

超電導体内の電磁現象

正員 松下 照男*

Electromagnetic Phenomena in Superconductors

Teruo Matsushita*, Member

Electromagnetic phenomena in superconductors are reviewed. In superconductor in a transverse magnetic field, the electromagnetic phenomena are described by the critical state model assuming a balance between the Lorentz force and pinning force. In this case the Josephson equation for the induced electric field, $E = B \times v$, holds for the motion of flux lines with velocity v . On the other hand, the electromagnetic phenomena in a longitudinal magnetic field of current-carrying superconductor are quite different from those in the transverse magnetic field. For example, the Josephson relation does not hold and even a negative potential drop is locally observed in the resistive state above the critical current. In this review it is shown that these peculiar phenomena are explainable using the flux motion driven by a force-free torque, a restoring torque against rotationally shearing deformation of flux lines due to the force-free current parallel to flux lines.

キーワード：超電導体, 磁束ピンニング, 電磁現象, 縦磁界効果, force-free トルク

Keywords: superconductor, flux pinning, electromagnetic phenomena, longitudinal field effect, force-free torque

1. まえがき

MRI や磁気浮上式列車の電磁石に使用される超電導体はすべて第2種超電導体であり, 使用される状況下では内部に磁束が量子化して侵入した混合状態にある。このような超電導体に電気抵抗なしに電流を流せるのは磁束の動きを止めるピンニング作用があり, 誘導起電力が生じるのを妨げているからである。したがって, 電流の流れ方はオームの法則が成立する一般的な物質とは大きく異なる。

ここでは電流と磁束が互いに垂直となる一般の横磁界下と互いに平行となる縦磁界下に分けて, 電流の流れ方と電磁現象を決定する機構について解説する。とくに後者の縦磁界下では奇妙な現象が観測されるが, エネルギー散逸に深く関わったオームの法則から逃れることによって, 電磁気学的な法則が支配する世界を覗くことができる。

2. 量子化磁束の運動と電磁誘導

超電導体内の磁束は各々 $h/2e = 2.068 \times 10^{-15}$ Wb (h はプランク定数, $-e$ は電子の電荷) の値に量子化している。

量子化磁束は Fig. 1 に示すように中心部にほとんど常電導状態の核をもち, その半径はコヒーレンス長 ξ (数 nm) 程度である。ここで $|\Psi|$ は超電導秩序パラメーターで, その2乗が超電導電子密度を与える。そして中心から磁界の侵入深さ λ 程度の磁束の広がりを持ち, この領域で超電導電流が常電導核の周囲を流れている。実用超電導体の Nb-Ti などでは λ は ξ の50倍以上もある。実用的な磁界範囲では量子化磁束が超電導体に多数存在しており, その間隔は λ より小さく, お互いの磁束の重なりは顕著である。

垂直な磁界(横磁界)中の超電導線に電流を流したとしよう。超電導体内では電流による自己磁界の磁束も含めて量子化され, 輸送電流は量子化磁束の円電流の一部を構成し

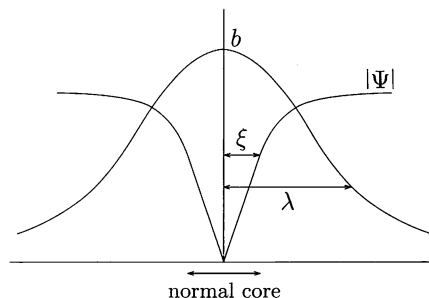


Fig. 1. Structures of magnetic flux density b and order parameter $|\Psi|$ of a quantized magnetic flux.

*九州工業大学大学院情報工学研究院電子情報工学研究系
〒820-8502 飯塚市川津 680-4
Department of Computer Science and Electronics
Kyushu Institute of Technology
680-4 Kawazu, Iizuka 820-8502

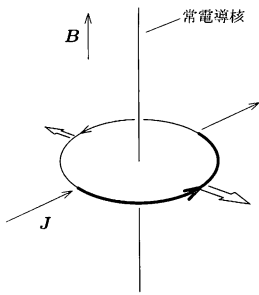


Fig. 2. Lorentz force on a circular current of a quantized magnetic flux: It is strengthened in the side in which the circular current flows in the same direction as the transport current J , and the quantized magnetic flux is forced to move to the right. The electric field is induced along the direction of the transport current.

