

苏联科学家报告汇编

科学规划委员会

1956年7月 北京

說 明

为了保証我國科学事业的迅速发展，使科学研究工作能满足國家社会主义建設的大量需要，自 1956 年开始了全國自然科学和社会科学的 12 年规划工作，数百位全國知名科学家参加了这一规划的编制。

國務院为了加强对科学规划工作的領導，在 1956 年 3 月成立了科学规划委员会；在规划过程中由 17 位苏联科学家組成的苏联科学院代表团应邀來我國進行帮助和指导。此外，許多应邀在我國進行考察帮助建設工作的苏联专家和科学院、產業部門与高等学校的苏联顧問也参加了规划工作。

本集所收，系在规划期間，苏联科学家为中國科学家所作的学术报告、演講或情况介紹(少数报告系与中國科学家合作)。根据报告内容涉及范围，彙編成册，按学科次序排列，以供我國科学工作者学习、参考。

由于編成倉促，譯文未及詳細校对，遺漏錯誤之处甚多，尙希讀者在發現后批評指正，以便修改。

科学规划委员会办公室

1956 年 6 月 15 日

上 册 目 录

1. “基本”粒子和高能核作用·····H.A. 多布罗廷教授	1
2. 半导体的物理基础和技術利用·····B.M. 伏尔通訊院士 黄 昆 王守武	13
3. 現代無綫电电子学·····B.A. 科捷里尼柯夫院士	24
4. 苏联的声学研究工作·····Л.М. 布列霍夫斯基赫通訊院士	36
5. 电子计算机在各國發展的情况 ·····Д. Ю. 潘諾夫教授	44
6. 天体物理和天文学的現狀和展望·····A. Б. 謝維尔內教授 張鈺哲	58
7. 恒星的起源与演化問題·····A. Б. 謝維尔內教授	65
8. 关于太陽物理的一些問題·····A. Б. 謝維尔內教授	76
9. 化学与農業·····C. П. 伏尔夫科維奇院士	82
10. 基本有机合成和高分子化合物的化学和工藝的進展与發展远景····· ·····C. P. 拉菲柯夫教授	105
11. И. В. 米丘林与現代生物学 ·····H. B. 齐津院士	115
12. 創造新的栽培植物的途徑(远緣雜交) ·····H. B. 齐津院士	134
13. 森林学的現狀和基本問題 ·····B. H. 苏卡乔夫院士	150
14. 河川徑流的研究与利用問題的現代情况与發展方向····· ·····M. Ф. 明格里教授	158
15. 建立全國統一动力系統 ·····B. И. 波普科夫通訊院士	166
16. 原子能發電站發展远景·····M. A. 斯特利科維奇通訊院士	181
17. 論生產过程自动化的任务·····B. Л. 洛西耶夫斯基教授	204
18. 燃气渦輪裝置的經濟性問題 ·····A. И. 米哈伊洛夫教授	216
19. 苏联的水利工程建設·····M. Ф. 明格里教授	226

20. 水工建筑的近代發展方向	M. M. 格里新教授	233
21. 新建筑材料	П. П. 布德尼柯夫通訊院士	244
22. 科学和技術的情報	Д. Ю. 潘諾夫教授	257
23. 苏联科学院培养干部的情况	С. И. 考西柯夫	265

下 冊 目 錄

1. 半導體器件的理論基礎和若干研究結果.....	Б. М. 伏尔通訊院士	277
2. 論半導體的过渡層的击穿.....	Б. М. 伏尔通訊院士	288
3. 鍺制平板二極管的击穿.....	Б. М. 伏尔通訊院士 А. П. 少托夫	301
4. 無線电技術和电子学的科学問題.....	Б. А. 科捷里尼柯夫院士	306
5. 程序設計.....	Д. Ю. 潘諾夫教授	315
6. 論双曲型拟綫性偏微分方程近似数值解法。論双曲型拟綫性偏微分方程近似数值解中未知数值的精确化.....	Д. Ю. 潘諾夫教授	324
7. 磷肥化学工藝的發展.....	С. И. 伏尔夫科維奇院士	330
8. 关于植物圈問題的談話.....	Н. В. 齐津院士	348
9. 理論气象学与天气預报.....	А. М. 奥布霍夫通訊院士	351
10. 在苏联如何按第二十次党代表大会的任务制定动力方面科学研究工作的計劃.....	В. И. 波普科夫通訊院士	360
11. 关于决定生產过程自动化合理的次序和規模問題.....	В. Л. 洛西耶夫斯基教授	375
12. 对于拟訂生產过程自动化方案的要求.....	В. Л. 洛西耶夫斯基教授	384
13. 自动化翻譯.....	Д. Ю. 潘諾夫教授	397
14. 苏联水利科学研究工作情况.....	М. М. 格里新教授	427
15. 用电火花加工來增加金屬表面的耐磨性.....	Н. И. 拉扎連柯	436

半導體器件的理論基礎和若干研究結果

Б. М. 伏尔通訊院士

(苏联科学院代表团成員)

在半導體二極管和三極管中所發生的过程是很複雜的，因此研究它的理論正如所有的理論研究一樣，需要利用抽象。这样才有可能說明現象的基本規律。而進一步估計在初步理論中沒有考慮到的因素，就可以規定出理論計算所適用的界限，并引進必要的改正。

