

# 双极晶体管表面 $1/f$ 噪声的研究

庄奕琪 孙 青

(西北电讯工程学院微电子研究所)

1986年7月22日收到

本文从表面载流子数涨落机构出发,建立了双极晶体管表面  $1/f$  噪声电流的完整理论关系式。测量了噪声与双极晶体管的基区表面势、表面复合电流、发射区周长和电流放大系数等主要参数的依赖关系。理论规律与实验结果符合良好。

## 一、引言

对于半导体器件  $1/f$  噪声起源的研究,在理论和实验两方面,已经取得很大进展,但仍未形成统一的认识。从已经得到的实验结果来看,双极晶体管的  $1/f$  噪声主要有三个来源<sup>[1]</sup>: 表面,发射区边缘位错和迁移率涨落。发射区边缘位错在 Si-SiO<sub>2</sub> 界面和表面空间电荷区引入额外的产生-复合中心<sup>[2]</sup>, 可视为一种间接的表面  $1/f$  噪声源; 晶格散射引起的迁移率涨落很可能属于  $1/f$  噪声的“本征”成分, 在通过改善表面状况使表面载流子数涨落小到可以忽略的程度的时候, 才成为  $1/f$  噪声的主导机构<sup>[3]</sup>。因此, 在器件工艺尚未达到充分完善, 表面对双极晶体管的性能有关键影响的条件下, 表面是双极晶体管  $1/f$  噪声的主要来源。

表面载流子数涨落引起  $1/f$  噪声的物理机构是由 Mcwhorter 最早提出的<sup>[4]</sup>, 故称之为 Mcwhorter 模型。虽然已有作者用这个模型来解释结型器件的  $1/f$  噪声<sup>[5,6]</sup>, 但对双极晶体管表面  $1/f$  噪声的严格定量分析尚未见报道。本文从表面涨落机构出发, 导出了双极晶体管等效输入  $1/f$  噪声电流功率谱密度的完整理论关系式, 并针对理论计算得到的  $1/f$  噪声与器件重要参数的依赖关系, 进行了实验验证。

## 二、理论

本文采用栅控集成晶体管作为理论分析和实验测试的对象, 以便充分揭示表面对双极晶体管的影响, 其结构如图 1 所示。在发射结和基区表面的氧化层上覆有金属栅, 基区和发射结的表面状况将随栅极电压  $V_c$  而改变。 $V_c$  对表面的影响与晶体管表面覆盖的氧化层中或氧化层上存在的电荷的作用是完全等效的。