ながら流れる (Fig. 2 参照)。ある量子化磁束に着目したとき、電流に働くローレンツ力は円電流の方向が輸送電流の方向と同じ側で大きく、逆の側で小さくなるので、結果として磁束にローレンツ力が働く。もし、この方向に磁束が動いたとすると、輸送電流の方向に誘導電界が生じて、核内の常電導電子が駆動され、損失が発生する。磁束の間隔よりも十分広い範囲で平均した準巨視的な磁束密度が B 、磁束の速度が v であるとき、発生する電界は

$$E = B \times v \dots\dots\dots(1)$$

となる。これをジョセフソンの式⁽¹⁾という。速度がローレンツ力に、したがって電流密度に比例するため、電界と電流密度が比例したオームの法則に似た関係となる (Fig. 3 の破線参照)。この定常状態における電界は形式的に静電位で表すこともできるが、実際には電磁誘導によるものである。抵抗発生の原因が磁束の流れ (flow) であることから、この抵抗率をフロー抵抗率 (ρ_f) という。損失が磁束の常電導核の密度、したがって磁束密度に比例するので、フロー抵抗率は磁束密度に比例し、これが電磁誘導である証拠となっている。

超電導体内にある閉曲線の中に単位時間内に侵入する磁束を求め、これを磁束の増加率に等しいとおいて

$$\nabla \times (B \times v) = -\frac{\partial B}{\partial t} \dots\dots\dots(2)$$

の磁束の連続の式が得られる⁽²⁾。これとマクスウェル方程式 $\nabla \times E = -\partial B/\partial t$ から (1) 式が導かれる。このとき、電界に付加的な項 $-\nabla\phi$ がつくかどうかの問題があるが、電流と磁束密度が垂直な一般の場合にはそうした項が存在しないことが実験により確認されている。

超電導体でも電気抵抗が生じるのであれば、そのままでは使用できない。実用超電導体では内部の常電導析出物などの欠陥付近を磁束線が通るとエネルギー変化を感じて止まるので、電気抵抗なしに一定程度の電流を流せる。この作用を磁束ピンニングという。単位体積当りの磁束を止め

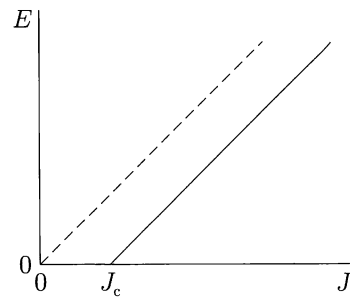


Fig. 3. E - J characteristics in superconductor. Dotted line shows the characteristics for a pin-free superconductor.

る力をピン力密度といい、これを F_p で表すと、電気抵抗なしに流せる最大電流密度である臨界電流密度は

$$J_c = \frac{F_p}{B} \dots\dots\dots(3)$$

で与えられる。磁束ピンニングがある場合の局所的な E - J 特性は $J > J_c$ で

$$E = \rho_f(J - J_c) \dots\dots\dots(4)$$

となる (Fig. 3 参照)。

3. 臨界状態モデル

ピンニングは摩擦に似てローレンツ力による磁束の動きを止めようと作用する。したがって、静的状態では損失はないが、交流の場合や直流でも外部条件が変化するときなどはヒステリシス型の損失を生じる。これも摩擦による損失と類似している。そうした現象は、ローレンツ力とピン力との釣り合いを仮定し、ピン力が最大限に磁束の動きを止めるとする臨界状態モデル⁽²⁾によってよく記述される。この仮定はエネルギー散逸が極小になるという原理に一致する⁽³⁾。ここでは、電流に対して磁束が垂直である、一般の場合の例を臨界状態モデルで解析してみよう。

広い超電導平板 ($0 \leq x \leq 2d$) に y 軸方向に電流 I (z 軸の単位長さ当り) を流した場合を考える。このとき磁界は z 成分をもち、表面の自己磁界は $H_0 = I/2$ となる。対称性より平板の半分 ($0 \leq x \leq d$) を考えれば十分である。電流を増やす過程で磁束は x 方向のローレンツ力を受け、超電導平板内に侵入する。 y, z 方向には空間変化しないとしてよく、静的状態での磁束に働く力の釣り合いは

$$\frac{B}{\mu_0} \cdot \frac{\partial B}{\partial x} + \delta F_p = 0 \dots\dots\dots(5)$$

