

网的相同。它们可以表达为

$$\frac{(t_w - t_{f1})c_p}{h_{f1}} = 0.19 \left( \frac{Ql_0\mu}{\rho r_c^2 a_{eff} \frac{a+2r_c}{a}} \right) \left( \frac{\lambda_c}{Gc_p} \right)^{0.39} \quad (7)$$

将槽数  $N$  放入准则关系式, 且用统一公式表示式 (6)、(7) 得

$$\frac{(t_w - t_{f1})c_p}{h_{f1}} = K \left( \frac{Ql_0\mu}{\rho r_c^2 h_{f1} \sigma N} \right) \left( \frac{\lambda_c}{Gc_p} \right)^{0.39} \times \left( 1 + 1.58 \frac{l_0 \rho \sin \alpha \cdot r_c}{\sigma} \right), \quad (8)$$

其中  $K \begin{cases} 2.14 & \text{无网} \\ 8.0 & \text{有网} \end{cases}$

$r_c$  为沟槽当量半径, 无网时为  $(r_c^2 a_{eff})^{1/3}$ , 有网时为  $(r_c^2 a_{eff} \frac{a+2r_c}{a})^{1/3}$ ,

极限热流的数据也可用相似准则关系式来表达, 这是我们下一步的工作。

#### 四、结 束 语

本文概要地介绍了热管的由来以及它的工作原理

和基本方程, 讨论了热管的工作特性, 分析了热管的温度特性、极限热流、启动工况以及“灯芯”的传热、水力性能, 提出了用准则关系式整理热管工作参数的方法。尽管热管的原理与结构比较简单, 目前开展的工作又如此众多, 热管内热量、质量传递过程还没有完全搞清, 还有大量的科研工作需要继续完成。

#### 参 考 文 献

- [1] Grover, G. M. et al., *J. Appl. Phys.*, **35** (1964), 1990.
- [2] Cotter, T. P., *LA-3246-MS* (1965).
- [3] Van Andel, E., *II Intern. Conf. on Therm. Elec. Power Generation*, (1968).
- [4] 温特和巴希, 《热管》(科学出版社).
- [5] Kemme, J. E., *LA-3585-MS* (1966).
- [6] Ferrell, J. K. et al., *Space Systems & Thermal Technology for the 70's*.
- [7] Cosgrove, J. H. et al., *J. Nucl. Eng.*, **21** (1967), 547.

## 金 属-半 导 体 接 触 效 应

方 兆 桂

(河北大学电子系)

### 一、研究的意义和历史

金属-半导体接触效应的研究, 无论从半导体器件的研制和生产, 或是界面物理学的发展来说, 都是一个相当重要的基本课题。最早的点接触整流器、光电探测器, 第一只晶体管的注入极和集电极, 都是直接和金属-半导体的点接触效应相关的。人们为了解这个效应的物理机制, 也是首先从这里考虑表面态的作用。当对这个效应详细的物理机制还不清楚的时候, 要稳定和这类器件的性能就缺乏明确的指导。

pn 结型器件产生后, 金属-半导体接触主要应用于制作欧姆接触电极上。起初, 并没有发生多大的问题, 因此人们对它的研究有些漠视。近年来, 随着半导体器件的迅猛发展, 它们的动作速度越来越高, 工作区域越来越小, 几何结构越来越精细, 加上新的器件材料正在不断扩充, 最先是锗, 后来是硅, 现在又是 III-V 族化合物。这样, 对欧姆接触的要求就越来越高。在试制新器件中, 像光发射二极管、体效应振荡器等, 欧姆接

触的设计就绝对不可忽视。

半导体器件的发展和一些基本研究是分不开的。随着对 M-S 接触势垒(肖特基势垒)研究的深入, 出现了象金属-基体晶体管、肖特基势垒栅场效应晶体管等半导体器件, 并且在激光器、集成电路的集电极箝位以及冷阴极中肖特基势垒都得到应用。

通常, 对于一些尚未了解的现象与效应, 可以根据已有的物理学、数学知识为它们塑造逐步逼真的模型, 到实践中去检验, 使细致分析成为可能。

所有的半导体器件在与外部电路连接时都需要 M-S 接触。在为器件设计欧姆接触时就可以以一定的 M-S 接触模型为工具, 选择最适当的金属电极材料。目前这方面的工作占金属-半导体接触研究相当大的比重。

