

大型超伝導コイルの安定性と絶縁に関する研究

星 野 昌 幸

博 士 (工 学)

総 合 研 究 大 学 院 大 学

数 物 科 学 研 究 科

核 融 合 科 学 専 攻

平 成 6 年 度

(1 9 9 4)

目次

1. 序論	1
1. 1 大型超伝導コイルの現状と技術課題	2
1. 2 撚線導体	5
1. 3 コイル保護と絶縁	8
2. 電流転流現象	11
2. 1 はじめに	11
2. 2 実験装置および実験方法	13
2. 2. 1 測定試料	13
2. 2. 2 ピックアップコイル	16
2. 2. 3 ヒーター	16
2. 3 実験結果	20
2. 3. 1 電流転流	20
2. 3. 2 擾乱量依存性	24
2. 3. 3 偏流の影響	30
2. 4 電流転流数値計算モデル	32
2. 4. 1 数値計算モデル	32
2. 4. 2 数値計算手法	33
2. 4. 3 物性値	35
2. 5 電流転流への電磁気拡散および熱拡散の影響	40
2. 6 結論	51
3. 撚線安定性	53
3. 1 はじめに	53
3. 2 擾乱時間の影響	53
3. 3 冷媒状態による影響	59
3. 4 偏流による安定性マージンの変化	64
3. 5 超伝導撚線安定性への電流転流現象の影響	65
3. 6 結論	66
4. ヘリウムの絶縁破壊電圧	67
4. 1 はじめに	67
4. 2 ヘリウム特性	67
4. 3 実験装置	71
4. 4 実験結果	74
4. 5 飽和超流動コイル絶縁設計への適用	80
4. 6 結論	81
5. 結言	83
5. 1 研究成果	83
5. 2 今後の課題と展望	84
謝辞	85

第1章 序論

大型超伝導コイルには多くの要件があるが、通常状態の性能維持力である安定性と異常時の安全性の両面より考える必要がある。そこで、本研究では安定性と安全性の両面よりそれぞれ以下に示す研究を行ない、大型超伝導コイルの開発促進に役立てることを目的としている。

超伝導コイルの安定性面としては超伝導状態の維持が重要である。大型超伝導コイルでは工学的な要求より超伝導撚線導体が用いられる。超伝導撚線導体は、モノリシック導体と異なり超伝導素線間の電流および熱の移動が発生する（電流転流現象）。したがって、超伝導安定性を考える上で、この超伝導素線間の電流転流現象を考慮する必要がある。しかし、超伝導素線間に電気コンダクタンスを持つ超伝導撚線内の電流転流現象の実験は少ないため、その特性も十分に明らかでなく、超伝導安定性への影響も明確でない。そこで、本研究では超伝導素線を2本撚りした超伝導撚線の超伝導素線間の電流転流をピックアップコイルを用いて測定し、電流転流現象の基本特性を明らかにした。そして、電流転流現象の超伝導撚線安定性への影響を研究した。

一方、超伝導コイルの安全面では、超伝導コイルがクエンチした時の保護が重要である。直流超伝導コイルは通常の運転では数十Vの電圧しか発生しないが、クエンチ時には数千V以上の電圧が発生する。一般に超伝導コイルの絶縁構造体の耐電圧は50kV/mmと大きいですが、冷媒と絶縁媒体の両面に用いられることの多いヘリウムは室温大気圧で0.5kV/mm程度と耐電圧が低い。また、飽和超流動ヘリウム状態近傍のガスヘリウム状態もヘリウムの密度が小さいため常温のヘリウムと同様に絶縁破壊電圧が低いと推定されているが、この状態のヘリウムガス絶縁破壊電圧を測定した例はほとんどない。ところで、超流動ヘリウム冷却は導体温度が低くなるため、臨界電流や臨界磁界が高くなり高磁界が得やすいなど大型超伝導コイルにおいても超流動ヘリウム冷却が開発され実用化されてきている。したがって、飽和超流動ヘリウム状態近傍の低温低圧状態のヘリウムガスの絶縁破壊電圧を調べることは急務である。特に、沿面絶縁破壊電圧は実際のコイルを設計する上で重要である。その理由は、一般に沿面絶縁破壊電圧は気体または液体の絶縁媒体の絶縁破壊電圧よりも小さいことが多く、超伝導コイル内には硝子エポキシ積層板（GFRP）沿面絶縁部が多くあるためである。そこで、本研究ではGFRPスペーサを持つ平板電極を用いて飽和超流動ヘリウム状態近傍のガスヘリウム状態の絶縁破壊電圧を測定し、ガスヘリウム絶縁破壊電圧特性と沿面絶縁破

壊電圧特性を調べた。

1. 1 大型超伝導コイルの現状と技術課題

現在、超伝導の応用分野は、産業分野、物理研究、核融合、エレクトロニクス分野など多岐に渡っている。SQUID磁力計や超伝導コンピュータの様にジョセフソン効果を応用した機器もあるが、多くの機器が超伝導性（抵抗零）を利用している。超伝導線は抵抗がないため、損失なしに直流電流を流すことができる。超伝導ケーブルなどは、この超伝導の低損失を積極的に利用した例である。また、通常の導体は抵抗発熱のため電流密度を高くすることが困難である。超伝導では、発熱による問題がないため通常導体に比べて高電流密度にすることができる。コイルの様に導体が密接している場合には通常導体では熱の除去が一層問題になり、超伝導線を用いる利点が多くなる。超伝導線をマグネットあるいは電磁作用のコイルとして応用する機器は多い。NbTi極細多芯超伝導線が開発されたことによって、超伝導コイルが実用されるようになった。核磁気共鳴現象を用いて人体の断層像を可視化するMRI装置のマグネットや半導体結晶引き上げ時に半導体融液の対流を磁場で抑えることによって結晶化の高品質化を図るためのマグネットなどは低温工学あるいは超伝導コイルの専門的な技術者なしに実用的に運用されている。

超伝導マグネットは、電流を流すために超伝導導体を極低温に冷却する必要がある、断熱構造が不可欠である。断熱構造にするためにはある程度大きな容積が必要なため、小型コイルでは常伝導コイルと比べ、超伝導コイルは全体として大きくなりやすい。高磁界が必要な場合を除いて小型超伝導コイルの用途は少ない。これに対して、大型超伝導コイルでは高電流密度化できることが有利に働き、常伝導コイルに比べて超伝導コイルはコンパクトになる。高磁界が得られることと合わせて、大型機器で超伝導コイルの有用性は高いと言える。超伝導の応用される大型機器としては、磁気閉じ込め型核融合機器、MHD発電⁽¹⁾⁽²⁾、超伝導エネルギー貯蔵⁽³⁾、発電機、電動機、加速器用磁石、素流子計測用ソレノイドコイル、磁気浮上鉄道、電磁推進船等がある。

超伝導線は交流損失があるため直流で使われることが多い。ところが $1\ \mu\text{m}$ 以下の超伝導フィラメントをCuNiマトリックスに埋め込んだ超伝導線が開発されたことにより、商用周波数の交流を超伝導線に通電することが可能となった。そこで、完全超伝導発電機、超伝導変圧器、超伝導限流器などが精力的に研究

されるようになった。

このように、超伝導の応用は様々な分野に渡っている。しかし、冷却効率や断熱スペースなどを考えると、超伝導の利点が十分に生かされるのは中型程度より大きい直流超伝導マグネットであると考えられる。現在の超伝導技術開発の牽引力となってきたのも、まず、MHD発電に始まり、核融合、加速器であり、そしてタービン発電機などの大型機器直流マグネットの開発であると考えられる。

各応用機器固有の開発課題があるが、ここでは大型超伝導コイル共通の問題について考える。大型超伝導コイル、特に強磁場マグネットとして用いられる場合は超伝導コイル内に膨大な磁気エネルギーが蓄積されている。この磁気エネルギーによって、超伝導コイル内には強大な電磁力が加わることになる。また、蓄積エネルギーの少ない場合であっても、コイル断面内の全電流量は強大となるため、この電流が電流中心に向かって収縮する電磁力も強大である。このように、大型超伝導コイル内に発生する強大な電磁力を支える構造を開発することがひとつの課題だが、この課題については他の研究に譲る。

大型超伝導コイルがクエンチした場合、超伝導コイルで大量の蓄積エネルギーと液体ヘリウムが失われるばかりでなく、超伝導コイルが消磁され応用大型機器が運転を停止することによる被害は甚大なものになる。そのため、大型超伝導コイルではより一層擾乱に対して安定であることが要求される。クエンチの発生要因としては、導体の動きによる摩擦発熱、含浸材のクック発生に伴うエネルギー解放、冷媒供給不良などの冷却不足、電磁波や中性子入力による発熱、電流変化や磁界変化に伴う交流損失などが考えられる。電磁波や中性子入力に対しては、クライオスタットで対策する項目であり、冷却不良もクライオスタットおよび冷媒供給側の対策であるので、本研究では扱わない。

大型超伝導コイルがクエンチした場合に、焼損などの重大事故にならないように超伝導コイルの安全性を確保する必要がある。超伝導コイルがクエンチした場合には、超伝導コイル内でのジュール発熱による温度上昇が起きる。この温度上昇を抑えるために電流を遮断しなければならない。電流遮断を行なうには超伝導コイル内に蓄積された磁気エネルギーを放出しなければ電流を遮断することができない。超伝導コイルからのエネルギー放出速度、つまり放出電力の大きさは、超伝導コイル通電電流と電圧の積である。円形コイルの場合、発生磁界が同じであるとする蓄積エネルギーはほぼ円形コイルの面積に比例し、半径の二乗に比例する。したがって、蓄積エネルギーは超伝導コイルのサイズ

の二乗程度に比例するため、大型超伝導コイルでは膨大な磁気エネルギーが蓄積されることになる。一方、クエンチしたときの超伝導コイル内の発熱量は、常伝導転移部の比抵抗と通電電流密度の二乗の積で求められる。大型超伝導コイルであっても安定性が確保される範囲で高電流密度に設計されるため、超伝導導体の比抵抗および通電電流密度二乗の積は大型化にともないそれほど小さくはならない。したがって、クエンチした場合の常伝導転移部の発熱を抑えるためには通電電流をサイズにかかわらず同程度の速さで遮断しなければならない。このため、クエンチ発生時の放出電力は超伝導コイル蓄積エネルギーに比例するように設計され、大型超伝導コイルの場合大電流かつ高電圧であることが要求される。大電流導体としては、工学的な要求より撚線導体の開発が進められている。以上に説明した大型超伝導コイルの課題を図1-1-1に簡略して示す。一方、絶縁的には、冷媒であるヘリウムが超伝導コイルに用いられている材料のなかで最も絶縁耐圧小さい。

本研究では、大型コイル開発における大きな課題である撚線導体の安定性とヘリウム絶縁破壊特性について研究を行なう。

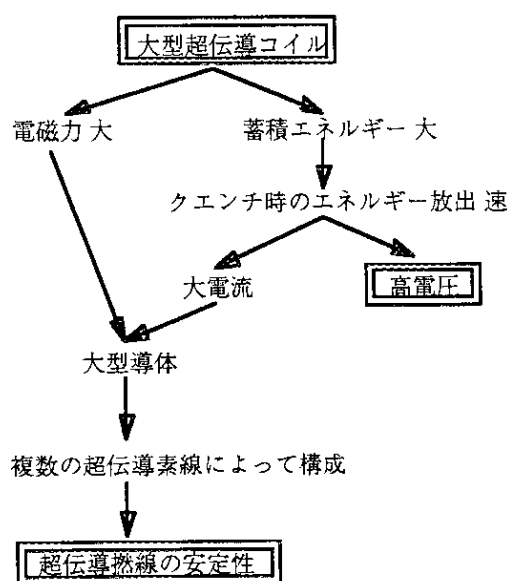


図 1-1-1 大型超伝導コイルの技術課題

1. 2 撚線導体

超伝導線は、六角柱状に加工された超伝導材料およびマトリックス材をマトリックス材質の円筒内に並べたインゴットをまず、静水押し出しする加工から始まる。静水押し出し可能なインゴットの重量には制限があるので、このインゴットの最大重量により最終的に製作可能な超伝導線の長さを決めることになる。大電流導体をモノリシスで製作した場合、その断面積は必然的に電流に比例する。前述の様に一本の超伝導線の重量には制限があるので、断面積が大きくなればその分超伝導線の長さは短くなる。超伝導線が短くなれば当然超伝導コイル内の超伝導線の接続回数が多くなる。

超伝導線であっても接続はハンダ付けされることが多い。ハンダ接合部の抵抗は接合長さに逆比例するため、超伝導線の接続長は長くなる。ハンダ接続部では、超伝導線一本分の電流が超伝導線2本分の面積に流れているのでこの分超伝導コイルの電流密度が下がる。また、小さいがハンダ接続部では常伝導抵抗を持つため、この抵抗による発熱も無視することができない。溶接や拡散接合など超伝導線を超伝導特性を確保したまま接続する技術も開発されているが、残念ながら超伝導接続部の臨界電流は超伝導線の臨界電流の3割り程度しかない。また、作業性などの面より接続部では複数本の超伝導フィラメントが一体になっている。このため、フラックスジャンプに対する安定度低下や交流損失の増加などが不可避である。このように、超伝導線の接続部は問題点が多いので、超伝導コイルにおいて接続部が増えることは不利益となる。

大電流超伝導導体の構成として、複数の超伝導素線を撚線する方法がある。超伝導撚線では、それぞれの超伝導素線の断面積は小さいので超伝導素線の長さを長くすることができる。そのため、得られた超伝導撚線の長さも、モノリシク導体に比べ撚線を行なった超伝導素線の本数倍に長尺化することができる。超伝導線が長くなることによって、超伝導接続部の数が減ることの利点は前述の通りである。

超伝導線を撚線にすることは冷却安定性の面からも有利である。マトリックスの比抵抗が同じ場合、超伝導線の常伝導転移部での発熱量は超伝導線の断面積に比例し、ヘリウムによる冷却量は超伝導線の冷却周長に比例する。超伝導線の断面積は超伝導線半径の二乗に比例し、超伝導線周長は超伝導線半径に比例する。したがって、超伝導線冷却周長が超伝導線周長と同じであるとすると、超伝導線常伝導転移部発熱量のヘリウム冷却量に対する比は、超伝導線の半径

に比例する。冷却量に対して発熱量が増加することは安定性の低下を意味するので超伝導線の半径を大きくすることは冷却安定性の面から不利である。超伝導撚線では、超伝導素線の半径を小さくできるので、モノリシック導体に比べ冷却安定性が大きい。

また、超伝導撚線は巻線性の観点からもモノリシック導体よりも有利である。超伝導線の巻線を考えた時、超伝導線が曲げにくいほど巻線加工し難いことは明白である。超伝導導体の曲げ剛性が超伝導コイルの特性に必要なことは少ないので、超伝導導体の曲げ剛性は小さい方が望ましい。円形断面の金属体を考えた場合、曲げ剛性は半径の四乗に比例する。したがって、撚線では同じ断面積のモノリシック導体に比べて、素線本数分の1の曲げ剛性になる。このような撚線の曲げに対する裕度は家電品などの電源ケーブルが銅撚線を採用していることからわかる。また、加速器のダイポール磁石や超伝導発電機ロータ磁石などで用いられるラザフォード撚り導体をモノリシック導体で成形した場合、変形加工により超伝導フィラメントの断線率の増加を避けることができない。超伝導導体断面形状の自由度も撚線導体の方が高い。

以上のように大電流導体として撚線導体はモノリシック導体に比較して有利な点が多く、多くの大型超伝導コイルで採用されている。

次に、超伝導撚線の安定性について考察する。大型超伝導コイルの安定性を考えたとき、超伝導線の動きによる摩擦発熱に対する安定度は重要な課題である。超伝導撚線の動きを考え場合、導体全体が動く場合と超伝導線内部で超伝導素線が動く場合が考えられるが、いずれの場合でも摩擦面は特定の超伝導素線に限られると考えられる。したがって、摩擦発熱によって常伝導転移する超伝導素線も超伝導撚線内の一部と考えられる。このように超伝導撚線内の一部の超伝導線が常伝導転移した場合には、常伝導転移した超伝導素線から超伝導撚線内の残りの超伝導素線に電流および熱が移動する。超伝導撚線内で局所的に擾乱入力があった場合に超伝導撚線内で電流の移動が起こることは、ケーブルインコンジット導体(CICC)について高畑ら⁽⁶⁾がピックアップコイルを用いて確認している。このように、超伝導撚線では電流転流現象が起こるので、モノリシック導体の安定性と異なると考えられる。

モノリシック超伝導導体の安定性はSteklyらの完全安定化⁽⁴⁾に始まり、Maddockの等面積理論⁽⁵⁾、Wilsonの極細多芯超伝導導のように研究が進み、ヘリウムの過渡熱伝達特性を含めた安定性などほぼ確立された感がある。これに対して、超伝導撚線の安定性は研究の途上にある。次に超伝導撚線の素線間電流

転流研究の現状を述べる。

1974年Turck⁽⁷⁾は、超伝導2本撚線に関して電気回路方程式を解くことによって撚線の乱れなどに起因するわずかな超伝導素線のインダクタンスの不均一によって超伝導素線に流れる電流が大きく異なることを指摘し、超伝導素線間に電気接触コンダクタンスを持たせることによって超伝導素線間の偏流が緩和されることを示した。Ciazynskiら⁽⁸⁾は同様の手法を用いてITER用CICC導体の安定性を評価しているが常伝導転移している超伝導素線の常伝導抵抗が素線全体で均一な仮定がされていること熱現象が考慮されていないことなどが不十分と考えられる。Amemiyaら⁽⁹⁾は電気回路方程式と熱平衡方程式を考慮した数値計算を行なうことによって素線間の熱伝達の違いによって安定性が異なることを指摘した。

撚線構造が用いられるのは、大電流直流導体ばかりではない。交流超伝導導体は交流損失に対する制約で超伝導素線径を0.3mm程度より大きくすることができない。このため、超伝導素線の臨界電流は数十Aに制限される。そこで、通常的な通電電流の超伝導線であっても撚線構造が取られる。交流用超伝導線も撚線形体を取るため、素線間の電流転流現象が問題になる。Iwakuma⁽¹⁰⁾らは、交流用超伝導撚線で観測された高速常伝導転移現象が素線間の電流転流現象で説明できることを数値計算を用いて示した。Mulderら⁽¹¹⁾⁽¹²⁾⁽¹³⁾は、絶縁被覆されたCuNiマトリックス超伝導線につきロゴスキーコイルを用いて電流計測し、高速常伝導転移現象が素線間の電流転流現象によって引き起こされることを実験的に確認した。

超伝導撚線に変動する磁界が加えられた場合、超伝導素線間に誘導電圧による電流が流れることが考えられる。超伝導撚線では超伝導素線の交流損失に加えて素線間電流による交流損失を考えなければならない。Sytnikovら⁽¹⁴⁾はラザフォード型の超伝導撚線に関して超伝導素線の交差点での接触抵抗を用いて電気回路方程式を立て計算を行なっている。また、Sumiyoshi⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾らは有限要素法を用いて連続的に接触コンダクタンスが超伝導撚線の交流損失計算を提案している。

超伝導撚線において、素線間電流に関する現象が重要であり多くの研究者が現在研究を行なっている。特に、超伝導素線間に接触コンダクタンスがある場合の実験例が少ない。Kawabataら⁽¹⁶⁾は交流6撚導体の接触部の付近での電流分布をピックアップコイルを用いて測定している。しかし、多くの例は超伝導素線が被覆されている場合やロゴスキーコイルを用いた測定のため接触コンダク

タンスがある導体について正確に測れていない。

1. 3 コイル保護と絶縁

大型超伝導コイルは一般に蓄積エネルギーが大きく、このため一度クエンチが発生すると大量のエネルギーが失われる。この失われるエネルギーによって超伝導コイルを冷却していた液体ヘリウムが蒸発する。一挙に大量のヘリウムガスが発生するため、クエンチによって発生するヘリウムガスを回収することは不可能である。このようにエネルギーおよびヘリウムの損失が大量になるなど大型超伝導コイルのクエンチによる被害は大きく、クエンチを避けるために大型超伝導コイルは完全安定化設計されるケースも多い。完全安定化超伝導コイルでは、超伝導導体の周囲に液体ヘリウムが必要なため、超伝導コイルは、導体間にスペーサを介して巻線される。

超流動ヘリウムで超伝導コイルを冷却した場合、温度が低くなることによって超伝導導体の臨界電流が向上する。また、超流動ヘリウムの熱伝導率は液体ヘリウムに比べ桁違いに大きいので冷却安定性の向上も期待できる。そこで、冷却技術の進歩にともない、超流動ヘリウム冷却コイルが実用化されてきた⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾。電磁力支持条件が満たされていれば、超流動ヘリウム冷却により超伝導コイルを高磁界化できる。大型ヘリカル装置 (LHD) のにおいても第一期では液体ヘリウムによる冷却によって 3 T の磁場を発生するが、第二期には冷媒を超流動ヘリウムに変えて発生磁界を 4 T に上げる計画である。

完全安定化超伝導コイルであっても液体ヘリウム供給不足など不慮の事故によってクエンチすることがある。そのため、クエンチ発生に対する安全設計は不可欠である。完全安定化超伝導コイル内の絶縁媒体はヘリウムであるから、ヘリウムガスの絶縁特性を調査することは大変重要である。

参考文献

- (1) Aiyama, y. et.al. : "A sueprconducting MHD magnet" : Proc. 4th Int. Cryo. Eng. Conf., Eindhove, pp.227-229(1972).
- (2) Randall,R.N., Larson,W., Wong,J. : "Design & Manufacture of the Superconductor for the MHD Magnet for the University of Tennessee Space Institute", IEEE Trans. on Mag., Vol. MAG-19, No. 3,pp 370-373(1983)

- (3) Rogers,J.D., Borenig,H.J.,and Schermer,R.I., : " Operation of the 30MJ Superconducting Magnet Energy Storage System in the Bonneville Power Administration Electrical Grid*",IEEE Trans. on Mag., Vol. MAG-21,No.2,pp 752-756
- (4) Stekly,Z. J. J., and ZAR,J. L. IEEE Trans. NS 12, 367.(1965).
- (5)Maddock,B. J., James,G. B., and Norris,W. T. (1969)Cryogenics Aug., p.261.
- (6) Takahata,K., et. al. : "Stability of cable-in-conduit superconductors for Large Helical Device", presented at ASC(Chicago),LLB-8(1992)
- (7) Turck,B., : "Influence of a transverse conductance on current sharing in a two-layer superconducting cable", Cryogenics,Vol.14,No.8,pp.448-454.(1974)
- (8) Ciazynski,D., Turck,B., Duchateau,J.L., and Meuris,C., : "Aclosses and current distribution in 40kA NbTi and Nb3Sn conductors for NET/ITER",IEEE Trans. on Appl. Superconductivity, Vol. 3, No. 1,pp. 594-601(1993).
- (9) Amemiya,N., Ryu,K., Kikuchi,T., and Tsukamoto,O., : "Influence of current re-distribution and thermal diffusion among strands on stability of superconducting cables against local disturbances",presented at MT-13(Victoria) Abstract No.161.(1993)
- (10) Iwakuma,M., Kanetaka,H., Tasaki,K., Funaki,K., Takeo,M., Yamafuji,K., : "Abnormal quench process with very fast elongation of normal zone in multi-strand superconducting cables",Cryogenics,Vol. 30, pp.686-692.
- (11) Vysotsky,V.S., Tsikhon,V.N., and Mulder,G.B.J., : "Quench development in superconducting cable having insulated strands with high resistive matrix (part 1,experiment)", IEEE Trans. on Mag., Vol. 28, No. 1, pp. 735-738.
- (12) Mulder, G.B.J., van de Kludert,L.J.M., and Vysotsky,V.S., : "Quench development in superconducting cable having insulated strands with high resistive matrix (part 2,Analysis)", IEEE Trans. on Mag., Vol. 28, No. 1, pp. 739-742.
- (13) Mulder, Krooshoop,H.J.G., G.B.J., van de Kludert,L.J.M., and Vysotsky,V.S., : "Quench Characteristics of two-strand superconducting cable and influence of its length", IEEE Trans. on Mag., Vol. 28, No. 1, pp. 739-742.
- (14) Sytnikov,V.E., Svalov,G.G., Akopov,S.G., and Peshkov,I.B., : "Coupling Losses in superconducting transposed conductors located in changing magnetic fields", Cryogenics, Vol. 29, pp. 926-930(1989).
- (15)Sumiyoshi,F., Kasahara,H., Kawashima,T., and Tanaka,T., : "Numerical

- calculation method of inter-strand coupling current losses in superconducting conductors", *Cryogenics*, Vol. 29, pp. 741-747(1989).
- (16) Kawabata,S., Sumiyoshi,F., Kawashima,T., Mito,T., Takahata,K., and Takano,H., "Interstrand coupling effect on losses and current distributions in superconducting cable conductors", *Cryogenics*, Vol. 34, pp.293-301.
- (17) Kiyoshi,T., Inoue,K., Itoh,K., Takeuchi,T., Wada,H., and Maeda,H. : "Development of 20T Class Superconducting Magnet with Large Bore",*IEEE Trans. Magnetics*,28,No.1,497 (1992)
- (18) Torossian,A. : "TF-coil system and experimental results of Tore Supra",*Fusion Engin. Design*,20 43(1993)
- (19) 相原,木村,白楽,尾形 : 「超流動ヘリウム冷却 12 T NbTi 超伝導マグネット」、*低温工学* 18,No.5,264(1983)

第2章 電流転流現象

2.1 はじめに

複数の素線を撚線して導体を構成した場合、それぞれの素線は電磁的に結合している。そして、素線間電磁結合係数（相互インダクタンス）は素線のわずかな位置関係で変わるため、均一ではない。このため、銅やアルミの素線を用いた導体においても、素線間の電磁結合によって素線間で偏流が起これ、異常発熱、通電損失増加などの問題がある。この対策として、導体を撚ったり素線を転移したり網組したりされてきた。超伝導撚線においても同様に素線間電磁結合によって素線間で偏流が起これる。さらに、常伝導導体ではほぼ均一な素線抵抗によって、素線電流を均一にする作用が働くが、超伝導撚線では抵抗がないためより明確に電磁結合による現象が現われる。さらに、素線間偏流のため超伝導撚線全体の臨界電流よりも小さい電流において、一部の超伝導素線が臨界電流に達してしまうことが予想されるので、超伝導線の安定性を考える上で超伝導撚線内の電流分布は重要な問題である。このような、超伝導撚線のクエンチプロセスを図2-1-1に示す。しかし、前述のように超伝導撚線内に均一に電流を流すことは困難であるから、生じてしまった電流偏流を緩和する電流転流の特性を調べるのが重要になる。

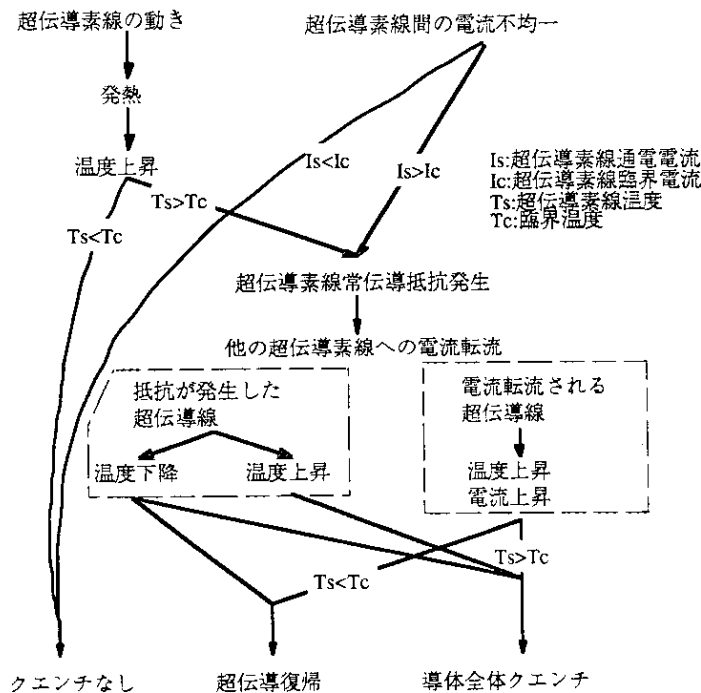


図 2-1-1 超伝導撚線クエンチプロセス

超伝導撚線の電流転流現象に関わる要因は多数ある。さらに、撚線本数が多い場合には図2-1-2 (a)に示した2次3本撚線のように素線の位置関係がかわり、電磁結合および接触状態が複雑になり研究がさらに困難になる。そこで、本研究では図2-1-3に示すように、電流転流現象の基本特性を明らかにすることを目的に超伝導2本撚線について研究する。

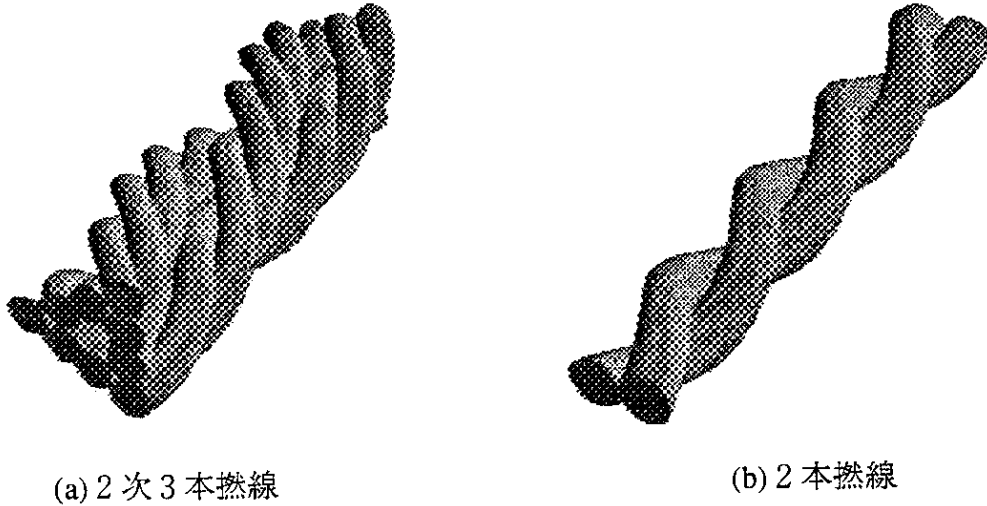


図 2-1-2 撚線状態概念図

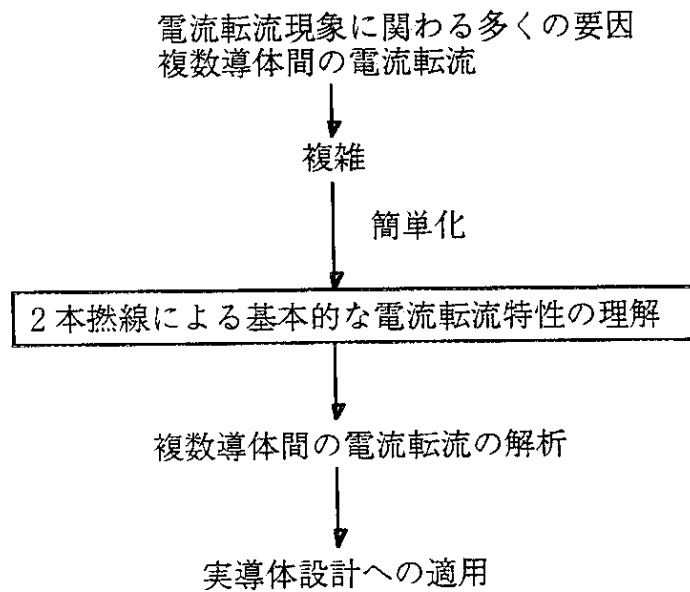


図 2-1-3 大型超伝導撚線開発における超伝導2本撚線研究の位置づけ

2. 2 実験装置および実験方法

2. 2. 1 測定試料

図2-2-1 に用いた装置の超伝導線巻線部の側面図を示す。巻枠にはV溝を設けてこの中に超伝導撚線を巻線した。こうすることにより、超伝導線の動きによるクエンチを避けるとともに、超伝導素線間に接触圧力が加わるようにした。この時超伝導撚線の撚りピッチは157mmで、1ターンで1撚りになっている。2本撚線の場合には、ツイストピッチによってインダクタンスがあまり変わらないことを確認しており、2.5で詳しく述べる。巻枠の外径は50mmでV溝の深さは2mm、巻ピッチは5mm、巻高さは50mmである。用いた超伝導素線の外径は0.4mm、銅比は2.7、表面は銅の自然酸化である。これを内径80mmの超伝導コイルの内側に配置した。超伝導素線はその両端をそれぞれ別の電流リードにハンダ付けしてあり、それぞれの超伝導素線に流す電流を変えたり、また超伝導素線間に電流を流して素線間接触抵抗が測定できるようにしてある。超伝導素線は、巻線部以外の直線的になっている部分では、カプトン粘着テープで絶縁をしたステンレスのクリートで間隔をあけて固定した。

