



物理学进展 约瑟夫森效应及其在微波上的应用

姚希贤
(南京大学物理系)

提 要

简单叙述约瑟夫森效应的发现、发展和器件上的应用。介绍描述该效应的实验和理论。最后介绍它应用于微波领域中的现况和前景。

一、概 况

1962年约瑟夫森 (Josephson, B. D.) 发表一短文^[1], 预言存在超导隧道的新效应。约氏考虑的是隧道结, 即两块超导体中间存在一约为 10 \AA 的绝缘层, 构成势垒, 称为结区 (见图 1)。约氏效应有三方面内容:

1. 当越过结区的电压为零时, 可有直流超电流通过, 并存在一临界电流密度值 i_c ;
2. 磁场透入结区, 将影响通过结平面上各点的超电流密度;
3. 增大通过结的电流, 当电流密度超过 i_c 时, 直流

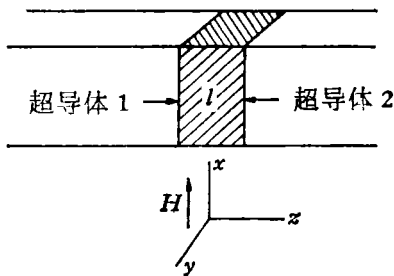


图 1 矩形隧道结, l 为氧化层厚度, 外加磁场沿 x 轴方向

超电流消失, 结区两侧出现电位差 V , 此时通过结区的电流是正常电子的隧道电流, 但同时却存在一正弦式的交变隧道超电流, 其频率 ν 由下式确定: $\nu = \frac{2e}{h} V$. 其中 e 为电子电荷, h 为普朗克常数。由于 $\frac{2|e|}{h} = 4.84 \times 10^{-14}$ 赫/伏, 所以当电位差 V 为几十微伏到毫伏数量级时, 相应频率属于微波至亚毫米波段。

具有绝缘层厚度为 10 \AA 的隧道结需

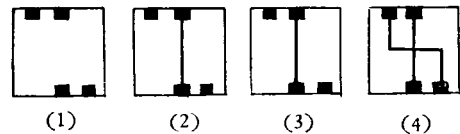


图 2 隧道结的制备。首先在玻璃底板上用真空沉积法沉积四个金属薄膜电极 (1), 然而在两个电极间沉积 0.2 毫米宽, 2000 \AA 厚的超导细长带 (2)。接着在空气或纯氧中氧化, 使超导带上形成一 10 \AA 的氧化层 (3)。最后在另两个电极上沉积另一层超导细长带 (4), 重叠的部分即为隧道结

要特殊的制作方法。通常是在一块带四个电极的玻璃底板上按图 2 所示的过程制成, 重叠的部分就形成隧道结。通常用的隧道结面积约为 0.1 到 1 毫米²。利用这种隧道结, 一些物理工作者在 1963 年做了许多实验^[2], 证实了在超导结中发生的新现象——约瑟夫森效应。

此后, 约氏效应的研究发展得很快。

一种进展是扩大了超导结的类型。例如, 安德森 (Anderson, P. W.) 等使均匀超导薄膜中间有一细颈般的收缩, 收缩处的长和宽为微米数量级, 也能显现约氏效应, 这种结称为超导微桥 [见图 3(1)]; 齐默尔曼 (Zimmerman, J. E.) 用一尖端直径为微米数量级的超导针尖与一超导平面相压而形成点接触 [见图 3(2)], 也能显现约氏效应。为了与隧道结相区别, 这两者称

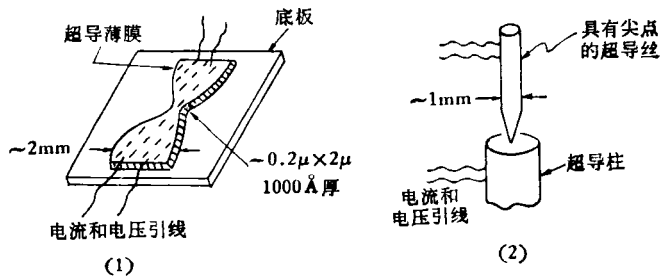


图 3 两种弱连接的超导结。(1)超导微桥, (2)点接触

为弱连接。此外,还存在多种别的类型的结,请读者参考文献[3],这里就不介绍了。这一进展使人认识到约氏效应是和两块超导体之间存在弱耦合相关连的,使约氏效应越出了隧道过程的狭隘概念。

第二种进展是约氏效应在器件应用上的发展。用超导结所做的器件具有灵敏度高,噪声低,响应速度快和损耗小等特点,但是涉及的功率很小,适宜于分析和纪录小信号。表1给出用超导结做成的一些器件及其主要指标。这些器件几乎都优于现有的别种同类器件。看来这是约氏效应在超导物理中获得重视的一个主要原因。本文将只介绍它在微波方面的应用。

表1 一些超导结器件的主要指标

器件名称	主要指标
电压基准	已可监视或取代现有的标准电池
磁强计	灵敏度可达 7×10^{-11} 高斯
伏特计	灵敏度可达 10^{-19} 伏
低温温度计	可测量几十毫度 (mK) 的低温温度
记忆元件	响应时间约为 10^{-11} 秒
检测器	用于毫米波和亚毫米波段,灵敏度用等价噪声功率表示为 $10^{-14} \sim 10^{-13}$ 瓦/ $\sqrt{\text{赫}}$

涉及器件应用的另一个问题,是结的重复制造和稳定性问题,因为只有结能重复制造和长期使用才有实际价值。在六十年代中后期,用于实验的超导结大都比较脆弱,难于重复制造。从七十年代以来情况有了改善,许多文献专门报道制作各种稳定结的方法^[4],有的已使用了八个多月,有的达一年以上。这是一个正在解决的问题。

