

戦略的基礎研究推進事業

研究領域「極限環境状態における現象」

研究実施終了報告書

研究代表氏名

門脇和男

(筑波大学物質工学系教授)

1. 研究課題名

極限環境を用いた超伝導体の臨界状態の解明

2. 研究目標

1996年、高温超伝導体の発見とその後の研究の発展に伴い、高温超伝導体の特異な超伝導状態や新現象の発見が相次ぎ、超伝導に対する従来の基礎概念の変更が余儀なくされていた。特に、高温超伝導体の磁束状態を中心とした諸研究は、欧米諸国が中心で我が国においては電子状態などの研究は活発であったものの、超伝導状態の基礎研究は遅れており、それを追従する状況にあった。本研究ではこのような問題を正面から取り上げ、我が国のこのような研究状況を打開し、超伝導の基礎概念の新構築とその工学的応用の基礎の確立を試み、この分野における世界的な研究主導権を獲得することを当初の目標とした。すなわち、超伝導体の磁束状態や電子状態を、極限的実験環境を利用して広く世界的な視野において共同体制を組みながら解明し、超伝導の基礎概念の構築を行い、さらに、それを利用して超伝導の工学的応用のシーズを育てることによって超伝導の新しい理、工学の基礎を確立し、その発展に貢献することを目標として設定した。

3. 研究実施の概要

上記目標を達成するため、具体的な研究テーマとして、①高品質、大型単結晶の育成、②テラヘルツ領域における超伝導と電磁場との強結合現象の解明、③磁束状態におけるダイナミックスの研究、④高温超伝導体の超伝導機構の解明と特性向上の研究、をあげて取り組んだ。その結果、①に関しては、長さ数 cm、幅 8 mm、厚さ約 0.2 mm 程の大型板状の高品質な $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 単結晶の育成に成功した。この結晶の大きさは待望の中性子散乱に使える大きさを有しており、磁気非弾性散乱、フォノンを含む格子系の非弾性散乱、光電子分光に独占的に用いられ、画期的な成果が得られている。また、質においては STM、中性子弾性散乱、光電子分光、電気抵抗などの様々な実験結果から逆に評価でき、世界の頂点にあることが実証されている。②、③に関しては、主にこの $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 単結晶をもちいて高温超伝導体の磁束状態の相図の確立とその全貌の解明や、固有ジョセフソン接合系としてのジョセフソンプラズマ現象の発見と解明、微小素子としてのマイクロ波の発振現象など広範囲にわたる電磁波と超伝導状態の強結合状態の研究を行った。特に、磁束状態の相図に関しては磁束液体状態に新たな相が存在する可能性や、平行磁場をかけた場合に階段状に現れる複雑な磁束状態が存在することなど指摘し、磁場の全角度領域にわたる磁束状態の相図をほぼ完成した。この相図はスーパーコンピュータによる数値計算の結果と良い一致を見ていることも特筆に値する。また、④に関連して、新物質である $\text{RuSr}_2\text{RECu}_2\text{O}_8$ (RE は希土類元素)、 $\text{RuSr}_2\text{RE}_{2-x}\text{Ce}_x\text{Cu}_2\text{O}_{10}$ やそれと類似する多くの超伝導体、 MgB_2 の良質単相試料の作成と単結晶育成、物性測定など画期的な成果が数多く出ている。

4. 研究実施内容の詳細

(1) 基本研究構想

本研究での目標は超伝導状態の研究で質の高い研究を行うことで、欧米諸外国に対してこの分野における我が国の研究の遅れを取り戻し、さらに、国際的研究協力体制の下にこの分野の国際的な主導権を確保することにある。そのため、国内の主要な研究者を包含し、研究協力を仰ぎ、特徴のある研究を重点的に実施することにした。その結果、組織的には最終的に筑波大学グループとその他のグループ（小林典男教授が代表）の2分割方式をとった。以下の研究概要は筑波大グループが実施した研究内容についてのみに限るものとする。

筑波大学グループにおいては”研究実施の概要”に述べたとおり研究主題として4本の柱を立てた。その根底には、基本構想として、まず、基礎物性の研究強化をめざし、研究実施において最も基本的に重要である単結晶の育成を独自に行う方針をとった。これは、高温超伝導体においては、その現象解明の最も重要課題が試料の質にあるとの認識に立つからである。高温超伝導体、特に $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 高品質単結晶の育成においては、高温超伝導体発見以来、長年の実績があり、それが十分可能であるとの見通しが既にあったのである。

このような基本研究戦略に立ち、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 高品質単結晶を基軸として様々な基礎物性の研究を国際的レベルで総合的に実施した。例えば、STM においてはスイス、ジュネーブ大学の Fischer 教授グループ、光電子分光ではアメリカ合衆国、イリノイ大学の Campuzano 教授グループ、中性子非弾性散乱においてはスイス、ポールシェラー研究所の Mesot 博士グループ、磁束状態の研究においてはアメリカ合衆国、アルゴンヌ国立研究所の Crabtree、Kwok 両博士のグループなどがあげられる。

(2) 研究実施状況

具体的な研究実施内容の詳細を研究成果とともに以下にまとめる。

(I). 高品質、大型単結晶の育成

高温超伝導体の物質としての大きな特徴は「酸化物」であり、酸化物共通の性質を持ち合わせていることにある。その中で超伝導になる銅酸化物は電気伝導度が高く、伝導という観点からは金属であるが、その特徴を除けばむしろ通常の酸化物絶縁体と同様、イオン結晶的な性格が強い。尤も、これらすべてにおいて、電荷を導入する前の母物質は反強磁性絶縁体である。酸化物共通の特徴とは、酸化物特有の酸素の不定比性が強く、結晶は多くの格子欠陥を含むことを意味し、それが電子的には電荷導入の一つの要因ともなっているので、結果的に高温超伝導体は乱れの強い複雑な電子状態を形成していることが容易に理解できる。このような結晶や、従って電子状態の乱れが高温超伝導体の発現に本質的であるとする考えが近年盛んであるが、このような乱れ自身は酸化物特有の現象であり、それが高温超伝導に必須な条件であるとは考えにくいと言う立場を我々は当初から取ってきた。

すなわち、このような乱れ自身は高温超伝導体の電子状態を乱し、逆に超伝導とは拮抗するという立場である。これほど乱れた系であっても超伝導が維持できること自体、むしろ驚きである。そのため、このような乱れをできる限り排除した、高品質の単結晶の育成が乱れを基本とする超伝導機構に間接的ではあるが実験的に否定的な根拠を与えることになると考えられる。このことから、また、現実問題として様々な物性実験にとって何が本質的な現象かを明確にするためにも高品質の単結晶の存在は高温超伝導体の研究の核心部分を担っているといえる。過去 14 年以上にわたる高温超伝導の研究を振り返ってみて、試料の質の悪さによって多くの実験的な間違いが繰り返されてきたことを思い起こすなら、実験に用いる試料の質が如何に重要な意味を持つかは論を待たない。

このような高温超伝導体の研究の状況に鑑み、高温超伝導体の超伝導状態の研究の中心基軸としてまず、高品質単結晶の育成を据え、さらにその大型化を図ることを行った。この研究には高温超伝導体発見以来、高品質単結晶の育成における赤外線集光型浮遊帯域溶解法を用いた長年の経験とその成果が本研究の基礎になっている。

本研究ではこの成果を基に、より高品質な単結晶育成を行うため、特殊仕様の赤外線集光型単結晶育成装置（高純度大型単結晶製造装置）を購入した（図 1 参照）。この装置を用いて高温超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ に焦点を絞って、新たな結晶育成技術として ILSTS FZ 法を開発し、長さ数 cm、幅 8 mm、厚さ 0.2 mm 程度のきわめて高品質な単結晶の育成に成功した。ここで開発された単結晶育成技術はそれに適する新しい装置の開発とともに、現在、次世代の大型高品質単結晶育成法として特許出願を行っている。

図 1 は購入された特殊仕様の高純度大型単結晶製造装置の写真である。装置はすべて右側のコントロールパネルで操作され、結晶育成状況は背後から直接カラー CCD カメラでモニターに映し出されると同時にタイムラプスビデオによって長時間録画可能である。これは単結晶育成過程がきわめて複雑であり、成長スピードがきわめて遅く、一回の単結晶育成の全行程が 10 日から 2 週間かかることから人間の体力の限界を超えてしまうため、合理化、省力化が不可欠であることによる。

単結晶育成においては本装置を用いての育成過程も勿論重要であるが、その準備段階もないがしろにできない。まず、原料粉末の合成を数回にわたる仮焼き、粉碎を繰り返して行い、適当な長さ、一様な直径を持つ棒状に静水圧下で整形し、最後に焼結を融点直下で行う。その後、ゾーンパス（高



図 1. 高純度大型単結晶製造装置の外観。右側がコントロールパネル、左側が単結晶育成装置本体（動作中）。

速で一度溶融凝固させ密度の高い棒状に整形し直す)の行程を経て最終的に結晶成長に入る。

結晶育成条件は表1の通りである。

図2に育成された単結晶の一例を示す。背景は方眼紙であるから大体、長さ5~6 cm、直径7~8 mmであることがわかる。残念ながらこのas-grownの棒全体が一つの単結晶ではない。いくつかの大きな単結晶の分域構造になっている。単結晶棒を適当な長さに切断すると図3のような板状の単一ドメインからなる大きな単結晶が得られる。厚さが0.2 mm程度であれば結晶構造的にも、超伝導特性からもきわめて良質の単結晶が得られる。しかしながら、一般的に結晶の厚さが増すにつれ、結晶性が悪くなる。すなわち、*c*-軸方向のモザイク構造が結晶の厚さに比例して顕著になってくる。このモザイク構造は*ab*面に積層欠陥が発生し、 CuO_2 面が余分に挿入され(あるいは欠損する)、*c*-軸方向が傾くことによって生じることが知られている。この積層欠陥に伴い、 CuO_2 面が余分に挿入されるとその部分が局所的に $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ 構造となり、欠損すれば $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_6$ 構造となり、超伝導転移点も局所的にそれぞれ110 K、25 Kとなることも知られている。すなわち、このような構造上の欠陥が発生すると構造上の乱れが生ずると同時に超伝導特性も局所的に乱れてしまう。従って、超伝導特性の研究にはこのような構造上の欠陥の無い単結晶の存在が決定的に重要であることを意味している。我々の単結晶の場合、このような積層欠陥の発生する割合は約100 ppm以下である(これは 10^4 枚の*c*軸単位格子に1枚以下の割合、すなわち、例えば30 μmの厚さの単結晶に1枚積層欠陥が含まれる確率は50%以下であることを意味している)。



図2. 育成された高品質単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の一例。背景は1 mm 方眼紙。

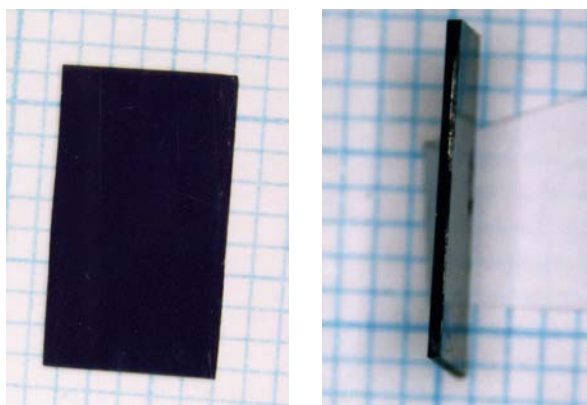


図3. 切断後の $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 単結晶

使用光源	1.5 kW ハロゲンランプ x2	成長速度	0.2~0.5 mm/h
使用電力	270~300 W	回転速度	8~30 rpm
融帯の幅	2.5~3 mm	雰囲気	空気中または O_2

表1. $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 単結晶の育成パラメーターの一例

図4は $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (以下では Bi2212 と略記する) 系の結晶構造の模式図である。このように結晶は構造的に層状をなしており、超伝導は CuO_2 面が担っており、 CuO_2 面間には半導体 (または絶縁体) 的な Bi_2O_2 層が挿入され、積層構造をなしている。このことから、超伝導の秩序パラメーターは c -軸方向に強い空間依存性を持ち、超伝導特性は極めて強い異方性を示し、 c -軸方向に超伝導弱接合を形成している。すなわち、この物質は c -軸方向に結晶の単位胞内でジョセフソン接合が結晶構造の成り立ちと同時に自然にできあがっている系と見なすことができる (固有ジョセフソン接合系ともいう)。結晶が単位胞内で完全であればこの弱接合系は本質的にどの単位胞を取っても同等で均一であり、理想的な弱接合を形成しているから、この弱接合を利用することでこれまで不可能とされてきた高温超伝導弱接合を用いた応用の可能性が期待される。これについては後ほど詳しく述べることにする。

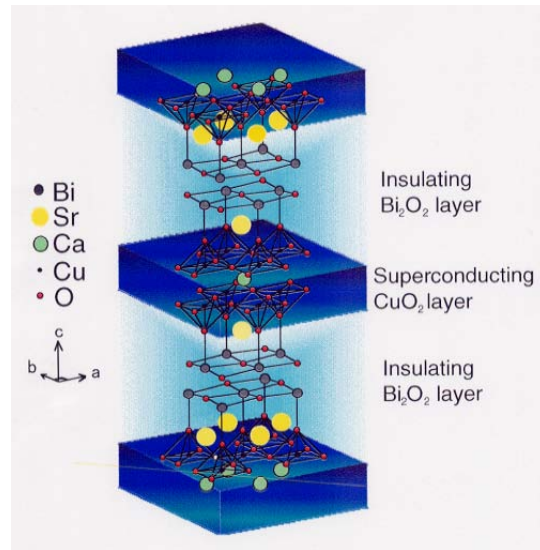


図4. 高温超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の結晶構造の模式図。

図5はこのような単結晶の透過ラウエ写真の一例である。このように、明瞭なラウエ斑点が観測され、結晶の a -軸 b -軸の違いも明瞭に区別がつく (a -軸は変調のない方向である)。この結晶は 0.1 mm 程度の比較的厚い単結晶であるが、ラウエ斑点が多重になっていないことから ab -面内のずれもない。また、斑点の形状から厚さの効果による歪み以外に特徴的なことはなく結晶は理想的であることがわかる。さらに、(0,0,12)ブラッグ反射点におけるロッキングカーブの一例を図6に示す。図6aはX線によるもの、図6bは中性子線によって得られた。X線はスリット幅を 1 mm x 1 mm とし、試料の端からの影響を無くしたが、中性子線の場合、約 8 mm x 10 mm x 0.3 mm の単結晶全体から得られた散乱のロッキングカーブである。結晶の端の部分は結晶を切断する際に歪みが入ってしまうため、ロッキングカーブは半値幅で 0.55° と X-線の場合より遙かに広がるが、現状では避けられない。X-線の場合、ロッキングカーブの

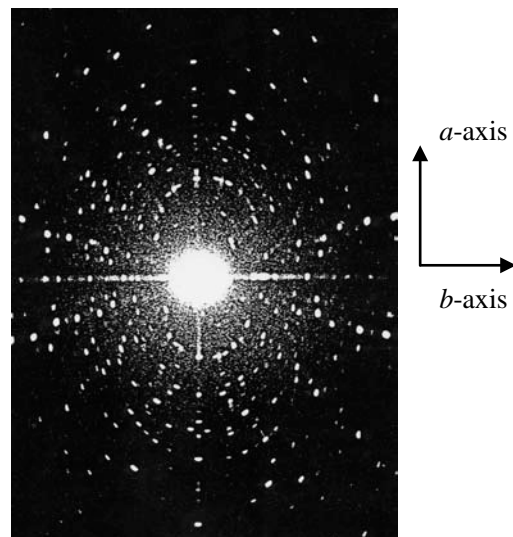


図5. 単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の透過ラウエ写真の一例 (c -軸方向)。

半値幅が 90 秒と高温超伝導体の単結晶としては非常に狭く、少なくとも c -軸方向に関してはきわめて結晶性が高いと評価される。しかしながら、現在得られている最も結晶性が高い物質である Si においてはロッキングカーブの半値幅は 10 秒以下であり、それとは比較に及ばない。Si の場合、単一元素からなる単純な物質であり、変調構造のある複雑な構造を有する Bi2212 系とは大きく異なるが、この物質の結晶性をどこまで改善できるかは今後の重要な研究課題の一つである。

単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ はきわめて劈開性がよく結晶表面は平坦である。結晶性の良い単結晶においては光学顕微鏡観察では別段特徴的構造は観測されないが、結晶性が悪くなるにつれ多数の微細な縞状の構造がみられるようになる。このような単結晶においては X-線の c -軸方向のロッキングカーブ (ω スキャン) を取ると単一ピークではなく、複数のピークに分裂していることがしばしばである。これは明らかに積層欠陥によるものであり、超

伝導体の磁束状態でピンニングの一つの原因として考えられている。同様の現象が原因と考えられるが、STS(Scanning Tunneling Spectroscopy; 走査型トンネル分光)によると、超伝導ギャップが空間的に数 10 Å から数 100 Å の大きさのいくつかの分域に分かれる現象が報告されていて、ストライプなど、高温超伝導体の超伝導機構と関連して有力な実験的証拠とされている。しかしながら、良質の単結晶の場合、非常に広い空間にわたり超伝導ギャップが均一であることが共同研究者である Geneve 大学の Fischer 教授のグループによって観測されている (図 7 参照)。勿論、最適ドーピングの試料であっても、試料の質が悪いと超伝導

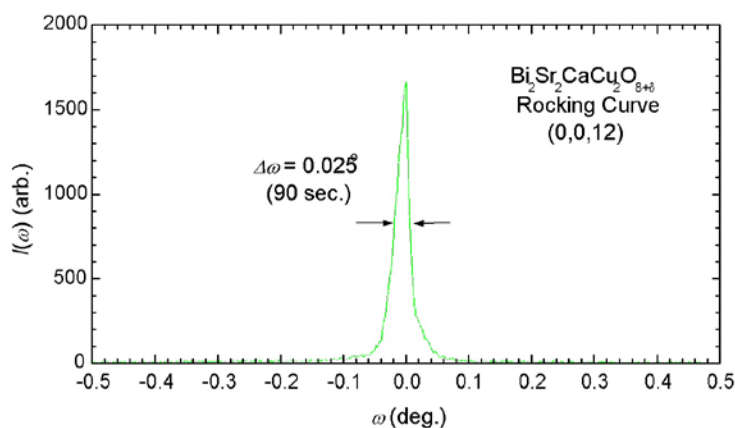


図 6 a. 単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ のブラッグ反射(0,0,12)におけるロッキングカーブ (ω スキャン)。ロッキングカーブの半値幅は構造が無く鋭い。

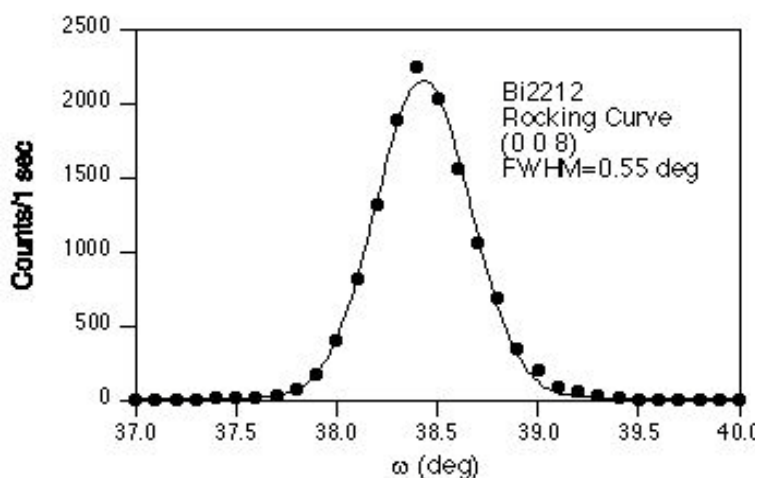


図 6 b. 中性子散乱による同様のロッキングカーブの一例。

ギャップの空間依存性が顕著になることから、この空間的に不均一な超伝導ギャップの起源は試料の質に起因すると考えるのが妥当であろう。さらに付け加えると、酸素量を制御して作成されたアンダードープの試料ではこの空間依存性が顕著に現れるようになる。このことから、アンダードープの試料ではこのような不均一性が本質的な現象なのか、あるいは試料の作成法に問題があるのかは現状では明らかでない。試料の質を維持したアンダードープ領域の単結晶は超伝導機構解明にきわめて重要であると考えられ、今後に残された重要な課題と考えられる。

図 7a に、単結晶表面の AFM 像、図 7b には劈開表面における STM による原子像、図 7c には STS の空間依存性の測定例を示す。図 7a では結晶は劈開後、大気中で、常温で測定された。400 nm x 400 nm の範囲で、吸着分子によるものと思われる約±0.2 nm 程度の表面の凹凸以外に原子レベルで何ら有意な構造が観測されないことがわかる。図 7b は超高真空中で劈開後、7.5 nm x 7.5 nm の範囲で、常温で測定された STM

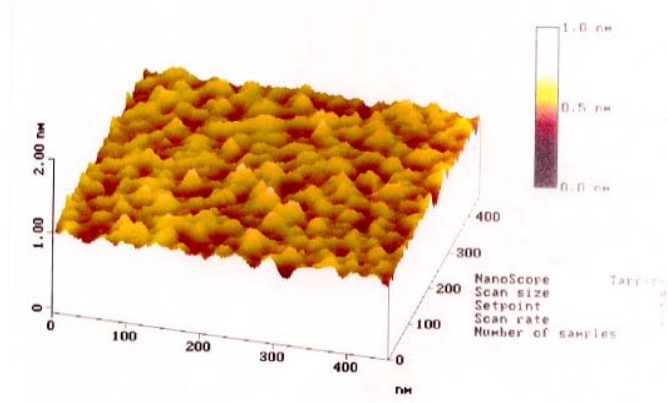


図 7a. 単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 劈開面の AFM 像。

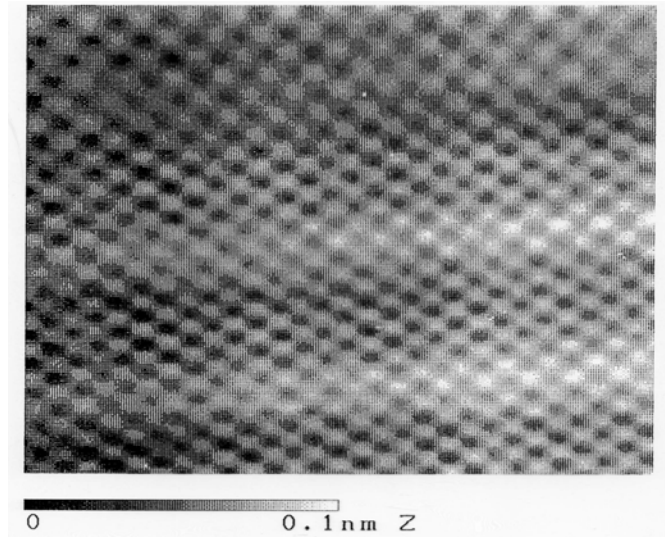


図 7b. STM による単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 劈開表面の原子像

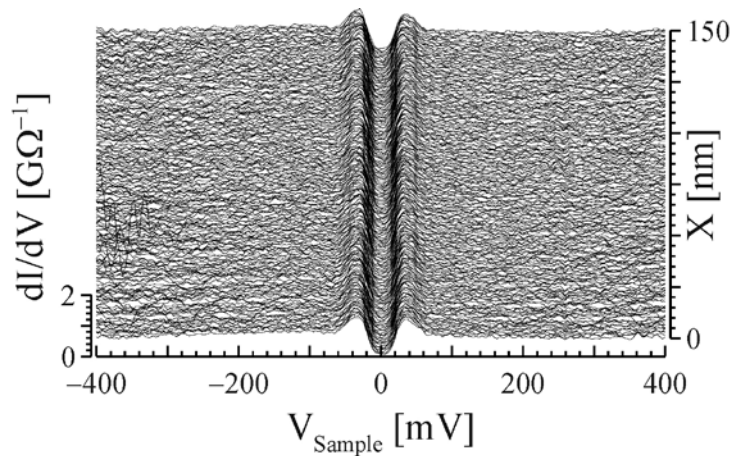


図 7c. 単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 劈開面の STS の空間依存性。

像である。これは劈開表面層の Bi_2O_2 層の原子像であり、 b -軸方向の変調構造が明瞭に観測されているが、その他の特徴的な構造は見られない（提供：大阪大学青木、村上グループ。同様の結果は Geneve 大学の Fischer グループでも得られている。）。最近、カリフォルニア大学の Davis のグループが同様の STM 像の測定を行い、原子欠陥や不純物原子と考えられる表面構造が観測されていることとは大きく異なっている。図 8 に彼らの測定結果の一例を比較のため示す。図 8（左図）から明らかなように、変調構造以外に多くの原子の空孔欠

