

# 超伝導成形撚線の電磁特性

木村 昭夫

博士（工学）

総合研究大学院大学  
数物科学研究科  
加速器科学専攻

平成 6 年度

## 目 次

第1章 序 論	・ ・ ・ 1
1.1 成形撚線とは	・ ・ ・ 1
1.1.1 超伝導線	・ ・ ・ 1
1.1.2 超伝導導体	・ ・ ・ 4
1.1.3 超伝導成形撚線（ラザフォードケーブル）の特徴	・ ・ ・ 5
1.2 加速器用超伝導マグネット	・ ・ ・ 6
1.2.1 加速器用超伝導ケーブル	・ ・ ・ 6
1.2.2 加速器用超伝導マグネットの諸問題	・ ・ ・ 8
1.3 超伝導成形撚線の電磁特性	・ ・ ・ 11
1.3.1 交流損失	・ ・ ・ 11
1.3.2 安定性	・ ・ ・ 12
1.4 超伝導成形撚線の交流損失の増大と低減	・ ・ ・ 13
1.4.1. キュアリングシーケンス	・ ・ ・ 13
1.4.2. キュアリング温度依存性	・ ・ ・ 14
1.4.3. 異種金属添加による交流損失の低減	・ ・ ・ 14
1.5 本研究の目的及び論文の内容	・ ・ ・ 15
第2章 交流損失測定用ケーブル	・ ・ ・ 27
2.1 超伝導マグネット用ケーブルの仕様	・ ・ ・ 27
2.2 測定用に準備したケーブル	・ ・ ・ 29
2.2.1 銅表面	・ ・ ・ 29
2.2.2 ストランド表面のコーティング	・ ・ ・ 29
2.2.3 ストランド内部構造	・ ・ ・ 29

第3章 交流損失の測定	・ ・ ・ 33
3.1 交流損失の測定方法の分類	・ ・ ・ 33
3.2 電氣的測定	・ ・ ・ 34
3.2.1 測定方法1	・ ・ ・ 34
3.2.2 測定方法2	・ ・ ・ 37
3.3 ストランド間交流損失とストランド内部交流損失の分離	・ ・ ・ 40
3.4 ストランド間結合損失とストランド間抵抗	・ ・ ・ 42
3.5 交流損失測定結果	・ ・ ・ 43
3.5.1 測定法1による交流損失の測定例	・ ・ ・ 43
3.5.2 キュアリング温度依存性	・ ・ ・ 43
3.5.3 キュアリング時間依存性	・ ・ ・ 44
3.5.4 キュアリング圧力依存性	・ ・ ・ 44
3.5.5 測定法2による交流損失測定	・ ・ ・ 44
3.5.6 圧力を保持した状態での交流損失の測定結果	・ ・ ・ 45
3.6 まとめ	・ ・ ・ 47
第4章 ストランド間抵抗の測定と接触表面の観察	・ ・ ・ 61
4.1 ストランド間抵抗の測定方法	・ ・ ・ 61
4.2 ストランド間抵抗測定結果	・ ・ ・ 63
4.2.1 キュアリング前のストランド間抵抗	・ ・ ・ 63
4.2.2 キュアリング時間依存性	・ ・ ・ 63
4.2.3 キュアリング後の圧力開放の影響	・ ・ ・ 64
4.3 SEMによる接触部表面の観察	・ ・ ・ 67
4.3.1 キュアリング前の表面	・ ・ ・ 67
4.3.2 キュアリング後の表面	・ ・ ・ 67
4.4 ストランド間抵抗値の電流依存性	・ ・ ・ 69
4.4.1 銅マンガン合金マトリックス	・ ・ ・ 69

4.4.2 銅マトリックス	・ ・ ・ 70
4.4.3 銅マンガン合金バリアー	・ ・ ・ 70
第5章 ストランド間接触表面の挙動	・ ・ ・ 102
5.1 酸化被膜の研究	・ ・ ・ 102
5.2 オージェ電子分光法による表面分析	・ ・ ・ 105
5.2.1 オージェ電子分光法	・ ・ ・ 105
5.2.2 オージェ分析結果	・ ・ ・ 105
5.3 接触部表面の挙動	・ ・ ・ 107
第6章 超伝導成形熱線の機械特性	・ ・ ・ 112
6.1 銅、銅マンガン合金の機械特性	・ ・ ・ 112
6.1.1 純銅の機械的性質	・ ・ ・ 112
6.1.2 銅の機械特性	・ ・ ・ 113
6.1.3 銅マンガン合金の機械特性	・ ・ ・ 114
6.2 ストランドの機械特性	・ ・ ・ 115
6.2.1 未焼鈍材	・ ・ ・ 115
6.2.2 焼鈍材	・ ・ ・ 115
6.3 ラザフォードケーブルの機械特性	・ ・ ・ 117
6.3.1 サンプル製作方法	・ ・ ・ 117
6.3.2 測定結果	・ ・ ・ 117
第7章 考察	・ ・ ・ 130
7.1 ストランド間結合損失とストランド間抵抗	・ ・ ・ 130
7.1.1 ストランド間の接触面抵抗の推定	・ ・ ・ 130
7.1.2 接触抵抗の考え方	・ ・ ・ 134

7.1.3 接触抵抗の電流依存性	・ ・ ・ 135
7.2 スtrand間結合損失の大きさを決めるメカニズム	・ ・ ・ 137
7.2.1 スtrand間結合損失を決める要因	・ ・ ・ 137
7.2.2 スtrand間抵抗を決める要因	・ ・ ・ 137
7.2.3 ケーブルの機械特性と銅マンガン合金の役割	・ ・ ・ 139
第 8 章 結論	・ ・ ・ 146
謝辞	・ ・ ・ 148
参考文献	・ ・ ・ 149
研究業績	・ ・ ・ 153
Appendix.1 矩形断面を持った極細多芯線の交流損失	・ ・ ・ 155
Appendix.2 ラザフォードケーブルのstrand間結合損失	・ ・ ・ 160
Appendix.3 超伝導成形撚線の安定性の評価	・ ・ ・ 163
A3.1 安定性の評価法	・ ・ ・ 163
A3.2 実験装置	・ ・ ・ 165
A3.3 実験結果	・ ・ ・ 166
A3.4 今後の課題	・ ・ ・ 168
Appendix 参考文献	・ ・ ・ 181

## 第1章 序 論

### 1.1 成形撚線とは

#### 1.1.1 超伝導線

K. Onnes (1911) によって発見された超伝導現象は、その量子論的、統計力学的解明に数十年を要した。その後、超伝導マグネットが十分実用になるほど高い臨界磁界、電流密度を持った材料が発見されたのは、K. Onnes の発見以来約半世紀たってからである。

1986年に Bednorz と Müller による酸化物高温超伝導体の発見以後、その実用化に向けて精力的に研究がなされているものの、現在のところ線材として実用化されているものは金属系超伝導体のみといってよい。

超伝導マグネットに用いられる材料は不均質第2種超伝導体であり、その重要な特性は臨界温度 ( $T_c$ )、上部臨界磁界 ( $H_{c2}$ )、臨界電流密度 ( $J_c$ ) である。主な超伝導体における  $H_{c2}$ 、 $T_c$  の値を表1-1に示す。 $H_{c2}$ 、 $T_c$  は材料の組成によってほぼ決定される量で線材の製造方法にはあまり依存しない。それに対して、 $J_c$  は超伝導体内部のピン止め力によって決まる。このピン止め力は、析出物、転位、結晶粒界といった超伝導体内部の不均質性によって決まるため、超伝導体の製造方法に強く依存する。

千種類以上にのぼる超伝導物質のうち、現在広く使われている超伝導線材は、NbTi 合金系及び Nb<sub>3</sub>Sn 化合物系超伝導線材の2つである。この両者の特性を図1-1のようになる。

温度を一定とすると、Nb<sub>3</sub>Sn の  $J_c$  と  $H_{c2}$  は原理的には、NbTi の性能を上回るが、前者は脆弱で実用的な性能は、その製法に強く依存する。超伝導現象は、温度  $T$ 、磁界  $H$ 、電流密度  $J$  の間に相互依存性があり、さらに前述のようにそれぞれ上限がある。すなわち、図1-1に示す原点0と曲面  $T_c$ - $H_c$ - $J_c$  の間の領域でしか超伝導性を示さない。

超伝導線の一部に何らかの擾乱 (disturbance) が与えられると、その部分に熱が発生して動作点が曲面  $T_c$ - $H_c$ - $J_c$  の外側に移行し、容易に常伝導状態への遷移が起こる。一旦、常伝導状態になった領域ではジュール熱が発生し、さらに温度が上昇して冷媒による冷却が不可能となる。そして常伝導領域は急速にマグネット全体に伝播拡大するか、またはこの領域でマグネットの蓄積エネルギーが集中的に消費されることによって焼損する。

表 1-1 主な超伝導体の臨界温度と上部臨界磁場

材 料	臨界温度 $T_c$ ( K )	上部臨界磁場 $H_{c_2}$ ( T ) at 4.2K
Nb	9.29	0.195
NbTi	9.5	11.5
Nb <sub>3</sub> Sn	18.3	22
V <sub>3</sub> Ga	16.5	22
Nb <sub>3</sub> Ge	23.2	37
Nb <sub>3</sub> Al	18.9	32
PbMo <sub>6</sub> S <sub>8</sub>	14.4	51
LBCO	~ 40	~ 23
YBCO	~ 94	~ 110

超伝導線に常伝導への遷移を発生させる擾乱には、超伝導線自身に起因する内的要因と、外的要因とがある。

前者には磁気的不安定性による磁束跳躍、磁化過程におけるヒステリシス損失、内部応力歪みエネルギーの開放などがあり、これら内的要因の大部分は超伝導線の製造技術の進歩によって現在はほぼ解決したと考えてよい。後者の外的要因は、超伝導マグネットの場合、とくに重要で、励磁による線材の動き、線材間の充填材に発生するクラック、接着剤の剥離、線材接続部（ジョイント）における発熱、変動磁界による発熱、外部からの熱侵入など様々な要因が考えられるが、これらは冷却効果とのバランスをみて対処すべきものである。

このように超伝導線は擾乱に弱く、単独では実用にならない。そこでSteklyらによって、最初に考案された安定化法は、超伝導線を高純度の銅に埋め込み、超伝導線が常伝導に遷移した場合、一時的に周辺の銅に電流をバイパスさせ、発生するジュール熱を液体ヘリウムによる冷却で除去しようとするものであった [1]。この安定化手法は当時、超伝導線を実用化した点で重要な意味があったが、この方法だと超伝導特性のひとつである高電流密度を生かすことはでき

ず、また、擾乱の内的要因である磁気不安定性や交流損失の問題の解決にはなっていなかった。

擾乱の内的要因に本格的に取り組んだのは英国 Rutherford 研究所であった [2]。

この問題の解答は、陽子シンクロトロンの電磁石に使用する超伝導線を考案する過程で与えられた。すなわち、超伝導体を極細線化し、ねじりを施して（ツイスト）安定化材のマトリックスの中に金属学的接合をもって埋め込む方法である。現在では、この方法は高度に発達し、超伝導体はそれ自身への磁束侵入度に近い直径数  $\mu\text{m}$  までに極細線化され、何千本、何万本という単位でツイストを施した状態で安定化材である高純度の銅に埋め込まれている。このような本質的に安定化された超伝導線を極細多芯線 (twisted fine-multifilamentary wire) と称している。

このような超伝導線の製造技術の進歩によって、超伝導体と安定化材とにおける磁束と熱との拡散特性の相違を克服して、磁氣的に安定で交流損失の少ない安定化超伝導線が開発された。

今のところ、最も進んだ安定化超伝導線では、超伝導体と安定化材の断面積比は、1 : 1 ~ 2 であり、等価的な電流密度は極めて高い。

ここで現在最も広く使用されている NbTi 合金系超伝導線材の臨界電流密度発展の歴史を見てみる。Jc の向上は、大きなプロジェクトの R&D に伴って発展してきた。TEVATRON や TORE SUPRA, そして TOPAZ などがその代表例である。図1-2に Jc の発展の歴史を生産レベルと研究開発レベルで示した [3]。ここ10年間で Jc は2倍に向上したことがわかる。最近では SSC 用線材の開発に伴って Jc が向上し、研究レベルで 5 T, 4.2 K の印加磁場において、 $3,000 \text{ A/mm}^2$  以上の Jc が得られるようになっている。工業レベルでも最近の報告では、5.6 T において、 $2,720 \text{ A/mm}^2$  まで Jc が向上している [4]。



### 1.1.2 超伝導導体

前節では主に超伝導線を構成する材料の特性及びその構造について述べてきた。ここでは実際に超伝導線を導体として使用するときの構造について分類、説明する [5]。

#### 単心線

図1-3 (a) に示すように線材の中心に NbTi 導体があり、その周囲に安定化材の銅がかぶせてある。単心線では NbTi の径を大きくするとヒステリシス損失が大きくなり、磁気的不安定性が生じるため現在はほとんど使われていない。

#### 極細多芯線

図1-3 (b) に示すように安定化材の銅の中に NbTi フィラメント（直径数  $\mu\text{m}$  ~ 100  $\mu\text{m}$ ）を多数本埋め込み、ツイストが施されている。

#### 成形撚線

1 本のストランドでは、電流容量が不足するため、図1-3 (b) に示す線（素線あるいはストランド (strand) と呼ぶ）を多数集合させ、撚り合わせた後、平角状に成形したものを一般に成形撚線と呼んでいる。図1-3 (c) のようにストランドだけで構成したもの、図 (d) のように帯状の補強金属のまわりにストランドを巻き付けたもの、図(e) のようにストランドで 1 次撚線をつくり、さらにそれを 2 次撚線にして成形したものなどがある。導体の有効冷却面積が大きいので、安定性を向上させるなどの利点がある。

#### モノリシック線

図1-3 (f) や(g) のように平角状の極細多芯線を平角状の銅あるいはアルミ導体に埋め込んだ構造になっている。

#### 内部冷却導体

導体を冷却する冷媒の流路を導体の内部に持っている導体を総称して内部冷却導体と呼んでいる。図1-3 (h), (i) にその例を示す。(h) の導体は、バンドル導体と呼ばれ、ステンレスのチューブにストランドを多数撚って入れた構造となっている。(i) は、安定化銅に中空部を持つ中空導体 (hollow conductor) と呼ばれている。

#### 交流用超伝導線

極細多芯構造であるが、特にフィラメント径が細く、またフィラメント間の結合電流を抑え

るために母材に抵抗率の高い CuNi 合金と銅が使われている。図 1-3 (j) に示す導体は商用周波数用超伝導線で、フィラメント径 $1\mu\text{m}$ 以下でフィラメント間の母材には CuNi 合金が、中心には安定化の向上のために銅が入っている。

### 1.1.3 超伝導成形撚線（ラザフォードケーブル）の特徴

図1-3 (c) に示したケーブルを成形撚線 (Compacted Stranded Cable)、またの名をラザフォードケーブルと呼ぶ。このケーブルは、後述するように陽子シンクロトロンの超伝導マグネット用として開発された。このケーブルの構造は、その断面（図1-4）を見てわかるとおり、上下2層の構造で楔型断面を有する。斜めに交差する上下のストランド間は大に塑性変形し、くびれが生じて接触面積が大きくなっている。（図1-5）

このラザフォードケーブルの絶縁構成は、旧 SSC 用ケーブルを例に示すと、内側に厚さ  $25\mu\text{m}$ 、幅約  $10\text{ mm}$  のポリイミドテープが 1 / 2 ラップでスパイラル巻され、電気絶縁が施されている。さらにその上に厚さ  $100\mu\text{m}$ 、幅約  $10\text{ mm}$  の B ステージエポキシ樹脂を含浸したガラスファイバーテープか、片面に B ステージエポキシ樹脂を塗布した厚さ  $50\mu\text{m}$  のポリイミドテープが、 $0.5\text{ mm}$  のギャップを開けてスパイラル巻されている。

## 1.2 加速器用超伝導マグネット

### 1.2.1 加速器用超伝導ケーブル

超伝導ケーブルから見た超伝導マグネットを利用した粒子加速器の歴史を概観する [6]。

Brookhaven National Laboratory (BNL)、Argonne National Laboratory (ANL)、Lawrence Berkeley Laboratory (LBL)、European Organization for Nuclear Research (CERN) の各研究所の粒子加速器は、1960年代初期にはすでにその加速エネルギーが限界に達していた。それは、粒子加速に使用される常伝導マグネットが発生できる最大磁場に到達していたからである。当時完成した30 GeV-AGS ( Alternating Gradient Synchrotron ) クラスの加速器の次の段階の500 GeV領域のマシンのためには、超伝導による強磁場を利用することが唯一の手段と考えられていた。

超伝導マグネットは1960年初期にNb<sub>3</sub>Sn テープ導体を用いたソレノイドやビーム輸送用マグネットの開発から始まった。その後、1968年にNbTiの極細多芯線が開発されてから、この導体が使われ、加速器用モデルマグネットが開発されていった。

#### Rutherford Cable の考案

1971年CERNにおいてSuper Proton Synchrotron (SPS) 計画（加速器用リングの周長半分に常伝導マグネットを配置し、250 から 300 GeV マシンを作る。その後、これらのマグネット間に超伝導マグネットを配置し、500 GeV に上げる。さらに次の段階で常伝導マグネットをすべて超伝導マグネットに置き換えて1000 GeVとする）が発表された。この計画の実現のためにGESSS Collaboration ( Group for European Superconducting Synchrotron Studies) が発足し、

Rutherford High Energy Laboratory (RHEL)

Center for Nuclear Studies at Saclay

Karlsruhe Institute for Experimental Physics

の3研究所で独立に加速器用モデル超伝導マグネットの設計製作を行った。このうちRHELにおいて成形撚線 (Rutherford cable) が開発された。しかし、製作コストの増加、マグネット間の性能のバラツキ、そして、運転時の信頼性の不安定さ（トレーニングクエンチの回数、クエンチ時のマグネット保護）により、超伝導マグネットを用いた加速器計画は破棄された。

編組導体 (braid) の難点 (ISABELLE : BNL)

BNLでは、1969年から1970年にかけてAGSの超伝導化を計画したが、1970から1972年に衝突型加速器の計画に転換した。1972年にISABELLE計画（200GeV陽子-陽子衝突型加速器、264個の4Tesla双極電磁石、216個の四極電磁石）の基本設計を完了した。

この超伝導マグネットには、当時流行であったbraid 導体を用い、1975年にプロトタイプ (Mark I) が完成し、翌年のMark Vでは5Teslaの磁場を発生した。1978年にISABELLE計画はエネルギーを200GeVから400GeVに増加し、それに伴い、超伝導マグネットの磁場を4から5Teslaの目標に設定した。しかし、その後製作した超伝導マグネットはトレーニング クエンチ回数、交流損失の低減ができず、Mark Vと同等の性能を引き出すことはできず、1983年にこの計画は中止になった。

ラザフォードケーブルの成功 (TEVATRON : FNAL)

Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL) では、1968年に200GeVの加速器の建設が始まり、1972年には目標の200GeVを達成した。このときから超伝導モデルマグネットの開発が始まった (Energy Doubler)。1983年に700GeV (TEVATRON) が達成されるまでに開発された超伝導技術が現在の加速器用超伝導マグネットの基礎になっている。それらの開発された重要な成果を挙げると、ケーブルについては

- (a) 楔形断面を持ったラザフォードケーブルの採用
- (b) ケーブルの絶縁構成をガラス繊維テープの下にポリイミドテープを電気絶縁とした（この絶縁構成は電氣的絶縁性を改善しただけではなく、トレーニング特性を大幅に向上させた）
- コイル設計、製作の点では
- (c) two-layer coil design
- (d) stainless-steel collars
- (e) warm iron
- (f) cold bore

が開発、採用された。

超伝導マグネットの工業化 (HERA)

今迄見てきた超伝導マグネットは、研究所主体で開発および製造が進められていたが、HERA

では最初からマグネットの工業生産を行った点で重要な位置付けとなる。

超伝導ケーブルは、ラザフォードケーブルを採用し、ケーブルを構成するストランド表面にステビライト（Ag-Snをメッキ）したことが特長である。これにより安定性は向上したが、交流損失は増大した。

### まとめ

これまで見てきたように、RHELで最初に考案された成形撚線（これがいつからか定かではないが"Rutherford cable"と呼ばれるようになった）がFNALのTEVATRONで実用化され、これ以降の加速器計画で使用する超伝導ケーブルは、すべてラザフォードケーブルが使用される、または予定されている。しかし、次節で述べるようにラザフォードケーブルの交流損失や機械的特性については、深く追及されずに残された課題であり、この交流損失の問題を超伝導安定性を損なわずに解決する必要がある。

## 1.2.2 加速器用超伝導マグネットの諸問題

本節では1984年から設計研究が始まったSuperconducting Super Collider (SSC) 計画において、1993年10月に中止が決定されるまでに行われたマグネット開発で明らかになった問題点について述べる。

### コイルの構成

SSC計画では、長さ15m、口径5cmの超伝導双極磁石を主リングで8000台、主リング前段のHigh Energy Booster(HEB)は長さ13mの超伝導双極磁石を500台使用する。この計画の実現のためにBNLおよびFNALで開発研究が進められ、20台の15m長の試作機が製作された。試作されたマグネットの鳥瞰図を図1-6 [6] に、直線部の断面を図1-7 (a), (b) に示す [7]。cos  $\theta$  巻きされた鞍形コイルが上下2層ずつビームチューブを囲むように配置される。内層コイルは30本のストランドから、外層コイルは36本のストランドから構成されるラザフォードケーブルが使われている。それぞれのターン数は内層19ターン、外層26ターンあり、さらに磁場分布の調整のためターン間に銅のスペーサーが入っている。

それらのコイルの外側にはステンレス鋼の電磁力支持用金具（カラー）があり、励磁中の電磁力を支持する。さらに外側には鉄ヨークがあり、これは磁場のリターンパスとなり、ビーム

チューブ内の磁場を強めるとともに外部への漏洩磁場を防ぐ。この鉄ヨークの構造は、BNLでは水平方向に2分割、FNALでは垂直方向に2分割になっている。

### トレーニングクエンチ

トレーニングクエンチについては、最終的に運転仕様である6600 AまでBNLで試作したマグネットは、トレーニング無しで到達できるようになった。それに対して、FNALでのマグネットでは、クエンチ特性はBNLのものより劣るものの、トレーニング後の性能は十分に満足できるものになっている [8] [9]。トレーニング特性を図1-8 (a), (b)に示す。

### クエンチ電流の励磁速度依存性

主リングで使われるマグネットの励磁速度は、4 A/secであるが、前段のHEB用マグネットは、約60 A/secという高速励磁になる。マグネットの仕様は、主リング、HEB用ともほぼ同じ設計であることから、高速励磁試験を行っている。

トレーニングクエンチ終了後、すべてのマグネットで高速励磁を行い、その励磁特性を測定した [7]。その結果を図1-9 (a), (b)に示す。この図が示すようにその特性が大きく異なっている様子がわかる。(a)では励磁速度が遅いときは、クエンチ電流は緩やかに低下していくが、速くなると急激にクエンチ電流の低下が起きる。(b)では励磁速度が遅いときに急激にクエンチ電流の低下が起こり、速くなるとそのクエンチ電流は一定値を示すようになっている。SSC研究所では前者の特性を“Aタイプ”、後者を“Bタイプ”と名付けた。

### 交流損失の測定

前述の各マグネットについて交流損失の測定が行われた [7]。その結果を図1-10 (a), (b)に示す。測定方法は、500A-5000A-500Aを1サイクルとして電氣的に交流損失を求めている。横軸に励磁速度、縦軸に1サイクル当りの損失量を示している。外部磁場の変化によって生じるケーブル全体の渦電流および結合電流による損失は、励磁速度の二乗に比例し、また1サイクルの時間は励磁速度に逆比例するので、結果として励磁速度に比例する。したがって図に示す勾配が渦電流および結合電流による交流損失と考えることができる。また、励磁速度を零に外挿した値が超伝導線のヒステリシス損失を示す。

Aタイプの振る舞いを示すマグネットは、いずれも勾配が大きく渦電流および結合電流による交流損失が大きいことがわかる。また、Bタイプの振る舞いを示すマグネットの交流損失は非常

に少ないことがわかる。何れのタイプもヒステリシス損失は、ほぼ同じ値を示している。

#### その他測定結果等

Aタイプの振る舞いを示すマグネットについては磁場分布の異常が見られ、この現象はストランド間の接触部を通して流れる結合電流によって説明がつくことを Ogitsu らは報告している [10]。

また、クエンチ電流の励磁速度依存性については、励磁パターンをいろいろと変化させてクエンチ特性を調べている。その結果もAタイプのマグネットの現象はストランド間結合損失が原因であることを裏付けている。また、一方、Bタイプの振る舞いを示すマグネットは、ストランド間抵抗(crossover resistance)が大きく、各ストランドに流れる電流の再配分ができないため、またはストランドに臨界電流の劣化等があるために起きている可能性を推論している [7]。

これまで行われてきた研究では、そのほとんどがラザフォードケーブルをネットワークモデル等を用いて計算し、その現象の説明を試みようとするものである [11] [12] [13]。しかしながら、Aタイプの振る舞いを示すマグネットのストランド間結合損失が何故大きくなるか、そのメカニズムの解明を試みた研究は、皆無といってよい。

### 1.3 超伝導成形撚線の電磁特性

#### 1.3.1 交流損失

一般に複数のストランドから構成される超伝導導体の交流損失は、ストランド内部で発生する交流損失（Intra-strand AC Loss）とストランド間に発生するストランド間交流損失（Inter-strand AC Loss）に分類することができる。

##### ストランド内部交流損失

##### (a) ヒステリシス損失

超伝導線に外部磁場が印加したときの磁化過程において、磁束の侵入に履歴（ヒステリシス）現象を伴う。このヒステリシスによって生じる損失がヒステリシス損失である。

##### (b) 結合損失

1-1でも述べたように超伝導多芯線は多数の超伝導フィラメントが銅母材中に埋め込まれており、さらにツイストが施されている。このツイストの効果によって、外部磁場が変動してもフィラメント間に結合電流が流れて生じる結合損失がツイストを施さないときに比べて激減した。しかし、フィラメント間で安定化材を介した閉回路は依然として形成されるためにこの閉回路を鎖交する変動磁界があると、この磁界を打ち消すための遮蔽起電力が生じ、結合電流が発生する。この損失が結合損失である。

##### (c) 渦電流損失

ストランドのフィラメント領域の外側または内側には安定化材である銅がある。外部磁場の変動によってこの安定化材に渦電流が流れ、損失が発生する。この損失を渦電流損失という。

##### (c) 自己磁界損失

ストランドに電流を通電するとストランド自身の発生する磁界によって損失が生じる。通常、この損失は(a), (b)と比較して小さな損失である。

##### ストランド間交流損失

ストランドを多数撚り合わせてケーブルにしたときに、ストランド同士の接触部を通した閉回路に生じる結合電流損失である。この現象は、超伝導多芯線のフィラメント部をストランドに多芯線をケーブルに置き換えることにより、超伝導多芯線の結合損失と類似性をもつ。



### 1.3.2 安定性

安定性については、ストランドの安定性とケーブルの安定性に分類できる。

ストランドの安定性については、1.1でも述べたように超伝導体を細線化し、ツイストを施して安定化材のマトリックスの中に金属学的接合をもって埋め込む方法によって達成できる。現在では、この方法は高度に発達し、超伝導体はそれ自身への磁束侵入度に近い直径数  $\mu\text{m}$  までに極細線化され、何千本、何万本という単位でツイストを施した状態で、安定化材である高純度の銅に埋め込まれている。

このストランドの安定性の尺度として、(1) 残留抵抗比 (RRR: Residual Resistance Ratio) と (2) 銅比 (Copper to Superconductor Ratio) が使われている。

ケーブルの安定性を決定する要因のひとつとして、ケーブルを構成するストランド間の抵抗の大きさがあげられる。ストランド間抵抗が大きいと、例えば1本のストランドに擾乱が発生し常伝導状態に転移すると、そのストランドに流れていた電流が他のストランドに電流が迂回して流れる、所謂分流現象が起こりにくくなる。その結果、このストランドの常伝導領域が拡大し、発熱するためにケーブル全体がクエンチしてしまう。また、極端な場合、ストランド表面を電気絶縁すると、電流リードとの接続部における接続抵抗や個々のインダクタンスのばらつきで個々のストランドに流れる電流が均等にならないため、目標とする電流を流せないことも起こる。このようにケーブルの安定性を左右するひとつの要因にストランド間抵抗の大きさがある。

その他に冷却面積、ケーブル内のストランドの機械的擾乱（ストランドの動きやすさ）等も安定性を左右する。

## 1.4 超伝導成形撚線の交流損失の増大と低減

### 1.4.1. キュアリングシーケンス

#### 加速器用超伝導マグネットの製法

加速器用超伝導マグネットの製法について説明する。

製作工程はおおよそ次の4工程に分けることができる。

- (a) 巻線
- (b) キュアリング
- (c) カラーリング
- (d) 組立

以下、簡単に工程別に説明する。

#### (a) 巻線

超伝導ケーブルを巻線機に取付けた凸型のマンドレル上で巻線を行う工程。

#### (b) キュアリング

巻線が終了したコイルが取付けられたマンドレルに凹型の成型治具をかぶせ、プレスで加圧、加熱しながら、ケーブルの最上部に巻いたガラスファイバー上のエポキシ樹脂を反応させ、固める。通常、このエポキシ樹脂の反応条件で温度、時間が決められる。この加圧、加熱してコイルを成型する工程をキュアリングと称する。

#### (c) カラーリング

キュアリングが終了したコイルをプレスから外し、一旦、圧力を開放する。キュアリングが終了した他のコイルを含めて円筒型のマンドレル上に組み上げる。そしてその周囲に電磁力支持用金具（カラー）を取付け、カラーリングプレスにセットする。所定のコイル寸法になるまで加圧した後、カラーを固定するためのキー(key)と呼ばれる固定用ブロックを取付け、溶接する。

#### (d) 組立

鉄ヨークがある場合は、カラーリングの終了したコイルの周囲に鉄ヨークをかぶせ、組み立てる。そして最終的にクライオスタット内にセットする。

### キュアリングシーケンス

(b)項に述べたキュアリングの条件、すなわち、温度、圧力、時間、材料、雰囲気等を含めてキュアリングシーケンスと呼ぶ。

#### 1.4.2. キュアリング温度依存性

SSC マグネットの交流損失の問題点を明らかにするために、Y. Z. Lei らは線材メーカーの異なる各種ケーブルについての交流損失の測定を行った [14]。銅マトリックスのストランドから構成されるケーブルの 120～230℃のキュアリング温度範囲でのストランド間結合損失の結果を図1-11に示す。これを見てわかるようにキュアリング温度が上昇していくと結合損失も増加し、230℃では120℃でのキュアリング時の3桁も大きくなっていることがわかった。また、ストランド間抵抗の測定も行い、ストランド間結合損失の大きいケーブルほどストランド間抵抗が小さいことを明らかにしている。しかし、このストランド間結合損失が大きくなる理由については明らかになっていない。

#### 1.4.3. 異種金属添加による交流損失の低減

さらにY. Z. Lei らは、マトリックスが銅以外の銅マンガン合金を含むストランドから構成されるケーブルについても前述と同様の測定を行った（図 1-11中の×で示す）。その結果は、銅マトリックスの場合と異なり、230℃のキュアリング温度でもストランド間結合損失は120℃の数倍程度しか大きくならないことがわかった。

この銅マンガン合金を含むストランドは、HEB用に特別に製作されたものである [15]。ヒステリシス損失を小さくするためにNbTi フィラメント径を 2.5  $\mu\text{m}$  と SSC主リングダイポールマグネット仕様の 6  $\mu\text{m}$  よりも細くした。また、細線化することによって生じる損失の増加（近接効果）を防ぐことを目的として、銅マンガン合金を各フィラメントの周囲に配置した。

このように銅マンガン合金の目的は、ストランド内部の結合損失を低減するためであったが、結果としてストランド間結合損失の低減にもつながっている可能性がある。

Y. Z. Lei らはこの現象について、銅マンガン合金の機械特性（軟化温度が銅よりも高い）に因果関係があるかもしれないことを示唆しているが、説明するに至っていない。

## 1.5 本研究の目的及び論文の内容

以上見てきたように、加速器用超伝導マグネットに用いられる超伝導成形撚線（ラザフォードケーブル）のストランド間結合損失について、何故大きくなるかというメカニズムを解明した研究は今までほとんど無い。また、安定性についても、計算モデルを実証するための実験データが欠如しており、その安定性を正確に評価する方法が確立されていない。

そこで本研究の目的は、ラザフォードケーブルのストランド間結合損失の大きさを決めるメカニズムの解明を、銅マトリックスで構成されるストランドと銅マンガン合金を内部構造に配置したストランドから構成されるケーブルを使って行い、加速器用超伝導マグネットに使用するラザフォードケーブルの特性改善のための知見を得ることにある。

本論文は、8章より構成されている。

第2章は、本研究で使用したラザフォードケーブルの仕様について説明する。

第3章は、ラザフォードケーブルの交流損失の測定方法、及び測定結果について説明し、ストランド間結合損失を求め、キュアリング条件依存性を調べる。その結果から、ストランド間結合損失を決定する要因が、キュアリング後の圧力開放する工程にあることを明らかにする。

第4章は、ストランド間結合損失の原因となるストランド間抵抗の測定を行い、キュアリング条件依存性を調べる。また、接触表面の状態をSEMで観察する。これらの結果からストランド間抵抗の大きさを決める要因を明らかにする。

第5章は、ストランド表面を覆う酸化被膜について、オージェ電子分光法によりその構成原子、酸化被膜厚さを調べる。さらに酸化被膜に関する他分野での研究例と比較しながら、ストランド表面で起きている現象を明らかにする。

第6章は、ラザフォードケーブルの機械特性を明らかにするため、ケーブル、ストランド、そして構成材料である銅、及び銅マンガン合金の機械特性を調べ、ストランド間抵抗との関連を明らかにする。

第7章は、これまでの測定結果について考察を行い、ラザフォードケーブルのストランド間結合損失の大きさを決めるメカニズムを明らかにする。

第8章で以上のまとめを行う。

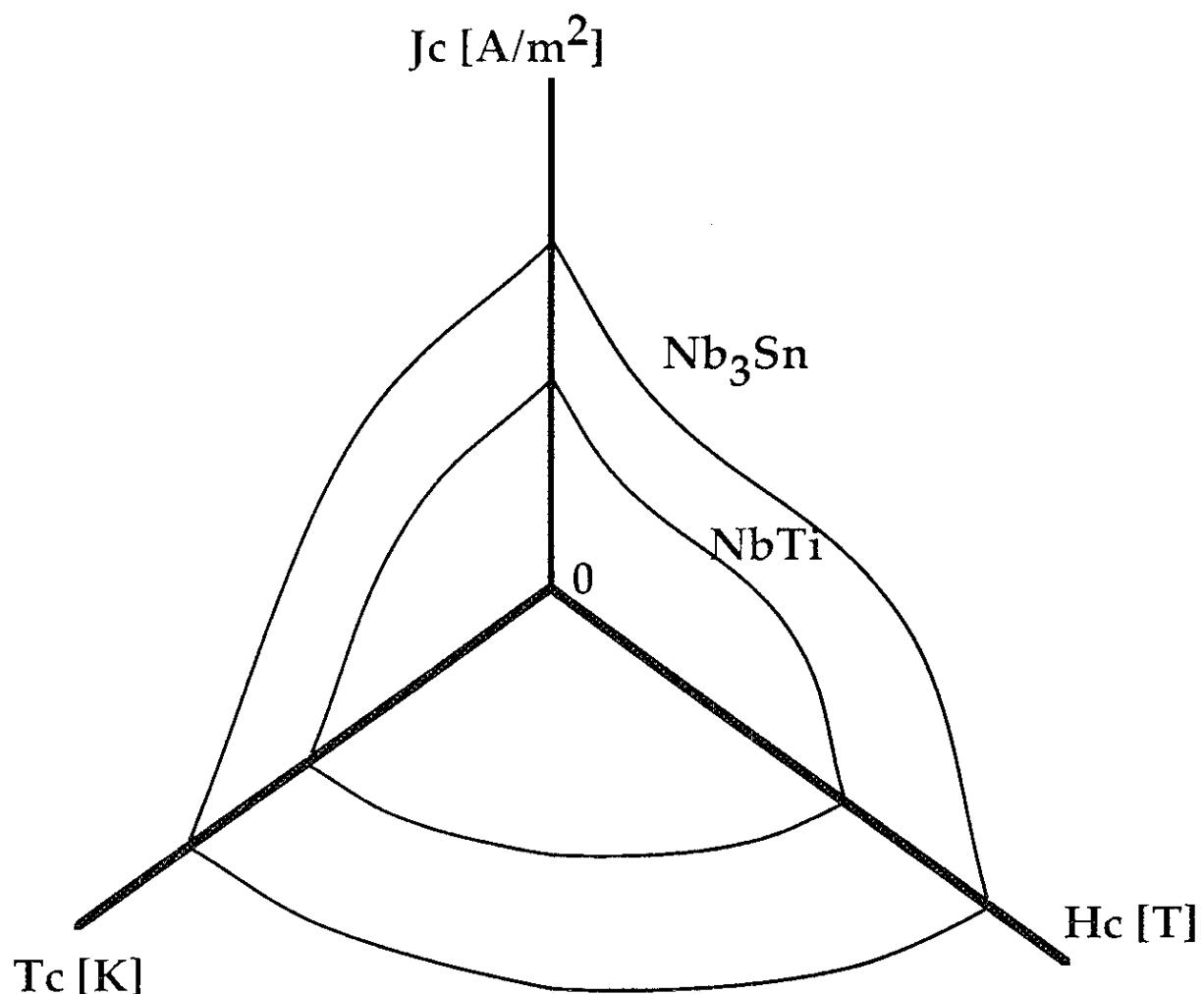


図 1-1 NbTi と Nb<sub>3</sub>Sn の超伝導特性

# 5T at 4.2K

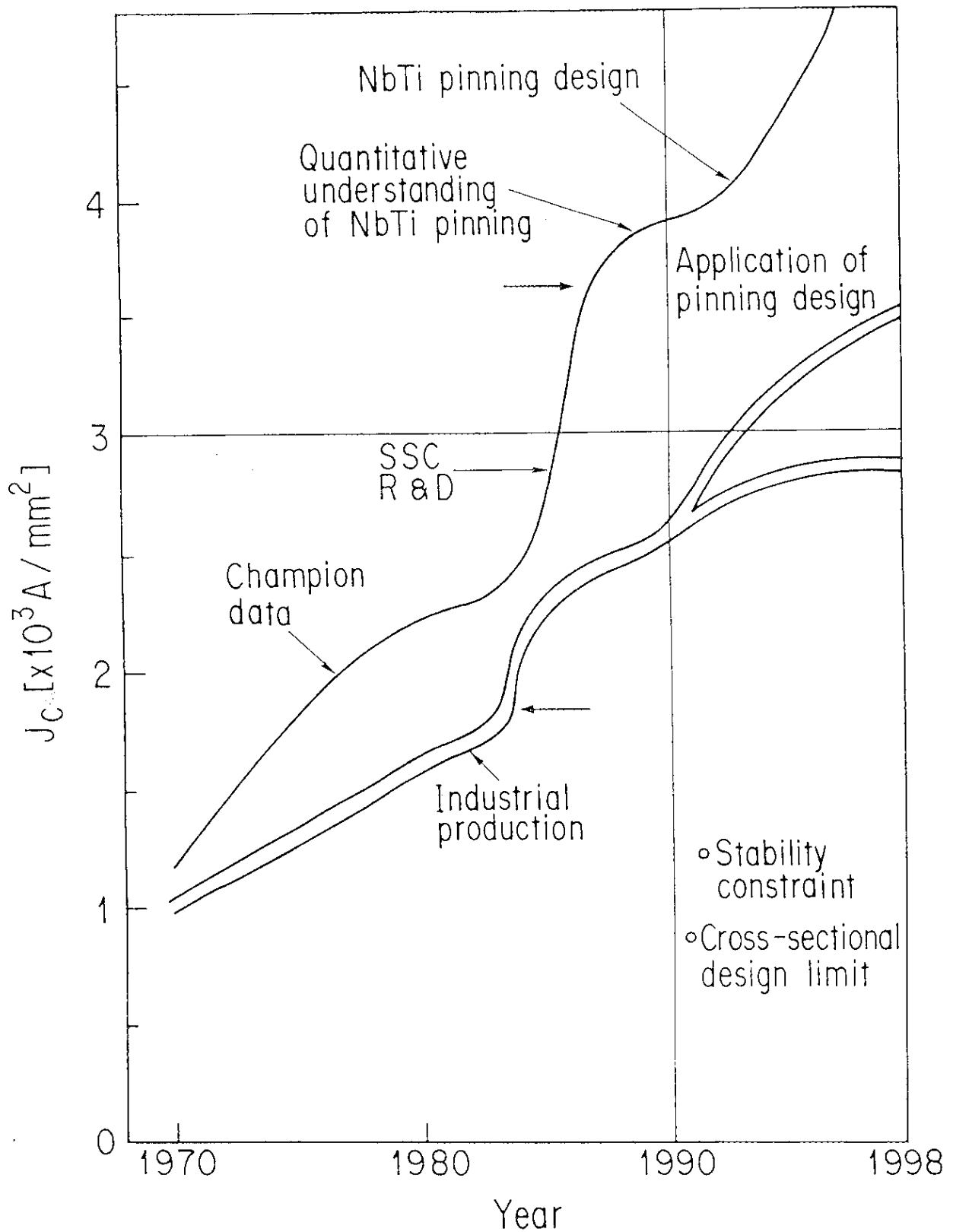
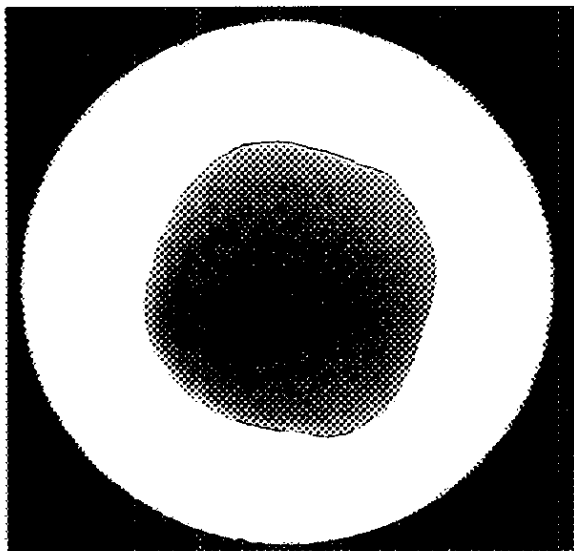
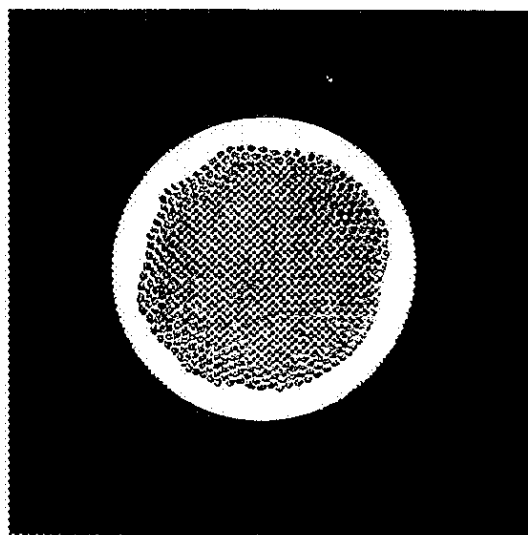


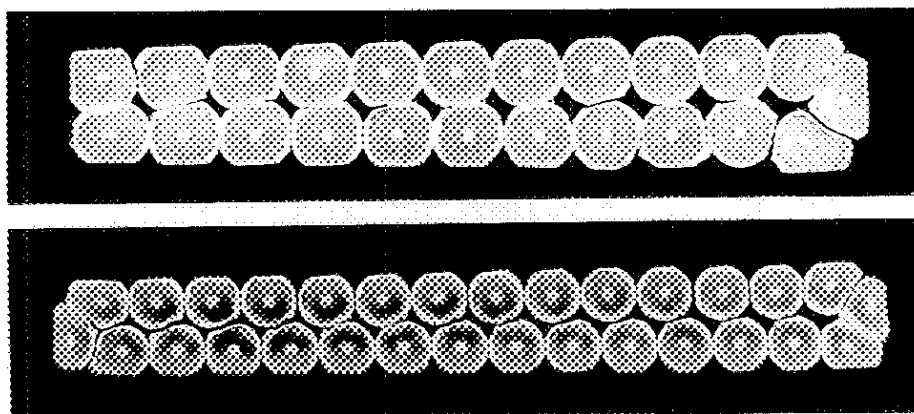
図 1-2 NbTi の臨界電流密度の発展の歴史 [3]



(a) 単心線

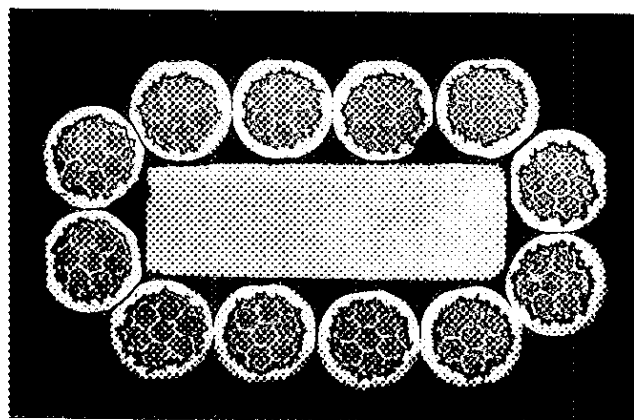


(b) 極細多芯線



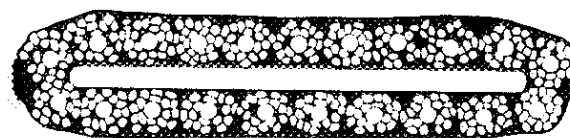
(c) 成形撚線(1)

キーストン角度がある加速器用ケーブル（ラザフォードケーブル）



(d) 成形撚線(2)

ステンレステープの補強材入り



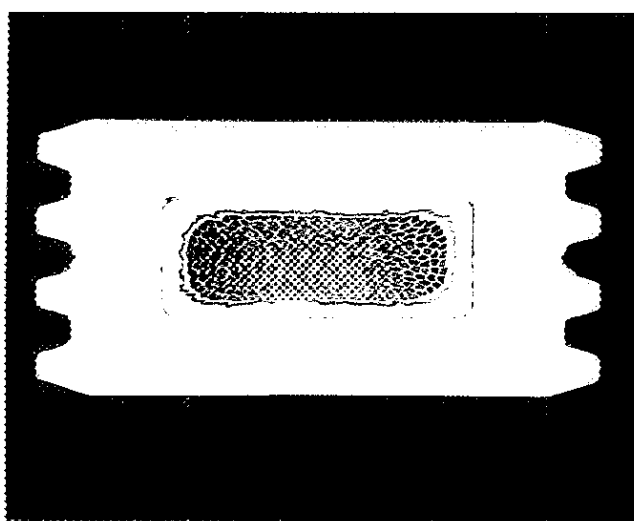
(e) 成形撚線(3)

1次撚線をさらに撚り合わせたケーブル

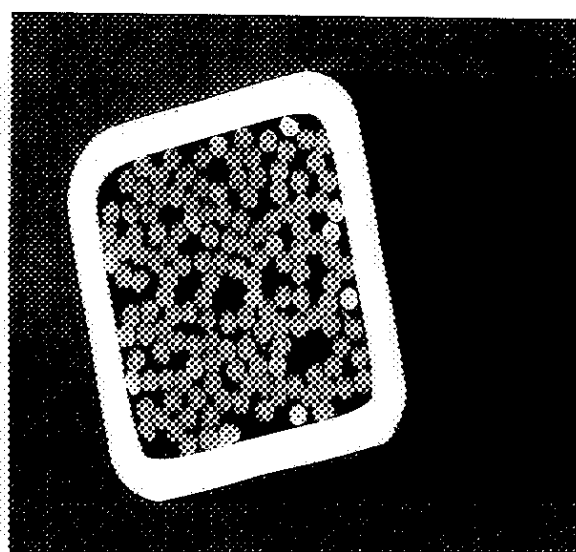
図 1-3 各種超伝導線の断面構造（1）



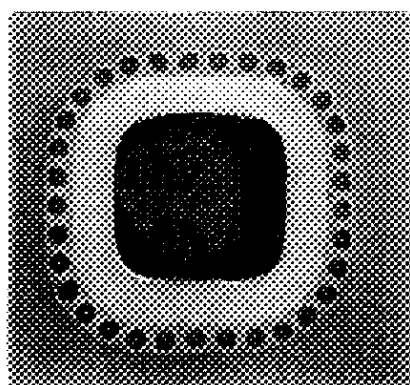
(I) 平角線(1)  
アルミ安定化材の内部に超伝導線を埋め込んだ



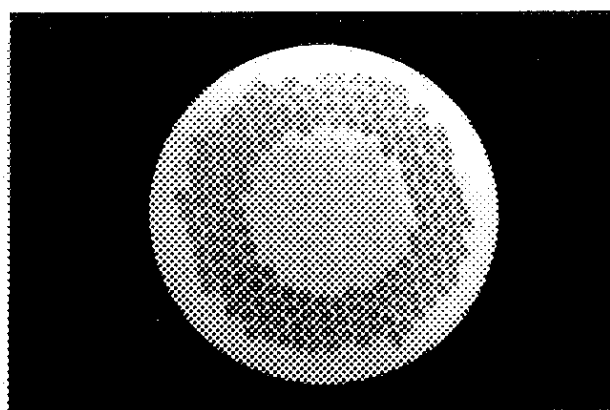
(g) 平角線(2)



(h) バンドル導体  
ステンレスパイプの内部に超伝導線がある



(i) 中空導体



(j) 50/60Hz 交流超伝導極細多芯線

図 1-3 各種超伝導線の断面構造 (2)



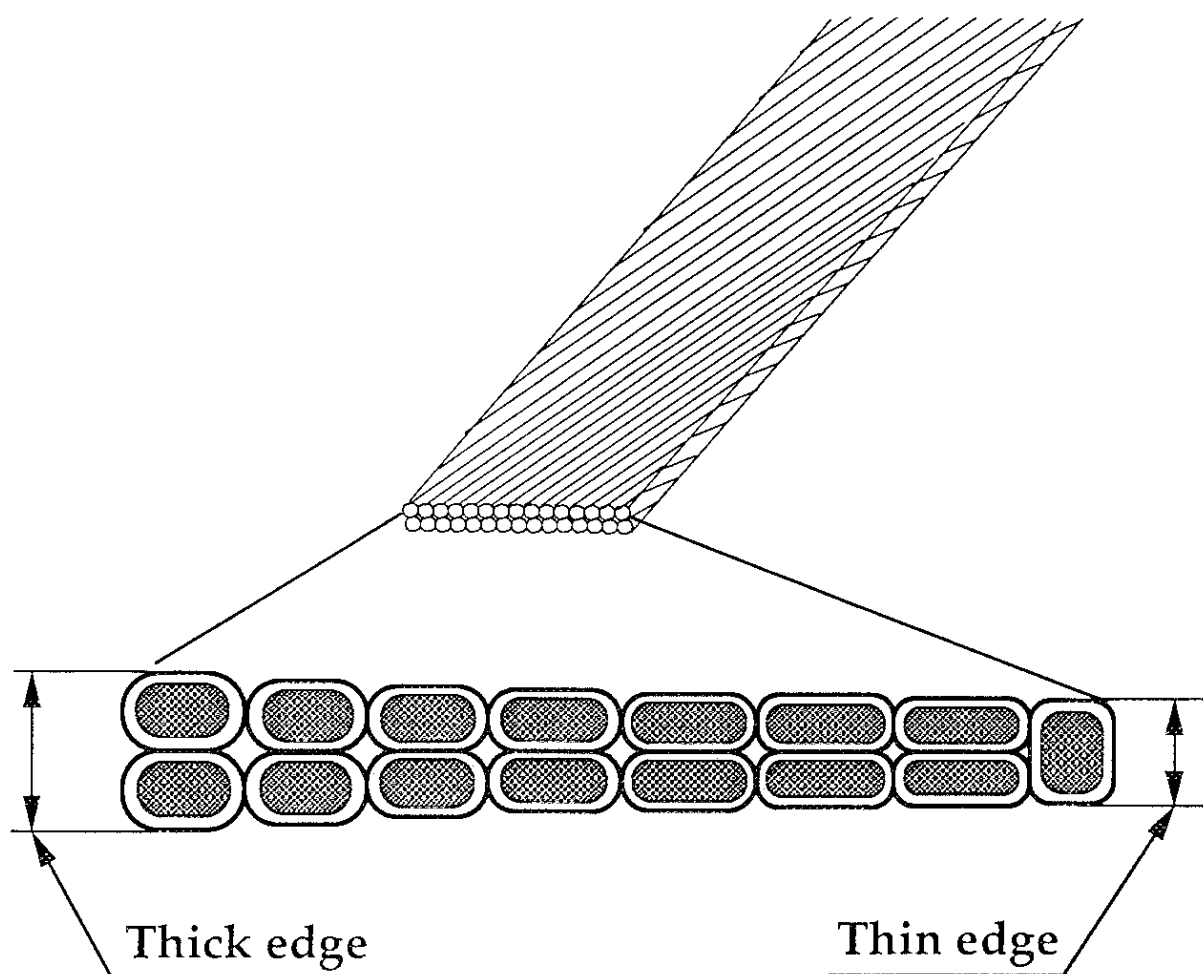


図 1 - 4 ラザフォードケーブル断面図

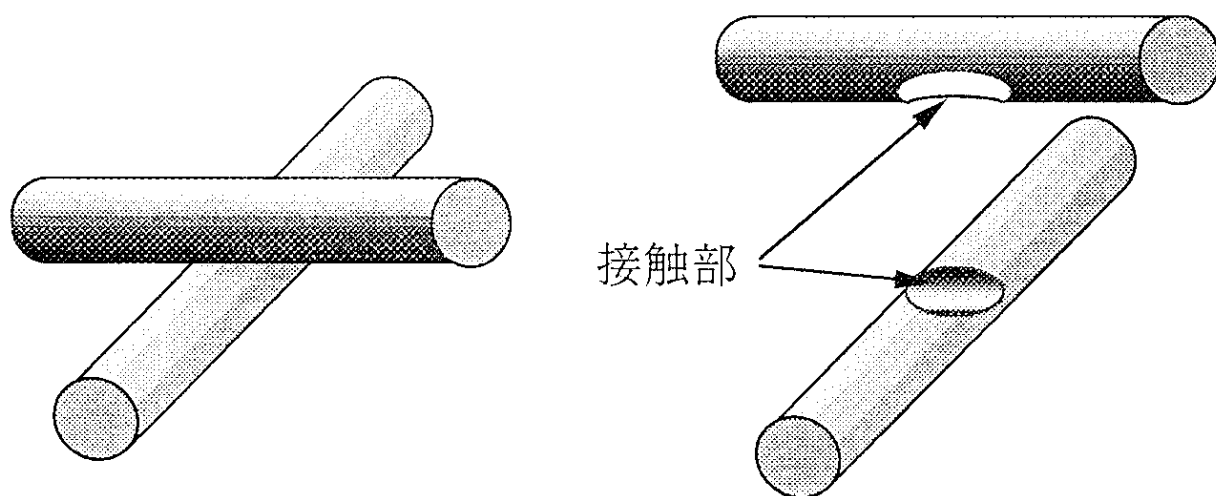


図 1 - 5 ラザフォードケーブルストランド間接触部

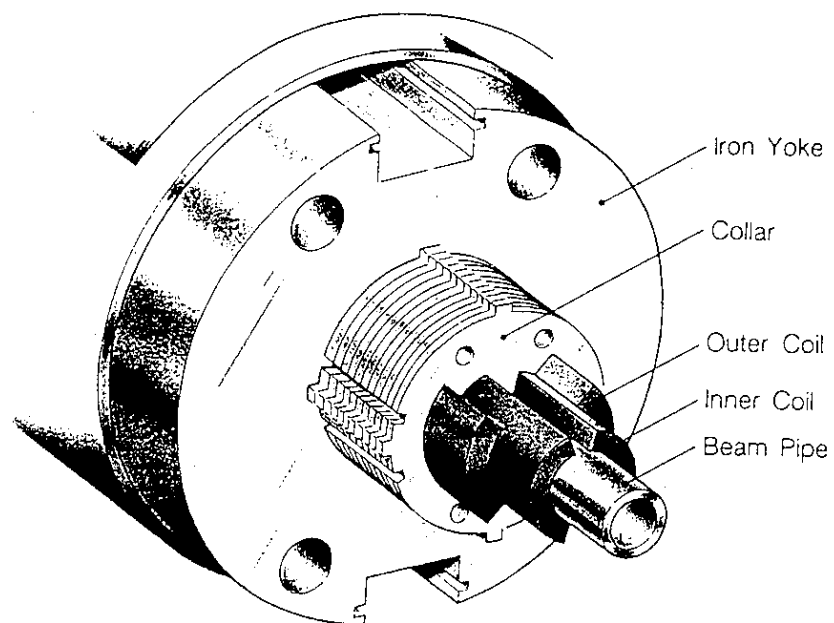
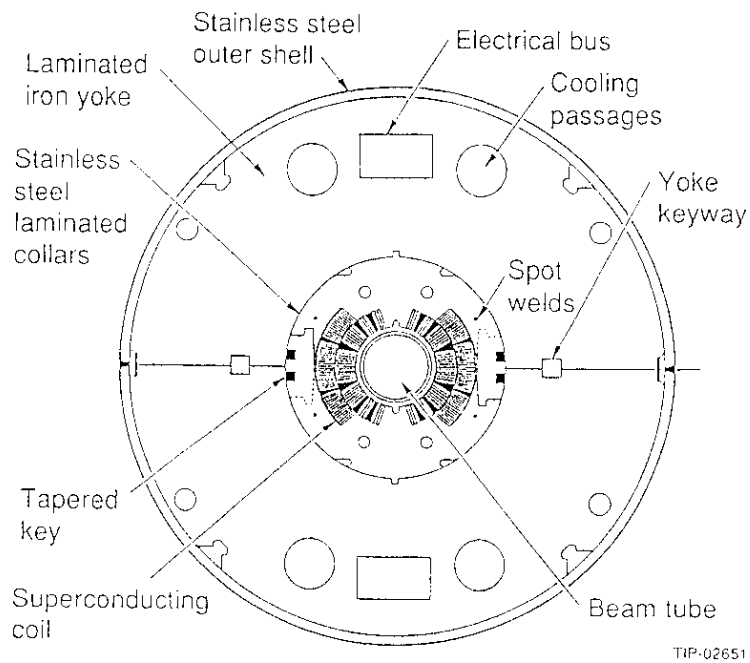
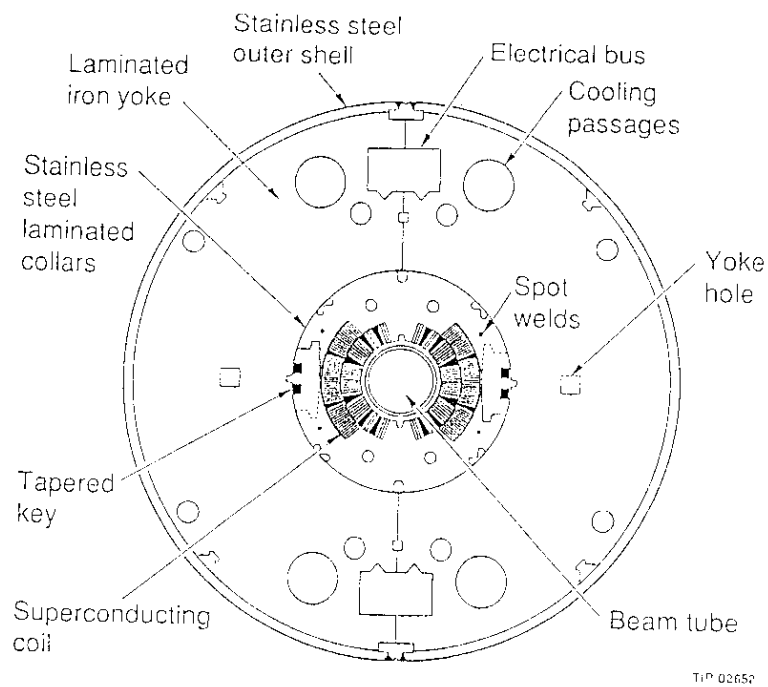


図 1-6 SSC マグネットの構造 (1)



1-7 (a) BNL Magnet Design



1-7 (b) FNAL Magnet Design

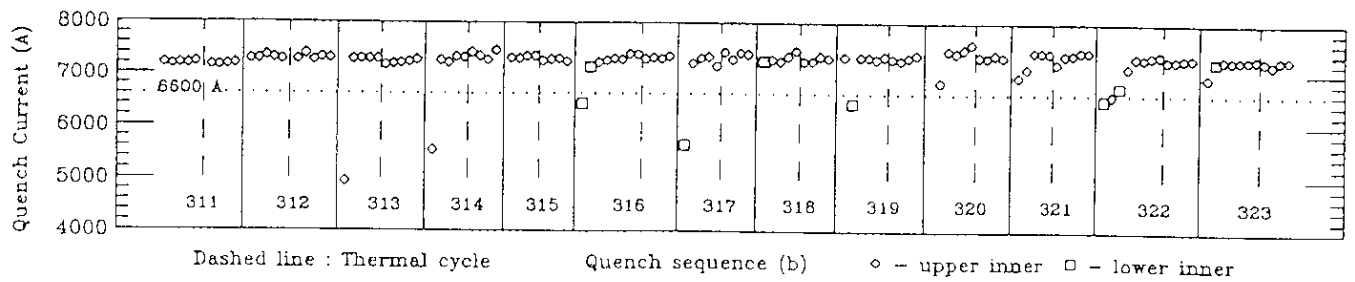
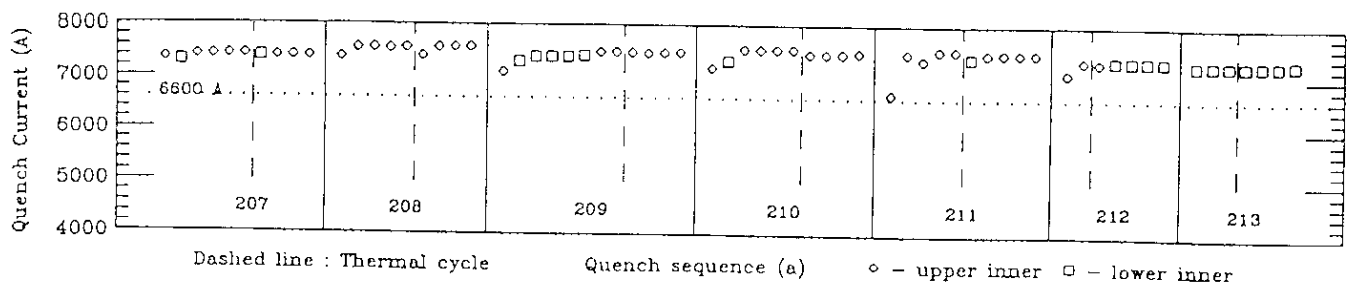


