

N⁺N⁻P 结构的电场模型及其在 LEC 晶体管分析中的运用

黄 新 群

(成都无线电七厂研究所)

1983年4月24日收到

提 要

研究了 N⁺N⁻P 结构中低掺杂 N⁻ 区中的电场效应以及由此引起的空穴在 N⁻ 区中的积累效应，提出了积累效应临界点的概念。第一次给出显含电场的 N⁻ 区空穴分布及空穴电流的解析表达式。扩展了 LEC 晶体管的概念，研究了在 N⁻ 区电场影响下高频 LEC 晶体管的 β_s 和 f_T 的变化情况，得出了一些新的结论。计算机数字分析表明，理论与实际符合较好。

一、前 言

现在，一些新型半导体器件的出现及器件性能的改进，有许多是由于在掺杂方面进行了一些调整和变化而完成的，其中高-低结就是人们常用的一种结构。高-低结不仅具有重要的实用价值，也有重要的理论研究意义。Gunn^[1]首先明确地提出了高-低结反射少子的作用，他用漏速度 (leakage velocity) 即高-低结界面复合速度表征了这一特征，Dutton^[2]、Hauser^[3] 以及几位研究人员^[4-6]也研究和发展了有关表达式。本文从 N⁻ 区电场效应出发，提出了一个新的电场模型，同时引伸出少数载流子在高低结构 N⁻ 区的积累效应及积累效应临界点的概念，从而给高-低结反射少子所能起的作用提出了一个明确的界限。为了对理论进行检验，本文采用新的电场模型对 LEC 硅高频晶体管进行了分析，取得了满意的结果。

LEC 晶体管 (Low Emitter Impurity Concentration Transistors) 是矢木肇等人^[7-9]于 1974 年提出的一种新型双极晶体管，其发射区内包含一个 N⁺N⁻ 掺杂结构。他们认为这种晶体管具有许多优点，最主要的是电流增益较高。由于 LEC 晶体管在实用和理论上都有较大价值，因此在世界上引起了人们的注意。许多人研究了这一问题。M. Bonis 等^[10]认为 LEC 功率晶体管抗二次击穿性能优良，电流放大系数易实现最佳化。De. Graaff 等^[11]认为在中及高注入情况下，LEC 晶体管的基极电流和普通双扩散晶体管是一致的。Grung^[12] 认为 LEC 晶体管的电流放大系数小于普通晶体管。雨官好仁等^[13]认为在低及中等电流密度时 LEC 晶体管的注入效率与普通晶体管是一样的。

一般的 LEC 概念是指低掺杂发射区的杂质浓度小于基区的杂质浓度，本文把这一概念扩展为：只要 N⁻ 区杂质浓度小于普通晶体管发射区杂质浓度（一般大于 10^{19} cm^{-3} ）

都可作为 LEC 晶体管分析,这样能使本文的研究范围更广泛和普遍。本文中所说的普通晶体管是指 N⁻ 区厚度趋于零时相应的晶体管。

虽然本文中只分析了 N⁺N⁻P 结构,但应指出对于 P⁺P⁻N 结构也有完全类似的分析及表达式。本文的分析模型也能用于 I^{TL}、外延二极管以及背表面场 (Back Surface Field) 太阳电池等具有高低结的器件。

二、N⁻ 区中的电场效应及空穴分布

本文只对杂质均匀分布的情况进行分析。如图 1 所示,设 N⁻ 区中的电场为 \mathcal{E} ,则 N⁻ 区中电子电流 J_n 和空穴电流 J_p 可分别表示为

$$J_n = q\mu_{n^-} n_{n^-} \mathcal{E} + qD_{n^-} \frac{dn_{n^-}}{dx}, \quad (1)$$

$$J_p = q\mu_{p^-} p_{p^-} \mathcal{E} - qD_{p^-} \frac{dp_{p^-}}{dx}. \quad (2)$$

其中 μ_{n^-} 、 D_{n^-} 和 n_{n^-} 分别是 N⁻ 区中电子的迁移率、扩散系数和浓度, μ_{p^-} 、 D_{p^-} 和 p_{p^-} 分别是 N⁻ 区中空穴的迁移率、扩散系数和浓度。因此由(1)及(2)式

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_o - \mathcal{E}_D. \quad (3)$$

其中欧姆电场

$$\mathcal{E}_o = \frac{J_E}{q\mu_p - [(1+b_E)p_{p^-} + b_E N_{D^-}]}, \quad (4)$$