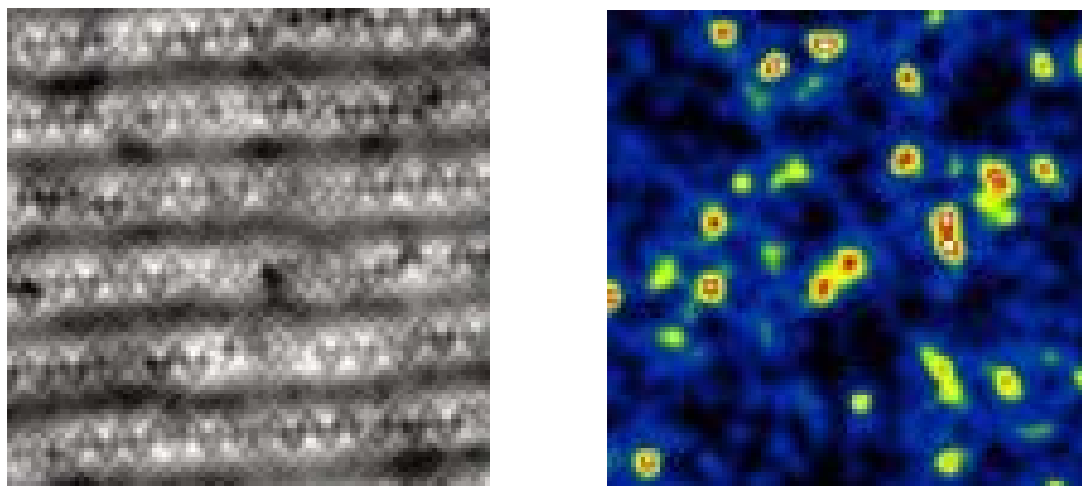


図 8. 単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ を 4.2 K で劈開後、得られた STM による原子トポグラフィ像。電流一定モードで測定された。測定範囲は 15 nm x 15 nm。たくさんの欠陥 (?) 構造が見られる (左図)。ゼロバイアスコンダクタンス異常の空間マップ (右図)。(E. W. Hudson, et al., Science 285 (1999) 88-91. から転載)

陥 (?) のような原子配列の乱れが観測されている。さらに、図 8b (右図) では STS の測定でゼロバイアス異常の空間的な分布が広い範囲で観測されている。このように、実験結果は大きく違っているが、この違いは測定上の問題なのか、試料による違いなのか、その原因は現段階では明らかではない。今後のきわめて重要な研究課題であろう。

我々が作成した単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ を用いたその他の研究で重要な結果を 2 つ述べる。

(1) 角度分解光電子分光 (ARPES)

高分解能光電子分光は最近、固体中の電子状態、特にフェルミ面近傍での電子状態の研究に極めて重要な情報を与える実験手段として急速に発展してきた。現在では固体中のバンド構造の詳細を議論できる数 meV 程度のエネルギー分解能を持つまでエネルギー分解能が向上している。光電子分光の基本的な素過程は光子による物質の表面層からの電子の放出過程である光電効果である。従って、清浄な物質表面が必要不可欠で、この意味では STM と同様であるといえる。幸い、単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ は Bi_2O_2 原子面で劈開することから、この目的のために最適である。ウイスコンシン大学のシンクロトロン放射光ビームラインを

もちいて Campuzano (シカゴ、イリノイ大学、およびアルゴンヌ国立研究所) および高橋隆助教授 (東北大学) グループとの共同研究として、主に高温超伝導体の電子状態の研究を行った。その結果、多くの重要な新しい実験結果を得ることができ、高温超伝導体の発現機構の解明に重要な貢献を果たしてきた。その中でも特筆すべき点を2、3紹介するとどめる (H. Ding, et al., Nature **382** (1996) 51-54.)。他は参考文献を参照していただきたい。

ARPES の実験結果で特筆すべきことは、①超伝導に伴うギャップ構造が超伝導状態で直接、明瞭に観測されたこと。②超伝導ギャップは k -空間依存性をもつが、超伝導ギャップが最も大きく開く M 点近傍では T_c 付近でゼロにならず、高温側までだらだらと続くこと (超伝導擬ギャップの存在)。この状況は電荷のドーピング状態によって異なり、アンダードープになるにつれより高温側まで続く。この様子を図 9a に示す。これと似た現象は STM でも観測されていることは大変興味深い。③超伝導ギャップの角度依存性はフェルミ面の M 点付近で最大で、M 点から 45° の (π, π) 方向で最小値となりほぼゼロになる。この様子を図 9a (上図) に示す。この角度依存性は d -波超伝導体の波動関数の角度依存性と一致し、 (π, π) 方向はちょうどその節に当たると解釈されている。当然ながらこの方向では超伝導状態になっても超伝導ギャップは低温まで開かない。これが高温超伝導体の超伝導状態が d -波対称性をもつこと的有力な証拠となっている。④低温における超伝導ギャップはアンダードープになるほど大きくなり、 T_c の減少とは対照的である。この結果は超伝導ギャップの絶対値の大きさに関しては、定義の問題などがあって一致しない側面もあるが、相対的には STM で得られている超伝導ギャップのドーピング依存性と

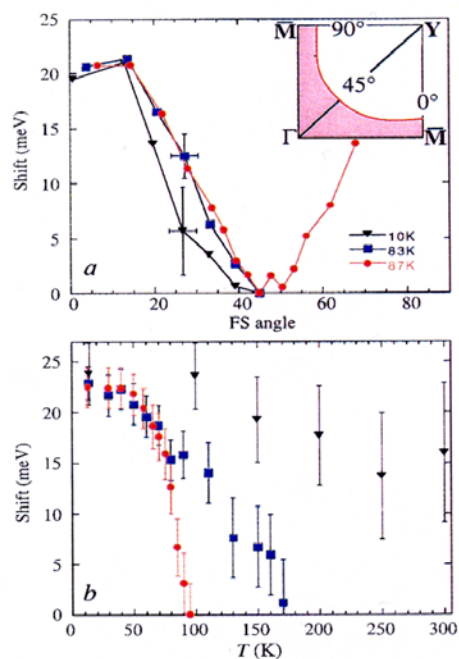


図 9a. $T_c=87$ K (赤) , 83 K (青) , 10 K (黒) の3種類の異なるドーピングの $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 単結晶における超伝導ギャップの k -空間角度依存性 (上)。最大の超伝導ギャップ (上図で 0° または 90° 方向) の温度依存性。

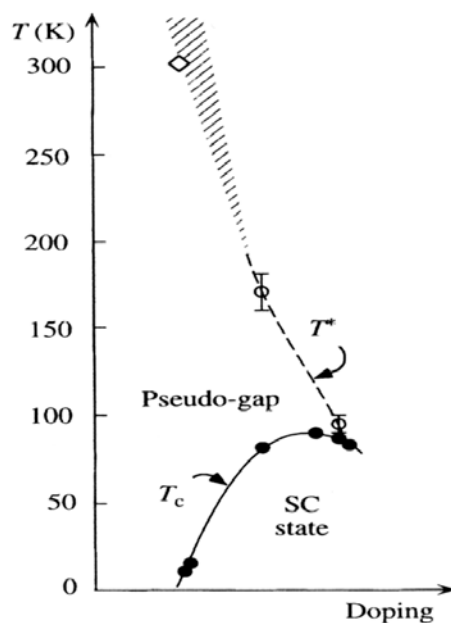


図 9b. 超伝導転移温度 T_c と擬ギャップの大きさの温度依存性

良い一致を示す。このことから、STM と ARPES は同じ現象を違った観測手段で観測していると考えられている。詳細は原論文を参照していただきたい。

(2) 中性子小角散乱による磁束線格子融解現象の観察

高温超伝導体では磁束状態が通常の金属、合金系の磁束状態と大きく異なることが知られている。通常、ピン止めがない理想的な場合は磁束状態は個々の量子化された磁束間相互作用が斥力であるため、基底状態では三角格子をつくるのが最も安定な状態である。この状態は磁束線のピン止め効果で容易に乱され、磁束線がランダムに配列した磁束ガラス状態へ移行することも通常の金属、合金系ではすでによく知られた事実である。

三角格子は中性子小角散乱で見事な Bragg 反射として観測することができる。通常の中性子散乱には1~1.2 Å程度の波長の中性子が用いられるが、磁束線の格子間隔は数 100 Å から数 1000 Åあるから磁束線格子からの散乱を観測するためには中性子線でも特に低温に冷却された長い波長を持つ冷中性子線を用いねばならない。それでも波長に対して格子間隔が長いので、これが小角散乱を用いる理由である。高温超伝導体の場合、高品質の大型単結晶の育成が困難であり、これまで何度か実験は繰り返されては来たものの十分な結果が得られているとは言い難い。これまで得られている結果としては $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ 系では(1,1,0)方向に双晶面が自然に発生し、磁束線はこの双晶によって制約を受け、三角格子ではなく四角格子になることが知られている。結晶全体から双晶を除くことは不可能である。 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系では1994年、Cubitt等(Cubitt, *et al.*, Nature **365** (1993) 407.)によって実験がなされ、高温超伝導体系では初めて磁束線格子による三角格子像が中性子小角散乱で観測された。彼らの実験は先駆的であるが、試料の質(この実験に用いられた単結晶は本研究代表者である門脇がアムステルダム大学在任中に育成したもの)がやや劣ること、実験の詳細について不備があること等で問題点が残っていた。そこで、今回新たに詳細な実験を日本原子力研究所東海研究所の小角散乱装置を用いて行った。

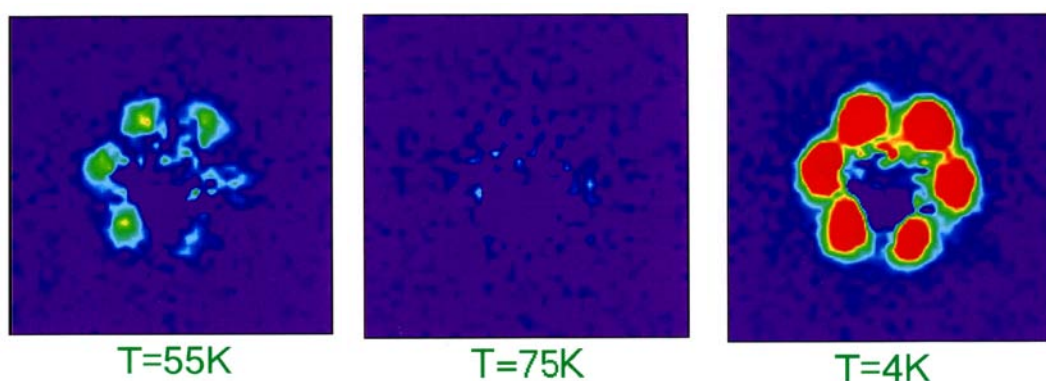


図 10. 中性子小角散乱法による単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の磁束線格子像の温度依存性。磁場は c -軸方向に 330 Oe かけられた場合である。

実験結果の要点は以下の通りである。① T_c 以下の十分低温で磁束線が作る三角格子の Bragg 反射による鮮明な回折像が得られること(図 10 参照)。これは、Cubitt 等の実験結果と同様であるが、像の鮮明度が異なる。磁束線格子がより規則的であることを示している。格子像の歪みも少なく、結晶の ab -面内には異方性が見られない。②三角格子像は磁束格子融解線に達すると完全に回折強度を失い、消失する。回折強度の温度依存性は、図 11 に示されるように単調に温度とともに減少し、その強度は磁束線格子融解線に達すると急速にゼロになる。磁束線格子融解は 1 次相転移であることが

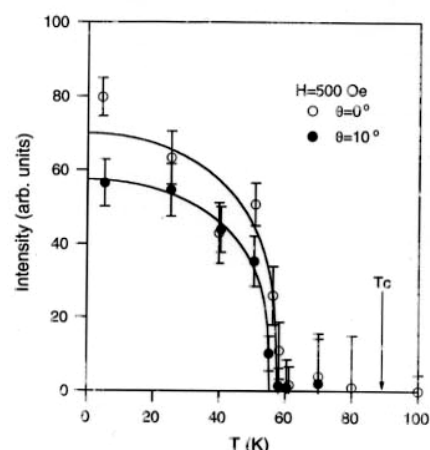


図 1 1 . 単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ における磁束線格子による中性子 Bragg 散乱の強度の温度依存性。

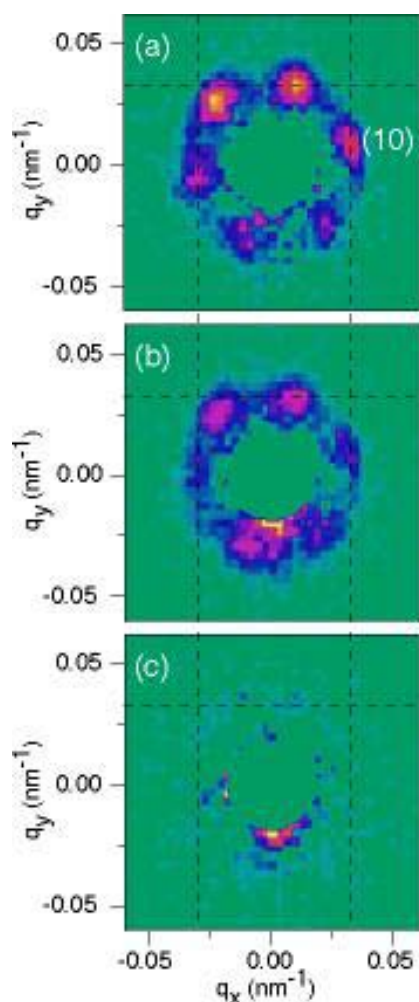


図 12. 中性子小角散乱法による磁束線格子像の磁場依存性。H=500 Oe。0° (上)、12.5° (中)、15° (下)。

知られて

いるが、この温度依存性からはそれは明確ではない。

磁束線格子融解線より高温、高磁場側の領域は磁束液体状態と呼ばれるが、この領域では中性子小角散乱では有意な情報が得られない。磁束線格子が単に格子構造が崩れ、位置の相関が消失するだけなら半径がちょうど平均磁束間距離に当たる環状の反射像が期待されるのであるが、実験精度の範囲内でそれは観測されない。このことは、磁束線は単に格子構造が崩れるのみならず磁束線そのものが崩壊したことを示唆している。③磁場を増加するとピーク効果が発生するが、磁束線格子構造はそこで消失する。このことは、ある磁場で束線ピンングが有効になる機構が存在し、ピーク効果はそのため現れたものと見ることができ、それが起こると同時に磁束線格子構造が破壊されることを意味している。このような現象は単結晶試料に残留するコレクティブなピン止め効果によるエネルギーと規則的な格子を作るエネルギーのバランスで起こると考えられ、ピンング効果によって発生する相転移かもしれないが、超伝導の相転移としては本質的でないと考えられる。

最後に、磁場が傾けられた場合の実験結果を図

12 に示す。図 13 は磁場を傾けた場合、Bragg 反射の強度の角度依存性を示す。驚くことに、Bragg 反射の強度は $\theta=18^\circ$ 以上で消滅してしまう。このような現象は Cubitt 等によっても指摘されていたが、詳細に角度依存性を測定したのはこれが初めてである。後述するが、最近の傾斜磁場中での磁束状態の理論からこの付近の角度で磁束線格子が傾斜格子からパンケーキ磁束とジョセフソン磁束によるキック磁束状態へと変化することが予想されており、この現象を実験的に検証したものと考えられる。磁束線のロッキングカーブの幅も角度とともに大きく広がり、 $\theta=18^\circ$ 付近で発散的に増大することが分かる。

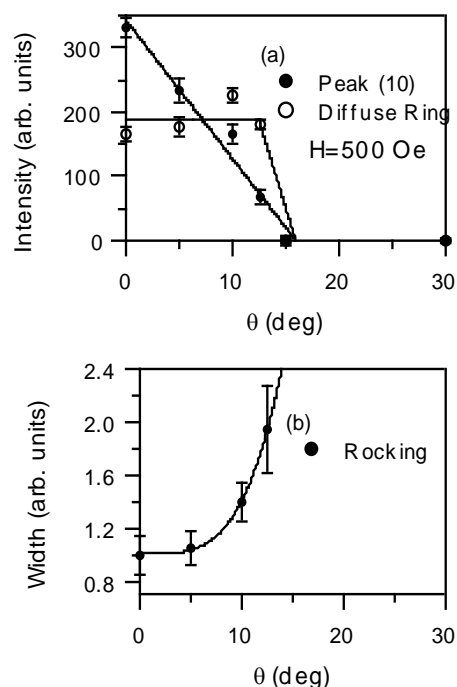


図 13. 磁場を傾けた場合の Bragg ピークの強度変化 (上)。ロッキングカーブの線幅 (下)。

(II). テラヘルツ領域における超伝導と電磁場との強結合現象の解明

高温超伝導体はその超伝導転移点が液体窒素の沸点である 77 K を大きく越えるものもあり、その発見当初から大きなインパクトが産業界にも少なからずあり期待感が強かった。しかしながら、高温超伝導体を用いる弱電応用、とくにデバイス関連の開発を行うとき、まず直面する問題は再現性の良い超伝導弱接合を作ることができないことにあった。この問題解決のために高度な半導体の技術を用いて様々な試みがなされたが、再現性のよい接合は現在でも作成できない状況にある。かろうじて可能なデバイス応用としては、超伝導薄膜を抵抗の低い導体として利用する方法 (例えば高周波フィルターなど) が細々と存在するのみである。この原因は超伝導特性を劣化させず高温超伝導体を人工的に合成することの難しさを示しており、この点、酸化物超伝導体は Si、Ge や GaAs などの半導体とは本質的に異なっている。高温超伝導体はコヒーレンス長が短く、 ab -面内で 10~20 Å 程度、 c -軸方向においてはほぼ原子 1 層レベルであることが決定的に重要な要因であることを如実に示している。このような困難は現状でも解決の糸口すらつかめていない。

このような高温超伝導体の応用の現状に鑑み、我々は全く異なった観点から高温超伝導体の応用開発を、本戦略的基礎研究を足がかりとして着手した。すなわち、図 4 の結晶構造からも分かる通り、我々は、高温超伝導体は結晶の単位胞内に既に理想的な超伝導弱接

合が内在していることに着目した（イントリンジック ジョセフソン接合）。この単位胞内在型超伝導弱接合の概念はそれ以前に行われた c -軸方向の I - V 特性の測定、その後のジョセフソンプラズマの発見、それに続く様々な実験結果によって現在では確立されている。この内在型超伝導弱接合を用いれば再現性の良い超伝導弱接合ができる可能性が高い。しかしながら、このような原子レベルでの超伝導弱接合が従来の超伝導弱接合と等価であるかどうかは自明ではない。高温超伝導体の単結晶は極めて良質な弱接合が原子レベルで c -軸方向に多数積層した系と見なすことができるが、このような系の物理的特性はこれまでほとんど研究がなれておらず、新しい超伝導の分野に発展する可能性を秘めている。この問題に関して本研究においてこの分野の開拓を5年間行い、極めて多くの成果を上げることができた。特にマイクロ波を用いた高周波特性に関する研究は世界的に主導的地位にある。

(1) 層状超伝導とマイクロ波の強結合状態
—ジョセフソンプラズマ現象—

$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の様な層状性の強い高温超伝導体では超伝導電子対であるクーパーペアが超伝導弱接合を経由して次々と超伝導層間を渡り歩くことができる。この様子を模式的に、図 14 の様に描くことができる。

この弱接合を特徴づける物理的なパラメータは弱接合を c -軸方向に流れる臨界電流密度 J_c であり、これは丁度、 ab -面内方向の臨界電流値 J^{ab} より異方性パラメータ γ^2 分小さい。異方性の大きい $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系では γ の値は 100~300 もあるから $J_c \sim J^{ab}/\gamma^2 = 10^2 \sim 10^3 \text{ A/cm}^2$ 程度である。このような臨界電流値は、通常の測定電流で比較的容易に到達できるからこのような層状超伝導状態のジョセフソン結合の研究には $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系は大変有効であることが分かる。

このような異方的層状超伝導体に電磁波を当てると超伝導電子は集団励起状態を作り、その固有振動数と電磁波の振動数が一致すると共鳴現象が起こる。これがジョセフソンプラズマ現象である。このような超伝導プラズマ現象の本質は 1964 年、Anderson によって既に明らかにされており、別段特に新しいものではない。違いといえば、唯一、Anderson は単一接合で取り扱ったが、高温超伝導体の場合、多重積層構造になっている点が異なっている。ジョセフソンプラズマの単一接合の場合には自由度が 2 なので、横波しか存在しないが、多重積層構造の場合には横波と縦波が存在する。このことから c -軸方向の自由度が増えたことによって一般には縦波と横波が共存する場合が存在し、複雑化する。ここでは基本的な現象の理解に重点を置いて Anderson の単一接合の場合から述べることにする。

単一接合系では 2 枚の超伝導板の間に誘電率 ϵ の絶縁体が挿入されている場合を考える。

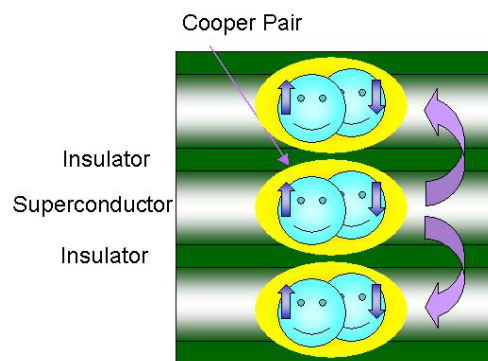


図 14. 層状超伝導体の c -軸方向の超伝導電子の動きを模式的に示した。

誘電体の厚さが十分薄ければ超伝導電子対 (Cooper pair) は絶縁膜をトンネル効果によって透過し、一方の電極から他方の電極へ移動することができる。超伝導電子対が一方の電極から他方の電極へ移動すると電子数のバランスが崩れ、一方が他方よりわずかに多くなるのでこのアンバランス分、超伝導の波動関数に位相差 $\Delta\varphi = \varphi_A - \varphi_B$ が発生する。この位相のずれに伴うエネルギー ΔE_φ は

$$\Delta E_\varphi = \hbar \frac{J^c}{2e} (1 - \cos \Delta\varphi)$$

と表される。 J^c はこのジョセフソン接合の臨界電流である。一方、それと同時に電荷のアンバランスがあるから電場が発生し、この電場は超伝導電子対を基へ戻そうとする。これは静電エネルギー $\Delta E_{\text{Coulomb}}$ であり

$$\Delta E_{\text{Coulomb}} = \frac{(\Delta Q)^2}{2C} = \frac{(2e\Delta n)^2}{2C}$$

と表される。ここで ΔQ は電荷のアンバランス分を表し Δn はアンバランス分の電子の数を表す。 C は両超伝導電極の作る静電容量である。全エネルギーは両者の和であるから

$$H = \frac{(2e\Delta n)^2}{2C} + \frac{\hbar J^c}{2e} (1 - \cos \Delta\varphi)$$

と表すことができる。これは丁度 Δn を共役運動量 $\Delta\varphi$ を共役座標とする単振動のハミルトニアンに等しい。従ってこの系は $\Delta\varphi$ の微小振動において固有の振動数 ω_p を持つ単振動をすることが分かる。この固有振動数 ω_p は

$$\omega_p^2 = \frac{8\pi e d J^c}{\hbar \varepsilon} = \left(\frac{c}{\lambda_J} \right)^2 \frac{1}{\varepsilon}$$

