

【論文】

超伝導極細多芯線の交流帯磁率とグレイン・ビーンモデル

湯元 渉*・阿久根 忠博**・坂本 進洋**

AC Susceptibilities in Multifilamentary Wire and Grained Bean Model

Wataru YUMOTO, Tadahiro AKUNE, Nobuyoshi SAKAMOTO

Abstract: Proximity-currents between filaments in a multifilamentary wire show a close resemblance with the inter-grain current in a high- T_c superconductor. The critical current densities of the proximity-induced superconducting matrix J_{cm} can be estimated from measured twist-pitch dependence of magnetization and have been shown to follow the well-known scaling law of the pinning strength. In the grained Bean model, the filaments are immersed in the proximity-induced superconducting matrix. Difference of the superconducting characteristics of the filament, the matrix and the filament content factor give a variety of deformation on the AC susceptibility curves. The computed AC susceptibility curves of multifilamentary wires using the grained Bean model are favorably compared with the experimental results.

Keywords: Multifilamentary wire ; Grained Bean model ; AC susceptibility ; Pinning penetration fields

1. はじめに

酸化物超伝導体に非線形のピン止め効果が働くと、磁気的なヒステリシス特性が現れ、磁化特性、交流帯磁率特性は複雑な様相を呈するようになる。しかし、これらの特性とピン止め作用の相互の関連を精査することでピン止め作用のメカニズムを明確にして、ピン止め力の強化に関する知見を増すことができる。ピン止めと磁化特性について、従来から多くの報告¹⁻³⁾があるが、交流帯磁率特性と磁束分布についての報告は少ない。帯磁率測定は直流磁界、温度のほかに、重畳する交流磁界の振幅、周波数、帯磁率の実部と虚部、 n 次のフーリエ成分などの多くの情報を含んでおり、ピン止め作用をより詳細に検討することができる。

超伝導体の交流帯磁率特性は、ビーンモデルによれば、交流磁界の振幅が中心到達磁界を越えて増大するにつれて虚部は、ピーク特性、実部は滑らかな遷移特性を示す。等方的で均一な超伝導体の場合は、実測特性と良く一致する。しかし、不均一で、特に酸化物超伝導体の場合には、虚部に第2ピークが現れたり、実部の遷移も滑らかでなく、ショルダ特性など複雑な

形状が現れる。これらは表面層の存在、またはグレイン構造に基づく特異な磁束分布がその一因と考えられる。我々は弱い超伝導を示す表面層が存在する2層モデル⁴⁾、弱い超伝導母材(リンク)の中に強い超伝導グレインが存在するグレイン・ビーンモデル⁵⁻⁷⁾を用いて、磁束分布の表式を求め、さらに、交流帯磁率について数値計算した。帯磁率特性に現れるピークなどの実測曲線に現われる様々な形状の帯磁率特性を表現した。

一方、既に実用化されている金属系の低温超伝導体を用いた極細多芯線は、高電流密度化と低損失化を図るため超伝導フィラメントはサブミクロンオーダーにまで細線化されている。フィラメント間の常伝導母材が超伝導電子のしみ出し距離と同程度まで薄くなると、弱超伝導性を示し、細線化の効果を失ってしまう。これは近接効果と呼ばれる。我々は極細多芯線のツイストピッチを変えることで、フィラメントと弱超伝導化したマトリックスの臨界電流密度、上部臨界磁界等を定量的に評価した(連続ツイストモデル)⁸⁻¹¹⁾。極細多芯線のマトリックスは、酸化物超伝導体における超伝導粒間の常伝導体に相当する。従って、マトリックスの諸物性の評価から酸化物における粒間常伝導体に対

*工学研究科電気工学専攻
**電気情報工学科

する知見が得られ、さらには低臨界電流密度の改善への成果が期待できる。

本研究ではまず、極細多芯線の交流帯磁率を測定する。そしてグレイン・ピンモデルを用いて交流帯磁率のシミュレーションを行いフィラメントやマトリックスの臨界電流密度を見積もる。その結果を磁化幅のツイストピッチ依存性から評価したそれらと比較・検討する。

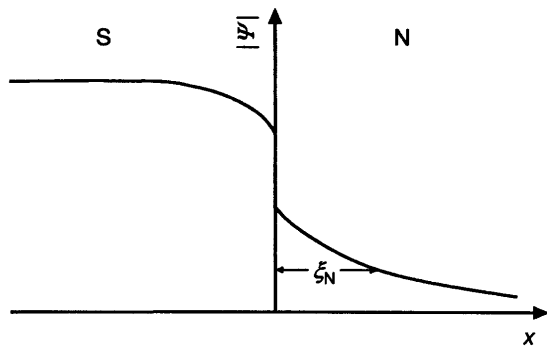


Fig. 1 Change of the absolute value of the order parameter $|\Psi|$ in the vicinity of an S (Superconducting metal)-N (Normal metal) interface.

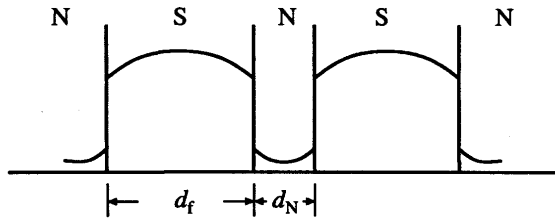


Fig. 2 Schematic diagram of $|\Psi|$ in a multifilamentary wire.