在理論發展的第一个階段，做了以下的簡化的假設：

1. 把組成器件的几層導电类型不同的半導體的交界面当作是平行的平面。
2. 忽略表面复合。这样和第一个假設相結合，就把許多問題归結为一維問題的解。
3. 只研究这样的情况，即描述三極管特性的参量可以認為是常数的情况，也就是电流和电压的变化关系可以認為是直綫的情况。

4. 假設電場的作用只限制在 ϑ - Π 結的区域，在 ϑ - Π 結以外，电流主要是依靠擴散。

在不同導电类型的半導體边界上發生的 ϑ - Π 結在半導體器件中起着重要的作用。如所周知，發生在电子導电型和空穴導电型的半導體接触处的現象的理論首先是在 1938 年由 Б. И. 达維道夫 (Давыдов) 研究的，当时他在列寧格勒技術物理研究所工作^[1]。

在前面 4 个假設的条件下，可寫出少数載流子密度的連續性方程，例如对空穴的連續性方程有以下的形式^{[2][3]}：

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{P_0 - P}{\tau_A} + D_A \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} \quad (1)$$

式中， P ——空穴密度； P_0 ——平衡时的空穴密度； τ_A 空穴的寿命； D_A ——空穴的擴散系数。对于空穴半導體中的电子也可以寫出类似的方程。

方程(1)表示了在器件中擴散占主要的，而電場作用比起擴散來可以不計的区域内所發生的过程的規律性。在一定的条件下，对于除了 ϑ - Π 結本身（即有体电荷的区域）以外的整个区域，这个方程也都是適合的。因为除 ϑ - Π 結外整个半導體内，体电荷的密度 $P=0$ ，所以这里的電場 $E = \text{常数}$ 。假如这里發生了某些电中性被破坏的情形，那末就以 $\theta = \frac{\varepsilon}{4\pi\sigma}$ 的弛豫時間來达到平衡。这里 σ 是半導體的導电率， ε 是材料的介电常

数。对于导电率 $\sigma = 0.1$ 欧姆⁻¹厘米⁻¹的锗的情形, $\theta = \frac{16 \cdot 10^{-11}}{9.4 \cdot 10^{-11} \cdot 0.1} \sim 10^{-11}$ 秒。

假如用简化的计算, 忽略 ϑ - Π 结外的电场, 那末在 ϑ - Π 结内也可以忽略扩散的作用, 只剩下电场的作用。在很陡的 ϑ - Π 结中, 在反向电压 $v_{\text{反}} \gg \frac{kT}{q}$ 的情形下, 这个假设也很合理。因为在这种条件下, 扩散电流剧烈的减弱, 而在 ϑ - Π 结内的电场强度相当的大。由此可以认为, 当 $v_{\text{反}} \gg \frac{kT}{q}$ 时, 在 ϑ - Π 结内电子和空穴的密度比起离化了的杂质体电荷要小得多。这样的假设就在相当程度上简化了 ϑ - Π 结内的电场、电容和其他一些参量的计算。这些计算可归结为求泊松方程的解:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -\frac{4\pi\rho}{\epsilon} = -\frac{4\pi(N_D - N_A)q}{\epsilon} \quad (2)$$

式中 N_D 和 N_A 是施主杂质和受主杂质的密度。

解方程(2)时, 为规定边界条件起见, 作这样的假设: 即认为在 ϑ - Π 结外, 电场强度 $E=0$ 。给出一定的体电荷的分布 $\rho=f(x, y, z)$ 就可以求出 ϑ - Π 结的电容, 结的大小和电位在其中的分布。 ϑ - Π 结中微分电容测量的结果指出: $\ln c$ 和结中电压 u 的对数 $\ln u$ 之间有着直线性的依赖关系。在图 1 中表示出作者和 Л. С. 克拉斯那罗保娃 (Краснолобова) 用铟熔入锗做成的合金结的二极管的测量结果。所用的锗的比电阻值从 6 欧姆-厘米变到 44 欧姆-厘米, 而电压从 1 伏变到 25 伏。在图 2 中表示出用镉扩散到锗中所做成的扩散结的二极管中电容和电压的依赖关系。

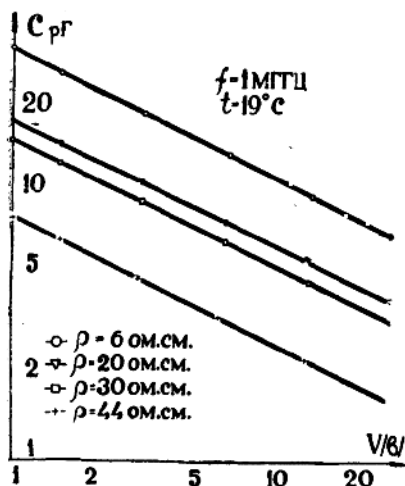


图 1. 在合金结的二极管中电容与电压的依赖关系

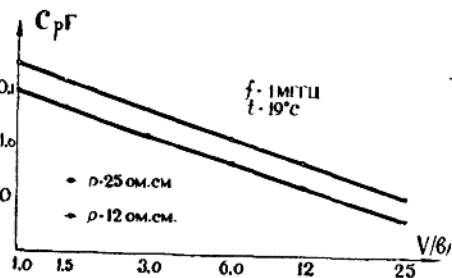


图 2. 在扩散结的二极管中, 电容和电压的依赖关系

正像计算所指出, 这样一类相互依赖关系相当于体电荷的分布是 $P = k_n u^n$ 的情形。

此时微分电容应是 $C = \frac{A_i}{n^{1/\gamma}}$, 式中 $\gamma = n + 2^{[4]}$ 。根据测量所得, 在各种合金结的二极管中 γ 接近于 2, 对于大量这类二极管, γ 的最大值是 2.35 而最小值是 1.9。

