

高温超伝導体の磁束状態の相図における特殊性 と一般性について

筑波大学教授 物質工学系 門脇和男

§ 1 はじめに

磁場中での高温超伝導体の振る舞いは、従来の超伝導体とは大きく異なり、発見当初から多くの研究者を魅了してきた。この15年余りの間に、数多くの新しい発見や大きな概念の変革に遭遇し、実験と理論の両面においてより統一的な理解に向かって飛躍的な進歩を遂げた。そして、現在でもそれが止むことなく続いている。振り返ってみれば、磁束状態の理解は、紆余曲折を経てようやく成熟期に入ったといえるだろう。今でも、磁束系の研究は金属学、あるいはセラミックス工学の応用や、臨界電流密度を上げるための工学的研究分野であり、超伝導の本質（超伝導機構を指すと一般には思われる）の研究ではないと位置づけ、重要視しない研究者も多いのではないかと思われるが、これは大変残念なことである。

話はわき道にそれるが、筆者は、最近声高に叫ばれている「大学の構造改革」問題を考える機会が多いが、これは、我が国に大学（国立大学を指す）が設立されて以来の最大の変革に当たると認識している。大学の内部でもそうであるので仕方のないことかもしれないが、社会一般においてはなおさら（マスコミも同罪であるが）このような認識に欠けていると思う。この機会に国立大学を大学としてあるべき姿に変えるべきだと考えている。

学術研究に対する資金はここ10年間で倍増され、特定大学に極端に偏向しているが、このような外見上の施策は無駄な「公共投資」に過ぎず、問題の本質的改革とはなり得ないと筆者は考えている。なぜなら、構造改革の中心的課題は、資金の問題ではなく（資金が必要ないということではない）、まさに大学研究者の利己的な閉鎖性や排他性に根ざしており、それは国民的メンタリテの問題であると筆者は信じて疑わないからである。これは残念ながら行政的手段では如何ともしがたい問題であるし、ましてや、研究資金の量の問題ではないことは大学より遙かに資金面で恵まれている国立研究所の喘ぎを見れば明らかである。高温超伝導体が発見されてからほぼ15年になるが、この間、磁束系の研究に携わってきて、いわゆる工学が理学から遊離して交わらない状況は、昨今の

ように理工系融合策として強制的に大学制度を弄ってみても依然として変わっていないし、今後も変わらないであろう。これが今まさに指摘した国民的メンタリテの問題の一側面が顕在化した結果なのである。科学全般の発想の貧困もまさにそこに原点があると筆者は考えている。ノベル賞の数をオリンピック金メダルと同じ感覚でゲム化し、それを強化しようとする発想は、到底、正常な学者あるいは学識経験者から発せられたものとは考えられないし、このような研究資金の増額や制度上の強化策はまさしく、目的のための研究そのものであり、本末転倒も甚だしい。

本題にもどれば、前述のように、高温超伝導体の磁束系の理解は成熟期を迎え、少なくともその概念的な側面ではおおかたの理解はできたと考えられる。しかしながら、まだいくつか点で理解が不十分であるので、それらについて以下に述べよう。

§ 2 磁束状態の2つの新しい概念

2つの重要な概念が高温超伝導体の研究を通して新しく導入された事をまず思い起こそう。その一つは、「磁束液体状態」という新しい磁束状態の存在であり、もう一つは、これも新しいが、「磁束線格子融解」現象である。「磁束液体」という概念は直感的には「磁束がある固体状態から解けて液体となった状態」と解釈されそうだが、実は、これがなかなかのくせ者で、これか述べる話の中心となるのでもう少し説明を要する。

磁束線はそれぞれ長距離の斥力相互作用をしており、低温ではそのために秩序状態を作る。これは理想的には3角格子であり、Abrikosovによって初めて指摘されたことはよく知られている。この状態は、(磁束線のピン留め効果がない)理想的な超伝導体では超伝導体に固定されていないので駆動力が働けば運動する。駆動力は外力(具体的には電流など)の場合もあるが、熱エネルギーによって与えられる場合もある。有限温度では熱エネルギーの存在は必然的であり、理想的な超伝導体の場合、むしろ熱的エネルギーが駆動力として支配的となる。高温超伝導体はその転移温度が高いため、熱エネルギーも当然高く、結局、熱エネルギーに抗しきれず磁束線格子は融解現象を伴って3角格子である磁束の固体状態から液体状態へと相転移する。この相転移は熱力学的には1次の相転移であることが知られている。このようにして、磁束の液体状態の概念が一応できたことになる。

