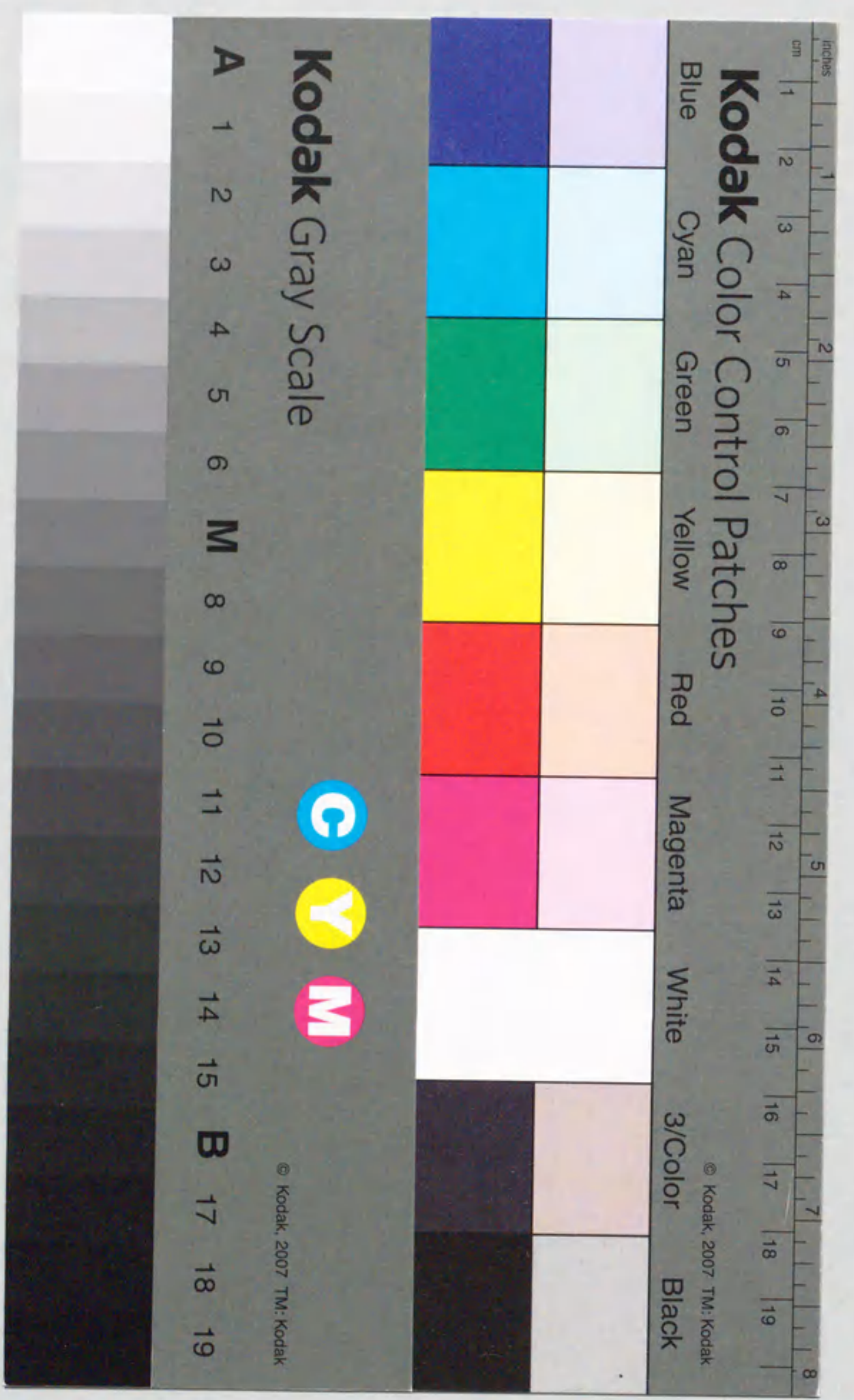


報告番号 乙第 5281 号

Y-Ba-Cu-O 超電導バルク磁石のパルス着磁に 関する基礎的研究とモータへの応用

伊藤 佳孝



Y-Ba-Cu-O 超電導バルク磁石のパルス着磁に
関する基礎的研究とモータへの応用

伊藤 佳孝

目 次

第1章 序論	1
1.1 まえがき	1
1.2 第2種超電導体とピン止め効果	3
1.3 臨界状態モデルと不可逆現象	7
1.3.1 臨界状態モデル	7
1.3.2 不均質第2種超電導体の磁化過程	10
1.4 Y-Ba-Cu-O系超電導体と熔融法	15
1.4.1 Y-Ba-Cu-O系超電導体の高電流密度化	15
1.4.2 Y-Ba-Cu-O系の状態図	15
1.4.3 熔融法	16
1.4.4 熔融バルクの大型化	20
1.4.5 熔融バルクの応用	21
1.5 超電導バルク磁石	22
1.5.1 バルク磁石の歴史	22
1.5.2 捕捉磁束分布と形状効果	23
1.5.3 磁束クリープ	27
1.5.4 磁石特性	28
1.6 本研究の背景と目的	31
参考文献	34

第I部 Y-Ba-Cu-O 熔融バルクのパルス着磁における磁氣的挙動

第2章 実験方法	41
2.1 試料作製	41
2.2 パルス着磁方法	44
2.2.1 パルス着磁システムの構成	44
2.2.2 パルス電流波形	46
2.2.3 印加磁場と外部磁場	48
2.2.4 静磁場着磁との比較	49

2.3	捕捉磁束分布測定	49
2.4	磁場変化のダイナミック測定	49
2.5	磁束クリープ測定	54
	参考文献	55
第3章	パルス着磁による磁束トラッピング特性	57
3.1	はじめに	57
3.2	静磁場着磁による試料のキャラクタリゼーション	57
3.2.1	試料の臨界電流密度	57
3.2.2	静磁場着磁による捕捉磁束分布	59
3.2.3	磁束クリープの影響	63
3.3	パルス着磁による捕捉磁束	64
3.3.1	捕捉磁束分布と磁束クリープ	64
3.3.2	粘性力の評価	67
3.3.3	発熱の評価	70
3.4	パルス磁場印加中のバルク内の磁束分布の予測	73
3.5	トレーニング効果	76
3.6	ウィークリンクの影響	79
3.7	ウィークリンクのない試料でのパルス着磁	79
3.8	まとめ	84
	参考文献	86
第4章	パルス着磁における溶融バルク内の磁束線の運動	87
4.1	はじめに	87
4.2	捕捉磁束量の印加磁場依存性	87
4.3	バルク表面の磁場変化	88
4.4	局所磁化曲線による解析	91
4.4.1	超電導体の磁化と局所磁化	92
4.4.2	Beanモデルによる局所磁化曲線	92
4.4.3	パルス着磁における局所磁化曲線	94

4.4.4	着磁コイル依存性	96
4.4.5	局所磁化の振動現象	99
4.4.6	局所磁化の直線的变化に関する考察	99
4.5	パルス磁場印加中のバルク内の磁束分布の実際	100
4.6	磁束伝搬速度	102
4.7	パルス着磁後の磁束クリープの局所的評価	105
4.8	まとめ	108
	参考文献	111

第II部 パルス着磁により磁化された Y-Ba-Cu-O バルク磁石のモータへの応用

第5章	Y-Ba-Cu-O 溶融バルクを界磁とする超電導モータの作製と評価	113
5.1	はじめに	113
5.1.1	モータの種類	113
5.1.2	溶融バルクを用いた超電導モータ	115
5.2	高温超電導バルクマグネットモータの構造	116
5.3	評価方法	119
5.3.1	Y-Ba-Cu-O バルク磁石の捕捉磁束性能	119
5.3.2	モータ性能の評価方法	120
5.4	高温超電導バルクマグネットモータの性能	122
5.4.1	Y-Ba-Cu-O バルク磁石の励磁特性	122
5.4.2	モータ性能	122
5.4.3	連続運転試験	126
5.5	まとめ	128
	参考文献	129

第6章	超電導モータの電動ゴルフカーへの搭載評価	131
6.1	はじめに	131
6.2	電動ゴルフカーの仕様	131
6.3	超電導モータのゴルフカー用への改良	133
6.3.1	モータ特性の解析	133

6.3.2 改良した超電導モータの性能	134
6.4 高温超電導モータカーの走行	137
6.5 まとめ	140
参考文献	141
第7章 総括	143
謝辞	147
付録 本論文に用いた記号の説明	149
これまでの研究成果と特許	154

第1章 序 論

1.1 まえがき

超電導の歴史は、1911年にオランダの Kamerlingh Onnes¹⁾が約4KでHgの電気抵抗がゼロになることを発見したことに始まる。超電導の発見後まもなく、コイル状にした超電導体で磁場発生が試みられ、超電導磁石等の技術的応用の可能性が探られた。その過程で臨界電流密度 J_c と臨界磁場 H_c が存在することが見出され、超電導遷移温度 T_c と同様に超電導の応用上のキーパラメータであることが認識された。1950年代になると、Nb-Zr、Nb-Ti等の合金や Nb₃Sn等の金属間化合物の超電導体が発見され、その高い臨界磁場により高磁場発生用コイルの作製が可能となった。その後、これらの材料の高臨界磁場、高臨界電流密度の原因が、不均質第2種超電導体における磁束のピン止めであることが判明し、混合状態、臨界状態モデル、磁束ピンニング、不安定性等の研究を通して超電導工学の基礎が確立された。さらに、安定化、極細多芯化等の材料技術、強制循環冷却等の低温技術の進展により、加速器、核融合、超電導発電機、磁気浮上列車、MRI等の具体的応用に向けた開発が飛躍的に進んだが、冷媒として液体Heを必要とすることが技術的問題、経済性の両面で実用化を遅らせていた。また、 T_c は1957年のBCS理論²⁾によりその限界が40K程度と予測され、材料としても1972年に発見されたNb₃Geの $T_c=23.2$ Kを最高に T_c の上昇は止まっていた。

このような状況の中で、1986年にBednorzとMüller³⁾により $T_c=30$ KのLa-Ba-Cu-O系が発見され、酸化物系においてさらなる高 T_c を目指した新規超電導体の探索が一気に加速されることになった。1987年には、Wuら⁴⁾が $T_c=92$ KのY-Ba-Cu-O系を発見し、“BCSの壁”が破られると共に、液体窒素による超電導の実現が初めて可能となった。その後、Bi-Sr-Ca-Cu-O系(110K)⁵⁾、Tl-Ba-Ca-Cu-O系(125K)⁶⁾とより高い T_c をもった酸化物超電導体の発見が続き、現在、Hg-Ba-Ca-Cu-O系⁷⁾において常圧下で135K、高圧下で164Kの最高の T_c を示している⁸⁾(図1.1)。

高温酸化物超電導体は高い T_c と H_c を有する一方で、粒界が弱結合となって高い J_c が得られないという従来の金属系超電導体とは異なった問題点が明らかになり、これまでに高 J_c 化に向けた作製プロセスの研究が盛んに行われた。その結果、Bi系超電導体を電流リードに用いた冷凍機直冷型超電導磁石⁹⁾¹⁰⁾がBi系の発見からわずか6年で

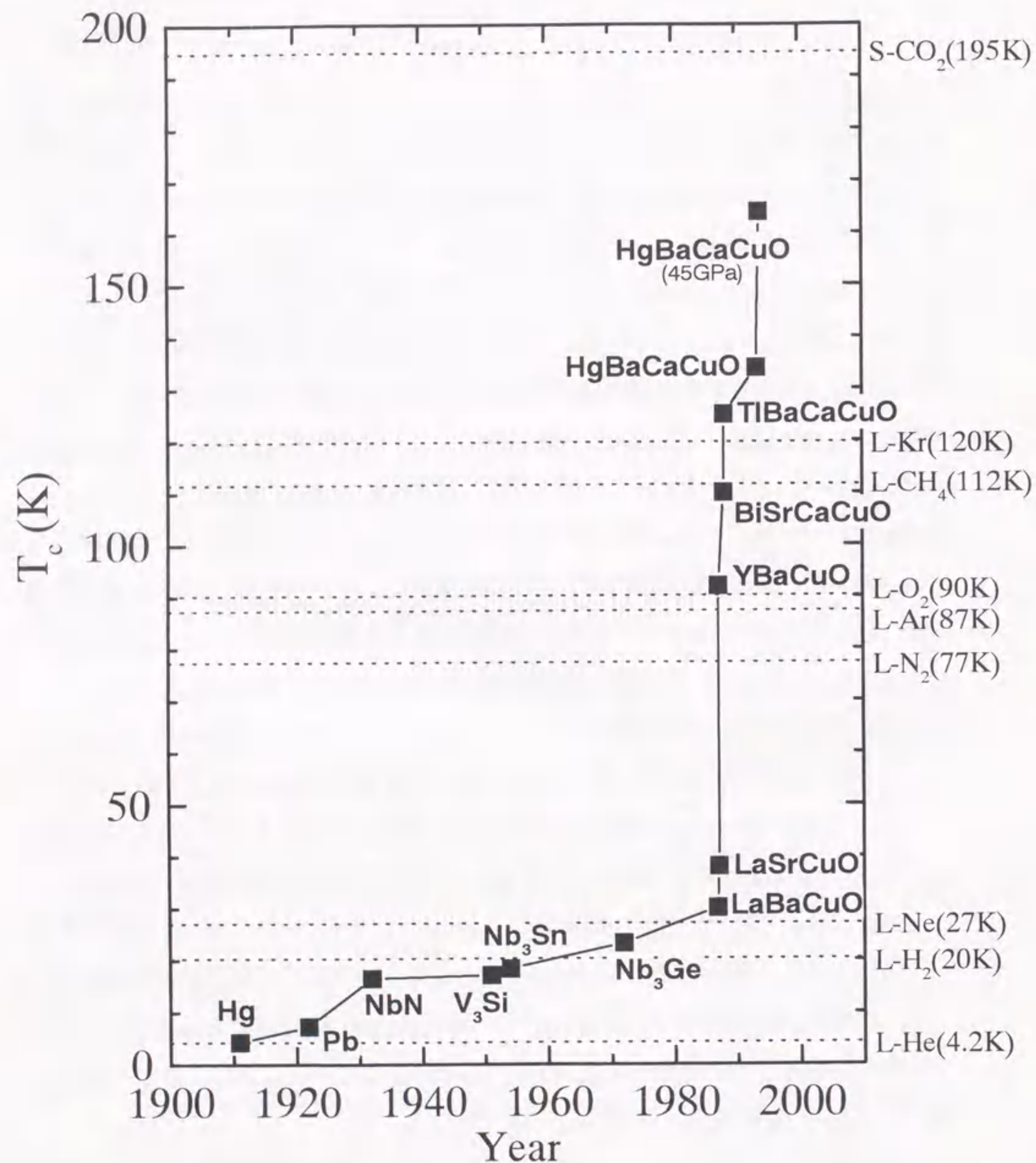


図1.1 超電導遷移温度 T_c の変遷と1気圧での液体冷媒の温度、ドライアイス(S-CO₂)の昇華点も示した。

商品化され¹²⁾、超電導の実用化が現実のものとなってきている。

本研究は、Bi系と並び代表的な高温超電導体であるY系超電導体を、擬似永久磁石として用いる際に不可欠になると考えられるパルス磁場着磁に関するものである。本章では、まず、超電導体の磁氣的挙動を理解する上で重要となる磁束のピン止めと臨界状態モデルについて述べる。次に、Y系超電導体の作製プロセスの進展と超電導バルク磁石の特徴を概説し、最後に、本研究の背景と目的を明らかにする。

なお、この論文では、原則としてE-H対応のSI単位系を用い、必要に応じて実用単位で記述することにする。また、用いた記号の一覧を付録として巻末にまとめた。

1.2 第2種超電導体とピン止め効果

超電導体は、磁場に対する振る舞いによって第1種と第2種に分類される。第1種超電導体では、外部磁場 H_e が臨界磁場 H_c に達するまでは完全反磁性($B=0$)を示す Meissner 状態を維持し、 $H_e=H_c$ で不連続的に磁化 $M=0$ の常電導状態に転移する(図1.2(a1))。一方、第2種超電導体では、下部臨界磁場 H_{c1} までは Meissner 状態を維持するが、それ以上の磁場では外部磁場が超電導体内部に侵入し始め、磁化は連続的に変化し上部臨界磁場 H_{c2} で常電導状態となる(図1.2(b1)、(c1))。超電導となる多くの純金属は第1種超電導体に属する。Nb、V、Tcの一部の純金属や、Nb-Ti等の合金、Nb₃Sn等の金属間化合物、有機化合物、無機化合物は第2種超電導体であり、高温超電導体もこれに属する。

Ginzburg と Landau の理論(G-L理論)¹³⁾では、超電導体に特有な二つの長さ λ (磁場侵入長)と ξ (コヒーレンス長)の比

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi} \quad (1.1)$$

を G-Lパラメータと呼び、このパラメータの値により超電導体の種類が決定される。

$\kappa < 1/\sqrt{2}$ のとき第1種、 $\kappa > 1/\sqrt{2}$ のとき第2種となる。

第2種超電導体中では磁束は磁束量子 $\phi_0 = h_p / 2e = 2.0678 \times 10^{-15} \text{ Wb}$ の単位で量子化され、量子化磁束、または磁束線と呼ばれる。図1.3に示すように、量子化磁束の中心部(核と呼ぶ)は常電導になっており、周囲に向かってコヒーレンス長 ξ 程度の距離で常電導から超電導に変化し、磁場は磁場侵入長 λ 程度で超電導相に侵入している。

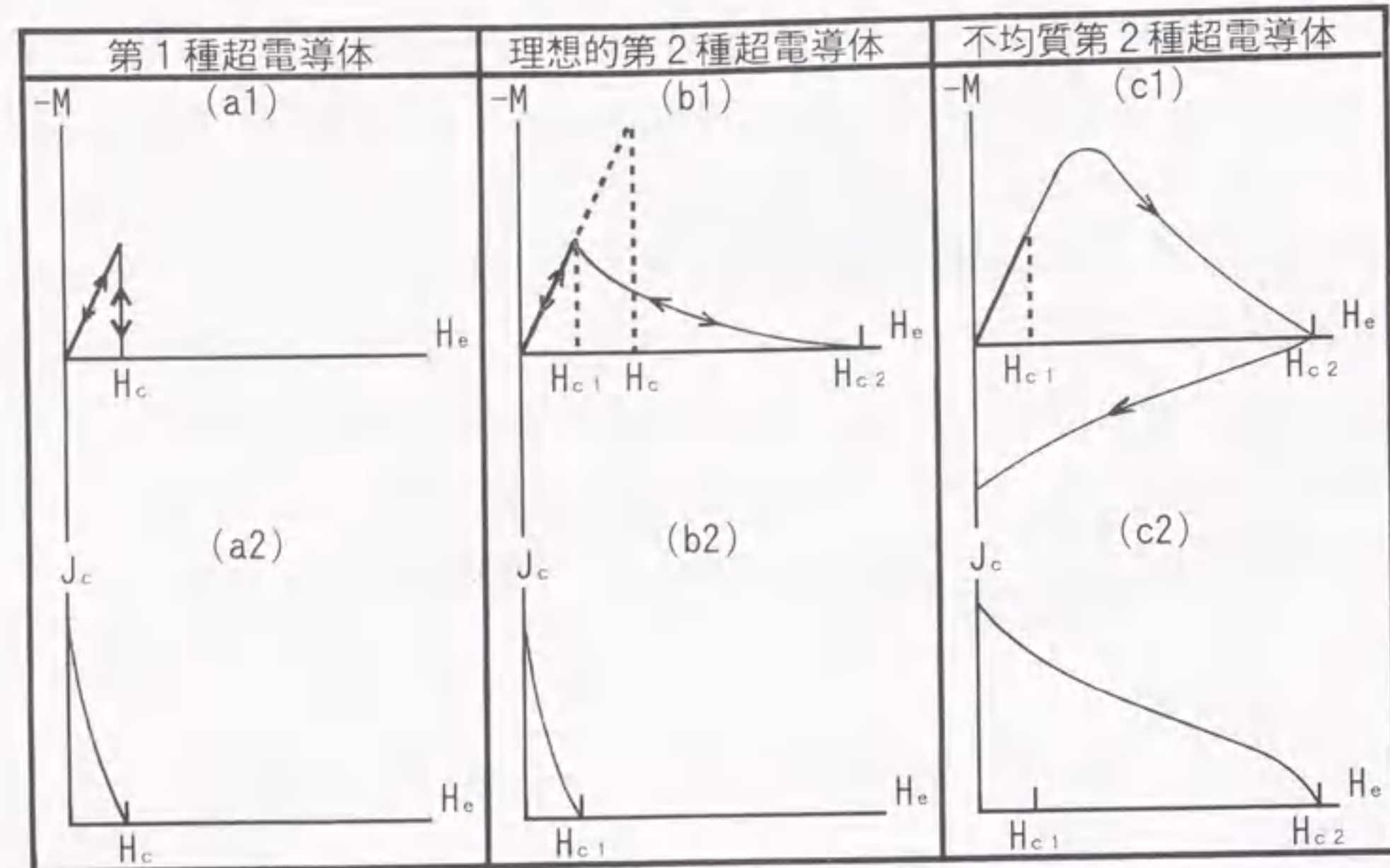


図1.2 超電導体の種類と、各超電導体における磁化 M 、臨界電流密度 J_c の外部磁場 H_e に対する変化。理想的第2種超電導体では磁化は可逆であり、 J_c は H_{c1} 以上でゼロとなる。これに対し不均質第2種超電導体では、ピン止め点の存在により磁化曲線はヒステリシスを描き、 J_c は H_{c2} まで有限の値をとる。

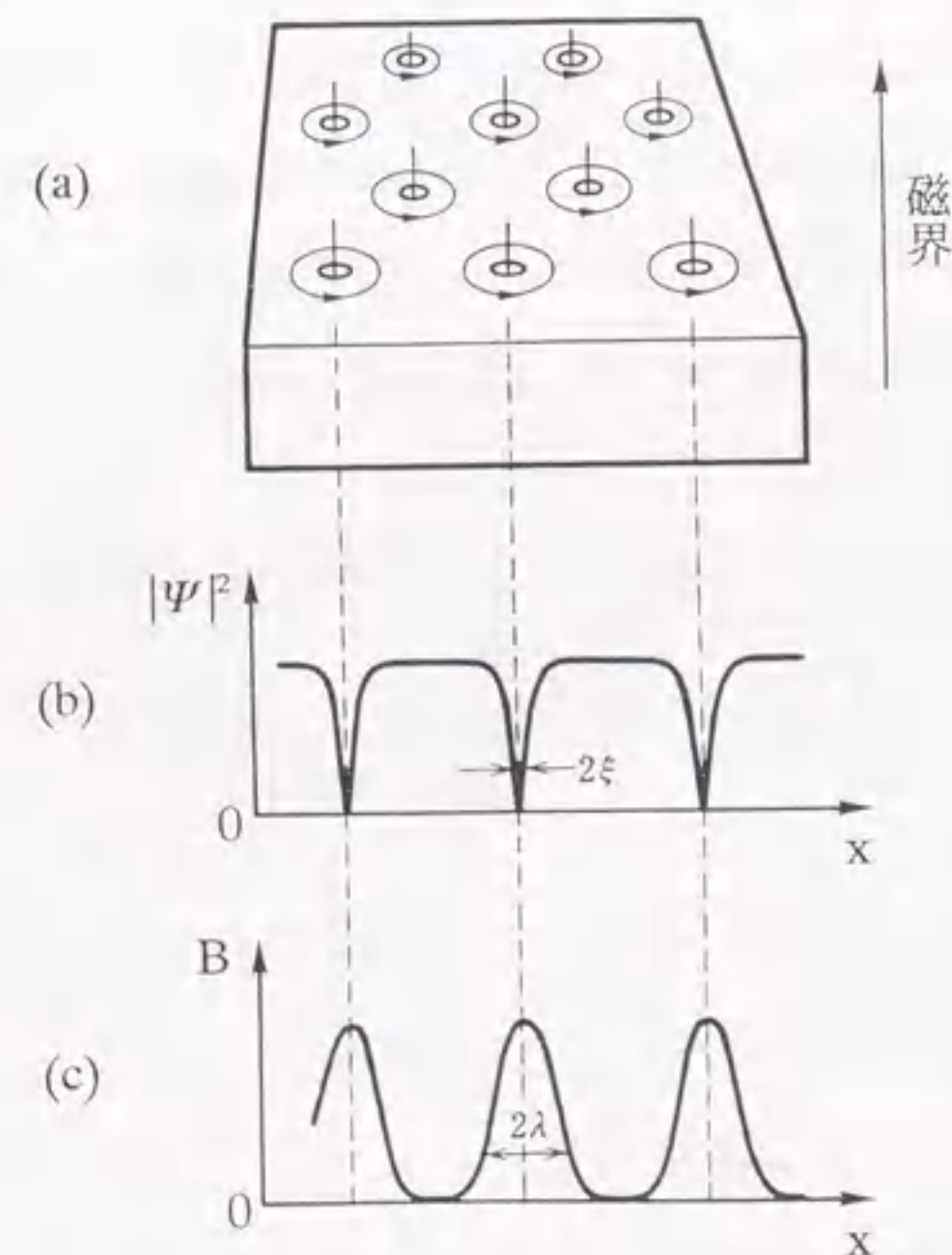


図1.3 第2種超電導体の混合状態における(a)磁束線格子の模式図、(b)超電導電子密度 $|\Psi|^2$ 、(c)磁束密度 B 。量子化磁束の核は中心から周囲に向かってコヒーレンス長 ξ 程度で常電導から超電導に空間的に変化し、磁場は侵入長 λ 程度で周囲の超電導相に侵入している。

この常電導の核を有する量子化磁束と超電導相とが共存している状態($H_{c1} < H_e < H_{c2}$)を混合状態という。

混合状態にある第2種超電導体に外部から電流(電流密度 J)を流すと、磁束線は電流密度 J と磁束密度 B に垂直な方向に Lorentz 力

$$F_L = J \times B \quad (1.2)$$

を受けて動き出す(図1.4)。この時、磁束線の速度を v とすると、電流の方向に電圧(電場 E)

$$E = B \times v \quad (1.3)$$

が発生する。これは、超電導体が

$$\rho_f = \frac{E}{J} = \frac{Bv}{J} \quad (1.4)$$

の比抵抗をもつのと等価であり、外部電流に対して完全導電性($R=0$)が失われ損失が生じることを意味する。第2種超電導体の混合状態において、磁束線の定常的な運動を磁束フローと呼び、 ρ_f をフロー比抵抗という。磁束フローが起こっている状態では臨界電流密度 J_c はゼロとなる。

ところが、超電導体中に常電導の析出物や空孔等があると、磁束線は超電導相部分にいるよりも常電導相部分にいる方が凝集エネルギー(凝集エネルギー密度 $(1/2)\mu_0 H_c^2$ 、 H_c :熱力学的臨界磁場)分だけエネルギー的に得をすることになり、磁束線を常電導相部分から超電導相部分に移動させるためには余分なエネルギーが必要となる(図1.5¹⁴⁾)。その結果、磁束線は常電導相部分に捕捉され、磁束線の運動が止められる。この作用をピン止めといい、常電導析出物、空孔、結晶粒界、転位等のピン止めの作用をする欠陥や不均質部分をピン止め点、ピン止め点が磁束線を捕捉する力をピン止め力という。超電導体中にピン止め点が存在することにより、混合状態において初めて電気抵抗ゼロで電流を流すことが可能となる。

ピン止め力は摩擦力に似た振る舞いをし、Lorentz 力がある臨界値を越えるまでは磁束線を捕捉できるが、それを越えると磁束線がピン止め点から外れて磁束フローが起こる。Lorentz 力の臨界値を与える電流密度が混合状態における臨界電流密度 J_c となる。ピン止め点を含む第2種超電導体を不均質第2種超電導体、または非理想的第2種超電導体といい、これに対し、ピン止め点を含まない純粋な第2種超電導体を理想的第2種超電導体という。これらの第2種超電導体の J_c の外部磁場 H_e に対する変化を、第1種超電導体のそれと共に、図1.2(a2)、(b2)、(c2)にまとめて示す。また、

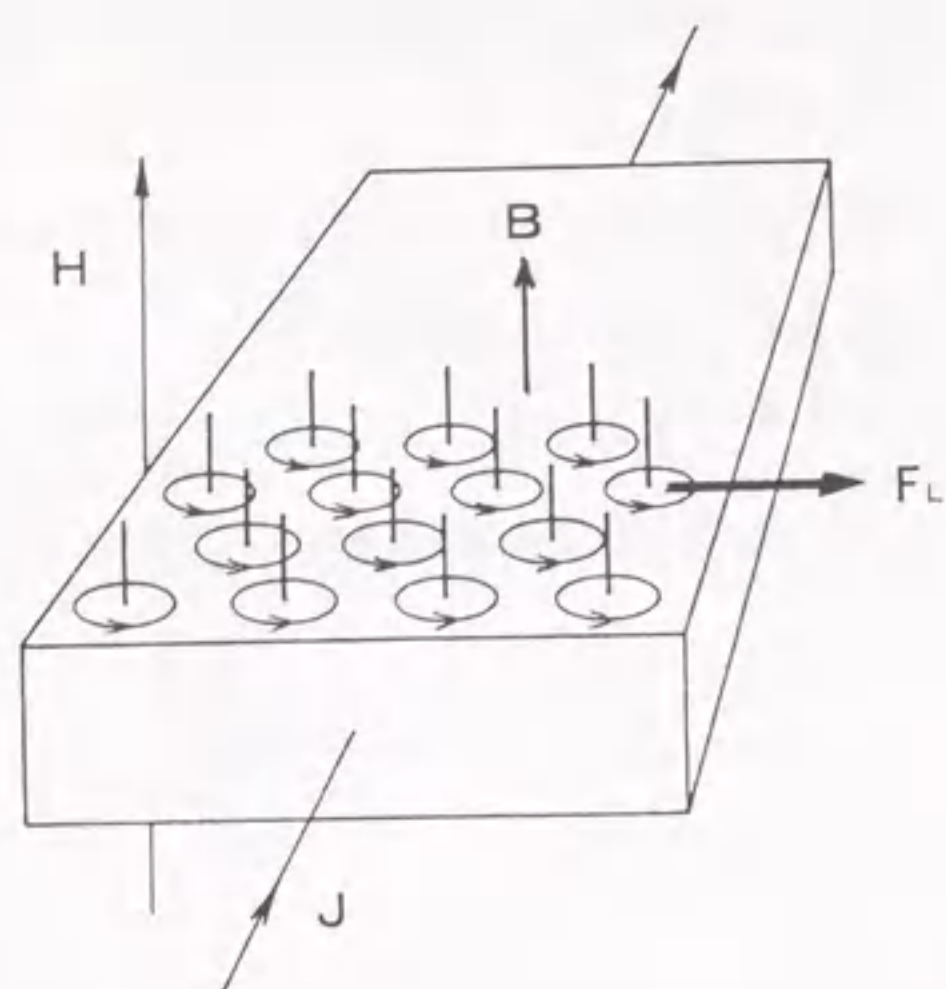


図1.4 磁場中にある第2種超電導体に電流を流したときの磁束線に働くLorentz力 F_L と磁束密度 B , 電流密度 J との関係.

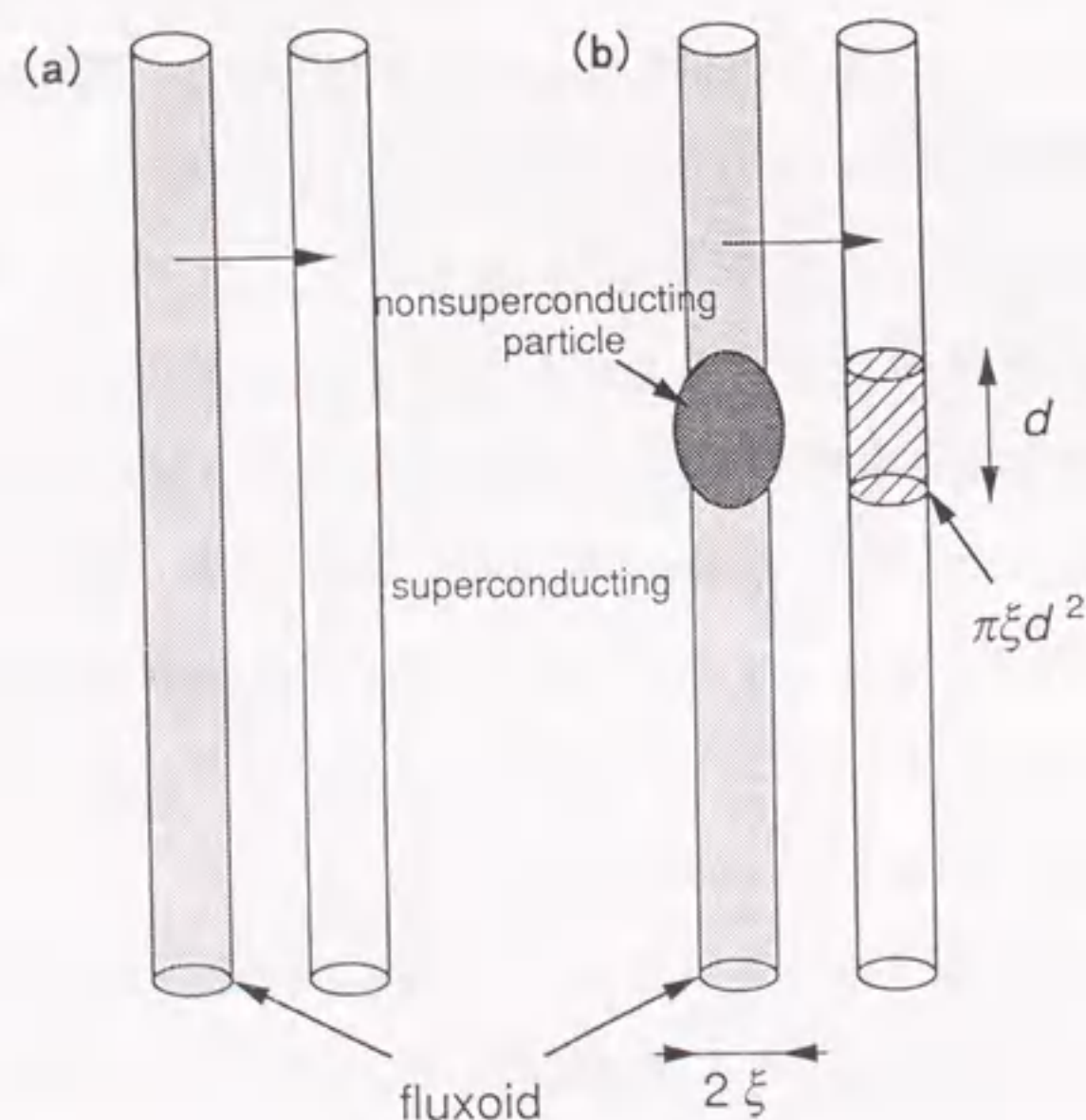


図1.5 常電導析出物による磁束のピン止め機構を表す模式図¹⁴⁾. (a)均質な超電導体内部では磁束線が動いてもエネルギーの変化がないので、磁束は力を受けて自由に動く. (b)常電導部分があると、磁束がそこに位置することにより常電導部分の体積に相当する凝集エネルギー分だけ超電導体全体の自由エネルギーが低くなる. その結果、その部分から動かそうとすると余分なエネルギーが必要となり、磁束はピン止めされることになる.

後に述べるように、不均質第2種超電導体ではピン止め点の存在により磁化曲線が可逆ではなく、ヒステリシスを描く。理想的第2種超電導体との磁化曲線の違いを図1.2(b1)、(c1)に示す。

以上のことからわかるように、実用材としての超電導体を得るためには超電導体内部にピン止め点を有することが不可欠であり、より高い J_c を得るために強力なピン止め点を導入する工夫が必要となる。

1.3 臨界状態モデルと不可逆現象

1.3.1 臨界状態モデル

理想的第2種超電導体と不均質第2種超電導体の混合状態における超電導体内部の磁場と電流の分布を図1.6に示す。理想的第2種超電導体では、磁束線は磁気圧 $B^2/(2\mu_0)$ により互いに反発し、自由エネルギーが最小となるように超電導体内に三角格子を組んで均一に分布する(図1.3(a)、図1.6(a))。これに対し、不均質第2種超電導体では侵入してきた磁束線はピン止め点によってその移動が妨げられるため、超電導体の表面から内部に向かって磁束密度 B が減少する分布となる(図1.6(b))。ここでは、不均質第2種超電導体の磁化過程を考察する上で基礎となる臨界状態モデルについて述べる。

不均質第2種超電導体の混合状態における磁束密度 B の空間分布は、外部磁場の変化が緩やかなときには、磁束線に働く Lorentz 力 F_L ((1.2)式) とピン止め力 F_p の釣り合いで決まる。これを単位体積当たりについて書くと、

$$J \times B + F_p = 0 \quad (1.5)$$

となる。ピン止め力 F_p は、一般に磁束密度の大きさ $|B|$ と温度 T の関数であり、

$$F_p = -\delta F_p(|B|, T) \quad (1.6)$$

と書ける。ここで、

$$\delta = \frac{v}{|v|} \quad (1.7)$$

は磁束線の運動方向 (v は磁束線の速度) を表す符号因子ベクトルで、 ± 1 の大きさを取る。Maxwell の方程式

$$\text{rot } H = J \quad (1.8)$$

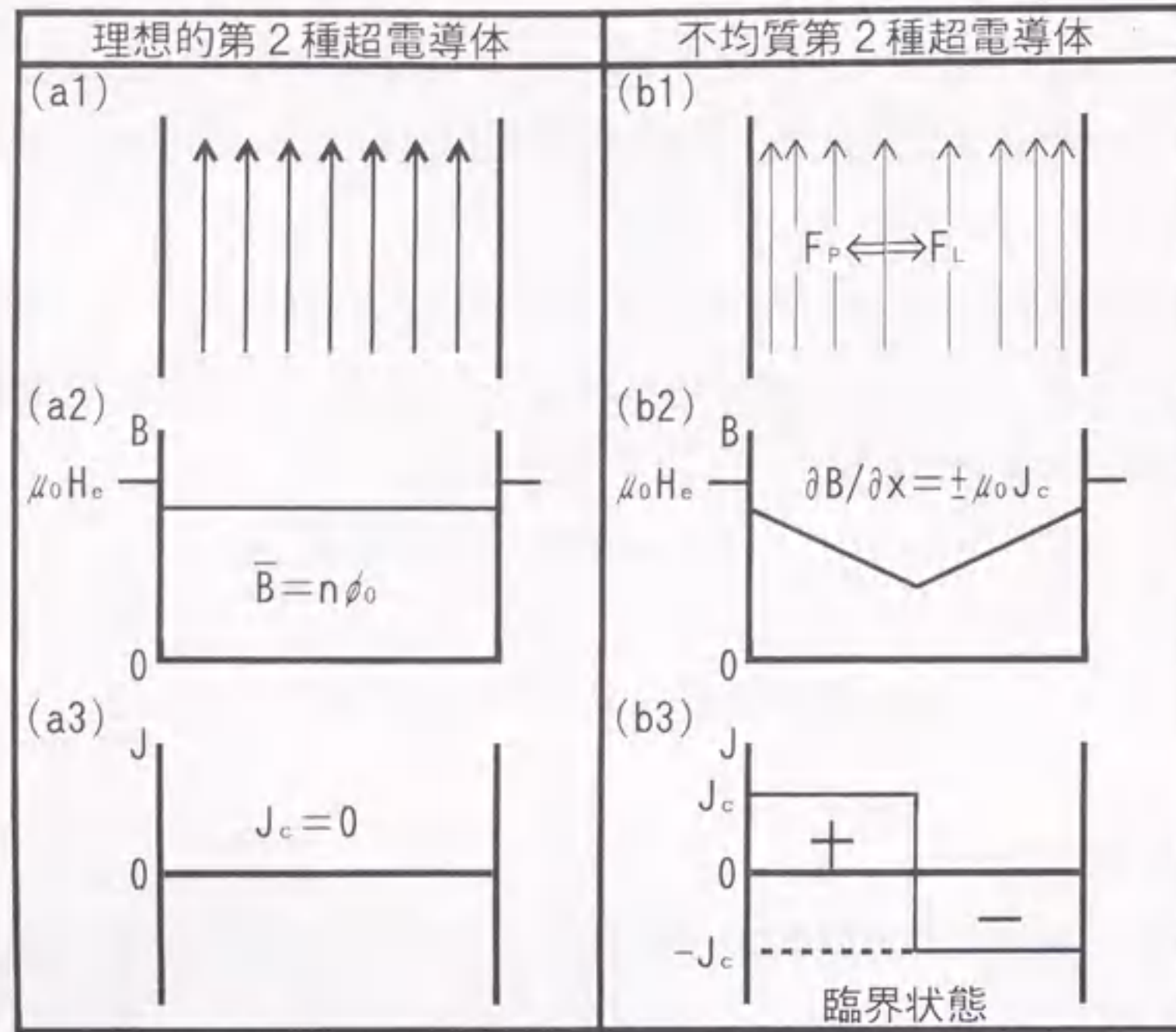


図1.6 (a*)理想的第2種超電導体と(b*)不均質第2種超電導体の混合状態における (*1)磁束の侵入状態を表す模式図, (*2)磁束密度分布, (*3)電流密度分布. (b*)では, 外部磁場がゼロから $\mu_0 H_e$ になってLorentz力 F_L とピン止め力 F_p が釣り合っている臨界状態を示した. このとき, 試料内の磁束密度 B は直線的に変化し, その勾配 $\partial B/\partial x$ は $\pm \mu_0 J_c$ (J_c は臨界電流密度)に等しい.

と、超電導体中での物質方程式

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (1.9)$$

を用いると、(1.5)式は、

$$\frac{1}{\mu_0} \text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B} = \delta F_p(|\mathbf{B}|, T) \quad (1.10)$$

となる。(1.10)式より、ピン止め力が存在する不均質第2種超電導体では、 $\text{rot } \mathbf{B}$ はゼロでなく B は空間的に変化し、

$$\mathbf{J}_c \equiv \frac{1}{\mu_0} \text{rot } \mathbf{B} \quad (1.11)$$

で表される輸送電流が流れる。このように、ピン止め力と釣り合う最大の電流密度(臨界電流密度) J_c が流れている状態を、臨界状態にあるという。磁束線が侵入しているあらゆる領域で最大の電流密度 J_c が流れ、それより小さな電流密度を取らないという仮定で、超電導体内の磁束密度の変化を記述するモデルを臨界状態モデルという。

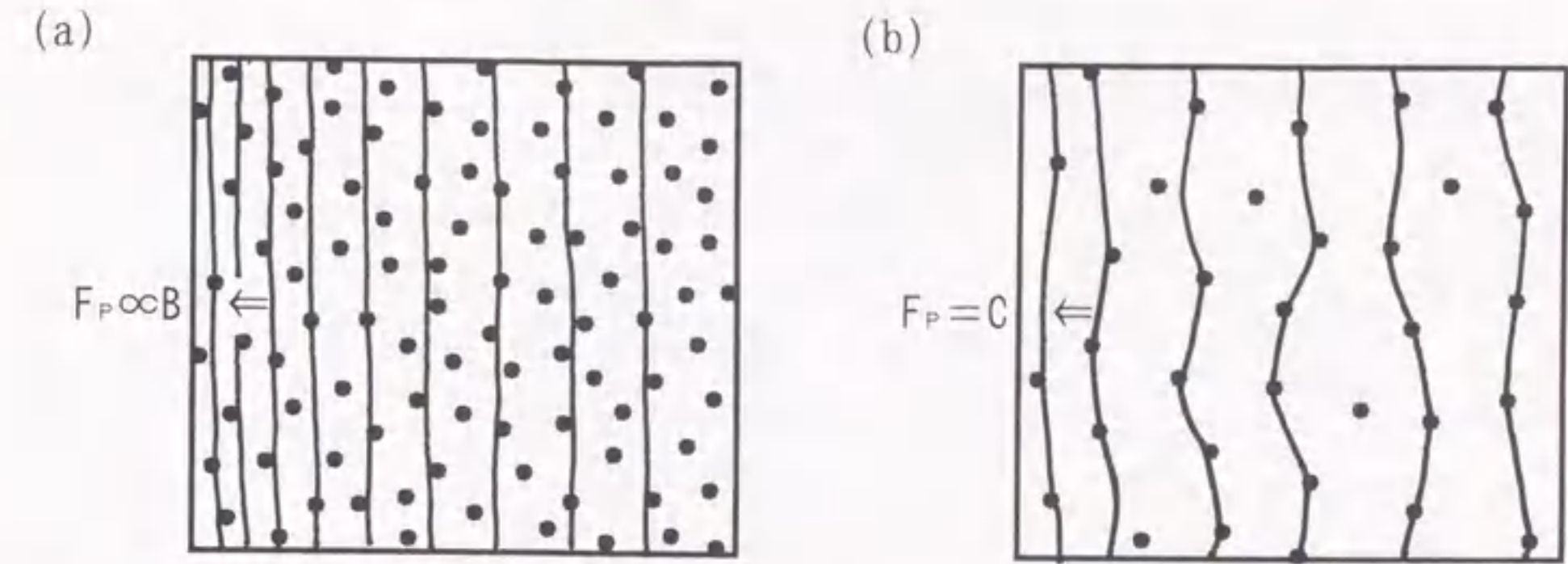


図1.7 代表的な臨界状態モデルにおけるピン止め点(●)と磁束線(∟)との関係を表す模式図. (a)Bean-Londonモデル:ピン止め点が十分多いときには, 磁束線の数に比例したピン止め力が働く. (b)Silicox-Rollinsモデル:ピン止め点が少ないときには, ピン止め力はピン止め点の数で決まり一定となる.

ここで、代表的な臨界状態モデルについて見てみよう。簡単のため、温度は一定で $B > 0$ とし、ピン止め力を $F_p(B)$ と表すことにする。まず、「ピン止め点が点状かつその密度が磁束線の数密度 B/ϕ_0 に比べて十分大きい」場合には、侵入した磁束線は全てピン止めされるので、 $F_p(B)$ は B に比例する(図1.7(a))。このとき、臨界電流密度 J_c は、(1.5)式より

$$J_c = C \text{ (一定)} \quad (1.12)$$

となる。これは最も単純な臨界状態モデルで、Bean-Londonモデル^{15, 16)}、または、単にBeanモデルと呼ばれる。

次に、「ピン止め点の密度が小さく、磁束格子が軟らかい」場合には、全てのピン止め点が有効に働くので $F_p(B) = \text{一定}$ となる(図1.7(b))。(1.5)式より

$$J_c \cdot B = C \text{ (一定)} \quad (1.13)$$

となり、Silicox-Rollinsモデル¹⁷⁾が得られる。

これら二つのモデルは、Irie-Yamafujiモデル¹⁸⁾

$$J_c \cdot B^{1-\gamma} = C \text{ (一定)}, (0 \leq \gamma \leq 1) \quad (1.14)$$

における両極端の場合($\gamma=1, 0$)に相当する。結晶粒界面や大きな析出物がピン止め点として働く実用的な超電導材料では、 $\gamma=1/2$ で与えられるYasukouchiモデル¹⁹⁾によく従うことが知られている²⁰⁾。

このように、ピン止め力 $F_p(B)$ の B 依存性がわかれば $J_c(B)$ が決まり、(1.10)式より超電導体内部の B 分布を求めることができる。これまでに提案されている種々の臨界状

表 1.1 種々の臨界状態モデル($C, C_1, C_2, C_3, \gamma, B_0$ は定数)

$J_c = C$	Bean(1962)[15], London(1963)[16]
$J_c(B + B_0) = C$	Kim(1963)[21], Anderson(1962)[22]
$J_c B = C$	Silcox&Rollings(1963)[17]
$J_c \sqrt{B} = C$	Yasukochi&Ogasawara(1964)[19]
$J_c B^{1-\gamma} = C$	Irie&Yamafuji(1967)[18]
$J_c = C_1 \exp(-B/C_2) + C_3$	Fietz(1964)[23]
$J_c [1 - (B/H_{c2})]^2 = C$	Love(1970)[24]
$J_c B^{1-\gamma} [1 - (B/H_{c2})]^2 = C$	Hirasawa(1973)[25]

態モデルを表 1.1 にまとめて示す。

1.3.2 不均質第2種超電導体の磁化過程

Bean-London の臨界状態モデルを用いて、不均質第2種超電導体の磁化過程を考える。図 1.8 のように、 y - z 平面に平行な幅 $2d$ の無限平板の超電導体に外部磁場 H_e を z 軸方向にかけたとする。 y - z 平面内では電磁量は全て一様で、 x 軸方向にだけ変化する。このとき、磁束線は x 軸方向に動く。(1.11)式と(1.12)式より

$$\frac{\partial B}{\partial x} = \pm \mu_0 J_c \quad (1.15)$$

となる。ここで、±の符号は J_c を正の定数としたことによる。これより、超電導体内部の磁束密度の勾配が臨界電流密度 J_c に比例することがわかる。

G-L パラメータ κ の十分大きな超電導体では、反磁性表面電流による影響は無視できるので、表面($x = \pm d$)での境界条件は $B(\pm d) = \mu_0 H_e$ とでき、初磁化過程における B 分布は

$$\left. \begin{aligned} B(x) &= \mu_0 H_e - \mu_0 J_c (x + d) & (-d \leq x \leq 0) \\ &= \mu_0 H_e + \mu_0 J_c (x - d) & (0 \leq x \leq d) \end{aligned} \right\} (1.16)$$

となる(図 1.9(a1))。

外部磁場を H_M まで増加させた後減少させる場合には、磁束線は表面近傍にあるものから順に超電導体の外に出て、その変化が内部に伝わっていく。従って、 B 分布は図 1.9(b1)になる。図には、初磁化過程と減磁過程での代表的な B 分布に対応する電流密度 J の分布も示した。

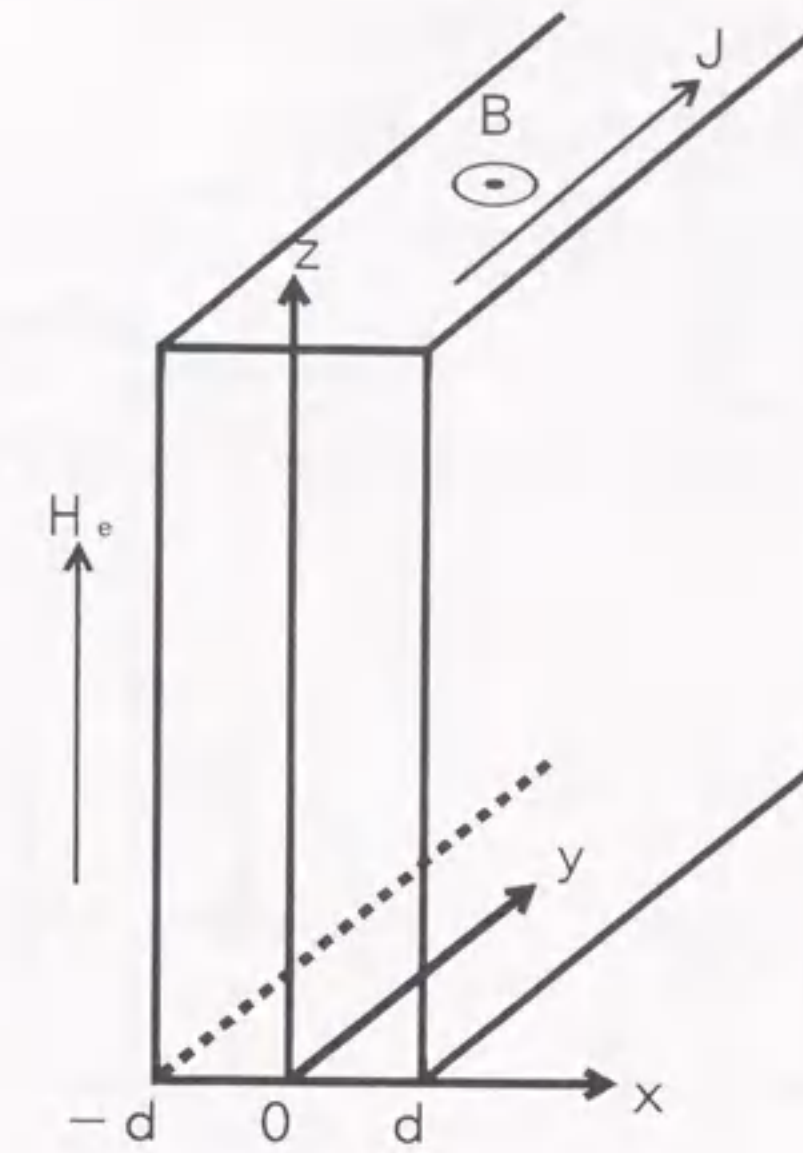


図1.8 幅 $2d$ の無限平板の不均質第2種超電導体に z 軸方向に外部磁場 H_e を印加したときの電磁量と座標との関係。電磁量は全て x のみの関数となる：
 $B = (0, 0, B(x)), J = (0, J(x), 0)$ 。

次に、図 1.9 の分布に基づいて超電導平板の磁化を求める。超電導体の磁化は、外部磁場を H_e として次式で定義される。

$$M = \frac{1}{2d} \int_{-d}^d [B(x) - \mu_0 H_e] dx \quad (1.17)$$

初磁化過程において磁束が超電導平板の中心に達するときの外部磁場(中心到達磁場と呼ぶ) H_p は

$$H_p = J_c d \quad (1.18)$$

となる。(1.17)式の計算の結果、初磁化過程の磁化 $M \uparrow$ と減磁過程の磁化 $M \downarrow$ は、中心到達磁場 H_p と最大印加磁場 H_M を用いて次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} M \uparrow &= \frac{\mu_0}{2H_p} (H_e - H_p)^2 - \frac{\mu_0}{2} H_p & (0 \leq H_e \leq H_p) \\ &= -\frac{\mu_0}{2} H_p & (H_p \leq H_e) \end{aligned} \right\} (1.19)$$

$$\left. \begin{aligned} M \downarrow &= -\frac{\mu_0}{4H_p} (H_e - H_M + 2H_p)^2 + \frac{\mu_0}{2} H_p & (H_M - 2H_p \leq H_e \leq H_M) \\ &= \frac{\mu_0}{2} H_p & (H_e \leq H_M - 2H_p) \end{aligned} \right\} (1.20)$$

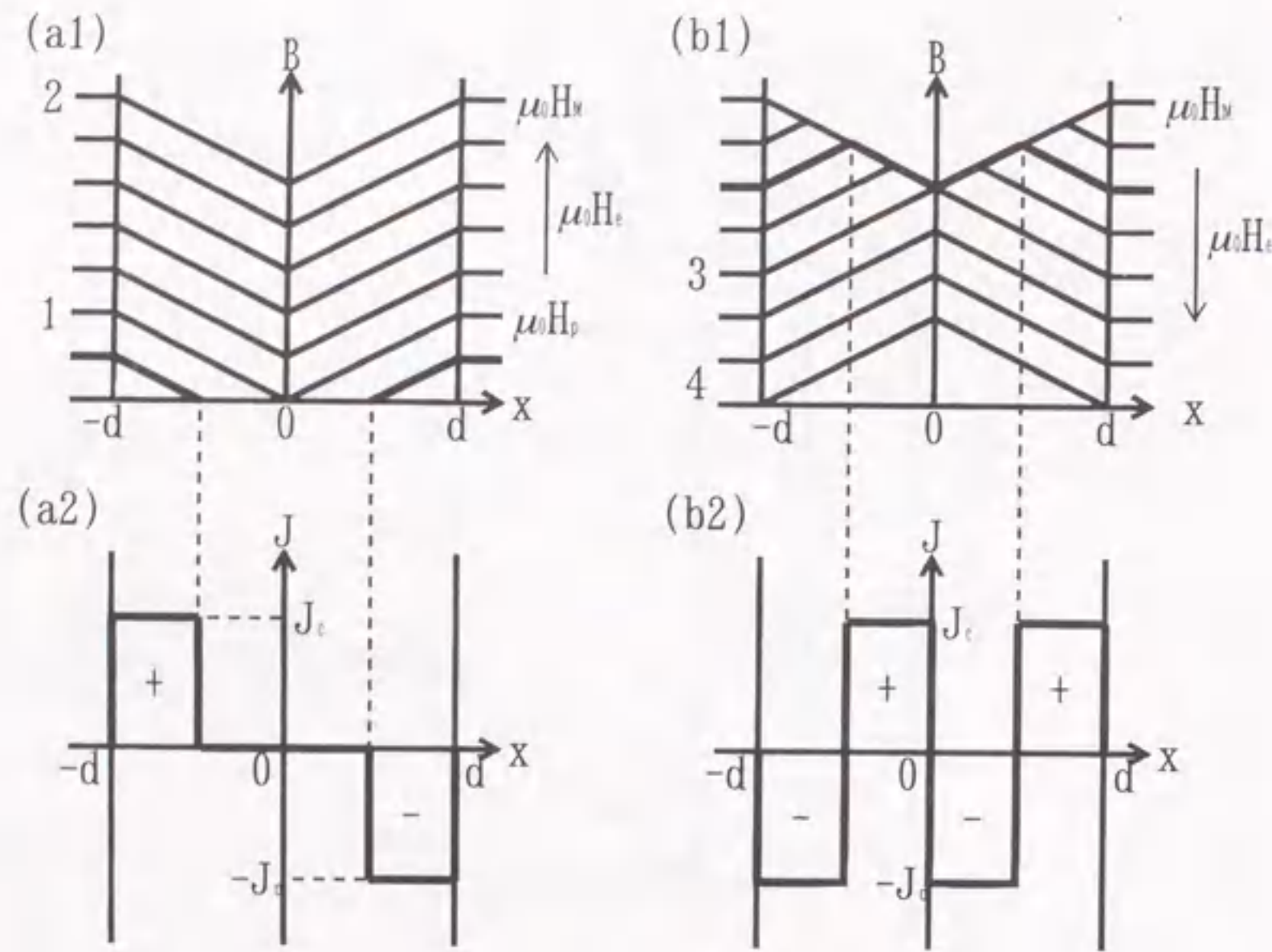


図1.9 図1.8の幅 $2d$ の無限平板試料に磁場を印加したときのBeanモデルに基づく(*1)試料内の磁束密度分布の変化と、(*2)太線の磁束密度分布での電流密度分布。(a*)は増磁過程、(b*)は減磁過程であり、 $\mu_0 H_e$ は中心到達磁場、 $\mu_0 H_p$ は外部磁場 $\mu_0 H_e$ の最大値を表す。

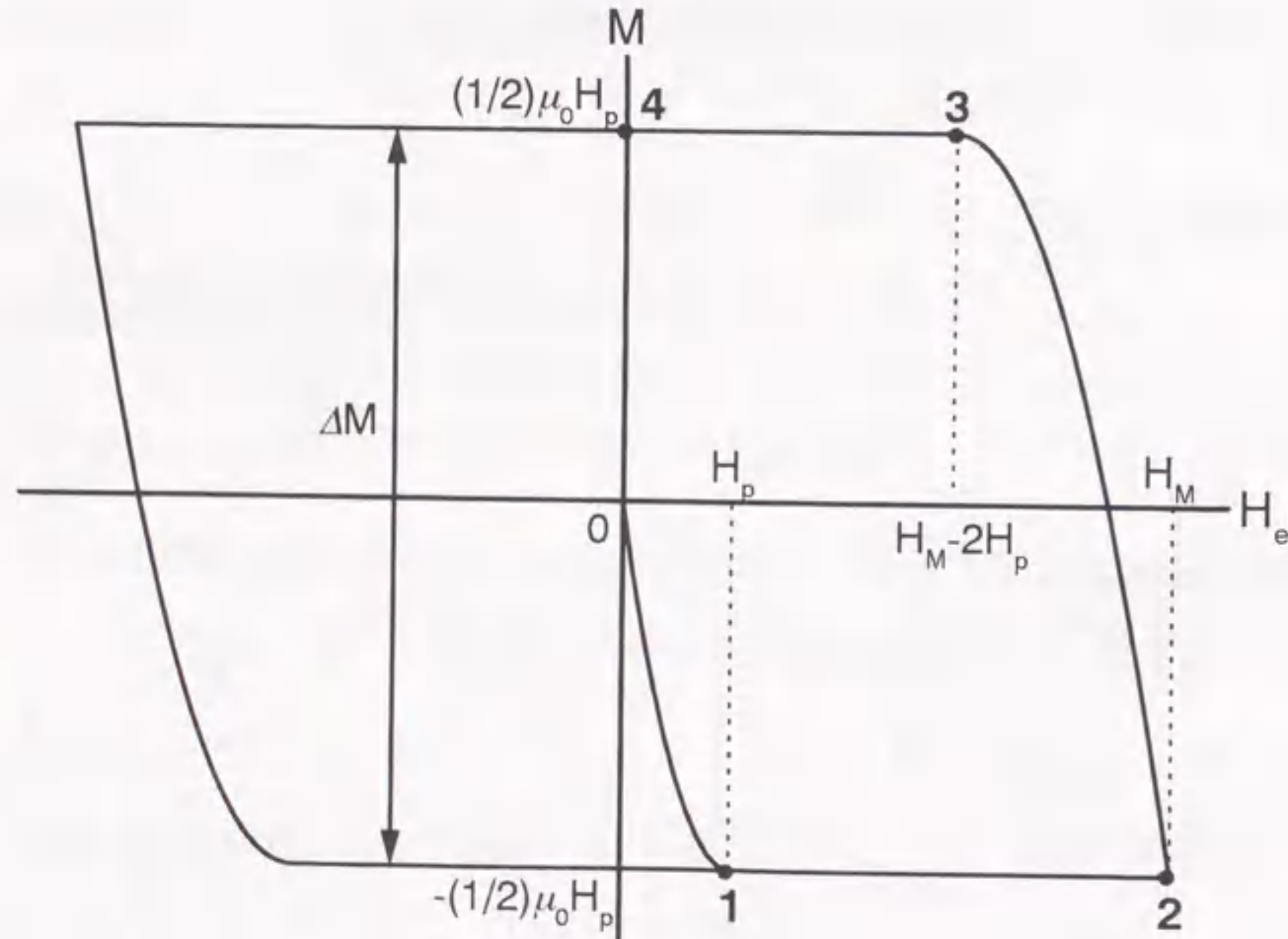


図1.10 図1.8の幅 $2d$ の無限平板試料におけるBeanモデルに基づく磁化曲線。ヒステリシスの幅 ΔM は、臨界電流密度 J_c と試料の幅 $2d$ に比例する。曲線上の番号は、図1.9の磁束密度分布における外部磁場の番号に対応する。

これを図示すると、図 1.10 となる。図中、超電導体内部の B 分布(図 1.9)との対応を数字で示した。これより、不均質第 2 種超電導体の磁化曲線はヒステリシスを示す。また、外部磁場 H_e をゼロに戻したとき最大値 $(1/2)\mu_0 H_p$ まで磁化(完全磁化)されているためには、 $2 H_p$ 以上の印加磁場($H_M \geq 2 H_p$)が必要であることがわかる。

超電導体が無限円柱(直径 $2a$)のときの磁化も同様にして求めることができる。この場合、中心到達磁場 H_p は

$$H_p = J_c a \quad (1.21)$$

と表され、磁化 M は

$$\left. \begin{aligned} M \uparrow &= -\frac{\mu_0}{3H_p^2}(H_e - H_p)^3 - \frac{\mu_0}{3}H_p & (0 \leq H_e \leq H_p) \\ &= -\frac{\mu_0}{3}H_p & (H_p \leq H_e) \end{aligned} \right\} (1.22)$$

$$\left. \begin{aligned} M \downarrow &= -\frac{\mu_0}{12H_p^2}(H_e - H_M + 2H_p)^3 + \frac{\mu_0}{3}H_p & (H_M - 2H_p \leq H_e \leq H_M) \\ &= \frac{\mu_0}{3}H_p & (H_e \leq H_M - 2H_p) \end{aligned} \right\} (1.23)$$

となる。これらの結果より、同じサイズ($a=d$)の無限平板の磁化曲線と比較すると、完全磁化されたときの磁化の大きさ $((1/3)\mu_0 H_p)$ は無限平板の場合 $((1/2)\mu_0 H_p)$ の $2/3$ 倍になることがわかる。

最後に、磁化 M と臨界電流密度 J_c との関係を見てみる。図 1.10 に示した磁化曲線の磁化 M が磁場に依存しない領域($H_p \leq H_e \leq H_M - 2H_p$)において、ヒステリシスの幅 $\Delta M = M \downarrow - M \uparrow$ を求めると

$$\Delta M = \mu_0 H_p = \mu_0 J_c d \quad \text{: 無限平板} \quad (1.24)$$

$$\Delta M = \frac{2}{3} \mu_0 H_p = \frac{2}{3} \mu_0 J_c a \quad \text{: 無限円柱} \quad (1.25)$$

となり、 ΔM と試料のサイズ(幅 $2d$ または直径 $2a$)から臨界電流密度 J_c が求められる。これを実用的な単位を用いて表すと、次式になる。

$$J_c = 20 \Delta M / (2d) \quad \text{: 無限平板} \quad (1.26)$$

$$J_c = 30 \Delta M / (2a) \quad \text{: 無限円柱} \quad (1.27)$$

ここで、各物理量の単位は、 J_c [A/cm²]、 ΔM [emu/cm³]、 d [cm]、 a [cm]である。

また、実際に磁化曲線を測定する場合には、断面が矩形となる試料を用いることが多い。さらに、高温超電導体のように、流す電流の方向により J_c が異なる場合がある。図 1.11 のように、断面の二辺の長さが $2d$ と $2w$ の無限に長い角柱状の超電導体にお

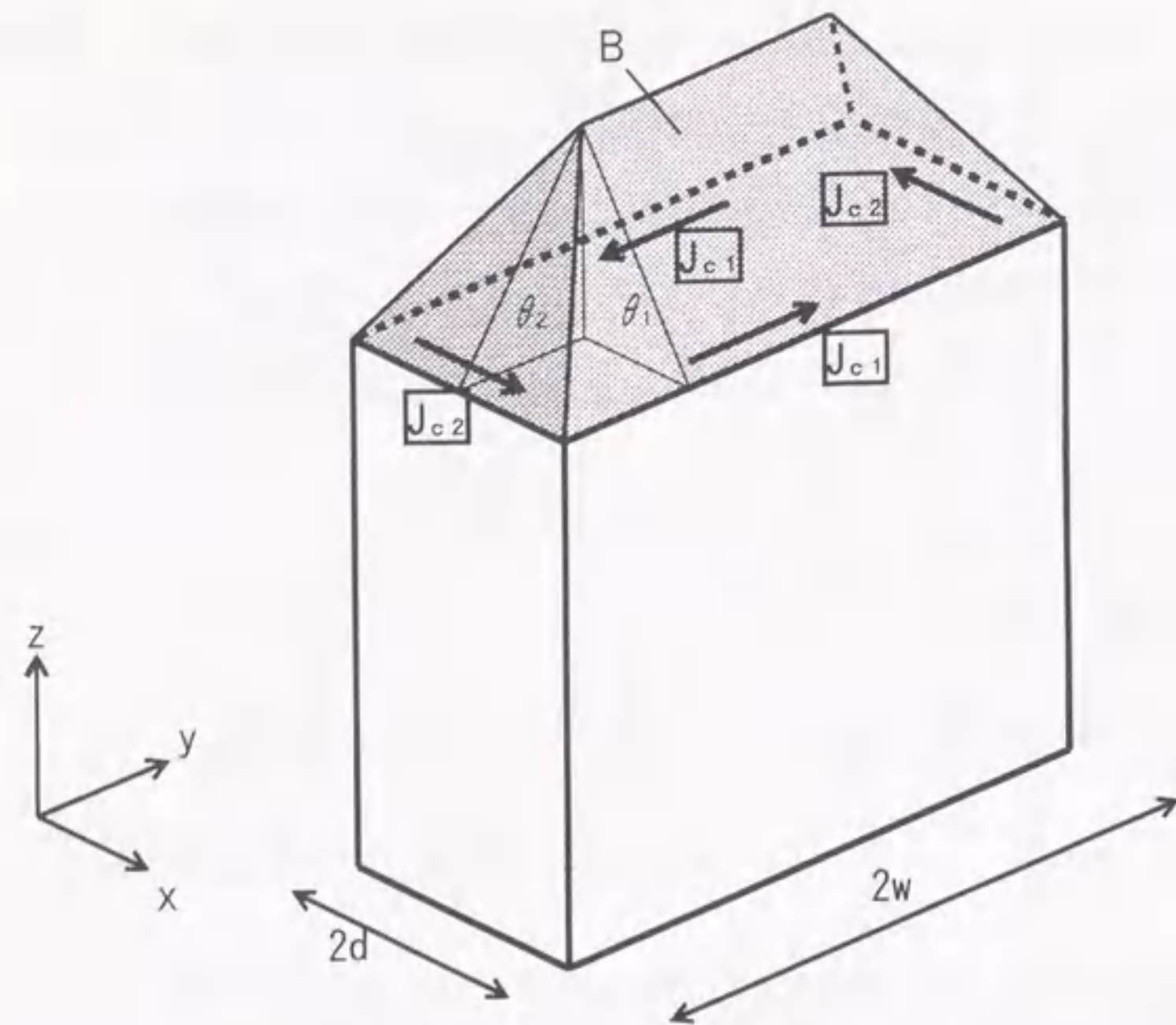


図1.11 臨界電流密度 J_c に異方性がある無限長の角柱状超電導体内部の捕捉磁場 B と各方向の臨界電流密度 J_{c1} , J_{c2} との関係: $\tan \theta_1 = \mu_0 J_{c1}$, $\tan \theta_2 = \mu_0 J_{c2}$.

いて、長さ $2w$ と $2d$ に沿った J_c をそれぞれ J_{c1} , J_{c2} とする。この場合に Bean-London モデルを適用すると、 ΔM は

$$\Delta M = \mu_0 J_{c1} d \left[1 - \left(\frac{d}{3w} \right) \left(\frac{J_{c1}}{J_{c2}} \right) \right] \quad : \frac{J_{c1}}{J_{c2}} \leq \frac{w}{d} \quad (1.28)$$

$$\Delta M = \mu_0 J_{c2} w \left[1 - \left(\frac{w}{3d} \right) \left(\frac{J_{c2}}{J_{c1}} \right) \right] \quad : \frac{J_{c1}}{J_{c2}} \geq \frac{w}{d} \geq 1 \quad (1.29)$$

と表される。このように、無限長の角柱状超電導体に対し、 J_c の異方性を考慮した Bean-London モデルを Extended Bean モデル²⁶⁾という。特に $J_{c1} = J_{c2} = J_c$ のときには、 ΔM と二辺の長さ $2d$, $2w$ から J_c が求められる²⁷⁾。(1.28)式より

$$J_c = 20 \times \frac{\Delta M}{2d \left(1 - \frac{d}{3w} \right)} \quad : \text{無限角柱}(2d \leq 2w) \quad (1.30)$$

となる。但し、 J_c [A/cm²]、 ΔM [emu/cm³]、 d [cm]、 w [cm]である。 $2w \rightarrow \infty$ とすると、(1.30)式は(1.26)式に一致する。

1.4.1 Y-Ba-Cu-O 系超電導体の高電流密度化

発見当初、Y-Ba-Cu-O 系超電導体は焼結法により作製されていたが、その臨界電流密度 J_c は数百 A/cm² と低く、実用化の目安とされた 1T で 10⁴ A/cm² 以上という値には遠く及ばなかった。これは、ピン止め点の問題以前に、合成された焼結体が多結晶であることが原因であった。即ち、ポイド等の多くの欠陥や結晶粒界が弱結合となって超電導電流を妨げていた。さらに、結晶構造の異方性により大きな傾角をもった粒界自体が超電導結合を弱めるという高温超電導体に特有の性質があった²⁸⁾。

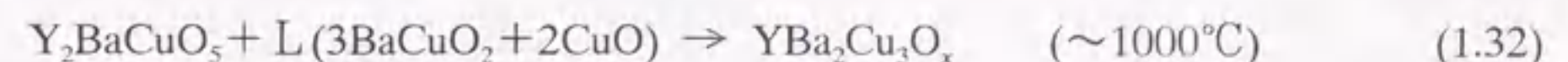
このような経緯から、高温超電導体の高 J_c 化の指針として次の項目が挙げられた。

- ① 緻密にする
- ② 結晶粒の方位をそろえる
- ③ ピン止め点を導入する

Y-Ba-Cu-O 系超電導体における溶融法はこれらを満足する作製プロセスとして開発されたものであり、種々の改良を重ねた結果、現在までに実用レベルの J_c をもつ大型のバルク超電導体の作製が可能となってきている。

1.4.2 Y-Ba-Cu-O 系の状態図

図 1.12 に Y-Ba-Cu-O 系の擬二元系状態図を示す²⁹⁾。この状態図は包晶型であり、超電導相である YBa₂Cu₃O_x(123) 相は同じ組成の液相から直接には晶出しない。123 組成では、高温域から温度を下げていくと以下の二つの包晶反応を経由して 123 相が晶出する。



ここで、Y₂BaCuO₅(211)相は絶縁体の常電導相である。一方、123 組成からずれた組成で温度を下げると、211 相または BaCuO₂/CuO 相との混合相になる。

ここで、上記③のピン止め点の導入を考えると、123 相だけでは有効なピン止め点は存在しない。従って、ピン止め点となるような常電導相を、超電導相である 123 相内に析出させる工夫が必要となる。(1.32)式の包晶反応により 211 相の周囲に 123 相が生成する。従って、組織制御の観点からピン止め点として 211 相が好都合である。問題は、有効なピン止め点とするために、母相の 123 相に 211 相をいかに微細かつ均



図1.12 Y-Ba-Cu-O系の $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (123)相と Y_2BaCuO_5 (211)相を結ぶ線に沿った擬二元状態図²⁹⁾.

