

功率晶体管的发射极设计*

楊 楚 良

(山东大学物理系)

提 要

本文讨论功率晶体管设计中设计发射极时所需考虑的两个问题。一个是在给定的注入条件下如何保证足够大的电流放大；另一个是如何提高发射极发射电流的有效面积。文中着重分析在各种注入条件下发射结面上发射极电流密度的分布，亦即所谓基区电阻自偏压截止效应。最后给出主要结论。

一、引 言

功率晶体管中实际上一般都是大注入问题。为了获得好的功率放大，当然还需要收集结的击穿性能好，对于高频功率晶体管则尚需考虑频率性能。由于是大注入，引起了三个问题。一是电流放大系数 β 随发射极电流密度的增大而显著下降^[1-5]；二是发射结面上发射极电流密度分布显著地不均匀，即产生所谓基区电阻自偏压截止效应 (base resistance bias effects, 也有称之为 base region self-crowding effects)^[6,7]；三是收集结处的散热问题。前两个问题属于电性设计，后一个属于热性设计。

在给定条件下(其中包括正常工作时的发射极电流)，为了保证足够大的电流放大，最直接的方法是增大发射结面积以减小发射极电流密度。但是由于基区电阻自偏压截止效应，盲目增大发射极面积并不能获得预期的好处。本文就是要讨论如何从上述两方面考虑来确定发射极的几何形状。

在附录中将指出，N. H. Fletcher 的结果^[6]只适用于小注入，与本文中特小注入下的结果相一致。

二、发射结面上发射极电流密度的分布

N. H. Fletcher^[6]曾分析了“半无限一维晶体模型”中发射结面上(基区的发射结边界)的电势和发射极电流密度分布，指出发射极电流密度在发射结面上最靠近基极接触的边缘处最大，随远离基极接触而显著衰减。这个分析启发人们设计梳状结构的功率管发射极。但是，这个分析从头至尾一直只适用于小注入情况(详见本文附录 I)，与功率晶体管的正常工作条件相差颇远。

R. Emcis^[7]研究了在特大注入下具有圆形发射极的圆柱对称晶体管中同样的问题，基本上也得到与 N. H. Fletcher 同样的结论，即发射极电流密度在发射结面上由最靠近

* 1965年8月20日收到。

基极环接触的边缘处最大逐步向内有显著衰减。这就启发人们设计环形功率管发射极结构。但是, R. Emeis 的具体定量分析只限于特大注入下和圆形发射极结构。

在本节中将讨论, 在各种注入条件下, 环形发射极和梳状发射极的发射结面上的发射极电流密度分布。下面的分析以 $n-p-n$ 晶体管为例进行。

假设发射效率近于 1, 于是发射极电流等于发射结上的电子电流, 在各种注入条件下, 可得到如下的表示式^[1,8]:

$$j_e \approx j_{en} = qD_n [g \nabla(\Delta n)]_e; \quad (1)$$

式中

$$g = 1 + \frac{n}{p_0 + n}, \quad (2)$$

$[g \nabla(\Delta n)]_e$ 表示其内各量取基区中发射极边界上的值, 以 p_0 和 n_0 表示基区内的平衡载流子浓度, D_n 是基区中电子的扩散系数。(1)式中 g 的出现是由于在大注入下不能忽略因多数载流子积累所引起的基区电场的漂移效应, 易见, 在小注入时 g 的数值近于 1, 在大注入时则近于 2。下面的分析中将视 g 为常数, 以使计算简单化。

基区中取发射极向收集极方向为 z 轴方向, 并设基区宽度为 W , 则可得到^[8]

$$j_{ez} \approx qg \frac{D_n}{L_n} \coth\left(\frac{W}{L_n}\right) (\Delta n)_e = qg \frac{D_n}{L_n} \coth\left(\frac{W}{L_n}\right) (\Delta p)_e; \quad (3)$$

式中 $L_n^2 = gD_n\tau$, τ 为非平衡载流子的寿命。如果 $W \ll L_n$, 则(3)式简化为

$$j_{ez} \approx qg \frac{D_n}{W} (\Delta p)_e. \quad (4)$$

可见, 发射结面上各处的发射极电流密度是与该处的非平衡载流子的浓度成比例, 下面就致力于分析各种情况下的 $(\Delta p)_e$ 。

1. 环形发射极

采用如图 1 所示的晶体管模型, 它具有圆柱对称性, 可取柱坐标系如图所示。同时假设:

(1) 收集极不流过多子流, 因此, 在基区中发射极下区域中即有

$$j_{pz} = 0.$$

(2) 基极接触处不流过少子流, 即有

$$j_{nr} = 0.$$

下面的分析只需限于发射极下邻近的基区区域, 各个量中的 z 坐标都取近于零的值 ($z \approx 0$), 为了简化起见, 下面把 z 坐标和下标 e 全部略去。

根据假设(2)

$$j_{nr} = n(r)q\mu_n \left(-\frac{\partial V}{\partial r}\right) + D_n q \frac{\partial n}{\partial r} = 0,$$

得基区中的径向电势变化为

$$\frac{\partial V}{\partial r} = \frac{D_n}{\mu_n} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial r}. \quad (5)$$

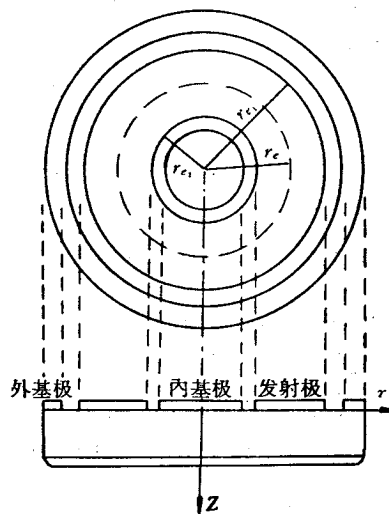


图1 环形发射极晶体管简化模型

代入基区中空穴电流密度的径向分量表示式

$$j_{pr} = p(r)q\mu_p \left(-\frac{\partial V}{\partial r} \right) - D_p q \frac{\partial p}{\partial r},$$

并利用爱因斯坦关系式 $D_p/\mu_p = kT/q$ 和电中性条件 $\Delta p = \Delta n$, 得到

$$j_{pr} = -\mu_p kT \left(\frac{p}{n_0 + \Delta p} + 1 \right) \frac{\partial \Delta p}{\partial r} = -\mu_p kT \left(2 + \frac{p_0}{n_0 + \Delta p} \right) \frac{\partial \Delta p}{\partial r}. \quad (6)$$

基区中空穴的连续方程式为

$$\operatorname{div} \mathbf{j}_p = -q \frac{\Delta p}{\tau},$$

根据假设(1), $j_{pz} = 0$, 由轴对称易知 $j_{p\varphi} = 0$, 于是利用表达式(6)即可把连续方程式改写成

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \left(2 + \frac{p_0}{n_0 + \Delta p} \right) \frac{d\Delta p}{dr} \right] = \frac{q}{\mu_p kT\tau} \Delta p. \quad (7)$$

这是确定发射结面上空穴分布的基本方程式。在(7)式中, 已根据前述说明把对 r 的偏微分符号代以全微分符号。为使方程简化, 可引入

$$y = \frac{\Delta p'}{p_0}, \quad \Delta p' = \Delta p + n_0. \quad (8)$$

于是(7)式可写成

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \frac{d}{dr} (2y + \ln y) \right] = 2A \left(y - \frac{n_0}{p_0} \right), \quad (9)$$