図 1-8 トレーニングクエンチ特性

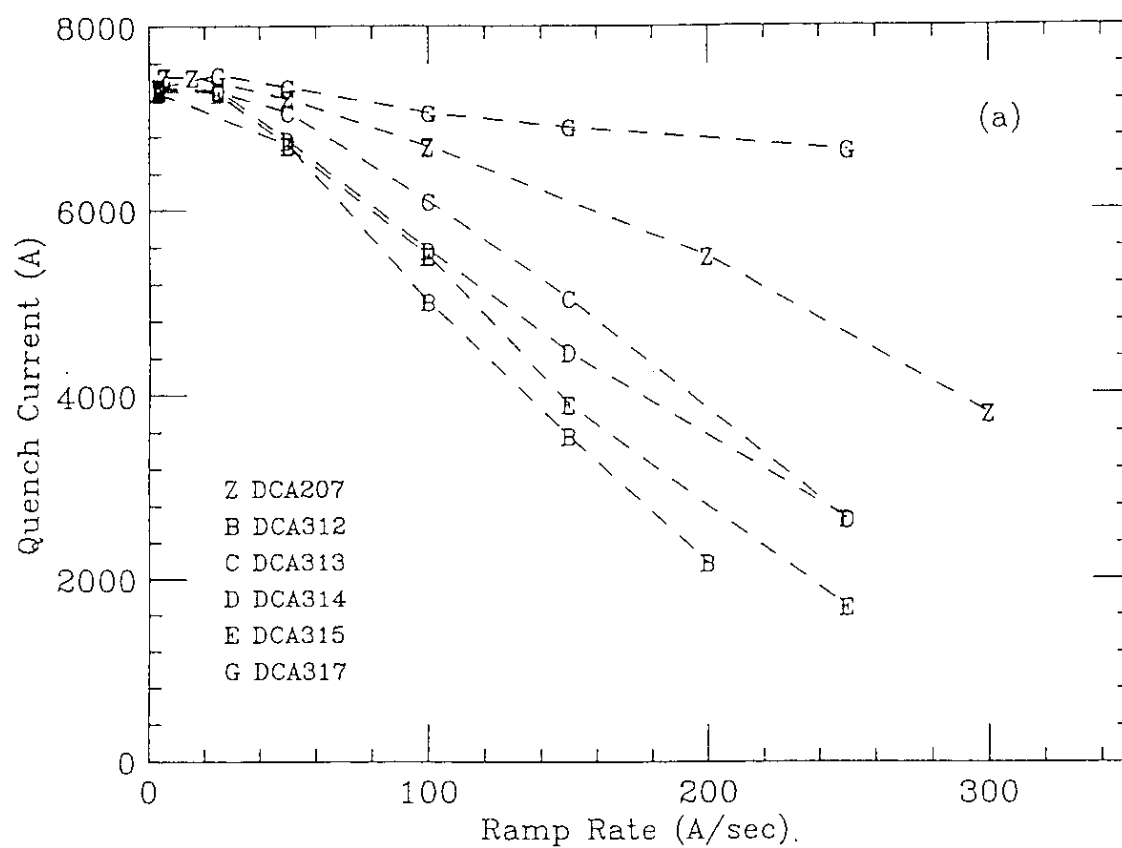


图 1-9 (a) 高速励磁特性

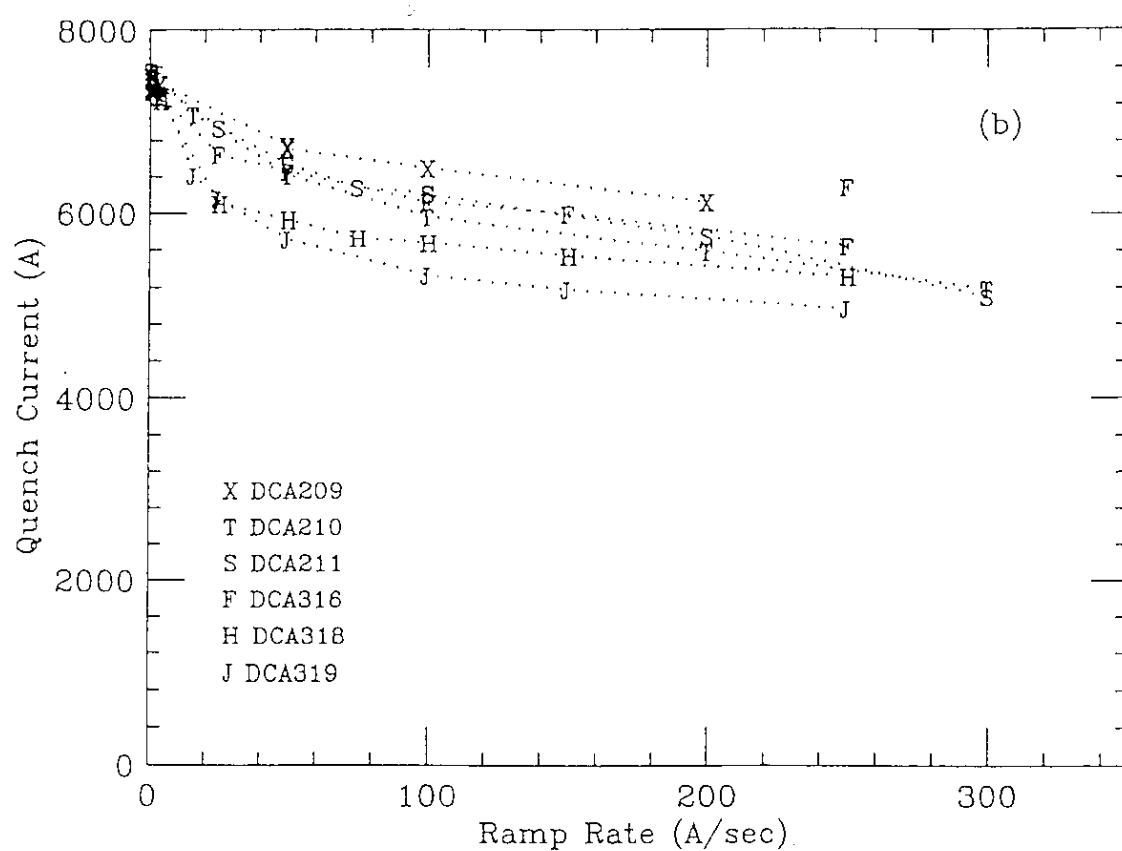


图 1-9 (b) 高速励磁特性

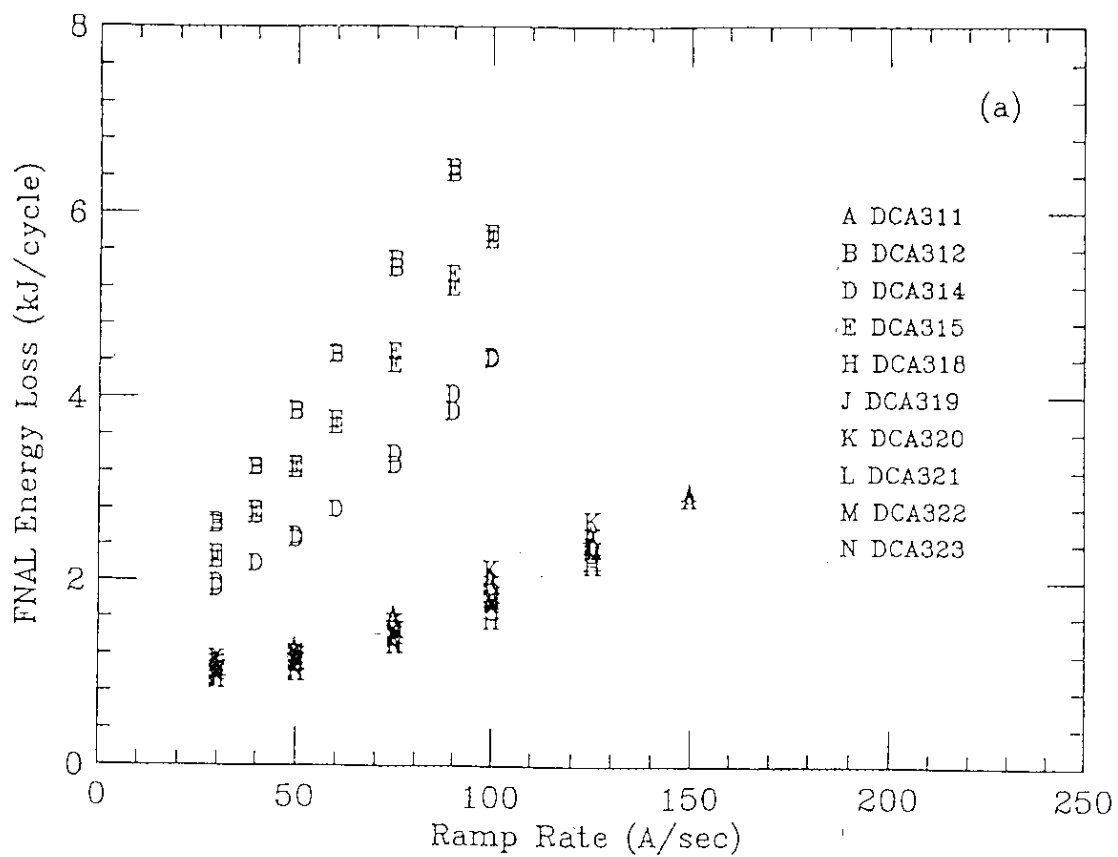


图 1-10 (a) 交流损失特性

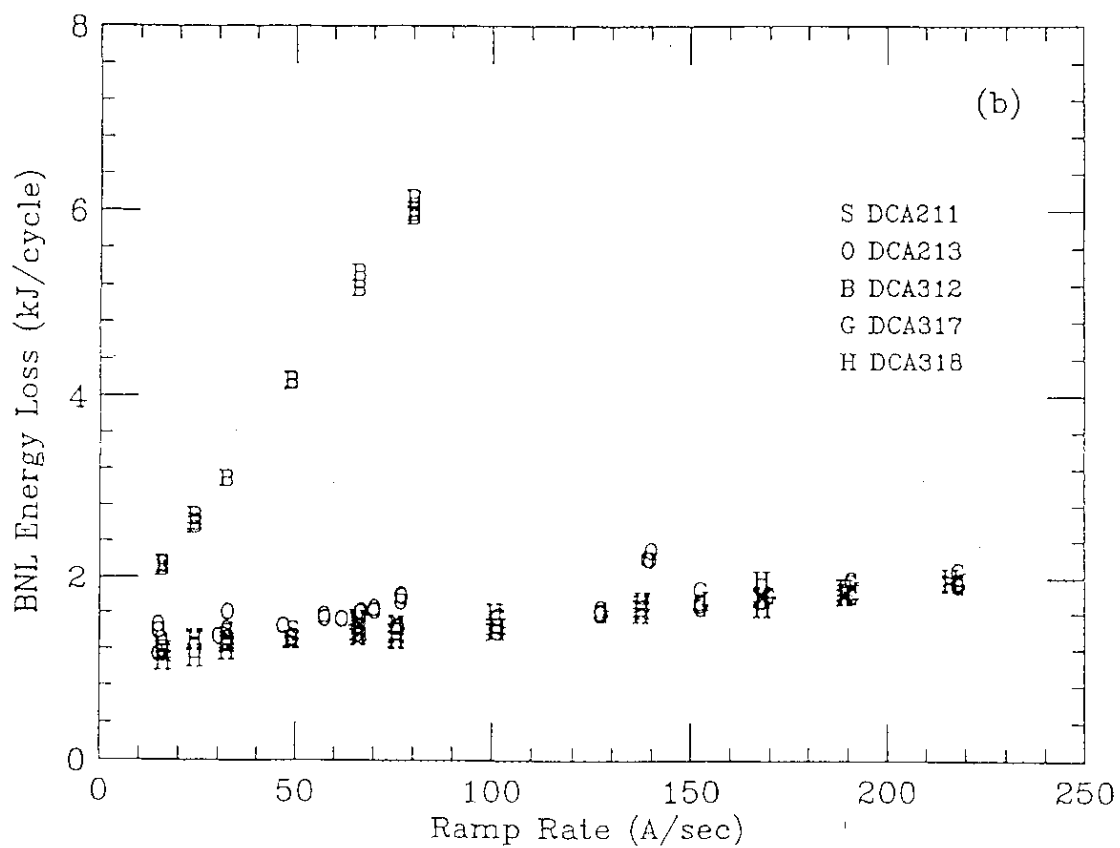


图 1-10 (b) 交流损失特性

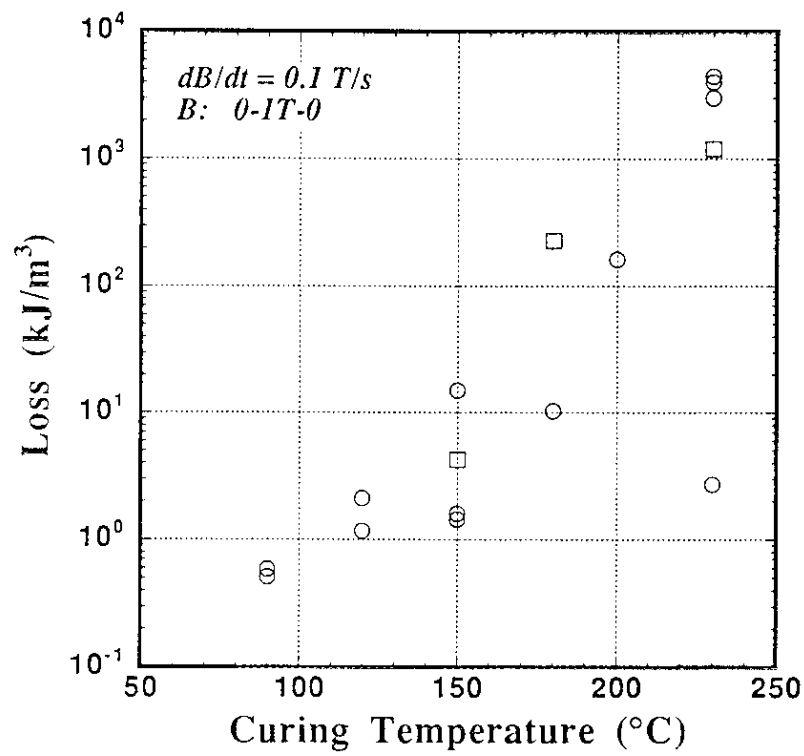


図 1-11 銅マトリックスケーブルのストランド間交流損失 [11]

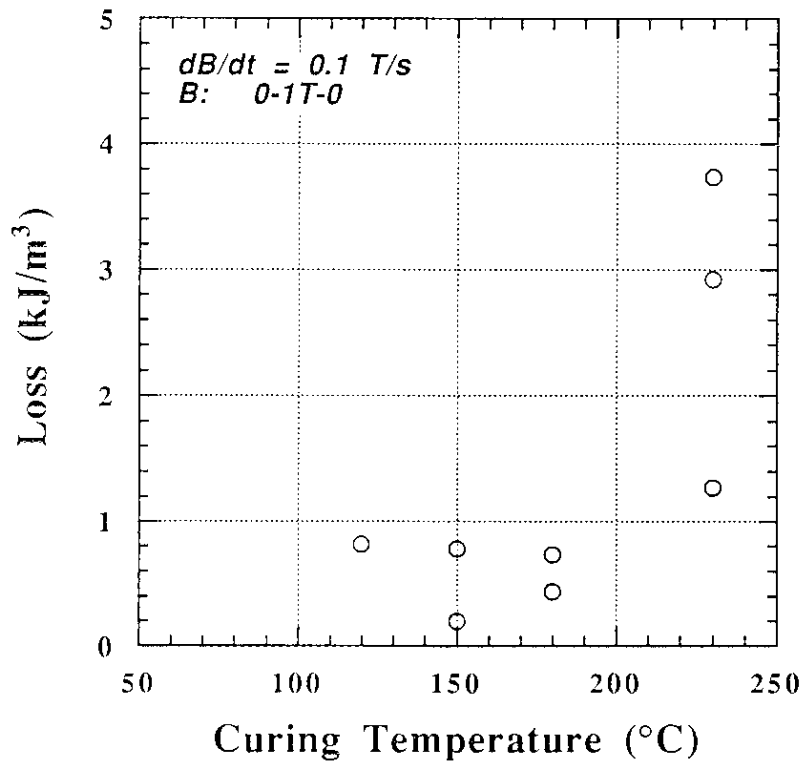


図 1-12 銅マンガン合金マトリックスのストランド間交流損失 [11]

## 第2章 交流損失測定用ケーブル

この章では測定のために準備したケーブルについて説明する。

測定したケーブルは、SSC計画で選定された内層コイルに用いられるケーブルと同一仕様のものを選択した。さらに、それをベースにしてストランド表面に表面処理を施したものの、ストランド内部構造に銅以外の異種金属を配置したものを準備した。

### 2.1 超伝導マグネット用ケーブルの仕様

このケーブルは、本研究に用いたサンプルの基本を成すものであり、SSC計画で用いられたものと同じケーブルである。特徴としては、ストランド表面がマトリックスを構成する銅である。保管状態によって異なるが、通常その表面には数10～数100Åの厚さの酸化被膜が形成されている。基本仕様を以下に、また、断面図を図2-1に示す。

#### (1) ストランド

材 料	Nb - Ti / Cu
ストランド径	0.808 mm
フィラメント径	～ 6 $\mu$ m
平均フィラメント間隔	> 1 $\mu$ m
銅コア径	0.12 ～ 0.13 mm
銅シース厚さ	92 $\mu$ m
マトリックス比	1.3 (Cu / NbTi)
ツイストピッチ	13 mm (Z撚り)
臨界電流	> 350 A (at 7T, 4.2K)

#### (2) ケーブル

寸 法	
中央厚さ	1.458 ± 0.06 mm
キーストン角度	1.2 ± 0.1°
幅	12.16 ～ 12.36 mm
ストランド数	30本
撚りピッチ	86 ± 5 mm (S撚り)
残留抵抗比 (RRR)	≥ 30



(3) 絶 縁

下層

幅  $10 \pm 0.25$  mm, 厚さ  $25 \mu\text{m}$  のポリイミドテープをハーフラップ巻する。

上層

幅  $6 \pm 0.25$  mm, 基材厚さ  $50 \mu\text{m}$  のポリイミドテープの上にBステージエポキシ樹脂を  $20 \sim 25 \mu\text{m}$  塗布したテープを用い、 $1.0 \pm 0.5$  mm の間隔で巻く。

## 2.2 測定用に準備したケーブル

### 2.2.1 銅表面

2.1で示した基本仕様のケーブルそのものである。

### 2.2.2 スtrand表面のコーティング

2.1で示したStrand表面に以下に示す材料をメッキあるいは成長させたStrandからケーブルを構成した。なお、絶縁に関しては、2.1と同じものを用いた。

#### (a) ステーブライト

0.5%のAgを含んだSnをStrand表面に厚さ約 $1\mu\text{m}$ のメッキを施す。このステーブライトは柔らかく、滑らかな理由により、ケーブル化したときのStrand間の密着性は良い。

#### (b) 黒化処理

強制的にStrand表面に銅酸化膜を約 $1\mu\text{m}$ 成長させる。その表面は黒色となり、処理液の商品名から”エボノール”とも言われる。

#### (c) 混合-1

銅表面のStrand15本とステーブライト処理したStrand15本を交互に撚線した後、成形する。

#### (d) 混合-2

銅表面のStrand15本と黒化処理したStrand15本を交互に撚線した後、成形する。

#### (e) 混合-3

ステーブライト処理したStrand15本と黒化処理したStrand15本を交互に撚線した後、成形する。

### 2.2.3 Strand内部構造

銅マンガン合金（マンガンを0.5%と銅の合金）をStrand内部に配置させたStrandから構成されるケーブルである。構造の異なるStrandを2種類用意した。なお、絶縁に関しては、2.1と同じものを用いた。

## (a) 銅マンガンバリアー

ストランドの構造は、銅表面のストランドの NbTi フィラメント束と銅外皮層（銅シース）の間に厚さ $12\mu\text{m}$ の銅マンガン合金を配置させた。その断面構造を図 2-2 に示す。

その他の仕様は、基本仕様のケーブルと同じである。

## (b) 銅マンガン合金マトリックス

第1章でも述べたようにこのストランドはフィラメント径が $2.65\mu\text{m}$ と細く、フィラメント間隔が $0.5\mu\text{m}$ 程度しかない。このようにフィラメントを極細化してもフィラメント間隔が近いと、近接効果（超伝導体が常伝導体に接している場合、超伝導電子が常伝導体の中へしみ出す現象）により太いフィラメントとして振る舞い、フィラメントを極細化した意味が無くなる。そこで近接効果の影響を減らすために磁性不純物であるマンガンをフィラメントの周囲の常伝導体中に入れる。断面構造を図 2-3 に示す。

## (1) ストランド

材 料	Nb - Ti / Cu / Cu - 0.5% wt.Mn
ストランド径	0.811 mm
フィラメント径	$2.65\mu\text{m}$
平均フィラメント間隔	$> 0.5\mu\text{m}$
銅コアー径	0.13 mm
銅シース厚さ	$53\mu\text{m}$
銅マンガン厚さ	$0.25\mu\text{m}$
マトリックス比	1.46 ( Cu + CuMn / NbTi )
ツイストピッチ	13.5 mm (S撚り)
臨界電流	$\sim 339\text{ A (at 7T, 4.2K)}$

## (2) ケーブル

寸 法	
中央厚さ	1.462 mm
キーストン角度	$1.229 \pm 0.1^\circ$
幅	12.14 mm
ストランド数	30本
撚りピッチ	85 mm (Z撚り)
残留抵抗比(RRR)	$\geq 70$

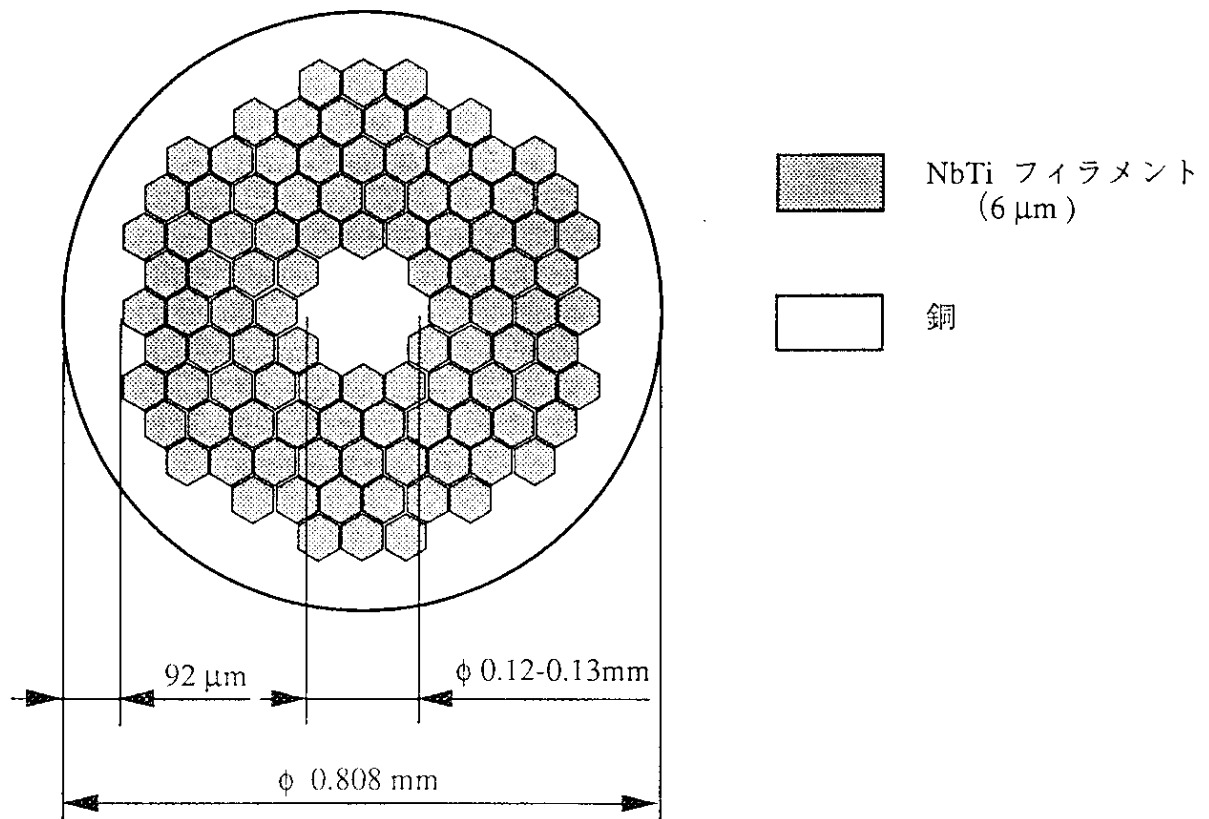


図 2-1 銅マトリックスストランドの内部構造

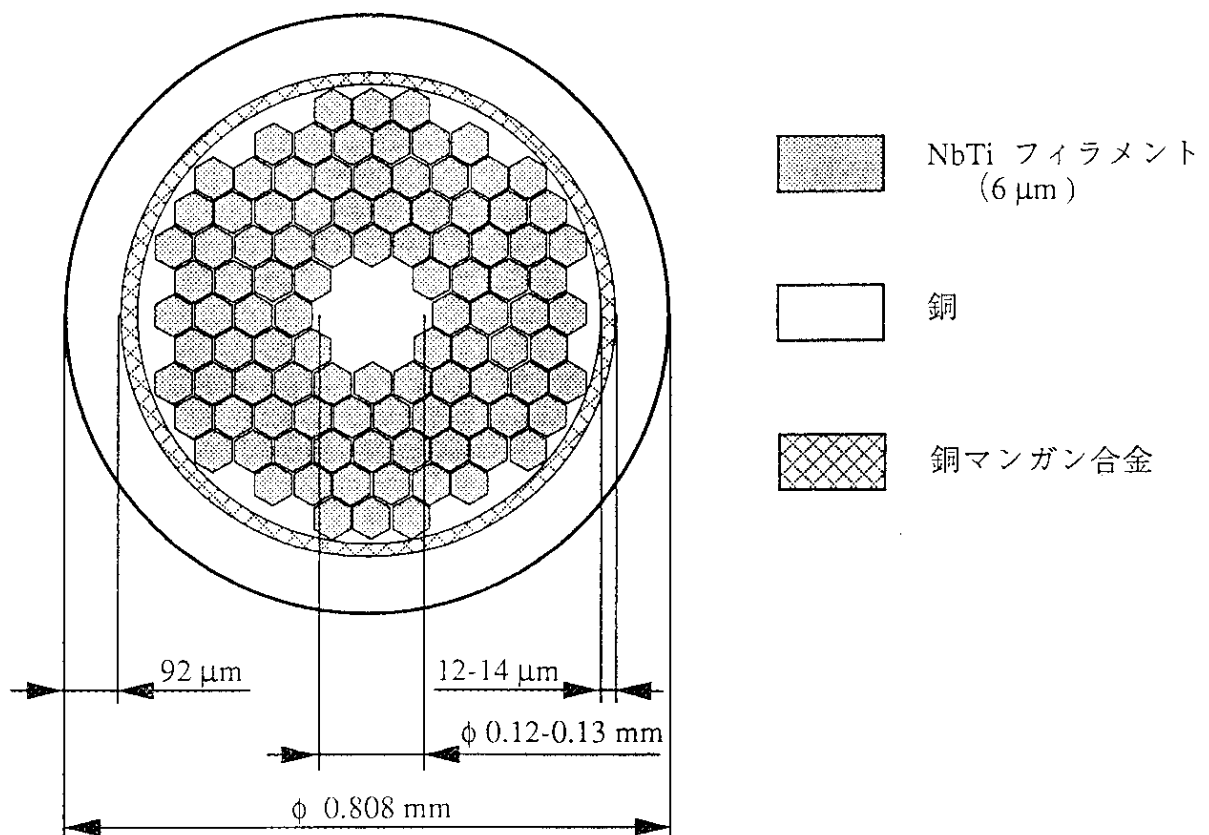


図 2-2 銅マンガン合金バリアー入りストランドの内部構造

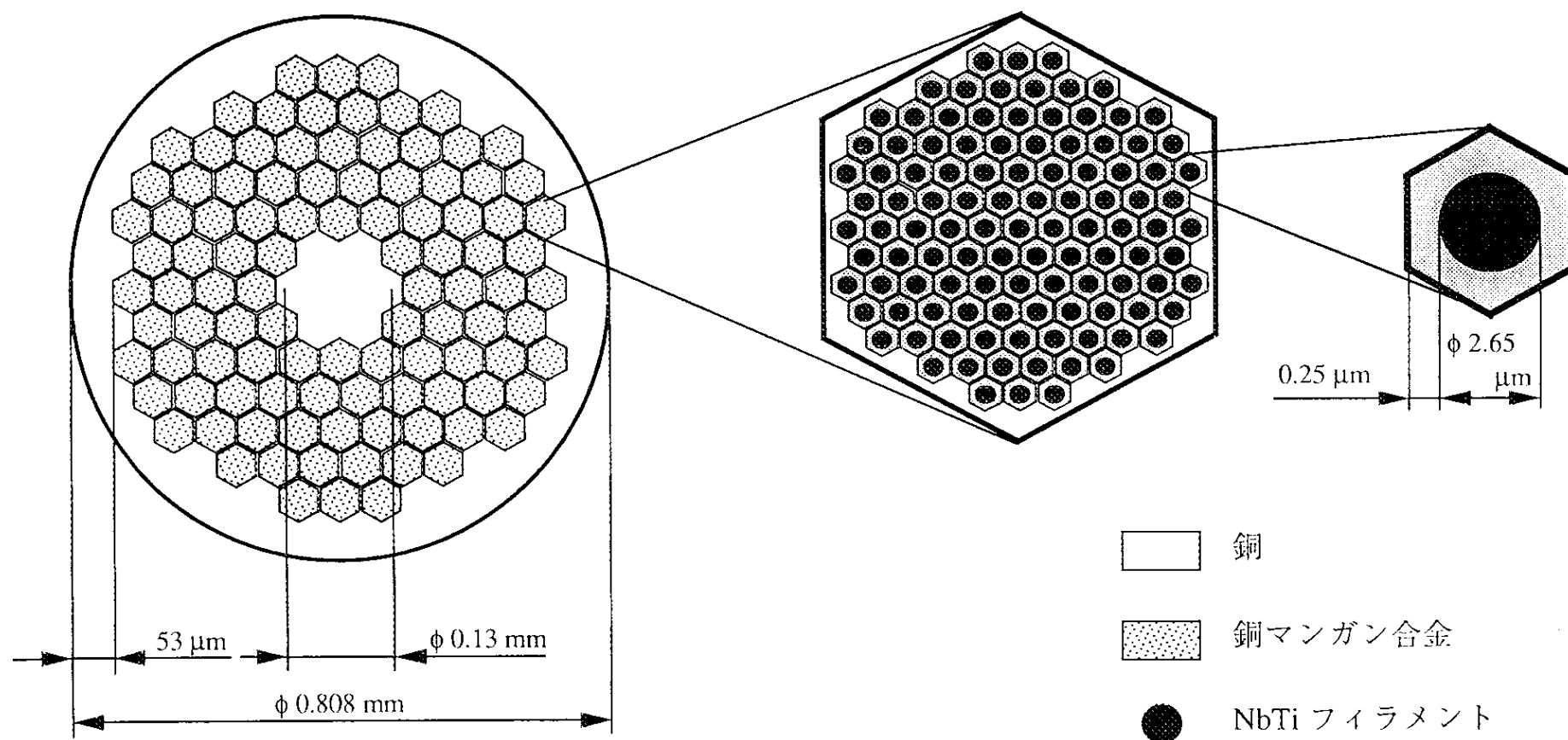


図 2-3 銅／銅マンガン合金マトリックスストランドの内部構造

## 第3章 交流損失の測定

### 3.1 交流損失の測定方法の分類

交流損失の測定は一般に2種類の方法、熱的測定と電氣的測定に分類できる。本節ではこの2種類の方法の一般論について述べる。

熱的測定方法は、交流損失の発生に伴い超伝導体が発熱し、冷媒である液体ヘリウムに熱が伝わり、液体ヘリウムが蒸発することから、蒸発したヘリウムガスの体積を測定することによって交流損失量を求めることができる。液体ヘリウムの蒸発潜熱は 20.9 kJ/kg (4.2K, 1気圧)、標準状態のヘリウムガス密度は 0.1785 kg/m<sup>3</sup> から交流損失量を計算できる。

精度良く交流損失量を測定するためには、交流損失以外の発熱の要因、電流リードの発熱やクライオスタット外部からの熱侵入量などを除去する必要がある。図3-1 に測定装置の1例を示す [1]。

この方法の利点は、たとえば超伝導磁石の交流損失の測定では電氣的な要因による損失だけでなく、機械的な要因による損失を含めたすべての損失を測定できることにある。

この他の方法として、たとえば1.8Kまで冷却したシステムでは、液体ヘリウムの温度上昇を測定することによって交流損失量を求める方法等がある [2]。

電氣的な交流損失の測定方法は、被測定物への電力量を測定することである。この方法は熱的な測定よりも簡単で（クライオスタットの改造を必要としない）迅速に測定が可能である。基本的な方法は、被測定物、たとえば超伝導磁石を励磁し、消磁する。この1周期の間に磁石に供給した電流と磁石両端に発生した電圧の積を時間積分する。しかし、これだけでは、交流損失以外の磁石に蓄積されたエネルギーが測定量に含まれるため（一般にこのエネルギーは交流損失量の  $10^3 \sim 10^4$  倍にもなる）精度良く測定することができない。この難点を改善するため、図3-2 に示すように相互インダクタンス  $M$  を持った回路を付加し、磁石のインダクタンス ( $L$ ) による発生電圧を除く。（ $L-M \cdot p$  :  $p$  は定数）これにより、電氣的な交流損失を精度良く測定できる [1]。

### 3.2 電氣的測定

本研究では、ラザフォードケーブルの交流損失を測定する方法として、その方法の簡便さから、電氣的測定方法を採用した。電氣的測定法は2種類の方法で行い、測定の方法、装置について説明する。

#### 3.2.1 測定方法1

##### 測定原理

ラザフォードケーブルの交流損失の測定には、一般によく使われている磁化率測定法 [1] を採用した。図3-3に測定システムを示す。交流磁場を発生させるマグネットの内部に測定試料の磁化測定用ピックアップコイル、外部磁場を打ち消すためのキャンセルコイルが配置されている。このコイルからの信号を積分器で時間積分し、その信号をX Yレコーダーに入力する。またマグネットの発生磁場はコイルに直列に接続したシャント抵抗から検出し、測定信号をX Yレコーダーに入力する。X Yレコーダーに記録した磁化曲線を積分し、交流損失を求める。

積分器を通したピックアップコイルの出力信号を  $U_{out}$  とすると、サンプル単位体積当りの磁化強度  $M$  は

$$M = \frac{\tau U_{out}}{\eta N \lambda S_{sample}} \quad (3.1)$$

ここで、

$N$  : ピックアップコイルの巻数

$\tau$  : 積分器の時定数

$S_{sample}$  : サンプルの断面積

$\lambda$  : ケーブルのパッキングファクター

$\eta$  : ピックアップコイルとサンプルの補正係数

を表す。ここで  $\eta$  は、サンプルの高さ  $h$  (図3-4) に関係するピックアップコイルとの補正係数である ( $h \rightarrow \infty$  のとき、 $\eta \rightarrow 1$  になる)。この補正係数を求めるために、サンプルと同じ形状にコイルを製作し、ピックアップコイルにセットする。このコイルの磁化は、 $M = \mu_0 I$  ( $I$ : 表面電

流密度) となることから、ピックアップコイルの検出信号との比較で  $\eta$  を求めることができ、この装置では、0.6 となった。

1 周期 (0-1 T-0) 当りの損失は、次式で表される。

$$Q = \oint M dH \quad (3.2)$$

したがって、(3.1)式を(3.2)式に代入し、本装置のパラメーターを使うと

$$Q = \frac{\tau K_B}{\mu_0 \eta \lambda S_{sample} N R_s} \int U_c dU_s \quad (3.3)$$

となる。ここで

$U_c$ : 積分器からの出力

$R_s$ : 交流マグネットに直列に接続したシャント抵抗値

$U_s$ :  $R_s$  両端電圧

$K_B$ : 交流マグネットの磁場定数 (T/A)

を示す。

#### 測定装置

測定に用いた主要部品について説明する。

##### (a) 超伝導マグネット

ボアー径	$\Phi 110 \text{ mm}$
コイル内径	$\Phi 116 \text{ mm}$
コイル外径	$\Phi 124.6 \text{ mm}$
コイル長さ	150 mm
ターン数	1913
磁場定数	0.0122 T/A
線材	
材料	Cu / CuNi / NbTi
外径	$\Phi 0.54 \text{ mm}$ (絶縁厚さ 20 $\mu\text{m}$ )
フィラメント径	2.5 $\mu\text{m}$
臨界電流	101 A (at 5T, 4.2K)

##### (b) ピックアップコイル

形状	レーストラック型
線材	$\Phi 0.075 \text{ mm}$
ターン数	1790
内幅	13.2 mm
高さ	8.9 mm



## (c)キャンセルコイル

形状	ソレノイド型
線材	$\Phi$ 0.05 mm
ターン数	2732
内径	$\Phi$ 12.8 mm

測定装置を図 3-5 に示す。

この装置は低温中でも測定試料に荷重を加えられる構造となっている。

荷重印加部は、すべて高マンガン鋼を使用している。荷重はクライオスタット外部から油圧ジャッキを用いて測定試料に伝達でき、最大10 ton までの荷重を試料に加えることができる。

交流損失測定時にこの荷重支持装置に渦電流が誘起され誤差が生じることが予想されるが、測定試料無しで損失を測定したところ1 %以下であるため測定誤差として処理できることを確認した。

測定試料は、ラザフォードケーブル8層を積層し、長さは1 ケーブルピッチに相当する 86 mm とした。キュアリング時の試料の長さは約 120 mm とし、キュアリング後、86 mm に切断した。

キュアリング時の圧力、時間、温度のパターンを図 3-6 に示す。この温度、時間の条件は、エポキシ樹脂の硬化条件をベースにし、圧力はSSCマグネットのキュアリング圧力を参考にした。キュアリング温度はサンプルの内部、表面に熱電対を取付け、ヒーターによる入熱量を制御しさらに温度が均一になるようにキュアリング治具の周囲を断熱材で覆い、サンプルの温度差を $\pm 5^{\circ}\text{C}$ 以下に抑えた。キュアリング後、サンプルの切断面の表面を研磨し、ストランド内部のフィラメント間を分離した。

交流損失は、マグネットの磁場を0-1-0Tと掃引して磁化曲線をXYレコーダー上に記録し、その面積を求める。その面積から交流損失を算出する。

## 3.2.2 測定方法2 [3]

この装置は、主にスプリット型超伝導レーストラックマグネット、超伝導空芯トランスおよび超伝導スイッチコイルから構成される。表3-1に各コイルの諸元を示す。また図3-7に測定に用いた回路を示す。

スプリット型超伝導レーストラックマグネット	
中心最大磁場	2 T
運転電流	200 A
インダクタンス	2.56 H
蓄積エネルギー	51.2 kJ
測定空間	$30 \times 30 \times 550 \text{ m m}^3$
超伝導空芯トランス	
ターン数（1次／2次）	2947 / 1861
最大運転電流（1次／2次）	10 A / 200A
インダクタンス（1次／2次）	188 mH / 241mH
相互インダクタンス	203 mH
1次側運転周波数	0.1 ～ 200 Hz
超伝導スイッチコイル	
OFF時の抵抗値	8.67 $\Omega$
ヒーター入力	3 W

表3-1 測定用コイル諸元

## 測定原理

1.3で述べたように印加磁界波形が正弦波である場合のストランドの交流損失は、横軸を印加磁界の周波数にとると Debye 型曲線になり、その損失のピーク値  $W_s$  の一般式は、

$$W_s = A^* m_0 H_m^2 Q^* \quad (3.4)$$

となる [4]。ここで  $A^*$  は

$$A^* = 2 \left( 1 + \left( 2 \pi r_f / L_p \right)^2 / 4 \right) \quad (3.5)$$

となり、

$H_m$  : 印加磁界の振幅

$L_p$  : フィラメントのツイストピッチ

$r_f$  : フィラメントの半径

を表す。 $Q^*$ は

$$Q^* = \pi \frac{\omega \tau_s}{(\omega \tau_s)^2 + 1} \quad (3.6)$$

となり、 $\omega = 2 \pi f$  ( $f$  : 周波数) で、 $\tau_s$  はストランド内部の固有の時定数である。

$Q^*$  の  $\omega \tau_s$  依存性は先程述べたようにDebye 型曲線になり、 $\omega \tau_s = 1$  のとき最大値となる。

従って、ストランド内部の結合損失のピーク値  $W_{sp}$  は、

$$W_{sp} = \frac{1}{2} \pi A^* \quad (3.7)$$

となる。通常、 $r_f \ll L_p$  であるので  $A^* \sim 2$  となり、 $W_{sp}$  は  $\pi$  となる。

以上の方法でストランド内部の結合損失を求めることができる。ここでストランド内部のフィラメントをストランドに、ストランドをケーブルに置き換えることによって近似的にストランド間の結合損失を求めることができる。すなわち全導体断面に対するストランドの体積占有率を  $\xi$  とすると、ストランド間結合損失のピーク値  $W_{cp}$  は

$$W_{cp} = \pi \xi \quad (3.8)$$

で表すことができる。

### 測定方法

測定方法は、レーストラック型マグネットと空芯トランスの2次側コイルの直列回路に直流電源から通電する。この後、超伝導スイッチコイルを短絡して永久電流状態にしてから電源を切り離す。次に空芯トランスの1次側コイルと共振用の電力用コンデンサーの直列回路に交流電源を使って通電する。このときレーストラックコイル内側のサンプル空間には直流磁界と微小振幅の交流磁界が重畳された磁界が発生する。測定磁界は、直流磁界 0 ～ 2 T、交流磁界振幅 ～ 10 mT で周波数 0.1 ～ 340 Hz である。

この装置の特長は、スプリット型のレーストラックコイルであるため、測定空間を広い範囲で確保でき、本研究で使用するラザフォードケーブルや核融合実験用マグネットで使われる大型導体の測定が可能となっている点である。さらに交流磁界振幅を小さくしているために、導体を構成しているストランドのヒステリシス損失が他の損失と比較して無視できるほど小さくなる。これにより他の交流損失の測定精度が向上する。

測定試料は、ラザフォードケーブル8層を積層し、長さは 180 mm とした。キュアリング時の試料の長さは約 220 mm とし、キュアリング後、180 mm に切断した。切り口の端面の表面を研磨し、ストランド内部のフィラメント間を分離した。

### 3.3 ストランド間交流損失とストランド内部交流損失の分離

ラザフォードケーブルの交流損失は、1.3で述べたようにストランド間交流損失とストランド内部交流損失に分類することができる。ストランド間交流損失は、上下あるいは隣接するストランド間の接触部により閉回路を形成し、外部からの鎖交磁束の変化によってこの閉回路に結合電流が誘起され起こる損失である。従ってケーブルに印加される磁場の方向を変えることにより、実験的に観測できる交流損失の分離が可能となる。

図3-8に示すようにケーブルの幅広面に直角に磁場を印加する（ $B_{\perp}$ ）、平行に磁場を印加する（ $B_{//}$ ）ときに得られる交流損失をそれぞれ $Q_{\perp}$ 、 $Q_{//}$ とし、測定法1、2について観測できる交流損失を分類すると表3-2のようになる。したがって、ストランド間結合損失を求めるには、測定法1、2とも（ $Q_{\perp} - Q_{//}$ ）で求めることができる。

表3-2 交流損失の分類

	測定法ー1	測定法ー2
$Q_{\perp}$	ストランド内部ヒステリシス損失 ストランド内部結合損失 ストランド間結合損失	ストランド内部結合損失  ストランド間結合損失
$Q_{//}$	ストランド内部ヒステリシス損失 ストランド内部結合損失	ストランド内部結合損失

ここで $B_{//}$ 、 $B_{\perp}$ とのストランド間結合損失の大きさの比較を行う。

図3-9にラザフォードケーブルの模式図を示す。各ストランド間には接触抵抗（ $R_{\perp}$ 、 $R_{//}$ ：この抵抗にはマトリックスの抵抗も含む）があり、外部変動磁場によりストランド間には遮蔽起電力が生じる。 $B_{//}$ 、 $B_{\perp}$ 方向に生じる遮蔽起電力をそれぞれ $V_{//}$ 、 $V_{\perp}$ とすると、ケーブルのアスペクト比は15であるので

$$\frac{|V_{\perp}|}{|V_{//}|} = 15 \quad (3.9)$$

各方向での損失 $P_{c//}$ 、 $P_{c\perp}$ は

$$P_{c//} = \left( \frac{2 V_{//}}{15} \right)^2 \frac{2}{R_{//}} \times 15 \quad (3.10)$$

$$P_{c\perp} = \left( \frac{2 V_{\perp}}{1} \right)^2 \frac{1}{R_{\perp}} \times 15 \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{P_{c\perp}}{P_{c//}} &= \frac{(2 V_{\perp})^2 \times 15 \times 15^2 \times R_{//}}{(2 V_{//})^2 \times 2 \times 15 \times R_{\perp}} \\ &= \frac{1}{2} 15^4 \frac{R_{//}}{R_{\perp}} \quad \left( \frac{R_{//}}{R_{\perp}} > 1 \right) \end{aligned} \quad (3.12)$$

したがって、

$$\frac{P_{c//}}{P_{c\perp}} \approx \frac{1}{\text{数万}} \ll 1 \quad (3.13)$$

となり、B//方向のストランド間結合損失は無視できるほど小さくなることがわかる。

### 3.4 ストランド間結合損失とストランド間抵抗

ストランド間抵抗(crossover resistance)が要因と考えられているラザフォードケーブル等の撚線ケーブルのストランド間結合損失の研究の中でMorganは編組線 (braid) の交流損失を交差するストランド間抵抗 ( $R_{\perp}$ ) と隣接したストランド間抵抗 ( $R_{//}$ ) とを関係付けている [5] 。ラザフォードケーブルをこの関係式に適用し、 $R_{\perp} = R_{//}$  と仮定すると

$$P = \frac{H^2 L \left( \frac{dB}{dt} \right)^2}{3R_{\perp}} \left( \frac{N^2}{20} + 1 \right) \quad (3.14)$$

ここで

$P$  : 単位長さ当りの交流損失 (W/m)

$H$  : ケーブルの幅

$L$  : ケーブルピッチ

$N$  : ケーブルを構成するストランド数

を表す。

$N \gg 1$  であれば (3.14) 式は次のように表せる。

$$P = \frac{N^2 H^2 L \left( \frac{dB}{dt} \right)^2}{60R_{\perp}} \quad (3.15)$$

### 3.5 交流損失測定結果

#### 3.5.1 測定法1による交流損失の測定例

図3-10にX-Yレコーダーに記録した磁化曲線を示す。横軸が磁場、縦軸が積分器からの信号強度を表す。外側の曲線は0.25 T/secの掃引速度での磁化曲線、以下内側に0.2、0.15、0.1、0.05 T/secのときのものである。

外部磁場掃引速度に対する各磁場方向の交流損失の測定結果の1例を図3-11に示す。 $B_{\perp}$ ,  $B_{//}$ の方向の交流損失とも掃引速度が零のときの縦軸の切片がストランド内部のヒステリシス損失を表す。この掃引速度の範囲では、ストランド内部損失は、ヒステリシス損失が大部分で結合損失は非常に小さいことがわかる。また、このサンプルでのストランド間結合損失は、ストランド内部結合損失の約3倍を示している。

#### 3.5.2 キュアリング温度依存性

図3-12に第2章で述べた各種ケーブルについて表3-3に示す条件でキュアリング処理したストランド間結合損失のキュアリング温度依存性を示す。

温度 (°C)	時間	圧力(MPa)
120	5 hr	50
150	2 hr	50
180	30 min.	50
230	10 min.	50
300	10 min.	50

表 3-3 キュアリング条件

銅マトリックスストランドからなるケーブルのストランド間結合損失は、Y. Z. Leiらが測定した結果と同じように150℃を越えた温度で急激に増加している[6]。表面に黒化処理したものは全く温度依存性が見られずほぼ一定である。ステーブライトと黒化処理を組み合わせたケーブルも銅マトリックスのケーブルのものと同じかそれ以上の大きさとなっている。

ストランドの内部に銅マンガン合金を配置させた2種類はほぼ同じ傾向を示している。230℃



までは結合損失に変化は見られないが、300℃では銅マトリックスの230℃と同じように急激な損失の増加が見られる。

図3-13に銅マトリックスのケーブルについてキュアリング時間（10分）、圧力（5 kg/mm<sup>2</sup>）を一定にしキュアリング温度を変化させたときのストランド間結合損失を示す。損失は急激に増大しexponentialで近似できる。

### 3.5.3 キュアリング時間依存性

図3-14にキュアリング温度（180℃）、圧力（5 kg/mm<sup>2</sup>）を一定にしキュアリング時間を変化させたときの結合損失を示す。これも損失は急激に増大しexponentialで近似できる。

### 3.5.4 キュアリング圧力依存性

図3-15にキュアリング温度（180℃）、時間（50分）を一定にしキュアリング圧力を変化させたときの結合損失を示す。この損失の増加傾向もexponentialで近似できる。

### 3.5.5 測定法2による交流損失測定

測定試料は、銅マトリックス、銅／銅マンガンマトリックスそして銅マンガンバリアーの3種類を選び、キュアリング条件は、表3-3に示す150℃と230℃で行った。銅マトリックスのみ180℃、50分の試料を追加して測定を行った。

測定は、0.5 Tのバイアス磁場に振幅 8、16Gの微小交流磁場を重畳させ、サンプルに横磁界が印加されるように配置し、0.1～337Hzの周波数領域で測定を行った。サンプルに印加する磁界は、図3-8に示すように幅広面に対して直角方向（B<sub>⊥</sub>）と平行方向（B<sub>//</sub>）についてそれぞれ測定した。測定結果を図3-16～図3-19に示す。横軸は測定周波数、縦軸は1周期当りの交流損失を  $B^2/\mu_0$ （B：磁界振幅）で規格化したものである。

各々の試料でのB<sub>//</sub>の損失W<sub>//</sub>はキュアリング温度によらずほとんど変化が無い。但し、銅マトリックスのキュアリング温度180℃のサンプルの損失のみ低周波数側で他のサンプルと異なる。これは、このサンプルだけが製造メーカーは同じだが、製造ロットが違うので何らかの製造条件が異なっていると考えられる。他のサンプルは、すべて同一ロットのケーブルを使って

いる。3.3節で調べたように、ケーブルのアスペクト比を考慮すると、 $W_{//}$ はストランド内部の損失でこの損失はキュアリング条件によって不変である。

$B \perp$ 方向に印加したときの交流損失 $W_{\perp}$ は、銅マトリックスのみ損失のピーク値が低周波数側に移動していく。銅マンガン合金を含んだストランドのケーブルでは、その大きさの差はわずかである。ここで $W_{\perp}$ は、ストランド間結合損失 $W_c$ とストランドの内部損失 $W_s$ が加わったものであるので、 $W_c = W_{\perp} - W_s$ となる。 $W_c$ のピーク周波数 $f_c$ に対する $W_{//}$ のピーク周波数 $f_{//}$ の比 $f_{//}/f_c$ は53となるが、この比はストランド内部損失に対するストランド間結合損失の比 $W_c/W_s$ に対応する。ここでストランド間抵抗が零であると仮定すると、ケーブルピッチを $L_c$ 、ストランドのツイストピッチを $L_s$ とすれば

$$W_c/W_s \sim (L_c/L_s)^2 \times (\text{アスペクト比})^2 \sim 8000$$

となる。従って、この230℃でキュアリングしたサンプルの損失のピーク周波数が低周波数側に移動することは、ストランド間抵抗が小さくなったこと示唆している。

### 3.5.6 圧力を保持した状態での交流損失の測定結果

加速器用マグネットの製作過程では必ずキュアリング後に1度圧力を開放し、次工程に進む。今までの測定はすべてこの実際のマグネットの製作過程に従って試料を製作してきた。

ラザフォードケーブルを観察すると、巻線前の状態ではストランドのスプリングバックにより、必ず上下のストランド間に隙間が生じている。従ってキュアリング後に一度圧力を開放すると再びスプリングバックにより隙間があき、酸化等で表面の状態が変化することが考えられる。そこで、このような変化があるかどうかを確認するために、キュアリング後、圧力を保持した状態での交流損失の測定を行った。測定後、試料を室温まで昇温して圧力を開放した後、再度測定を行った。

測定装置を図3-20に示す。測定装置1を使い、ピックアップコイルをキュアリング中は上部に移動できるようにし、キュアリング後、圧力を開放せずにピックアップコイルをセットする。そしてそのまま冷却、測定を行う。

測定サンプルは、銅マトリックス、銅マンガン合金バリアー、マトリックスの3種類で、それぞれキュアリング条件を150℃2時間、230℃10分で測定を行った。ストランド間結合損失

の測定結果を図 3-21 に示す。

150℃の温度でキュアリングした試料すべてにおいて、圧力を保持した状態では、大きな結合損失を示している。しかし、1度圧力を開放するとすべてのサンプルで図 3-12 に示した損失量とほぼ同程度まで小さくなる。また、銅マンガン合金がマトリックス中に配置されたケーブルにおいても圧力を保持した状態では、230℃のキュアリング温度でも大きな損失値を示すが、1度圧力を開放すると、2～3桁程度小さくなる。

銅マトリックスの 230℃の温度でキュアリングしたサンプルだけは、さらに 1 桁程度大きい結合損失を示し、また、圧力開放後も 1 桁程度の低下しか示さない。

### 3.6 まとめ

以上の実験結果をまとめると以下ようになる。

- (1) キュアリングすることにより、ストランド内部損失はほとんど変化しない。変化するのは、ストランド間結合損失だけである。
- (2) 銅マトリックスのストランドは、150℃を越える温度でキュアリングするとストランド間結合損失は増加する。銅マンガン合金を内部構造にもつストランドは、230℃のキュアリング温度でもストランド間結合損失は増加しないが、300℃のキュアリング温度では銅マトリックスのものと同じように結合損失が増加する。
- (3) キュアリング後、サンプルに圧力を保持した状態ではそのストランド内部構造、キュアリング温度によらず、ストランド間結合損失は大きくなる。銅マンガン合金の比抵抗は銅よりも2桁程度大きいですが、この抵抗増加によってはストランド間結合損失は小さくならない。
- (4) 1度圧力を開放し、再加圧するとすべてのケーブルにおいてストランド間結合損失は小さくなる。これは、ストランド間の金属的に接触した表面の状態が圧力開放前後で変化したことを示している。但し、銅マトリックスのケーブルのみ230℃でキュアリングすると1桁程度他のサンプルよりも結合損失は大きく、さらに圧力を開放しても1桁程度の減少しか示さない。他のサンプルでは2～3桁の結合損失の減少を示すため、この銅マトリックスの場合の表面状態は圧力開放前後で他のサンプルとは異なる。

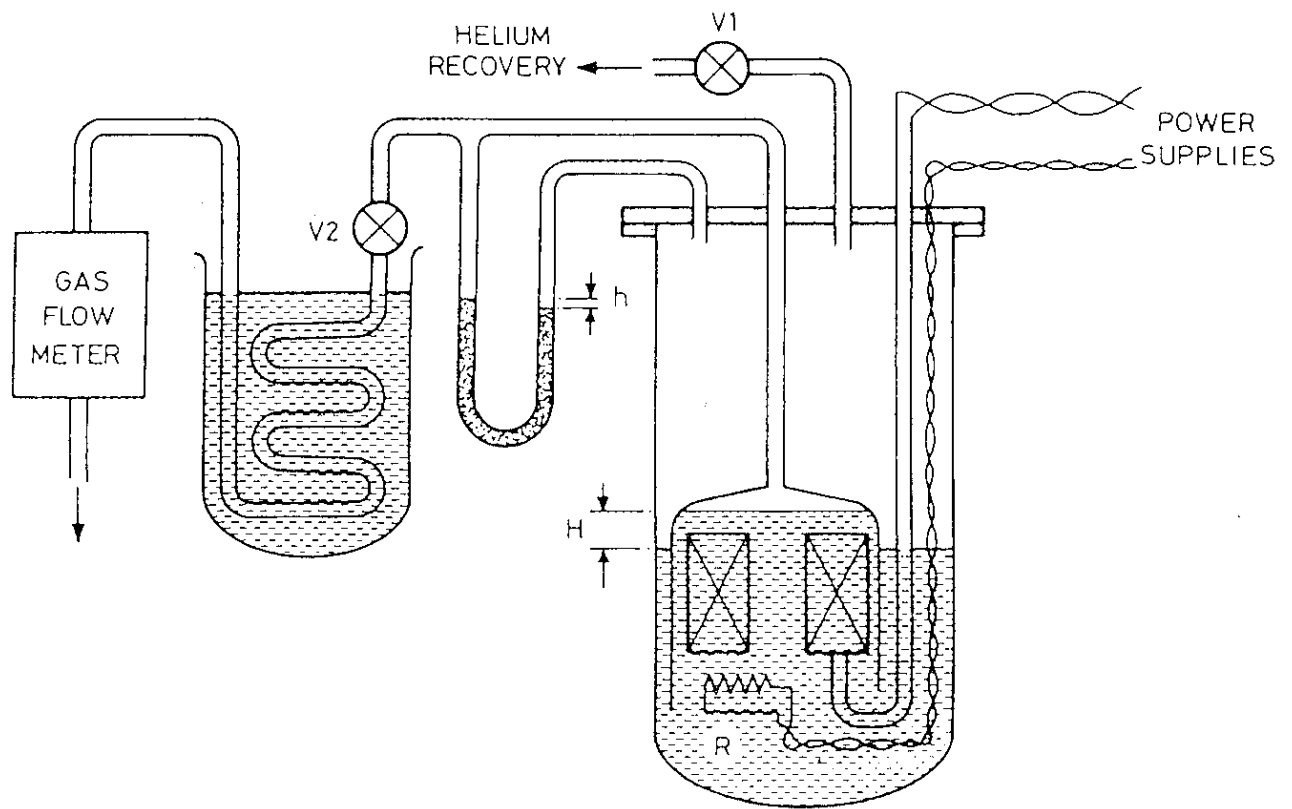


図 3-1 熱的交流損失の測定例 [1]

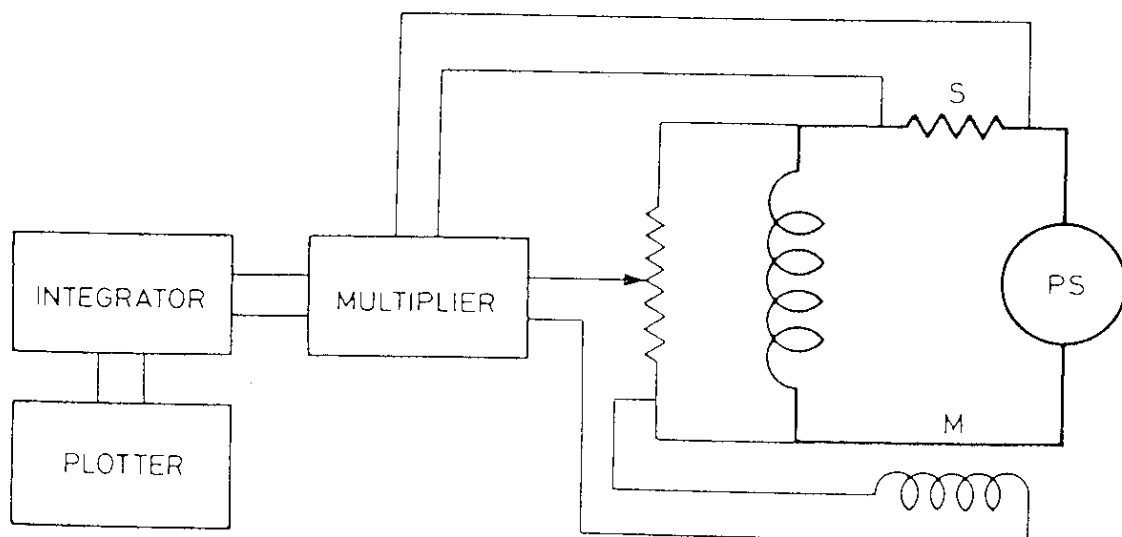


図 3-2 電氣的交流損失の測定回路 [1]