§ 3 不思議な液体 - 「磁束液体」

「磁束液体状態」は従来の超伝導では存在しなかった磁束状態の概念である。高温超伝導体の磁束状態を研究する過程で磁束固体状態が超伝導転移温度以下の有限温度で融解する現象が発見され、初めて認識されたのである。

では、この「磁束液体状態」とはいったいどういう状態なのだろうか？磁束線があたかも沸騰した湯の中に浮かぶスパゲッティのように、超伝導体内でグニャグニャと浮遊する状態なのであるだろうか？もしそうであれば、幸いな事で、概念的には大変わかりやすかったであろう。しかし、この問題はそう簡単ではない。超伝導転移温度より十分高い温度では超伝導状態ではないのだから磁束線ももちろん存在し得ず、スパゲッティのような磁束線も存在し得ないことは容易に理解できるであろう。しかしながら、もし仮に、そのような状況が実現されているとすると、磁束液体状態にあった磁束線のスパゲッティは十分高温で正常状態になるとき、一体どのように消滅するのであるだろうか？磁束線格子融解後（それより高温高磁場領域で）徐々にやせ細って、やがて消滅していくのだろうか？あるいは、ある温度、磁場で忽然と消滅するのであるだろうか？その場合、それは相転移を伴うのであるだろうか？これらの問題は純粋な超伝導状態の磁場中における相転移の本質的な問題なのであって、後で議論するが、超伝導体に内在するピン止め効果によるいわば“2次的な”問題とは明確に区別して理解する必要がある。

§ 4 . 実験的挑戦

上に述べた問題を実験的に解決するのは、実は、容易ではない。なぜなら、理想的に純粋な高温超伝導体は作ることができないからである。そのため、限りなく理想的な、純粋に近い状況へ外挿できる試料を作り、実験する以外に方法は無い。すなわち、できる限り良質の単結晶を準備し、残存する不純物などによるピン止め効果をできる限り排除した実験をまずは初めにする必要がある。そして、わずかに残存するピン止め効果の影響を純粋な場合に延長するため、逆に、わずかずつピン止め効果を導入し、それが純粋な場合の本質的な超伝導の性質にどのような影響を与えているかを系統的に入念に調べる必要がある。これは、ピン止め効果を徐々に導入した複数の試料を作成し、それらについて一つ一つ実験をせねばならない。この実験は試料の数もたくさんあり、一つの試料についてその磁束状態全貌を調べなければならないから、膨大な実験となる。さらに、ピン止め効果は母物質の状態の様々な変化に敏感に対応し、超伝導状態にきわめて多様な効果を引き起こすため、系統的にこれを制御する事が

なかなか困難である。それにも増して、そもそも、ピン止め力を導入する前の試料として、きわめて高純度高品質の単結晶を作ることが必要であるが、これが至難の業である。

我々は、この難題に取り組み、これまで数年かけて系統的にピン止め効果を変化させ実験する事でこの問題の解明を試みてきた。以下に述べることは、このような一連の研究の中から得られた結果の主要な部分の要約である。

§ 5 実験結果 - 奇妙な相図 -

図 1 に模式的に要点を相図として示した。すなわち、この相図で実験的に明らかなのは次の通りである。

理想的な超伝導状態では超伝導状態と正常状態を区別するのは磁束線格子融解線 H_M であり、磁束線格子融解は熱力学的には 1 次の相転移を伴う[1]。従来の超伝導体では上部臨界磁場 H_{c2} で超伝導状態と正常状態が区別されたが、これは平均場近似のために現れる相転移であり、実在しない。厳密には、

従来の超伝導体でも H_{c2} は存在せず、超伝導秩序パラメータ Ψ の振幅が成長するクロスオーバー領域なのであるが、その転移幅が通常、実験的に識別できないほど狭い ($\sim 10^{-10}$ K) のであたかも 2 次の相転移として事実上、矛盾がなかったのである。 H_{c2} で磁束線格子の秩序が発生するが、この場合の転移は 1 次ではなく 2 次的である。