式中

$$A = \frac{q}{2\mu_p kT\tau}. \quad (10)$$

要求得方程式(9)在普遍情况下的解的分析形式是有困难的, 因此下面我们只求在各种注入情况下的近似解, 然后综合起来也可以了解全貌。值得指出, (9)式右方的系数 A 中含有寿命 τ 和迁移率 μ_p , 它们都是与注入有关的, 特别是寿命 τ , 按照 Shockley-Read-Hall 的复合理论^[9,10]

$$\tau = \frac{\tau_{pr}(n_0 + n_r + \Delta p) + \tau_{nr}(p_0 + p_r + \Delta p)}{(n_0 + p_0 + \Delta p)} \quad (11)$$

($\Delta p = \Delta n$), 可见它是 Δp 或 y 的函数。为了使方程式不致于过分复杂, 下面求解中将视 τ 和 μ_p 为常数, 不过关于 τ 的数值在大注入下以 $\tau_\infty = \tau_{pr} + \tau_{nr}$ 代入, 在小注入下以 $\tau_0 = \frac{\tau_{nr}(p_0 + p_r) + \tau_{pr}n_r}{p_0}$ 代入。

表 1 列出了出现于(9)式左方的 $2y + \ln y$ 的一些数量情况, 它有助于对各种注入情况进行分类, 以作近似。

(1) 特大注入和大注入情况 ($\Delta p \geq p_0$)

从表 1 可见, 在 $y \geq 1$ 的情况下可作如下近似:

$$2y + \ln y \approx 2y.$$

这个近似在特大注入情况下是相当精确的, 对于 $\Delta p/p_0 < 5$ 的大注入情况是较粗略一点。

表 1

y	$2y$	$\ln y$	$2y + \ln y$	$\frac{2y + \ln y}{2y}$	$\frac{2y + \ln y}{\ln y}$
200	400	5.3	405.3	1.001	
100	200	4.6	204.6	1.02	
10	20	2.3	22.3	1.115	
5	10	1.6	11.6	1.16	
2.7	5.4	1	6.4	1.15	
2	4	0.69	4.69	1.17	
1.5	3	0.4	3.4	1.13	
1.3	2.6	0.26	2.86	1.10	
1.1	2.2	0.09	2.29	1.04	
1	2	0	2	1	
0.9	1.8	-0.105	1.695	0.94	
0.8	1.6	-0.23	1.37	0.85	
0.7	1.4	-0.36	1.04		
0.6	1.2	-0.51	0.69		
0.5	1.0	-0.7	0.3		
0.4	0.8	-0.92	-0.12		
0.3	0.6	-1.2	-0.6		
0.2	0.4	-1.6	-1.2		
0.1	0.2	-2.3	-2.1		0.91
⋮	⋮	⋮	⋮		⋮
0.01	0.02	-4.6	-4.58		0.995

在此近似下, (9) 式可简化为

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\Delta p}{dr} \right) = A_{\infty} \Delta p, \quad (12)$$

式中 $A_{\infty} = q/2\mu_p k T \tau_{\infty}$.

(12) 式是标准的变量为纯虚数 $i\sqrt{A_{\infty}} r$ 的零级 Bessel 方程式, 即得其通解为^[11]

$$\Delta p(r) = \mathcal{A}_{\infty} I_0(\sqrt{A_{\infty}} r) + \mathcal{B}_{\infty} K_0(\sqrt{A_{\infty}} r), \quad (13)$$

式中 $\mathcal{A}_{\infty}$ 和 $\mathcal{B}_{\infty}$ 为积分常数,

$$I_0(\sqrt{A_{\infty}} r) = J_0(i\sqrt{A_{\infty}} r),$$

$$K_0(\sqrt{A_{\infty}} r) = \frac{\pi}{2} i H_0^{(1)}(i\sqrt{A_{\infty}} r),$$

其中 J_0 为零级 Bessel 函数, $H_0^{(1)}$ 为第一类零级 Hankel 函数. 积分常数 $\mathcal{A}_{\infty}$ 和 $\mathcal{B}_{\infty}$ 可由通过内外两个基极的基极电流来确定.

(13) 式当然也适用于只存在外基极环和圆形发射极的情况. 易知此时应取 $\mathcal{B}_{\infty} = 0$, 因而

$$\Delta p_{\text{外}}(r) = \mathcal{A}_{\infty} I_0(\sqrt{A_{\infty}} r). \quad (14)$$

这就是 R. Emeis 的结果.

对于只存在内基极圆而且发射极环相当宽的情况, 易知应取 $\mathcal{A}_{\infty} = 0$, 因而

$$\Delta p_{\text{内}}(r) = \mathcal{B}_{\infty} K_0(\sqrt{A_{\infty}} r). \quad (15)$$

这些简单例子表明,在环形发射极的情况下,若发射极环足够宽,则发射结面上外沿部分上的空穴浓度分布主要由(14)式确定, $\mathcal{A}_\infty$ 决定于外基极电流,发射结面内沿部分上的空穴浓度分布主要由(15)式确定, $\mathcal{B}_\infty$ 决定于内基极电流.

图2给出了 $I_0(x)$, $I_1(x)$, $K_0(x)$ 和 $K_1(x)$ 函数曲线^[11], 由图可以看出发射结面上空穴浓度由边缘向内部的衰减情况. 不过,为了标志衰减的快慢,引入下述量更为方便:

$$\left| \frac{1}{\Delta p} \frac{d\Delta p}{dr} \right|.$$

其物理意义为: r 处径向单位距离的空穴变化量与该处原数值之比, 下面我们称它为“衰减指数”. 由(14)式和(15)式即得到

$$\frac{1}{\Delta p} \frac{d\Delta p}{dr} = \begin{cases} \sqrt{A_\infty} I_1(\sqrt{A_\infty} r) / I_0(\sqrt{A_\infty} r), \\ -\sqrt{A_\infty} K_1(\sqrt{A_\infty} r) / K_0(\sqrt{A_\infty} r), \end{cases} \quad (16)$$

式中 $I_1(x) = I'_0(x)$, $K_1(x) = -K'_0(x)$. 为了便于参考, 图3给出(16)式的二条函数曲线.

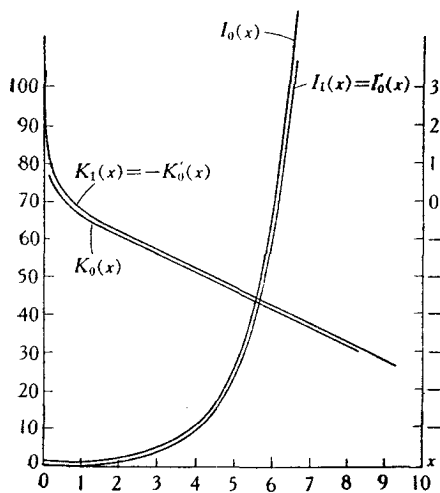


图2 $I_0(x)$, $I_1(x)$, $K_0(x)$ 和 $K_1(x)$ ^[11]

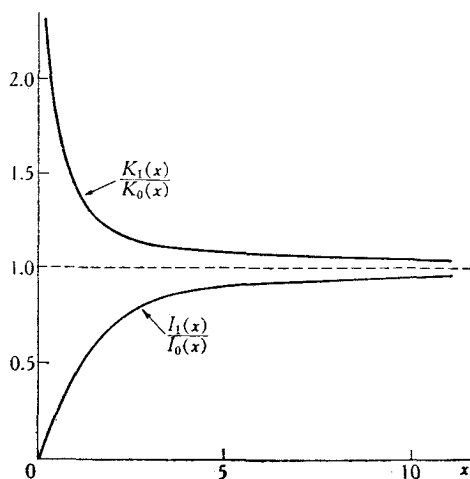


图3 $I_1(x)/I_0(x)$ 和 $K_1(x)/K_0(x)$

由图3可得到特大注入或大注入情况下的两个结论:

1) 在一般情况下,发射极环靠近内基极的结面部分上空穴衰减要比靠近外基极环部分快,前者的衰减指数大于 $\sqrt{A_\infty}$,后者则小于 $\sqrt{A_\infty}$.