一に分散させるかである。

1.4.3 熔融法

MTG(Melt-Texture-Growth)法は、Jinら³⁰⁾により最初に試みられた熔融法である。図1.13(a)³¹⁾のように、Y-Ba-Cu-Oの焼結体を123相の融点以上に昇温して熔融させ、温度勾配をつけた炉の中で徐冷することにより、上記の課題①、②に対し、緻密でかつ結晶粒の配向した組織が得られた。これにより、高 J_c 化に対する最大の問題であった粒界での弱結合が大幅に改善された。その結果、77K、0Tで $17,000\text{A}/\text{cm}^2$ という焼結体に比べはるかに大きな J_c が達成された。しかしながら、1Tでの J_c は $\sim 4,000\text{A}/\text{cm}^2$ であり、依然、実用には十分な値ではなかった。これは、析出した211相が数 $10\sim 100\mu\text{m}$ と大きく、ピン止め点として有効に働いていなかったことと、211相が偏って析出し123相の割合が極端に少ない領域があったことが原因であった。

211相と液相が共存する熔融状態では、温度が高いほど211相は速く粒成長し、結果的に凝固組織中に粗大な211相が残留することになる。Salamaら³²⁾は、図1.13(b)に示すように、熔融状態で123相を211相と液相に分解させた後、直ちに融点直上ま

で急冷し、そこから徐冷することにより211相の液相中での粒成長を抑制した。その結果、凝固組織中の211相を数 μm 程度まで小さくすることができた。これは、MMTG(Modified MTG)法と呼ばれている。

(1.31)式で表される高温側の包晶反応を利用して211相の分散状態の制御を行ったのが、図1.13(c)に示す新日鐵のグループにより開発されたQMG(Quench and Melt Growth)法^{33, 34)}と、超電導工学研究所のグループによりさらに改良されたMPMG(Melt-Powder-Melt-Growth)法³⁵⁾である。Y-Ba-Cu-Oの仮焼粉または焼結体を、 Y_2O_3 と液相が共存する温度領域まで加熱し熔融させた後室温まで急冷すると、 Y_2O_3 とアモルファス相、 BaCu_2O_2 相等の混合組織となる。この急冷試料を211相と液相が共存する温度領域まで再度加熱すると、(1.31)式の包晶反応により Y_2O_3 が液相と反応して針状の211相が生成する。このような形状の211相は液相中で粗大化しにくいいため、徐冷凝固後123相内に平均粒径 $1\mu\text{m}$ 以下の211相を分散させることが可能となった³⁴⁾。MPMG法では、熔融急冷過程の後に粉碎混合過程を加え、急冷試料の均一化と Y_2O_3 の微細化を行った。その結果、融点直上の徐冷開始時点における211相を液相中に微細かつ均一に分散させることが可能となり、微細な211相の123相内への均一分散が効果的に行えるようになった³⁵⁾。

MPMG(QMG)法では、熔融急冷の際に用いたPt坩堝から試料に微量なPtが溶け込んでおり、このPtの混入が211相の微細化に効果があることが後に明らかになった^{36, 37)}。Ogawaら³⁶⁾は、熔融急冷過程を行わずに、Ptを添加して熔融・徐冷を行うだけで、123相内に211相が微細に分散したMPMG試料と同様な組織を得て、77K、1T(H//c)での J_c が $18,000\text{A}/\text{cm}^2$ となることを示した。Ptを積極的に添加して行う熔融法はPDMG(Platinum Doped Melt Growth)法と呼ばれ、Y-Ba-Cu-O系において現在行われている熔融法の主流となっている。

Pt添加による211相微細化のメカニズムについては、①Ptが211相の核生成サイトになる³⁶⁾、②Ptが211相のオストワルド成長を抑制する³⁸⁾という二つの考え方があるが、現在のところまだ明らかになっていない。また、 BaSnO_3 ³⁹⁾、 CeO_2 ⁴⁰⁾、 Rh ⁴¹⁾の添加も211相の微細化に有効であることが報告されている。

株式会社イムラ材料開発研究所と名古屋大学のグループは、予め合成した123相と211相の微粉末を出発原料として用いる熔融法を独自に開発した⁴²⁻⁴⁴⁾。この方法によれば、Ptを使わなくても、微細な211相粉末を添加して熔融温度を融点直上に低く押さえることにより、凝固組織中の211相を微細分散できることが特徴である。また、

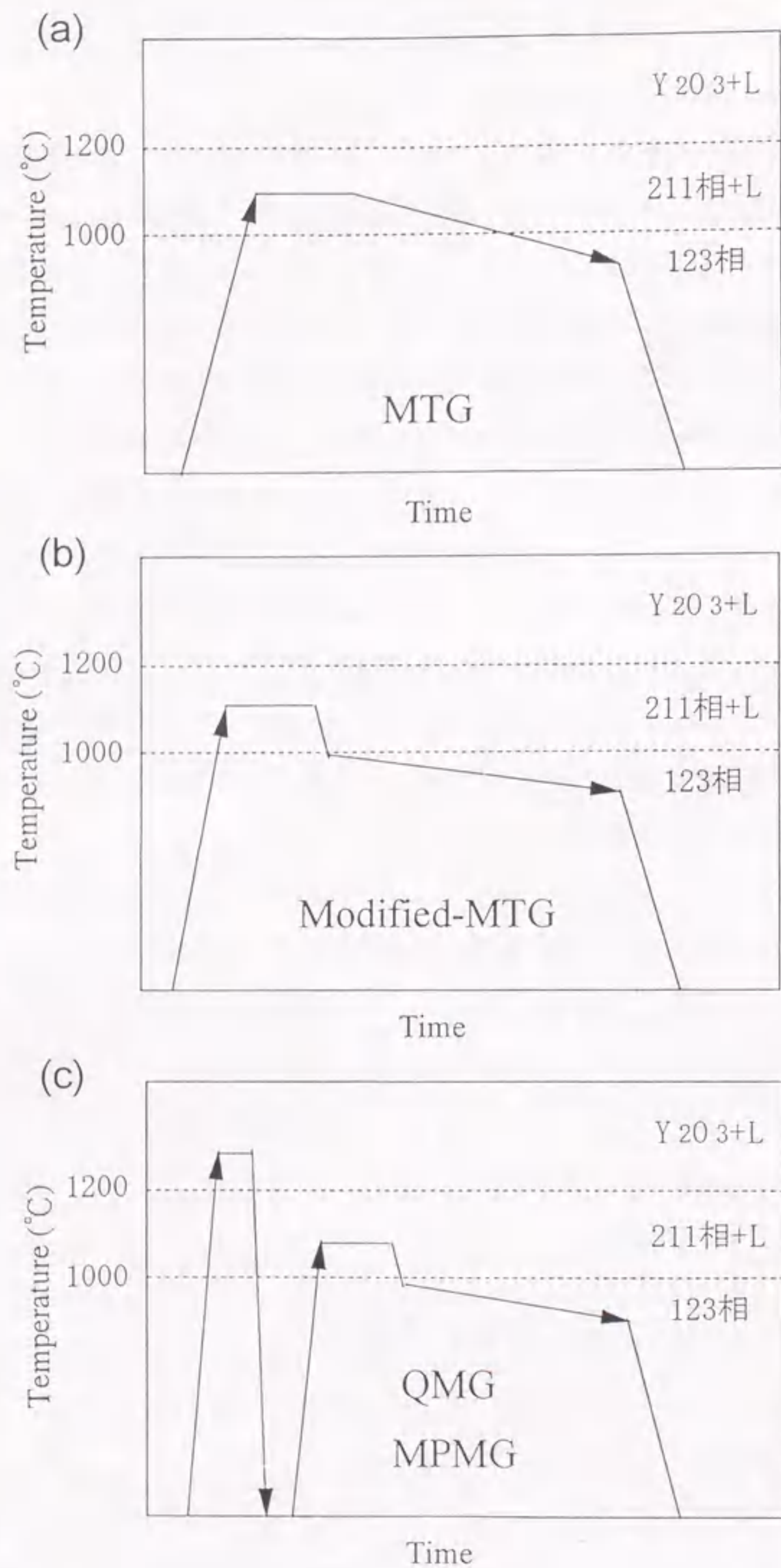


図1.13 (a)MTG法, (b)MMTG法, (c)QMG法, MPMG法の熱処理パターン³¹⁾.

圧粉した試料に既に 211 相が含まれるので、溶融時に液相が流れ出て試料の形が崩れたり組成がずれたりするのを防止できるという溶融バルクを生産する上でのメリットを有する。

以上のような溶融法の進展により、123 相内に 211 相を微細かつ均一に分散させて有効なピン止め点を導入することが可能となり、Y-Ba-Cu-O 系バルクにおいて実用レベルの J_c が得られるようになった。

また、Y をイオン半径の大きい軽希土類元素で置換した RE-Ba-Cu-O 系超電導体 (REBCO ; RE=Nd, Sm, Eu, Gd) に対して、低酸素分圧下で行う溶融法に **OCMG (Oxygen-Controlled Melt Growth)** 法⁴⁵⁻⁴⁹⁾がある。REBa₂Cu₃O_x (RE=Nd, Sm) を通常の溶融法で作製すると、RE による Ba サイトの置換が起こり T_c が 90K 以下に低下する。しかし、1% 以下の低酸素分圧下で合成するとこの置換が抑制され、 T_c が YBa₂Cu₃O_x (Y123) より高い 95~96K に向上する。さらに、磁化曲線では c 軸に平行な磁場に対してある磁場で磁化がピークをとり、高磁場領域で Y123 より高い J_c が得られる。この原因については、① RE が Ba を部分的に置換した相が RE123 相中に微細に分散し、これが高磁場領域で常電導に転移して有効なピン止め点になる⁴⁵⁻⁴⁹⁾、② 500°C 近傍でスピノーダル分解による相分離が起こり、これにより生じた数 10nm スケールの変調構造と磁束線の間隔がマッチングする^{50, 51)}という二つの機構が提唱されている。一方、低磁場領域では析出相が有効なピン止め点となり、RE=Sm, Eu, Gd では Y-Ba-Cu-O 系と同様に RE211 相が、RE=Nd では Nd₄Ba₂Cu₂O₁₀ (Nd422) 相がその役割を担う。Nd-Ba-Cu-O 系の Nd422 相に対しては Pt 添加による微細化の効果があまり顕著でなく⁵²⁾、代わりに CeO₂ の添加が有効であることが最近報告された^{53, 54)}。しかしながら、平均粒径が 1 μ m 以下となる微細分散組織は未だ得られていない。この系では、Nd₂O₃ と液相が共存する温度領域から急冷しても、Nd422 相と Nd123 相が析出し Nd₂O₃ が主相にはならないため⁵⁵⁾、Y-Ba-Cu-O 系で用いた溶融急冷による Nd₂O₃ 微細化の手法が利用できない。現在のところ、株式会社イムラ材料開発研究所と名古屋大学のグループが Y-Ba-Cu-O 系と同様にして行った Nd123 相と Nd422 相の微粉末を出発原料に用いる方法^{56, 57)}が凝固組織中の Nd422 相の粒径制御に最も有効となっている。OCMG 法により作製した Nd-Ba-Cu-O 系超電導体は高い T_c と高磁場領域での高い J_c 、さらには 77K で 13T⁵⁸⁾ を越える高い不可逆磁場 H_{ir} をもつため、Y-Ba-Cu-O 系に代わるバルク材料として注目されている。

表 1.2 REBa₂Cu₃O_x 相の大気中における生成温度 T_f (文献 59 より引用しデータを追加)

RE	Y	Nd	Sm	Eu	Gd	Dy	Ho	Er	Yb
T_f (°C)	1000	1076	1060	1050	1030	1010	990	970	900

1.4.4 溶融バルクの大型化

Y-Ba-Cu-O 系溶融バルクの応用においては、材料特性である J_c が高いことに加え、どのくらい大きくつくれるかが重要なポイントとなる。高温超電導体は極めて異方性の大きい材料であるので、大型化に際しては、結晶方位を制御しながら結晶成長させることが必要となる。これを可能にしたのが種結晶の使用と温度勾配下での結晶成長である。

種結晶を用いる方法は、基本的にはシリコンの単結晶引き上げ法と同じであり、試料の上に種結晶を置き、溶融状態から種結晶を核としてエピタキシャルに結晶成長させる方法である。種結晶としては、溶融過程で溶けたり Y-Ba-Cu-O と反応したりしないことと、格子定数が Y123 のそれに近いことが要求される。Y を希土類元素 RE で置き換えた RE123 は、Y123 に近い格子定数をもっており、また、表 1.2 に示すように原子番号が小さいほどその融点(包晶温度)は高くなる⁵⁹⁾。さらに、一部を除き Y123 とほぼ同じ T_c をもっているため、RE の混入による Y123 の特性劣化もない。このような理由から、Y123 より融点の高い、例えば Sm123 が種結晶として用いられる。

また、RE123 の融点の違いを利用して、RE の濃度勾配をつけることにより結晶成長方向に向かって融点が低くなるようにすることができる⁵⁹⁾。大型の試料の種結晶から遠い領域では、炉内の温度が下がるに従って融点に対する過冷却の度合いが大きくなり、123 相の核生成が起こりやすくなる。しかし、この方法を用いれば、試料のどの部分も過冷却の度合いを一定レベル以下にできるので、次に述べるように炉内に温度勾配をつけなくても単一結晶粒からなる大型バルクの作製が可能となる。種結晶と RE の濃度勾配を用いることにより、現在までに $\phi 80\text{mm}$ の大きさのバルクが作製されている⁶⁰⁾。

融液から結晶成長させる場合、結晶が固液界面において平面的に成長するためには、液相の温度が平衡凝固温度よりも低くならないように、即ち、組成的過冷却が起こらないようにすることが必要となる⁶¹⁾。その条件は、固液界面の液相の温度勾配 G と結晶成長速度 R の比 G/R が、液相線の勾配と、液相中の溶質原子の拡散係数と、固液界

面での溶質濃度の差とで決まる値よりも大きいことである⁶²⁾。液相中に固相(211 相)が存在する Y-Ba-Cu-O 系においても、定性的にこのような考え方が適用できることが確認されている⁶³⁾。従って、融点直上から徐冷することに加えて、結晶成長方向に適切な温度勾配をつけることにより、 G/R を大きくとることができ、粗大な単一結晶粒の成長が可能となる。高温超電導体の異方性を考慮し、 c 軸と a, b 軸の二方向に温度勾配をつけることも行われている⁶⁴⁾。

1.4.5 溶融バルクの応用

Y-Ba-Cu-O 系超電導体に溶融法を適用することにより、強力なピン止め点をもつ大型のバルク体が得られるようになった。そのピン止め効果をどのような形で使うかにより種々の応用が考えられる。

一つは外部からの電流に対する使い方である。これは、ピン止めの強さで決まる臨界電流密度 J_c の範囲内で、外部からの電流を抵抗ゼロで流すものであり、電流リードが考えられている^{65,66)}。従来の Cu 製に比べて熱伝導率が低い上に、Bi-Sr-Ca-Cu-O 系のリードと比べても高磁場で J_c が高いことが特徴となっている。現在、40-50K、4T の下で 500A が通電できる電流リードが作製されている⁶⁶⁾。

磁場との相互作用を利用する使い方がある。その代表が磁気浮上である。超電導状態にある溶融バルクに永久磁石を近づけると、磁束線がピン止め点に捕捉されることにより超電導体内部への磁束侵入が妨げられ、近づく方向の変位に対し反発力が働く。また、一度磁束線が捕捉されると、遠ざかる方向には吸引力が働くことになる。その結果、永久磁石を安定して空中に浮上させたり吊り下げたりすることができ、これを利用して非接触の磁気ベアリングが作製できる^{67,68)}。非接触であるのでロータの高速回転が可能となる。2.5kg のロータを軸ぶれ $8\mu\text{m}$ 以下で 42,000rpm で回転させることに成功している⁶⁸⁾。また、超電導磁気ベアリングは理想的には損失がゼロであるので、フライホイールに用いることにより長期間にわたりエネルギー損失のない電力貯蔵が可能となる⁷⁰⁻⁷³⁾。現在、100Wh のフライホイールエネルギー貯蔵装置が試作されている⁷¹⁾。

磁束線を捕捉した超電導体は、ピン止め効果のため磁場が変化する方向に動かすには力があるが、磁場が変化しない方向には摩擦なく自由に動く。従って、同じ磁極が同じ方向を向くように永久磁石で軌道を作ると、超電導体は浮上したまま軌道から脱線することなく軌道に沿って移動する(図 1.14)。これにより非接触で物体を搬送する

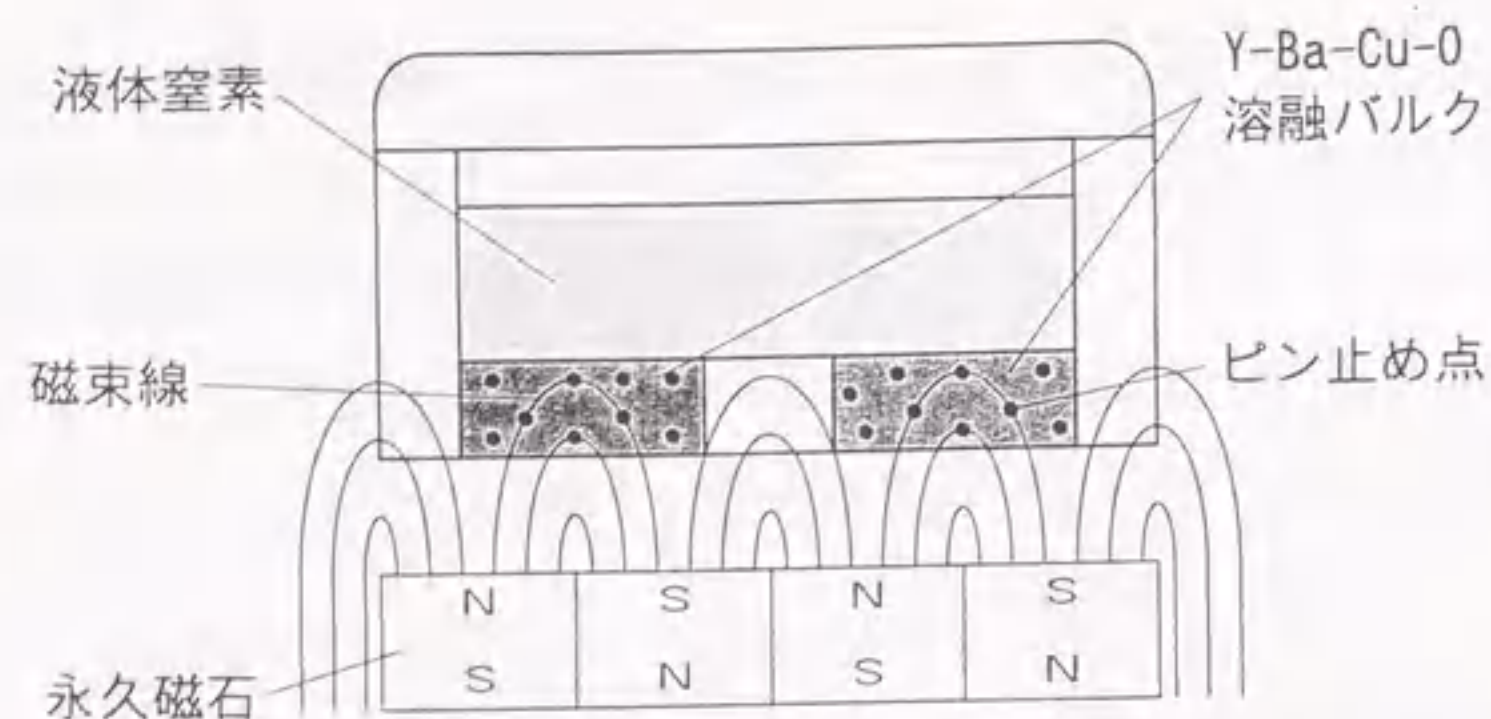


図1.14 幅方向には異なる磁極、長さ方向には同じ磁極が隣り合うように並べられた永久磁石レールの上で、液体窒素で冷却されたY-Ba-Cu-Oバルクが磁束線をピン止めして浮上している様子。レールの幅方向(紙面内左右方向)に動こうとすると磁場分布が変わるのでピン止め効果によって動かないが、長さ方向(紙面に垂直な方向)には磁場分布が変わらないので自由に動く。

磁気浮上搬送装置ができる⁷⁴⁾。クリーンルーム内でLSIを搬送する装置^{60,75)}や、磁石軌道を設けた鉛直な壁に沿って搬送する装置⁷⁶⁾が試作されている。また、レーストラック状の磁石軌道上を、溶融バルクを組み込んだカーが浮上走行する実験モデル⁷⁷⁾が教材として販売されている。

永久磁石と組み合わせて使うのではなく、溶融バルク単体で使う磁場応用として超電導バルク磁石がある⁷⁸⁻⁸⁰⁾。これは、予め溶融バルクに磁場を捕捉させておくと、バルク自体が外部に磁場を発生して磁石として振る舞うものであり、溶融バルクのピン止め性能を最大限に利用する応用といえる。材料性能である J_c を向上させることにより、同じサイズで従来の永久磁石を凌ぐ磁場が発生できることと、磁場の印加によりバルク内に誘起された超電導電流を磁場の発生源としているので、超電導コイル磁石のように外部の電源と接続する必要が無く、バルク磁石単体で使えることが最大の魅力である。次節で述べるように、77Kで1Tを越える磁場の発生が実現されている。

1.5 超電導バルク磁石

1.5.1 バルク磁石の歴史

超電導体に磁場を捕捉させて磁石にするという概念は、第2種超電導体の発見当初

から考えられていた。1970年代には、超電導体が磁場を捕捉する現象は Very Incomplete Meissner Effect と呼ばれ、Stanford Linear Accelerator Center(SLAC)と Electric Power Research Institute(EPRI)のグループにより精力的に研究が進められた⁸¹⁻⁸⁴⁾。そして、 Nb_3Sn のリボンを螺旋状に巻いた円筒試料において、円筒内部の軸と垂直な方向に4.2Kの温度で2.24Tの磁場の捕捉に成功している⁸⁴⁾。しかしながら、熱的不安定性から生じるフラックスジャンプや機械的強度の欠如が実用化への障害となっていた。

その後、高温超電導体が発見され、その T_c が高いことに加え、比熱や不可逆磁場 H_m が大きいことが明らかになると、フラックスジャンプが起こりにくいという磁石の安定性と、液体窒素を用いる簡便な装置で超電導が実現できるという取扱いの点からバルク磁石の実現性が指摘され、Superconducting Permanent Magnet として再び注目されるようになった⁸⁵⁾。そして、熱的安定性と機械的強度の点から捕捉可能な磁場の予測も行われた^{86,87)}。

1.4節で述べたように、溶融法の発展により高い J_c をもった単一結晶粒から成る大型のY-Ba-Cu-O系バルク超電導体が作製できるようになり、発生磁界の大きい溶融バルク磁石が実際に作られるようになった。現在のところ、1個のバルク磁石の表面において、直径50mm、高さ24mmのサイズでは1.27T(77K)⁷⁹⁾、直径70mm、高さ30mmのサイズでは2.6T(63K)、4.5T(40K)⁸⁸⁾の磁場発生が実現されている。株式会社イムラ材料開発研究所と名古屋大学のグループでは、特にバルク材料であることに注目してこの磁石を Superconducting Bulk Magnet(SBM)と呼んでいる⁸⁹⁾。

一方、Houston大学のWeinsteinのグループでは、1988年から高温超電導体のバルク磁石の研究に着手し、溶融法で作製したY-Ba-Cu-O系バルク超電導体に陽子を照射して点状欠陥を導入することにより、溶融バルクの更なる高 J_c 化を図ってきた^{80,90)}。照射した溶融試料の J_c は、77Kで85,000A/cm²に達する⁹¹⁾。Sm123の種結晶を用いて作製した直径20mm、高さ8mmのY-Ba-Cu-O溶融バルクに200MeVの陽子を照射し、これを4枚積み重ねて作製したミニマグネットにおいて、77Kで3.1T、42Kで10.1Tの磁場を捕捉させることに成功している⁹¹⁾。彼らはこれを Trapped Field Magnet(TFM)と命名している⁸⁰⁾。

1.5.2 捕捉磁束分布と形状効果

1.3.2節で見たように、Bean-Londonの臨界状態モデルによれば、不均質第2種超電導体内部の磁場勾配は $\mu_0 J_c$ に等しくなる。従って、半径 a の無限に長い円柱状のバル

ク磁石に捕捉される磁場は、図 1.15 に示すように円錐状の分布となり、試料の中心で最大値 $\mu_0 J_c a$ をとる。これより、バルク磁石が捕捉できる最大磁場は、 J_c と試料の径に比例して大きくなるのがわかる。この円錐状の捕捉磁場分布は、超電導電流が試料全体にわたり均一に同心円状に流れるときにのみ実現され、試料内に粒界がある場合には、例えば図 1.15 に斜線で示したように、高さの低い複数の山が存在する磁場分布となる。従って、発生磁場の大きなバルク磁石であるためには、 J_c が大きいことと同時に弱結合のない大型の単一結晶であることが必要となる。

実際のバルク磁石の長さは有限であり、外部に発生できる磁場の大きさは表面の影響と形状効果により $\mu_0 J_c a$ より小さくなる。電流密度 J_c の超電導電流が円柱状試料の内部を同心円状に均一に流れているとすると、長さ l のバルク磁石の中心軸上の磁場 $B_T(z)$ は Biot-Savart の法則から求められ、次式で表される。

$$B_T(z) = \frac{\mu_0 J_c}{2} \left[(z+l) \ln \frac{a + \sqrt{(z+l)^2 + a^2}}{z+l} - z \ln \frac{a + \sqrt{z^2 + a^2}}{z} \right] \quad (1.33)$$

ここで、 z はバルク磁石表面からの距離である。係数の $1/2$ は z 軸に垂直な表面が存在することに起因する。特にバルク磁石の表面 ($z=0$) では、

$$B_T(0) = \frac{\mu_0 J_c a}{2} D\left(\frac{l}{a}\right) \quad (1.34)$$

となる。 $D(l/a)$ は次式で表される形状因子であり、図 1.16 に示すように $l/a \rightarrow \infty$ のとき、 $D(l/a) \rightarrow 1$ に収束する。

$$D\left(\frac{l}{a}\right) = \frac{l}{a} \ln \left[\frac{a}{l} + \sqrt{1 + \left(\frac{a}{l}\right)^2} \right] \quad (1.35)$$

これより、バルク磁石が表面に発生できる磁場の最大値は $(1/2)\mu_0 J_c a$ であり、形状が扁平になる ($l/a \rightarrow 0$) に従って減少することがわかる。例えば、直径 34mm、高さ 14mm のバルク磁石では、約 84% に減少する。

図 1.17(a)、(b) に同じ径の Y-Ba-Cu-O バルク磁石とフェライト永久磁石について実際に測定した磁場分布を示す。磁場分布は、永久磁石が全体にわたり均一な強度の円錐台状であるのに対し、バルク磁石は円錐状であるのが確認できる。また、磁場分布の形状の違いを反映して、バルク磁石の中心軸上の磁場 $B_T(z)$ は表面からの距離 z の増加と共に永久磁石よりも急激に減少することがわかる(図 1.18)。

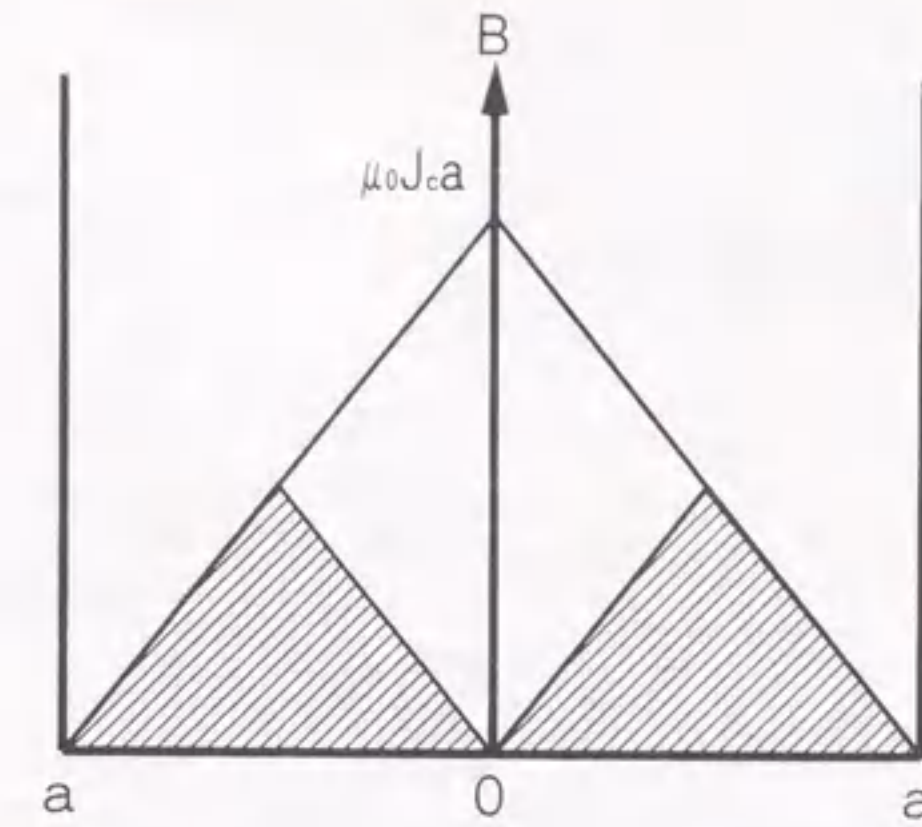


図1.15 半径 a の無限円柱状溶融バルクに捕捉された磁束の分布。試料が単一の結晶粒からなるときは円錐状の分布となり、最大の捕捉磁束密度は $\mu_0 J_c a$ となる。試料の中心を通る粒界があるときは、例えば斜線で示すような複数の山からなる分布となり、捕捉磁束密度の最大値及び捕捉磁束総量は単一結晶粒のときより小さくなる。

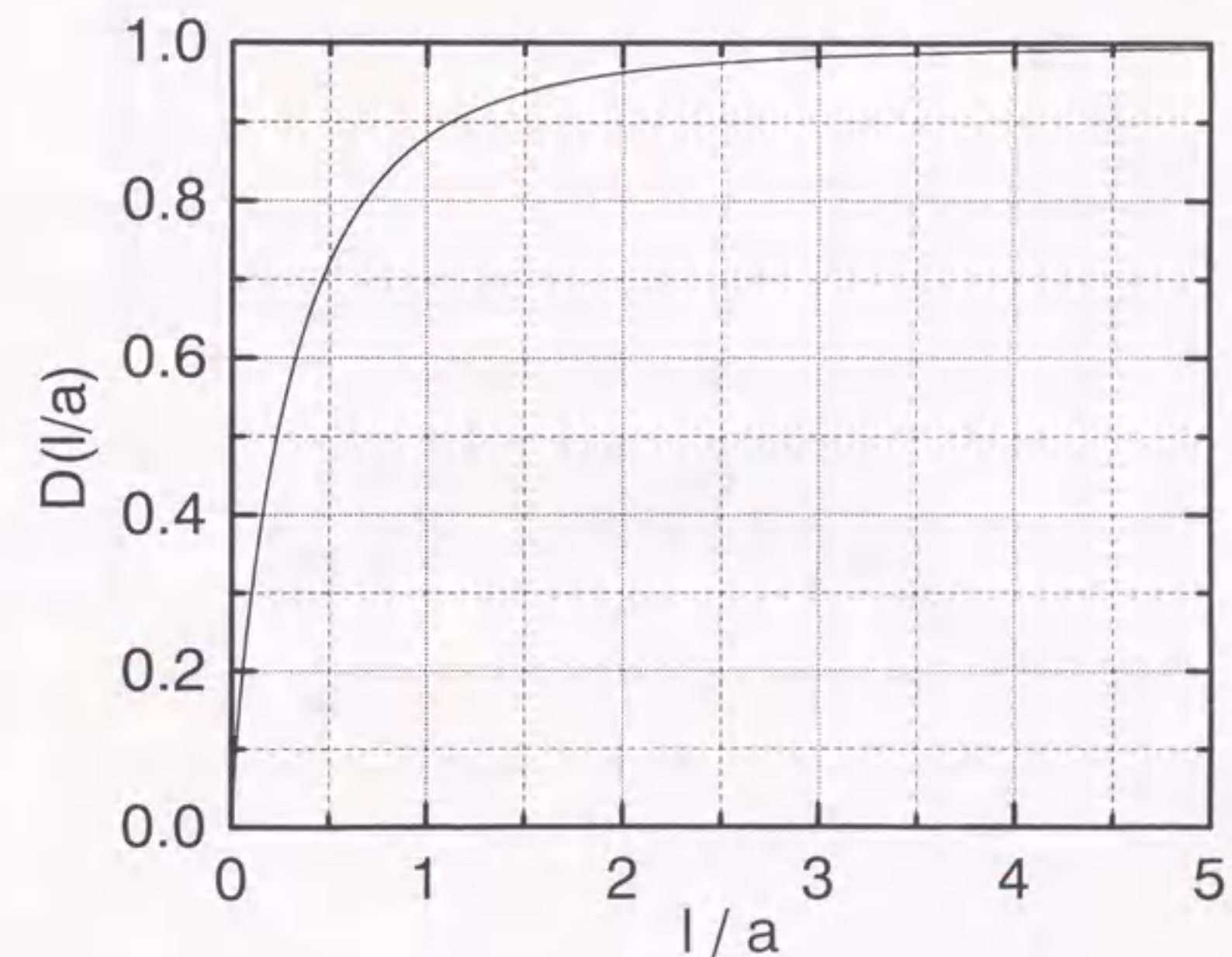


図1.16 円柱状バルク磁石の中心軸上 $z=0$ での捕捉磁場 $B_T(0)$ に関する形状因子 $D(l/a)$ の長さ l と半径 a の比 l/a に対する変化。有限の長さのバルク磁石では、形状効果のために半無限に長い場合に比べ、磁石表面の最大捕捉磁場は $D(l/a)$ 倍に減少する。

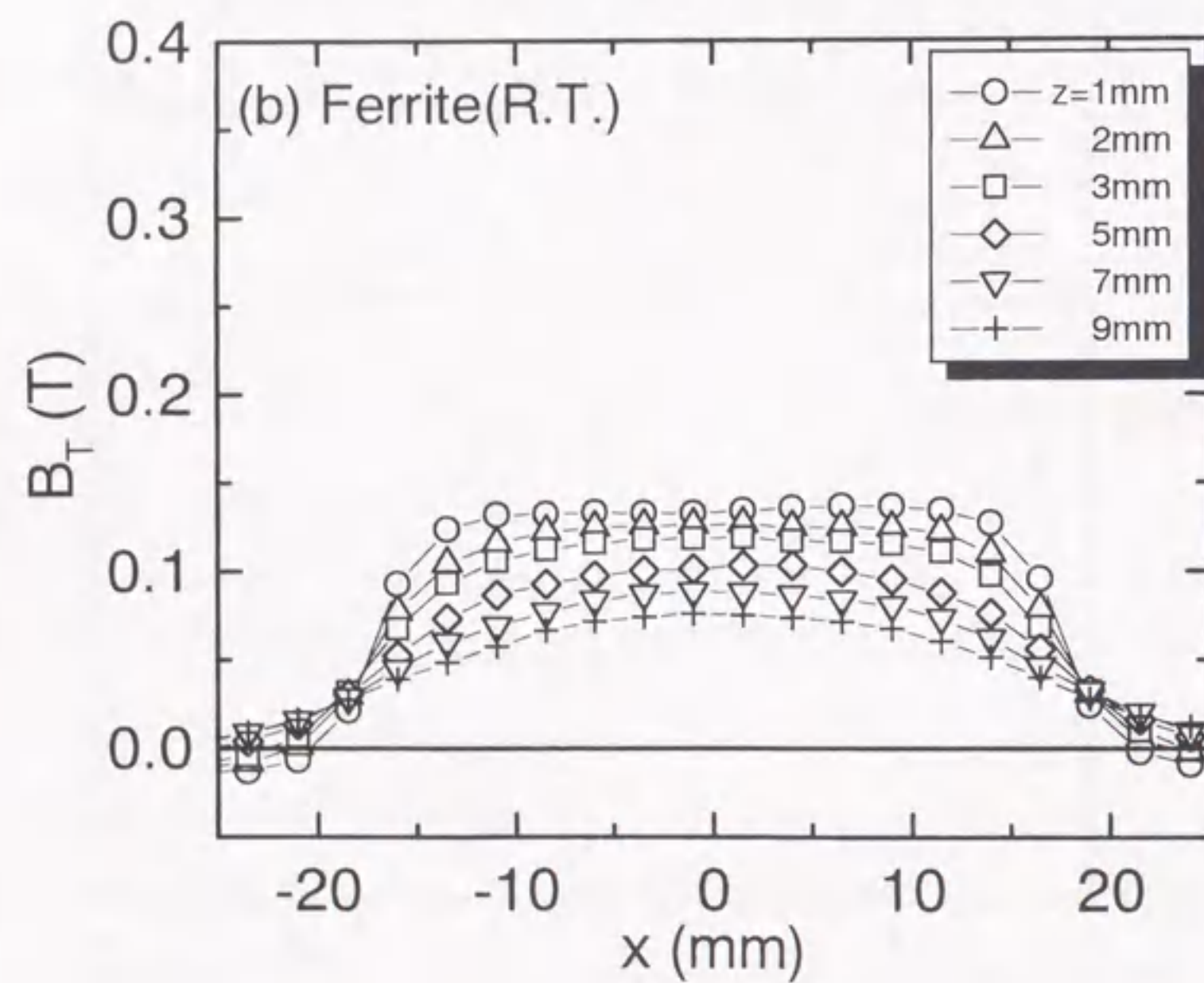
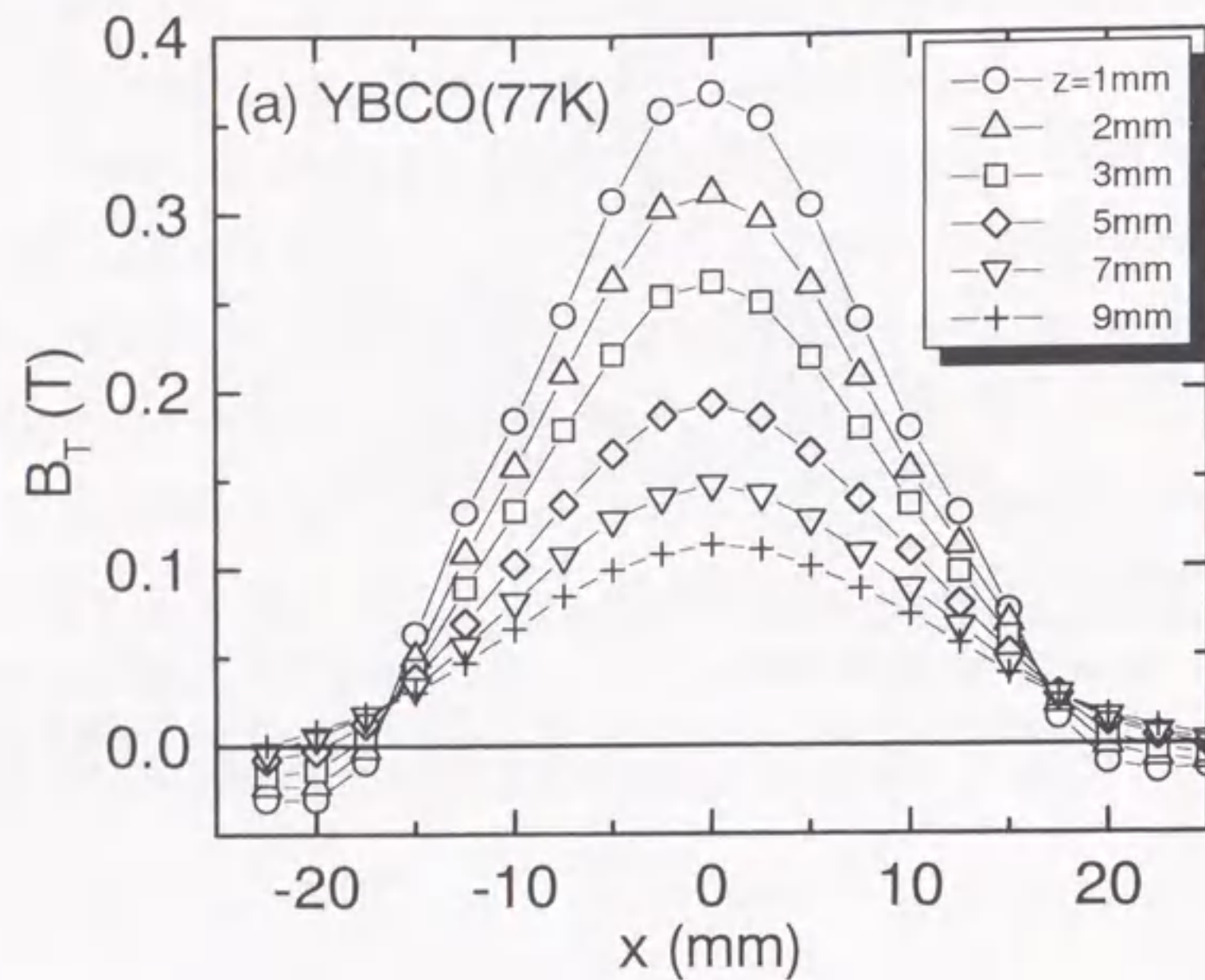


図1.17 (a)Y-Ba-Cu-Oバルク磁石($\phi 35 \times t 14$, 77K)と(b)フェライト磁石($\phi 35 \times t 20$, 室温)の磁場分布の磁石表面からの距離 z による変化. バルク磁石は円錐状, 永久磁石は円錐台状の磁場分布となる.

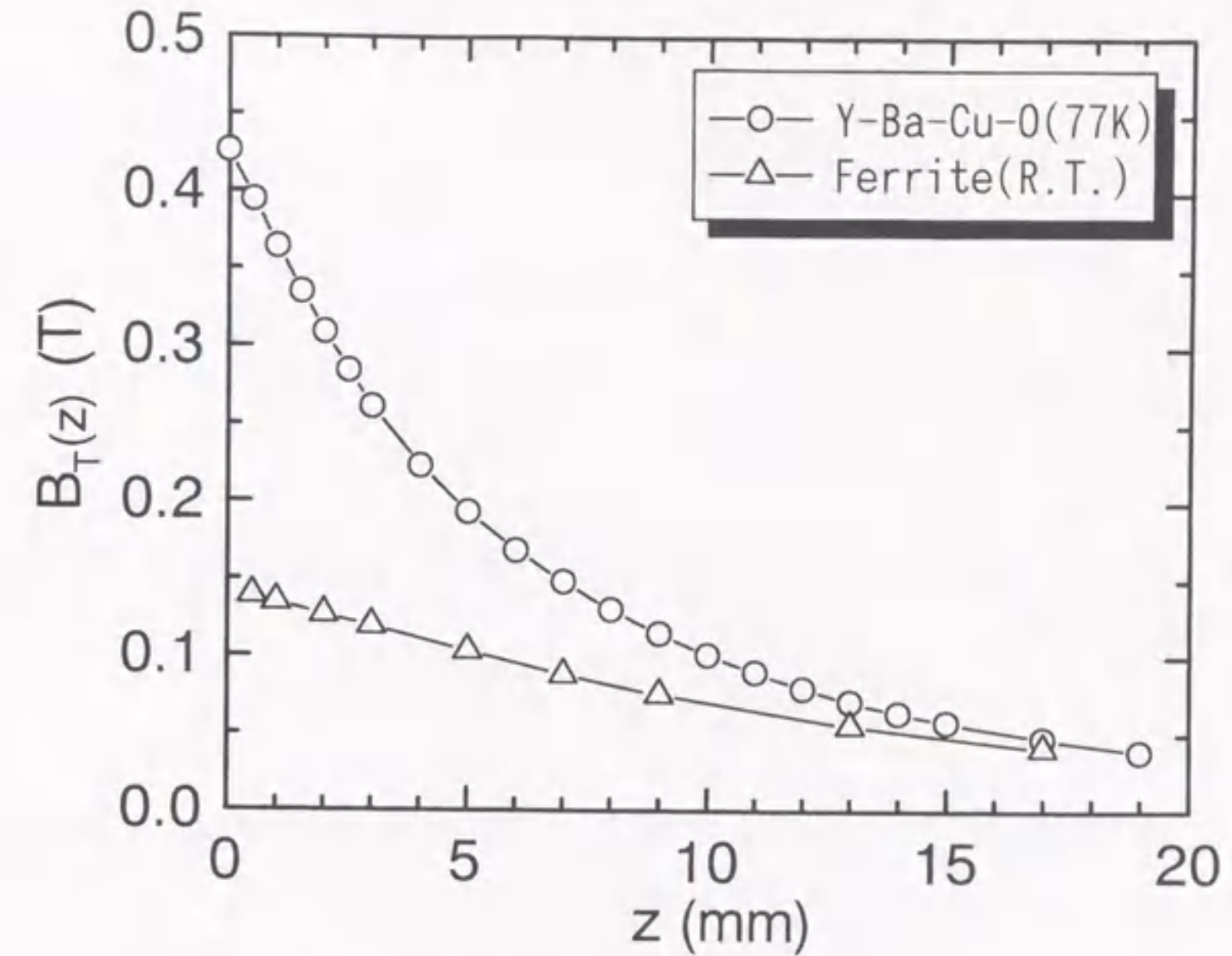


図1.18 Y-Ba-Cu-Oバルク磁石($\phi 35 \times t 14$, 77K)とフェライト磁石($\phi 35 \times t 20$, 室温)の中心軸上の磁場 $B_T(z)$ の磁石表面からの距離 z による変化. バルク磁石の表面磁場は円錐状の磁場分布形状を反映して, z の増加とともに, 永久磁石よりも急激に減少する.

1.5.3 磁束クリープ

ピン止め点に捕捉された磁束線は局所的にエネルギーの低い位置(ピンポテンシャル)にとどまるに過ぎず、有限の温度では熱的に励起されポテンシャルから外れて移動する。この熱活性による磁束線の運動は、1.2 節で述べた磁束線全体の連続的な運動を表す磁束フローとは異なり、一部の磁束線による不連続な運動であり、磁束クリープと呼ばれる。

磁束クリープが起こると、図 1.15 に示した捕捉磁束の密度勾配が時間と共に減少し、バルク磁石が減磁することになる。このときのバルク磁石の磁化 M の時間変化は、Anderson と Kim⁹²⁾によれば $t \gg t_0$ として近似的に次式で表される。

$$M(t) = M(t_0) \left[1 - \alpha \ln \left(\frac{t}{t_0} \right) \right] \quad (1.36)$$

$$\alpha = \frac{k_B T}{U_0^*} \quad (1.37)$$

k_B は Boltzmann 定数であり、 U_0^* は超電導電流がゼロのときの見かけのピンポテンシ

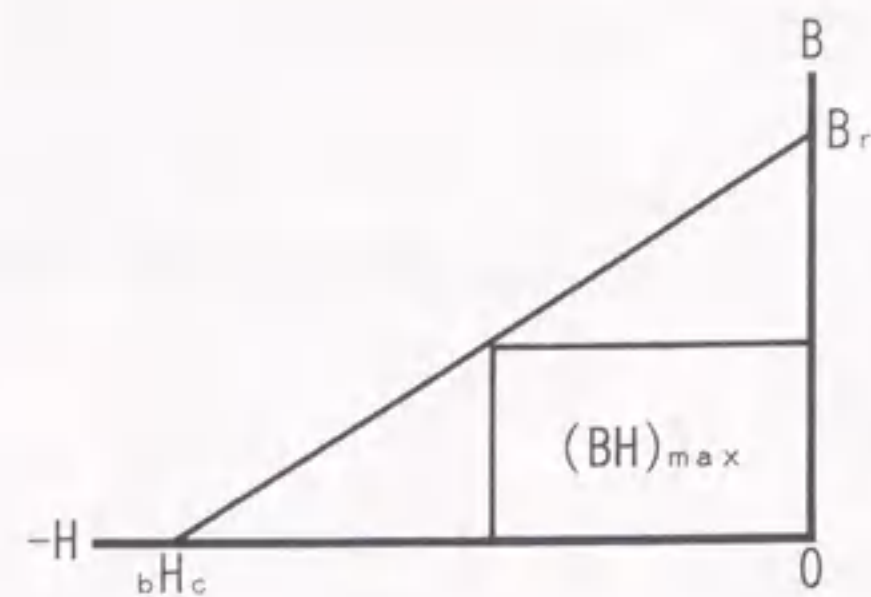


図1.19 磁石の減磁曲線の説明図. B_r は残留磁束密度, H_c は保持力, $(BH)_{max}$ は最大エネルギー積.

である。無次元量 α は緩和率と呼ばれ、温度 T が低いほど、またポテンシャル U_0 が深いほどクリープしにくいことがわかる。

ここで、バルク磁石における磁束クリープによる減磁の割合を見積もってみる。Y-Ba-Cu-O 溶融バルクの緩和率は 77K で $\alpha \approx 0.02$ 程度であり⁷⁹⁾、 $t_0 = 10s$ とすると、 $t = 1000s$ ($\approx 17min$) で磁化 M は約 9% 減少するが、さらに同じだけ減少するには $t = 10^5s$ ($\approx 28h$) の時間を要する。63K の温度では α は 0.01 以下となり⁷⁹⁾、最初の 9% の減少に 28h 以上時間がかかる。これより、バルク磁石を着磁した直後には若干の減磁があるが、長時間の使用や低温での使用により磁束クリープの影響は小さくなることがわかる。

1.5.4 磁石特性

1.3.2 節で求めた磁化曲線から磁石としての特性を表す減磁曲線(図 1.19)が得られる。Bean-London モデルによれば、半径 a の無限に長い円柱状バルク磁石の残留磁束密度 B_r 、保持力 H_c 、最大エネルギー積 $(BH)_{max}$ 、最大捕捉磁束密度 B_{max} は次式で表される。

$$B_r = \frac{1}{3} \mu_0 J_c a \quad (1.38)$$

$$H_c = \frac{1}{3} J_c a \quad (1.39)$$

$$(BH)_{max} = \frac{1}{36} \mu_0 J_c^2 a^2 \quad (1.40)$$

$$B_{max} = 3B_r = \mu_0 J_c a \quad (1.41)$$

但し、磁石表面に発生できる最大磁場は、形状効果を見捨て (1/2) B_{max} となる。これ

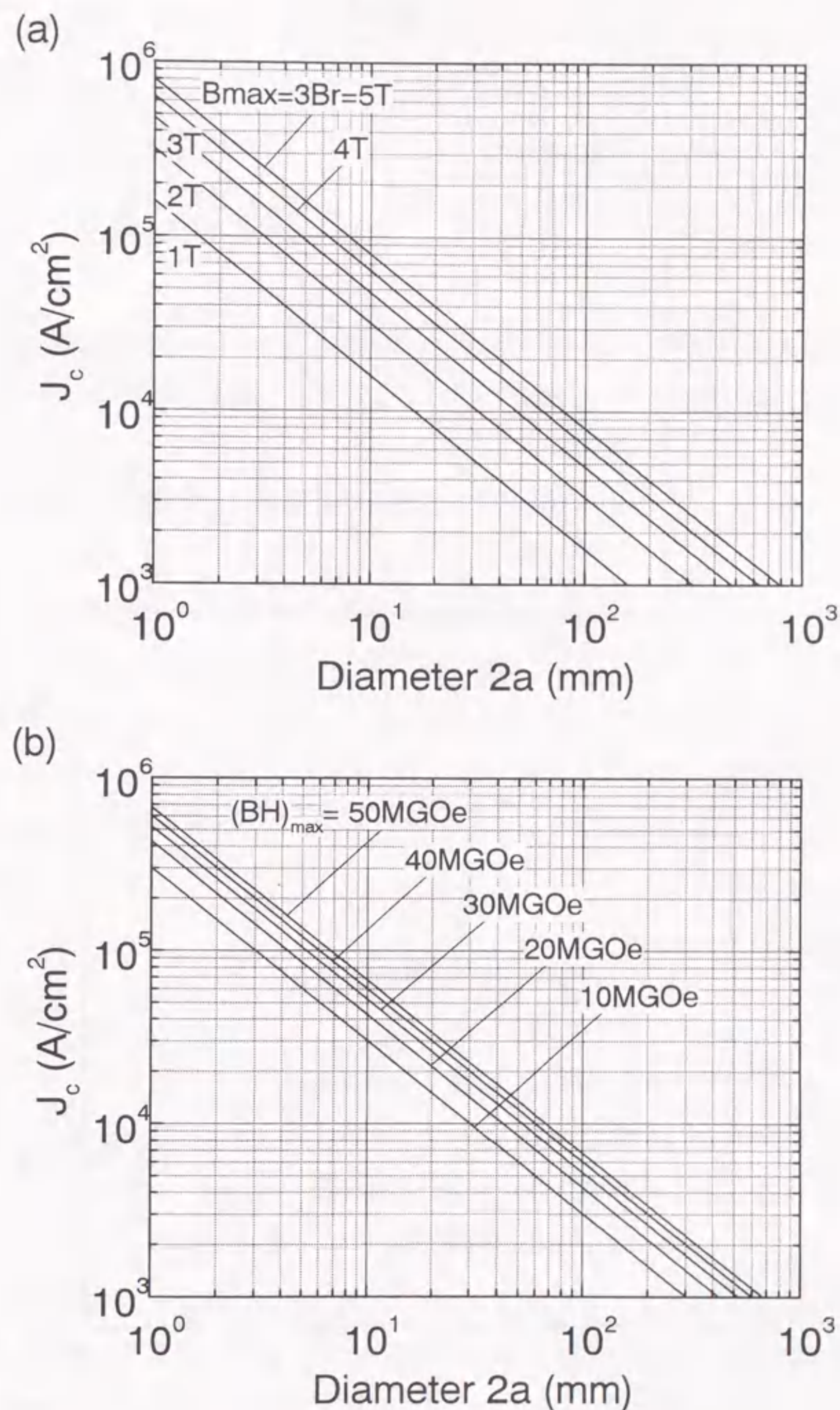


図1.20 Beanモデルに基づく場合の円柱状バルク磁石の(a)最大捕捉磁束密度 B_{max} 及び(b)最大エネルギー積 $(BH)_{max}$ と臨界電流密度 J_c 、磁石直径 $2a$ との関係。磁石表面に発生できる最大の磁場は、形状効果を見捨て (1/2) B_{max} となる。

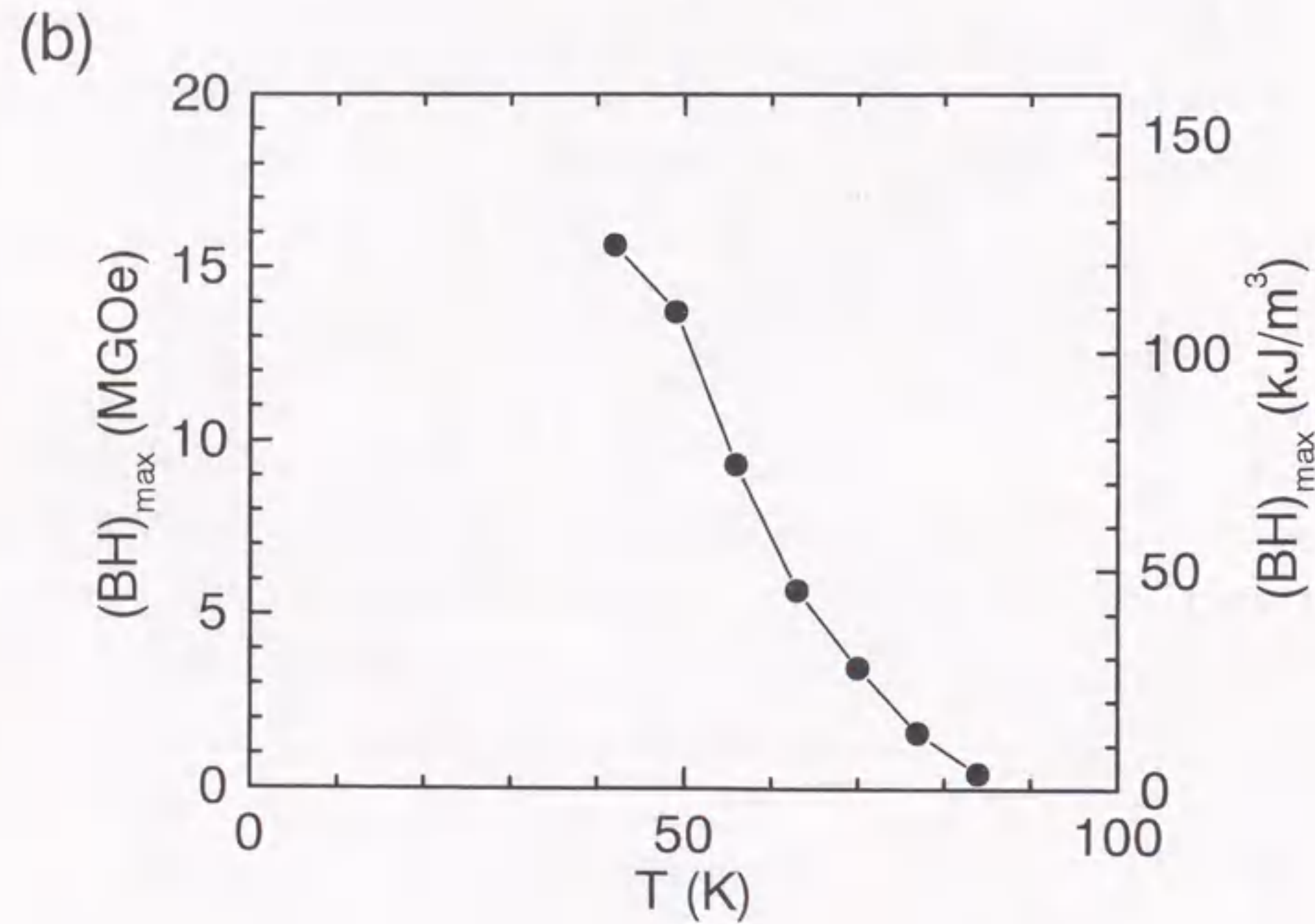
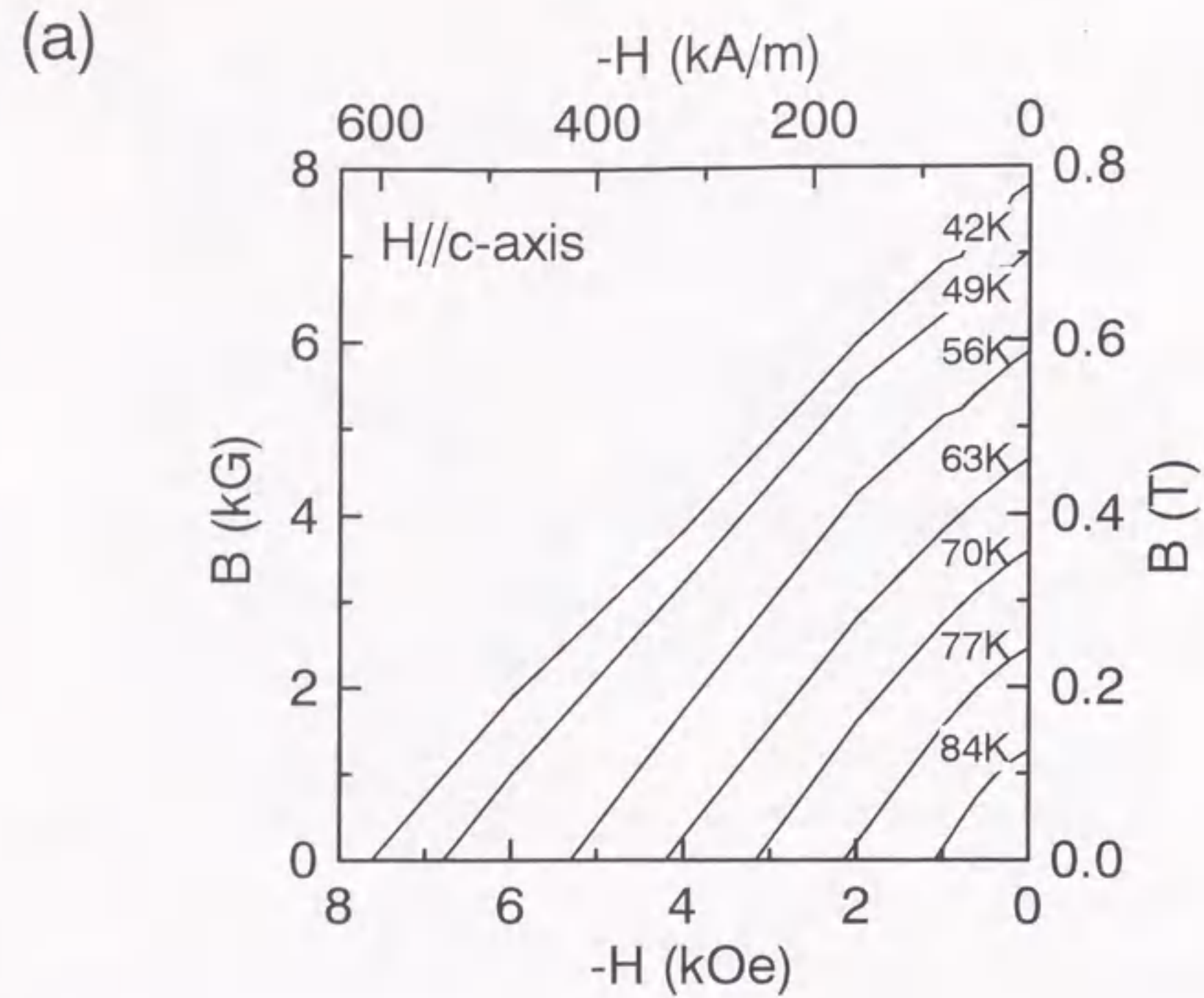


図1.21 直方体形状のバルク磁石(1.70×2.78×2.10mm³)の(a)減磁曲線と(b)最大エネルギー積 $(BH)_{\max}$ の温度依存性. 磁場はc軸に平行に印加した. 単位の換算は, $[kOe]=10^3/4\pi[kA/m]$, $[kG]=10^{-1}[T]$, $[MGOe]=10^2/4\pi[kJ/m^3]$.

表 1.3 永久磁石の磁気特性⁹³⁾

		フェライト	アルニコ	Sm-Co	Nd-Fe-B
残留磁束密度	B_r (kG)	4.2-4.4	10.5-11.5	10.4-11.4	12.8-13.5
保持力	H_c (kOe)	2.7-3.0	1.4-1.5	8.0-10.0	12.0-13.5
最大エネルギー積	$(BH)_{\max}$ (MGOe)	4.2-4.6	11-12	25-31	40-45

より、最大捕捉磁束密度 B_{\max} は J_c と a に比例し、最大エネルギー積 $(BH)_{\max}$ は J_c と a のそれぞれの二乗に比例することがわかる。 B_{\max} 、 $(BH)_{\max}$ と J_c 、直径 $2a$ との関係は図 1.20(a)、(b) のようになる。直径 34mm のバルク磁石で試料全体についての J_c が 20,000 A/cm² であれば、最大 4T の磁場が捕捉でき、Nd-Fe-B 永久磁石の 40MGOe を凌ぐ 50MGOe の $(BH)_{\max}$ が得られることになる(表 3 参照⁹³⁾。

直方体形状の微小なバルク磁石(1.70×2.78×2.10mm³)についての減磁曲線と最大エネルギー積 $(BH)_{\max}$ の温度依存性の実測データを図 1.21(a)、(b) に示す。これより、 B_r と $(BH)_{\max}$ は温度の低下と共に増加し、42K ではそれぞれ 8kG、16MGOe に達する。これはフェライト永久磁石をはるかに凌ぐ値であり、5mm 角程度のサイズにすると Nd-Fe-B 永久磁石を凌ぐ 60MGOe の $(BH)_{\max}$ が得られることがわかる。

1.6 本研究の背景と目的

これまで見てきたように、超電導バルク磁石は円錐状の磁場分布をもち、その磁石特性は J_c と磁石の径の増加に伴って向上する。一方、溶融法による作製技術の進展により、高い J_c をもち、かつ単一結晶粒から成る大型の超電導バルクが作製できるようになり、従来の永久磁石を凌ぐ 1T を越える磁場の捕捉が可能となった。

この超電導バルク磁石を実際に使う際には、最初にできるだけ多くの磁束を超電導体に捕捉させることが必要となる。超電導体に磁場を捕捉させる方法としては、従来より静磁場による二つの着磁法が取られている。一つは磁場を印加しながら超電導遷移温度 T_c 以下に冷却する磁場中冷却 (Field Cooling; FC) 法であり、もう一つは T_c 以下に冷却した後に磁場を印加するゼロ磁場冷却 (Zero Field Cooling; ZFC) 法である。1.3.2 節の磁化過程の議論からわかるように、完全磁化のためには ZFC 法では FC 法の二倍の大きさの磁場が必要なことから、通常は FC 法による着磁が行われている。

しかしながら、1T を越える磁場を定常的に超電導体に印加するためには、大型の電磁石または超電導磁石を使わざるを得ず、バルク磁石を従来の永久磁石と同様に装置に組み込んで使うためには、その着磁をどのように行うかが実用上の問題となっていた⁹⁴⁾。

本研究では、パルス磁場による着磁 (Pulsed Field Magnetization; PFM)法⁸⁹⁾を考案した。これは、超電導バルクを T_c 以下に冷却した後、周囲に配置した着磁コイルに 1s 以下のパルス状の電流を通電し、超電導体に短時間だけ大きな磁場を印加する方法である。コイルへの通電は短時間で済むため、小型のコイルで大きな磁場を発生することができる。この方法によれば、着磁コイルを超電導バルクと共に装置の中に組み入れておくだけで、その場でコンパクトに着磁を行ってバルク磁石を得ることが可能となる。

パルス磁場による着磁は永久磁石の着磁方法として以前より行われてきた⁹⁵⁾。ところが、超電導バルク磁石は永久磁石とは磁場発生の機構が異なる。即ち、永久磁石はランダムな方位を向いた磁気モーメントを一方向に整列させることにより磁場を発生するのに対し、前節まで見てきたように、超電導バルク磁石はピン止め点に磁束を捕捉することにより磁場を発生している。従って、パルス磁場に対する磁化の挙動は永久磁石の場合とは異なることが予想される。

高温超電導体に対しては、発見当初から、上部臨界磁場 H_{c2} や臨界電流密度 J_c の測定⁹⁶⁻¹⁰⁰⁾、磁気抵抗効果やホール効果の研究¹⁰¹⁻¹⁰³⁾等にパルス磁場が使われてきた。Y-Ba-Cu-O 溶融バルクについては、日本大学の滝沢らのグループが、厚さが 1mm 程度の比較的薄い試料について、パルス磁場下における磁束線の運動について調べている¹⁰⁴⁻¹⁰⁸⁾。また、最近、パルス磁場を印加したときの熱的安定性についての報告がなされている¹⁰⁹⁾。しかしながら、実用サイズの Y-Ba-Cu-O 溶融バルクのパルス磁場に対する磁氣的挙動に関しては報告がなく、超電導バルク磁石としての応用を念頭に置いたパルス着磁法の研究は未だなされていないのが現状である。

以上のような背景の下で、本研究は次のことを目的として行われた。

- ① 基礎研究として、77K における Y-Ba-Cu-O 溶融バルクのパルス磁場に対する磁氣的挙動を明らかにする^{89, 110-115)}。
- ② パルス着磁法により磁化された超電導バルク磁石の応用として、実際にモータへ組み込んで超電導バルクマグネットモータとしての評価を実施し、パルス着磁の有用性とバルク磁石の機能の確認を行う¹¹⁶⁻¹²⁰⁾。

①は、第I部として第2章～第4章にまとめた。研究の進め方として、まずパルス着磁を行ったときの着磁現象を把握し(第3章)、次にパルス着磁のメカニズムを追った(第4章)。②は、第II部として、第5章で超電導モータ単体での評価を行った後、第6章ではモータを電動ゴルフカーに搭載して走行試験を行った。

参考文献

- 1) H. Kamerlingh Onnes: Leiden Comm. 120b, 122b, 124c (1911).
- 2) J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer: Phys. Rev. **108** (1957) 1175.
- 3) J. G. Bednorz and K. A. Müller: Z. Phys. B **64** (1986) 189.
- 4) M. K. Wu, J. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, U. Q. Wang and C. W. Chu: Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 908.
- 5) H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi and T. Asano: Jpn. J. Appl. Phys. **27** (1988) L209.
- 6) Z. Z. Sheng and A. M. Hermann: Nature **332** (1988) 138.
- 7) A. Schilling, M. Cantoni, J. D. Guo and H. R. Ott: Nature **363** (1993) 56.
- 8) L. Gao, Y. Y. Xue, F. Chen, Q. Xiong, R. L. Meng, D. Ramirez, C. W. Chu, J. H. Eggert and H. K. Mao: Phys. Rev. B **50** (1994) 4260.
- 9) K. Watanabe, Y. Yamada, J. Sakuraba, F. Hata, C. K. Chong, T. Hasebe and M. Ishihara: Jpn. J. Appl. Phys. **32** (1993) L488.
山田豊, 渡辺和雄, 櫻庭順二, 石原守, 森弘之: 電気学会論文 A **115** (1995) 302.
櫻庭順二, 山田豊, 端文昭, 張振坤, 長谷部次教, 石原守, 渡辺和雄: 低温工学 **28** (1993) 519.
山田豊, 櫻庭順二, 長谷部次教, 端文昭, 張振坤, 石原守, 渡辺和雄: 低温工学 **28** (1993) 526.
山田豊, 櫻庭順二, 渡辺和雄, 石原守, 森弘之: まてりあ **33** (1994) 634.
- 10) 増山新二, 山本寛, 松原洋一, 大久保博司, 栗山透: 低温工学 **30** (1995) 171.
山本一生, 山田穰, 小野田祐子: 低温工学 **30** (1995) 572.
- 11) 横山彰一, 稲口隆, 金太炫, 梅村敏夫, 今井良夫, 湊恒明, 荻津透, 水野元: 電気学会論文 D **115** (1995) 1270.
金太炫, 横山彰一, 梅村敏夫, 今井良夫: 低温工学 **30** (1995) 590.
- 12) 超電導コミュニケーションズ, Vol. 3, No. 4 (超電導情報研究会, 1994. 9) p. 3.
超電導コミュニケーションズ, Vol. 5, No. 1 (超電導情報研究会, 1996. 2) p. 1.
- 13) V. L. Ginzburg and L. D. Landau: Zh. Eksperim. Teor. Fiz. **20** (1950) 1064.
- 14) M. Murakami: *Melt Processed High-Temperature Superconductors* (World Scientific, 1992) Chap. 10, p. 193.
- 15) C. P. Bean: Phys. Rev. Lett. **8** (1962) 250.
- 16) H. London: Phys. Lett. **6** (1963) 162.
- 17) J. Silcox and R. W. Rollins: Appl. Phys. Lett. **2** (1963) 231.
- 18) F. Irie and K. Yamafuji: J. Phys. Soc. Jpn. **23** (1967) 255.
- 19) K. Yasukochi, T. Ogasawara, N. Usui and S. Ushio: J. Phys. Soc. Jpn. **19** (1964) 1649.
- 20) 松下照男: 「磁束ピンニングと電磁現象」(産業図書, 1994) p. 58.
- 21) Y. B. Kim, C. F. Hempstead and A. R. Strnad: Phys. Rev. **129** (1963) 528.
- 22) P. W. Anderson: Phys. Rev. Lett. **9** (1962) 306.
- 23) W. A. Fietz, M. R. Beasley, J. Silcox and W. W. Webb: Phys. Rev. A **136** (1964) 335.
- 24) G. R. Love: Phil. Mag. **21** (1970) 1003.
- 25) T. Hirasawa: Cryo. Eng. Jpn. **8** (1973) 154.
- 26) E. M. Gyorgy, R. B. van Dover, K. A. Jackson, L. F. Schneemeyer and J. V. Waszczak: Appl. Phys. Lett. **55** (1989) 283.
- 27) D. -X. Chen and R. B. Goldfarb: J. Appl. Phys. **66** (1989) 2489.
- 28) D. Dimos, P. Chaudhari, J. Mannhart and F. K. LeGoures: Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 219.
- 29) M. Murakami, M. Morita, K. Doi, K. Miyamoto and H. Hamada: Jpn. J. Appl. Phys. **28** (1989) L399.
- 30) S. Jin, T. H. Tiefel, R. C. Sherwood, M. E. Davis, R. B. van Dover, G. W. Kammlott, R. A. Fastnacht and H. D. Keith: Appl. Phys. Lett. **52** (1988) 2074.
- 31) 山崎剛生 修士論文 (名古屋大学, 1996)
- 32) K. Salama, V. Selvamanickam, L. Gao and K. Sun: Appl. Phys. Lett. **54** (1989) 2352.
- 33) 森田充, 松田昭一: NSMF NEWS No. 10 (1988) p. 15.
M. Morita, K. Miyamoto, K. Doi, M. Murakami, K. Sawano and S. Matsuda: Physica C **172** (1990) 383.
- 34) M. Murakami, M. Morita, K. Doi and K. Miyamoto: Jpn. J. Appl. Phys. **28** (1989) 1189.
- 35) H. Fujimoto, M. Murakami, S. Gotoh, N. Koshizuka and S. Tanaka: *Advances in Superconductivity II* (Springer-Verlag, Tokyo, 1990) p. 285.
- 36) N. Ogawa, I. Hirabayasi and S. Tanaka: Physica C **177** (1991) 101.
小川尚之, 吉田学, 平林泉: ISTECH ジャーナル **4**, No. 3 (1991) 30.
- 37) M. Morita, M. Tanaka, S. Takebayasi, K. Kimura, K. Miyamoto and K. Sawano: Jpn. J. Appl. Phys. **30** (1991) L813.
- 38) M. Morita, M. Tanaka, K. Kimura, T. Sakai, L. Trouilleux, S. Takebayasi, K. Miyamoto, M. Hashimoto and K. Sawano: *Advances in Superconductivity IV* (Springer-Verlag, Tokyo, 1992) p. 433.
- 39) P. McGinn, W. Chen, N. Zhu, L. Tan, C. Varanasi and S. Sengupta: Appl. Phys. Lett. **59**

- (1991) 120.
- 40) N. Ogawa and H. Hoshida: *Advances in Superconductivity IV* (Springer-Verlag, Tokyo, 1992) p. 455.
- 41) M. Yoshida, N. Ogawa, I. Hirabayashi and S. Tanaka: *Physica C* **185-189** (1991) 2409.
- 42) T. Oka, Y. Itoh, Y. Yanagi, H. Tanaka, S. Takashima, Y. Yamada and U. Mizutani: *Physica C* **200** (1992) 55.
- 43) Y. Yanagi, Y. Itoh, T. Oka, H. Tanaka, S. Takashima, Y. Yamada and U. Mizutani: *Advances in Superconductivity V* (Springer-Verlag, Tokyo, 1993) p. 799.
- 44) Y. Itoh, Y. Yanagi, T. Oka, M. Yoshikawa, S. Takashima, M. Sasaki, Y. Yamada and U. Mizutani: *Advances in Superconductivity VI* (Springer-Verlag, Tokyo, 1994) p. 847.
- 45) M. Murakami, S. I. Yoo, T. Higuchi, N. Sakai, J. Weltz, N. Koshizuka and S. Tanaka: *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** (1994) L715.
- 46) S. I. Yoo, N. Sakai, H. Takaichi, T. Higuchi and M. Murakami: *Appl. Phys. Lett.* **65** (1994) 633.
- 47) S. I. Yoo, M. Murakami, N. Sakai, T. Higuchi and S. Tanaka: *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** (1994) L1000.
- 48) M. Murakami, N. Sakai, T. Higuchi and S. I. Yoo: *Supercond. Sci. Technol.* **9** (1996) 1015.
- 49) 劉相任, 坂井直道, 村上雅人: *ISTEC ジャーナル* **7**, No. 4 (1994) 14.
 大山卓, 劉相任, 坂井直道, 村上雅人: *ISTEC ジャーナル* **8**, No. 3 (1995) 10.
 村上雅人, 坂井直道, 劉相任: *応用物理* **64** (1995) 368.
- 50) 中村優, 塩原融: *NSMF NEWS* No. 54 (1996) p. 15.
- 51) M. Nakamura, T. Hirayama, Y. Yamada, Y. Ikuhara and Y. Shiohara: *Jpn. J. Appl. Phys.* **35** (1996) 3882.
- 52) T. Saitoh, K. Kamata, K. Segawa, N. Sakai, S. I. Yoo and M. Murakami: *Advances in Superconductivity VII* (Springer-Verlag, Tokyo, 1995) p. 713.
- 53) C. J. Kim, H. W. Park, K. B. Kim, K. W. Lee, I. H. Kuk and G. W. Hong: to be published in *Mater. Lett.* (1996).
 C. J. Kim, K. B. Kim, I. H. Kuk and G. W. Hong: *9th Int. Symposium on Superconductivity (ISS'96), Sapporo, 1996*, WBP-66 to be published in *Advances in Superconductivity IX* (Springer-Verlag, Tokyo, 1997)
- 54) S. Matsuoka, M. Sumida, T. Umeda and Y. Shiohara: *9th Int. Symposium on Superconductivity (ISS'96), Sapporo, 1996*, WBP-64 to be published in *Advances in*

- Superconductivity IX* (Springer-Verlag, Tokyo, 1997).
- 55) S. I. Yoo, M. Murakami and N. Sakai: *Advances in Superconductivity VII* (Springer-Verlag, Tokyo, 1995) p. 341.
- 56) 高木淳, 山崎剛生, 山田裕, 水谷宇一郎, 柳陽介, 伊藤佳孝, 吉川雅章, 岡徹雄: 1995 年春季第 42 回応用物理学関係連合講演会講演予稿集 p.121.
 山崎剛生, 高木淳, 山田裕, 水谷宇一郎, 柳陽介, 伊藤佳孝, 吉川雅章, 岡徹雄: 1995 年春季第 42 回応用物理学関係連合講演会講演予稿集 p.121.
 A. Takagi, T. Yamazaki, T. Oka, Y. Yanagi, Y. Itoh, M. Yoshikawa, Y. Yamada and U. Mizutani: *Physica C* **250** (1995) 222.
- 57) S. Ikeda, T. Oka, Y. Yamada, M. Yoshikawa, Y. Yanagi, Y. Itoh and U. Mizutani: to be published in *Jpn. J. Appl. Phys* (1997).
- 58) T. Wolf, H. Küpfer and H. Wühl: *Proc. 8th Int. Workshop on Critical Currents in Superconductors, Kitakyushu, 1996* (World Scientific, Singapore, 1996) p. 411.
- 59) M. Morita, S. Takebayasi, M. Tanaka, K. Kimura, K. Miyamoto and K. Sawano: *Advances in Superconductivity III* (Springer-Verlag, Tokyo, 1991) p. 733.
- 60) K. Miyamoto, M. Tanaka, M. Hashimoto, S. Sato and K. Sato: *J. Appl. Superconductivity* **2** (1994) 487.
- 61) 結晶工学ハンドブック: 結晶工学ハンドブック編集委員会編 (共立出版) p. 500.
- 62) M. Murakami: *Melt Processed High-Temperature Superconductors* (World Scientific, 1992) Chap. 3, p. 37.
- 63) 田上稔, 塩原融: *まてりあ* **33** (1994) 241.
- 64) N. Sakai, M. Murakami, H. Takaichi, A. Kondoh and N. Koshizuka: *Advances in Superconductivity V* (Springer-Verlag, Tokyo, 1993) p. 569.
 坂井直道, 高市浩, 村上雅人: *ISTEC ジャーナル* **6**, No. 4 (1993) 17.
 M. Murakami, N. Sakai, H. Takaichi, I. Monot and D. N. Matthews: *Advances in Superconductivity VI* (Springer-Verlag, Tokyo, 1994) p. 755.
- 65) K. Kimura, M. Sawamura, K. Miyamoto, M. Hashimoto, K. Watanabe, S. Awaji and N. Kobayashi: *Advances in Superconductivity VII* (Springer-Verlag, Tokyo, 1995) p. 851.
 木村圭一, 森田充, 渡辺和雄, 淡路智, 小林典男: *低温工学* **30** (1995) 577.
- 66) K. Watanabe, S. Awaji, G. C. Han, N. Kobayashi, K. Kimura and M. Hashimoto: *Advances in Superconductivity VIII* (Springer-Verlag, Tokyo, 1996) p. 921.
- 67) H. J. Bornemann, C. Urban, P. Boegler, H. Küpfer and H. Rietschel: *Advances in*

- Superconductivity VII* (Springer-Verlag, Tokyo, 1994) p. 1311.
- 68) R. Takahata, H. Ueyama and A. Kubo: *Advances in Superconductivity V* (Springer-Verlag, Tokyo, 1993) p. 1309.
- 69) H. Fukuyama, K. Seki, T. Takizawa, S. Aihara, M. Murakami, H. Takaich and S. Tanaka: *Advances in Superconductivity IV* (Springer-Verlag, Tokyo, 1992) p. 1093.
H. Fukuyama, K. Seki, T. Takizawa, S. Endou, M. Murakami, H. Takaich and S. Tanaka: *Advances in Superconductivity V* (Springer-Verlag, Tokyo, 1993) p. 1313.
H. Fukuyama, S. Endou, T. Takizawa, K. Sakaguchi, H. Takaich, N. Sakai and M. Murakami: *Advances in Superconductivity VI* (Springer-Verlag, Tokyo, 1994) p. 1341.
H. Fukuyama, T. Takizawa, N. Sakai and M. Murakami: *Advances in Superconductivity VII* (Springer-Verlag, Tokyo, 1995) p. 1297.
H. Fukuyama, T. Takizawa and M. Murakami: *Prog. & Ext. Abstr. 1995 Int. Workshop on Superconductivity, Hawaii, 1995* (ISTEC, Tokyo, 1995) p. 151.
- 70) 中村史朗: *ISTEC ジャーナル* 6, No. 1 (1993) 39.
- 71) H. Higasa, F. Ishikawa, N. Kawauchi, S. Yokoyama, S. Nakamura, H. Imaizumi and N. Ito: *Advances in Superconductivity VI* (Springer-Verlag, Tokyo, 1994) p. 1249.
- 72) T. Suzuki, H. Suzuki, M. Endo, Y. Yasaka, H. Morimoto, H. Takaichi and M. Murakami: *Advances in Superconductivity VI* (Springer-Verlag, Tokyo, 1994) p. 1237.
- 73) S. Nagaya, N. Hirano, M. Minami and H. Kawashima: *Prog. & Ext. Abstr. 1995 Int. Workshop on Superconductivity, Hawaii, 1995* (ISTEC, Tokyo, 1995) p. 158.
- 74) 荻原正弘, 相原勝蔵: *低温工学* 27 (1992) 571.
- 75) 荻原宏康, 小豆沢照男, 森下明平, 笠原紀子, 明石征邦: 1992 年春季第 39 回応用物理学関係連合講演会講演予稿集 p. 1288.
- 76) S. Sato, K. Sato, K. Fuzihira, M. Hashimoto and K. Miyamoto: *Advances in Superconductivity VII* (Springer-Verlag, Tokyo, 1995) p. 1251.
- 77) 公開特許公報 平 7-46870.
United States Patent 5521570.
- 78) M. Murakami: *Progress in Materials Science* 38 (1994) 311.
- 79) M. Morita, M. Tanaka, T. Sakai, M. Hashimoto and K. Sawano: *Advances in Superconductivity IV* (Springer-Verlag, Tokyo, 1992) p. 447.
- 80) R. Weinstein, Y. Ren, J. Liu, I. G. Chen, R. Sawth, V. Obot and C. Foster: *Advances in Superconductivity VI* (Springer-Verlag, Tokyo, 1994) p. 855.

