

ゼロ磁場下におけるジョセフソンプラズマ

筑波大学物質工学系教授

門脇 和男

¹ジョセフソンプラズマ共鳴は、高温超伝導体の特徴的な超伝導電子状態を反映した現象であり、従来の超伝導体ではみられない新しい現象である。すなわち、高温超伝導体は、超伝導を担う CuO_2 面が c -軸方向に積層した層状構造を持つことから各超伝導層の層間結合は大変弱く、超伝導の性質はその特徴として CuO_2 面に沿った強い 2 次元性を示す。超伝導層の結合の強さは高温超伝導物質によってそれぞれ違うが、異方性の強い物質、たとえば以下で述べる $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 系などでは特に弱く、臨界電流密度の異方性は 30 K 以上で 10^4 以上もある。電流・電圧特性や高周波特性の実験から層間はジョセフソン接合的であることが知られている。ジョセフソンプラズマはこのジョセフソン接合を流れるジョセフソン電流が電磁波によって共鳴的に励起される集団励起(Collective Excitations)現象として理解されている。ジョセフソン電流は超伝導電流であり、プラズマの励起エネルギー - が超伝導ギャップエネルギー - 内にあるため、通常の金属などの超伝導とは異なり、エネルギー - の散逸が無く、従って、鋭い共鳴が観測されるのである。通常、実験の都合上、外部磁場をかけて実験することから、磁場が本質的に重要な役割を果たしていると誤解されることがしばしばあるが、磁場は共鳴を観測するための手段にすぎない。もちろん、ジョセフソンプラズマ励起モードは磁場(すなわち、超伝導体内に存在する磁束線)と強く相互作用するから、逆に、ジョセフソンプラズマを利用して磁束状態のダイナミカルな性質を知ることでもできる。これは、高温超伝導体の複雑な磁束状態を調べる上での新しい手段として最近活発に利用されている。

一見、ジョセフソンプラズマは超伝導の巨視的現象を扱い、また、しばしば磁束状態を調べる手段として用いられることから、超伝導材料研究の一部で、微視的な超伝導の理解とは無縁であるかのように誤解されている側面もあるが、超伝導機構の研究とも結びついた実に興味深い結果が得られていることをここで示したい[1]。

本稿では、ジョセフソンプラズマ現象における最近の研究の中から、特に興味深い実験事実を、多少懐古的に、歴史を振り返りながら紹介しよう。

ジョセフソンプラズマは、高温超伝導体のマイクロ波表面インピーダンスの測定を磁場中で行うと強い損失が現れることを偶然発見した Tsui 等[2]の仕事が発端である。彼らの実験は、磁場中で導波管内に試料を立て、導波管内を透過してくるマイクロ波の強度を測定するだけの極めて簡単な測定ではあったが、周波数と磁場の依存性の関係、マイクロ波損失の温度・磁場の関係などから、何らかの共鳴現象であり、ESR やサイクロトロン共鳴ではないことを突き止めた。この実験が磁場中で行われたことから磁束状態がこの現象に本質的であるかのごとく誤解が一部で生じ、混乱を来した。磁場の存在は、ジョセフソン

ラズマと密接に関係しているが、磁場の存在が本質的ではない。

本題に入る前にもう少し歴史的経過をたどってみよう。

当時、私は金属材料技術研究所（科学技術庁）に所属し、ある大型研究プロジェクトの第二期(1995年4月、5年計画として発足)を目前としてその計画作りに頭を痛めていた。目玉となる中心テ - マに乏しかったのである。私の個人的な筋書きとしては、半分は第一期の研究テ - マを継承してよいだろう。しかし、後の半分は新しい展開がどうしても必要であると考えていた。そこで、当時、着実に新しい研究テ - マとして我われが進めていた高温超伝導体の層状性に由来した固有ジョセフソン効果(Intrinsic Josephson Effect)に着目した[3]。この問題はこの大型プロジェクトの一翼を担い、かつ、近い将来、そのプロジェクトを越え、さらに大きく羽ばたくことが可能な研究テ - マであると直感していたからである。

この固有ジョセフソン効果の問題は、1992年、R. Kleiner 等[4]の論文に端を発するが、当時、否定的見解が大勢であった。私自身も正直なところ、半信半疑であったのであまり気に止めていなかった。