由此可知, 合金结的二极管中, n 的数值接近于 0, 即体电荷在 ϑ - Π 结中分布是均匀的, 这个结果和根据这种制造方法所预期的结果一样。

扩散结的二极管的 γ 的最大值是 3.4, 而最小值是 2.87。也就是说, 在这里 n 接近于 1, 即 ϑ - Π 结中体电荷的分布接近直线, 这也正与它的制造方法相适合。

由微分电容的式子中可以看出, ϑ - Π 结的厚度和 $n^{1/\gamma}$ 成正比, 并且在 n 为一定时, 锗的比电阻愈大, 结的厚度也愈大。根据合金结的二极管的电容测量, 计算出结的厚度的数据示之于图 3, 并指出当电压为 25 伏时, 在比电阻大的锗中, 结的厚度达到几十个微米。电场强度的最大值可用下式表示:

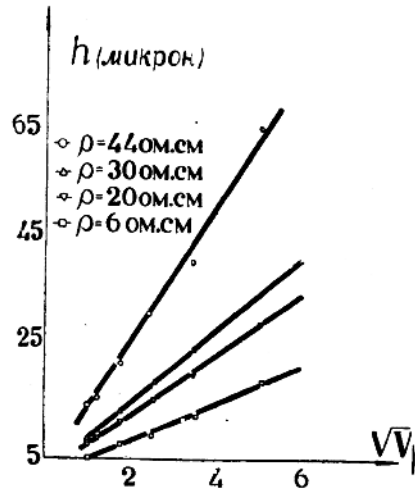


图 3. 合金结二极管中 ϑ - Π 结的厚度和电压的关系

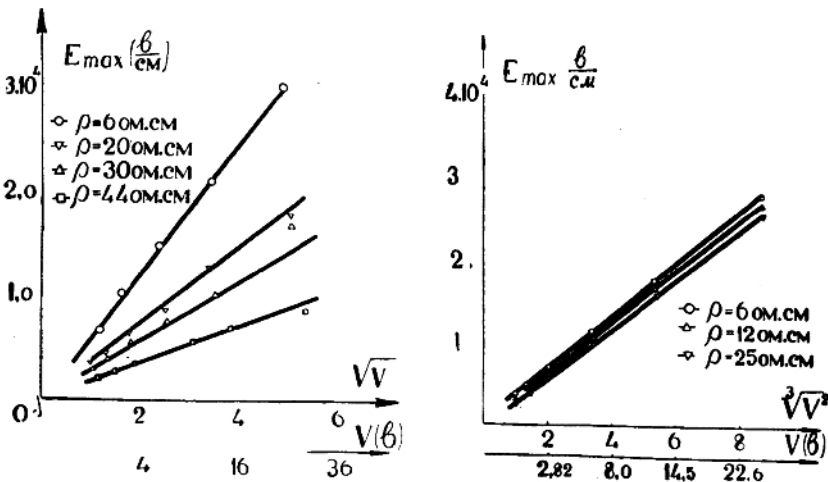


图 4. ϑ - Π 结内的最大电场强度和电压的关系
a. 在合金结的二极管中。 б. 在扩散结的二极管中。

$$E_{max} = E_{cp} \frac{\gamma}{\gamma - 1}$$

对合金結的二極管 $E_{max} \cong 2E_{cp}$, 而对擴散結的二極管 $E_{max} \cong \frac{1}{2}E_{cp}$ 。合金結的二極管的 E_{max} 的計算值示之于圖 4a, 而擴散結的二極管的 E_{max} 的計算值示之于圖 4b。

从这些数据中可以看出, 当結中的电压为 25 伏时, 电場强度的最大值約为 20 千伏/厘米。

在提出有关解方程 (1) 的問題时, 在一般情况下必須給出起始条件及边界条件。

当加一定频率的交流电的情形下, 問題的解就簡單了, 因为包括在問題的解中的無窮多个的諧波的总和(或富里叶積分)只剩下一个和外加作用的頻率相同的諧波。

当只加直流电的情形下, $\frac{\partial p}{\partial t} = 0$, 方程 (1) 的解完全不依赖于時間。通常在解方程 (1) 的时候, 边界条件規定少数載流子的密度。有时根据問題的性質, 最好这样來給定边界条件: 在一个边界上給出函数值, 而在另一个边界上給出它的導数值, 也就是說在一个边界上給出密度, 在另一个边界上給出电流值。

