

半导体器件及其应用

論文集

IV

科学出版社

半导体器件及其应用 論文集

IV

Я. А. 費多托夫 編

周孔章 李錦林等譯

科學出版社

1962

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

СБОРНИК СТАТЕЙ

под редакцией

Я. А. ФЕДОТОВА

(Выпуск IV)

Издательство "Советское радио"

Москва 1960

內 容 簡 介

本論文集由二十六篇文章組成。有关半导体物理性能的二篇，論述了二极管的过渡特性和三极管的頻率特性。有关晶体管参数的测量方法和設備的八篇，研究了高頻参数、損耗功率的測量方法，并且討論了等效綫路、参数系統等問題。有关晶体管綫路特性的十二篇，分析了正弦波发生器、間歇振蕩器和特种波形发生器的工作状态，以及放大器的增益、阻抗和畸变等問題。有关晶体管仪表及設備的四篇，介紹了毫伏計、相位計、計數器和运算器。

本书可供科学研究人員、工程技術人員和高等学校学生閱讀之用。

半 导 体 器 件 及 其 应 用

論 文 集

IV

Я. А. 費多托夫 編

周孔章 李錦林等譯

*

科 学 出 版 社 出 版 (北京朝陽門大街 117 号)

北京市書刊出版業營業許可証出字第 061 号

中国科学院印刷厂印刷 新华书店总經售

*

1962 年 8 月 第 一 版

書号：2556 字数：308,000

1962 年 8 月 第一次印刷

开本：850×1168 1/32

(京) 0001—5,830

印张：11 9/16 插圖：2

定价：1.70 元

目 录

半导体二极管的过渡特性.....	Ю. П. 諾索夫 (1)
面接合型晶体管中发射极-集电极传输系数的理論和实验研究.....	Э. И. 阿季罗維奇 А. Ю. 戈尔多諾夫 (33)
漂移半导体三极管截止頻率的計算問題	Н. С. 斯比里杜諾夫 (83)
晶体管高频参数的測量方法	Ю. А. 卡梅涅茨基 (88)
在 20—200 兆赫频段内測量截止頻率	Ю. А. 卡梅涅茨基 Ю. А. 塞尔 (110)
論晶体管静态参数的合理系統	В. К. 拉布金 (120)
在大正弦电压下面接合型三极管的等效綫路	Б. Е. 彼得洛夫 (137)
ДГ-II 型面接合二极管极限工作状态的研究	А. А. 阿柏杜拉也夫 (156)
在大损耗功率下面接合型鍺三极管的性能(第 II 部分)	А. А. 阿柏杜拉也夫 (167)
推挽綫路功率三极管的选择法.....	Ю. С. 茨哈捷也夫 (177)
面接合型三极管放大器的非綫性畸变.....	А. И. 鮑里索夫 (181)
共发射极和共集电极綫路的点接触型晶体管之稳定性和 放大	Г. П. 謝罗夫-依格納茨耶夫 (196)
面接合型合金三极管放大器的輸入阻抗	Е. Ф. 沃罗貝也娃 Л. П. 柯幸采娃 (212)
振幅温度稳定的半导体三极管 LC 发生器的計算方法 ...П. В. 諾維茨基 Е. С. 列夫斯納 Г. Н. 諾沃帕謝尼 (232)	
半导体器件相位法頻率自动微調綫路	Е. Т. 科姆拉可夫 Е. И. 謝苗諾夫 (239)

半导体三极管矩形电压发生器的工作分析	Г. Б. 馬立克(245)
晶体管直流变换器的应用	Ю. К. 扎哈罗夫(262)
半导体三极管锯齿形电流发生器工作行程的計算	Г. И 奥里費良柯(271)
面接合型三极管間歇振蕩器的研究	В. Н. 雅可夫列夫(284)
飽和半导体三极管的間歇振蕩器	И. А. 謝斯塔哥夫(298)
面接合型三极管对称多諧振蕩器的工作分析	В. И. 庫良(313)
各种点接触型三极管多諧振蕩器及其应用范围的比較	В. Н. 雅可夫列夫(322)
面接合型三极管的直流毫伏計	М. Г. 米苏克 Н. И. 斯米尔諾夫(327)
超声頻段內半导体三极管相位計	Л. З. 鮑甫洛夫尼可夫(346)
用小型熾热灯作十进制晶体管計数器的状态指示	В. П. 华西里也夫(355)
面接合型三极管数字控制机的快速运算器的研制	В. А. 格林凱維奇(361)