我々は彼らとは全く違う観点から、c-軸方向の電気抵抗の発現機構を調べるため、電流・電圧特性などの測定を行っていた。偶然にも、得られた結果は彼らの結果と同等の結果であったのである[3]。すなわち、その結果は、高温超伝導体が単位胞レベルでジョセフソン接合の集合からできていることを最も直接的に示すものであった。これがちょうど大型プロジェクトの計画を練っていた次期であったから、この単位胞内在型ジョセフソン接合に将来を託そうと考えたのである。第二期計画案がほぼ完全な形でできあがっていた段階で変更が困難と関係者から難色を示されたが、私はどうしてもこの問題を次期計画に取り入れてほしいと懇願し、その結果、計画変更がなされ、「デバイス評価ユニット」として新しい研究テ - マが立ち上ることになった。名称が気に入らなかったがそれにこだわっている余裕はなかった。このようなことはこの類の大型研究プロジェクトではよくあることである。1994年早々であったと記憶する。

計画内容は、単位胞ジョセフソン接合デバイスの基礎動作特性及びその応用である。ジョセフソン効果の利用は様々あるが、私はマイクロ波領域で動作するデバイスに焦点を当てた。将来の高速通信技術には必要不可欠な領域と考えたからである。マイクロ波、特に、ミリ波領域は学生時代にミリ波領域での ESR の経験があったため、手ごわいことは承知のしていたが、研究の見通しには極めて楽観的であった。単位胞ジョセフソン接合という新しい舞台設定で発現する新しい物理現象そのもの、そしてその背後に潜む物の怪を直感していた私はマイクロ波デバイス作りなど実のところ全く眼中になかったのである。それはまずそれが終わってから着手してもよいだろうと考えていた。

早速、計画に必要な装置（マイクロ波用の装置は一般に極めて高価である）を平成 7 年(1995 年)度の概算要求に盛り込んだ。予算が思うように確保できなかったものの、概算要求は概ね承認され、最低限の装置は 1996 年の始めには購入することができた。

平成 7 年秋口である。当時、北海道大学理学部の松田祐司助教授が、プリンストン大学の Ong のグル - プから帰国され、彼らが行ったマイクロ波表面インピーダンスの実験を日

本で開始されていた。実験装置が不足し、角度変化の実験などができないというので、共同研究をしてほしいとの要請があった。我々は、スプリット型超電導磁石内で高分解能の角度変化の測定ができる装置を持ち合わせていたし、ちょうど我々もマイクロ波領域での実験を始めようと準備していた折りでもあり、すぐに共同研究を開始した。実は、それ以前から、松田氏は我々の試料を携えて渡米していたし、帰国後も我々の試料でこの問題に関する実験を行い、すでに様々な議論をしていたので共同研究の下地はできていたのである[5]。

平成7年11月、北海道大学からロシア人大学院生が長期で滞在することになり、目的の角度依存性の実験を開始した。装置の一部は北大から持ち込み、不足部分は我々が準備購入するとともに加工し作成した。このロシア人は全くすばらしい技術力を持っていたので実験の準備に2週間もかからなかった。磁場をc軸にかけ、掃引すると共鳴磁場で鋭い吸収があらわれ、磁場を傾けていくとab-面近傍で共鳴磁場が鋭く高磁場へ移行することなど劇的な実験結果が次々と得られ、この学生と毎日のように明け方まで実験に没頭したことを今でも鮮明に記憶している。繰り返すが、この学生は小柄ではあったが、頑強な肉体と、最近の日本人には失われてしまった鉄人のごとく不屈の精神力の持ち主であり、私があれこれ提案することをあたかも軍人かサイボ-グロボットのように忠実に片っ端から片づけ、2ヶ月後の12月末にはほとんどすべての実験を終え、この間得たデータすべてを携えて悠々と北大に帰っていったのである。

