18. 講演題目：高温超伝導体における磁束線系の二次相転移と磁束ピンニング
英文題目：2nd order transition of flux line lattice and flux pinning in HTS

講演者：Takanobu Kiss
e-mail アドレス：kiss@sc.kyushu-u.ac.jp

講演要旨：

1．はじめに

高温超伝導体では、短いコヒーレンス長と熱雑音の増大に伴って、Ginzburg Number は金属系のそれと比較して何桁も大きくなる。その結果、磁束線系に対する熱エネルギーの寄与が顕著に現れる。Fisher は、スピングラスとのアナロジーに基づき、弱いランダムポイントを有する系において、磁束線格子の融解に伴う Glass 相から Liquid 相への熱力学的相転移を予言した。この転移は二次の転移であり、転移点近傍の臨界領域において、スケール則に関する理論的予測が提出されている。[1),(2)]すなわち、相関距離ならびに相関時間が転移温度 T_{GL} 近傍で冪乗に発散することが予測され、それぞれ、臨界指数 z, νを用いて次の様に表すことが出来る。

$\ell \propto \left|T - T_{GL}\right|^{-z}, \tau \propto \left|T - T_{GL}\right|^{-\nu z}$ その結果、例えば抵抗率と電流密度は、Glass 相と Liquid 相でそれぞれ普遍関数 F_{-}, F_{+} によって関係付けられることになる。[(2)]

$$\frac{(E/J)}{\left|T-T_{GL}\right|^{\nu(z-d+2)}} = F_{\pm}\left(\frac{J}{\left|T-T_{GL}\right|^{\nu(d-1)}}\right) \qquad (1)$$

この理論的予測は、Koch 等[(3)]による YBCO 薄膜を用いた実験によって、初めて検証された。その後様々な高温超伝導試料において同様のスケールが観測される事が明らかとされているに至って、高温超伝導体におけるこの熱力学的相の概念は確立されたかに見えた。しかしながら、最近になって、単純な臨界現象としては理解できない矛盾点が相次いで指摘されている。

（1）極めて大きな臨界指数 z とユニバーサリティーの欠如

本来の臨界スケール則によると、臨界指数は材料固有の微視的性質には依存せず、ユニバーサルな関係を満足する。理論的には、$4< z <7$, $1<\nu<2$と予測されている。Koch等の最初の実験結果はE-J特性のスケール則を示しただけでなく、その臨界指数z=4.8, ν=1.8が理論的予測と良く一致していることが大きなインパクトを与えた理由である。しかしながら、その後報告された大くの実験結果において極めて大きな臨界指数 zが多数報告されるばかりでなく、材料依存性や磁界依存性といった、ユニバーサリティーの欠如が指摘されている。報告されているいくつかの例を示すと、(103)/(013)YBCO膜[(4)]でz=15、10°YBCO膜[(5)]でz=18、c-oriented YBCO膜[(6)]でz=11.8、a-oriented YBCO膜[(7)]でz=22 、BSCCO膜[(8)]でz=12。

（2）広すぎる臨界領域

本来スケール則は、転移点近傍の限られた臨界領域においてのみ成り立つ。これに対し、高温超伝導体で観測されるスケール則は一般に極めて広い範囲で成り立っている。その結果、相関距離や相関時間のスケールが非現実的に大きいという矛盾点を抱えることになる。例えば Misat 等は相関時間のスケールが６０桁に及ぶ事を指摘している[(7)]。

（3）面内異方性

さらに、決定的と思われるのは最近のMisat等のa軸配向膜を用いた実験結果である[7]。同じFLLを同じ熱力学的条件でプローブしているにもかかわらず、面内の配向方向（b軸またはｃ軸）に応じて転移温度や臨界指数が異なる事を報告している。

これらの結果は、磁束線格子の熱力学的特性によると考えられてきた Vortex Glass-Liquid 相転移の概念に疑問を投げかけるには十分であり、何らかのこれに変わる、あるいは概念を修正する理論の提出が求められている。本研究では、その可能性のひとつとして、磁束ピン止めの影響に関して考察する。すなわち、従来金属系超伝導体で発展してきたピン理論に、Fisher流の考え方を取り入れることにより、概念を拡張し、上記の矛盾点に対する新たな理解を与えようとするものである。