弱いピン止め効果がある場合、1 次の相転移を伴う磁束線格子融解線は磁場の上昇とともに弱くなり、臨界点 (CP) で 2 次転移的となる。それ以上の磁場ではこの 2 次転移的な相転移が

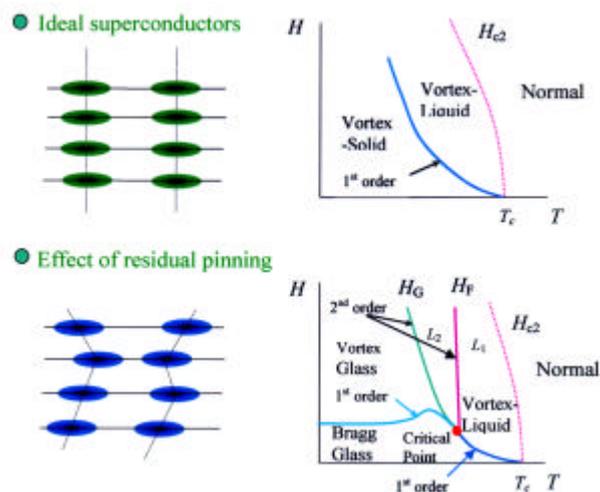


図 1 . (上段) 理想的な高温超伝導体の磁気相図 (右)。磁束のパンケ - キ (楕円) が CuO_2 超伝導層上に規則配列 (三角格子となる) している様子を表す (左)。(下段) 弱いピン止め効果がある場合の磁気相図 (右)。磁束のパンケ - キは空間的にランダムなピン止めエネルギー - と磁束線格子のエネルギー - との釣り合いによってエネルギー - 極小となるように位置を変える様子 (左)。いずれの場合も、磁場は超伝導層に垂直方向にかけられた場合である。

超伝導相である磁束ガラス相と磁束液体相を区別する。

臨界点(CP)からピ - ク効果 (セカンドピ - ク H_{sp} と呼ばれる) が現れ、このピ - ク効果はほとんど温度に依存せず、1 次の相転移を伴うとの主張が最近されている[2]。

臨界点付近からさらに新しい H_F 線が現れ、磁束液体相は単相ではなく、 L_1 相、 L_2 相の 2 相が存在する[3]。

§ 6 相図の解釈

さて、上の実験で得られた相図について解説しよう。現状では、はほぼ確立している。このほかの特徴として、磁束線格子融解線の温度 - 磁場相図上の位置はド - ピング量に強く依存する事が知られている。これは、超伝導体の異方性の大きさがド - ピング量によって大きく変化することに起因するからである。電気抵抗や磁化の実験結果によると、この 1 次転移の強さは低温になるほど弱くなっていく¹。これは低温になると残留するピン止め効果が温度の減少とともに次第に有効になり、1 次転移が弱められ 2 次転移へと変化するものと考えられる。相転移が不純物などによって 1 次転移から 2 次転移へ移行することが一般的に見られるが、磁束線格子融解現象もその場合の一例として理解できる。

に関しては歴史的になかなか受け入れられなかったいきさつがあるが、現状ではこれも確立されており、議論の余地がないであろう。

については、我々がこれまで人工的に導入した様々なピン止め効果の磁束線格子融解現象に対する影響を調べてきたが、この結論はこのような実験から得られた結果である。すなわち、ピン止め効果の大変弱い高品質の単結晶にピン止め効果を徐々に導入すると磁束線格子融解線は、ピン止め効果が十分弱い場合は、その温度と磁場に対する位置は変わらないが、1 次転移の強さが次第に減少し、やがて、1 次転移から 2 次転移的な連続転移へと変化する。1 次転移が消失する臨界点 CP(critical point)はこの弱いピン止め効果の性質に強く依存し 1 次転移点を移動する事も知られている[3,4]。

¹ 電気抵抗では、コルビノ法で測定すると、1 次転移に伴う鋭い電気抵抗の飛びの大きさが低温で徐々に小さくなっていき、やがて飛びは消失し 2 次相転移的な連続的転移に移行することが知られている[4]。また、1 次転移に伴う磁化の飛びの測定から、エントロピー - の変化が低温で徐々に消失していく (ただし、磁化の飛びの大きさ自身はあまり温度変化しないようである) [1,5,6]。

