

大功率半导体器件的 物理基础

(译文)

〈下册〉

北京变压器厂

一九七八年三月

第七章 $p-n-p-n$ 结构的静态伏安特性

7-1 $p-n-p-n$ 结构在低电导区的静态伏安特性

^{分析} $p-n-p-n$ 结构静态伏安特性的目的乃是要阐明，我们在上面研究过的 $p-n-p-n$ 结构的基本参数同原始材料的性能、几何尺寸和其他因素的关系，以保证有可能自觉地根据所要求的静态和动态特性来计算和设计器件。

四层 $p-n-p-n$ 结构伏安特性的参数，首先决定于中间集电结的伏安特性，而其次是同总的积分电流放大系数随着流经整个结构的电流（如果有控制极电流的话，也要把它考虑进去）而变的函数关系。

在远低于击穿电压的反向电压下集电结的伏安特性已被萨、诺斯和肖瓦莱等人的理论描述过了（见 § 2-5）。

从第二章所导出的关系式中，十分清楚的是， $p-n$ 结上加反向电压时的电流是单调增长的，因此它是所加电压的单值函数。由此得出， $p-n-p-n$ 结构伏安特性上所表现出的同电压的非单值性，只可能取决于如下的原因，结构中集电结本身的电流值从属于基区中的多子与少子电流的复合条件，它们是随着流经结构的电流的增长而变化的。基区中载流子复合条件的改变又是同上面已经讲过的组成 $p-n-p-n$ 结构的两个三极管的电流放大系数的变化密切相关，首先是同发射结的注入系数增大有关。注入系数的增加又主要是取决于两个因素，一方面是存在着纯电阻性的漏电流，另一方面是在发射结的空间电荷层里的复合。同这两个因素中的哪一个占优势有关，就出现了伏安特性的形状与 $p-n-p-n$ 结构参数相关的这种或那种情况。我们首先来研究发射结具有线性漏电流（漏电流随电压线性改变）

的 $p-n-p-n$ 结构的静态伏安特性。

我们根据 [文献 7-1] 里所指出的假设, 来分析画在图 6-7 上的结构。边缘的 p 型与 n 型发射区是高掺杂的, 中间区域则是较高电阻的。所以发射结的注入系数可以取为等于 1。假设两个基区中的少数载流子寿命及其迁移率都是常数。此外, 还将假设基区的输运系数也是常数。 最后, 我们取电流放大系数随电流而变化的关系仅仅取决于发射结 j_1 里存在着纯电阻性的漏电流。集电结 j_2 的伏安特性反向支将近似为幂函数。我们把流经 j_2 结的电流用 I 表示, 而流过 p 型基区的控制极电流用 I_0 表示 (见图 6-7)。那样通过 j_1 结的电流, 根据基尔霍夫第一定律, 将等于 $I + I_0$ 。所以, 对于流经 j_1 结的电流, 可以写成:

$$I + I_0 = I_{n10} (e^{\delta U_1} - 1) + \frac{U_1}{R_{YT}} \quad (7-1)$$

这里, $\delta = \frac{q}{kT}$, 而 $I_{n10} = \frac{q n_p L_n}{\tau_n}$, 此处所有的量都是对于 p 型基区说的; U_1 —— j_1 结上的电压降; R_{YT} —— 对于 p 型基区里, 多数载流子泄漏电流的分流电阻。

对于 j_2 发射结说来, 按照上面做出的假定, 以下的关系式是正确的:

$$I = I_{p30} (e^{\delta U_3} - 1) + 2 I_{r30} \operatorname{sh} \frac{\delta U_3}{2}, \quad (7-2)$$

其中 $I_{p30} = \frac{q p_n L_p}{\tau_p}$, 而 I_{r30} 由公式 (2-98) — (2-102) 所确定; U_3 —— j_2 结上的电压降。

从图 6-7 很清楚, 流经 j_2 结的电流等于流经 j_3 结的电流, 所以对于集电结 j_2 来说, 可以写出等式:

$$I = \beta_1 M_n I_{n10} (e^{\delta U_1} - 1) + \beta_2 M_p I_{p30} (e^{\delta U_3} - 1) + I_{2n0} M_n + I_{2p0} M_p \quad (7-3)$$

其中, β_1 —— p 型基区的电子输运系数;

β_2 —— n 型基区的空穴输运系数;

I_{2n0} , I_{2p0} —— 分别对应于集电结 j_2 本身电流的电子分量和空穴分量, 在一般情况下它们都是电压的函数。

还在比较小的电流经过 $p-n-p-n$ 结构时, $p-n$ 结的正向偏压已经超过 $\frac{kT}{q}$, 公式 (7-1) — (7-3) 中同指数部分相比, 就可以将 I 忽略不计。在这样的条件下可以从 (7-1) 和 (7-2) 得到 $e^{\delta U_1}$ 和 $e^{\delta U_3}$, 并把它们代入到 (7-3) 中, 便得到:

$$I = M_n (I + I_B) \alpha_1 + M_p I \alpha_2 + M_n I_{2n0} + M_p I_{2p0} \quad (7-4)$$

这里引进了下列符号: $\alpha_1 = f_1(I + I_B) = \beta_1 \gamma_1(I + I_B)$; $\alpha_2 = f_2(I) = \beta_2 \gamma_2(I)$ 。