また、超伝導素線間の電流転流は、図2-2-2 に示したピックアップコイルによって素線間で電流転流した時の磁界変化を測定することによって行った。

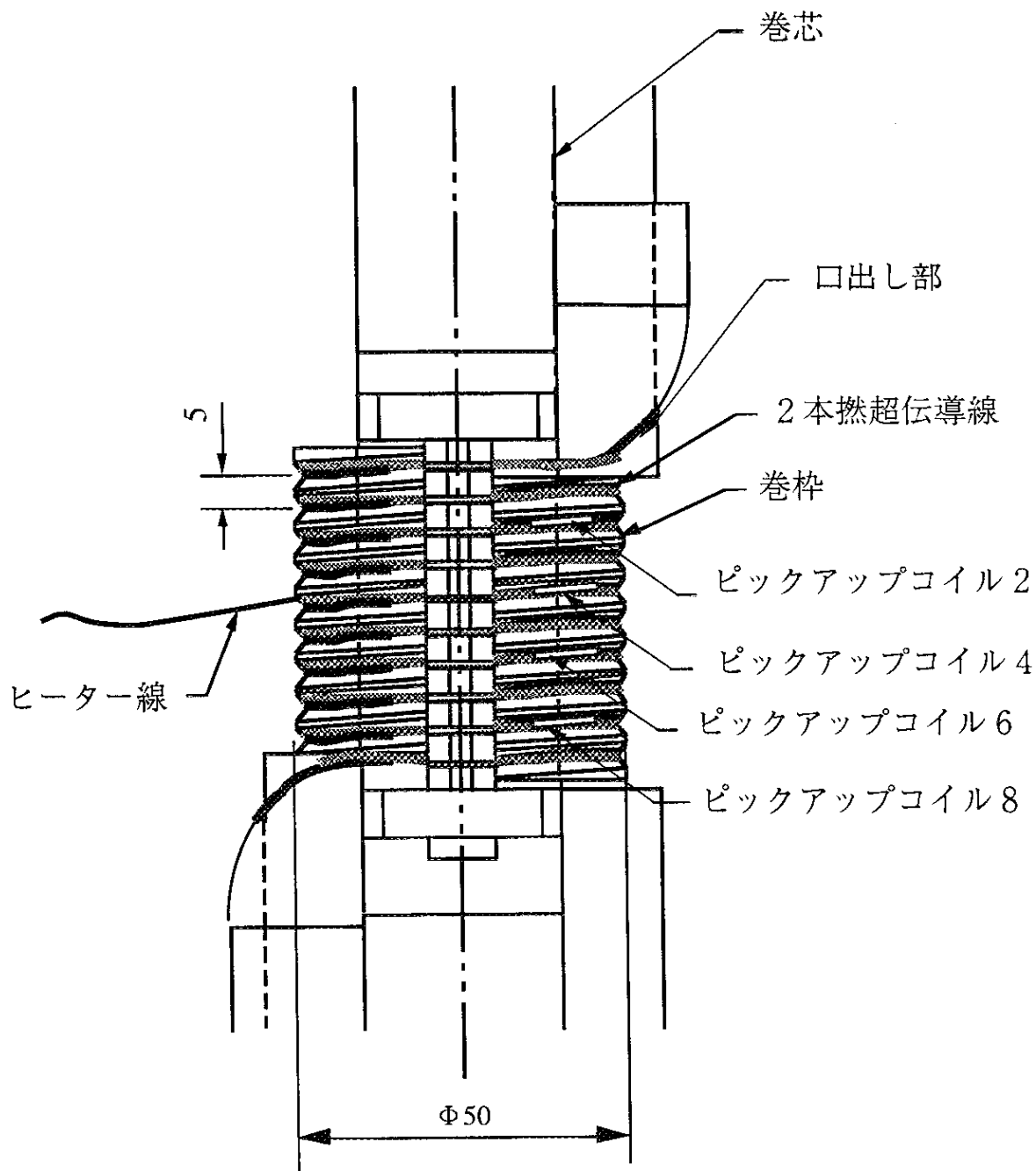
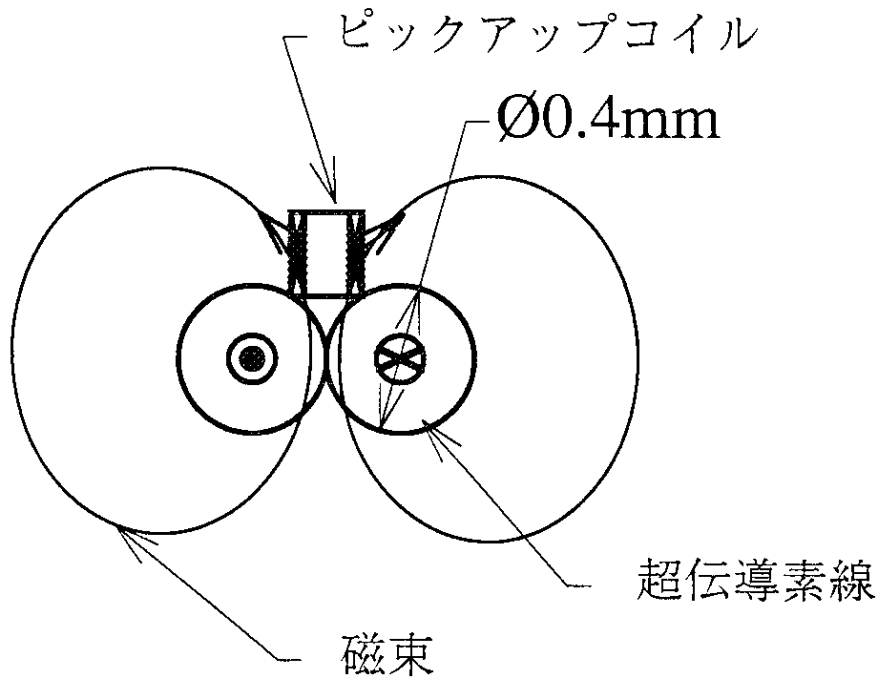
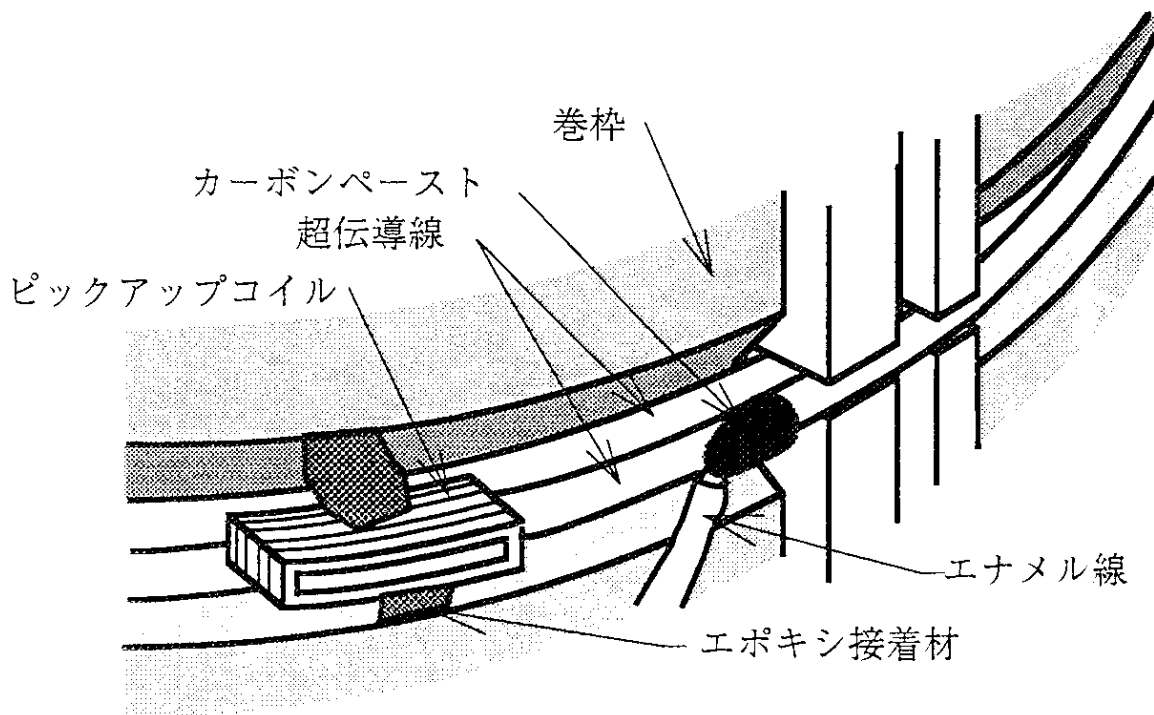


図2-2-1 超伝導二本撚線安定性試験装置巻線部側面図

巻棒にV溝を設けることにより超伝導撚線の固定と素線間に接触圧力が加わるようにした



(a) ピックアップコイル部断面



(b) ピックアップコイルおよびヒーター概念図

図2-2-2 ピックアップコイルおよびヒーター

ピックアップコイルは超伝導素線間に(a)の様な状態になるようにエポキシ接着材で固定した。
 また、ヒーターはエナメル線の被覆を取り除いた部分をカーボンペーストで一方の超伝導素線のみ接着させて構成した。

2. 2. 2 ピックアップコイルの製作と較正

ピックアップコイルは、巻線部の長さが20mm程度、巻厚さが0.3mm程度、巻幅が1mm程度で巻枠の湾曲に一致するように3次元的に30ターン巻いた。ピックアップコイルは図2-2-1に示すようにPC2～PC8の4個を取付けた。ピックアップコイルの較正は超伝導線を液体ヘリウムに冷却して図2-2-3の回路によって行なった。超伝導素線が超伝導状態にあるので、一方の超伝導線に流した直流電流は超伝導素線全体で同じと考えられる。その状態から他方の超伝導素線に電流を移動させて保持する。図2-2-4に超伝導素線に流す電流の移動時間を変えた時のピックアップコイルPC4の電圧を時間積分した波形を示す。超伝導線の電流移動完了後、時定数が変わってもほぼ同じ値に収束する。この時間積分値が収束する値を超伝導線を移動した電流量として較正した。このような較正方法では、2本の撚線内に循環電流が発生し誤差となる可能性がある。そこで、超伝導素線端部での測定電流からピックアップコイルによって求められた転流電流を引いた値を図2-2-5に示す。この値は、撚線間に流れる循環電流に相当すると考えられ、超伝導線間の電流移動時間が10msecの場合、30Aを越える循環電流が流れることがわかる。しかし、この循環電流は速やかに減衰し、いずれの移動時間の場合にも100msec経過後にはほぼ0Aと考えてよい。したがって、ピックアップコイルの較正において、撚り線間に流れる循環電流の影響は取り除かれていると考えられる。

2. 2. 3 ヒーター

超伝導素線一本を常伝導転移するためのヒーターは次のように構成した。まず直径0.1mmのエナメル銅線の先端の被覆を除き、カーボンペーストによって一方の超伝導線に接続しカーボンペーストを自然乾燥させた。カーボンペースト部の抵抗は数十 Ω になるようにした。エナメル銅線から超伝導線に電流を流したときにカーボンペースト部で発熱する熱によって超伝導素線を加熱した。加熱量を測定するために、エナメル線と接続超伝導素線それぞれの接続部近傍に電圧タップをハンダ付けしカーボンペースト部の電圧を測定するとともに通電電流を測定した。カーボンペーストヒーターの取付け位置はPC4から1/4ターン程PC6寄りである。

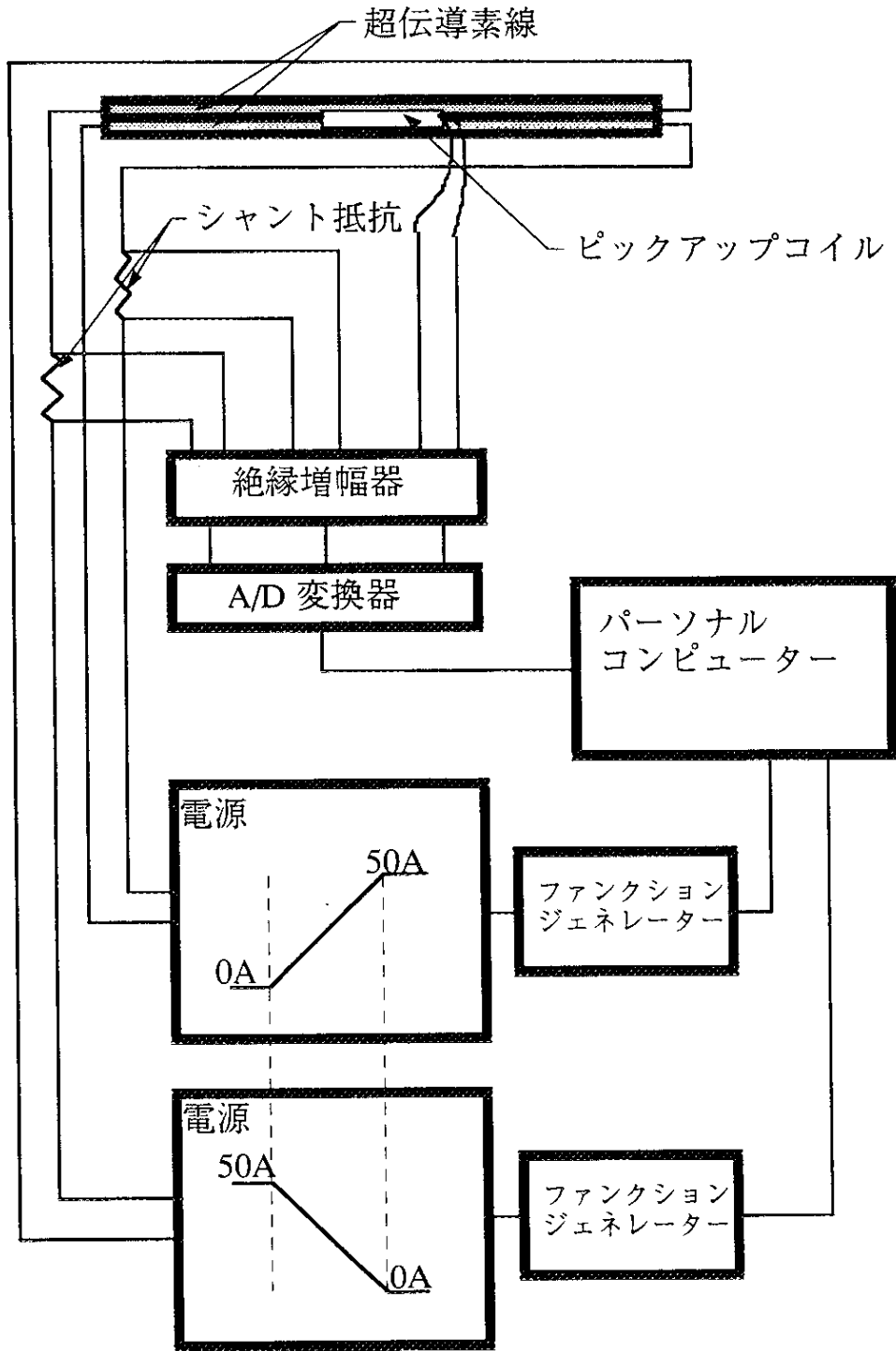


図2-2-3 ピックアップコイル較正回路

超伝導状態において、電源2台を用いて一方の超伝素導線から他方の超伝導素導線に50Aを転流させた時のピックアップコイル出力を積分して、その値を50Aとして較正する。

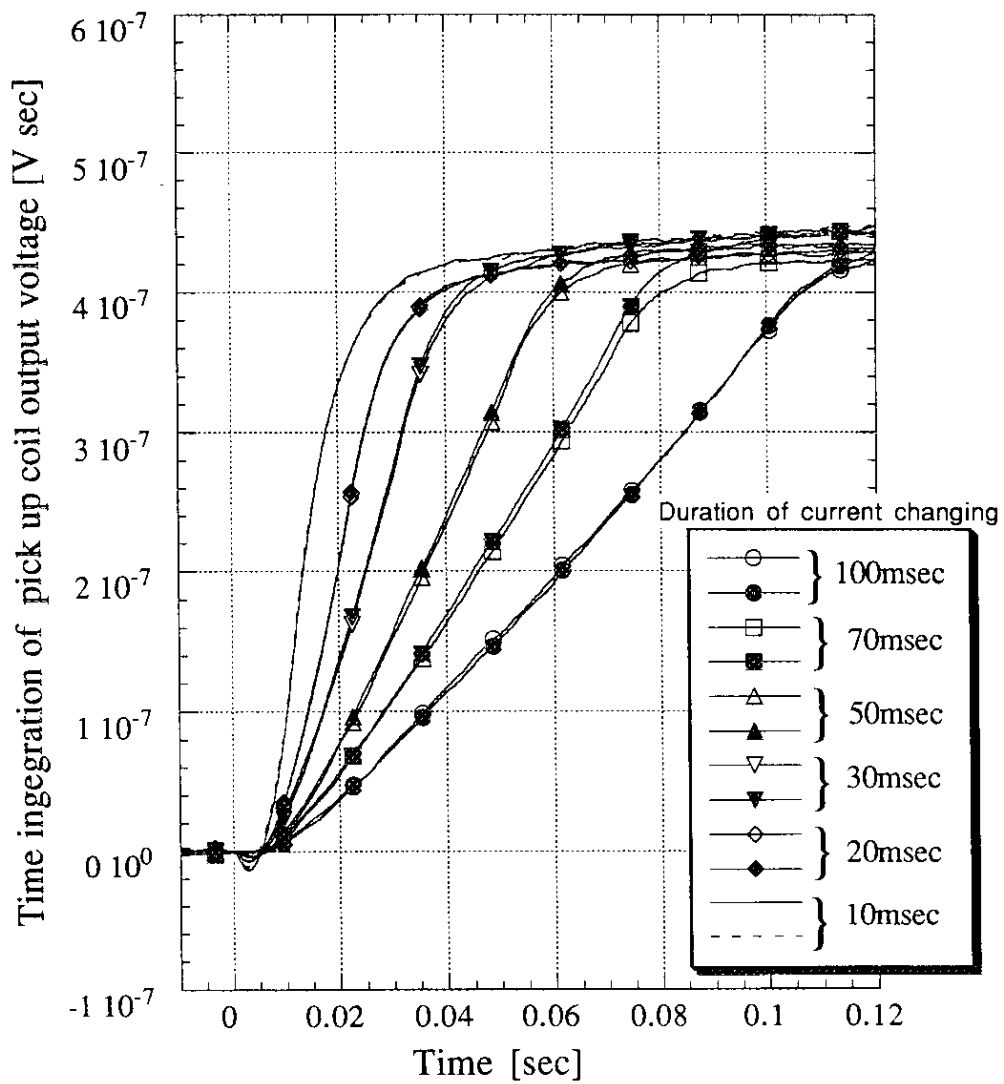


図2-2-4 ピックアップコイル時間積分波形

超伝導素線間の電流転流時間を変えて50Aを転流させた時にピックアップコイル(PC4)より得られた出力電圧を積分した波形。電流転流時間を変えても同じ値に収束し、得られた積分波形が転流電流量に対応していることが確認できる。

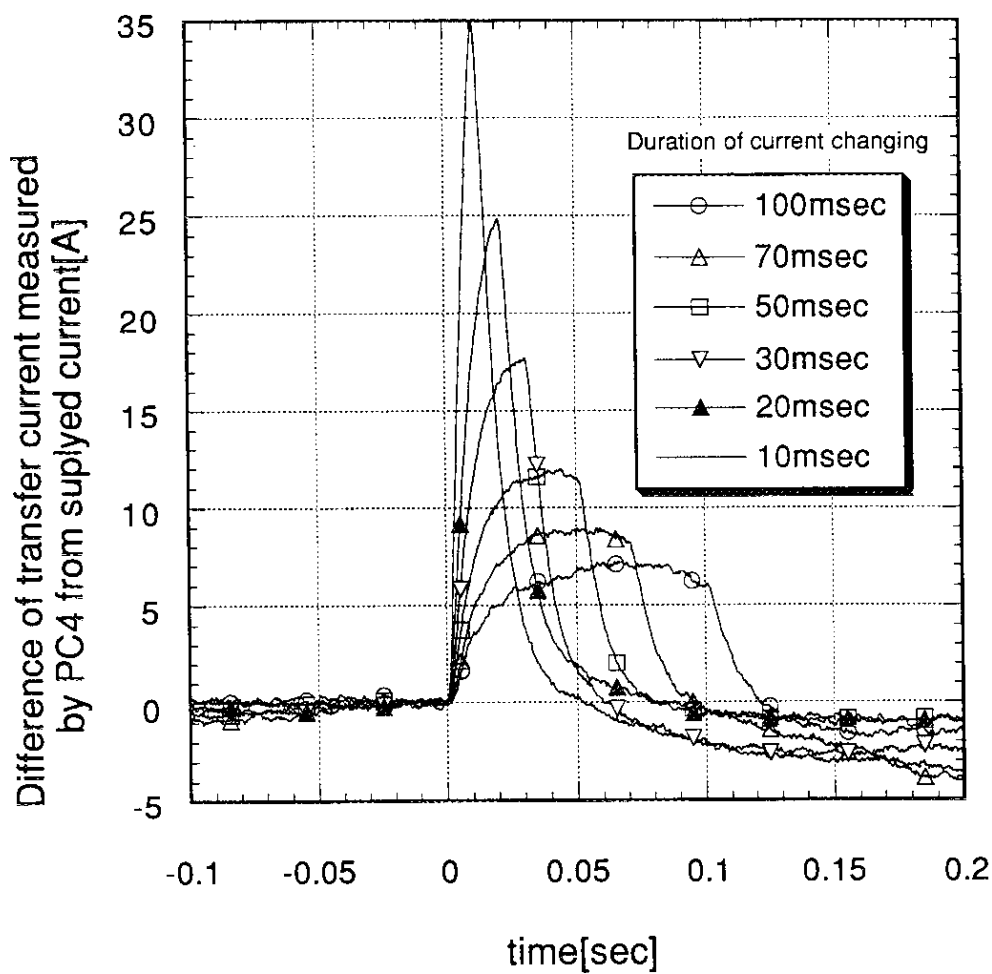
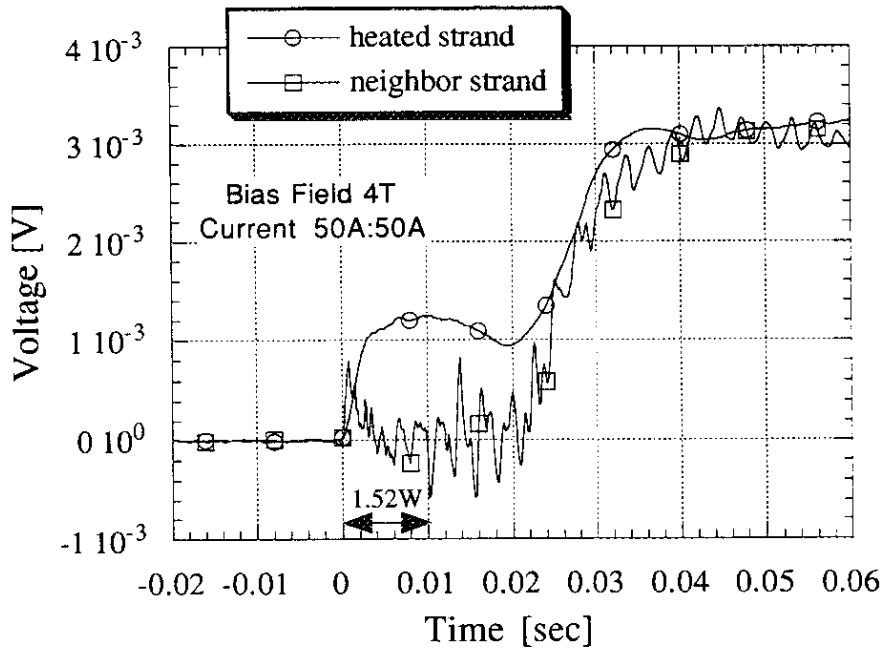


図2-2-5 ピックアップコイル測定電流と電源電流の差
超伝導素線間の渦電流に相当する。

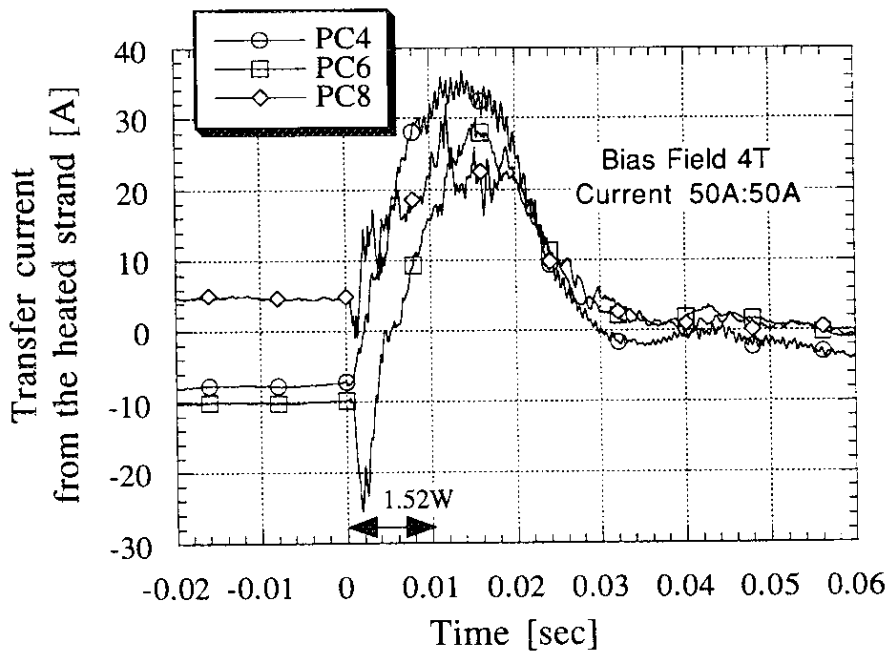
2. 3 実験結果

2. 3. 1 電流転流

図2-3-1に超伝導素線それぞれに50Aを流し、ヒーターパルス幅10msecヒーター電力1.52Wを一方の超伝導線に印加した場合の測定波形を示す(ケースA)。(a)は電圧タップによる測定でヒーター入力部から上部側巻線部方向に約20mm区間の電圧を測定している。また、(b)はヒーターを入力した超伝導素線から隣接する超伝導素線に転流した電流量を表し、値が正の時ヒーター入力側超伝導素線より隣接超伝導素線に移っている電流量を表し、負の時は逆に隣接超伝導素線からヒーター入力超伝導素線に転流している電流量を表す。この電流転流量はピックアップコイル測定波形を時間積分して求め、図中には転流電流を求めたピックアップコイルの記号を記載してある。図中の時間はヒーター入力開始を0として示してある。電圧タップ波形より、ヒーター入力直後より3msecまでヒーター入力側超伝導素線の電圧が急速に上昇している。その後、ヒーター入力側の電圧は1.2mV程度で変化は小さくなる。これに対して、隣接超伝導素線の電圧はヒーター入力直後に電圧発生し、その後指数関数的に減少している。その後は、ノイズによる電圧と考えられる変動はあるがほぼ零電圧と考えられる状態が継続し、20msec後に再び電圧が発生する。20msec後に隣接超伝導素線に電圧が発生するのと同期してヒーター入力側の超伝導素線の電圧も再び増加し30msec後にヒーター入力側超伝導素線と隣接超伝導素線の電圧はともに3.2mVに至り、その後一定値となる。これに対して、電流はヒーター入力直後よりヒーター入力側超伝導素線より隣接超伝導素線に転流開始し、ヒーターに最も近いPC4ピックアップコイルの位置で11~14msecに最大の転流電流量40Aを得る。その後、転流電流量は徐々に減少し、隣接超伝導素線に再び電圧が発生すると急速に減少する。30msec以降超伝導線全体に常伝導伝播していることが確認されており、この時、超伝導素線は完全に常伝導状態で比抵抗 $3 \times 10^{-10} \Omega \text{m}$ 、流れている電流は50Aで電圧を計算すると、3.3mVと一致する。30msec以降に電流転流量10Aが得られているのはヒーターパルスのON、OFFなどにもなうノイズと考えられる。転流電流最大値はヒーターパルス終了後に得られており、30msec以降の転流電流を零として最大転流電流を求める方が正確と考えられる。したがって、最大転流電流は30Aで、この時ヒーター入力超伝導素線の電流値は20A、隣接超伝導素線の電流値は80Aである。比抵抗 $3 \times 10^{-10} \Omega \text{m}$ と電流20Aを用いて13msecの時のヒーター入力側超伝導素線常伝導転移長さを求めると、18mmが得られる。図2-3-2にヒーター入力側の他の電圧タップの測定波形を示す。それぞれの電圧タップは間隔をおかずに連続に設置してある。13msecにおいてはヒーターから最も近い電圧タップのみの電圧が発生していることがわかる。ところで、ヒーター入力直後に隣接超伝導線に発生する電圧は電流が転流することにもなう2本燃線のインダクタンスによる電圧と考えられる。