2) 对于 $\sqrt{A_\infty} r > 4$,则两者都近于 $\sqrt{A_\infty}$.

以 $n-p-n$ 锗功率晶体管为例. $\tau_\infty = 110 \mu\text{sec}$, $\mu_p = 1900 \text{ cm}^2/\text{volt} \cdot \text{sec}$, $T = 300^\circ\text{K}$, $A_\infty = 4.8 \times 10^{-10}/2 \times 1900 \times 300 \times 1.4 \times 10^{-16} \times 300 \times 110 \times 10^{-6} \approx 90 \text{ cm}^{-2}$, $\sqrt{A_\infty} \approx 9.5 \text{ cm}^{-1}$, 只要发射极环内半径大于 0.53 cm ,则整个发射结面上的衰减指数都近于 9.5 cm^{-1} .

特大注入和大注入情况下的解(13)式是方程式(9)式的近似解,更精确一点的解可由(13)式结果代入(9)式左边得到:

$$\Delta p(r) = \mathcal{A}_\infty I_0(\sqrt{A_\infty} r) + \mathcal{B}_\infty K_0(\sqrt{A_\infty} r) + \frac{1}{2A_\infty} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left\{ r \frac{d}{dr} \ln [\mathcal{A}_\infty I_0(\sqrt{A_\infty} r) + \mathcal{B}_\infty K_0(\sqrt{A_\infty} r)] \right\}. \quad (17)$$

(2) 中等注入情况 ($\Delta p/p_0 < 0.1$, $\Delta p \gg n_0$)

在此情况下, (9) 式可近似为

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} \ln y \right) = 2A_0 y. \quad (18)$$

作为近似, A 中寿命 τ 用小注入时的值 τ_0 , 相应的 A 以 A_0 表示之. (18) 式虽比 (9) 式有所简化, 但仍然是一个非线性方程, 下面我们只期望用近似法解之.

引入

$$X = r \frac{d}{dr} \ln y = r \frac{1}{y} \frac{dy}{dr}, \quad (19)$$

于是将 (18) 式写成

$$\frac{1}{2r^2} \frac{dX^2}{dy} = 2A_0,$$

或

$$\frac{dX^2}{dy} = 4A_0 r^2. \quad (20)$$

现在近似假设: 发射极环不太宽, 以致于上式右边的 r 可由环的平均半径 r_c 代替. 于是

$$\left. \begin{aligned} \frac{dX^2}{dy} &= 4A_0 r_c^2, \\ X^2 &= 4A_0 r_c^2 y + C, \end{aligned} \right\} \quad (20')$$

积分常数 C 可由下述边界条件定出 (见附录 II). 在 $r \approx r_c$ 时

$$\left. \begin{aligned} y(r) &= y_c = \Delta p_c / p_0, \\ \frac{dy}{dr} &= 0, \quad X = 0. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

因此

$$X^2 = 4A_0 r_c^2 (y - y_c). \quad (22)$$

进一步积分之, 并利用边界条件 (21) 式, 可得

$$y(r) = y_c / \cos^2 \left[\left(\sqrt{y_c A_0} r_c \right) \ln \frac{r}{r_c} \right], \quad (23)$$

或写成

$$\Delta p(r) = \Delta p_c / \cos^2 \left[\left(\sqrt{\frac{\Delta p_c}{p_0} A_0} r_c \right) \ln \left(\frac{r}{r_c} \right) \right]. \quad (24)$$

衰减指数也可由上式求得如下:

$$\frac{1}{\Delta p} \frac{d\Delta p}{dr} = 2 \left(\sqrt{\frac{\Delta p_c}{p_0} A_0} r_c \right) \frac{1}{r} \tan \left(\sqrt{\frac{\Delta p_c}{p_0} A_0} r_c \ln \frac{r}{r_c} \right). \quad (25)$$

(24) 式就是中等注入下发射结面上的空穴分布, 它也显示出空穴浓度由环的二边缘向内部衰减, 这个函数形式还嫌复杂, 在一般情况下尚可简化. 例如

$$y_e < 0.01, \quad \sqrt{A_0} \approx 10, \quad r_e \approx 0.5, \quad 0.5 < r/r_e < 1.5.$$

所以, $\ln \frac{r}{r_e}$ 数值在 -0.51 和 0.33 之间

$$\left| \sqrt{y_e A_0} r_e \ln \frac{r}{r_e} \right| < 0.25.$$

可见在此情况下, 上述二式中的三角函数是可以展开而只保留最低幂级项, 于是

$$\Delta p(r) \approx \Delta p_e \left\{ 1 + \frac{\Delta p_e}{p_0} A_0 r_e^2 \left[\ln \left(\frac{r}{r_e} \right) \right]^2 \right\}, \quad (24')$$

$$\frac{1}{\Delta p} \frac{d\Delta p}{dr} \approx 2 \frac{\Delta p_e}{p_0} A_0 r_e \ln \left(1 + \frac{\Delta r}{r} \right) / \left(1 + \frac{\Delta r}{r} \right), \quad (25')$$

式中 $\Delta r = r - r_e$. 图 4 表示出中等注入下发射结面上各处的衰减指数的相对大小.

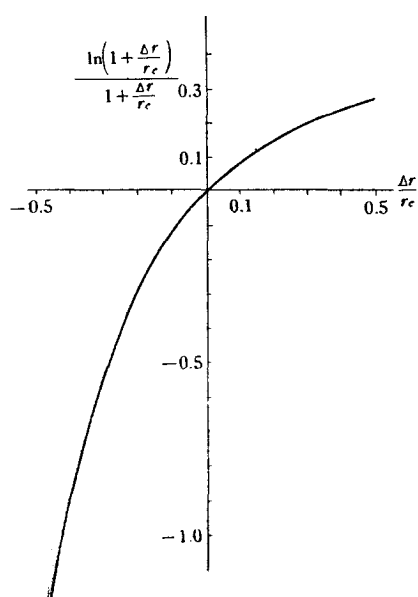


图 4 衰减指数的分布

从上述可总结出关于中等注入情况下的如下结论:

1) 与大注入情况类同, 衰减的快慢明显地依赖于 A_0 , 衰减指数基本上与它成线性关系.

2) 还有一点类同的是, 发射结面上靠内基极环面部分衰减的比靠近外基极环面部分快.

3) 与大注入情况下有所不同的是, 中等注入下衰减指数与注入水平基本上成线性关系, 而且基本上随发射极环平均半径增大而增大.