半导体二极管的过渡特性

Ю. П. 諾索夫 (Носов)

本文是关于半导体二极管在开关状态下的过渡特性的综述。文中研究了现代理论的主要结论及其与实验的一致。还讨论了有关半导体二极管应用于脉冲线路的问题。

引言

半导体二极管和晶体管的理论研究及其实际工作的经验揭露了,这些器件具有真空电子管所没有的一系列特点。

与 $p-n$ 结 (是任何半导体器件的基础) 的作用机构在原则上有关的最重要现象之一,是所谓少数载流子的积累现象。

还在 1949—1950 年就已经注意到^[1],当短脉冲 (约为 0.5 微秒) 作用时二极管的有效反向电阻远低于其稳定值。

在最初专门研究点接触型二极管的过渡特性时就确定了,当将二极管从通流方向快速改接 (约为 0.03 微秒) 到封锁方向时,在某一时间之内有异常大的反向电流流过二极管 (在许多情形下反向电流大到可使二极管损坏)^[2]。观察到的过渡过程是由于当正向电流流通时积累在基极中的空穴的消失所引起的。

由于当构成脉冲线路时必须考虑开启效应的极端重要性,曾经在研究少数载流子的积累* 现象方面进行了一系列的实验工作^[3,4,5]。同时,对于改接时大的反向电流的存在,以及由于空穴积累的影响使 $p-n$ 结在注入后有电动势的存在^[6,7],亦曾经企图在

* 最初的半导体二极管系由 n 型锗制成,在其中少数载流子是空穴,故在早期的工作中(延迟也往往如此)利用“空穴的积累”这一术语。

理論上加以解釋。

过渡过程的研究从一开始就与頻率特性的研究分开了，并成为半导体二极管理論中独立的一章。

这首先是由于，二极管是在脉冲电子学中用得最广泛的（特别是在計算技术中）。

此外，不同于頻率性能的研究，在許多情形下研究二极管中的过渡过程可以在物理現象方面获得簡單得多和清晰得多的数学概念。

研究半导体二极管中过渡过程的重要性还有下列几点理由。

第一，这种研究可以較深入地認識半导体一些性能的特点，如載流子的复合与俘获，以及与載流子扩散有关的一些現象的特点。

第二，弄清楚不稳定过程的特征与制造工艺的依从关系，可以对制出二极管的过渡特性的形状起指导的作用。

最后，第三，确定了外电路参数对半导体二极管开关速度的影响，就有了正确构成快速动作的脉冲綫路的准則，而在許多情形下可以合理利用二极管中少数載流子的积累效应来构成一些新穎的綫路。