(a) 電圧タップ測定波形



(b) ピックアップコイルによる転流電流測定波形

図 2-3-1 ヒーターパルス幅 10 msec における常伝導伝播時の測定波形

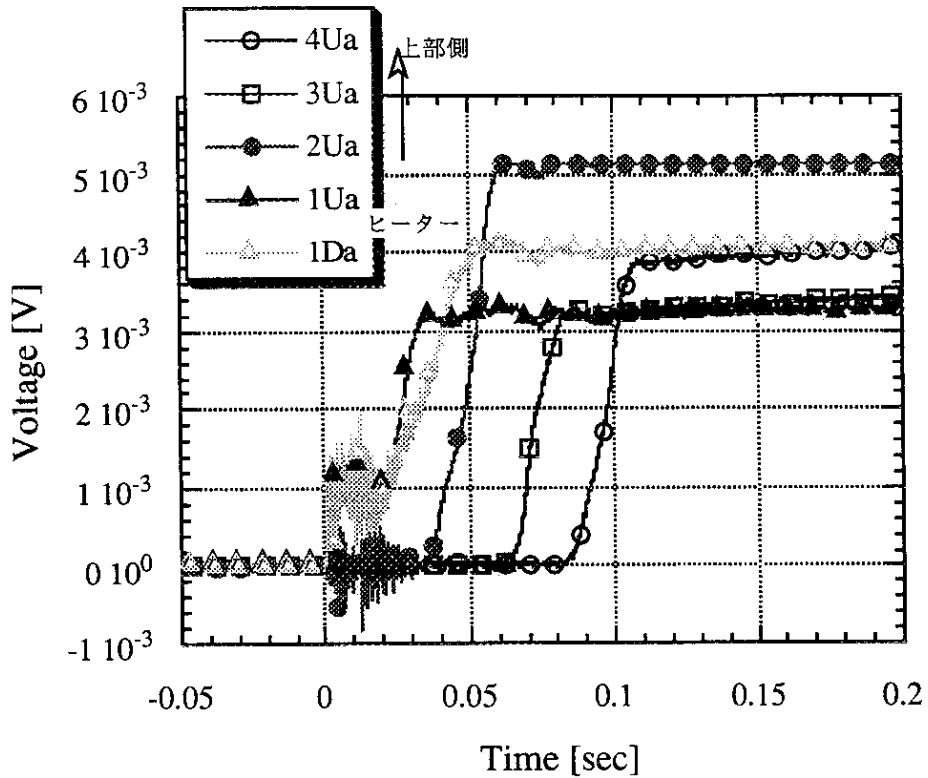
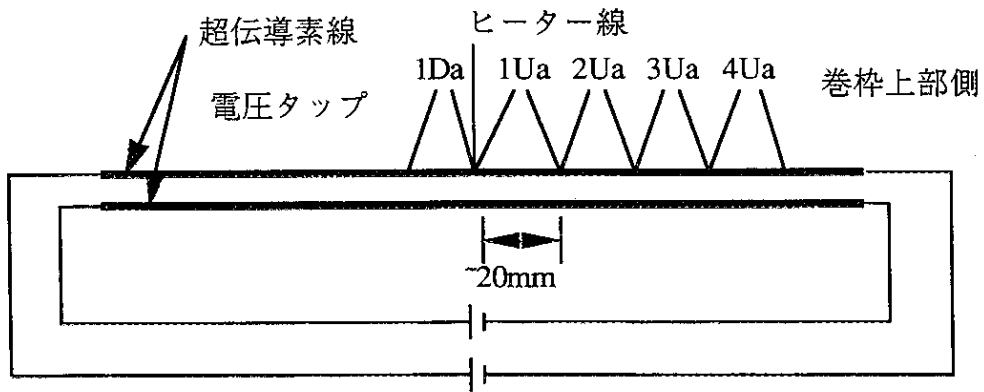
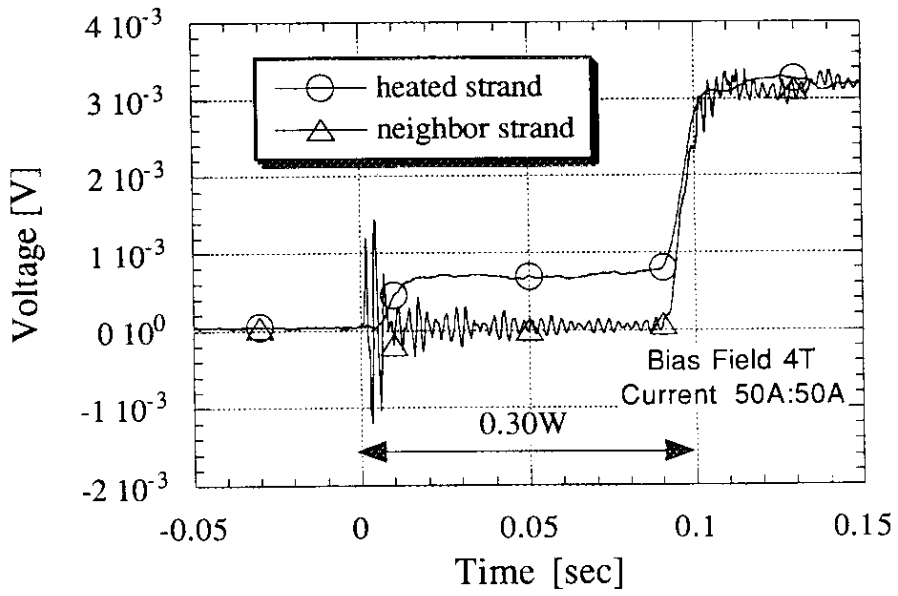
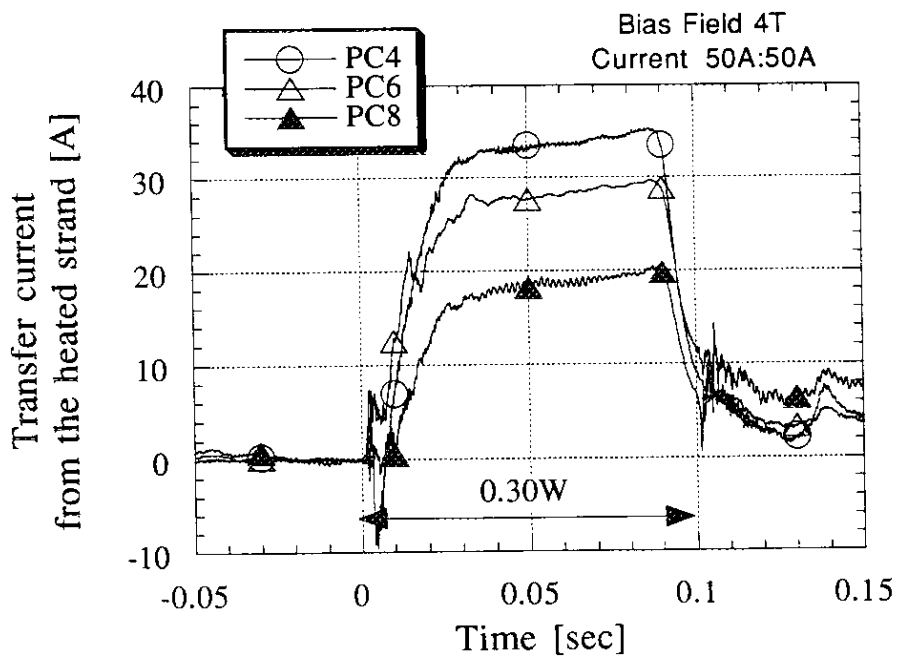


図2-3-2 ヒーター入力した超伝導素線の電圧タップによる常伝導伝播測定

隣接超伝導線に電圧が発生することによる電圧上昇（△、▲印）が起こった後に常伝導伝播している。



(a) 電圧測定波形



(b) ピックアップコイルによる転流電流測定波形

図 2-3-3 ヒーターパルス幅 100 msec における常伝導伝播時の測定波形

図2-3-3に超伝導素線それぞれに50 Aを流して、一方の超伝導素線にヒーター電力0.3 W、ヒーターパルス幅100 msecの加熱を行なった時の測定波形を示す(ケースB)。ケースAと比べると、ヒーター入力からヒーター入力側超伝導素線に電圧が発生するまでに、3 msecの時間遅れがあること、ヒーター入力側の電圧が一定になる時刻が18 msecと遅く、電圧の立ち上がり時間を比較すると、ヒーター電力1.52 Wが3 msecに対してヒーター電力0.3 Wは15 msecになる。また、この時の発生電圧も0.7 mVと小さくなる。転流電流の増加が終了する時刻も20 msecと遅くなる。隣接超伝導素線の電圧発生は、90 msecである。ヒーター電力の小さい場合には、20 msecから90 msecの間ほぼ定常と思われる状態が継続している。最大転流電流量は30 A、常伝導伝播した後の電圧は3.2 mVと同じである。20 msecから90 msecの間のヒーター入力側の常伝導長さは、11 mmになる。ヒーター電力の違いによって常伝導長さが変わり電圧立ち上がり時間および電流転流時間に差が出ると考えられる。

2.3.2 擾乱量依存性

図2-3-4にヒーター電力量を変えた時の電圧波形を示す。図中の数字はヒーター電力を表し、矢印の方向の波形に向かって電力が大きいことを示す。0.3 Wから1.0 Wまでは0.1 W毎に測定を行なった。図よりヒーター電力を変えた時の電圧波形の変化に二つのグループがあることがわかる。0.3 Wから1.0 Wまでは、電圧上昇が開始するまでの時間がヒーター電力量の増加にともなって短くなる。また、電圧の上昇率は0.5 mV程度で急速に小さくなっている。電圧波形の差異は1.0 Wに近くなるにしたがい少なくなっている。これに対して、1.2 W以上ではヒーター入力開始直後より電圧上昇開始し、電圧上昇率が小さくなるのも1.2 V付近に上昇している。2.5 W以上で5 msec以降に電圧が減少しているのは、5 msecでヒーター加熱を終了しているためである。1.0 W以下と1.2 W以上で電圧発生の様子が異なるのは、ヒーター入力した超伝導素線の分流開始温度が1.0 W以下では遷移沸騰領域にあるのに対して、1.2 W以上では準定常核沸騰領域にあるためと考えられる。液体ヘリウムで定常熱伝達特性の最大熱流束を越えた熱流束があっても、過渡的には核沸騰領域の熱伝達特性の延長上に一次的に滞留することがSakurai⁽¹⁾らによって報告されている。1.0 W以下ではヒーター入力した超伝導素線の分流開始温度が遷移沸騰領域にあり準定常核沸騰熱伝達特性により、準定常核沸騰が継続できる時間だけ電圧の発生が遅れる。これに対して1.2 W以上では準定常核沸騰領域で分流開始温度を越えるため、ヒーター入力直後より電圧が発生する。

この様子を、2.4節に述べる電流転流数値計算モデルの結果を元に解説する。図2-3-5に数値計算結果の超伝導素線に発生する電圧の変化を示す。実験結果と同様に1.5 Wの場合にはヒーター入力直後より電圧の発生があり、また、電圧上昇も早いものに対して、1.0 Wの場合には0.5 msecまで電圧の発生がない。図2-3-6に1.5 Wの時のヒーター入力した超伝導素線の温度と分流開始温度とヒーター入力した超伝導素線からヘリウムへの熱伝達量の変化を示し、図2-3-7に1.0 Wの場合を示す。

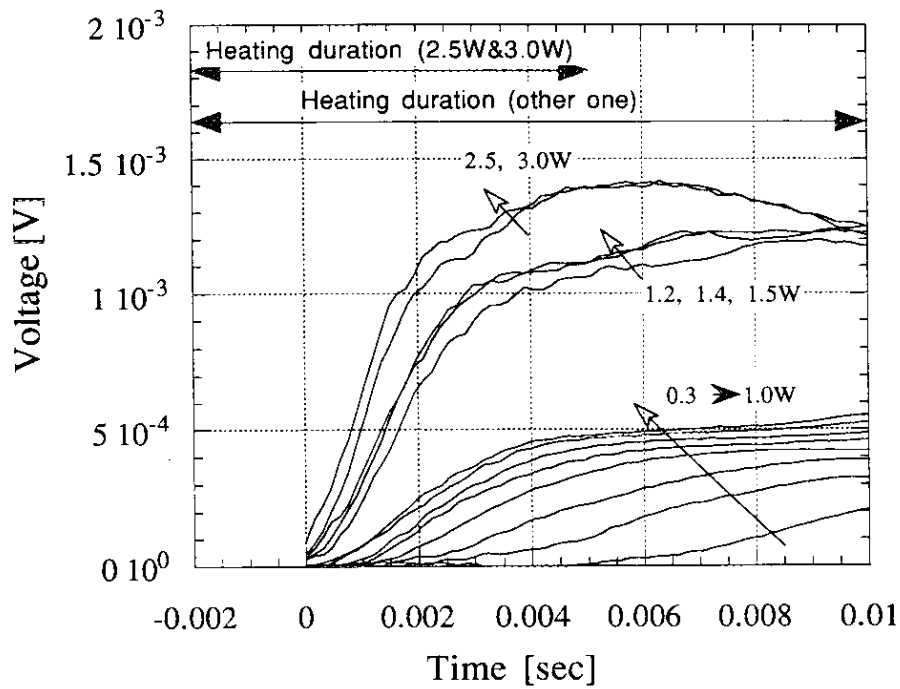


図2-3-4 ヒーター入力量による常伝導電圧発生の変化

図中の数字はヒーター電力を表す。電圧発生の様子が1.0W以下と1.2W以上に分類できることがわかる。これは、ヘリウム最大熱流束温度と超伝導素線の分流開始温度によって決まる。

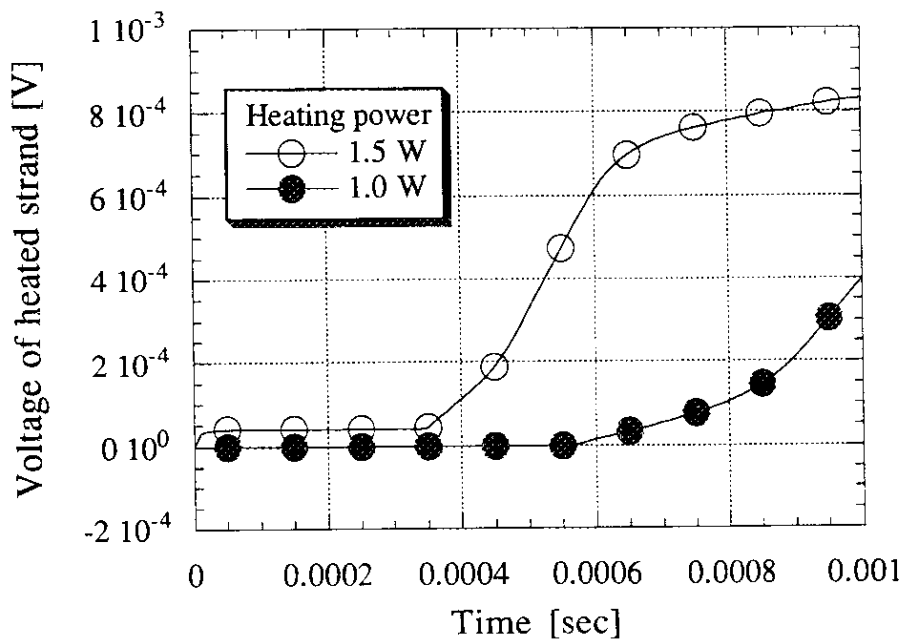


図 2-3-5 常伝導発生電圧の数値計算模擬

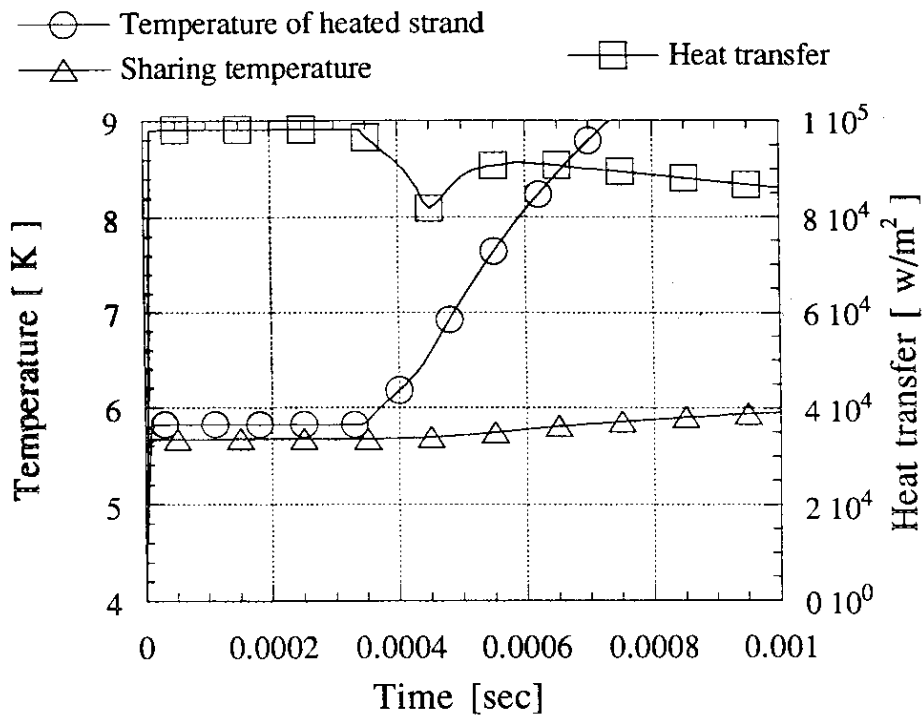


図 2-3-6 ヒーター入力 1. 5 Wの時の温度上昇の数値計算模擬

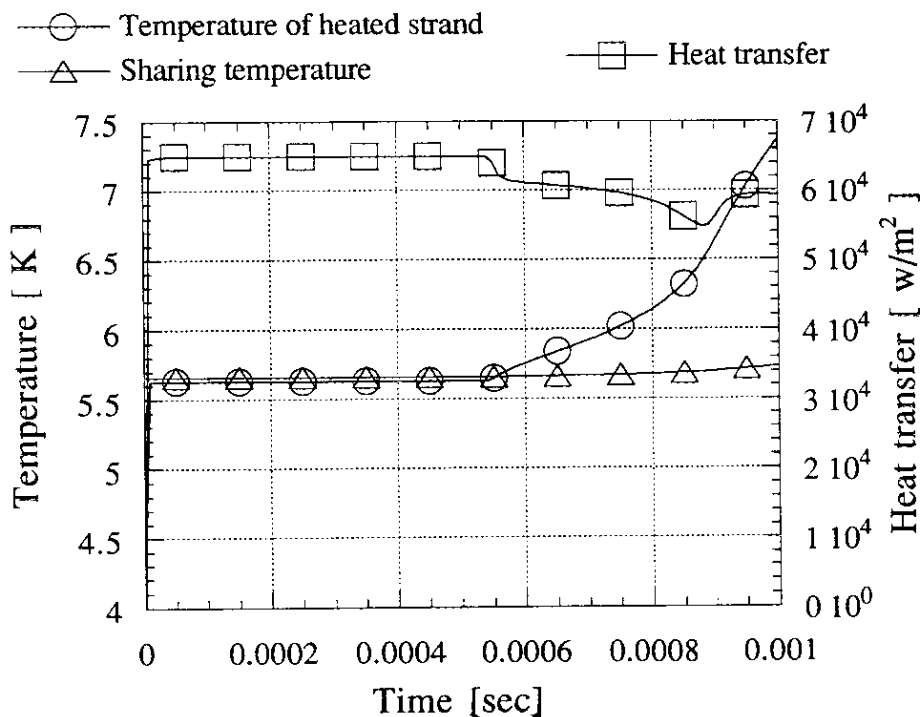


図 2-3-7 ヒーター入力 1. 0 Wの時の温度上昇の数値計算模擬

いずれの場合にもヒーター入力直後にヒーター入力した超伝導素線の温度が上昇し、ヘリウムへの熱伝達量は定常核沸騰熱伝達の最大熱流束 $75000 \text{ [W/m}^2\text{]}$ を大きく越えて準定常核沸騰領域にあることがわかる。この時、 1.5 W の場合にはヒーター入力した超伝導素線の温度が分流開始温度より高く 1.0 W では分流開始温度より低いいため、この状態で 1.5 W ではヒーター入力した超伝導素線に電圧が発生し 1.0 W では電圧発生しないことがわかる。図2-3-8にヒーター入力した超伝導超伝導素線の温度に対するヘリウムへの熱伝達量の変化を示す。 1.5 W と 1.0 W で準定常核沸騰に停まる温度が異なるため分流開始温度が 1.5 W では準定常核沸騰領域にあり 1.0 W では遷移沸騰領域にある。

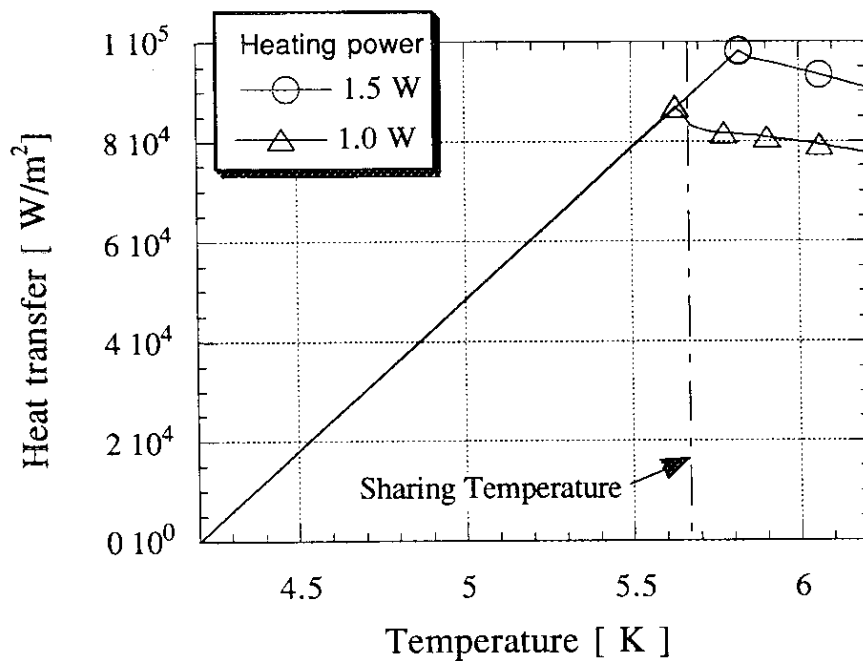


図 2-3-8 ヒーター量を変えた時の分流開始温度と準定常核沸騰熱伝達の関係

図2-3-9 に発生した常伝導抵抗の時間変化をヒーター電力を変えた結果を示す。電圧と同様に1.0 W以下と1.2 W以上で増加率が異なることがわかる。常伝導抵抗の時間変化はいずれも10 msec程度までは直線的であることがわかる。

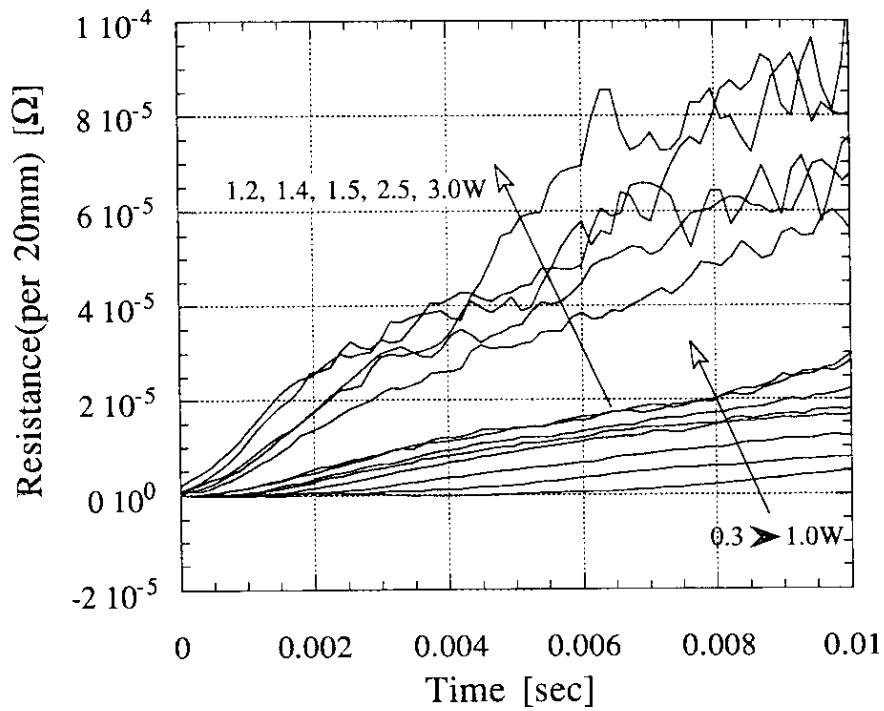


図2-3-9 ヒーター入力量による常伝導抵抗発生の変化

図中の数字は入力ヒーター電力を表す。

図2-3-10にヒーター電力量によって転流する電流の時間変化の最大値とその時間を示す。ヒーター電力の増加にともない最大転流電流時間変化率が大きくなり、転流電流時間変化最大に至る時間が短くなることがわかる。しかし、ヒーター電力の増加にともない電流変化率も時間も一定値に近づいている。つまり、擾乱量が1.5Wを越えた領域では電流転流の初期において電磁現象がほとんど変わらないと考えられる。

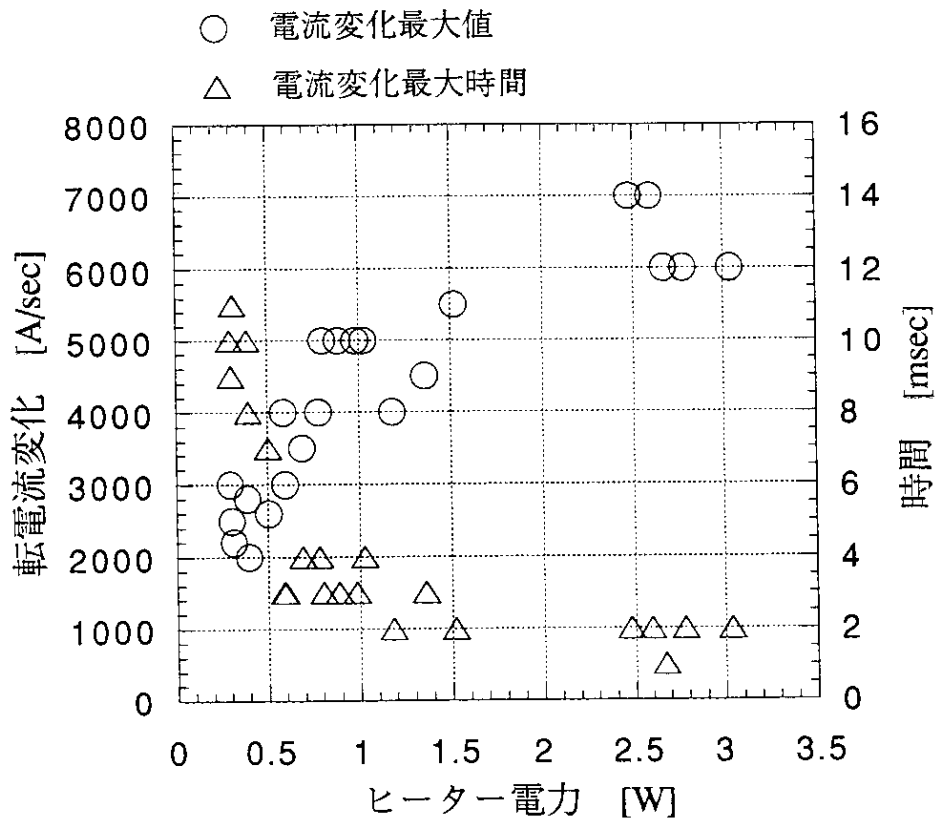


図2-3-10 ヒーター入力量による電流転流の変化

ヒーター入力量が増加しても転流時間に大きな変化が見られない。これは、ヘリウム膜沸騰領域の過渡特性によると考えられる。

2. 3. 3 偏流の影響

超伝導撚線の全電流100Aと同じであるが、ヒーター入力した超伝導素線の電流を65A、隣接超伝導素線の電流を35Aとヒーター入力側超伝導素線の電流の比を大きくした場合のヒーター電力1.54W、ヒーターパルス幅10msecの測定波形を図2-3-11に示す。ヒーター入力した超伝導素線の電圧上昇6msecまで継続し、その後減少している。ヒーター入力した超伝導素線に発生する電圧は、1.7mVとケースAよりも大きい。転流電流が最大となる時刻はケースAとほぼ同じである。発生電圧が大きいのは、ヒーター入力側の電流値が大きくケースAと同じ常伝導抵抗が発生しても電圧が大きくなるためと考えられる。ヒーター入力側に発生する電圧が大きくなるのにもない、転流電流も大きくなる。このため、常伝導伝播が開始する20msecではヒーターに流れる電流値と隣接線に流れる電流値がケースAの場合と同じ程度になっている。

図2-3-12にヒーター入力した超伝導素線の電流を35Aにした時の、ヒーター電力1.50W、ヒーターパルス幅10msecの測定波形を示す。この場合は、先ほどのヒーター入力した超伝導素線の電流値が大きい場合と逆に、ヒーター入力した超伝導素線の電圧発生がゆっくりしている。この場合も転流電流が最大になる時刻はほぼケースAと同じになり、また、常伝導伝播が開始する16msecではケースAとそれぞれの素線に流れる電流がほぼ等しくなる。

このように、偏流がある状態で素線一本に擾乱が入ったときに、電流転流によって偏流状態によらずほぼ同じ電流分布を取るように変化することがわかった。

Bias Field 4T
 heated strand
 current 65A
 neighbor strand
 current 35A

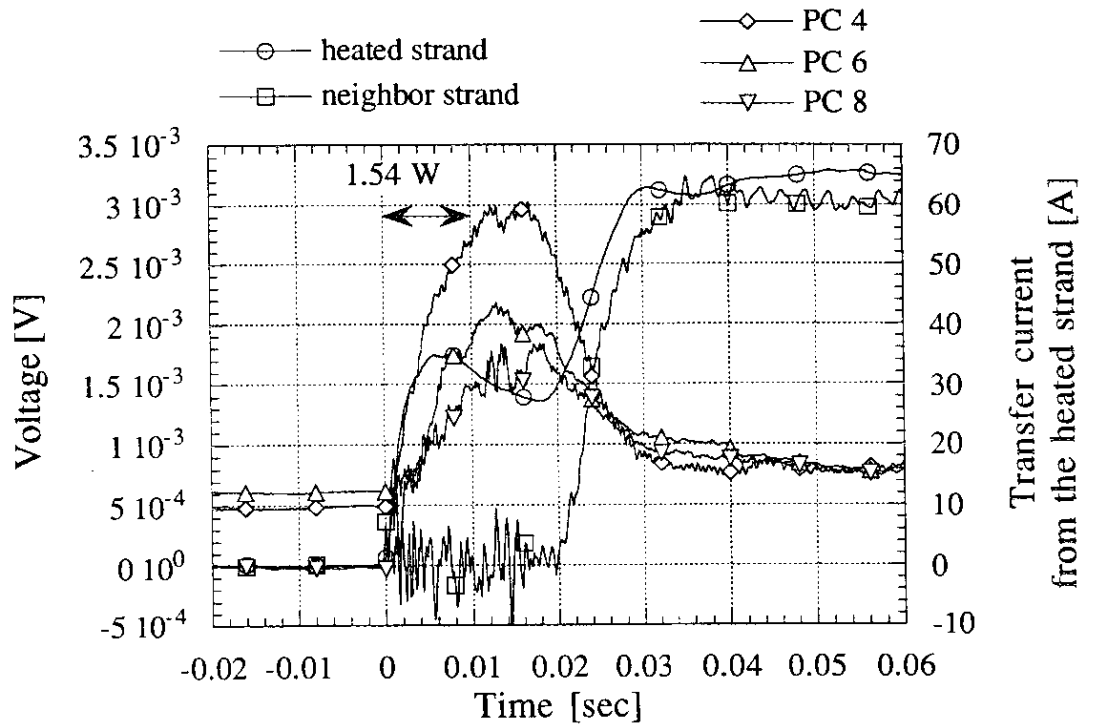


図2-3-11 ヒーター入力した超伝導素線側に多く電流を偏流させ時に常伝導伝播した場合の測定波形

Bias Field 4T
 heated strand
 current 35A
 neighbor strand
 current 65A

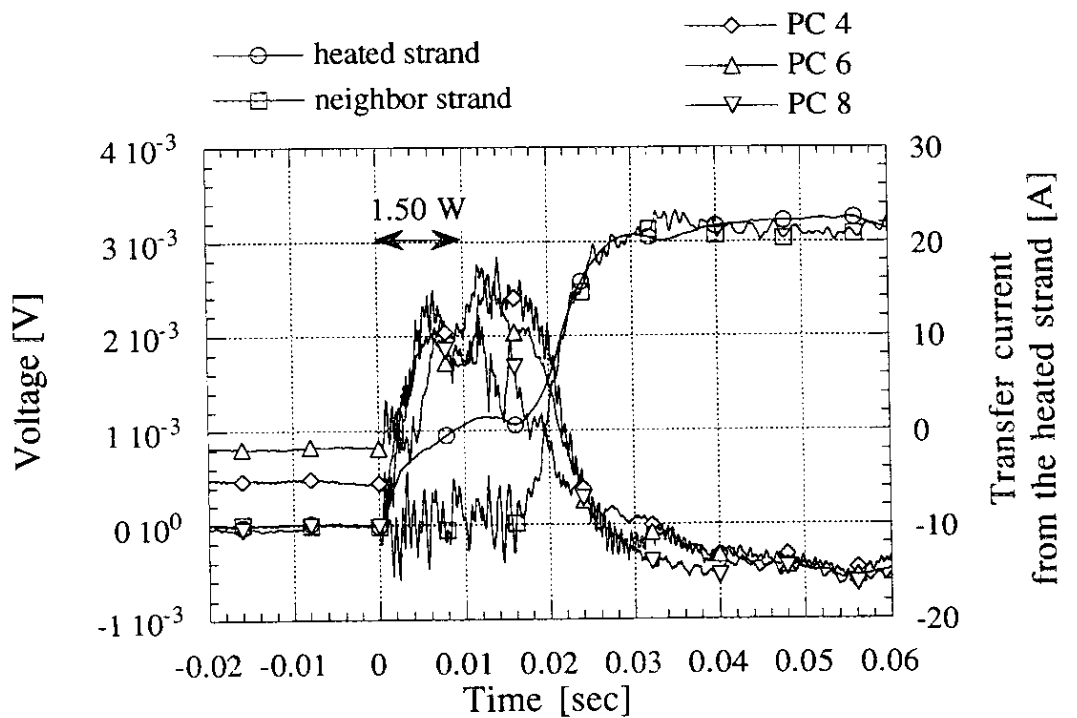


図 2-3-12 隣接超伝導素線側に多く電流を偏流させて常伝導伝播した時の測定波形

2. 4 電流転流数値計算モデル

2. 4. 1 数値計算モデル

超伝導燃線の電流転流現象には、電流の移動と熱の移動の両方が関わっている。Amemiyaら⁽¹⁰⁾は、電気回路方程式と熱伝導方程式を数値解析により解く方法を提案している。本研究においても、数値解析はこのモデルによる。