と書ける。ただし、 δ は磁束の動く方向を表す符号因子で、 $\delta = 1$ は磁束が x 軸の正方向に動く場合を表す。(3) 式において臨界電流密度 J_c が磁束密度 B によらない一定の値をとる (ピン・モデル) とすると、 $B(0) = \mu_0 H_0$ の境界条件より、内部の磁束分布は

$$B(x) = \mu_0(H_0 - \delta J_c x) \dots\dots\dots(6)$$

となる。初期状態において電流を0から単調に増加する過渡過程を考えると、磁束は超導体の内側に押し込まれるので $\delta = 1$ となり、磁束分布は右下がりになる。この過程での磁束と電流の分布を Fig. 4(a) に示す。この場合、電流は表面から磁束が侵入する先端 $x = H_0/J_c$ までの領域を一様に流れ、それより内側では流れない。平板の右側 ($d \leq x \leq 2d$) では電流分布は中心 ($x = d$) に関して対称で、磁束分布は反対称となる。

次に、電流を自己磁界が H_m になるまで増加させた後、減少させたとする。表面近くの磁束は外に押し出されることになるので、ピンはそれまでと違って逆向きに働き、 $\delta = -1$ となる。その結果、磁束と電流の分布は Fig. 4(b) に示すようになり、ある位置より深い領域では前の分布が保たれる。とくに二つの領域の間で電流方向が逆になっていることに注意を要する。以上のように、磁束分布は与えられた電流の値だけでは決まらず、過去の履歴に依存する。

Fig. 4(a) の分布は $H_0 < J_c d$ の場合のものであるが、 $H_0 = J_c d$ で磁束分布は左右がつながり、電流分布は一様となる。臨界電流を超え $H_0 > J_c d$ となると安定な分布は保たれず、ローレンツ力がピン力を上回って磁束が動き出し、抵抗状態に移行する。

抵抗状態や磁束分布が変化した場合には電界が発生するが、そのときの損失パワー密度は (1) 式を用いて

$$P = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{v} \dots\dots\dots(7)$$

となり、ローレンツ力による仕事率として表現できる。すなわち、力学モデルとの対応が可能となっている。

電流が作る磁界は電流に垂直であり、こうした横磁界下では上の例のように磁束にはローレンツ力が働き、臨界状態モデルにより電磁現象が記述される。この場合、力の釣り合いにより状態が決定され、損失を力学的仕事に対応さ

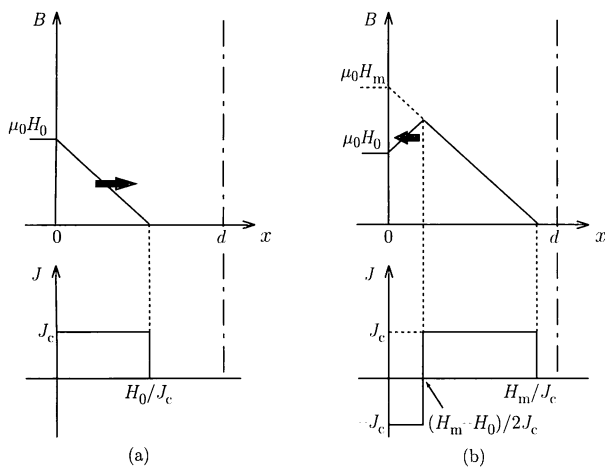


Fig. 4. Internal distributions of magnetic flux (upper) and current (lower) in (a) the initial process of application of current and (b) the case in which the current is increased up to maximum value of the self field H_m and then decreased. The arrows show the direction of flux motion.

