

高温超伝導体の磁束状態－基礎から応用まで－

筑波大学物質工学系

門脇和男

第一部： 高温超伝導体の磁束状態

第1章 はじめに

高温超伝導体が発見された直後の1987年、高温超伝導体の問題はその解決にそれほど時間がかからないであろうとする楽観論が少なからずあった。筆者は当時、アムステルダム大学物理学研究所(Natuurkundig Laboratorium der Universiteit van Amsterdam、現在の van der Waals-Zeeman Laboratorium)で高温超伝導を研究し始めたばかりであったが、現在、超伝導の専門誌として揺るぎない地位を占めている Physica C の発刊に携わった一人として、その必要性の是非について強い反対論があったことを今でも昨日のこのように思い出す。発刊してもすぐ廃刊に追い込まれはしないかという危惧が出版社側としては強かったためである。しかし、10年の歳月を経た現在、その研究活動が衰えるどころか次々と新しい現象が発見され、新しい概念が提唱されてくる今日の状況を見るにつけ、あのときの判断が正しかったことに安堵の気持ちが満ちてくると同時に、筆者が研究の中心としている磁束状態の物理においては、当時は予想だにしなかった華々しい発展を遂げてきたこの10年間の躍動は高温超伝導研究の歴史に重要な足跡を残しつつあることと改めてその重要性を認識している。直接超伝導機構と関連しない研究は軽視される風潮が強い我が国の研究施策の中であって、高温超伝導体の磁束状態のこれまでの研究がいかに多くの様々な重要な物理を提供してきたかを振り返れば、このような今日の状況は科学研究の健全な発展をも阻害しかねはしないかという不安に陥ってしまう。本稿は高温超伝導体の磁束状態がいかにこれまでの超伝導体の概念を変革してきたか、あるいは変革しつつあるかを述べることでこの不安を解消すべく、磁束状態の研究のおもしろさ、豊富な現象とそれに伴った様々な新しい概念の重要性を理解していただくとともに、それが一方では超伝導機構の解明への出発点となり得るし、また、実用研究のために極めて重要な基礎となることを、特に柔軟な思考力の豊富な若手研究者の方々にとくと味わっていただきたいと願っている。

第2章 高温超伝導体の磁束状態の特徴

前置きが長くなってしまったが、結局、結論を先に述べれば、高温超伝導体の磁束状態の研究によって変革を余儀なくされた最も重大なことは、第2種超伝導体の磁束状態の相図の再構築と、次々と開拓される磁束の新しい存在形態を理解することにつきる¹。すなわ

¹ 従来の第2種超伝導体の相図に関しては教科書を参照のこと。たとえば、M. Tinkham, “Introduction to Superconductivity”, 2nd edition, McGraw Hill, de Gennes, “Superconductivity of Metals and Alloys”, Addison Wesley Publishing Co. Inc., 1989 など他多数。

ち、従来の超伝導体においては、磁束は混合状態で三角格子(triangular lattice) (Abrikosov 格子とも言う)を作るだけであったが、高温超伝導体ではさらに磁束のパンケーキ状態(pancake vortex state)、磁束液体状態(vortex liquid state)、磁束ガラス状態(vortex glass state)、超伝導揺らぎ状態(state with superconducting fluctuations)、パンケーキガス状態(pancake gas state)、絡み合った磁束状態(entangled vortex state)など様々な“相”が理論的に予言され、また、そのうちいくつかは実験的に検証されつつある。このような多様な相の出現に、磁束状態をあたかも一つの物質として見なし、ボルテックスマター(vortex matter、「ボルテックス物質」とでも訳そうか)と最近では呼ばれている。

相図に関しては、第 2 種超伝導体の発見以来、半世紀以上にもわたり信じられてきた相図が全面的に改訂されたことにある[1]。すなわち、図 1 に示されるように、従来、正常状態と超伝導状態を区別する H_{c2} 線が実は単なるクロスオーバーであって、真の超伝導状態は磁束格子の形成によってなされること、すなわち、磁束格子融解曲線 H_m が真の超伝導転移を表すものであること、磁束融解現象は 1 次の相転移であること、ピンングを導入することで磁束融解曲線は 2 次相転移と変化し、磁束ガラス状態に変貌すると考えられていることなどである。高温超伝導体は層状性が強いものもあり、特に層状性の顕著な $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系では結晶の単位格子内にジョセフソン接合が内在していることが直接実験的に明らかになり、多層積層型ジョセフソン接合系として新しい研究の舞台となっている。このことは、このような超伝導体は、本質的に超伝導状態の秩序パラメーターが空間的に一様ではないことを意味している。このことが、高温超伝導体の磁束状態の理解を複雑にしている一つの理由であるし、しばしばこのことを忘れてしまったが故に重大な概念上の混乱を引き起こしてしまうケースがみうけられる。このような混乱は図 1 の磁束状態の各名称からも容易に推察できる。すなわち、磁束線液体状態、磁束線パンケーキガス状態、絡まった磁束状態等々の名称は文字通り直感的に解釈すると誤った描像を描いてしまう。これは磁束状態の研究の発展過程で、内部矛盾があるにもかかわらず従来の概念を踏襲し、拡大解釈を行ったためである。現在でもそれが慣習として残っているにすぎないが極めて紛らわしい。筆者らはこのような混乱を避けるため当初から「超伝導揺らぎ」という表現を一貫して主張し、用いてきた。この表現が最も物理的に正しい描像を与えると思われる。しかしながら、ある特殊な状況においては、磁束液体状態とか絡まった磁束状態などの描像も近似的には可能であることは否めない事実である。このようなことを重々把握した上でそのような名称を用いるべきであろう。

さらに、磁束状態の相図に関して 2、3 の注意を付け加えておく。

注意その①[2].

図 1 の相図は弱いピンング効果がある場合であり、理想的に純粋な系の相図ではない。ピンング効果が無い場合は相転移線としては H_{c1} と磁束線融解曲線 H_m のみであると考えられている。従って、2 次元-3 次元クロスオーバーはピン止め効果があることによって発現する現象と考えられている。強いピン止め効果のある場合は図 1 がどのように書き換えら

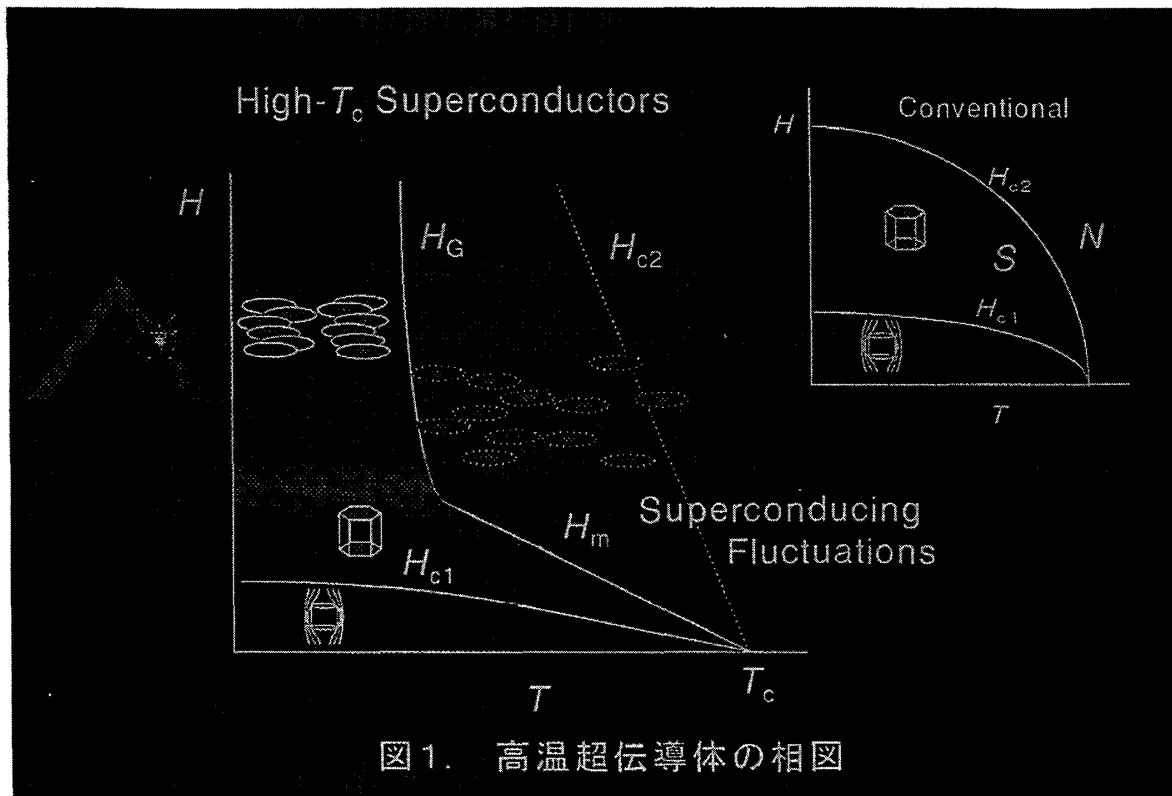


図1. 高温超伝導体の相図

れるか現在の所よく分かっていない。磁束線格子状態がピン止め効果によって格子が壊され、磁束線ガラス状態が出現し、磁束格子融解曲線は磁束ガラス転移線になることは正しいようである。この場合は2次の相転移である。しかし、ピン止めが強くなると、超伝導揺らぎの状態（磁束線液体状態）でも有限のヒステリシスが磁化に現れ、しかも、磁束ガラス転移点が大きく高温側に移動する。もはや明確な磁化の飛びや、比熱の飛びなど観測出来ない。従って、磁束ガラス転移線はしばしばデビニング線とも言われる。しかし、これは相転移線ではないから、もし他に相転移線が無いとすると、磁束状態は正常状態とつながってしまい、真の超伝導状態はマイスナー状態のみになってしまう。相転移としての磁束ガラス転移はこの不自然さを解消するが、實際上、この磁束ガラス状態を正確に特徴づけることは難しく、電気抵抗のスケーリングや磁化の緩和過程におけるべき指数 μ が理論的に予想される値とほぼ一致する事などが議論の対象として挙げられているが、他の機構からも説明可能であり決定的とは言えない。ピンニングがある場合、系の振る舞いはピンニングの種類や形態など様々な要因が同時に現象に関与するため取り扱いが理論的にも実験的にも複雑になって混乱してしまう。このような混乱から脱却するには、モデル的系でよいからピンニングの強さを制御し、どのような現象が現れるかを組織的に調べる以外少なくとも実験的には方法はないであろう。

注意その②

2次元、3次元クロスオーバーは磁束線の揃断エネルギー $k_{BZ}^2 C_{66}/2$ (k_{BZ} はブリルアンゾーンでの k の値、 C_{66} は揃断応力係数(shear modulus)) が曲げのエネルギー $k_z^2 C_{44} (k_z = \pi/s)$ (C_{44} は曲げ応力係数(tilt modulus)) より大きくなる時発生する現象であり

数式 1

$$H_{dec}^{2D-3D} = \frac{\pi\phi_0}{\gamma^2 s^2} \ln\left(\frac{\gamma s}{\pi\xi_{ab}}\right)$$

と与えられる[3-4]。ここで γ は異方性パラメーター、 s は層間距離、 ξ_{ab} は ab 面のコヒーレンスの長さである。YBa₂Cu₃O₇、Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+ δ} の場合、 γ 、 s 、 ξ_{ab} 値としてそれぞれ 10、150、12 Å、15 Å、15 Å、24 Å を用いればこの値はそれぞれ 143 kOe、410 G である²。低温でみられる磁化の異常ピーク効果(anomalous peak effect)はこのデカップリング(decoupling)によって2次元コレクティブピンニング(collective pinning)が有効になることによって現れるものと考えられる[5]。従ってこの現象は相転移ではなくクロスオーバー(cross-over)である。

注意その③

3次元の場合、磁束線融解曲線は磁場と温度の関数として理論的に予言されている[6-8]。 T_c 近傍では

数式 2

$$H_m(T) \approx H_0 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^n \ln(2h)^{1/2}$$

と表され、 $n \sim 2$ と予想される。ただし、 $H_0 = c_L^4 \phi_0^5 / 12\pi k_B^2 T_c^2 \gamma^2 \lambda_{ab}^2(0)$ 、 $h = H/H_{c2}$ である。ここで、 c_L はリンデマン数(Lindemann number)、 ϕ_0 は量子化磁束(quantized flux, flux quantum, fluxoid)、 λ_{ab} は ab 方向の磁場侵入長(magnetic penetration depth)である。実験的には n は予想値より小さく $n \sim 1.5$ である[9]。多くの場合、理論による磁束線融解曲線は磁束線格子が十分低温で存在し、温度効果によって融解が起こるとするものである。磁束線格子融解曲線を得るための評価には Lindemann の評価値 $c_L \sim 0.1-0.2$ を用いる。

注意その④

磁束線格子融解現象以外にもいくつかの異なった相転移あるいはクロスオーバーが指摘されている[8,10-16]。数式 1 では磁束線格子が層状構造のため起こるデカップリング転移を考えたが、高温領域で温度によるデカップリング転移も考えられる。この場合、磁束線格子融解に伴いでカップリングが同時に起こるとする考えが有力であるが、独立に相転移あるいはクロスオーバーが存在するとする理論的[8,10-12]、実験的指摘[13-16]も多い。注意せねばならないことは、理論的にはこの領域での理論計算は $\lambda_{ab} \leq a$ であり計算の信頼度が怪しくなること、実験的には試料の質が問題となることなどにより未解決の問題として残されている。Cubitt 等の中性子小角散乱の実験からは少なくとも c -軸方向に数 1000 Å の範囲

² これらの値は $\phi_0/\gamma^2 s^2$ で求めた。その係数 $\pi \ln(\gamma s/\pi\xi_{ab})$ はそれぞれ 2.9 及び 10 である。従って、実際の現象はこの磁場範囲で起こると考えるのが妥当であろう。

で相関は無いことが分かっている[17]。YBa₂Cu₃O₇系では6端子電気抵抗の実験から、磁束線格子融解曲線より高温側では、磁場がc-軸の場合、磁束線が試料の上部と下部ではつながっているとすると結果が報告され、デカップリング転移が磁束線格子融解曲線より高温側に存在するとされた[15,18]。しかしながら、双晶のない質の良い試料を用いると上部と下部の電圧が等しくなる点は磁束線格子融解点と一致することが分かり、少なくともピン止め効果が小さい試料に置いてはデカップリング転移は否定的である[19]。しかしながら、双晶などの相関の強い不規則性(correlated disorder)や強いピン止め効果がある場合はむしろ肯定的である。一方、Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ}系では、6端子電気抵抗の測定[20,21-22]、ab面の4端子抵抗測定[23]からはピン止め効果の少ない良質の単結晶の場合は磁束融解とデカップリングが同時に起こっているとする結果を支持している。c-軸方向に強い相関のある柱状欠陥を導入すると磁束融解曲線は消失するが、やはり磁束線は不可逆線で長距離相関を失うように見える[22,24]。電気抵抗は直接ピンニング効果を測定するから、磁束線融解現象もそれに伴った磁束線のピン止め効果に反映される変化を観測しているので注意が必要である。磁束線融解に伴う電気抵抗の飛びが観測され[25-27]、一次相転移の証拠とされるが、これは磁束線が格子を作るために有限の揃断応力係数が現れ磁束線の運動が妨げられるためである。このような結果を考えると、磁束線格子融解後、磁束線の相関距離はそれほどあるのだろうかという疑問が当然起こる。隣り合うCuO₂面層間ですでに層間が切れ、磁束線格子が融解すると同時にバラバラのパンケーキ状態が実現されているのだろうか？超伝導揺らぎの領域でどれ程磁束線パンケーキ間のc-軸方向の相関距離があるのか現在のところ実験的にはよく分かっていない。常識的には、磁束線融解線に向かって温度とともに徐々に相関距離が伸び、 T_m でそれが発散するように予想される。

