

# 超导体/半导体界面处的电子相互作用

——JOFET 器件和 Andreev 反射<sup>1)</sup>

刘 剑 郑厚植 徐士杰

(中国科学院半导体研究所半导体超晶格国家重点实验室, 北京 100083)

**摘要** 介绍了低维系统物理与器件研究领域内最近兴起的一个十分引人注目的交叉学科课题: 超导体/半导体/超导体双异质结结构中电子在超导体/半导体界面处的相互作用行为, 包括超导邻近效应(proximity effect)及 Josephson 场效应晶体管(JOFET)的探索研究, 此外, 还讨论了此领域内一个重要物理问题——Andreev 反射。

**关键词** 超导体/半导体界面, 邻近效应, Andreev 反射, JOFET 器件

当一块超导体与一块半导体靠得足够近, 达到在原子尺度紧密接触时, 如果此两种物质的界面未氧化, 未污染, 未形成阻碍电子运动的肖特基势垒, 那么, 这样两种材料中的电子会在界面附近相互作用, 结果会使通过“超导体/半导体/超导体”(简称 SSmS) 双异质结的电流得到提高。这种效应的实现依赖于一种基本的物理现象——超导弱连接中的邻近效应。以此为基础, 可以制成 Josephson 场效应晶体管(简称 JOFET)。另外, 界面处电子相互作用的具体方式也值得研究。

## 1 邻近效应, JOFET 器件

在超导体/半导体(SSm)界面处, 电子的相互作用有两种基本形式: 邻近效应和 Andreev 反射。

在常规的邻近效应中, 超导体中的超导电流的载流子——库珀对可以隧穿至正常导体中, 从而使正常导体感应成为超导体, 它的特征标识物理量是相干长度(coherence length)。如果在普通的场效应晶体管中用超导体代替源、漏区, 并且让他们靠得足够近(典型值为亚微米尺寸)则源、漏超导电极的超导电子波函数在半导体沟道中的邻近效应区发生相互交叠, 在源、漏之间实现超导弱耦合, 其耦合程度随半

导体沟道区的迁移率、载流子浓度等参量而变化, 可以通过改变栅压调制超导态/正常态之间的转换。此即为栅控横向 Josephson 场效应晶体管, 称为 JOFET, 它是以声子、准粒子和电子对运动的物理效应为基础的固态器件, 基本结构示于图 1。

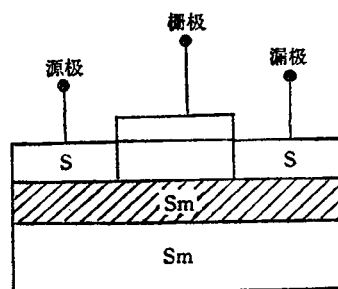


图1 JOFET 结构示意图  
(S 代表超导体, Sm 代表半导体, 阴影部分为导电沟道区)

JOFET 器件的基本概念是由 T. D. Clark 在 1971 年提出的<sup>[1][2]</sup>。一直到 1985 年, 日本日立公司中心研究实验室的 Nishino 等人<sup>[3]</sup>在硅 MISFET 结构中第一次从实验上证实了栅控超导电流的存在。他们采用重掺杂硅膜结构, 正面蒸发铅合金超导源、漏电极(间隙 0.2 $\mu\text{m}$ ), 背面制作氧化硅介质和铝栅, 在 100mV 栅电压摆幅下发现源漏间超导弱耦合的临界电流变化

1) 国家攀登计划资助项目。  
1994 年 7 月 12 日收到初稿, 1994 年 8 月 26 日收到修改稿。

了一个数量级。同年,日本的 Takayanagi 等人<sup>[4]</sup>也曾尝试用 n 型或 p 型 InAs 材料作铌超导源、漏电极之间的超导弱耦合,但由于高质量氧化层制作困难,未得到满意的栅控超导电流特性。