である。ここで λ_J は

$$\lambda_J = \left(\frac{\hbar c^2}{8\pi e J^c d} \right)^{1/2}$$

で表される。 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ においては $\varepsilon = 25$ 、 $d = 15 \text{ \AA}$ 、 $J^c = 100 \text{ A/cm}^2$ と取れば $f \sim 100 \text{ GHz}$ であることが分かる。従って、このプラズマ振動のエネルギーは $h\nu = 0.45 \text{ meV}$ となり、超伝導のギャップエネルギー $\Delta = 40 \text{ meV}$ より遙かに小さい値であることが分かる。このように、この超伝導集団励起モードはそのエネルギーが超伝導ギャップエネルギーより十分

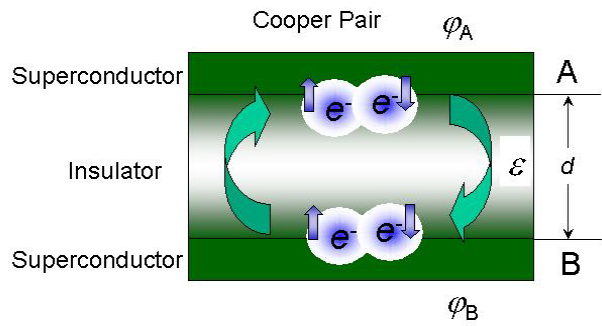


図 15. 単一接合の場合のジョセフソンプラズマ

小さいから準粒子によるダンピングが無いいため非常に安定した励起状態を維持することができると考えられる。この固有振動数と等しい周波数の電磁波を与えると鋭い共鳴現象が発現し、これをジョセフソンプラズマと呼ぶ。これは超伝導プラズマではあるが、通常の超伝導プラズマの場合、超伝導電子密度が高いことからプラズマエネルギーは数 eV の領域にあり、一方、超伝導ギャップエネルギーは数 meV 程度であるから、プラズマエネルギーは超伝導ギャップエネルギーより遙かに高く、従って、準粒子によるランダウダンピングが強く働き、幅の大変広い、ダンピングの強い吸収となってしまう。

ジョセフソンプラズマ現象は $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 単結晶の磁場中でのマイクロ波インピーダンスの測定において Tsui 等によって発見された。当初からジョセフソンプラズマ現象として理解されていたわけではなく、彼らは磁場による表面インピーダンスの異常現象として捕らえていた。その後、この現象の共鳴条件の確立や、光学的性質を理論的に解析した立木等の理論的な解析によって立木等はこのマイクロ波による異常現象をジョセフソンプラズマであると断定した。マイクロ波の電場成分が単結晶試料の c -軸方向にあるとき共鳴が観測され、マイクロ波の磁場は本質的な役割を演じていないことが実験的に示されたので、電子スピン共鳴やサイクロトロン共鳴などの磁気共鳴ではないことが示された。このようにしてジョセフソンプラズマ現象は確立されるに至った。

理論的にはジョセフソンプラズマには2つの独立なモードが存在して良い。その一つは縦プラズマであり、もう一つは横プラズマである。しかしながら、通常、上記の実験で観測される共鳴は一つであり、いったいどちらのモードを観測しているのだろうか？それとも2つのモードが縮退しているのだろうか？もし、そうであれば、どのようにしたらこの2つのモードを分離して独立に観測できるのだろうか？この問題はジョセフソンプラズマの本質を理解する上で大変重要であることから少し詳しく述べる。

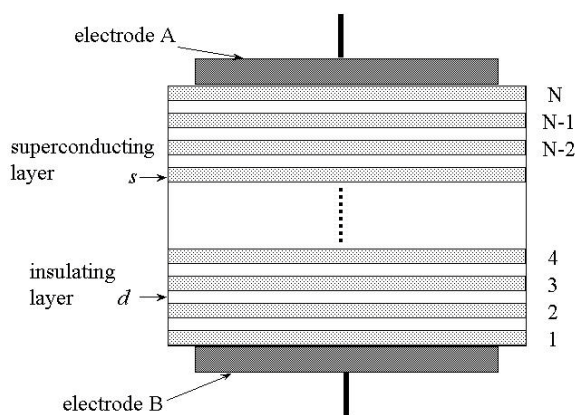


図 16. 強い層情勢を持つ超伝導体のモデル化

立木等の理論的解析によれば、超伝導プラズマの励起は超伝導層の間を流れる電流 $J_c(t)$ によって引き起こされる。この電流は N 層の超伝導層 (厚さ s) が絶縁層 (厚さ d) と交互に積層している場合

$$J_c(r, t) = J^c \sin \varphi_{n+1, n}(r, t) + \sigma_{qp} E_{n+1, n}(r, t) + \frac{\epsilon}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} E_{n+1, n}(r, t)$$

と表すことができる (図 16 参照)。ここで右辺第 1 項はジョセフソン電流からの寄与、第

2項は準粒子による寄与、第3項は交流電場による変位電流からの寄与である。 J_c はジョセフソン臨界電流、 σ_{qp} はc軸方向の準粒子の電気伝導度、 $E_{n+1,n}$ は超伝導層nとn+1層の間の電場、 ϵ は絶縁層の誘電率を表す。これより超伝導電子の集団励起状態を作るためにはいくつかの方法が考えられる。すなわち、c軸方向から電流を注入する方法、c軸方向に交流電場をかける方法などである。マイクロ波を用いたジョセフソンプラズマの励起は後者に当たる。

このような外部からの摂動から作られる J_c によってどのような集団励起が発生するかを見ることにしよう。c軸方向を流れる電流はそれぞれの層間の超伝導の位相差 $\varphi_{n+1,n}$ によって決まる。 $\varphi_{n+1,n}(r,t)$ はゲージ普遍性を満たすから

$$\varphi_{n+1,n}(r,t) = \varphi_{n+1}(r,t) - \varphi_n(r,t) - \frac{2\pi}{\phi_0} \int_{z_n}^{z_{n+1}} Az(z,t) dz$$

と表される。 $\phi_0 = hc/2e$ である。両辺の時間微分を取り整理すると

$$\begin{aligned} & \left(-\frac{\epsilon}{c^2} \partial_t^2 + \partial_x^2 + \partial_y^2 \right) \varphi_{n+1,n}(r,t) \\ &= -\frac{8\pi^2 dj^c}{c\phi_0} \left[\frac{\lambda_L^2}{d^2} \sin \varphi_{n+2,n+1}(r,t) - \left(\frac{2\lambda_L^2}{d^2} + 1 \right) \sin \varphi_{n+1,n}(r,t) + \left(\frac{\lambda_L^2}{d^2} \right) \sin \varphi_{n,n-1}(r,t) \right] \\ & \quad - \frac{8\pi^2 \lambda_L^2}{c\phi_0} \left(1 - \frac{\epsilon\mu^2}{\lambda_L^2} \right) \{ \partial_t \rho_{n+1}(r,t) - \partial_t \rho_n(r,t) \} \end{aligned}$$

となる。もし、どの超伝導層を取ってもz方向には位相差が無く位相が(x,y)のみの関数であるなら上式は簡単化され

$$\left(-\frac{\epsilon}{c^2} \partial_t^2 + \partial_x^2 + \partial_y^2 \right) \varphi(r,t) = \frac{1}{\lambda_c^2} \sin \varphi(r,t)$$

となり、摂動が弱く、位相差 $\varphi(r,t)$ が十分小さいならばさらに簡単化され

$$\left(-\frac{\epsilon}{c^2} \partial_t^2 + \partial_x^2 + \partial_y^2 - \lambda_c^{-2} \right) \varphi(r,t) = 0$$

の様な波動方程式に帰着する。ここで λ_c^2 は

$$\lambda_c^2 = \frac{c\phi_0}{8\pi^2 dj^c}$$

である。上記波動方程式は解として $\varphi = \varphi_0 \exp\{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega(\mathbf{k})t\}$ を持つから、これを代入するとエネルギー分散関係として

$$\omega(\mathbf{k}) = \left(\frac{c}{\sqrt{\epsilon} \lambda_c} \right) \sqrt{1 + \lambda_c^2 k^2}$$

が得られる。ただし、 $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ である。これはc軸方向には空間的に位相が常に一定で、 $\varphi = \varphi_0 \exp\{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega(\mathbf{k})t\}$

面方向に伝搬する波動を表すのでジョセフソン横プラズマという。

一方、もし位相差が $ab(xy)$ 面内で一定で、空間的に $c(z)$ 方向に変化する波動である場合、

$$\begin{cases} \varphi_{n+1,n}(t) = \varphi(k_z) e^{ik_z nd - i\omega t} \\ \rho_n(t) = \rho(k_z) e^{ik_z nd - i\omega t} \end{cases}$$

と取ることができるから波動方程式は

$$\left[\frac{\varepsilon}{c^2} \omega^2 - \frac{1}{\lambda_c^2} \left\{ (\lambda_L k_z)^2 + 1 \right\} \right] \varphi(k_z) = - \frac{8\pi^2 d \lambda_L^2}{c \phi_0} \left(1 - \frac{\varepsilon \mu^2}{\lambda_L^2} \right) \omega k_z \rho(k_z)$$

と書くことができる。ただし、 $k_z d \ll 1$ とした。Maxwell 方程式から $\varepsilon \nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi \rho$ であるから $\mathbf{E} = (0, 0, E_z(z, t))$ に対して

$$E_n^z(t) - E_{n-1}^z(t) = \frac{4\pi d}{\varepsilon} \rho_n(t)$$

が成り立つ。 $k_z d \ll 1$ の時、 $\varphi(t)$ と $\rho(t)$ との関係式

$$(\varepsilon \mu^2 k_z^2 + 1) \rho(k_z) = \frac{\phi_0 \varepsilon}{8\pi^2 c d} \omega k_z \varphi(k_z)$$

が成り立ち、結局、

$$\left\{ \frac{\varepsilon}{c^2} \omega^2 \left[1 + \left(1 - \frac{\varepsilon \mu^2}{\lambda_L^2} \right) \frac{\lambda_L^2 k_z^2}{\varepsilon \mu^2 k_z^2 + 1} \right] - \frac{1}{\lambda_c^2} (\lambda_L^2 k_z^2 + 1) \right\} \varphi(k_z) = 0$$

が得られ、

$$\omega(k_z) = \left[\frac{c^2}{\varepsilon \lambda_c^2} \frac{(\lambda_L k_z)^2 + 1}{1 + \left(1 - \frac{\varepsilon \mu^2}{\lambda_L^2} \right) \left(\frac{\lambda_L^2 k_z^2}{\varepsilon \mu^2 k_z^2 + 1} \right)} \right]^{1/2} \cong \left(\frac{c}{\sqrt{\varepsilon} \lambda_c} \right) \sqrt{1 + \varepsilon \mu^2 k_z^2}$$

となる。ここで μ は Debye の遮蔽長であり $\mu \sim 10 \text{ \AA}$ 程度である。 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の場合 $\varepsilon \sim 25$ であるから k_z^2 の計数である $\varepsilon \mu^2$ は極めて小さな値を持ち、その結果 ω は実際上はほとんど分散を持たないことが分かる。この両者の分散関係を図 17 に示す。

この図からも分かる通り横プラズマは波数の大きいところでは $\omega \propto ck/\varepsilon^{1/2}$ となり、これは丁度誘電率 ε の媒質中を伝わる電磁波を表している。すなわち、横プラズマは電子の運動を携えた電磁波であることが分かる。電磁波は当然横波であるからジョセフソンプラズマも横波である。

一方、ジョセフソン縦プラズマはほとんど分散関係を持たないのでたくさんのモードがほとんど $k \sim 0$ に縮退している。しかもプラズマ波の進行方向は z 方向であり波の振動方向も z 方向であるから縦波であり、通常の電磁波とは大きく異なる。ジョセフソン縦プラズマ

は電荷の分極波であることが分かる。

このように縦プラズマ波ほとんど分散を持たないので超伝導体の電極と接触している表面層のみを考えればよく、内部構造は重要でない。いわゆる超伝導キャパシターモデルであるが、この場合、単一接合の場合と同等になってしまう。ジョセフソンプラズマのように、ほとんど $k=0$ のみを扱う場合は際だった間違いが起こらないが、 $I-V$ 特性などでは内部励起構造が重要になるためこのキャパシターモデルは使えないことになる。勿論、 $k=0$ では縦プラズマと横プラズマはエネルギー的に縮退していてギャップ $\omega_0=c/\varepsilon^{1/2}\lambda$ を持っている。このギャップの持つ重要な意味については後で述べよう。

このように、ジョセフソンプラズマには縦プラズマと横プラズマが存在するが、実験的に検証できるだろうか？我々は、これを分離し、分散関係を検証する実験を行った。実験にはマイクロ波空洞共振器を用い、縦プラズマと横プラズマの励起条件が異なることを利用した。図 18 は 35 GHz 帯の場合の空洞共振器内部で実際の試料の配置を表している。電磁波は TE_{102} モードを用い、縦波を励起する場合は丁度、空洞共振器の E 面で電場が最も強い位置に、かつ、電場方向が超伝導層に垂直方向になるように設置する (図 18a)。一方、横プラズマを励起する場合、 H 面でマイクロ波磁場が最も強い位置に配置する (図 18b)。両者、何れの場合も外部磁場 (スプリット型電磁石であるので水平方向の磁場である) が c -軸方向へかけられるように設置されている。このような配置で横モードが励起できることは次のような解析の結果から分かる。

上記した縦プラズマ、横プラズマの解析は無限大の試料の場合を想定していた。試料の大きさが有限の場合、境界条件がプラズマ励起には重要になってくる。これはプラズマ現象そのものが長距離相互作用によって発現することに起因しており、丁度、強磁性体の反磁場効果に類似している。特に、横プラズマの場合、その励起を境界条件を考慮して解析し直す必要がある。図 19 は図 18b のような実験条件下で境界条件を考慮した場合、試料の

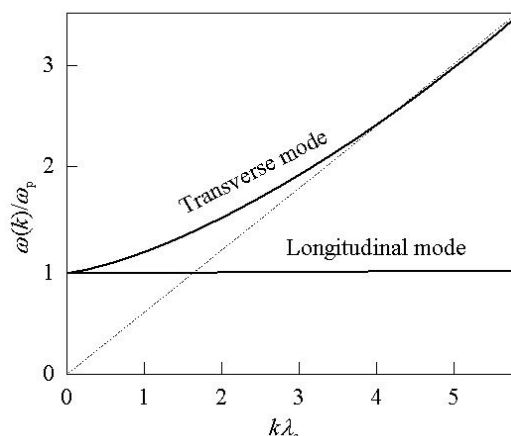


図 17. ジョセフソンプラズマの縦プラズマと横プラズマの分散関係

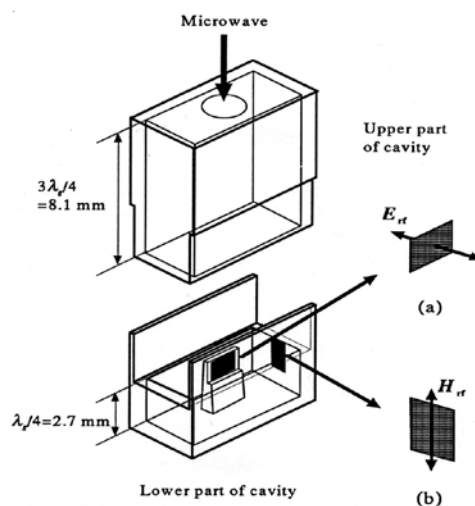


図 18. マイクロ波空洞共振器と縦プラズマ(a)と横プラズマ(b)を励起する際の試料の配置

状態を模式的に表したものである。ロンドン方程式は

$$\vec{J} = -\frac{c}{4\pi\lambda_c^2} \vec{A}$$

であるから、マクスウエル方程式

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} + \frac{4\pi}{c} \sigma_{qp} \vec{E} + \frac{\varepsilon_\infty}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} \end{cases}$$

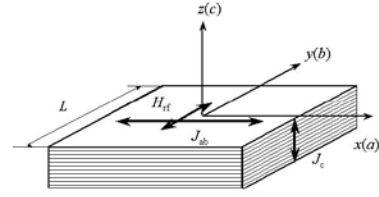


図 19. 横プラズマを励起する条件

と組み合わせると

$$k^2 + \frac{1}{\lambda_c^2} - \frac{4\pi}{c^2} i\omega\sigma_{qp} - \frac{\varepsilon_\infty}{c^2} \omega^2 = 0$$

が得られる。ただし、 $\mathbf{J}=(0,0,J_z)$ 、 $\mathbf{A}=(0,0,A_z)$ 、 $\mathbf{B}=(0,B_y,0)$ 、 $\mathbf{E}=(0,0,E_z)$ である。

$$k = k' + ik'' = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon(\omega)}$$

と置けば

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right)^2 \right) + 4\pi \left(\frac{\sigma_{qp}}{\omega} \right)$$

となる。試料の幅を L とすると境界条件は

$$B_y \left(\pm \frac{L}{2} \right) = H_{rf}$$

であり

$$B_y = H_{rf} e^{-i\omega t} \left[\frac{e^{ikx} + e^{-ikx}}{e^{ikL/2} + e^{-ikL/2}} \right]$$

が得られる。同様に

$$E_z = -\left(\frac{\omega}{c} \right) H_{rf} e^{-i\omega t} \frac{1}{k} \left[\frac{e^{ikx} - e^{-ikx}}{e^{ikL/2} + e^{-ikL/2}} \right]$$

となる。電磁波のエネルギーの吸収量 P は

$$\begin{aligned}
P &= \int_{-L/2}^{L/2} \langle R(e(\sigma_{qp} E_z)) (\text{Re}(E_z)) \rangle_t dx \\
&= \frac{1}{2} \sigma_{qp} \int_{-L/2}^{L/2} |E_z|^2 dx \\
&= \frac{L}{2} H_{rf}^2 \frac{\sigma_{qp}}{|\varepsilon(\omega)|} \left(\frac{\frac{\sinh(k''L)}{k''L} - \frac{\sin(k'L)}{k'L}}{\cosh(k''L) + \cos(k'L)} \right)
\end{aligned}$$

となる。ここで

$$\begin{cases} k = k' + ik'' = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon(\omega)} \\ \varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \left(1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \right) + 4\pi \frac{\sigma_{qp}}{\omega} \end{cases}$$

である。吸収が起こるための条件は (1) $\varepsilon(\omega)=0$ か、あるいは (2) $\cosh(k''L)+\cos(k'L)=0$ でなければならない。故に、(1) から $\omega=\omega_p$ か、あるいは (2)

$$1 + \cos\left(\frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon(\omega)} L\right) = 0$$

でなければならない。(2) は

$$\begin{aligned}
\frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon(\omega)} L &= (2n+1)\pi \\
\therefore \varepsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) &= \left[\frac{(2n+1)\pi}{L(\omega/c)} \right]^2
\end{aligned}$$

となる。ここで n は任意の正数である。これより

$$\frac{\omega_n^2}{\omega_p^2} = \frac{1}{1 - \frac{1}{\varepsilon_\infty} \left[\frac{(2n+1)\pi}{L(\omega/c)} \right]^2}$$

が最終的に得られる。あるいはこれを共鳴磁場書き換えると

$$\frac{B_n}{B_p} = \frac{1}{1 - \frac{1}{\varepsilon_\infty} \left[\frac{(2n+1)\pi}{L(\omega/c)} \right]^2}$$

と表すことができる。ここで $B_n/B_p = \omega_n^2/\omega_p^2$ の実験式を用いた。このことは横プラズマでは試料の大きさとマイクロ波の周波数の関係によっては複数の吸収が観測されることが分かる。

我々はこのような複数の共鳴線を観測することでジョセフソン横プラズマを縦プラズマから分離、観測することを試みた。実験は試料の大きさ L を少しずつ小さくしながらジョセフソンプラズマ共鳴を観測し、共鳴磁場がどのように変化するかを詳細に調べた。図 20 はその実験結果である。黒丸の実験点は横プラズマの条件で測定した場合、白丸はジョセフソン縦プラズマの条件での実験結果である。このように、試料サイズが小さくなるの連れ共鳴磁場が高くなり $L_{\min} \sim 1.52$ mm (もう一つの試料では 1.22 mm (挿入図参照)) 以下ではもはや共鳴は観測されなくなる。実線は上記理論から求められた式を ϵ をパラメーターとして最適化した曲線であり、実験値を大変よく再現している。このとき得られた ϵ の値は 12.7 であった。

既に述べたが、このような層状超伝導体のプラズマ現象は極めて特異な現象である。その特徴は大変大きな超伝導異方性のために c -軸方向のプラズマ周波数が極端に低く、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の場合には丁度マイクロ波の周波数領域にあり、この励起エネルギーは超伝導ギャップエネルギーより遙かに小さいことにある。従って、安定なプラズマが励起され、鋭い共鳴として観測されるのである。このプラズマ励起のエネルギー分散関係も既に述べたが、注意すべきことは、 $k=0$ においてギャップを持っていることである。対称性の破れの一般論から、超伝導プラズマが超伝導状態への相転移に伴うゴールドストーンモードであるなら、このギャップはゼロとなるはずであり、素励起はギャップレスモードであるはずである。一般に、対称性の破れに伴う相転移現象にはゼロ励起エネルギーを伴う集団励起モードが存在し、それをゴールドストーンモードと呼んでいる。超伝導電子系の場合、一見、矛盾を含むかに見えるが、長距離クーロン相互作用が働く様な場合は例外的であることが知られている (Anderson-Higgs-Kibble 機構)。厳密には超伝導相転移に伴う対称性の破れによって生まれるゴールドストーンモードは超伝導プラズマの縦モードのみであると考えられている。

このような対称性の破れの概念は物理学上の最も基本的な概念であり、広く宇宙論から素粒子論まで用いられている。固体物理学においても例外ではない。超伝導現象も同様である。しかしながら、これまでのところ実験的に超伝導状態がこのような概念で記述され

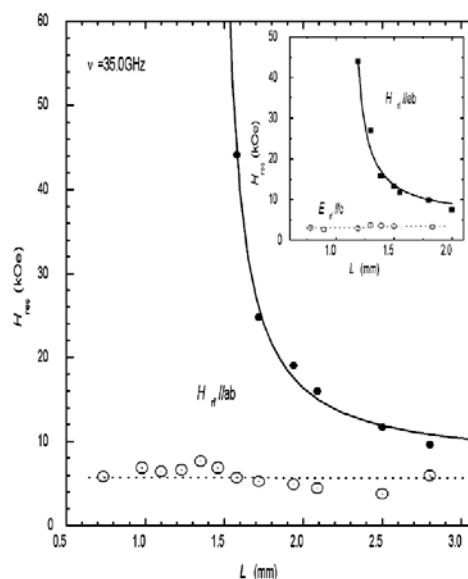


図 20. ジョセフソン横プラズマに置ける試料サイズ依存性。白丸はジョセフソン縦プラズマ共鳴。マイクロ波周波数は 35.0 GHz。挿入図は、異なった試料で得られた同様の実験結果。

ているかどうか確認されていなかった。その大きな理由は、超伝導プラズマを直接実験的に観測できなかったことによる。超伝導状態でプラズマが観測されたとしてもその励起エネルギーが通常の超伝導体の場合、数 eV あり、常に超伝導ギャップより高く、結局、観測されるプラズマは準粒子のプラズマ現象でしかない。高温超伝導体の $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ はこのような状況とは異なって純粋に超伝導プラズマを励起可能であり、我々は超伝導縦プラズマを横プラズマから分離

することに成功した。試料サイズ L が L_{\min} より小さくなると横プラズマは励起されないののでそれ以下の大きさの試料では縦プラズマのみになる。このような試料において縦プラズマを観測することで超伝導相転移に伴うゴールドストーンモードにはプラズマギャップが存在することが実験的に証明されたのである (Anderson-Higgs-Kibble 機構の実証)。この事情を模式的に図 21 に示す。

このように超伝導プラズマには有限のギャップが発生するが、このギャップエネルギーが T_c 近傍では強い温度依存性を示し、ゼロに向かう現象が新たに発見された。準粒子のプラズマでは連続的に超伝導状態から正常状態へ移行するのであるが、超伝導プラズマの場合、 T_c に向かって生滅するのである。この実験結果を図 22 に示す。この実験は 2 種類のアンダードープ A ($T_c=72.5$ K)、C ($T_c=78$ K) とほぼ最適ドープの試料 B ($T_c=90.5$ K) の 3 種類の試料で行われた。実験はゼロ磁場で