为了得到二極管三極管的伏安特性及算出它們的一系列参数, 都以如下的形式給出少数載流子的密度, 即表示 ϑ - Π 結上的密度及电压間的关系的形式。假如認為区域只是被一个边界限制, (例如当观察二極管时) 則第二个边界条件为 $P = P_0 |_{x \rightarrow \infty}$ 。

少数載流子的密度与 ϑ - Π 結上的电压間的关系一般都以下列方程給出:

$$P = P_0 e^{\frac{qv}{kT}} \quad (3)$$

式中 v — ϑ - Π 結上之电势差; K 为布尔茲曼常数。

T —绝对温度。

利用 (3) 时要相当謹慎, 因为在得到它的过程中忽略了通过 ϑ - Π 結的电流。

假設 $v = v_0 + v_1 e^{j\omega t}$, 式中 v_0 —結上的直流电压值, v_1 —加于直流偏压上的交流信号的振幅。一般限制在研究 $v_1 \ll \frac{kT}{q}$ (4) 的情形, 在这种情况下, 密度的交变部分正比于电压的交变部分。

这样就相当簡化了所有的計算, 因为在計算中只需介决直綫性的方程了, 但同时也对計算結果的应用給了很大的限制。

对直流电流來講, (1) 式有如下形式:

$$D_A \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{P_0 - P}{\tau_A} = 0, \quad (5)$$

$$\text{当边界条件 } P = P_0 |_{x \rightarrow \infty} \quad (6)$$

及
$$P = P_0 e^{-\frac{q\psi}{kT}} \Big|_{x=0} \text{ 时} \quad (7)$$

他的解能给出二极管的由空穴所组成的电流的伏安特性。

电子组成的电流的伏安特性也可用同样的方法计算出来。考虑到在电极上所发生的现象时,可使计算更详细并更接近于二极管的实际条件^[5]。当反电压相当大时,边界条件(7)可写成 $P=0 \Big|_{x=0}$, 并当结的有限厚度等于 W 时,边界条件(6)可写为 $P=P_0 \Big|_{x=W}$, 或者给以其他数值 $P_{x=W}$, 这样就可以计算饱和电流。

在和(6)(7)类似的边界条件的情形下,由方程(1)可以算出二极管的有效电导率,也可以算出由扩散电流与结上的交流电压的相位差所引起的电容导纳^{[7][8]}, 这个相位差相当于有一个附加电容的出现,在小的反电压时这个电容开始有很大的意义,因为当大的反向电压时,在结边界上的少数载流子的密度实际上总是等于0的。

作者和 Л. С. 克拉斯那罗保娃和 В. Г. 苏聶也夫 (Шуныев) 一起测量过结的电容,测量的结果示之于图 5a、5б、5в。

在低频时,单位面积上(1—平方厘米)的电容为 $C_p = \frac{q^2 n_c^2 L_p}{2kT n_n}$ [3]
式中: n_c ——纯锗中的电子密度;

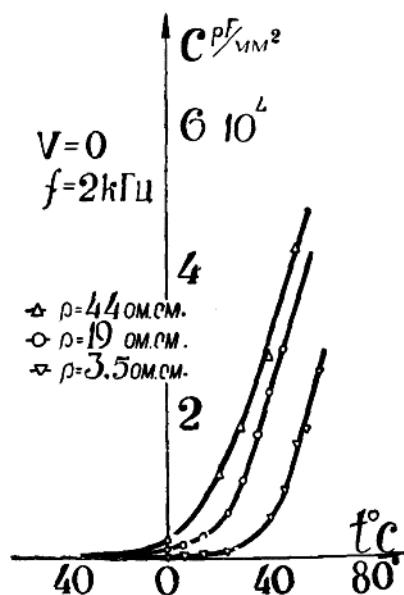
n_n ——电子半导体中的电子密度。

在所研究的温度范围内,比电阻低的锗样品中,电容随温度的变化主要决定于 n_c 随温度的变化。所以从测量的结果可以直接求出禁带的宽度。从图 5б 的数据上可以看出,这种情况下禁带的宽度是 0.79 电子伏特。锗的纯度愈高, n_n 对温度的依赖关系所起的影响愈大,所以由电容的温度依赖关系所算出的相当的数值也就比禁带宽度小得愈多。比电阻为 44 欧姆-厘米的锗中所得的结果,如图 5в 是 0.5 电子伏特。

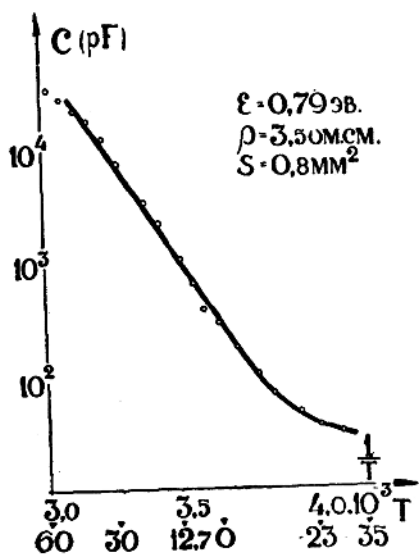
把电容分成二部分的这种看法(即由离化了的杂质的空间电容所产生的一部分和弛豫过程所产生的一部分),当电压 $\psi \rightarrow 0$ 时是有条件的。但是当温度足够低时空间电荷的电容占主要,这样就可能分成两部分。