ストランドaに関する熱伝導方程式を(2-1)式に示す。

$$S \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa(T_a) \frac{\partial T_a}{\partial x} \right) - PH(T_a, q_a) + R_a(T_a, i_a) i_a^2 S + \frac{R_t}{2} \left(\frac{\partial i_a}{\partial x} \right)^2 + \kappa_t(T_a, T_b) + G(t, x) = SC_p(T_a) \frac{\partial T_a}{\partial t} \quad (2-1)$$

ここで、

- T_a : aストランドの温度 [K]
- S : 超伝導素線断面積 [m^2]
- κ : 超伝導素線熱伝導率 [W/m K]
- P : 冷却周長 [m]
- H : 液体ヘリウムへの熱伝達量 [W/m^2]
- q_a : 液体ヘリウムに熱伝達された熱量 [J/m^2]
- R_a : aストランド抵抗 [Ω]
- R_t : 接触抵抗 [Ωm]
- κ_t : ストランド間熱伝達 [W/m]
- G : 擾乱量 [W/m]
- C_p : 超伝導素線比熱 [$J/m^3 K$]
- x : 超伝導素線の位置 [m]
- t : 時間 [sec]

bストランドに関する熱伝導方程式は添字a bを入れ替えGを除いた式となる。

それぞれの物性値は温度の関数となる。それぞれの物性値の詳細は後述するが、Amemiyaらとの違いは、ヘリウムの熱伝達特性を過渡熱伝達特性まで含めたことと、素線間の熱伝達係数を銅の比抵抗より求め温度の関数としたことである。

次に電気回路方程式を示す。図2-4-1に示したように、電気回路の場合インダクタンスの取り扱いで超伝導ストランドを要素に区切った値を用いた。このため、前出のストランドの抵抗および素線間接触抵抗も要素当たりに改めて表している。

$$\sum_{l=1}^n (M_{ak,al} - M_{bk,al}) \frac{di_{al}}{dt} + \sum_{l=1}^n (M_{ak,bl} - M_{bk,bl}) \frac{di_{bl}}{dt} + R_{ak}(T_{ak}, i_{ak})i_{ak} - R_{bk}(T_{bk}, I - i_{ak})(I - i_{ak}) + R_i(2i_{ak} - i_{ak-1} - i_{ak+1}) = 0 \quad (2-2)$$

- M : 要素と要素の間の相互インダクタンス [H]
- R : 要素内の常伝導抵抗 [Ω]
- R_i : 要素内の素線間接触抵抗 [Ω]
- I : 2本撚線全通電電流 [A]

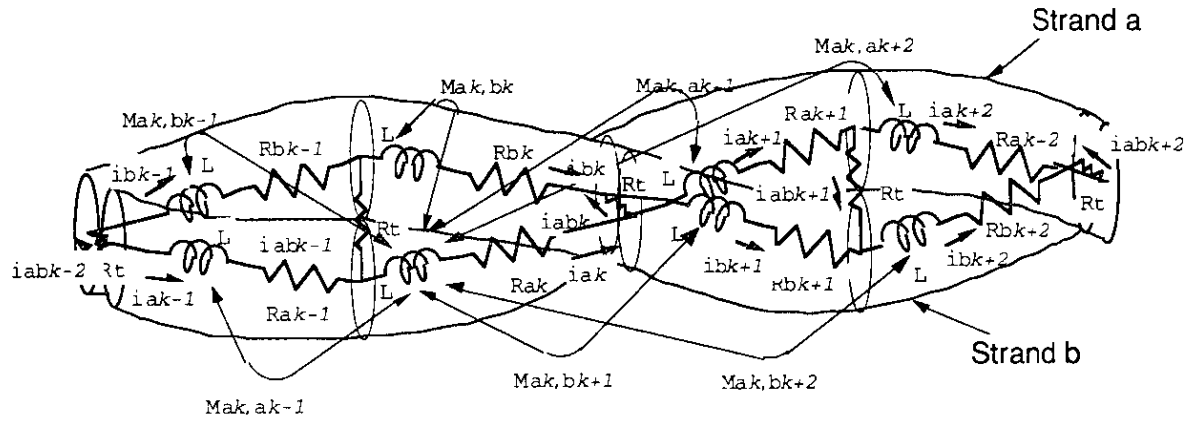


図 2-4-1 超伝導 2 本撚線電気回路モデル

2. 4. 2 数値計算手法

(2-1) 式と (2-2) 式を要素分割が一致するようにクランクーニコルソン法の差分方程式を立てた。そして、予測子-修正子法により温度および電流が収束するまで繰り返し計算を行ない、その後次の時間ステップの計算を行なった。フローチャートを図2-4-2 に示す。

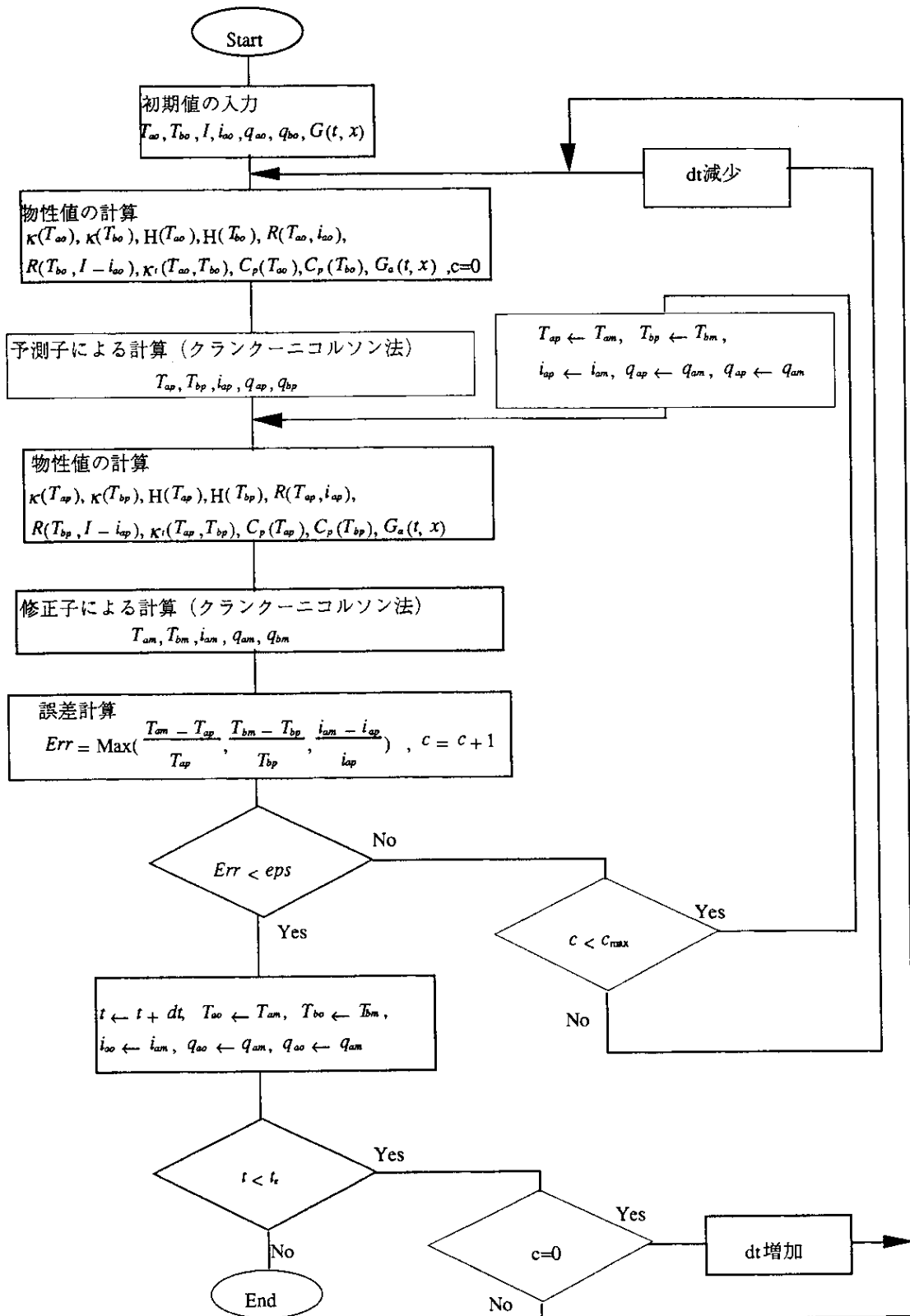


図2-4-2 数値計算フローチャート

2. 4. 3 物性値

熱伝導方程式で用いる物性値は、数値解析温度範囲で温度による関数となる。数値解析で用いた超伝導素線の比抵抗を図2-4-3、比熱を図2-4-4、熱伝導率を図2-4-5に示す。

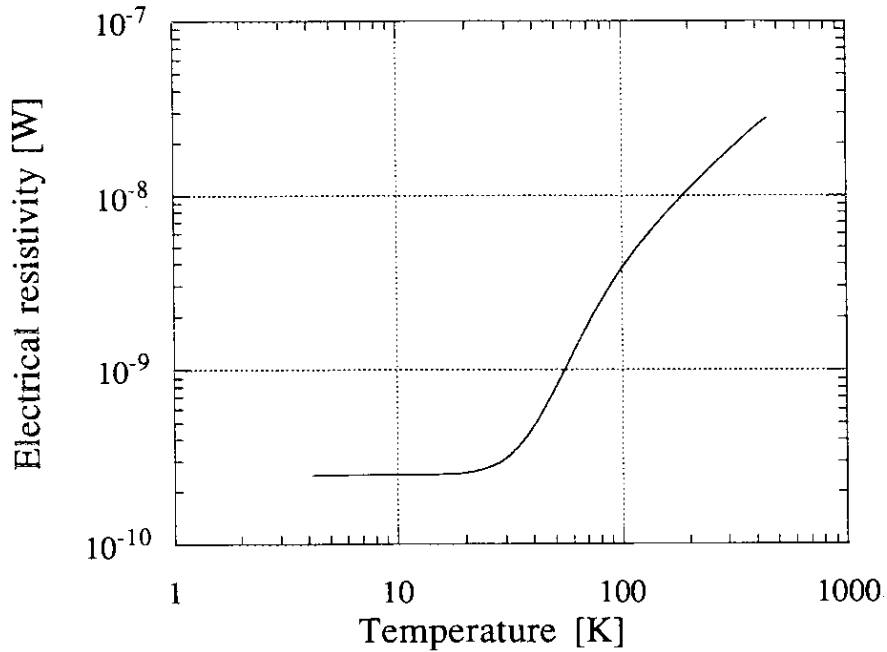


図 2-4-3 数値計算に用いた超伝導素線の比抵抗

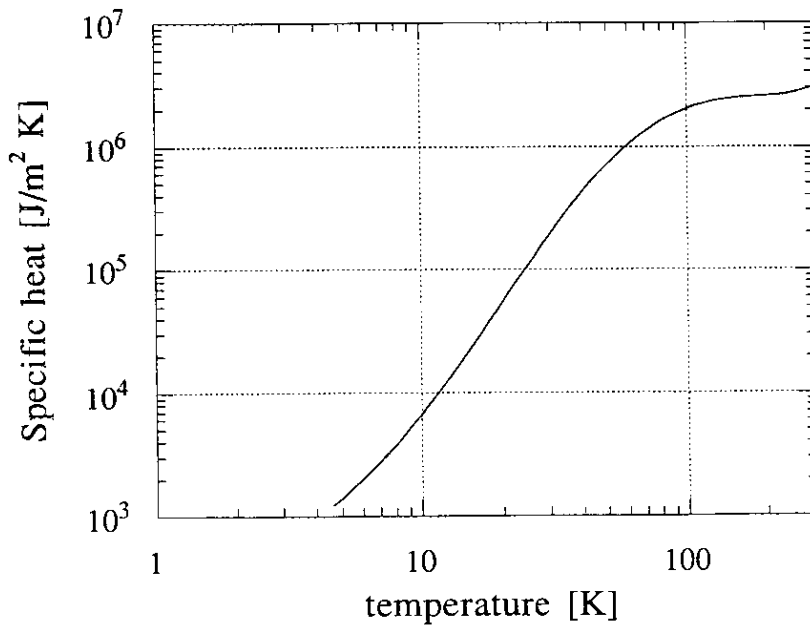


図 2-4-4 数値計算に用いた超伝導素線の比熱

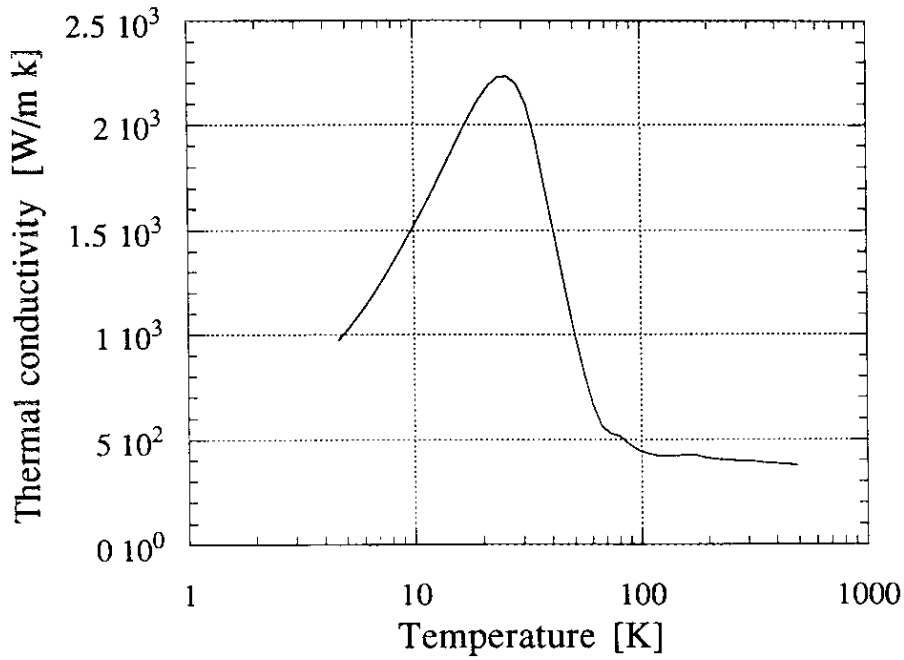


図 2-4-5 数値計算に用いた超伝導素線の熱伝導率

超伝導素線の温度が分流開始温度より高くなった場合、銅マトリックスに電流が分流する。この状態ではNbTiは超伝導性を完全に失わず、ファラックスフロー状態とよばれている。したがって、超伝導素線抵抗は、超伝導素線電流(i)と超伝導素線温度(T)によって次のように表される⁽²⁾。

$$\begin{aligned}
 R(i, T) &= 0 & i < I_c(T) \\
 R(i, T) &= \frac{\rho(T)l}{S} \left(1 - \frac{I_c(T)}{i} \right) & i > I_c(T) \text{ \& } T < T_c \\
 R(i, T) &= \frac{\rho(T)l}{S} & T > T_c
 \end{aligned}$$

金属表面から液体ヘリウムへの定常的な熱伝達特性は図2-4-6⁽²⁾のようになる。しかし、大気圧中の液体ヘリウムは大きな準定常核沸騰熱伝達を持つことが実験的に確かめられており⁽¹⁾⁽³⁾⁽⁶⁾、モノリシック導体において準定常核沸騰熱伝達によって安定性が異なることが報告されている。撚線導体でも準定常核沸騰熱伝達の影響すると考えられる。準定常核沸騰熱伝達を測定した線 (0.3 mm) と超伝導素線径 (0.4 mm) が近いことと数値計算上の取り扱いが容易であることから(6)の文献のデータを参考にする。図2-4-7⁽⁶⁾に準定常核沸騰熱伝達を示す。準定常核沸騰熱伝達に滞留する時間は t_B は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 q &= \int_0^{t_B} H dt = 9.0 \times 10^7 H^{-1.5} & H \geq 9.88 \times 10^3 \\
 q &= \int_0^{t_B} H dt = 8.0 \times 10^{47} H^{-11.5} & H < 9.88 \times 10^3
 \end{aligned} \tag{2-3}$$

ところで、(6)の文献では遷移熱伝達領域の特性が測定されていない。準定常核沸騰領域から膜沸騰領域に移るときに経由する遷移熱伝達特性は定常の遷移熱伝達領域と異なると考えられる。特に、数値計算を行なう時に物性値に不連続があると収束できなくなるので熱伝達特性の連続性を確保することは重要である。文献(7)に提案されている核沸騰熱伝達特性と膜沸騰熱伝達特性により遷移熱伝達特性を求める手法を採用する。

$$H_i(T) = f H_L(T) + (1-f)H_V(T)$$

$$f = \exp\left(-9.2 \frac{T - T_1}{T_2 - T_1}\right)$$

- ただし、 H_i : 遷移熱伝達 [W/m² K]
 H_L : 核沸騰での熱伝達関数 [W/m² K]
 H_V : 膜沸騰での熱伝達関数 [W/m² K]
 T_1 : 膜沸騰に遷移する前の核沸騰領域の
超伝導素線表面温度 [K]
 T_2 : 極小熱伝達を与える温度 [K]

文献(7)と T_1 と T_2 の取り扱いが違うが、数値計算の便宜上このようにした。さらに、膜沸騰領域で過渡熱伝達特性があることが文献(8)に述べられている。数値計算を行なうと遷移熱伝達領域での温度上昇が速いので、この膜沸騰領域の過渡熱伝達を遷移熱伝達まで拡張した。

$$h_i(T) = h_s(T) + a(T) \frac{\partial T}{\partial t}$$

- ただし h_i : 過渡熱伝達 [W/m² K]
 h_s : 定常熱伝達 [W/m² K]

$a(T)$ はヘリウムガスの比熱に相当すると考えられる。

以上より数値計算で基礎的に用いた液体ヘリウムの熱伝達は次のようになる。

$$\circ H(T) = H_L(T) \quad q < 9.0 \times 10^7 H(T)^{-1.5} \ \& \ H(T) > 9.88 \times 10^3$$

$$\text{or} \quad q < 8.0 \times 10^{47} H(T)^{-11.5} \ \& \ H(T) < 9.88 \times 10^3$$

$$\circ H(T) = H_V(T) + a(T) \frac{\partial T}{\partial t} \quad T > T_2$$

$$\circ H(T) = f H_L(T) + (1-f)H_V(T) + a(T) \frac{\partial T}{\partial t}$$

$$f = \exp\left(-9.2 \frac{T - T_1}{T_2 - T_1}\right) \quad \text{else}$$

超臨界ヘリウムの数値解析を行なったがこの時の熱伝達係数は次で与えられる⁽⁹⁾。

$$h_k = 200 \frac{T_w^4 - T_h^4}{T_w - T_h}$$

$$h_i = \left(\frac{\lambda \rho C_p}{\pi t} \right)^{0.5}$$

$$h_s = \frac{0.023 \text{Pr}^{0.4} \text{Re}^{0.8} \lambda}{D}$$

$$\text{Pr} = \frac{C_p \mu}{\lambda}$$

$$\text{Re} = \frac{\rho v D}{\mu}$$

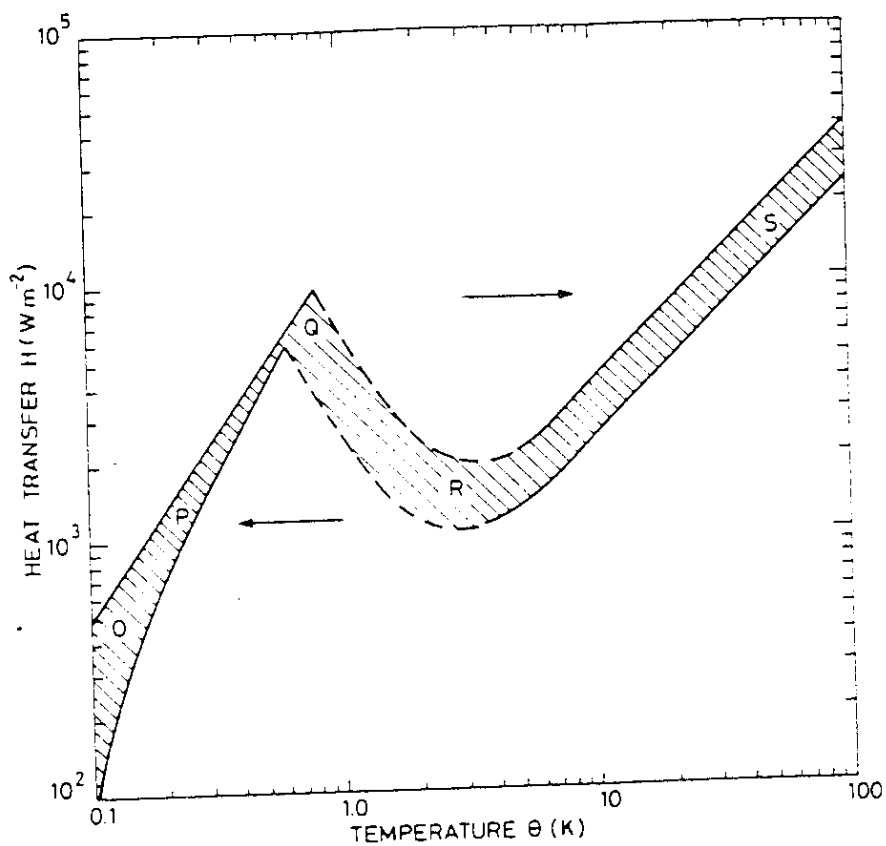


図 2-4-6 ヘリウムの定常熱伝達⁽²⁾

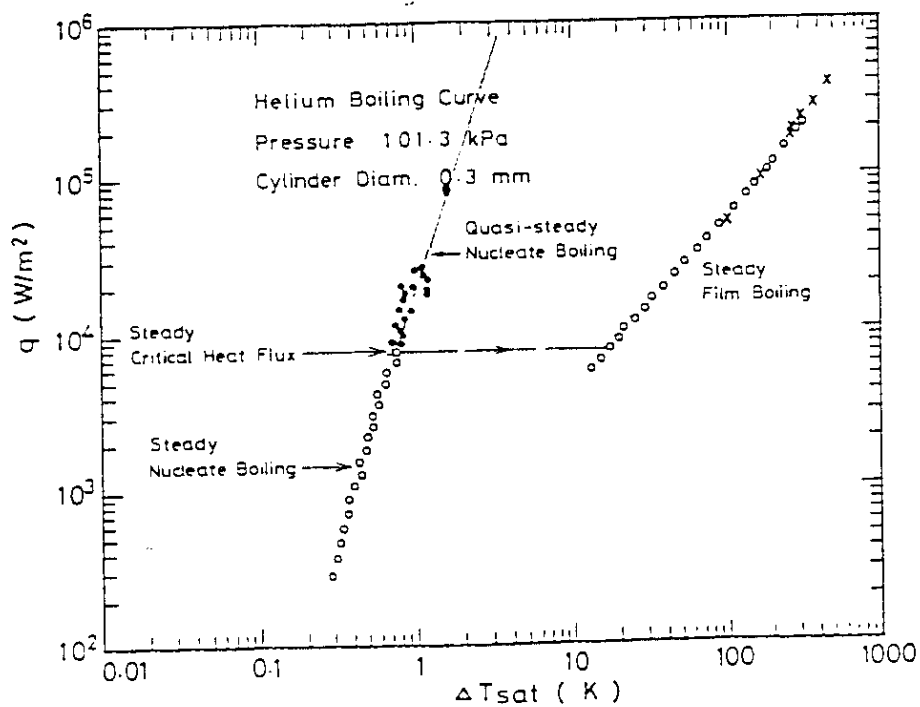


図 2-4-7 ヘリウムの準定常核沸騰熱伝達⁽⁶⁾

2. 5 電流転流への電磁気拡散および熱拡散の影響

超伝導燃線の電流転流現象は、電磁気の拡散現象と熱拡散現象が連鎖している。そして、超伝導線特性や冷媒特性など多くの要因が関係している。ここでは、電磁気拡散の側面と熱拡散の側面より電流転流現象影響要因を考察する。

図2-4-1の電気回路モデルに示したように超伝導燃線は接触コンダクタンスと超伝導素線インダクタンスの分布定数回路となる。超伝導線の燃線形状によってインダクタンスが異なることが予想される。図2-5-1に超伝導素線を特定の位置から着目した超伝導素線の他の部分と隣接超伝導素線の核部分との相互インダクタンスをそれぞれ1m長さ当たりの値にして示す。インダクタンスの計算を行なったのは平行線と製作上最も燃線ピッチの短いと考えられる3mmについて行なった。このように局所的なインダクタンスは2本燃線であっても燃線を行なうことによって異なる。このインダクタンスの違いの影響を数値計算で調べる。

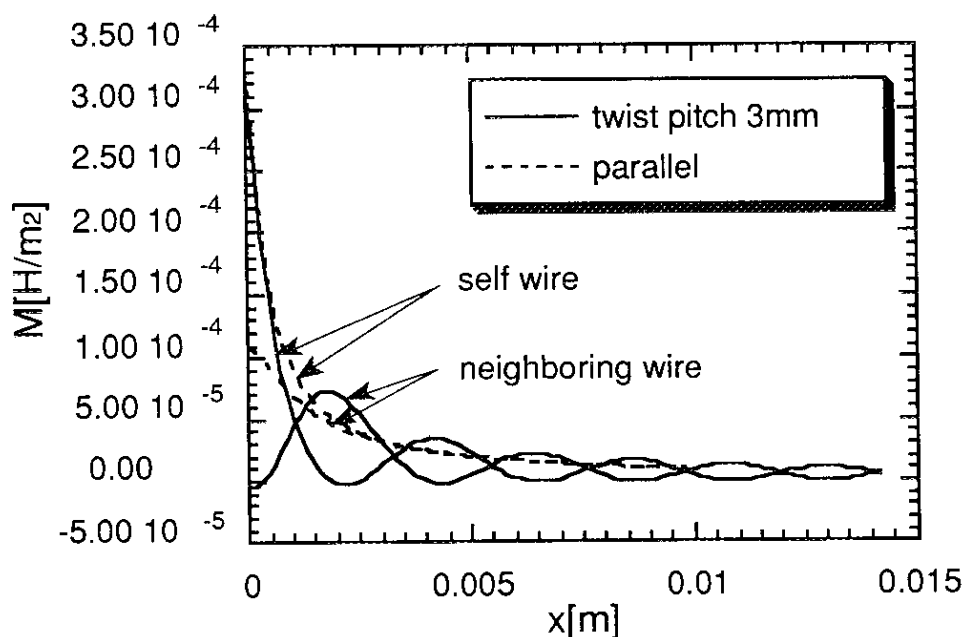


図 2-5-1 距離による2本燃線の相互インダクタンスの変化

相互インダクタンスは超伝導燃線全体に渡って存在する。しかし、超伝導燃線全体を数値計算することはできないので数値計算に必要な長さを求める。ところで、数値計算は(2-2)式にしたがって行なうので燃線の相互インダクタンスを(L-M)の形で評価する。ただし、Lは一本の超伝導素線の部分同士のインダクタンスも表すとする。図2-5-2に数値計算に用いる自己インダクタンスから相互インダクタンスを引いた値(L-M)の計算する長さを変えたときの変化を示す。L-Mが長さの変化に対して線

形になっていれば、電気回路計算上単純な和として計算できる。図によると9mm程度より長くなるとインダクタンスは長さに対して比例すると見なせる。したがって、9mm以内の相互インダクタンスを計算に取り込めばよい。

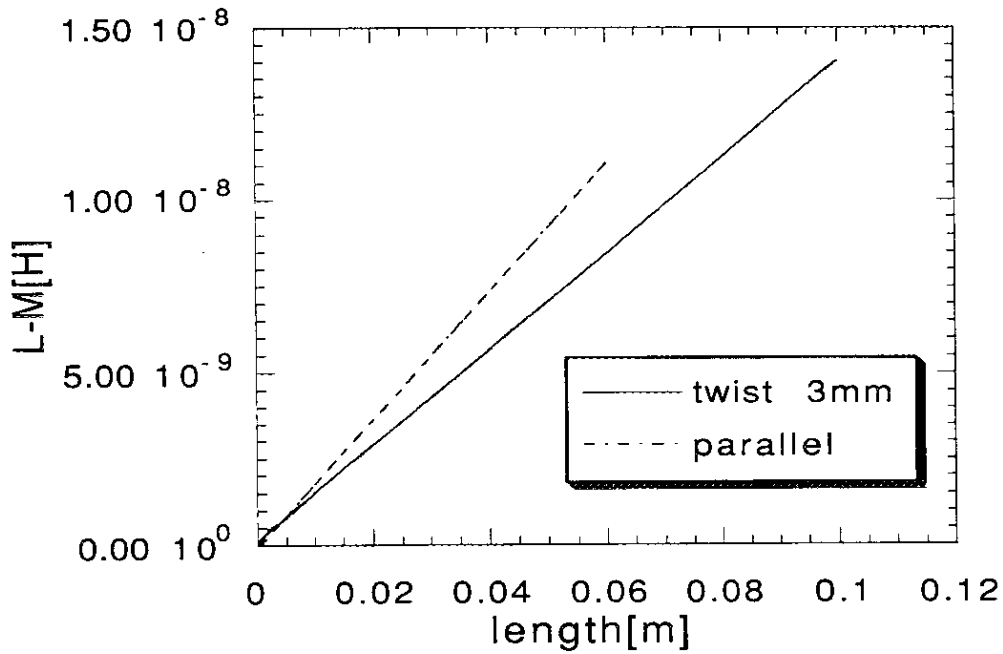
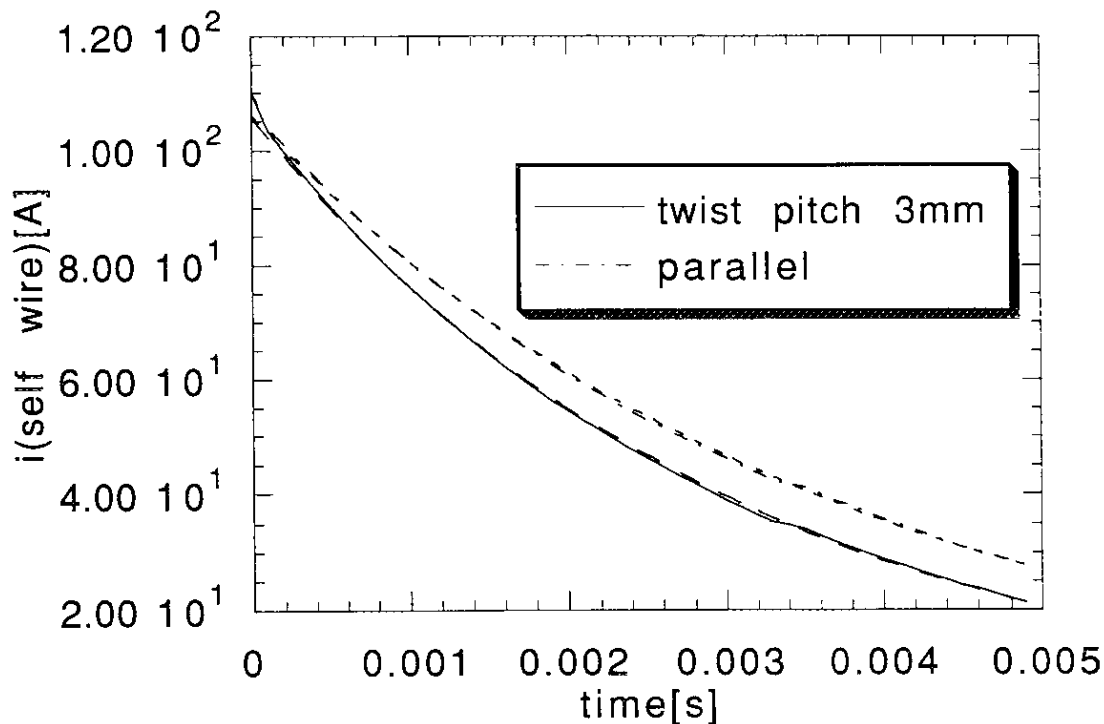