本文的目的是对半导体二极管中过渡过程的理論的現阶段情况作一綜述。

本文中采用的符号如下：

r_0 ——半球形 $p-n$ 結的半径，

w ——二极管的基极寬度，

S —— $p-n$ 結的面积，

x, r ——选用的坐标，

$X = x/L_p, A = r_0/L_p$ ——标称距离，

σ_n —— n 区的电导率，

σ_p —— p 区的电导率，

p, n ——空穴浓度与电子浓度，

p_{n0} —— n 区中空穴的平衡浓度，

p_{p0} —— p 区中空穴的平衡浓度，

n_{n0} —— n 区中电子的平衡浓度,
 $\Delta p = p - p_{n0}$ —— n 区中空穴浓度高出平衡浓度之值,
 p_{n1} —— n 区中 p - n 结附近空穴的非平衡浓度,
 τ_p —— n 区中空穴的寿命,
 τ_0 ——当注入电平极小时 n 区中空穴的寿命,
 τ_∞ ——当注入电平极高时 n 区中空穴的寿命,
 τ_Φ —— n 区中空穴的径向寿命,
 s_Φ ——带有光子发射的、电子和空穴的复合速度,
 $s_{\Phi i}$ ——径向常数,
 n_i ——本征半导体中的电子(或空穴)浓度,
 v_p ——在给定温度下空穴运动的最大速度,
 μ_p ——空穴的迁移率,
 μ_n ——电子的迁移率,
 D_p ——空穴的扩散系数,
 D_n ——电子的扩散系数,
 L_p —— n 区中空穴的扩散长度,
 l_d ——德拜长度,
 s ——表面复合速度,
 φ_{n0} —— p - n 结上的扩散电位,
 u_d —— p - n 结上偏离于平衡值的电压,
 u_{np} ——正向偏电压,
 u ——二极管上的电压,
 j ——在过渡过程期间二极管的反向电流密度,
 j_{np} ——二极管的正向电流密度,
 j_1 ——在电流恒定不变期间二极管的反向电流密度,
 j_s ——饱和电流密度,
 i_{np} ——二极管的正向电流,
 I_s ——二极管的饱和电流,
 R_d ——二极管半导体两端间的电阻,
 t ——时间,

t_1 ——反向电流恒定不变的持续时间,

t_2 ——正向电流终止与反向偏压加入间的延迟时间,

$\theta, \theta_1, \theta_2$ ——标称时间($\theta = \frac{t}{\tau_p}, \theta_1 = \frac{t_1}{\tau_p}, \theta_2 = \frac{t_2}{\tau_p}$),

q ——电子电荷,

k ——玻耳兹曼常数,

T ——绝对温度,

Q_p ——正向电流流通时基极中积累的空穴的电荷。

半导体二极管中过渡过程的分析

按照半导体二极管在开关线路中的不同运用, 所有各种过渡过程可以分成两类:

1) 与二极管从正向改接到反向(或中性)有关的过程, 也就是二极管反向电阻恢复的过程。

2) 与二极管从中性(或反向)改接到正向有关的过程, 也就是二极管正向电阻建立的过程。

二极管反向电阻的恢复

基极中少数载流子经 $p-n$ 结的注入, 使得二极管中少数载流子

的浓度比热平衡状态升高很多, 这就引起, 当二极管上的电压立即从正向改接为反向时, 二极管的电流远远超过其稳定值。在建立新的平衡状态所必须的整个期间内都要维持这种情况。

图 1 所示就是二极管在这种改接下的电压和电流的波形图。已有许多研究者对各种类型的半导体二极管详细地研究过这种过渡过程。

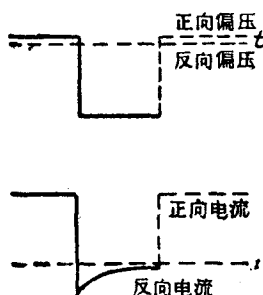


图 1 二极管反向电阻恢复时过渡过程的波形图

程。

具有半边无限大的 n 区和 p 区的

一維面接合型二极管^[8,9,10,11]

近代理論依据的主要假定归結如下:

1. 从 p 型半导体到 n 型半导体的过渡是急剧的、阶跃的.
2. 区域之一的电导率远大于另一区域的电导率. 为了具体通常假定 $\sigma_p \gg \sigma_n^*$, 即经过 $p-n$ 結的正向电流定为純空穴的.
3. 排除了 $p-n$ 結靜电电容对不稳定过程特征的影响.
4. 少数载流子的行为服从玻耳茲曼統計的規律. 在这种情况下, p 区和 n 区中空穴的平衡浓度 (分别为 p_{p0} 和 p_{n0}) 以下列关系与 $p-n$ 結上的电位跃变 φ_{p0} 相联系:

$$p_{p0} = p_{n0} e^{\frac{q\varphi_{p0}}{kT}}. \quad (1)$$

当在結上加以偏压 u 时, 基极中靠近 $p-n$ 結处的空穴浓度将等于

$$p_{n1} = p_{n0} e^{\frac{qu}{kT}}, \quad (2)$$

而且, 如果 $u < 0$ 及 $|u| \gg \frac{kT}{q}$, 則 $p_{n1} \rightarrow 0$.

5. 研究是对于似靜止的情况进行的, 也就是认为, 半导体的荷电中性及式(2)的关系在任何瞬間都是成立的.

6. 所研究的是小注入电平 $p_{n1} \ll n_{n0}$ 的情况, 故少数载流子的漂移电流和扩散电流相比是小到可以忽略的. 按照肖克萊-利德的理論^[12], 在整个基极体积內非平衡载流子的寿命是恆定不变的.