二、关于约瑟夫森效应

微观超导理论基于库珀 (Cooper) 对的概念^[5]。简单地说,电子在超导体内以特殊方式成对地结合着:在费米面附近,能量间隔为 $\hbar\omega_D$ 的区域内 (ω_D 是材料的德拜频率),动量为 \mathbf{p} ,自旋向上的电子和动量为 $-\mathbf{p}$,自旋向下的电子配对地存在着。这种成对的电子称为库珀对。理论表明,这种组合状态比正常电子状态在能量上更稳定,要拆散一库珀对使之成为二个正常电子需要 2Δ 的能量, 2Δ 称为能隙。库珀对的线度约为 10^{-4} 厘米,称为相关长度。以相关长度为直径的圆球内,约存在 10^6 个库珀对,库珀对通过彼此间的重迭一直扩展到整块超导体,从而把库珀对形成成为紧密的凝聚体,牢固地结合成团,不可分开。超电流就是这个凝聚体的整体运动,它不会受到晶格振动或杂质的散射,因此电阻为零。

在低于临界温度 T_c 的某个温度,超导体内存在两

种不同性质的电子:正常电子和超导电子,两者成一定比例处于热动平衡。与正常电子不同,超导电子作为一个凝聚体,可用一复函数 $\psi = |\psi|e^{i\gamma}$ 来描述,解释为库珀对的波函数,其中 $|\psi|^2$ 是库珀对的密度, γ 是它的共同量子相位。这是一个宏观量子态,与它有关的性质能在宏观上直接显示出来,叫做宏观量子效应。例如对大块超导体而言,可以证明 γ 等于常数^[6],从而导出迈斯纳效应,即把磁场排斥出超导体外的著名实验。约氏效应也是一种宏观量子效应。

1. 理论

超导体的宏观量子态和两块超导体之间的弱耦合就能导致约氏效应。先以隧道结为例说明弱耦合的图象。如果图1中的绝缘层 l 足够大,则两块超导体的状态便相互独立,就是说超导体1和2的量子相位 γ_1 和 γ_2 彼此独立,互不相关。当 l 愈来愈小一直到零时,两块超导体合为一块,具有同一个量子相位,即 $\gamma_1 = \gamma_2$ 。因此 l 值从足够大向零过渡时,必然存在一中间状态,两块超导体的量子相位既不全同,又不彼此独立,维持一定的关系。这种状态便称为弱耦合。实验表明,在 l 约为 10 \AA 时形成弱耦合,在 $l > 20 \text{ \AA}$ 时就可认为它是足够大了。对别种超导结也存在弱耦合的情形,例如对超导微桥而言,两块薄膜超导体之间有一长、宽约为微米的狭桥,等于相关长度的数量级,以致两侧电子对的相关性显著减弱,无法维持为一个整体,而又不相互独立,形成弱耦合。

超导弱耦合的理论是从处理隧道结开始的。利用已知的隧道哈密顿 (Hamilton) 模型,约氏求得超电流依赖量子相位差 $\theta = \gamma_2 - \gamma_1$ 的关系为

$$I = I_c \sin \theta. \quad (1)$$

后来,约氏用量子场论方法也推得相同结果^[7]。其中 I_c 为

$$I_c(T) = \frac{\pi \Delta(T)}{2|e|AR_n} \tanh \left[\frac{\Delta(T)}{2kT} \right], \quad (2)$$

由阿姆培柯卡等算出^[8]。 T 为绝对温度, A 为隧道结面积, R_n 为结的正常电阻, k 为玻兹曼常数。

这类推导所用的理论工具比较专门,这里只能说明一下理论所体现的物理图象,以便过渡到较为简单的推导方法。在隧道结中,电子通过势垒发生隧道过程,相应地存在一项电子隧道的相互作用,称为隧道哈密顿。在超导弱耦合的情形下,这项相互作用提供一项耦合能,并且导致库珀对通过势垒的隧道过程。

基于上述图象,费曼对约氏效应提出了一个简明的推导方法^[6]。如果超导体1(或2)是孤立的,则其宏观量子态应是定态,具有确定的能量。量子力学告诉我们这种状态依赖时间的关系为 $e^{-\frac{i}{\hbar}(E-E_0)t}$ 。由于所有电子对的行为都精确地相同,单个电子对的波函数

的时间因子应为 $e^{-\frac{i}{\hbar}\mu_1 t}$, 其中 μ_1 为超导体 1 中单个电子对的能量. 波函数满足方程

$$i\hbar \frac{\partial \psi_1}{\partial t} = \mu_1 \psi_1,$$

对超导体 2 来说也是如此. 如果处在弱耦合的状态, 超导体 1 和 2 中的电子对就有相互转移的微小几率, 转移的机构在隧道结中是隧道过程, 在别种结中可能是别的物理过程. 此时方程应改变为以下形式

$$i\hbar \frac{\partial \psi_1}{\partial t} = \mu_1 \psi_1 + \xi \psi_2, \quad (3)$$

其中 ξ 是弱耦合下电子对转移的振幅. 同理, 我们有

$$i\hbar \frac{\partial \psi_2}{\partial t} = \xi \psi_1 + \mu_2 \psi_2. \quad (4)$$