γ 随 I 变化的函数关系从以下表达式中求得:

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \frac{I_{n10} e^{\delta U_1}}{I_{n10} e^{\delta U_1} + \frac{U_1}{R_{YT}}} \\ &= \frac{I + I_B - \frac{U_1}{R_{YT}}}{I + I_B} \quad ; \end{aligned} \quad (7-5)$$

$$I = I_{n10} e^{\delta U_1} + \frac{U_1}{R_{YT}} - I_B \quad (7-6)$$

第二个发射结的注入系数与电流的关系是另—样的, 即

$$\begin{aligned} \gamma_2 &= \frac{I_{p3} (e^{\delta U_3} - 1)}{I_{p30} (e^{\delta U_3} - 1) + I_{r30} (e^{\frac{\delta U_3}{2}} - 1)} \\ &= \frac{[\sqrt{(\frac{I_{r30}}{2})^2 + I \cdot I_{p30}} - \frac{I_{r30}}{2}]^2}{I + I_{p30} - I_{r30}} \end{aligned} \quad (7-7)$$

式 (7-1) — (7-7) 决定了一个发射极具有纯电阻性洩漏的 $p-n-p-n$ 结构的静态伏安特性族。为了简化下面的分析, 我们取电子与空穴的倍增系数相等, 并且 [文献 7-1] 中,

$$M_n = M_p = M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U_2}{U_{2b}}\right)^3} \quad (7-8)$$

那时，代替(7-4)式可以写成：

$$I \left(\frac{1}{M} - \alpha_1 - \alpha_2 \right) - I_B \alpha_1 = I_{k0} \quad (7-9)$$

其中， $I_{k0} = I_{n0} + I_{p0}$ —— 在没有倍增洩漏时反向偏置的集电结 j_2 本身的电流。

从(7-8)和(7-9)得到了 j_2 结上的电压，就能得出：

$$U_2 = U_{2b} \left[1 - \left(1 + \frac{I_B}{I} \right) \alpha_1 - \alpha_2 - \frac{I_{k0}}{I} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (7-10)$$

在整个结构上的总电压

$$U = U_1 + U_2 + U_3 \quad (7-11)$$

电压 U_1 可以用逐次近似法从(7-6)式中得到，特别是二次近似给出：

$$U_1 = \frac{KT}{q} \ln \frac{1}{I_{n10}} \left\{ I + I_B - \frac{KT}{qR_{YT}} \ln \frac{1}{I_{n10}} \left[I + I_B - \frac{KT}{qR_{YT}} \ln \frac{I + I_B}{I_{n10}} \right] \right\} \quad (7-12)$$

正如从(7-3)和(7-7)看到，电压 U_3

$$U_3 = \frac{KT}{q} \ln \left[\sqrt{\left(\frac{I_{p30}}{2I_{p30}} \right)^2 + \frac{I}{I_{p30}}} - \frac{I_{p30}}{2I_{p30}} \right] \quad (7-13)$$

在伏安特性上对应于 $p-n-p-n$ 结构具有低电导状态的部分呈，电压 U_1 和 U_3 同中间 $p-n$ 结上的电压降 U_2 相比是很小的，它们仅仅当考虑从具有负的微分电阻段转换到具有高电导的区域去的时候，或者当基区中存在着接近于拉平电流（按习惯称为可触发电流）值的控制极电流的时候才需要。由于这种情况在 μ 伏数量级的电压下，四层结构的伏安特性实际上完全决定于方程(7-10)。所以我们现在来寻求这个方程的解。首先要说明的，(7-10)一般说来以隐蔽的形式表达了电压同电流的依从关系，因为集电结本身的电流自身又是 U_2 的函数。然而由于 I_{k0} 值较小，它在某种程度上可以近似

地认为是常数。这种假定在锗 $p-n$ 结的情况是被严格地满足的，对它来说可以很好地应用窄 $p-n$ 结的理论。在硅器件的情况下，更严格地计算伏安特性，可以用逐次近似的方法对联立方程 (7-10) 和 (7-1) 求解。

我们现在来求四层结构的转折电流 I_n ，并研究一下它是怎样随基区控制电流而变化的。一般说来， $p-n-p-n$ 结构从阻断状态到导通状态的转折是在这样一个电流值下发生的，它对应于负载线同伏安特性相切的点，如果负载线从高电压向低电压区域转过来的话。但是，这个点同负载线的位置有关，也是伏安特性的特征点。所以作为与一定的转折电流相对应的特征点，必然等于 $\frac{dU}{dI} = 0$ 时的那个流经 $p-n-p-n$ 结构的电流值，也就是与零负载电阻相称的转折电流。

在方程 (7-10) 两边对电流取导数，并使它等于零，就得到了 $p-n-p-n$ 结构从低电导状态转变为高电导状态的转折电流 I_n 的如下方程式：

$$I_n^2 \left(\frac{d\alpha_1}{dI} + \frac{d\alpha_2}{dI} \right) \Big|_{I=I_n} + I_n I_B \frac{d\alpha_1}{dI} \Big|_{I=I_n} - (I_{k0} + I_B \alpha_1) = 0, \quad (7-14)$$