2. 極細多芯線と近接効果超伝導

近接効果は超伝導の度合いを表す秩序パラメータ (order parameter) が常伝導体へコヒーレンス長程度侵入する現象である。今、超伝導体 S と常伝導体 N を接触させたとする。このような状態では電子は自由に SN 間を行き来できるので、S 側の電子対がある確率で N 側に存在しうる。このように超伝導体と常伝導体の接合において、超伝導体中の電子対が隣接する常伝導体の中にしみだして常伝導体に弱い超伝導性が誘発される。Fig. 1 に超伝導体と常伝導体の界面における秩序パラメータの大きさ $|\Psi|$ の変化を示す。N 側への電子

対のしみだしの影響をうけて S 側の $|\Psi|$ も境界付近で減少し、N 側ではおよそ常伝導体のコヒーレンス長 ξ_N で零に向かう。このため常伝導体の界面付近は近接効果によって弱い超伝導性を示すようになる。超伝導電子対がしみ出す距離は、温度が低く常伝導体の不純物濃度や結晶の欠陥が少ないほど長くなる。超伝導体と常伝導体の接触面で超伝導電子対の散乱が少ないほどしみ出す超伝導電子の密度は高くなる。極細多芯超伝導線は線引き工程を利用して製造されるためにフィラメント径 d_f が小さくなるにつれて、フィラメント間隔 d_N も小さくなっていく。Fig. 2 に示すように細線化が進んでフィラメント径が細くなると超伝導電子対がマトリックスへしみだし近接効果が生じる。

今、ツイストピッチ l_p の極細多芯線のマトリックスが近接効果によって弱い超伝導体になっていて、多芯線の軸に垂直に磁界が印加されているとする。マトリックス中を流れる超伝導電流の臨界電流密度 J_{cm} によって生じる磁化 M_p は

$$M_p \approx \frac{1}{\pi^2} \mu_0 \lambda_p \lambda_m J_{cm} l_p \quad (1)$$

となる^{8,9)}。多芯線は製造工程で述べたように、NbTi を常伝導パイプ中に入れ複合化するため多芯線領域とその外部のパイプ領域からなっており、2つの体積率が使われている。即ち、 λ_m は超伝導線全体に対する多芯線領域の体積率であり、 λ_p は多芯線領域におけるマトリックスの体積率で、それぞれ

$$\lambda_m = \lambda / (1 - \lambda_p)$$

$$\lambda_p = 1 - (\pi/2\sqrt{3})d_f^2 / (d_f + d_N)^2$$

となる。従って、磁化 M_p のツイストピッチ依存性の傾きからマトリックスの超伝導臨界電流密度 J_{cm} を見積もることができる。

$J_{cm}(B)$ の磁界特性は次式のスケーリング則でほぼ表せる。

$$J_{cm} = J_0 \left(\frac{B}{B_{c2p}} \right)^{-\gamma} \left[1 - \left(\frac{B}{B_{c2p}} \right) \right]^{\delta} \quad (2)$$

ここで、 γ と δ はピンニングパラメータ、 B_{c2p} は弱超伝導マトリックスの上部臨界磁界である。

J_{cm} の温度依存から得られる B_{c2p} は、温度 T 、 d_N に対して指数関数的に減少し、次式で表される。

$$B_{c2p} = B_{c2N} \exp(-K_N d_N) \quad (3)$$

ここで、 K_N^{-1} はクーパー対の侵入距離 (Cooper pair penetration length) で CuMn マトリックス多芯線の場合次式で表される。

$$K_N^{-1} = \beta/T^{1/2} \quad (4)$$

この式を式 (3) に代入して計算した直線の傾きから求めた β 値は $T \leq 4$ K の温度領域で直線の傾きが小さくなっていて、 β ($K^{1/2} \mu\text{m}$) 値は後に示す Table 1 の試料 A、B および C に対してそれぞれ 0.126、0.172 および 0.282 である。 $T > 4$ K の温度領域では、 β 値は試料 A と B に対してそれぞれ 0.062 と 0.086 である¹²⁾。

3. グレイン・ビーンモデル

3.1 近接効果超伝導とグレイン・ビーンモデル

ここでは、弱超伝導マトリックスの中に超伝導フィラメントが分布する構造を想定し、ピン止め特性の異なる超伝導領域が混在したシステムにおける磁束分布、磁化、交流帯磁率について検討を進める。Fig. 3 に示すように磁束は弱超伝導マトリックス領域を通過し、Fig 中の点線で示す滑らかな分布を与える。この分布を決める中心到達磁界を B_{pm} とする。その中に実線で示すような中心到達磁界 B_{pf} の大きい急傾斜のフィラメント内磁束形状が分布することになる。フィラメント径 d_{fi} をもつ i 番目のフィラメントの位置 X_i におけるフィラメントの表面磁界 B_m と内部磁界 B_f は B_{pm} 、 B_{pf} とビーンモデルを用いて次式で表される。

$$B_m = B_o - B_{pm} \left(\frac{2X_i}{D_w} \right) \quad : \text{フィラメント外部} \quad (5)$$

$$B_f = B_m - B_{pf} \left(\frac{x}{d_{fi}} \right) \quad : \text{フィラメント内部} \quad (6)$$