如果把 $\psi_1 = |\psi_1|e^{i\gamma_1}$ 和 $\psi_2 = |\psi_2|e^{i\gamma_2}$ 代入上二式, 注意到 $|\psi_1|^2 = |\psi_2|^2$, 经过简单的运算即可解得

$$\frac{\partial |\psi_1|^2}{\partial t} = -\frac{\partial |\psi_2|^2}{\partial t} = \frac{2\xi}{\hbar} |\psi_1| |\psi_2| \sin(\gamma_2 - \gamma_1), \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\gamma_2 - \gamma_1) = (\mu_1 - \mu_2)/\hbar. \quad (6)$$

根据连续性方程, 密度的时间变化率等于向结区流去的密度流的负值. 考虑到电子对的电荷为 $2e$, 同时把单个电子对的 $|\psi_1|^2$ 和 $|\psi_2|^2$ 换成为所有电子对的密度, 从(5)式即可求得相位差 $\theta = \gamma_2 - \gamma_1$ 时的电流密度

$$j = j_c \sin \theta, \quad (7)$$

其中 j_c 是一个与相位差无关的常数, 等于

$$j_c = \frac{\psi_1 |\xi| |\psi_2|}{\hbar} |\psi_1| |\psi_2|.$$

从方程(6)可以得出相位差 θ 依赖于时间的方程. 若在超导体 1 和 2 之间偏置一电位差 $V = V_1 - V_2$, 则由此引起的电子对在结区两侧的能量差 $\mu_1 - \mu_2 = 2eV$. 于是方程(6)变为

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{2e}{\hbar} V. \quad (8)$$

方程(7)和(8)是描述约氏效应的两个基本方程.

当结区存在磁场的情形下, 方程(7)和(8)应有所变化, 因为磁场将会影响波函数在各处的量子相位^[6]. 利用规范不变性即可导出磁场对量子相位的影响. 这里只给出改变后的方程

$$j = j_c \sin \left(\theta - \frac{2e}{\hbar c} \int_1^2 \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \right), \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\theta - \frac{2e}{\hbar c} \int_1^2 \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \right) = \frac{2e}{\hbar} \int_1^2 \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}, \quad (10)$$

其中 \mathbf{A} 是磁场的矢势, 与磁场强度 \mathbf{H} 的关系为 $\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}$, \mathbf{E} 为结区内的电场强度, 积分路径取超导体 1 到 2 的最短距离.

上述方程被广泛地用于各类超导结, 比较和分析

各种实验结果.

2. 实验和讨论

研究约氏效应的典型实验装置如图 4 所示^[9], 通过波导可以输入或引出微波信号, 通过亥姆霍兹线圈

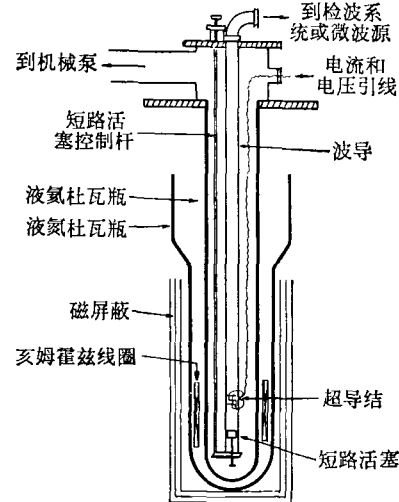


图 4 研究交直流约氏效应的典型实验装置

外加磁场. 用一可调的恒定电流, 经过电流计从电流引线通过超导结, 再从电压引线两端测得电压, 即求得超导结的直流 $I-V$ 特性曲线, 而约氏效应都是通过直流 $I-V$ 曲线显示的.

对隧道结而言, 显示超电流的实验如图 5 所示^[10].

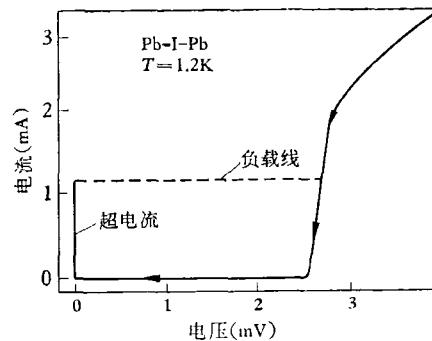


图 5 显示直流超电流的 $I-V$ 曲线. 当电流大于临界电流时, 曲线沿负载线跳到正常隧道电流曲线上

当通过结的电流小于某个临界值时, 在图上可以看到无电位差的超电流. 继续增大电流, 大于临界值时结区两端出现电压, 曲线从超电流线沿着负载线跳到由正常电子隧道所产生的背景电流上去了.

在结区两端存在电位差 V_0 时, 利用(8)式, 积分后得

$$\theta = \frac{2e}{\hbar} V_0 t + \theta_0 = \omega_0 t + \theta_0,$$

其中 ω_0 称为约瑟夫森振荡频率, θ_0 是一积分常数, 代入(7)式可得

$$j = j_c \sin(\omega_0 t + \theta_0). \quad (11)$$

这是一个交变超电流, 无法在直流 $I-V$ 曲线上显示出来。为了显示和验证交流超电流的存在, 通常再用微波照射结区使其两侧增加一交变电压 $v_s \cos \omega_s t$, 其中 ω_s 为微波频率, v_s 为微波电压的振幅, 此时作用在结上的电压为 $V_0 + v_s \cos \omega_s t$, 代入方程(8)并积分, 考虑到 $\frac{2e}{\hbar} V_0 = \omega_0$, 可得

$$\theta = \omega_0 t + \frac{2ev_s}{\hbar\omega_s} \sin(\omega_s t) + \theta_0, \quad (12)$$

代入(7)式后得

$$j = j_c \sin \left[\omega_0 t + \frac{2ev_s}{\hbar\omega_s} \sin \omega_s t + \theta_0 \right]. \quad (13)$$