話をもとへもどそう。この段階で、私は強い層状性を持つ超伝導体の場合、そのプラズマ振動数が大きく低周波数側に移行する可能性について理論的な研究[6-8]がすでにあることを知り、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の場合、それが100 GHz領域である予想されていた。特に、Bulaevskii等[9]や立木等[10,11]は、 CuO_2 層間のジョセフソン結合を取り入れたプラズマ理論を構築し、プラズマの分散関係など詳細な理論を導出していた。プラズマ周波数が下がるのは面間の超伝導電流が弱いためであり、Bi-系などの場合は結合がジョセフソンのことが重要であろう。しかし、プラズマ共鳴そのものにはジョセフソン結合が本質的ではない。むしろ、プラズマエネルギー $E_p (=0.4 \text{ meV})$ が超伝導ギャップ $D (=40 \text{ meV})$ 内にあることによって、集団モードのダンピング効果が無いことが重要である。さらに、彼らの理論によると、高温超伝導体は多層膜を形成しているから、横モード2つと縦モード1つ、計3個の独立したモードが存在するはずである。なぜ一種類のモードしか観測されないのだろうか？これまで観測されているプラズマ共鳴は横モードであろうかそれとも縦モードであろうか？（立木理論からは縦モードであろうと予想されていたが実験的検証がなかった。）我々は、その後、試料サイズの依存性の測定から横モードを実験的に区別する方法を考案し実験したところ、理論的予測と極めてよい一致を見ることに成功した[12]。この間、実験の進展には、立木昌氏、高橋三郎氏、及び小山富男氏（東北大学金属材料研究所）との様々な議論が大変重要であった。

それとほぼ並行して次のような奇妙な点に悩まされ始めていた。それは、超伝導プラズマもプラズマ振動の一種であるから、通常のプラズマ励起のエネルギーは教科書通り、

$E_p=(4\pi n e^2/m)^{1/2}$ で与えられ、磁場をかけない限り変化のしようがない。ここで n は電荷密度、 m は電子の質量、 e は電子の素電荷である。ところが、温度をかえ、超伝導転移点直下になるとゼロ磁場付近でもジョセフソンプラズマ共鳴現象が観測されるではないか！我々がこの問題を意識し始めたのはジョセフソンプラズマでは縦モードと横モードを分離して観測できることに気づいた 1996 年の 1 月頃であった。

図 1 は磁場を固定し、温度を掃引して得られたジョセフソンプラズマ共鳴の実験結果である。磁場を少しずつ変え、できる限りゼロ磁場付近(誤差 ± 5 G 以内)に磁場を設定しても明瞭にジョセフソンプラズマ共鳴が観測されることがわかる。この事

実はこれまでのプラズマ現象の考えとは明らかに矛盾している。図 1 は温度掃引の場合の結果であるが、同様に、温度を固定し、磁場掃引する実験を行っても全く同じ結果が得られる。ところで、この実験は縦モードを励起する条件で、磁場は c -軸方向、周波数は 34.00 GHz である。なを、この試料は $T_c=80$ K のややアンダ - ド - プ領域にある。

図 1 でさらにいくつか特徴的な点があることに気づく。第一に、ゼロ磁場の方が磁場がある場合より吸収線幅が狭い。これは磁束線が入ることによって試料内の磁場が不均一になるためと思われる。またゼロ磁場の方が吸収線形が明らかに非対称である。これはわずかに残留する磁場のせいだろうか、それとももっと本質的なことであろうか？第二に、共鳴の吸収強度が T_c 近傍でもそれほど変化しない。ジョセフソン電流は通常、 T_c に向かって消滅の方向にあり、特に、 T_c 近傍では超伝導ギャップも閉じるはずであるから当然、準粒子によるダンピング効果が強くなり、線幅が広がると同時に吸収強度もゼロに向かうように直感的には考えられるが、それに反して、 T_c 直下のゼロ磁場でも鋭い共鳴が観測されるのは大変奇妙である。なを、結果をみてしまっただけでは当然かもしれないが、 T_c 以上では共鳴は観測されない。