ここで、 B_o は外部磁界、 D_w は極細多芯線の線径、 x は挿入 Fig に示しているように各々のフィラメント表面からの位置である。フィラメント間隔 d_N をもつ極細多芯線の増磁過程における平均磁束密度は次式のようにになる。

$$\langle B \rangle = B_o - \frac{B_{pm}}{2} + \sum_{i=1}^{n_g} \left(\frac{d_{fi}}{d_{Ni} + d_{fi}} \right) M_{fi} \quad (7)$$

ここで、 n_g はフィラメントの数、 M_{fi} は i 番目のフィラメントの磁化を表す。フィラメント磁化 M_f は各々のフィラメントの磁化過程にしたがって容易に計算で

きる。一様な構造の多芯線では、すべての i に対して、フィラメント径 $d_f (= d_{fi})$ 、フィラメント間隔 $d_N (= d_{Ni})$ である。したがって式 (6) は次のようになる。

$$\langle B \rangle = B_o - \frac{B_{pm}}{2} + f_f \sum_{i=1}^{n_g} M_{fi} \quad (8)$$

ここで、 $f_f (= d_f/(d_N + d_f))$ はフィラメントの体積占有率を表す。したがって、多芯線試料に外部磁界 B_o を印加したときの磁化 M は

$$M = \langle B \rangle - B_o \quad (9)$$

となる。

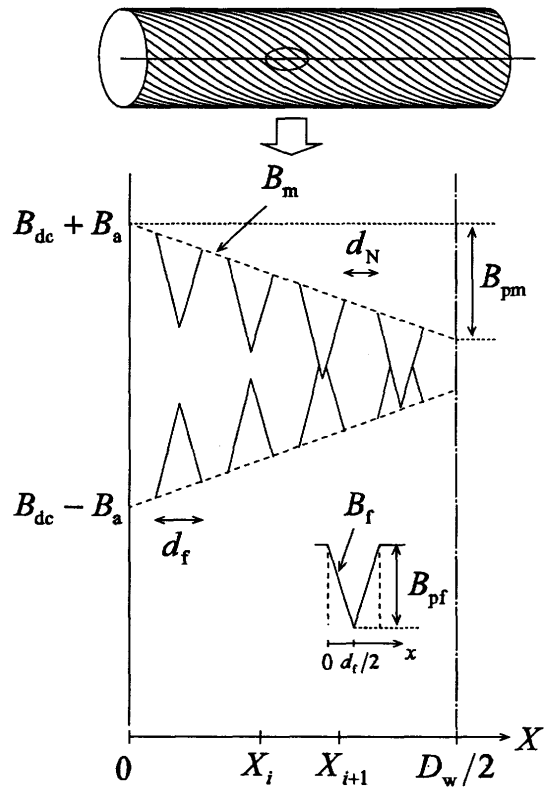


Fig. 3 Field distribution outside the filament and distribution inside the filament. Penetration fields are B_{pm} and B_{pf} for matrix and filament, respectively.

3.2 グレイン・ビーンモデルの交流帯磁率特性

交流磁界 $B_{ac} = B_a \cos \omega t$ を加えたときの磁化 $M(t)$ をフーリエ級数展開し

$$M(\omega t) = B_a \sum_{n=0}^{\infty} (\chi'_n \cos n\omega t + \chi''_n \sin n\omega t) \quad (10)$$

とすれば、帯磁率の n 次成分の実部 χ' と虚部 χ'' は

$$\chi'_n = \frac{1}{\pi B_a} \int_0^{2\pi} M(\omega t) \cos n\omega t \, d\omega t \quad (11)$$

$$\chi''_n = \frac{1}{\pi B_a} \int_0^{2\pi} M(\omega t) \sin n\omega t \, d\omega t \quad (12)$$

となる¹³⁾。即ち平均磁束 $\langle B \rangle$ から、磁化 M や交流帯磁率 χ' と χ'' が求められる。

交流帯磁率の温度依存性は中心到達磁界 B_{pf} と B_{pm} の温度変化を導入して得られる。 B_{pf} は次式のような放物線的な温度依存を持つとする。一方、弱超伝導マトリックスの中心到達磁界 B_{pm} と臨界電流密度 J_{cm} の間には次式のような関係があるので

$$B_{pm} = \mu_0 D_w J_{cm} / 2 \quad (13)$$

侵入磁界の温度依存性は式 (2)、(3)、(12) から計算できる。以上のようにして Visual Basic を用いて式 (10) と (11) を数値計算した交流帯磁率特性を Fig. 4 ~ 9 に示す。

$$B_{pf} = B_{pf}(0) \left\{ 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right\}^{n_f} \quad (14)$$

