

非平衡超导体在 T_c 附近的电阻态

杨乾声 尹 渤 刘贵荣 王小玲

(中国科学院物理研究所)

1985 年 4 月 24 日收到

提 要

离 T_c 不太远时,隧道注入准粒子,使 Sn 膜进入非平衡状态. 注入到一定强度时,非平衡超导膜上出现电压,这种电压类似于 N-S 界面电阻,越靠近 T_c 越大. 但相应的电阻值比 N-S 界面电阻大几个数量级,并且注入增强到一定程度时,电阻值会突然减小,甚至消失.

一、引 言

均匀超导体的直流电阻为零,第一类超导体中间态由于存在正常区,可能出现直流电阻;第二类超导体在混合态,当磁通线受到洛仑兹力的作用运动时,也会出现电阻. 处于非平衡态的超导体情况要复杂一些. Iguchi^[1] 和我们^[2] 都曾观察到非平衡的电阻态. 当隧道注入准粒子强于某一阈值 I_{t1} 时,超导膜上出现了非平衡电压. 已把这种电阻态的原因,归之为远离平衡时均匀非平衡超导体的不稳定性. 如果超导体中存在电荷不平衡,也会出现电阻,如超导桥中的相位滑移中心^[3]和 N-S 界面电阻^[4]. 1972 年,Clarke^[5] 从实验上证明,准粒子隧道注入会导致电荷不平衡. 但由此产生的电子对化学势和准粒子化学势之差却很小,必须用非常灵敏的 SQUID 才能进行测量.

本文报道的 Al-Al₂O₃-Sn 单电子隧道实验,是在 Sn 膜的 T_c 以下不太远的温度下进行的. 在隧道电流远低于 I_{t1} 值时,超导 Sn 膜上就出现电压,越靠近 T_c 电压越大. 隧道电流增加到一定值时,电压会突然减小、甚至消失. 这种现象只出现在 T_c 附近的一段温区内,温度再低这一现象就消失了.

二、实验结果

样品是 Al-Al₂O₃-Sn 单电子隧道结,图 1 表示样品的几何结构以及测量引线,Sn 膜厚通常为 1000 Å 到 2000 Å,样品底板是玻璃片. 测量 Sn 膜上的电压 V 与隧道注入电流 I_t 的关系,图 2 (a) 给出典型的 I_t - V 非平衡电压特性曲线. I_t 增加到 I'_{t1} , Sn 膜上出现电压,电压随电流增加(曲线 $c-a$ 段). 电流继续增加到 I''_{t1} ,膜上电压突然减小到 b 点,再增加电流,曲线沿 $b-e$ 段. 若注入电流减小,它保持低电压状态,曲线沿 $b \rightarrow c \rightarrow d$ 下降,出现滞回. 如果温度稍低一些,在 I''_{t1} 处电压突然减小到零,也出现滞回,如图 2 (b) 所示.

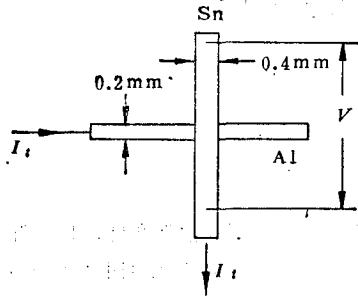


图 1

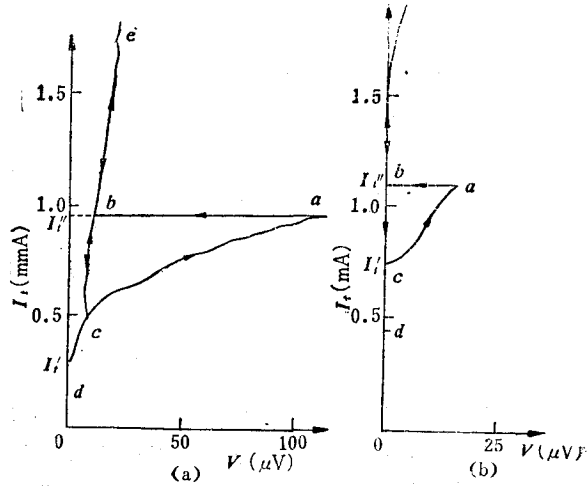


图 2 典型的非平衡电压特性曲线
(a) $T = 3.71 \text{ K}$ (b) $T = 3.349 \text{ K}$

如果画出 I_t' 处电压 V 与温度的关系(见图 3), 可以发现, 越靠近 T_c , V 值越大, 它非常类似于 N-S 界面电阻的行为. 对这个样品, $T = 3.0 \text{ K}$ 时, 这种电阻态消失. 如果考虑温度涨落(在 T_c 附近比较严重), 会导致 I_t' 的减少, 实验数据表明 I_t' 随着温度升高几乎线性下降(见图 3). 样品结电阻为 69.3Ω , 所以出现电阻时的隧道偏置电压 eV_t 远大于能隙值. 若温度固定在 3.60 K , 加一平行于 Sn 膜的磁场, 那么在 I_t' 处的电压随磁场增高而加大一直到临界场, 见图 4.