- 81) M. Rabinowitz, E. L. Garwin and D. J. Frankel: *Lett. Al Nuovo Cimento* 7 (1973) 1.
- 82) E. L. Garwin, M. Rabinowitz and D. J. Frankel: *Appl. Phys. Lett.* 22 (1973) 599.
- 83) M. Rabinowitz: *IEEE Trans. Magn.* 11 (1975) 548.
- 84) M. Rabinowitz, H. W. Arrowsmith and S. D. Dahlgren: *Appl. Phys. Lett.* 30 (1977) 607.
- 85) S. L. Wipf and H. L. Laquer: *IEEE Trans. Magn.* 25 (1989) 1877.
- 86) Y. Y. Xue, L. Gao, R. L. Meng and C. W. Chu: *Proc. 6th US-Japan Workshop on High Tc Superconductors, Houston, 1993* (World Scientific, 1994) p. 101.
- 87) Y. Ren, R. Weinstein, J. Liu, R. P. Sawth and C. Foster: *Physica C* 251 (1995) 15.
- 88) M. Morita, M. Sawamura, S. Takebayashi, K. Kimura, H. Teshima, M. Tanaka, K. Miyamoto and M. Hashimoto: *Physica C* 235-240 (1994) 209.
- 89) Y. Itoh and U. Mizutani: *Jpn. J. Appl. Phys.* 35 (1996) 2114.
- 90) R. Weinstein, Y. Ren, J. Liu, R. Sawth, D. Parks, C. Foster, V. Obot, G. D. Arndt and A. Crapo: *Proc. 4th World Congress on Superconductivity, Orlando, 1994* (Pergamon Press).
- 91) R. Weinstein, J. Liu, Y. Ren, R-P Sawth, D. Parks, C. Foster and V. Obot: *10th Anniversary HTS Workshop on Physics, Materials, and Applications, Houston, 1996*.
- 92) P. W. Anderson and Y. B. Kim: *Rev. Mod. Phys.* 36 (1964) 39.
- 93) 日立金属株式会社 永久磁石カタログ.
- 94) J. R. Hull: *Prog. & Ext. Abstr. 1995 Int. Workshop on Superconductivity, Hawaii, 1995* (ISTEC, Tokyo, 1995) p. 129.
- 95) 西尾孝幸, 岩間義郎: *固体物理* 15 (1980) 29.
- 96) T. Sakakibara, T. Goto, Y. Iye, N. Miura, H. Takeya and H. Takei: *Jpn. J. Appl. Phys.* 26 (1987) L1892.
- 97) K. Nakao, N. Miura, K. Tatsuhara, H. Takeya and H. Takei: *Phys. Rev. Lett.* 63 (1989) 97.
- 98) K. Nakao, N. Miura, K. Tatsuhara, S. Uchida, H. Takagi, T. Wada, S. Tanaka, H. Takeya and F. Takei: *Physica B* 155 (1989) 156.
- 99) 三浦登, 龍原潔: *ISTEC ジャーナル* 4, No. 2 (1991) 25.
- 100) S. Yuhya, K. Nakao, D. J. Baar, T. Sugimoto and Y. Shiohara: *Advances in Superconductivity V* (Springer-Verlag, Tokyo, 1993) p. 845.
- 101) H. Yakabe, K. Nakao, T. Sugimoto, Y. Shiohara and N. Koshizuka: *Advances in Superconductivity IV* (Springer-Verlag, Tokyo, 1992) p. 115.
- 102) K. Nakao, K. Hashimoto, K. Takamuku, N. Koshizuka and S. Tanaka: *Advances in Superconductivity VI* (Springer-Verlag, Tokyo, 1994) p. 205.
- 103) 中尾公一, 門裕之: *ISTEC ジャーナル* 8, No. 3 (1995) 6.

- 104) T. Takizawa, M. Kosaka, K. Kanbara, M. Morita and K. Sawano: Jpn. J. Appl. Phys. **30** (1991) L1790.
- 105) T. Takizawa, K. Kanbara, M. Morita and M. Hashimoto: Jpn. J. Appl. Phys. **32** (1993) L774.
- 106) T. Takizawa, T. Itoh, Y. Tanimura, K. Kanbara, M. Morita and M. Hashimoto: Jpn. J. Appl. Phys. **33** (1994) L631.
- 107) T. Itoh, Y. Tanimura, T. Takizawa, K. Kanbara, M. Morita and M. Hashimoto: Physica C **235-240** (1994) 3019.
- 108) T. Itoh, Y. Tanimura, T. Takizawa and K. Kanbara: Jpn. J. Appl. Phys. **34** (1995) L810.
- 109) M. Qiu, S. Han and L. Lin: to be published in *Proc. 16th Int. Cryogenic Engineering Conf. / Int. Cryogenic Materials Conf., Kitakyushu, 1997* (Elsevier Science, Amsterdam, 1997).
- 110) Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, T. Oka, M. Tsuchimoto, Y. Yamada and U. Mizutani: *Advances in Superconductivity VIII* (Springer-Verlag, Tokyo, 1996) p. 707.
- 111) Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, T. Oka, Y. Yamada and U. Mizutani: Jpn. J. Appl. Phys. **35** (1996) L1173.
- 112) Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, T. Oka, Y. Yamada and U. Mizutani: to be published in *Advances in Superconductivity IX* (Springer-Verlag, Tokyo, 1997).
- 113) Y. Itoh, Y. Yanagi and U. Mizutani: to be published in J. Appl. Phys. (1997).
- 114) M. Tsuchimoto, H. Waki, T. Honma, Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, T. Oka, Y. Yamada and U. Mizutani: IEEE Trans. Magn. **32** (1996) 1168.
- 115) M. Tsuchimoto, H. Waki, Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, T. Oka, Y. Yamada and U. Mizutani: Cryogenics **37** (1997) 43.
- 116) Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, T. Oka, S. Harada, T. Sakakibara, Y. Yamada and U. Mizutani: Physica C **235-240** (1994) 3445.
- 117) Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, T. Oka, S. Harada, T. Sakakibara, Y. Yamada and U. Mizutani: Jpn. J. Appl. Phys. **34** (1995) 5574.
- 118) 超電導コミュニケーションズ, Vol. 3, No. 5 (超電導情報研究会, 1994. 12) p. 5.
- 119) 読売新聞 1996年1月1日: 東京本社版1面, 38面, 中部本社版1面, 30面, 大阪本社版7面.
THE DAILY YOMIURI January 1, 1996, p. 1.
- 120) 超電導コミュニケーションズ, Vol. 5, No. 1 (超電導情報研究会, 1996. 2) p. 3.

第I部

Y-Ba-Cu-O 溶融バルクのパルス着磁における磁氣的挙動

第2章 実験方法

この章では、本研究で用いた Y-Ba-Cu-O 溶融バルクの作製方法と、第3章と第4章で述べるパルス磁場に対する溶融バルクの磁氣的挙動を調べる上で行ったパルス着磁方法と磁場の測定方法について説明する。

2.1 試料作製

Y-Ba-Cu-O 溶融バルクは、 $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ 単結晶を種結晶に用いて、PDMG 法により作製した¹⁾。但し、出発原料としては、通常用いられる Y_2O_3 、 BaO (または BaCO_3)、 CuO の酸化物粉末ではなく、予め合成した $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (123)粉末と Y_2BaCuO_5 (211)粉末を用いた。1.4.3 節で述べたように、この方法は以前から株式会社イムラ材料開発研究所と名古屋大学のグループで独自に行っている方法である^{2,4)}。以下に、作製方法の詳細を述べる。

焼結法により作製した $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ 粉末(同和鉱業製、平均粒径 $2\mu\text{m}$)、 Y_2BaCuO_5 粉末(同和鉱業製、平均粒径 $0.6\mu\text{m}$)と Pt 粉末 0.5wt% を、 $\text{Y} : \text{Ba} : \text{Cu} = 2.33 : 2.67 : 3.67$ (123:211=3:2)の組成になるように混合し、一軸加圧のハンドプレスを用いて直径 40mm、高さ 18mm のサイズに成形する。これを、図 2.1 に示すマッフル炉にセットし、 O_2 フロー中、図 2.2(a)の熱処理パターンで溶融法による合成を行う。

マッフル炉は、底のみにヒータが取り付けられており、炉内は上方に向かって温度が低くなるような温度分布となっている。金属シースの熱電対をヒータ直上の耐熱板に接触させ、温度制御を行う。また、熱処理の途中で種結晶を試料の上面に落下させるための石英管のガイドが、試料の直上まで伸びている。

試料は、最初に 1100°C まで加熱し 30 分保持して溶融させる。その後、 1040°C で $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ の種結晶(Pt を 0.5wt% 含む)をその c 軸が鉛直となるように試料中央に落下させ、 $1020\sim 1030^\circ\text{C}$ の温度から $-1^\circ\text{C}/\text{h}$ で徐冷しながら結晶成長させる。溶融法で作製しただけの試料は酸素が不足しているため、 O_2 フロー中、図 2.2(b)に示すパターンでポストアニールを行う。

できあがった溶融バルクは、直径 34mm、高さ 14mm であり、種結晶から周囲に成長した単一結晶粒となっている。上面を平らに研磨して、第3章と第4章で述べるパ

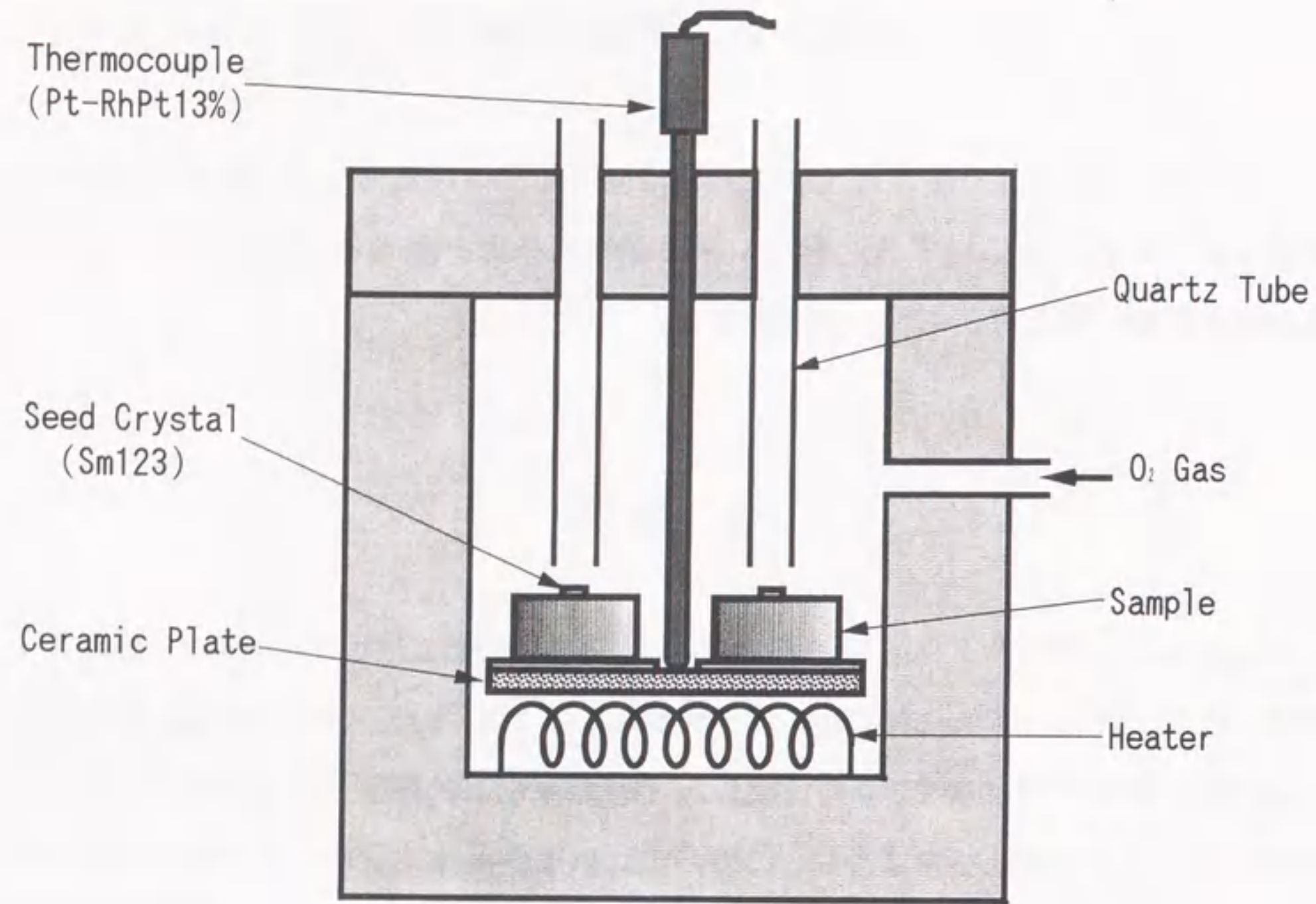


図2.1 マッフル炉の模式図

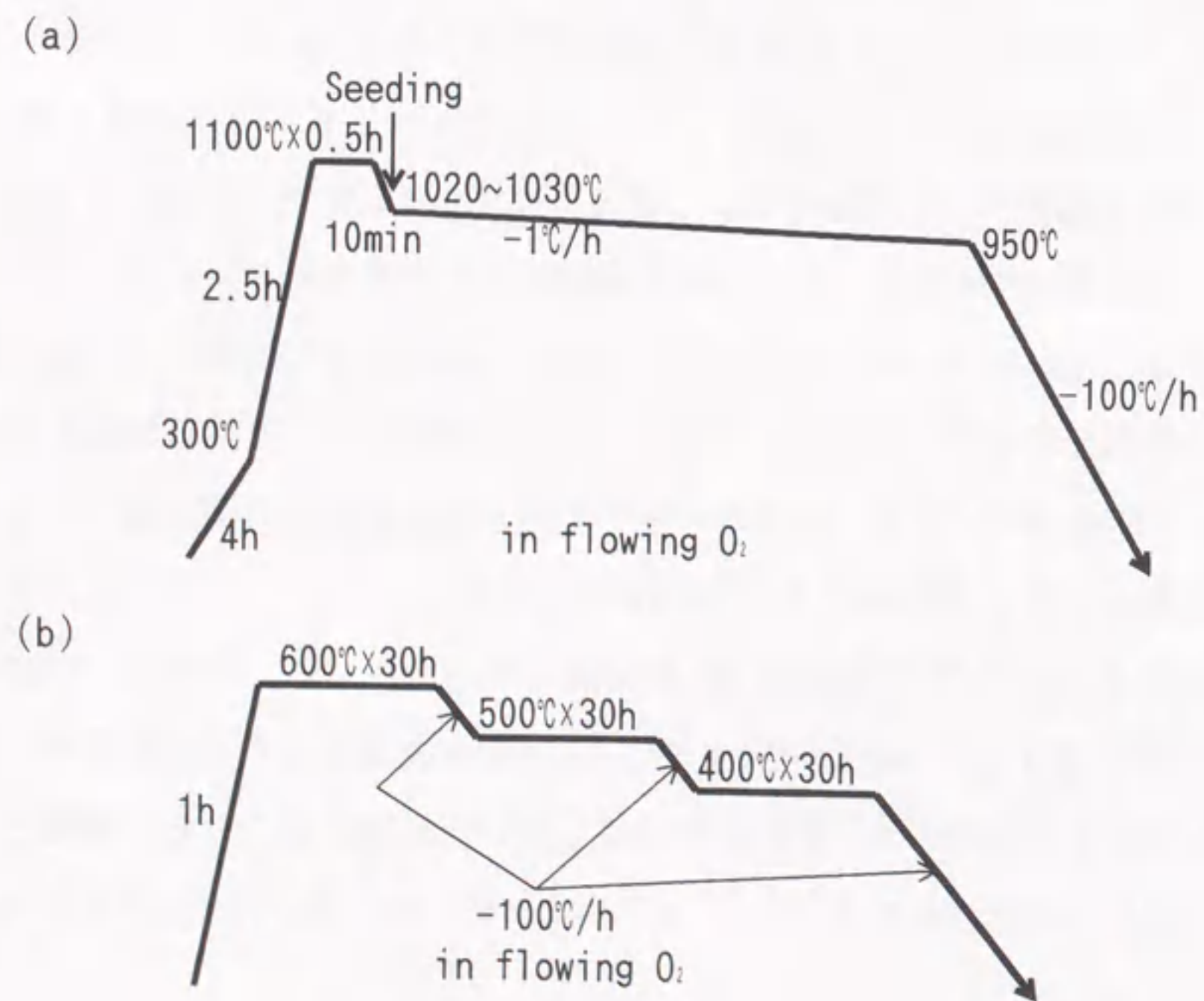


図2.2 Y-Ba-Cu-Oバルクの(a)溶融法(MMTG法)の熱処理パターンと(b)酸素アニールパターン.

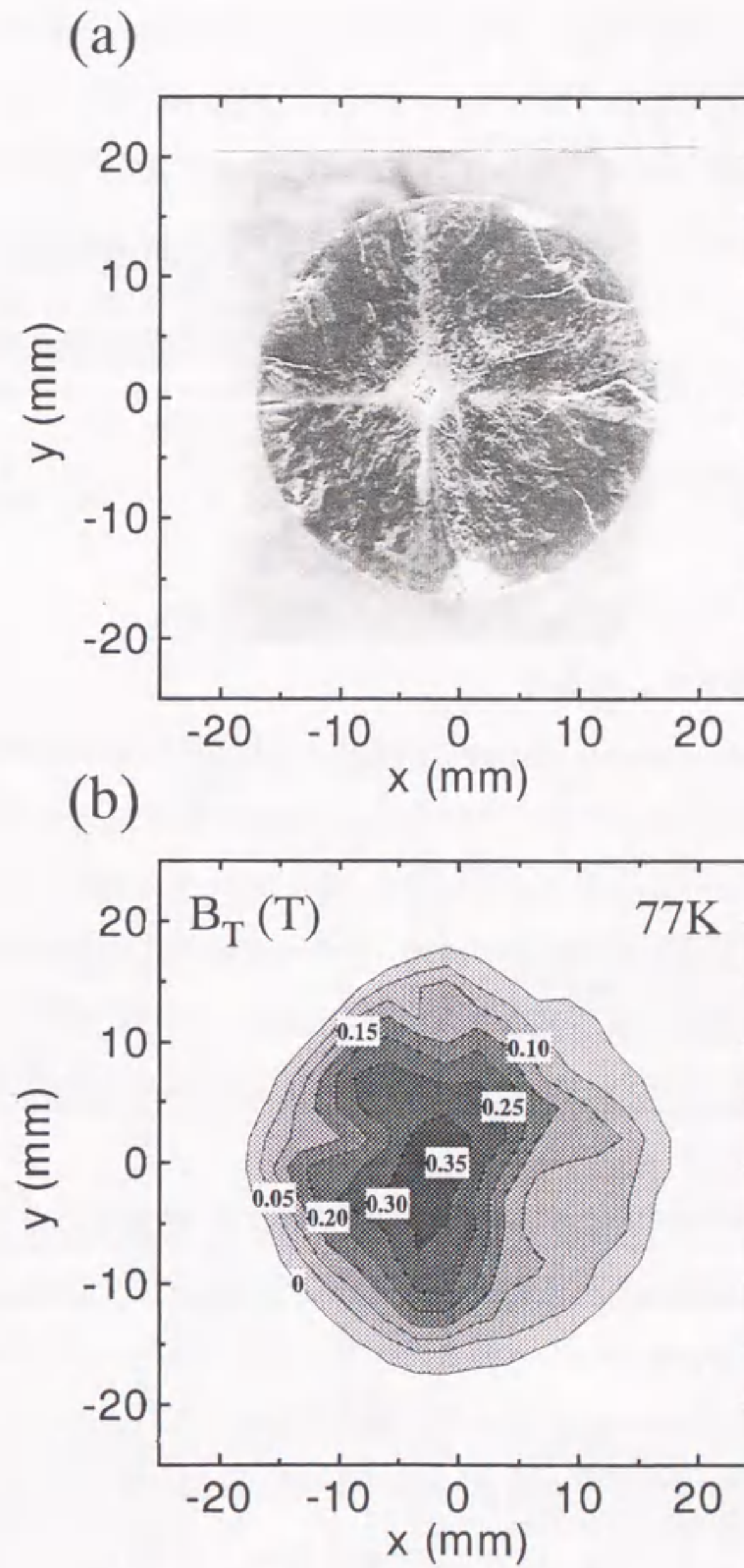


図2.3 Y-Ba-Cu-O溶融バルク(φ34×t14)の(a)研磨した上面の光学顕微鏡写真と、(b)77KでFCモード1Tで着磁したときのz=0.5mmでの捕捉磁束密度分布.

ルス着磁実験の試料とした。また、溶融バルクから切り出した角形試料(6.4×4.8×2.0mm³、*c*軸は最も広い面に垂直)もパルス着磁実験に用いた。

図 2.3(a)に、直径 34mm の円柱試料の研磨面の光学顕微鏡写真を示す。試料中央のやや左よりに種結晶の痕跡が見え、種結晶の面方位に合わせて結晶成長した様子が十字の模様となって現れているのがわかる。また、図 2.3(b)には、次節で述べる方法で測定した、1T の磁場を印加しながら 77K に冷却したとき(FCIT)の捕捉磁場の分布図を示す。捕捉磁場は試料中央の種結晶よりの場所で最大となる。等高線は完全な同心円にはならず、図の上側、左側、右下側で、若干、谷になっている部分が見られ、超電導の弱い部分(弱結合)が存在することがわかる。

2.2 パルス着磁方法

2.2.1 パルス着磁システムの構成

Y-Ba-Cu-O 溶融バルクへのパルス磁場の印加は、図 2.4 に示す実験システムで行った。試料を液体窒素で冷却した後、試料の周囲に巻いた着磁用のソレノイドコイルにパルス電源より単発のパルス電流を通电する。磁場の印加方向は、溶融バルクの *c* 軸に平行な方向である。パルス磁場の印加は、重ねて着磁する場合を除き、一回ごとに試料の温度を T_c 以上に上げて脱磁した後、再度冷却して行う。また、重ねて着磁する場合には、冷却したままの状態と同じ大きさのパルス磁場を 20-30s の間隔で繰り返して印加する。

パルス電源(中央製作所製)はコンデンサ放電型であり、総静電容量 40.5mF のコンデンサに設定電圧まで充電した後、着磁コイルに放電してパルス電流を流す。逆向きの電流は、ダイオードによりカットされる。

着磁コイルは、断面積 $3 \times 1.2\text{mm}^2$ の角形銅線を用いて、図 2.5 に示すように、巻数と内径の異なる 4 種類のコイルを作製した。各コイルの中心におけるコイル定数は、 $3.3 \times 10^4 \text{T/A}$ (12 ターンコイル)、 $3.0 \times 10^4 \text{T/A}$ (16 ターンコイル)、 $9.2 \times 10^4 \text{T/A}$ (40 ターンコイル)、 $7.9 \times 10^4 \text{T/A}$ (48 ターンコイル)である。次節で述べるように、パルス着磁で試料に捕捉された磁束を試料上面で測定するので、コイルの長さが試料の高さに近い 12 ターンコイルでは、コイル端部でコイルによる磁場が広がる影響を最小限に抑えるため、試料の上面ができるだけコイルの中央にくるように配置した。パルス電流

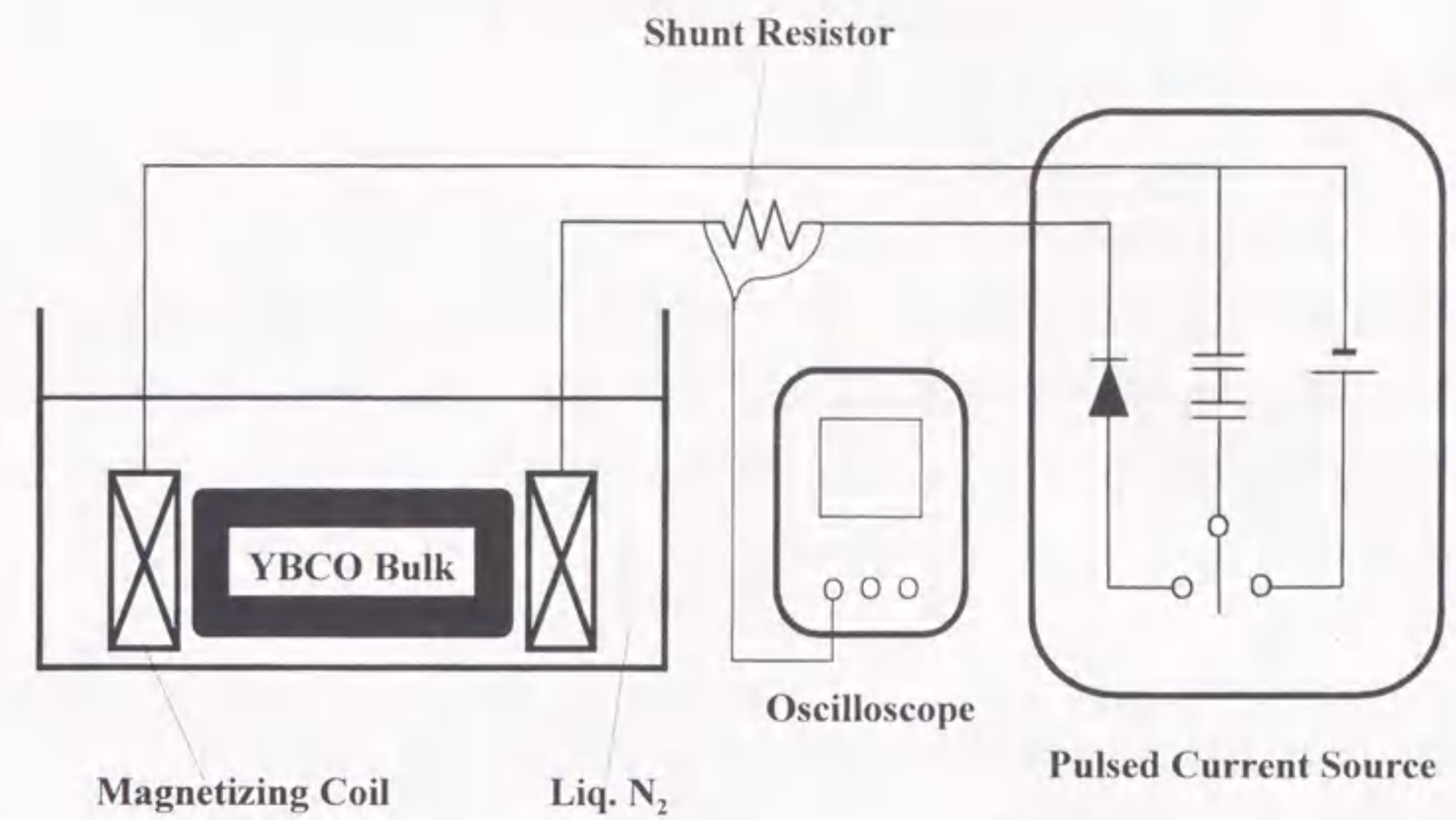


図2.4 パルス着磁システムの構成

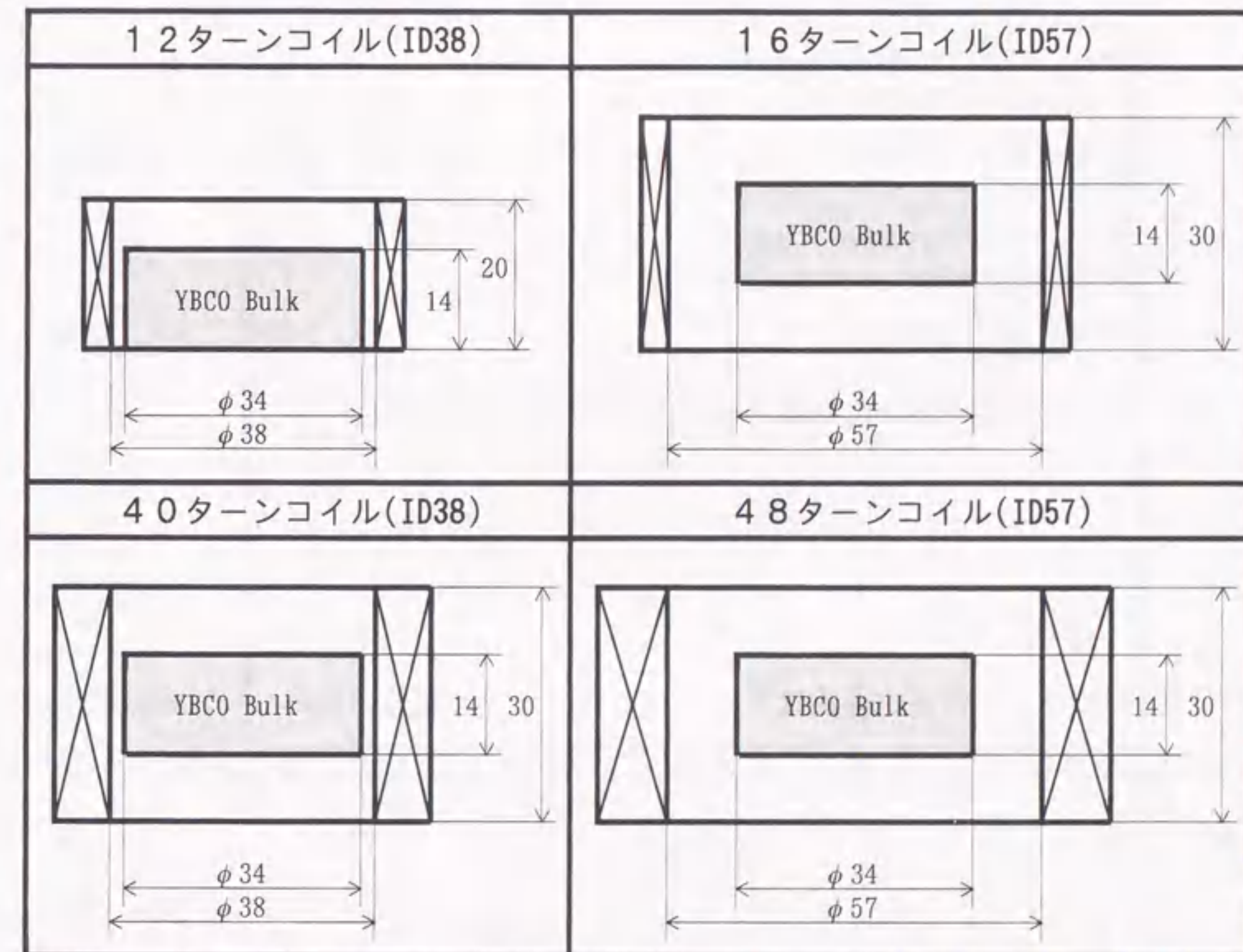


図2.5 着磁コイルの寸法と試料の配置(単位mm)。

波形は、放電回路に直列に接続したシャント抵抗の電圧をデジタルストレージオシロスコープで測定する(図2.4)。

2.2.2 パルス電流波形

次に、パルス電流波形を求める。図2.4の放電回路は、パルス電源のコンデンサ容量を C 、着磁コイルのインダクタンスを L 、着磁コイルと配線を合わせた抵抗を R とすると、等価回路として図2.6のように表される。コンデンサの電荷を q とすると、次式が成り立つ。

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = 0 \quad (2.1)$$

強磁界発生回路では、一般に

$$R < 2\sqrt{\frac{L}{C}} \quad (2.2)$$

が成りつので、コンデンサの充電電圧を V として、初期条件を

$$q(0) = CV \quad (2.3)$$

$$i(0) = -\frac{dq}{dt}(0) = 0 \quad (2.4)$$

とすると、(2.1)式より求められる電流 $i(t) = -\frac{dq(t)}{dt}$ は、次式で表される減衰振動となる。

$$i(t) = \frac{V}{L\omega} e^{-\frac{t}{\tau}} \sin \omega t \quad (2.5)$$

ここで、減衰の緩和時間 τ と振動数 ω は、次のように表される。

$$\tau = \frac{2L}{R} \quad (2.6)$$

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2} \quad (2.7)$$

実際の回路では、逆向きの電流はダイオードでカットされるので、パルス電流波形は最初の半波だけとなる。電流の最大値 i_{\max} とその時刻(立ち上がり時間) t_{rise} は、

$$\frac{di(t)}{dt} = 0 \text{ より}$$

$$t_{\text{rise}} = \frac{1}{\omega} \tan^{-1} \tau \omega \quad (2.8)$$

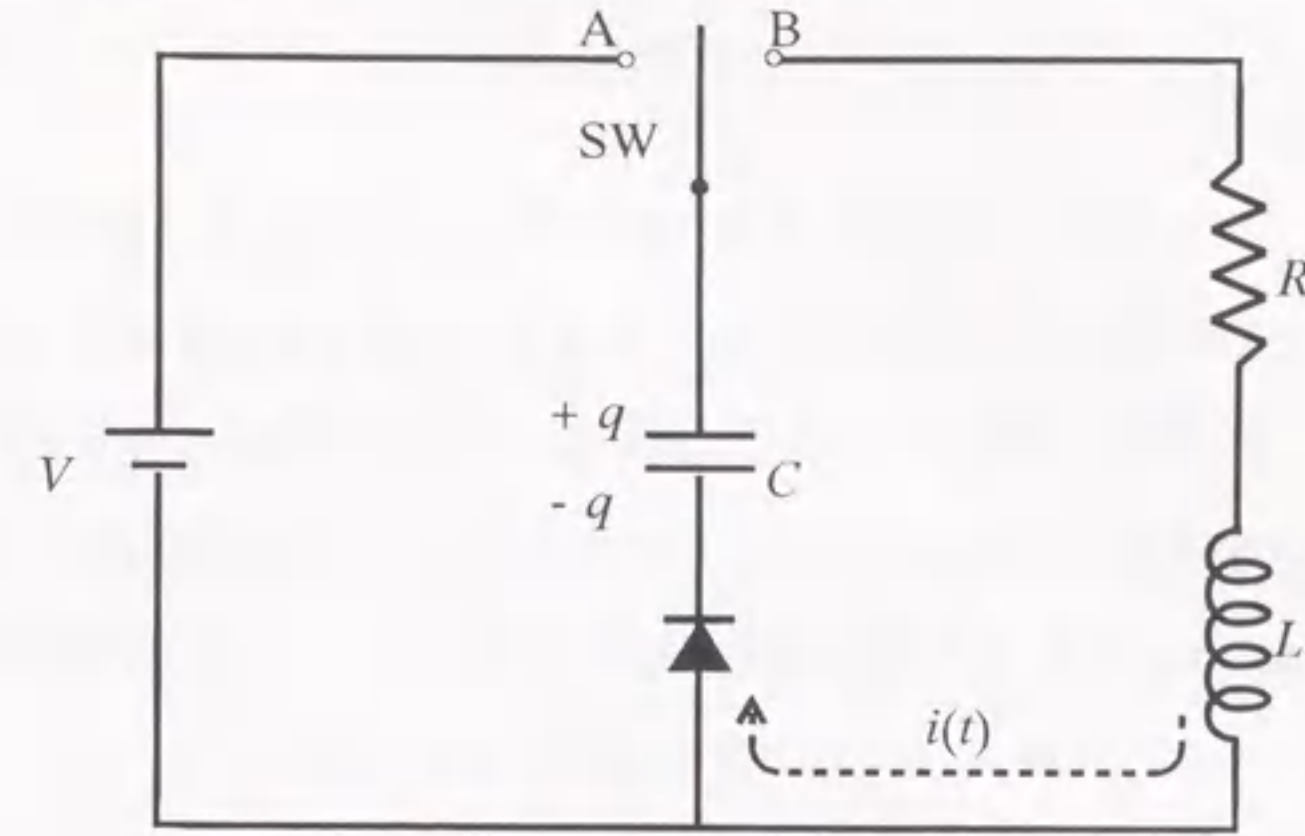


図2.6 図2.4に示したパルス電源と着磁コイルからなる充放電回路の等価回路図。
 L は着磁コイルのインダクタンス、 C はパルス電源の静電容量、 R は回路全体の抵抗を表す。スイッチをA側にしてコンデンサに充電した後、B側に切り換えて着磁コイルに放電する。逆向きの電流はダイオードでカットされ、放電電流は最初の半波だけが流れる。実際には、逆向きに充電されたコンデンサは電源内部で並列に接続された抵抗(図示していない)で放電される。

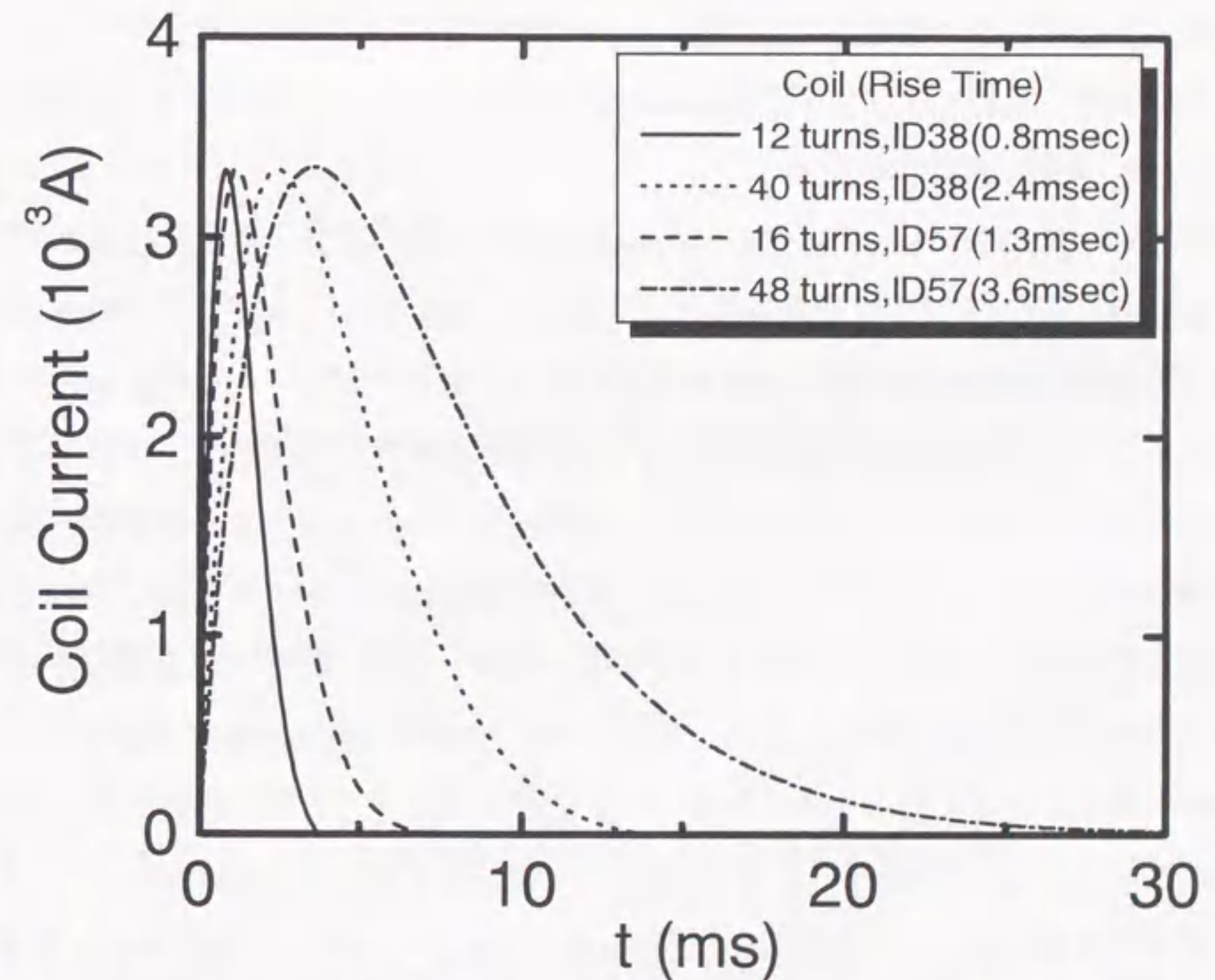


図2.7 77Kで図2.5の4種類の着磁コイルに流れるパルス電流の波形。パルス電流の立ち上がり時間 t_{rise} はパルス電源の充電電圧に依存せず、0.8ms(12ターン)、1.3ms(16ターン)、2.4ms(40ターン)、3.6ms(48ターン)となる。実際には、 t_{rise} は充電電圧の増加と共に長くなる傾向にある。

$$i_{\max} = V \sqrt{\frac{C}{L}} \exp\left(-\frac{\tan^{-1}\tau\omega}{\tau\omega}\right) \quad (2.9)$$

となる。 t_{rise} はコンデンサの充電電圧 V には依存せず、 L 、 C の減少及び R の増加と共に減少する。また、 i_{\max} は V に比例し、 L/C 及び R の増加と共に減少する。

図 2.5 に示した 4 種類の着磁コイルについて、77K で実測したパルス電流波形を図 2.7 に示す。各コイルのパルスの立ち上がり時間 t_{rise} は、0.8ms(12 ターン)、1.3ms(16 ターン)、2.4ms(40 ターン)、3.6ms(48 ターン)となり、コイル巻数の増加と共に長くなる。

2.2.3 印加磁場と外部磁場

着磁コイルを流れる電流による磁場の分布は、コイルが有限の長さであるため、コイル内で均一にはならない。中心軸上ではコイル長の中心の位置が最も磁場が強く、軸に垂直なコイル断面内では中心軸上が最も磁場が弱くなる。本論文では、空芯時(あるいはコイルの中の超電導体が常電導のとき)に着磁コイルの中心軸上の中心にコイル電流が誘起する最大磁場を印加磁場 $\mu_0 H_a$ と定義することにする。従って、パルス着磁においては、図 2.7 のパルス電流波形の波高値に上述のコイル中心でのコイル定数を掛けた値が印加磁場となる。

また、超電導体内部の磁束の運動や分布を議論する場合には、磁束が出入りする超電導体表面の外側の磁場(外部磁場 $\mu_0 H_e$)が基準となる。しかしながら、有限の長さの試料が超電導状態にあるときと常電導状態にあるときとは、パルス電流の大きさが同じであっても、外部磁場の値は異なる。1.3.2 節で調べたように、パルス磁場の増磁過程では溶融バルクのピン止め効果により試料内部がシールドされ、磁束線が試料とコイルの間に圧縮された分布となる。従って、外部磁場はパルス電流波形から予測される常電導状態のときの値よりも大きくなる。一方、パルス磁場の減磁過程では、逆に磁束線が試料内部に捕捉されるので試料とコイルの間の磁束密度は疎になり、外部磁場は常電導のときよりも小さくなる。これは別の見方をすれば、試料の長さが有限であることによる形状効果(1.5.2 節)あるいは反磁場効果(demagnetizing effect)⁹⁾により、超電導体が表面で感じる実効的な磁場(有効磁場 $\mu_0 H_{\text{eff}}$ 、この場合外部磁場 $\mu_0 H_e$ を差す)がパルス電流による磁場とは異なり、さらに、形状効果の影響が増磁過程と減磁過程とで異なることを示している。第 3 章において試料内の磁束密度分布を議論する場合には、上述のようなコイル内の場所依存性や形状効果は無視することにし、外部磁場

の最大値 $\mu_0 H_M$ は印加磁場 $\mu_0 H_a$ に等しい($\mu_0 H_M = \mu_0 H_a$)とする。

2.2.4 静磁場着磁との比較

パルス磁場による着磁との比較のため、従来より行われている ZFC モードと FC モードでの静磁場着磁による評価も行う。ZFC モードの静磁場着磁は、超電導体を T_c 以下に冷却した後に磁場を所定の値まで準静的に増加させ、一定時間保持した後準静的に減少させる着磁方法であり、パルス着磁の静的極限(磁場変化率 $\rightarrow 0$)に対応する。FC モードは、所定の磁場を印加した状態で T_c 以下に冷却し、その後準静的に減少させる最も一般的に行われている着磁方法である。

静磁場の印加は、最大発生磁場 1.5T の電磁石を用い、磁場の変化率は 0.05T/s 以下で行う。ZFC モードにおける所定の磁場での保持時間は 30s を標準とする。

2.3 捕捉磁束分布測定

溶融バルク試料に捕捉された磁束の分布は、図 2.8 に示すように、液体窒素中で試料上面から 0.5mm の高さでホール素子(F. W. Bell 社製、BHA-921)を掃引して測定する。この場合、磁場の z 成分を測定することになる。ホール素子の active area は直径 0.5mm である。直径 34mm の円柱試料の場合には試料を含む $50 \times 50 \text{mm}^2$ の範囲をピッチ 2.5mm で、溶融バルクから切り出した角形試料の場合には $12 \times 12 \text{mm}^2$ をピッチ 0.5mm で測定する。測定は着磁後 300s で開始する。測定所要時間は円柱試料で約 630s、角形試料で約 700s である。また、円柱試料では、中心軸上の捕捉磁束密度 B_T について試料上面からの距離 z による変化も測定する。捕捉された総磁束量 Φ_T は、測定した捕捉磁束密度の分布図で $B_T > 0$ の領域を積分して求める。

2.4 磁場変化のダイナミック測定

パルス磁場印加中の試料内部の磁場変化は、直径 34mm の試料について調べる。磁場の印加は、全て、磁束が試料に残存していない状態で行う。図 2.9 に示すように、試料上面に 3 個のホール素子を貼り付けてパルス着磁を行い、ホール素子の電圧波形

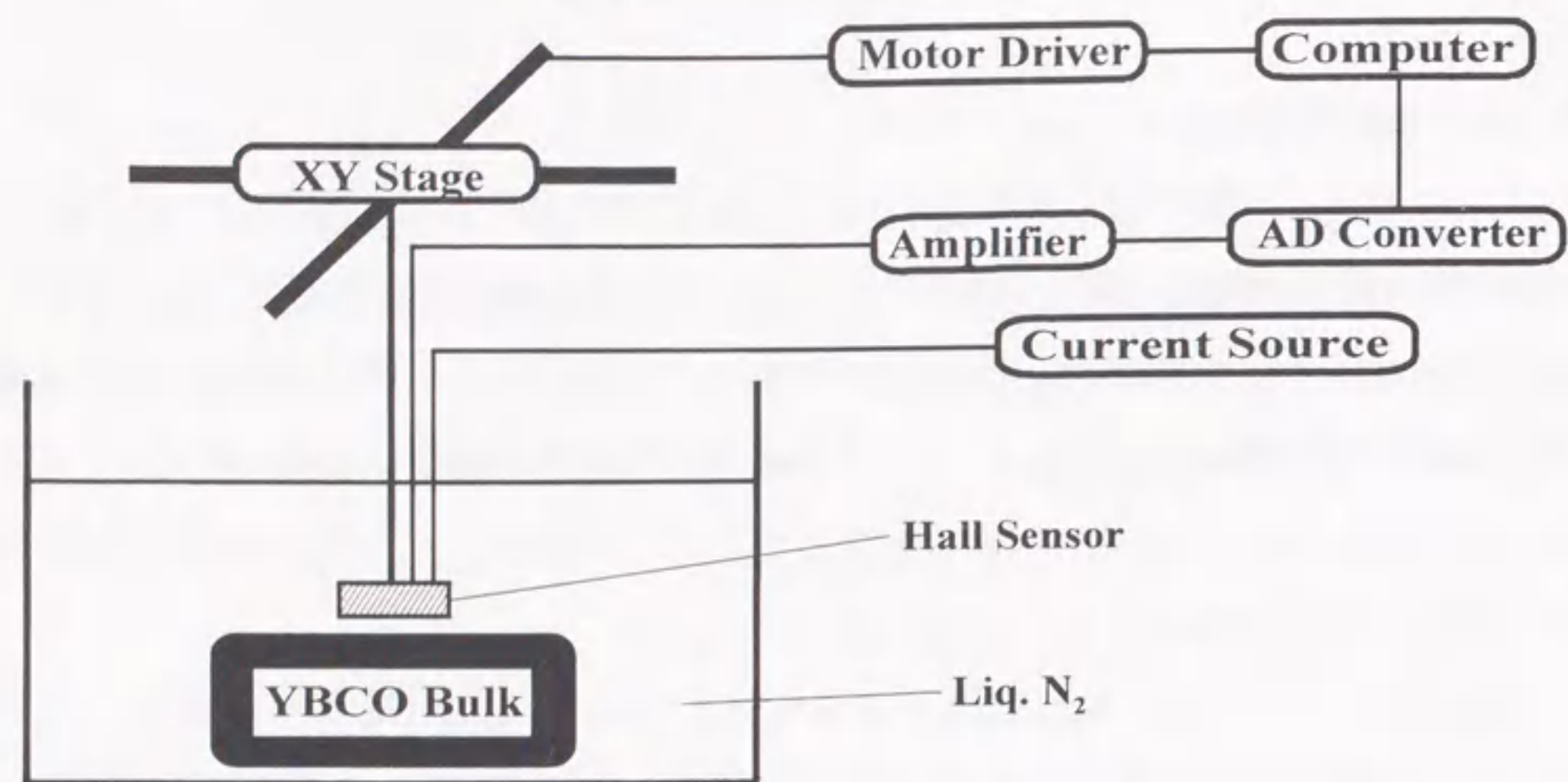


図2.8 磁場分布測定装置の構成.

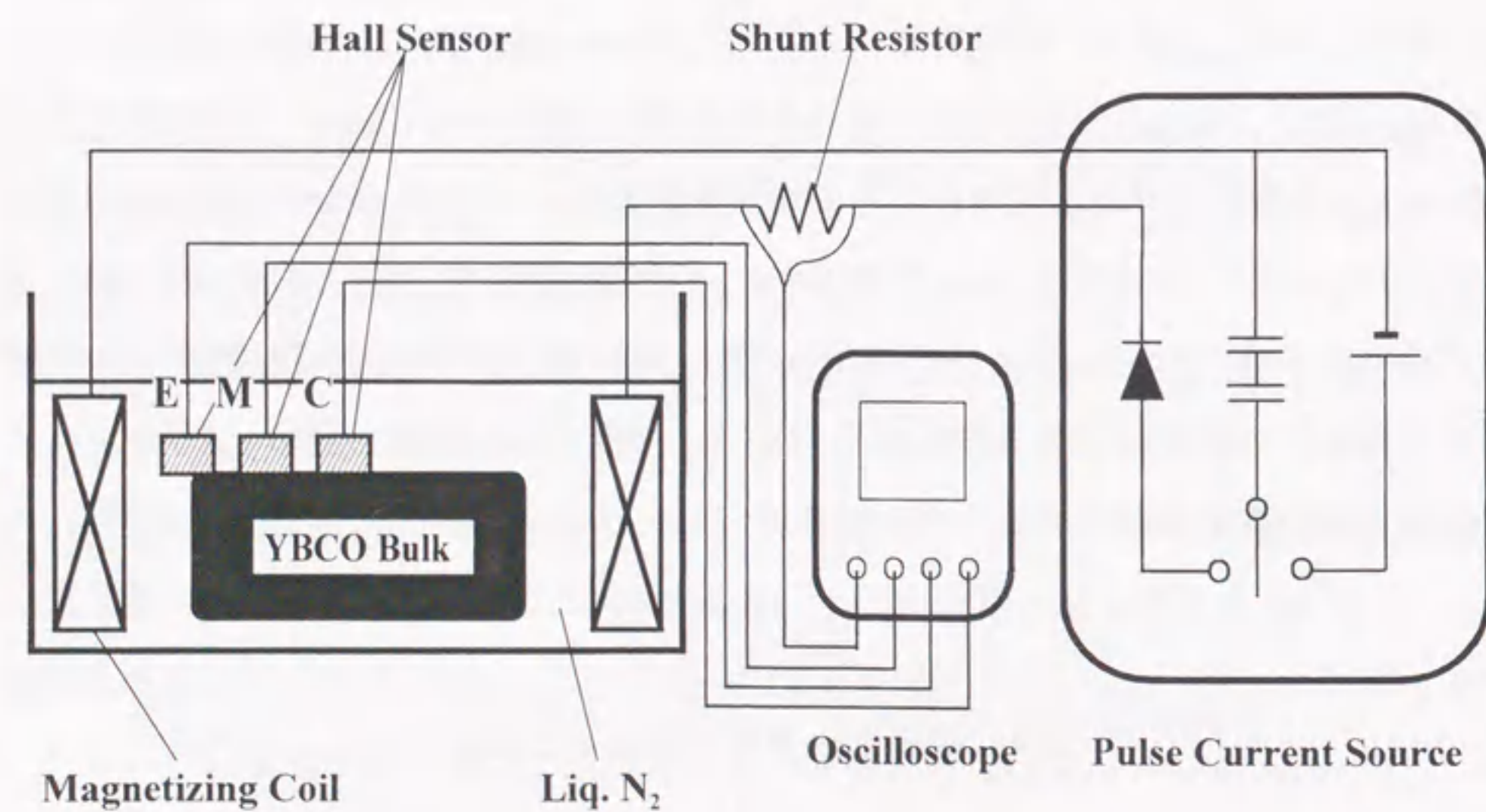
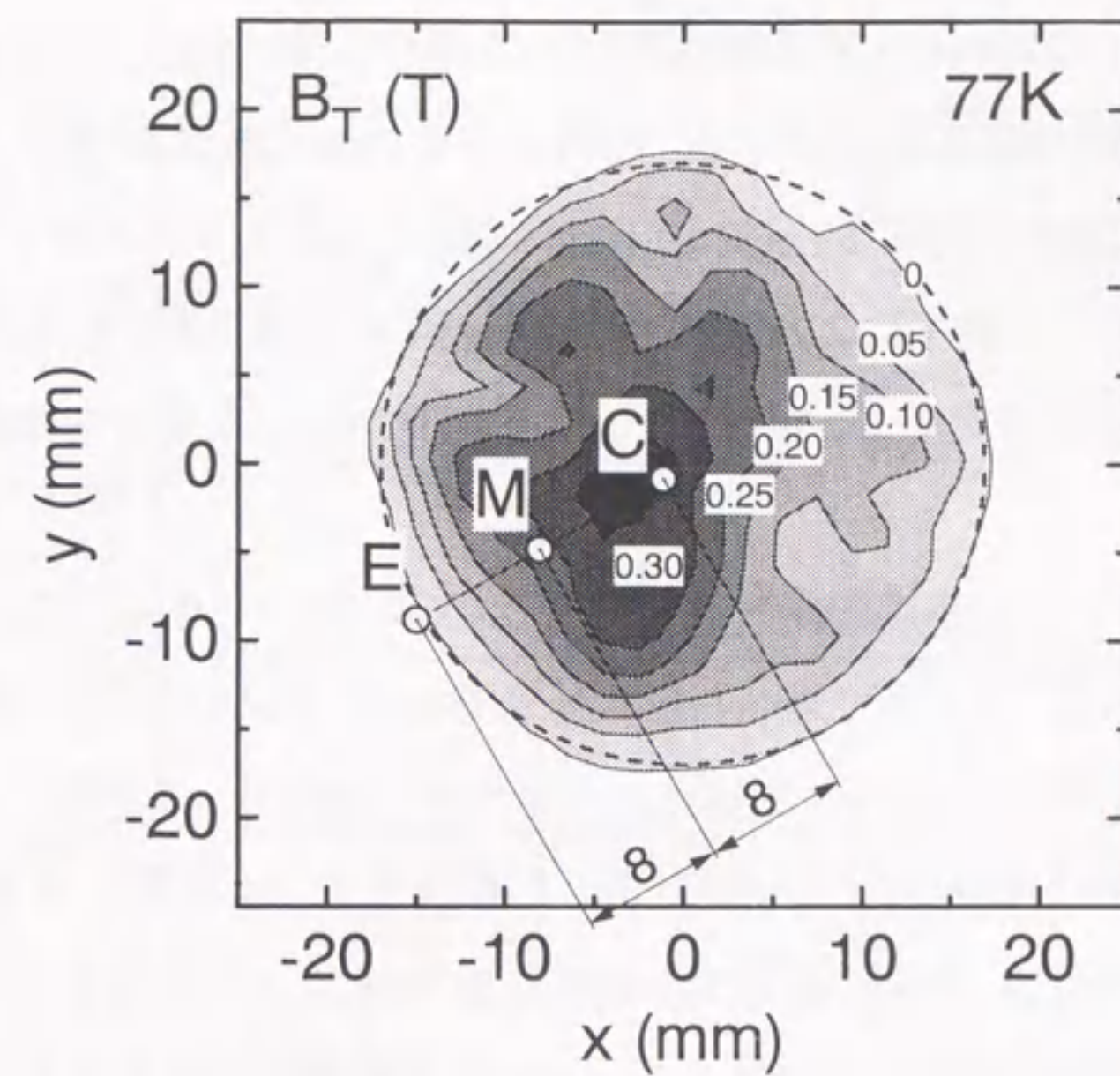


図2.9 ホール素子貼付による磁束密度変化のダイナミック測定実験の構成.

(a)



(b)

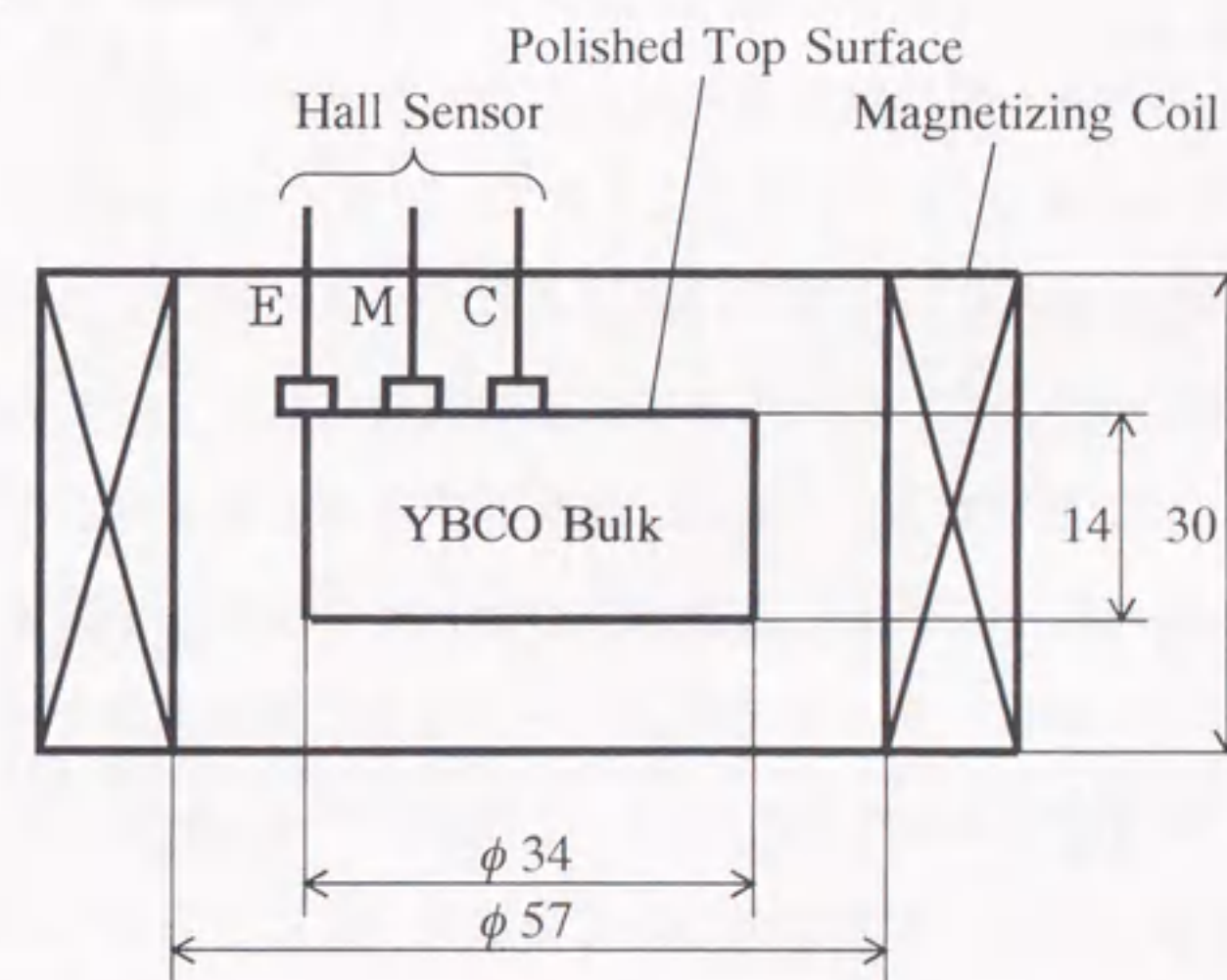


図2.10 (a)Y-Ba-Cu-O溶融バルクの77Kにおける捕捉磁束密度分布とホール素子貼付位置. (b)試料, ホール素子, 着磁コイルの位置関係. 単位はmm. Cは種結晶直上, Eは試料のエッジの外側, MはCEの midpointで, 互いに8mm離れている.

とシャント抵抗の電圧波形をデジタルストレージオシロスコープで同時に測定する。

ホール素子は磁場分布の測定に用いたものと同じ種類のものを使用する。図 2.3(b) の捕捉磁場の分布図において等高線が試料の外周と平行になっている領域を選び、種結晶を載せた位置(種結晶直上部: C)、試料のエッジの外側(試料外部: E)、及びそれらの間の位置(中間部: M)に 8mm の間隔で一直線となるように配置する(図 2.10(a), (b))。M と C のホール素子により試料上面から出てくる磁場を、E のホール素子により試料側面の磁場を測定する。第 4 章では、E で測定した磁場を外部磁場と呼ぶことにする。

この場合、測定された磁束密度 B_z について次の二つの点に注意しなければならない。一つは、1.5.2 節及び 2.2.3 節で述べた形状効果である。試料の長さが有限であるため、磁束は理想的に試料の側面だけから出入りするのではなく、試料端面(上面または下面)の近傍ではエッジからの出入りがある。したがって、端面での B はホール素子で測定される垂直成分 B_z だけでなく、水平成分 B_r ももつ。外部磁場がゼロで試料に臨界状態の超電導電流が流れているとしたときの、有限要素法による磁場解析の結果を図 2.11 に示す。解析では、次章で求める $J_c = 4 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ の電流が試料全体に同心円状に流れているとした。図 2.11(a)より、E, M, C の各位置でそれぞれ 0.06T, 0.12T, 0.07T の水平成分 B_r があることがわかる。パルス磁場の印加中ではコイル電流による磁場が z 軸方向に加わる。簡単な計算から、測定した B_z が 0.85T 以上であれば、どの位置でも B_z は磁場の大きさ $|B|$ の 99% 以上となる。従って、1T を越える磁場の下では B_r は無視でき、磁場は z 軸にほぼ平行に印加されていると見なすことができる。

もう一つの注意すべき点は、ホール素子は試料表面に貼り付けても超電導体外部の磁場を測定していることである。これは、超電導体内部の量子化された磁束だけでなく、超電導体外部でのコイル電流による磁場も場として合わせて測定する可能性を示唆する。この点については、第 4 章で実測データを基に再度議論する。

着磁コイルは、図 2.5 に示した中で 16 ターンと 48 ターンを用いる。2.2.3 節で述べたように、有限な長さのコイルでは内部の磁場は均一にはならない。試料が常電導状態にあるときの E, M, C の各位置に誘起される磁場の大きさの比は、16 ターンコイルで 1 : 0.88 : 0.84, 48 ターンコイルで 1 : 0.91 : 0.88 である。これは、磁場強度がこの比率のとき、空間的に磁気圧のバランスがとれることを意味する。従って、M または C の位置にある磁束は、実際には E の位置で測定された磁場 $\mu_0 H_E$ よりも弱い磁場を外部磁場と感じて振る舞うことになる。第 4 章で M と C の位置での局所磁化 M_{local}

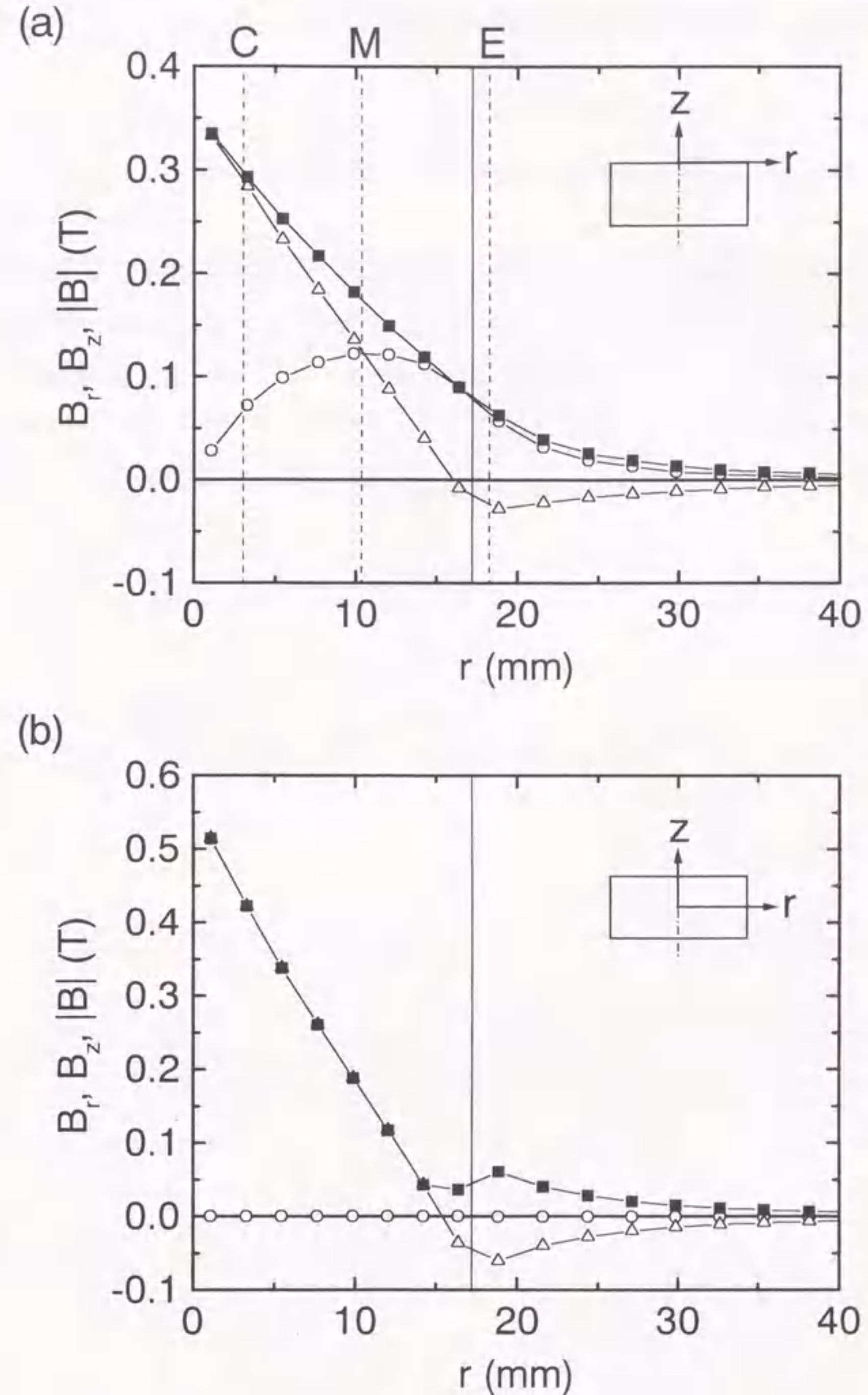


図 2.11 $J_c = 4000 \text{ A/cm}^2$ の電流が試料全体に同心円状に流れているときの (a) 表面と (b) 中心における磁束密度 B の水平距離依存性の計算結果。○は r 成分 B_r , △は z 成分 B_z , ■は絶対値 $|B|$ を示す。縦の実線は試料の端を、破線はホール素子の張り付け位置 E, M, C を表す。

を求める際に、外部磁場を近似的に補正する係数として上記の比率を用いる。

2.5 磁束クリープ測定

パルス着磁及び静磁場着磁により試料に捕捉された磁束の時間変化(磁束クリープ)は、直径 34mm の試料について、ホール素子をダイナミック測定の場合と同じ位置に配置して測定する。ホール素子電圧はデジタルマルチメータにより 1s 間隔で、最長 1800s まで測定する。

静磁場着磁の場合、印加磁場は 1T である。また、ZFC モードにおける 1T の磁場での保持時間は 10s とした。

参考文献

- 1) Y. Itoh and U. Mizutani: Jpn. J. Appl. Phys. **35** (1996) 2114.
- 2) T. Oka, Y. Itoh, Y. Yanagi, H. Tanaka, S. Takashima, Y. Yamada and U. Mizutani: Physica C **200** (1992) 56.
- 3) Y. Yanagi, Y. Itoh, T. Oka, H. Tanaka, S. Takashima, Y. Yamada and U. Mizutani: *Advances in Superconductivity V* (Springer-Verlag, Tokyo, 1993) p. 799.
- 4) Y. Itoh, Y. Yanagi, T. Oka, M. Yoshikawa, S. Takashima, M. Sasaki, Y. Yamada and U. Mizutani: *Advances in Superconductivity VI* (Springer-Verlag, Tokyo, 1994) p. 847.
- 5) S. Gotoh, M. Murakami, H. Fujimoto and N. Koshizuka: J. Appl. Phys. **72** (1992) 2404.

