超電導材料におけるピンニング特性とその機構

入 江 富 士 男・草 柳 英 一 郎

九州大学工学部電子工学教室 福岡市東区箱崎 6-10-1

(1979年 7 月 27 日 受理)

Pinning Properties and Their Mechanisms in Superconducting Materials

Fujio IRIE and Eiichirou KUSAYANAGI

Department of Electronics, Faculty of Engineering, Kyushu Univ.
6-10-1 Hakozaki, Higashi-ku, Fukuoka

(Received July 27, 1979)

Synopsis :

This review article is concerned with the recent advances in the studies of the flux-line pinning. The fundamentals of the pinning mechanism are first explained briefly and next several methods to get a volume pinning force F_p caused by a random array of pins are described. The rigidity of the flux-line lattice is revealed to have important effects on the pinning characteristics. Two types of the flux-line motions are possible according to the lattice rigidity. The pinning force F_p is usually determined by the occurrence of a depinning flow, but sometimes in high magnetic fields it may be modified by the occurrence of a shearing flow.

Pinning properties in high-field superconductors are also summarized and discussed. It is shown that in usual cases the pinning force F_p obeys the scaling law, i.e. $F_p \propto [B_{c2}(T)]^m f(b)$, where B_{c2} is the 2nd critical field and $f(b)$ is a function of the reduced magnetic field $b = B/B_{c2}$ only.

Finally, the effects of irradiations and stresses on the flux-line pinning are simply reviewed. The pinning properties of the compound superconductors are found to be more sensitive to irradiations and stresses than those of the alloy superconductors. It is mainly due to the high sensitivity of the critical temperatures to them in the compound superconductors.

1. はじめに

ピンニング (pinning) とは、超電導体を貫く磁束線 (flux line) がいわゆるピン (pin) によって止められる現象である。周知のように¹⁾、第二種超電導体で発生する電界は磁束線の速度に比例しているから、磁束線の運動が止まると電界も 0 になる。その時の電流 J -電界 E 特性を図式的に示すと図 1 (b) のようになる。ピンがない場合の (a) に比べて、 $|J| \leq J_c$ の間は $E = 0$ で、電流が流れてもエネルギーの散逸がない。大型

機器に用いられる超電導線材としては、安定に大電流を流すことを要求されるのであるが、そのためには効果的なピンニングが必要である。

本稿では、このような磁束線ピンニングに関して、その原理的な機構と、主に高磁界材料におけるピンニング特性およびその問題点について解説する。照射効果、ストレス効果についてはピンニングに関連した一部を簡単に述べるだけにする。此処で省いたピンニング現象の他の側面については、適当な解説書²⁾³⁾を参照して戴けると幸いである。

図 1 超電導体の電流 (J)—電界 (E) 特性
(a) ピンがない場合 (b) ピンがある場合

2. ピンニングの原理

磁束線が一個のピンから受ける力は、普通ポテンシャルから導かれる、ロスを伴わない力なのであるが、多数個のピンから受ける力の総和は磁束線全体に対して摩擦力となる。駆動力がかかってもある値までは摩擦力がそれと平衡するので、磁束線の定常運動は起きない。単位体積当りのその最大静止摩擦力を体積的ピンニング力 (volume pinning force) F_P と呼ぶことにしよう。一方、磁束線が一個のピンから受ける力の最大値は要素的ピンニング力 (elementary pinning force) f_P と呼ばれている。超電導体の電磁的性質はもっぱら体積的ピンニング力によって決まるので、その値の推定が重要な問題である。

以下、ピンニングの原理的な機構——個々のピンによるポテンシャルから、体積的ピンニング力としての摩擦力が派生してゆく過程——について述べる。その前にピンニング力 F_P の大まかな性質を調べておこう。

2.1 ピンニングの定義

図 1 (b) の電流—電界特性を破線のように近似して $|J| \leq J_c$ は $E=0$, $|J| \geq J_c$ で

$$J = \sigma_f E + J_c \quad (1)$$

としよう。ただし J_c の向きは常に E と同じ向きとする。 σ_f は磁束線運動に伴う導電率 (flow conductivity)¹⁾ である。磁束線の定常速度を v とすれば、発生電界は $E = -v \times B$ ¹⁾ と書けるので、(1) 式との内積をとることによって、

$$E \cdot J = \sigma_f B^2 v^2 + (J_c \times B) \cdot v \quad (2)$$

を得る。ここで B は磁束密度ベクトル、また $B = |B|$, $v = |v|$ である。左辺は電気的な入力パワーで、右辺がロス・パワーである。右辺の第項—は速度の二乗に比例するので粘性ロス、第二項はピンがあるために生じたピンニング・ロスでその本質はヒステリシス・ロ

スである。ヒステリシス・ロスと言う理由は、ロス・パワーつまり時間当りのロス・エネルギーが速度に比例している、それを距離当りに換算したロス・エネルギーが速度に依らないからである。丁度、磁束線の移動に対して一定の動摩擦力 $J_c \times B$ が働いたのと等価になる。もちろん、運動方向の反転に対してはその摩擦力も反転し常に運動に逆らう向きの力となる。この非可逆的な性質は、ピンニングにおける際立った特徴で、電界の向きに応じて臨界電流が $+J_c$ になったり $-J_c$ になったりすることに由来している。