金属-半导体界面本身特性的研究, 除了界面物理学本身的发展外, 也具有很大的实用意义。例如, 和一个金属-半导体接触相关联的是一个空间电荷区, 如果载流子的寿命如此之短, 以致在贯穿这个厚度的时候能够有效地维持热力学平衡, 那么, 这样一个过渡区就

不再是一个势垒,而仅仅是一个高阻区(迁移率低),没有整流特性。这样,有了接触机构的了解,对欧姆接触就有了更为本质的概念,为制作欧姆接触提供了理论指导。

通过势垒的电子运输特性的研究,得到各种金属-半导体接触的伏安特性,这是许多应用的基础。目前对金属-半导体接触中的电流运输机构一般考虑三种模式:即(1)热电子发射;(2)热电子-场发射;(3)场发射。由于叙述中不可避免的烦琐的数学过程,本文略去了这一部分。

肖特基势垒还被应用于金属、半导体能带结构的研究,应用于热电子迁移率的测量和热电子冲程的测定。

本文就金属-半导体接触效应最基本的知识作一初步介绍。

一百年以前,人们就对金属-半导体接触作过系统的研究,他们把金属丝与各种天然晶体相接触,发现与许多物质接触的总电阻和外加电压的极性相关,即所谓点接触整流效应。1931年,有人曾将当时根据固体能带理论提出的半导体中的电流运输理论应用到金属-半导体接触上。1933年,有人认为点接触不见得是整流作用的必要条件。1935年前后又知道整流现象并不发生在半导体内部,而是发生在半导体和金属的交界面处。1940年前后,在金属-半导体接触的整流理论方面取得了一定的进展。达维多夫(Davydov)把接触的整流特性归因于金属与半导体功函数的差。肖特基(Schottky)接着指出了在半导体内存在空间电荷的情形下势垒形成的原因,并且用他的经典结电容理论确证了这一点。肖特基-达维多夫理论的结论与实验的结果不太一致,塔姆(Tamm)和肖克莱(Shockley)把它归因于与金属相接触的半导体表面上存在表面态。巴丁(Bardcen)为了解释这种不一致性,提出在两种接触材料之间存在着一个介面层(interfacial layer),他提出的模型就是在假设半导体表面上存在着高密度的表面态的基础上,进一步认为金属和半导体是通过中间层而接触的。1965年海涅(Heine)进一步发展了表面态理论和介面层模型,他给了‘表面’态一个‘厚度’,但并没有给出计算这类态密度的方法。1973年至1974年间,潘莱格里尼(Pellegrini)提供了计算这类‘表面’量子态密度的方法。并用一般量子与电子学理论解释金属-半导体接触的电学与光电实验特性,取得了理论值与实验值较为一致的结果。

近年来,利用半导体和真空技术的高度水平,制造出具有再现性的、接近理想整流特性的、大面积金属-半导体接触。又因金属-半导体接触在直流与微波领域中具有重要应用,并且也可利用它作为分析其它基本物理参量的工具,所以金属-半导体接触得到广泛的研究。

这些应用,绝大部分都是以利用特定势垒的电子运输特性为基础的,因此金属-半导体接触的研究主要也就集中在了解它们的伏安特性上。

## 二、基本概念

### 1. 金属与半导体的费米能级与功函数

根据量子统计法的结果,某温度 $T$ 时固体中的电子占据能量为 $E$ 的态的几率为

$$f(E, T) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - \varphi}{kT}\right)} \quad (1)$$

这个几率称为费米-狄拉克分布函数。

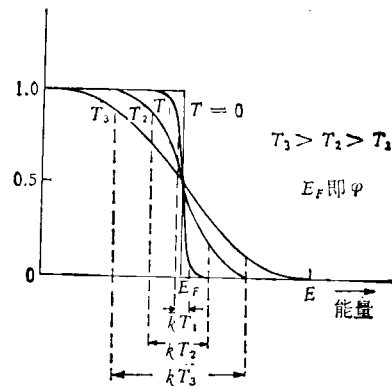


图1 电子占有能态的特性与温度的关系

由图1不难看出,在绝对零度下,电子处在最低能态。它们受泡利原理的限制,逐级填充许可能级。因此,所有 $\varphi$ 值以下的量子态都被电子占据,而所有高于 $\varphi$ 值的许可态都是空着的。这样一个特征量 $\varphi$ 称为费米能级,以 $E_F$ 表示。对金属来说,在 $T=0$ 时,费米能级 $E_{F0}$ 表示金属中电子占据的最高能级。 $T>0$ 时,对于金属熔点以下的所有温度, $kT \ll E_F$ ,而

$$E_F \approx E_{F0} \left[ 1 - \frac{\pi^2}{12} \left( \frac{kT}{E_{F0}} \right)^2 \right] \quad (2)$$