せることができる。したがって、電流分布がオームの法則から外れても従来の知られた概念で説明できる。

4. 縦磁界効果

超導線に平行に磁界を加え、電流を流したときに横磁界下とは異なった様々な電磁現象が観測される。これを縦磁界効果と言い、電流によって内部に磁束が絞込まれて縦方向の磁気モーメントが正となる常磁性効果⁽⁴⁾や臨界電流密度が横磁界下に比べて大幅に増加することなどがある。また、臨界電流以下で電流を変化させたときに観測される誘導電界は試料表面での磁束密度にほぼ平行となり⁽⁵⁾、(1)式が成立しない。しかし(2)式が成立することから

$$\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v} - \nabla\varphi \dots\dots\dots(8)$$

の形となる。この第2項も電磁誘導によるものであり、静電界ではない。結果的に電流による自己磁界成分のみが超導体内に侵入しているかのような結果であることから、磁束カッティングの機構が提案された⁽⁵⁾。

そして最も特異なのが定常な抵抗状態での電圧の発生の様子で、Fig. 5のように電流方向に負の電圧が生じる領域がある⁽⁶⁾。Fig. 6(a)(b)はこの場合の長さ方向と方位角方向の電圧端子の配置を示す。また(c)はこの結果に基づく表面電位構造である⁽⁷⁾。これによれば電界の縦成分が電流と同じ方向の領域Iと逆方向の領域IIに分けられる。後者の領域IIでエネルギー生成が行われるかのような特異な現象は横磁界下に有効な臨界状態モデルでは説明できない。なお、この場合も(1)式が成立せず、(8)式となる。

縦磁界下の場合、局所的に電流と磁界が平行もしくは反平行であるという force-free モデル

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0 \dots\dots\dots(9)$$

が成立することが知られており常磁性効果が説明される。これはジョセフソンにより理論的にも示されている⁽⁸⁾。したがって、安定状態が壊れるときの電流の上限が与えられておらず、上限に対して磁束カッティングモデルが提出されている。しかし、これから導かれる臨界電流密度の値は

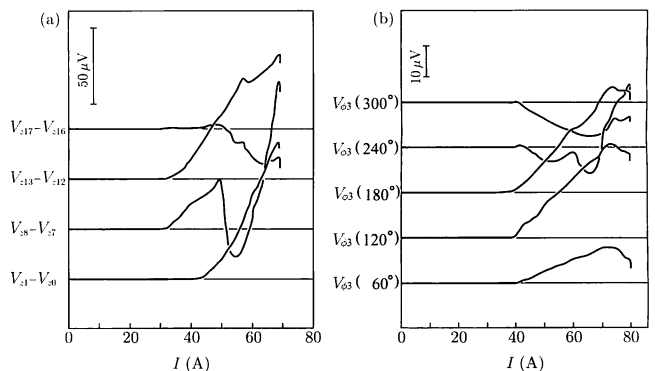


Fig. 5. Current-voltage characteristics of a cylindrical superconductor in (a) longitudinal and (b) azimuthal directions⁽⁵⁾.

実験結果より4桁以上も高く、現実には磁束カッピングが起こっているとは考えがたい。また実際にカッピングが起こるのであれば一様に起こるはずで、Fig. 6(c)のような構造は説明できない。一方、現実の臨界電流密度はピンニングが強い超電導体の方が縦磁界下でも大きく、本質的にforce-free状態が安定であるという主張は疑問である。すなわち、横磁界下と同様にピンニングによってのみforce-free状態は安定なのではないかという考えである。

一般に電流が流れる場合、磁束構造はFig. 7に示すように歪む。(a)は粗密が、(b)は曲げ変形が生じた場合で、これらの歪に対する復元力はそれぞれ磁気圧と線張力であり、ローレンツ力として知られている。一方、Fig. 7(c)はforce-free電流が流れたときの磁束構造で、扇を開いたような剪断変形をしている⁽⁹⁾。この場合、力は働かないが変形をなくすようなトルクが存在すると考えられる。

実際に電流密度が空間的に一定であるような歪を仮想的に導入したときのエネルギーの増加をポインティング・ベクトルより求めると、その増加率から電流密度に比例した

トルク(force-freeトルク)が導かれる⁽¹⁰⁾。すなわち、このトルクの存在はマクスウェル理論により示される。なお、同様にFig. 7(a), (b)のような歪を仮想的に導入した場合のエネルギー増加からローレンツ力を導くことは可能である。したがって、force-free状態の磁束にはその歪を開放するトルクが働き、その構造を安定に保つには磁束の回転を止めるピンニング作用が必要であり、ピンの強さに依存する臨界電流密度が説明できる。Fig. 8はBi析出物をピンにもつPb-Bi試料についてforce-freeトルクとピン力のモーメントの釣り合いから理論的に予測される臨界電流密度と実験結果を比較した例⁽¹¹⁾である。この結果はピン力によってFig. 7(a)の歪んだ磁束構造が保たれるという横磁界下の状況と対応している。この場合、先に述べたジョセフソンの理論⁽⁸⁾の正当性が問題となるが、この理論で用いられたゲージが成立しない(1)式と等価であることから無矛盾でなく、その正当性が否定される⁽¹²⁾。

