

# 超伝導接合における電流伝播特性に関する研究

水牧 祥一

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8年度

# 目次

第1章	はじめに	1
第1節	超伝導マグネットの自然科学への応用	1
第2節	永久電流マグネットと超伝導接合	5
第1項	永久電流マグネット	5
第2項	永久電流マグネットにおける超伝導接合	8
第3節	超伝導接合部に関するこれまでの研究	10
第4節	本研究の目的と内容	11
第2章	超伝導接合・実験原理	12
第1節	超伝導導体の接続	12
第1項	超伝導導体の接続	12
第2項	超伝導接続	13
第3項	接続部の形状	15
第2節	導体内部の電流分布観測手法	19
第1項	電流分布の観測法	19
第2項	直線電流とその自己磁場	24
第3項	ヘアピンループ電流と周辺磁場	27
第4項	ヘアピン電流ループによる周辺発生磁場の検証	33
第3章	超伝導線の接合実験	41
第1節	接続される超伝導線の諸特性	41
第2節	超伝導線の固相接合（ヘアピン・ジョイント）	43
第1項	接続装置	43
第2項	接続治具の構成と接続温度測定	45
第3節	接続方法の手順	46
第4章	実験基幹装置の概要	51
第1節	装置概要	51
第2節	磁場分布測定用ホール素子	52
第1項	磁場分布測定用ホール素子	52
第2項	磁場分布測定用ホール素子校正実験	54
第4節	バックアップマグネット（外部磁場印加用）	57
第5節	クライオスタット	61
第1項	本体	61
第2項	電流リードとブスバー	61

第5章	ヘアピン・ジョイント単体実験及び考察	64
第1節	実験	64
第1項	超伝導接続部サンプル	64
第2項	ヘアピン・ジョイント周りの磁場分布 (実験結果)	70
第3項	接続部のクエンチ電流	82
第4項	実験結果の特徴 (まとめ)	82
第2節	考察	84
第1項	ヘアピン・ジョイント内部の電流分布モデル (その1)	84
第2項	モデル計算結果と実験結果の比較 (その1)	86
第3項	ヘアピン・ジョイント内部の電流分布のモデル (その2)	94
第4項	モデル計算結果と実験結果の比較 (その2)	96
第5項	ジョイント単体実験についての考察のまとめ	99
第6章	永久電流スイッチと組合せた永久電流実験	100
第1節	実験の目的と制限	100
第2節	実験	103
第1項	実験のセットアップ	103
第2項	実験手順と経過	109
第3項	接続部周りの磁場分布	113
第4項	超伝導接続部の抵抗測定	116
第3節	考察	118
第1項	永久電流モード中のモデル計算	118
第2項	永久電流実験のまとめ	120
第7章	結論	121
謝辞		122
参考文献		123
研究業績		126
APPENDIX.1	三編みジョイント単体通電実験	129
APENNDIX.2	2次元回路モデルシュミレーション計算プログラム	135
APENNDIX.3	太陽アクシオン探索用永久電流超伝導マグネットの開発	141

## 第1章 はじめに

### 第1節 超伝導マグネットの自然科学への応用

1911年、カメリン・オンネスによる超伝導現象の発見によって、今世紀初頭に始まった超伝導現象の研究はBCS理論の確立を経て、その実用化、応用へと発展し、高エネルギー加速器、大型粒子検出器、核融合・エネルギー機器、物性研究、医療、輸送の分野での開発研究の飛躍的な進展をもたらした [1~22]。その進展の概要は、表 1.1 に、実用化された超伝導マグネット機器の代表例は、表 1.2~1.4 にまとめられており、この約30年間での飛躍的な広がりが見られる。

これらの超伝導マグネットの発展の方向性を大別すると以下のように大きく二つの流れとなっている。

- 大電流・大規模マグネットシステム（粒子加速器、核融合、エネルギー分野等）
- 小電流・永久電流マグネットシステム（飛行体、医療、磁気浮上輸送等）

現在までに開発され種々の分野で利用されている超伝導マグネットを、横軸に運転電流  $I_{op}$ 、縦軸にその蓄積エネルギー  $E$  をとって分類し図 1.1 に示す。図に示す運転電流が約 600 A 以下の小電流域では、永久電流マグネットが主流であるが、最近では、より大電流の永久電流マグネットが開発される傾向にある。本研究では、今後さらに、自然科学分野への応用が期待される（特に冷凍機直冷無冷媒式）永久電流マグネットにおいて、唯一、電流減衰の原因となる超伝導不完全部であり、その長期安定性の鍵を握ると考えられ、複雑な特性を示す「超伝導体の超伝導接合」に焦点を絞り、研究を深める。

表 1.1 超伝導マグネット技術の進歩

年代	超伝導現象	超伝導材及びコイル技術	高エネルギー加速器	粒子検出器	核融合・エネルギー	物性研究	産 業
1910	He 液化(Onnes) 超伝導現象発見(Onnes)	第 1 種超伝導体発見(Onnes) PB 線によるコイルで 600 ガウス発生(Onnes)					
1920							
1930	マイスナー効果発見(Meissner) 熱力学的取扱い(ゴードー) ロンドン理論(London)	PB-Bi 合金線で数 kG 発生 (ド・ハース)					
1940	磁場侵入深さ実測(シエンハ'ルグ)  コヒーレンス長さ導入(ビバード)						
1950	GL 理論(Landau)  BCS 理論	Nb 線で数 kG 発生(インテマ) 超伝導実用材料発見(クンツラー) (Nb-Zr, Nb3Sn, NbTi 等)					
1960	トンネル効果実験(Giaever) ジョセフソン効果(Josephson)	Nb-Zr 線で 6T 発生(ハルム) 超伝導線の完全安定化理論 (ステクレー)			MHD		
1970	SQUID 試作(マーセロー)	極細多芯超伝導線出現		Bubble chamber magnet(CERN)			
1980	SQUID 実用化	大型強磁場超伝導コイルの 開発盛ん	Tevatron 完成(Fermi lab) TRISTAN(KEK) LEP(CERN) HERA(DESY)	CDF(Fermi lab) TOPAZ/VENUS/AMY(KEK) ALEPH/DELPHI(CERN) CREO-II(Cornell)		HM-1(東北大)	MAGLEV MRI
1990		高温超電導物質発見(ベドノルツら)	RHIC(BNL)  (LHC(CERN))	(ATLAS/CMS)	LCT  (LHD(NIFS)) (ITER)		
2000							

表 1.2 高エネルギー実験ソレノイドマグネットへの応用例 [1~16]

Detector	Lab.	(Year)	B [T]	D <sub>coil</sub> [m]	L <sub>coil</sub> [m]	I <sub>op</sub> [A]	Energy [MJ]	Ref.
Cello	Saclay/Desy	(1978)	1.5	1.7	3.41	3100	5.1	1
TPC	LBL/SLAC	(1983)	1.5	2.2	3.30	2225	10.9	2
Cleo	Cornell	(1981)	1.5	2.06	3.15	2260	9.4	3
CDF	Fermi/ Tsukuba U.	(1984)	1.5	3.0	4.8	5000	30	4
Topaz	KEK	(1984)	1.2	2.9	5.0	3650	20	4
Venus	KEK	(1985)	0.75	3.5	5.27	4100	12	4,5
Amy	KEK	(1986)	3.0	2.5	1.54	5000	40	4,6
Aleph	CERN/ Saclay	(1987)	1.5	5.5	6.35	5000	137	4,7
Delphi	CERN/RAL	(1988)	1.2	5.6	6.8	5000	108	4
Cleo-II	Cornell	(1988)	1.5	3.1	3.48	3300	25	4
Zeus	DESY	(1988)	1.8	1.9	2.49	4987	10.5	8
H1	DESY/RAL	(1990)	1.2	5.6		5500	12	9
CMD-2	BINP	1991	1.5	0.7	0.9			10
SDC (R&D)	KEK/Fermi/SSC	(1993)	1.5	3.68	1.9	12000	45	11
WASA	KEK/Uppsala	(1996)	1.3	0.56	0.47	900	0.12	12
Belle	KEK	(under construction)	1.5	3.6	3.9	4.0	35	13
Atlas	KEK/CERN	(planned)	2.0	2.5	5.3	8000	42	14
CMS	Saclay/CERN	(planned)	4.0	7.3 (OD)	13	20000	2520	15
BESS	KEK	(1989~)	1.2	1.0	1.3	520	0.815	16

表 1.3 高エネルギー加速器用ダイポールマグネットへの応用例 [17~20]

	Lab	B [T]	Magnet length [m]	Aperature [m]	I <sub>op</sub> [A]	Energy/mag [MJ]	Ref
TEVATRON	Fermi	(4)	6.12	0.076	(4000)		17
HERA	DESY	4.68	8.82		5027	0.73	18
RHIC	BNL	3.5	9.7	0.08	5010		19
LHC	CERN	8.4	14.467	0.056	11500	7.1	20

表 1.4 LHD コイルの諸元 [21,22]

(a) ポロイダルコイル

	Inner/outer radii [m]	Hight [m]	No. of pancakes	No. of turns	I <sub>op</sub> [kA]	Max field [T]	Energy/mag. [MJ]
IV	1.6/2.1	0.46	16	15*16=240	20.8	6.5	68
IS	2.7/3.1	0.46	16	13*16=208	21.6	5.4	104
OV	5.4/5.8	0.54	16	9*16=144	31.3	5.0	251

(b) ヘリカルコイル

	Phase I	Phase II
Major Radius	3.9 m	
Minor Radius	0.975 m	
Bath Temperature	4.2 ~ 4.4 K	~ 1.8 K
Central Magnetic Field	3 T	4 T
Magnetomotive Force	5.85 MA*2 coils	7.80 MA*2 coils
Magnetic Stored Energy	0.9 GJ	1.6 GJ

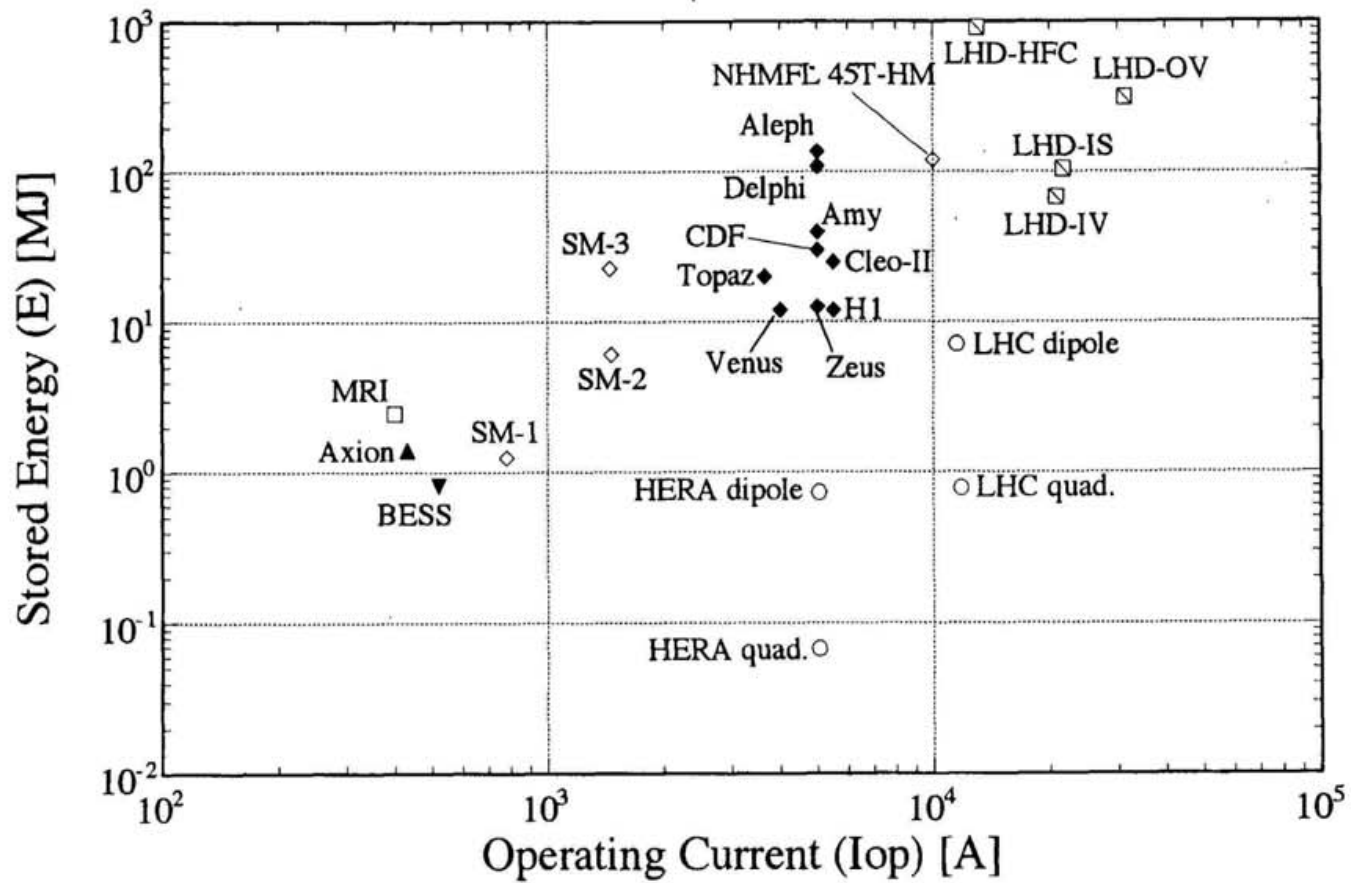


図 1.1 超伝導マグネットの分類

## 第2節 永久電流マグネットと超伝導接合

### 第1項 永久電流マグネット

永久電流とは、超伝導の閉ループをつくり、これに電流を流すことにより電流が減衰しない状態のことをいう。これをマグネットに応用すると原理的には磁場減衰のない磁石が実現できる。例えばコイルのインダクタンスを 10 H、永久電流ループの直流抵抗を  $1 \times 10^{-10} \Omega$  とすると、電流（磁場）の減衰時定数 ( $\tau = L/R$ ) は  $1 \times 10^{11} \text{ s} = 3000 \text{ 年}$  となる。1年間の磁場の減衰量は 0.03% とわずかであり、実用上は永久磁石として使用することが可能である。このため、長期間に渡って一定磁場を必要とする機器に永久電流マグネットが応用され、医療用 MRI マグネット等において多くの実績が積み上げられてきた [23]。一方、これらの永久電流マグネットは、液体ヘリウムを冷媒として用いており、長期間の運転に際しては、液体ヘリウムの追加等のメンテナンスが必要であったが、最近になって冷凍能力の高い小形冷凍機の開発が進み、液体ヘリウムを用いずに冷凍機のみでマグネットを冷却・保持する直冷式の超伝導マグネットが実用化されつつある [24]。この直冷式超伝導マグネットを永久電流モード化した“直冷式永久電流マグネット”は、真の意味でのメンテナンスフリーな超伝導マグネットを可能とし、その応用範囲は飛躍的に広がるものと考えられる。

永久電流マグネットは、主コイル、永久電流スイッチ (PCS)、励磁用電源、保護抵抗及びコイルの低温を維持するための断熱真空容器から構成される [25]。熱式永久電流スイッチ (ヒーターによる ON/OFF) を用いた永久電流マグネットの一般的な励磁回路図を図 1.2 に示す。また、その励磁パターンの一例を図 1.3 に示す。永久電流モード運転時には、主コイル (コイル内の接続を含む) と永久電流スイッチ及び両者をつなぐ接続部で永久電流の閉ループが形成され、励磁電源を切り放しても電流が減衰せずに一定の磁場を保持することができる。一方、主コイル励磁時には、主コイルと励磁電源とで主たる閉ループを形成し、永久電流スイッチは OFF (常伝導) 状態にあるが、主コイルのインダクタンスによって発生する電圧が永久電流スイッチにも印加され、励磁電源から供給されている電流の一部が永久電流スイッチ (と保護抵抗) に分流する。この分流電流を小さくするために永久電流スイッチの OFF 時の抵抗を大きくする必要がある。このため永久電流スイッチに用いられる超伝導導体の安定化材には一般に抵抗率の大きな CuNi が使用されている。

永久電流モード運転を長期間維持するためには、永久電流の閉ループの直流抵抗を十分に小さく



(例えば  $10^{-9}\Omega$  以下) する必要があるが、この抵抗を支配するのが永久電流ループ内に存在する接続部である。主コイル内の接続部では、接続される2本の超伝導線の安定化材は銅等の低抵抗率の材料であり、従来のハンダ (PbSn) 付けで必要な低抵抗が得られる。ところが主コイルと永久電流スイッチの接続部では、(主コイル用) 銅安定化超伝導線と (PCS 用) CuNi 安定化超伝導線を接続するため、従来の半田付けで接続を実施しようとするとその必要接続長は非常に長く (数十m以上に) なり実用には適しない。そこで、以下で述べる超伝導状態での接続が可能な方法“固相接合”が近年開発されてきた。

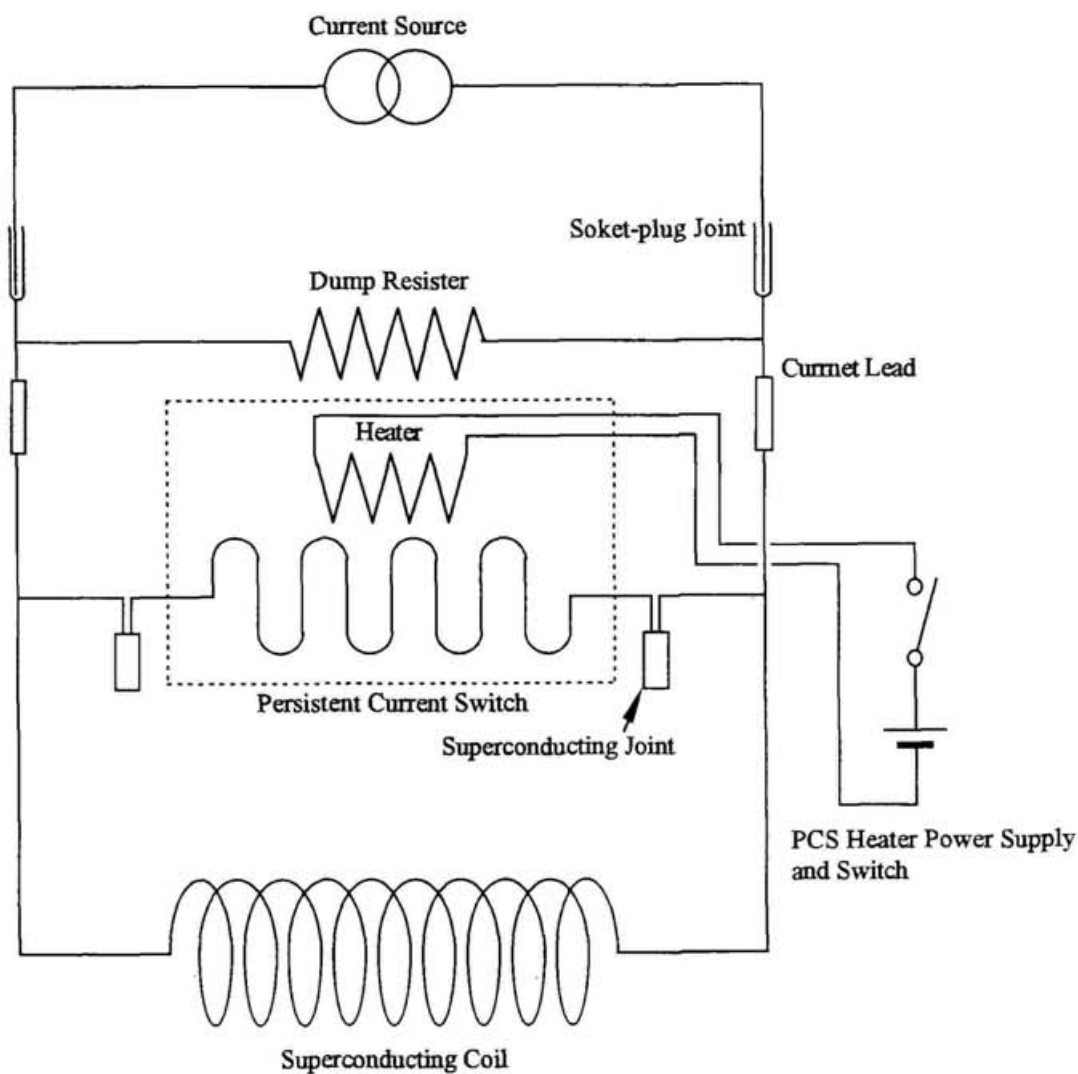


図 1.2 永久電流超伝導マグネット励磁回路

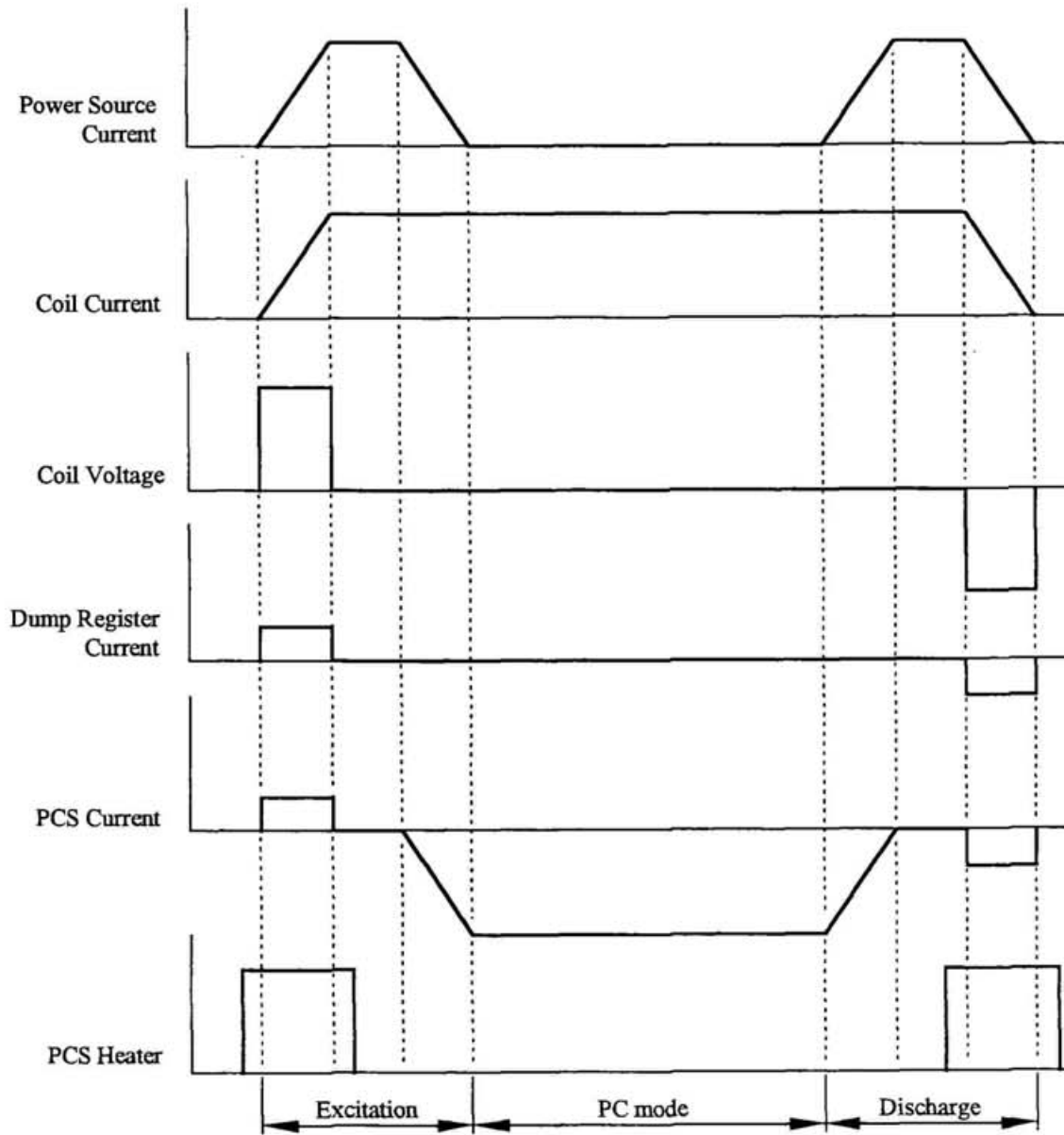
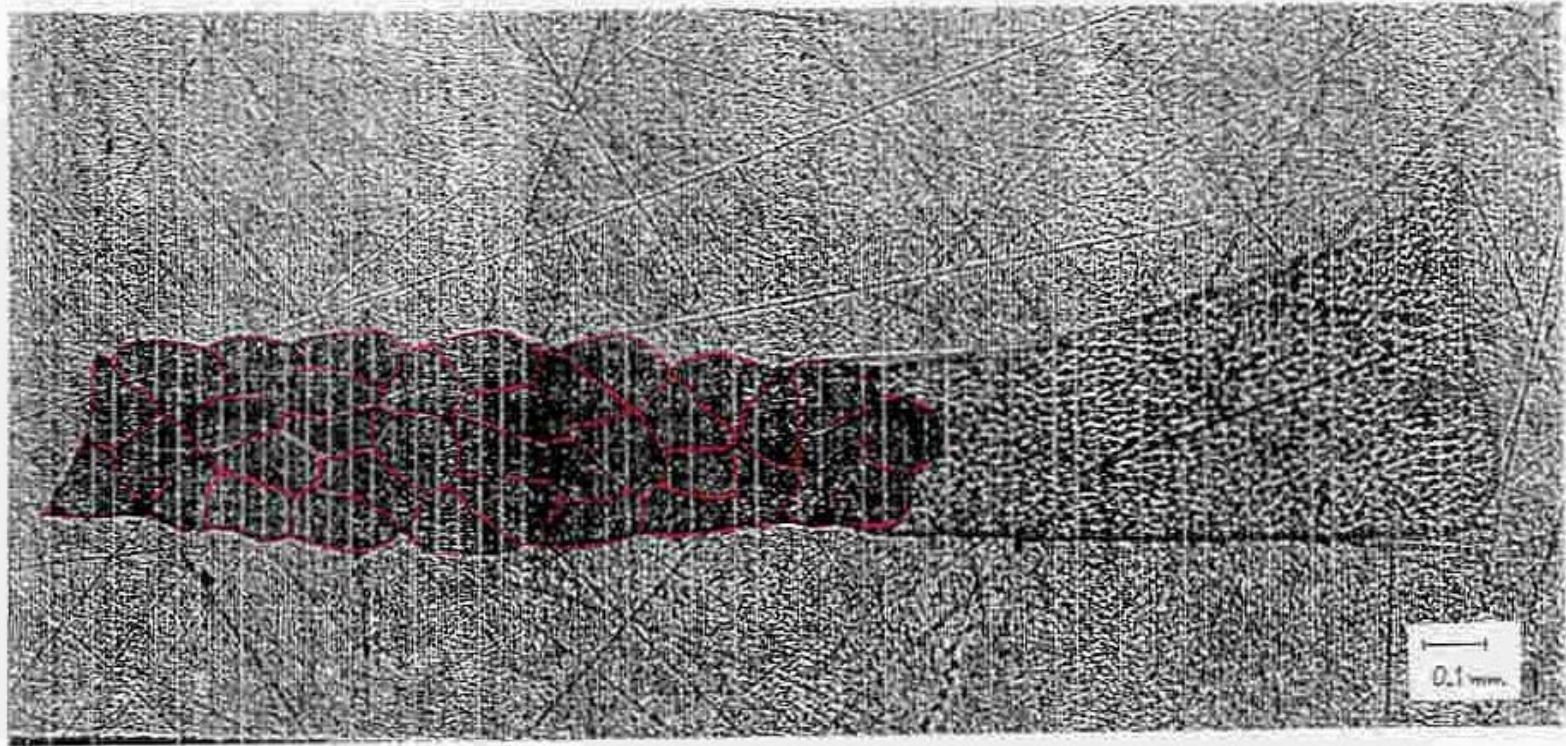


図 1.3 永久電流超伝導マグネットの運転パターン

## 第2項 永久電流マグネットにおける超伝導接合

永久電流マグネットにおいて主コイル及び永久電流スイッチは、それぞれの超伝導線を超伝導特性をそこなうことなく巻線可能である。一方、両者をつなぐ接続部は、超伝導接合を目指し、安定化材を除去し、フィラメント同士を直接接続する方法が採られているものの、不完全な超伝導接合となる。通常、この接続部は微少抵抗を有するため、コイルの磁場減衰 ( $\tau=L/R$ ) が発生する [26,27]。このことは接続部の断面を直接観察することによっても理解される。接続部断面を金属顕微鏡で観察すると、図1.4に示されるように主コイル及び永久電流スイッチ用導体のそれぞれのフィラメントは偏在している。接続しようとするフィラメントはその径も本数も非常に異なるため、それぞれのフィラメントが互いに直接には接触できず、その接続状態も個々のフィラメント間で異なっている。これらのことから接続部では微少な抵抗回路網を介した電流分布及び電流伝播が予測される。もしこの接続部内での電流分布が励磁または時間経過とともに変化したとすれば、やがてクエンチに至ることも考えられる。

以上により、永久電流マグネットにおいて、主コイルと永久電流スイッチとの接続部は、その安定な動作について重要な鍵を握っていると考えられる。



コイルフィラメント (赤) :  $\phi 125 \mu\text{m} \times 36$  本

PCSフィラメント (青) :  $\phi 20.4 \mu\text{m} \times 931$  本

圓相接合部断面寸法: 幅 約  $2.1 \text{mm}$   $\times$  厚さ 約  $0.3 \text{mm}$  (コイルフィラメント部の厚さ)

図1.4 圓相接合による接合部の断面写真 (金屬顯微鏡による)

### 第3節 超伝導接合部に関するこれまでの研究

ここでこれまでに超伝導接合部に関して行なわれてきた研究を概観し、それをもとに本研究を行った背景及び実験の主眼を述べる。

超伝導体の接合方法には、大別して

(1) 安定化材を介したハンダによる低抵抗接続

(2) 安定化材を除去し超伝導フィラメント同士を直接接続する“固相接合法”による超伝導接続がある。ハンダ接合については2本の銅安定化 NbTi 超伝導線のラップ接続における接続抵抗についてその接触面積及び通電電流依存性等について研究が報告されている [28]。固相接合については、いくつかの研究が報告されているが、そのほとんどは総合的な接続抵抗に関するものであった [26, 27, 29~33]。以下にこれまでに報告されている関連する研究の状況を紹介する。

M. J. Leupold and Y. Iwasa は、銅安定化 NbTi 超伝導線の安定化材を除去し、銅スリーブを用いて冷間圧接した超伝導接続を持つ閉ループについて研究を行い、閉ループに流れる電流による磁場の減衰から極微接続抵抗の存在を定量的に確認した [26]。

T. Tominaka らは、M. J. Leupold らと同様な超伝導接続とハンダ接続を持つ二つの閉ループについて研究を行っている。具体的にはそれぞれのループに誘起された電流の減衰と接続部両端の電圧を測定し、両方の接続部の電流・電圧の減衰特性の違いを示し、ハンダ接続を有するループの電流はほぼ指数関数的に減衰するが、一方、冷間圧接による接続部を有するループの電流は対数的に減衰することを実験的に観測した。また、この対数的な電流の減衰はフラックスクリープ現象の可能性を指摘した [29]。

S. Hanawa らは、大型ヘリカル装置の強制冷却ポロイダルコイル用の導体を用い、これを真空中で加熱・加圧して接続する固相接合（拡散接合）した接続部について、その接続部の磁化特性から有効フィラメント径を求め、安定性に関する評価を行っている [30]。

以上のように超伝導接合部に関する研究は、接合部全体としての電流減衰、抵抗値等について実験的に測定及び考察が行われてきたが、永久電流マグネットの安定性という観点から超伝導接合部における電流分布及び伝播現象を明確に見極めようとする実験的研究は報告されていない。

筆者は、永久電流マグネットの（永久電流モード運転中に）クエンチが起こった場合、その原因として超伝導体として不完全な超伝導接合部に起因することが自然であると考え、以下に述べるように研究の的を絞ることとした。

## 第4節 本研究の目的と内容

本研究は、超伝導マグネットの応用において、究極的な姿として期待される「永久電流超伝導マグネット」の本格応用と長期にわたる安定性を目指すことを研究の動機とし、安定性に深くかかわると考えられる超伝導接合部の電流伝播の振舞いに関する実験的研究である。特に、永久電流閉ループの構成要素として不可欠な永久電流スイッチ用導体とコイル用導体との「不完全な超伝導接続部」に着目し、その接続部内の電流伝播特性について研究を行った。

本研究では、超伝導接合部での複雑な電流伝播の状態を磁場のマッピングから試みた。実験の手法としては、ホール素子を用い接合部周辺の磁場分布を測定し、その結果を解析することによって電流分布を求めることとし、

- (1) 種々の超伝導接続部でのその通電電流の増加にともなう電流伝播の振舞いの観測を目的とした接続部単体実験
- (2) 永久電流モードのもとでの接続部の環境変化（本研究では温度上昇）にともなう電流分布の変化の観測を目的とした永久電流モード実験

の2つの実験を行い、接続部内の電流分布の変化の観測を行った。

微小ホール素子を超伝導線（体）の周辺に配置し、内部の電流分布を探る試みは、近年加速器用超伝導成形撚線、または高温超伝導バルク内での電流分布の観測に用いられたと報告されているが[34-37]、筆者は特にヘアピンジョイント周辺に形成される局所磁場ゲインの高さに着目し、接続部周辺の磁場分布から電流分布の測定を行う手法を独自に開発した。

本論文は、本章を含め7章により構成されている。第2章では本研究のキーポイントである超伝導接合の概念と、実験手法である接続部内の電流伝播の振舞いを観測するための概念と、その方法及び予測される接続部周辺磁場分布について述べる。第3章では超伝導線の接合実験に用いた装置、使用した導体の諸元について述べ、第4章では、2つの実験に共通する実験装置について述べる。第5章では接続部単体実験の(1)実験方法、(2)実験結果、(3)結果を踏まえ接合部内電流伝播モデルを仮定し、実験との比較検討を行いつつ、電流伝播についての考察を行う。第6章では永久電流モードにおける実験の(1)実験方法、(2)実験結果を述べ、(3)結果に対する考察を行う。第7章では、結論として本研究で得られた知見についてまとめる。

## 第2章 超伝導接合・実験原理

### 第1節 超伝導導体の接続

#### 第1項 超伝導導体の接続

超伝導マグネットシステムでは、すべてのコイルを一本の超伝導線あるいはケーブルで巻線することは実際上不可能である。そこで超伝導マグネットシステム内には数箇所の接続部が存在する。この接続部の施工方法は、表2.1に示すように大きく二つに分類できる。

低抵抗接続は、超伝導線をそのまま接続するため、安定化材を介して電流が渡る。このため超伝導線の安定化材に抵抗率の小さな銅あるいはアルミニウムを用いた超伝導線のみに適用することができる。従って、永久電流スイッチに用いられている CuNi 安定化超伝導導体と主コイルの超伝導導体等との接続には、適用することができない。この方法によって得られる抵抗値は、実用的には  $10^{-8} \sim 10^{-9} \Omega$  程度である。

超伝導接続は、超伝導線の安定化材を除去し、超伝導体（フィラメント）同士を直接接続するため、超伝導線の安定化材を介さずに電流が伝播される。このため、CuNi 安定化超伝導導体と主コイルの超伝導導体等との接続においても適用が可能である。この方法によって得られる抵抗値は、実用的には  $10^{-10} \Omega$  以下である。

次項において超伝導接続の種々の方法についてその施工方法と特徴について述べる。

表2.1 超伝導導体の接続方法

低抵抗接続 (安定化材が介在) 接続抵抗: $10^{-8} \sim 10^{-9} \Omega$	ハンダ (SnPb) 付	Cu 又は Al 安定化線に 通常用いられる
	溶接	高純度 Al 安定化線に有効
超伝導接続 超伝導体を直接接続 接続抵抗 $< 10^{-10} \Omega$	ハンダ付	超伝導ハンダ (BiPb) を介在 ( $B < 1.5 \text{ T}$ )
	圧接	大気中で加圧し接合
	固相接合 (拡散接合)	真空中で加熱・加圧し、 直接金属間接合

## 第2項 超伝導接続

以下に述べる3種類の超伝導接合法は、接続しようとする超伝導線の安定化材を除去し、フィラメントを露出させ、互いに撚り合わせた後、接合を行う。それぞれの接合法について以下に述べる。

### 1) 超伝導ハンダ接続

撚りあわせたフィラメントを容器に納め、BiPbのような超伝導半田で固めて接合を行う方法である。本方法で用いる超伝導ハンダの臨界磁界は約1.5Tであるため、接続部をマグネットシステム内のこの磁界以下の場所に設置することが必要である。本方法の手順を図2.1に示す。

### 2) 圧着による接続 [38]

撚りあわせたフィラメントをNbTiあるいは銅スリーブに納め、圧着・一体化させ接合を行う方法である。圧着用スリーブにNbTiを使用した場合には、接続部の安定性を確保するためさらに銅パイプに納めハンダにて固定する方法がとられる。本方法の接合原理は、室温中での加圧による金属間接合である。本方法では超伝導ハンダ接続のように接続しようとするフィラメント間に介在物が存在せず、フィラメント同士を直接接続するため、接続部の臨界磁界はフィラメントの特性に依存し、超伝導ハンダによる接続と比較してその接続特性は良くなる。本方法の手順を図2.2に示す。

### 3) 固相接合（拡散接合）による接続 [39]

撚りあわせたフィラメントを銅の治具内に納めた後、真空中で加熱・加圧する固相接合（拡散接合）による方法である。本方法の接合原理は、圧着による方法と同様であるが、真空中で、フィラメント温度を上げて行うため、より強固な接合が期待される。本方法の手順を図2.3に示す。また、本方法の詳細については第3章にて述べる。

これらの超伝導接続法は、一般のハンダ付けに比べ（導体あるいはフィラメントの）ラップ長を短くすることができ、接続部の大きさを小さくすることが可能である。また、超伝導ハンダ（BiPb）による接続ではその臨界磁界がフィラメントよりも低く、約1.5Tであるためその設置場所は制限される。一方、圧着あるいは固相接合による接続の場合は、超伝導ハンダによる接続のように接続しようとするフィラメント間には介在物が存在しないため磁界に対して安定性が高い。本研究では、これらの超伝導接続方法の中で、最も良い超伝導特性が期待される固相接合（拡散接合）による方法に焦点を絞って実験を行った。



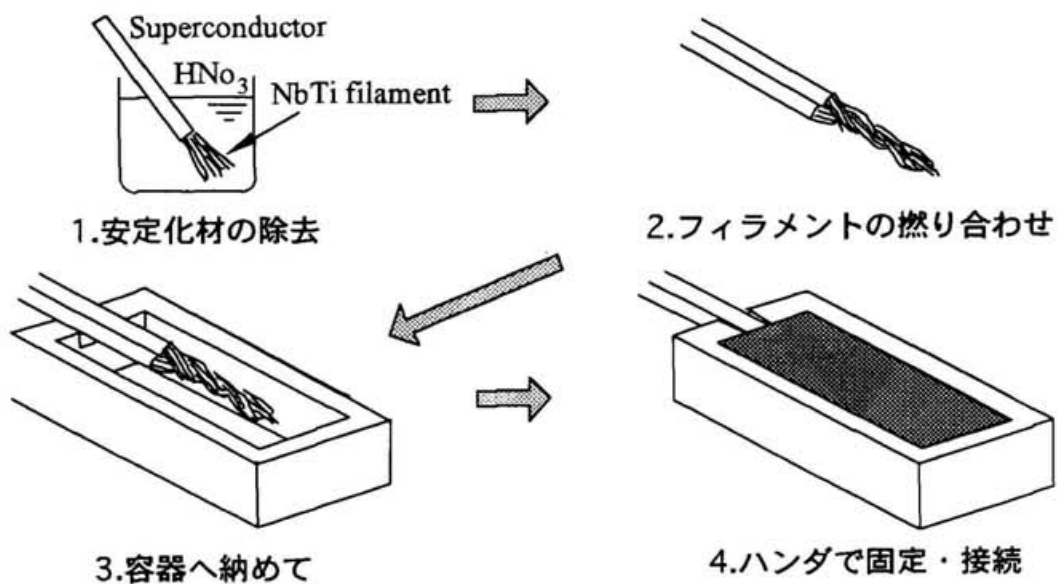


図 2.1 超伝導ハンダによる接続手順

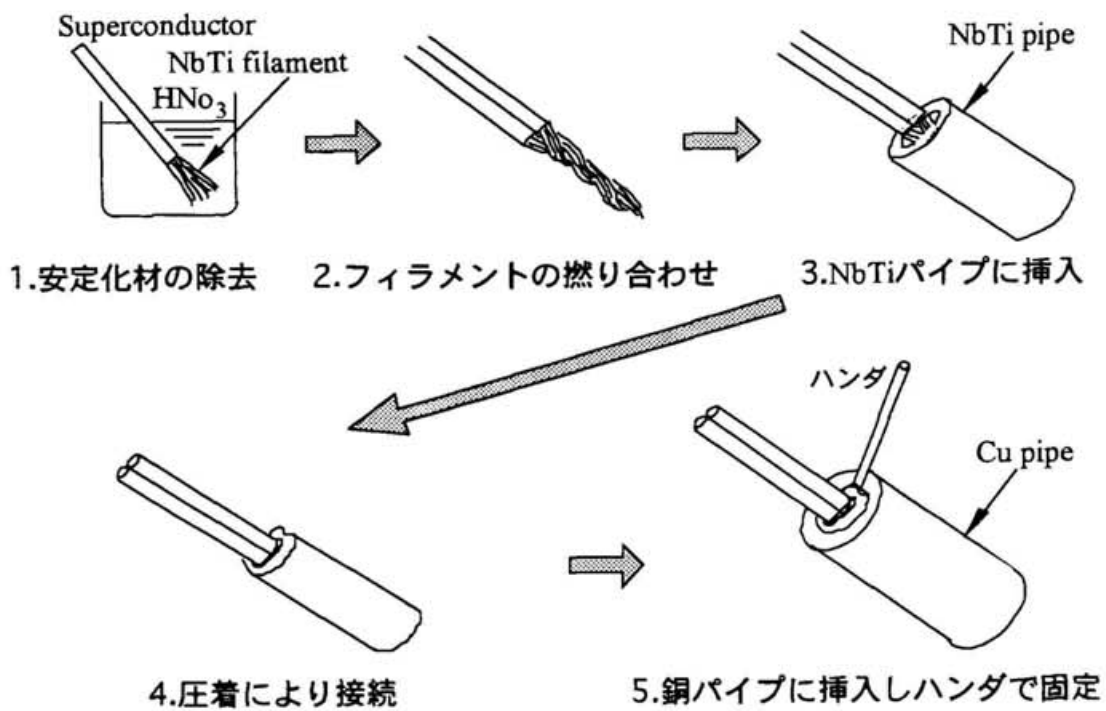


図 2.2 圧着による接続手順

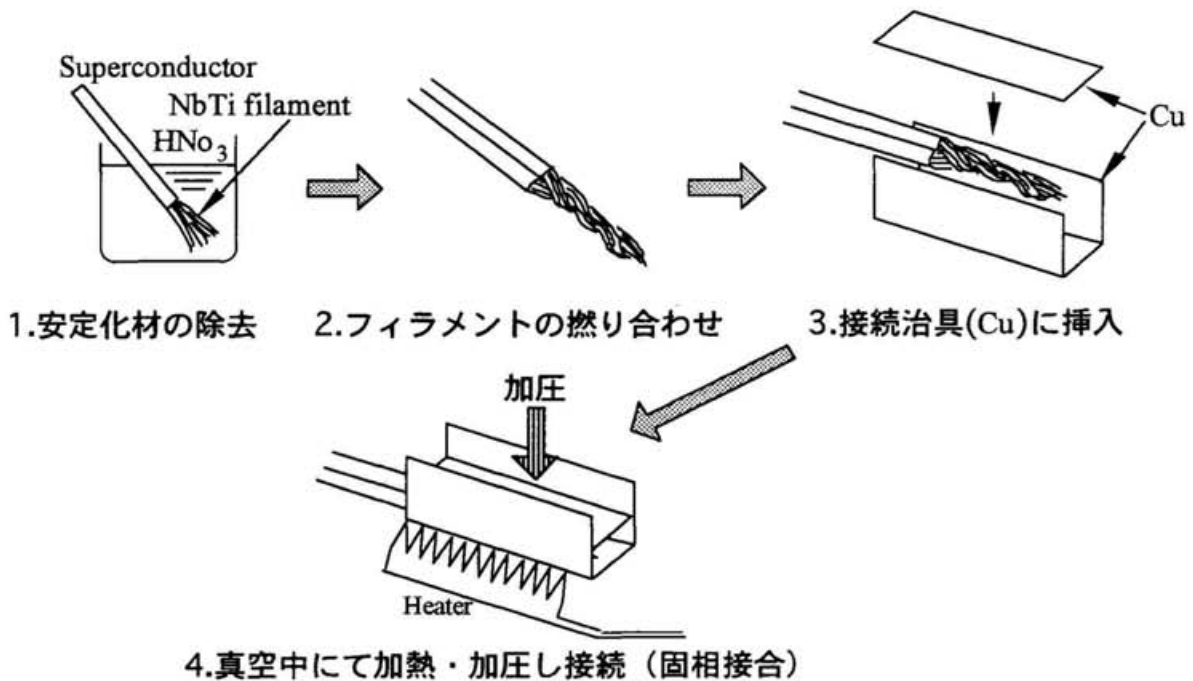


図2.3 固相接合による接続手順

### 第3項 接続部の形状

接続部の形状には、接続部内で電流の方向が折り返すヘアピン・ジョイントと反転しないシェイクハンド・ジョイントの2つがあるが、以下にそれぞれの接続方式（形状）の特徴について述べる。また、表2.2にその比較をまとめて示す。

表2.2 ジョイント形状の特徴の比較  
(永久電流スイッチとコイルの接続部の場合)

	ヘアピン・ジョイント	シェイクハンド・ジョイント
1.接続余長	短くできる	長くなる
2.フィラメントの操作	容易（三編み等）	困難（せいぜいツイスト）
3.端末処理	容易（無誘導）	1ターンが残る
4.誤差磁場に対する影響	無誘導のため 磁場の発生なし	1ターンループにより 磁場が発生

ヘアピン・ジョイントは、実際の超伝導マグネットにおいて施工のしやすさ等により、広く一般に用いられる方法である。具体的には、超伝導マグネットがいくつかのコイルから構成されており、それぞれのコイルの超伝導線を固相接合によって接続する場合について考えてみる。まず、最初に接続しようとするコイルの口出し線を引き出し、これを接続装置までとどかせなければならない。この時、ヘアピン・ジョイントでは接続装置の片側からのアクセスのため、接続余長は、ほぼ同じ長さの最短ですむ。(この場合の二つの接続方法の比較を図2.4に示す) 次に、接続特性(安定性)の向上を期待してフィラメント同士を捻り合わせるが、シェイクハンド・ジョイントでは単にツイストして捻り合わせることはできないが、ヘアピン・ジョイントではツイストもさることながら第5章で述べるように三編みなどのより複雑な捻り合わせを容易にすることが可能である。最後に接続後の末端処理では、ヘアピン・ジョイントの場合、接続部の片側から超伝導線がでていたため接続余長を一本の導体とみなしてそのまま小さく丸めることができ、しかも丸めたものをコイルとしてみた場合、完全な無誘導巻きであるためマグネットがつくる磁場への影響が少ない。一方、シェイクハンド・ジョイントの場合は、ヘアピン・ジョイントと同様に丸めて末端処理を行った場合には超伝導導体の曲げRの制限からその先端には1ループコイルが形成されてしまい完全な無誘導巻きにすることができない。これはMRI用のマグネット等のようにその磁場均一性がppmオーダーで要求される場合には不利になる場合がある(この場合の二つの接続方法の比較を図2.5に示す)。

シェイクハンド・ジョイントは、以上で述べたようにヘアピン・ジョイントに比べてその施工方法には、制限が多い。しかしながら、コイル内で導体を接続しなければならず、かつ接続によってコイルがつくる磁場への影響を最小にしなければならない場合などに適用する場合には、ヘアピン・ジョイントよりも有利な場合がある。具体的には、いくつかのダブルパンケーキコイル積み重ねて製作されるポロイダルコイルの場合で、しかも使用導体がケーブルインコンジット導体のような曲げRを小さくすることのできない場合について考えてみる。ダブルパンケーキコイルの接続は、コイルの外周側で行なわれるが、この外周側での接続による誤差磁場を最小にするには、導体が本来あるべき位置からのズレを最小にすればよく、これはどちらの接続方法でも可能であるが、図2.6に示すようにヘアピン・ジョイントの場合の導体のズレは局所的であるため、誤差磁場も局所的に大きくなる。また、コイル形状も本来のポロイダルコイルの形状から大きく逸脱したものになり、実際にマグネットシステムに組み込むことを考えると適当ではない。一方シェイクハンド・ジョイントの場合の導体のズレはヘアピン・ジョイントと比べて周方向に分散しているため、誤差磁場も周方向に分散し、ヘアピン・ジョイントよりも有利である。また、コイル形状も本来のポロイダルコイルの形

状からわずかに外側に膨らむだけで、実際にマグネットシステムに組み込むことを考えた場合もヘアピン・ジョイントよりも有利である。

接続部の形状の違いによる長所短所は、以上で述べた通りである。永久電流マグネットにおいて、永久電流スイッチ用導体とコイル用導体との接続部形状としては、施工の容易さ、フィラメント操作のしやすさ、及び余長処理のしやすさから、ヘアピン・ジョイントが広く一般に採用されている。このため、永久電流スイッチとコイルの接続部に着目している本研究では、このヘアピン・ジョイントに焦点を絞って実験を行うこととした。

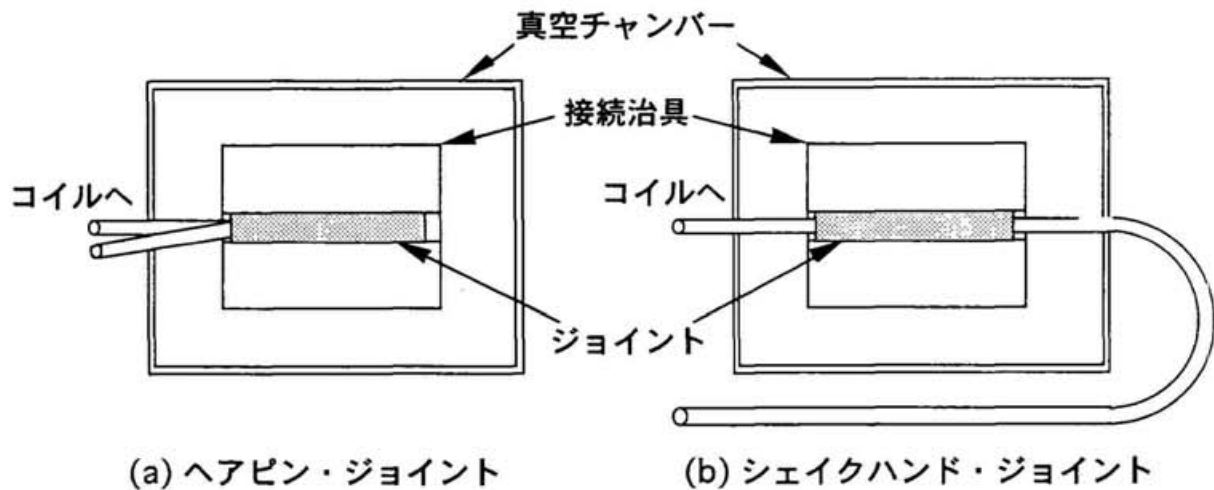


図2.4 ヘアピン・ジョイントとシェイクハンド・ジョイントの比較 (その1：接続時)

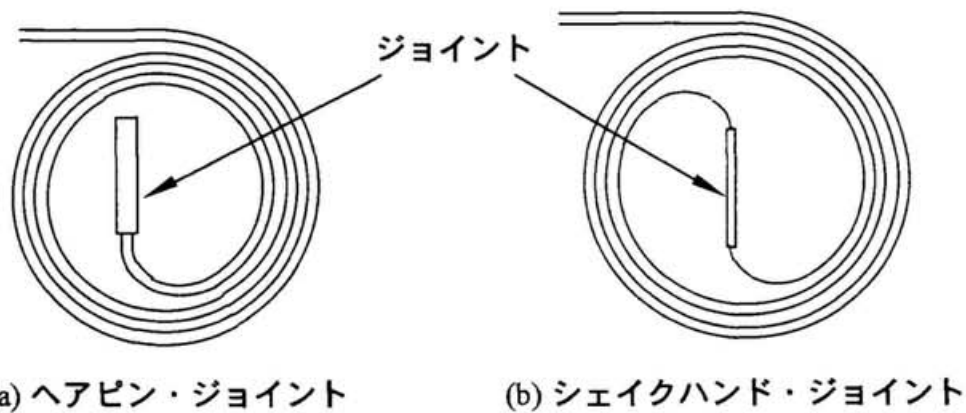
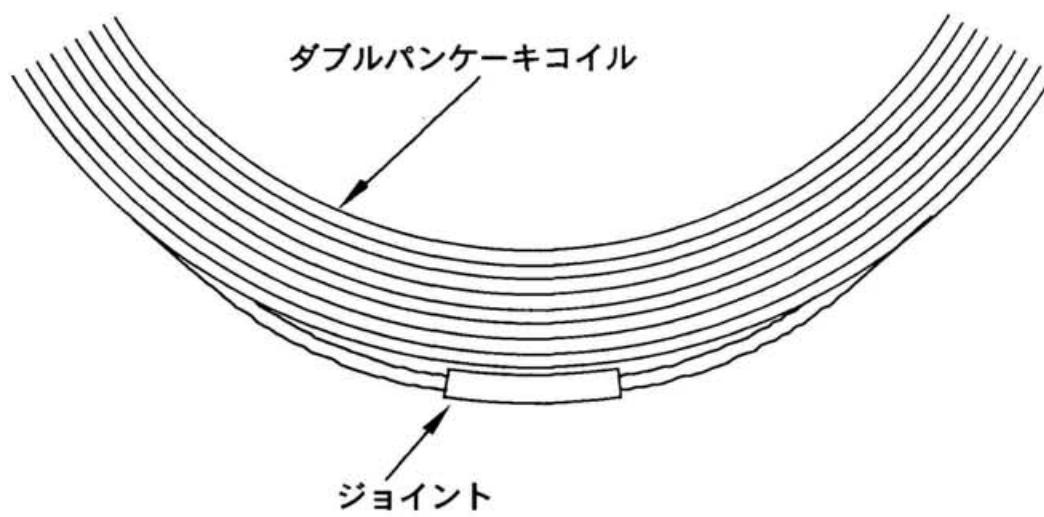
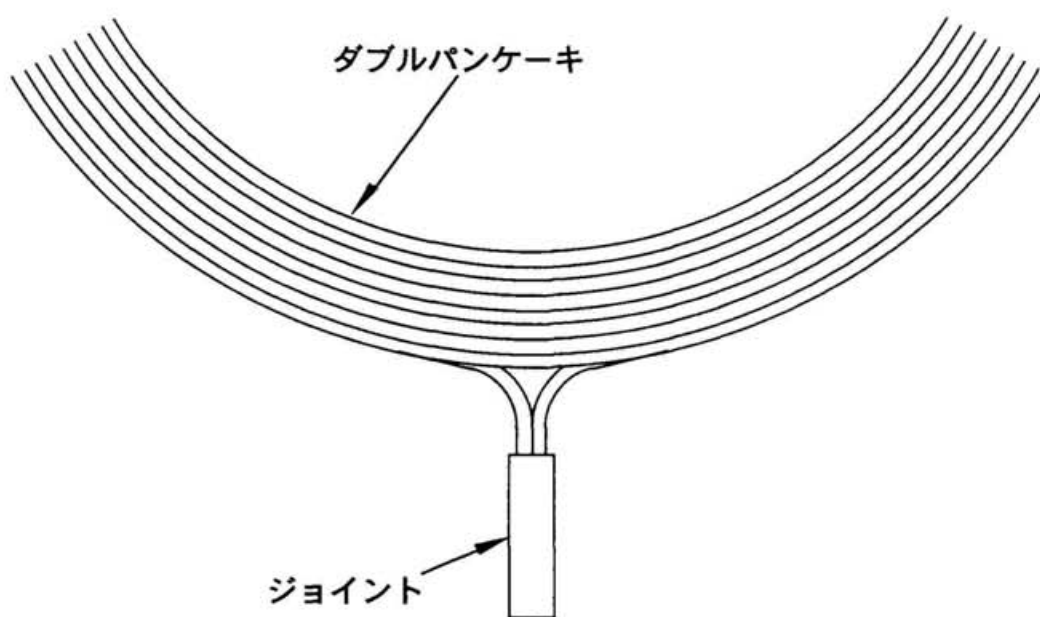


図2.5 ヘアピン・ジョイントとシェイクハンド・ジョイントの比較 (その2：端末処理)