由于 $\mu_p \neq \mu_n$ 所造成的 Dember 电场

$$\mathcal{E}_D = \frac{(b_E - 1) \left(\frac{kT}{q} \right)}{(1+b_E)p_{p^-} + b_E N_{D^-}} \cdot \frac{dp_{p^-}}{dx}, \quad (5)$$

这里 $J_E = J_n + J_p$, $b_E = \mu_{n^-}/\mu_{p^-}$, 注意 J_E 的方向与规定正方向相反,计算中应取负值。

在低及中等注入时 N⁻ 区中的电场是弱电场, $\frac{d\mathcal{E}}{dx}$ 可以忽略, 作均匀电场处理, 以 x_e 处电场为平均电场强度。这时在中性 N⁻ 区包括电场在内的二维稳态连续性方程可表示为

$$D_{p^-} \frac{d^2 \Delta p_{p^-}(x)}{dx^2} - \frac{\Delta p_{p^-}(x)}{\tau_{p^-}} - \mu_{p^-} \mathcal{E} \frac{d\Delta p_{p^-}(x)}{dx} = 0. \quad (6)$$

其中 $\Delta p_{p^-}(x) = p_{p^-}(x) - p_{p^-0}$, p_{p^-0} 是平衡时空穴浓度, τ_{p^-} 是 N⁻ 区空穴的寿命。在低及中等注入时 \mathcal{E}_D 的贡献很小, 这时 $\mathcal{E} \approx \mathcal{E}_o(x_e)$ 。方程(6)的边界条件是

$$q\mu_{p^-} \mathcal{E}(0) \Delta p_{p^-}(0) - qD_{p^-} \left. \frac{d\Delta p_{p^-}}{dx} \right|_{x=0} + qS_{nn^+} \Delta p_{p^-}(0) = 0. \quad (7)$$

S_{nn^+} 是 N⁺-N⁻ 界面的复合速度, 可表示为^[6,14]

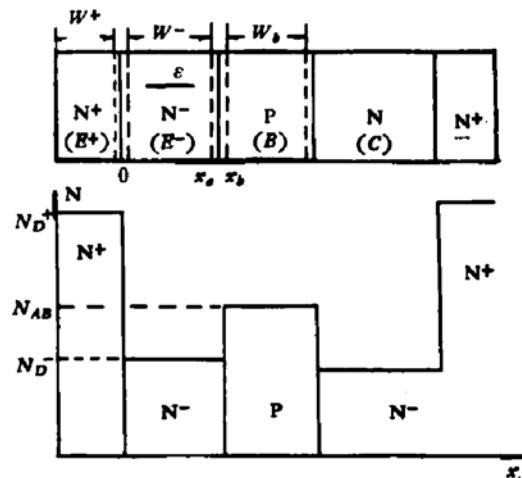


图 1 LEC 晶体管的掺杂分布
(其中包括 N⁺N⁻P 掺杂结构)

$$S_{nn^+} = S_{nn^+}^0 \left(1 + \frac{p_{n^-}(0)}{N_{D^-}} \right) \quad (8)$$

其中

$$S_{nn^+}^0 = \frac{D_{p^+} N_{D^-} \exp\left(\frac{\Delta E_{g^+}}{kT}\right)}{L_{p^+} N_{D^+} \exp\left(\frac{\Delta E_{g^-}}{kT}\right)} \operatorname{cth}\left(\frac{W^+}{L_{p^+}}\right). \quad (9)$$

这里 D_{p^+} 、 L_{p^+} 、 ΔE_{g^+} 、 N_{D^+} 和 W^+ 分别是 N^+ 区的空穴扩散系数、空穴扩散长度、禁带变窄、施主浓度和宽度, N_{D^-} 和 ΔE_{g^-} 是 N^- 区的施主浓度和禁带变窄, k 和 T 分别是波尔兹曼常数和绝对温度. 方程(6)的解是

$$\Delta p_{n^-}(x) = \frac{e^{mx} \left[\operatorname{ch}(Zx) + \frac{1}{2} \frac{\mu_{p^-} \mathcal{E}}{Z D_{p^-}} \operatorname{sh}(Zx) \right]}{e^{mW^-} \left[\operatorname{ch}(ZW^-) + \frac{1}{2} \frac{\mu_{p^-} \mathcal{E}}{Z D_{p^-}} \operatorname{sh}(ZW^-) \right]} \Delta p_{n^-}(x_c). \quad (10)$$

其中

$$m = \frac{\mu_{p^-} \mathcal{E}}{2 D_{p^-}}, \quad Z = \left[m^2 + \left(\frac{1}{L_{p^-}} \right)^2 \right]^{1/2}.$$

