

15158

磁場可視化計測による高温超電導体の
マクロ的磁気特性評価

福岡克弘

2001年6月

目 次

第 1 章 序論	1
1.1 背景	1
1.2 目的	2
1.3 本論文の構成および概要	3
参考文献	5
第 2 章 高温超電導体の諸性質と磁気特性評価手法	7
2.1 高温超電導体の基礎物理	8
2.2 磁束の運動	18
2.3 各種高温超電導体の特徴および問題点	24
2.4 バルク高温超電導体の製造技術	28
2.5 バルク高温超電導体の電磁力応用	30
2.6 高温超電導体の電磁力数値解析	33
2.7 磁場計測手法および磁束の観察手法	38
参考文献	41
第 3 章 静磁場中における磁気特性評価	44
3.1 はじめに	44
3.2 磁場可視化計測による静磁場特性評価	46
3.3 数値解析による磁気遮蔽特性の定量的評価	61
3.4 高温超電導体のヒステリシス特性計測	79
3.5 磁束クリープ計測による材料評価	83
3.6 まとめ	87
参考文献	88
第 4 章 交流励磁による磁気特性評価とその応用	90
4.1 はじめに	90
4.2 リング試料を用いた高温超電導体の磁束侵入周波数特性	92
4.3 リング試料を用いた外部磁場強度をパラメータにした 磁束ジャンプ評価	105
4.4 リング試料の磁場可視化計測による交流磁場応答	119
4.5 バルク高温超電導体の交流磁場遮蔽における 周波数応答特性	136
4.6 バルク高温超電導体の磁気遮蔽を応用した変圧器	151

4.7	まとめ	161
	参考文献	163
第5章	パルス磁化法による着磁特性評価	165
5.1	はじめに	165
5.2	磁場可視化計測によるパルス磁化特性評価	167
5.3	パルス磁化過程計測による最適パルス磁化の検討	184
5.4	単ドメイン YBCO 超電導体のパルス磁化特性と 材料劣化	195
5.5	まとめ	210
	参考文献	211
第6章	結論	213
	謝辞	217
	発表論文目録	218
	付録	220

第 1 章

序 論

第1章 序論

1.1 背景

1986年にBednorzとMüller(IBM-Zurich)により臨界温度が38Kのランタン系高温超電導体¹⁾が発見されて以来、1987年にはChuら(ヒューストン大)により臨界温度が93Kのイットリウム系高温超電導体²⁾、さらに1988年には前田ら(金材技研)により110Kのビスマス系高温超電導体³⁾、およびShengら(アーカンソー大)により125Kのタリウム系高温超電導体⁴⁾が次々と発見された。現在最も臨界温度が高いのは、1993年にSchillingら(ETH)によって発表された水銀系⁵⁾の138Kである。以後、世界中でより高い臨界温度、臨界電流密度および臨界磁場の特性を有する高温超電導体の開発が急速度で行われ、現在も進行中である。また、臨界温度が77K以上の高温超電導体は液体窒素中にて使用できるため、さまざまな分野の応用に期待されている。

高温超電導材料の応用を考える場合、その材料に要求される超電導特性はその利用技術によって異なる。液体窒素温度での利用を前提とすると、Y-Ba-Cu-O系、Bi-Sr-Ca-Cu-O系、Tl-Ba-Ca-Cu-O系、Hg-Ba-Ca-Cu-O系、RE-Ba-Cu-O系(RE = Nd, Sm, Eu, Gd, La)において、その臨界温度はクリアされている。本論文では、産業分野でのバルク超電導体の応用で使用されることが多く、一般に市販もされているY-Ba-Cu-O(イットリウム)系バルク超電導体を使用する。イットリウム系超電導体の組成比はY : Ba : Cu = 1 : 2 : 3近傍である。Y₂O₃が高温領域で安定しているため、完全熔融状態が得にくい。さらにYBa₂Cu₃O₇(123)超電導相は、Y₂BaCuO₅(211)相と液相との包晶反応を積極的に利用し、ピン止め点を導入する目的から、QMG(Quench and Melt Growth)法やMPMG(Melt Powder Melt Growth)法による半熔融凝固法が開発されている。QMG法およびMPMG法は、いずれもYBa₂Cu₃O₇(123)超電導相中のY₂BaCuO₅(211)相を、できるだけ微細分布させることを狙ったもので、分散微粒子が磁束ピンニングとクラック防止の役割を果たし、高温超電導体の臨界電流密度が向上する。

一般に高臨界電流密度を得るためには、1)高緻密性、2)超電導電流の流れを阻止する結晶粒界やクラック等のウィークリンクの除去、3)結晶粒界に存在する不純物相の除去、4)結晶粒の配向性の向上、5)超電導相中の酸素量の制御^{6~8)}ならびに結晶性の向上、6)磁束をトラップする微細なピン止め点の導入が必要である。

これまで、材料の開発はめざましく進歩してきた。そして、その特性としても実用可能な値を得られている。最近では、実用化に向けて大型単一ドメイン(擬似単結晶)の材料(現在では、直径100mm程度の単一ドメインのイットリウム系超電導体⁹⁾が作製されている)、低酸素分圧下で結晶成長させるOCMG

(Oxygen-Controlled Melt Growth)法により作製される、イットリウム系超電導体よりも高い臨界電流密度を有する RE 系超電導体⁶⁻⁸⁾、超電導バルク材料の強度を高める樹脂含浸技術¹⁰⁾等の開発が行われている。

このようなバルク高温超電導体の産業分野での応用として、磁気摩擦を利用した磁気クラッチ¹¹⁾、磁気浮上¹²⁾を利用した超電導フライホイール¹³⁾や搬送装置¹⁴⁾、超電導ベアリング^{15,16)}、超電導モータ¹⁷⁾、超電導線材¹⁸⁾、SQUID センサ^{19,20)}等への利用が検討されている。これらの応用において高温超電導体を使用するためには、その磁気特性の解明が重要となる。

1.2 目的

QMG(Quench and Melt Growth)法や MPMG(Melt Powder Melt Growth)法による半熔融凝固法により製作されたイットリウム系超電導体は、ピン止め点が微細分布しかつ結晶粒を大きく成長させることができるため、高臨界電流密度、高臨界磁場の特性を有する。このような高温超電導体は、各種産業分野への応用が検討されている。しかし、高温超電導体は製造過程において結晶粒界やクラック等のウィークリンクを含んでいる場合や、試料を使用する上での電磁力やヒートショックによりクラックが生じる場合もあり必ずしも均一な材料ではない。そこで、高温超電導体の実用化には、その磁気特性の分布を明らかにする必要がある。磁気特性を評価する方法は、磁気光学効果^{21,22)}を用いる方法、強磁性体粒子を用いた修飾法(ピッター法)^{23,24)}、走査型トンネル顕微鏡を用いる方法、電子線ホログラフィーによる磁束量子の観察²⁵⁾などが報告されている。これらの評価手法は、比較的小さな試料を対象にした観察方法であり、混合状態における磁束量子のピン止めなどをミクロ的に観察する場合においては有効である。しかし、測定できる範囲に制限が生じ、マクロ的な評価は困難である。実際のバルク高温超電導体の産業界での応用には大型の試料が用いられ、その試料全体の磁気特性をマクロ的に評価することが必要となる。

そこで本論文では、高温超電導体の磁場中における振る舞いをマクロ的に評価することを目的とし、静磁場、交流磁場、パルス磁化における磁気特性を評価する。さらに、高温超電導体の応用技術として、磁気回路をバルク超電導体で取り囲んだ磁気遮蔽変圧器を提案し、その特性についても評価する。

本論文のフローチャートを Fig.1.1 に示す。また、以下に本論文の内容をまとめて示す。

(1) 静磁場特性

- 磁場可視化計測による磁気特性分布評価
- 三次元有限要素解析による磁気遮蔽特性の定量的評価
- ヒステリシス特性計測による磁気特性評価

- 磁束クリーブ計測による磁気特性評価
- (2) 交流磁場特性とその応用
 - リング試料を用いた周波数をパラメータにした周波数応答特性評価
 - リング試料を用いた外部磁場強度をパラメータにした磁束ジャンプ特性評価
 - 磁場可視化計測によるリング試料の交流磁場応答特性評価
 - 磁場可視化計測によるバルク試料の交流磁場遮蔽における周波数応答特性評価
 - バルク高温超電導体の磁気遮蔽効果を利用した変圧器の検討
- (3) パルス磁化特性
 - 磁場可視化計測によるパルス磁化法の有用性評価
 - パルス磁化過程計測による最適パルス磁化の検討
 - 単ドメイン高温超電導体のパルス磁化特性と材料劣化の評価

1.3 本論文の構成および概要

以下に本論文の第2章以降の構成および概要を示す。

第2章 高温超電導体の諸性質と磁気特性評価手法

第3章 静磁場中における磁気特性評価

第4章 交流励磁による磁気特性評価とその応用

第5章 パルス磁化法による着磁特性評価

第6章 結論

第2章では、高温超電導体の基礎物理、磁束の運動、特徴および問題点、製造技術、電磁力応用、電磁力数値解析、磁気特性計測手法について述べる。

第3章では、静磁場中における高温超電導体の磁気特性評価として、磁場可視化計測により測定したデータから磁束密度のフルカラー画像を描き、その特性を評価する。また、計測した磁束密度分布から試料各点の臨界電流密度分布を求め、有限要素法を用いた数値解析により高温超電導体の磁気遮蔽特性の定量評価を行う。さらに、高温超電導試料中の各位置における磁気特性を、ヒステリシス特性計測、磁束クリーブ計測により明らかにする。

第4章では、リング形状の試料を用いて交流磁場下における高温超電導体の周波数特性を一次遅れモデルと考え評価する。また、外部磁場強度をパラメータにし周波数50Hzにおける磁束ジャンプ特性を評価する。さらに、磁場可視化計測により交流磁場中における高温超電導体の磁気特性分布を明らかにする。バルク形状の試料の交流磁場遮蔽における周波数応答特性についても磁場可視化計測により検討する。また、高温超電導体の応用としてバルク高温超電導体の磁気遮蔽効果を利用した変圧器を提案する。その特性評価を行いバルク高温

超電導体を用いた磁気遮蔽変圧器の実現の可能性について検討する。

第5章では、バルク高温超電導体を磁化し、バルク超電導磁石として使用する目的から、磁場可視化計測によりその着磁特性を評価しパルス磁化の有用性を確認する。また、パルス磁化過程における磁束密度を計測し、最適なパルス磁化の検討を行う。さらに、大型の単ドメイン高温超電導体のパルス磁化特性評価と、パルス磁場を繰り返し印加することによる磁化特性の向上、パルス磁場を印加することによる材料劣化を検討する。

第6章では、本論文の総括結論を述べる。

なお、本論文では外部磁場 $H(A/m)$ と高温超電導体に侵入する磁束密度 $B(T)$ との比較を容易にするため、外部磁場 H に真空の透磁率 μ_0 を乗じた、 $\mu_0 H(T)$ として外部磁場を表記する。

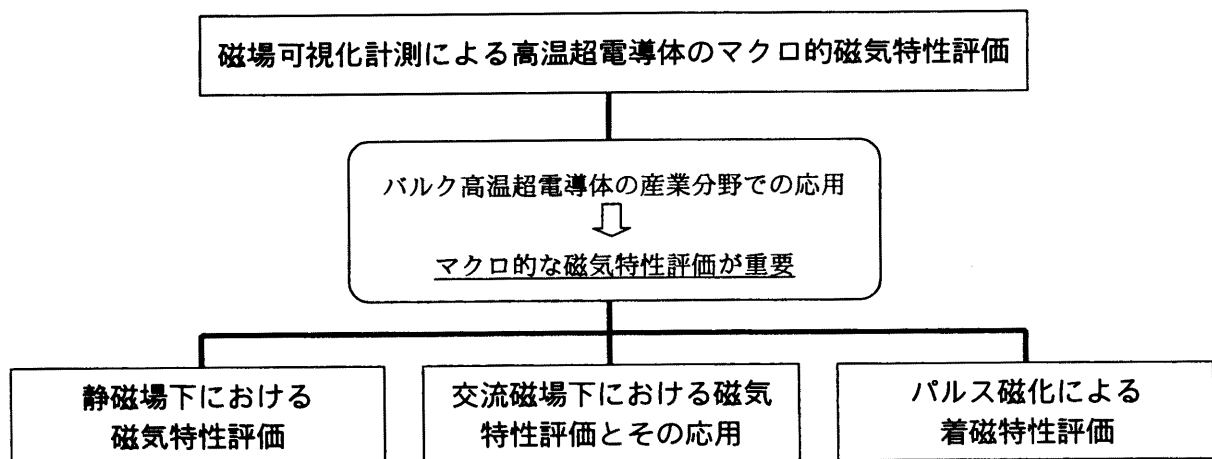


Fig.1.1 本論文のフローチャート

参考文献

- 1) J.G.Bednorz and K.A.Muller, "Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system", *Z.Phys.*, B64, p.189 (1986)
- 2) M.K.Wu, J.R.Ashburn, C.J.Torng, P.H.Hor, R.L.Meng, L.Gao, Z.J.Huang, Y.Q.Wang and C.W.Chu, "Superconductivity at 93K in a new mixed phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure", *Phys. Rev. Lett.*, 58, p.908 (1987)
- 3) H.Maeda, Y.Tanaka, M.Fujitomo and T.Asano, "A new high- T_c superconductor without rare earth element", *Jpn. J. Appl. Phys. Lett.*, 27, p.L209 (1988)
- 4) Z.Z.Sheng and A.M.Hermann, "Bulk superconductivity at 120K in the Tl-Ca/Ba-Cu-O system", *Nature*, 332, p.138 (1988)
- 5) A.Schilling, M.Cantoni, J.D.Guo and H.R.Ott, *Nature*, 363, p.56 (1993)
- 6) S.I.Yoo, N.Sakai, H.Takaichi, T.Higuchi and M.Murakami, "Melt processing for obtaining NdBa₂Cu₃O_y superconductors with high T_c and large J_c ", *Appl. Phys. Lett.*, 65, 5, p.633 (1994)
- 7) M.Murakami, S.I.Yoo, T.Higuchi, N.Sakai, M.Watabiki, N.Koshizuka and S.Tanaka, "A new type of pinning center in melt grown Nd123 and Sm123", *Physica C*, 235-240, p.2781 (1994)
- 8) M.Murakami, S.I.Yoo, T.Higuchi, N.Sakai, J.Weltz, N.Koshizuka and S.Tanaka, "Flux pinning in melt-grown NdBa₂Cu₃O_y and SmBa₂Cu₃O_y superconductors", *Jpn. J. Appl. Phys.*, 33, p.L715 (1994)
- 9) 藤本辰雄、森田充、正橋直哉、「Y系大型 QMG バルク超電導体の開発現状」、低温工学、34, 11, p.569 (1999)
- 10) 富田優、村上雅人、「樹脂含浸によるバルク超電導体の機械的特性の改善」低温工学、34, 11, p.616 (1999)
- 11) W.K.Chu, "Applicating of high temperature superconductors on levitation bearing and others", *Extended Abstracts International Workshop on Superconductivity, MRS & ISTECH, Hawaii*, p.224 (1992)
- 12) M.Murakami, T.Oyama, H.Fujimoto, T.Taguchi, S.Goto, Y.Shiohara, N.Koshizuka and S.Tanaka, "Large levitation force due to flux pinning in YBaCuO superconductors fabricated by MPMG process", *Jpn. J. Appl. Phys.*, 29, p.L1991 (1990)
- 13) 村上雅人、「超電導フライホイール」発明、90, 2, p.50 (1993)
- 14) 荻原宏康、「酸化物超伝導体のバルク応用」、第 39 回応用物理学関係連合

講演会予稿集、p.1288 (1992)

15) M.Murakami, "Novel application of high T_c bulk superconductors", *Applied Superconductivity*, 1, 7-9 p.1157 (1993)

16) F.C.Moon, M.Yanoviak and R.Ware, "Hysteretic levitation forces in superconducting ceramics", *Appl. Phys. Lett.*, 52, p.1534 (1988)

17) Y.Itoh, Y.Yanagi, M.Yoshikawa, T.Oka, S.Harada, T.Sakakibara, Y.Yamada and U.Mizutani, "High-temperature superconducting motor using Y-Ba-Cu-O bulk magnets", *Jpn. J. Appl. Phys.*, 34, p.5574 (1995)

18) 熊倉浩明、前田弘、「高温超伝導体の線材化の現状」、*応用物理*、62, 5, pp.455-458 (1995)

19) Bradley J.Roth, Nestor G.Sepulveda, John P.Wiksow.Jr, "Using a magnetometer to image a two-dimensional current distribution", *J. Appl. Phys.*, 65, 1, p.361 (1989)

20) 中山哲、小田原成計、師岡利光、清水信宏、茅根一夫、「非破壊計測用高性能DC-SQUIDシステム」*電気学会論文誌A分冊*、115-A, 12, p.1228 (1995-12)

21) M.V.Indenbom, N.N.Kolesnikov, M.P.Kulakov, I.G.Naumenko, I.Nikitenko, A.A.Polyanskii, N.F.Vershinin and V.K.Vlasko-Vlasov, "Direct study of magnetic flux penetration and trapping in HTSC", *Physica C*, 166, p.486 (1990)

22) S.Gotoh, N.Koshizuka, M.Yoshida, M.Murakami and S.Tanaka, "Direct observation of flux behavior in high- T_c oxide superconductors using the faraday effect of iron garnet films", *Jpn. J. Appl. Phys.*, 29, p.L1083 (1990)

23) P.L.Gammel, D.J.Bishop, G.J.Dolan, J.R.Kwo, C.A.Murray, "Observation of hexagonally correlated flux quanta in $YBa_2Cu_3O_7$ ", *Phys. Rev. Lett.*, 59, pp.2592-2595 (1987)

24) Y.Higashida, Y.Kubo, M.Murakami, H.Fujimoto, K.Yamaguchi, T.Takata, A.Kondoh and N.Koshizuka, *Physica C*, 185-189, p.2653 (1991)

25) 外村彰、「電子線ホログラフィーによる磁束量子ダイナミックスの観察」、*応用物理*、63, 3, p.231 (1994)

第2章

高温超電導体の諸性質と 磁気特性評価手法

第2章 高温超電導体の諸性質と磁気特性評価手法

超電導現象の応用分野は、電力、エネルギー、医療、交通、情報通信、エレクトロニクスの広範囲におよぶと考えられている。そのため、これまでの社会基盤を根本から改革する可能性を秘めている。1986年に Bednorz と Müller によりランタン系高温超電導体が発見され、それまでは超電導現象は極低温でしか起こらない現象であるという見解が一掃され、超電導体の臨界温度の世界記録更新が続いた。1987年には Chu らによって、液体窒素温度で超電導状態になるイットリウム系高温超電導体が発見された。液体窒素は豊富・安価でありかつ取り扱いが容易であるため、高温超電導体の産業分野への応用の期待が高まった。

しかし、超電導体を実際の応用に適用するには種々の問題点もある。超電導体の基本特性の一つに電気抵抗ゼロがある。しかし、この電気抵抗ゼロの状態ですべてに流せる電流には限界がある。これは臨界電流と呼ばれている。さらに、もう一つの基本特性として完全反磁性(マイスナー効果)があるが、これにも限界値(臨界磁場)が存在する。また、超電導状態を保つためには、ある一定の温度(臨界温度)以下に冷却しなければならない。つまり、超電導状態を保持するためには電流、磁場、温度それぞれに限界値(臨界値)があるため、これらすべての値を高めなければ、有効に超電導体を利用することができない。つまり、臨界電流、臨界磁場、臨界温度のうちどれか一つでも低い材料は実用には向かない。さらに、超電導体を実用化するためには利用できる形に試料を成型・加工する必要がある。よって、材料の持つ超電導特性が優れているだけでは不十分であり、使用できる形状に作製できるかどうかも重要である。

高温超電導体は第二種超電導体であり、超電導体に印加する磁場が高くなると、磁場(磁束)と超電導が共存する混合状態になり、高い磁場まで超電導状態を保つことができる。エネルギー機器などに高温超電導体を適用する際は、この混合状態において超電導体に電流を流したとき、どのような応答をするのかが重要となる。実際には、この応答はピン止め効果によって決定される。そのため、混合状態における磁束のピン止めや、磁束フロー・磁束クリープ・磁束ジャンプによる磁束の移動についてその現象を理解することが重要となる。

本章では、2.1 節で高温超電導体の基礎物理として、完全導電性と完全反磁性、臨界磁場と臨界電流密度、第二種超電導体と混合状態、磁束のピン止め効果について述べる。2.2 節では、磁束の運動として磁束クリープ・磁束フロー・磁束ジャンプ現象および磁束が移動する際に生じる抗力について述べる。2.3 節では、各種高温超電導体の特徴およびその問題点について述べる。2.4 節では、バルク高温超電導体の製造技術としてイットリウム系超電導体の製造法を例にとり、

半熔融凝固製造法について述べる。2.5節では、バルク高温超電導体の電磁力応用として超電導ベアリング、磁気クラッチ、超電導フライホイール、搬送装置について述べる。2.6節では、バルク高温超電導体の電磁力数値解析として臨界状態モデル、磁束フロー・磁束クリープモデル、磁場凍結モデル、磁束量子動力学法の各解析手法について述べる。2.7節では、磁束計測手法および磁束の観察手法として各種センサによる磁束計測の特徴、および高温超電導体の磁気特性計測手法について述べる。

2.1 高温超電導体の基礎物理

2.1.1 完全導電性と完全反磁性(マイスナー効果)

超電導体の基本特性の一つに、試料を低温に冷却していくと突然ある温度以下で電気抵抗が「0」になる完全導電性の性質がある¹⁾。したがって、超電導体は電荷を輸送する導電材料の理想的材料である。例えば、超電導体に一度電流を流すと 1×10^5 年以上も減衰しないで流れ続けることを証明した実験結果がある²⁾。このため超電導体に流れる電流は永久電流と呼ばれている。

完全導電性と並ぶ超電導体の基本的な特性として、超電導体に外部磁場を印加した場合、磁束を超電導体内部から排除して、超電導体内の磁束密度をゼロにする完全反磁性の性質がある。この現象は、発見者にちなんでマイスナー効果³⁾と呼ばれている。この超電導体の完全導電性および完全反磁性を電磁気学的に説明すると、以下のようになる。

(1) 完全導電性

電子は、抵抗がない場合には電場 E によって力 $f = m \partial v / \partial t = eE$ を受け加速される。ここで m , e , v はそれぞれ電子の質量、電荷、速度である。一方超電導電子の密度を n_s とすると、電流は $J_s = n_s e v$ であたえられるので v を消去すると

$$E = \left(\frac{m}{n_s e^2} \right) \frac{dJ_s}{dt} \quad (2.1)$$

となる。これはロンドンの第一方程式と呼ばれている⁴⁾。この式は超電導体が完全導電性であることを示す式である。電流の時間的挙動が無視できる場合、つまり周波数が低い定常電流であれば、電流が流れていても $E = 0$ となり、抵抗がないことを示している。あるいは $E = 0$ であっても積分すると $J_s = \text{const.}$ となり、抵抗なしに電流が流れることになる。

(2) 完全反磁性

次に電場 E と超電導体内部の磁束密度 B との関係を考える。マクスウェルの第一方程式では

$$\text{rot}E = -\frac{\partial B}{\partial t} \left(= -\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} \right) \quad (2.2)$$

で示されているように、磁束密度 B が変化すると電場($\text{rot}E$)が誘導される。ところが超電導体では $E = 0$ であるから、 $\partial B / \partial t = 0$ になる。つまり、超電導体内部で磁束密度 B は存在できない。これは、外部磁場を印加した場合には超電導体中では、磁束の侵入を表面のシールド電流によって阻止することを示している。

ここで、(2.1)式の両辺の rot をとり(2.2)式に代入すると

$$\frac{m}{n_s e^2} \text{rot} \frac{\partial J_s}{\partial t} = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (2.3)$$

の関係が得られる。これを積分すると次式が得られる。

$$\frac{m}{n_s e^2} \text{rot} J_s = -B + \text{const.} \quad (2.4)$$

この式で表される状態は多数あるが、超電導状態は一義的に決まる状態であるから、定数項(const.)はゼロにならなければならない。したがって

$$\frac{m}{n_s e^2} \text{rot} J_s = -B \quad (2.5)$$

が超電導体では成り立つ。これがロンドンの第二方程式である。ここで、変位電流(電位密度を D とした場合の $\partial D / \partial t$ の項)を無視した場合のマクスウェル方程式 $\text{rot}B = \mu_0 J_s$ を用いて J_s を消去すると、

$$\left(\frac{m}{n_s e^2} \right) \text{rot} \text{rot} B = -\mu_0 B \quad (2.6)$$

となる。ここで公式 $\text{rot} \text{rot} B = \text{grad}(\text{div} B) - \nabla^2 B$ とマクスウェル方程式 $\text{div} B = 0$

から

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \lambda_L^{-2} \mathbf{B} \quad (2.7)$$

と書ける。ここで、

$$\lambda_L = \left(\frac{m}{\mu_0 n_s e^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.8)$$

と与えられ、 λ_L はロンドンの磁場侵入長と呼ばれる。ここで、 $x \geq 0$ の半無限空間を占める超電導体に、 z 方向に磁場 $B_0 (= \mu_0 H_0)$ を加えた場合を考える。超電導体内部の磁場を $\mathbf{B}(x, y, z) = \mathbf{B}(0, 0, B_z(x))$ として(2.7)式に代入すると

$$\frac{d^2 B_z(x)}{dx^2} = \lambda_L^{-2} B_z(x), \quad B_z(0) = B_0 \quad (2.9)$$

となる。 $x \rightarrow \infty$ で有限な解は、

$$B_z(x) = B_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda_L}\right) \quad (2.10)$$

となる。 $B_z(x)$ は超電導体の表面から x の距離にある磁場の強さ、 B_0 は外部磁場あるいは $x=0$ での磁場である。超電導体の表面では磁場は表面から内部に向かって指数関数で急激に低下する。この式(2.10)により完全反磁性(マイスナー状態)が説明できる。

2.1.2 臨界磁場と臨界電流密度

超電導体に磁場を加えれば超電導体内を $B = 0$ に保とうとする。そのため超電導体は磁化 $M = -H$ を帯び磁気エネルギー $\varepsilon = \int_0^H \mu_0 M dH = -\mu_0 H^2 / 2$ だけエネルギーが高くなる。よって、この磁気エネルギーが常電導から超電導転移時のエネルギーの差(凝集エネルギー)に等しくなったとき超電導状態は破れる。このときの外部磁場を臨界磁場 H_c という。

一方、電氣的には $R = 0$ であるから電場 E もゼロである。したがって、純電氣的なエネルギーはゼロで、上限を示す電流値は存在しないように見える。しかし電流が流れれば磁場が生じ、その臨界磁場 H_c から臨界電流密度 J_c が決定さ

れる。すなわち、半径 r の円柱状の線では、臨界電流 I_c と H_c の間には次のようなシルスビーの法則が成り立つ。

$$I_c = 2\pi r H_c \quad (2.11)$$

例えば、 $H_c = 550 \text{ gauss}$ ($4,400 \text{ A/m}$) の Pb では直径 1 mm の超電導線の臨界電流は 140 A となる。(2.11) から臨界電流密度は r に依存する。つまり、

$$J_c = \frac{I_c}{\pi r^2} = \frac{2H_c}{r} \quad (2.12)$$

となるので、超電導の径が小さくなれば J_c は大きくなる (I_c は小さくなる)。ただし、ここでの臨界電流密度は第一種超電導体に対する考え方であり、第二種超電導体である高温超電導体の臨界電流密度は、超電導体に加わる磁場と超電導体内を磁束が運動することにより生じる発熱により決定される。

2.1.3 第二種超電導体と混合状態

超電導体は、印加磁場 H に対する反応の仕方で二種類に分けられる。その様子を Fig.2.1 に示す。これらの図は、 $M-H$ 曲線と $B-H$ 曲線である。一つは Fig.2.1(a) に示すような臨界磁場 H_c までは完全反磁性(マイスナー効果)を示すがそれ以上になると、突然クエンチして常電導状態となる第一種超電導体である。もう一つは、Fig.2.1(b) に示すような下部臨界磁場 H_{c1} と上部臨界磁場 H_{c2} が存在し、下部臨界磁場までは完全反磁性を示すが、この磁場を境に外部磁場が部分的に超電導体内に侵入する第二種超電導体である。高温超電導体は、第二種超電導体に属している。超電導体が完全反磁性を保つためには、磁場を排除するための余分なエネルギーが必要である。しかし、第二種超電導体では一部の外部磁場が超電導体内に侵入することで、磁場を排除しようとするエネルギーの増加を抑えている。よって、系全体としては完全反磁性状態を保つよりもエネルギーが低くなり安定になる。

第二種超電導体の超電導体内に磁束が侵入した状態では、超電導部と常電導部が共に存在するので、混合状態(あるいは磁束状態、渦糸状態)と呼ばれている。ただしこの混合状態は、第一種超電導体の形状効果(反磁場効果)により超電導体の側面近傍に外部磁場が侵入し常電導状態となり、超電導と常電導が存在する中間状態とは異なる現象である。混合状態での磁束の侵入の様子を Fig.2.2 に示す。混合状態で電流を流すと電流は超電導部を流れるのであるが、電流密度 J と磁束密度 B の相互作用により磁束にローレンツ力 ($F_L = J \times B$) が働く。この影

響で磁束が速度 v で動くと、 $E = v \times B$ の電場が誘起され抵抗が生じる。この抵抗は、磁束が運動することにより生じることから磁束流抵抗(フロー抵抗)と呼ばれる。しかし、もともと流れている電流はゼロ抵抗であり、抵抗が発生する原因は磁束の運動によるものであるので、この磁束の運動を止められればゼロ抵抗で電流が流せることになる。