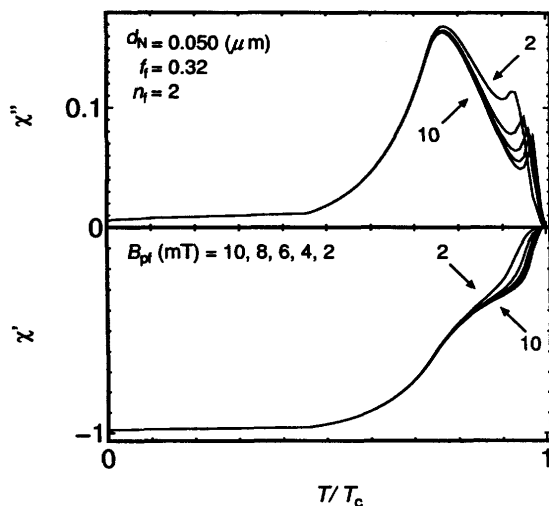


Fig. 4 AC susceptibilities χ' and χ'' for several values of B_{pf} of 2 ~ 10 mT as a function of temperature T reduced by the critical temperature T_c of wire, where interfilamentary spacing $d_N = 0.050 \mu\text{m}$, a filament content of $f_f = 0.32$ and $n_f = 2$.

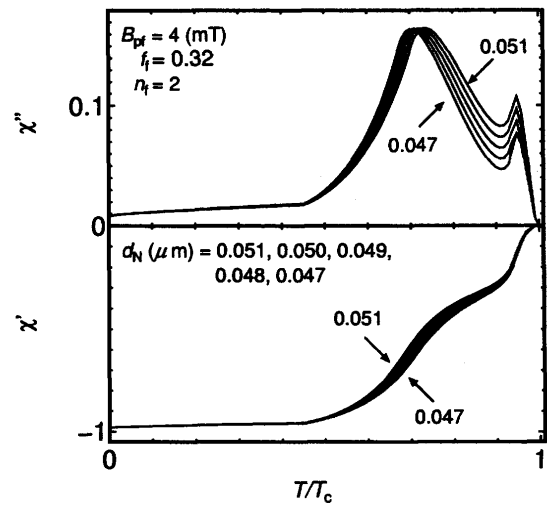


Fig. 5 AC susceptibilities χ' and χ'' for several values of d_N of 0.047 ~ 0.051 μm as a function of temperature T reduced by the critical temperature T_c of wire, where $B_{pf} = 4 \text{ mT}$, $f_f = 0.32$ and $n_f = 2$.

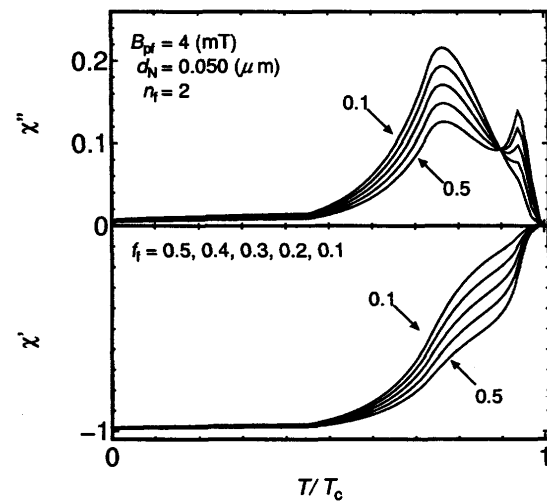


Fig. 6 AC susceptibilities χ' and χ'' for several values of f_f of 0.1 ~ 0.5 as a function of temperature T reduced by the critical temperature T_c of wire, where $B_{pf} = 4 \text{ mT}$, $d_N = 0.050 \mu\text{m}$ and $n_f = 2$.

(a) フィラメント中心到達磁界 B_{pf} の効果

フィラメント間隔 $d_N = 0.050 \mu\text{m}$ 、フィラメントの体積占有率 $f_f = 0.32$ 、フィラメント中心到達磁界の温度指数 $n_f = 2$ 一定のときの B_{pf} の効果を Fig. 4 に示す。 B_{pf} は 0.1 mT から 0.5 mT と変化させている。まず、実部 χ' はフィラメントと弱超伝導マトリックスによる 2 段階の遷移を示している。 B_{pf} が大きくなるにつれて高温側のフィラメントによる遷移が急峻になっ

ている。虚部 χ'' には2つのピークがあり、 B_{pf} の増加に伴い低温側のピークはほとんど変化しないがフィラメントによるピークは高温側にシフトしている。このタイプのダブルピークは高温超伝導体においてよく観測されている。

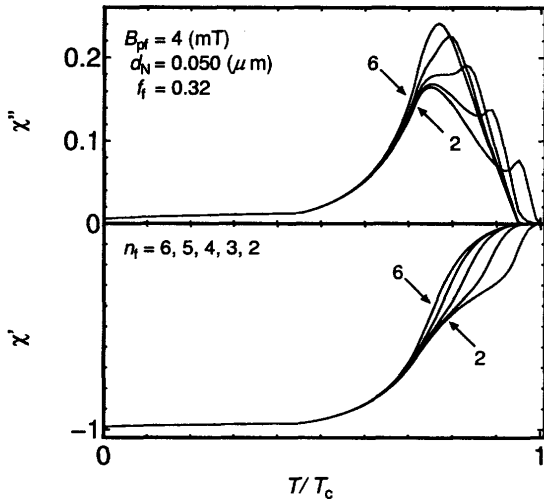


Fig. 7 AC susceptibilities χ' and χ'' for several values of n_f of 2 ~ 6 as a function of temperature T reduced by the critical temperature T_c of wire, where $B_{pf} = 4$ mT, $d_N = 0.050 \mu\text{m}$ and $f_f = 0.32$.