这里 L_{p^-} 是 N^- 区中空穴的扩散长度. 在一般情况下

$$\Delta p_{n^-}(x_c) = p_{n^-}(x_c) = \frac{N_{D^-}}{2} \left\{ \left[1 + \left(\frac{2n_{i0}}{N_{D^-}} \right)^2 \exp\left(\frac{\Delta E_{g^-} + qV_{JEB}}{kT}\right) \right]^{\frac{1}{2}} - 1 \right\}. \quad (11)$$

其中 n_{i0} 是本征载流子浓度, ΔE_{g^-} 是 N^- 区禁带变窄, V_{JEB} 是 N^-P 结上的电压降. 因此 x_c 处的空穴电流为

$$J_p(x_c) = -q p_{n^-}(x_c) \left\{ \frac{S_{nn^+} \operatorname{ch}(ZW^-) + \frac{(D_{p^-}/L_{p^-})^2 - \frac{1}{2} \mu_{p^-} \mathcal{E} S_{nn^+}}{Z D_{p^-}} \operatorname{sh}(ZW^-)}{\operatorname{ch}(ZW^-) + \frac{S_{nn^+} + \frac{1}{2} \mu_{p^-} \mathcal{E}}{Z D_{p^-}} \operatorname{sh}(ZW^-)} \right\}. \quad (12)$$

由(8)和(10)式可得 $x = 0$ 处空穴浓度为

$$p_{n^-}(0) = \frac{u N_{D^-}}{2v} \left\{ \left[1 + \frac{4v e^{-mW^-}}{u^2 N_{D^-}} p_{n^-}(x_c) \right]^{\frac{1}{2}} - 1 \right\}. \quad (13)$$

其中

$$u = \operatorname{ch}(ZW^-) + \frac{S_{nn^+}^0 + \frac{1}{2} \mu_{p^-} \mathcal{E}}{Z D_{p^-}} \operatorname{sh}(ZW^-), \quad v = \frac{S_{nn^+}^0}{Z D_{p^-}} \operatorname{sh}(ZW^-).$$

当 $W^- \ll L_{p^-}$ 时由(10)式并注意 $\mathcal{E} = \mathcal{E}_D^{(x_c)}$, $p_{n^-}(x)$ 可简化为

$$p_{n^-}(x) = \frac{D_{p^-} - \mu_{p^-} \mathcal{E}_D^{(x_c)} W^- + (S_{nn^+} + \mu_{p^-} \mathcal{E}_D^{(x_c)}) x}{D_{p^-} + S_{nn^+} W^-} p_{n^-}(x_c). \quad (14)$$

在大注入时 \mathcal{E}_D 的作用不能忽略, 由(2)、(3)、(4)和(5)式并注意这时 $\Delta p_{n^-}(x) \gg N_{D^-}$, 因此可得

$$J_p = \frac{J_E}{1 + b_E} - qD_{p^-} \left(\frac{2b_E}{b_E + 1} \right) \frac{d\Delta p_{n^-}(x)}{dx}. \quad (15)$$

因此大注入时的一维稳态连续性方程可表示为

$$\frac{d^2\Delta p_{n^-}(x)}{dx^2} - \frac{\Delta p_{n^-}(x)}{L_p^2} = 0. \quad (16)$$

其中 $L_p^2 = D_{p^-} \tau_{p^-}$, $D_{p^-} = \frac{2b_E}{1 + b_E} D_p$ 称为大注入时空穴有效扩散系数。由(7)式, 方程(16)的解是

$$\Delta p_{n^-}(x) = \frac{\operatorname{ch}\left(\frac{x}{L_p}\right) + \frac{L_p S_{nn^+}}{D_p} \operatorname{sh}\left(\frac{x}{L_p}\right) - \frac{\mu_{p^-} \mathcal{E}_D^{(x_c)} L_p}{D_p} \operatorname{sh}\left(\frac{W^- - x}{L_p}\right)}{\operatorname{ch}\left(\frac{W^-}{L_p}\right) + \frac{L_p S_{nn^+}}{D_p} \operatorname{sh}\left(\frac{W^-}{L_p}\right)} \Delta p_{n^-}(x_c). \quad (17)$$

当 $W^- \ll L_p$ 时

$$p_{n^-}(x) = \frac{D_p - \mu_{p^-} \mathcal{E}_D^{(x_c)} W^- + (S_{nn^+} + \mu_{p^-} \mathcal{E}_D^{(x_c)}) x}{D_p + S_{nn^+} W^-} \Delta p_{n^-}(x_c). \quad (18)$$