さらに、Fig. 9のように縦磁界を加えた後に電流を流すと一定密度の電流が流れるforce-free状態が表面から侵入し、内側では電流が流れない。このときのforce-free領域

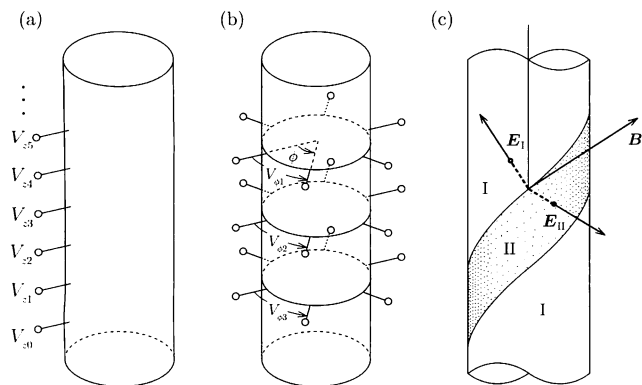


Fig. 6. Arrangement of potential terminals for the measurement of (a) longitudinal and (b) azimuthal potential drops. (c) shows the structure of surface electric field speculated from experimental results⁽⁶⁾.

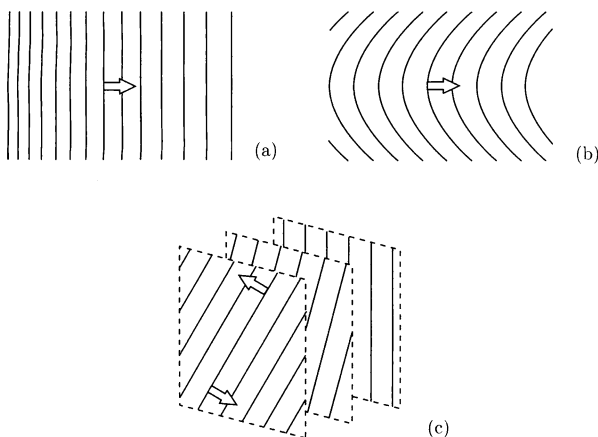


Fig. 7. Distortions of flux lines: (a) gradient of density, (b) bending and (c) rotational or twisting shear of flux lines⁽⁹⁾.

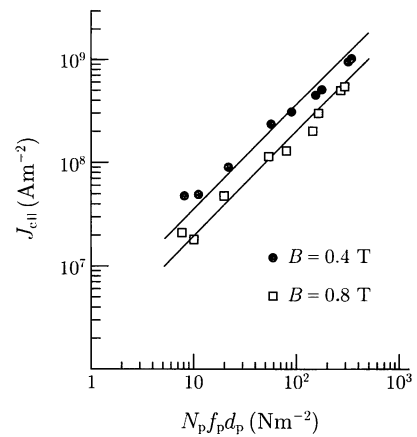


Fig. 8. Critical current density in longitudinal magnetic field vs the moment of pinning forces in a unit volume⁽¹¹⁾. N_p , f_p and d_p are the number density, elementary pinning force and mean spacing of normal Bi precipitates, respectively. The solid lines show the theoretical prediction.

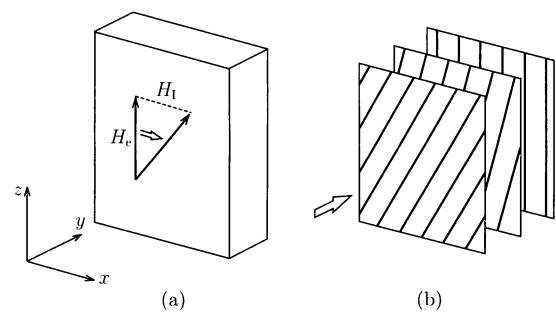


Fig. 9. Variations in (a) surface field and (b) internal magnetic structure when a longitudinal magnetic field is applied and then a current is applied.