对于实在的面接合型二极管, 例如, 用鋼熔入在电子型鍺或用鋁熔入在电子型硅所得到的 $p-n$ 結, 以及当从熔融物拉制单晶时所得到的 $p-n$ 結, 所作的假定都能很好近似地滿足.

基极中空穴的行为用扩散方程式

* 以下将称 n 区为二极管的基极.

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{p - p_{n0}}{\tau_p} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \quad (3)$$

来描述, 在离开空间电荷区几个“德拜”长度 l_n 远处上式是正确的 (当 $T = 300^\circ\text{K}$, 对于具有本征电导率的锗 $l_n = 7 \times 10^{-5}$ 厘米)。

当正向电流流过 p - n 结时, 空穴在基极中的分布具有下列形式^[11,13]:

$$p = (p_{n1} - p_{n0})e^{-\frac{x}{L_p}} + p_{n0} \quad (4)$$

p - n 结的伏安特性曲线, 如所周知, 则是用下列表达式来描述的:

$$j_{np} = j_s (e^{\frac{q u_{np}}{kT}} - 1), \quad (5)$$

而且

$$j_s = \frac{q p_{n0} D_p}{L_p} \quad (6)$$

我們首先研究理想化的情形, 即二极管电路中没有电阻的情形^[11]。在这种情形下, 电压 $u < 0$ 立即加在 p - n 结上, 结的作用和 p - n - p 型晶体管中集电极的作用一样^[13], 而在结的附近空穴浓度 $p_{n1} \rightarrow 0$ 。因此, 求解这个问题的条件归结如下^[11]:

$$p = 0 \quad \text{当 } x = 0, t > 0, \quad (7a)$$

$$p = (p_{n1} - p_{n0})e^{-\frac{x}{L_p}} + p_{n0} \quad \text{当 } t = 0, \quad (7b)$$

$$p = p_{n0}(1 - e^{-\frac{x}{L_p}}) \quad \text{当 } t \rightarrow \infty. \quad (7b)$$

最后的方程式描述了沿反向加有偏压的二极管基极中空穴的稳定分布。

具有条件 (7a), (7b), (7B) 的方程式 (3) 的求解, 可以利用对于空穴浓度 p 的拉普拉斯变换来进行。

由于外电路中没有限流电阻, 二极管的反向电流密度将只决定于空穴向 p - n 结的扩散速度:

$$j = -q D_p \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right) \Big|_{x=0} \quad (8)$$

对于所有实际上重要的情况 $j_{np} \gg j_s$, 而反向电流密度与时间

的依从关系^[7,8,9,11]具有如下的形式

$$\frac{j}{j_{np}} = - \left[\frac{e^{-\theta}}{(\pi\theta)^{\frac{1}{2}}} - \operatorname{erfc} \sqrt{\theta} \right]^* \quad (9)$$

将式(9)在极限情形下展开就给出:

$$\frac{j}{j_{np}} \approx - \frac{1}{(\pi\theta)^{\frac{1}{2}}}, \quad \theta \ll 1, \quad (9a)$$

$$\frac{j}{j_{np}} \approx \frac{e^{-\theta}}{2\pi^{\frac{1}{2}}\theta^{\frac{3}{2}}}, \quad \theta \gg 1. \quad (9b)$$

$\frac{j}{j_{np}}$ 与 $\theta = \frac{t}{\tau_p}$ 的关系曲线示于图2中(具有 $\theta_2 = 0$ 的曲线).

从表达式(9)看出,在 $t = 0$ 的瞬间 $\frac{j}{j_{np}} \rightarrow \infty$, 且 $\frac{j}{j_{np}}$ 随时间增长而

迅速下降.

事实上,反向电流显然不可能成为无限大,因为在任何实在的电路中都具有有限流电阻^[8,9,11]. 在这种情况下,结上的电压 $u_d(t)$ 随着时间逐渐地从 $u_d(0) = u_{np}$ 改变到 $u_d(\infty) = U_{нпп} - I_s R_1$, 其中 R_1 是二极管电路中的电阻, $U_{нпп}$ 是反向电压的脉冲值.

