

Possible Delection of Abrikosov's Structure through Interference Effects in Josephson Currents

真 木 和 美 (京大数理研)

(4月13日受理)

第 II 種超伝導体の強い磁場のもとでの振舞いはAbrikosov の理論¹⁾によつて理解される。この理論によれば、この種の超伝導体では強い磁場のもとではmixed state とよばれる状態があらわれ、この時には磁場は bulk の中に二次元的な pattern をもつた磁束として侵入する。この構造の直接的検証は非常に興味があるけれども今まで行なわれていない。二つの超伝導体の tunneling には普通の準粒子によるものの他に、凝縮対が tunnel する可能性がJosephson²⁾ によつて指摘された。後者は凝縮部分の相にも依存するので、もしこれらが周期的な構造をもつているとすれば、Josephson 電流には干渉効果があらわれることが期待される。こゝではこの干渉効果を利用して、Abrikosov の構造が観測できると思われる二つの可能性を考えてみることにする。

1) 二つのmixed state の間のJosopson 電流

それぞれ磁場 H_1 及び H_2 のもとにある二つのmixed state の間の tunneling を考えることにする。この時のJosephson 電流はGreen 函数を用いて計算すると

$$J_s = R_n^{-1} \frac{1}{4\pi T} \sum_n \frac{1}{n + \frac{1}{2} + \rho_1} \cdot \frac{1}{n + \frac{1}{2} + \rho_2} \quad \mathcal{J}, \quad (1)$$

のようになり $\mathcal{J} = \frac{1}{2d} \int_{-d}^d \mathcal{J}_m \{ A_1(x_1, y) A_2^+(x_2, y) dy$

ρ_1, ρ_2 はそれぞれ $\frac{\tau_{\text{TF}} v^2}{6\pi T} eH_1, \frac{\tau_{\text{TF}} v^2}{6\pi T} eH_2$ で与えられる。⁴⁾ もし A_1 及び A_2 が y について周期的であるならば、 $\mathcal{J}$ に二つの周期の干渉効果があらわれる。もし d を十分大きく ($d \gg 10^{-6} \text{cm}$) にとるならば、二つの周期が比較的小さな共通の高調波成分をもつときだけ $\mathcal{J}$ は有限になるが他の場合には negligible になる。したがって一方の磁場を変えることによつてこの構造の周期をかえこれによる電流の変化を測定すれば、もう一方の構造が explicit にあらわれる。具体的な計算のために transition の近くでの Abrikosov's の解を用いて計算すると

$$\begin{aligned} \mathcal{J} &= \{ |A_1|^2 \cdot |A_2|^2 \}^{1/2} \frac{1}{2d} \int_{-d}^d \mathcal{J}_m \left\{ \sum_{mn} \exp \left\{ -eH_1 \left(x_1 - \sqrt{\frac{\pi}{eH_1}} n \right)^2 - 2i\sqrt{\pi eH_1} \cdot ny \right\} \right. \\ &\quad \left. \exp \left\{ -eH_2 \left(x_2 - \sqrt{\frac{\pi}{eH_2}} m \right)^2 + 2i\sqrt{\pi eH_2} \cdot my + i\alpha \right\} dy \right\} \\ &= \{ |A_1|^2 \cdot |A_2|^2 \}^{1/2} \sum_{nm} \frac{\sin \alpha \sin \left(2d \left(\sqrt{\pi eH_1} n - \sqrt{\pi eH_2} m \right) \right)}{2d \left(\sqrt{\pi eH_1} n - \sqrt{\pi eH_2} m \right)} \exp \left\{ -eH_1 \left(x_1 - \sqrt{\frac{\pi}{eH_1}} n \right)^2 \right. \\ &\quad \left. \exp \left\{ -eH_2 \left(x_2 - \sqrt{\frac{\pi}{eH_2}} m \right)^2 \right\} \right\} \quad (2) \end{aligned}$$

$d \rightarrow \infty$ の極限では

$$\begin{aligned} \mathcal{J} &= \{ |A_1|^2 \cdot |A_2|^2 \}^{1/2} \sum_{n,m} \delta \left(\sqrt{\pi eH_1} n - \sqrt{\pi eH_2} m \right) \exp \left\{ -eH_1 \left(x_1 - \sqrt{\frac{\pi}{eH_1}} n \right)^2 \right. \\ &\quad \left. \exp \left\{ -eH_2 \left(x_2 - \sqrt{\frac{\pi}{eH_2}} m \right)^2 \right\} \right\} \quad (3) \end{aligned}$$

のようになる。

2) junction に磁場を含む場合

Junction に磁場があるときに、干渉効果があらわれることが最近の実験によつてたしかめられたが、⁵⁾ 一方が Abrikosov の mixed state にある

ときには、どのようになるかを考えてみよう。このときの電流は同様な計算を行なうと、

$$J_s = R_n^{-1} \frac{1}{4\pi T} \sum_n \frac{1}{n + \frac{1}{2} + \rho} \frac{1}{\sqrt{(n + \frac{1}{2})^2 + (\frac{A_2}{2\pi T})^2}} \mathcal{J}', \quad (4)$$

になり

$$\mathcal{J}' = A_2 \frac{1}{2d} \int_{-d}^d \mathcal{J}_m \{ A_1(x_1, y) \exp(-i2eH_2 ay + \alpha) \} dy$$

$$\rho = \frac{\tau_T v^2}{6\pi T} eH_1 \quad \text{と書ける。} H_2 \text{ は junction での磁場の強さ } a \text{ は junction}$$

の巾をあらわす。このときには junction での磁場の強さを変え

と、 $\mathcal{J}'$ には diffraction pattern があらわれこれから 1 の Abrikosov の構造をきめることができる。

文 献

- 1) A.A. Abrikosov, J E T P 32, 1441 (1957).
- 2) B.D. Josephson, Phys. Letters 1, 251 (1962).
- 3) V. Ambegaokar and A. Baratoff, Phys. Rev. Letters 10, 486 (1963), 11, 104, (1963).
- 4) K. Maki, 物性研究, 前稿
- 5) R.C. Jaklevic, John Lambe, A.H. Silver, and J.E. Mercereau, Phys. Rev. Letters 12, 156 (1964).