比较(14)式与(18)式发现它们在形式上完全一样, 如果令

$$D_{p^-} = \frac{D_p}{b_E + 1} \left(b_E + \frac{N_{D^-} + b_E p_{n^-}(x_c)}{p_{n^-}(x_c) + N_{D^-}} \right). \quad (19)$$

则(14)式与(18)式均可由(18)式统一表示, 由(8)式可得 $x = 0$ 处空穴浓度的简化表达式

$$p_{n^-}(0) = \frac{N_{D^-}}{2b} \left[\left(1 + \frac{4bc \Delta p_{n^-}(x_c)}{N_{D^-}} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right]. \quad (20)$$

其中

$$b = \frac{S_{nn^+}^0 + W^-}{D_p + S_{nn^+}^0 + W^-}, \quad c = \frac{D_p - \mu_{p^-} \mathcal{E}_D^{(x_c)} W^-}{D_p + S_{nn^+}^0 + W^-}.$$

由于 N⁻ 区掺杂浓度不高, 与漂移和扩散空穴电流相比 N⁻ 区中的复合电流可以忽略, 这时

$$J_p = -qS_{nn^+} p_{n^-}(0). \quad (21)$$

(18)、(20)和(21)三式形式简明, 运用很方便。

三、空穴在 N⁺N⁻P 结构 N⁻ 区中的积累效应及其临界点

由(18)式可知, 当 $-\mathcal{E}_D^{(x_c)}$ 很小时, $\Delta p_{n^-}(0) < \Delta p_{n^-}(x_c)$, 这时 $\frac{d\Delta p_{n^-}}{dx}$ 为正, 空穴的扩散电流为负值。随着注入增加, $-\mathcal{E}_D^{(x_c)}$ 增大, 当 $-\mu_{p^-} \mathcal{E}_D^{(x_c)} = S_{nn^+}$ 时

$\Delta p_n^-(0) = \Delta p_n^-(x_c)$, 因此这时 $\frac{d\Delta p_n^-}{dx} = 0$, N^- 区中的空穴电流全部是漂移电流。当 $-\mu_p - \mathcal{E}_D^{(x_c)} > S_{nn^+}$ 时 $\Delta p_n^-(0) > \Delta p_n^-(x_c)$, 这时 $\frac{d\Delta p_n^-}{dx}$ 为负, 空穴在 $N^+ - N^-$ 结界面附近 N^- 区一侧形成积累。本文定义, 在 $\Delta p_n^-(0) = \Delta p_n^-(x_c)$ 时为少数载流子在高低结低区一侧积累效应的临界点。临界点时

$$-\mu_p - \mathcal{E}_D^{(x_c)} = S_{nn^+}. \quad (22)$$

由(4)、(8)和(21)式可得临界点时 N^-P 结电压

$$V_{ct} = \frac{kT}{q} \ln \left[\left(\frac{N_{D^-}}{n_{i_0}} \right)^2 \exp \left(-\frac{\Delta E_{gb}}{kT} \right) \frac{b_E}{\beta_r - b_E} \right]. \quad (23)$$

这里 $\beta_r = J_n/J_p$ 称为发射极效率限制电流增益。临界点时的 β_r 与普通晶体管一样(见下一节)。电子电流 $J_n = J_n(x_b)$ 可表示为

$$J_n = -\frac{\xi q D_{nB} n(x_b)}{L_{nB}} \operatorname{cth} \left(\frac{W_b}{L_{nB}} \right). \quad (24)$$

其中 D_{nB} 、 L_{nB} 和 W_b 分别是基区(P区)电子扩散系数、扩散长度和基区宽度, $\xi = 1 + \frac{n(x_b)}{N_{AB} + n(x_b)}$, N_{AB} 是基区受主杂质浓度, $n(x_b)$ 是 x_b 处电子浓度, 可写为

$$n(x_b) = \frac{N_{AB}}{2} \left\{ \left[1 + \left(\frac{2n_{i_0}}{N_{AB}} \right)^2 \exp \left(\frac{\Delta E_{gb} + qV_{JEB}}{kT} \right) \right]^{\frac{1}{2}} - 1 \right\}. \quad (25)$$