如果 $U_{нпп} \gg u_d$, 这在实际上是经常出现的,则流经 $p-n$ 结的电流密度开始就为 R_1 之值所限制,并等于

$$j_1 = \frac{U_{нпп} + u_d}{R_1 S} \approx \frac{U_{нпп}}{R_1 S} = \text{常数}. \quad (10)$$

在 $j_1 = \text{常数}$ 的整个期间之内,基极中的空穴浓度下降,但要满足下列条件:

* 在以下采用:

$$\operatorname{erfc} x \equiv 1 - \operatorname{erf} x \equiv 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy.$$

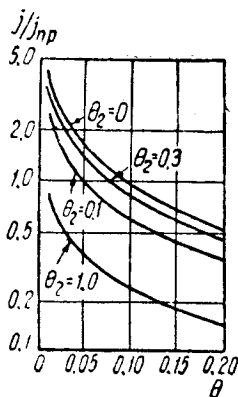


图2 二极管的反向电流与时间的依从关系(对于不同的、正向电流终止与反向电压加入之间的延迟时间)

$$-qD_p \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right) \Big|_{x=0} = -j_1. \quad (11)$$

具有条件(76)、(7B)和(11)的扩散方程式(3)之解答如下所示
(和 j_1 与 j_{np} 相比略去 j_s 之值):

$$p = p_{n1} \left\{ e^{-x} - \frac{j_{np} + j_1}{2j_{np}} \left[e^{-x} \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{\theta}} - \sqrt{\theta} \right) - e^x \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{\theta}} + \sqrt{\theta} \right) \right] \right\}. \quad (12)$$

考虑了式(12), 結上电压的变化从下列表达式决定

$$u_A = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_{n1}}{p_{n0}}. \quad (13)$$

u_A 与时间的关系曲线示于图 3 中。

在某一瞬間 p - n 結附近的空穴浓度变为等于 p_{n0} , 而电压 u_A

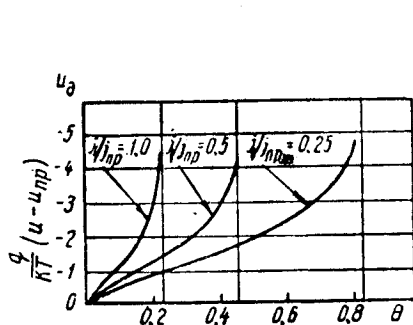


图 3 在弛豫过程期间 p - n 結上电压的变化

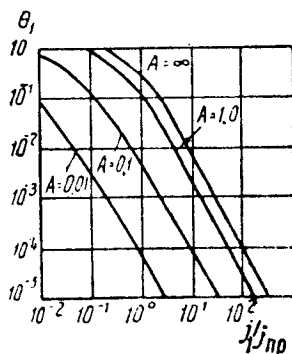


图 4 在 $A = r_0/L_p$ 的不同数值下貯存时间与 j_1/j_{np} 的依从关系

改变符号。从这一瞬間开始, $\left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{x=0}$ 之值下降, 引起电流的减小。反向电流恒定不变的持續時間*决定于方程式

$$\operatorname{erf} \sqrt{\theta_1} = \frac{1}{1 + \frac{j_1}{j_{np}}}. \quad (14)$$

* 即貯存時間——譯者註

图4所示是 θ_1 与 $\frac{j_1}{j_{np}}$ 的关系曲线。特别是,从这些曲线可以得到在实际上很重要的估计等式

$$\theta_1 \approx 0.2 \frac{j_{np} R_1}{U_{нмп}} \quad \text{当 } 0.1 < \frac{j_1}{j_{np}} < 1.0; \quad (14a)$$

$$\theta_1 \approx 0.8 \left(\frac{j_{np} R_1}{U_{нмп}} \right)^2 \quad \text{当 } 10 < \frac{j_1}{j_{np}} < 10^2. \quad (14b)$$

表达式(14b)所描述的时间间隔不太重要,因为当 $\tau_p = 10^{-5}$ 秒和 $\frac{j_1}{j_{np}} = 20-30$ 时, $t_1 \approx 10^{-8}$ 秒,这在实验上很难观察得到。对于能观察到的情形,贮存时间之值估计地决定为

$$t_1 = 0.2 \frac{j_{np} R_1 \tau_p}{U_{нмп}}. \quad (15)$$

在瞬间 $t = t_1$, 如果令 $\theta = \theta_1$, 则条件(11)用(7a)代替,而(7b)用(12)代替。如果从点 $\theta = \theta_1$ 开始计算时间,所得扩散方程的解答就和 $R_1 = 0$ 的情形没有很大的区别。