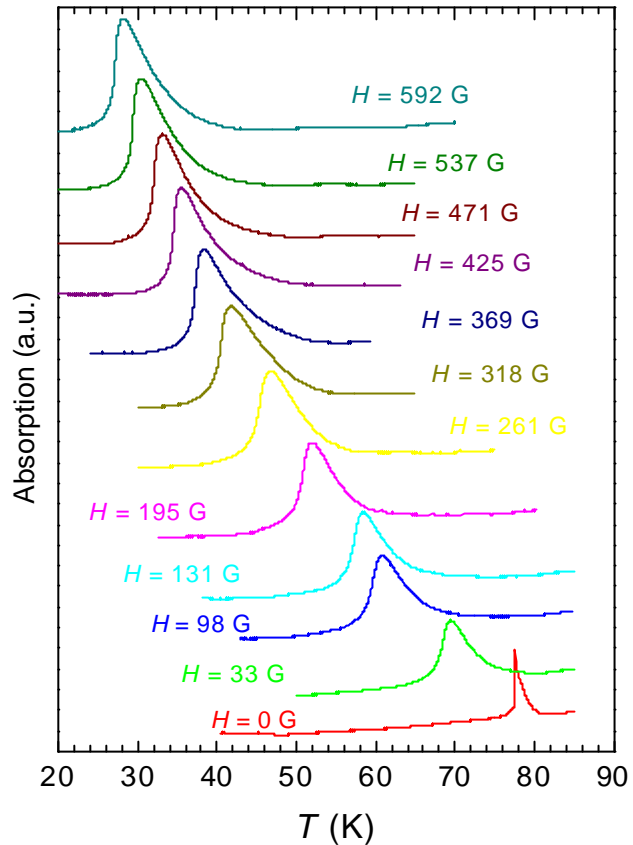


図 1 . 磁場を一定値に固定し、鬼童掃引した場合のジョセフソンプラズマ共鳴の実例

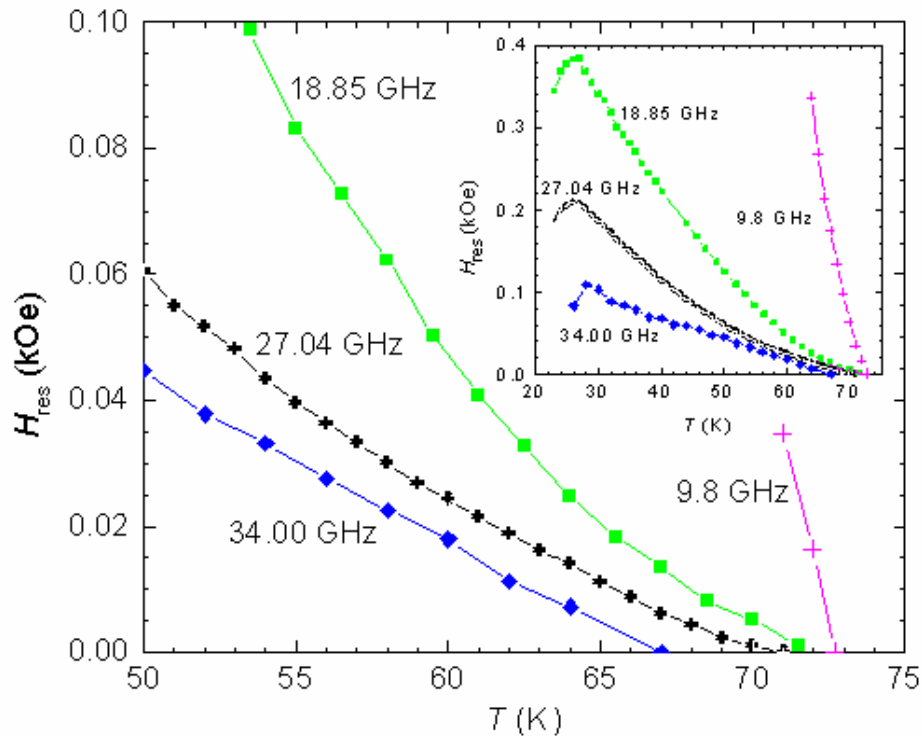


図2 . 4種類の周波数で行われた低磁場付近のジョセフソンプラズマ共鳴磁場の温度依存性。挿入図はより広い磁場、温度領域を示す

これらの問題、特に、ゼロ磁場で観測されるジョセフソンプラズマは少なくとも実験的にはジョセフソンプラズマモードがどのような温度依存性を持つか調べれば手がかりがつかめるであろう。そのためには周波数掃引の実験がよいが、マイクロ波の発振器としてクライストロンを用いていたため技術的に困難である。その上、空洞共振器を用いたマイクロ波ブリッジバランス回路を共鳴観測の方法として用いていたため、本質的に周波数掃引の実験ができない。苦慮の末、様々な共鳴周波数を持つ空洞共振器を作成し、周波数をとびとびではあるが段階的に変える方法を探らざるを得なかった。