(3) 小注入情况 ($\Delta p \ll p_0$, 但 $\Delta p \approx n_0$, $0.1 < \frac{\Delta p}{n_0} < 10$)

在此情况下, (9) 式可简化成

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} \ln y \right) = 2A \left(y - \frac{n_0}{p_0} \right),$$

或引入 $y_1 = \Delta p' / n_0$, 而将上式写成

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} \ln y_1 \right) = 2 \frac{n_0}{p_0} A_0 (y_1 - 1), \quad (26)$$

引入 $X_1 = r \frac{d}{dr} \ln y_1$, 上式可化成

$$\frac{dX_1^2}{dy_1} = 4 \frac{n_0}{p_0} A_0 r_e^2 (y_1 - 1) \frac{1}{y_1}.$$

中等注入中的近似假设仍然成立, 则

$$\frac{dX_1^2}{dy_1} = 4 \frac{n_0}{p_0} A_0 r_e^2 \left(1 - \frac{1}{y_1} \right). \quad (27)$$

解之得

$$X_1^2 = 4 \frac{n_0}{p_0} A_0 r_e^2 (y_1 - \ln y_1) + C'. \quad (28)$$

积分常数 C' 可由类似于(21)式所示的边界条件定出

$$C' = -4 \frac{n_0}{p_0} A_0 r_e^2 (y_{1c} - \ln y_{1c}). \quad (28')$$

引入

$$z = y_1 - \ln y_1, \quad (29)$$

如表 2 列出的数字所示, 在 $0.1 < \Delta p/n_0 < 10$ 的范围内, 下式可近似成立:

$$y_1 = z + \ln z + 0.3, \quad (29')$$

表 2

y_1	$\ln y_1$	z	$\ln z$	$z + \ln z$	$z + \ln z + 0.3$
11	2.40	8.60	2.15	10.75	11.05
10	2.30	7.70	2.04	9.74	10.04
9	2.20	6.80	1.92	8.72	9.02
8	2.08	5.92	1.77	7.69	7.99
7	1.95	5.05	1.62	6.67	6.97
6	1.79	4.21	1.44	5.65	5.95
5	1.60	3.40	1.22	4.62	4.92
4	1.39	2.61	0.96	3.57	3.87
3	1.10	1.90	0.64	2.54	2.84
2	0.69	1.31	0.27	1.58	1.88
1.9	0.64	1.26	0.23	1.49	1.79
1.8	0.58	1.22	0.20	1.42	1.72
1.7	0.53	1.17	0.157	1.327	1.627
1.6	0.47	1.13	0.122	1.252	1.552
1.5	0.40	1.10	0.095	1.195	1.495
1.4	0.34	1.06	0.058	1.118	1.418
1.3	0.26	1.04	0.039	1.079	1.379
1.2	0.18	1.02	0.020	1.040	1.340
1.1	0.09	1.01	0.010	1.010	1.310

$$X_1 = r \frac{d}{dr} \ln y_1 = r \frac{d}{dr} (y_1 - z) = r \frac{d}{dr} (\ln z + 0.3) = r \frac{1}{z} \frac{dz}{dr}.$$

代入(28)式可得

$$r \frac{1}{z} \frac{dz}{dr} = \pm 2 \sqrt{\frac{n_0}{p_0} A_0 r_e (z - z_c)^{1/2}}, \quad (30)$$

式中 $z_c = y_{1c} - \ln y_{1c}$, 稍加整理并利用边界条件即可积分得到

$$\frac{2}{\sqrt{z_c}} \cos^{-1} \sqrt{\frac{z_c}{z}} = \pm 2 \sqrt{\frac{n_0}{p_0} A_0 r_e \ln \frac{r}{r_c}}.$$

所以

$$z = \frac{z_c}{\cos^2 \left(\sqrt{\frac{n_0}{p_0} A_0 r_e \ln \frac{r}{r_c}} \right)}. \quad (31)$$

代入(29')式得

$$y_1 = \frac{y_{1c} - \ln y_{1c}}{\cos^2 \left(\sqrt{\frac{n_0}{p_0}} A_0 (y_{1c} - \ln y_{1c}) r_c \ln \frac{r}{r_c} \right)} - 2 \ln \cos \left(\sqrt{\frac{n_0}{p_0}} A_0 (y_{1c} - \ln y_{1c}) r_c \ln \frac{r}{r_c} \right) + \ln (y_{1c} - \ln y_{1c}) + 0.3. \quad (32)$$

衰减指数也可计算如下:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta p(r)} \frac{d\Delta p(r)}{dr} &= \left(\frac{y_1}{y_1 - 1} \right) \frac{1}{y_1} \frac{dy_1}{dr} = \left(\frac{y_1}{y_1 - 1} \right) \frac{d \ln y_1}{dy} = \left(\frac{y_1}{y_1 - 1} \right) \frac{d}{dr} (y_1 - z) \\ &= \left(\frac{y_1}{y_1 - 1} \right) \frac{d}{dr} \left[-2 \ln \cos \left(\sqrt{\frac{n_0}{p_0}} A_0 (y_{1c} - \ln y_{1c}) r_c \ln \frac{r}{r_c} \right) \right] \\ &= 2 \sqrt{\frac{n_0}{p_0}} A_0 (y_{1c} - \ln y_{1c}) \left(\frac{y_1}{y_1 - 1} \right) \tan \left(\sqrt{\frac{n_0}{p_0}} A_0 (y_{1c} - \ln y_{1c}) r_c \ln \frac{r}{r_c} \right) \frac{r_c}{r}. \quad (33) \end{aligned}$$

其实由于 $n_0/p_0 \ll 1$, 故上式中三角函数及对数可作级数展开并只保留最低幂次项, 于是

$$y_1 = \left[(y_{1c} - \ln y_{1c} + 1) \frac{n_0}{p_0} A_0 (y_{1c} - \ln y_{1c}) r_c^2 \right] \left(\ln \frac{r}{r_c} \right)^2 + y_{1c} - \ln y_{1c} + \ln (y_{1c} - \ln y_{1c}) + 0.3, \quad (32')$$

$$\frac{1}{\Delta p(r)} \frac{d\Delta p(r)}{dr} = 2 \frac{n_0}{p_0} A_0 (y_{1c} - \ln y_{1c}) r_c \left(\frac{y_1}{y_1 - 1} \right) \frac{1}{1 + \frac{\Delta r}{r_c}} \ln \left(1 + \frac{\Delta r}{r_c} \right), \quad (33')$$

式中 $\Delta r = r - r_c$.

由此可见, 在小注入情况下, 其结论基本上同于中等注入下的情况, 但由于因子 n_0/p_0 的存在, 所以衰减要慢些.

(4) 特小注入情况 ($\Delta p \ll n_0 \ll p_0$)

从(7)式易知特小注入情况下的方程式为

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\Delta p}{dr} \right) = 2 \frac{n_0}{p_0} A_0 \Delta p, \quad (34)$$

这是纯虚数 $i \sqrt{2 \frac{n_0}{p_0} A_0} r$ 的零级 Bessel 方程式, 解之即得

$$\Delta p(r) = \mathcal{A}_0 I_0 \left(\sqrt{2 \frac{n_0}{p_0} A_0} r \right) + \mathcal{B}_0 K_0 \left(\sqrt{2 \frac{n_0}{p_0} A_0} r \right), \quad (35)$$

式中 $\mathcal{A}_0, \mathcal{B}_0$ 为积分常数.