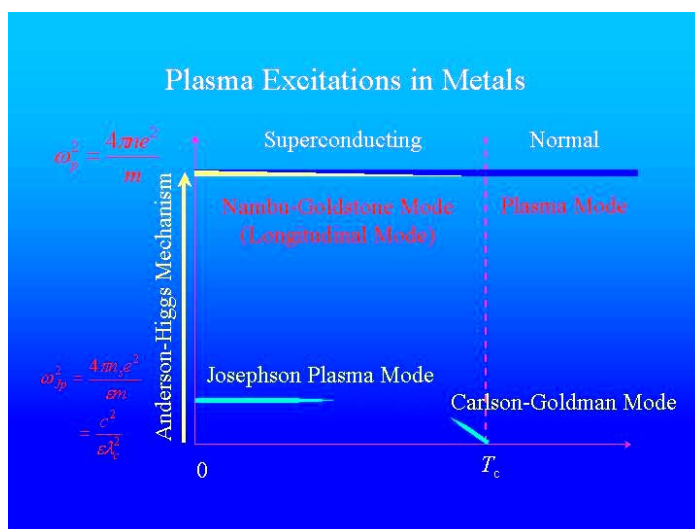


図 21. 超伝導プラズマとジョセフソンプラズマの関係。通常の超伝導体では超伝導プラズマは準粒子のプラズマとして観測される。

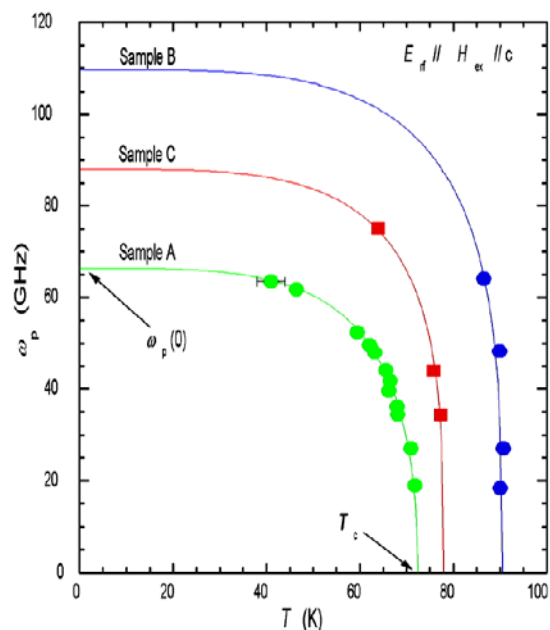


図 22. ジョセフソンプラズマ共鳴の温度依存性。

作成した。

実験結果の特徴的なことは、① ω_p は低温ではほとんど温度変化せず、 T_c 近傍で急速にゼロの向かう。②線幅はほとんど温度に依存しない。むしろ T_c 近傍で先鋭化するようにも見える。③吸収強度の比較は空洞共振器がそれぞれの周波数で皆異なるので比較が難しいが、低温ではほとんど温度変化しない。驚くことに、 T_c 直下でも強い吸収が観測される。

このような異常な振る舞いはなぜ起こるのであろうか？

我々はこの現象を超伝導の2流体モデルを用いて解析を行った。すなわち、超伝導電子を超流体成分と正常流体（準粒子成分）成分の2成分に分け、プラズマ振動には超流体成分のみが寄与し、正常流体成分は関与しないと仮定する。この仮定は通常のきれいな超伝導体では、勿論、正しくないが、高温超伝導体の場合、特に、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ などの様に、極めて層状性が強く、 c -軸方向の伝導が金属的でない状況では、準粒子はオーバードamping状態にあり、プラズマ振動には寄与しないと考えられるからである。これは尤も、*a priori*に正当化されることではなく、また、高温超伝導体の場合、準粒子そのものがどのような性格を持つかはあきらかでないので直接言及できないが、実験的に T_c 以上の正常状態ではプラズマ共鳴が観測されないので、少なくとも正常電子はオーバードamping状態にあると考えるのが適当であることによっている。

複素誘電関数 $\varepsilon(\omega)$ は

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_c \left(1 - \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \right) - \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_c(\omega)$$

と表すことができる。 $\sigma_c(\omega)$ は c -軸方向の高周波電気伝導度で、最も簡単なDrudeの式を仮定すると

$$\sigma_c(\omega) = \frac{1}{\rho} = \varepsilon_c \frac{\omega_{pn}^2}{4\pi} \cdot \frac{1}{\gamma - i\omega}$$

と書くことができる。2流体の仮定から

$$\begin{cases} \omega_{ps}^2 = \omega_p^2 (1 - t^4) \\ \omega_{pn}^2 = \omega_p^2 t^4 \end{cases}$$

と表されるから電磁波の吸収率 P は単位時間あたり

$$P = \frac{\frac{t^4}{\omega^2} \frac{\tilde{\gamma}}{1 + \tilde{\gamma}^2}}{\left[1 - \frac{1 - t^4}{\tilde{\omega}^2} - \frac{t^4}{\tilde{\omega}^2 (1 + \tilde{\gamma}^2)} \right]^2 + \left[\frac{\tilde{\gamma}^2 t^4}{\gamma^2 (1 + \tilde{\gamma}^2)} \right]^2}$$

となる。ここで、 $t = T_c/T$ 、 $\tilde{\omega} = \omega/\omega_p$ 、 $\tilde{\gamma} = \gamma/\omega_p$ である。プラズマ共鳴周波数 $\omega_p(t)$ は

$$\omega_p(t) = \frac{\omega_p(0)}{\sqrt{2}} \left[1 - \tilde{\gamma}^2 + \sqrt{(1 + \tilde{\gamma}^2)^2 - 4\tilde{\gamma} t^4} \right]^{1/2}$$

と得られる。

この結果は次のような特徴を持っている。①もし、 $\gamma = 0$ なら $\omega_p(t) = \omega_p(0) =$ 一定で、ジョセフソンプラズマには温度依存性はなく、 δ 関数的に鋭い吸収を示す。②もし、 $0 < \tilde{\gamma} < 1$ なら、 $\omega_p(t)$ は $T \rightarrow T_c$ で減少するが $T = T_c$ でも有限のギャップを持っている。 $T > T_c$ でもジョセフソンプラズマモードは、ダンピングの効果で線幅が増大するが存在する。③ $\tilde{\gamma} \geq 1$ であれば、 $\omega_p(t)$ は $T \rightarrow T_c$ で急速にゼロに近づき、 $T > T_c$ でプラズマモードはオーバードンプしてしまい、観測にかからない。④ $\tilde{\gamma} \rightarrow \infty$ の場合、 $\omega_p(t) \rightarrow (1 - t^4)^{1/2}$ となり、 $\omega_p(t)$ は $\lambda_c(t)^{-1}$ の温度依存性をそのまま反映する。

図 22 の実線は実験データに合うように $\omega_p(0)$ と $\tilde{\gamma}$ をパラメーターとしてこの式を最適化したもので、実験データをたいへん良く再現することが分かる。この解析から、図 22 の 3 種類のアンダードープ試料から得られた $\omega_p(0)$ と $\tilde{\gamma}$ の値は以下の表の通りである。

sample	T_c (K)	$\tilde{\gamma}$	$\omega_p(0)/2\pi$ (GHz)	$E_g = h\nu_p$ (meV)	τ_0 (sec.)
A	72.5	1.6	66.3	0.274	1.5×10^{-12}
B	90.5	1.1	109.6	0.453	1.32×10^{-12}
C	78.0	1.1	88	0.364	1.6×10^{-12}

表 2. ジョセフソンプラズマ共鳴の温度依存性から得られたダンピングパラメーター $\tilde{\gamma}$ 、絶対零度におけるジョセフソンプラズマギャップ $\omega_p(0)$ それに対応するエネルギー E_g 、ダンピングパラメーターから得られた緩和時間 τ_0 の値。

このように、まず、 $\tilde{\gamma}$ 値は $\tilde{\gamma} > 1$ であるから $T \rightarrow T_c$ で常に $\omega_p(t) \rightarrow 0$ となることと実験結果は矛盾しない。 $\omega_p(0)$ の値はアンダードopingが進むにつれ小さくなっていく。これはジョセフソン結合がアンダートーピングが進むにつれ弱くなっていくことを示しており、異方性も大きくなることと矛盾しない。 τ_0 は $\tau = 1/\omega_p(0)\tilde{\gamma}$ から見積もられた準粒子の緩和時間を表わしている。この解析では T_c 以下では $\tilde{\gamma}$ は温度変化しないと仮定したが、この仮定は勿論自明ではない。しかしこの解析が実験結果を比較的よく再現することから、この仮定はあながち悪くないように見える。通常の金属系超伝導体ではこれはほとんど自明であるが、高温超伝導体の場合、 T_c 以下での正常状態の c -軸方向の伝導は極めて強い半導体的な温度依存性を示すことが知られているので、超伝導状態の準粒子の緩和時間と正常状態の緩和時間が全く異なった温度依存性を示すと仮定しない限りこの結果は矛盾を来してしまう。従って、これらの実験結果を矛盾無く説明するためには超伝導状態の準粒子の緩和は正常状態のそ

れとは異なると考えねばならない。すなわち、 T_c 以下では準粒子の緩和時間は温度依存性を持たなくなる特別な機構が存在すると考えねばならない。通常の超伝導体ではこのようなことは知られていないが、高温超伝導体の場合、何か特殊な事情があるのであろうか？これを解決することは高温超伝導体の超伝導機構を理解する上で重要な手がかりとなるように思われる。今後に残された必要な研究課題である。

(III). 磁束状態におけるダイナミックスの研究

磁化や電気抵抗法などで高温超伝導体の H_{c1} 、 H_{c2} を測定するとその振る舞いが特異であることが高温超伝導体発見直後から指摘されていた。YBa₂Cu₃O_{7-δ}や Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8-δ}などの典型物質では H_{c2} が異方的であると同時に予想外に高く、100 T を越えると推定されるが、実際には磁場がそこまで到達しないため、現在でも精密な実験データは存在しない。ここで言う異常現象とは具体的には、磁場中で電気抵抗を測定すると従来の超伝導体とは異なり、超伝導転移に伴う電気抵抗の転移幅が磁場とともに広がってしまい、正確に H_{c2} を決定できないことを指す。このような現象は当初、試料が多結晶体であったことから、異方性が大きな結晶の多結晶体による効果であろうと考えられたが、やがて単結晶で測定が進むと異方性は確かにあるが、抵抗の広がり異方性によるものではないことが判明し、問題が顕在化した。単結晶とはいえ、結晶が不完全であることにそのよりどころを求める考え方や、高温超伝導体が多結晶性（微粒子状）であるとする説も提唱されるに至って、その本質を巡って様々な議論が活発に展開されるようになった。しかし、一方では従来からの考え方を踏襲し、このような異常な抵抗の発生を超伝導体のピン止め力が弱い場合と想定し、磁束のフローという観点から理解しようとする研究が実はほとんど主流であった。残念なことに現在でも一部ではこのような誤解が解消されていない。

このように、磁束状態が異常であるとの認識は我が国における良質な La_{1.85}Sr_{0.15}CuO₄ 単結晶に基づく実験と、YBa₂Cu₃O_{7-δ}や Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ}の良質単結晶による我々(当時、オランダアムステルダム大学での研究であるがその後 1990 年に帰国。この分野の実験を継続した。)の実験結果による指摘が、むしろ他の欧米の磁束フローとを主とする解釈と対比する形で現れてきた。その後、国内を中心にこの研究が継続され(文部省科研費重点領域研究「高温超伝導の科学」で重要研究分野の一つとして取り上げられる)、この戦略的基礎研究が開始された 1996 年頃は磁束状態の研究として高温超伝導研究の一つの中心的課題となっていた。このような背景のもとに本戦略的基礎研究が採択、実行され、磁場中の電気抵抗の異常問題に端を発した磁束状態の理解はこの 5 年間の研究を通して大きく発展し、現状ではこの問題はほぼ完全に解決されるに至っている。この戦略的基礎研究によって我が国のこの分野の研究が大きく開花し、成熟したと同時に、世界的に見ても我が国がこの分野の研究で主導的役割を果たしてきたことは重要なことである。このような発展過程で、本研究を通して我々筑波大学グループが果たした役割とその成果を以下に要約して示そう。

通常の超伝導体の磁束状態は比較的単純で、どの教科書にも小さい磁場中ではマイスナー状態 (Meissner state) が維持され、それがさらに強い磁場 (臨界磁場という) 下では超伝導状態は壊れて正常状態に戻る。正常状態への戻り方には2種類あり、マイスナー効果が磁場 H_{c1} (下部臨界磁場) で壊れると直ちに正常状態に戻る第 I 種超伝導体と、マイスナー効果が壊れると磁場が超伝導体内に磁束量子を形成侵入し、それらが磁束線として超伝導状態内で共存する混合状態 (mixed phase また

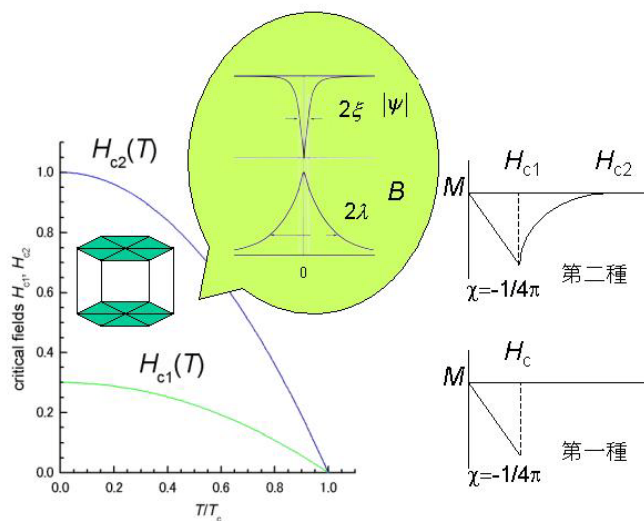


図 23. 古典的な超伝導体の相図 (左) と第一種、第二種超伝導体の磁化曲線 (左)。中央上部は量子化磁束での波動関数と内部磁場の様子

は単に磁束状態 (vortex state) とも呼ばれる。) となり、さらに強い磁場 H_{c2} (上部臨界磁場) で混合状態から正常状態へ戻る第 II 種超伝導体の2種類に分別される (図 23 参照)。この区別は超伝導体はその表面で非常に薄い λ の領域 (磁場進入長と呼ばれる) で磁場進入を許すことが可能であることと、磁場中では超伝導体全体でマイスナー効果を維持するより局所的な極微領域 ξ (コヒーレンス長と呼ばれる) で波動関数の歪みを形成し、局所的に超伝導を自ら破壊し、それに伴って超伝導体内部に磁場進入を許すことで、超伝導状態を維持しながら全体のエネルギーの上がりをする限り低く抑える状況が作り出される結果として発生することが、Ginzburg と Landau (以下では GL 理論と呼ぶ) によって示されたことはよく知られている。従って、このことから自然に Ginzburg パラメーター $\kappa = \lambda/\xi < 1/\sqrt{2}$ の時、第 I 種超伝導体であり、 $\kappa > 1/\sqrt{2}$ の時、第 II 種超伝導体であることが理解される。このような理解は直感的であり、しかも超伝導に関する Ginzburg-Landau 理論から極めて透明な形で導出され、ごく自然に理解できる。

この GL 理論は従来の超伝導体の相転移に関して極めて有効であった。それは従来の超伝導体の場合、超伝導のコヒーレンス体積 $V_{\text{coh}} = \xi_{\text{ab}}^2 \xi_c$ が極めて大きく、従って平均場近似が極めて良く成り立つ事情があったからである。ところが高温超伝導体の場合には、 $\kappa \gg 1$ であり、しかも T_c が高く、何よりもコヒーレンス体積 $V_{\text{coh}} = \xi_{\text{ab}}^2 \xi_c$ が異常に小さいことから超伝導の相転移に関しては従来の平均場近似では不十分なのである。GL 理論自体、近似理論であることを考えれば近似の適用範囲を逸脱するなら至極当然のことであるが、従来の超伝導体に関してはこの近似が余りにもよく成り立っていたため信じて疑わなかったのである。この事情は大変重要であるから詳しく述べよう。

Ginzburg によれば熱揺らぎによって超伝導秩序パラメータ ψ の揺らぎが $|\delta\psi/\psi| \sim 1$ 程度となり、超伝導への相転移がぼけてしまう温度領域 $T_f \leq T \leq T_c$ は Ginzburg 数 G によって $G=1-T_f/T_c$ で与えられ、ゼロ磁場では

$$G \leq \frac{1}{32\pi^2} \left(\frac{k_B}{\Delta C} \frac{1}{\xi_{ab}^2 \xi_c} \right)^2$$

と表される。 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の場合、 $\xi_{ab}=20 \text{ \AA}$ 、 $\xi_c=0.3 \text{ \AA}$ 、 $\Delta C=5 \text{ J/mol.K}$ より、臨界領域の広さ ΔT は 2 K 程度である。このことは超伝導転移点は熱揺らぎによってこの程度の幅を持っていることを意味する。

磁場があると状況は一変してしまう。磁場中では電子の運動は磁場に垂直な面内に閉じこめられるから有効的に空間の次元が下がり、さらに揺らぎの効果が顕著となる。磁場中での解析結果によれば G は

$$G \leq \left(\frac{k_B}{\Delta C} \frac{B}{\phi_0 \xi_c} \right)^{2/3}$$

と表され、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の場合では磁場を 5 T とすると $G \sim 20 \text{ K}$ となるのが容易に分かる。通常の超伝導体の場合では、臨界領域が極めて小さいから揺らぎを考慮する必要が全くなかった。これは、例えば、金属ニオブ (Nb) の場合の Ginzburg 数 $G \sim 10^{-12}$ をみれば一目瞭然である。この場合、前記したように議論に事実上疑いの余地がなく、超伝導は H_{c2} で 2 次の相転移を経て発現する。すなわち、平均場近似が極めてよく成り立つ典型的な例となっているのである。

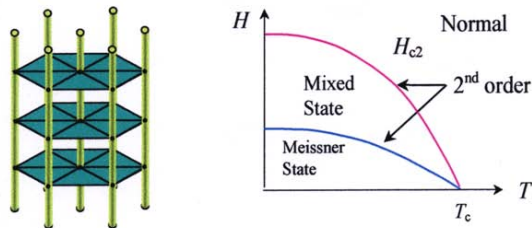
ところが、高温超伝導体の場合、この状況が成り立たない領域にあり、高次の項を考慮して近似解を求めなければならない。しかし、平均場近似を越えると H_{c2} 付近ではもはや 2 次の相転移は起こらず、クロスオーバーとなってしまふ。このことは、 H_{c2} 近傍は超伝導の短距離秩序が発達する領域であり、超伝導状態におおかた達する状況にあるが、長距離秩序を作ることができず、強い超伝導揺らぎの状態となるのである。このため、真の超伝導相転移はずっと低温側へ移行してしまう。このような考え方が正当化されたのは磁束線格子融解現象の発見であった。この磁束線格子融解線が真の超伝導転移点であり、それは 1 次の相転移である事が分かってきたからである。良質の単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の場合、この磁束線格子融解線は T_c よりずっと低温側へ、 H_{c2} より遙かに低い磁場で起こることが明らかにされた。この磁束線格子融解線より高温、高磁場側の広い温度と磁場領域は磁束液体状態と呼ばれ、超伝導揺らぎの強い状態として理解されるに至ったのである。これは H_{c2} 以下の領域を磁束状態とする従来の理解とは根本的に異なる。たとえ、磁束線格子融解現象を認めたとしても、この超伝導揺らぎの状態は単に磁束線格子が融解し、無秩序な配列をなす液体状の磁束状態ではないのであって誤解を招きやすいので注意が必要である。

高温超伝導体の典型的物質である $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の場合、磁束状態の相図は図 24 の様に

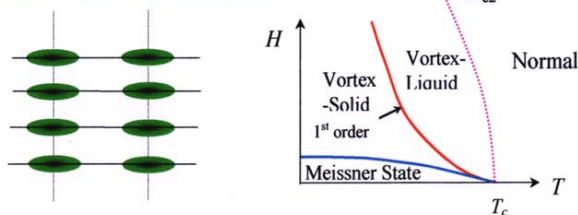
なることが知られている。これは模式的に示したもので、磁場が超伝導 CuO_2 面に垂直にかけられた場合である。理想的な古典的な超伝導体の場合は既に述べた(図 24 の上段)。高温超伝導体の場合、強い超伝導揺らぎが存在するため相図は一変してしまう(図 24 の中段)。すなわち、超伝導の揺らぎが大きいため H_{c2} は消失し、クロスオーバーとなり、真の超伝導相転移はずっと低温の磁束線格子融解線 H_M で起こる。この相転移は 1 次相転移であり、 H_M 以下の温度では磁束線は規則的な 3 角配列をする (Abrikosov 格子)。高温超伝導体の場合には、しばしば異方性が極めて大きいため、磁束は CuO_2 面のみで良く定義された磁束のパンケーキ (磁束ディスクとも呼ばれる) となり、それが層間で弱く結合して磁束線を形成する。磁束のピン止め効果がなく磁場が CuO_2 面に垂直な場合、磁束線は磁場方向に直線的に配列する (図 24 中段左)。

図 24 の下段は、中段と同じ状況なのであるが、違いはピン止め効果がある点である。現実には単結晶といえどもわずかな弱いピン止め効果が残存するので図 24 の下段の状況が実現されていると考えられる。すなわち、1 次の相転移である磁束線格子融解線は途中で 2 次の相転移を伴う不可逆線 (磁束ガラス転移線) へと移行 (臨界点) する。この 2 次転移は磁束ガラス相と磁束液体相を区別する。1 次転移である磁束線格子融解線が 2 次転移である磁束ガラス転移へと移行する付近でピーク効果が観測される。このピーク効果も 1 次の相転移とする主張が最近になってなされている。1 次転移はピンニングの強さ、種類、数などで敏感に変化し、2 次転移となる。高温超伝導体の場合、残留するピン止めの原因は酸素欠陥と考えられており、Bi 系などではこれは同時にドーピング機構も担っているので、残留するピン止め効果は極めて複雑な現象を引き起こし、そのため定量的な研究はまだ十

● Ideal classical superconductors



● Ideal high- T_c superconductors



● Effect of residual pinning

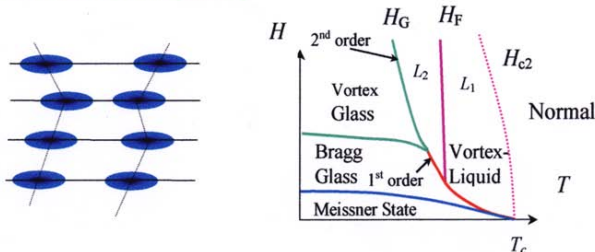


図 24. 超伝導磁束状態の模式的な相図の比較。古典的な従来型超伝導体の磁気相図 (上段)。高温超伝導体に磁場が超伝導面に垂直にかけられた場合の相図で、理想的な超伝導体の場合 (中段) と磁束のピン止め効果がある場合 (下段)。

分になされていない。このような状況の中で、最近、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 系や $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系で磁束液体相が2相からなることが発見され、特に注目されている。この新しい液体相の存在がピン止め効果のために現れるのか、ピン止め効果とは無関係な磁束状態の本質的な性質なのか現状では議論が分かれている。実験的には完全にピン止め効果のない試料は存在しないため、この問題の解明は困難を極めている。この問題は後ほど触れることにする。

単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ などの場合、異方性が極めて大きいため、磁場の方向によって磁束状態が多様に変化する。特に、磁場が超伝導 CuO_2 面に平行、あるいは極く平行に近い場合、垂直の場合と大変異なった様相を示すこともごく最近になって明らかにされてきている。この問題も後ほど触れることにする。

このように磁束状態の相図は高温超伝導体の研究によって一変し、複雑になった。特にピン止め効果がある場合、磁束状態がピン止めの数、種類、強さや形態（規則的かランダムかなど）などで極めて多様に変化する。現状では磁束液体相が2分割される事がようやく明らかにされてきている段階であり、今後、この分野は新しい進展が期待されている。

ここでは本研究で明らかにされた最近の新しい進展についてのみ述べる。

高温超伝導体の磁束状態は、磁束線格子融解線より高温、高磁場側は単一の超伝導揺らぎの状態ではなく、もっと複雑であることが我々の最近の研究で明らかにされた。すなわち、磁束液体状態は単一相ではなく、図 24 の下段で H_F と示されている領域を境として特徴的な性質を示す L_1 と L_2 に分けられるのである。これを明確に示唆する実験事実がえられたので説明する。(図 25、図 26 は単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の磁化の温度依存性と、磁化のヒステ