周波数を変え、図1と同様の実験を行い、まとめた結果を図2に示そう。周波数は34.00 GHz、27.04 GHz、18.84 GHz、9.80 GHzである。磁場はc-軸方向、縦プラズマの条件であるのは図1と同じである。この図から、周波数が低くなるにつれ共鳴磁場は高磁場側へ移行し、9.80 GHzでは温度が下がるにつれ、 T_c 直下から急速に共鳴磁場が立ち上がっていく様子が分かる。特徴的なことは、周波数が高い場合、ゼロ磁場での吸収の温度が明らかに低温側へ移行することである。このことは、ゼロ磁場での共鳴周波数が温度依存性を持っていることを明確に示している。これは従来のプラズマ現象では知られていない全く新しい実験結果が得られたことを物語っている。

このゼロ磁場での共鳴周波数を温度の関数として示したのが図3である。実験点の数が

少ないが、この図から明らかなように、プラズマ周波数は T_c に近づくにつれ急速に低周波側へ移行し、 T_c でゼロへ落ちていくように見える。

前述したが、ゼロ磁場の共鳴が温度依存性を持つであろうと、ある程度確信するに至ったのは1996年、早々である。この間、断片的な実験結果の公表を行ってきたが[13-16]、図3の結果が統一的に得られたのは実のところ最近になってからのことである[17]。実験がなかなか思うように進ず、苛立ちが先行していた。我々の実験装置は周波数で 50 GHz が上限であった

ので as grown の試料では T_c 直下の立ち上がりがかついで、温度依存性がはっきり見えない。試料を少しアンダー・ド・プ側へ持ち込み、層間結合の強さをちょうど 50 GHz 前後で調整せねばならなかった。

我々の指摘が刺激となり、理論的な研究がここ 2 年ほどの間に大きく進展した。特に、大橋等[18-21]や小山等[22]の国内で優れた研究がなされ、現状ではこのプラズマ周波数の温度依存性の問題はほぼ解決されたと考えられている。これらの理論の詳細にはふれる余裕が無いので原論文や解説を参考にさせていただくほかないが、以下に重要な点のみを指摘しておこう。

大橋等や小山の理論に共通していることは、超伝導層間の Cooper pair の運動を強く制限する機構が取り入れられていることである。この機構として、大橋等は c -軸方向の移動に強い不純物散乱を取り入れ、小山は面間の Cooper pair の移動にトンネル効果を考え、その確率が極めて小さいとする。計算の手法は両者で全く異なるが、散乱の強さがある値より強い場合、プラズマ周波数は強い温度依存性を示し、 T_c に向かってゼロに落ちていく結果が得られるのである。散乱が強い場合、すなわち、ダンピングパラメータ $G > T_c$ の時は絶対零度でも通常のプラズマエネルギー $E_p = (4\pi n e^2 / m)^{1/2}$ よりも低い周波数にプラズマ共鳴周波数が現れ、その温度依存性も定性的に実験結果と一致するようである[20]。小山も面間のトンネル効果の確率を小さくしていくとき同様の結果を得ている[22]。

これらの理論では大変複雑な計算手法を用いているが、結局のところ次のような描像をとっても大きな間違いではないようである。それは、まず、最も基本的な仮定として2流体モデルを置く。これが崩れてしまうと取り付く島もないのであるが、どうやらこの描像は高温超伝導体でも十分よい近似として採用できそうである。これは、結果的にこの仮定を

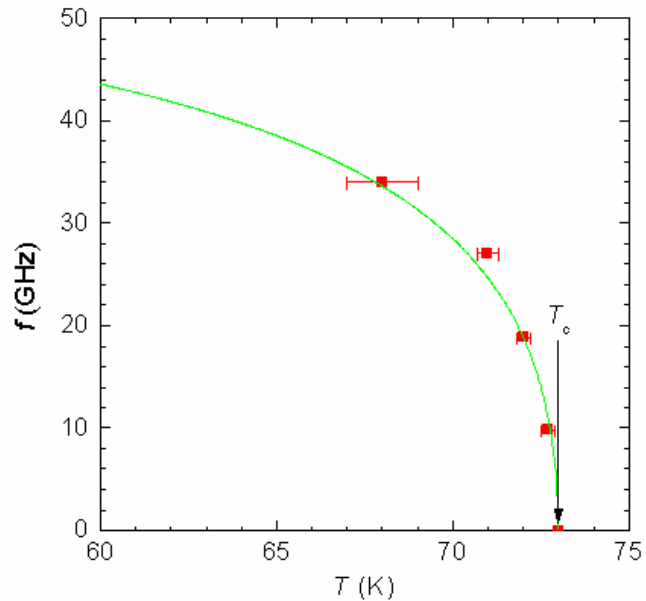


図3 . プラズマ周波数の温度依存性

出発点として、実験結果とそれほど矛盾がないというだけの根拠しか正当化の理由はないのであるが…。この単純化は高橋[23]によって指摘されたものである。これを使った解析を行ってみよう。