第3章 パルス着磁による磁束トラッピング特性

3.1 はじめに

この章では、Y-Ba-Cu-O 溶融バルクをパルス磁場により着磁したときの捕捉磁束分布について調べる^{1,3)}。まず、従来から行われている静磁場着磁を行ったときの分布を調べ、次に、パルス着磁でのユニークな磁場捕捉の挙動を明らかにする^{1,2)}。試料は直径 34mm の円柱試料を用い、最後に小型の角形試料の結果³⁾にも言及する。

3.2 静磁場着磁による試料のキャラクタリゼーション

3.2.1 試料の臨界電流密度

溶融バルクから切り出した試料($1.70 \times 2.78 \times 2.10 \text{ mm}^3$ 、 c 軸は $1.70 \times 2.78 \text{ mm}^2$ の面に垂直)について SQUID (Superconducting Quantum Interference Device)による磁化の測定を行い、磁場を c 軸に平行に印加したときの臨界電流密度 J_c の磁場依存性を求めた。 J_c の算出には、1.3.2節で述べた Extended Bean モデル⁴⁾の(1.30)式を用いた。77Kにおける結果を図 3.1 に示す。これより、本研究で用いた溶融バルクは、77Kにおいて、0T で $6.0 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ 、1T で $2.0 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ の J_c を持つことがわかる。

直径 34mm の円柱試料について、FC モードにより 1T で着磁したとき(FCIT)の捕捉磁束密度 B_T の分布は、2.1節で示した図 2.3(b)となる。中心軸上で試料表面からの距離 z による B_T の変化を図 3.2 に示す。試料表面では 0.4T の磁束が捕捉され、0.5mm の距離では 89%に減少するのがわかる。 c 軸は試料上面に垂直であるので、 J_c が a - b 面内を均一に同心円状に流れているとすると、中心軸上の $B_T(z)$ は 1.5.2節の(1.33)式のように表される。 J_c をその磁場依存性を無視した試料全体についての平均の臨界電流密度と仮定し、 J_c 、半径 a 、長さ l をパラメータとして最小自乗法により図 3.2 のデータを(1.33)式でフィッティングすると、平均の J_c として $3.9 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ が得られる。この値は、SQUID による測定で求めた値よりも一桁小さい。2.1節で述べたように、試料中に部分的に弱結合が存在することと、着磁後ある程度磁束クリープが起こった状態で $B_T(z)$ を測定していることがこの原因と考えられる。

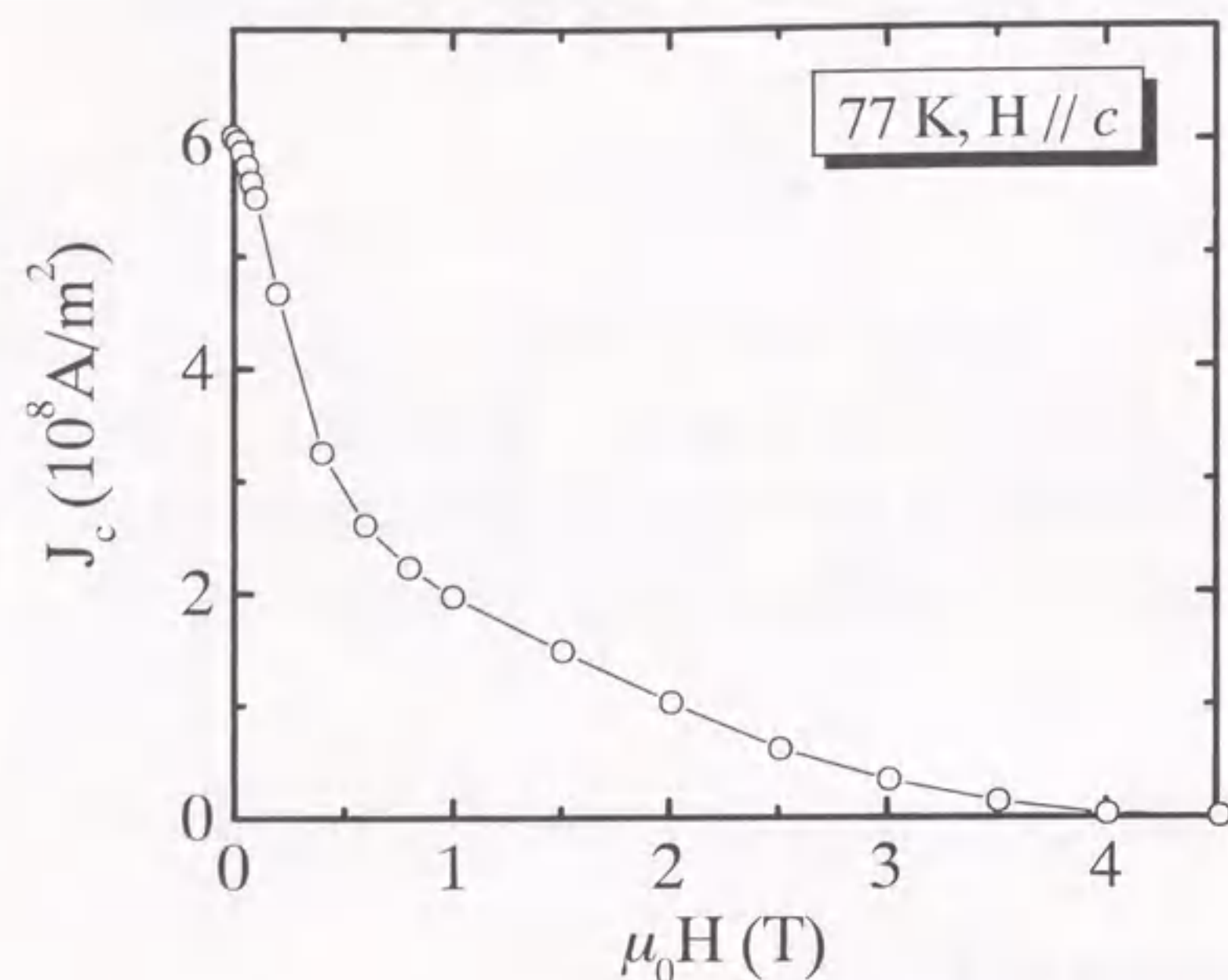


図3.1 Y-Ba-Cu-O溶融バルクの77Kにおける J_c の磁場依存性.

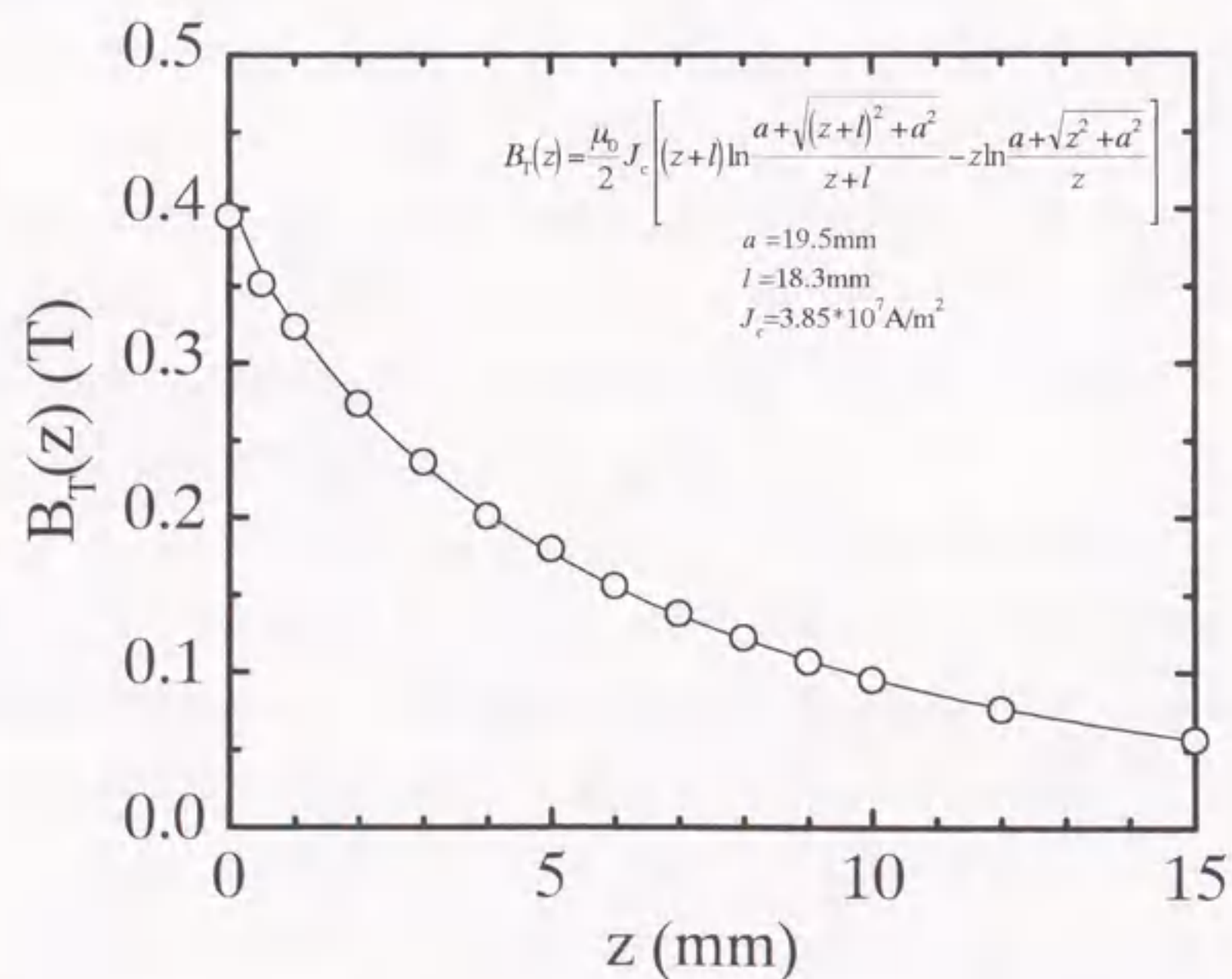


図3.2 77Kにおける中心軸上の捕捉磁束密度 $B_T(z)$ の試料表面からの距離 z による変化. 試料の半径 a , 長さ l , 臨界電流密度 J_c の値は測定データ(○)から最小自乗法により求めた.

3.2.2 静磁場着磁による捕捉磁束分布

図3.3(a), (b)に、FCモードとZFCモードで着磁したときの捕捉磁束密度 B_T の分布の印加磁場依存性を示す。ここで、 x - y 平面は試料表面にとり、中心軸を z 軸とした。また、 $x=0$ の直線上における B_T の分布を図3.4(a), (b)に示す。FCモードの場合、捕捉磁束分布は印加磁場が小さいときには円錐台状に、印加磁場が大きくなると円錐状になる(図3.3(a))。最大の磁束を捕捉(完全磁化)するのに必要な印加磁場は、図3.4(a)より0.7Tであることがわかる。ZFCモードの場合には、低い印加磁場では B_T の値が中心で小さく周辺でピークをとる凹状の分布になり、印加磁場の増加と共に中央の窪んだ領域が少なくなって最終的にはFCモードと同じ円錐状の分布となる(図3.3(b))。ZFCモードで完全磁化に必要な磁場は、図3.4(b)より1.4Tであることがわかる。

図3.3と図3.4の捕捉磁束分布は、着磁後ある程度磁束クリープが起こった状態で測定したことになるが、その印加磁場依存性は1.3.2節で述べたBeanモデルによりほぼ定量的に説明できる。図3.5(a), (b)に、FCモードとZFCモードにおける半径 a の無限円柱試料内の磁束密度変化をBeanモデルに基づいて示す。場合分けをしてある各図の左側には増磁過程の、右側には減磁過程の B 分布の変化が示してある。FCモードでは、試料全体に磁束が侵入した状態から外部磁場をゼロにするので、右側半分だけが示されている。1.3.2節で述べたように、試料内の B 分布を示す直線の傾きは $\pm\mu_0 J_c$ に等しい。また、最終的に捕捉される磁束密度の分布は太い実線で示してある。図3.5(a)に示すように、FCモードで印加磁場(2.2.3節で述べたように、印加磁場 $\mu_0 H_a$ は外部磁場 $\mu_0 H_e$ の最大値 $\mu_0 H_M$ に等しい)が中心到達磁場 $\mu_0 H_p$ より小さい場合($0 \leq H_M \leq H_p$)には、試料中心の捕捉磁束密度は印加磁場の大きさで制限されることになり、その分布は円錐台状となる。 $H_M \geq H_p$ となると、円錐状の捕捉磁束分布になる。これより、FCモードの場合、完全磁化に必要な印加磁場は $\mu_0 H_p$ となる。

図3.5(b)に示すZFCモードでは、 $0 \leq H_M \leq H_p$ の場合に試料の中心まで磁束が到達せず、試料中心で $B=0$ となる。 $H_p \leq H_M \leq 2H_p$ の場合には、円錐の頂点近傍がすり鉢状に窪んだ分布になる。そして、印加磁場が $2\mu_0 H_p$ に達すると初めて円錐状の分布になる。

以上のことから、完全磁化を達成するためにはZFCモードではFCモードの2倍の印加磁場 $2\mu_0 H_p$ が必要となることがわかる。実際の捕捉磁束分布図から求めた値は、先に述べたように、FCモードで0.7T、ZFCモードで1.4Tであり、Beanモデルから予測される結果と良い一致を示す。また、実験的に求めた静磁場着磁における中心到達

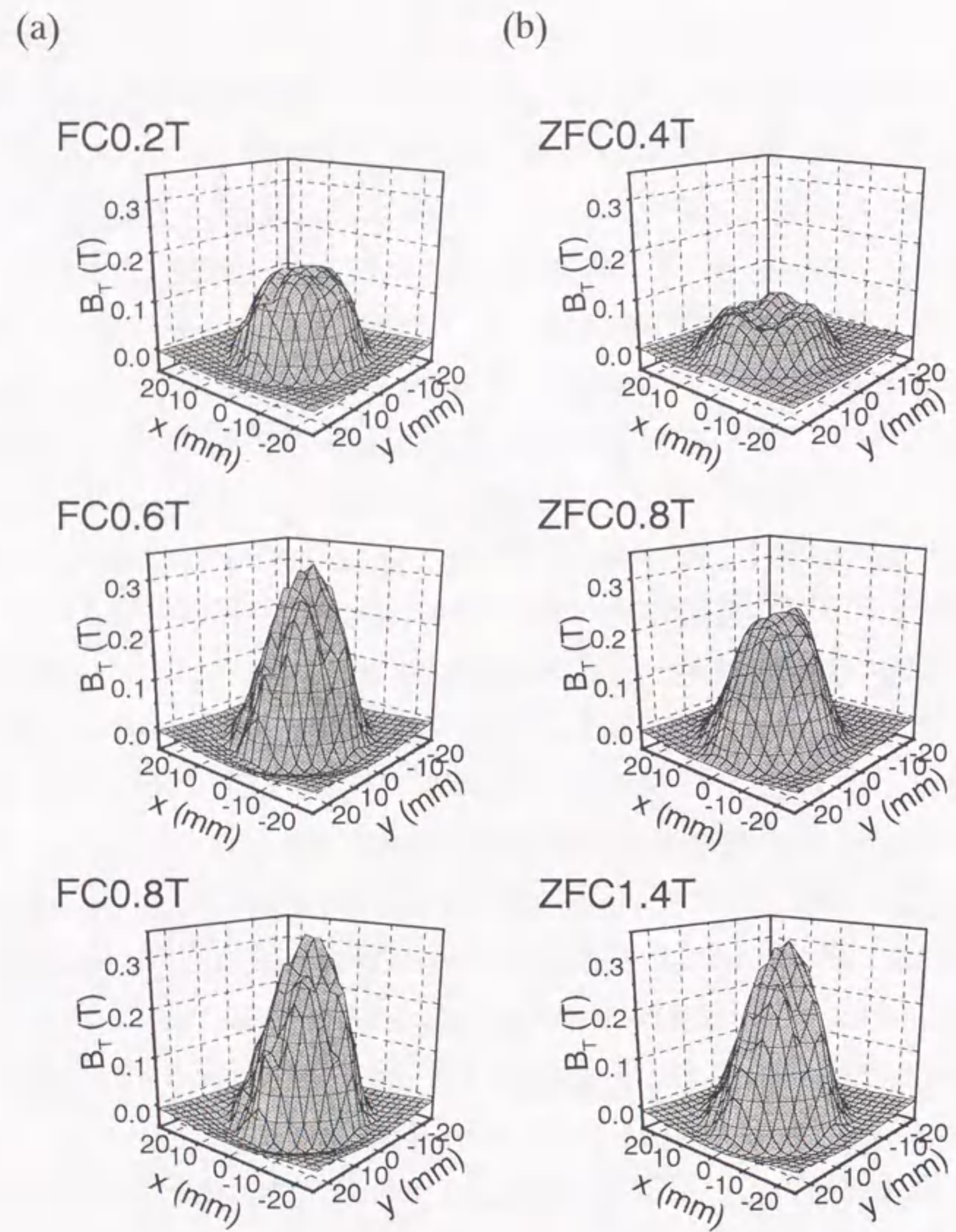


図3.3 (a)FCモードと(b)ZFCモードで着磁したときの77Kにおける捕捉磁束密度分布の印加磁場依存性. 試料の表面をx-y平面にとり、中心軸をz軸とした. 磁束密度 B_T は $z=0.5\text{mm}$ で測定した.

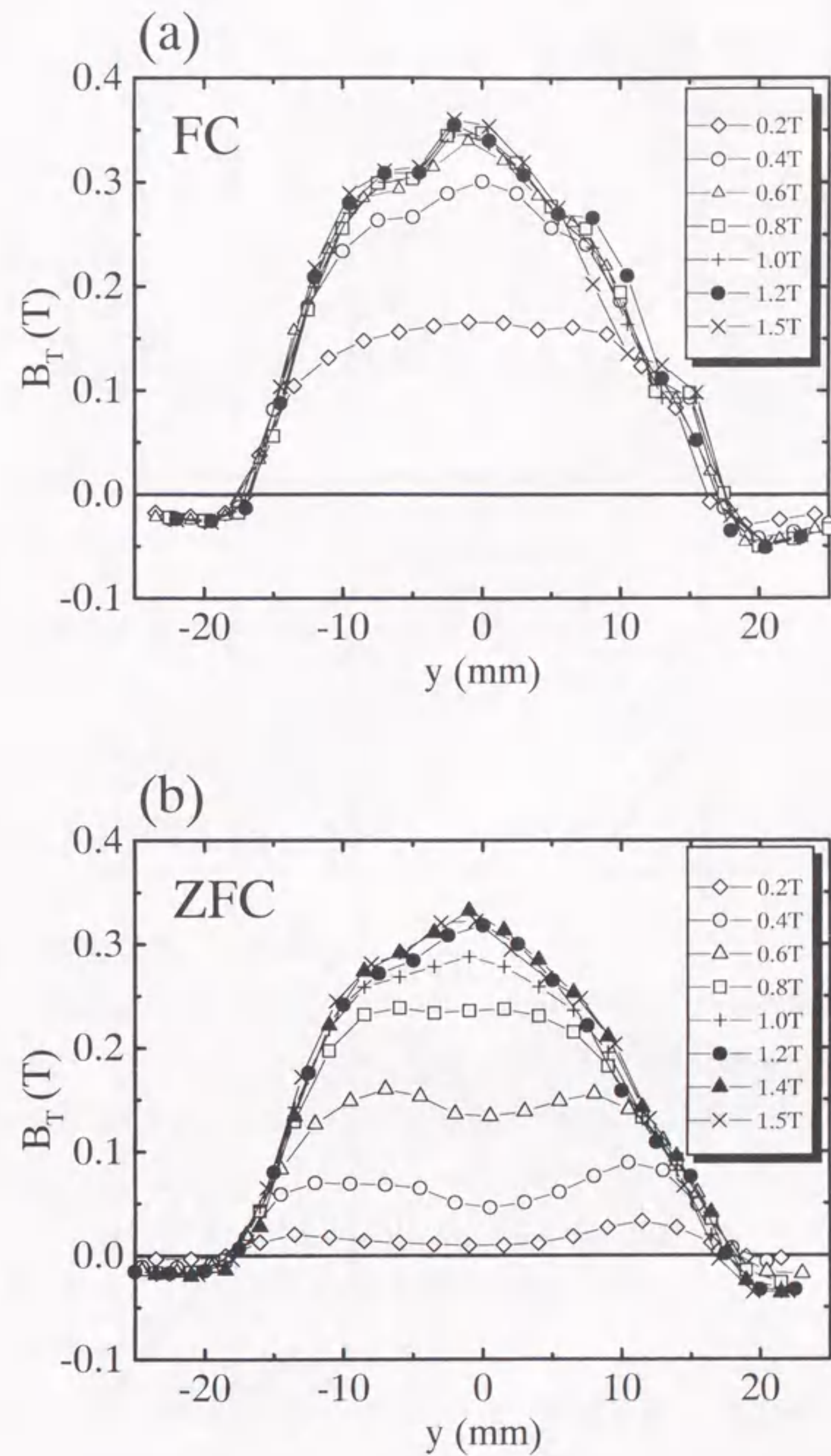


図3.4 (a)FCモードと、(b)ZFCモードで着磁したときの77Kにおけるy軸上の捕捉磁束密度分布の印加磁場依存性.

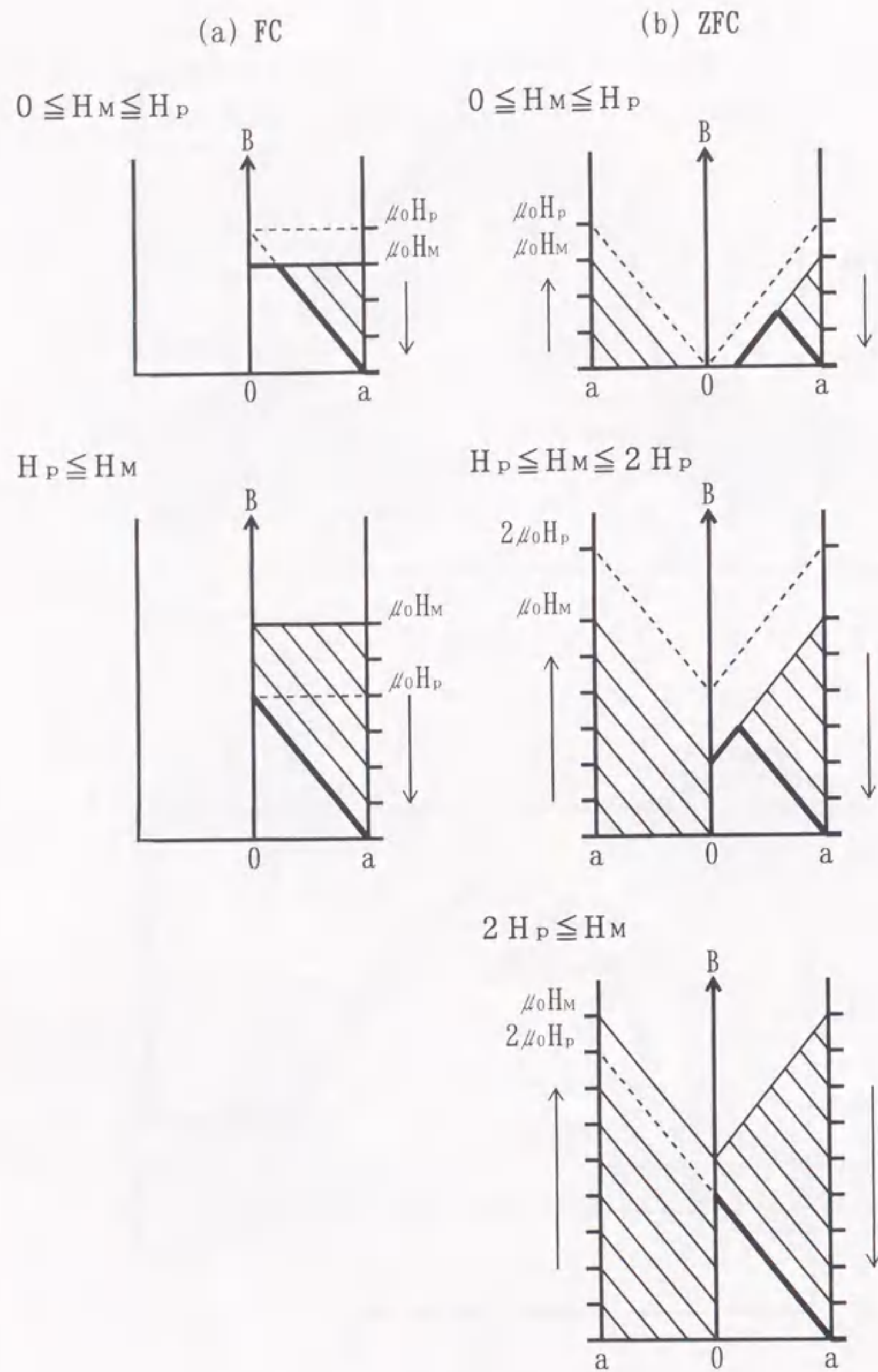


図3.5 Beanモデルにおける(a)FCモードと(b)ZFCモードでの試料内の磁束密度分布の変化. 縦軸の左側には増磁過程(↑), 右側には減磁過程(↓)の分布を示す. 波線は場合分けの境界の外部磁場における分布, 太い実線は最終的に試料に捕捉される磁束の分布を表す. $\mu_0 H_p$ は中心到達磁場, $\mu_0 H_M$ は外部磁場の最大値を表す.

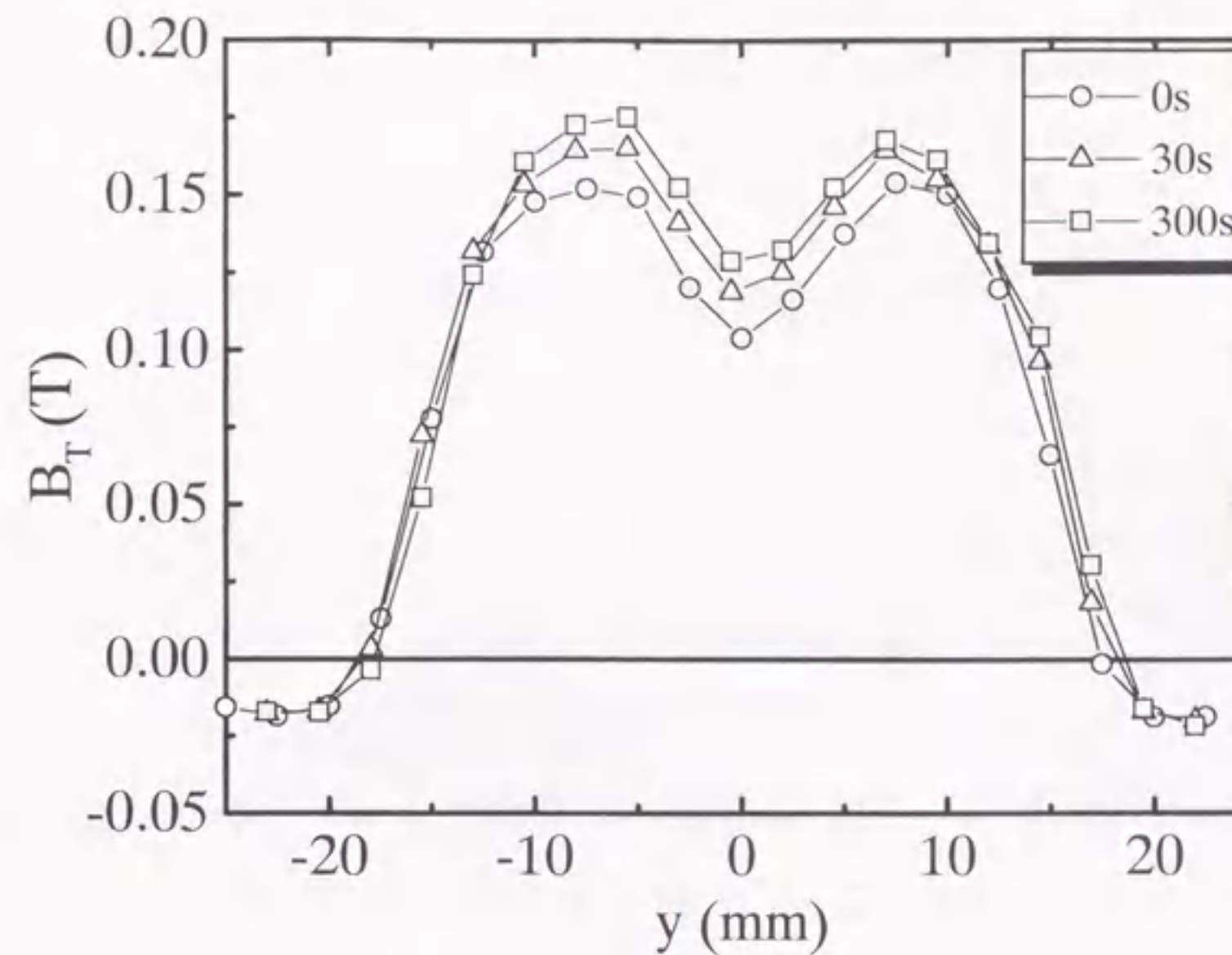


図3.6 ZFCモード0.6Tで着磁したときの77Kにおける捕捉磁束密度分布の保持時間依存性.

磁場 $\mu_0 H_p$ は 0.7T であることがわかる。

3.2.3 磁束クリープの影響

図3.4と図3.5を比較してわかるように、実際に測定した捕捉磁束分布では、ピークや谷がだれて丸くなっている。これは、試料表面から0.5mmの距離だけ離れたところで分布を測定している影響もあるが、磁束クリープによる影響も考えられる。特に、図3.4(b)のZFCモードにおいて、0.2Tの低磁場でも試料中心($y=0$)で $B=0$ とはなっておらず、また、中心到達磁場以下の1.0Tで既に上に凸の分布になっている。これは、磁場の印加中または印加後に試料の中心に向かって磁束クリープが起こっている可能性を示唆する。

ZFCモードでの磁場印加中の磁束クリープの影響を調べるため、完全磁化に必要な磁場の値である1.4Tよりも低い0.6Tの印加磁場で、増磁過程から減磁過程に移る間の一定磁場中での保持時間を変化させて捕捉磁束分布の変化を調べた。その結果を図3.6に示す。これより、保持時間が長いほど試料中心近傍の B_T が高くなり、あたかも0.6Tよりも大きな磁場を印加したような分布になっているのがわかる。この結果より、ZFCモードでは一定磁場に保持している間に試料の中心に向かって磁束クリー

ブが起こっていることが確認できる。

3.3 パルス着磁による捕捉磁束

3.3.1 捕捉磁束分布と磁束クリープ

図3.7に、静磁場着磁に使用した試料について、12ターンコイルを用いてパルス着磁(PF着磁)を行ったときの捕捉磁束密度分布の印加磁場依存性を示す。また、図3.4と同様に、 $x=0$ の直線上における B_T の分布を図3.8に示す。これらの図より、完全磁化に達しない低い印加磁場においては、静磁場によるZFCモードの場合と同様に試料の中央が窪んだ捕捉磁束分布になっているのがわかる。但し、中央の B_T が低いところと周囲の高いところの差がはっきりとしており、ZFCに比べピークや谷がシャープである。

図3.9には、捕捉磁束分布図より求めた総捕捉磁束量 Φ_T の印加磁場 $\mu_0 H_i$ による変化を、PF、ZFC及びFCの3つの着磁モードについて示す。PFモードは、12ターンコイルに加え40ターンコイルの結果も示してある。ZFCとFCの着磁モードでの完全磁化における総捕捉磁束量 Φ_T は $1.27 \times 10^{-4} \text{Wb}$ となる。PFモードでの完全磁化における Φ_T はZFCとFCモードの場合とほぼ同じであり、測定誤差の範囲内で同じ量の磁束が捕捉されたと見なすことができる。しかしながら、完全磁化に必要な最小の印加磁場 $\mu_0 H_i$ は、着磁モードにより異なる。3.2.2節で調べたように、ZFCとFCモードにおける $\mu_0 H_i$ は、それぞれ1.4Tと0.7Tであるが、PFモードでは12ターンと40ターンのどちらのコイルにおいても1.9Tの印加磁場が必要となる。PFとZFCモードはどちらも試料を T_c 以下に冷却してから磁場を印加している点では同じであるので、 $\mu_0 H_i$ がZFCモードより大きくなるのは、パルス着磁の特徴の一つと言える。

さらに、PFモードでは、1.9T以上の磁場を印加すると Φ_T は減少するのがわかる。ZFCとFCモードでは $\mu_0 H_i$ 以上の印加磁場で Φ_T は飽和し一定の値を示すことから、 Φ_T の印加磁場依存性に見られるこのピーク効果もPFモードに特有な現象である。また、 $\mu_0 H_i$ 以下の印加磁場では Φ_T は着磁コイルの巻数に依存しないが、 $\mu_0 H_i$ 以上では12ターンの方が40ターンよりも Φ_T の減少が大きい。

図3.10には、着磁後300sと1200sに測定した Φ_T の比 $\Phi_{T1200s}/\Phi_{T300s}$ の印加磁場依存性を示す。この比は磁束クリープ量の目安とすることができ、常に1より小さい値を

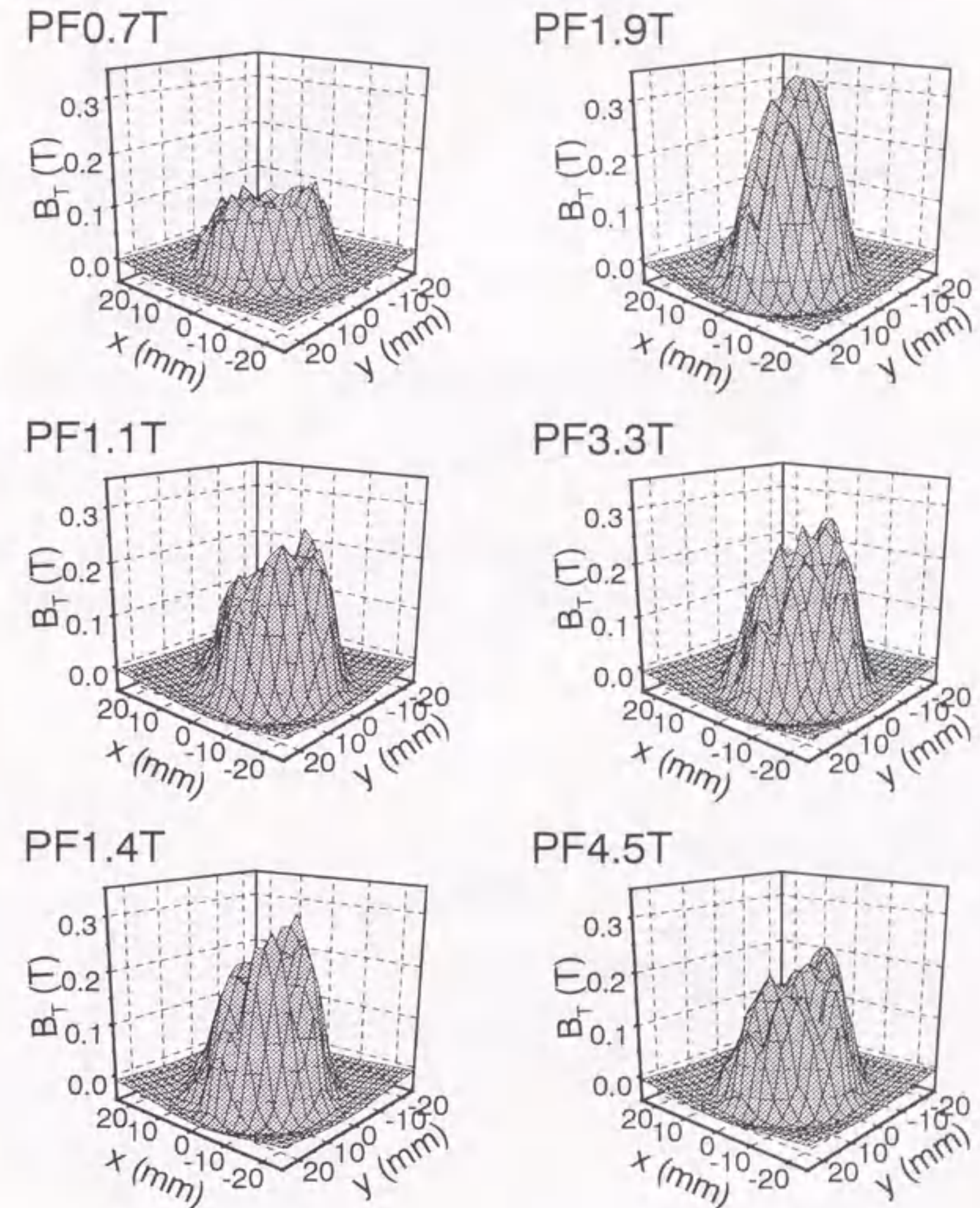


図3.7 12ターンコイルを用いてPFモードで着磁したときの77Kにおける捕捉磁束密度分布の印加磁場依存性。試料の表面を x - y 平面にとり、中心軸を z 軸とした。磁束密度 B_T は $z=0.5\text{mm}$ で測定した。

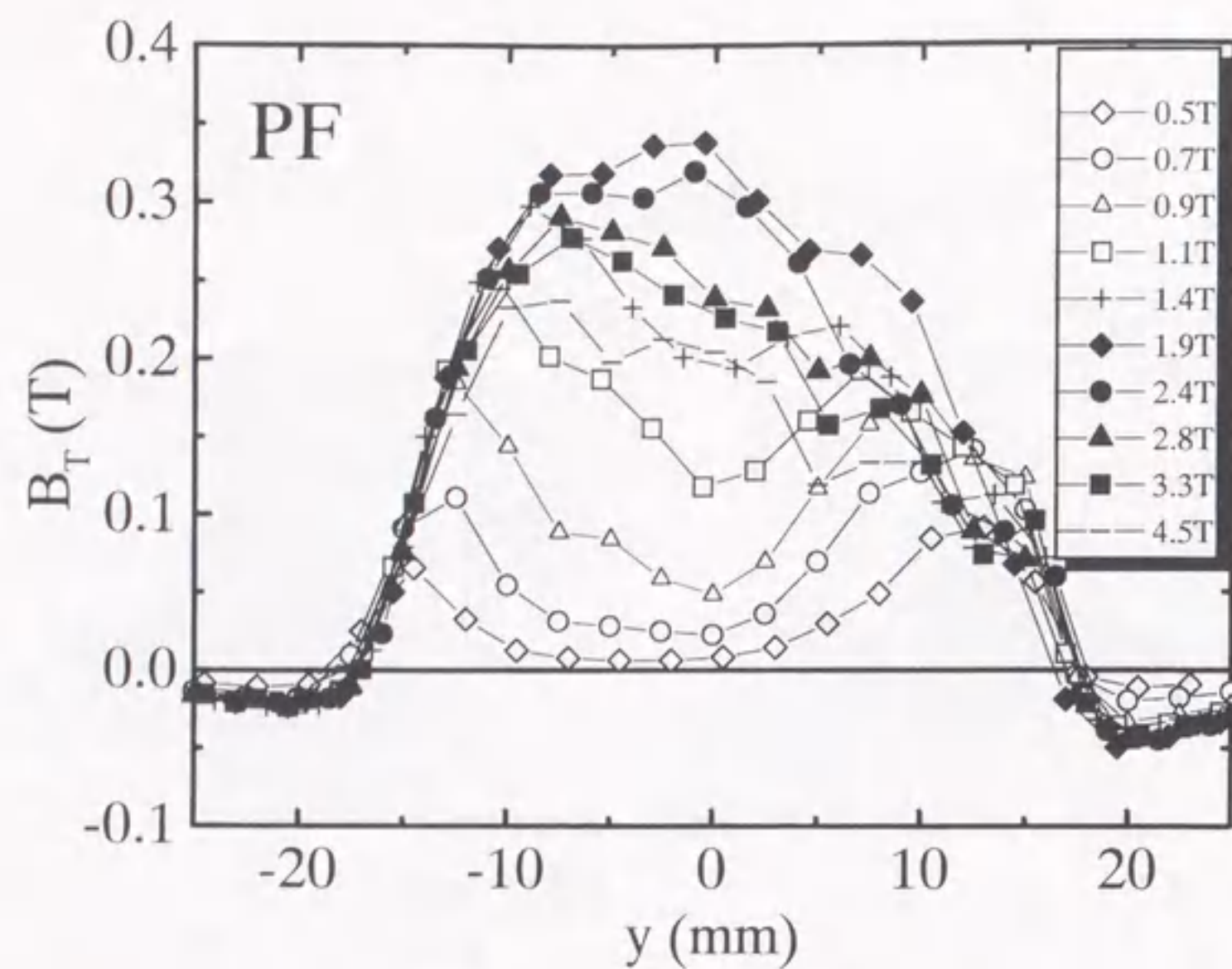


図3.8 12ターンコイルを用いてPFモードで着磁したときの77Kにおけるy軸上の捕捉磁束密度分布の印加磁場依存性.

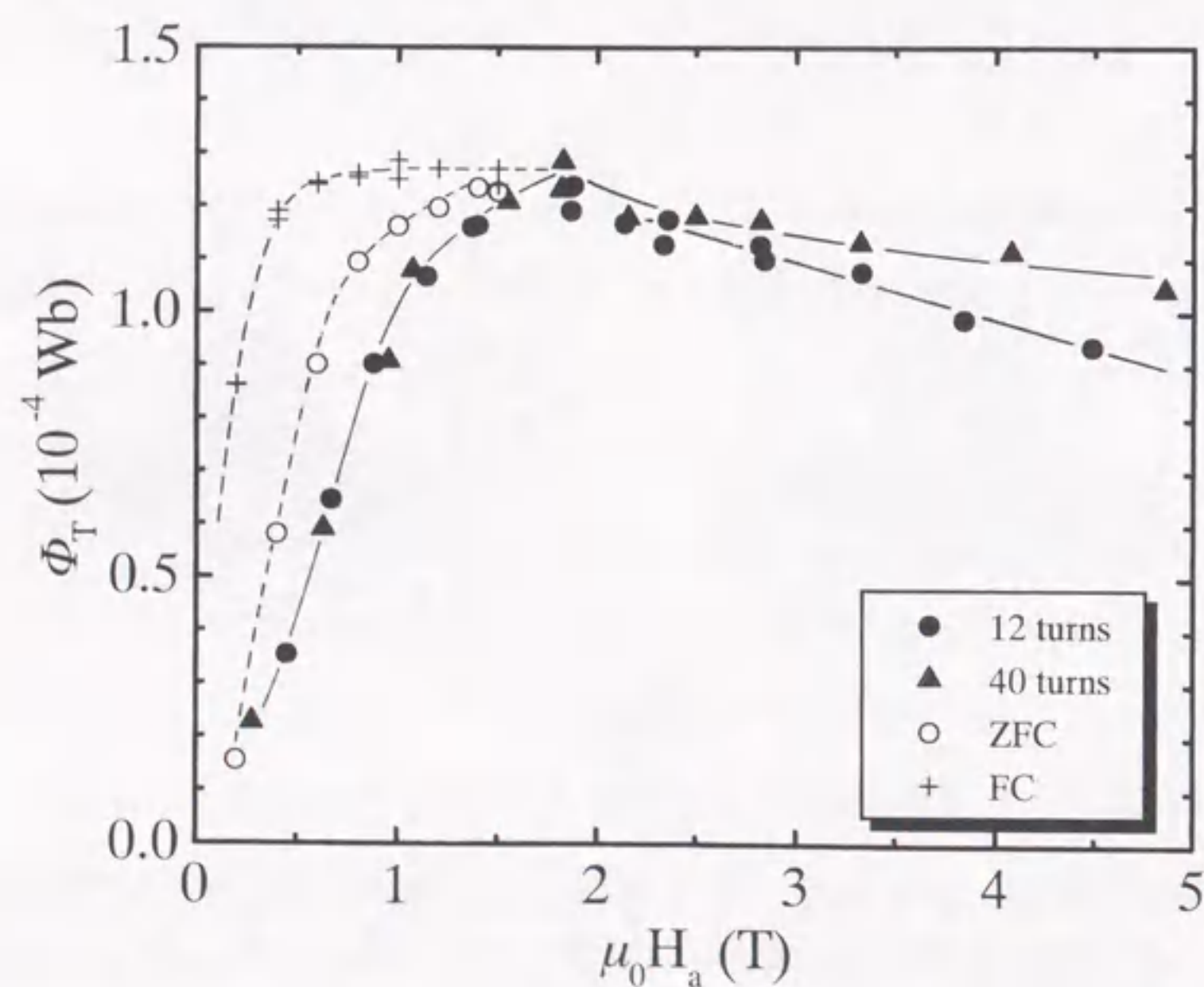


図3.9 77Kにおける着磁モードによる総捕捉磁束量 Φ_T の印加磁場依存性の違い.

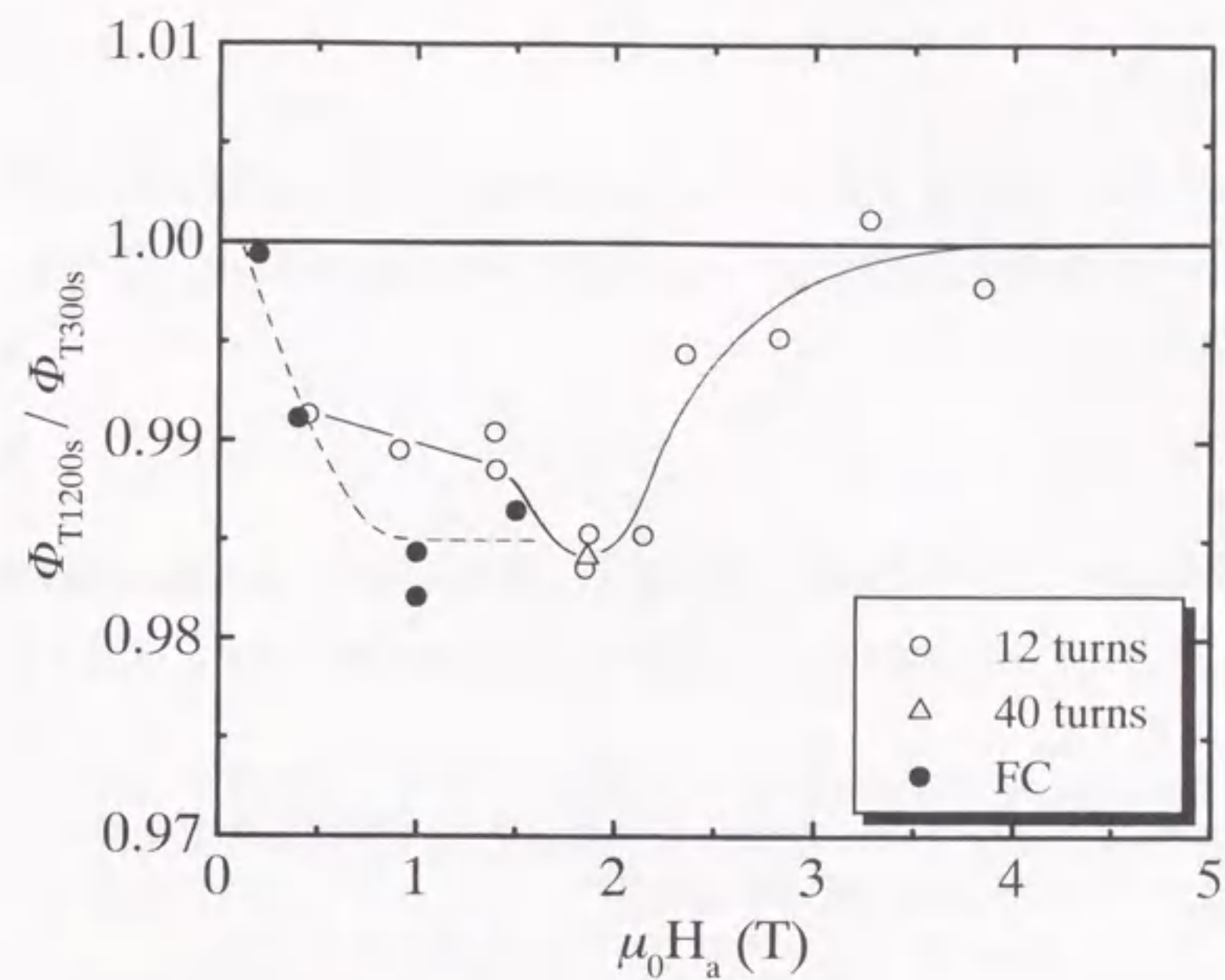


図3.10 総捕捉磁束量の比 $\Phi_{T1200s} / \Phi_{T300s}$ の印加磁場依存性. 添え字の1200sと300sは磁場分布測定を開始した着磁後の時間を表す.

とる。FCモードの結果と比較することにより、磁束クリープについてもパルス着磁に特有な現象を見出すことができる。FCモードの場合、 $\Phi_{T1200s} / \Phi_{T300s}$ は印加磁場の増加と共に初め減少し、0.7T($=\mu_0 H_a$)以上で一定の値をとる。これに対し、PFモードでは $\Phi_{T1200s} / \Phi_{T300s}$ は1.9T($=\mu_0 H_a$)で最小値をとった後、増加して1に近づく。

以上のようなパルス着磁における独特な現象は、msのオーダーで時間的に変化する磁場が超電導体に入入りすることに起因すると考えられる。以下の2つの小節でこれらの現象について考察を加える。

3.3.2 粘性力の評価

1.3.1節では、ピン止め点を含む第2種超電導体内の磁束線の分布を磁束線に働く Lorentz力 F_L とピン止め力 F_p の釣り合いで説明した。外部磁場の変化が緩やかな場合には磁束線に働く力としてこの2つの力のみを考慮すればよいが、磁場変化率の大きいパルス磁場の場合にはさらに次式で表される粘性力 F_v を考慮することが必要となる。

$$F_v = -\eta \frac{|B|}{\phi_0} v \quad (3.1)$$

ここで、 η は粘性係数、 ϕ_0 は磁束量子($=2.06783461 \times 10^{-15}$ Wb)、 v は磁束線の速度である。(1.2)式の Lorentz 力 F_L と(1.6)式のピン止め力 F_p を(1.7)式を用いて再度示すと、

$$F_L = J \times B \quad (3.2)$$

$$F_p = -\frac{v}{|v|} F_p(|B|, T) \quad (3.3)$$

となる。パルス磁場が印加された場合においても、超電導体内の磁束線の運動がこれら3つの力の釣り合い⁹⁾で記述できるとすると、(1.5)式の代わりに次式が成り立つ。

$$F_L + F_p + F_v = 0 \quad (3.4)$$

(3.1)-(3.4)式からわかるように、ピン止め力 F_p と粘性力 F_v の和が Lorentz 力 F_L と釣り合うことになる。

2.2.4 節で述べたように、ZFC と FC モードでは磁場の増加時及び減少時の変化率は 0.05T/s 以下であるので、磁束線の動きは準静的($v \approx 0$)と見なすことができる。従って、粘性力 F_v はピン止め力 F_p に比べて無視でき、磁束線の分布はピン止め力 F_p と Lorentz 力 F_L との釣り合いで決定される。この場合、3.2.2 節で見たように、Bean モデルに従えば試料内の磁束密度 B は空間的に $\mu_0 J_c$ の勾配を持って直線的に変化する。

これに対し、PF モードにおけるパルス磁場は 10^2 T/s を越える割合で時間的に変化するので、力の釣り合いの式(3.4)における粘性力 F_v の寄与が非常に大きくなり、試料内の磁束密度 B の勾配はもはや直線的ではなくなる。(3.1)式より、超電導体中を移動する磁束線はその速度 v に比例した粘性力による抵抗を余分に受けることになる。パルス磁場の増磁過程においては、磁束線の速度 v は円柱試料の側面から中心に向かって減少し、試料中心ではゼロになるであろう。この場合の試料内の磁束密度分布は、勾配が周辺で最も急で中心に向かう程緩やかとなる。結果的に同じ印加磁場では、静磁場に比べパルス磁場の方が試料の中心に侵入する磁束が少なくなると考えられる。以上の議論より、図 3.9 において、PF モードで完全磁化するのに ZFC モードの場合($\mu_0 H_c = 1.4$ T)より大きな 1.9T の印加磁場が必要となるのは磁束線に大きな粘性力が働くためと解釈できる。

次に、本実験のパルス着磁における粘性力の寄与をもう少し定量的に調べてみる。(3.1)式における粘性係数 η は、1.2 節で述べたフロー比抵抗 ρ_f と

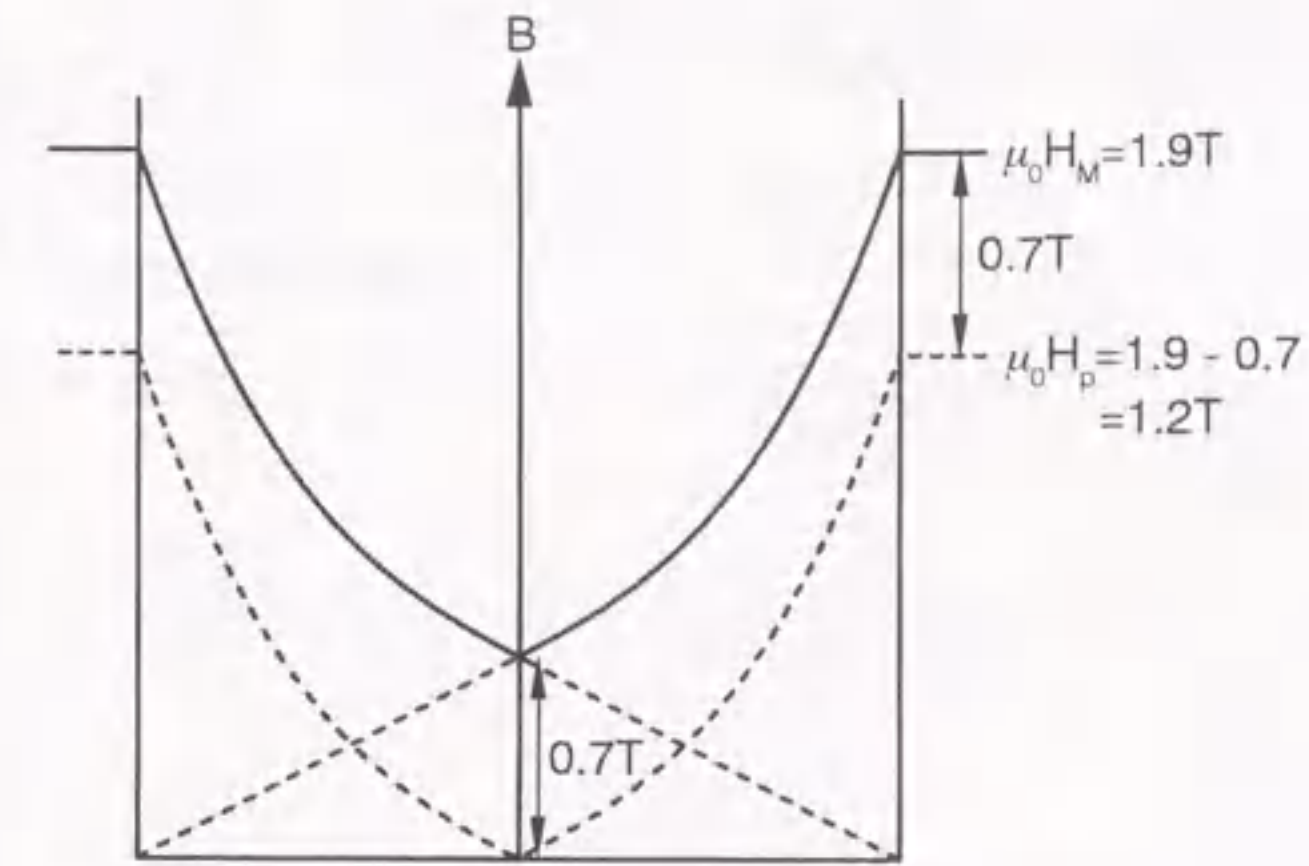


図3.11 パルス着磁での中心到達磁場 $\mu_0 H_p$ を求める際に用いた試料内の磁束密度分布を表す模式図。パルス磁場の増磁過程では試料内の磁束密度分布は相似形で変化すると仮定し、外部磁場の最大値 $\mu_0 H_M (= \mu_0 H_a)$ が 1.9T ($= \mu_0 H_c$) のとき試料の中心での磁束密度が捕捉可能な最大値 0.7T になったとすると、 $\mu_0 H_p$ は $1.9 - 0.7 = 1.2$ T となる。

$$\eta = \frac{\phi_0 B}{\rho_f} \quad (3.5)$$

の関係にある。また、 ρ_f は理論的に次式で与えられる⁹⁾。

$$\rho_f = \frac{B}{\mu_0 H_{c2}} \left(1 + \frac{B}{2\mu_0 H_{c2}} \right)^{-1} \rho_n \quad (3.6)$$

ここで、 ρ_n は常電導状態における比抵抗であり、 H_{c2} は上部臨界磁場である。また、本実験の場合、 H_{c2} は次式により求められる。

$$H_{c2} = H_{c2\perp}(T) = H_{c2\perp}(0K) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (3.7)$$

$H_{c2\perp}$ は $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ の a - b 面に垂直に磁場を印加したときの上部臨界磁場、 T_c は臨界温度である。 ρ_f と η の値を求めるにあたっては、以下の数値を用いる： $\mu_0 H_{c2\perp}(0K) = 80.5$ T⁷⁾、 $T_c = 92$ K、 $B = 1.2$ T、 $\rho_n(77K) = \rho_n(77K) = 1.91 \times 10^{-6}$ Ωm。 B の値には次のようにして求めた PF モードにおける中心到達磁場 $\mu_0 H_p$ を用いている。図 3.9 で見たように、PF モードの完全磁化の値は FC モードと同じであることから、PF モードでの印加磁場、即ち外部磁場の最大値 $\mu_0 H_M$ が $\mu_0 H_c (= 1.9$ T) に等しくなったとき、試料の中心での B が FC モードでの $\mu_0 H_c (= 0.7$ T) の値になると見なせる(図 3.11)。これより、大雑把な中心到達磁場 $\mu_0 H_p$ の見積もりとして、 $1.9 - 0.7 = 1.2$ T を得た。また、 $\rho_n(77K)$ の値は、実際に

測定した ρ_f-T 特性を 77K に外挿して求めた。さて、(3.7)式より $\mu_0 H_{c2}(77K)=24.1T$ 、続いて(3.6)式より $\rho_f=9.28 \times 10^{-8} \Omega m$ 、さらに(3.5)式より粘性係数として $\eta=2.68 \times 10^{-8} \text{Ns/m}^2$ が得られる。

Bean モデルでは、ピン止め力 F_p は臨界電流密度 J_c と磁束密度 B の積で与えられる。

$$F_p = J_c |B| \quad (3.8)$$

従って、粘性力とピン止め力の比 F_v/F_p は(3.1)式と(3.8)式の比をとって

$$\frac{F_v}{F_p} = \frac{\eta |v|}{J_c \phi_0} \quad (3.9)$$

となる。ここで、先に求めた中心到達磁場 $\mu_0 H_p=1.2T$ に等しい大きさのパルス磁場が、77K の温度で 12 ターンコイルにより試料に印加されたとする。このとき、パルス磁場の立ち上がり時間 0.8ms(図 2.7 参照)の間に磁束線が試料の端から中心までの 0.017m の距離を移動したことになるので、磁束線の平均の速度として、 $v=0.017/0.0008=21\text{m/s}$ が得られる。この v の値と上で求めた $\eta=2.68 \times 10^{-8} \text{Ns/m}^2$ 及び 3.2.1 節で求めた $J_c=3.9 \times 10^7 \text{A/m}^2$ を(3.9)式に代入すると、 $F_v/F_p=7$ が得られる。これより、12 ターンのコイルで 1.2T の大きさのパルス磁場を印加した場合には、ピン止め力の約 7 倍の粘性力が働くことが見積もられる。

3.3.3 発熱の評価

Lorentz 力 F_L により駆動される磁束線は、(3.4)式から粘性力 F_v とピン止め力 F_p に抗して仕事をすることになり、それぞれ粘性損失とピン止め損失となって試料内部で発熱が起こる。前節の計算からもわかるように、パルス着磁においては磁束線の急激な運動のため粘性損失による発熱が支配的となる。単位体積単位時間当たりの粘性損失 W_v は、粘性力 F_v と磁束線の速度 v との内積で求められ、(3.1)式を用いて次式で表される。

$$W_v = -F_v \cdot v = \frac{\eta |B| v^2}{\phi_0} \quad (3.10)$$

ここで、 F_v/v とした。(3.10)式は、単位時間当たりの粘性損失 W_v が磁束線の速度 v の二乗に比例することを示している。磁束線の速度 v は図 2.7 に示したパルス磁場波形の立ち上がりの勾配 $\partial H/\partial t$ に比例すると考えられる。2.2.2 節で求めたように、パルス磁場の立ち上がり時間は印加磁場の大きさには依存しないので、印加磁場の増加と共に、 $\partial H/\partial t$ 、即ち磁束線の速度 v が増加し、その結果試料の温度上昇が大きくなると

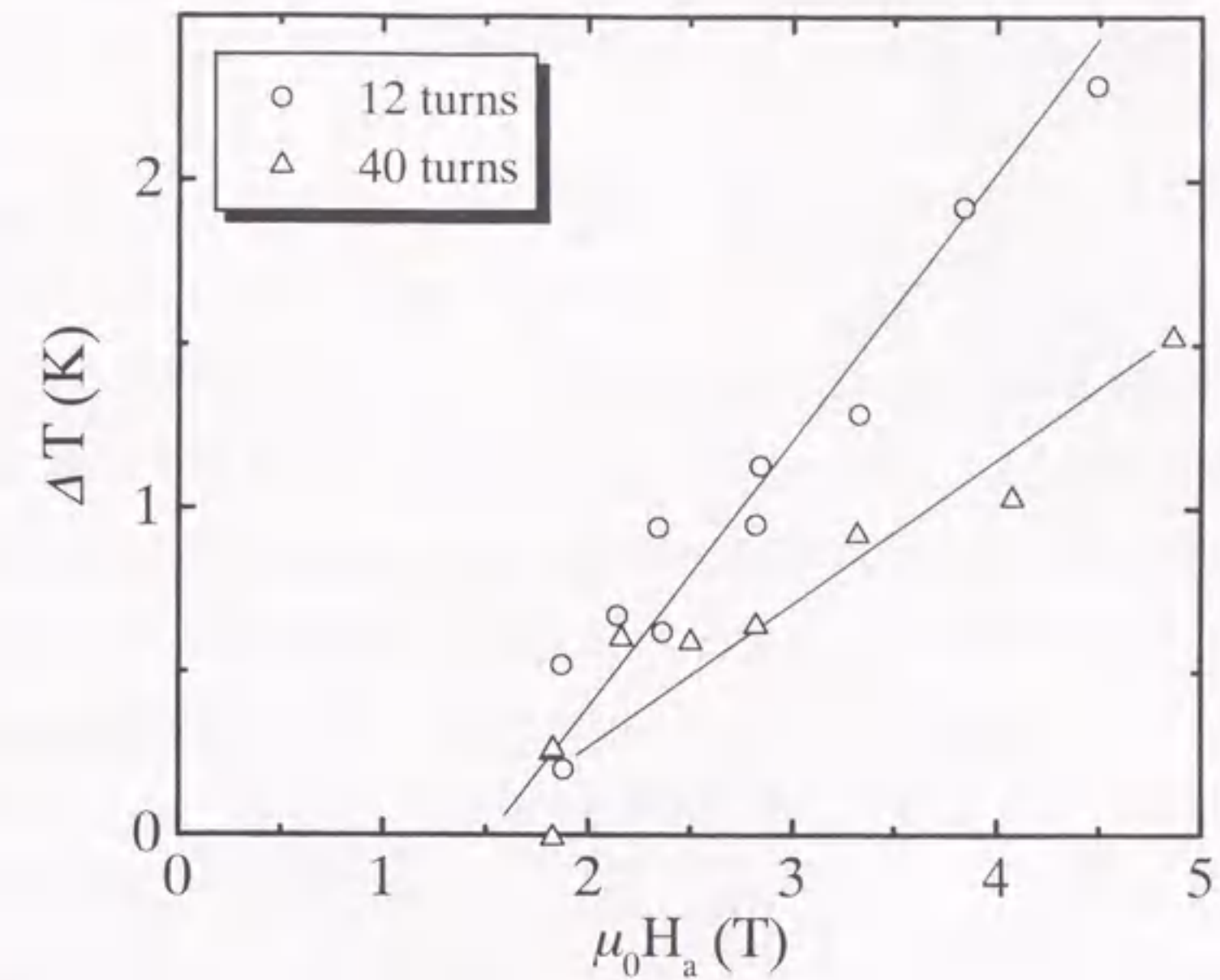


図3.12 12ターンコイル(○)と40ターンコイル(△)でパルス着磁を行ったときの試料の温度上昇 ΔT の印加磁場依存性。

予想される。

温度上昇の割合は、次式で表される臨界電流密度 J_c の温度依存性についてのスケール則⁹⁾を用いて見積もることができる。

$$J_c = \beta \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^m \quad (3.11)$$

ここで、 β は比例定数で、 m はピンニングパラメータである。 m の値は、QMG 法により作製された Y-Ba-Cu-O 超電導体について、55K 以上の温度では実験的に 2.0 に等しくなることが報告されている^{9, 10)}。 $T=77K$ における $J_c=3.9 \times 10^7 \text{A/m}^2$ と $T_c=92K$ を(3.11)式に代入して、 $\beta=4.35 \times 10^8 \text{A/m}^2$ を得る。

ここで、急激な磁束線の運動により試料の温度が ΔT だけ上昇したとすると、 J_c の値は減少し、総磁束捕捉量 Φ_T が減少するであろう。その結果、PF モードにおける総捕捉磁束量 Φ_{PF} は、準静的な磁場変化で発熱が無視できる ZFC モードでの値 Φ_{ZFC} よりも小さくなる。試料の温度が均一であると仮定すると、 $\mu_0 H_c$ 以上の印加磁場では Φ_T は J_c に比例するので次式が成り立つ。

$$R = \frac{J_c(77\text{K} + \Delta T)}{J_c(77\text{K})} = \frac{\Phi_{PF}}{\Phi_{ZFC}} \quad (3.12)$$

(3.11)と(3.12)式より、温度上昇 ΔT は次式で求められる。

$$\Delta T[\text{K}] = T_c \sqrt{1 - \left[\frac{R J_c(77\text{K})}{\beta} \right]^{\frac{1}{m}} - 77} \quad (3.13)$$

本実験で用いた試料について、(3.13)式に従って $\mu_0 H_c$ 以上の印加磁場での ΔT を計算すると図 3.12 のようになる。これより、12 ターンコイルでの温度上昇は、印加磁場 4T で約 2K であり、40 ターンコイルでの約 1.7 倍になることがわかる。

この図において、2 つのコイルにおける ΔT の変化はいずれもほぼ直線で表され、低印加磁場側に外挿すると $\mu_0 H_c \approx 1.5\text{T}$ で横軸と交差する。3.3.1 節での図 3.9 の説明では、PF モードにおける $\mu_0 H_c = 1.9\text{T}$ での最大捕捉磁束量は測定誤差の範囲内で ZFC と FC モードの場合とほぼ同じであるとした。これらの結果は、PF モードの印加磁場 1.9T においても発熱はあるが、この実験条件では無視できる程度であることを示している。従って、発熱による影響は 1.9T 以上の印加磁場でのみ顕著に現れるとして以下の議論を進めることにする。

図 3.10 の結果は、PF モードで着磁したときの磁束クリープの挙動が FC モードの場合に比べて極めて独特であることを示している。このユニークな振る舞いは、上で述べた試料の発熱を考慮することにより次のように説明できる。温度が T_0 から $T_0 + \Delta T$ に上昇したときに試料に捕捉される磁束の分布は、 $\mu_0 J_c(T_0 + \Delta T)$ の磁束密度勾配で決定されると考えられる。しかしながら、着磁後には発生した熱は周囲の冷媒に奪われ、まもなく T_0 の温度に戻るであろう。超電導体を着磁した後に温度を下げると、磁束クリープが抑制される現象は以前からよく知られており¹¹⁻¹⁴⁾、このプロセスがパルス着磁における短い時間の間に自動的に行われたと考えることができる。即ち、 $T_0 + \Delta T$ の温度で磁束が試料に捕捉されたため、 T_0 の温度に冷却された後にはほとんどクリープをしなくなったと解釈できる。印加磁場が大きいほど温度上昇は大きくなる。従って、図 3.10 において印加磁場が 1.9T を越えて大きくなると $\Phi_{T1200s} / \Phi_{T1200s}$ の比が 1 に近づいていくのは、パルス着磁での磁束線の急激な運動による試料の温度上昇の効果であると結論することができる。実用的には、パルス着磁法を用いれば意図的に温度を変化させなくても磁束クリープを抑制することができるので、ZFC や FC モードでの静磁場着磁のように着磁後の捕捉磁束の減衰を気にせずに使用できる。

3.4 パルス磁場印加中のバルク内の磁束分布の予測

3.3 節では、パルス着磁における粘性力の寄与について論じた。この節では、粘性力を考慮に入れて、パルス磁場が印加されたときの試料内の磁束分布の変化を予測する。ここでは、磁束が侵入していない状態の試料に単発のパルス磁場を印加した場合を考える。

試料内の磁束線については、(3.4)式の力の釣り合いに加え、次式の磁束線の流れに関する連続の式¹⁵⁾が成り立つ。

$$\text{rot}(\mathbf{B} \times \mathbf{v}) = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.14)$$

ここで、 \mathbf{v} は磁束線の速度である。簡単のため、半径 a の無限に長い円柱状の試料に z 軸に平行に磁場が印加されたとすると、磁束密度 \mathbf{B} と磁束線の速度 \mathbf{v} は、円柱座標による位置 (r, θ, z) と時間 t に関して $\mathbf{B} = (0, 0, B(r, t))$ 、 $\mathbf{v} = (v(r, t), 0, 0)$ のように表せる。これを用いると、(3.14)式は $r_0 \leq r \leq a$ の領域で次式のように書き改められる。

$$B v = -\frac{1}{r} \int_{r_0}^r \frac{\partial B(r', t)}{\partial t} r' dr' \quad (3.15)$$

r_0 は磁束密度の変化が伝わっている先端の位置であり、 $r=r_0$ で $v=0$ の関係を用いた。ZFC モードの図 3.5(b)では、 r_0 は B 分布の折れ曲がりの位置に対応する。試料側面の外部磁場 $\mu_0 H_c$ が、パルス磁場の増磁過程で $\mu_0 H_c \uparrow \geq \mu_0 H_p$ 、減磁過程で $\mu_0 H_c \downarrow \leq \mu_0 H_M - 2\mu_0 H_p$ の範囲にあるとき、 r_0 の値はゼロとなる。ここで、 $\mu_0 H_p$ は 1.3.2 節で定義した中心到達磁場であり、ZFC モードの場合は 3.2.2 節で求めたように $\mu_0 H_p = 0.7\text{T}$ であった。 $\mu_0 H_M$ は外部磁場 $\mu_0 H_c$ の最大値であり、 \uparrow と \downarrow の記号はそれぞれ PF モードにおける増磁過程 ($\partial(\mu_0 H_c) / \partial t > 0$) と減磁過程 ($\partial(\mu_0 H_c) / \partial t < 0$) を表す。

また、Maxwell の方程式は、変位電流 $\partial D / \partial t$ を無視すると、

$$\mathbf{J} = \text{rot} \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} \quad (3.16)$$

となる。(3.1)-(3.4)、(3.8)、(3.15)、(3.16)式より、 $r_0 \leq r \leq a$ の領域における磁束密度の勾配 $\partial B(r, t) / \partial t$ は次のように導かれる。

$$\frac{\partial B(r, t)}{\partial t} = \mu_0 \left(\pm J_c \frac{B(r, t)}{|B|} + \frac{\eta}{\phi_0 |B| r} \int_{r_0}^r \frac{\partial B(r', t)}{\partial t} r' dr' \right) \quad (3.17)$$

ここで、+ と - の符号はそれぞれ $\mu_0 H_c \uparrow$ と $\mu_0 H_c \downarrow$ に対応する。右辺の第 1 項はピン止め力、第 2 項は粘性力による寄与を表す。

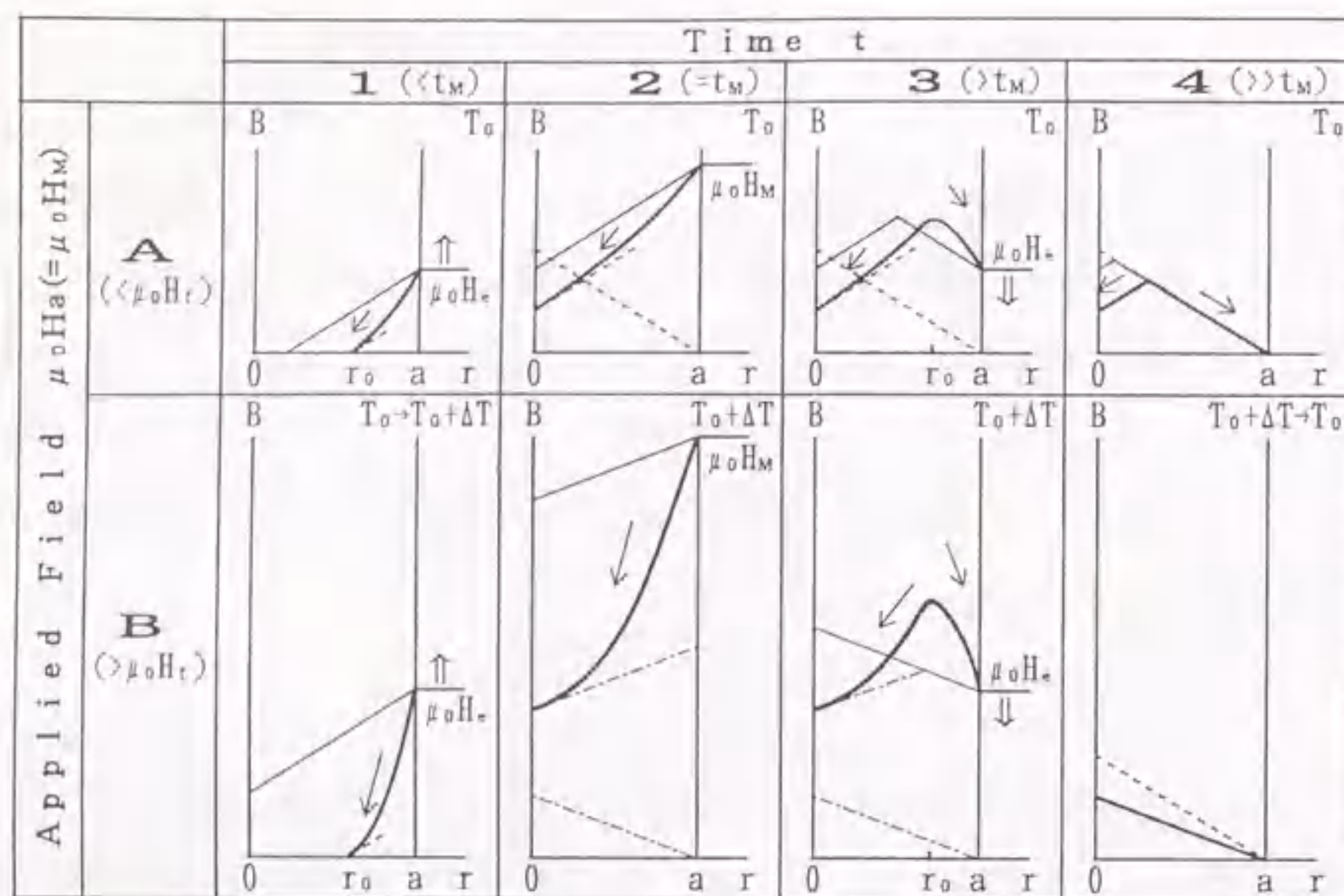


図3.13 印加磁場 $\mu_0 H_a$ が $\mu_0 H_c$ より(A)小さいときと(B)大きいときの半径 a の試料内部の磁束密度分布の変化を表す模式図. PFモードでの分布を太い実線で, ZFCモードでの分布を細い実線で示した. 1はパルス磁場のピークより前の時刻 ($t < t_M$), 2はピーク時刻 ($t = t_M$), 3はピークより後の時刻 ($t > t_M$), 4はパルス磁場が終わった後の時刻 ($t \gg t_M$) を表す. 破線(---)と一点鎖線(- · - ·)はそれぞれ 77K と $77\text{K} + \Delta T$ での磁束密度勾配 $\partial B / \partial r = \pm \mu_0 J_c$ を表す. \uparrow と \downarrow の矢印はそれぞれ外部磁場 $\mu_0 H_e$ の変化の方向と, 磁束フローと磁束クリープの方向を表す. r_0 は外部磁場の変化により磁束密度 B が変化した領域と変化していない領域の境界の位置を表す.