因而,实际上可以把金属的费米能级看作常数,即

$$E_F \approx E_{F0}$$

在绝缘体和半导体中,费米能级不再有象金属情形中那样明显的物理意义, $E_F$ 也不再是一个实际上能被电子占据的能级,而是标志电子在能带能级中的填充水平(见图2)。例如,在本征半导体中,激发到导带中的电子总数和在价带中留下的空穴总数相等,费米能级就刚好处在禁带中线。在掺杂半导体中,相对于

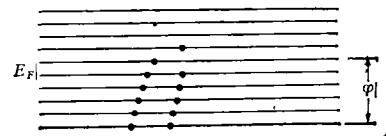


图2 金属中的费米能级

本征半导体来说,当施主杂质浓度不断增加时,费米能级将从禁带中线不断上升,向导带底  $E_c$  靠拢;而当受

主杂质浓度不断增加时,费米能级将从禁带中线不断下降,向价带顶  $E_v$  靠拢(见图3)。

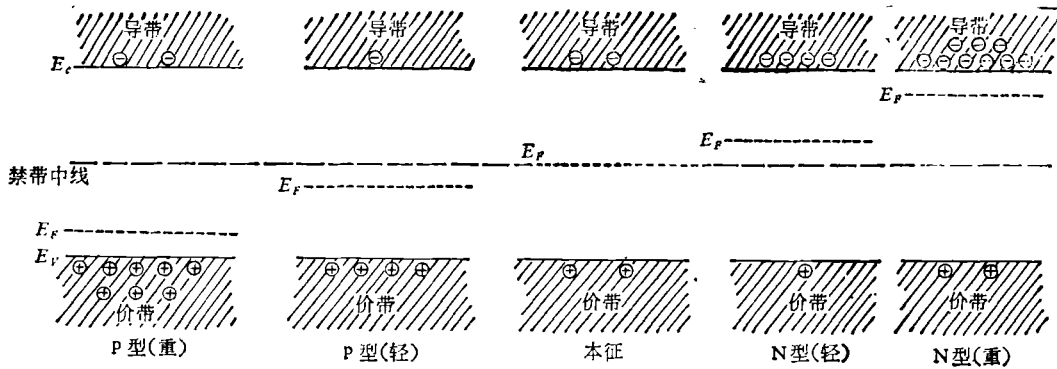


图3 半导体中的费米能级

在没有电场时,从金属内费米能级上取出一个电子到真空中来所需的能量,定义为金属的功函数。换句话说,功函数  $\phi$  表示费米能级与真空能级之间的能量差,这个定义对半导体也是适用的。金属与半导体的功函数如图4所示。在半导体中,电子群集于导带边沿一个很窄的能量范围内,真空能级(一个电子在半导体外静止时的能量)要比导带底高出一个量  $\chi$ ,称  $\chi$  为这半导体的电子亲合势。Si的  $\chi$  值为4.05电子伏, GaAs的  $\chi$  值为4.07电子伏。金属与半导体中自由电子的能量分布如图5所示。

金属的功函数一般为几个电子伏的数量级,例如: Al, 4.20; Cu, 4.45; Ag, 4.46; Mg, 3.67; Au, 4.89; Ni, 4.96。(以上为相对于真空的功函数的平均值,单位为电子伏)。