### 1. 基区表面电流

双极晶体管的基区表面电流由三部分组成: 界面态所产生的表面复合电流, 表面空间电荷区内复合中心产生的表面空间电荷区复合电流, 通过表面空间电荷区注入基区的

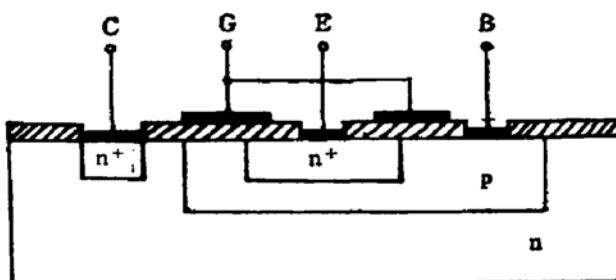


图 1 棚控晶体管结构

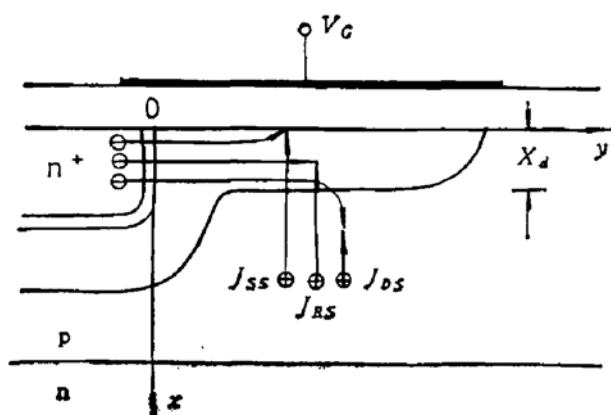


图 2 基区表面电流分布

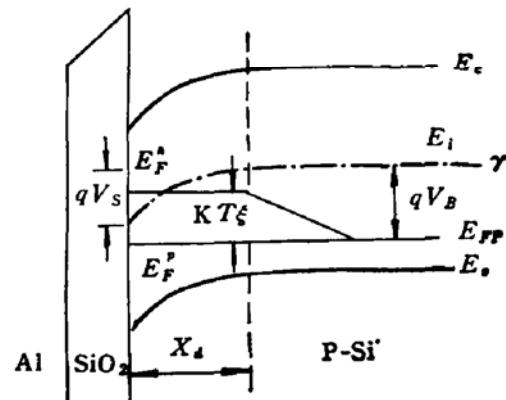


图 3 表面电场和发射结电场同时存在时基区表面附近的能带变化

表面空间电荷区注入电流。如图 2 所示，上述三种电流的电流密度依次表示为  $J_{ss}$ 、 $J_{rs}$  和  $J_{ds}$ 。图 2 还标出了我们采用的坐标系。

如图 3 所示，以  $\xi = \frac{E_F^* - E_F}{kT}$  表征电子准费米能级  $E_F^*$  与空穴准费米能级  $E_F$  之差，

假设：沿  $x$  方向，在  $0 < x < x_s$  内， $\xi$  近似为常数；沿  $y$  方向，总能找到一个  $y_p$ ，使

$$\xi = \begin{cases} \frac{qV_{BB}}{kT}, & y = 0 \\ 0, & y \geq y_p \end{cases} \quad (1)$$

从而， $\xi = \xi(y)$  与  $x$  无关。式中， $V_{BB}$  是发射结偏压。表面空间电荷区内  $y$  处的电子电流密度  $J_n$  和空穴电流密度  $J_p$  可表示为

$$J_n = qD_n \frac{dn}{dy} = qD_n n \frac{d\xi}{dy} \quad (2)$$

$$J_p = J_{ss} + J_{rs} + J_{ds} \\ = qU_s + q \int_0^{x_s} U_y dy + J_{ds0}(e^\xi - 1) \quad (3)$$

式中， $D_n$  是电子扩散系数， $n$  是电子浓度， $U_s$  是表面复合率， $U_y$  是体复合率， $x_s$  是表面空间电荷层厚度， $J_{ds0} = \frac{qD_n n_i^2}{N_A}$ ， $N_A$  是基区掺杂浓度。基区表面电子电流强度  $I_n$  和空穴电流强度  $I_p$  分别为

$$I_s = \iint J_s dx dy = q D_s L \int_0^{x_d} n(x, y) dx \cdot \frac{d\xi}{dy} \quad (4)$$

$$I_p = \iint J_p dy dx = L \left[ \left[ q U_s + q \int_0^{x_d} U_v dx + J_{Dso}(e^t - 1) \right] dy \right] \quad (5)$$

这里, 忽略了发射区周长  $L$  随  $y$  的变化。利用电流连续性条件  $I_s = I_p$ , 联立 (4) 式和 (5) 式, 并在所得方程两边同乘以  $I_s$  表达式((5)式右边), 然后对  $\xi$  从 0 到  $\frac{qV_{BE}}{kT}$  积分, 最后得到

$$I_s^2 = I_{ss}^2 + I_{rs}^2 + I_{ds}^2 \quad (6)$$

其中,

$$I_{ss}^2 = L^2 q^2 D_s \int_0^{\frac{qV_{BE}}{kT}} \left[ \int_0^{x_d} n(x, y) dx \right] U_s d\xi \quad (7)$$

$$I_{rs}^2 = L^2 q^2 D_s \int_0^{\frac{qV_{BE}}{kT}} \left[ \int_0^{x_d} n(x, y) dx \right] \left[ \int_0^{x_d} U_v dx \right] d\xi \quad (8)$$

$$I_{ds}^2 = L^2 q^2 D_s \int_0^{\frac{qV_{BE}}{kT}} \left[ \int_0^{x_d} n(x, y) dx \right] [J_{Dso}(e^t - 1)] d\xi \quad (9)$$