JOFET 器件由于超导电极、耦合半导体材料的选择匹配不当,前期工作受到了阻碍。从理论上讲,JOFET 器件对半导体材料的基本要求是希望他们在低温下不出现多数载流子冻结,解决这一问题的有效方法是选择半导体耦合材料处于高掺杂的简并态。同时,电子及空穴的有效质量小,迁移率高,这样有利于提高临界沟道长度  $\xi_{ND}$ <sup>[2]</sup>,

$$\xi_{ND} = (\hbar^3 \mu N / 2k_B T e m^*)^{1/2},$$

其中,  $\hbar$  是普朗克常数除以  $2\pi$ ,  $\mu$  是半导体沟道迁移率,  $k_B$  是玻耳兹曼常数,  $T$  是温度,  $e$  为电子电荷,  $m^*$  是半导体沟道的有效质量,  $N$  为其掺杂浓度。从上式可知,  $\xi_{ND}$  的选择只与半导体耦合材料有关,与超导电极材料无关。鉴于以上观点,1987 年以后,多层异质结构外延技术的日臻成熟,在固态电子器件方面得到了广泛的应用,也迎合了 JOFET 器件对半导体耦合材料的要求。瑞典 Chalmers 大学 Z. Ivanov 等人<sup>[5]</sup>利用 GaAs ( $Si-5 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ) /  $Al_{0.5}Ga_{0.5}As$  异质结界面的积累层来实现铌超导源与漏电极间的超导弱耦合,制作了具有自对准结构的 JOFET 三端器件。但是,由于积累层中迁移率不高,而且铌金属和半导体 GaAs 之间的肖特基势垒又减弱了耦合强度,他们制作的 JOFET 器件临界电流只有  $1\mu\text{A}$  左右。稍后,1989 年美国 IBM 公司的 A. W. Kleinsasser<sup>[6]</sup> 在 n-InGaAs/p-InGaAs/p<sup>+</sup>-InP 结构中采用 n-InGaAs 作超导铌电极间的弱耦合层,制成了临界电流为  $40\mu\text{A}$  的结型 JOFET 器件。

1990 年,美国 Santa Barbara 加州大学的 C. Nguyen 等人<sup>[7]</sup>取得了突破性进展,他们真正用 AlSb/InAs/AlSb 量子阱在铌超导电极间实现了临界电流为  $2.4\text{mA}$  的超导耦合,器件结构设计是按三端自对准工艺进行,源、漏间距

达  $0.6\mu\text{m}$ ,他们第一次证明了 InAs 量子阱中二维电子由于有效质量小,迁移率高,是实现超导源漏间弱耦合的最佳系统。同时,铌金属与 InAs 的接触是肖特基势垒,避免了接触势垒对库珀对渗透引入的衰减。

自 1987 年起,中国科学院半导体研究所半导体超晶格国家实验室与国际同步开展 JOFET 器件研制及相关物理特性的研究工作。已经利用 p 型 GaAs/AlGaAs 二维空穴气来实现源与漏电极之间的弱耦合,从伏安特性上清楚地观察到超导电极与二维空穴气构成的超导体/半导体隧道结的超导电流特性<sup>[8]</sup>。最近,这方面的研究工作更为活跃,耦合材料和超导电极材料的选择趋向多样化。1993 年, J. R. Gao 等人<sup>[9]</sup>成功地制作了 GaAs/AlGaAs 异质结耦合的锡/铌超导电极接触,并对超导体/半导体界面处电子的物理行为进行了研究,标志着 JOFET 器件研制及相关的物理特性研究进入了一个更为活跃的时期。

从 JOFET 器件的发展来看,由于其牢固性好,特性较易控制,与先进的多层异质结技术和超微细加工技术的有效结合,使其更易于平面大规模集成,使得超导体和半导体在器件方面有机结合起来,可能促进 JOFET 器件在放大器和逻辑门方面的应用。这种尝试一旦成功将产生无电阻的电子电路,对电子学的影响将是深远的。

## 2 Andreev 反射

在探索制作 JOFET 器件,利用半导体量子阱中二维电子实现超导弱耦合时,由于量子阱中载流子的有效质量和费米速度要比金属小 20 倍左右,浓度小  $10^6$  倍左右,人们可以在一个全新的领域研究超导体/半导体界面处的电子行为,即邻近效应和 Andreev 反射现象。邻近效应上面已介绍过,它主要是指库珀对从超导体一侧隧穿进入半导体中。而 Andreev 反射则不同,它的物理图像是一个电子入射至界面处与另一个电子构成库珀对,留下一个空穴从