(3.17)式を用いると, パルス磁場印加中の試料内の B 分布の変化が以下のように解析できる. 図3.13に, 強度の異なる2種類のパルス磁場を印加したときの試料内の磁束密度 B の分布の時間的変化を模式的に示す. Aの欄は印加磁場 $\mu_0 H_a (= \mu_0 H_M)$ が完全磁化するのに必要な最小の印加磁場の値 $\mu_0 H_c$ よりも小さいとき ($\mu_0 H_a < \mu_0 H_c$) であり, Bの欄は $\mu_0 H_a > \mu_0 H_c$ のときである. 1~4の列は, 一回のパルス着磁における4つの異なる時刻を表し, 列1は外部磁場が最大 ($\mu_0 H_M$) となる時刻 t_M より前の時刻 ($t < t_M$), 列2は $t = t_M$, 列3は $t > t_M$ であり, 列4はパルス磁場が終わった後の時刻 ($t \gg t_M$) である. 図3.7-3.9は, 列4の時刻で測定した磁束分布に対応する.

ZFCモードの場合には, 試料内の磁束密度の時間変化 $\partial B(r, t) / \partial t$ は場所と時間に依らず外部磁場の時間変化 $\partial(\mu_0 H_e(t)) / \partial t$ に等しく, 準静的な変化と見なせるのでその値はほとんどゼロである ($\partial B(r, t) / \partial t \approx 0$). 従って, 磁束密度の勾配 $\partial B(r, t) / \partial r$ は(3.17)

式より $\pm \mu_0 J_c$ となる.

しかしながら, パルス着磁の場合には状況が異なる. PFモードにおける磁場勾配 $\partial B(r, t) / \partial r$ の大きさは, (3.17)式の右辺第2項の影響を受けて大きく変化する. 例えば, パルス磁場の増磁過程では $\partial B(r, t) / \partial t > 0$ であるので, (3.17)式の第2項は正となる. 従って, 磁場勾配 $\partial B(r, t) / \partial r$ の値は, ZFCモードでの値 $\mu_0 J_c$ より大きくなる. (3.17)式における積分は, 積分範囲の上限値 r が B 変化の先端位置 r_0 より大きいときのみ有限の値を取る. 従って, パルス磁場の増磁過程における試料内の B 分布は, 試料の周辺部では ZFCモードよりも磁場勾配 $\partial B(r, t) / \partial r$ が急で, 中心に向かって緩やかになり, $r = r_0$ で $\mu_0 J_c$ に等しくなる. この B の変化は, 図3.13のA-1とB-1の欄に示されている. この図では, PFモードでの B 分布が太い実線で, ZFCモードでの B 分布が細い実線で示してある. また, $r = r_0$ での磁場勾配 $\partial B(r_0, t) / \partial r$ が破線で描かれている. このような磁場分布の下では, 磁束線は磁束密度の高いところから低いところへ向かって, $\partial B(r, t) / \partial r$ の値が $\mu_0 J_c$ に等しくなるまで移動を続ける. これを磁束フローと呼ぶ.

外部磁場が $t = t_M$ でピークの値をとったときには, $r = a$ での B の時間変化 $\partial B(a, t) / \partial t$ はゼロとなるが, 試料の内部 ($0 < r < a$) では $\partial B(r, t) / \partial t > 0$ となり得る(A-2, B-2). この場合, (3.17)式の第2項は正となり, 試料内部 ($0 < r < a$) ではまだ磁場勾配 $\partial B(r, t) / \partial r$ が $\mu_0 J_c$ より大きいことになる. 従って, $t = t_M$ の時刻においても磁束線は試料の中心に向かってフローを続ける.

パルス磁場が減磁過程に入ると ($t > t_M$), 磁束線は試料の側面から抜け出る. ZFCモードの場合には, 外部磁場の変化が及ぶ $r_0 \leq r \leq a$ の領域では磁場勾配 $\partial B(r, t) / \partial r$ は符号を変え $-\mu_0 J_c$ となる. これに対し, PFモードでは(3.17)式の第2項の寄与が加わる. $t > t_M$ の時刻においては $r_0 \leq r \leq a$ の領域で $\partial B(r, t) / \partial t$ は負であるので, (3.17)式の第2項は負となる. その結果, この領域での磁場勾配 $\partial B(r, t) / \partial r$ は(3.17)式の第2項の分だけ $-\mu_0 J_c$ より急になる. 一方, 試料の中心部 ($r \leq r_0$) では, ZFCモードでは B 分布は傾き $\mu_0 J_c$ の直線で表される. しかしながら, PFモードの場合には $\partial B(r, t) / \partial r$ の値が $\mu_0 J_c$ に等しくなるまで, 磁束線は内側に向かってフローを続ける. $t > t_M$ における B 分布を, 図3.13のA-3とB-3に模式的に示す.

PFモードで外部磁場がさらに減少してパルス磁場が裾を引くようになると, その時間変化 $\partial(\mu_0 H_e(t)) / \partial t$ はゼロに近づく. すると, 必然的に(3.17)式の $\partial B(r, t) / \partial t$ もゼロになり, $t \gg t_M$ での最終的な B 分布は $\pm \mu_0 J_c$ の磁場勾配で決まる分布となる(A-4, B-4). ここで注意すべきことは, 最終的な B 分布は ZFC の場合とは異なることである. 印

加磁場 $\mu_0 H_a$ が $\mu_0 H_f$ より小さいとき(A-4)には、3.3.2節で述べた粘性力の影響により、試料中央部に最終的に捕捉される B の値は ZFC の場合より小さくなる。また、 $\mu_0 H_a > \mu_0 H_f$ になると、3.3.3節で述べたように磁束線の粘性的な運動による試料温度の上昇の影響が顕在化してくる。 B 分布は上昇した温度での $\mu_0 J_c(T_0 + \Delta T)$ の値でその勾配が決定され、パルス磁場が終わった後 T_0 の温度に戻ってその分布が凍結される(B-4)。

3.5 トレーニング効果

前節までは、磁束線が侵入していない状態の試料にパルス磁場を印加した場合について議論を行ってきた。この節では、試料を T_c 以下に冷却したままの状態でもパルス磁場を繰り返して印加したときの捕捉磁束について調べる。

図3.14に、PFモードで繰り返して着磁を行ったときの総捕捉磁束量の比 Φ_{T_n}/Φ_{T_1} の印加磁場依存性を示す。 Φ_{T_n} は、同じ大きさのパルス磁場を n 回 ($n \geq 2$) 重ねて印加したときの総捕捉磁束量であり、 Φ_{T_1} は、前節まで述べてきた初めてパルス磁場を印加したときの総捕捉磁束量である。従って、 Φ_{T_n}/Φ_{T_1} の比が1より大きいことは、 n 回繰り返してパルス着磁を行うと1回だけのときよりも試料に捕捉される磁束の量が増加することを意味する。図からわかるように、印加磁場 $\mu_0 H_a$ の増加と共に Φ_{T_n}/Φ_{T_1} の値は急激に減少し、1.9T ($=\mu_0 H_f$) 以上の印加磁場では1よりわずかに大きな値で一定となる。また、 $\mu_0 H_a < 1.9T$ では $\Phi_{T_3}/\Phi_{T_1} > \Phi_{T_2}/\Phi_{T_1}$ の関係が、 $\mu_0 H_a > 1.9T$ では $\Phi_{T_3}/\Phi_{T_1} \approx \Phi_{T_2}/\Phi_{T_1}$ の関係が測定誤差の範囲内で成り立っている。これらの結果は、1.9T以下の印加磁場ではパルス着磁を繰り返す度に捕捉される磁束量が増えるが、1.9T以上では2回繰り返したときのみならず捕捉磁束の増加が見られ、3回目では2回目とほとんど変わらないことを意味する。

このユニークな「トレーニング効果」は、3.4節で展開した議論を基に以下のように説明できる。2.2.1節に述べたように、パルス磁場の重ね打ちは20-30s間隔で行っているため、前節で言及した磁束フローや磁束クリープの影響を考慮することが必要となる。

まず初めに、図3.13のA欄に示した印加磁場が $\mu_0 H_f$ よりも小さい場合を考える。この場合、A-4の捕捉磁束密度分布に同じ大きさのパルス磁場を重ねて印加することになる。パルス着磁を2回繰り返すと、1回目の着磁後に試料中央に向かう磁束クリ

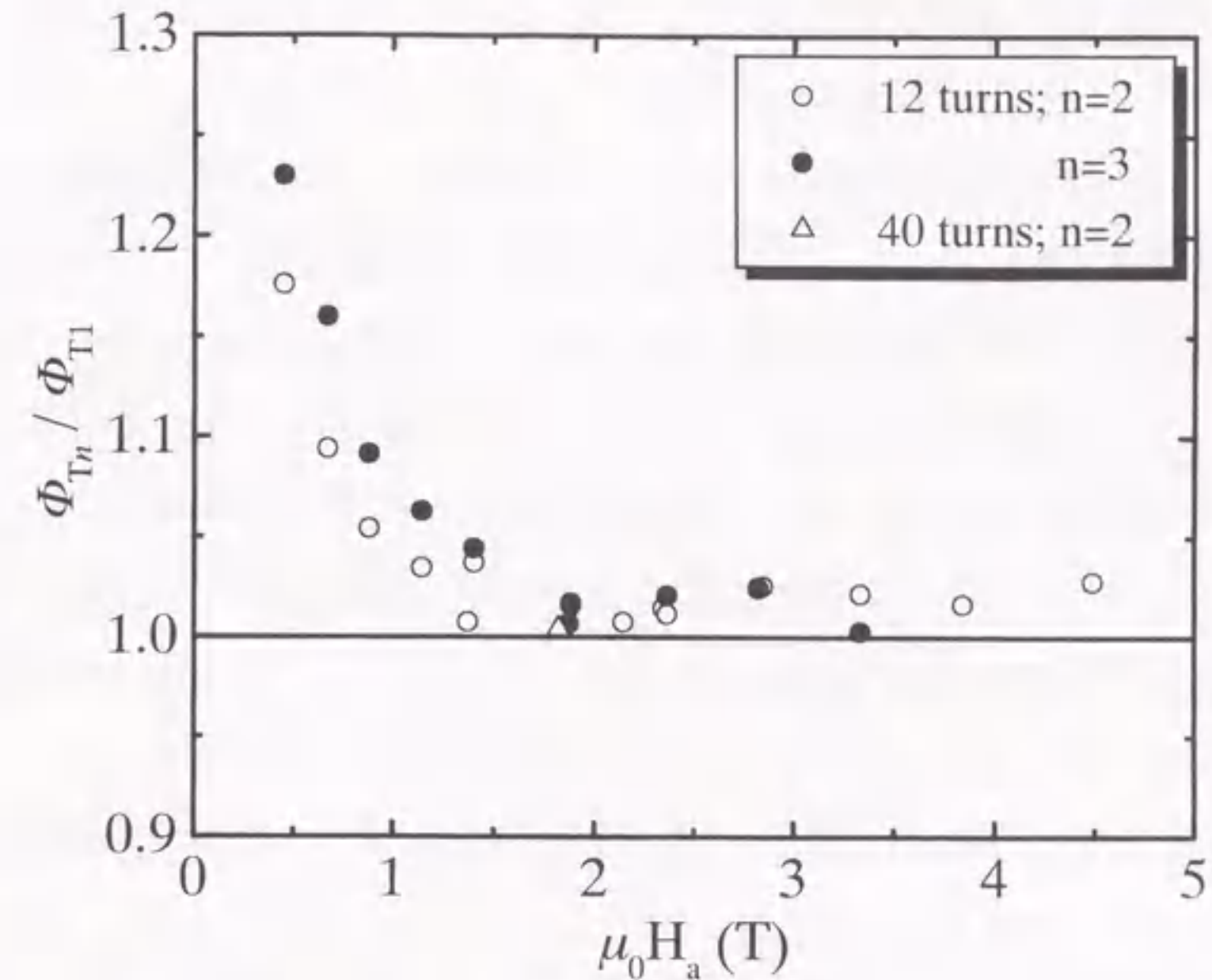


図3.14 総捕捉磁束量の比 Φ_{T_n}/Φ_{T_1} の印加磁場依存性。添え字の n と1は同じ印加磁場で繰り返して着磁した回数を表す。

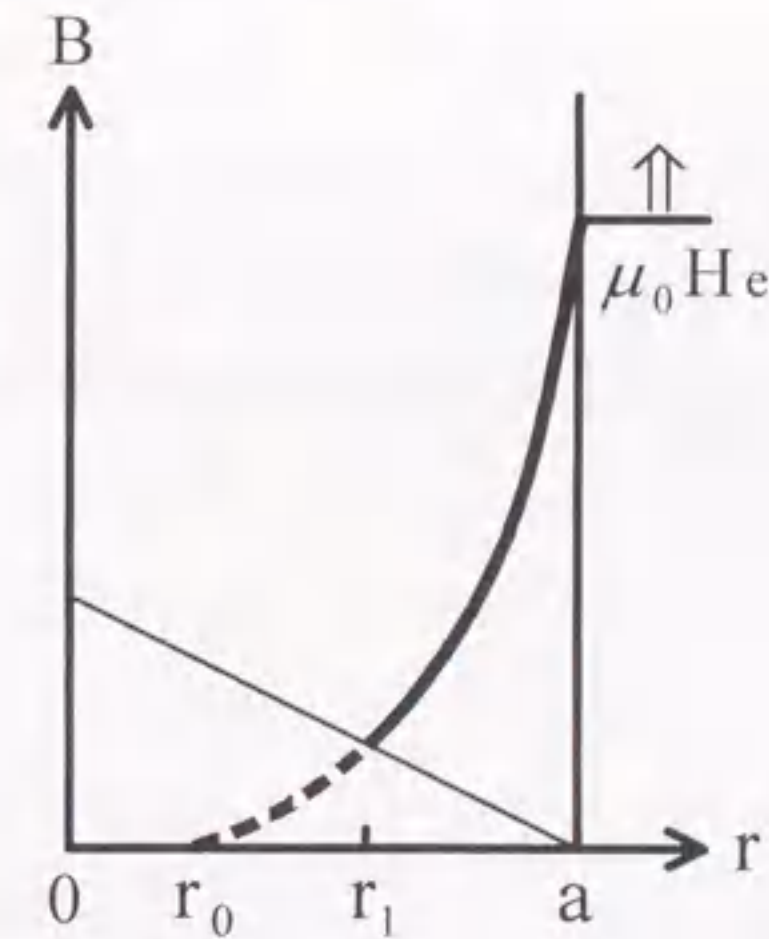


図3.15 半径 a の円柱状試料に同じ大きさのパルス磁場を2回繰り返して印加したときの増磁過程での試料内の磁束密度分布を表す模式図。細い実線は1回目のパルス着磁で捕捉された磁束の分布を表す。外部磁場が $\mu_0 H_e$ のとき、試料内に磁束が捕捉されていない場合には波線で示すように磁束は $r=r_0$ まで達するが、細い実線のように既に磁束が捕捉されていると磁束の侵入は $r=r_1$ ($> r_0$) までに制限される。2回目のパルス着磁では侵入する磁束の量が少なくなる分だけ1回目よりも発熱が少なくなる。3回目以降は2回目と磁束が侵入する状況は同じであるため、発熱量は2回目と変わらない。

ープと、2回目の着磁中に試料中央に向かう磁束フロー(3.4節で述べた)により、試料中央の B 分布の凹部に捕捉される磁束が増加する。その結果、 $\Phi_{T2} > \Phi_{T1}$ となり、トレーニング効果が見られる。印加磁場が大きくなり着磁後の B 分布の凹部が減少すると、流入する磁束量が減るため再着磁により新たに捕捉される磁束量が少なくなる。従って、図 3.14 のように、印加磁場の増加と共に Φ_{T2}/Φ_{T1} の比は減少する。印加磁場が $\mu_0 H_c$ より小さいときに Φ_{T2}/Φ_{T1} の比が 1 を越える現象は、ZFC モードによる着磁(3.2.3 節)で最大磁場で保持時間を長くしたときに捕捉磁束が増える現象(図 3.6)に類似している。しかしながら、ZFC モードの場合とは異なり、PF モードでは磁場の印加中に試料内の磁束密度勾配 $\partial B(r,t)/\partial r$ が $\mu_0 J_c$ を越えるため、これによる磁束フローの寄与がある。

次に印加磁場が $\mu_0 H_c$ より大きい場合には、図 3.13 の B-4 に示したように、捕捉磁束分布の中央部に窪んだ部分は存在しない。よって、上述のメカニズムによるトレーニング効果はない。これは、図 3.14 において $\mu_0 H_a = 1.9T (= \mu_0 H_c)$ の前後で Φ_{Tn}/Φ_{T1} の印加磁場依存性が変化することに現れている。その代わりに、3.3.3 節で述べたように、 $\mu_0 H_a > 1.9T$ では粘性損失を主因とする発熱が無視できなくなり、 J_c の低下により捕捉磁束量が減少する。ここで、1回目のパルス着磁により図 3.13 の B-4 のように磁束線が既に試料内に捕捉されているとする。この B 分布を新たに図 3.15 に細い実線で示す。この状態で1回目と同じ大きさのパルス磁場を印加する。2回目のパルス着磁における $t < t_M$ での B 分布は、図 3.15 に示すように、図 3.13 の B-1 を1回目の着磁後の B 分布に重ね合わせた分布となる。2回目のパルス着磁においても、増磁過程で磁束線は試料の中心に向かって移動する。この図からわかるように、2回目のパルス着磁で磁束線が侵入する領域は $r_1 \leq r \leq a$ に限られ、1回目の磁束線の侵入領域 $r_0 \leq r \leq a$ よりも狭くなる。この解析より、2回目のパルス着磁による発熱は1回目より少なくなるが、3回目以降の発熱は2回目と変わらないことがわかる。その結果、図 3.14 に見られたように、パルス着磁を2回行くと捕捉磁束量はわずかに増加するが($\Phi_{T2}/\Phi_{T1} > 1$)、3回行っても2回目の増分に比べて増加はない($\Phi_{T3}/\Phi_{T1} \doteq \Phi_{T2}/\Phi_{T1}$)。

3.6 ウィークリンクの影響

2.1 節で指摘したように、本実験に用いた円柱状試料の捕捉磁束分布(図 2.3(b))には等高線が谷になっている部分が見られ、弱結合(ウィークリンク)が存在する。パルス着磁を行ったとき、弱結合部分の捕捉磁束分布はどのようになるであろうか。

図 3.16(a)、(b)に、FC モードと PF モードで $\mu_0 H_a$ 以上の磁場を印加したときの捕捉磁束分布を等高線図で示す。3.3.1 節の図 3.9 で見たように、FC モードの場合には、 $\mu_0 H_a (= 0.7T)$ 以上の印加磁場で総磁束捕捉量 Φ_T は一定であった。図 3.16(a)の捕捉磁束の等高線図においても変化はなく、特に弱結合が存在する図の上側、左側、右下側の分布に印加磁場の増加による顕著な変化は見られない。これより、静磁場着磁では、弱結合領域でのピンニング損失による発熱の影響(静磁場着磁では粘性損失は無視できる)はないことがわかる。

これに対し、PF モードでは、粘性損失を主因とする発熱により $\mu_0 H_a (= 1.9T)$ 以上の印加磁場で総磁束捕捉量 Φ_T は減少した(図 3.9)。図 3.16(b)を見ると、印加磁場が増加するに従って、最大捕捉磁束密度が減少すると同時に、等高線のゆがみが弱結合領域で特に大きくなる。これは、捕捉磁束の減少が弱結合領域で顕著であり、この領域が発熱の影響を最も大きく受けていることを示す。弱結合領域は周囲の部分よりも J_c が低く、磁場に対する J_c の低下の割合も大きい。従って、 J_c の低い弱結合の部分から選択的に磁束が侵入し、流出することが考えられる。その結果、弱結合領域の発熱が他の部分よりも大きくなり、捕捉磁束の減少が顕著に現れたと考えられる。

3.7 ウィークリンクのない試料でのパルス着磁

前節で調べたように、弱結合領域では磁束線の選択的な出入りがあり、捕捉磁束が減少する。それでは、図 3.9 で見られた高い印加磁場での捕捉磁束の減少は、弱結合領域での発熱によってのみ決まるものなのだろうか。それとも弱結合の有無によらない、パルス着磁に本質的な現象なのだろうか。この点を明らかにするため、弱結合がない試料について、3.3 節と同様にパルス着磁を行って印加磁場依存性を調べる。試料は熔融バルクから切り出した $6.4 \times 4.8 \times 2.0 \text{mm}^3$ の小さな角形で、 c 軸は最も広い面に垂直である。

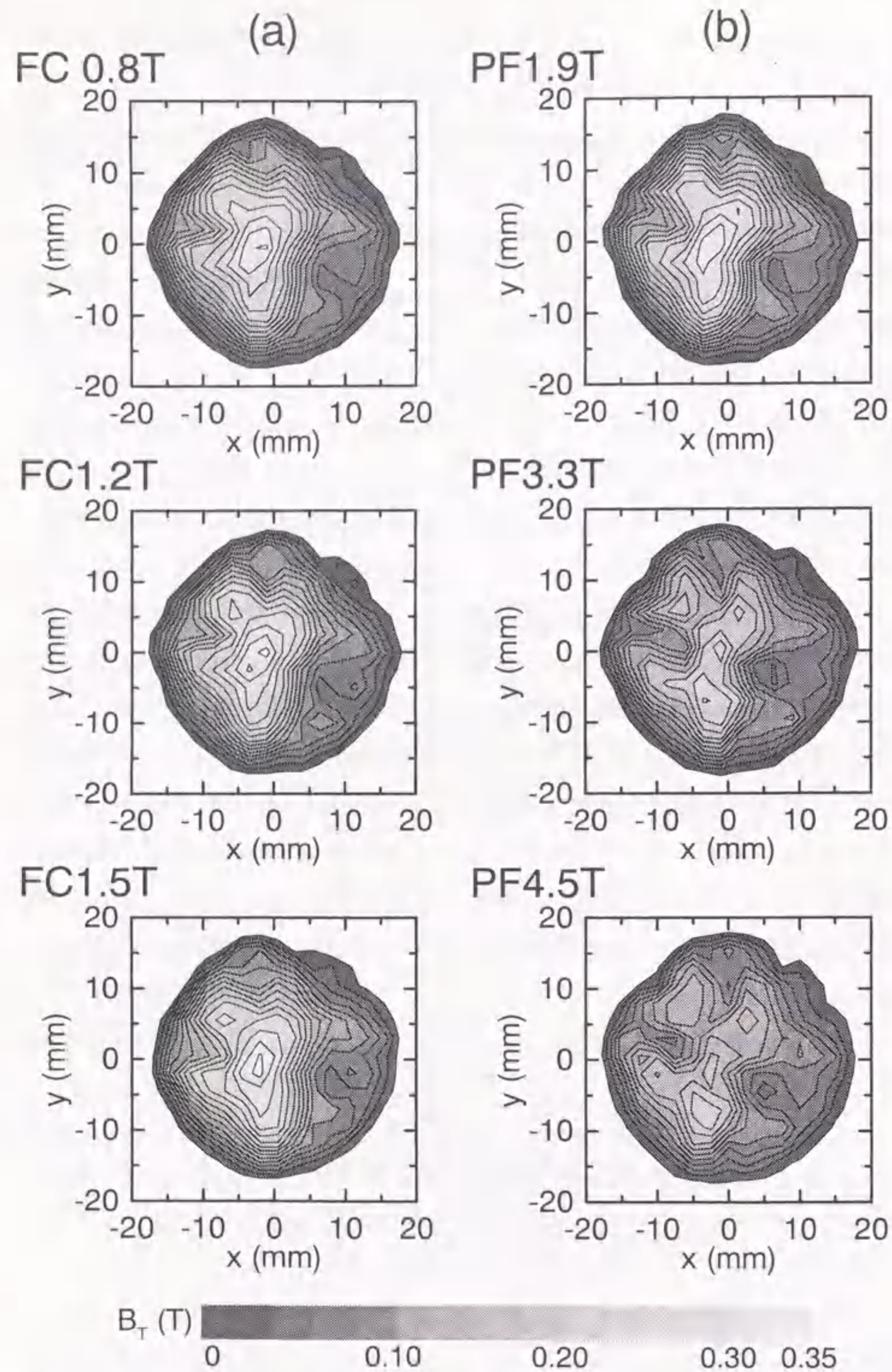


図3.16 (a)FCモードと(b)12ターンコイルによるPFモードで着磁したときの77Kにおける捕捉磁束密度分布の印加磁場依存性.

図3.17(a)にFCモードで1Tにて着磁したときの捕捉磁束分布を、図3.17(b)-(f)に16ターンコイルを用いてパルス着磁を行ったとき(PFモード)の捕捉磁束分布の印加磁場による変化を示す。また、図3.18には、PFモードにおける試料の中心を通るx軸上の捕捉磁束密度 B_T の分布を示す。図3.17より、FCモードとPFモードのいずれにおいても、捕捉磁束密度 B_T は試料のほぼ中心で最大値をとり、 B_T の等高線は試料の各辺に平行になっているのがわかる。これより、磁束分布で見ると、この角形試料には弱結合がほとんどないことが確認できる。

また、図3.17と図3.18より、PFモードにおける試料中心での B_T は、印加磁場と共に増加し、印加磁場1.8TでFCモードと同じ値の0.16Tに達する。そして、1.8Tを越えると減少する。この現象は、3.3節で調べた捕捉磁束分布に歪みのある円柱状試料の結果(図3.9)と同じである。これは、印加磁場がある値を越えて大きくなると、捕捉磁束は弱結合の有無に係わらず減少することを意味し、パルス着磁に本質的な現象であることがわかる。

次に、捕捉磁束分布の等高線の間隔に注目すると、図3.17に見られるように、1.8Tを越えて印加磁場が増加しても試料の周辺では間隔はほぼ一定であるのに対し、試料の中央では間隔が疎になって B_T が減少している。この傾向は図3.18でもより鮮明に見られ、 B_T の減少は試料の中央部で起こっていることがわかる。3.3.3節では、磁束線の運動により試料が発熱することを述べた。この発熱は、磁束線の出入りが激しい試料の周辺部で顕著であると予測できる。にもかかわらず試料中央部で B_T の減少が多いのは、77KにおけるY-Ba-Cu-O溶融バルクの熱伝導がa-b面内の方がc軸方向よりも約5倍速いこと¹⁶⁾に起因していると考えられる。即ち、c軸に平行なパルス磁場により試料内で発生した熱はc軸方向よりもa-b面内に速く拡散して試料が冷却されるので、試料中央部の温度上昇が周辺部より高くなる。その結果、中央部での B_T の減少が顕著に現れたと解釈できる。

図3.19に、16ターンと48ターンのコイルを用いたときの総捕捉磁束量 Φ_T の印加磁場依存性を示す。図には、FCモード1Tの結果も示した。これより、PFモードでは、印加磁場が1.3-1.8Tを越えると Φ_T はわずかに減少するのがわかる。これは、上で調べたように、実質的には試料の中央部でのみ B_T の減少が起こっているためである。

着磁コイルの巻数の違いに関して見ると、16ターンと48ターンとで印加磁場依存性に差は見られない。この結果は、図3.9で示した大きな円柱状試料(直径34mm、高

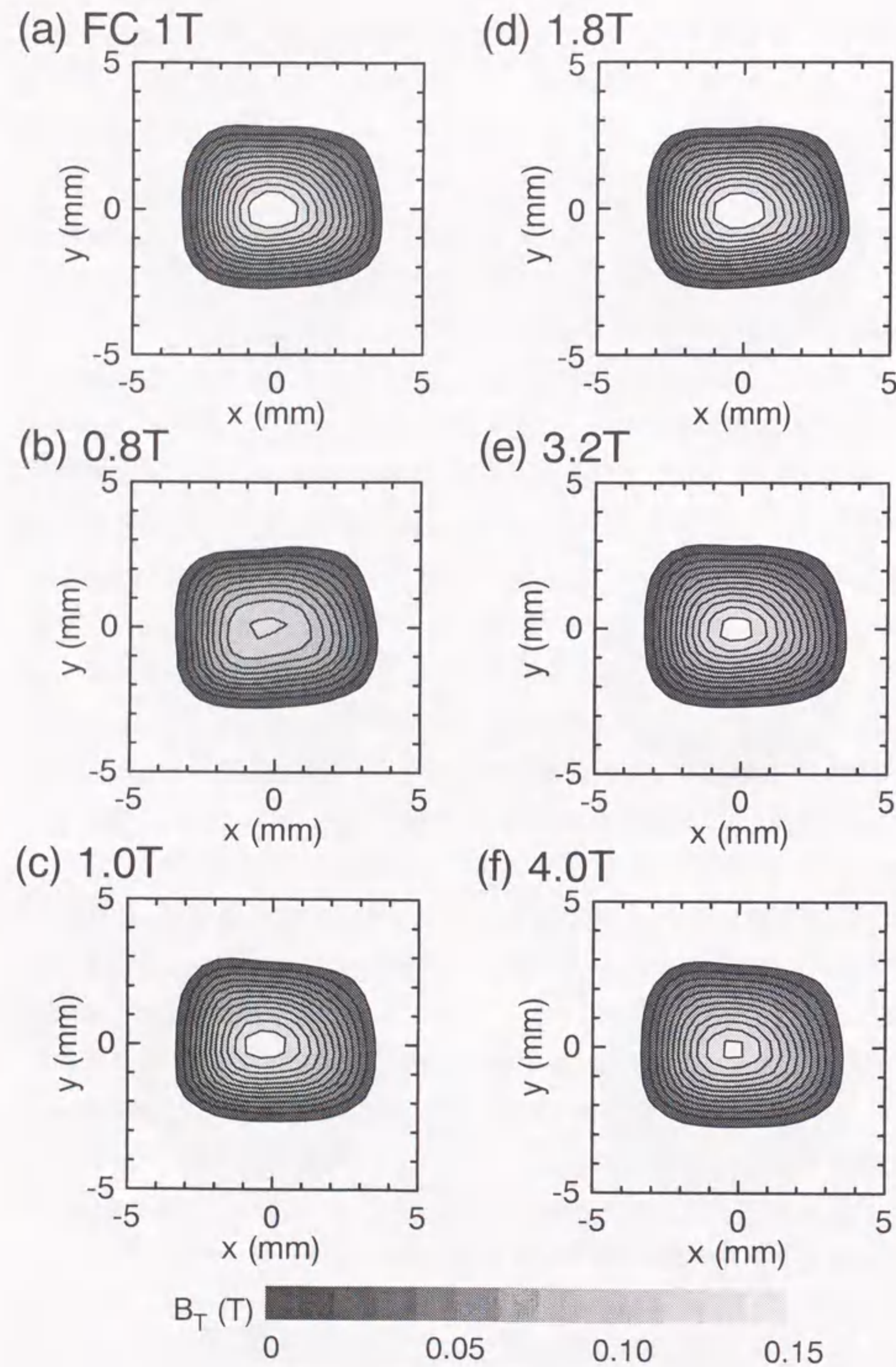


図3.17 77Kにおける(a)FCモード1Tで着磁したときの捕捉磁束密度分布と、(b)-(f)16ターンコイルによりPFモードで着磁したときの捕捉磁束密度分布の印加磁場依存性.

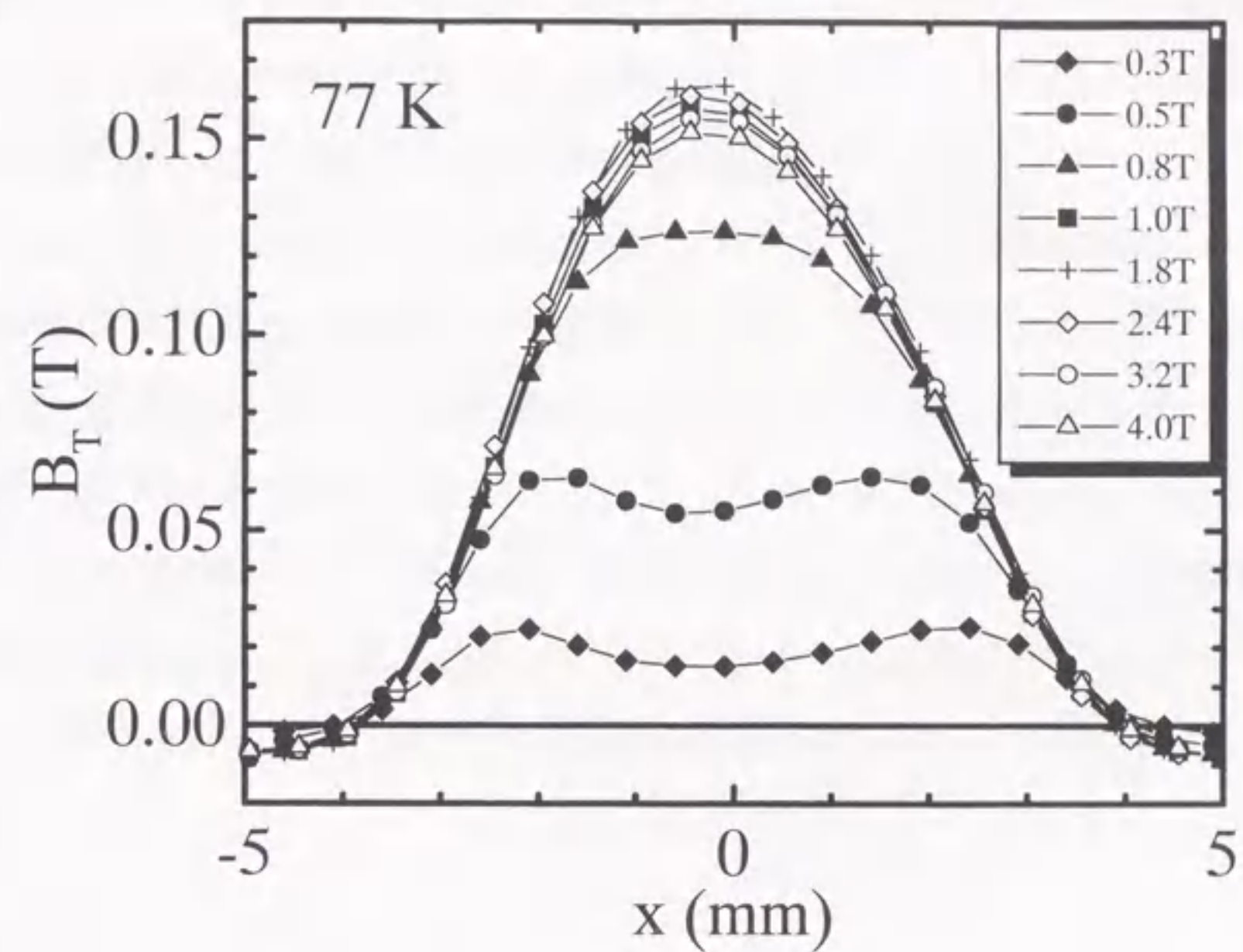


図3.18 16ターンコイルによりPFモードで着磁したときの77Kにおけるx軸上の捕捉磁束密度分布の印加磁場依存性.

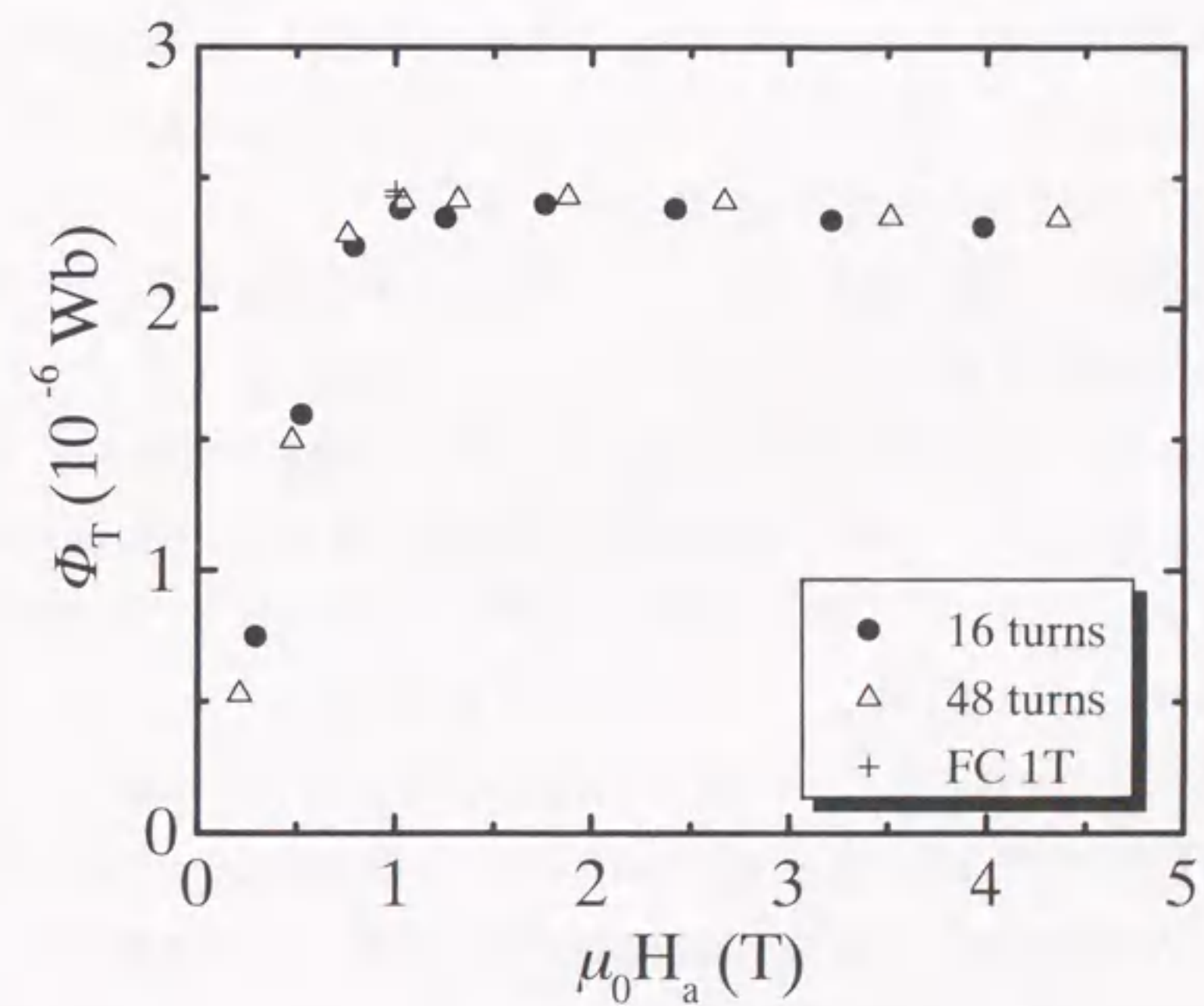


図3.19 16ターンコイルと48ターンコイルによりパルス着磁を行ったときの77Kにおける総捕捉磁束量 Φ_T の印加磁場依存性. FCモード1Tのデータも示した.

さ 14mm)の結果と大きく異なる。円柱状試料では、巻数の少ないコイルの方が高い印加磁場での B_T の減少が多かった。この現象の違いは以下のように説明できる。3.3.3 節で述べたように、パルス磁場の立ち上がり時間が短い 16 ターンコイルの方が 48 ターンコイルより発熱量は多くなるはずである。ここで試料の体積を比較すると、円柱状試料では 12.7cm^3 であるのに対し、角形試料では 0.06cm^3 であり約 1/200 の体積しかない。従って、本試料では周囲の液体窒素に冷却されやすく、コイル巻数による発熱の差が顕著に現れなかったと考えられる。これらの結果から判断すると、高い印加磁場での捕捉磁束の減少量は試料の発熱と周囲への放熱のバランスで決まることがわかる。即ち、パルス磁場の立ち上がり時間や強度等の発熱量を決めるパルス着磁の条件だけでなく、試料のサイズや冷却方法等の放熱に関する条件にも強く依存していると結論できる。

3.8 まとめ

この章では、直径 34mm、高さ 14mm の円柱状、及び $6.4 \times 4.8 \times 2.0\text{mm}^3$ の平板状の Y-Ba-Cu-O 溶融バルクについて、77K でパルス着磁を行ったときの捕捉磁場分布を静磁場着磁の場合と比較して調べた。そして、パルス着磁の際に見られるいくつかの独特な現象を明らかにした。それらの結果を以下にまとめる。

- ① 本実験の試料サイズ及び温度では、パルス着磁により静磁場着磁と同じ性能まで溶融バルクを磁化することができる。
- ② パルス着磁では、完全磁化するのに ZFC モードによる静磁場着磁の約 1.4 倍の印加磁場が必要である。これは、パルス磁場の変化率が非常に大きい ($>10^2\text{T/s}$) ためにピン止め力に加えて 7 倍程度の粘性力が磁束線に余分に働き、静磁場の場合よりも試料内部に磁束線が侵入しにくくなることによる。
- ③ 印加磁場が 1.9T を越えると、捕捉磁束量は減少する。これは、急激な磁束線の運動により粘性損失を主因とする発熱が顕著になり、試料の温度が上昇して J_c が低下したためと解釈される。また、捕捉磁束の減少量は、パルス着磁条件、試料サイズ、冷却条件等に依存した試料の発熱と冷却のバランスにより決定される。
- ④ 印加磁場が 1.9T を越えると、磁束クリープが抑制されるようになる。これは、試料が発熱した状態で磁束線が捕捉され、その後元の温度に冷却されたことに起因

する。

- ⑤ 磁束線に働く力の釣り合いの式に粘性力を考慮することにより、試料内部の磁束密度勾配が $\mu_0 J_c$ より大きくなることを準定量的に示すことができた。
- ⑥ 同じ大きさのパルス着磁を繰り返すと、1.9T 以下の印加磁場では繰り返す度に捕捉磁束量は増加し、1.9T 以上では 2 回目のみにわずかな捕捉磁束量の増加が見られる。このトレーニング効果は、試料中央に向かう磁束フロー・磁束クリープと試料の発熱により説明される。
- ⑦ 弱結合領域では磁束線の選択的な出入りが起こり、発熱による捕捉磁束の減少が顕著に現れる。

参考文献

- 1) Y. Itoh and U. Mizutani: Jpn. J. Appl. Phys. **35** (1996) 2114.
- 2) Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, T. Oka, M. Tsuchimoto, Y. Yamada and U. Mizutani: *Advances in Superconductivity VIII* (Springer-Verlag, Tokyo, 1996) p. 707.
- 3) Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, T. Oka, Y. Yamada and U. Mizutani: Jpn. J. Appl. Phys. **35** (1996) L1173.
- 4) E. M. Gyorgy, R. B. van Dover, K. A. Jackson, L. F. Schneemeyer and J. V. Waszczak: Appl. Phys. Lett. **55** (1989) 283.
- 5) Y. B. Kim, C. F. Hempstead and A. R. Strnad: Phys. Rev. **139** (1965) A1163.
- 6) J. Bardeen and M. J. Stephen: Phys. Rev. **140** (1965) A1197.
- 7) T. Matsushita: Physica C **205** (1993) 289.
- 8) 松下照男:「磁束ピンニングと電磁現象」(産業図書, 1994) p. 350.
- 9) E. S. Otabe, T. Matsushita, N. Ihara, T. Fukunaga, N. Nishida, K. Kimura and M. Hashimoto: *Advances in Superconductivity VII* (Springer-Verlag, Tokyo, 1994) p. 835.
- 10) T. Matsushita, E. S. Otabe, T. Fukunaga, K. Kuga, K. Yamafuji, K. Kimura and M. Hashimoto: IEEE Trans. Appl. Supercon. **3** (1993) 1045.
- 11) M. Morita, M. Tanaka, T. Sakai, M. Hashimoto and K. Sawano: *Advances in Superconductivity IV* (Springer-Verlag, Tokyo, 1992) p. 447.
- 12) K. Kwasnitza and Ch. Widmer: Cryogenics **33** (1993) 378.
- 13) N. Sakamoto, T. Akune and T. Matsushita: *Advances in Superconductivity VI* (Springer-Verlag, Tokyo, 1994) p. 475.
- 14) Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, T. Oka, S. Harada, T. Sakakibara, Y. Yamada and U. Mizutani: Jpn. J. Appl. Phys. **34** (1995) 5574.
- 15) F. Irie and K. Yamafuji: J. Phys. Soc. Jpn. **23** (1967) 255.
- 16) H. Fujishiro, M. Ikebe, T. Naito, K. Noto, S. Kohayashi and S. Yoshizawa: Jpn. J. Appl. Phys. **33** (1994) 4965.

第4章 パルス着磁における溶融バルク内の磁束線の運動

4.1 はじめに

第3章では、パルス磁場を印加した後の捕捉磁束分布を調べることにより、静磁場着磁では見られないパルス着磁に特有な現象を実験的に明らかにした。そして、粘性力を考慮に入れて理論的な考察を加えた。この章では、試料内の磁束密度の変化を試料表面に貼り付けたホール素子で直接測定し、パルス磁場の印加中における磁束線のダイナミックな運動を解明する^{1,2)}。また、パルス着磁後の局所的な磁束クリープの挙動についても調べる^{1,2)}。

試料は、第3章で用いた円柱状試料(直径 34mm、高さ 14mm)を使用する。2.4節で述べたように、ホール素子は弱結合の影響を避けるため捕捉磁束分布の等高線が試料の外周と平行になっている部分を選んで貼り付けた。貼付位置は、図 2.10(a)に示した種結晶直上部 C、試料中間部 M、試料外部 E の 3箇所である。また、着磁コイルは、外部磁場を測定できるように内径の大きい 16 ターン(立ち上がり時間 1.3ms)と 48 ターン(3.6ms)のコイルを用いた(図 2.5、2.7 参照)。

4.2 捕捉磁束量の印加磁場依存性

まず初めに、16 ターンと 48 ターンのコイルを用いたときの捕捉磁束について調べる。図 4.1 に、総捕捉磁束量 Φ_T の印加磁場依存性を示す。どちらのコイルにおいても、 Φ_T は、印加磁場 $\mu_0 H_s = 1.8T (\equiv \mu_0 H_c)$ で最大となり、それ以上の磁場では減少する。また、パルス磁場の立ち上がりが速い 16 ターンコイルの方が、48 ターンコイルよりも 1.8T 以上での Φ_T の減少が大きい。これらの結果は、完全磁化に必要な印加磁場 $\mu_0 H_c$ の値がやや小さいものの、3.3節で述べた 12 ターンと 40 ターンのコイルでの結果(図 3.9)と概ね一致している。また、12 ターンと 40 ターンのコイルでは、試料の外径とコイルの内径がほぼ同じである(図 2.5 参照)のに対し、前節で述べたように、16 ターンと 48 ターンのコイルでは、試料側面の外部磁場を測定するために試料とコイルの間に 12mm 程度の間隙が設けてある。従って、総捕捉磁束量 Φ_T の印加磁場依存性は、試料とコイルの間隙の大小にはほとんど無関係であることがわかる。

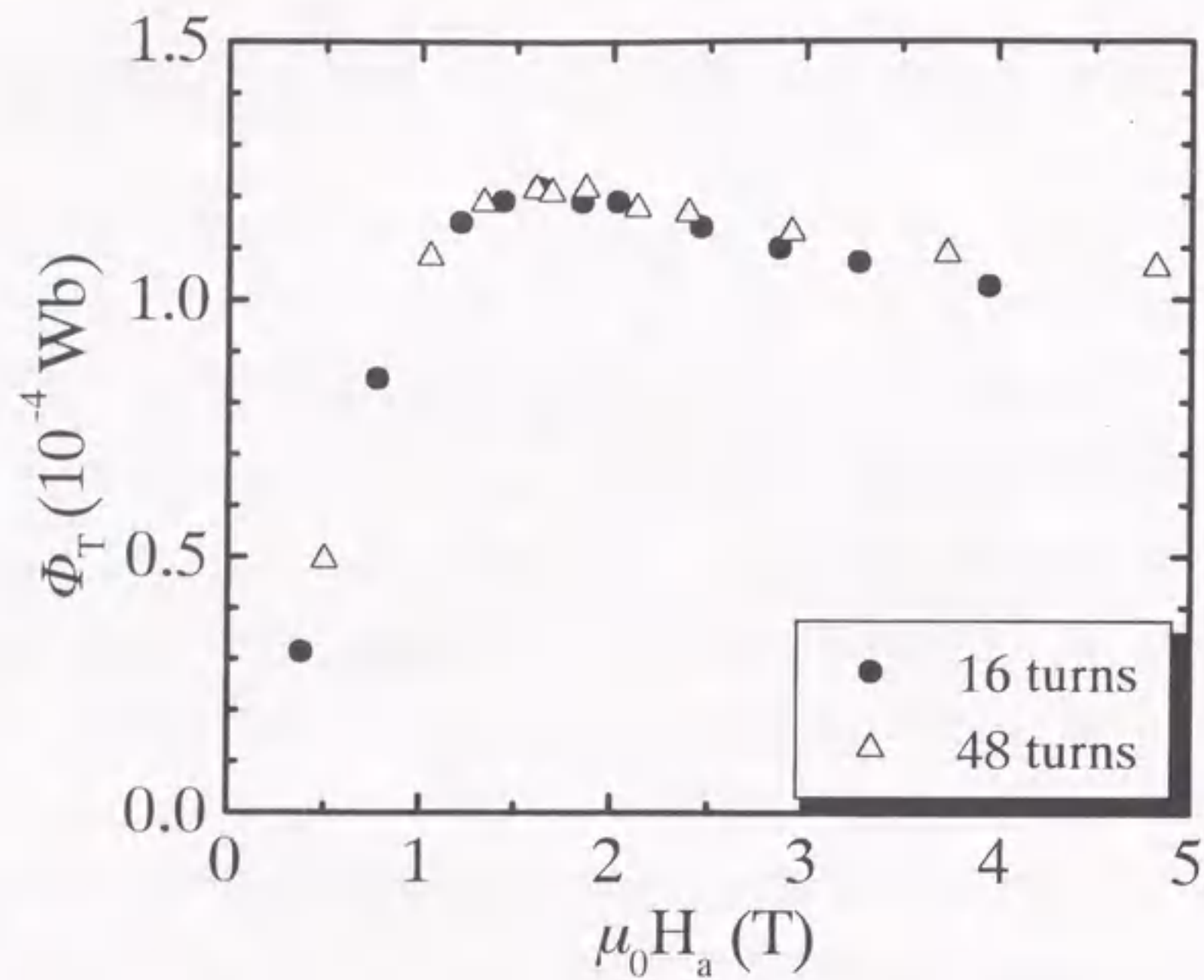


図4.1 内径57mmの16ターンコイルと48ターンコイルを用いてパルス着磁を行ったときの77Kにおける総捕捉磁束量 Φ_T の印加磁場依存性.

4.3 バルク表面の磁場変化

16ターンコイルを用いてパルス着磁を行ったときのE、M、Cの各位置における測定磁場波形の印加磁場依存性を図4.2(a)-(d)に示す。まず、Eの位置における波形に注目すると、測定した磁束密度 B は、図2.7に示した着磁コイルを流れるパルス電流と同じ時刻の1.3msで最大となる。そして、1.3msを過ぎると減少し、パルス電流がゼロとなる少し前の6msあたりから負の値をとるようになる。これは、パルス磁場の終わりに近い時刻では、試料に捕捉された磁束が、試料の上側または下側の面から出て側面を通過して反対の面に回り込んでいることを意味する。

次に、試料表面のMとCの位置における測定磁場波形について見る。どの大きさの印加磁場においても、MとCの位置の磁束密度 B はEの位置よりも遅れて立ち上がり、パルス磁場の増磁過程では磁束密度 B はその大きさに関し $C < M < E$ の順番を保ちながら増加する。減磁過程に入ると、印加磁場によりE、M、Cでの磁束密度 B の大小関係が変化する。 $\mu_0 H_a = 1.0\text{T}$ (図4.2(a))では、Cの位置での磁束密度 B は常にM

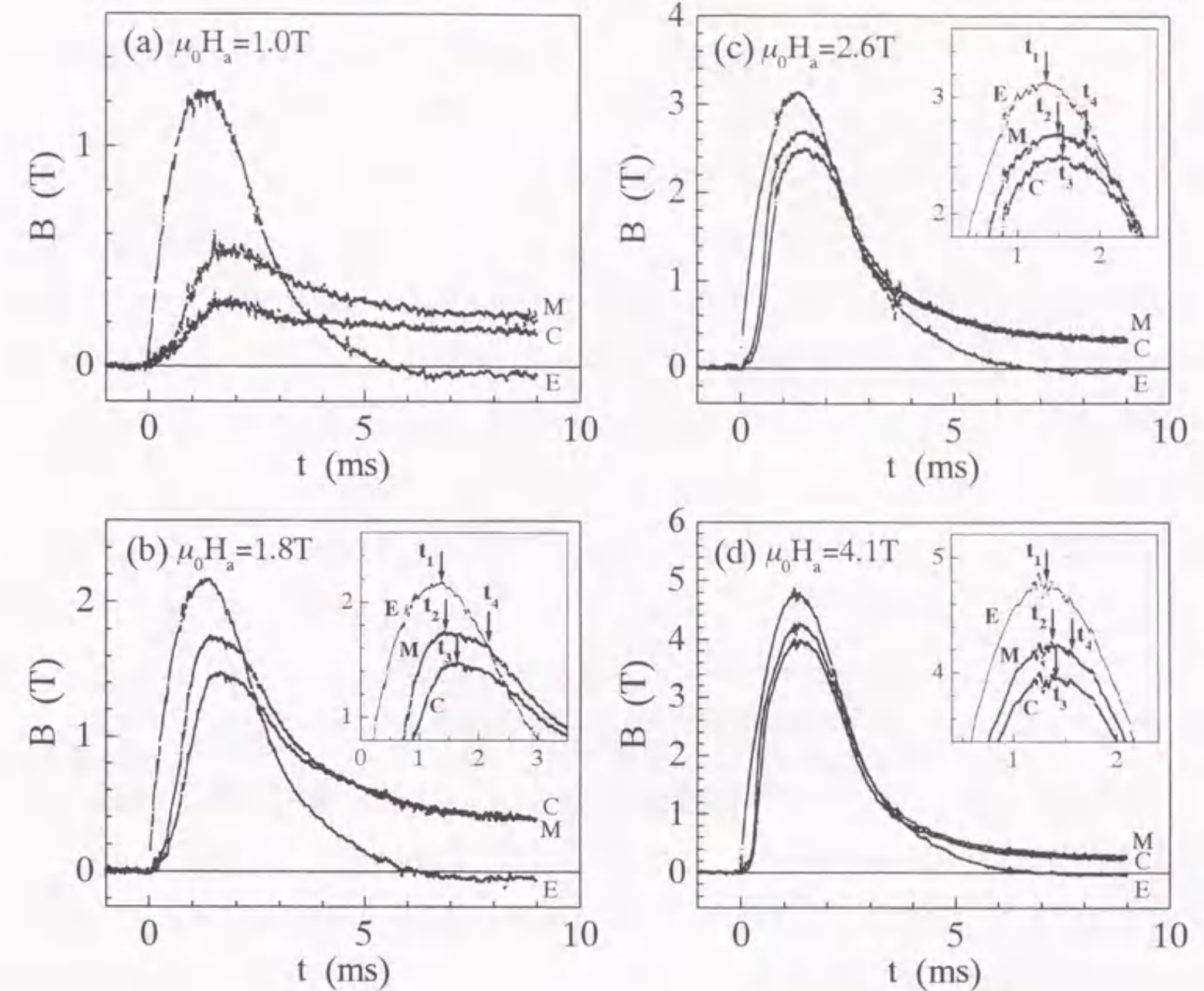


図4.2 16ターンコイルを用いて(a)1.0T, (b)1.8T, (c)2.6T, (d)4.1Tの大きさのパルス磁場を印加したときのE、M、Cの位置における磁束密度 B の時間変化。測定磁場波形のピーク近傍を拡大して挿入図に示した。矢印はE、M、Cの位置での磁場波形のピーク時刻 t_1 , t_2 , t_3 と、M位置での磁場波形の”kink”の時刻 t_4 を表す。

の位置よりも小さい($C < M$)。これは、1Tのパルス磁場では弱すぎて試料の中心まで十分な量の磁束が侵入しないことを示している。しかしながら、完全磁化が達成される $\mu_0 H_a = 1.8\text{T}$ (図4.2(b))になると、パルスのピークで $C < M$ であった磁束密度 B の大小関係が、減磁過程の途中で $M < C$ へと変化する。これは、3.2.2節で議論した図3.5からわかるように、Beanモデルから予測される結果と定性的に一致する。さらに、印加磁場が1.8Tよりも大きくなると(図4.2(c), (d))、減磁過程においても磁束密度 B について再び $C < M$ の関係が成り立つようになる。これは、非常に大きな印加磁場では、Cの位置での磁束捕捉能力が低下することを意味する。この点については、4.7節で

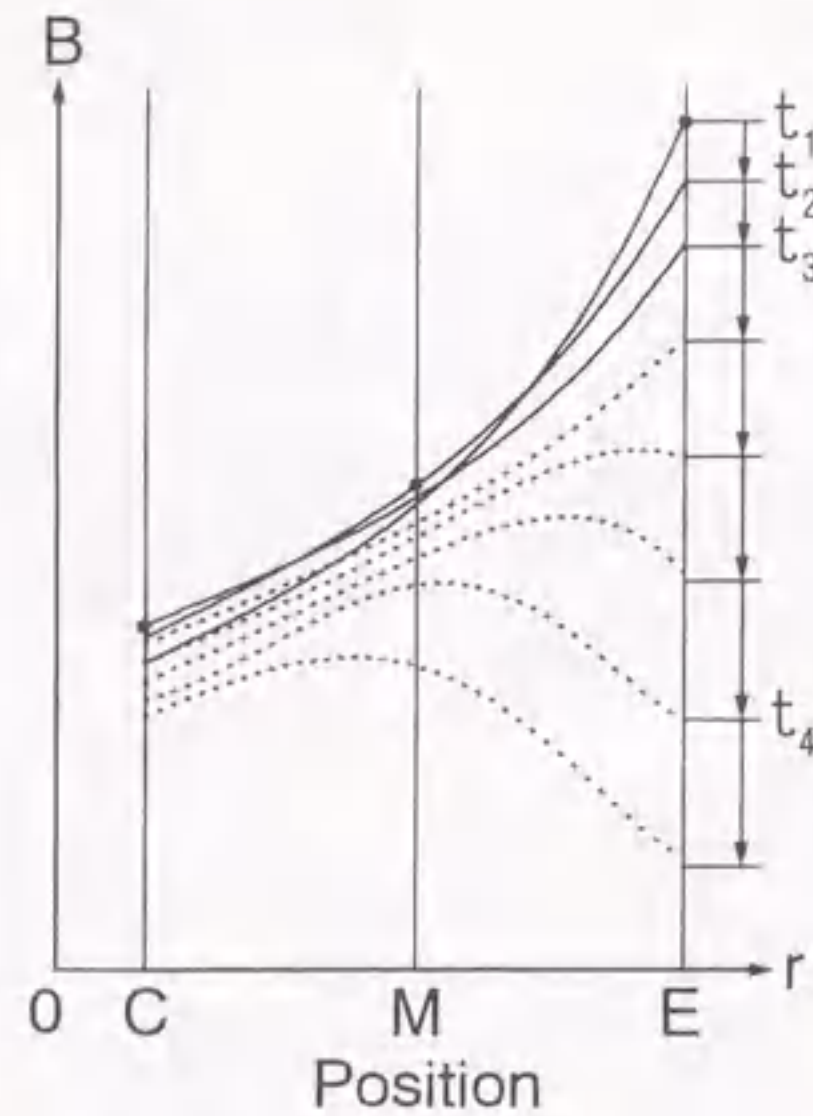


図4.3 パルス磁場のピーク直後での試料内の磁束密度分布の変化を表す模式図。 $t_1 \sim t_4$ は図4.2のそれに対応し、それぞれE, M, Cの位置での測定磁場波形のピーク時刻とM位置での磁場波形の”kink”の時刻を表す。

試料の発熱と関連づけて議論する。

図4.2の測定磁場波形において注目すべきもう一つの点は、E, M, Cでの測定波形のピーク時刻をそれぞれ t_1, t_2, t_3 とすると、 $t_1 < t_2 < t_3$ が成り立ち、ピークをとる時刻が試料の中心に近いほど遅れることである。これは、外部磁場が既に減少し始めているにもかかわらず、試料の内部ではまだ磁束密度が増加していることを意味する。これと同様な現象は、リング状の Y-Ba-Cu-O 溶融バルクにパルス磁場を印加した場合にも観測されている³⁾。このピーク時刻の遅れは、図4.3に示したパルス磁場のピーク ($t=t_1$) 直後における試料内の磁束密度分布の変化を考えることにより以下のように説明できる。この図は、図4.2の測定波形を基に模式的に描いたものである。3.4節で調べたように、外部磁場が増加する過程では試料内の磁束密度勾配 $\partial B / \partial r$ は $\mu_0 J_c$ を越えており、試料の中心に向かうほど緩やかになって $\mu_0 J_c$ に近づく。この状態では、磁束フローが試料の中心に向って起こるため試料内部の B は増加する。この内向きの磁束フローは、外部磁場が減少を始めても ($t > t_1$)、試料内の磁束密度勾配 $\partial B / \partial r$ が $\mu_0 J_c$ より大きい限り持続するであろう。従って、外部磁場がピークを過ぎても、M と C の位置では磁束密度 B は増加し、かつ中心に近いほど増加する時間が長くなると考えられる。また、図4.2より、M と C の位置でのピーク時間の遅れは印加磁場 $\mu_0 H_a$ が

1.8T を越えて増加するに従い次第になくなっていくのがわかる。

次に、M と C の位置における測定波形のピーク後の B 変化に注目すると、磁束線が試料の内部まで十分に侵入しない $\mu_0 H_a = 1.0T$ (図4.2(a)) では、M と C の位置の B は外部磁場の变化よりも緩やかに変化する。そして、試料が完全磁化される $1.8T (= \mu_0 H_c)$ を越えると、外部のパルス磁場に応答して減少過程の波形勾配が急になっていく。さらに、減少曲線には、ピーク直後の B が直線的に減少する時間域に続いて折れ曲がり”kink”が見られる(図4.2(b)-(d))。図には、M の位置で”kink”が見られる時刻 t_4 を矢印で示した。図4.3に点線で示したように、この”kink”は減少する外部磁場の变化が測定箇所へ到達し、外部磁場の影響を受けて B が減少し始めたために生じたと考えられる。

それでは、ピーク直後に見られる直線的な B の減少は何を意味するのであろうか。図4.2を見ると、2.4節で述べたパルス磁場のコイル内の場所依存性を考慮しても、”kink”より前の時刻ではEの位置の B はMとCの位置よりも明らかに大きい。これは、外部磁場の方が高いにもかかわらず、M と C の位置で B が減少していることを示している。これには二通りの解釈ができる。一つは、測定波形のピークを過ぎた時刻では磁束密度の勾配 $\partial B / \partial r$ は既に $\mu_0 J_c$ になっており、M と C の位置よりもさらに B の低い試料の中心に向かって磁束クリープが起こっているという可能性である。もう一つは、2.4節で述べたように、試料外部で磁場を測定しているために試料内部の磁束密度にコイル電流による磁場が場として重畳されている可能性である。この点については、4.4.6節でさらに考察する。

M と C の位置の B は、パルス磁場がゼロになる時刻(6-7ms)を過ぎても緩やかに減少を続ける。これは、その測定箇所における局所的な磁束クリープを表しており、4.7節で詳細に取り扱う。

4.4 局所磁化曲線による解析

ホール素子により測定された局所的な磁束密度 B は、バックグラウンドとして外部磁場 $\mu_0 H_e$ が存在するときに測定箇所へ侵入している磁束の絶対量を与える。従って、測定した磁束密度 B から外部磁場 $\mu_0 H_e$ を差し引いた $B - \mu_0 H_e$ の変化を調べることで、外部磁場に対する試料内の磁束線の運動について詳細な情報を得ることができる。数式の上では $B - \mu_0 H$ は磁化 M を表すが、常電導物質と超電導体とではその定義とも

つ意味が全く異なる。そこで、まず両者における磁化の概念の違いを明らかにし、本論文で新たに局所磁化 M_{local} を定義する。そして、Bean モデルに基づく局所磁化曲線 ($M_{\text{local}} - \mu_0 H_e$ 曲線) と比較しながらパルス着磁における磁束線の挙動を調べる。

4.4.1 超電導体の磁化と局所磁化

常電導物質の磁化は単位体積あたりの磁気モーメントの和として定義され、物質の形状によらない物性値を表す。式の上ではその場所における磁束密度 B と磁場 $\mu_0 H$ の差で求められる。これに対し、超電導体の場合には実体としての磁気モーメントは存在しない。超電導体の磁化は一般に外部磁場に対して遮蔽または捕捉された磁場の量として定義され⁴⁾、物質の形状によりその値は異なる。幅 $2d$ の無限平板状の超電導体では、磁化 M は 1.3.2 節で示した(1.17)式のように表される。再度表記すれば

$$M = \frac{1}{2d} \int_{-d}^d [B(x) - \mu_0 H_e] dx \quad (4.1)$$

となる。この式からわかるように、超電導体の磁化 M は局所的な B と外部磁場 $\mu_0 H_e$ との差の試料全体についての平均として求められる。

ここでは上述のような試料全体についての磁化 M と区別して、(4.1)式の被積分関数にあたる $B - \mu_0 H_e$ を新たに M_{local} と定義し、局所磁化(Local Magnetization)と呼ぶことにする。無限円柱状の試料について円柱座標を用いると、次式のように表される。

$$M_{\text{local}}(r) = B(r) - \mu_0 H_e \quad (4.2)$$

ここで注意すべき点は、(4.2)式は物性を表す局所的な関係ではなく、超電導体内部の局所的な $B(r)$ と外部磁場 $\mu_0 H_e$ との単純な差を示していることである。ホール素子で測定した M または C の位置での B から M_{local} を求める際には、2.4 節で述べたように、外部磁場 $\mu_0 H_e$ に係数を掛けて着磁コイルが有限長であることの影響を補正する。

Bean モデルに基づく試料全体についての磁化曲線 ($M - \mu_0 H_e$ 曲線) は既に 1.3.2 節で詳細に調べた。これに対応する局所磁化曲線 ($M_{\text{local}} - \mu_0 H_e$ 曲線) を次に調べることにする。

4.4.2 Bean モデルによる局所磁化曲線

半径 a の無限円柱状の試料に軸と平行に ZFC モードで準静的に磁場が印加されたとする。このときの Bean モデルに基づく試料内の磁束密度変化を図 4.4(a)に、これに対応する M と C の位置での局所磁化曲線を図 4.4(b)に示す。図 4.4(b)における直線 A は

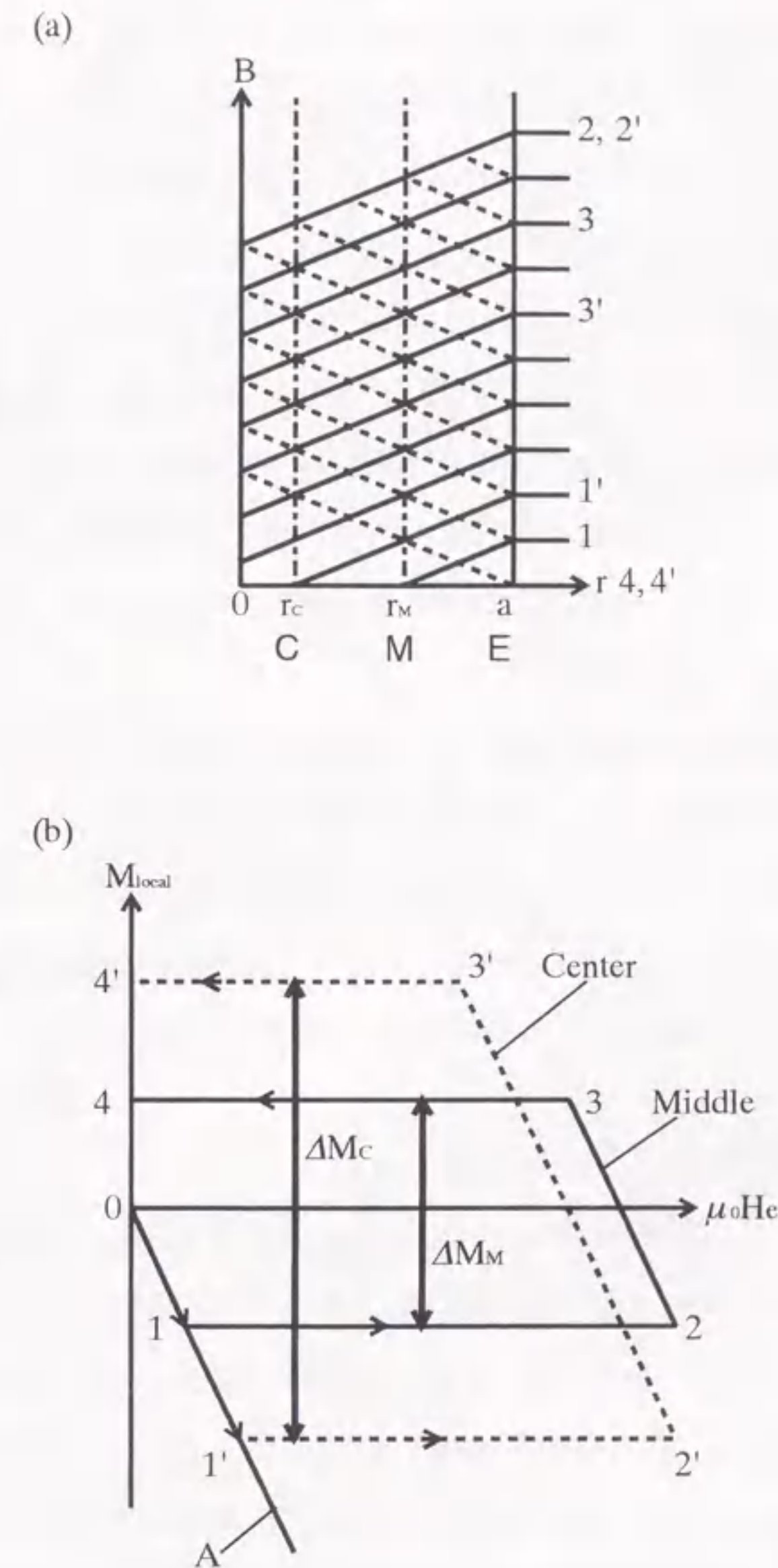


図4.4 Beanモデルにおける局所磁化曲線の説明図。(a)増磁過程(—)と減磁過程(---)での試料内の磁束密度分布。(b) M (—)と C (---)の位置における局所磁化曲線。磁束密度分布と局所磁化曲線の対応を1~4, 1'~4'の番号で示した。