今、超伝導体の誘電関数 $\epsilon(\omega)$ は

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_c [1 - \omega_{ps}^2 / \omega^2 - 4\pi i s_c(\omega) / \omega]$$

と与えられるとする。ここで c-軸方向の伝導度 $s_c(\omega)$ として単純なドル - デ(Drude)の式を使うと

$$s_c(\omega) = \omega_{pn}^2 / 4\pi(G - i\omega)$$

である。 ω_{pn} 、 ω_{ps} 、 G はそれぞれ正常流体成分、及び超流動体成分のプラズマ角周波数、ダンプパラメ - タ - である。2 流体を仮定するから

$$\omega_{ps}^2 = \omega_p^2 [1 - t^4]$$

$$\omega_{pn}^2 = \omega_p^2 t^4$$

であり当然のことながら $\omega_p^2 = \omega_{pn}^2 + \omega_{ps}^2$ を満たす。ただし、 $t = T/T_c$ である。これより標準的な方法でプラズマの励起モ - ドを計算するとプラズマ周波数は

$$\omega_p(t) / \omega_p(0) = \{ [1 - G^2 + \{ (1 + G^2)^2 - 4G^2 t^4 \} / 2]^{1/2} \}$$

と得られる(ただし $t < 1$)。これは温度 t に関する解析関数であるから、 $G/\omega_p > 1$ であれば $\omega_p(t)$ は $t \rightarrow 1$ で $\omega_p(0) \rightarrow 0$ となるのが容易にわかる。

図 3 の実線は実験結果がこの曲線と最適となるようにフィッティングしたものである(フィッティングパラメ - タ - は G と $\omega_p(0)$)。これより、プラズマ周波数は絶対零度で $f_p(0) = \omega_p(0) / 2\pi = 42.4$ GHz と得られる。また、もう一つのフィッティングパラメ - タ - G から、緩和時間 t_c が $t_c = 1/G = 3 \times 10^{-12}$ sec と求まり、これはちょうど T_c 直上での c-軸方向の電気抵抗から求まる散乱時間とほぼ等しい。このことは準粒子の散乱による緩和時間が T_c の直上の値で決まることを示唆しており、大変興味深い[17]。

最後に一つ注意しておこう。第一は、ここで仮定した 2 流体的取り扱いに関する問題である。 T_c 近傍は強い 2 次元性による超伝導揺らぎが強い領域であることはすでにわかっている、それを全く無視したこのような扱いは全く論外であるという批判があろう。しかしながら、我々の結果をみる限り個人的な見解ではあるが、2 流体模型がそんなに悪い描像を与えてはならず、むしろ、大変よく記述できていると主張したいほどである。何らかの理由で、この問題では偶然よく記述できたのかもしれない。従って、他の問題に関してはうまくいかないかもしれない。これは個々の実験結果をよく検討してみなければいけない問題である。

第二に、上記の解析では単純化のために G の温度変化は考慮しなかった。準粒子の散乱時間が温度に依存しないとする事の正当性は自明では無い。しかしながら、我々の結果は、強い温度依存性はむしろフィッティングを悪くする方向に働くことを示しており、むしろ温度依存性は弱いと結論せざるを得ない。一方、 c -軸方向の正常状態の電気抵抗の実験結果は T_c 以下でもどんどん上昇するように見える。図4は c -軸

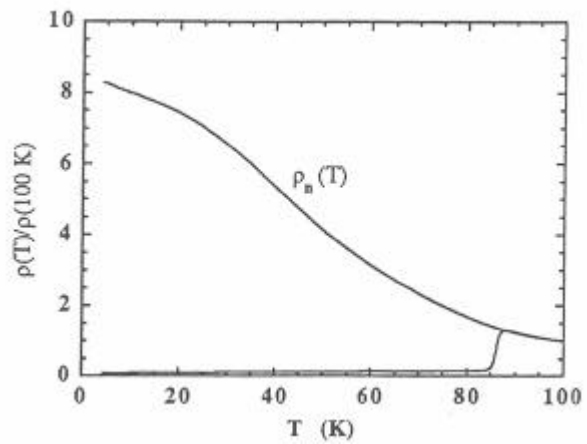


図4 . $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 単結晶の c -軸方向の T_c 以下での電気抵抗の温度依存性