(a) シェイクハンド・ジョイントの場合



(b) ヘアピン・ジョイントの場合

図2.6 ヘアピン・ジョイントとシェイクハンド・ジョイントの比較 (その3: 誤差磁場)

## 第2節 導体内部の電流分布観測手法

### 第1項 電流分布の観測法

本実験では、前節で述べた超伝導接続による接続部内での2次元的な電流分布を観測し、その電流伝播特性を探ることを試みる。

導体の電流及び電流分布観測の方法には、電圧タップによる方法、ログスキーコイルやピックアップコイルによる方法、ホール素子による方法などがある。以下にそれぞれの方法の特徴について述べる。また、表2.3にそれぞれの特徴の比較を示す。

#### 1) 電圧タップによる方法

導体に電流を流すと式(2.1)に示すオームの法則(Maxwell方程式の物質方程式(2.2)の一つに相当)により電圧が発生する。

$$V = IR \quad (V: \text{電圧}, I: \text{電流}, R: \text{抵抗}) \quad (2.1)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (J: \text{電流密度}, E: \text{電界}, \sigma: \text{導電率}) \quad (2.2)$$

この電圧を細かく測定して導体内部の電流分布を測定することができる。しかし、本研究で対象とする超伝導導体や超伝導ジョイントの場合、電気抵抗が非常に小さい( $10^{-10} \Omega$ 以下)あるいはゼロのためこの方法は適用できない。

#### 2) ログスキーコイルによる方法 [40]

図2.7に示すように導体の周囲にトロイダルコイル状の検出コイル(ログスキーコイル)を取付け、導体に流れている電流の大きさの変化を観測することができる。

電流の周囲には、Maxwell方程式

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.3)$$

( $\mathbf{H}$ : 磁界、 $\mathbf{J}$ : 電流密度、 $\mathbf{D}$ : 電気変位)

$$\int_C \mathbf{H} \cdot d\mathbf{a} = I + I_D \quad (2.4)$$

( $I$ : 電流、 $I_D$ : 変位電流)

に基づいて磁界が発生し、電流が変化することにより磁界も変化する。磁界が変化するときにはMaxwell方程式

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2.5)$$

( $\mathbf{E}$ : 電場 (起電力)、 $\mathbf{B}$ : 磁束密度、 $\mu$ : 透磁率)

$$\int_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (2.6)$$

( $\Phi$ : 磁束)

に基づいて起電力が発生する。本方法は、この起電力を導体の周囲に設けたログスキーコイルで検出・測定し、これを積分することにより電流を測定する。本方法では、式 (2.4) からわかるように電流 (中心) が任意の閉曲線  $C$  の内側であればどこにあってもその磁界の積分したものは変わらない。従って、電流が変化せずにその位置だけが移動する場合は、ログスキーコイルの各ターンで誘導電圧が発生するがログスキーコイル全体としては電圧が発生しないため、電流中心の移動を観測することはできない。本方法は、インパルス大電流の測定に広く用いられており、電流の測定は超伝導体でも可能であるが、本研究では電流分布や電流伝播の様相を観測することを目的としているため、この方法は適用できない。

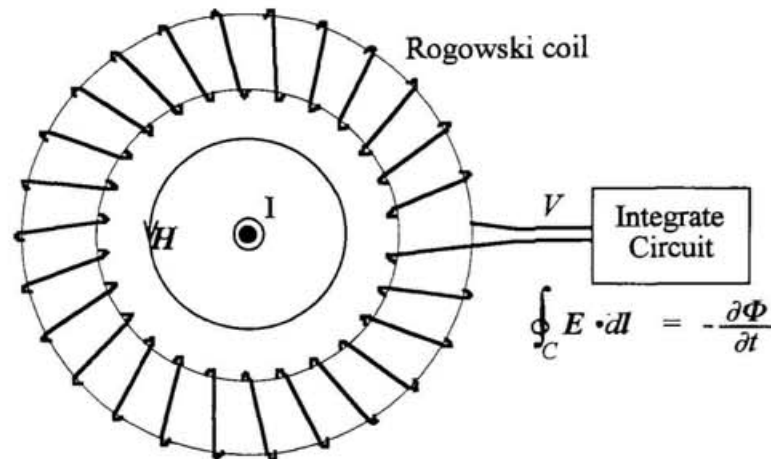


図 2.7 ログスキーコイルによる電流測定

### 3) ピックアップコイルによる方法 [41]

前述のログスキーコイルを周方向で分割し、それぞれの位置での磁界の変化を測定するものがピックアップコイルである。図 2.8 にその構成例を示す。この方法では導体に流れている電流の大きさに加えてログスキーコイルでは観測することができない電流中心位置の変化をも観測することができる。しかしながら、電流変化の割合あるいは電流中心位置の移動速度に比例した誘導電圧を

測定するため、本研究で対象としている時定数の長い、緩やかな電流分布の変化の測定には適しない。

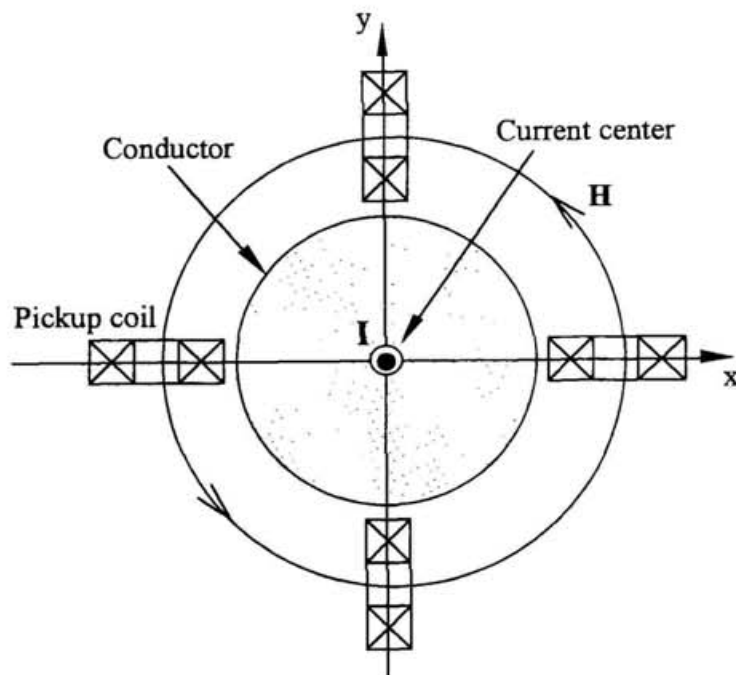


図2.8 ピックアップコイルによる電流中心測定

#### 4) ホール素子による方法

本方法は、電流がその周囲につくる磁界の大きさを直接測定し、電流分布の観測を行う方法である。ホール素子は、半導体薄片に電流を流しそれと直角方向に磁界をかけると電流及び磁界と直角方向に電圧が発生するというホール効果によって磁界の大きさを直接電圧に変換し測定するものである。このホール効果の原理を図2.9に示す。ホール効果によって発生する電圧（ホール出力電圧） $V_H$ と流している電流（制御電流） $I_C$ 及び加えている磁界 $B$ との関係は式(2.7)で表される。

$$V_H = \frac{R_H}{d} I_C B f_H \left( \frac{L}{W}, \theta \right) \quad (2.7)$$

ここで、 $R_H$ はホール係数、 $L$ 、 $W$ 、 $d$ は半導体薄片の寸法、 $\theta$ はホール角、 $f_H$  ( $L/W$ と $\theta$ の関数)は形状因子である。ホール素子による磁場測定は、ピックアップコイルのように電流の変化速度などに影響を受けず、また積分する必要もないため、測定が非常に容易である。また、ホール素子本体の大きさが非常に小さいため（アクティブエリア径は約0.5mm程度）、ピンポイント的に磁場を測定することができる。また、パッケージサイズも小さいものが市販されている。このため磁場強度の高い電流中心近傍での磁場測定が可能で（磁場強度は電流中心からの半径に反比例して低下す



る)、超伝導導体のため電流密度が高い(常伝導導体と比較して約 $10^2$ 倍)ことと相まって精度(感度)の高い、細かな磁場分布の測定が可能である。

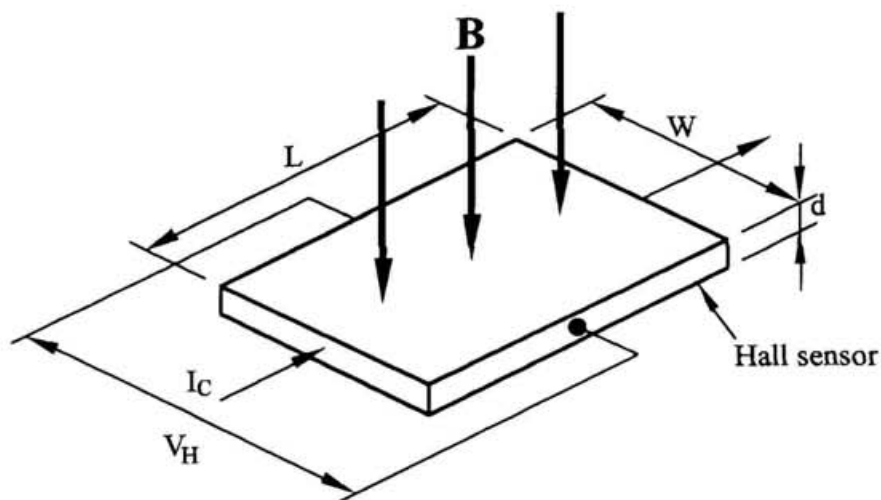


図 2.9 ホール効果の原理

以上で述べた導体内の電流分布の観測手法の比較をまとめると、

- (1) 電圧タップによる方法は、抵抗がないため電圧が発生せず、超伝導接続部に適用することができない。
- (2) 検出コイルを用いたインダクティブな方法は、時定数の長い変化の測定には適当ではない。また、検出コイルではある程度の面積の磁束の変化を測定するため細かな磁界の変化の測定にはやはり不適當である。
- (3) ホール素子を用いた方法は、磁場を直接測定するため、時定数によらず、また、素子の大きさが非常に小さいため、詳細な磁場分布の測定には適している。

上記(1)~(3)の理由により、本研究で対象とする超伝導接続部周りの磁場分布を精度(感度)よく、かつ詳細に測定するために、ホール素子による方法を採用した。

表 2.3 電流分布観測手法

	電圧タップ	ログスキーコイル	ビックアップコイル	ホール素子
基本原理式	$V = IR$ (オームの法則)  $J = \sigma E$ (J: 電流密度、 E: 電界 $\sigma$ : 導電率)	$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$  $\text{rot } \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$  $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$	H: 磁界 D: 電気変位 B: 磁束密度	J: 電流密度、 E: 電場 (起電力) $\mu$ : 透磁率
測定方法	抵抗による 発生電圧を測定	電流の時間変化に従って 磁場も時間変化し、これに より生じる起電力を測定し、 これを積分することにより 電流測定	同左	ホール効果を利用して 電流がつくる磁場を測定
超伝導に適用	できない	できる	できる	できる
電流中心の観測	-	できない	できる	できる
測定ピッチ	-	-	コイルの大きさのため 測定ピッチは粗くなる	センサーが小さいので 細かく測定できる
シェイクハンド・ ジョイント		適用不可	適用可	適用可
ヘアピン・ ジョイント		適用不可	適用不可	適用可
外部静磁界の影響		なし	なし	あり
主な用途		インパルス大電流の測定	大電流導体の電流測定及び その中心の移動の観測	磁場の測定、導体の電流測定 及び電流中心の移動の測定等

## 第2項 直線電流とその自己磁場

図2.10 に示すような定常な無限直線電流から半径  $r$  の位置における周方向の磁場の大きさを求める。磁界  $\mathbf{H}$  と電流密度  $\mathbf{J}$  の間には、Maxwell 方程式の

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (2.8)$$

という関係があり、また真空の透磁率を  $\mu_0$  とすると磁界  $\mathbf{H}$  と磁束密度  $\mathbf{B}$  の間には、Maxwell の物質方程式の

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (2.9)$$

という関係がある。式 (2.8) の積分形

$$\int_C \mathbf{H} \cdot \mathbf{d} = I \quad (2.10)$$

について閉曲線を無限直線電流から半径  $r$  の位置における円周に適用すると

$$\mathbf{d} = r d\theta \quad (2.11)$$

とおけるので

$$\int_C \mathbf{H} \cdot \mathbf{d} = \mathbf{H} \int_0^{2\pi} r d\theta = 2\pi r \mathbf{H} = I \quad (2.12)$$

となり、従って

$$H = \frac{I}{2\pi r} \quad (2.13)$$

となる。この式と式 (2.9) より求める定常な無限直線電流から半径  $r$  の位置における周方向の磁場の大きさは、結局、

$$B = \mu_0 \frac{I}{2\pi r} \quad (2.14)$$

で与えられる。具体的なパラメーターで磁界の大きさを求めてみる。通電電流  $I=100$  A、半径  $r=2$  mm、とすると磁場の大きさは、 $B=10$  mT となる。磁場の測定精度を  $0.1$  mT (1 Gauss) とし、電流中心が移動して測定された磁場が  $0.1$  mT 変化したとするとその電流中心の移動距離は、約  $20$   $\mu\text{m}$  である。すなわち  $0.1$  mT 程度の測定精度が得られれば、約  $20$   $\mu\text{m}$  の電流中心の移動を観測することができる。

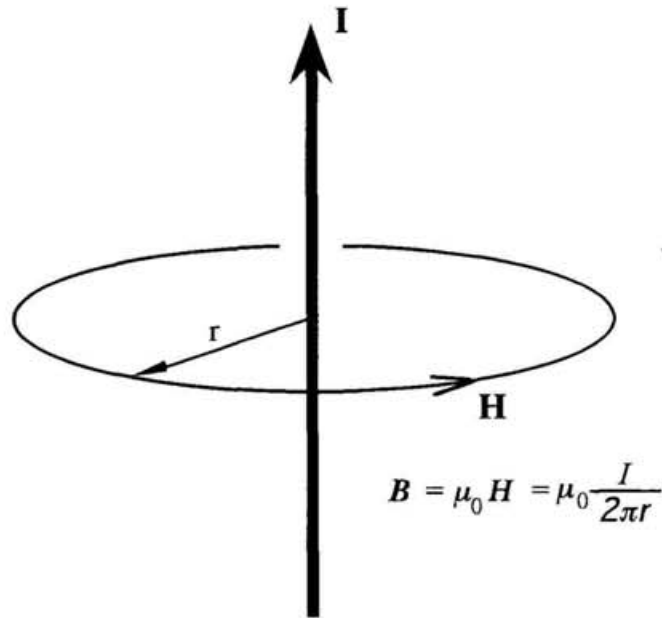


図2.10 直線電流とその自己磁場

図2.11 に示すような座標系において図に示す座標原点から等距離の  $x, y$  軸上の4点  $P_1 \sim P_4$  でそれぞれの座標軸に垂直な磁場を測定する場合について考えてみる。座標原点と無限直線電流が一致している場合は、すべての測定点における磁場の大きさは同じであり、その大きさは式(2.14)で与えられる。次に無限直線電流の位置が原点からずれている場合について、各測定点における磁場の大きさをそれぞれ  $B_1, B_2, B_3, B_4$  とし、電流位置  $(x, y)$  を求めてみる。各測定点と電流位置の距離は、

$$r_1^2 = (r-x)^2 + y^2, r_2^2 = (r+x)^2 + y^2, r_3^2 = x^2 + (r-y)^2, r_4^2 = x^2 + (r+y)^2 \quad (2.15)$$

で与えられる。これより各測定点における磁場の大きさは、

$$B_i = \mu_0 \frac{I \cos \theta_i}{2 \pi r_i} \quad (i = 1 \sim 4) \quad (2.16)$$

で与えられ、さらに

$$\cos \theta_1 = \frac{r-x}{r_1}, \cos \theta_2 = \frac{r+x}{r_2}, \cos \theta_3 = \frac{r-y}{r_3}, \cos \theta_4 = \frac{r+y}{r_4} \quad (2.17)$$

であるから、結局、

$$B_1 = \delta \frac{r-x}{(r-x)^2 + y^2} \quad (2.18)$$

$$B_2 = \delta \frac{r+x}{(r+x)^2 + y^2} \quad (2.19)$$

$$B_3 = \delta \frac{r-y}{x^2 + (r-y)^2} \quad (2.20)$$

$$B_4 = \delta \frac{r+y}{x^2 + (r+y)^2} \quad (2.21)$$

ここで、

$$\delta = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \quad (2.22)$$

となる。式 (2.18) ~ (2.21) より  $x$ 、 $y$  をそれぞれ求めると、

$$x = \frac{\delta r (B_1 - B_2)}{4 B_1 B_2 r - \delta (B_1 + B_2)} \quad (2.23)$$

$$y = \frac{\delta r (B_3 - B_4)}{4 B_3 B_4 r - \delta (B_3 + B_4)} \quad (2.24)$$

となり、直線電流周辺4点の磁場の大きさより電流中心を観測することができる。

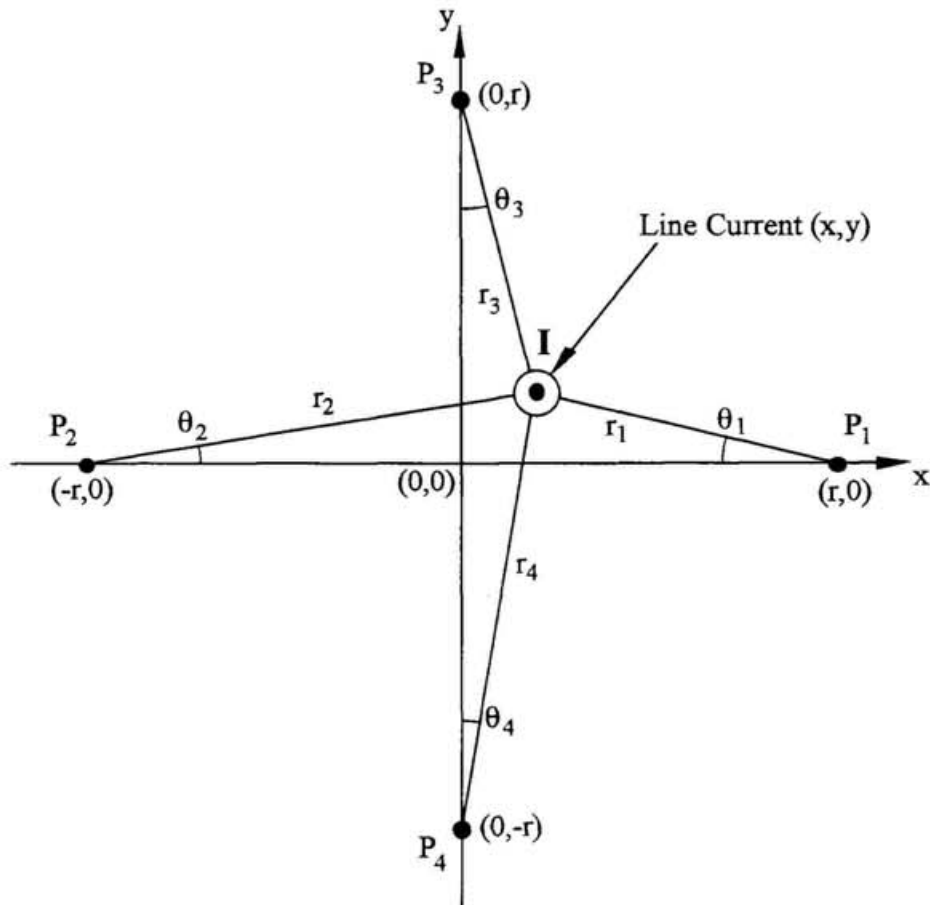


図 2.11 直線電流の電流中心計算

### 第3項 ヘアピンループ電流と周辺磁場

二つの導体を接続部内で電流が折り返すヘアピンタイプで接続した場合を想定した、図2.12に示すような往復直線電流とそれらをつなぐ渡り電流からなるコの字形のヘアピンループ電流の周辺磁場について考える。図に示すように座標軸をとり、往復直線電流の長さを  $L$ 、そのギャップを  $2a$  とし点  $P(x, y, z)$  のヘアピンループ電流を含む平面 ( $xy$  平面) に垂直な磁場の大きさを求める。まず直線  $AB$  を流れる電流による磁場の  $z$  方向成分の大きさ  $B_1$  を求める。点  $P$  と直線  $AB$  の距離  $r_1$  は、

$$r_1^2 = (a-y)^2 + z^2 \quad (2.25)$$

で与えられ、この半径に直角な磁場の大きさ  $B_1'$  は、 $\angle ABP = \theta_{11}$ 、 $\angle BAP = \theta_{12}$  とすると、

$$B_1' = \mu_0 \frac{I}{2\pi r_1} \frac{1}{2} (\cos \theta_{11} + \cos \theta_{12}) \quad (2.26)$$

となる。これより求める磁場の大きさ  $B_1$  は、ヘアピン電流を含む平面 ( $xy$  平面) と  $PP'$  がなす角を  $\theta_{13}$  とすると、

$$B_1 = B_1' \cos \theta_{13} = \frac{\mu_0 I}{4\pi r_1} \cos \theta_{13} (\cos \theta_{11} + \cos \theta_{12}) \quad (2.27)$$

ここで、

$$\cos \theta_{11} = \frac{x}{\sqrt{r_1^2 + x^2}} = \frac{x}{\sqrt{x^2 + (a-y)^2 + z^2}} \quad (2.28)$$

$$\cos \theta_{12} = \frac{L-x}{\sqrt{r_1^2 + (L-x)^2}} = \frac{L-x}{\sqrt{(L-x)^2 + (a-y)^2 + z^2}} \quad (2.29)$$

$$\cos \theta_{13} = \frac{a-y}{r_1} \quad (2.30)$$

であるから、これらを式 (2.27) に代入し、整理すると、結局、

$$B_1 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{a-y}{(a-y)^2 + z^2} \left\{ \frac{x}{\sqrt{x^2 + (a-y)^2 + z^2}} + \frac{L-x}{\sqrt{(L-x)^2 + (a-y)^2 + z^2}} \right\} \quad (2.31)$$

となる。直線  $CD$  及び  $BC$  に流れる電流によるそれぞれの磁場の  $z$  方向の大きさ  $B_2$ 、 $B_3$  も同様に、

$$B_2 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{a+y}{(a+y)^2 + z^2} \left\{ \frac{x}{\sqrt{x^2 + (a+y)^2 + z^2}} + \frac{L-x}{\sqrt{(L-x)^2 + (a+y)^2 + z^2}} \right\} \quad (2.32)$$

$$B_3 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{x}{x^2 + z^2} \left\{ \frac{a-y}{\sqrt{x^2 + (a-y)^2 + z^2}} + \frac{a+y}{\sqrt{x^2 + (a+y)^2 + z^2}} \right\} \quad (2.33)$$

で与えられる。点  $P$  のヘアピンループ電流を含む平面に垂直な磁場の大きさ  $B$  は、以上で求めた  $B_1 \sim B_3$  の和となる。ここで具体的な値として電流  $I = 100$  A、往復直線電流の長さ  $L = 80$  mm、その

ギャップ  $2a=0.15, 0.20, 0.25, 0.30$  mm とし、ヘアピンループ電流を含む平面からの距離  $z=2$  mm で  $y=0$  mm を通り  $x$  軸に平行な直線上の  $z$  方向磁場分布を  $-40 \leq x \leq 40$  の範囲で計算した結果を図 2.13 に示す。計算結果からヘアピンループ電流の内側では往復直線電流による磁場が支配的であることがわかる。これは渡り電流の長さが往復直線電流の長さに比べて非常に短いためである。一方、ヘアピンループ電流の外側の  $x \geq 0$  の範囲では、往復直線電流の影響が小さくなり、渡り電流が支配的になるが、その影響する範囲は磁場の強さが  $x$  の増加に対して反比例するため非常に狭く、この計算例ではせいぜい 20 mm 程度である。

ここで、式 (2.31) ~ (2.33) の両辺を電流で除し、変形すると、

$$\frac{B_1}{I} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{a-y}{(a-y)^2+z^2} \left\{ \frac{x}{\sqrt{x^2+(a-y)^2+z^2}} + \frac{L-x}{\sqrt{(L-x)^2+(a-y)^2+z^2}} \right\} \quad (2.34)$$

$$\frac{B_2}{I} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{a+y}{(a+y)^2+z^2} \left\{ \frac{x}{\sqrt{x^2+(a+y)^2+z^2}} + \frac{L-x}{\sqrt{(L-x)^2+(a+y)^2+z^2}} \right\} \quad (2.35)$$

$$\frac{B_3}{I} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{x}{x^2+z^2} \left\{ \frac{a-y}{\sqrt{x^2+(a-y)^2+z^2}} + \frac{a+y}{\sqrt{x^2+(a+y)^2+z^2}} \right\} \quad (2.36)$$

となる。このように磁場の大きさを電流で規格化することにより、右辺は、ヘアピンループの形状パラメータ及び測定点の座標値のみの関数となる。従って、電流で規格化された磁場より、ヘアピンループの形状の変化とその移動に関する情報が得ることができる。次に、この規格化された磁場を用いて、磁場の測定点を固定して、ここで計算したヘアピンループが、電流の増加にともなって移動（変形）する場合について考える。

磁場の測定点  $x=0$  mm、 $y=0$  mm、 $z=2$  mm とし、ヘアピンループの渡り電流は、磁場測定点の直下の  $x=0$  mm にあると仮定する。（ヘアピンループは、 $x$ - $y$  平面内にある）ヘアピンループが電流の増加にともない、その形状が変化することなく  $x$  が正の方向へ一定の速度で移動した場合、電流とヘアピンループの位置は、一対一に対応づけられる。この場合の測定磁場と電流の関係を、縦軸に規格化した磁場、横軸に電流をとり、ヘアピンループのギャップが  $2a=0.15, 0.20, 0.25, 0.30$  mm の各場合について図 2.14 に示す。この図より、ヘアピンループが変形せずに移動し、渡り電流が磁場測定点より十分遠ざかった後、規格化された磁場は一定値に収束することがわかる。次に、電流の増加にともないヘアピンループの形状すなわちヘアピンループのギャップが大きくなる場合については、図 2.14 中に点線で示す磁場の変化が予測される。次に磁場の測定点  $x=10$  mm、 $y=0$  mm、 $z=2$  mm とし、ヘアピンループの渡り電流は、 $x=0$  mm にあると仮定した場合で、前述と同様にヘアピンループが移動する場合の計算結果を図 2.15 に示す。この場合、測定される磁場は、

電流の増加（ヘアピンループの移動）にともない、一旦マイナスになり極小値をとった後、その極性が反転しプラスになり、極大値をとり、その後一定値に収束する。このように磁場測定点がヘアピンループの外側にあり、電流の増加にともない測定点に近づき、通過する際には、磁場の極性反転が観測されることが予測される。

ヘアピン・ジョイントの場合、その内部の電流パスは、ヘアピンループの重ね合わせであると考えることが妥当である。そこでヘアピンループの往復直線電流成分に平行な直線上でこのヘアピンループ電流を含む平面に垂直な磁場の分布を測定することにより接続部内の電流分布の様相を観測することを試みる。ヘアピン・ジョイントの場合の測定概念を図2.16に示す。測定しようとする磁場（分布）は、個々のヘアピンループがつくる磁場の積分であるため、磁場分布の測定から直接ヘアピンループの形状及び移動やその電流分布についての情報を得ることは難しい。そこで本研究では、ヘアピンループの形状及びその電流分布を仮定したモデルについて磁場分布を計算し、この計算結果と実験結果の比較により接続部内の電流伝播の様相について考察を行う。

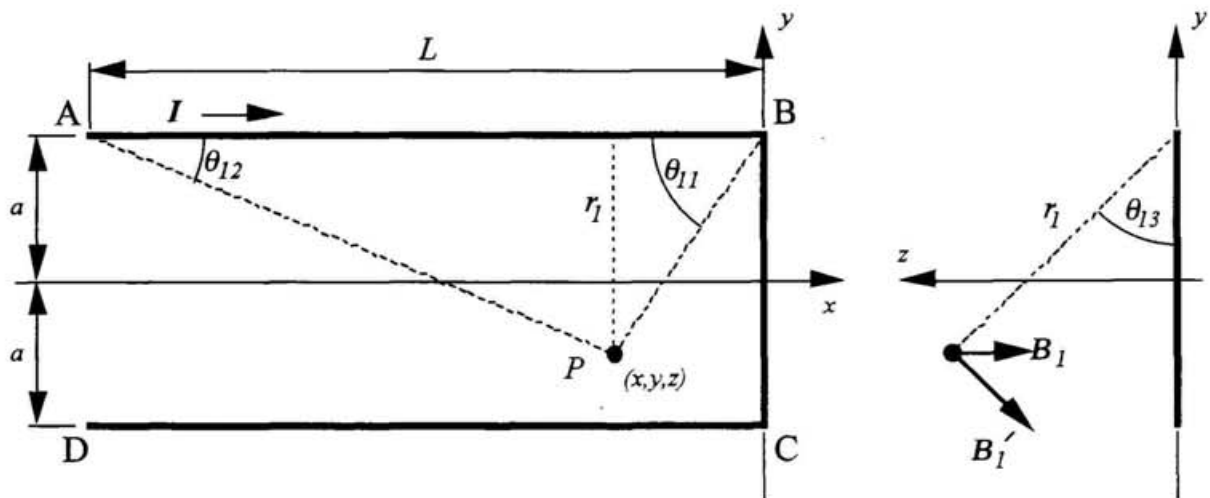


図2.12 ヘアピンループ電流とその周辺磁場分布



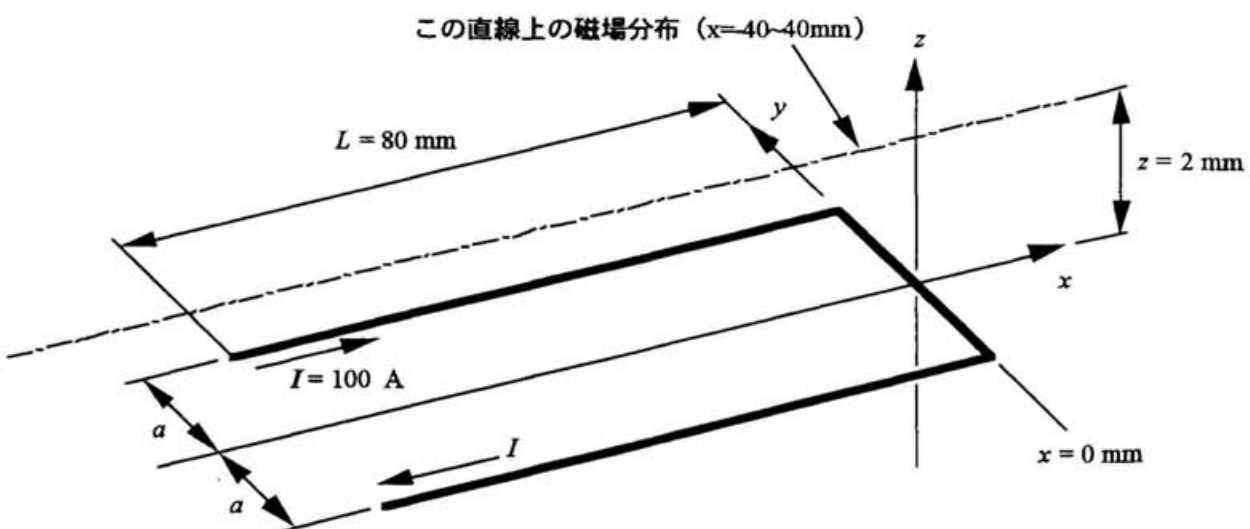
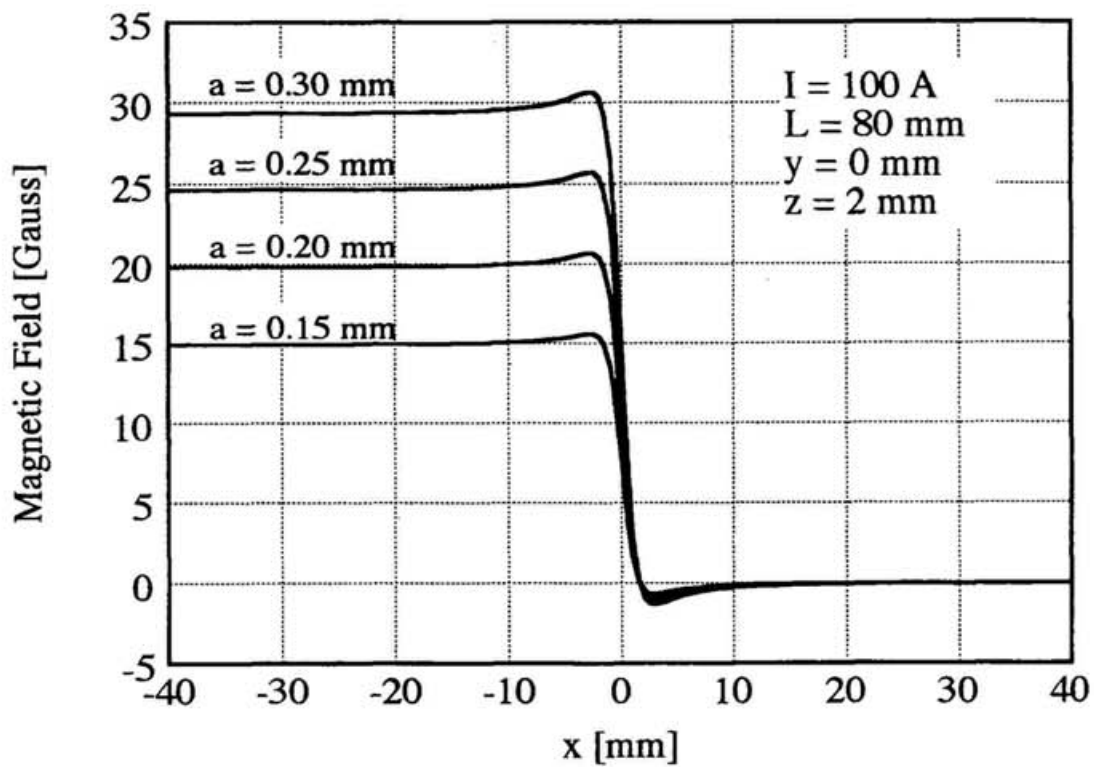


図 2.13 ヘアピンループ電流の磁場分布

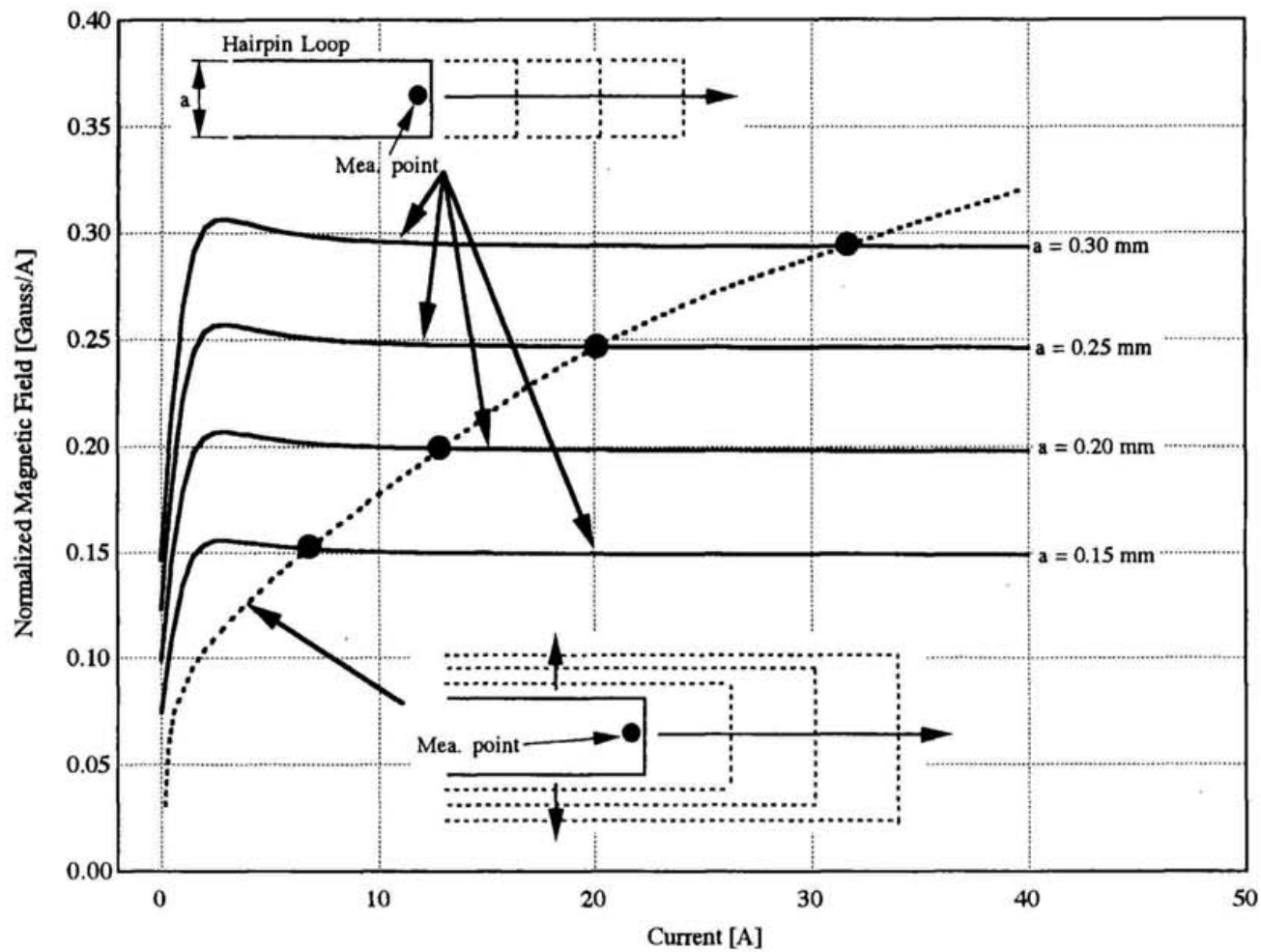


図 2.14 ヘアピンループが移動する場合の計算結果 (その 1) (磁場測定点座標: (0,0,2)、渡り電流初期位置:  $x = 0$  mm)

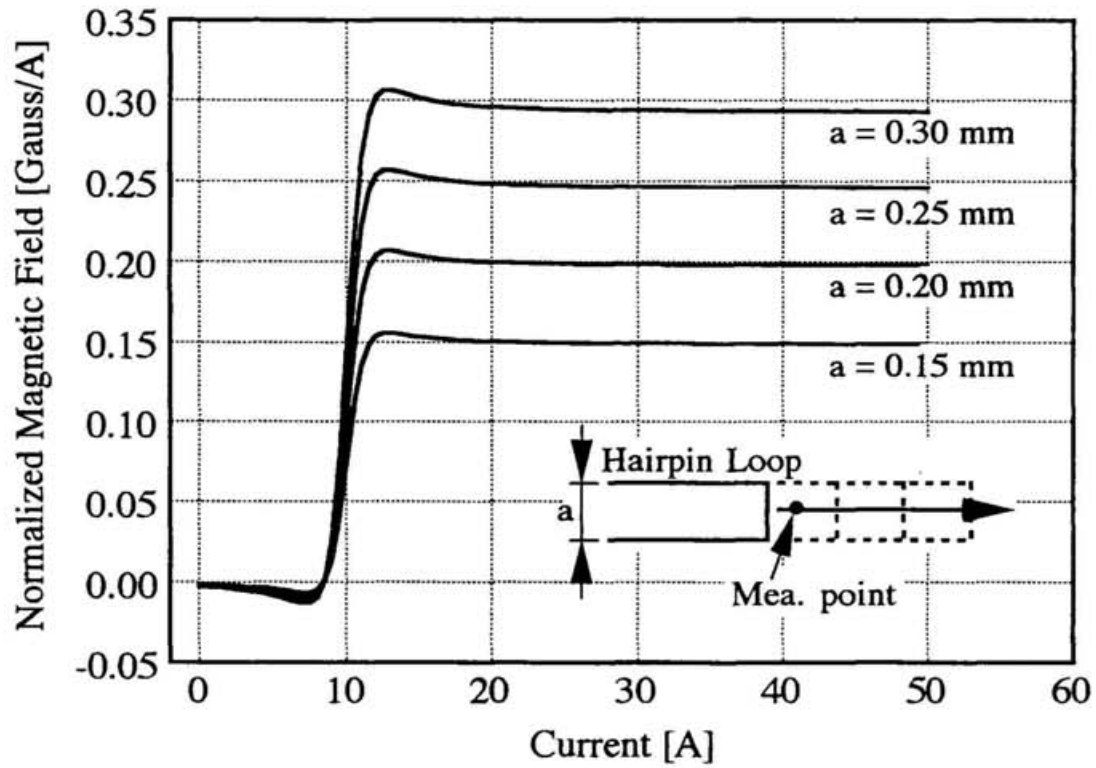


図 2.15 ヘアピンループが移動する場合の計算結果 (その2)  
 (磁場測定点座標: (10,0,2)、渡り電流初期位置:  $x=0$  mm)

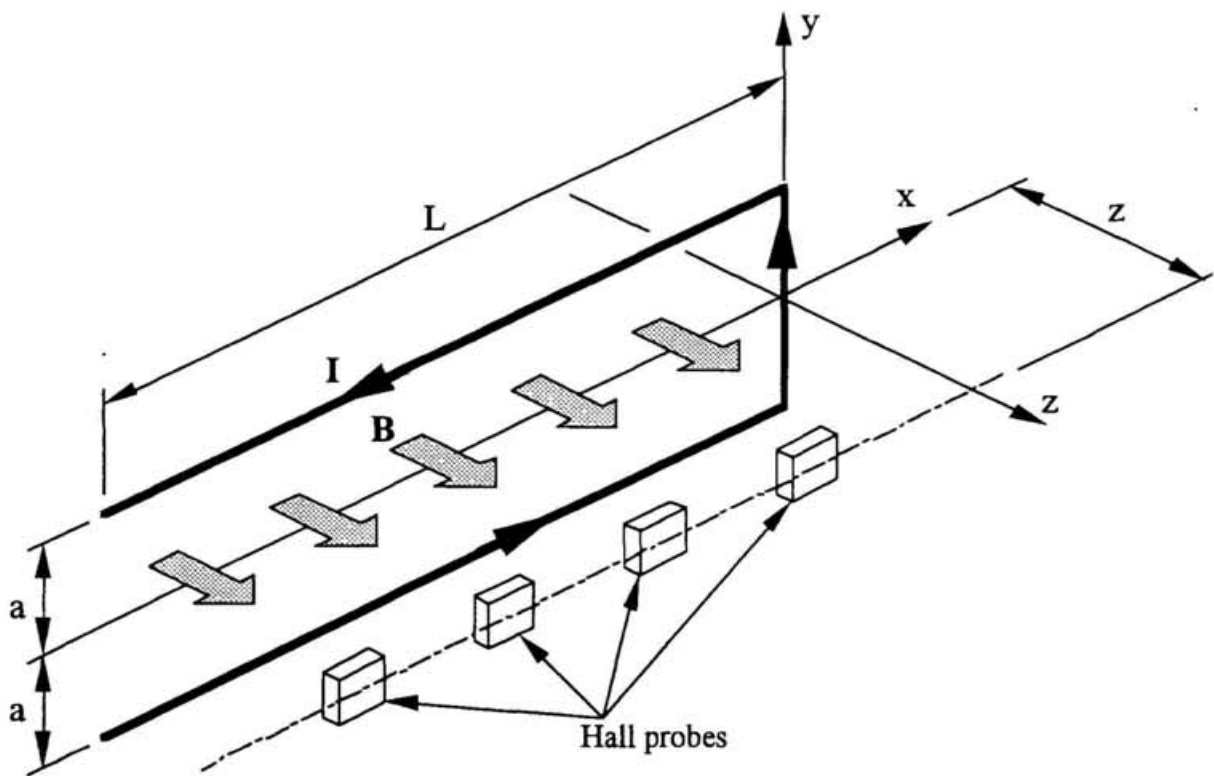


図 2.16 ヘアピン・ジョイントの磁場測定概念図

## 第4項 ヘアピン電流ループによる周辺発生磁場の検証

### 1) ヘアピン電流ループによる周辺発生磁場の検証実験セットアップ

実際の接続部の通電実験を行う前に、電流分布が明確なヘアピン状の電流経路周辺の磁場測定を通した予備実験を行い、ヘアピン電流ループの周辺発生磁場の検証を行った。ヘアピン電流ループを模擬した図2.17に示すような形状に超伝導導体を成形し、同図に示すような配置でその両側にホール素子をそれぞれ4個ずつ取付け、導体に通電し発生する周辺磁場を測定した。本検証実験に用いたホール素子は、F.W.BELL社製の極低温用InAsホール素子BHA-921(校正付き)を用いた。その仕様と外観図をそれぞれ表2.4と図2.18に示す。サンプルの直線部は、電磁力によって超伝導導体が広がり変形するのを抑えるためにカプトンテープを巻き付け固定した。また、ホール素子ホルダーへのサンプルの固定は、GFRPの板をサンプル形状に合わせて加工し、これをサンプルの両側に取付け、さらにエポキシ樹脂にて固定を行った。図2.19にサンプル単体、図2.20にホール素子ホルダーへの固定状況、図2.21にサンプルのセットアップ全体をそれぞれ示す。

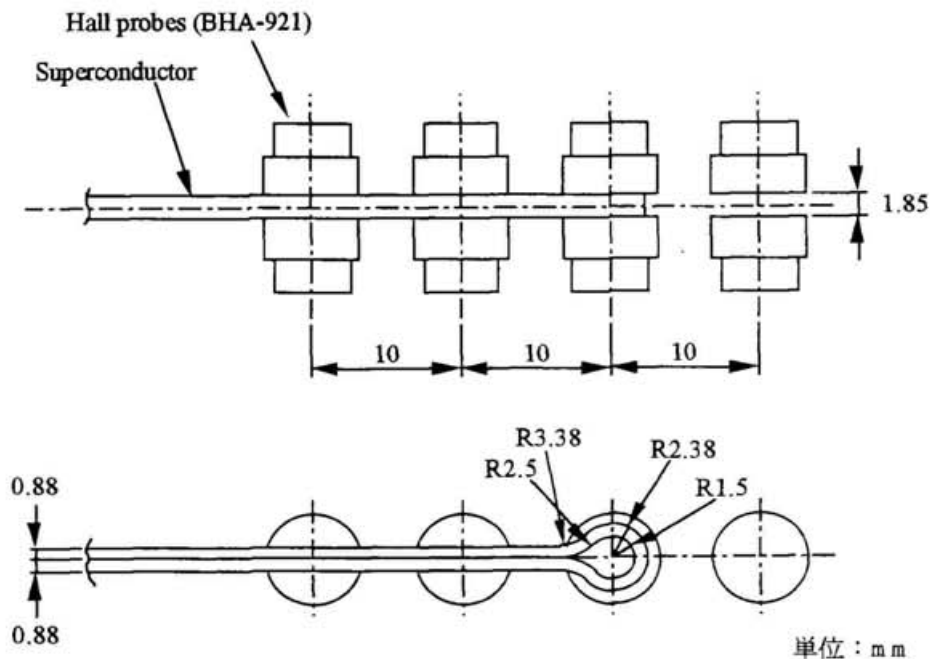


図2.17 ヘアピンループ電流による周辺発生磁場検証実験のセットアップ

表 2.4 ホール素子（較正用）BHA-921、BHT-921 仕様

項 目	仕様値
定格制御電流、 $I_{cn}$	100 mA
最大制御電流、 $I_{cmos}$ (25°C)	300 mA
磁気感度、 $I_c = 100$ mA	0.8 mV/kG $\pm 30$ %
直線性、 $I_c = 100$ mA (<30kG)	$\pm 1.0$ % 以下
直線性、 $I_c = 100$ mA (<150kG)	$\pm 2.0$ % 以下
動作温度範囲	-269 ~ +110 °C
ホール出力電圧の温度係数	$\pm 100$ ppm 以下
抵抗残留電圧の温度係数	$\pm 0.07$ $\mu$ V 以下
抵抗の温度係数	$\pm 0.6$ %/°C 以下
残留電圧、 $I_c = 100$ mA	200 $\mu$ V 以下
最適負荷	500 $\Omega$
入力抵抗（リード線含む、ゼロ磁場）	約 1 $\Omega$
出力抵抗（リード線含む、ゼロ磁場）	約 1 $\Omega$

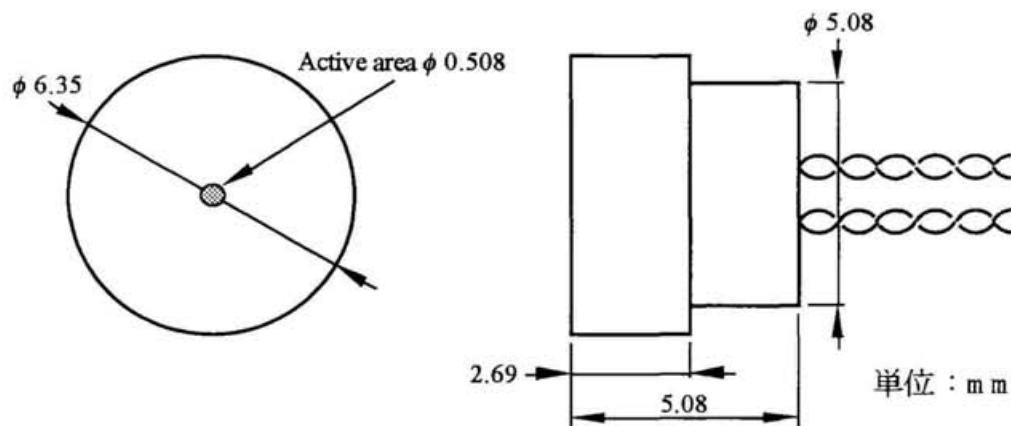


図 2.18 ヘアピンループ電流による周辺発生磁場検証用ホール素子 BHA-921 (F.W.Bell 社製)



図 2.19 ヘアピンループ電流による周辺発生磁場検証用サンプル (ヘアピンループ)



図 2.20 検証用ヘアピンループサンプルをホール素子ホルダーに取付けたところ

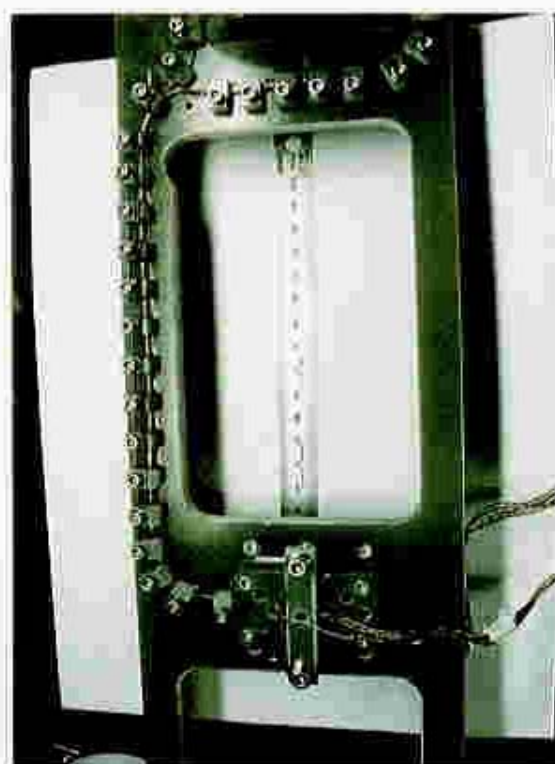


図 2.21 ヘアピンループ電流による周辺発生磁場検証用サンプル全体

## 2) 検証実験結果と計算結果の比較

ここで較正実験サンプルに取付けた各ホール素子位置での磁場の大きさを計算する。計算モデルを図2.22に示す。先端の折り返し部は半径 $r=1.94$  mmの円形電流とし、直線部はギャップ $2a=0.88$  mm、長さ $l=40$  mmの往復直線電流として計算を行う。往復直線電流による磁場の大きさは式(2.31)、(2.32)ですでに求められているので、ここでは円形電流による成分を計算する。円形電流の中心軸上の磁場の大きさ $B_z$ は、電流を $I$ 、計算点と電流素片 $ds$ の距離を $\rho$ 、 $ds$ と $\rho$ のなす角を $\theta$ とするとBiot-Savartの法則

$$dH = \frac{I}{4\pi} \frac{ds \sin \theta}{\rho^2} \quad (2.34)$$

により簡単に求めることができ、

$$B_z = \int \mu_0 dH_z = \int_0^{2\pi r} \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{ds \sin \theta}{\rho^2} = \int_0^{2\pi r} \frac{\mu_0 I r ds}{4\pi (r^2 + z^2)^{3/2}} = \frac{\mu_0 I r^2 ds}{2 (r^2 + z^2)^{3/2}} \quad (2.35)$$

で与えられる。

次に中心軸から外れた点の磁場の大きさを計算する。これは図2.23に示すような半径 $r$ の円形電流を見込む立体角が $\omega$ であるような点Pに生じる磁位 $\phi_m$ は、

$$\phi_m = \frac{I\omega}{4\pi} \quad [\text{AT}] \quad (2.36)$$

で与えられるというAmpereの等価磁石の法則より求めることができる[29]。較正実験サンプルの場合、 $r \ll \rho$ であるから、点Pから円形電流を見込む立体角 $\omega$ は、

$$\omega = \pi r^2 \frac{\cos \theta}{\rho^2} \quad (2.37)$$

である。これよりOP方向の磁界の成分を $H_\rho$ 、それに垂直で $\theta$ の増す方向の磁界の成分を $H_\theta$ とすると、

$$H_\rho = -\frac{\partial \phi_m}{\partial \rho} = \frac{I r^2}{2 \rho^3} \cos^2 \theta \quad (2.38)$$

$$H_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial \phi_m}{\partial \theta} = \frac{I r^2}{4 \rho^3} \sin^2 \theta \quad (2.39)$$

で与えられる。これより点Pにおける円形電流の中心軸に平行な磁場の大きさ $B_z$ は、上記二つの磁界成分のそれぞれのz方向成分の和であるから、

$$B_z = \mu_0 \left( \frac{I r^2}{2 \rho^3} \cos^2 \theta - \frac{I r^2}{4 \rho^3} \sin^2 \theta \right) = \frac{\mu_0 I r^2}{4 \rho^3} (2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta) \quad (2.40)$$

で与えられる。



計算に用いたモデルのパラメーターを表 2.5 に示す。実験の誤差としては、ホール素子の取り付け位置の誤差及びヘアピンループ形状の誤差が考えられる。ホール素子のパッケージ内でのセンサー本体の固定はモールド(接着)によっておこなわれており、メーカーによるとその位置は図 2.16 示す  $\phi 6.35 \times 2.69$  の円筒内のほぼ中心であるとされている。しかし、これは個々のセンサーではばらつきがあることが予想される。そこで計算結果に最も影響の大きなホール素子位置の  $z$  方向の誤差範囲を  $2.00 \sim 2.27 \text{ mm}$  として計算を行った。以上で求めた計算結果と較正実験の結果との比較を図 2.24 に示す。また、図 2.24 の縦軸を通電電流で規格化して整理した結果を図 2.25 に示す(両図には、測定可能な位置精度の範囲を斜線で示す)。図から本実験装置で測定される磁場分布は計算結果と誤差範囲内で一致し、実際の固相接合による接続部の通電実験にも適用可能であることが確かめられた。また、通電電流によらず、ヘアピンループの形状が変化しない場合には、規格化した磁場は一定値になることが実際に確かめられた。