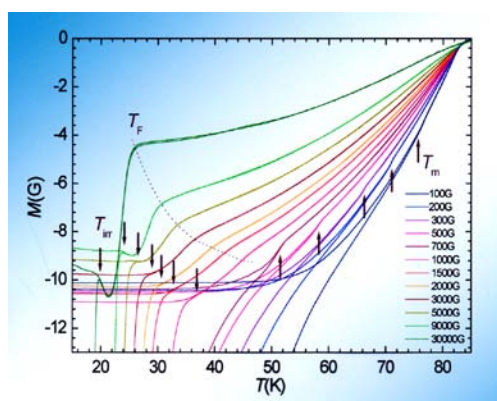


図 25. 単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の超伝導磁化の温度依存性($H//c$)。上向き矢印は低磁場領域で観測される磁束線格子融解点を表す。高磁場では磁化が負の方向へ折れ曲がる現象が T_F で見られる。磁場中冷却とゼロ磁場冷却し、磁場を印加した場合磁化の差が発生する不可逆線 T_{irr} はさらに低温にある (下向き矢印)。

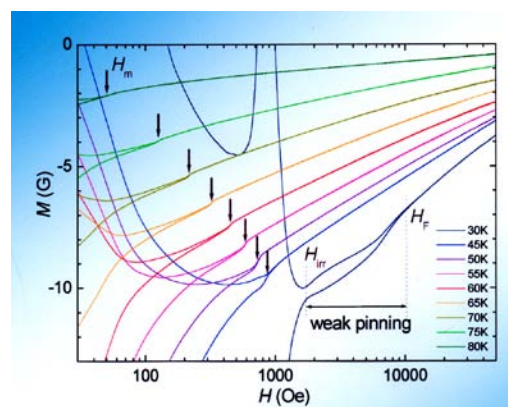


図 26. 単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の超伝導磁化ヒステリシス曲線($H//c$)。下向き矢印は高温、低磁場 H_m で見られる 1 次相転移である磁束線格子融解に伴う磁化の飛びを表す。磁場が高くなるとやがてピーク効果が現れ、それが H_{irr} で閉じた後、弱いヒステリシス領域が H_F まで観測される。

リシス測定の結果である。図 25 では磁場を一定値に固定し、温度掃引しながら磁化を SQUID で測定したもので、弱磁場領域ではわずかであるが磁束線格子融解に伴う磁化の飛びが T_m で観測されているのが分かる。磁場が次第に強くなるとやがて磁化の飛びの幅が広がり、2~3 kOe 以上になると磁化は負の方向へ折れ曲がりが見られるようになる (T_F)。この領域は温度に関して可逆的で、さらに低温で不可逆線 T_{irr} (下向き矢印) に到達すると突然ヒステリシスが現れる。

図 26 には磁化のヒステリシス曲線を様々な温度で測定した結果を示す。高温側では磁化は可逆的となり、磁束線格子融解点 H_m で 1 次転移に対応する飛びが見える (矢印)。低温になるにつれ、この磁化の飛びは次第に高磁場側へ移行し、やがてピーク効果が観測される様になると 1 次転移はぼやけてしまう。ピーク効果がほぼ閉じて、その上、さらに高磁場側に行くと、小さいが明らかにヒステリシスを伴う領域が H_F まで続き、 H_F を過ぎると磁化は可逆状態となる。ピーク効果が閉じる点を不可逆磁場 H_{irr} と定義した。この弱いヒステリシスが現れる領域は低温まで続く。

このように磁化の弱い異常現象が発現することがわかった。この以上が現れる領域を相図に描くと図 27 のようになる。 H_F あるいは T_F はこの図から明らかなように不可逆線より高温高磁場の磁束液体状態にあること

ことが分かる。 H_F と T_F は一方は磁場掃引から、もう一方は温度掃引から得られた結果であるが、両者は極めて良い一致を示している。磁束液体状態の異常現象は Fuchs 等によっても既に指摘されていたが、その原因は $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系特有の形状効果により試料の端でピン止め力が強くなる現象 (表面バリヤ) として説明されていた。Fuchs 等 (D. T. Fuchs *et al.*, PRL. **80** (1998) 4971.) によれば、我々の H_F または T_F 線は端のピンギング効果が有効となりはじめ、非線形効果が発生し始める領域 T_x として解釈されている。彼らの実験は微小ホール素子を 1 次元的に配列し、局所的に磁化を測定した点、端の効果を明瞭にバルクの効果から分離して観測できるので、大変説得力のある解釈であった。一方、我々の SQUID による

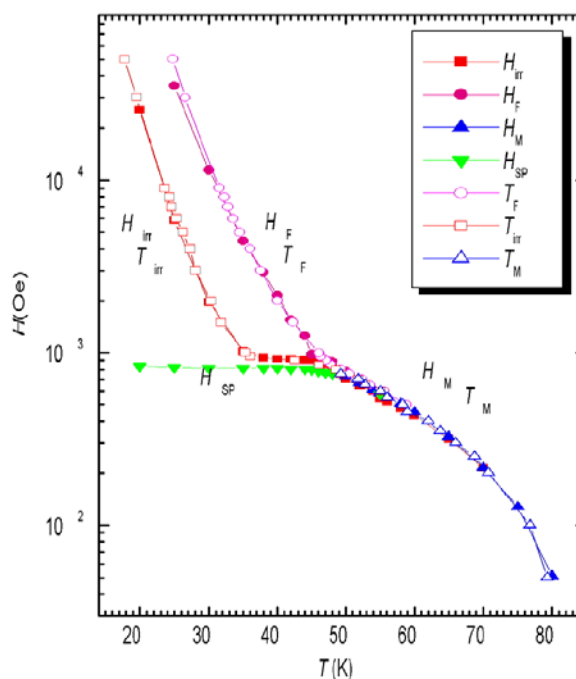


図 27. 図 25、図 26 に示された実験結果より得られた良質単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の磁気相図。磁束線格子融解線 (H_M, T_M)、不可逆線 (H_{irr}, T_{irr})、磁束液体状態の弱い異常が始まる領域 (H_F, T_F)、ピーク効果 (H_{sp}) を示す。

測定では全体を丸ごと測定するため、図 25 や図 26 の様な測定結果からだけでは端において発生するピンング効果の可能性を排除できない。これに関し、Shibauchi 等 (T. Shibauchi *et al.*, PRL **83** (1999) 1010.) は SQUID 測定の際、試料を意図的に固定し、動かさないようにして実験を行うとこのような弱い異常現象が消失すると主張した。そのため、この弱い磁化の異常現象は何らかのピン止め効果、おそらくは端によるピンング効果が働き、試料がわずかな磁場の不均一領域を通る時発生する現象であるとした。彼らはさらに、ジョセフソンプラズマの実験でもこの領域で何ら異常が観測されないから、この弱い異常現象は磁束液体の本質的現象でないと否定的な結論を下した。

この問題を解決するため、我々は新しい測定手段として微小コイルを用いた局所 ac -帯磁率法を開発し、局所的に磁束状態の交流応答を測定する試みを行った。これは先に行われた Fuchs 等や Morozov 等 (Morozov *et al.*, PRL **76** (1996) 138.) の実験結果を再検討することが主な目的であったが、それ以上にこの ac -帯磁率では交流磁場を局所的に試料に与えることで局所的な磁氣的応答の測定が可能である点、Fuchs 等や Morozov 等の実験と実験条件が異なるので、何か新しい実験結果が得られるのではないかという期待があった。

得られた実験結果の一例を図 28 に示す。交流帯磁率の実数部分 μ' は超伝導転移に伴って減少し完全に遮蔽されるとゼロになる。すなわち、励磁コイルによって作られる微小磁場が正常状態ではほぼ完全に透過し、ピックアップコイルまで達するが、超伝導状態になると伝導度が無限大になるため完全に遮られ、ピックアップコイルまで到達しないのである。転移の鋭さは伝導度の関数であるが、直接伝導度と結びつけることは複雑な実験的な制約条件があって定量的な理解は困難である。しかしながら、定性的な議論は可能である。

図 28 に見られるように、低磁場側では 1 次の相転移である磁束線格子の融解に伴って鋭い変化 (飛び) が観測される。磁束線格子融解点 T_m が真の超伝導状態であるから、 T_m 以下では伝導度が無限大となり μ' もゼロになるように思われるが、磁場中ではこの系の場合、そうはならない。その理由は、磁束状態は磁束線格子を作っていると考えられるが、この時、磁束線が外部からの交流磁場で力を受け、運動し、散逸を生じるから有限の電気抵抗が発生することにある。もし、この場合、磁束線に対するピン止め効果が

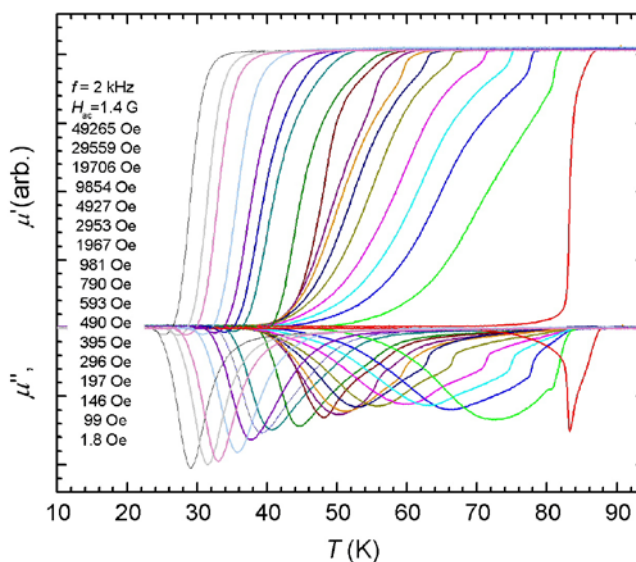


図 28. 微小コイルで測定した単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の局所 ac -帯磁率 (実数部分 μ' 、虚数部分 μ'')。

十分強ければ磁束線は運動できないから T_m で μ' (同時に μ'' も) はゼロになるであろう。磁束線のピン止めが全く無ければたとえ真の超伝導状態といえども磁束線は自由に運動することが可能である。これは磁束液体状態と何ら変わらず、従って、 T_m で μ' に飛びは現れない。図 28 の様に明瞭な μ' の変化 (飛び) が T_m で観測されるのは T_m 以下で磁束固体状態が発生し、磁束線には有効なピン止め効果が働いていることを示している。このピン止め効果は強くないので完全に磁束線の運動を抑えるには至らないのでただだと μ' は変化していく。

一方、 μ'' を見ると交流帯磁率の実数部 μ' の変化が大きいところで極大 (極小) 値をとり、低温では μ' とともにゼロになる。磁束線格子融解点 T_m では μ' と同様に鋭い飛びを示す。 μ'' は散逸を表すからこの飛びは磁束線格子融解点において磁束系の散逸が増加することを示している。 μ'' のピーク位置は測定周波数に大きく依存しており、散逸機構がこの周波数領域から幅広いスペクトルを持って分布していることが推測される。測定周波数が高いほど高温高磁場側へ移動する。試料の残留ピン止め効果が小さい試料では μ'' が δ -関数的な鋭いピークとなる場合がある。

磁場が強くなると次第に磁束線格子融解に伴う μ' の飛びはぼやけ、より幅の広い転移へ移行する。これは低磁場での 1 次転移が高磁場で 2 次転移へ移行したことに対応している。ところが、さらに高磁場になると μ' は再び鋭い転移を示すようになる。磁束線格子融解が過ぎるとほぼ同時に、 μ' はゼロになる少し高温側で符号が逆転する現象が見られる。この現象は高磁場でも起こるから Morozov 等 (N. Morozov, *et al.*, PRL **76** (1996) 138.) が主張する様に低磁場で見られる内部磁場の不均一性に起因するものではないと考えられる。表面ピン止め効果は高磁場では無視できるはずであるからこの効果が原因とは考えにくい。この特異な現象の原因は現状でも完全には明らかでないが、局所的な磁場の変化に対応して位相が反転同期するような磁場の変化がピックアップコイルの位置で観測される何らかの機構が存在していることを示している。この μ' の位相が反転する領域は実は H_{irr} と H_F に囲まれた新しい磁束液体相 L_2 に対応している事が以下で分かる。

図 29 は微小コイルを用いた交

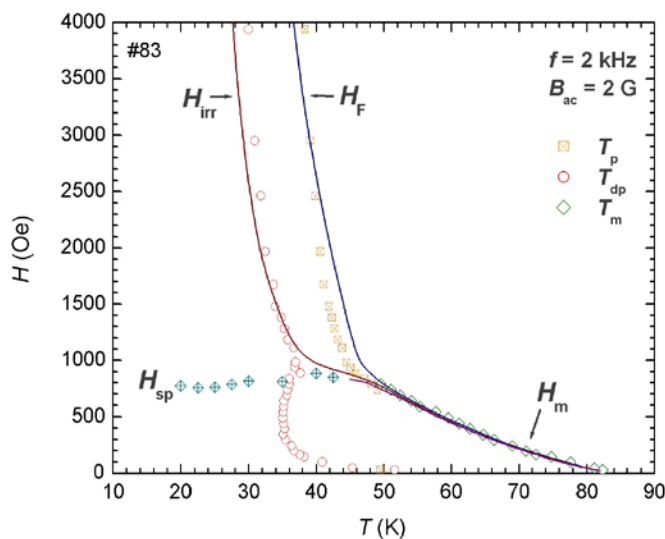


図 29. 局所 ac 帯磁率より求めた良質単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-\delta}$ の相図と SQUID 測定から求めた相図の比較。

流帯磁率の測定から求めた単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系の磁束状態の相図である。図中、実線は SQUID によって測定された相境界線で、図 28 と同一のものである。 H_F は μ' のピークとして求めた。 H_{irr} は μ' 、 μ'' がゼロになる点として求めた。そのため、低磁場では磁束線格子融解線よりずっと低温側の磁束固体相 (Bragg ガラス相) に H_{irr} が入り込んでいる。これは H_{irr} が摂動として加えられた交流磁場がどこで完全に遮蔽されるかを示す量であるから、ピンニングが有効となる領域を意味する量である。高磁場側ではこれは磁束ガラス状態と磁束液体状態を区別し、磁束ガラス転移点を表す。通常、ピンニングが効力を失い、従って磁化のヒステリシスが消滅するから不可逆線とも言われる所以である。

図 30 に、実際、実験に使われたコイルと試料の配置関係を示す。この測定に用いた微小コイルを我々は手作りして使用しているが、その大きさが微小ホール素子に比べれば遙かに大きい。そのため局所性が保証できるためには十分大きな試料を用いる必要があり、その点を確認するため慎重に実験を重ねる必要があった。我々は直径

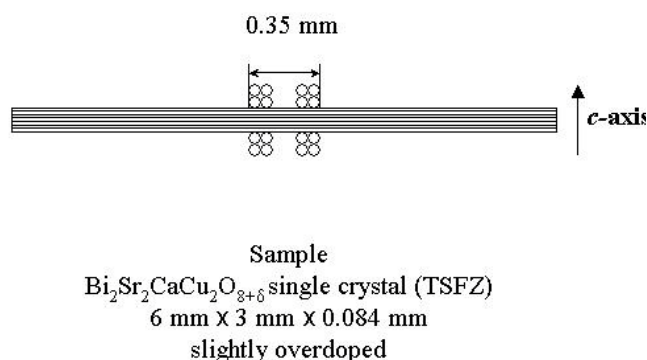


図 30. 微小コイルによる局所 ac-帯磁率測定に用いた試料とコイルの位置関係。

約 0.3 mm のコイルを作成し、試料の両側にグリスで貼り付け透過する交流磁場による応答を測定した。意図的に 0.5 mm 程度の小さい試料を用いて測定をすると鋭い 1 次転移がぼやけたり、 μ' や μ'' の変化に鋭さが無くなってくる。この実験に使われた試料の大きさは 6 mm x 3 mm x 0.084 mm であり、この大きさの試料では局所性は十分に満足されている。

このように、我々は単結晶 $\text{BiSr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の磁束状態を SQUID による磁化測定、局所的な交流帯磁率測定などの実験手段を通して明らかにしてきた。高温超伝導体の磁束状態は大きくは磁束固体状態と磁束液体状態に分けられる。この境界は理想的超伝導体であれば 1 次の相転移を伴う磁束格子融解線である。現実の試料には弱いながらも残留するピン止め効果が存在し、その結果、磁束格子融解線は途中で 2 次の相転移を伴う磁束ガラス転移線 (不可逆線) となる。この移行課程でピーク効果が見られる。一方、磁束固体状態の低磁場側ではほとんどピン止め効果が有効でなく、従って、規則的な三角格子であるアブリコソフ格子が実現する。この状態は Bragg ガラス状態とも呼ばれる。磁場が強くなるとピーク効果を経て磁束ガラス状態へと移行し、規則的な磁束線格子は完全に壊れてしまう。この領域は残留する弱いピン止め効果が集団的となって強いピン止め力を発生し (コレクティブピンニング)、磁化に大きなヒステリシスが観測され、臨界電流密度も 10^6 A/cm² 程度と高い値を持つ。図 24 はこの状況を模式的に示したものである。図 24 の下段ではピン止め力の効果を示したが、これは現状で入手できる最も良質な試料において観測されている

磁束状態を表している。残留するピン止め効果が依然、磁束状態を大きく変えている様子が分かる。

このように、磁束のピン止め効果は磁束状態を大きく変えることから、ピン止め効果を制御してこの磁束状態がどのように変化するかを系統的に調べることは興味深い問題である。しかし、ピン止め効果は一般にはピン止めの有効的な強さ、大きさ、数など、制御しなければならないパラメーターが多く、すべてを尽くすことはとても困難である。そこで、我々は特殊な例ではあるが、一つの典型的な例として重イオン照射を用い、試料に柱状欠陥を導入した場合に限り系統的な実験を行った。柱状欠陥は欠陥の数が明確であり、形状も比較的単純で同一のものが作れるためピン止め効果の研究には都合がよいのである。さらにその上、柱状欠陥は磁束線にとって強いピン止め効果となることが知られているから、磁束の相図に与える影響が大きいと予想され、特に磁束液体状態をどのように変えるかが興味を中心である。結果は、磁束液体状態が広い領域にわたり磁束ガラス状態（ボーズガラス状態と呼ばれる）に移行し、その領域では強いピン止め効果が発現することが分かった。この状態は Nelson and Vinokur (David R. Nelson and V. M. Vinokur, PRL **68** (1992) 2398, *ibid*, PR **B48** (1993) 13060.) によるボーズガラス理論で比較的よく説明が付くことが分かった。しかしながら、柱状欠陥数が数 kOe 程度まで下がると一致は良くなく、ボーズガラス理論が適用できないことが分る。柱状欠陥量が 100 G までは 1 次の磁束線格子融解線がそのまま 1 次の相転移として存続し、相図上の位置は不動であるが、それ以上の照射量では磁束線格子融解線は 2 次転移となり、不可逆線と化し、急速に照射量に比例して高温高磁場側へ移行することも照射効果の特筆すべき特徴的な現象である。さらに、柱状欠陥量に伴って 3 種類のピーク効果が新たに観測され、それらピーク効果の性質を詳細な磁化曲線を測定して明らかにした。しかしここではページ数の関係で詳細は割愛することにする。

また、最近、微小コイルを用いた交流帯磁率測定を、磁場を c -軸から傾けた場合へ応用することで、以下に述べる電気抵抗の Corbino 法で得られた階段状の磁束格子融解現象がより明瞭に観測されているが、現在実験が進行中なのでこれも割愛する。

最後に、最近の理論的進展について少し述べる。2つの磁束液体相については現状では2つの考え方があり、その起源に関して全く異なっているのは興味深い。まず、Nguyen 等 (A. K. Nguyen and A. Sudbo, PR **B60** (1999) 15307) は GL 理論に基づく場の理論から相転移を議論しており、3次元に於ける超伝導相転移は vortex loop の乖離によって特徴づけられるとする。実は3次元系の議論は本質的に2次元とは異なるので、如何に高温超伝導の2次元性が強いと言ども2次元系の相転移の議論からの拡張では3次元系は正しい議論ができないと主張している。2次元系の理論とは、例えば、磁束線を虚数時間軸に取り、それに垂直な2次元空間を考え磁束系を取り扱う方法である。勿論、有限磁場中では磁束液体相は(どちらも)超伝導 helicity modulus がゼロなので真の超伝導状態ではないが、強い超伝導揺らぎが存在するので、あたかも超伝導状態にあるかのように振る舞い、従ってこのような状態は vortex の張力はゼロでない。彼らによれば、このような状態が L_2 での状態で

あり、それがもう一つの相転移を経て張力がゼロになる相が現れ、それが L_1 である。

Tesanovic (PR B59 (1999) 6449.) も同様な議論を GL 理論を用いて行っている。彼らが主張する相図を図 31 に示す。注意を繰り返すが、この理論の場合、磁束液体状態の 2 分割は磁束系の本質に起因し、ピン止め効果等により付随して起こる現象ではないのである。

これに対して、野々村等 (Y. Nonomura and X. Hu, PRL 86 (2000) 5140.) は最近、理想的な磁束系では磁束液体相は一つであるが、わずかに点欠陥が導入されると磁束線格子融解線が欠陥によるピン止め効果のため、一つは 2 次の相転移である磁束ガラス転移線に、もう一つは磁束スラッシュ (slush) 相 (L_2 相に対応) を伴う 1 次相転移線へと変化し、結局、磁束液体相が 2 分されることをモンテカルロシミュレーションを用いて示した。彼らの結果から予想される相図を図 31 に示す。

現状ではこれら 2 つの考え方はその基本において全く異なっているが、どちらがよりよく現実を説明しているかは大変微妙である。実験的には磁化のヒステリシス現象や ac 磁場への応答を観測しており、明らかに磁束系のピンギンに関わる現象を通して L_1 、 L_2 相は区別されている。問題は、ピン止め効果が完全に排除された場合、依然として H_F が相図中に存在するかどうかであるが、これに対する正確な答えは実験的には大きな困難が伴うと予想される。その理由は、上述したような通常の実験手段では磁束線に対するピン止めの性質の違いを通して L_1 、 L_2 を区別しているからで、磁束線の張力を測定する何らかの実験手段が必要不可欠である。困難は伴うが、今後、実験的に解決せねばならない重要な問題である。 H_F 線のピン止め効果の影響は、例えば、柱状欠陥の場合は系統的に研究が既になされている。柱状欠陥をわずかずつ導入すると次第に高温高磁場へ変化して、柱状欠陥量が磁束線等量で $B_\phi \sim 100$ G 以上になると磁束線格子融解線は 1 次転移の性格を失い、2 次転移的になり、不可逆線 H_{ir} と、それより少し高温高磁場側に H_ϕ 線を伴い、柱状欠陥が導入されても結局のところ、 L_1 、 L_2 のトポロジーは変わらない。詳細は割愛する。

次に述べなければならない重要な成果は、電気抵抗法による磁束状態の研究である。こ

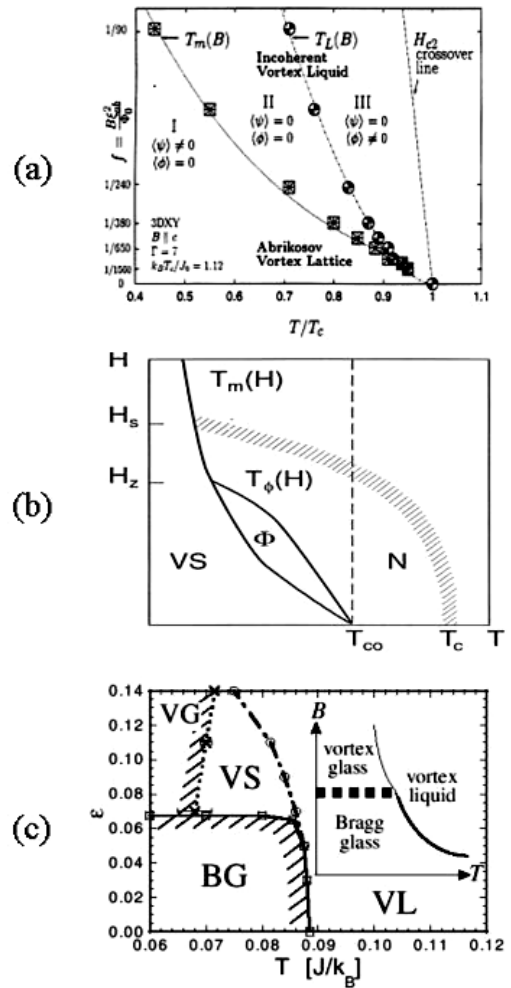


図 31. 理論によって予想される磁束系の相図 ((a) Ngugen and Sudbo, (b) Tesanovic, (c) 野々村等による。本文参照のこと)