図 2-5-2 撚線インダクタンス (L-M) の撚線長さによる変化

図2-5-3に同じ一定の常伝導抵抗が一方の超伝導素線に発生した時に常伝導抵抗が発生した超伝導素線の電流が減少する様子を示す。いずれも指数関数的に減衰するが、その時定数は16%程度の違いである。この程度であれば電流転流現象が大きく異なるとは考え難い。



--- ツイストによる時定数の違い
 ----- ツイスト線 $\tau = 3.05 \text{ ms}$
 平行線 $\tau = 3.64 \text{ ms}$

図 2-5-3 一定常伝導抵抗を仮定した時の
 撚線ピッチによる電流減衰の変化

次に、実験においてこの局所的な電気定数が影響しているかを調べる。超伝導撚線を最も簡単な集中定数回路で電流転流現象を記述すると図2-5-4になる。この回路では常伝導転流部の素線間電圧 V_b は等価接触抵抗 R_c と等価インダクタンス L_s および転流電流 i_t を用いて

$$V_b = R_c i_t + L_s \frac{di_t}{dt}$$

と表すことができる。この式により実験で測定された電流転流量と素線間電圧を比較

する。図2-5-5 にヒーター電力0.3 W、入力時間100 msecの場合を、図2-5-6 にヒーター電力1.3 W、入力時間10 msecの場合を示す。どちらも

$$L_c = 1.0 \times 10^{-7} \text{ [H]} \quad R_c = 2.1 \times 10^{-5} \text{ [\Omega]}$$

を用いている。このように集中定数回路で実験結果が表されることは、電流の転流が広範囲で起こっていることを示している。このことは、分布定数回路の減衰定数よりもわかる。図2-5-7 に減衰定数の周波数による変化を示す。電流が転流している時間は10 msecであるから、100 Hzの接触抵抗が $2 \times 10^{-5} \text{ [\Omega/m]}$ の減衰定数を讀むと700 mmである。実験の超伝導燃線の全長が1.5 mであり、ヒーターは超伝導燃線の中央付近で加熱するので、ヒーター部から端部までの距離750 mmと一致する。したがって、100 Hzより遅い電磁現象は超伝導燃線端部まで影響が及ぶと考えられる。

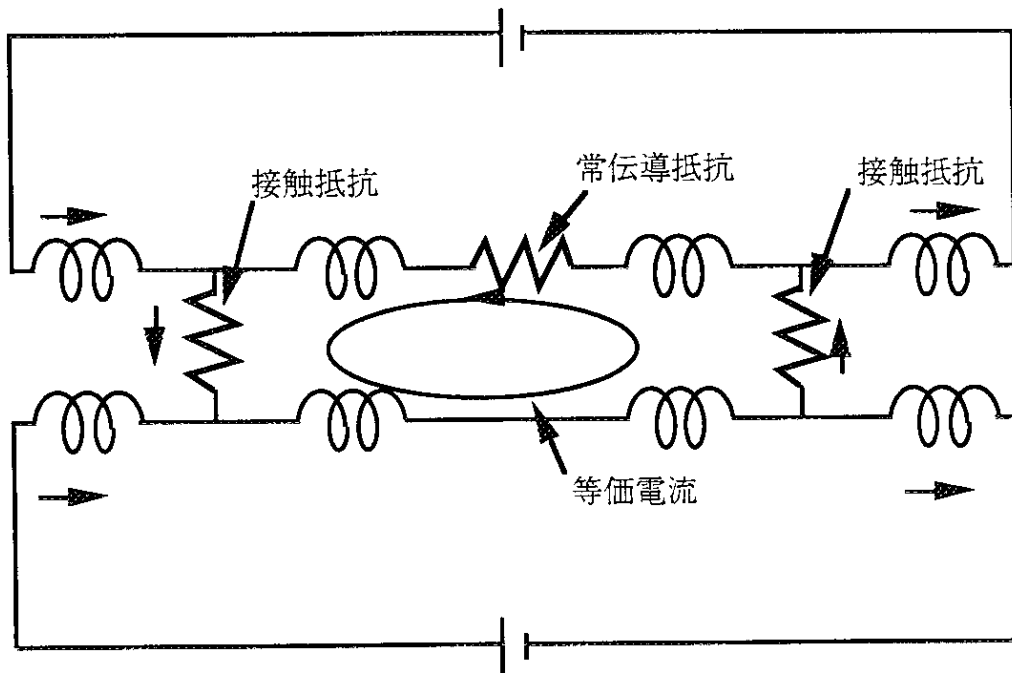


図 2-5-4 電流転流現象の集中定数回路近似

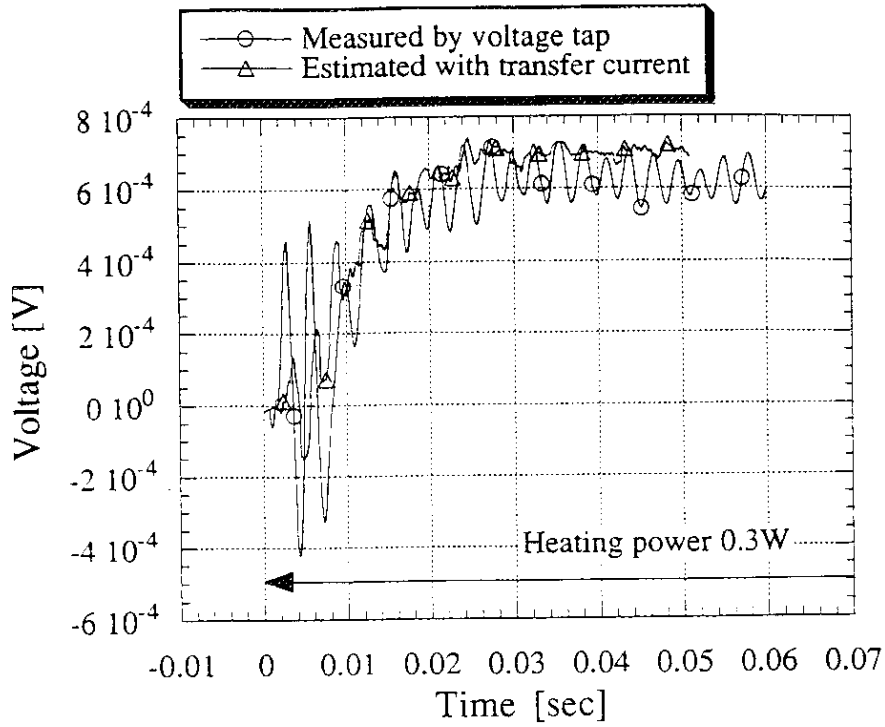


図 2-5-5 電流転流から求めた撚線間電圧と測定値の比較
(ヒーター電力 0.3 W)

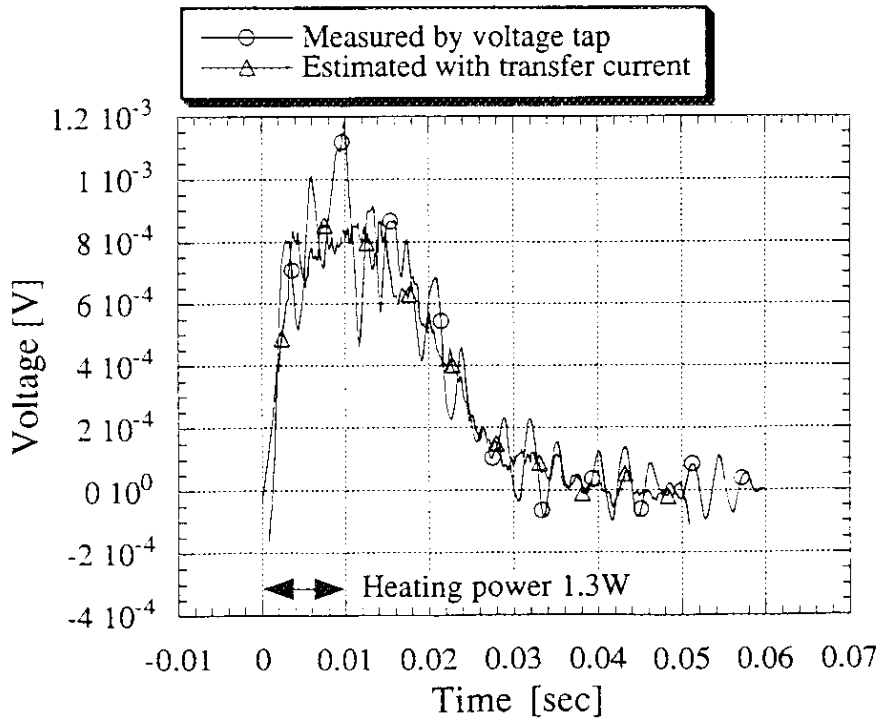


図 2-5-6 電流転流から求めた撚線間電圧と測定値の比較
(ヒーター電力 1.3 W)

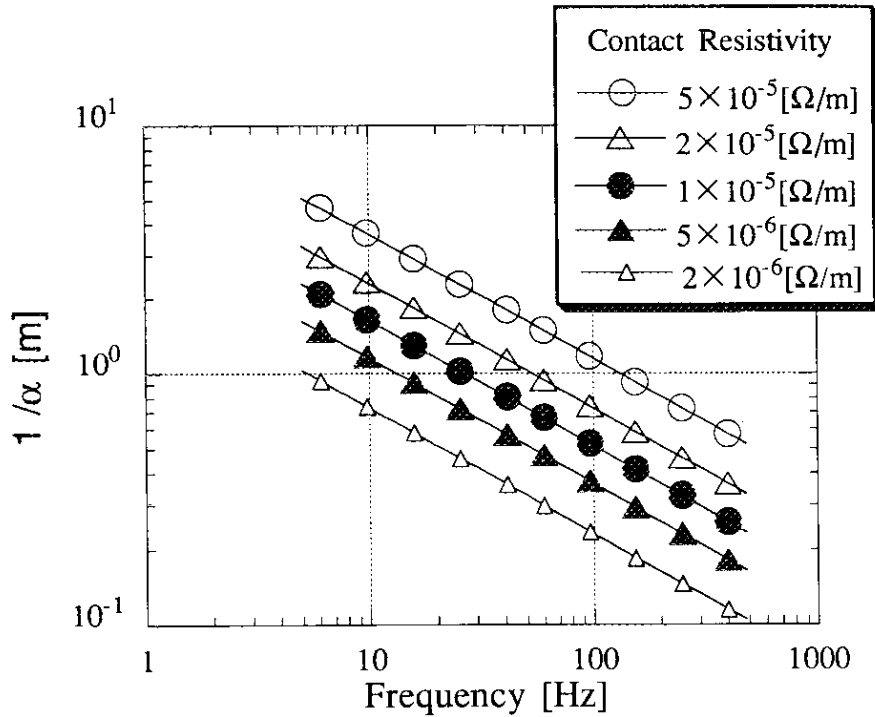


図 2-5-7 分布定数回路減衰定数の周波数による変化

次に熱現象をもとに電流転流現象を考察する。電流転流そのものは電気回路で支配されている。しかし、電流転流の駆動源である超伝導素線の抵抗は主に温度によって決定される。したがって、電流転流も熱拡散現象の影響を強く受ける。液体ヘリウムでの場合、準定常核沸騰があり、その熱流束により長い場合には100 msec程度継続する。

この準定常核沸騰特性によって実験結果は説明できる。まず、0.3 Wの時の隣接超伝導線の発生は90 msecである。隣接超伝導素線に常伝導電圧が発生する直前までヒーター入力した超伝導素線に発生している電圧も転流電流量もほぼ一定である。隣接超伝導素線の電流がほぼ一定であるため、常伝導電圧の発生は隣接超伝導素線の温度上昇であると考えられる。ところで、隣接超伝導素線の加熱源はヒーター入力した超伝導素線からの熱拡散だけと考えられる。ヒーター入力した超伝導素線の発生電圧も一定であるためヒーター入力した超伝導素線の温度上昇による熱拡散量の増加により隣接超伝導素線が温度上昇するとは考えられない。このヒーター入力した超伝導素線の発生電圧が一定で転流電流も一定な時間範囲で隣接超伝導素線周囲の液体ヘリウムが準定常核沸騰であれば、90 msec経過時に核沸騰から遷移沸騰に移ることにより、ヒーター入力した超伝導素線からの熱流入と液体ヘリウムへの熱伝達で熱平衡が保たれていた熱伝達量の低下を引き起こす。この結果、隣接超伝導素線の温度が上昇し電圧発生に至る。

ヒーター入力が1.52 Wで入力時間が10 msecと短い場合も同様である。この場合は、隣接超伝導素線の電圧発生がヒーター入力終了後に起こる。ヒーター入力した超伝導素線の電圧が減少し、これにともない転流電流も減少し、隣接超伝導素線電流が減少している。したがって定常的な熱拡散現象や電流上昇によっては隣接超伝導素線の常伝

導転移は説明できない。先ほどのヒーターパルス幅の長いときと同様に隣接超伝導素線周囲のヘリウムが準定常核沸騰にあるとすると、ヒーター入力が1.5 Wと大きいため隣接超伝導素線からヘリウムへの熱伝達量も多いと考えられる。そこで、0.3 Wのヒーター入力の場合より短い20 msecで準定常核沸騰から遷移沸騰に推移し隣接超伝導素線の温度上昇を引き起こす。

準定常核沸騰の継続時間を調べるために、ヒーター入力側だけに6.5 Aを流したときにヒーター入力した超伝導素線が常伝導転移する時間を測定した結果を図3-5-8に示す。この結果は、ほぼ準定常核沸騰領域に滯まる時間に等しいと考えられる。この時、図3-5-8に示した様に(6)の文献の(2-3)式により数値計算すると実験結果と合わないことがわかった。また、実験結果は t_d を遅れ時間、 P_h をヒーター電力とすると次の式で近似できる。

$$t_b = \frac{0.005}{P_h - 0.125} \quad (2-4)$$

これにより、あるヒーター熱量以上が遅れ時間を決めていると考えられる。そこで、(2-3)式に変わり次の(2-5)式を用いて数値計算をする。

$$q_c = \int_0^{t_b} (H - H_m) dt \quad (2-5)$$

ただし、 q_c は一定値でこの場合3.1、 H はヘリウムへの熱伝達量、 H_m は最大熱流束である。(6)の文献との比較を図2-5-9に示す。ただし、 q_c は2.5である。熱伝達量の大きな領域でずれが大きいが傾向としては一致していると見ることができる。 q_c の違いは超伝導線の銅表面と(6)の文献の測定線のPtCo表面の違いではないかと思われる。

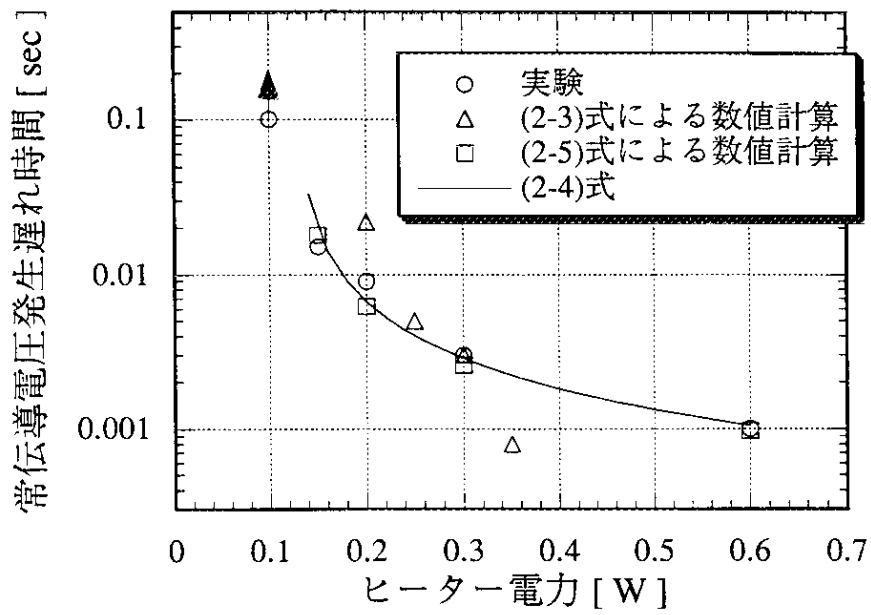


図 2-5-8 ヒーター入力超伝導線のみ電流が流れている時の常伝導電圧発生遅れ時間

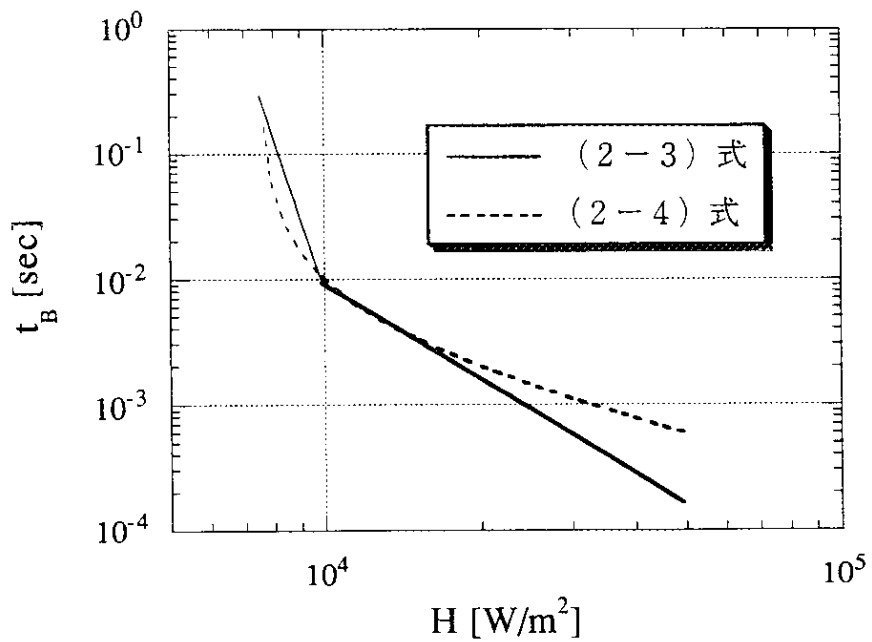


図 2-5-9 文献との準定常核沸騰熱伝達継続時間の比較

図2-5-10にヒーター電力に対して隣接超伝導線に常伝導電圧が発生するまでの時間を示す。ヒーター電力の増加にともない常伝導電圧発生までの時間が短くなっていることが確認できる。準定常核沸騰において熱流束が大きい場合には準定常状態で熱伝達できるエネルギー量は小さくなる。しかし、ヒーター電力が増加しても常伝導電圧までの時間およびヒーター加熱エネルギー量はほぼ一定に近づく。ヒーター加熱終了までに全てのエネルギーは超伝導熱線に与えられている。また、ヒーターから液体ヘリウムへの熱伝達はヒーター電力が大きいほどヒーター入力開始時より大きいと考えられる。したがって、ヒーター電力の増加にともなって常伝導発生遅れ時間はもっと短くなると考えられる。この違いは膜沸騰領域の過渡熱伝達特性によって説明できる。Iwasaら⁽⁹⁾は膜沸騰領域の熱伝達特性として次の式を

$$h_i(T) = h_s(T) + a(T) \frac{\partial T}{\partial t}$$

$$a(T) = 5 + 0.53(T - 4.7)^2 \quad [\text{J}/\text{m}^2 \text{ K}]$$

提案している $a(T)$ は Iwasa らの求めた実験式で表面状態などによって異なることを指摘している。 $a(T)$ は温度の二乗項があるため、温度の高い領域で温度変化をより抑制することがわかる。ヒーター入力した超伝導素線は常伝導電圧発生時には膜沸騰領域にある。ヒーター電力を増加して超伝導素線が温度上昇した場合、この膜沸騰領域の過渡熱伝達特性によってヒーター電力の増加に比べ温度上昇は少なくなる。したがって、隣接超伝導素線に熱伝達する熱量も少なくなり、隣接超伝導素線の常伝導転移遅れ時間はあまり短くならない。

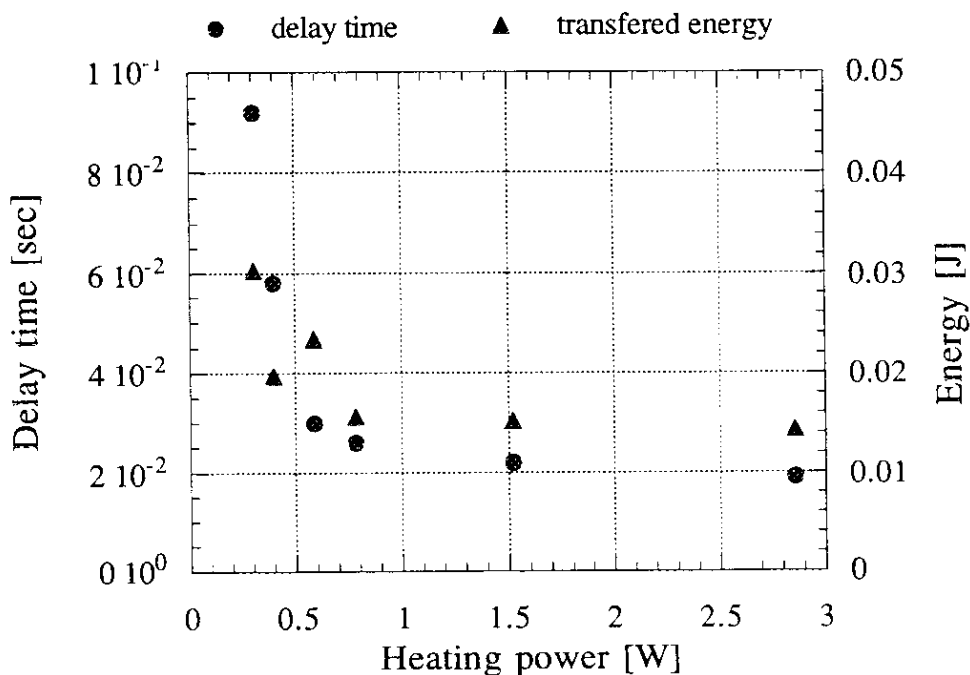


図 2-5-10 ヒーター電力による隣接超伝導素線常伝導電圧発生遅れ時間

このように電流転流現象はヘリウムの熱伝達特性の影響を大きく受けている。そこで、これられの過渡熱伝達特性をいれて数値シミュレーションした結果を実験結果と比較する。

数値計算において初期値は両方の超伝導素線とともに電流50 A、温度4.2 Kであり、境界値は電流は両端において50 A固定、温度は両端で温度勾配がないとしている。

図2-5-11にクエンチした場合、図2-5-12に超伝導に回復した場合を示す。ただし、ヒーター電力は図中の値は実験値で、数値計算はクエンチした場合は1.0 Wで超伝導に復帰した場合は0.9 Wである。いずれの場合も電流転流の様子および隣接超伝導素線に常伝導電圧が発生する時刻およびヒーター入力した超伝導素線が回復する時刻などが一致しており開発した数値計算モデルの有効性と現象説明が正しいことが確認された。ヒーター電力の違いは、ヘリウムの熱伝達や素線間の熱伝達など測定を行っていない物理量が正しくないためと考えられる。しかし、第3章に図3-2-2にヒーター入力時間を変えた時の安定性マージンを実験結果と数値計算を比較して示すがかなりよく一致していると考えられる。

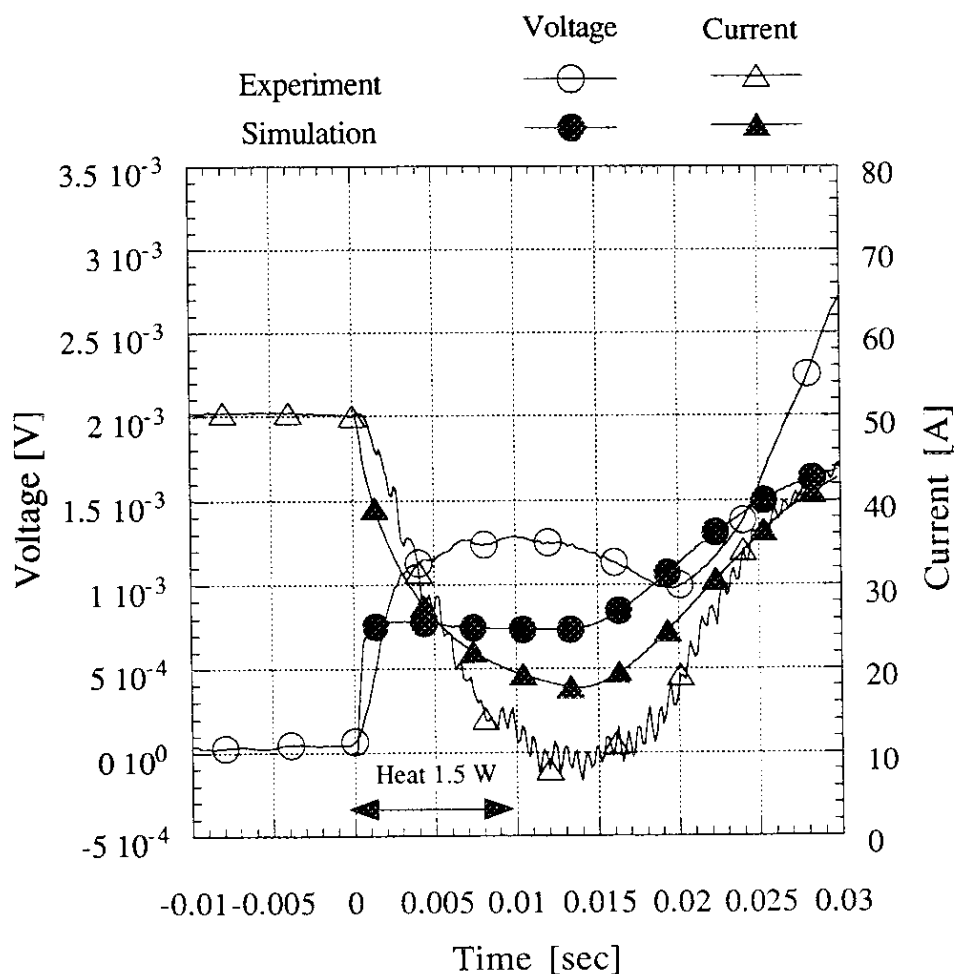


図 2-5-11 常伝導伝播した時の実験と数値計算の比較

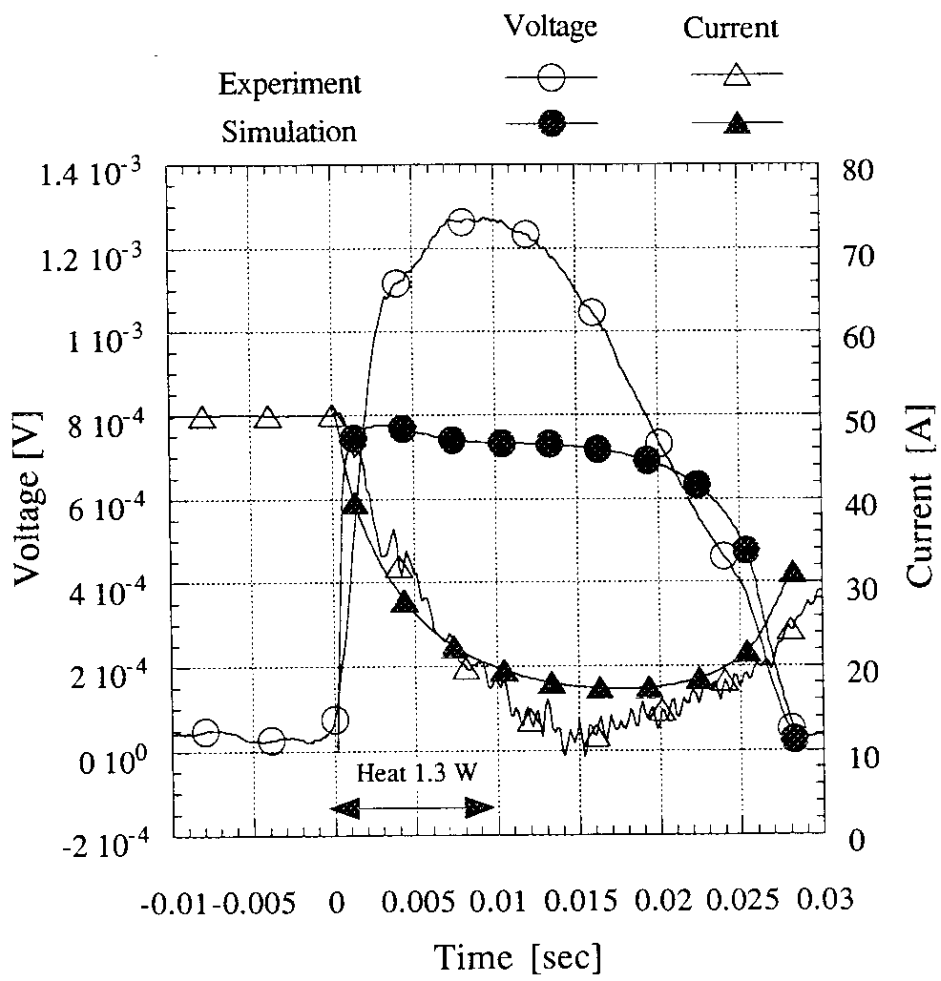


図 2-5-12 超伝導復帰したときの実験と数値計算の比較

2. 6 結論

超伝導 2 本撚線を用いて電流転流現象を実験した。撚線状態を変えずに転流電流量を測定できるピックアップコイルを採用して電流転流測定を行なった。熱収縮による較正值の誤差を防ぐため液体ヘリウム温度での較正方法を開発した。ヘリウムの過渡熱伝達特性が電流転流現象に影響していることを見だし、このヘリウムの過渡熱伝達特性を考慮し電流転流現象を模擬できる数値計算コードを開発した。また、銅自然酸化表面超伝導素線の 2 本撚線導体において、超伝導素線間の偏流が一方の超伝導素線の常伝導発生により特定の電流分布の緩和することを確認した。

超伝導 2 本撚線の超伝導素線間で電流転流した時に最も磁界の変化する超伝導素線の間に設置できるピックアップコイルを製作した。超伝導特性を利用して、外部電源により超伝導素線間の電流転流を与えてピックアップコイルを構成することにより、熱収縮によるピックアップコイルの形状および位置変化による較正誤差を回避した。

