

超导交叉膜隧道结的电流-电压滞迴

张裕恒 刘宏宝

(中国科学技术大学物理系)

陈赓华

(中国科学院物理研究所)

1983年12月9日收到

提 要

本文指出对于超导交叉膜隧道结, 跨越结的隧道电流除引起结区温升外, 同时在结区产生不均匀的自场. 这将使结区超导膜进入中间态. 用这个物理模型不仅可以解释超导 Pb 膜的不可逆非平衡电压曲线的滞迴以及实验上出现的阈值电流 I_{t_3} 的存在, 而且还可以得出通常的隧道 $I-V$ 曲线中出现滞迴的奇异现象.

一、引 言

Iguchi^[1] 和陈莺飞等人^[2] 在研究超导 Pb 膜非平衡电压曲线时, 观察到当 $T < T_c$ 时, 对于 Pb 膜与 HeII 接触的条件下, Pb 膜的非平衡电压曲线出现滞迴现象, 见图 1, 得到了两个注入电流阈值 I_{t_1} 和 I_{t_2} . 文献[2]的作者们并首次观察到第三个新的电流阈值 I_{t_3} , 它把非平衡零电阻态分成两个区域: 注入电流小于 I_{t_3} 时, Pb 膜只有一种零电阻态; 注入电流大于 I_{t_3} 时, Pb 膜可以有两种不同的非平衡零电阻态, 它与历史条件有关. 当 I_t 从小于 I_{t_3} 开始增加时, 达到 I_{t_2} (图 1 中 a 点) 后, 膜电压跳变到正常态的值 (b 点), 若减小

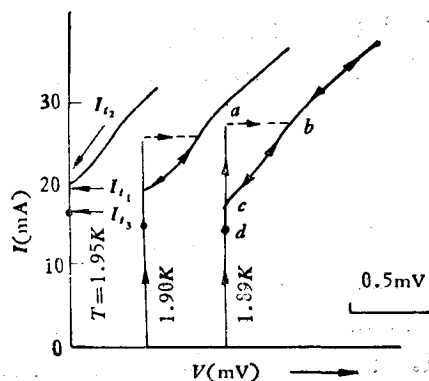


图1 样品泡在液池内, $T < 2K$ 时 Pb 膜的非平衡电压曲线

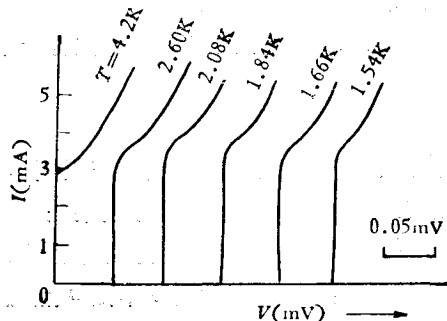


图2 样品不接触液氮(在真空中)时, Pb 膜非平衡电压曲线

I_t , 电压不沿 $b-a$, 而沿 $b-c$ 曲线缓慢下降, 直到 I_t 减小到 I_{t1} (c 点), Pb 膜才恢复零电阻态。当 I_t 减小到 I_{t3} 以前使之增加, 则非平衡电压曲线沿着 $c-b$ 上升。

当样品不与液氦接触时, 虽然工作温度 $T < T_{\lambda}$, 并不出现滞迴现象。它只存在一个注入电流阈值 I_{t1} , 见图 2。

本文提出一个电流在垂直于交叉膜边缘产生的自场使发热的结区超导膜进入中间态的物理模型。用这个模型不仅可以解释超导 Pb 膜的不可逆非平衡电压曲线的滞迴以及新的阈值电流 I_{t3} 的存在, 而且还指出了在通常的隧道 $I-V$ 曲线中亦可出现滞迴的奇异现象。

二、物理模型

1. 交叉膜中的自场

图 3 给出了一个交叉膜隧道结。我们把绝缘层以及绝缘层上下膜一起形成的迭层称为结。结区的膜即为覆盖绝缘层的那一部分

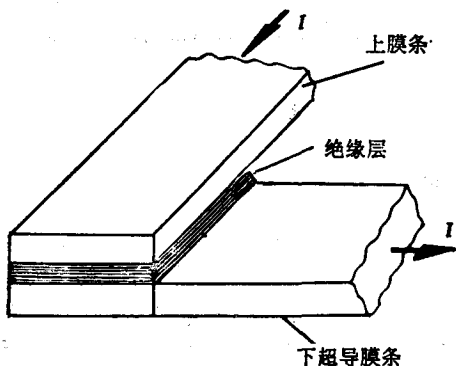


图 3

Pb 膜。电流 I 从上超导膜 (正常金属膜) 跨越绝缘层流入下超导膜时, 上膜和下膜中的电流在绝缘层以及在垂直于交叉膜的边缘将产生磁场。我们把这个场叫做自场。它在绝缘层的平面内的分布是不均匀的。