力の関係にするには、(1) 式と B との外積をとって

$$J \times B = \sigma_f B^2 v + J_c \times B \quad (3)$$

とすれば良い。運動状態では、粘性力の他に動摩擦力が加担して左辺の駆動力と釣り合っていることが解る。 $|J| \leq J_c$ では $v=0$ であるから、駆動力が右辺第二項を越さない限り、磁束線の運動は起きない。このことは、体積的ピンニング力

$$F_P = |J_c \times B| \quad (4)$$

であることを意味する。つまり、電流—電界特性が(1)式のような直線関係にある限り、最大静止摩擦力として定義した F_P はピンニング・ロスを与える動摩擦力に等しい。これに対応して、ピンニング力 F_P を微視的に求める場合、静止の状態 ($v=0$) から準静的に変化させていって運動状態 ($v \neq 0$) への遷移点として計算する方法⁴⁾⁵⁾と逆に運動状態から $v \rightarrow 0$ への外挿点として計算する方法⁶⁾とが可能である。

ピンニング力 F_P の磁界依存性が決まると、(3) 式を基に超電導体の電磁的性質を計算することができ¹⁾。 $v=0$ の静止の状態を含めて、(3) 式が成り立つ状態は critical state⁷⁾ と呼ばれている。

2.2 ピンニングの微視的機構²⁾³⁾

critical state モデルを用いて現象論⁷⁾を展開する際には、ピンニング力 F_P の磁界依存性は仮定される。ここではそれを個々の磁束線の運動に求めてみよう。

要素的ピンニング力 f_P を持つピンが単位体積中に N_P 個あったとしよう。最大静止摩擦力としてのピンニング力 F_P は、個々のピンから受ける力の総和の最大値であるから、

$$F_P = N_P f_P \quad (5)$$

となりそうであるが実際はそうでない。それは、磁束線間の相互作用力が f_P に比べて強い事と、ピンの分布が普通ランダムであることに因っている。磁束線の作る格子状の配列⁸⁾が容易に乱されないため、あるピンから受ける力がその最大値 f_P であったとしても他

のピンからの力も最大になるとは限らないからである。もっと極端に磁束線格子が全くひずまなかったとすると、各ピンから受ける力の方向がまちまちとなって打消し合いが起り、結果として $F_P \approx 0$ とさえるのである。打消す程度は格子のひずみ具合に依るので、その効率を η ($0 \leq \eta \leq 1$) とすると、(5) 式に代って

$$F_P = \eta (\mu_{\text{eff}}, f_P) N_P f_P \quad (6)$$

が予想される。ここで η は主に格子の有効弾性率⁹⁾¹⁰⁾ μ_{eff} とピンの強さ f_P に依存するものと考えられる。上の議論ではピンニングの持つ非可逆性の特徴が明確でないし、またピンニング効率 η も求まらない。以下、それらを明らかにする意味で、磁束線運動に伴うピンニング・ロスの計算から F_P を推定してみよう。

ランダムに分布した点状のピンがあり、それらによる磁束線格子のひずみが図 2 (a) のようであったとしよう。ピンの密度が低ければ、各ピンによるひずみ場は一応独立として良い。例えば図の X 点にあって磁束線と相互作用をしているピンを取り除いたとしても、その影響はほとんどその磁束線だけの变化 (破線で示す) だと考えられる。磁束線の新たな平衡位置を X_0 とし、復元力を自然長 0、バネ常数 k のバネ力だとすれば、

$$k(X_0 - X) + f_P(X) = 0 \quad (7)$$

が成り立つ。ここに $f_P(x)$ はピンによるポテンシャル力である。上のように考えた X_0 点は、着目した磁束線に対する平均位置と見做すことができるので、磁束線全体が平均速度 v の運動をしているときは、 X_0 点も同じ速度で動いていると考えられる。速度 v があまり大きくなければ粘性による遅れを無視できるので、ピンを通過するときの磁束線の位置 $X(t)$ は近似的に (7) 式で求められる。

図 2 (b) にポテンシャル力の形を具体的に与えたときのグラフ解を示す。パラメタの取り方で解の性質が変わることが解るのである。図は、

$$f_P/k > d/2 \quad (8)$$

の場合である。ここで f_P は $|f_P(x)|$ の最大値、 d は点状ピンの半径である。

いま、時間 t をパラメタとして、 $X_0(t)$ 点が速度 v で x 軸の正方向へ移動していたとしよう。ピンに到達するまでは $X(t) = X_0(t)$ である。 X_0 がピンの端 X_{01} 点に達すると、その磁束線は不安定となって、ピン・ポテンシャルに吸い込まれる形で自発的に X_1 点へ跳躍する (図 2 (c) 参照)。磁束線がピンを抜け出るのは X_0 が X_{02} 点に達した時で、その時ふたび磁束線の跳躍が起きる。それらの跳躍の際に、磁束線系は速度 v に依らないエネルギーを、局所的速度の二乗に比例した粘性ロスとして失う。エネルギーの供給は X_0 点を通じて、結局は電源からなされるのであるが、その量はバネに蓄えられた弾性エネルギーの増減から計算できて

$$W_P = \int_0^{X_{02}-X_2} kx dx - \int_0^{X_1-X_{01}} kx dx \quad (9)$$

となる。(9) 式は一本の磁束線が一個のピンを通過する時のロス・エネルギーであるから、それを $(B/\phi_0) N_P v$ 倍すると単位体積当りのピンニング・ロス・パワーとなる。ただし、 ϕ_0 は単位磁束量子⁸⁾で B/ϕ_0 は磁束線密度である。その結果を (2) 式の右辺第二項と比較して、

$$F_P \approx N_P \left(\frac{B}{\phi_0} \right) \frac{f_P^2}{2k} \quad (10)$$

を得る。ただし形を見易くするため $f_P/k \gg d/2$ とした。これは (6) 式でピンニング効率が

$$\eta \approx \frac{1}{2} (B/\phi_0) \cdot (f_P/k) \quad (11)$$

となったことに相当する。

$f_P/k < d/2$ の場合は、前述のような磁束線の跳躍がなく、ピンニング・ロスもないため $F_P \approx 0$ である。

図 2 ピンを通して行く磁束線の挙動
(a) 磁束線格子のひずみ (b) 磁束線位置のグラフ解 (c) ピン・ポテンシャル内における磁束線の自発運動

したがって、ピンとして有効であるためには(8)式の条件が満たされなければならない。これを threshold criterion⁴⁾と言う。この条件が満たされると、ピンニング効率は f_P による変位, f_P/k , に比例して増加することになる。