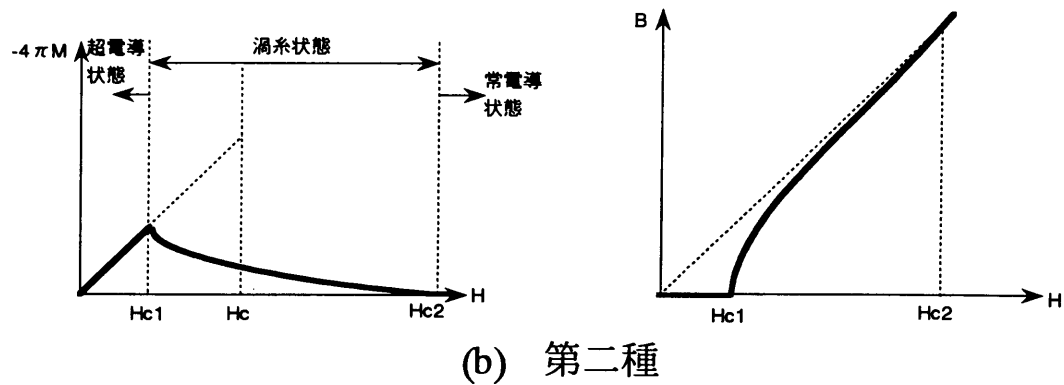
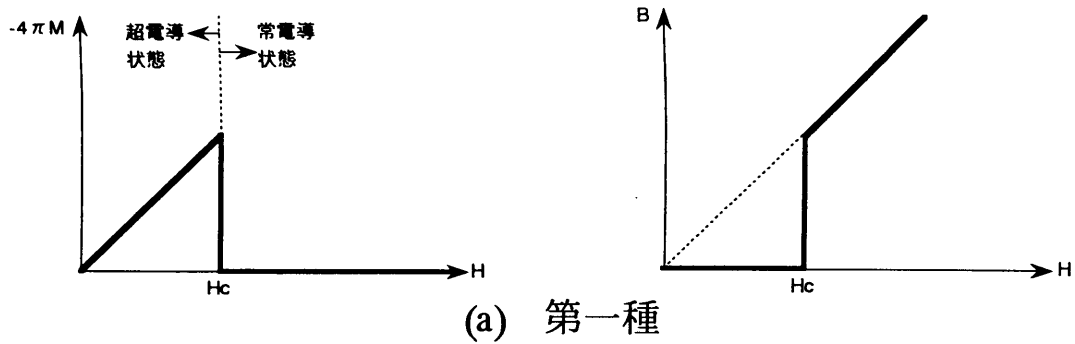
Fig.2.3 は、超電導体の常電導部の有無による磁束の移動について比較した図である。Fig.2.3,(a)は常電導部がなく超電導体が一様な場合である。この場合、磁束が移動してもエネルギー変化がないため、この状態で超電導体に電流が流れると、磁束はローレンツ力を受けて自由に動くことができ、磁束の移動によりフロー抵抗が生じる。一方、Fig.2.3,(b)に示したように、超電導体内に常電導部が存在すれば、磁束が常電導部に存在すると、この部分はもともと常電導であるので超電導を壊すエネルギーの損がない。また、この磁束を超電導部に移動させるためには、交差している体積分だけ超電導を壊さなければならず、余分なエネルギーを必要とする。よって、磁束は常電導部にトラップされることになる。すなわち、常電導部と磁束との間に引力相互作用が働く。この現象を、磁束のピン止め効果と呼ぶ。また、このような磁束をトラップするポテンシャルの低い部分をピン止め点と呼ぶ。

Fig.2.4 に第二種超電導体(イットリウム系超電導体)の組織写真を示す。Fig.2.4,(a)に示すのが光学顕微鏡写真で、Fig.2.4,(b) に示すのが透過電子顕微鏡写真である。微細分散している粒子が常電導析出物である。この常電導析出物がピン止め点として作用すると考えられている。イットリウム系超電導体($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7 : \text{Y123}$)においては、 $\text{Y}_2\text{BaCuO}_5(\text{Y211})$ 相が常電導析出物である。また、Y211 相のほかにも転位(結晶欠陥)、積層欠陥、酸素欠損、双晶などがピン止め点となる可能性について議論されているが、組織的には制御されてはいない。一方、中性子や重イオンを照射した試料では、微細な欠陥が導入され、ピン止め効果が大きく改善されることが報告されている⁵⁾。

ピン止め点のない第二種超電導体に H_{c1} 以上の磁場を印加すると、磁束は超電導体内部に侵入し、磁場の増加とともにその数が増える。また、侵入した磁束はお互いに斥力が働くので、規則正しく三角格子状に配列する。この結果、反磁性磁化($-M$)が小さくなる。しかし、ピン止め点が存在すると、Fig.2.5,(a)に示すように、磁束は超電導体表面近傍でピン止め点にピンニングされる。ピンニングされた磁束は、ピン止め力を超える力が働かない限り超電導体の内部に侵入できないので、大きな反磁性を示すことになる(ただし、完全反磁性ではない)。Fig.2.5,(b)は、ピン止め効果の有無による磁化曲線の比較である。ピン止め効果のない第二種超電導体では、 H_{c1} 以上で磁束の侵入により反磁性効果が大きく低下する。一方、ピン止め効果のある場合は、磁束がピンニングされ内部

にまで侵入しないため大きな反磁性効果を示す。

現在製造されている第二種超電導体(高温超電導体)には、このようなピン止め点を意識的に導入するプロセス⁶⁾が開発され、高磁場中においても抵抗ゼロで大電流を流すことが可能となっている⁷⁾。QMG法やMPMG法により作成されたイットリウム系超電導体では、77K, 1Tで $1 \times 10^4 \text{A/cm}^2$ を越える高臨界電流密度の試料が開発されている^{8,9)}。このようにして得られた臨界電流密度の高い試料においてはピン止め力が強いため、超電導体内に一度侵入した磁束は、外部磁場を取り除いても超電導体内から抜けずにトラップされる。この状態は試料が超電導状態にある限り、すなわち冷却している限り持続し、永久磁石と同等の働きをすることを示している。



(H: 印加磁場 M: 磁化 B: 磁束密度)

Fig.2.1 磁化特性

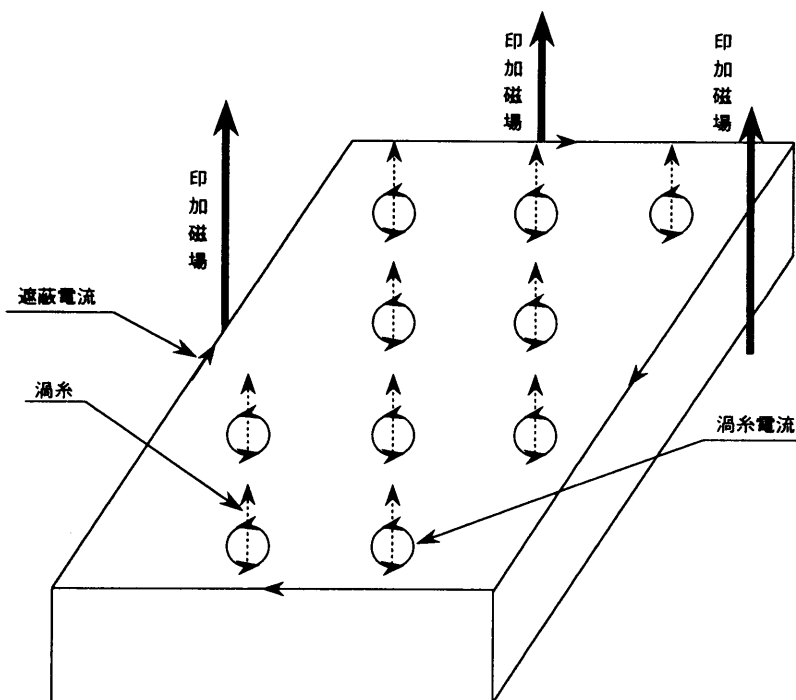
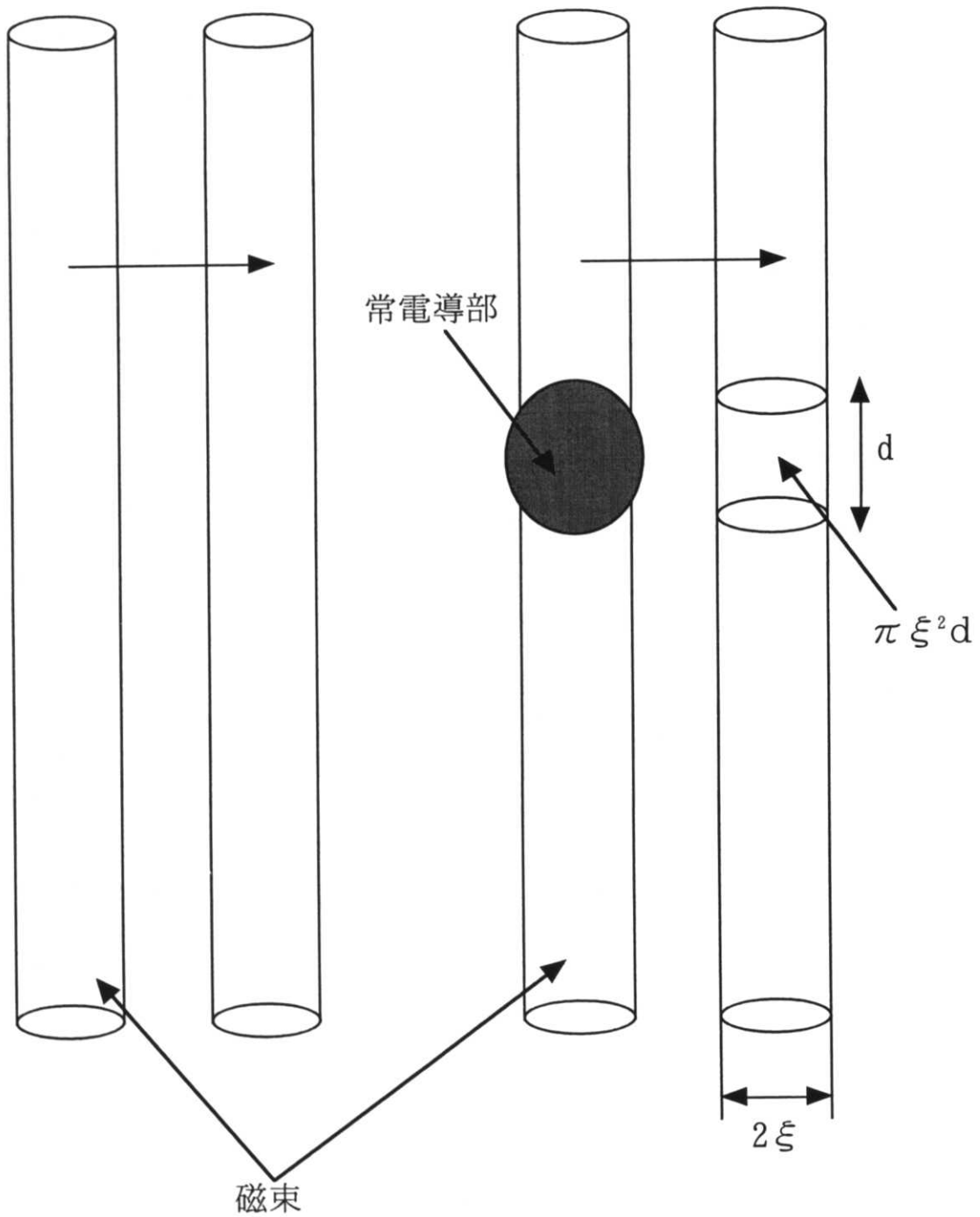


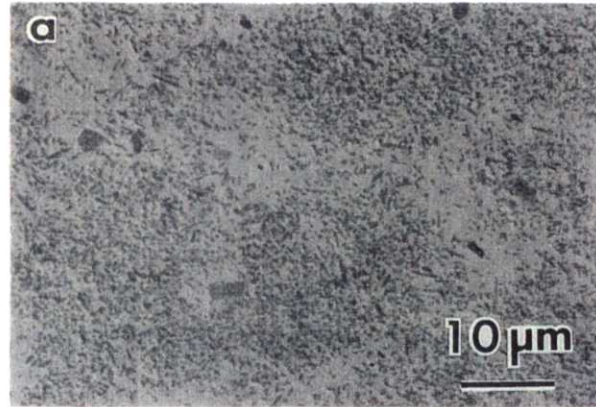
Fig.2.2 第二種超電導体の混合状態



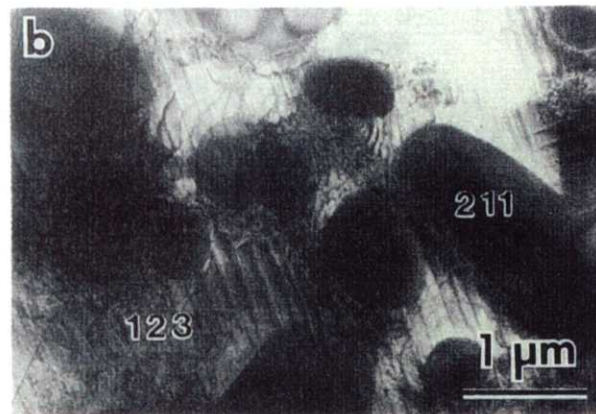
(a) 常電導部なし

(b) 常電導部あり

Fig.2.3 常電導部の有無による磁束の移動



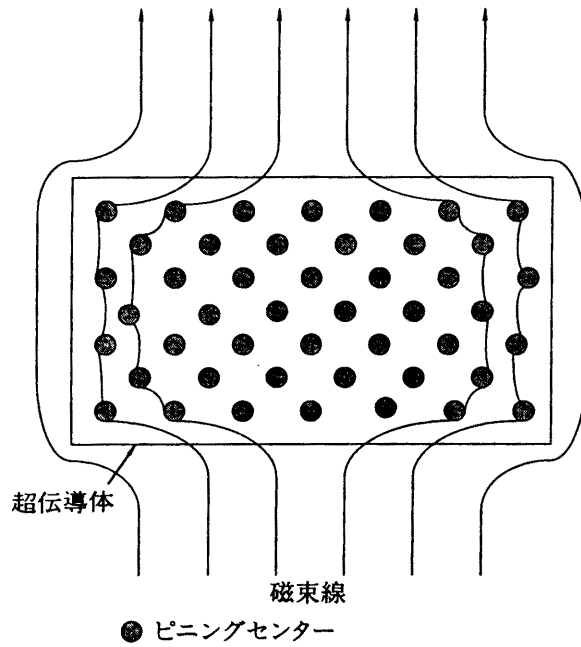
(a) 光学顕微鏡写真



(b) 透過電子顕微鏡写真

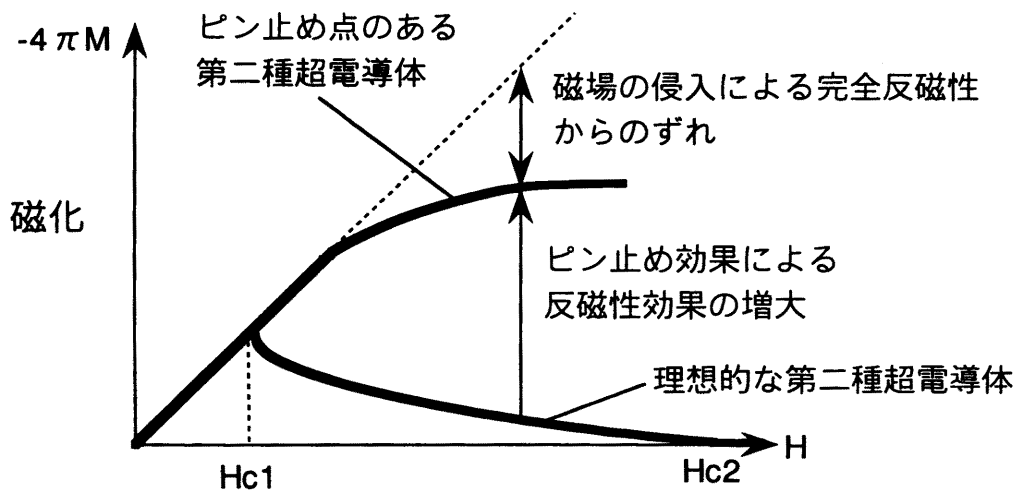
Fig.2.4 熔融法で作製したイットリウム系超電導体の組織写真

引用：村上雅人著、「高温超伝導の材料科学」(内田老鶴圃)



(a) 磁束分布の状態

引用：村上雅人著、「高温超伝導の材料科学」(内田老鶴圃)



(b) 磁化曲線

Fig.2.5 ピン止め効果による反磁性効果の増大

2.2 磁束の運動

第二種超電導体の混合状態において、ピン止め点によってピンニングされていた磁束が、そのピン止め点より移動する現象がある。その磁束の移動は、磁束フロー・磁束クリープにより起きる。磁束フロー・磁束クリープは Fig.2.6 に示すように、ポテンシャルに一様な傾斜ポテンシャルが重畳されることにより生じると考えられている。また、磁束の運動により超電導体の発熱量が増すと、磁束が急激に移動する磁束ジャンプ現象が生じる。以下にそれぞれの現象について述べる。また、磁束の移動はローレンツ力が働き生じるのであるが、その磁束の移動を妨げる方向に働くピン止め力および粘性力についても述べる。

2.2.1 磁束フロー

超電導体に外部から電流が印加されると、マクロ的磁束密度 B は、マクロ的印加電流密度 J に対して

$$\text{rot}B = \mu_0 J \quad (2.13)$$

を満たすように空間的に分布する。この分布は磁束線の数密度 n が

$$B = n \Phi_0 \quad (2.14)$$

の関係で、空間的に変化していることを意味する。電流密度 J が存在するので、各磁束の渦糸電流を形成している超電導電子には、磁束線単位長さあたり

$$F_L = \Phi_0 J \times e_z \quad (2.15)$$

のローレンツ力が働く。ただし、 e_z は磁束線の方向の単位ベクトルである。これは、印加電流の存在のため、各磁束線の周囲の渦糸電流路分布は磁束線の芯に対して対称性を失い、電流と磁束密度の間で発生する力の分布も芯に関して対称でなくなり、全体として磁束量子線を $J \times B$ の方向に駆動する力が発生するからである。この力により全磁束線は F_L の方向に動き出す。この磁束線の運動する現象を磁束フローと呼ぶ。

ここでは、超電導体に電流を流した場合について生じる磁束フローについて考えた。超電導体に外部磁場を印加した場合に生じる磁束フローについても同様に考えることができる。超電導体に外部磁場を印加すると Fig.2.7 のように超電導体の外周部に磁束が侵入する。よって、超電導体内の磁束密度分布が不均一になり、磁束の周りに流れる渦糸電流はお互い打ち消し合わず、磁束の密度

勾配に応じたマクロ的な電流が流れることになる。そのため超電導体の内側方向に向かってローレンツ力が働き磁束は移動する。

2.2.2 磁束クリープ

超電導体を液体窒素温度のような比較的高温で使用する場合、臨界電流密度に関して低温材料では問題にならなかったことが大きな問題になる。第二種超電導体では、ピン止め力によって磁束の動きを抑えることでゼロ抵抗電流が得られているが、有限の温度では熱活性によってある確率で磁束がピン止め点から移動する現象がある¹⁰⁾。この現象を磁束クリープと呼ぶ。磁束クリープは磁束フローに比べ規模が小さく離散的に発生する。

第二種超電導体において磁束がピン止めされている場合の、仮想的な一次元の磁束線における自由エネルギーは、Fig.2.6 (a)のようになっていると考えられる。つまり、ピン止め点は磁束にとってポテンシャルの井戸(深さ U_0)として近似できる。ただし、一つのピン止めのポテンシャル井戸 U_0 には1本の磁束線ではなく、何本かの磁束線が束になって位置する(磁束量子線)と考えられている¹¹⁾。また、磁束線にローレンツ力が働くと、Fig.2.6,(b,c)のようにポテンシャルに傾きが生じ、ポテンシャルの実効的な深さが減少する。Fig.2.6,(b)が磁束クリープの状態を表しており、Fig.2.6,(c)が磁束フローの状態を表している。磁束フローでは、ピン止めのポテンシャル $U_0 = 0$ (臨界状態)で臨界電流密度 $J_c = 0$ となる。一方、磁束クリープでは $U_0 \neq 0$ で $J_c = 0$ となる。すなわち磁束クリープの影響が大きい高温超電導体では、ピン止め力がまだあるにもかかわらず $J_c = 0$ が観測される。磁束量子線の体積を V 、ポテンシャル井戸間の距離を x とすると、実効的なポテンシャルの深さ E は $E = U_0 - JBVx$ または $E = U_0 + JBVx$ で表される。熱的な励起によって磁束量子線が動く確率 ν は、

$$\begin{aligned} \nu &= \nu_0 \exp\left(-\frac{U_0}{kT}\right) \left\{ \exp\left(\frac{JBVx}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{JBVx}{kT}\right) \right\} \\ &= 2\nu_0 \exp\left(-\frac{U_0}{kT}\right) \sinh\left(\frac{JBVx}{kT}\right) \end{aligned} \quad (2.16)$$

で与えられる。ただし、 kT は熱エネルギー(k : ボルツマン定数、 T : 温度)、 ν_0 は実効的なポテンシャルがゼロの時の確率である。実際に問題となるのは、 \sinh の項が大きいときであるから、 $2 \sinh(JBVx/kT) \sim \exp(JBVx/kT)$ の近似を用いて

$$v = v_0 \exp\left\{-\frac{(U_0 - JBVx)}{kT}\right\} \quad (2.17)$$

と簡単になる。これは、磁束クリープの確率が磁束密度の低い側への実効ポテンシャルの熱活性の式で表現できることを示している。これによる臨界電流密度 J_c の時間変化は

$$\frac{dJ_c(t)}{J_{c0}} = -\left(\frac{kT}{U_0}\right) d \log_e t \quad (2.18)$$

で表され、磁化 M では

$$\frac{dM(t)}{M_0} = -\left(\frac{kT}{U_0}\right) d \log_e t \quad (2.19)$$

で表される¹²⁾。

J_c および M の時間変化は kT/U_0 によって支配される。ここで、熱エネルギー kT は、液体窒素温度 77K では液体ヘリウム温度 4.2K の約 18 倍にもなる。そのため、液体窒素中では磁束クリープの影響が大きくなる。しかし、実際には上式で表したように kT/U_0 で影響を与えるので、ポテンシャル井戸 U_0 を大きくすれば磁束クリープを軽減できる。

臨界電流密度 J_c は、Fig.2.6 において有効なピン止め点のポテンシャルがゼロになった時点で得られると考えると、

$$U_0 - J_c BVx = 0 \quad (2.20)$$

となり $U_0 = J_c BVx$ で与えられる。よって、 U_0 は臨界電流密度 J_c 、磁束密度 B 、磁束量子線の体積(活性化体積)などに依存することになる。一方、 V および x は磁場(磁束密度)の影響を受ける¹³⁾。それぞれのモデルによって、これらの磁場依存性は異なっている。例えば、松下の解析によると、

$$U_0 \propto J_c^{\frac{1}{2}} B^{-\frac{1}{4}} \quad (2.21)$$

という依存性を示す。ただし、いずれのモデルにおいても J_c を向上することによって U_0 の向上、すなわち磁束クリープの低減が可能であることが判る。

2.2.3 磁束ジャンプ

超電導体に磁場を印加する過程において、超電導体内に急激に磁束が侵入する現象がある。これを磁束ジャンプ現象と呼ぶ。第二種超電導体内では、ピン止め点により磁束がピンニングされているが、外部磁場を変動させたとき再び新たな臨界状態を保持するために磁束が超電導体中を移動する。この磁束の運動は $E = B \times v$ で電場が生じ発熱を伴うが、発熱が周囲の冷媒に十分吸収されるようなゆっくりとしたものであれば特に問題にならない。しかし、超電導体は一般に熱伝導率が小さく試料の内部に温度上昇をもたらし、その結果ピン止め力が低下し新たな磁束の移動を引き起こす。これは大きな損失をもたらし、いっそう温度が上昇する。このような正帰還の連鎖によって、磁束は雪崩的に超電導内に侵入する。この磁束ジャンプが生じることにより、超電導体の一部を常電導にしてしまうこともある。

2.2.4 磁束の移動時に働く抗力

磁束にローレンツ力 $F_L = J \times B$ が働き磁束が超電導体中を移動するとき、このローレンツ力に逆らう力としてピン止め力 F_p と粘性力 F_v が働く¹⁴⁾。ピン止め力 F_p は磁束が移動する際に感じるピン止め点のポテンシャル井戸の深さ U_0 に由来し、粘性力 F_v は磁束の運動に生じる常電導部内外のオーミックな損失による。これらの力の釣り合いを示すと、

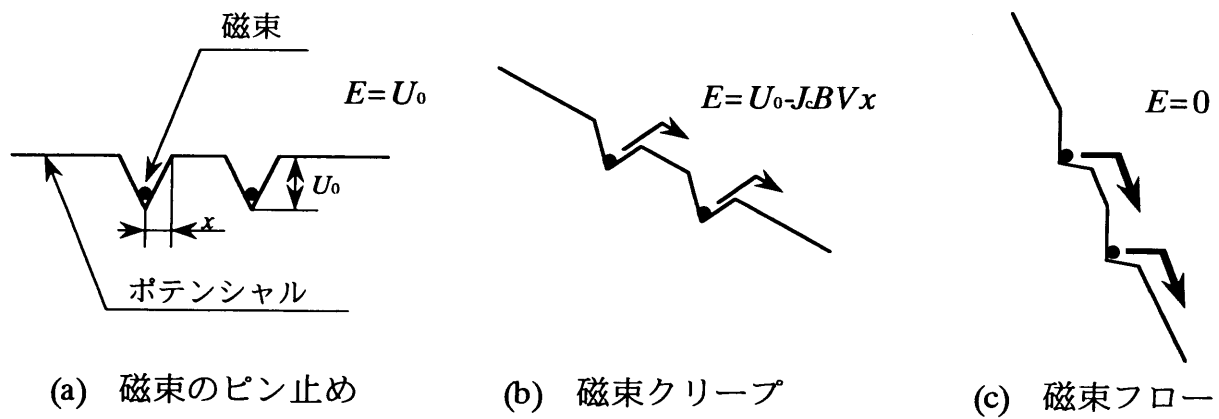
$$F_L = F_p + F_v \quad (2.22)$$

となる。このピン止め力 F_p と粘性力 F_v は、次のように表される。

$$F_p = \delta F_p(|B|, T) \quad (2.23)$$

$$F_v = \eta \frac{|B|}{\Phi_0} v \quad (2.24)$$

ここで、 $\delta = v/|v|$ は磁束の運動方向の単位ベクトル、 F_p はピン止め力密度の大きさ、 B は磁束密度、 T は温度、 η は粘性係数、 Φ_0 は磁束量子、 v は磁束の運動速度である。したがって、(2.23)式よりピン止め力 F_p は磁束の運動速度に依存せず、(2.24)式より粘性力 F_v は磁束の運動速度に依存することが判る。つまり、静磁場および低周波数領域ではピン止め力 F_p が支配的で、周波数が高くなるにつれ粘性力 F_v が支配的になる。



E : 実効的なポテンシャルの深さ
 U_0 : ポテンシャル井戸
 J_c : 臨界電流密度

B : 磁束密度
 V : 磁束量子の体積
 x : ポテンシャル井戸の距離

Fig.2.6 磁束クリープ・磁束フロー

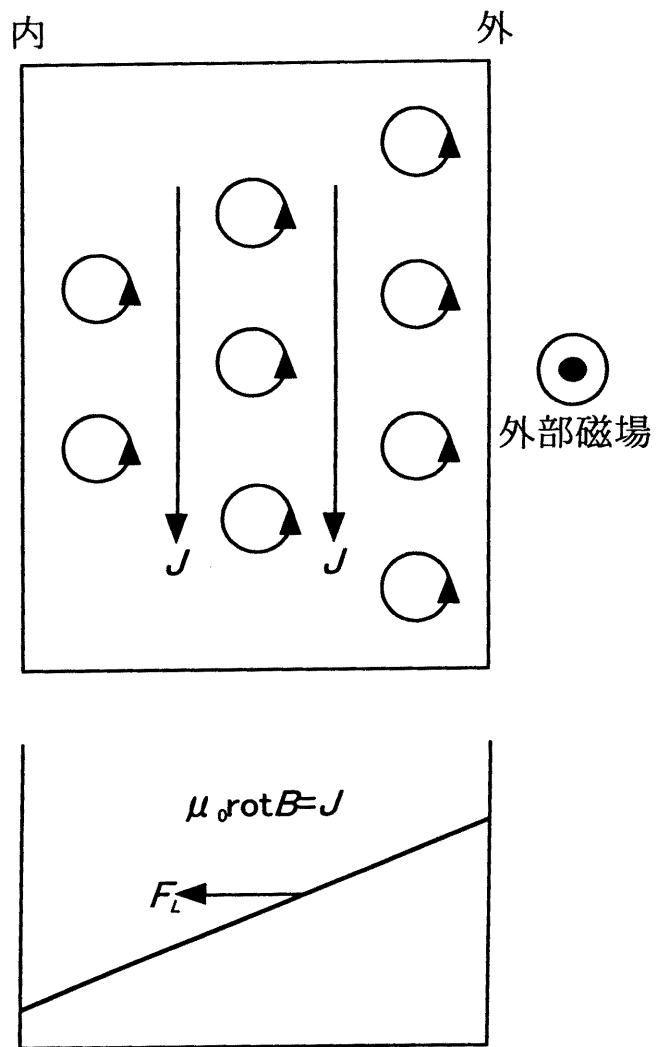


Fig.2.7 混合状態における磁束の運動

2.3 各種高温超電導体の特徴および問題点

2.3.1 各種高温超電導体の特徴

実用材料としての研究が盛んにされている高温超電導材料は、イットリウム、バリウム、銅を含む酸化物(Y-Ba-Cu-O)、ビスマス、ストロンチウム、カルシウム、銅を含む酸化物(Bi-Sr-Ca-Cu-O)、タリウム、バリウム、カルシウム、銅を含む酸化物(Tl-Ba-Ca-Cu-O)の三種類であると考えられる。さらに近年では、イオン半径の大きな希土類元素(RE: La, Nd, Sm, Eu, Gd)を低酸素分圧下で熔融凝固(OCMG法)させたRE(RE-Ba-Cu-O)系超電導体が注目されている。このRE系超電導体の臨界電流密度の特徴として、磁場の増加とともに臨界電流密度が増加するピーク効果が挙げられる。このピーク効果により、RE系超電導体は高磁場領域において、イットリウム系超電導よりもはるかに大きな臨界電流密度と不可逆磁場(ピン止め効果が作用できる限界の磁場)を有する。