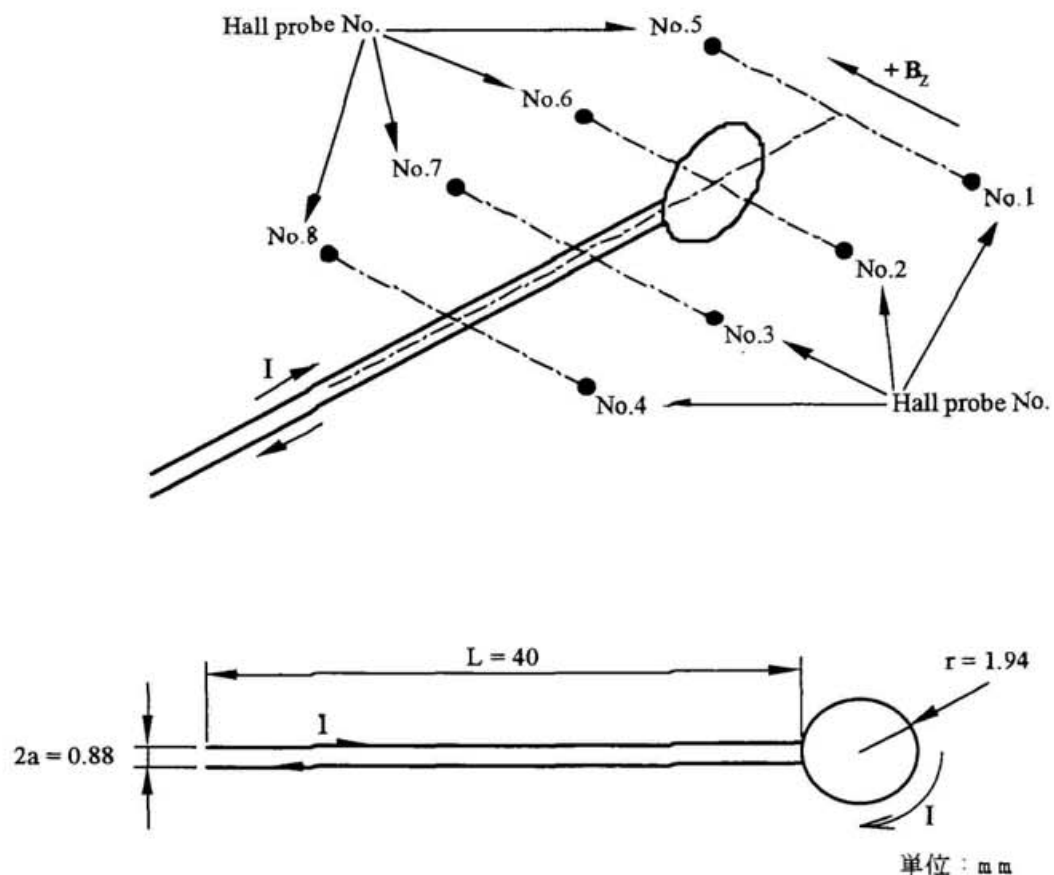


図 2.22 ヘアピンループ電流による周辺発生磁場検証用計算モデル

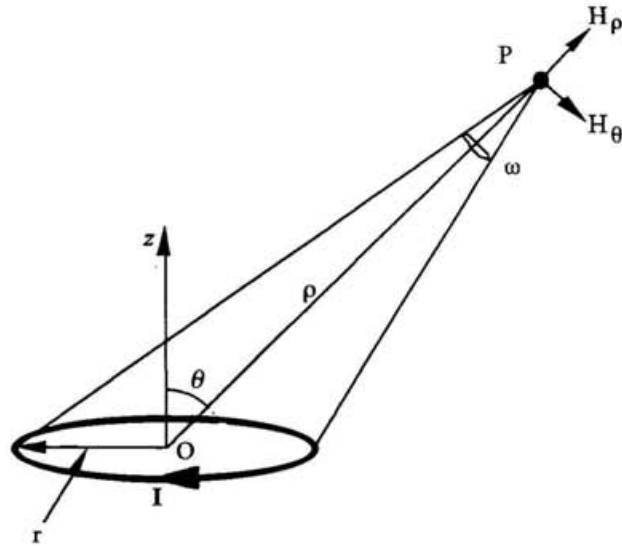


図 2.23 円形電流のつくる磁場 (Ampere の等価磁石の法則)

表 2.5 ヘアピンループ電流モデルの計算パラメーター

	記号		単位
往復直線電流間距離	a	0.44	mm
往復直線電流長さ	L	40.0	mm
ヘアピンループ半径	r	1.94	mm

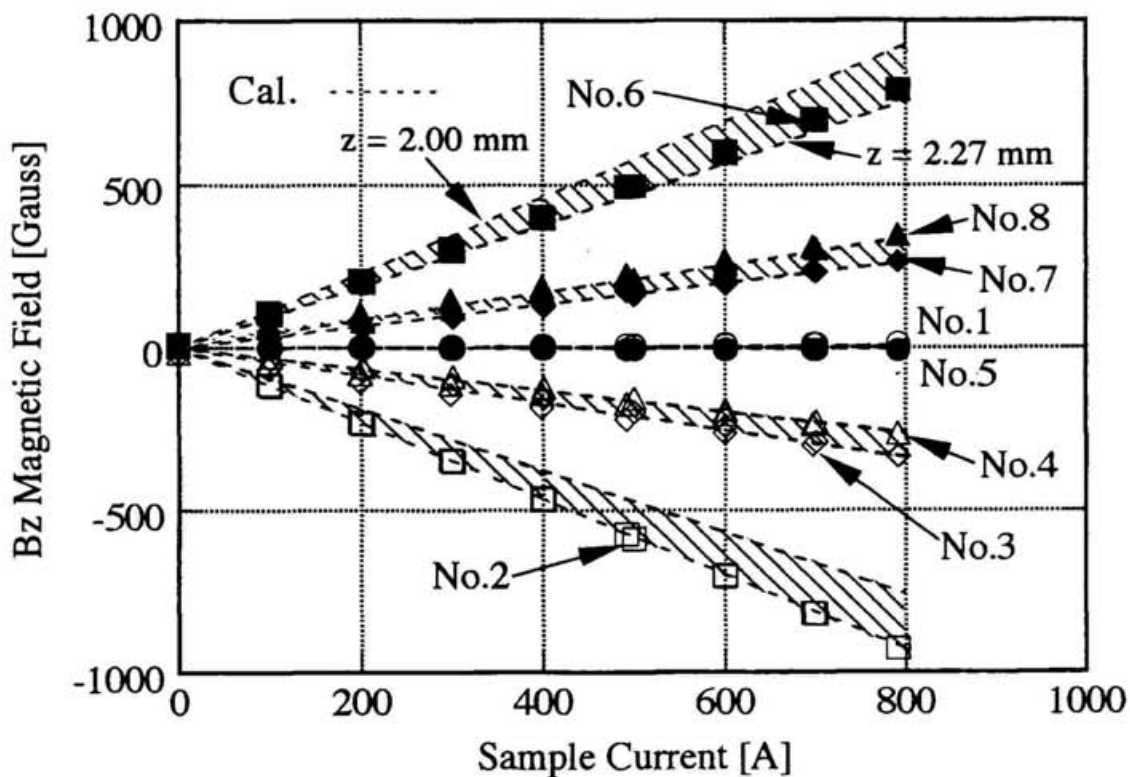


図2.24 ヘアピンループ電流による周辺発生磁場検証結果  
(斜線で示す範囲は、測定可能な位置精度の範囲)

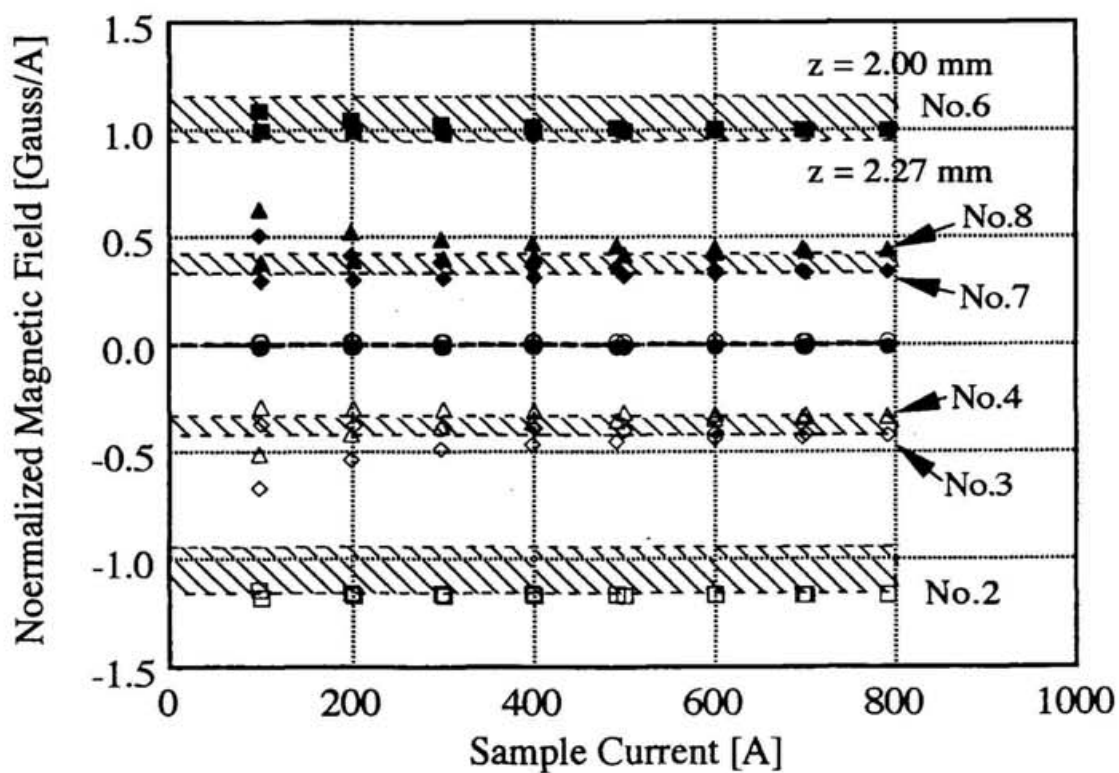


図2.25 ヘアピンループ電流による周辺発生磁場検証結果 (規格化した磁場)  
(斜線で示す範囲は、測定可能な位置精度の範囲)

### 第3章 超伝導線の接合実験

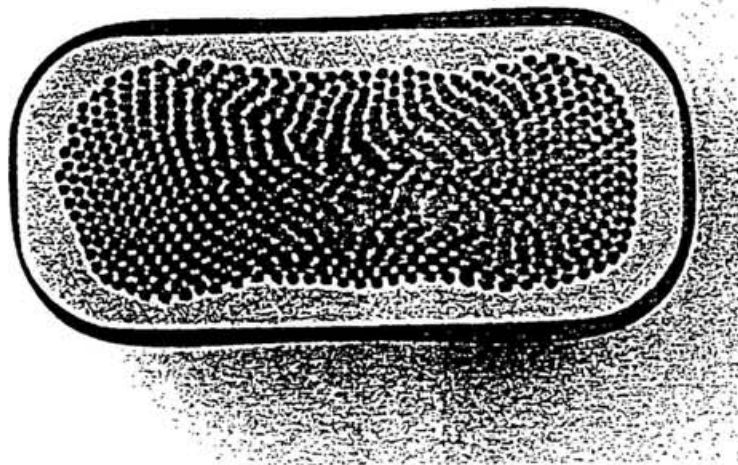
#### 第1節 接続される超伝導線の諸特性

本研究では、永久電流マグネットの主コイルと永久電流スイッチの接続部に着目し、コイル及び永久電流スイッチ用導体の接続部についての実験を行う。本実験で用いた超伝導線の諸元を表3.1に示す。コイル用導体(1)は、次章で述べる磁場観測装置の較正実験に用いた導体である。接続部単体実験及び永久電流実験に用いる接続部は、コイル用導体(2)と永久電流スイッチ (PCS) 用導体を用いて製作した。それぞれの超伝導線の断面写真を図3.1に示す。

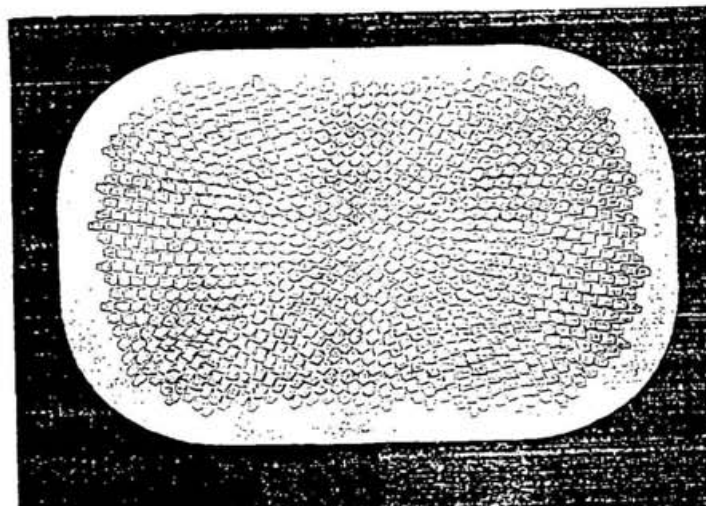
PCS 用導体のフィラメント径 ( $\phi$  20.4  $\mu\text{m}$ ) は、コイル用導体(2) ( $\phi$  36  $\mu\text{m}$ ) の 57 %、超伝導断面積 ( $0.304 \text{ mm}^2$ ) は、コイル用導体(2) ( $0.684 \text{ mm}^2$ ) の 44 % である。このように接続しようとする2本の超伝導線は、フィラメント径も超伝導断面積も大きく異なり、接続部内の各超伝導線のフィラメントは偏在することが予測される。

表3.1 超伝導導体諸元

	単位	コイル用導体(1)	コイル用導体(2)	PCS用導体
導体外径寸法 厚さ	mm	0.85	0.804	0.671
(絶縁を除く) 幅	mm	1.79	1.745	1.007
コーナーR	mm	0.15	0.28	0.25
フィラメント径	$\mu\text{m}$	107	36	20.4
フィラメント本数	本	85	672	931
ツイストピッチ	mm	50	50	30.7
マトリクス材質		Cu	Cu	CuNi
マトリクス/NbTi 比		1.00	1.05	1.05
臨界電流値	A	2250 at 5 T	2000 at 5 T	1560 at 1 T
at 4.2 K		1745 at 6 T	1575 at 6 T	1242 at 1.5 T
		1260 at 7 T	1130 at 7 T	1086 at 2 T
		815 at 8 T	711 at 8 T	850 at 3 T
比抵抗値 at 15 K	$\Omega \text{ cm}$			$1.84 \times 10^{-5}$
比抵抗値 at 300 K	$\Omega \text{ cm}$			$2.40 \times 10^{-5}$
残留抵抗比		167	140	1.30
超伝導断面積	$\text{mm}^2$	0.76	0.684	0.304
マトリクス断面積	$\text{mm}^2$	0.74	0.652	0.318
用途		ループ電流検証用	接続部実験用	接続部実験用



(a) コイル用導体(2)



(b) PCS用導体

図 3.1 超伝導線断面

## 第2節 超伝導線の固相接合（ヘアピン・ジョイント）

### 第1項 接続装置

接続装置の構成を図 3.2に示す。本装置は、真空チャンバー、加熱用ヒーター、真空ポンプ、加圧用の油圧ジャッキとその油圧ポンプ、接続治具及び温度、真空度の測定装置から構成される。図 3.3にその外観を示す。

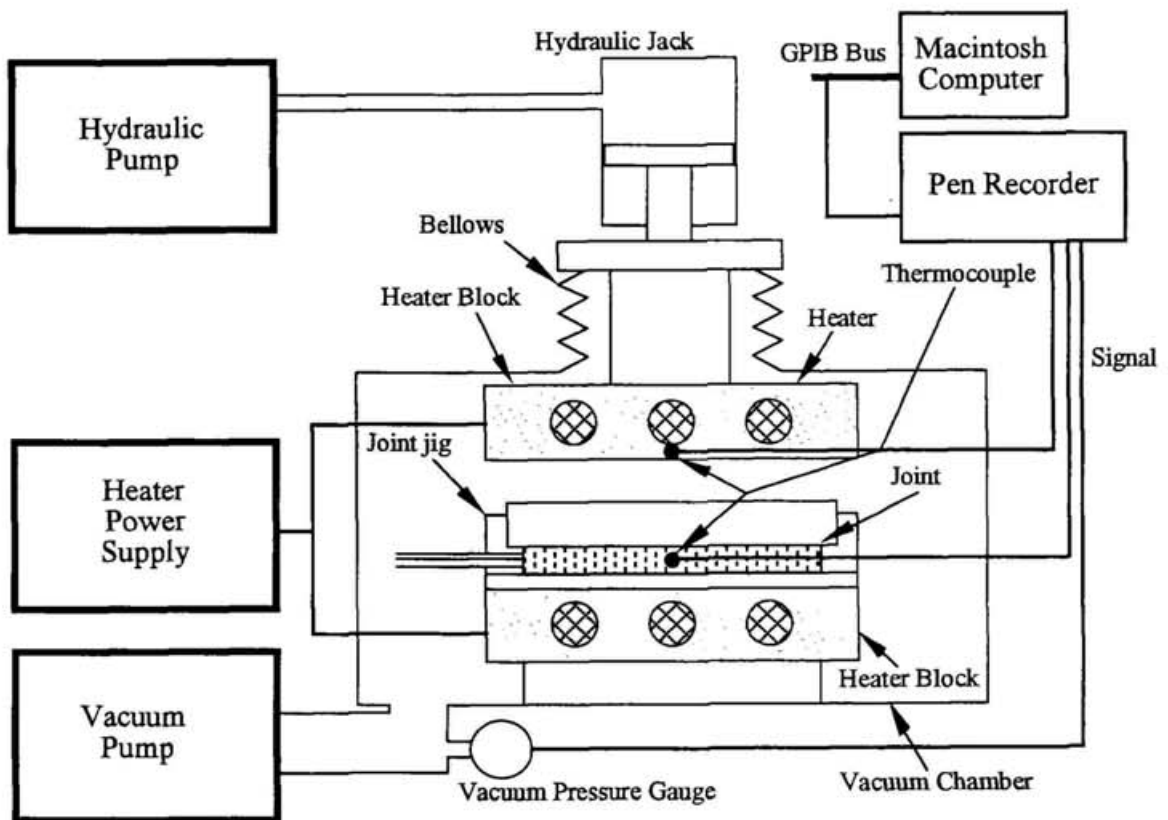


図 3.2 接続装置構成



(a) 装置全体



(b) 真空チャンバー

図 3.3 接続装置外観

## 第2項 接続治具の構成と接続温度測定

図 3.4に示すように接続治具は、ジョイントの銅ハウジングを納める2分割式の金型とそれを真空チャンパー内のヒーターブロックに固定するためのベッド、加圧用の金具及び熱電対取付け用治具から構成されている。材質は、すべてステンレス鋼 (SUS304) である。銅ハウジングを納める金型の一つには、熱電対を差し込むための穴が開けられている。また、熱電対取付け用治具は上側のヒーターブロック表面に熱電対を取付けるためのものである。また、銅ハウジングの材質は無酸素銅であり、板厚 0.3 mm のものを用いて製作した。

加熱温度の測定には、K熱電対を2本使用した。取付け位置は、前述の熱電対取付け用穴を設けた金型の中央部と、油圧ジャッキで上から降りてくるヒーターブロック表面である。

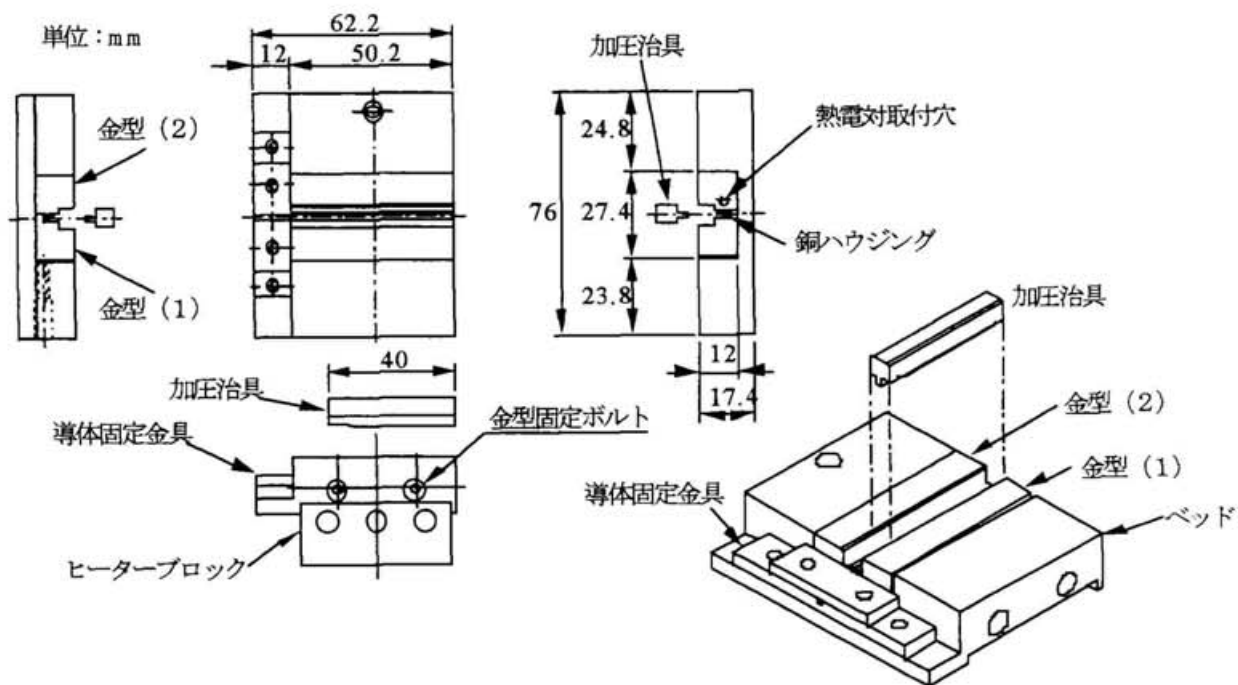


図 3.4 接続治具構成



### 第3節 接続方法の手順

図3.5に接続手順のフローチャートを示す。以下に手順を説明する。

1. 絶縁被覆（ホルマル絶縁など）の除去後、安定化材（Cu、CuNi）の除去は濃硝酸水溶液を用いて行う。（図3.6）この安定化材の除去は、超伝導導体の芯まで完全に行わなければならない。このため本研究で用いた超伝導導体では、約40分を要する。
2. 安定化材の除去後、軽く純水で水洗いをした後、フッ酸水溶液を用いてフィラメントを洗う。これは安定化材の除去の際にフィラメント表面に生成された酸化被膜を除去するためである。
3. 純水を用いて超音波洗浄を行い、これまでに用いられた酸を完全に洗い流し、その後、アセトンを用いて再度超音波洗浄を行う。（図3.7）
4. 乾燥は、大気中の酸素によってフィラメント表面が酸化するのを防ぐため、ドライ窒素を流した細いパイプの中にフィラメントを挿入し、このパイプの中で乾燥を行う。
5. 接続治具へのフィラメントの組み込みは、乾燥の際と同様な理由によりドライ窒素を周囲に流しながら行う。
6. フィラメントの編込み及び銅ハウジングへの組み込みを行い、接続治具を真空チャンバーにセットし、真空引きを行い、加熱・加圧により固相接合を行う。図3.8に真空引き開始後から冷却までの温度制御の履歴と真空度の変化の一例を示す。真空度が $3 \times 10^{-4}$  Torrになった時点でヒーター電源をONにする。このとき、ヒーター等からのアウトガスにより一時的に真空度が悪化するが、 $1 \times 10^{-3}$  Torr以上にはならないようにしている。もし $1 \times 10^{-3}$  Torr以上に悪化しそうになった場合にはヒーターの電源を一旦OFFにし、真空度の回復を待ってから再度ヒーター電源をONにする。
7. 加圧はジョイントの横に取付けた熱電対の温度が約400℃になった時点で行う。これは真空引きの際にフィラメント間に含まれるガスの抜けをよくするためである。加圧の際に温度が急激に上昇するのは、加圧により接続治具とヒーターブロックとの接触がよくなるためである。
8. 接合温度である $450 \pm 3$ ℃を目標に温度制御を行い10分間この温度を保持する。この例では10分間の保持時間中の最高温度は約452℃、最低温度は約449℃に制御することができている。
9. 真空中で加圧状態のまま冷却を行い、温度が100℃以下になった時点で大気開放し、ジョイ

ントを治具ごと真空チャンバーより取出す。

10. 接続治具を分解し、ジョイントを取出し、寸法測定を行う。

11. 銅ハウジングが分解しないように、ハンダで固定する。

12. 実験へ

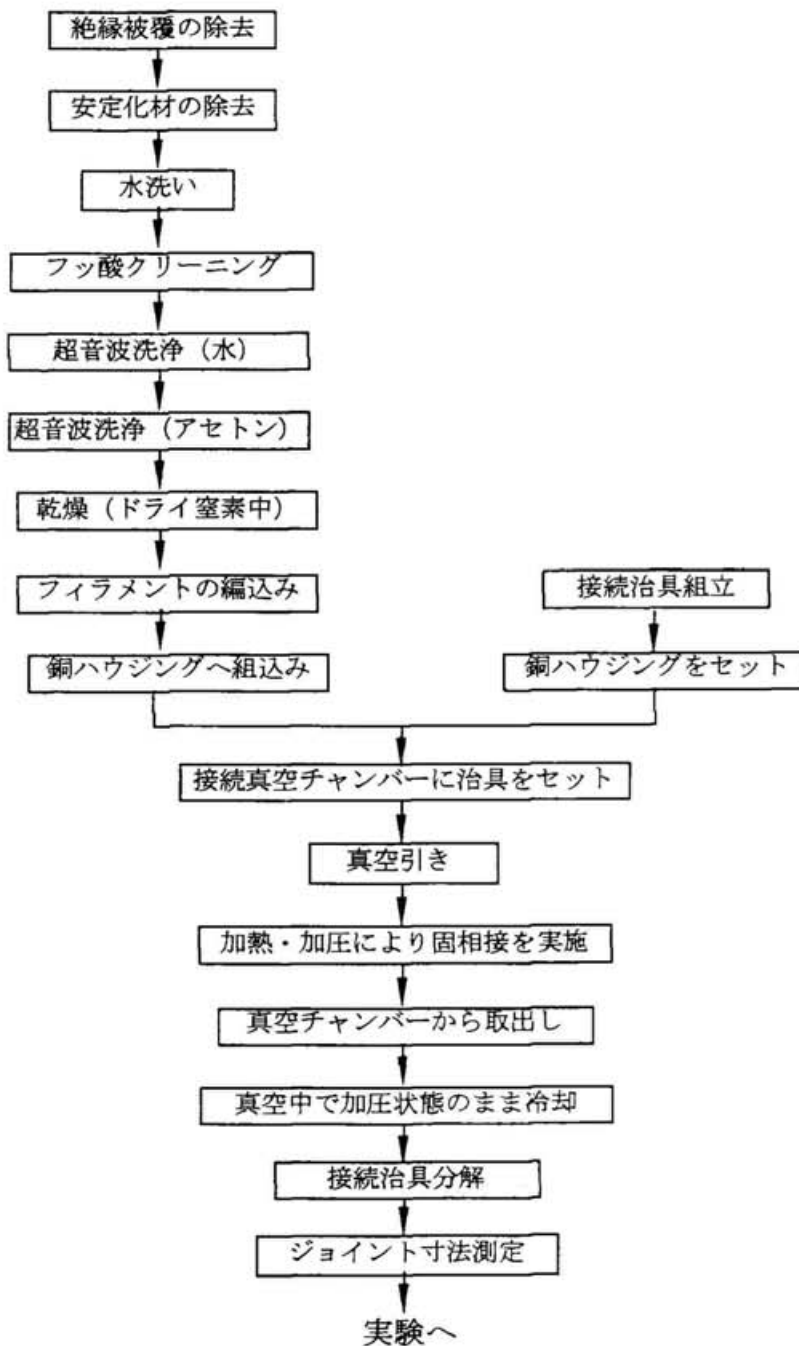


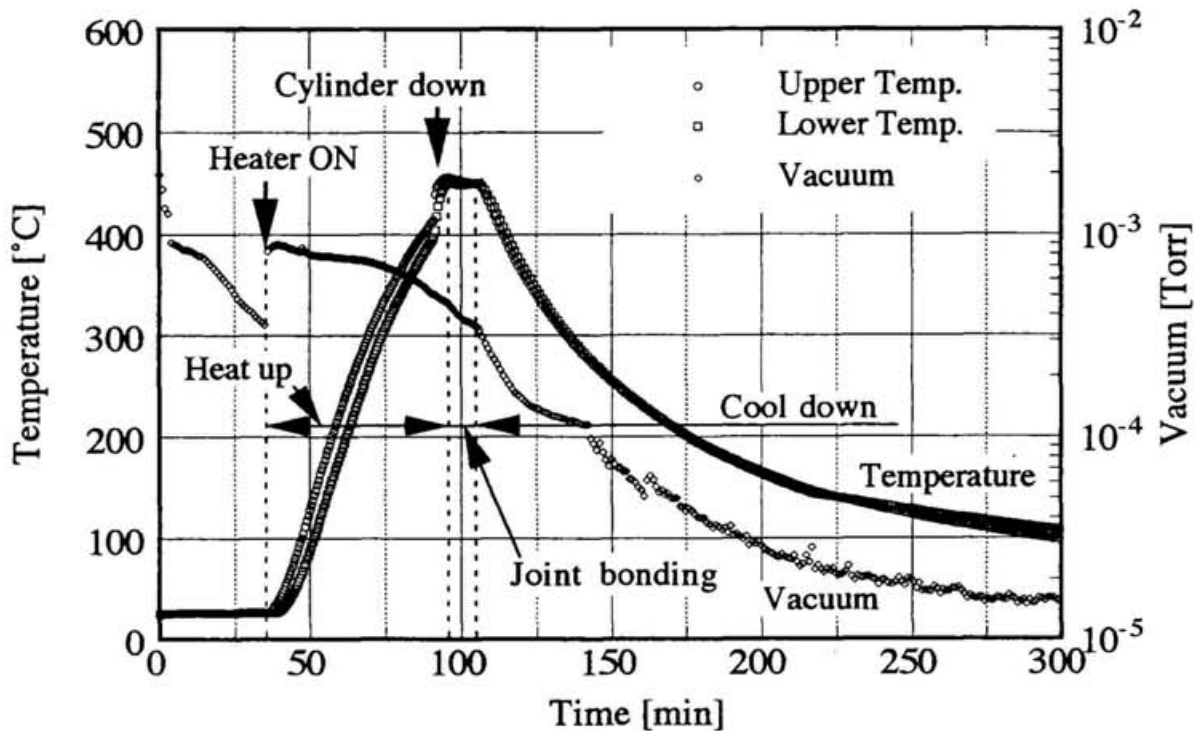
図3.5 接続手順



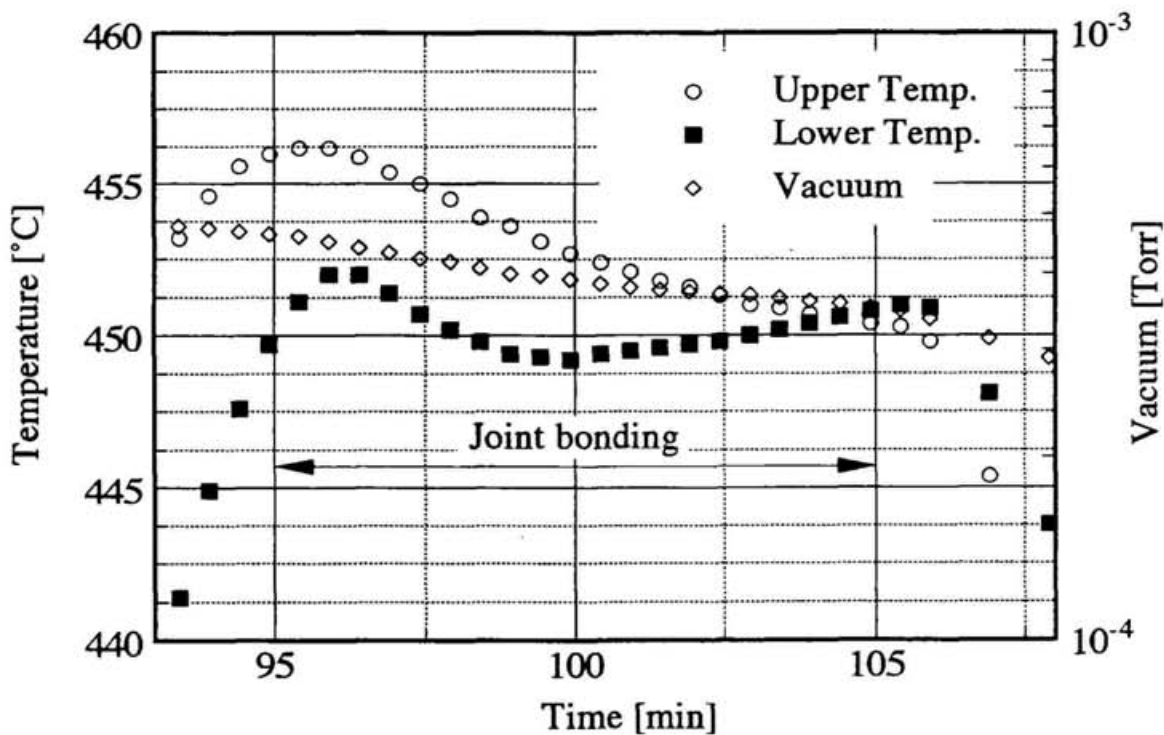
図3.6 超伝導線の安定化材を除去しているところ



図3.7 超音波洗浄しているところ



(a) 真空引き開始から固相接合を経て冷却まで



(b) 固相接合時間中の拡大

図 3.8 固相接続時の温度及び真空度履歴 (例)

## 第4章 実験基幹装置の概要

### 第1節 装置概要

接続部通電試験に用いた実験装置の構成図を図4.1に示す。本装置は、接続部を冷却するためのクライオスタット、接続部に外部磁界を印加するための外部磁場印加用マグネット（以下バックアップマグネットと記す）、接続部をバックアップマグネットのボア内で固定するためのサンプルホルダー、ホール素子を含む計測装置、電源から構成されている。本研究では、ヘアピン・ジョイント単体実験（第5章）と永久電流スイッチと組合せた永久電流実験（第6章）の2つの実験を行うが、次節以降で両方の実験に共通する装置について説明を行う。

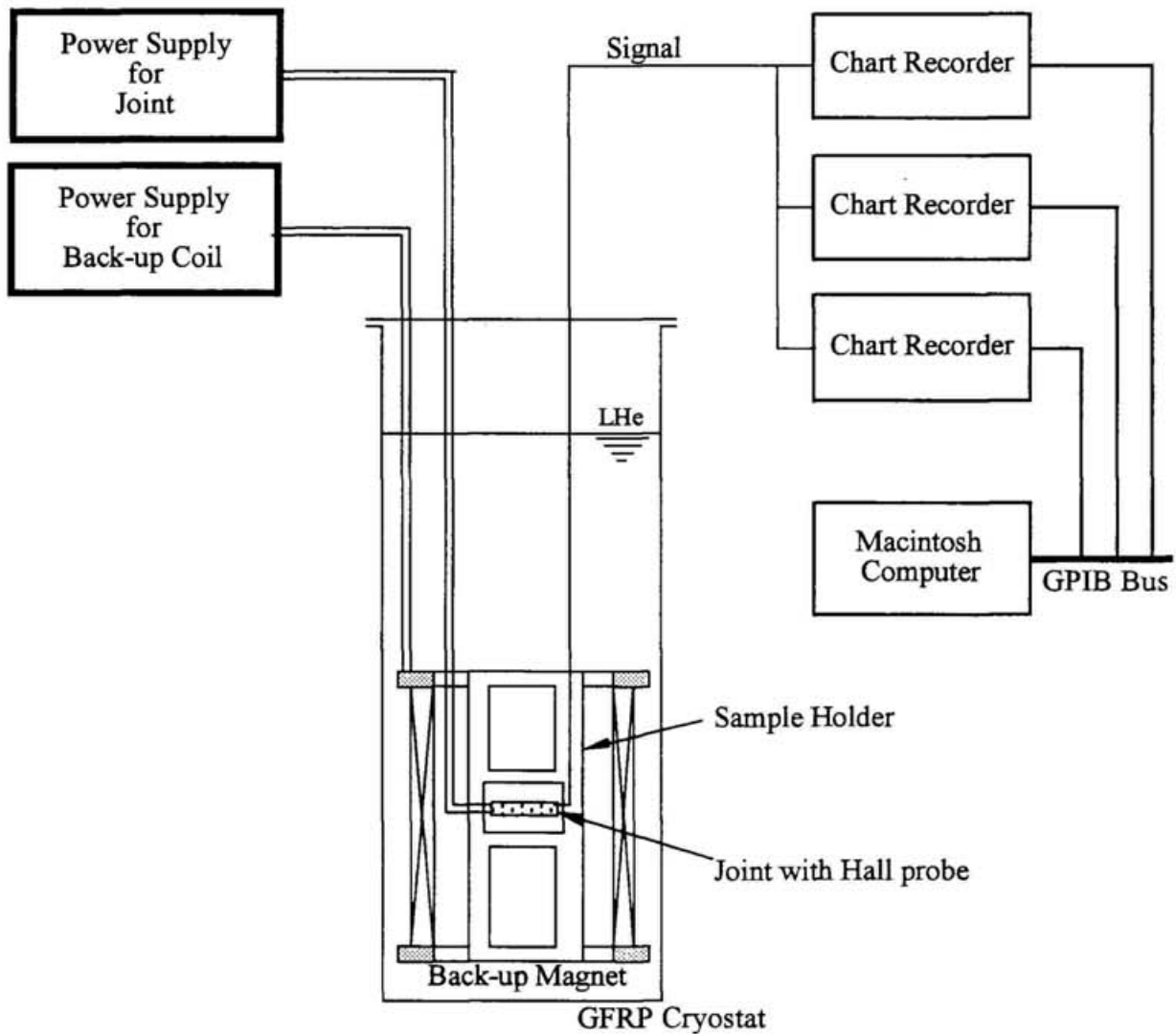


図4.1 実験装置構成

## 第2節 磁場分布測定用ホール素子

### 第1項 磁場分布測定用ホール素子

第2章、第2節、第4項で行ったヘアピンループ電流による周辺発生磁場の検証では、磁場測定にF.W.BELL社製の極低温用ホール素子BHA-921(校正付き)を用いた。(図2.16参照) このホール素子を用いた場合の磁場測定点のピッチは、最小で約7mmである。実際の接続部周辺発生磁場の測定においては、測定点のピッチをさらに細かくするため、より小さなホール素子(磁場分布測定用ホール素子)として、東芝製のGaAsイオン注入プレーナ形ホール素子THS122を用いた。

磁場分布測定用ホール素子(THS122)の外観図と電気的特性をそれぞれ図4.2と表4.1に示し、周辺発生磁場の検証とヘアピン・ジョイント単体実験のセットアップの比較を鳥瞰図で図4.3に示す。また、磁場分布測定用ホール素子のメーカーが指定している動作温度の範囲は、 $-55\sim 125$ ℃であるが、本実験では、液体ヘリウム温度で使用する。このため、実際に液体ヘリウム温度中での動作を確認し、周辺発生磁場の検証に用いたホール素子(BHA-921)を基準として校正した上で、磁場分布測定に使用した。(校正の方法等については本節次項以降で述べる) このホール素子は非常に小さく、磁場分布を細かく測定するには適しているが、その固定及び接続部への取付けが難しい。実験では、ホール素子をプリント基板にハンダ付けにて必要数取付け、固定し、それを一つのユニットとして校正を行った後、接続部に取付け、実験を行った。このホール素子をプリント基板に取付けた状態の一例を図4.4に示す。磁場の測定は、定電流法で行い、制御電流は、その制御電流電源の容量により0.5～0.3mAで測定を行った。

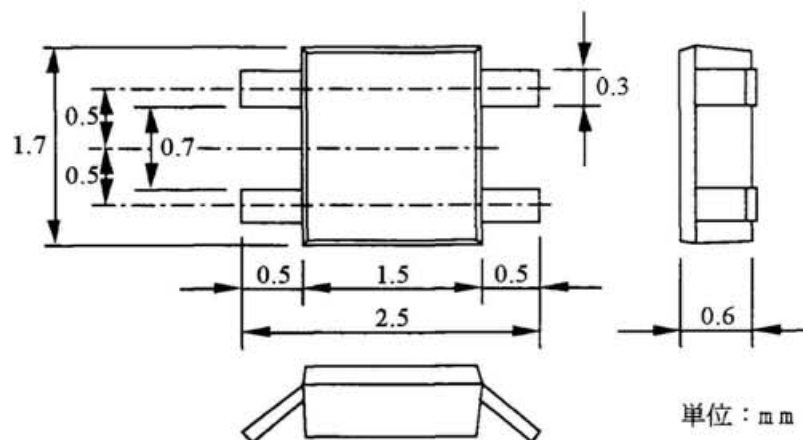
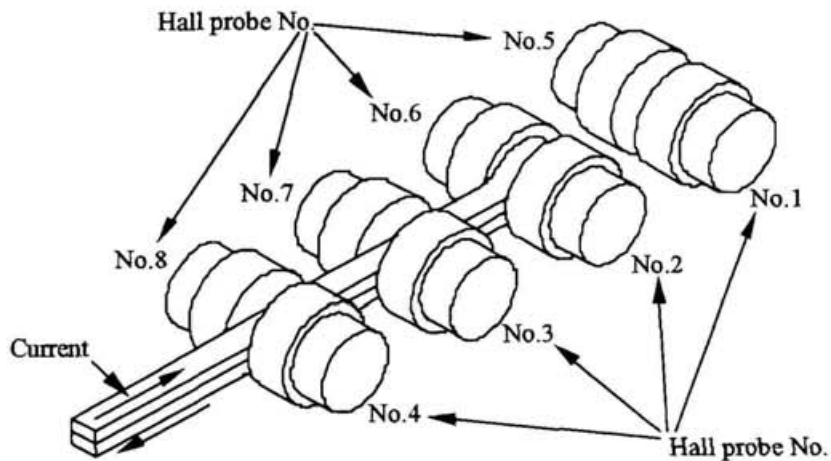


図4.2 磁場分布測定用ホール素子 THS122 (東芝製)

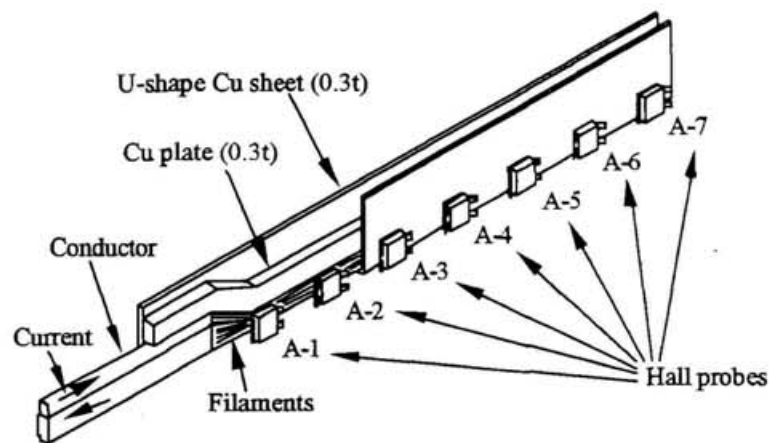
表 4.1 ホール素子 (実験用) THS122 電気的特性 (25°Cにおける)

項 目	記号	最大	標準	最小	単位
制御電流	$I_c$		10		mA
内部抵抗	$R_d$	450		900	$\Omega$
ホール電圧	$V_H$	80		190	mV
ホール電圧温度係数	$V_{HT}$			-0.06	%/°C
ホール電圧直線性	$\Delta K_H$			2	%
比感度	$K^*$		38		$\times 10^{-2}/T$
出力抵抗	$R_{out}$			3200	$\Omega$

$$K^* = V_H / (R_d I_c B)$$



(a) ヘアピンループ電流による発生磁場検証実験のセットアップ



(b) ヘアピン・ジョイント単体実験のセットアップ

図 4.3 発生磁場検証実験とジョイント単体実験のセットアップの比較





図4.4 磁場分布観測用ホール素子をプリント基板に取付けたところ

## 第2項 磁場分布測定用ホール素子校正実験

バックアップマグネットと校正付きのホール素子 (BHA-921) を用いて磁場分布測定用ホール素子 (THS122) の校正実験を行った。図4.5に示す CFRP 製のホルダーに基準ホール素子 (BHA-921) を組込み、これにプリント基板に取付けられた磁場分布測定用ホール素子を固定し、バックアップマグネットのボア中心に取付けて校正を行った。そのセットアップを図4.6に示す。本研究で行った実験に用いた磁場分布測定用ホール素子の数は、

- (1) ヘアピン・ジョイント単体実験：7個×2セット
- (2) 永久電流スイッチと組合せた通電実験：3個×4セット

であり、これらについて個々に校正を行った。

ヘアピン・ジョイント通電実験用のホール素子校正結果 (校正係数) を表4.2に、永久電流スイッチと組合せた通電実験用のホール素子校正結果を表4.3にそれぞれ示す。

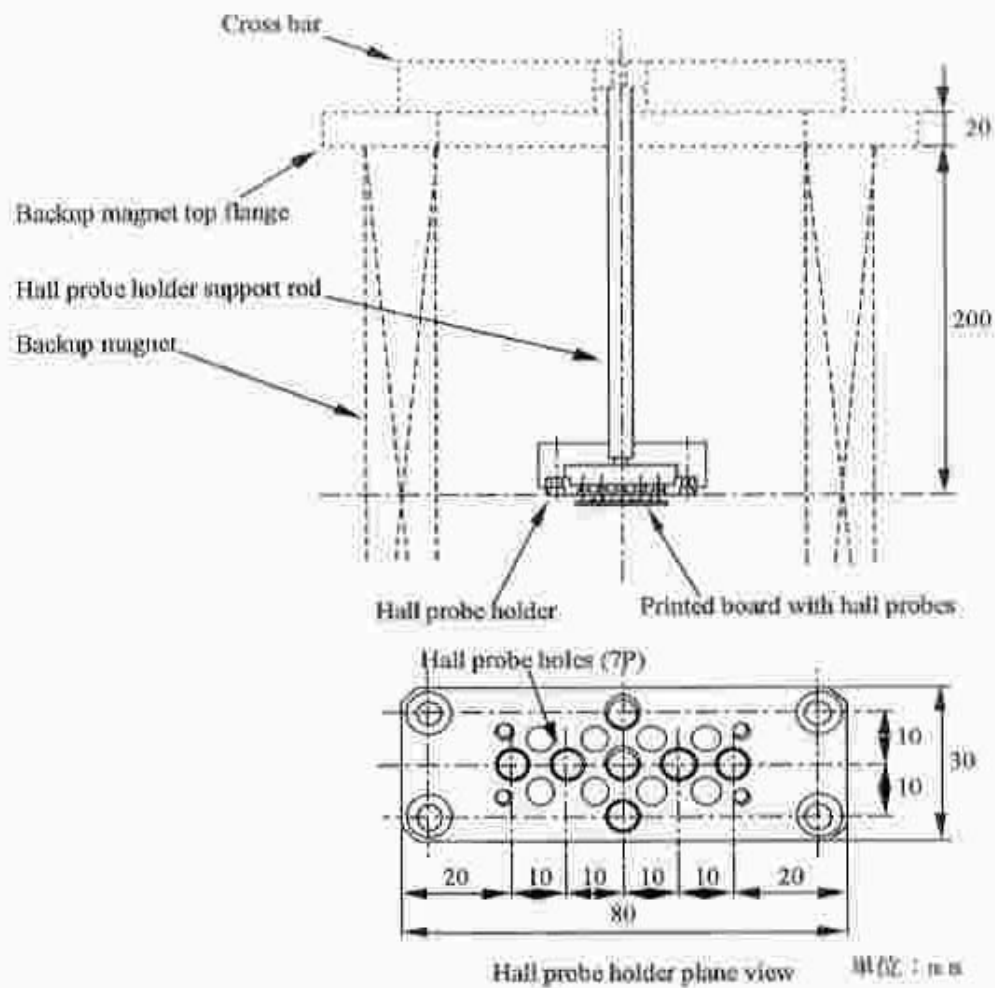


図 4.5 磁場分布測定用ホール素子 (THS122) 校正実験用ホルダー



図 4.6 磁場分布観測用ホール素子校正セットアップ

表 4.2 ヘアピン・ジョイント通電実験用のホール素子校正結果  
(制御電流： $I_c=0.5\text{ mA}$ 、温度： $4.2\text{ K}$ )

ホール素子 No.	校正係数 [Gauss/mV]
A-1	51.47
A-2	55.15
A-3	56.63
A-4	51.10
A-5	57.81
A-6	59.58
A-7	55.98
B-1	53.44
B-2	58.11
B-3	58.30
B-4	55.51
B-5	58.84
B-6	55.95
B-7	54.72
平均値	55.90
標準偏差	2.50

表 4.3 永久電流スイッチと組合せた永久電流実験用のホール素子校正結果  
(制御電流： $I_c=0.5\text{ mA}$ 、温度： $4.2\text{ K}$ )

ホール素子 No.	校正係数 [Gauss/mV]
A-1	45.88
A-2	52.46
A-3	53.09
B-1	46.27
B-2	54.40
B-3	51.66
C-1	53.58
C-2	55.91
C-3	53.91
D-1	51.16
D-2	49.99
D-3	54.43
平均値	51.90
標準偏差	3.02

#### 第4節 バックアップマグネット（外部磁場印加用）

接続部に外部磁界を印加するためのバックアップマグネットの断面図を図4.7に、仕様を表4.4に示す。また、図4.8に外観を示す。このマグネットは定格電流300Aで中心磁場3.2Tを発生するボビンレス・ソレノイドコイルで、ボアサイズは、 $\phi 200\text{ mm} \times 400\text{ mm}$ である。磁場の等高線図を図4.9に示す。このマグネットはジョイントに外部磁界を印加する他に前節で述べた磁場分布測定用ホール素子の校正実験にも用いた。

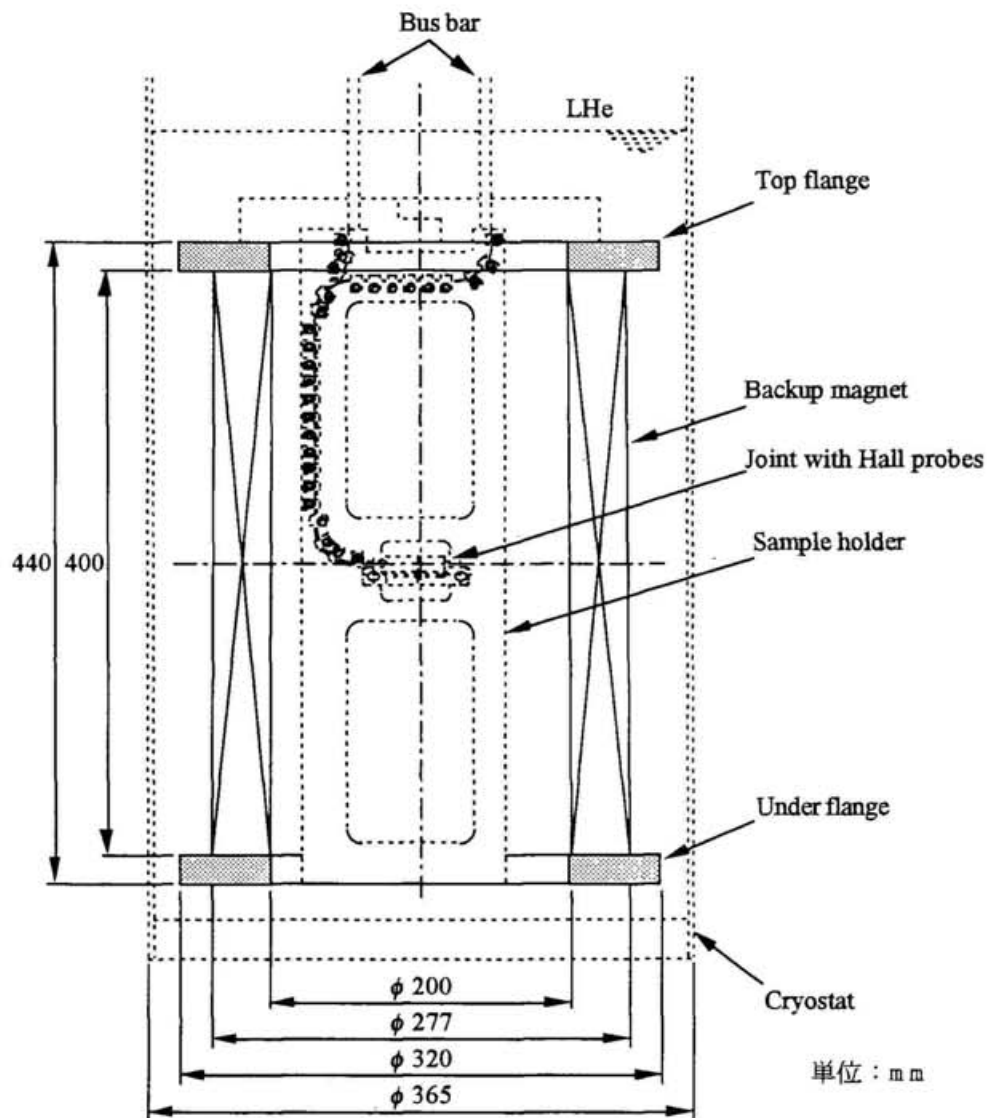


図4.7 バックアップマグネット断面図

表4.4 外部磁場印加用マグネット諸元

## (1) 使用導体

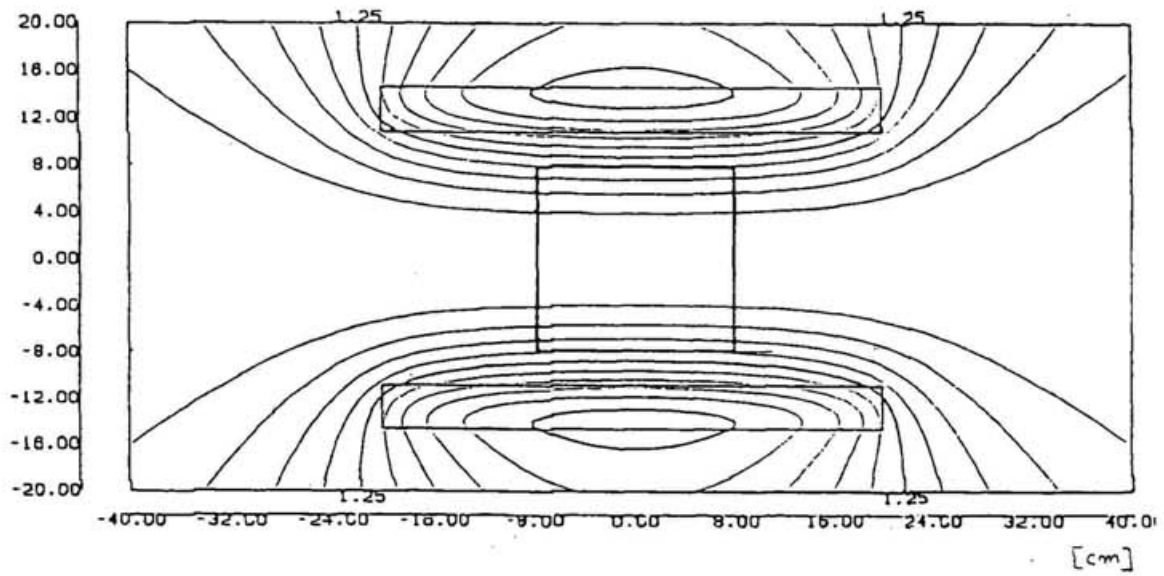
項 目		
(1) 絶縁外形寸法	幅	2.365 mm
	厚さ	1.47 mm
(2) 裸線寸法	幅	2.285 mm
	厚さ	1.39 mm
	コーナーR	0.5 mm
(3) 銅比		5.9
(4) フィラメント径		125 $\mu$ m
(5) フィラメント本数		36 本
(6) ツイストピッチ		63 mm
(7) 臨界電流値	at 3 T	1760 A
	at 4 T	1380
	at 5 T	1050
	at 6 T	770
(8) 残留抵抗比		123

## (2) コイル本体

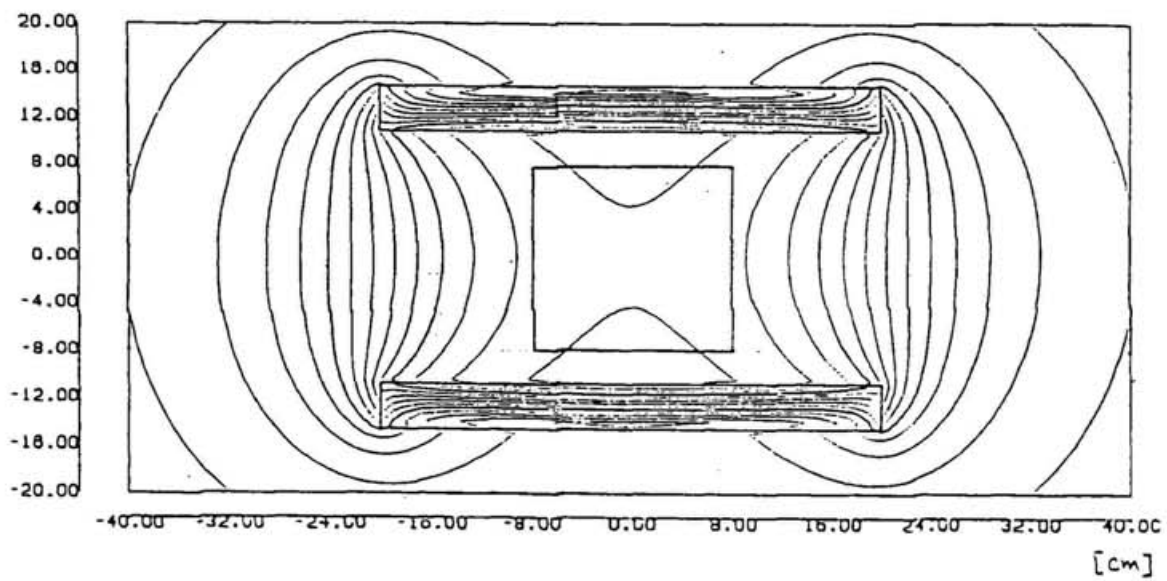
項 目		
(1) 定格電流		300 A
(2) 中心磁場		3.2 T
(3) 磁場均一度		0.18% ( $\phi$ 100mm $\times$ L80mm)
(4) コイル寸法	長さ	400 mm
	内径	200 mm
	外径	271 mm
(5) 全体寸法	長さ	440 mm
	外径	320 mm



