, ICEC Supplement (1992) 462-465.
- [5.7] K. Ueda, T. Ageta and S. Nakayama, "Super-GM and other superconductivity projects in Japanese electric power sector", IEEE Trans. Appl. Supercond. 7 (2) (1997) 245-251.
- [5.8] A. M. Campbell, "AC losses in cables of twisted multifilament superconductors", Cryogenics November (1980) 651-654.
- [5.9] S. Kawabata, F. Sumiyoshi, T. Kawashima, T. Mito, K. Takahata and H. Takano, "Interstrand coupling effect on losses and current distributions in superconducting cable conductors", Cryogenics 34 (4) (1994) 293-301.
- [5.10] F. Sumiyoshi, S. Kawabata, K. Matsuyama, T. Kawashima, T. Mito, K. Takahata, T. Satow, J. Yamamoto, Y. Kanai, T. Yamamoto and K. Nakamoto, "Measurements of coupling losses in superconducting cable-in-conduit conductors affected by internal transverse electromagnetic-forces", IEEE Trans. Magn. 32 (4) July (1996) 2838-2841.
- [5.11] T. Ezaki, F. Irie, G. Klipping, K. Luders, T. Matsushita, U. Ruppert and M. Takeo, "System for coil simulation measurements of losses and instabilities in superconducting wires", Cryogenics December (1979) 731-735.
- [5.12] V. B. Zenkevitch and S. Romaniuk, "Losses in multifilamentary superconductors at low levels of excitation", IEEE Trans. Magn. MAG-13 (1) (1977) 567-570.
- [5.13] N. Koizumi, K. Okuno, Y. Takahashi, H. Tsuji, M. Nishi, K. Yoshida, M. Sugimoto, T. Isono, T. Sasaki, H. Hiue, Y. Yasukawa, F. Hosono, T. Sasaki, Y. Wadayama, H. Tsukamoto and S. Shimamoto, "Experimental results on instability caused by non-uniform current distribution in the 30kA NbTi demo poloidal coil (DPC-U) conductor", Cryogenics 34 (2) (1994) 155-162.
- [5.14] M. Takayasu, V. S. Vysotsky, S. Jeong, P. C. Michael, J. H. Schultz and J. V. Minervini, "Spike voltage seen during "quick charge" ramp limitation tests on Nb₃Sn cable-in-conduit conductors", IEEE Trans. Appl. Supercond. 7 (2) (1997) 150-154.
- [5.15] F. Sumiyoshi, M. Matsuyama, M. Noda, T. Matsushita, K. Funaki, M. Iwakuma and K. Yamafuji, "Anomalous magnetic behavior due to reversible fluxoid motion in superconducting multifilamentary wires with very fine filaments", Jpn. J. Appl. Phys. 25 (2) (1986) L148-150.
- [5.16] M. N. Wilson, *Superconducting Magnets*, Clarendon press, Oxford, (1983)
- [5.17] 船木 和夫、住吉 文夫、「多芯線と導体」、産業図書、1995.

- [5.18] F. Sumiyoshi, S. Kawabata, Y. Kanai, T. Kawashima, T. Mito, K. Takahata and J. Yamamoto, "Losses in cable-in-conduit superconductors used for the poloidal coil system of the large helical device", IEEE Trans. Appl. Supercond. 3 (1) (1993) 476-479.
- [5.19] 川越 明史、住吉 文夫、川畑 秋馬、平野 直樹、三戸 利行、岩本 晃史、佐藤 定男、「大型超伝導コイルの電流偏流に伴う交流損失の増大(4)」、1997 年度秋季低温工学・超電導学会講演予稿集、B3-13, 230.