可见, 在特小注入情况下, 发射结面上的空穴分布形式与大注入情况相类似. 但由于 n_0/p_0 因子的存在, 变化要缓慢得多, 这也说明了在小注入情况下, 基区电阻自偏压截止效应不显著, 甚至于可以不加考虑.

应该指出的是, 在特小注入下有一个有趣的结果. 先讨论衰减情况, 注意到在 x 很小时,

$$K_0(x) = E_0 + F_0 \log_{10} x,$$

当 $x \leq 0.1$ 时, $0.1159 \leq E_0 \leq 0.1187$, $F_0 \approx -2.3$, $\log_{10} x \leq -1$. 所以,

$$\left. \begin{aligned} K_0(x) &\approx -2.3 \log_{10} x, \\ K_1(x) &= \frac{E_1}{x} + F_1 \log_{10} x. \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

$x \leq 0.1$ 时, $1 \geq E_1 \geq 0.9969$, $0.1153 \geq F_1 \geq 0$, 所以,

$$K_1(x) \approx \frac{1}{x}. \quad (37)$$

在 $x \leq 0.1$ 时, 下述近似也显然成立:

$$I_0(x) \approx 1 + \frac{x^2}{4} \approx 1, \quad (38)$$

$$I_1(x) \approx \frac{x}{2}. \quad (39)$$

于是解(35)式在 $\sqrt{2 \frac{n_0}{p_0} A_0 r} \leq 0.1$ 下可近似地写成

$$\Delta p(r) \approx \mathcal{A}_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{n_0}{p_0} A_0 r^2 \right) + \mathcal{B}_0 \left(-2.3 \log_{10} \sqrt{2 \frac{n_0}{p_0} A_0 r} \right). \quad (40)$$

发射极环结面近内沿和近外沿二部分的衰减指数分别为

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{\Delta p} \frac{d\Delta p}{dr} \right)_{\text{近内沿}} &\approx - \frac{K_1 \left(\sqrt{2 \frac{n_0}{p_0} A_0 r} \right)}{K_0 \left(\sqrt{2 \frac{n_0}{p_0} A_0 r} \right)} \sqrt{2 \frac{n_0}{p_0} A_0} \\ &\approx 1/2.3 r \left[\log_{10} r + \frac{1}{2} \log_{10} \left(2 \frac{n_0}{p_0} A_0 \right) \right] \\ &\approx -2/2.3 r \log_{10} \left(2 \frac{p_0}{n_0 A_0} \right); \end{aligned} \quad (41)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{\Delta p} \frac{d\Delta p}{dr} \right)_{\text{近外沿}} &\approx \frac{I_1 \left(\sqrt{2 \frac{n_0}{p_0} A_0 r} \right)}{I_0 \left(\sqrt{2 \frac{n_0}{p_0} A_0 r} \right)} \sqrt{2 \frac{n_0}{p_0} A_0} \\ &\approx \frac{n_0}{p_0} A_0 r. \end{aligned} \quad (42)$$

由上述可见:

1) 在特小注入下, 发射结环结面上也是近内沿比近外沿部分衰减的快, 实际上通常的圆形发射极(即用外基极环)结构, 在小注入下已足够保证结面上发射极电流密度分布近于均匀。

2) 在圆形发射极结构下, 为使结面上发射极电流密度分布尽可能地均匀, 应选取高电导和高寿命的材料。

2. 梳状发射极

我们只需分析梳状发射极中的一条即可,其形状如图 5 所示.

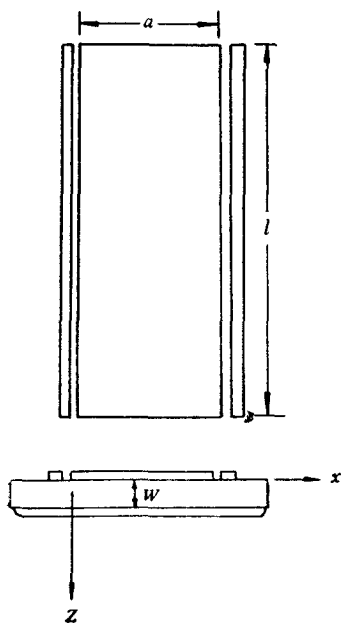


图 5 梳状发射极的一部分

条状发射极情况下的分析与环形的分析极为相似,因此我们将尽可能简要地描述.取坐标系如图 5,决定结面上空穴分布的基本方程式为

$$\frac{d^2}{dx^2}(2y + \ln y) = 2A \left(y - \frac{n_0}{p_0} \right), \quad (43)$$

各符号的定义仍同前.

(1) 特大注入和大注入情况

(43)式近似为

$$\frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - A_\infty \Delta p = 0, \quad (44)$$

其解为

$$\Delta p(x) = \mathcal{A}_\infty e^{-\sqrt{A_\infty} x} + \mathcal{B}_\infty e^{\sqrt{A_\infty} x}. \quad (45)$$

当发射极足够宽时,解近似为

$$\Delta p(x) \approx \mathcal{A}_\infty e^{-\sqrt{A_\infty} x} \quad (\text{近左边界部分}), \quad (45')$$

$$\Delta p(x) \approx \mathcal{B}_\infty e^{\sqrt{A_\infty} x} \quad (\text{近右边界部分}). \quad (45'')$$

可见此情况下衰减指数都近于 $\sqrt{A_\infty}$.

(2) 中等注入情况

(43)式近似为

$$\frac{d^2}{dx^2}(\ln y) = 2A_0 y. \quad (46)$$

引入 $X = \frac{d}{dx} \ln y$, 上式可化为

$$\frac{d^2 X}{dy} = 4A_0.$$

积分之,并利用边界条件

$$x = x_c = \frac{a}{2} \text{ 时, } \Delta p(x) = \Delta p_c, \quad \frac{d\Delta p}{dx} = 0; \quad (47)$$

可得到

$$X^2 = 4A_0(y - y_c).$$

进一步积分即可得

$$y(x) = y_c / \cos^2 \left[\sqrt{y_c A_0} \left(x - \frac{a}{2} \right) \right] \quad (48)$$

或

$$\Delta p(x) = \Delta p_c / \cos^2 \left[\sqrt{\frac{\Delta p_c}{p_0} A_0} \left(x - \frac{a}{2} \right) \right]. \quad (48')$$

衰减指数也可求得

$$\frac{1}{\Delta p} \frac{d\Delta p}{dx} = 2 \sqrt{\frac{\Delta p_c}{p_0} A_0} \tan \left[\sqrt{\frac{\Delta p_c}{p_0} A_0} (x - x_c) \right]. \quad (49)$$

这个结果在一般情况下常可作近似展开 (例如 $y_e < 0.01$, $\sqrt{A_0} \sim 10$, $x - x_e < 0.5$), 于是

$$\frac{1}{\Delta p} \frac{d\Delta p}{dx} \approx 2 \frac{\Delta p_e}{p_0} A_0 (x - x_e). \quad (49')$$