萧克莱 (Шокли) 所给的这样的形式的整流器的基本理论并不能解释实际上在反电压 $u \gg \frac{kT}{q}$ 时观察到的微分电阻随电压改变的关系。通过电流后二极管温度的改变,电压加上后结层厚度的改变,电压提高时产生的碰撞离化等许多因素都能影响反向的微分电阻的数值。

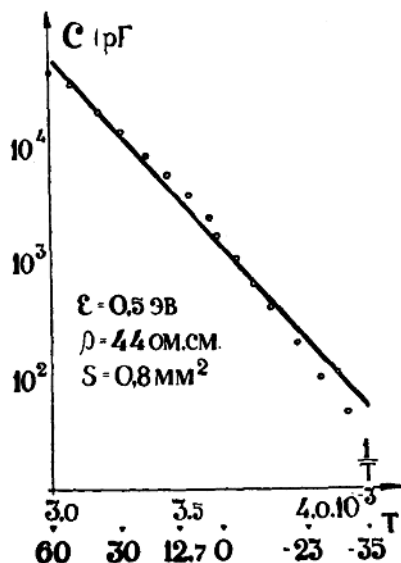
当反电压加大时,体电荷的区域也扩大,这就使得空穴和电子的热产生超过复合的区域增大,也就引起相应的电流的增加。Э. И. 拉什巴 (Рашба) 和 К. Б. 托尔貝考 (Толпыго) 研究过这个现象,并且在一定的条件下,可以解释二极管伏安特性曲线反向部



5 a



5 б



5 а

圖 5. 擴散電容與溫度的依賴關係

а, 各種不同比電阻的鎳樣品。 б, 比電阻是 3.5 歐姆-厘米的鎳樣品。 в, 比電阻是 44 歐姆-厘米的鎳樣品。

分^[6]。

К. Б. 托尔貝考和 И. Г. 柴斯拉夫斯基 (Заславский) 一起研究了整流器在大电流时的伏安特性的正方向部分。并指出器件的总电阻，即 Θ - Π 結的电阻和他鄰近区域的半导体电阻之和比同样的沒有 Θ - Π 結的均匀的半导体的电阻要小得多^[7]，А. В. 尔柴諾夫 (Ржанов) 做了这类工作的实验研究，并在实验上证实了上述看法。

J. M. 欧萊 (Early) 和 R. L. 普里脫恰特 (Pritchard) 等人的工作指出^{[8][9]}：当以下 (8) (9) 的边界条件时，则用方程 (1) 的解可以算出三极管的参量： $P_{\beta, n0} = P_{\beta, n0} + P_{\beta, n1} e^{j\omega t} \dots$ (8)，当 $\omega = 0$ 时，

和 $P_{\kappa 0} = P_{\kappa 0} + P_{\kappa 1} e^{j\omega t} \dots$ (9)，当 $\omega = W + W_1 e^{j\omega t}$ 时。

式中： $P_{\beta, n0}$ ——基層和注射極交界面上的空穴密度；

$P_{\kappa 0}$ ——基層和收集極交界面上的空穴密度；

$P_{\beta, n0}$ 和 $P_{\kappa 0}$ 是基層和注射極，收集極交界面上的空穴密度的不变部分；

$P_{\beta, n1}$ 和 $P_{\kappa 1}$ 是基層和注射極，收集極交界面上的空穴密度的交变部分。

边界条件 (9) 考虑到在交流信号的作用下，收集極边的 Θ - Π 結的厚度改变而引起的基層的厚度 W 的改变。

用像公式 (3) 那样的关系把基層的边界的载流子密度和注射極和收集極的电压联系起来，并利用 $I_p = -qD_n \frac{\partial P}{\partial w}$ ，就可以得到三极管基本参量的近似值 $\gamma_{11} \gamma_{12} \gamma_{21} \gamma_{22}$ ，它們是表示注射極交流电流 i_1 ，收集極交流电流 i_2 和注射極收集極的結上交流电压 $v_1 v_2$ 之間关系的四个复導納。

从特性值 ($\gamma_{11} \dots \gamma_{22}$) 变到另一組特性值可以用矩陣來变换。上面的計算都是对基極接地的三极管的基本綫路而言的，对別种接法的綫路的計算則要用別的方法^{[10][11][12]}。

在推導 ($\gamma_{11} \dots \gamma_{22}$) 时，用到了表示少数载流子的密度与結上电压关系的 (3) 式。因为 v_1 与 v_2 表示直接加在 Θ - Π 結上的电压，所以算出的三极管的参量并不包括基層的欧姆电阻和注射極和收集極的端电阻。考虑了三极管的几何形状，就可以由帶电質点移动的道路和密度來算出这些电阻。

在考虑一維的問題时，忽略了表面复合，但表面复合可能比体積复合更剧烈地减少少数载流子。要把表面复合也估計進去就必须討論三維的問題。在三維的情形下，方程 (1) 有如下的形式：
$$\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{P_0 - P}{\tau_n} + D \left(\frac{\partial^2 P}{\partial w^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} \right) \quad (10)$$
 在这种情形下，除了注射極和收集極边界上的边界条件外，还有在外表面上的边界条件，这个条件就是要使表面复合的数目等于由擴散來到表面的电荷的数目。这样，对于正