抗の温度依存性の測定結果の一例である[3]。抵抗値は低温での飽和傾向が発熱等の見かけ上の現象であるとする、少なくとも T_c 直上での値より1桁以上上昇している。準粒子は従来の超伝導と同様に正常状態と同様な散乱を受けるとするならば、これは準粒子の散乱が低温では1桁以上増加せねばならない。これは我々のジョセフソンプラズマの実験から得られた結果と明らかに矛盾を生じてしまう。準粒子は超伝導状態では正常状態の振る舞いと異なるのではないだろうか？これは極めて重要な問題を提起しているように思われる。

高温超伝導理論は依然として混沌としているように見える。スピン間相互作用にその起源を求める理論は本当に高温超伝導を説明できるであろうか？高温超伝導発見直後、すぐさま先鋒を切って華麗な理論を提唱したアンダ - ソン(P. W. Anderson)は自らその間違いをあっさりと認め、新しく層間結合理論を提唱している[24,25]。その主張とは、金属は低温ではフェルミ液体か超伝導でしかあり得ない。どちらもある意味で秩序が発達したコヒ - レントな状態である。両者ではコヒ - レントの意味が違うが、フェルミ液体も低温ではパウリの原理から強く縮退した電子相関の発達したコヒ - レントな状態と見ることができる。高温超伝導の正常状態は本質的に低温ではフェルミ液体ではない。特に、 c -軸方向の伝導は強い散乱効果があるためフェルミ液体としてのコヒ - レンスが層間距離進む間に失われてしまう状況にある。これはフェルミ液体としての概念が破綻していることを意味している。従って残るは超伝導である。超伝導の凝縮エネルギー - は c -軸の伝導を超伝導のコヒ - レントな状態にすることで正常状態のインコヒ - レントな状態からのエネルギー - 差として得られるとする。すなわち、正常状態を保つなら c -軸方向は本質的にインコヒ - レントであり、エネルギー - を下げるためには運動エネルギー - をえて c -軸方向に移動できる状態になればよい。 c -軸方向の伝導機構の背後にはそうなるための何らかの理由があるはずである。これが何であるか特定はされていないが、これが電荷幽閉(charge confinement)である。もし、電子系が超伝導ペアとなることで c -軸方向の伝導の電荷幽閉の制限が解除されるならその状態が安定化する。それは超伝導状態そのものであり、それ以外ではあり得ない。このよ

うな状況が起こりうるとするなら c-軸方向の準粒子は超伝導状態では正常状態の伝導と異なることはあり得ないだろうか？

アンダ - ソンは超伝導凝縮エネルギー - をジョセフソン結合エネルギー - に求めた。ジョセフソン結合の強さはジョセフソンプラズマ共鳴から最も直接的に求まることは明らかである。一方、超伝導の凝縮エネルギー - は比熱から熱力学的に求めるのが最も直接的であろう。残念ながら Bi-系の場合、まだ信頼できる比熱のデータが無い。また、 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ 系と $\text{HgCa}_2\text{CuO}_4$ では解析が行われ、アンダ - ソンの理論と合致するとされている。しかしながら、 $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$ で行ったところ全く実験結果が理論と一致しなかった[25]。どうやらまだこの問題は決着しそうにない。結論を下すためにはもっと緻密な実験データが必要であると思われる。また、試料の質の問題もあるのではないかと個人的には考えている。

アンダ - ソンの層間結合理論は、一見、極めて単純である。しかし、この問題は高温超伝導の機構に対して最も一般的な回答を直接的に示していると思われてならない。我々に金属とは何か、絶縁体とは何かを本質に立ち返って考える機会を与えているようで、なぜか魅力的である。個人的な偏見であろうか。