注意その⑤

高温超伝導体の多くは2次元性が強いことから純粋な2次元系の場合と比較することは興味深い。ピンニングが無い場合、磁束格子状態は欠陥(dislocations)の発生に対し常に不安定で、

数式 3

$$T_m^{2D} = \frac{a^2 d C_{66}}{4k_B} = \frac{\phi_0^2 d}{32\pi^2 k_B \lambda_{ab}^2}$$

で融解する[3-4,10,28]。これは磁場に依存しない。ここで a は磁束線格子間隔、 d は膜厚、 C_{66} は磁束線格子の揃断応力係数である。高温超伝導体のように2次元性の強い系が間隔 s で積層している場合、 d を s で置き換える。これは2次元系のトポロジカルな秩序状態(topological ordered state)としてBerezinskii、Kosterlitz、Thoulessによって1972年に求められたベレジンスキー-コスタリッツ-サウレス転移(Berezinskii-Kosterlitz-Thouless transition)温度 $T_{KT} = \phi_0^2 d / 8\pi k_B \lambda_{ab}^2$ と 4π だけ異なるり、興味深い関連がある(事実上、両者は同一種類の相転移である)[29-32]。

注意その⑥

従来の超伝導体で良く知られている上部臨界磁場 H_{c2} (upper critical field) は実は厳密な意味では存在しない。これは第 2 種超伝導体の発見からごく最近まで誤解されてきた。超伝導体の理解はギンツブルグーランダウ理論 (Ginzburg-Landau theory)、BCS 理論 (Bardeen, Cooper, Schrieffer theory) を経て完成されたものと長い間思われてきたが、磁場中での理解に於いて誤りがあった。その理由は、従来の超伝導では平均場近似が極めて有効であったからである。平均場近似では H_{c2} は 2 次の相転移として現れ、揺らぎは通常、極めて小さく全く無視できる大きさであった [33-35]。その大きさは、実際、ギンツブルグの評価 (Ginzburg criterion) を用いれば求めることができ、

数式 4

$$\frac{T}{T_c} - 1 \leq \frac{1}{32\pi^2} \left[\frac{k_B}{\Delta C \xi_{ab}^2(0) \xi_c(0)} \right]^2$$

であたえられる。従来の超伝導体の値としてニオブ (Nb) の結果を用いると、 $\xi = 380 \text{ \AA}$ [36]、 $\Delta C = 1.5 \text{ mJ/cm}^3\text{K}$ [37-38] であるから $T/T_c - 1 \sim 9 \times 10^{-11}$ 、すなわち、 $\Delta T = T - T_c = T - 9.23 = 8.2 \times 10^{-10} \text{ K}$ となり、事実上揺らぎは無いものと見なせる。しかしながら、高温超伝導体の場合、この値が一変する。たとえば、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ では $\xi_{ab} \sim 14.7 \text{ \AA}$ 、 $\xi_c \sim 2 \text{ \AA}$ 、 $\Delta C(T_c = 92 \text{ K}) = 4.6 \text{ J/molK}$ [39-41]、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ では $\xi_{ab} = 24 \text{ \AA}$ 、 $\xi_c \sim 1 \text{ \AA}$ 、 $\Delta C(T_c = 87 \text{ K}) = 0.65 \text{ J/molK}$ [41] よりそれぞれ $\Delta T \sim 0.2 \text{ K}$ 、 $\Delta T \sim 10 \text{ K}$ を得る。これは異常に大きい値であり、従って超伝導相転移点近傍の広い温度範囲に渡って超伝導揺らぎが大きな寄与として熱力学量に現れることが予想される。数式 4 から分かるようにコヒーレンス長の違いが従来の超伝導体の場合とこのような顕著な違いをもたらしていることが分かる。すなわち、コヒーレンス長が短いため、コヒーレンス体積中 $V_{\text{coh}} \sim \xi_{ab}^2 \xi_c \sim 5.8 \times 10^{-22} \text{ cm}^3$ 中にある相互作用する超伝導電子の数は $N \sim n V_{\text{coh}} \sim 1.4 \times 10^{21} \times 5.8 \times 10^{-22} = 0.8$ 個となり、極めて少ない事に起因している (電子は単位胞内で一様に分布しているとし、数値は $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ で求めた)。揺らぎの領域は磁場をかけるとさらに広がり、

数式 5

$$\frac{T}{T_{cH}} - 1 \leq \left[\frac{k_B H}{\Delta C \phi_0 \xi_c(0)} \right]^{2/3}$$

と表される。再び上記の値を代入すれば $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 系と $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系では $H = 50 \text{ kG}$ でそれぞれ $\Delta T \sim 2.2 \text{ K}$ 、 $\Delta T \sim 15 \text{ K}$ を得る。このように磁場中で超伝導揺らぎがさらに顕著になる理由は、超伝導電子は磁場中では運動状態が制限を受け、 V_{coh} 内の有効電子数がさらに減ることによる。このように、高温超伝導体では H_{c2} 付近は超伝導揺らぎが主で相転移は抑制されている。また、この状態では超伝導揺らぎは存在するが長距離秩序は存在しない。故

に、この状態は正常状態である。超伝導の真の秩序状態はずっと低温になって磁束線格子融解曲線で初めて実現される。このような観点から Tsuneto 等のグループはギンズブルグランダウ理論に於ける 4 次の項まで取り入れた理論を開拓し、高温展開を用いて理論的計算を行った[33-35,43-52]。この考え方は従来から考慮されてきた超伝導のガウス揺らぎ (Gaussian fluctuation) を越える方法として注目に値する。その結果は H_{c2} 近傍の磁化、比熱、電気抵抗などの実験の振る舞いを良く再現する事が分かった³。そのほか、統計力学として様々な近似法を用いた超伝導相転移の数値解析的研究がなされ、 H_{c2} 付近の状態は超伝導揺らぎの状態として確立されている⁴。なお、これ以外にも超伝導相転移、相図に関した様々な研究があるので文献としてあげておく[53]。

注意その⑦

最後に、磁束線融解現象の発見の経緯を述べる。1993 年、大型の単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の試料を用いた、Cubitt 等[17]の中性子小角散乱の実験から、 H_m (当時は不可逆曲線 (Irreversibility line, H_{ir})と呼ばれていた)で磁束線三角格子の融解にともなうブラーグ散乱強度の消失の発見が最も直接的な実験的証拠となった。実は、それ以前にも間接的証拠はいくつか発見されており、磁束線格子融解現象を示唆する実験結果と考えられていた。その一つは、1988 年、Gammel[54]らの磁場中での微少振動振子の実験、1991 年の Farrell 等[55]の $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 系のねじれ振子の実験、1992 年、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 単結晶での Safar 等[25]の磁場中のある温度で電気抵抗が突然ゼロになる電気抵抗の飛びの発見などである⁵。また、Harada 等[56]はユニークな方法として電子顕微鏡を用いた新しい手法 (ローレンツ顕微鏡) で磁束線

³ 特に電気抵抗は多くの議論がなされ混乱した。多くの場合、磁場中での広がりとは従来通り磁束のフロー抵抗として議論されたが超伝導状態が確立していない超伝導揺らぎの領域で磁束線としての物理的実態が存在していない状態でフロー抵抗は定義できない。揺らぎとして正面から理解する必要があるが、現在に至ってもフロー抵抗派がむしろ主流であるのはどうしたことだろうか。特に工学を主体とした研究者は依然として圧倒的にフロー派である。尚、文献 33 は、高温超伝導体で超伝導揺らぎの効果の重要性を初めて指摘した。磁束線格子融解にも言及しており磁束線格子融解現象を予言した最初の文献であろう。

⁴ 文献 51、52 は最近の磁束状態の発展の理論的側面からのレビューである (連載途中)。

⁵ このほかにも同様の実験がたくさんある。たとえば、機械振動子を用いた単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の実験で、C. Duan, J. Yazici, F. de la Cruz, D. J. Bishop, D. B. Mitzi and A. Kapitulnik, Phys. Rev. **B44** (1991) 7737-7740, Y. Kopelevich, A. Gupta and P. Esquinazi, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 666-669, 単結晶 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 系で電気抵抗の飛びを観測した実験で、W. K. Kwok, S. Fleshler, U. Welp, V. M. Vinokur, J. Downey, G. W. Crabtree and M. M. Miller, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 3370-3373, Melissa Charalambous, J. Chaussy and P. Lejay, Phys. Rev. **B45** (1992) 5091-5094, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系の電気抵抗の飛びの最初の実験として K. Kadowaki, Physica **C236** (1996) 164-171.

を直接観測し、不可逆線近傍でそれが消失することから磁束線の存在形態に急激な変化があることを示唆した。熱力学的測定はその後、1995年、Zeldov等[9]によって $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系のマイクロホール素子を試料表面に張り付ける方法で磁化の磁場変化、温度変化に1次の相転移と見なせる鋭い飛びを観測した実験、Schilling等[57]、やJunod等[58]による単結晶 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ の高感度比熱測定の実験によってなされ、これまで観測された様々な異常は磁束線格子融解に伴う1次の相転移現象として確立された。現在、これが正常状態と真の超伝導状態を区別する唯一の相境界と考えられている。

図1は磁場がc軸方向にかけられた場合である。磁場がab面内にあるときどのような相図かは現在までのところそれほど明確ではないが、その本質においては変更無いであろうと考えられている。最近、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ の単結晶での比熱の測定[59]から $H//ab$ 面内でも磁束格子融解現象とみられる比熱の異常現象が観測されており、少なくともこの系では磁束線格子融解曲線の磁場-温度依存性が有効質量モデルの範囲でスケールされ、一次相転移としての比熱の異常が明瞭に観測されている。一方、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系では、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 系より異方性が遙かに大きく、磁束融解曲線が数100 G程度の磁場にある。このような低磁場であるため、磁束線の密度が小さく、従って現在までのところ比熱の異常は観測されていない。比較的高磁場では磁束線格子融解に伴って磁化に明瞭な異常が観測されるが、低磁場領域ではそれが幅広くなり、かつ弱くなり明確ではなくなる。最近、低磁場領域での磁化の異常を角度依存性を含めて測定がなされた[60-61]。電気抵抗は熱力学的物理量ではないが、相転移などの異常現象に対しては敏感な量であるから精密な角度依存性の測定もなされた[62]。これらの測定結果について最近の研究の詳細を述べ、磁束線格子融解現象が一般の磁場方向でどのような振る舞いを示すかを考察してみたい。

第3章 ゼロ磁場近傍での磁束線格子融解現象

磁束線融解磁場 H_m は図1に見られるように T_c 近傍になるほど低磁場になる。磁束線格子間隔 a は低磁場になればなるほど大きくなり、磁場 100 Oe では $a \sim 5000 \text{ \AA} \geq \lambda_{ab}$ となる。このような状況では磁束線融解現象が起こりにくくなり、磁束線格子融解曲線がリエントラント（鼻型(nose-like)とも言われる）になる可能性が理論的に指摘されている[12]。この場合、磁束線格子融解曲線 H_m は T_c に直接つながらず、 H_{c1} に添って再び上昇することになる。特にこの点に着目し、 T_c 近傍の低磁場領域の磁化を詳細に測定した。その結果、 T_c 以下1 Kでは磁化の異常が観測されなかった。磁化の飛びが温度上昇とともに、 T_c に近づくほど弱くなり観測感度の限界を越えたか、あるいは本質的に消滅しているか明確な答えは現時点では得られていないが、磁化の飛び ΔM 、それから求まるエントロピーの変化 ΔS 、融解の潜熱 L などの温度依存性は80 K以上になると突然小さくなってしまふ。仮に、低温側から温度依存性を延長すると $T_c = 83 \pm 0.1 \text{ K}$ を指しているように見える。この様子を図2に示す。このことは、磁束線格子融解が連続的に T_c につながっていることを示唆するようにも見受けられるが、それならばもっと高感度の測定を行えば磁束線格子融解に伴う異常

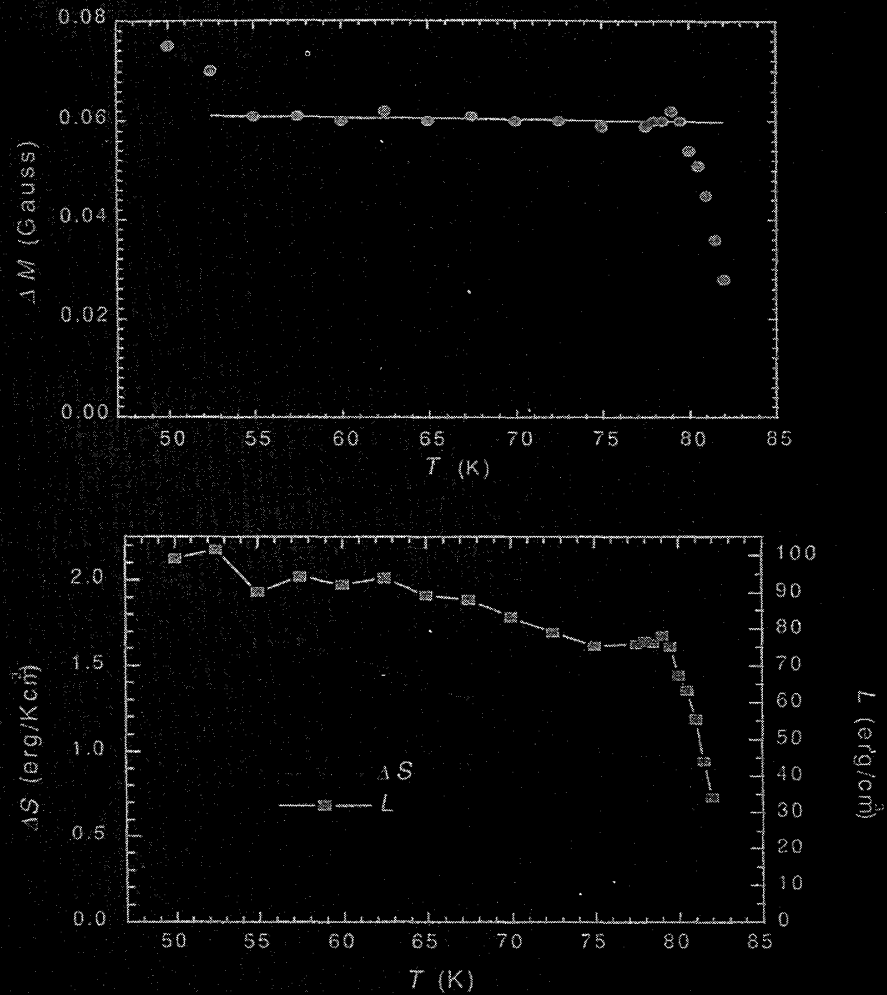


図2. Bi2212系の磁束線格子融解に伴う異常

が観測できるのであろうか。その場合、相図はリエントラントにはならず、単調に T_c とつながるのであろうか。現在その可能性を検討中である。

磁束線格子融解曲線の温度依存性は T_c 近傍の 75~80 K 付近から高温側では数式 2 からズレが生じる。Zeldov 等[9]はホール素子を用いた局所磁化を測定し、低温側の磁束線格子融解と高温側でのデカップリングのクロスオーバーの可能性を議論した。我々は、巨視的磁化、電気抵抗の測定から同じ振る舞いを確認確認している。その結果を図3に示す。Zeldov 等の指摘の通り、高温側では磁束線格子融解に伴う理論的予想と一致し、 H_m は数式 2 と良い一致を示す。ただし、 n 値は $55 \text{ K} \leq T \leq 75 \text{ K}$ で $n=1.55$ である。一方、 $75 \text{ K} \leq T \leq T_c$ ではこの近似は悪くなり、むしろ、デカップリングで予想される近似式