(3) 小注入情况

(43)式可近似为

$$\frac{d^2}{dx^2} (\ln y_1) = 2 \frac{n_0}{p_0} A_0 (y_1 - 1). \quad (50)$$

作类似于(26)–(33)式的分析, 可得到

$$\begin{aligned} y_1 = & \frac{y_{1e} - \ln y_{1e}}{\cos^2 \left[\sqrt{\frac{n_0}{p_0}} A_0 (y_{1e} - \ln y_{1e}) (x - x_e) \right]} \\ & - 2 \ln \cos \left[\sqrt{\frac{n_0}{p_0}} A_0 (y_{1e} - \ln y_{1e}) (x - x_e) \right] \\ & + \ln (y_{1e} - \ln y_{1e}) + 0.3. \end{aligned} \quad (51)$$

衰减指数也可得到

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta p} \frac{d\Delta p}{dx} = & \frac{y_1}{y_1 - 1} \frac{d}{dx} \left\{ -2 \ln \cos \left[\sqrt{\frac{n_0}{p_0}} A_0 (y_{1e} - \ln y_{1e}) (x - x_e) \right] \right\} \\ = & 2 \frac{y_1}{y_1 - 1} \sqrt{\frac{n_0}{p_0}} A_0 (y_{1e} - \ln y_{1e}) \tan \left[\sqrt{\frac{n_0}{p_0}} A_0 (y_{1e} - \ln y_{1e}) (x - x_e) \right]. \end{aligned} \quad (52)$$

若作近似展开, 则

$$\begin{aligned} y_1(x) \approx & \left[2(y_{1e} - \ln y_{1e} + 1) \frac{n_0}{p_0} A_0 (y_{1e} - \ln y_{1e}) \right] (x - x_e)^2 \\ & + y_{1e} - \ln y_{1e} + \ln (y_{1e} - \ln y_{1e}) + 0.3, \end{aligned} \quad (51')$$

$$\frac{1}{\Delta p} \frac{d\Delta p}{dx} \approx 2 \frac{n_0}{p_0} A_0 (y_{1e} - \ln y_{1e}) \frac{y_1}{y_1 - 1} (x - x_e). \quad (52')$$

(4) 特小注入情况

(43)式近似为

$$\frac{d^2}{dx^2} \Delta p - 2 \frac{n_0}{p_0} A_0 \Delta p = 0, \quad (53)$$

其解为

$$\Delta p(x) = \mathcal{A}_0 e^{-\sqrt{2 \frac{n_0}{p_0} A_0} x} + \mathcal{B}_0 e^{\sqrt{2 \frac{n_0}{p_0} A_0} x}. \quad (54)$$

当发射极足够宽时, 可作近似:

$$\Delta p(x) \approx \mathcal{A}_0 e^{-\sqrt{2 \frac{n_0}{p_0} A_0} x} \quad (\text{近左边界部分}), \quad (54')$$

$$\Delta p(x) \approx \mathcal{B}_0 e^{\sqrt{2 \frac{n_0}{p_0} A_0} x} \quad (\text{近右边界部分}). \quad (54'')$$

衰减指数都近于 $\sqrt{2 \frac{n_0}{p_0} A_0}$.

三、有效发射面积

R. Emeis 引入了有效发射面积,在圆形发射极情况下定义为

$$A_{\text{eff}} = \frac{I_e}{j_e(r_e)} = \int_0^{r_e} \frac{j_e(r)}{j_e(r_e)} 2\pi r dr. \quad (55)$$

由(4)式上式可以写成

$$A_{\text{eff}} = \int_0^{r_e} \frac{\Delta p(r)}{\Delta p(r_e)} 2\pi r dr. \quad (55')$$

有效发射面积的引入,可使我们能估计确定发射极的尺寸下其中有效发射的比例.

在环形发射极情况下,显然应定义为

$$A_{\text{eff}} = \int_{r_{e1}}^{r_{e2}} \frac{\Delta p(r)}{\Delta p(r_{e1})} 2\pi r dr + \int_{r_{e1}}^{r_e} \frac{\Delta p(r)}{\Delta p(r_{e2})} 2\pi r dr; \quad (56)$$

在条形发射极情况下,则定义为

$$A_{\text{eff}} = \frac{2l}{\Delta p(0)} \int_0^{a/2} \Delta p(x) dx. \quad (57)$$

下面分各种情况分别进行计算.

1. 特大注入和注入情况

(1) 环形

只要注意到^[11]

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dx} [x I_1(x)] &= x I_0(x), \\ \frac{d}{dx} [x K_1(x)] &= -x K_0(x), \end{aligned} \right\} \quad (58)$$

即可得到

$$A_{\text{eff}} = \frac{2\pi}{\sqrt{A_\infty}} \left[\frac{r_{e1} I_1(\sqrt{A_\infty} r_{e1}) - r_e I_1(\sqrt{A_\infty} r_e)}{I_0(\sqrt{A_\infty} r_{e1})} + \frac{-r_e K_1(\sqrt{A_\infty} r_e) + r_{e2} K_1(\sqrt{A_\infty} r_{e2})}{K_0(\sqrt{A_\infty} r_{e2})} \right]. \quad (59)$$

在下述情况下,公式可简化得多:

1) 环很窄 ($\sqrt{A_\infty}(r_{e1} - r_{e2}) \ll 1$).

此时

$$A_{\text{eff}} \approx 2\pi r_e (r_{e1} - r_{e2}) \approx \pi(r_{e1}^2 - r_{e2}^2). \quad (59')$$

说明在发射极很窄时,几乎全部面积都有效.

2) 环半径很小 ($\sqrt{A_\infty} r_{e1} \ll 1$).

此时

$$A_{\text{eff}} \approx \pi(r_{e1}^2 - r_{e2}^2). \quad (59'')$$

说明在特大注入和大注入情况下,如果发射极环的半径很小,则内基极实际上不起重要的作用.若取用小半径的圆形发射极结构,则此时的发射结面积几乎全部有效.

3) 环半径很大而且很宽 ($\sqrt{A_\infty} r_{e2} \gg 1$, $\sqrt{A_\infty} (r_{e1} - r_{e2}) \gg 1$).
注意到在 x 很大时,

$$\left. \begin{aligned} I_0(x) &\approx \frac{1}{\sqrt{2\pi x}} \left(1 + \frac{1}{8x}\right) e^x, \\ I_1(x) &\approx \frac{1}{\sqrt{2\pi x}} \left(1 - \frac{3}{8x}\right) e^x; \\ K_0(x) &\approx \sqrt{\frac{\pi}{2x}} \left(1 - \frac{1}{8x}\right) e^{-x}, \\ K_1(x) &\approx \sqrt{\frac{\pi}{2x}} \left(1 + \frac{3}{8x}\right) e^{-x}. \end{aligned} \right\} \quad (60)$$

于是得到

$$\begin{aligned} A_{\text{eff}} &\approx \frac{2\pi}{\sqrt{A_\infty}} \left[r_{e1} - r_e \sqrt{\frac{r_{e1}}{r_e}} e^{\sqrt{A_\infty}(r_e - r_{e1})} \right. \\ &\quad \left. + r_{e2} - r_e \sqrt{\frac{r_{e2}}{r_e}} e^{-\sqrt{A_\infty}(r_e - r_{e1})} \right] \\ &\approx \frac{2\pi}{\sqrt{A_\infty}} (r_{e1} + r_{e2}). \end{aligned} \quad (59''')$$

(2) 条形

$$A_{\text{eff}} = \frac{2l}{\sqrt{A_\infty}} (1 - e^{-\frac{1}{2}\sqrt{A_\infty}a}). \quad (61)$$

当条形发射极很窄 ($\sqrt{A_\infty}a \ll 1$) 时,

$$A_{\text{eff}} \approx la. \quad (61')$$

由此可见, 此时几乎整个发射结面积都有效.

