

アングーソン局在と超伝導

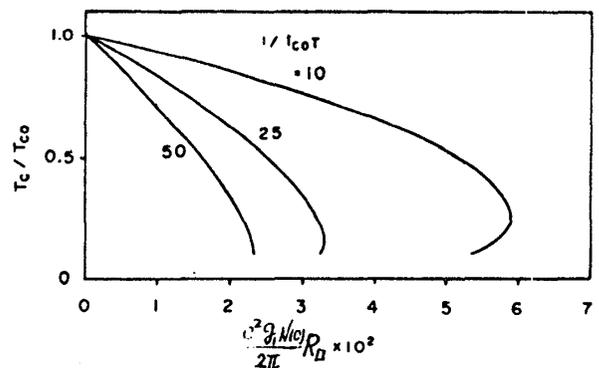
東北大・金研, 前川禎通

超伝体の電磁氣的性質は、不純物や結晶の乱れ（いわゆる汚れ）に鋭敏である。超伝導電流も正常状態の電流と同じく電子密度の運動であるから、このことは理解しやすい。ところが超伝導転移温度（ T_c ）も汚れに強く依存する場合がある。超伝導薄膜の T_c は正常状態での面電気抵抗（ R_0 ）に比例して減少する。そして R_0 が $1k\Omega$ 程度になると、普通バルクの T_c の半分以上に下ってしまう。また、バルクの物質でもアングーソン局在の効果が見えだすと T_c は急激に減少する。例えばアモルファス $Si_{1-x}Al_x$ ¹⁾、 $Ge_{1-x}Al_x$ ²⁾、 $Ge_{1-x}Cu_x$ ³⁾ などは x を減少させて金属状態からアングーソン転移濃度 x_c に近づけていくと正常状態の電気抵抗は増加し、 T_c は減少していく。従って、 T_c を含めて超伝体の熱力学的性質は汚れに依存しないとするアングーソンの定理³⁾ は上記のような場合には成り立っていない。ところで、この汚れた超伝体に対するアングーソンの定理は、汚れは個々の電子の波動関数の組み換えをもたらすものであり電子間相互作用は汚れに依存しないと仮定して導き出されたものであった。

汚れた金属では電子密度の揺らぎが電子間相互作用の効果に大きな変化をもたらすことが最近明らかになってきた。^{4,5)} 電子は金属内の電場を遮蔽するように運動する。そのため電子間のクーロン相互作用はこの遮蔽効果のために普通は十分に弱められている。しかし不規則ポテンシャルにより電子密度の動きが悪くなると、クーロン相互作用が弱いとみなせなくなり種々の物理量に異常が現われくる。

このような汚れた系でのクーロン相互作用の特性は超伝導にも反映する。可成り汚れた系では電子密度は拡散しにくいので空間的、時間的に変化の遅い相互作用が重要になる。そのため、短距離的な BCS 相互作用（ g_{BCS} ）に加えてクーロン相互作用（ $V_{Coul}(g)$ ）の長波長成分が無視できなくなるわけである。このことをフーリエ対に対して考慮することにより、平均場近似での薄膜の T_c は $(k_F l)^{-1}$ の次数まで2次のように表わされる（ $k_F = 7.2 \times 10^8$ 波数、 $l =$ 平均自由行程）^{6,7)}：

$$\ln \frac{T_c}{T_{c0}} = -1.2 \times 10^{-2} R_0 (k\Omega) \times \left\{ (g_1 + 31g_{BCS}) N(0) \times \left[\ln \left(5.4 \frac{\xi_0}{l} \frac{T_{c0}}{T_c} \right) \right]^2 + \frac{2}{3} (g_1 - 19g_{BCS}) N(0) \times \left[\left(\ln \left(5.4 \frac{\xi_0}{l} \frac{T_{c0}}{T_c} \right) \right)^3 \right] \right\}. \quad (1)$$



(図 1)

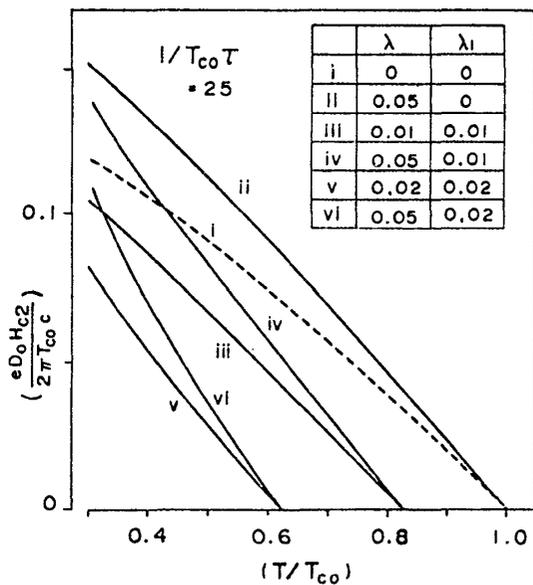
ここで T_{c0} は pure な系での T_c 、 $g_1 \equiv V_{Coul}(g \rightarrow 0) > 0$ 、 $N(0)$ はフェルミ面での状態密