イットリウム系、ビスマス系、タリウム系超電導体の臨界温度、上部・下部臨界磁場、抵抗率、キャリア密度(電気伝導にかかわる電荷の密度)、コヒーレンス長(超電導状態でクーパ対を作る電子間の距離)、磁場侵入長についてTable 2.1にその特性値をまとめて示す。ただし、これらの値は試料の作製法および測定環境によりばらつきがあるが、ここではその代表的な値を示す。また、これら高温超電導体に共通な特徴は次のとおりである。

1) 銅-酸素(CuO_2)を含む層状構造を持った酸化物である。銅を含まない系統の材料としては、バリウム、カリウム、ビスマスを含む酸化物で臨界温度がおよそ35Kの物質が発見されているが、実用という見地からは、現時点では銅を含むものに勝るとは考えられない。

2) 臨界温度のみならず(上部)臨界磁場も従来の超電導材料に比べて高く、液体窒素温度77Kにおいても数十Tを越えるものもある。

3) 異方性が強い、すなわち結晶方向によりその物理・化学的な性質が異なり、かつもろいセラミックス材料である。したがって、実用の際には機械的性質について注意が必要である。

4) 金属系材料と異なり、結晶粒界が臨界電流密度を著しく低下させる場合がある。

5) ネोजウム系材料を除いた場合、材料の導電性は金属系超電導材料と異なり、p形のキャリアによって生じ、通常キャリア濃度は金属系材料よりも一桁以上小さい。

6) 低いキャリア濃度と高臨界温度のために、超電導体の特徴の一つであるコヒーレンス長が非常に短い。このことは、材料開発のうえで非常に重要である。つまり、臨界磁場を向上させる点では有利な面もあるが、材料としての利用の

しやすさの点からは非常に困難な問題が生じる(2.3.2 参照)。

7) 超電導はマクロ的量子現象としてとらえることができるが、高温超電導体の臨界温度付近、すなわち液体窒素温度 77K 以上では、熱エネルギーがコヒーレンスを保つ体積当りの超電導凝縮エネルギー(電子がクーパー対を作るためのエネルギー)と同程度となるため、超電導状態に揺らぎが生じやすい。このことは、超電導マグネットの永久電流が時間的に減衰するクリープ現象や、SQUID における雑音などを引き起こし、応用上のさまざまな問題を生じる。

2.3.2 高温超電導体の問題点

高温超電導体を実用機器に応用するためには、次に述べるような技術課題が考えられる。

- 1) 臨界電流密度および臨界磁場の向上
- 2) 高温超電導体の熱的、機械的特性の把握
- 3) 熱的、磁氣的な安定化対策
- 4) 材料の劣化対策

これらの問題を克服するためには、高温超電導体の基本的な物性を理解することが重要である。高温超電導体で判明している種々の現象のうち、実用化の際に重要と考えられるものは臨界温度 T_c とコヒーレンス長である。

高温超電導体の中で現時点での臨界温度の最高値は、水銀系超電導体の 138K である。臨界温度が少しでも向上することは、その分だけ高温超電導体の応用範囲を広げることになる。理想的には室温で使用できることが最も望ましいが、少しでも臨界温度が上昇すれば冷却器の簡素化と冷却電力のコストの低減が期待できるので、小型応用機器の実現にも有用である。

現時点で発見されている高温超電導体の実用化を考える際にその最大の問題点となるのが、高温超電導体のコヒーレンス長 ξ が短く、かつ異方性が大きいことである。コヒーレンス長が短いということは、次のような具体的な問題を引き起こす。

- 1) 超電導線材で結晶粒界などの不均一な部分にウィークリンク(弱結合)が生じ、臨界電流が制限される。
- 2) 線材の臨界電流を決定するもう一つの要因である、磁束のピン止め効果が制約される。
- 3) エレクトロニクス応用の基本となる、ジョセフソントンネル接合が形成されにくい。

4) 液体窒素温度のような比較的高温での使用環境においては、超電導の揺らぎ現象が現れやすくなり、強磁場における特性やデバイスの特性が低下する。

特に、c 軸方向のコヒーレンス長が結晶の軸方向の単位格子より短いことは、従来の金属系超電導体と高温超電導体の間に質的な差異が存在する可能性を示唆している。ビスマス系超電導体では、原子オーダー薄さの平面状の超電導層がジョセフソン接合により層間で結合しているというモデルも考えられる。もしこうしたモデルが成立するならば、従来のジョセフソントネル接合の概念は異なったものとなる。すなわち超電導体－絶縁体－超電導体の接合において絶縁体(ジョセフソン障壁)を単一原子層のイメージでとらえる必要性があると考えられる。

高温超電導体の物性、特に磁場中での臨界電流は向上し、実用ラインを越えるものも製作されるようになってきた。特に、ピン止め点を意図的に導入することにより臨界電流密度が大きく向上している。しかし、これらの臨界電流密度が大きい材料においても異方性が大きく、磁場に対して弱い面があることが認められている。

今後の高温超電導体の開発では、ここで述べた問題点の解決と実用的な大型の材料開発が望まれている。

Table 2.1 高温超電導体の特性比較

物質名	YBa ₂ Cu ₃ O _y (y~7)	Bi ₂ Sr ₂ CaCu ₂ O ₃	Tl ₂ Ba ₂ CaCu ₂ O ₈
臨界温度 T_c (K)	92	85	106
上部臨界磁場 $\mu_0 H_{c2}$ (T=0K) (T)	674 (//ab) 122 (//c)	533 (//ab) 22 (//c)	1400 (//ab) 42 (//c)
下部臨界磁場 $\mu_0 H_{c1}$ (T=0K) (T)	0.025 (//ab) 0.085 (//c)	0.085 (//c)	—
抵抗率 ρ ($\Omega \cdot m$)	4×10^{-7} (ρ_{ab}) 2.5×10^{-5} (ρ_c)	4×10^{-7} (ρ_{ab}) 1.4×10^{-2} (ρ_c)	2×10^{-6} (ρ_{ab})
キャリア密度 [Cu-O] (cm^{-3})	1.5×10^{22}	3×10^{21}	4×10^{21}
コヒーレンス長 ξ_{GL} (nm)	1.15 (ξ_{ab}) 0.15 (ξ_c)	3.8 (ξ_{ab}) 0.16 (ξ_c)	2.8 (ξ_{ab}) 0.08 (ξ_c)
磁場侵入長 λ (nm)	141.5 ± 3 (λ_{ab}) >700 (λ_c)	300 (λ_{ab}) $(1.0 \pm 0.1) \times 10^5$ (λ_c)	221 (λ_{ab})

2.4 バルク高温超電導体の製造技術

高温超電導体は、その製造技術およびプロセスの開発、改良によってバルク材料でも磁場中で高い臨界電流密度が達成されている。高温超電導体において高臨界電流密度を得るためには一般に、1)高緻密性、2)結晶粒界、クラックなどによるウィークリンクの除去、3)結晶粒の結晶性の向上、4)特性的にも異方性が大きい結晶粒の配向性の向上、5)超電導相中の酸素量の制御、6)微細なピン止め点の導入が必要であると考えられている。

高温超電導体が発見された当初は、バルク超電導体は焼結法により製作されていた。しかし、焼結法で製作された試料は結晶粒界のウィークリンクのために、大電流が試料全体にわたって流れないことが明らかとなり、焼結法により特性に優れたバルク超電導体の合成は難しいことが判明した。このような問題点の解決法の一つとして、半熔融凝固法による超電導体結晶の作製が注目され、大きな成果をあげている¹⁵⁾。以下に、本論文で用いるイットリウム系バルク超電導体の製造法を例にとり、半熔融凝固製造法についてまとめて示す。

2.4.1 MTG(Melt Textured Growth)法

半熔融状態から凝固を利用したプロセスにおいて、1988年にJinらによって初めて高い臨界電流密度を得たという報告がなされた¹⁶⁾。これは Y:Ba:Cu = 1:2:3 の仮焼粉を 1,200°C近傍で溶融した後、温度勾配下において徐冷するというプロセスで、これにより針状の a-b 面方向に配向した多結晶の組織が得られた。この方法により得られた試料は、液体窒素温度(77K), 1T の磁場中において $1 \times 10^3 \text{ A/cm}^2$ と当時のバルク材としては極めて高い臨界電流密度 J_c 値が得られた。この高い J_c 値の原因としては緻密でかつ結晶の配向性が良く、大きな $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (Y123)の結晶粒が得られるようになり、ウィークリンクの問題が減少したことによると考えられる。

微細な Y_2BaCuO_5 (Y211)常電導相が粒内に分散すると磁束のピン止め点として作用し、 J_c の向上が期待されるが、Y211相の粒径は数十 μm 程度であり、ピン止め点として作用するには大きすぎるため、非効率で中には超電導電流を阻害する物もあると考えられる。さらにY211相の存在により組成がずれ、BaおよびCuに富んだ液相が残留することにより、最終組織でY123相間の結合を悪くしているとの報告もある。

2.4.2 QMG(Quench and Melt Growth)法

Y211相粒子を積極的にピン止め点として利用し高 J_c 化を目指す場合、Y211相粒子を微細分散させる必要がある。MTG法では高温域での溶融時に Y_2O_3 粒子が粗大化するため、 Y_2O_3 を核として第一段目の包晶反応により生成するY211

相粒子も大きなものが生成し、有効なピン止め点として作用しない。そこで、QMG 法¹⁷⁾では Y_2O_3 と液体の共存安定温度領域(1,200~1,400°C)まで仮焼粉を白金るつぼ中で急速に加熱し、半熔融状態から銅製ハンマーを用いて急冷する。これにより Y_2O_3 が球状で微細に分散した組織が得られる。これを Y211 相と液体の共存温度領域(1,100°C)に再加熱すると、微細な Y211 相を晶出するので、これを 1~20°C/h で徐冷して第二段包晶反応により Y123 結晶を生成する。この方法で得られた試料は、緻密で内部に Y211 粒子が微細に分散した Y123 超電導相結晶が得られている。また、 J_c は 77K、1T において $2.0 \times 10^4 A/cm^2$ という値が得られている¹⁸⁾。しかし、この方法には急冷の際に Y_2O_3 粒子が凝集し、特性も試料内で不均一になるという問題がある。そこで、QMG 法の改良として Pt 添加による Y211 粒子の微細化、および種結晶を用いて核生成と結晶方位の制御も行われている¹⁹⁾。現在では、改良型 QMG 法を用いて直径 100mm の大型単一ドメインの試料が作製されている²⁰⁾。

2.4.3 MPMG(Melt Powder Melt Growth)法

MPMG 法²¹⁾では、試料全域に Y_2O_3 を均一分散させるために急冷試料を粉碎、混合、プレス成型した後、QMG 法と同様な半熔融処理を施している。粉碎粉を成形することから任意の形状に成形することが可能であるという利点も有している。これにより、微細な Y211 粒子が分散した組織が得られる。さらにこの方法は、Y211 相過剰側に組成を変えることによって J_c を大幅に向上することができる。これは過剰の Y211 粒子がピン止め点の働きをすると共に、クラックの発生を防いでいるためであると考えられる。これにより J_c 値は $8.9 \times 10^4 A/cm^2$ (77K, 0.2T)、 $4.0 \times 10^4 A/cm^2$ (77K, 1T)が得られている。また Ag の添加によってクラックの発生がさらに抑制され、さらに J_c の向上にも効果的であることが報告されている。また、MPMG 法の改良型として二方向温度勾配制御法がある。MPMG 法と同様の処理をした粉碎粉をペレット状に成形しこれを水平方向に 20°C/cm、垂直方向に 5°C/cm の温度勾配下において結晶成長を行うことにより、配向性が良くより大きな結晶粒のバルク材が得られ、従来のものに比べて約 3 倍の磁気反発力が得られている。

これらの QMG 法や MPMG 法などで製作された、強いピン止め力を持ったバルク高温超電導体は、強力なバルク超電導磁石、フライホイール、磁気ベアリングなどへの応用が期待されている。

2.5 バルク高温超電導体の電磁力応用

液体窒素温度にて超電導特性を利用することができ、高臨界電流密度および高臨界磁場の特性を有する高温超電導体は、磁石との相互作用により大きな反発力や吸引力を得ることができる。現在、これらの電磁現象を利用して、種々の産業分野への応用が考えられている。以下にその具体的な応用例を示す。

2.5.1 超電導ベアリング

超電導体の電磁力を用いて磁石のついた回転軸を空中に固定すると、摩擦のない理想的なベアリングを造ることが可能となる。このことは、超電導体を一對用いて両端に磁石のついたシャフトを回す実験により、高温超電導体の発見直後に証明されている。

しかし、本格的な応用を考えたベアリングでは、開放型のベアリングと異なり回転軸を浮上させるのが簡単ではない。これは、実際のベアリングでは磁石のついた回転軸が、超電導体の軸受けと近距離の位置で冷却されることによる。この場合、超電導体は磁場中で冷却(フィールドクール)されることになり、変位がわずかしかないため十分な力を得ることができない。

これを解決するために、Fig.2.8 に示すような方法が採用されている。まず、冷却前に上の超電導体と磁石はできるだけ近い位置に配置し、下の超電導体と磁石とのギャップはできるだけ開けておく。この状態で冷却し、ロータを自由の状態にすると、上の超電導体と磁石との間には超電導体が磁化することにより吸引力が生じ、下の超電導体と磁石との間には超電導体の磁気遮蔽により反発力が生じる。この二つの力を同時に利用して、狭い空間内でもロータを空中に支持することが可能となる。この方法で福山らは、重さ約 2.4kg のロータを 30,000rpm で回転させることに成功している²²⁾。

2.5.2 非接触電磁クラッチ

高温超電導体は、ピン止めなどの磁束の固定があっても、均一な磁石の回転など磁場が変化しない方向への運動に対しては摩擦が生じない。これに対し、磁場を変化させ摩擦力を利用した応用も考えられている。

Fig.2.9 のように極性の異なる磁石を交互に配置した回転装置を用い、超電導体は磁石の極と対向させておく。超電導体は冷却する前は常磁性体であるので、磁石を回転させても反応がない。この状態で超電導体を冷却すると、超電導状態に転移してピン止め効果が働く。したがって、摩擦が生じ磁石と超電導体が一緒に回転する。これに温度を制御し、非接触のクラッチを作ることができる。

2.5.3 超電導フライホイール

従来から、エネルギー貯蔵装置としてフライホイールが注目されている。フライホイールは、基本的には重量円盤を回転軸に取付けたもので、円盤を回転させることにより、運動エネルギーの形でエネルギーを貯蔵する装置である。エネルギーの入力は、モータなどを用いて、円盤の回転速度を増加させることにより行い、出力は発電機を利用して電気エネルギーに変換して行う。このように、フライホイールは円盤の回転速度の増減によりエネルギーの貯蔵および放出を行うことができ、応答性も非常に良い。

しかし、通常のベアリングを使用する限り、円盤の回転軸での摩擦のために、待機中にエネルギーが減少するという問題がある。このため、長時間エネルギーを貯蔵することは難しくなる。そこで、Fig.2.10 に示すような超電導体による磁気浮上を利用し、長時間のエネルギー貯蔵に適したフライホイールが検討されている。このようなフライホイールの製作が試みられ、リットリウム系超電導体によるアキシアル型の超電導磁気軸受け(SMB)を用いた、0.5kWh 級(30,000rpm)のフライホイールが試作されている²³⁾。また、1995年から5年計画で通産省工業技術院のニューサンシャイン計画の一環として進められている、NEDOの「高温超電導フライホイール電力貯蔵研究開発」プロジェクトでは、10MWh級の電力貯蔵フライホイールの開発が検討されている²⁴⁾。

2.5.4 搬送装置

超電導体による磁気浮上は、回転機器だけでなく搬送装置にも利用できる。同じ特性の磁石を常に同一方向を同一極が向くようにレール状に並べると、超電導体はレールの上に浮上したうえ、磁場が変化しない方向すなわちレールに沿って摩擦なく移動する。また、レールから外れるのは磁場が変化する変位となるので、レールから外れることもない。この特性を利用して、クリーンルーム内でLSIを搬送する装置が製作されている²⁵⁾。規模さえ大きくすれば、重量物の搬送も可能である。

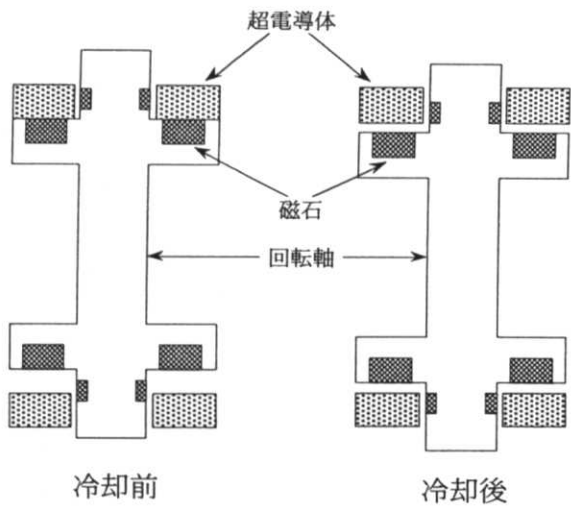


Fig.2.8 超電導ベアリング

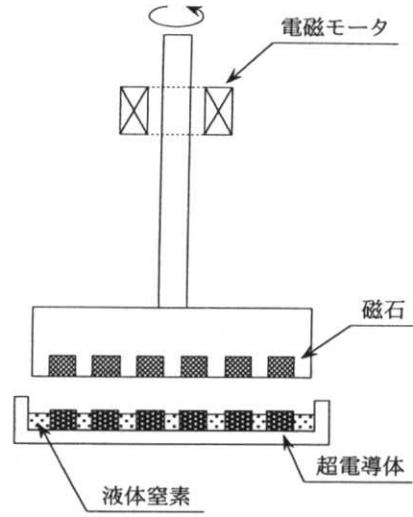


Fig.2.10 超電導フライホイール

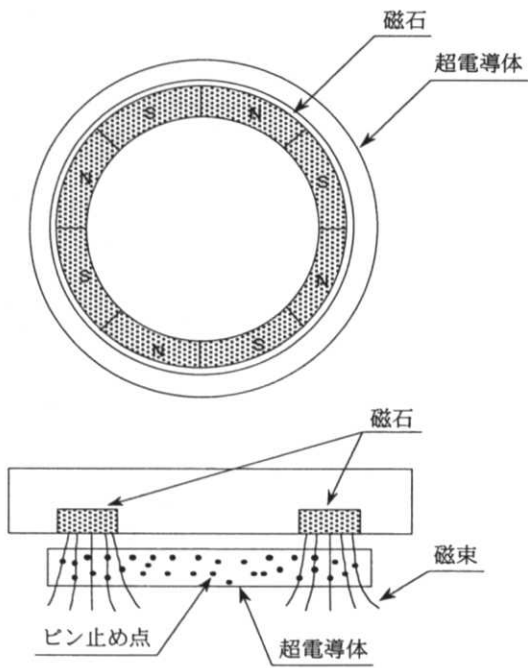


Fig.2.9 磁気クラッチ

2.6 高温超電導体の電磁力数値解析

高温超電導体をフライホイールや磁気ベアリング、搬送装置等の産業応用システムで使用する目的から、磁気特性や浮上力の特性評価のための数値解析手法が提案されている。例えば、超電導体の電磁現象をマクロ的にとらえた数値解析手法として杉浦、上坂、槌本らは、臨界状態モデルシールド電流と電場間の非線形な構成関係を用いた第二種超電導体中の電磁現象の数値解析手法を提案し、超電導体中の AC ロスの評価や超電導体の浮上力の解析を行っている^{26~28)}。また、吉田らは浮上力が磁石の移動速度に依存する現象を、磁束フロー・磁束クリープ理論に基づいて解析している²⁹⁾。槌本らは磁場が超電導体に凍結していると仮定し、水平方向の復元力を評価している³⁰⁾。一方、出町らは磁束量子動力学(FD: Fluxoid Dynamics)法により超電導体の電磁現象を中間視的に解析している³¹⁾。以下に、臨界状態モデル、磁束フロー・磁束クリープモデル、磁場凍結モデル、磁束量子動力学法を用いた数値解析手法について述べる。

2.6.1 臨界状態モデル

第二種超電導体のマクロ的な電磁現象は、以下に示すマクスウェル方程式で記述される。

$$\begin{cases} \text{rot} \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \\ \text{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \text{div} \mathbf{B} = 0 \end{cases} \quad (2.25)$$

ここで、 \mathbf{B} は磁束密度、 \mathbf{J} は電流密度、 \mathbf{E} は電場である。臨界状態モデルでは、磁束量子線に働くピン止め力とローレンツ力のつり合いから、シールド電流密度と電場の構成関係は次のように表される。

$$\begin{cases} \mathbf{J} = J_c(|\mathbf{B}|) \frac{\mathbf{E}}{|\mathbf{E}|} & (|\mathbf{E}| \neq 0) \\ \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} = 0 & (|\mathbf{E}| = 0) \end{cases} \quad (2.26)$$

ここで、 J_c は臨界電流密度。上式が超電導体の非線形特性を記述しており、オームの法則に置き変わるものである。 J_c を記述するモデルには数多くのモデルが存在するが、次に示す Bean モデル³²⁾と Kim モデル³³⁾が代表的である。

$$\begin{cases} J_c(|\mathbf{B}|) = J_{c0} \cdot \text{const.} & \text{(Bean モデル)} \\ J_c(|\mathbf{B}|) = J_{c0} \frac{B_0}{|\mathbf{B}| + B_0} & \text{(Kim モデル)} \end{cases} \quad (2.27)$$

(2.26)式が非線形な関係式であるため、反復計算を用いて臨界状態モデルの数値解析を行う。具体的には、ニュートン・ラプソン法を用いてシールド電流分布を決定する方法²⁶⁾、超電導体を超良導体とみなし導電率を操作してシールド電流分布を決定する方法²⁷⁾、電場の生じた部分に徐々に電流を流して最終的にシールド電流分布を得る方法²⁸⁾などがある。

2.6.2 磁束フロー・磁束クリープモデル

磁束フロー、磁束クリープにより磁束量子の運動が起こると、磁束量子内(常電導状態)の常電導電子も運動するために、超電導体内には速度起電力 E が誘起される。この電場 E と電流密度 J との間の構成関係は、磁束フロー、磁束クリープそれぞれの領域で

$$E = E_c \exp\left(-\frac{U_0}{kT}\right) \sinh\left(\frac{U_0 J}{kT J_c}\right) \quad \text{(磁束クリープ : } J \leq J_c) \quad (2.28)$$

$$E = E_c + \rho J_c \left(\frac{J}{J_c} - 1\right) \quad \text{(磁束フロー : } J > J_c) \quad (2.29)$$

と表される。ここで、 T は温度、 U_0 はピン止めポテンシャル、 k はボルツマン定数、 ρ はフロー抵抗率である。この曲線は、Fig.2.11,(a)-(1)のようになる。ここで、 J と E の積は磁束量子と共に動く常電導電子によるエネルギー散逸を表す。この関係は Fig.2.11,(b),(c)に表されるような二つの要素の合成と考えられる。これら二つの関係を磁束量子力学に照合してみると、前者はピン止めに支配された磁束量子の密度勾配に起因する超電導電流の寄与を表し、後者は磁束量子のフローによって生じる速度起電力に起因する常電導電子の流れの寄与を表すことになる。したがって、Fig.2.11,(a)-(1)の J - E 構成関係を用いてマクスウェル方程式を解けば、ピン止めに支配された超電導の磁氣的挙動と磁束フローに支配された常電導的挙動が内部の誘起電圧に対して再現できる。この磁束クリープ・磁束フローモデルは交流理論に応用でき、磁束クリープ・磁束フローの効果をそれぞれ電気抵抗の虚・実部で模擬できる³⁴⁾。一方、超電導体にバイア

ス磁場を印加すると、 U_0 が小さくなってピン止め力が弱くなり磁束フロー速度も増すため、曲線は Fig.2.11,(a)-(2)のような形になることが明らかになっている^{32, 35)}。さらに、交流磁場中では磁束フロー、磁束クリープ、ピン止めが混在するため、Fig.2.11,(a)-(3)のように磁束クリープ・磁束フロー領域の境界が不明瞭になることが推測される³⁶⁾。

2.6.3 磁場凍結モデル

磁場凍結モデルは、高温超電導体中で超電導体内に侵入した磁束が、強いピン止め力によりピン止め点で固定されていて容易に動かない状態、つまり磁場(磁束)が超電導体内で凍結されていると仮定するモデルである。磁場中の超電導バルク表面の微小面積要素 dS には、 (x, y, z) 座標系で次のように定義されるマクスウェル応力が作用している。

$$\begin{Bmatrix} dF_x \\ dF_y \\ dF_z \end{Bmatrix} = \frac{1}{\mu_0} [A] \begin{Bmatrix} dS_x \\ dS_y \\ dS_z \end{Bmatrix} \quad (2.30)$$

$$[A] = \begin{bmatrix} B_x^2 - \frac{|B|^2}{2} & B_x B_y & B_x B_z \\ B_y B_x & B_y^2 - \frac{|B|^2}{2} & B_y B_z \\ B_z B_x & B_z B_y & B_z^2 - \frac{|B|^2}{2} \end{bmatrix} \quad (2.31)$$

超電導体全体が受ける力は、マクスウェル応力を超電導体全表面について積分した和として求められる。解析では、超電導体内に侵入した磁束が、超電導体表面のピン止め点で完全に固定されていると仮定する。外部磁場が微小変化したときに磁束は折れ曲がる。このとき磁力線は、マクスウェル応力と面垂直ベクトルが成す角を二分する³⁷⁾。磁束の方向変化にしたがって、マクスウェル応力の方向も変化するため、対称性が崩れバルク全体として受ける力が生じる。水平方向復元力はこの考えで評価できる。垂直方向に磁石を動かしたときの大きな浮上力は、マクスウェル応力の方向を曲げただけでは得ることはできず、マクロ的なシールド電流が超電導体に流れることにより起きると考えられる。垂直方向の解析に磁場凍結モデルを適用する場合は、次のように考える。まず、超電導体を微小体積要素に分割して、それぞれの代表要素上で磁束がピン止めされていると考える。上述したように、外部磁場が微小変化したときにマクス

ウェル応力の方向も変化するため、変化磁場に面している外側の層の微小体積要素に力 F_m が働く。この F_m が要素あたりのピン止め力 F_p より大きければ、その要素に電場が生じシールド電流が流れる。よって、シールド電流密度と電場の構成関係は次のように表される。

$$\begin{cases} \mathbf{J} = J_c(|\mathbf{B}|) \frac{\mathbf{E}}{|\mathbf{E}|} & (|F_m| > F_p) \\ \frac{d\mathbf{J}}{dt} = 0 & (|F_m| \leq F_p) \end{cases} \quad (2.32)$$

内部の要素の磁束は凍結されていて変化しないとする。 F_m が大きい要素からシールド電流を流していき、全ての要素で式(2.32)が満足されたら1回のステップを終了する。次のステップでは、まだシールド電流が流れていない要素に対して、上記の手続を繰り返す。このような手順に従った計算は、臨界状態モデルに比べ非常に簡単になる。

2.6.4 磁束量子動力学法

磁束量子動力学法は、超電導体中の多数の磁束量子配置から、磁束および電流分布を中間視的に評価するものである。超電導体中で磁束量子が受ける力として、1) F_p (ピン止め力)、2) F_l (磁束量子同士に働く電磁力)、3) F_M (マイスナー磁場による電磁力)、4) F_s (超電導表面における鏡像磁束量子から受ける力)、5) F_v (粘性力)の五つの力がある。磁束量子動力学法では、これらの五つの力を受ける個々の磁束量子の運動方程式は次式で定義される³⁸⁾。

$$\eta \frac{dr_i}{dt} = \sum_j F_p(\mathbf{r}_{ij}^p) + \sum_k F_l(\mathbf{r}_{ik}) + F_M(\mathbf{r}_i) + F_s(\mathbf{r}_i) \quad (i = 1, N) \quad (2.33)$$

ここで、 η は磁束量子の粘性係数で左辺の $\eta dr_i/dt$ が、粘性力 F_v の逆符号に相当している。また、 \mathbf{r}_i は i 番目の磁束量子の位置ベクトルであり、 \mathbf{r}_{ik} は i 番目と k 番目の磁束量子との相対位置ベクトル($\mathbf{r}_{ik} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k$)である。 \mathbf{r}_{ij}^p を j 番目のピン止め点の中心とすると、 $\mathbf{r}_{ij}^p = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j^p$ となる。なお、磁束量子の質量は十分小さいので慣性項は無視する。(2.33)式右辺の四つの力を、各タイムステップにおける磁束量子分布から計算し代入することにより、各磁束量子の速度 dr_i/dt および次のステップにおける磁束量子を計算する。

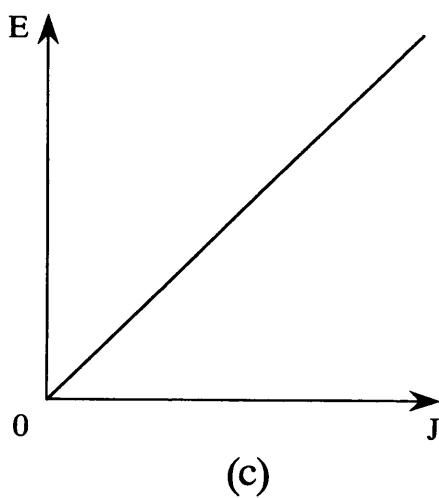
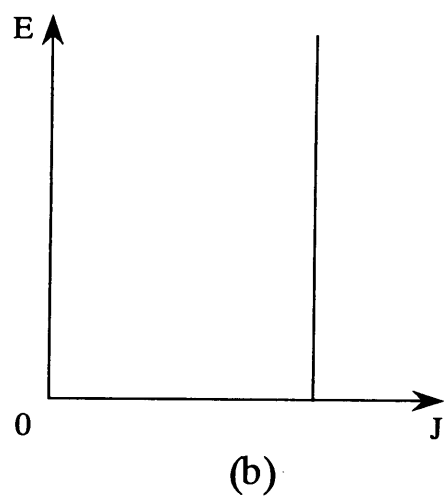
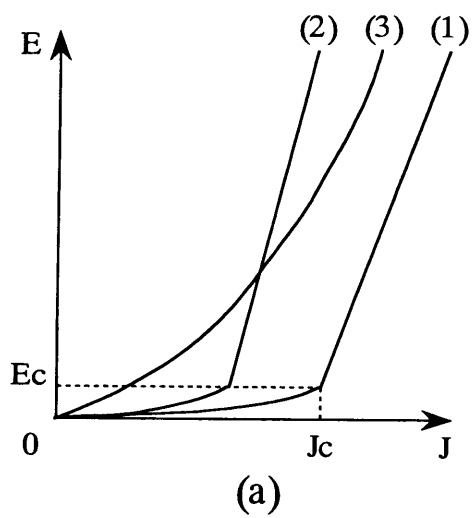