3. 線材のピンニング特性

体積的ピンニング力 F_P を実際の線材について算定することは、線材内のピンの状態(種類, 形状, 分布, 密度)が解らないこともあるが、一般に複雑な多体系となっているため相当むずかしい問題である。結局、何らかのモデルに頼ることになる。その結果が実験とどの程度一致するかについては次章で述べることにして、ここでは線材のピンニング特性を決定するいくつかの要因について述べる。

3.1 要素的ピンニング力²⁾³⁾

線材内に非均質な部分があって、それらの付近の超電導の性質、例えば第二臨界磁界 B_{C2} や G-L パラメタ κ が変化したり、あるいは局在化したひずみの場を伴っていたりすると、それらの個所はピンとして働くようになる。

磁束線の core 部分(半径 $\approx \xi$: コヒーレンス長)は常電導のため⁸⁾, B_{C2} の低い部分または κ の高い部分に磁束線が位置すると系の自由エネルギーは低下する。したがって、空洞や常電導の析出物では磁束線は引力を受け、母体より高い B_{C2} を持つ析出物では斥力を受ける。この機構による相互作用を **core 相互作用**⁹⁾と言う。不純物濃度の不均一分布, 合金の組成比の変動および結晶粒界等との相互作用がこれに属している。一般に、欠陥の大きさは ξ 程度のものが最も効果的とされ、それ以下になると core 内での平均作用のためピンニング力は急激に低下する。

欠陥の拡がり $\lambda(=\kappa\xi$; 磁界侵入距離)程度になると、磁束線回りの磁界分布の変化を通じて欠陥との間に**磁氣的相互作用**¹¹⁾が生じる。大きな空洞や相境界の場合に重要である。

ひずみ場を持つ欠陥は磁束線と弾性的相互作用を行なうことができる¹²⁾。磁束線の core 部分は、わずかなではあるが、周りの超電導領域に比べて小さな比体積 $V_C(\Delta V_C/V_C \approx 10^{-7})$ ¹³⁾ と大きな弾性率 $C(\Delta C/C \approx 10^{-5} \sim 10^{-4})$ ¹⁴⁾ を持っている。core が収縮することによって磁束線の近くには応力場が発生するため、磁束線が欠陥のひずみ場に近づくとき ΔV 効果と呼ばれる相互作用が現われる。他方、core 部分の弾性率の増加は

欠陥のひずみ場のエネルギーを増大させるので、磁束線は欠陥に近づくとき反発力を受ける。この相互作用は ΔC 効果と呼ばれている。転位, 転位ループ, 点欠陥, 結晶粒界等の場合にこの種の相互作用が可能である。

一個の欠陥が複数の機構によって磁束線と相互作用をすることがあっても、その内のどれかが支配的となることによって要素的ピンニング力は、

$$f_P = \Omega a_0^{-n} B_C^2 (1-b) \quad (12)$$

の形にまとめることが多い。ここに B_C は熱力学的臨界磁界 ($B_C = B_{C2}/\sqrt{2}\kappa$)⁸⁾, $a_0 = (\sqrt{3}B/2\phi_0)^{1/2}$ は磁束線格子の格子間隔, $b = B/B_{C2}$ である。係数 Ω はピンの形状を含み、例えば、点欠陥の場合にはその体積に、線状および面状欠陥では磁束線方向への射影の長さに比例する。指数 n はピンの種類, 形状によって $n=0 \sim 3$ 程度の変化をする。

3.2 “summation” の問題

体積的ピンニング力 F_P を要素的ピンニング力 f_P と関連づける問題を“summation”の問題と言う。最も単純には、(5)式を用いた **direct summation モデル**¹¹⁾があるが、理論的な根拠は薄い。磁界, 温度依存性は f_P に一致する。

これに対して前章で述べたモデルは **point ピン・モデル**⁴⁾と呼ばれるもので、ピン密度の低い点状のピンに適用される。定性的には(10)式で良いが、もっと詳しい計算では、

$$F_P \approx \frac{D}{a_0} \cdot \frac{N_P f_P^2}{4\pi\mu_{\text{eff}}a_0^2} \quad (13)$$

となる。ここに D はピンの直径, $4\pi\mu_{\text{eff}}a_0^2$ は 1 次元モデルの場合のパネ常数に相当し、

$$\mu_{\text{eff}}^{-1} = \sqrt{\pi} \left(\frac{1}{\sqrt{C_{44}C_{66}}} + \frac{1}{\sqrt{C_{11}C_{44}}} \right) \quad (14)$$

で与えられる。 C_{11} , C_{44} , C_{66} 等は磁束線格子の弾性常数である⁹⁾¹⁰⁾。threshold criterion は、この場合、

$$f_P/4\pi\mu_{\text{eff}}a_0 > 2D/3 \quad (15)$$

となる。高磁界側では $\mu_{\text{eff}} \propto B_C^2(1-b)$ なので、(12)式の f_P と同形となって、 F_P の磁界, 温度依存性は direct summation モデルと同じである。