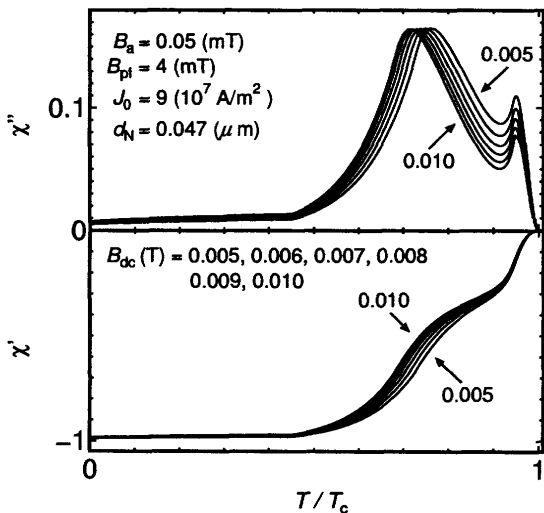


Fig. 8 AC susceptibilities χ' and χ'' at various magnetic fields of B_{dc} of 0.005 ~ 0.010 T as a function of temperature T reduced by the critical temperature T_c of wire, where $B_{pf} = 4$ mT, $d_N = 0.047 \mu\text{m}$ and $J_0 = 9 \times 10^7 \text{ A/m}^2$.

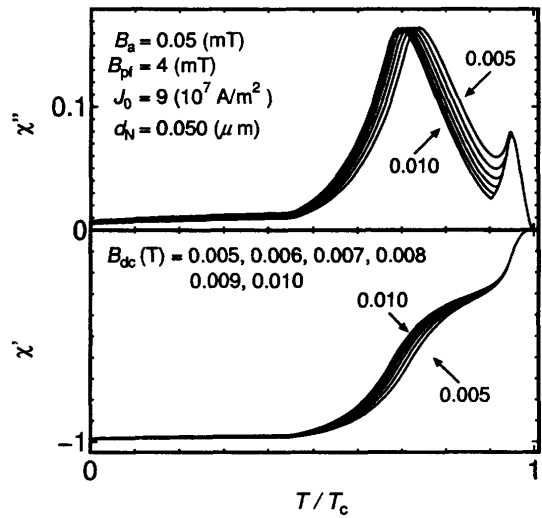


Fig. 9 AC susceptibilities χ' and χ'' at various magnetic fields of B_{dc} of 0.005 ~ 0.010 T as a function of temperature T reduced by the critical temperature T_c of wire, where $B_{pf} = 4$ mT, $d_N = 0.050 \mu\text{m}$ and $J_0 = 9 \times 10^7 \text{ A/m}^2$.

(b) フィラメント間隔 d_N の効果

Fig. 5 にマトリックスの超伝導性に関する d_N の効果を示す。この時のパラメータは $B_{pf} = 4$ mT で f_f と n_f は Fig. 4 と同じである。 d_N の増加に伴い χ' 、 χ'' とともに高温側は変化しないが χ'' のマトリックスに起因する大きいピークは低温側へシフトし、 χ' はより急激に立ち上がっている。フィラメントによる臨界温度 T_c 近傍のピーク位置は一定で χ'' は大きい d_N ではより急峻である。

(c) フィラメント占有率 f_f の効果

次にフィラメントの占有率 f_f の影響を Fig. 6 に示す。 $d_N = 0.050 \mu\text{m}$ 、 $B_{pf} = 4$ mT、 $n_f = 2$ 一定とし f_f を 0.1 から 0.5 と変化させている。 f_f が増加すると T_c 近傍の χ'' のフィラメントからのピークは増大し、マトリックスのピークは減少する。 χ' は T_c 近傍の遷移が急峻になるのでマトリックスの影響は小さくなる。

(d) フィラメント温度指数 n_f の効果

さらに、 B_{pf} の温度指数 n_f の影響を Fig. 7 に示す。 n_f の 2 から 6 への変化に対して温度依存が顕著になりフィラメントの超伝導性が弱まる。その結果、弱超伝導マトリックスの特性に一致するようになる。

(e) 直流磁界の効果

最後に、 d_N が異なり、弱超伝導電流が一定の場合

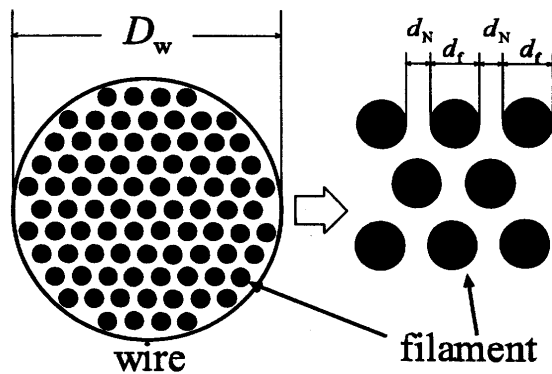


Fig. 10 Schematic illustration of filamentary structure in the multifilamentary wire. D_w , d_f and d_N are wire diameter, filament diameter and interfilamentary spacing, respectively.

