

# 极端的手段、极端的目标——超导电子器件及其应用<sup>\*</sup>

吴培亨<sup>†</sup> 许伟伟

(南京大学超导电子学研究所 南京 210093)

**摘要** 超导电性既是物理学中一个光彩夺目的领域,也是电力工程和电子学中许多独特的新应用的源泉.工作于液氦或液氮温区的超导电子器件,固然有赖于“低温”的极端手段,却能在灵敏度、频带宽度、响应速率等方面达到极端的目标.文章以液氮温区超导体为主,简述了有关的电子器件的基本原理和应用类型,并展示了其发展前景,以纪念超导现象发现一百周年.

**关键词** 超导电性,超导结,超导电子器件,液氦,液氮

## Superconducting electronic devices and their applications—— how unique performance can be realized at extreme temperatures

WU Pei-Heng<sup>†</sup> XU Wei-Wei

(Research Institute of Superconductor Electronics, University of Nanjing, Nanjing 210093, China)

**Abstract** Superconductivity is not only a fascinating topic in physics but also a very important source for many unique applications in electric and electronic engineering. Although extremely low temperatures (either liquid helium or liquid nitrogen temperatures) are indispensable for the proper operation of superconducting devices, much better performance in sensitivity, bandwidth, response speed, etc can be realized compared with what is possible using their room temperature counterparts. To mark the 100th anniversary of the discovery of superconductivity, this paper reviews the basic principles, major applications and future possibilities of superconducting electronic devices, focusing on those at liquid helium temperatures.

**Keywords** superconductivity, superconducting junctions, superconducting electronic devices, liquid helium, liquid nitrogen

超导现象发现至今已有整整一百年的历史.它既是物理学中一个光彩夺目的领域,也是电力工程和电子学中诸多新应用的源泉.从物理机制来看,超导体在电子学中的应用,大体上可以归纳为以下三种类型.

### 1 超导态与正常态相变的应用

利用材料由正常态到超导态的相变曲线很尖锐的特点,可以制成非常灵敏的测量功率或脉冲能量的器件,通常称为超导转变边缘传感器(TES)或超

导相变温度计(SPT).实际上,这是一层超导薄膜,偏置在正常态和超导态之间很窄的温度范围内,温度稍有变化即会引起从零电阻态到正常电阻态的相变,其对数灵敏度 $\alpha = \frac{d(\log R)}{d(\log T)}$ (式中 $R$ 是器件的电阻, $T$ 是所处的温度),比常用的半导体热敏电阻温度计高2个数量级以上.当然,转变灵敏度非常高的特点,也会引起不稳定性、饱和能量较低等问题,设

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号:10874074,61027008)、教育部博士基金(批准号:200802840031)资助项目

2011-10-17 收到

<sup>†</sup> 通讯联系人. Email: phwu@nju.edu.cn

计时需要认真考虑. 目前, 已经发展了多种 TES 传感器, 其典型的性能指标是: 工作在 0.1K 时, 探测效率为 95%, 暗计数率为每秒几次, 响应速率为 100kHz. 从这类器件的工作频率范围来看, 遍及毫米波到伽马射线; 从研究对象来看, 涉及弱相互作用粒子、生物分子、暗物质、物质的化学组分、量子信息等领域.

类似地, 超导器件在吸收了外加辐照后会发生超导态至正常态的相变, 所以可以用它来测量极弱光乃至单光子, 还可用于深空通信、量子信息技术、集成电路故障诊断、生物光子学等方面. 这种器件是厚度为纳米量级的超导薄膜, 被刻成曲折线条带的形状(曲折线线宽和线的间距为几十纳米到几百纳米的量级), 并以适当的电流加以偏置. 外加光子入射到超导薄膜上并被吸收后, 造成局部升温而转变为正常态的小岛. 由于正常态小岛的电阻较超导态高, 迫使偏流向条带的两侧流动, 又使电流超过了相应的临界值, 从而使超导薄膜转变为正常态. 这样, 由于吸收光子的能量而造成的正常态小岛迅速扩展, 使条带的横截面转变为正常态, 从而产生相应的电压信号(见图 1). 通常把这类器件称为超导纳米线单光子探测器(SNSPD), 工作温度在 2—3.5K 时, 可以检测近红外到中红外的单个光子, 检测效率为百分之几到百分之几十, 暗计数率为每秒几次, 而响应速率可达 100MHz 或更高<sup>[1-2]</sup>.

