超伝導体の電流 - 電圧特性におよぼす磁束ピンニング力の分布の影響

Influence of Distribution of Flux Pinning Strength on Current - Voltage Characteristics in Superconductors

九州工業大学情報工学部電子情報工学科
藤堂貴之, 松下照男

Department of Computer Science and Electronics,
Kyushu Institute of Technology
Takayuki Tohdoh and Teruo Matsushita

The scaling of current-voltage characteristics is examined theoretically using the flux creep model with taking account of the effects of distributed flux pinning strength and flux flow for thin film high temperature superconductors in the perpendicular magnetic field. It is found that the scaling is obtained also for the theoretical result from the flux creep-flow model. At the same time the obtained dynamic and static critical indices become close to experimental results by taking account of these two effects. A quantitative agreement is obtained also for the "transition" line in a Bi-2223 thin film. It is concluded that the mechanism of flux pinning, creep and flow explains the dynamic behavior of thermally activated flux lines. The reason why such a scaling is derived also from the mechanism of flux pinning, creep and flow is argued.

1. はじめに

高温超伝導体の電流 - 電圧特性が適当な温度の関数で規格化されることにより二本の曲線にスケールされることが良く知られている[1)2)]。このようなスケーリングは磁束ガラス - 液体転移理論[3)]によって予見されており、この理論によれば振る舞いは高密度のピンニングセンターを持つ磁束線系における二次の相転移によるものであると考えられている。すなわち低温側の 1 本の曲線に集約される状態では磁束線はガラス状態で凍結しており、電流密度がゼロの極限において抵抗は観測されない。高温

側のもう1本の曲線に集約される状態では磁束線は液体状態で、電流密度がゼロの極限であっても有限抵抗が観測される。このようにスケーリングするという事と二つの臨界指数の実験値が理論的予想値と定量的に一致することから、この理論が支持されている。

一方、同じようなスケーリングが磁束クリープ理論の機構からも説明できるという事が明らかにされた[4)5)]。加えて、磁束-ガラス液体転移理論では取り扱われていない磁束ピンニング力や超伝導体の次元性、試料の大きさに対する転移温度の依存性がこの機構によって十分説明できる[5)]。このことは電流-電圧特性が本質的に磁束クリープの機構によって説明できることを示している。しかしながら、それによって得られる動的臨界指数zが実験値よりも大きくなり過ぎるという欠点があった。

ここで金属系超伝導多芯線において各超伝導フィラメントの臨界電流密度の不均一性が大きくなった時、電流-電圧曲線を$E \propto J^n$とした時のパラメータnがかなり小さくなることが知られている。また磁束-ガラス液体転移理論によると、転移温度におけるn値は三次元磁束線系では$(z+1)/2$に等しい。それゆえ、磁束ピンニング力が不均一になるとzがかなり小さくなるということが予想される。そして磁束ピンニングの不均一さは特に高温超伝導体においてより顕著であると思われ、こうした効果が期待される。この時、流す電流の密度が低い時でもピン止めが弱い部分では局所的に磁束フローが起こっている事が考えられる。それゆえ、超伝導の電流-電圧特性においては磁束フローについても考慮しなければならない。本研究ではピンニング力の分布が電流-電圧特性に与える影響について磁束クリープと磁束フローを考慮した理論を用いて考察した。また何故、磁束ピンニングと磁束フローを用いて求めた電流-電圧曲線がスケールするかについても議論する。

2. 理論

磁束バンドルの位置に対するエネルギーの変化を正弦波的washboadポテンシャルを用いて近似的に表した時、磁束バンドルの活性化エネルギーは

$$U(j) = U_0[(1-j^2)^{1/2} - j\cos^{-1}j] \tag{1}$$

のようになる。ここで$j(=J/J_{c0})$はクリープがないとした時の仮想的な臨界電流密度J_{c0}で規格化した電流密度の値で、U_0はピンポテンシャルである。また一次元的な磁束クリープモデルによって発生した電圧は

$$E_{cr} = Ba_f\nu_0\exp\left[-\frac{U(j)}{k_BT}\right]\left[1-\exp\left(-\frac{\pi U_0 j}{k_BT}\right)\right] \tag{2}$$

のように表される。但し、電流密度 J が J_{c0} よりも小さい場合に限る。また上の式で a_f は磁束間距離、ν_0 は磁束バンドルの振動周波数を表している。

次に J が J_{c0} よりも大きい時について考える。この時、前述したように磁束フローが発生するが、磁束クリープによる電圧の寄与もあるはずであり、これが簡単に

$$E_{cr} = Ba_f\nu_0\left[1-\exp\left(-\frac{\pi U_0}{k_B T}\right)\right] \tag{3}$$