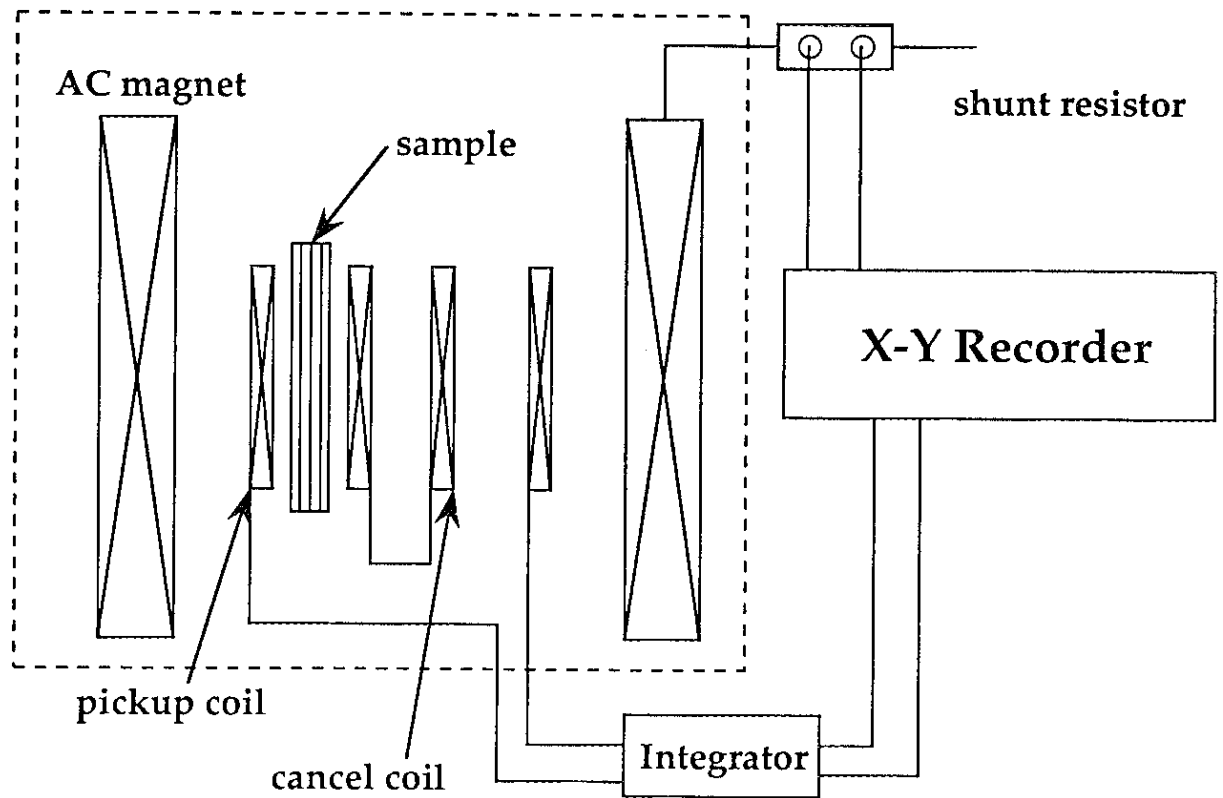


図 3-3 測定システム

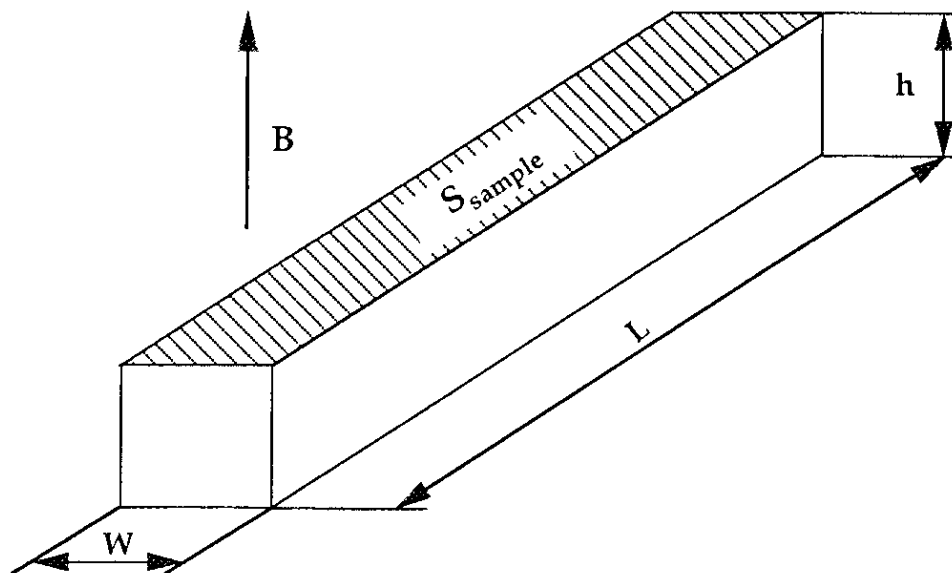


図 3-4 測定サンプル

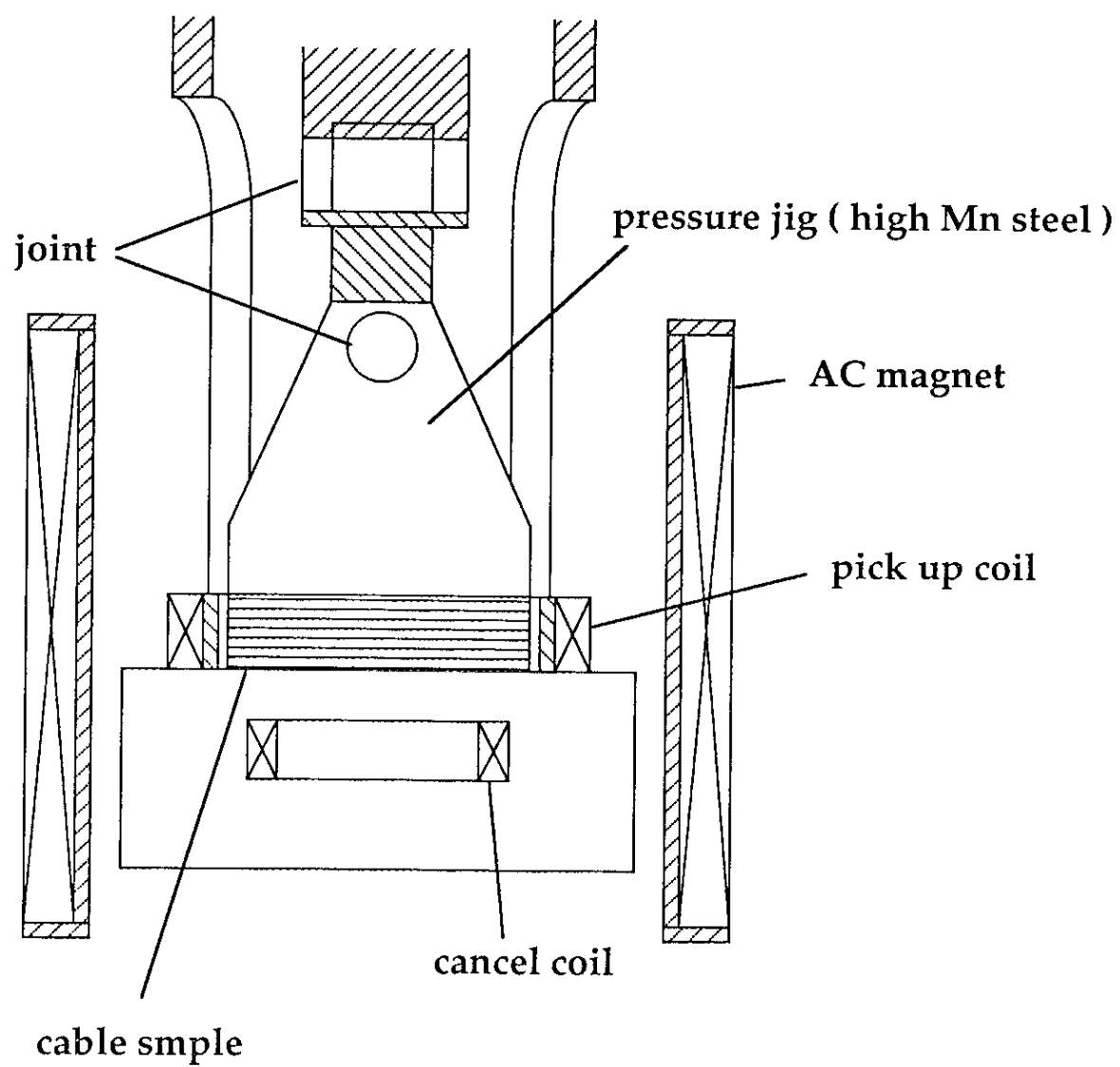
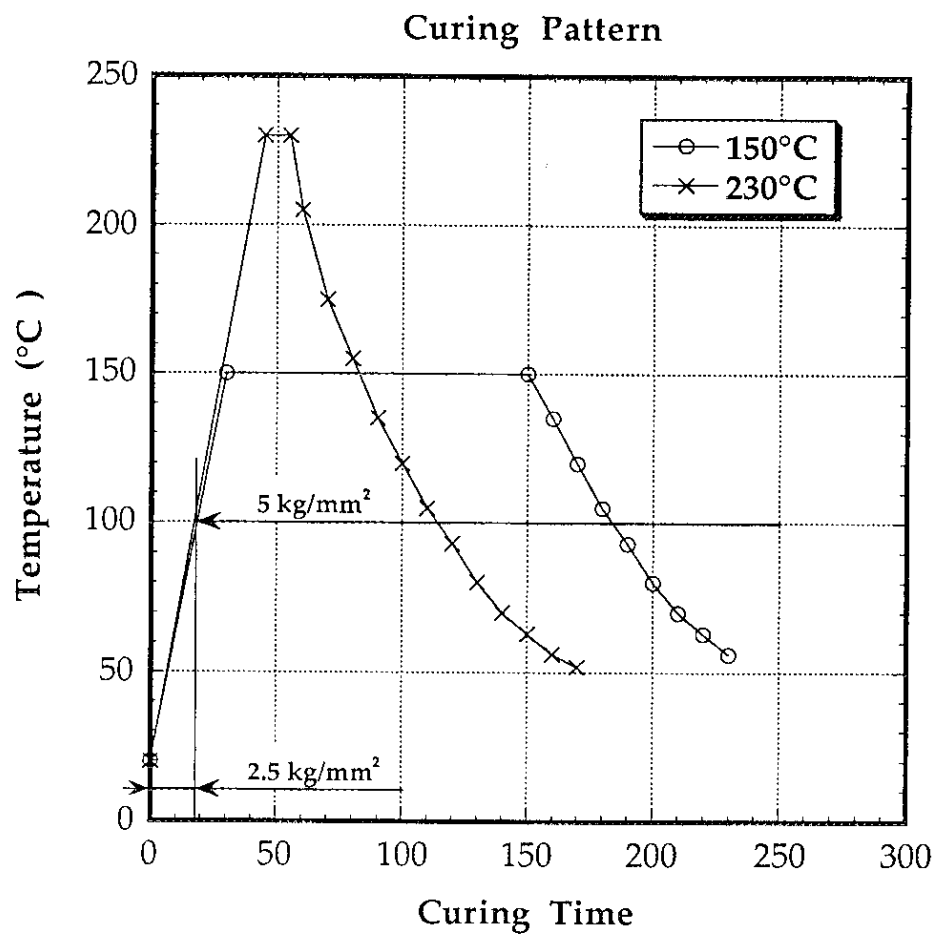


图 3-5 测定装置



	rise time(min)	flat top (min.)
120°C - 5Hr	28	300
150°C - 2Hr	30	120
180°C - 30min.	35	30
230°C - 10min.	45	10
300°C - 10min.	60	10

図 3-6 キュアリングパターン



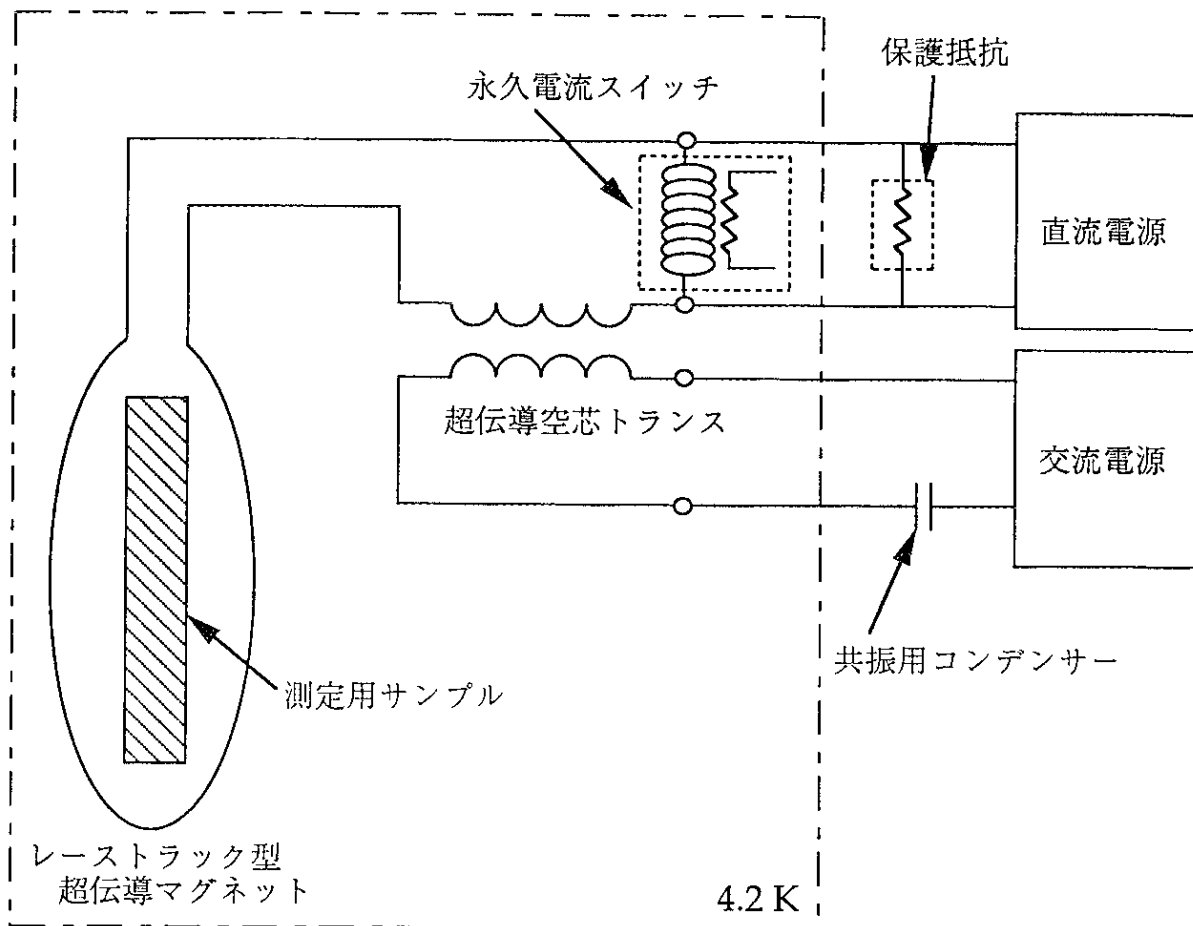


図 3-7 測定装置図（測定法 2）

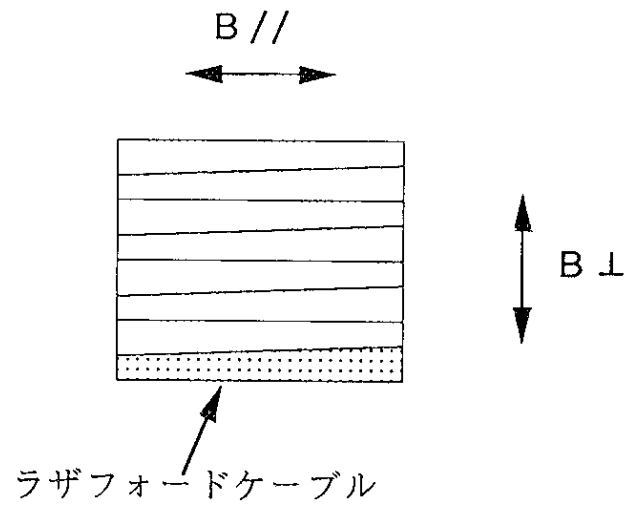


図 3-8 測定試料に対する磁界印加方向

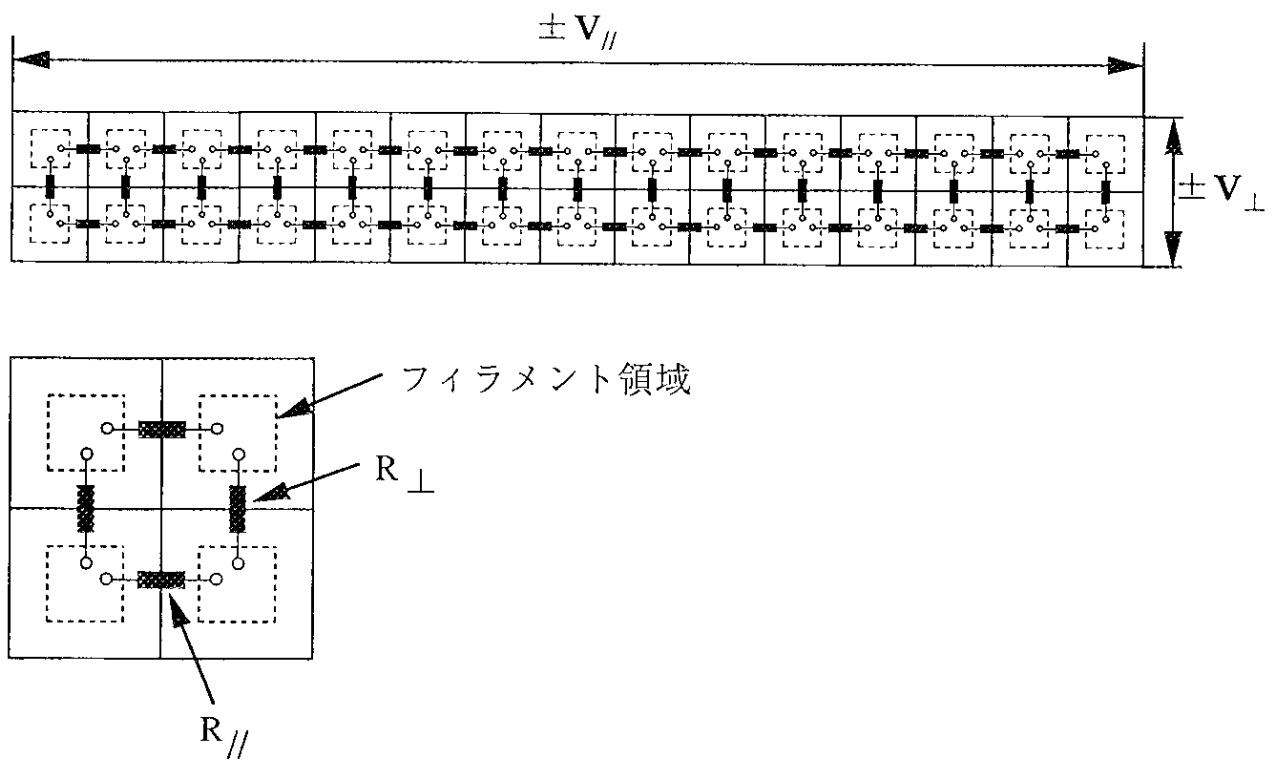
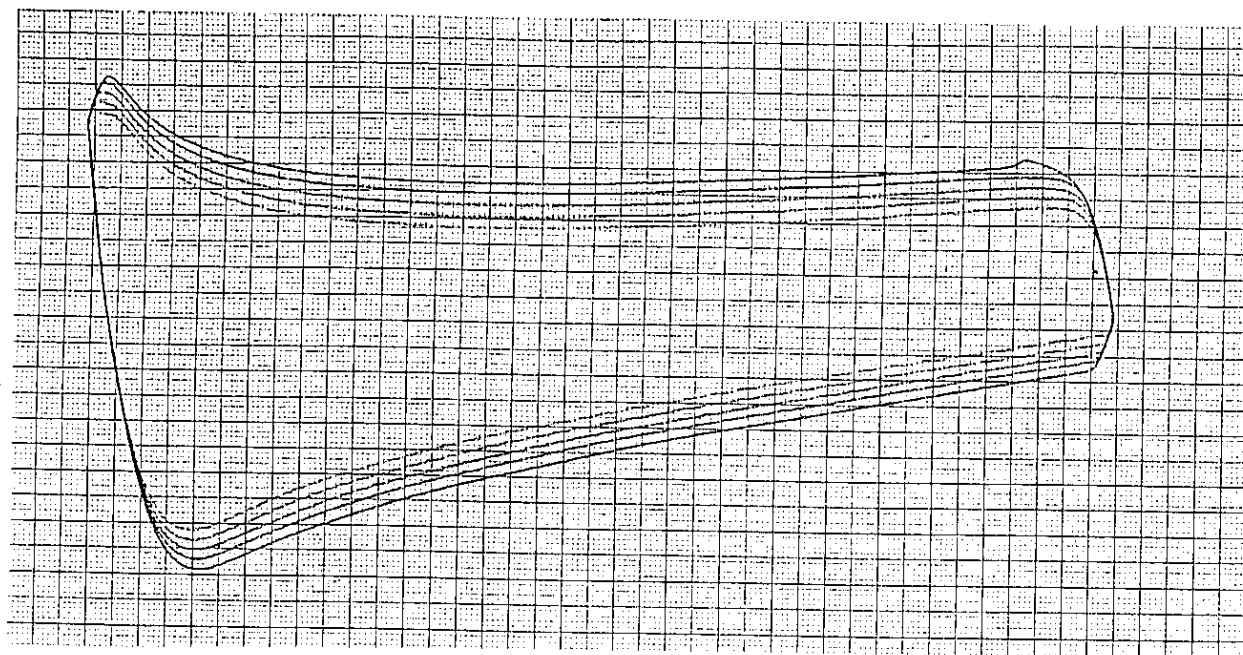


図 3-9 ラザフォードケーブルの模式図（遮蔽起電力）



X軸：磁界強度、Y軸：積分器出力信号

图 3-10 交流損失測定例 (CuMn Barrier, 230℃ -10min.  $B \perp$  方向)

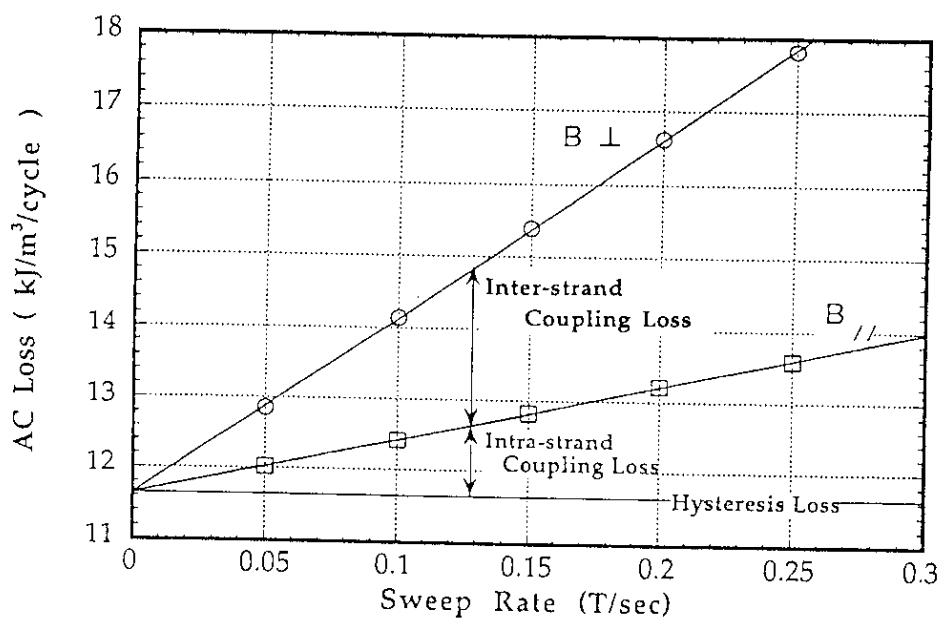


图 3-11 交流損失励磁速度依存性 (CuMn Barrier, 230℃ -10min.)

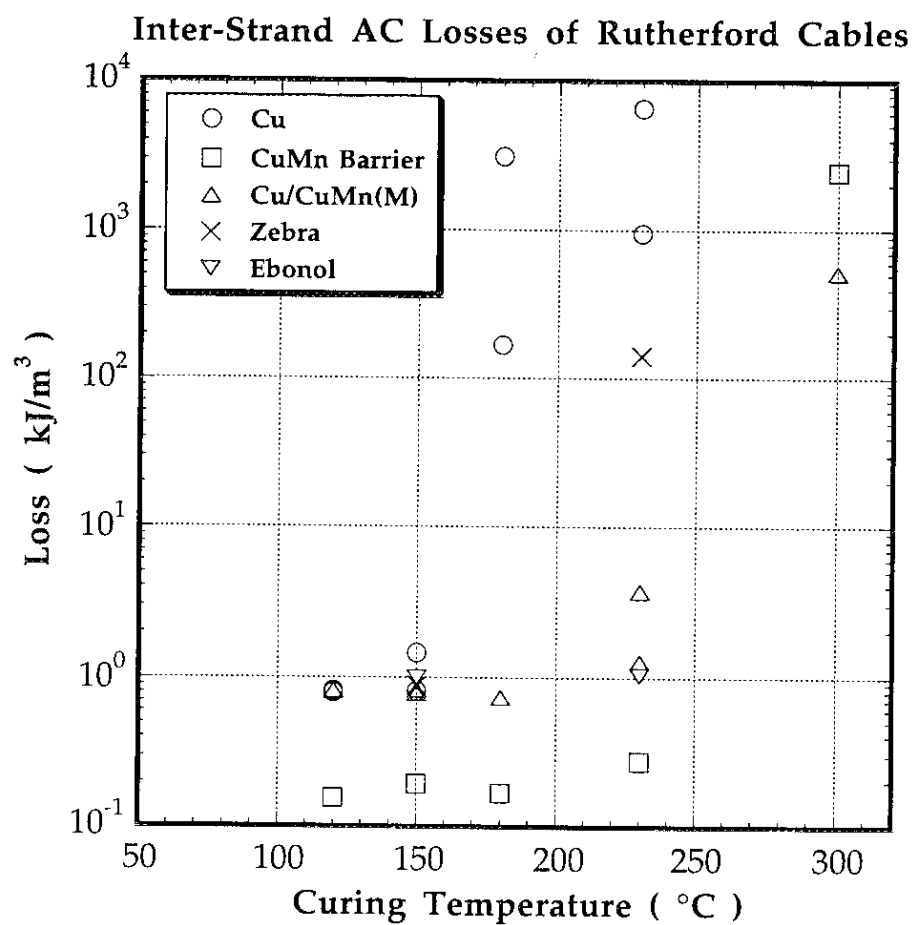


図 3-12 各種ラザフォードケーブルのストランド間結合損失

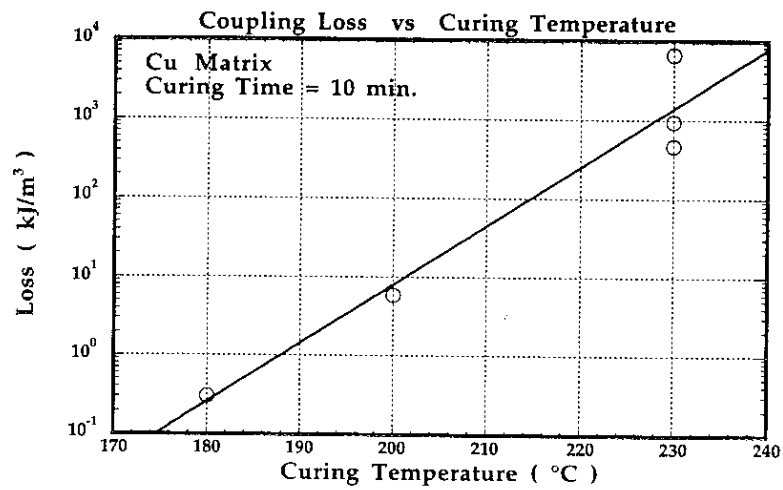


図 3-13 スtrand間結合損失のキュアリング温度依存性

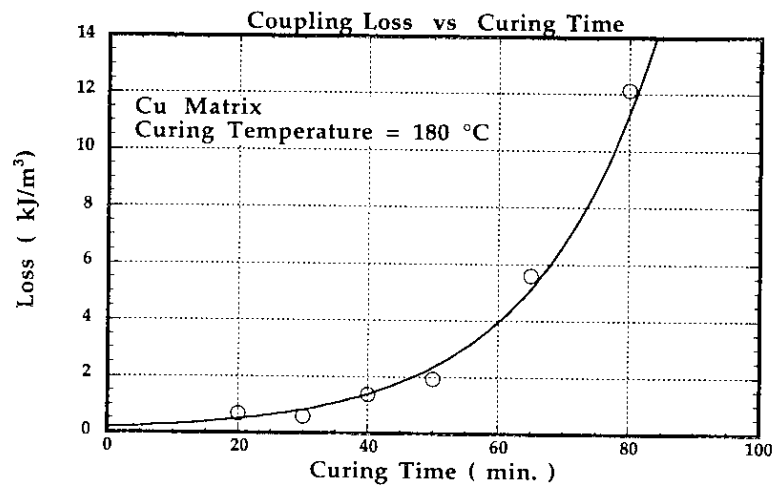


図 3-14 スtrand間結合損失のキュアリング時間依存性

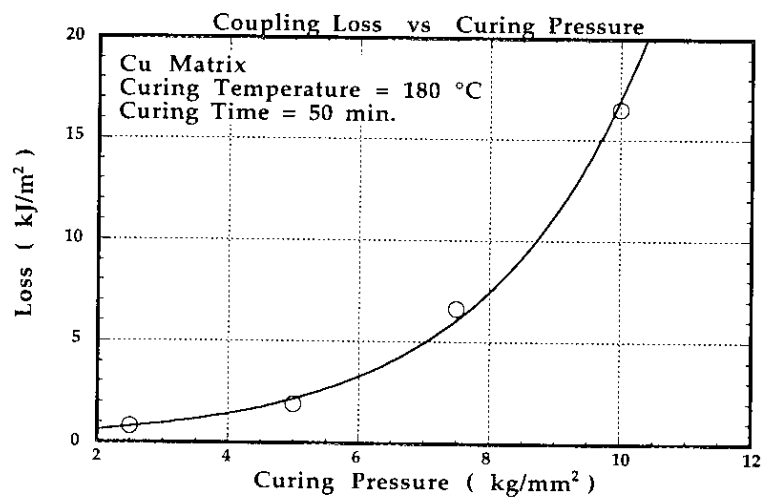


図 3-15 スtrand間結合損失のキュアリング圧力依存性

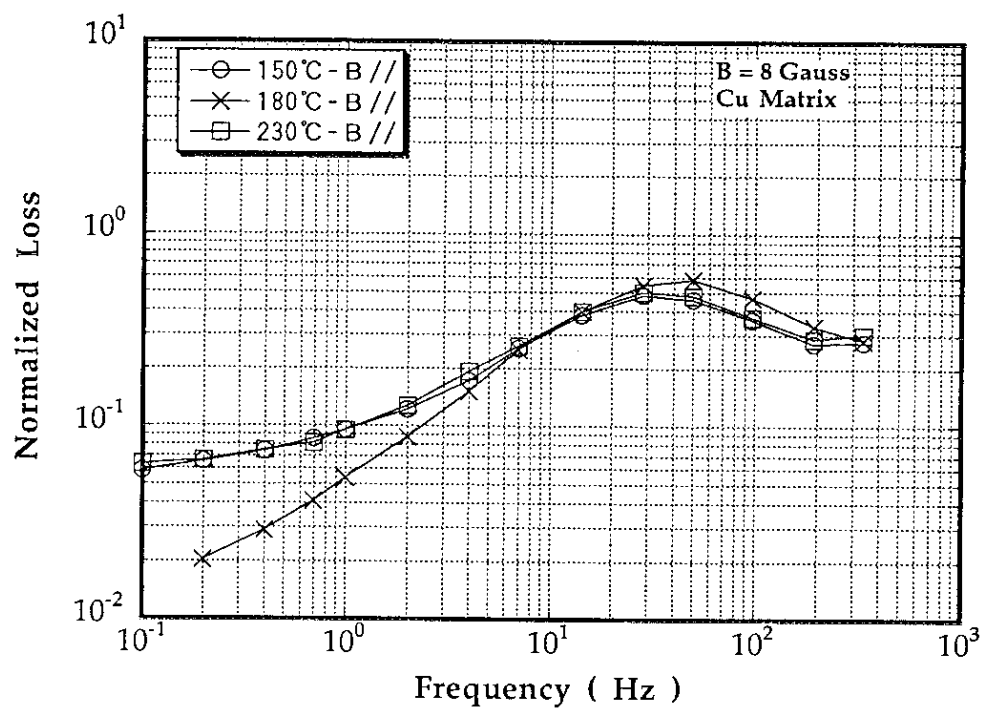


図 3-16 銅マトリックスケーブル交流損失 ( $B //$ )

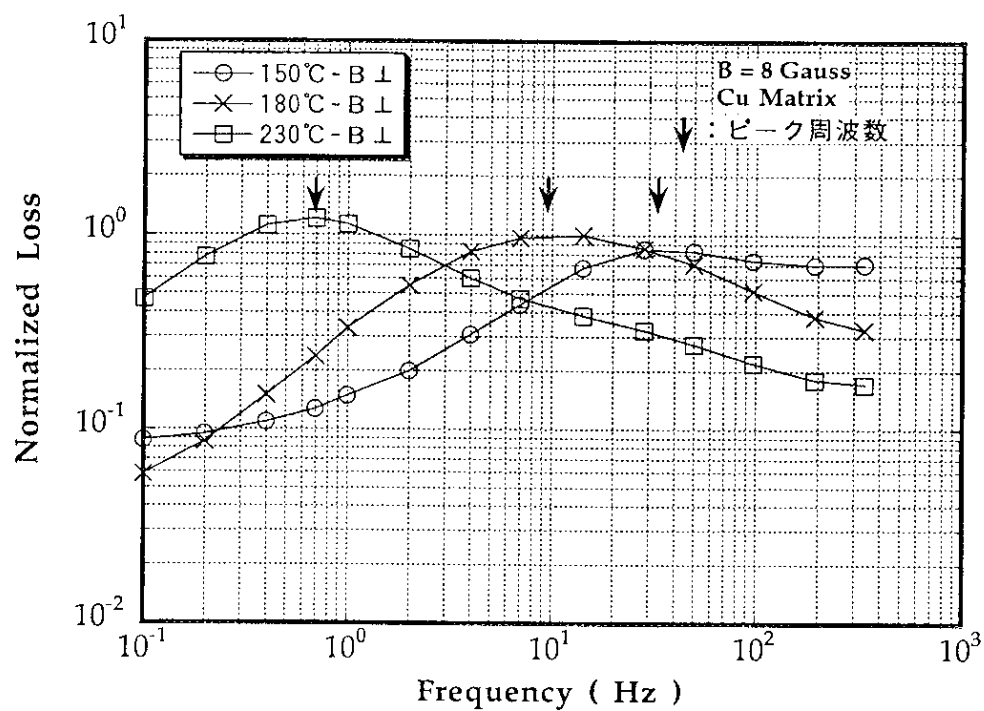


図 3-17 銅マトリックスケーブル交流損失 ( $B \perp$ )

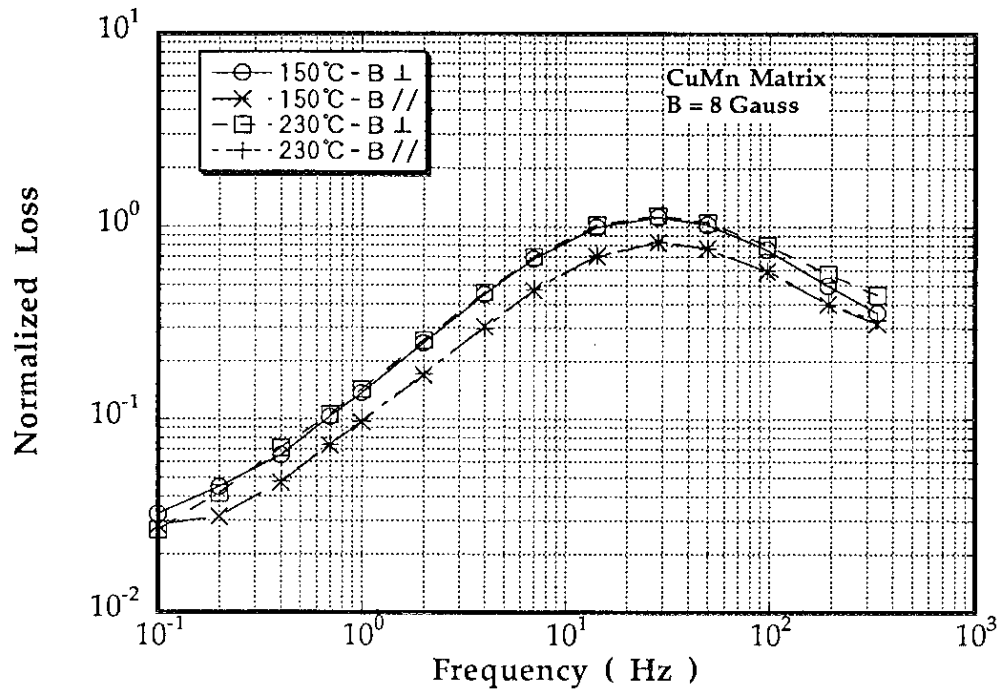


図 3-18 銅マンガン合金マトリックスケーブルの交流損失

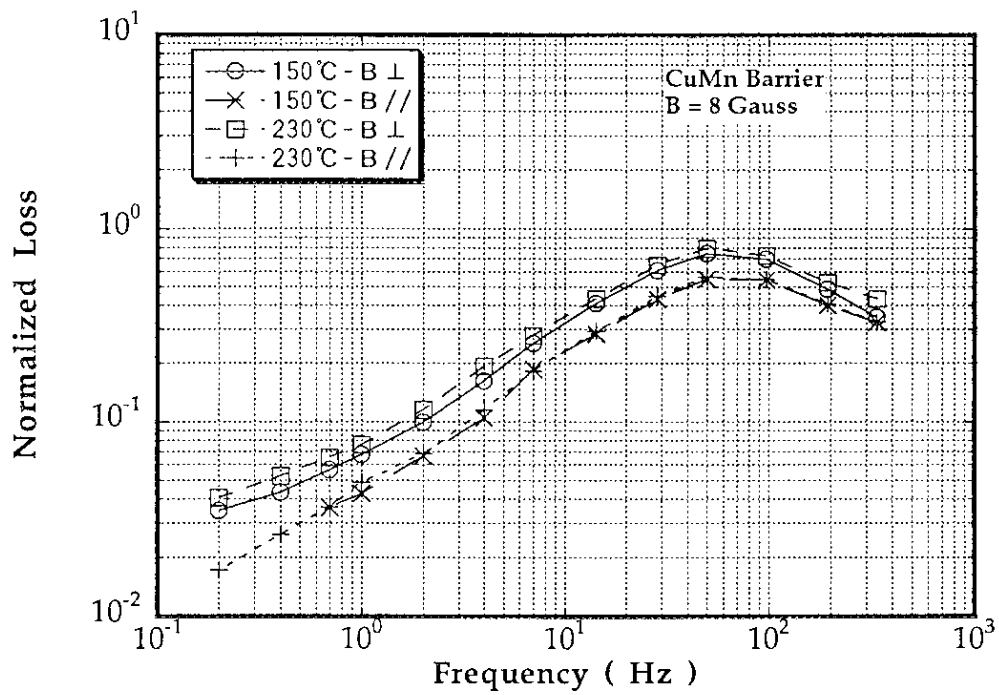
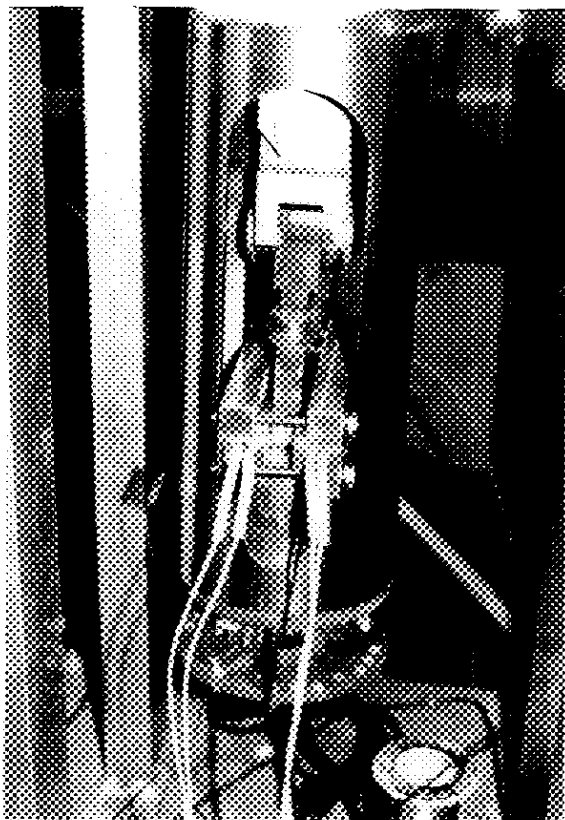
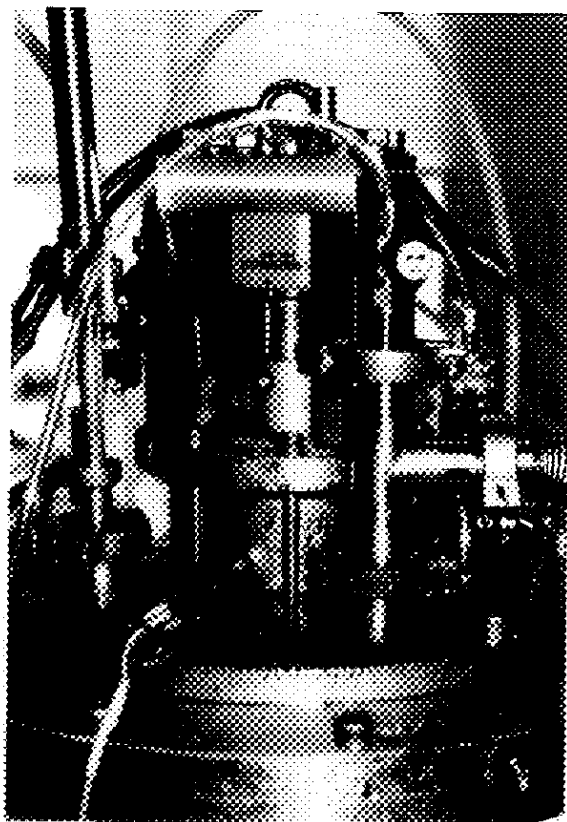


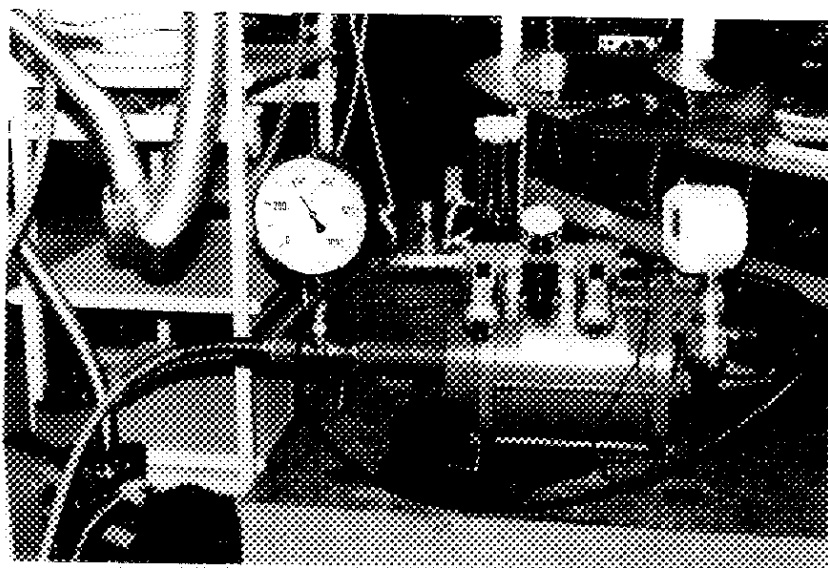
図 3-19 銅マンガン合金バリアーケーブルの交流損失



サンプルをセットし、キュアリングするところ



クライオスタット上部  
(荷重印加用プレス：黄色)



荷重印加用ポンプ

図 3-20 交流損失測定用装置概観



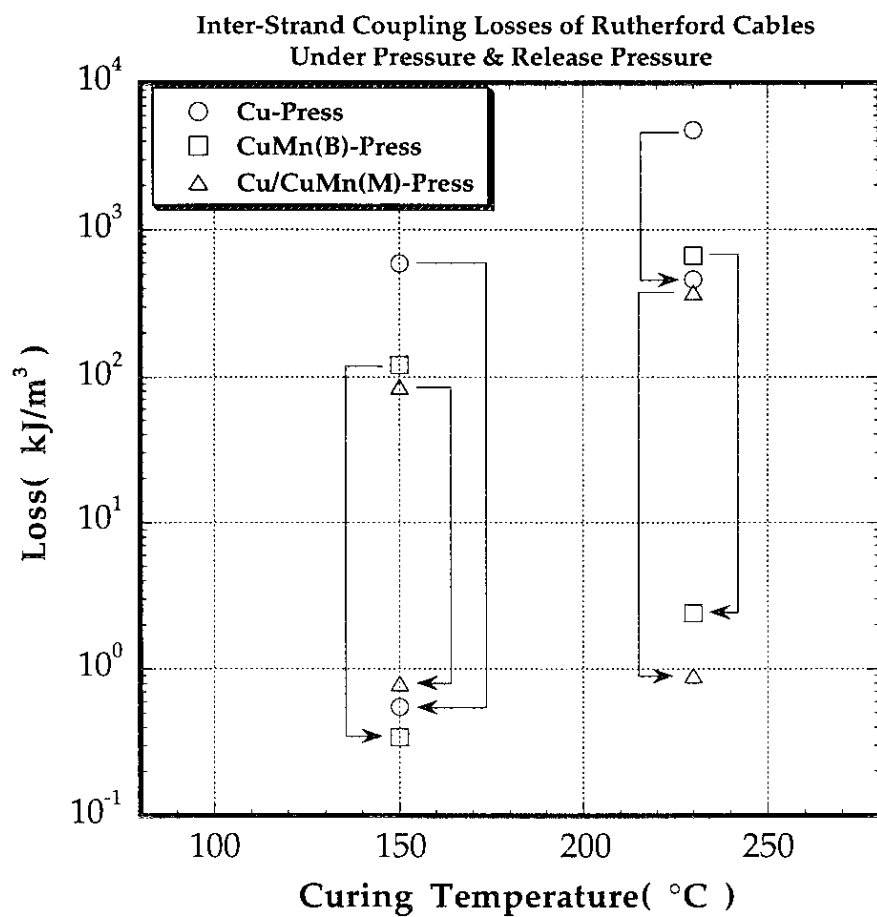


図 3-21 圧力開放前後のストランド間結合損失

## 第4章 スtrand間抵抗の測定と接触表面の観察

本章ではラザフォードケーブルのstrand間抵抗(crossover resistance)を種々のキュアリング条件下で測定した結果を示す。さらにstrand間接触部の表面をSEM(Scanning Electronic Microscope)を使って観測した結果を示す。

### 4.1 strand間抵抗の測定方法

2本の超伝導strandの交差するstrand間抵抗は、strand間の接触による接触抵抗と超伝導フィラメントの周囲のマトリックスの抵抗が直列に接続された抵抗を表す。本研究で測定した抵抗は、この接触抵抗とマトリックス抵抗の和であり、これを”strand間抵抗”と呼ぶ。

ラザフォードケーブルのstrand間抵抗の測定は、Y. Z. Lei やV. Kovachev らが報告している [1] [2]。この方法は図4-1 に示すようにケーブルから端部の2本のstrandを取り出し、4端子法で抵抗値 ( $R_{\perp}$ ) を測定する。この  $R$  から1個の接触部の平均抵抗値を次式を用いて導出する。

$$R_m = \frac{R_{\perp}}{N} \quad (4.1)$$

この式を見てわかる通り、本研究で測定するラザフォードケーブルのstrand間抵抗  $R_m$  はstrand間抵抗  $R_{\perp}$  の  $1/30$  となり、strand間結合損失から予想される最小の  $R_{\perp}$  ( $\sim 0.05 \mu\Omega$ ) を測定するためには数100A程度の電流を流さないと測定できない微小抵抗である。さらにV. Kovachev らは、このように測定した抵抗値には、上下に交差するstrand間の抵抗 (non-adjacent contact : crossover resistance) と隣接するstrand間の抵抗値 (adjacent strand contact : rollover and/or side-by-side) とに区別し、その表式を導いている [2]。strand間結合損失は、前者のcrossover resistance が主要因となる。その理由は、 $B_{\perp}$  が印加されたときのケーブルに誘導される遮蔽電流のループの面積を考えると、crossover resistance に関係するループの面積が他のものに比べて桁違いに大きくなることから理解できる。

そこで本測定では、直接1個の接触部(crossover resistance)の抵抗を測定するためにケーブル長さ4 mmの領域にあるストランドの接触部に対して、4端子法(電流値:0.1~5 A)で測定を行った。図4-2に示すようにこの領域に含まれる1本のストランドと他のストランドとの接触点は2~3個であることがわかる。測定点は、ケーブルの中心と両端(thick edge、thin edge)の3本のストランドを選び、裏側の交差するストランドを各々3本ずつ、合計9箇所を選択した。この方法では、図4-3で示すように計測できる抵抗値は測定場所によって異なる。番号1で示したストランド間抵抗はストランドの接触部が1点のため、測定抵抗値がそのままストランド間抵抗値になる。番号2で示したストランドは、隣接するストランドとの接触部の抵抗が並列回路として加わるためにストランド間抵抗がすべて同じであると仮定すると、測定できる抵抗値は、実際の抵抗値の60%になる。同様に番号3で示したストランドについては、80%になる。

測定装置を図4-4に示す。荷重を均等に加えるためにケーブルのキーストーン角度をダミーのケーブルで補正している。さらに隣接するストランドとの電氣的接触を防ぐために引き出したストランドの間隔を広くしている。図4-5(a)に装置の概観を示す。また、(b)にはキュアリング後のストランドの表面の写真を示す。ストランド接触部は酸化されず、白く光っていることがわかる。

電流源には、H P社製 6642A System DC Power Supply、電圧測定にはKEITHLEY社製 2001 Multimeter+Pre Ampを使用した。

## 4.2 スtrand間抵抗測定結果

銅マトリックス、銅マンガン合金バリアー、マトリックスの3種類についてストランド間抵抗の測定を行った。いずれの測定もキュアリング圧力は  $5 \text{ kg/mm}^2$  と一定である。

### 4.2.1 キュアリング前のストランド間抵抗

いずれの試料も数  $10 \mu\Omega$  から数  $\text{m}\Omega$  の範囲で大きなバラツキを示している。

銅マトリックス、銅マンガン合金のストランド間抵抗値の統計量を表4-1に示す。また、図4-6, 4-7にヒストグラムを示す。標準偏差を見てわかる通り、データのばらつきは非常に大きい。この要因は、ストランド表面の酸化被膜、汚れ等や、ストランドの製作工程（伸線や撚線加工）時に生じる表面の加工痕だと考えられる。

表4-1 スtrandの違いによるストランド間抵抗値の統計量

サンプル	銅マトリックス	銅マンガン合金
データ数	66	26
平均値	$111.6\mu\Omega$	$291.3\mu\Omega$
標準偏差	107.4	150.5
範囲	480.4	527.5

### 4.2.2 キュアリング時間依存性

銅マトリックスのケーブルについてキュアリング温度を3点選び（ $120^\circ\text{C}$ 、 $130^\circ\text{C}$ 、 $150^\circ\text{C}$ ）、キュアリング圧力を一定として、同一サンプルを繰り返し10分間のキュアリングを行い、抵抗値の変化をそれぞれ測定した。この結果を図4-8に示す。

$120^\circ\text{C}$ のサンプルでは、キュアリング後の抵抗値はほとんど変化していない。また、各接触点の抵抗値は数  $\mu\Omega$  から  $70 \mu\Omega$  まで広い範囲で分布しており、このバラツキはキュアリング時間を長くしても変化が無い。これは接触面の状態が最初の10分間で決まり、この加熱条件では接触表面が変化しないことを示している。 $130^\circ\text{C}$ 、 $150^\circ\text{C}$ の試料では温度が上昇するに従い抵抗値は小さくなり、20分間のうちに各接触点間の抵抗値のバラツキが減少し、以降ほとんど変化は

見られない。表4-2に10分間のキュアリングを2回行ったときの各温度での抵抗値の平均値及び標準偏差を示す。表4-1で示したキュアリング前の状態と比較すると、そのデータのバラツキが急激に減少していることがわかる。

表4-2 キュアリング時間に対するストランド間抵抗値の統計量

キュアリング温度	120℃	130℃	150℃
データ数	9	9	9
平均値	25.76 $\mu\Omega$	25.11 $\mu\Omega$	3.01 $\mu\Omega$
標準偏差	6.91	3.81	0.74
範囲	61.2	38	6.5

以上の結果から、150℃以上のキュアリング時のストランド間抵抗の測定を行うときは同一ロットのケーブルであれば（材料及び加工履歴が同一であること）、サンプル間の抵抗値は表4-2で示した範囲よりもそのばらつきは同等か、それ以下であることが期待できる。

キュアリング温度180℃において、キュアリング時間を10分から120分まで変化させた試料を各々製作した。測定結果を図4-9に示す。各試料について測定を行った後（○）、室温まで昇温する。いったん圧力を開放し、再加圧した後測定を行った（×）。

圧力を保持したままの抵抗値はキュアリング時間が20分までは1～2 $\mu\Omega$ 程度を示しているが、40分になると5～10 $\mu\Omega$ まで増加し、それ以降キュアリング時間が増加するにしたがって減少していく。一度圧力を開放したときの抵抗値は、圧力開放前の抵抗値を約10倍に増幅した値になっており、その傾向は同じである。その大きさはキュアリング時間が増加するにしたがって減少していくが一定の大きさに収束していく。

このような抵抗値の振る舞いは、数回サンプルを作り直して測定したが同じ傾向を示す。

#### 4.2.3 キュアリング後の圧力開放の影響

キュアリング温度150℃、230℃、300℃での測定結果を表4-1に示す。上段はキュアリング時から圧力を保持した抵抗値、中段は、一度圧力を開放してから再加圧して測定した抵抗値で

ある。この差は、圧力開放前後のストランド間の接触抵抗値の変化を表し、この値を下段に示す。

表 4-1 ストランド間抵抗値と接触抵抗値の変化

Temp.(°C)	Cu	CuMn Barrier	CuMn Matrix
150	9.5	54.6	
	78.6	1082.2	
	(69.1)	(1027.6)	
230	0.3	10.7	3.0
	4.8	217.8	38.2
	(4.5)	(207.1)	(35.2)
300	0.04	0.36	0.17
	0.70	1.04	3.24
	(0.66)	(0.68)	(3.07)

単位： $\mu\Omega$

( )：圧力開放前後の接触抵抗値の変化

どのデータも一度圧力を開放すると増加する傾向にあるが、銅マトリックスでは 230 °C 以上、銅マンガン合金をストランド内部構造に持つケーブルでは 300 °C での接触抵抗値の変化は少ない。

ここで第3章で測定したストランド間結合損失から、Morgan の式 (3.7) を使ってストランド間抵抗値に換算したグラフを図4-10に示す。この中に表4-1で示した圧力開放後の抵抗値をプロットした。プロットする点が重なるため、測定した抵抗値は 10 °C 高温側にずらして表示している。

これを見ると、10  $\mu\Omega$  以下の抵抗値では、ストランド間結合損失からの換算値と測定値に大きな差は見られないが 10  $\mu\Omega$  以上では測定値の方が小さい。これは、キュアリング終了後の圧力の開放の方法及び開放している時間が原因だと考えられる。測定に用いたサンプルの長さが約 50 mm と短いため、圧力を完全に除去するとケーブルを構成するストランドがばらばらに崩れてしまい、再測定することが不可能となる。ケーブルへの荷重はバネの縮み代で印加しているが、このバネが元の長さに戻る点で、荷重を零としている。実際にはケーブルにはバネ以外に荷重伝達用のブロックがあり、この重さ（～0.5 kg）はケーブルに常に加わっている。また、圧力の開放後、空気中で放置している時間も数分以下と短い。一方、結合損失の測定では完全

に圧力は開放され、さらに測定を始めるまでに最短でも約1日の時間を要するので、酸化等の表面状態の違いが測定結果との差に出てきていると考えられる。

以上のストランド間抵抗の測定結果から、キュアリング圧力開放前後で接触抵抗値の変化がキュアリング温度によって左右されることが明らかになった。これは、3章で明らかになったストランド間結合損失を決定する要因が、ストランドの機械特性と接触部の表面状態であることを裏付ける結果を表している。

### 4.3 SEMによる接触部表面の観察

前節で接触抵抗を測定した試料を用いて、ストランドの交差する接触部の表面をSEM (ELIONICS社製 ESM-200) を用いて観察した。

#### 4.3.1 キュアリング前の表面

図4-11 に銅マトリックスストランドの接触面のSEM像を示す。

表面状態は、低倍率であるとなだらかな様相に見えるが、2000倍に拡大すると激しくランダムな凹凸面を示している。キュアリング前のストランド間抵抗値の測定で大きなバラツキが生じる原因は、このような凹凸の表面が互いに接触しているからだと言える。

#### 4.3.2 キュアリング後の表面

120℃から300℃までのキュアリング後の表面を図4-12～4-21に示す。

120℃では接触面に滑らかな面があることがわかる（図4-12）。キュアリング前の粗さは接触点以外のところに見られる。

130℃、150℃ではその滑らかさは120℃と比較して大きな差は見られない。（図4-13、図4-14）しかし、拡大していくと120℃ではあまり見られなかった白く見えるひだ状、あるいは皺状になっている様子が観察できる。

230℃でキュアリングした場合、どのサンプルについてもストランド間接触部のくびれた部分の中心に変色している領域が認められる。（図4-15: 銅マトリックス、図4-16: 銅マンガン合金バリアー、図4-17: 銅マンガン合金マトリックス）拡大するとその表面は凹凸が生じているが、銅マンガン合金バリアーだけは、比較的なだらかな表面になっている。銅及び銅マンガン合金マトリックスの表面は銅母材が破断したかの様相を見せている。

ストランドの表面を観察するためにケーブルの絶縁材を剥がすと、ストランド同士は通常、ばらばらに崩れるが、銅マトリックスの230℃、および300℃でキュアリングしたすべてのサンプルでは、ストランド同士が密着し、ケーブルの形状を保っている（図4-18）。その表面を図4-19: 銅マトリックス、図4-20: 銅マンガン合金バリアー、図4-21: 銅マンガン合金マトリックスに示す。どの試料についても非常に表面が荒れており、中には表面がはぎ取られているような



場所がある（図4-21 - c）。そこでストランドの交差部の両方の接触表面を比較して観察した。

銅マンガン合金バリアーを300℃でキュアリングしたサンプルを選び、両面を比較した金属顕微鏡写真とSEM像を図4-22に示す。金属顕微鏡写真の(a-1), (b-1)を見ると、接触している部分はこげ茶色をしており、その周辺とは明らかに異なっていることがわかる。この同じ接触部に対応するSEM像が下の(a-2), (b-2)である。こげ茶色に対応した部分の周辺には、aでは表面が剥離した様子を示しており、逆にbではその断片が残っていることがわかる。この逆の様子を示した場所もある。さらに拡大したSEM像を図4-23～25に示す。図4-22と同様に剥離した痕跡、破片が見られる。(a-4), (b-4)の下部には大きく剥離した破片がある。この破片の周囲は、ギザギザになっており、中にはさらに小さな破片となっているのも観察できる。図4-25で示す(a-7), (b-7)の表面は破片の輪郭は対面に対応しているが、破片は大きく崩れている様子がわかる。

これらの表面の観察結果をまとめると

- (1) キュアリングしたストランド同士はその表面が部分的に金属的に接合する。
- (2) その接合面積はキュアリング温度が上昇すると増加する。
- (3) 金属的に接合された領域が剥離されることによって表面に凹凸が生じ、剥離時に生じたと考えられる破片がその領域周辺に飛散している。
- (4) 銅マトリックスストランドから構成されるケーブルは、230℃でキュアリングした場合、ストランドの接触部の金属的接合状態は保たれるが、それ以下のキュアリング温度では接合状態が保たれず、ストランド間は剥離する。
- (5) 銅マンガン合金系のストランドから構成されるケーブルでは、230℃以下でキュアリングした場合、金属的接合状態が保たれず、ストランド間は剥離する。300℃でキュアリングすると接合状態は保たれる。

#### 4.4 スtrand間抵抗値の電流依存性

各種ケーブルのストランド間抵抗の測定を行う際に、ストランド接触部での発熱による測定誤差が生じないかを調べた。電流値が10 Aまでは抵抗には電流依存性は見られなかったが、さらに電流を増加していった際に、各ケーブルで電流依存性が見られ、ストランドの種類によってその電流依存性の傾向が異なることがわかった。サンプルは、本測定に用意した3種類のほかにフィラメント径6  $\mu\text{m}$ 、銅マンガン合金マトリックス+銅シース（超伝導フィラメント周りには銅は含まれていない）のものを追加して行った。

電流源として、LakeShore社製MODEL612 Superconducting Magnet Power Supply を用いて、最大125Aまで通電した。

##### 4.4.1 銅マンガン合金マトリックス

フィラメント径2.65  $\mu\text{m}$  のケーブルについて、電圧端子の位置によって測定電圧に差がないかを確認した。電流供給端子はストランドの接触点から片側26 cmの位置に接続し、電圧端子は接触部から、3、10、17、24 cmの位置に接続した。サンプルは、300℃10分のキュアリング後、圧力保持のまま測定を行った。各電圧の測定精度は $\pm 1\%$ 以下である。

測定結果を図4-26 (a) に示す。図で示す直線は、0 から10A までのデータの最小二乗法による回帰直線である。40A 以上の電流での測定電圧は、回帰直線よりも増加していく様子がわかる。図4-26 (b) に測定電圧から回帰直線との差を示す。それぞれのデータはほぼ電流の二乗で近似でき、個々のデータ間のばらつきは少ない。