２．熱揺動によるデピニング相転移

2.1 磁束ピン止めによる磁束バンドルの形成：２種類の相関距離

ピン止めされていない場合、仮想的にFLLの片方の端を押すとFLL全体が動く。すなわち、磁束線格子は長距離秩序を保っており、磁束線間の相関距離は無限大（試料サイズ）である。これに対し、LarkinとOvchinnikovはピンの導入によってFLLの長距離秩序は消失する事を指摘した。すなわち、磁束線間には短距離の相関しか残らず、端を押しても相関距離の範囲しか動かない。これはまさにピン止めされていることに起因する。ここで重要な概念はピン止めされたFLLは相関距離で規定されるバンドルを形成するということである。すなわち、この系の独立な相関距離は二種類あることに注意すべきである。コヒーレンス長（電子対相関距離）ξと、ピンニングされた磁束間相関距離ℓである。その帰結として二種類の相転移、（１）ξの発散を伴う超伝導―常伝導転移と（２）ℓの発散を伴うピンニング―デピニング相転移が起こり得ることが分かる。両者の転移温度に観測にかかるほどの開きが在れば、温度上昇に伴い二段の電気抵抗回復が観測される。

2.2 熱揺動によるデピニング相転移

前節で述べたとおり、ピン止めされたFLLはあるバンドルを形成する。この様な系に熱揺動が加わった場合を考察する。熱揺動によって、ピンポテンシャル内で磁束線は揺動し、その結果ピンポテンシャルは見かけ上浅くなる。この熱雑音によってポテンシャルが埋められたバンドルでは、局所的にピン止めが外れ、その領域ではFLLの相関が回復する事になる。高温超伝導体の様なランダムピン媒質中では、要素的ピンポテンシャルの分布はかなり広い幅を持っている事に加えて、熱揺動そのものも確率的現象であることから、デピニング領域はクラスタを形成しながらピンが弱い領域から徐々に成長する事になる。クラスタ同志が結びつくことによって、やがてクラスタは試料の端から端まで繋がりパーコレートする。これに伴って、FLLの相関距離も発散することになる。つまり、パーコレーションパスに沿って磁束フローが可能となり、電流印加に伴って、電圧が発生する。すなわち、四端子法で誘起される電界は、磁束バンドルが

列をなしてパーコレートする確率過程によって支配されている。この点に関しては、後で再び述べる。熱雑音によって、パーコレーションパスが生じると、$J \to 0$のリミットでも磁束フロー抵抗が観測される。これがまさしくデピニング相転移である。

従来のピン理論では、加算問題を解くことによって、バンドル内のJ_cを得ることを目的としていた。金属系超伝導体では、ピン強度が揃っていることと、熱揺動の影響が小さいために各バンドルのJ_cも結果として揃っており、磁束バンドルのJ_cを得ておけば十分な精度でTransport J_cと一致していた。(パーコレーション転移が急峻におこるため)。これに対し、高温超伝導体では、パーコレートする過程が本質的に重要となり、考察の対象は磁束バンドルの相関距離だけでは不十分で、unpinnedクラスタの相関間距離に置き換える必要がある。この点はFisherの相転移的考えと一致しており、従来のピン理論を拡張する大きなポイントとなる。

尚、この型の転移が熱力学的に二次であることは、コヒーレントポテンシャル近似を用いた理論的考察によって、Matsushita and Kissによって明らかとされている。[9]

3．デピニング相転移の理論的記述

3.1 ランダムピン媒質中における確率論的考察

磁束のデピニング現象が1種類の連続した確率事象と見なせ、かつ磁束のデピニング現象はエルゴディックであると仮定する。デピニングが起こって磁束フローが生じた磁束バンドル列の割合をQ(f)とすると、仮想変位でデピニングが起こる確率は、未だピン止めされている磁束バンドルの割合に比例するので、次の微分方程式によって与えられる。

$$\frac{dQ(f)}{df} = 1 - Q(f) \tag{2}$$

$$Q(f) = 1 - \exp(-f) \tag{3}$$

さらに、デピニング現象がある確率で起こる素過程の独立なm個の集団からなる確率事象とみなし、その素過程が起こる確率は、パーコレーション閾値からの距離に比例すると仮定すると、

$f = \left(\frac{J - J_{cm}}{J_0}\right)$, すなわち

$$Q(f) = 1 - \exp\left[-\left(\frac{J - J_{cm}}{J_0}\right)^m\right] \cong \left(\frac{J - J_{cm}}{J_0}\right)^m \tag{4}$$