2. 结的温度

把结浸泡在液氦中, 不通电流时, 结温与环境温度平衡。而当结中流过正常电流时, 结区发热, 这些热量不断地被液体传导走, 特别是在 λ 点以下的 HeII 中, 这些热量可以认为全部被 HeII 及时地传导出去, 结将处在 HeII 温度下。但是由于隧道过程并不能看成完全的弹性隧道过程, 故绝缘层也将产生一定的热量, 又因为绝缘层并不与液体直接接触 (除边缘外), 它产生的这些热量是通过两边的膜传导出去的, 同时由于有卡皮查热阻, 当结上电流较大, 产生的热量与传导出的热量平衡时, 绝缘层和交叉膜将不是液体的温度, 而是处于一个高于液体温度中, 而且绝缘层和交叉膜中间的温度最高, 由中间向边缘部位有一个温度梯度的分布。

3. 结区超导膜的电阻态

随着电流的增加, 绝缘层和交叉膜中温度不断升高, 致使超导膜的温度也随之升高, 当电流达到某个 I_1 值时, 超导膜某处的温度升高到临界温度 T_c 附近, 同时在电流自场的作用下, 使这部分超导膜首先转变到正常态, 这个正常区的扩展是雪崩式的延伸到大于结区的膜中, 它相应于图 4 中由 a 点跳变到 b 点。这时结周围的 HeII 也将转变为 HeI, 结区的 Pb 膜与液体之间有一个温度突变^[3]。当电流继续升高, 超导膜的正常区不断扩大, 所以电压不断增加。

当电流减小到小于 I_1 时, 由于这时正常区的温度仍高于 T_c , 所以它并不立即回到超导态(即 b 不跳回 a), 但随着 I 的减小, 正常区逐渐缩小, 这个过程如图 4 中的 $b-c$. 当 $I = I_2$ 时, I_2 产生的热量不足以使结区温度高于 T_c , 膜的正常区转变为超导(相应于图 4 中的 $e-f$), 电阻将突然跳到零, 如图 4 中由 e 到 f 的跳变. 这个过程给出了一个热滞迴曲线 $abef$.

4. 结区超导膜的中间态

上面的分析过程没有考虑到自场, 我们知道对于平行场

$$H_c(T) = H_c(0)[1 - (T/T_c)^2], \quad (1)$$

$H_c(0)$ 是 0K 时超导膜的临界场. 对于垂直场, $H_c(T)$ 的关系与膜厚度有关^[4], 显然当超导膜的温度升高到某一温度 T 时, $H_c(T)$ 等于交叉区的最大自场(不管是平行场还是垂直场), 致使结区超导膜进入中间态, 出现电阻, 这个电阻加速了超导向正常转变的雪崩过程. 结区超导膜很快转变为正常, 自场将进入这个区域.

当电流减小到图 4 中 e 点时, 由于膜中存在磁通, 阻止了正常态直接转变到超导态. 当电流继续降低时, 可以出现两种情况: 一种是假如膜不均匀, 存在局部应力、缺陷、杂质等等, 当电流降到 e 点时, 结区膜从正常态进入中间态, 随后 I 减小, 中间态正常区缩小, 超导区扩大, 直到 $I = I_3$, 即 c 点, 中间态中出现超导通路, 在局部应力、缺陷、杂质处出现冻结场和孤立的正常区. I 继续减小, 孤立的正常区随之缩小, 到 $I = I_4$, 图 4 中 d 点, 中间态消失, 结区膜全部转变为超导态. 由于中间态的出现与消失都是稳定的^[5], 所以 d 点是稳定的; 另一种情况是如果超导膜很均匀或较厚, 当 I 减小到某一个值后, 中间态突然变到超导态, 膜的电阻将突然跳到零, 这类似于上述由 e 跳到 f 点, 不同点只不过是跳跃在低于 $e-f$ 的电流下出现而已.