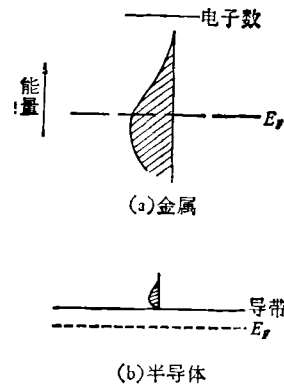


图5 金属与半导体中自由电子的能量分布

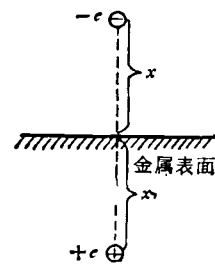


图6 镜像力

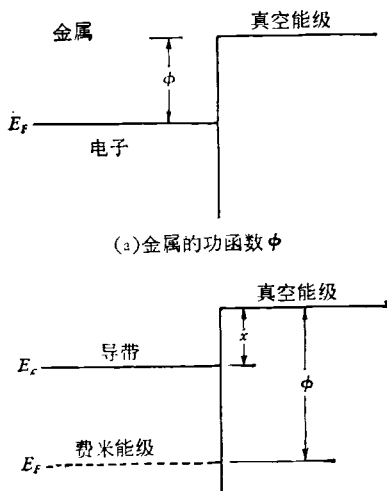


图4 金属和半导体的功函数

## 2. 镜像力与肖特基效应

电子在远离金属表面时势能为零,而当它处在金属表面附近(假设为  $x$ )时,金属就被极化,对电子有一吸引力,这个吸引力的大小相当于电子与其相对于金属表面为镜像对称的正电荷之间的吸引力;因此,就把这个吸引力称为镜像力  $f_{\text{像}}$ ,而称这正电荷为镜像电荷(图6)。显然,

$$f_{\text{像}} = \frac{-q^2}{16\pi\epsilon_0 x^2}$$

由此导致电子的势能

$$V_{\text{像}} = \int_{\infty}^x f_{\text{像}} dx = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x}$$

该势能称为镜像势能。

当有外电场  $\mathcal{E}$  存在时,在镜像力和外电场的联合作用下,表观功函数减小为  $q\phi_B$ ,使金属功函数  $q\phi_m$  降低一个数量  $q(\Delta\phi)$ ,这个效应就称为肖特基效应,

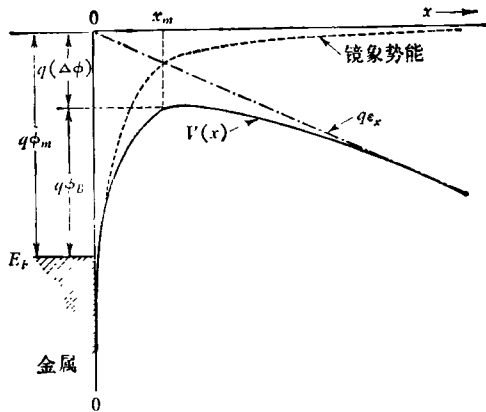


图7 肖特基效应

如图7所示。图中：

$$q(\Delta\phi) = V(x_m) \equiv \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x_m} + q\epsilon x_m,$$

$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{q\epsilon}{4\pi\epsilon_0}}.$$

因  $\frac{dV}{dx} \Big|_{x=x_m} = 0$ , 所以  $x_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_0\epsilon}}$  厘米。

### 三、金属-半导体接触势垒

形成金属-半导体接触的方法很多，有蒸发、化学分解、电子枪轰击、溅射、或电镀等。但是，从物理结构上对“接触”的概念还未曾有明确的定义。

两种固体的物理接触和沿用的“结”的概念本来是很有区别的。把原来分离的两种固体直接紧挨在一起就会有接触，直至可以发生两者界面处的原子间键合的紧密接触。此时，把接触的两种材料看作一个整体，那么，在接触处这块固体的晶体结构是突然中断的，而一般所谓的“结”是通过扩散、合金等方法在同一晶体内部获得的。接触现象比“结”的现象要复杂得多，可以说至今还没有完全清楚。但是，随着肖特基势垒器件的发展，“金属-半导体结”已被用来统称金属-半导体整流接触界面。

人们早就知道，当将金属与半导体接触时，往往造成一个整流接触。1938年，肖特基给这种整流效应以理论上的解释，因而现在一般就把金属-半导体接触形成的势垒称为肖特基势垒。

运用近代半导体工艺和超高真空技术，大面积<sup>1)</sup>金属-半导体接触的制作既可以在清洁的半导体表面上淀积金属薄膜，也可以在清洁的金属表面上淀积半导体薄膜来完成。但是利用后一方法没有做成具有良好整流特性的肖特基势垒。

只有在十分清洁的半导体表面上淀积金属薄膜，做成的肖特基势垒才不存在中间层。一般实际的肖特基势垒，由于在半导体表面上有薄的氧化膜存在，因而不能忽视中间层的影响。

### 1. 理想金属-半导体接触的能带模型

#### (1) 势垒的产生：

在金属与半导体两种材料作成接触以前，它们各自的能带状况如图8(a)所示。图中以n型半导体为例，并且假设半导体中的自由电子处在比金属中的能级较高的能级上（金属功函数  $\phi_M$  大于半导体功函数  $\phi_s$ ）。此时，两者的费米能级不在一个水平上，n型半导体的费米能级高于金属的费米能级。