这里 ΔE_{gb} 是基区禁带变窄。

表 1 临界点时发射结电压 V_{ct} , 发射极电流 J_{Ect} 和 N^- 区中电场 \mathcal{E}_{ct}

N_{D^-}	10^{15} (cm^{-3})	10^{16} (cm^{-3})	10^{17} (cm^{-3})	10^{18} (cm^{-3})
$V_{ct}(V)$	0.48	0.6	0.7	0.78
$J_{Ect}(\text{A}/\text{cm}^2)$	4.5×10^{-3}	4	290	4300
$\mathcal{E}_{ct}(\text{V}/\text{cm})$	0.2	2	24	110
备 注	$W^+ = 0.1\mu\text{m}$, $W^- = 0.2\mu\text{m}$, $W_b = 0.2\mu\text{m}$, $N_{D^+} = 2 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$, $N_{AB} = 10^{17}\text{cm}^{-3}$			

四、LEC 晶体管发射极效率限制电流增益 β_v 和特征频率 f_T

实验的 LEC 晶体管基区采用离子注入或外延, N^- 区采用外延, N^+ 区采用砷扩散, 它们有近似平坦的杂质分布。如图 1 所示。

由方程(21)和(24)可以得到

$$\beta_r = \frac{\xi D_{nB} n(x_b)}{L_{nB} S_{nn^+} p_n^-(0)} \operatorname{cth} \left(\frac{W_b}{L_{nB}} \right). \quad (26)$$

在临界点以下时电场一般较小(见表 1), 如果忽略电场的影响并注意这时 $p_n^-(0) \ll N_{D^-}$, 由(8)、(9)、(12)和(24)式可得临界点以下的发射效率限制电流增益为

$$\beta_r = \left[\left(\frac{D_{n0}}{D_{p0}} \right) \frac{Q_{E1,eff}}{Q_{B,eff}} \right] \left(\frac{1 + \frac{S_{nn} + L_{p^-}}{D_{p^-}} \operatorname{th} \left(\frac{W^-}{L_{p^-}} \right)}{1 + \frac{D_{p^-}}{S_{nn} + L_{p^-}} \operatorname{th} \left(\frac{W^-}{L_{p^-}} \right)} \right) \quad (27)$$

这里 $Q_{E1,eff}$ 和 $Q_{B,eff}$ 分别是 N^+ 区和 P 区的有效 Gummel 数, D_{n0} 和 D_{p0} 分别是电子和空穴的本征扩散系数,

$$Q_{E1,eff} = \left(\frac{D_{p0}}{D_{p^+}} \right) L_{p^+} N_{D^+} \exp \left(- \frac{\Delta E_{g^+}}{kT} \right) \operatorname{th} \left(\frac{W^+}{L_{p^+}} \right)$$

$$Q_{B,eff} = \left(\frac{D_{n0}}{D_{nB}} \right) L_{nB} N_{AB} \exp \left(- \frac{\Delta E_{gb}}{kT} \right) \operatorname{th} \left(\frac{W_b}{L_{nB}} \right)$$

(27) 式 [1] 中的项等于普通晶体管的 β_r , 所以临界点以下 LEC 晶体管 β_r 大于普通晶体管的条件是

$$\frac{S_{nn} + L_{p^-}}{D_{p^-}} > 1 \quad (28)$$

这个条件还是比较容易满足的。

在临界点时, 由 (21) 式并注意这时 $p_n(0) \ll N_{D^-}$ 可得积累效应临界点时发射极空穴电流为

$$J_{pcr} = - \frac{q D_{p^+} n_{io}^2}{L_{p^+} N_{D^+}} \operatorname{cth} \left(\frac{W^+}{L_{p^+}} \right) \exp \left(\frac{\Delta E_{g^+} + qV_{JEB}}{kT} \right) \quad (29)$$

这与相应普通晶体管的发射极空穴电流是一样的, 所以在临界点时 LEC 晶体管的 β_r 等于普通晶体管。

忽略次要项, LEC 晶体管的特征频率 f_T 可表示为

$$f_T = [2\pi(\tau_e + \tau_b + \tau_{N^-} + \tau_c)]^{-1} \quad (30)$$

这里 τ_e 是由发射结势垒电容造成的延迟时间, τ_b 是基区渡越时间, τ_{N^-} 是 N^- 区电荷贮存造成的延迟时间, τ_c 是集电极延迟时间。其中 τ_{N^-} 的贡献最大

$$\tau_{N^-} = \frac{Q_{p^-}}{|J_E|}. \quad (31)$$

因为

$$Q_{p^-} = \int_0^{W^-} \Delta p_{n^-}(x) dx \quad (32)$$

所以由 (18) 式

$$\tau_{N^-} = \frac{\left[D_p + \frac{W^-}{2} (S_{nn} + \mu_{p^-} \mathcal{C}_D(x_e)) \right] W^-}{|J_E|(D_p + S_{nn} + W^-)} \Delta p_{n^-}(x_e). \quad (33)$$