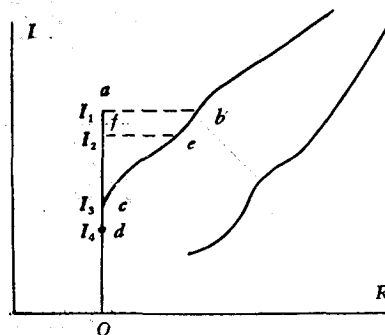


图 4 交叉膜隧道结的超导膜电阻态和中间态的定性 $I-V$ 曲线

三、自场的分布与大小

由 Landau^[6] 分层模型我们知道, 中间态中正常、超导交错区是平行于磁场的. 为了给出超导膜进入中间态的物理图象, 必须计算出绝缘层中场的大小与分布.

图 5(a) 表示交叉膜. 设上膜宽度为 $2b$, 下膜宽度为 $2a$, 绝缘层的厚度为 $2d$. 以 (x', y', z') 表示电流的空间点; (x, y, z) 表示场点. 坐标原点取在结的中心. 在作计算时, 我们把交叉膜分为四个区域: 上膜条 $x' \geq a$ 区为第 I 区, 并设膜条为半无限长, 即 $a \leq x' \leq \infty$; $-a \leq x' \leq a$ 的上迭层为第 II 区; 下膜条中 $-b \leq y' \leq b$ 的下迭层为第 III 区; $b \leq y' \leq \infty$ 为第 IV 区. 并设在 I, IV 区超导膜中电流 I 的分布是均匀的. 在 II 区中, 电流要跨越势垒流入 III 区, 所以设 II, III 区中电流的分布分别有图 5(b) 和 (c) 的形式^[7].

在膜中的电流密度为

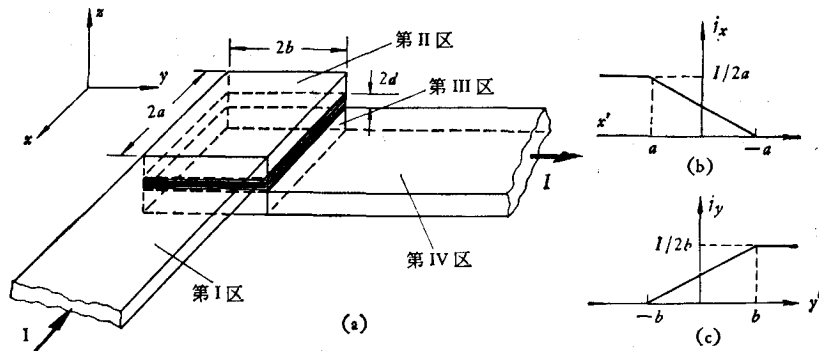


图 5

(a) 为交叉膜; (b), (c) 为结区中膜的电流分布模型

$$\mathbf{j}_1 = \mathbf{j}_{x_1} = -\frac{I}{2b} \mathbf{i} \quad \text{第 I 区 } s_1, \quad a \leq x' < \infty, \quad -b \leq y' \leq b;$$

$$\mathbf{j}_2 = \mathbf{j}_{x_2} = -\frac{I}{4ab} (x' + a) \mathbf{i} \quad \text{第 II 区 } s_2, \quad -a \leq x' \leq a, \quad -b \leq y' \leq b;$$

$$\mathbf{j}_3 = \mathbf{j}_{y_3} = \frac{I}{4ab} (y' + b) \mathbf{k} \quad \text{第 III 区 } s_3, \quad -a \leq x' \leq a, \quad -b \leq y' \leq b;$$

$$\mathbf{j}_4 = \mathbf{j}_{y_4} = \frac{I}{2a} \mathbf{k} \quad \text{第 IV 区 } s_4, \quad -a \leq x' \leq a, \quad b \leq y' < \infty.$$