§ 7 相図の実例 - $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の場合 -

実例を図 2 に示そう。これは単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系のほぼ最適ド - ピングにある試料における磁場-温度相図で、磁場は低温でのピ - ク効果の発生する磁場 H_{sp} で、温度は T_c で規格化されている。実は、図 1 の抽象化された図はこの実測例をもとにして描かれたものである。

図 2 は、本質的な構造は図 1 と同じであるが、たくさんの線が引かれているので説明を要する。まず、図 2 には SQUID 磁束計による静的な磁化(緑と青の曲線)と微小コイルによる交流応答(記号を伴う実線)の両者の測定結果が示されている。両者は交流周波数が 0 の極限では漸近することが分かる。

不可逆磁場 H_{irr} が両測定で多少違っているが、これは磁束ガラス状態では急速に緩和時間が長くなることから測定法の違いによって観測時間スケールが異なるため相図上での位置が変わるものと思われる[7]。

弱いピン止め効果がある場合、低温高磁場側ではガラス状態(磁束ガラス状態)であるといわれるが、ランダム系特有の困難さがあり、理論的には実は、真の超伝導状態かどうかは決着が付いていないというのが現状では正しい認識であろう。しかしながら、現実問題としては 10^6 A/cm^2 以上の電流搬送能力があり、超伝導と見なしてほとんど問題ない。厳密性は欠くが、事実上、超伝導と見なして問題ないであろう。

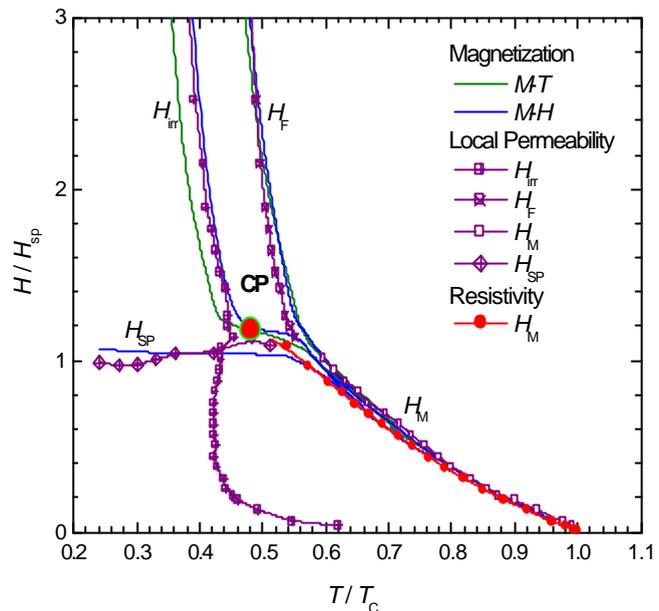


図 2 . 単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系における磁束状態の相図。赤丸印は磁束線格子融解曲線 H_M を表す。その他の記号は微小交流コイル法によって求めた相境界。緑と青の実線は SQUID 磁束系によって求められた相境界。CP は磁束格子融解現象が消失する臨界点を表す。磁束格子領域はピン止め効果が有効な領域(低温側)と無効な領域(高温側)に分けられる。

§ 8 相図の解釈についての混乱

に関しては、最近、ピ - ク効果が 1 次相転移線であり、磁束線格子融解線から連続的につながっているとの主張がある[6,8]。すなわち、1 次の磁束線格子

融解線は連続的に低温までつながっていると考える。しかしながら、ピ - ク効果の発生が内在する弱いピン止め効果によるものである事を認めると、この考え方には本質的な誤りがあるといわざるを得ない。その理由は、超伝導転移温度 T_c から臨界点までの 1 次の相転移は熱攪乱によって引き起こされる相転移であり、ピン止め効果の存在とは無縁な相転移であり、一方、臨界点以下の低温のピ - ク効果は、試料に内在する弱いピン止めの存在そのものが決定的に重要であり、それなくしては相転移そのものが存在しない。すなわち、臨界点以上での 1 次の相転移は熱的に誘発される融解現象であるのに対し、臨界点以下での相転移はピン止め効果によって誘発される現象（これは融解現象といえるのだろうか？）である。ピ - ク効果が 1 次転移かどうかは内在するピン止め効果の物理的性格上の問題であるだろうし、空間的かつピニングポテンシャルの強さがランダムなピン止め効果による磁束格子の秩序無秩序転移はあっても不思議ではないが、静的なランダムポテンシャルの存在が原因であるの