由此，

$$I_n = \frac{1}{2 \left(\frac{d\alpha_1}{dI} + \frac{d\alpha_2}{dI} \right) \Big|_{I=I_n}} \left[\sqrt{I_B^2 \left(\frac{d\alpha_1}{dI} \right)^2 + 4(I_{k0} + I_B \alpha_1) \left(\frac{d\alpha_1}{dI} + \frac{d\alpha_2}{dI} \right) - I_B \frac{d\alpha_1}{dI}} \right] \Big|_{I=I_n} \quad (7-15)$$

最后这个式子由于 α_1 和 α_2 随电流变化的相依关系的复杂性，使得不能用 $p-n-p-n$ 结构的有关常数及基区电流来表示转折电流 I_n ，但是从这个式子可以确定转折电流随着基区控制极电流变化曲线的特征。其实，无论是建立人为的浅漏，还是空间电荷层中复合的影响，都将导致在足够大的控制极电流值下， $p-n-p-n$ 结构的转折电流的范围内，有 $\frac{d^2\alpha}{dI^2} < 0$ 。在这种条件下，正如从图 7-1 所见。

在(7-15)的根号下的第二项是会远大于第一项的。此外,如果考虑到与 j_2 结对应的 $\alpha_2(I)$,由于 j_2 结没有短路点,而复合的作用又较小,因为它的掺杂水平较低,那么与 $\alpha_1(I)$ 相比在足够小的电流值下就可以达到饱和,所以在所研究的电流范围内, $(\frac{d\alpha_2}{dI}) \ll (\frac{d\alpha_1}{dI})$, 从(7-15)得到,

$$I_n \approx \left(\frac{I_B \alpha_1}{\frac{d\alpha_1}{dI}} \right)_{I=I_n}^{\frac{1}{2}} \quad (7-16)$$

从(7-16)得出,如果在我们所研究的电流范围内,放大系数 $\alpha_1(I)$ 是递增的话,那么当基区电流增大时,转折电流也应该增大。

所得到的结果从属于方程(7-10),它是当考虑集电结空间电荷区里载流子的倍增而推导出来的。

当基区电流 I_B 增长时,转折电流 I_n 的增长是同基区电流引起转折电压 U_n 的减小相联在一起的,后者导致 $p-n-p-n$ 结构^导道状态转折时倍增作用有所减小。

我们转过来研究 $p-n-p-n$ 结构的转折电压。在一般的情况下,当考虑倍增时,该值的大小近似地由(7-10)来确定。当没有基区电流,而第一个发射结 j_1 又没有有效地短路的情况下,为了推导 $\alpha_1(I)$ 开始显著增加,并有可能满足转折条件的电流 I 的范围,有

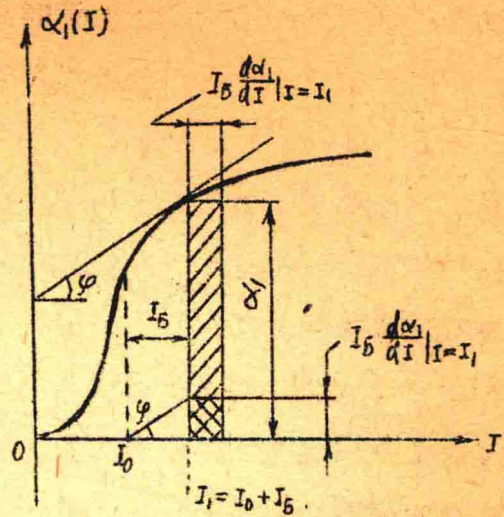


图7-1. $(I_B \frac{d\alpha_1}{dI})$ 和 $(I_B \alpha_1 \frac{d\alpha_1}{dI})$ 的比较结果.

必要引出剩下的三层结构达到转折电压值以前结构上的电压。其实，在(7-10)中设 $\alpha_1(I) = 0$ ，我们求得：

$$U_{2n} = U_{2b} \left[1 - \alpha_2(I) - I \frac{d\alpha_2}{dI} \right]^{\frac{1}{3}} = U_{2b} [1 - \alpha_2^*]^{\frac{1}{3}} \quad (7-17)$$

同样的结果很容易直接从流经三层结构的电流方程式

$$I = \frac{I_{k0} M}{1 - \alpha M}$$

来得到，只要将两边对 I 微分，并将系数 M 代以(7-8)式。既然 j_1 结里没有人造的洩漏，于是在比较小的电流密度下（每平方厘米有零点几毫安的数量级），系数 $\alpha_2(I)$ 就已经达到饱和了，在此情况下，当集电结里的洩漏电流足够大， $\alpha_2^* \approx \alpha_2$ ，而公式(7-17)得到简化。在一般情况下，转折电压等于：

$$U_{2n} = U_{2b} \left[1 - \alpha_1 - (I + I_B) \frac{d\alpha_1}{dI} - \alpha_2 - I \frac{d\alpha_2}{dI} \right]^{\frac{1}{3}}_{I=I_n} \quad (7-18)$$

由此得到：

$$U_{2n} = U_{2b} \left[1 - \alpha_1^* - \alpha_2^* \right]^{\frac{1}{3}}_{I=I_n} \quad (7-19)$$