则

$$\begin{aligned} A_x &= \frac{\mu_0}{4\pi} \iint_{s_1+s_2} \frac{j_{x_1} + j_{x_2}}{\sqrt{(x' - x)^2 + (y' - y)^2 + (d - z)^2}} dx' dy' \\ &= -\frac{\mu_0 I}{8\pi b} \iint_{s_1} \frac{1}{\sqrt{(x' - x)^2 + (y' - y)^2 + (d - z)^2}} dx' dy' \\ &\quad - \frac{\mu_0 I}{16\pi ab} \iint_{s_2} \frac{x' + a}{\sqrt{(x' - x)^2 + (y' - y)^2 + (d - z)^2}} dx' dy', \end{aligned} \quad (2a)$$

$$\begin{aligned} A_y &= \frac{\mu_0 I}{8\pi a} \iint_{s_3} \frac{1}{\sqrt{(x' - x)^2 + (y' - y)^2 + (d - z)^2}} dx' dy' \\ &\quad + \frac{\mu_0 I}{16\pi ab} \iint_{s_4} \frac{y' + b}{\sqrt{(x' - x)^2 + (y' - y)^2 + (d - z)^2}} dx' dy', \end{aligned} \quad (2b)$$

$$A_z = 0. \quad (2c)$$

由 $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$, 并计算积分求得

$$\begin{aligned} B_x &= \frac{\mu_0 I}{8\pi a} \left[\operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{a - x}{d + z} \right) + \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{a + x}{d + z} \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{d + z}{2b} \ln \left(\frac{\sqrt{(a - x)^2 + (b + y)^2 + (d + z)^2} + (a - x)}{\sqrt{(a - x)^2 + (b - y)^2 + (d + z)^2} + (a - x)} \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{d + z}{2b} \ln \left(\frac{\sqrt{(a + x)^2 + (b + y)^2 + (d + z)^2} - (a + x)}{\sqrt{(a + x)^2 + (b - y)^2 + (d + z)^2} - (a + x)} \right) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{y-b}{2b} \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{b-y}{d+z} \frac{(a-x)}{\sqrt{(a-x)^2 + (b-y)^2 + (d+z)^2}} \right) \\
& - \frac{y-b}{2b} \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{b-y}{d+z} \frac{(a+x)}{\sqrt{(a+x)^2 + (b-y)^2 + (d+z)^2}} \right) \\
& + \frac{y+b}{2b} \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{b+y}{d+z} \frac{(a-x)}{\sqrt{(a-x)^2 + (b+y)^2 + (d+z)^2}} \right) \\
& - \frac{y+b}{2b} \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{b+y}{d+z} \frac{(a+x)}{\sqrt{(a+x)^2 + (b+y)^2 + (d+z)^2}} \right) \Bigg], \quad (3a)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
B_y = & - \frac{\mu_0 I}{8\pi b} \left[\operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{b-y}{d-z} \right) + \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{b+y}{d-z} \right) \right. \\
& + \frac{d-z}{2a} \ln \left(\frac{\sqrt{(a+x)^2 + (b-y)^2 + (d-z)^2} + (b-y)}{\sqrt{(a-x)^2 + (b-y)^2 + (d-z)^2} + (b-y)} \right) \\
& - \frac{d-z}{2a} \ln \left(\frac{\sqrt{(a+x)^2 + (b+y)^2 + (d-z)^2} - (b+y)}{\sqrt{(a-x)^2 + (b+y)^2 + (d-z)^2} - (b+y)} \right) \\
& + \frac{x-a}{2a} \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{a-x}{d-z} \frac{(b-y)}{\sqrt{(a-x)^2 + (b-y)^2 + (d-z)^2}} \right) \\
& - \frac{x-a}{2a} \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{a-x}{d-z} \frac{(b+y)}{\sqrt{(a-x)^2 + (b+y)^2 + (d-z)^2}} \right) \\
& + \frac{x+a}{2a} \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{a+x}{d-z} \frac{(b-y)}{\sqrt{(a+x)^2 + (b-y)^2 + (d-z)^2}} \right) \\
& \left. - \frac{x+a}{2a} \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{a+x}{d-z} \frac{(b+y)}{\sqrt{(a+x)^2 + (b+y)^2 + (d-z)^2}} \right) \right], \quad (3b)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
B_z = & \frac{\mu_0 I}{16\pi ab} \left\{ 2b \ln \left(\frac{\sqrt{(a-x)^2 + (b-y)^2 + (d+z)^2} + (b-y)}{\sqrt{(a+x)^2 + (b-y)^2 + (d+z)^2} + (b-y)} \right) \right. \\
& + 2a \ln \left(\frac{\sqrt{(a-x)^2 + (b-y)^2 + (d-z)^2} + (a-x)}{\sqrt{(a-x)^2 + (b+y)^2 + (d-z)^2} + (a-x)} \right) \\
& + \sqrt{(a+x)^2 + (b-y)^2 + (d+z)^2} \\
& - \sqrt{(a+x)^2 + (b+y)^2 + (d+z)^2} \\
& - \sqrt{(a-x)^2 + (b-y)^2 + (d+z)^2} \\
& + \sqrt{(a-x)^2 + (b+y)^2 + (d+z)^2} \\
& + (b+y) \left[\ln \left(\frac{\sqrt{(a+x)^2 + (b-y)^2 + (d+z)^2} + (b-y)}{\sqrt{(a-x)^2 + (b-y)^2 + (d+z)^2} + (b-y)} \right) \right. \\
& \left. - \ln \left(\frac{\sqrt{(a+x)^2 + (b+y)^2 + (d+z)^2} - (b+y)}{\sqrt{(a-x)^2 + (b+y)^2 + (d+z)^2} - (b+y)} \right) \right] \\
& + \sqrt{(a-x)^2 + (b+y)^2 + (d-z)^2} \\
& \left. - \sqrt{(a+x)^2 + (b+y)^2 + (d-z)^2} \right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \sqrt{(a+x)^2 + (b-y)^2 + (d-z)^2} \\
& - \sqrt{(a-x)^2 + (b-y)^2 + (d-z)^2} \\
& + (a+x) \left[\ln \left(\frac{\sqrt{(a-x)^2 + (b+y)^2 + (d-z)^2} + (a-x)}{\sqrt{(a-x)^2 + (b-y)^2 + (d-z)^2} + (a-x)} \right) \right. \\
& \left. - \ln \left(\frac{\sqrt{(a+x)^2 + (b+y)^2 + (d-z)^2} - (a+x)}{\sqrt{(a+x)^2 + (b-y)^2 + (d-z)^2} - (a+x)} \right) \right] \Bigg\}. \quad (3c)
\end{aligned}$$