Fig.2.11 磁束フロー・磁束クリープモデルのJ-E構成関係

2.7 磁束計測手法および磁束の観察手法

高温超電導体を産業界で応用するためには、その磁気特性の評価が重要となる。特に、磁束のピン止めなどの混合状態での磁束の観察が重要である。本節では、各種センサによる磁束計測の特徴および磁束の振る舞いを直接観測する手法について述べる。

2.7.1 各種センサによる磁束計測の比較

磁束密度(磁場)を計測するセンサとしては、ホール素子、磁気抵抗素子、ピックアップコイル、SQUID、NMR などがある。各センサの特徴を Table 2.2 にまとめて示す。

Table 2.2 各種センサによる磁束密度計測手法の比較

方式	ホール素子	磁気抵抗素子	ピックアップコイル	SQUID	NMR
測定範囲	0~30T 程度	0~15T 程度	0~∞	0~10 ⁻⁴ T 程度	0.05~15T 程度
精度	~10 ⁻⁴	~10 ⁻⁴	~10 ⁻⁵	~10 ⁻¹¹ (分解能 10 ⁻¹⁵ T)	絶対精度 ~10 ⁻⁵ 以下 (相対精度 ~10 ⁻⁷)
方向性	あり	あり	あり	あり	なし
測定磁場	DC AC パルス 不均一および 均一磁場	DC AC パルス 不均一および 均一磁場	AC パルス 不均一および 均一磁場	DC AC パルス 不均一および 均一磁場	DC 均一
線形性	非線形 (1%以下)	非線形	線形	線形	線形
温度依存性	あり (10 ⁻⁴ ~10 ⁻⁵ /K)	あり	あり (10 ⁻⁴ ~10 ⁻⁵ /K)	なし	なし
取り扱い	容易	容易	やや複雑	複雑	やや複雑
使用実績	LHe 用の製品 もあり	LHe でも使用 可	LHe でも使用 可	LHe or LN ₂ で 使用	LHe でも使用 可(実験室レベ ル)
コスト	安価	安価	—	かなり高価	高価

低温における磁場計測では、測定にかかる発熱が小さいこと、室温との間で熱サイクルを繰り返しても再現性を失わないことが重要である。また、センサによっては低温において線形性(直線性)が悪くなるものもあるので注意が必要である。

2.7.2 磁気修飾法(ビッター法)^{39,40)}

超電導試料に、Fe や Ni などの強磁性体微粒子を蒸着させると、磁束の通った場所に強磁性体微粒子が引き寄せられる。これを、光学顕微鏡や走査電子顕微鏡、あるいは蒸着した表面のレプリカを透過電子顕微鏡で観察すると、磁束線の分布を直接観察することができる。この手法により、磁束線格子に転位が存在することも観察されており、磁束線格子を観察するには非常に有効な手法である。また、超電導試料に強磁性体微粒子を蒸着するため、超電導試料と測定箇所とのギャップが生じずミクロな観察が可能という長所を持つ。しかし、磁束の動的な挙動が観測できない、磁気修飾そのものが簡単ではなく熟練を要する、強磁性体を低温で試料表面に均一に蒸着させるのが困難、磁場の不均一を利用して強磁性体微粒子を磁束の通った場所に引き寄せるため、磁場が強く磁束線の間隔が狭い場合や、磁場の分布が均一になると観察が困難であるといった問題点もある。

2.7.3 電子線干渉顕微鏡⁴¹⁾

近年、外村(日立)らによって開発された電子線干渉を利用した透過電子顕微鏡により、不可能であると考えられてきた磁束量子の直接観測が可能となった。この手法の原理は、電子(電荷 e)が磁場 B 中を運動すると、その速度 v に対応してローレンツ力($e\mathbf{v} \times \mathbf{B}$)を受けるが、混合状態にある超電導体を傾けて電子を透過させると、磁束が電子線にローレンツ力を及ぼすので、電子線が曲げられる。ここで、電子波の性質に着目すると磁束の両端で π だけ位相差が生じることになり、これにより磁束の存在する箇所に白黒の模様ができ、磁束を観察することができる。この手法は、磁気修飾法では不可能であった磁束の動的な運動そのものを直接観察することができ、高温超電導体のミクロ的な磁気特性評価として非常に有用である。

2.7.4 磁気光学効果法^{42,43)}

超電導試料上に磁気光学効果を有する磁性薄(鉄ガーネット膜等)を載せ、その磁区模様を観察することにより超電導体の磁束分布を評価する手法である。複雑な装置を必要とせず測定も比較的容易であり、画像処理を行い白黒の磁区模様から面積比を求めることにより、磁場(磁束密度)の値を決定することもできる。

また、試料内に結晶粒界やクラック等のウィークリンクが存在すると、磁束はその部分から集中して侵入するため、試料の材料特性の評価にも使用できる。磁性膜が比較的弱い磁場で飽和するため、強磁場下での測定ができない欠点があったが、面内磁化膜を利用することで克服されている。磁気光学効果法では、超電導体と磁性膜とのギャップのために空間分解能が $30\mu\text{m}$ 程度であり、ミクロ的な観察はできないが、ある程度大きな範囲の磁束分布を観察することができる。

2.7.5 ホール素子法

以上に述べた測定手法は、比較的小さな試料を対象にしたミクロ的観測であり、測定できる磁場範囲に制限がある。しかし、実際のバルク高温超電導体の産業界での応用には大型の試料が用いられ、その試料全体の磁気特性をマクロ的に評価することが必要となる。このような応用レベルの磁気特性を観測する手法として、ホール素子法は有用である。ホール素子の検出部を小さくし分解能を高めれば、微小領域の磁気特性評価も可能となる⁴⁴⁾。通常、超電導体の磁化を測定するには試料全体の磁化の平均値を測定する。しかし、ウィークリンクを含んでいる可能性があり(材料特性が不均一)、かつピン止め効果を示す高温超電導体の場合は、試料内部の磁束分布が不均一である。ホール素子法では、局所的な磁場(磁束密度)を測定できるため、超電導体中の磁束密度分布を直接観測できる。また、反磁場効果、形状効果などを取り入れたデータを取得できるメリットもある。しかし、ホール素子の表面から検出部(アクティブエリア)までの距離、非接触で測定をする場合は超電導試料とホール素子とのギャップにより分解能は低下する。

本論文では、非接触で使用でき、かつ磁場測定範囲に制限がなく簡便に試料全体の磁束密度分布を測定できるホール素子を用いて、高温超電導体の磁気特性をマクロ的に評価することを検討する。また、測定したデータより磁束密度分布の可視化画像を描く磁場可視化計測手法を開発し、静磁場および交流磁場下における高温超電導試料への磁束侵入の振る舞い、パルス磁化による着磁特性を評価する。

参考文献

- 1) H.Kamerlingh Onnes, *Commun. Phys. Lab. Leiden*, 1226, p.1206 (1911)
- 2) J.File and R.G.Mills, *Phys. Rev. Lett.*, 10, p.93 (1963)
- 3) W.Meissner and R.Ochsenfeld, *Naturwissenschaften*, 21, p.787 (1933)
- 4) F.London and H.London, *Proc. Roy. Soc.*, (London), A149, p.71 (1935)
- 5) 筑本知子、「RE-Ba-Cu-O バルク材料の放射線照射による臨界電流の向上」、*低温工学*、34, 11, p.556 (1999)
- 6) M.Murakami, A.Kondoh, H.Fujimoto, N.Sakai, N.Koshizuka and S.Tanaka, "Melt processing of bulk YBaCuO superconductors with high J_c ", *J. Eng. Mat. Tec.*, 114, 2, p.189 (1992)
- 7) 松下照男、他 2 名、「超電導体における磁束ピンニングの理論に関する最近の問題点」、*低温工学*、20, 3, p.136 (1985)
- 8) H.Fujimoto, M.Murakami, S.Gotoh, N.Koshizuka, T.Oyama, Y.Shiohara and S.Tanaka, "Melt processing of YBaCuO oxide superconductors", *Advances in Superconductivity II*, p.285 (Springer-Verlag, Tokyo, 1990)
- 9) M.Murakami, S.Gotoh, H.Fujimoto, K.Yamaguchi, N.Koshizuka and S.Tanaka, "Flux pinning and critical currents in melt processed YBaCuO superconductors", *Supercond. Sci. Tech.*, 4, p.S43 (1991)
- 10) M.Murakami, M.Morita and N.Koyama, "Flux creep in high J_c YBa₂Cu₃O₇ crystals", *Jpn. J. Appl. Phys.*, 28, 10, p.L1754 (1989)
- 11) M.Tinkham, *Introduction to Superconductivity* (New York, McGraw-Hill, 1975)
- 12) A.M.Campbell and J.E.Evetts, "Flux vortices and transport currents in type II superconductors", *Adv. Phys.*, 21, 90, p.199 (1972)
- 13) K.Yamafuji, T.Fujiyoshi, K.Toko and T.Matsushita, *Physica C*, 159, p.743 (1989)
- 14) 松下照男、「磁束ピンニングと電磁現象」p.45、産業図書 (1994)
- 15) 古谷健司、塩原融、「Y 系酸化物超電導体の溶融凝固プロセスにおける結晶成長」、*低温工学*、29, 6, p.215 (1994)
- 16) S.Jin, T.H.Tiefel, R.C.Sherwood, R.B.Vandover, M.E.Davis, G.W.Kammlott and R.A.Fastnacht, *Phys. Rev.*, B37, p.7850 (1988)
- 17) M.Murakami, M.Morita, K.Doi and K.Miyamoto, "A new process with the promise of high J_c in oxide superconductors", *Jpn. J. Appl. Phys.*, 28, 7, p.1189 (1989)
- 18) M.Morita, M.Sawamura, S.Takebayashi, K.Kimura, H.Teshima,

- M.Tanaka, K.Miyamoto and M.Hashimoto, "Processing and properties of QMG materials", *Physica C*, 235-240, p.209 (1994)
- 19) 森田充、田中将元、橋本操、「酸化物超伝導バルクマグネットの作製と特性」、日本応用磁気学会誌、19, 3, p.744 (1995)
- 20) 藤本辰雄、森田充、正橋直哉、「Y系大型 QMG バルク超電導体の開発現状」、低温工学、34, 11, p.569 (1999)
- 21) M.Murakami, T.Oyama, H.Fujimoto, S.Gotoh, K.Yamaguchi, T.Tanaka, Y.Shiohara, N.Koshizuka and S.Tanaka, "Flux pinning in Y-Ba-Cu-O superconductor prepared by Melt-Powder-Melt-Growth process", *Advances in Superconductivity II*, p.11 (Springer-Verlag, Tokyo, 1990)
- 22) 福山寛正、他 3 名、「MPMG 超電導磁気軸受けの静的・動的特性」、日本機械学会論文集、59, 595, p.879 (1993)
- 23) Y.Miyagawa, H.Kameno, R.Takahata and H.Ueyama, "A 0.5 kWh flywheel energy storage system using a high- T_c superconducting magnetic bearing", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 9, p.996 (1999)
- 24) 中川 賀之、「フライホイール電力貯蔵システム研究開発」、低温工学、34, 11, p.541 (1999)
- 25) 荻原宏康、「酸化物超伝導体の バルク応用」、第 39 回応用物理学関係連合講演会予稿集、p.1288 (1992)
- 26) T.Sugiura, H.Hashizume and K.Miya, "Numerical electromagnetic field analysis of type-II superconductors", *Int. J. Appl. Electromagn. in Materials*, 2, p.183 (1991)
- 27) M.Uesaka, Y.Yoshida, N.Takeda and K.Miya, "Experimental and numerical analysis of three dimensional high T_c superconducting systems", *Int. J. Appl. Electromagn. in Materials*, 4, p.13 (1993)
- 28) M.Tsuchimoto, T.Honma, N.Takeda, M.Uesaka and K.Miya, "An axisymmetric boundary element analysis of levitation force on high- T_c superconductor", *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 11, p.171 (1993)
- 29) Y.Yoshida, M.Ukibe, M.Uesaka and K.Miya, "Evaluation of dynamic magnetic force of high T_c superconductor with flux flow and creep", *Elsevier Studies in Appl. Electromagn. in Mater.*, 5, p.301 (1993)
- 30) M.Tsuchimoto, T.Kojima, H.Takeuchi and T.Honma, "Numerical analysis of levitation force and flux creep on high T_c superconductor", *IEEE Tran. Magn.*, 29, (1993)
- 31) 出町和之、中野牧人、宮健三、「改良型磁束量子動力学法による BSCCO

のシミュレーション」、第12回電磁力関連のダイナミックスシンポジウム、p.165 (2000)

32) C.P.Bean, "Magnetization of high-field superconductors", *Rev. Modern Phys.*, 36, p.31 (1964)

33) Y.B.Kim, C.F.Hempstead and A.R.Strnad, "Flux-flow resistance in type-II superconductors", *Phy. Rev.*, 139, 4A, p.A1163 (1965)

34) P.Martinoli et al., *Physica B*, 165&166, p.1163 (1990)

35) T.Matsushita, E.S.Otobe, B.Ni, K.Kimura, M.Morita, M.Tanaka, M.Kimura, K.Miyamoto and K.Sawano, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 30, 3A, p.L342 (1991)

36) N.Sakamoto and K.Yamafuji, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 26, p.1663 (1977)

37) W.K.H.Panofsky and M.Phillips, *Classical Electricity and Magnetism*, Addison-Wesley (1961)

38) H.Hashizume, T.Sugiura, K.Miya and S.Toda, "Numerical analysis of electromagnetic phenomena in superconductors", *IEEE Trans. Magn.*, 28, p.1332 (1992)

39) P.L.Gammel, D.J.Bishop, G.J.Dolan, J.R.Kwo, C.A.Murray, "Observation of hexagonally correlated flux quanta in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ", *Phys. Rev. Lett.*, 59, pp.2592-2595 (1987)

40) Y.Higashida, Y.Kubo, M.Murakami, H.Fujimoto, K.Yamaguchi, T.Takata, A.Kondoh and N.Koshizuka, *Physica C*, 185-189, p.2653 (1991)

41) 外村彰、「電子線ホログラフィーによる磁束量子ダイナミックスの観察」、応用物理、63, 3, p.231 (1994)

42) M.V.Indenbom, N.N.Kolesnikov, M.P.Kulakov, I.G.Naumenko, I.Nikitenko, A.A.Polyanskii, N.F.Vershinin and V.K.Vlasko-Vlasov, "Direct study of magnetic flux penetration and trapping in HTSC", *Physica C*, 166, p.486 (1990)

43) S.Gotoh, N.Koshizuka, M.Yoshida, M.Murakami and S.Tanaka, "Direct observation of flux behavior in high- T_c oxide superconductors using the faraday effect of iron garnet films", *Jpn. J. Appl. Phys.*, 29, p.L1083 (1990)

44) 為ヶ井強、「ホール素子を用いた磁気測定」、固体物理、27, 5, p.355 (1992)

第 3 章

静磁場中における 磁気特性評価

第3章 静磁場中における磁気特性評価

3.1 はじめに

QMG(Quench and Melt Growth)法やMPMG(Melt Powder Melt Growth)法などによる半熔融凝固法により作製されたイットリウム系超電導体(YBCO)は、液体窒素温度(77K)、1Tにおいて $3 \times 10^4 \text{A/cm}^2$ を越えるような高臨界電流密度の特性を持つ¹⁾。よって高温超電導体は、磁気シールドや磁気ベアリングおよび電力貯蔵用フライホイール等の産業分野への応用が検討されている²⁾。このような応用には、臨界電流密度が高く、特性が均一でより大きな単一ドメインの試料の開発が必要とされている。しかし製作上、高温超電導体は必ずしも均一な材料ではなく、材料内でのウィークリンクを含んでいる場合もある。また、高温超電導体を使用する上で、試料に加わる電磁力や冷却の際生じるヒートショックのためクラックが発生することもある。このため、高温超電導体の磁気特性に対する非破壊的な評価手法の開発が重要となる。

その評価手法としては、超電導体表面の磁束密度分布の観察が挙げられる。例えば、磁気光学効果を用いる方法^{3,4)}や、強磁性体粒子を用いたビッター法⁵⁾、走査型トンネル顕微鏡を用いる方法、電子線ホログラフィーを用いる方法⁶⁾などが報告されている。これらの評価手法はミクロ的な観察方法であり、混合状態における磁束量子のピン止めなどを観察する場合では有用である。

しかし、実際の応用においては大型の高温超電導体が用いられ、また試料が必ずしも均一ではない理由から、大型試料全体の磁気特性をマクロ的に評価することが重要である。そこで本章では、3.2節でホール素子を用いて高温超電導体表面の磁束密度分布を可視化計測^{7~12)}し、高温超電導体の静磁場中の磁気特性分布を評価する。また、3.3節では測定した磁束密度分布から試料各点の臨界電流密度分布を求め、有限要素法を用いた数値解析により高温超電導体の磁気遮蔽特性の定量評価¹³⁾を行う。さらに、3.4節でヒステリシス特性計測^{9,14,15)}および3.5節で磁束クリープ量^{14~19)}の計測により、静磁場中における高温超電導体各点の磁気特性を評価する。以上の研究の流れを Fig.3.1 のフローチャートに示す。

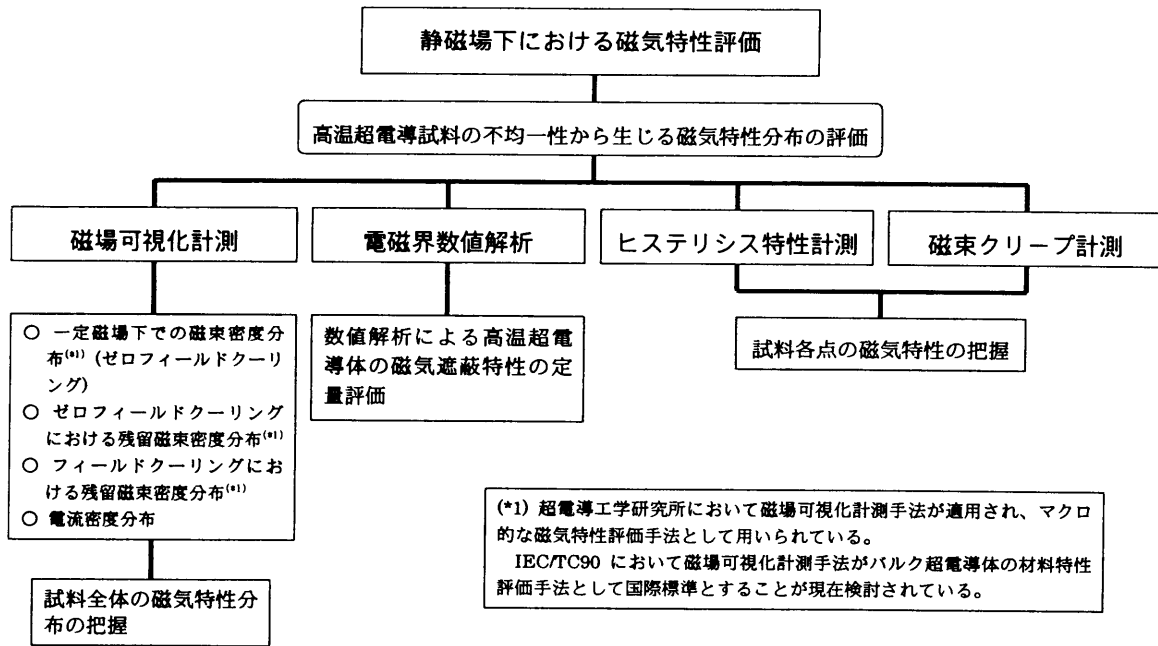


Fig.3.1 第3章のフローチャート

3.2 磁場可視化計測による静磁場特性評価

本節では、ホール素子により計測したデータから磁束密度のフルカラー画像を描き、高温超電導体の磁束密度分布を可視化表示し静磁場特性を評価する。さらに、Bean の臨界状態モデルに基づいたモデルにより、超電導体の静磁場下における磁気遮蔽および残留磁束密度について考察する。

測定はゼロフィールドクーリング(ゼロ磁場冷却)において、高温超電導体に静磁場を印加したときの磁束密度分布、および静磁場を印加した後磁場をゼロにしたときの超電導体の残留磁束密度分布、さらにフィールドクーリング(磁場中冷却)において着磁したときの超電導体の残留磁束密度分布について行う。

3.2.1 実験方法

実験に使用した高温超電導材料は、YBCO 超電導体を用いる。MPMG 法により製造し、1) シーディング(種埋め)を行い結晶粒を大きく成長させた試験片(以下結晶粒大と呼ぶ)、2) シーディングを行っていないため、小さな結晶粒が複数個点在している試験片(以下結晶粒小と呼ぶ)、3) QMG 法により製造した単一ドメインの試験片(以下 QMG 試料と呼ぶ)の三種類の試料を用いる。試験片の大きさおよび形状は、 $40\text{mm} \times 40\text{mm} \times 16\text{mm}^t$ (結晶粒大、結晶粒小)の六面体試料と、直径 46mm 厚み 15mm の円盤状の試料である。Fig.3.2 に結晶粒大、Fig.3.3 に結晶粒小、Fig.3.4 に QMG 試料の光学写真を示す。これらの写真を観察すると、結晶粒大と結晶粒小の表面は均一ではなく、結晶粒界やクラックなどのウィークリンクが存在することが判る。一方、QMG 試料は試料全体に結晶が均一に成長しており、表面観察からはウィークリンクの存在は確認されない。

磁場を計測するためのシステムを Fig.3.5 に示す。この計測システムは、センサを駆動する X-Y テーブルとそのコントローラ、超電導体に磁場を加えるパワーアンプと励磁コイル、磁束密度計測用センサとして低温用ホール素子(BHA-921 型：ベル社)とそのアンプおよび計算機で構成される。使用するホール素子の形状は外径 6.35mm の円盤形で、その中の検出部(アクティブエリア)は直径 0.5mm である。この磁気感度は 8mV/T で、直線性は 3T 以下で $\pm 1\%$ 以下である。ホール出力電圧の温度係数は $\pm 100\text{ppm}$ 以下である。ホール素子は液体窒素温度中で使用するため、一度オフセットの補正を行えば、再度補正をする必要はない。ホール素子と超電導体表面とのギャップは 0.5mm である。ホール素子が検出する磁束密度は、垂直成分のみである。計算機の役割は、X-Y テーブルの制御およびホール素子の出力を増幅した信号を、A/D 変換ボードを通しての入力、さらに取り込んだデータから磁束密度のフルカラー画像を計算し、それをディスプレイ上に出力することである。

Fig3.6 は低温用フラスコ中の高温超電導体と励磁コイルおよびセンサの配置

を示している。励磁コイルは低温用フラスコ中に置くため、高い磁場を発生できかつ小型であるものが望まれる。そこで、超電導体を取り囲む形状の二種類のコイルを使用する。六面体の結晶粒大と結晶粒小は方形コイルを用い、円盤状の QMG 試料は円筒コイルを使用する。励磁コイルと超電導体とのギャップは方形コイルが 5mm、円筒コイルが 9mm である。方形コイルではコイル内空間の磁場は必ずしも一様ではないが、測定においては超電導体とその周囲の空間も同時に計測し、超電導体表面の磁束密度と外部磁場を評価する。方形コイルは、直径 0.9mm の銅線を 690 ターン巻いたもので、1A の電流で超電導体が無いとき、コイル中心に発生する磁場は 10mT である。円筒コイルは、直径 0.9mm の銅線を 1500 ターン巻いたもので、1A の電流でコイル中心に発生する磁場は 20mT である。励磁電流をステップ的に変化させ、また各ステップごとに励磁をゼロにして、試料表面の磁束密度を計測する。

3.2.2 実験結果と考察

(1) ゼロフィールドクーリングにおける静磁場下での磁束密度分布

励磁電流を変化させ、静磁場下における高温超電導体表面の磁束密度分布を計測する。その結果を Fig.3.7(結晶粒大)、Fig.3.8(結晶粒小)、Fig.3.9(QMG 試料)にそれぞれ可視化表示して示す。これらの画像は、50mm×50mm の範囲を計測したもので、画像の周囲は励磁コイルの内側に接し、超電導体は中央に位置している。測定は X 方向(横方向)に 35 点、Y 方向(縦方向)に 32 点計測している。計測開始点(X=1, Y=1)は図の左下で、計測終了点(X=35, Y=32)は図の右上である。それぞれの画像で磁束密度のカラースケールは、正負の磁束密度の最大値を図中に表示している。

これらの静磁場下での高温超電導体の磁束密度分布から次の結果が得られる。

1) 外部磁場が低いときはシールド電流が試料外周部に周回して流れ、試料中に侵入する磁束は少ない。励磁コイルと超電導体間には、超電導体により遮蔽された磁束が押しやられ、その部分の磁束密度は高くなる。

2) 外部磁場が高くなるにつれて、磁束に働くローレンツ力($J \times B$)がピン止め力よりも大きくなり、超電導体内により多くの磁束が侵入する。また、その表面の磁束密度は試料内で一様ではなく分布が見られる。

3) 外部磁場の極性を反転させたときの Fig.3.7, 3.8,(d)の励磁電流-1.0A に着目すると、励磁電流-1.0A の前のステップである 5.0A で励磁した時の正の磁束がピンニングされた状態が一部に保持され、正負の磁束密度が観測される複雑な挙動を示す。つまり、高温超電導体にはヒステリシスが存在し、その振る舞いは場所により異なる。

4) 励磁電流-3.0A 以下で励磁すると、磁束密度分布の極性は完全に反転し負

の磁束密度が観測され、正の方向に励磁したときと絶対値の等しい逆極性の磁束密度分布となる。

次に、それぞれの試料について着目すると、Fig.3.7に示す結晶粒大の試料からは次の結果が得られる。

5) Fig.3.2に示す光学観察による結晶粒と静磁場下での磁束密度分布特性は、ほぼ一致するように見える。しかし、Fig.3.7からは試料内の右下の一部分には磁気遮蔽特性の特に優れた領域が存在し、また中央部についてはその周囲よりも、磁束がより多く侵入する領域も観測される。したがって、光学観察による結晶粒の形状だけでは、超電導体の磁気特性を十分に評価することができなく、このような磁束密度分布計測を行うことにより、磁気特性分布を正確に評価できることが判る。

6) 試料中央部の侵入磁束がその周囲よりも高くなる現象は、試料中央部に臨界電流密度の低い領域が存在し、周囲の一部より磁束が侵入すると判断できる。この現象については、3.4節のヒステリシス特性計測と3.5節の磁束クリープ計測において詳しく述べる。

Fig.3.8に示す結晶粒小の磁束密度分布からは、次の結果が得られる。

7) Fig.3.3の光学観察で小さな結晶粒が点在して見られるが、磁束密度分布特性も同じような形状となる(Fig.3.8,(c),(d),(f))。

8) 結晶粒大の特性と比較すると、結晶粒小の方が超電導体内部に多くの磁束が侵入する。よって、結晶粒が大きく成長した試料ほど磁気遮蔽効果が高いことが判る。

Fig.3.9に示す QMG 試料に着目すると、次の結果が得られる。

9) Fig.3.9,(a)の励磁電流 1.0A では、磁場が完全に遮蔽され超電導体内の磁束密度はほぼゼロである。よって、試料全体に臨界電流密度の高い結晶粒が分布していることが確認される。

10) 励磁電流を 3.0A、7.2A と大きくすることにより、試料右上部に磁束が侵入する。これは、試料右上部にウィークリンク(クラック)が存在し臨界電流密度が低いため、シールド電流は試料全体を周回できずにクラックに沿って流れるためである。したがって、本手法により表面観察からは判断できないクラック等のウィークリンクの存在を評価できることが確認された。

(2) ゼロフィールドクーリングにおける残留磁束密度分布

Fig.3.10(結晶粒大)、Fig.3.11(結晶粒小)、Fig.3.12(QMG 試料)に各励磁電流

において、ゼロフィールドクーリングから磁場を印加した後、励磁電流を切り外部磁場をゼロにしたときの超電導体の残留磁束密度分布を測定した結果をそれぞれ示す。

これらのゼロフィールドクーリングにおける残留磁束密度分布から、次の結果が得られる。

1) 残留磁束密度分布(Fig.3.10~3.12)は、静磁場を加えたときの磁束密度分布(Fig.3.7~3.9)とは全く異なるパターンになる。

2) 残留磁束密度は、静磁場下で超電導体内に侵入する磁束密度の約 30~50% 程度である。

3) 外部磁場を加えた状態では、試料の周囲の磁場と試料内の磁束密度の差により、超電導体内に磁束が侵入する。外部磁場をゼロにすると、試料に侵入した磁束を閉じこめようとする電流が生じるが、試料の各位置における臨界電流密度分布およびすでに侵入した磁束の渦糸分布によりこの電流密度が決定され、残留磁束密度分布が決まる。

次に、それぞれの試料について着目すると、Fig.3.10, 11 に示す結晶粒大と結晶粒小からは次の結果が得られる。

4) Fig.3.10 の結晶粒大においては、高い磁気遮蔽特性を持っている試料の右下の領域には、励磁したときの磁束の侵入量が少ないため、その箇所の残留磁束密度は低くなる。

5) 外部磁場の極性を反転させたときの、Fig.3.10, 11,(c)の励磁電流-1.0A を見ると、その前のステップの 5.0A で励磁した時の正の磁束密度が超電導体中に観測される。特に、結晶粒の存在する箇所は高い値の残留磁束密度が見られる。

6) 励磁電流-3.0A 以下で励磁すると、残留磁束密度分布は正負が完全に反転し負の磁束密度が観測され、正の方向に励磁したときと絶対値の等しい逆極性の残留磁束密度分布となる。

7) 結晶粒大は結晶粒小に比べ静磁場下での磁気遮蔽特性も優れており、また残留磁束密度も高くなる。

次に Fig.3.12 に示す QMG 試料の残留磁束密度分布に着目すると、次の結果が得られる。

8) Fig.3.12,(a)の励磁電流 1.0A では、磁場印加時にほとんど磁束の侵入がないため残留磁束もほとんど観測されない。試料外周部および右上部に微少な残留磁束密度が観測される。