大気圧液体ヘリウム冷却下での実験により、ヒーター入力した超伝導素線から隣接超伝導素線への電流転流が完了した後、長い場合には 100 sec 経過後に隣接超伝導素線に常伝導電圧が発生し、超伝導撚線全体に常伝導伝播することがわかった。この隣接超伝導素線の常伝導電圧発生のは、液体ヘリウムの準定常核沸騰によって説明できた。また、ヒーター入力量に対する電流転流時間および隣接超伝導線の電圧発生遅れ時間の計測より液体ヘリウム膜沸騰熱伝達特性が影響していることがわかった。

物性の非線形および液体ヘリウムの過渡熱伝達特性を考慮し開発した数値計算コードにより電流転流現象が再現できることを確認した。

超伝導撚線内の素線間に電流偏流を生じさせた電流転流実験を行なった。銅自然酸化表面超伝導素線の超伝導 2 本撚線では、熱拡散時間より電流転流時間の方が短いため、常伝導が伝播開始する前に超伝導撚線および冷媒状態による特定の電流分布の緩和していることがわかった。このため、超伝導素線間の偏流により安定性マージンが変わらないことが説明できた。

参考文献

- (1) Sakurai, A., Shiotsu, M., Hata, K., and Takeuchi, Y., : "Quasi-steady nucleate boiling and its life caused by large stepwised heat input in saturated pool liquid He I", *Cryogenics*, Vol. 29, pp. 597-601.
- (2) Wilson, M.N. : "Superconducting Magnet", Oxford Science Publications (1983).
- (3) 塚本 : "液体ヘリウムの過渡熱伝達特性", *低温工学*, Vol. 11, No. 3, pp.23-33 (1976).
- (4) Lezak, D., Brodie, L.C., Semura, S.J., and Roberts, S.M., : "Temperature dependence of the time delay to the onset of film boiling in liquid helium", *Adv. Cryo. Eng.*, pp. 439-445
- (5) Schmit, C. : "Transient heat transfer into a closed small volume of liquid or supercritical helium", *Cryogenics*, Vol. 28, pp. 585-598 (1988)
- (6) Shiotsu, M., Hata, K., and Sakurai, A., : "Effect of diameter and system pressure on critical heat flux for horizontal cylinder insaturated liquid He I", *Cryogenics*, Vol. 29, pp. 593-596 (1989)
- (7) Kalinin, E.K., Berlin, I.I., Kostyuk, V.V., and Nosova, E.M., : "Heat transfer in transition boiling of cryogenic liquids", *Adv. in Cryo. Eng.*, pp. 273-277
- (8) Iwasa, Y., and Apgar, B.A., : "Transient heat transfer to liquid helium from bare copper surface in a vertical orientation - I: film boiling regime", *Cryogenics*, pp. 267-275 (1978)
- (9) Agatsuma, K., : "Transient Stability Forced Flow Cooled Superconductor", *T.IEE Japan*, Vol. 110-A, No. 10, pp.723-728 (1990).
- (10) Amemiya, N., Ryu, K., Kikuchi, T., and Tsukamoto, O., : "Influence of current re-distribution and thermal diffusion amon strands on stability of superconducting cables against local disturbances", presented at MT-13 (Victoria) Abstract No.161. (1993)

第3章 撚線安定性

3.1 はじめに

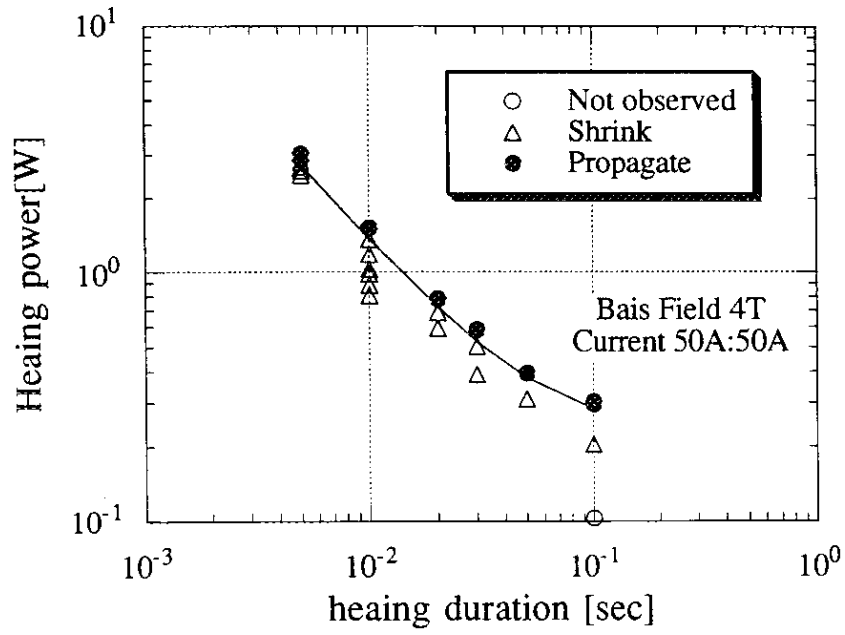
本章では、超伝導撚線の安定性について検討を行なった。超伝導撚線の安定性がモノリシック超伝導線と大きく異なるのは、超伝導撚線の一部の超伝導素線に擾乱が加わり、超伝導素線間で電流転流現象が発生する場合と考えられる。したがって、実験装置は第2章と同じ装置を用いて超伝導2本撚線について実験を行なった。また、超伝導素線に加える擾乱はカーボンペースト部の発熱による熱擾乱とした。

一般に超伝導コイルのクエンチは超伝導線の動きにともなう摩擦発熱や磁気エネルギーの熱変換によると考えられている。超伝導線の動く時定数は1 msec以下と考えられているが、超伝導線の状態やコイルの巻き線状態により異なる。超伝導撚線内の超伝導素線間の電流転流は数msecから数十msecの速い現象であり、ヘリウムの過渡熱伝達特性によって変わることが第2章より明らかになった。したがって、擾乱時間の変化により安定性マージンの変化を知ることは重要と考えられる。そこで、超伝導2本撚線の一方の超伝導素線に加えるヒーター時間を変えて安定性マージン測定を行なった。また、得られた結果より一本の超伝導素線に擾乱が加えられた場合と2本均一に擾乱が加えられた場合につき考察を行なった。

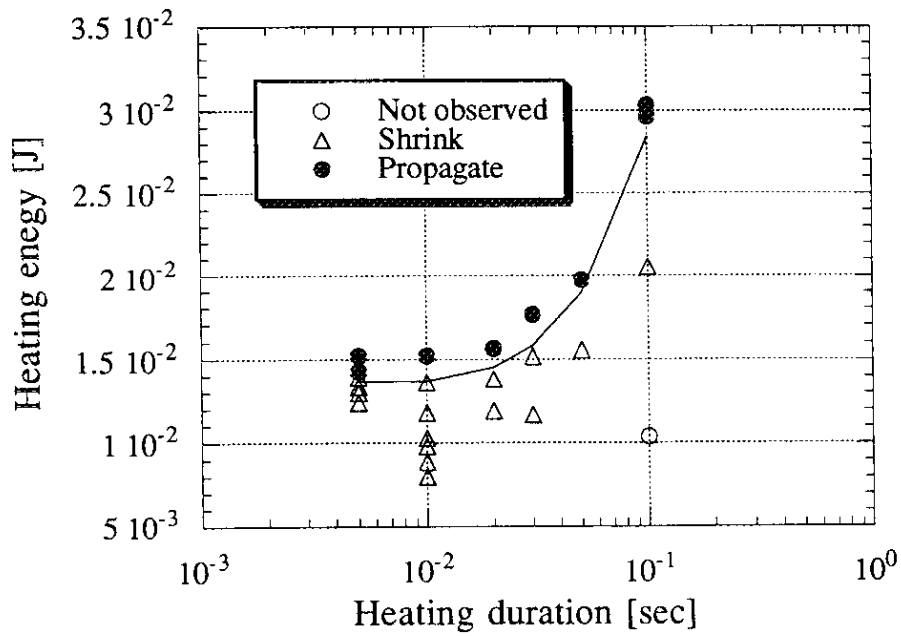
超伝導コイルの冷却に用いられるヘリウムの状態は、一般的な大気圧の液体ヘリウムの他に、超臨界状態や超流動状態などがある。前述のように電流転流は冷媒の熱伝達特性の影響を受けるので冷媒状態を変えたときの超伝導撚線の安定性の変化を調べておく必要がある。そこで、大型超伝導コイルでしばしば用いられるケーブルインコンジット導体の冷媒として用いられる超臨界ヘリウム冷却の場合につき、数値計算により超伝導二本撚線の安定性を調べ、液体ヘリウム冷却との比較を行なう。

3.2 擾乱時間の影響

図3-2-1に大気圧中液体ヘリウム冷却での超伝導2本撚線の一方の超伝導素線を加熱した場合のヒーターパルス幅を変えた時の安定性マージンを示す。(a)は電力の形で、(b)はエネルギー量の形で示す。安定性マージンはヒーターパルス幅によって変化し、パルス幅が短くなるほどクエンチするヒーター電力は大きくなる。これに対して、エネルギー量としてみた場合にはパルス幅が短くなるほどエネルギー量は減少する。しかし、10 msec程度でエネルギー量の減少はなくなり、10 msecより短いヒーターパルス幅ではほぼ一定のエネルギーになる。逆に、ヒーターパルス幅を長くした場合にはクエンチするヒーター電力は小さくなる。100 msec以上ではクエンチの発生が0.3 Wで、0.2 Wではヒーター入力した超伝導素線のみならず電圧が発生するが隣接超伝導素線には電圧が発生しない。これは、隣接超伝導素線からヘリウムへの熱伝達が定常核沸騰領域にあり、隣接超伝導素線の温度が超伝導素線の分流開始温度以上に上昇しないためと考えられる。



(a) 安定性マージン (電力)



(b) 安定性マージン (エネルギー)

図 3-2-1 ヒーターパルス幅を変えた時の安定性マージンの変化

図3-2-2 実験結果と数値計算模擬によって得られた安定性マージンを比較して示す。実験結果は図3-2-1に実線で示した値をそのまま図3-2-2で用いた。測定されていない物性値が多いことを考えるとよく一致していると考えられる。

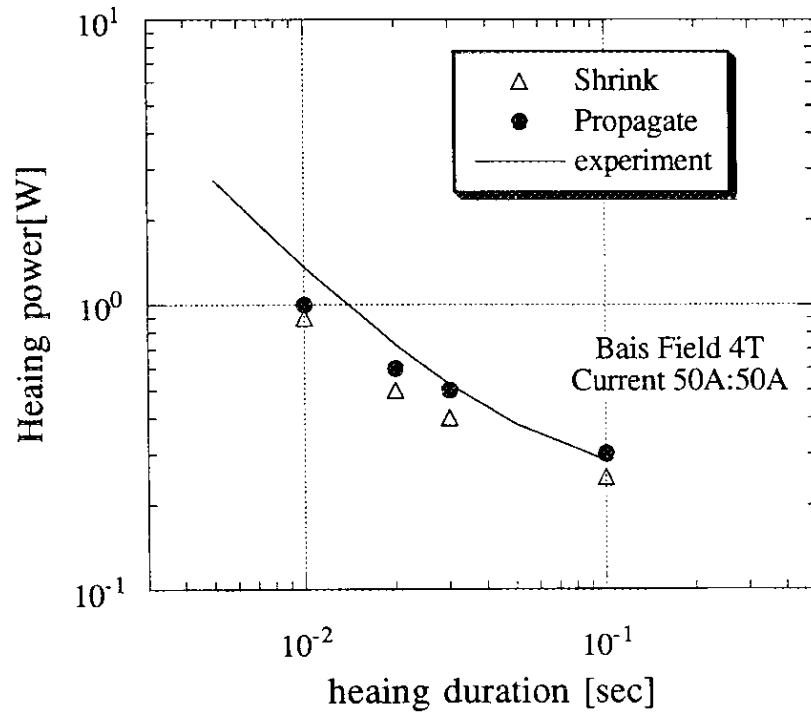


図3-2-2 実験と数値計算模擬の安定性マージンの比較

局所擾乱と断面内均一擾乱を比較するために、ヒーター入力した超伝導素線のクエンチエネルギーを調べた。最小常伝導伝播領域 l は次式で与えられる。

$$l = \left\{ \frac{2\kappa(T_c - T_0)}{\rho J^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (3-1)$$

ただし、 κ は超伝導素線の平均熱伝導率、 T_c は臨界電流温度、 T_0 はヘリウム温度、 ρ は超伝導素線の平均比抵抗、 J は超伝導素線の電流密度である。これより最小伝播領域は、 $l = 4.1 \times 10^{-3} \text{ m}$ と求められる。この最小伝播領域が常伝導転移した時に発生する電圧 V_q は、

$$V_q = \rho J l \quad (3-2)$$

で表される。したがって、(3-2) 式より求められた $V_q = 5.5 \times 10^{-4} \text{ V}$ がヒーター入力側超伝導素線に発生した時がヒーター入力側超伝導素線のクエンチである。図3-2-3にヒーターパルス幅を変えた時のヒーター入力側素線のクエンチエネルギーを2倍して、2本燃線に均一に擾乱が加わったときのクエンチエネルギーとして表す。ヒーター電力が大きくなり、クエンチに至る時間が短くなると一定値に近づく傾向がある。しかし、ヒーター電力が1.2 W以上になりクエンチに至る時間が1 msecと短くなると急にクエンチエネルギーが小さくなる。

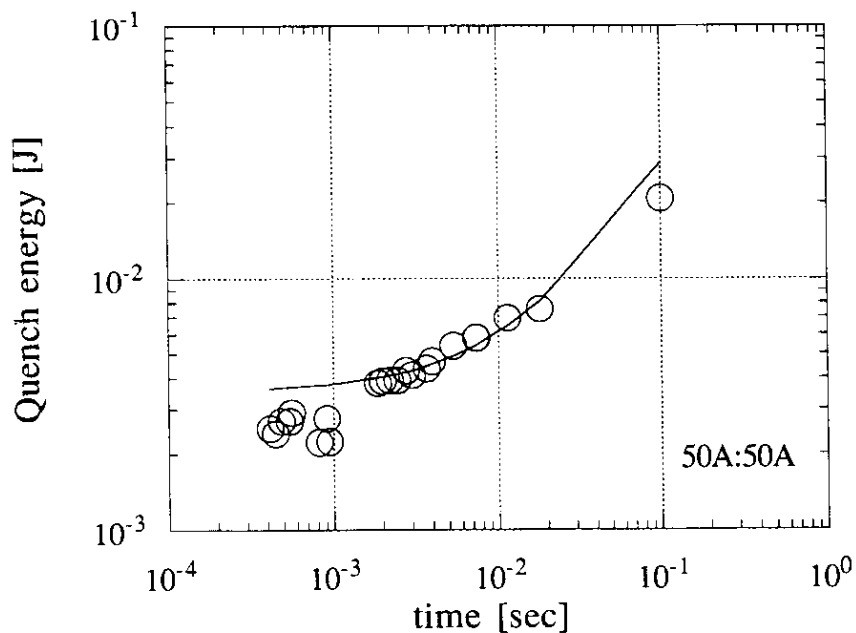


図 3-2-3 素線 2 本分のクエンチエネルギー (実験より近似計算)

図 3-2-4 に数値計算によって 2 本均一に加熱した時の安定性マージンを前述の実験よりの近似計算と比較して示す。比較的良好一致していると思われるが、近似計算では隣接超伝導線に伝達される熱量を見積もっていないため、近似計算はエネルギーが多く見積もられおり、数値計算より大きな安定性マージンが得られている。

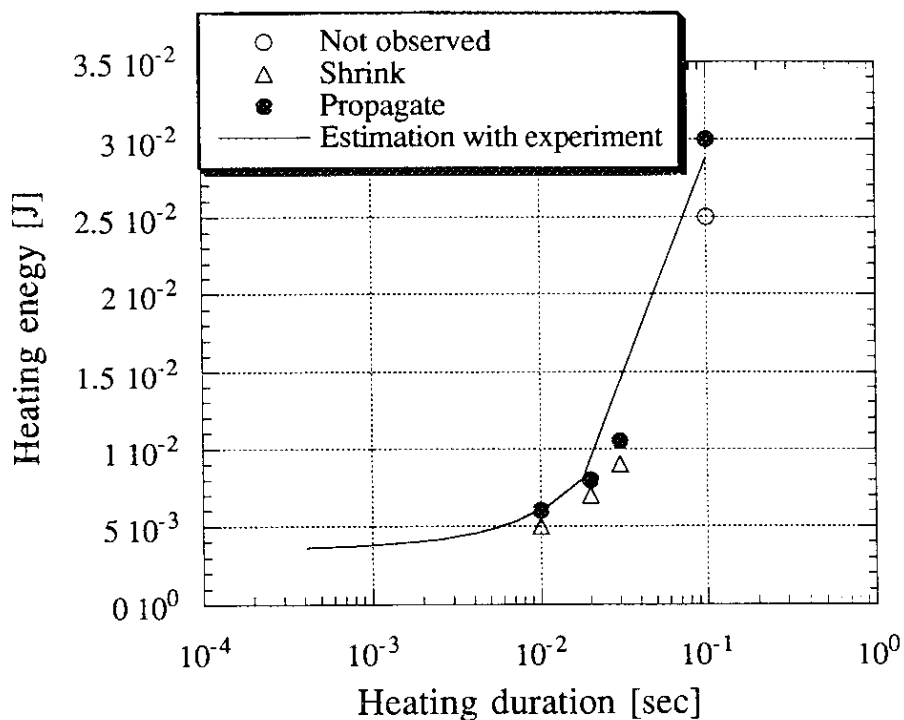


図 3-2-4 素線 2 本加熱に対するクエンチエネルギーの実験からの近似計算と数値計算の比較

上記で得られた2本撚線の断面内に均一に擾乱が加えられた時のクエンチエネルギーと一本の超伝導素線に擾乱が加えられたときのクエンチエネルギーを図3-2-5に比較して示す。ただし、2本均一擾乱においてヒーター電力が1.2 W以上の場合は除いてある。比較すると擾乱時間の短い時に2本均一擾乱より1本擾乱の方が安定性が高くなっていることがわかる。

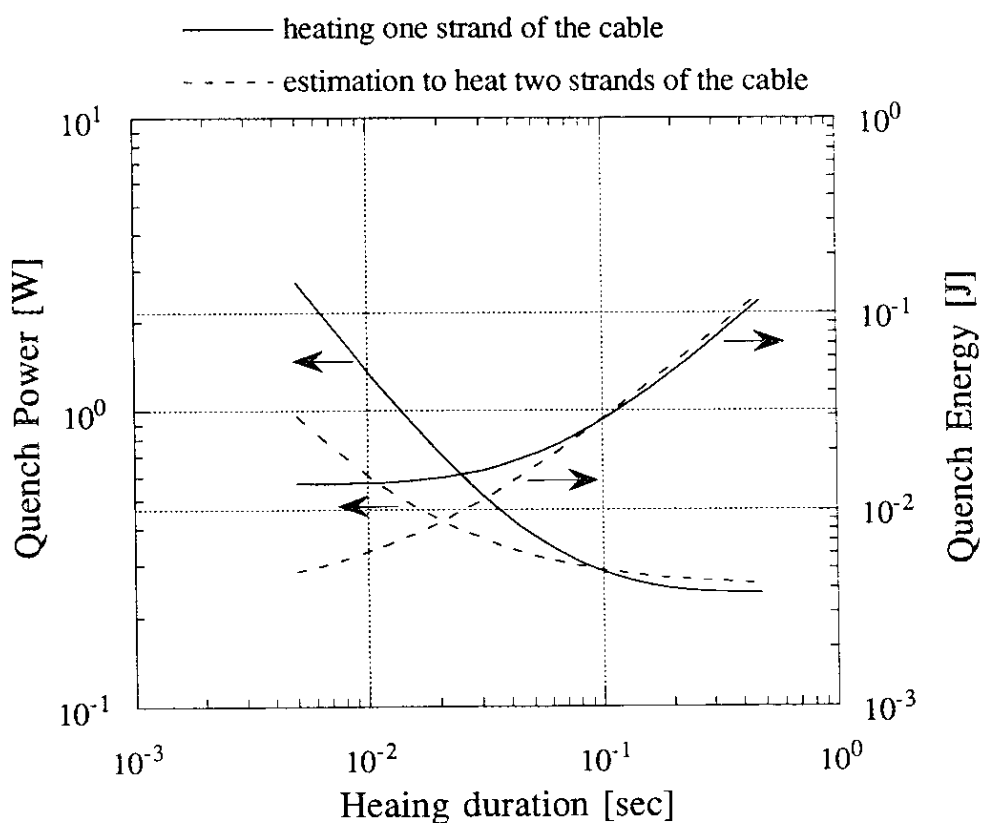


図3-2-5 素線1本加熱と2本加熱の安定性マージンの違い (実験より近似計算)

3. 3 冷媒状態による影響

前章で冷媒の過渡特性によって電流転流が大きく影響されることがわかった。ヘリウムは温度圧力によって、常流動液体、超流動液体、気体、超臨界、固体と状態が変わる。超伝導コイルの冷却に用いられているのは、大気圧中の液体ヘリウム、超流動ヘリウム、超臨界ヘリウムの三状態である。大型超伝導コイルの候補導体であるケーブルインコンジット導体は、通常超臨界ヘリウム冷却する。超臨界ヘリウムは、熱伝達開始初期に大きな過渡熱伝達特性を持つことが知られている。超臨界ヘリウムで冷却されている状態で、電流転流現象が安定性の変化を開発した数値計算コードを用いて調査した。

計算に用いた超臨界ヘリウムの状態を表3-1に示す。

表3-1 超臨界ヘリウムの状態

温度	4.5 K
圧力	500 kPa
流速	0.24 m/sec

温度の違いを補正するために臨界電流に対する通電電流の比を液体ヘリウムの場合と同じにしてある。

100 msecのヒーター時間に対して常伝導伝播した場合を図3-3-1に示す。この場合、液体ヘリウムと同様に隣接超伝導素線に電圧が発生するとともに、ヒーター入力した超伝導素線の電圧も上昇し燃線全体のクエンチに至っている。

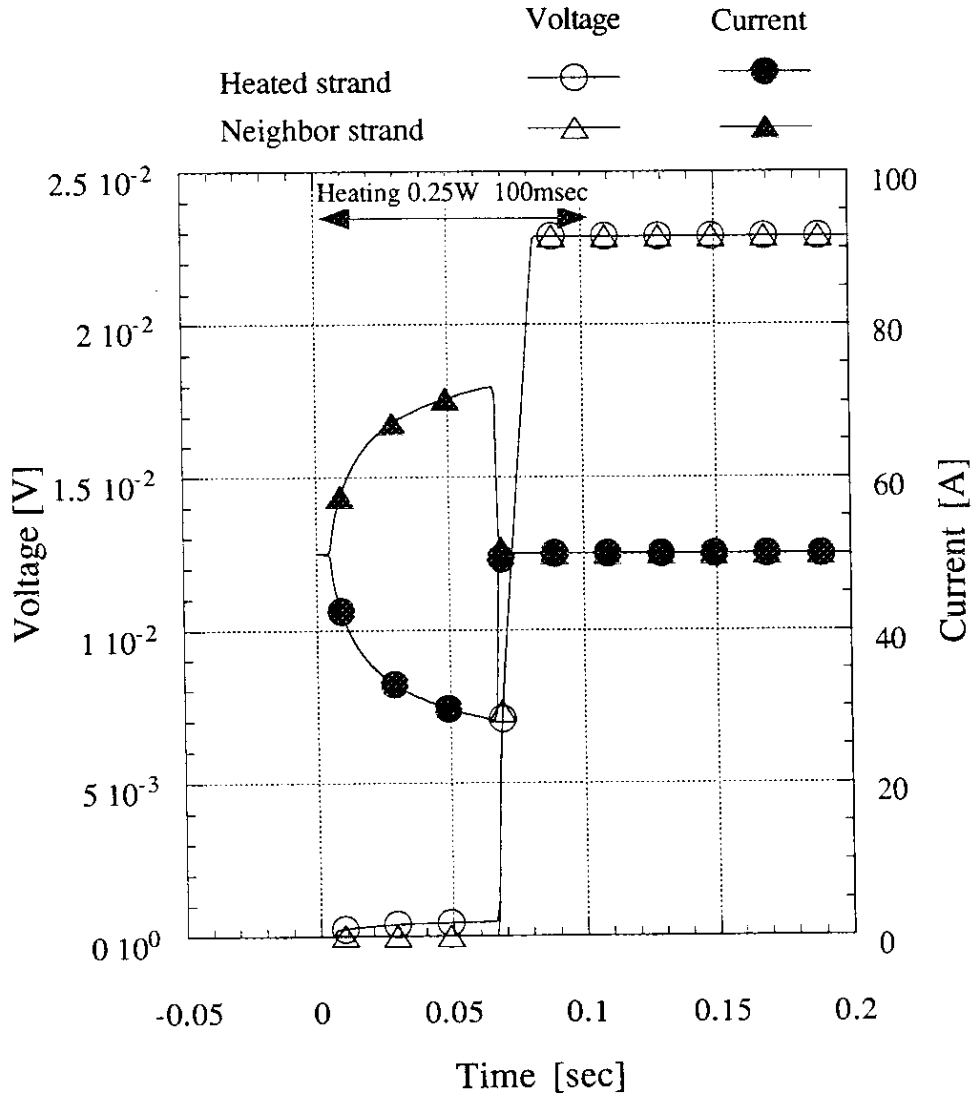


図 3-3-1 ヒーター時間 100 msec でクエンチした場合
(超臨界ヘリウム冷却)

図3-3-2にヒーター時間が25 msecでクエンチした場合について示す。18 msec経過時に隣接超伝導素線が常伝導転移している。両方の超伝導素線に電圧が発生することによって、電流が緩和し25 msecで両方の電流が等しくなる。この時点より、超伝導燃線の温度が下がったためと考えられる発生電圧の減少が見られる。しかし、37 msec以降電圧は再び上昇し最終的にクエンチに至っている。隣接超伝導線に常伝導転移した後に超伝導燃線の電圧が減少する現象がみられるため、隣接超伝導線が常伝導転移しても燃線全体が超伝導復帰する可能性が考えられるが、このヒーター時間25 msecの条件では、数値計算模擬した範囲で隣接超伝導線が常伝導転移した後に超伝導燃線全体が超伝導復帰することはなかった。

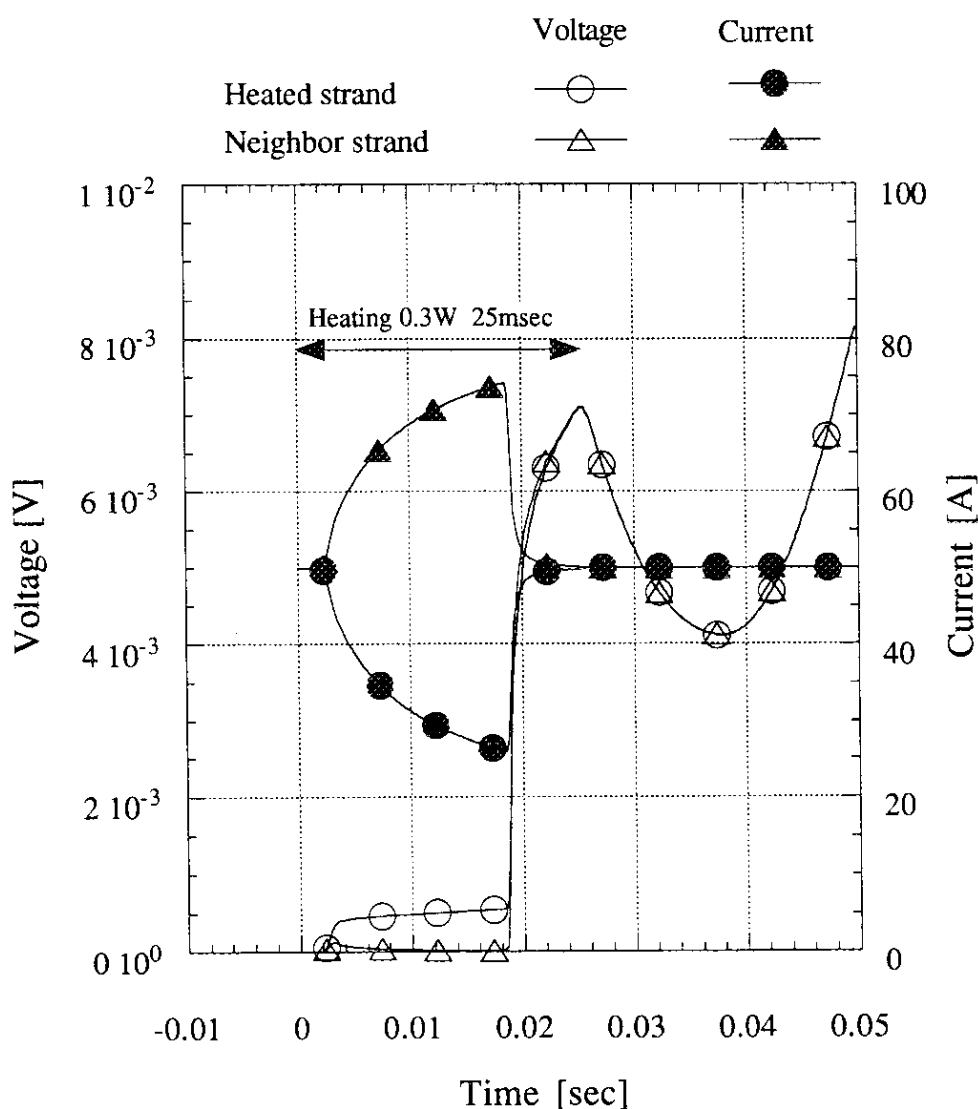


図 3-3-2 ヒーター時間 25 msec でクエンチした場合
(超臨界ヘリウム冷却)

ところが、図3-3-3はヒーター時間が20 msecの場合であるが、この時には隣接超伝導線が常伝導転移した後に撚線全体が超伝導復帰する現象がみられた。また、この時のヒーター量は25 msecのクエンチした場合に比べ非常に大きいことがわかる。

ヒーター時間を変えた時の安定性マージンの変化を図3-3-4に示す。液体ヘリウム浸漬冷却に対してヒーター時間が長い場合には安定性マージンが小さいが25 msecのように小さい時間の加熱に対して非常に大きい安定性マージンを持っていることがわかる。実際の擾乱は1 msec以下と考えられるため、超臨界ヘリウム冷却の方が実用的に安定性マージンが高いと考えられる。この時、液体ヘリウムでは局所擾乱に対して安定性マージンが高くなる現象がみられたが、時間の短いヒーター加熱に対して超臨界ヘリウム冷却では両方の超伝導素線が常伝導転移した後に超伝導復帰しており、局所擾乱と均一擾乱に対する安定性マージンは同じであると考えられる。