方形的每边长度的 $2a$ 的样品, 表面的附加的边界条件是这样^[13],

$$D_A \frac{\partial P}{\partial y} \pm R_S(P - P_0) = 0 \quad \text{当 } y = \pm a \text{ 时,} \quad (11)$$

和
$$D_A \frac{\partial P}{\partial z} \pm R_S(P - P_0) = 0 \quad \text{当 } z = \pm a \text{ 时,} \quad (12)$$

式中: R_S 是表面复合速度。

当边界条件为(8)(9)(11)(12)时, 方程(10)的介相当复杂, 以致使实际去利用它时很困难。在实际三极管的情形下, 虽然表面复合比体积的复合大, 但是无论是表面的或体积的复合使总的电荷的减少是不大的, 以致可以认为电荷流并没有发生畸变。

为了估计表面复合的作用, 可以认为电荷流在基区中是没有畸变, 并且认为在表面上由于表面复合而引起的电荷的损失每秒钟为: $I_S = \frac{P_{s,n} q R_S S_R}{2}$ 。

式中: R_S ——表面复合的速度;

S_R ——发生复合的面积;

$\frac{P_{s,n}}{2}$ ——基区中空穴的平均密度。

I_S 比总电流 $I \cong -D_A q \frac{P_{s,n}}{W} S$ 的比值近似的给出由于表面复合所引起的减弱电流的值。

知道三极管的特性以后就可以决定他的收集极和发射极的电阻、放大系数等参量。当低频时即 $\omega \tau \ll 1$ 时, 公式就要简化得多。图6就是发射极的欧姆电阻的测量结果。

由图可知, 这个结果很好地证明了理论值 $R_s \approx \frac{kT}{q} \frac{1}{I_s}$ 。

图7是发射极的附加电容与通过发射极的电流的依赖关系, 理论上 $C_{s,n} = \frac{q}{kT} I_{s,n} \frac{W^2}{2D}$ 。利用这些测量可以在不损坏三极管的条件下决定基区的厚度 W 。

在基本理论中只考虑好的器件的情形, 这种器件中只有不起重要作用的体积复合, 由理论可得电流放大系数 $\alpha = \text{sech} \frac{W}{L}$ 。如考虑表面复合和发射极的效率的影响时, 就

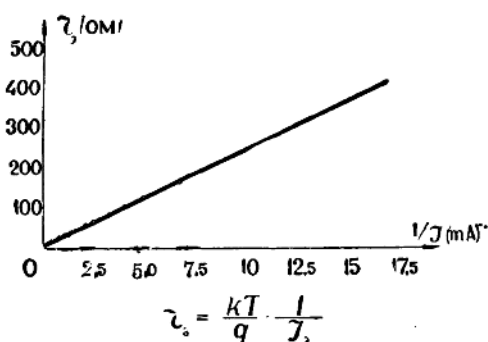


图6. 发射极电阻和发射极电流的关系

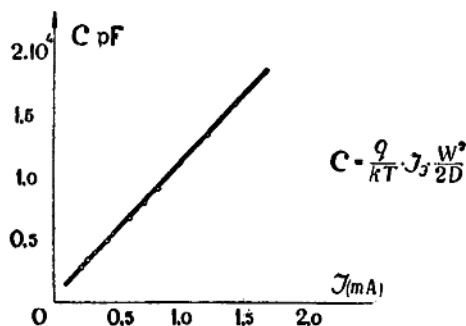


图7. 发射极的电容和发射极电流的关系

可以解釋實驗上觀察到的 α 和電流的關係^[14]，測量的結果示之于圖 8。

當收集極的電壓改變時，基層的寬度也會有改變，收集極的微分電阻的數值和基層寬度的改變有以下關係：

$$R_k = \frac{W}{I \left(\frac{\partial W}{\partial V_k} \right) (1 - \alpha)}$$

圖 9 就是測量的結果，它證明這個式子是正確的。當注射極的電流很小時，收集極的電阻主要決定于漏電，所以它的數

值比理論預期的要小得多。這方面的研究工作是在 A. B. 爾柴諾夫領導下進行的。

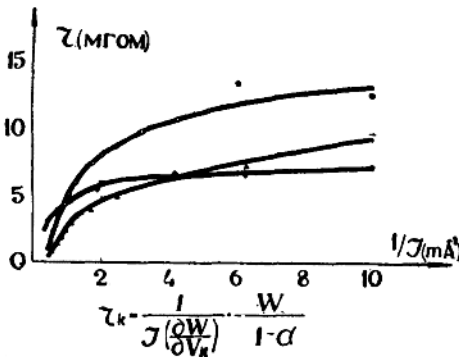


圖 9. 三極管的收集極電阻和注射極電流的关系

的電極。

器件功率的增加和相應的電流的加大，要求在考慮擴散的同時還要考慮電場的作用。初步的計算指出，電場在三極管基層中的作用可以用引進擴散系數的有效值來描述。當大電流密度時，擴散系數的有效值差不多等于它的實際數值的二倍^[14]。