由 τ_{N^-} 所决定的特征频率定义为

$$f_T(N^-) = (2\pi\tau_{N^-})^{-1} \quad (34)$$

五、计算机数字模拟、比较和分析

为了便于数字分析,本文采用了如下一些经验公式。硅中电子和空穴的少子寿命可表示为^[15]

$$\tau_n = \tau_p = 3.95 \times 10^{-4} \left(1 + \frac{N}{7.1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}} \right). \quad (35)$$

其中N为施主(n型)或受主(p型)浓度。硅中电子和空穴的扩散系数可分别表示为^[16]

$$D_n = D_{n0} \left(1 + \frac{81N_A}{N_A + 3.2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (36)$$

$$D_p = D_{p0} \left(1 + \frac{350N_D}{N_D + 1.05 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (37)$$

其中

$$qD_{n0} = \mu_{n0}kT, \quad (300\text{K时} \mu_{n0} = 1350 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s})$$

$$qD_{p0} = \mu_{p0}kT. \quad (300\text{K时} \mu_{p0} = 480 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s})$$

硅中电子和空穴的迁移率为^[14]

$$\mu_p = 47.7 + 447.3 \left[1 + \left(\frac{N}{6.3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}} \right)^{0.76} \right], \quad (38)$$

$$\mu_n = 65 + 1265 \left[1 + \left(\frac{N}{8.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}} \right)^{0.72} \right]. \quad (39)$$

硅中禁带变窄作为掺杂浓度的函数可表示为^[17]

$$\Delta E_g = 9 \times \left\{ \ln \left(\frac{N}{10^{17} \text{ cm}^{-3}} \right) + \left(\left[\ln \left(\frac{N}{10^{17} \text{ cm}^{-3}} \right) \right]^2 + 0.5 \right)^{\frac{1}{2}} \right\}. \quad (\text{MeV}) \quad (40)$$

在以下各图中,如未注明,则其参数是 $W^+ = 0.1 \mu\text{m}$, $N_{D+} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $W^- = 0.2 \mu\text{m}$, $W_b = 0.2 \mu\text{m}$, $N_{AB} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

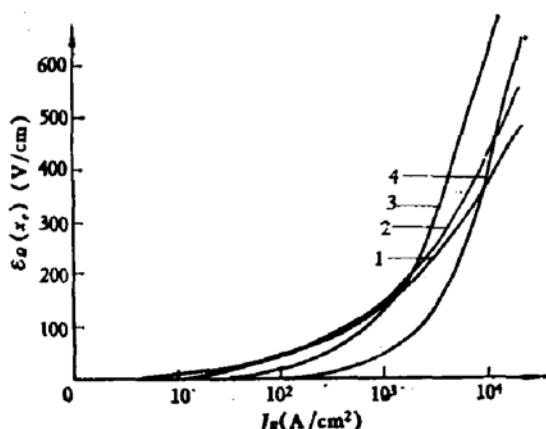


图 2 x_s 处的欧姆电场, ① $N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
② $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, ③ $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$,
④ $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

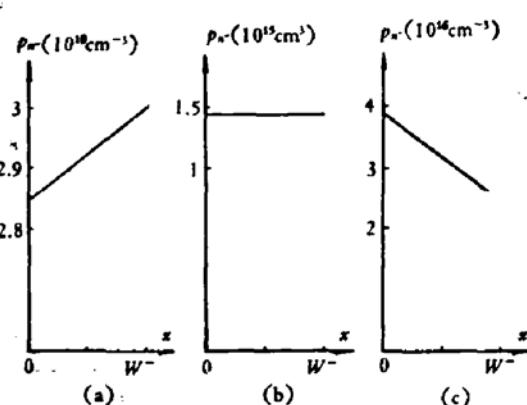


图 3 N^- 区的空穴分布 ($N_{D-} = 10^{17}$, $W^- = 0.5 \mu\text{m}$)
(a) $V_{IEB} = 0.42\text{V}$, (b) $V_{IEB} = 0.7\text{V}$,
(c) $V_{IEB} = 0.78\text{V}$