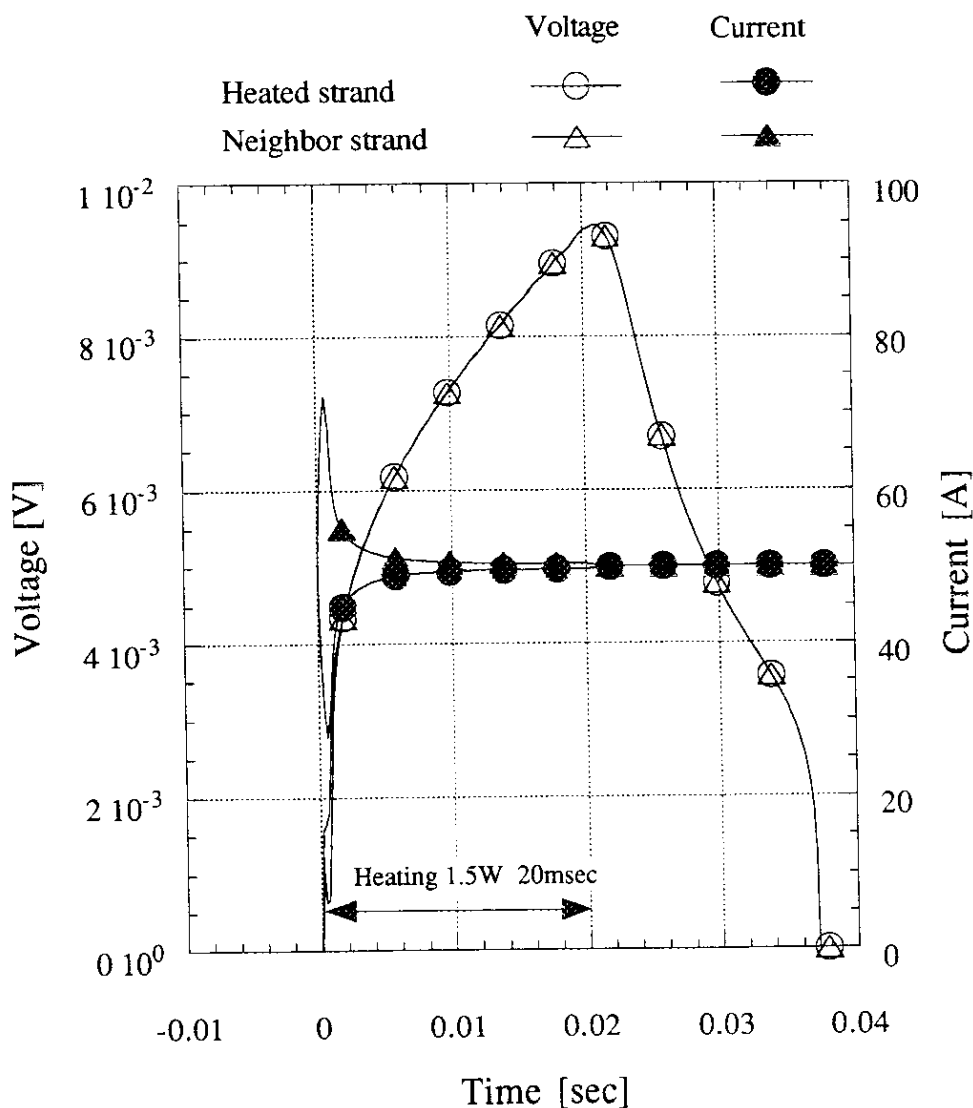


図3-3-3 ヒーター時間 20msecで超伝導復帰した場合
(超臨界ヘリウム冷却)

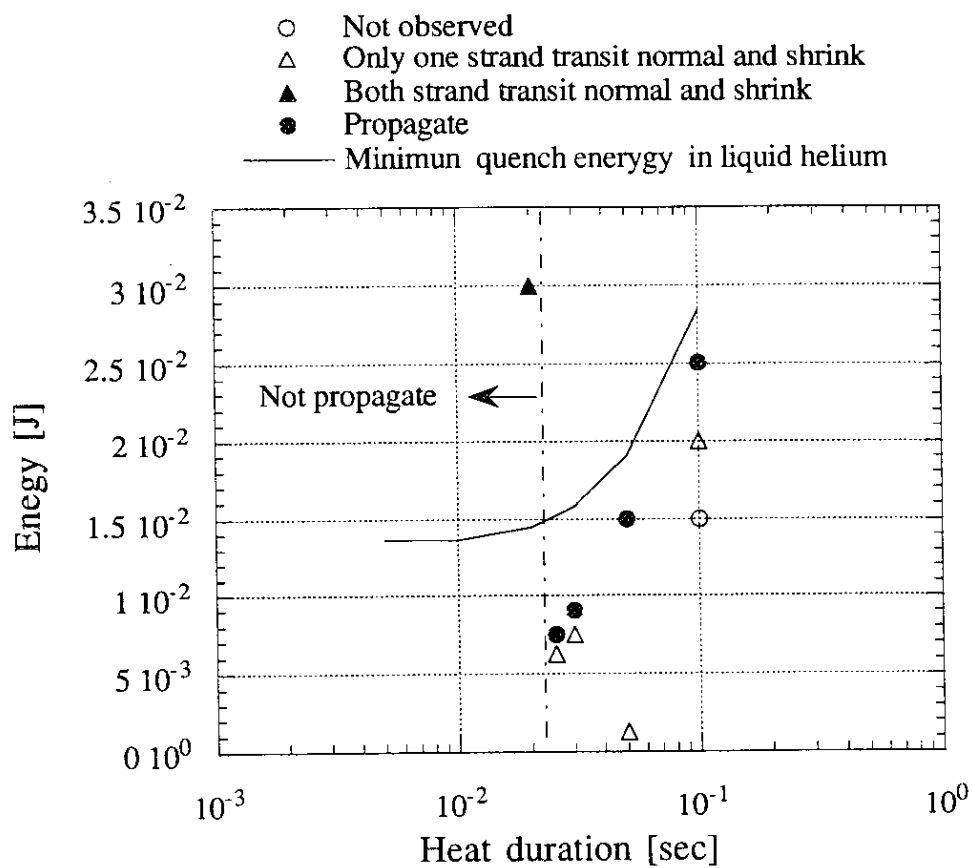
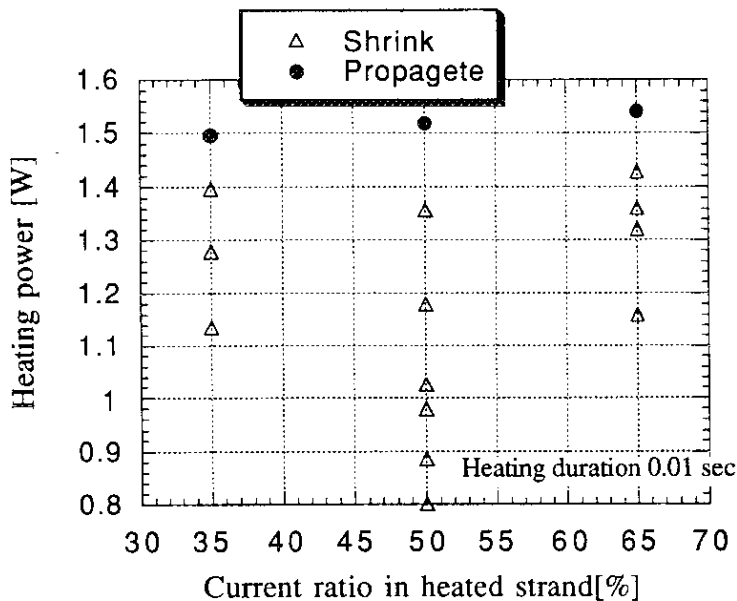


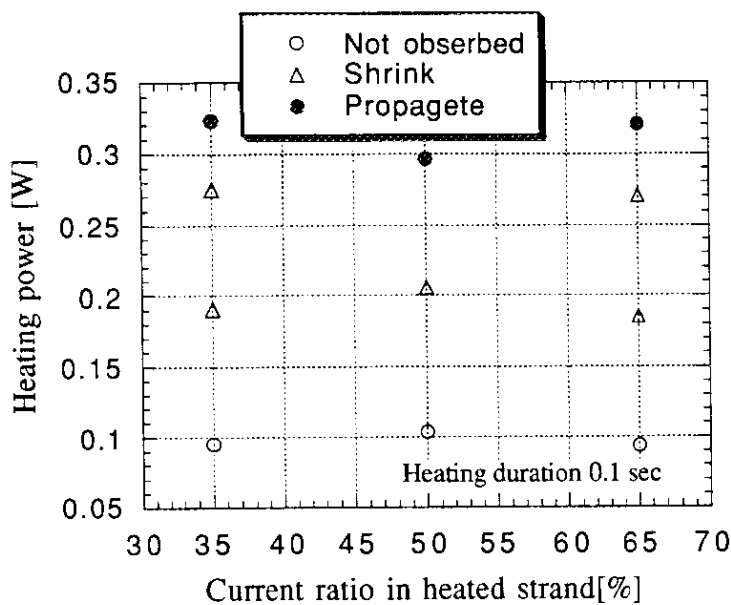
図 3-3-4 ヒーター入力時間を変えた時のクエンチエネルギーの変化
 (超臨界ヘリウム冷却)

3. 4 偏流による安定性マージンの変化

図 3-4-1に超伝導素線内に偏流が合ったときの安定性マージンの変化を示す。ヒーター入力時間がかわっても銅の自然酸化表面のように接触抵抗が小さい場合には、安定性マージンが偏流によって変わらないことがわかる。このことは、電流転流現象が安定性マージンの低下を抑制していることを示すと考えられる。



(a) ヒーター入力時間 0. 0 1 secの場合



(b) ヒーター入力時間 0. 1 secの場合

図 3-4-1 偏流がある場合の安定性マージンの変化

3. 5 超伝導燃線安定性への電流転流現象の影響

超伝導燃線において素線の電気コンダクタンスが必要なことが素線間の電流偏流による安定性マージンの低下を避ける観点より研究されてきた。通常の擾乱のように短いヒーター時間に対して、超流動ヘリウム冷却の超伝導2本燃線における電流転流はまさに電流偏流の緩和に役だっている。つまり、超伝導燃線内の初期的な電流分布や擾乱の加わる方法がことなっても、超伝導燃線がクエンチするか、常伝導部が消失するかが別れる擾乱終了時において超伝導素線それぞれの温度および電流が同じになる。そこで、初期状態によらず安定性マージンも同じになる。したがって、超伝導燃線内に均一に電流が流れているとして求めた安定性マージンが有効に得ることができる。

これに対して液体ヘリウム冷却の場合には電流偏流緩和に加えて、電流転流現象によって局所擾乱の安定性マージンが均一擾乱に対する安定性マージンよりも向上する可能性があることがわかった。

この局所擾乱に対する安定性マージンの向上について考察する。液体ヘリウムの場合は、ヘリウムに対する熱流束が大きくなると、比較的小さなエネルギーが入っただけで膜沸騰状態に遷移してしまう。ただし、膜沸騰状態で過大な温度上昇を抑える過渡特性を持つ。液体ヘリウムではこの過渡特性がうまく働き、擾乱が均一に超伝導燃線に加わった時に膜沸騰領域に遷移する擾乱エネルギーであっても、一方の超伝導素線に加わった場合には、擾乱の加えられた超伝導素線は膜沸騰領域の過渡特性で温度上昇が抑制され、隣接超伝導素線は、ヒーター入力した超伝導素線を経由して熱が伝わることによって準定常核沸騰領域の大きな熱伝達が有効に使われて、全体として安定性が向上する。

ところで、液体ヘリウムでは隣接超伝導素線が常伝導転移した場合、隣接超伝導素線からの熱伝達が膜沸騰熱伝達に遷移してしまうため常伝導が消失することがない。これに対して、超臨界ヘリウムでは状態の遷移がないため熱流束の変化によって熱伝達係数の変化が少なく、大きな過渡熱伝達を持つため隣接超伝導線が常伝導転移しても過渡熱伝達が有効な短い擾乱に対しては常伝導が消失する。これは、隣接超伝導素線を常伝導転移させるエネルギーに比較して超伝導燃線をクエンチさせるエネルギーが高いことを示している。隣接超伝導素線に加えられるエネルギーは素線間の熱伝達によって決まる。もし、素線間の熱伝導が小さくなれば隣接超伝導素線を常伝導転移させるエネルギーが超伝導燃線をクエンチさせるエネルギーより大きくなり、液体ヘリウム冷却の時の様に均一擾乱に比べて局所擾乱に対する安定性マージンが大きくなる可能性がある。一般に超伝導素線の動きによる発熱の様に擾乱は局所的に発生することが多く、局所擾乱に対して安定性マージンが高い方が有利と考えられる。超伝導2本燃線では超伝導素線が長手方向に連続して接触しているが、多重に燃線された超伝導燃線の異なる一次燃線の超伝導素線間では長手方向で局所的に接触しているのみである。したがって、この様な異なる一次燃線の超伝導素線間では接触面積が小さいため熱伝導も小さくなり、局所擾乱に対する安定性マージンが向上する可能性がある。そこで、超伝導燃線の安定性に関して高次の燃線間の電流転流について研究する必要

がある。

3. 6 結論

電流転流現象が有効に起こることによって、電流偏流による安定性マージンの低下が回避できるのみならず、液体ヘリウム冷却の場合均一擾乱に対する安定性マージンより局所擾乱に対する安定性マージンの方が大きい可能性がわかった。このような局所擾乱に対する安定性マージンの向上は40 msec以下の擾乱時間の短い場合に顕著である。クエンチを引き起こす擾乱が数msec以下の局所擾乱と考えられていることより、導体の安定性マージンに向上につながると考えられる。

これに対して、超臨界ヘリウム冷却の超伝導2本撚線では、隣接超伝導素線に早期に常伝導が発生するため局所擾乱に対する安定性マージンの向上は見られない。したがって、超臨界ヘリウム冷却の超伝導2本撚線において、電流転流現象は、素線間の偏流を緩和し、安定性マージンが偏流により低下するのを防ぐ働きのみを持つ。しかし、実際の擾乱のように短い時間の擾乱に対しては、大きな過渡熱伝達特性によって液体ヘリウムよりも大きな安定性マージンを持っている。

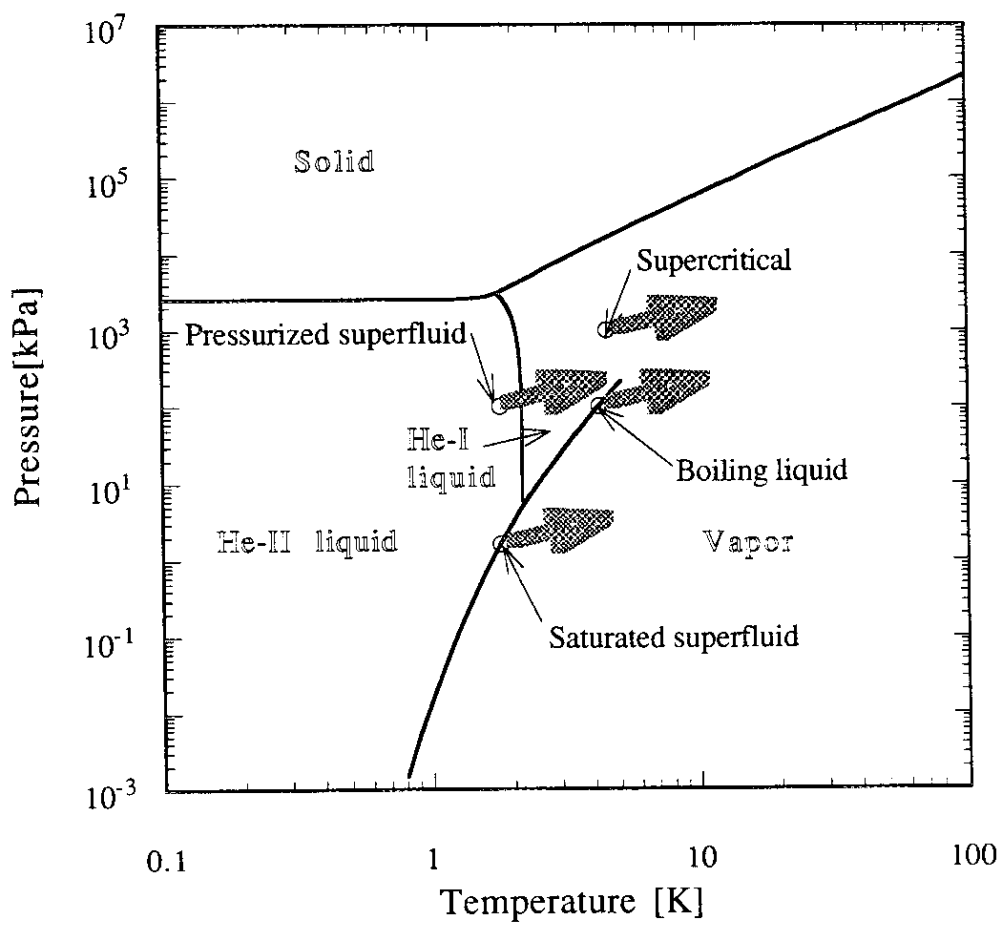
第4章 ヘリウムの絶縁破壊電圧

4.1 はじめに

超伝導コイルではヘリウムが絶縁媒体としても用いられるため、ヘリウムの絶縁破壊特性を調べることは大変重要である。まず、ヘリウム特性と現在までに測定されているヘリウム絶縁破壊特性について簡単にまとめる。最近実用化の進む超流動ヘリウム冷却超伝導コイルの絶縁設計で重要な飽和超流動ヘリウム近傍状態のヘリウムガスの絶縁破壊電圧はまだ測定されていない。また、超伝導コイル内で層間スペーサ沿面は絶縁上の弱点となりやすい。そこで、平行平板電極中にガラスエポキシ積層板を置き、飽和超流動ヘリウム状態から超伝導コイルがクエンチした場合に転移すると考えられる状態のヘリウムガスの絶縁破壊特性を調べ検討を行なった。

4.2 ヘリウム絶縁特性

ヘリウムの状態図を図4-2-1に示す。図中に超伝導コイルの冷媒として用いられている状態を示す。また、飽和状態の液体ヘリウムの潜熱の温度変化を図4-2-2に示す。ヘリウムの潜熱は小さく図4-2-3に示すヘリウムの比熱に比べても大きくないことがわかる。例えば第2章の超伝導素線が50A通電中にクエンチした場合、7.09W/mの発熱がある。この時、導体体積に対して液体ヘリウムの体積が7割と仮定すると、1.8Kの超流動ヘリウムの蒸発潜熱は13.9mJ/mである。したがって、2 μ secで液体ヘリウムは気化してしまう。このため、飽和状態の液体ヘリウムを冷媒に用いている場合には、クエンチが発生時に超伝導導体はガスヘリウムで覆われることになる。それぞれの超伝導コイル冷媒状態で、クエンチが発生した場合に状態が変化する方向を図4-2-1にの灰色の矢印で示す。超伝導コイルがクエンチした場合に、クエンチ直後の電圧は常伝導転移部の常伝導電圧で大型超伝導コイルのように安定性の高い超伝導導体を用いている場合には数V程度と大きくない。この常伝導転移部の電圧を検出してクエンチの発生を確認すると、常伝導転移部のジュール発熱による損傷を避けるために電流を迅速に0Aに減少させる。急速に電流を0Aにするので、大きな電流変化と超伝導コイルの大きなインダクタンスにより超伝導コイル内に高電圧が生じる。直流超伝導コイルで最大電圧が発生するのは通常このクエンチ発生時の電流遮断直後である。ところで、クエンチ発生より電流遮断時までに時間の経過があるため常伝導転移部周辺の液体ヘリウムはジュール発熱によって気化している。このため、最大電圧の掛かる時刻には超伝導導体はガスヘリウム中に存在する。このように超伝導コイルのクエンチ時の安全性を考えた場合、絶縁特性が問題になるのはクエンチ発生直後にヘリウムが変化した状態である。



➡ はクエンチ時にヘリウムの状態が変化する方向を示す。

図 4-2-1 超伝導コイルの冷却条件

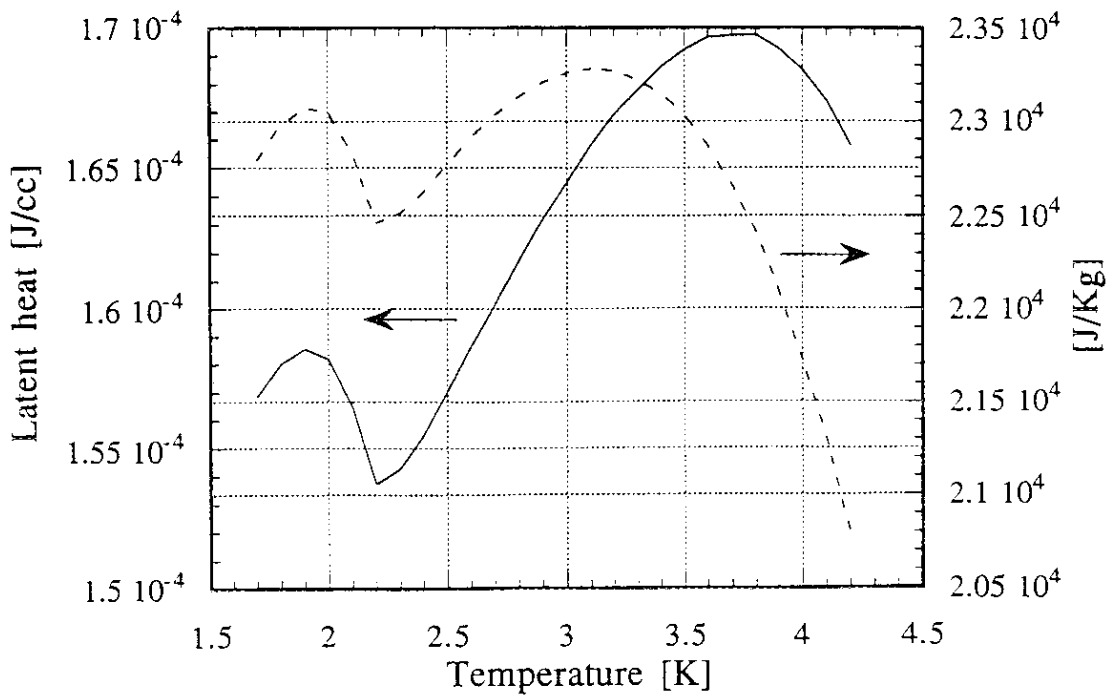


図 4-2-2 飽和ヘリウムの蒸発潜熱

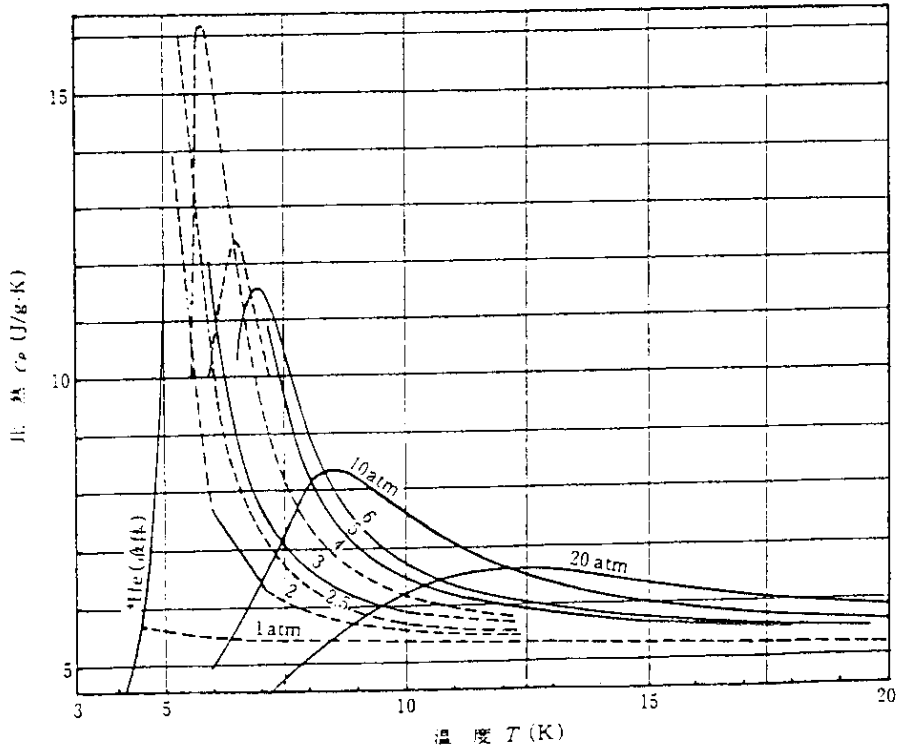


図 4-2-3 ヘリウムの比熱⁽⁷⁾

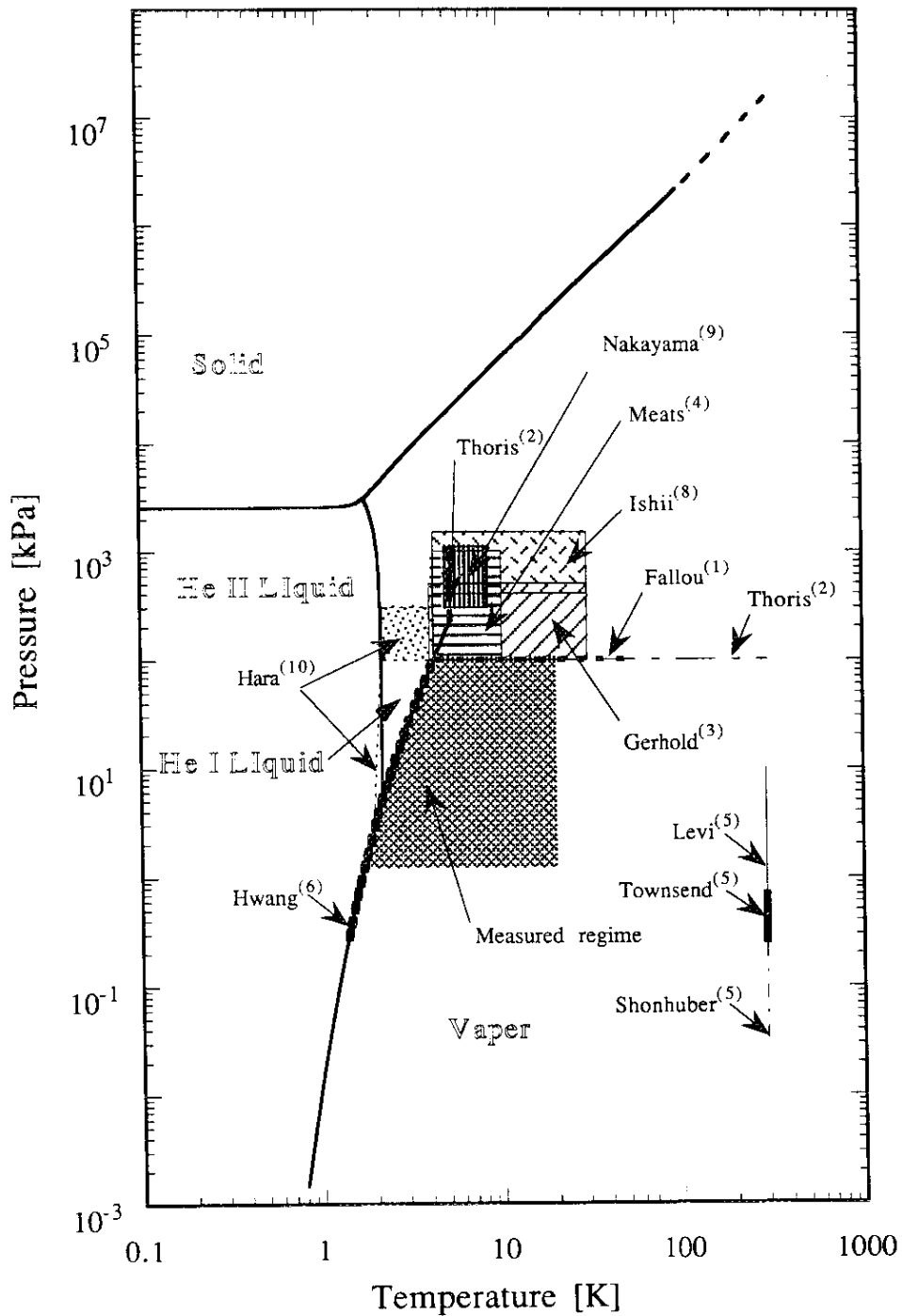


図4-2-4 ヘリウム絶縁破壊電圧測定条件


絶縁耐圧の低いガスヘリウム状態は、パッシェンの法則に従うことが知られている。しかし、実際の破壊電圧測定は圧力を変えた常温での測定と低温で温度を変えた大気圧での測定しか行なわれていない。本研究の測定領域  は、飽和超流動冷却コイルのクエンチ時に経験する状態の破壊電圧を確認した。

図4-2-4に主なヘリウム絶縁破壊電圧が測定された状態を、ヘリウムの状態図上に示す。実用超伝導コイルが多く作られている大気圧沸騰液体ヘリウムおよび超臨界ヘリウムの絶縁破壊特性は多くの研究者によって測定されていることがわかる。これに対して、超流動ヘリウム状態の測定例は少ない。特に、飽和超流動ヘリウム冷却超伝導コイルがクエンチした場合に問題となる飽和超流動ヘリウム状態よりわずかに温度の高いガスヘリウム状態の測定例がないことがわかる。

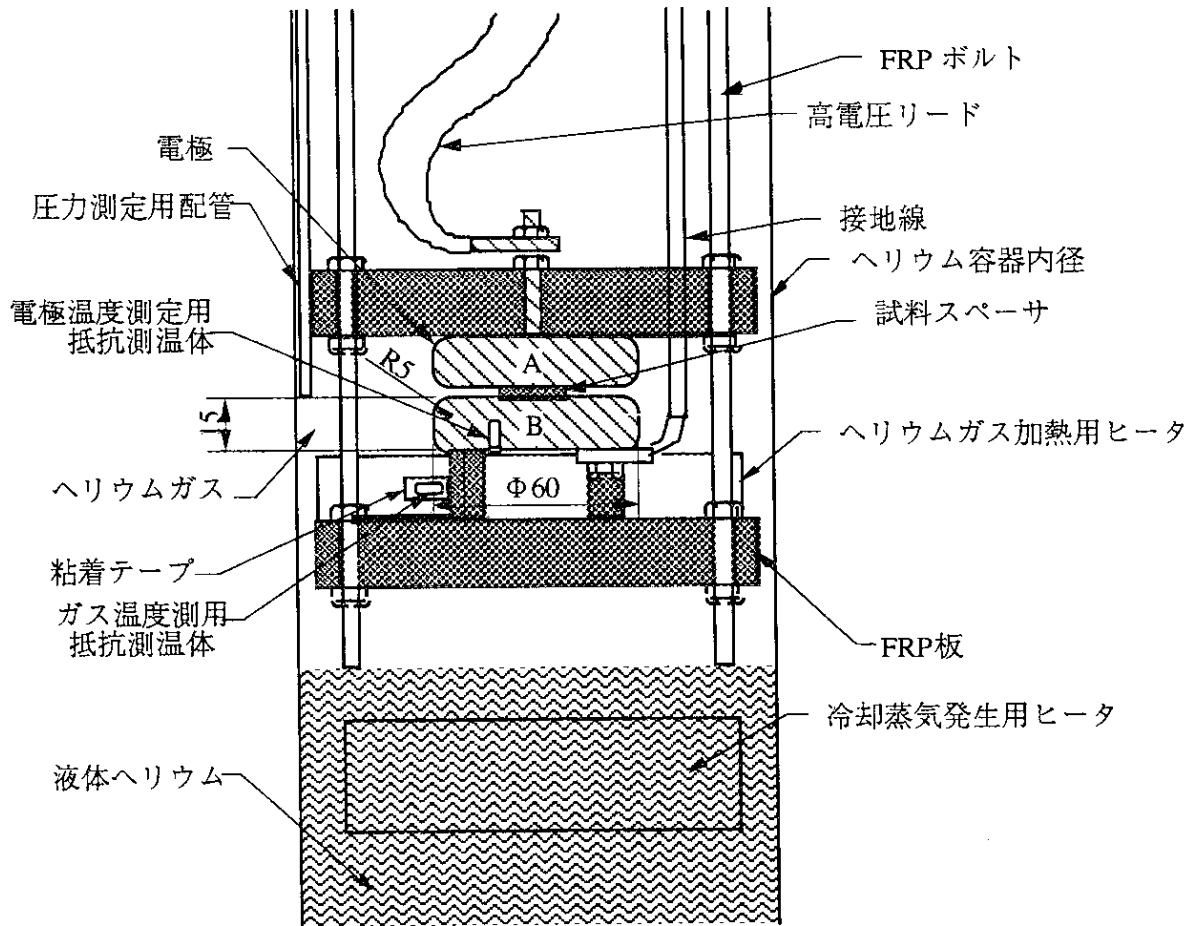
4. 3 実験装置

実験に用いた電極系を図4-3-1に示す。平板電極は直径が60 mmの銅製で、5 mmの面取りを施し表面は鏡面仕上げした。スペーサはG11相当のガラスエポキシ積層板(GFRP)で、実験において沿面放電が起こり得る面は電極平板にほぼ直角な切断面で、吸湿を避けるためにエポキシコーティングしてある。スペーサの直径(Φ)は30 mmと10 mmの2種類、厚さ(t)は1 mm、3 mm、5 mmの3種類について調べた。電極とスペーサは隙間のないように密着させた。この電極を、内径140 mmのガラスデュアを用いて冷却した。電極の全周を観察することができるので、肉眼によって絶縁破壊箇所が確認できた。対流を抑制し電極周辺のヘリウムガスの状態が均一になるように電極の上下にFRP板を設けた。