Table 1 Sample specifications.

sample	D_w (mm)	d_f (μm)	d_N (μm)	ℓ_p (mm)
A	0.102	0.324	0.050	4.7
B	0.145	0.461	0.072	5.7
C	0.260	0.827	0.129	9.2

($J_0 = 9 \times 10^7 \text{ A/m}^2$) 外部直流磁界 ($B_{dc} = 0.005 \sim 0.010 \text{ T}$) の効果を Fig. 8, 9 に示す。Fig. 8 では $d_N = 0.047 \mu\text{m}$ 、Fig. 9 では $d_N = 0.050 \mu\text{m}$ である。Fig. 8 の方が d_N が小さいためにマトリックスの超伝導性は強い。小さな B_{dc} の増大に伴い、 χ' は両図で有意の差はないが、 χ'' に若干の差がみられる。即ち、Fig. 8 ではフィラメントのピーク強度が 0.12 から 0.8 へ次第に小さくなり、マトリックスのピークが低温側にシフトする。しかし、Fig. 9 ではフィラメントのピーク強度はほとんど変化せず、0.8 程度である。マトリックスの大きいピークは Fig. 9 が、少し低温側にある。 d_N が小さい Fig. 8 の場合、マトリックスのピークが、フィラメント側に近づき、ピークの高さを引き上げている。

4. 実験結果と検討

4.1 NbTi 極細多芯線

実験に用いた線材は古河電気工業(株)製でマトリックスが Cu-0.5wt%Mn でパルス用 NbTi 極細多芯線である。Cu-0.5wt%Mn 多芯線はダブルスタック構造で、24186 本のフィラメントが埋め込まれている。体積比は 1.58 である。Fig. 10 にその内部構造を模式的に示す。線材の線径 D_w 、フィラメント径 d_f 、フィラメント

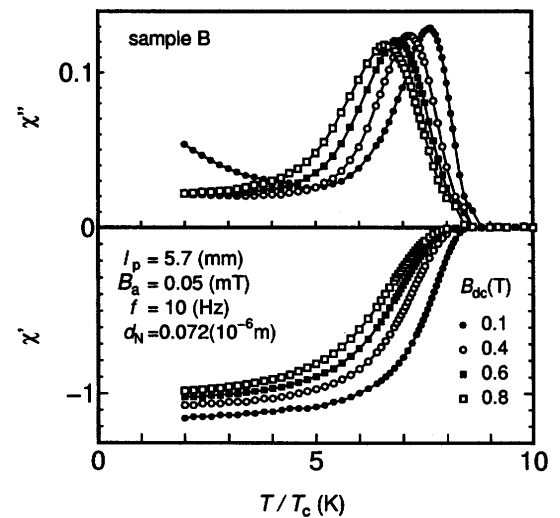


Fig. 11 Temperature dependence of the real and imaginary parts of AC susceptibility for sample C with twist-pitch $\ell_p = 5.7 \text{ mm}$ at various fields of 0.1 ~ 0.8 T.

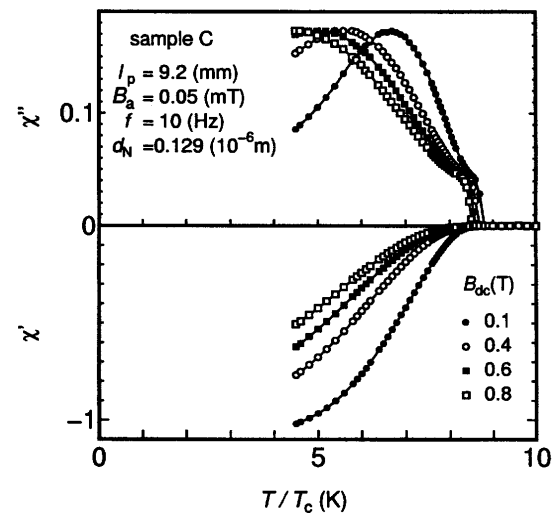


Fig. 12 Temperature dependence of the real and imaginary parts of AC susceptibility for sample C with twist-pitch $\ell_p = 9.2 \text{ mm}$ at various fields of 0.1 ~ 1.0 T.