當存在載流子密度差時，就發生擴散流，但既然在整個半導體體積內

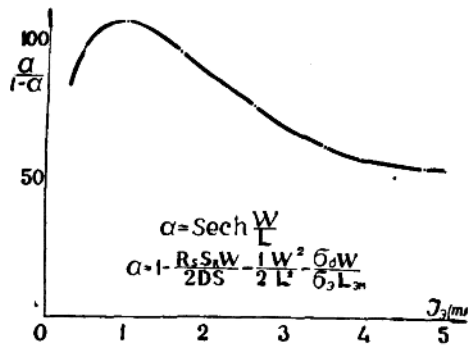


圖 8. 三極管的電流放大系數與注射極電流的关系

圖 10 是收集極的附加的擴散電容的測量結果。是由作者和 A. A. 捷蘭勃卓娃 (Жеребцова) 所得到的數據，這個結果和理論很好地符合。

半導體器件的理論發展逐漸消除了它在發展的第一個階段所存在的限制，在今後要求它能給出設計和計算大功率和高頻率器件的基礎。在這些大功率和高頻率的器件中，不僅利用平面平行的電極，而且要用其他形狀

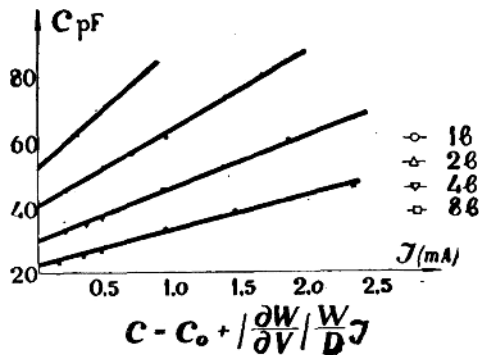


圖 10. 收集極的擴散電容和收集極電流的关系

保持着电中和, 那么很显然, 电子和空穴的梯度必须相等, 即 $\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial n}{\partial x}$ 。

假如由于 ϑ - Π 結的緣故, 边界区域内的条件是这样: 只能讓一种符号的帶电粒子經過边界, 那末在这个区域内必定要存在着电场。这个电场对另一种符号的帶电粒子的作用是与它們的擴散作用相反的, 它的强度可以根据被阻止的質点的电流为 0 來決定。令經過边界, 即 ϑ - Π 結的少数載流子是空穴, 而被阻止的是电子, 那末:

$$I_s = q\mu_s n E + qD_s \frac{\partial n}{\partial x} = 0$$

式中: q, ω, n, D_s 是电子的电荷、迁移率、密度和擴散系数。

由擴散所引起的那部分空穴电流是:

$$I_{sD} = -qD_s \frac{\partial P}{\partial x} = -qD_s \frac{\partial n}{\partial x} = \frac{D_s}{D_A} \mu_s n q E,$$

由电场 E 所引起的那部分空穴电流等于:

$$I_{sE} = \mu_s P q E, \quad \text{因为 } \frac{\mu_s D_s}{\mu_s D_A} = 1, \text{ 所以}$$

总的通过 ϑ - Π 結电流的空穴分量是 $I_s = I_{sD} \left(1 + \frac{I_{sE}}{I_{sD}}\right) = I_{sD} \left(1 + \frac{P}{n}\right)$ 。其中空穴的密度为 $P = P_0 + P_n$; 而电子的密度为 $n = n_0 + n_n$ 。

这里 P_n 及 n_n 是非平衡时比平衡时所超过的空穴和电子的数目。所以空穴电流为 $I_s = I_{sD} \left(1 + \frac{P_0 + P_n}{n_0 + n_n}\right)$ 。由这个式子很明顯地看出: 忽略与擴散作用相反的电场所引起的那部分电流, 使所得的电流值减少, 只有在少数載流子的密度比多数載流子小得多的情形下, 才可能这样作。当 $P_n = n_n \gg n_0, \gg P_0$ 时, 电流 $I_s = 2I_{sD}$ 。即在注射很大的情形下, 电流比只由擴散產生而不考虑电场时的电流值要大一倍。

三极管大小的增加和通过基极电路内的电流的增加伴随着沿基极和注射极的交界面上發生明顯的电位差的改变, 因而使得注射极表面的电流密度分布不均匀。考虑这个影响和表面复合所引起的损失, 可判断在大功率的三极管中必需如何选择电极的形状^[15]。实际应用方面的計算必需要超出直綫性近似的范围。在交流信号的变化相当大时, 結的参量本身也随交流的信号的大小而变化, 不是常数。这些問題到现在为止还没有解决。

实际的二极管, 特别是三极管, 它們的电极并不像計算时所假设的那样总是平面平行的。但是当电极形状不是平面平行时, 計算起来又有很大的困难, 所以解决实际問題时, 常常用模拟的办法^[16]。

直綫近似的基本理論为解决高频問題时所需的基礎。最近 С. Г. 卡拉什尼柯夫

(Калашников) 和 Н. А. 畢寧 (Пенин) 研究了小电压时频率对二極管整流器性質的影响 [17]。

实际上, 当高频时, 半导体器件各部分的損耗有很重要的作用。因为計算中到处用到 $\omega\tau$, 所以必須要有确定的少数载流子的寿命的数据。

半导体器件理論的發展需要更進一步更深入地研究半导体基本性質。表面現象的研究对控制表面性質和接触現象有头等重要的意义。

表面处理得不好常常是造成器件質量低的原因, 因此不僅要掌握測量表面性質的方法, 而且要掌握表面处理和保持, 能使表面复合速度在事先預定。此外还必须比現在所做的更深入地研究寿命和表面复合速度与各种因素的关系, 如与雜質性質、密度和少数载流子密度的关系。

