



Title	ミリ波領域におけるYba ₂ Cu ₃ O _{7-δ} 薄膜の複素電気伝導度の温度依存性
Author(s)	長島, 健; 中島, 信一; 萩行, 正憲
Citation	大阪大学低温センターだより. 1994, 85, p. 9-12
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/7085
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

ミリ波領域における $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 薄膜の複素電気伝導度の温度依存性

工 学 部 長島 健・中島 信一(吹田4667)

超伝導エレクトロニクス研究センター 萩 行 正 憲(吹田5242)

最近、高温超伝導体のマイクロ波から遠赤外領域における複素電気伝導度の実部 σ_1 の温度依存性についていくつかの報告がなされている¹⁻⁶。超伝導ギャップ Δ より充分小さいエネルギー領域における $\sigma_1(T)$ の温度依存性はクーパー対の対称性(s 波あるいは d 波)、準粒子(常伝導電子)の散乱の機構などを反映するのでこれを調べることは重要である。通常の BCS 理論を用いた取扱いでは、超伝導ギャップは等方的でクーパー対の運動量 k に依存せず一定であると考えられている。しかし、電子間のクーロン相互作用が強い系ではギャップは異方的で、しかもある k ではギャップが消失している($\Delta = 0$)可能性が指摘されている。

超伝導体において、 $\sigma_1(T)$ はどのような量になるのだろうか。超伝導体に電磁波が入射すると、準粒子とクーパー対は電磁波の電場 E によって揺さぶられる。電磁波のエネルギーは超伝導ギャップよりも十分に小さいので、準粒子は熱的に励起されたものだけである。準粒子は有限の大きさの緩和時間 τ (すなわち抵抗) をもっているのでジュール熱を発生する。その大きさは $\sigma_1 E^2$ で与えられ、電磁波はそれだけの電力を奪われたことになる。クーパー対は抵抗ゼロで動くから熱は発生せず、電磁波の吸収には寄与しない。従って σ_1 は準粒子による電磁波の吸収を測る目安となる量である。大ざっぱに言うと σ_1 は準粒子の密度 n_0 と準粒子の緩和時間 τ の積に比例する。

ではギャップの対称性や準粒子の散乱機構は $\sigma_1(T)$ にどのように反映するのだろうか。もしギャップ Δ が等方的であるなら準粒子の密度 n_0 は $\exp[-\Delta(T)/k_B T]$ (k_B はボルツマン定数、 T は絶対温度) に比例し、熱活性型の温度変化を示す。そのため σ_1 も指数関数的に変化することが予想される。異方的なギャップの場合、 $\Delta = 0$ となっているところ(ノードと呼ばれる)ではどんなに小さなエネルギーの準粒子でも励起できる。この場合には σ_1 は指数関数的ではなく、 T^n に比例して変化することが理論的に予想されている。 n の値はノードのでき方に依存している。このように σ_1 の温度依存性を精密に調べると超伝導ギャップが等方的であるか異方的なものであるかを知ることができそうである。しかし、高温超伝導体の場合そう単純にはいかない。それは τ の温度依存性が問題になるからである。従来の金属超伝導体の T_c はデバイ温度よりも十分低かったため、超伝導が生じる温度領域ではキャリアは主に不純物によって散乱され τ は一定であった。これに対し高温超伝導体では T_c が大きく、 τ に温度依存性があつてもおかしくない。緩和時間 $\tau(T)$ は準粒子の散乱のメカニズムによって決まり、これはクーパー対の引力相互作用の起源すなわち超伝導の発現機構に大きく関わっている。 σ_1 は n_0 と τ の積に比例するため、両者の温度依存性の競合により $\sigma_1(T)$ の振る舞いが決まるのである。

そこで n_0 と τ の温度依存性を独立に知る必要が生じてくる。超伝導状態では散乱を受けないキャリ

ア(超伝導キャリア)と散乱を受けるキャリア(常伝導キャリア)の2種類が存在するとする「2流体モデル」によれば複素電気伝導度は次のように書くことができる。

$$\sigma_1 = \frac{n_n e^2 \tau}{m^*(\omega^2 \tau^2 + 1)}, \quad \sigma_2 = \frac{n_n e^2}{m^* \omega} + \frac{n_n e^2 \omega \tau^2}{m^*(\omega^2 \tau^2 + 1)} \quad (1)$$

n_n は常伝導キャリア密度と定義し直している。これはクーパー対から励起された準粒子の密度のみでなく、もともと超伝導に寄与しないキャリアの密度をも含めたものである。 n_n は超伝導キャリア密度で全キャリア密度 n は保存すると考える($n = n_s + n_n$)。 m^* はキャリアの有効質量、 ω は電磁波の角周波数、 e は電気素量である。このモデルは T_c より十分低温で金属超伝導体のマイクロ波応答をよく説明すると考えられている。複素電気伝導度の実部と虚部を独立に測定することができれば、(1)を用いて逆に n_n と τ を求めることができる。