当作成接触后，两种材料就成为一个处在热平衡下的单一系统；根据热力学的要求，两者的费米能级必须一致。要达到这种平衡状态，必须有电子从具有较高费米能级的物体流入较低费米能级的物体中去。因此，当作成电接触时，处在较高能级上的半导体中的电子流入金属中，使金属中的费米能级升高；同时，在半导体表面附近，将因电子的走失而使费米能级离导带底渐远。因此，在半导体表面附近，造成能带如图8(b)所示的向上弯曲。这个弯曲造成的势差就形成了半导体表面处的势垒。

#### (2) 势垒的厚度：

在半导体中由于自由电子数的减少，电离施主数就相对地超过了，破坏了原来半导体材料的电中性，因此半导体具有正的静电电荷；而流入金属中的电子使金属具有负的静电电荷。在这种情况下，由于施主密

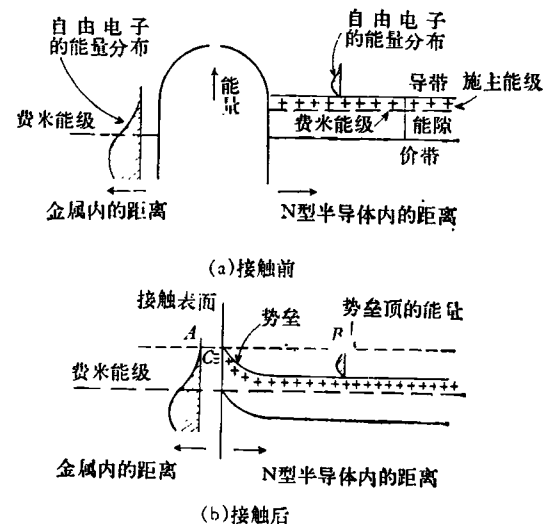


图8 金属-半导体接触的能级图

1) 二极管是几至几十微米直径的面积。

度相对地很小,为了达到电子平衡,施主能级电离的区域将延伸到半导体内,形成空间电荷而不是表面电荷(半导体这个失去电子的区域,称为空间电荷区);而到金属中去的电子,由于受它的牵引而留在金属表面上,这就在接触处形成一个电荷偶极层,因而产生具有一定厚度的势垒,如图 8(b) 所示。

### (3) 势垒的高度:

由图 11 中标明的符号不难看出,金属-n型半导体理想接触的势垒高度,从金属来看,应为

$$q\phi_{ns} = q(\phi_M - \chi),$$

它是金属功函数与半导体电子亲和势的差(图 9a)。同样,金属-p型半导体的理想接触势垒高度[图 9(b)]应为:  $q\phi_{ps} = E_g - q(\phi_M - \chi)$ , 由此可见,

$$q(\phi_{ns} + \phi_{ps}) = E_g.$$

图中,  $D_0$  为势垒厚度,  $qV_D$  为由半导体看的势垒高度,  $q$  为电子电荷。

n型半导体和金属接触时,如果金属的功函数大于半导体的功函数,就形成正的空间电荷;对于p型半导体和金属的接触来说,如果金属的功函数小于半导体的功函数,就形成负的空间电荷。