これは勿論、磁化や交流帯磁率などの結果と相補的に理解されるべきものである。研究の興味の中心は、①磁束状態、特に Bragg ガラスと呼ばれる磁束固体相と磁束液体相の違いを明らかにすること、②磁束液体状態が2相から成ることを述べたが、この場合、電気抵抗にどのように反映されるかを明らかにすること、③単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の場合、特に顕著に現れる現象として、表面ピンング、あるいは試料端によるピンング効果が磁束液体状態のほとんどに大きな影響を与えており、本質的な性質が隠されているとの主張がある。これが正しいとすれば、過去の実験結果の多くは再検討を要するのでこの問題を明らかにすること、④磁場を c -軸方向から ab -面方向へ傾けた場合、磁束線格子融解現象がどのような角度依存性を示すか。特に磁場が ab -面内にある場合、これまで $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 系においてわずかな研究例があるが、それ以外、実験例がない。 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系ではこれは全く未知の領域である。これまでの研究のほとんどが磁場を c -軸方向にかけた場合に集中していたが、磁束線格子融解を含めた磁束状態の全貌を理解するためには全角度領域での測定が不可欠である。要約すればこの4点に絞られる。まず、第一点目から述べよう。

磁束線格子融解が起こり、磁束液体状態が発生すると、この領域ではピン止め力がほとんど機能しないため、外力があれば磁束線は容易に運動し電気抵抗が発生することは微小コイルによる交流帯磁率について説明した際に既に述べた。電気抵抗測定からも同様の現象が期待され、事実それが観測されるが、電気抵抗法の場合、交流帯磁率より多少、定量的な議論が可能となる点が異なる点である。

我々は、これまで磁束状態の研究で電気抵抗法を主に用いてきた。電気抵抗法は実験的には測定が比較的簡便であり、実験精度が高いこと（6桁以上の確度で測定可能）から微妙な磁束系の変化に対応した現象を精度良く検出できることが特徴である。ピン止め効果が強い磁束固体状態では電気抵抗がゼロになり、測定が不可能となるが、もし、ピン止め力が弱ければ磁束固体状態でも電気抵抗が観測される（磁束のフロー状態と呼ばれる）。磁束液体状態は電気抵抗発現の機構やその大きさが重要な研究課題として研究されてきた経緯が過去にあるが、この問題はここでは触れない。

図 32 に1次相転移であ

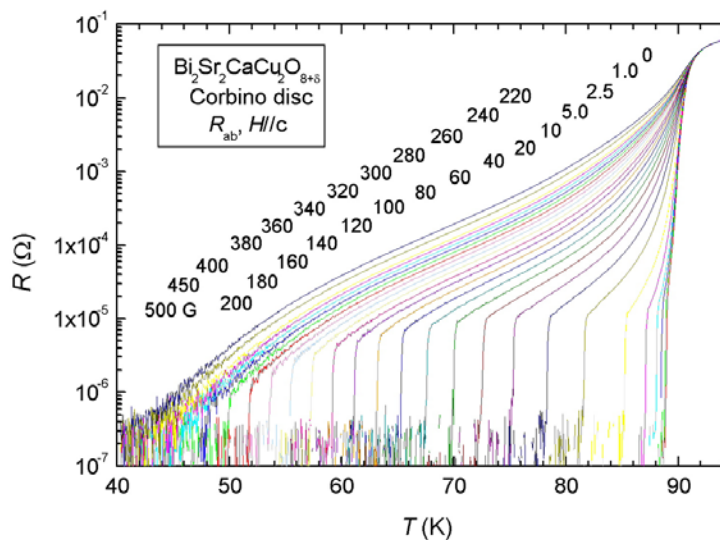


図 32. Corbino 法による良質単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の1次転移に伴う電気抵抗の飛びの測定例。図中の数値は c -軸方向の外部磁場の大きさを表し、実験曲線の右側から低磁場から高磁場へ順に対応する。

る磁束線格子融解に伴う電気抵抗の飛びの測定例を示す。この結果は通常の電気抵抗法で用いられる4端子法ではなく、Corbino法という特殊な方法で測定した結果である（Corbino法については後ほど触れる。）このように、Corbino法を用いるとこれまでの結果と大変異なり、鋭い電気抵抗の飛びが磁束線格子融解現象に伴い観測されるのである。磁場は c -軸方向である。この事情を順追って説明しよう。

まず、実験結果として特徴的なことは、①磁束線格子融解に伴う電気抵抗の飛びが極めて鋭いこと、②外部磁場が数 G から既に鋭い飛びが観測されること、③電気抵抗の飛びが起こる直前の抵抗 $R(T_{cH}^+)$ と正常状態の電気抵抗 $R(T_{c0})$ が通常の測定で得られた値より遙かに大きい。すなわち、 $R(T_{cH}^+)/R(T_{c0}) \sim 2 \times 10^4$ であり、通常の場合より1桁以上大きい。④外部磁場が強くなると磁束線格子融解点 T_m は低温側へ移行するが、60 K 付近以下の低温側で T_m の1次転移に伴う飛びが次第に小さくなり、やがて飛びが観測されなくなる。すなわち、電気抵抗からは高磁場になると次第に連続転移へ移行するように見えること。⑤Corbino法では磁束液体状態は実験可能な範囲で電気抵抗は線形であり、これまでの4端子法による測定と大きく異なること、などがあげられる。

ここで、電気抵抗が不連続的に変化するからといって、必ずしも1次転移とは限らないことに注意しておこう。磁束線格子融解転移は1次転移であるが、通常の超伝導の場合は2次転移でも電気抵抗は同様に鋭い飛びを示すのが普通である。電気抵抗は熱力学的な物理量でない点を考慮せねばならない。しかしながら、この $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系の場合、この電気抵抗の飛びは1次の相転移である磁束線格子融解現象に伴うものであることは既知の事実である。

実験結果の特徴である①に関してはCorbino法を用いない、これまでの4端子法で得られた結果と比較すれば一目瞭然である。従来の4端子法（ストリップ配置とも言う）による測定例を図33に示す。この実験では、まず、最初、約6 mm x 6 mmの大きな試料で電流電圧用の4電極を図33の挿入図のように、できるだけ中心付近に取り付けて測定を行う。できる限り中心付近に電極を取る理由は、測定電流ができるだけ試料の端へ逃げる効果を

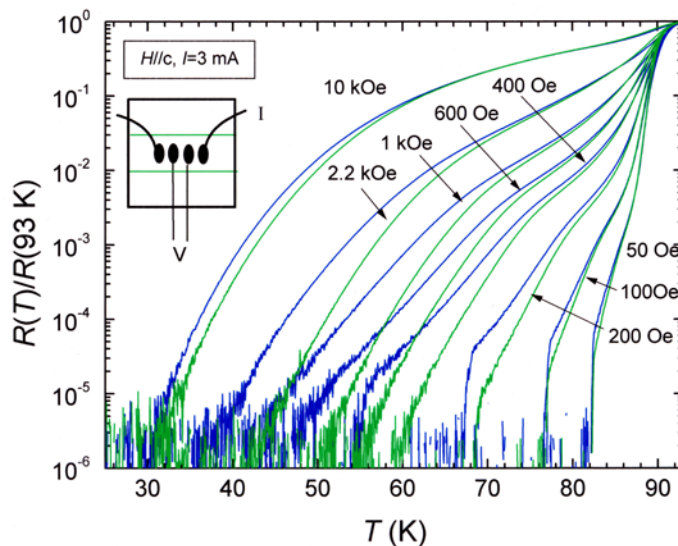


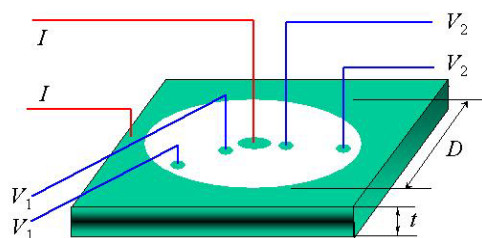
図33. 単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 試料の ab -面内での電気抵抗の電極位置と試料サイズとの関係。試料を切断前の実験結果（青）と切断後の結果（緑）は大きく異なる。

排除するためである。電極間の距離は 2.7 mm であった。その後、試料を緑の線で切断し、小さくした後、同じ電極配置でもう一度測定を繰り返した結果を図 33 に緑色の線で示す。切断前の結果は青線で示してある。縦軸の電気抵抗の値は正常状態で規格化されている。図 33 から明らかなことは、まず、両者は電極間距離が同じにもかかわらず磁場中の電気抵抗の温度依存性が 1 次の磁束線格子融解現象が観測される温度、磁場領域で低温になるほど大きく異なることである。 T_c 近傍や強磁場領域ではそれほど顕著な差は見られない。電気抵抗は幅が狭い試料の方が大きいと予想されるが、実際には逆であること、磁束線格子融解に伴う電気抵抗の飛びが切断後はほとんど観測できないほど小さいこと、非線形効果が低温で切断前より強くなることなど、磁束液体状態であるにもかかわらず顕著な異常がこの系では観測されるのである。このような現象は電気抵抗が試料の形状に強く依存することを示しており、Fuchs 等 (D. T. Fuchs. *et al.*, Nature **391** (1998) 373, *ibid*, PRL **81** (1998) 3944) はこの現象を磁束液体相であるにも関わらず、試料の端でピン止め効果が働き、電流を短絡するためと解釈した。すなわち、切断前は電極がより中心付近に集中していたため試料の端が比較的遠くにあり、電流は端で短絡しにくく、切断後は電極と試料の端が近づいたためより試料端のピンング効果が顕著になり抵抗がより小さくなったと理解される。しかしながら、切断前の状態では電極がかなり端から離れているにもかかわらず測定結果が Corbino 法の結果 (図 31) と大きく異なるのは、驚きである。これより、試料の端によるピンング効果をなくすには試料を遙かに大きくする必要があり、現実的でないことがわかる。これが Corbino 法を用いる主たる理由である。

図 33 は Corbino 法の電極配置である。これを見ればすぐに分かるが、この電極配置では電流は中心から半径方向に流れ、円周上でもう一方の電極に達するから試料の端は電流が流れない。先に述べたように、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の場合、磁束液体状態で電流が端を流れて短絡してしまい正しい電気抵抗測定ができない状況が発生するが、これを克服する最も有効な方法である。しかしながら、この方法では電流密度が半径方向に一定でないので電気抵抗の絶対値に

は注意が必要である。幸い、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の場合、我々の測定範囲内では電気抵抗の非線形効果が観測されないので抵抗は測定電流の範囲内では一様と考えて良い。なお、電圧端子を複数設け結晶の方向依存性を確認したが実験誤差範囲内で別段有意な違いはなかった。

特徴②は、数 G の低磁場領域でも磁束線格子融解現象が明確に存在することを示している。10 G で磁束線格子定数は $a_0=1.55 \mu\text{m}$ であるから、格子間距離が大きくなると秩序化し



Corbino geometry for resistivity measurements

図 34. Corbino 法の電極配置。

にくいと言われているがその兆候はない。従って磁束線格子が再び融解し低磁場でリエントラントするような現象は 10 G 以上では観測されていない。

③の事実は $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系では磁束線格子融解に伴う電気抵抗の飛びが大変小さいことを示している。Corbino 法を用いても電気抵抗が T_c 以上での値の 10^4 倍程度にならないと観測できない。ちなみに、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ の場合 $R(T_{cH^+})/R(T_{c0}) \sim 0.1$ である。この問題に関しては Rojo 等のおもしろい研究がある (A. G. Rojo *et al.*, unpublished)。彼らによれば、磁束線格子の融解による電気抵抗の飛びは磁場によらず、その大きさは融解現象の一般論から $\Delta\rho_{ab}/\rho_{ab}^N \sim c_L^2/\gamma$ と与えられる事を示した。この値は当たらずとも遠からずであることは値を代入してみることで直ちに確かめられる。

④の実験事実は重要で、電気抵抗の飛びが磁場の増加とともに小さくなり消失してしまう点である。図 29 のデータを良く見ると、電磁抵抗の飛びが小さくなり始める温度、磁場領域は丁度、 $T_F(H_F)$ が磁束格子融解線と交わる付近であることがわかる。ピーク効果が観測される領域に達するともはや電気抵抗の飛びは観測されず、連続的な変化に変わってしまう。すなわち、1 次の相転移は $T_F(H_F)$ 以下になると徐々に弱められ、2 次転移へと移行していくように見える。この結果は、先に述べた新しい磁束液体相の存在を支持する重要な実験結果とも考えられる。ここでは詳しく述べないが、同様の単結晶試料ではあるが試料によっては多少残留ピン止め効果が強いものもあり、そのような試料では電気抵抗の飛びが小さくなる温度は 70 K 付近の高温側まで移行することが分かっている。これと同時に同一試料で磁化から測定された $T_F(H_F)$ もやはり高温側へ移行しているのが確認されている。

このように、磁束線格子融解に伴う 1 次転移の強さは残留するピン止め効果に大変敏感であることがわかる。残留するピン止め効果が無い、理想的な単結晶でも $T_F(H_F)$ が存在するかどうかは大変興味ある本質的な問題である。残念ながら現状では実験的には判定できないのであるが、考え方として、新しい磁束液体状態での相転移は弱い残留するピン止め効果が本質的で、もし理想的な試料であればそのような状態は存在しないとする考え方と、本質的に磁束状態は 2 相であるとする考え方の 2 つの可能性のあることは既に先に述べたので繰り返さない。

⑤に関しては磁場が c 軸の場合、Corbino 法では少なくとも電気抵抗の非線形性は磁束液体相では観測されていない。磁束固体相では実験条件の範囲内で抵抗がゼロである。尤も、Corbino 法は電流密度が半径方向で均一でないから非線形性の議論は複雑になることは避けられない。それにもかかわらず、図 32 で見られるように電気抵抗の飛びは大変鋭いのは驚きに値する。これは、この試料内にある半径方向の電流分布の範囲内では磁束線格子融解磁場はほとんど影響がないことを意味している。ほぼ同じ結果が Rycroft 等 (S. F. W. R. Rycroft, *et al.*, PR **B60** (1999) R757.) によっても報告されている。一方、Mazilu 等 (Mazilu *et al.*, PR **B58** (1998) R8913.) は磁束液体状態で Corbino 法と通常の 4 端子法で差が見られなかったと報告しており、我々の結果や Rycroft 等の結果と大きく食い違っている。Mazilu 等の測定では 1 次相転移である磁束線格子融解に伴う電気抵抗の飛びがほとんど観測されてい

ないことから、実験的な問題、特に試料の質に問題があるように見うけられる。

磁束線格子融解点は、驚くことに磁束線が運動状態であってもほとんど影響を受けないことは $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ においても $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ の場合でも同様であることが知られている (例えば、J. Mirkovic *et al.*, PRL **82** (1999) 2374.)。

次に、傾斜磁場下での磁束線格子融解現象と磁束状態の話に移ろう。

層状超伝導体に磁場をかけるとき、超伝導層に垂直方向 (c 軸方向) から平行方向 (ab -面方向) へ磁場を傾けるとどのような磁束状態が出現するであろうか? この問題自信は古く、既に多くの研究 (理論が中心である) がなされているが、実はきちんと実験的に調べられていないのが現状である。特に、異方性が極めて大きい場合、例えば $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ などの場合では、多くの興味ある現象が ab -面の極く近傍の ± 数度以内に集中するので、磁場の角度設定精度に関する実験上の問題もさることながら、結晶性の良さ、すなわち、結晶のモザイクの度合いが決定的に重要になってくる。ロッキングカーブの解析から我々が使用している単結晶では結晶全体で約 0.02° 程度の半値幅があるのでこれが事実上、測定の限界である。最良の試料でこのような状況であるから実際に通常用いられている結晶の結晶性はもっと悪いと考えられ、興味ある現象が結晶の質の悪さの中に埋もれてしまい、何も面白い現象が観測できないのが実情である。これが c -軸方向の研究は大変興味ある問題にも関わらず、事実上、ほとんど手がつけられていない理由である。

我々は先に、SQUID 磁束計を用いて単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系の磁束線格子融解点の角度依存性を測定したが (K. Kadowaki and K. Kimura, PR **B57** (1998) 11674)、角度の設定精度や測定感度の問題があり、 c -軸から $70\sim 80^\circ$ 程度までしか有意な測定ができなかった。こ

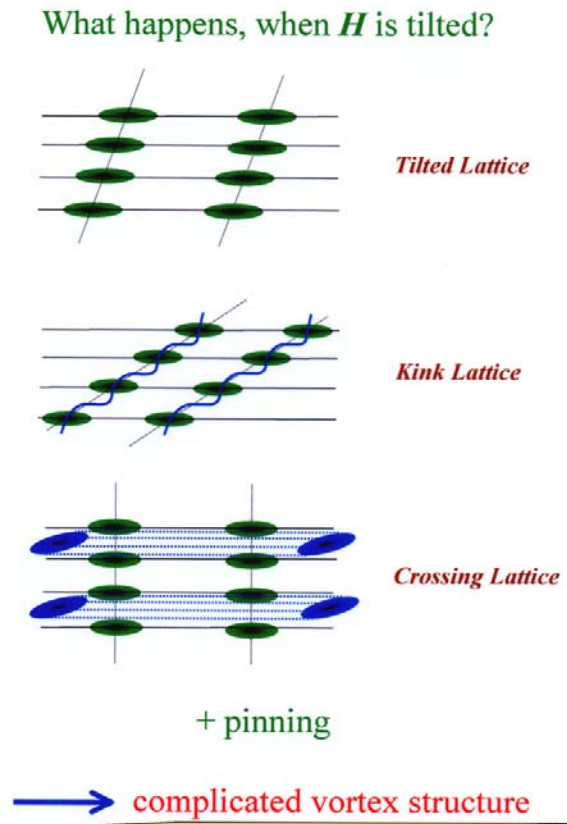


図 35. 層状超伝導体の傾斜磁場下で出現する様々な磁束状態。アブリコソフの3角格子がわずかに傾斜した傾斜格子 (上段)、ジョセフソン磁束が層間に進入しパンケーキ磁束をつないでいるキンク状格子 (中段)、パンケーキ磁束がジョセフソン磁束に捕らえられた交叉磁束状態 (下段) が知られている。さらにこの状態にピン止め効果が加わるとさらに複雑な構造が考えられている。

の範囲では2次元超伝導理論、異方的3次元超伝導理論など、どのモデルを用いても良く一致し、定量的なレベルで区別することはできなかった。勿論、SQUID 磁束計での測定であるから試料全体を測定するので試料の端によるピン止め効果は原理的に避けられない。

異方性パラメーターが比較的大きい場合、傾斜磁場下での磁束状態は磁場の傾斜角度によって次のように変化すると一般には予想されている (図 35 参照)。磁場が c -軸の場合はアブリコソフの3角格子が安定であるが、わずかに傾斜した場合、格子はほとんど歪まず、わずかに磁場に沿って傾斜する傾斜格子 (tilted lattice) 状態が現れる。これは、電気抵抗や磁化の測定ではほとんど観測にかからないが、例えば、中性子小角散乱ではこれに対応すると考えられる現象が観測されている。これについては単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の場合、既に図 10、図 12 で説明した。図 13 よりわかるように、約 16° 傾けるとアブリコソフの3角格子は崩れてしてしまうことが分かる。同様の結果は Forgan 等 (E. M. Forgan, *et al.*, *Advances in Superconductivity VII* p413, Proc. 7th ISS'94, Kitakyushu, Nov. 8-11, 1994.) の中性子小角散乱の結果からも得られているが詳細な検討はなされなかった。一般には図 35 の様に、傾斜格子はさらに傾けるとキंक状格子 (kink lattice) へと移行する (図 35 中段)。このキंक状格子はパンケーキ磁束がジョセフソン磁束で結ばれた状態で、平均的にはパンケーキは磁場の方向へ傾いていると考えられる。しかし、試料が極端に薄い場合 (通常の実験では試料のアスペクト比が 1:50 程度ある)、特に、数 μm 程度より薄くなると形状異方性のために磁場方向には傾かず、 ab -面に常に垂直に配列することが知られている。どの程度の角度までこのような状況が出現するかは詳細な実験は無いが、薄膜 (厚さが数 1000 Å) の場合、様々な磁束状態の物理量が極めて良く2次元超伝導体としてのスケーリング則に従うことが知られており、その原因はこのような形状異方性による効果であると考えられる (例えば、H. Raffy *et al.*, PRL **66** (1991) 2515.)。

キंक状格子は磁場がさらに傾くと交叉磁束 (crossing lattice) 状態へと移行することが最近の研究から明らかにされた (図 35 下段参照)。Koshelev (Koshelev, PRL **83** (1999) 187, erratum, PRL **83** (1999) 1274.) はロンドンモデルを使い、自由エネルギーの計算から交叉磁束はパンケーキの格子定数 a とジョセフソン磁束長 λ_J の大小関係で2つの領域があること

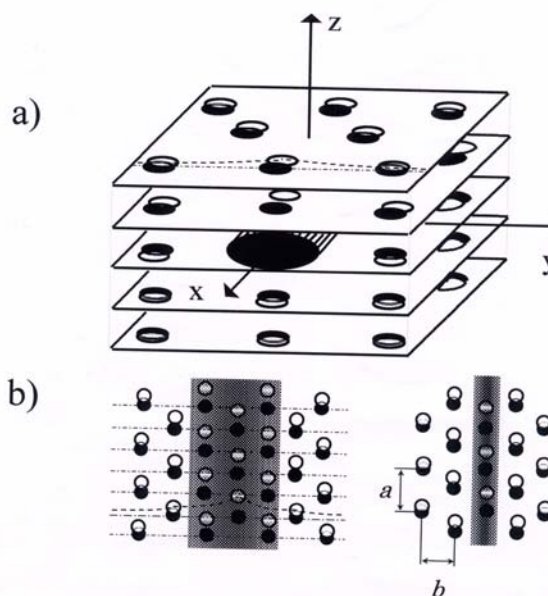


図 36. 交叉磁束状態の3次元的な模式図 (a)。パンケーキ磁束間距離 a が $a \ll \lambda_J$ の場合 (b 左図) と $a \gg \lambda_J$ の場合 (b 右図)

を指摘し、磁束線格子融解点の角度依存性に違いがあることを明らかにした。ジョセフソン磁束はパンケーキ磁束を引きつけるから結果的にピンング効果が発生する機構がこの現象の背後に隠されているのである。すなわち、 $a \ll \lambda_J$ である場合（図 36b 左図）、パンケーキ磁束は集団で1つのジョセフソン磁束に捕らえられ、パンケーキ磁束は CuO_2 面上で波状にジョセフソン磁束に垂直に並ぶ。さらに磁場が傾くとさらにパンケーキ磁束の数は減少し、ジョセフソン磁束の数が増えるからついには $a \gg \lambda_J$ の場合が出現し、1つのジョセフソン磁束が1列のパンケーキ磁束を捕獲した状況が発現する（図 36b 右図）。 $a \ll \lambda_J$ から $a \gg \lambda_J$ へ移り変わる領域を H_{ab}^* とすると、この領域で磁束線格子融解点の角度依存性に違いがあらわれてくるのである。最近、Savel'ev 等 (S. E. Savel'ev, *et al.*, PRB accepted) は Koshelev の理論に修正を加え詳細な解析を行い、 $a \ll \lambda_J$ の場合、磁束線格子融解磁場の垂直方向成分は平行成分と線形関係にあること、それが $a \gg \lambda_J$ の領域に至るとほとんど磁場に依存しなくなることを定量的に示した。この結果の詳細には立ち入らないが、これを用いると後に述べるように、単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系の実験結果が大変よく説明できる。