从(7-18)看到，当基区的控制极电流存在时，将导致转折电压 U_n 的降低。然而当 j_1 结具有有效的短路时，转折电压的显著减小，将从电流的扩散分量变得大于洩漏电流的那个电流值开始。当控制^极电流 I_B 足够大时，可以得到转折电压等于零。这个电流，正如已经指出过的，被为控制极可触发电流（拉平电流）。

如果 $p-n-p-n$ 结构的基区控制极电流仍然小于控制极可触发电流，那么与小电流对应的伏安特性的那一部分变得与在共发射极线路中半导体三极管的伏安特性相类似。直到某个电流值 I_{i1} 之前，器件上的电压降都仍然很小（零点几伏的数量级），而当电流进一步增加时，电压就开始急剧增长。这时器件里的过程类似于半导体三极

管里的过程。在起始段，直到电流阶梯 I_{i1} 出现之前， $n-p-n$ 三极管处于饱和状态，这时四层结构的集电结依靠基区的控制极电流 I_{B1} 维持在饱和状态。当然，电流阶梯 I_{i1} 的值越大， I_{B1} 就越大， $n-p-n$ 三极管的放大系数值就越高。事实上，在电压远离 U_{2b} 的范围里，有 $M_{n,p} = 1$ ，而 (7-9) 给出：

$$I = \frac{I_{K0} + I_B \alpha_1}{1 - \alpha_1 - \alpha_2} \quad (7-20)$$

此结果不同于三极管的相应关系式的，只是存在着实际上不变的，通常不大的（当 W_2 较大时） $\alpha_2(I)$ 项，它只会导致基区总的电流放大系数值增大

$$K = \frac{\alpha_1}{\alpha_1 + \alpha_2 - 1}$$

与脱离饱和状态相对应的阶梯电流的大小由下述条件确定：

$$I_i = \frac{I_B \alpha_1}{1 - \alpha_1 - \alpha_2} \quad (7-21)$$

当放大系数随电流单调显著增长时，正如从图 7-2 看到的，方程 (7-21) 可能有两个，

一个或者一个实根也没有。后两种情况对应于结构的伏安特性拉平的现象。如果方程

(7-21) 具有两个实根的话，那么阶梯电流 I_{i1} 对应于较小的值。第二个根 I_{i2} 则对应着集电结上的电压改变符号，即从阻断状态变为开通状态，我们暂把它称之为“反转电流”。

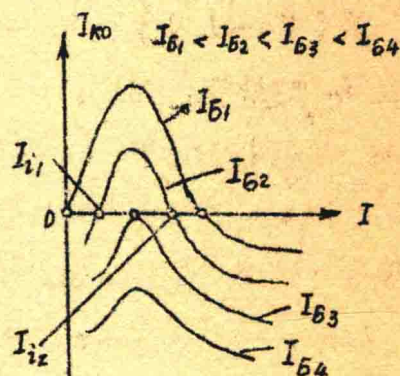


图 7-2 方程 (7.20) 和 (7.21) 的图示概念

7-2 当 $p-n$ 结存在漏电流时 $p-n-p-n$ 结构的参数我们来研究较为简单的 $p-n-p-n$ 结构的转折模型，在数学

上它们是用方程组(7-1)~(7-3)来描述的, 只需附加以如下的假定。首先, 在方程(7-2)里, 在我们所研究的电流范围内, 复合量_分可以忽略。其次, 转折过程的分析, 是对应于中间集电结 j_2 中的倍增尚不显著的区域, 所以(7-3)中的倍增系数取为等于1。最后, 第三, 认为集电结本身的电流同加在它上面的电压 U_2 是线性相关的:

$$I_{K0} = \frac{U_2}{R_K}$$

在这种情况下, 四层结构的伏安特性可以表示成参数式:

$$I = I_{10} e^{\frac{qU_1}{KT}} + \frac{U_1}{R_{YT}} - I_B; \quad (7-22)$$

$$U_2 = R_K(1-\alpha_1-\alpha_2) I_{10} e^{\frac{qU_1}{KT}} + (1-\alpha_2) \frac{R_K}{R_{YT}} U_1 - (1-\alpha_2) R_K I_B; \quad (7-23)$$

$$U_3 = \frac{KT}{q} \ln \frac{1}{I_{30}} \left(I_{10} e^{\frac{qU_1}{KT}} + \frac{U_1}{R_{YT}} - I_B \right); \quad (7-24)$$

$$U = U_1 + U_2 + U_3$$

其中, $\alpha_1 = \beta_1 \frac{I_{N10}}{I_{10}}$, I_{10} — j 结的总扩散电流
 $\alpha_2 = \beta_2 \frac{I_{P30}}{I_{30}}$, I_{30} — j 结的总扩散电流。

转折条件为,

$$\left(\frac{dU_2}{dI} \right) = \left(\frac{dU_2}{dU_1} \right) = 0. \quad (7-25)$$

推导出转折电压的如下表达式:

$$U_{2n} = \frac{KT}{q} \frac{R_K}{R_{YT}} (1-\alpha_2) \left[\ln \frac{KT(1-\alpha_2)}{q I_{10} R_{YT} (\alpha_1 + \alpha_2 - 1)} - 1 \right] - (1-\alpha_2) R_K I_B. \quad (7-26)$$