6章

- [6.1] V. S. Vysotsky, V. N. Tsikhon and G. B. J. Mulder, "Quench development in superconducting cable having insulated strands with high resistive matrix (part 1, Experiment)", IEEE Trans. Magn. 28 (1) (1992) 735-738.
- [6.2] N. Koizumi, K. Okuno, Y. Takahashi, H. Tsuji, M. Nishi, K. Yoshida, M. Sugimoto, T. Isono, T. Sasaki, H. Hiue, Y. Yasukawa, F. Hosono, T. Sasaki, Y. Wadayama, H. Tsukamoto and S. Shimamoto, "Experimental results on instability caused by non-uniform current distribution in the 30kA NbTi demo poloidal coil (DPC-U) conductor", Cryogenics 34 (2) (1994) 155-162.
- [6.3] R. Holm, *Electric contacts*, Springer-Verlag, 4th Edition, Berlin (1967).
- [6.4] 玉井 輝雄、「Cu の接触表面に生じる酸化皮膜の成長とその接触抵抗特性に及ぼす影響 エリブソメトリを中心にした研究」, 電子情報通信学会論文誌 C, J71C (10) (1988) 1349-1354.
- [6.5] F. L. Weichman, "Photoconductivity of cuprous oxide in relation to its other semiconducting properties", Physical Review 117 (4) (1960) 998-1002.
- [6.6] 石野 和正、「接触抵抗の分布形状に関する考察」, 電子情報通信学会論文誌 C, J71C, No.10, (1988) 1343-1348.
- [6.7] 原田 征喜、真野 国夫、「表面粗さを考慮した粗面对鏡面コンタクトの集中抵抗」, 電子通信学会雑誌 第 50 卷 9 号 (1967) 1549-1556.
- [6.8] N. Amemiya and O. Tsukamoto, "Stability analysis of multi-strand superconducting cables", IEEE Trans. Appl. Supercond. 5 (2) (1995) 218-221.
- [6.9] K. Takahata and T. Mito, "Transverse thermal conductivity in a cable-in-conduit conductor", Proceedings of the MT-15, Beijing, China, 1997, submitted.
- [6.10] 伝熱工学資料(改定第2版)、(社)日本機会学会、昭和 41 年、125.
- [6.11] N. Amemiya, K. Ryu, T. Kikuchi and O. Tsukamoto, "Influence of current re-distribution and thermal diffusion among strands on stability of superconducting cables against local disturbances", IEEE Trans. Magn. 30 (4) (1994) 2281-2284.
- [6.12] M. Tsuda, N. Toyada, M. Matsui and A. Ishiyama, "Stability of non-insulated a. c. multi-strand superconducting cables", IEEE Trans. Magn. 32 (4) July (1996) 2854-2857.
- [6.13] T. Yoshino, M. Tsuda and A. Ishiyama, "Improvement of transient stability of non-insulated a. c. multi-strand superconducting cables", IEEE Trans. Appl. Supercond. 7 (2) (1997) 231-234.
- [6.14] 佐々木 智一、福井 聡、塚本 修巳、雨宮 尚之、「ケーブル導体の高安定化の試み II」、1996 年度秋季低温工学・超電導学会講演予稿集、E3-32, 287.
- [6.15] 佐々木 三泰、須佐 忠弘、扇谷 兼人、金 錫範、石山 敦士、湯村 洋康、大松 一也、佐藤 謙一、「交流用超電導より線導体の常電導転移特性」, 1997 年度秋季低温工学・超電導学会講演予稿集、B3-7, 224.
- [6.16] K. Watanabe, Y. Yamada, J. Sakuraba, F. Hata, Chin Kung Chong, T. Hasebe and M. Ishihara, "(Nb, Ti)₃Sn superconducting magnet operated at 11 K in vacuum using high-T_c (Bi,Pb)₂Sr₂Ca₂Cu₃O₁₀ current leads", Jpn. J. Appl. Phys. 2 (4A) (1993) L488-490.
- [6.17] M. Ueyama, K. Ohkura, S. Kobayashi, K. Muranaka, T. Kaneko, T. Hikata, K. Hayashi and K. Sato, "2.1 tesla HTSC magnet cooled by refrigerator", Adv. in superconductivity VII, eds. K. Yamafuji and T. Morishita (Springer Verlag, 1995), 847-850.