利用贝塞尔函数展开公式

$$e^{ix \sin \theta} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(x) e^{in\theta},$$

其中 $J_n(x)$ 为 n 阶贝塞尔函数, 可将(13)式展开为

$$j = j_c \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n \left(\frac{2ev_s}{\hbar\omega_s} \right) \sin [(\omega_0 + n\omega_s)t + \theta_0]. \quad (14)$$

对给定的 ω_s 而言, 在一般的 ω_0 下, (14)式右边的项均

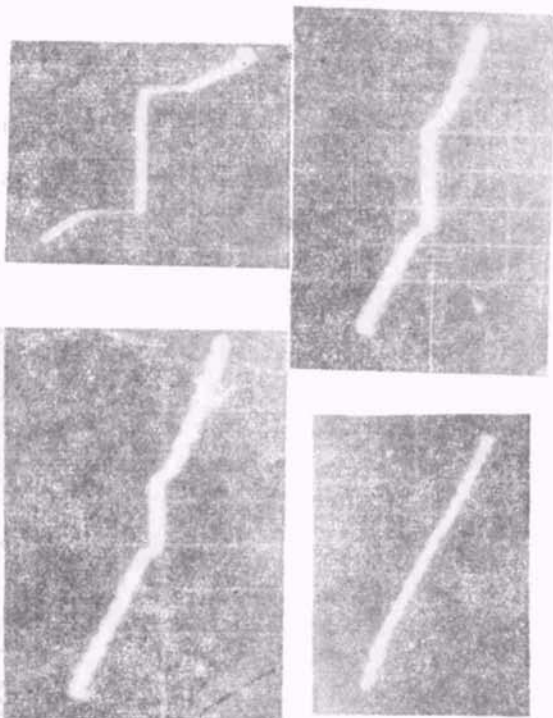


图6 Nb-Nb点接触结在4.2K的 $I-V$ 特性曲线, 显示出10GHz微波辐射下诱导的常电压电流梯级。左上图是零功率的, 依此相应于逐渐增加入射功率。结的电阻约为 1Ω , 纵坐标为电流坐标, 横坐标为电压坐标

为交变超电流项, 但是改变偏置电压 V_0 , 使得 $\omega_0 + n\omega_s = 0$ 时 ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), 存在一零频的(即直流的)超电流项, 它就能在直流 $I-V$ 曲线的背景电流上显示出来, 形成常电压电流梯级。图6是我校微波超导研究小组对点接触结进行实验所得的结果, 从照片上可以看到许多常电压电流梯级。这是实验上证实存在交变超电流的一种方法。

另一种证实交变超电流存在的实验方法如下。在偏置电压 V_0 的隧道结上加一适当的平行于结平面的小磁场 \mathbf{H} , 取磁场方向为 x 轴, 则 $\mathbf{H} = (H, 0, 0)$, 此时选取矢势 $\mathbf{A} = (0, 0, Hy)$, 参照图1所示的方向, 算得

$$\int_1^2 \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = - \int_1^2 \nabla V \cdot d\mathbf{l} = V_1 - V_2 = V_0,$$

$$\int_1^2 \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} = Hyd.$$

其中 d 为结区宽度, 计入超导体的穿透深度 λ , $d = 2\lambda + l$ 。把上两式代入(9)和(10)式, 求得超电流密度依赖偏置电压和磁场强度的关系

$$j = j_c \sin \left(\frac{2e}{\hbar} V_0 t - \frac{2ed}{\hbar c} Hy + \theta_0 \right). \quad (15)$$

这是一个行波式的交变超电流, 它将在结区感生辐射场。考虑到结区是一个两端开路的腔体, 其中存在一系列传播辐射场的本征模式。如果改变偏置电压使得感生的辐射场等于本征模式之一, 辐射场将因谐振而大为加强。这就相似于有微波照射的情形, 导致电流梯级。由于它是约瑟夫森振荡自己感生的, 所以称作自诱导电流梯级, 实验结果如图7所示。约瑟夫森振荡电流自己感生的辐射会向外发射, 兰琴贝格等使用图4的装置, 把波导接到一灵敏的检波系统中观察到这种辐射, 功率约为 10^{-11} 瓦^[11]。

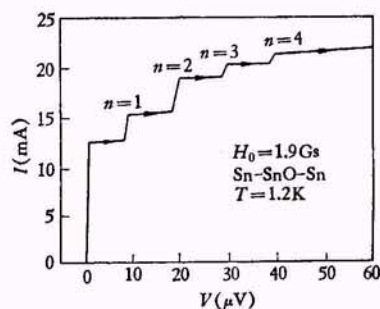


图7 自诱导常电压电流梯级实验图, 谐振模式(用 n 表号)的电压间距相应的频率间距约为 4.6 GHz

直接证实直流超电流依赖磁场关系的实验方法如下: 在隧道结上加一与结面平行的磁场 H , 测量通过结的最大超电流与所加磁场的关系。此时的超电流密度为

$$\begin{aligned}
 I &= I_c \sin \left(-\frac{2e}{\hbar c} \int_1^2 \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} + \theta_0 \right) \\
 &= I_c \sin \left(-\frac{2ed}{\hbar c} Hy + \theta_0 \right).
 \end{aligned}$$

如隧道结的长度和宽各为 L 和 W ，则通过结的总电流为

$$\begin{aligned}
 I &= \int_{-L/2}^{L/2} dx \int_{-W/2}^{W/2} dy I \\
 &= I_c L W \sin \left(\frac{edHW}{\hbar c} \right) \sin \theta_0 / \frac{edHW}{\hbar c}. \quad (16)
 \end{aligned}$$