我们还解出了跨越结的电流在结区产生的磁场的表示式,但这个磁场值只有 (3a)–(3c) 式的值的千分之几,故可忽略.

四、交叉膜中单电子隧道结的电流-电压滞迴

1. 关于超导 Pb 膜不可逆非平衡电压曲线和新的阈值电流 I_t

取文献[2]的样品尺寸: $a = 1.2 \times 10^{-4}\text{m}$, $b = 2.25 \times 10^{-4}\text{m}$, $d = 3.0 \times 10^{-9}\text{m}$, 由 (3a), (3b) 和 (3c) 式计算出结区不同位置的磁场值 (见图 6). 表 1 给出相应于文献 [2] 中样品与 HeII 接触情况下, 阈值电流 I_{t_1} , I_{t_2} 和 I_{t_3} 在不同特殊位置点的磁场 B 和其分量 B_x , B_y , B_z .

从表 1 计算的结果看出,在交叉结区中的各处磁场分布是不均匀的,而且自场的垂直分量有较大的值. 由 I_{t_1} , I_{t_2} 和 I_{t_3} 产生的自身磁场远小于 $T = 1.89\text{K}$ 时 Pb 膜的临界场^[4],显然当注入到 Pb 膜中的电流达到 I_{t_2} 时 (图 1),这个电流产生的磁场不可能使 Pb 膜局部地恢复到电阻态.