转折电流等于:

$$I_n = \frac{1-\alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2 - 1} \frac{KT}{q R_{YT}} + \frac{KT}{q R_{YT}} \ln \frac{KT(1-\alpha_2)}{q R_{YT} I_{10} (\alpha_1 + \alpha_2 - 1)} - I_B. \quad (7-27)$$

从后面的式子看出, 当没有倍增时, 随着基区控制极电流的增长, 转折电流会减小。从另一方面, 根据所得到的公式看到, 如果使基区

电流 I_B 的方向改变时，无论转折电压还是转折电流都会增大。从 (7—26)，对应于上述的一般概念得出，随着一个发射结的洩漏电阻的减小，转折电压也将增大。很清楚，(7—26) 只有在达到集电结 j_2 电气击穿电压之前才得到满足，此后， R_{YT} 进一步减小，只能引起转折电流的增加。

为了得到用以确定反转电流的方程式，使 (7—23) 中 U_2 等于零就够了。这就给出：

$$\frac{U_{i1}}{R_{YT}} (1 - \alpha_2) = (\alpha_1 + \alpha_2 - 1) I_{10} \left(e^{\frac{qU_i}{kT}} - 1 \right) + I_B (1 - \alpha_2); \quad (7-28)$$

$$I_i = I_{10} \left(e^{\frac{qU_i}{kT}} - 1 \right) + \frac{U_i}{R_{YT}} - I_B. \quad (7-29)$$

这样一来，要确定导致集电结上电压符号发生改变的电流值，就归结为求出超越方程 (7—28) 的根。用逐次近似法有可能求出这两个根来，然而在每种情况下，零次近似就应有不同的取法。也就是为了求出阶梯电流来，作为零次近似，应选取下面的近似式：

$$U_{i1}^{(0)} = I_B R_{YT}. \quad (7-30)$$

在特殊情况下， $I = 0$ ，该近似式就是精确解。这时，一次近似显然将为：

$$U_{i1}^{(1)} = I_B R_{YT} + \frac{\alpha_2 + \alpha_1 - 1}{1 - \alpha_2} I_{10} R_{YT} \left(e^{\frac{qI_B R_{YT}}{kT}} - 1 \right). \quad (7-31)$$

这些近似式很快收敛，特别是在洩漏电阻 R_{YT} 较小的情况下，它在实际上恰好是最感兴趣的，因此在许多情况下可以限于一次近似。由此得到阶梯电流的近似表达式（或者是集电极电压的第一次反转）

$$I_{i1} \approx I_{10} e^{\frac{qI_B R_{YT}}{kT}} \left\{ \exp \left[\frac{\alpha_1 + \alpha_2 - 1}{1 - \alpha_2} I_{10} R_{YT} \left(e^{\frac{qI_B R_{YT}}{kT}} - 1 \right) \right] + \frac{\alpha_1 + \alpha_2 - 1}{1 - \alpha_2} \right\}. \quad (7-32)$$

这里要指出的是，这个公式只有在 I_B 和 R_{YT} 值较小时才被很好地满足，也就是 $I_B R_{YT} < U_k$ 。为了确定当集电结上转变为正向偏

量时的反转电流，(7-28)式可以表达为下面的形式：

$$U_{i2} = \frac{KT}{q} \ln \frac{(1-\alpha_2)KT}{(\alpha_1+\alpha_2-1)qI_{10}R_{YT}} + \frac{KT}{q} \ln \frac{q}{KT} (U_{i2} - I_B R_{YT}) \quad (7-33)$$

这种情况下的零次近似应取为：

$$U_{i2}^{(0)} = \frac{KT}{q} \ln \frac{(1-\alpha_2)KT}{(\alpha_1+\alpha_2-1)qI_{10}R_{YT}} \quad (7-34)$$

那时，一次近似将为：

$$U_{i2}^{(1)} = \frac{KT}{q} \ln \frac{(1-\alpha_2)KT}{(\alpha_1+\alpha_2-1)qI_{10}R_{YT}} + \frac{KT}{q} \ln \left[\ln \frac{(1-\alpha_2)KT}{(\alpha_1+\alpha_2-1)qI_{10}R_{YT}} - \frac{qI_B R_{YT}}{KT} \right] \quad (7-35)$$

而反转电流可以这样来确定：

$$I_{i2} \approx \frac{KT}{qR_{YT}} \left[\ln \frac{(1-\alpha_2)KT}{(\alpha_1+\alpha_2-1)qI_{10}R_{YT}} + \frac{1-\alpha_2}{\alpha_1+\alpha_2-1} \right] \quad (7-36)$$

从公式(7-32)和(7-36)看出，当基区控制极电流增加时，阶梯电流或正向反转电流也增加，而反向反转电流减小。在阳极电流为某值时，这两个电流相等，这种情况对应于方程(7-21)或(7-28)仅有一个根，即对应于基区控制极拉平电流。

为了确定拉平电流，只要指出，在伏安特性的这一点上，将(7-28)两边对 U_1 求导，由此

$$U_{i.cnp} = \frac{KT}{q} \ln \frac{KT(1-\alpha_2)}{qI_{10}R_{YT}(\alpha_1+\alpha_2-1)} \quad (7-37)$$