に対し、臨界点より高温側の 1 次転移は熱運動が相転移の駆動力となっているのである。ピン止めポテンシャルの種類によっては両者が 1 次の相転移であったとしても一向に矛盾は無いし、驚くべき事ではないが、両者の相転移の物理的起源が全く異なっているのである。また、Avraham らによる実験では c -軸方向の磁場（300 ~ 400 G）に対して垂直に、すなわち、 ab -面内に低温での磁化の不可逆性に伴

う長時間緩和現象を回避するため、約 80 G 程度の交流磁場をかけ、平衡状態に強制的に戻している。この交流磁場は決して小さくないので、実現された平衡状態が果たして長時間後に達成されると考えられる熱平衡状態と同等かどうかは大いに問題であると思われる。

図 3 は、Avraham 等によって示された、1 次の磁束格子融解線が低温まで連続している事を示した図であるが[6]、彼らはこれと同時に、 T_{cp} 以下の温度で、はわずかであるが融解線が正の傾きを持つ領域がある事を見だし、これを反転融解（inverse melting）と呼んだ。この反転融解の理由をピン止めエネルギー - と

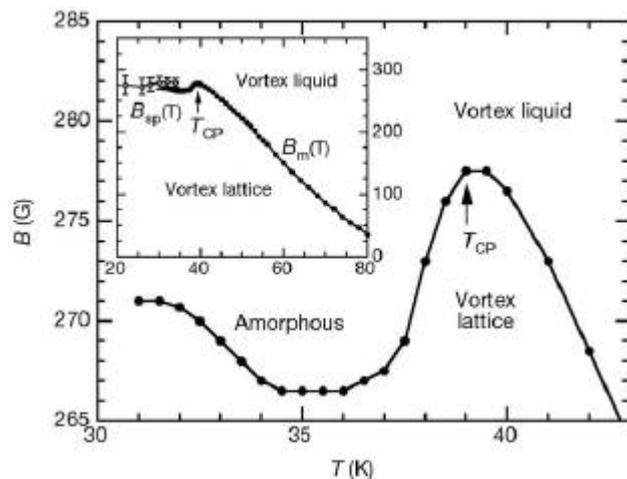


図 3. Avraham 等によって主張されている反転融解（inverse melting）現象（文献[1]より転載）。

熱エネルギー - との兼ね合いで起こることする解釈はおそらく問題ないと思われるが、磁束線格子融解線より高い磁場領域で相転移線が存在しない、すなわち、磁束線格子融解線以上の磁場の領域は絶対零度まで本質的に正常状態からの延長線上にある“正常状態”である事を示している。同様の考え方は Gammel によっても主張されている(図4参照)

[8]。かれは、液体状態が2相存在し、低温強磁場側は液体であり、温度の降下にもない緩和時間が急速に長くなり、通常的时间スケールを越えることに当たると主張している。この主張においても、低温では液体の状態であるから超伝導状態ではない事になる。これは、我々の相図とは大きく異なることは図1,2と比較してみれば明らかである。

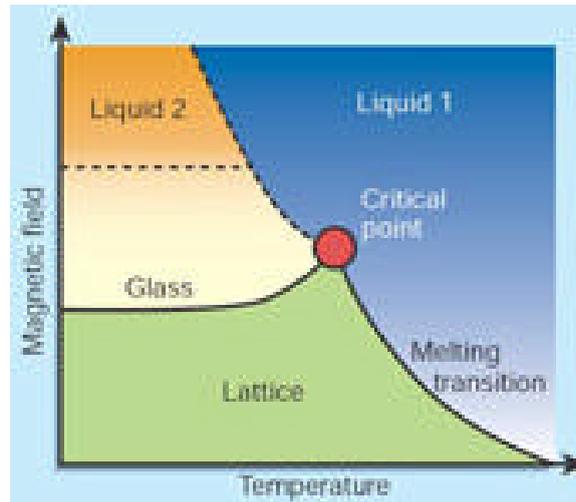


図4 . Gammel によって示された磁束状態の磁気相図(文献[2]より転載)。

§ 9 局所的交流磁化応答による測定結果

に関しては、磁束液体状態が単一な相ではなく、 L_1 相と L_2 相の2相からなることを主張している。注意深く測定された磁化の温度変化や磁場変化の結果から磁束液体相に異常が見られ、この異常を磁束液体相を2分する H_F 線として、これまで過去数年にわたって指摘してきた。広く知られているように、SQUID