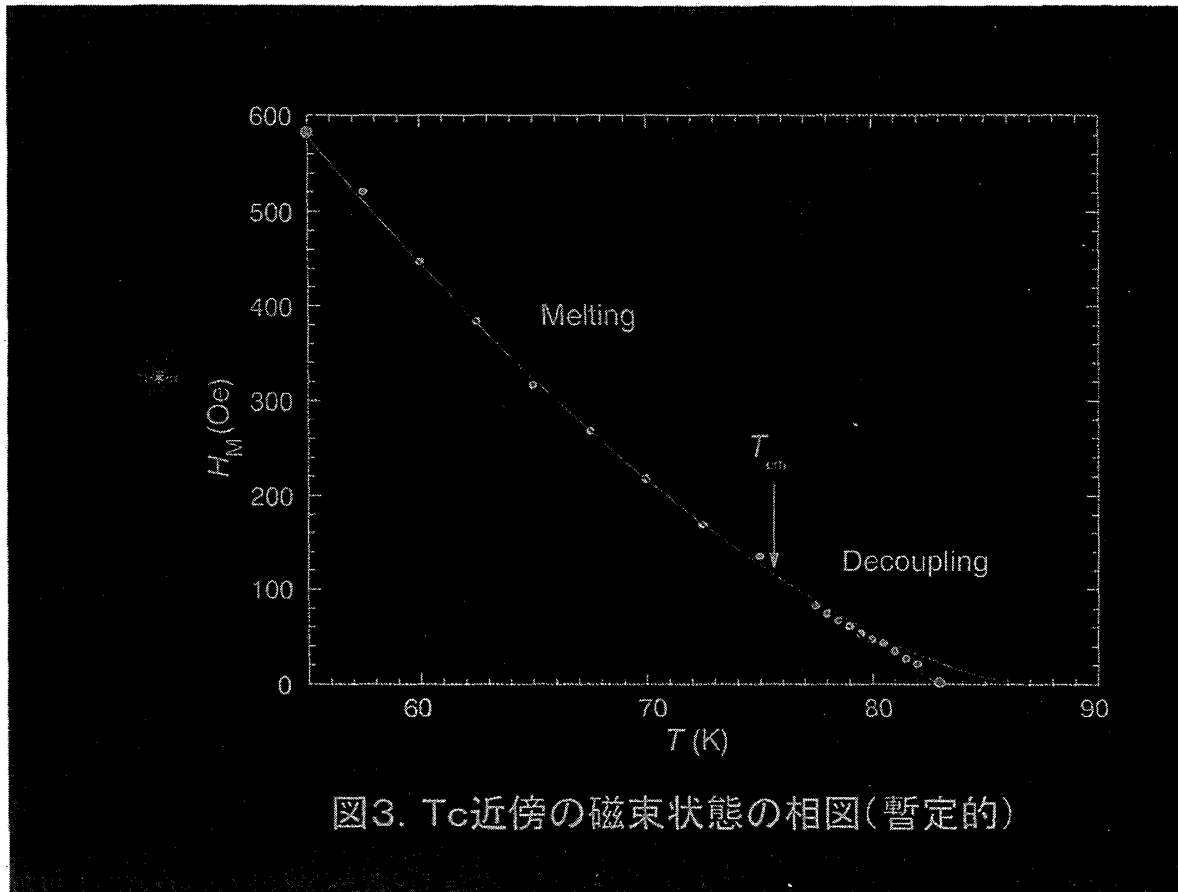


図3. T_c 近傍の磁束状態の相図(暫定的)

数式 6

$$H_{Dec}(T) = \alpha_m \frac{\phi_0^3(T_c - T)}{(4\pi\lambda_c)^2 d T_c T} \propto \frac{T_c - T}{T}$$

でよくあう[10]。一方、Blatter等は電磁場による結合とジョセフソン結合を取り入れ、低磁場での相図を理論計算した[63]。彼らの予想では、温度依存性は $H_{em}(T_{em} \sim T_c [1 - \lambda^2/s^2 \gamma^2]^{1/4})$ より低磁場では電磁場の結合の寄与による、ちょうどデカップリングの式と類似する式 $H_m^{emJ} \propto (T_c - T)/T$ 、それより高磁場(低温)側ではジョセフソン結合の寄与が復活して磁束線格子融解の式と類似する $H_m^J \propto (1 - T/T_c)^2$ を得た。このことは意味合いに違いはあるものの基本的には Zeldov 等や我々の得た結果を支持している。我々の実験では $T_{em} = 75$ K であるから $\gamma \sim 240$ が得られる。磁化、電気抵抗などの物理量に現れる異常から議論したが、磁束線格子融解現象とデカップリングは物理的に異なった現象であるからその違いに着目した実験がより理想的と言える。ごく最近、Lee 等[16]は、ミュオンスピン回転法を用い磁束線格子融解線を境としてミュオンの崩壊の線型の違いを観測した。この実験は磁束線格子融解とデカップリングを区別することは難しいが、低磁場でのボルテックスの運動状態に敏感な手法であるから微視的レベルで、かつ動的な挙動を調べることが出来る方法として注目される。 T_m の値が 68 K とやや低く、その結果、 γ 値として 160 と見積もっている。彼らも我々と同様な相図を得ている。

第4章 傾いた磁場中での磁束線格子融解現象

これまで磁場は c -軸方向にかけられた場合を想定してきたが、高温超伝導体の多くは超伝導状態が異方的であるから磁場が c -軸方向から傾き、 ab -面内に近づくと異方性の大きさによって様々な興味ある現象が期待される。等方的な場合から少し異方的である場合は3次元等方的超伝導の場合を少し異方的にした3次元有効質量モデルで良く記述されるであろう。Campbell 等[64]、Thiemann 等[65]は一軸性異方性を仮定し、ロンドン近似を用い、磁場が一軸性対称軸方向から傾いたときの磁束線格子状態を求めた。異方性パラメーターが $\gamma \sim 8$ である $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 系などはこの範疇に入るであろう。ところが、異方性が大きくなるとこのような異方的3次元超伝導近似は適応できなくなると考えられている。磁束線は超伝導の強い CuO_2 面内では定義されるが、 CuO_2 面間では超伝導が弱く遮蔽電流が小さいことからそれが定義できない。従って磁束線は主に CuO_2 面内で量子化され、あたかもボルテックスの薄い版状の物体と見られるようになる。これを磁束線のパンケーキ状態(vortex pancake state)と呼ぶ。磁場が傾いて来るにつれ、磁束線は上下のパンケーキ間の相対位置がずれるにつれ、その間は ab -面内のジョセフソン磁束(Josephson vortex)でつながるものと考えられる。このような場合、Lawrence と Doniach[66]が指摘したように、超伝導薄膜が層状に積層し、その層間が弱いジョセフソン結合しているモデル(Lawrence-Doniach model)を考えることが出来る。Clem[67]は層間のジョセフソン結合が弱い極限の場合についてのパンケーキボルテックスの安定性について議論した。磁場が面に垂直方向から傾けた場合、パンケーキは面内で磁場の方向に添うようにならぶ。この場合磁束線はどのようにパンケーキ間を結んでいるのだろうか？磁場が非常に面内に近い角度の場合、磁束線は超伝導面間を走り、上のパンケーキと下のパンケーキをつなぐ、キンク(kink)が発生するようになることが知られている[68]。もし、理想的に磁場が超伝導面内に平行である場合磁束線は面間に幽閉され⁶、ジョセフソン磁束(Josephson vortex)となり、異方性の強さに従ってひずんだ3角格子(Abrikosov lattice)が実現されると考えるのが一般的である。しかしながら、高温超伝導体の $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ のような異方性が極端に大きい場合、このような極端にひずんだ3角格子は不安定であるとする最近の研究結果もある[69]。このように、特に異方性の大きな $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系はこのような磁場の超伝導層に対する角度によって大変興味ある様々な現象が期待される。我々は磁束線格子融解現象が磁場の角度を変えたときどのように変化するかを詳細に調べており、途中結果ではあるがその一部を以下に示そう。

図4は単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ において磁場を c -軸から ab -面内に傾けた場合の磁束線格子融解に伴う磁化の飛びを角度の関数として示した。この図から分かるように、まず、磁化の飛び ΔM は角度に対してほぼ直線的に減少し $\theta \geq 80^\circ$ では観測出来なくなる。飛びが単調に角度に比例し小さくなり観測感度限界を超えたように見える。一方、磁束線格子融解に伴う異常を示す磁場 $H_M(\theta)$ は $0^\circ \leq \theta \leq 70^\circ$ でほぼ $\cos\theta$ でスケールされるが、 $\theta \geq 70^\circ$ では

⁶ この現象をロックイン転移(lock-in transition)とも言う。

もはや単純なスケーリングでは記述できない。これは磁場の角度が $0^\circ \leq \theta \leq 70^\circ$ 範囲内では磁場の垂直成分のみで磁束線格子融解が決まってしまうが、それ以上の角度では磁場の垂直成分では決まらずもっと小さい磁場で異常が起こってしまうことを意味する。これは磁束線の融解がもはやパンケーキのみではなく、ジョセフソンボルテックスの影響が無視できなくなったことを示唆している。しかしながら、この結果は最近の電気抵抗で我々が調べた角度依存性の結果と一致しない。現在この原因を詳細に調べている。電気抵抗の方が融解現象をとらえる実験としてはより感度が高いが、磁化とはまた異なった物理量を測定していることを忘れてはならない。

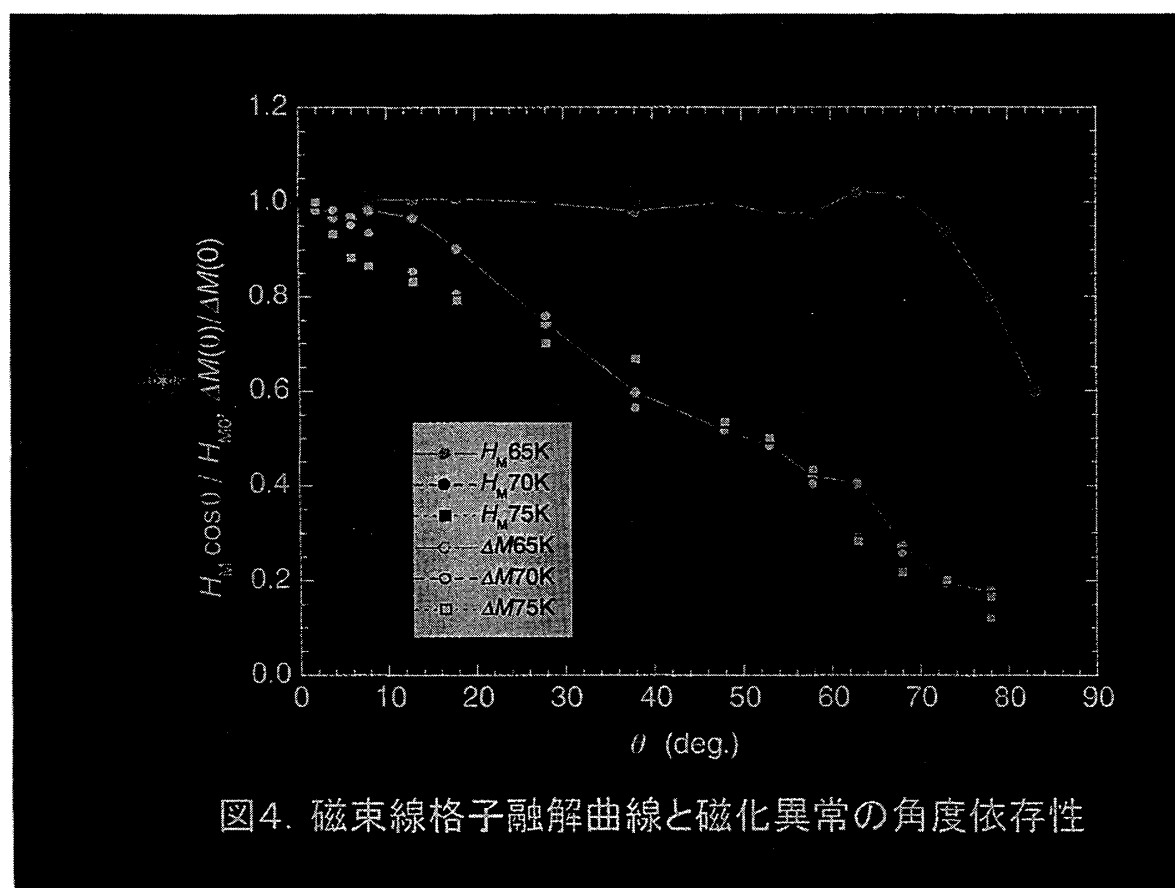


図4. 磁束線格子融解曲線と磁化異常の角度依存性

第5章 まとめ

磁束線格子融解現象を中心に高温超伝導体の発見をきっかけとして新たに発生した磁束状態の研究を述べた。高温超伝導体の中には $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系のように、超伝導状態の異方性が極めて大きい物質があり、そのような物質では磁束状態が通常の第2種超伝導体のそれとは大きく異なっていることを示した。このような磁束状態の異常性を解明する過程で、実はこれまでの我々の理解に矛盾があったことが分かり、概念の修正を余儀なくされたことによって超伝導状態の理解が大きく進歩し、同時に理解が深まった。これはここ10年に及ぶ高温超伝導体の研究に於ける最も重要な発展の一つである。ここではとうてい全

てを網羅できないが、たとえば4章で述べられたような磁場の角度を変えた場合もそうであるが、現在もこの分野は急速に進展しており、世界的に見ればこの分野は高温超伝導研究の最も活発な分野でもある。今後さらに多くの新しい現象が発見され、新しい概念が導入され、近い将来、超伝導状態の理解が完結する頃には超伝導機構も解決するであろうとぼんやり思いを巡らせている。

最後に、最近活発に研究されている分野にもかかわらず取り残してしまったいくつかの重要な分野がある。ここでは、ピン止め効果の議論がほとんど出来なかった。これは、臨界電流密度の向上、すなわち、多くの実用化の目的のためには必要不可欠である。また、最近の動向として注目に値する展開として大型スーパーコンピュータを駆使した磁束状態のシミュレーションの研究がある。数十台の平行コンピュータを用いたモデル計算は動画としてビデオ化され、その結果の一部はインターネットでダウンロードも可能である。磁束線系は大型スーパーコンピュータの威力を発揮する格好の場となっており、アメリカを中心として今後さらに急速に発展する分野であろう。

文献

- [1]. 一般的な解説としてたくさんあるが、たとえば、家泰弘、「磁束系の状態」、個体物理第25巻、第10号、1990年、p147-154、門脇和男、「高温超伝導体の超伝導揺らぎ」、日本物理学会誌、第46巻、第10号、1991年、p863-866、門脇和男、「高温超伝導体の混合状態—その特異性—」、応用物理第63巻、第4号、1994年、p354-361、K. Kadowaki, Supercond. Sci. Technol. **7** (1994) 591-540 など。
- [2]. 小林典男、「磁束のピンニングと熱的クリープ」、個体物理第25巻、第10号、1990年、p139-146、文献[1]-1、[1]-3、[1]-4
- [3]. E. H. Brandt, Rep. Prog. Phys. **58** (1995) 1465-1594.
- [4]. G. Blatter, M. V. Feigelman, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin and V. M. Vinokur, Rev. Mod. Phys. **66** (1994) 1225-1388.
- [5]. K. Kadowaki and T. Mochiku, Physica C **195** (1992) 127-134.
- [6]. E. H. Brandt, Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 1106-1109.
- [7]. A. H. Houghton, R. A. Pelcovits and A. Sudbo, Phys. Rev. **B40** (1989) 6763-6770.
- [8]. David R. Nelson and H. Sebastian Seung, Phys. Rev. **B39** (1989) 9153-9174.
- [9]. E. Zeldov, D. Majer, M. Konczykowski, V. B. Geshkenbein, V. M. Vinokur and H. Shtrikman, Nature **375** (1995) 373-376.
- [10]. L. G. Glazman and A. E. Koshelev, Phys. Rev. **B43** (1991) 2835-2843.
- [11]. L. L. Deamen, L. N. Bulaevskii, M. P. Maley and J. Y. Coulter, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 1167-1170.