当 $\sin \theta_0 = \pm 1$ 时是该磁场 H 下能通过结的最大直流超电流 I_{\max} ，即

$$I_{\max} = I_0 \left| \frac{\sin \Phi}{\Phi} \right|, \quad (17)$$

其中 $I_0 = I_c L W$ ， $\Phi = \frac{edWH}{\hbar c}$ 。不难看出， I_{\max}

依赖 H 的关系与单色光通过狭缝的衍射图案相同，实验结果如图 8 所示，完全证实了这种关系。

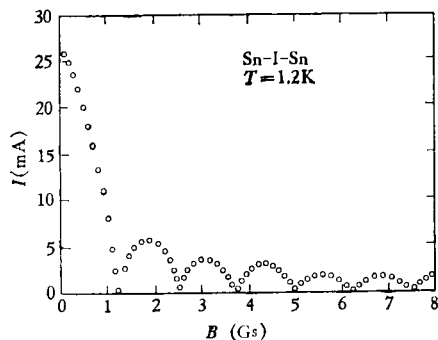
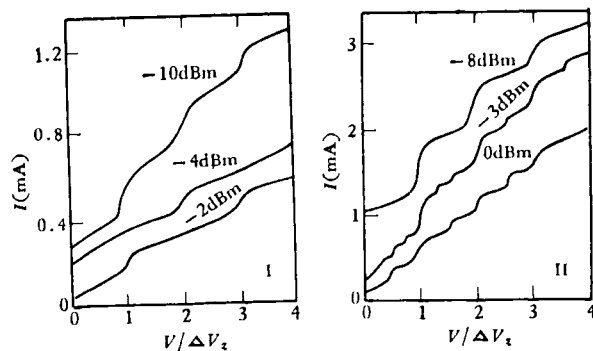


图 8 最大超电流依赖磁场关系的衍射图案

有关各种超导结的实验很多，这里准备介绍一下在微波照射下出现分谐波电流梯级的实验^[12]。戴姆等在超导微桥下发现，除了 $\omega_0 + n\omega_i = 0$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) 时出现常电压电流梯级外，在 n 为分式时（如 $n = \frac{1}{2}, \frac{1}{3}, \dots$ 等）也出现电流梯级。对点接触结也有类似结果，例如季米特连柯等的实验表明，调节点接触的压力使其正常电阻在 $0.4-1 \Omega$ 时仅观察到谐波的电流梯级，继续压紧点接触结，使其正常电阻在 $0.1-0.01 \Omega$ 时，除谐波的电流梯级外，还出现分谐波的电流梯级（见图 9）。为了解释实验，存在二种看法。一是沙利文等提出的^[13]，他们在保持关系式 (1) 的前提下，考虑到还有与结并联的电导和电容以及与结串联的电感，求解这个系统，即可解释分谐波电流梯级的出现。另一种看法认为 I 依赖于相位差的关系不是正弦式的，具有更普遍的形式：

$$I = \sum_{n=1}^{\infty} I_{c,n} \sin \theta, \quad (18)$$



Nb-Sn $T = 3.6\text{K}, \nu = 9.3\text{GHz}$
 $\Delta V_z = 19.2\mu\text{V}$

Nb-Sn $T = 3.6\text{K}, \nu = 9.3\text{GHz}$
 $\Delta V_z = 19.2\mu\text{V}$

图 9 I 是高欧姆点接触 ($0.4-1 \Omega$) 的 $I-V$ 特性曲线，显示出微波照射下的常电压电流梯级，没有分谐波结构。II 是低欧姆点接触 ($0.1-0.01 \Omega$) 的 $I-V$ 曲线，出现分谐波结构

从而导出分谐波电流梯级。巴拉托夫等对超导微桥所作的理论计算结果确是如此^[14]。但是二者都没有精确的定量实验比较。看来都有待进一步的发展。

三、约氏效应在微波上的应用

偏置电压下的超导结存在交变超电流，必然会与辐射场发生相互作用，也即发射和吸收辐射。从制作器件的观点看来，就是研究其用作辐射发生器以及辐射接收元件的可能。下面将依次逐一介绍。

1. 毫米波和亚毫米波发生器

超导结可以用作频率在 $5-1000 \text{ GHz}$ 范围内的相干辐射发生器。目前在亚毫米波发生器方面尚属空白，所以研究把超导结用作亚毫米波波源的可能性是有意义的。

前面已经提到，观察到的隧道结发射辐射的功率约为 10^{-11} 瓦，这是太小了一些。但从供应给它的直流功率来估计，最大发射功率应有微瓦的数量级。这是隧道结和自由空间阻抗不匹配，能量耦合效率只有 0.01% 所致。改进的方法是改善结和自由空间的匹配。由于点接触结是开结构，且能做到有相对高的电阻，所以有较好的阻抗匹配。对单个点接触结观察到的发射功率为 10^{-7} 瓦。为了继续增大发射功率需要增大结的尺寸，只要把结列成阵就可达到目的。对排列成阵的弱连接观察到的发射功率为 2×10^{-6} 瓦^[15]。

按照目前达到的发射功率水平，可以用于实验室内的亚毫米波波源。

2. 宽带低电平视频检测器

超导结可用于微波直至远红外的检测，最直接的

方法是观察辐射照射后产生的电流梯级,从梯级发生处的电压和电流跃变高度确定辐射的频率和强度.但这种检测方法灵敏度不高,仅能检测到功率为 10^{-10} 瓦的辐射.