磁束計による磁化測定では試料全体の磁化を測定してしまうため、いわゆる試料端におけるピン止め効果を排除できないので、決定的な結論を導くことができなかった。最近、我々は微小なコイル(直径約0.35 mm)を使い、局所的な磁化の交流応答を測定することにより、試料端から発生するピン止め効果をほぼ完全に排除することに成功した。図5に微小コイルを用いた磁化の交流応答測定

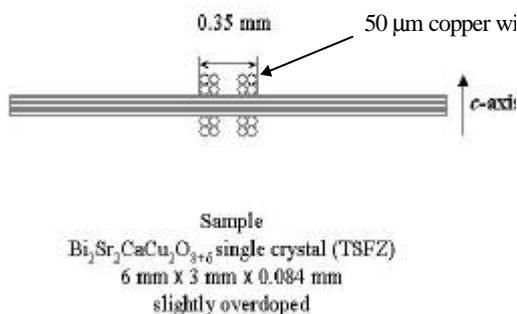


図5 . 試料と微小コイルとの位置関係。

実験の試料とコイルの関係を示す。この結果、試料を透過する交流応答によっ

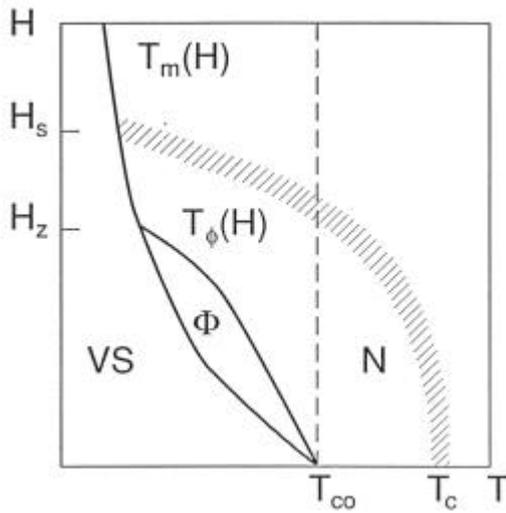


図6 .Tesanovic によって提案されている磁

現状では断定はできない状況にある²。

§ 1 0 L_1 、 L_2 相の解釈

このように、磁束液体状態が2相から成るとするなら、これは一体どのような状態なのであろうか？冒頭で指摘したように、磁束液体相が茹であがったグニャグニャしたスパゲッティのような状態であるなら、このスパゲッティが各超伝導層でバラバラに切断され、超伝導パンケーキ磁束へ転移する相境界と考える事もできよう。そうすれば、パンケーキからひも状の磁束線としての実体への転移と考えられ、 H_F 線と不可逆線 H_{irr} の間では磁束線が有限の張力を有することになり、ピン止め効果がより有効に作用すると考えられる。従ってこの状態は、 H_F 線以上の温度磁場領域で存在するパ

ても SQUID によって測定された異常と同様の異常が観測され、 H_F 線の存在が実験的に再確認されたのである。この結果は、図2にもプロットされている。また、この H_F 線の存在は、最近のコルビノ法を用いて試料端のピン止め効果を排除した電気抵抗の測定結果からも間接的に支持されている[4]。しかしながら、この H_F 線が熱力学的な相境界であるかどうかに関しては、より直接的な熱力学的な実験結果が無いので