从(7-28)容易求出，拉平电流等于：

$$I_{B.cnp} = \frac{KT}{qR_{YT}} \left[\ln \frac{KT(1-\alpha_2)}{qI_{10}R_{YT}(\alpha_1+\alpha_2-1)} - 1 \right] \quad (7-38)$$

因此，拉平电流仅仅取决于器件的参数，对它来说是个常数。从比较(7-36)和(7-38)可见，反转电流与基区拉平电流的关系如下：

$$I_{i2} \approx I_{B.cnp} + \frac{KT}{qR_{YT}} \frac{\alpha_1}{\alpha_1+\alpha_2-1} - I_B \quad (7-39)$$

必须指出，在公式(7-36)，(7-39)里意味着基区电

流足以实现 j_1 结的正向偏置，在相反的情况下必须改变 I_B 前面的符号。显然，基区闭锁电流的增加将导致反转电流的增加。

在上面研究 j_1 结具有纯电阻性洩漏的 $p-n-p-n$ 结构模型时，我们曾假定，控制极电流通过与 j_1 结直接邻近的 p 型基区。同样令人感兴趣的是要比较一下，当控制极回路加在 j_2 结时，也就是当控制极电流通过 n 型基区时，控制极电流对四层结构的特性的影响是如何改变的。这时，结构的状态由下面的方程组来描述。

$$I = I_{10} e^{\frac{qU_1}{KT}} + \frac{U_1}{R_{YT}} ; \quad (7-40)$$

$$I = \beta_1 I_{n10} e^{\frac{qU_1}{KT}} + \beta_2 I_{p30} e^{\frac{qU_2}{KT}} + I_0 ; \quad (7-41)$$

$$I + I_B = I_{30} e^{\frac{qU_3}{KT}} , \quad (7-42)$$

由此得出，

$$I_0 = (1 - \alpha_1 - \alpha_2) I_{10} e^{\frac{qU_1}{KT}} + (1 - \alpha_2) \frac{U_1}{R_{YT}} - \alpha_2 I_B . \quad (7-43)$$

如前所述，利用转折条件 (7-18)，不难得到，转折电流为

$$I_n = \frac{(1 - \alpha_2) KT}{(\alpha_1 + \alpha_2 - 1) q R_{YT}} + \frac{KT}{q R_{YT}} \ln \frac{(1 - \alpha_2) KT}{(\alpha_1 + \alpha_2 - 1) q I_0 R_{YT}} \quad (7-44)$$

这样一来，当对 $p-n-p-n$ 结构的控制是沿着 α 不随电流变化或大大减弱的那个基区来进行的话，转折电流 I_n 同基区电流无关（集电结上的电压是在倍增与基区厚度的变化可以忽略的范围内）。其次，如果 α_2 很小，正如从 (7-45) 和 (7-19) 相比中看到的，转折电压 U_n 随基区电流变化的关系表现得较弱；如果 α_2 很接近于 1 的话，这种关系就更为剧烈。

在这种情况下，阶梯电流由下式来确定：

$$I_{t1} = I_{10} e^{\frac{qU_{t1}^{(1)}}{KT}} + \frac{U_{t1}^{(1)}}{R_{YT}} ; \quad (7-46)$$

$$U_{t1}^{(1)} = I_{10} R_{YT} \frac{\alpha_1 + \alpha_2 - 1}{1 - \alpha_2} e^{\frac{\alpha_2}{1 - \alpha_2} \frac{q I_B R_{YT}}{KT}} + \alpha_2 I_B R_{YT} . \quad (7-47)$$

而转折电压（在集电结为线性特性的假设下）为：

$$U_n = \frac{(1 - \alpha_2) KT R_K}{q R_{YT}} \left[1 + \ln \frac{(1 + \alpha_2) KT}{(\alpha_1 + \alpha_2 - 1) q R_{YT} I_0} \right] - \alpha_2 I_B R_K . \quad (7-45)$$

反转电流则等于:

$$I_{i2} = \frac{(1-\alpha_2)KT}{(\alpha_1+\alpha_2-1)qR_{YT}} + \frac{KT}{qR_{YT}} \ln \frac{(1-\alpha_2)KT}{(\alpha_1+\alpha_2-1)qI_0R_{YT}} - \frac{I_0\alpha_2}{1-\alpha_2} \frac{qI_0R_{YT}}{KT} \quad (7-48)$$

拉平电流

$$I_{E.cnp} = \frac{1-\alpha_2}{\alpha_2} \frac{KT}{qR_{YT}} \left[\ln \frac{(1-\alpha_2)KT}{qR_{YT}I_0(\alpha_1+\alpha_2-1)} - 1 \right], \quad (7-49)$$

即与(7-38)相对应的值相差 $\frac{1-\alpha_2}{\alpha_2}$ 倍。从(7-36)和(7-38)看到,当 α_2 接近于1时,反转电流随基区控制电流变化关系,在第二种情况中要大大地加强。同时,从(7-48)得出,尽管 R_{YT} 的减小导致了集电结电压的反转电流增大,基区电流对 I_i 的影响这时却削弱了。