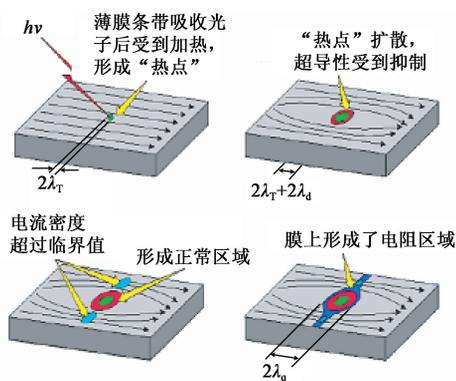


图 1 超导纳米线单光子探测器原理示意图

## 2 低微波表面电阻的应用

超导薄膜可以做得非常好, 使其微波表面电阻比正常金属中的良导体(金、银、铜等)在同样温度下的表面电阻低许多(例如低 2 个数量级或以上). 这样, 用超导薄膜取代正常金属薄膜, 可以制备品质因

数极高的谐振电路和插入损耗极小的传输线等等. 图 2(a)中的各条曲线表示温度为 4.2K 时, 超导体 Nb<sub>3</sub>Sn、超导体 Nb、正常金属 Cu 等各种薄膜的表面电阻随频率变化的情况, 而图中的各个数据点则是不同研究组制备的高温超导体 YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-d</sub> 薄膜在 4.2K 时的表面电阻<sup>[3]</sup>.

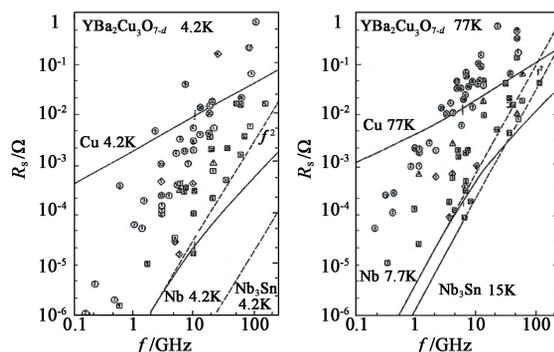


图 2 多种薄膜的表面电阻随频率的变化 (a) 4.2K 时 YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-d</sub> 薄膜与多种薄膜的表面电阻比较; (b) 77K 时 YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-d</sub> 薄膜与多种薄膜的表面电阻比较

从图 2 可以明显看出, 同处于 4.2K 的温度之下, 超导 Nb 和 Nb<sub>3</sub>Sn 薄膜的表面电阻远低于正常金属 Cu 薄膜的表面电阻, 而高温超导 YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-d</sub> 薄膜的表现也不俗. 当样品工作于液氮温度 77K 时, 高温超导 YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-d</sub> 薄膜的表面电阻也普遍低于铜, 虽然在早期的研究中, 高温超导薄膜的特性尚不够完善(见图 2(b))<sup>[3]</sup>. 这样, 利用超导薄膜取代正常金属制备的微波器件便有许多独特的优点, 例如, 滤波器的带内插损很低、阻带边缘很陡, 等等, 这在实际应用中很有好处. 图 3 中黑色部分表示的是接收机中采用了高温超导滤波器之后增大的覆盖区域<sup>[4]</sup>.