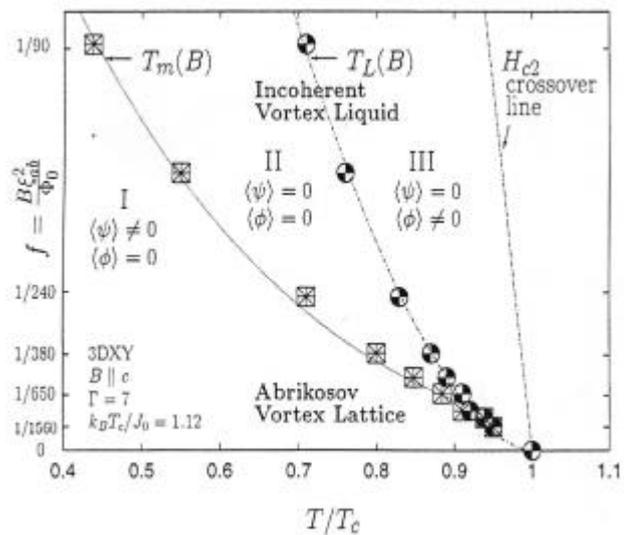


図7 . Ngugen と Sudbo 提唱されている磁束状態の相図 (文献[1]から転載)。

² 磁化は熱力学的な物理量なので、我々は相転移であると考えているが、より積極的な証明は、たとえば、比熱の測定が最良である。

ンケ - キ状態よりピン止め効果がより有効に働く領域であることが期待され、実験結果と矛盾しない。また、最近の理論[10]や大型ス - パ - コンピュ - タ - を用いた数値計算の結果とも矛盾しない[11]。図 6、及び図 7 は、理論的に予想されている相図であり、トポロジカルには我々に実験結果と矛盾せず、むしろ驚くほどよく似ている。しかしながら、前のも述べたように、実験的により明確な形で H_F 線の存在を検証する必要があり、新しい実験的な工夫が望まれている。

§ 1 1 ピン止め効果の影響

このように、 H_F 線を観測するためには磁束線のダイナミクス、すなわち、何らかの微小な摂動を外部から動的に与え、その応答を測定する事が必要であるが、完全にピン止め効果のない理想的な超伝導体の場合、果たして、このような測定法で H_F 線を観測することができるのだろうか？磁束系の摂動に対して、何らピン止め効果が無いなら、果たして、磁束状態が変化してもそれが測定に反映されるだろうか？磁化や電気抵抗などの物理量はそういう意味で、何らかの形でピン止め効果を利用して磁束系の応答として観測しているのであるから、完全に理想的な超伝導体の場合、このような摂動法では観測できないと考えられる。もし、可能であるなら、純粋に熱力学的な比熱しか考えられないが、これは現状では技術的にきわめて困難である。

我々は、このような難問に対し、系統的にピン止め力を変えた試料で磁化や磁化の交流応答、電気抵抗などを調べることで、相図がどのように変化するかを調べればある程度推測がつくのでは無かろうかと考えた。そこで、ピン止め力のみを系統的に変える方法として、人工的に重イオンと電子線を照射を用いた。重イオン照射をすると柱状欠陥を導入できる。電子線照射では点欠陥を導入できる。このような試料を系統的に測定した結果、 H_F 線は欠陥の強さや形状、数などに鈍感であることが測定から分かった。1 次の相転移である磁束線格子が大変欠陥量に敏感であることは対照的である。たとえば、柱状欠陥量を磁束線当量で $B_\phi > 100$ G 程度で磁束線格子融解線は 1 次から 2 次的な連続転移と変化し、されに柱状欠陥量を増すとガラス転移的な相転移となって大きく高温高磁場側へ移行するが、 H_F 線はその位置が大きく高温高磁場側へ移行はするが、依然としてそのまま存在する。逆に、欠陥量を減少させ、ゼロにしたとき H_F 線は依然として磁束液体状態の中に残り、たとえ、欠陥量を完全に除去したと仮定しても、 H_F 線の存在は消失しないように見える。このことは、 H_F 線はピン止め効果が無い純粋な高温超伝導体でも存在することを示唆しており、この推論が正しければ磁束液体状態の本質的属性であると考えてよいことになる。先のス

文献

[1]. E. Zeldov, *et al.*, Nature **375**, 373 (1995). 微視的には Zeldov 等よりも早い段階で中性子小角散乱の実験から Cubitt 等は $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系で磁束線格子融解現象の存在を指摘している (R. Cubitt *et al.*, Nature **365**, 407 (1993))。また、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 系で $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系ではないが、Safar 等が電気抵抗の測定から、やはり、同様に磁束線格子融解現象を指摘している (H. Safar, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 824 (1992))。また、それ以前から、Farrell 等はトルクの実験により磁束線格子融解についての可能性を検討している (D. E. Farrell, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **67**, 1165 (1991), R. G. Beck, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 1594 (1992))。