下面当分析四层结构的过渡过程时,我们用得到与 $p-n-p-n$ 结构的某些人为特殊情况有关的结果(但是仍然能解释稳态参数与非稳态参数之间的十分重要的联系的结果),所以我们在这里给出了它的结论。我们要说的是关于完全对称的 $p-n-p-n$ 结构的拉平电流。在这种结构里,除了上面提到的基区厚度,它的掺杂程度,寿命,迁移率等全都相等之外,两个发射极还具有相等的洩漏电阻,而控制极电流在两个基区中流过。这种结构将用下面的方程组来描述:

$$I + I_0 = I_0 e^{\frac{qU}{KT}} + \frac{U_i}{R_{YT}};$$

$$I = 2\beta I_{n10} e^{\frac{qU}{KT}} + I_0,$$

由此,如前所述,我们求出使伏安特性拉平时的控制电流,它等于:

$$I_{E.cnp} = \frac{KT}{qR_{YT}} \left[\ln \frac{KT}{qR_{YT}I_0(2\alpha_0-1)} - 1 \right]. \quad (7-50)$$

在多数情况下, I 可以忽略,那时,

$$I_{E.cnp} \approx \frac{KT}{qR_{YT}} \ln \frac{KT \operatorname{ch} \frac{W}{L}}{qR_{YT}(2-\operatorname{ch} \frac{W}{L})I_0}. \quad (7-51)$$

7-3 在发射结空间电荷区里具有有效复合时 $p-n-p-n$ 结构的参数

最后，我们再来研究一种实际上很重要的 $p-n-p-n$ 结构模型，就是两个组份三极管的放大系数同电流的关系仅仅决定于发射结空间电荷区里的复合。正如在有人为浅漏的模型里那样，我们将分析伏安特性的有源区，那时两个发射结都处于正向偏置，而中间的集电结 j_2 处于反向偏置，然而载流子在其中的倍增并不显著。在这种情况下，代替 (7-1) — (7-3) 的将有如下的方程组：

$$I + I_5 = I_{10} e^{\frac{qU}{kT}} + I_{r10} e^{\frac{qU}{kT}} ; \quad (7-52)$$

$$I = \beta_1 I_{n10} e^{\frac{qU_1}{kT}} + \beta_2 I_{p30} e^{\frac{qU_3}{kT}} + I_0 ; \quad (7-53)$$

$$I = I_{30} e^{\frac{qU_3}{kT}} + I_{r30} e^{\frac{qU_3}{kT}} . \quad (7-54)$$

从 (7-52) 我们求出 j_1 结上的电压：

$$U_1 = \frac{2kT}{q} \ln \left[\sqrt{\left(\frac{I_{r10}}{2I_{10}} \right)^2 + \frac{I + I_5}{I_{10}}} - \frac{I_{r10}}{2I_{10}} \right] . \quad (7-55)$$

j_3 结上的电压为：

$$U_3 = \frac{2kT}{q} \ln \left[\sqrt{\left(\frac{I_{r30}}{2I_{30}} \right)^2 + \frac{I}{I_{30}}} - \frac{I_{r30}}{2I_{30}} \right] . \quad (7-56)$$

其次，从 (7-53)，(7-55) 和 (7-56)，我们得到关于集电结 j_2 本身电流的如下表达式，按其实质而言，它就决定了 $p-n-p-n$ 结构伏安特性的形状：

$$I_0 = \frac{\beta_1 I_{n10} I_{r10}}{I_{10}} \sqrt{\left(\frac{I_{r10}}{2I_{10}} \right)^2 + \frac{I + I_5}{I_{10}}} + \frac{\beta_2 I_{p30} I_{r30}}{I_{30}} \sqrt{\left(\frac{I_{r30}}{2I_{30}} \right)^2 + \frac{I}{I_{30}}} - \left(\frac{\beta_1 I_{n10}}{I_{10}} + \frac{\beta_2 I_{p30}}{I_{30}} \right) I - \frac{\beta_2 I_{p30} I_{r30}^2}{2I_{30}^2} - \frac{\beta_1 I_{n10}}{I_{10}} \left(\frac{I_{r10}^2}{2I_{10}} + I_6 \right) . \quad (7-57)$$

容易看到，当 $I_{r10} = I_{r30} = 0$ 时，这个表达式就变成 $p-n-p-n$ 结构特性的普通形式。其实，在这种情况下，

$$I_0 = -I \left(\beta_1 \frac{I_{n10}}{I_{10}} + \beta_2 \frac{I_{p30}}{I_{30}} - 1 \right) - \beta_1 \frac{I_{n10}}{I_{10}} I_E, \quad (7-58)$$

其中，比值 $\frac{I_{n10}}{I_{10}}$ 和 $\frac{I_{p30}}{I_{30}}$ 就是在没有复合电流时，发射结的注入系数。

在下面的分析中，我们将仅仅限于研究三种特别的情况，即当发射结中不存在纯电阻洩漏电流时，使得 $p-n-p-n$ 结构的各种参数值达到极限可能的情况。

在第一种情况下，假设发射结的复合电流 I_{r30} 等于零。这时，(7-57)就变为以下方程：

$$I_0 = \frac{\beta_1 I_{n10} I_{r10}}{I_{10}} \sqrt{\left(\frac{I_{r10}}{2I_{10}} \right)^2 + \frac{I + I_E}{I_{10}}} - \left(\beta_1 \frac{I_{n10}}{I_{10}} + \beta_2 \frac{I_{p30}}{I_{30}} - 1 \right) I - \frac{\beta_1 I_{n10}}{I_{10}} \left(\frac{I_{r10}}{2I_{10}} + I_E \right). \quad (7-59)$$