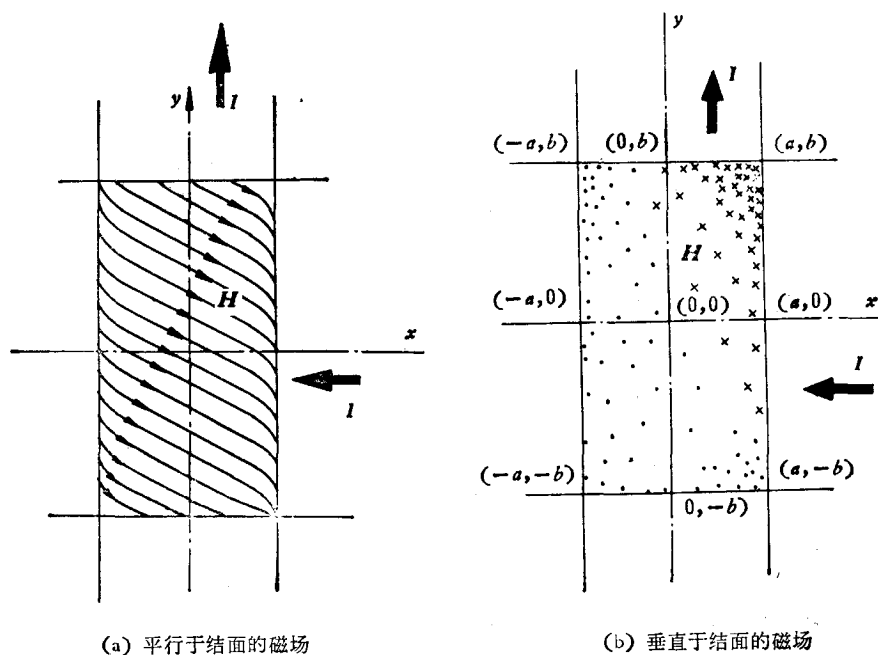


图 6 结中自场的分布

表 1 结面上几个特殊点的磁场值

电流 磁场 (G)		27mA(I_{t3})	19mA(I_{t1})	15mA(I_{t3})	3mA
$(-a, -b)$	B_x	0.177	0.124	0.098	0.020
	B_y	-0.094	-0.066	-0.052	-0.010
	B_z	0.215	0.151	0.119	0.024
	B	0.294	0.207	0.163	0.033
$(-a, 0)$	B_x	0.177	0.124	0.098	0.020
	B_y	-0.188	-0.132	-0.105	-0.021
	B_z	0.935	0.658	0.520	0.104
	B	0.970	0.082	0.539	0.108
$(-a, b)$	B_x	0.177	0.124	0.098	0.020
	B_y	-0.094	-0.066	-0.052	-0.010
	B_z	1.572	1.106	0.873	0.175
	B	1.585	1.115	0.881	0.176
$(0, -b)$	B_x	0.353	0.249	0.197	0.039
	B_y	-0.094	-0.066	-0.052	-0.010
	B_z	0.618	0.435	0.343	0.069
	B	0.718	0.505	0.399	0.080
$(0, 0)$	B_x	0.353	0.249	0.196	0.039
	B_y	-0.188	-0.133	-0.105	-0.021
	B_z	0.088	0.062	0.049	0.010
	B	0.410	0.288	0.228	0.046
$(0, b)$	B_x	0.353	0.248	0.196	0.039
	B_y	-0.094	-0.066	-0.052	-0.010
	B_z	-0.437	-0.308	-0.243	-0.049
	B	0.570	0.401	0.317	0.063
$(a, -b)$	B_x	0.177	0.124	0.098	0.020
	B_y	-0.094	-0.066	-0.052	-0.010
	B_z	1.039	0.731	0.576	0.115
	B	1.058	0.744	0.588	0.117
$(a, 0)$	B_x	0.177	0.124	0.098	0.020
	B_y	-0.188	-0.133	-0.105	-0.021
	B_z	-0.766	-0.539	-0.426	-0.085
	B	0.809	0.569	0.449	0.090
(a, b)	B_x	0.177	0.124	0.098	0.020
	B_y	-0.094	-0.066	-0.052	-0.010
	B_z	-2.449	-1.724	-1.361	-0.272
	B	2.457	1.729	1.365	0.273

用我们提出的模型就不难解释实验上得到的与 HeII 接触的交叉膜隧道结中 Pb 膜不可逆非平衡电压曲线的滞迴和新的阈值电流 I_{t3} 。

注入电流从零开始增加到 I_{t3} , 即图 1 中 0a 段, Pb 膜处于零电阻态, 但随着电流的增

加,结区温度不断升高,Pb膜的临界场 $H_c(T)$ 随之下降. 当到 a 点时,上述计算给出,此时结区最大的垂直场约等于 $3G$, $H_{c\perp}(T)$ 达到临界值,膜开始进入中间态, I_{t_2} 的电流使结区 Pb 膜中间态的正常区雪崩式增加,直到结区的 Pb 膜全部变为正常,因而在图 1 的 I - V 曲线中出现一个电压跳跃,即由 a 点跳到 b 点;当电流继续增加时,电流将在两边是超导膜,中间串联一个电阻态的 Pb 膜(温度不太高时 Pb 膜的剩余电阻不变)的体系上流动,所以 I - V 曲线接近线性关系.