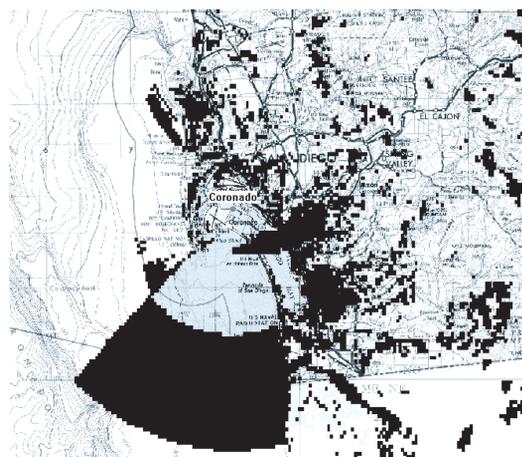


图 3 接收机中采用了高温超导滤波器之后增大的覆盖区域

### 3 约瑟夫森效应与准粒子隧道效应的应用

根据弱耦合超导体(超导结)之间的电子对隧道效应和准粒子隧道效应,可以发展一大批电子器件,这构成了超导电子学的主要内容.在一定程度上,我们可以说,超导电子学就是超导结电子学.如图 4 所示,如果在基片上沉积厚度为 2000—3000Å 的超导薄膜(图 4 中的超导体 1),在其上制备厚度为 20Å 左右的绝缘层(图 4 中的绝缘体),顶上再沉积厚度为 2000—3000Å 的超导薄膜(图 4 中的超导体 2),我们就获得了超导—绝缘—超导夹心式的结构,也称 SIS 结(目前,用这种方式制备 SIS 结还只限于工作于液氦温区的低温超导体).如果我们粗略地从“无限大电导率”的角度描述超导体的话,可以认为,即使样品两端的电压为零,其中仍可有一定的电流通过;对于上述超导结,则由于绝缘层的存在,当结两端的电压为零时,其中似乎就不可能有电流通过了,正好比一根铜棍锯断后在其中间夹以云母片再重新粘成棍子,它就从良导体变成不导电(或者电阻非常大)的了.但是,对于超导结来说,这种臆想式的推断完全是错的.20 世纪 60 年代即已从理论和实验上证明,在绝缘层非常薄的情况下,当结两端电压为零时,结内可以有一定的电流通过,只是这种电流有一定的临界值,通过结的电流一旦超过了临界值,结两端的电压降不再为零了(结两端的电压降为零时可以通过结的这种电流称为“超流”).这似乎意味着结两侧的超导电极虽然被很薄的绝缘层分开,但超导体的基本特性却没有从根本上被摧毁,只是超流的临界值比大块超导样品中的电流临界值小几个量级.由于这个原因,我们可以把超导结看成弱化了超导体.在 20 世纪 60 年代,从理论和实验上证明的另一个现象是,当结两端加有一定的直流电压时,通过结区的是高频振荡的电流,其频率决定于所加的直流电压的大小.用物理的术语来讲,样品处于超导态时,其中的电子通过晶格的媒介作用而两两形成电子对,大量电子对相互作用的结果,使能量进一步降低而成为基态,并可由一定幅度和相位的波函数加以描述.对于图 4 中的超导结,波函数可表示为

$$\Psi_k = (n_k)^{1/2} e^{i\theta_k} ,$$

上式中  $n_k$  表示波函数的幅度,  $\theta_k$  表示波函数的相位; $k=1$  对应于区域 1,  $k=2$  对应于区域 2. 由于分隔两者的绝缘层非常薄,两侧的波函数必然延伸到

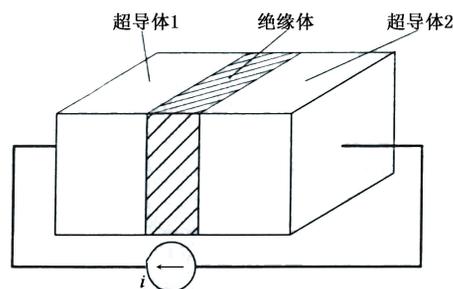


图 4 超导—绝缘—超导夹心式的结构

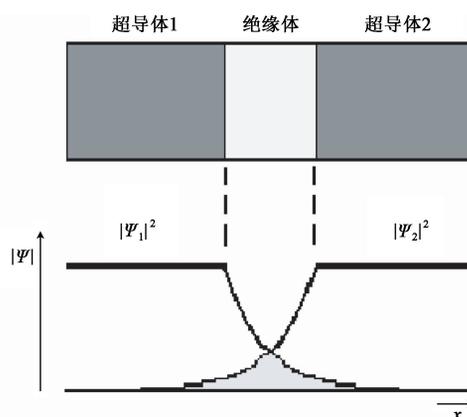


图 5 超导—绝缘—超导结构的波函数

对方区域中(见图 5),从而使各自遵从的薛定谔方程修正为

$$i\hbar \frac{d\Psi_2}{dt} = U_2 \Psi_2 + K\Psi_1 , \quad (1)$$

$$i\hbar \frac{d\Psi_1}{dt} = U_1 \Psi_1 + K\Psi_2 , \quad (2)$$

这里  $K$  表示两侧耦合的程度;当两侧超导体间加有电压  $V$  时,  $U_1 = -e^* V/2$ ,  $U_2 = e^* V/2$ (其中  $e^*$  是载流子的有效电荷); $\hbar$  是普朗克常数.将(2)式代入(1)式,经过简单的运算,即可得到

$$J = J_1 \sin\varphi , \quad (3)$$

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} = \frac{2eV}{\hbar} , \quad (4)$$

$$\nabla\varphi = \frac{2e}{\hbar} \cdot \frac{d}{c} H \times i_z , \quad (5)$$

其中  $J$  是通过结区的超流,  $J_1$  是其临界值,  $\varphi = \theta_1 - \theta_2$  是两侧超导体波函数的相位差,  $e$  是电子电荷,  $d$  是绝缘层的厚度加上两侧超导体内磁场的穿透深度,  $c$  是真空里的光速,  $H$  是结区的磁场,  $i_z$  是  $z$  轴方向的单位矢量<sup>[5]</sup>.