これまで、磁束線格子が固くなることによって、ピンニング効率は低下すると述べてきた。しかし、格子が適当に固いことによって逆にピンニング力が増加することもある。というのは、ピン分布の具合で全くピンされないか、周囲に比べてピンされ方の弱い磁束線ができたとしても、格子を組んでいる限り、その磁束

線だけが先に運動することはないからである。しかし、磁束線格子が崩れる程に柔かくなると、強くピンされた磁束線を残したまま他が運動することも可能になる。この形の磁束線運動を shearing flow と言い、これまでのようにピンから外れて動く場合は depinning flow と言う。特に高磁界では、磁束線格子の抗せん断応力が $(1-b)^2$ に比例して減少¹⁰⁾するので、shearing flow による電圧発生が重要になる。

ピン密度が増して複数個のピンからの影響が重なり合うようになると、それらの相乗効果によってピンニング効率は大幅に増加する。Kramer モデル¹⁵⁾は、depinning 機構にこの効果を取り入れ、他方 shearing flow によるピンニング力の低下を考慮したピン・モデルである。それぞれの機構によって決まるピンニング力は、ピンニング・ロスの計算から、

$$\begin{cases} \bar{F}_P = K_P \sqrt{b} / (1-b)^2 \\ \bar{F}_S = K_S \sqrt{b} (1-b)^2 \end{cases} \quad (16)$$

と得られる。各係数 K_P , K_S の温度依存性は共に $[B_{C2}(T)]^{3/2}$ である。 K_P はピン密度に関係するが、 K_S はピンの状態にはあまり依存しない量となっている。

実際のピンニング力 F_P は (16) 式のうち小さい方の値で決まるはずである。しかし、このモデルではもともとピンの強さにバラツキがあることを仮定しているので、それを考慮して、

$$F_P = \int_0^{K_{pm}} \bar{F}_P(K_P) p(K_P) dK_P + \bar{F}_S \int_{K_{pm}}^{\infty} p(K_P) dK_P \quad (17)$$

の確率平均で表わす。ここに、 $p(K_P)$ は K_P の確率分布を表わす密度関数である。強さ K_P のピンが幅 dK_P 内にある確率が $p(K_P) dK_P$ に等しい。また K_{pm} は $\bar{F}_P(K_P) = \bar{F}_S$ となる K_P の値で、 $K_{pm} = K_S(1-b)^4$ である。したがって、 K_{pm} を境に $K_P < K_{pm}$ のピンでは depinning flow が、 $K_P > K_{pm}$ では shearing flow が起きる。 $b \rightarrow 1$ で $K_{pm} \rightarrow 0$ であるから、予想されたように高磁界ではほとんどが shearing flow になっている。

以上述べた三つのモデルが、現在おもに用いられているピン・モデルである。それらから予想されるピンニング力 F_P の磁界依存性を図 3 に示す。線材の加工処理等によって要素的ピンニング力 f_P が増加したときの、特性が変化する様子をも併せて描いてある。direct summation, point ピン・モデルでは高さの変化だけしかなく、Kramer モデルでは高さの変化に加えてピーク位置の変化も見られる。

体積的ピンニング力 F_P の磁界・温度依存性は、最終的に

$$F_P = A [B_{C2}(T)]^m f(b) \quad (18)$$

の形にまとめることができる。ここに A は磁界、温度にあまり依らない係数である。つまり、ピンニング力 F_P では温度 T に関して $B_{C2}(T)$ のべき乗のスケールリング則が成立する¹⁵⁾。direct summation モデル、point ピン・モデルでは $m \approx 2$, Kramer モデルでは $m \approx 5/2$ を与える。磁界依存性 $f(b)$ の形については、現象論的に、

$$f(b) = (\sqrt{b})^p (1-b)^q \quad (19)$$

と書ける場合が多い。ここに $p=1 \sim 4$, $q=1 \sim 2$ の整数である。

4. 種々の高磁界線材におけるピンニングの問題

ピンニング力 F_P は、普通、電流-電界特性によってその臨界電流から求められるが、その他、磁化特性やトルク測定、交流損失あるいは試料内の磁界分布の測定等からも決まる²³⁾²⁾。この章では、実験的に求められた各種線材のピンニング

図 3 各ピンニング・モデルから予想されるピンニング力 F_P の磁界依存性
(a) direct summation モデルおよび point ピン・モデル
(b) Kramer モデル

力と、その周辺における問題点について述べる。

4.1 ピンの実体

格子間原子，フレンケル欠陥等の点欠陥は，径が小さいため，均一に分布したままでは有効なピンにはならない¹⁶⁾。転位についても同様な傾向があり，それらが強いピンとなるためには，網目構造やセル構造等の不均一分布を成す必要があるとされている¹⁷⁾。図4は冷間加工による $F_P(b)$ 曲線の推移を示したもので¹⁸⁾，転位構造が主たるピンと予想される。加工度によるピンニング力の変化のようすがKramerモデルの予想に良く合う例である。

析出物は合金系，化合物系を問わずしばしば効果的

図4 冷間加工によるピンニング力 F_P の変化 ($\epsilon_P = \ln [A_0/A]$; A_0/A は試料断面積の減少率 Osborne and Kramer による¹⁸⁾)

図5 熱処理温度によるピンニング力 F_P の変化 (処理時間は14時間, Maix and Meyer による²²⁾)