- [12]. Gianni Blatter, Vladim Geshkenbein, Anatoli Larkin and Henrik Nordborg, Phys. Rev. **B54** (1996) 72-75.
- [13]. Y. Ando, S. Komiya, Y. Kotaka and K. Kishio, Phys. Rev. **B52** (1995) 3765-3768.
- [14]. E. F. Righi, S. A. Grigera, G. Nieva, D. Lopez and F. de la Cruz, preprint.
- [15]. E. F. Righi, S. A. Grigera, D. Lopez, G. Nieva, F. de la Cruz, L. Civale, G. Pasquini and P. Levy, Phys. Rev. **B55** (1997) 5663-5665.
- [16]. S. L. Lee, C. M. Aegerter, H. Keller, M. Willemin, B. Stauble-Pumpin, E. M. Forgan, S. H. Lloyd, G. Blatter, R. Cubitt, T. W. Li and P. Kes, Phys. Rev. **B55** (1997) 5666-5669.
- [17]. R. Cubitt, E. M. Forgan, G. Yang, S. L. Lee, D. McK. Paul, H. A. Mook, M. Yethiraj, P. H. Kes, T. W. Li, A. A. Menovsky, Z. Tarnawski and K. Mortensen, Nature **365** (1993) 407-411.
- [18]. D. Lopez, E. F. Righi, G. Nieva, F. de la Cruz, W. K. Kwok, J. A. Frendrich, G. W. Crabtree and L. Paulius, Phys. Rev. **B53** (1996) R8895-8897.
- [19]. D. Lopez, E. F. Righi, G. Nieva and F. de la Cruz, Phys. Rev. Lett **76** (1996) 4034-4037.
- [20]. R. Busch, G. Ries, H. Werthner, G. Kreiselmeyer and G. Saemann-Ischenko, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 522-525, and also see, R. Busch, PhD. thesis, 1993 University of Erlangen.
- [21]. K. Kadowaki, T. Mochiku, H. Takeya, S. L. Yuan, Y. Saito, "*Advances in Superconductivity VI*" edited by T. Fujita and Y. Shiohara, p545-549, (1994), Springer Verlag, (Proceedings of the 6th International Symposium on Superconductivity (ISS'93), October 26-29, 1993, Hiroshima, Japan).
- [22]. Will S. Seow, "*Flux Dynamics in High Temperature Superconductors*", PhD. thesis, September, 1996, Churchill College, Cambridge University.
- [23]. D. T. Fuchs, E. Zeldov, D. Mayjer, R. A. Doyle, T. Tamegai, S. Ooi and M. Konczykowski, Phys. Rev. **B54** (1996) 1-4.
- [24]. R. A. Doyle, W. S. Seow, Y. Yan, A. M. Campbell, T. Mochiku, K. Kadowaki, G. Wirth, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 1155-1158.
- [25]. H. Safar, P. L. Gammel, D. A. Huse and D. J. Bishop, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 824-827.
- [26]. W. K. Kwok, S. Fleshler, U. Welp, V. M. Vionokur, J. Downey and G. W. Crabtree, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 3370-3373.
- [27]. K. Kadowaki, Physica **C263** (1996) 164-171.
- [28]. D. S. Fisher, Phys. Rev. **B22** (1980) 1190-1199.
- [29]. V. L. Berezinskii, Soviet Phys. JETP **34** (1971) 610.
- [30]. J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, J. Phys. **C5** (Solid State Physics), (1972) L124.
- [31]. J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, J. Phys. **C6** (Solid State Physics), (1973) 1181.
- [32]. J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, J. Phys. **C7** (Solid State Physics), (1974) 1046.
- [33]. T. Tsuneto, J. Phys. Soc. Jpn. **57** (1988) 3499-3505.
- [34]. 恒藤敏彦、池田隆介、大見哲巨、固体物理、第 **25** 卷、No.10 (1990) 131-138.

- [35]. 恒藤敏彦、バリテイ、第5巻、No. 5 (1990) 41-45.
- [36]. C. Kittel, "Introduction to Solid State Physics", 7th edition, p353, John Wiley & Sons, Inc.
- [37]. H. A. Leupold and H. A. Boorse, Phys. Rev. **134A** (1964) 1322-1328.
- [38]. T. McConville and B. Serin, Phys. Rev. **140A** (1965) 1169-1177.
- [39]. C. Meingast, R. Ahrens, B. Blank, H. Burkle, B. Rudolf and H. Wuhl, Physica **C173** (1991) 309-321.
- [40]. S. E. Inderhees, M. B. Salamon, J. P. Rice and D. M. Ginsberg, Phys. Rev. **B47** (1993) 1053.
- [41]. A. Junod, E. Bonjour, R. Calemczuk, J. Y. Muller, G. Triscone and J. C. Vallier, Physica **C221** (1993) 304-318.
- [42]. W. Schnelle, N. Knauf, J. Bock, E. Preisler and J. Hudepohl, Physica **C209** (1993) 456-462.
- [43]. 池田隆介、固体物理、第26巻、No. 7 (1991) p21-24.
- [44]. R. Ikeda, T. Ohmi and T. Tsuneto, J. Phys. Soc. Jpn. **58** (1989) 1377-1386.
- [45]. R. Ikeda, T. Ohmi and T. Tsuneto, J. Phys. Soc. Jpn. **59** (1990) 1397-1409.
- [46]. R. Ikeda, T. Ohmi and T. Tsuneto, J. Phys. Soc. Jpn. **59** (1990) 1740-1752.
- [47]. R. Ikeda, T. Ohmi and T. Tsuneto, J. Phys. Soc. Jpn. **60** (1991) 1051-1069.
- [48]. R. Ikeda, T. Tsuneto, J. Phys. Soc. Jpn. **60** (1991) 1337-1346.
- [49]. R. Ikeda, T. Ohmi and T. Tsuneto, J. Phys. Soc. Jpn. **61** (1992) 254-274.
- [50]. R. Ikeda, Physica **C201** (1992) 386-390.
- [51]. 池田隆介、固体物理、第32巻、No. 5 (1997) 19.
- [52]. 池田隆介、固体物理、第32巻、No. 6 (1997) 11.
- [53]. 全て網羅出来ないが、いくつかのグループの研究を取り上げる。① Fisher 等のグループ: Daniel Fisher, Matthew Fisher and David Huse, Phys. Rev. **B43** (1991) 130-159. ② Dorsey グループ: Salman Ullah and Alan T. Dorsey, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 2066-2069, Salman Ullah and Alan Dorsey, Phys. Rev. **B44** (1991) 262-273, Robert J. Troy and Alan T. Dorsey, Phys. Rev. **B47** (1993) 2715-2724. ③ Moore のグループ: J. A. O'Neill and M. A. Moore, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 2582-2585, N. K. Wilkin and M. A. Moore, Phys. Rev. **B47** (1993) 957-966, N. K. Wilkin and M. A. Moore, Phys. Rev. **B48** (1993) 3464-3469, J. A. O'Neill and M. A. Moore, Phys. Rev. **B48** (1993) 374-391. ④ 氷上グループ: S. Hikami, A. Fujita and A. I. Larkin, Phys. Rev. **B44** (1991) 10400. ⑤ 永長グループ: Y. Kato and N. Nagaosa, Phys. Rev. **B47** (1993) 2932-2935, Y. Kato and N. Nagaosa, Phys. Rev. **B48** (1993) 7383-7391. ⑥ Nelson グループ: David Nelson, Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 1973-1976, M. Cristina Marchetti and David R. Nelson, Phys. Rev. **B41** (1990) 1910-1920. ⑦ Doniach グループ: S. Ryu, S. Doniach, Guy Deutscher and A. Kapitulnik, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 710-713. ⑧ Horovitz グループ: Baruch Horovitz, Phys. Rev. **B47** (1993) 5947-5963, Baruch Horovitz, Phys. Rev. **B47** (1993) 5964-5976. ⑨ Tesanovic グループ: Zlatko Tesanovic, Phys. Rev. **B44** (1991) 12635-12638, Zlatko Tesanovic and Lei Xing, Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 2729-2732. ⑩ Huse グループ: R. E. Hetzel,

- A. Sudbo and D. A. Huse, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 581-521. ⑪その他: Z. Hao and J. R. Clem, Phys. Rev. **B43** (1991) 7622-7630, G. Carneiro, R. Cavalcanti and A. Gartner, Phys. Rev. **B47** (1993) 5263-5269, Jun Hu and A. H. MacDonald, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 432-435, Gianni Blatter and Boris Ivlev, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 2621-2624.
- [54]. P. L. Gammel, L. F. Schneemeyer, J. V. Waszczak and D. R. Bishop, Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 1666-1669.
- [55]. D. E. Farrell, J. P. Rice and D. M. Ginsberg, Phys. Rev. **67** (1991) 1165-1168.
- [56]. K. Harada, T. Matsuda, H. Kasai, J. E. Bonevich, T. Yoshida, U. Kawabe and A. Tonomura, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 3371-3374.
- [57]. A. Schilling, R. A. Fisher, N. E. Phillips, U. Welp, D. Dasgupta, W. K. Kwok and G. W. Crabtree, Nature **382** (1996) 791-793.
- [58]. A. Junod, M. Roulin, J. Y. Genoud, B. Revaz, A. Erb and E. Walker, Physica **C275** (1997) 245-258.
- [59]. A. Schilling *et al.*, preprint.
- [60]. Y. Yamaguchi, H. Tomono, F. Iga and Y. Nishihara, Physica **C273** (1997) 261-267.
- [61]. K. Kimura and K. Kadowaki, preprint.
- [62]. J. Mirkovic and Kadowaki, preprint.
- [63]. Gianni Blatter Vadim Gesgkenbein, Anatoli Larkin and Henrick Nordborg, Phys. Rev. **B54** (1996) 72-75.
- [64]. L. J. Campbell, M. M. Doria and V. G. Kogan, Phys. Rev. **B38** (1988) 2439-2443.
- [65]. Sara L. Thiemann, Z. Radovic and V. G. Kogan, Phys. Rev. **B39** (1989) 11406-11412.
- [66]. W. E. Lawrence and S. Doniach, *Proceedings of the 12th International Conference on Low Temperature Physics*, edited by E. Kanda (Academic Press, 1971), p361-362.
- [67]. John R. Clem, Phys. Rev. **B43** (1991) 7837-7846.
- [68]. A. E. Koshelev, Phys. Rev. **B48** (1993) 1180-1232.
- [69]. M. Tachiki, 私信。

第2部： 高温超伝導体のジョセフソンプラズマ現象

第1章 はじめに

高温超伝導体は発見から10年を経て、その研究領域は基礎的な物理、化学の領域から超伝導を活用した強電、弱電応用、エレクトロニクスや高周波デバイス領域などへと幅広い応用が展開されつつあり、その中で幾つかはすでに実用商品が開発、販売されているものもある。このような状況のなかで、近い将来、特に高周波領域での実用デバイスへの可能性が高く、最近活発に研究がなされている分野に超伝導体の本質的ジョセフソン効果(Intrinsic Josephson Effect)とその特性に関する研究がある。ジョセフソンプラズマ(Josephson Plasma)現象は、詳細は後述するが、高温超伝導体の層状性に由来した固有のジョセフソン効果から発現し、2次元性の強い高温超伝導などの系に特有の現象である。従来の超伝導体では超伝導状態のコヒーレンス長 ξ が長く、超伝導体内部で秩序パラメーターが空間的にほぼ一様であったためにこのような現象は現れないのであるが、高温超伝導体においてはコヒーレンス長 ξ が結晶の単位胞と同程度(c軸(超伝導2次元面と垂直)方向においてはコヒーレンス長 ξ_c が原子サイズ程度、すなわち、 $\sim \text{\AA}$ 程度であると推定される)と極端に短く、結晶の単位胞内で超伝導の秩序パラメーターが空間的に大きく変化している。このような系ではむしろ、この空間的に不均一な秩序パラメーターの効果を積極的に考慮した取り扱いを必要とする。このように、高温超伝導体は、超伝導それ自身が従来の超伝導体の範疇からすれば特異な状態にあり、その結果、様々な現象に特異な効果が現れ、超伝導状態の理解を困難にしている。実験結果を解釈する際にはこの事情を考慮した細心の注意が必要である。

この稿では、最近、新たに発見された現象である高温超伝導体のジョセフソンプラズマについて、従来の超伝導における類似の研究と対比しながら、発見から現時点までの研究の足跡をたどり、さらに今後のこの分野の発展を展望してみたい。

第2章 ジョセフソンプラズマとは

超伝導弱接合を流れる超伝導電子対が引き起こすプラズマ現象であり、本質的には従来の超伝導状態のプラズマと同等のものである。なぜなら、ジョセフソン接合を持つような超伝導体で超伝導弱結合性を次第に強くしていけば通常の超伝導状態と連続的につながるはずである。根本的な違いはジョセフソンプラズマでは弱接合を通過する超伝導電子対だけがプラズマ現象に関与する点にある⁷。従って、弱接合の存在は超伝導電子のみを選択することからジョセフソンプラズマ現象においては本質的に重要である。この弱結合性はそこを通過できる最大の超伝導電流(ジョセフソン電流) j_c 。

数式 1

⁷ 通常の超伝導プラズマでは超伝導電子のみではなくすべての電子が関与している現象である事を注意しておく。

$$j_c = \frac{e\hbar\Delta^2}{m_c d^2}$$

によって記述される⁸。ここで $\hbar$ はプランク定数、 e は素電荷⁹、 Δ は超伝導ギャップの大きさ、 m_c は c 軸方向の有効質量、 d は超伝導層間距離である。これは超伝導状態の波動関数がジョセフソン弱接合のために弱められ、弱接合領域を流れうる最大超伝導電流 j_c が制限されることによって実現される。このような超伝導状態の磁場侵入長 λ_c は¹⁰

数式 2

$$\lambda_c = \sqrt{\frac{c\phi_0}{8\pi^2 j_c d}}$$

で与えられるから、 j_c が弱くなった分だけ長くなる。このような状態でのジョセフソンプラズマ周波数 ω_p は

数式 3

$$\omega_p = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}\lambda_c}$$

で表されるから、 λ_c が長くなった分だけプラズマ周波数は低くなる。ここで ϵ は超伝導層間の弱接合領域の物質の誘電率である。

より物理的に理解するには、次のような単層ジョセフソン接合を考えるとよい¹¹。図1は単位面積を持つ2つの層状超伝導体A、Bが絶縁層（誘電率 ϵ ）を介して距離 d だけはなれて接触している。超伝導状態の波動関数は絶縁膜からしみだし、互いに干渉しあう。このため、超伝導状態にある電子はクーパーペア(Cooper pair)として絶縁層を透過して一方から他方の超伝導体へ移動することができる。クーパーペアの移動が起こると超伝導体A、Bの波動関数に位相差 $\varphi = \varphi_A - \varphi_B$ が生じる。この位相差による超伝導エネルギーの増加 $\Delta E(\varphi)$ は

⁸ j_c の c （下付文字）は結晶軸方向を表す。従って、 j_c は結晶の c 軸方向に流れる電流を意味する。以下において、物理量に付属する a 、 b 、 c で表される下付文字はすべてこの意味である。

⁹ 高温超伝導体の電荷はホール(holes)と考えられているが、物体中で実際伝導を担う実体は電子であるから電荷 $e = -|e|$ は負である。

¹⁰ この場合、下付文字“ c ”は λ を与える超伝導電流の流れる方向を意味しており、 λ はそれに垂直方向の磁場進入長を意味する。すなわち、 λ_c は j_c によって与えられる磁場進入長 λ_c で、 ab 面内方向の磁場進入長である。

¹¹ これは、1964年、P. W. Andersonによって与えられたものである。(P. W. Anderson, “Lectures on The Many-Body Problem”, vol. 2, p113, 1964, edited by E. R. Caianiello, Academic Press.)