这里,  $I_s (= I_s - I_p)$  是基区表面总电流, 它包含有表面复合电流  $I_{ss}$ 、表面空间电荷区复合电流  $I_{rs}$  和表面空间电荷区注入电流  $I_{ds}$  三个分量。

当表面电场  $\mathcal{E}_s$  和发射结电场  $\mathcal{E}$ , 同时存在的时候, 基区表面空间电荷区的各点电势  $u$  是  $x$  和  $y$  的函数。但是, 对于基区表面空间电荷区除  $x = 0, y = 0$  附近之外的大部分区域, 可近似认为:  $\mathcal{E}_s$  和  $\mathcal{E}$ , 无关, 且

$$\frac{\partial \mathcal{E}_s}{\partial x} \gg \frac{\partial \mathcal{E}_s}{\partial y}, \quad (10)$$

在这种近似条件下, 可以采用一维泊松方程求解。由泊松方程导得 (详细推导过程见附录) 表面空间电荷区的电势梯度

$$\frac{du}{dx} = - \frac{2}{L_D} F(u, \rho, u_B) \quad (11)$$

式中,

$$u = \frac{qV}{kT}, \quad u_B = \frac{qV_B}{kT} = \ln \frac{N_A}{n_i},$$

德拜长度  $L_D = \left( \frac{2kT\epsilon_s}{q^2 N_A} \right)^{1/2}$ ,  $\epsilon_s$  是硅的介电常数,

$$F(u, \xi, u_B) = [(e^{-u} + u - 1) + e^{-2u_B} (e^{u+\xi} - u - e^\xi)]^{1/2} \quad (12)$$

表面复合率和体复合率可分别表示为

$$U_s = S_s n_i \frac{e^\xi - 1}{2 + e^{u_s + \xi - u_B} + e^{u_B - u_s}} \quad (13)$$

$$U_v = \frac{n_i}{\tau} \frac{e^\xi - 1}{2 + e^{u_s + \xi - u_B} + e^{u_B - u_s}} \quad (14)$$

式中,  $S_s = \sigma_s U_T N_{ss}(E_s)$  为表面复合速度,  $\tau = \frac{1}{N_{ss} \sigma U_T}$  为非平衡载流子寿命,  $\sigma_s$  和  $N_{ss}$  是界面产生-复合中心的俘获截面和密度,  $\sigma$  和  $N_{ss}$  是表面空间电荷区内的产生-复合中心的俘获截面和密度,  $U_T$  是载流子的热运动速率,  $U_s = \frac{qV_s}{kT}$ ,  $V_s$  为表面势。

将(11)–(14)式代入(7)–(9)式, 得

$$I_{ss}^2 = \frac{q^2 n_i^2 D_s L_D L^2 S_s}{2} \int_0^{qV_{BE}} \int_0^{u_s} \frac{e^{u+\xi-u_B}}{F(u, \xi, u_B)} du \frac{e^\xi - 1}{2 + e^{u_s+\xi-u_B} + e^{u_B-u_s}} d\xi \quad (15)$$

$$\begin{aligned} I_{rs}^2 &= \frac{q^2 n_i^2 L_D^2 D_s L^2}{4\tau} \int_0^{qV_{BE}} \int_0^{u_s} \frac{e^{u+\xi-u_B}}{F(u, \xi, u_B)} du \\ &\cdot \int_0^{u_s} \frac{e^\xi - 1}{F(u, \xi, u_B)(2 + e^{u_s+\xi-u_B} + e^{u_B-u_s})} du \cdot d\xi \end{aligned} \quad (16)$$

$$I_{ds}^2 = \frac{q n_i L_D D_s L^2 J_{DSO}}{2} \int_0^{qV_{BE}} \int_0^{u_s} \frac{e^{u+\xi-u_B}}{F(u, \xi, u_B)} du \cdot (e^\xi - 1) d\xi \quad (17)$$

其中  $u_s$  与  $\xi$  的关系由下列电中性条件求出

$$C_s(u_G - u_s) = \frac{2e_s}{L_D} F(u_s, \xi, u_B) \quad (18)$$

式中,  $C_s$  是表面氧化层的单位面积电容,  $u_G = \frac{qV_G}{kT}$ 。

根据(15)–(18)式, 利用计算机做数值积分, 可得到  $I_{ss}$ 、 $I_{rs}$ 、 $I_{ds}$  与栅压  $V_G$ 、表面势  $V_s$ 、发射结偏压  $V_{BE}$  以及衬底掺杂浓度  $N_A$  的函数变化曲线。