我々の研究室ではミリ波領域におけるマッハーツエンダー型干渉分光計(図1)の開発を行ってきた⁷⁾。この装置によって試料のミリ波透過率 T_r と、試料を透過したことによって生じるミリ波の位相シフト ϕ を測定する。透過率と位相シフトの測定値から試料の複素屈折率および複素電気伝導度の実部、虚部を独立に求めることができる。この装置の特徴は、周波数可変な後進波管(BWO)を光源としているため(現在、2種類のBWOを用いており75~170GHz領域でチューナブル)、周波数分散を測定できることである。

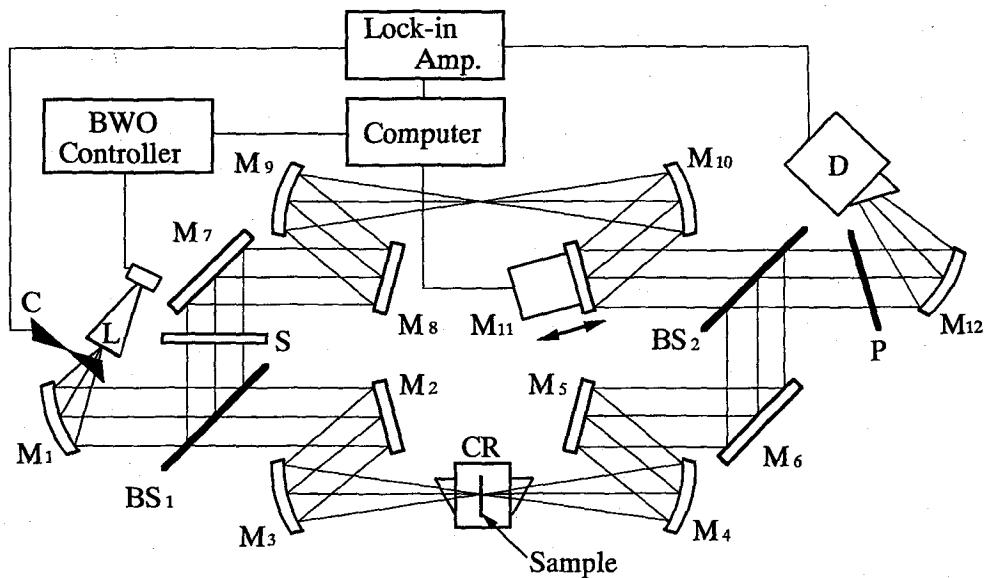


図1 測定に用いたマッハーツエンダー型干渉分光計

この分光器を用いて高温超伝導体である $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ のc軸配向薄膜(T_c は約89K、MgO基板上に成膜、膜厚は約1000Å、以下YBCOと呼ぶ)について測定を行った⁸⁻¹⁰⁾。90~160GHz領域の数点で温度依存性を測定したが、測定精度内ではほぼ同様の傾向を示したので140GHzにおける複素電気伝導度の温度依存性のみを図2に示す。図2のデータから2流体モデルを用いて得られた準粒子の緩和率 $1/\tau$ と超伝導キャリア密度 $n_s = n - n_n$ の温度依存性をそれぞれ図3、4に示す。 $1/\tau$ はほぼ温度に比例して

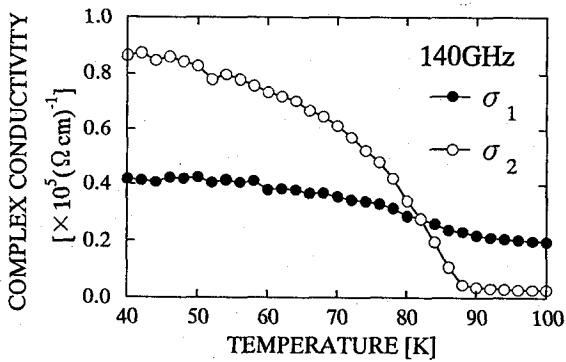


図2 YBCO の140GHzにおける複素電気伝導度 $\sigma_1 - i\sigma_2$ の温度変化

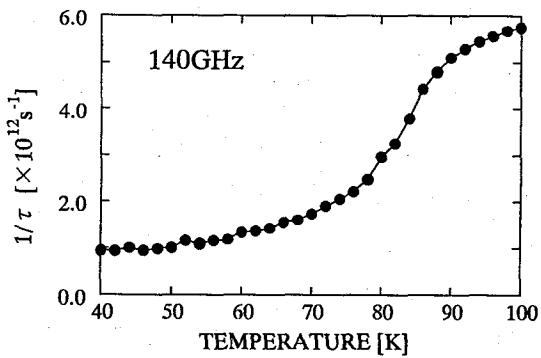


図3 準粒子の緩和率（ダンピング） $1/\tau$ の温度依存性

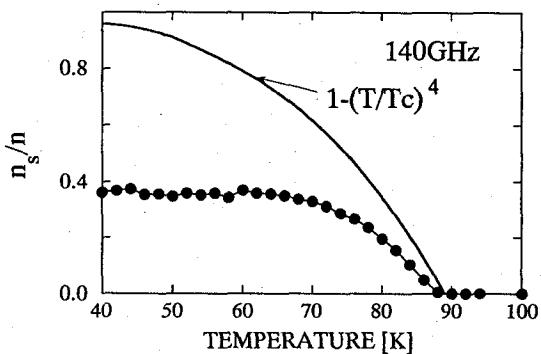


図4 超伝導キャリア密度 $n_s = n - n_n$ の温度依存性
実線は従来の金属超伝導体に対して近似的に用いられる
 $n_s/n = 1 - (T/T_c)^4$ の依存性を表している