図4-27は、キュアリング温度を330℃まで上げたときのストランド間抵抗のデータである。ストランド間抵抗は図4-26の0.3  $\mu\Omega$  より小さい0.05  $\mu\Omega$  を示し、ストランド間の接触面積が大きくなったことを示している。図4-27 (b) は、図4-26 (b) と同じ方法で(a)に示す回帰直線からの差の電圧である。このデータを見ると図4-26 (b) と全く同じ数値、傾向になることがわかる。したがってこの測定電圧の電流依存性は接触抵抗ではなく、マトリックス抵抗がその要因であることがわかる。

図4-28は、フィラメント径が6  $\mu\text{m}$  の銅マンガン合金マトリックスのストランド間抵抗である。(a) 図で見られるように回帰直線からのずれは、2.65  $\mu\text{m}$  よりも高い電流値から観測されている。

#### 4.4.2 銅マトリックス

4.4.1と同じようにストランド間抵抗の電流依存性を調べた。抵抗値を銅マンガン合金マトリックスと同じ程度で比較するため、キュアリング条件を230℃ 10分とした。測定結果を図4-28に示す。

(a)図では、回帰直線からのずれはほとんど見られないが、(b)図ではほぼ直線的にずれが20Aから見られる。このずれを直線で近似したが、データをみると直線をはさんで階段状に増加していくように見られる。

#### 4.4.3 銅マンガン合金バリアー

キュアリング条件を300℃ 10分としたときのストランド間抵抗の測定結果を図4-30に示す。このデータは、銅マトリックスと同様の傾向を示す。

以上見てきたように、ラザフォードケーブルのストランド間抵抗には電流依存性があり、それは通電電流が20A以上になると顕著になってくることが観測された。また、超伝導フィラメント周囲に銅マンガン合金を配置したストランド間抵抗の電流依存性と、銅マトリックス（銅マンガン合金バリアーを含む）の場合のストランド間電流依存性は明らかに異なる様子が観測された。

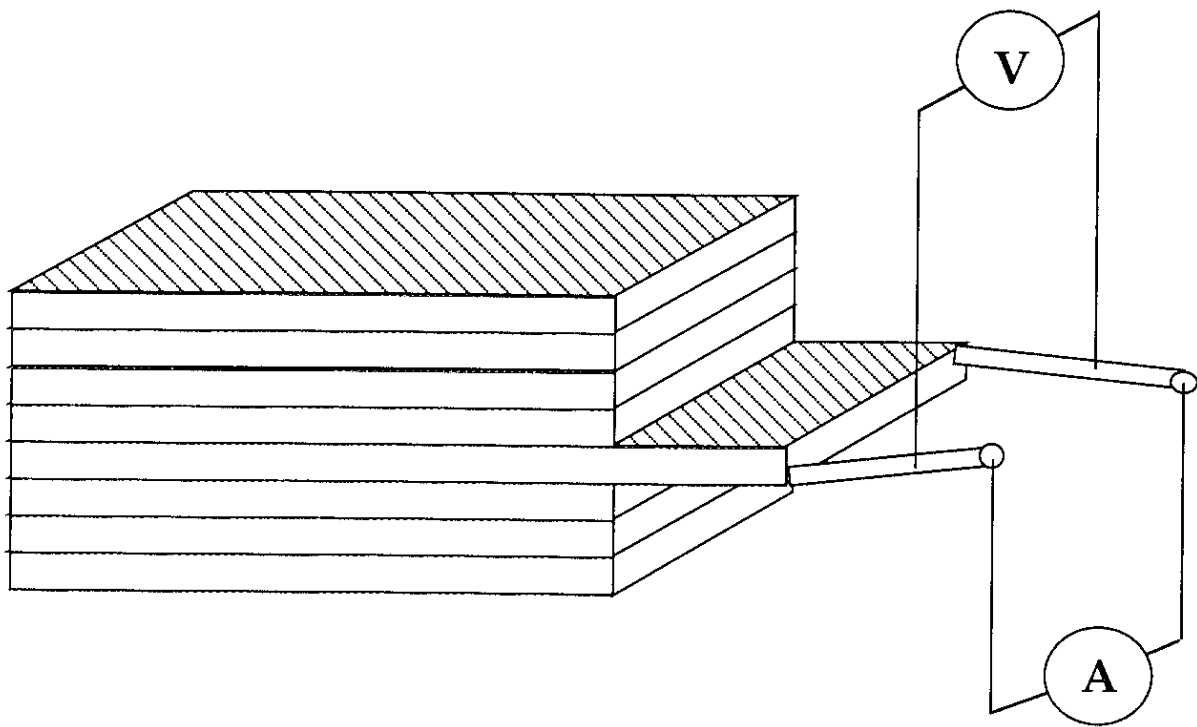


図 4-1 ラザフォードケーブルのストランド間抵抗の測定例

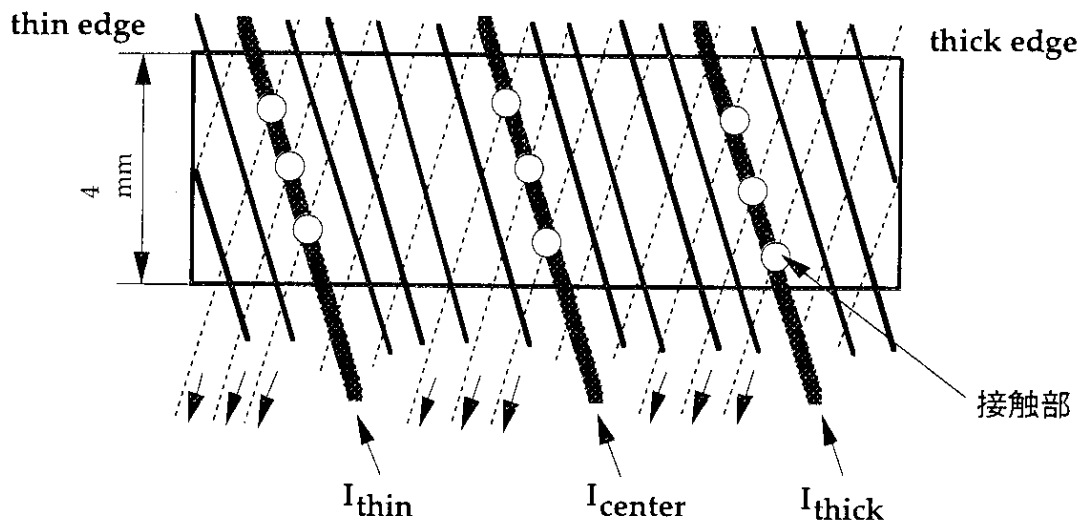


図 4-2 ストランド間抵抗測定図

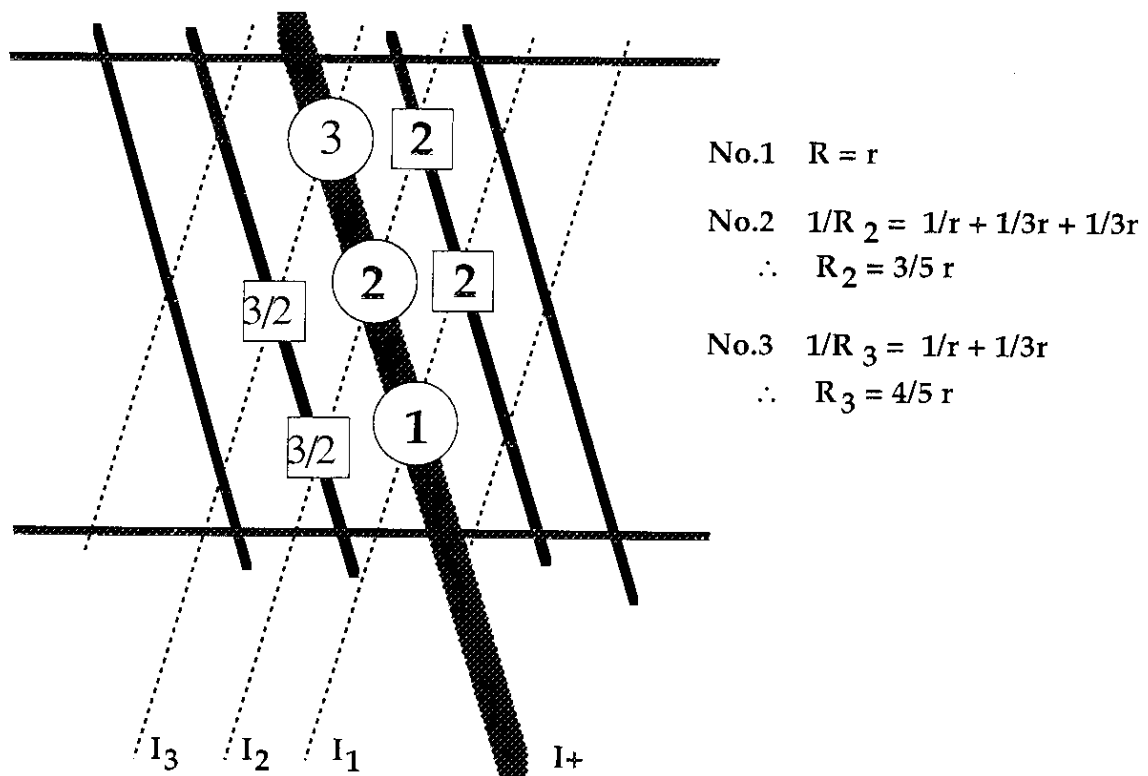


図 4-3 ストランド間抵抗値の計算方法

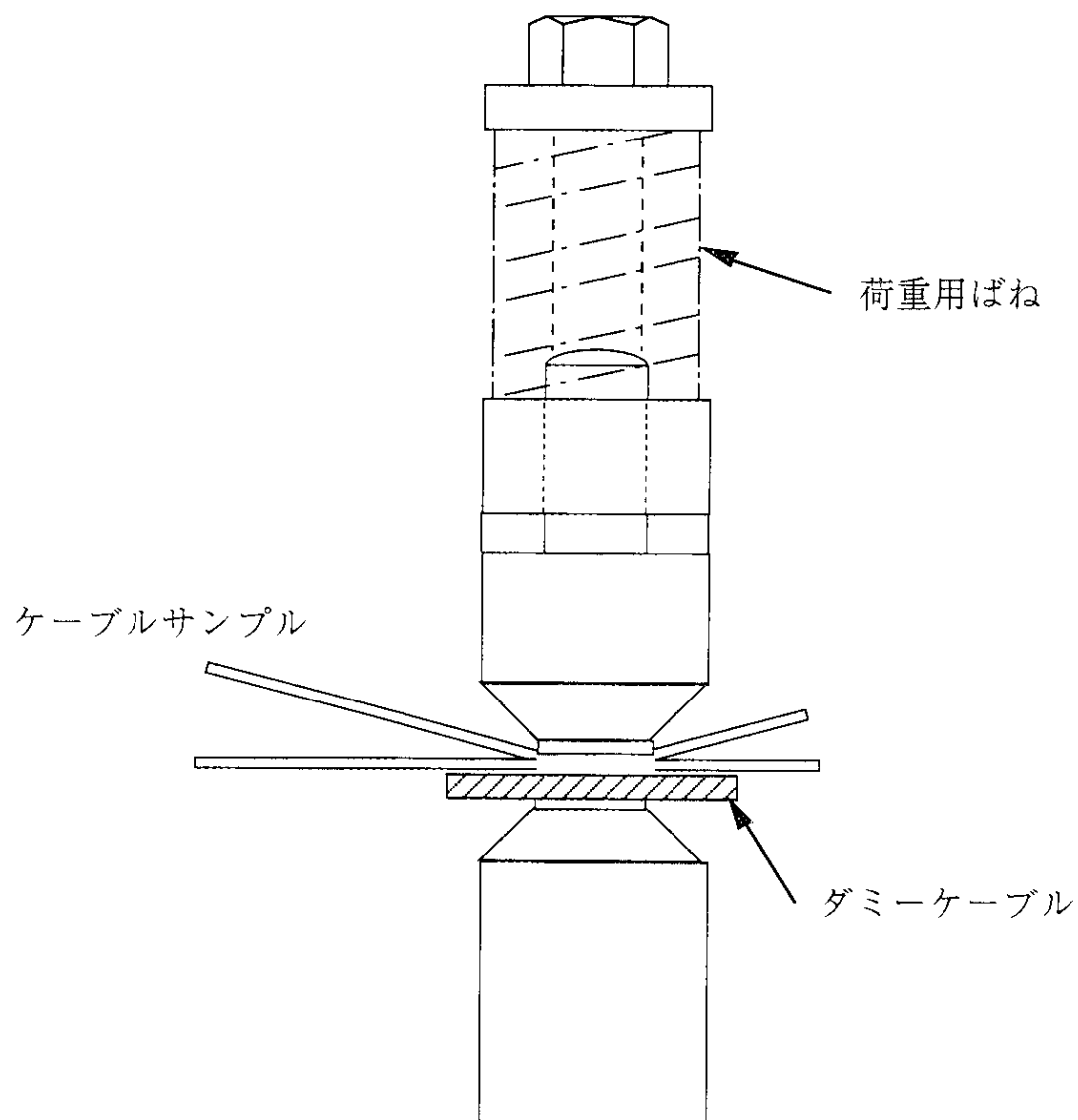
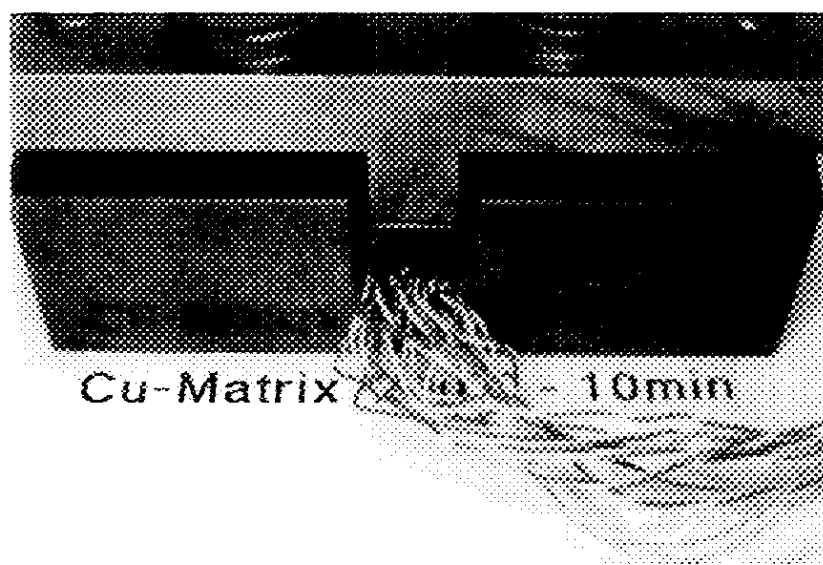
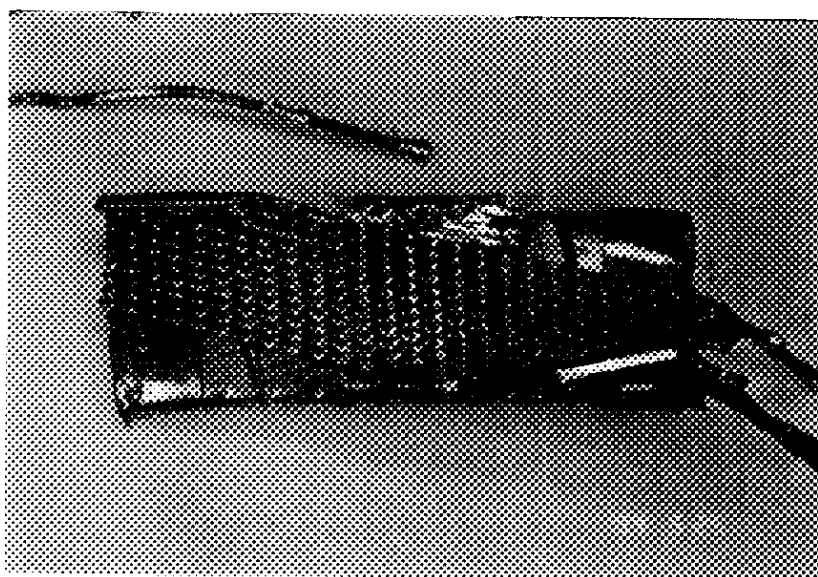


図 4-4 ストランド間抵抗測定用装置



(a) 装 置



(b) ストランド接触表面（キュアリング後）

図 4-5 接触抵抗装置概観及びケーブル表面

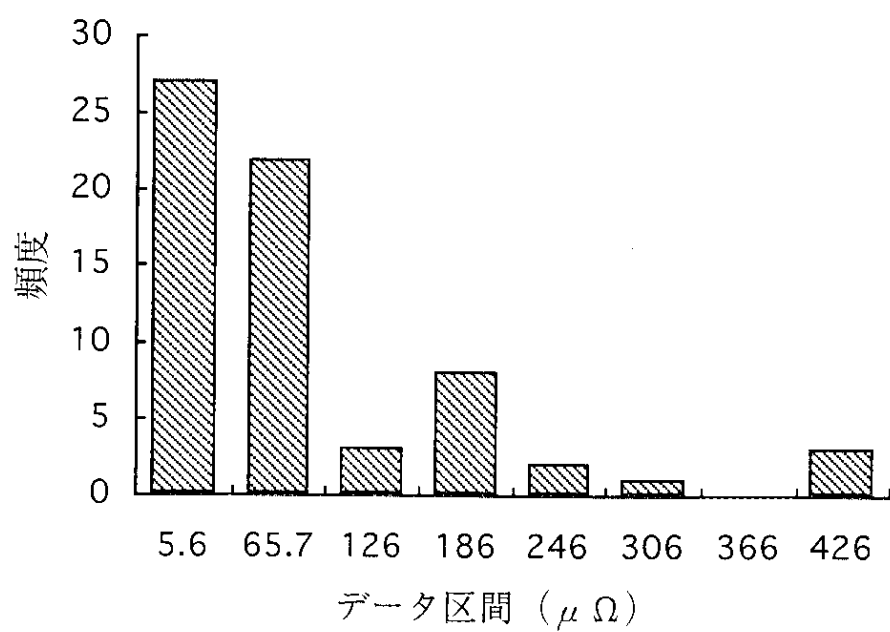


図 4-6 スtrand間抵抗値のヒストグラム（銅マトリックス）

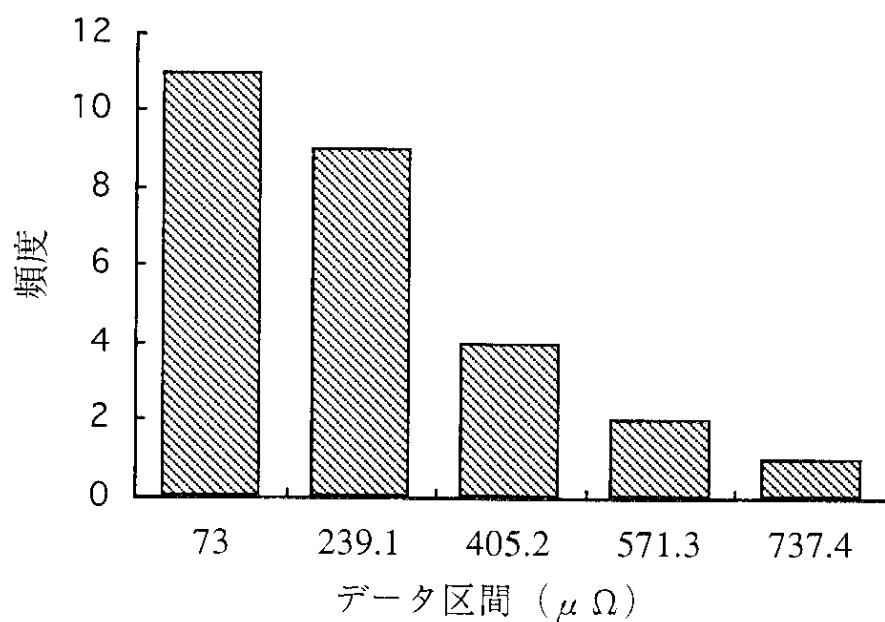


図 4-7 スtrand間抵抗値のヒストグラム（銅マンガン合金バリアー）



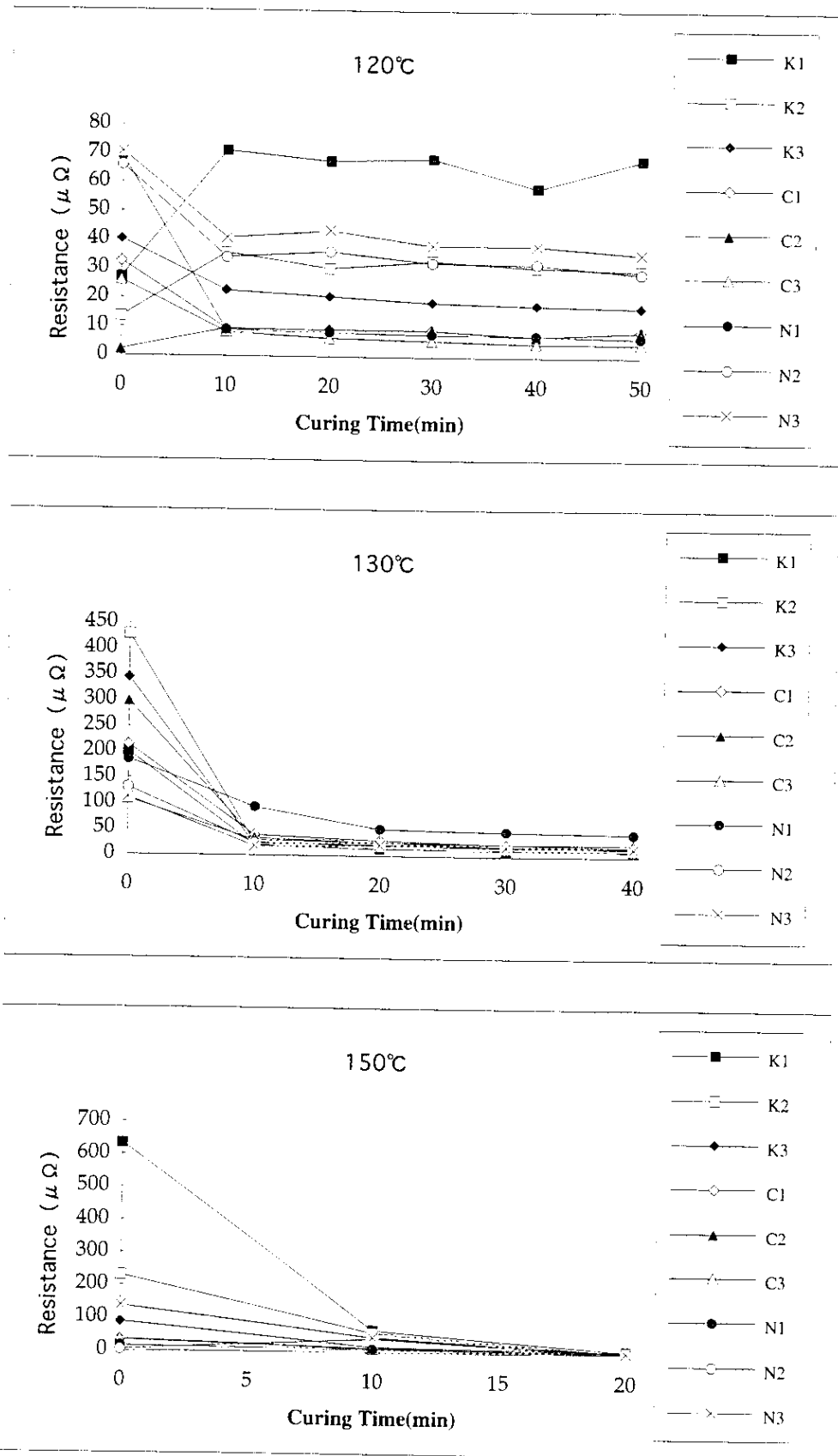


図 4-8 ストランド間抵抗のキュアリング時間依存性

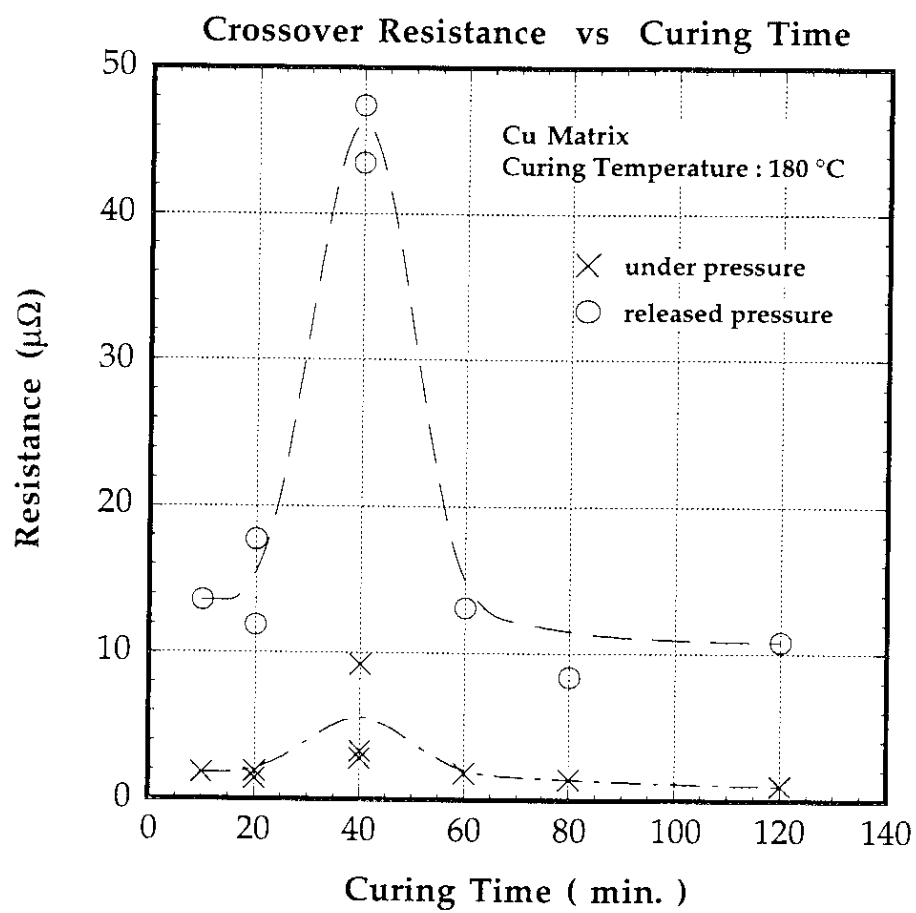


図 4-9 ストランド間抵抗のキュアリング時間依存性

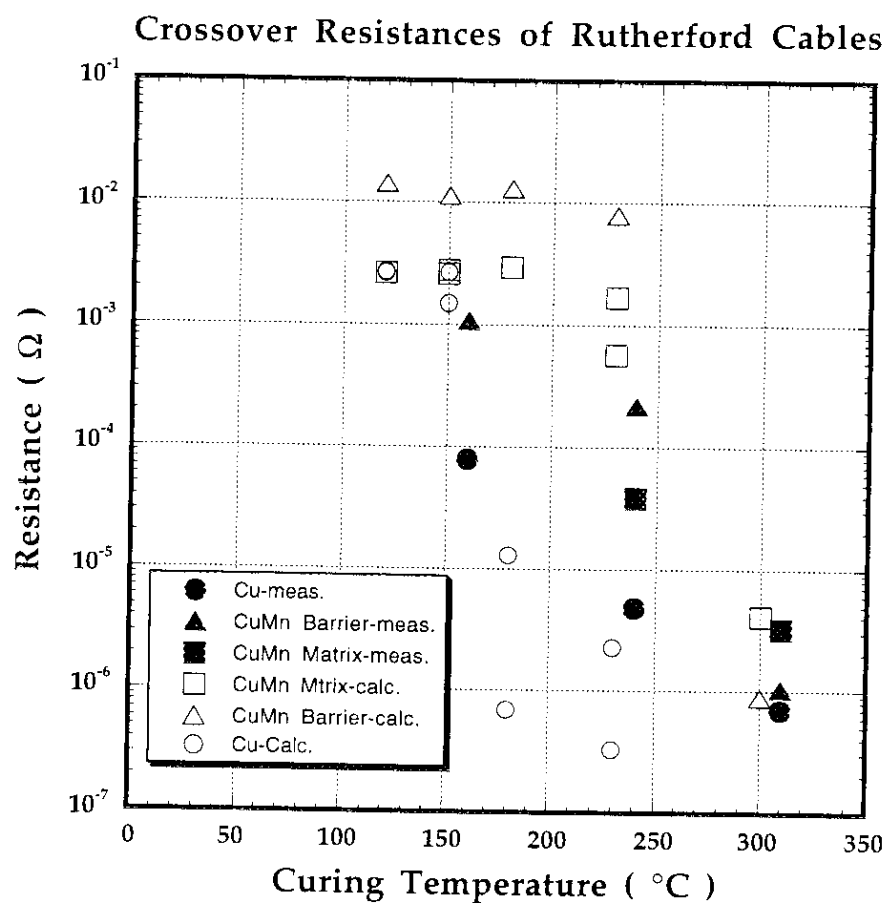
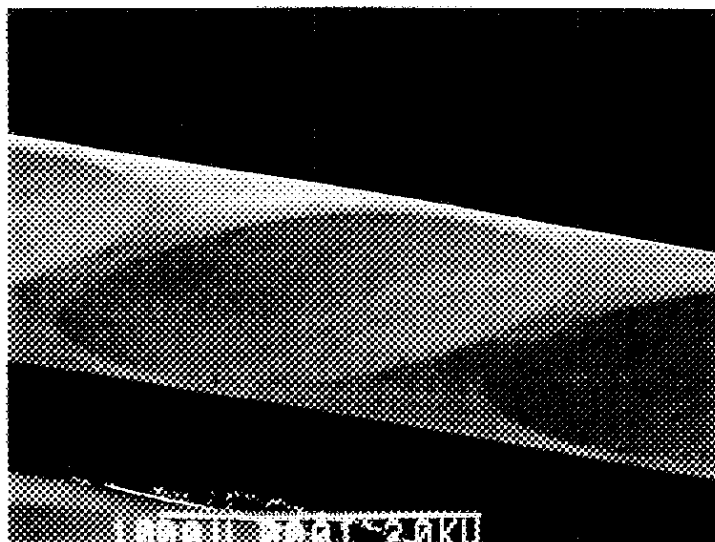


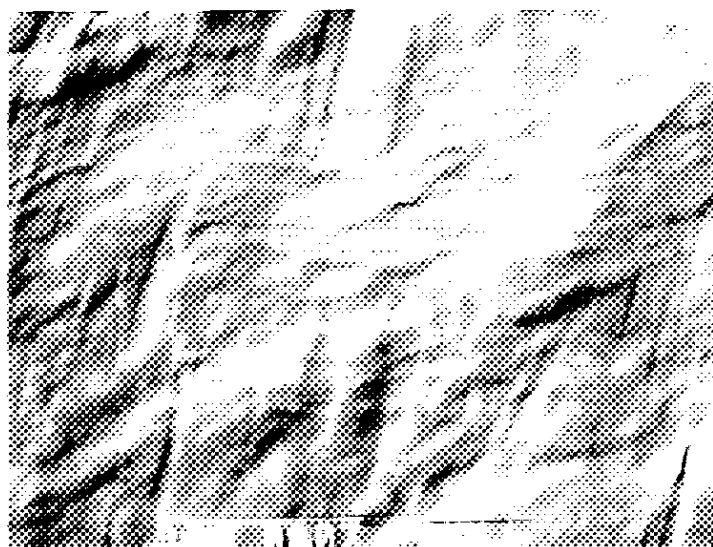
図 4-10 スtrand間抵抗：実測値と結合損失からの計算値との比較



×50

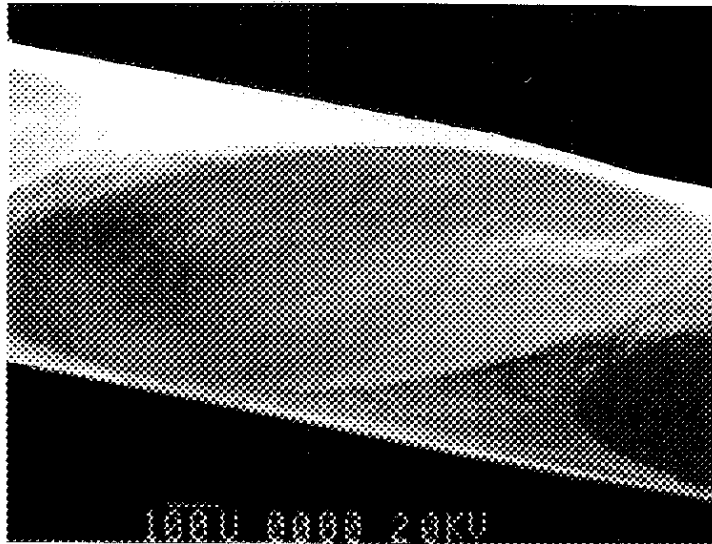


×2000

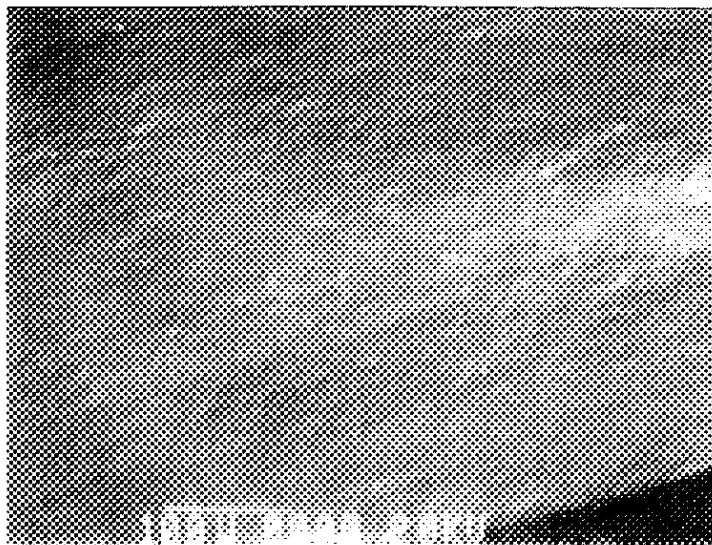


×2000

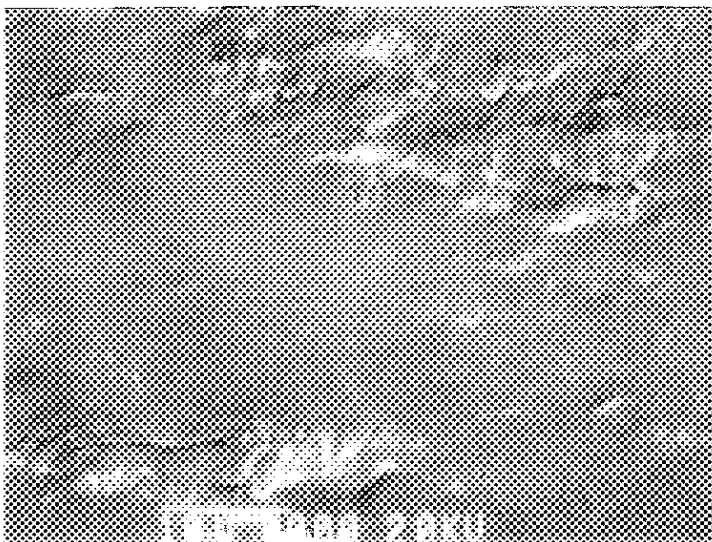
図 4-11 キュアリング前のストランド接触部の表面：銅マトリックス



×80



×200

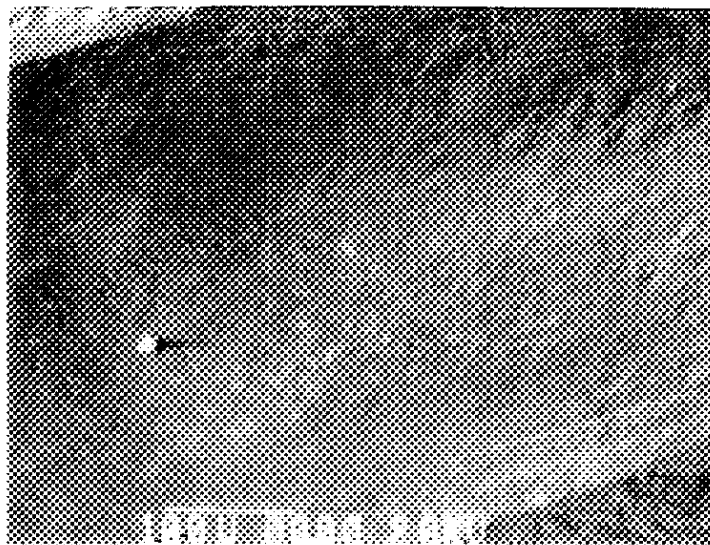


×2000

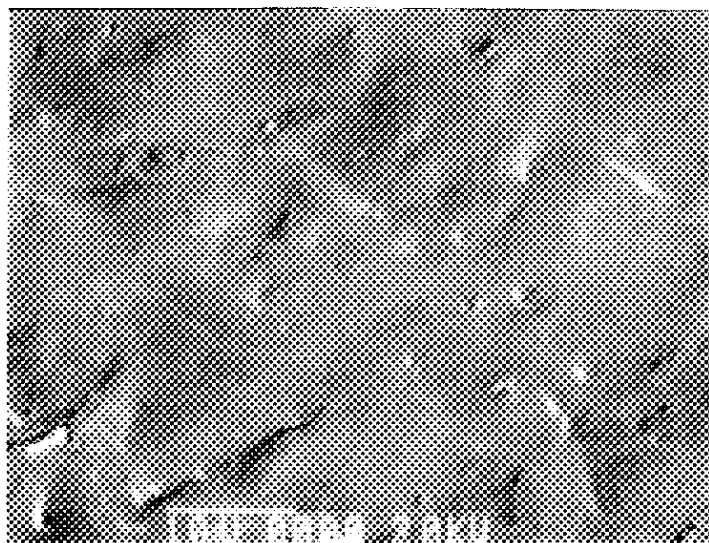
図 4-12 ストランド接触部の表面（120℃-10分）：銅マトリックス



×80



×200

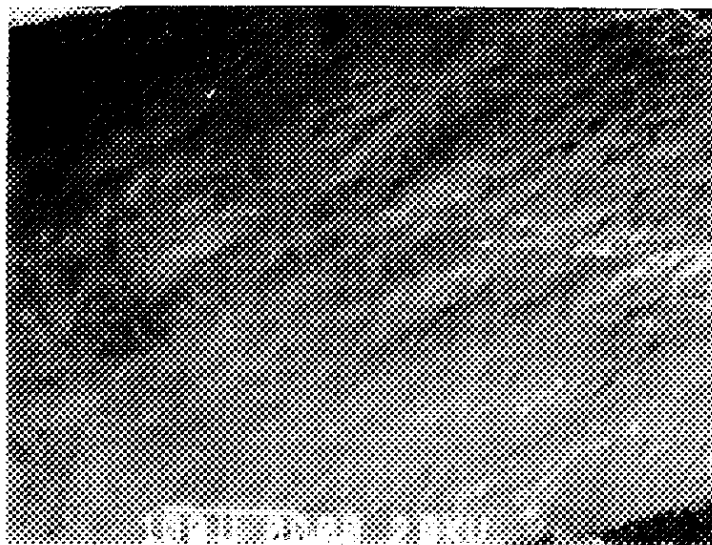


×2000

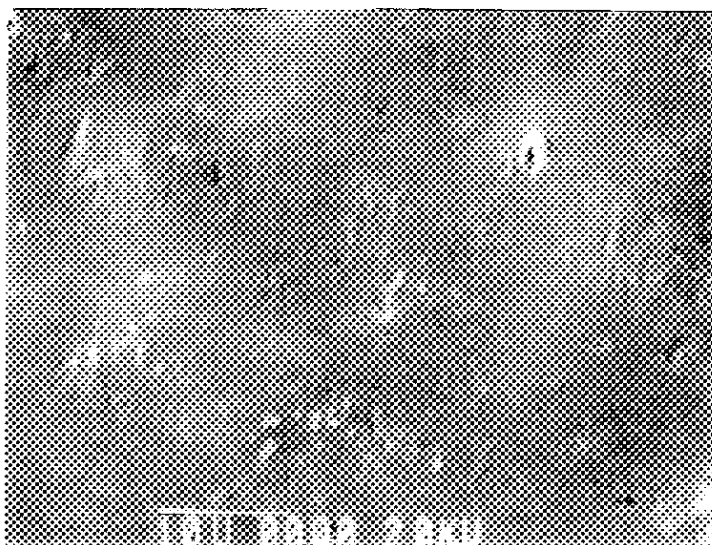
図 4-13 ストランド接触部の表面（130℃-10分）：銅マトリックス



×80

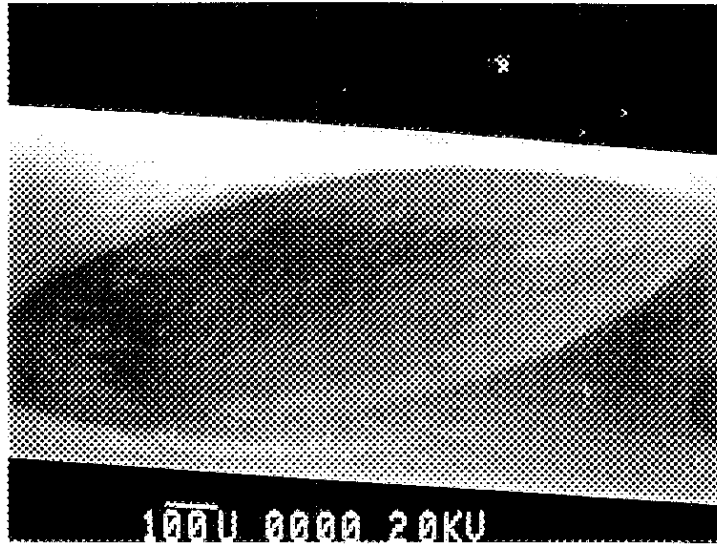


×200

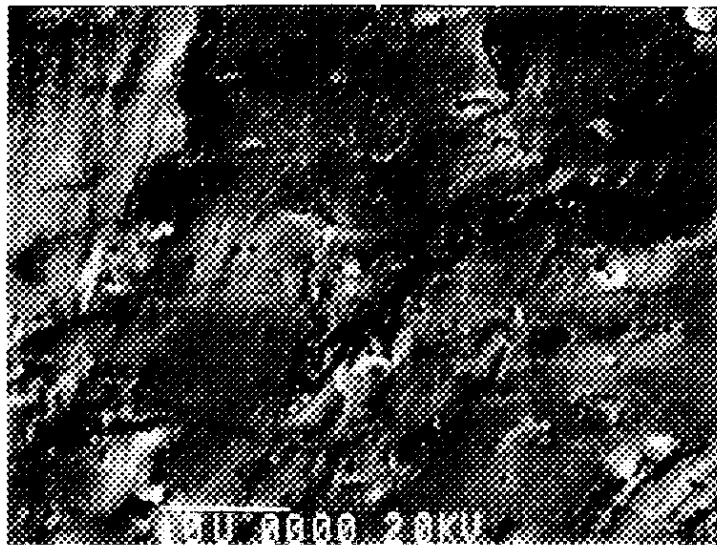


×2000

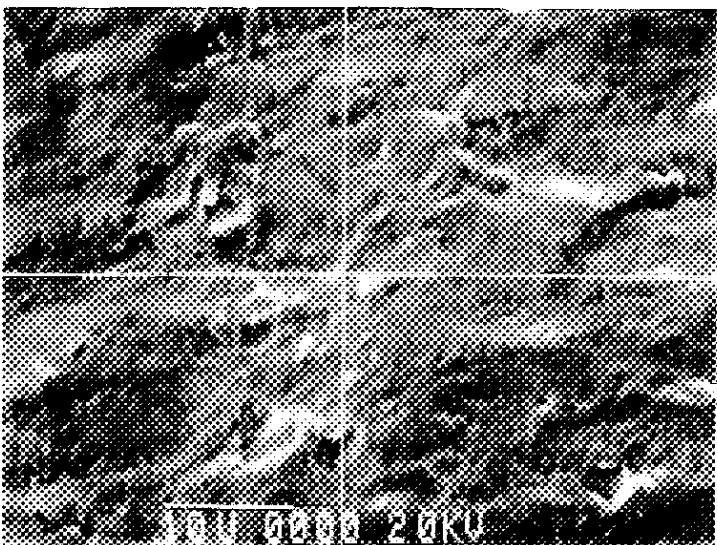
図 4-14 スtrand接触部の表面（150℃-10分）：銅マトリックス



×80



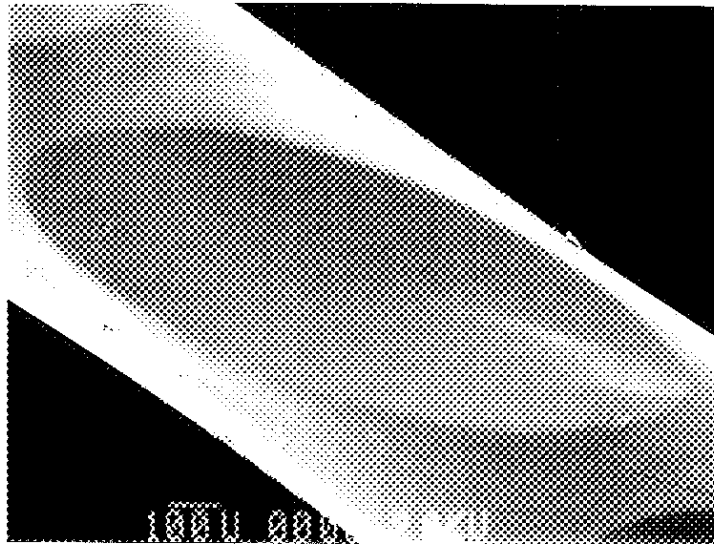
×2000



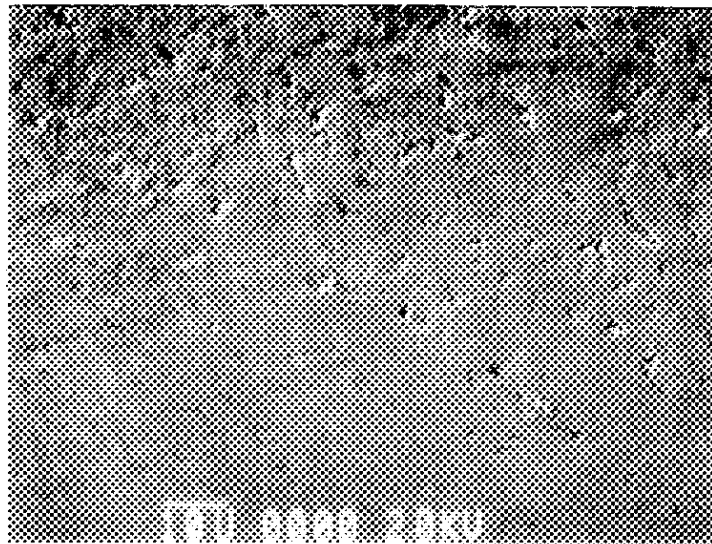
×2000

図 4-15 ストランド接触部の表面（230℃-10分）：銅マトリックス

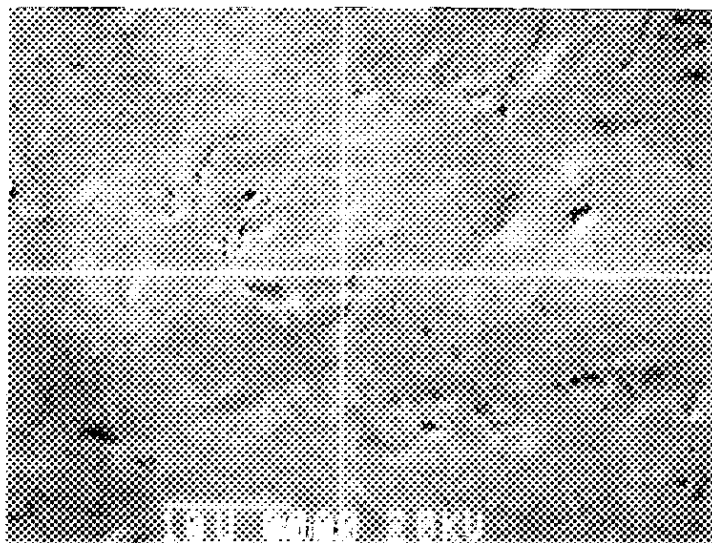




×80



×1000

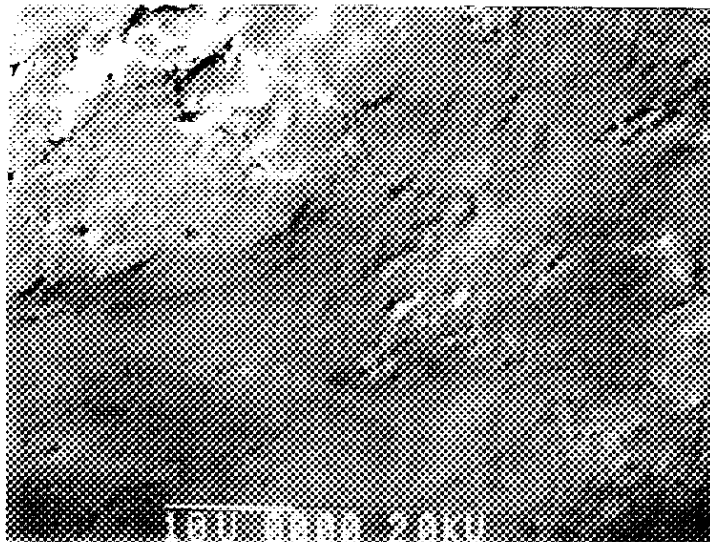


×2000

図 4-16 銅マンガ合金バリアーストランド接触部の表面 (230℃-10分)



×80

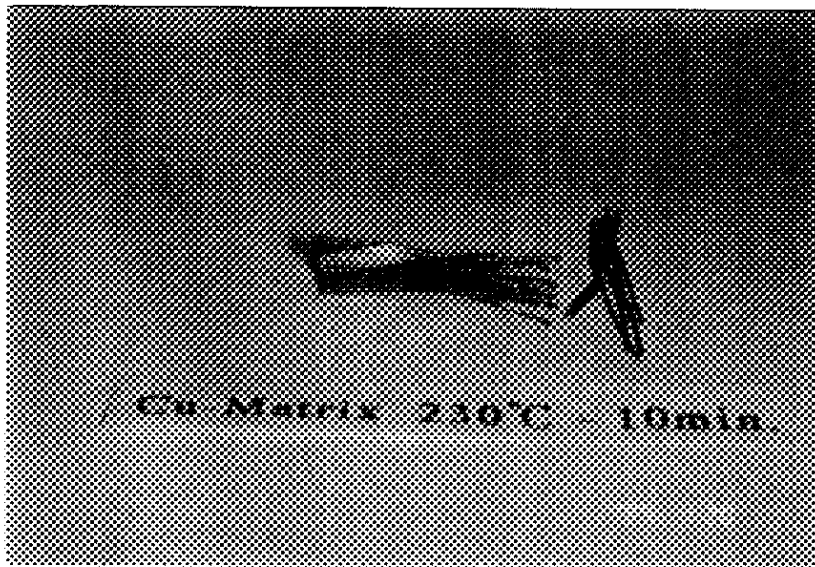


×2000

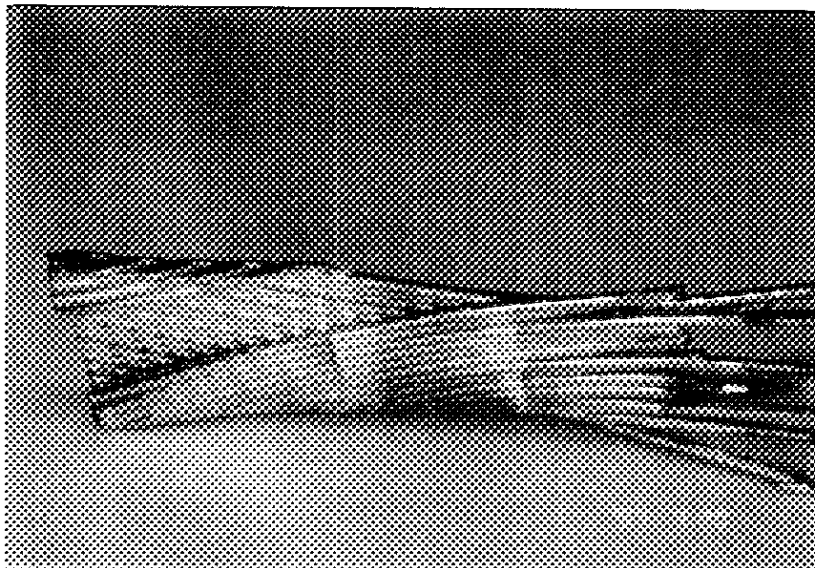


×2000

図 4-17 銅マンガン合金マトリックスストランド接触部の表面 (230℃-10分)



一部のストランドを取り除く



拡大図：ストランド同士が接合しているために剥がれない

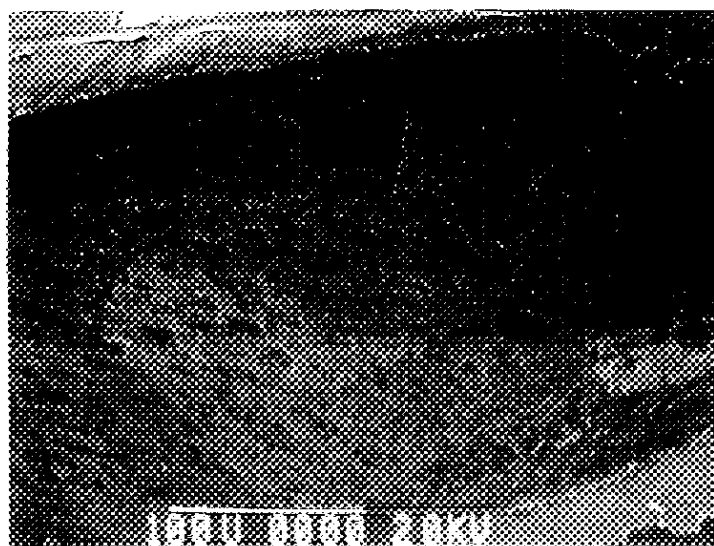
図 4-18 銅マトリックスケーブル接合の様子 (230℃-10分)

(a)



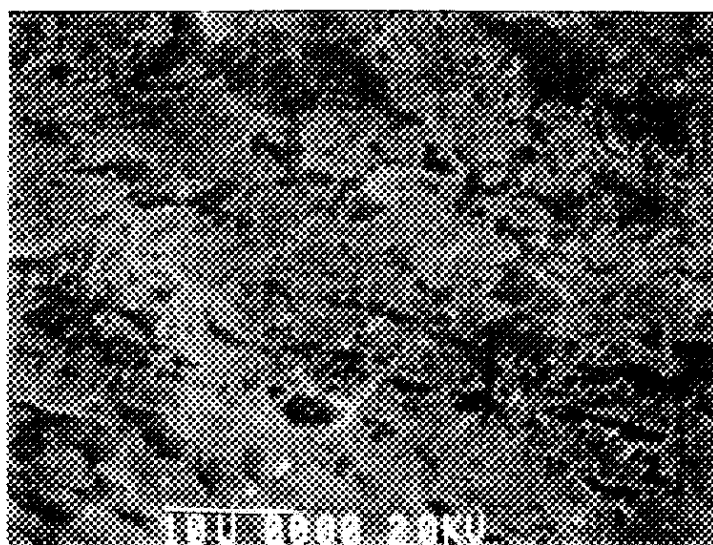
×80

(b)



×300

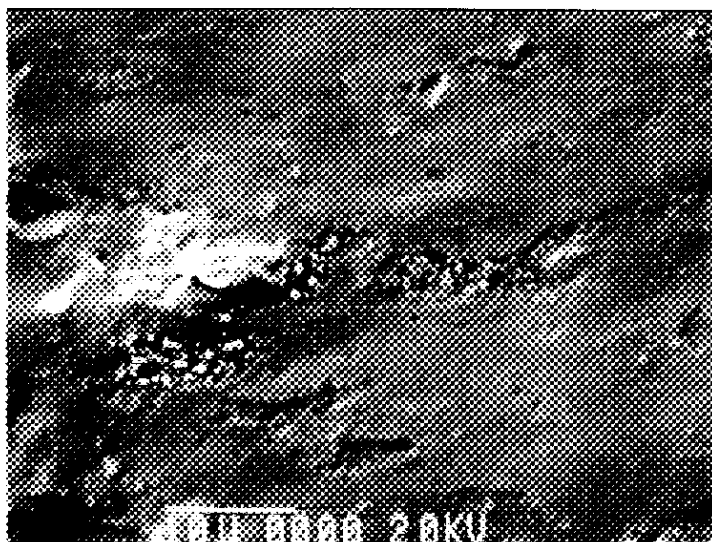
(c)



×2000

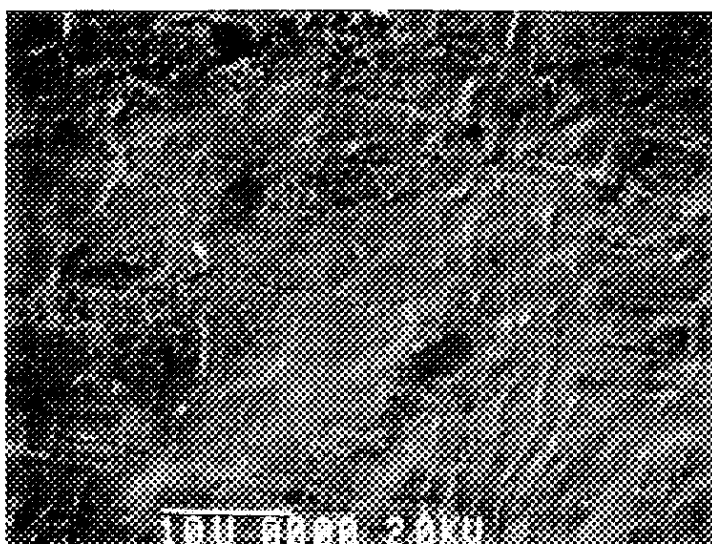
図 4-19 (1) 銅マトリックスストランド接触部の表面 (300℃-10分)

(d)



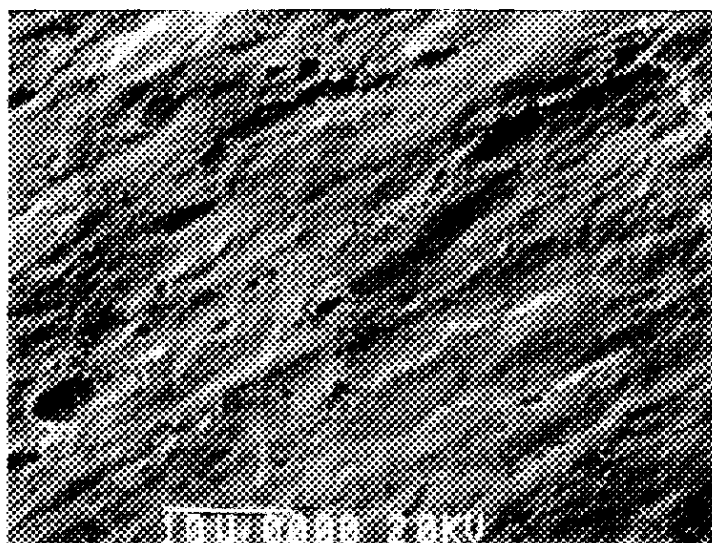
×2000

(e)



×2000

(f)



×2000

図 4-19 (2) 銅マトリックスストランド接触部の表面 (300℃-10分)

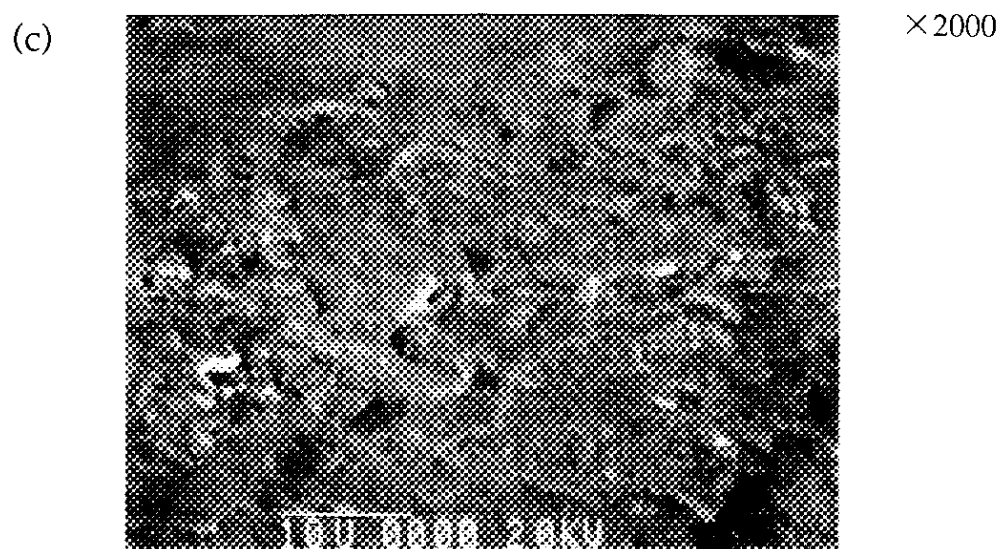


図 4-20 (1) 銅マンガング合金バリアーストランド接触部の表面 (300℃-10分)