間隔 d_N 、ツイストピッチ ℓ_p の諸元を Table 1 にまとめて示す。磁化が試料長に依存しないように、5 mm ϕ 、4 ~ 6 ターンのコイル状とした。極細多芯線の磁化と交流帯磁率は MPMS と PPMS を用いて測定した。測定温度は 2 ~ 10 K、直流磁界 B_{dc} は 0 ~ 1 T、交流磁界の振幅 B_a は 0.05 mT、周波数は 10 Hz である。交直両磁界は多芯線の軸に垂直に印加した。超伝導臨界温度 T_c は zfc (zero-field cooling) と fc (field cooling) 特性から得られ 8.5 K であった。

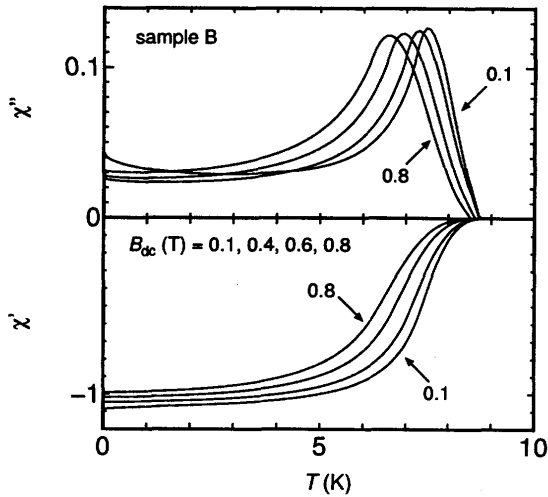


Fig. 13 Numerically computed AC susceptibilities for sample B as a function of temperature at various fields of 0.1 ~ 0.8 T.

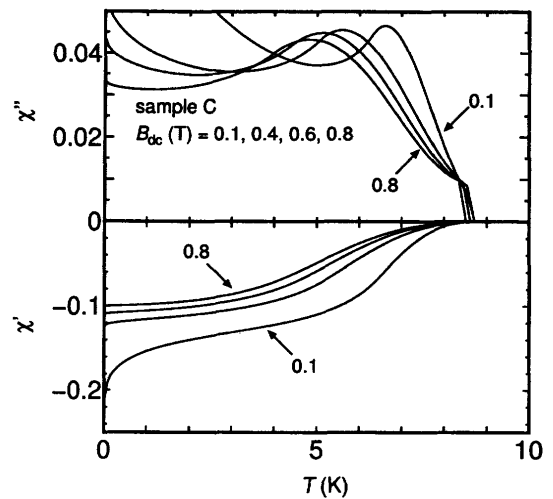


Fig. 14 Numerically computed AC susceptibilities for sample C as a function of temperature at various fields of 0.1 ~ 1.0 T.

4.2 実測交流帯磁率のグレイン・ピーンモデルによる検討

Fig. 11 に試料 B (ツイストピッチ $l_p = 5.7$ mm) の交流帯磁率の温度依存性を示す。印加直流磁界は 0.1 ~ 0.8 T、交流磁界の振幅は 0.05 mT、周波数 10 Hz である。磁界を増加させると試料に磁界が侵入し実部 χ' は緩やかな曲線になるが、 $\chi' = 0$ となる温度、すなわち T_c はほとんど変化しない。虚部 χ'' の高温側のフィラメントからのピークはあまり変化しないが、低温側の弱超伝導マトリックスからのピークは低温側にシフトしている。線径が試料 B より大きい試料 C ($l_p = 9.2$ mm) の交流帯磁率特性を Fig. 12 に示す。 χ' はより緩やかな曲線になり、 χ'' はよりなだらかなピークで低温へのシフト量が大きい。これはマトリックス部分の超伝導性が弱くなっているためである。

次に、この実測データをグレイン・ピーンモデルを用いてシミュレーションを行った結果を Fig. 13、14 に示す。虚部のフィラメントやマトリックスからのピーク等、両図とも実測結果をほぼ再現できている。フィッティングに用いたパラメータを Table 2 と 3 に示す。磁界の増加とともに β 、 γ 、 δ はほとんど変化しないが、 J_{cm} は減少している。また、試料 C の J_{cm} は試料 B のそれより小さく、近接効果の影響が弱くなっていることがわかる。試料 B、C の J_{cm} の磁界依存性をそれぞれ

Table 2 Fit parameters for sample B.

B_{dc} (T)	β	γ	δ	J_{cm} (A/m ²)
0.1	0.12	0.4	1.0	2.4×10^7
0.4	0.2	0.4	1.0	1.3×10^7
0.6	0.2	0.4	1.0	8.7×10^6
0.8	0.2	0.4	1.0	6.4×10^6

Table 3 Fit parameters for sample C.

B_{dc} (T)	β	γ	δ	J_{cm} (A/m ²)
0.1	0.11	0.4	1.0	1.7×10^7
0.4	0.2	0.4	1.0	8.2×10^6
0.6	0.2	0.4	1.0	7.2×10^6
0.8	0.2	0.4	1.0	5.7×10^6

れ Fig. 15、16 に示す。○印は磁化幅の l_p 依存性から、●印はシミュレーションによって得られた J_{cm} 値である。交流帯磁率から得られた J_{cm} は磁化幅のツイストピッチ依存性から見積もられた (連続ツイストモデル) それらより 4 ~ 14 倍大きくて高磁界依存性が小さい。交流帯磁率は小さな交流磁界が高温で中心まで侵入する様子を、連続ツイストモデルでは低温で大きな直流磁界が中心まで侵入する様子を反映している。従って、この程度の差は生じうると考えられる。