いるが T_c 以下では温度の下降とともに急激に減少している。 T_c 以下では超伝導転移に伴う超伝導エネルギーギャップの生成により、電子状態密度が大きく変化することから、もし電子間相互作用が準粒子の散乱機構に関係しているなら T_c を境に散乱時間が大きく変化することが予想される。図3の結果は、YBCO では電子間の相互作用が準粒子の散乱に重要な寄与をしていることが示唆している。

また、 n_s/n は T_c より十分低温の40 Kでも0.4程度にしかならない。電子間の相互作用が強いことを考慮するとクーパー対がd波の対称性を持ち、超伝導ギャップにノードが存在する可能性がある。しかし、 σ_1 が低温で減少せず、 T^n の温度依存性を示す様子も見られないので、40 Kでの $n_s/n \sim 0.6$ の多くの部分はもともと超伝導に寄与しないキャリア（残留常伝導キャリア）であると考えた方が良さそうである。実際に偏光赤外反射率の測定から、YBCO 中にある CuO の1次元の鎖（結晶軸の b 軸に平行）の上のキャリアは超伝導に寄与しないという報告がある¹¹⁾。測定に用いた試料は a 、 b 軸の双晶を含む c 軸配向膜（CuO 1次元鎖面が面内の互いに垂直な2方向に等確率で分布）なので、 Cu_{2-x} 面と CuO 鎖の両方のキャリアが電磁波に応答するわけである。また試料の質が部分的に悪く非超伝導相が存在することも考えられる。低温で σ_1 が、予想に反して温度の下降とともに減少しないのはこれらの原因によると考えられる。

σ_1 が T_c 以下において増大することは、他の周波数領域、例えばマイクロ波^{4,5)}、テラヘルツ領域³⁾でも観測されている。しか

し、この増大の大きさは低周波数になる程大きくなっているようである。これは τ の T_c 以下の増大率が低周波数になるに従って大きくなっている事に帰着される。またマイクロ波領域での $\sigma_1(T)$ は多くの場合、40K付近でブロードなピークを形成する。ブロードなピークはテラヘルツ領域でも観測されている。我々の研究では、位相シフトの測定の都合上40Kまでしか測定を行っていないが、40K付近では σ_1 は飽和した様子であり、さらに低温では減少に転じる可能性もある。

マッハーツエンダー型干渉分光計を用いたミリ波領域の YBCO の複素電気伝導度の測定から、準粒子の散乱時間 τ や超伝導キャリヤ密度 n_s の温度依存性を求めた。その結果、散乱時間が T_c 以下で急激な増大を示したが、このことは、準粒子の散乱には電子間相互作用が大きな寄与をしていることを示唆している。また、残留常伝導キャリアが多くの割合で存在することになり、これは s 波的な有限の超伝導ギャップから予想されるものとは異なるとも解釈できるが、クーパー対の対称性の議論を行う前に、 CuO_2 超伝導面以外の残留常伝導キャリアの寄与を取り除く必要がある。しかし、イントリンシックな成分を残し残留分のみを取り去るのは非常に困難である。以後、さらに高品質な試料の測定が期待される。また、周波数依存性の精密測定や CuO 1 次元鎖をもたない Bi 系の試料の測定も必要であろう。

謝 辞

本研究のために高品質な試料を提供して下さった大阪大学基礎工学部 小林 猛先生に感謝いたします。

参考文献

- 1) K. Holczer et al., Phys. Rev. Lett., Vol. 67, 152 (1991).
- 2) H. K. Olsson and R. H. Koch, Physica C, Vol. 185-189, 1847 (1991).
- 3) M. C. Nuss et al., Phys. Rev. Lett., Vol. 66, 3305 (1991).
- 4) D. A. Bonn et al., Phys. Rev. Lett., Vol. 68, 2390 (1992).
- 5) T. Shibauchi et al., preprint.
- 6) P. Lunkhenheimer et al., Physica C, Vol. 201, 13 (1992).
- 7) 中島 信一ら, 応用物理, Vol. 59, 1093 (1990).
- 8) M. Hangyo et al., IEEE Trans. Appl. Superconductivity, Vol. 3, 1737 (1993).
- 9) T. Nagashima et al., Advances in Superconductivity V (Springer, 1993) 161.
- 10) T. Nagashima et al., Advances in Superconductivity VI (Springer, 1994) to be published.
- 11) Z. Schlesinger et al., Phys. Rev. Lett., Vol. 65, 801 (1990).