为了获得较高的灵敏度,格里姆等发展了如下方法^[16].他们用可调节的点接触结,运转在无滞后的状态,所得 $I-V$ 曲线如图 10 所示.实线表示无辐射时的

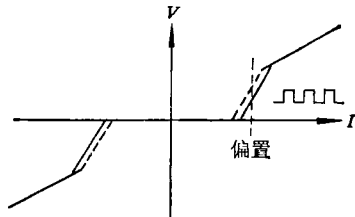


图 10 $V-I$ 曲线图,显示外加辐射引起零电压电流的改变,实线为辐射开路,虚线为辐射接通.在图示偏置电流下,当辐射斩流在 90 Hz 频率时,电压随时间的变化显示在右侧插图中

情况,外加辐射使得通过结的最大零电压电流减少,从而移到虚线所示的位置.测量由辐射引起的最大零电压电流的减少值即可用作检测器.实际的测量方法如下:固定偏置电流在 $I-V$ 曲线上临界电流附近的高微分电阻的点上,同时用一斩流器把辐射斩流为频率 90 Hz 的入射信号,辐射将在此频率下导致一个越过结的电压响应(图 10 中右侧插图),这个电压经过合适的放大和整流,就作为检测到的信号画在纪录纸上.图 11 是他们用作远红外检测器的实验简图.其性能是宽带低电平,灵敏度用等价噪声功率来表示为 $10^{-13} \text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$.

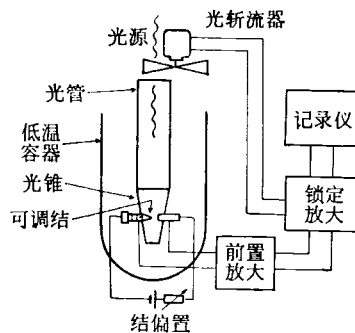


图 11 远红外检测实验装置简图

这是一种已用于实践的检测器,乌立希用于天文观察的检测器就属于这一种^[17].他指出,由于缺少灵敏的检测器使得亚毫米波天文学领域的进展缓慢,通过应用约氏效应情况有了改善.

康脱等利用点接触实现了另一种检测方法^[18]通过点接触的偏置电流 I_B 大于结的临界电流 I_C ,从而在结上维持一平均电压 \bar{V} ,等于

$$\bar{V} = R(I_B^2 - I_C^2)^{1/2}, \quad (19)$$

相应的约氏频率 $\omega_0 = \frac{2c}{h} \bar{V}$. 在频率为 ω 的辐射照射下相当于结上增加了一个交变电流 $I_s \cos \omega t$. 经过计算获得平均电压的改变 $\Delta \bar{V}$ 为

$$\Delta \bar{V} = \frac{I_s^2 R}{4} \frac{I_C^2}{(I_B^2 - I_C^2)^{3/2}} \frac{\omega_0^2}{\omega^2 - \omega_0^2},$$

从而得到单位功率下直流电流的响应

$$\Delta \bar{V} / \frac{I_s^2 R}{2} \frac{d\bar{V}}{dI_B},$$

其中 $\frac{d\bar{V}}{dI_B}$ 由(19)式通过微分获得.在给定 ω 下,响应作为偏置电压的函数,在图 12 中用实线来表示.事实上由于偏置的涨落,使得响应变宽和减小,应为虚线所示的样子.黑圆点是对 Nb-Nb 点接触,入射频率为 90 GHz 的辐射所得的实验结果,两者符合得很好.实验上测得的这种检测器的灵敏度为 $5 \times 10^{-13} \text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$.

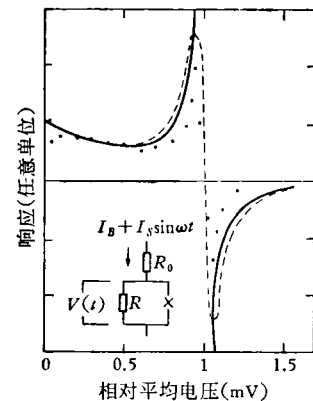


图 12 计算得到的对高频 ω 电流的直流电流响应,它作为偏置电压(单位为 $\frac{h\omega}{2e}$)的函数(实线).偏置的涨落使得谐振响应变宽和减小,变为虚线所示的样子.黑圆点是实验的结果

理查德等实现了一种再生式窄带检测器^[19].把点接触放在一个腔体中,调节点接触的偏置电压,使其发射的辐射等于腔体的谐振频率,辐射因谐振得到加强,转而把能量耦合回点接触结形成反馈,在 $I-V$ 曲线上导致自诱导梯级.如有宽带辐射进入腔体,就会在腔体谐振的频率上使自诱导梯级有大的响应,测量响应即可用作检测.这种检测器的灵敏度 $\leq 10^{-11} \text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$.

3. 频率分析计

超导结受单色源辐射时在 $I-V$ 曲线上呈现常电压电流梯级,频率和第一个梯级处电压的关系为 $\omega = \frac{2c}{h} V$,量得电压即可确定频率.精确测量电压是这种频率分析计精确确定频率的条件,目前用超导结所做的伏特计一般就可达到 10^{-13} 伏的精确度.这是一种方便的宽频带的频率分析计.