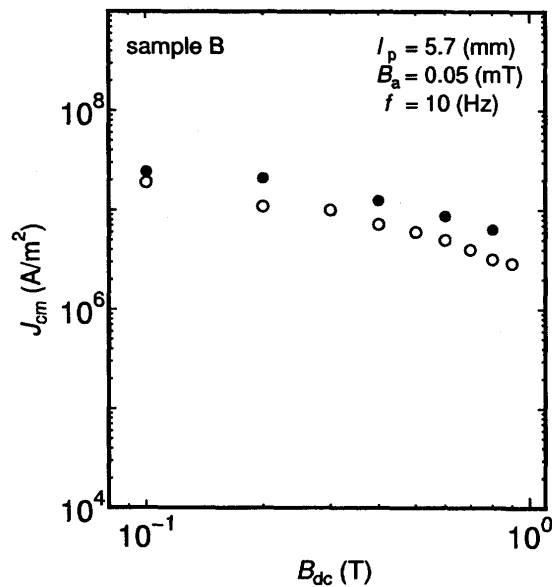


Fig. 15 Field dependence of the critical current densities of the proximity-induced superconducting matrix J_{cm} for sample B. Symbols of open circle and solid circle present J_{cm} estimated from the twist-pitch l_p dependence of the magnetization and that obtained from simulation using the grained Bean model, respectively.

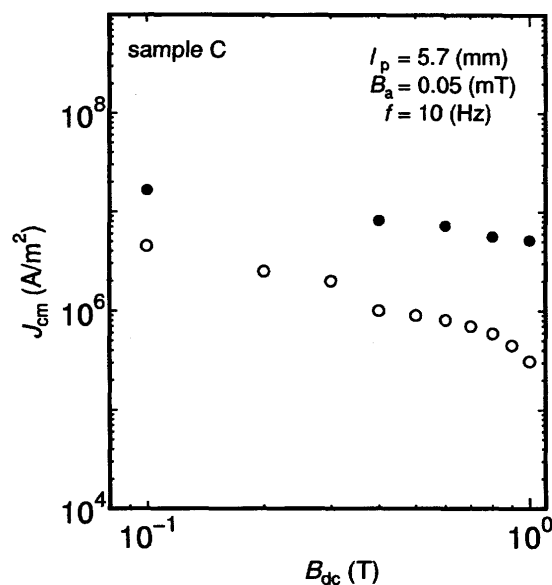


Fig. 16 Field dependence of the critical current densities of the proximity-induced superconducting matrix J_{cm} for sample C.

5. まとめ

極細多芯線の交流帯磁率特性をグレイン・ビーンモデルを用いてシミュレーションした結果、次のような

ことが明らかになった。

- (1) 異なる中心到達磁界をもつフィラメントとマトリックス領域の2領域に分けた磁束分布から、磁化、帯磁率を数値計算パラメータ（フィラメント領域の中心到達磁界 B_{pf} 、フィラメント間隔 d_N 、フィラメントの体積占有率 f_f 、フィラメントの温度指数 n_f ）により多様な帯磁率特性が現れる。
- (2) 極細多芯線の交流帯磁率特性がグレイン・ビーンモデルによる数値計算によって再現された。
- (3) グレイン・ビーンモデルを用いて計算した弱超伝導マトリックスの臨界電流密度は、磁化幅のツイストピッチ依存性から得られた値の4~14倍で、近接効果の弱い試料では高磁界依存性が小さい。

参考文献

- 1) C.P. Bean, Phys. Rev. Lett. **8** (1962) 250.
- 2) H. London, Phys. Lett. **6** (1963) 162.
- 3) F. Irie and K. Yamafuji, J. Phys. Soc. Jpn. **23** (1967) 255.
- 4) 永山秀幸, 阿久根忠博, 坂本進洋, 松本泰國, 九州産業大学工学部研究報告, 第43号 (2006) 71.
- 5) 久保光央, 福田有史, 阿久根忠博, 坂本進洋, K. Lüders, H.R. Khan, 九州産業大学工学部研究報告, 第43号 (2006) 77.
- 6) 福田有史, 湯元涉, 阿久根忠博, 坂本進洋, 九州産業大学工学部研究報告, 第43号 (2006) 83.
- 7) 湯元涉, 阿久根忠博, 坂本進洋, 超伝導システム科学研究センター報告, 第4巻 (2007) 86.
- 8) N. Harada, Y. Mawatari, O. Miura, Y. Tanaka, K. Yamafuji, Cryogenics **31** (1991) 183.
- 9) T. Akune, N. Sakamoto, O. Miura, Y. Tanaka and K. Yamafuji, J. Low Temp. Phys. **94** (1994) 219.
- 10) T. Akune, R. Maeda, N. Sakamoto, K. Funaki, IEEE Trans. Appl. Supercond. **11** (2001) 2764.
- 11) T. Akune, R. Maeda, N. Sakamoto, M. Takeo, Physica B **284-288** (2000) 2095.
- 12) T. Akune and N. Sakamoto, Jpn. J. Appl. Phys. **34** (1995) 6041.
- 13) 松下照男: 「磁束ピンニングと電磁現象」(産業Fig書, 東京, 1994) p.18.
- 14) L. Fabrega, A. Sin, A. Calleja, J. Fontcuberta, Phys. Rev. B **61** (2000) 9793.