(3)式和(4)式表示约瑟夫森效应.当结的两端电压为零时,结区可以有一定的电流密度  $J$  通过,但是它的最大值不能超过  $J_1$ ,而  $J_1$  的值则取决于结的材料、结构、工作温度等因数.这种现象称为直流约瑟夫森效应.当结的两端加有一定直流电压  $V = V_0$

时,  $\varphi = 2eV_0 t / \hbar + \varphi_0 = \omega_0 t + \varphi_0$  (其中  $\omega_0$  为振荡频率,  $\omega_0 = 2eV_0 / \hbar$ , 它表明此时通过结区的超流是高频振荡电流, 振荡频率  $\omega_0$  由电压  $V_0$  决定, 将基本常数  $e$  和  $\hbar$  代入, 可知每微伏偏置电压对应的振荡频率约为 484MHz, 可见超导结相当于一个压控振荡器, 这种现象称为交流约瑟夫森效应). (5)式所表示的则是磁场对于结的作用. 如果结区比较大, 其中包含有磁场, 那么波函数的相位差便有一定的空间梯度; 换言之, 通过结区的超流在结的各处并不一样. 从物理本质来看, 约瑟夫森效应是超导电子对通过绝缘层所形成的势垒的隧道效应. 稍后我们还会谈到准粒子通过绝缘层所形成的势垒的隧道效应.

由于超导结表现出上述约瑟夫森效应, 超导结也常常称为约瑟夫森器件. 在实际情形中, 超导结的两个电极之间还呈现出一定的电容 ( $C$ ), 而通过结区的电流中还含有满足欧姆定律的部分, 使超导结也相当于一个电阻 ( $R$ ). 考虑到这些因数, 实际的超导结可以表示为约瑟夫森器件、电容、电阻相并联的组合, 即常用的电阻、电容分路结模型 (RCSJ 模型); 或者, 如果电容很小可以忽略不计的话, 便成为电阻分路结模型 (RSJ 模型). 在这样的框架下, 如果通过结的超流是  $I_1$ , 而整个结又是以直流恒流源  $I_{dc}$  偏置的, 则有方程:

$$I_{dc} = C \frac{dV(t)}{dt} + \frac{V(t)}{R} + I_1 \sin \varphi(t)$$

其中  $V(t)$  是结两端的电压. 考虑到 (4) 式  $\frac{d\varphi}{dt} = \frac{2eV}{\hbar}$ , 上式可写为

$$I_{dc} = \frac{\hbar C}{2e} \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{\hbar}{2eR} \frac{d\varphi}{dt} + I_1 \sin \varphi \quad (6)$$

上述约瑟夫森效应是在 1962 年由 B. D. Josephson 首先从理论上预言的<sup>[6]</sup>, 1963 年, P. W. Anderson 和 J. M. Rowell 在实验中观察到了直流约瑟夫森效应<sup>[7]</sup>, 关于交流约瑟夫森效应的实验证明, 最著名的应是 S. Shapiro 在 1963 年的工作<sup>[8]</sup>. 当频率为  $f$  的微波信号照射到超导结上时, 结的直流电流-电压 ( $I-V$ ) 特性会产生明显的变化, 在电压值等于  $N \frac{\hbar f}{2e}$  (其中  $N$  是整数) 的位置上会产生一系列的电流跳变 (通常称为 Shapiro 台阶). 这是外加的微波信号与结内产生的约瑟夫森高频振荡之间相位锁定的结果.