对于正向电流终止与反向电压接入之间具有延迟 $\theta_2 = \frac{t_2}{\tau_p}$ 的重要情形,在[11]的工作中已加以研究,在时间 t_2 之后,基极中积累的空穴数由于复合而减少。 $\frac{j}{j_{np}}$ 在不同 θ_2 下的解析表达式是非常繁长的,但是,从图2的曲线可以获得关于 θ_2 之值对过渡过程进程的影响的清晰概念。

当 $\theta_2 \gg 1$ 时结上电压 $u_n(t)$ 的下降是非常重要的。这个问题是所谓在立即断开二极管的正向电流后二极管上电压的“尾巴”,在哥西克的一系列工作中曾专门研究过^[6,10,14,15]。如果不考虑基极中空穴浓度值由于扩散的拉平,就得到

$$u_n(t) = u_n(0) - \frac{kT}{q} \cdot \frac{t}{\tau_p} \quad \text{对于 } u_n(t) \gg \frac{kT}{q}; \quad (16a)$$

$$u_n(t) = \frac{kT}{q} \left(e^{\frac{q u_n(0)}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{t}{\tau_p}} \quad \text{对于 } u_n(t) \ll \frac{kT}{q}. \quad (16b)$$

考虑了扩散,引出較精确的表达式($u_n(t) \gg \frac{kT}{q}$)的情形^[11]:

$$\frac{d[u_n(t) - u_{np}]}{d\theta} = -\frac{kT}{q} \cdot \frac{e^{-\theta}}{(\pi\theta)^{\frac{1}{2}} \operatorname{erfc} \sqrt{\theta}}, \quad (17)$$

当 $\theta > 1$ 时,上式与哥西克所得結果相同.

应当指出,按照式(16a),結上电位的下降是随時間作綫性变化的.

这些就是,在小的正向偏压下面接合型二极管中过渡过程理論的主要結論.

用从熔融物生长出的面接合型鍺二极管所进行的实验验证^[7]指出,对于 $R_1 \rightarrow 0$ 的情形,反向电流与 $\frac{t}{\tau_p}$ 的依从关系和表达式(9)极为符合.

理論与实验的完全一致,是在哥西克确定了,当正向电流脉冲通过 $p-n$ 結之后結上的电位随時間而下降^[6,10]时建立的.

哥西克观察了,由理論所預言的、电位“尾巴”的綫性(当 $u_n(t) \gg \frac{kT}{q}$)和指数(当 $u_n(t) \ll \frac{kT}{q}$)变化区域. 按照公式(16a)和(16b)分析这两个区域时得到的空穴寿命以不低于20%的精确度与实验相符合,也在很大程度上証实了理論与实验之一致.

最近,汉德森和提尔曼利用非常灵敏的实验技术对理論进行了精密的校驗^[11]. 对 τ_p 为未知的面接合型二极管的工业样品讀取了 $\frac{j}{j_{np}}$ 与 t 及 t_1 与 $\frac{j_1}{j_{np}}$ 的依从关系;在某几个完全合理的 τ_p 假定值(12.5和8微秒)之下,这些曲綫与理論良好符合. 按照过渡特性利用延迟時間($t_2 = 50$ 微秒)对合金鍺二极管的实验室样品測量基极中空穴的寿命得出数值 $\tau_p = 10.5$ 微秒,而用光点法測得的 $\tau_p = 7.4-8.6$ 微秒.