なピンである^{19)~22)}。析出物の密度によってはピン状態が変わることも予想される。高ピン密度と思われる Nb-60Ti²³⁾で Kramer モデル(17式参照)と，低密度の Nb₂N 析出物を含む Nb-Ta¹⁹⁾²⁴⁾では point ピン・モデル (13式参照)と比較した例があり，それぞれ良い一致が得られている。ただし，point ピン・モデルでは，Kramer 等によって指摘されているように²⁵⁾²⁶⁾，ほとんどの場合に threshold criterion が満たされていないという定量的な難点が見出されている。上の場合も例外ではなく，したがって，厳密な意味では point ピン・モデルを適用することはできないが，現在，threshold criterion に対して何らかの緩和機構が存在するのであるという方向での模索がなされている²⁷⁾²⁸⁾。

加工と熱処理が繰返される合金系の線材では， $F_P(b)$ 曲線は中間段階での処理によって複雑な変化を示す。恐らく析出物によるピンニングと転位構造によるピンニングとの競合があるものと思われる。図5は，Nb-42 Ti 線について，加工後の熱処理温度による影響を調べたものである²²⁾。処理温度を上げると F_P のピーク位置が低磁界側へ移動するとともに，ピーク値は途中で最高値を取ったあとと下降している。前半のピークの推移はKramerモデルに一致するが，後半は合わない。加工をさらに繰返すと，ピーク位置は再び高磁界側へ移動するが，ピーク値の変化は試料の Ti 量が50%を越すかどうかによって依っている。その50%という Ti 量が，丁度 α ， ω 相の析出するときの臨界量に対応していることから，上のピーク値の変化は析出物の影響であるとされている。Nb-Ti に関しては，Hillmann²⁹⁾や Hampshire and Taylor³⁰⁾等による同様な報告がある。

結晶粒界は化合物系材料における重要なピンである²⁰⁾³¹⁾³²⁾。図6(a)は，V₃Ga テープの F_P を結晶粒径 g の逆数でプロットしたものである³¹⁾。結晶粒に異方性があるため，粒径としては，同図(b)のように磁束線の運動方向の大きさを取ってある。粒界面がピンになるとすれば， g^{-1} はピンの密度と解されるので，図から， F_P はほぼピン密度に比例するといえることができる。結晶粒の微細化を目的にガス吸着³³⁾³⁴⁾や第3元素添加²⁰⁾³⁴⁾³⁵⁾が行なわれているが，(18)式で解るように，それらの処理によって B_{C2} を下げないようにしなければならない。結晶の生成温度を下げたり層厚を薄くすることもやはり同じ効果を持っている³⁶⁾。

結晶粒界がピンとなる原因については，これまで

図 6 ピンニング力 F_P の結晶粒径依存性 ($H_{//}$ の場合 $g=l$, $H_{\perp}$ の場合 $g=d$ にとる。 F_L は駆動力の方向, 田中他による³¹⁾)

BC_2 の異方性によるとする説³⁷⁾が有力であったが, 最近, 異方性の影響がないと思われる配置の結晶粒界でも, 充分大きなピンニングが得られるとの実験報告がなされている³⁸⁾。異方性以外の原因としては, 粒界付近に局在する内部応力³⁹⁾, 点欠陥や析出物の不均一分布⁴⁰⁾等が考えられるが, 真の原因が何であるかについては未だ説明されていない。

4.2 スケーリング則

ピンニング力 F_P が (18) 式のようなスケーリング則に従う場合が多いことは, いろいろな意味で重要である。図 7 は, Nb_3Sn テープ材の $F_P(T, b)$ 曲線を各温度での最大値 $F_{P, \max}$ で規格化して描いたグラフである⁴¹⁾。異なる温度でのデータが大体一つのマスター曲線に乗ることから, スケーリング則が成立しているのが解る。この場合, 近似的に

$$F_P \propto [BC_2(T)]^2 \sqrt{b} (1-b)^2 \quad (20)$$

とまとめることができる。

温度依存性 $F_P \propto [BC_2(T)]^m$ としては, 大体 $m = 2 \sim 3$ が多く, 例えば $Nb-25Zr$ ($m=1.9$)⁴²⁾, Nb_3Ge (2.0)⁴³⁾, Nb (2.3)⁴⁴⁾, $Nb-5Ta$ (2.5)¹⁵⁾, VGa (3.3)⁴⁵⁾ 等がある。ただし, m の値はピン状態に依存するので

図 7 ピンニング力 F_P の磁界依存性; スケーリング則が成り立つ例 (Haller and Belanger による⁴¹⁾)

同じ金属でも処理によって変るのは当然である。Fuchs⁴⁶⁾は, $Nb-Ti$ で処理による F_P 変化の様子を調べた結果, F_P のピーク位置 b_P と m との間に $m \approx b_P + 1$ の関係が成り立つことを見出している。図 8 がそのときの様子である。同じ $Nb-Ti$ 材で, Fietz and Webb²⁵⁾ のデータは似た傾向を持つが, 平沢²⁴⁾ の場合は合わない。ただし上の関係がどの程度一般性を持つのかについては今のところ解っていない。

磁界依存性も (20) 式の形が多い。 Nb 基板上の Nb_3Sn ⁴⁷⁾, 2.5% C_2H_6 ⁴⁷⁾ および Ga 添加⁴⁸⁾ の Nb_3Sn , Nb_3Ge ⁴⁹⁾, Nb ⁵⁰⁾ 等に見られる。他の例としては $Pb-Bi$ ⁵¹⁾;

図 8 $Nb-Ti$ 合金におけるピンニング力 F_P の温度依存性 ($BC_2(T)^m$) と F_P の最大を与える磁界 (b_P) との相関 (Fuchs による⁴⁶⁾)

$F_P \propto B_{C2}^2 \sqrt{b} (1-b)$, Nb-27Ta¹⁹⁾; $F_P \propto B_{C2}^{1.9} b (1-b)$, V²¹⁾; $F_P \propto B_{C2}^{1.5} b \sqrt{1-b}$ 等がある。V₃Ga では簡単な形にまとまり難いようである³¹⁾。