文献

- [1]. ジョセフソンプラズマのレビュー -、パート(I)(ジョセフソンプラズマ励起の基本的な問題をあつかったもの)が出版予定である。タイトルは”*Superconducting Plasma Phenomena in Josephson Coupled High T_c Superconductors (I)*”, Oxford University press, 1999.
- [2]. Ophelia K. C. Tsui, N. P. Ong, Y. Matsuda, Y. F. Yan and J. B. Peterson, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 724.
- [3]. K. Kadowaki and T. Mochiku, Physica **B194-196** (1994) 2239. 後に、同様の研究がいくつかあることが判明した。G. Oya, N. Aoyama, A. Irie, S. Kishida and H. Tokutaka, Jpn. J. Appl. Phys. **31** (1992) L829., F. X. Regi, J. F. Palmier and H. Savary, J. Appl. Phys. **76** (1994) 4426., A. Yurgens, D. Winkler, Y. M. Zhang, N. Zavaritsky and T. Claeson, Physica **C 235-240** (1994) 3269.など。
- [4]. R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel and P. Muller, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 2394.
- [5]. Y. Matsuda, M. B. Gaifullin, K. Kumagai, K. Kadowaki and T. Mochiku, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 4512.
- [6]. H. A. Fertig and S. Das Sarma, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 1482.
- [7]. T. M. Mishonov, Phys. Rev. **B44** (1991) 12033.
- [8]. S. N. Artemenko and A. G. Kobelkov, JETP Lett. **58** (1993) 445.
- [9]. L. N. Bulaevskii, M. P. Maley and M. Tachiki, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 801.
- [10]. M. Tachiki, T. Koyama and S. Takahashi, Phys. Rev. **B50** (1994) 7065. (これが文献[8]、[10]のもととなっている。)
- [11]. M. Tachiki, T. Koyama and S. Takahashi, “*Josephson Plasma in High Temperature Superconductors*” in *Coherence in high- T_c superconductors* published by Guy Deutscher and Alex Revcolevschi, World Scientific, p371, 1996. これは 1995 年 5 月 1 日から 3 日にイスラエル、へ

ルツリア(Herzlia)で行われたワ - クシヨップ、Coherence in High T_c Superconductors 内容をまとめたものである。

[12]. I. Kakeya, K. Kindo, K. Kadowaki, S. Takahashi and T. Mochiku, Phys. Rev. **B57** (1998) 3108.

[13]. 門脇和男、菅原大門、若林哲、片岡成樹、日本物理学会 1997 年秋の分科会講演予稿集、第 52 巻、第 2 号第 3 分冊。神戸大学六甲地区にて開催。1997 年 10 月 6 日発表。講演番号 6a-M-9、 p.619.

[14]. 門脇和男、若林哲、菅原大門、中村良、掛谷一弘、金道浩一、日本物理学会第 53 回年回講演予稿集、第 53 巻、第 1 号第 3 分冊。東邦大学、日本大学にて開催。1998 年 4 月 2 日発表。講演番号 2a-S-1、 p.618。

[15]. 門脇和男、若林哲、中村良、日本物理学会 1998 年秋の分科会講演予稿集、第 53 巻、第 2 号第 3 分冊。琉球大学、沖縄国際大学にて開催。1998 年 9 月 25 日発表。講演番号 25a-YB-3、 p.609。

[16]. 若林哲、中村良、門脇和男、日本物理学会 1998 年秋の分科会講演予稿集、第 53 巻、第 2 号第 3 分冊。琉球大学、沖縄国際大学にて開催。1998 年 9 月 26 日発表。26a-PS-28、 p.653.

[17]. K. Kadowaki, I. Kakeya, T. Wakabayashi, R. Nakamura and S. Takahashi, to be published.

[18]. Y. Ohashi and S. Takada, J. Phys. Soc. Jpn. **66** (1997) 2437.

[19]. Y. Ohashi and S. Takada, J. Phys. Soc. Jpn. **67** (1998) 551.

[20]. Y. Ohashi and S. Takada, Phys. Rev. **B59** (1999) 4404.

[21]. 大橋洋士・高田慧、固体物理、 Vol. 32 No. 11 (1997) 903.

[22]. T. Koyama, to be published in Phys. Rev. B.

[23]. 高橋三郎、私信。

[24]. P. W. Anderson, Science **268** (1995) 1154.

[25]. P. W. Anderson, Science **279** (1998) 1196.

¹ この小文は(社団法人)未踏科学技術協会が主催する基礎理論動向調査ワ - キンググループ研究会の平成 10 年度研究報告書 (p.93-102) として書かれたものである。