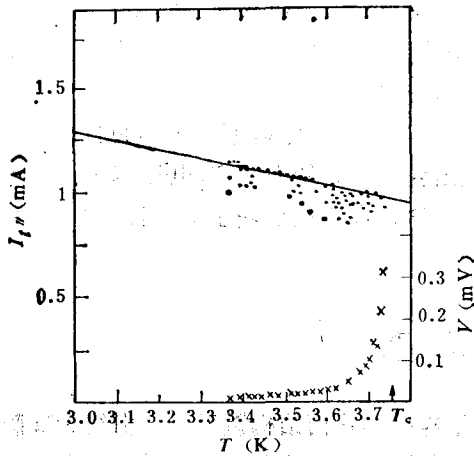


图 3 电压突然减小处电流 I_t' 以及相应的电压与温度的关系
• 为电流实验值; × 为电压实验值

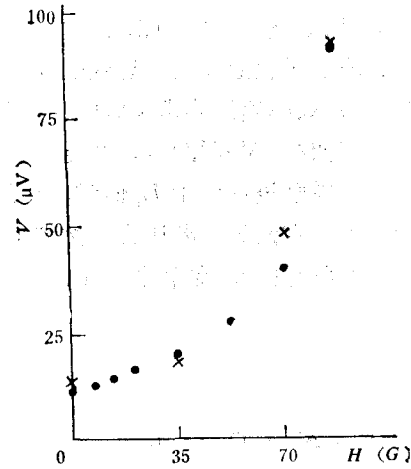


图 4 $T = 3.60 \text{ K}$, 电压突然减小时的电压与平行于 Sn 膜磁场的关系
• 为样品 4; × 为样品 2

三、实验结果讨论

由于本文报道的电阻态在注入电流增高时会突然消失, 我们可以排除这类现象与发

热有关,也不是磁通运动产生的磁通流阻或由于磁通冻结形成正常区的电阻.用标准四端引线方法测量 Sn 膜的临界电流,它远大于 I'_c ,可以看出这种非平衡态电阻来自结区准粒子隧道注入.在温度靠近 T_c 时,非平衡区远远扩散到结区以外,如果 $T = 3.72\text{K}$, I'_c 处的电阻为 $0.14\ \Omega$. Sn 膜长约 2cm , 4.2K 时正常态电阻 $1.40\ \Omega$.若近似地认为扩散长度与电阻值成正比,则 $T = 3.72\text{K}$ 时的扩散长度约 2mm ,已远大于结区 0.2mm .电阻值在 T_c 附近的发散,可视为这种非平衡过程扩散长度在 T_c 附近的发散.

根据 N-S 隧道原理^[6],正常态电子隧道进入到超导体两个分支(电子型分支 $k > k_F$,空穴型分支 $k < k_F$, k_F 为费密动量)的几率比例于 u_k^2 (见图 5). u_k^2 是 k 态电子对空着的几率,根据 BCS 理论

$$u_k^2 = \frac{1}{2} (1 + \xi_k/E_k),$$

其中 ξ_k 是以费密面为零点的电子动能, $\xi_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2} - \mu_i$; E_k 是准粒子激发能, $E_k = (\Delta^2 + \xi_k^2)^{1/2}$, 动量 k 大于费密动量 k_F 的 u_k^2 记为 $u_{>}^2$, $u_{>}^2 = \frac{1}{2} (1 + |\xi_k|/E_k)$, 相应 $k < k_F$ 的 $u_k^2 = \frac{1}{2} (1 - |\xi_k|/E_k)$. 在我们的隧道实验中,满足条件 $eV_i \gg \Delta$, 所以注入电子的能量 $\xi_k \gg \Delta$, 这时 $u_{>}^2 \approx 1$, 而 $u_{<}^2 \approx 0$, 结果是隧道到超导体中的准粒子,几乎全部在 $k > k_F$ 的电子型分支上,产生电荷不平衡.

根据 Clarke 等人^[6]的理论,电荷不平衡的扩散长度 λ_{Q^*} 为

$$\lambda_{Q^*} = (l v_F \tau_{Q^*} / 3)^{1/2},$$

其中 l 为电子平均自由程, v_F 是费密速度, τ_{Q^*} 是电荷不平衡弛豫时间. 在 T_c 附近 τ_{Q^*} 由下式给出:

$$\tau_{Q^*} = 4k_B T \tau_E(T_c) / \pi \Delta(T),$$

其中 $\tau_E(T_c)$ 是 $T = T_c$ 费密面处电子非弹性散射时间. 所以在 T_c 附近 λ_{Q^*} 比例于 $\Delta^{-1/2}$, 即电荷不平衡扩散长度,在 T_c 附近以 $(1 - T/T_c)^{-1/4}$ 方式发散. 当外加一磁场,样品能隙减小,也使扩散长度增加,正像图 4 实验中所观察到的.