外部磁場がほとんど層に平行になると、やがてパンケーキ磁束は消滅し、ジョセフソン磁束だけの状態が出現する（ロックイン状態）と考えられる。この状態では磁束線は超伝導層間にすべて閉じこめられてしまう。特に、磁場が完全に平行の場合の相図に関しては、各層ごとに周期的な構造の格子ができるとする説（最もオーソドックスで古典的な理解である。例えば、L. Bulaevskii and John R. Clem, PR **B44** (1991) 10234.）、層内では一様に並ぶが各層間では相関が無い

いわゆるスメクティック相が発現するとする説 (L. Balents and D. R. Nelson, PR **B52** (1995) 12951.)、層間は1次元的に配列し、層に垂直方向には長距離の波状秩序が発生するとする説 (X. Hu and M. Tachiki, PRL **80** (1998) 4044.)、各面内にジョセフソン磁束が一様に入らず、低磁場ではインコメンシュレート構造となり (floating solid と呼ばれる)、 c -軸方向に波状的な構造などが次々に発生するとする説 (R. Ikeda,

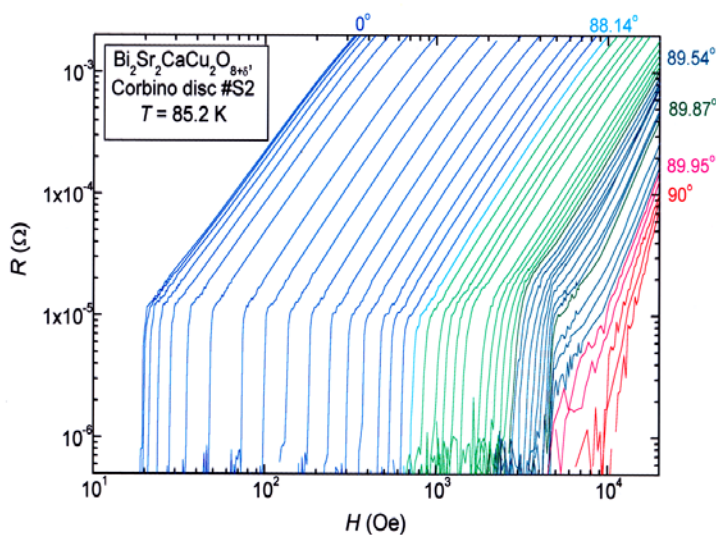


図 37. Corbino 法で測定された単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の ab -面内電気抵抗の磁浴び損性。抵抗曲線は左側から磁場が c -軸方向の場合 ($\theta=0^\circ$) で右側が磁場が ab -面内の場合 ($\theta=90^\circ$)。測定温度は $T=85.2$ K。

JPSJ **68** (1999) 599.) など異方性が大きい場合のジョセフソン磁束の秩序状態に関しては現状でも議論が収束しているとは言い難い。

このような理論的な予測はさておき、実験結果について述べよう。試料は良質な単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の場合である。まず、磁場を c -軸方向から ab -面内方向へ傾けた場合、Corbino 法で測定された電気抵抗の磁場依存性を図 37 に示す。測定は、まず、温度と角度を目的の値に設定し、固定した後、磁場を H_m 以下の磁場に設定し、少しずつ上げながら 1 点ずつ磁場を止めて行われた。そのため、この実験は一つの角度を測定するのに 12 時間ほど要する大変時間のかかる測定である。

図 37 で特徴的な結果をあげよう。①磁束線格子融解に伴う電気抵抗の飛びが非常に鋭い。温度掃引の結果と同様 (図 32 参照)、Corbino 法を用いることによって実験データの質が大きく向上した結果である。磁場の方向が ab -面内からおよそ $\pm 1^\circ$ 程度まではこの鋭さは変化しない。②磁束液体状態では極く ab -面近傍を除き抵抗はほぼ $R_{ab} \propto H^2$ である。③磁束格子融解に伴う電気抵抗の飛びの大きさ $R(T_m^+)$ は ab -面から $\pm 3^\circ$ 付近まではほとんど磁場の角度に依存しない。④角度 θ が ab -面より $\pm 3^\circ$ 以内になると ab -面に近づくと少し上昇するが、約 $\pm 0.5^\circ$ になると急速に小さくなって $\pm 0.05^\circ$ になると飛びは消失してしまい、連続的な変化へ移行する。こ

このことは、磁束線格子融解現象は磁場が c -軸に平行な場合から ab -面から $\pm 0.05^\circ$ 程度までの広い範囲にわたって 1 次の相転移であることを意味している。また、極く ab -面内近傍で 1 次転移から 2 次転移へと移行することがこの実験によって初めて明らかにされた。⑤ 1 次転移に伴う飛びが消失する過程の $\theta < \pm 0.5^\circ$ では転移磁場 H_m が角度に依存しなくなる。この領域では電気抵抗も小さくなり、非線形性が現れる。すなわち、電気抵抗の電流依存性が強く現れる。

単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の抵抗の飛びから得られる磁束線格子融解点の角度依存

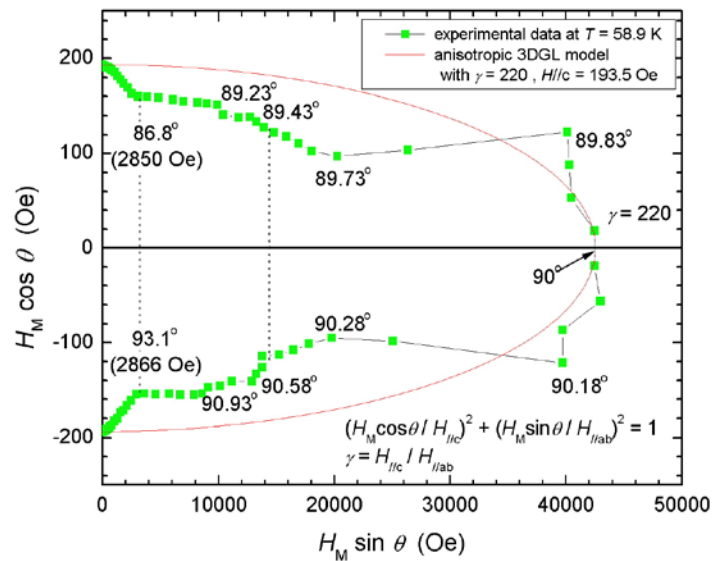


図 38. 単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の磁束線格子融解点の角度依存性。融解磁場 H_m は c -軸方向成分 $H_c^{\text{melt}} = H_m \cos \theta$ と ab -面に平行方向な成分 $H_{ab}^{\text{melt}} = H_m \sin \theta$ に分解され、それぞれ縦軸、横軸として表されている。図内数値は θ の値を示す。半楕円 (赤線) は 3 次元異方的 GL 理論によるスケールン則から得られる磁束線格子融解点の角度依存性を表す。 $\gamma = 220$ と取った。

性として、 $R(T_m^+)$ に対応する磁場 H_m^+ を磁束線格子融解磁場として定義し、それを2成分に分け、縦軸に c -軸成分 (H_c^{melt}) を、横軸に ab -面内成分 (H_{ab}^{melt}) を取って描くと図 38 を得る。この図からただちに分かるように、磁束線格子融解点は角度とともに特異な階段状の変化をすることが分かる。すなわち、通常、これまで用いられてきた異方的3次元超伝導体で期待されるスケーリングの関係式

$$H(\theta) = \frac{H(0)}{\{\cos^2 \theta + \gamma^{-2} \sin^2 \theta\}^{1/2}}$$

が最初から成り立たず、破綻していることを意味している。この事実は驚きであった。なぜなら、たとえ $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系が大変強い異方性を持つ系であったとしても、磁束線格子融解磁場は、 θ が小さいところではスケーリングの関係式が成り立つものと信じて疑わ

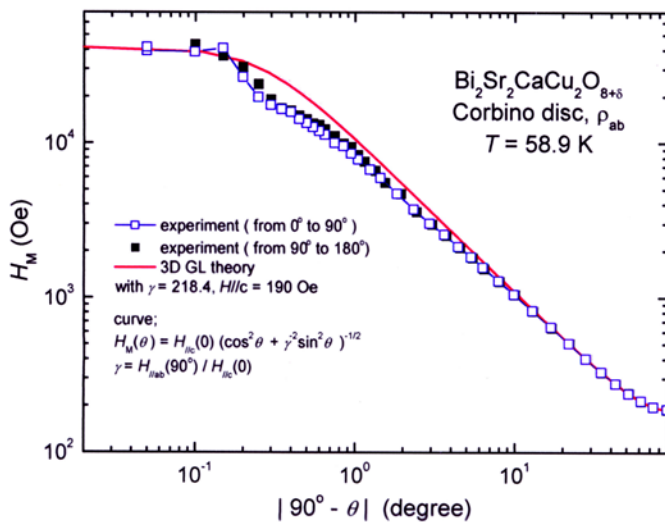


図 40. 磁束線格子融解磁場 H_M の角度依存性。実線 (赤) は 3D 異方的 GL 理論によるスケーリング則を全体が良く一致するように最適化し

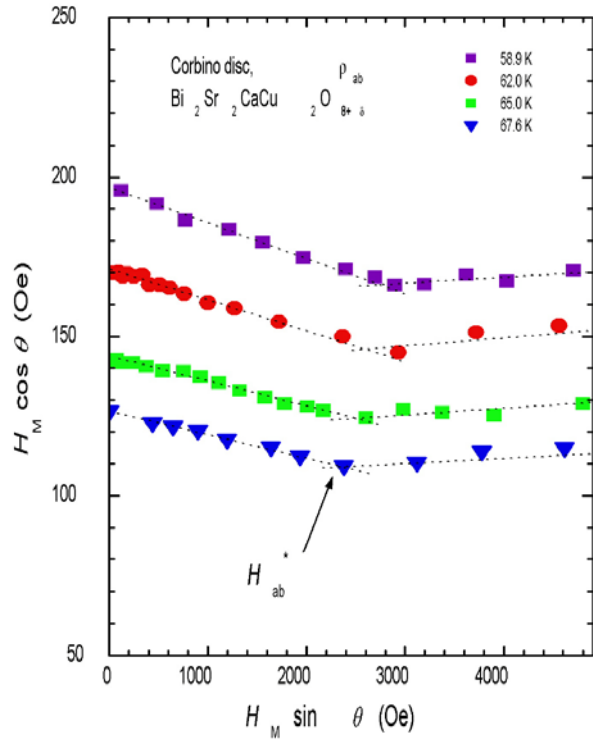


図 39. 低角度領域での磁束線格子融解点 H_m の角度依存性。

なかったからである。しかし、この実験事実は、明らかに異方的3次元スケーリング則がこの系では最初から本質的に成り立たないことを意味しているのである。

図 39 に、低角領域を拡大して示す。まず、 θ が比較的小さいとき、すなわち $|\theta| < 87^\circ$ の時、磁束線格子融解点は H_c^{melt} と H_{ab}^{melt} がほぼ直線の関係を示す。このような関係は Koshelev (PRL **83** (1999) 187.) によって初めて理論的に指摘されたが、実験的にはそれ以前に Schmidt (B. Schmidt *et al.*, PR **B55** (1997) R8705.) が微小ホール素子を用いた局所的な帯磁率の測定で、

$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系では角度が 87° を越すと 2D スケーリング則にも異方的 3D スケーリングのどちらにも従わないことが指摘されていた。この図 39 から、 θ が小さい領域でも明らかに H_c^{melt} は $H_{\text{ab}}^{\text{melt}}$ と直線的な関係にあり、異方的 3D スケーリング則から期待される楕円関数には乗らないことが分かる。この事実は異方的 3D スケーリング則がこの系では最初から破綻していることを示している。

我々はこの点をさらに明らかにするため今度は一定磁場中、固定された温度での電気抵抗の角度依存性を精密に測定し、3D スケーリング則が成り立つかどうか検証することにした。その実験結果の一例を図 40 に示す。この図はこれまで行われてきた解析法で、磁束線格子融解磁場 H_m そのものを角度の関数としてプロットしたものである。角度 0° は、角度を 90° 以上回転し、 ab -面を越えて逆方向に確実に越えたことを確認し、抵抗の角度変化が対照的になるように決定した。赤の実線は 3次元異方的 GL 理論から得られるスケーリング則を表すが、角度が ab -面から $\sim 5^\circ$ 付近より小さくなると徐々に一致が悪くなる様子が分かる。これは、先に Schmidt 等が指摘した結果と良く一致する。このとき γ は最適化された値として 218.4 と得られる。この値は後に分かるように、それほど現実離れした値ではなくむしろ適当な値である。もし、低角度領域で最も良く会うように γ を最適化すると角度領域として ab -面から $\pm 1^\circ$ 程度までは大体うまく最適化できるが、この場合、異方性パラメーターの値は ~ 100 程度と約半分になってしまう。我々はこのような事情から、 γ の値は磁束線格子融解点の角度依存性から求めると 100 程度と小さくなってしまふものの、この点を除けば、

磁場が ab -面極近傍を除いては 3次元異方的 GL 理論のスケーリング則が良く成り立っていると解釈していたのである。磁束線格子融解点から求まる異方性パラメーター γ は本質的には磁束固体状態の異方性パラメーターであり、従って、磁束液体状態のそれとは異なるのは当然であり、磁束固体ではむしろ小さい値であるのが自然であると暗黙のうちに考えていたからである。また、 ab -面近傍でのスケーリング則からのずれは、この系が理想的な 3次元異方的超伝導とは異なる効果によるもの、例えば、層状性による intrinsic pinning の効果や結晶の不完全性が原因と考えていたのである。

スケーリング則からのずれが、結晶の不完全性

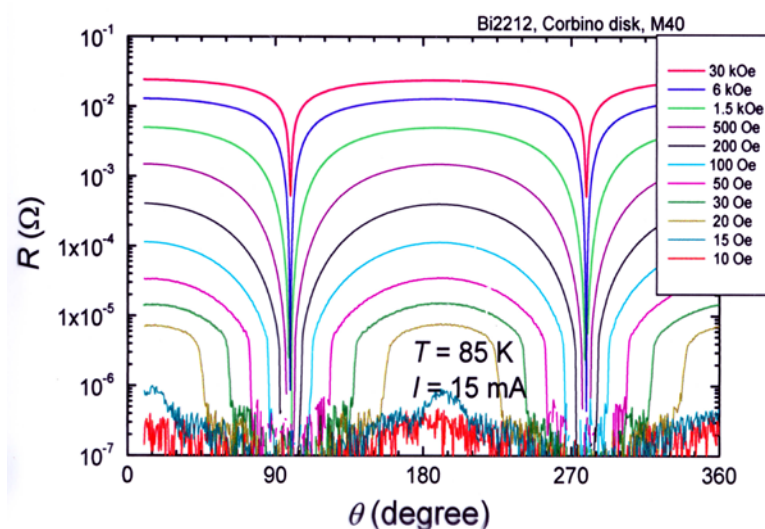


図 41. 単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ における磁場中における面内電気抵抗 R_{ab} の角度依存性。測定温度は 85 K。

が原因でないことは次の実験によって排除される。図 41 は電気抵抗 R_{ab} の角度依存性を表す。まずこの図から分かることは、抵抗の角度依存性が ab -面、 c -軸を対称軸として極めて良い対称性を示すことである。これは結晶がこの測定制度内で理想的な状況にあることを示している。すなわち、角度の制度で 0.01° 以内で対称性のずれはない。例えば、同様の実験を多少悪い結晶で行ってみるとすぐ分かるが、ある角度の領域で鋭いスパイク状の抵抗の異常減少が観測されたり、あるいは本来あるべきはずの結晶の c -軸と ab -面の対称軸とは異なる対称軸が混合し、重畳する形で現れたりする。これは単結晶といえども Bi 系では目的の 2212 相のみではなく、不要な 2223 相や 2201 相がわずかではあるが混入するために起こる現象である。電気抵抗は大変感度が良く、たとえ 1 層でも 2223 相が混入していると $T_c \sim 110$ K で抵抗がその分減少するから容易に検出できる事からも分かる。異相の混入による抵抗の落ち込みは角度変化が大変鋭いので 0.2° 程度か、それ以下の角度精度で実験しないと見落としてしまうことがあるので注意が必要である。

図 38 に戻ろう。磁場の角度が ab -面に近づくにつれ、 H_c^{melt} と H_{ab}^{melt} の直線的な関係が破綻し、 $87^\circ < \theta < 89.3^\circ$ の極く狭い範囲で角度依存性の少ない領域へ移行する。この直線的な関係が破れる磁場が前述の H_{ab}^* に当たる。これに相当する角度はおおよそ $\theta = 86.7^\circ \sim 87.0^\circ$ である。この現象を説明する Koshelev の機構や、それに基づいた Savel'ev 等のより詳細な解析については既に述べたので省略する。

さらに磁場を傾けると H_c^{melt} は極く狭い角度範囲 $89.3^\circ < \theta < 89.7^\circ$ で急速に減少し、ここで 1 次転移に伴う電気抵抗の飛びは急速に消滅していく。その後は突如 0.2° 程度の範囲で相図は大

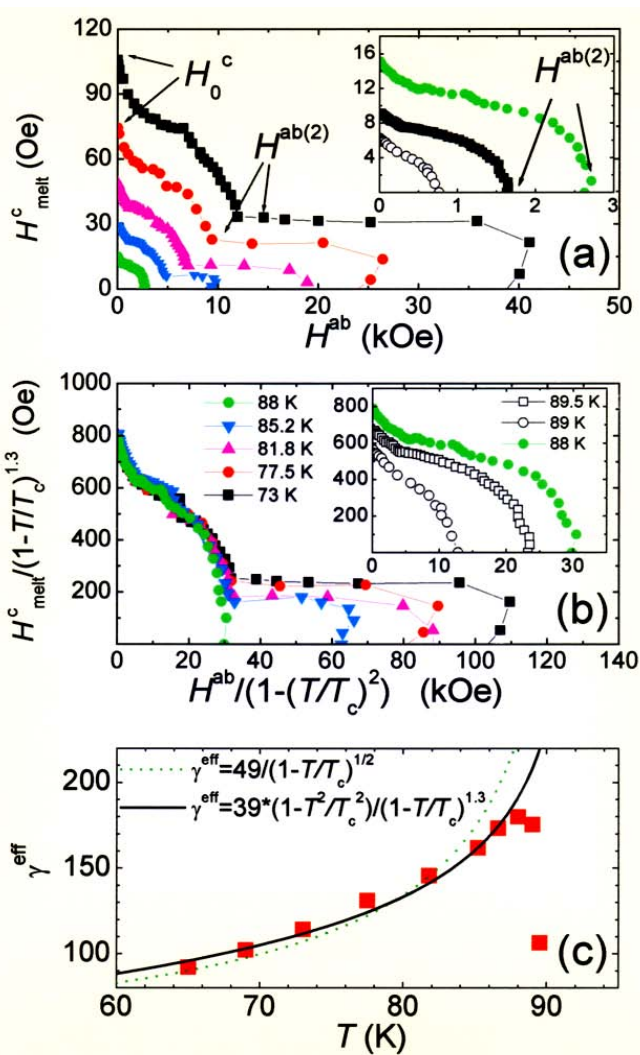


図 42. 様々な温度に於ける単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系の全角度量域にわたる相図(a)。スケールングした後の相図(b)。有効異方性パラメーターの温度依存性の様子(c)。

きく ab 方向へせり出すが、この領域は電気抵抗に飛びが無く連続的で、また、非線形である。これらのことから、この領域で完全に2次転移に移行したと考えられる。角度が ab -面から $|\theta| < 0.05^\circ \sim 0.10^\circ$ では完全に磁束線は層間に入り込みジョセフソン磁束状態を形成していると考えられる。これはロックイン状態でもある。このように磁場がほぼ完全に超伝導層に平行であるときどのような磁束配列が出現するかについては様々な論議がなされており現状でも定説が無いことは先に述べた通りである。実験的には $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系においては我々のこの結果が最初である。電気抵抗が非線形であり、 R_{ab} は測定可能な最低レベルの電流量でもまだ強い電流依存性を示すことから相図はもっと高磁場方向へせり出している可能性がある。このような非線形な電気抵抗はジョセフソン磁束が面間でピン止めされておらず運動することによると考えられ、従って、我々は Balents と Nelson (PR **B52** (1995) 12951.) が初めて指摘したようにスメクティック相と仮に呼ぶことにする。

図 42 に様々な温度で得られた相図を示す。上段の (a) 図は温度 $T=73\text{K}$, 77.5K , 81.8K , 85.2K , 88K で得られた結果を、 H_c^{melt} と H_{ab}^{melt} の関係としてプロットしたものである。中段(b)図は、縦軸を、磁束線格子融解磁場の c -軸方向成分 H_c^{melt} を純粋に c -軸方向に磁場がかけられた場合の磁束線格子融解の温度依存性、すなわち、 $(1-T/T_c)^{1.3}$ で規格化した値で示し、一方、横軸を、 ab -面内方向成分 H_{ab}^{melt} が通常の臨界磁場が示す温度依存性 $1-(T/T_c)^2$ で規格化したもので示したものである。この図から分かることは、相図の ab 方向に大きくせり出した部分を除いては、すなわち、1次の磁束線格子融解現象が観測される範囲ではこのスケールがほぼ成り立つ事を示している。すなわち、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系の傾斜磁場中の磁束線格子の融解現象はパンケーキ磁束格子の融解で、1次転移であることを強く示唆している。

図 42 下段は有効異方性パラメータ $-\gamma^{\text{eff}} = H_{ab}^{**}/H_c^{\text{melt}}$ をプロットしたものである。ここで H_{ab}^{**} は1次転移が消失し、相図で ab 面方向の磁場に大きくせり出しが起こり始める直前の磁場である。このように、有効異方性は温度とともに増大するが、 T_c 直下で、約

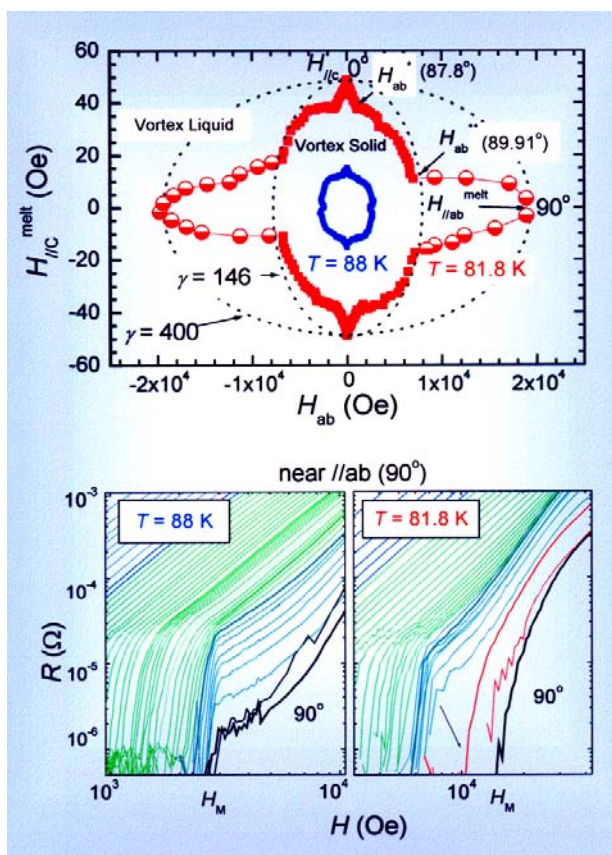


図 43. 全角度量域にわたる磁束格子融解転移の様子(上図)。データは $T=81.8\text{K}$ (赤)、 $T=88\text{K}$ (青) の場合を図示した。 $T=81.8\text{K}$ (左)、 $T=88\text{K}$ (右) の場合電気抵抗の角度依存性(下図)。