$M_{\text{local}} = -\mu_0 H_e$ であり、磁束線が測定箇所まで到達していないために B が変化しないことを表す。まず、 M の位置での局所磁化曲線を考える。Bean モデルによれば、増磁過程では磁束は $dB/dr = \mu_0 J_c$ の傾きで試料内に侵入する。図 4.4(a)において、外部磁場が“1”で示す大きさになったときに試料内部に侵入する磁束線が M の位置に到達したとすると、図 4.4(b)の局所磁化曲線は、 $M_{\text{local}} = -\mu_0 H_e$ の直線上を“0”→“1”と動く。さらに外部磁場が最大値“2”まで増加すると、 E と M の位置の磁束密度 B の差は一定であるので、局所磁化曲線は横軸と平行に“1”→“2”となる。

減磁過程に入ると、試料内の磁束密度分布は表面から $dB/dr = -\mu_0 J_c$ の傾きで折れ曲がっていく。外部磁場が“3”となって外部磁場の变化(B 分布の折れ曲がりの点)が M の位置に達するまでは M の位置の B は変化しないので、局所磁化曲線は直線 A と平行に“2”→“3”と動く。次に、外部磁場がゼロまで減少すると(“4”)、局所磁化曲線は再び横軸に平行に“3”→“4”と移動する。

磁束線は M の位置に到達してから C の位置に到達するので、 C の位置での局所磁化曲線は図 4.4(b)に破線で示した曲線“0”→“1”→“2”→“3”→“4”となる。この図からわかるように、Bean モデルによる局所磁化曲線は測定箇所が試料の中心に近いほどその幅 ΔM_{local} は表面からの距離に比例して大きくなる($\Delta M_M < \Delta M_C$)。また、増磁過程と減磁過程に対応する横軸と平行な部分は、横軸から等距離となる。

4.4.3 パルス着磁における局所磁化曲線

図 4.5(a)-(d)に、16 ターンコイルと 48 ターンコイルを用いたときの M と C の位置での局所磁化曲線を示す。図には、ZFC モードで 1T の磁場を印加したときのデータを白丸で示した。ZFC モードで 1T の印加磁場は、図 3.9 の総捕捉磁束の印加磁場依存性からわかるように、完全磁化に必要な印加磁場 $\mu_0 H_c = 1.4\text{T}$ よりわずかに低い値である。横軸の $\mu_0 H_e$ は、 E の位置で測定した磁場に各場所についての補正係数(2.4 節参照)を掛けて求めた。パルス磁場との対応については、時間の経過と共に局所磁化曲線は反時計回りに描かれ、下側半周が増磁過程、 $\mu_0 H_e$ が最大となる点が印加磁場波形のピーク、上側半周が減磁過程に対応する。また、縦軸との交点が捕捉された磁束密度となる。図中の直線 A は図 4.4(b)に示したものと同一であり、 $M_{\text{local}} = -\mu_0 H_e$ を表す。

まず ZFC 1T の曲線を見ると、図 4.4(b)の“1”→“2”に相当する部分は J_c の磁場依存性のために横軸に平行でなく、 $\mu_0 H_e$ の増加と共に横軸に近づくが、全体としては前節で調べた Bean モデルに基づいて変化している。しかしながら、パルス磁場を印加した

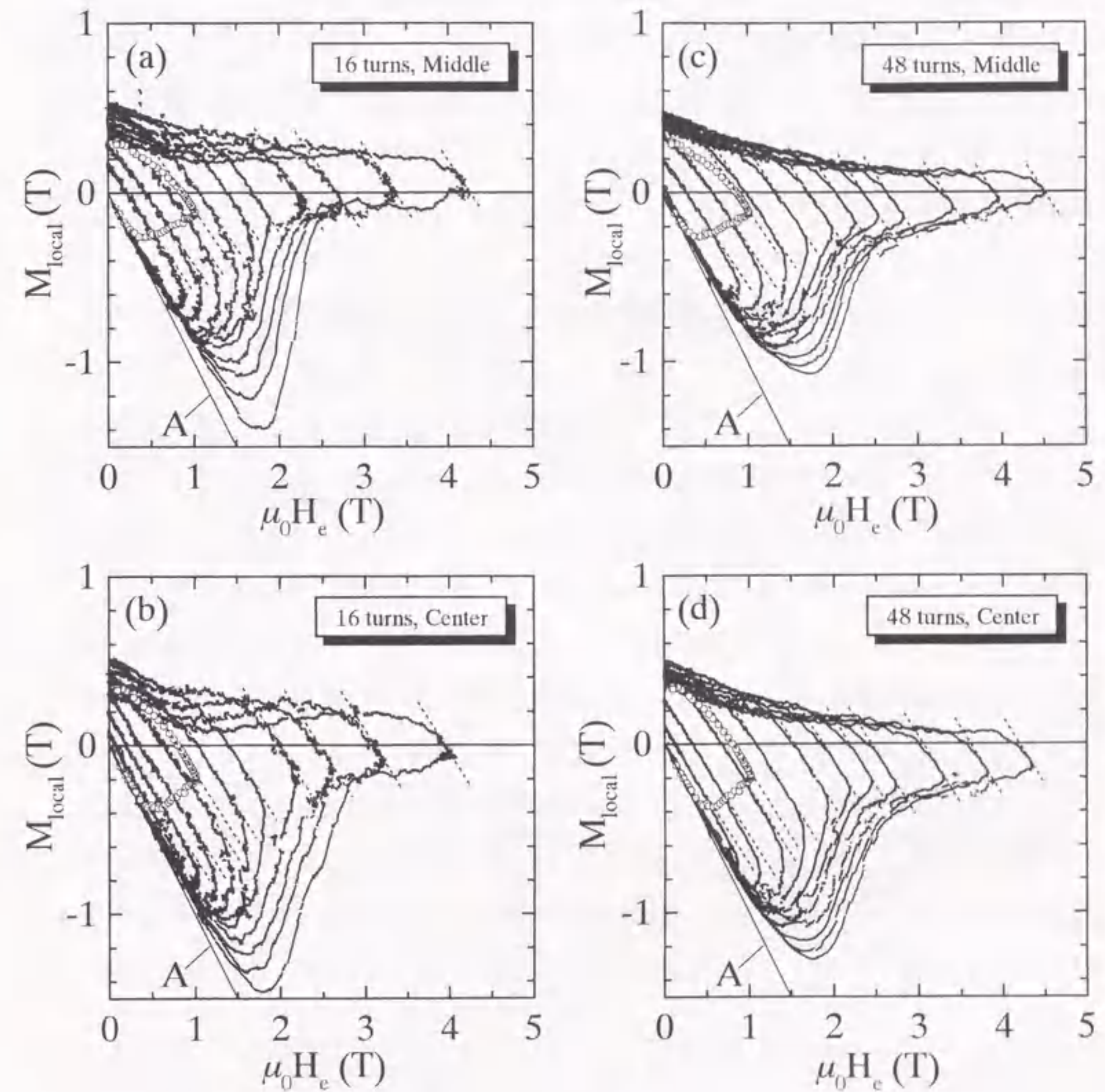


図4.5 (a,b)16ターンコイルと(c,d)48ターンコイルを用いてパルス着磁を行ったときの局所磁化曲線の印加磁場依存性。(a)と(c)はMの位置、(b)と(d)はCの位置での曲線を表す。ZFCモード1Tのデータを白丸で示した。局所磁化 M_{local} は本文の(4.2)式より求めた。直線Aは $M_{\text{local}} = -\mu_0 H_e$ を表す。破線はパルス磁場のピーク直後における局所磁化曲線の傾きを表す。

ときの局所磁化曲線の形状は静磁場の場合と大きく異なり、しかも、印加磁場によって大きく変化する。

印加磁場が小さいときには、ヒステリシスループは直線 A に沿ってつぶれた形をしている。 M_{local} は減磁過程に入っても負の値を示し、パルスの終わりに近づいて初めて正の値に転じる。また、ヒステリシスループの幅 ΔM_{local} は、ZFC モードの場合と異なり試料の中心 C の方が周辺に近い M より小さい。この局所磁化曲線の特異な挙動は、同じ印加磁場、例えば 1T で ZFC モードと比較するとより顕著にわかる。これは、第 3 章で述べたように、PF モードでは粘性力により磁束が試料に侵入しにくく、試料内部が強くシールドされたようになって ZFC モードに比べ捕捉される磁束が少なくなることを示している。

印加磁場が大きくなると、 M_{local} は初め直線 A に沿って減少するが、次第に直線 A からはずれ $\mu_0 H_c$ がある値を越えると増加に転じる。その結果、ヒステリシスループに極小が見られるようになる。同時にループの幅 ΔM_{local} は広がり、ZFC モードの場合と同様にパルスのピークを過ぎた直後に M_{local} が正の値に転じるようになる。印加磁場が 1.8T ($=\mu_0 H_c$) を越えてさらに増加すると、 M_{local} は極小値をとって鋭く増加した後、負の値を保ちながら横軸に沿って変化する。 $\mu_0 H_c=1.5\text{--}2.5\text{T}$ で見られる M_{local} の鋭い増加は、磁束侵入の遅れを挽回するように磁束が急激に侵入することを意味する。また、ZFC モードに似た横軸に平行な M_{local} の変化は、一旦磁束が侵入すると、試料内部の磁束は外部磁場の变化に追随して動くことを示している。4.3 節では、 B - t 波形(図 4.2)のピーク時刻が E、M、C の順に遅れ、印加磁場の増加と共にその遅れが小さくなることを述べた。上の解析より、この現象は 1.5-2.5T での磁束の急激な侵入に起因することがわかる。

ヒステリシスループと縦軸との交点の値はパルス磁場が過ぎ去った直後の捕捉磁場を表し、印加磁場が 1.8T を越えると減少する。これは、捕捉磁場分布から求めた総捕捉磁束量の印加磁場依存性(図 4.1)と良い一致を示す。

4.4.4 着磁コイル依存性

次に、16 ターンコイルと 48 ターンコイルを用いたときの局所磁化曲線の違いを見る。図 2.7 に示したように、巻数の少ない 16 ターンコイルの方が 48 ターンコイルよりパルス磁場の立ち上がり時間が短い。図 4.5 の(a)、(b)と(c)、(d)を比較してわかるように、同じ印加磁場では 16 ターンコイルの方がヒステリシスループの谷が深く、

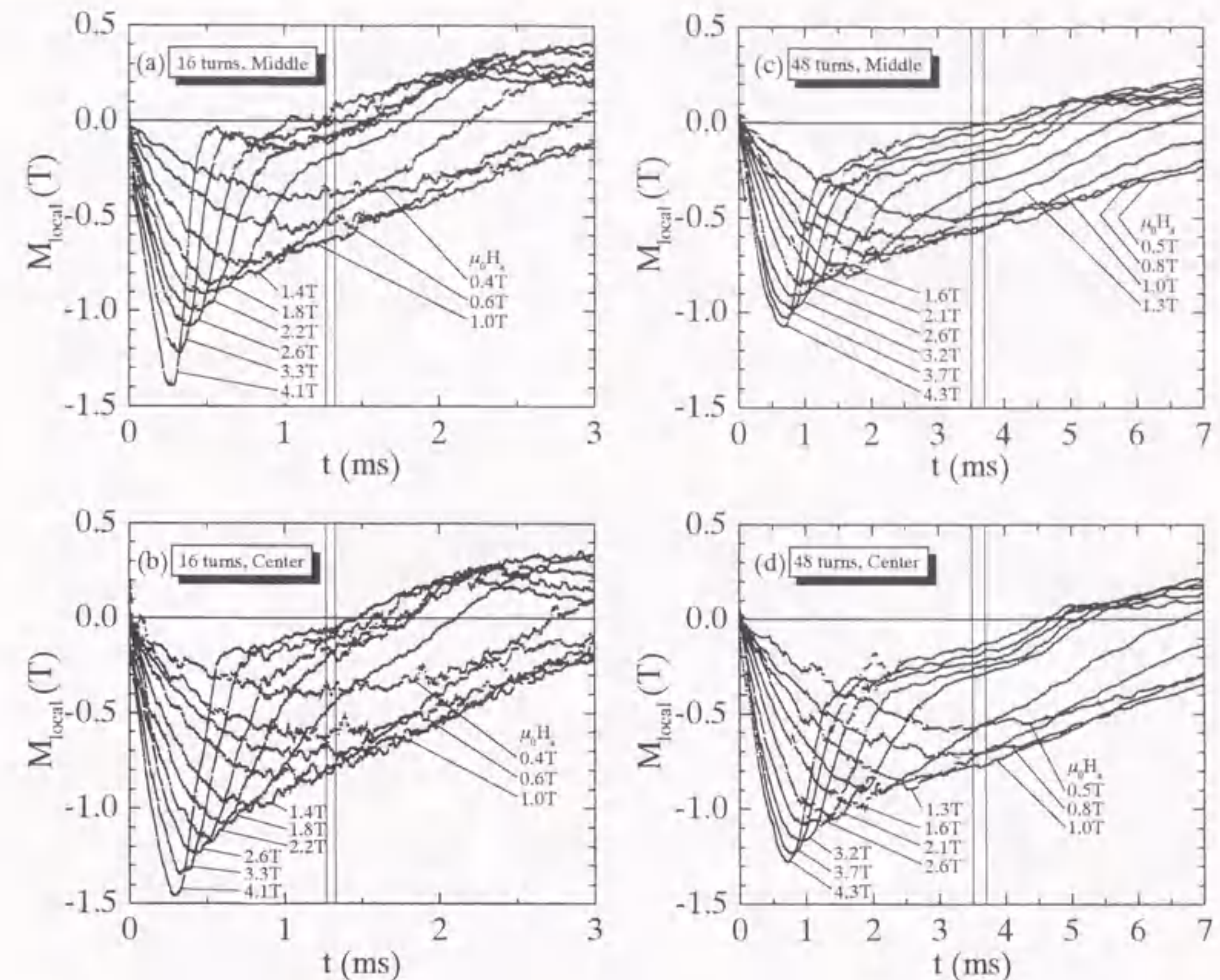


図4.6 (a,b)16ターンコイルと(c,d)48ターンコイルを用いてパルス着磁を行ったときの局所磁化 M_{local} の時間変化。(a)と(c)はMの位置、(b)と(d)はCの位置での変化を表す。縦の2本の線は印加したパルス磁場のピーク時刻の範囲を表す。

M_{local} の極小値が負の側により大きい。これは、パルス磁場の立ち上がりが速い 16 ターンコイルの方がシールドの効果が大きいことを示している。また、第 3 章で明らかにしたように、磁束線が超電導体内で急激に運動する場合には磁束線に働く粘性力が無視できなくなり、磁束線の速度の二乗に比例する粘性損失が顕著になる。そして、大きな発熱を伴う。従って、 M_{local} が極小値をとった後磁束線が急激に侵入する $\mu_0 H_c=1.5\text{--}2.5\text{T}$ の磁場で最も多く発熱すると考えられる。上に述べたように、両コイルでヒステリシスループの谷の深さに違いがあることから、コイル巻数の違いは主として発熱量の違いとして現れることになる。

それでは、局所磁化 M_{local} の時間的変化はどのようなになっているであろうか。図

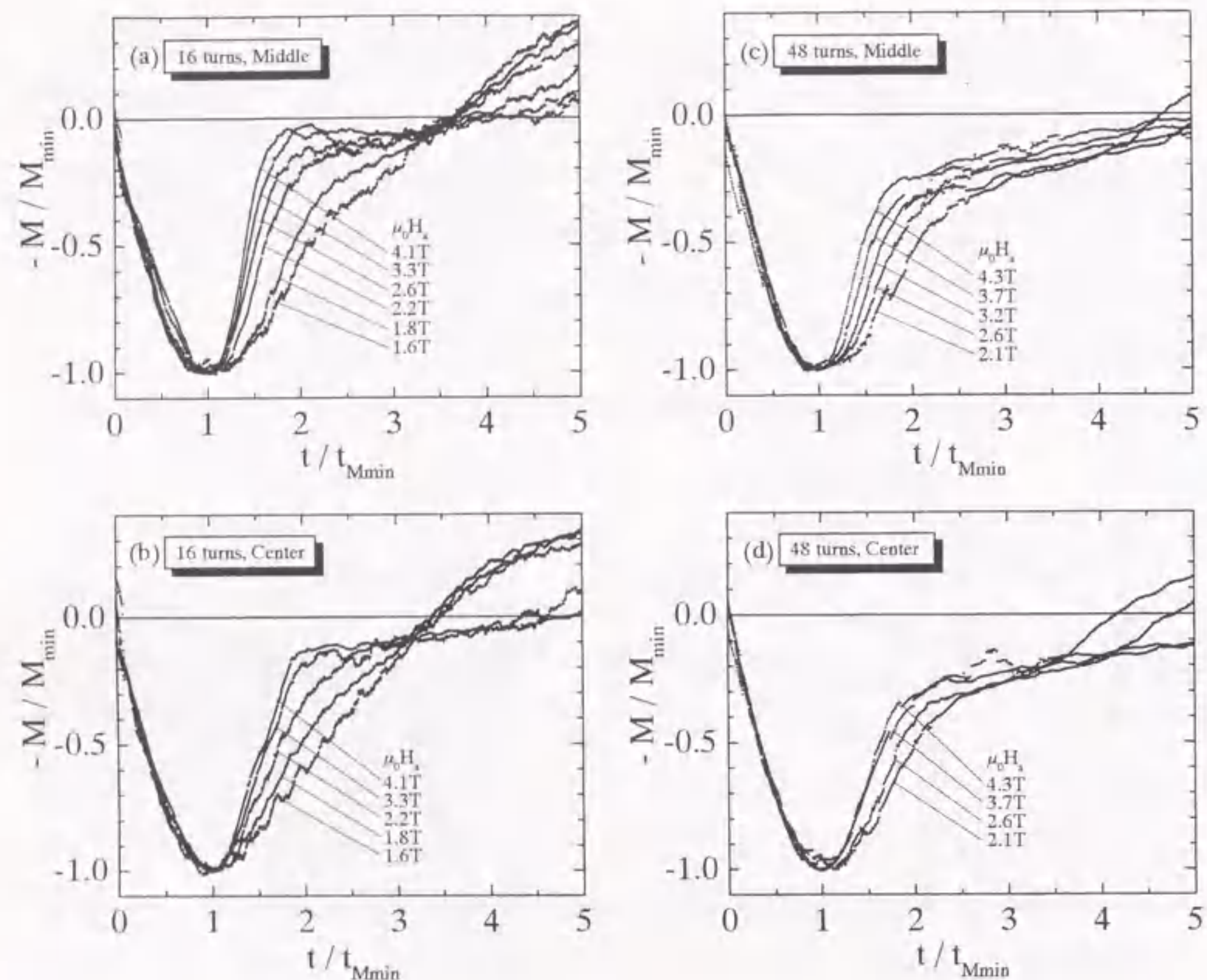


図4.7 (a,b)16ターンコイルと(c,d)48ターンコイルを用いてパルス着磁を行ったときの局所磁化の時間変化。図4.6(a)-(d)に示した $M_{\text{local}}-t$ 曲線の縦軸を M_{local} の極小値 M_{min} で、横軸をそのときの時刻 t_{Mmin} で規格化して再プロットした。

4.6(a)-(d)に16ターンコイルと48ターンコイルの各場所における局所磁化 M_{local} の時間変化を示す。図中、縦の2本の線は、印加したパルス磁場がピークをとる時刻の範囲を示す。図からわかるように、 M_{local} はパルス磁場がピークをとる時刻よりも早い時刻に極小となる。そして、印加磁場の増加と共に、 M_{local} の谷が深くなり、かつ、早い時刻の方へ移動する。この結果は、印加磁場が増加すると、より短時間で磁束が試料に侵入する、即ち、単位時間当たりの発熱量が増加することを意味する。また、パルス磁場の減磁過程では、印加磁場が1.8Tを越えて増加すると $|M_{\text{local}}|$ の値が減少するのがわかる。この傾向は図4.5に示した局所磁化曲線にも明確に現れており、パルス磁場の増磁過程での磁束の急激な侵入による発熱の影響が、パルス磁場の減磁過程で既に現れることを示している。さらに、二つのコイルを比較すると、16ターンコイルの方

が図4.6における M_{local} の極小直後での時間変化率 dM_{local}/dt が大きく、また、局所磁化曲線(図4.5)の減磁過程において印加磁場1.8T以上で $|M_{\text{local}}|$ がより大きく減少する。この結果は明らかに16ターンコイルの方が48ターンコイルよりも発熱量が多いことを示している。図4.1に示した総捕捉磁束量 Φ_T の印加磁場依存性において、16ターンコイルの方が高い印加磁場で Φ_T の減少が著しいのは、このような発熱量の差を反映した結果と解釈できる。

4.4.5 局所磁化の振動現象

図4.6(a)の局所磁化 M_{local} の時間依存性を注意して見ると、印加磁場が1.8T以上のとき磁束が急激に侵入した後の $M_{\text{local}}-t$ 曲線が大きくうねっているのがわかる。ここで、図4.6(a)-(d)に示した各 $M_{\text{local}}-t$ 曲線について縦軸を M_{local} の極小値 M_{min} で、横軸をそのときの時刻 t_{Mmin} で規格化して再プロットすると、図4.7(a)-(d)となる。縦軸は符号を変えて $-M/M_{\text{min}}$ とした。この図より、16ターンコイルで印加磁場が1.6T以上のとき、極小位置である $t/t_{\text{Mmin}}=1$ に加え、Mの位置では $t/t_{\text{Mmin}}=3.5$ 、Cの位置では $t/t_{\text{Mmin}}=3.2$ で再び全ての曲線が交差することがわかる。そしてMの位置では、時間と共に M_{local} が振動しながら変化する。図4.6(a)から明らかなように、この振動は t_{Mmin} がパルス磁場のピーク時刻1.3msよりも早くなるに従って顕著となる。さらに、図4.5(a)の局所磁化曲線より M_{local} が横軸に沿って変化する領域で振動が起こっていることがわかる。また、48ターンコイルでは $-M/M_{\text{min}}-t/t_{\text{Mmin}}$ 曲線の交差や振動は見られない。これらの結果より、立ち上がり時の時間変化が極めて大きいパルス磁場の場合には、増磁過程の初期に大量の磁束が侵入し、その後、それに続く磁束が既存の磁束と弾性的におつかりながら内部へ侵入していくことが推察できる。

4.4.6 局所磁化の直線的变化に関する考察

図4.5において、局所磁化曲線の $\mu_0 H_e$ が最大値をとって減少し始める部分に注目すると、 $M_{\text{local}} < 0$ の領域で M_{local} が $\mu_0 H_e$ の減少と共に直線的に変化する領域が見られる。この傾き $dM_{\text{local}}/d\mu_0 H_e$ (図に破線で示した)は直線Aの-1の傾きよりも緩やかであり、図から明らかなように印加磁場に依存しない。また、ZFCITのデータについてもその傾きは-1よりも小さく、PFモードとほぼ同じ傾きで変化している。さらに、局所磁化曲線の立ち下がり(原点から直線Aに沿って $M_{\text{local}} < 0$ の方向に伸びる部分)においても傾きが同じである。ここでこれらの部分の局所磁化曲線の傾きを $dM_{\text{local}}/d\mu_0 H_e =$

$-1 + \epsilon$ ($\epsilon > 0$)と置くと、(4.2)式より $(dB/dt)/(d\mu_0 H_a/dt) = \epsilon$ が得られる。これは、測定した B の時間変化が外部磁場の時間変化に比例していることを示す。各位置での ϵ を求めると、M 位置では 0.24、C 位置では 0.14 であり、M 位置の方が傾き -1 からのずれが大きい。この $M_{\text{local}} - \mu_0 H_a$ 曲線の減磁過程における直線的に変化する領域は、図 4.2 に示した $B-t$ 波形のピーク直後の直線的に減少する領域に対応している。4.3 節では、 $B-t$ 波形の直線的な減少について、試料の中心に向かう磁束クリープと超電導体外部の場の影響という二つの可能性を指摘した。上の結果から判断すると、局所磁化曲線の傾き -1 からのずれは、ホール素子が超電導体外部の磁場も合わせて測定したためと考える立場が有力である。しかしながら、この外場の影響は、これまでに示した $M_{\text{local}} - \mu_0 H_a$ 曲線の印加磁場依存性や着磁コイル依存性、 M_{local} の時間依存性の結果の解釈を変えるものではないことがわかる。

4.5 パルス磁場印加中のバルク内の磁束分布の実際

3.4 節では、パルス磁場を印加した後に測定した捕捉磁束分布の結果から、図 3.13 のようにパルス磁場印加中の試料内の磁束分布を予測した。これに対し、この章では試料表面の E、M、C の 3 箇所にホール素子を貼り付けてパルス磁場印加中の試料表面の磁場変化を直接測定している。従って、図 4.2 に示した各場所で測定した $B-t$ 波形から、パルス磁場印加中の磁束分布の変化を直接求めることができる。この節では、実際に試料内で起こっている磁束線の運動を明らかにし、3.4 節で予測した分布と比較する。

図 4.8(a)-(f)に、E、M、C の各位置の $B-t$ 波形から求めた静磁場印加中及び 16 ターンコイルによるパルス磁場印加中の試料内の B 分布の変化を示す。各図の左側には増磁過程の、右側には減磁過程の B 分布が示してある。簡単のため、E を試料端部、C を試料中心部、M をそれらの中間部とした。各位置で測定した B の値を、2.4 節で示した各位置でのコイル電流による磁場の強度比率で割って補正した。これにより、無限長の着磁コイルで空間的に均一なパルス磁場を印加したときの試料内の B 分布を求めた。2.4 節で述べたように、試料の長さは有限であるため実際には測定箇所での磁場の水平成分も存在するが、ここではこの影響も無視し、 B 分布の相対的な変化だけを議論する。

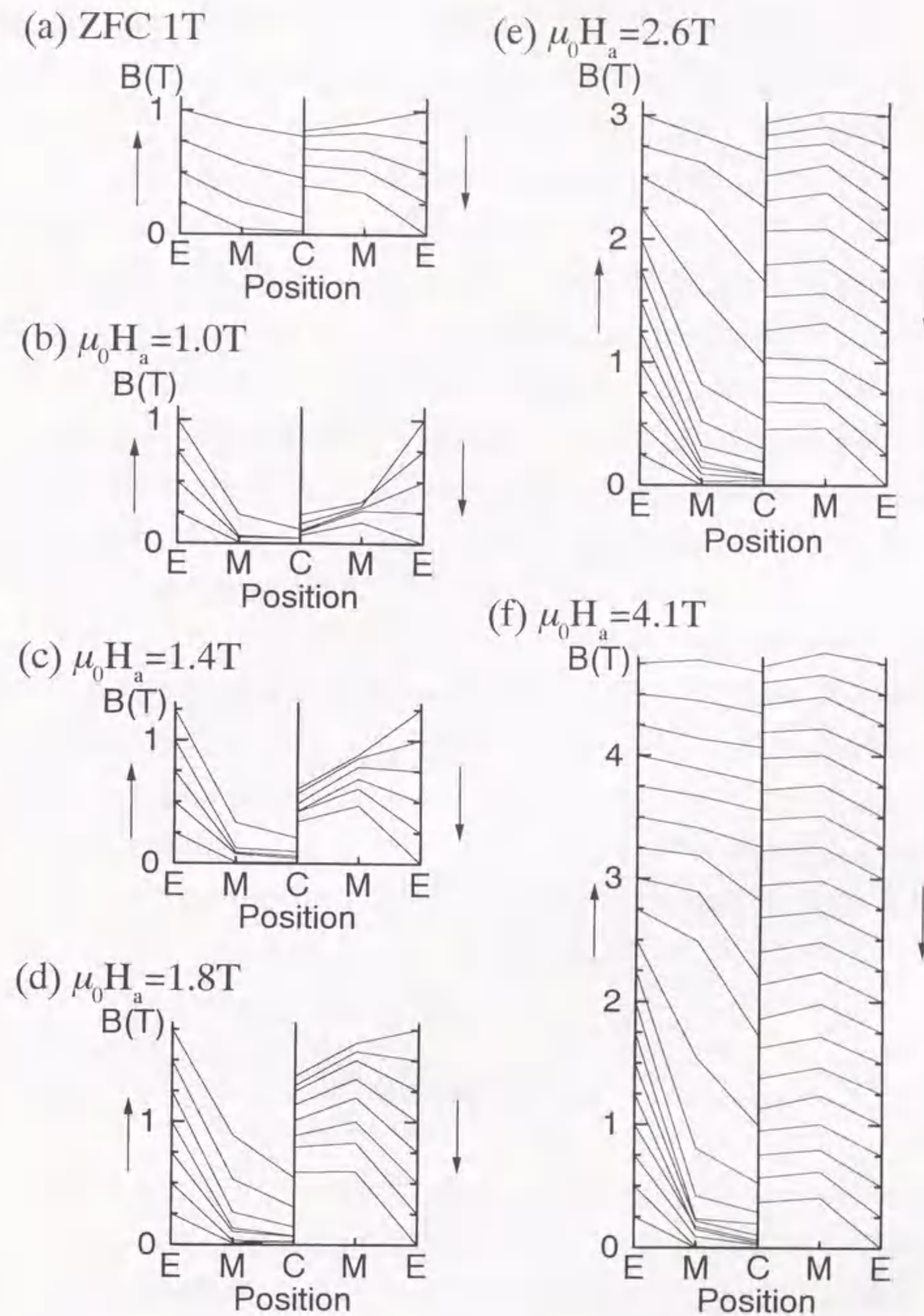


図4.8 $B-t$ 波形から求めた(a)ZFCモードと(b)-(f)PFモードでの着磁における試料内の磁束密度分布の時間変化。軸の左側には増磁過程(↑)、右側には減磁過程(↓)での変化を示す。(b)-(f)は16ターンコイルのデータ(図4.2)より求めた。E、M、Cの各位置で測定した B の値を空芯コイルでの磁場強度の比 1:0.88:0.84で割ることにより、試料全体に均一なパルス磁場が印加されたときの分布を近似的に求めた。

まず初めに、ZFCモードで準静的に磁場が印加された場合を見ると(図4.8(a))、増磁過程では半径方向にほぼ直線的な B 分布を保って磁束が侵入する。これは図3.5(b)に示したBeanモデルで予測される結果と一致する。

次に、パルス磁場を印加した場合(PFモード)を調べる。(a) $\mu_0 H_a = 1.0\text{T}$ のときには、ZFCモードとは異なり、増磁過程及び減磁過程のいずれにおいても試料内の B 分布は直線的ではなく下に凸な分布となる。これは、4.4.3節の局所磁化曲線での解析でも述べたように、低い印加磁場では磁束線が侵入しにくいことを表している。印加磁場が(c)1.4T、(d)1.8Tと増加すると、増磁過程での B 分布の下方への湾曲が緩くなり、磁束が次第に侵入するようになる。(e)2.6Tと(f)4.1Tの印加磁場では、4.4.3節でも調べたように、外部磁場が2Tを越えるあたりから磁束が急激に侵入し、その後ZFCモードと同じように直線的な B 分布で増加する。そして、減磁過程では、増磁過程での急激な B 分布の変化とは対照的に、分布形状をあまり大きく変えることなく B は減少する。

3.4節では、磁束線に働く粘性力を考慮に入れて試料内の磁束分布を議論した。ここでは、増磁過程では下に凸の、減磁過程では上に凸の B 分布が予測された。ホール素子貼り付けによる実験の結果、パルス磁場の立ち上がりでは磁束が侵入しにくく、予測通り下に凸の磁束分布になることが確認できた。さらに、外部磁場がある大きさを越えると磁束が突然侵入し、その後ZFCモードと同様に外部磁場に応答して磁束が動くという予期せぬ新しい事実が明らかになった。

4.6 磁束伝搬速度

図4.2に示した $B-t$ 波形のデータから、パルス磁場のピーク直後において、減少する外部磁場の変化が磁束密度の変化として測定箇所へ伝わる速度、即ち、磁束伝搬速度を見積もることができる。4.3節で述べたように、MとCの位置の $B-t$ 波形に見られる“kink”は、減少する外部磁場の変化が各測定位置に到達したために磁束密度 B が減少し始めたことを示している。従って、試料の端から測定箇所までの距離を外部磁場の変化が伝わるのに要した時間で割ることにより伝搬速度が求められる。ここで注意しなければいけないことは、磁束は弱結合部から侵入しやすい⁹⁾ために全ての磁束が必ずしもE→M→Cの順に侵入するとは限らないことである。図2.10(a)の捕捉磁場

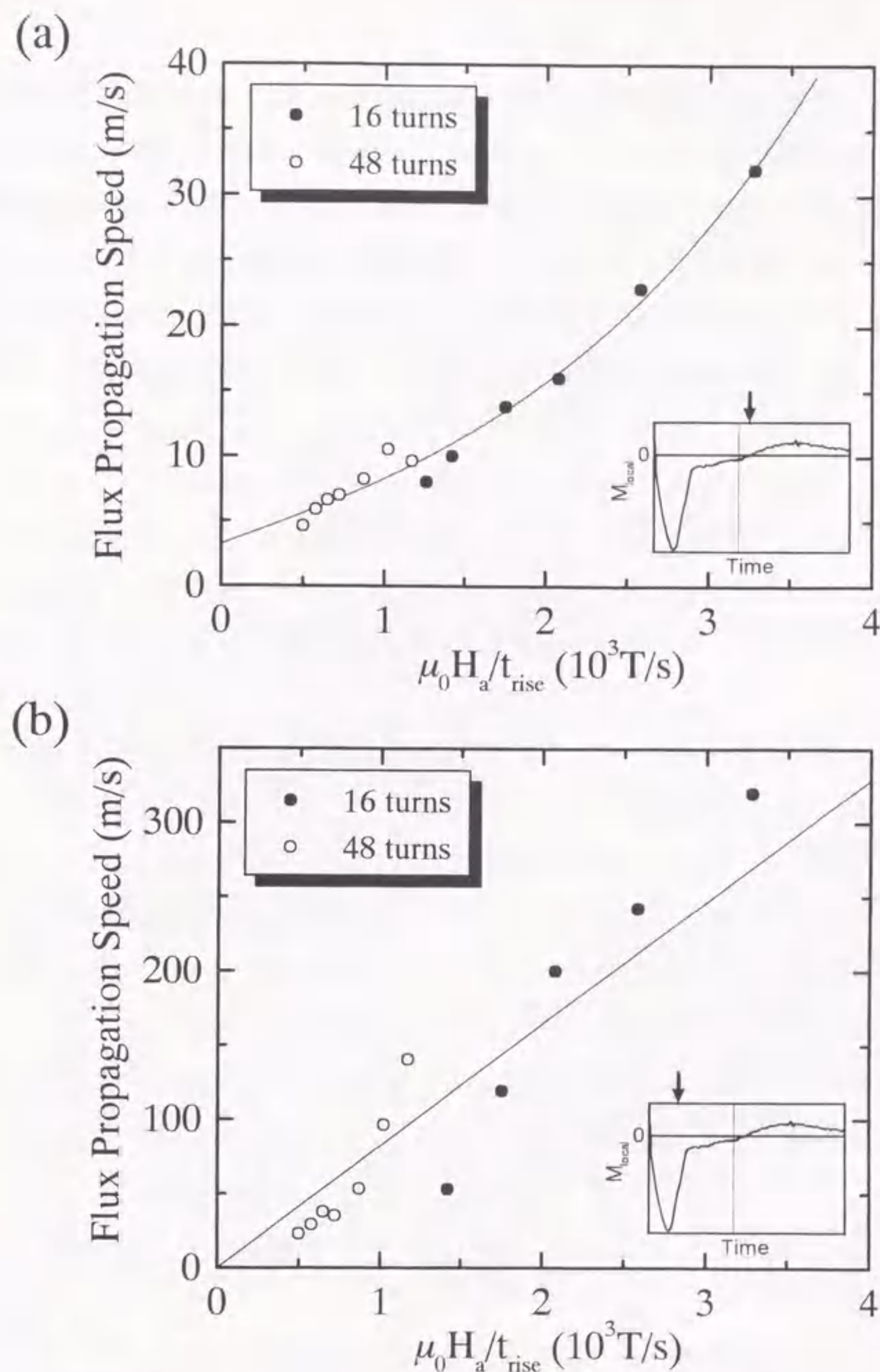


図4.9 (a)パルス磁場のピーク直後において外部磁場の変化が試料内部に伝搬する速度の平均磁場変化率 $\mu_0 H_a / t_{\text{rise}}$ に対する変化。E位置での $B-t$ 波形のピーク時刻 t_i とM位置での波形の“kink”の時刻 t_j との差から求めた(図4.2参照)。(b)パルス磁場の増磁過程で磁束が急激に侵入するとき磁束密度の変化が伝搬する速度の $\mu_0 H_a / t_{\text{rise}}$ に対する変化。M位置とC位置の $M_{\text{local}}-t$ 波形において M_{local} が極小となる時刻の差から求めた(図4.6参照)。 t_{rise} はパルス磁場の立ち上がり時間を表し、16ターンコイルでは1.3ms、48ターンコイルでは3.6msとなる。挿入図の $M_{\text{local}}-t$ 波形には、伝搬速度を求めたおおよその時刻を矢印(↓)で示した。また、縦の線は印加したパルス磁場のピーク時刻を表す。

分布からわかるように、Mの位置は等高線が比較的同心円状に近く、磁束が直接E→Mと侵入することが期待できる。しかしながら、Cの位置は磁束がE→Cと侵入する以外に試料左側の弱結合部からの侵入の影響を受けると考えられる。従って、伝搬速度の算出にあたってはMとEの位置のB-t波形を用いることにした。

磁束伝搬速度は、“kink”が観察される1.8T以上の印加磁場について、距離EMをB-t波形におけるM位置の“kink”の時刻 t_4 とE位置のパルス磁場のピーク時刻 t_1 との差で割ることにより求めた。その結果を図4.9(a)に示す。ここでは、印加磁場 $\mu_0 H_a$ をパルス磁場の立ち上がり時間 $t_{rise}=1.3\text{ms}$ (16ターンコイル)または 3.6ms (48ターンコイル)で規格化した $\mu_0 H_a/t_{rise}$ を横軸とした。比 $\mu_0 H_a/t_{rise}$ は、パルス磁場の立ち上がりにおける平均の磁場変化率を表す。図より、 $\mu_0 H_a/t_{rise}$ の増加と共に磁束伝搬速度はやや加速的に増加することがわかる。この加速的な増加は、発熱量の増加によるものと考えられる。図4.9(a)のデータを $\mu_0 H_a/t_{rise} \rightarrow 0$ に外挿すると、3.2m/sを得る。これは、パルス磁場の立ち上がりが無限に遅いとき、即ち、準静的な磁場変化のときの伝搬速度に対応する。

4.4節では、パルスの増磁過程において磁場が1.5-2.5Tとなると、磁束が急激に侵入することを述べた。このとき磁束伝搬速度は最大になると考えられるが、その速度はどのくらいであろうか。この場合には、Eの位置の波形からは何の情報も得られない。上に述べたように、Cの位置は若干の弱結合の影響が避けられないが、MとCの位置での測定波形から磁束が急激に侵入するときの伝搬速度の算出を試みる。ここでは、図4.6に示した $M_{local}-t$ 曲線において、 M_{local} が極小となる時刻に着目する。急速侵入時の磁束伝搬速度は、距離MCをMとCの位置における M_{local} が極小となる時刻の差で割ることにより求められる。その結果を、図4.9(a)の場合と同様に、 $\mu_0 H_a/t_{rise}$ の関数として図4.9(b)に示す。これより、 $\mu_0 H_a/t_{rise}$ に対し、伝搬速度はほぼ直線的に増加し、数100m/sに達する。

3.3.2節では、立ち上がり0.8ms、強度1.2Tのパルス磁場を印加したときに磁束が試料の中心に到達する速度を21m/sと見積もった。この条件での $\mu_0 H_a/t_{rise}$ の値は $1.5 \times 10^3 \text{T/s}$ である。このときの磁束伝搬速度を図4.9(b)より読みとると約100m/sとなり、約5倍大きな値となる。上で述べたように、磁束は弱結合部を介してより早くCの位置に到達していると考えられ、図4.9(b)に求めた伝搬速度は過大評価になっていると言える。しかしながら、磁束は100m/sを越える程度の速度で急激に侵入し、これによりパルス磁場の増磁過程での発熱が顕著になると考えることができる。

最後に、Takizawaら⁹⁾が求めている磁束線速度と比較しておこう。彼らは、リング状のYBCO溶融バルクに立ち上がり15ms、強度0.85Tのパルス磁場を印加している。磁束線速度は磁場の増加率 $d(\mu_0 H)/dt$ の増加と共に直線的に増加しており、この依存性は本研究で求めた図4.9(b)の結果と一致している。しかし、定量的には一致しない。彼らのデータから77K、2T ($\mu_0 H_a/t_{rise}=0.13 \times 10^3 \text{T/s}$)での磁束線速度を求めると4.2m/sとなり、図4.9(b)でのこれに対応する伝搬速度11m/sの約0.4倍となる。

4.7 パルス着磁後の磁束クリープの局所的評価

YBCO溶融バルクにおける磁束クリープあるいは永久電流の緩和の現象は、実用上、極めて重要な問題であり、これまでに広範にわたり多くの研究がなされてきた^{7,13)}。従って、パルス着磁により試料に捕捉された磁束の、しかも、局所的なクリープ現象を静磁場着磁の場合と比較して調べることは、非常に興味深い。

16ターンコイルを用いてパルス着磁を行ったときの、E、M、Cの各位置における着磁後の磁束密度Bの時間変化を図4.10(a)-(c)に示す。まず、印加磁場によるBの大きさの変化について見ると、試料にまだ磁束が十分に捕捉されていない(a) $\mu_0 H_a=0.8\text{T}$ では、|B|は小さい。しかし、 $\mu_0 H_a=1.8\text{T}$ 近傍で|B|は最大となり、それ以上の印加磁場では|B|は減少する。この結果は、磁束分布の測定から求めた総捕捉磁束量 Φ_T の印加磁場依存性(図4.1)とよく一致している。次に、|B|の時間に対する変化を見ると、印加磁場が1.8Tを越えて大きくなると|B|の減少の割合は明らかに小さくなり、磁束クリープが顕著でなくなる。この結果も、パルス着磁後1200sと300sでの総捕捉磁束量の比 $\Phi_{T1200s}/\Phi_{T300s}$ が印加磁場1.9T以上で1の値に近づいていくという結果(図3.10)と一致している。

測定場所による違いについては変化が複雑である。(b) $\mu_0 H_a=1.6\text{T}$ では、Cの位置の方がMの位置よりBの値は大きい(C>M)。ところが、印加磁場が1.8Tを越えるとその差が小さくなり、(c) $\mu_0 H_a=4.0\text{T}$ ではMとCの位置でBの大小が逆(M>C)になる。二つの位置で印加磁場によりBの大小が逆転することは、4.3節のB-t波形(図4.2)の議論でも指摘した。しかしながら、図4.2と図4.10を注意して見比べると、印加磁場の変化でBの大小関係が逆になると言うよりは、むしろBの時間的変化の中でMとCの位置でのBの大小が逆転し、その逆転する時刻が印加磁場の増加と共に遅くなっ

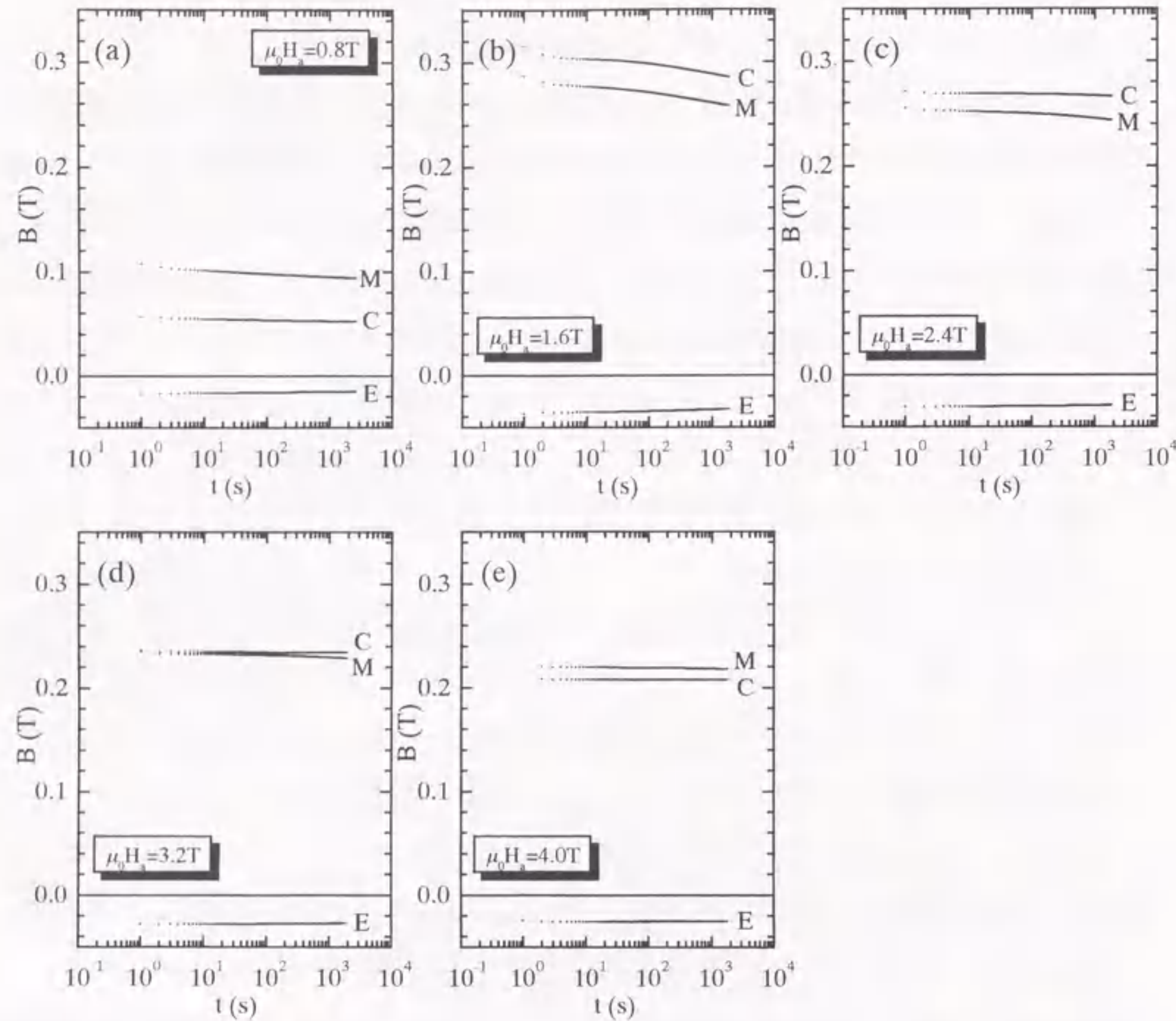


図4.10 種々の強度でパルス着磁した後のE, M, Cの位置における磁束密度の時間変化. 印加磁場は(a)0.8T, (b)1.6T, (c)2.4T, (d)3.2T, (e)4.0Tであり, 16ターンコイルを用いた.

ていくことがわかる。即ち、1.8T以上の印加磁場のとき、パルス磁場のピークの時刻 (~1.3ms)ではBの大小は必ずM>Cであり、時間の経過と共に最終的なC>Mの関係へと変化していく。大小関係がM>CからC>Mへ変化する時刻は、 $\mu_0 H_a = 1.8T$ では5ms頃(図4.2(b))、 $\mu_0 H_a = 2.4-2.6T$ では図4.2(c)のB-t波形が終わってから図4.10(c)のクリーブ曲線の測定が開始されるまでの間(9ms-1s)のある時刻、 $\mu_0 H_a = 3.2T$ ではクリーブ測定の直前~1s(図4.10(d))、 $\mu_0 H_a = 4.1T$ ではクリーブ測定を終えた時刻1800s以降(図4.10(e))である。このような測定場所間でのBの大小関係の変化は、次に述べるように、Cの位置の方がMの位置よりクリーブしにくいことに起因する。

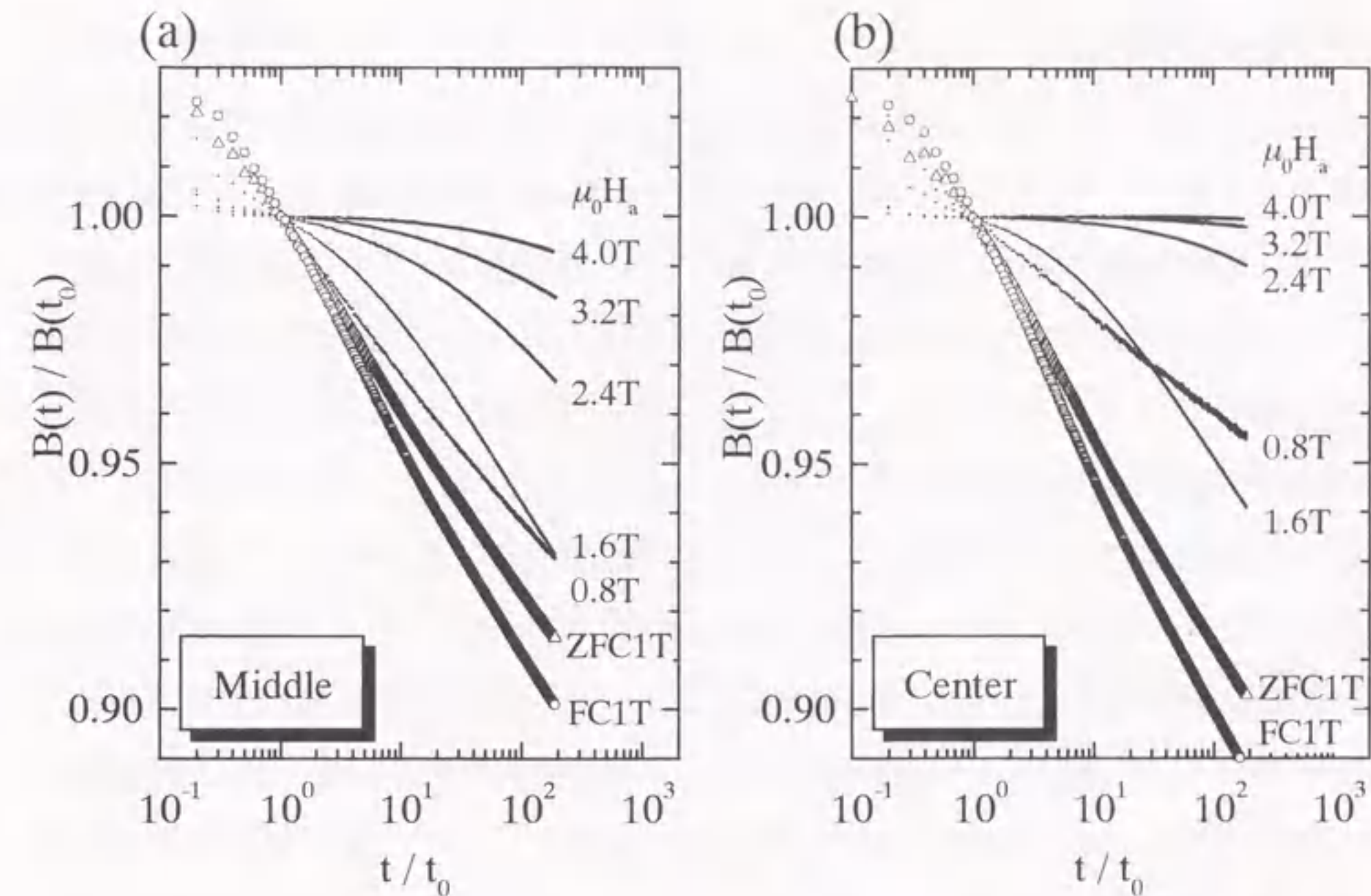


図4.11 MとCの位置におけるパルス着磁後の磁束密度変化についての $B(t)/B(t_0) - \log(t/t_0)$ プロット. ZFC1T(Δ)とFC1T(\circ)の結果も示した. t_0 は10sとした.

図4.11に、 $t=10s(=t_0)$ の時刻を基準とした $B(t)/B(t_0) - \log(t/t_0)$ 曲線の測定場所と印加磁場による変化を示す。図には、ZFCモードとFCモードでの印加磁場1Tの結果も合わせて示した。静磁場での1Tは、ZFCモードでは完全磁化に必要な磁場 $\mu_0 H_f = 1.4T$ よりわずかに小さく、FCモードでは $\mu_0 H_f = 0.7T$ より大きな磁場に相当する。また、クリーブ率は $B(t)/B(t_0) - \log(t/t_0)$ 曲線の接線の傾きで定義される。これより、ZFCとFCモードでは局所的な磁場Bの減衰はlogarithmicな時間依存性を示し、クリーブ率は時間に依存せずほぼ一定であることがわかる。

これに対し、パルス着磁では、 $\mu_0 H_f = 1.8T$ より十分に小さい印加磁場0.8Tの場合にはlogarithmicな時間依存性となるが、1.6T以上では異なった変化をする。 $\log(t/t_0)$ に対する $B(t)/B(t_0)$ の減少は初め緩やかで $\log(t/t_0)$ の増加と共に次第に急になり、ZFCモードの減衰曲線の傾きに近づいていく。この変化は、クリーブ率が時間と共に増加していくことを意味する。また、印加磁場が増加すると、クリーブが起こりにくくなることがわかる。場所による違いを見ると、ZFCとFCモードではMとCの位置による差は小さいが、パルス着磁の場合には、Cの位置の方がMの位置よりクリーブが起こり

にくくなっている。

このようなパルス着磁直後に見られる磁束クリープの non-logarithmic な時間変化は、静磁場を印加した場合においても、クリープの初期状態で捕捉されている磁束量が臨界状態で決まる最大捕捉量よりも少ないときに観測されている⁷⁻¹³⁾。特に、Sakamotoら^{7,8)}は高い温度で磁場を印加した後冷却することにより、意図的に初期状態の捕捉磁束量を減らしてクリープを測定している。この高温着磁の実験において、磁化の non-logarithmic 時間依存性が得られている。

本実験の結果は、磁束の急激な侵入による増磁過程での発熱が、パルス着磁後の捕捉磁束量を減少させ、non-logarithmic な捕捉磁束の減少を引き起こしたと解釈できる。これまで議論してきたように、印加磁場が大きいほど発熱量は多く試料の温度上昇が大きいので、パルス着磁後の捕捉磁束量がより減少する。その結果、高い印加磁場ほど実質的に磁束クリープが抑制されることになる。

印加磁場が非常に大きいときに、Cの方がMの位置よりパルス着磁後の捕捉磁束が小さくなる現象は、次の二つの原因が重なって生じたと考えられる。一つは、3.7節で述べたように、試料の中心ほど冷却されにくいために温度上昇が大きく、Cの位置の方が J_c が大きく低下することである。もう一つは、3.6節で述べたように、磁束線は弱結合部から選択的に侵入しやすいのでそこでの発熱が多くなり、パルス磁場の減磁過程において磁束が弱結合部を通して試料外部へ流れ出やすくなることである。

4.8 まとめ

この章では、第3章の捕捉磁場分布測定で用いた Y-Ba-Cu-O 溶融バルクについて、表面の3箇所ホール素子を貼り付けて局所的な磁束密度の変化を測定した。そして、パルス磁場印加中の試料内の磁束密度分布のダイナミックな変化とパルス着磁後の局所的な磁束クリープの挙動を調べた。その結果、以下の点が明らかとなった。

- ① 印加磁場が小さいときには、試料内部に磁束が侵入しにくく、試料内の磁束分布は下方に湾曲した椀状のまま変化する。
- ② 印加磁場が大きくなると、外部磁場が 1.5-2.0T を越えた辺りから磁束が急激に侵入し、その後、静磁場による ZFC モードの場合と同様に、試料内の磁束密度は外部磁場に追従して変化するようになる。

- ③ パルス磁場がピークを過ぎて減少し始めても、しばらくの間試料内部の磁束密度は増加する。これは、試料内の磁束密度勾配が $\mu_0 J_c$ を越えているために試料の中心に向かう磁束フローが起こっていることに起因する。
- ④ パルス磁場の立ち上がり時間が 1.3ms 程度に短い場合には、試料半径の約 1/2 の位置で測定した局所磁化が、磁束の急激な侵入後に振動しながら時間的に変化する現象が観測された。
- ⑤ 外部磁場の変動により磁束密度の変化が試料内部に伝搬する速度は、印加磁場と共に増加し、パルスのピーク直後で 5~30m/s、磁束が急激に侵入するときで 100m/s を越える程度になる。
- ⑥ 磁束の急激な侵入による発熱の影響は、パルス磁場の減磁過程において既に現れ、結果的に、捕捉される磁束量が減少して磁束のクリープが抑制されるようになる。
- ⑦ パルス着磁後の磁束クリープ量は、印加磁場が大きいほど、また、試料の中心ほど少ない。

また、パルス着磁のメカニズムを解明する上で、以下の点が未解決な問題として残った。

- (1) 磁束の急激な侵入はどのような条件で起こるのか。

実験的事実を整理しておく。 J_c の磁場依存性(図 3.1)より Y-Ba-Cu-O 系溶融バルクの不可逆磁場 $\mu_0 H_{in}$ は約 5T である。磁束の急激な侵入が始まるときの外部磁場は、 $M_{local} - \mu_0 H_c$ 曲線(図 4.5)で M_{local} の極小を与える $\mu_0 H_c$ で 1.5-2.0T の大きさであり、 $\mu_0 H_{in}$ より低い磁場で磁束が侵入している。また、極小を与える $\mu_0 H_c$ の値は印加磁場と共に増加する。

一つの可能性として表面バリヤを検討してみる。Bean と Livingston¹⁴⁾によれば、磁束が超電導体に侵入するときの外部磁場 H_s は、熱力学的臨界磁場を H_c とすると

$$H_s \approx \frac{H_c}{\sqrt{2}} \quad (4.3)$$

で表される。YBa₂Cu₃O₇ 超電導体では $\mu_0 H_c(0K)=1.0T$ ¹⁵⁾ であり、これから(3.7)式を考慮に入れて 77K での H_s を求めると $H_s(77K)=0.3T$ となる。この値は観測される磁束侵入時の外部磁場の値よりはるかに小さく、磁束の急激な侵入は表面バリヤで

は決まらない。

(2) 局所磁化の時間的な振動は何故起こるのか。

4.4.5 節で述べたように、局所磁化が時間的に振動することは磁束が弾性的にぶつかりながら侵入していることを表す。これは、磁束線が慣性(質量)をもっているかのように振る舞うことを意味し、磁束線の質量は通常無視できるとする考え¹⁶⁾と矛盾する。どういう条件で起こるのかを含めた実験的な立証と更なる理論的な考察が必要である。

今後、これらの問題を解決していくには、弱結合の影響や形状の効果を考慮しながら、試料内の磁束密度の時間的・空間的变化をさらに詳細に調べることが必要となる。

参考文献

- 1) Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, T. Oka, Y. Yamada and U. Mizutani: to be published in *Advances in Superconductivity IX* (Springer-Verlag, Tokyo, 1997).
- 2) Y. Itoh, Y. Yanagi and U. Mizutani: to be published in *J. Appl. Phys.*(1997).
- 3) T. Itoh, Y. Tanimura, T. Takizawa and K. Kanbara: *Jpn. J. Appl. Phys.* **34** (1995) L810.
- 4) 松下照男:「磁束ピンニングと電磁現象」(産業図書, 1994) p. 62.
- 5) V. K. Vlasko-Vlasov, V. N. Goncharov, V. I. Nikitenko, A. A. Polyanskii, I. F. Voloshin, L. M. Fisher, N. M. Aleshina and O. A. Poluschenko: *Physica C* **222** (1994) 367.
- 6) T. Takizawa, K. Kanbara, M. Morita and M. Hashimoto: *Jpn. J. Appl. Phys.* **32** (1993) L774.
- 7) N. Sakamoto, T. Akune and T. Matsushita: *Jpn. J. Appl. Phys.* **31** (1992) L1470.
- 8) N. Sakamoto, T. Akune and T. Matsushita: *Advances in Superconductivity VI* (Springer-Verlag, Tokyo, 1994) p. 475.
- 9) P. J. Kung, P. M. Maley, M. E. McHenry, J. O. Willis, J. Y. Coulter, M. Murakami and S. Tanaka: *Phys. Rev. B* **46** (1992) 6427.
- 10) J. Jung, I. Isaac, M. Murakami and M. A-K. Mohamed: *Physica C* **235-240** (1994) 2879.
- 11) I. Isaac, J. Jung, M. Murakami, S. Tanaka, M. A-K. Mohamed and L. Friedrich: *Phys. Rev. B* **51** (1995) 11806.
- 12) A. Gurevich, H. Küpfer, B. Runtsch, R. Meier-Hirmer, D. Lee and K. Salama: *Phys. Rev. B* **44** (1991) 12090.
- 13) A. Gurevich and H. Küpfer: *Phys. Rev. B* **48** (1993) 6477.
- 14) C. P. Bean and J. D. Livingston: *Phys. Rev. Lett.* **12** (1964) 14.
- 15) 松下照男:「磁束ピンニングと電磁現象」(産業図書, 1994) p. 373.
- 16) J. I. Gittleman and B. Rosenblum: *Phys. Rev. Lett.* **16** (1966) 734.

第II部

パルス着磁により磁化された Y-Ba-Cu-O バルク磁石の
モータへの応用

第5章 Y-Ba-Cu-O 溶融バルクを界磁とする超電導モータの 作製と評価

5.1 はじめに

第I部では、Y-Ba-Cu-O 溶融バルクを磁石として用いる上で不可欠なパルス着磁技術に関して、磁束捕捉特性や試料内での磁束線の挙動などの基礎的研究についてまとめた。第II部では、パルス着磁と組み合わせた Y-Ba-Cu-O 超電導バルク磁石の応用としてモータを取り上げ、実際に高温超電導バルクマグネットモータ (High-Temperature Superconducting Bulk Magnet Motor) を試作し、モータ単体及び車載での評価を行った結果についてまとめる。この章では、実際に作製したモータの構造とモータ単体の性能について述べる。

超電導バルク磁石をモータに用いることのメリットは、界磁の磁場を強くすることにより高トルク・高出力なモータを実現できること、あるいは、同じ性能ならばモータを小型にできることである。本研究におけるモータの作製・評価は、以下の点を主眼に置いて行った。

①パルス着磁により磁化されたバルク磁石が、モータの界磁として機能するか。

＜バルク磁石の界磁としての機能確認＞

②バルク磁石に捕捉された磁束だけでどの程度のモータ性能が得られるか。

＜材料特性とモータ性能の対応＞

③モータ使用時のバルク磁石の減磁はどの程度か。＜バルク磁石の減磁の評価＞

本論に入る前に、モータの種類^{1,2)}と、他の研究グループによる Y-Ba-Cu-O 溶融バルクを用いたモータまたは発電機について、簡単に触れておくことにする。

5.1.1 モータの種類

モータを構成する基本要素は、界磁と電機子である。界磁は磁場を発生させる部分で、永久磁石や巻線に電流を流して得られる電磁石で構成される。また、電機子は、界磁による磁場と垂直な方向に電流を流し、Fleming の左手の法則により磁場と電流とに垂直な方向に力を発生させる機能を有する。中心軸の回りに界磁と電機子を配置したものが回転式のモータであり、界磁と電機子のいずれか一方が回転し、もう一方

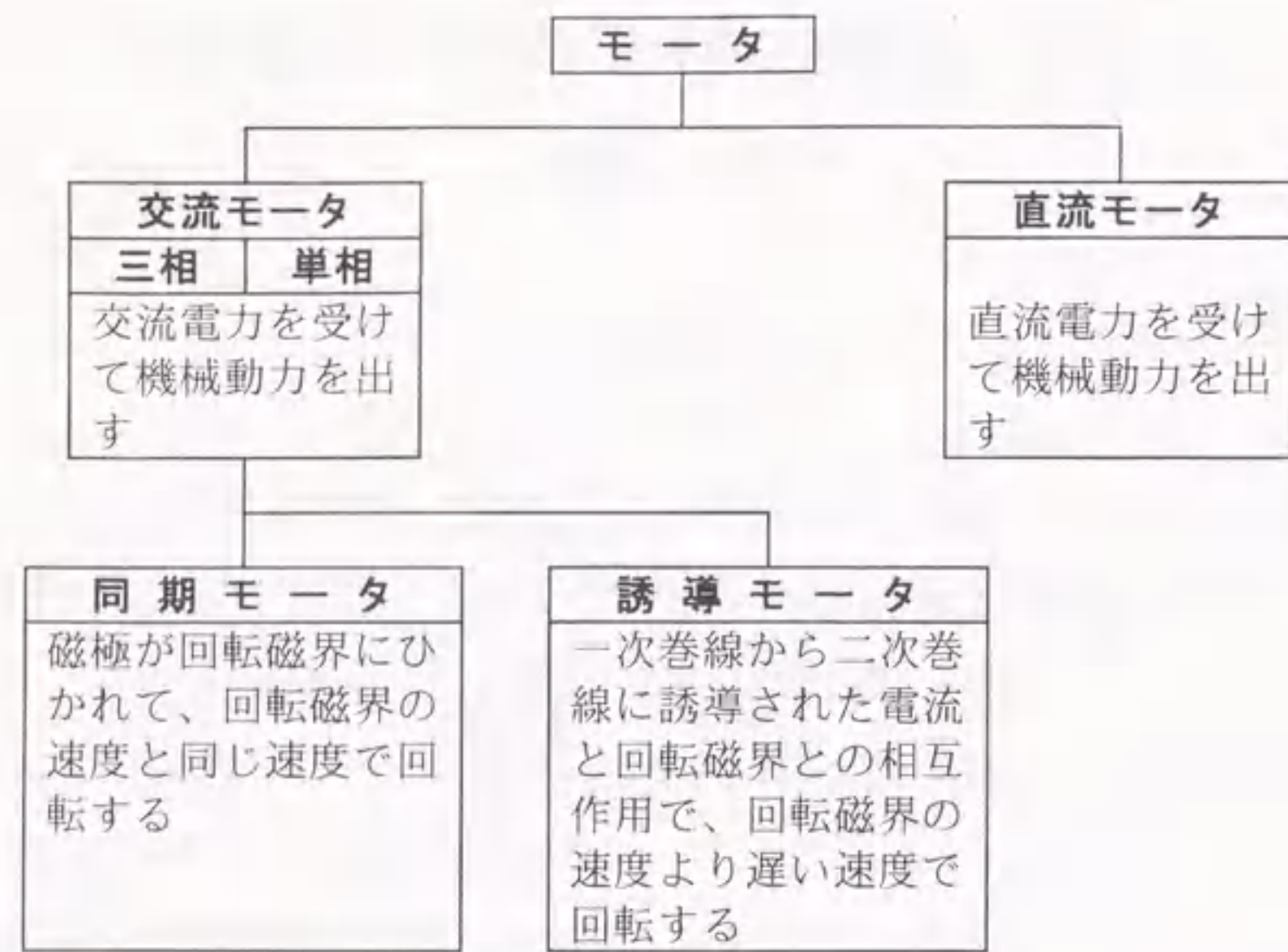


図5.1 モーターの種類¹⁾

が固定される。回転する側を回転子、固定される側を固定子と言う。通常のモーターでは、中心軸に対し回転子が内側、固定子が外側に配置される。

モーターは、図 5.1 に示すように、直流モーターと交流モーターに大きく分類される。直流モーターは、外部から供給される直流電流を回転子の回転に合わせて電流の方向を切り換えるための整流子とブラシを有する。交流モーターには主として同期モーターと誘導モーターがある。誘導モーターは、固定子側に多相巻線を施して回転磁界を発生させ、電磁誘導により回転子側の導体に誘起される電流が力を受けて回転するモーターである。回転子は回転磁界よりも遅い速度で回転し、その差がすべりと呼ばれる。同期モーターは、誘導モーターのように回転磁界による誘導で回転子側に磁束を作るのではなく、界磁巻線の励磁または永久磁石により回転子側に磁極を形成し、それが回転磁界に引かれて回転する。そのため、回転磁界と同じ速度で回転し、すべりがない。超電導溶融バルクをモーターに使う場合には、バルクに捕捉された磁束を利用することになるので、界磁部分が超電導バルクに置き換わることになる。

5.1.2 溶融バルクを用いた超電導モーター

Emerson Electric 社の Crapo と Lloyd のグループ³⁾ は、1991 年に、回転子の磁極にリング状の高温超電導バルクを用いた DC ブラシレスモーター(永久磁石型同期モーター)の設計と試作を行っている。リング状のバルクを円柱状の磁性鋼の回りに取り付けたものを一つの磁極とし、これを円盤状の回転子に対向させて 8 極形成している。着磁方法は、固定子巻線に通常運転時の 10 倍程度の電流を流して磁場を発生させ、室温で磁場を磁性鋼に集中させた状態で回転子を冷却する。その後固定子巻線の電流を切るとリング状のバルクに永久電流が誘起し磁束が捕捉されて界磁となる。有限要素法による計算では 1Nm のトルク発生を見積もっている。1993 年には、リング状バルクに 77K で 0.15T の磁束を捕捉させて 19W の出力を報告している⁴⁾。

Houston 大学の Weinstein ら⁵⁾ は、1994 年に Emerson Electric 社と共同で、彼らの Trapped Field Magnet (TFM) を界磁に用いた発電機の実験モデルを作製し性能を評価している。構造は、基本的には上に述べた DC ブラシレスモーターと同じであり、リング状のバルクの代わりに陽子照射を行っていない円柱状(直径 20mm、高さ 8mm)の Y-Ba-Cu-O 溶融バルクを取り付け、発電機として用いている。固定子巻線に電流を流した状態で磁場中冷却(FC)する着磁の他に、パルス長 15ms のパルス磁場による着磁も行っており、この方法により 77K で 0.26T の磁束を捕捉させ 100W 弱の最大出力を得ている。

Berlin 自由大学の Szücs と Ruppert⁶⁾ は、1996 年に、円柱状(直径 32mm、高さ 18mm)の Y-Ba-Cu-O 溶融バルクを 2 枚の円盤から成る回転子に 6 極ずつ取り付けたディスク型 DC ブラシレスモーターを作製している。Institut für Physikalische Hochtechnologie e. V., Jena (IPHT Jena) の Gawalek のグループより溶融バルクの供給を受け、固定子巻線を回転子側の一对のバルク磁石で挟み込む構造としている。着磁は、パルス長 5ms のパルス電流を固定子巻線に流して行っている。モーター性能を 4.2~77K で評価し、最大出力 300W、最大回転数 2000rpm、最大トルク 5Nm を得ている。

IPHT Jena の Gawalek らと Moscow State Aviation Institute, Moscow (MAI Moscow) の Kovalev ら⁷⁾ は、1995 年に、円筒状(外径 25mm、内径 ID15mm、高さ 40mm)の溶融バルクを回転子に用いたほぼ製品に近い形のヒステリシスモーターを報告している。ヒステリシスモーターは同期モーターの一種で、回転子に界磁巻線や永久磁石を用いる代わりに、円筒状の半硬質磁性材料(保持力の比較的小さな永久磁石材料、ヒステリシスリング)を用いる。固定子の回転磁界によりヒステリシスリングが磁化され、そのヒス

テリシス特性により生じる回転磁界との位相差によってトルクを発生する。超電導バルクを用いたヒステリシスモータは、バルクに磁束を捕捉させて用いるのではなく、そのヒステリシス特性を利用する。従って、超電導化することにより、モータの高性能化よりは小形化に効果がある⁸⁾。77Kで回転数3000rpmのとき80Wの出力を得ているが、これは、従来の超電導でないヒステリシスモータに比べ約10倍の性能としている。最近では半径42mm、高さ72mmの溶融バルク回転子を用い、500Wの出力を得ている⁹⁾。また、高温超電導を用いた同じ原理のモータは、過去に、実験室レベルのものが関西大学¹⁰⁾、日立製作所¹¹⁾、三菱重工業¹²⁾でそれぞれ独立に作製・評価されている。

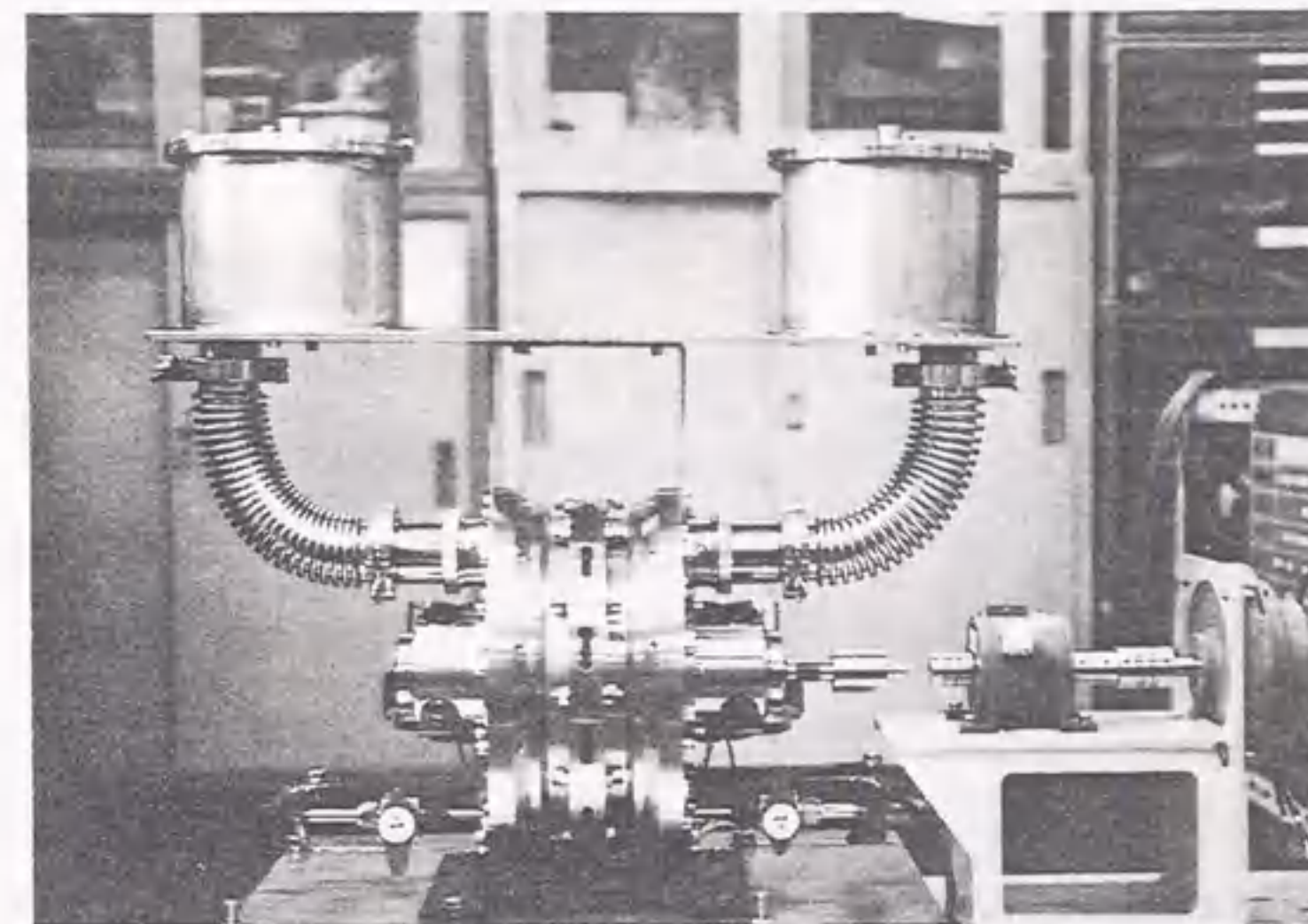
また、高温超電導線材を用いた超電導モータに関しては、Emerson Electric社が、American Superconductor社製のBi系テープ線材を回転子の巻線に用いた同期モータを作製しており^{13,14)}、現在までに、200馬力(150kW)の出力のものが得られている¹⁵⁾。