有些半导体,即使金属不与它们接触,在半导体的表面就已经形成一个势垒。这说明在半导体表面有可以容纳电子的能级(表面能级)存在,这对势垒的形成起很大的作用。

表面态的存在是在表面电导测量中从实验上发现的;在超高真空系统中对洁净表面进行测量,证明表面态密度是很高的,约为表面原子密度的数量级。

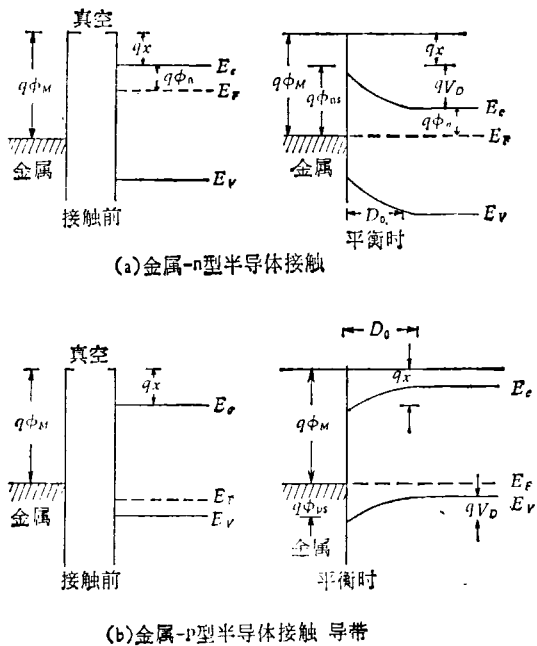


图 9 金属-半导体接触势垒

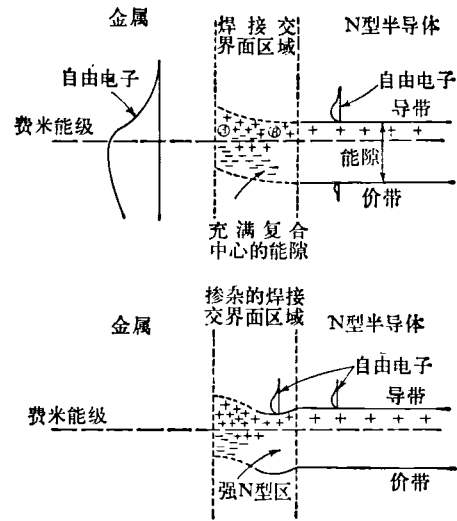


图 10 欧姆型金属-半导体接触的能级图

当金属和表面能级密度很大的半导体相接触时,在两者之间构成偶极子层的电子便不由半导体内部供给,而由表面能级供给,因而削弱了外部对半导体内部的影响。所以,由表面能级形成的势垒高度,不是直接决定于所接触的金属底功函数,而决定于半导体内部的杂质浓度和半导体表面的电荷密度。

金属与半导体直接接触往往是整流接触,这种整流效应是金属与半导体间形成的势垒造成的。因此,为了形成一个非整流的或欧姆性的接触,通常采取两种途径:或者设法降低势垒,使得流过势垒的热激发电流大到足以适合特定器件的应用,或者将半导体掺杂到一个高载流子密度,使耗尽层变得充分微小,以致可以发生量子力学隧道效应(图 10)。

## 2. 金属-半导体接触的电压偏置效应

如图 11 所示,在正向偏置时,半导体中的电子分布相对于金属中的电子分布能级升高,这样,在半导体中就有较多能量高于势垒顶的电子,它们靠扩散流入金属。在反向偏置时,半导体中的电子能量分布比金属的低,只有极少数电子能量高于势垒顶。因此,有一股净电流从金属流入半导体中。这个电流很小,并且随着反向偏置的提高并不显著增加。这样看来,要作成欧姆接触,只有降低势垒,使得有足够大的反向热电流。

然而,对于硅、锗和砷化镓一类共价键半导体材料,势垒高度在相当程度上是半导体本身具有的特性,它们和置于半导体表面上的是那种金属,没有多大关系(这一点将在下节说明)。因此降低势垒的方法不能适用于对这些材料制作欧姆接触。幸而在金属-半导体系统中流动的电流可以不单是热电流。当半导体中的载流子浓度增加时,耗尽层宽度就减小;在非常高的

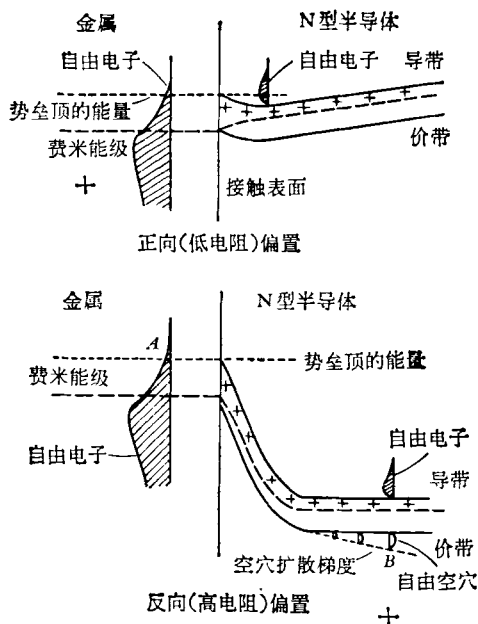


图 11 金属-半导体接触的电压偏置效应(能级图)