当条形发射极很宽 ($\sqrt{A_\infty}a \gg 1$) 时,

$$A_{\text{eff}} \approx \frac{2l}{\sqrt{A_\infty}}. \quad (61'')$$

2. 中等注入情况

(1) 环形

利用(24')式, 可得

$$\begin{aligned} A_{\text{eff}} &= \pi r_{e1}^2 + \frac{\pi r_e^2}{1 + \frac{\Delta p_e}{p_0} A_0 r_e^2 \left(\ln \frac{r_{e1}}{r_e}\right)^2} \left[-1 - \frac{\Delta p_e}{p_0} A_0 r_{e1}^2 \ln \frac{r_{e1}}{r_e} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \frac{\Delta p_e}{p_0} A_0 (r_{e1}^2 - r_e^2) \right] - \pi r_{e2}^2 \\ &\quad + \frac{\pi r_e^2}{1 + \frac{\Delta p_e}{p_0} A_0 r_e^2 \left(\ln \frac{r_{e2}}{r_e}\right)^2} \left[1 + \frac{\Delta p_e}{p_0} A_0 r_{e2}^2 \ln \frac{r_{e2}}{r_e} \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2} \frac{\Delta p_e}{p_0} A_0 (r_{e2}^2 - r_e^2) \right]. \end{aligned} \quad (62)$$

从上可知,在发射极环很窄 ($\sqrt{A_0}(r_{e1} - r_{e2}) \ll 1$) 时,整个发射结面几乎全部有效.

(2) 条形

利用(48')式,可得

$$A_{\text{eff}} = l \sqrt{\frac{p_0}{A_0 \Delta p_c}} \sin \left(\sqrt{\frac{\Delta p_c}{p_0}} A_0 a \right). \quad (63)$$

我们仍易看到在条形很窄时,发射结面积几乎整个全部有效.

3. 小注入情况

(1) 环形

利用(32')式,注意到(32')式与(24')式在形式上完全相类同,故可类似地进行计算,引入

$$\left. \begin{aligned} L &= n_0 [y_{1c} - \ln y_{1c} + \ln (y_{1c} - \ln y_{1c}) - 0.7], \\ M &= \frac{n_0^2}{p_0} A_0 (y_{1c} - \ln y_{1c}) (y_{1c} - \ln y_{1c} + 1), \end{aligned} \right\} \quad (64)$$

便得到

$$\begin{aligned} A_{\text{eff}} &= \pi r_{e1}^2 + \frac{\pi r_e^2}{L + M r_e^2 \left(\ln \frac{r_e}{r_{e1}} \right)^2} \left[-L - M r_{e1}^2 \ln \frac{r_{e1}}{r_e} + \frac{1}{2} M (r_{e1}^2 - r_e^2) \right] \\ &\quad - \pi r_{e2}^2 + \frac{\pi r_e^2}{L + M r_e^2 \left(\ln \frac{r_e}{r_{e2}} \right)^2} \left[L + M r_{e2}^2 \ln \frac{r_{e2}}{r_e} - \frac{1}{2} M (r_{e2}^2 - r_e^2) \right]. \end{aligned} \quad (65)$$

在环很窄时,仍然得到(59')式.

(2) 条形

利用(51')式,可得

$$A_{\text{eff}} = \frac{2l}{L + M \frac{a}{4}} \left(\frac{1}{2} L a + \frac{1}{24} M a^3 \right). \quad (66)$$

在条很窄时,仍然得到(61')式.

4. 特小注入情况

(1) 环形

利用(35)式,可仿特大注入情况进行计算,可得

$$\begin{aligned} A_{\text{eff}} &= \frac{2\pi}{\sqrt{2A_0}} \sqrt{\frac{p_0}{n_0}} \left[\frac{r_{e1} I_1 \left(\sqrt{2A_0 \frac{n_0}{p_0}} r_{e1} \right) - r_e I_1 \left(\sqrt{2A_0 \frac{n_0}{p_0}} r_e \right)}{I_0 \left(\sqrt{2A_0 \frac{n_0}{p_0}} r_{e1} \right)} \right. \\ &\quad \left. + \frac{-r_e K_1 \left(\sqrt{2A_0 \frac{n_0}{p_0}} r_e \right) + r_{e2} K_1 \left(\sqrt{2A_0 \frac{n_0}{p_0}} r_{e2} \right)}{K_0 \left(\sqrt{2A_0 \frac{n_0}{p_0}} r_{e2} \right)} \right]. \end{aligned} \quad (67)$$

由于因子 n_0/p_0 的存在, 一般情况下 $\sqrt{2A_0 \frac{n_0}{p_0}} r_{c1} \ll 1$. 这说明在特小注入下, 整个发射结面积几乎全部有效, 因此安置内基极也就没有什么意义, 而取用圆形发射极就可以了.

(2) 条形

由(54')式可计算得到

$$A_{\text{eff}} = \frac{2l}{\sqrt{2A_0}} \sqrt{\frac{p_0}{n_0}} \left(1 - e^{-\frac{1}{2}\sqrt{2A_0 \frac{n_0}{p_0}} a}\right). \quad (68)$$

可见在特小注入下, 条形发射极几乎全部面积有效.

四、功率晶体管发射极的设计

设计功率晶体管发射极的主要考虑是如何保证所要求的电流放大. 在普遍情况下, 共发射极电流放大系数 β 可表示为^[5]

$$\frac{1}{\beta} = \frac{SA_i W}{AD_{nb}} f'(z) + \frac{W^2}{2D_{nb}\tau_{nb}} f''(z) + \frac{\rho_c}{\rho_b L_{pc}} \left(1 + \frac{z}{2}\right) + \frac{I_{Rc}}{I_c}, \quad (69)$$

式中 A 是发射结的面积.

$$z = \frac{I_{nc} W}{qD_{nb} N_A A} \quad (p_0 \approx N_A),$$

$$f'(z) = \left(1 + \frac{z}{2}\right) / (1 + z),$$

$$f''(z) = f'(z) \frac{1 + \frac{z}{2}}{1 + \frac{\tau_{\infty}}{\tau_{nb}} \frac{z}{2}},$$

S 是发射极附近基区的表面复合速度, A_i 是相应的表面复合的有效面积, I_{Rc} 是发射极复合电流. 各量的右下标符 n 和 p 分别指电子和空穴的量, c 和 b 分别指发射区和基区中的量. 其它符号不言自明. 当然, 本表示式适用于 $n-p-n$ 晶体管.

因此, 发射极对电流放大系数的影响主要是通过发射区的寿命、电导率和发射结面积加以控制的.

由于基区电阻自偏压截止效应, 发射结面上发射极电流密度的分布是不均匀的, 近基极接触的发射结面边缘处电流密度为最大, 随着远离基极接触发射极电流密度逐步减小. 正是由于这个效应, 提出了环状和梳状发射极结构, 以适用于功率晶体管的需要.

发射极电流密度在发射结面上的分布情况, 其定量结果可见于正文, 这里总结几点定性的结论:

1. 基区材料的寿命和多子迁移率越大, 则发射结面上发射极电流密度分布的衰减越缓慢, 有效发射面积大.

2. 基区电导率也是大些好, 可使 n_0/p_0 小些 (这里指 p 型基区).