で与えられると仮定する。一方、磁束フローによって発生する電圧は

$$\begin{aligned} E_{ff} &= 0; && j \le 1, \\ &= \rho_f(J-J_{c0}); && j > 1 \end{aligned} \tag{4}$$

となる。ここで ρ_f はフロー比抵抗で、Bardeen-Stephen モデルを用いると、$\rho_n(T_c)$ を臨界温度における常伝導比抵抗として $\rho_f = (B/B_{c2})(T/T_c)\rho_n(T_c)$ のように表される。そして上で述べた周波数は振動周波数であり、ρ_f を用いて $\nu_0 = \zeta\rho_f J_{c0}/2\pi a_f B$ となる。ここで ζ はピンの種類に依存した定数で、今回は点状ピンについての 2π を用いた。

ところで磁束クリープによって発生する電圧を決定づける重要なパラメーターはピンポテンシャル U_0 である。本研究では厚さ D の薄膜に垂直に磁界を加えた場合を取り扱うので、D が磁束線格子の長さ方向の弾性相関距離 l_{44} よりも大きい時のピンポテンシャルは

$$U_0 = \frac{4.23 g^2 k_B J_{c0} D}{\zeta B^{1/2}} \tag{5}$$

のように与えられる[5)6)]。ここで g^2 は磁束バンドル内の磁束線の本数を表している。この値は磁束クリープ下における臨界電流密度が最大値をとるような、不可逆熱力学の法則によって決定されると考えられており、

$$g^2 = g_e^2\left[\frac{5k_B T}{2U_e}\ln\left(\frac{Ba_f\nu_0}{E_c}\right)\right]^{4/3} \tag{6}$$

のように与えられる[7)]。上の式で g_e^2 は磁束間格子の剪断定数 C_{66} を用いて横方向の弾性相関距離から求められる g^2 の値で $g_e^2 = C_{66}/\zeta J_{c0} B a_f$ である。また U_e は $g^2 = g_e^2$ とした時のピンポテンシャルを表し、E_c は電界基準である。ここで、仮想的な臨界電流密度については経験的に次のようなスケール則であると仮定した。

$$J_{c0}(B,T) = A\left[1-\left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]^m B^{\gamma-1}\left(1-\frac{B}{B_{c2}}\right)^\delta \tag{7}$$

実際の超伝導体では磁束ピンニング力は不均一でかつ分布している。そこで我々は簡単に0K,1TにおけるJ_{c0}とほとんど同値であるAだけが分布していて、他のパラメーターのm, γ, δは一定であると仮定した。これはピンニングセンターは同じ種類ではあっても、その大きさや局所的な密度が一様でないという点から現実的と考えられるからである。そこでAの分布関数として

$$f(A) = K\exp\left[-\frac{(\log_{10} A - \log_{10} A_{\mathrm{m}})^2}{2\sigma^2}\right] \tag{8}$$

とした。ここでA_{m}は最頻値で、σは分布の広がりの程度を表しており、Kは規格化定数である。なお、これと似たものとして、ワイブル関数を用いた分布を仮定することがある[8)]。そして最終的に発生する電圧は磁束クリープと磁束フローを加算したものとして

$$\begin{aligned} E &= \int_0^{\infty} [E_{\mathrm{cr}}(A) + E_{\mathrm{ff}}(A)] f(A)\mathrm{d}A \\ &= \int_0^{A_J} [E_{\mathrm{cr}}(A_J) + E_{\mathrm{ff}}(A)] f(A)\mathrm{d}A \\ &\qquad + \int_{A_J}^{\infty} E_{\mathrm{cr}}(A) f(A)\mathrm{d}A \end{aligned} \tag{9}$$

のように与えられる[8)]。ここでA_Jとは$J_{c0} = J$とした時のAを表している。

本研究ではY-123薄膜とBi-2223薄膜の場合を取り扱った。この時用いたパラメーターを表1に示す。またσ^2の値は0.25,0.50と0.75を仮定した。さらにAの平均値が$1 \times 10^{11}\mathrm{A/m^2}$となるように$A_{\mathrm{m}}$を設定した。すなわち、$\sigma^2 = 0.25$の時は$A_{\mathrm{m}} = 1.37 \times 10^{10}$であり、この時の定数$K$は規格化条件より$K = 1.30 \times 10^{-11}$となった。同様にして$\sigma^2 = 0.50$の時は$A_{\mathrm{m}} = 1.88 \times 10^{9}$および$K = 3.47 \times 10^{-11}$、$\sigma^2 = 0.75$の時は$A_{\mathrm{m}} = 2.57 \times 10^{8}$および$K = 1.07 \times 10^{-10}$となった。図1に$\sigma = 0.50$の時の分布関数の例を示しておく。

Table I: Parameters of Y-123 and Bi-2223 thin films used in the calculation.