半球形 $p-n$ 結

这种情形的二极管模型如图5所示. 对于面接合型二极管理

論的主要假定還要補充一點，即表面复合速度 S 等于零。大家知道^[11]，如果

$$s \ll \left(\frac{D_p}{\tau_p} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (18)$$

表面复合的效应是不重要的。

因为目前对于锗能够得到 $s \approx 100$ 厘米/秒，故当 $\tau_p \lesssim 40$ 微秒时式(18)的关系就可实现*。

含有受者杂质（例如 Ga）的

金键锗二极管在最大程度上满足于具有半球形 $p-n$ 结的二极管模型，而通常具有形成接触的二极管在最小程度上满足于具有半球形 $p-n$ 结的二极管模型。

寻求半球形二极管的过渡特性的问题，与面接合型二极管一样地来解决。

在外电路中没有限流电阻 ($R_1 = 0$) 的情形下，解答具有下列形式^[11]：

$$\frac{j}{j_{np}} = -\frac{A}{A+1} \left[\frac{e^{-\theta}}{(\pi\theta)^{\frac{1}{2}}} - \operatorname{erfc} \sqrt{\theta} \right]^{**}. \quad (19)$$

当具有电阻 R_1 时，贮存时间决定于下列方程式^[8,16,11]

$$\begin{aligned} \frac{j_{np}}{j_1 + j_{np}} &= \frac{A}{A-1} \operatorname{erf} \sqrt{\theta_1} + \\ &+ \frac{1}{1-A} \left[1 - e^{\frac{\theta_1(1-A)^2}{A^2}} \operatorname{erfc} \frac{\sqrt{\theta_1}}{A} \right]. \end{aligned} \quad (20)$$

数字计算的结果示出在图4中。从这些曲线看出，特别是，在数值 $0.1 \lesssim \frac{j_1}{j_{np}} \lesssim 1.0$ 及 $0.01 \leq A \leq 0.1$ 的区间内有 $\theta_1 \sim A^{1.5} - A^{1.8}$ 。为了作定性的估计，令 $\theta_1 \sim A^2$ ，于是得到

$$t_1 \sim \tau_p A^2 = \frac{r_0^2}{D_p}, \quad (21)$$

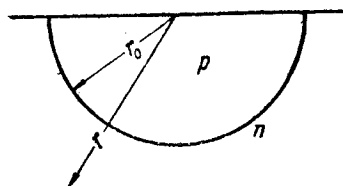


图5 具有半球形 $p-n$ 结的二极管模型

* 在硅的 $p-n$ 结中， s 的作用就较为复杂（参看以下）。

** 在这里，以及下面，假定 $p_{n0} = 0$ 。

即贮存时间决定于 $p-n$ 结的半径 r_0 , 而不决定于寿命 τ_p 。

图 6 所示的曲线说明, 当正向电流终止与反向电压接入之间具有延迟时 $p-n$ 结半径对开关特性的影响。

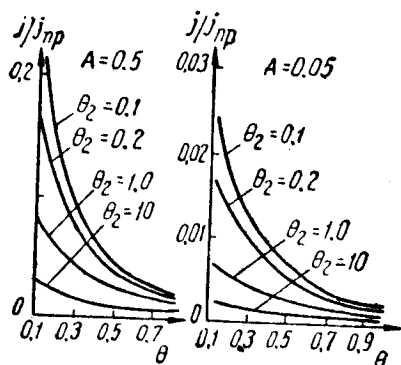


图 6 对于比值 $A = r_0/L_p$ 的两个数值, 当正向电流终止与反向电压接入之间具有不同的延迟时, 二极管反向电流与时间的依从关系。

在正向电流脉冲通过之后, $p-n$ 结上电位的降下决定于下列表达式^[11, 14, 15, 17, 26]:

$$u_n(t) - u_{np} = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{1}{1-A} e^{\frac{\theta(1-A^2)}{A^2}} \operatorname{erfc} \frac{\sqrt{\theta}}{A} - \frac{A}{1-A} \operatorname{erfc} \sqrt{\theta} \right]. \quad (22)$$

将面接合和半球形 $p-n$ 结理论的主要结论比较一下是很重要的。

第一, 当外电路中的条件相同时, 半球形 $p-n$ 结中过渡过程的时间* 要比面接合的情形大约小到 $\frac{r_0}{L_p} - \frac{r_0^2}{L_p^2}$ 倍。

第二, 在过程的最初阶段中, 这是实际上最重要的情形, 对于面接合 $p-n$ 结张弛速度用参数 τ_p 来表征, 而对于半球形 $p-n$ 结则

* 在这里, 把 $\frac{j}{j_{np}}$ 达到某一确定值 (例如, $\frac{j}{j_{np}} = 0.1$) 的时间间隔定为过渡过程的时间。