度, ξ_0 は pure な系での超伝導コヒーレンスの長さ ($\xi_0 = v_F / 1.75 \pi T_c$) である。また R_0 は ξ_0 の単位で測られる。右の第1項は不均一な電子密度の揺らぎにより電子の状態密度が減少する⁸⁾に基づく T_c の低下を示している。また第2項は電子間相互作用が変化することによる項である。実際の薄膜では $\xi_0 \gg \xi$ が成り立っている。また $g_1 N(\epsilon_0) \sim O(1)$, $|g_0 \text{BCS}| N(\epsilon_0) \sim O(0.1)$ であり、汚れによる T_c の低下は実験で見出されているように決して無視できないわけである。⁹⁾ 第1図に (1) 式の数値計算の一例を示す。ここで τ は電子の緩和時間である。図で見ると T_c は R_0 に比例して低下する。ところで低温では、数値計算の結果は T_c が2個関数になる場合があることを示している。しかしこのような低温では、我々の用いた弱局在からの取り扱いは不十分であり、最終的な結論を得るにはさらに詳しい考察が必要である。

超伝導体に磁場を加えるとクーパー対を作っている2つの電子の位相がずれ、電子間の相関が DQ^2 だけ弱くなる。ここで D は電子の拡散係数、 Q は磁場の波数であり上部臨界磁場 H_{c2} のところでは次のように表わされる:

$$DQ^2 = \frac{2e}{c} D H_{c2} \quad (2)$$

ところで D はアインシュタインの関係より電気伝導度 σ に比例する。アインシュタイン局在は温度の低下とともに σ 、従って D を減少させる。このことから、アインシュタイン局在は H_{c2} を従来の理論値よりも低温で増加させることが期待される。ところで、上で示したように局在化は Γ - Γ 反接力を通じて超伝導をおさえる効果を持つ。磁場は超伝導をおさえるが局在化もおさえる。従って磁場を加えることにより Γ - Γ 反接力の効果が弱められ超伝導が見かけ上強くなり H_{c2} も増加する¹⁰⁾ことが考えられる。このような考えに基づき、我々は2次元薄膜の H_{c2} (磁場は膜面に垂直) を理論的に求めた。第2図にその数値計算の結果を示す。ここで破線は従来の与えた超伝導体の理論の結果である。 $\lambda = 1/2\pi\epsilon_F \tau$, $\lambda_1 = g_1 N(\epsilon_0) \lambda$ とおく ($\epsilon_F = \text{フェルミエネルギー}$)。図で見ると、 T_c が低下するに従って H_{c2} の上ざりが強くなる。このような H_{c2} の上ざりは最近 Zn 薄膜⁹⁾、 Al 薄膜¹¹⁾ における実験的に詳しく語られている。また層状超伝導体やアモルファス超伝導体で見られる H_{c2} の上ざりも局在の効果によると思われる場合がある。



(図 2)

以上のように汚れによる局在化は Γ - Γ 相互作用を強める結果、超伝導をおさえるこ

とが明らかになった。これは決して小さな効果ではなく、超伝導が完全におさえられる場合もある。また、超伝導に局在化が影響する場合には H_{c2} の温度変化に上向きが見られる。

上部臨界磁場 (H_{c2}) や超伝導臨界電流 (J_c) を増加させるためには結晶の汚れが大切である。また新しい超伝導物質ではしばしばその物質の低次元構造が大切になる。局在化の効果は低次元系の方がより強く現われる。いづれにしても超伝導の研究には局在の問題はいろいろな角度から顔を出してくるといえる。

この研究報告で述べた T_c の理論は福山秀敏氏 (物性研) との共同研究であり、 H_{c2} の理論は海老沢丕道氏 (東北大・工) と福山秀敏氏 (物性研) との共同研究です。

(文献)

- 1) N. Nishida et al. : Solid State Commun. 44, 305 (1982).
- 2) B. Stritzker and H. Wühl : Proc. LT12, 339 (1971).
- 3) P. W. Anderson : J. Phys. Chem. Solids 11, 26 (1959).
- 4) H. Fukuyama : J. Phys. Soc. Jpn. 48, 2169 (1980) and 50, 3407 (1981).
- 5) B. L. Altshuler et al. : Phys. Rev. Lett. 44, 1288 (1980).
- 6) S. Maekawa and H. Fukuyama : J. Phys. Jpn. 51, 1380 (1982).
- 7) H. Takagi and Y. Kuroda : Solid State Commun. 41, 643 (1982).
- 8) M. Strongin et al. : Phys. Rev. B1, 1078 (1970).
- 9) S. Kobayashi, S. Okuma, F. Komori, and W. Sasaki : J. Phys. Soc. Jpn. 52, 20 (1983).
- 10) S. Maekawa, H. Ebisawa, and H. Fukuyama : J. Phys. Soc. Jpn. 52, No. 4 (1983).
- 11) T. Kawaguti et al. : private commun.