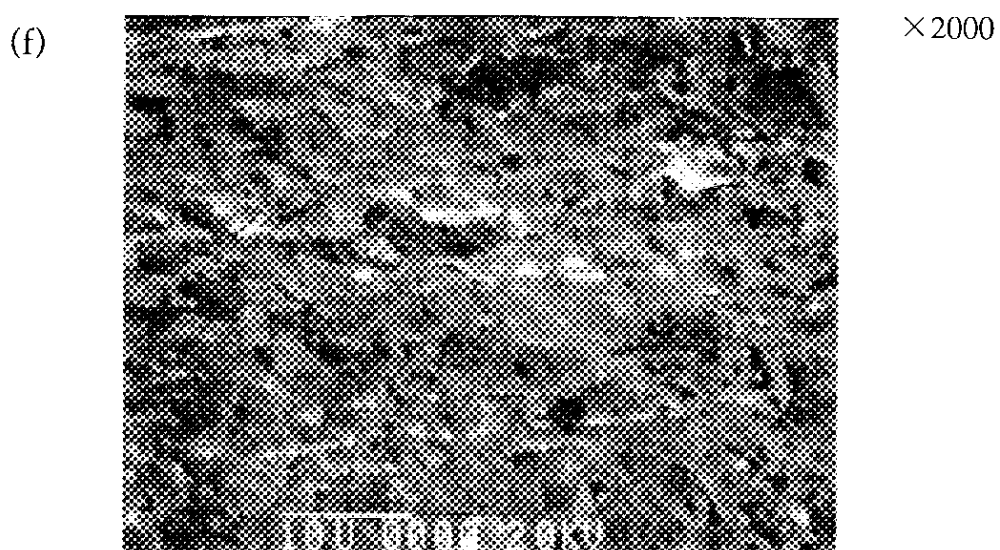
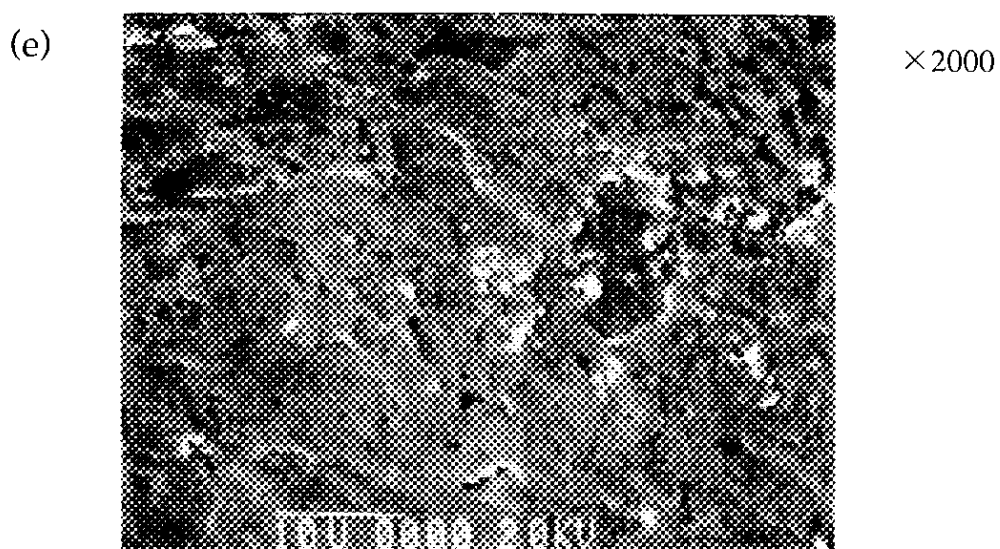
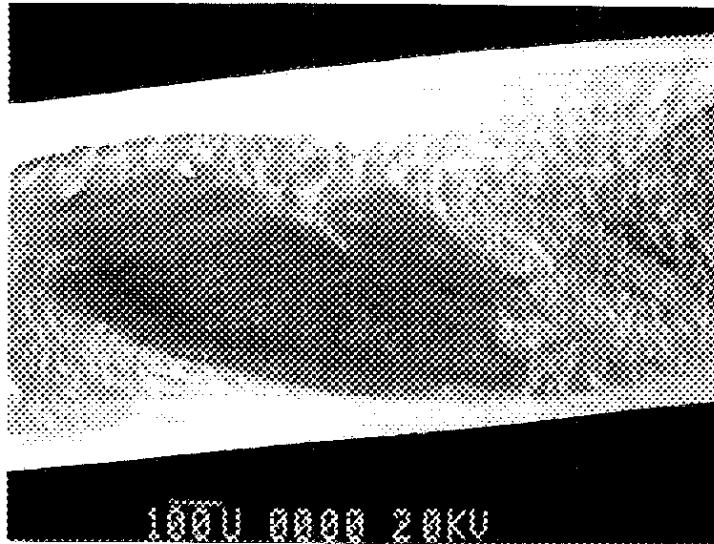


図 4-20 (2) 銅マンガ合金バリアーストランド接触部の表面 (300℃-10分)

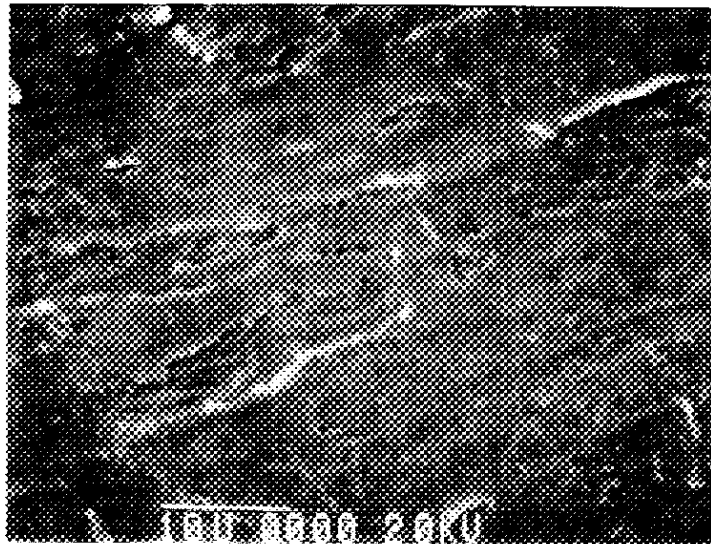


(a)



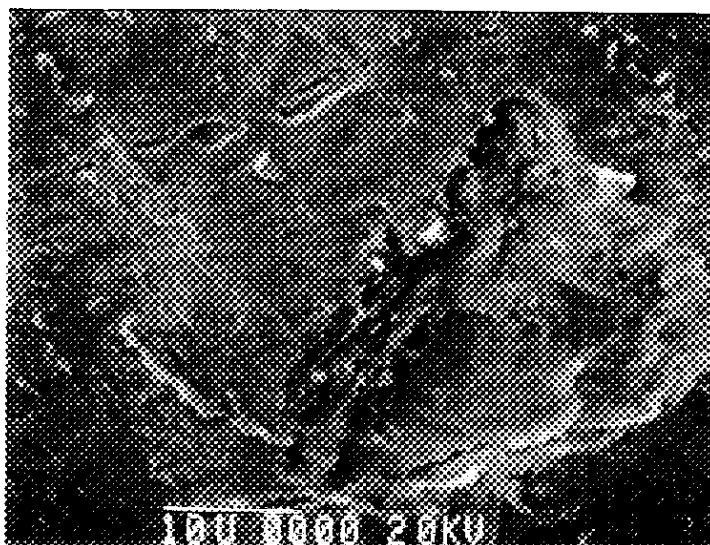
×80

(b)



×2000

(c)

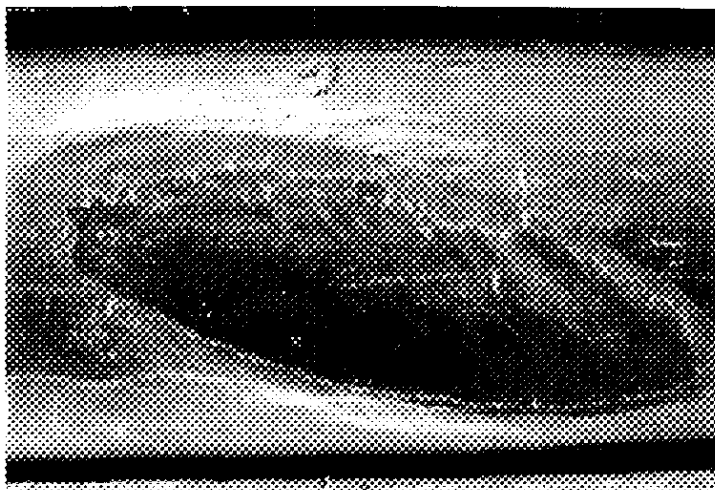


×2000

図 4-21 (1) 銅マンガ合金マトリックスストランド接触部の表面 (300℃-10分)



(d)



$\times 100$

(e)



$\times 2000$

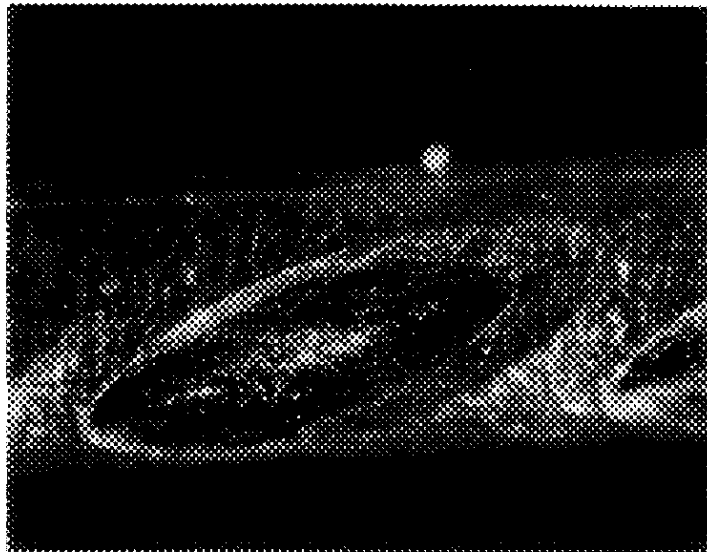
(f)



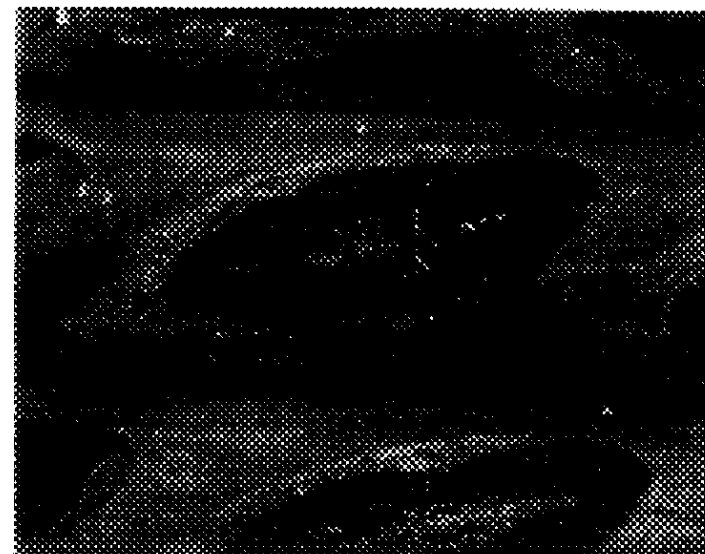
$\times 2000$

図 4-21 (2) 銅マンガン合金マトリックスストランド接触部の表面 (300℃-10分)

(a-1)



(b-1)



(a-2)

×100



(b-2)

×100

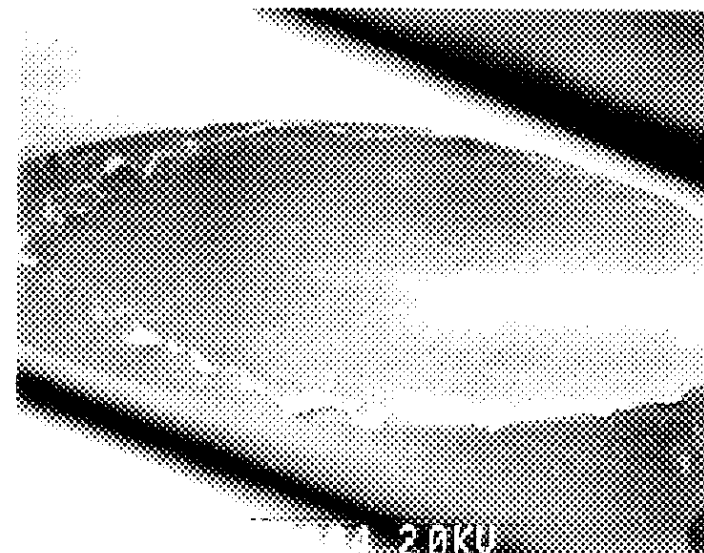
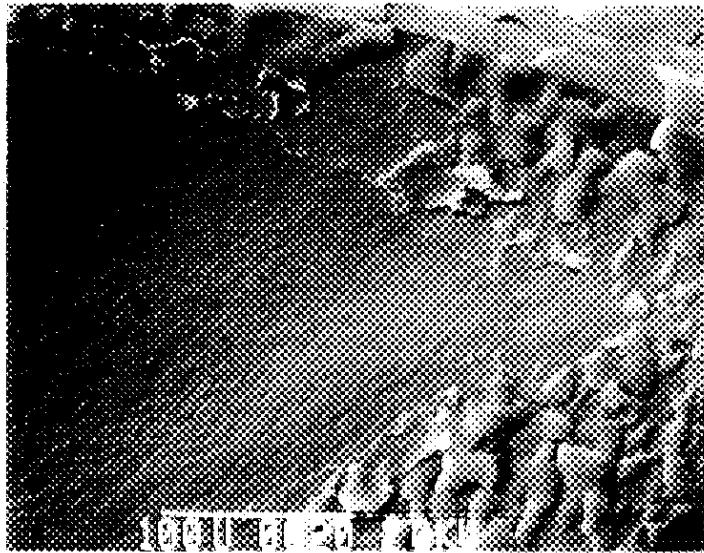


図 4-22 銅マンガ合金バリアーストランドの接触面同士の表面（金属顕微鏡写真：上、とSEM像：下）

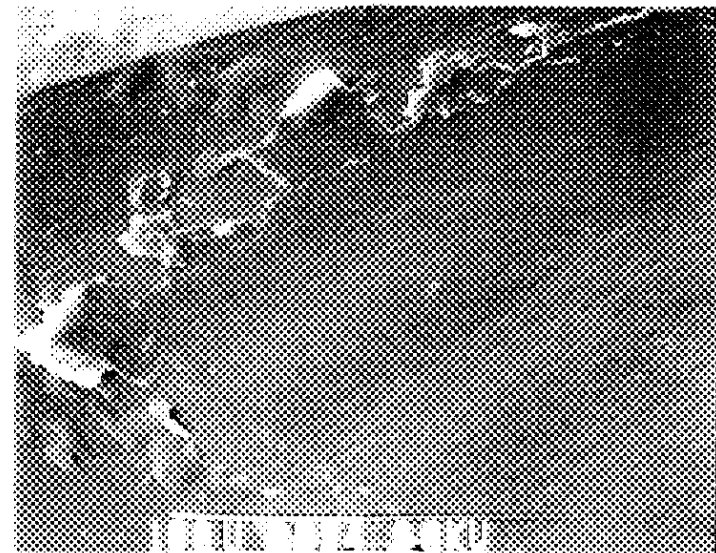
(a-3)

×300



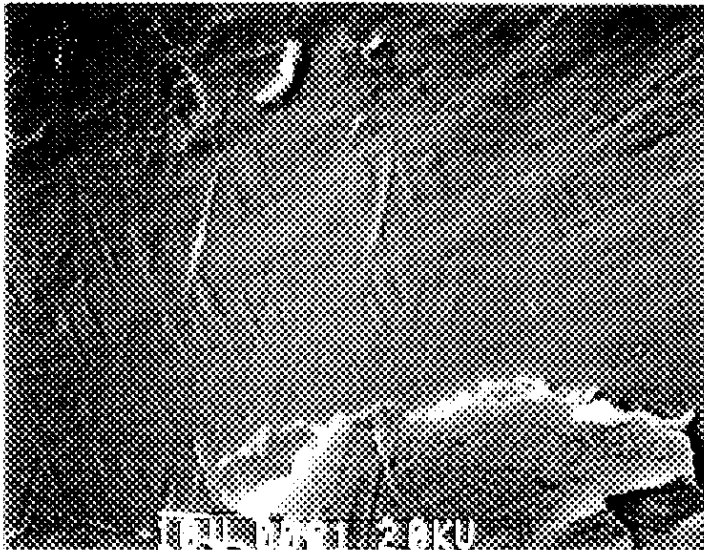
(b-3)

×300



(a-4)

×800



(b-4)

×800



図 4-23 銅マンガ合金バリアーストランドの接触面同士の表面の拡大（×300：上、×800：下）

(a-5)

×200



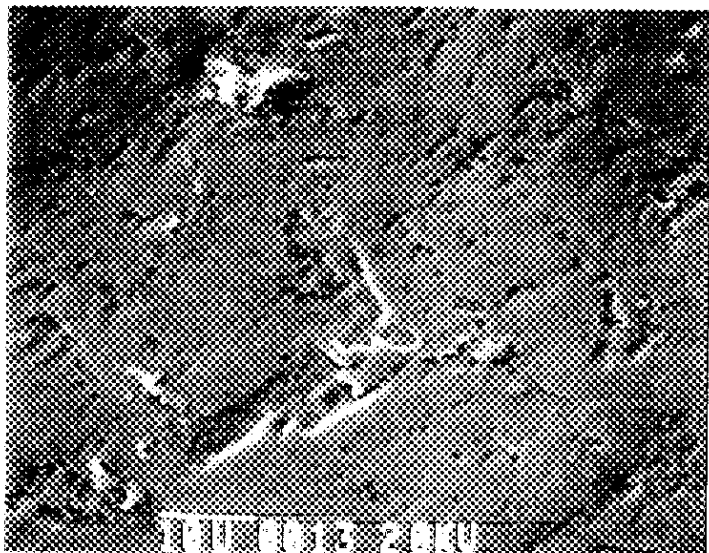
(b-5)

×200



(a-6)

×1500



(b-6)

×1500

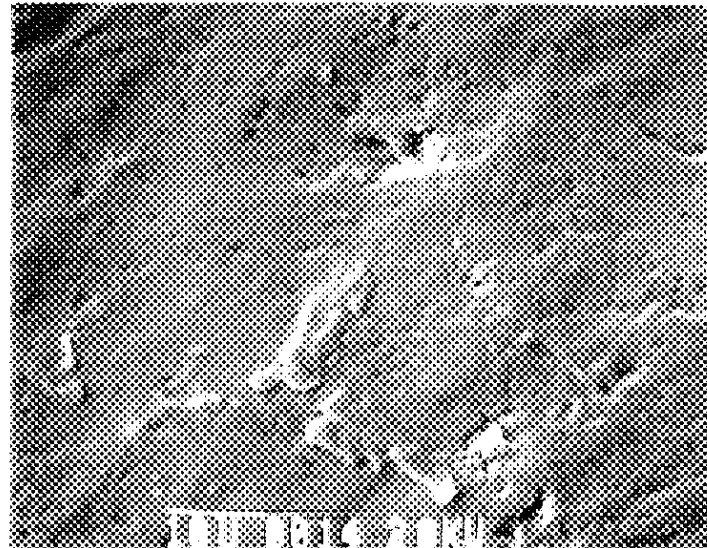
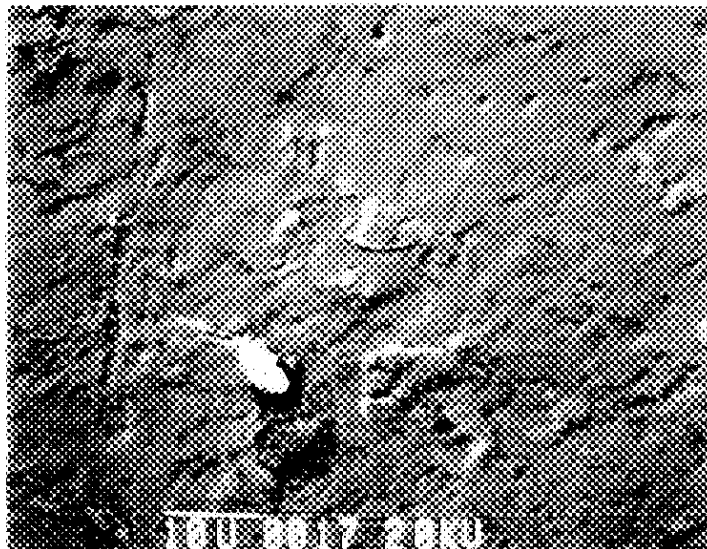


図 4-24 銅マンガン合金バリアーストランドの接触面同士の表面の拡大 (×200：上、×1500：下)

(a-7)

×1500



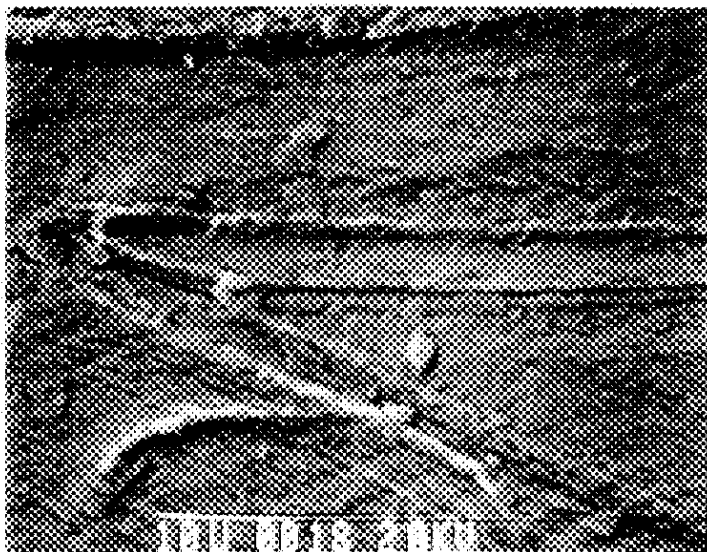
(b-7)

×1500



(a-8)

×2000



(b-8)

×2000

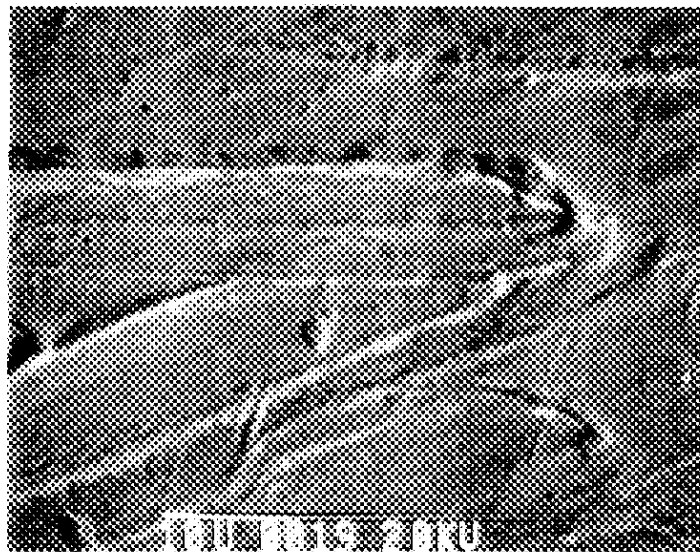


図 4-25 銅マンガン合金バリアーストランドの接触面同士の表面の拡大 (×1500：上、×2000：下)

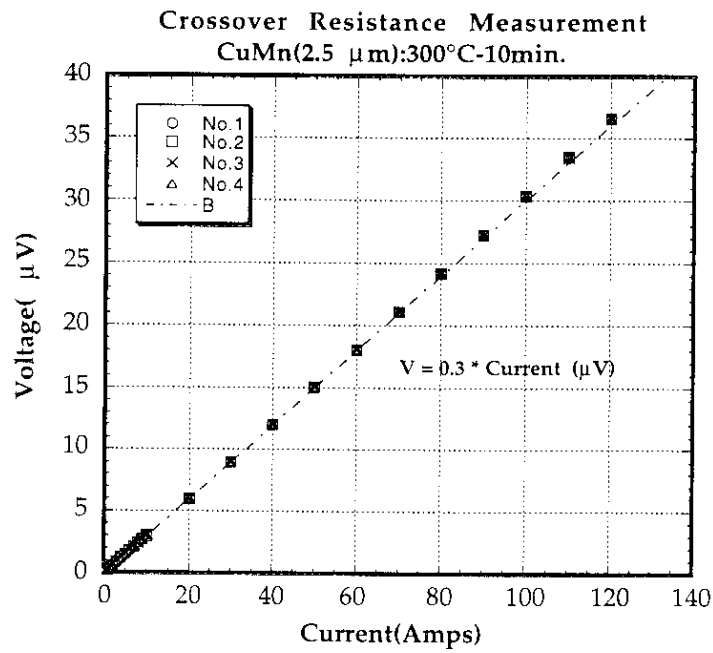


図 4-26(a) スtrand間抵抗値測定結果（銅マンガン合金マトリックス）

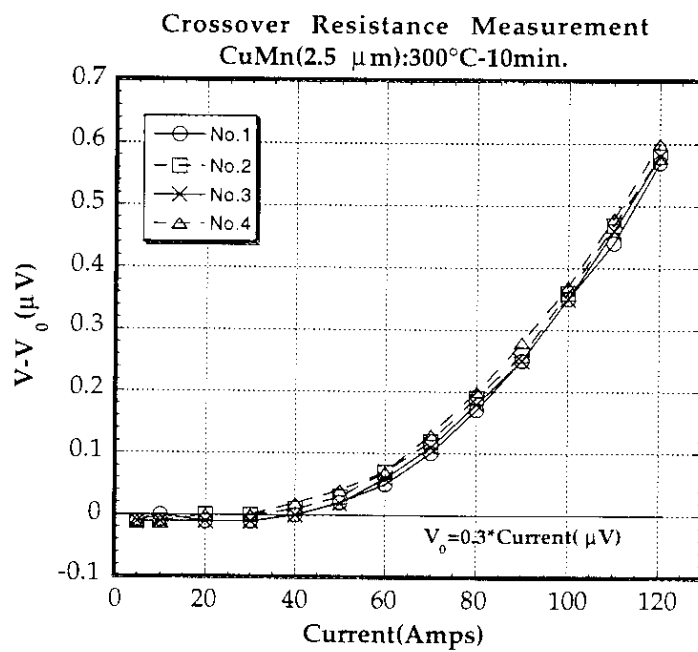


図 4-26(b) スtrand間抵抗値電流依存性（銅マンガン合金マトリックス）

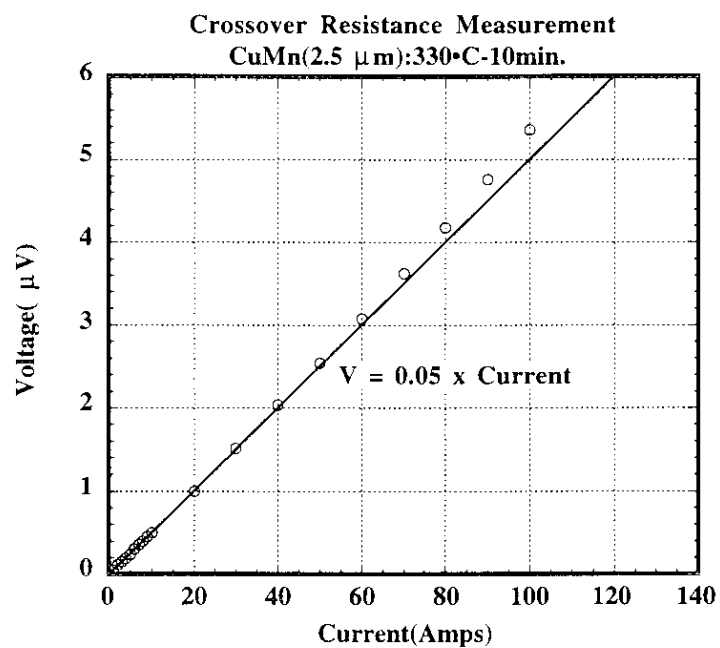


図 4-27(a) ストランド間抵抗値測定結果（銅マンガン合金マトリックス）

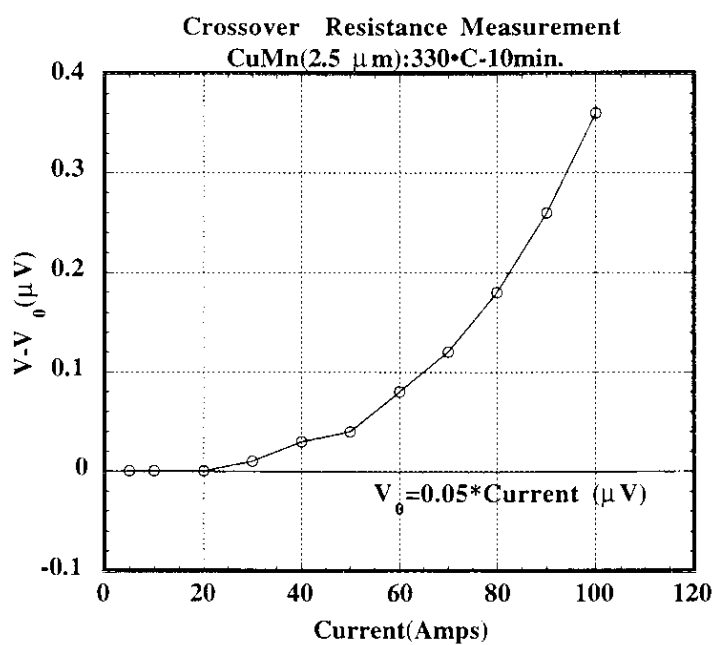


図 4-27(b) ストランド間抵抗値電流依存性（銅マンガン合金マトリックス）

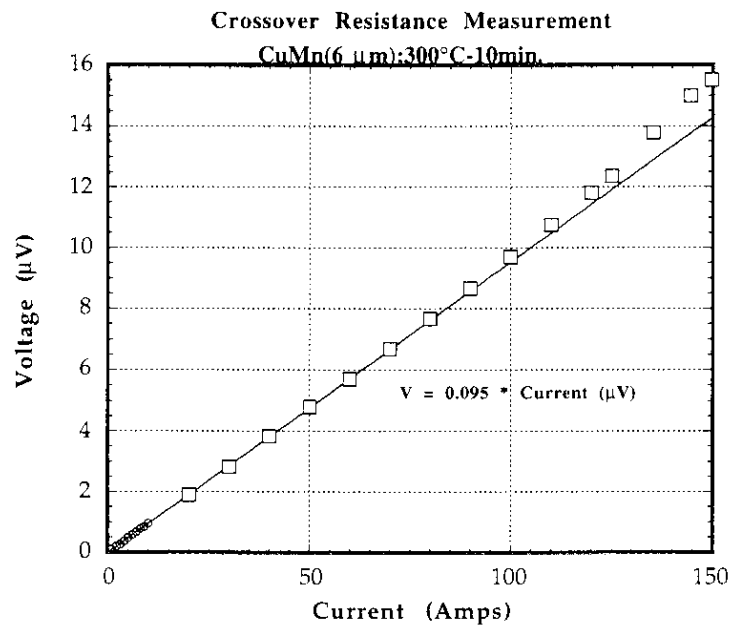


図 4-28(a) ストランド間抵抗値測定結果（銅マンガン合金マトリックス）

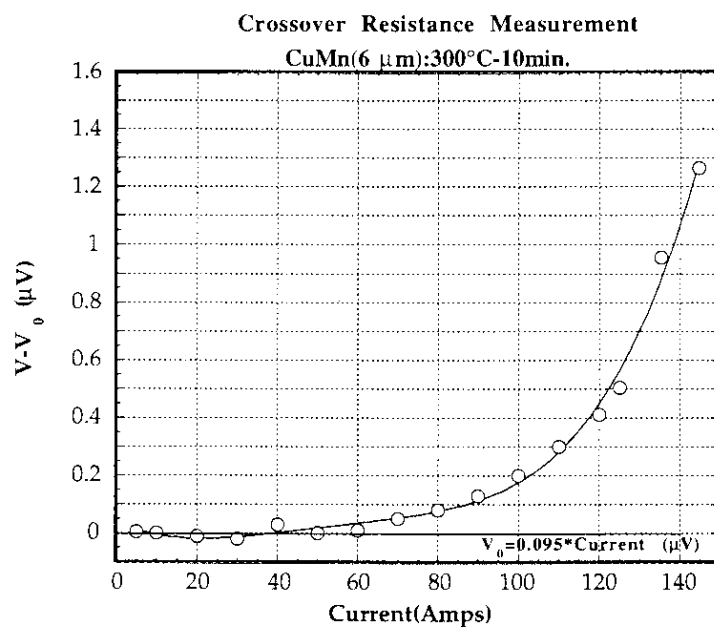


図 4-28(b) ストランド間抵抗値電流依存性（銅マンガン合金マトリックス）



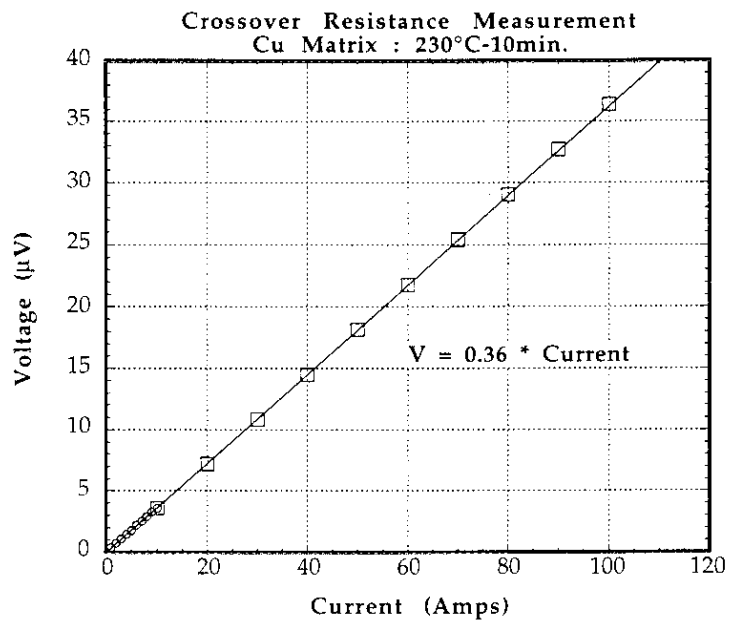


図 4-29(a) ストランド間抵抗値測定結果（銅マトリックス）

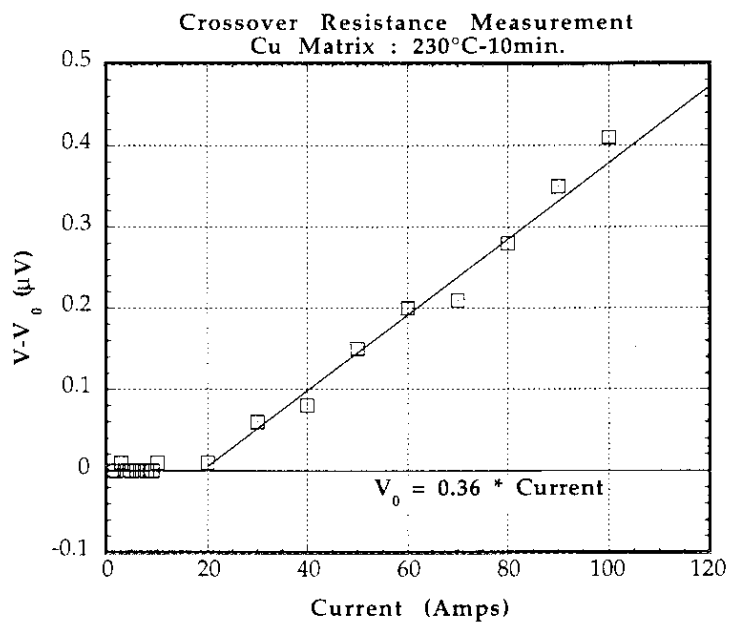


図 4-29(b) ストランド間抵抗値電流依存性（銅マトリックス）

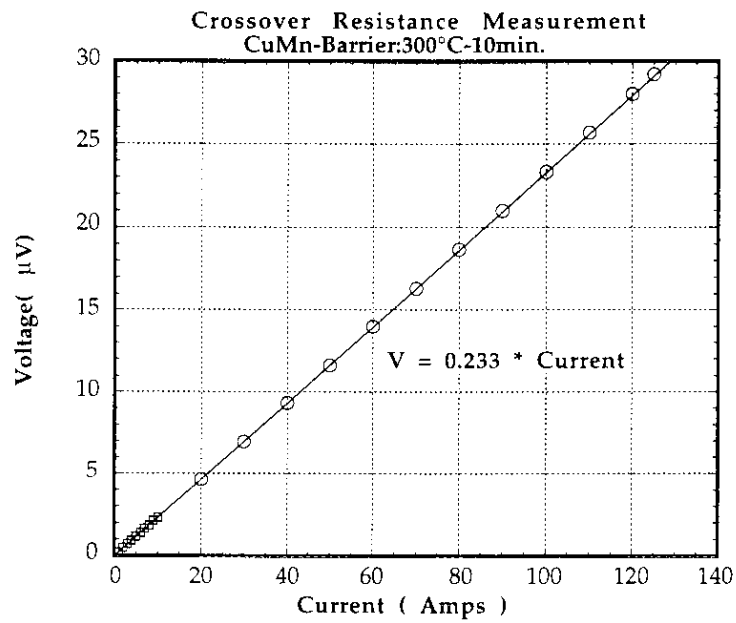


図 4-30(a) スtrand間抵抗値測定結果（銅マンガン合金バリアー）

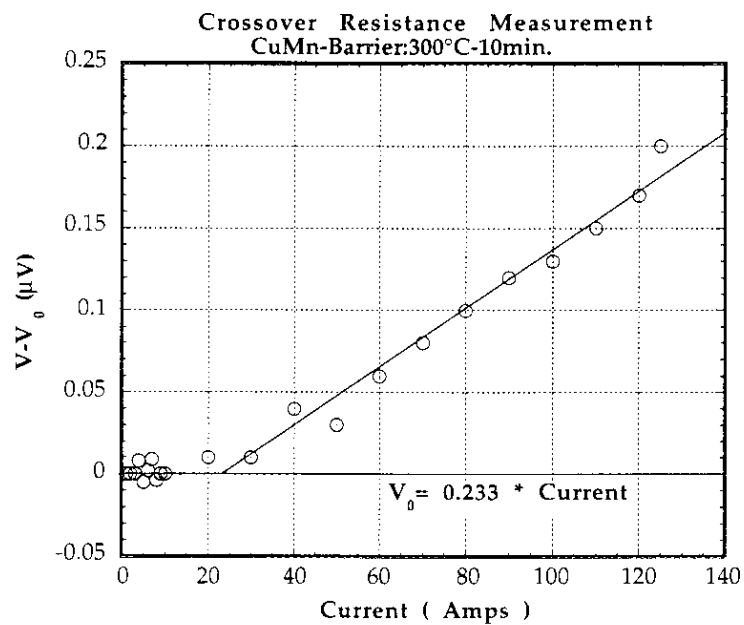


図 4-30(b) スtrand間抵抗値電流依存性（銅マンガン合金バリアー）

## 第5章 ストランド間接触表面の挙動

第4章でストランド接触部の表面を観測し、その表面状態はキュアリング温度、時間によって大きく変化することがわかった。このように変化する銅表面を理解するためには表面を覆っている酸化被膜の挙動を知ることが必要である。そこで本章では今迄に行われてきた銅の酸化被膜の研究を調査し、接触部での酸化被膜の挙動について理解する。そして、ストランド接触部表面の酸化被膜の膜厚の測定を行い、第4章で示した表面状態の結果を交えて、接触部表面での挙動を明らかにする。

### 5.1 酸化被膜の研究

金属の酸化被膜についての研究は、分類すると(1)電子機器の接触信頼性、(2)金属間の拡散結合の2分野において詳細な研究が行われてきた。

(1)については、電子機器のコンタクトの信頼性という観点から、とくに銅表面の酸化被膜がどのように成長し、その組成とともに接触抵抗がどのように変化するかが研究されている。

T.Tamai は、銅の接触表面に生ずる酸化被膜の成長過程を、膜厚と組成とに着目して解析した[1]。接触現象をエリプソメトリ法（試料表面での反射光の偏光状態を検出することにより、非接触で表面被膜の厚さやその光学定数を求める方法）を用い、電解還元法（電解液中で被膜を上層部から下層部に順次電気分解し、そのときの還元電流の時間に対する積算によって被膜の厚さを求める方法）を併用して解析した。その結果、大気中での加熱による酸化では、被膜成長の初期に  $\text{Cu}_2\text{O}$  が中心的に成長し、厚さが 1000 Å 近辺になると、被膜表面に  $\text{CuO}$  が現れる。この段階で接触抵抗は、数  $\text{m}\Omega$  から数  $10\text{k}\Omega$  に急激に増加することを明らかにしている（図 5-1）。この抵抗測定は室温で行われたものであるが、低温での銅の接触抵抗の測定は、77Kまで行われている[2]、[3]。双方の結果とも、77Kでの銅の接触抵抗は室温の100倍以上になることを示している。

(2)の金属間の拡散接合は、金属接合面間に生じる原子の拡散を利用し、同種あるいは異種金属間を接合する方法として溶接関連の分野で発展してきた。その中で接合特性を改善するために銅も含めた金属表面を覆う酸化被膜の挙動についての研究が行われている。この分野での酸

化被膜の挙動の研究例を拡散接合の接合原理を含めて紹介する [4]。

拡散接合は固相接合の一種でその原理は、完全に平滑で清浄な材料同士を接触させれば接合すると考えられている。

最近の常温接合の研究では表面分析装置内で接合面を評価しながら接合が行われ、接合強さは表面の清浄さに大きく支配されることが確認されている [5]。拡散接合においても表面の酸化被膜が消失すると接触部が接合されることが確認されている [6]。

接合開始温度は、接合面での表面酸化被膜の消失温度であり、この酸化被膜は材料中の炭素による還元及び酸素の母材への溶解によって消失することが明らかにされている。一般に接合温度は接合する材料の再結晶温度と考えられており、接合面での酸化被膜の消失温度領域とはほぼ一致している。（銅の場合は、再結晶温度領域が 130 ～ 200℃）

実在の接合面には微細な凹凸があり、また酸化物や吸着ガスなどの表面被膜で覆われている。したがって、この接合面上の凹凸と表面被膜が接合を妨げており、拡散接合の接合過程は、接合面の凹凸の変形による密着面積が増加する過程、及び密着部での表面被膜の挙動が重要になる。

接合する材料同士を突き合わせて、加圧、加熱したときの接合面積が増加する過程は、図5-2のように考えられている [7]。A図は室温で接合面を突き合わせた様子を示している。加熱、加圧した際、接合過程の第1段階B図では、接触した突起部がクリープ変形機構によって変形し、密着面積が増加する。これと同時に密着面を通して原子の拡散により接合が進行する。第2段階C図では、変形よりも拡散が重要となり、拡散によって多くの空隙が消失し、一部の接合境界の移動が生じる。第3段階D図では、結晶粒内に取り残された空隙が拡散によって消失する過程で、これらの各段階が重なり合って接合が進行する。

接合する材料同士を突き合わせて、加圧、加熱したときの接触した領域が接合するかどうかは、その界面での表面被膜が大きく影響する。各種材料について接合前後のオージェ電子分光法の分析の比較から、酸化被膜の挙動を整理すると図5-3のようになる [8]，[9]。

チタン型：接合面間の酸化被膜が拡散接合の初期に消失し、酸化被膜が接合部にほとんど影響を及ぼさない。チタン、チタン合金がこの型に属する。

銅、鉄型：拡散接合の初期に接合面間の酸化被膜が凝集して、接合部に介在物を形成する。

接合の進行と共にさらに凝集が進み、また母材への酸素の拡散により介在物の量が減少する。銅、鉄鋼材料がこの型に属する。介在物は材料中に含まれる不純物元素の酸化物、硫化物からなる。

アルミニウム型：酸化被膜が非常に安定で、拡散接合中にはほとんど消失しない。接合部の変形によって清浄面が露出し、わずかな接合箇所が得られる。アルミニウムがこの型に属する。

以上のように加圧、加熱した際、接合箇所が接合するかしないかは、その接触界面での酸化被膜の消失が鍵となる。

## 5.2 オージェ電子分光法による表面分析

前節で述べたように酸化被膜の膜厚測定には、エリプソメトリ法、電解還元法、そしてオージェ電子分光法の3種類の方法がある。本研究では、高エネルギー物理学研究所内に設置してあるオージェ分析装置を使ってストランド表面の銅酸化被膜の膜厚の測定を行った。

### 5.2.1 オージェ電子分光法

オージェ電子分光法（Auger Electron Spectroscopy : AES）とは電子線などを入射プローブとし、固体表面で励起されたオージェ電子をエネルギー分光解析することによって表面組成や電子状態に関する情報を得るための手法である。AESは微小領域の点分析、線分析や面分析に広く用いられる。また、アルゴンなどの希ガスイオンビームの照射による表面層のスパッタリング除去技術と組み合わせることによって、ナノメートルスケールの分解能で深さ方向の組成及び状態解析を行える。

### 5.2.2 オージェ分析結果

使用したオージェ分析装置は、日電アネルバ社製オージェスペクトロメーター AAS - 200 である。

測定方法は、キュアリングしたケーブルからストランドを取り出し、接触部表面をアルゴンイオンビームでスパッタリングしながら深さ方向の分析を行った。

準備したサンプルは銅マトリックスのストランドで、

(a) キュアリング前

(b) 120 °C、5 Hr

(c) 230 °C、10 min.

の3種類の接触部のオージェ分析を行った。図 5-4 (a), (b), (c) にAES測定データ例を示す。

表面分析の結果から、どのサンプルについてもCu、O<sub>2</sub>、Cが検出された。(c)のサンプルのみ接触部の周辺からSが検出された。スパッタリングして表面をエッチングしていくとCは短時間に減少し、検出されなくなる。このCは表面の汚れの有機物から発生したものと推定できる。

O<sub>2</sub> は、一度増加するがすぐに減少していく。Cu は、次第に信号強度は増加していき、一定値を示すようになる。この結果から、O<sub>2</sub> の信号強度が最大値の 50 % になる点を酸化被膜の表面として、以下酸化被膜の厚さと定義する。

(a) のサンプルではどの部分でも 平均して 15 Å の酸化被膜が形成されている。

(b) のサンプルでは、55 ~ 560 Å の酸化被膜が形成されている。

(c) のサンプルでは、15 ~ 920 Å の酸化被膜が形成され、中央部が薄く、周辺部で厚くなっている。

これらの結果から、120 °C のキュアリングしたストランドの表面はキュアリングによって酸化が全体的に進んでいるが、230 °C のキュアリングしたものは、密着した中心部の領域では酸化が進まず、密着されていない領域では酸化されていることが明らかになった。

### 5.3 接触部表面の挙動

5.2.2 の測定結果と4章で観測した表面状態から、ストランド接触部表面の挙動について、5.1.1 で調査した研究結果を参考にし、以下に述べるような説明ができる。

ストランド接触部表面に形成されている酸化被膜は、何れも 1000 Å 以下なのでその主たる組成は  $\text{Cu}_2\text{O}$  である。この酸化被膜の抵抗は、たとえ酸素 1 原子層の酸化被膜であっても数  $\text{m}\Omega$  から数  $100\text{m}\Omega$  にもなり、これはストランド間抵抗の測定値よりも1000倍以上大きい。したがって、ストランド間の接触抵抗は、表面を覆っている酸化被膜が破壊されて露出した部分的な金属的接触によって生じる。このことは以下のプロセスで説明することができる。

金属的に接触した領域は、加圧、加熱された状態で

- (1) 接触した突起部がクリープ変形機構によって変形し、密着面積が増加する
- (2) 密着した表面の酸化被膜が凝集、そして還元、または母材への酸素の拡散により酸化被膜が消失し、金属的接触面の面積が増加する。
- (3) 金属的接触面を通して銅原子の拡散が起こり、金属的接合（拡散接合）が生じる。

これらの各項目が重なり合って、加圧圧力、加熱温度によって金属的に接合された面積が決定される。

金属的に接合された接触部が剥離すると、その表面には、金属的な破断面が生じる。この剥離した部分の周囲には、剥離時に生じた破片が飛散し、また、金属的に接触していた表面が空气中に曝されるため酸化被膜が形成される。したがって、再度の加圧によって表面が接触し、密着しても元の金属的に接触した状態には戻らない。すなわち金属的に接触した面積が減少する。



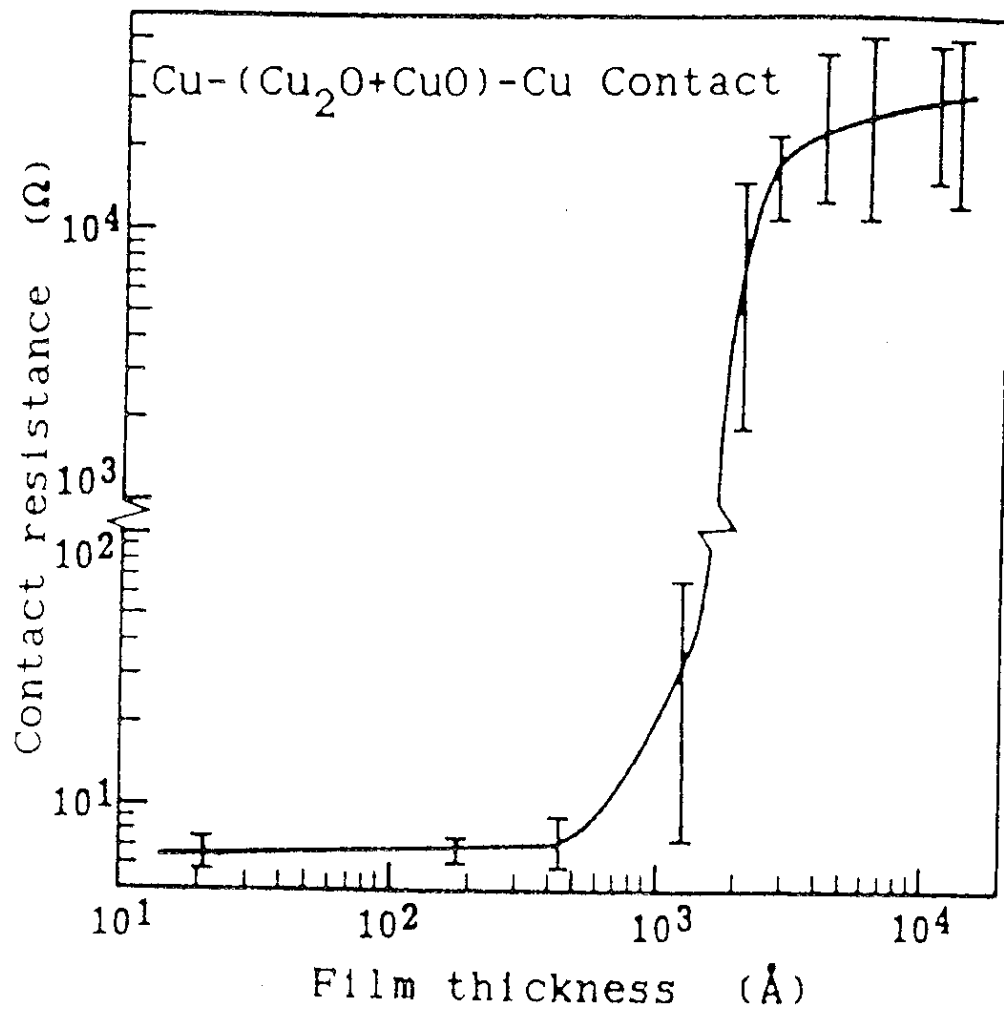
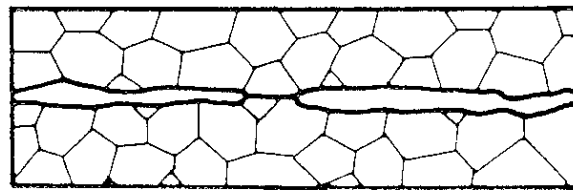
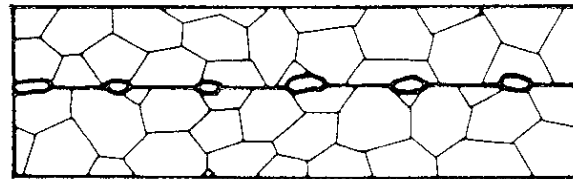


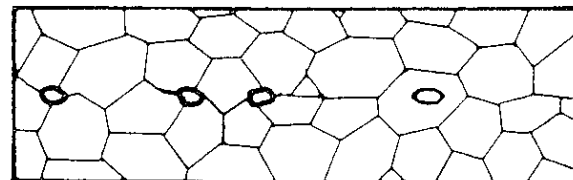
図 5-1 銅酸化被膜の膜厚と接触抵抗 [1]



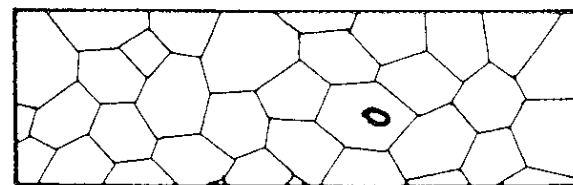
(A)



(B)



(C)



(D)

拡散溶接部の接合過程

- (A) 加熱前
- (B) 接合面の凹凸が変形する過程
- (C) 粒界の移動及び空隙が消失する過程
- (D) 体拡散により全ての空隙が消失する過程

図 5-2 拡散溶接部の接合過程 [7]

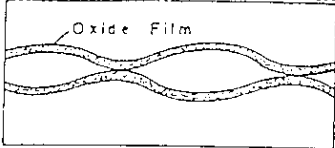
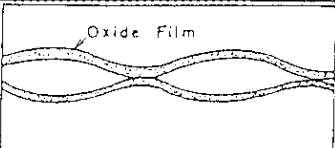
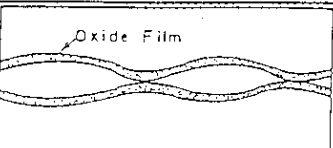
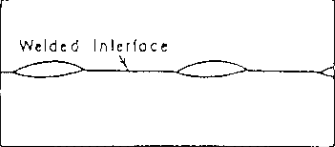
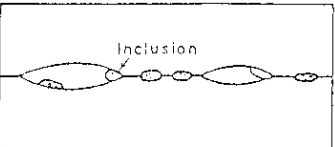
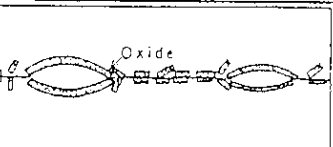
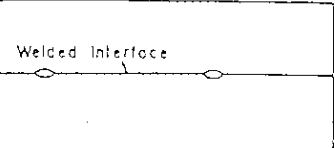
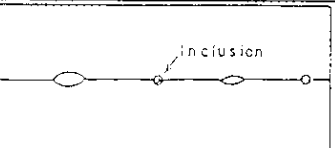
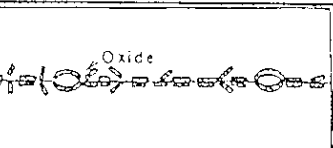
		A Type	B Type	C Type
Welding Process	Before Welding			
	Initial Stage			
	Final Stage			

図 5-3 拡散溶接部での酸化被膜の挙動 [8]

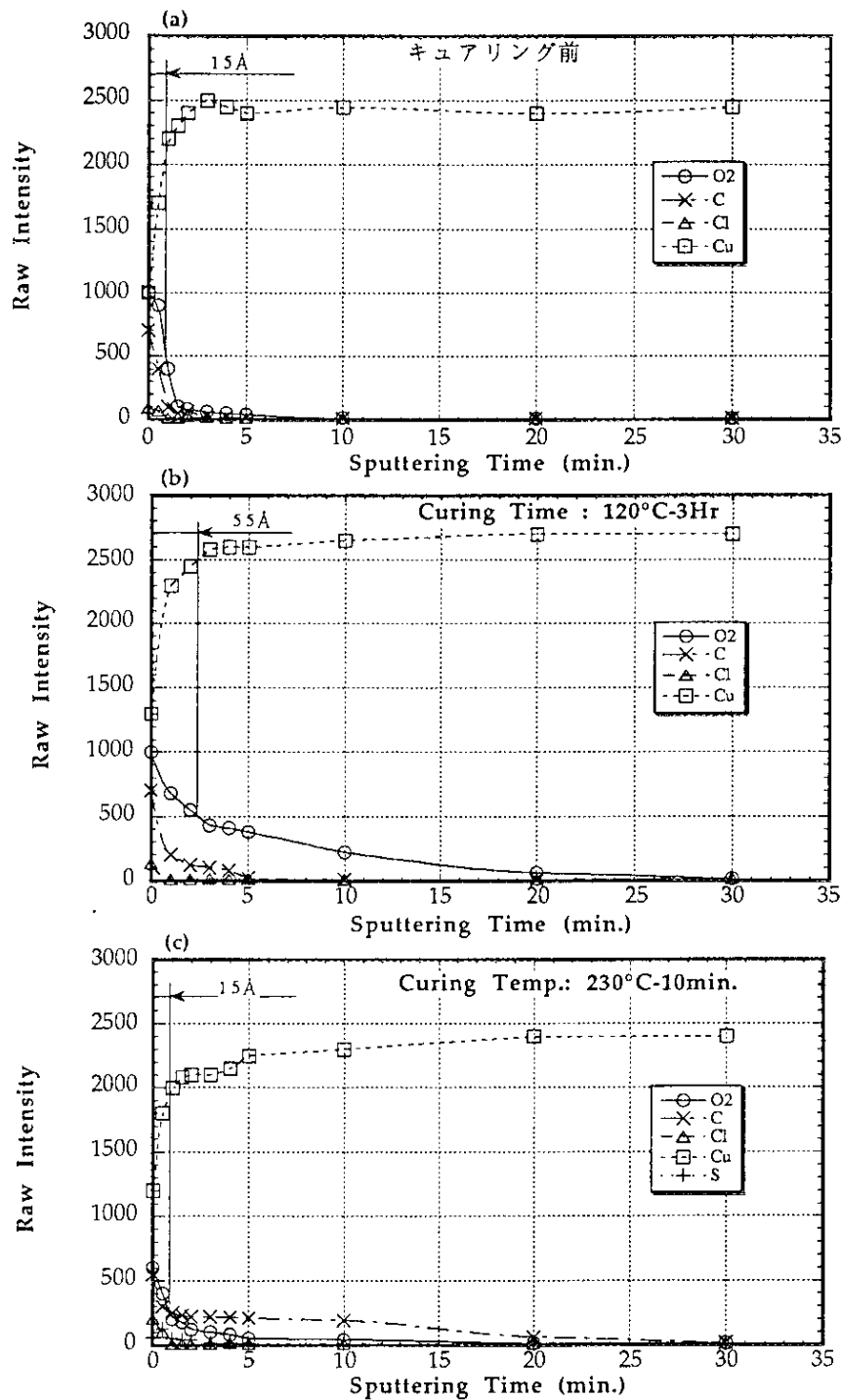


図 5-4 AES測定データ

## 第6章 超伝導成形撚線の機械特性

本章では、まず、超伝導ストランドを構成する母材の銅、銅マンガ合金の機械特性について測定した結果を示し、その特性を理解する。次に銅マトリックス、銅マンガ合金のストランドについての熱処理前後の機械特性について調査した結果を示す。

最後にそれらのストランドをケーブルにしたときの圧縮試験の結果を示し、銅マンガ合金の機械的効果について明らかにする。

### 6.1 銅、銅マンガ合金の機械特性

#### 6.1.1 純銅の機械的性質

銅の歴史は古く、その機械特性に限らず、電気特性等も含めて相当量の調査、研究がされている。近年、マイクロエレクトロニクスに代表される先端技術分野において銅の高純度化、合金化による高強度化への要求が極限化する傾向にある。

超伝導線の安定化材料として使用される銅は通常、純度 99.99 % (4N) の無酸素銅 (OFC) である。1章でも述べたように超伝導線の安定化を高めるにはそのマトリックスの電気抵抗をいかに小さくできるかが本質的である。純銅の比抵抗は、Matthiessen の法則により、 $\rho = \rho_0 + \rho_i$  と表せる。ここで  $\rho_0$  は残留抵抗と呼ばれ温度に依存しない項であり、表面、粒界、転位等物理的欠陥による散乱の項と固溶状態にある不純物の散乱の項の和で表すことができる。また、 $\rho_i$  は結晶格子の熱振動による散乱の項で、温度に依存する。室温における比抵抗は  $\rho_i$  が支配的で、ほぼ金属固有の値であり、低温においては、 $\rho_0 \gg \rho_i$  であり、 $\rho_0$  支配となる。図6-1に6N銅と4N銅の比抵抗の温度変化を示す [1]。 $\rho(293K)/\rho(4.2K)$  で定義される RRR (Residual Resistivity Ratio : 残留抵抗比) は、高純度金属の純度や超伝導線材の特性 (安定性の尺度) の判定に使われる。上述したように十分に焼鈍し物理的欠陥等を除去し、不純物を減らせれば RRR 値は大きくなる。

機械特性は、銅を高純度化すると、再結晶温度が低くなり、軟化温度が低下することが知られている。図6-2に4N銅と6N銅の等時焼鈍曲線を示す [1]。 $\Phi 2\text{ mm}$  まで冷間で伸線し、各温度においてアルゴン雰囲気中で1時間焼鈍したものの引張り強さの変化を示している。6N銅の半

軟化温度は350K程度であり、4N銅の440Kと比べて大幅に低下している。

また、高純度銅に微量の元素を添加するだけで軟化特性に著しい変化を示す。図6-3に純度の異なる銅にInを添加した場合の半軟化温度の変化を示す[1]。

以上、述べてきたように純銅の機械的性質は、不純物の含有量だけでなく、加工率や焼鈍温度、時間などで大きく変化する。そこで本研究で使用したケーブルの母材の特性を調査するにあたり、銅、銅マンガン合金はできるだけ超伝導線に実際に使用した材料を選択した。

### 6.1.2 銅の機械特性

準備した銅は、4Nの無酸素銅を超伝導線材メーカーから、実際に超伝導線の材料に使うものと同等の材料を入手した。これを図6-4に示す加工工程で、加工率0、15、95%の状態のΦ0.648 mmの丸線にした。この材料を100℃～300℃3時間の焼鈍を行い、下記に示す機械特性を調べた。

#### 測定条件

##### (a) 引張試験

クロスヘッド速度：10 mm/min.