减小电流到 b 点,先是热滞后致使电压 V 不是从 b 点跳回 a 点,而是沿 b - c 减小. 文献[2]的实验测得 b 点的 Pb 膜电阻比该温度下用磁场测得的结区 Pb 膜的剩余电阻率大几倍,这说明电流的热效应使结区的温度升高, Pb 膜的正常区扩展到结区以外较大的区域中. 随着电流减小,正常区不断收缩,结区温度同时降低. 当电流减小到小于 I_{t_2} 的某值后,由于 I 小故发热减少,结区温度降到 T_c ,纯粹的热滞后结束. 结区的 Pb 膜从正常态变到中间态,自场保持在结区的 Pb 膜中,电流继续减小,中间态中冻结磁通的正常区缩小,所以 V 比 b 点以上降得快,这一段的滞后是磁滞后.

当 I 降到 I_{t_3} 时, Pb 膜的中间态出现超导通路,显然出现零压电流. 这时结区的 Pb 膜中冻结了自场,存在孤立的正常区.

随 I 减小,结区温度逐渐降低,孤立的正常区随之减小,当 $I = I_{t_3}$ 时,即 d 点,中间态全部消失, Pb 膜完全恢复超导. 显然,从高于 I_{t_3} 和低于 I_{t_3} 重新增加电流其物理过程是不一样的. 从 d 点以下增加注入电流, Pb 膜的载流态是超导态,这和从零增加注入电流完全一样,一直到 a 点 Pb 膜只有一种状态,即超导态;而从 d 以上增加注入电流则不同,这时结区的 Pb 膜是中间态,载荷注入电流的是中间态中的超导通路. 随着电流的增加,超导通路变狭,正常区扩大. 因此在同样电流下,当电流从 d 点以上增加时超导区载荷的电流密度要比从 d 点以下增加时大. 当 $I = I_{t_3}$, 超导通路完全堵死,当 $I > I_{t_3}$ 时,电流流过正常区,故出现电压,但 I_{t_3} 在中间态的隧道电阻上产生的热量还不足以使正常区雪崩扩大,而是逐渐长大,所以电压沿 c - b 曲线缓变增加. 由于中间态是稳定的,故中间态一段(即 b - c , c - b) I - V 曲线重复. 所以处于曲线 c - d 段的膜可以是均匀的超导态,也可以是不均匀的中间态,这取决于在进入 c - d 段以前的膜是零电阻态还是电阻态. 这就说明了在实验上为什么能有 I_{t_3} 这个特殊的电流阈值. 从图 1 的实验结果看到随着温度的升高,滞回减小. 这是很容易理解,因为随着温度的升高,液体中 HeII 减少,则热导降低,故 I_{t_2} 随温度升高而降低. 达到 I_{t_2} 后正常区虽然雪崩式增加,但在 Pb 膜上正常区扩展的面积小;而低温下,大的 I_{t_2} 产生大的热量而致正常区雪崩式扩展,所以高温下达到 I_{t_2} 时电压跳跃小于低温下的电压跳跃.

由我们的模型,对于图 2 给出的样品不接触液氦(在真空室里)时, Pb 膜的非平衡电压曲线不出现滞回也就不难理解了. 首先我们看到这些曲线的 I_{t_1} , I_{t_2} , I_{t_3} 重合,其次这些阈值电流小得多,大约在 3 - 4mA ,而在图 1 中 I_{t_2} 达 27mA . 这表明真空中热导差,在很小的电流下,电流产生的热就使结区达到 T_c . 另一方面,从表 1 中我们看到注入电流产生的最大场差不多比与 HeII 接触情况下小一个量级,因此可以认为达到 I_{t_2} 后完全是热效应使结区 Pb 膜恢复正常,随 I 的增加正常区不断扩大,而不像前面讨论的那样,中间态的出现在大的注入电流的驱使下正常区雪崩增加. 严格地说,它也应该有电压跳跃,

不过跳跃太小,以致实验上观察不到,而能看到的只是热效应而已。正因为如此,实验上也分辨不出 I_{t_1} , I_{t_2} 和 I_{t_3} 。

2. 单电子隧道 I - V 曲线中的滞迴

图 7(a) 给出典型的单电子隧道 I - V 曲线。假如绝缘层很厚,即隧道电阻较大,或在电流较大的 I - V 曲线的线性部分,电流在隧道电阻上的热效应将有效地提高结区的温度。当结区温度接近结的超导材料的临界温度 T_c 时,结区交叉膜边缘的垂直自场使超导材料进入中间态,结电流在中间态产生的热效应使中间态的正常区雪崩增加, I - V 曲线的线性部分将会突然地出现电压跳跃。