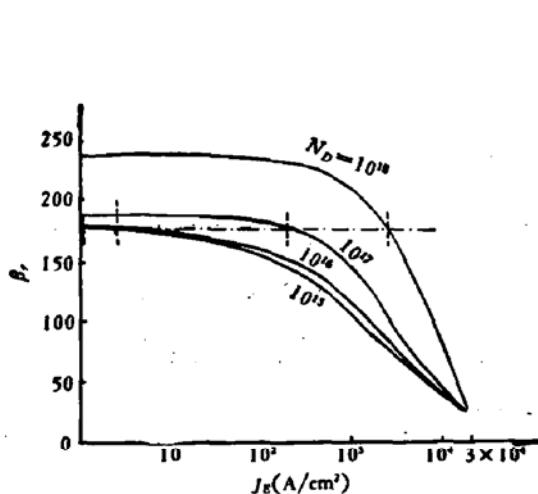


图4 LEC 晶体管 β_r 与发射极电流的关系，
—普通晶体管，---临界点，
 $W^- = 0.5\mu\text{m}$

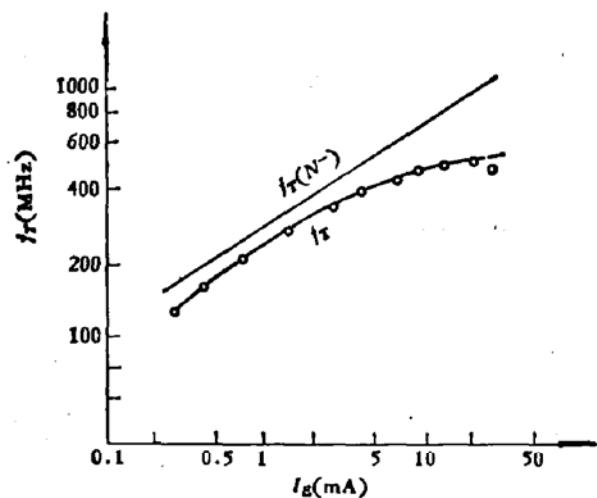


图5 高频 LEC 晶体管的特征频率 f_T ，○○○矢木的实测值^[13]
—由(30)及(34)式算出的理论值

由图3可看出在不同 J_E 时 N^- 区空穴梯度的变化情况，在临界点及临界点以上时 $S_{nn}+ \leq -\mu_p \mathcal{E}_n^{(x_0)}$ ，也就是说在 $x=0$ 处空穴还来不及复合掉，因此造成积累。由图4可以看出在临界以下时 LEC 晶体管的 β_r 大于普通晶体管，在临界点时等于普通晶体管，在临界点以上时小于普通晶体管。这种情况是由于：①随着电场的增加由(20)式可知 $p_n^-(0)$ 增加， N^- 区中的空穴积累增加；②由(8)式 N^+-N^- 结的复合速度 $S_{nn}+$ 也增加，因此由(21)式发射区的空穴电流迅速增加，其增加速率超过了向基区注入的电子电流 $J_n(x_b)$ 的增加速率，所以使 β_r 下降。图5表示由(30)和(34)式算出的理论值与矢木^[13]的实数数据的比较，其中大电流时的误差主要是由 Kirk 效应造成的。图6曲线的参数是 $W^- = 0.5\mu\text{m}$ ，发射极面积 $A_E = 500(\mu\text{m})^2$ ， $W_b = 0.8\mu\text{m}$ ，从图中看出理论与实际符合很好。

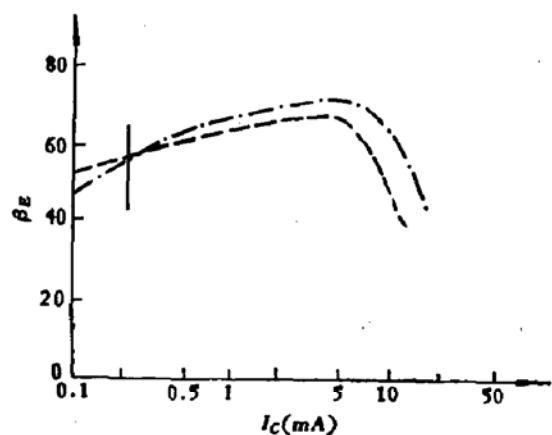


图6 实验 LEC 晶体管和相应普通晶体管 β_E 的实测值

六、LEC 晶体管的试制

实验 LEC 硅高频晶体管工艺参数是 $W^+ = 0.1\mu\text{m}$, $N_D+ = 2 \times 10^{20}\text{cm}^{-3}$, $W^- = 0.4\mu\text{m}$, $N_D^- = 10^{16}\text{cm}^{-3}$, $W_b = 0.2\mu\text{m}$, $N_{AB} = 2.5 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ 。工艺流程与普通晶体管相似，其关键工艺是在外延低掺杂 N^- 区前必须采用 Si_3N_4 作表面保护膜。为便于比较还试制了相应的普通晶体管。图6给出了实验结果，注意这里的 β_E 是共发射极电流放大系数，小电流时的 β_E 偏小是由于空间电荷区复合和表面复合造成的，而大电流时 LEC 晶体管的 β_E 偏小则主要是由于 N^- 区的电场效应及 Kirk 效应一起造成的，图中竖直的线条