2 K 低温側から急速に減少に転ずることが分かる。この減少に転ずる温度と T_c の間の狭い温度範囲では相図で ab 面方向の磁場に大きくせり出した部分が消失するので、この特異な異方性パラメーターの T_c 近傍での異常減少は相図のせり出し部分の消失現象と密接に関連していると考えられる。この様子は図 43 により明確に示されている。すなわち、 $T=88$ K では磁場が ab 面内のとき、1 次転移としての電気抵抗の飛びが観測されるが、これに対し、 $T=81.8$ K では全く連続的で、2 次転移的である。 $T=88$ K では全角度量域で 1 次転移となっているのである。この状況は相図を全角度量域でプロットした図 43 の上段の図を見れば一目瞭然である。このことは、 T_c 極く近傍になると磁場が ab -面内の場合も 1 次転移が復活することを意味しており、結局、相図としては磁場が c -軸の場合も、 ab -面内の場合も磁場の絶対値は異なるが、トポロジーとしては同じであることが分かった。これは、磁場が ab 面方向の時、1 次転移が消失し 2 次転移となったのは強い層状性のために磁束が層間に幽閉されることによって磁束系の次元が制約されたことによると解釈される。この制約を解除すると磁束系は磁場が ab -面内にあっても 1 次転移となることを意味している。この制約は温度が T_c 近傍になることで長さのスケールが T_c に向かって急速に発散するため、層状性は無視でき、連続的に振る舞うためと考えられる。

このような解釈は最近の理論的な解析からも支持されている。すなわち、Hu と Tachiki (PRL **85** (2000) 2577.) は 2 次元 XY モデルを、モンテカルロ法を用いたコンピューターシミュレーションで数値解析すると T_c 近傍では 1 次転移が復活することを見いだした。その場合、1 次転移から 2 次転移への転移は

$$B_{ic} = \frac{\phi_0}{2\sqrt{3}\gamma d^2}$$

で起こると予想される。この値は Bi2212 系の場合、 $\gamma=150$ と取れば約 1.7 T と予想される。我々の実験結果では $B_{ic} \sim 0.25$ T と理論値と大きく違っているが定性的な一致はよい。

最後に、図 44 は $H//ab$ の場合、電気抵抗 R_{ab} の非線形性がどのように発生するかを示したものである。 $B_{ic} \sim 0.25$ T 以下の低磁場側では 1 次転移に伴う

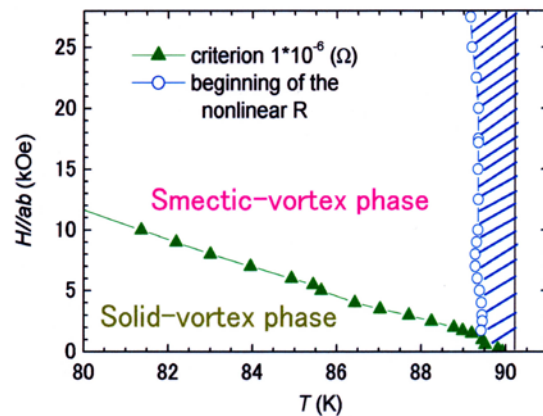
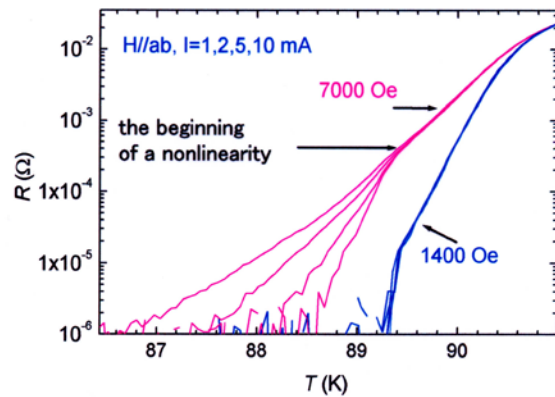


図 44. $H//ab$ の場合、電気抵抗が非線形となる様子 (上図) と相図 (下図)。

鋭い抵抗の飛びが観測されるが、磁場が B_{tc} 以上になると非線形性が顕著に現れ、2次転移的となる。抵抗の非線形性が現れる温度はほとんど磁場に依存しないことがわかる。このように、非線形電気抵抗の始まりはほとんど垂直に立ち上がっているのが分かる。このことから、角度依存性の相図で $H//ab$ の時、 H_{ab}^{melt} が大きくせり出していたが、このせり出しは見かけの値で、実はもっと電流を下げればもっと高磁場へ移行するのではないかと予想される。この非線形な抵抗が発生する全領域をスメクティックな磁束状態と仮に呼ぶことにする。そうすると、1次転移が発生する領域は T_c 近傍のごくわずかな領域であり、そのほかはすべて2次転移であると予想される。これは、一応、磁束半固体状態であろうが、この相の内部はどのような状態なのであろうか？この問題に対する答えは電気抵抗の測定からは、抵抗がゼロになってしまうので無力であるが、微小コイルによる磁気帯磁率測定からは測定が可能で現在、実験が進行中である。現状ではこの $H//ab$ の場合の磁束固体相内にもいくつかの構造があるようであるが、詳細は今後の研究結果を待たねばならない。

5. 研究内容・成果の位置づけ

総じて、この5年間、本研究では高温超伝導体を中心とした磁束状態の研究を幅広く行って来た。磁束状態の異常現象の解明は従来からの超伝導体の相図の解釈に重大な変更をもたらした。新しい、より統一的な理解へと発展した。この発端は我が国の高温超伝導体研究が良質単結晶に基づいた質の高い研究であり、卓越した理論的研究が同時に展開できた事にある。また、ジョセフソンプラズマという新しい超伝導状態の集団励起現象が本研究開始とほぼ時を同じくして発見されたことも重要であった。現象の発見自体はプリンストン大の Tsui 等であったが、その現象の本質の理解は本戦略的基礎研究が主導的立場をほとんど独占してきた。この理解が進むにつれ、イントリンジックジョセフソン接合の研究が芽生え、理論、実験両側面の発展に大きく寄与した。大型スーパーコンピュータの進歩はこのような時期に全くタイムリーであり、このような磁束系は最適な研究対象となった。解析的な理論的進歩も概念形成に重要な役割を果たしてきた。超伝導揺らぎの現象の解明などは特筆すべきことである。

このように、本研究が始まった時点で、前提として既にこのような研究の素地が芽生えていたことは重要である。これを受けて、本研究では国内の磁束関連の研究者を支援、諸外国の同様な研究のレベルに追いつき、それを越える状況まで進展することができた。5年間の本研究において磁束関連の研究が我が国を抜きにしては議論できない状況になってきたことも事実である。この成果を今後のこの分野の研究に継続していくことは世界的見地から見て必要不可欠である。

基本的な概念がややもすると国外で提唱され、国内に輸入された後、それが実証されたり、国外での重要な発見を後追いするのがこれまでの我が国の研究のパターンであった。この磁束系の研究においてはこの5年間でこの状況から脱却し、完全に逆転するまでに至っている。すなわち、我が国で作られた大型単結晶が国外で基本的な実験に使われ、高温

超伝導の基礎的な理解の主要部分を担っている。また、本研究を通してジョセフソンプラズマ現象、磁束液体相の新しい相、イントリンジックジョセフソン接合など多数の新しい現象が発見され、その性質が明らかにされてきた。磁束系の相図全貌の解明にあつては、とくに、磁場が ab -面付近の場合は、実験的な解明はほとんど本研究によってなされたものである。

このように、この5年間における戦略的基礎研究においてこれまでの我が国の学術研究になかった新しい主導性を、国際的協調を確保しつつ実現できたことは本研究の最も重要な貢献であると考えられる。

6. 研究の波及効果

研究成果の内容で概説した通り、この戦略的基礎研究を通して様々な新しい成果があげられてきた。研究の主要な内容は純粋に学術的な見地からなされたものであり、応用的見地は余り考慮されていなかった。しかしながら、学術的な研究から基本的な現象の理解を通して、より広い視野で応用的見地へと展開することが望ましいと考えられる。あたかも製造特許を、より広い基本特許から得ようとする方策と同じである。

高温超伝導自体は大変魅力的な性質を豊富に持っており、それが実現できれば社会的インパクトも絶大である。しかしながら、高温超伝導現象は、物質の制御が極端に困難であることは本文でも述べた通りである。この5年間の研究に加え、過去10年以上にもわたる熾烈な研究にもかかわらず、物質制御のすべを我々は今日に至っても会得していないのである。この困難はどのようにしたら克服できるのであろうか？現状ではむしろ、個別の研究内容よりもそれが可能であるかどうかを含めた研究全体の再考が必要であらう。そのとき、これまでの無駄と思われるような研究内容が重要な意味を持つてくるのである。無から有は決して生じない。長い基礎研究は実用に遠いからすぐやめてしまうという風潮が社会全般にあるが、困難な問題の解決は長い基礎研究を抜きにしては決してあり得ない。全体の知的財産の蓄積が重要となるのである。この点に対する社会の理解がこの高温超伝導体の研究においては極めて重要であることを忘れてはならない。地道な、しかも斬新なアイデアで、この困難な問題を解決していく姿勢と知的所産を理解していただくことが高温超伝導体の研究の現状に於ける社会への最も重要な波及効果である。

この研究を通して社会的なインパクトの強い成果がいくつかあるので以下にそれらを具体的に述べる。まず、このような高温超伝導体の物性研究上の困難な諸問題の解決には優れた品質の単結晶が必要不可欠である。当初から我々はこの認識に立ち、本研究においても、大型かつ高品質の単結晶育成を試み、成功したことは本文に述べた通りである。この高品質単結晶は様々な研究に幅広く使われ、高温超伝導の基礎物性の理解のために貢献してきた。この単結晶はこのような学術的な価値はもちろんのことであるが、この材料をデバイス等へ応用することも考えられており、社会的なインパクトは特段大きい。今後、応用面においてはさらに高品質でさらに大型の単結晶育成が望まれており、そのための新し

い結晶成長の手法と結晶育成装置を開発途中である。これが完成すれば応用開発へのさらに近づくため、社会的なインパクトは増すと考えられる。このためにはこの研究を継続することが必要不可欠である。

ジョセフソンプラズマ現象は本研究が中心となって発展してきたが、先に述べた高温超伝導体の高品質単結晶を利用し、この現象の基礎的な理解を通してマイクロ波デバイスの開発が可能であり、事実、この方面の研究がナノテクノロジー関連研究の一部として急成長しつつある。これは高周波、特にマイクロ波領域の応用として新しい研究分野が開花する可能性があるため社会的なインパクトは強い。

高温超伝導の機構理解のため新しい超伝導物質開発も望まれている。その一つの方向は新しい高温超伝導体やその類似物質を開発すること、もう一つは、銅酸化物以外の高温超伝導物質を開発することの2点であろう。前者に関しては、我々は $\text{RuSr}_2\text{GdCu}_2\text{O}_8$ 系とその類似物質を取り上げた。本文中には述べられていないが、この研究は、強磁性と超伝導が共存する物質として学術的に強いインパクトを持っている。最近、発見された UGe_2 などの圧力下での磁性と超伝導の共存問題と甚だ近い類似性を持っていると考えられる。これまで強磁性は超伝導と相反する物質相で有ると考えられてきたが、実はそうではなく、互いに許容し合う事が可能である事が次第に明らかになってきた。このような概念上の変革を導く研究は学術的に高い価値があると考えられる。この側面か高温超伝導体の超伝導機構を再検討することが何れ必要となるであろう。

全く新しい超伝導物質開発の方向性としては MgB_2 で代表される物質群である。これは $T_c=40\text{ K}$ とそれほど高くないが、勿論、金属間化合物としてはこれまで最高の Nb_3Ge の 23.2 K を大きく越える T_c を持つ物質である。その機構が電子格子相互作用であることはほぼ明らかである。この物質は構造が単純であるから、このような超伝導機構を徹底的に解明し、次世代高温超伝導体開発の礎にすることができる典型物質であるという意味でインパクトは大きい。

6. 研究の実施体制

(1) 筑波大学研究グループ

氏名	所属	役職	参加時期
門脇 和男	筑波大学物質工学系	教授	平成8年4月～ 平成13年3月
立木 昌	金属材料技術研究所	客員研究官	平成8年4月～ 平成9年3月
古山 正文	筑波大学物質工学系	講師	平成11年4月～ 平成13年3月
掛谷 一弘	筑波大学物質工学系	助手	平成10年7月～

			平成13年3月
山本 広志	筑波大学ベンチャーラボラトリー	非常勤講師	平成8年8月～ 平成12年3月
畑 慶明	日本原子力研究所先端基礎研究センター	PD	平成12年4月～ 平成13年3月
J. Mirkovic	University of Montenegro	CREST 研究員	平成9年4月～ 平成13年3月
木村 和宏	筑波大学工学研究科博士課程	学生	平成8年4月～ 平成13年3月
菅原恵美子	筑波大学工学研究科博士課程	学生	平成11年4月～ 平成13年3月
若林 哲	筑波大学工学研究科博士課程	学生	平成9年4月～ 平成11年3月
菅原 大門	筑波大学工学研究科博士課程	学生	平成9年4月～ 平成11年3月
片岡 成樹	筑波大学理工学研究科修士課程	学生	平成9年4月～ 平成11年3月
愛沢 秀信	筑波大学物質工学系	研究生	平成9年4月～ 平成11年3月
中村 良	筑波大学工学研究科博士課程	学生	平成10年4月～ 平成12年3月
関沢 暢也	筑波大学理工学研究科修士課程	学生	平成10年4月～ 平成12年3月
佐々木伸太郎	筑波大学理工学研究科修士課程	学生	平成10年4月～ 平成12年3月
越田 龍	筑波大学理工学研究科修士課程	学生	平成10年4月～ 平成12年3月
Do Hai Phuc	筑波大学理工学研究科修士課程	学生	平成11年4月～ 平成13年3月
和田 知之	筑波大学工学研究科博士課程	学生	平成11年4月～

			平成13年3月
佐藤宏一郎	筑波大学工学研究科博士課程	学生	平成11年4月～ 平成13年3月
坂口 仁志	筑波大学理工学研究科修士課程	学生	平成12年4月～ 平成13年3月
三原 康正	筑波大学理工学研究科修士課程	学生	平成12年4月～ 平成13年3月
神沢 志保	筑波大学理工学研究科修士課程	学生	平成12年4月～ 平成13年3月
渡辺 学	筑波大学工学研究科博士課程	学生	平成12年4月～ 平成13年3月

(2) その他の研究グループ

高橋 隆	東北大学理学研究科物理学専攻	助教授	平成8年4月～ 平成13年3月
安岡 悟	日本原子力研究所東海研究所材料 研究部固体物理	研究員	平成9年4月～ 平成13年3月
金道 浩一	大阪大学極限科学研究センター	助教授	平成8年4月～ 平成13年3月
鈴木 淳市	日本原子力研究所倒壊研究所先端 基礎研究センター	研究員	平成10年4月～ 平成13年3月
W. K. Kwok	Angonne National Laboratory	研究員 group leader	平成9年4月～ 平成13年3月
R. Doyle	IRC University of Cambridge	研究員	平成9年4月～ 平成10年3月
O. Fischer	University of Geneve	教授	平成9年4月～ 平成13年3月
Ch. Renner	University of Geneve	研究員	平成9年4月～ 平成13年3月
P. Kes	University of Leiden	教授	平成9年4月～

			平成13年3月
Ted Forgan	University of Birmingham	教授	平成9年4月～ 平成13年3月
J. Campuzano	University of Illinois at Chicago	教授	平成9年4月～ 平成13年3月
U. Welp	Argonne National Laboratory	研究員	平成8年4月～ 平成13年3月
A. Schilling	University of Zurich	助教授	平成10年4月～ 平成13年3月
H. Adrian	Univesity of Mainz	教授	平成10年4月～ 平成13年3月

7. 招聘した研究者等

氏名（所属・役職）	招聘の目的	滞 在 先	滞 在 期 間
Alexi Koshelev （アルゴンヌ国立 研究所）研究員	ジョセフソンプラズ マの解明	筑波大学	平成8年10月10日～ 平成8年10月20日
M. Lang（ダルムシ ュウタット工科大 学）研究員	超伝導体のピニング 現象の解明	筑波大学	平成8年9月24日～ 平成8年9月25日
N. Chafraniouk（東 北大学通信研究所） 研究員	積層型ジョセフソン 結合の解明	筑波大学	平成8年10月6日～ 平成8年10月16日
L. Bulaevskii（ロス アラモス国立研究 所）研究員	磁束物質に関するつ くばインフォーマル ミーティング	筑波大学	平成10年6月28日～ 平成10年7月1日
M. Dodgson（チュ ウーリッヒ工科大	磁束物質に関するつ くばインフォーマル	筑波大学	平成10年6月29日～ 平成10年6月30日

学) 研究員	ミーティング		
S. Gordeev (サザン プトン大学) 研究員	磁束物質に関するつ くばインフォーマル ミーティング	筑波大学	平成10年6月28日～ 平成10年7月3日
A. Gurevich (ウイ スコンシン大学) 研 究員	磁束物質に関するつ くばインフォーマル ミーティング	筑波大学	平成10年6月29日～ 平成10年6月30日
K. Elbaum (IBM J. T. Watson 研究所) 研究員	磁束物質に関するつ くばインフォーマル ミーティング	筑波大学	平成10年6月28日～ 平成10年7月1日
M. Maley (ロスアラ モス国立研究所) リ ーダー	磁束物質に関するつ くばインフォーマル ミーティング	筑波大学	平成10年6月28日～ 平成10年7月1日
S. Schedel (ケルン 大学) 研究員	磁束物質に関するつ くばインフォーマル ミーティング	筑波大学	平成10年6月29日～ 平成10年7月1日
A. Sudbo (ノルウェ ー科学技術大学) 教 授	磁束物質に関するつ くばインフォーマル ミーティング	筑波大学	平成10年6月28日 ～平成10年7月1日
Z. Tesanovic (ジョ ンスホプキンス大 学) 教授	磁束物質に関するつ くばインフォーマル ミーティング	筑波大学	平成10年6月28日～ 平成10年7月1日
J. Thompson (オー クリッジ国立研究 所) 研究リーダー	磁束物質に関するつ くばインフォーマル ミーティング	筑波大学	平成10年6月29日～ 平成10年6月30日
V. Vinokur (アルゴ ンヌ国立研究所) 研 究員	磁束物質に関するつ くばインフォーマル ミーティング	筑波大学	平成10年6月28日～ 平成10年7月1日
V. Zavaritsky (カピ	磁束物質に関するつ	筑波大学	平成10年6月28日～

ツア研究所) 研究員	くばインフォーマルミーティング		平成10年7月3日
池田 隆介 (京都大学) 助教授	磁束物質に関するくばインフォーマルミーティング	筑波大学	平成10年6月29日～ 平成10年6月30日

8. 略的基礎研究推進事業による主な成果

(1) 論文発表

代表的なものを20編のみをあげる。(その他111編)

- [1]. “*Local Electrodynamics in Heavy Ion Irradiated $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* ” R. A. Doyle, W. S. Seow, Y. Yan, A. M. Campbell, T. Mochiku, K. Kadowaki and G. Wirth, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 1155-1158.
- [2]. “*Spectroscopic Evidence for a Pseudogap in The Normal State of Underdoped High- T_c Superconductors*”, H. Ding, T. Yokoya, J. C. Campuzano, T. Takahashi, M. Randeria, M. R. Norman, T. Mochiku, K. Kadowaki and J. Giapintzakis, Nature **382** (1996) 51-54.
- [3]. “*Longitudinal Josephson Plasma Excitation in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$: Direct Observation of The Nambu-Goldstone Mode in A Superconductor*”, K. Kadowaki, T. Mochiku, M. Gaifullin, T. Takahashi, T. Koyama and M. Tachiki, Phys. Rev. **B56** (1997) 5617-5621(No. 10).
- [4]. “*Evolution of The Fermi Surface with Carrier Concentration in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* ”, H. Ding, M. R. Norman, T. Yokoya, T. Takeuchi, M. Randeria, J. C. Campuzano, T. Takahashi, T. Mochiku and K. Kadowaki, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 2628-2631.
- [5]. “*Mode Separation of The Josephson Plasma in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* ”, I. Kakeya, K. Kindo, T. Mochiku, S. Takahashi and K. Kadowaki, Phys. Rev. **B57** (1997) 3108-3115.
- [6]. “*Unusual Dispersion and Line Shape of The Superconducting State Spectra of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$* ”, M. R. Norman, H. Ding, J. C. Campuzano, T. Takeuchi, M. Randeria, T. Yokota, T. Takahashi, T. Mochiku and K. Kadowaki, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 3506.
- [7]. “*Evolution of Magnetic and Superconducting Fluctuations with Doping of High- T_c Superconductors*”, G. Blumberg, Moonsoo Kang, M. V. Klein, K. Kadowaki and C. Kendriora, Science **278** (1997) 1427-1432 (November 21th Issue).
- [8]. “*Pseudogap Precursor of the Superconducting Gap in Under- and Overdoped $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* ”, Ch. Renner, B. Revaz, J.-Y. Genoud, K. Kadowaki and O. Fischer, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 149-152.
- [9]. “*Observation of The Nambu-Goldstone Mode in High Temperature Superconductor $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* ”, K. Kadowaki, I. Kakeya and K. Kindo, Europhys. Lett. **42** (1998)

- 203-208.
- [10]. “*Precise Magnetization Measurements of Single Crystalline $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$* ”, K. Kadowaki and K. Kimura, Phys. Rev. **57** (1998) 11674-116.
 - [11]. “*Moving Vortex States Studied by Current Flow in Single Crystal $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$* ”, J. Mirkovic, K. Kimura and K. Kadowaki, Phys. Rev. Lett **82** No. 11, (1999) 2374-2377.
 - [12]. “*Destruction of The Fermi Surface in Underdoped High T_c Superconductor*”, M. R. Norman, H. Ding, M. Randeria, J. C. Campuzano, T. Yokoya, T. Takeuchi, T. Takahashi, T. Mochiku, K. Kadowaki, P. Guptasarma and D. G. Hinks, Nature **392** (1998) 157-160.
 - [13]. “*Observation of The Low Temperature Pseudogap in Vortex Cores of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$* ”, Ch. Renner, B. Revaz, K. Kadowaki, I. Maggio-Aprile and O. Fischer, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 3606-3609.
 - [14]. “*Observations of Suppression of Static and Dynamic Disorder in $\text{Bi}_{2.15}\text{Sr}_{1.85}\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ Crystals by Columnar Defects*”, S. L. Lee, C. M. Aegerter, S. H. Lloyd, E. M. Forgan, C. Ager, M. B. Hunt, H. Keller, I. M. Savic, R. Cubitt, G. Wirth, K. Kadowaki and N. Koshizuka, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5209-5212.
 - [15]. “*Superconducting Gap Anisotropy and Quasiparticle Interactions: A Doping Dependent Photoemission Study*”, J. Mesot, M. R. Norman, H. Ding, M. Randeria, J. C. Campuzano, A. Paramchanti, H. M. Fretwell, A. Kaminski, T. Takeuchi, T. Yokoya, T. Sato, T. Takahashi, T. Mochiku and K. Kadowaki, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 940-943.
 - [16]. “*Electronic Spectra and Their Relation to the (π,π) Collective Mode in High- T_c Superconductors*”, J. C. Campuzano, H. Ding, M. R. Norman, H. M. Fretwell, M. Randeria, A. Kaminski, J. Mesot, T. Takahashi, T. Sato, T. Yokoya, T. Takahashi, T. Mochiku, K. Kadowaki, P. G. Guptasarma, D. G. Hinks, Z. Konstantinovic, Z. Z. Li and H. Raffy, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 3709-3712.
 - [17]. “*The Fermi Surface of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$* ”, H. M. Fretwell, A. Kaminski, J. Mesot, J. C. Campuzano, M. R. Norman, M. Randeria, T. Sato, R. Gatt, T. Takahashi and K. Kadowaki, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 4445-4448.
 - [18]. “*Step-wise Behavior of Vortex-Lattice Melting Transition in Tilted Magnetic Fields in Single Crystals $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$* ”, J. Mirkovic, S. E. Savel'ev, E. Sugahara and K. Kadowaki, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 886-889.
 - [19]. “*Quasiparticles in The Superconducting State of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$* ”, A. Kaminski, J. Mesot, H. Fretwell, J. C. Campuzano, M. R. Norman, M. Randeria, H. Ding, T. Sato, T. Takahashi, T. Mochiku, K. Kadowaki and H. Hoehst, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 1788-1791.
 - [20]. “*Renormalization of Spectral Lsine Shape and Dispersion below T_c in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$* ”, A. Kaminski, M. Randeria, J. C. Campuzano, M. R. Norman, H. Fretwell, J. Mesot, T. Sato, T. Takahashi and K. Kadowaki, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 1070-1073.

他 111 編

(2) 学会発表

国内 215 件

国外 25 件

(3) 特許出願

申請中 (1 件)