サンプル長さ：100 mm

##### (b) スプリングバック試験

巻き付け治具径：Φ9.51 mm

荷重：1kgf

巻き付け回数：10

##### (c) 硬さ試験

測定機器：マイクロビッカース硬度試験器

荷重：2 gf, 保持時間：15 sec

打点数5点での平均値

#### 測定結果

引張強度、0.2%耐力、伸び、スプリングバックの焼鈍温度依存性を図6-6～6-10に示す。

いずれの測定結果も同じ傾向を示している。

加工率の違いにより、軟化温度が移動している。加工率が大きいほど軟化温度は低温側にシ

フトする。加工率15%で250℃、95%で135℃程度である。実際の超伝導ストランドを構成する銅の加工率は、約90%以上ということなので軟化温度は135℃～150℃の範囲にあると推定できる。

### 6.1.3 銅マンガン合金の機械特性

準備した銅マンガン合金は銅中に重量比で0.5%マンガンが含まれる。この銅マンガン合金は実際に超伝導線に使用した残材を使った。これを図6-5に示す加工工程で加工率99%の銅マンガン合金サンプルを製作した。この材料を150～550℃3時間の焼鈍を行い、前述の銅の機械特性と同じ測定を行った。

引張強さの測定結果を加工率95%銅の結果と比較するために図6-10に示す。これを見てわかるように軟化温度は銅の135℃から300℃に上昇していることがわかる。

さらに伸び、0.2%耐力、硬度、スプリングバックの測定結果を図6-11、12に示す。伸びについてはその変化の始まりが200℃近辺からと、引張強度の変化温度よりも低い温度から起きていることが特徴的である。その他の特性は引張強度とほぼ同様に軟化温度300℃で変化していることがわかる。

引張強度については、[2]のデータと同じ測定結果があり、これと比較してもほとんど同じ結果となっている。

## 6.2 スtrandの機械特性

銅マトリックスstrandと銅マンガン合金バリアー入りstrandについて、撚線加工前の機械特性を調べた。未焼鈍材と230℃ 10分間の焼鈍材のサンプルを製作し、各々引張試験、スプリングバック試験、硬度を測定した。以下その結果を示す。

### 6.2.1 未焼鈍材

結果を表6-1 に示す。

未焼鈍材は、銅マンガン合金バリアーの有無の差は、ほとんど無い。この理由は銅マンガン合金のバリアー厚さが $\sim 12\mu\text{m}$ と薄いことが挙げられる。

### 6.2.2 焼鈍材

結果を表6-2 に示す。

引張試験の結果は、銅マンガン合金を含むstrandの方が大きな値を示している。（引張強さ、0.2%耐力）それに反して、スプリングバックは銅マトリックスの方が大きくなっている。この傾向は、銅母材の機械特性で調査した結果と逆である。この要因はstrandの構造が銅だけでなくNbTi フィラメントが含まれていることである。焼鈍により、銅が軟化することによってNbTiの機械的性質が現れてきたことで説明できる。



表 6-1 スtrandの機械特性（未焼鈍材）

	銅マンガ合金	銅マトリックス
引張強さ (kgf/mm <sup>2</sup> )	101.9	100.3
0.2% 耐力 (kgf/mm <sup>2</sup> )	59.2	54.3
伸 び (%)	2.0	2.0
スプリングバック (degree)	905	898
硬度 (Hv) (1)	158	130
(2)	131	130
(3)	145	144

硬度(1): 銅マンガ合金バリアー部、銅マトリックスの場合は銅シース部

(2): 銅シース部

(3): 銅中心部

表 6-2 スtrandの機械特性（焼鈍材：230℃10分）

	銅マンガ合金	銅マトリックス
引張強さ (kgf/mm <sup>2</sup> )	78.8	72.9
0.2% 耐力 (kgf/mm <sup>2</sup> )	35.5	30.5
伸 び (%)	3.5	4.0
スプリングバック (degree)	902	960
硬度 (Hv) (1)	154	127
(2)	101	123
(3)	125	136

### 6.3 ラザフォードケーブルの機械特性

前節で測定した銅マトリックスと銅マンガン合金バリアーを含むストランドを撚線加工したケーブルの機械特性を調べた。

#### 6.3.1 サンプル製作方法

絶縁材無しのケーブル（長さ～120 mm）を10層積層し、圧力 5 kgf/mm<sup>2</sup>を加えながら温度領域180℃～230℃で各10 分間のキュアリングを行う。冷却後、加圧試験治具にサンプルをセットし、荷重を加えその変位を測定する。最大圧力は、約6 kgf/mm<sup>2</sup>である。

#### 6.3.2 測定結果

図6-16に測定データ例を示す。サンプルは、銅マトリックスストランドである。横軸は変位置、縦軸は荷重を表す。始めに大きく変形（これを初期歪みと定義する）した後、急激に立ち上がった曲線となる。また、この曲線はヒステリシスが生じ、荷重印加時と除荷時とで差を示す。繰り返し圧縮すると、荷重が零のときの残留歪み量は次第に減少していく。

銅マトリックス及び銅マンガン合金バリアーのケーブルの応力歪み図（SS 曲線）を図6-17に示す。熱処理温度が上がるにしたがって、両方のケーブルの初期歪み後の曲線の勾配は、一旦緩やかになる。そして、銅マトリックスでは約180℃、銅マンガン合金バリアーでは約200℃を越える熱処理で逆に勾配が大きくなることがわかる。

各熱処理温度で、圧力 5kgf/mm<sup>2</sup>の点の勾配（ここでは、この勾配を等価ヤング率と定義する）を図6-18に示す。銅マトリックスの場合、その等価ヤング率は180℃近傍で最小値を示した後、熱処理温度が上がるにしたがって増加する。銅マンガン合金バリアーを含むストランドの場合は、最小値が200℃近傍に移動し、それ以上の温度では銅マトリックスと同じように増加する。

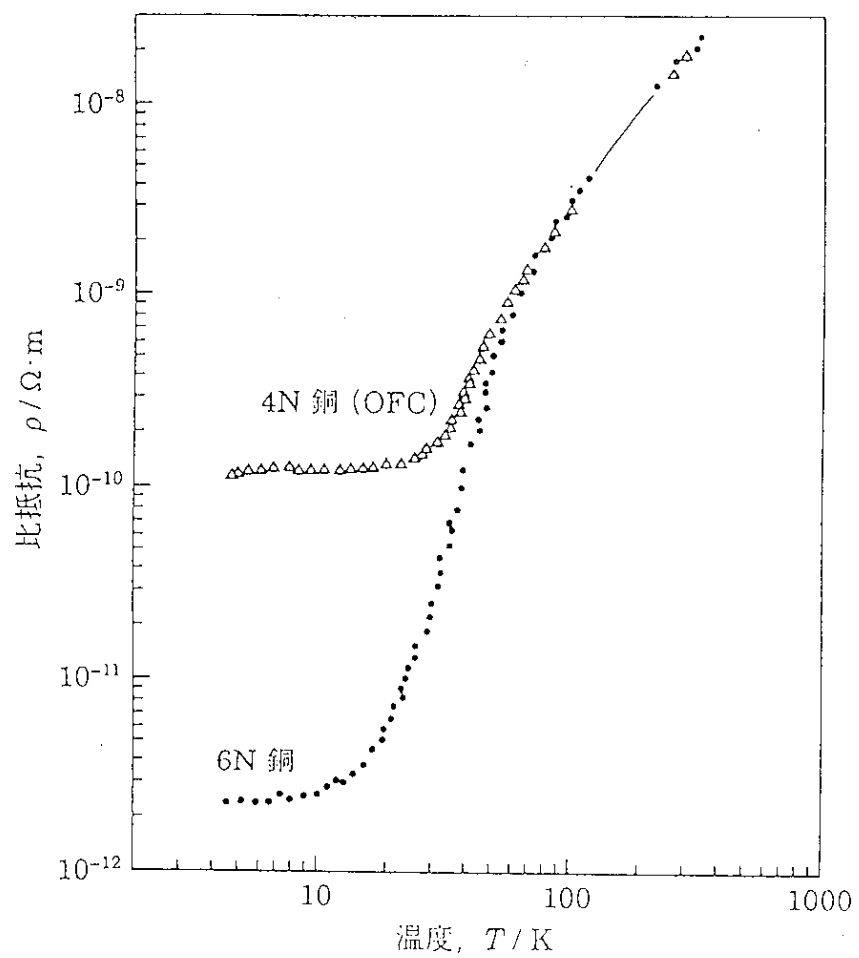


図 6-1 高純度銅の比抵抗の温度依存性 [1]

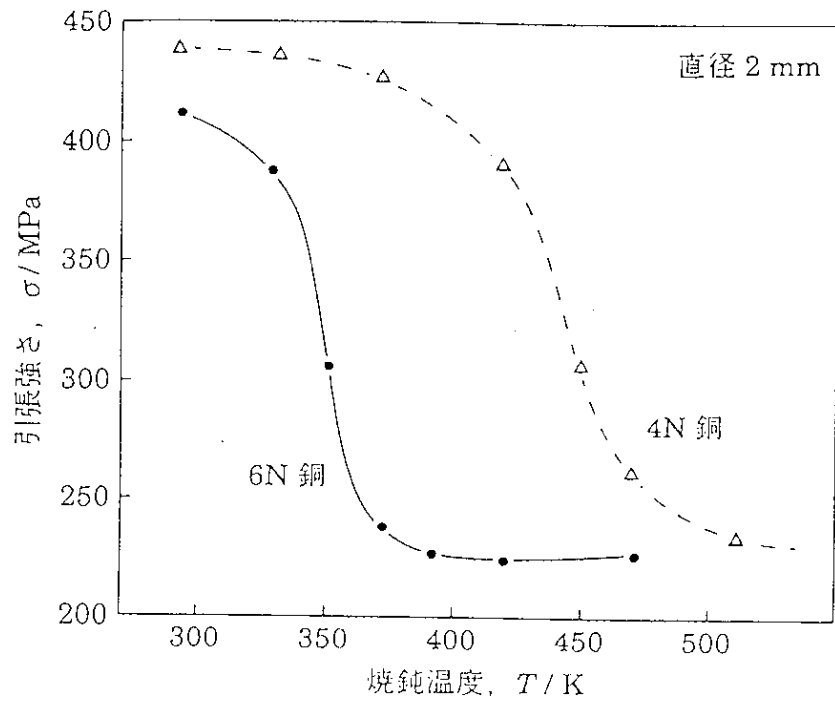


図 6-2 高純度銅の焼鈍曲線[1]

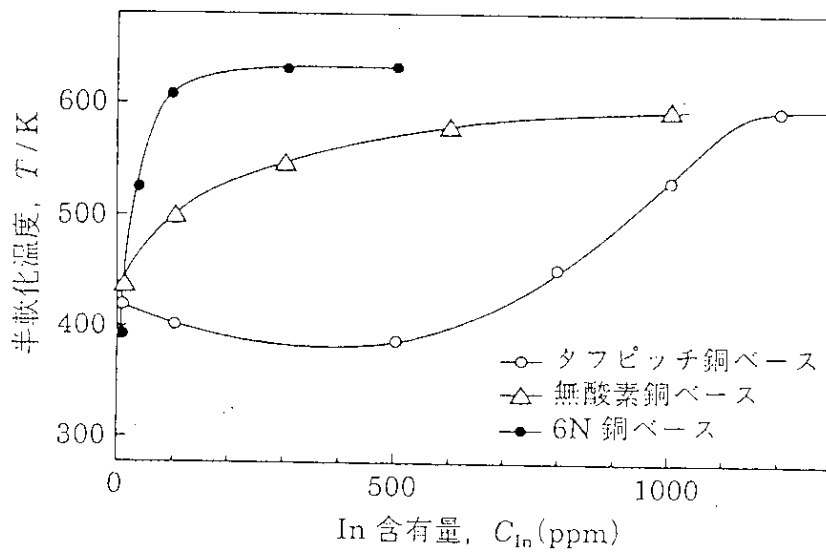


図 6-3 In を添加したときの各種銅の半軟化温度の変化[1]

3.0mm Φ 材		
↓ (伸線)	↓ (伸線)	↓ (焼鈍)
0.648mm Φ	0.703mm Φ	400℃, 1Hr
	↓ (焼鈍)	↓ (伸線)
	400℃, 1Hr	0.648mm Φ
↓ (焼鈍)	↓ (伸線)	
400℃, 1Hr	0.648mm Φ	
↓ (焼鈍)	↓ (焼鈍)	↓ (焼鈍)
加工率0%	加工率15%	加工率95%
サンプル	サンプル	サンプル

図 6-4 サンプル製作工程 (Cu)

CuMn-0.5wt%Mn 11mm Φ 押出材

↓ (伸線)  
0.65mm Φ  
↓ (焼鈍)  
550℃, 1Hr  
↓ (伸線)  
0.648mm Φ  
↓ (焼鈍)

加工率99%サンプル

図 6-5 サンプル製作工程 (Cu - 0.5%wt.Mn)

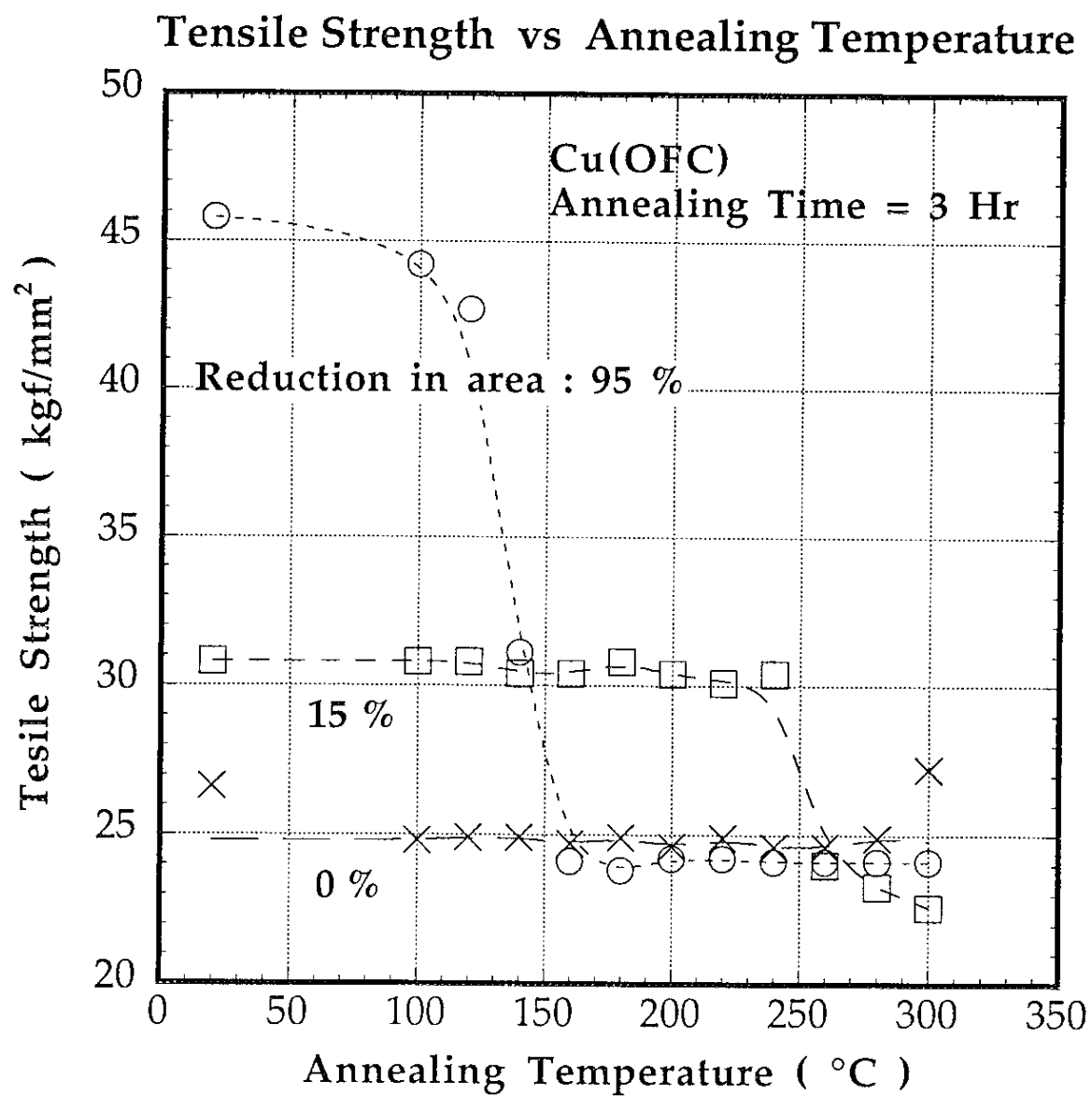


図 6-6 無酸素銅(OFC)の引張強さの焼鈍温度依存性

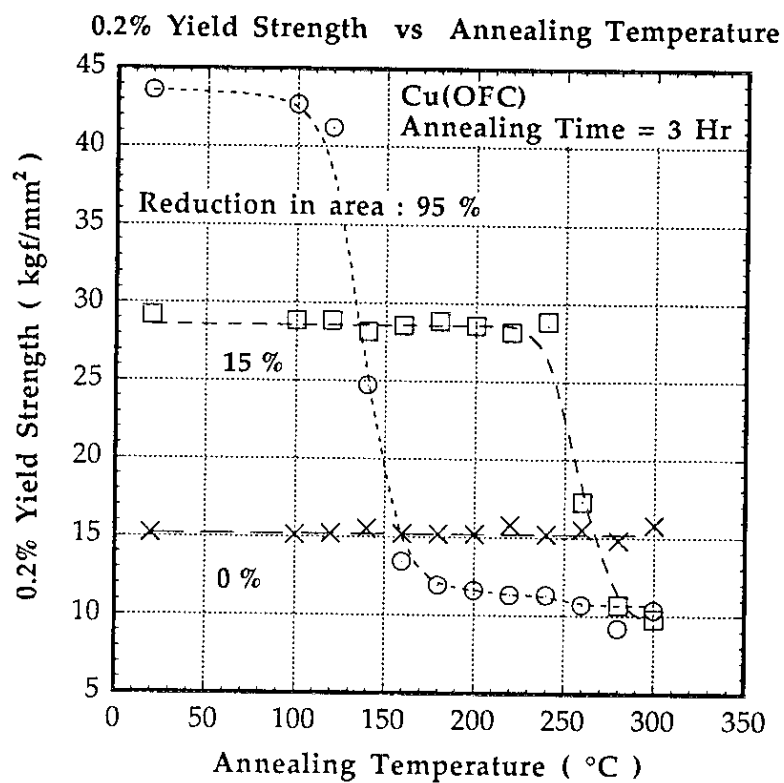


图 6-7

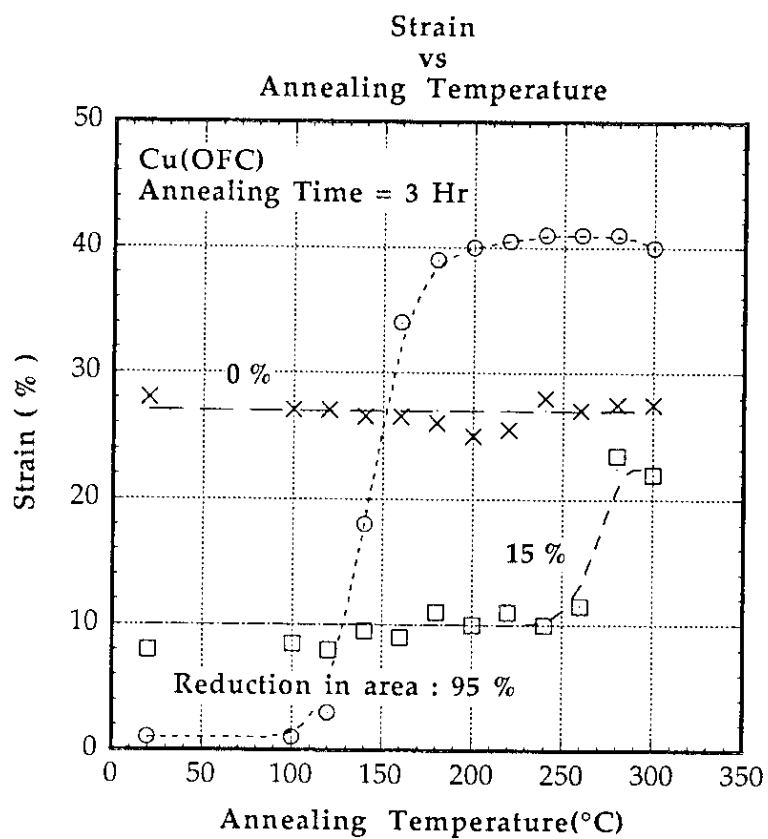
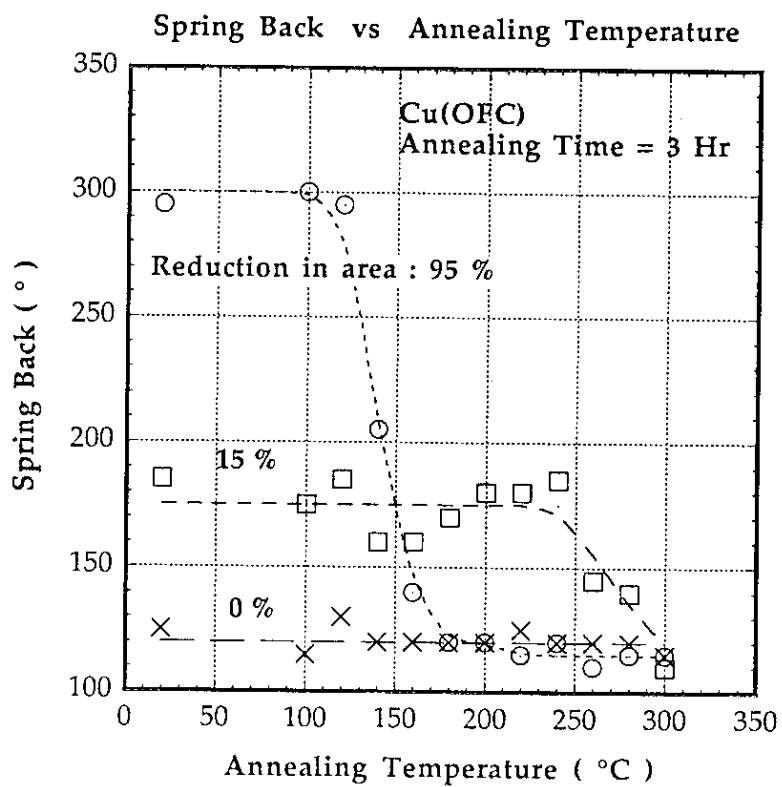
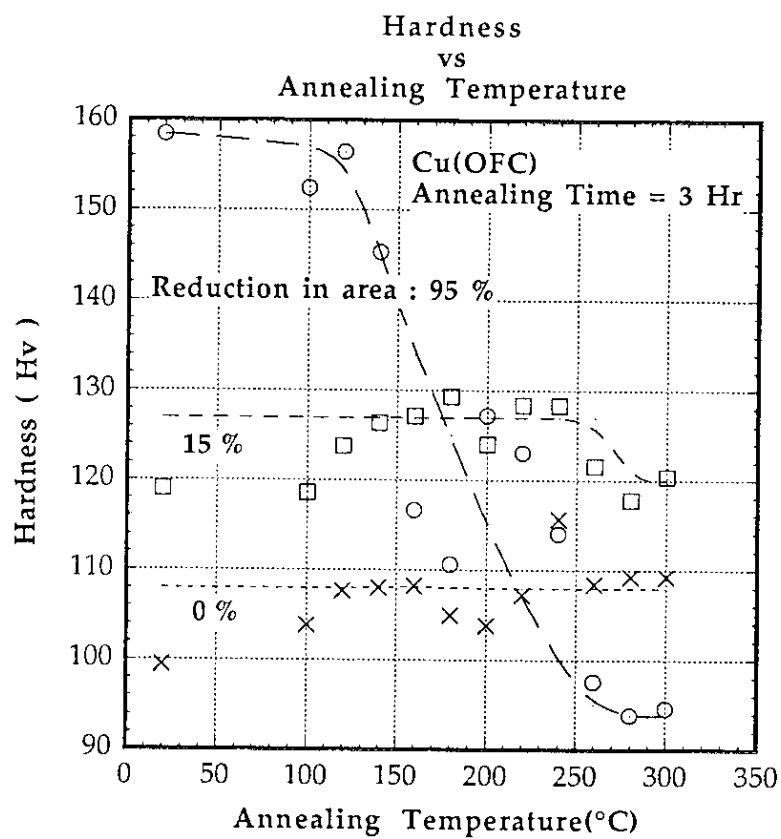


图 6-8



☒ 6-9



☒ 6-10



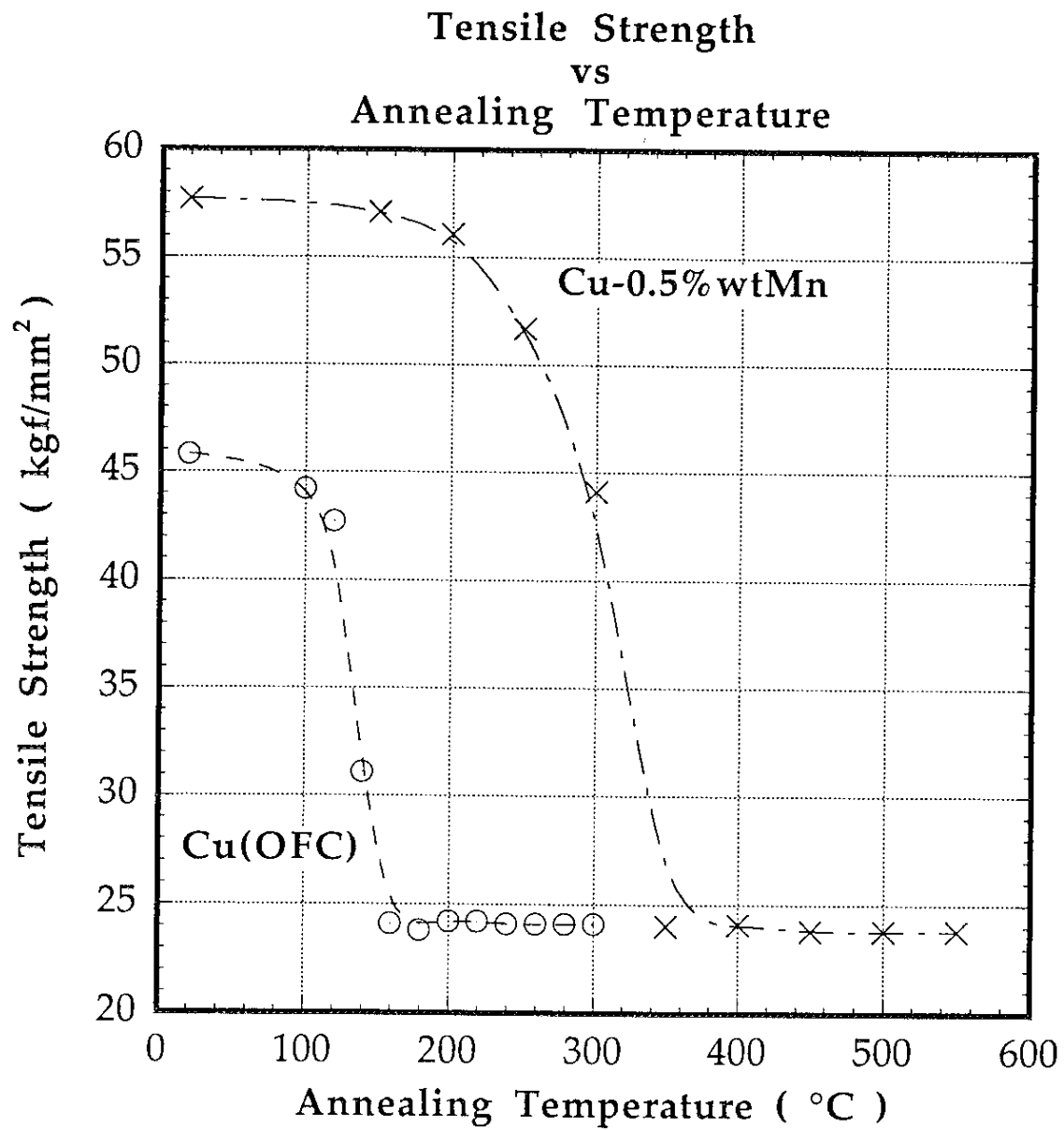
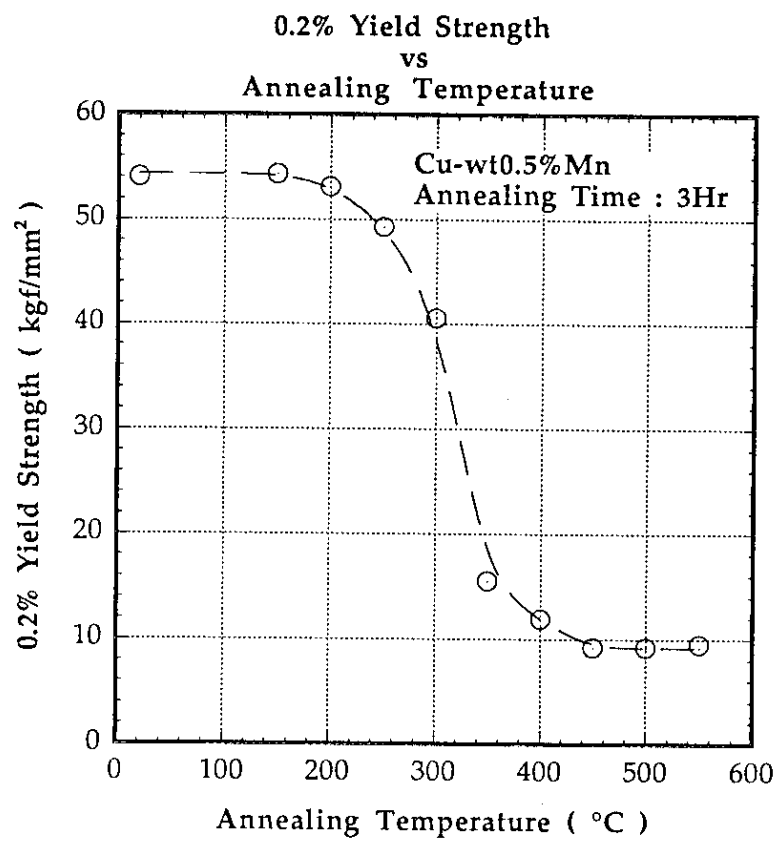
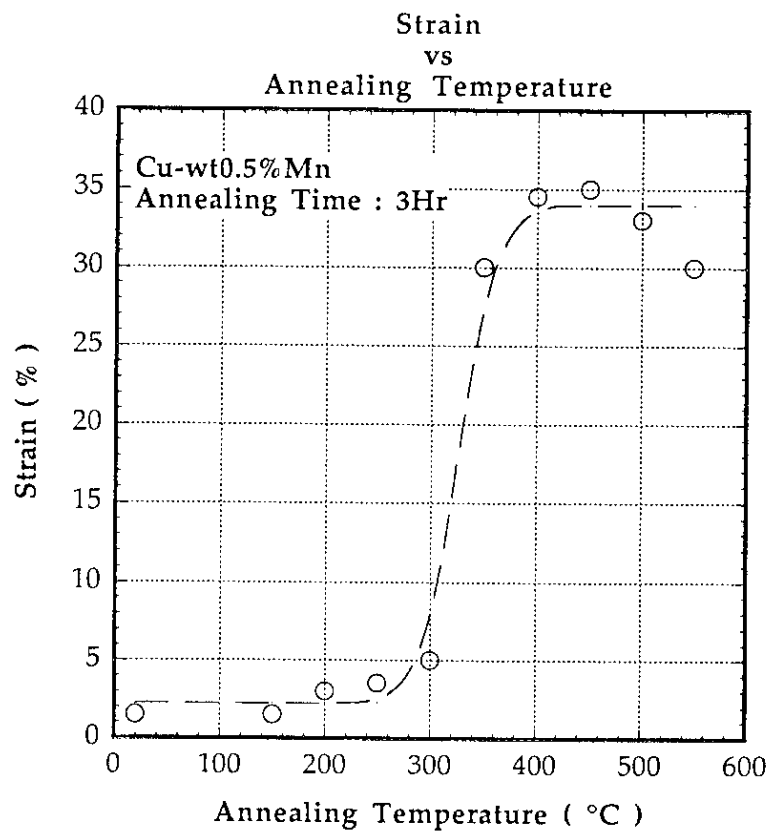


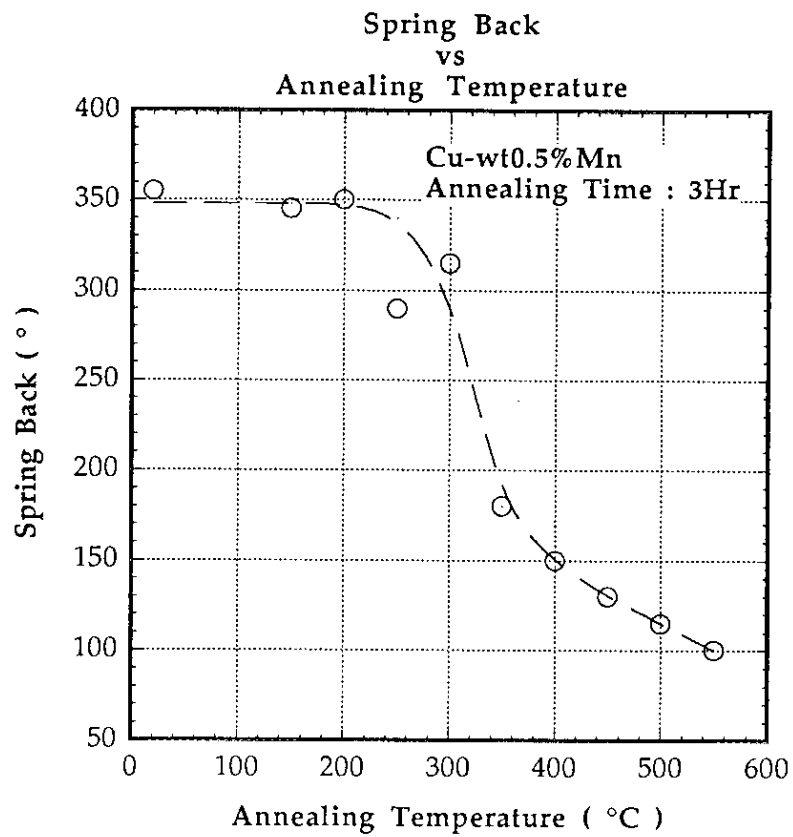
図 6-11 銅マンガ合金と銅の引張強さ



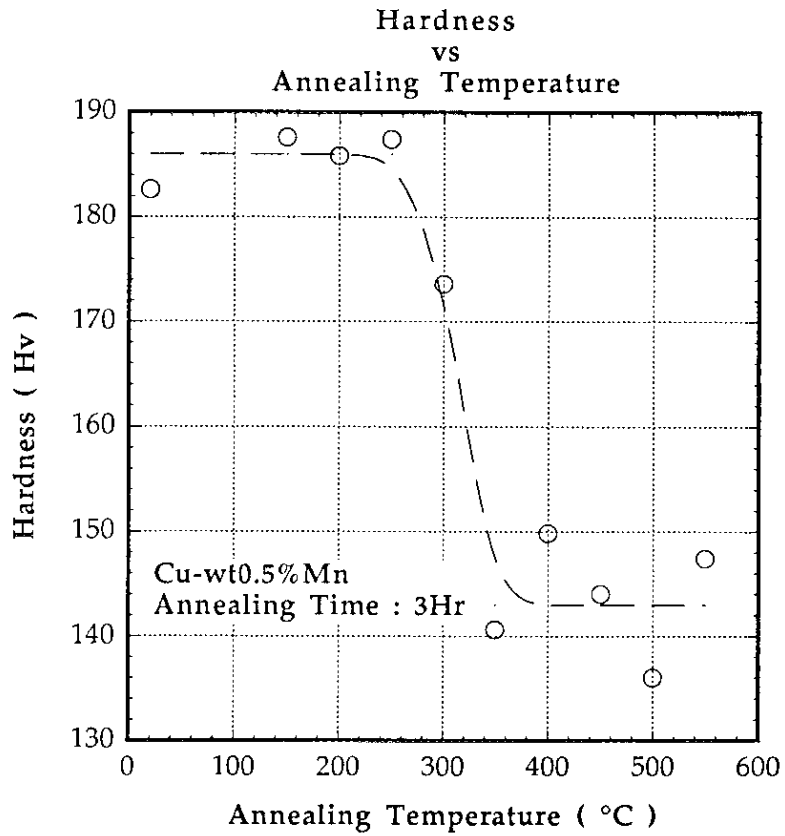
☒ 6-12



☒ 6-13



☒ 6-14



☒ 6-15

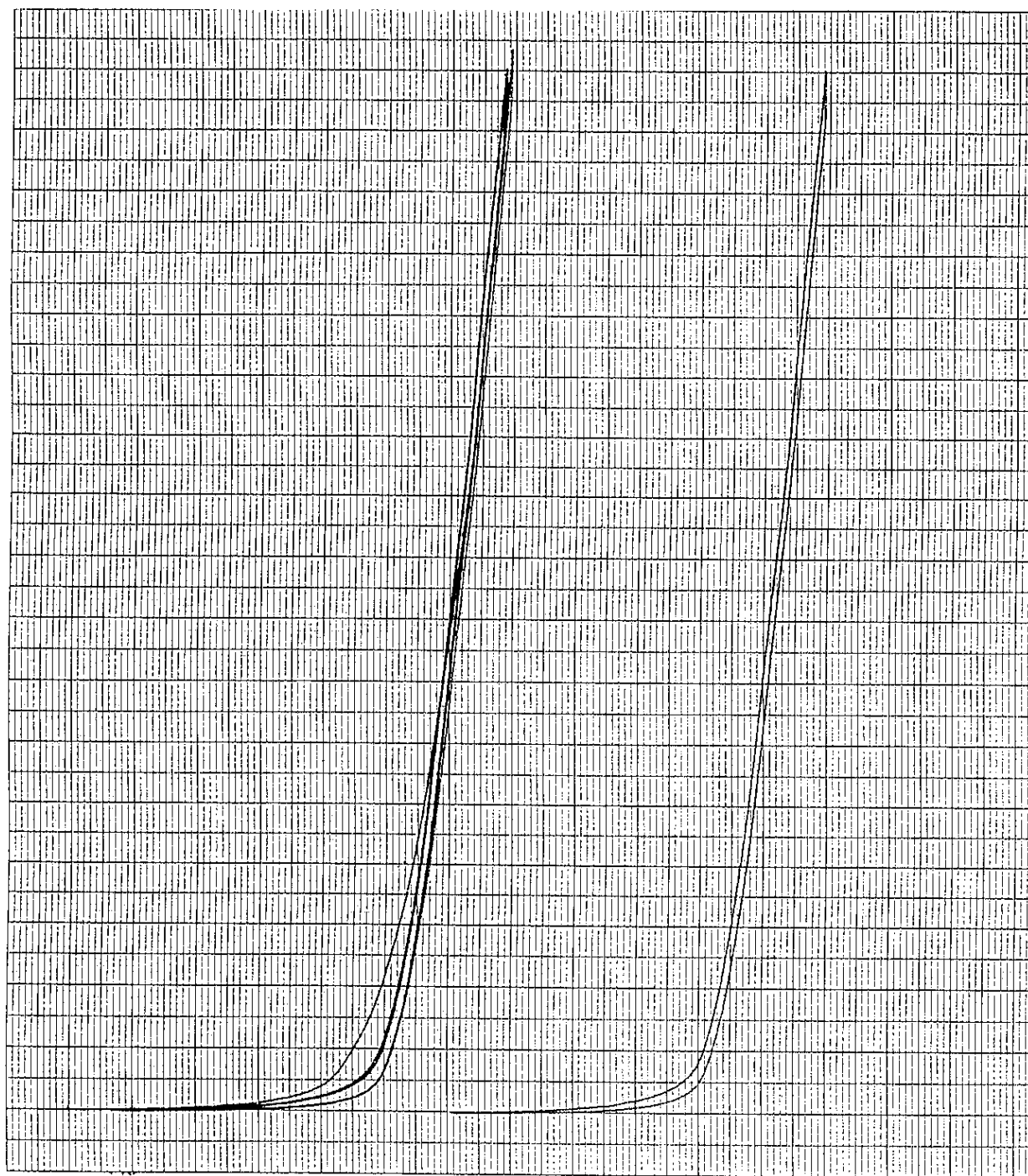


図 6-16 ラザフォードケーブルケーブルの圧縮試験測定例  
(銅マトリックス180℃-10分)

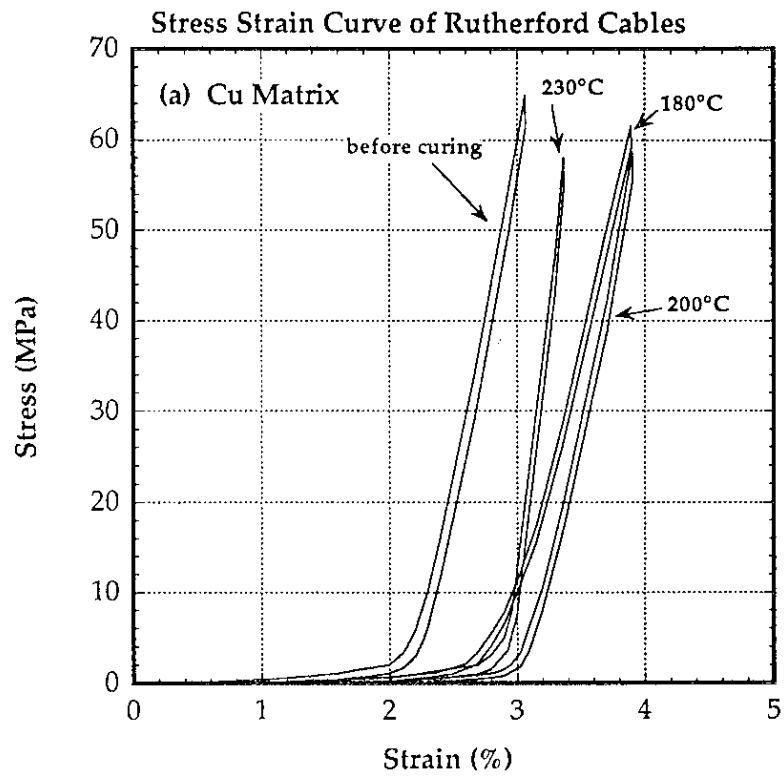


図 6-17(a) 銅マトリックスケーブルの応力歪み曲線

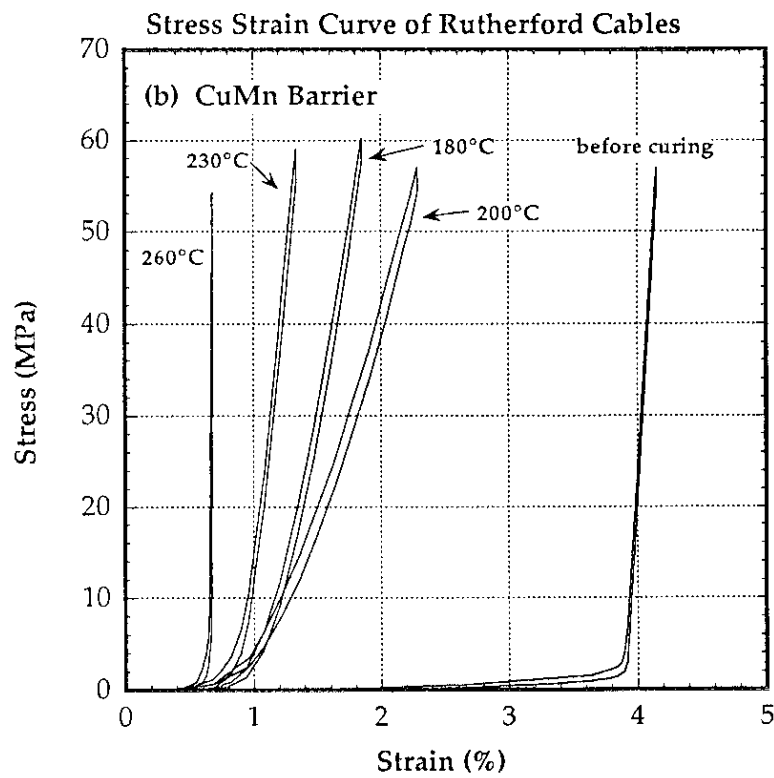


図 6-17(b) 銅マンガン合金バリアーケーブルの応力歪み曲線

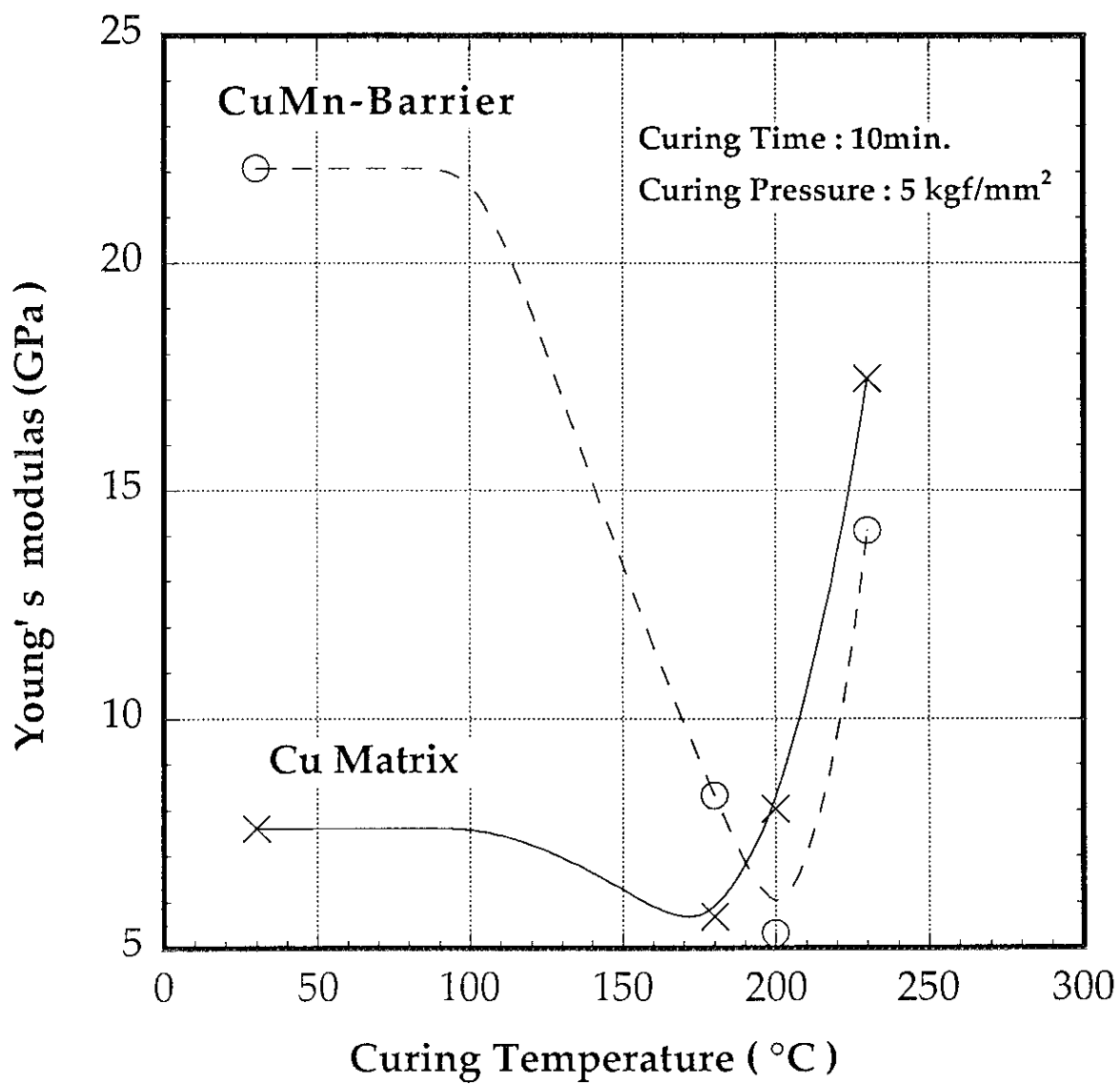


図 6-18 ラザフォードケーブルの等価ヤング率のキュアリング温度依存性

## 第7章 考察

ラザフォードケーブルのストランド間結合損失と安定性は、ストランド間抵抗(crossover resistance)に依存し、さらにその関係はトレードオフにある、と考えられる。すなわち、結合損失を減らすためにストランド間抵抗を大きくすれば、逆に安定性を損なう危険性がある。本研究では、ストランド間結合損失の大きさを決めるメカニズムについて研究を進めてきたが、安定性とストランド間抵抗との関係も明らかにする必要がある。これについては、本研究と平行してラザフォードケーブルの安定性を評価するための実験を進めており、その内容は Appendix 3 に記載した。

### 7.1 ストランド間結合損失とストランド間抵抗

#### 7.1.1 ストランド間の接触面抵抗の推定

3章で示したストランド間結合損失の測定結果から、その結合損失の原因と考えられるストランド間の接触面抵抗について議論する。

成形撚線に限らず、ストランドを多数本集合、撚り合わせたケーブルのストランド間結合損失の解析は、超伝導多芯線の電磁特性の解析手法をそのまま応用できる。これは、ケーブルを構成するストランドを超伝導フィラメントに対応させ、ケーブルを1本のストランドと考えることができる。接触部を介してストランドがつくる閉ループ内部に、外部変動磁界により遮蔽起電力が生じる。この起電力によりストランド間に結合電流が誘起される。A. Campbell はこのような方法によって撚線導体の全結合電流損失を表す式を導いている [1]。しかし、ラザフォードケーブルのようなストランド間の接触面抵抗と関連づけた損失計算は行っていない。

ここで図7-1に示すような変動横磁界が印加された成形撚線のモデルを考える。ここでストランドの断面は一辺が  $\pi^{1/2} r_s$  の正方形とし、(a)のハッチングした領域のストランド間結合電流の特性について考える。

この特性は、Appendix 1 で示す矩形断面の多芯線との類似性を考慮すると近似的に評価できる。その計算過程を Appendix 2 に示す。この結果を示すと、 $H_e \perp$ 、 $H_e \parallel$  印加時のストランド自体の結合損失に対するケーブル全体の結合損失の比をそれぞれ  $Pr_{\perp}$ 、 $Pr_{\parallel}$  とすると次の様に

表せる。

$$P_{r\perp} = \frac{g}{(1+k_c)(1-r_r)} + 1, \quad (7.1)$$

$$g = \frac{3 \left( 128\alpha^4 - 80\alpha^2 + 15 \right) L_r^2 - 80\alpha(8\alpha^2 - 3)r_r L_r + 320\alpha^2 r_r^2}{24(11r_r + 20)\alpha^2} \quad (7.2)$$

$$P_{r\parallel} = \frac{5}{6} \frac{\left( 9L_r^2 - 24\alpha r_r L_r + 16\alpha^2 r_r^2 \right) (2\alpha - 1)}{(1+k_c)(1-r_r)(11r_r + 20)\alpha^3} + 1 \quad (7.3)$$

但し、 $L_r = L_r / L_s$ 、 $r_r = r_b / r_s$  で、 $k_c$  は、母材の比抵抗に厚さを乗じた  $R_m$  ( $\Omega m^2$ ) に対する接触面抵抗  $R_c$  ( $\Omega m^2$ ) の相対比であり

$$k_c = \frac{R_c}{R_m} = \frac{R_c / r_s}{\sqrt{\pi} \sigma_{Cu}^{-1} (1 - r_r)} \quad (7.4)$$

となる。この  $Pr_{\perp}$ ,  $Pr_{\parallel}$  を  $\alpha = 7.5$ 、 $L_r = 6.3$ 、 $r_r = 0.8$  とした場合の  $k_c$  依存性を図7-2に示す。これからもわかる通り、外部変動磁界をケーブルに平行にかけた場合は、 $k_c > 10$  の範囲では、接触面抵抗の値によらずストランド間結合損失がストランド内部結合損失と比較して無視できるほど小さい。従って、He//印加時の結合損失はストランド自体の結合損失と考えてよいことがわかる。この計算結果は、図3-16～19で測定した結果とも一致する。He $\perp$ 印加時の損失  $Pr_{\perp}$  の  $k_c$  依存性は右下がりの曲線となり、接触面抵抗が非常に大きい場合が右側のフラットな領域に対応し、接触面抵抗が小さい場合が左側のフラットな領域に対応する。 $k_c$  が  $2 \times 10^3$  より小さくなるとストランド間結合損失がストランド自体の損失よりも大きくなり、接触面抵抗の影響が大きくなる。

この解析手法を使い、図3-16～19で得られたストランド間結合損失の測定結果から接触面抵抗を求めた。表7-1に測定したサンプルのパラメーターを示す。ここでサンプルの記号は、最初の数字がキュアリング温度を示し、最後のアルファベットがサンプルの種類を表す。F、F C は、銅マトリックス、FMは銅マンガン合金バリアーである。



また、銅マンガ合金のバリアーがある場合の全体の結合損失とストランド自体の結合損失の比  $P_{r\perp}$  を示す。

$$P_{r\perp} = \frac{g}{(1 + k_c) \sigma_{Cu} h} + 1 \quad (7.5)$$

$$k_c = \frac{R_c / r_s}{\sqrt{\pi} h} \quad (7.6)$$

$$h = \sigma_{CuMn}^{-1} 2 t_r + \sigma_{Cu}^{-1} (1 - r_r - 2 t_r) \quad (7.7)$$

ここで

$\sigma_{CuMn}$  : 銅マンガ合金の導電率

$t_r$  :  $r_s$  で規格化した銅マンガ合金バリアーの厚み

を表す。

表 7-1 測定サンプルのパラメーター

	150 F	230 F	180 F C	150 F M	230 F M
$\alpha$	7.5	7.5	7.5	7.5	7.5
$r_s$ (m)	$0.404 \times 10^{-3}$	$0.404 \times 10^{-3}$	$0.404 \times 10^{-3}$	$0.404 \times 10^{-3}$	$0.404 \times 10^{-3}$
$r_b$ (m)	$0.312 \times 10^{-3}$	$0.312 \times 10^{-3}$	$0.313 \times 10^{-3}$	$0.300 \times 10^{-3}$	$0.300 \times 10^{-3}$
$r_r$	0.77	0.77	0.77	0.74	0.74
$L_s$ (m)	$13 \times 10^{-3}$ (Z)	$13 \times 10^{-3}$ (Z)	$14 \times 10^{-3}$ (Z)	$14 \times 10^{-3}$ (Z)	$14 \times 10^{-3}$ (Z)
$L_c$ (m)	$87 \times 10^{-3}$ (S)	$87 \times 10^{-3}$ (S)	$89 \times 10^{-3}$ (S)	$86 \times 10^{-3}$ (S)	$86 \times 10^{-3}$ (S)
$L_r$	-6.69	-6.69	-6.36	-6.14	-6.14
$\sigma_{Cu}^{-1}$ ( $\Omega m$ )	$2 \times 10^{-10}$	$2 \times 10^{-10}$	$2 \times 10^{-10}$	$2 \times 10^{-10}$	$2 \times 10^{-10}$
$\sigma_{CuMn}^{-1}$ ( $\Omega m$ )	-----	-----	-----	$1.8 \times 10^{-8}$	$1.8 \times 10^{-8}$
$t$ (m)	-----	-----	-----	$12 \times 10^{-6}$	$12 \times 10^{-6}$
$t_r$	-----	-----	-----	$2.97 \times 10^{-2}$	$2.97 \times 10^{-2}$

図3-16～19の損失周波数特性曲線のピーク周波数に対して、十分に小さい周波数0.1 Hzでの損失値より $Pr_{\perp}$ を求めた結果を表7-2に示す。この $Pr_{\perp}$ の値から、 $R_c$ を求めるために図7-3を使って $k_c$ を求める。この $k_c$ から、(7.4)、(7.6)式を使い、 $R_c$ を求める。この結果を表7-3に示す。

表 7-2 各試料の $Pr_{\perp}$ の測定値

	150 F	230 F	180 F C	150 F M	230 F M
$Pr_{\perp}$	2.10	132.7	11.2	1.54	1.59

表 7-3 各試料の $k_c$ と接触面抵抗 $R_c$ 

	150 F	230 F	180 F C	150 F M	230 F M
$k_c$	$5.67 \times 10^3$	46.4	$6.11 \times 10^2$	$7.70 \times 10^2$	$7.05 \times 10^2$
$R_c$ ( $\Omega m^2$ )	$3.74 \times 10^{-10}$	$3.06 \times 10^{-12}$	$4.03 \times 10^{-11}$	$6.42 \times 10^{-10}$	$5.88 \times 10^{-10}$

次に表7-3に示した接触面抵抗と表4-1に示したストランド間抵抗の測定値から、ストランド間の金属的に接触した面積を求める。接触面積を $S_c$ 、ストランド間抵抗を $R_i$ とすれば

$$R_i = (R_c + R_m) S_c^{-1} \quad (7.8)$$

となる。この(7.8)式と(7.4)式から、

$$S_c = \frac{R_c + R_m}{R_i} = \frac{R_c}{R_i} \frac{1 + k_c}{k_c} \quad (7.9)$$

となる。この(7.9)を使って計算した接触面積を表7-4(a)に示す。

表 7-4(a) 各試料の金属的接触面積

試料名	150F	230F	150FM	230FM
接触面積(mm <sup>2</sup> )	4.76	0.649	0.625	2.7

この150F、230FMの面積は、実際のストランドのくびれ部分の面積（約1mm<sup>2</sup>）よりも大きくなる。これは、第4章で指摘したように、キュアリング後の圧力の開放方法が、ストランド間抵抗測定サンプルと結合損失の測定サンプルとで異なることが原因と考えられる。そこで、図4-17で示した測定法1によって得られたストランド間結合損失を(3.7)式によって換算したストランド間抵抗値を使って、接触面積を計算した。それを表7-4(b)に示す。

表 7-4(b) 各試料の金属的接触面積

試料名	150F	230F	150FM	230FM
接触面積(mm <sup>2</sup> )	0.142	1.37	0.0568	0.0744

230Fの金属的な接触面積は、ストランドのくびれ部分に近い値となり、その他のサンプルの面積も第4章のSEM像から観察した状態を表していると考えられる。150℃でキュアリングした150F、150FMの金属的な接触面積を比較すると銅マンガン合金の150FMの方が小さい。これは、第6章でケーブルの機械特性から推論した銅マンガン合金バリアーがストランド間の接触面積を減少させる効果があることを支持する結果である。

### 7.1.2 接触抵抗の考え方

金属面同士の接触抵抗は、古くから研究されており、集中抵抗と被膜抵抗の直列接続という考え方が一般的である。一般に金属表面は、表面の酸化、汚れなどの被膜に覆われているため、接触抵抗  $R_k$  は集中抵抗  $R_d$  と被膜抵抗  $R_f$  の和で示すことができる。

$$R_k = R_d + R_f \quad (7.10)$$

ここで集中抵抗  $R_d$  は、電流が狭い通路に絞られるために生じる電気抵抗である。

室温での厚さ数10Åの銅酸化被膜の抵抗値は、7 mΩ（面積：～0.1 mm<sup>2</sup>）と報告されている [2]。本研究で問題としているのは、4.2 Kでの銅同士の接触抵抗である。低温での銅表面の接触抵抗の測定例は 77 K までに行われており、その中で銅の酸化被膜の抵抗値は室温の約 100 倍程度になるといわれている [3] [4]。厚さが 1000 Å 以下の銅酸化物の組成は、Cu<sub>2</sub>O であることが示されており、これは半導体である。（1000 Å 以上になると絶縁体である CuO が成長

してくる。)したがって低温になるにしたがって伝導電子密度が小さくなり抵抗が上昇する。

いま、密着した接触面積が $1\text{mm}^2$ 、酸化被膜厚さが酸素の1原子層に相当する $3\text{\AA}$ とすると、以上のデータからこの77 Kでの抵抗値は、 $\sim 23\text{m}\Omega$ に相当する。4.2Kではさらに抵抗値は上昇すると考えられる。また、実際に測定したストランド間抵抗値は $0.01 \sim 1000 \mu\Omega$ である。このことから本研究での測定条件下での銅酸化被膜は絶縁体と見做せる。また、室温における接触抵抗でも、石野は、接触抵抗に被膜抵抗を加えた考え方には無理があり、純粋な金属面の接触による集中抵抗のみで表現できることを示唆している [5]。以上から、接触抵抗 $R_k$ は、集中抵抗 $R_d$ のみと考える。

ここで前節で導入した接触面抵抗の性質について調べてみる。微小面積(半径 $a$ )で接触し、その接触部の電氣的性質が母材と同じとみなせるならば、集中抵抗は次式で示される [5]。

$$R_d = \frac{\rho}{2a} \quad (7.11)$$

ここで $\rho$  ( $\Omega\text{m}$ )は母材の比抵抗である。N個の接触点があるとすれば

$$R_d = \frac{\rho}{2Na} = \frac{\sqrt{\pi}\rho}{2\sqrt{S_t}\sqrt{N}} \quad (7.12)$$

$S_t$ は全接触面積 ( $\pi Na^2$ ) である。

いま、接触面抵抗 $R_c$  ( $\Omega\text{m}^2$ ) を導入すると

$$R_c = R_d S = \frac{\sqrt{\pi}\rho S}{2\sqrt{S_t}\sqrt{N}} \quad (7.13)$$

となり、接触面抵抗は、真の金属的接触面積 $S_t$ の平方根に反比例することがわかる。

### 7.1.3 接触抵抗の電流依存性

4.4節で観測したストランド間抵抗の電流依存性について考察する。

#### 接触部での温度上昇の検討

温度上昇を検討するために図7-4に示すモデルを考える。

接触部での発熱量を $Q_h$ 、ストランドの銅の熱伝導で液体ヘリウムに冷却される熱伝導量を $Q_c$ とすると、

$$Q_h = I^2 \times R \quad (7.14)$$

$$Q_c = 2k(T-4.2) \frac{S}{L} \quad (7.15)$$

ここで $I$ は、測定電流、 $R$ は接触抵抗、 $k$ は銅の4.2Kでの熱伝導率、 $T$ は接触部での温度、 $S$ はストランドの銅の断面積、そして $L$ はストランド接触部から4.2Kまでの距離である。パラメータを $R = 0.2 \mu \Omega$ 、 $I = 100A$ 、 $k = 600W/mK$ 、 $S = 3.1 \times 10^{-7} m^2$ （銅比を1.5として）、 $L = 2 \times 10^{-2} m$ とする。 $Q_h = Q_c$ の関係から、温度 $T$ を求めると4.31 Kとなる。したがって、この温度ではマトリックスの抵抗も変わらないことから発熱による影響ではないと考えられる。