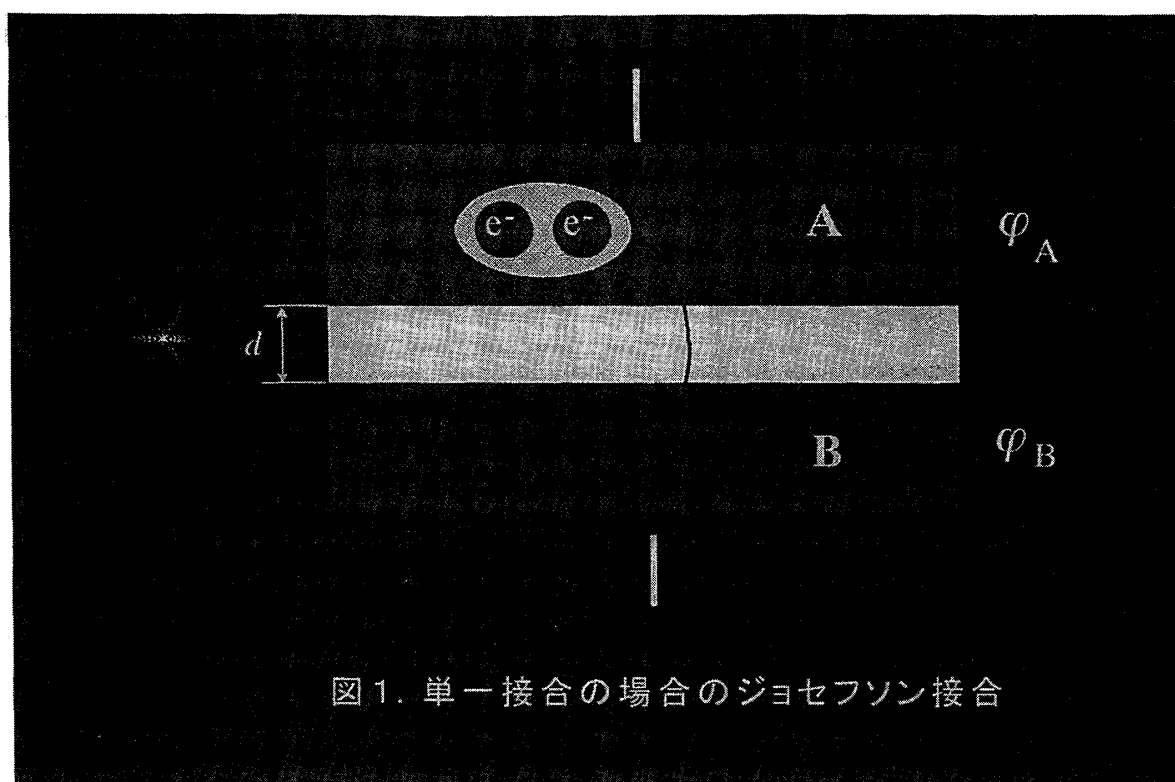


図1. 単一接合の場合のジョセフソン接合

数式 4

$$\Delta E(\varphi) = E(1 - \cos \varphi) = \frac{\hbar j_c}{2e}(1 - \cos \varphi)$$

と表すことができる。クーパーペアの移動は電極 A、B の超伝導電子数の平衡状態からの釣り合いを破るから静電エネルギー $\Delta E(n)$ が増加する。この増加分は

数式 5

$$\Delta E(n) = \frac{Q^2}{2C} = \frac{(2en)^2}{2C}$$

である。ただし $C = e/4\pi d$ は電極 A、B 間で作られる静電容量、 $Q = 2en$ は移動した電荷量、 n は超伝導クーパーペアの数である。この系のハミルトニアン H は

数式 6

$$\begin{aligned} H &= \frac{Q^2}{2C} + E(1 - \cos \varphi) \\ &= \frac{(2en)^2}{2C} + \frac{\hbar j_c}{2e}(1 - \cos \varphi) \end{aligned}$$

となり、これは n を運動量、 φ を座標と見なしたときの単振動のハミルトニアンと同等である。従ってこの系の固有振動数 ω_p は

数式 7

$$\hbar\omega_p = \sqrt{\frac{(2e)^2 E}{C}} = \sqrt{\frac{8\pi e d \hbar j_c}{\epsilon}}$$

すなわち、

数式 8

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

である。ただし

数式 9

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\hbar c^2}{8\pi e j_c d}} = \sqrt{\frac{c \phi_0}{8\pi^2 j_c d}}$$

を得る。これは、数式 2 と同等である。たとえば高温超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系では物質定数として知られている値

数式 10

$$\begin{cases} \epsilon \approx 25 \\ d \approx 15 \text{ \AA} \\ j_c \approx 10 \text{ emu.A/cm}^2 \end{cases}$$

を用いると

数式 11

$$\omega_p = 2\pi f_p \approx 7.2 \times 10^{11} \text{ rad/sec.}$$

$$\therefore f_p = 100 \text{ GHz}$$

が得られる。この周波数の値はちょうどマイクロ波領域にある。また、この周波数に値するエネルギーは約 0.43 meV であり、超伝導のギャップエネルギー $2\Delta \sim 70 \text{ meV}$ より遙かに小さい。このことは、超伝導ギャップ内にジョセフソンプラズマ励起状態が存在することを示している。超伝導ギャップ内ではジョセフソンプラズマ励起によって発生する準粒子は減衰機構（ランダウダンピング）がないため非常に安定であると考えられ、マイクロ波領域で鋭い共鳴を観測できる事を示唆している。実験的にもこのマイクロ波周波数領域で鋭い共鳴吸収線が観測されており、ジョセフソンプラズマ励起がマイクロ波領域の電磁波を用いて可能であることが実証されている。

ジョセフソンプラズマ現象は、このような超伝導体の蓄電器（コンデンサー）モデルで

基本的な特徴は理解できるが、高温超伝導体の場合、次の2点をさらに考慮する必要がある。第一点は、高温超伝導体の場合、超伝導を担う超伝導部分が極めて薄い膜状であり、ジョセフソン弱接合が結晶格子単位胞レベルで多層に直列積層し、固有ジョセフソン接合を作っている系であること。第二は、超伝導電子間にはそのような超薄膜上で強い遮蔽効果が働き、相互作用の距離が大体 $\mu \sim 10 \text{ \AA}^{12}$ 程度であると予想されることである。特に、後者は従来の超伝導体の取り扱いでは無視されていた部分であり、実験的に観測されている新しい現象はこれを考慮することで見事に説明できる事が最近明らかにされてきている。

第3章 高温超伝導体におけるジョセフソンプラズマ現象

高温超伝導体におけるジョセフソンプラズマの研究は、1990年、Fertig と Das Sarma による超伝導集団励起モードの研究がその始まりである[1,2]。彼らは、高温超伝導体は2次元で層状性が強いために低周波領域での超伝導プラズマが超伝導ギャップ 2Δ 内に存在する事を初めて理論的に指摘した。これと同様に、1991年、Mishonov も独立にこのことを指摘した[3]。Mishonov は、この可能性を指摘するにあたって1990年に発表された Noh 等の遠赤外領域での光吸収の実験結果[4]を知っていたようである。この実験は、高温超伝導体において、何らかの集団励起モードが遠赤外領域に存在することを初めて実験的に指摘した研究である。Noh 等の実験は、多結晶試料を用いた実験であるにもかかわらず、むしろ逆に多結晶試料の特性をうまく利用し、超伝導体の光学スペクトルの微粒子効果 (sphere resonance) を測定したものであり、超伝導プラズマによるエッジ効果がはっきり見られている。その後、1992年、Tamasaku 等[5]は $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ 単結晶を用い、c 軸方向の光学反射率のエネルギー依存性の実験を行い、約 50 cm^{-1} に鋭い反射エッジを観測した。この結果は c 軸方向の超伝導電荷のコヒーレントな伝導によるものであると解釈され、c 軸方向の伝導機構がジョセフソンの伝導機構に由来す可能性が指摘された。この実験結果から、Tachiki 等[6]は、高温超伝導体が2次元層状超伝導状態にあり、各層間が弱く結合したジョセフソン接合であるとして、このような多層積層構造を持つ超伝導体の電磁応答を理論的に解析した。

光学実験において論ぜられた c 軸方向のジョセフソンの結合効果は、それ以前に c 軸方向の直流伝導特性の研究からすでに指摘されていた。特に、単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系の c 軸方向の電流電圧特性の精密な測定結果から、Kleiner 等[7,8]¹³は1992年、電流電圧特性がジョセフソン接合特有のヒステリシスを示すこと、電流電圧特性に多数の分岐 (branches)

¹² 荷電粒子の集合体では強い電荷の遮蔽効果があり、通常の場合相互作用の有効伝達距離 μ は極めて短く、数 $\text{\AA}$ である。これをデバイの長さ (Debye length) と呼ぶ。高温超伝導体の場合、電子密度が約 10 分の 1 であるから μ も少し長くなり、約 $10 \text{ \AA}$ と推定される。

¹³ この論文は1992年に出版されているが、原稿は1991年8月21日に受理されている。

が観測され、その曲線の数が試料中に含まれる超伝導層 (CuO_2 面と考える) の積層数とほぼ一致すること、超伝導層面に平行な磁場中での電流電圧特性の磁場依存性が磁場の関数として周期的に振動現象を示すこと (Fraunhofer の回折パターン)、マイクロ波をあてるとシャピロステップ (Shapiro step) が観測されること、などから結晶格子が一つの単位となったジョセフソン接合状態であることを指摘した。この実験結果は、当時、すぐには受け入れられなかったが、その後、Oya 等[9]、Kadowaki 等[10]、Régi 等[11]、その他の研究者等によって独立にこのジョセフソン接合としての特性が観測され、1994 年末にはほぼ実験的に確立されるに至った。

一方、より明確な形でジョセフソンプラズマ共鳴が観測されたのは、1994 年、磁場中で超伝導体の表面インピーダンスの測定を行っていた Tsui 等[12]による発見である。実験はマイクロ波を用い、単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ を導波管の中に立て、磁場を連続的に掃引してインピーダンスの変化を測定した。その結果、電磁波の吸収と思われる幅の広いスペクトルを観測した。彼らはこの時点でこの原因について明確にしていなかったが、超伝導体の表面インピーダンスが磁場中 ($B//c$) で異常を起こすこと (何らかの共鳴現象と推定)、サイクロトロン共鳴とは異なり磁場と周波数は反比例する事 (anticyclotron)、共鳴磁場の温度変化はちょうど不可逆線上で最大となりその両側で下がること、などを指摘し、磁場によって共鳴が起こること、温度依存性がこの物質の不可逆線を反映していることから電磁波と磁束状態が深く関連した現象であろうと推定した。その後、これと同様な研究が一斉に開始され、1995 年、Matsuda 等[13]は Tsui 等の実験結果をもとに、マイクロ波空洞共振器を用い同様の実験を行い、外部磁場 B と電磁波の電場 E_{ac} が c 軸に平衡であるとき共鳴現象が現れることから、Tachiki 等[14]の理論的指摘にもとづき、Tsui 等が観測した吸収は超伝導ジョセフソンプラズマ吸収であると結論した。

Tachiki 等[14]の理論によれば、ジョセフソンプラズマには性質を異にする 2 つのモードが存在する。その一つは縦プラズマ (longitudinal plasma) であり、もう一つは横プラズマ (transverse plasma) である。しかもこの 2 つのモードは異なった分散関係を示すことから、もし Tsui 等や Matsuda 等によって観測された磁場中でのマイクロ波共鳴がジョセフソンプラズマ共鳴吸収とすればどちらのモードを観測しているのであろうかという疑問が起こる。また、もしこの二つのモードを実験的に独立に分離観測できるなら、このマイクロ波吸収はジョセフソンプラズマとして決定的証拠となる。この疑問に答える為、Kadowaki 等[15-19]は $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 単結晶を矩形のマイクロ波空洞共振器の様々な位置に配置し共鳴条件を確立するとともに、2 つのジョセフソンプラズマ共鳴をマイクロ波の励起条件を制御し、且つ分散関係の違いを用いることで明瞭に区別することに成功した。この詳細な実験結果はこの章の中心的課題であり後に詳しく述べるが、実験結果は Takahashi 等[20-21]の最近の理論的予想を驚くほど見事に再現する。このことは、少なくとも単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ におけるマイクロ波領域の磁場中吸収現象はジョセフソンプラズマ共鳴であることが確立されたこと、ジョセフソンプラズマには独立の 2 つのモードが存在し、両者を実験的に区

別しかつ実証したものと考えられる。

第4章 超伝導プラズマとゲージの問題

ここで、より一般的に超伝導プラズマ現象を考えてみよう。超伝導プラズマに関する問題は古く、超伝導のBCS理論が提唱される以前の1950年代初頭にまでさかのぼる。当時、物理学上の大きな問題の一つは、超伝導状態を正しく記述する理論を構築することにあった。特に電磁場のゲージ(gauge)を正しく取り入れた超伝導理論は困難を極めた。その中で1957年、BCS (Bardeen, Cooper and Schrieffer) 理論が提唱され、多くの実験結果が見事に説明されたが、出発点においてゲージ普遍性を満たしていなかったために、一部にはBCS理論は重大な欠陥を持つとして非難された。しかしながら、ゲージ普遍性は保たれていなかったが、多くの実験事実が見事に説明されたことも見逃せない。この点を、1958年、Anderson はいち早く指摘し、BCS理論におけるゲージ普遍性に関する不完全性は電磁相互作用(電荷間のクーロン相互作用)を取り入れることで解決するが、BCS理論の持つ理論の本質は変更を受けない事を示した[22,23]。超伝導の正しい理解にはクーロン相互作用を取り入れる必要があるが、それを取り入れると、クーロン力特有の長距離性から電磁力の遮蔽現象が起こり、その結果、電子間の集団励起状態(プラズマ励起状態)はそのエネルギースペクトルにギャップを発生する。このギャップ E_g^s

数式 12

$$E_g^s = \hbar\omega_p = \hbar\sqrt{\frac{4\pi n_s e^2}{m^*}}$$

と表され、クーロンギャップ(Coulomb Gap)と呼ばれる。この値は、約1 eVのエネルギーを持つから、超伝導ギャップが数 meV とすると、超伝導ギャップの遙か高いエネルギー状態に存在することになる。また、このプラズマエネルギーは、正常状態のプラズマエネルギー E_g^n

数式 13

$$E_g^n = \hbar\omega_p = \hbar\sqrt{\frac{4\pi n_n e^2}{m}}$$

と一致し、基底状態にあっては超伝導状態であっても正常状態のそれと区別が付かない。その違いは超伝導電子密度 n_s か正常電子密度 n_n かだけである。

超伝導状態は一種の相転移によって形成された量子状態であり、電荷間に働く電磁相互作用を媒介する電磁場がこの相転移と密接に関連する。超伝導状態とは量子力学的に記述される巨視的な波動関数の位相に強いコヒーレンスが発現する現象である。プラズマ現象はこの電荷間に発現する強い位相のコヒーレンス状態の集団振動現象であるから、一般に