本研究における高温超電導バルクマグネットモータは、次節に述べるように、固定子に溶融バルクを用いた直流モータであり、1993~1995年に開発を行ったものである¹⁶⁻²¹⁾。

5.2 高温超電導バルクマグネットモータの構造

作製した高温超電導バルクマグネットモータの外観図と構造図を、図5.2(a)、(b)に示す。形式は、ディスク型プリントモータと呼ばれる直流モータである。図5.2(b)に示すように、円盤状の電機子(直径200mm、安川電機製)を、両側から界磁となるY-Ba-Cu-O溶融バルクで挟み込んだ構造となっている。Y-Ba-Cu-Oバルク(直径34mm、高さ14mm)は、電機子の両側に10個ずつ、直径145mmの円周上に配置されている。各バルクの周囲には着磁用のコイル(内径37mm、長さ22mm、12ターン)が巻かれ、図5.3に示すように、対向するコイル同士は同じ向きに、隣り合うコイルは逆向きになるように、直列に接続されている。片側の10個のバルクと着磁コイルは、共に真空断熱されたドーナツ状の液体窒素容器に入れられている。対向するバルク磁石間の距離は、回転子が1枚の円盤状電機子から成るシングルロータの場合には15.5mmである。左右の液体窒素容器へは、図5.2(a)に示すモータ上部に取り付けられた2個の円柱状の液体窒素タンクから、それぞれ蛇腹上の供給管を通して液体窒素が供給され

(a)



(b)

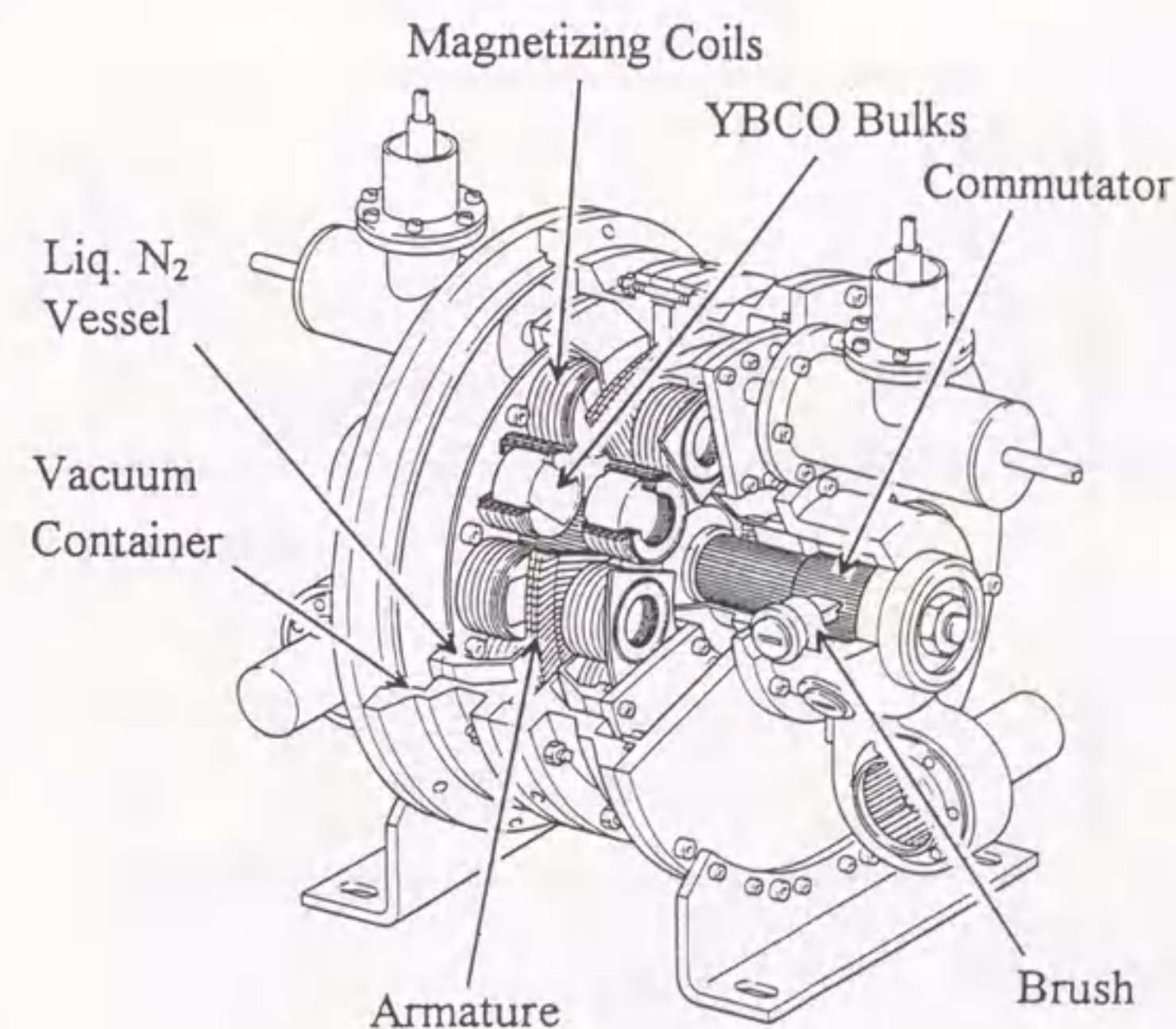


図5.2 高温超電導バルクマグネットモータの(a)外観と(b)構造を示すカットモデル図。

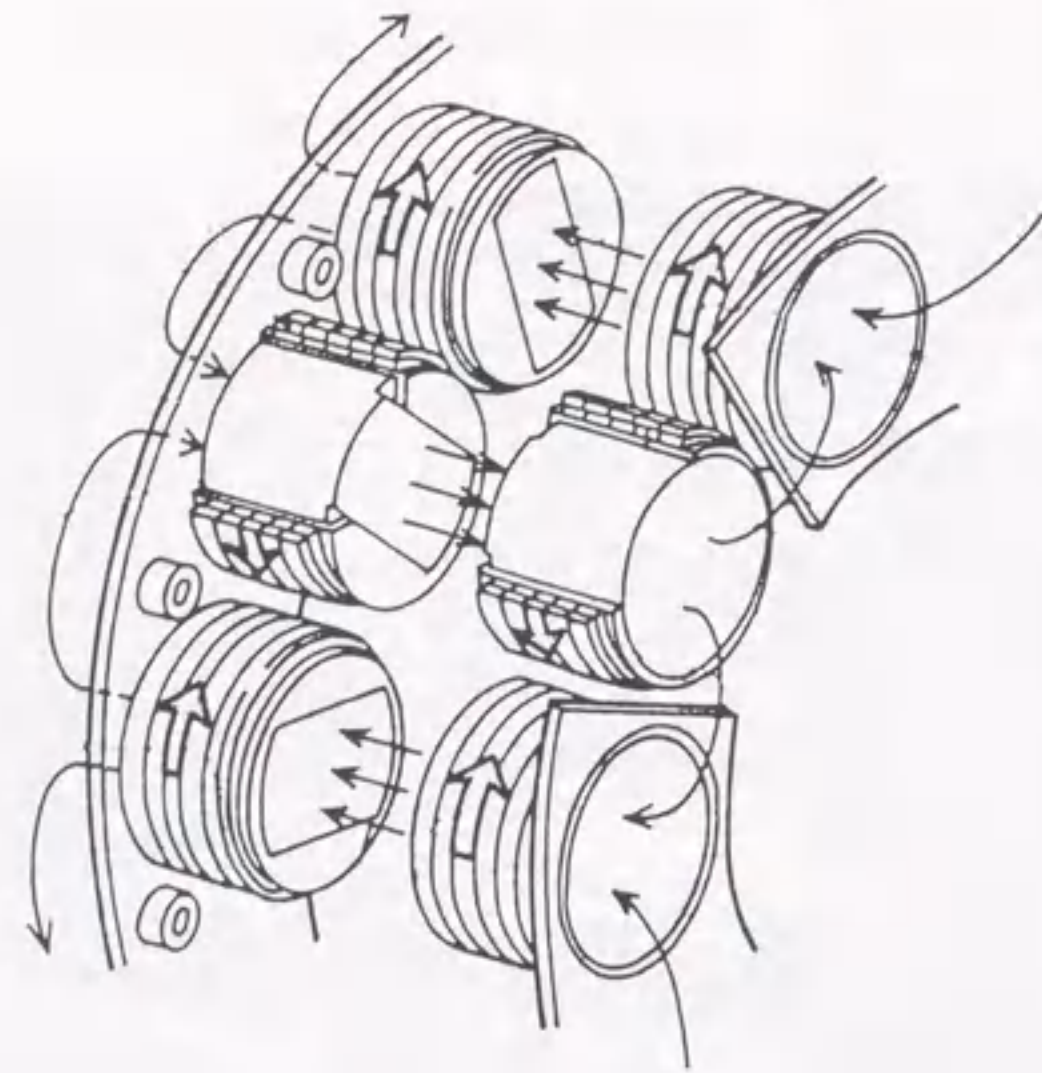


図5.3 高温超電導バルクマグネットモータの界磁部分の拡大図。白抜き矢印(⇒)は着磁コイルに流れるパルス電流を、実線の矢印(⇒)はY-Ba-Cu-Oバルク磁石の発生磁場を表す。

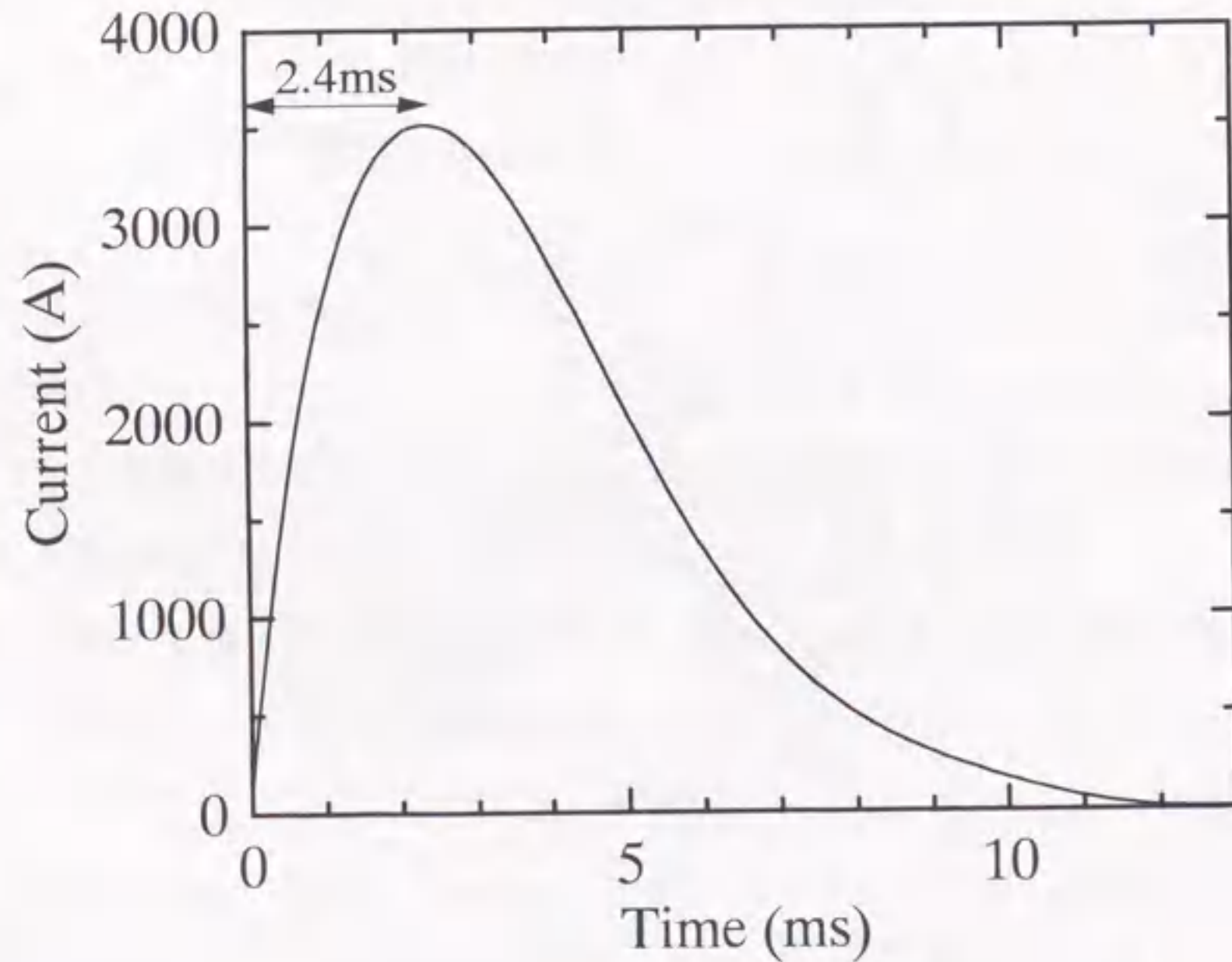


図5.4 モータ内のY-Ba-Cu-Oバルクを着磁するときに着磁コイルに流したパルス電流の波形。パルスの立ち上がり時間は2.4ms。印加磁場はパルス電流のピーク値にコイル定数 $3.17 \times 10^{-4} \text{T/A}$ を掛けて求めた。

る。

Y-Ba-Cu-O 溶融バルクの着磁は、液体窒素を充填してバルクを超電導遷移温度 T_c ($=92\text{K}$)以下に冷却した後、着磁コイルにパルス電流を流して行う。パルス電源(中央製作所製)は、コンデンサ容量 40.5mF 、最大充電電圧 900V のコンデンサ放電型の電源である。着磁のときのパルス電流は、図 5.4 に示すように、立ち上がり時間が 2.4ms の単一波形となる。着磁後の対向する Y-Ba-Cu-O バルク磁石間の磁場は、図 5.3 に示すように、円盤状電機子に垂直であり、かつ、着磁コイルの巻線方向に一致して円周方向には 36° ごとに逆向きとなる。電機子へはブラシを介して外部電源より直流電流が供給される。電流は電機子の半径方向に流れ、整流子の作用により、対向したバルク磁石の間では常に同じ向きに、かつ、円周方向の 36° ごとに逆向きに流れる。その結果、円盤状の電機子の各部には同じ向きの Lorentz 力が発生し、モータが回転する。なお、5.1 節で述べたように、純粋にバルクに捕捉された磁束だけでどのくらいの性能のモータができたかを調べることを目的の一つとしたため、モータ本体は全て非磁性のステンレス(SUS304)を用いて作製し、磁気回路を全く形成していない。

5.3 評価方法

5.3.1 Y-Ba-Cu-O バルク磁石の捕捉磁束性能

表 5.1 に、使用した 20 個の Y-Ba-Cu-O 溶融バルクの単体での 77K における着磁性能を示す。試料表面($z=0\text{mm}$)での最大捕捉磁場 B_{max} の範囲は $0.16 \sim 0.33\text{T}$ 、平均は 0.24T であり、 $z=1\text{mm}$ での総磁束捕捉量 Φ_T の範囲は $0.41 \sim 0.76 \times 10^{-4} \text{Wb}$ 、平均は $0.56 \times 10^{-4} \text{Wb}$ である。これらのバルクを 0.2T 級バルクと呼ぶことにする。また、モータに組み込んだ状態での電機子の位置での磁場は、No. 3 (0.230T)と No. 12 (0.207T)の間で 0.12T であった。これより、 77K で着磁したときの 10 箇所の電機子の位置における最大磁場は、 $0.11 \sim 0.17\text{T}$ と推測できる。

また、比較のために用いたフェライト磁石(直径 35mm 、高さ 20mm)の $z=0\text{mm}$ での B_{max} は 0.145T であり、 $z=1\text{mm}$ での Φ_T は $1.25 \times 10^{-4} \text{Wb}$ である。

表 5.1 0.2T 級 Y-Ba-Cu-O 溶融バルクの単体での 77K における捕捉磁束性能

No.	Φ_T at z=1mm (10^{-4} Wb)	B_{max} at z=0mm (T)	No.	Φ_T at z=1mm (10^{-4} Wb)	B_{max} at z=0mm (T)
1	0.755	0.304	11	0.579	0.306
2	0.714	0.258	12	0.569	0.207
3	0.654	0.230	13	0.569	0.205
4	0.650	0.278	14	0.569	0.204
5	0.635	0.245	15	0.567	0.179
6	0.631	0.329	16	0.551	0.162
7	0.630	0.245	17	0.491	0.254
8	0.621	0.280	18	0.475	0.222
9	0.618	0.192	19	0.471	0.242
10	0.596	0.209	20	0.409	0.224
最大				0.755	0.329
最小				0.409	0.162
平均				0.588	0.239

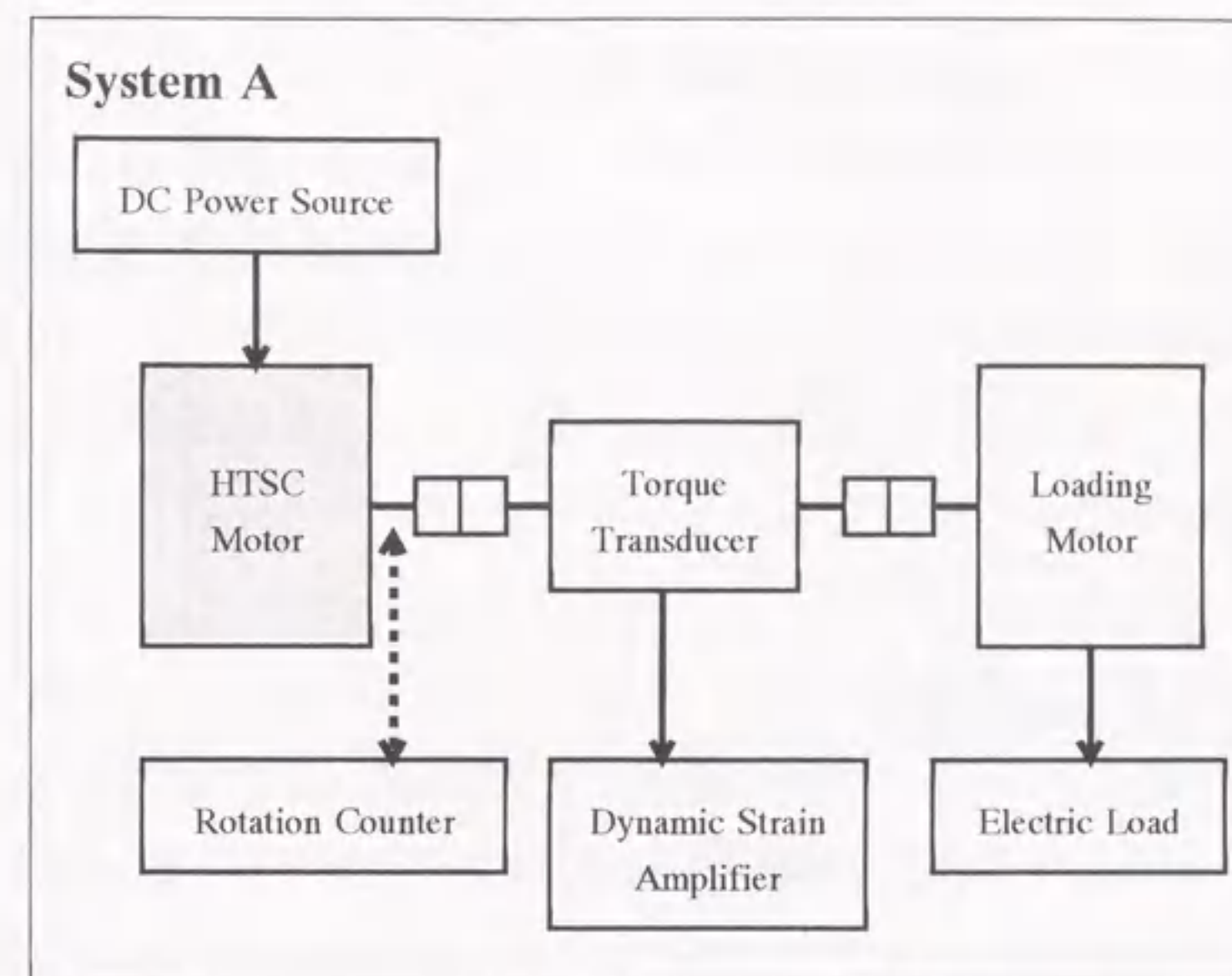
5.3.2 モータ性能の評価方法

モータの発生トルクの測定は、図 5.5(a)に示す計測システム A で行った。超電導モータはトルク変換器(共和電業製、TP-20KCE)を介して負荷用モータと接続される。負荷用モータは、市販の永久磁石を用いたディスク型プリントモータ(安川電機製、200W または 500W)である。超電導モータは、直流電源により定電圧または定電流で駆動される。負荷用モータは電子負荷装置(菊水電子工業製、PLZ1002W または PLZ1003W)と電氣的に接続され、電子負荷装置の抵抗値を変えることにより超電導モータにかかる負荷の大きさを変化させる。トルクは、トルク変換器の信号を動歪計(共和電業製、DPM-711B)により増幅して測定する。回転数は、回転計(小野測器製、HT-5100)により光学的に測定する。

誘導起電力の測定は、図 5.5(b)に示す計測システム B で行った。この場合には、負荷用モータを直流電源で駆動し、超電導モータは発電機として評価される。超電導モータの電機子に発生する誘導起電力は、デジタルマルチメータにより測定する。

これらの測定は、Y-Ba-Cu-O バルクを液体窒素で 77K と 65K に冷却して行った。65K の温度は、液体窒素が充填されているバルクの入った容器を真空排気ポンプで 131Torr に減圧して実現した。

(a)



(b)

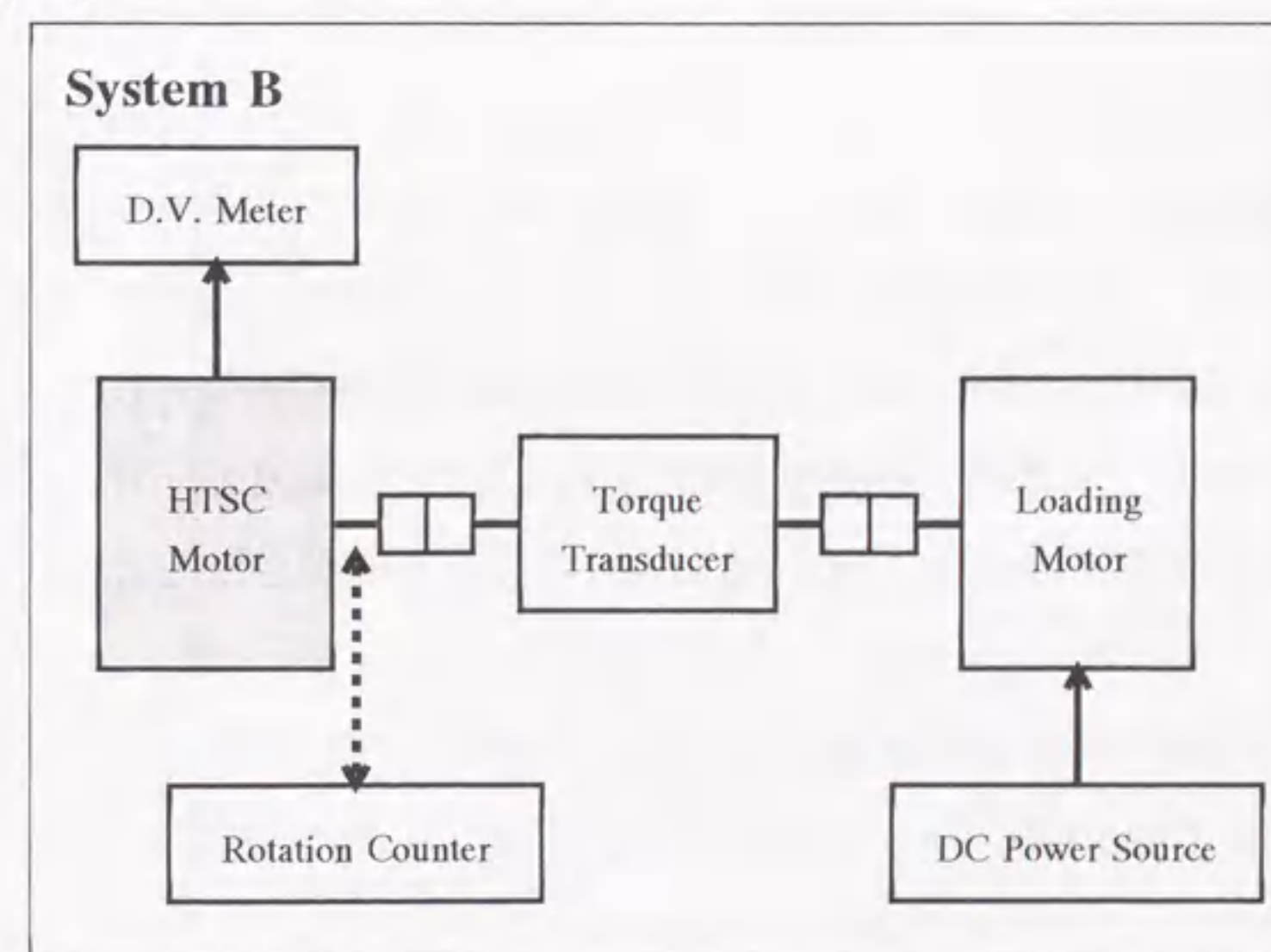


図5.5 高温超電導バルクマグネットモータを(a)モータとして評価するとき、(b) 発電機として評価するときの計測システムの模式図。

5.4 高温超電導バルクマグネットモータの性能

5.4.1 Y-Ba-Cu-O バルク磁石の励磁特性

図 5.6 に、77K でパルス磁場の強さを増やしながらかみ重ねて着磁し、続いて 65K に冷却して同様に印加磁場を増加していったときの 3000rpm での誘導起電力の変化を示す。印加磁場は、図 5.4 に示したパルス電流波形のピークの高さにコイル定数 3.17×10^{-4} T/A を掛けて求めた。誘導起電力 E は、全てのバルクに捕捉された合計の磁束量 ϕ と次の関係がある。

$$E = K_1 N \phi \quad (5.1)$$

ここで、 N は回転数で、 K_1 は定数である。図 5.6 より、77K では 1.2T、65K では 1.6T の印加磁場で 20 個の Y-Ba-Cu-O バルク全体がほぼ完全磁化されるのがわかる。第 I 部で明らかになったような高い印加磁場で捕捉磁束が減少する現象は、実験を行った印加磁場の範囲では見られない。また、65K において捕捉された最大の磁束量は、77K での値の約 1.8 倍となることがわかる。これは、Morita ら²³⁾が報告している結果とよく一致している。

77K において印加磁場 1.35T で着磁した後、液体窒素を減圧して 65K の温度になってから再度測定すると(図 5.6 における 65K の印加磁場 0T のデータ)、磁束クリープの影響で誘導起電力が少し減少する。しかしながら、65K でパルス着磁を続けると、1.35T よりはるかに小さい 0.18T の磁場を印加しただけでも誘導起電力は増加する。これは、第 3 章での議論を振り返れば、磁束が円錐状にほぼ最大量まで捕捉されている状態で小さな磁場を印加しても本来なら捕捉磁束は変化しないが、温度が下がって J_c が増加した分だけ磁束が侵入した試料の周辺部に余分に磁束が捕捉されたと解釈することができる。

以下のモータ特性の評価及び連続運転試験は完全磁化された状態で行うため、77K では 1.35T、65K では 1.65T のパルス磁場を 2 回印加した後に実施した。

5.4.2 モータ性能

作製した高温超電導バルクマグネットモータは、電機子に直流電流を通電すると急速に回転した。これより、パルス着磁により磁化された Y-Ba-Cu-O バルク磁石がモータの界磁として機能することが確認できた。

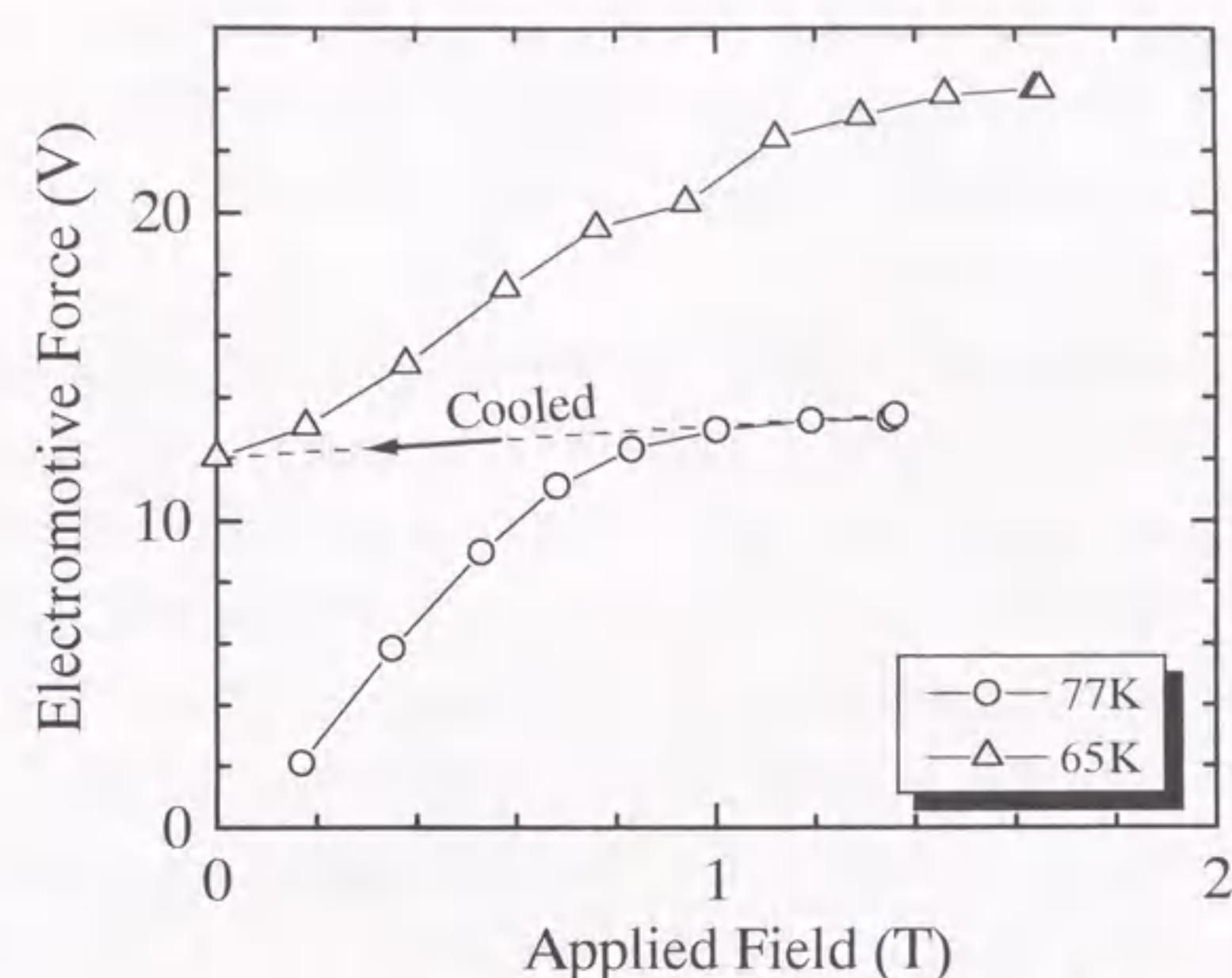


図5.6 0.2T級Y-Ba-Cu-Oバルクを用いたときの77K(○)と65K(△)における誘導起電力のパルス印加磁場依存性。モータの回転数は3000rpm。パルス磁場は、77Kで低い磁場から順に1.36Tまで積み足して印加し、その後65Kに冷却してさらに印加した。

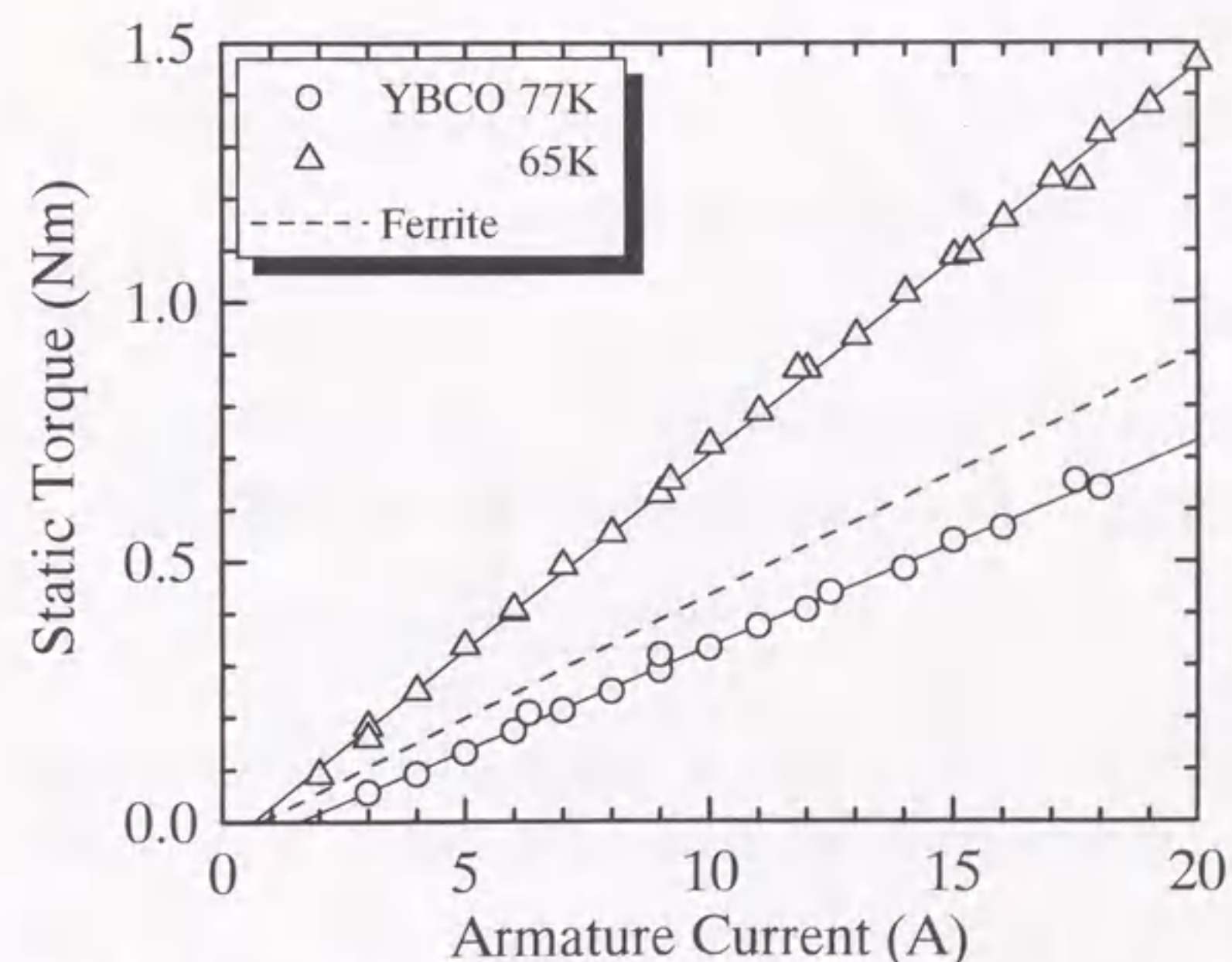


図5.7 0.2T級Y-Ba-Cu-Oバルクを用いたときの77K(○)と65K(△)における静止トルクの電機子電流依存性。フェライト磁石を用いたときの結果を破線で示す。トルク定数 K_t はフィッティングした直線の傾きから求められ、 0.040 Nm/A (77K)、 0.075 Nm/A (65K)、 0.047 Nm/A (フェライト磁石)となる。

図 5.7 に、77K と 65K で励磁したときの静止トルクの電機子電流依存性を示す。図には、フェライト磁石を用いた場合のデータも示した。これより、静止トルクは電機子電流に対して直線的に増加するのがわかる。一般に、トルク T は次式で表される。

$$T = K_2 I_a \phi \quad (5.2)$$

ここで、 I_a は電機子電流、 ϕ は全てのバルクに捕捉された合計の磁束量、 K_2 は定数である。図 5.7 のデータは直線にのるが、実際のモータでは摩擦トルクが存在するため原点を通らず横軸と交差する。直線の傾き $K_2 \phi$ はトルク定数 K_t として定義され、単位電流あたりに発生できるトルクの大きさを表す。65K と 77K で励磁したときのトルク定数はそれぞれ 0.075Nm/A と 0.040Nm/A であり、65K では 77K での 1.9 倍となる。この比は、5.4.1 節で調べた完全磁化したときの誘導起電力(捕捉磁束量)の比 $\phi_{65K}/\phi_{77K}=1.8$ にほぼ一致する。また、77K でのトルク定数はフェライト磁石の値 (0.047Nm/A) より小さいが、65K に冷却すると 1.6 倍になり、フェライト磁石を用いたモータの性能をはるかに上回る。

図 5.8(a)、(b)には、モータの駆動電圧を変えたときの 77K と 65K におけるトルク-回転数特性を示す。測定データは互いに平行な右下がりの直線にのっている。電機子の誘導起電力 E は、モータの端子電圧 V と次の関係がある。

$$E = V - (I_a r + e_b) \quad (5.3)$$

ここで、 r は電機子抵抗、 e_b はブラシでの電圧降下である。(5.1)-(5.3)式より、直流モータのトルク T と回転数 N の関係は次式で表される。

$$T = K_2 \frac{(V - e_b)\phi}{r} - K_1 K_2 \frac{\phi^2 N}{r} \quad (5.4)$$

この式より、図 5.8 の直線の傾きは ϕ^2 に比例することがわかる。77K に対する 65K の直線の傾きの比 $\beta'_{65K}/\beta'_{77K}$ の平方根をとると $\sqrt{\beta'_{65K}/\beta'_{77K}} = \sqrt{4.37} \approx 2.1$ となり、トルク-回転数特性においても捕捉磁束量の比 $\phi_{65K}/\phi_{77K}=1.8$ に概ね一致した結果が得られている。

(5.2)式からわかるように、最大発生トルクは電機子に流すことのできる電流の大きさで決まる。このモータの場合、最大電流は 20A 程度である。従って、本実験で実測した最大トルクは、77K で 0.85N 、65K で 1.48N である。また、トルク-回転数特性の直線上の点におけるトルク T と回転数 N の積をとることにより、その点での出力を求めることができる。

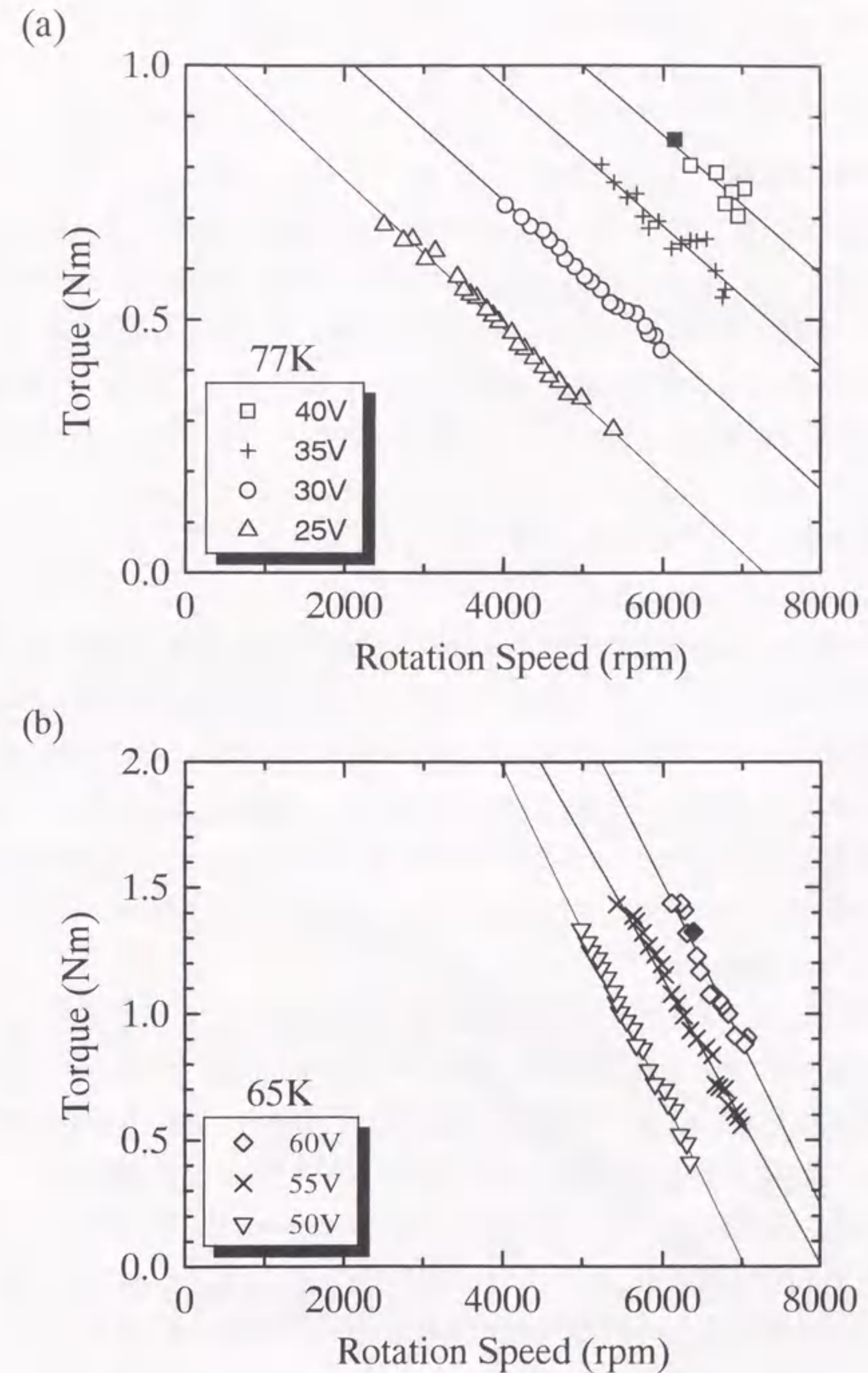


図5.8 種々の電圧でモータを駆動したときの(a)77Kと(b)65Kにおけるトルク-回転数特性。黒塗りのデータは最大出力の点を表す。

$$P[W] = 0.1047 T[Nm] N[rpm] \quad (5.5)$$

実測した最大出力は、77Kで550W、65Kで940Wである。

5.4.3 連続運転試験

1.5.3節及び第I部でも述べたように、超電導体に捕捉された磁束はクリープによりピン止め点から外れ、外部へ抜け出ていく。これは、超電導バルク磁石の減磁を意味する。従って、超電導バルクマグネットモータとしての応用を考える場合には、モータ使用時におけるバルク磁石の減磁の挙動を把握しておくことが必要である。Y-Ba-Cu-Oバルク磁石を界磁として用いるときの減磁の原因としては、次の二つが考えられる。

- ①自発的な磁束クリープの影響
- ②電機子電流による磁場の影響

これらの影響を調べるために、2種類の連続運転試験を行った。第1の試験では、超電導モータを発電機として用い、回転数が一定のときの電機子に誘起される誘導起電力の変化を調べる。この場合には電機子には電流が流れないので、①の自発的な磁束クリープだけによる捕捉磁束の減少が測定される。第2の試験では、電機子に8.5Aの一定電流を流したときのトルクの変化を測定する。この場合には、①と②の両方による捕捉磁束の減少が(5.2)式により評価される。いずれの連続運転試験も、回転数は2000rpmに保って実施した。

第1の試験で測定された誘導起電力と、第2の試験で測定されたトルクを、パルス着磁後の経過時間に対してプロットした結果を図5.9に示す。どちらのデータも100sでの値で規格化してある。8.5Aの電機子電流によりバルクの表面にかかる磁場は0.0094Tで、捕捉された磁束の方向と垂直である。また、ブラシによる整流のため、2000rpmのときには周波数3.3kHzの変動成分がのると考えられる。しかしながら、誘導起電力とトルクのいずれもほぼ同じ割合で減衰するのがわかる。この結果は、モータ運転時におけるY-Ba-Cu-Oバルク磁石の減磁は、主に通常の自発的な磁束クリープによって生じており、電機子電流による高周波成分を持った直流磁場によって加速されないことを示している。

図5.10に、77Kと65Kにおけるパルス着磁後の誘導起電力の時間変化を示す。時間 t と誘導起電力 $E(t)$ は、それぞれ $t_0=10s$ と t_0 での値 $E(t_0)$ で規格化した。測定データは次式で表される直線によく表されることがわかる。

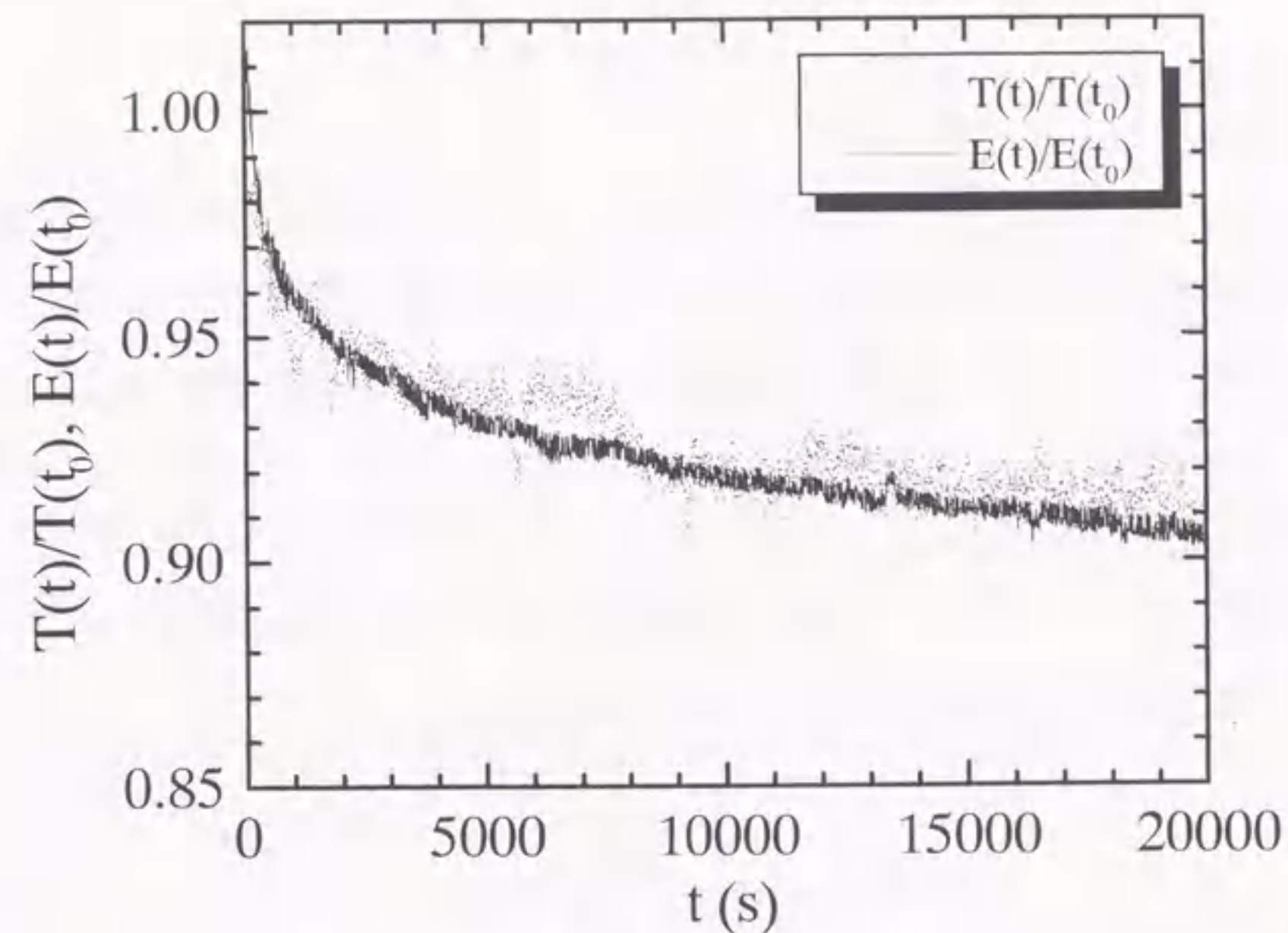


図5.9 77Kでのパルス着磁後のトルク $T(t)$ (\cdot)と誘導起電力 $E(t)$ ($-$)の時間変化。トルクと誘導起電力はそれぞれ $t_0=100s$ の値 $T(t_0)$, $E(t_0)$ で規格化した。誘導起電力は2000rpmでの値。

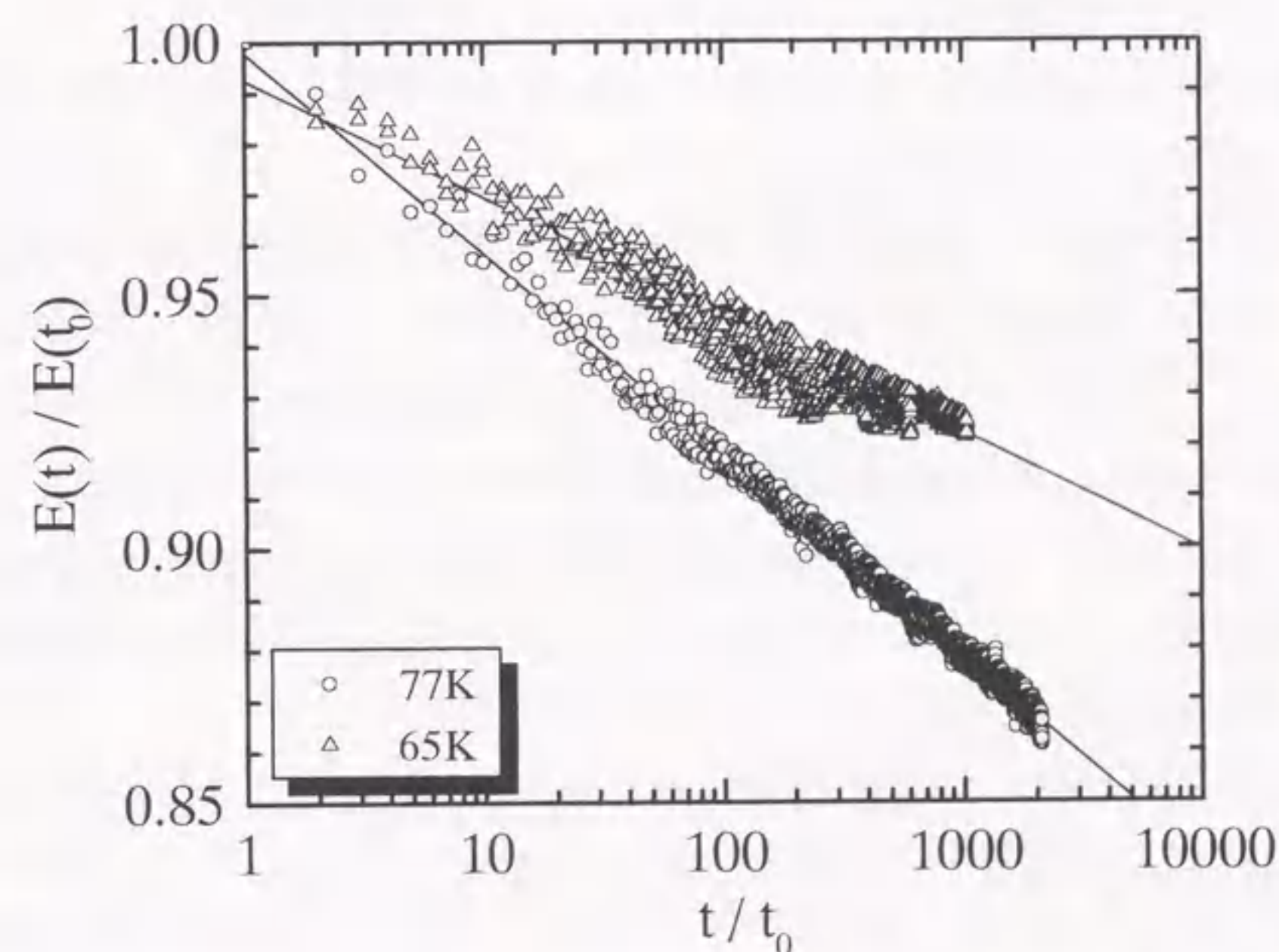


図5.10 77K(\circ)と65K(\triangle)でのパルス着磁後の誘導起電力 $E(t)$ の対数時間に対する変化。時間と誘導起電力は $t=10s$ ($\equiv t_0$)とそのときの値 $E(t_0)$ で規格化した。誘導起電力は2000rpmでの値。緩和率 α' はフィッティングした直線の傾きから求められ、0.0398(77K), 0.0232(65K)となる。

$$\frac{E(t)}{E(t_0)} = 1 - \alpha' \log\left(\frac{t}{t_0}\right) \quad (5.6)$$

上で述べたように、誘導起電力 $E(t)$ の減衰は磁束クリーブに起因する。図 5.10 の直線の傾きから緩和率 α' ((1.36) 式の緩和率 α とは $\alpha' = \alpha / \log e$ の関係がある。但し、 e は自然対数の底 $e = 2.7183$ である。) を求めると、77K では 0.0398、65K では 0.0232 となる。この結果は、バルクの温度を 77K から 65K に下げることにより、磁束クリーブが 58% にまで抑制されたことを意味する。Y-Ba-Cu-O バルク磁石を界磁に用いた高温超電導バルクマグネットモータは、バルクの温度をわずかも下げることにより、減磁の影響を最小限に抑えて使用できることがわかる。

5.5 まとめ

この章では、Y-Ba-Cu-O 溶融バルクを界磁に用いた高温超電導バルクマグネットモータを作製し、バルク磁石の励磁にパルス着磁法を採用した。そして、モータの機能・性能とバルク磁石の減磁について評価を行い、以下の結果を得た。

- ① 20 個の Y-Ba-Cu-O 溶融バルクをモータに組み込んだ状態で、パルス着磁により同時に励磁することができた。
- ② 励磁された Y-Ba-Cu-O バルク磁石は界磁として機能し、モータを連続して回転させることができた。
- ③ 磁気回路を形成せずに、0.2T 級 Y-Ba-Cu-O バルク磁石を超電導モータの界磁に用いることにより、最大出力として 77K で 550W、65K で 940W が得られた。また、最大トルクとして 77K で 0.85Nm、65K で 1.48Nm が得られた。これより、バルク磁石をより低い温度で励磁することにより、モータ性能を飛躍的に向上できることが明らかになった。
- ④ Y-Ba-Cu-O バルク磁石の減磁は、電機子電流による磁界によっては加速されず、材料特性で決まる磁束クリーブにのみ起因していることが明らかになった。

参考文献

- 1) 坪島茂彦、中村修照：「モータ活用マニュアル」(オーム社, 1990).
- 2) 清水浩：「電気自動車のすべて 第2版」(日刊工業新聞社, 1995) p. 38.
- 3) A. D. Crapo and J. D. Lloyd: IEEE Trans. Magn. **27** (1991) 2244.
United States Patent 5,138,207.
- 4) 平成5年度(1993年度)超電導技術応用分野のフィージビリティ調査に関する報告書 第4分冊 超電導技術の電力分野への応用:(財)国際超電導産業技術研究センター, p. 51.
- 5) R. Weinstein, R. Sawh and A. Crapo: Proc. Appl. Superconductivity Conf., Boston, 1994, IEEE Trans. Appl. Supercond.
- 6) Z. Szücs and U. Ruppert: Proc. 16th Int. Cryogenic Engineering Conf. / Int. Cryogenic Materials Conf., Kitakyuusu, 1996, PS1-e2-09, to be published.
- 7) W. Gawalek, T. Habisreuther, T. Strasser, M. Wu, D. Litzkendorf, P. Görnert, K. V. Ilushin and L. K. Kovalev: Prog. & Ext. Abstr. 1995 Int. Workshop on Superconductivity, Hawaii, 1995 (ISTEC, Tokyo, 1995) p. 155.
- 8) 超電導コミュニケーションズ, Vol. 4, No. 5 (超電導情報研究会, 1995. 10) p. 7.
- 9) T. Habisreuther, T. Strasser, W. Gawalek, P. Görnert, K. V. Ilushin and L. K. Kovalev: further work.
- 10) 古賀久之、阿部祐司、平根善久、高畑良一:平成3年電気学会全国大会論文集, 8-160.
- 11) 新井啓治、高橋身佳、斉藤敏雄、佐藤征規、木脇久勝:電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-88-156.
- 12) M. Takenaka, M. Minami and K. Morimoto: Advances in Superconductivity VI (Springer-Verlag, Tokyo, 1994) p. 1289.
- 13) C. H. Joshi et. al: IEEE Trans. Appl. Supercond. **5** (1995) 968.
- 14) 超電導コミュニケーションズ (超電導情報研究会), Vol. 2, No. 4 (1993. 7) p. 11; Vol. 3, No. 1 (1994. 2) p. 5; Vol. 5, No. 2 (1996. 5) p.10; Vol. 5, No. 4 (1996. 10) p. 12.
- 15) 超電導コミュニケーションズ, Vol. 5, No. 4 (超電導情報研究会, 1996. 10) p. 8.
- 16) 伊藤佳孝、柳陽介、吉川雅章、岡徹雄、原田信太郎、榊原努、山田裕、水谷宇一郎:第51回1994年度春季低温工学・超電導学会講演概要集, p. 211.
- 17) Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, T. Oka, S. Harada, T. Sakakibara, Y. Yamada and U. Mizutani: Physica C **235-240** (1994) 3445.

- 18) 伊藤佳孝、柳陽介、吉川雅章、岡徹雄、原田信太郎、榊原努、山田裕、水谷宇一郎：第7回高温超電導研究発表会研究発表概要集, p. 27.
- 19) 伊藤佳孝、柳陽介、吉川雅章、岡徹雄、原田信太郎、榊原努、山田裕、水谷宇一郎：1995年春季第42回応用物理学関係連合講演会講演予稿集, p. 142.
- 20) Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, T. Oka, S. Harada, T. Sakakibara, Y. Yamada and U. Mizutani: *Jpn. J. Appl. Phys.* **34** (1995) 5574.
- 21) 超電導コミュニケーションズ, Vol. 3, No. 5 (超電導情報研究会, 1994. 12) p. 5.
- 22) M. Morita, M. Tanaka, T. Sasaki, M. Hashimoto and K. Sawano: *Advances in Superconductivity IV* (Springer-Verlag, Tokyo, 1992) p. 447.

第6章 超電導モータの電動ゴルフカーへの搭載評価

6.1 はじめに

第5章では、パルス着磁により、Y-Ba-Cu-O 溶融バルクをモータに取り付けたままの状態でも励磁することができ、これらがモータの界磁として機能することを確認した。そして、ヨークを持たない、バルクに捕捉された磁束だけで動く超電導バルクマグネットモータの単体での性能を評価した。この章では、作製したモータでどの程度のことのできるのかを知るため、電動ゴルフカーに搭載し走行させることを試みた。モータの搭載にあたっては、まず、モータ単体での性能を解析し、次に、ゴルフカーの仕様に合わせてモータの改良を行った。そして、実際に搭載し走行試験を行った^{1,2)}。

6.2 電動ゴルフカーの仕様

図 6.1 に、使用した電動ゴルフカー(ヤマハ発動機製、G1-ED)の外観図を示す。車両のサイズは、全長約 2.7m、全幅約 1.1m、全高約 1.7m、全重量(バッテリー6個を含む)約 460kg である。ゴルフカーに取り付けられているモータは、全閉型直流直巻モータ³⁾(日立製作所製、MT320-06)であり、定格電圧は DC36V で、回転数 2600rpm、トルク 7.35Nm のとき、定格出力 2.0kW である。バッテリー6個を直列に接続し、DC36V をモータに供給している。

超電導モータの車載評価は、この直流モータを超電導モータで置き換えて、DC36V で駆動して行う。また、超電導モータは、車両後部のゴルフバッグ用荷台を取り外した位置に設置する。

注) 全閉型直流直巻モータ³⁾……電機子巻線と界磁巻線とが直列に接続された直流モータで、1mm より大きい固形異物が入らない保護形式のもの。始動トルクが大きく、回転数の変化に対して定電力的な出力特性を持つ。

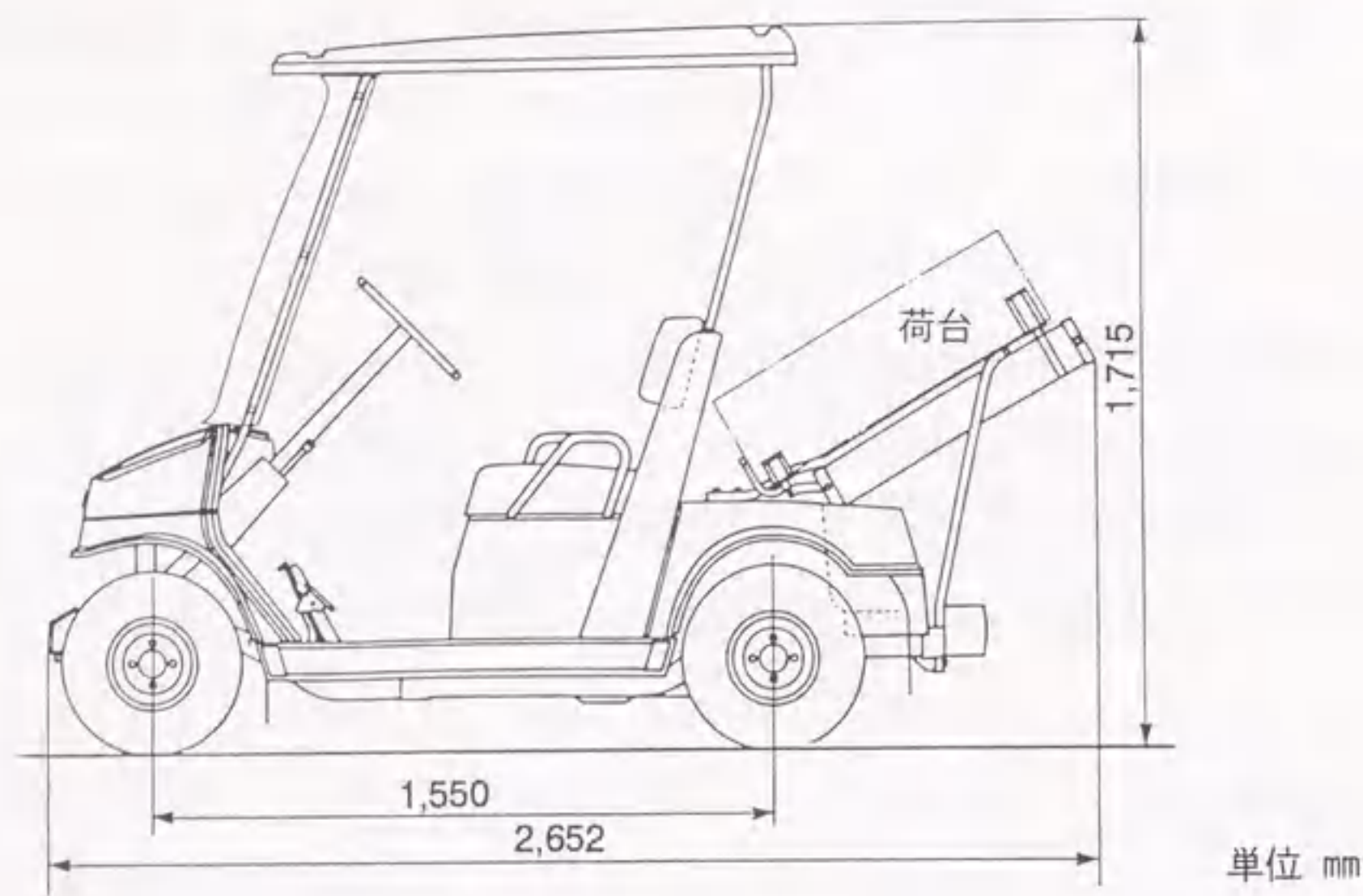


図6.1 超電導モータの車載評価に用いた電動ゴルフカー。重量約460kg。車両後部の荷台を撤去して超電導モータを取り付けた。

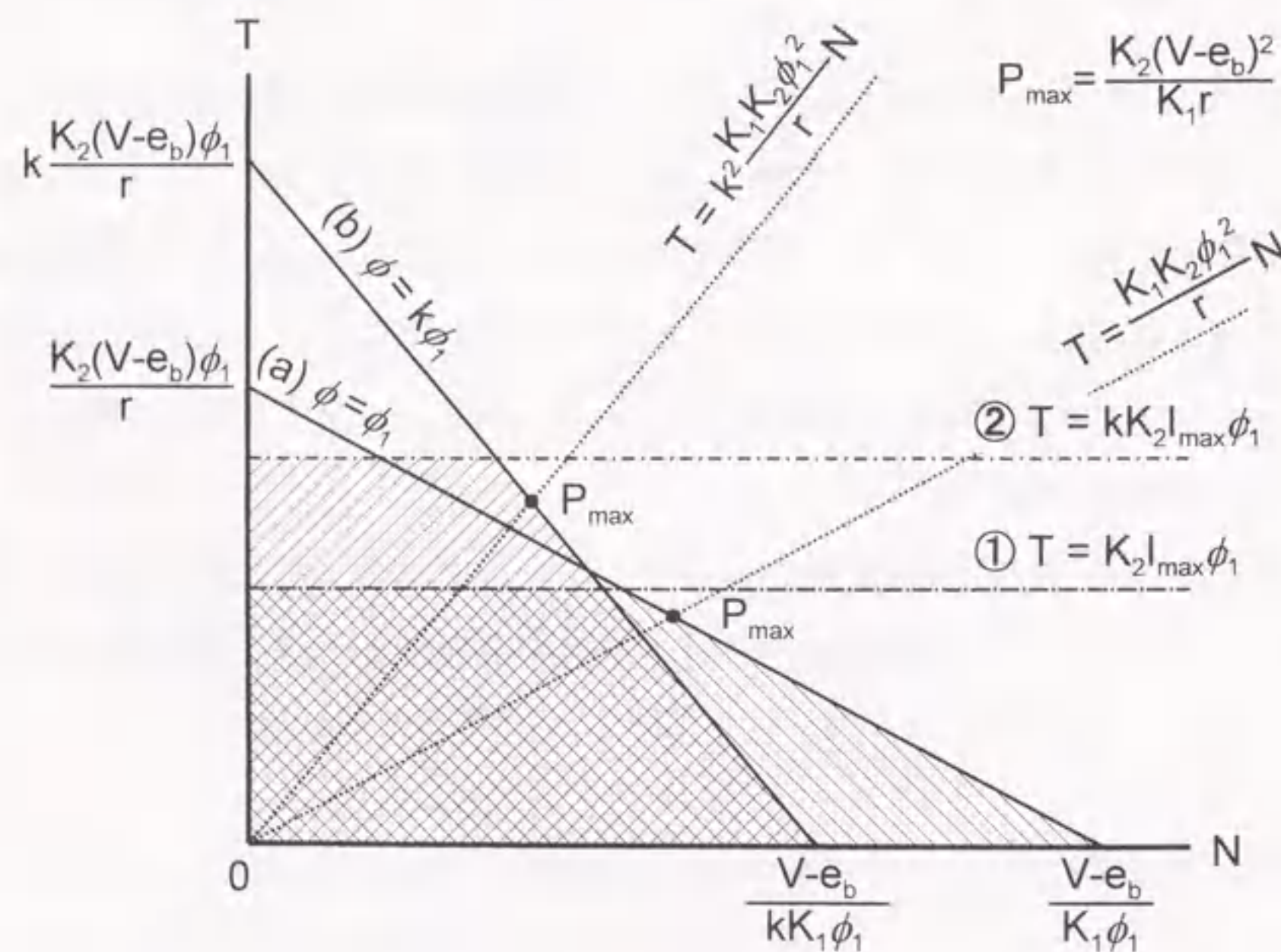


図6.2 界磁の磁束 ϕ が(a) ϕ_1 から(b) $k\phi_1$ へ k 倍になったときのトルク-回転数特性の変化。x切片とy切片を結ぶ線分の中点が最大出力点となる。電圧 V が一定のとき静止トルク T_0 は k 倍、無負荷回転数 N_0 は $1/k$ となるが、最大出力 P_{max} は変わらない。トルクの上限は電機子に流すことのできる最大の電流 I_{max} で決まり、磁束に比例して k 倍(①→②)になる。回転数に上限がない場合にはモータの使用範囲は から に変化し、低回転高トルク型のモータとなる。

6.3 超電導モータのゴルフカー用への改良

6.3.1 モータ特性の解析

初めに、第5章で得られたトルク-回転数特性について、バルク磁石の磁束が増加したときの効果を定量的に解析する。5.4.2節で述べたように、直流モータのトルク-回転数特性は(5.4)式で表される。界磁の磁束量が ϕ_1 の場合について図示すると、図6.2の直線(a)となる。静止トルク $T_0(N=0)$ に対応は $K_2 \frac{(V-e_b)\phi_1}{r}$ 、無負荷回転数 $N_0(T=0)$ に対応は $\frac{(V-e_b)}{K_1\phi_1}$ と表される。これより、静止トルク T_0 は電機子にかかる正味の電圧と磁束量に比例し、電機子抵抗に反比例するのがわかる。一方、無負荷回転数 N_0 は正味の電機子電圧に比例し、磁束量に反比例する。特性直線上の点におけるトルクと回転数を掛けて得られる出力は線分(a)の中点で最大となり、その値 P_{max} は $\frac{K_2(V-e_b)^2}{K_1r}$

で表される。実際のモータでは、発熱のために電機子に流す電流が I_{max} として制限され、それに対応して発生できる最大トルクが(5.2)式より直線①で決定される。従って、電圧が V 以下で使用できる範囲は、図6.2の直線(a)、①と縦軸、横軸で囲まれた範囲となる。第5章で評価したシングルロータの場合には $I_{max} \approx 20A$ であり、 $V=36V$ のときの P_{max} の点は直線(a)と①の交点付近となる。

次に、磁束量が k 倍になったとすると、静止トルク T_0 は k 倍、無負荷回転数 N_0 は $1/k$ 倍となり、トルク-回転数特性は直線(b)のようになる。最大トルクも k 倍となり、直線②で表される。その結果、使用範囲は低回転高トルク側へと移動拡大する。電圧 V が変わらなければ、 P_{max} の点はやはり直線(b)と②の交点付近となる。このときの最大出力 P_{max} の値は $\frac{K_2(V-e_b)^2}{K_1r}$ で磁束量の変化前と変わらない。

図5.8のトルク-回転数特性から $V=36V$ のときの静止トルク T_0 、無負荷回転数 N_0 、最大出力 P_{max} を求めると、77Kでは $T_0=1.6Nm$ 、 $N_0=11000rpm$ 、65Kでは $T_0=3.3Nm$ 、 $N_0=5100rpm$ であり、 $P_{max}=440\sim 460W$ となる。これらの値は、6.2節で述べた電動ゴルフカーのモータの定格値7.35Nm、2.0kWより小さく、このままではゴルフカーを動かさそうにない。電圧 V を36Vのまま静止トルク T_0 と最大出力 P_{max} を向上させるためには、上の解析からわかるように、磁束量 ϕ を増やし、電機子抵抗 r を減らすこ

とが必要となる。従って、Y-Ba-Cu-O バルクを総捕捉磁束量 Φ_T の大きなものに交換し、円盤状の電機子を2枚張り合わせて電氣的に並列に接続(ダブルロータ化)することにより抵抗を約半分にするにことにした。ダブルロータとすることにより、電機子に外から流せる最大電流 I_{max} も2倍の40Aにでき、最大トルクも増やすことができる。

6.3.2 改良した超電導モータの性能

新たに使用した Y-Ba-Cu-O 溶融バルクの単体での捕捉磁束性能を表 6.1 に示す。試料表面($z=0\text{mm}$)での最大捕捉磁場 B_{max} は $0.41\sim 0.52\text{T}$ 、平均 0.45T であり、 $z=1\text{mm}$ での総捕捉磁束量 Φ_T は $1.14\sim 1.69\times 10^{-4}\text{Wb}$ 、平均 $1.39\times 10^{-4}\text{Wb}$ である。以前に用いた 0.2T 級バルクと比較して、これらのバルクを 0.4T 級バルクと呼ぶ。 0.4T 級バルク 20 個の平均の磁束量は、 0.2T 級バルクに比べ約 2.5 倍となっている。また、電機子をダブルロータとすることにより、対向するバルク磁石間の距離は 15.5mm から 18.8mm に広がった。

図 6.3 に、 77K で積み重ねてパルス着磁した後 65K に冷却してさらに着磁を重ねたときの 3000rpm での誘導起電力の変化を示す。 77K では印加磁場 1.4T のときに 20 個のバルクが飽和まで着磁され、それ以上の印加磁場では捕捉磁束量が減少するピーク効果が観測される。また、 65K では 1.9T の印加磁場では、まだ飽和まで着磁されていない。図 5.6 の 0.2T 級バルクの結果と比較すると、 77K での 0.4T 級バルク 20 個の合計の磁束量は、 0.2T 級バルクで 77K の場合の約 2.0 倍で 65K での値よりも大きくなっていることがわかる。以下のモータの評価は、 77K では 1.4T 、 65K では 1.9T のパルス磁場を 2 回印加した後に行った。

図 6.4 に誘導起電力の回転数依存性を、図 6.5 にトルクの電機子電流依存性を示す。トルクは、摩擦トルクの影響を除いて示してある。また、図にはシングルロータで 0.2T 級バルクを用いたとき(S0.2T)と、ダブルロータで 0.2T 級バルクを用いたとき(D0.2T)のデータも示した。誘導起電力 E は(5.1)式に従って回転数 N に比例して、トルク T は(5.2)式に従って電機子電流 I_s に比例して増加する。その比例係数 $K_1\phi$ 、 $K_2\phi$ をそれぞれ起電力定数 K_E 、トルク定数 K_T と呼ぶ。得られた K_E と K_T を表 6.2 にまとめて示す。 K_E と K_T はどちらも 20 個のバルクに捕捉された合計の磁束量 ϕ に比例する。これらの図と表より、電機子にかかる有効な磁束量は、ダブルロータ化(S0.2T77K \rightarrow D0.2T77K)により約 6%減少し、Y-Ba-Cu-O バルクの交換(D0.2T77K \rightarrow D0.4T77K)により 2.29 倍に増加し、結果的に 77K では 2.16 倍になった(S0.2T77K \rightarrow D0.4T77K)ことがわかる。 65K

表 6.1 0.4T 級 Y-Ba-Cu-O 溶融バルクの単体での 77K における捕捉磁束性能

No.	Φ_T at $z=1\text{mm}$ (10^{-4}Wb)	B_{max} at $z=0\text{mm}$ (T)	No.	Φ_T at $z=1\text{mm}$ (10^{-4}Wb)	B_{max} at $z=0\text{mm}$ (T)
1	1.69	0.443	11	1.41	0.515
2	1.69	0.489	12	1.38	0.429
3	1.66	0.523	13	1.34	0.422
4	1.49	0.408	14	1.33	0.408
5	1.47	0.494	15	1.27	0.410
6	1.45	0.422	16	1.21	0.464
7	1.44	0.410	17	1.20	0.499
8	1.43	0.454	18	1.20	0.429
9	1.42	0.511	19	1.20	0.423
10	1.41	0.438	20	1.14	0.433
			最大	1.69	0.523
			最小	1.14	0.408
			平均	1.39	0.451

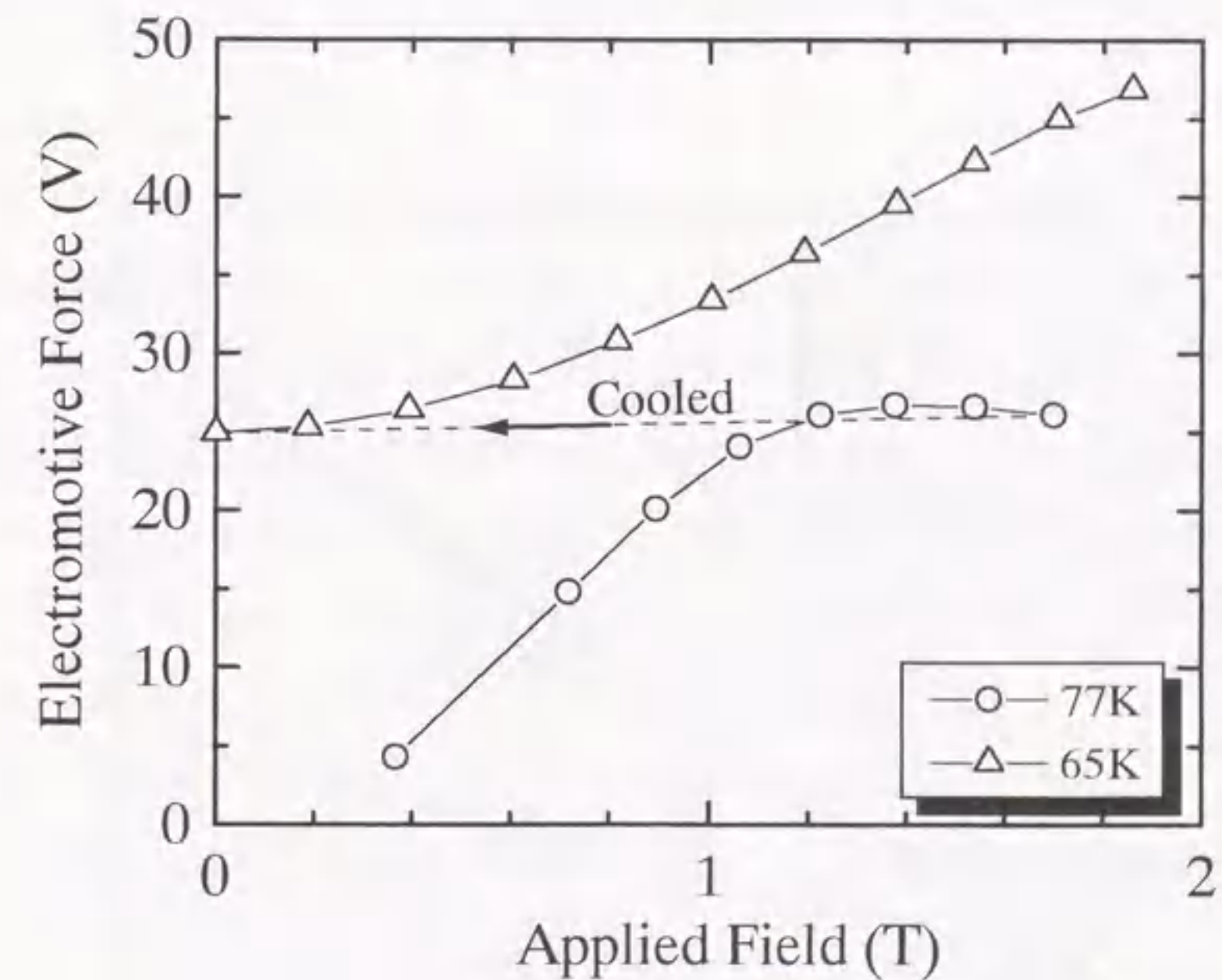


図 6.3 0.4T 級 Y-Ba-Cu-O バルクを用いたときの 77K (○) と 65K (△) における誘導起電力のパルス印加磁場依存性。モータの回転数は 3000rpm 。パルス磁場は、 77K で低い磁場から順に 1.70T まで積み足して印加し、その後 65K に冷却してさらに印加した。

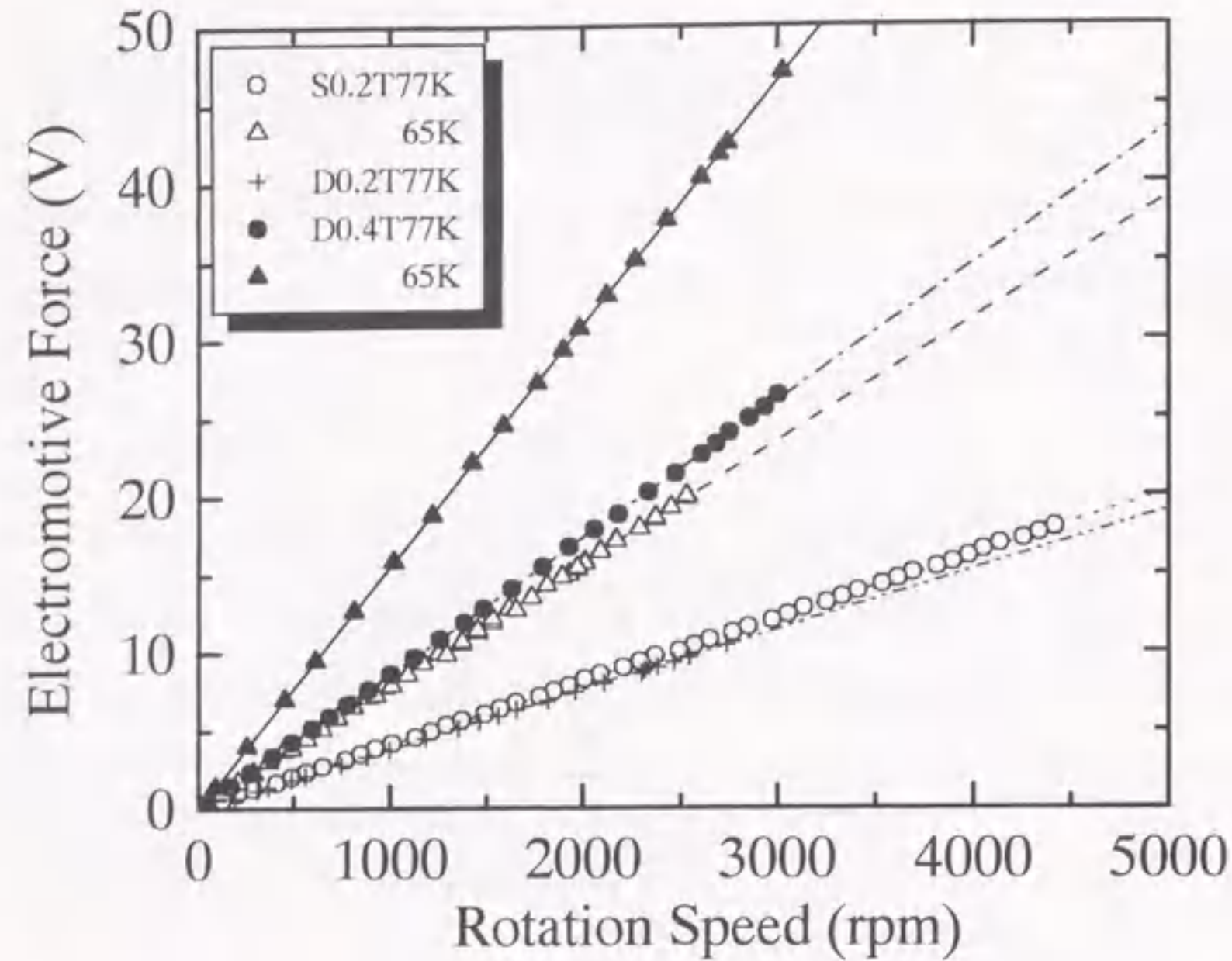


図6.4 Y-Ba-Cu-Oバルクの性能向上及びダブルロータ化による誘導起電力-回転数特性の変化. 凡例での記号の説明は(ロータの種類; シングルロータ(S)またはダブルロータ(D))+(バルクの種類; 0.2T級または0.4T級)+(温度; 77Kまたは65K)の形で表記した. 起電力定数 K_E はフィッティングした直線の傾きから求められる.