次のような場合にはスケージング則は成立しないと考えられる。(a) 温度依存性の異なる二種以上のピンが共存する場合⁴⁵⁾⁵²⁾ (b) 有効ピン密度が温度によって変化する場²¹⁾⁵³⁾ (c) matching 効果がある場合 (d) B_{C2} がパワリ常磁性効果によって制限を受ける場合等等である。例えば、ピンの大きさが磁束線の core 半径の近くに分布していたり、 $f_P(T)$ に対して threshold criterion が効いたりすると、有効ピン密度が温度によって変化することになるのでスケージング則は破綻する。実験的に因果関係がはっきりしているのは (a) の場合で、それ以外は推測の域をあまり出していないようである。

4.3 Shearing flow

Kramer モデルの特徴を備えるデータは比較的多い¹⁸⁾²⁴⁾³¹⁾³⁵⁾³⁶⁾⁴⁷⁾⁴⁸⁾⁵⁴⁾。もしこのモデルが正しいとすれば、高磁界におけるピンニング力を増大させるためには、shearing flow を抑える必要がある。さらにそのためには、(16)式の係数 K_S の大きい材料を選ばなければならない。図9は、実験的に求めた $(K_S)_{\text{expt.}}$ を臨界磁界から求まる理論値の上限、 $1.12 B_{C2}^2 (B_{C2})^{1/2}$ に対してプロットしたものである⁵⁵⁾。モデルではピン密度

図9 Kramer モデルにおける高磁界でのピンニング力の推定値と実験値 $((K_S)_{\text{expt}})$ との相関 (括弧内は温度 T あるいは T/T_C , Kramer による⁵⁵⁾)

による K_S の変動が少しあるため、実験値が図中の2本の直線の間にあれば、一応理論の範囲内である。大体妥当な相関が得られているのが解る。これから言えば V₃Ga, Nb₃Sn, Nb₃Ge 等が有力な線材である。予想を上回る実験値も多いが、その原因についての議論はない。可能性としては、例えば、全ての磁束線がピンされているとか、あるいは結晶粒界等に囲まれるとかして shearing flow が起き難くなった場合が考えられる。Maix and Meyer²²⁾は、Nb-Ti に関して、高磁界でのピンとしては強い少数のピンより、弱くても多数のピンの方が効果的であると述べているが、これも、上の可能性を示唆したものと考えられる。

4.4 照射効果

超電導線材が放射線の照射を受けると、線材中には種々の欠陥が発生する。例えば、中性子線照射を受けた Nb の場合、低温 (~ 4.2 K) ではカスケード、室温で転位ループ、高温 ($\sim 1,000$ K) になると空孔が主にできる²⁶⁾⁵⁶⁾。これらの欠陥はピンニングに対して相反する二つの効果を持っている。一つはピン密度の増加によるピンニング力 F_P の増加であり⁵⁷⁾、他は臨界磁界 B_{C2} の減少にともなう F_P の低下である⁵⁸⁾⁵⁹⁾。これらのバランスによって、 F_P の線量依存性にピークが現れる場合がある。 B_{C2} の減少は臨界温度 T_C の減少

図10 酸素イオン低温照射 ($T \leq 30$ K) による臨界温度 (T_C) および臨界電流 (J_C) の変化 (Φt : 照射量, パラメタは磁界 Ischenko *et al* による⁶⁰⁾)

が原因なのであるが、 B_{C2} は残留抵抗にも比例して²³³⁾、かつ線量に対して残留抵抗は増加傾向を持つので、 B_{C2} の線量依存性は T_C のように単調減少とはならないこともある。 T_C の変化は “antisite” 欠陥の影響で特に化合物系材料の場合に顕著である⁵⁸⁾⁵⁹⁾。図10は、 Nb_3Sn 、 $Nb-50Ti$ を低温照射 ($\leq 30K$) した時の酸素イオン量に対する T_C と臨界電流 J_C の変化を示したものである⁶⁰⁾。化合物系材料に比べ合金系は照射に強いことが解る。

4.5 ストレス効果

超電導の応用が大型化するにつれ、線材に加わる電磁力による特性の劣化が重要な問題となっている。実用線材としては、臨界電流の低下だけでなく、機械的特性の変化や安定性および動的負荷による発熱の問題等いろいろな立場からの検討が必要である⁶¹⁾。

引張ストレスの影響は、臨界電流の劣化から見ると大まかに二段階に分けることができる。初めの段階では、ストレスを除去したとき、臨界電流値は元の値かあるいは残留ひずみに相当した電流値に回復するが、次の段階では、ストレスを除いてもはや回復できない状態に入る。第二の段階に入ると、線材のストレス-ストレーン曲線はヒステリシスを描き始め、SEM による観察⁶²⁾や超音波発生⁶³⁾の様子から、化合物系線材ではフィラメントに micro crack が発生するなどの恒久的な劣化が始まっていることが知られている。もちろん、さらにストレスが増すと遂には破断に至るのであるが、安全に線材が使用できるのは第一の段階の範囲である。一般に、化合物系線材は、合金系に比べストレスに敏感で臨界電流の劣化も大きいとされている。

図11 単芯 Nb_3Sn 複合線におけるブロンズの除去によるピンニング力 F_P の変化 (Luhman and Suenaga による⁶⁴⁾)