3. 如果采用环形发射极结构, 则环的内侧部分比外侧部分衰减得快, 这或许说明在使用时我们宁愿设法使外基极电流大些, 不过, 内基极对于基区中的电场分布的作用仍然是不可忽略的, 可使发射出的少数载流子尽可能多地被收集极所收集.

4. 除特大注入、大注入和特小注入外,在一般情况下,结面上发射极电流密度分布衰减的快慢直接地与注入水平有关,几乎是成线性关系。

在发射区的物理参数确定后,若选用环形发射极结构,则发射极环的半径、宽度以及发射极环和基极环的个数,就可参考正文提供的分析结果加以确定。若选用梳状结构,亦可作同样考虑。

最后指出,由于数学上的困难,本文作了一些近似,而且对于 $0.2 \lesssim \Delta p_c/p_0 \lesssim 0.9$ 的注入范围未加以分析。还有,如果环状或条状的发射极太宽的话,则发射结面上边缘部分(近基极接触处)和内部的注入情况可以相差十分悬殊,这时,即使在边缘处为大注入,在内部仍可为中等注入或小注入情况,那么就应分区进行分析。

作者衷心感谢吕仁忠和宋明瑞同志的有关讨论,他们引起作者对这个问题的注意。作者还感谢郭贻诚教授的热情关怀。

后 记

本文完成后,见到 K. J. S. Cave 和 J. A. Barnes 的短文^[12],他们对于另一种梳状结构晶体管研究了发射极条的最佳长度问题,所用方法基本上同于 N. H. Fletcher 所用的方法。据作者的看法,对于功率管来说,若用本文所述方法来分析可能更为适当,作为粗略近似的话,那么本文所述关于发射极横向方面的结论,也可用于通常梳状结构的发射极纵向方面(即沿长度离开基极接触的方向方面)。

附录 I 与 N. H. Fletcher^[6] 的结果比较

N. H. Fletcher 所分析的是宽条形发射极,其基本出发点可用下面三个公式表示之。
基极电流

$$\begin{aligned} i_b(x) &= l \int_x^\infty (1 - \alpha) j_{ex}(x) dx, \\ j_{ex}(x) &= j_{ex}(0) (e^{qV(x)/kT} - 1), \\ \frac{dV(x)}{dx} &= -\frac{\rho}{Wl} i_b(x); \end{aligned}$$

式中 $V(x)$ 是发射结面上 x 处的电势。易见,第三式可以写成

$$j_{px}(x) = -\sigma \frac{dV(x)}{dx} = (nq\mu_n + pq\mu_p) \left(-\frac{dV}{dx} \right). \quad (\text{AI.1})$$

在本文中,相应于条形发射极情况的(6)式可以写成

$$j_{px}(x) = (n + p)q\mu_p \left(-\frac{dV}{dx} \right). \quad (\text{AI.2})$$

(AI.1) 式与 (AI.2) 式比较,可见仅当 $n \ll p$ 时两式才相同。N. H. Fletcher 在分析基极电流时实际上只计及了空穴的漂移流。由本文正文所述可知,这在一般情况下是不对的,而只在小注入情况下才可以略去沿发射结面方向的扩散,这说明 N. H. Fletcher 的分析只适用于小注入情况。

N. H. Fletcher 所得的结果为

$$j_{ex}(x) = j_{ex}(0) \left[1 + x \sqrt{\frac{\rho}{4} \frac{q}{kT} \frac{W}{D_n \tau} j_{ex}(0)} \right]^{-2}. \quad (\text{AI.3})$$

由小信号晶体管理论可知, 在 $n-p-n$ 晶体管中,

$$j_{ex}(0) = \frac{qD_n}{L_n} \coth \frac{W}{L_n} n_0 \approx \frac{qD_n}{L_n} \frac{L_n}{W} n_0 \approx \frac{qD_n}{W} n_0. \quad (\text{AI.4})$$

将此表示式和 $\rho = 1/p_0 e \mu_p$ 代入 (AI.3) 式, 则

$$\begin{aligned} j_{ex}(x) &= j_{ex}(0) \left[1 + \frac{x}{2} \sqrt{\frac{q}{\mu_p kT \tau} \frac{n_0}{p_0}} \right]^{-2} \\ &\approx j_{ex}(0) \left(1 - x \sqrt{\frac{q}{\mu_p kT \tau} \frac{n_0}{p_0}} \right). \end{aligned} \quad (\text{AI.5})$$

此式与正文(54')式是完全一致的。

附录 II 边界条件(21)式和(47)式的証明

发射结面上 $r = r_c$ 处正是内外基极电流分界处, 因此, $r = r_c$ 时,

$$j_{pr}(r_c) = 0. \quad (\text{AII.1})$$

由(6)式得

$$j_{pr}(r) = -\mu_p kT \left(2 + \frac{p_0}{n_0 + \Delta p} \right) \frac{d\Delta p}{dr}, \quad (\text{AII.2})$$

可见, $r = r_c$ 时,

$$\left. \frac{d\Delta p}{dr} \right|_{r=r_c} = 0. \quad (\text{AII.3})$$

而且, $r = r_c$ 时,

$$\frac{dy}{dr} = \frac{1}{\Delta p} \frac{d\Delta p}{dr} = 0, \quad (\text{AII.4})$$

与(47)式的证明完全相同。从而证毕。

参 考 文 献

- [1] Webster, W. M., *Proc. IRE.*, **42** (1954), 914—920.
- [2] Rittner, E. S., *Phys. Rev.*, **94** (1954), 1161.
- [3] Misawa, T., *J. Phys. Soc. (Japan)*, **10** (1955), 362—367.
- [4] Fletcher, N. H., *Proc. IRE.*, **44** (1956), 1475.
- [5] Alvin B. Phillips, *Transistor Engineering and Introduction to Integrated Semiconductor Circuit* (New York, McGraw-Hill, 1963).
- [6] Fletcher, N. H., *Proc. IRE.*, **43** (1955), 551—559.
- [7] Emeis, R., Herlet, A., and Spenke, E., *Proc. IRE.*, **46** (1958), 1220.
- [8] Early, J. M., *B. S. T. J.*, **32** (1953), 1271—1312.
- [9] Shockley, W. and Read, W. T., *Phys. Rev.*, **87** (1952), 835.
- [10] Hall, R. N., *Phys. Rev.*, **87** (1952), 387.
- [11] Korn, G. A. and Korn, T. M., *Mathematical Handbook for Scientists and Engineers* (New York, McGraw-Hill, 1961).
- [12] Cave, K. J. S. and Barnes, J. A., *IEEE Trans. on Electron Devices*, ED-12 (1965), 84—85.

THE DESIGN OF POWER TRANSISTOR EMITTER

YANG CHU-LIANG

(*Department of Physics, Shantung University*)

ABSTRACT

In the design of an emitter of power transistors, the main problem is to attain good current amplification factor β for a given injection level. At a higher injection level, the current amplification factor drops off as the emitter current density is increased. One of the commonly used methods to reduce this fall-off is by increasing the emitter area. On account of the so-called "base region self-crowding effect", this would make the emitter current density not uniform over the emitter junction area, the current density dropping off rapidly at regions far from the base contact. In this paper, this effect is analyzed quantitatively for nearly all injection levels both for circular and comb structures of the junction. An "exponential decay" for the emitter current density distribution, and an effective emitter area are obtained. These results may give some reference for the design of power transistors.