は縦モード(x_1)と横モード(x_2)の3つの自由度がある¹⁴。超伝導電子についても同様に、超伝導プラズマの縦モードは超伝導状態の位相励起モードであり、超伝導相転移に伴って発生する南部-ゴールドストーンモード(Nambu-Goldstone mode)である。一方、横モードは超伝導のマイスナー効果と密接に関連している。ジョセフソンプラズマの縦モードは超伝導プラズマの縦モードと同等であり、これは超伝導相転移に伴う南部-ゴールドストーンモードである。超伝導相転移に伴う秩序状態はゲージ場の位相の自発的対象性の破れによるものであり、その秩序状態に対応する低エネルギー励起を持つ素励起はゴールドストーンモード(Goldstone Mode)と呼ばれ、それは超伝導の場合フェイゾン(phason)である。このゴールドストーンモードは元来長波長($k \rightarrow 0$)では $\omega = 0$ となることを要請するが、超伝導の場合、電荷間には長距離相互作用であるクーロン相互作用が働くため、このゴールドストーンモードは $k \rightarrow 0$ で有限のギャップを持つことが理論的に知られている。このギャップはクーロンギャップ(Coulomb Gap)と呼ばれ、1958年、Andersonによって初めて指摘された[22,23] (その後、この概念は南部によって素粒子論に適用され大きく進展を遂げ、Anderson-Higgs-Kibble 機構と呼ばれている)。しかしながら、従来の超伝導体ではこのクーロンギャップは本質的に電子系のプラズマエネルギーに等しく、超伝導ギャップ $2\Delta \sim \text{meV}$ と比較すると $\sim \text{eV}$ のエネルギーをもつ。また、このようなエネルギー状態は超伝導状態と言えども正常状態とほとんどくべつがつかないこと、準粒子状態の強いダンピング効果が働くことなどから実験的に検証されたことはこれまでなかった。ジョセフソンプラズマ現象の発見によってこの状況は一変した。すなわち、ジョセフソンプラズマ共鳴の縦モードを用いることでAndersonが指摘した超伝導のAnderson-Higgs-Kibble 機構を実験的に検証することが可能となる。ジョセフソンプラズマの縦モードと横モードの実験的区別は、縦モードを検証することでまずゴールドストーンモードの存在を実験的に検証し、且つ、有限のプラズマエネルギーの存在を検証することで、クーロンギャップ効果の存在を確認してAnderson-Higgs-Kibble 機構は超伝導において初めて実験的に検証されたといえる。自然界においてこれまで Anderson-Higgs-Kibble 機構が確認された例は弱い相互作用と電磁相互作用を統一した電弱相互作用の理論(Weinberg-Salam 理論)があるのみである¹⁵。このように、超伝導におけるジョセフソンプラズマは単に超伝導の範囲にとどまらず広く物理学の根本を記述する基本的法則を検証する重要な意義を持っていることがわかる。

¹⁴ 真空中を伝搬する電磁波には、縦波はなく、横波のみであり、従ってその偏光面を含めて2つの自由度しかないように思われる。しかし、縦波の自由度は存在しないわけではなく、真空中の特殊性のために完全に相殺して表に現れないことによる。しかし、一般に媒質中や、電荷が存在する空間においてはもはやそのような効果はなく縦波が発生する。このことはMaxwell方程式を詳細に検討することでわかる。

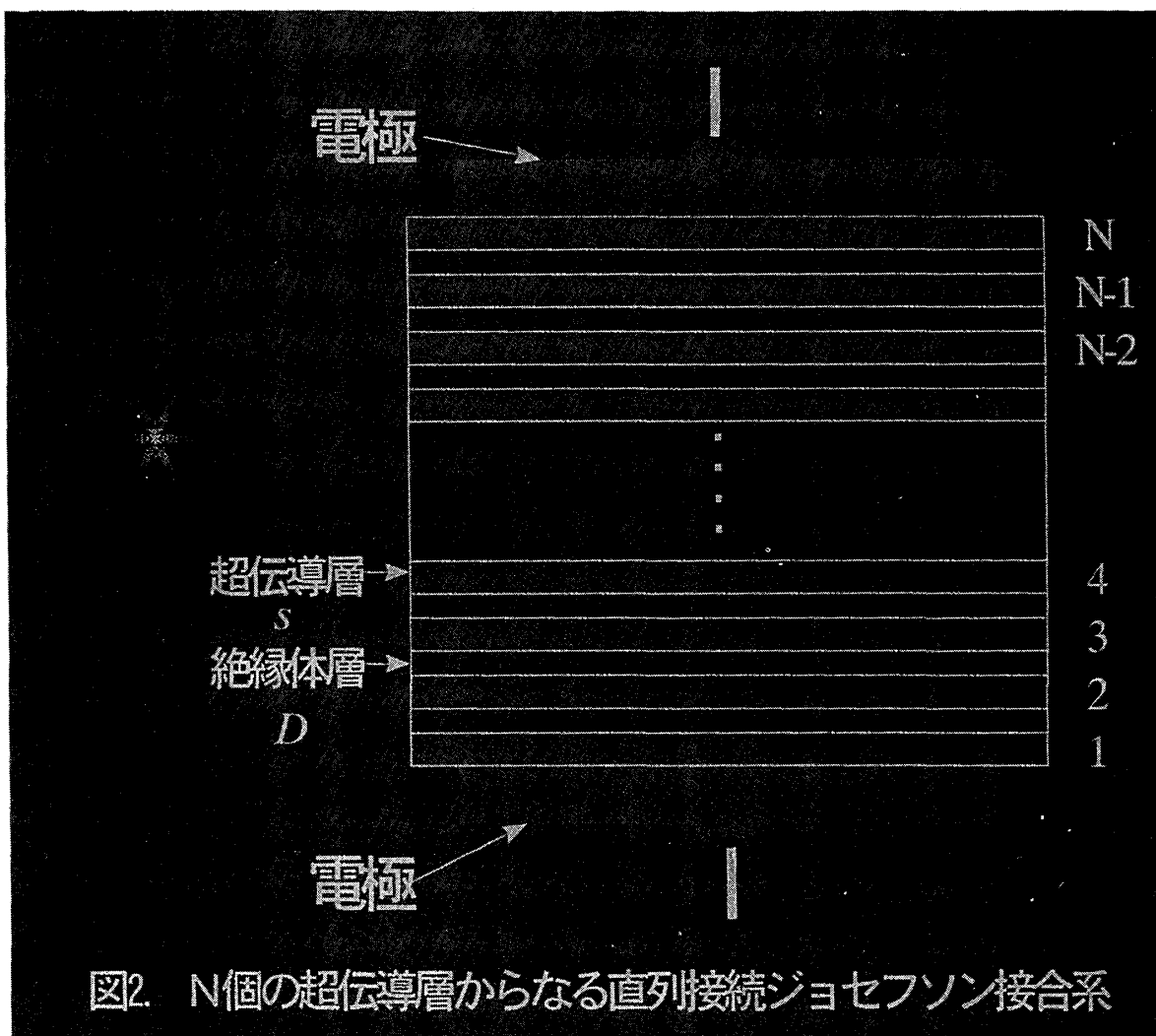
¹⁵ この場合、ゴールドストーンモードに対応する粒子は超伝導の場合とは自由度の数の違いから Z 粒子と $W^\pm$ 粒子の3種類である。

第5章 ジョセフソンプラズマ（その1）－縦プラズマ(longitudinal plasma)¹⁶ [14-19,24]－

図2のようにジョセフソン効果で結合された超伝導層が積層されている系を考える。今、簡単のため超伝導層は十分薄いとし、その中での超伝導の位相と電磁場は空間的に変化しないと仮定する。この場合、超伝導層 l と $l+1$ 層の間の超伝導波動関数の位相 $\varphi_l(t)$ と $\varphi_{l+1}(t)$ の差 $P_{l+1,l}$ はゲージ普遍性を満たすから

数式 14

$$P_{l+1,l}(t) \equiv \varphi_{l+1}(t) - \varphi_l(t) - \frac{2\pi}{\phi_0} \int_{z_l+s/2}^{z_{l+1}-s/2} A_z(z,t) dz$$



と表される。ここで $\phi_0 = hc/2e$ で量子化磁束、 $z_l = l(s+D)$ であり s は超伝導層の厚さ、 D は絶縁層の厚さである。外部から一様な電流 $I(t)$ が超伝導面に垂直方向に供給されたとき、電流は

¹⁶ 本章であつかうジョセフソンプラズマの理論的定式化の部分は M. Tachiki, S. Takahashi, T. Koyama の3氏による部分が多い。

各層至る所で保存されるから $\rho_l(t)$ を l 番目の層の電荷密度とすれば

数式 15

$$J_{l+1,l}(t) = J_{l,l-1}(t) - s \frac{\partial \rho_l(t)}{\partial t}$$

と表される。マックスウェルの方程式

数式 16

$$\nabla \cdot D = \nabla \cdot \epsilon E = 4\pi\rho$$

から

数式 17

$$E_{l+1,l}(t) - E_{l,l-1}(t) = \frac{4\pi s}{\epsilon} \rho_l(t)$$

が得られる。ここで ϵ は絶縁層の誘電率である。数式(15)と数式(17)より、

数式 18

$$J_{l+1,l}(t) + \frac{\epsilon}{4\pi} \frac{\partial E_{l+1,l}(t)}{\partial t} = J_{l,l-1}(t) + \frac{\epsilon}{4\pi} \frac{\partial E_{l,l-1}(t)}{\partial t}$$

となる。これは、変位電流を含む全電流が各層に於いて保存していること、すなわち、全電流保存則を意味している。ここで超伝導層 l 層と $l+1$ 層を流れるトンネル電流 $J_{l+1,l}(t)$ はジョセフソン電流 $j_c \sin P_{l+1,l}(t)$ と準粒子トンネルによる電流 $\sigma E_{l+1,l}(t)$ の和であるから、

数式 19

$$J_{l+1,l}(t) = j_c \sin P_{l+1,l}(t) + \sigma E_{l+1,l}(t)$$

と書くことができる。故に、全電流 $I(t)$ は

数式 20

$$I(t) = j_c \sin P_{l+1,l}(t) + \sigma E_{l+1,l}(t) + \frac{\epsilon}{4\pi} \frac{\partial E_{l+1,l}(t)}{\partial t}$$

となる。この方程式は単一結合の RSJ 模型の場合と同等である。ここでそれぞれの結合に単一結合の場合と同様なジョセフソンの関係式を用いると位相差 $P_{l+1,l}(t)$ と電圧 $V_{l+1,l}(t)$ 間の関係式は $V_{l+1,l}(t) = DE_{l+1,l}(t)$ を用いれば

数式 21

$$\frac{\partial P_{l+1,l}(t)}{\partial t} = \frac{2e}{\hbar} V_{l+1,l}(t) = \frac{2\pi c}{\phi_0} DE_{l+1,l}(t)$$

と書ける。超伝導層が十分厚い場合は多層積層構造は単に単一接合の直列接続と考えて良い。しかしながら、高温超伝導体の場合、ジョセフソン接合が単位格子内に存在し、超伝導層の厚さが原子間距離と同程度かそれより少し厚い程度である。このような場合は数式 21 は正しくなく、電子間クローン相互作用を取り入れた修正を必要とする。これを正しく取り入れるためには数式 14 の両辺を時間で微分すると

数式 22

$$\frac{\phi_0}{2\pi c} \frac{\partial P_{l+1,l}(t)}{\partial t} = \left[A_0(z_{l+1}, t) + \frac{\phi_0}{2\pi c} \frac{\partial \varphi_{l+1}(t)}{\partial t} \right] - \left[A_0(z_l, t) + \frac{\phi_0}{2\pi c} \frac{\partial \varphi_l(t)}{\partial t} \right] + V_{l+1,l}(t)$$

を得る。ここで $A_0(z, t)$ はスカラーポテンシャルである。この式の右辺第一項と第二項はそれぞれ $l+1$ 層と l 層での電荷密度と関連し、

数式 23

$$\rho_l(t) = \frac{1}{4\pi\mu^2} \left[A_0(z_l, t) + \frac{\phi_0}{2\pi c} \frac{\partial \varphi_l(t)}{\partial t} \right]$$

を仮定すれば、数式 23 を数式 22 に代入し、数式 16 を用いれば修正されたジョセフソンの式

数式 24

$$\frac{\hbar}{2e} \frac{\partial P_{l+1,l}(t)}{\partial t} = \frac{\varepsilon\mu^2}{sD} \left[-V_{l,l-1}(t) + \left(2 + \frac{sD}{\varepsilon\mu^2} \right) V_{l+1,l}(t) - V_{l+2,l}(t) \right]$$

が得られる。このことは $\alpha = \varepsilon\mu^2/sD \ll 1$ の時、数式 21 に帰着することから分かる。高温超伝導体の場合 $s=7\text{\AA}$ 、 $D=6\text{\AA}$ 、 $\mu=10\text{\AA}$ 、 $\varepsilon=10$ を用いると $\varepsilon\mu^2/sD \sim 24$ となり、ジョセフソン効果の数式 23 の修正項を無視できない事がわかる。この効果を取り入れることで高温超伝導体の固有ジョセフソン効果が初めて実験と一致する形で説明可能となる。数式 22 と数式 19 から

数式 25

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 P_{l+1,l}(t)}{\partial t^2} = & \frac{\alpha}{\lambda_c^2} \left\{ \sin P_{l+2,l+1}(t) - \left(2 + \frac{1}{\alpha} \right) \sin P_{l+1,l}(t) \right. \\ & \left. + \sin P_{l,l-1}(t) + \beta \left[V_{l+2,l+1}(t) - \left(2 + \frac{1}{\alpha} \right) V_{l+1,l}(t) + V_{l,l-1}(t) \right] \right\} + \frac{1}{\lambda_c^2 j_c} \end{aligned}$$

が得られる。ここで $\alpha = \varepsilon\mu^2/sD$ 、 $\beta = 4\pi\sigma\lambda_c/c\varepsilon^{1/2}$ 、 $\lambda_c = \{c\phi_0/8\pi^2 D j_c\}^{1/2}$ である。この式で、 $\sigma=0$ 、 $I(t)=0$ と置けば縦プラズマに関する分散関係 (dispersion relation) は次のように得られる。

数式 26

$$\omega_L(k_z) = \omega_p \sqrt{1 + \frac{2\varepsilon\mu^2}{D^2} [1 - \cos(k_z D)]}$$

$$\approx \omega_p \sqrt{1 + \varepsilon\mu^2 k_z^2}$$

ここで $\omega_p = c/\lambda_c \varepsilon^{1/2}$ である。すでに示したように $\mu \sim 10 \text{ \AA}$ と極めて短いために数式 23 から縦プラズマにはほとんど分散が無い事が分かる。

第 6 章 ジョセフソンプラズマ (その 2) - 横プラズマ(transverse plasma)[14,17-19,20-21]

数式 13 とマクスウェル方程式から一般に位相差 $P_{l+1,l}(x,y,t)$ に対する運動方程式は

数式 27

$$\left(-\frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) P_{l+1,l}(x,y,t)$$

$$= \frac{8\pi^2 D j_c}{c \phi_0} \left[\frac{\lambda_c^2}{D^2} \sin P_{l+2,l+1}(x,y,t) - \left(\frac{2\lambda_c^2}{D} + 1 \right) \sin P_{l+1,l}(x,y,t) + \frac{\lambda_c^2}{D^2} \sin P_{l,l-1}(x,y,t) \right.$$

$$\left. - \frac{8\pi^2 \lambda_c^2}{c \phi_0} \left(1 - \frac{\varepsilon\mu^2}{\lambda_c^2} \right) \left(\frac{\partial \rho_{l+1}}{\partial t}(x,y,t) - \frac{\partial \rho_l}{\partial t}(x,y,t) \right) \right]$$

と書かれる。ここで位相が各層で同じであるとする $P_{l+1,l}(x,y,t) = P(x,y,t)$ と置く事ができ、数式 27 は

数式 28

$$\left[-\frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] P(x,y,t) = \frac{\sin P(x,y,t)}{\lambda_c^2}$$

と書き直すことができる。 $\sin P(x,y,t) \sim P(x,y,t)$ とすれば数式 27 は

数式 29

$$\left[-\frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{1}{\lambda_c^2} \right] P(x,y,t) = 0$$

と表される。これは位相に関する波動方程式であるからその固有振動数 $\omega_T(k)$ は

数式 30

$$\omega_T(k) = \omega_p \sqrt{1 + \lambda_c^2 k^2}$$

で表される分散関係を持つ。ここで、 $\omega_p = c/\epsilon^{1/2} \lambda_c$ 、 $k = (k_x, k_y)$ である。高温超伝導体の場合、 λ_c は極めて長く、たとえば $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ などでは $\lambda_c \sim 10^2 \text{ cm}$ にも達する。このことは、 $\lambda_c k = \lambda_c (\pi/d)(2n+1) \sim 0.3$ となり、1 に対して無視できない。ただし、 d は試料の ab 面内の大きさを $d \sim 1 \text{ mm}$ 、 $n \sim 0$ と仮定した。このことは横プラズマは強い分散関係を示し、 $k \sim 0$ 近傍で試料のサイズ依存性が無視できないことが分かる。一方、 $k \rightarrow \infty$ では $\omega_p \rightarrow ck/\lambda_c \epsilon^{1/2}$ となり、これは超伝導体中の電磁波の分散関係と等しく、ジョセフソン横プラズマは本質的には電磁波（横波）と超伝導電流が結合した集団励起状態であるといえる。