微波信号加到超导结上使其直流  $I-V$  特性在固定电压处产生电流台阶的现象, 是超导结实际应用的一个例子. 事实上, 这些电流台阶所在的位置  $N \frac{\hbar f}{2e}$

取决于所用的微波信号的频率  $f$  和基本物理常数  $\hbar$  和  $e$ , 而且随着  $N$  的增大, 电流台阶所对应的电压增大, 而这些台阶之间的距离是固定的. 这样, 我们就可以用测量频率  $f$  的精度换取测量电压的精度, 把约瑟夫森结变成量子电压基准. 目前, 国际计量部门都采用了这种技术, 定期比对各自测量的  $\frac{\hbar}{e}$  数值, 从而保持和传递电压基准. 实际使用中往往采用超导结的阵列, 其中含有数千到数十万个结, 使基准电压的数值得以大大提高. 图 6 表示超导结上加不加微波辐照 (6(a)) 和加微波辐照 (6(b)) 时的  $I-V$  曲线<sup>[9]</sup>, 清楚地显示出固定电压处的电流台阶, 而图 7 和图 8 则分别显示提供 1V 基准电压的 3660 个结构成的阵列, 和提供 10V 基准电压的 20208 个结构成的阵列<sup>[10]</sup>.

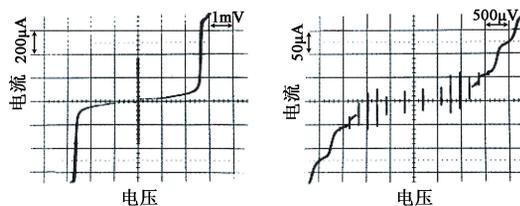


图 6 结的电流-电压 ( $I-V$ ) 特性 (a) 直流电流-电压特性; (b) 交流电流-电压特性

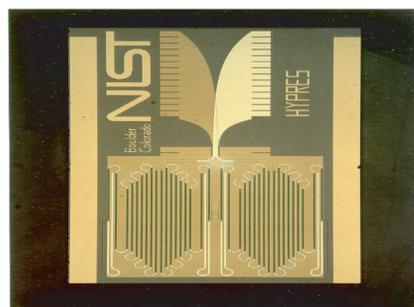


图 7 1V 基准电压阵列芯片

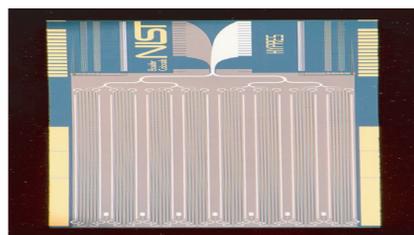


图 8 10V 基准电压阵列芯片

当超导环路中含有一个或两个结时, 我们便得到超导量子干涉器 (SQUID), 它是十分有用的测量微弱磁场的器件. 图 9(a) 是环路中含有两个结的直流超导量子干涉器 (DC-SQUID). 作为一种二端器件, 其直流  $I-V$  特性与环路内包围的磁通密切相关, 图 9(b) 表示磁通量从零改变至半个磁通量子时

(磁通量子常用  $\Phi_0 = \frac{h}{2e}$  表示, 其值是  $\Phi_0 = 2.07 \times 10^{-15} \text{ Wb}$ )  $I-V$  特性曲线的改变情况. 如果以恒定的电流把器件偏置在某一工作点, 它就是一个灵敏的磁通—电压变换器, 器件两端的电压是它包围的磁通的周期函数, 周期是半个磁通量子.

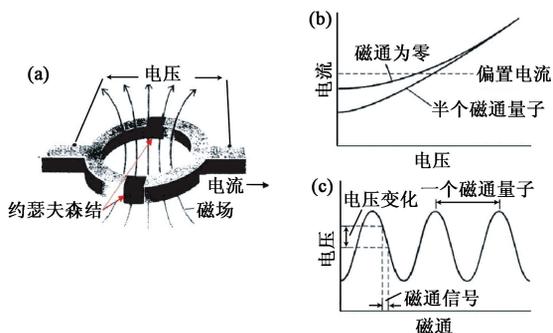


图 9 (a) 直流超导量子干涉器示意图; (b) 直流超导量子干涉器的电流—电压关系图; (c) 直流超导量子干涉器的电压—磁通关系图

图 10 表示的是超导环路只含有一个约瑟夫森结的情形, 称为射频超导量子干涉器 (RF-SQUID). 这种含有一个结的超导环路与某一谐振回路耦合, 后者则以射频电流激励. 谐振回路两端的电压和激励电流之间的  $I-V$  特性曲线, 同样也强烈依赖于超导环路所包围的磁通, 是周期为  $\frac{\Phi_0}{2}$  的周期函数. 因此, 射频超导量子干涉器也是灵敏的磁通—电压变换器.