図11は、単芯 Nb_3Sn 複合線の、ブロンズの有無によるピンニング力 F_P の変化を示したものである⁶⁴⁾。複合材の場合のフィラメントは、熱収縮率の違いによって母材(ブロンズ)から圧縮ストレスを受けた状態⁶⁵⁾にあるので、ブロンズの有無は残留ストレスの有無に置き換えて考えることができる。図から、ブロンズを除去した状態を基準にすると、圧縮ストレスによって臨界磁界 B_{C2} は減少し、その影響で高磁界における F_P も減少している。注目すべきことは、 B_{C2} が減少しているにもかかわらず、低磁界での F_P に増加が見られることである。ピンニング機構の変化があったと思われるが今のところ解明されていない。

高磁界での臨界電流 J_C のストレス依存性が、主に B_{C2} のそれに起因することに関して、 Nb_3Sn で定量的な検討がなされている⁶⁶⁾⁶⁷⁾。結果はひずみで整理されているのであるが、圧縮性の残留ひずみを ϵ_m として、引張ひずみ ϵ がかった時の真ひずみ ϵ_0 を $\epsilon_0 = \epsilon - \epsilon_m$ で定義する。いったん B_{C2} の ϵ_0 依存性が求まれば、 J_C のひずみ依存性が

$$\frac{J_C(\epsilon_0, B)}{J_{Cm}(B)} \approx \left(\frac{1 - B/B_{C2}(\epsilon_0)}{1 - B/B_{C2m}} \right)^2 \quad (21)$$

によって決ることが示されている。 B_{C2} 、 J_C は $\epsilon_0 = 0$ で最大となるのであるが、そのときの値をそれぞれ B_{C2m} 、 $J_{Cm}(B)$ としてある。

臨界磁界 B_{C2} のストレス依存性は、電子の状態密度の変化による分もあるが、主には臨界温度 T_C の変化に基づくようである⁶⁸⁾⁶⁹⁾。しかし、 T_C のストレス依存性の原因については未だ明らかではない。ただ、 Nb_3Sn の T_C 変化が単金属に比べて異常に大きいことから、ストレスによって誘起されたマルテンサイト変態によるのではないかと報告⁷⁰⁾がある。母相とマルテンサイト相の境界は新たなピンとなり得るので⁷¹⁾、もし上のことが事実だとすれば、ストレスによってピン密度は変化することになる。これは、図11における低磁界側の F_P の挙動を説明する方向である。いずれにしてもストレスとマルテンサイト変態との関係はこれから解明すべきことのひとつと思われる。

合金系線材に関する研究は主に材料強度、training 効果等に関するものが多く、ピンニング機構の変化を推定させるデータは少ない⁶¹⁾。

現在、ストレス効果に関する研究はやっと軌道に乗って来た段階で、これからの実験の積重ねが望まれる。なお、ストレス効果に関しては「低温工学」第13巻(1978)3号に特集されているので参照されたい。

5. おわりに

以上述べてきたことから解るように、ピンニング機構は全磁界領域で必ずしも単一ではない。高磁界でのピンニング力 F_P は臨界磁界 B_{C2} の変化に敏感でも、低磁界ではそれ程でもないことがある。一般に、ピン密度を増そうとすると臨界磁界 B_{C2} は減少する傾向にあるので、最大ピンニング力 F_P を得るためには最適化を行なう必要がある。したがって、場合によっては、その最適条件が磁界に依って変ることがある事に注意しなければならない。

ピンニングに関する研究は、第二種超電導体での磁束線運動の発見以来約15年になる。その間、多くの実験的、理論的研究がなされてきたが、以上述べたように未だ不明な点も多い。これからの研究に期待したいところである。