4. 超外差接收元件

把超导结用作超外差接收元件是一个正在研究和

发展着的课题。它可以用作混频，变频和参量放大等元件。

混频

对超导结进行混频实验开始于 1968 年。如果用两种频率 ω_1 和 ω_2 的微波照射结，同时结的偏置电压为 V_0 ，则作用在结上的电压为

$$V_0 + v_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_1) + v_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_2),$$

其中 φ_1 和 φ_2 各为两种微波的初始相位。进行与推导 (14) 式相类似的计算，可以求得通过结的超电流密度

$$j = j_c \sum_{k,l=-\infty}^{\infty} J_k \left(\frac{2ev_1}{\hbar\omega_1} \right) J_l \left(\frac{2ev_2}{\hbar\omega_2} \right)$$

$$\times \sin[\omega_0 t + \theta_0 + k(\omega_1 t + \varphi_1) + l(\omega_2 t + \varphi_2)]. \quad (20)$$

从上式可知，与单个微波照射结的实验不同，在 $I-V$ 曲线上除了 $\omega_0 + k\omega_1 = 0$ 和 $\omega_0 + l\omega_2 = 0$ 的电流梯级外，还在 $\omega_0 + k\omega_1 + l\omega_2 = 0$ 处出现电流梯级，其中 k 和 l 为某个整数。自然，在点接触和超导微桥的情形下，还可能出现与分谐波有关的结构。图 13 是勃拉

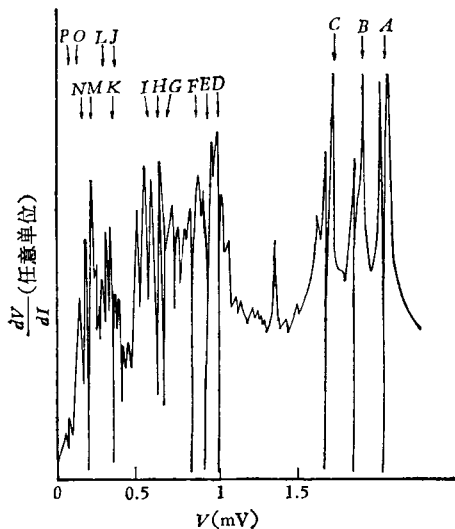


图 13 Nb-Nb 点接触结的微分电阻相对于电压的实验图，它处在 HCN 激光器三种频率(964, 891 和 805 GHz) 辐照下得到的。在 $I-V$ 曲线上出现梯级的地方相应于图中向下走的尖峰信号上。曲线上的标号相应于(通过关系 $2eV = h\nu$) 以下的频率: A, 964; B, 891; C, 805; D, $1/2 \times 964$; E, $1/2 \times 891$; F, $1/2 \times 805$; G, $1/3 \times 964$; H, $1/3 \times 891$; I, $1/3 \times 805$; J, $2 \times (891-805)$; K, $(964-805)$; L, $2 \times (964-891)$; M, $(891-805)$; N, $(964-891)$; O, $1/2 \times (891-805)$; P, $1/2 \times (964-891)$ 。频率的单位是 GHz

奈等在 Nb-Nb 点接触的情形下，用 HCN 激光器发射的三种亚毫米波产生混频而出现谐波和分谐波梯级的实验^[20]。他们为了获得更明显的梯级，测得的是微分电阻 $\frac{dV}{dI}$ 依赖于电压 V 的曲线。容易看出，曲线中尖

峰向下走的地方即是 $I-V$ 曲线上出现梯级的地方。

用于微波上的混频器的作用，在于利用本地振荡把微波输入信号通过混频变为中频信号输出。例如取出中频信号的体系是与超导结相耦合的 $L-C$ 谐振线路，中频信号频率，即谐振频率 ω_{if} 为 60 MHz。那么适当调节偏置电压 $V_0 = \frac{\hbar}{2e} \omega_0$ ，使得 $\omega_{if} = \omega_0 + k\omega_1 +$

$l\omega_2$ ，即可经过超导结的混频再耦合到 $L-C$ 谐振线路中作为中频输出。其中 ω_1 是本地振荡频率， ω_2 为输入信号频率。麦克唐奈等用速调管微波信号(频率为 10.6 GHz) 作本地振荡，用它的第 84 次谐波和 HCN 激光器的亚毫米波(频率为 891 GHz) 用点接触进行混频后取出中频信号(频率为 60 MHz) 作为输出，然后再对中频输出进行放大^[20]。这是一个典型的用作混频器的实验。

对亚毫米波来说，超导结混频器比通常用的非线性阻抗混频器优越。非线性阻抗混频器的混频振幅随谐波数 n 如 $1/n^2$ 般地减小，只能获得 n 等于 10 到 20 次的谐波混频。而超导结混频器的混频振幅随谐波数 n 的增加如贝塞尔函数般地减小，谐波混频的 n 可以达到几百甚至上千。对亚毫米波和远红外波来说，这是一种很有希望的混频元件。

变频

用超导结实现变频作用非常简单。在偏置电压 $V_0 = \frac{\hbar}{2e} \omega_0$ 下，受频率为 ω_s 的微波照射的点接触结的超电流密度由 (14) 式给出

$$j = j_c \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n \left(\frac{2ev_s}{\hbar\omega_s} \right) \sin[(\omega_0 + n\omega_s)t + \theta_0].$$

上式右边的项均为交变超电流项。如果我们希望用 $L-C$ 谐振电路(谐振频率为 ω_{if} ，例如 $\omega_{if} = 30$ MHz) 取出中频信号，只须调节偏置电压 V_0 ，使其满足 $\omega_{if} = \omega_0 + n\omega_s$ 即可。此时所用的点接触，通常做成具有串联电感的形式，通过电感耦合到 $L-C$ 谐振电路。图 14 是一种带电阻 R

的 S_{quid} ¹⁾，简称为 $R-S_{\text{quid}}$ 。法埃夫等用这种点接触在上述方式下进行变频，由于微波和点接触之间用了比较粗糙的耦合系统，获得的灵敏度用等价噪声功率来表示为 $10^{-12} \text{ W} / \sqrt{\text{Hz}}$ ^[21]。