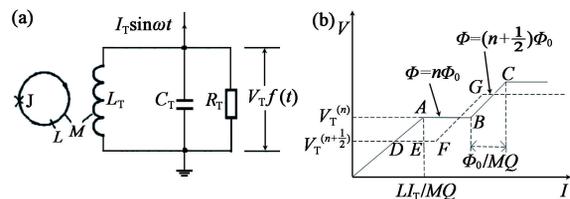


图 10 射频超导量子干涉器 (RF-SQUID) 的等效电路图 (a) 和电流—电压关系图 (b)

利用 SQUID, 可以测出  $10^{-14} - 10^{-15} \text{ T}$  左右的磁场, 是目前最灵敏的磁场测量设备, 可以测量病人的心磁 (约  $10^{-10} \text{ T}$ )、胎儿的心磁 (约  $10^{-11} \text{ T}$ )、眼磁 ( $10^{-11} - 10^{-12} \text{ T}$ ) 以及脑磁 ( $10^{-12} \text{ T} - 10^{-13} \text{ T}$ ), 对于医疗和基础研究都有重要的意义. 例如, 心脏的活动会产生电信号, 心电图是否正常已用于临床诊断. 心脏的活动同样也会产生磁信号, 有些疾病会表现为心磁信号的反常, 却不表现为心电信号的反常; 有些疾病较早反映在心磁信号上, 稍迟才反映在心电信号上. 由此可见, 心磁信号的研究是非常重要的, 而如此微弱的信号只有 SQUID 才能测量出来. 再如, SQUID 测量微弱磁场的本领, 可以用于材料的无损

检测, 用于引力波、暗物质的研究; 在磁共振成像中, 降低磁场后, 图像的分辨率会大大减小, 也可用 SQUID 在一定程度上加以弥补. 图 11 所示是利用 SQUID 测量脑磁的实际装置.



图 11 利用 SQUID 测量脑磁的实际装置

超导结的另一种应用是: 以超导结混频器为基础的低噪声接收技术在太赫兹波段的开发中有重要的作用. 1 太赫兹 (1THz) 的定义为  $10^{12} \text{ Hz}$ , 而 0.1 THz 到 10 THz 的频率范围通常称为太赫兹波段, 是正在大力开发和利用的电磁波频谱资源. 频率为 1 THz 的光子所携带的能量约为  $4 \text{ meV}$ , 与许多分子的转动或振动能级、超导体的能隙、物质的特征能级接近, 使太赫兹波谱学成为一项在基础研究或材料科学中十分重要的新技术, 而对于雷达、通信来说, 则是具有许多新特点的一个新波段; 不少材料 (包括生物大分子、毒品、炸药等) 在太赫兹波段有特征谱线, 成为用于识别它们的“指纹”, 对于国家安全、反恐、缉毒等有重要的应用; 许多客体在太赫兹波段有主动的辐射; 太赫兹波段的成像与其他波段相比也有明显的特色, 在医疗、无损检测等方面极有意义. 凡此种都表明, 由于太赫兹波段电磁波的特性, 使其在现代科学技术和国民经济的许多方面有重要的应用前景. 同时, 由于太赫兹波段介于微波和红外之间, 适用于这两个比较成熟的波段中的许多器件、系统、测量方法等无法直接移用到太赫兹波段, 使有关的开发和利用面临许多挑战, 在太赫兹的产生、传输、接收等方面都有许多有趣的问题亟待解决.

在太赫兹信号的高灵敏检测中, 超导电子器件是目前性能最好的器件, 以之为前端 (混频器) 的接收机的噪声温度可以做到与量子极限  $\frac{hf}{k}$  十分接近, 其中  $f$  是接收机的工作频率,  $h$  是普朗克常数,  $k$  是玻尔兹曼常数 (按  $\frac{hf}{k}$  计算, 在工作频率是 1 THz 时, 噪声温度的量子极限约为 50 K, 依此类推. 实际上, 优秀的超导接收机的噪声温度为量子极限的几倍或十几倍, 根据工作频率的不同而有所不同). 与上述

电压基准或 SQUID 应用稍有不同的是,在太赫兹波段高灵敏接收技术中,主要利用超导体内的准粒子通过势垒层时的隧道效应,而电子对的隧道效应却要设法加以抑制(例如用磁场抑制电子对的隧道效应).在这种情况下,当微波辐照到超导结时,可以在结的直流  $I-V$  特性曲线上观察到光子辅助的隧道效应,类似于此前讨论的 Shapiro 台阶;不过,台阶之间的距离不再是  $\frac{hf}{2e}$  (或  $\frac{h\omega}{2e}$ ), 而是  $\frac{hf}{e}$  (或  $\frac{h\omega}{e}$ ), 其中  $f$  仍然是外加微波辐照的频率( $\omega$  是角频率). 图 12 中的实线和虚线分别表示超导结上不加辐照和加辐照时的  $I-V$  特性曲线.