の磁束の運動を (2) 式から求めると、磁束が表面に平行な面内で回転することが示される⁽¹³⁾。この事実は force-free トルクによって磁束が回転していることを示している。とくに微小な回転ではほとんど磁束の縦成分は一定で横成分のみが侵入することになり、磁束カッティングを仮定する必要がなくなる。また (1) 式が成立せず、実験⁽⁵⁾で確認されたように誘導電界が磁束密度にほぼ平行となることが示される。磁束が $x-z$ 面内で回転したとき、(1) 式の電界はこの面に垂直となり、かつ回転中心から遠ざかるにつれて大きくなる。現実には電界は $x-z$ 面に平行で、かつ面内で一様である。結果的に (8) 式の第 2 項が含まれてはじめて正しい電界となる。実際に損失パワー密度は

$$P = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{v} - \mathbf{J} \cdot \nabla \varphi \dots \dots \dots (10)$$

となるが、第 1 項は 0 である。したがって (8) 式において物理的に重要なのは第 2 項である。このことは磁束が force-free トルクによって回転する場合の \mathbf{E} と \mathbf{v} の奇異な関係に対応しているが、速度 \mathbf{v} がエネルギーの流れを示すポインティング・ベクトルとは垂直で、単なる位相速度としての意味しかもたないことを示している。これは横磁界下の電磁現象とは根本的に異なる。

なお、同様な回転でも、横磁界下の Fig. 7(b) のようなローレンツ力による回転の場合には (1) 式が成立し、磁束の速度 \mathbf{v} は直接、物理的な意味をもつ。

こうした縦磁界の場合においても、増加してきた電流を減少させると、電流分布の変化は表面から生じ、Fig. 4(a) の横磁界の場合と同様に、表面からある深さまでは電流が輸送電流とは逆向きに流れており、流れる電流が磁束ピンニングに起因する不可逆なものであることを示している。このことは force-free トルクのために磁束構造が不安定となり、磁束ピンニングによって直流電流が安定に保たれるという上記の結果と一致する。

したがって、磁束ピンニングが磁束構造を支配しているのであるが、磁束構造が従う (9) 式にはピン力が陽に現れないことが不思議に思われるかもしれない。一般に電流には磁束と平行な成分と垂直な成分があって、それぞれ force-free トルクとローレンツ力の起源となり、それぞれとピンニング・トルクとの釣合いおよびピン力との釣合いがあって、磁束構造を決定する。このとき、ピンニング・トルクとピン力の共通の起源となるピンニング・エネルギーの分配が問題となる。この分配はエネルギーの散逸が最小となるように行われると仮定すると⁽³⁾、損失が臨界電流密度に逆比例することから、エネルギーは臨界電流密度が圧倒的に大きいトルクの釣合いに分配されることになる。これが臨界電流密度を決定する一方で、力の釣合いからはピン力が消滅する。これが (9) 式が成立する理由である⁽¹⁴⁾。

横磁界下では臨界電流を超える電流を流したとき、ローレンツ力がピン力を上回って磁束が動き出し、抵抗状態になる。一方、縦磁界下でも臨界状態では Fig. 10 のように磁束の捩れが中心まで達し、臨界電流を超える電流を流した

ときには force-free トルクがピン力のモーメントを上回って磁束の回転運動が起こる。しかし、回転運動だけでは定常的な境界条件を満たさないため、磁束の併進運動が誘起される。すなわち、Fig. 7(c) の手前の磁束列が矢印のようにトルクを受けて回転するとき、定常条件を満たすには次の磁束列にまで移動する必要がある。超電導円柱の場合には Fig. 11 のように捩ったような磁束運動 (らせん状磁束フロー) になると考えられ、これに基づいて計算した円柱試料の周方向の電位分布を Fig. 12(b) に示す⁽¹⁵⁾。電位の計算にあたっては、力の釣合いにピン力が現れないことから、併進運動は損失に対応する (8) 式の第 2 項に寄与せず、磁束の回転運動のみが損失を与えるとしている。なお、(a) は対応する実験結果⁽⁷⁾ である。この場合、誘起された併進運動によって磁束が超電導体の外に排出される領域で負の電界が生じており、(8) 式の第 1 項が負の電界成分をもたらしている。ただし、この電界はエネルギー散逸には無関係で、実際に長さ方向にらせんの 1 ピッチ分だけ平均すると、この寄与はなくなる。電流が真っ直ぐでなく、らせん状に流れるため、こうした領域においても損失パワー密度は必ず正になっており、特異なことは起こっていない。