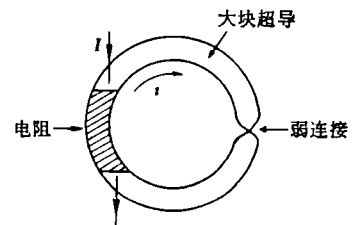


图 14 $R-S_{\text{quid}}$ 简图

1) Squid 是 Superconducting Quantum Interference Device 的缩写，中译名为超导量子干涉器件。

在微波应用上,超导结的变频作用特别具有吸引力,因为可以避免掉超外差接收机中的本地振荡。在亚毫米波段更是如此。利用约瑟夫森振荡作为本地振荡体现出来的超导结的变频作用,就可省掉外加的本地振荡,并且它是电压可调的,十分简便,在 *R-Squid* 的情形下,只要改变供给到 *R* 上的恒定电流即可。

参量放大

把超导体用作参量放大是从薄膜开始的。克拉法因用蒸发在金红石谐振腔上的超导薄膜,在外泵浦作用下观察到参量放大。他提到薄膜中可能因偶然的氧化层导致超导隧道结所致^[22]。后来席牟用同样的装置对薄膜的参量放大机构进行检验,发现它存在依赖于小磁场的周期关系,证实有超导隧道结存在^[23]。他直接把隧道结蒸发在金红石谐振腔中也获得参量放大的结果。近来,康脱等利用偏置电压所得的约瑟夫森振荡作为自泵,运转在信号频率和空闲频率相等的模式下,观察到参量放大,增益为 11 dB^[24]。

超导结的参量放大在于它是一个可变电感。从方程(7)和(8)即可导出超导结的单位面积电感 L 为

$$L = \frac{\hbar}{2eI_c} \frac{1}{\cos\theta},$$

由于 L 的非线性性质形成参量放大元件。利用现有的关于超导结的理论,可以方便地推出有关超导结的参量放大理论,结果只是证明了现有的参量放大理论完全可用于超导结的情形,因此就不作介绍了。

综上所述,超导结在毫米、亚毫米和远红外波段的应用是一个新兴的科研课题,用它制作的器件,有的已付实用(如检测器),多数还处在研究和提高的阶段,值得我们注意。

参 考 文 献

- [1] Josephson, B. D., *Phys. Letters*, **1** (1962), 251.
- [2] Anderson, P. W., and Rowell, J. M., *Phys. Rev. Letters*, **10** (1963), 230; Rowell, J. M., *Phys. Rev. Letters*, **11** (1963), 200; Shapiro, S., *Phys. Rev. Letters*, **11** (1963), 80.
- [3] Clarke, J., *Phys. Today*, 24-8 (1971), 30.
- [4] Schroen, W., *J. Appl. Phys.*, **39** (1968), 2671; Buhrman, R. A., Strait, S. F., and Webb, W. W., *J. Appl. Phys.*, **42** (1971), 4527; Bruek, A., *J. Phys. E*, **5** (1972), 1047.
- [5] Cooper, L. N., *Phys. Rev.*, **104** (1956), 1189; Bardeen, J., Cooper, L. N., and Schrieffer, J. R., *Phys. Rev.*, **108** (1957), 1175.
- [6] Feymann, R. P., *Lecture on Physics*, Vol. III, (1965).
- [7] Josephson, B. D., *Advan. Phys.*, **14** (1965), 419.
- [8] Ambegaokar, V., and Baratoff, A., *Phys. Rev. Letters*, **10** (1963), 586; (*E*) **11** (1963), 130.
- [9] Parker, W. H., Langenberg, D. N., and Denenstein, A., *Phys. Rev.*, **177** (1969), 639.
- [10] Taylor, B. N., *J. Appl. Phys.*, **39** (1968), 2490.
- [11] Langenberg, D. N., Scalapino, D. T., and Taylor, B. N., *Sc. Am.*, 214-5 (1966), 30.
- [12] Dmitrenko, I. M., Bondarenko, S. I., Bevza, Yu. G., Kolin'ko, L. E., *Proc. of the 11th International Conference on Low Temperature Physics*, (1968), 729.
- [13] Sullivan, B. D., Peterson, R. L., Kose V. E., and Zimmerman, J. E., *J. Appl. Phys.*, **41** (1970) 4865.
- [14] Baratoff, A., and Blockburn, J. A., *Phys. Rev. Letters*, **25** (1971), 1096.
- [15] Clarke, T. D., *Proc. of the 12th International Conference on Low Temperature Physics*, (1971), 449.
- [16] Grimes, C. C., Richards, P. L., and Shapiro, S., *J. Appl. Phys.*, **39** (1968), 3905.
- [17] Ulrich, B. T., *Proc. of the 13th International Conference on Low Temperature Physics*, (1971), 867.
- [18] Kanter, H., and Vernon, Jr. F. L., *Phys. Letters*, **35A** (1971), 349.
- [19] Richards, P. L., and Sterling, S. A., *Appl. Phys. Letters*, **14** (1969), 394.
- [20] McDonald, D. G., Rislav, A. S., Cupp, J. D., and Evenson, K. M., *Appl. Phys. Letters*, **18** (1971), 162.
- [21] Fife, A. A., and Gygax, S., *J. Appl. Phys.*, **43** (1972), 2391.
- [22] Clorfeine, A. A., *Proc. IEEE*, **52** (1964), 844; **53** (1964), 388.
- [23] Zimmer, H., *Appl. Phys. Letters*, **10** (1967), 193.
- [24] Kanter, H., and Silver, A. H., *Appl. Phys. Letters*, **19** (1971), 515.