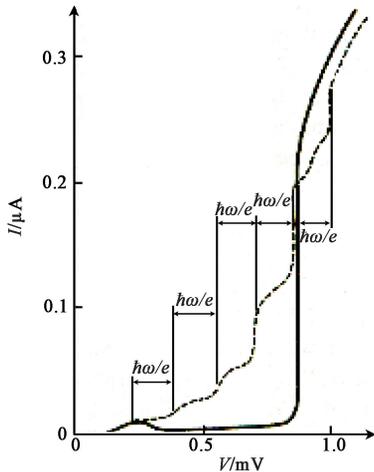


图 12 光子辅助的隧道效应

图 13 是以 NbTiN 结混频器为前端、工作在 0.82THz 的接收机的噪声性能,接收机的噪声温度大约是量子极限的 7 倍<sup>[11]</sup>. 图 14 则进一步显示了在不同频率下以室温肖特基二极管、SIS 结、HEB 等混频器为前端的接收机的噪声性能,其中 HEB 是另一种超导器件热电子测辐射计. 图中清楚地显示在不太高的频率下,SIS 结的性能最好,而为了推进到更高的频率,需采用 HEB 技术.

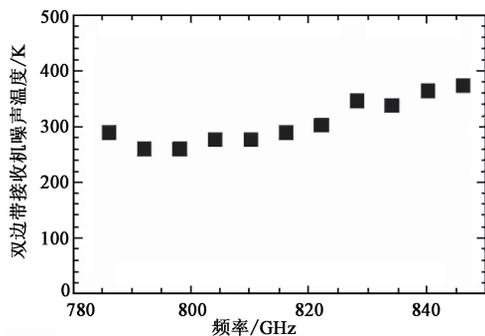


图 13 NbTiN 结混频器接收机在 0.82THz 时的噪声性能

最近,量子计算技术普遍受到重视,而超导结作为量子比特的一种可能方案,也吸引了许多人关注.

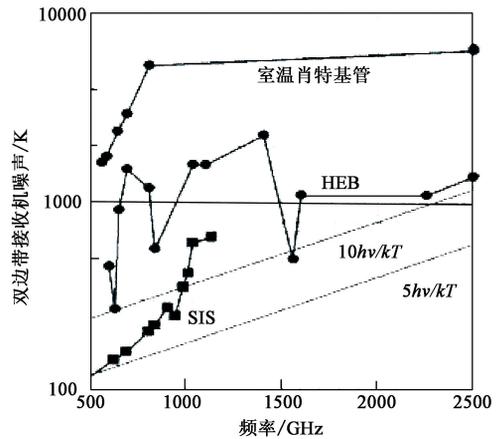


图 14 多种混频器接收机的噪声性能

简言之,目前计算机中所用的基本单元都是经典比特,它有 0 和 1 两个状态,任何时刻只能占据其中一个状态,或者是 0,或者是 1,但是,不能同时占据两者.量子比特则不同,系统可以同时占据 0 和 1 两个量子态,各有一定的概率而已.众所周知,我们可以用 3 个比特构建 8 个可能的状态.如果这 3 个比特是经典比特,则在任何给定的时刻,系统只能处于 8 个可能的状态中的某一个状态;如果这 3 个比特是量子比特,则在任何给定的时刻,系统可以同时处于 8 个可能的状态,只需满足一个约束条件,即处于这 8 个状态的概率之和为 1.这样,以量子比特为基础构建的计算机,在本质上就是一种并行计算机,对系统施加的某种操作,可以同时施加到了 8 个状态上.这种量子计算机的计算能力非常强大,对于未来的科学技术和人类社会会产生重大的影响.实现量子比特有几种方案,超导结就是其中之一.为了说明这一点,我们用前面讨论过的单个结及其 RSJ 模型作为例子.在

(6)式中,设  $s = \frac{\hbar}{2e} \varphi = \frac{\Phi_0}{2\pi} \varphi$ , 或者  $\varphi = \frac{2\pi}{\Phi_0} s$ , 我们有

$$I_{dc} - I_1 \sin \varphi = \frac{d}{ds} \left( I_{dc} s + \frac{I_1 \Phi_0}{2\pi} \cos \left( \frac{2\pi}{\Phi_0} s \right) \right) .$$