$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系において電気抵抗の測定から磁束線格子融解現象が指摘されたのは筆者によって発表された c -軸方向の電気抵抗に現れる飛び (異常) に関する発表が最初である (K. Kadowaki, "On the vortex phase diagram and transport phenomena to the Josephson coupled superconducting layers", presented at the international workshop on vortex dynamics, Lake Forest, Illinois, USA, June, 24-29, 1995.) が、これにはちょっとしたエピソードがある。筆者はこの会議で講演したところ、この結果はこれよりだいぶ前に Safar 等が $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系の電気抵抗を SQUID によるピコボルトメータを用いて非常に高感度の測定を行ったのであるが、何の異常も発見されなかったため (その結果の一部は H. Safar, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 2672 (1992) に発表されている) 間違いであるとする意見が圧倒的に強く、全く信用されなかったのである。さらに、筆者が用いた測定器である Keithley 社のナノボルトメータに装置上の問題があるため、実際にはないはずの電気抵抗の飛びがあたかもあるような結果になるとする主張が、特に、同様の測定を行った Leiden 大学の M. V. Indenbom によりなされた。彼は、その測定結果の実例を示しながら、自信満々に「そのような飛びの異常は装置上の問題であり磁束線格子融解ではない」と断定するコメントを筆者の講演発表の直後、壇上に押しかけてきて発表したのである。後に、磁束線格子融解現象に伴う電気抵抗の異常が観測された実験結果は、K. Kadowaki, Physica **C263** (1996) 164 に発表されたが、Watauchi 等はこれが発表されるまでの間の時間差を利用して c -軸よりより簡単な ab -面内での同様の測定を行い、磁束線格子融解に対応する異常があると筆者等の論文より先に報告した (Watauchi, *et al.*, Physica **C259**, 373 (1996))。この実験は Lake Forest で筆者によって発表された実験結果にヒントを得てなされたものであるが、Watauchi 等の論文ではそれに対する言及はなされていないので誤解が生じないように明記しておく。筆者はこのような問題に対処するため Lake Forest の会議の後、8 月に予定されていたプラハでの国際低温会議 (LT21) の招待講演をキャンセルし、再度、実験を最初からやり直したのである。まず、試料をとり変え、複数の試料で測定し確認した。さらに、指摘のあった Keithley の測定器

の性能検査を入念に行い、その結果、確かにナノボルト領域に特異な異常のあることが認められたが、筆者が観測した電気抵抗の飛びはそのために起こる異常ではないことを再確認し、結局、Lake Forest で発表した結果が正しかったことの確証を得たのである。この間、約4数ヶ月を費やしたのである。

- [2]. Gaifullin, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 2945 (2000).
- [3]. K. Kadowaki, *et al.* submitted, K. Kimura, *et al.*, Physica **C 357-360**, 442 (2001), K. Kimura, *et al.*, “Advances in Superconductivity XII” (Proceedings of the 12th International Symposium on Superconductivity (ISS’99), October 17-19, 1999, Morioka, Japan), p413, Springer Verlag.
- [4]. J. Mirkovic and K. Kadowaki, Physica **C341-348**, 1273 (2000), E. Sugahara, *et al.*, to be published.
- [5]. K. Kadowaki, *et al.*, Phys. Rev. **B57**, 11674 (1998).
- [6]. N. Avraham, *et al.*, Nature **411**, (2001) 451.
- [7]. K. Kimura, *et al.*, Physica **C357-360**, 442 (2001)
- [8]. P. Gammel, Nature **411**, (2001) 434.
- [9]. K. Kimura, *et al.*, J. Low Temp. Phys. **117**, 1471 (1999).
- [10]. Z. Tesanovic, Phys. Rev. **B59**, (1999) 6449.
- [11]. A. K. Ngugen and A. Sudbo, Phys. Rev. **B60**, (1999) 15307.
- [12]. Y. Nonomura and X. Hu, Phys. Rev. Lett. **86**, (2000) 5140.

この拙文は平成13年度(2001年度)高温超伝導材料研究動向調査研究会(平成13年12月20日 - 21日、神奈川県箱根町強羅、文部科学省共済組合保養所静雲荘で開催。社団法人未踏科学技術協会超伝導科学技術研究会主催)の報告書(p65-77)であることを付記する。