	T_{c}	$B_{\mathrm{c2}\perp}(0)$	$B_{\mathrm{c}}(0)$	$\rho_{\mathrm{n}}(T_{\mathrm{c}})$	D	m	γ	δ
Y-123	92.0K	80.5T	1.0T	$2.0 \times 10^{-6}\Omega$m	400nm	1.5	0.5	2.0
Bi-2223	88.4K	50.0T	1.0T	$2.0 \times 10^{-4}\Omega$m	60nm	3.0	0.5	2.0

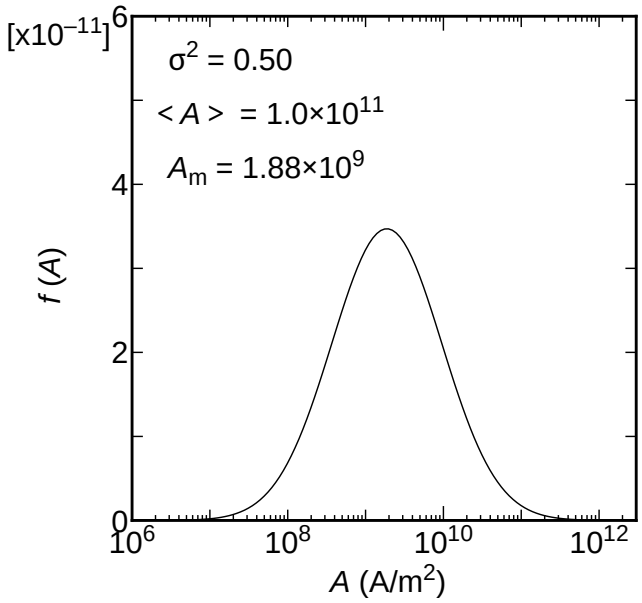

Fig. 1: Distribution function of virtual critical current density, J_{c0}, at 0 K and 1 T for $\sigma^2 = 0.50$.

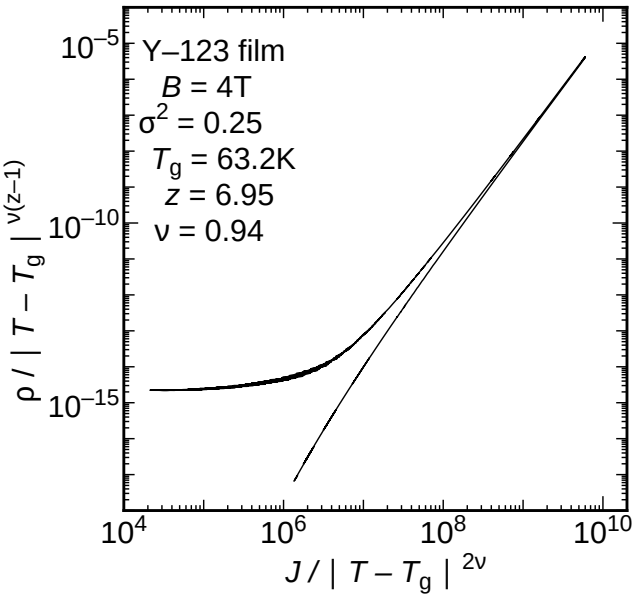

Fig. 2: Scaled resistivity vs current density for Y-123 thin film with $\sigma^2 = 0.25$ at $B = 4$T .

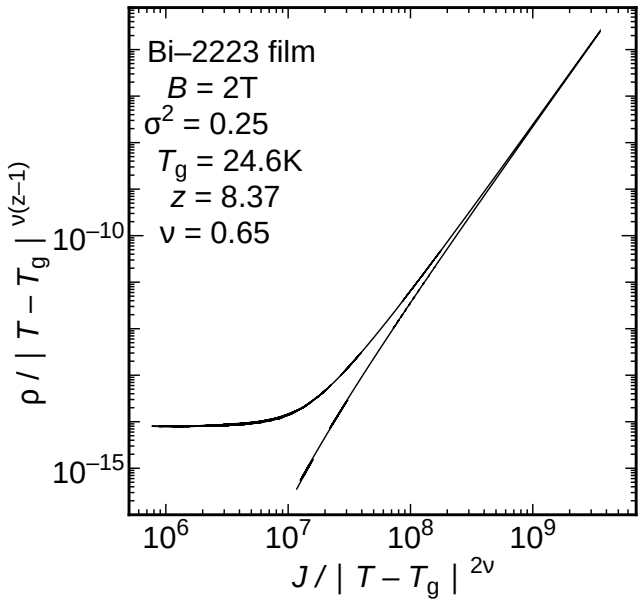

Fig. 3: Scaled resistivity vs current density for Bi-2223 thin film with $\sigma^2 = 0.25$ at $B = 2$T.