N-S 界面电阻也来自于电荷不平衡,但这种电阻很小,如 Hsiang 和 Clarke^[7] 给出 Sn-Ir 的界面电阻,在 $t = 0.95$ 时, $R = 4.6 \times 10^{-8}\ \Omega$. 取同样的相对温度,本文中的 Sn 膜电阻约是 $0.019\ \Omega$, 比前者大好几个数量级. 两者差别的主要原因是,两种情形的样品几何尺寸不同. 较粗略地说,电荷不平衡导致的电阻 R 比例于 $\rho_s \cdot l/S$. ρ_s 是超导体处于正常态的电阻率, l 是电荷不平衡的扩散长度, S 是样品截面. Hsiang 和 Clarke 的 N-S 界面电阻测量中 $S = 6.7 \times 10^{-2}\ \text{cm}^2$, l 是电荷不平衡扩散长度 λ_{Q^*} ; 我们的隧道样品中, S 是 Sn 膜的横截面,约为 $5 \times 10^{-7}\ \text{cm}^2$, l 则是结区和扩散长度之和.

当温度较低时, λ_{Q^*} 减小,当 λ_{Q^*} 小于 Sn 膜厚度时,超导区形成通路,电阻态消失.

为说明在 I'_c 处 Sn 膜上的电压突然减小的原因,先回顾一下 Iguchi^[1] 和我们^[2]曾观察到的另一种非平衡电阻态,即当超导膜远离平衡时出现 N-S 分区的非均匀结构,产生非

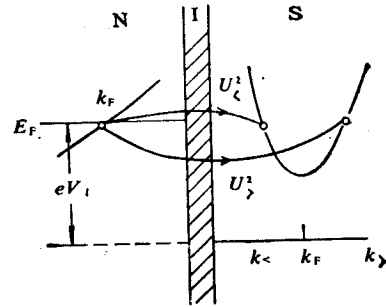


图5 N-I-S 单电子隧道 正常态电子隧道到 $k_{>}$ 电子型分支的几率比例于 $u_{>}^2$; 到 $k_{<}$ 空穴型分支的几率比例于 $u_{<}^2$

平衡的电阻态。我们还发现非平衡零电阻态有两种,其中之一是非均匀的非平衡态,并出现非均匀零电阻态的阈值电流记为 I_t , 根据滞迴与历史有关, 给出了判别 I_t 的方法。仔细观察现在这种电阻态, 滞迴的路径也与历史有关, 见图 2(b)。电流减小到某个值 (d) 以下, 再增加电流才沿原来的路径 ($d \rightarrow c \rightarrow a \rightarrow b$), 否则它沿零电阻态曲线 ($c \rightarrow b$)。这给我们一种启示, 即样品电压突然下降的状态是一种 N-S 分区的非平衡零电阻态(超导区通路)。这种情况同样发生在温度较高的图 2(a) 非平衡电压曲线上, 不同的是, 在 I_t' 处突然转变到 N-S 分区的非平衡电阻态(超导区形成孤岛)。我们推断, I_t' 是从电荷不平衡态, 向非均匀的非平衡状态转变的相变点。现在我们还不知道有这种相变的理论。

洪朝生教授和陶宏杰、陈莺飞同志对本文提了许多有益的意见, 在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] I. Iguchi, *Phys. Rev.*, B16(1977), 1954.
- [2] 陈莺飞、杨乾声、陶宏杰、王昌衡、刘贵荣、邵立勤, 低温物理, 3(1981), 31; *Chinese Physics*, 2(1982), 499.
- [3] W. J. Skocpol, M. R. Beasley and M. Tinkham, *J. Low Temp. Phys.*, 16 (1974), 145.
- [4] A. B. Pippard, J. G. Shephard and D. A. Tindall, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A324 (1971), 17.
- [5] J. Clarke, *Phys. Rev. Lett.*, 28(1972), 1363.
- [6] J. Clarke and J. L. Paterson, *J. Low Temp. Phys.*, 15(1974), 491.
- [7] T. Y. Hsiang and J. Clarke, *Phys. Rev.*, B21 (1980), 945.

THE RESISTIVE STATE OF NON-EQUILIBRIUM SUPERCONDUCTOR NEAR T_c

YANG QIAN-SHENG YIN BO LIU GUI-RONG WANG XIAO-LIN

(*Institute of Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

Superconducting Sn films are driven into the non-equilibrium state by tunnel injection of quasi-particles. The voltage across the films starts to appear when injection current increase to a certain value. Near the transition temperature of the Sn films, T_c , the corresponding resistance increase rapidly with increasing temperature. The behavior is similar to the resistance of the normal-superconductor interface. But, the observed effect is orders of magnitude larger than N-S interface resistance and the value of resistance will decrease suddenly, even vanish, when the injection current increases to a higher threshold value I_t' .