将(7-59)对 I 微分，并假设导数 $\frac{dI_0}{dI}$ 等于零，我们就求得关于转折电流的下列表达式：

$$I_n = \left[\frac{\beta_1 I_{n10} I_{r10}}{2 I_{10}^2 \left(\beta_1 \frac{I_{n10}}{I_{10}} + \beta_2 \frac{I_{p30}}{I_{30}} - 1 \right)} \right]^2 I_{10} - \frac{I_{r10}^2}{I_{10}} - I_E. \quad (7-60)$$

这样一来，这里同 $p-n$ 结 j_1 里具有人为的纯电阻洩漏的情况一样〔见(7-27)〕，基区控制极电流是同转折电流有相迭加的关系的。而转折电流同零复合电流 I_{r10} 的关系是平方关系。

从(7-59)和(7-60)得出，转折电压 U_n 随控制极电流变化的关系基本上取决于 $\frac{\beta_1 I_{n10}}{I_{10}} I_E$ ，也就是取决于当 j_1 结不存在复合时， $n-p-n$ 三极管的电流放大系数。

在第二种情况下，认为被控制的发射结 j_1 的空间电荷层里，复合电流等于零。这时，(7-57)具有形式为：

$$I_0 = \frac{\beta_2 I_{p30} I_{r30}}{I_{30}} \sqrt{\left(\frac{I_{r30}}{2I_{30}} \right)^2 + \frac{I}{I_{30}}} - \left(\beta_1 \frac{I_{n10}}{I_{10}} + \beta_2 \frac{I_{p30}}{I_{30}} - 1 \right) I - \frac{\beta_2 I_{p30} I_{r30}}{2 I_{30}^2} - \frac{\beta_1 I_{n10}}{I_{10}} I_E. \quad (7-61)$$

在这种情况下，转折电流

$$I_n = I_{30} \left[\frac{\beta_2 I_{p30} I_{r30}}{2 I_{30}^2 \left(\beta_1 \frac{I_{n10}}{I_{10}} + \beta_2 \frac{I_{p30}}{I_{30}} - 1 \right)} \right]^2 - \frac{I_{r30}^2}{4 I_{30}}, \quad (7-62)$$

它和控制极电流无关，这和我们在分析公式(7-44)时已经看到

的一样。有趣的是：当满足转折条件

$$\beta_1 \frac{I_{n10}}{I_{10}} + \beta_2 \frac{I_{p30}}{I_{30}} > 1 \quad (7-63)$$

并且一个发射结的复合电流等于零时，转折电流同另一个发射结放大系数的极限值成平方的关系。

最后，在对称的 $p-n-p-n$ 结构的情况下，这里 $I_{p30} = I_{n10}$ ， $I_{10} = I_{30}$ ， $I_{r10} = I_{r30}$ ， $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ ，控制极电流流过两个基区，我们就得出，

$$I_0 = \frac{2\beta I_{na} I_{r10}}{I_{10}} \sqrt{\left(\frac{I_{r10}}{2I_{10}}\right)^2 + \frac{I+I_B}{I_{10}}} - I \left(2\beta \frac{I_{n10}}{I_{10}} - 1\right) - \frac{\beta I_{n10} I_{n10}}{I_{10}^2} - 2 \frac{\beta I_{n10}}{I_{10}} I_B \quad (7-64)$$

由此，转折电流

$$I_n = \frac{I_{r10}^2}{I_{10}} \frac{4\beta \frac{I_{n10}}{I_{10}} - 1}{4\left(2\beta \frac{I_{n10}}{I_{10}} - 1\right)^2} - I_B \quad (7-65)$$

如果发射结足够窄，可以把(7-65)式写成为

$$I_n = \frac{I_{r10}^2}{I_{10}} \frac{(4\beta - 1)\sqrt{1 - \beta^2}}{4(2\beta - 1)^2} - I_B \quad (7-66)$$

图7-3上给出了对称结构的转折电流随运输系数 β 而变的曲线，条件是 $\frac{I_{r10}}{I_{10}} = 10^3$ [文献7-1]。从上面看到，当 $\beta \rightarrow 0.5$ 时，转折电流趋近于无穷大。实际上还意味着，当 $\beta \leq 0.5$ 时，对称 $p-n-p-n$ 结构就不会转折导通，即将不存在负微分电阻段。

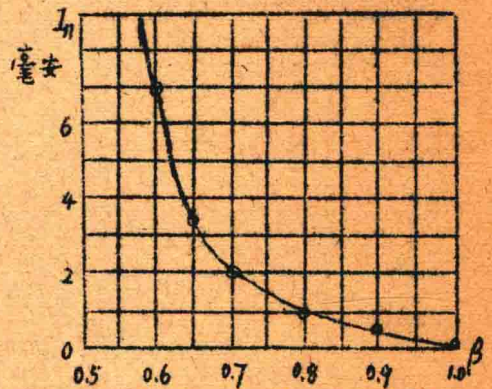


图7-3. 对称结构的转折电流随运输系数 β 变化的关系

在图7-4上画出了对称 $p-n-p-n$ 结构在下列数据下， $I_0 = f(I)$ 的关系曲线1：