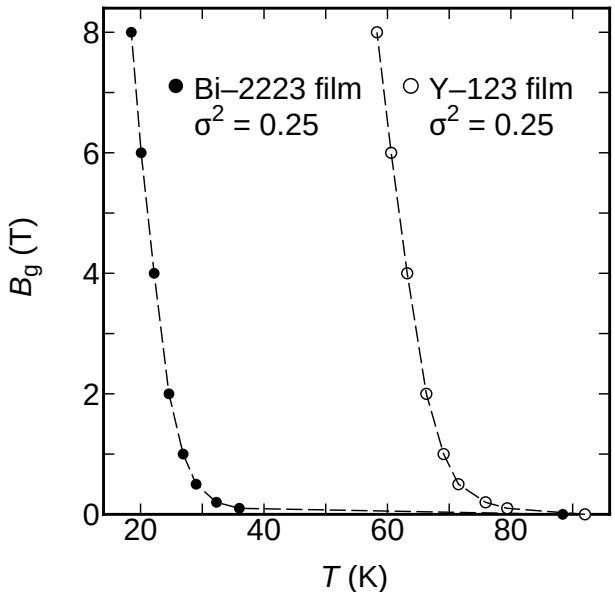

Fig. 4: "Transition" lines of Y-123 (○) and Bi-2223 (●) thin films for $\sigma^2 = 0.25$.

Table II: Scaling parameters obtained for Y-123 thin film at $B = 4$T. The flux flow was not taken into account for the case of $\sigma^2 = 0$ (results from Ref. 5).

σ^2	T_g	z	ν
0	75.5 K	22.0	0.48
0.25	63.2 K	6.95	0.94
0.50	65.6 K	4.72	1.61
0.75	67.6 K	3.69	2.10

Table III: Scaling parameters obtained for Bi-2223 thin film at $B = 2$T.

σ^2	T_g	z	ν
0.25	24.6 K	8.37	0.65
0.50	26.2 K	5.72	0.93
0.75	28.5 K	4.49	1.11

3. 結果と考察

4T の磁場中における Y-123 薄膜および 2T の磁場中における Bi-2223 薄膜の電流 - 電圧曲線のスケーリングの結果を図 2 と図 3 に示す。ただしここでは $\sigma^2 = 0.25$ とした。σ^2 の値を変えた時においても同様な結果が得られた。また得られたスケーリングパラメーターは表の 2 と 3 のようになった。その結果、ピンニング力の分布を考慮すると、最初に述べた予想の通り動的臨界指数 z は小さくなり、静的臨界指数 ν が大きくなることがわかった。つまり、ピンニング力を分布させたことによって電流 - 電圧特性の傾きが緩やかになり、その結果、z が小さくなったのである。さらにこれらの値は実験値とほぼ大差ないという事も言える。

最近、とても薄い Y-123 薄膜において Bi-2223 薄膜と同様に T_g が低く、z が大きく、また ν が小さいということが報告され [9]、こうした結果が薄膜における磁束線系の二次元性の結果として説明された [10]。しかし磁束クリープ理論によれば [6]、そのような振る舞いは磁束バンドルの体積が膜厚で制限されるためにピンニングポテンシャル U_0 がとても小さくなることが原因である、と考えられている。その証拠として二次元性が強い Bi-2223 超伝導体においてさえも厚さが異なれば、T_g が異なるという点が挙げられる [6)11)]。具体的に言うと、高い臨界電流密度を持つ Bi-2223 薄膜における

T_g/T_c の値が、低い臨界電流密度を持つ銀シース Bi-2223 のそれよりも小さいということである。また今回の数値計算で得られた Y-123 薄膜と Bi-2223 薄膜との T_g の違いは縦方向の磁束バンドルの大きさによるものである[6)]。

Griessen[12)] は同様な分布関数を活性化エネルギーに対して仮定している。高温では J_c が J_{c0} よりも十分小さくなって規格化電流密度 j がとても小さくなり、活性化エネルギー U がピンニングポテンシャル U_0 に近付く。U_0 は (5) 式にあるように J_{c0} に比例するので、もし g^2 が一定とするならば (8) 式のような J_{c0} の分布関数の仮定は理にかなっていると思われる。