基极电流  $I_B$  中的表面分量  $I_{BS}$  可表示为

$$I_{BS}^2 = I_{ss}^2 + I_{rs}^2 + (1 - \beta^*)^2 I_{ds}^2 \quad (19)$$

式中,  $\beta^*$  为基区输运系数。对于实际的双扩散 NPN 管, 基区表面掺杂浓度较高, 表面空间电荷区宽度较小 ( $x_s < 200 \text{ \AA}$ ), 使  $I_{rs}$  值较小, 而且通常  $\beta^* \sim 1$ , 所以  $I_{BS} \approx I_{ss}$ 。

## 2. 表面 1/f 噪声

根据 McWhorter 模型, Si-SiO<sub>2</sub> 界面附近氧化层内的载流子陷阱上载流子数目的变化将调制器件表面区载流子浓度的变化, 引起表面势涨落, 从而使表面复合电流  $I_{ss}$  涨落, 产生噪声。

$$\delta I_{ss} = \frac{dI_{ss}(u_s)}{du_s} \frac{du_s}{dN_s} R \delta N_t \quad (20)$$

式中,  $N_s$  和  $N_t$  各为单位面积的表面空间电荷区和氧化层陷阱上的电荷数目,

$$R = \left| \frac{\delta N_s}{\delta N_t} \right| = \frac{C_s}{C_s + C_o} \quad (21)$$

$C_s$  和  $C_o$  分别是栅氧化层和表面空间电荷层的单位面积电容。于是,  $I_{ss}$  涨落的功率谱密度

$$S_{I_s}(f) = \left( \frac{dI_{ss}(u_s)}{du_s} \frac{du_s}{dN_s} R \right)^2 S_{N_t}(f) \quad (22)$$

设  $\text{SiO}_2$  层体积元  $dxdydz$  中能量在  $E - E + dE$  间的氧化层陷阱数目为  $N_t(E)$ , 占据这些陷阱的载流子数为  $dN_t$ , 其涨落的功率谱密度应呈产生-复合谱<sup>[8]</sup>, 为

$$S_{dN_t}(f) = 4N_t f_t (1 - f_t) \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} dEdxdydz \quad (23)$$

其中,  $\omega$  为角频率,  $f_t$  和  $\tau$  分别为陷阱被电子占据的几率以及陷阱通过隧道贯穿与硅导带交换载流子的时间常数, 可表示为

$$f_t = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)} \quad (24)$$

$$\tau = \tau(x') = \tau_0 \exp(\theta x') \quad (25)$$

式中,  $\tau_0 = \tau(0)$ ,  $\theta = \left(\frac{8m^*}{\hbar^2} W\right)^{\frac{1}{2}}$ ,  $m^*$  是电子在  $\text{SiO}_2$  层中的有效质量,  $W$  是  $\text{SiO}_2$  层中的电子势垒高度,  $\hbar$  为普朗克常数。坐标  $x'$  与坐标  $x$  的关系是:  $x' = -x$ 。

将(23)式对陷阱占据的所有空间和能量范围积分, 可得到所有陷阱中载流子数涨落的谱密度。假定氧化层陷阱在空间上均匀分布, 在  $\text{SiO}_2$  层中的分布深度为  $x_0^1$ , 利用(24)式和(25)式, 单位面积的氧化层陷阱载流子数涨落的功率谱密度

$$\begin{aligned} S_{N_t}(f) &= 4kT \int_0^{x_0^1} dx \int N_t(E) f_t(E) [1 - f_t(E)] \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} dE \\ &\doteq \frac{4kTN_t(E_F)}{\theta} \int_{\tau_0}^{\tau_2} \frac{d\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \\ &= \frac{2kTN_t(E_F)}{\pi\theta} (\tan^{-1} 2\pi f \tau_2 - \tan^{-1} 2\pi f \tau_0) \frac{1}{f} \end{aligned} \quad (26)$$