载流子浓度下,耗尽层可以变得十分微薄,以致可以发生量子力学的隧道效应。无论在那个方向上,隧道电流都随电压指数地增加。当载流子浓度增加到  $10^{19}/\text{cm}^3$  以上时,在较低的电压下,存在一个相当宽阔的范围,那里的电流变化实质上是欧姆性的。因此,对半导体作欧姆接触的传统方法是,将金属接触放在甚高载流子浓度的材料上,使之发生隧道效应而穿过势垒。

### 3. 关于肖特基势垒明显的两类区分

1963 年有人做过一系列实验,他们将各种金属蒸发在砷化镓和硫化镉上,做成可以忽略中间层的密切接触。他们用光电和电容法测定了肖特基势垒的内建电压。砷化镓的测量结果表明,势垒的内建电压与形成势垒的金属几乎无关;而对硫化镉,这个内建电压与金属的功函数成正比。

一般说来,为什么在以硅、锗、砷化镓为代表的共价键半导体中,肖特基势垒的高度实际上与所用的金属无关,而对硫化镉、硫化铜一类离子半导体的肖特基势垒高度是由金属的特性所决定呢?

对这一明显的差别有多种解释。1947 年巴丁说过,在交界面处,共价键半导体禁带中的表面态把住了势垒高度 (pinning the barrier height)。在他的理论中指出,如果晶体上存在的表面态浓度超过  $10^{13}/\text{厘米}^2$ ,那么,内建电压就将与金属-半导体功函数差无关。这个观点已被普遍接受,大多数肖特基势垒的实验工作都用禁带中表面态的密度和能量分布来讨论。另一看法是,表面态上相当大量电荷的去存只要求在表面处

的费米能级有些微的变化。例如,垂直表面的静电场变化  $10^4 \text{V/cm}$ ,只要求表面浓度有  $6.6 \times 10^{11}/\text{厘米}^2$  的变化<sup>1)</sup>。1964 年梅特 (Mead) 等人指出,对于绝大多数金刚石与闪锌矿结构的半导体来说,表面费米能级被把住在距离价带约三分之一禁带宽度的能级上。海涅和菲利浦斯 (Phillips) 等人还作了其它解释,应当指出,所有这些努力并没有给金属-半导体接触势垒一个完满确切的理论。

1973 年英克生 (Inkson) 的文章中谈到,共价键半导体与离子半导体在表面态中存在着巨大的差别。共价键半导体中禁带的消失,意味着在表面附近的费米能级处存在着可与价带和导带密度相比较的、巨大的态密度,将它有效地固定在一位置上并且将金属与半导体阻隔开来。在离子半导体中,虽然禁带变小了,但并非消除了,费米能级移动自如,它的位置更多地由金属的性质决定。

## 四、金属-半导体接触效应的应用

金属-半导体接触效应在近代电子系统使用的器件中目前占有重要地位。一切半导体器件的使用都离不开电极,而电极性能在很多情况下决定着器件性能。金属-半导体接触器件中少数载流子贮存时间可以忽略,所以是开关应用和防止电涌的理想器件,也可作为微波检波混频器和变抗器。快速有效的光探测器已经产生,还提出了金属基区-晶体管 and 肖特基势垒栅-场效应晶体管一类的晶体管结构。肖特基势垒还应用于激光器、集成电路中的集电极箝位、雪崩二极管以及冷阴极等。除开以上电子学应用外,在物理学方面,例如金属和半导体能带结构的研究,热电子迁移率的测量,以及热电子冲程的测定等,也都利用肖特基势垒。

下面就重点地介绍如下。

### 1. 肖特基势垒二极管(热载流子二极管)

肖特基势垒二极管由一个整流性的金属-半导体接触面积组成,将 Au、Mo、Ti、Ni 等金属蒸发在 GaAs 和 Si 等清洁的半导体表面上,就可以取得肖特基势垒。由于 GaAs、Si 等的电子迁移率大于空穴迁移率,所以一般用 n 型半导体。

肖特基势垒二极管在许多方面类似寻常的 pn 结二极管,不过当金属层为正时有电流流动。这种器件,由于被转移到正向偏置的金属之中的电子,它们到金属中正好处在费米能级之上,因此称为“热载流子二极管”(它们比金属中的其它电子要“热”,它们迅速相撞而在约  $10^{-13}$  秒时间内与其它电子达到平衡)。