界面处反射回半导体中, 结果是库柏对的产生和空穴的反射。

Andreev 反射的概念首先由 A. F. Andreev<sup>[10]</sup> 在研究正常导体与超导体构成的 NS 界面处电子行为时提出的, 并以他的名字命名。在 NS 界面处, 电子发生正常反射的动量变化应为费米动量  $p_F$ , 可是界面处能隙变化为超导能隙  $2\Delta$ , 相干长度  $\xi_0$  范围内其动量改为

$$\Delta p \sim \frac{\hbar}{\xi_0} = \frac{\pi\Delta}{E_F} p_F,$$

$E_F$  为费米能量, 由于  $\Delta p$  远小于  $p_F$ , 所以发生正常反射的几率非常小, 但却可以发生 Andreev 反射。下面介绍 SmS 界面处的 Andreev 反射图像: 考虑一个掺杂的简并半导体和超导体之间构成的 SmS 界面 (见图 2)。

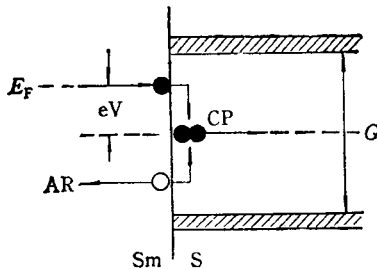


图 2 Andreev 反射的物理图像  
( $G$  为超导能隙,  $\bullet$  代表电子,  $\circ$  代表空穴, AR 和 CP 分别代表 Andreev 反射和库柏对)

在超导体一侧, 超导能隙  $2\Delta$  对半导体一侧是打开的, 若外加一个很小的偏压  $V$ , 半导体一侧能量处于超导能隙范围内的一个单电子从费米能级  $E_F$  处进入超导体被禁戒 (此处采用的是半导体模型)。但一个单电子可以与另一个低于  $E_F$  的电子配对, 构成一个库柏对进入超导体, 产生二倍于无超导性情况时的电流, 同时留下一个能量低于  $E_F$  的“空穴”, 从界面处反射回半导体中去。这里, 图 2 中虚线上的库柏对所在位置为超导基态, 半导体中低于  $E_F$  的电子被激发到费米面上构成库柏对, 以双粒子形式进入超导体。图中能隙  $G$  是对单粒子而言的。

可以简单描述这样一个过程: 由于超导能隙的存在, 入射一个电子, 反射回去一个“空

穴”, 这就是 Andreev 反射, 其  $dI/dv \sim V$  曲线在零偏压附近出现极大。Andreev “空穴”, 实际上是在量子阱中电子海洋里留下的一个带正电荷的“空穴”, 这个“空穴”是电子的某种镜像, 其基本物理参数与电子相同, “空穴”沿着初始电子的时间反演路径运动, 它与价带内的空穴有明显的区别, 不可混淆。以下简称 Andreev “空穴”为 AR 空穴。

以上讨论的是单次 Andreev 反射现象。在平均自由程比较大的半导体中, AR 空穴本身也有较大的平均自由程, 从理论上讲, AR 空穴回到半导体一侧, 花费时间与入射电子相同。如果这个平均自由程足够大, 或者说 JOFET 器件中两个超导电极间距足够小, 小于平均自由程, AR 空穴就会达到另一个 SmS 界面。若加在 SSmS 结上的偏压很小, AR 空穴的能量在另一个 SmS 结处还处在超导能隙当中, 这样一个空穴可以形成空穴对 (库柏对), 进入超导体, 在  $E_F$  之上留下一个电子, 反射回半导体中, 其能量高于  $E_F$ , 也高于产生第一个 AR 空穴的入射电子能量。这样的过程可重复进行, 直到一个 AR 空穴或一个电子被泵浦到能量高于超导能隙的地方为止。这就是多重 Andreev 反射 (见图 3)。如果所有的电子和空穴的反射都是 Andreev 反射, 逃逸和碰撞又未使这样

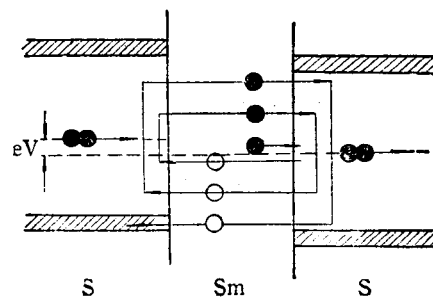


图 3 多重 Andreev 反射示意图

一个链式反应中空穴和电子产生无规则分布, 那么电导率会明显提高, 提高的因子即为弹道环的数目。在常规结构中, 由于 Andreev 反射几率很小, 界面处的势垒又存在很强的正常反射, 所以很难看到由多重 Andreev 反射引起的