式中,  $f$  为频率,  $\tau_2 = \tau(x_0^1)$ 。在通常的  $1/f$  噪声频率范围  $\frac{1}{2\pi\tau_2} < f < \frac{1}{2\pi\tau_0}$  内, (26)式可简化为

$$S_{N_t}(f) = \frac{kTN_t(E_F)}{\theta} \frac{1}{f} \quad (27)$$

根据表面空间电荷区理论, 在表面耗尽状态下

$$N_s = \frac{2\epsilon_s kT}{q^2 L_D} \sqrt{u_s} \quad (28)$$

$$C_s = \frac{\epsilon_s}{L_D \sqrt{u_s}} \quad (29)$$

将(21)式、(27)式、(28)式和(29)式代入(22)式, 得

$$S_{I_{ss}}(f) = \left( \frac{dI_{ss}(u_s)}{du_s} \frac{1}{\epsilon_s / L_D \sqrt{u_s} C_s + 1} \right)^2 \frac{q^4 N_t(E_F)}{kT\theta} \frac{1}{f} \quad (30)$$

注意到, 基极电流  $I_B$  中只有表面复合成分才随表面势变化, 即  $\delta I_B = \delta I_{ss}$ ,  $S_{I_B}(f) = S_{I_{ss}}(f)$ 。利用(15)式, 基极电流的涨落亦即双极晶体管等效输入噪声电流的功率谱密度

$$S_{I_B}(f) = \frac{q^6 D_n n_i^2 L_D S_0 L^2 N_t(E_F)}{4kT\theta} \frac{1}{B(u_s)} \left( \frac{dB(u_s)}{du_s} \frac{1}{\epsilon_s / L_D \sqrt{u_s} C_s + 1} \right)^2 \frac{1}{f} \quad (31)$$

其中，

$$B(u_s) = \int_0^{U_{BE}} \left[ \int_0^{u_s} \frac{e^{u+\xi-u_B}}{F(u, \xi, u_B)} du \right] \frac{e^\xi - 1}{2 + e^{u_s+\xi-u_B} + e^{u_B-u_s}} d\xi \quad (32)$$

由(31)式可知， $S_{i_B}(f)$  与下列量成正比：表面复合速度  $S_s$ ，发射区周长的平方  $L^2$ ，氧化层陷阱密度  $N_t(E_F)$ ，德拜长度  $L_D$ 。利用计算机作数值计算，可得到  $S_{i_B}(f)$  与表面势  $V_s$ 、表面复合电流  $I_{ss}$  等的依赖关系。

对于实际的双极晶体管，只需将栅压  $V_G$  由负平带电压

$$-V_{FB} = \frac{Q_{ox}}{C_0} - \phi_{ms} \quad (33)$$

代替，就可直接应用本节所得到的理论公式。式中， $Q_{ox}$  为氧化层有效电荷密度， $\phi_{ms}$  为金属与半导体的功函数差。

### 三、实 验

器件等效输入噪声电流的功率谱密度  $S_{i_B}(f)$  和噪声系数  $N_F$  之间满足下列关系<sup>[7]</sup>

$$N_F = 10 \lg \left( 1 + \frac{E_n^2 + I_n^2 R_s^2}{E_i^2} \right) \quad (34)$$

$$S_{i_B}(f) = \frac{I_n^2}{\Delta f} \quad (35)$$

式中， $E_i = 4kT R_s \Delta f$  是源电阻  $R_s$  的热噪声电压方均值， $E_n$ 、 $I_n$  分别是器件的等效输入噪声电压和等效输入噪声电流， $\Delta f$  是测量系统的噪声带宽。

用 QC-14 型场效应管晶体管低频  $N_F$  参数仪测量双极晶体管在二个  $R_s$  (如  $R_{s_1} = 1k\Omega$ ， $R_{s_2} = 10k\Omega$ ) 下的  $N_F$  值 ( $N_{F_1}$ ， $N_{F_2}$ )，则由(34)式和(35)式得

$$S_{i_B}(f) = \frac{4kT}{R_{s_1}} \left[ (10^{N_{F_1}/10} - 1) - \frac{R_{s_1}}{R_{s_2}} (10^{N_{F_2}/10} - 1) \right] / \left( 1 - \frac{R_{s_1}^2}{R_{s_2}^2} \right) \quad (36)$$