必須更多地开展半导体內基本过程的研究, 研究晶格中的化学雜質和物理的不均匀性俘獲电子的現象, 研究离化和复合的过程。

当然, 半导体器件理論的研究应该与制备和实际利用器件的實驗研究緊密的結合。

在不久的將來, 半导体器件將很大量地深入到無綫电工程和电力工程, 应用到國民經濟、科学研究和國防的各部門。考慮到半导体器件实际应用的远大前途, 我們應該相当地擴大这方面的工作和加快它進行的速度。

参 考 文 献

- [1] В.И. Давылов, *ЖТФ*, **8**, 3(1938).
- [2] W. Shockley, *B.S.T.J.*, **28**, 435(1949).
- [3] В. Шокли, "Теория электронных полупроводников," 1953.
- [4] Б.М. Вул, *ЖТФ*, (1954年5月寄出).
- [5] А.В. Ржанов, *ДАН*, **98**, 389(1954).
- [6] Э.И. Рашба, К.В. Толпыго, *ЖТФ*, **25**, 1335,(1955).
- [7] К.Б. Толпыго, И.Г. Заславская, *ЖТФ*, **25**, 955(1955).
- [8] J.M. Early, *B.S.T.J.*, **32**, 1217(1953).
- [9] R.L. Pritchard, *Proc. IRE.*, **42**, 786(1954).
- [10] R.F. Shea, "Principles of Transistor circuits", 1953.
- [11] Э.И. Алирович, *ЖТФ*, **25**, 8,1436(1955).
- [12] В.Я. Юрков, *ЖТФ*, **25**, 11, 1988(1955).
- [13] E.S. Rittner, *Phys. Rev.*, **94**, 1161(1954).
- [14] W.M. Webster, *Proc. IRE.*, **42**, 914(1954).
- [15] N.H. Fletcher, *Proc. IRE.*, **43**, 551(1955).
- [16] A.R. Moore and J.L. Pankove, *Proc. IRE.*, **42**, 914(1954).
- [17] С. Г. Калашников и Н.А. Понин, *ЖТФ*, **25**, 1111(1955).

(庄蔚華譯)

論半導體的过渡層的击穿

Б. М. 伏尔通訊院士

(苏联科学院代表团团员)

当半導體的 ϑ - Π 結上加上很大的反向电压时, 即当 $u_{\text{反}} \gg \frac{kT}{q}$ 时, 它是一个介电層。其中, 一边是荷正电的, 另一边是荷負电的雜質离子, 并未被中和。

因为在二極管其他部分的电压降比起結層中的电势差要小得多, 所以实际上在体电荷边界的电势差等于加于二極管的外电压。当电压相当大但还小于击穿电压时, ϑ - Π 結中的空穴和电子的密度实际上要比平均的体电荷的密度小得多。由于在大的反向电压下, ϑ - Π 結中的平均电場强度达到几十千伏/厘米, 从相鄰部分到达电子-空穴結和在結內所產生的电子和空穴都以很大的速度离去。假如認為电子在高电場下的速度为 $6 \cdot 10^8 \frac{\text{cm}}{\text{сек}}$ [1], 則当反电流大約是 $6 \frac{\text{Ma}}{\text{MM}^2}$ 时, 电子的密度的数量級是 10^{12} 。电子-空穴結中的电場是不均匀的, 在边界上电場强度很小; 而在体电荷密度 $\rho = 0$ 的截面上, 即在体电荷改变符号的地方, 电場强度为極大。但是在平的电子-空穴結的情形, 电場的变化并不是十分大的。假如以比值 $\frac{E_{\text{max}}}{E_{\text{cp}}}$ 量度場的变化, 那末, 在实际情形下, $\frac{E_{\text{max}}}{E_{\text{cp}}}$ 的变化大約是在 1.5 和 2 之間。

1. 电学强度和击穿电压 (Электрическая прочность и пробивное напряжение)

电学强度是表征物質針对外电場作用的性質之一。就如同物質随温度的不同可以取各种不同的物态, 物体随外电場强度的不同可以是介电的或導电的。在前一情况, 在絕緣体的状态下物体具有电学强度, 即具有忍受外电場作用的能力。当外界作用的电場强度达到一定的数值时, 物体的这种能力就消失了, 这个数值依賴于物質的性質和所处的条件。

$\frac{du}{dI} = 0$ 可以作为物体由介电过渡到導电状态的判据。此处 u 为电压, I 为电流。

电学强度的破坏的表现, 便是在一定的外加电压下, 通过样品的电流自發地增加。这是由于电場的能量轉变为其他形式的能量的結果, 如变为热能、电子运动的动能等。但不管变为那一种形式的能量, 最后总是導致自由电子数目的增長。按电場能所變成的能量的基本形式可以把电学强度的破坏分为几种形式。必須注意电击穿和电学强度破坏之間的区别, 前者是电学强度破坏有了大量的热產生所引致的后果。所以击穿