磁束ピンニング力の分布を考慮した現在のモデルによって得られた表 2 と 3 の臨界指数の値は実験結果に近いものとなっている。また、Yamafuji と Kiss[13)] らの理論からも同様なスケーリングと臨界指数が得られている。ただし、彼らのモデルでは磁束クリープの影響は単純に臨界電流密度の減少ということで考慮されている。以上より、磁束ピンニングとクリープ、フローの機構が超伝導体の電流 - 電圧曲線を決定しているものと思われる。同じ超伝導体であっても様々な試料についての臨界指数が正確には同じではなく、むしろばらばらであるという事実は磁束ピンニング力が電流 - 電圧曲線を決定する上で重要な役割を担うという現在の推量を支持している。つまり、同じ超伝導体でも臨界指数が異なるということは、ピン力の分布が異なるという風に考えられるのである。

図 4 は $\sigma^2 = 0.25$ の時の Y-123 薄膜と Bi-2223 薄膜の温度 - 磁界平面上の転移曲線を示している。実際、この予想に近い転移曲線が多結晶 Bi-2223 薄膜で観測されている[14)]。ここでの取り扱い以外においても一般に磁束ピンニング力、超伝導体の次元性、またはサンプルの大きさに対する転移曲線の依存性は磁束クリープによって説明できる[5)]。それゆえ、磁束ピンニングとクリープ、フローの機構は高温超伝導体の電流 - 電圧特性を正しく説明できるということが結論づけられる。特に T_g が磁束ピンニング力と共に大きく変化するという事実は、磁束線格子の状態が磁束線格子自身の特性によるものではなく、主に磁束ピンニング力によって決まるという事を示唆している。これは基本的に熱揺動下では磁束線格子の弾性相関がそれ自身の状態を決めるという仮定を基にした磁束ガラス - 液体転移理論の考えと異なっている。すると、今度は何故ピンニングの影響下においてさえ、磁束ガラス - 液体転移理論によって予見されたように電流 - 電圧特性がスケールできたのかという問題が浮上してくる。それについては参考文献 13) で、ピンニング理論から得られた相関距離が転移点で同様な法則に従って発散するためであることが議論されている。それゆえ、磁束ピンニングとクリープ、フローの機構によっても似た様なスケーリングが得られるということは理にかなっていると言える。

4. まとめ

本研究では磁束ピンニング力の分布を考慮して、それが超伝導体の電流-電圧特性に与える影響について磁束クリープ・フローの立場から考察した。その結果得られた臨界指数が実際の実験結果とほぼ定量的に一致し、動的臨界指数 z が大きくなり過ぎるという従来の問題が解消された。以上の点と、磁束ガラス-液体転移理論では説明出来ない磁束ピンニング力や超伝導体の次元性、試料の大きさに対する転移温度の依存性が磁束クリープと磁束フローの機構を用いて十分説明できるという事実より、これらの機構により超伝導体の電流-電圧特性が正しく記述されると結論される。

参考文献

1) R. H. Koch, V. Foglietti, W. J. Gallagher, G. Koren, A. Gupta and M. P. A. Fisher, Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 1511.
2) R. H. Koch, V. Foglietti and M. P. A. Fisher, Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 2586.
3) M. P. A. Fisher, Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 1415.
4) S. N. Coppersmith, M. Inui and P. B. Little, Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 2585.
5) T. Matsushita and N. Ihara, Proc. 7th Int. Workshop on Critical Currents in Superconductors (World Scientific, Singapore, 1994) p. 169.
6) N. Ihara and T. Matsushita, to be published in Physica C **255**.
7) T. Matsushita, Physica C **217** (1993) 461; T. Matsushita, Adv. in Superconductivity VI (Springer-Verlag, Tokyo, 1994) p. 503.
8) T. Kisu, T. Nakamura, S. Nagano, Y. Matsumoto, F. Irie and M. Takeo, Adv. in Superconductivity VII (Springer-Verlag, Tokyo, 1995) p. 555.
9) A. Sawa, Y. Mawatari, H. Obara, M. Umeda and S. Kosaka, unpublished data.
10) H. Yamasaki, private communication.
11) N. Ihara and T. Matsushita, Adv. in Superconductivity VII (Springer-Verlag, Tokyo, 1995) p. 497.
12) R. Griessen, Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 1674.
13) K. Yamafuji and T. Kiss, submitted to Physica C.
14) H. Yamasaki, K. Endo, S. Kosaka, M. Umeda, S. Yoshida and K. Kajimura, Cryogenics **35** (1995) 263.