9) 励磁電流を 3.0A、7.2A と大きくすることにより、試料右上のウィークリンク部の残留磁束密度が大きくなる。ウィークリンク部以外の健全な領域は、

残留磁束密度が観測されない。

(3) 磁気遮蔽モデルと残留磁束密度モデル

Bean の臨界状態モデルに基づき、結晶粒大と結晶粒小の静磁場下における磁気遮蔽モデルと残留磁束密度モデルを Fig.3.13 に示す。Fig.3.13,(a)が中央に大きな結晶粒が成長した試料のモデル、Fig.3.13,(b)が小さい結晶粒が2つ存在する試料のモデルである。それぞれの図において、左に示すのが磁場を印加したときの超電導体の磁気遮蔽モデル、右に示すのが励磁後外部磁場をゼロにしたときの超電導体の残留磁束密度モデルである。■の部分超電導体の磁化分布である。つまり、超電導体に磁場を印加したとき、超電導体が外部磁場の向きと逆向きに磁化することにより磁場を遮蔽する。超電導体に磁場を印加したとき、結晶粒大には試料の外周から磁束が侵入し、結晶粒小には試料の外周および結晶粒界の部分から磁束が侵入する。また、超電導体内に侵入した磁束密度 B は、 $\text{rot} B = \mu_0 J_c$ の磁場勾配を有し、臨界電流密度 J_c に比例する。よって、結晶粒大の磁気遮蔽効果は結晶粒小に比べ高く、また残留磁束密度は大きくなる。これらの現象は、Fig.3.7, 3.8, 3.10, 3.11 の結晶粒大および結晶粒小の実験結果とよく一致している。

(4) ゼロフィールドクーリングとフィールドクーリングの残留磁束密度の比較

Fig.3.14 に、QMG 試料のゼロフィールドクーリングとフィールドクーリングの残留磁束密度の比較を示す。これらの図はともに、励磁電流 7.2A で励磁した後の残留磁束密度分布である。これらの図から、ゼロフィールドクーリングとフィールドクーリングでは、明らかに異なる残留磁束密度分布となることが判る。Fig.3.14,(a)のゼロフィールドクーリングでは試料を冷却してからの励磁となるため、励磁の段階において臨界電流密度の低いウィークリンク部には多くの磁束が侵入する。しかし、励磁電流 7.2A での励磁場では健全な超電導部には磁束がほとんど侵入しない。そのため、ウィークリンク部に高い値の残留磁束が観測される。一方、Fig.3.14,(b)のフィールドクーリングにおいては試料全体に磁束が侵入した状態で冷却されるため、臨界電流密度の高い領域に高い値の残留磁束密度が観測される。つまり、ゼロフィールドクーリングとフィールドクーリングでは正反対の残留磁束密度分布となる。

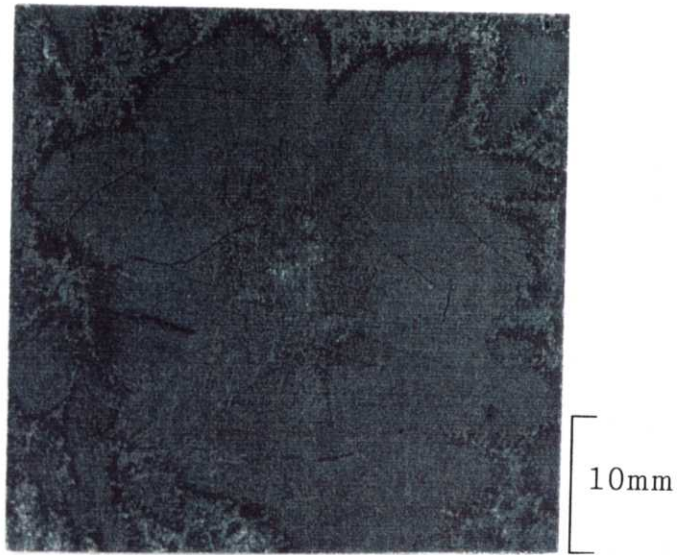


Fig.3.2 結晶粒大の表面写真

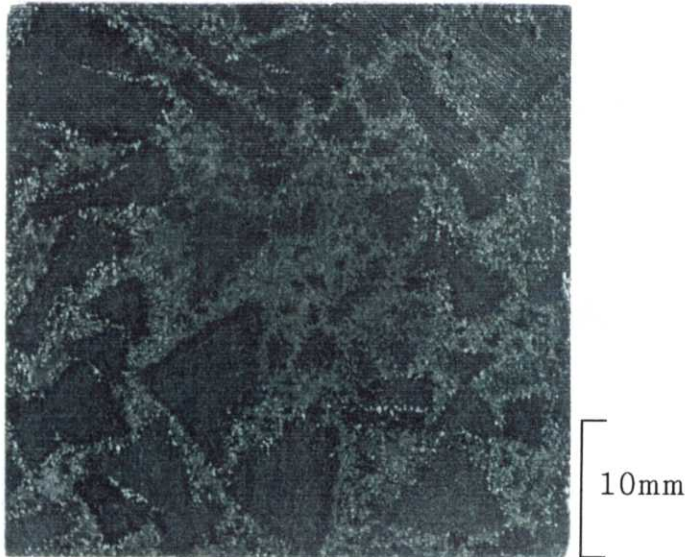


Fig.3.3 結晶粒小の表面写真

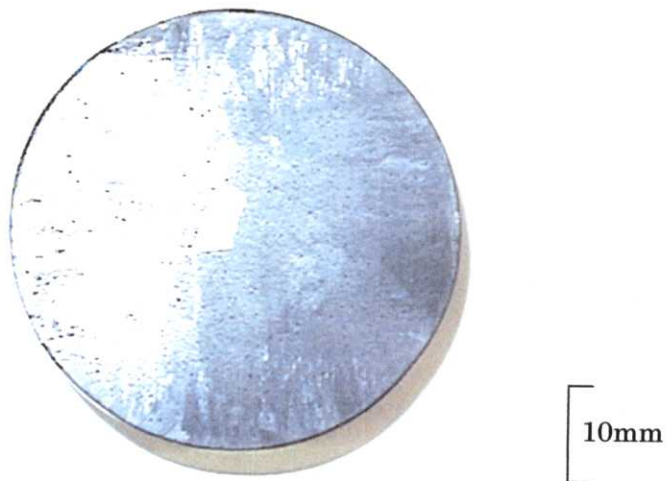


Fig.3.4 QMG 試料の表面写真

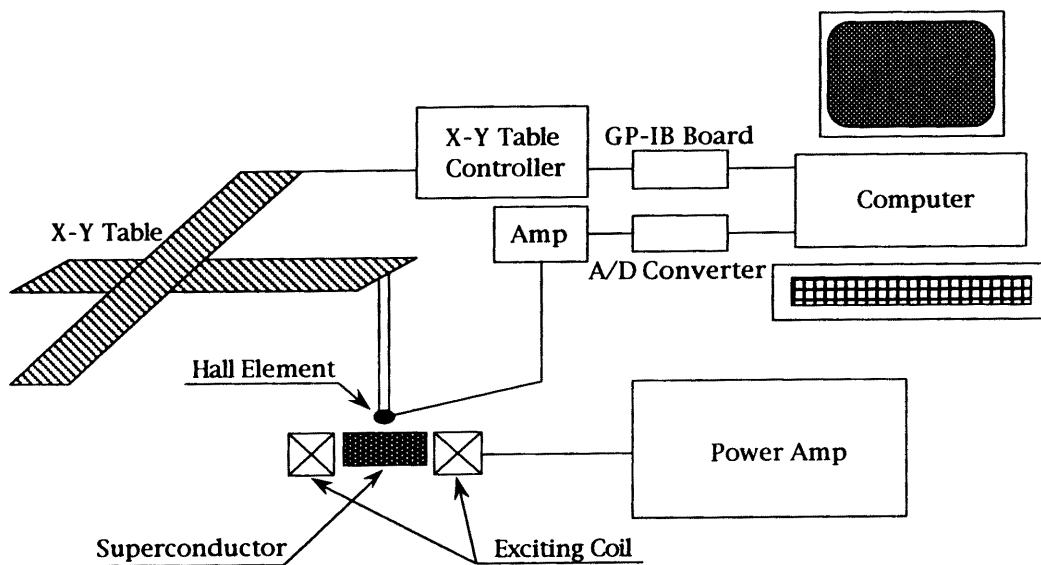


Fig.3.5 静磁場可視化計測システム

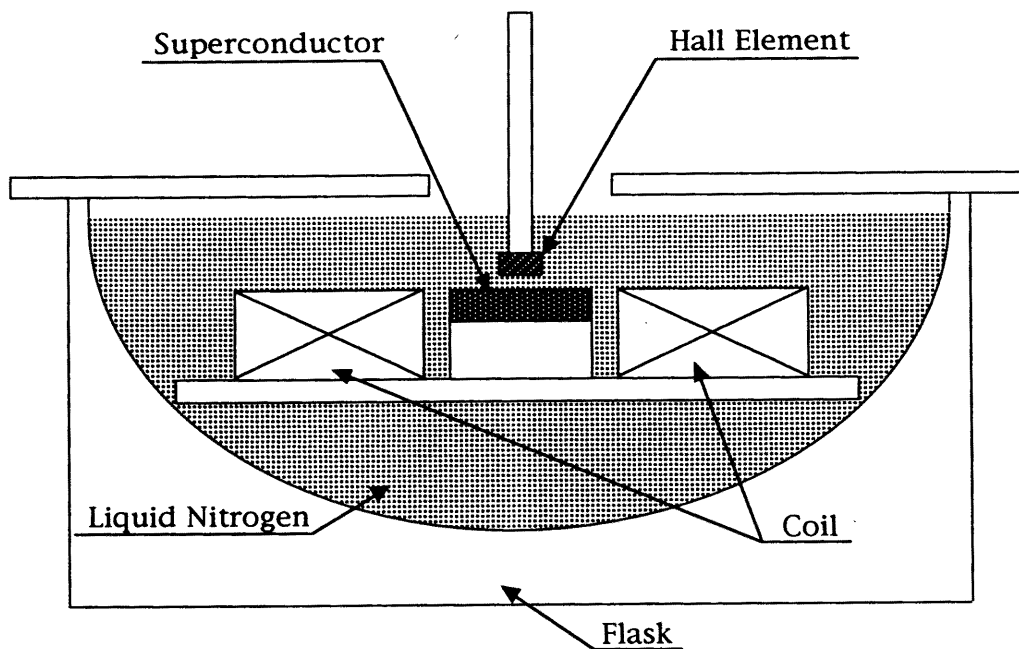
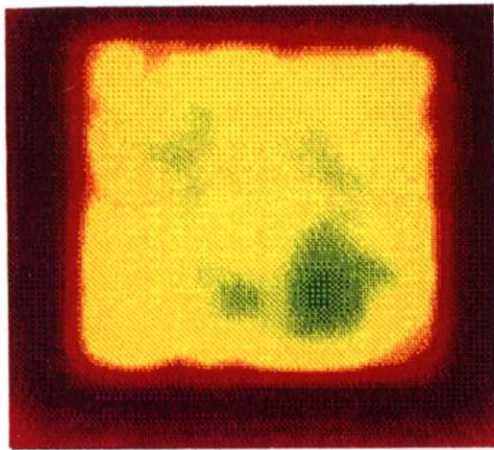
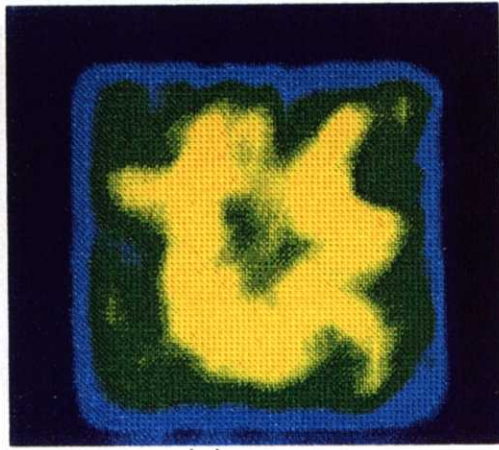


Fig.3.6 配置図 (静磁場特性計測)



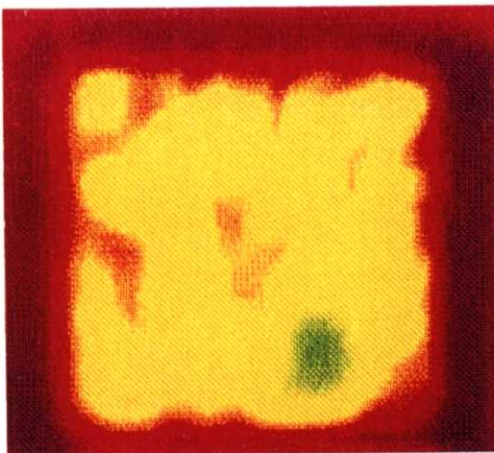
(a) 1.0A

Maximum value $\pm 18.6\text{mT}$



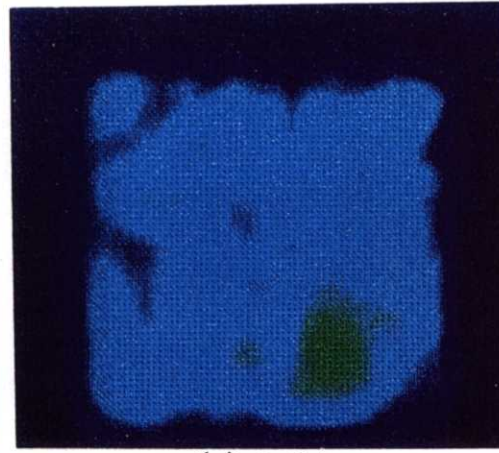
(d) -1.0A

Maximum value $\pm 19.7\text{mT}$



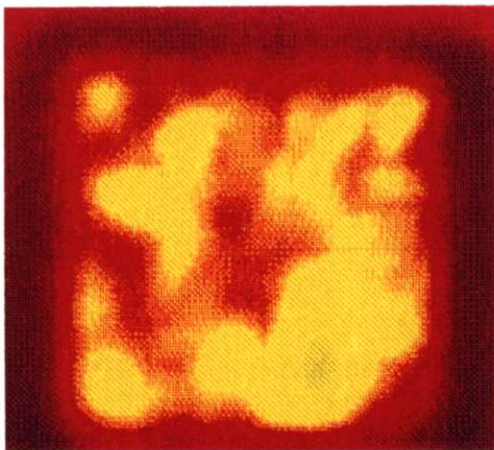
(b) 3.0A

Maximum value $\pm 50.8\text{mT}$



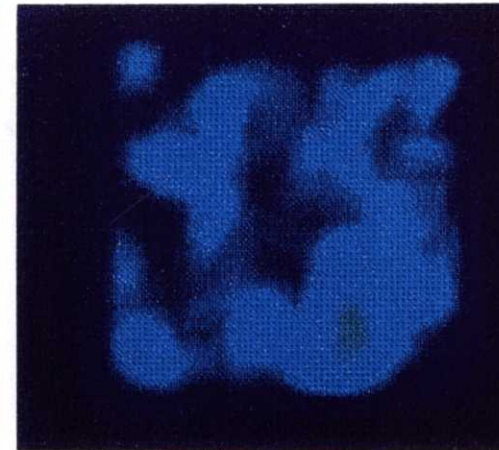
(e) -3.0A

Maximum value $\pm 48.3\text{mT}$



(c) 5.0A

Maximum value $\pm 79.5\text{mT}$

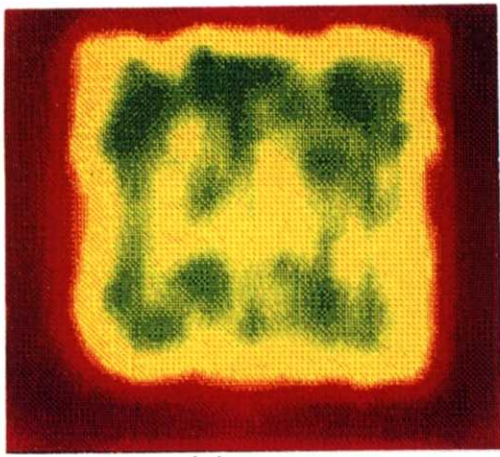


(f) -5.0A

Maximum value $\pm 81.1\text{mT}$

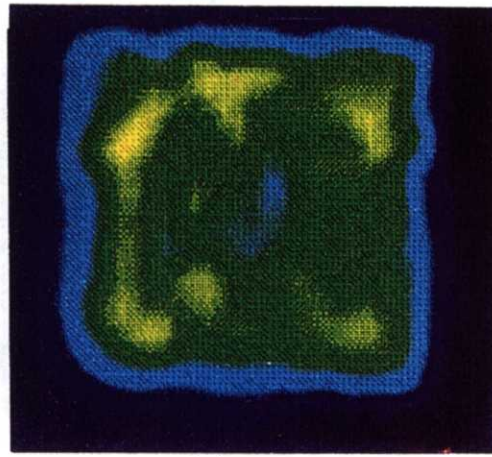


Fig.3.7 ゼロフィールドクーリングにおける一定磁場下での磁束密度分布 (結晶粒大)



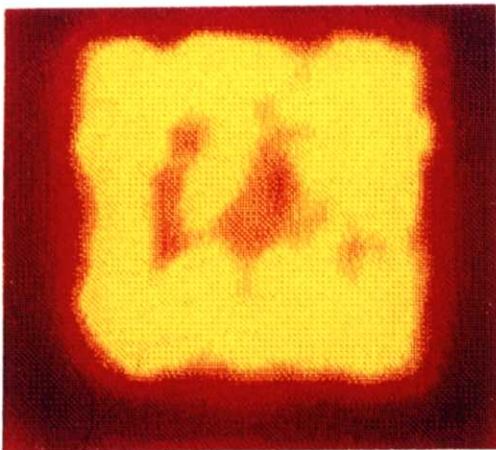
(a) 1.0A

Maximum value $\pm 17.0\text{mT}$



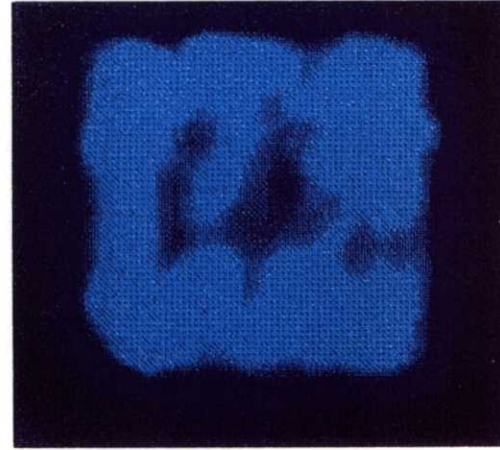
(d) -1.0A

Maximum value $\pm 15.6\text{mT}$



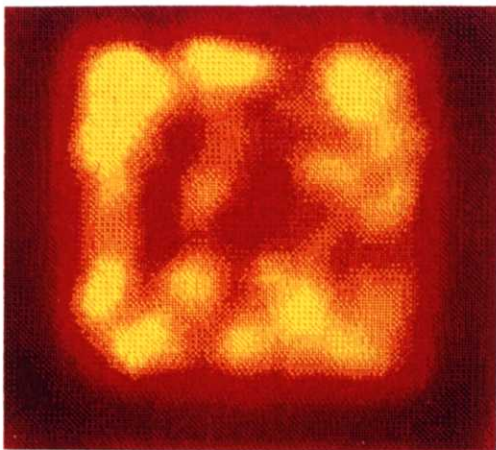
(b) 3.0A

Maximum value $\pm 40.3\text{mT}$



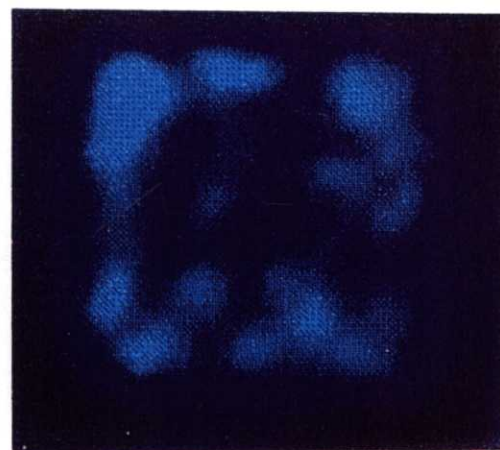
(e) -3.0A

Maximum value $\pm 51.8\text{mT}$



(c) 5.0A

Maximum value $\pm 81.9\text{mT}$

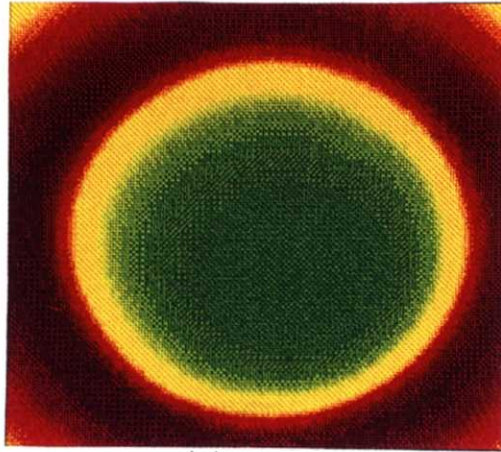


(f) -5.0A

Maximum value $\pm 81.7\text{mT}$

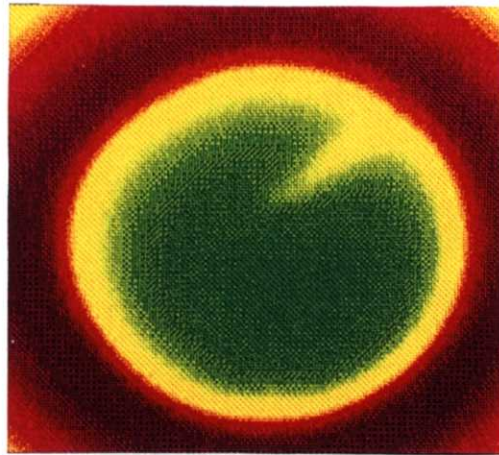


Fig.3.8 ゼロフィールドクーリングにおける
一定磁場下での磁束密度分布 (結晶粒小)



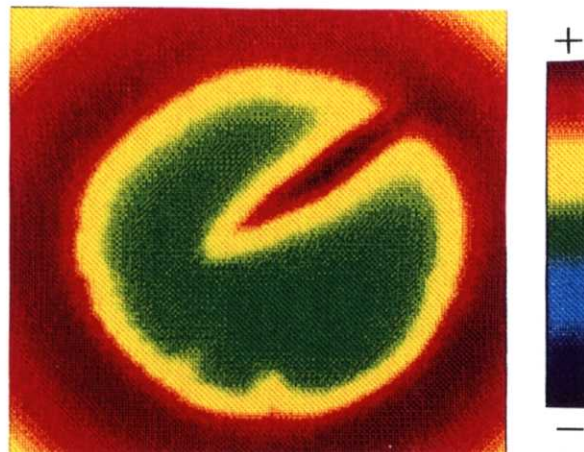
(a) 1.0A

Maximum value $\pm 19.8\text{mT}$



(b) 3.0A

Maximum value $\pm 63.7\text{mT}$



(c) 7.2A

Maximum value $\pm 140\text{mT}$

Fig.3.9 ゼロフィールドクーリングにおける一定磁場下での磁束密度分布 (QMG 試料)

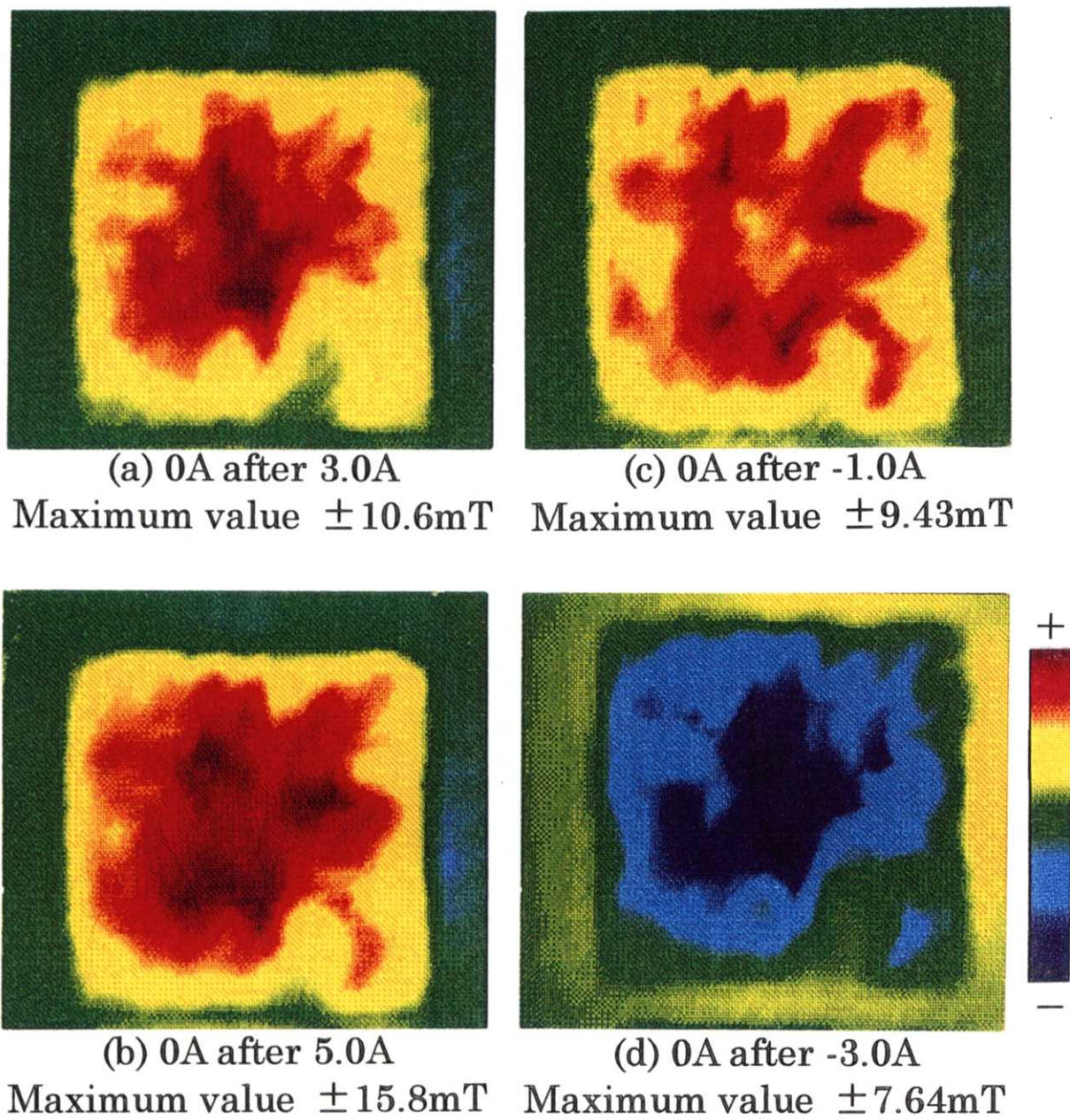
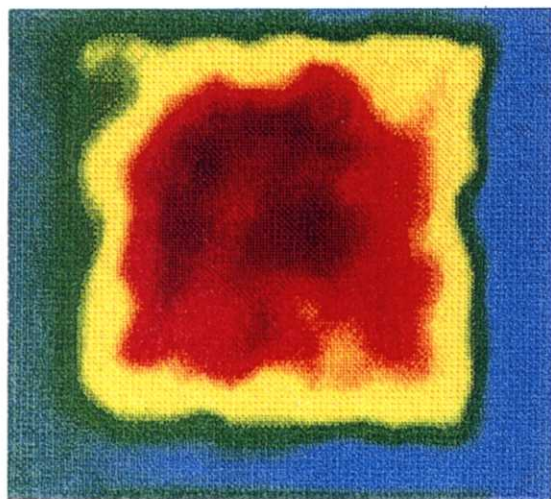
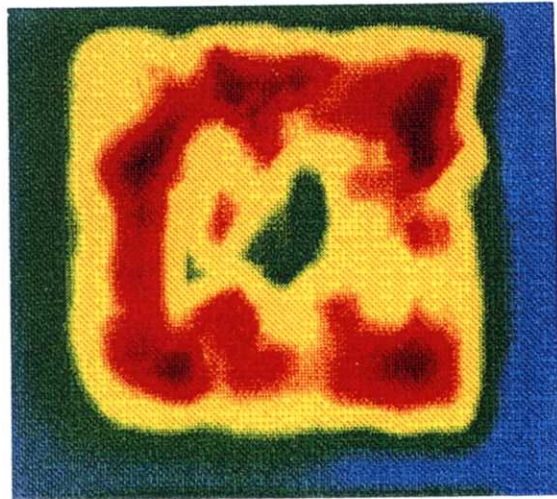


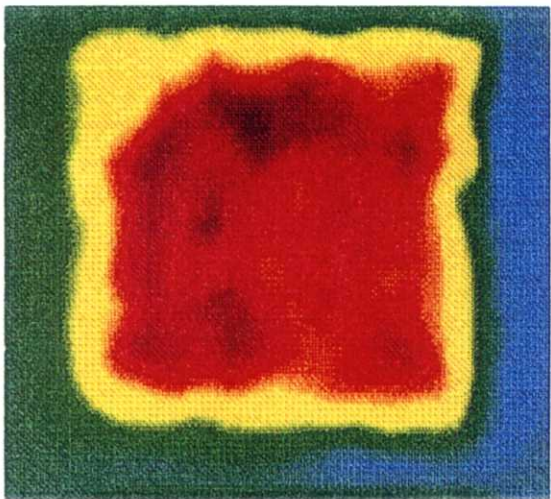
Fig.3.10 ゼロフィールドクーリングにおける
残留磁束密度分布 (結晶粒大)



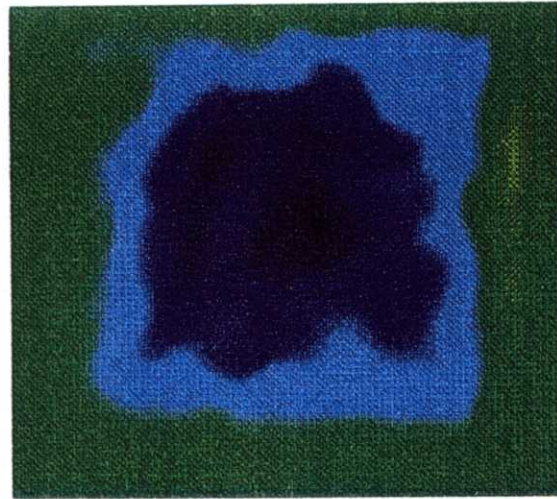
(a) 0A after 3.0A
Maximum value $\pm 7.16\text{mT}$