#### 電流依存性を示す部位

接触抵抗の測定では、電流増加に伴い、接触抵抗の低下が知られている。これは、接触部のジュール発熱に起因する接触面積の増大に基づくものと考えられている [6]。しかし、これは本測定結果と傾向が逆である。また、フィラメント径 $2.65 \mu m$ の銅マンガン合金マトリックスのストランド間抵抗の測定（図4-26 (b), 図4-27 (b)）から、接触面積が変化しても電流依存性の傾向が変化していない。これらのことから電流依存性を示す原因は、ストランド内部の電流分布が変化している可能性が高い。

超伝導線（ストランド）内部の電流分布についてはこれまでの研究で、かなりの部分が明らかになっている [7]。その一例として、超伝導ストランドに通電電流 $I$ と横磁界 $H$ が同時に印加されることを考える。 $I$ と $H$ の掃引速度が遅いときは、外部磁界 $H$ と $I$ の比 $K(=H/I)$ が小さいと、通電電流はストランド表面付近のフィラメントに局在して流れる。逆に外部磁界が大きい場合は、通電電流はストランド内部のフィラメント全体に一様に流れる。今回の測定条件は前者の $K$ が小さい場合に当たり、通電電流がストランド内部に局在している状態である。したがって、今回観測したストランド間抵抗の電流依存性は、このストランド内部の電流分布が通電電流値によって変化しているものと予想される。

## 7.2 スtrand間結合損失の大きさを決めるメカニズム

### 7.2.1 スtrand間結合損失を決める要因

図3-15で示したキュアリング圧力を保持したままの結合損失と、一旦昇温し、圧力を開放した後の結合損失から次に示すことが明らかになった。

(a) スtrand間結合損失は、キュアリング後の圧力開放前後で変化する。

(b) 230℃でキュアリングした銅マトリックスのケーブルのstrand間結合損失は、キュアリング前後で変化が小さい。

(c) 銅マンガン合金系のケーブルの結合損失が230℃のキュアリングでも銅マトリックスのものよりも小さい理由のひとつとして、銅マンガン合金の比抵抗が大きいこと（銅の約100倍）が考えられていた。しかし銅マンガン合金の比抵抗の大きさはキュアリング後の圧力開放前後で変わらないことから、この比抵抗の大きさが原因で結合損失が低下することでは無い。さらに300℃でのキュアリング温度では、銅マトリックスの230℃と同様に結合損失が大きくなることからこのことを裏付けている。

以上の内容から、strand間結合損失を決める要因が、キュアリング後の圧力を開放する工程に大きく依存することが明確になった。

また、strand間結合損失は、strand間抵抗と関係付けられることから、strand間抵抗が圧力開放前後という工程に依存する、といえる。

### 7.2.2 スtrand間抵抗を決める要因

3、4章で測定したstrand間抵抗の結果から、キュアリング後のstrand間抵抗の大きさを決める要因として、温度、圧力、時間があることを確認した。さらにこの要因は、その材料である銅の機械特性、軟化温度に依存していると考えられる。

キュアリング前のstrand間抵抗は、ばらつきが非常に大きく、その原因は表面粗さ、表面被膜による接触抵抗のばらつきである。それに対してキュアリング後のstrand間抵抗は、キュアリング温度の上昇、時間の経過に伴ってばらつきの大きさが小さくなる。これは、strandを構成する銅の機械特性、すなわち軟化温度及び圧力に起因する。すなわち、軟化温度を越えることにより、銅の降伏応力が小さくなった結果、クリープ変形機構によってstrand

ド間の密着面積が大きくなる。ここで注意することは、ケーブルに印加される圧力の大きさである。ケーブルに印加される力を支えるのはケーブル全体では無く、図1-5に示すストランドの塑性変形したくびれ部分の全体またはその一部である。この平均面積は、ケーブル全体の面積の約43%に相当し、キュアリング圧力が $5 \text{ kg/mm}^2$ のときは、 $11.6 \text{ kg/mm}^2$ 以上の応力がくびれ部分に加わることになる。この応力は、弾性限界を越えた銅の降伏応力と同程度あるいはそれ以上になる。

銅表面を覆う酸化被膜は、キュアリング温度によって変化することが、第5章で調査した被膜厚さからわかった。この酸化被膜の挙動は、拡散接合の研究で報告されているように、表面に付着している炭素による還元作用、あるいは銅母材への拡散によってその酸化膜の減少が説明でき、被膜厚さが薄くなるのと同時に被膜の破壊が進み、銅表面の金属面の露出面積が増加する。さらにこのような酸化被膜の破壊が進み、クリーンな銅表面同士が接触することによって銅原子の拡散が進み、拡散接合が起きていると考えられる。間接的ではあるがその証拠として、接触表面状態の変化を捉えた拡大写真がある。120℃でのキュアリング時のストランドの表面は、接触部に該当する部分は非常に滑らかな面を有している。それが130℃、150℃とキュアリング温度をあげていくと、次第に皺状のものが増えていき、230℃、さらに高温の300℃では表面が金属的に接合され、その接合された領域が剥離された結果、非常に凹凸のある荒れた表面を呈する。

一度圧力を開放すると、ストランド自身が持つスプリングバック力により、その表面は銅の金属的接合面を剥離することになるため、表面に凹凸ができ、さらにその際に生じた破片が近傍に飛散する。さらに、圧力開放時の周囲の雰囲気は空気中であるため、ストランドが接触していた表面に酸化被膜ができることも推定できる。このことが、圧力開放後のストランド間抵抗値が、圧力開放前の状態には戻らない理由である。M. D. Sumptionらは表面を抵抗性のある材料でコーティングしたストランド間抵抗を測定し、コーティングしていない銅表面を持つストランドのものよりもストランド間抵抗が小さいという実験結果を得た。そしてその原因を調べる為に、銅表面を希塩酸によるエッチングの有無によるストランド間抵抗の測定から、表面酸化膜がストランド間抵抗を決める要因だと推定している [8]。この論文ではストランド間の接触表面状態を観察していないため、このような結論を導いているが、接触表面粗さを調べて

比較することが必要である。

このように圧力開放後のストランド間抵抗を決める要因は、ストランド間の表面の金属的接合による接合強さとストランド自身の持つスプリングバック力のバランスで決まる。このことは、230℃でキュアリングした銅マトリックスからなるストランドの場合、軟化温度を越えることによってストランド間の密着面積が増加するとともに金属的接触面積も増加し、接合力が増加する。スプリングバック力は、次節で説明するように逆に大きくなるが、この接合力の方が大きいために接合領域が一部のみ剥離されるにとどまる。この結果、圧力開放前後での抵抗値の差が、より低いキュアリング温度のときよりも小さくなる。

### 7.2.3 ケーブルの機械特性と銅マンガン合金の役割

図6-18で示したように銅マトリックスの場合、そのヤング率は180℃近傍で最小値を示した後、熱処理温度が上がるにしたがって増加する。銅マンガン合金バリアーを含むストランドの場合は、最小値が200℃近傍に移動し、それ以上の温度では銅マトリックスと同じ様に増加する。

この現象は、2つの観点から説明することが可能である。ひとつは、ストランドのもつスプリングバックバック、もうひとつは、ケーブルを構成するストランド間の充填率と密着面積（荷重を受ける面積）である。

前者のスプリングバックについては、6.2のストランドのスプリングバックの測定結果でも記述したが、ストランドが銅とNbTiの複合材料であることに起因すると考えられる。熱処理温度が銅の軟化温度よりも低ければその等価ヤング率あるいはスプリングバックは、銅の特性が支配的でNbTiの特性は見えない。熱処理温度を上げていくと銅が軟化していくことにより、等価ヤング率は小さくなっていく。さらに軟化が進むと、銅の引張強さが熱処理前の半分以下となり、等価ヤング率も非常に小さくなる。したがって、NbTiの特性が支配的になり、スプリングバック力は増加する。

後者のケーブルの幅方向の充填率は、隣接するストランド間の接触が、部分的（線）であるため、低い。ケーブルの幅広面に荷重が直角に加わると、その荷重は上下のストランド間の交差部で支えられ、荷重方向及び幅方向に変位が生じる。ケーブルを熱処理すると、ストランドの構成材料である銅が軟化されるため、クリープ変形によって幅方向のストランド間の充填率



が増加する。熱処理温度を上げていくと銅の軟化が進み、充填率は増加する。この充填率が増加することにより、荷重方向の変位量はバルクの状態よりも大きくなる。したがって、図7-5に示すように等価ヤング率は低く観測される。

また、ストランド間の接触部では熱処理温度を上げていくと銅が軟化することによってストランド間の密着面積が増加する。これにより接触部に生ずる圧縮応力は低下し、荷重方向の変位量は減少する。したがって図7-6に示すように等価ヤング率は先程とは逆に大きく観測される。このストランド間の密着面積が増加している傾向を示す例として、接触部のSEM写真がある。キュアリング温度を上げていくと、密着していないところは表面酸化が進み、密着部と明瞭に差が生じる。この密着部の面積がキュアリング温度の上昇と共に増加していく様子がわかる。

銅マンガン合金バリアーを含むストランドの場合、その軟化温度が銅よりも高いため、変形しにくく、その結果ストランド間の密着面積が小さくなる。この密着面積が小さいと考えられる理由として、ストランドの表面状態がある。230℃でキュアリングした試料の中で、銅マンガン合金バリアーのストランドの表面は他の2つのストランドと比較して表面が荒れていない。これは密着面積が小さいことがその理由として考えられる。また、スプリングバック力は、この銅マンガン合金のためにNbTiの特性が現れてくる温度が上昇する。これは、見掛け上、銅の軟化温度を上昇させるのと同等の効果となる。

銅マンガン合金マトリックスの場合は、NbTiフィラメント1本1本の周囲に配置された銅マンガン合金が軟化されなければ、実質的にNbTiフィラメント径を大きくした効果となる。従って、この場合も等価ヤング率は銅マトリックスの場合よりも大きくなり、スプリングバック力が大きくなる。

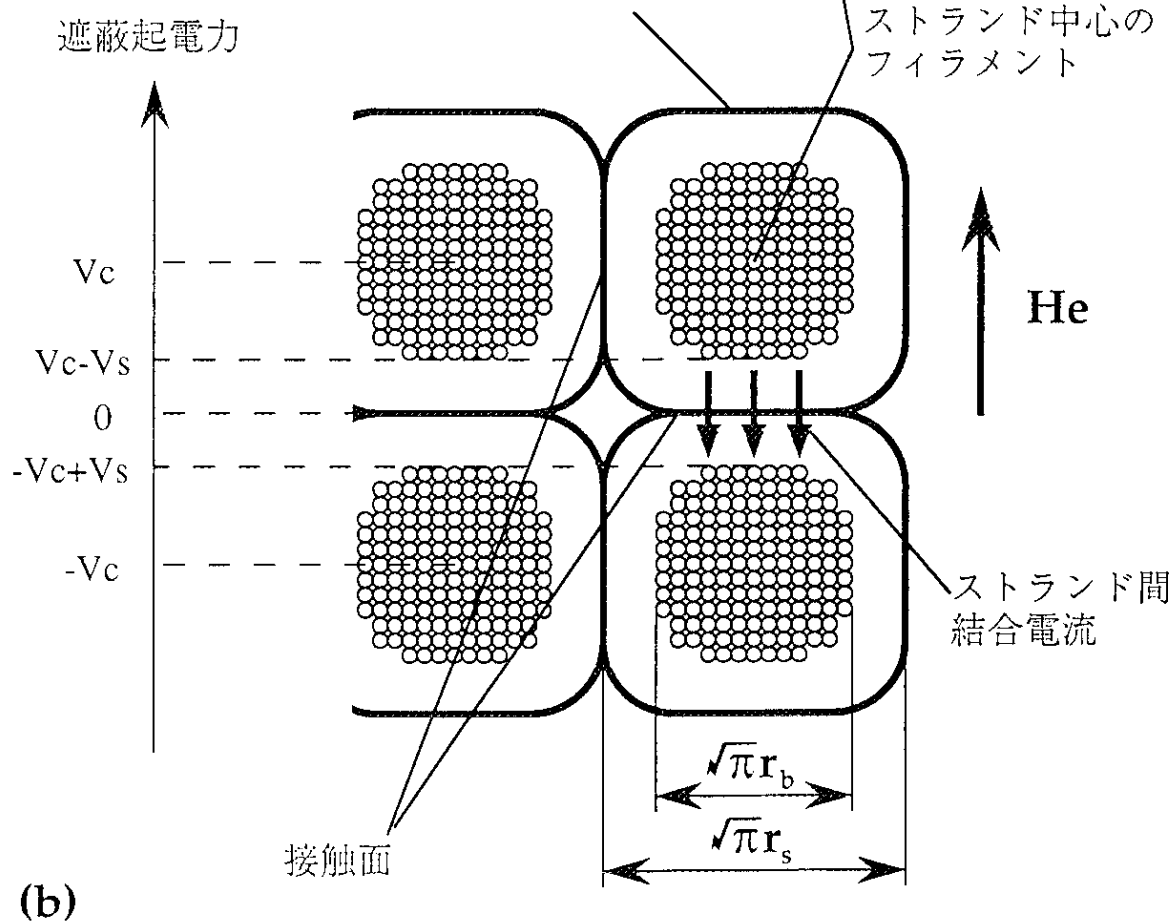
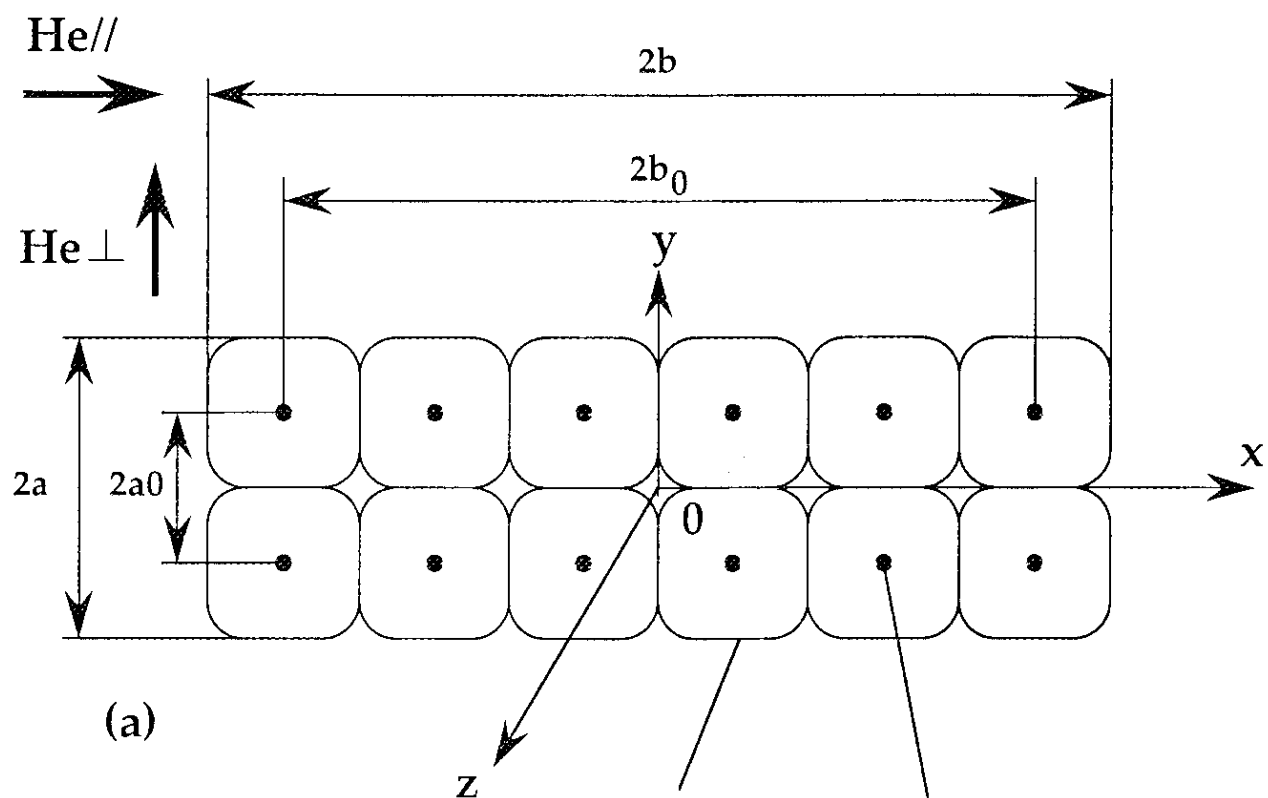


図7-1 変動横磁界中の導体

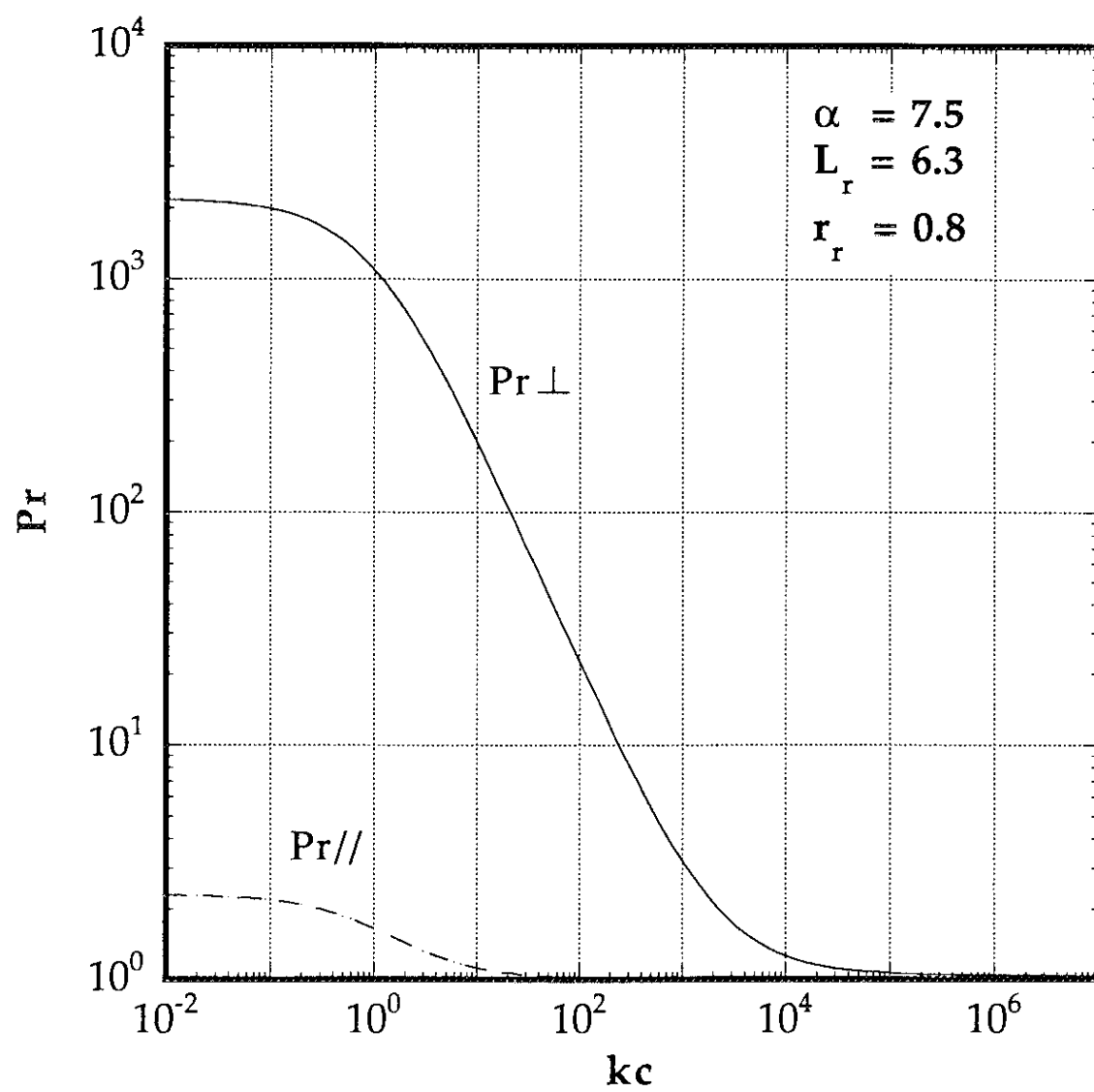


図7-2  $Pr$  と  $k_c$  の関係

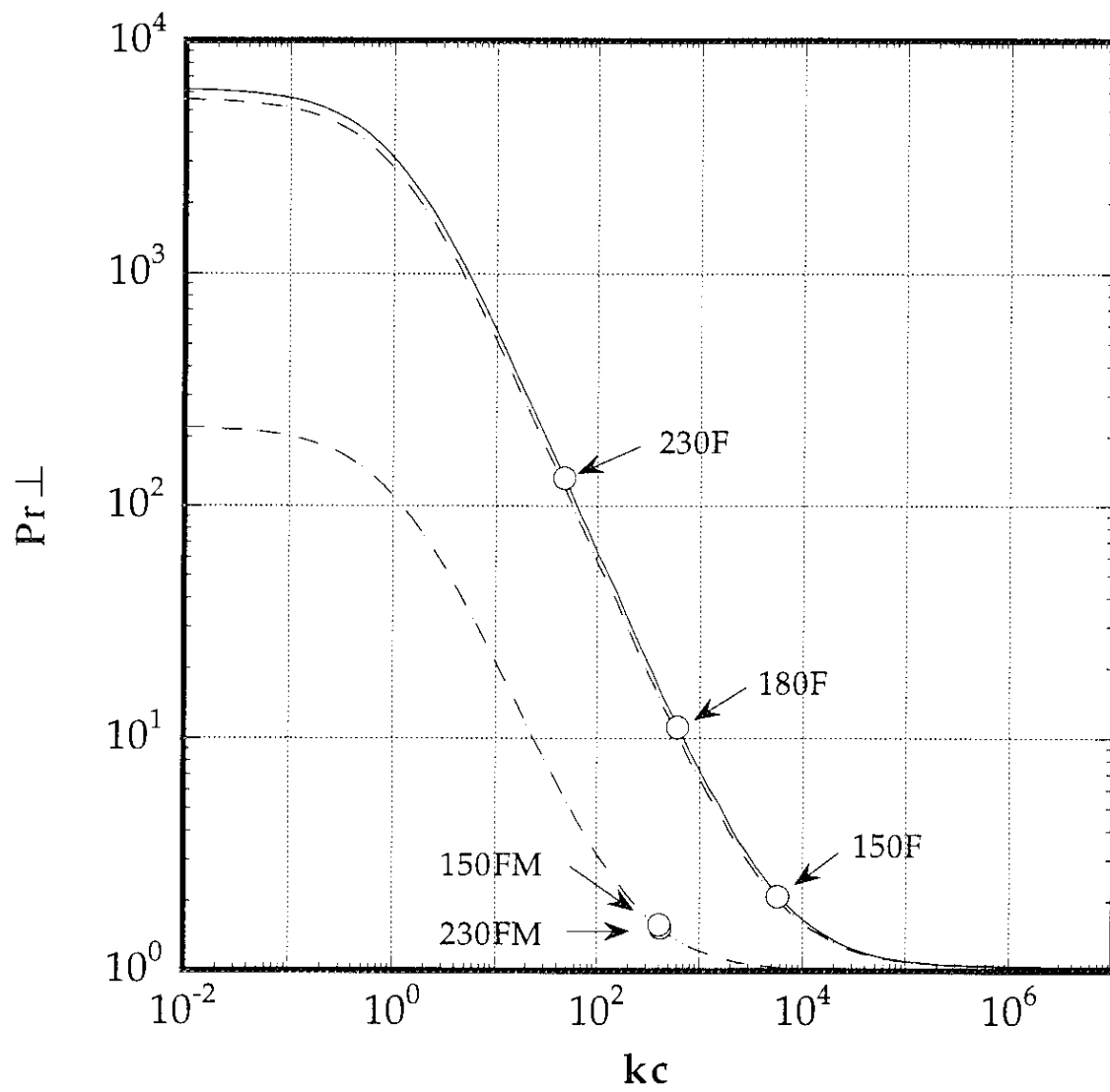


図7-3 各サンプルの  $Pr_{\perp}$

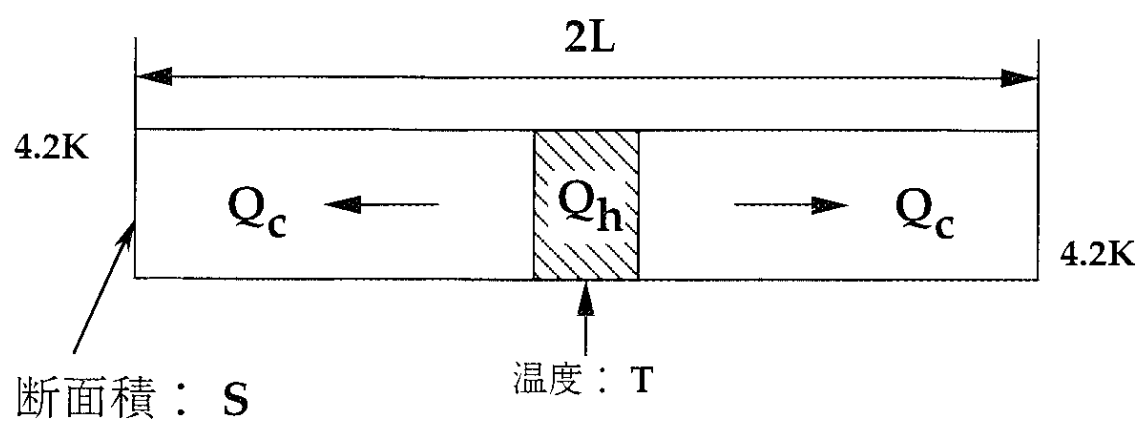


図7-4 ストランドの温度上昇

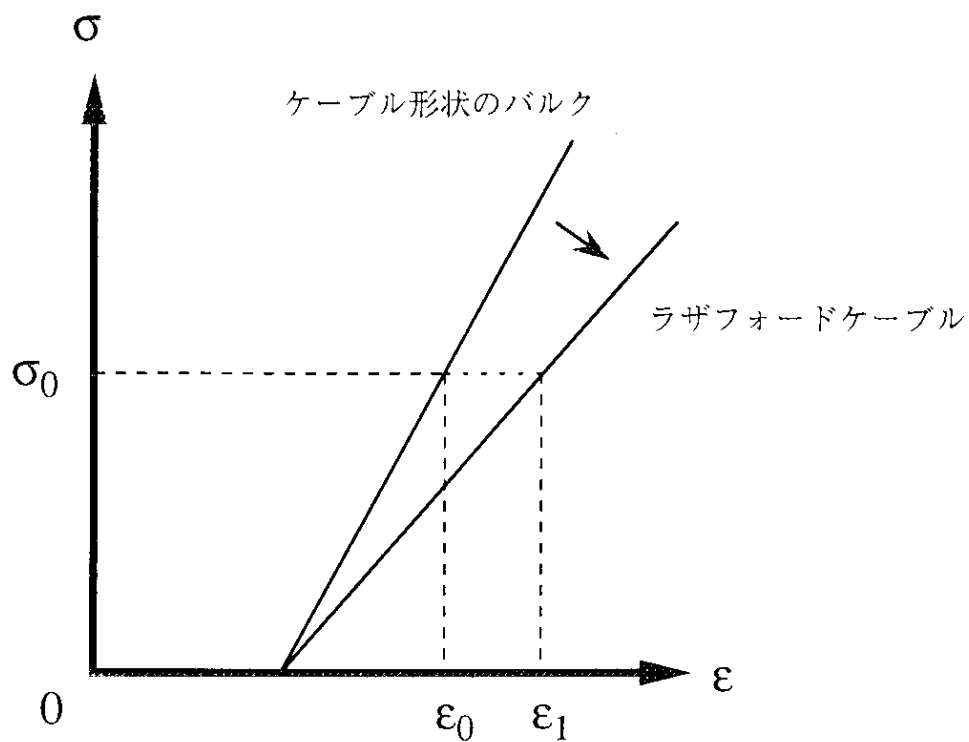


図7-5 充填率が増加した場合の等価ヤング率の変化

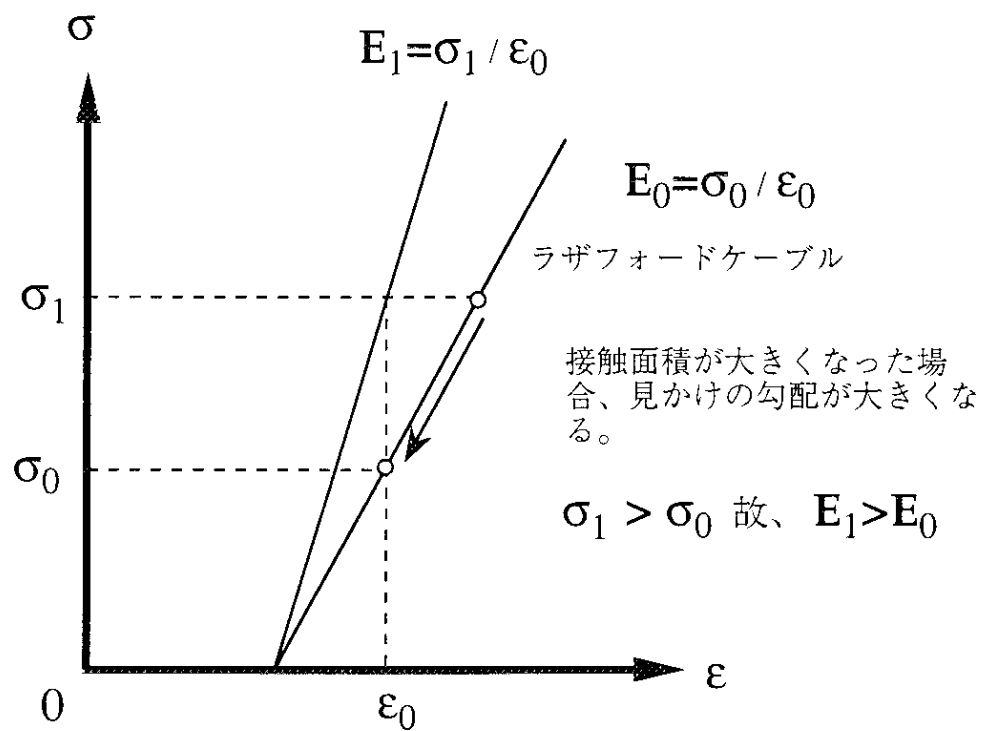


図7-6 接触面積が増加した場合の等価ヤング率の変化

## 第8章 結論

本研究では、主に銅の表面を持ったストランドから構成される超伝導成形撚線の交流損失、接触抵抗、表面状態そして機械特性を調べ以下のことを初めて明らかにした。

1. 交流損失の大きさを左右する主要因は、成形撚線を構成するストランド間抵抗の大きさである。ここでいうストランド間抵抗とは、ストランド表面間の接触抵抗だけでなくマトリックスの抵抗も含まれる。

2. 銅マトリックスのみで構成されるケーブルのストランド間抵抗は、キュアリング（圧力、熱を加えながら成形する）圧力、温度の大小によって決定される。言い換えれば、ストランドのスプリングバック（弾性による反発力）の大きさと接触表面間の接合する力の大きさのバランスでストランド間抵抗が決定される。この抵抗は、マグネットの製法と密接に関係している。

通常加速器の超伝導マグネットは巻線後、成形し、ケーブル間を固定するためにキュアリングを行う。その後一旦圧力を開放し、相当する治具にセットして電磁力支持用金具の取付け（カラーリング）を行う。このキュアリング後に一旦圧力を開放する工程があるため、ストランドの接触表面間の接合する力が小さいと、ストランドのスプリングバックによって接合部が剥離する。そのときの表面の状態は、表面が空気中で酸化されるだけでなく、剥離に伴った破片が生じるために再度加圧しても元の状態に戻らない。そして結果的に接触表面積が減少し、接触抵抗が大きくなる。また、ストランドの接触表面間の接合する力が大きいと、圧力を開放しても接合されたストランドの表面同士は完全に剥離しないため、接触面積の減少は伴うもののその面積の減少はわずかである。そのため、接触抵抗の変化は小さい。

3. 成形撚線を構成するストランド内部に銅マンガン合金を配置させると、キュアリング後の圧力開放前後でストランド間結合損失の変化が大きく、圧力開放後の結合損失は小さい。（銅マトリックスのみの場合は急増する）。銅マンガン合金マトリックスの電気抵抗が大きい理由だけではこの原因を説明できない。主たる原因は、銅マンガン合金の軟化温度が銅（約200℃）よりも高い約300℃であるため、230℃のキュアリング温度では銅マンガン合金は軟化されず、

変形しにくく、その結果ストランド間の接触面積が小さくなる。したがって、接合する力が銅マトリックスの場合より小さくなる。しかし、銅マンガン合金の軟化温度を越えた温度（約300℃）でキュアリングすると、銅マトリックスと同様にストランド間抵抗が小さくなり、ストランド間結合損失は大きくなる。

これらの結果より、加速器用超伝導マグネットに用いるラザフォードケーブルの結合損失の増加を抑えるためには、

- (a) ストランドの構成材料である銅の純度と最終加工率を規定し、その軟化温度を制御する。
- (b) キュアリング温度を銅の軟化温度以下とするか、軟化温度がキュアリング温度よりも高い銅マンガン合金等をストランド内部に配置させる。

(c) ストランドの表面に拡散接合を起こさない物質をコーティングする。  
ことが提言できる。

以上本研究では、加速器用超伝導マグネットに用いるラザフォードケーブルの交流損失、特にストランド間の結合損失について電磁氣的、機械的な特性を系統的に研究してその結合損失の大きさを決めるメカニズムを明らかにした。この結果により、加速器用超伝導マグネットの開発研究に新しく、重要な知見を深めることができた。



## 謝辞

本研究をまとめるにあたり、御指導を頂いた平林洋美教授に心から感謝の意を表します。

また、本研究において終始適切な御指導を頂いた新富孝和教授に厚く御礼申し上げます。実験等に関する有意義な助言を頂いた土屋清澄助教授、実験装置、サンプルについてご協力頂いた斉藤芳夫助教授、道園真一郎助手、ならびに細山謙二助教授に感謝致します。

実験装置の製作ならびに実験用サンプルの製作にご協力頂いた工作センター技官寺島昭男氏、東憲男氏、川又弘史氏、および東保男助手に感謝致します。各種低温実験のための液体ヘリウムの円滑な供給をして頂いた低温センターの皆様、実験を手伝って頂いた中国科学院电工研究所宋乃浩氏に感謝致します。

大型導体交流損失の測定を行う際、貴重な御指導、御意見を頂いた鹿児島大学工学部電気電子工学科住吉文夫教授、川畑秋馬助手ならびに実験に御協力頂いた同研究室の皆様に感謝致します。

安定性の試験を行う際、貴重な御指導、御意見を頂いた核融合科学研究所三戸利行助教授、岩本晃史助手ならびに実験に御協力頂いた同研究所の皆様、及び共同実験者の槇田康博助手、木村誠宏助手、来訪研究員金錫煥氏に感謝致します。

拡散接合に関して貴重な御意見を頂いた金属材料技術研究所大橋修主任研究官に感謝致します。

本研究の機会を与えて頂きました元古河電工細川宏一研究開発本部長、ならびに多大な御尽力および貴重な御意見御指導を頂きました最上康司前研究開発本部ASチーム長に深く感謝致します。貴重な御意見を頂いた古河電工株式会社超電導製品部の皆様、ならびに同僚のチーム員、超電導マグネット株式会社の方々に御礼申し上げます。

最後に苦勞をかけた芳恵に感謝致します。

## 参考文献

## 第 1 章

1. Z. J. J. Stekly and J. L. Zar, "STABLE SUPERCONDUCTING COILS", IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-12 (1965) 367.
2. Superconducting Applications Group : "Experimental and theoretical studies of Filamentary superconducting composites", J. PHYS. D : APPL. PHYS., Vol. 3. (1970) 1517-1585.
3. H. Hirabayashi : "The Goal of the ICFA Standard for Superconducting Wire and Cable of Accelerator Magnets", KEK-Proc. 92-14 (1992) 56.
4. 伊井他：” 極細多芯超電導体の開発 ”，古河電工時報、No.94 (1994) 1.
5. 電気学会大学講座” 超電導工学（改訂版） ”、電気学会、(1990).
6. Per Fridtjof Dahl, "Superconductivity", American Institute of Physics (1992).
7. A. Devred, T. Ogitsu : "Ramp-Rate Sensitivity of SSC Dipole Magnet Prototypes", 低温工学, Vol.29, No.9 (1994) 2.
8. T. Bush, D. C. Allen, et al. : "Recent Status of SSC Magnets", KEK-Proc. 92-14 (1992) 1.
9. W. Nah, A. Akhmetov, et al. : "Quench Characteristics of 5-cm-Aperture, 15-m-Long SSC Dipole Magnet Prototypes", IEEE Trans. Appl. Superconductivity , 3 (1993) 658.
10. T. Ogitsu, Y. Zhao, et al. : "Influence of Cable Eddy Currents on Magnetic Field Harmonics", KEK-Proc. 92-14 (1992) 23.
11. G. H. Morgan, "Eddy Currents in Flat Metal-filled Superconducting Braids", J. Appl. Phys., Vol. 44 (1973) 3319.
12. V. E. Sytnikov, G.G. Svalov, et al. : "Coupling Losses in Superconducting Transposed Conductors Located in Changing Magnetic Fields", Cryogenics, Vol.

29 (1989)926.

13. A. P. Verweij and H. H. J. ten Kate, "Coupling Currents in Rutherford Cables Under Time Varying Conditions", IEEE Trans. Appl. Superconductivity , 3 (1993) 146.
14. Y. Z. Lei, T. Shintomi, et al. : IEEE Trans. Appl. Superconductivity, 3 (1993) 747 - 750.
15. S. Sakai, et al., : "Recent Development of the Cu/NbTi Superconducting Cables for SSC in Hitachi Cable, Ltd.", Supercollider 1 (1989) 669.

### 第3章

1. M. N. Wilson, "Superconducting Magnets", Clarendon Press, 1983.
2. 森田他, " 加速器用ダイポールマグネットの交流損失測定" , 1994年度春季低温工学・超電導学会 講演概要集. pp. 60.
3. F. Sumiyoshi, Y. Kanai, et al., "Losses of Aluminum - Stabilized Superconducting Conductors for Large Helical Device", IEEE Trans. Magn., Vol. 28, No.1(1992)210.
4. V. B. Zenkevitch, et al., "Losses in Multifilamentary Superconductors at Low Levels Excitation", IEEE Trans. Magn., Vol. 13, No.1 (1977) pp.567 - 570.
5. G. H. Morgan, "Eddy Currents in Flat Metal-filled Superconducting Braids", J. Appl. Phys., Vol. 44 (1973) pp. 3319.
6. Y. Z. Lei, et al., IEEE Trans. Appl. Superconductivity, 3 (1993) pp.747 - 750.

### 第4章

1. Y. Z. Lei, et al., "Study on Interstrand Coupling Losses in Rutherford-type Superconducting Cables", KEK Report 92-18 (1993).
2. V. T. Kovachev, et al., "Interstrand resistance of SSC magnets", Cryogenics, Vol.34, 10 (1994) 813.

## 第5章

1. 玉井輝雄：“Cuの接触表面に生ずる酸化皮膜の成長とその接触抵抗特性に及ぼす影響—エリプソメトリを中心にした研究—”，信学論(C), J71-C, 10, pp.1349-1354 (1988-10).
2. T. Tamai and K. Tsuchiya : "Contact Resistance Characteristics at Low Temperature", IEEE Trans. Components, Hybrids & Manuf. Technol., CHMT-1, 1, pp. 54-58 (1978).
3. A. Kawashima and S. Hoh : "Contact resistance in liquid nitrogen", Cryogenics, Vol. 14, pp.381-383. Jul. 1974.
4. 大橋修：“新接合技術の実際（1）拡散接合”，溶接学会誌論文集, 62 (1993), pp.10-15.
5. 加柴良裕、町田一道：“超高真空中での常温接合”，溶接学会誌論文集, 59(1990), pp.100.
6. 大橋他：“ステンレス鋼の拡散接合に及ぼす表面組成の影響”，日本金属学会誌, 56(1992), pp.579.
7. 橋本、岡本：“固相接合・ろう接” 産報出版, 1978.
8. 大橋、田沼、吉原：“拡散接合部の表面皮膜のオージェ解析”，溶接学会誌論文集, 3 (1985), 152.
9. 大橋、田沼、木村：“拡散接合部の密着部での酸化皮膜の挙動”，溶接学会誌論文集, 4 (1986), 53.

## 第6章

1. 加藤正憲：日経サイエンス、1（1993）30.
2. S. Sakai, et al., "Recent Development of the Cu/NbTi Superconducting Cables for SSC in Hitachi Cable, Ltd.", Supercollider 1, pp.669, Plenum Press, 1989.

## 第7章

1. Campbell, A. M. : "AC Losses in Cables of Twisted Multifilament Supercoductors", Cryogenics, Vol. 20 (1980) 651.
2. 玉井輝雄：” Cu の接触表面に生ずる酸化皮膜の成長とその接触抵抗特性に及ぼす影響－エリプソメトリを中心にした研究－”，信学論(C), J71-C, No.10 (1980) 1349.
3. T. Tamai and K. Tsuchiya : "Contact Resistance Characteristics at Low Temperature", IEEE Trans. Components, Hybrids & Manuf. Technol., CHMT-1, 1, pp. 54-58 (1978).
4. A. Kawashima and S. Hoh : "Contact resistance in liquid nitrogen", Cryogenics, Vol. 14, pp.381-383. Jul. 1974.
5. 石野正和：” 接触抵抗の分布形状に関する考察”，信学論(C), J71-C, No.10 (1980) 1343.
- 6.電気工学ハンドブック、電気学会、1988.
7. 船木和夫、住吉文夫：” 超伝導材料工学の基礎（多芯線と導体）”、産業図書、平成7年春出版予定.
8. M. D. Sumption, et al., "Contact Resistance and Cable Loss Measurements of Coated Strands and Cables Wound from them", presented at the 1994 Applied Superconductivity Conf., Boston.

## 研究業績

### 発表論文

1. K.Tsuchiya, T. M. Kobayashi, T. Haruyama, Y. Ajima, Y. Doi, N. Ohuchi, S. Kurokawa and A. Kimura, "Design of an Active Shield Dipole Magnet in the Interaction Region of the KEK B-Factory", *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 39 (1994) 351.
2. T. Shintomi, A. Kimura, Y. Z. Lei, A. Terashima and H. Hirabayashi, "AC Losses of Superconducting Cables", *Advances in Cryogenic Engineering - Materials*, Vol. 40 (1994) 501.
3. A. Kimura, N. Kimura, Y. Makida, A. Terashima, T. Shintomi, H. Hirabayashi and Y. Z. Lei, "Influence of Curing on AC Losses of Cables for Superconducting Accelerator Magnets", *IEEE Trans. Magn.* Vol. 30, No.4 (1994) 2515.
4. K. Tsuchiya, T. M. Kobayashi, T. Haruyama, Y. Ajima, Y. Doi and A. Kimura, "Superconducting Magnets in the Interaction Region of the KEK B-Factory", *IEEE Trans. Magn.* Vol. 30, No.4 (1994) 2519.
5. A. Kimura, S. W. Kim, N. Kimura, Y. Makida, A. Terashima, T. Shintomi, H. Hirabayashi, T. Mito, A. Iwamoto and J. Yamamoto, "Stabilities of the Rutherford Cables with Cu Matrix and CuMn Barrier", Submitted to the 1994 Applied Superconductivity Conf., Boston.

## 学会発表

1. " Bファクトリー用超伝導二極マグネットの設計"  
第48回1992年度秋季低温工学・超電導学会
2. " 超伝導ラザフォードケーブルの交流損失"  
第50回1993年度秋季低温工学・超電導学会
3. " 超伝導ラザフォードケーブルの安定性試験"  
第50回1993年度秋季低温工学・超電導学会
4. " 超伝導ラザフォードケーブルの交流損失"  
平成5年度電気関係学会九州支部連合会大会
5. " 超伝導ラザフォードケーブルの素線間結合損失の解析"  
平成6年度電気関係学会九州支部連合会大会
6. " 超伝導ラザフォードケーブルの素線間結合損失と接触面抵抗"  
第52回1994年度秋季低温工学・超電導学会

## Appendix.1 矩形断面を持った極細多芯線の交流損失 [1]

図A1-1に示すような矩形断面を持った多芯線に、y方向に変動磁界 $\dot{H}_e$ が印加された交流損失について考える。

図A1-2(a), (b), (c) は、1本のフィラメントをx-y, z-x, y-z平面に投影した図である。線材断面寸法を $2a_0 \times 2b_0$ とし、アスペクト比を $\alpha (=b_0/a_0)$ と定義する。

AとBの中間の点P1(x, y)における遮蔽電位 $V_1(x, y)$ は、Aを基準として

$$V_1 = \Phi_1 = \frac{\alpha}{4(\alpha + 1)} y L_s \mu_0 \dot{H}_e \quad (A1.1)$$

となる。ここで $\Phi_1$ は図A1-2(b)に示す領域の磁束の時間変化、 $L_s$ はツイストピッチである。また、B点の座標を $(x_B, y_B)$ として、 $x_B = \alpha y_B$ 、 $\tan \theta_0 = 4(\alpha + 1) y_B / L_s$ の関係式を使った。

次にBとCの間の点P2(x, y)における遮蔽電位 $V_2(x, y)$ は、

$$V_2 = \Phi_2 = \frac{1}{8(\alpha + 1)} \left[ \alpha (\alpha + 2) y - \frac{x^2}{y} \right] L_s \mu_0 \dot{H}_e \quad (A1.2)$$

となる。ここで $\Phi_2$ は図A1-2(b)に示す領域の磁束の時間変化である。これらの式は磁界変化速度 $\dot{H}_e$ が比較的小さい場合について得られたものであり、このとき外部印加磁界は多芯線内に充分侵入できる。また、遮蔽起電力によって誘導された電流が発生する磁界は無視できるとしている。

(A1.1)、(A1.2)式は、xに関して偶関数、yに関して奇関数になっているため、このまま(A1.1)式を、 $|y| \leq (1/\alpha)|x|$ を満たす領域(1)、(A1.2)式を、 $|y| \geq (1/\alpha)|x|$ を満たす領域(2)に成立する一般式として拡張できる。領域(1)における電界( $E_x, E_y, E_z$ )は、

$$E_x = -\frac{\partial V_1}{\partial x} = 0 \quad (A1.3)$$

$$E_y = -\frac{\partial V_1}{\partial y} = -\frac{\alpha}{4(\alpha + 1)} L_s \mu_0 \dot{H}_e \quad (A1.4)$$



$$E_z = -E_y \tan \theta_0 = x \mu_0 \dot{H}_e \quad (\text{A1.5})$$

領域(2)における電界は、

$$E_x = -\frac{\partial V_2}{\partial x} = \frac{\alpha}{4(\alpha+1)} L_s \mu_0 \dot{H}_e \quad (\text{A1.6})$$

$$E_y = -\frac{\partial V_2}{\partial y} = -\frac{1}{8(\alpha+1)} \left[ \alpha(\alpha+2) + \frac{x^2}{y^2} \right] L_s \mu_0 \dot{H}_e \quad (\text{A1.7})$$

$$E_z = E_x \tan \theta_0 = x \mu_0 \dot{H}_e \quad (\text{A1.8})$$

となる。一般に、ツイストピッチ  $L_s$  が断面寸法の  $a_0$  や  $b_0$  に比べて充分に大きいので領域(1), (2)とともに  $|E_x|^2 + |E_y|^2 \gg |E_z|^2$  が成立する。よって、(1), (2)の領域での単位時間当りの結合損失を  $P_{s1}$ ,  $P_{s2}$  [ $\text{W/m}^2$ ] とすると、

$$P_{s1} = \sigma_i |E_y|^2 = \frac{1}{16} \frac{\alpha^2}{(\alpha+1)^2} L_s^2 \sigma_i \mu_0^2 \dot{H}_e^2 \quad (\text{A1.9})$$

となる。また、(A1.7)、(A1.8)を使って、領域(2)内での面積分を行うと、

$$\begin{aligned} P_{s2} &= \sigma_i \int_{s2} \left( |E_x|^2 + |E_y|^2 \right) dS \\ &= \frac{1}{480} \frac{(14\alpha^2 + 40\alpha + 40)\alpha^2}{(\alpha+1)^2} L_s^2 \sigma_i \mu_0^2 \dot{H}_e^2 \end{aligned} \quad (\text{A1.10})$$

となる。ここで、 $\sigma_i$  は多芯線断面内 (x-y 面内) での横方向導電率であり、また  $S2$  は領域(2)の断面積である。多芯線全体の単位時間当りの結合損失  $P_{sr}$  は、

$$P_{sr} = \frac{1}{2} (P_{s1} + P_{s2})$$

$$= \frac{1}{480} \frac{(7\alpha^2 + 20\alpha + 35)\alpha^2}{(\alpha + 1)^2} L_s^2 \sigma_i \mu_0^2 \dot{H}_e^2 \quad (\text{A1.11})$$

となる。

断面が正方形の多芯線の場合、すなわち  $\alpha = 1$  の場合、

$$P_{\text{Sr}} = \frac{31}{960} L_s^2 \sigma_i \mu_0^2 \dot{H}_e^2 \quad (\text{A1.12})$$

となる。

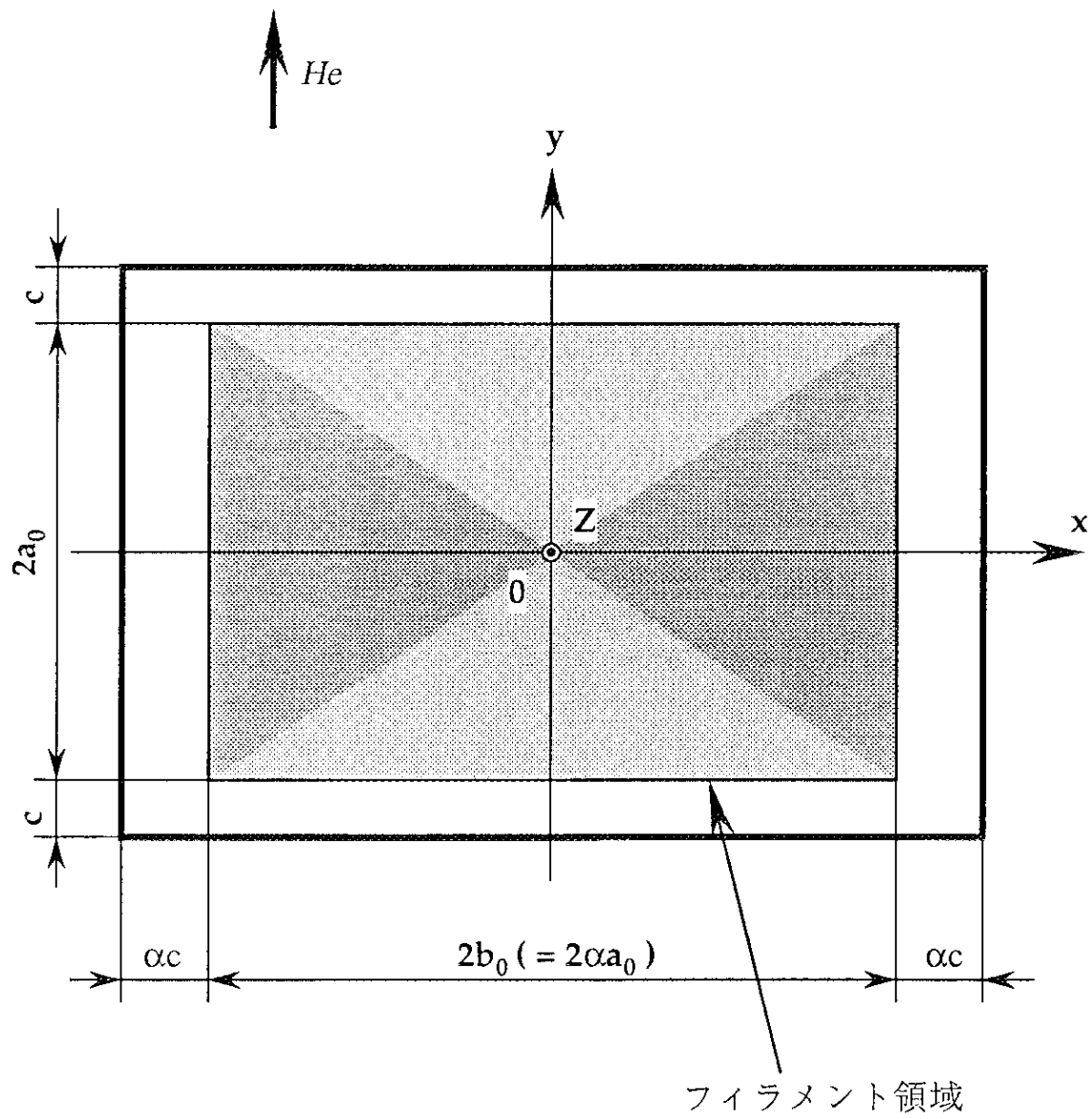


図 A1-1 矩形断面をもつ多芯線

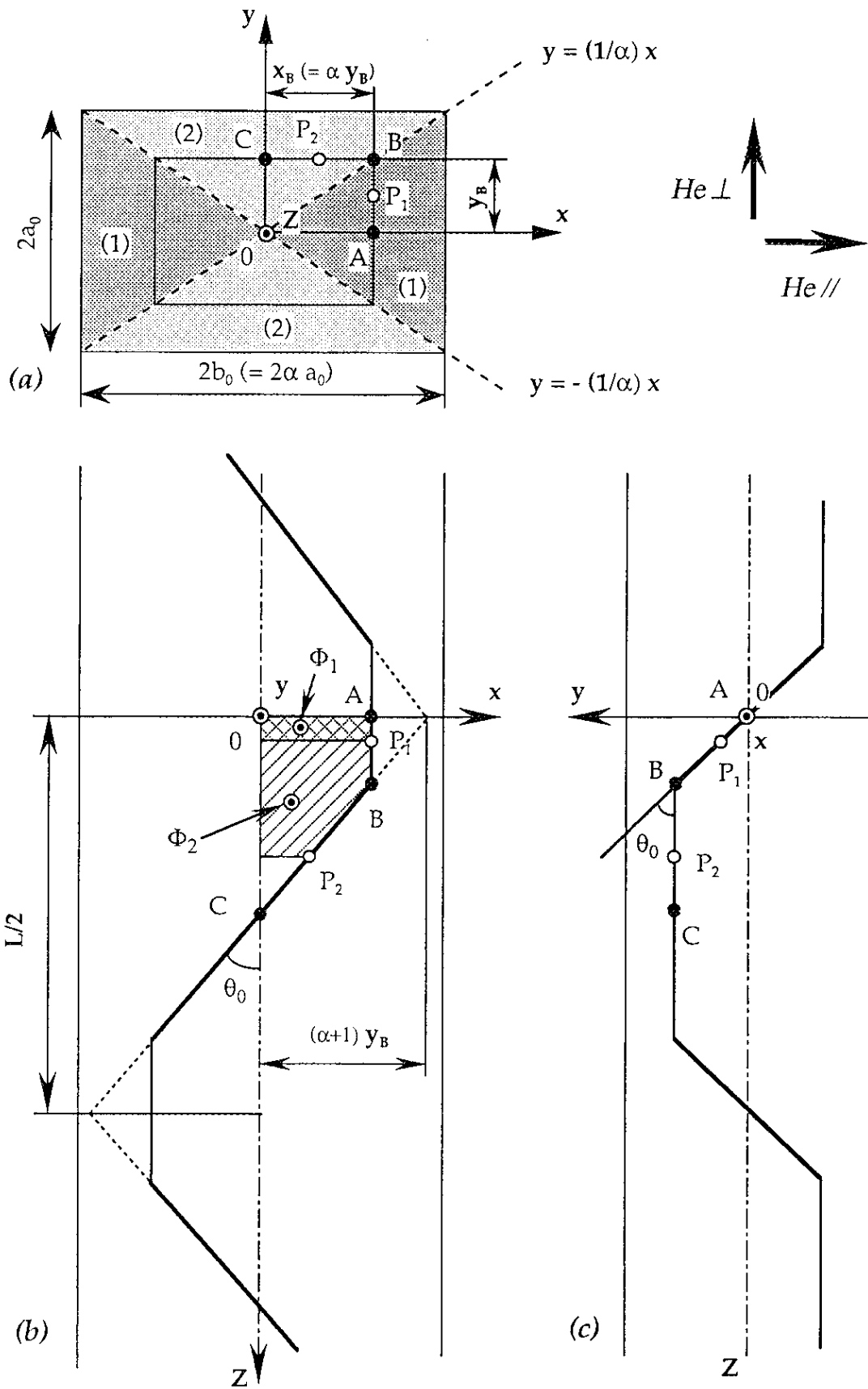


図 A1-2 変動横磁界中の矩形断面内の多芯線内における 1 本のフィラメント

## Appendix.2 ラザフォードケーブルのストランド間結合損失

図7.1(a)に示すようなラザフォードケーブルが変動磁界中におかれた場合について考える。このケーブルピッチは、 $L_c$ でZ撚り（左撚り）である。変動横磁界がケーブル幅広面に垂直に加わったとき、印加磁界を遮蔽するようにストランド間に結合電流が流れ、ストランド間結合損失が発生する。この損失特性を検討するために、まずケーブルを構成する各ストランドの中心のフィラメントによって囲まれる図中のハッチングした部分について考える。ここでストランドの断面は、一辺が $\sqrt{\pi} r_s$ の正方形とする。このハッチングした領域のストランド間結合効果に伴う諸特性は、Appendix.1で議論した矩形断面の多芯線との類似性を考慮すると近似的に評価できる。この部分の縦と横の寸法を、 $2a_0$ および $2b_0$ とし、アスペクト比を $\alpha (=b/a)$ 、 $\alpha_0 (=b_0/a_0)$ と定義する。このとき、 $\alpha = (\alpha_0 + 1) / 2$ という関係がある。なお、 $a_0$ は成形加工前のストランドの半径を $r_s$ とすると、 $a_0 = (\sqrt{\pi} / 2) r_s$ である。

変動磁界として直線掃引 ( $H_e = \dot{H}_e t$ ) を考える。図A1-2との類似性から、図7.1の各ストランド中心のフィラメント位置での遮蔽起電力による電位 $V_{c\perp}$ は、図の上側のストランドに対して、

$$V_{c\perp} = \frac{1}{8(\alpha_0 + 1)} \left[ \alpha_0 (\alpha_0 + 2) a_0 - \frac{x^2}{a_0} \right] L_c \mu_0 \dot{H}_e \quad (A2.1a)$$

$$= \frac{1}{16\alpha} \left[ (4\alpha^2 - 1) a_0 - \frac{x^2}{a_0} \right] L_c \mu_0 \dot{H}_e \quad (A2.1b)$$

となる。ここでは基準電位をx軸とする。このとき下側のストランドに対しては、 $-V_c$ となる。これらに対し、ストランド内の図中上側の最外層フィラメント位置での電位 $V_s$ は(A1.2)式より、 $\alpha_0=1$ として、

$$V_s = \frac{1}{16} \left[ 3 r_{be} - \frac{x_s^2}{r_{be}} \right] L_s \mu_0 \dot{H}_e \quad (A2.2)$$

となる。ここで $L_s$ はストランドのツイストピッチであり、撚り線と同じZ撚り（左撚り）の方

向を正とする。また、 $r_{\alpha}$  は、 $r_b$  を成形加工前のフィラメント束の半径として、 $r_{be} = (\sqrt{\pi}/2) r_b$  で与えられる。 $x_s$  は、各ストランド中心からの  $x$  方向の相対位置座標で、 $x_s = x - x_i$  である。いま簡単のために  $V_s$  を平均値  $\bar{V}_s$  で  $x$  によらず一定とすると、 $\bar{V}_s$  は、

$$V_s = \frac{1}{6} r_{be} L_s \mu_0 \dot{H}_e \quad (A2.3)$$

となる。このとき、図7.1(b) の遮蔽起電力  $V_c - V_s$  と  $-V_c + V_s$  間には一様電流が流れているとすると、この間の等価抵抗  $R$  [ $\Omega m$ ] は  $z$  方向の単位長さ当たり、

$$R = \frac{1}{r_b} \left[ \sigma_0^{-1} (r_s - r_b) + \frac{1}{\sqrt{\pi}} R_c \right] \quad (A2.4)$$

となる。ここで  $R_c$  は接触面抵抗 [ $\Omega m^2$ ]、 $\sigma_0$  は母材の導電率 [ $S/m$ ] である。したがって、単位時間当りのストランド間結合電流による電力損失  $P_{i\perp}$  [ $W/m^3$ ] は、導体面積が  $2\pi(\alpha_0 + 1)r_s^2$  または  $4\pi\alpha r_s^2$  であることを考慮して

$$P_{i\perp} \cong \frac{2}{\pi^{3/2} \alpha r_s^3} \int_0^{\alpha a} \frac{(V_{c\perp} - \bar{V}_s)^2}{R} dx \quad (A2.5)$$

となる。

同様に外部変動磁界をケーブル幅広面に平行に印加したときの結合損失を考える。

遮蔽起電力による電位  $V_{//}$  は、

$$V_{c//} = \frac{1}{8\alpha} x L_c \mu_0 \dot{H}_e \quad (A2.6)$$

となり、

$$P_{i//} \cong \frac{2(2\alpha - 1)}{\alpha \pi r_s^2} \frac{(V_{c//} - \bar{V}_s)^2}{R} \quad (A2.7)$$

となる。

単位体積当りのストランド自体の結合損失  $P_{sr}$  [ $W/m^3$ ] は、

$$P_{sr} = \frac{1}{960} r_r \mu_0^2 \dot{H}_e^2 L_s^2 \left[ 31 r_r \sigma_i + 20 (1 - r_r) \sigma_0 \right] \quad (A2.8)$$