なお、実測した抵抗率は加えた縦磁界の値に比例して⁽¹⁶⁾、磁束の縦成分が運動していることを示しており、Fig. 11 の

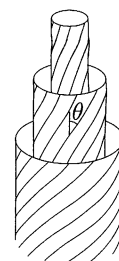


Fig. 10. Structure of magnetic flux and current in a superconducting wire in the critical state in a longitudinal magnetic field.

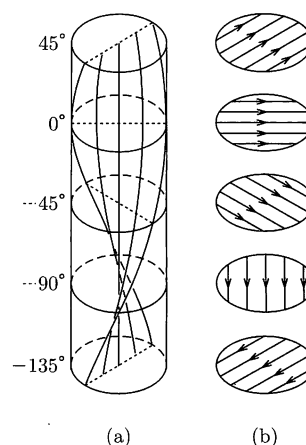


Fig. 11. Schematic illustration of helical flux flow: (a) motion of flux lines which pass through the central axis and (b) motion of flux lines at each section along the length⁽¹⁵⁾.

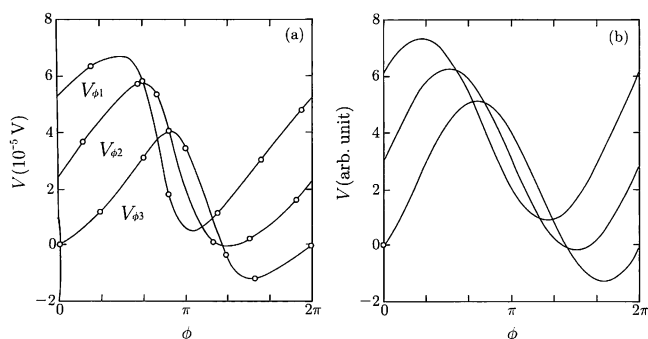


Fig. 12. Electric potential vs azimuthal angle at a different longitudinal position of a cylindrical superconductor: (a) experimental result⁽⁷⁾ and (b) theoretical result of helical flux flow model⁽¹⁵⁾.

らせん状磁束フローを支持する。この結果は電界発生が磁束の方位角(横)成分の運動によるものであるとする磁束カッピングでは説明できない。

上記の force-free トルクの存在の予言、臨界電流密度のピンニング依存性の説明、磁束の連続の式を用いた磁束の回転運動の証明、回転運動が生じたときの(1)式の破綻の証明、ジョセフソンの理論の問題点の指摘、抵抗状態の電界構造の説明は筆者の手になるものである。残念ながら、超電導体の縦磁界効果を調べる研究者が少ないことから、深い議論はなされていない。これらの一連の研究の評価は後世の研究者の手にゆだねたいと考えている。

常電導状態ではオームの法則に従って電流は最短距離を流れ、force-free 構造は実現されず、上記のような電磁気学的な現象は消失する。なお、超電導状態でも抵抗状態において損失はあるが、常電導状態に比べて圧倒的に小さく、オームの法則の支配を受けないと考えられる。

5. まとめ

超電導体における電流の流れ方はオームの法則に縛られた通常の物質とは大きく異なって、別の磁束ピンニングの機構で決定され、通常の横磁界下ではその電流の流れ方は臨界状態モデルで記述される。ただし、一般的に知られたローレンツ力とピン力の釣合いで決定されることから、電磁気学的にはこれまでに知られた因子で決まっている。

一方で、縦磁界の場合、磁束を駆動するのはこれまでに未知ではあるが、電磁気学の基本原理から導かれる force-free トルクである。そして電流の流れ方は force-free モデルに従い、force-free トルクとピン力のトルクの釣合いで決定される。また、様々な縦磁界効果は force-free トルクによる磁束運動として説明される。