縦プラズマと横プラズマの分散関係を図3に示す。

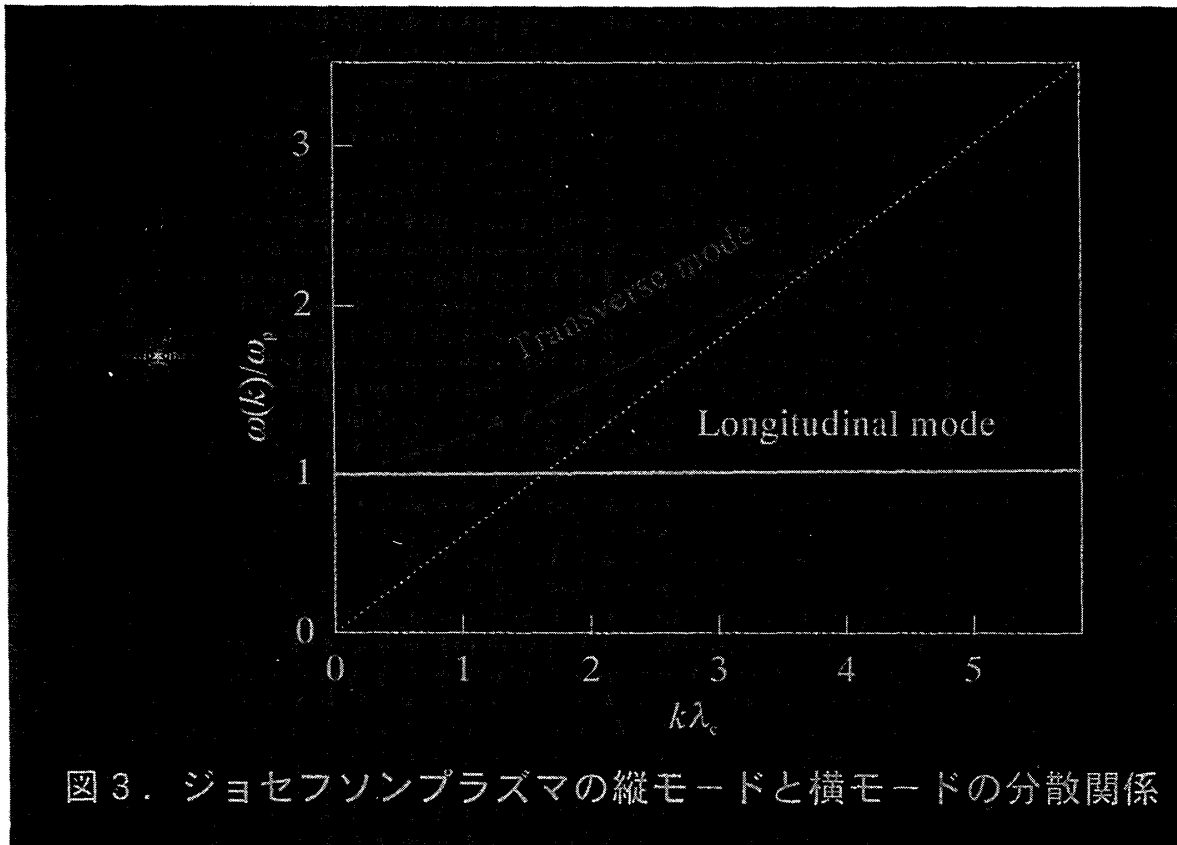


図3. ジョセフソンプラズマの縦モードと横モードの分散関係

第7章 ジョセフソン縦プラズマと横プラズマの分離[17-19,20-21]

5、6章で述べられたように、ジョセフソン縦プラズマと横プラズマは電磁波によって引き起こされる超伝導電子の集団励起状態であるが、分散関係に際違った違いがある。3章で述べられたように、これまでの実験、特に、マイクロ波領域における実験では実験的にどちらのモードを観測しているのか明らかではなかった。また、4章で述べられたように、縦プラズマと横プラズマではその物理的意味が全く異なっている。ジョセフソン縦プラズマは超伝導の秩序状態を反映したゴールドストーンモードであるが未だ観測されたことがな

い¹⁷。従って、実験的にジョセフソンプラズマの縦モードと横モードを区別することは極めて重要な意味を持っていると考えられる。我々は、単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系を用いて周波数 35 GHz 帯のマイクロ波で実験的にジョセフソンプラズマの縦モードと横モードの分離に成功した[17-19]。その方法を以下に述べる。

単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ は c 軸方向に厚い結晶が得にくいから直接試料に電磁波をあて純粹に横プラズマを励起することはほぼ不可能である。ただし、試料を進行波中に置くことで不完全ながら励起は可能である。Tsui 等[12]の最の実験は実はこのような条件で実験がなされていた。しかし、これは実験条件とすれば理想的とは言えない。純粹に横プラズマを励起する唯一の可能性として考えられるのは空洞共振器を用い、マイクロ波の電場と磁場を分離し、マイクロ波の磁場ベクトル H_{rf} を試料表面である ab 面に平行にかけることで間接的に励起する方法である。図 4 にこの実験配置を示す。このように一様な電磁波の H ベクトルを b 軸方向にかけると、誘導電流 j が試料表面を a 軸方向に流れるが試料の大きさが有限であるから試料の端で c 軸方向へ向きを変え、再び ab 面を流れ、元へ戻る。この電流は試料内部に c 軸方向に電場を作り横プラズマを励起することができる。この場合、超伝導体の内部に発生する磁場は、ロンドン方程式から

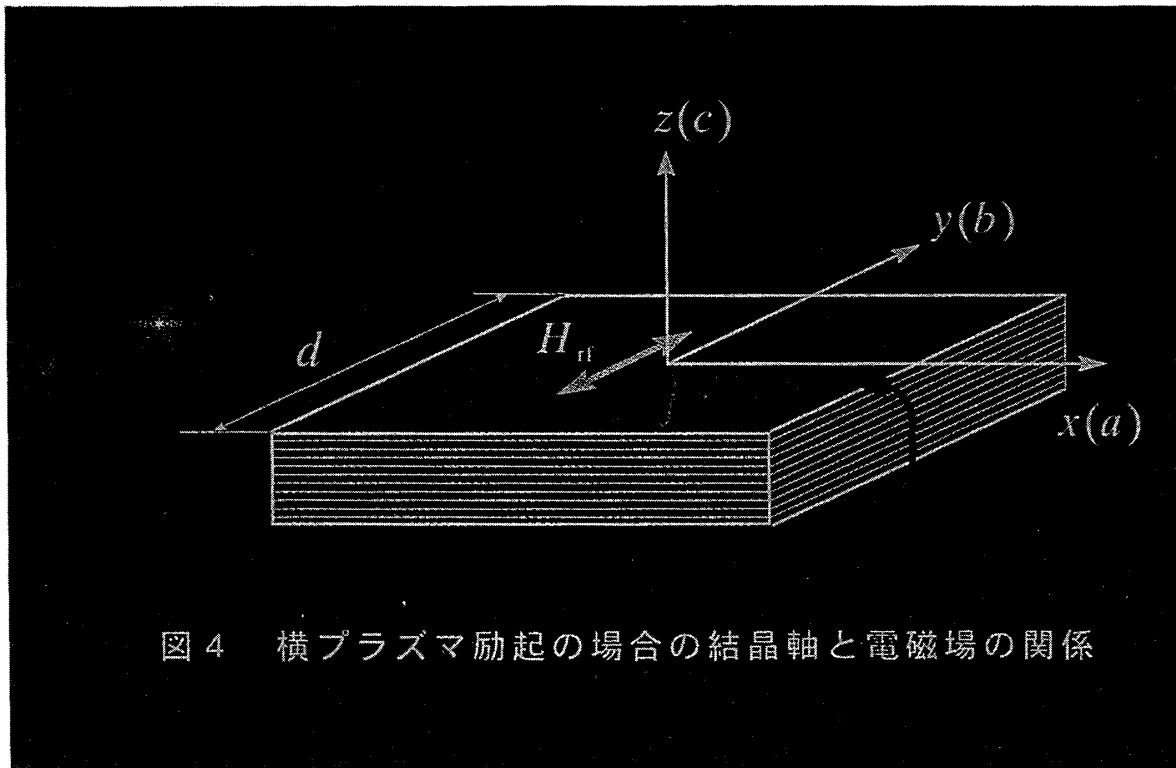


図 4 横プラズマ励起の場合の結晶軸と電磁場の関係

¹⁷ T_c ごく近傍で観測されたカールソン ゴールドマン(R. V. Carlson and A. N. Goldman)モードも南部—ゴールドストーンモードであるといわれているがジョセフソンプラズマとの関連が明らかではない。

数式 31

$$30 \frac{4\pi}{c} j = -\frac{1}{\lambda_c^2} A$$

で与えられる。ただし、

数式 32

$$\begin{cases} j = (0, 0, j_z) \\ A = (0, 0, A_z) \end{cases}$$

である。マックスウエル方程式は

数式 33

$$\begin{cases} \nabla \times B = \frac{4\pi}{c} j + \frac{4\pi}{c} \sigma E + \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t} \\ \nabla \times E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} \end{cases}$$

であり、 $B=(0, B_y, 0)$ 、 $E=(0, 0, E_z)$ である。数式 30 の第 1 式の両辺に $\nabla \times$ を演算し、 B_y について方程式を作ると

数式 34

$$\left(-\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{\lambda_c^2} + \frac{4\pi}{c^2} \sigma \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) B_y = 0$$

となる。固有モードを求めるため、 $B_y \propto \exp\{i(kx - \omega t)\}$ と置くと、

数式 35

$$k^2 + \frac{1}{\lambda_c^2} - i \frac{4\pi}{c} \omega \sigma - \frac{\epsilon}{c^2} \omega^2 = 0$$

を得る。

数式 36

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

であるから、

数式 37

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon \left(1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \right) + 4\pi i \left(\frac{\sigma}{\omega} \right)$$

を最終的に得る。 B_y は試料の境界 $x = \pm d/2$ で H_{rf} と連続的につながるはずであるから $B_y(\pm d/2) = H_{rf}$ より

数式 38

$$B_y = H_{rf} e^{-i\alpha x} \left[\frac{e^{ikx} + e^{-ikx}}{e^{ikd/2} + e^{-ikd/2}} \right]$$

となる。故に、この磁場により発生する電場 E_z 、

数式 39

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = \frac{1}{c} \frac{\partial B_y}{\partial t} = -i \frac{\omega}{c} B_y$$

より

数式 40

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

となる。この電場は反対称であり、 x に関して奇関数である。プラズマ共鳴によって吸収されるエネルギーは、

数式 41

$$\begin{aligned}
 P &= \int_{-d/2}^{d/2} \langle \text{Re}(\sigma E_z) \text{Re}(E_z) \rangle dx \\
 &= \frac{1}{2} \int_{-d/2}^{d/2} |E_z|^2 dx
 \end{aligned}$$

であるから

数式 42

$$\therefore P = \frac{d}{2} H_{rf} \frac{\sigma}{|\varepsilon(\omega)|} \left(\frac{\frac{\sinh k'' d}{k'' d} - \frac{\sin k' d}{k' d}}{\cosh k'' d + \cos k' d} \right)$$

となる。ただし、

数式 43

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

共鳴吸収点は① $\varepsilon(\omega)=0$ か、② $\cosh k'' d + \cos k' d = 0$ を満たす場合である。①の条件からは $\omega = \omega_p$ が得られ、②の条件から $k' = \omega \varepsilon(\omega)^{1/2} c$, $k'' = 0$ が得られる。この条件を満たすためには

数式 44

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

でなければならない。故に

数式 45

$$\varepsilon \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) = \left[\frac{(2n-1)\pi}{d(\omega/c)} \right]^2$$

が得られ、最終的に共鳴周波数は

数式 46

$$\frac{\omega_n^2}{\omega_p^2} = \frac{1}{1 - \frac{1}{\epsilon} \left[\frac{(2n-1)\pi}{d(\omega/c)} \right]^2}$$

となる。実験的には、周波数を変えるより磁場を変える測定が容易であるから $B_n/B_p = \omega_n^2/\omega_p^2$ の関係式を用いて磁場に変換すると

数式 47

$$\frac{B_n}{B_p} = \frac{1}{1 - \frac{1}{\epsilon} \left[\frac{(2n-1)\pi}{d(\omega/c)} \right]^2}$$

が得られる。従って吸収ピークが現れるためには $n=1$ として

数式 48

$$1 - \frac{1}{\epsilon} \left[\frac{\pi}{d(\omega/c)} \right]^2 > 0$$

となり

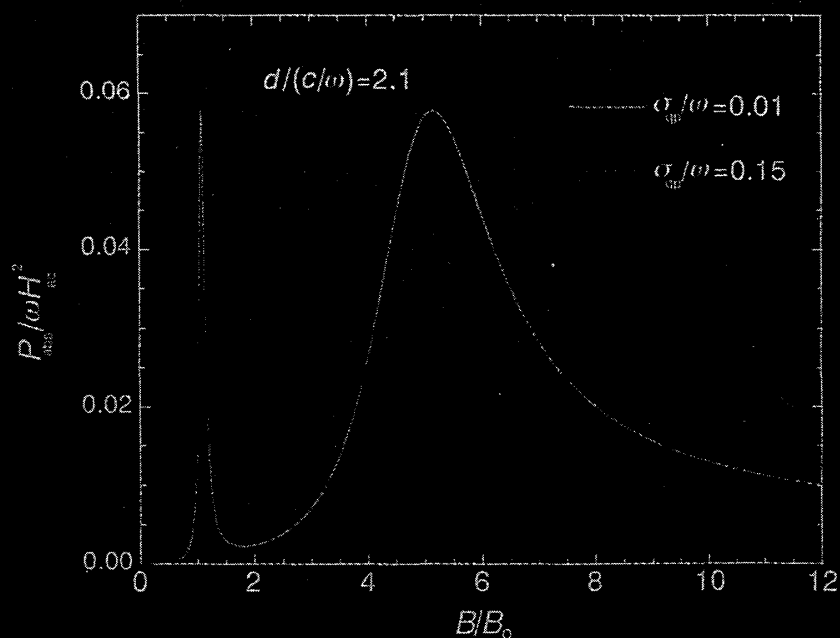


図5. 横プラズマ共鳴吸収曲線(理論計算)

数式 49

96 三好

$$\left| d \left(\frac{\omega}{c} \right) \right| > \frac{\pi}{\sqrt{\epsilon}} \approx 1$$

を得る。ただし、 $\epsilon \sim 10$ とした。このことは、吸収共鳴線の数が試料の大きさ d によって変化し、 d が小さい極限では吸収線が縦波の場合に一致することが分かる。観測される吸収線数は d が大きくなるにつれ増え、その数は