(c) 0A after -1.0A
Maximum value $\pm 5.62\text{mT}$



(b) 0A after 5.0A
Maximum value $\pm 15.1\text{mT}$



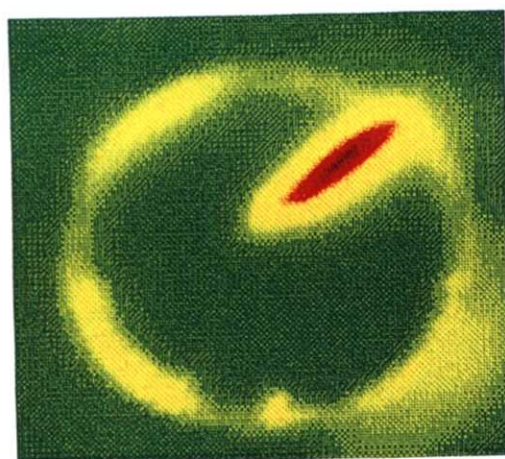
(d) 0A after -3.0A
Maximum value $\pm 10.0\text{mT}$



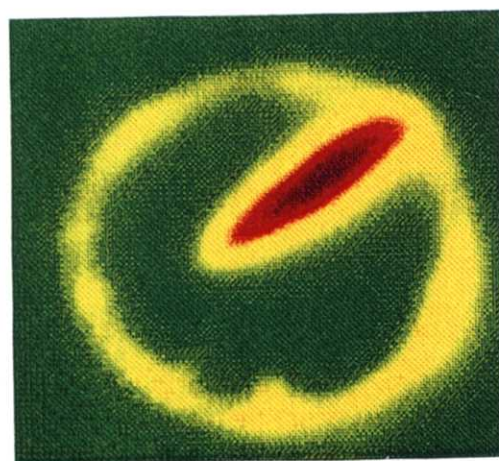
Fig.3.11 ゼロフィールドクーリングにおける
残留磁束密度分布 (結晶粒小)



(a) 0A after 1.0A
Maximum value $\pm 0.636\text{mT}$



(b) 0A after 3.0A
Maximum value $\pm 7.49\text{mT}$



(c) 0A after 7.2A
Maximum value $\pm 66.4\text{mT}$

Fig.3.12 ゼロフィールドクーリングにおける
残留磁束密度分布 (QMG 試料)

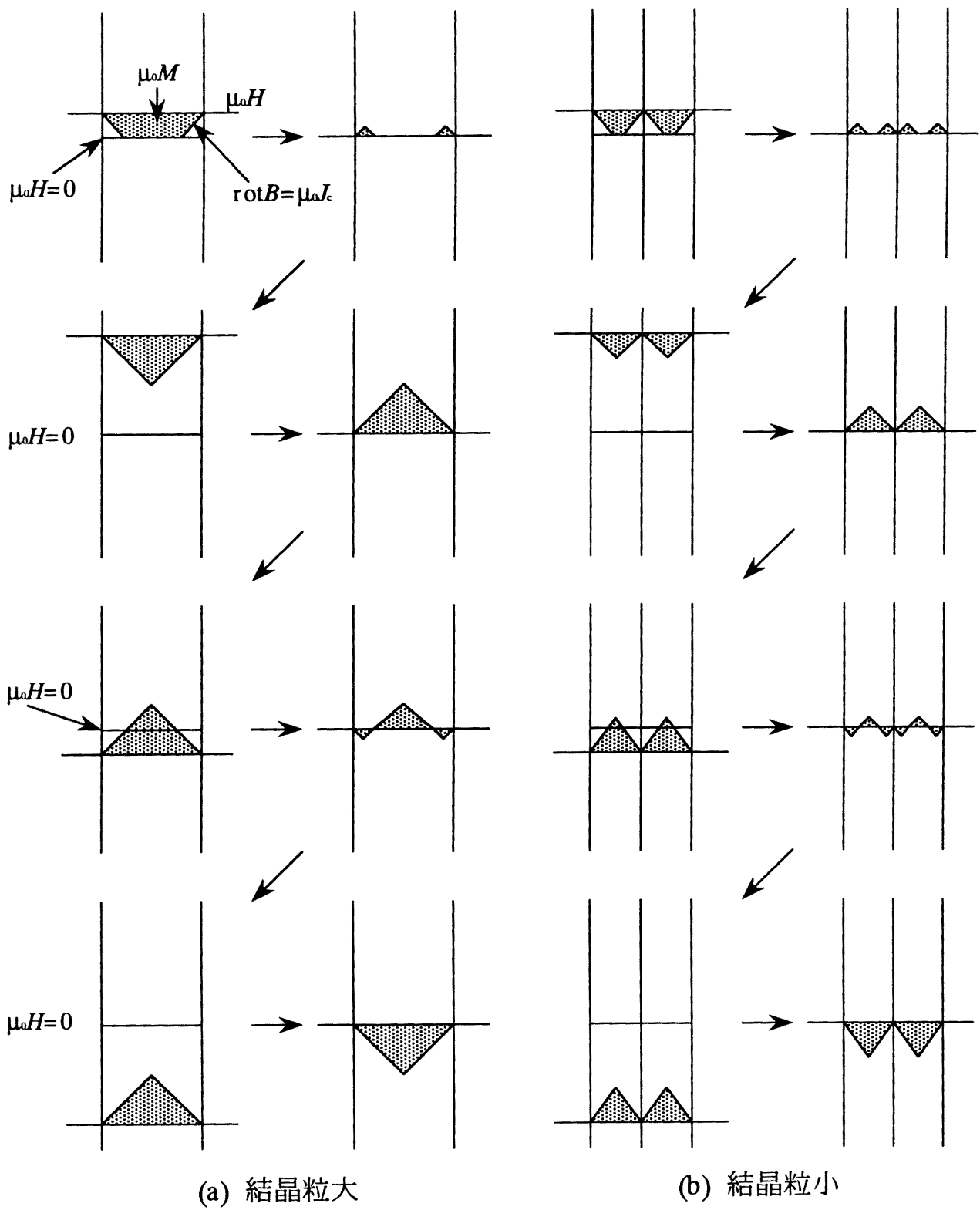
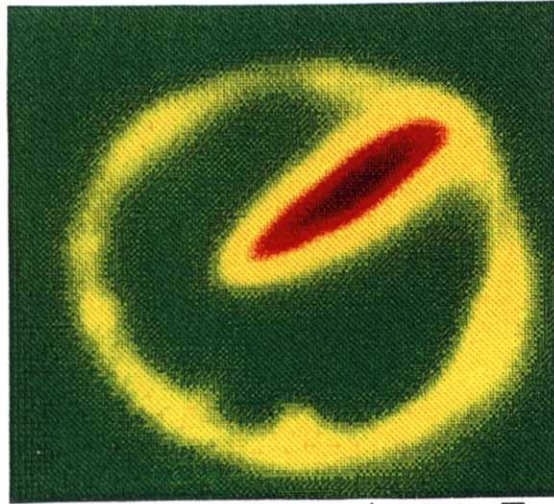
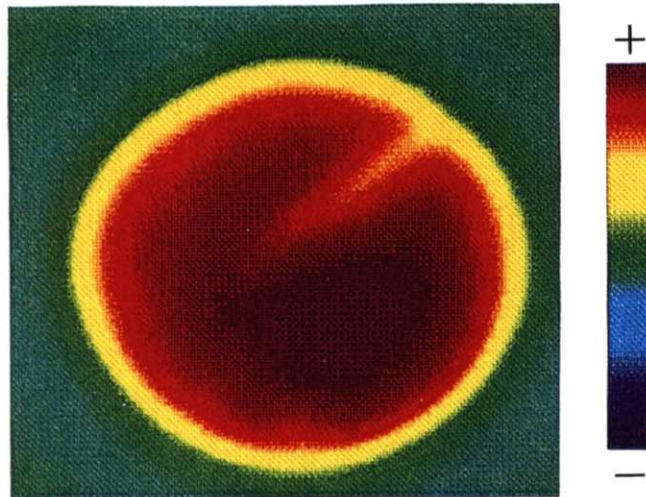


Fig.3.13 磁気遮蔽モデルおよび残留磁束密度モデル



Maximum value $\pm 66.4\text{mT}$

(a) ゼロフィールドクーリング



Maximum value $\pm 124\text{mT}$

(b) フィールドクーリング

Fig.3.14 ゼロフィールドクーリングとフィールドクーリングの残留磁束密度分布の比較 (QMG 試料)

3.3 数値解析による磁気遮蔽特性の定量的評価

3.2節の磁場可視化計測により、高温超電導体の磁束密度分布を明らかにした。しかし、ホール素子を用いた磁気特性計測では、超電導試料とホール素子の間には有限なギャップが存在し、実際の試料表面の磁束密度分布を測定することは困難である。また、試料内部の磁気特性分布などは測定により評価することができない。そこで本節では、ホール素子により測定した磁束密度分布より、超電導体の各点における臨界電流密度を求め、Beanモデルに基づいた三次元有限要素法解析を行い、静磁場下における高温超電導試料全体のマクロ的な磁気遮蔽特性を定量的に評価する。ウィークリンクのない均一な高温超電導体の静磁場および交流磁場応答の数値解析による評価に関しては、これまでに多くの研究がなされている²⁰⁻²²⁾。本節では、ウィークリンクを含む不均一な高温超電導体の磁気特性を定量的に評価することを検討する。

3.3.1 ゼロフィールドクーリングにおける静磁場下での電流密度分布

超電導体中の磁束密度 B と試料を流れる電流密度 J の関係は

$$J = \frac{1}{\mu_0} \text{rot} B = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial z}, \frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x}, \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) \quad (3.1)$$

と示される。ここで、 B_x 、 B_y 、 B_z はそれぞれ磁束密度 B の x 、 y 、 z 成分である。超電導体表面の磁束密度 B は、 z 方向(試料表面に垂直方向)成分が大部分であるとすれば、

$$\frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial z} = \frac{\partial B_z}{\partial y} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} = -\frac{\partial B_z}{\partial x} \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} = 0 \quad (3.4)$$

となり(3.1)式は、

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} \text{rot} \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial B_z}{\partial y}, -\frac{\partial B_z}{\partial x}, 0 \right) \quad (3.5)$$

となる。さらに、電流密度 J の大きさ(絶対値)を求めると次のようになる。

$$|\mathbf{J}| = \frac{1}{\mu_0} \sqrt{\frac{\partial^2 B_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2}} \quad (3.6)$$

この関係を用いて、Fig.3.9 の QMG 試料のゼロフィールドクーリングにおける静磁場下での磁束密度分布から、超電導体に流れるマクロ的な電流密度を求め、Fig.3.15 に電流 7.2A で励磁した時の電流密度分布を求め、磁束密度分布の可視化表示と共にベクトルを用いて示す。ベクトルは、矢印の向きにより電流の方向、長さにより電流密度の大きさ(絶対値)を表している。Fig.3.15 から、試料外周部に外部磁場の侵入を妨げる向き(右回り)に多くの電流が流れ、磁場が遮蔽されていることが判る。また、試料右上のウィークリンク部では、ウィークリンクを越えて流れる電流は少なく、電流はウィークリンクに沿って流れる。

Fig.3.16 に(3.6)式から求めた試料各点における電流密度の絶対値の分布を、励磁電流をパラメータにして可視化表示する。図中には電流密度の最大値を示す。Fig.3.16,(a)の励磁電流 1.0A では、試料外周に沿って高い電流密度が観測される。励磁電流が大きくなるにつれ、試料右上のウィークリンク部周辺の電流密度が高くなる。Fig.3.16,(b)の励磁電流 3.0A では、ウィークリンクに沿って流れる電流密度よりも試料の外周を流れる電流密度の方が高いが、Fig.3.16,(c)の励磁電流 7.2A では、ウィークリンクに沿って流れる電流密度の方が高くなる。

Fig.3.16,(a)~(c)の三種類の励磁電流における電流密度分布から、試料各点における電流密度の最大値を抽出し Fig.3.17 に示す。励磁電流が大きくなるにつれ臨界電流密度の低いウィークリンク部は、ウィークリンクを越えて流れる電流が少なくなり、ウィークリンクに沿って流れる電流が多くなる。そのため、Fig.3.17 は Fig.3.16,(c)の励磁電流 7.2A の電流密度分布に似ているが、試料右上のウィークリンク外端部の分布は若干異なる。

励磁電流 7.2A においても磁束は試料中心まで侵入しないため、Fig.3.17 の中心部の電流密度はほぼゼロと計算される。そこで、中心部分の電流密度を試料中の最大電流密度 $3.01 \times 10^3 \text{A/cm}^2$ で置き換え Fig.3.18 に示す。この電流密度分布を試料各点の臨界電流密度として数値解析を行い、高温超電導体のマクロ的な磁気遮蔽特性を評価する。

3.3.2 解析手法

高温超電導体に静磁場を印加すると、試料にはシールド電流が流れ磁場は遮蔽される。しかし、Fig.3.13 に示すように磁束密度 B は臨界電流密度 J_c に比例した勾配 ((3.1)式) で試料の外周から侵入する。つまり、高温超電導体の実効的な磁場侵入長入は、臨界電流密度と印加される外部磁場によって決定される。一方、導体に交流磁場を印加すると導体には渦電流が生じ磁場が遮蔽される。本解析では、静磁場中において高温超電導体に流れるシールド電流を、交流磁場下において生じる渦電流に置き換え、一般的な非定常交流電磁界解析を行うことにより磁気遮蔽特性を評価する。電磁界解析手法には $A\cdot\phi$ 法を用いた。変位電流を無視したマクスウェル方程式および構成方程式は次のように書ける。

$$\text{rot}H = J_0 + J_e \quad (3.7)$$

$$\text{rot}E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (3.8)$$

$$\text{div}B = 0 \quad (3.9)$$

$$B = \mu_0 H \quad (3.10)$$

$$J_e = \sigma E \quad (3.11)$$

ここで、 H は磁場の強さ、 B は磁束密度、 J_0 は導体外部の強制電流密度、 J_e は導体中に発生する渦電流密度、 E は電場の強さ、 μ_0 は真空の透磁率 ($4\pi \times 10^{-7}$)、 σ は導電率である。(3.9)式より、磁束密度 B に関する磁気ベクトルポテンシャル A を次のように表現することができる。

$$B = \text{rot}A \quad (3.12)$$

上式を(3.8)式に代入すると次のようになる。

$$\text{rot}\left(E + \frac{\partial A}{\partial t}\right) = 0 \quad (3.13)$$

上式で回転が 0 であるから、スカラーポテンシャル ϕ を用いて、

$$E = -\frac{\partial A}{\partial t} - \text{grad}\phi \quad (3.14)$$

と表せる。ここで、(3.7)式、(3.10)式、(3.12)式より

$$\text{rot rot } \mathbf{A} = \mu_0 (\mathbf{J}_0 + \mathbf{J}_e) \quad (3.15)$$

とまとめることができる。さらに、(3.11)式と(3.14)式を組み合わせ(3.15)式に代入すれば、

$$\text{rot rot } \mathbf{A} = \mu_0 \left\{ -\sigma \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad } \phi \right) + \mathbf{J}_0 \right\} \quad (3.16)$$

となる。上式は磁気ベクトルポテンシャルに関する支配方程式となる。ここで、場を一意に決定するために次式のクーロンゲージ条件を考える。

$$\text{div } \mathbf{A} = 0 \quad (3.17)$$

(3.16)式の発散をとると次式が得られる。

$$\text{div } \sigma \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad } \phi \right) = 0 \quad (3.18)$$

また、(3.16)式に(3.17)式のクーロンゲージ条件と、公式 $\text{rot rot } \mathbf{A} = \text{grad}(\text{div } \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A}$ を採用すると次式のようになる。

$$\nabla^2 \mathbf{A} = \mu_0 \left\{ \sigma \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad } \phi \right) - \mathbf{J}_0 \right\} \quad (3.19)$$

この(3.18)式と(3.19)式を連立させて計算を行う。非線形反復計算法にはニュートンラプソン法を適用し、反復計算中に導電率 σ を以下に示す Bean モデルに基づき変化させる^{23,24)}。

$$\sigma = \frac{J_c}{E} \quad (J > J_c) \quad (3.20)$$

$$\sigma = \sigma_{init} \quad (J \leq J_c) \quad (3.21)$$

ここで、 J 、 J_c 、 σ_{init} および E はそれぞれ各要素の電流密度、臨界電流密度、初期導電率および電場を示す。初期導電率 σ_{init} は $1.43 \times 10^9 \text{ S/m}$ として取り扱う。

交流電磁界解析における表皮深さ δ は、導体の導電率を σ 、透磁率を μ 、周波数を f とすれば

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}} \quad (3.22)$$

で示される。上式の周波数 f をパラメータにすることにより、実験における実効的な磁場侵入長 λ と等しくなるような表皮深さ δ を決定し数値解析を行う。数値解析は、コイルに印加する励磁電流を半波の正弦波として過渡応答解析を行い、励磁電流のピーク値を実験における直流励磁電流と等しく設定する。出力する電流密度分布および磁束密度分布は、励磁電流のピーク時点での解析結果である。解析ソフトには JMAG-Studio (日本総合研究所)を用いる。解析モデルは、「臨界電流密度を一定としたモデル」と、「試料の一部にウィークリンクが存在するモデル」の二種類について検討する。以下にそれぞれのモデルを示す。

(1) 臨界電流密度を一定としたモデル

- 1) 超電導体全要素の臨界電流密度に実験から求めた $3.01 \times 10^3 \text{A/cm}^2$ を与える。
- 2) Bean モデルにより決定する導電率 σ を用いて磁束密度分布を計算し、実験から求めた高温超電導体の実効的な磁場侵入長 λ と、数値解析での表皮深さ δ が等しくなる周波数を定める。
- 3) 励磁電流を変更し磁場侵入長 λ と表皮深さ δ の比較を行い臨界電流密度を再検討する。
- 4) 臨界電流密度を決定する。

入力パラメータおよび出力パラメータを以下に示す。

- 入力パラメータ
 - ・ 周波数：25～200Hz
 - ・ 臨界電流密度 J_c ： $3 \times 10^3 \sim 1 \times 10^4 \text{A/cm}^2$
 - ・ 初期導電率 σ_{init} ： $1.43 \times 10^9 \text{S/m}$
 - ・ 比透磁率 μ_r ：1
- 出力パラメータ
 - ・ 磁束密度
 - ・ 電流密度

(2) ウィークリンクが存在するモデル

1) 臨界電流密度を一定としたモデルの一部に、実験から求めた臨界電流密度の低いウィークリンク部の要素を設ける。

2) 臨界電流密度を一定としたモデルと同様に Bean モデルに基づき磁束密度分布を計算する。ただし、周波数および健全な部分の臨界電流密度は臨界電流密度を一定としたモデルで求めたものを採用する。

3) 実験結果との比較により、解析手法の妥当性の確認と磁気特性の定量評価を行う。

入力パラメータおよび出力パラメータを以下に示す。

○ 入力パラメータ

- ・ 周波数：80Hz
- ・ 超電導体要素の J_c ： $6 \times 10^3 \text{A/cm}^2$
- ・ ウィークリンク要素の J_c ： $8 \times 10^2 \text{A/cm}^2$
- ・ 初期導電率 σ_{init} ： $1.43 \times 10^9 \text{S/m}$
- ・ 比透磁率 μ_r ：1

○ 出力パラメータ

- ・ 磁束密度
- ・ 電流密度

(3) モデルの要素分割

「臨界電流密度を一定としたモデル」、「ウィークリンクが存在するモデル」共に、超電導試料の 1/4 モデルを解析する。Fig.3.19 に「臨界電流密度を一定としたモデル」、Fig.3.20 に「ウィークリンクが存在するモデル」の超電導体と励磁コイルの形状および要素分割図を示す。両モデル共に、全要素数は 70,422、全節点数は 75,900 である。なお、超電導体および励磁コイルの寸法、超電導体と励磁コイルの配置はすべて実験と同じくなるよう設定する。

3.3.3 解析結果

(1) 臨界電流密度を一定としたモデル

Fig.3.21 に、励磁電流 1.0A における超電導試料外周から中心までの磁束密度の線分布の実験結果と、周波数をパラメータにした解析結果をまとめて示す。各要素の臨界電流密度は、実験より求めた $3.01 \times 10^3 \text{A/cm}^2$ を用いる。ここで、実験における磁束密度の測定では、ホール素子と超電導体とのリフトオフは 0.5mm である。さらに、ホール素子のアクティブエリアは厚み 0.5mm の樹脂

でカバーされているため、計測される磁束密度は超電導試料上 1mm での値となる。よって、数値解析においても実験と条件を一致させるため、超電導試料上 1mm での磁束密度をプロットする。この図より、周波数 80Hz における解析結果が実験結果の試料外周から中心への磁束密度の傾きに一致することが判る。つまり、実験から求めた高温超電導体の実効的な磁場侵入長 λ と、数値解析により求めた周波数 80Hz における表皮深さ δ が一致する。Fig.3.22 に周波数 80Hz、励磁電流 1.0A で解析した試料に流れる電流密度分布を示す。最大電流密度は $1.49 \times 10^3 \text{A/cm}^2$ であり、Fig.3.16,(a)に示す実験から求めた励磁電流 1.0A での最大電流密度 $3.87 \times 10^2 \text{A/cm}^2$ よりも高い。実験から求めた電流密度は、超電導試料上 1mm での磁束密度分布で、試料に対し垂直成分の磁束密度のみで計算しているため、実際の値よりも低く見積もられ解析結果よりも低くなる。

Fig.3.23 に示すのは、励磁電流 7.2A での超電導試料外周から中心までの磁束密度の線分布の実験結果と解析結果(周波数 80Hz)を比較した図である。この図より、実験結果と解析結果の試料外周から中心への磁束密度の傾きは異なり、解析結果のほうが緩やかな傾きになることが判る。ここで、各要素の臨界電流密度は実験から求めた $3.01 \times 10^3 \text{A/cm}^2$ と設定されている。上述したように、この臨界電流密度は超電導試料上 1mm で、試料に対し垂直成分の磁束密度分布より求めたために、実際の試料が持つ臨界電流密度よりも低く見積もられる。よって、実験から求めた臨界電流密度をそのまま解析に用いると、実際に試料に流れる電流密度より小さく設定されることになる。そのため、実験結果よりも多くの磁束が試料中心側に侵入する。そこで、各要素に設定する臨界電流密度をパラメータにした磁束密度の線分布の解析結果を、実験結果とまとめて Fig.3.24 に示す。この図より、臨界電流密度を実験結果から求めた値の 2 倍にした $6.00 \times 10^3 \text{A/cm}^2$ のときに実験結果とよく一致する。以降、臨界電流密度に $6.00 \times 10^3 \text{A/cm}^2$ を用いて解析を行う。ここで、実験結果の試料中心部の磁束密度が高くなっているのは、ウィークリンクの影響である(Fig.3.9,(c)参照)。

Fig.3.25 に臨界電流密度 $6.00 \times 10^3 \text{A/cm}^2$ 、励磁電流 7.2A として解析した電流密度分布と磁束密度分布を示す。磁束密度分布は、実験と比較するため試料上 1mm での分布を表示する。Fig.3.25,(a)の電流密度分布より、試料の外周部に外部磁場を遮蔽する方向に電流が流れ、またその電流密度値は Bean モデルにより導電率が操作され、臨界電流密度 $6.00 \times 10^3 \text{A/cm}^2$ を越えないことが判る。Fig.3.25,(b)の磁束密度分布に着目すると、Bean モデルに基づく傾きで試料外周部からの磁束侵入の振る舞いを計算できることが確認される。

(2) ウィークリンクが存在するモデル

Fig.3.20 に示した要素分割図の試料の一部に設ける臨界電流密度の低い領域

の電流密度は、実験より求めたウィークリンク部の平均値 $8.00 \times 10^2 \text{A/cm}^2$ を用いている。このウィークリンクが存在するモデルの電流密度分布と磁束密度分布を、コイルに印加する励磁電流をパラメータにして数値解析する。Fig.3.26 に電流密度分布をまとめて示す。Fig.3.26,(a)の励磁電流 1.0A では、試料に流れる最大電流密度よりもウィークリンク部の臨界電流密度の方が高く、電流はウィークリンク部をパスし試料外周に沿って流れる。励磁電流を 3.0A, 7.2A に上げることで、電流はウィークリンクを越えて流れることができなくなり、ウィークリンクに沿って流れる電流が増える。Fig.3.26,(c)の励磁電流 7.2A では、ウィークリンク部で試料外周に流れる電流の割合は小さくなり、大部分の電流がウィークリンクに沿って流れる。

このときの磁束密度分布を Fig.3.27 に示す。この磁束密度分布は試料上 1mm での分布を示す。Fig.3.27,(a)の励磁電流 1.0A では、電流は試料外周に沿って流れるためウィークリンクにも磁束は侵入しない。励磁電流を 3.0A, 7.2A に上げるにしたがって、ウィークリンクに磁束が侵入しその領域は広がる。この Fig.3.27 の磁束密度分布の解析結果と Fig.3.12 の実験結果とを比較するとよく一致していることが判る。ここで、解析精度を確認するためウィークリンク部における磁束密度の線分布の解析結果を実験結果と比較する。Fig.3.28,(a)に示す測定ラインにおける磁束密度の線分布を Fig.3.28,(b)に示す。この磁束密度の線分布は、励磁電流 7.2A における試料上 1mm での分布を示す。ウィークリンク周辺部における解析結果と実験結果の磁束密度の誤差は 4%未満であり、解析において与えているウィークリンク部の形状および臨界電流密度の妥当性が確認された。さらに詳しい解析精度評価については付録に示す。

Fig.3.29 に励磁電流 7.2A での試料表面(試料上 0mm)の磁束密度分布を示す。Fig.3.27,(c)に示した試料上 1mm での磁束密度分布と比較すると、Fig.3.27,(c)の試料上 1mm での磁束密度分布では磁束が拡がり平均化されてしまい、実際の試料表面での磁束密度分布とは異なることが判る。Fig.3.29 では、ウィークリンク部と他の健全な超電導部との磁束密度の差は大きくなり、ウィークリンク部が鮮明に判断できる。したがって本解析手法により数値解析を行うことで、実験では計測困難な試料表面あるいは内部の磁束密度分布を定量的に評価できることが確認された。

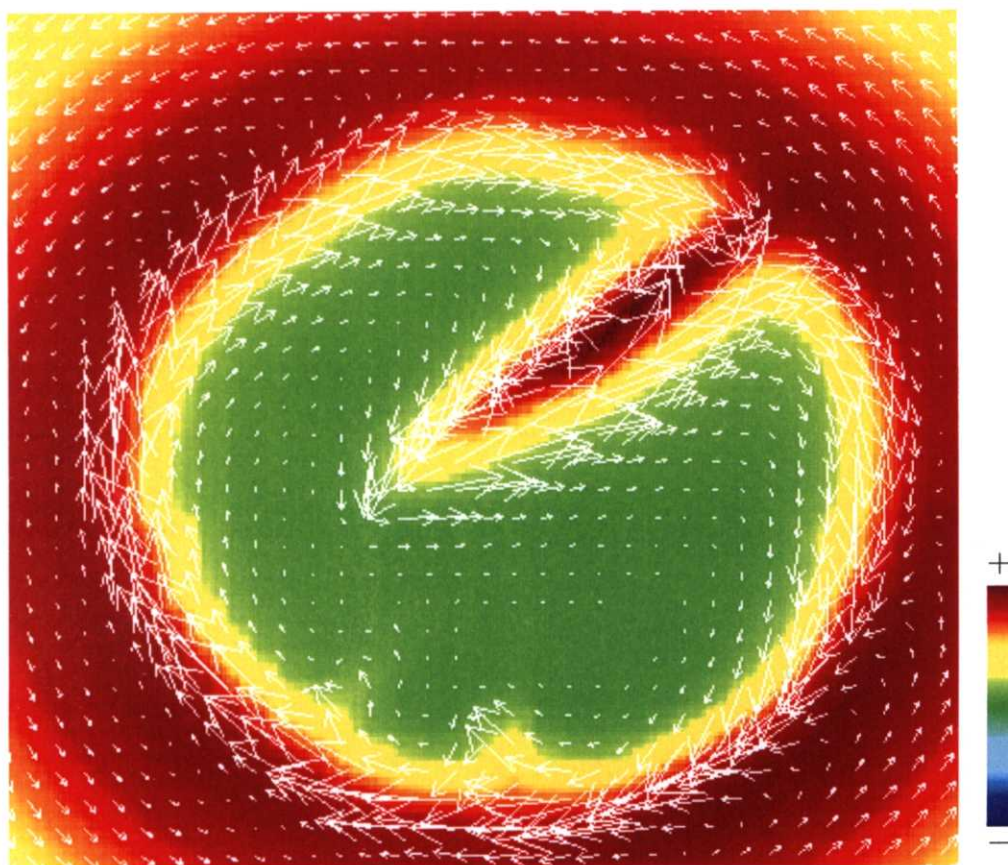
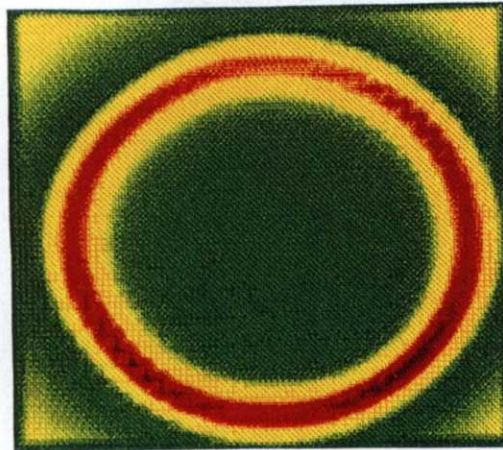
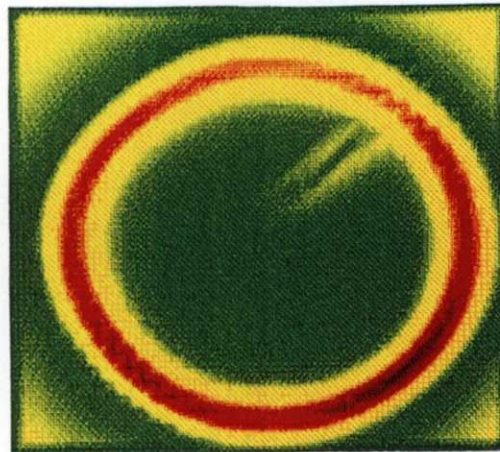