このトルクは力の存在とは無関係で、トルク(力のモーメント)が力の存在に基づく力学とは大きな対比をなす。さらにこのトルクにより駆動される運動方向がエネルギーの流れと一致しないことも異なる点である。超電導ではなく

なり、オームの法則が支配するようになると force-free 状態が実現せず、このトルクによって生じる様々な電磁気学的な現象は観測されない。

(平成 21 年 2 月 23 日受付)

文 献

- (1) B. D. Josephson: "Potential Differences in the Mixed State of Type II Superconductors", *Phys. Lett.*, Vol.16, pp.242-243 (1965)
- (2) F. Irie and K. Yamafuji: "Theory of Flux Motion in Non-Ideal Type-II Superconductors", *J. Phys. Soc. Jpn.*, Vol.23, pp.255-268 (1967)
- (3) 松下照男: 磁束ピンニングと電磁現象, pp.416-417, 産業図書 (1994)
- (4) D. G. Walmsley: "Force-free magnetic fields in a type II superconducting cylinder", *J. Phys. F*, Vol.2, pp.510-528 (1972)
- (5) J. R. Cave, J. E. Evetts, and A. M. Campbell: "Ac Flux Penetration Measurements on Force Free Configurations in Reversible Type II Superconductors", *J. de Phys. (Paris)*, Vol.39, Suppl. pp.C6-614-616, (1978)
- (6) 江崎忠男: 「縦磁界中の第 2 種超伝導円柱の抵抗状態に関する研究」, 九州大学学位論文 (1976)
- (7) T. Ezaki and F. Irie: "On the Resistive State of Current-Carrying Rods of Type 2 Superconductors in Longitudinal Magnetic Fields", *J. Phys. Soc. Jpn.*, Vol.40, pp.382-389 (1976)
- (8) B. D. Josephson: "Macroscopic Field Equations for Metals in Equilibrium", *Phys. Rev.*, Vol.152, pp.211-217 (1966)
- (9) 松下照男: 磁束ピンニングと電磁現象, pp.164-171, 産業図書 (1994)
- (10) T. Matsushita: "On an Enhancement of a Critical Current of Superconductors in a Longitudinal Magnetic Field", *J. Phys. Soc. Jpn.*, Vol.54, pp.1054-1059 (1985)
- (11) T. Matsushita, Y. Miyamoto, A. Kikitsu, and K. Yamafuji: "Critical Current Density of Superconducting Pb-Bi Alloys with Normal Bi Precipitates in a Longitudinal Magnetic Field", *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol.25, pp.L725-L727 (1986)
- (12) T. Matsushita: "Macroscopic Electromagnetic Behaviour of an Ideal Superconductor in a Longitudinal Magnetic Field", *Phys. Lett.*, Vol.86A, pp.123-125 (1981)
- (13) T. Matsushita, Y. Hasegawa and J. Miyake: "Fluxoid motion and electromagnetic phenomena of a superconductor in a longitudinal magnetic field", *J. Appl. Phys.*, Vol.54, pp.5277-5281 (1983)
- (14) 松下照男: 磁束ピンニングと電磁現象, pp.188-192, 産業図書 (1994)
- (15) T. Matsushita and F. Irie: "On the Flux Flow in the Resistive State of a Current-Carrying Superconductor in a Longitudinal Magnetic Field", *J. Phys. Soc. Jpn.*, Vol.54, pp.1066-1075 (1985)
- (16) T. Matsushita, A. Shimogawa, and M. Asano: "Observation of structure of electric field on the surface of superconducting Pb-In slab under a longitudinal magnetic field", *Physica C*, Vol.298, pp.115-121 (1998)

松下照男 (正員) 1972 年 3 月九州大学大学院工学研究科電子工学専攻修士課程修了。1973 年 5 月九州大学工学部電子工学科助手, 1980 年 6 月同助教授, 1990 年 4 月九州工業大学情報工学部電子情報工学科教授, 2008 年 4 月九州工業大学大学院情報工学研究科電子情報工学研究系教授, 現在に至る。超電導体における磁束ピンニングと電磁現象に関する研究に従事。工学博士。低温工学協会会員, 応用物理学会会員, 日本物理学会会員, 英国物理学会会員。