ヘリウムガスは、ガラスデュア底部に貯液した液体ヘリウムの蒸発ガスで供給した。圧力調整は排気ポンプ引き口の弁によって行い、温度調整は、加熱用に電極外周に設けたシートヒーターと、冷却用に液体ヘリウム中に設けたシートヒーターによって行った。このように、温度と圧力を独立に制御することによって図4-2-4に示す状態のガスヘリウム中での破壊電圧を測定した。圧力は、排気コンダクタンスの影響を受けないようにヘリウムガス排気流路に独立な配管を通して測定した。温度については、ヘリウムガス温度を接地電極下部にアルミテープで空間に突き出るように固定したカーボン硝子抵抗測温体(CGR)で測り、電極温度を接地電極内にグリスで埋め込んだCGRで測定した。加熱時には、電極温度の方がヘリウムガス温度より高く、最大で10 K程度高くなった。

図4-3-2に絶縁破壊実験回路を示す。絶縁破壊後にスペーサ沿面にトラッキングなどが生じて絶縁劣化しないように100 M Ω の制限抵抗を用いるとともに、絶縁破壊時の電流を検知し直流電源出力を止めた。これにより、実験中にスペーサの放電による劣化で絶縁破壊電圧が低下することは認められず、また、実験後にスペーサ表面を観察したが、検知しうるような損傷は生じていなかった。

なお、直流電圧の昇圧は1.1~1.4 kV/secで行なった。



単位:mm

図 4-3-1 実験電極

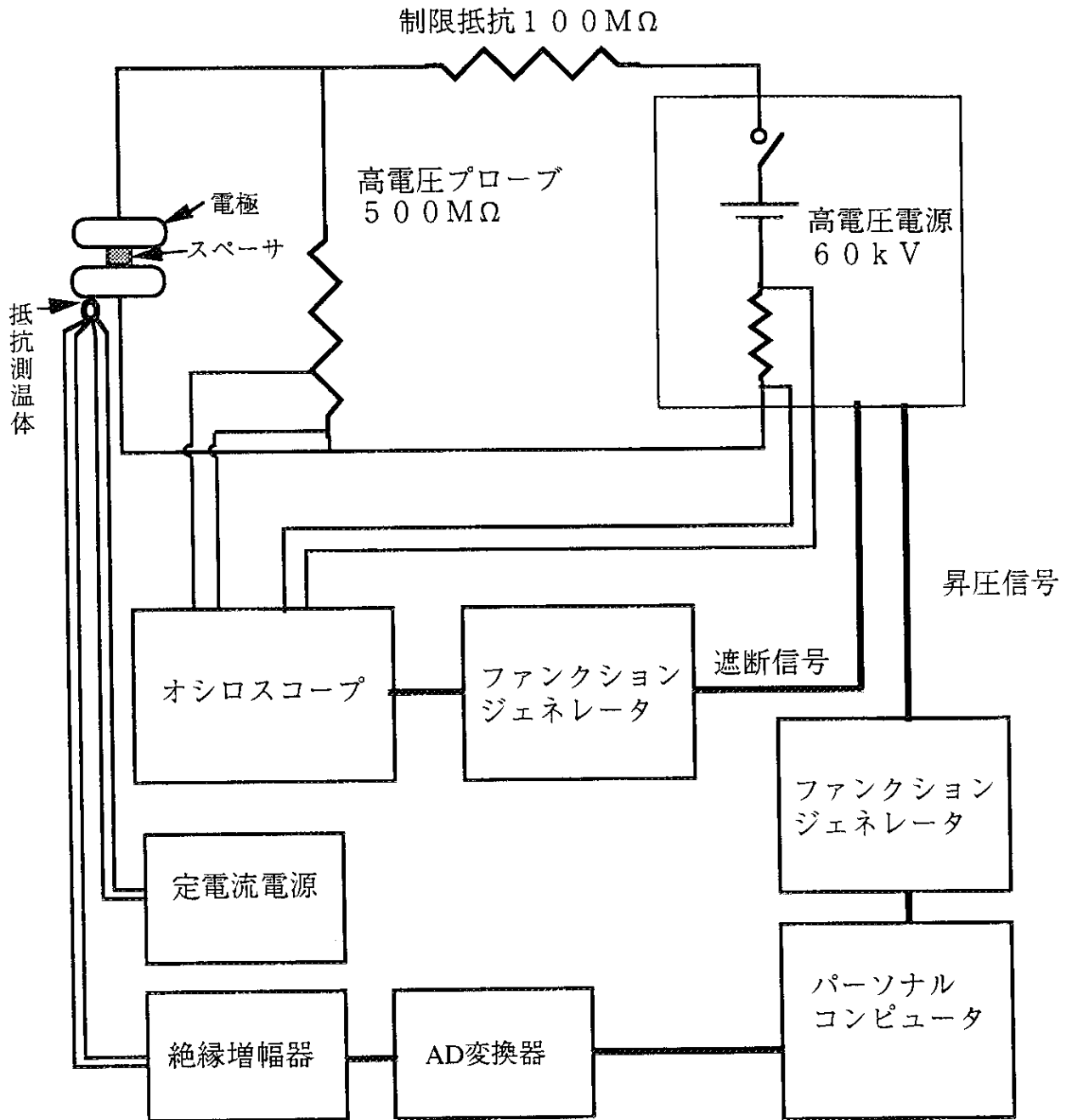


図 4-3-2 絶縁破壊試験回路

高電圧電源の昇圧はパーソナルコンピュータの信号をファンクションジェネレータでDA変換して電源を制御して行なう。また、絶縁破壊した時は、電流の増加をオシロスコープで検出し、高電圧電源に信号を送り遮断する。

また、温度測定は抵抗測温体を用いて行ない、抵抗測温体よりの電圧をAD変換してパーソナルコンピュータに取り込み温度に換算する。

4. 4 実験結果

図4-4-1に直径30mm厚さ1mmのスペーサとスペーサを取り去った1mmギャップの絶縁破壊電圧を示す。なお、図中の実線はLeviおよびGerholdの測定結果⁽⁵⁾より近似した

$$V_{BD} = \frac{\rho d}{a \log(\rho d) - b \log\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right)}$$

$$V_{BD} = \frac{10^4 \rho d}{3.445 \log(\rho d) + 0.1694(\rho d)^{-0.478} \exp(-33.9 \rho d) + 6.402} \quad (4-1)$$

を示す。ただし、 V_{BD} は絶縁破壊電圧 [V]、 ρ はヘリウムガスの密度 [kg/m^3]、 d はギャップ長 [mm] である。

スペーサを挿入しない1mmギャップにおける測定結果(×印)は(4-1)式の近似曲線によく一致し、測定範囲でヘリウムガスがパッシェンの法則に従うことが確認された。

また、スペーサがある場合でも ρd の小さい領域ではスペーサなしギャップの絶縁破壊電圧と一致している。

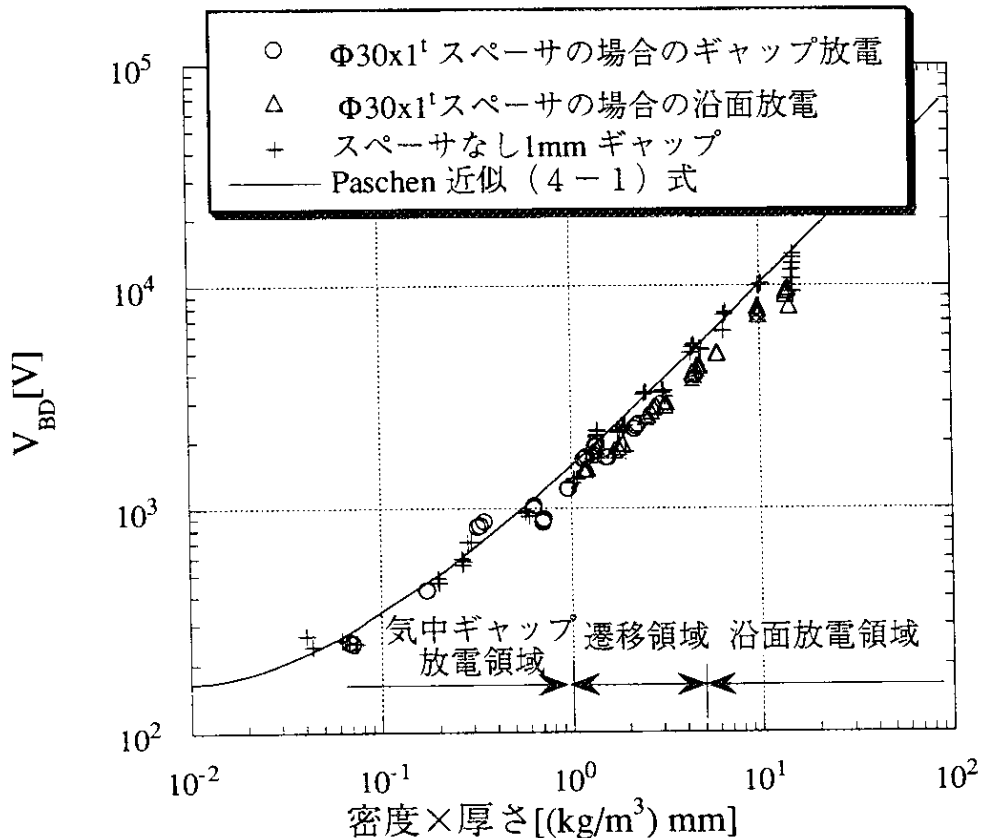


図 4-4-1 1 mm厚さのスペーサと 1 mmギャップの絶縁破壊電圧

ρd の小さい領域のスペーサ $\Phi 10 \times 5$ mmの絶縁破壊の写真を図4-4-2に示す。写真より明らかなように ρd の小さい領域では絶縁破壊は沿面ではなく電極周辺部の気中ギャップで起こっていることがわかる。これに対して、 ρd の大きい領域では絶縁破壊はスペーサの沿面で起こり、パッシェン曲線より破壊電圧が低くなる。 ρd の大きい領域のスペーサ $\Phi 10 \times 5$ mmの絶縁破壊の写真を図4-4-3に示す。スペーサがある場合には、 ρd の値によって沿面で絶縁破壊する場合とギャップで絶縁破壊する場合があります、それらはランダムに起こることがわかった。肉眼で絶縁破壊箇所を確認しているが、沿面で絶縁破壊した場合には図4-4-4の写真のように放電部に光が残るので、沿面絶縁破壊発生の判定要素とした。ところで、沿面絶縁破壊とギャップ絶縁破壊を分ける明確な ρd の値はなく、両方の混在する ρd の領域がある。ただし、この領域内の特定の状態ではどちらか一方の絶縁破壊が起こる傾向にある。しかし、どちらの絶縁破壊が起こるかについて温度または圧力に対する相関はなかった。

直径30 mmのスペーサの厚さを変えて行なった測定結果を図4-4-5に示す。ギャップで絶縁破壊した場合と沿面で絶縁破壊した場合のいずれにおいても、スペーサ厚さを変えてもほぼ同一曲線上に絶縁破壊電圧が乗ることから、沿面絶縁破壊電圧はスペーサの厚さに依存せず ρd によりほぼ決定されていることがわかった。また、厚さ3 mmで直径30 mmと直径10 mmのスペーサの測定結果を図4-4-6に示す。この場合も、殿領域においてもほぼ同一曲線上に乗っており、スペーサの周長が長くなっても、それが必ずしも沿面絶縁破壊確率の増加を意味せず破壊電圧は ρd のみの依存している。また、いずれの場合にも(4-1)式から絶縁破壊電圧がずれ始める ρd の値は $1 < \rho d < 5$ の領域にある。



図 4-4-2 気中絶縁破壊



図 4-4-3 沿面絶縁破壊

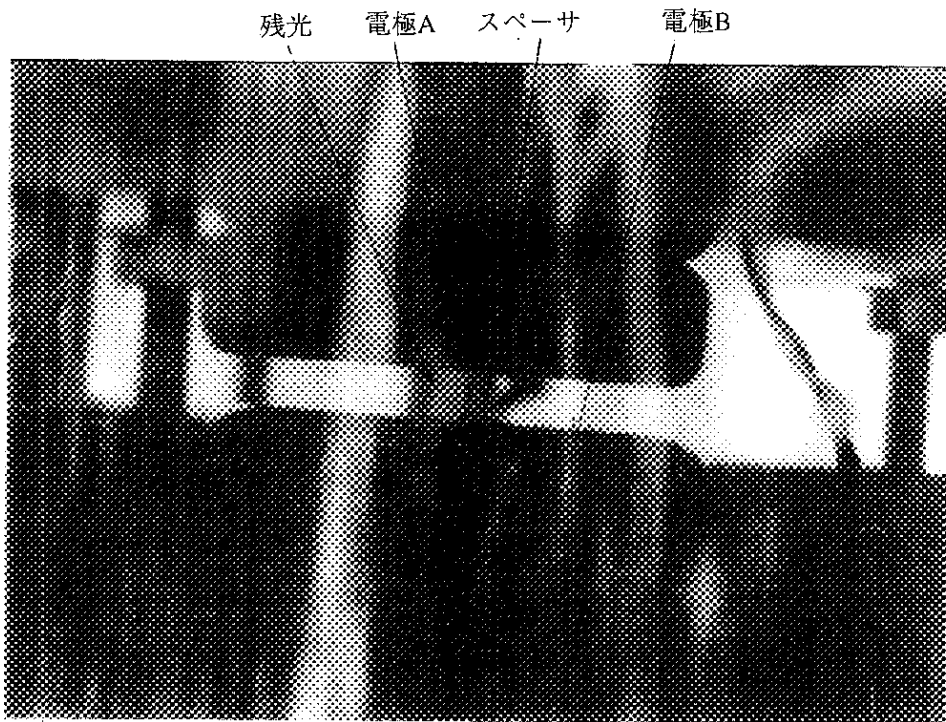


図 4-4-4 沿面絶縁破壊の残光

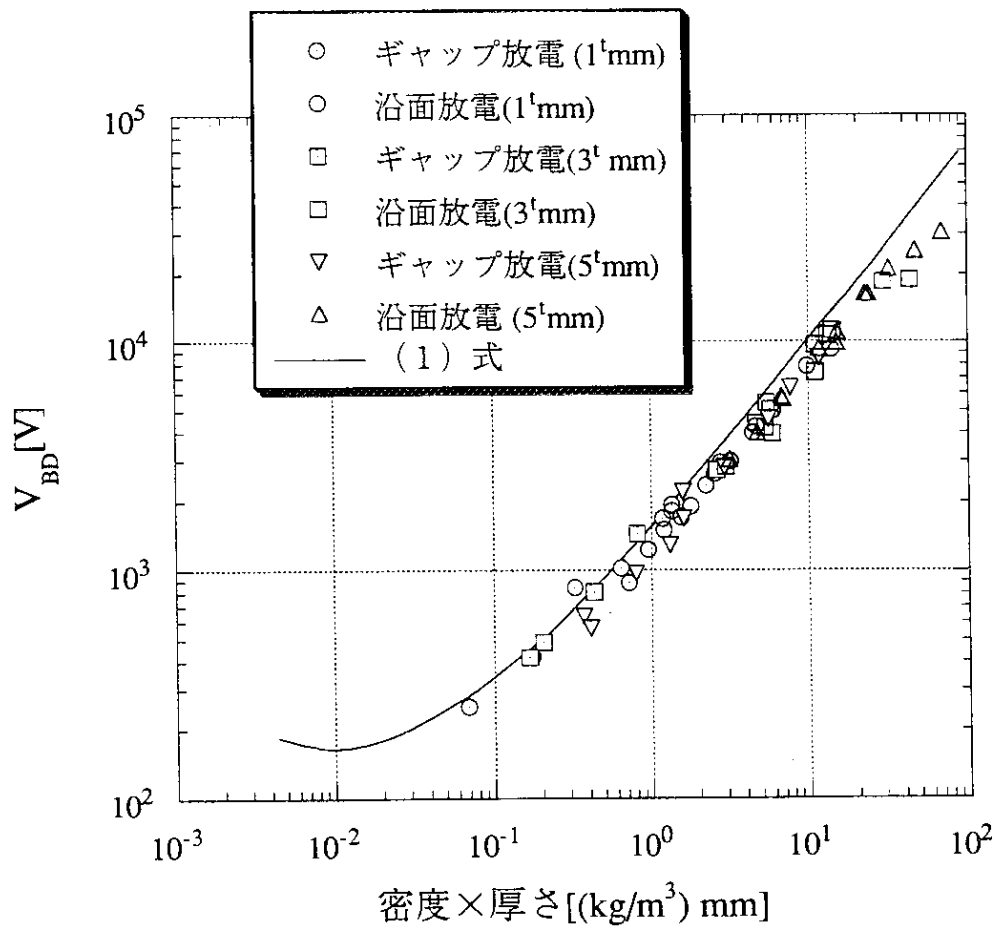


図 4-4-5 ヘリウムの絶縁破壊電圧 (スペーサ厚さ変化)

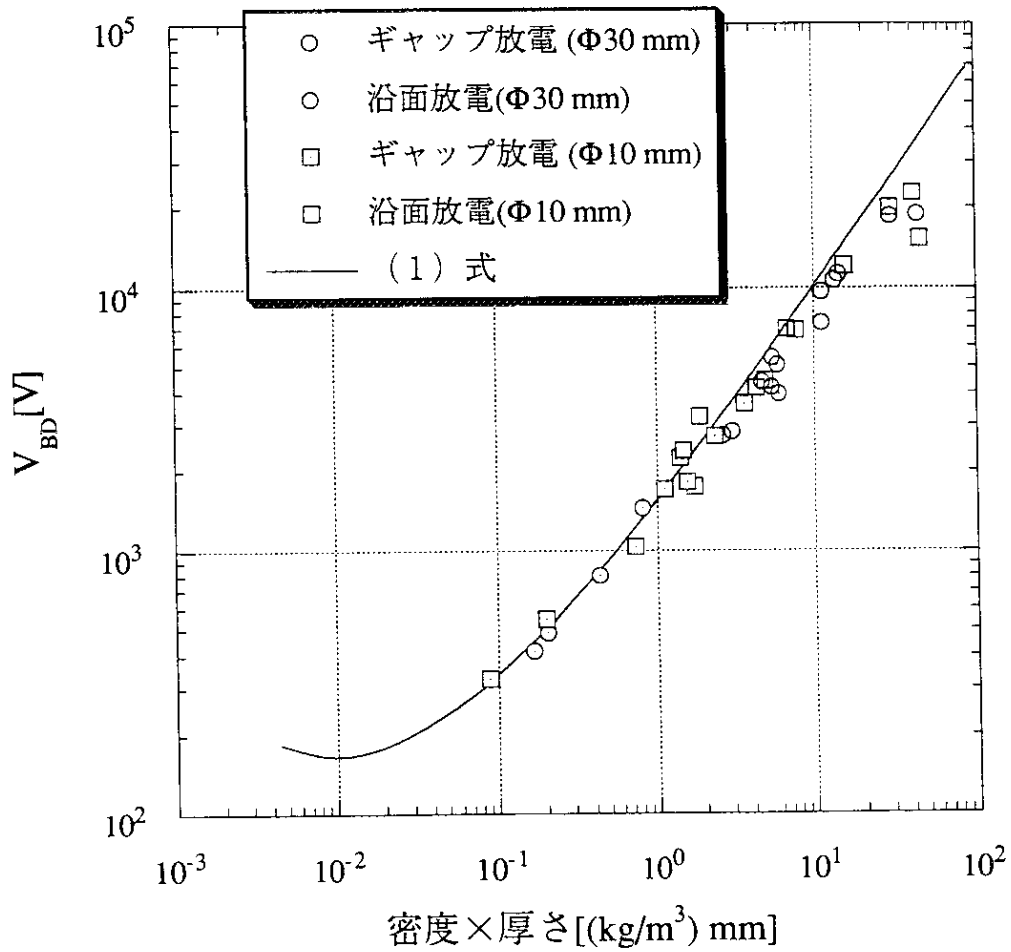


図 4-4-6 ヘリウムの絶縁破壊電圧 (スペーサ直径変化)

4. 5 飽和超流動コイル絶縁設計への適用

実験の結果、ヘリウムガス中の平行平板電極の間にスペーサをおいた場合の直流絶縁破壊電圧はヘリウムガス密度とスペーサ厚さの積のみによって決まることがわかった。 ρd の大きな場合には、絶縁破壊は沿面で起こり、ギャップ中よりも絶縁破壊電圧は小さくなる。ここで、直径と厚さを変えた6種類のスペーサの絶縁破壊電圧のばらつきは少ない。このことより、沿面絶縁破壊においてもヘリウムガスの状態が大きく関わっており、ヘリウムガスの絶縁破壊と同様に沿面絶縁耐圧も ρd の関数になると考えられる。現在のところ原因は不明であるが、 ρd の減少に対する沿面絶縁耐圧の低下はヘリウムガス絶縁耐圧の低下よりも小さいことが図より認められ ρd が小さく、絶縁破壊電圧が低い領域では沿面が存在してもギャップ中で絶縁破壊することは注目に値する。

超伝導コイルがクエンチした場合には、液体ヘリウムは容易にガス化し、ヘリウムガスの圧力および温度はともに上昇する。飽和超流動ヘリウム冷却超伝導コイルにおいて、最も高電圧が発生する遮断直後のガスヘリウムの状態は今回の測定範囲内に入り、本論文における測定結果をそのまま利用することが可能と考えられる。また、温度のみが上昇し今回の測定範囲を越えて絶縁破壊電圧が小さくなる場合でも、ヘリウムガスのパッシェン曲線を考えれば良いと思われる。さらに、スペーサによる絶縁破壊電圧のばらつきが少ないことを考えれば、今回の測定結果を飽和超流動ヘリウム冷却超伝導コイルの絶縁設に利用することが可能である。

4. 6 結論

飽和超流動ヘリウム冷却超伝導コイル絶縁を想定し、平板電極を用いてヘリウムガス中の沿面絶縁破壊電圧を測定した結果、次のことがわかった。

- (1) ヘリウム中の沿面絶縁破壊電圧は、スペーサの厚さや周長にほとんど依存せず、ヘリウムガスの場合のパッシェンの法則と同様にヘリウムガス密度とスペーサ厚さの積のみによって決定される。したがって、測定結果を実際の飽和超流動ヘリウム冷却コイルに適用できると考えられる。
- (2) ヘリウムガス密度とスペーサ厚さの積が小さい領域では沿面絶縁耐圧がヘリウムガスの絶縁耐圧を上まわっていると考えられ、絶縁破壊はそのほとんどがギャップ中で起こる。一方、ヘリウムガス密度とスペーサ厚さの積が大きくなり、絶縁破壊電圧が高くなるとともにスペーサの沿面で絶縁破壊が発生するようになる。

参考文献

- (1) Fallou,B., Galand,J., and Bouvier,B., : "Dielectric Breakdown of gaseous helium at very low temperature", Cryogenics, Vol.10, No. 4, pp.142-146 (1970)
- (2) Thoris,J., and Bobo,J.C., : "Dielectric breakdown of cold gaseous helium in large gaps", Cryogenics, Vol.10, No.4, pp.147-149(1970)
- (3) Gerhold,J.,: "Dielectric breakdown of helium at low temperatures", Cryogenics, Vol.12, No.10, pp.370-376(1972)
- (4) Meats,R.J.,et. al., : "pressurised-helium breakdown at very low temperatures", Proc. IEE, Vol.119, No.6, pp.760-766(1972)
- (5) Gerhold,J. and dakin,T.W., : "G-Pashen curve for helium", Electra 52, pp. 37-42(1977)
- (6)Hwang,K.E., : "Dielectric strength of helium vapor and liquid at temperatures between 1.4 and 4.2K",Adv. Cryo. Eng., Vol. 23, pp.110-116(1977)
- (7)低温工学ハンドブック 内田老鶴園新社 p561,
- (8) Ishii,I.,and Noguchi,T.,:"Dielectric Breakdown of supercritical helium",Proc.IEE, Vol. 126, No. 6, pp.532-536(1979)
- (9)Nakayama,S, and Ito,D., : "D.c. breakdown voltage characteristics in supercritical helium: breakdown in nonuniform fields",Cryogenics, Vol.26, pp. 12-18(1986)
- (10)原, 末廣, 橘, 竹尾, 小崎, 佐藤, 本島 : 「加圧超流動ヘリウムの絶縁破壊特性と破壊前駆現象」, 電学論A, 114巻4号, pp296-302(1994)

第5章 結言

本研究では大型超伝導コイルを開発する上で重要な二つの課題、安定性と安全性の観点より、超伝導燃線間の電流転流現象とヘリウム絶縁破壊の測定実験を行なって研究した。

5.1 研究の成果

電流測定素子には、素線間の電流分配を変えずに電流測定できるピックアップコイルを用いた。また、常温でピックアップコイルの較正を行なった場合、冷却による熱収縮のためピックアップコイルの形状および位置が不明確になる。これを避けるため、液体ヘリウム温度でピックアップコイルを較正する方法を開発し実施した。

直流大型超伝導コイルとしての実用性を考えて、銅マトリックスNbTi超伝導線を用いて実験を行ない、表面は自然酸化状態とし素線間に接触コンダクタンスを持たせた。実験により、ヒーターを入力した超伝導素線から隣接超伝導素線に電流が移るより、熱が素線間で伝わる方が遅いことを見いだした。また、電流転流が完了した後に隣接線が常伝導転移するため、ヒーター入力前の素線間の偏流によって安定性マージンが変わらないことを示した。隣接線への熱伝達の遅れが準定常核沸騰熱伝達および膜沸騰での過渡特性によって説明できることを示した。この液体ヘリウムの過渡熱伝達特性を考慮し電流転流現象をシミュレートできる数値解析コードを開発し、実験と比較することによって開発した数値計算コードの有用性と超伝導燃線間の電流転流現象の理解が正しいことを示しました。

次にこの電流転流現象の超伝導燃線安定性への影響を実験および数値計算によって示しました。ヒーターパルス幅を変えて安定性マージンを調べた結果、燃線においてもヒーターパルス幅が短い場合には入力したエネルギーによって、ヒーターパルス幅が長い場合にはヒーター電力によってクエンチの発生が決定されることを確認した。接触コンダクタンスが $5 \times 10^4 \text{ S m}$ と大きい場合には、ヒーターパルス幅を短くしてもクエンチ発生までの遅れ時間が短くならず、20 msecと長いことがわかった。このため、均一に加熱された場合に比べ液体ヘリウムに対して熱伝達している時間が長くなり、均一擾乱に比べ局所擾乱の安定性マージンが高い可能性を示した。

数値解析によって超臨界ヘリウム冷却による安定性の変化を調べた結果、超臨界ヘリウム冷却では超伝導素線がお互いに全長に渡って接触している一次燃線では、電流および熱が迅速に隣接する超伝導素線に移動するため電流転流が安定性を向上する現象とならないことがわかった。熱伝導が小さいことが予想される燃線間での電流転流現象を調べる必要性を指摘した。

飽和超流動ヘリウム状態は容易に最小破壊電圧状態近傍のガスヘリウムに変わる。そこで、圧力を1.33から101 kPaの間で変えて、飽和状態より幾らか温

度の高い状態のヘリウムガスについて絶縁破壊電圧を測定した。測定を行なった範囲において、絶縁破壊電圧はパッシュェンの法則に従い、ヘリウムガス密度とスペーサ厚さの積のみの関数となることを明らかにした。密度×厚さの小さい領域では、放電は沿面でなく気中ギャップで起こり、絶縁破壊電圧も同じギャップ長のヘリウムガス絶縁破壊電圧に一致する。これに対して、密度×厚さの大きい場合には、沿面で絶縁破壊して、破壊電圧もヘリウムガス絶縁破壊電圧よりも小さくなることを示した。誤差の範囲で、スペーサの直径や厚さによる絶縁破壊電圧の違いが無いことを確認し、本研究の結果が実際の超伝導コイルの設計に適用できることを示した。

5. 2 今後の展望

液体ヘリウム中の超伝導撚線の電流転流の基本特性が本研究によって明らかになったと考える。特に、接触抵抗が小さい場合には、熱現象が安定性に大きく関与していることがわかった。大型導体を設計するに当たり、安定性マージンを見積るためには超伝導素線からヘリウムへの熱伝達および素線間の熱伝達を使用条件で測定する必要があると考えられる。

本研究では多重に撚線された超伝導素線間の電流転流に関して検証することができなかった。今後の課題である。特に、超伝導二本撚線では撚線による電流転流の変化は少なかったが、多重に撚線された超伝導素線間では撚線形状によって大きくインダクタンスが異なり、そのため電流転流現象および安定性マージンが大きく異なってくることが推定される。また、実用導体を製作するにあたっては、超伝導素線間の接触抵抗および熱伝導を制御する方法を確立しなければならない。これらの課題を解決することにより、安定性と交流損失の低減を両立する超伝導撚線特性と冷媒状態の最適化設計が行なえるようになると思われる。

一方、超流動ヘリウムを用いて冷却した場合に問題となる極低温低圧力領域の絶縁特性は本研究によって明らかになった。本研究で測定したヘリウムの状態は耐電圧の低い領域である。超伝導コイルの高耐電圧化は今後進むと考えられる。超流動ヘリウム冷却超伝導コイルを高耐電圧化するために加圧超流動ヘリウムの絶縁破壊電圧測定および局所的なヘリウムガスの発生を皆無にする手法の開発が必要である。

謝辞

本研究を遂行するにあたり、終始懇切なご指導ご鞭撻を賜りました核融合科学研究所、本島修教授に深く感謝致します。本研究の実験の遂行をご配慮頂きました有益な御助言を賜りました核融合科学研究所の山本純也教授に深く感謝致します。さらに、研究を行なう心構えなどより懇切に御指導頂きました核融合科学研究所の佐藤隆助教授に感謝致します。また実験および解析など本研究をおこなうにあたり有益な助言や様々な援助を頂きました核融合科学研究所の三戸利行助教授に感謝致します。また、本論文をまとめるにあたり、有益な御検討と助言を頂いた核融合科学研究所、佐藤哲也教授、百田弘教授、横浜国立大学、塚本修巳教授に感謝致します。

電流転流実験を行なうにあたり、実験装置製作および計測に関して助言と協力を頂きました核融合科学研究所、西村新助教授、高畑助手に感謝致します。

液体ヘリウム供給など実験を行なうにあたり御協力頂きました低温実験一般に関して御助言頂きました核融合科学研究所、山田修一助手、岩本晃史助手に感謝いたします。

ヘリウム絶縁破壊電圧の研究を行なうにあたり、核融合研究所の共同研究として有益な助言ならびに実験技術などに関しても御指導頂きました豊橋技術科学大学、小崎正光教授、長尾雅行助教授、ならびに九州大学、原雅則教授、末廣純也助教授に感謝いたします。実験の協力と御討論ならびに助言を頂きました核融合科学研究所、柳長門助手、力石浩孝助手に感謝いたします。また、実験に協力頂きました豊橋技術科学大学修士学生、簗田充志氏に感謝致します。絶縁研究に関する御討論を頂きました名古屋大学、大久保仁教授、早川直樹助手に感謝致します。

本研究の実施のために核融合科学研究所への派遣の機会を与えて頂きました研究の遂行に関しても支援をして頂きました株式会社東芝、伊藤進氏に感謝いたします。

最後に核融合科学研究所、プラズマ制御研究系ならびに装置技術研究系の皆様には様々な協力を頂きましたここに感謝の意を表します。