电导上升, 它的独特标记是在电导与电压的关系曲线中有丰富的“分谐波能隙结构”, 电导台阶状地出现在电压等于超导能隙的整数分之一的位置。图 4 是 C. Nguyen 等人<sup>[11]</sup>观测的多重 Andreev 反射引入的电导增加。

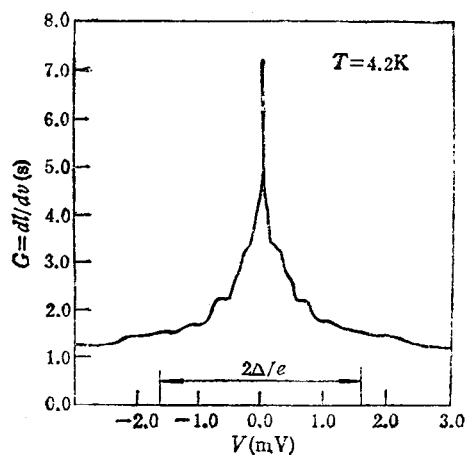


图 4 InAs/AlSb 量子阱耦合的镍 JOFET 器件电导随电压变化的曲线 ( $2\Delta/e$  为超导能隙所对应的电压)

最近, 有关 Andreev 反射的研究重新引起人们的注意。在理想情况下和零偏压时, SmS 界面处的反射均为 Andreev 反射, 半导体内没有任何散射, 则 Andreev 反射“链”会永远进行下去。在每一个电子——空穴循环过程中, 一个库柏对在一个电极界面处湮灭, 相反在另一个界面处产生, 即每个过程(包括两次 SmS 界面处的反射)导致一个库柏对的净传输。一旦给出一个初始净电流, 这个电流便会一直持续下去。这种情况是建立在 100% 的 Andreev 反射率基础上的, 实际情况并非如此。Schüssler 和 Kümmel<sup>[12]</sup> 仔细研究了这种量子机制, 他们采用的模型是: 在两个超导电极之间存在锁定的相位差, 并忽略了半导体沟道中的散射, 但不

认为有 100% 的 Andreev 反射几率。结果表明, 弹道准粒子的多重 Andreev 反射是造成库柏对在电极间传输的一个很有效的机制, 可能产生比邻近效应更高的电流密度。由此看来, 关于 Andreev 反射的研究不仅在物理方面, 而且在器件应用方面都有很高的科学价值, 目前正在成为低维系统物理研究的活跃课题之一。

从以上介绍来看, 超导体/半导体界面处电子行为的物理研究及 JOFET 器件的探索研制正日益成为凝聚态物理学领域内十分活跃的交叉学科之一, 它将超导体与半导体有机结合起来, 若再利用趋于成熟的高温超导研究成果, 预计会成为近年来的又一个热点问题。

### 参 考 文 献

- [1] T. D. Clark, Ph. D. Thesis, Univ. of London, (1971).
- [2] T. D. Clark et al., *J. Appl. Phys.*, **51**(1980), 2736.
- [3] T. Nishino et al., *IEEE Electron Device Lett.*, **EDL-6**(1985), 297.
- [4] H. Takayanagi et al., *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 2449.
- [5] Z. Ivanov et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, **26-3**(1987), 1617.
- [6] A. W. Kleinsasser, *Appl. Phys. Lett.*, **55**(1989), 1909.
- [7] C. Nguyen et al., *Appl. Phys. Lett.*, **57**(1990), 87.
- [8] H. Z. Zheng et al., *Proceeding of NCPS-8*(1991), 112.
- [9] J. R. Gao et al., *Surface Science*, **305**(1993), 470.
- [10] A. F. Andreev, *Sov. Phys. JETP*, **19**(1964), 1228.
- [11] C. Nguyen et al., *Appl. Phys. Lett.*, **65**(1994), 103. H. Kroemer et al., *Solid State Electronics*, **37**(1994), 1021.
- [12] U. Schüssler and R. Kümmel, *Phys. Rev. B*, **47**(1993), 2754.

(上接第 547 页)

到多体问题, 各种先进的技术及各种数学方法的应用等。

(3) 对音乐的研究同样会促进物理学基本理论或应用方法的发展。例如, 人们越来越感到管的基本定律远不能说明管乐器中空气的实

际运动, 有必要进一步研究; 现有的物理测量仪器的灵敏度对分析音乐表演上的细微差别还差得太远; 如何分析极其大量和迅速变化的实时测量数据等等。以上这些, 将会促进物理学从理论到实验仪器到数据处理方法等方面的发展。