図 4.8: バックアップマグネット外観。



(a) 磁力線の等高線図 (円筒対称)



(b) 磁束密度の等高線図

図4.9 バックアップマグネットの磁場分布

## 第5節 クライオスタット

### 第1項 本体

本研究で用いたクライオスタットの断面図を図 4.10に、外観を図 4.11に示す。クライオスタットは GFRP 製で、このため断熱性能が高く液体窒素シールドが不要なことが特徴である。液体ヘリウム槽のサイズは、 $\phi 356 \text{ mm} \times 1500 \text{ mm}$  である。トップフランジには電流リード、蒸発ガス回収用のポート、安全弁、液体ヘリウム注液ポート及び計測ポートが設けられており、バックアップマグネットを含む実験のセットアップがこれに取付けられている。

### 第2項 電流リードとブスバー

接続サンプルへの電流供給用の電流リードは CRYOMAGNETICS 社の定格電流 2 k A のガス冷却式電流リードを使用し、その低温端に Nb<sub>3</sub>Sn 超電導体を銅板で挟み込んだブスバーを接続し、これにジョイントサンプルの超伝導線を接続し実験を行った。また、バックアップマグネットへの電流供給は、同社の定格電流 500 A のガス冷却式電流リードを使用し、同様なブスバーを介して行った。



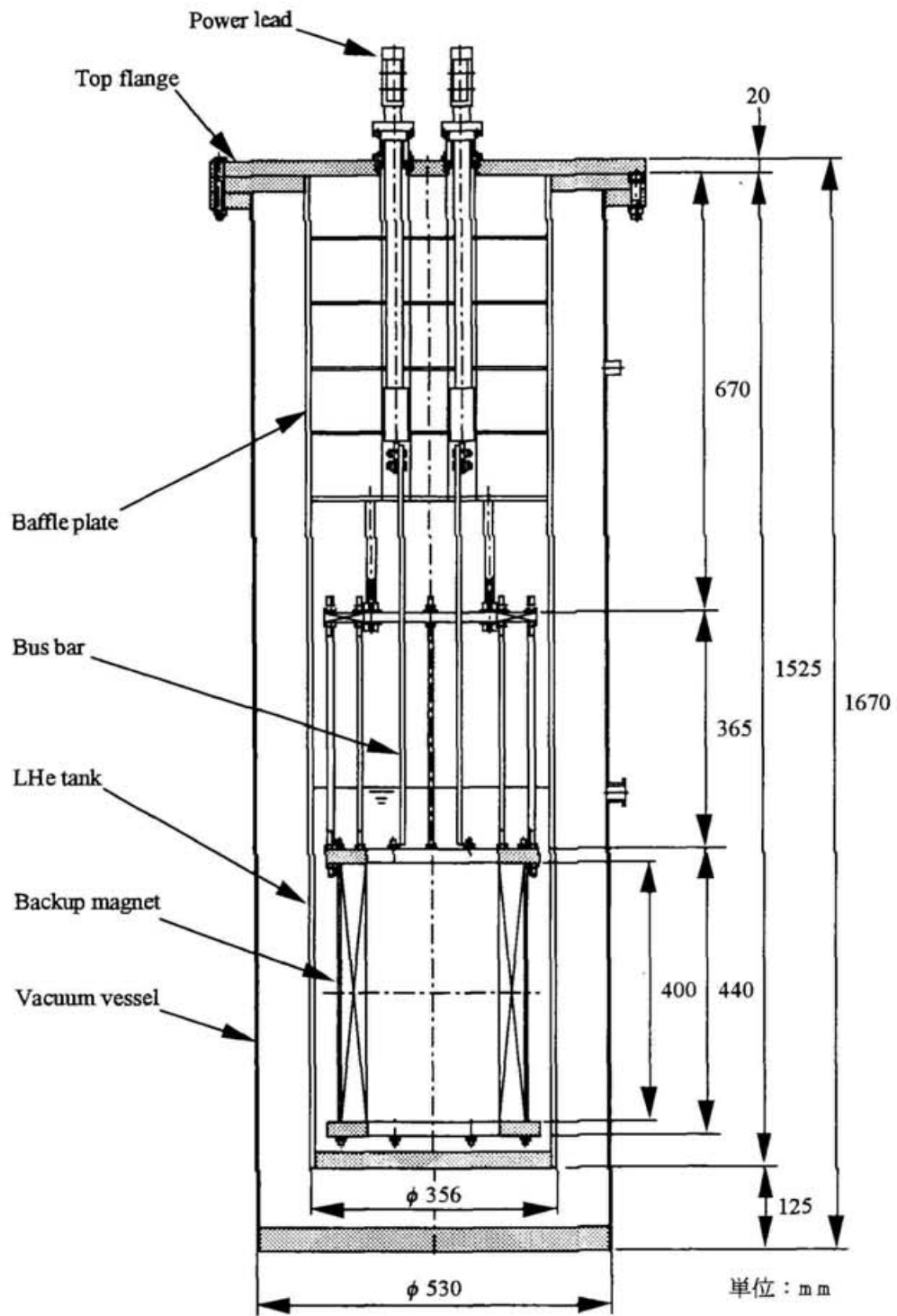
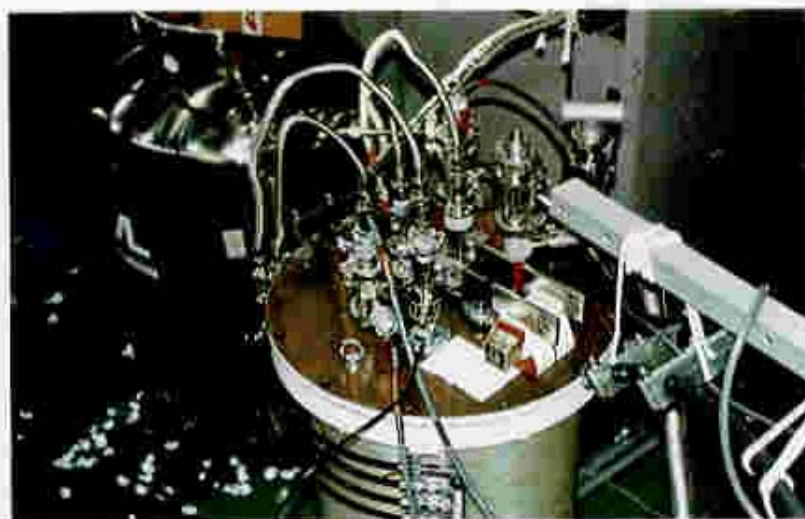


図 4.10 クライオスタット断面図



(a) 全体外観



(b) トップフランジ

図4.11 クライオロスグット外観

## 第5章 ヘアピン・ジョイント単体実験及び考察

### 第1節 実験

#### 第1項 超伝導接続部サンプル

ヘアピン・ジョイント単体実験では、通電電流の変化にともなう接続部周辺発生磁場分布の測定を行い、電流変化にともなう接続部内の電流分布の変化を観測することを目的とする。実用接続部では、その接続特性の向上を目的として、フィラメントの編み込み等を行うため接続部内の電流伝播経路が複雑に交錯し、測定した磁場分布の解析は容易ではない。そこで、接続部単体実験では、磁場分布の測定結果の解析を容易にするため、フィラメントを単に重ねて接続を行い、接続部内の電流伝播経路を比較的単純にした2種類の接続部サンプルを用いて実験を行った。それぞれのサンプルの断面図及び磁場分布測定用ホール素子のレイアウトを図5.1に示し、以下にそれぞれの特徴について述べる。

##### 1) ラップ（幅狭）サンプル：

ラップ（幅狭）サンプルは、接続しようとする2本の超伝導線をその幅狭面が接触するように重ねて接続を行ったサンプルである。固相接合部断面の幅は、コイル用導体(2)の厚さで決定され、0.8 mm となり、コイル用導体(2)及び永久電流スイッチ用導体それぞれのフィラメント群の厚さは、0.855 mm、0.380 mm となり、全体で1.235 mm となる。接続部の幅方向の中心面とホール素子間の距離は、1 mm である。（図5.1 (c)）

##### 2) ラップ（幅広）サンプル：

ラップ（幅広）サンプルは、接続しようとする2本の超伝導線をその幅広面が接触するように重ねて接続を行ったサンプルである。固相接合部断面の幅は、コイル用導体(2)の幅で決定され、1.8 mm となり、コイル用導体(2)及び永久電流スイッチ用導体それぞれのフィラメント群の厚さは、0.380 mm、0.169 mm となり、全体で0.549 mm となる。接続部の幅方向の中心面とホール素子間の距離は、1.5 mm である。（図5.1 (b)）

接続部内に想定されるヘアピンループの往復直線電流のギャップ (2a) は、ラップ（幅狭）サンプルの方が接続部断面厚さが厚いため、広くなり得る。ホール素子の取り付け位置は、ラップ（幅狭）

サンプルの方が、接続部断面幅が狭いためヘアピンループ面に近くなる。このため、測定される磁場のゲインは、ラップ（幅狭）サンプルの方が高くなる。また、接続部内の幅方向の電流分布について比較すると、ラップ（幅広）サンプルでは、接続部断面の幅が広いことにより接続部長手方向で、幅方向の電流分布の変化の可能性から、接続部の個々の断面において磁場分布に異なる非対称性が現れることが予測される。一方、ラップ（幅狭）サンプルでは、接続部断面幅が狭いために、接続部幅方向の電流分布による発生磁場の左右の対称性もラップ（幅広）サンプルに比べて良くなることが予測される。

磁場分布測定用ホール素子は、図 5.1 に示すように固相接合部の全長 32mm に対して根元側（電流の出入口側）の端部を起点として 5mm ピッチにて片側に 7 個ずつ取付けた。（両側で 14 個）ホール素子と固相接合部の接続部厚さ方向のアライメントは、それぞれの中心が一致するように行った。

固相接合により製作されたヘアピン・ジョイントサンプルは、図 5.2 に示すような銅製の治具にハンダ付けされた上で図 5.3 に示すサンプルホルダーに固定される。サンプルから出ている超伝導線は図 5.4 に示すように GFRP 製の超伝導線が入る溝付きのスペーサを用いてサンプルホルダーに固定される。また、図 5.5 に示すプリント基板に取付けられた磁場分布観測用ホール素子は、銅製の治具にボルトにて固定される。サンプルホルダーは、すべて GFRP 製で、接続部を固定するための本体(板)とこの板の上下に取付けられたクロスバーからなる。サンプルホルダーを図 5.6 に示す。上側のクロスバーをバックアップマグネットの上フランジにボルトで固定することにより接続部をバックアップマグネットのボア内に固定する。下側のクロスバーはバックアップマグネットの下側のフランジに固定され、サンプルホルダー本体の下端は半径方向の動きのみが拘束され、上下方向には自由に動けるような構造になっている。これは、外部磁界印加用マグネットとサンプルホルダーの軸方向の熱収縮差によりサンプルホルダーに無理な力がかからないようにするためである。

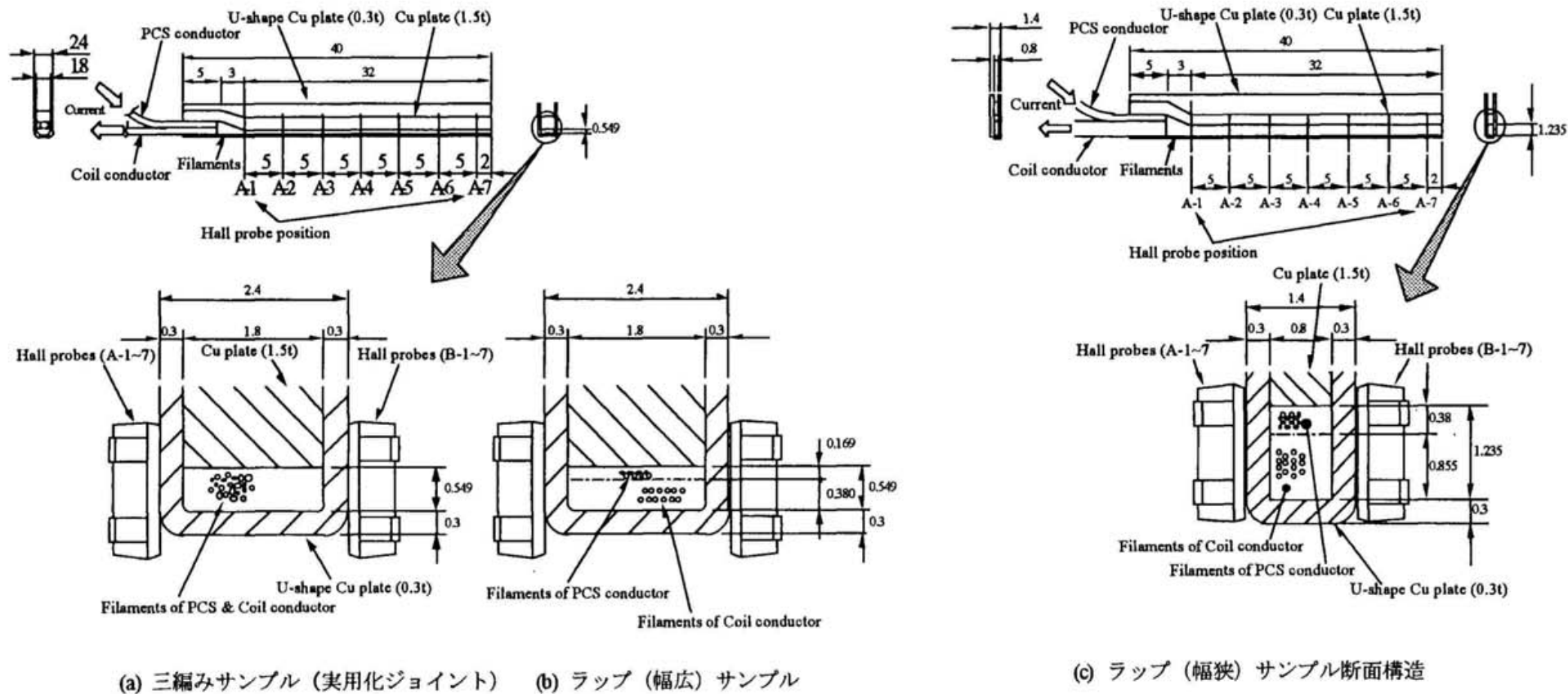


図 5.1 ヘアピン・ジョイントサンプル断面構造 (単位: mm)

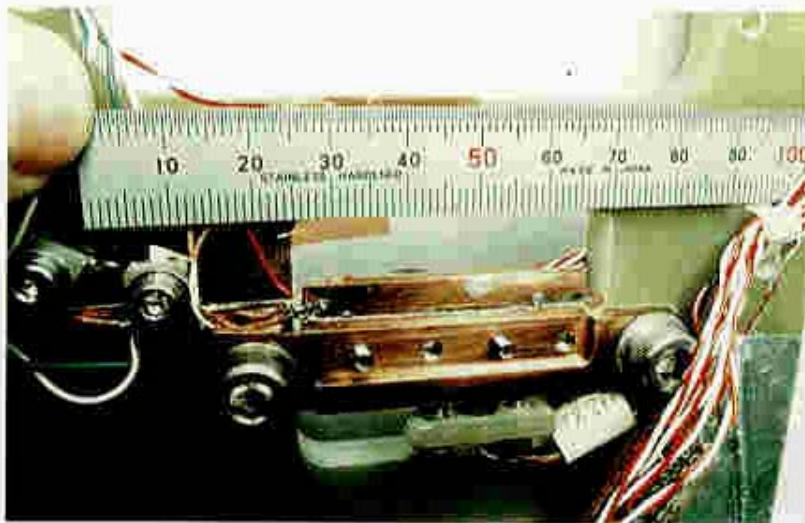


図 5.2 ヘアピン・ジョイント取付け部拡大

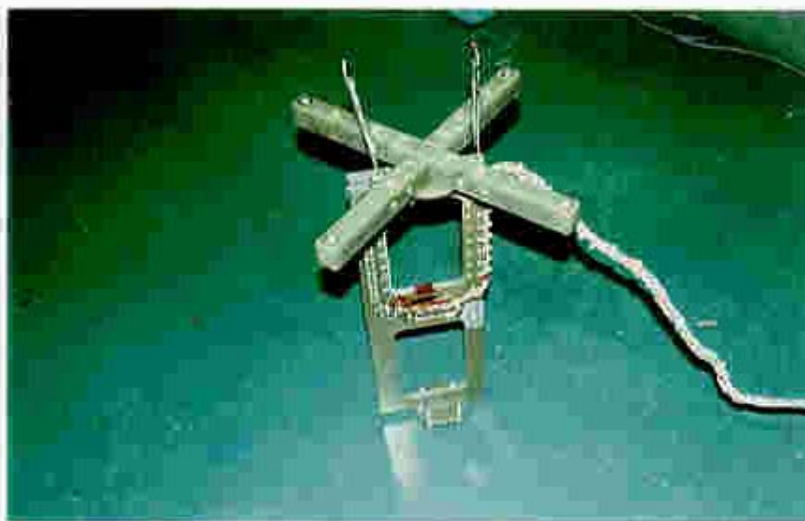


図 5.3 サンプルホルダー外観



図 5.4 ヘアピン・ジョイントサンプルをサンプルホルダーに取付けたところ



図 5.5 プリント基板に取付けられた磁場分布観測用ホール素子

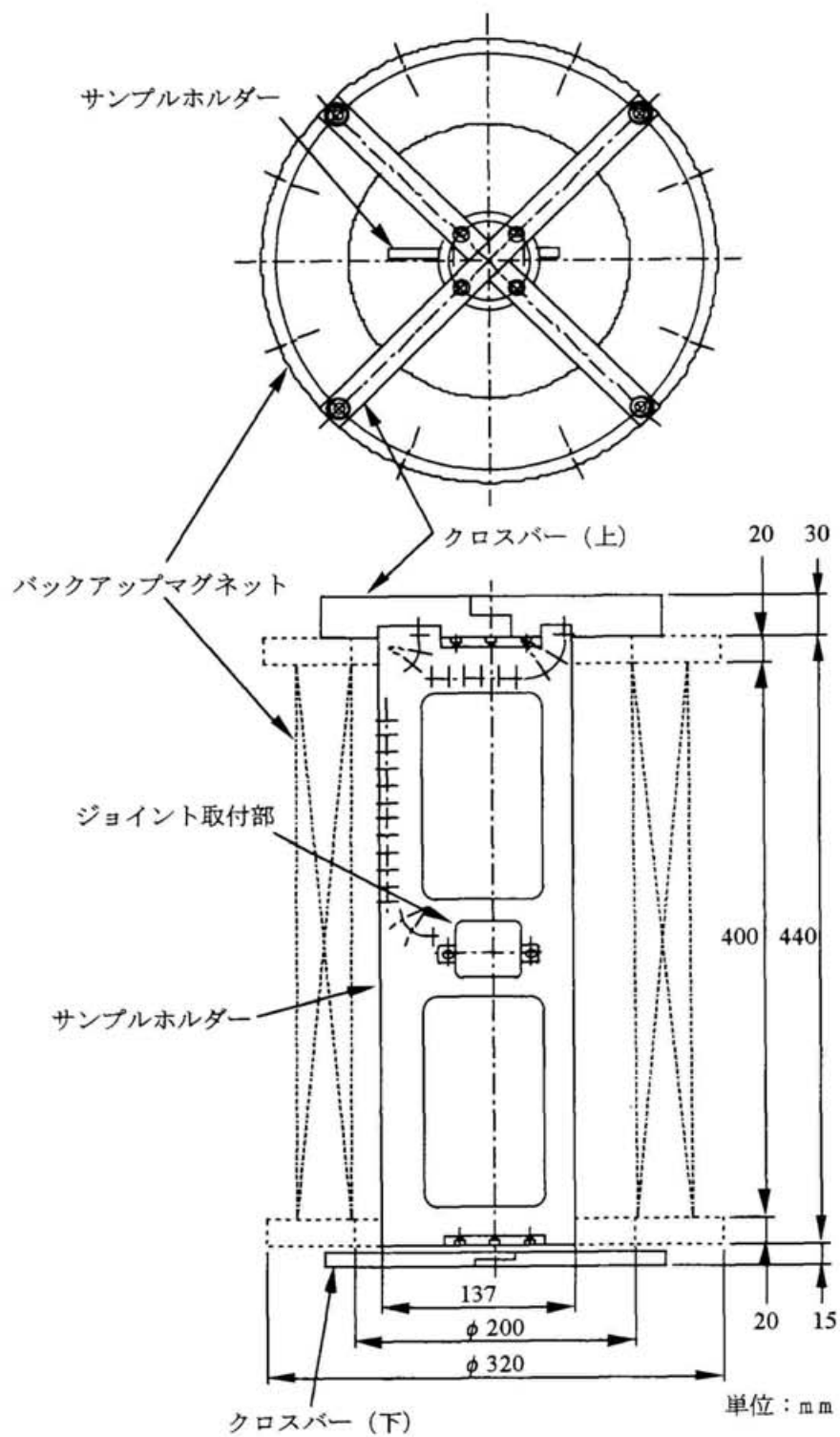


図 5.6 サンプルホルダー



## 第2項 ヘアピン・ジョイント周りの磁場分布（実験結果）

実験は、通電電流を0 Aから約100 A/minの励磁速度で電流を掃引し、接続部がクエンチするまでの接続部周辺の磁場分布の変化を測定した。磁場分布の基準は、通電する直前の状態とした。すなわち、通電直前の各ホール素子の出力電圧を基準とし、この基準電圧からの変動分を磁場に換算し、磁場分布の変化を求めた。

接続部に加えた外部磁場の大きさとサンプルの組合せを表5.1に示す。外部磁場を変化させた直後の通電では、通電開始前とクエンチ後の磁場分布が異なることが実験で確認されている。これは、外部磁界を変化させることにより接続部内にループ電流（遮へい電流）が誘起され、これが永久電流として残っており、通電→クエンチにより、このループ電流も同時に消滅するためであると考えられる。このような理由により、ここで述べるラップ（幅狭）及びラップ（幅広）サンプルの実験結果は、外部磁場を変化させた後、数回クエンチさせ、ループ電流を消滅させた後の実験結果である。

外部磁場の印加方向については、接続部の厚さ方向に一致させた。

表5.1 外部磁場とヘアピン・ジョイントの組合せ

外部磁界	ラップ（幅広）	ラップ（幅狭）
3 T	○	○
2 T	○	○
1 T	○	○
0.5 T	○	○
0 T	○	○

ここでは、接続部周辺発生磁場のゲインの高さが高く、接続部内の長手方向に渡る幅方向の電流分布の影響が小さく、結果の解析・考察が容易なため、まずラップ（幅狭）サンプルの実験結果について述べ、次にこの結果との比較を行いながらラップ（幅広）サンプルの実験結果について述べる。

### 1) ラップ（幅狭）ジョイント：

ラップ（幅狭）ジョイントの通電電流の増加にともなう接続部周辺発生磁場の変化の測定において、横軸に通電電流、縦軸に磁場の大きさをとった代表例として外部磁場  $B_{ext}$  が 0 T の場合について図5.7に示す。図5.7(a-1), (b-1)は、通電電流の増加にともなうそれぞれのホール素子位置での磁場の変化の全体像を示し、図5.7(a-2), (b-2)は、図5.7(a-1), (b-1)それぞれの0 Gauss 付近の拡大図で

ある。図 5.7(a-1),(b-1)より、接続部両側の磁場の変化（ホール素子 A-1~7 側と B-1~7 側）は、よい対称性を示しており、それぞれの発生磁場の大きさは、接続部の根元側ほど大きくなっている。また、通電電流の増加に対する磁場の変化は、非線形である。0 Gauss 付近の拡大図（図 5.7(a-2),(b-2)）よりホール素子 A,B-2~5 において、通電電流の増加にともない接続部根元側より順に磁場の極性反転現象が観測されている。

接続部幅方向の電流分布の影響を除くため、図 5.7 に示したホール素子 A-1~7 と B-1~7 のそれぞれの磁場の大きさの平均値を求めたものを図 5.8 (a-1,2) に示す。また、さらにそれを通電電流で規格化して整理した結果を図 5.8 (b-1,2) に示す。接続部根元のホール素子 A,B-1 における規格化平均磁場の変化は、小電流で急激に立ち上がり、その後、徐々に大きくなっており、通電電流に対して非線形に変化している。これは通電開始と同時に、接続部根元近傍では電流分布が厚さ方向に急激に拡がり、その後、クエンチに至るまで徐々に拡がり続けていることに相当していると考えられる。接続部の根元から 5~20 mm の位置に相当するホール素子 A,B-2~5 においては、磁場の極性反転現象が観測されており、電流の増加にともない根元に近い方から順に反転している。これは、電流がその増加にともない軸方向に侵入していることに相当していると考えられる。また、ホール素子 A,B-2~5 の位置においても、全電流域で通電電流に対して非線形に変化している。これは電流分布が発達しても、変化し続けていることに相当していると考えられる。

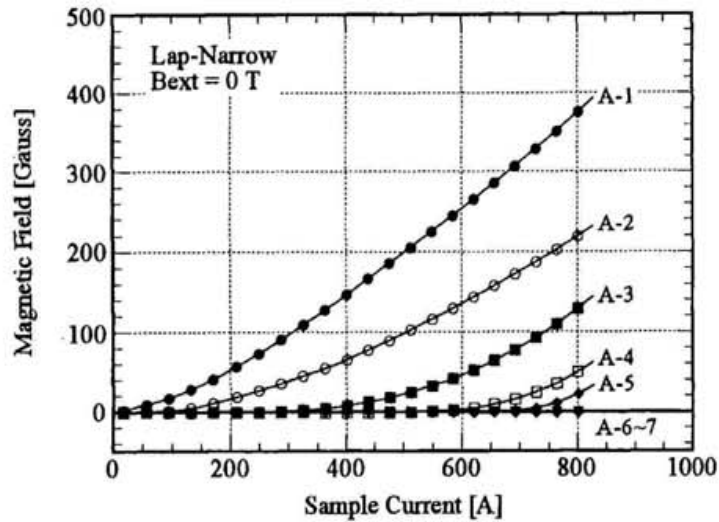
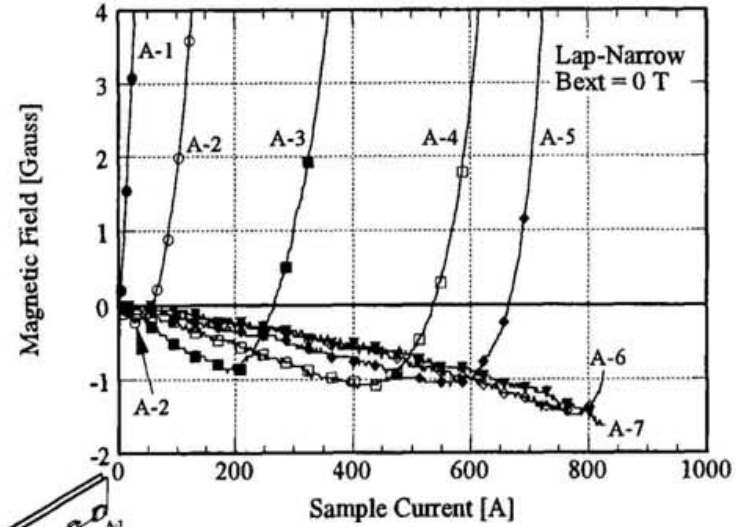
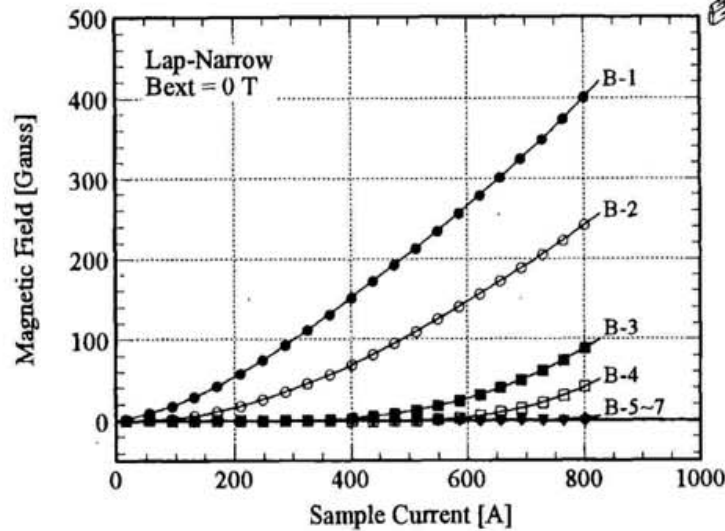
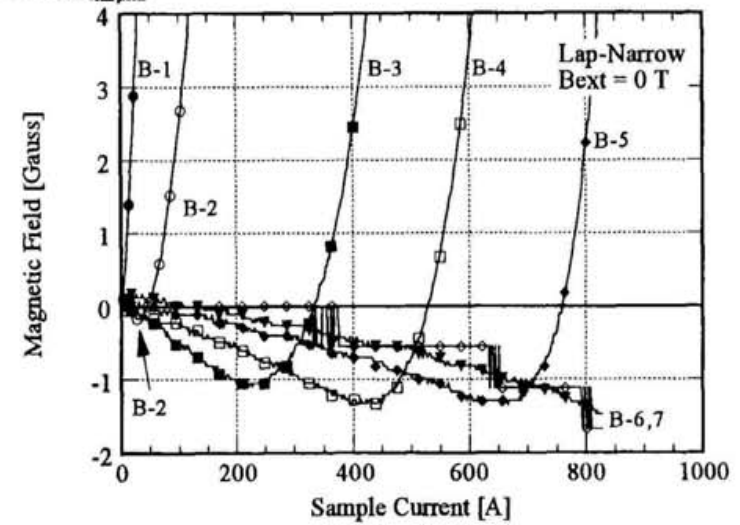
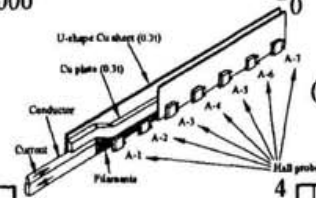
各ホール素子位置における規格化平均磁場の外部磁場依存性を図 5.9 に示す。接続部根元のホール素子 A,B-1 の位置における規格化平均磁場は、外部磁場の大きさによらず、小電流域で急激に立ち上がり、その後、徐々に大きくなっている。これは通電開始と同時に、接続部根元近傍では電流分布が厚さ方向に急激に拡がっていることに相当すると考えられる。また、外部磁場が 1 T 以下では、クエンチに至るまで規格化平均磁場の大きさが変化しているが、2 T 以上では約 0.6 Gauss/A に収束する傾向がある。これは、外部磁場が大きく且つ通電電流が大きい場合、接続部根元近傍では電流分布が十分に発達し、一定の電流分布に近づくためであると考えられる。

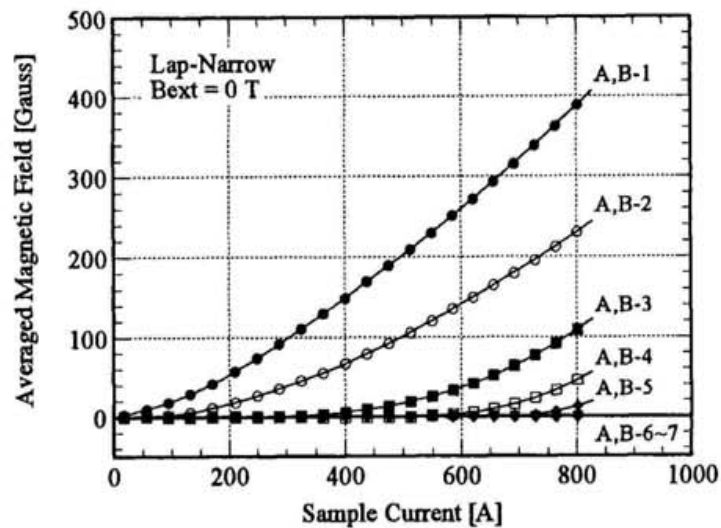
同一通電電流における規格化平均磁場の大きさを比較すると、ホール素子 A,B-1~5 の位置では、外部磁場が大きいほど大きくなっている。これは接続部内の往復直線電流成分のマクロ的に見たギャップが、外部磁場が大きいほど大きくなるためと考えられる。

接続部根元より 30 mm のホール素子 A,B-7 の位置では、すべての外部磁場のもとで磁場の極性反転現象が観測されない。これは、どの外部磁場のもとでもクエンチに至るまでに、電流が接続部先端まで到達していないためと考えられる。

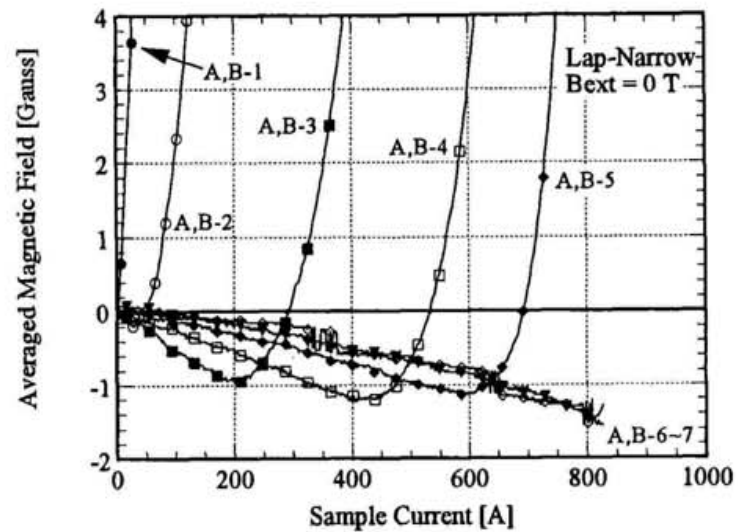
それぞれの位置において磁場極性が反転する電流値を横軸にホール素子の位置（接続部根元からの距離） $x$  [mm]をとって整理して、図 5.10に示す。 接続部根元から 5 mm の位置 ( $x = 5$  mm) では、外部磁場が 1 T 以下で磁場の極性反転現象が観測され、10~20 mm の位置では、すべての外部磁場のもとで磁場の極性反転現象が観測されており、その反転する電流値は、外部磁場が大きくなるにつれて小さくなっている。

各外部磁場における  $x$  の増加にともなう反転電流の変化を線形近似し、傾きを求め、その逆数を電流の侵入速度とし、これを横軸に外部磁場の大きさをとって整理したものを図 5.11に示す。 これより、外部磁場の大きさが大きくなるにつれて、電流が速く先端部に向かって侵入していることがわかる。

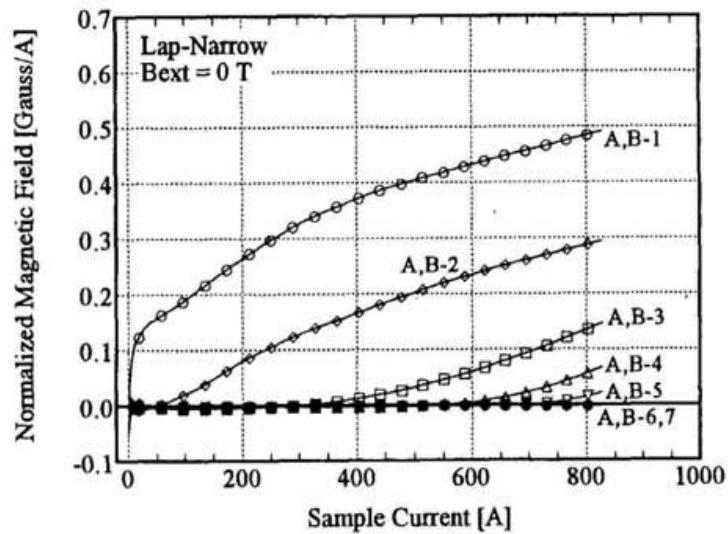
(a-1) Lap-Narrow,  $B_{ext} = 0$  T, Hall probe No. = A-1~7(a-2) Lap-Narrow,  $B_{ext} = 0$  T, Hall probe No. = A-1~7(b-1) Lap-Narrow,  $B_{ext} = 0$  T, Hall probe No. = B-1~7(b-2) Lap-Narrow,  $B_{ext} = 0$  T, Hall probe No. = B-1~7図 5.7 ラップ (幅狭) ジョイントの接続部周辺発生磁場 ( $B_{ext} = 0$  T)



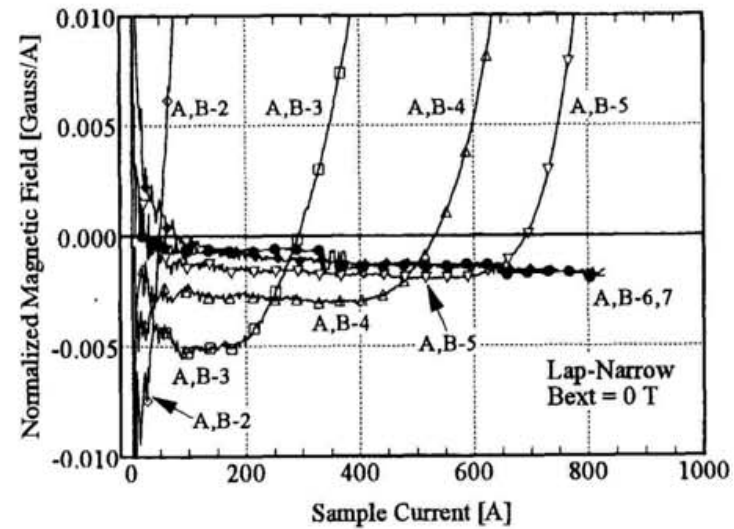
(a-1) Lap-Narrow, Bext = 0 T, Averaged each Hall probe



(a-2) Lap-Narrow, Bext = 0 T, Averaged each Hall probe



(b-1) Lap-Narrow, Bext = 0 T



(b-2) Lap-Narrow, Bext = 0 T

図 5.8 ラップ (幅狭) ジョイントの接続部周辺発生磁場 (平均及び規格化磁場、Bext = 0 T)

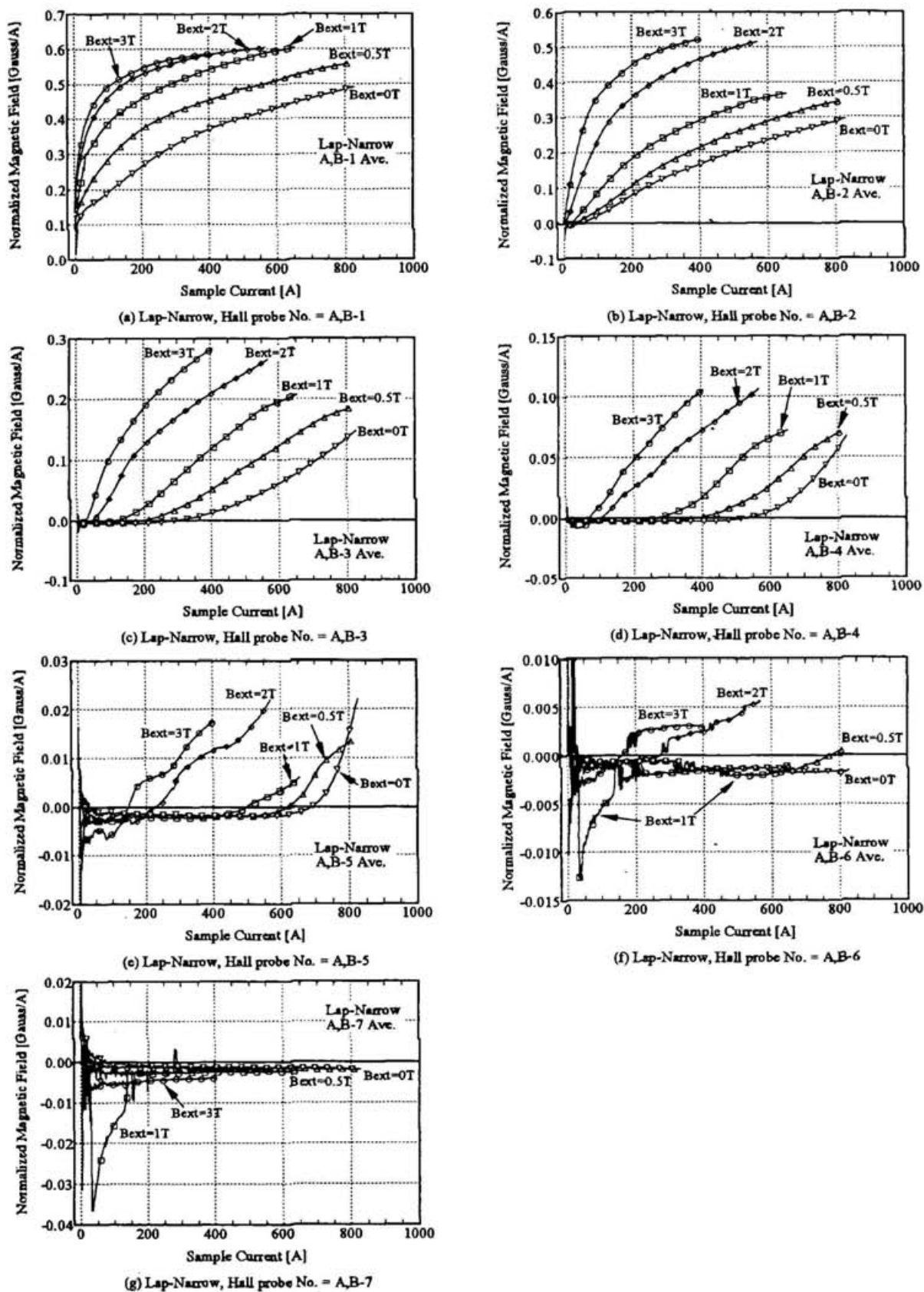


図 5.9 接続部周辺の規格化平均磁場の外部磁場依存性 (ラップ (幅狭) ジョイント)

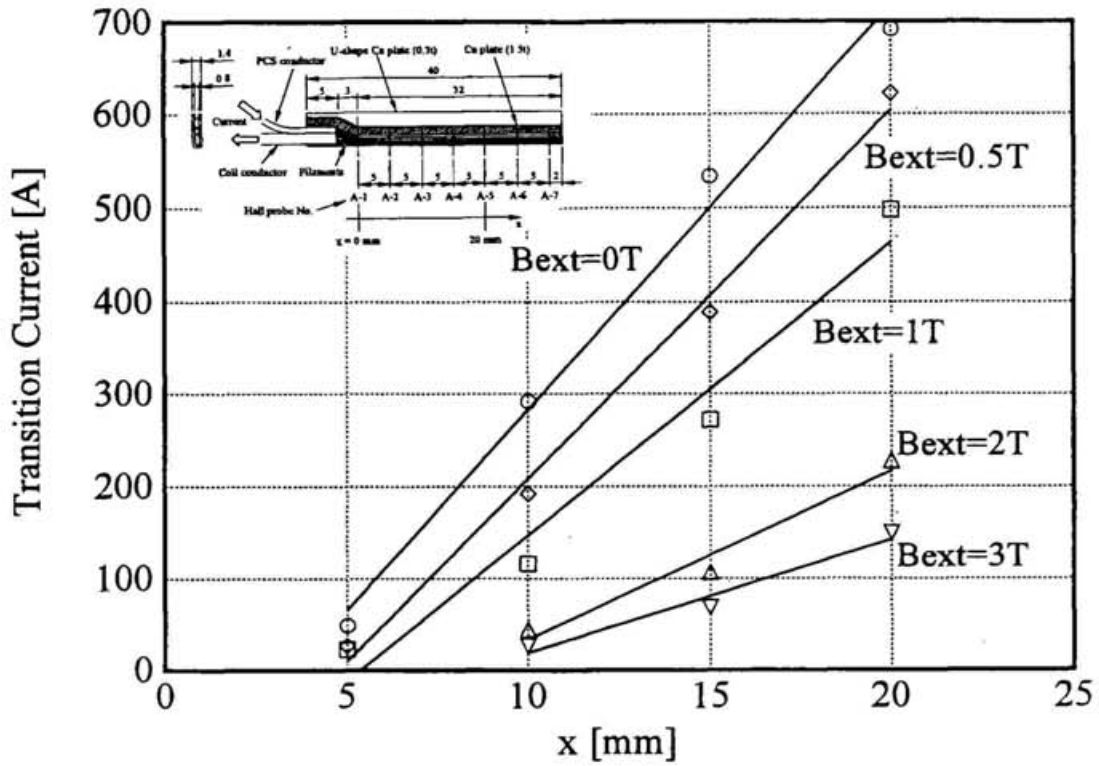


図 5.10 ホール素子 No.A,B-2~5 位置における磁場極性反転電流 (ラップ (幅狭) ジョイント)  
(横軸 x は、接続部根元からの距離、ホール素子 A,B-1 の位置を x=0 mm とする)

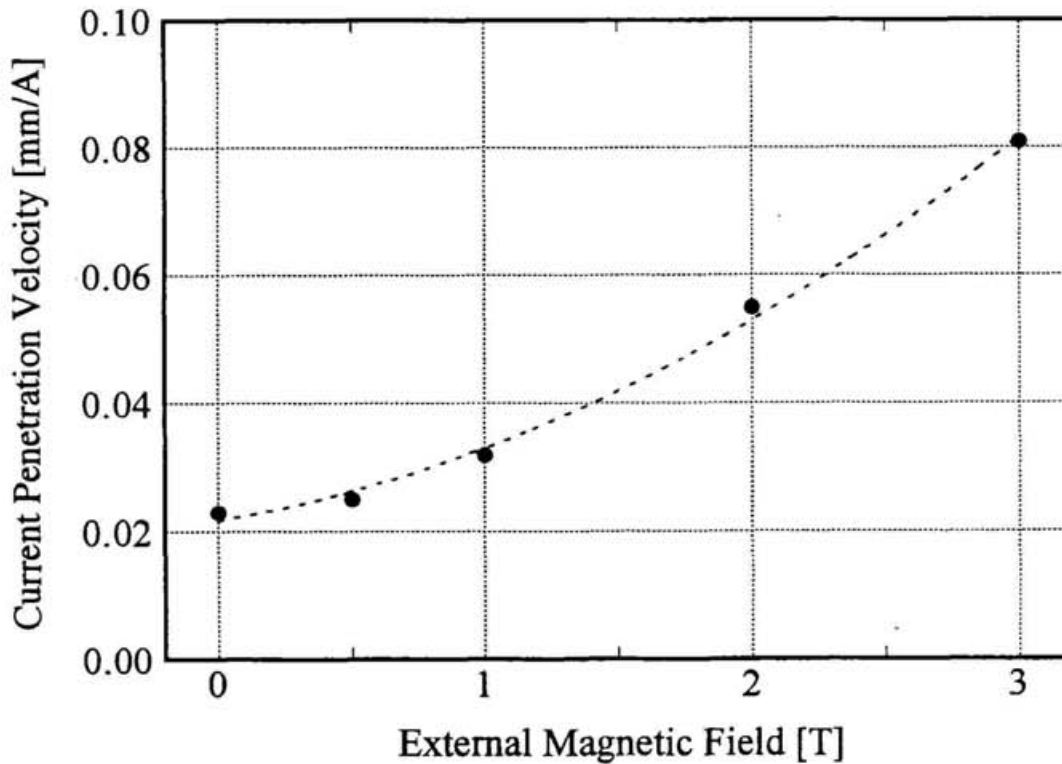


図 5.11 電流侵入速度 (ラップ (幅狭) ジョイント)

## 2) ラップ (幅広) ジョイント :

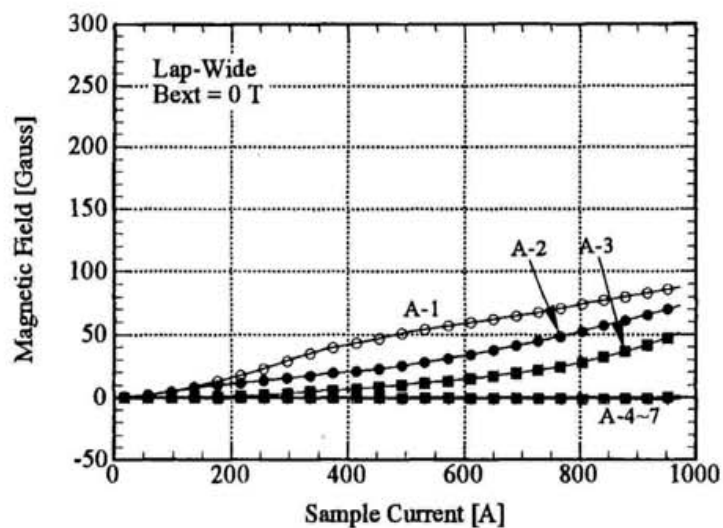
ラップ (幅広) ジョイントの通電電流の増加にともなう接続部周辺発生磁場の変化の測定において、横軸に通電電流、縦軸に磁場の大きさをとった代表例として外部磁場が 0 T の場合について図 5.12 に示す。図 5.12 (a-1),(b-1) は、通電電流の増加にともなうそれぞれのホール素子位置での磁場の変化の全体像を示し、図 5.12 (a-2),(b-2) は、図 5.12 (a-1),(b-1) それぞれの 0 Gauss 付近の拡大図である。図 5.12 (a-1), (b-1) より、接続部両側の磁場の変化 (ホール素子 A-1~7 側と B-1~7 側) には、非対称性が認められ、クエンチ時の接続部根元のホール素子 B-1 における磁場の大きさは、ホール素子 A-1 のその約 3 倍である。これは、ラップ (幅狭) ジョイントよりも接続部の幅が広く、幅方向での電流分布に偏りがあるためであると考えられる。しかしながら、ラップ (幅狭) ジョイントと同様に、それぞれの発生磁場の大きさは、接続部の根元側程大きくなっており、通電電流の増加に対する磁場の変化は、非線形である。0 Gauss 付近の拡大図 (図 5.12 (a-2),(b-2)) よりホール素子 A,B-4 において、磁場の極性反転現象が観測されているが、その反転電流は大きく異なっている。

接続部幅方向の電流分布の影響を除くため、図 5.12 に示したホール素子 A-1~7 と B-1~7 のそれぞれの磁場の大きさの平均値を求めたものを図 5.13(a-1,2) に示す。また、さらにそれを通電電流で規格化して整理した結果を図 5.13(b-1,2) に示す。接続部根元 (ホール素子 A,B-1) における規格化平均磁場の変化は、ラップ (幅狭) ジョイントの場合と大きさは異なるものの同様である。接続部の根元から 10,15 mm のホール素子 No.A,B-3,4 において、磁場の極性反転現象が観測されており、電流の増加にともない根元に近い方から順に反転している。これは、電流がその増加にともない軸方向に侵入していることに相当していると考えられる。また、ホール素子 A,B-5~7 の位置においては、約 100 A 以上で通電電流に対してほぼ線形に変化している。これは、接続部の根元から 20 mm より先端の位置では、見かけの電流分布が変化していないことに相当していると考えられる。

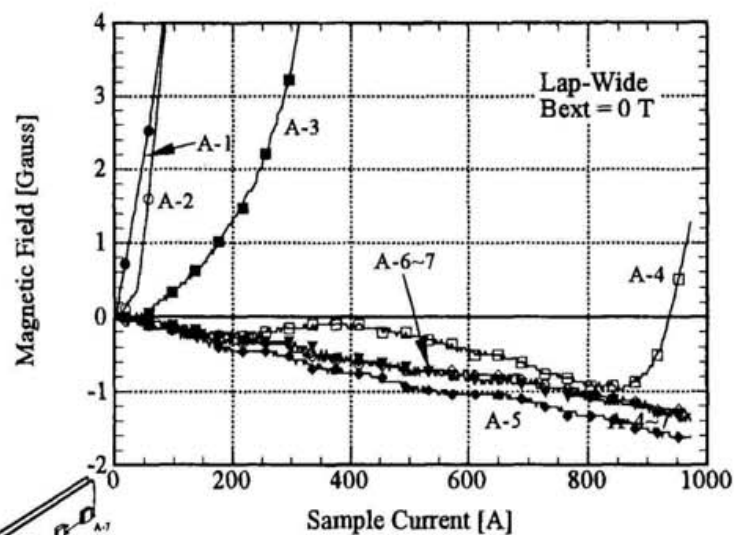
接続部根元における規格化平均磁場の外部磁場依存性を図 5.14 に示す。それぞれの変化の様相は、その大きさは異なるもののラップ (幅狭) ジョイント (図 5.9) の場合とほぼ同様である。規格化平均磁場の大きさがラップ (幅狭) ジョイントの場合と異なるのは、接続部断面形状の違いによる、磁場ゲインの差によるものと考えられる。外部磁場が 1 T 以下では、クエンチに至るまで規格化平均磁場の大きさが変化しているが、2 T 以上では約 0.26 Gauss/A に収束する傾向がある。これも、ラップ (幅狭) ジョイントと同様な理由によるものと考えられる。根元より 5 mm の位置のホール素子 A,B-2 では、外部磁場が  $B_{ext} = 0$  T の場合に、根元より 10 mm の位置のホール素子 A,B-3 では、 $B_{ext} \leq 0.5$  T の場合に、根元より 15 mm の位置のホール素子 A,B-4 では、すべての外部磁場の



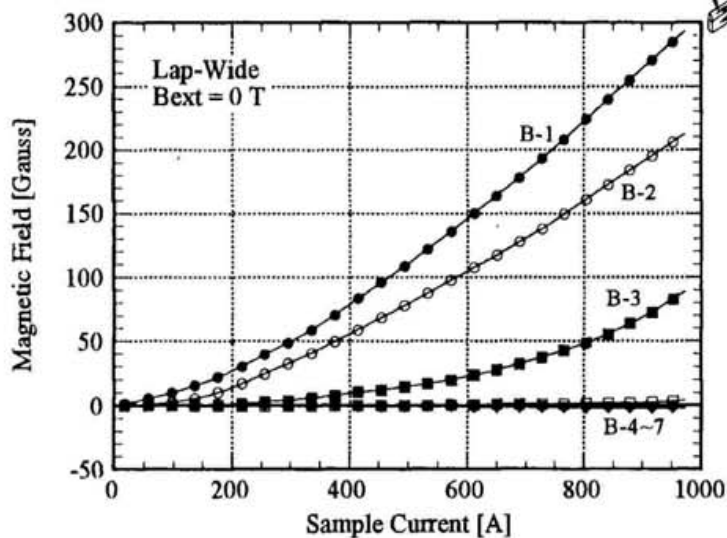
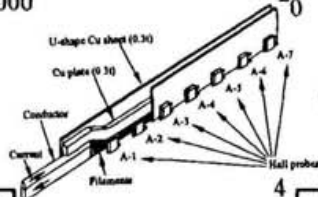
もとで、根元より 20, 25 mm の位置のホール素子 A,B-5,6 では、 $B_{ext} \geq 2 \text{ T}$  の場合に、それぞれ磁場の極性反転現象が観測されている。しかし、根元より 30 mm の位置のホール素子 A,B-7 では、すべての外部磁場のもとで磁場の極性反転現象が観測されない。これらのことは、ラップ（幅狭）ジョイントの場合と同様に外部磁場の大きさが大きいほど、電流が接続部のより先端まで侵入するものの、クエンチに至るまでに接続部先端部までは到達していないことに相当していると考えられる。



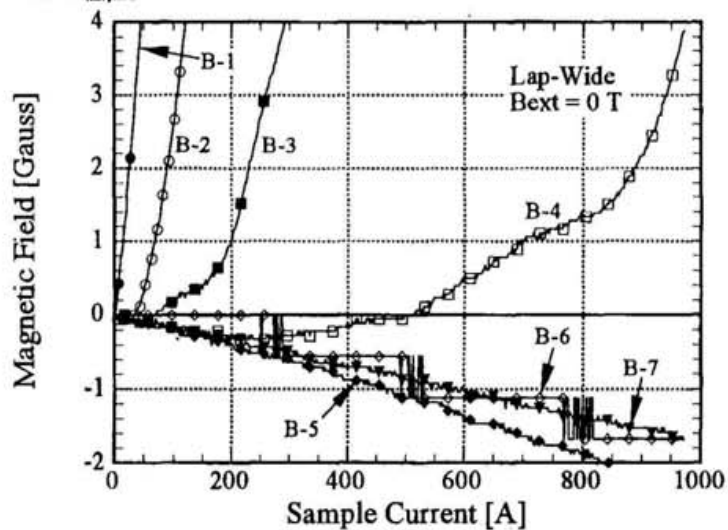
(a-1) Lap-Wide, Bext = 0 T, Hall probe No. = A-1~7