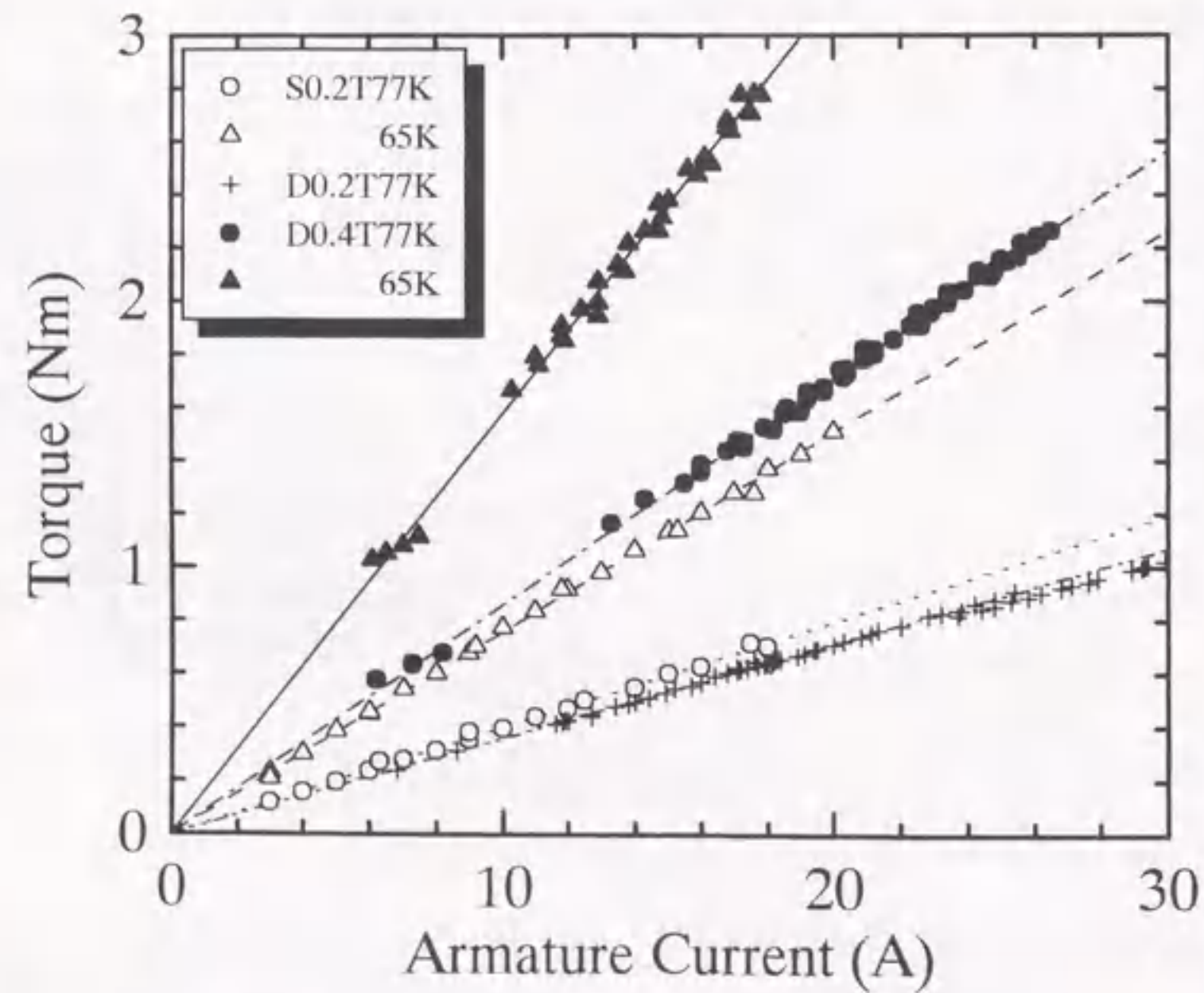


図6.5 Y-Ba-Cu-Oバルクの性能向上及びダブルロータ化によるトルク-電機子電流特性の変化. データは摩擦トルクを補正してプロットし, 凡例は図6.4と同様に表記した. トルク定数 K_T はフィッティングした直線の傾きから求められる.

表 6.2 Y-Ba-Cu-O バルクの性能向上及びダブルロータ化によるトルク定数 K_T と起電力定数 K_E の変化. K_E より求めた界磁の磁束量の変化 ϕ/ϕ_1 と K_E/K_T 及び摩擦トルクも示した.

	トルク定数 K_T (Nm/A)	起電力定数 K_E (V/rpm)	磁束量の比 ϕ/ϕ_1	K_E/K_T (VA/rpmNm)	摩擦トルク (Nm)
a. シングルロータ, 0.2T級バルク(77K)	0.0398	0.00404		0.1014	0.063
b. (65K)	0.0755	0.00779	b/a= 1.93	0.1032	0.047
c. ダブルロータ, 0.2T級バルク(77K)		0.00381	c/a= 0.94		
d. ダブルロータ, 0.4T級バルク(77K)	0.0855	0.00872	d/c= 2.29	0.1020	0.310
e. (65K)	0.157	0.0155	e/d= 1.78	0.0984	0.783
			d/a= 2.16	0.1047(理論値)	

で比較すると, 0.4T 級バルクが十分に着磁されていないため 1.99 倍となる(S0.2T65K \rightarrow D0.4T65K)。なお, 図 6.5 のトルク測定の結果から求められる摩擦トルクを, 表 6.2 の最後の列に示す。ダブルロータ・0.4T 級バルク・65K の時に 0.78Nm のかなり大きな摩擦トルクとなっている。原因としては, 回転子のシャフトのベアリングへの固定ねじの締めすぎ, トルク変換器のゼロ点の変動が考えられる。次に述べるトルク-回転数特性では, トルクに関し特に補正は行っていない。

図 6.6(a), (b) に, ダブルロータで 0.4T 級バルクを用いた超電導モータの 77K と 65K でのトルク-回転数特性を示す。図には, 最大電機子電流 $I_{max}=40A$ に対応する最大トルク 3.42Nm(77K), 6.30Nm(65K)の直線と最高回転数 6000rpm の直線も示した。トルクと回転数の上限と座標軸で囲まれた領域が瞬時最大定格範囲となる。これより, DC36V で駆動した場合の最大出力は約 0.6kW となることがわかる。出力としてはゴルフカーのモータに満たないが, 始動トルクはゴルフカーのモータの定格トルクに近くなっている。瞬時最大定格範囲での最大出力を見ると, 77K では約 2.0kW, 65K では約 3.5kW であることがわかる。また, 77K では電機子電圧 50V 以上で, 65K では 40V 以上で, 最大出力となる線分の中点が瞬時最大定格範囲の外に出てしまう。実用モータとするためには, 捕捉磁束の更なる増大と, 磁気回路と許容電機子電流の増大を考慮したモータの最適設計が必要である。

6.4 高温超電導モータカーの走行

図 6.7(a), (b) に高温超電導バルクマグネットモータを搭載したゴルフカーの走行風

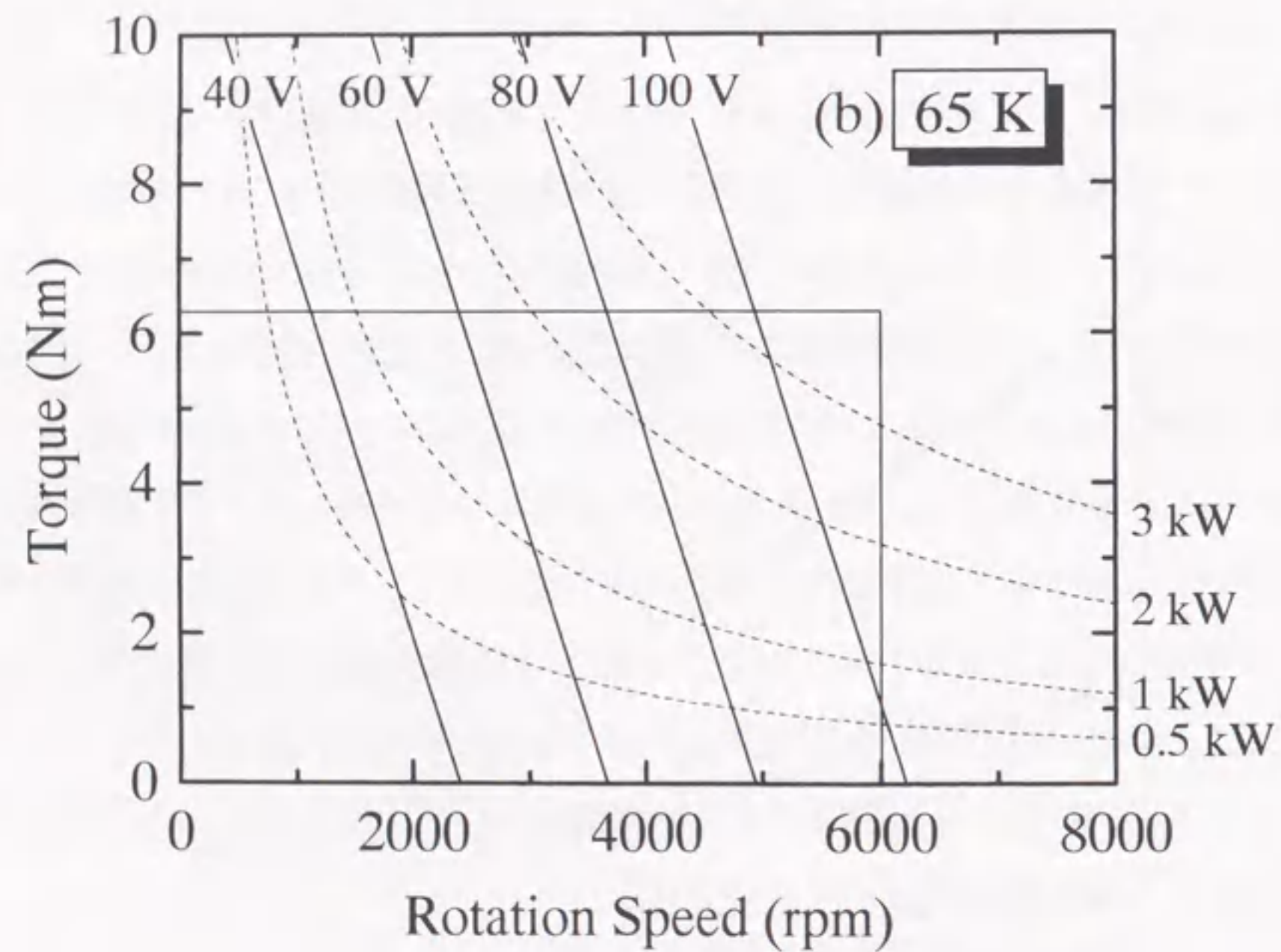
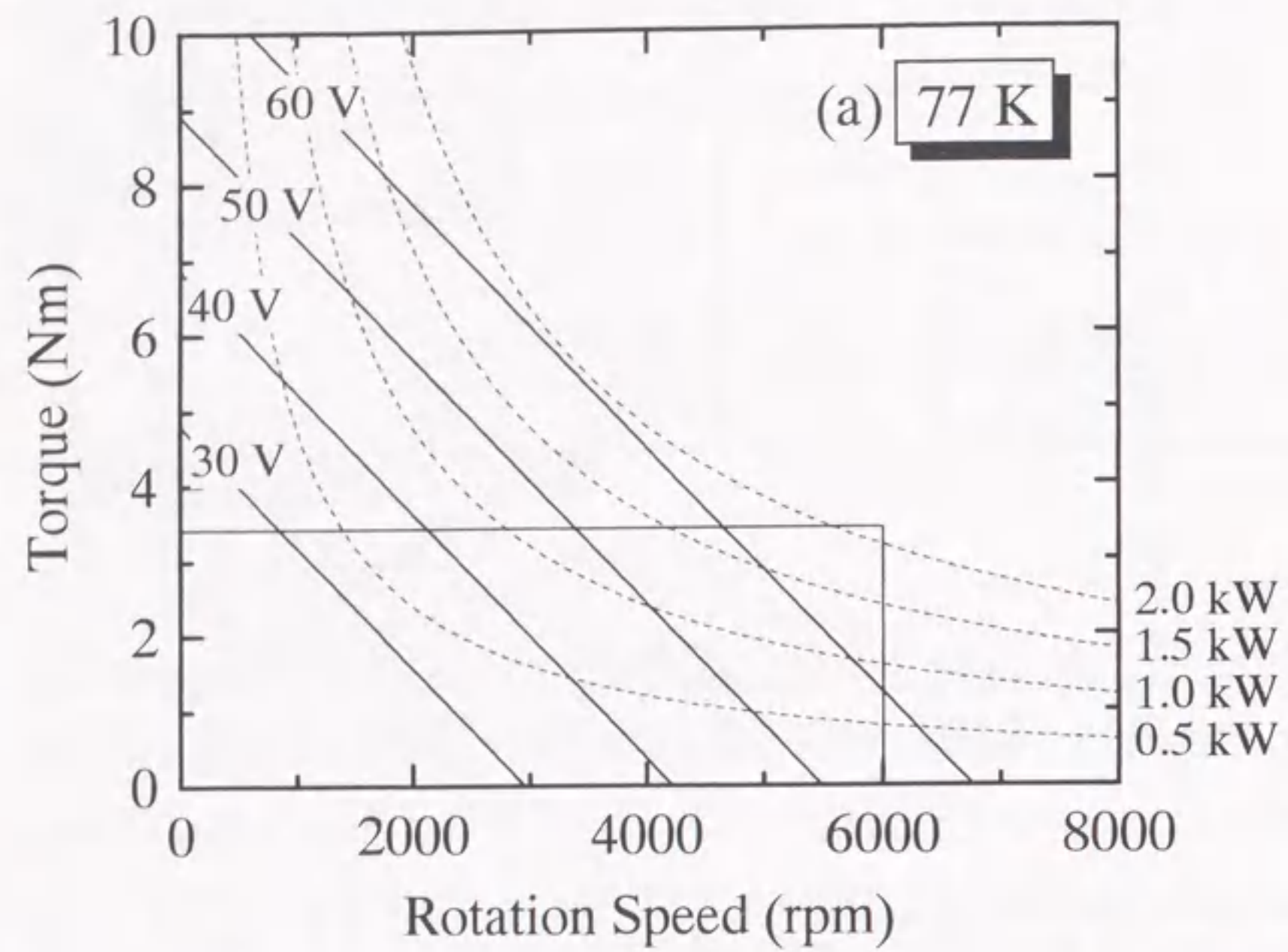


図6.6 0.4T級Y-Ba-Cu-Oバルクとダブルロータを用いた超電導モータの(a)77Kと(b)65Kにおけるトルク-回転数特性. 点線(⋯)は出力一定の曲線を表す. $I_{\max}=40\text{A}$ に対応するトルクの上限3.42Nm(77K), 6.30Nm(65K)と, 回転数の上限6000rpmを直線で示した.

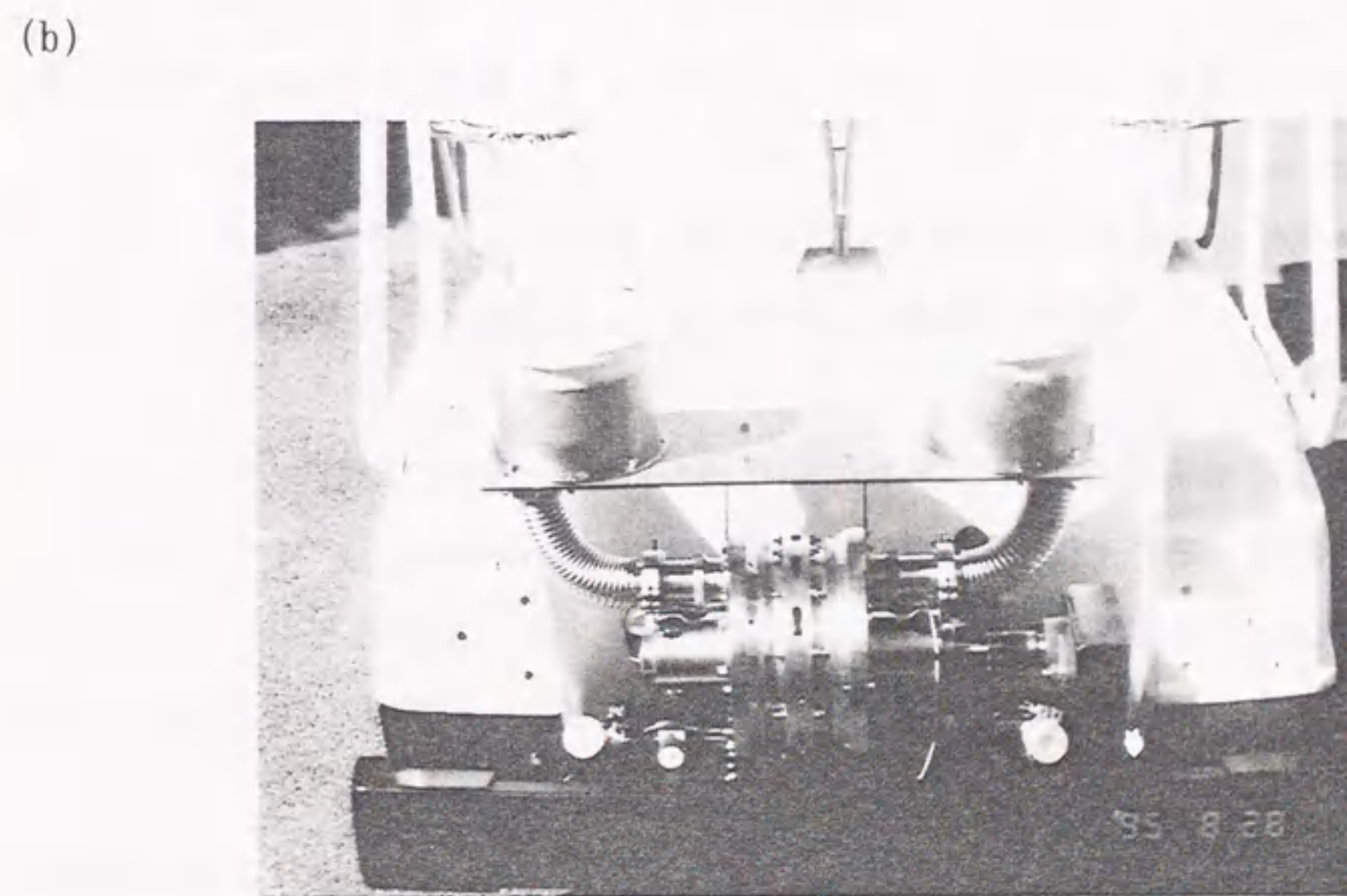


図6.7 (a)高温超電導バルクマグネットモータを搭載したゴルフカーの走行風景(写真: 読売新聞社写真部提供)¹⁾と、(b)モータ搭載部.

景りとモータ搭載部を示す。走行準備として、モータの真空容器を真空排気して液体窒素を充填する。そして、モータの液体窒素容器を 131Torr に減圧して Y-Ba-Cu-O バルクを 65K の温度にする。次に、着磁コイルにパルス電流を流してバルクを着磁する。真空配管類を取り外して走行準備を完了する。電機子はブラシを介して DC36V のバッテリーに接続されている。配線の途中にはアクセルと連動したレジスタがあり、アクセルの踏み込み角に応じて抵抗が変化し電機子に流れる電流を調整する。モータのシャフトは減速比 3 でゴムベルトにより駆動車輪軸と接続され動力を伝える。走行中は液体窒素タンクは大気圧となるので、温度は 65K から徐々に上昇する。

走行準備完了後、アクセルを踏み込むと超電導モーターカーはゆっくりと加速して動き始めた^{1,2)}。運転席と助手席に大人が 2 人乗って走行した。走行性能は、電機子電流約 30A、回転数 3000rpm で、車速は約 7 km/h である。

6.5 まとめ

この章では、第 5 章で評価した高温超電導バルクマグネットモータに改良を加え、電動ゴルフカーに搭載して走行させることを試みた。その結果、以下のことが明らかとなった。

- ① Y-Ba-Cu-O バルク磁石の捕捉磁束を向上させて直流モータの界磁を k 倍にすると、静止トルクは k 倍、無負荷回転数は $1/k$ 倍になり、低回転高トルク型のモータになる。
- ② 磁気回路を形成せずに 0.4T 級 Y-Ba-Cu-O バルク磁石を界磁に用い、かつ、ダブルロータを採用することにより、トルク定数が 77K で 0.085Nm/A、65K で 0.157Nm/A であり、最大出力が 77K で 2.0kW、65K で 3.5kW である超電導モータが作製できた。これより、バルク磁石の捕捉磁束性能の向上がモータ性能の向上に直接つながることがわかった。
- ③ 上記性能の高温超電導バルクマグネットモータを用いて、世界初の高温超電導モーターカーを走行させることに成功した。これにより、高温超電導バルクの実用性を立証することができた。

参考文献

- 1) 読売新聞 1996 年 1 月 1 日: 東京本社版 1 面, 38 面, 中部本社版 1 面, 30 面, 大阪本社版 7 面.
THE DAILY YOMIURI January 1, 1996, p. 1.
- 2) 超電導コミュニケーションズ, Vol. 5, No. 1 (超電導情報研究会, 1996. 2) p. 3.
- 3) 坪島茂彦、中村修照: 「モータ活用マニュアル」(オーム社, 1990) p. 82.

第7章 総括

高い臨界電流密度をもち、かつ単一結晶粒から成る大径の Y-Ba-Cu-O 溶融バルクが作製できるようになり、磁束の捕捉現象を利用したバルク磁石という全く新しい応用が現実のものとなってきている。捕捉磁束は 77K で 1T を越え、さらに低温では 4T にも及び、従来の永久磁石を凌ぐ性能が得られている。しかしながら、実用的には数 T の磁場をいかに簡便にバルクに捕捉させるかが問題であり、解決策として装置類の中に組み込んだままで行えるパルス磁場による着磁を提案してきた。このような背景の下で、Y-Ba-Cu-O 溶融バルクのパルス着磁における磁束捕捉現象の解明を第 1 の目的として、本研究を実施した。さらに、パルス着磁が実際に使えるかどうか、バルク磁石が本当に永久磁石と同様に機能するかを確認することを第 2 の目的として、バルク磁石を界磁に用いたモータを実際に作製し、超電導バルクマグネットモータとしての評価を行った。最後に、各章の内容を振り返ることにより、本研究の総括とする。

第 1 章では、着磁現象を理解する上で基礎となる磁束のピン止めと臨界状態モデルについて触れ、次に、Y-Ba-Cu-O 超電導体の作製プロセスの進展と超電導バルク磁石の特徴を紹介した。そして、最後に本研究の背景と目的を明らかにし、本論文がパルス着磁に関する基礎的研究(第 2 章～第 4 章)と、バルク磁石のモータへの応用(第 5 章と第 6 章)の 2 部から成ることを述べた。

第 2 章では、本研究における Y-Ba-Cu-O 溶融バルクの作製方法と、パルス着磁における溶融バルクの磁氣的挙動を明らかにするための実験方法を説明した。

第 3 章では、パルス着磁現象を把握するために、着磁後に Y-Ba-Cu-O 溶融バルクに捕捉された磁束分布の印加磁場依存性と時間的変化を調べた。初めに、FC と ZFC モードで静磁場による着磁を行って試料の性能を調べ、パルス着磁に対するリファレンスとした。パルス着磁では、静磁場着磁にはないいくつかのユニークな現象が存在することを見出した。第 1 は、最大の磁束を捕捉させるのに、静磁場の ZFC モードよりも大きな印加磁場が必要なことである。第 2 は、最大の磁束を捕捉させた印加磁場よりも大きなパルス磁場を印加すると、捕捉磁束量が減少することである。第 3 は、捕捉磁束量が減少する印加磁場領域では、磁束クリープが抑制されることである。これらの現象は、パルス磁場では磁場の変化率が大きいため、静磁場着磁ではほとんど無視できた粘性力が磁束線に強く働くことと、急激な磁束線の運動のために粘性損失

による発熱が顕著になることで解釈でき、その準定量的な評価を行った。さらに、粘性力を含めた磁束線に働く力の釣り合いを考えることにより、パルス磁場が印加されている間の試料内の磁束密度分布の変化を推測した。第4のユニークな現象として、パルス磁場を重ねて印加したときのトレーニング効果について言及した。最後に、弱結合が無い試料について同様の実験を行い、上で述べた現象が弱結合の有無によらず見られことを確認した。また、高い印加磁場での捕捉磁束の減少は、パルス着磁の条件で決まる試料の発熱だけでなく、試料サイズや冷却条件にも依存する可能性を示した。

第4章では、パルス着磁のメカニズムを実験的に解明するために、試料上面の3箇所にホール素子を貼り付け、パルス磁場印加中の試料内の磁束密度の変化を測定した。各位置で測定した磁束密度波形のピーク時刻は試料の中央ほど遅れ、外部磁場が増加から減少に転じて試料中心に向かって磁束がフローしていることがわかった。さらに、新たに定義した局所磁化曲線による解析を行い、印加したパルス磁場に対する試料内での局所的な磁化の変化を調べた。磁場が小さいときには試料内に磁束は侵入しにくい、1.5-2.0Tになると急激に侵入し、それ以上の磁場では試料内の磁束密度は外部磁場の変化に追随するように変化する。1.8T以上の印加磁場では、増磁過程での磁束の急激な侵入による発熱の影響で、減磁過程において既に捕捉磁束が減少することが明らかとなった。また、印加磁場が1.8Tを越えて増加すると、磁束が急激に侵入した後に局所磁化が振動しながら変化する現象が顕著に観測された。次に、実測した磁束密度からパルス磁場印加中の試料内の磁束分布の変化を求めた。増磁過程で磁場が低いときには、試料周辺の磁束密度勾配は急峻で碗状の磁束分布になるが、減磁過程では第3章で求めたほど大きく上に湾曲していないことを確認した。さらに、増磁過程において磁束が急激に侵入するときとパルス磁場のピーク直後での、外部磁場の変化が試料内部に伝搬する速度を評価し、これが印加磁場と共に増加することを示した。最後に、パルス磁場印加後の局所的な磁束クリープを調べ、印加磁場が1.8Tを越えて増加するとクリープが抑制されることを示した。また、試料中央付近が周辺よりクリープ量が少ないことがわかった。

第5章では、第II部の最初として、Y-Ba-Cu-Oバルク磁石を界磁とし、その励磁にパルス着磁を用いる超電導バルクマグネットモータの試作と評価を行った。初めに、モータの種類と他の研究グループによるY-Ba-Cu-O溶融バルクを用いたモータ・発電機を紹介し、次に、本研究で作製した超電導モータの構成を説明した。そして、Y-

Ba-Cu-Oバルクを実際にモータに組み込んだ状態で着磁したときのバルク磁石の励磁特性、モータとしての性能、モータ使用時のバルク磁石の減磁の挙動を順番に明らかにした。パルス着磁により20個のバルクをモータに組み込んだ状態で同時に励磁でき、励磁されたバルク磁石はモータの界磁として機能することを確認した。また、磁気回路を構成せずに0.2T級のY-Ba-Cu-Oバルク磁石を用いたときの最大出力として、77Kで550W、65Kで940Wが得られた。これより、バルク磁石をより低い温度で励磁することにより、モータ性能が飛躍的に向上することが明らかになった。さらに、モータ駆動中のバルク磁石の減磁は、電機子電流による磁界によっては加速されず、材料特性で決まる磁束クリープのみに因っていることがわかった。

第6章では、作製した超電導モータで電動ゴルフカーを動かすことを試みた。初めに、モータ特性を解析し、性能向上のための改良を行った。次に、改良した超電導モータの単体での評価を行った。ダブルロータで0.4T級バルクを用いたときの推定最大出力は、77Kで約2.0kW、65Kで約3.5kWであることを示した。最後に、超電導モータをゴルフカーに搭載し、36Vのバッテリー駆動で約7km/hの速度で走行できることを確認した。これにより、世界初の高温超電導モータカーの走行に成功したと同時に、高温超電導バルクの実用性を立証した。

本研究で明らかになったように、Y-Ba-Cu-O溶融バルクの捕捉磁束性能は77Kから65Kに冷却するだけで約2倍に向上し、さらに冷却することでより高い磁場の捕捉が可能となる。また、最近では小型の冷凍機で30~40Kの温度が簡単に実現できるようになってきている。これらを考えると、バルク磁石の実用化は液体窒素の温度にとらわれず、冷凍機を用いてさらに低い温度領域で実現されるであろう。77Kより低い温度では、 J_c が高くなる利点とは逆に、比熱が小さくなって熱的には不安定になる欠点が発生する。従って、低温でのパルス着磁ではこれらの点を十分に考慮することが必要となる。

本研究では、主に77KにおけるY-Ba-Cu-O溶融バルクのパルス磁場に対する磁気的挙動を調べたが、低温でのパルス着磁挙動を含め、バルク磁石及びパルス着磁の実用化にあたって解決すべき課題が依然として数多く存在する。本研究が、今後の研究の一助となり、バルク磁石の実用化に貢献できることを期待して、本稿の筆を置くことにする。

謝 辞

本研究を進めるにあたり、さらに、本論文をまとめるにあたって、終始懇切丁寧な御指導を賜りました名古屋大学結晶材料工学専攻教授水谷宇一郎博士に心より敬意を表し、厚く御礼申し上げます。また、本論文を査読して頂き、多大な御教示と御助言を賜りました名古屋大学応用物理学専攻教授石橋善弘博士、並びに同教授井上順一郎博士に深く感謝の意を表します。

本研究を行うにあたり、貴重な御指導と御助言を賜りました東北大学金属材料研究所教授前川禎通博士、並びに島根大学総合理工学部助教授山田裕博士に厚く感謝の意を表します。

超電導体の中での磁束線運動の記述に関して、有益なる御教示を賜りました九州工業大学情報工学部教授松下照男博士に心より感謝の意を表します。また、パルス着磁における特異な現象について数値解析を実施し、絶大なる御協力を賜りました北海道大学工学部講師榎本昌則博士に深く感謝申し上げます。

モータの評価について御指導を賜りました株式会社豊田中央研究所主任研究員稲熊幸雄氏、並びに磁場解析に御協力を頂きました同研究所加納裕子氏に厚く感謝申し上げます。

超電導モータの設計は、株式会社アイシンコスモス研究所主任研究員原田信太郎氏、並びに副主任研究員榊原務氏の惜しめない御協力によるものです。心より御礼申し上げます。

本研究を実施するにあたり、あらゆる面で御協力を賜りました名古屋大学結晶材料工学専攻助教授福永俊晴博士、応用物理学専攻技官星野善樹氏を始め水谷研究室の方々に厚く御礼申し上げます。

本研究は、高温超電導の研究を絶えず積極的に推進し、本研究の遂行と本論文の作成においても広範にわたり御指導を賜りました株式会社イムラ材料開発研究所第 21 研究開発室長岡徹雄博士の並々ならぬ御尽力の下で成し得たものです。ここに深く感謝の意を表します。同研究室柳陽介氏、並びに吉川雅章氏には、研究全般に渡り多大な御協力と貴重な意見を賜りました。心より感謝致します。また、本研究を行う機会を与えて頂き、幾多の御指導と御鞭撻を賜りました株式会社イムラ材料開発研究所取締役社長石井正己氏、同取締役研究開発部長藪野良平氏、同取締役企画管理部長加藤

孝彦氏に厚く御礼申し上げます。

最後に、本論文は妻里美、長男弘樹、義父平野実、義母平野良子、実父清嗣、実母圭代の理解と協力のもとでまとめることができたことを記し、ここに感謝の意を表する。

1997年4月

付録 本論文に用いた記号の説明

a	(1)円柱試料の半径 (2)格子定数
B	磁束密度
B_0	種々の臨界状態モデルを表す式での定数(表 1.1 参照)
B_c	$B-H$ 曲線から求めた保持力
$(BH)_{\max}$	最大エネルギー積
B_{\max}	最大捕捉磁束密度
B_r	残留磁束密度
B_T	捕捉磁束密度
b	格子定数
C	(1)コンデンサ容量(第 2 章で使用) (2)種々の臨界状態モデルを表す式での定数(表 1.1 参照, 第 1 章で使用)
C_1	種々の臨界状態モデルを表す式での定数(表 1.1 参照)
C_2	種々の臨界状態モデルを表す式での定数(表 1.1 参照)
C_3	種々の臨界状態モデルを表す式での定数(表 1.1 参照)
c	格子定数
D	円柱試料の形状因子
d	(1)平板試料の幅の半分 (2)角柱試料の一方の辺の長さの半分($\rightarrow w$, 図 1.11 参照) (3)磁束線の常電導析出物と交わる部分の長さ(図 1.5 で使用)
E	(1)電場 (2)誘導起電力(第 5 章で使用)
e	自然対数の底(= 2.7183)
e	電気素量(= 1.6022×10^{-19} C)
e_b	ブラシでの電圧降下
F_L	単位体積の磁束線に働く Lorentz 力
F_p	単位体積の磁束線に働くピン止め力
G	固液界面における液相の温度勾配

H	磁場
H_a	印加磁場(パルス磁場の場合, 磁場波形のピークの値)
H_c	熱力学的臨界磁場
H_{c1}	下部臨界磁場
H_{c2}	上部臨界磁場
$H_{c2\perp}$	a - b 面に垂直な磁場に対する H_{c2}
H_e	外部磁場(磁束が入り出る試料表面の外側での磁場. 無限円柱試料に中心軸に平行な磁場が印加される場合, 試料側面の空間での磁場を指す)
$H_e \uparrow$	増磁過程での H_e
$H_e \downarrow$	減磁過程での H_e
H_{eff}	有効磁場(外部から印加した磁場に対して, 形状効果を含んだ試料表面外側での実際の磁場)
H_f	完全磁化に必要な(Φ_r が最大となる) H_a
H_{irr}	不可逆磁場
H_M	H_e の最大値
H_p	中心到達時場(磁束が超電導体の中心に到達するときの H_e)
H_s	磁束が超電導体に侵入するときの H_e
h_p	Planck 定数($= 6.6261 \times 10^{-34}$ J·s)
I_a	電機子電流
I_{max}	I_a の最大値
i	電流($i = -dq/dt$)
i_{max}	i の最大値
J	電流密度
J_c	臨界電流密度
J_{c1}	Extended Bean モデルにおける角柱試料の幅 $2w$ 方向の J_c (図 1.11 参照)
J_{c2}	Extended Bean モデルにおける角柱試料の幅 $2d$ 方向の J_c (図 1.11 参照)
K_1	誘導起電力 E と回転数 N との関係式における定数((5.1)式参照)
K_2	トルク T と電機子電流 I_a との関係式における定数((5.2)式参照)
K_E	起電力定数($K_E = K_1\phi$)
K_r	トルク定数($K_r = K_2\phi$)

k	磁束 ϕ の変化の倍率(6.3.1 節参照)
k_B	Boltzmann 定数($= 1.3807 \times 10^{-23}$ J/K)
L	インダクタンス
l	円柱試料の長さ
M	磁化(超電導体の場合 $B - \mu_0 H_e$ の試料全体についての体積平均: $M = \frac{1}{V} \iiint_V (B - \mu_0 H_e) dV$)
$M \uparrow$	増磁過程での M
$M \downarrow$	減磁過程での M
M_{local}	局所磁化($M_{local} = B - \mu_0 H_e$)
m	J_c の温度依存性のスケール則におけるピンニングパラメータ((3.11)式参照)
N	回転数
N_0	無負荷回転数
n	パルス着磁の繰り返し回数
P_{max}	最大出力
q	電荷
R	(1)抵抗 (2)結晶成長速度(1.4.4 節で使用) (3) 77K に対する $77K + \Delta T$ の J_c の比((3.12)式参照, 3.3.3 節で使用)
r	(1)円柱座標(r, θ, z)の第 1 成分(第 1~4 章で使用) (2)電機子抵抗(第 5, 6 章で使用)
r_0	磁束密度変化が伝わっている先端の r 座標(B - r 分布の折れ曲がりの位置, 図 3.13 参照)
r_1	磁束が既に捕捉されているときの磁束密度変化が伝わっている先端の r 座標(図 3.15 参照)
T	(1)温度 (2)トルク(第 5, 6 章で使用)
T_0	静止トルク
T_c	超電導遷移温度(臨界温度)
T_f	RE123 相の生成温度(表 1.2 参照)
t	時間

t_0	t を規格化するときの基準となる時間
t_1	試料表面の E 位置で測定した磁場波形のピーク時刻
t_2	試料表面の M 位置で測定した磁場波形のピーク時刻
t_3	試料表面の C 位置で測定した磁場波形のピーク時刻
t_4	試料表面の M 位置で測定した磁場波形の“kink”の時刻
t_M	外部磁場が最大($H_e = H_M$) となる時間
t_{Mmin}	M_{local} が極小となる時間
t_{rise}	パルス波形の立ち上がり時間(ゼロからピークまでの時間)
U_0^*	見かけのピンポテンシャル
V	(1)コンデンサの充電電圧(第 2 章で使用) (2)モータの端子電圧(第 5, 6 章で使用)
v	磁束線の速度
W_v	単位体積単位時間当たりの粘性損失
w	角柱試料の一方の辺の長さの半分($\rightarrow d$, 図 1.11 参照)
x	(1)直交座標(x, y, z)の第 1 成分 (2)123 構造をもつ超電導体の化学式 $REBa_2Cu_3O_x$ ($RE = Y$, 希土類元素)における O の数
y	直交座標(x, y, z)の第 2 成分
z	(1)直交座標(x, y, z)の第 3 成分 (2)円柱座標(r, θ, z)の第 3 成分
α	時間を自然対数でプロットしたときの緩和率($\alpha = k_B T / U_0^*$, (1.36)式参照)
α'	時間を常用対数でプロットしたときの緩和率($\alpha' = \alpha / \log e$, (5.6)式参照)
β	J_c の温度依存性のスケール則における比例定数((3.11)式参照)
β'	77K に対する 65K のトルク-回転数特性の直線の傾きの比(5.4.2 節参照)
ΔM	磁化曲線のヒステリシスの幅
ΔM_{local}	局所磁化曲線のヒステリシスの幅
ΔT	温度上昇幅
δ	磁束線の運動方向の単位ベクトル($\delta = v / v $)
ε	局所磁化曲線の傾きの-1 からのずれ($\varepsilon > 0$, 4.4.6 節参照)

Φ_T	総捕捉磁束量(試料から一定距離の平面上で $B_T > 0$ の領域について B_T を積分した値)
Φ_{Tn}	n 回続けてパルス着磁を行ったときの Φ_T ($n = 1$ のときは $\Phi_{T1} = \Phi_T$)
ϕ	モータの界磁磁束
ϕ_0	磁束量子($\phi_0 = h_p / 2e = 2.0679 \times 10^{-15}$ Wb)
ϕ_1	変化を見るとき基準となる磁束
γ	Irie-Yamafuji の臨界状態モデルを表す式での定数(表 1.1 参照)
η	粘性係数
κ	G-L パラメータ($\kappa = \lambda / \xi$)
λ	磁場侵入長
μ_0	真空の透磁率($= 4\pi \times 10^{-7}$ H/m)
θ_1	Extended Bean モデルにおける角柱試料の幅 $2d$ 方向の B の勾配を表す角度($\tan \theta_1 = \mu_0 J_{c1}$, 図 1.11 で使用)
θ_2	Extended Bean モデルにおける角柱試料の幅 $2w$ 方向の B の勾配を表す角度($\tan \theta_2 = \mu_0 J_{c2}$, 図 1.11 で使用)
ρ_f	フロー比抵抗
ρ_n	常電導状態での比抵抗
$\rho_{n//}$	a - b 面内を流れる電流に対する ρ_n
τ	回路を流れる電流の緩和時間($\tau = 2L/R$)
ω	振動数
ξ	コヒーレンス長
ψ	オーダパラメータ

これまでの研究成果と特許

[論文]

1. "Superconducting and Mechanical Properties of YBCO-Ag Composite Superconductors",
T. Nishio, Y. Itoh, F. Ogasawara, M. Suganuma, Y. Yamada and U. Mizutani: *J. Mater. Sci.* **24** (1989) 3228.
2. "Mechanical and Superconducting Properties of Ag/YBCO Composite Superconductors Reinforced by the Addition of Zr",
T. Oka, F. Ogasawara, Y. Itoh, M. Suganuma and U. Mizutani: *Jpn. J. Appl. Phys.* **29** (1990) 1924.
3. "Metallurgical Reactions and Their Relationship to Enhanced Mechanical Strength in Zr-Bearing YBCO Composite Superconductors",
T. Oka, Y. Itoh, Y. Yanagi, H. Tanaka, S. Takashima and U. Mizutani: *Jpn. J. Appl. Phys.* **31** (1992) 1760.
4. "Critical Current Density and Mechanical Strength of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Superconducting Composites Containing Zr, Ag and Y_2BaCuO_5 Dispersions by Melt-Processing",
T. Oka, Y. Itoh, Y. Yanagi, H. Tanaka, S. Takashima, Y. Yamada and U. Mizutani: *Physica C* **200** (1992) 55.
5. "High Temperature Superconducting Motor Using Y-Ba-Cu-O Bulk Magnets",
Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, T. Oka, S. Harada, T. Sakakibara, Y. Yamada and U. Mizutani: *Jpn. J. Appl. Phys.* **34** (1995) 5574.
6. "Preparation of Melt-Textured $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ Bulk with $\text{Nd}_4\text{Ba}_2\text{Cu}_2\text{O}_{10}$ Addition",
A. Takagi, T. Yamazaki, T. Oka, Y. Yanagi, Y. Itoh, M. Yoshikawa, Y. Yamada and U. Mizutani: *Physica C* **250** (1995) 222.
7. "Pulsed Field Magnetization of Melt-Processed Y-Ba-Cu-O Superconducting Bulk Magnet",

Y. Itoh and U. Mizutani: *Jpn. J. Appl. Phys.* **35** (1996) 2114.

8. "Pulsed Field Magnetization of Melt-Processed Y-Ba-Cu-O Sample with No Weak Links",
Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, T. Oka, Y. Yamada and U. Mizutani: *Jpn. J. Appl. Phys.* **35** (1996) L1173.
9. "Numerical Evaluation of Pulsed Field Magnetization of a Bulk High T_c Superconductor",
M. Tsuchimoto, H. Waki, Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, T. Oka, Y. Yamada and U. Mizutani: *Cryogenics* **37** (1997) 43.
10. "Effect of Nd422 addition on J_c in Nd123 Melt-Textured Bulk Superconductor",
S. Ikeda, T. Oka, Y. Yamada, M. Yoshikawa, Y. Yanagi, Y. Itoh and U. Mizutani: *Jpn. J. Appl. Phys.* **36** (1997) L345.
11. "Dynamical Studies of Flux Motion during Pulsed Field Magnetization in Y-Ba-Cu-O Superconducting Bulk Magnet",
Y. Itoh, Y. Yanagi and U. Mizutani: to be published in *J. Appl. Phys.* (1997).

[Proceedings]

1. "Mechanical Properties of Zr-YBCO/Ag Sintered Superconducting Composites",
T. Oka, Y. Itoh, Y. Yanagi, H. Tanaka and U. Mizutani: *International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity High Temperature Superconductors III (M²S-HTSC III), Knazawa, July 22-26, 1991*; *Physica C* **185-189** (1994) 507.
2. "Mechanical and Magnetic Properties of Zr-YBCO Superconducting Composites",
T. Oka, Y. Itoh, Y. Yanagi, H. Tanaka, S. Takashima and U. Mizutani: *4th International Symposium on Superconductivity (ISS'91), Tokyo, October 14-17, 1991*; *Advances in Superconductivity IV* (Springer-Verlag, Tokyo, 1992) p. 651.
3. "Mechanical and Superconducting Properties of Melt-Processed YBCO Composites Containing BaZrO_3 , Ag and 211-Phase",
Y. Yanagi, Y. Itoh, T. Oka, H. Tanaka, S. Takashima, Y. Yamada and U. Mizutani: *5th*

International Symposium on Superconductivity (ISS'92), Kobe, November 16-19, 1992; Advances in Superconductivity V (Springer-Verlag, Tokyo, 1993) p. 799.

4. "Microstructure and Superconducting Properties of Low Temperature Melt-Processed $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Composites with Fine Y_2BaCuO_5 and $\text{Yb}_2\text{BaCuO}_5$ Addition",
Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, T. Oka, S. Takashima, M. Sasaki, Y. Yamada and U. Mizutani: *6th International Symposium on Superconductivity (ISS'93), Hiroshima, October 26-29, 1993; Advances in Superconductivity VI* (Springer-Verlag, Tokyo, 1994) p. 847
5. "Synthesis of Melt Grown $\text{Y}_2\text{Ba}_4\text{Cu}_7\text{O}_{15-\delta}$ Bulk Superconductor Using High Oxygen Pressure Techniques",
S. Takashima, Y. Yamada, T. Oka, Y. Itoh, Y. Yanagi, Y. Kodama, K. Kawamoto, I. Hirabayashi and U. Mizutani: *6th International Symposium on Superconductivity (ISS'93), Hiroshima, October 26-29, 1993; Advances in Superconductivity VI* (Springer-Verlag, Tokyo, 1994) p. 527.
6. "A Construction of High Temperature Superconducting Motor Using YBCO Bulk Magnet",
Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, T. Oka, S. Harada, T. Sakakibara, Y. Yamada and U. Mizutani: *International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity High Temperature Superconductors IV (M²S-HTSC IV), Grenoble, July 5-9, 1994; Physica C 235-240* (1994) 3445.
7. "The Microstructure and Superconducting Properties of Melt-Processed YBCO Samples Containing RE-211 Particles"
Y. Yanagi, Y. Itoh, M. Yoshikawa, T. Oka, M. Sasaki, Y. Yamada and U. Mizutani: *International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity High Temperature Superconductors IV (M²S-HTSC IV), Grenoble, July 5-9, 1994; Physica C 235-240* (1994) 445.
8. "Numerical Analysis of Magnetization of a Bulk High T_c Superconductor",
M. Tsuchimoto, H. Waki, T. Honma, Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, T. Oka, Y. Yamada and U. Mizutani: *10th Conference on the Computation of Electromagnetic Field, Berlin, July 10-13, 1995; IEEE Trans. Magn. 32* (1996) 1168.

9. "Flux Trapping Characteristics of Melt-Processed Y-Ba-Cu-O Bulk Magnet by Pulse Magnetization",
Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, T. Oka, M. Tsuchimoto, Y. Yamada and U. Mizutani: *8th International Symposium on Superconductivity (ISS'95), Hamamatsu, October 30-November 2, 1995; Advances in Superconductivity VIII* (Springer-Verlag, Tokyo, 1996) p. 707.
10. "Preparation and Superconducting Properties of Melt-Textured $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ Bulk with $\text{Sm}_2\text{BaCuO}_5$ Addition",
A. Takagi, T. Yamazaki, S. Ikeda, Y. Yanagi, Y. Itoh, M. Yoshikawa, T. Oka, Y. Yamada and U. Mizutani: *8th International Symposium on Superconductivity (ISS'95), Hamamatsu, October 30-November 2, 1995; Advances in Superconductivity VIII* (Springer-Verlag, Tokyo, 1996) p. 703.
11. "Flux Motion during Pulsed Field Magnetization in Melt-Processed Y-Ba-Cu-O Superconducting Bulk Magnet",
Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, T. Oka, Y. Yamada and U. Mizutani: *9th International Symposium on Superconductivity (ISS'96), Sapporo, October 21-24, 1996; to be published in Advances in Superconductivity IX* (Springer-Verlag, Tokyo, 1997).
12. "Low Temperature Pulsed Field Magnetization of Melt-Processed Y-Ba-Cu-O Superconducting Bulk Magnet",
Y. Yanagi, Y. Itoh, M. Yoshikawa, T. Oka, Y. Yamada and U. Mizutani: *9th International Symposium on Superconductivity (ISS'96), Sapporo, October 21-24, 1996; to be published in Advances in Superconductivity IX* (Springer-Verlag, Tokyo, 1997).

[研究発表]

1. 「Y-Ba-Cu-O と金属との複合材料の電気的および機械的性質」
西尾孝幸, 小笠原文彦, 伊藤佳孝, 菅沼幹裕, 水谷宇一郎: 東海地区超電導調査研究会, 名古屋大学高温超伝導研究会主催「酸化物高温超電導体の基礎と応用」

(1988.7)研究発表概要集 p. 17.

2. 「Zr 添加した YBCO と Ag の複合材の機械的性質と超電導特性」

岡徹雄, 小笠原文彦, 伊藤佳孝, 菅沼幹裕, 今枝千明, 水谷宇一郎: 日本金属学会 1990 年春期(第 106 回)大会講演概要集 p. 166.

3. 「Zr 添加した YBCO と Ag の焼結体の機械的性質と超電導特性」

岡徹雄, 小笠原文彦, 伊藤佳孝, 菅沼幹裕, 今枝千明, 水谷宇一郎: 第 3 回東海地区高温超電導研究発表会研究発表概要集 p. 32.

4. 「Zr-YBCO/Ag 複合超伝導材料の焼結プロセスと機械的性質」

柳陽介, 岡徹雄, 伊藤佳孝, 菅沼幹裕, 田中英彦, 水谷宇一郎: 日本金属学会 1991 年春期(第 108 回)大会講演概要集 p. 367.

5. 「Zr-YBCO/Ag 複合焼結体の機械的性質と超電導特性」

岡徹雄, 伊藤佳孝, 田中英彦, 高島伸一, 水谷宇一郎: 第 4 回東海地区高温超電導研究発表会研究発表概要集 p. 13.

6. 「Zr-YBCO/Ag 複合材の組織と機械的性質」

岡徹雄, 伊藤佳孝, 柳陽介, 田中英彦, 高島伸一, 水谷宇一郎: 日本金属学会 1991 年秋期(第 109 回)大会講演概要集 p. 542.

7. 「Zr-YBCO/Ag 複合超伝導材料の磁化曲線と超伝導特性」

田中英彦, 岡徹雄, 伊藤佳孝, 柳陽介, 高島伸一, 水谷宇一郎: 日本金属学会 1991 年秋期(第 109 回)大会講演概要集 p. 543.

8. 「溶融法により作製した Zr-YBCO の超伝導特性と機械的特性」

柳陽介, 岡徹雄, 伊藤佳孝, 田中英彦, 高島伸一, 水谷宇一郎: 日本金属学会 1992 年春期(第 110 回)大会講演概要集 p. 162.

9. 「溶融法による Zr, Ag, 211 相を添加した YBCO の機械的性質と超伝導特性」

岡徹雄, 伊藤佳孝, 柳陽介, 田中英彦, 高島伸一, 山田裕, 水谷宇一郎: 第 5 回東海地区高温超電導研究発表会研究発表概要集 p. 29.

10. 「溶融法による Zr, Ag, 211 相/YBCO の機械的性質と超電導特性」

岡徹雄, 伊藤佳孝, 柳陽介, 田中英彦, 高島伸一, 山田裕, 水谷宇一郎: 1992 年秋季第 40 回応用物理学学会学術講演会講演予稿集 p. 148.

11. 「溶融法により作製した高 J_c 材料の機械的性質」

田中英彦, 岡徹雄, 柳陽介, 伊藤佳孝, 山田裕, 水谷宇一郎: 日本金属学会 1992 年秋期(第 111 回)大会講演概要集 p. 414.

12. 「211 相微粉末を添加した YBCO 溶融バルクの組織と超電導特性」

柳陽介, 伊藤佳孝, 岡徹雄, 田中英彦, 高島伸一, 山田裕, 水谷宇一郎: 日本金属学会 1993 年春期(第 112 回)大会講演概要集 p. 94.

13. 「高圧酸素溶融法により合成した Y124、247 酸化物超伝導体の組織と超伝導特性」

高島伸一, 山田裕, 岡徹雄, 柳陽介, 伊藤佳孝, 児玉康治, 水谷宇一郎: 1993 年春季第 40 回応用物理学関係連合講演会講演予稿集 p. 97.

14. 「211 相微粉末を添加した Y 系溶融バルクの組織と超電導特性」

柳陽介, 岡徹雄, 伊藤佳孝, 高島伸一, 山田裕, 水谷宇一郎: 第 6 回東海地区高温超電導研究発表会研究発表概要集 p. 26.

15. 「211 相微粉末を添加した YBCO 溶融バルクの組織と超電導特性(II)」

柳陽介, 伊藤佳孝, 岡徹雄, 吉川雅章, 高島伸一, 佐々木正道, 山田裕, 水谷宇一郎: 日本金属学会 1993 年秋期(第 113 回)大会講演概要集 p. 135.

16. 「高圧酸素溶融法による Y247 溶融バルクの超電導特性」

岡徹雄, 高島伸一, 山田裕, 児玉康治, 柳陽介, 伊藤佳孝, 川本浩二, 平林泉, 黒田光太郎, 水谷宇一郎: 1994 年春季第 41 回応用物理学関係連合講演会講演予稿集 p. 76.

17. 「Y系溶融バルクのパルス磁場による着磁特性」
柳陽介, 伊藤佳孝, 吉川雅章, 岡徹雄, 山田裕, 水谷宇一郎: 第51回1994年度春季低温工学・超電導学会講演概要集 p. 210.
18. 「Y系溶融バルクを界磁に用いた超電導モータの作製」
伊藤佳孝, 柳陽介, 吉川雅章, 岡徹雄, 原田信太郎, 榊原務, 山田裕, 水谷宇一郎: 第51回1994年度春季低温工学・超電導学会講演概要集 p. 211.
19. 「RE211を添加したY系溶融バルクの組織と超伝導」
山崎剛生, 柳陽介, 伊藤佳孝, 岡徹雄, 山田裕, 水谷宇一郎: 第7回高温超電導研究発表会研究発表概要集 p. 14.
20. 「Y系溶融バルクを界磁に用いた超電導モータの作製」
伊藤佳孝, 柳陽介, 吉川雅章, 岡徹雄, 原田信太郎, 榊原務, 山田裕, 水谷宇一郎: 第7回高温超電導研究発表会研究発表概要集 p. 27.
21. 「RE211を用いたY系, Nd系溶融バルクの組織制御」
山崎剛生, 柳陽介, 伊藤佳孝, 岡徹雄, 山田裕, 水谷宇一郎: 日本金属学会1994年秋期(第115回)大会講演概要集 p. 464.
22. 「Y系溶融バルクのパルス着磁特性」
柳陽介, 伊藤佳孝, 吉川雅章, 岡徹雄, 榊本昌則, 山田裕, 水谷宇一郎: 1995年春季第42回応用物理学関係連合講演会講演予稿集 p. 102.
23. 「Nd422を添加したNd系溶融バルクの作製」
高木淳, 山崎剛生, 山田裕, 水谷宇一郎, 柳陽介, 伊藤佳孝, 吉川雅章, 岡徹雄: 1995年春季第42回応用物理学関係連合講演会講演予稿集 p. 121.
24. 「Nd422を添加したNd系溶融バルクの組織と超電導」
山崎剛生, 高木淳, 山田裕, 水谷宇一郎, 柳陽介, 伊藤佳孝, 吉川雅章, 岡徹雄:

- 1995年春季第42回応用物理学関係連合講演会講演予稿集 p. 121.
25. 「YBCO溶融バルクを界磁に用いた超電導モータの作製」
伊藤佳孝, 柳陽介, 吉川雅章, 岡徹雄, 原田信太郎, 榊原務, 山田裕, 水谷宇一郎: 1995年春季第42回応用物理学関係連合講演会講演予稿集 p. 142.
26. 「Nd422を添加したNd系溶融バルクの作製と超伝導特性」
高木淳, 山崎剛生, 柳陽介, 伊藤佳孝, 吉川雅章, 岡徹雄, 山田裕, 水谷宇一郎: 第8回高温超電導研究発表会研究発表概要集 p. 16.
27. 「Y系溶融バルクのパルス着磁特性(II)」
伊藤佳孝, 柳陽介, 吉川雅章, 岡徹雄, 榊本昌則, 山田裕, 水谷宇一郎: 1995年秋季第56回応用物理学学会学術講演会講演予稿集 p. 92.
28. 「Sm211を添加したNd系溶融バルクの作製と超電導特性」
山崎剛生, 池田俊一, 高木淳, 柳陽介, 伊藤佳孝, 吉川雅章, 岡徹雄, 山田裕, 水谷宇一郎: 1995年秋季第56回応用物理学学会学術講演会講演予稿集 p. 139.
29. 「Y系溶融バルクのパルス着磁特性(III)~着磁コイル依存性~」
伊藤佳孝, 柳陽介, 吉川雅章, 岡徹雄, 山田裕, 水谷宇一郎: 1996年春季第43回応用物理学関係連合講演会講演予稿集 p. 111.
30. 「Nd系溶融バルク中に微細分散したNd422によるピン止め効果」
池田俊一, 山崎剛生, 高木淳, 吉川雅章, 柳陽介, 伊藤佳孝, 岡徹雄, 山田裕, 水谷宇一郎: 1996年春季第43回応用物理学関係連合講演会講演予稿集 p. 176.
31. 「酸化物バルク超電導体の回転機応用」
岡徹雄, 伊藤佳孝, 柳陽介, 吉川雅章, 榊原務, 原田信太郎, 山田裕, 水谷宇一郎: 1996年春季第43回応用物理学関係連合講演会講演予稿集 p. 1389.
32. 「高温超電導バルク磁石と超電導モータ」

岡徹雄, 伊藤佳孝, 柳陽介, 吉川雅章, 榊原務, 原田信太郎, 山田裕, 水谷宇一郎: 第9回高温超電導研究発表会研究発表概要集 p. 1.

33. 「Nd系溶融バルク中に微細分散したNd422によるピン止め効果」
池田俊一, 高木淳, 吉川雅章, 柳陽介, 伊藤佳孝, 岡徹雄, 山田裕, 水谷宇一郎:
第9回高温超電導研究発表会研究発表概要集 p. 4.
34. 「Nd123溶融バルク超伝導体の J_c に及ぼすNd422添加効果」
池田俊一, 間瀬淳, 吉川雅章, 柳陽介, 伊藤佳孝, 岡徹雄, 山田裕, 水谷宇一郎:
1996年秋季第57回応用物理学学会学術講演会講演予稿集 p. 108.
35. 「Y系溶融バルクの低温パルス着磁特性」
柳陽介, 伊藤佳孝, 吉川雅章, 岡徹雄, 寺崎敦則, 山田裕, 水谷宇一郎: 1997年
春季第44回応用物理学関係連合講演会講演予稿集 p. 161.
36. 「YBCOバルク磁石のパルス着磁における磁束の運動」
寺崎敦則, 吉川雅章, 柳陽介, 伊藤佳孝, 岡徹雄, 山田裕, 水谷宇一郎: 1997
年春季第44回応用物理学関係連合講演会講演予稿集 p. 162.
37. 「c軸配向したAg添加Nd-Ba-Cu-O溶融バルクの作製」
池田俊一, 吉川雅章, 柳陽介, 伊藤佳孝, 岡徹雄, 山田裕, 水谷宇一郎: 1997
年春季第44回応用物理学関係連合講演会講演予稿集 p. 118.
38. 「c軸配向したSm-Ba-Cu-O溶融バルクの作製とその超伝導特性」
間瀬淳, 池田俊一, 吉川雅章, 伊藤佳孝, 柳陽介, 山田裕, 水谷宇一郎: 1997年
春季第44回応用物理学関係連合講演会講演予稿集 p. 118.

[特許]

1. 「超電導セラミックス複合材」

伊藤佳孝, 石井正巳, 水谷宇一郎, 山田裕, 西尾孝幸, 小笠原文彦, 菅沼幹裕: 公
開特許公報 平 1-246174.

2. 「酸化物超電導体の作製方法」
伊藤佳孝, 岡徹雄, 石井正巳, 水谷宇一郎, 山田裕: 公開特許公報 平 1-252527.
3. 「酸化物超電導体の製造方法」
岡徹雄, 石井正巳, 伊藤佳孝, 水谷宇一郎, 山田裕: 公開特許公報 平 1-252571.
4. 「超電導セラミックス複合材」
伊藤佳孝, 岡徹雄, 石井正巳, 水谷宇一郎: 公開特許公報 平 2-267152.
5. 「超電導セラミックス」
伊藤佳孝, 岡徹雄, 石井正巳, 水谷宇一郎: 公開特許公報 平 3-109252.
6. 「超電導線材及びその製造方法」
伊藤佳孝, 石井正巳, 岡徹雄, 中川威雄, 張黎紅: 公開特許公報 平 4-272616
7. 「超電導体の着磁装置」
柳陽介, 原田信太郎, 藪野良平, 岡徹雄, 伊藤佳孝, 榊原務: 公開特許公報 平 6-
168823.
8. 「超電導線材及びその製造方法」
伊藤佳孝, 岡徹雄, 石井正巳, 中川威雄: 公開特許公報 平 7-14440
9. 「超電導磁気浮上装置」
伊藤佳孝, 柳陽介, 岡徹雄: 公開特許公報 平 7-46870
10. 「超電導モータ」
伊藤佳孝, 柳陽介, 岡徹雄, 藪野良平, 原田信太郎, 榊原務: 公開特許公報 平
7-87724.

11. 「超電導モータ」
伊藤佳孝, 柳陽介, 岡徹雄, 藪野良平, 原田信太郎, 榊原務: 公開特許公報 平
8-51762.
12. 「ネオジム系酸化物超電導成形体およびその製造方法」
柳陽介, 山崎剛生, 高木淳, 山田裕, 水谷字一郎, 伊藤佳孝, 吉川雅章, 岡徹雄:
特開平 8-325013
13. 「酸化物超電導材料を製造する熱処理炉」
柳陽介, 伊藤佳孝, 吉川雅章, 岡徹雄: 特願平 7-243169
14. 「超電導磁石装置および超電導磁石装置の着磁方法」
柳陽介, 岡徹雄, 伊藤佳孝, 吉川雅章: 特願平 8-180058.
15. 「超電導教材」
伊藤佳孝, 岡徹雄, 柳陽介, 吉川雅章: 特願平 8-231516
16. 「超電導体の着磁方法及び超電導磁石装置」
伊藤佳孝, 岡徹雄, 柳陽介, 吉川雅章: 特願平 8-249145
17. 「超電導マグネトロンスパッタ装置」
岡徹雄, 伊藤佳孝, 柳陽介, 吉川雅章: 特願平 8-249146
18. 「超電導体の着磁方法及び超電導磁石装置」
伊藤佳孝, 岡徹雄, 柳陽介, 吉川雅章: 特願平 8-249147
19. 「超電導体の着磁方法及び超電導磁石装置」
伊藤佳孝, 岡徹雄, 柳陽介, 吉川雅章: 特願平 8-249148
20. 「超電導体の着磁方法」
柳陽介, 岡徹雄, 吉川雅章, 伊藤佳孝: 特願平 8-327899

21. "Superconductor Wire and Process for Production Thereof",
Y. Ito, M. Ishii, T. Oka, T. Nakagawa, L. Zhang: United States Patent 5204315.
22. "Oxide Superconductor Wire Having Sintered Silver Powder Layers",
Y. Ito, M. Ishii, T. Oka, T. Nakagawa, L. Zhang: United States Patent 5374612.
23. "Superconductive Magnetic Levitation Apparatus",
Y. Ito, Y. Yanagi, T. Oka: United States Patent 5521570
24. "Superconductive Ceramic Composite Material",
Y. Ito, M. Ishii, T. Nishio, U. Mizutani, Y. Yamada, F. Ogasawara, M. Suganuma: United
States Patent 5547924.
25. "Superconducting Motor",
Y. Ito, Y. Yanagi, T. Oka, R. Yabuno, S. Harada, T. Sakakibara: United States Patent
5581135.
26. "Superconducting Motor",
Y. Ito, Y. Yanagi, T. Oka, R. Yabuno, S. Harada, T. Sakakibara: European Patent
Application 0643471A1.
27. "Superconducting Magnet Device, Magnetizing Device and Method for Superconductor",
Y. Yanagi, S. Harada, R. Yabuno, T. Oka, Y. Ito, T. Sakakibara: United States Patent
Application 08/159246, 08/369333.
28. "Neodymium-Barium-Copper-Oxide Bulk Superconductor and Process for Producing the
Same",
Y. Yanagi, T. Yamazaki, A. Takagi, Y. Yamada, U. Mizutani, Y. Ito, M. Yoshikawa, T.
Oka T: United States Patent Application 08/654238.