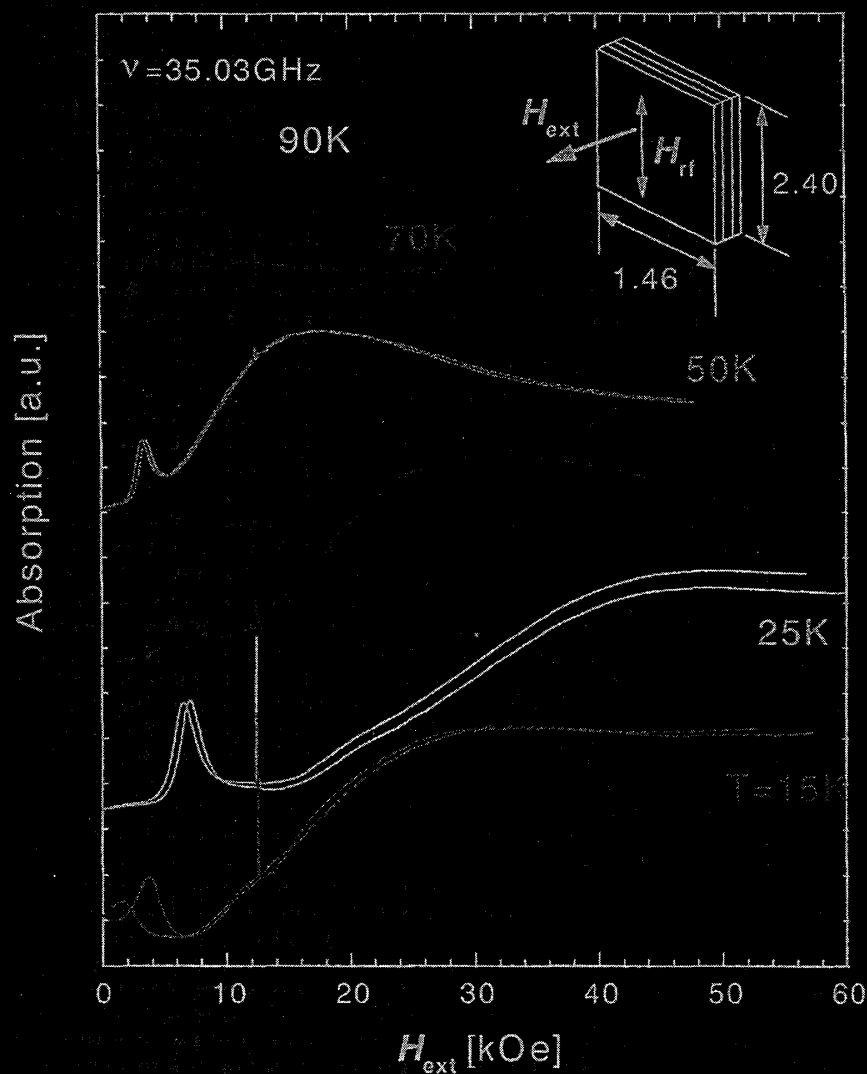


図6. ジョセフソン横プラズマの試料サイズ依存性

数式 50

$$n < \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\sqrt{\epsilon}}{\pi} \left(d \frac{\omega}{c} \right) \right]$$

と表される。たとえば、 $d(\omega/c)=3$ では 2 本、 $d(\omega/c)=5$ では 3 本観測されるはずである。

図 5 はジョセフソンプラズマ共鳴の吸収強度を数値計算した結果である。図 6 に実験結果の一例を示すが、理論値と実験結果は極めて良い一致を示す。図 7 は共鳴吸収磁場の試料サイズ依存性の測定の結果であり、横プラズマの共鳴線は臨界サイズに向かって試料が小さくなるにつれ急速に発散する様子が分かる。図 7 では実践は数式 44 で ϵ をパラメータとしてフィッティングした曲線であるが、実験値を良く再現している。このフィッティングの結果、 $\epsilon=12.7$ が得られた。

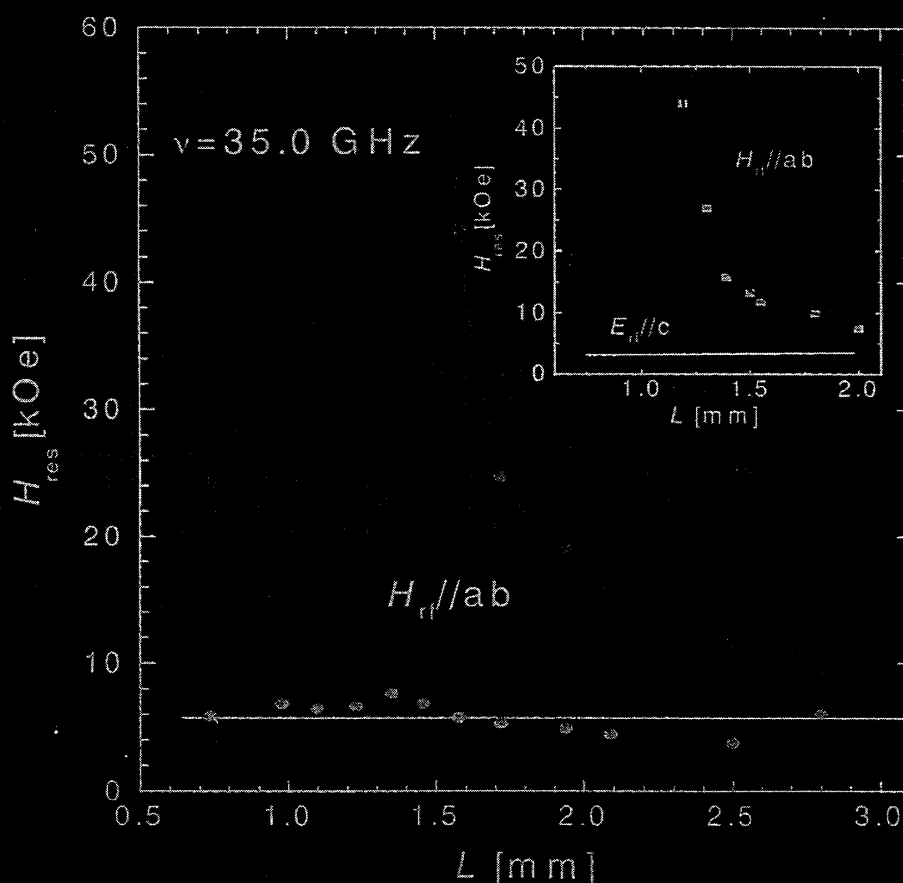


図 7. 横プラズマモードの試料サイズ依存性

第8章 まとめ

ここで述べられたジョセフソンプラズマに関する研究は、最近の高温超伝導体の研究の中心的话题の一つである。高温超伝導体は、すでに発見以来 10 年を経ても依然として新しい話題につきることがない。本稿では、特にジョセフソンプラズマ現象の最も基礎的な部分に焦点を当て述べたつもりである。

ジョセフソンプラズマ現象の発見は高温超伝導の理解に新しい発展をもたらしており、マイクロ波領域の電磁波でその存在が実証された意義は極めて大きい。それは、第一に、高温超伝導体に単位胞内に内在しているジョセフソン弱結合の存在を直接実証した点にある。結晶構造、電子状態の構造などを考慮すると超伝導を担うと考えられている 2 次元的な CuO_2 層間が弱結合となっていると考えるのが最も自然である。この弱結合層の存在は、直接、この物質の c 軸方向の電流電圧特性や、STM(Scanning Tunneling Microprobe) などの実験結果からも指摘されてきた事と矛盾しない。このような本質的弱結合性を持つ高温超伝導体は、従来の超伝導体とは多くの点で異なった性質を示すことが予想され、実験結果の解釈には十分注意が必要である。現在、この領域の研究はもっぱら良質の単結晶が得られる $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系に限られているが、他の高温超伝導体でも同様に観測可能であろう。

強い超伝導を担う CuO_2 面が c 軸方向に $12 \text{ \AA}$ 程度しか離れていないことから、このようなジョセフソン接合が単位胞内に内在していることは、超伝導体の単位胞を利用したユニットセル超伝導デバイスの実現の可能性を秘めている。これまでのジョセフソン接合を用いたデバイスは人工的に弱結合性を再現性良く作成することで可能となったが、高温超伝導の場合、ジョセフソン接合は単結晶単位胞内に存在するから極めて特性が一律な素子である事は明らかである。すなわち、これまでのジョセフソン素子の作成の発想を逆転して単結晶の均一性をうまく利用したユニットセルジョセフソン素子が可能となる。これは、将来の超高速コンピューターなどに代表される超高速エレクトロニクス分野や、超高密度通信、超高感度通信技術などの電気光通信分野などに極めて大きな影響を及ぼすであろう。

第二に、ジョセフソンプラズマ現象の発見によってこれまで 40 年にもわたる長い間、未確認であった超伝導相転移に伴うゴールドストーンモードが実験的に確認されたことである。これは高温超伝導体が前述したような極めて良好なユニットセルジョセフソン接合を内在していることによるもので、従来の超伝導体では困難な実験が実現可能となった。超伝導状態の記述にはゲージ場の対象性の破れの概念でもって、素粒子論などで用いられる定式化の枠組みをそのまま取り入れることでより広い立場からの理解が可能であることが本実験で実証されたことになる。最も歴史的にみれば、現在素粒子論で用いられているゲージ場理論は、実は超伝導におけるゲージ普遍性の問題から端を発したものであることを思い起こせば当然であろう。ジョセフソンプラズマの縦モードはまさにゲージ場の対象性の破れによって発生するゴールドストーンモードであり、これは電磁場の長距離力という特殊性によって $k=0$ で有限の質量を持っている(Anderson-Higgs-Kibble 機構)。これは、実験的には縦プラズマの分散関係が $k=0$ で有限のギャップを持つことで、実験的に検証された。

一方、プラズマの横モードはマイスナー効果の発現に関連している。マイクロ波領域ではちょうど電磁波の波長が試料サイズと同程度になることから、サイズ依存性が顕著に現れ、この効果を用いることで縦プラズマと横プラズマの区別が可能であることは第 5、6 章で述べられたとおりである。

ジョセフソンプラズマで特筆すべきことは、通常の超伝導プラズマではその励起エネルギーは常に一定であり、常伝導状態のプラズマエネルギーに等しいが、ジョセフソンプラズマにおいては、励起に関わる超伝導電子はジョセフソン効果を通してのみ起こるから、温度が T_c に近づき、やがて超伝導が消失すればそれに伴ってプラズマギャップが小さくなり消失してしまう。この現象は実験的にも確認されている。ジョセフソンプラズマモードがゴールドストーンモードであるから、超伝導が消失すれば消失してしまうのが当然のように思われるが、しかし、一方では通常の超伝導体のプラズマと比較すれば、正常状態のジョセフソン接合を含むプラズマとどのような関係があるのか疑問が残る。ゴールドストーンモードの励起エネルギーの温度依存性は何を意味しているのであろうか。さらに、すでに、 T_c ごく近傍では Carlson-Goldman モードがゴールドストーンモードであることが知られておりこの両者の関係が理解できない。このように超伝導の物理の基本的な側面に焦点を当てても多くの興味ある問題が未解決のまま残されている[25]。

ジョセフソンプラズマはジョセフソン電流が磁束の存在によって大きく変わるから磁束状態によって強い影響を受ける。本文で紹介したようにマイクロ波領域で周波数を掃引する代わりに磁場を掃引する事で実験が可能な理由はここにある。第一部で述べられたように、高温超伝導体の磁束状態は従来の超伝導体のそれとは異なり多様な磁束状態が存在することが様々な実験から知られているが、ジョセフソンプラズマを利用すれば、微視的レベル、マイクロ波の周波数に相当する時間分解能で磁束状態の微視的観測が可能である。その一例として、たとえば、ジョセフソンプラズマ現象は磁束液体状態でも観測されるから、その周波数依存性を調べることで磁束のパンケーキ間の時間的相関に関する情報を得ることが出来るであろう。一方、磁束固体状態では磁束線の振動モードと結合した新しい励起状態が発生するであろう。強い層状性のため、これらのモードは磁場の方向に強く依存するはずである。本稿では全く触れることは出来なかったが、磁束のピン止め力がある場合もそのピン止め効果の個性を反映した現象がプラズマモードに現れるであろう。事実、重イオンを照射し、柱状欠陥を導入した試料についてのジョセフソンプラズマは欠陥を導入しなかった試料と大きく異なった振る舞いを示す[26]。欠陥の数、種類、トポロジーなどによってジョセフソンプラズマ現象は大きく変化を受けることがごく最近の研究でようやく明らかになってきた。現在、この方面の研究を行っている。

このように、本稿では多くの重要な問題を述べる事が出来なかった。これらの問題は次の機会に譲りひとまず筆を置くことにする。

文献

- [1]. H. A. Fertig and S. Das Sarma, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 1482.
- [2]. H. A. Fertig and S. A. Das Sarma, Phys. Rev. **B44** (1991) 4480.
- [3]. T. M. Mishonov, Phys. Rev. **B44** (1991) 12033.
- [4]. T. W. Noh, S. G. Kaplan and A. J. Sievers, Phys. Rev. **B41** (1990) 307.
- [5]. K. Tamasaku, Y. Nakamura and S. Uchida, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 1455.
- [6]. M. Tachiki, T. Koyama and S. Takahashi, Phys. Rev. **B50** (1994) 7065.
- [7]. R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel and P. Müller, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 2394.
- [8]. R. Kleiner and P. Müller, Phys. Rev. **B49** (1994) 1327.
- [9]. G. Oya, N. Aoyama, A. Irie, S. Kishida and H. Tokutaka, Jpn. J. Appl. Phys. **31** (1992) L829.
- [10]. K. Kadowaki and T. Mochiku, Physica **B194-196** (1994) 2239.
- [11]. F. X. Régi, J. Schneck, J. F. Palmier and H. Savary, J. Appl. Phys. **76** (1994) 4426.
- [12]. Ophelia K. C. Tsui, N. P. Ong, Y. Matsuda, Y. F. Yan and J. B. Peterson, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 724.
- [13]. Y. Matsuda, M. B. Gaifullin, K. Kumagai, K. Kadowaki and T. Mochiku, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 4512.
- [14]. M. Tachiki, T. Koyama and S. Takahashi, “*Coherence in Superconductors*”, edited by G. Deutscher and A. Revcolevschi, (World Scientific), 1994.
- [15]. K. Kadowaki, M. B. Gaifullin, Y. Matsuda, K. Kumagai, S. Takahashi and M. Tachiki, “*Proceedings of the 8th International Workshop on Critical Currents in Superconductors*”, edited by T. Matsushita and K. Yamafuji, 27-29, May, 1996, held in Kitakyusyu, Japan.
- [16]. K. Kadowaki, M. B. Gaifullin, T. Mochiku, Y. Matsuda, K. Kumagai, S. Takahashi and M. Tachiki, Czechoslovak J. Phys. **46** (1996) Suppl. S3 p.1625.
- [17]. K. Kadowaki, I. Kakeya and T. Mochiku, to appear in Physica B “*Proceedings of The International Symposium on Intrinsic Josephson Plasma and THz Plasma Oscillations in High Tc Superconductors*”, held at Feb. 23-25, 1997, Sendai, Japan.
- [18]. K. Kadowaki, I. Kakeya, M. B. Gaifullin, T. Mochiku, S. Takahashi, T. Koyama and M. Tachiki, to appear Phys. Rev. B.
- [19]. I. Kakeya, K. Kindo, K. Kadowaki, S. Takahashi, T. Mochiku, submitted to Phys. Rev. B.
- [20]. S. Takahashi, M. Tachiki, I. Kakeya, K. Kindo, T. Mochiku and K. Kadowaki, “*Proceedings of The International Symposium on Intrinsic Josephson Plasma and THz Plasma Oscillations in High Tc Superconductors*”, held at Feb. 23-25, 1997, Sendai, Japan.
- [21]. S. Takahashi, M. Tachiki, I. Kakeya, K. Kindo, T. Mochiku and K. Kadowaki, to appear in Physica C, (“*Proceedings of the 5th International Conference, Materials & Mechanism of Superconductivity, High Temperature Superconductors*”, Feb. 28-Mar. 4, 1997, Beijing, China).
- [22]. P. W. Anderson, Phys. Rev. **112** (1958) 1900.

- [23]. P. W. Anderson, Phys. Rev. **110** (1958) 827.
- [24]. T. Koyama and M. Tachiki, Phys. Rev. **B54** (1986) 16183.
- [25]. K. Kadowaki, I. Kakeya and K. Kindo, preprint.
- [26]. I. Kakeya, K. Kindo, T. Mochiku, S. Takahashi and K. Kadowaki, to be published in Phys. Rev. **B**.