是临界点的计算值，临界点以上 LEC 晶体管与普通晶体管在 β_E 方面的差别是由于 N⁻ 区中的电场效应造成的，可见理论与实验符合还是较好的。

七、结 论

在分析正、偏 N⁺N⁻P 结时低掺杂 N⁻ 区中的电场效应是一个重要的效应，它导致了少数载流子在 N⁻ 区的积累效应，因此使高-低结势垒对 N⁻ 区空穴电流的抑制作用受到一个明确界限的限制，这就是空穴积累效应临界点。在临界点以下当满足条件 $\frac{S_{nn}+L_{P^-}}{D_{P^-}} > 1$ 时 LEC 晶体管的 β_r 大于普通晶体管；在临界点时二者相等，在临界点以上时由于空穴的积累效应 LEC 晶体管的 β_r 小于普通晶体管。由于 N⁻ 区中的电荷贮存，LEC 晶体管的特征频率低于普通晶体管。

这篇论文得到了毛钩业教授的热情指导和帮助，在此表示衷心感谢。

参 考 文 献

- [1] Gunn, *J. Electron Control*, 4, 17 (1958).
- [2] R. W. Dutton and R. J. Whitter, *IEEE Trans. Electron Dev.*, ED-16, 458 (1969).
- [3] J. R. Hauser and P. M. Dunbar, *IEEE Trans. Electron Dev.*, ED-24, 305 (1977).
- [4] J. R. Hauser and P. M. Dunbar, *Solid-St. Electron.*, 18, 715 (1975).
- [5] F. A. Lindholm and C. T. Sah, *IEEE Trans. Electron Dev.*, ED-25, 66 (1978).
- [6] Amitabha Sina and S. K. Chattopadhyaya, *IEEE Trans. Electron. Dev.*, ED-25, 1412 (1978).
- [7] H. Yagi, T. Tsuyuki and K. Kizawa, *Proc. of 6th Conf. on Solid-State Devices*, 279 (1974).
- [8] 露木忠晴、矢木肇、官沢芳宏, *電子展望*, 11, 8, 101 (1974).
- [9] 矢木肇, 露木忠晴, *電子材料*, 13, 9, 22 (1974).
- [10] M. Bonis, P. Leduc, B. Roger and J. Lebailly, *Int. Electron Devices Meeting*, 427 (1977).
- [11] H. C. de Graaff and J. W. Slotboom, *Solid-St. Electron.*, 19, 809 (1976).
- [12] B. L. Grung, *Solid-St. Electron.*, 21, 821 (1978).
- [13] 雨宫好仁, 加藤浩太郎, *電子通信学会論文誌*, J60-C, 5, 295 (1977).
- [14] J. G. Fossum, *Solid-St. Electron.*, 19, 269 (1976).
- [15] J. G. Fossum, *IEEE Trans. Electron Dev.*, ED-24, 322 (1977).
- [16] C. W. Gwyn, D. L. Scharfetter and J. L. Wirth, *IEEE Trans., Nuclear Sci.*, NS-14, 153 (1967).
- [17] J. W. Slotboom, *Solid-St. Electron.*, 20, 279 (1977).

A Model of N⁺N⁻P Structure and Its Application in the Analysis of LEC Transistors

Huang Xinqun

(Institute of Chengdu Seventh Radio Factory)

Abstract

The effect of the electric field in the N⁻ region of the N⁺N⁻P structure and the accumulation effect of holes caused by it in the same N⁻ region are studied. It puts forward the conception of the critical accumulation effect point and gives for the first time the analytical expressions of hole distribution and of hole current density in the N⁻ region with explicit electric field. The variations of injection-limited current gain β_s and characteristic frequency f_T in high frequency silicon LEC transistors are described in detail. It is proved that the electric effect makes β_s decrease and that the critical accumulation effect point is a limit state below which the high-low junction is of value to the current gain of LEC transistors, while in the case of above which, the result is just the opposite. The results calculated show that there is a good agreement between theoretical and experimental values.