となる。 $\sigma_i$ は、フィラメント束の横方向導電率であるが、ここでは $\sigma_i \equiv \sigma_n$ とする。

磁界印加時のケーブル全体の交流損失とストランド自体の損失比 $P_{rr\perp}$ 、 $P_{rr//}$ は、それぞれ、

$$P_{rr\perp} = \frac{P_{i\perp} + P_{sr}}{P_{sr}} = \frac{1}{24} \frac{1}{(1+k_c)(1-r_r)(11r_r+20)\alpha^2} \\ \times \left[ 3(128\alpha^4 - 80\alpha^2 + 15)L_r^2 - 80\alpha(8\alpha^2 - 3)r_r L_r + 320\alpha^2 r_r^2 \right] + 1 \quad (A2.9)$$

$$P_{rr//} = \frac{P_{i//} + P_{sr}}{P_{sr}} = \frac{5}{6} \frac{1}{(1+k_c)(1-r_r)(11r_r+20)} \frac{2\alpha-1}{\alpha^3} \\ \times \left[ 9L_r^2 - 24\alpha r_r L_r + 16\alpha^2 r_r^2 \right] + 1 \quad (A2.10)$$

となる。但し、 $L_r = L_c / L_s$ 、 $r_r = r_b r_s$ で、 $k_c$ は母材の抵抗に対する接触面抵抗の相対比であり、

$$k_c = \frac{R_c / r_s}{\sqrt{\pi} \sigma_0^{-1} (1-r_r)} \quad (A2.11)$$

である。

## Appendix.3 超伝導成形撚線の安定性の評価

本研究では、交流損失の大きさを決めるメカニズムについて研究してきたが、超伝導成形撚線の実用化を実現するためにはもうひとつの重要な要素—超伝導安定性の確立が必要である。成形撚線の安定性を確立するためには、ストランドの安定性とストランド集合体としてのケーブルの安定性に分類できる。とくに後者は、ストランド間抵抗の大きさが重要であると考えられている。それは、ストランド間抵抗が十分に小さければ、一本のストランドに外部から擾乱が加わり常伝導転移しても接触部を通して他のストランドに電流が再配分され、ケーブル全体がクエンチすることを防止する。そこでここでは、ラザフォードケーブルの安定性についての評価方法を確立するための予備実験を行い、その評価方法の妥当性について検討した。

### A3.1 安定性の評価法

近年、超伝導応用として大規模のマグネットシステム（核融合実験用マグネット、電力貯蔵用マグネット、実証ポロイダルコイル計画、交流発電機等）の実現のために大型導体の開発が行われている [2] [3] [4] [5]。これらの導体は、大電流を流すためにラザフォードケーブルのように多数本のストランドの集合体を撚り合わせた、1次あるいは数次からなる多重撚線になっている。さらに使用される環境は、直流ではなく、準交流的に使われるために本研究の対象となっているラザフォードケーブルと同様に交流損失、安定性の問題を抱えている。

このような大型導体の安定性の評価方法については、いくつかの研究が行われている [2] [6] [7]。これらの方法はどれも導体の周囲及び長手方向に磁束変化を捉えるためのピックアップコイル群を配置し、局所的な電流変化を観測しようとするものである。さらに [7] の文献では、遅い電流変化の現象を捉えるためにピックアップコイルの他にホール素子を使っている。これらのピックアップコイル法の試みは、定性的に現象を説明することはできているが、解析手法がまだ十分に確立されているとは言えない。また、これらの導体はその構造上（CICC, 多重撚線）、直接各ストランドの信号を測定することはできない。

本研究の対象としているラザフォードケーブルはストランドの本数が30本と少ないことと、平角に成形しているためにストランドから直接電圧信号を観測できる構造となっている。しか



し、ストランド表面は絶縁していないので、隣接したストランドが電氣的に短絡した状態であれば、ストランド間の電圧波形の差は見られないことも考えられる。そこで予備実験として、ストランドに電圧端子を取付け、強制的にクエンチを起こさせたときの信号を観測した。図 A3-1 ～ 2 に信号波形を示す。図 A3-1 は電圧端子の中間にヒーターを取付けたストランドの電圧波形である。図 A3-2 は、図 A3-1 のストランドと裏側で交差するストランドの電圧波形である。これらの信号波形を見てわかるようにヒーターを取付けたストランドでは常伝導領域が発生しても直ちにストランド上を伝播するのではなく、階段上に電圧が上昇していく。これはこのストランドに流れている電流が裏側の交差するストランドに次々に移っていく様子を表している。さらに裏側のストランドにも電圧の異なる波形が観測できている。

以上のようにストランドに電圧端子を取付ければそのストランドの常伝導領域の伝播の様子が観測できることがわかった。従って電圧端子を  $1/2 \sim 1$  ピッチの範囲でストランドに取付ければ、ストランド間の接触部を介した常伝導領域の伝播の様子を捉えることが期待できる。

## A3.2 実験装置

実験装置の全体図を図A3-3に示す。

ケーブルサンプルは、異なる接触抵抗を持ったケーブル（A：銅マトリックス、B：銅マンガン合金バリアー、キュアリング条件： 230℃ 10 min.）を2本用意した。これらのケーブルのストランドに電圧タップを片面16箇所、反対の面に24箇所取付けた（図A3-4）。常伝導を発生させるヒーターは、1本のストランド表面に直接カーボンペーストを塗布し、電流端子を接続した（図A3-5）。ケーブル全体はGFRPでできたフォルダーに収納するため断熱の効果が期待できるので、供給した電力の大部分が直接ストランドに熱入力される [8]。

このケーブルを1サンプル当り32個、合計64個のピックアップコイルをセットしたGFRP製のフォルダーに収納する（図A3-6）。これらのピックアップコイルは、ストランドに取付けたヒーターを中心にして1/2 ケーブルピッチ間隔で1セット8個のコイルが4セット配置されている。

2本のケーブルの両端を半田により接続した後、最大 8 Tesla 発生できるスプリット型超伝導マグネットの中心にセットする。

サンプル、実験装置の概観を図 A3-7 (a) ～ (f) に示す。

### A3.3 実験結果

図A3-8に8Tの磁場中で3kA通電した状態で、ストランド1本にパルス幅10 ms、130 mJの熱入力を与えたときの各ストランドの電圧波形を示す。左側(a)図は、ヒーターを取付けた側のストランドの電圧波形を示し、(b)はヒーターと反対側のストランドの電圧波形を示す。縦軸は発生電圧、横軸に時間軸をとり、ストランドが並んでいる順番に右側に電圧波形を並べた。(a)のストランド番号1にヒーターが付いている。

1番で発生した常伝導領域は、隣接した2、3、4、5番のストランドへと常伝導が伝播しているが、一度発生した電圧の立ち上がりは途中停止あるいは低下した後、上昇している。また、ヒーターと反対側のストランドへはヒーター入力時間から遅れて、5、6番のストランドから電圧が発生し、常伝導領域が両側へと拡大している。その電圧波形はいずれも階段上に上昇している。

図A3-9はA3-8と同じ環境下、パルス幅で10 mJのヒーター入力した結果である。このとき、電圧はヒーター側とその反対側で発生しているが常伝導領域は伝播せず、超伝導状態に復帰している。この後、ヒーター入力を20 mJに増加し、同じ実験を行った。図A3-10に結果を示す。熱入力したストランドの発生電圧は小さく、逆に反対側のストランドから電圧が発生し常伝導領域が伝播している。この熱入力したストランドには電流がほとんど流れていないことを示している。

このように常伝導領域の伝播には2つのパターンがあることがわかる。ひとつは常伝導領域がストランドに次々と伝わっていく第1段階、これはヒーター入力が130 mJの場合20 ms、20 mJの場合30 msの時間で終了する。この後、各ストランド毎に常伝導領域が成長していく第2段階に移行する。

図A3-11、12に7 T、3kAの印加磁場、電流の条件下での銅マトリックス、銅マンガン合金バリアーケーブル（キュアリング条件は230℃, 10min.）の常伝導伝播領域の様子を示す。これらの試料のストランド間抵抗は表4-1に示したように銅マトリックスでは、 $4.8 \mu\Omega$ 、銅マンガン合金では $217.8 \mu\Omega$ である。この図から、常伝導領域の伝播の様子がこの2つの試料間で明らかに異なり、その違いには次の2点がある。

(a) 第1段階の常伝導領域が各ストランド間に伝播する時間が銅マンガン合金バリアーケーブルの方が長い。

(b) 第2段階での常伝導領域が成長していく発生電圧は、銅マトリックスの場合は、ほぼ均一であるが、銅マンガ合金バリアーの場合はストランド間でばらつきが大きい。各ストランド間に取り付けた電圧タップ間の長さはほとんど同じため、このばらつきは各ストランドに流れている電流の差が現れている、と解釈できる。

図A3-13 に銅マトリックスと銅マンガ合金バリアーのケーブルを230℃, 10min. の条件でキュアリングした試料にヒーター入力を与えたときの、入力エネルギーとクエンチ電流の関係を示す。この試料のストランド間抵抗は表4-1に示したように銅マトリックスでは、 $4.8 \mu\Omega$ 、銅マンガ合金では  $217.8 \mu\Omega$  である。

図ではクエンチした場合とクエンチしない場合の両方の現象をプロットしているが、明らかに銅マンガ合金バリアーのケーブルの方が小さなエネルギーでクエンチする、すなわち安定性が低いことがわかる。

#### A3.4 今後の課題

ラザフォードケーブルのストランドに電圧端子を設けることでケーブルの内部の常伝導領域の伝播の様子を可視化することができた。この実験データをもとにピックアップコイル群のデータから電流分布の変化を導き出すことができれば、ケーブル内の電磁現象を詳細に説明することが可能となる。

今回の電圧端子群のデータから、銅マトリックス及び銅マンガン合金バリアーという接触抵抗（crossover resistance）の大きさが異なるケーブルの常伝導領域の伝播の様子を観測し、ストランド間抵抗の大きさによってその様子が異なることがわかった。

このようなデータが揃えることができれば、ラザフォードケーブルに加わった擾乱による常伝導伝播の様子及びストランドに流れる電流の分流現象をシミュレーションしたモデルの検証が詳細に可能となる。そして、ラザフォードケーブルに限らず、その他の多数のストランドから構成される撚線導体のシミュレーションモデルの構築に大きく貢献することが期待できる。

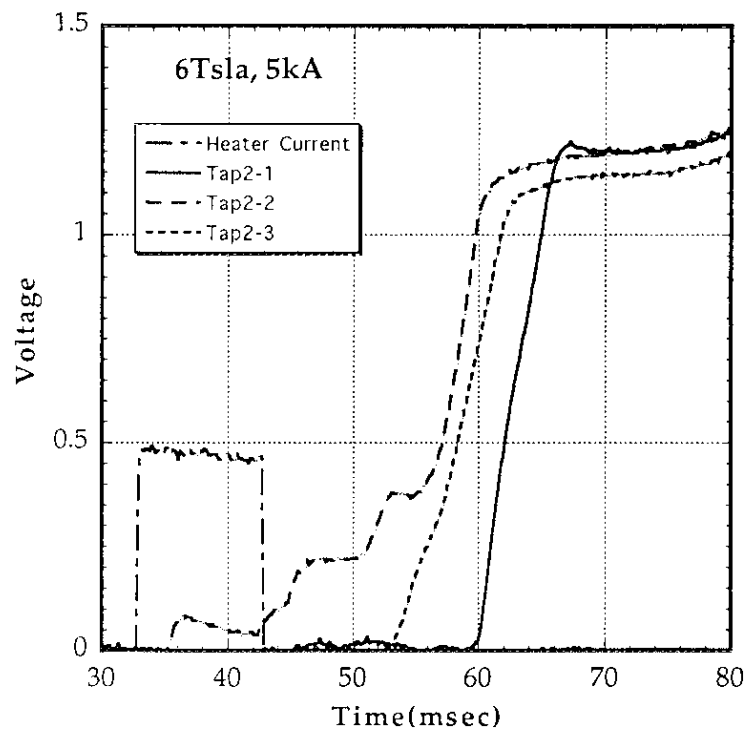


図 A3-1 常伝導領域の伝播の様子 (1)

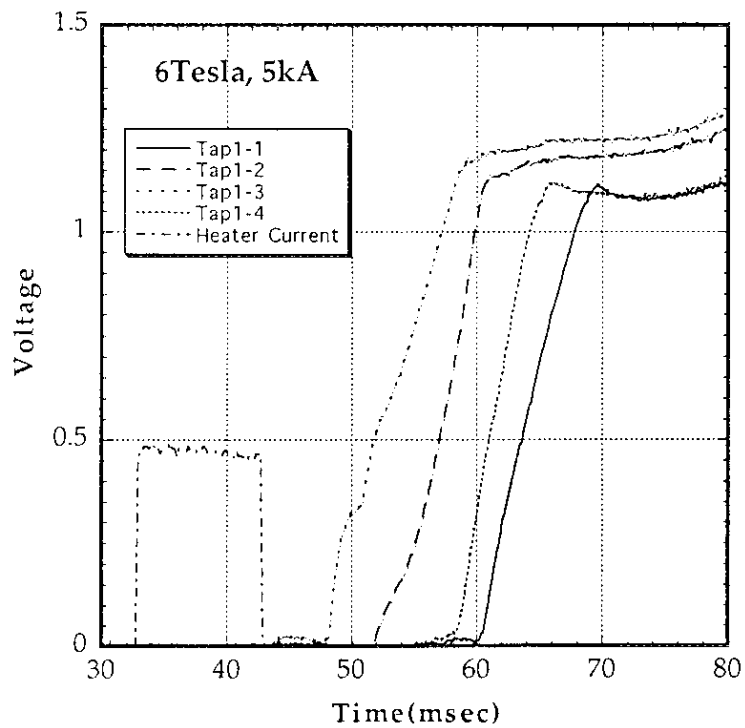


図 A3-2 常伝導領域伝播の様子 (2)

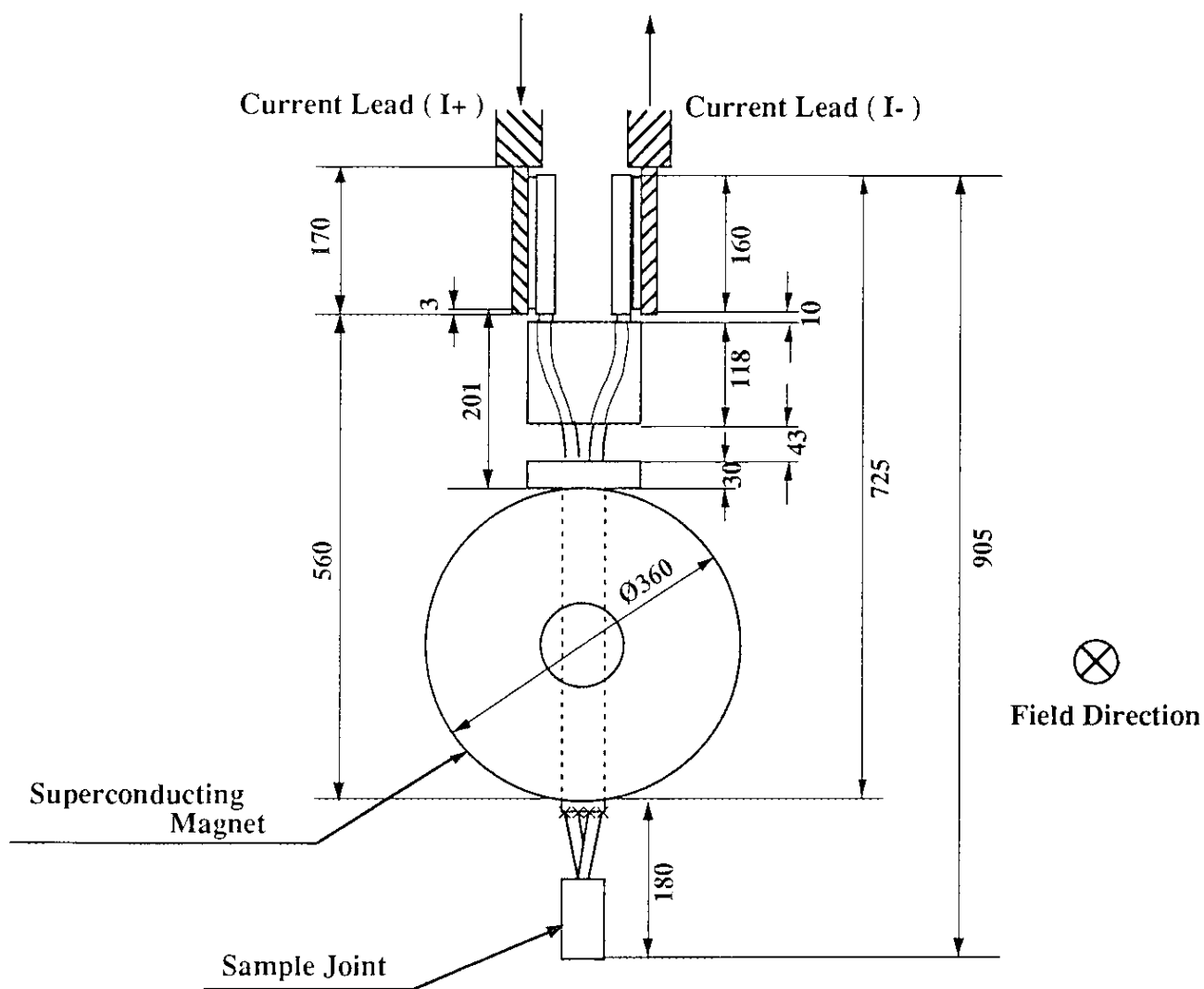


図 A3-3 実験装置 (マグネット周辺部)

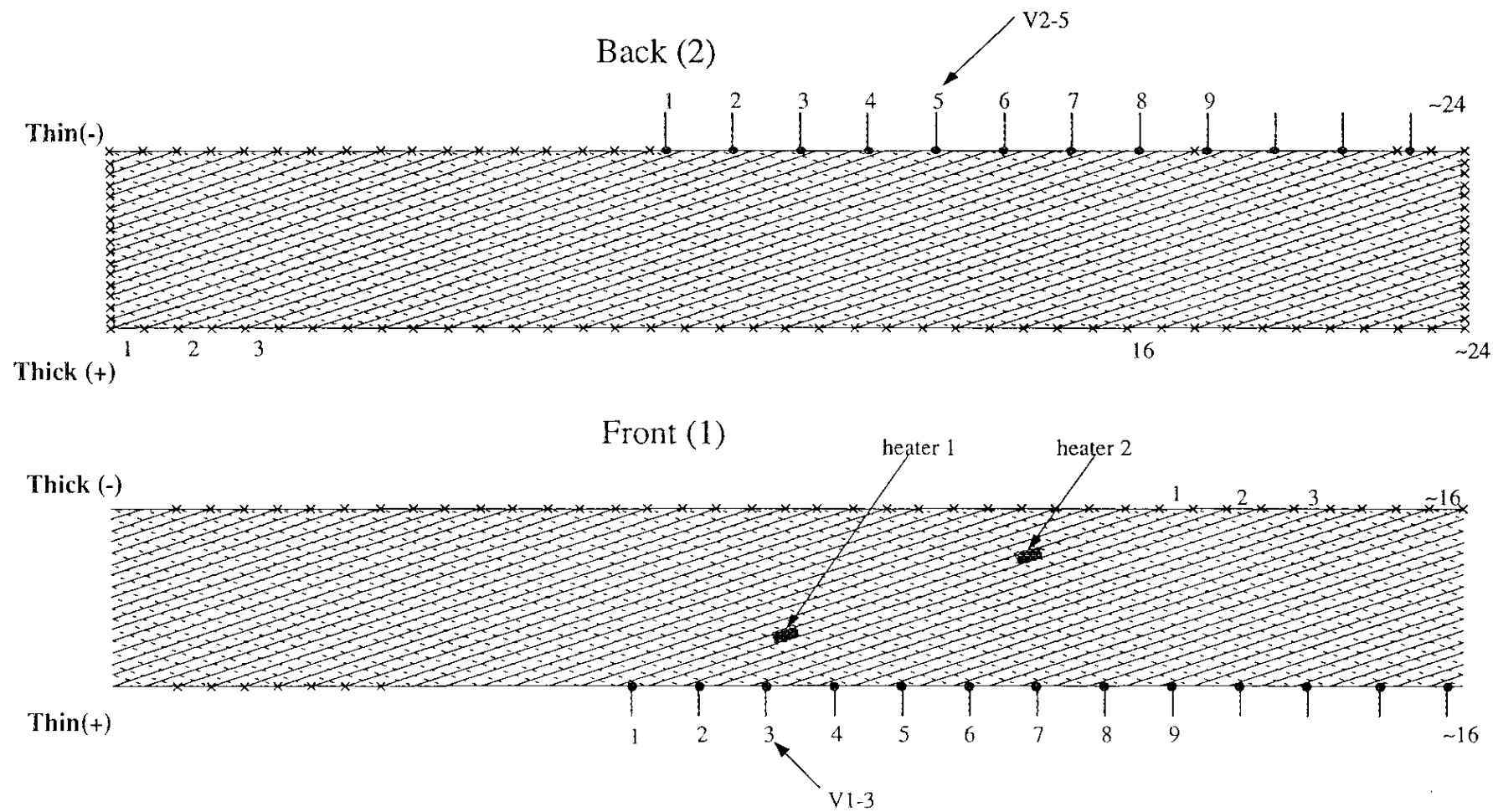


図 A3-4 電圧端子、ヒーター配置図



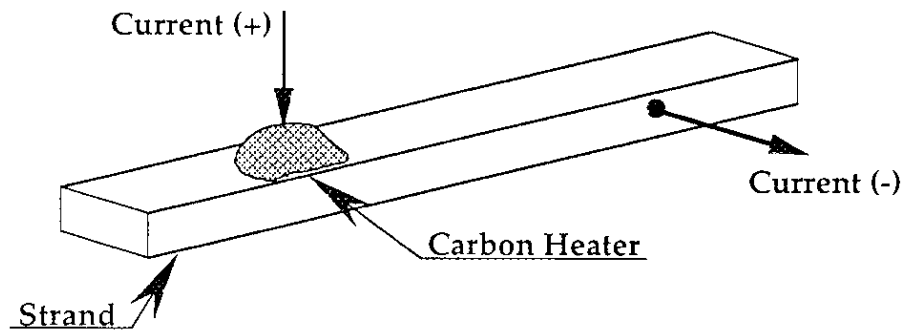


図 A3-5 スポットヒーター

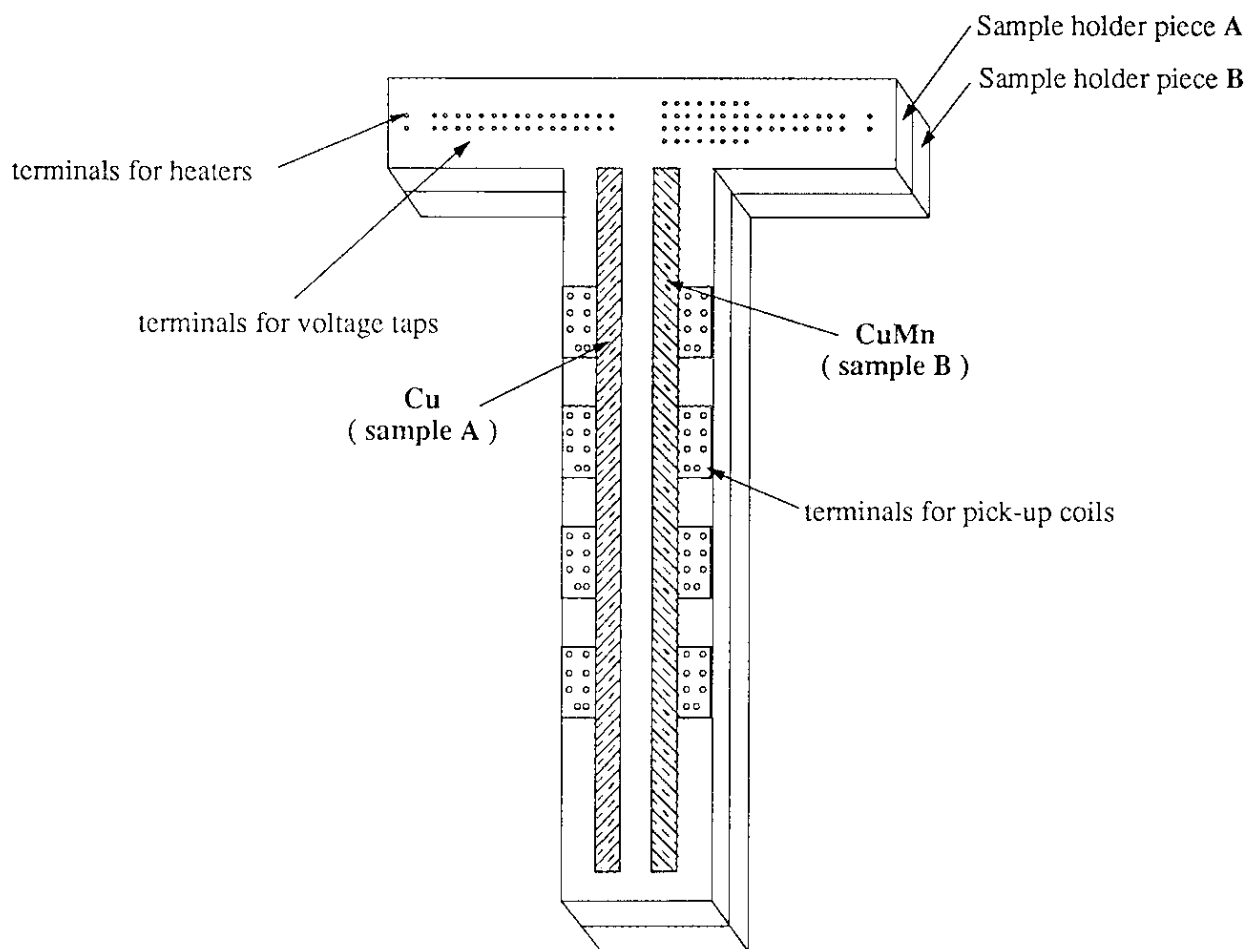
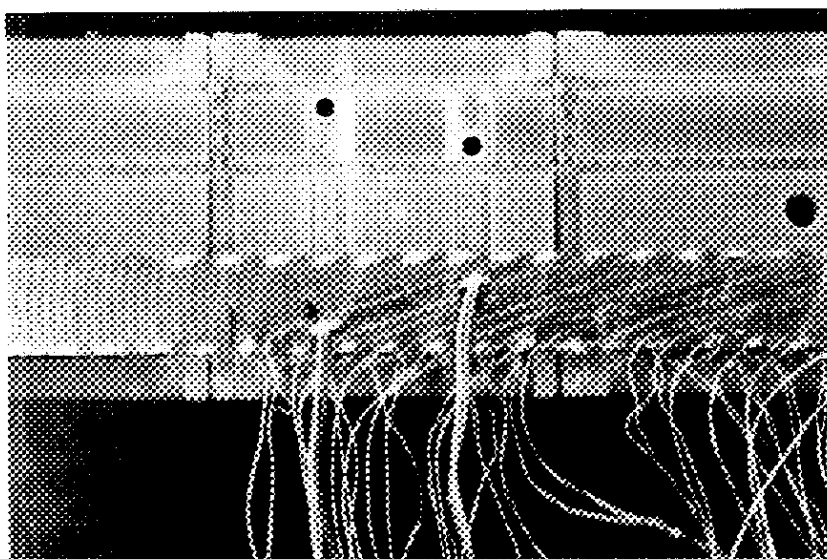
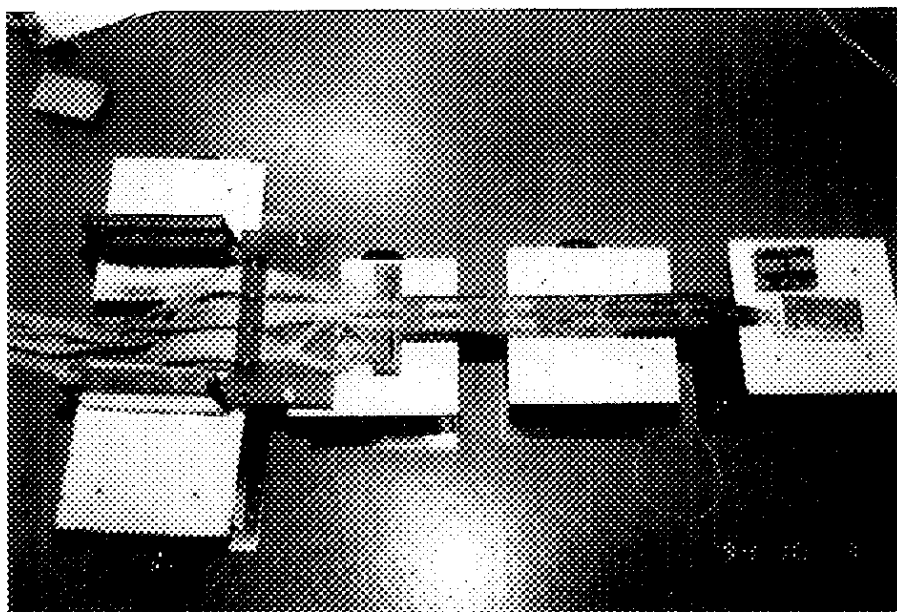


図 A3-6 サンプルホルダー概観

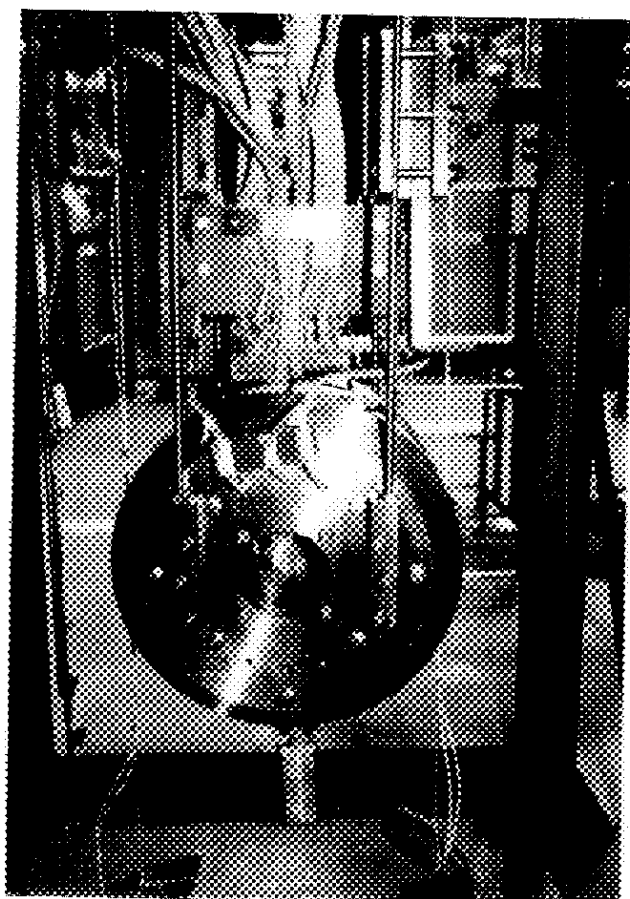


(a) 電圧端子群とスポットヒーター

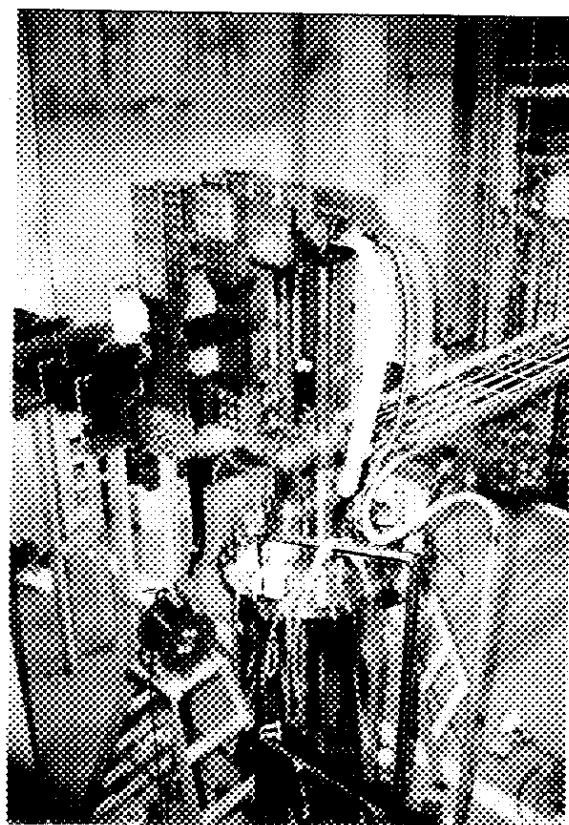


(b) ケーブルサンプル概観

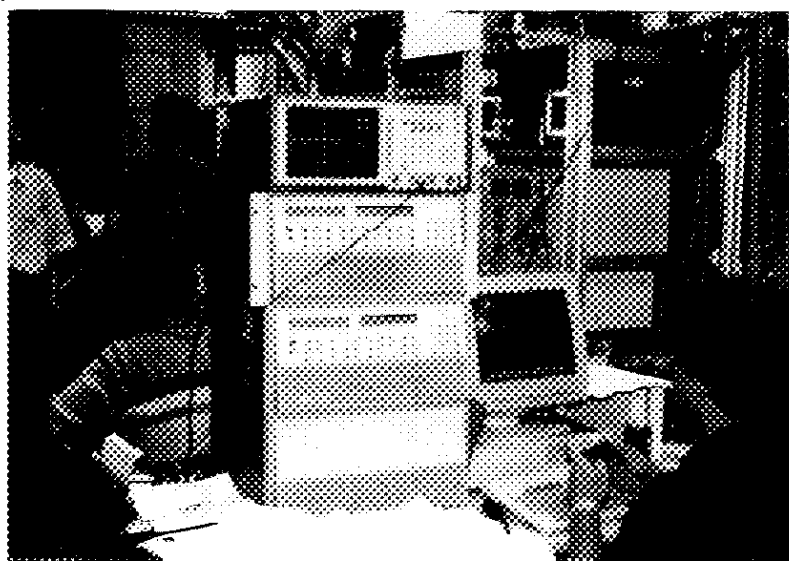
図 A3-7 実験装置概観



(c) マグネットとサンプル

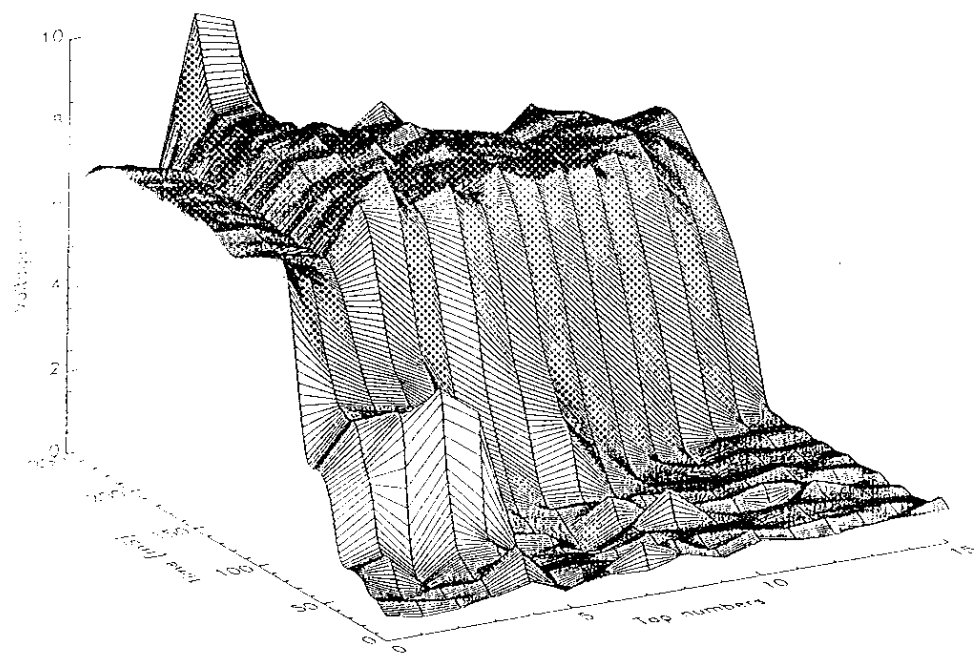


(d) クライオスタット周辺

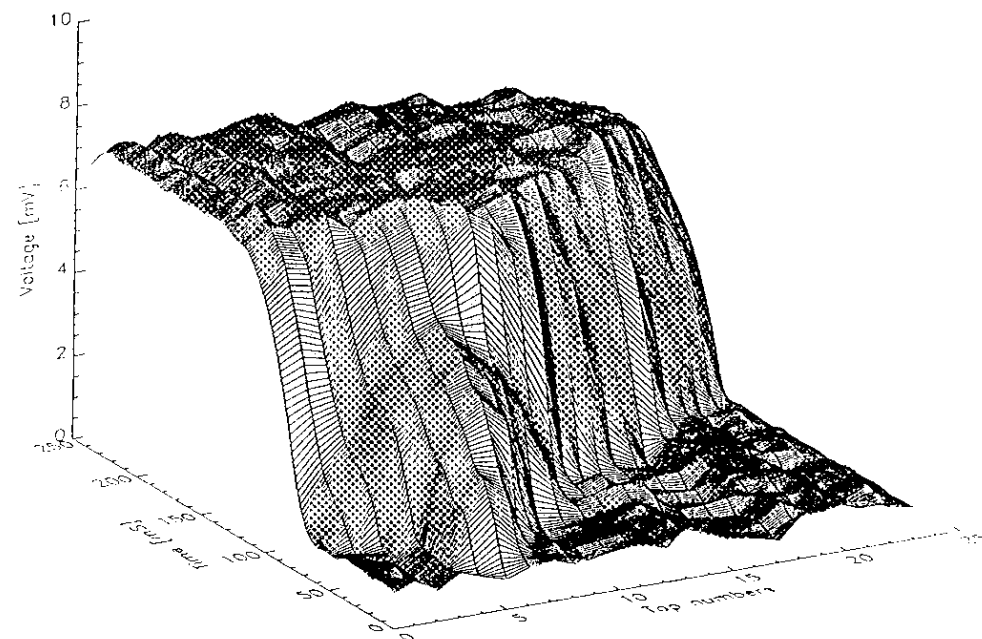


(e) データ収集装置

図 A3-7 実験装置概観

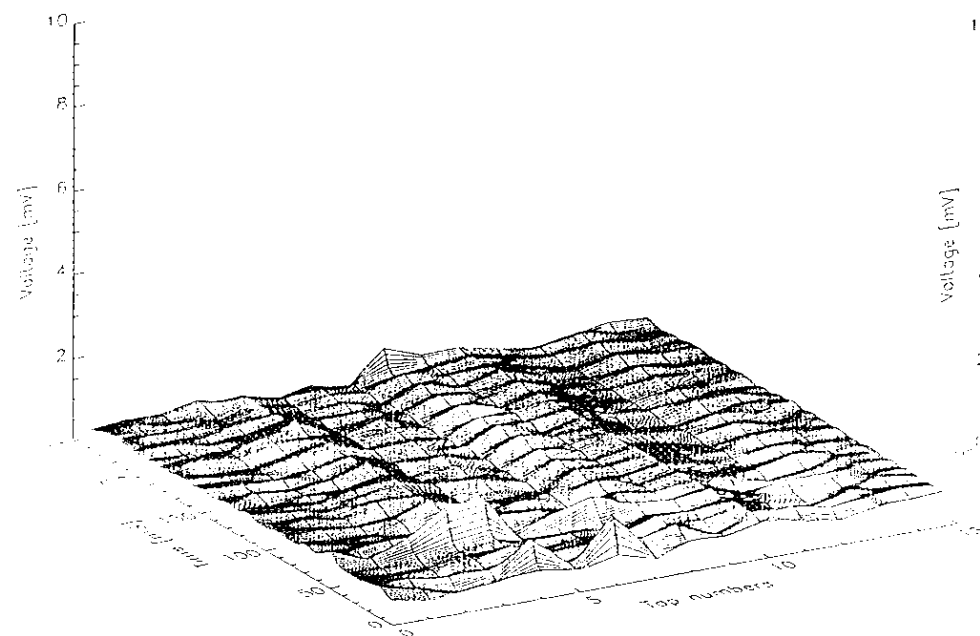


(a)

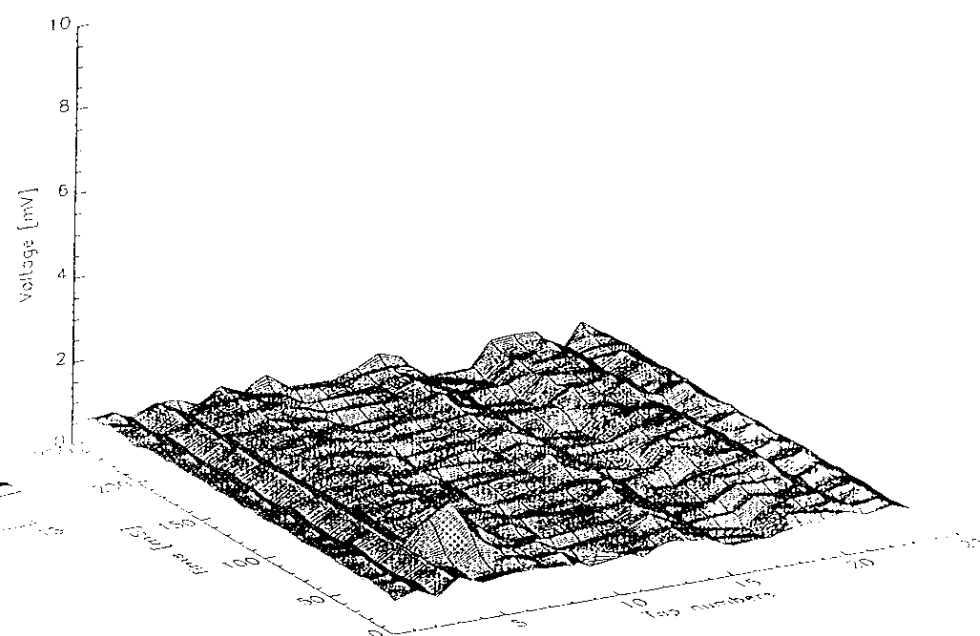


(b)

図 A3-8 ヒーター入力 (130mJ, 10ms) 時の常伝導領域伝播の様子: 8T, 3kA

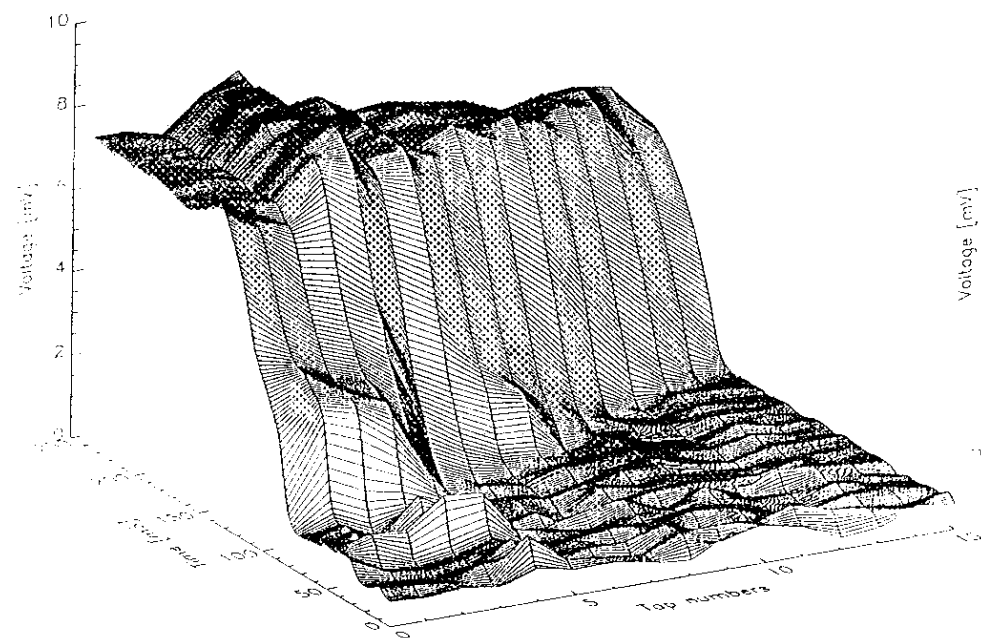


(a)

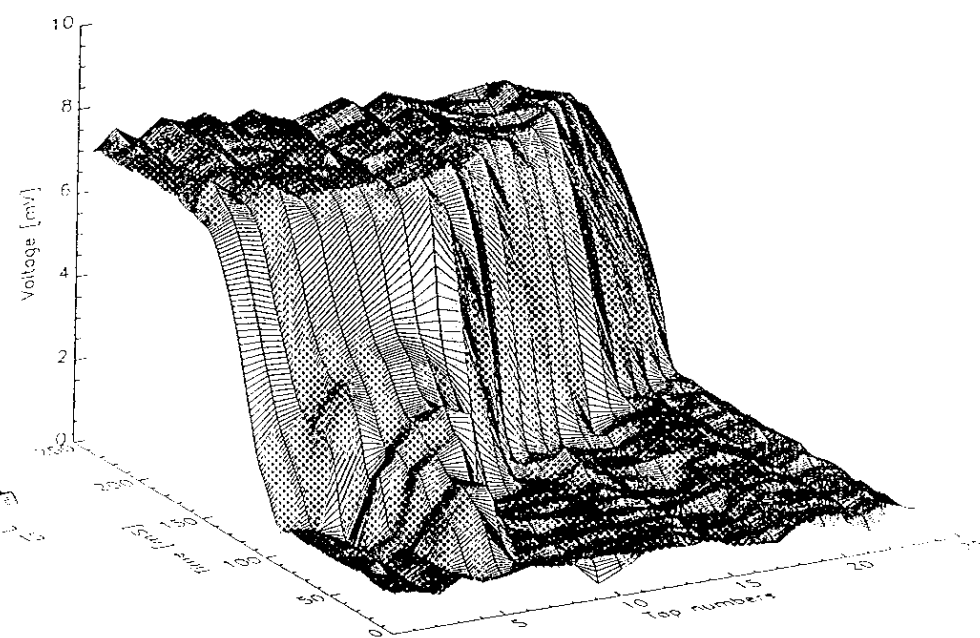


(b)

図 A3-9 ヒーター入力 (10mJ, 10ms) 時の常伝導領域伝播の様子: 8T, 3kA

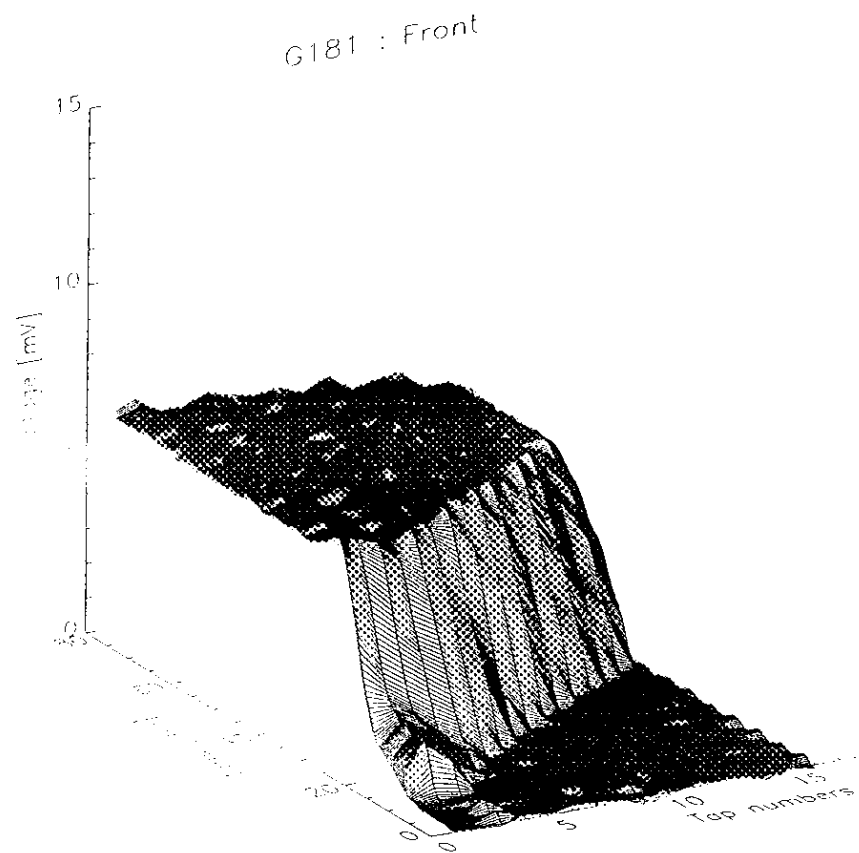


(a)

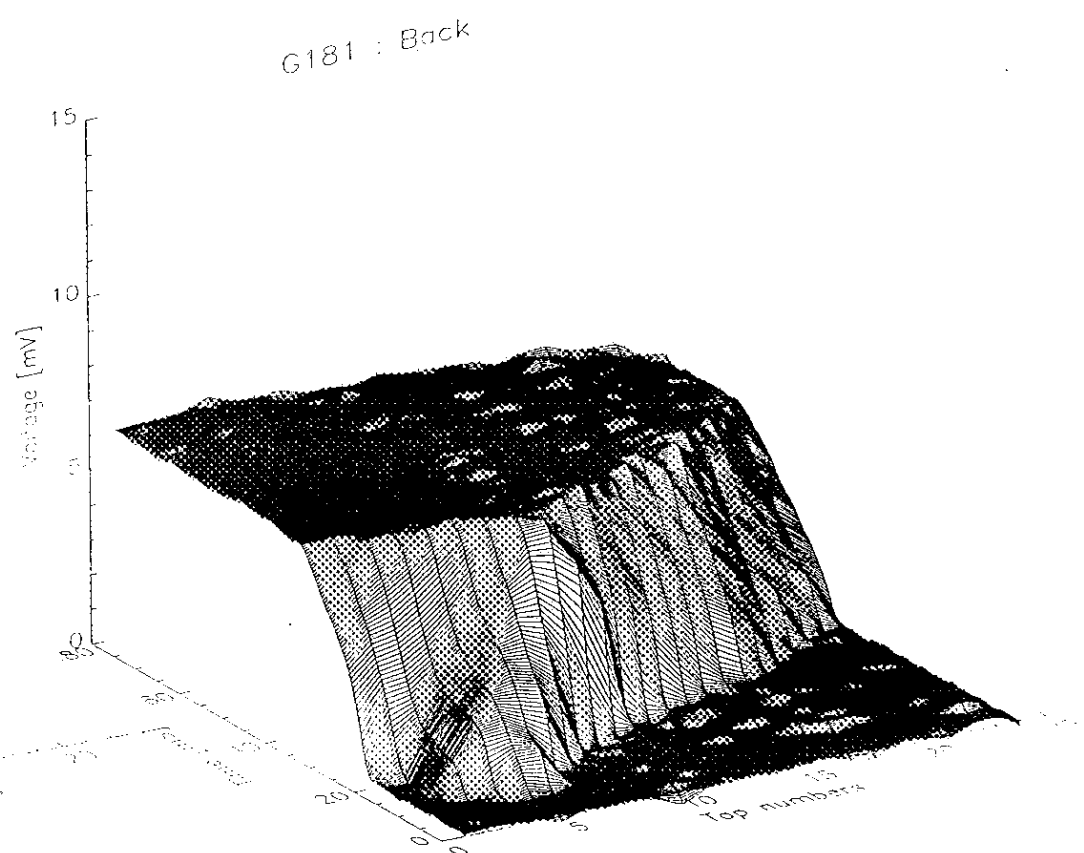


(b)

図 A3-10 ヒーター入力 (20mJ, 10ms) 時の常伝導領域伝播の様子: 8T, 3kA

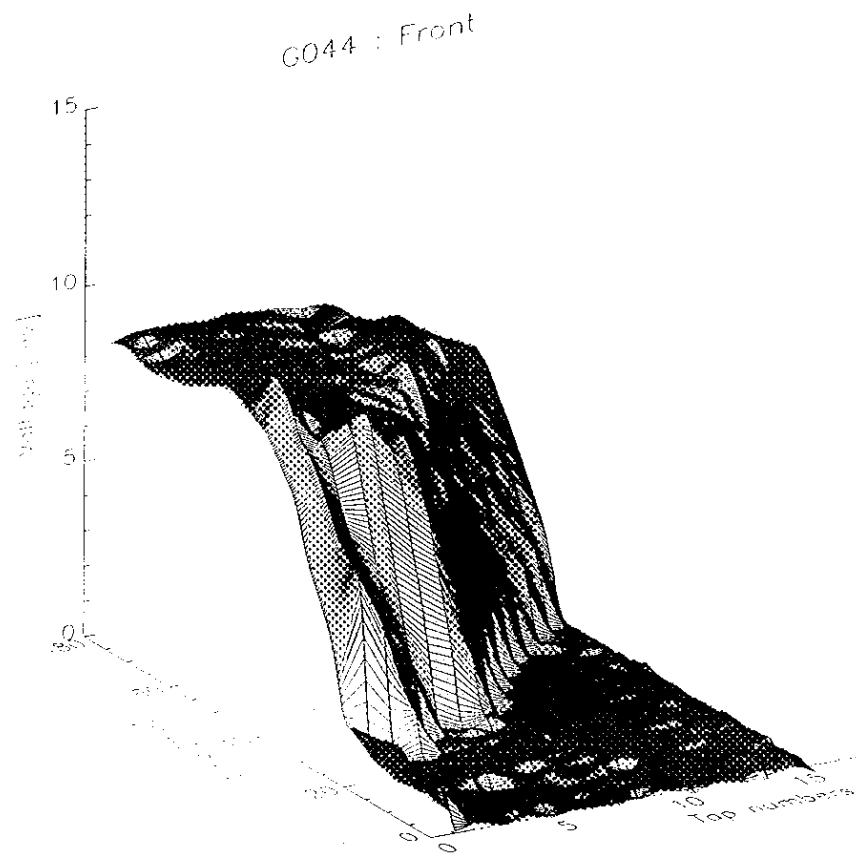


(a)

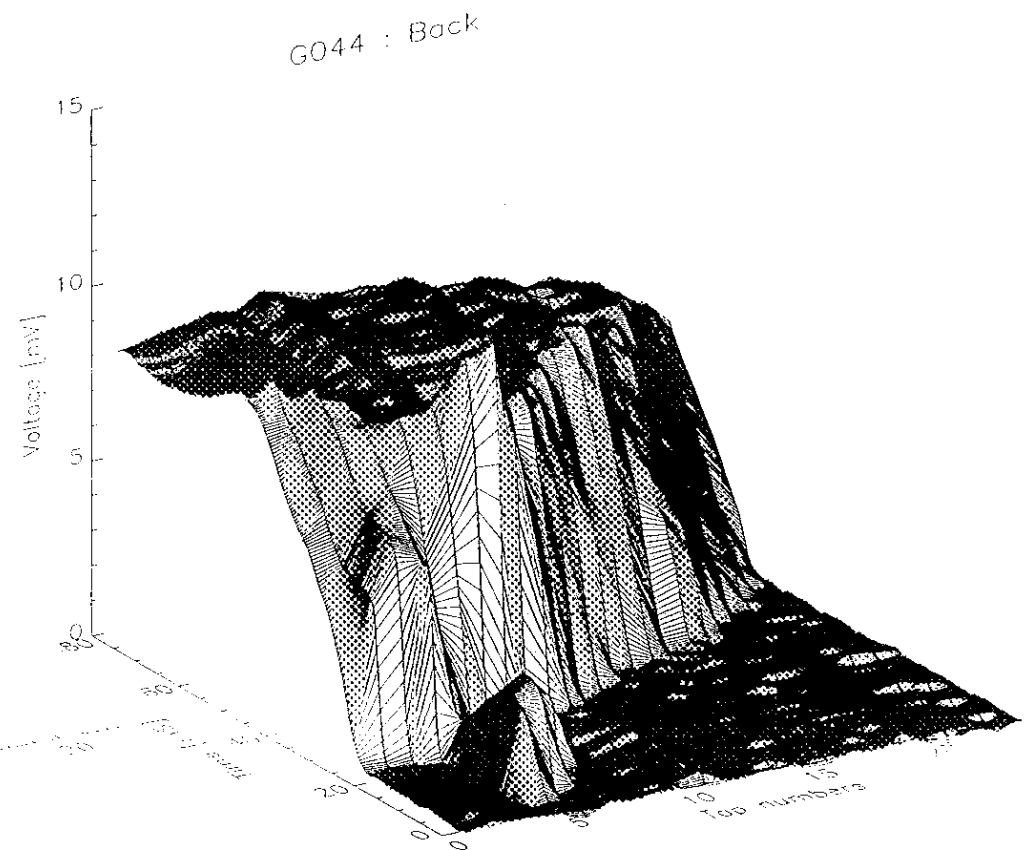


(b)

図 A3-11 ヒーター入力 (11mJ, 10ms) 時の銅マトリックスケーブルの常伝導領域伝播の様子 : 7T, 3kA



(a)



(b)

図 A3-12 ヒーター入力 (36mJ, 10ms) 時の銅マンガン合金バリアーケーブルの常伝導領域伝播の様子: 7T, 3kA



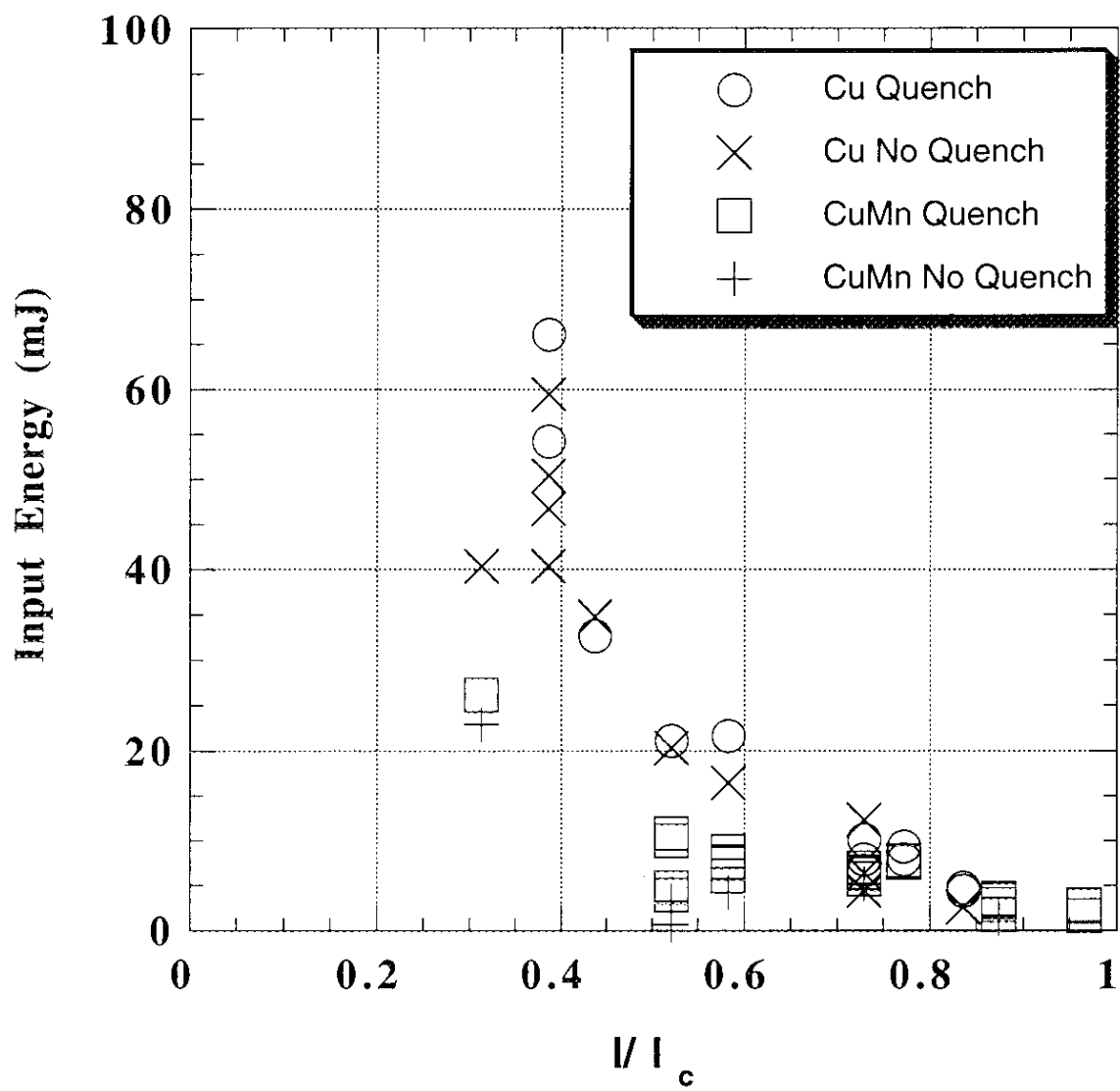


図 A3-13 ヒーター入力エネルギーとクエンチ電流

## Appendix 参考文献

1. 船木和夫、住吉文夫：“超伝導材料工学の基礎（多芯線と導体）”、産業図書、平成7年春出版予定
2. F.Sumiyoshi et al., IEEE Trans. Appl. Superconductivity, 3 (1993) 476.
3. K.Takahata et al., IEEE Trans. Appl. Superconductivity, 3 (1993) 511.
4. N.Koizumi et al., "Experimental results on instability caused by non-uniform current distribution in the 30 kA NbTi Demo Poloidal Coil (DPC-U) conductor", Cryogenics, vol. 34, No.2 (1994) pp.155 - 162.
5. N.Higuchi et al., "Recent Progress of Development of 70MW Class Superconducting Generators", IEEE Trans. Appl. Superconductivity, 3 (1993) 369.
6. S. Kawabata et al., Cryogenics, vol. 34, No.4 (1994) pp.293 - 301.
7. V.S.Vysotsky et al., presented at the ASC '94, Boston, 1994.
8. 妹尾他, "超電導線の最小クエンチエネルギー測定法（2）”, 第47回春季低温工学・超電導学会講演予稿集、(1992) 140.