Fig.3.15 一定磁場下での電流密度分布（励磁電流 7.2A）



(a) 1.0A

Maximum value $3.87 \times 10^2 \text{A/cm}^2$



(b) 3.0A

Maximum value $1.27 \times 10^3 \text{A/cm}^2$

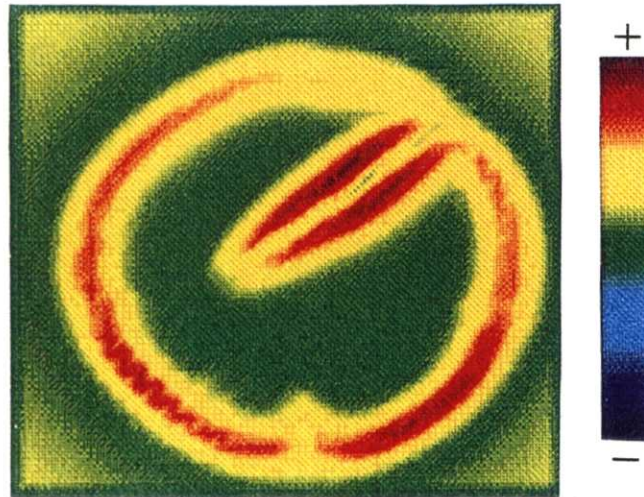


(c) 7.2A

Maximum value $3.01 \times 10^3 \text{A/cm}^2$

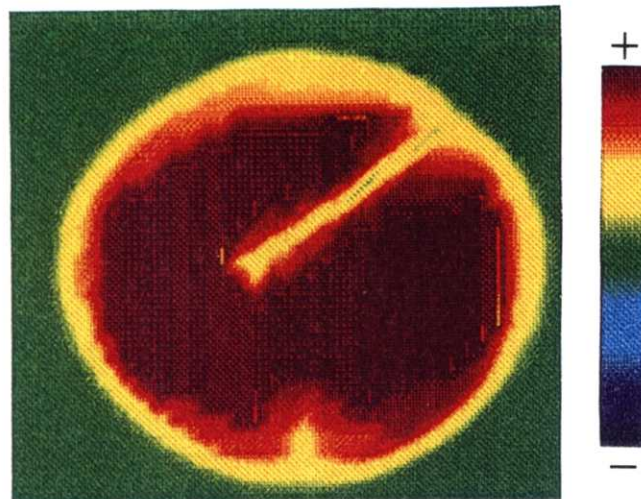


Fig.3.16 電流密度の絶対値分布



Maximum value $3.01 \times 10^3 \text{A/cm}^2$

Fig.3.17 各点における最大電流密度分布



Maximum value $3.01 \times 10^3 \text{A/cm}^2$

Fig.3.18 臨界電流密度分布

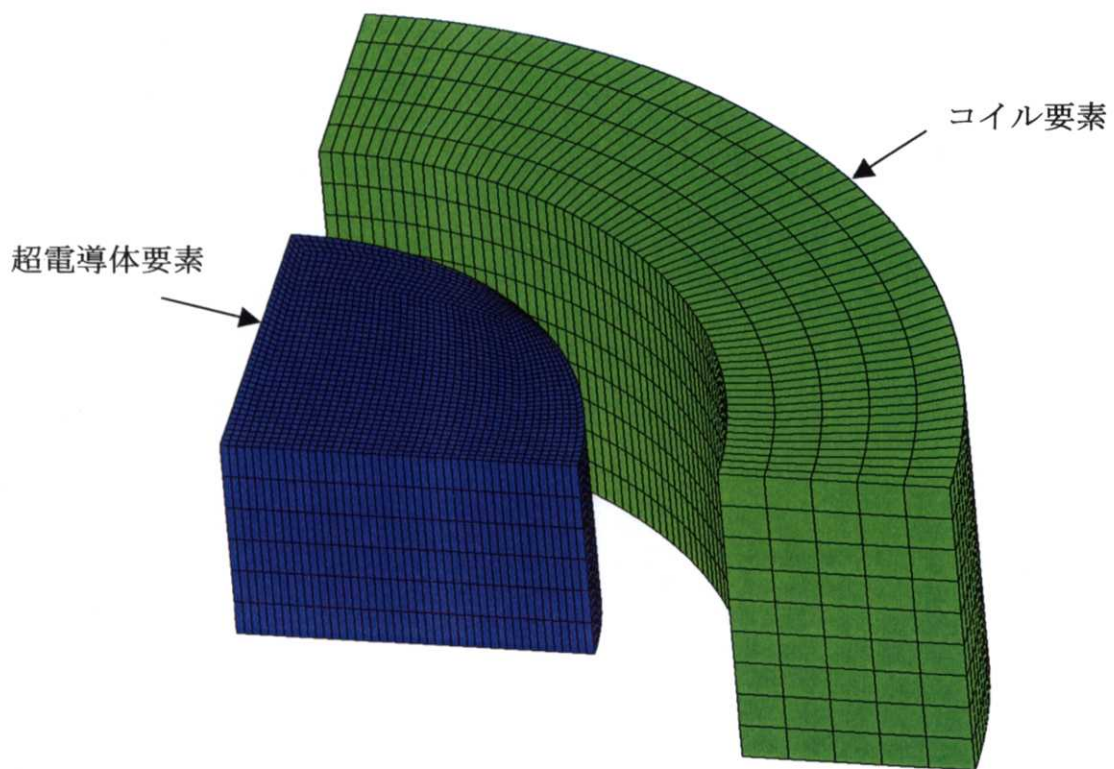


Fig.3.19 臨界電流密度を一定としたモデルの形状および要素分割

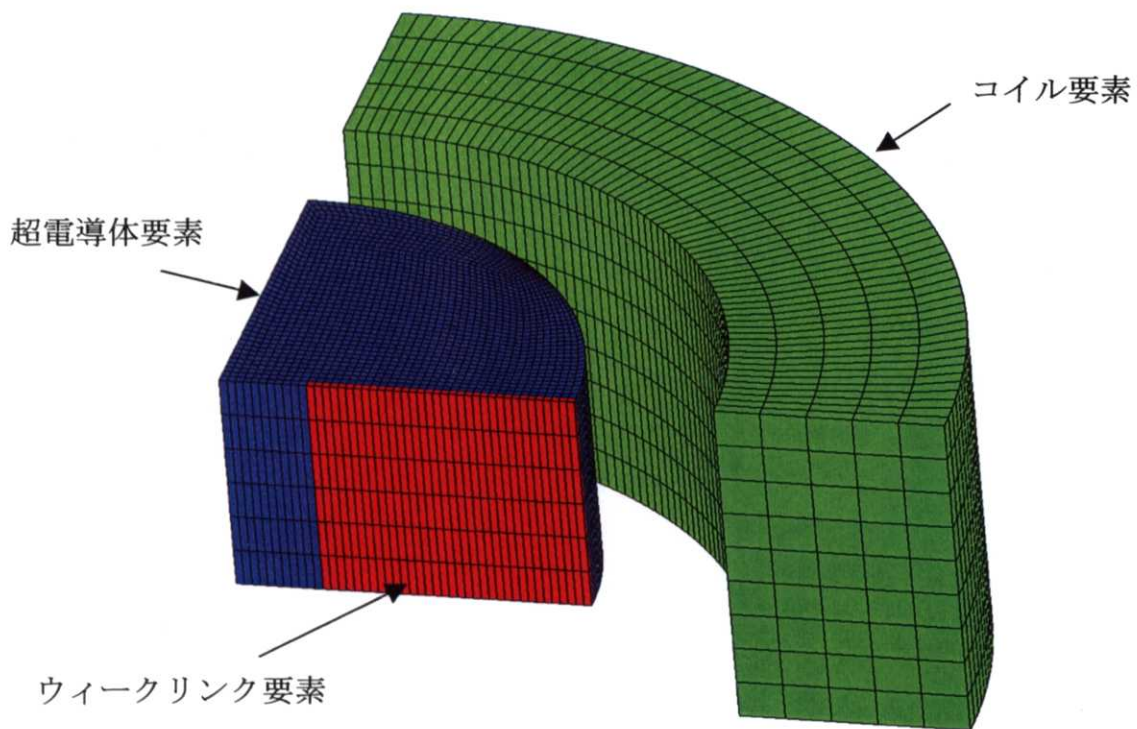


Fig.3.20 ウィークリンクが存在するモデルの形状および要素分割

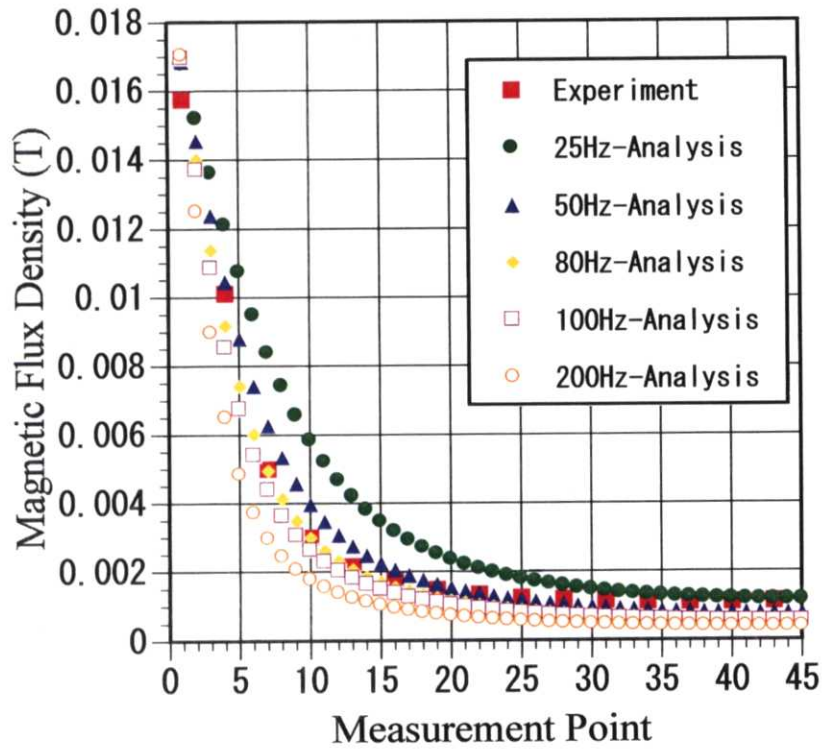


Fig.3.21 周波数をパラメータにした磁束密度の線分布 (励磁電流 1.0A、試料上 : 1mm)

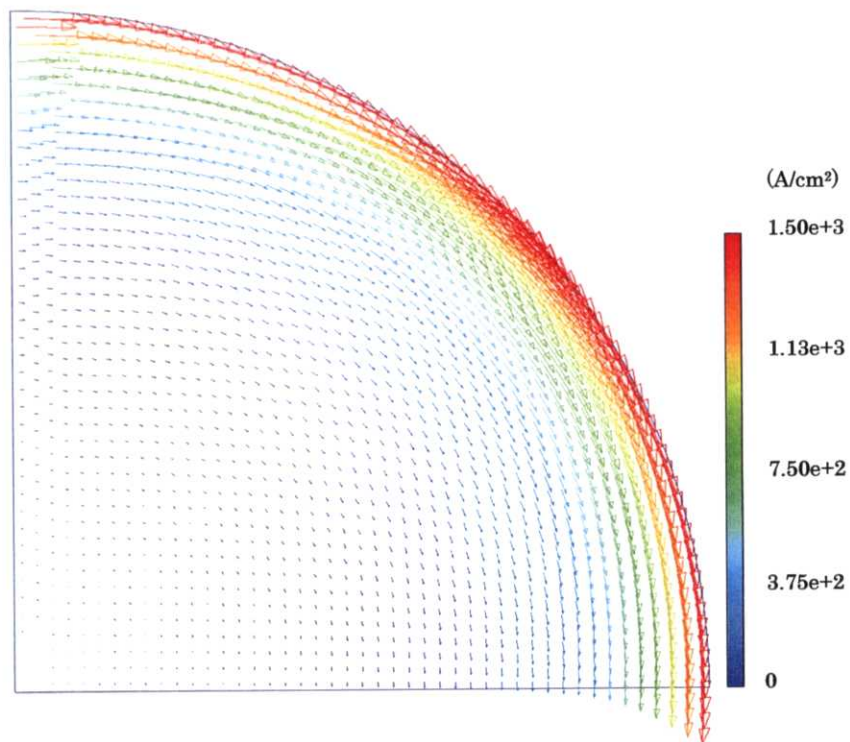


Fig.3.22 励磁電流 1.0A における電流密度分布

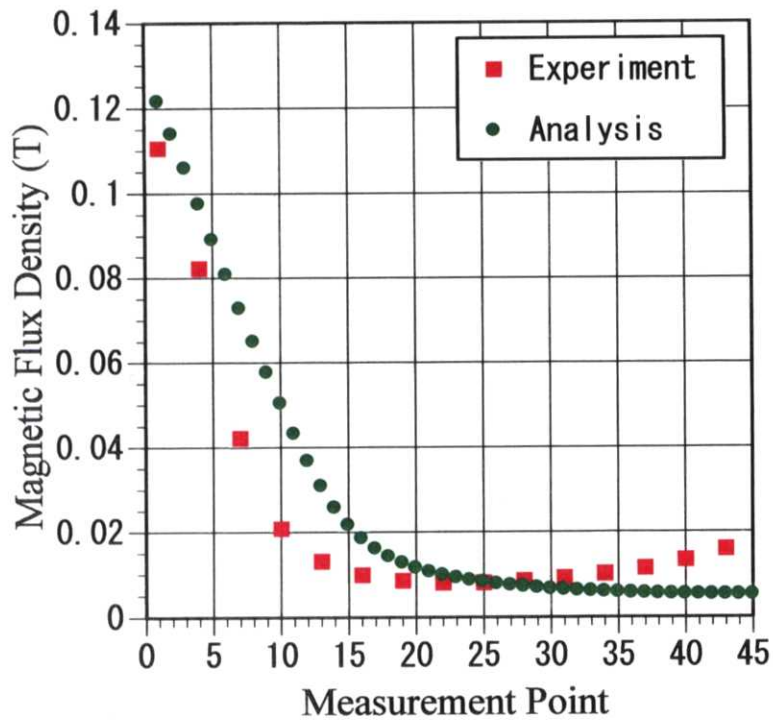


Fig.3.23 励磁電流 7.2A における磁束密度の線分布 (試料上: 1mm)

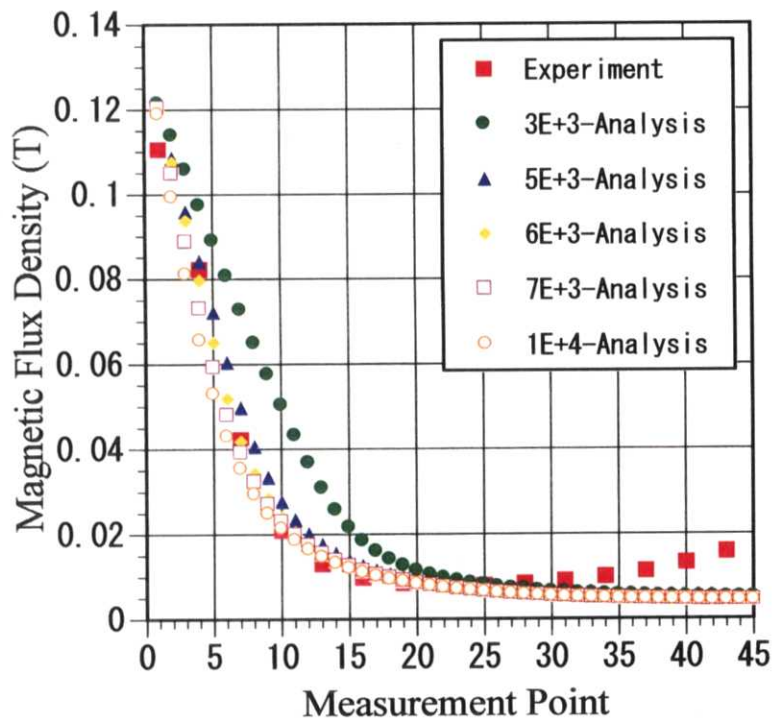
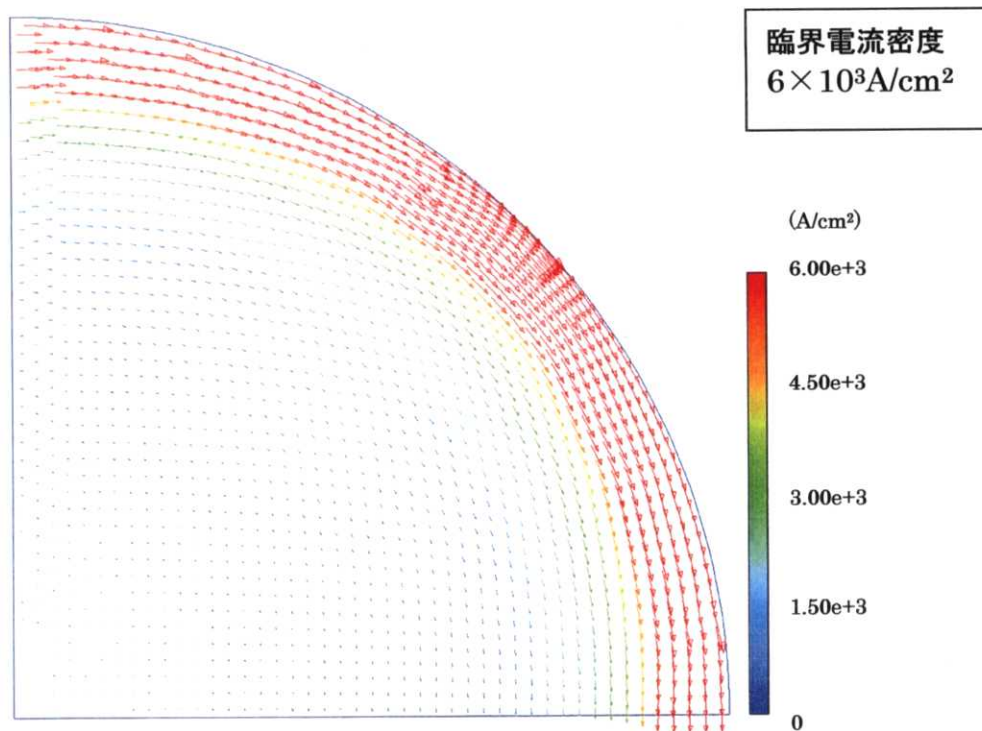
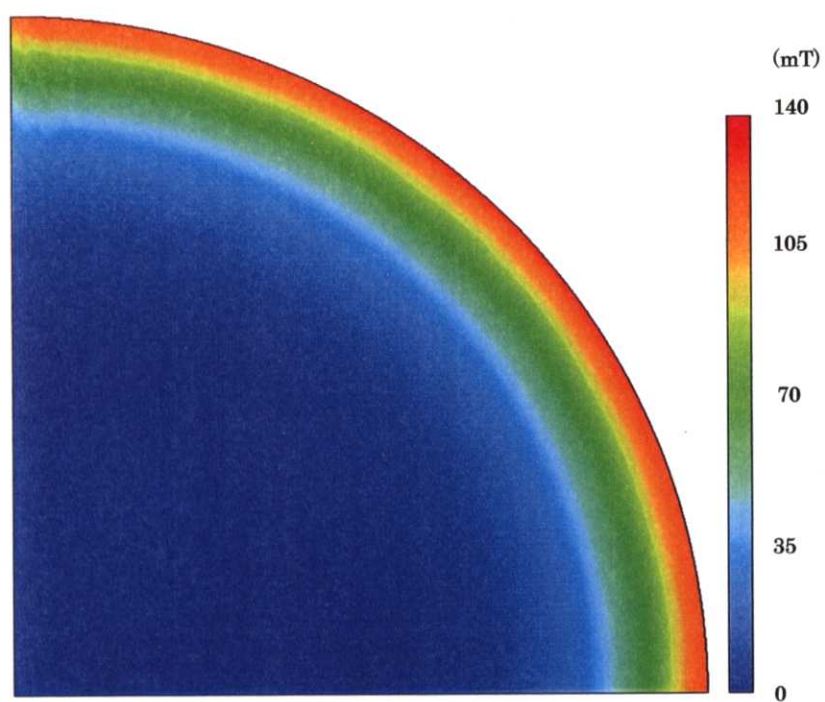


Fig.3.24 臨界電流密度をパラメータにした磁束密度の線分布 (励磁電流 7.2A、試料上: 1mm)

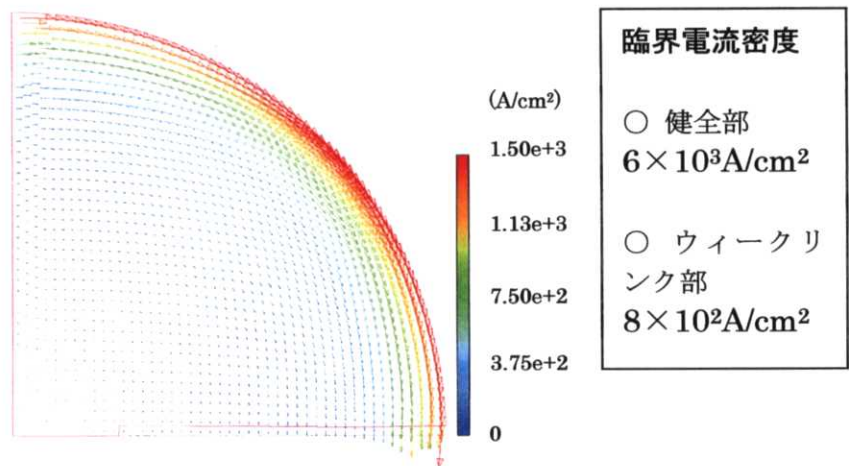


(a) 電流密度分布

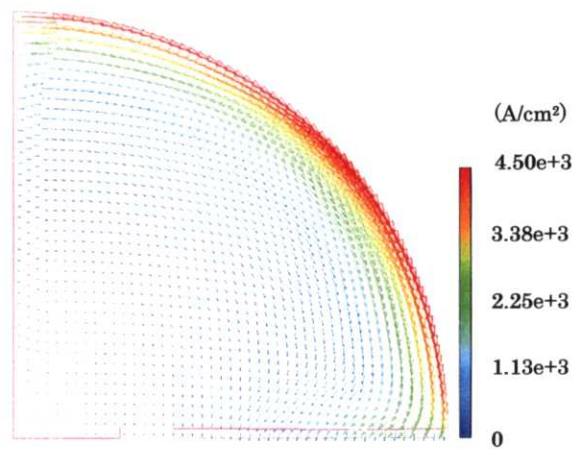


(b) 磁束密度分布 (試料上 : 1mm)

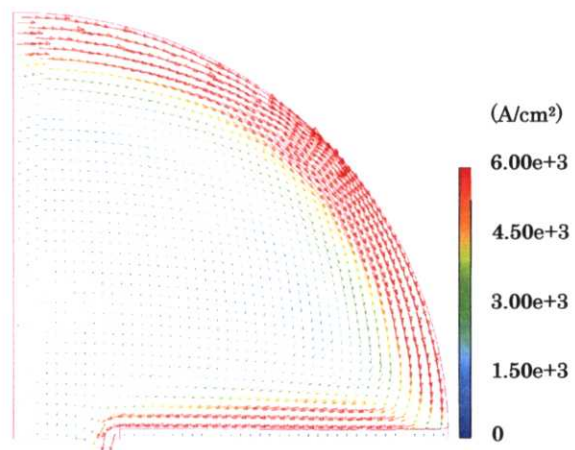
Fig.3.25 励磁電流 7.2A における電流密度分布と磁束密度分布



(a) 励磁電流 1.0A

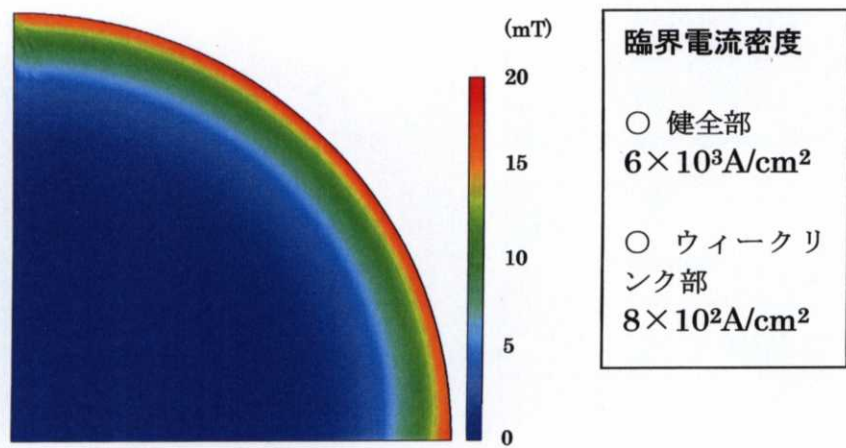


(b) 励磁電流 3.0A

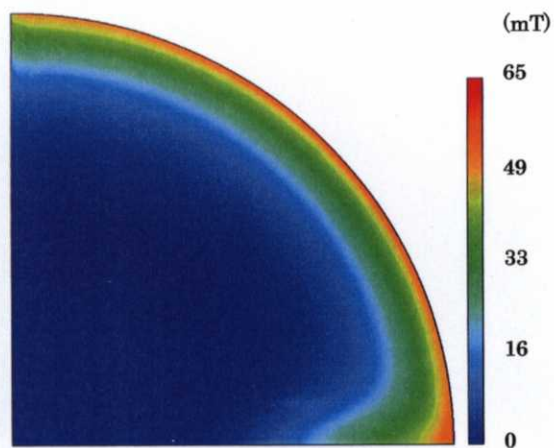


(c) 励磁電流 7.2A

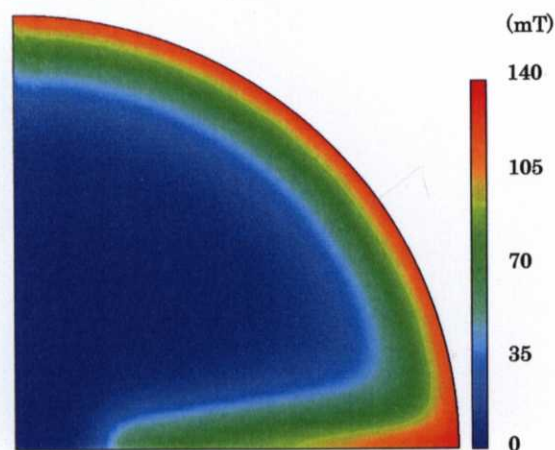
Fig.3.26 ウィークリンクが存在するモデルの電流密度分布



(a) 励磁電流 1.0A

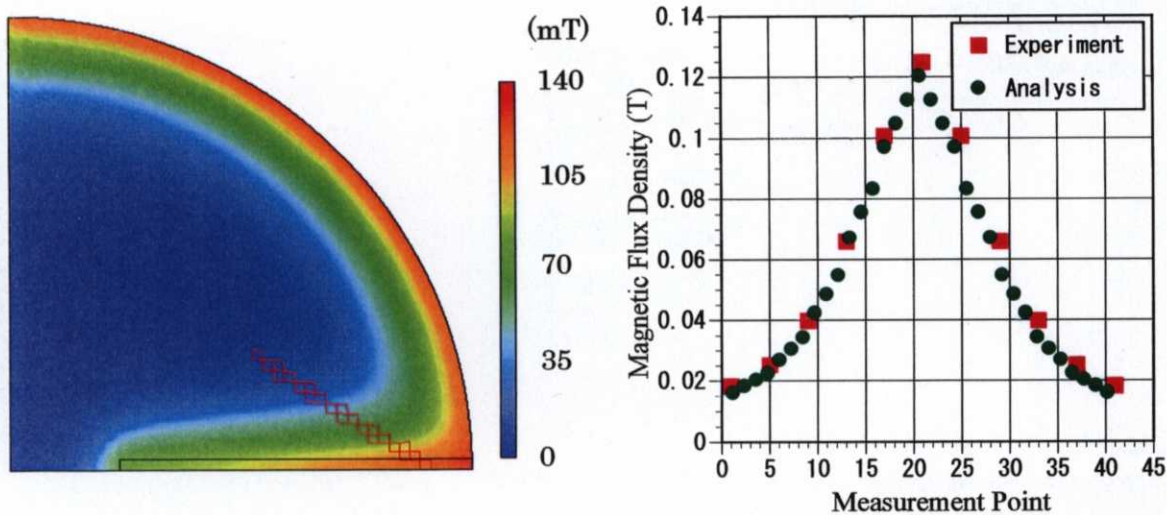


(b) 励磁電流 3.0A



(c) 励磁電流 7.2A

Fig.3.27 ウィークリンクが存在するモデルの磁束密度分布
(試料上 : 1mm)



(a) 磁束密度線分布の測定ライン

(b) 磁束密度の線分布

Fig.3.28 ウィークリンク部の磁束密度線分布の比較
(励磁電流 7.2A、試料上 : 1mm)

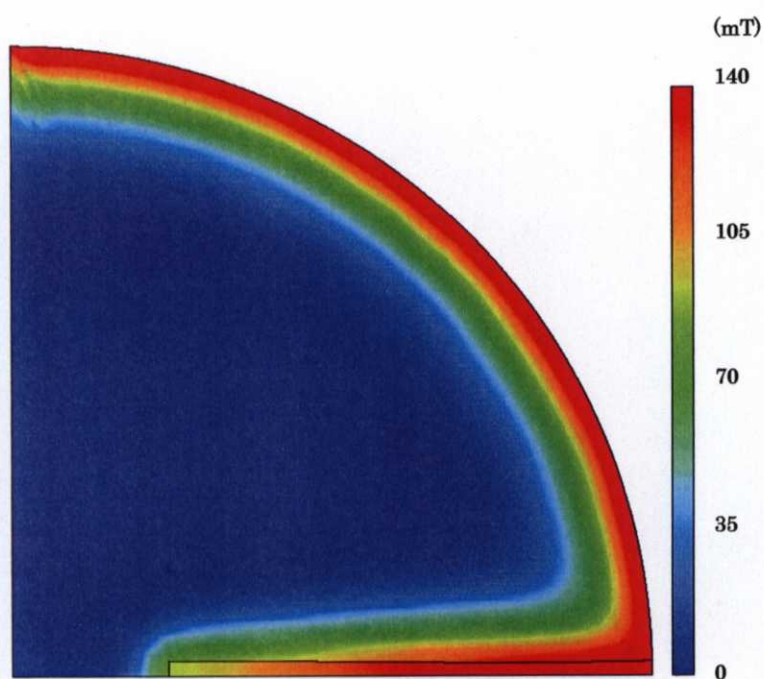


Fig.3.29 試料表面の磁束密度分布 (励磁電流 7.2A)
(試料上 : 0mm)