测试采用的各种栅控晶体管是用常规线性集成电路工艺制作的。

基极电流  $I_B$  和集电极电流  $I_C$  随基区表面势  $V_s$  的变化曲线如图 4 所示。当基区表面未耗尽时 ( $V_s \leq 0$ )， $I_B = I_{BV}$  很小且不随  $V_s$  而变，完全是体复合的贡献；表面进入耗尽状态之后 ( $V_B > V_s > 0$ )，界面和表面空间电荷区的复合中心开始起作用，使  $I_B$  迅速上升，这时  $I_B = I_{BV} + I_{BS}$ ；表面达到本征 ( $V_s = V_B$ ) 时， $I_B$  达到了峰值；表面反型层的形成减弱了界面态的作用，使  $I_B$  下降，同时反型层给发射区和集电区之间提供了一条导电的沟道，使  $I_C$  开始随  $V_G$  的上升而上升 (十分类似于 MOSFET 线性区的情况)。相应的基区表面复合电流  $I_{BS}$  随  $V_s$  的变化曲线如图 5 所示，理论曲线是根据(15)式和(18)式经数值计算得到的，计算条件：栅氧化层厚度  $d_o = 2000 \text{ \AA}$ ， $N_A = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ， $V_{BE} = 0.6V$ 。

测量了三种类型的双极晶体管噪声在低频范围内的频率特性，如图 6 所示。其中，#1 是市售 NPN 管 3DG6B，#2 是市售 PNP 管 3CG21C，#3 为自制的集成 NPN 管。图 6 中， $\alpha$  是负斜率， $f_0$  是  $1/f$  噪声区与白噪声区之间的转折频率，均为估计值。虽然由