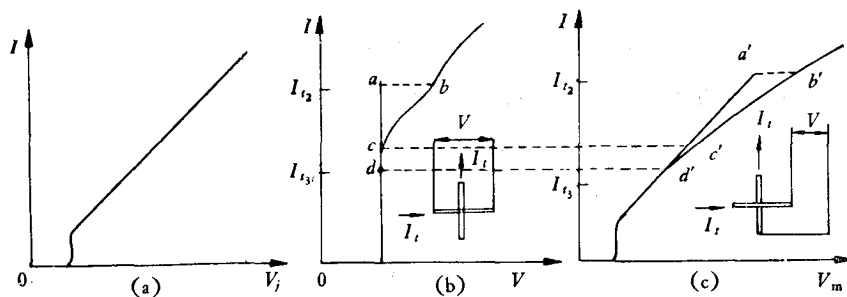


图 7

(a) 为典型单电子隧道 I - V 曲线; (b) 为实验上测得的 Pb 膜条上的电压 (它与结方向的电压 V_j 不同); (c) 为实验上测得的结电压

如果略去在小范围的局部细节,可以认为测量的电压 V_m 是结电压 V_j 和膜电压 V_f 的迭加。

$$V_m(I) = V_j(I) + V_f(I).$$

由于进入中间态的超导膜的 $V_f(I)$ 有滞迴, $V_m(I)$ 也就存在滞迴 (见图 7(a), (b), (c)). 因此 $V_m(I)$ 的滞迴特性完全与超导膜中间态的形成和消失有关. $V_m(I)$ 的跳跃点相应的电流应该是非平衡电压曲线跳跃点 (a 点) 的电流。

根据 Landau 分层模型,我们得出,上式中的中间态超导膜电压 $V_f(I)$ 与实验中测得的膜电压不同。当电流下降时,中间态 Pb 膜中的正常区随之减小,当电流减到图 7(b) 的 c 点时,从膜条方向看膜中已形成超导通路,所以在膜条上测得的电压为零。但是由于中间态并没有完全消失,所以 $V_f(I)$ 仍然不为零,所以从结方向看,一直到电流降到 d 点, $V_f(I)$ 才等于零。在电流小于 d 点处, $V_m(I)$ 等于 $V_j(I)$, 表示了通常单电子隧道特性。从以上分析,在减小电流时,同样出现一个滞迴(图 7(c) 虚线)。

杨乾声、刘贵荣同志给我们提供尚未发表的,在最近实验中观察到的单电子隧道 I - V 曲线中滞迴的信息。工作中与陈莺飞同志进行过有益的讨论。在此一并表示感谢。

参 考 文 献

- [1] I. Iguchi, *Phys. Rev.*, B16 (1977), 1954; *Phys. Lett.*, 64A (1978), 415; *J. de Physique*, Colloque

C6 (Supplement to No. 8), 39 (1978), 521.

- [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.
- [3] Гуан Вэй-янь, ЖЭТФ, 42 (1962), 921.
- [4] E. H. Rhoderick, *Proc. Roy. Soc.*, A267 (1962), 231.
- [5] A. Meshkovsky and A. Shalnikov, *J. Phys. USSR*, 11 (1947), 1.
- [6] D. Shoenberg, *PH. D. Superconductivity*, (1952), p. 95.
- [7] T. Yamashita and Y. Onodera, *J. Appl. Phys.*, 38 (1967), 3523.

THE CURRENT-VOLTAGE HYSTERESIS FOR THE SUPERCONDUCTING CROSSED-FILM TUNNELING JUNCTION

ZHANG YU-HENG LIU HONG-BAO

(Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei)

CHEN GENG-HUA

(Institute of Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

We point out in this paper that for the superconducting crossed-film tunneling junction, the tunneling electrical current must raise the temperature in the junction area and also produce a nonhomogeneous self-induced magnetic field simultaneously. It causes the superconducting film to transform into intermediate state. By means of this physical model we not only can explain the hysteresis in I - V curves of nonequilibrium superconducting Pb films and the existence of threshold current I_t , revealed in previous experiments, but also predict the existence of the hysteresis, a strange phenomenon, in the usual tunneling I - V curves.