(a-2) Lap-Wide, Bext = 0 T, Hall probe No. = A-1~7

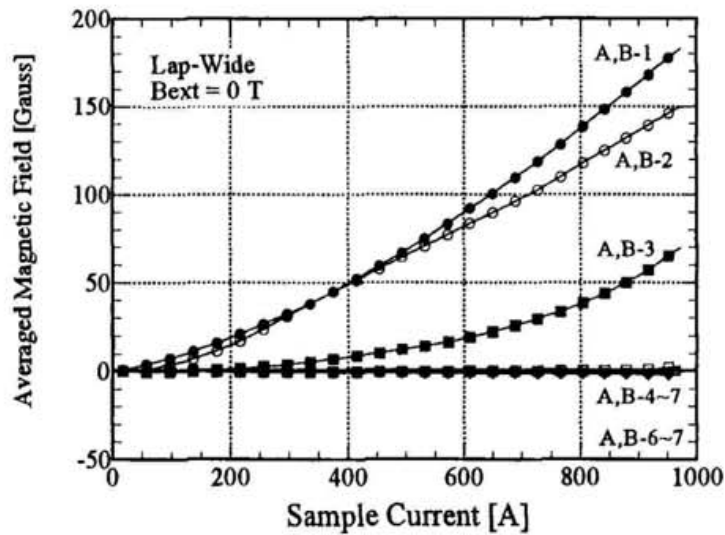


(b-1) Lap-Wide, Bext = 0 T, Hall probe No. = B-1~7

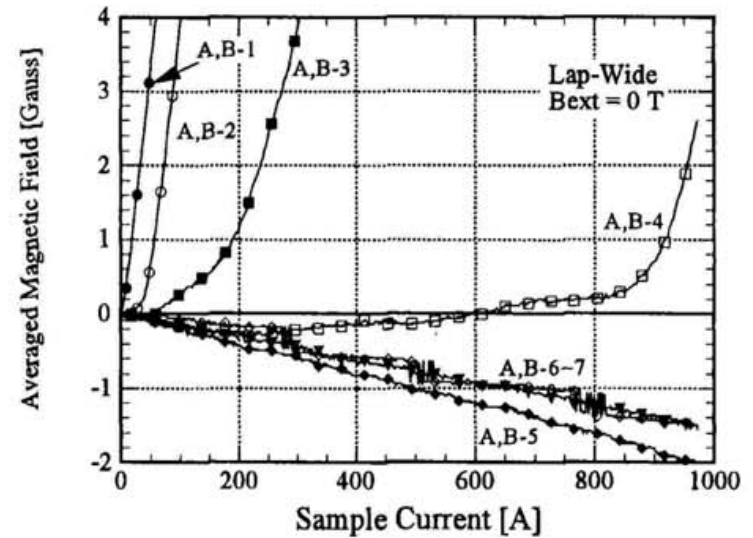


(b-2) Lap-Wide, Bext = 0 T, Hall probe No. = B-1~7

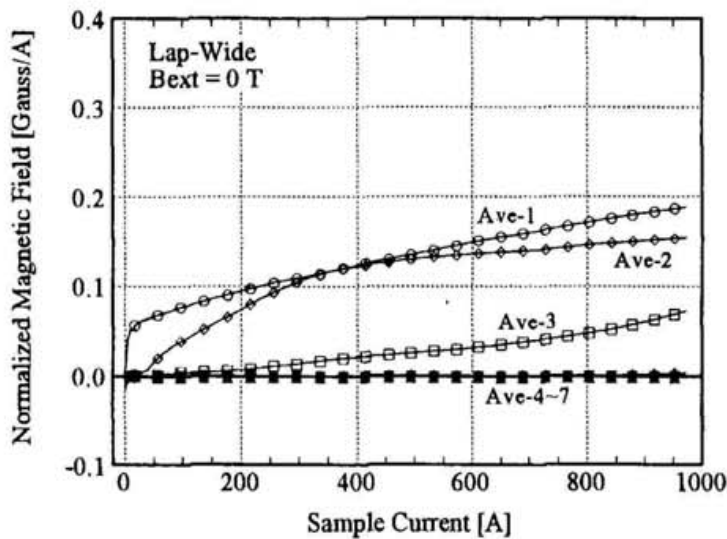
図 5.12 ラップ (幅広) ジョイントの接続部周辺発生磁場 (Bext = 0 T)



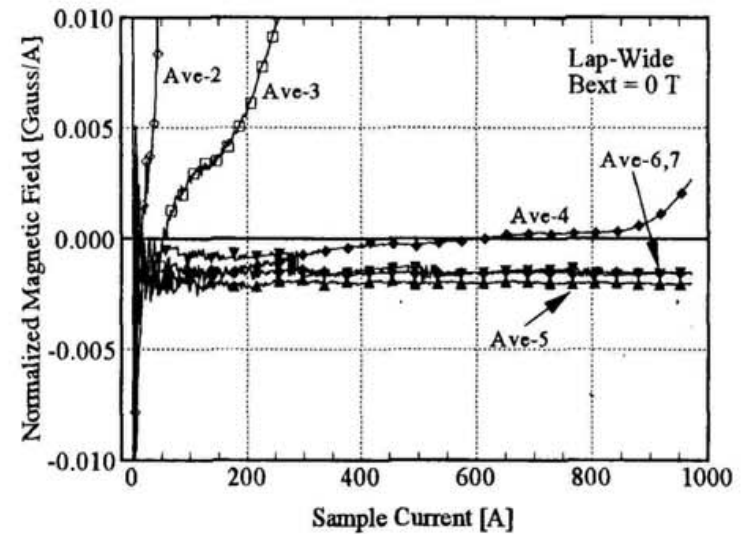
(a-1) Lap-Wide, Bext = 0 T, Averaged each Hall probe



(a-2) Lap-Wide, Bext = 0 T, Averaged each Hall probe



(b-1) Lap-Wide, Bext = 0 T



(b-2) Lap-Wide, Bext = 0 T

図 5.13 ラップ (幅広) ジョイントの接続部周辺発生磁場 (平均及び規格化磁場、Bext = 0 T)

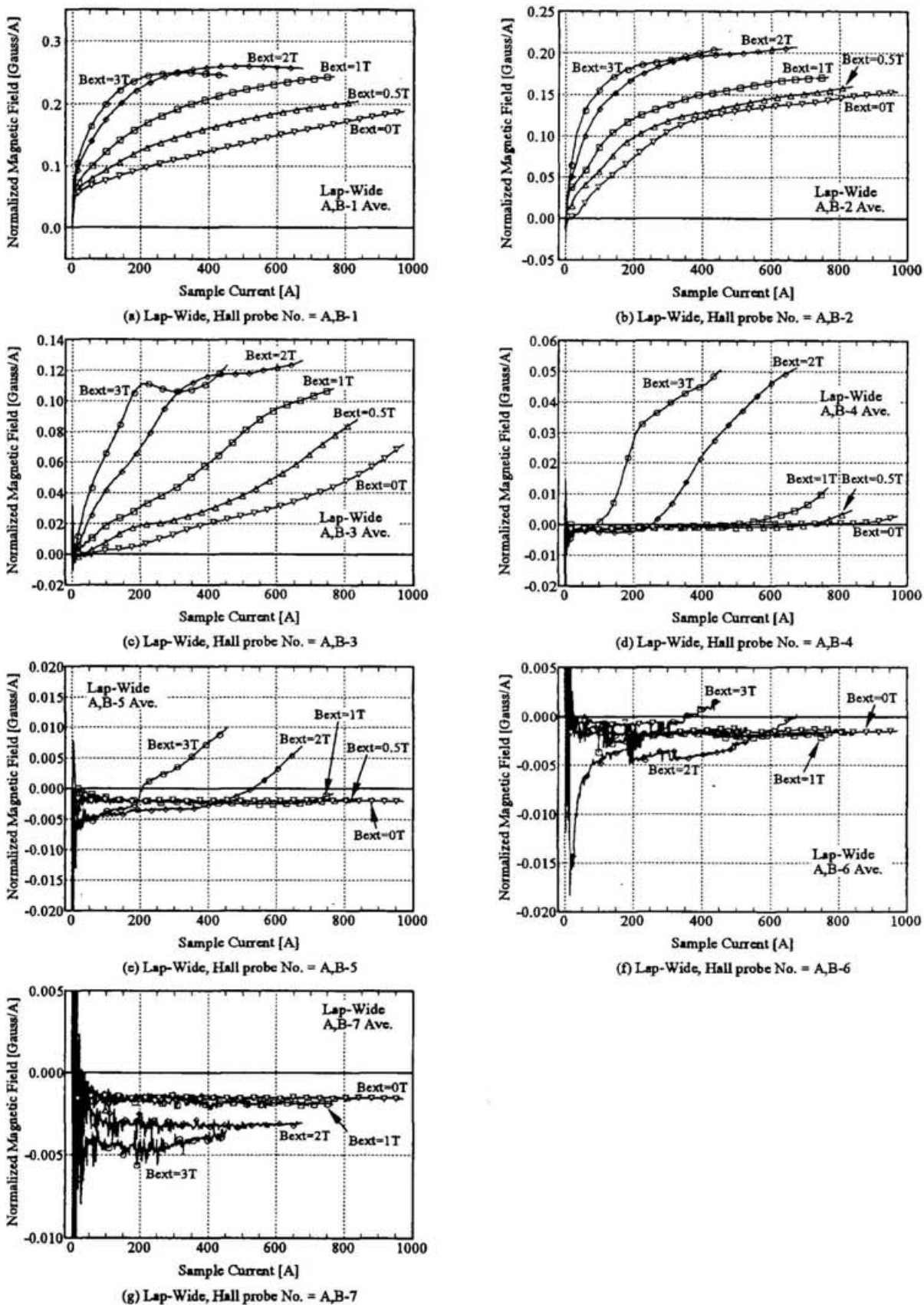


図 5.14 接続部周辺の規格化平均磁場の外部磁場依存性 (ラップ (幅広) ジョイント)

### 第3項 接続部のクエンチ電流

前項で述べたラップ（幅狭）及び（幅広）ジョイントとラップ（幅広）ジョイントと同一断面寸法でフィラメントを三編みにした接続部のクエンチ電流の接続部断面形状及びフィラメント構成による違いを永久電流スイッチ用導体の臨界電流と比較して図 5.15に示す。クエンチ電流は、ラップ（幅広）、三つ編み、ラップ（幅狭）の順で低下している。しかしながら、永久電流スイッチ用導体のそれと比較すると、3種類の接続部のクエンチ電流の差は小さく、クエンチ電流は、断面形状及びフィラメント構成に大きく依存しないことがわかる。

### 第4項 実験結果の特徴（まとめ）

#### 1) ラップジョイント周りの発生磁場分布：

- (1) 接続部の根元側ほど発生磁場が大きい。
- (2) 電流の増加にともない磁場は非線形に増加する。  
(ヘアピンループの幅方向の拡がりに相当すると考えられる)
- (3) 接続部の中間部（根元を除く）では、磁場の極性反転現象が観測された。  
(ヘアピンループの接続部軸方向の移動に相当すると考えられる)
- (4) 接続部の先端部分では、磁場の極性反転現象が観測されない。  
(電流が接続部先端に至る前にクエンチが発生していると考えられる)

#### 2) 接続部のクエンチ電流

接続部のクエンチ電流は、その断面形状及びフィラメント構成には大きく依存しない。

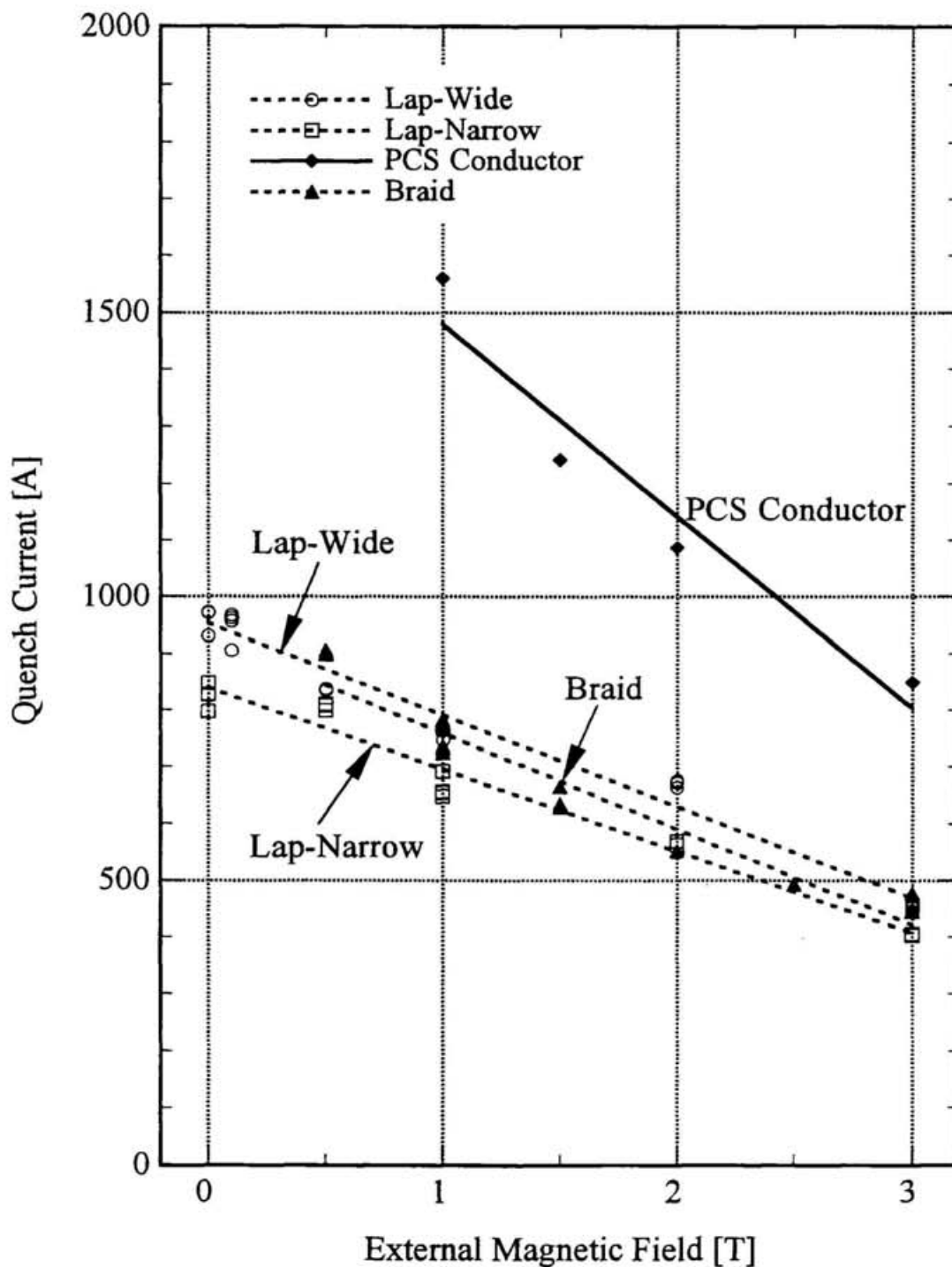


図 5.15 永久電流スイッチ用超伝導素線  $I_c$  と接続部  $I_c$  特性の比較

## 第2節 考察

### 第1項 ヘアピン・ジョイント内部の電流分布モデル（その1）

前節第4項の実験結果のまとめを踏まえてヘアピンループをもとにした接続部内の電流分布のモデルを考える。以下で説明する3つのモデルを表5.2及び図5.16に示す。

#### 1) モデル1

モデル1は、通電電流の増加にともない電流が1次的に拡がっていくモデルで、往復直線電流間のギャップが変化せず電流の増加に伴い渡り電流パスがヘアピン・ジョイントの根元側から先端部へ侵入するモデルである。各渡り電流パスが分担する電流は等しいとする。

#### 2) モデル2

モデル2は、通電電流の増加にともない電流が2次的に拡がっていくモデルで、電流の増加にともない新たに外側にヘアピンループが形成され、電流が接続部の根元側から先端部へ侵入するモデルである。各渡り電流パスが分担する電流は、モデル1と同様に等しいとする。

#### 3) モデル3

モデル3は、モデル2と同様にヘアピンループが形成されるが、各電流パスの電流分担が異なるモデルである。このモデルでは、超伝導フィラメントの方向と同一である往復直線成分の抵抗をゼロとし、固相接合による渡り成分に微小抵抗の存在を仮定した。このため、外側のヘアピンループほど渡り電流成分が長いと、抵抗が大きくなり、従って外側のヘアピンループほど分担する電流が小さくなるモデルである。

表5.2 計算モデルの比較

	モデル1	モデル2	モデル3
電流の増加に伴って追加されるヘアピンループの往復直線電流間ギャップ	一定	電流の増加とともに広がる	同左
渡り成分位置	電流の増加に伴いジョイント先端部へ移動	同左	同左
各ヘアピンループの電流分担	一定	一定	渡り成分の長さに逆比例

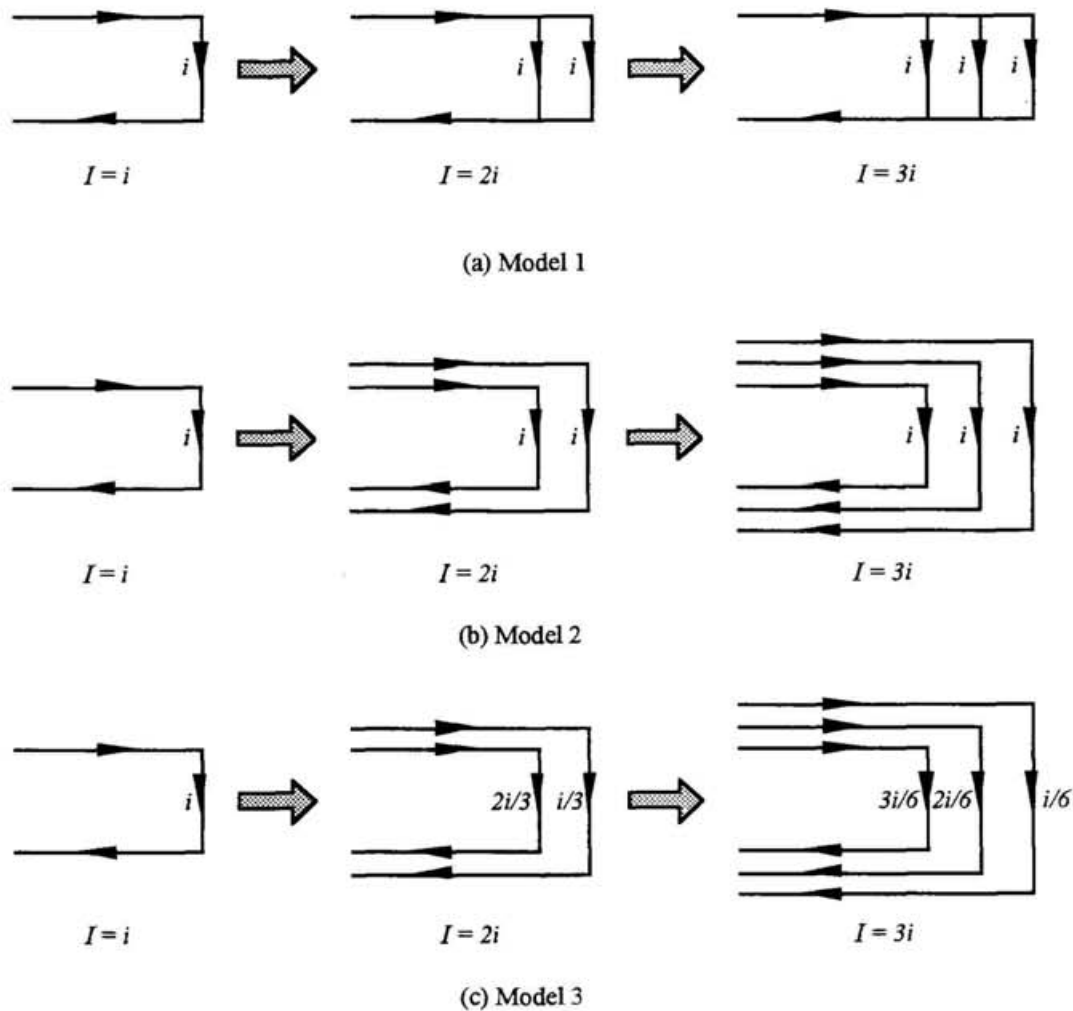


図 5.16 電流分布計算モデル



## 第2項 モデル計算結果と実験結果の比較（その1）

前項で述べた3つのモデルについて具体的なパラメータを与えて行う。ここで第2章にて求めた一つのヘアピンループ電流のつくる磁場の大きさの式をあらためて以下に記す。（図2.12参照）

$$B_1 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{a-y}{(a-y)^2 + z^2} \left\{ \frac{x}{\sqrt{x^2 + (a-y)^2 + z^2}} + \frac{L-x}{\sqrt{(L-x)^2 + (a-y)^2 + z^2}} \right\} \quad (2.31)$$

$$B_2 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{a+y}{(a+y)^2 + z^2} \left\{ \frac{x}{\sqrt{x^2 + (a+y)^2 + z^2}} + \frac{L-x}{\sqrt{(L-x)^2 + (a+y)^2 + z^2}} \right\} \quad (2.32)$$

$$B_3 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{x}{x^2 + z^2} \left\{ \frac{a-y}{\sqrt{x^2 + (a-y)^2 + z^2}} + \frac{a+y}{\sqrt{x^2 + (a+y)^2 + z^2}} \right\} \quad (2.33)$$

ここで、 $I$  はヘアピンループに流れている電流、 $L$  はヘアピンループの往復直線電流の長さ、 $2a$  はその間隔、 $x, y, z$  は計算点の座標、 $\mu_0$  は真空の透磁率である。

以下にジョイントの最大通電電流を  $I_{\max}$ 、ヘアピンループの往復直線電流のギャップ（渡り成分の長さ）を  $a$ 、ヘアピンループの渡り成分の位置を  $x_w$ 、その初期値を  $x_0$ 、また最大値を  $x_{\max}$ 、 $I = I_{\max}$  の時のヘアピンループの数を  $N$  としそれぞれモデルの計算方法について述べる。また、以下の計算で用いたパラメータを表5.3に示す。

表5.3 モデル計算に用いたパラメーター

	記号	モデル1	モデル2, 3	モデル4
最大通電電流	$I_{\max}$ [A]	800	800	400
$I = I_{\max}$ の時のヘアピンループ数	$N$	80	80	40
往復直線電流間ギャップ	$a_{\max}$ [mm]	0.12 (一定)	0.38	0.16
往復直線電流長さ	$L$ [mm]	80	80	80
渡り成分位置の初期値	$x_0$ [mm]	0	0	0
渡り成分位置の最大値	$x_{\max}$ [mm]	28	28	20
計算点座標	$y$ [mm]	0	0	0
	$z$ [mm]	1	1	1.5

## 1) モデル1

モデル1は同一形状のヘアピンループの位置を少しずつずらしながら重ね合わせていくモデルである。計算のステップ*i*での渡り成分の位置  $x_w(i)$ は、

$$x_w(i) = x_0 + (x_{\max} - x_0) \frac{i-1}{N-1}, (i=1, N) \quad (5.1)$$

で与えられる。ヘアピンループの形状が同一なこと及び各ヘアピンループの分担する電流が等しいことから式(2.25)～(2.27)の  $I$ 、 $y$ 、 $z$ 、 $a$ を一定とすることができる。また、接続部のリード部も計算に含めて  $L \gg x_{\max} - x_0$  とすると  $L$ も一定とすることができるため、これらの和を

$$B(x) = B_1 + B_2 + B_3 \quad (5.2)$$

として  $x$  のみの関数とできる。磁場分布を求める点の位置を  $(x, y, z)$  とすると、その点の電流の増加にともなう磁場の変化は、

$$B(x, i) = \sum_{i=1}^i B(x - x_w(i)), (i=1, N) \quad (5.3)$$

で与えられる。表5.3に示すパラメータを用い、ホール素子A, B-1~7の位置に相当する  $x=0 \sim 30$  mmにおける電流の増加にともなう磁場の大きさを計算し、電流で規格化した結果を図5.17に示す。ホール素子A-1の位置に相当する  $x=0$  mmの計算結果は、計算点付近を渡り成分が通過した後は、ヘアピンループの往復直線電流による磁場が支配的になり、このギャップが変化しないため磁場は線形に変化し、0.47 Gauss/Aに収束している。また、 $x \geq 5$  mmの計算点における極小値は渡り成分の寄与によるものであり、 $x$ の増加にともない小さくなっている。これは、渡り成分の長さが一定であり、どの点においても渡り成分からの寄与はほとんど変わらないが、往復直線成分からの寄与が  $x$ の大きな位置では大きくなるためである。

## 2) モデル2

モデル2では渡り成分の位置の他に往復直線電流のギャップも変化する。この最大値を  $a_{\max}$  とすると、計算のステップ*i*でのギャップ  $a(i)$ は、

$$a(i) = a_{\max} \frac{i}{N}, (i=1, N) \quad (5.4)$$

で与えられる。ヘアピンループ電流の磁場分布は、

$$B(x, a) = B_1 + B_2 + B_3 \quad (5.5)$$

として  $x$  と  $a$  の関数とできる。磁場分布を求める点の位置を  $(x, y, z)$  とすると、その点の電流の増加にともなう磁場の変化は、

$$B(x,i) = \sum_{j=1}^i B(x - x_w(i), a(i)), (i = 1, N) \quad (5.6)$$

で与えられる。表 5.3 に示すパラメータを用い、ホール素子 A,B-1~7 の位置に相当する  $x=0\sim 30\text{ mm}$  における電流の増加にともなう磁場の大きさを計算し、電流で規格化した結果を図 5.18 に示す。このモデルではヘアピンループの往復直線電流間ギャップが通電電流の増加にともない変化するため、磁場の変化は非線形になる。また、 $x \geq 5\text{ mm}$  の計算点における極大値は、渡り成分の寄与によるものであるが、モデル 1 の場合とは異なり、 $x$  の増加にともない極大値は大きくなる。これは、 $x$  が大きい位置では、その近傍にある渡り成分が長いため、その寄与が大きくなるためである。

### 3) モデル 3

モデル 3 はモデル 2 に加えて各ヘアピンループの分担する電流がその渡り成分の長さに反比例するモデルである。計算ステップ  $i$  では  $i$  個のヘアピンループが存在する。 $j$  番目のヘアピンループのギャップは式 (5.4) で与えられ、このヘアピンループが分担する電流  $I(i,j)$  は、

$$I(i,j) = \frac{I_{max} \frac{i}{N}}{\sum_{i=1}^i i} (i+1-j) = \frac{2(i+1-j) I_{max}}{(i+1)N} \quad (5.7)$$

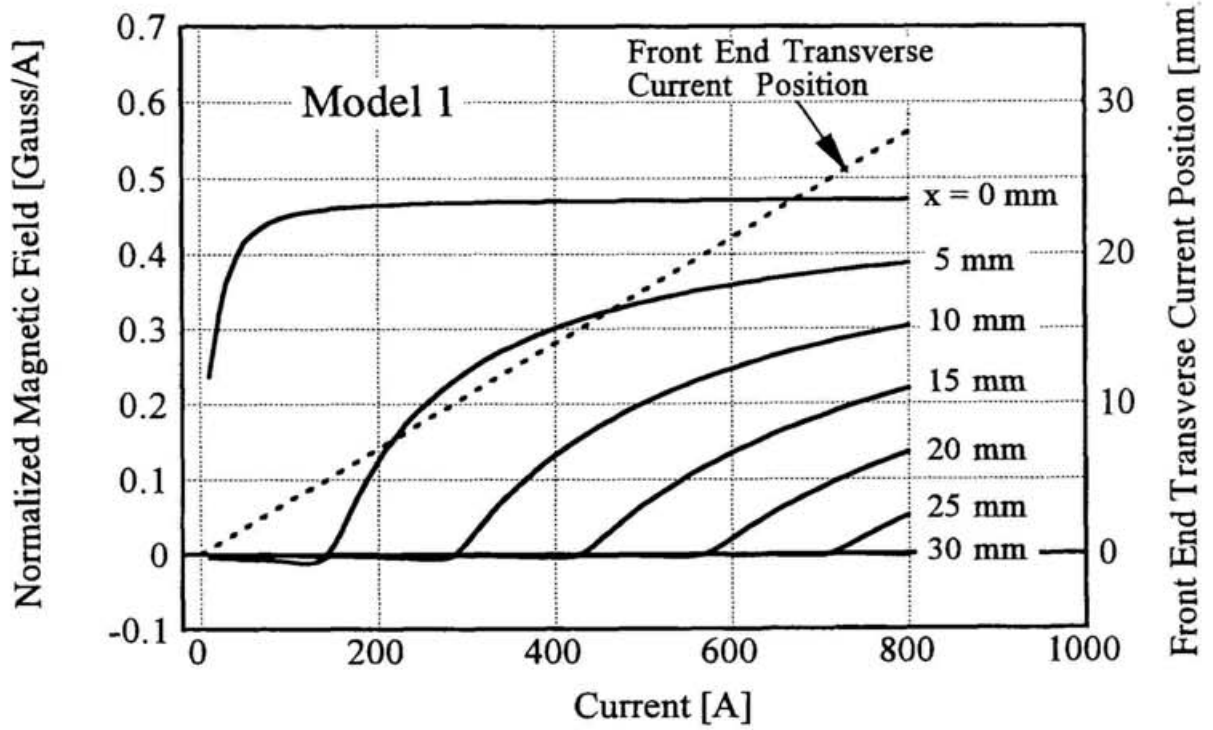
で与えられる。ヘアピンループ電流の磁場分布は、

$$B(x,a,I) = B_1 + B_2 + B_3 \quad (5.8)$$

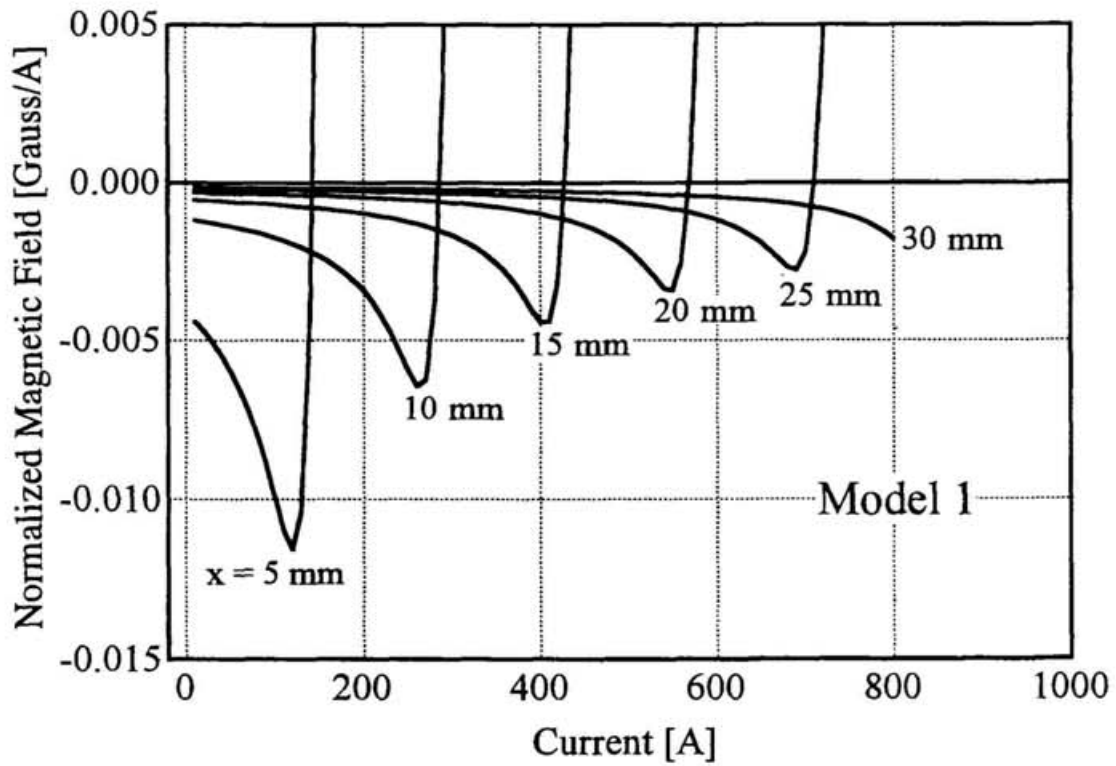
として  $x$ 、 $a$  及び  $I$  の関数とできる。磁場分布を求める点の位置を  $(x,y,z)$  とすると、その点の電流の増加にともなう磁場の変化は、

$$B(x,i) = \sum_{j=1}^i B(x - x_w(j), a(j), I(i,j)), (i = 1, N) \quad (5.9)$$

で与えられる。モデル 2 と同一パラメータで計算した結果を計算点の  $x$  座標をパラメーターとして図 5.19 に示す。このモデルでは、モデル 2 と同様に磁場の変化は非線形になる。また、 $x \geq 5\text{ mm}$  の計算点における極大値がモデル 2 の場合よりも小さくなっているが、これは計算点の近傍にある渡り成分の長さはモデル 2 と同じであるが、それに流れている電流が渡り成分の長さに反比例して小さくなっているためである。

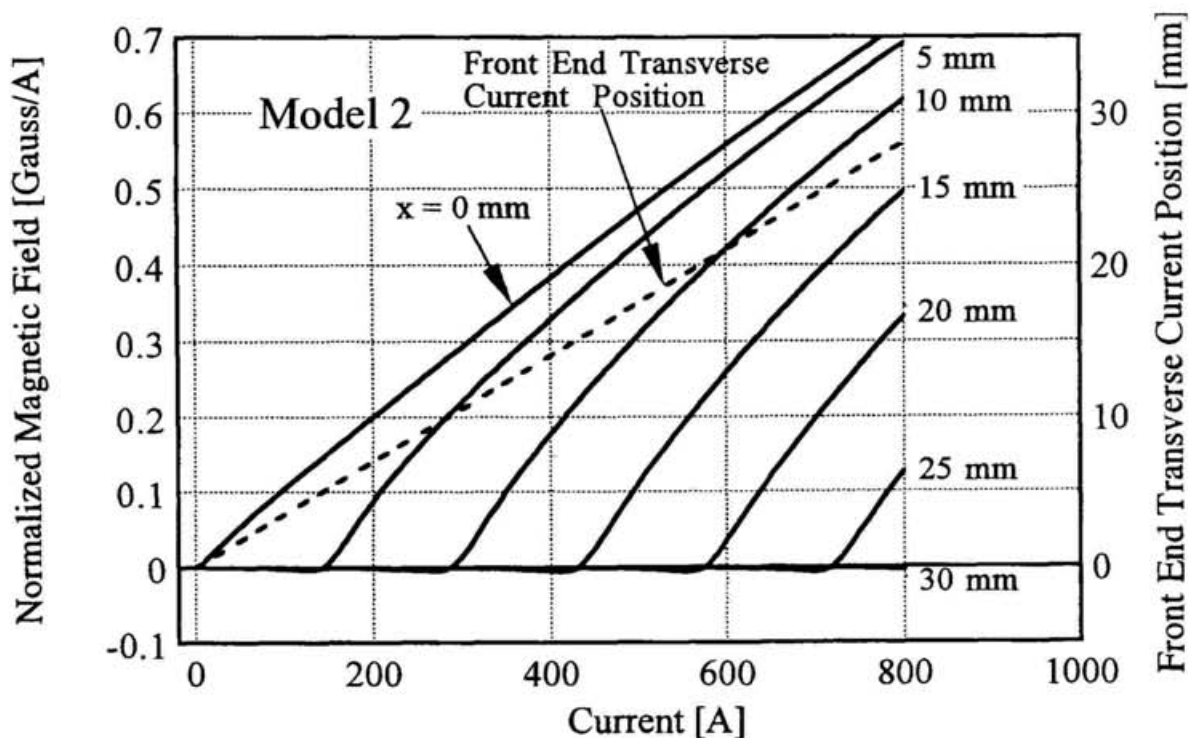


(a) 計算結果

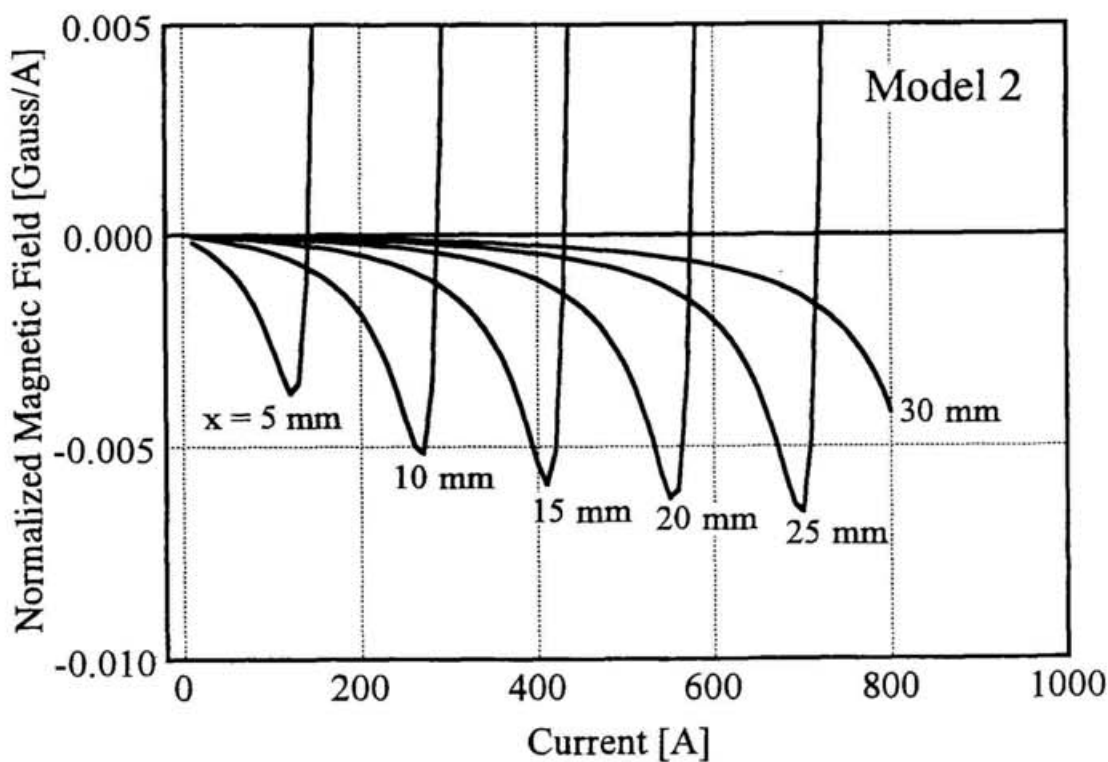


(b) 上図の0 Gauss/A 付近の拡大図

図 5.17 モデル1 磁場分布計算結果

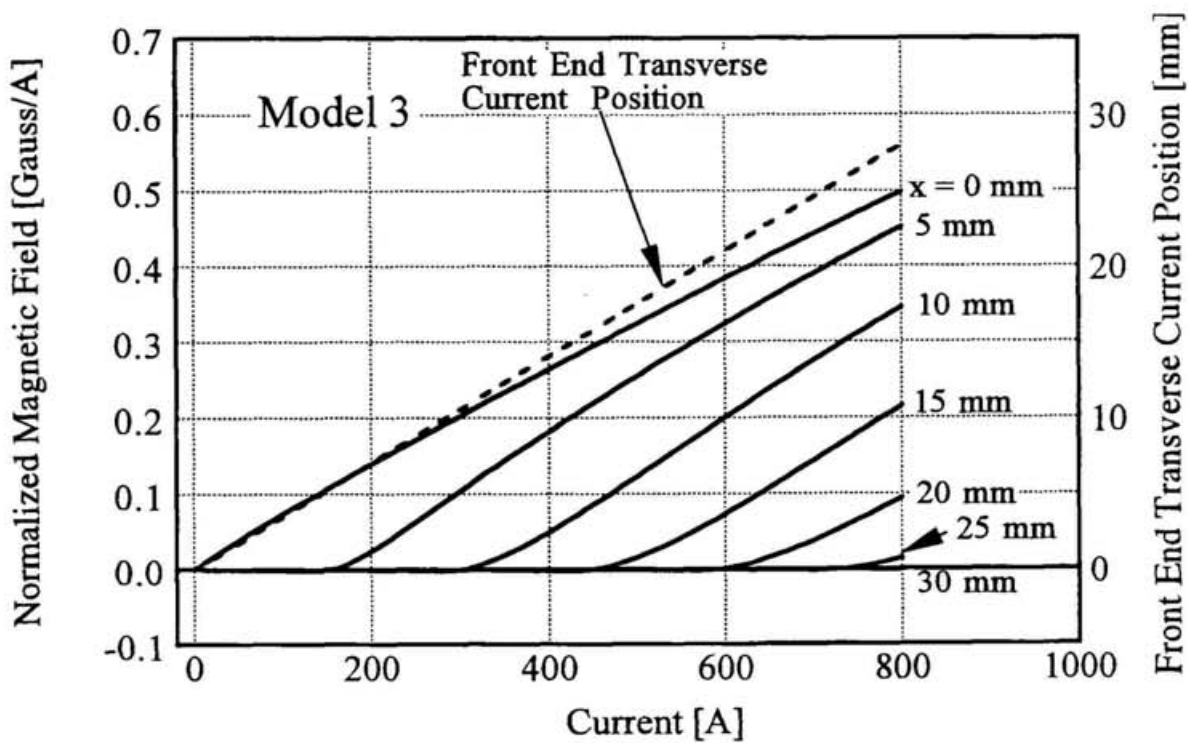


(a) 計算結果

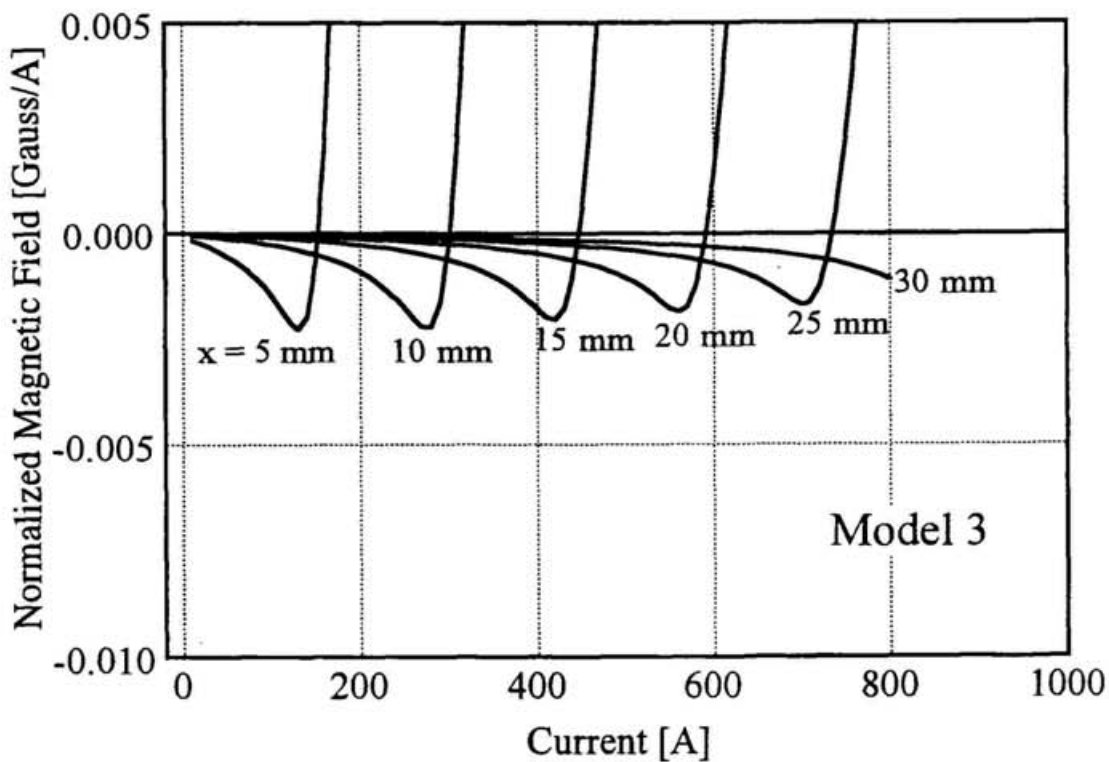


(b) 上図の0 Gauss/A 付近の拡大図

図 5.18 モデル 2 磁場分布計算結果



(a) 計算結果



(b) 上図の 0 Gauss/A 付近の拡大図

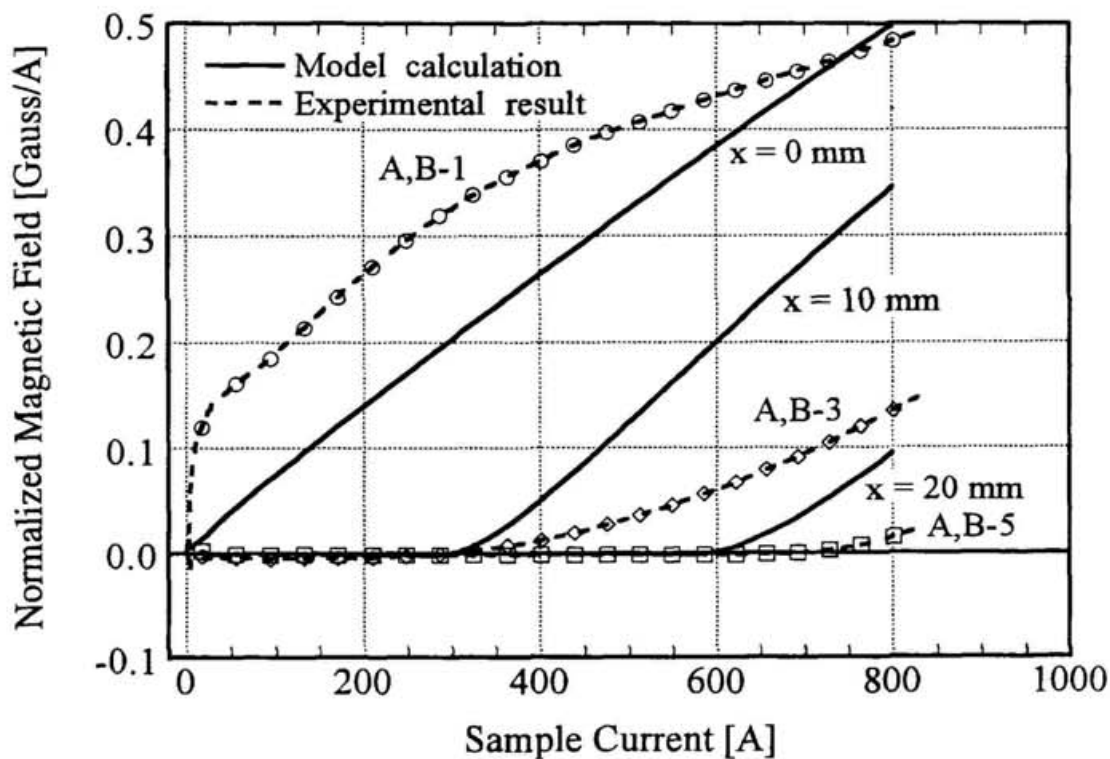
図 5.19 モデル 3 磁場分布計算結果

ここでは、ヘアピン・ジョイントのうちラップ（幅狭）ジョイントの外部磁場が 0T の実験結果（図 5.8 (b)）とモデル 3 計算との比較を行う。この実験結果を取り上げるのは、

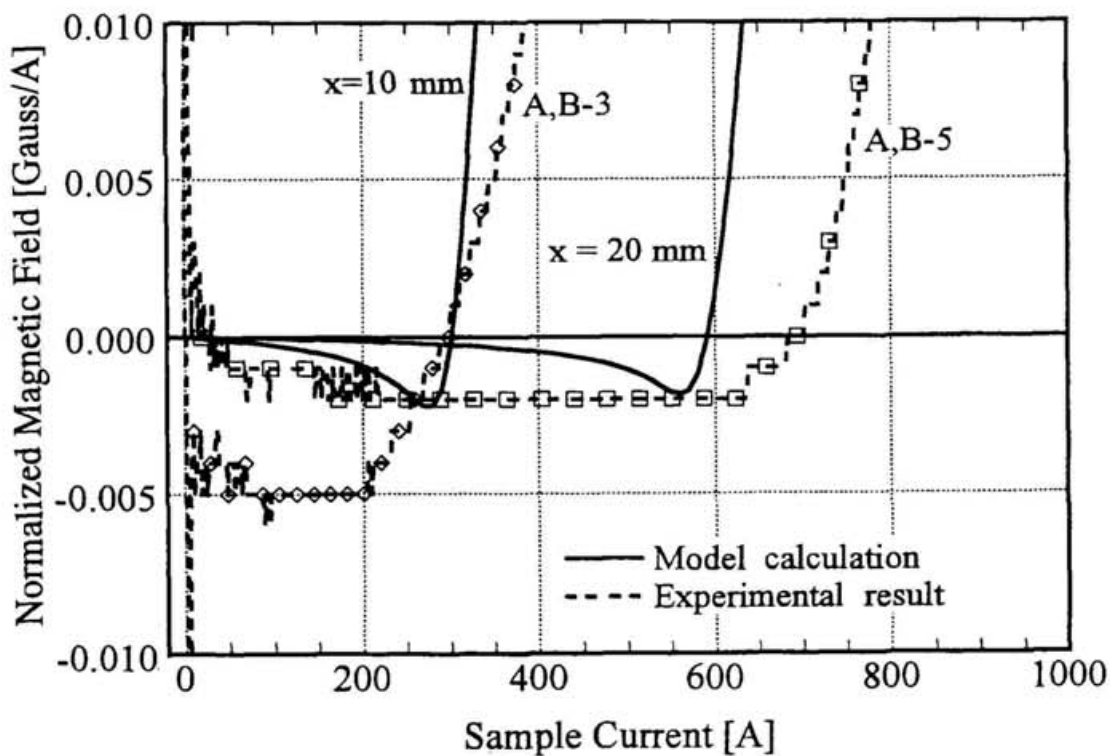
- (1) フィラメント構成が単純でヘアピンループ電流の重ね合わせに近似することができる。
- (2) ジョイントの幅が狭く、幅方向の電流分布の影響が少ないと考えられる。
- (3) 実験結果でも接続部の両側での磁場分布がよい対称性を示している。
- (4) 外部磁場の影響を考慮する必要がない。

という理由による。図 5.20 に  $x=0, 10, 20$  mm の位置のホール素子 A,B-1,3,5 における規格化平均磁場とモデル 3 の計算結果との比較を示す。接続部根元に相当する実験結果（A,B-1 の平均：図中 A,B-1）と計算結果（ $x=0$  mm）を比較すると、通電開始時の立ち上がりは異なるが、定性的には一致していると考えられる。接続部根元から 10 mm の位置に相当する実験結果（A,B-3 の平均：図中 A,B-3）と計算結果（ $x=10$  mm）については、定性的な一致をみることができ、さらに磁場極性が反転する電流については、よく一致している。また、接続部根元から 20 mm の位置に相当する実験結果（A,B-5 の平均：図中 A,B-5）と計算結果（ $x=20$  mm）についても定性的な一致をみることができる。

モデル 3 の計算結果とラップ（幅狭）ジョイントの実験結果については、定性的な一致をみることができたが、接続部根元での通電開始時の立ち上がりについては、モデル計算との差は大きい。モデル 3 では、それぞれのヘアピンループが完全に独立しており、このことがモデルと実験の差の原因の一つと考えられる。そこで次項に述べる“2次元回路モデル”（モデル 4）を新たに考えた。



(a) 計算結果と実験結果 (全体)



(b) 上図の0 Gauss/A 付近の拡大図

図 5.20 実験結果とモデル計算の比較 (その1)  
 (ラップ (幅狭) ジョイント、 $B_{ext} = 0$  T の実験結果とモデル3の計算結果の比較)



### 第3項 ヘアピン・ジョイント内部の電流分布のモデル（その2）

電流分布モデルの最適化を目指し、本節第1項で示したモデルを発展させ、独立していたヘアピンループ間を接続した2次元回路モデル（モデル4）を考える。このモデルの電流分布が十分発達した場合の回路図の一例を図5.21に示し、このモデルのラップ（幅狭）ジョイントに相当する概念図を図5.22に示す。このモデルは、コイル用導体(2)の電流伝播に寄与するフィラメント群の断面積は、永久電流スイッチ用導体のフィラメント群の断面積と同一であると仮定し、それぞれのフィラメント群を厚さ方向に5分割し、分割された一つひとつ（断面寸法： $0.8 \times 0.076 \text{ mm}$ ）を1本のフィラメント抵抗要素で置き換え、この要素間を複数のフィラメント間接合抵抗要素で接続したものである。このモデルでは、電流経路を仮定し、電圧源を持つ分布定数回路網として各抵抗要素に流れる電流を計算し、電流分布を求める[44]。

この2次元回路モデルのフィラメント抵抗要素は、本来は超伝導であるが、接合部特有の不完全性により微小抵抗を有すると仮定し、抵抗値を $1 \times 10^{-17} \Omega$ とした。一方、フィラメント間接合抵抗要素は、固相接合によるものであり、その抵抗値はフィラメント抵抗要素以上になり、さらに通電電流に依存し変化することが考えられるが、その抵抗値は、フィラメント抵抗要素と同一かつ一様であると仮定した。

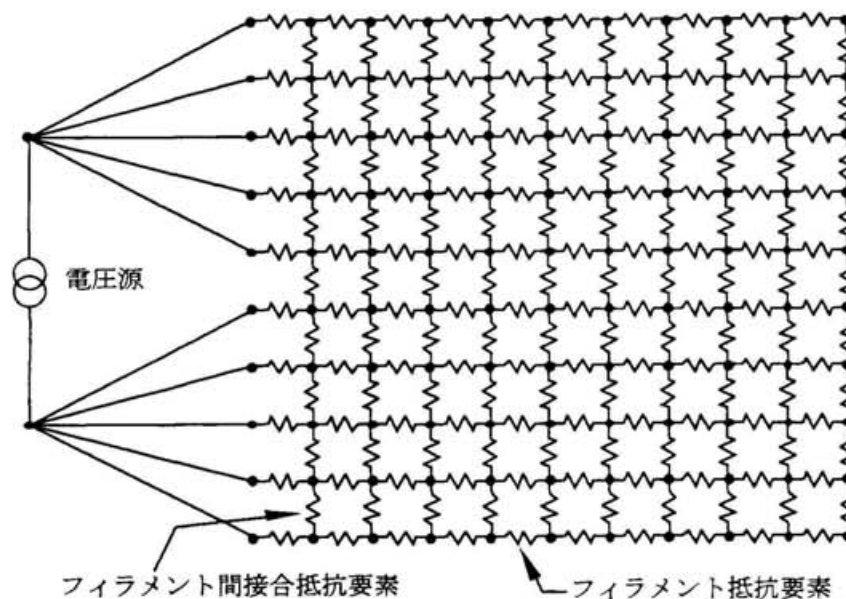


図 5.21 2次元回路モデルの回路図の一例

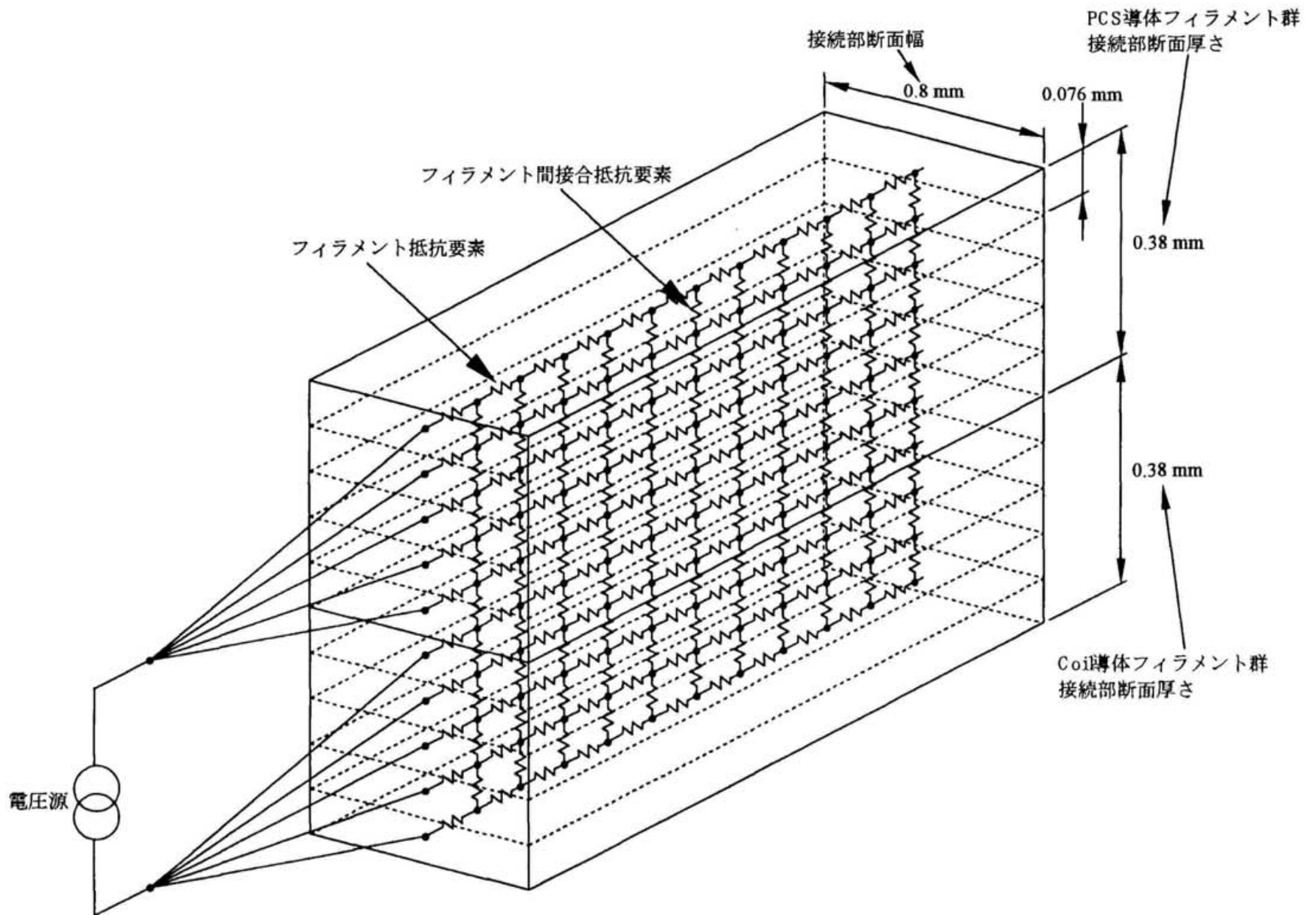


図 5.22 2次元回路モデル概念図

#### 第4項 モデル計算結果と実験結果の比較（その2）

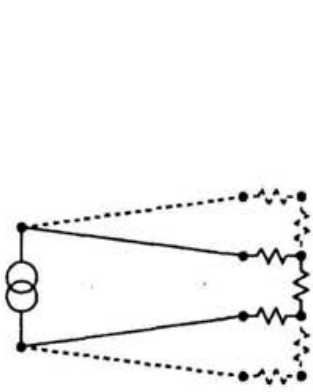
電流は、第2種超伝導体中のピン止め力によって最も流れやすい最内部から流れ始めると考え、2次元回路網の初期状態を図5.23 (1)のように仮定する。