を得る。この関数はWeibull関数として知られている。ここで、J: 印加電流密度、J_{cm}:パーコレーション閾値、J_0: J_cの分布幅を表すスケールパラメータである。電流の印加によって生じるトータル電界は、トータルのQに比例するので、上記の確率論的考察を基に、E-J特性の表式を次式の様に得ることが出来る。

$$E(J)=\rho_{FF}\int_0^J Q(J_c)\,dJ_c \qquad (5)$$

ここで、ρ_{FF} はQ=1すなわち均一フロー状態での抵抗率を表す。

3.2 ピン力密度のスケール則と Isotherm Scale

臨界電流密度の温度・磁界に対する依存性は、次式のようなピン力密度のスケール則によって表されことが知られている。

$$\begin{aligned}F_p &= J_c B\\ &= A\,B_{c2}(T)^{\varsigma}\left(\frac{B}{B_{c2}}\right)^{\gamma}\left(1-\frac{B}{B_{c2}}\right)^{\delta}\end{aligned} \qquad (6)$$

ここで、$\varsigma, \gamma, \delta$ はピンパラメータ、B_{c2}は上部臨界磁界である。つまり、金属系超伝導体の場合、臨界電流密度は上部臨界磁界に帰着される物理量として表されており、ゼロ抵抗状態は、上部臨界磁界に帰着される熱力学的相として近似的に表すことが出来た。これは厳密には正しくないことは、2．1説に述べたとおり、二種類の相関距離ξとℓの違いからも明らかであるが、金属系の実用超伝導材料の場合、熱揺動の影響が小さく、ピン強度も揃っていることから、デピニング磁界と上部臨界磁界との違いは無視できる程度に小さい。

高温超伝導体の場合にも、同様のスケール則が成り立つことは、実験との比較によっても明らかとされている。ただし、転移磁界は、熱雑音やピン力分布の影響によってB_{c2}に比べ小さな値を取る。ここで、デピニング磁界をBGLとすると、金属系と同様次式のスケール則が最小の臨界電流密度J_{cm}のピン力密度：F_{pm}=$J_{cm}B$に対して得られる。

$$J_{cm}B = A\,B_{GL}(T)^{\varsigma}\left(\frac{B}{B_{GL}}\right)^{\gamma}\left(1-\frac{B}{B_{GL}}\right)^{\delta} \qquad (7)$$

ところで、B_{GL}が温度の関数であることに注意して、上式を温度の関数として、B_{GL}近傍で展開し直すと、次式を得る。この式は熱力学による静的臨界スケール則を表している事が分かる。すなわち、ピン力のスケール則と熱力学的スケール則とは本質的に同じ形を与える。

$$J_{cm}=J_T\left|1-\frac{T}{T_{GL}(B)}\right|^{\delta}, \qquad (8)$$

$$J_T \approx AB_{GL}(T_{GL})^{\varsigma-1}\left(\left|\frac{\partial T_{GL}}{\partial B}\right|\frac{B_{GL}}{T_{GL}}\right)^{-\delta} \qquad (9)$$

さらに、Isothermスケールの動的臨界指数ならびに静的臨界指数は次の様にピンパラメータと完全に対応が付く。

$$z=2m+1, \qquad (10)$$

$$\nu = \frac{1}{2}\delta \qquad (1\ 1)$$

両者の定量性の検証は既に報告している。[6]YBCO薄膜を用いた実験により、*E-J*特性の磁界依存性と、温度依存性との比較より、それぞれ独立に抽出したピンパラメータm, δと臨界指数z,νとが（１０)、(１１）式の関係を定量的に満足する。

４．まとめ

ピン止めがある混合状態では、磁束のデピニング相転移が現れ、この熱的デピニングは熱力学的には二次の転移である。 Glass-liquid相転移はデピニング相転移の一種であり、どちらも二次の転移、スケール則も同じ形となる。デピニング相転移は任意のピン系で現れ、パーコレーション転移として記述でき、その特性は、Weibull関数によって良く表される。デピニング相転移に関係するパラメータはピン特性に依存して変化する。従って、Glass-Liquid相転移と解釈されてきた実測結果はデピニング相転移の立場から見直すべきであろう。

References

(1) M.P.A. Fisher, Phys. Rev. Lett. **62** (12)(1989)1415.
(2) D.S. Fisher, M.P.A. Fisher, D.A. Huse, Phys. Rev. B **43**(1)(1991)130.
(3) Koch et al., Phys. Rev. Lett.**64** (1990)2586.
(4) R.P. Campion et al., PRB, to be published.
(5) P.S. Campion et al., Physica C **324** (1999) 96.
(6) T. Kiss, T. Matsushita and F. Irie, SuST **12** (1999) 1079.
(7) S. Misat et al., Physica C **331** (2000) 241.
(8) Y. Ando et al., PRL **69** (19) (1992) 2851.
(9) T. Matushita and T. Kiss, Physica C **315** (1999) 12.