令  $U(s) = - \left( I_{dc} s + \frac{I_1 \Phi_0}{2\pi} \cos \left( \frac{2\pi}{\Phi_0} s \right) \right)$ , 可得:

$$I_{dc} - I_1 \sin \varphi = - \frac{dU(s)}{ds} .$$

于是,(6)式就可以改写为

$$C \frac{d^2 s}{dt^2} + \frac{1}{R} \frac{ds}{dt} + \frac{dU(s)}{ds} = 0 .$$

这表明,以 RSJ 模型描述的超导结可以看成是处于势能  $U(s)$  中的一个粒子,图 15 给出了在不同偏置电流  $\frac{I_{dc}}{I_1}$  (即图中的  $\frac{I}{I_c}$ ) 下势能与相位角的关系,通常称为洗衣板模型.在适当的条件下,将势能表达式渐近展

开,并代入薛定谔方程,即可求出粒子的量子态(见图 16),从而说明超导结作为量子比特的可能性,并称为相位量子比特.此外,利用超导结、SQUID 器件还可以构建磁通量子比特、电荷量子比特等,使超导器件的应用迈入了一个崭新的历史阶段<sup>[12]</sup>.

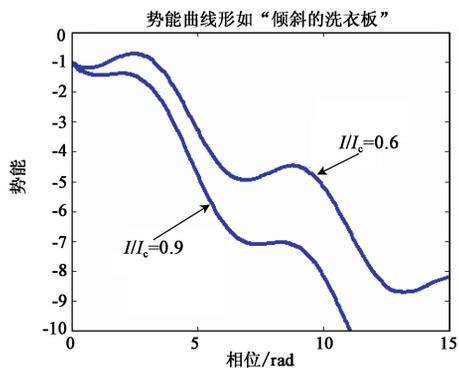


图 15 超导结的势能—相位曲线

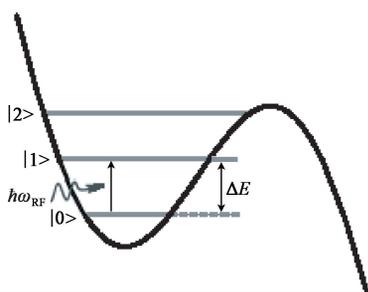


图 16 由超导结构成相位量子比特的量子态

## 4 结束语

自超导现象发现以来,人们就思考、探索如何在电子学中加以应用,约瑟夫森效应的发现和超导器

件制备工艺的不断完善,把有关的研究推进到新的高度,内容更充实,成效更显著,逐渐形成了超导电子学的专门研究领域,在灵敏度、频带宽度、响应速率等方面,超导器件具有独特的优点;而随着人们对于超导器件在量子比特与量子信息技术中的作用的不断认识深化,超导电子学的内涵日益扩展,活力愈见彰显,前程似锦.

## 参考文献

- [ 1 ] Irwin K D, Hilton G C. Transition Edge Sensors. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005
- [ 2 ] Gol'tsman G, Korneev A, Izbenko V *et al.* Nano-Structured Superconducting Single-Photon Detectors. 10<sup>th</sup> International Workshop on Low temperature detectors. Genoa , 2003
- [ 3 ] Piel H, Muller G. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27 (2): 854
- [ 4 ] Jonathan Terrell, Timothy Riley. 0-7803-5538-5/99, 1999 IEEE
- [ 5 ] Barone A, Paterno G. Physics and Applications of the Josephson Effect. New York: Wiley, 1982
- [ 6 ] Josephson B D. Phys. Lett. , 1962, 1: 251
- [ 7 ] Anderson P W, Rowell J M. Phys. Rev. Lett. , 1963, 10: 230
- [ 8 ] Shapiro S. Phys. Rev. Lett. , 1963, 11: 80
- [ 9 ] [http://iopscience.iop.org/0034-4885/59/8/001/pdf/0034-4885\\_59\\_8\\_001.pdf](http://iopscience.iop.org/0034-4885/59/8/001/pdf/0034-4885_59_8_001.pdf)
- [ 10 ] Duzer T Van . Applications of Unique Superconductor Quantum Phenomena in Electronics. Distinguished Lecturer for 2001-2002, IEEE Council on Superconductivity.
- [ 11 ] Jonathan Kawamura, Jian Chen, David Miller *et al.* Appl. Phys. Lett. , 1999, 75: 4013
- [ 12 ] You J Q, Franco Nori. Physics Today, 2005, (11): 42