電流の増加にともなう電流分布の拡がりについては3つの要因が考えられる。1つめは、電流の増加にともない電流に作用するローレンツ力がピン止め力を上回ることによるものである。2つめは、電流の増加にともない各抵抗要素に作用する自己磁場が増大し、その結果、不完全な超伝導状態が破れ、その部分の抵抗が増大することによるものである。そして3つめは、電流の変化にともなうインダクティブな効果によるものである。実際には、この3つの要因が組み合わされて、電流分布が拡がるものと考えられる。

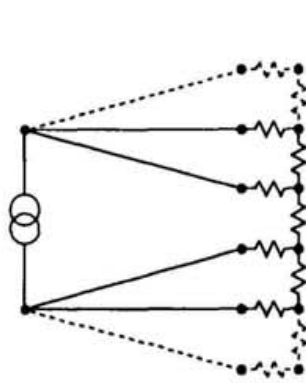
ラップジョイントの実験結果において、その接続部の根元近傍の磁場が小電流域で急激に増大し、電流分布が主に幅方向に拡がっていると考えられるため、2次元回路モデルでは、図5.23に示すように、接続部厚さ方向への拡幅と長手方向への伸長を繰り返しながら拡がる回路網により電流分布の拡がりをモデル化した。

ラップ（幅狭）ジョイントの場合の接続部根元のホール素子A,B-1の位置における発生磁場は、以上のように電流分布が拡がると仮定し、それぞれの2次元回路パターンにおける電流分布を求め、フィラメント間接合抵抗要素のピッチをフィラメント抵抗要素と同一の0.076 mmとして、計算した。その計算結果と実験結果の比較を図5.24に示す。通電電流が約350 A付近までは、ほぼ定量的な一致を見ることができる。このことから、通電開始直後の電流分布は、接続部の厚さ方向に主に拡がり、その後、接続部長手方向に侵入していると理解できる。

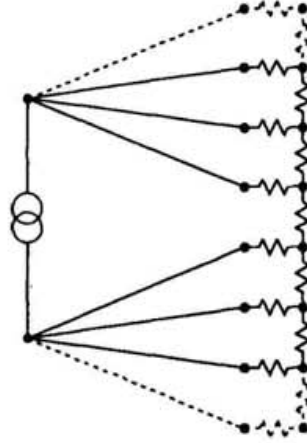
2次元回路モデルの接続部根元付近の電流分布は、通電電流が、350 A以上ではほぼ一定になり、その結果、規格化磁場の大きさは一定値に収束している。一方、実験結果の規格化磁場の大きさは尚も増大しており、接続部根元付近の電流分布のマクロ的に見た幅が拡がり続けていることを示している。これは、2次元回路モデルでは、フィラメント間接合抵抗要素の抵抗値を一定且つ一様と仮定していることが、一つの原因として考えられ、さらなるモデルの最適化が必要である。



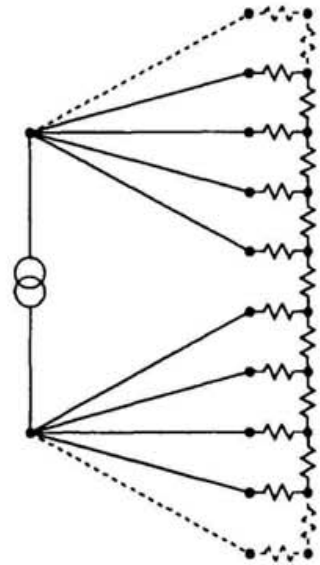
(1) Step 1 (Initial circuit)



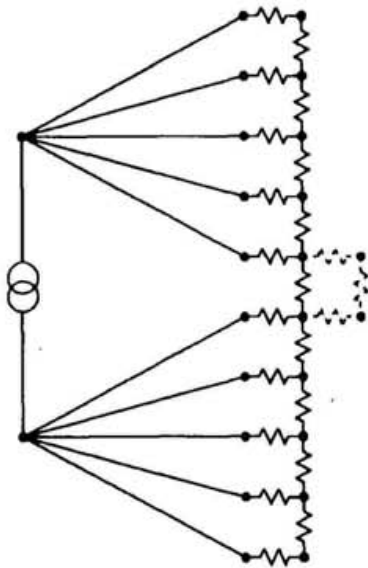
(2) Step 2



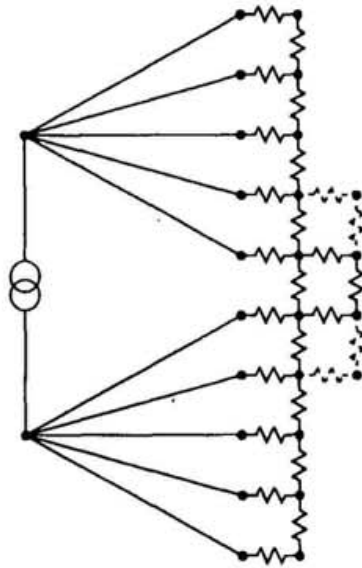
(3) Step 3



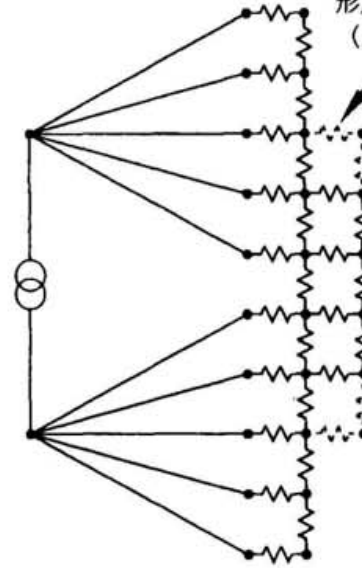
(4) Step 4



(5) Step 5

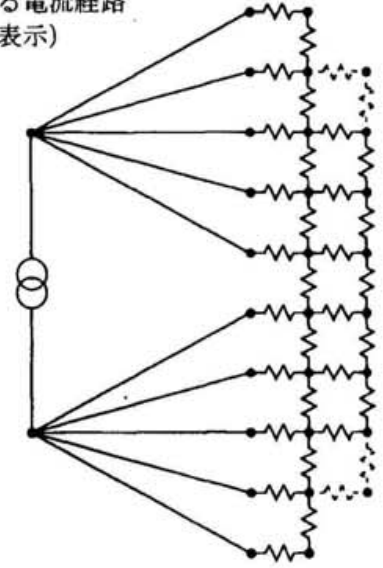


(6) Step 6



(7) Step 7

次のステップで新たに  
形成される電流経路  
(点線で表示)



(8) Step 8

図5.23 2次元回路モデルの電流分布の拡張過程

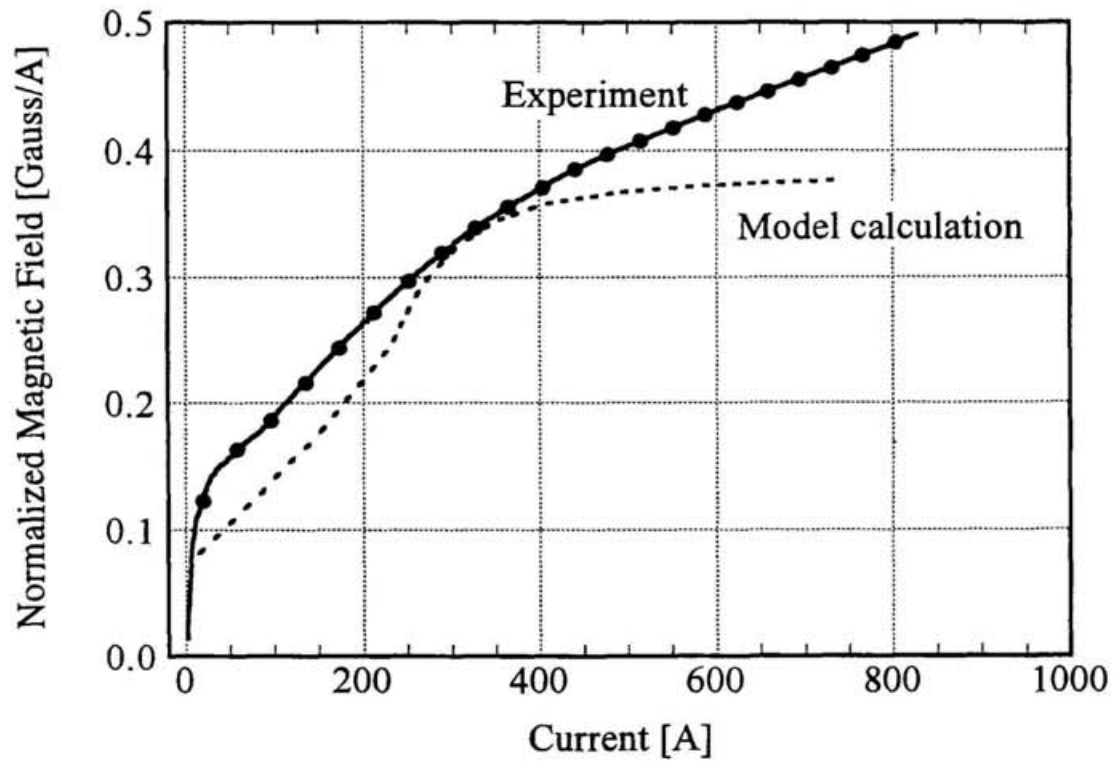


図 5.24 実験結果とモデル計算の比較 (その 2)  
(ラップ (幅狭) ジョイント、 $B_{ext} = 0$  T の実験結果と 2 次元回路モデルの比較)

## 第5項 ジョイント単体実験についての考察のまとめ

ジョイント単体での実験結果を基に接続部での電流伝播特性について行った考察の結果は以下のようにまとめられる。

- (1) 接続部の通電電流の増加にともない電流分布が2次元的に広がる回路モデルと実験結果が定性的に一致する。
  
- (2) 接続部の厚さ方向への拡がりについて：  
通電電流の変化にともなう非線形な磁場分布の変化が観測された。これはヘアピンループ電流の厚さ方向への拡がりに対応していると理解できる。
  
- (3) 接続部の軸方向への電流の侵入（拡がり）について：  
通電電流の増加とともに接続部の根元から順に軸方向の先端に向かって磁場の極性反転現象が観測された。これは電流が軸方向に侵入していくことによると理解される。

## 第6章 永久電流スイッチと組合せた永久電流実験

### 第1節 実験の目的と制限

ヘアピン・ジョイント単体実験では、ジョイント通電電流の増加にともなう磁場分布の変化を測定し、その非線形な変化と磁場の極性反転現象は、ヘアピンループが2次元的に広がるモデルによって説明できることを明らかにした。この結果を基に、接続部通電電流が一定の永久電流モードにおける接続部内の電流分布の変化を観測することを目的とした実験を行う。

永久電流の閉ループは、永久電流スイッチ、スプリットコイル及び両者を接続する2つの接続部から構成される。この実験で用いた永久電流スイッチと接続部が、そのまま Appendix.4 で述べる太陽アクシオン探索用冷凍機直冷式永久電流マグネット（以下アクシオンマグネットと記す）に組み込まれるため、その設置場所の空間的制限等により次節第2項で述べるような特殊な配置で銅板上に固定され、実験に供される。

永久電流スイッチ及びスプリットコイルは、それぞれヘアピン・ジョイント単体実験で使用した導体を用いて製作し、接続部は単体実験と同じ導体の組み合わせとした。接続部内のフィラメント構成は、実用接続部として、接続部内の電流分布の均一性及び接続特性の向上を期待し、三編みタイプとした。編み込み手順は、それぞれの導体のフィラメントを3つに分割し、互いに撚り合わせ3つのペアを作成した後、三編みにする。この手順を図6.1に示す。三編みのしやすさから、導体幅広面で接触させるように導体を重ねるため、接続部の幅は、コイル用導体(2)の幅と同一になり、固相接合部断面寸法は、図5.1(a)に示すようにラップ（幅広）ジョイントと同じ $1.8 \times 0.549 \text{ mm}$ となる。

接続部周辺発生磁場観測用ホール素子は、アクシオンマグネットの計測点数の制限から接続部の片側に3個、両側で6個である。また取付けピッチも個数が少ない分、ヘアピン・ジョイント単体実験の場合よりも広くして $7.5 \text{ mm}$ ピッチとした。ホール素子のレイアウトを図6.2に示す。

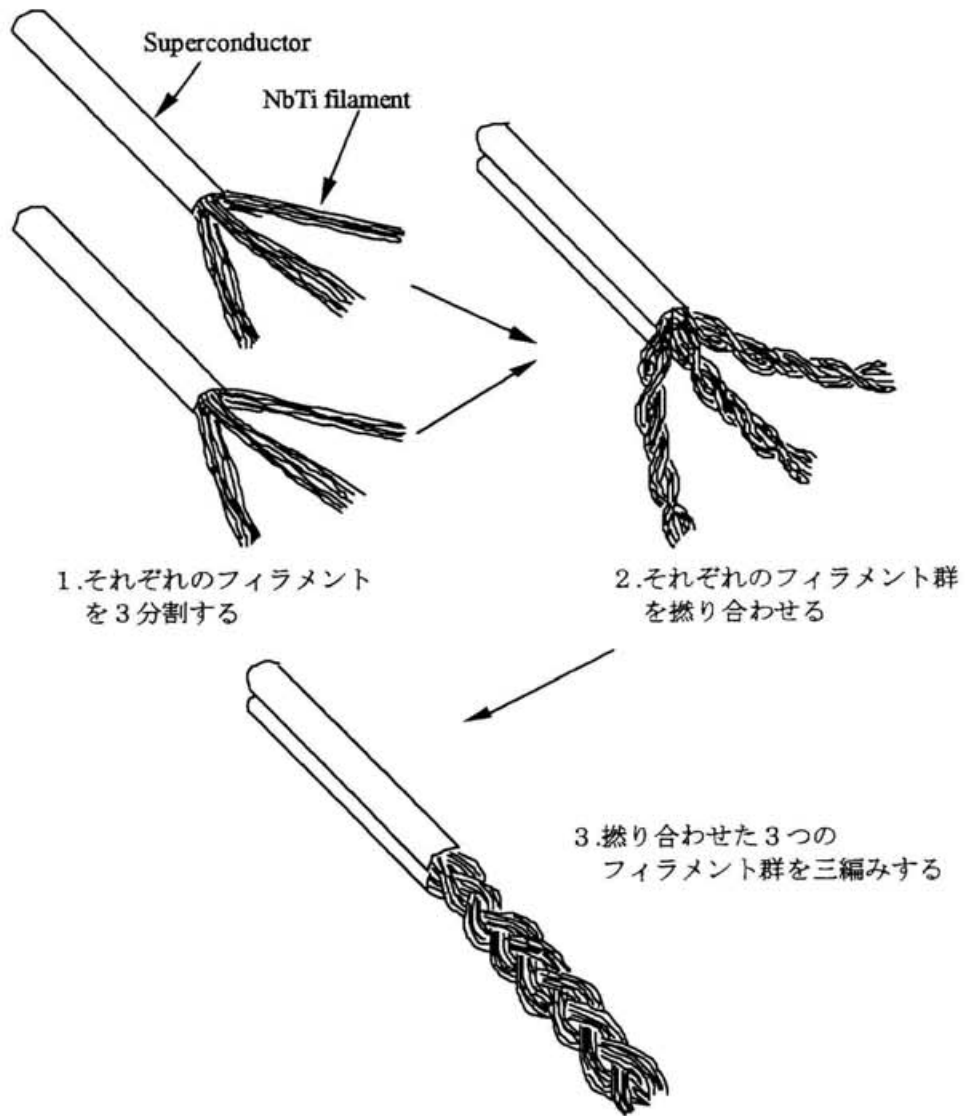


図 6.1 フィラメントの三編み手順



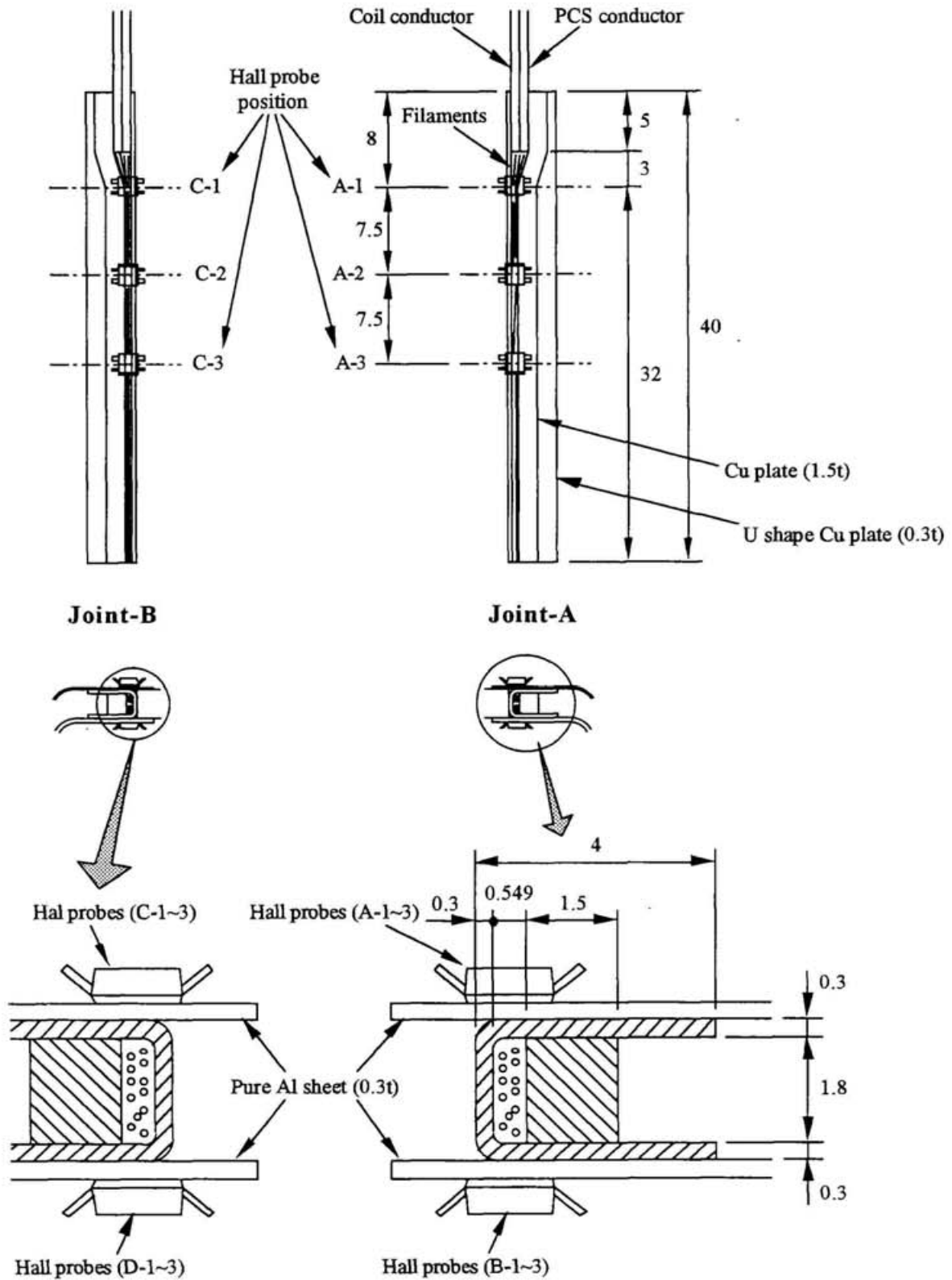


図6.2 永久電流実験のホール素子レイアウト

## 第2節 実験

### 第1項 実験のセットアップ

永久電流実験で用いた永久電流スイッチの仕様をそれぞれ表6.1に、スプリットコイルの仕様と断面図を表6.2と図6.3に示す。また、実験のセットアップを図6.4と図6.5に示す。

スプリットコイルは、バックアップマグネット上フランジに取付けたクロスバーの下側に固定され、ボア中心上端に取付けられる。このスプリットコイルの中心磁界の減衰を測定するためのホール素子 (BHA-921) が取付けられている。

永久電流スイッチは、図に示すような銅板 (6 mm) に固定されている。2つの接続部は、それぞれ治具 (Cu) にハンダ付けされ、この治具を銅板にボルトで取付けることにより固定される。図6.6に接続部の詳細を示す。この銅板と永久電流ループ回路の間はカプトンテープで電気絶縁されている。接続部には、周辺発生磁場観測用のホール素子が取付けられている。ホール素子には制御電流が流され、発熱し、これが接続部の超伝導特性に影響を及ぼすことを防ぐため、接続部とホール素子の間に純アルミシートを挟み、これを銅板に熱アンカーとして固定した。アキシオンマグネットに組み込まれた場合には、接続部は真空中に置かれ、接続部の冷却は、これが固定されている銅板からの熱伝導のみによって行なわれる。この環境を模擬するために、真空パテにて断熱を行い、ガスヘリウムによる冷却を遮断した。

表6.1 永久電流スイッチの仕様

項 目	
巻線	無誘導巻き
OFF時抵抗	約 5 Ω
巻線部 内径	70.0 mm
外径	72.2 mm
長さ	57.6 mm
OFF/ON 時間	5 min (11.7 → 7.4 K、真空中)
巻き枠材質	GFRP (G-10)

表6.2 スプリットコイルの仕様

項 目	
コイルタイプ	ヘルムホルツタイプ
コイル 内径	20 mm
外径	54 mm
厚さ	21 mm × 2
中心間距離	39 mm
巻き枠材質	GFRP (D6R)
インダクタンス	0.46 mH

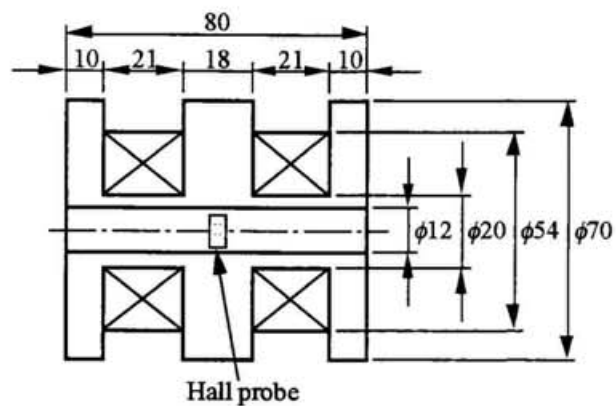


図6.3 スプリットコイル断面図

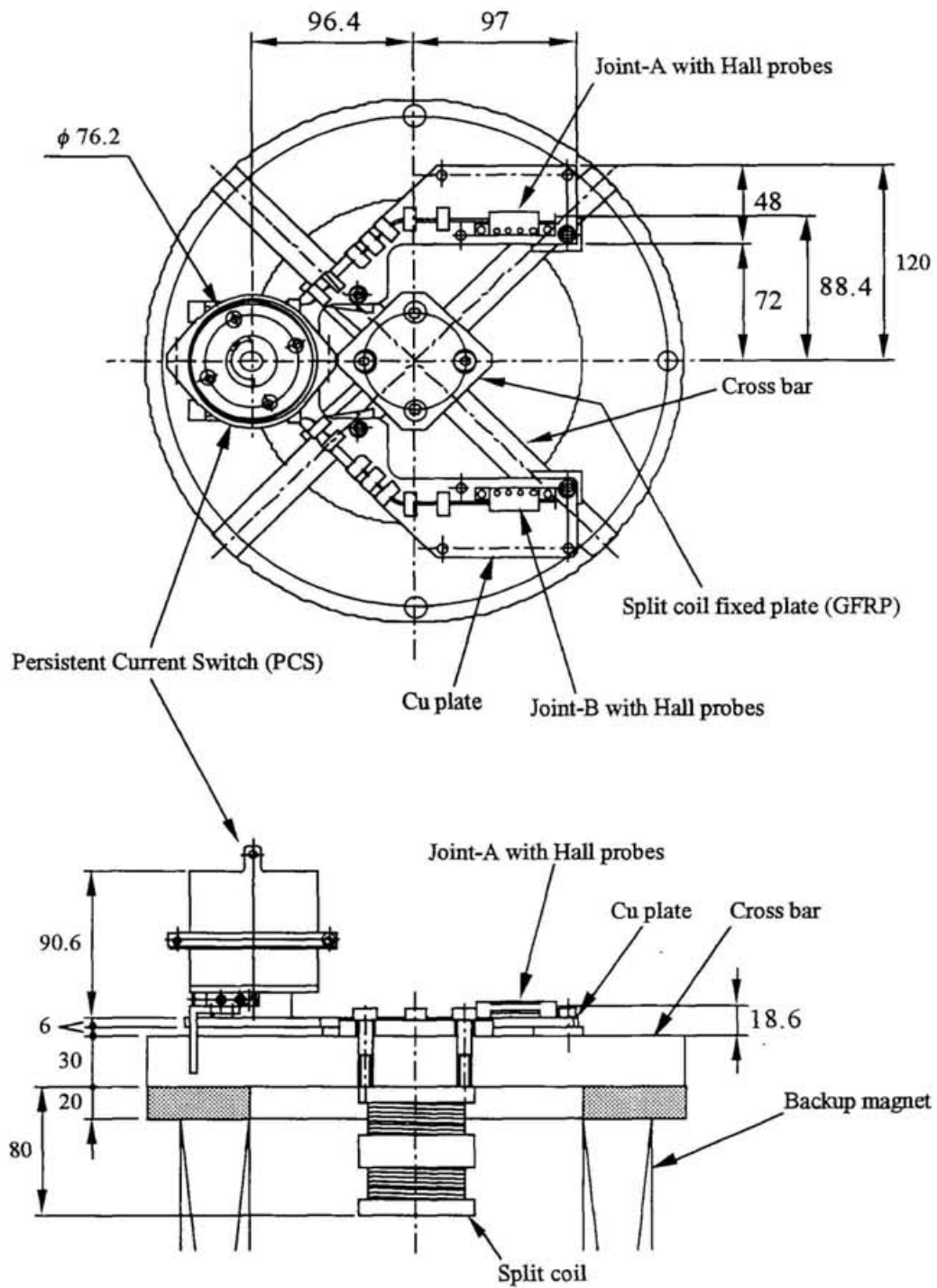
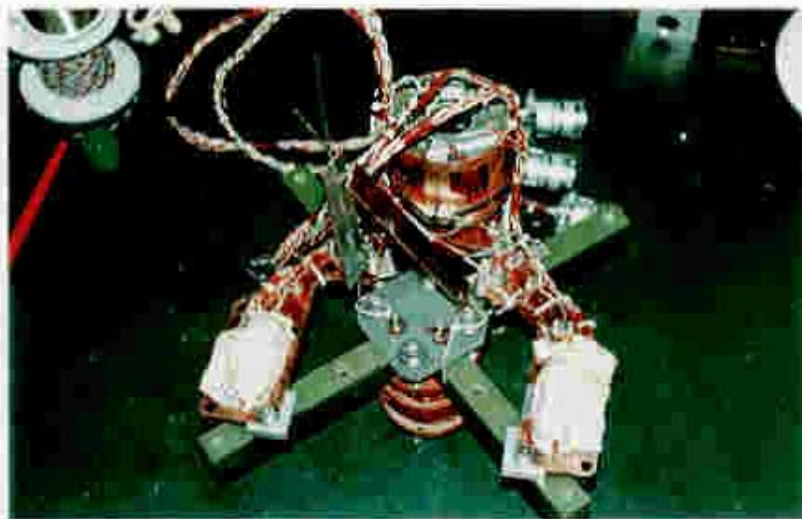
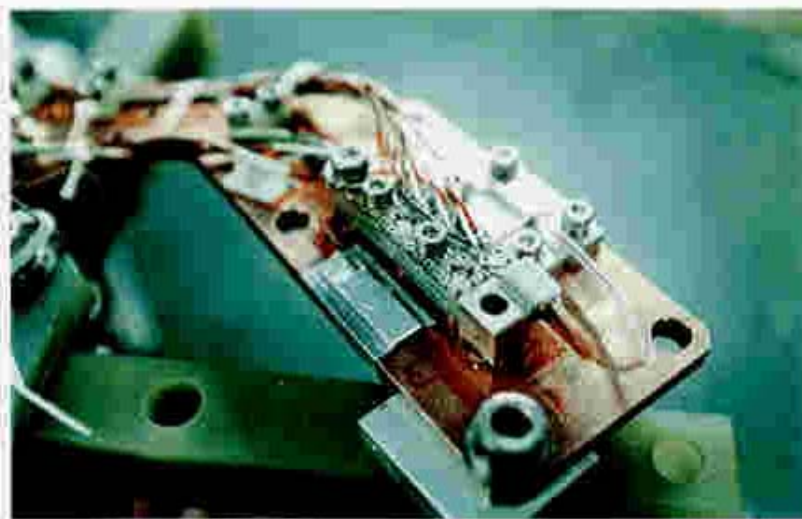


図 6.4 永久電流実験のセットアップ



(a) 永久電流スイッチと組合せたところ。



(b) 接続部

図6.3 永久電流スイッチと組合せた永久電流実験セットアップ外観



(c) バックアップマグネットに取付けたところ

図 6.5 永久電流スイッチと組合せた永久電流実験セットアップ外観

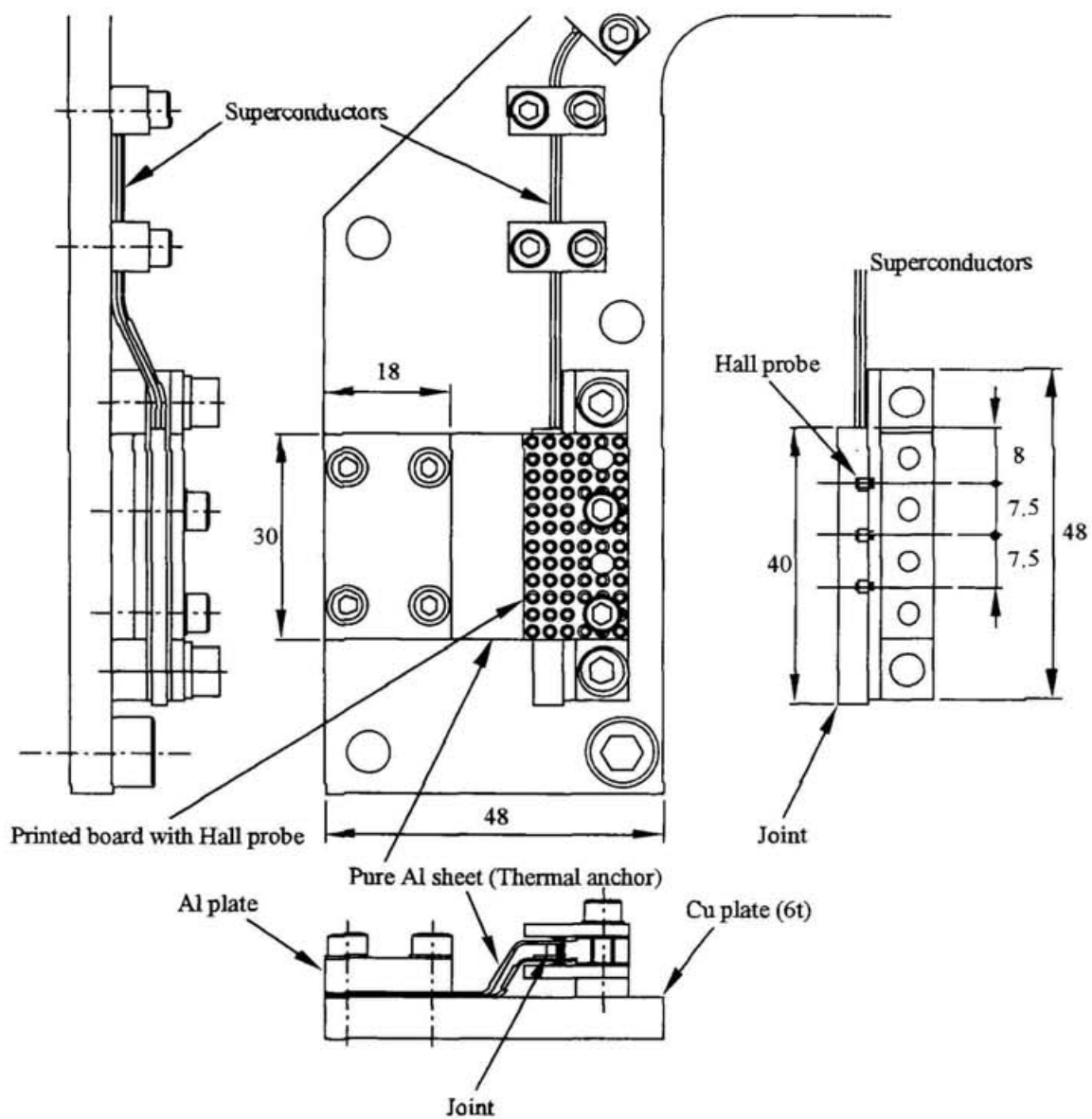


図 6.6 永久電流実験のセットアップのジョイント部詳細

## 第2項 実験手順と経過

実験の回路図を図 6.7 に、またタイムチャート形式の実験手順を図 6.8 に示す。永久電流モード通電の手順を以下に記す。

1. バックアップマグネットの励磁により、永久電流スイッチと接続部に外部磁界を印加する。
2. 永久電流スイッチのヒーターに通電し、永久電流スイッチを OFF 状態にする。
3. スプリットコイルの励磁を行う。
4. 永久電流スイッチのヒーターをきり、温度を下げ、永久電流スイッチを ON 状態にする。
5. スプリットコイルの供給電流を減ずる。

以上の過程を経て永久電流モードへの移行が完了する。

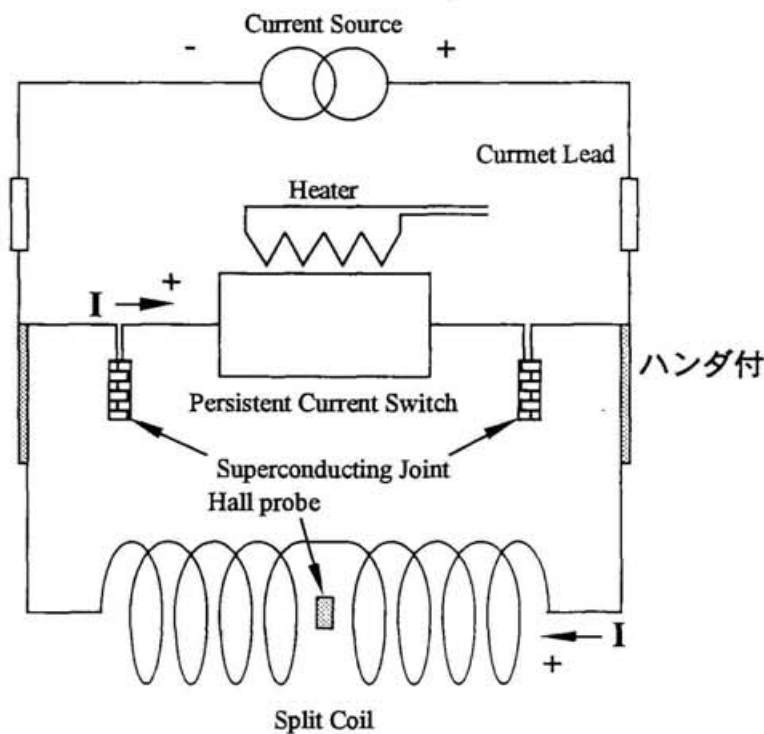


図 6.7 永久電流実験の回路図



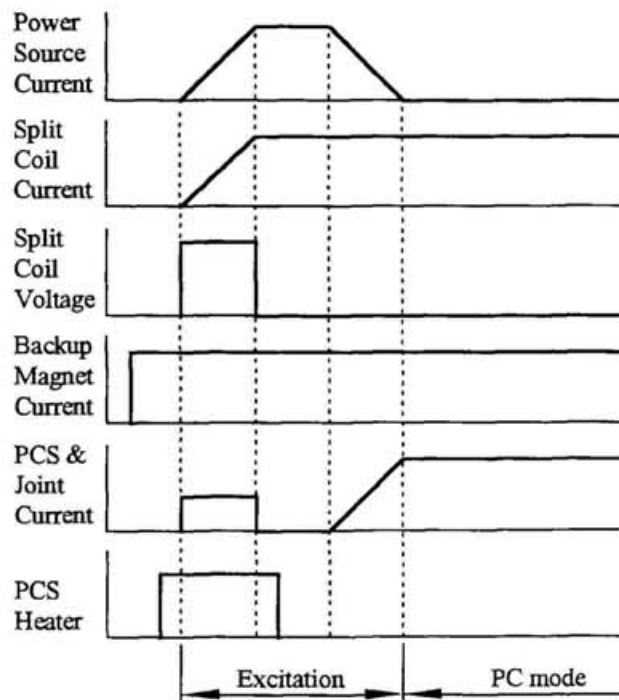


図 6.8 永久電流実験のタイムチャート

実験開始から永久電流モード移行完了まで (0~30 min) のスプリットコイル及びバックアップマグネット通電電流の変化と永久電流スイッチ両端の電圧の変化を図 6.9 に、永久電流スイッチ及び接続部サンプル (A、B) の温度変化を図 6.10 に、液体ヘリウムレベルとクライオスタット内圧力の変化を図 6.11 に示す。また、実験開始から永久電流モードを経てクエンチが発生するまでのスプリットコイル中心磁場の変化と永久電流スイッチ及び接続部 (A、B) の温度変化を図 6.12 に示す。本実験では、永久電流モード (通電電流を保持した状態) での外部擾乱による接続部内の電流分布変化の可能性を探ることを目的とし、液体ヘリウムの液面の低下にともなう温度上昇を永久電流スイッチ及び接続部サンプルに与えた。

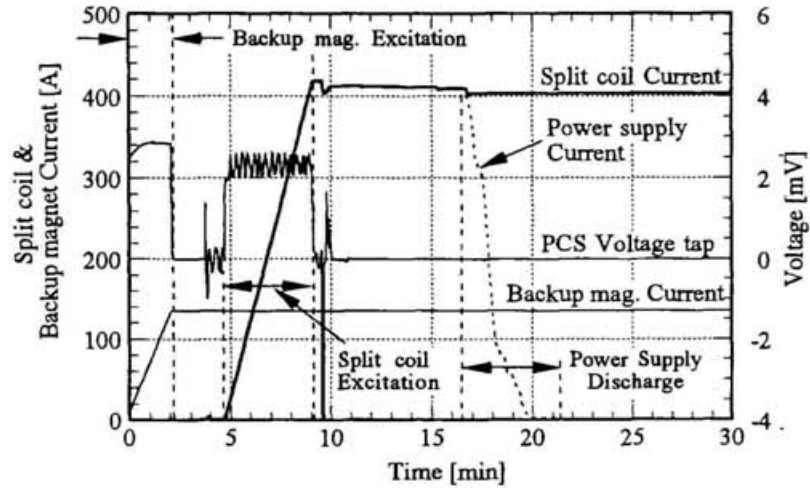


図 6.9 スプリットコイル及びバックアップマグネット通電電流と永久電流スイッチ両端電圧の変化

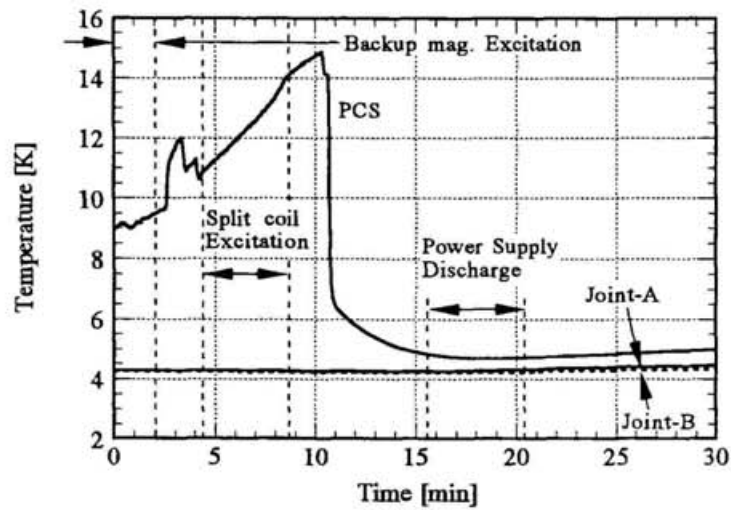


図 6.10 永久電流スイッチと接続部 (A、B) の温度変化

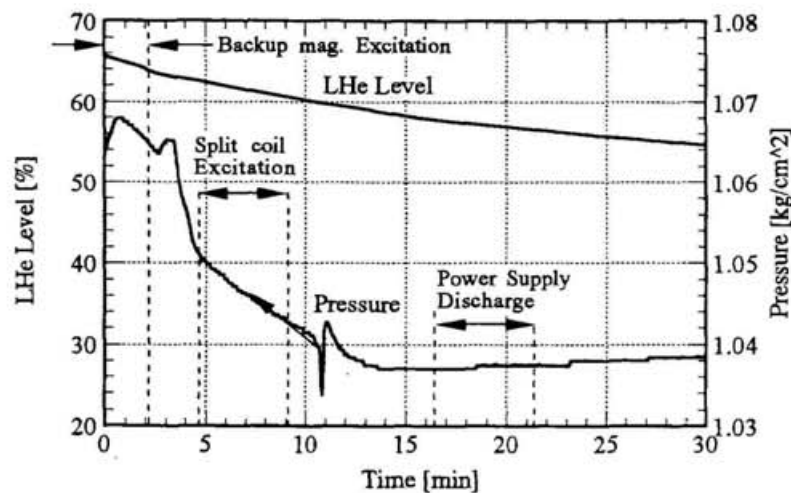


図 6.11 液体ヘリウムレベルとクライオスタット内圧の変化

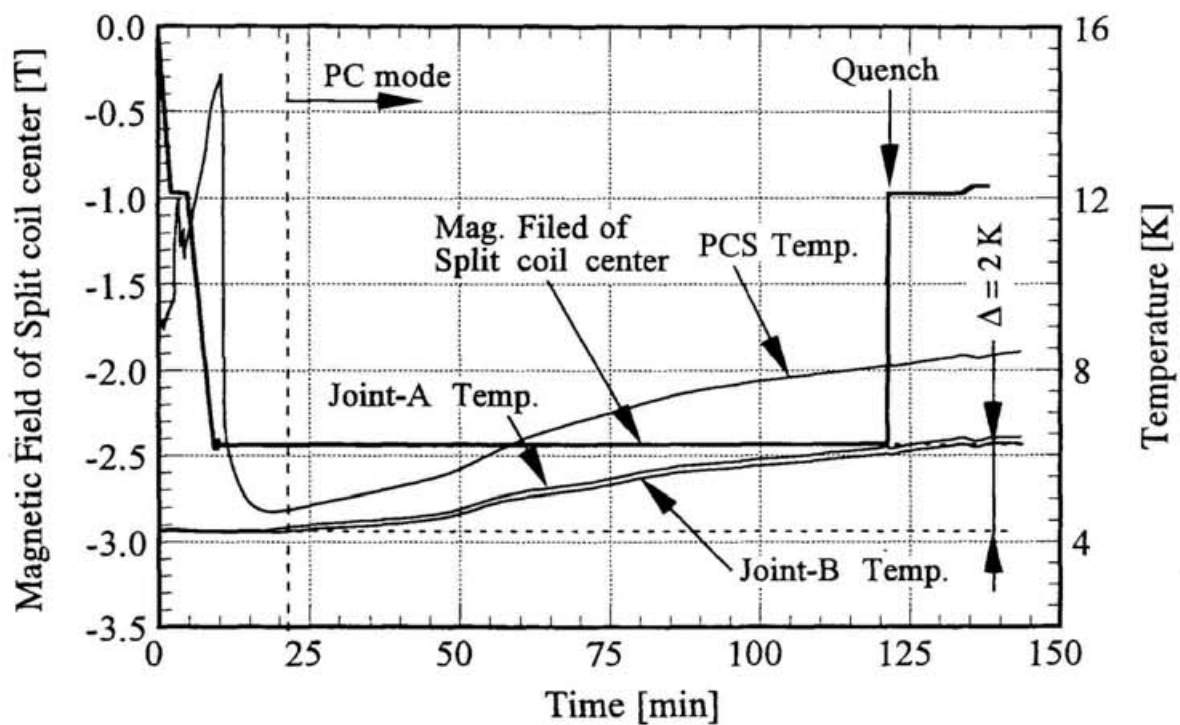
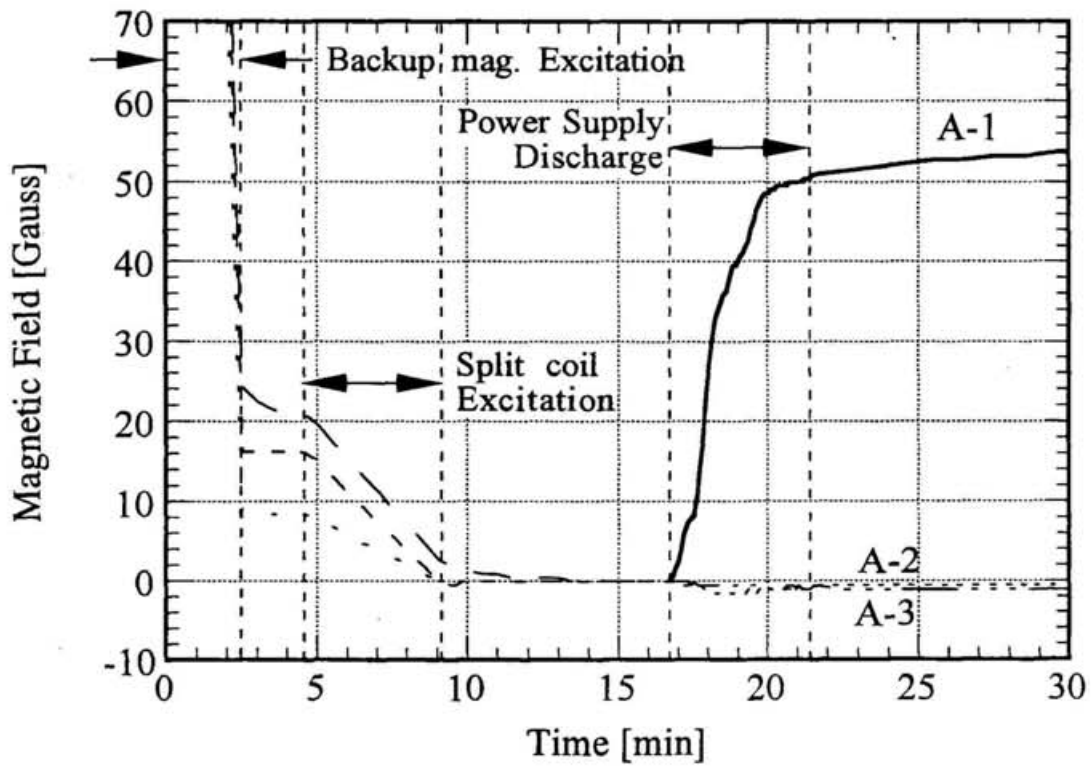


図6.12 永久電流モード中のスプリットコイル中心磁界と永久電流スイッチと接続部 (A,B) の温度

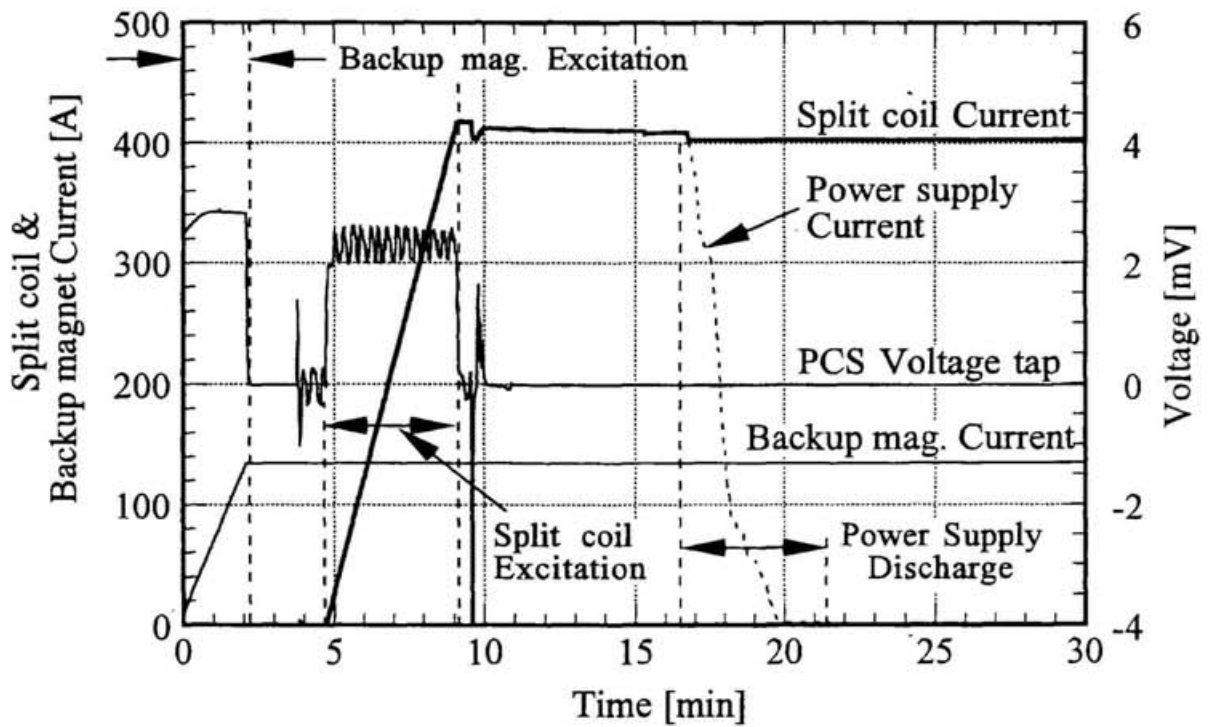
### 第3項 接続部周りの磁場分布

永久電流モード移行時におけるホール素子 A-1~3 において測定された接続部-A周りの磁場分布の変化を図 6.13(a)に、またこの間のスプリットコイル及びバックアップマグネット通電電流の変化と永久電流スイッチ両端の電圧の変化を図 6.13(b)に示す。磁場分布は、永久電流スイッチ及び接続部に実際に電流が流れ始める時点、すなわちスプリットコイルへの供給電流を減少し始める時点を基準として求めたものである。接続部根元のホール素子 A-1 における磁場が大きく変化しているが、ホール素子 A-2,3 における磁場は、ほとんど変化していない。永久電流モード開始時のそれぞれのホール素子位置における磁場の大きさは、A-1 = 54 Gauss、A-2,3 = -1 Gauss となっている。これは、ホール素子 A-1 の位置が三編みの始まりに相当しており、この部分では三編みの影響が少なく、この付近の電流は単純な往復直線電流に近いものとなっているためと考えられる。一方、これ以外のホール素子位置での磁場の大きさが小さいのは、その部分では三編みの影響が大きく、接続部内の電流パスが複雑に交錯しており、それぞれの電流パスがつくる磁場が接続部の外に取付けたホール素子位置では互いに打ち消しあっているためと考えられる。

次に、実験開始から永久電流ループがクエンチするまでのホール素子 A-1~3 において測定された接続部-A周りの磁場分布の変化を図 6.14(a)に、またこの間のスプリットコイル中心磁場の変化及び永久電流スイッチと接続部 (A,B) の温度変化を図 6.14(b)に示す。時間の経過にともない接続部の温度が上昇していることから、ホール素子の温度も上昇していることが考えられる。この温度上昇によりホール係数が変化する。そこで、図 6.14(a)は、スプリットコイル励磁前と永久電流ループがクエンチした後の磁場分布が同一であるので、この2つの状態の比較から、ホール係数の温度依存性を求め、これを考慮して求めた磁場分布の変化である。永久電流モードでの接続部周辺発生磁場の計測は約 100 分間に渡って行なうことができ、永久電流スイッチ温度が 8.2 K、ジョイント温度が 6.1 K まで上昇した時点でクエンチが発生した。永久電流モードへの以降完了後、ホール素子 A-1 において磁場の変化が観測された。このことから温度上昇により外部擾乱を与えた場合、永久電流モード中においても接続部内の電流分布の変化が生じていることが考えられる。

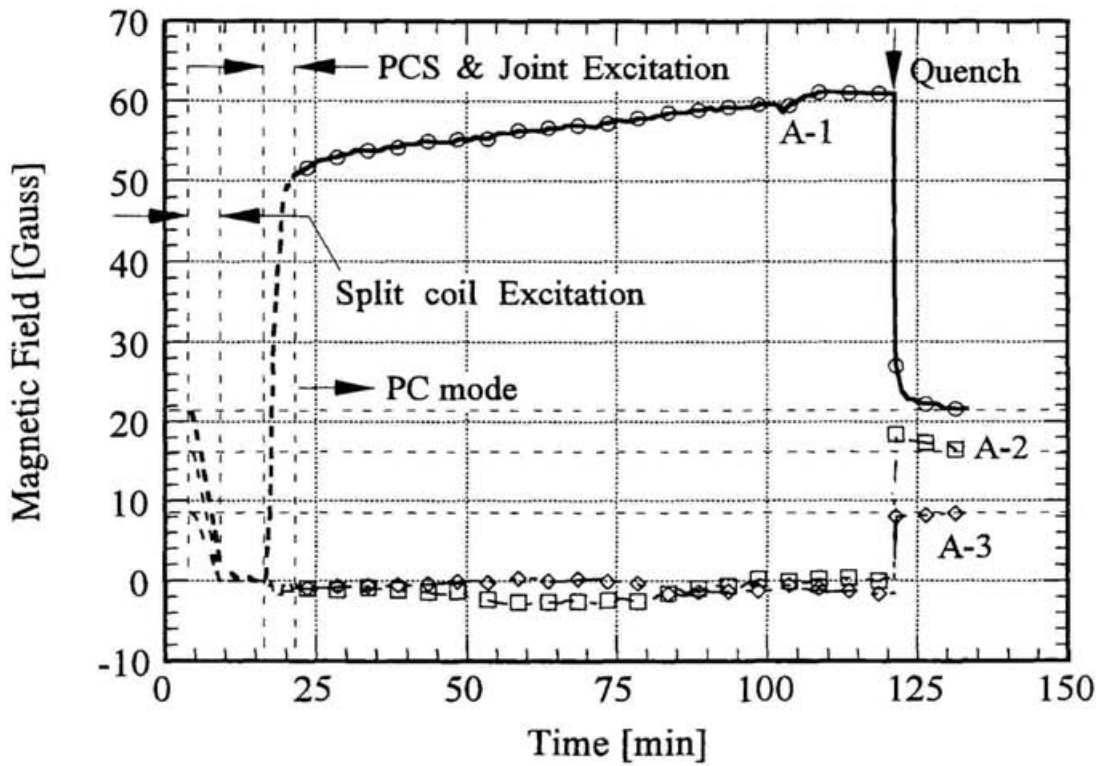


(a) 接続部-Aの周辺発生磁場 (ホール素子 A-1~3)