3.4 高温超電導体のヒステリシス特性計測

3.2 節の磁場可視化計測により、高温超電導体にはヒステリシスが存在することが確認できた。しかし、高温超電導体は結晶粒界やクラック等のウィークリンク部を含んでいるため、そのヒステリシス特性は試料の各点において一様ではない。そこで本節では、各点におけるヒステリシスを計測し、その特性を明らかにする。また、そのヒステリシス曲線から保磁力 I_c および残留磁気 B_r を求め超電導特性を評価することを検討する。

3.4.1 実験方法

ヒステリシス計測は、外部磁場をステップ的に変化させ、ホール素子により磁束密度を測定する。ホール素子と超電導体とのギャップは 0.5mm である。ホール素子により測定したデータはアンプにより増幅し、マルチメータ (VOAC7513: 岩崎通信機) にてその値を読み取り、出力電圧を磁束密度に変換する。励磁コイル (690 ターン) およびホール素子 (BHA-921 型: ベル社) は、3.2 節の磁場可視化計測で使用したものと同一ものを用いる。

実験に使用した高温超電導材料も、磁場可視化計測で使用したものと同一のもので、MPMG 法により製造した結晶粒大 (40mm × 40mm × 16mm^t) の試験片を用いる。

3.4.2 実験結果と考察

Fig.3.30 にヒステリシス計測の測定点を示す。これらの測定点は、3.2 節の磁場可視化計測で求めた材料中の磁気特性分布から、特性の異なる 4 点を選定した。ポイント 1 は試料外周部の結晶粒の成長が見られない点、ポイント 2 は結晶粒の周囲で磁束の侵入があると思われる点、ポイント 3 は試料の中心点、ポイント 4 は結晶粒中の磁気遮蔽特性の最も優れた点である。Fig.3.31 に各点のヒステリシス曲線を示す。このヒステリシス曲線は、横軸に励磁電流、縦軸に磁束密度をとったものである。この図から、ポイント 4 は他の点に比べ臨界電流密度が高く磁気遮蔽特性が優れており、励磁電流を大きくしても磁束の侵入は少ないことが判る。ポイント 1 はピークの磁束密度はポイント 2, 3 とほとんど変わらないが、ヒステリシス曲線の太さは細くなる。つまり、ポイント 1 はほとんど磁束をピンニングしない。さらに、ポイント 2 とポイント 3 のヒステリシス曲線を見ると、よく似ていることが判る。

これらのヒステリシス曲線から、残留磁気 B_r と保磁力 I_c を求め Fig.3.32 にまとめて示す。ポイント 1 は、残留磁気 B_r および保磁力 I_c は共に低い。また、臨界電流密度の高いポイント 4 は、残留磁気 B_r は低いが保持力 I_c が高い。つまり、ポイント 4 では磁気遮蔽特性が優れているため、侵入する磁束は少ない。しか

し、一度侵入した磁束はピンニングされるため、励磁電流を正から負に反転させても、観測される磁束密度は負の励磁電流を大きくしないと正から負に反転しない。そこで、保磁力 I_c を残留磁気 B_r で割った I_c/B_r について評価する。これはポイント 4 が最も高い値となる。したがって、 I_c/B_r が高いほど超電導特性の優れた領域であると判別できる。試料中央部のポイント 3 の残留磁気 B_r および保磁力 I_c は共に高い値を示し、 I_c/B_r は低い値となる。このことから、試料中央部分の臨界電流密度は低いと判断できる。しかし、周囲には臨界電流密度の高い結晶粒が存在するため、この結晶粒に中央部の特性は依存する。さらに特徴的なことは、ポイント 2 とポイント 3 を比較すると残留磁気 B_r 、保磁力 I_c および I_c/B_r はほぼ同じ値となる。このことから、ポイント 2 がゲートの役割をしてポイント 2 に磁束が侵入すれば、同時にポイント 3 にも磁束が侵入することが判る。

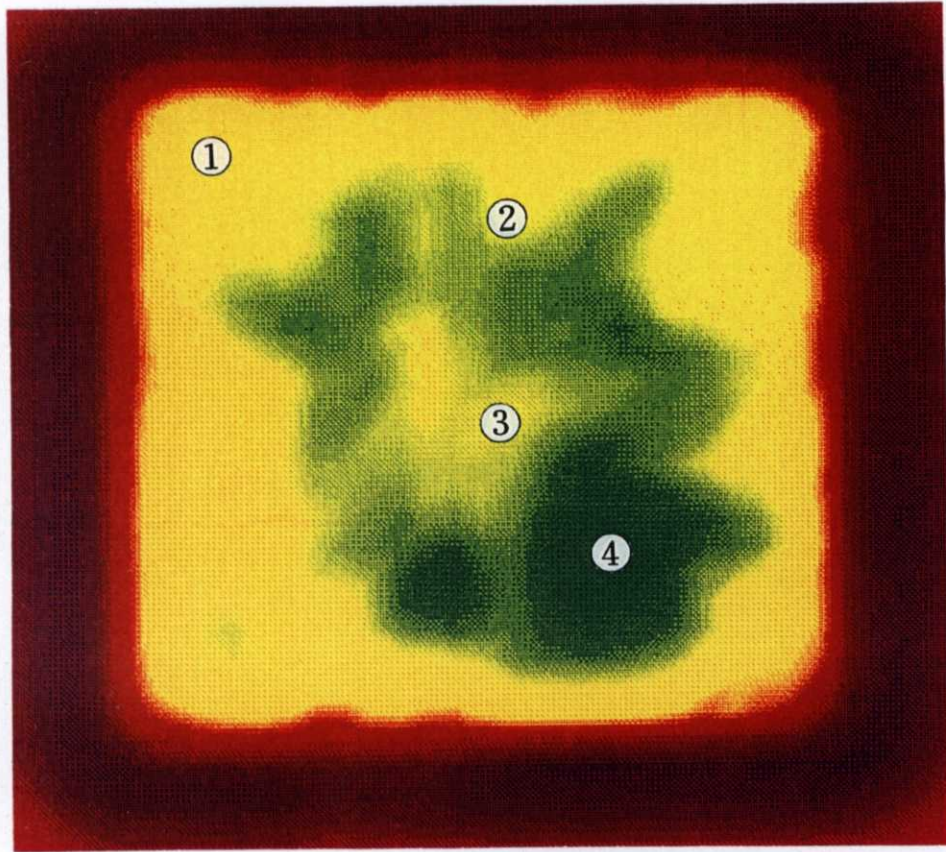


Fig.3.30 ヒステリシスおよび磁束クリープ測定点

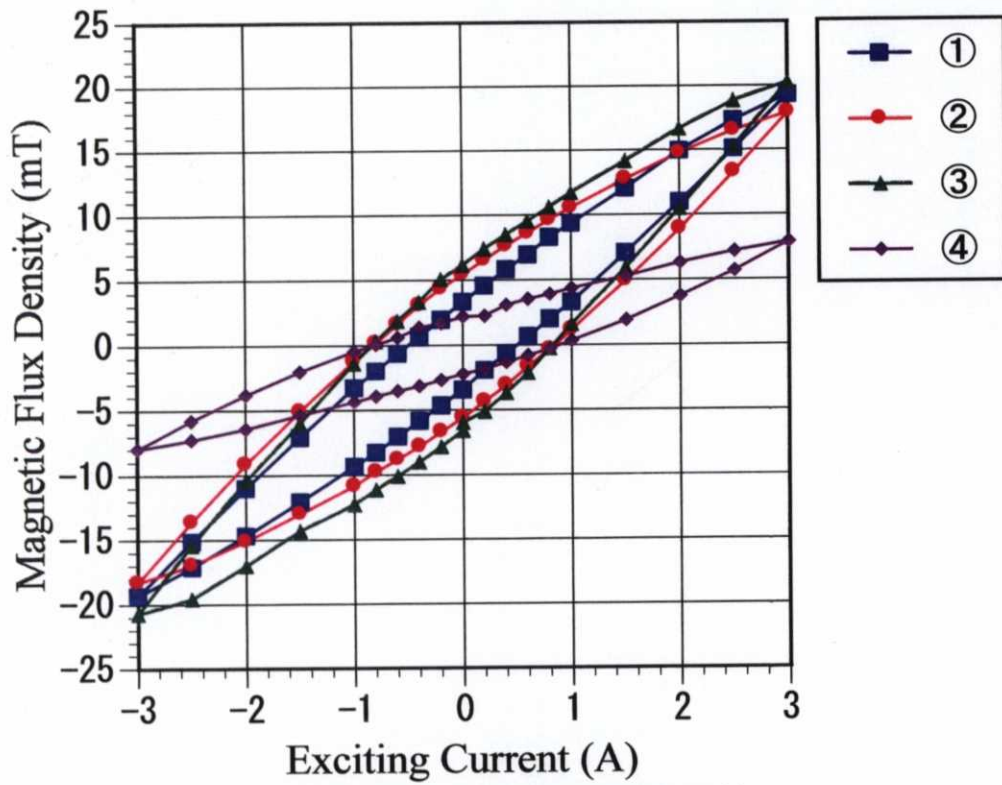


Fig.3.31 ヒステリシス曲線

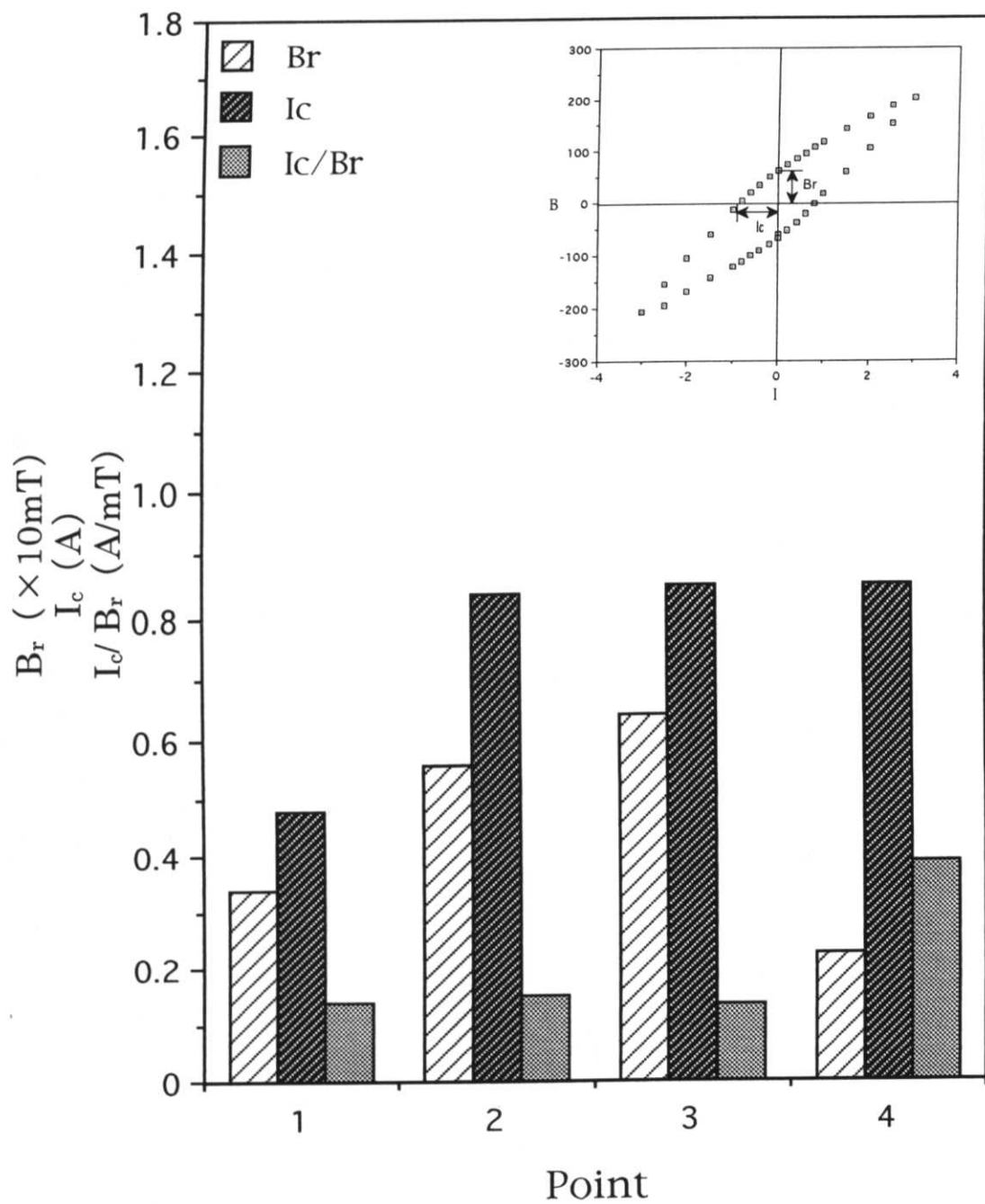


Fig.3.32 残留磁気と保磁力

3.5 磁束クリープ計測による材料評価

高温超電導体の特徴の一つに、磁束クリープ現象がある。第 2 章 2 節で述べたように、この磁束クリープ現象は臨界電流密度 J_c に依存している。したがって、磁束クリープ計測は材料特性を評価する一つとなるかをここで確かめる。また、3.4 節のヒステリシス計測より高温超電導体に磁束が侵入する過程において、ゲート的な役割をする箇所が存在が確認できた。そこで、磁束クリープの計測を行いその現象をさらに詳しく評価する。さらに、磁気遮蔽特性と磁束クリープ現象との相関についても明らかにする。

3.5.1 実験方法

磁束クリープ計測は、外部磁場を Fig.3.33 に示すように、ステップ的に変化させホール素子により磁束密度を連続的に測定する。ホール素子と超電導体とのギャップは、0.5mm である。ホール素子により測定したデータはアンプにより増幅し、レコーダ(LR4110：横河電機)によりその値を読み取り、出力電圧を磁束密度に変換する。磁束クリープの計測時間は 30 秒である。励磁コイル(690 ターン)およびホール素子(BHA-921 型：ベル社)は、3.2 節の磁場可視化計測および 3.4 節のヒステリシス計測で使用したものと同一のものを用いる。

実験に使用した高温超電導材料も、磁場可視化計測およびヒステリシス計測で使用したものと同一のもので、MPMG 法により製造した結晶粒大(40mm×40mm×16mm³)の試験片を用いる。

3.5.2 実験結果と考察

磁束クリープの測定点は、Fig.3.30 に示したヒステリシス計測の測定点と同じ箇所である。Fig.3.33 は測定点ポイント 1 の磁束クリープをレコーダにより記録した結果である。この図から、外部磁場をステップ的に上昇させたとき、連続して磁束が侵入する磁束クリープ現象が生じていることが判る。特に外部磁場を高くするとその値は大きくなる。また、外部磁場を下降させるときには、磁束クリープ値は小さいことも判る。

各測定点における磁束クリープの計測結果を Fig.3.34 にまとめて示す。磁場可視化計測により得られた臨界電流密度が高く、磁気遮蔽特性の最も優れた点であるポイント 4 の磁束クリープ値は、励磁電流が高くなるにしたがい大きくなり、その値も他の点に比べ最も大きくなる。その反面、臨界電流密度の低いポイント 1 の磁束クリープ値は小さくなる傾向を示す。次に、試料中央部のポイント 3 とその周辺部のポイント 2 について見ると、磁束クリープの立ち上がる励磁電流値はほぼ同じ値となる。さらに特徴的なことは、試料中央部のポイント 3 では、その周囲の点ポイント 2 の磁束クリープが立ち上がるまで、磁束

クリープがほとんど生じないことである。これは、周囲のポイント 2 の磁束クリープが生じるまで、中央部(ポイント 3)の磁束は周囲の電流により遮蔽され、ポイント 2 に磁束が侵入すると同時に、中央部にまで磁束が侵入する現象が生じると判断できる。このことから、磁束クリープは、外部磁場の侵入により生じ、臨界電流密度の低い領域があってもその周囲に臨界電流密度の高い領域が存在するときには、その周囲がゲート的な役割を果たすことが理解できる。このように、磁束クリープ計測は、磁気特性が複雑に分布する超電導体の挙動を理解する有用な手法であることが確認された。

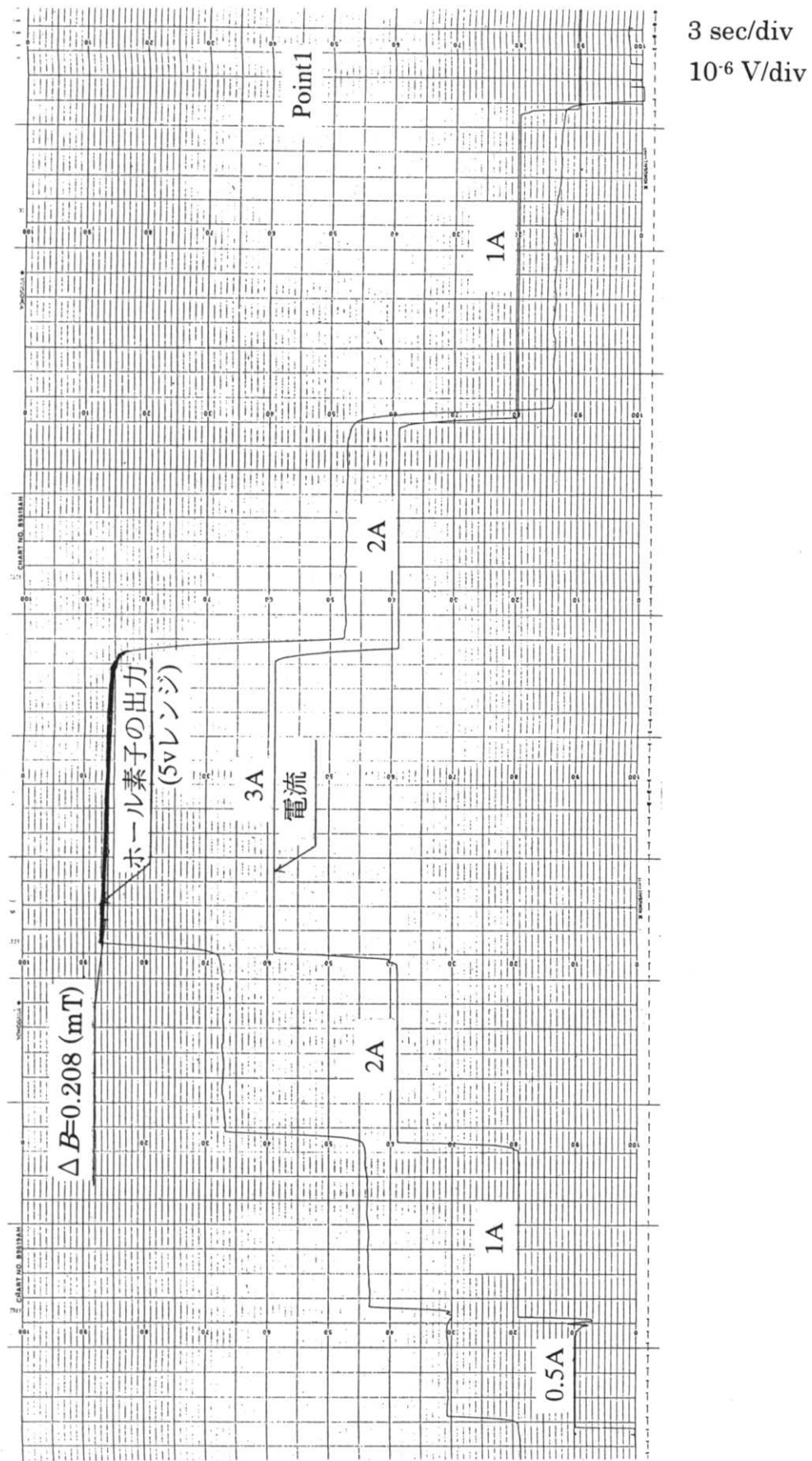


Fig.3.33 ポイント 1 の磁束クリーブ

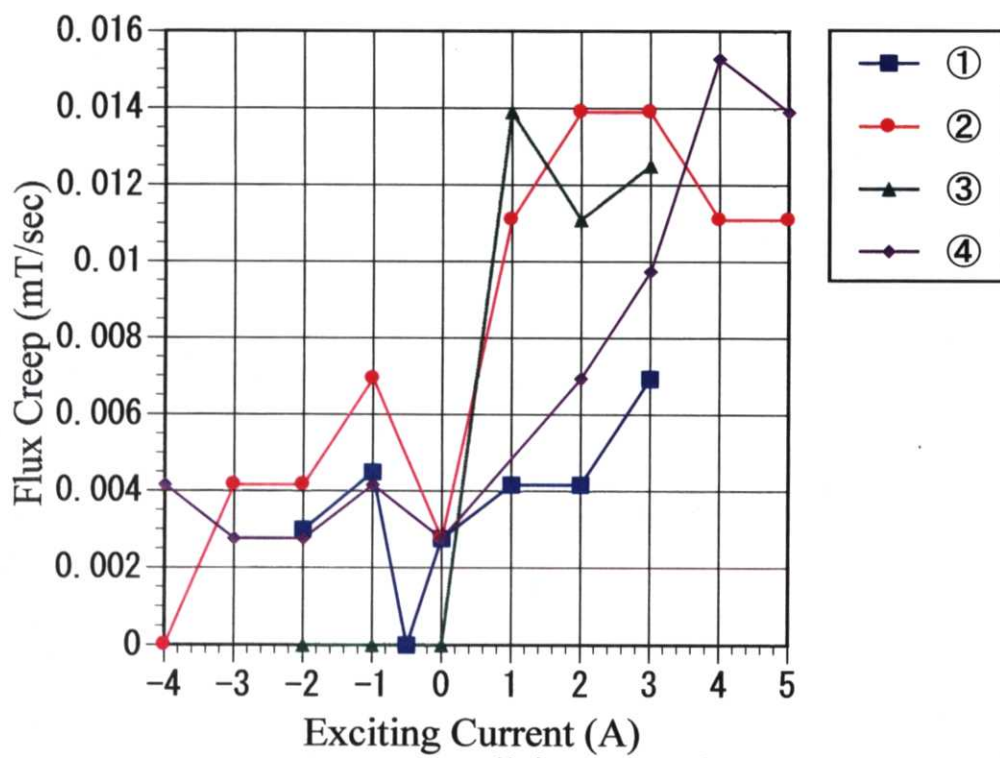


Fig.3.34 磁束クリープ

3.6 まとめ

高温超電導体表面の磁束密度分布を計測しその可視化表示を行い、静磁場下での試料全体の磁束密度分布および残留磁束密度分布について、その振る舞いを明らかにした。また、測定した磁束密度分布から試料各点の臨界電流密度分布を求め、有限要素法を用いた数値解析により高温超電導体の磁気遮蔽特性を定量的に評価した。さらに、ヒステリシス特性計測および磁束クリープ計測を行い各点の特性を評価した。これらにより、静磁場中における高温超電導試料全体のマクロ的な磁気特性を評価した。得られた結果を以下にまとめて示す。

1. 高温超電導体表面の結晶粒と磁束密度分布との間の相関が確認された。また、超電導特性の分布は可視化計測手法により正確に評価できることが確認された。
2. 静磁場下における磁束密度分布と外部磁場をゼロにしたときの残留磁束密度分布は異なり、この傾向はウィークリンクの多い試料ほど大きく変化した。
3. 連続的な励磁場における計測からウィークリンクからの磁束の侵入を確認した。ウィークリンクを含む高温超電導体の磁気特性評価には、試料表面の二次元磁場可視化計測が有用であることが判った。
4. ウィークリンクを含む高温超電導体の静磁場中での磁気遮蔽特性を、一般的な電磁界解析法を当てはめる簡易的な数値解析により評価した。実験結果との比較からマクロ的な磁気遮蔽特性の解析手法としての妥当性を確認した。
5. 数値解析により実験では計測困難な試料表面あるいは内部の磁束密度分布を定量的に評価できることが確認された。
6. ヒステリシス計測では、磁束の侵入が少なく I_c/B_c が高い領域は、臨界電流密度の高い超電導特性の優れた領域であることが判った。
7. 磁束クリープ計測では、高い外部磁場値で磁束クリープが始まり、その磁束クリープの値が高いほど臨界電流密度の高い領域と評価できた。
8. ヒステリシス特性計測および磁束クリープ計測により、臨界電流密度の低い領域が臨界電流密度の高い領域に囲まれると、その臨界電流密度の低い領域への磁束の侵入は周囲の特性に影響され、周囲の一部がゲートの的に働くことが確認された。

以上の結果より磁場可視化計測、ヒステリシス特性計測、磁束クリープ計測は、静磁場中における高温超電導体のマクロ的な磁気特性を評価する方法として、有用であることが確認できた。また、三次元有限要素法解析により静磁場中におけるウィークリンクを含む高温超電導体の磁気遮蔽特性を定量的に評価する手法を確立した。

参考文献

- 1) M.Murakami et al., "Critical currents and flux creep in melt processed high T_c oxide superconductors", *Cryogenics*, 32, 5, p.931 (1992)
- 2) 村上雅人、「超電導体の電磁力を利用した応用」、電磁力関連のダイナミックスシンポジウム、p.9 (1993)
- 3) M.V.Indenbom, N.N.Kolesnikov, M.P.Kulakov, I.G.Naumenko, I.Nikitenko, A.A.Polyanskii, N.F.Vershinin and V.K.Vlasko-Vlasov, "Direct study of magnetic flux penetration and trapping in HTSC", *Physica C*, 166, p.486 (1990)
- 4) S.Gotoh, N.Koshizuka, M.Yoshida, M.Murakami and S.Tanaka, "Direct observation of flux behavior in high- T_c oxide superconductors using the Faraday effect of iron garnet films", *Jpn. J. Appl. Phys.*, 29, p.L1083 (1990)
- 5) Y.Higashida, Y.Kubo, M.Murakami, H.Fujimoto, K.Yamaguchi, T.Takata, A.Kondoh and N.Koshizuka, *Physica C*, 185-189, p.2653 (1991)
- 6) 外村彰「電子線ホログラフィーによる磁束量子ダイナミックスの観察」、応用物理、63, 3, p.231 (1994)
- 7) M.Hashimoto, M.Uesaka and K.Miya, "Development of magnetic field visualization system using hall device array probe", *Sensors and Materials*, 4, 6, p.313 (1993)
- 8) 橋本光男、腰塚直己、村上雅人、「高温超電導体の磁場可視化計測による磁化特性測定」、電磁力関連のダイナミックスシンポジウム、p.648 (1993)
- 9) 橋本光男、福岡克弘、「高温超電導体の可視化計測による磁化特性評価」、電気学会マグネティックス研究会、資料番号(MAG-93-166), p.7 (1993)
- 10) 福岡克弘、橋本光男、「高温超電導体の磁場可視化計測による材料特性評価」、日本非破壊検査協会、平成5年度秋季大会講演概要集、p.257 (1993)
- 11) 福岡克弘、橋本光男、「磁場可視化計測による高温超電導体の材料特性評価」、電気学会論文誌 A 分冊、115-A, 3, p.213 (1995)
- 12) 福岡克弘、橋本光男、「直流磁場可視化計測手法の開発」、実践教育、電気・電子・情報系ジャーナル、12, 1, p.42 (1997)
- 13) 福岡克弘、橋本光男、「ウィークリンクを含む高温超電導体の磁気遮蔽数値解析」、日本 AEM 学会、第 10 回 MAGDA コンファレンス、p.211 (2001)
- 14) 福岡克弘、橋本光男、「MPMG II 超電導体のヒステリシス及び磁束クリープ計測による評価」、日本 AEM 学会、第 4 回 MAGDA コンファレンス、p.139 (1995)
- 15) 福岡克弘、橋本光男、「高温超電導体のヒステリシスおよび磁束クリープ

- 特性評価」、実践教育、電気・電子・情報系ジャーナル、14, 5, p.66 (1999)
- 16) 福岡克弘、橋本光男、「磁束クリープ計測による高温超電導体の材料特性評価」、日本 AEM 学会、第 3 回 MAGDA コンファレンス、p.153 (1994)
- 17) 福岡克弘、橋本光男、「磁束クリープ計測による高温超電導体の材料特性評価」、日本 AEM 学会誌、2, 2, p.48 (1994)
- 18) M.Hashimoto, K.Fukuoka, "Magnetic property observation of high temperature superconducting bulk material by magnetic flux distribution and flux creep measurement", *ISEM-Seoul*, TP-48, p.192 (1994)
- 19) M.Hashimoto, K.Fukuoka, "Magnetic property observation of high temperature superconducting bulk material by magnetic flux distribution and flux creep measurement", *Elsevier Studies in Appl. Electromagn. in Mater.*, 6, p.399 (1995)
- 20) 宮健三、吉田義勝、「超電導の数理と応用」、養賢堂、(1997)
- 21) 雨宮尚之、「高温超電導線材の交流損失」、日本 AEM 学会誌、7, 2, p.124 (1999)
- 22) 大山俊章、清水英仁、石山敦士、津田理、「バルク超電導体の変動磁界中における磁気的特性」、電気学会マグネティックス研究会、資料番号(ASC-00-55), p.95 (2000)
- 23) H.Hashizume, T.Sugiura, K.Miya, Y.Ando, S.Akita, S.Torii, Y.Kubota and T.Ogasawara, "Numerical analysis of a.c. loss in superconductors", *Cryogenics*, 31, p.601 (1991)
- 24) 杉浦壽彦、橋爪秀利、宮健三、「第 2 種超電導体の電磁場解析」、第 3 回電磁力関連のダイナミックスシンポジウム、p.470 (1991)