参 考 文 献

- 1) 例えば, Y. B. Kim and M. J. Stephen: *Flux Flow and Irreversible Effects*, Superconductivity, Ed. by R. D. Parks, Marcel Dekker INC., New York, (1969) 1107
- 2) A. M. Campbell and J. E. Evetts: *Critical Currents in Type II Superconductors*, Monograph on Physics, Ed. By B. R. Coles and D. Phil. Taylor and Francis LTD., London, (1972)
- 3) H. Ullmaier: *Irreversible Properties of Type II Superconductors*, Springer Tracts in Modern Physics, **76**, Springer-Verlag, Berlin, (1975)
- 4) R. Labusch: *Crystal Lattice Defects I* (1969) 1
- 5) J. Lowell: *J. Phys. F* **2** (1972) 547
- 6) K. Yamafuji and F. Irie: *Phys. Letters A* **25** (1967) 387
- 7) 例えば, F. Irie and K. Yamafuji: *J. Phys. Soc. Japan* **23** (1967) 255
- 8) 例えば, P. G. de Gennes 著, 渋谷喜夫他訳: 「金属および合金の超電導」養賢堂(1975)
- 9) R. Labusch: *Phys. Status Solidi* **19** (1967) 715
- 10) R. Labusch: *Phys. Status Solidi* **32** (1969) 439
- 11) D. Dew-Hughes: *Phil. Mag.* **30** (1974) 293
- 12) 例えば, K. Miyahara, F. Irie and K. Yamafuji: *J. Phys. Soc. Japan* **27** (1969) 290
- 13) G. Brändli: *Phys. Kondens. Materie* **11** (1970) 111
- 14) D. P. Seraphim and P. M. Marcus: *IBM J. Res Developm., Jan.* (1962) 94
- 15) E. J. Kramer: *J. Appl. Phys.* **44** (1973) 1360
- 16) H. Ullmaier, K. Papastaikouds, S. Takács and W. Schilling: *Phys. Status Solidi* **41** (1970) 671
- 17) J. A. Good and E. J. Kramer: *Phil. Mag.* **22** (1970) 329
- 18) K. E. Osborne and E. J. Kramer: *Phil. Mag.* **29** (1974) 685
- 19) G. Antesberger and H. Ullmaier: *Phil. Mag.* **29** (1974) 1101
- 20) R. M. Scanlan, W. A. Fietz and E. F. Koch: *J. Appl. Phys.* **46** (1975) 2244
- 21) A. J. Marker *etal*: *J. Low Temp. Phys.* **31** (1978) 175
- 22) R. K. Maix and G. Meyer: *Proc. Inter. Discussion Meeting on Flux Pinning St. Andreasberg/Harz, Germany* (1974) 182
- 23) 平沢健彦: 電子技術総合研究所集報 **39** (1975) 421
- 24) I. Adaktylos and H. W. Weber: *Phil. Mag.* **36** (1977) 983
- 25) W. A. Fietz and W. W. Webb: *Phys. Rev.* **178** (1968) 657
- 26) E. J. Kramer: *J. Nuclear Materials* **72** (1978) 5
- 27) R. Labusch: 文献26) 中の Discussion (p.28) 参照
- 28) E. J. Kramer: *J. Appl. Phys.* **49** (1978) 742
- 29) H. Hillmann: *Proc. Inter. Discussion Meeting on Flux Pinning St. Andreasberg/Harz, Germany* (1974) 235
- 30) R. G. Hampshire and M. T. Taylor: *J. Phys. F* **2** (1972) 89
- 31) 田中吉秋, 伊藤喜久男, 太刀川恭治: 日本金属学会誌 **40** (1976) 515
- 32) H. F. Braun, E. N. Haeussler and E. J. Saur: *IEEE Trans. Mag.* **MAG-13** (1977) 327
- 33) A. I. Braginski *etal*: *J. Appl. Phys.* **49** (1978) 736
- 34) J. D. Livingston: *Phys. Status Solidi (a)* **44** (1977) 295
- 35) R. E. Enstrom and J. R. Appert: *J. Appl. Phys.* **45** (1974) 421
- 36) D. Dew-Hughes: *J. Appl. Phys.* **49** (1978) 327
- 37) E. J. Kramer and G. S. Knapp: *J. Appl. Phys.* **46** (1975) 4595
- 38) A. Das Gupta, C. C. Koch, D. M. Kroeger and Y. T. Chou: *Phil. Mag.* **B 38** (1978) 367
- 39) C. S. Pande and M. Suenaga: *Appl. Phys. Letters* **29** (1976) 443
- 40) C. P. Herring: *J. Phys. F* **6** (1976) 99
- 41) T. Haller and B. Belanger: *IEEE Trans.*

- Nucl. Sci. 18 (1971) 671
- 42) R. G. Hampshire : J. Phys. D 7 (1974) 1855
 - 43) J. D. Thompson, M. P. Maley and L. R. Newkirk : IEEE Trans. Mag. **MAG-13** (1977) 429
 - 44) M. P. Mathur, M. Ashkin and D. W. Deis : J. Appl. Phys. 45 (1974) 3627
 - 45) M. Couach, J. Doulat and E. Bonjour : IEEE Trans. Mag. **MAG-13** (1977) 655
 - 46) G. Fuchs : Phys. Status Solidi (a) 45 (1978) 239
 - 47) R. E. Enstrom and J. R. Appert : J. Appl. Phys. 43 (1972) 1915
 - 48) D. Dew-Hughes and M. Suenaga : J. Appl. Phys. 49 (1978) 357
 - 49) H. F. Braun and E. J. Sauer : J. Low Temp. Phys. 33 (1978) 87
 - 50) R. P. Huebener *et al* : J. Low Temp. Phys. 19 (1975) 247
 - 51) R. I. Coote, J. E. Evetts and A. M. Campbell : Canadian J. Phys. 50 (1972) 421
 - 52) S. A. Alterovitz and J. A. Woollan : J. Low Temp. Phys. 32 (1978) 839
 - 53) R. Riegler and H. W. Weber : J. Low Temp. Phys. 15 (1974) 431
 - 54) T. Luhman, C. S. Pande and D. Dew-Hughes : J. Appl. Phys. 47 (1976) 1459
 - 55) E. J. Kramer : Rept. 2519, Material Sci. Center, Cornell Univ., Ithaca, New York (1975)
 - 56) H. C. Freyhardt : J. Low Temp. Phys. 32 (1978) 101
 - 57) S. T. Sekula : J. Nuclear Materials 72 (1978) 91
 - 58) M. Fähnle : Phys. Status Solidi (b) 84 (1977) 541
 - 59) A. R. Sweedler, D. E. Cox and S. Moehlecke : J. Nuclear Materials 72 (1978) 50
 - 60) G. Ischenko *et al* : J. Nuclear Materials 72 (1978) 212
 - 61) 例えば, C. C. Koch and D. S. Easton : Cryogenics 17 (1977) 391
 - 62) T. Luhman *et al* : IEEE Trans. Mag. **MAG-15** (1979) 699
 - 63) C. F. Old and J. P. Charlesworth : Cryogenics 16 (1976) 469
 - 64) T. Luhman and M. Suenaga : IEEE Trans. Mag. **MAG-13** (1977) 800
 - 65) G. Rupp : Cryogenics 18 (1978) 663
 - 66) G. Rupp : IEEE Trans. Mag. **MAG-15** (1979) 189
 - 67) J. W. Ekin : IEEE Trans. Mag. **MAG-15** (1979) 197
 - 68) G. Ziegler : J. Appl. Phys. 49 (1978) 4141
 - 69) G. Rupp *et al* : Cryogenics 17 (1977) 141
 - 70) J. P. McEvoy : Physica 55 (1971) 540
 - 71) G. J. van Gorp : Phys. Status Solidi 17 (1966) K135