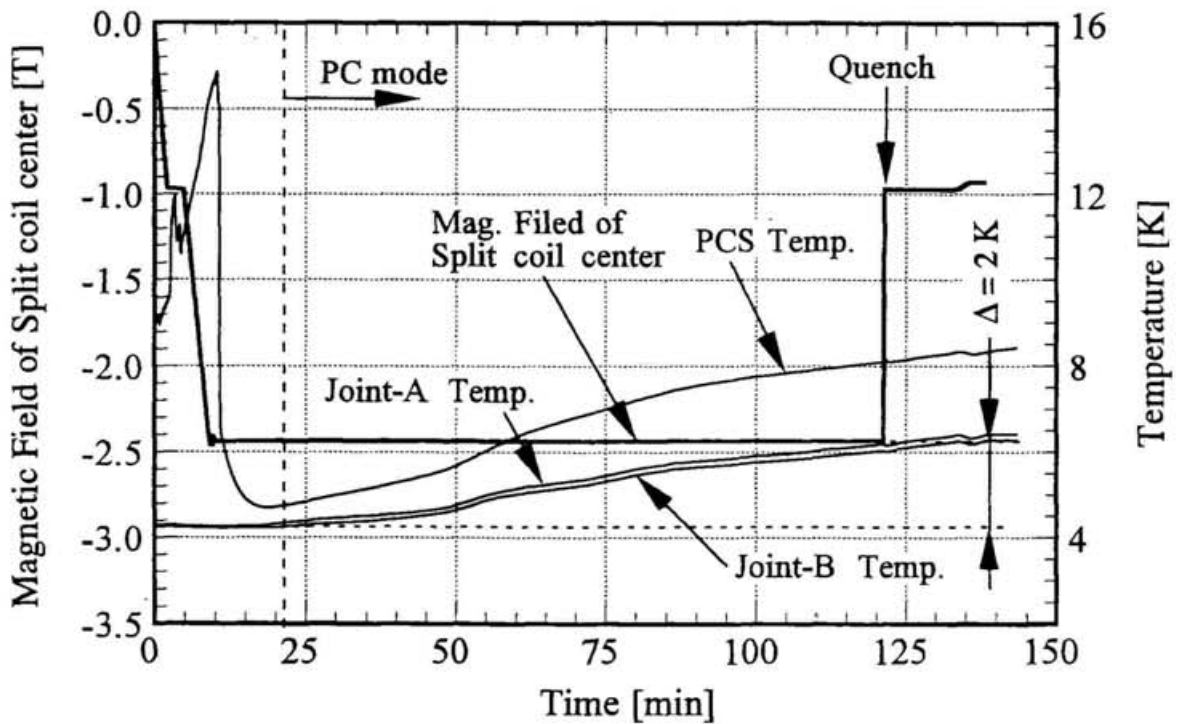


(b) スプリットコイル及びバックアップマグネット通電電流と永久電流スイッチ両端電圧

図 6.13 永久電流モード移行時の接続部周辺発生磁場分布



(a) 接続部-Aの周辺発生磁場 (ホール素子 A-1~3)



(b) 永久電流モード中のスプリットコイル中心磁界及び永久電流スイッチ、接続部 (A,B) の温度変化

図 6.14 永久電流モード中の接続部周辺発生磁場分布

#### 第4項 超伝導接続部の抵抗測定

永久電流ループはLR回路であるので、時刻  $t$  における電流  $I$  は時定数を  $\tau$ 、電流の初期値を  $I_0$  とすると次式で表される。

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (6.1)$$

また抵抗を  $R$ 、インダクタンスを  $L$  とすると時定数  $\tau$  は次式で与えられる。

$$\tau = \frac{L}{R} \quad (6.2)$$

スプリットコイルの中心磁界は永久電流ループの電流値に比例するため、この磁界の変化を測定することにより接続部の接続抵抗を求めることができる。永久電流モード開始時のスプリットコイル中心磁界を  $B_0$  とし、これが時間  $t$  秒後に  $B$  に変化したとすると接続部の接続抵抗値は

$$R = \frac{L}{t} (\log B_0 - \log B) \quad (6.3)$$

で与えられる。スプリットコイル中心磁界（バックアップマグネットによる磁場成分を除いて）の変化を図 6.15 に示す。約 100 分以降においてスプリットコイル中心磁界が急に減衰し始めているが、これは接続部の温度上昇にともないその超伝導特性が変化したためと考えられる。このため接続抵抗は、永久電流モード開始後から 100 分間のスプリットコイル中心磁場減衰から計算し、その値は、 $3.7 \times 10^{-12} \sim 2.4 \times 10^{-11} \Omega / 2\text{-Joint}$  である。

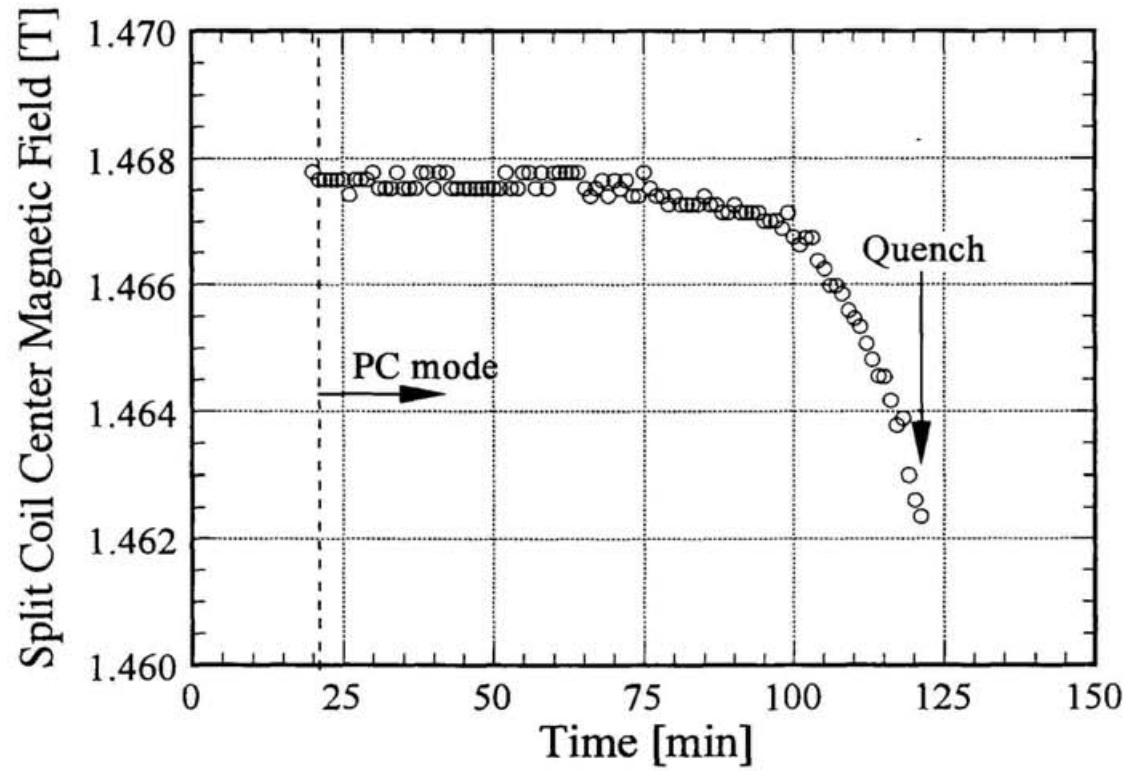


図6.15 永久電流モード中のスプリットコイル中心磁界減衰



### 第3節 考察

#### 第1項 永久電流モード中のモデル計算

ここでは、接続部のフィラメント構成が三編みのため、接続部根元のホール素子 A-1 のみについて考察を行う。永久電流モード移行時のホール素子 A-1 における通電電流で規格化した磁場の変化を図 6.16 に示す。図には、ラップ（幅広）ジョイントの  $B_{ext}=0\text{ T}$  の場合の規格化平均磁場とこれに相当する 2 次元回路モデル計算結果を同時に示す。永久電流モード移行時の規格化磁場の変化とラップ（幅広）ジョイントのそれは、ほぼ同じ変化を示しており、これより電流分布は、通電電流の増加にともない 2 次元的に広がっていると理解することができる。また、モデル計算結果との比較では、定性的な一致をみることができる。

次に永久電流モード中のホール素子 A-1 の規格化磁場の変化を図 6.17 に示す。通電電流の変化しない永久電流モード中においても磁場の変化が測定されていることより、接続部の温度上昇にともない内部の電流分布が変化していることが理解される。

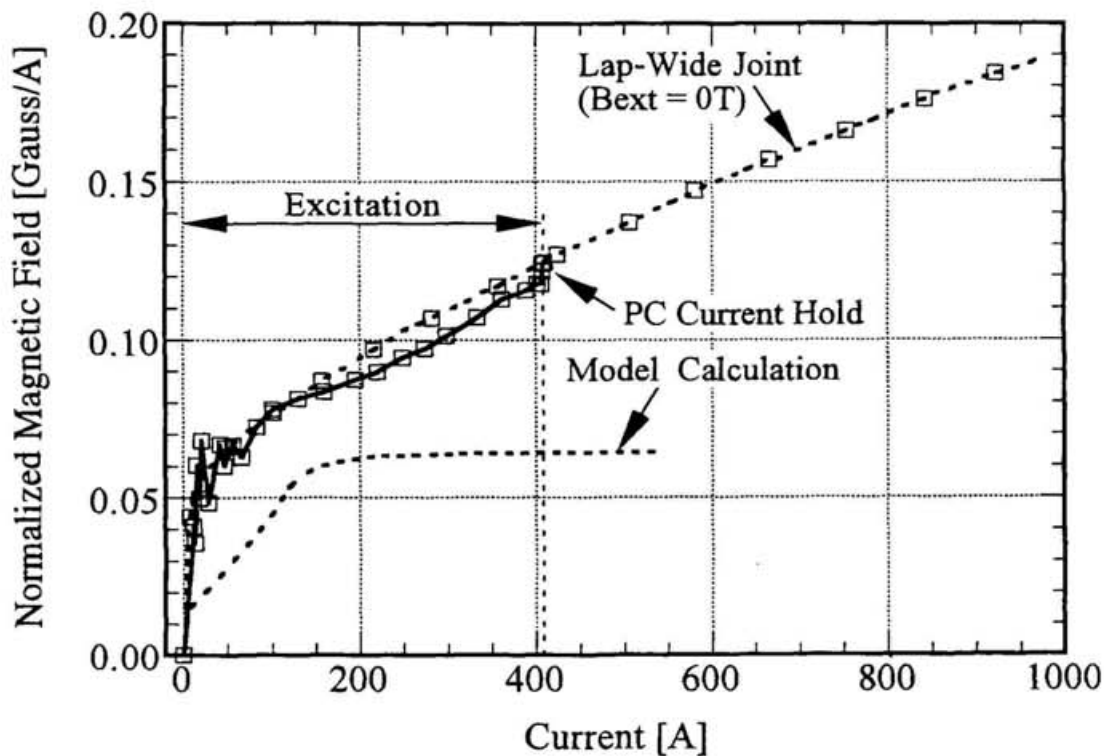


図 6.16 永久電流スイッチ励磁時の実験結果の比較  
(ホール素子 A-1 の規格化磁場とラップ (幅広) ジョイントの実験結果及びそのモデル計算結果)

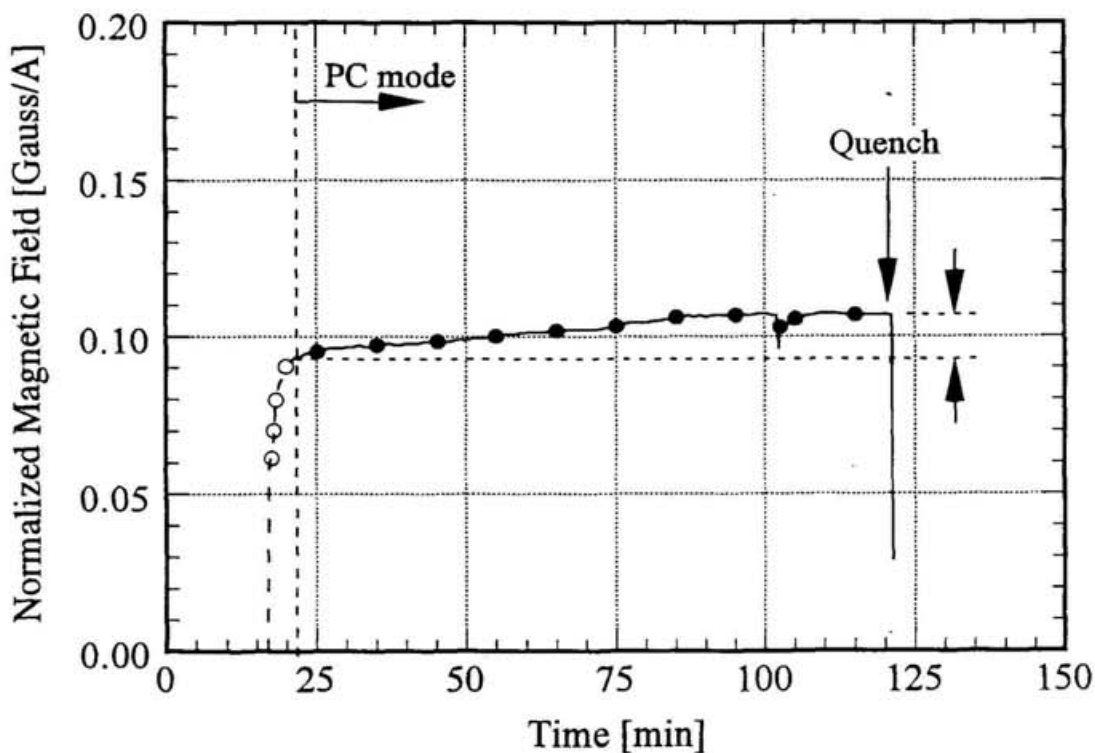


図 6.17 永久電流モード中のホール素子 A-1 の規格化磁場の変化

## 第2項 永久電流実験のまとめ

### 1) 実験条件

- (1) 太陽アキシオン探索用コイルへの実用接続部のため、最も安全な三編みジョイントのみでの実験を行った。
- (2) 永久電流（保持）達成後、クライオスタット液面の減少を利用し、接続部の温度を上げることにより、環境に擾乱を与えた。

### 2) 観測結果及び考察

- (1) 接続部温度の上昇にともない、接続部根元部の磁場が変化し、減衰時定数が減少し、やがてクエンチに至った。
- (2) 電流が厚さ方向に拡がり（恐らく軸方向の侵入をともなって）、接続部の超伝導特性が徐々にやぶれ、クエンチに至ったと理解される。

## 第7章 結 論

接続部単体での実験(第5章)及び永久電流スイッチとコイルの接続部を含むより包括的な実験(第6章)の結果及び考察より、「超伝導接合部における電流伝播特性」について以下の研究成果を得た。

1. ホール素子を用いて接続部周辺磁場を精密に観測し、マッピングすることにより、接続部内の電流分布の変化の観測に成功した。
2. ヘアピン接続部の電流分布は、通電電流の増加にともない幅方向に拡がりつつ軸方向にも侵入する2次元モデルによって理解できることを示した。
3. 電氣的に静的な永久電流モードのもとでも、何らかの環境変化により(本研究では接続部の温度上昇)、接続部内の電流分布の変化が引き起こされ、やがてクエンチに至る現象を観測することに成功した。

以上で得られた知見により、永久電流超伝導マグネットの安定性に深くかかわりがあると考えられる超伝導接合による接続部内の電流伝播の基本的な振舞いについてより明確な理解を得た。また、超伝導接続部の長期安定性の観測手法として(クエンチの予兆現象の観測等)、本研究で開発した手法がツールとして役立ち得ることを見いだした。

## 謝 辞

本研究を行うに当たり、終始懇切なご指導を頂いた山本明教授に心から感謝の意を表します。また、本研究において有意義な助言を頂いた新富孝和教授、細山謙二助教授、光延信二助教授、神田征夫助教授の皆様に厚くお礼を申し上げます。

実験の準備並びに実施に当たり支援して頂いた榎田康博氏、田中賢一氏に感謝申し上げます。

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さまに感謝致します。

実験装置の製作においてご協力頂いた榊原幸則課長をはじめとする工作センターの皆さまに感謝いたします。

実験場所を提供して頂いた物理研究部及び化学実験棟の皆さまに感謝いたします。

論文の資料等の整理の他、色々な面でお世話になった田中佐代子さんに感謝いたします。

アクション検出マグネットの開発・設計・試験においてお世話になった東京大学の箕輪助教授、井上助手、森山氏に感謝致します。

また、本研究の機会を与えて頂きました（株）東芝京浜事業所 伊藤進技監、ならびに機器装置部 高野広久部長をはじめとする皆さまに感謝いたします。

最後に、陰ながら自分を支えてくれた和美、佳那恵、恵理、そして両親に感謝します。

## 参考文献

1. H. Desportes et al., "Construction and test of CELLO thin-wall solenoid", *Adv. in Cryog. Engineering*, Vol.25, 1980, p.175
2. M. A. Green et al., "CONSTRUCTION AND TESTING OF THE TWO-METER-DIAMETER TPC THIN SUPERCONDUCTING SOLENOID", *Adv. in Cryog. Engineering*, Vol.25, 1980, p.194
3. D. Andrews et al., "A SUPERCONDUCTING SOLENOID FOR COLLIDING BEAM EXPERIMENTS", *Adv. in Cryog. Engineering*, Vol.27, 1982, p.143
4. H. Hirabayashi, "DETECTOR MAGNETS IN HIGH ENERGY PHYSICS", *IEEE Trans. on Mag.*, Vol.24, No.2, 1988, p.1256
5. M. Wake et al., "A LARGE SUPERCONDUCTING THIN SOLENOID MAGNET FOR TRISTAN EXPERIMENT (VENUS) AT KEK", *IEEE Trans. on Mag.*, Vol.MAG-21, No.2, 1985, p.494
6. K. Tsuchiya et al., "A 3 TESLA SUPERCONDUCTING SOLENOID FOR THE AMY PARTICLE DETECTOR AT TRISTAN", *IEEE Trans. on Mag.*, Vol.MAG-23, No.2, 1987, p.520
7. J. M. Baze et al., "DESIGN, CONSTRUCTION AND TEST OF THE LARGE SUPERCONDUCTING SOLENOID ALEPH", *IEEE Trans. on Mag.*, Vol.24, No.2, 1988, p.1260
8. A. Bonito et al., "ZEUS THIN SOLENOID: TEST RESULTS ANALYSIS", *IEEE Trans. on Mag.*, Vol.MAG-27, No.2, 1991, p.1954
9. P. T. M. Clee et al., "TOWARDS THE REALIZATION OF TWO 1.2 TESLA SUPERCONDUCTING SOLENOIDS FOR PARTICLE PHYSICS EXPERIMENTS", *Proceeding of 11th Int. Conf. on Magnet Technology (MT-11)*, 1990, p.206
10. L. M. Barkov et al., "THE MAGNETIC SYSTEM OF THE CMD-2 DETECTOR", *5th Proc. of Int. Conf. on Inst. in e+e- Collider*
11. A. Yamamoto et al., "Development of a prototype thin superconducting solenoid magnet for SDC detector", *IEEE Trans. on Appl. Superc.*, Vol.5, No.2, 1995, p.849
12. H. Yamaoka et al., "A Thin Superconducting Solenoid Magnet for the WASA Detector", *IEEE Trans. on Mag.*, Vol.32, No.4, 1996, p.2151
13. A. Yamamoto and Y. Makida, "Advances in Thin Superconducting Solenoid Magnets for Colliding-Beam Experiments", Presented in *Int. Conf. on Inst. for Experiments at e+e- Colliders*, held at Budker Institute of Nuclear Physics (BINP), Novosibirsk, 29-March 6, 1996, and to be published

14. Y. Makida et al., "Conceptual Design of the ATLAS Thin Superconducting Solenoid Magnet", Presented at ASC'96 Pittsburgh, PA, 25-30 August, 1996
15. J. C. Lottin et al., "CONCEPTUAL DESIGN OF THE CMS 4 TESLA SOLENOID", to be published Adv. in Cryog. Engineering (Submitted at CEC Columbus 1995)
16. 山本明、楨田康博、"気球で翔んだ超伝導マグネットスペクトロメーター"、低温工学、Vol.29, No.7, 1994, p.2
17. R. W. Hanft et al., "STUDIES OF TIME DEPENDENCE OF FIELDS IN TEVATRON SUPERCONDUCTING MAGNETS", IEEE Trans. on Mag., Vol.25, No.2, 1989, P.1647
18. H. Lierl and S. Wolff, "Superconducting Magnet and Cryogenic System for HERA", 低温工学、Vol.31, No.7, 1996, p.2
19. A. Greene et al., "The Magnet System of the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)", IEEE Trans. on Mag., Vol.32, No.4, 1996, p.2041
20. 新富孝和、"LHC 加速器用超伝導磁石の建設協力"、低温工学、Vol.31, No.8, 1996, p.58
21. 高畑他、"LHD ポロイダルコイルの設計"、第 54 回秋季低温工学・超伝導学会講演概要集、1995, p.53
22. O. Motojima and LHD Design Group, "DESIGN STATUS OF SUPERCONDUCTING LARGE HELICAL DEVICE", IEEE Trans. on Mag., Vol.27, No.2, 1991, p.2214
23. R. E. Schwall, "MRI-SUPERCONDUCTIVITY IN THE MARKETPLACE", IEEE Trans. on Mag., Vol.MAG-23, No.2, 1987, p.1287
24. M. Urata et al., "A 6 T Refrigerator-Cooled NbTi Superconducting Magnet with 180 mm Room Temperature Bore", IEEE Trans. on Appl. Superc., Vol.5, No.2, 1995, p.169
25. 低温工学協会："超伝導・低温工学ハンドブック"、オーム社
26. M. J. Leupold and Y. Iwasa, "Superconducting joint between multifilamentary wires 1. Joint-making and joint results", Cryogenics, Vol.16, 1976, p.215
27. Y. Iwasa, "Superconducting joint between multifilamentary wires 2. Joint evaluation technique", Cryogenics, Vol.16, 1976, p.217
28. L. F. Goodrich et al., "LAP JOINT RESISTANCE AND INTRINSIC CRITICAL CURRENT MEASUREMENTS ON A NbTi SUPERCONDUCTING WIRE", IEEE Trans. on Mag., Vol.17, No.1, 1991, p.69
29. T. Tominaka et al., "ELECTRICAL PROPERTIES OF SUPERCONDUCTING JOINT BETWEEN COMPOSITE CONDUCTORS", IEEE Trans. on Mag., Vol.27, No.2, 1991, p.1846
30. S. Hanawa et al., "Estimation of the Superconducting Joint for the Forced-Cooled Superconducting Poloidal Coil for the Large Helical Device", IEEE Trans. on Mag., Vol.32, No.4, 1996, p.2929

31. Yan Luguang et al., "A HIGH CURRENT DENSITY SUPERCONDUCTING SOLENOID WITH JOINTS WITH IN THE WINDING", Proceeding of 11th Int. Conf. on Magnet Technology (MT-11), 1990, p.1306
32. O. Herbelot et al., "SUPERCONDUCTING CABLE JOINT RESISTANCE", IEEE Trans. on Mag., Vol.27, No.2, 1991, p.1850
33. H. M. Wen et al., "JOINT RESISTANCE MEASUREMENT USING CURRENT-COMPARATOR FOR SUPERCONDUCTING WIRES IN HIGH MAGNETIC FIELD", IEEE Trans. on Mag., Vol.28, No.1, 1992, p.834
34. R. W. Cross et al., "Hall Probe Magnetometer for SSC Magnet Cables: Effect of Transport Current on Magnetization and Flux Creep", IEEE Trans. on Mag., Vol.27, No.2, 1991, p.1796
35. A. M. Chang, "Scanning Hall probe microscopy", Appl. Phys. Lett., Vol.61, No.16, 1992, p.1974
36. Z. Koziol et al., "Application of the Hall-Probe Technique for Magnetization Measurements of Superconductors", IEEE Trans. on Mag., Vol.30, No.2, 1994, p.1172
37. W. Xing et al., "Magnetic flux mapping, magnetization, and current Distributions of YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> thin films by scanning Hall probe measurements", J. Appl. Phys., Vol.76, No.7, 1994, p.4244
38. M. H. Lin et al., "Superconducting Switches and Joints in 1 T Whole Body MRI Magnets", Cryogenics, Vol.30, 1990, p.626
39. S. Hanawa et al., "Development of a Superconducting Joint Technique between CIC Conductors for Poloidal Coil of Large Helical Device (LHD)", IEEE Trans. on Appl. Superc. Vol.5, No.2, 1995, p.757
40. V. Nassisi et al., "Rogowski coils: theory and experimental results", Rev. Sci. Instrum. Vol.50, No.7, 1979, p.900
41. K. Takahata et al., "STABILITY OF CABLE-IN-CONDUIT SUPERCONDUCTORS FOR LARGE HELICAL DEVICE", IEEE Trans. on Appl. Superc. Vol.3, No.1, 1993, p.511
42. 後藤憲一、山崎修一郎共著、"詳解 電磁気学演習"、共立出版株式会社
43. Martin N. Wilson, "Superconducting Magnets, Oxford Univ. Press, UK, 1983
44. 電気学会："電気学会大学講座 電気回路論"、オーム社



## 研究業績

## 発表論文

1. 佐野学、水牧祥一、“長方形噴流の発振機構に関する実験的考察”、日本機械学会論文集、第500号B編(昭63-4)
2. K. Takahata, N. Yanagi, T. Mito, J. Yamamoto, O. Motojima, LHD Design Group, K. Nakamoto, S. Mizumaki, K. Kitamura, Y. Wachi, H. Shinohara, K. Yamamoto, M. Shibui, T. Uchida, and K. Nakayama; "Design and Fabrication of Forced-Flow Coils as an R&D Program for Large Helical Device", IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 27, No. 2 (1991) pp. 2353-2356.
3. K. Takahata, T. Mito, T. Satow, N. Yanagi, M. Sakamoto, S. Yamada, A. Nishimura, J. Yamamoto, O. Motojima, S. Mizumaki, K. Nakamoto, T. Uchida, Y. Wachi, M. Shimada, S. Itoh, S. Ioka; "Stability of Cable-in-Conduit Superconductors for Large Helical Device", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 3, No. 1 (1993) pp. 511-514.
4. K. Takahata, T. Mito, N. Yanagi, M. Sakamoto, A. Nishimura, S. Yamada, J. Yamamoto, S. Mizumaki, K. Nakamoto, K. Yamamoto, T. Yoshida, H. Itoh, M. Shimada, Y. Wachi, and H. Shinohara; "Experimental Results of the R&D Forced-Flow Poloidal Coil (TOKI-PF)", Fusion Engineering and Design, Vol. 20 (1993) pp. 161-166.
5. S. Mizumaki, K. Nakamoto, K. Yamamoto, Y. Wachi, S. Ioka, J. Yamamoto, T. Mito, K. Takahata, S. Yamada and O. Motojima; "Fabrication of the R&D Forced-Flow Poloidal Coil (TOKI-PF)", Fusion Engineering and Design, Vol. 20 (1993) pp. 153-159.
6. K. Kitamura, M. Shibui, S. Tsuruga, S. Mizumaki, K. Nakamoto, K. Yamamoto, H. Shinohara, J. Yamamoto, K. Takahata, T. Mito, S. Yamada, A. Nishimura and O. Motojima; "Mechanical Analysis and Fabrication of the R&D Forced-Flow Helical Coil (TOKI-TF)", Fusion Engineering and Design, Vol. 20 (1993) pp. 167-174.
7. T. Yamamoto, K. Kitamura, S. Mizumaki, K. Nakamoto, T. Uchida, H. Takano, H. Shinohara, J. Yamamoto, T. Satow, S. Imagawa, H. Tamura, A. Nishimura, K. Takahata and O. Motojima; "Structural Design and Analysis of Forced-Flow Superconducting Inner Vertical Coils for the Large Helical Device", Fusion Technology 1992, Vol. 1, Elsevier, Amsterdam (1993) pp. 976-980.
8. A. Nishimura, H. Tamura, S. Imagawa, T. Mito, K. Takahata, J. Yamamoto, S. Mizumaki, H. Ogata and H. Takano; "Experimental Rigidity Evaluation of Conduit Pack for Forced Flow Superconducting Coil", Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 40, (1994) pp. 1413-1420.

9. K. Nakamoto, T. Yamamoto, S. Mizumaki, T. Yamakoshi, Y. Kanai, K. Yamamoto, Y. Wachi, M. Ushijima, T. Yoshida, T. Kai, K. Takahata, J. Yamamoto, T. Satow and O. Motojima; "Design and Fabrication of Forced-Flow Superconducting Poloidal Coils for the Large Helical Device", *Fusion Technology* 1994, Vol. 2, Elsevier, Amsterdam (1994) pp. 909-912.
10. S. Hanawa, Y. Wachi, K. Shibayama, J. Shibuya, S. Mizumaki, T. Yamamoto, K. Nakamoto, T. Kai, K. Takahata, J. Yamamoto, T. Satow, O. Motojima and LHD group; "Development of a Superconducting Joint Technique between CIC Conductors for Poloidal Coil of Large Helical Device (LHD)", *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 5, No. 2 (1995) pp. 757-760.
11. A. Yamamoto, T. Shintomi, N. Kimura, Y. Doi, T. Haruyama, N. Higashi, H. Hirabayashi, H. Kawamata, S. W. Kim, T. M. Kobayashi, Y. Makida, T. Ogitsu, N. Ohuchi, K. Tanaka, A. Terashima, K. Tsuchiya, H. Yamaoka, G. Brianti, D. Leroy, R. Perin, S. Mizumaki, S. Kato, K. Makishima, T. Orikasa, T. Maeto and A. Tanaka, "TEST RESULTS OF A SINGLE APERTURE 10 TESLA DIPOLE MODEL MAGNET FOR THE LARGE HADRON COLLIDER", *IEEE Trans. on Mag.*, Vol. 32, No. 4, July 1996
12. N. Kimura, Y. Ajima, Y. Doi, T. Haruyama, N. Higashi, M. Iida, S. Kato, M. Kawai, H. Kawamata, S. W. Kim, Y. Kondou, Y. Makida, K. Mimori, S. Mizumaki, T. Nakamoto, T. Ogitsu, H. Ohhata, N. Ohuchi, S. Sugawara, T. Shintomi, K. Tanaka, A. Terashima, K. Tsuchiya, H. Yamaoka and A. Yamamoto, "COOLING PERFORMANCE OF A PRESSURIZED HE II CRYOGENICS SYSTEM FOR THE SUPERCONDUCTING MAGNET TEST FACILITY AT KEK", Submitted ICEC-16, ICMC
13. S. Mizumaki and A. Yamamoto, "EXPERIMENTAL STUDY OF CURRENT SHARING AND TRANSFER IN SUPERCONDUCTOR JOINT", Presented at 1996 Applied Superconductivity Conference, Pittsburgh, U.S.A., August 25 - 30, 1996.

## 学会発表

1. 高畑一也、三戸利行、佐藤隆、本島修、山本純也、水牧祥一、中本一成、和智良裕、青木伸夫、  
“LHD ポロイダルコイルの開発（その3）—IV コイル用導体の臨界電流測定—”、第48回1992  
年度秋季低温工学・超伝導学会予稿集、P.195
2. 高畑一也、三戸利行、西村新、柳長門、山田修一、佐藤隆、本島修、山本純也、坂本瑞樹、小方  
大成、水牧祥一、吉田隆司、高野広久、塙伸一、小野通隆、篠原裕文、青木伸夫、“LHD ポロイ  
ダルコイルの開発（その4）—IVS コイルの冷却励磁試験—”、第49回1993年度春季低温工学・  
超伝導学会予稿集、P.195
3. 野口一朗、青木伸夫、市原政光、水牧祥一、中本一成、井岡茂、和智良裕、佐藤隆、高畑一也、  
山崎耕造、三戸利行、今川新作、田村仁、山本純也、本島修、LHD グループ、“LHD ポロイダル  
コイル用強制冷却導体の開発”、第50回1993年度秋季低温工学・超伝導学会予稿集、P.88
4. 金井芳治、増本博、山本徹、水牧祥一、内田考徳、中本一成、西村新、田村仁、今川新作、高畑  
一也、山本純也、本島修、“LHD ポロイダルコイルの剛性評価”、第50回1993年度秋季低温工  
学・超伝導学会予稿集、P.89
5. 水牧祥一、中本一成、澁谷純市、柴山和仁、塙伸一、和智良裕、甲斐俊也、高畑一也、佐藤隆、  
山崎耕造、山本純也、本島修、LHD グループ、“LHD ポロイダルコイル CIC 導体の固相接合に  
よる接続部の開発（I）—設計・製作—”、第50回1993年度秋季低温工学・超伝導学会予稿集、  
P.91
6. 塙伸一、和智良裕、澁谷純市、柴山和仁、水牧祥一、小方大成、山越岳樹、中本一成、篠原裕文、  
高畑一也、佐藤隆、山崎耕造、山本純也、本島修、LHD グループ、“LHD ポロイダルコイル CIC  
導体の固相接合による接続部の開発（II）—評価—”、第50回1993年度秋季低温工学・超伝導  
学会予稿集、P.92
7. S. Mizumaki and A. Yamamoto, “EXPERIMENTAL STUDY OF CURRENT SHARING AND TRANSFER  
IN SUPERCONDUCTOR JOINT”, Presented at 1996 Applied Superconductivity Conference, Pittsburgh,  
U.S.A., August 25 - 30, 1996.

## Appendix.1 三編みジョイント単体通電実験

### 第1節 実験の目的

本論第6章で述べた永久電流スイッチと組合わせた永久電流実験における接続部は、そのままアクションマグネットに組み込まれるため、事前に接続サンプルを製作し、その臨界電流の確認を行っておく必要がある。そこで、この接続部の臨界電流を確認することを主な目的として三編みジョイント単体実験を行った。(測定された臨界電流は、本論の図5.15に示されている。)その際、ラップジョイントと同一のホール素子を用いて、接続部周辺発生磁場の測定の同時に行い、電流変化にともなう接続部内の電流分布の変化の観測も試みた。ここでは、接続部通電電流の増加にともなうこの周辺発生磁場の変化について述べる。

### 第2節 実験

#### 第1項 超伝導ジョイントサンプル

三編みジョイントの断面構造は、すでに図5.1に示してあり、その導体の組合わせは、コイル用導体(2)と永久電流スイッチ用導体である。断面寸法は、ラップ(幅広)ジョイントと同一であり、フィラメント構成は、三編みである。これは、実用接続部として、接続部内の電流分布の均一性及び接続特性の向上を期待して行なわれる。この三編みの方法は、図6.1に示してある。

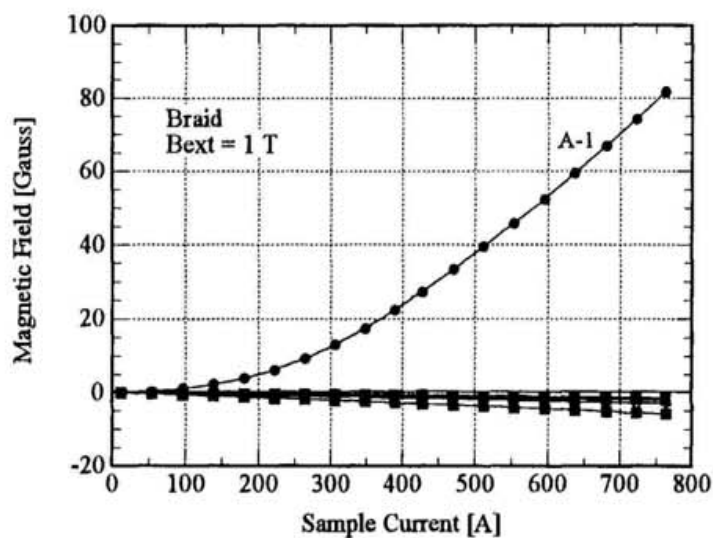
#### 第2項 三編みジョイント周りの磁場分布

三編みジョイントの通電電流の増加にともなう周辺発生磁場の変化の測定において、横軸に通電電流、縦軸に磁場の大きさをとった代表例として外部磁場が1 Tの場合について図A1.1に示す。図A1.1(a-1), (b-1)は、通電電流の増加にともなうそれぞれのホール素子位置での磁場の変化の全体像を示し、図A1.1(a-2), (b-2)は、図A1.1(a-1), (b-1)それぞれの0 Gauss付近の拡大図である。図A1.1より、接続部周辺発生磁場は、接続部の根元近傍で発生し、その通電電流の増加に対する磁場の変化は、非線形である。ホール素子A,B-2より先端の位置での発生磁場は、ホール素子A,B-1における発生磁場よりも著しく小さく、先端部ほど小さくなっている。また、ラップジョイントで観測された磁場の極性反転現象は、観測されなかった。これは、ホール素子A,B-1の位置が三編みの始まりに相当

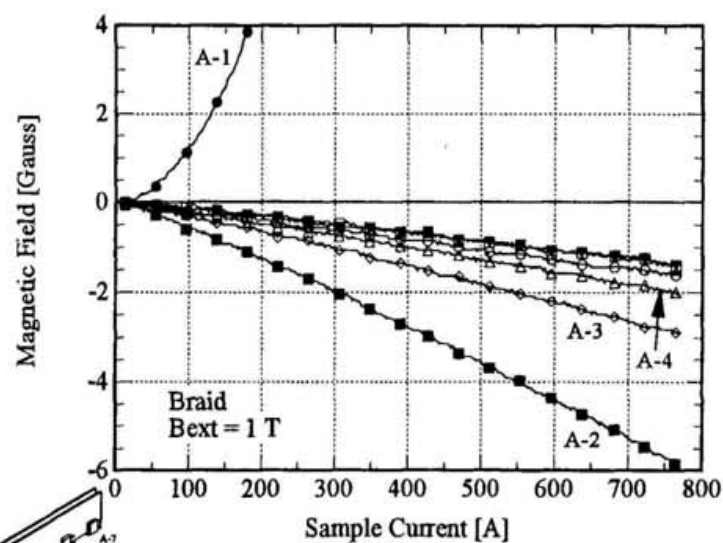
しており、この部分では三編みの影響が少なく、この付近の電流経路は比較的単純な往復直線電流に近いものとなっているためと考えられる。一方、ホール素子 A,B-2 より先端部における発生磁場が小さいのは、この部分ではフィラメントが三編みにされているため、接続部内の電流経路が複雑に交錯しており、それぞれの電流がつくる磁場が接続部の外に取付けたホール素子位置では、互いに打ち消しあっているためと考えられる。

接続部幅方向の電流分布の影響を除くため、図 A1.1 に示したホール素子 A-1~7 と B-1~7 のそれぞれの磁場の大きさの平均値を求めたものを図 A1.2(a-1,2)に示す。また、さらにそれを通電電流で規格化して整理した結果を図 A1.2(b-1,2)に示す。接続部根元のホール素子 A,B-1 における規格化平均磁場の変化は、ラップジョイントの場合とは異なり、小電流で急激に立ち上がることなく、徐々に大きくなっており、通電電流に対して非線形に変化している。これは通電電流の増加にともない、接続部根元近傍では電流分布が厚さ方向に徐々に広がっていることに相当していると考えられる。ホール素子 A,B-2 の位置の規格化平均磁場は、通電電流の増加にともないわずかに変化しているが、ホール素子 A,B-3 より先端部の規格化平均磁場は、一定の値を示している。これは、前述のようにフィラメントが三編みにされているためであると考えられる。

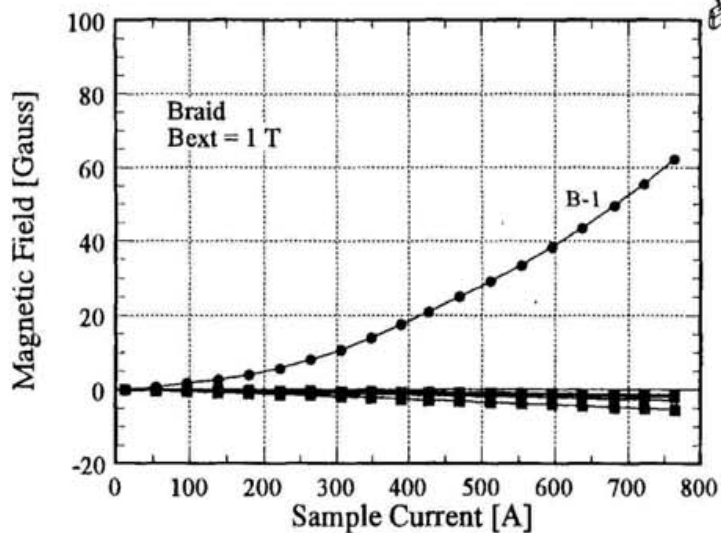
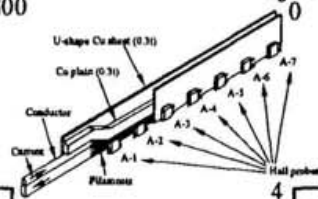
各ホール素子位置における規格化平均磁場の外部磁場依存性を図 A1.3 に示す。接続部根元のホール素子 A,B-1 の位置における規格化平均磁場は、外部磁場が大きいほど大きくなっている。これは、外部磁場が大きいほどマクロ的にみた接続部内の往復直線電流の間隔が大きくなっていることに相当していると考えられる。ホール素子 A,B-3 より先端部では小電流域で変化するものの、約 200 A 以上では、外部磁場の大きさによらず変化せず一定値を示し、その大きさは外部磁場が大きいほど大きくなっている。これは、前述したように往復直線電流の間隔が大きくなっていることに相当していると考えられる。



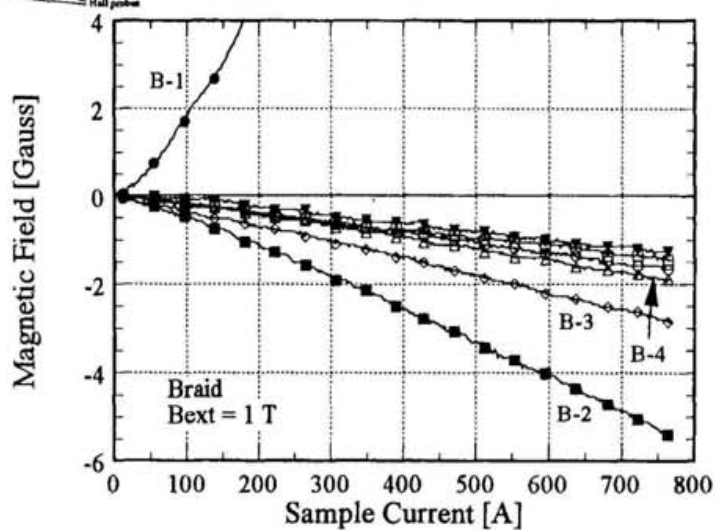
(a-1) Braid, Bext = 1 T, Hall probe No. = A-1~7



(a-2) Braid, Bext = 1 T, Hall probe No. = A-1~7

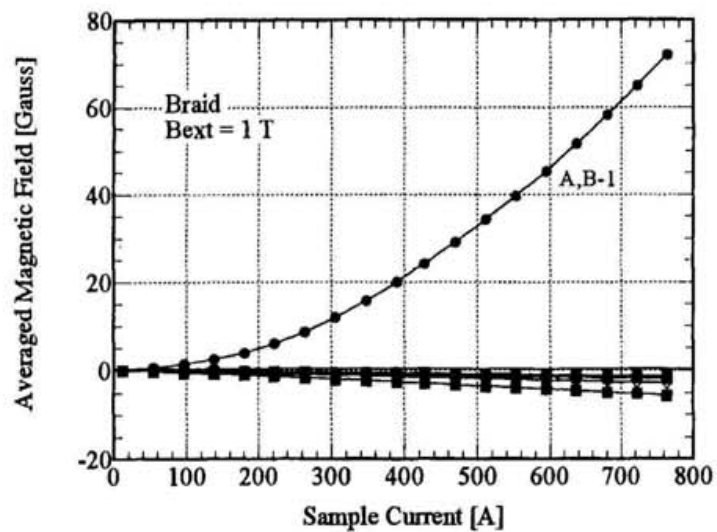


(b-1) Braid, Bext = 1 T, Hall probe No. = B-1~7

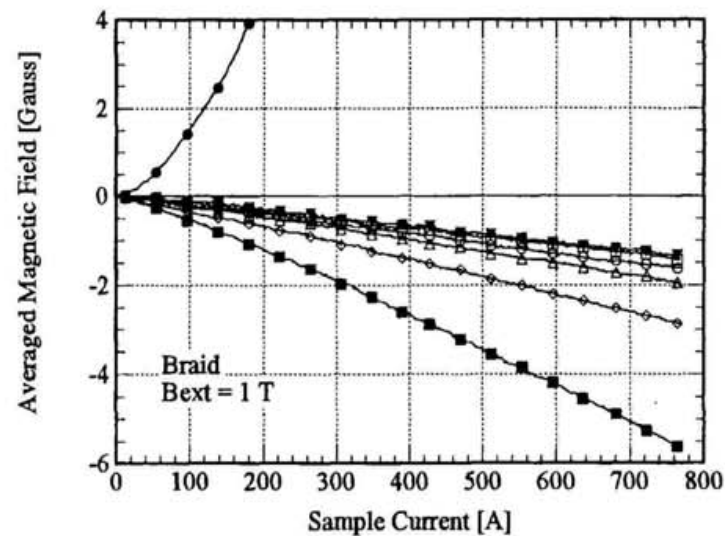


(b-2) Braid, Bext = 1 T, Hall probe No. = B-1~7

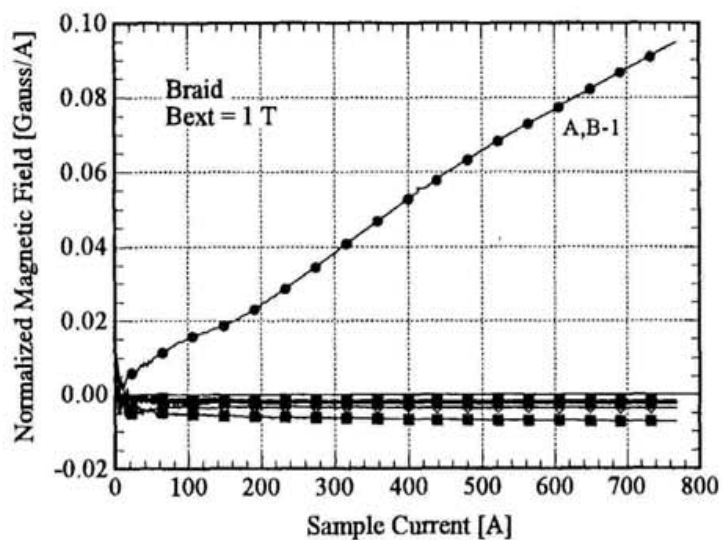
図 A1.1 三編みジョイントの接続部周辺発生磁場 (Bext = 1 T)



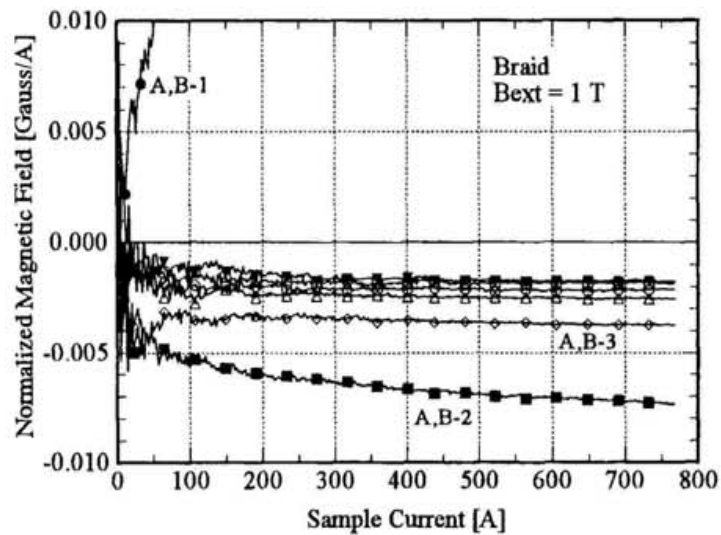
(a-1) Braid, Bext = 1 T, Averaged each Hall probes



(a-2) Braid, Bext = 1 T, Averaged each Hall probes

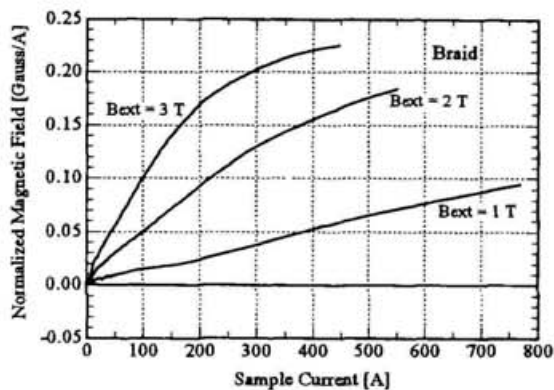


(b-1) Braid, Bext = 1 T

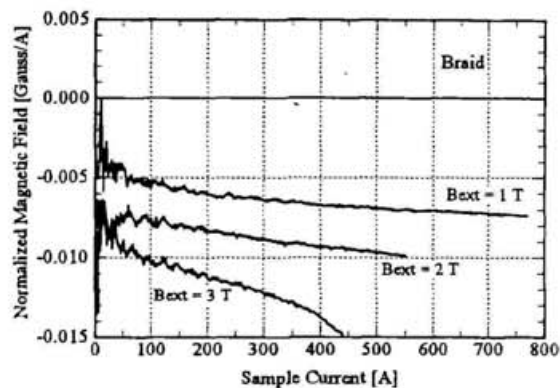


(b-2) Braid, Bext = 1 T

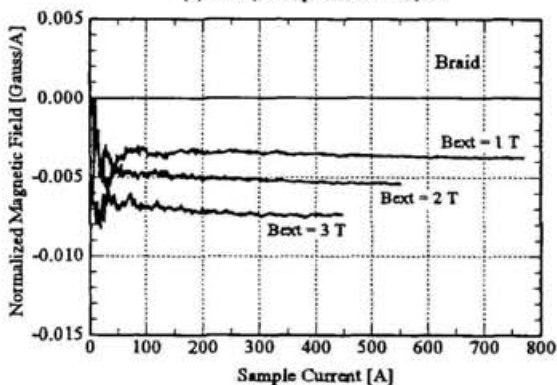
図 A1.2 三編みジョイントの接続部周辺発生磁場 (平均及び規格化磁場、Bext = 1 T)



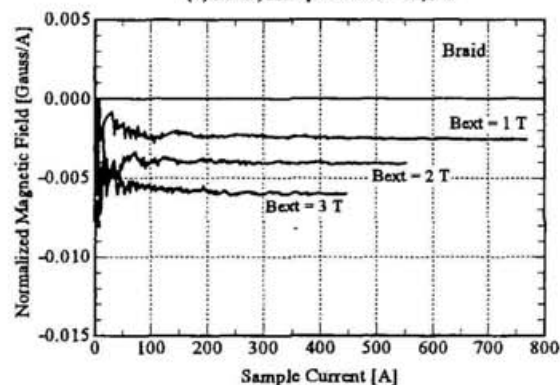
(a) Braid, Hall probe No. = A,B-1



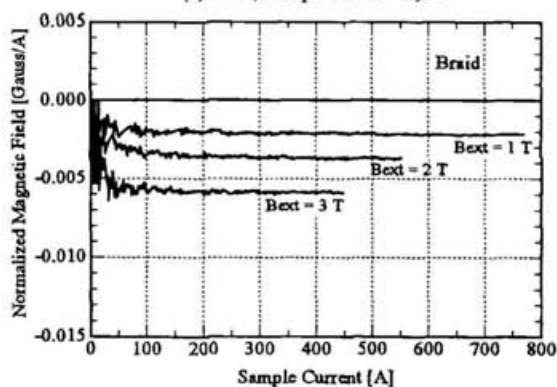
(b) Braid, Hall probe No. = A,B-2



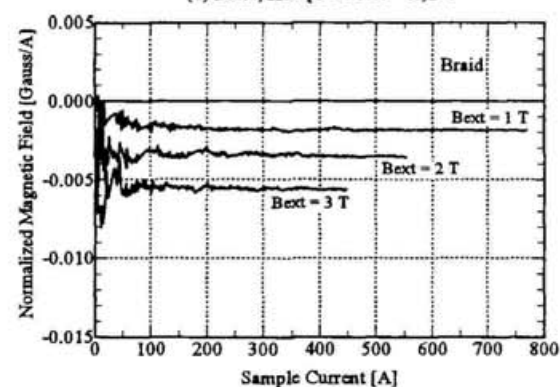
(c) Braid, Hall probe No. = A,B-3



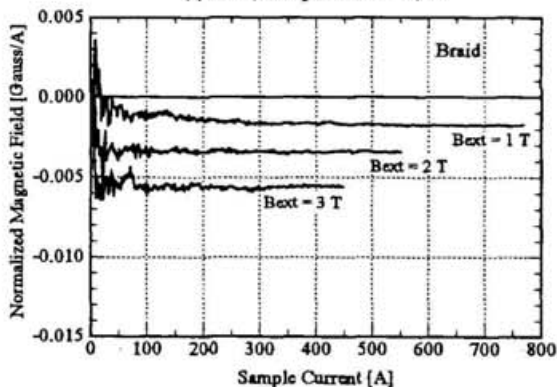
(d) Braid, Hall probe No. = A,B-4



(e) Braid, Hall probe No. = A,B-5



(f) Braid, Hall probe No. = A,B-6



(g) Braid, Hall probe No. = A,B-7

図 A1.3 接続部周辺の規格化平均磁場の外部磁場依存性 (三編みジョイント)



### 第3項 実験結果のまとめ

三編みジョイント単体での実験結果は、以下のようにまとめられる。

- (1) 接続部根元近傍でのみ磁場が発生し、先端部ではほとんど発生しない。  
(フィラメントが三編みにされているためと考えられる)
- (2) 接続部根元近傍の磁場は電流の増加にともない非線形に増加する。  
(ヘアピンループの幅の拡がりに相当すると考えられる)
- (3) 外部磁場が大きいほど発生磁場が大きくなる。

## Apenndix.2 2次元回路モデルシュミレーション計算プログラム

第5章で示した2次元回路モデルの計算プログラム (Mathematica) を以下に示す。プログラムは、(1) 定数設定部、(2) 分布定数回路方程式のマトリックス作成及び解部、(3) 回路の各要素の座標値計算部、(4) フロントエンドの接続要素にかかる自己磁場計算部、(5) 接続部周辺磁場 (ホール素子位置における磁場) 計算部、(6) 回路拡張部から構成されている。回路拡張部は、電流分布の拡がりを定義する部分である。

```
(*****)
(* Calculation Constants *)
(*****)
rsc = 1*10(-17); (* 超伝導フィラメントの抵抗値 *)
rsh = 1*10(-17); (* 電流導入部の抵抗値 *)
rjo = rsc*1; (* 固相接合によるフィラメント間接合要素の抵抗値 *)
e = 10(-15); (* 電源電圧 *)
muo = 4*Pi*10(-7); (* 真空の透磁率 *)
a = 16.9*10(-6); (* 往復直線電流のギャップの初期値、増分値 *)
xo = -40*10(-3); (* 往復直線電流の端点の x 座標値 *)

(*****)
(* Circuit Parameter *)
(*****)
nfmax = 5; (* 接続部厚さ方向のフィラメント要素の最大値 (片側) *)
nj = {14,14,13,13,13}; (* 各フィラメント要素間の接続要素の数 *)

For[step = 67, step > 0, step++,

(*****)
(* Open Output File *)
(*****)
fn="asmag6:Step"<>FromCharacterCode[Floor[step/100]+48]<>
FromCharacterCode[Floor[step/10]+48]<>
FromCharacterCode[Mod[step,10]+48];
opf = OpenWrite[fn];
SetOptions[opf,FormatType -> FortranForm];
```

```

(*****)
(* Loop Matrix Parameter *)
(*****)
nf = Sum[If[nj[[i]]!=0,1,0],{i,1,nfmax}];
nbf = 2*Sum[If[i!=nf,Max[nj[[i]],nj[[i+1]]], nj[[i]],{i,1,nf}];
nbj = 2*Sum[nj[[i]],{i,2,nf}]+nj[[1]];
nb = nbf+nbj+1;
nl = nbj;
nn = nbf+2;
WriteString[opf,"Step =",step,"¥t",
             "Date =¥t",Part[Date[],1],"/",Part[Date[],2],"/",Part[Date[],3], "¥t",
             "Time =¥t",Part[Date[],4],":",Part[Date[],5],":",Part[Date[],6], "¥t¥t",
             "Node¥tBranch¥tLink¥n"];
WriteString[opf,"¥tNj = "];
Do[WriteString[opf,"¥t",nj[[i]],{i,1,nfmax}];
WriteString[opf,"¥t",nn,"¥t",nb,"¥t",nl,"¥n"];

(*****)
(* Making Loop Matrix *)
(*****)
bmat = Table[0,{i,1,nl},{j,1,nb}];
fup = nbf/2;
jup = (nbj-nj[[1])/2;

(* Each Side Joint Element Part *)
Do[joff = Sum[nj[[n]],{n,2,i}];
  foff1 = Sum[If[i!=nf,Max[nj[[i]],nj[[i+1]]], nj[[i]],{i,1,i-1}];
  foff2 = Sum[If[i!=nf,Max[nj[[i]],nj[[i+1]]], nj[[i]],{i,1,i}];
  Do[
    Do[bmat[[j+joff,f+foff1]] = -1; bmat[[j+joff+jup,f+foff1+fup]] = -1;
      bmat[[j+joff,f+foff2]] = 1; bmat[[j+joff+jup,f+foff2+fup]] = 1;
      ,{f,1,j}
      ,{j,1,nj[[i+1]]}
      ,{i,1,nf-1}];

(* Center Joint Element Part *)
Do[
  Do[bmat[[j+2*jup,f]] = 1; bmat[[j+2*jup,f+fup]] = 1; bmat[[j+2*jup,nbf+1]] = 1
    ,{f,1,j}
    ,{j,1,nj[[1]]}];

(* Unit Matrix Part *)
Do[bmat[[i,i+nbf+1]] = 1,{i,1,nl}];