肖特基势垒二极管的重要特性是没有空穴,因而

1) 和表面态的总容量相比仍旧是小的。

与常用的二极管不同,它是多数载流子器件,没有少数载流子贮存与恢复问题,所以具有高速开关特性。

蒸发接触的方法不但能保持金属和半导体之间所需的清洁界面而获得低的内部噪声,而且具有消除接触压力接触造成的不稳定性,和适用于集成电路的优点。它的结面积及其产生的势垒电容虽然一般大于点接触的情况,然而,可以利用外延层减小串联电阻  $R_s$  的方法来补偿较大的势垒电容  $C_B$ ,而保持所希望的  $C_B R_s$  乘积。

这种结构在金属-半导体界面处出现最大场,因而产生的热能直接从金属接触处导出。另一方面,可以在相当低的温度下制造这种器件,因而不会破坏原始的高质量外延层。

## 2. 金属基区晶体管

金属基区晶体管又名热电子放大器。当此晶体管正常工作时,金属基区在发射极一端构成一个正向偏置的肖特基势垒,同时在集电极端构成一个反向偏置的肖特基势垒。从发射极出来的电子,越过势垒而到达金属之中,它们的能量分布远在金属的费米能级之上,因而为热电子。它们行进在金属的短距离上并不损耗太多的能量,因而可以以充分大的能量到达集电结势垒而穿过它。发射区和集电区选择不同的半导体,使得集电结势垒低于发射结势垒。金做基区的金属比较适宜,一方面是由于它有工艺上的优点,另一方面是由于它是贵金属,在晶体结构中单位晶胞只有一个原子,因此它没有光学声子谱,通过电子给声子的能量损失要少一些,这些热电子就可以走得更远一些。

金属基区晶体管的工作原则上是和通常用的晶体管一样的,但具有较低的基区电阻。有人建议用  $200 \text{ \AA}$  的金做基区,这样可以有 60% 的发射出的载流子流入集电极。这种结构的层电阻率为 5 欧姆/方,而通常的

双极晶体管多数为 400 欧姆/方,因此可以获得好得多的高频性能(具有较低的时间常数,即基区电阻乘以集电结电容)。然而,目前工艺上还难以生产这样薄的、均匀一致,没有针眼的薄膜,以实现这一方案。

## 3. 肖特基势垒栅场效应晶体管

肖特基势垒栅场效应晶体管的伏安特性和结型场效应晶体管的相似,但是它可以把巨大的表面态密度化为金属-半导体结的有用部分,它固定住半导体表面处的静电势,从而避免由于巨大的表面态密度给一般绝缘栅场效应晶体管造成的不良影响。它在工艺上也有一些优点:可以用不容易形成 p 型掺杂的半导体(例如硫化镉)材料制成;形成金属-半导体接触的温度要比形成 p-n 结的温度低得多,因而可以提高材料质量和良好地控制几何形状。砷化镓肖特基栅场效应晶体管的功率和噪声性能目前是各类砷化镓晶体管中最好的一种。

### 参 考 文 献

- [1] Sze, S. M., *Physics of Semiconductor Devices*, Chapter 8, Wiley, New York, (1969).
- [2] Padovani, F. A., *Semiconductors and Semimetals*, 7-A, (1971), 75—146.
- [3] Pellegrini, B., *Solid-State Electronics*, 17-3, (1974), 217.
- [4] Combescot, R., and Schreder, G., *Journal of Physics C*, 6-8, (1973), 1363; 7-7, (1974), 1318.
- [5] Inkson, J. C., *Journal of Physics C*, 6-8, (1973), 1350.
- [6] Mead, C. A., *Solid-State Electronics*, 9 (1966), 1023.
- [7] Rideout, V. L., *Solid-State Electronics*, 18-6, (1975), 541—550.

# 碳-14 测 定 年 代

考古研究所实验室

(中国 社 会 科 学 院)

应用碳-14 ( $C^{14}$ ) 方法测定年代已有二十多年历史,全世界约有一百多个实验室,测定数据达 4—5 万个<sup>[1]</sup>,它是目前有关最近数万年内自然和历史现象的断代的重要工具之一。

碳-14 方法测定年代的原理和技术都来源于核物理学,它的建立和发展是同核物理的技术水平分不开的,并且出于应用上的迫切需要又转而促进了低水平

放射性探测技术的提高。

过去,为获得近几万年内自然和历史现象的绝对年代数据是一件较为困难的课题。现在利用碳-14 方法能令人满意地解决。例如,地质上最后一次冰期的进退、古代海岸线的变迁、人类有文字记载以前各历史阶段文化的分期等方面的绝对年代数据,大部分是用碳-14 方法测定的。因此尽管这一方法在技术上比较