```

```

(*****)
(* Making Impedance Matrix *)
(*****)
  rlist = Table[0, {i, 1, nb}];

  (* Filament Element R Set *)
  Do[rlist[[i]] = rsc, {i, 1, nbf + 1}];

  (* Shearing R Set *)
  Do[f = 1 + Sum[If[i != nf, Max[nj[[i]], nj[[i + 1]]], nj[[i]], {i, 1, i - 1}];
    rlist[[f]] = rsh; rlist[[f + fup]] = rsh;
    , {i, 1, nf}];

  (* Joint R Set *)
  Do[rlist[[i]] = rjo, {i, nbf + 2, nb}];
  zb = DiagonalMatrix[rlist];

(*****)
(* Making Voltage Matrix *)
(*****)
  evec = Table[0, {i, 1, nl}, {j, 1, 1}];
  Do[evec[[i + nl - nj[[1]], 1]] = e, {i, 1, nj[[1]]}];

(*****)
(* Making Current Distribution Table : ratio *)
(*****)
  ratio = Table[0, {i, 1, nb}];

(*****)
(* Solve Circuit Equation *)
(*****)
  ivec = N[Inverse[pmat.zb.Transpose[pmat]].evec];
  ivec = Part[N[Transpose[Transpose[pmat].ivec]], 1];
  imax = ivec[[nbf + 1]];
  Do[ratio[[i]] = ivec[[i]] / imax * 100, {i, 1, nb}];
  Do[If[Abs[ratio[[i]]] < 0.001, ratio[[i]] = 0; ivec[[i]] = 0], {i, 1, nb}];
  totalr = e / ivec[[nbf + 1]];

  Clear[pmat, ivec, zb, evec];

  WriteString[opf, "Date = " & Part[Date[], 1] & ", " & Part[Date[], 2] & ", " & Part[Date[], 3] & ", " &
    "Time = " & Part[Date[], 4] & ", " & Part[Date[], 5] & ", " & Part[Date[], 6] & ", " &
    "Calculation Time = " & AbsoluteTime[] - start & " sec" & "\n"];
  WriteString[opf, "R = " & FortranForm[N[totalr]] & "\n"];
  WriteString[opf, "Step = " & step & ", Nf = " & nf & ", Nj = " & nj & ", Nn = " & nn & ", Nb = " & nb & ", Nl = " & nl &
    " Time = " & Part[Date[], 4] & ", " & Part[Date[], 5] & ", " & Part[Date[], 6] &
    " Calculation Time = " & AbsoluteTime[] - start & " sec" & "\n"];

```

```

Do[foff = Sum[If[i!=nf,Max[nj[[i]],nj[[i+1]]], nj[[i]],{i,1,i-1}];
  fmax = If[i!=nf,Max[nj[[i]],nj[[i+1]]], nj[[i]];
  WriteString[opf,i,"¥t"];
  Do[WriteString[opf,ratio[[f+foff]], "¥t*****¥t",{f,1,fmax}];
  WriteString[opf,"¥n", "¥t¥t"];
  If[i!=1, joff = Sum[nj[[n]], {n,2,i-1}]+nbf+1;
    Do[WriteString[opf,ratio[[j+joff]], "¥t¥t",{j,1,nj[[i]]}];
    WriteString[opf,"¥n"];
  ];
  ,{i,nf,1,-1}];
joff = nb-nj[[1]];
Do[WriteString[opf,ratio[[j+joff]], "¥t¥t",{j,1,nj[[1]]}];
WriteString[opf,"¥n"];
Do[foff = Sum[If[i!=nf,Max[nj[[i]],nj[[i+1]]], nj[[i]],{i,1,i-1}];
  fmax = If[i!=nf,Max[nj[[i]],nj[[i+1]]], nj[[i]];
  If[i!=1, joff = Sum[nj[[n]], {n,2,i-1}]+nbf+1;
    Do[WriteString[opf,ratio[[j+joff+jup]], "¥t¥t",{j,1,nj[[i]]}];
    WriteString[opf,"¥n"];
  ];
  WriteString[opf,i,"¥t"];
  Do[WriteString[opf,ratio[[f+foff+fup]], "¥t*****¥t",{f,1,fmax}];
  WriteString[opf,"¥n", "¥t¥t"];
  ,{i,1,nf}];
WriteString[opf,"¥n"];
WriteString[opf,"Step¥tBranch No. ="];
Do[WriteString[opf,"¥t",i],{i,1,nb}];
WriteString[opf,"¥n"];
WriteString[opf,step,"¥tRatio ="];
Do[WriteString[opf,"¥t",ratio[[i]]],{i,1,nb}];
WriteString[opf,"¥n¥n"];

(*****
(* Calculate The Coordinates of Each Element Nodes *)
(*****
bsx=Table[0,{i,1,nb}]; bex=Table[0,{i,1,nb}]; bsy=Table[0,{i,1,nb}]; bey=Table[0,{i,1,nb}];
(* The Coordinates of Filament Element Nodes *)
Do[foff = Sum[If[i!=nf,Max[nj[[i]],nj[[i+1]]], nj[[i]],{i,1,i-1}];
  y = (2*i-1)*a;
  fmax = If[i!=nf,Max[nj[[i]],nj[[i+1]]], nj[[i]];
  Do[x1 = (2*f-3)*a; x2 = (2*f-1)*a;
    If[f==1,bsx[[f+foff]] =x0; bex[[f+foff]] =x2;
      bsx[[f+foff+fup]] =x2; bex[[f+foff+fup]] =x0;
      bsx[[f+foff]] =x1; bex[[f+foff]] =x2;
      bsx[[f+foff+fup]] =x2; bex[[f+foff+fup]] =x1;
      bsy[[f+foff]] = y; bey[[f+foff]] = y; bsy[[f+foff+fup]] =-y; bey[[f+foff+fup]] =-y
    ,{f,1,fmax}];
  ,{i,1,nf}];

```

```

(* The Coordinates of Joint Element Nodes *)
Do[joff = nbf+1+Sum[nj[[n]],{n,2,i-1}];
  y1 = (2*i-1)*a; y2 = (2*i-3)*a;
  Do[x = (2*j-1)*a;
    bsx[[j+joff]] = x; bsx[[j+joff+jup]] = x; bex[[j+joff]] = x; bex[[j+joff+jup]] = x;
    bsy[[j+joff]] = y1; bey[[j+joff]] = y2; bsy[[j+joff+jup]] = -y2; bey[[j+joff+jup]] = -y1;
    ,{j,1,nj[[i]]};
  ,{i,2,nf});
koff = nb-nj[[1]];
Do[x = (2*k-1)*a;
  bsx[[k+koff]] = x; bex[[k+koff]] = x;
  bsy[[k+koff]] = a; bey[[k+koff]] = -a;
  ,{k,1,nj[[1]]});

(*****
(* Calculate Self Field of Each Front End Joint Element *)
(*****
WriteString[opf, "Self Field of Front End Joint Element\n", "Step\tF.No\tN\tE.No\tSelf Field\n", step];
bz = Table[0, {i,1,nf}];
Do[If[i==1, index=nb, index=nbf+1+Sum[nj[[j]],{j,2,i}]];
  x = (bsx[[index]]+bex[[index]])/2; y = (bsy[[index]]+bey[[index]])/2;
  sumbz=0;
  Do[If[j!=index && j!=nbf+1,
    xs=bsx[[j]]; xe=bex[[j]]; ys=bsy[[j]]; ye=bey[[j]];
    pbz = 0;
    If[ys==ye,
      If[ys!=y, pbz=muo/(4*Pi)*ratio[[j]]/(ys-y)*((xe-x)/Sqrt[(xe-x)^2+(ye-y)^2]-
        (xs-x)/Sqrt[(xs-x)^2+(ys-y)^2]);,
      If[xs!=x, pbz=muo/(4*Pi)*ratio[[j]]/(xs-x)*((ys-y)/Sqrt[(xs-x)^2+(ys-y)^2]-
        (ye-y)/Sqrt[(xe-x)^2+(ye-y)^2]);
    ];
    sumbz=sumbz+pbz
  ];
  ,{j,1,nb});
bz[[i]] = Abs[sumbz/100*10000];
WriteString[opf, "\t", i, "\t", nj[[i], "\t", index, "\t", FortranForm[N[sumbz/100*10000]], "\n"];
, {i, nf, 1, -1}];

```

```

(*****)
(* Calculate Magnetic Field at Hall-probe *)
(*****)
z = 1.5*10^(-3);          (* 接続部周辺磁場計算点の z 座標値 *)
sumbz = 0;
Do[pbz = 0;
  xs=bsx[[j]]; xe=bex[[j]]; ys=bsy[[j]]; ye=bey[[j]];
  If[ys==ye,
    pbz=muo/(4*Pi)*ratio[[j]]*ys/(ys^2+z^2)* (xe/Sqrt[xe^2+ye^2+z^2]- xs/Sqrt[xs^2+ys^2+z^2]),
    pbz=muo/(4*Pi)*ratio[[j]]*xs/(xs^2+z^2)* (ys/Sqrt[xs^2+ys^2+z^2]- ye/Sqrt[xe^2+ye^2+z^2])
  ];
  sumbz=sumbz+pbz
, {j, 1, nb}];
WriteString[opf, "%nStep %t Normalized Magnetic Field at Hall probe %n",
  step, "%t", FortranForm[N[sumbz*100]], "%n %n"];
WriteString[opf, "%tCalculation Parameters %n",
  "%t a = %t", FortranForm[N[a]], "%t", "%t x0 = %t", FortranForm[N[xo]], "%n",
  "%t Rsc = %t", FortranForm[N[rsc]], "%t", "%t Rsh = %t", FortranForm[N[rsh]], "%t",
  "%t Rjo = %t", FortranForm[N[rjo]], "%n", "%t E = %t", FortranForm[N[e]], "%n"];
Close[opf];

(*****)
(* Reset Next Nj Table *)
(*****)
If[nfmax != nf, nj[[nf+1]]=1, maxi=nj[[1]];
  tf=0;
  Do[If[nj[[i]]!=maxi, tf++, {i, 1, nf}];
  If[tf==0, nj[[1]]++, [[nf-tf+1]]++];
];

];

```

## Apenndix.3 太陽アクシオン探索用永久電流超伝導マグネットの開発

### 第1節 はじめに

素粒子物理に於ける「強い力」のCP変換（荷電共役変換とパリティ変換の積）の対称性の保存にとって重要な意味を与える未発見粒子Axionの探索を目的とした直冷式ダイポールマグネットを開発に参加し、その中でこのマグネット用の永久電流スイッチ及びコイルとの接続部を製作した。ここでは、マグネット及び永久電流スイッチの概要について述べる。

Axion粒子の検出原理を図A3.1に示す。Axion粒子が、2つのレーストラック型コイル間の磁場空間中で、4.2KのHeガスと相互作用した結果、転換されたX線を検出する。このため、磁場強度及びその積分長は検出感度（ $B^4$ に比例）を決定する重要な要素となる。また、1年を超える連続観測となるため、直冷式・永久電流マグネットが極めて有効な手段となる。

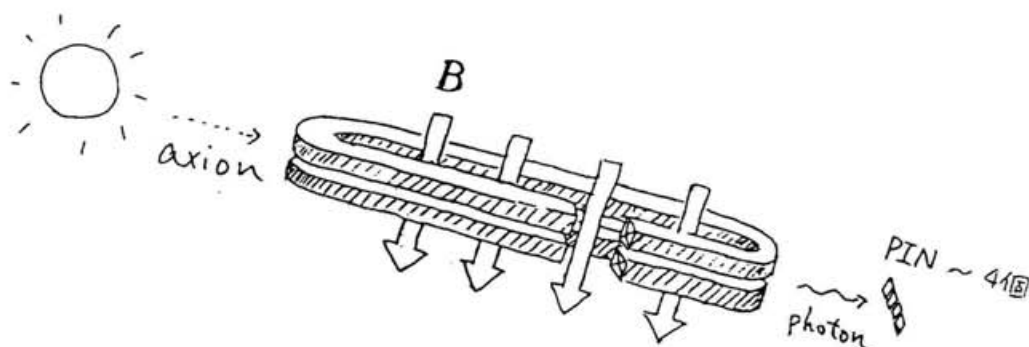


図 A3.1 Axion 粒子検出原理

### 第2節 マグネットの特徴及び性能

マグネットの主要諸元を表A3.1に、また断面図及び外観写真を図A3.2,3にそれぞれ示す。コイル間の2（ギャップ）×10（幅）cm、長さ2mの空間に磁場積分10 T・mを発生する。運転は、永久電流モードで行なわれ、マグネットは伝熱棒を介して2台の冷凍機（冷凍能力：0.5W×2 at 4.2 K）により直接冷却される。このため、冷媒追加等のメンテナンスが不要になり、長期間に渡る自動運転を可能にした。

コイルの巻線は、含浸用樹脂（室温硬化型）を塗り込みながら行なわれる。（図A3.4）この樹



脂は、超伝導線と同じ熱収縮率になるように添加物が加えられている。2つのレーストラック型コイルは、間に20mm厚の銅板を挟んで組み合わせられ、上下面にも銅板が取付けられる。(図A3.5) コイルに挟まれた銅板には、冷却パイプが埋め込まれ、冷凍機の故障の場合などには、Heを流し冷却できるようになっている。冷凍機の4.2Kヘッドとコイルをつなぐ伝熱棒(φ100mm)は、コイル上面に取付けられた銅板の中央部に取付けられる。組み合わせられた2つのコイルはステンレス鋼製のケースに納められた上で断熱真空容器に組み込まれる。このコイルケースにも同様な目的で冷却パイプが、取付けられている。コイル、銅板、伝熱棒、コイルケースを合わせた冷凍重量は、670kgとなる。

表 A3.1 Axion 探素用超伝導マグネット主要諸元

項 目		
コイル	形状	レーストラック
	個数	2 個
	厚さ	64 mm
	幅	50 mm
	断面積	$3.2 \times 10^3 \text{ mm}^2$
	コーナーR	Inner: 50 mm Outer: 100 mm
	直線部長さ	2100 mm
	中心間距離	84 mm
	体積	$14.95 \times 10^6 \text{ mm}^3/\text{coil}$
	重量	133.5 kg/coil
巻 線	層数	54 /coil
	ターン数	33.5 /coil
	全巻数	1809 /coil
定格電流		336 A
中心磁界		5.0 T
最大経験磁界		7.18 T
インダクタンス		15.5 H
蓄積エネルギー		875 kJ

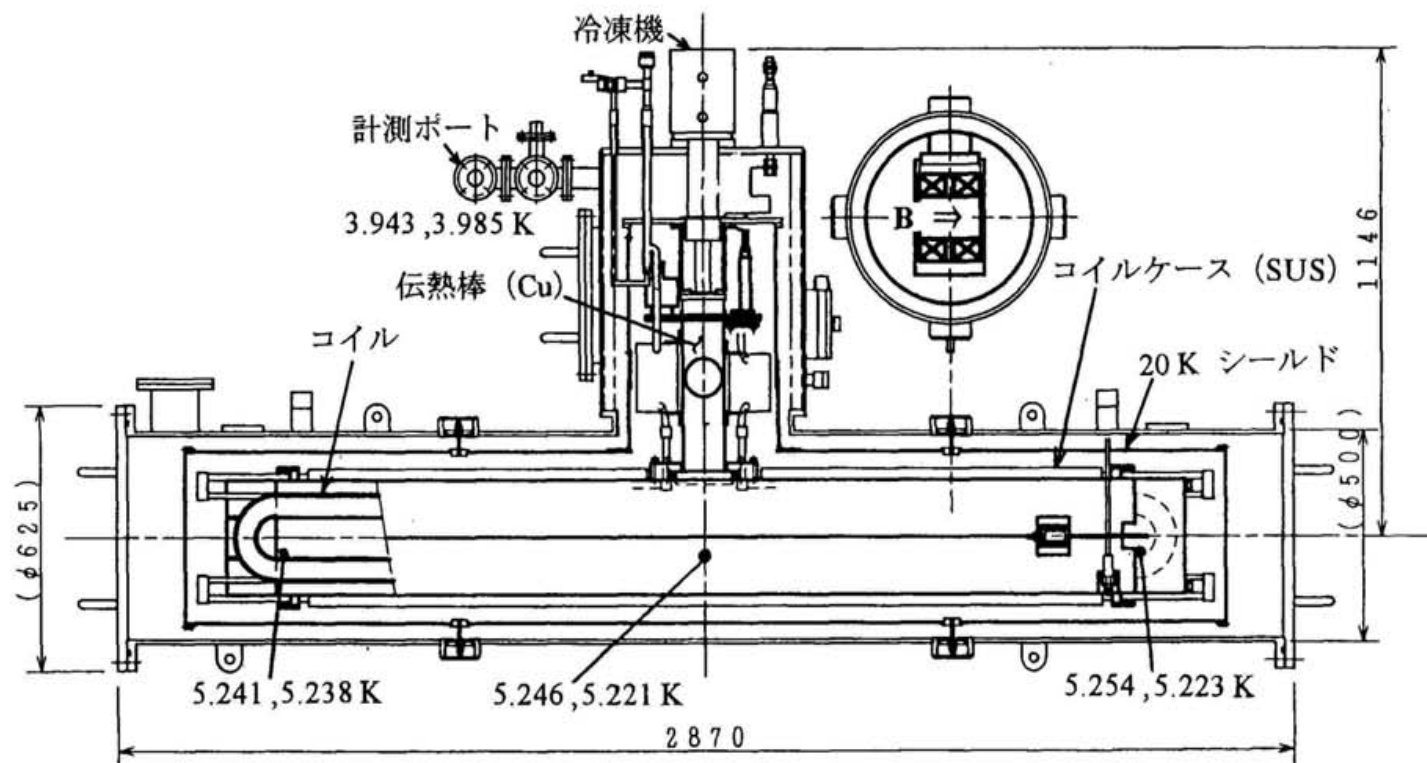


図 A3.2 マグネット断面図と冷却完了時の温度分布

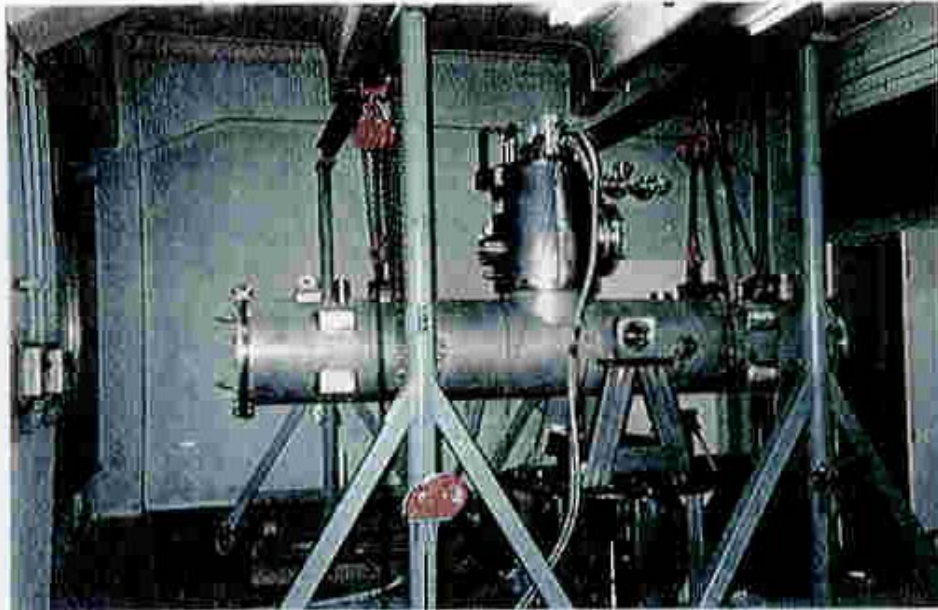


図 A3.3 Axion 探索用超伝導マグネット外観写真



図A3.4 コイル巻線

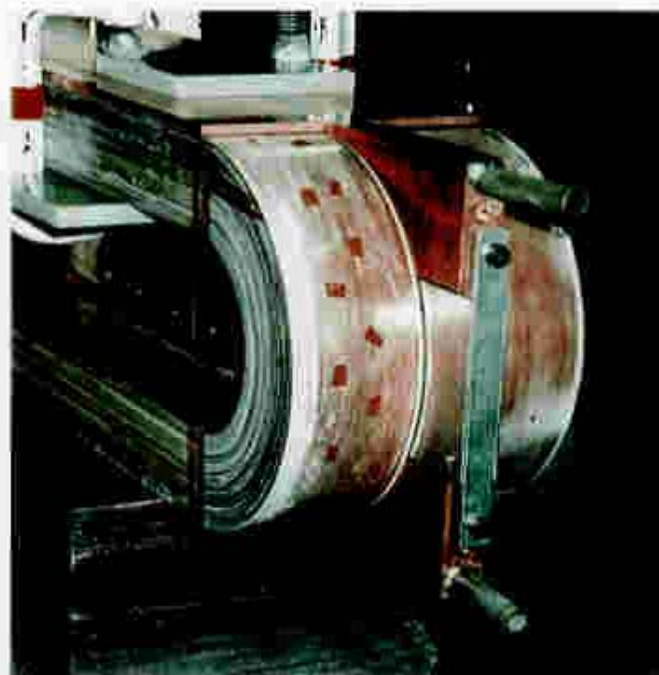
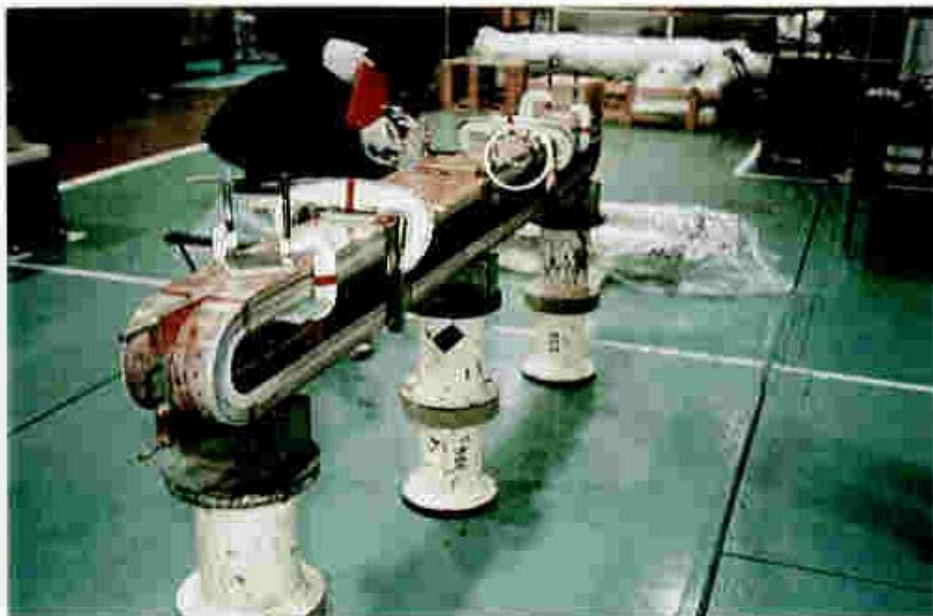


図 A3.5 コイル組立て (2つのコイルを組合せたところ)

### 第3節 冷却及び励磁試験結果

冷凍機で室温から冷却を行った冷却特性を図 A3.6 に示す。冷却開始から励磁可能になるまでには、約 250 時間を要した。冷却完了時の各部の温度を図 A3.2 中に示す。励磁試験は、定格の 80% の 268 A で行い、中心磁界 4 T を発生させた。励磁中及び永久電流モード開始時の電流と各部の温度変化を図 A3.7 に示す。励磁中の AC ロスによりコイル温度が 0.7 K 上昇した。励磁終了後、永久電流スイッチを ON にし、永久電流モードにて、5 日間に渡って発生磁場、各部の温度を観測し、安定な動作を確認した。この永久電流モード運転中のコイルと永久電流スイッチ温度及びコイル発生磁場の変化を図 A3.8 に示す。測定されている磁場の大きさは、2.64 T であるが、これは、ホール素子がコイル中心の外部側面に取付けられているためであり、コイル中心磁場 4 T に相当している。

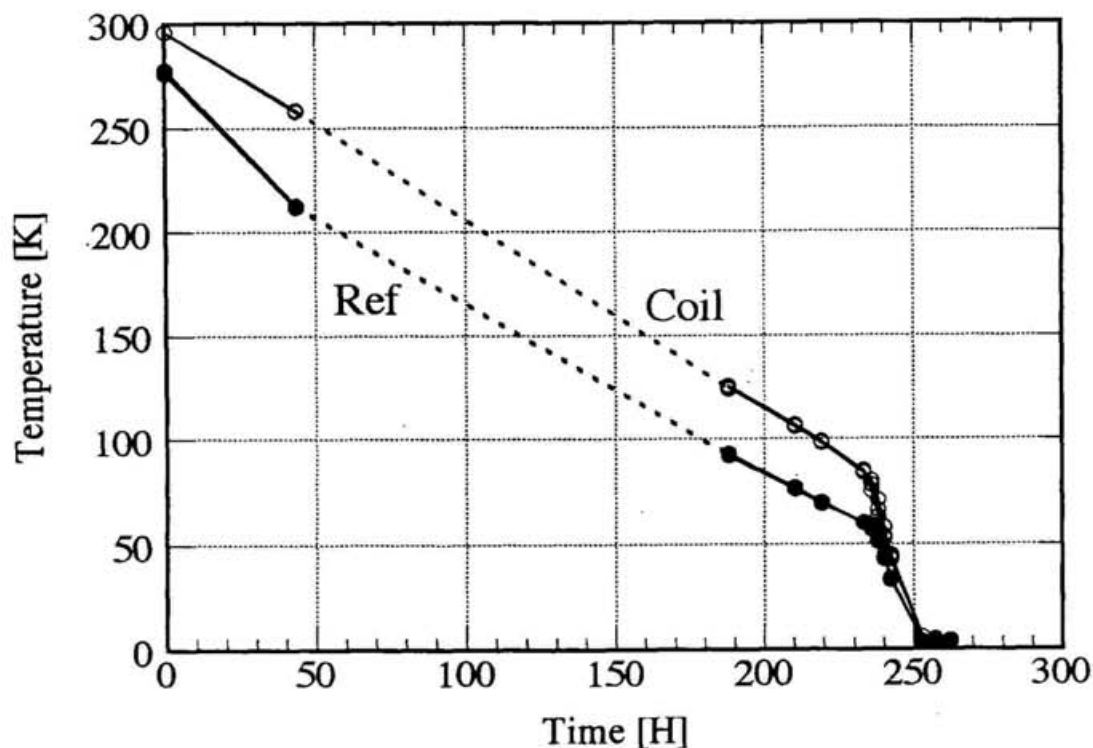


図 A3.6 コイル冷却特性 (冷凍機のみにより室温から冷却)

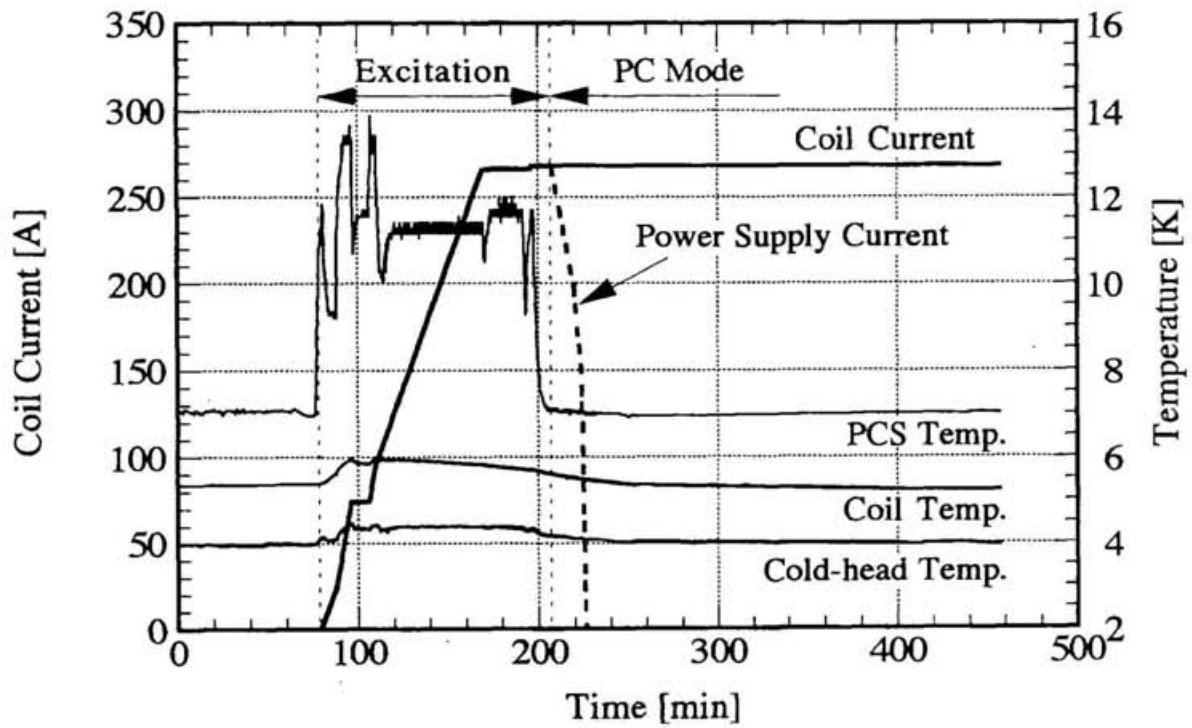


図 A3.7 マグネット励磁中及び永久電流開始時の電流と温度変化

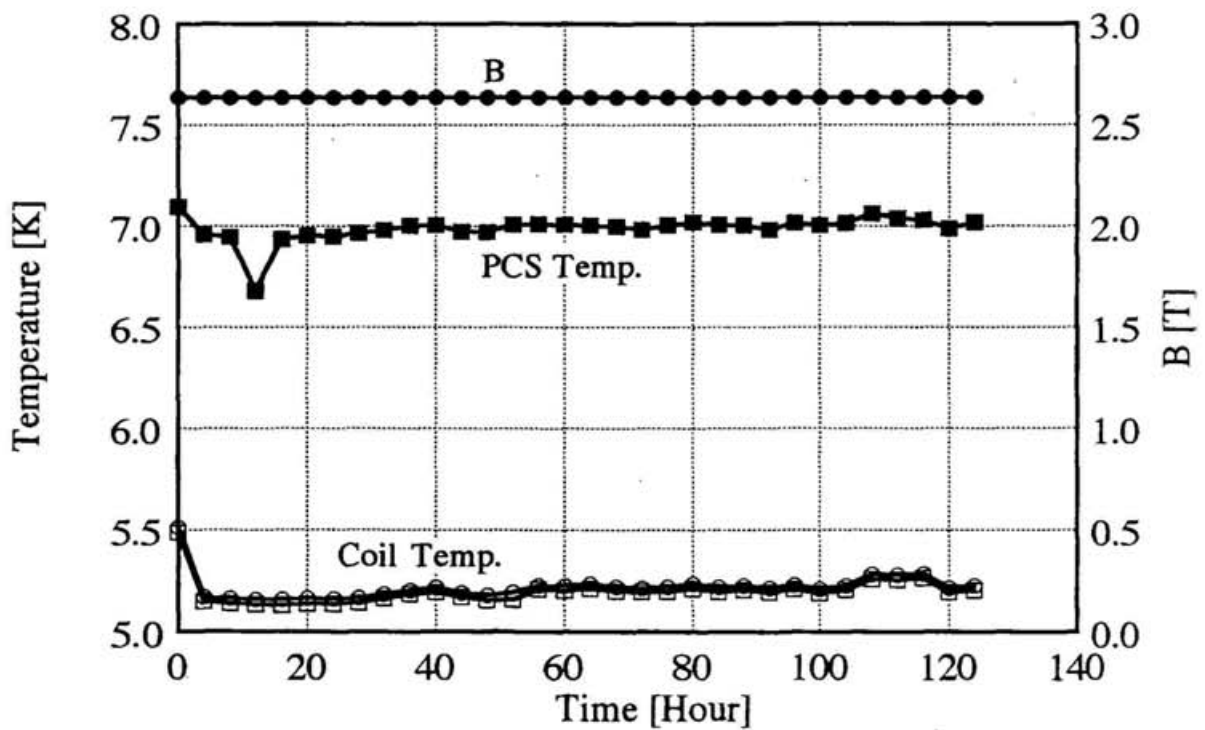


図 A3.8 永久電流モード運転中のコイルと永久電流スイッチ温度及びコイル発生磁場

## 第4節 永久電流スイッチ

### 第1項 永久電流スイッチの特徴と性能

使用導体は、本論で用いた永久電流スイッチ用導体である。巻線は、単層ソレノイドの無誘導巻きで行なわれ、導体の曲げ方向は、エッジワイズ方向である。多層巻きでは層間渡り部で巻き乱れが生じ、この部分がクエンチの原因となりうるため、巻き乱れが生じない単層ソレノイド巻きを採用した。巻線部外周には外周面にヒーターが取付けられた銅製の円筒（2分割）が取付けられ、巻線部の温度の均一化をはかっている。永久電流スイッチは、冷凍機の4.2 Kヘッドに取付けられている4 Kステージ（材質：銅、 $\phi 290 \times 10^4$  mm）上にFRP製の座を介して断熱状態で取付けられ、この4 Kステージと巻線部は、円筒に取付けられた伝熱体を介して熱的に接続される。実際にマグネットに組み込まれ、4 Kステージ上に取付けられている永久電流スイッチを図 A3.9 に、また断面図を図 A3.10 に示す。

### 第2項 永久電流スイッチの OFF 時抵抗と導体長さ

永久電流スイッチの OFF 時抵抗は、マグネット励磁時の分流電流によって OFF 状態が維持されるように決定した。励磁速度  $dI/dt$  及びコイルのインダクタンス  $L$  は、

$$dI/dt = 2.8 \text{ A/min} \quad (\text{A3.1})$$

$$L = 15.5 \text{ H} \quad (\text{A3.2})$$

であるから、励磁時に永久電流スイッチ両端にかかる電圧  $V$  は、

$$V = L \times dI/dt = 0.72 \text{ V} \quad (\text{A3.3})$$

となる。従って、永久電流スイッチの OFF 時抵抗を  $R$  [ $\Omega$ ] とすると、励磁時の自己発熱  $Q$  は、

$$Q = 0.52/R \text{ [W]} \quad (\text{A3.4})$$

となる。ここで、励磁時の4 Kステージへの熱負荷を0.104 Wとし、OFF時抵抗は、この熱負荷と自己発熱が等しいとして求め、

$$R = 5 \Omega \quad (\text{A3.5})$$

とした。

次に、この抵抗値より必要な導体長さ  $L$  [m] を求める。導体の抵抗率  $\rho$  及び断面積  $S$  は、

$$\rho = 1.84 \times 10^{-5} \Omega \text{ cm} \quad (\text{at } 15 \text{ K}) \quad (\text{A3.6})$$

$$S = 6.22 \times 10^{-3} \text{ cm}^2 \quad (\text{A3.7})$$



であるから、導体全長の抵抗は、

$$\rho \times (L \times 100) / S = 0.296 \times L \text{ } [\Omega] \quad (\text{A3.8})$$

で与えられ、必要な導体長さは、 $R = 5 \Omega$  より

$$L = 16.9 \text{ m} \quad (\text{A3.9})$$

とした。

ここで、 $\phi 70 \text{ mm}$  の巻芯を用いて導体  $16.9 \text{ m}$  を巻線するために必要な巻芯長さを求める。ターン数を  $2n$  とし、導体中心で考えた巻線部での導体長は、

$$(2n + 0.5) \times (35 + 0.5) \times 2\pi \text{ } [\text{mm}] \quad (\text{A3.10})$$

で与えられる。無誘導巻きのための折り返し部分の導体長を  $140 \text{ mm}$  とすると、導体全長は、

$$(2n + 0.5) \times 71\pi + 140 \text{ } [\text{mm}] \quad (\text{A3.11})$$

となり、従って、ターン数は、導体長  $L = 16.9 \text{ m}$  より、

$$n = 37.3 \sim 38 \quad (\text{A3.12})$$

となる。巻芯長さは、導体の厚さを  $t = 0.776 \text{ mm}$ 、1 ターン目の渡り長さ  $1.6 \text{ mm}$  として求め、

$$2 \times 38 \times 0.776 + 1.6 = 60.576 \sim 60.6 \text{ mm} \quad (\text{A3.13})$$

とした。

### 第3項 伝熱体

伝熱体の材料には、本論第2章の周辺発生磁場検証実験で用いた超伝導導体を採用した。これは、残留比抵抗  $RRR$  が測定されており、熱伝導率が明確なためである。伝熱体は、高温端 (PCS 側) 温度を  $10 \text{ K}$ 、低温端温度を  $4 \text{ K}$  とした時に  $0.104 \text{ W}$  の伝熱するように設計する。伝熱体の  $RRR$  は、

$$RRR = 167 \quad (\text{A3.14})$$

である。これより  $10 \text{ K}$  及び  $4 \text{ K}$  における伝熱体の熱伝導率は、

$$\lambda_{10\text{K}} \sim 2000 \text{ W/m(K)}, \quad \lambda_{4\text{K}} \sim 800 \text{ W/m(K)} \quad (\text{A3.15})$$

となり、また、この温度範囲での熱伝導率の変化は線形であるので、温度を  $T \text{ } [\text{K}]$  とすると、

$$\lambda = 200 \times T \text{ } [\text{W/m(K)}] \quad (\text{A3.16})$$

で与えられる。従って、 $4 \rightarrow 10 \text{ K}$  の熱伝導率積分値は、

$$\int \lambda \text{ } dT = 8400 \text{ W/m} \quad (\text{A3.17})$$

となる。伝熱体の超伝導体の部分は伝熱に寄与しないものとする、伝熱面積  $S$  は、

$$S = 7.6 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \quad (\text{A3.18})$$

である。従って、必要な伝熱体の長さ $L$ は、

$$Q = 0.104 = 8400 \times 7.6 \times 10^{-7} L \quad (\text{A3.19})$$

より、

$$L = 61.4 \text{ mm} \quad (\text{A3.20})$$

となる。しかしながら、巻線部に取付けた円筒上端の伝熱体取付部と4Kステージ間の距離は、これより長いことと、両端に取付けた圧着端子を介してボルトで取付けられ、この部分での接触熱抵抗が存在するため、実際には長さを130 mmとし、3本を束ねて伝熱体として使用した。



図 A3.9 マグネットに組込まれ、4 Kステージ上に取付けられた永久電流スイッチ

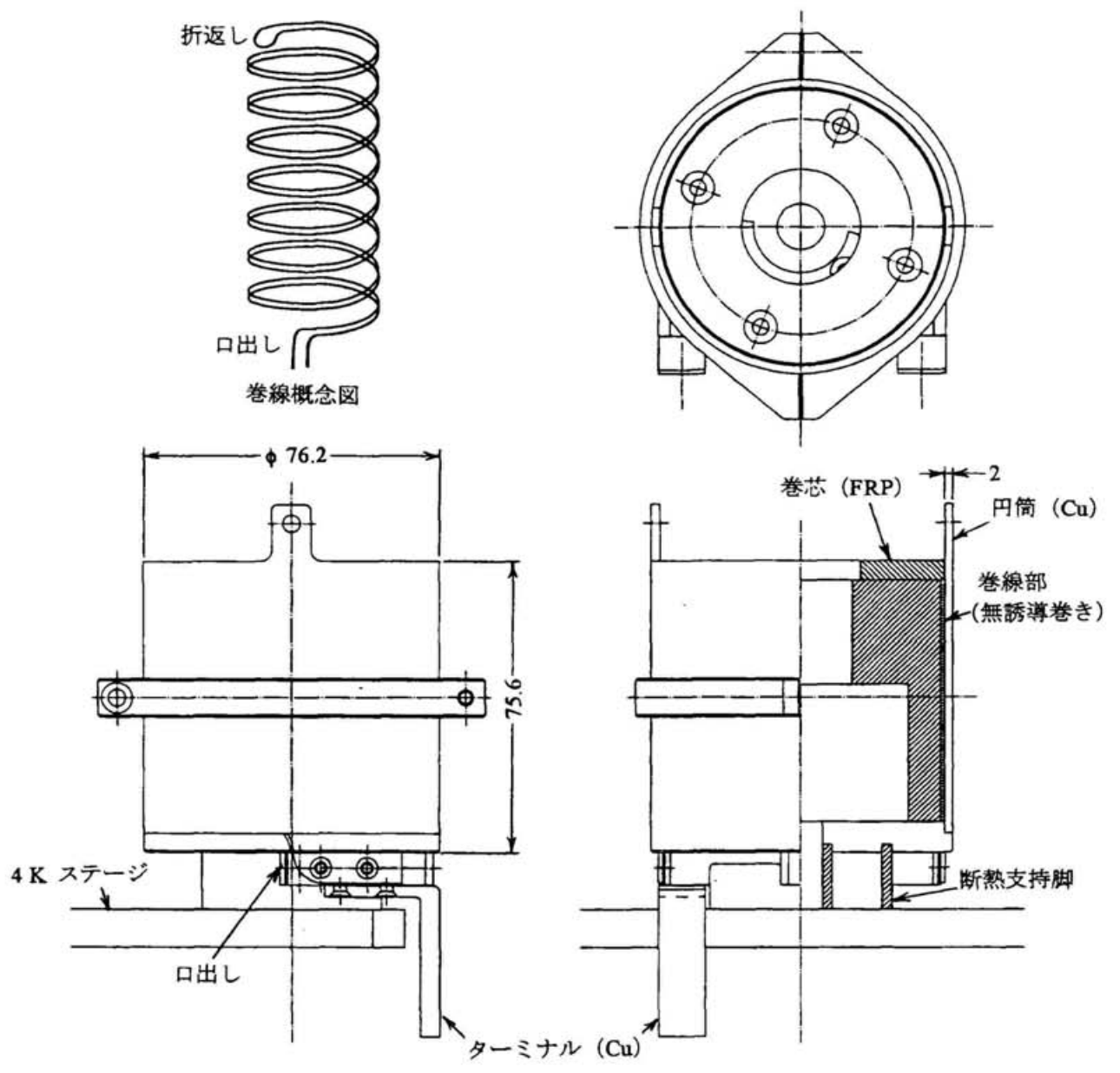


図 A3.10 永久電流スイッチ断面図

## 第5節 永久電流スイッチ単独励磁実験

永久電流スイッチ単独励磁実験では、アクシオンマグネット内におけるその環境を模擬するため、バックアップマグネットのボア内に置かれた真空容器内に永久電流スイッチを設置し、真空容器の周囲を液体ヘリウムで満たした状態で実験を行った。実験のセットアップ概念図を図 A3.11 に、またその写真を図 A3.12 に示す。この実験では、永久電流スイッチの冷却特性（OFF→ON 特性）と、臨界電流の測定を目的とした。

### 第1項 冷却特性の測定

冷却特性の測定では、図 A3.10 に示す2点（永久電流スイッチの円筒上端とその取付けベース）の温度の変化を測定し、冷却特性を求めた。実験は、永久電流スイッチに取付けたヒーターにより入熱を与えた場合の平衡温度の測定、(2) 平衡状態からヒーターをOFFし、伝熱体を介しての冷却の際の温度変化の測定について行った。

平衡温度の測定は、130 mm 長さの伝熱体を3本束ねて行い、ヒーター入力を0.15 W (0.026 A × 5.78 V) とした場合、永久電流スイッチ温度が11.1 K、取付ベース温度が5.7 Kにて平衡した。伝熱体の特性からこの温度差がある場合の伝熱量を求める。熱伝導率積分値は、

$$\int \lambda dT = 9072 \text{ W/m} \quad (\text{A3.21})$$

であり、伝熱体の断面積及び長さは、

$$S = 2.3 \times 10^{-6} \text{ m}^2, \quad L = 130 \text{ mm} \quad (\text{A3.22})$$

であるから、伝熱量は、

$$Q = 0.16 \text{ W} \quad (\text{A3.23})$$

となり、実際の入熱量とほぼ一致することが確認された。

ヒーターをOFFにした後の温度変化の測定結果を図 A3.13 に示す。横軸の時間は、ヒーターをOFFにしてからの経過時間である。時刻  $t = t$  における温度、初期温度、LHe 温度を  $T$ 、 $T^0$ 、 $T_0$  とすると、各時刻における時定数  $\tau$  は、

$$\tau = - \frac{t}{\log \frac{T - T_0}{T^0 - T_0}} \quad (\text{A3.24})$$

となる。永久電流スイッチ及び取付ベースの各時刻の時定数の平均値を  $\tau_m$  は、それぞれ 206 sec、175.5 sec であり、この時定数を用い次式で求められる温度を実線で示した。

$$T = T_0 + (T^0 - T_0) e^{-\frac{t}{\tau_m}} \quad (\text{A3.25})$$

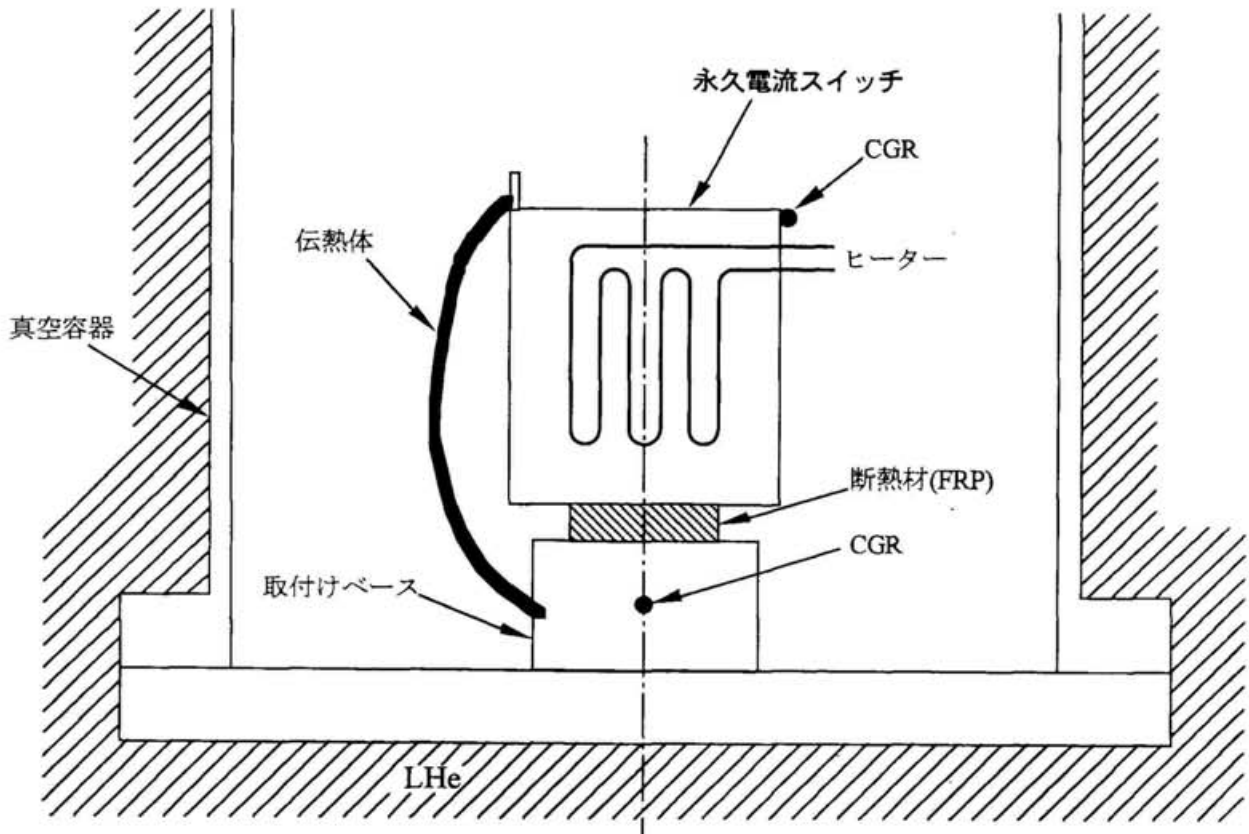


図 A3.11 永久電流スイッチ単独試験セットアップ概念図

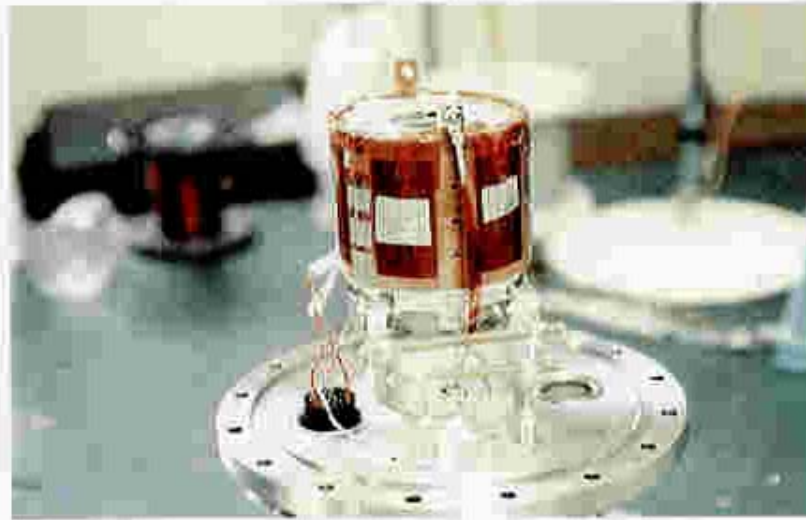


図 A3.12 真空容器フランジに取付けられた永久電流スイッチ

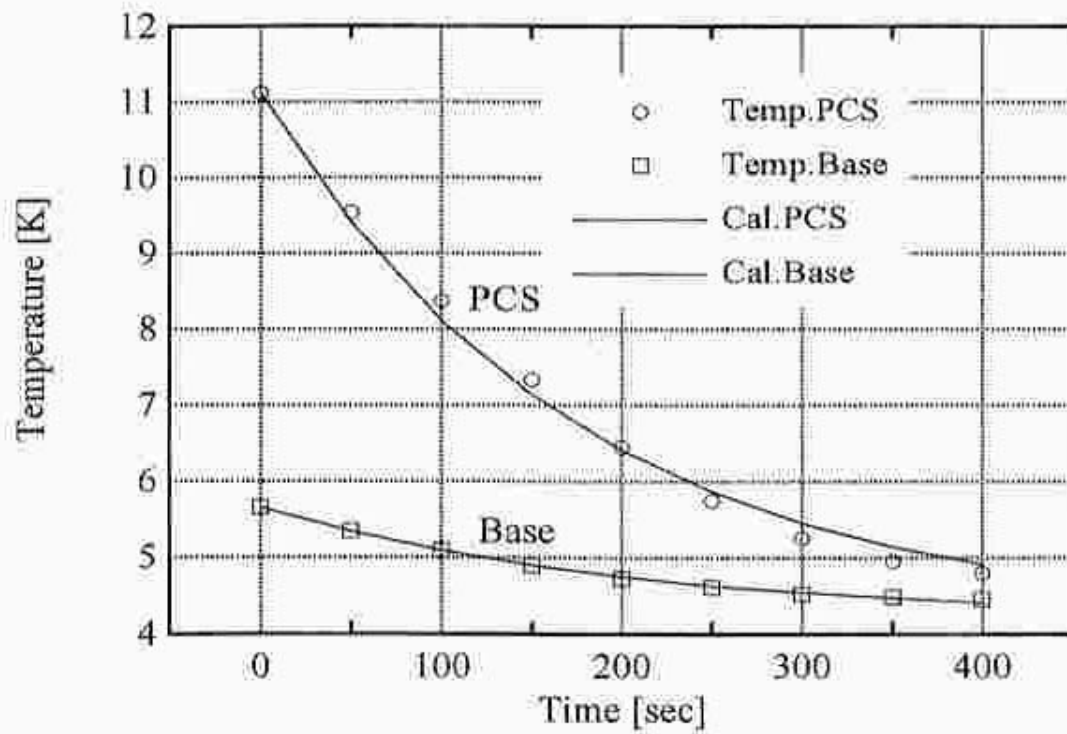
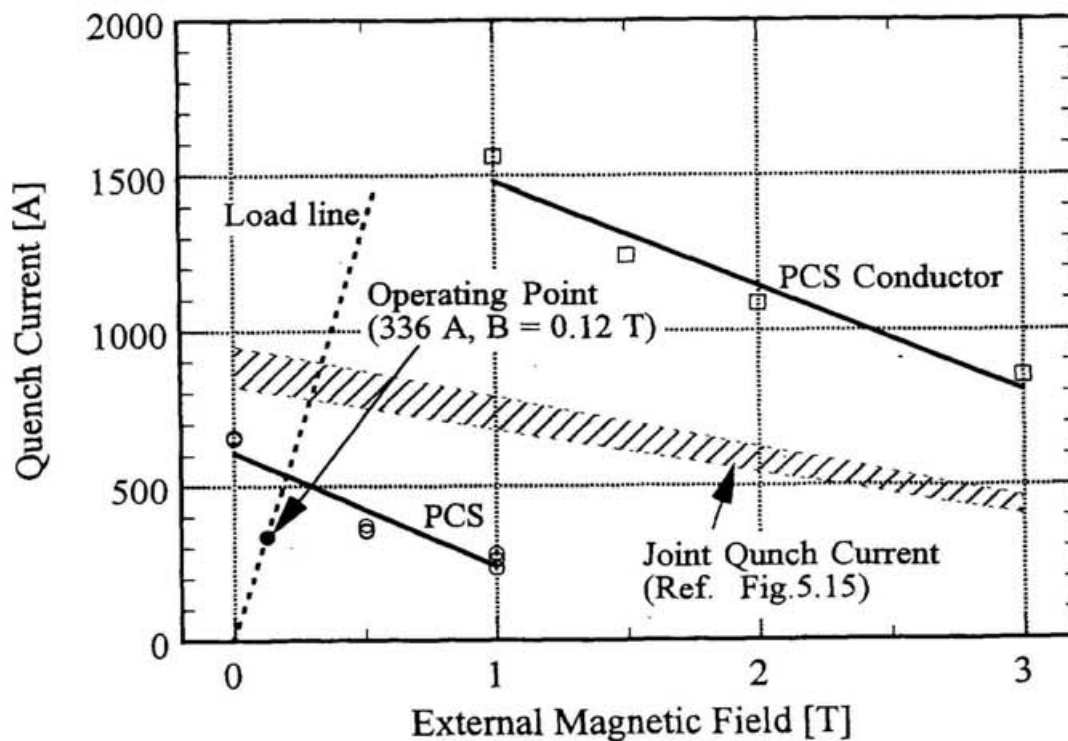


図 A3.13 永久電流スイッチの冷却特性

## 第2項 臨界電流測定

永久電流スイッチの臨界電流の測定は、冷却特性の測定と同じセットアップで、外部磁界を変化させて行った。測定結果を永久電流スイッチ用超伝導線の臨界電流と比較して図A3.14に示す。図中には図5.15に示したヘアピンタイプ接続部のクエンチ電流の範囲を斜線で示す。永久電流スイッチの運転点は336 A、0.12 Tであり、ロードライン上におけるマージンは30%である。永久電流スイッチの臨界電流は、超伝導線の臨界電流と比較してロードライン上で約20%まで減少している。また、接続部の臨界電流と比較しても小さい。これは、この臨界電流測定に用いた永久電流スイッチは、第6章の永久電流スイッチと組合せた永久電流実験に用いるため、口出し線の長さを短くすることができず、その余長処理が十分ではなく、超伝導線が動きやすかったこと及び安定化材が抵抗率の大きなCuNiであることなどが原因と考えられる。



図A3.14 永久電流スイッチとその導体の臨界電流の比較