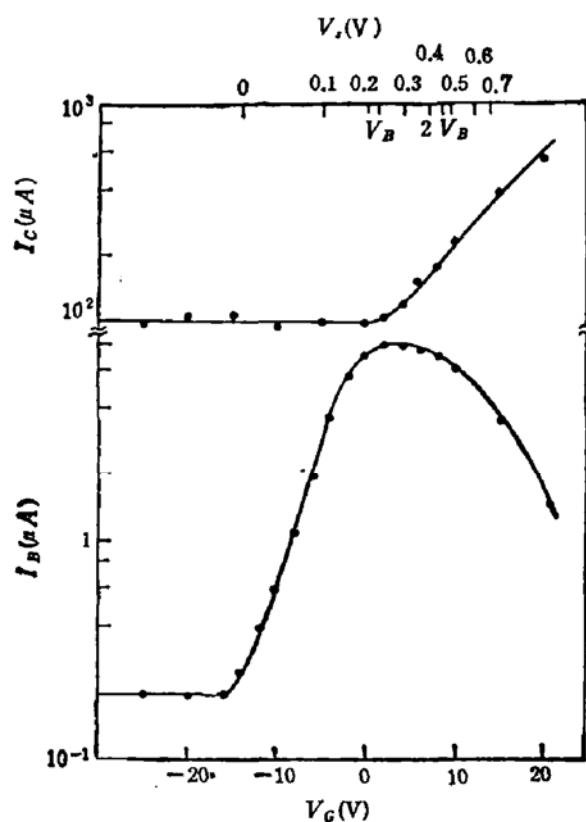


图 4 基极电流 \$I\_B\$ 和集电极电流 \$I\_C\$ 随基区表面势 \$V\_s\$ 的变化

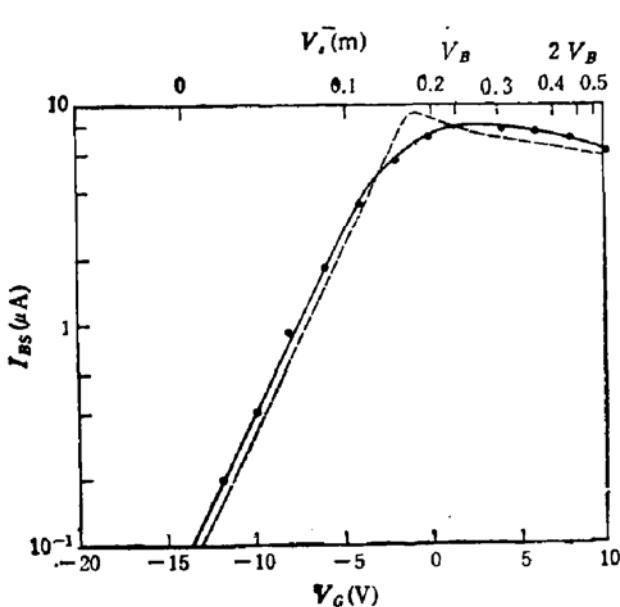


图 5 基区表面复合电流 \$I\_{BS}\$ 随基区表面势 \$V\_s\$ 的变化

---- 理论 ● 实验

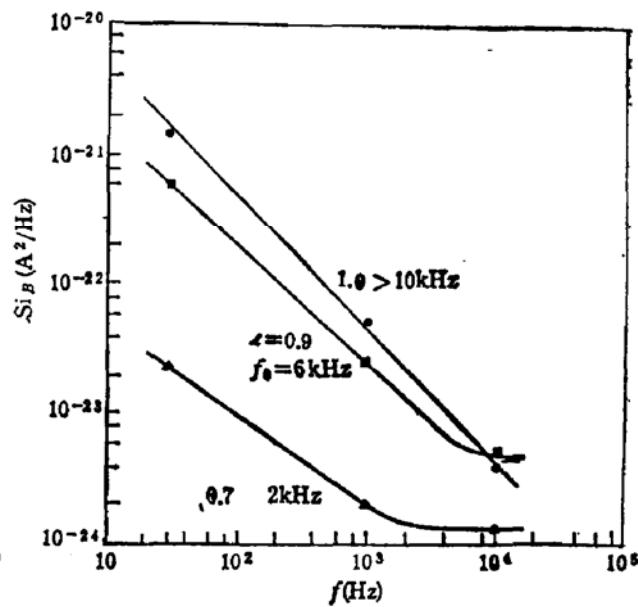


图 6 双极晶体管低频噪声的频率特性

■ #1	\$V_{CE} = 10\$ V
▲ #2	\$I_C = 0.1\$ mA
● #3	

于仪器的限制,数据点较少,还是可以看出,三种器件均呈 \$1/f\$ 特性。

等效输入噪声电流的功率谱密度 \$S\_{i\_B}(f)\$ 随基区表面势的变化情况,如图 7 所示。当

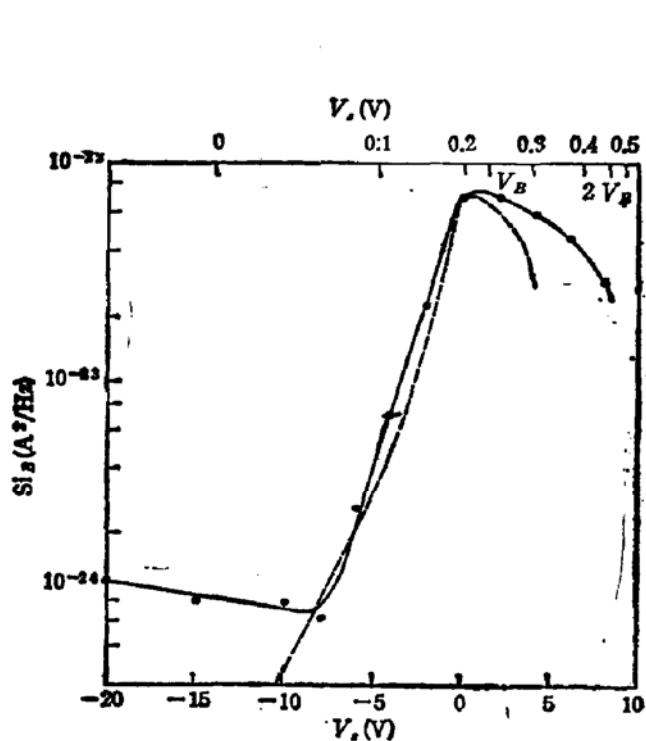


图7 双极晶体管低频噪声随基区表面势的变化

$V_{BE} = 0.6\text{V}$   
 $V_{CE} = 6\text{V}$   
 $f = 1\text{kHz}$

--- 理论  
● 实验

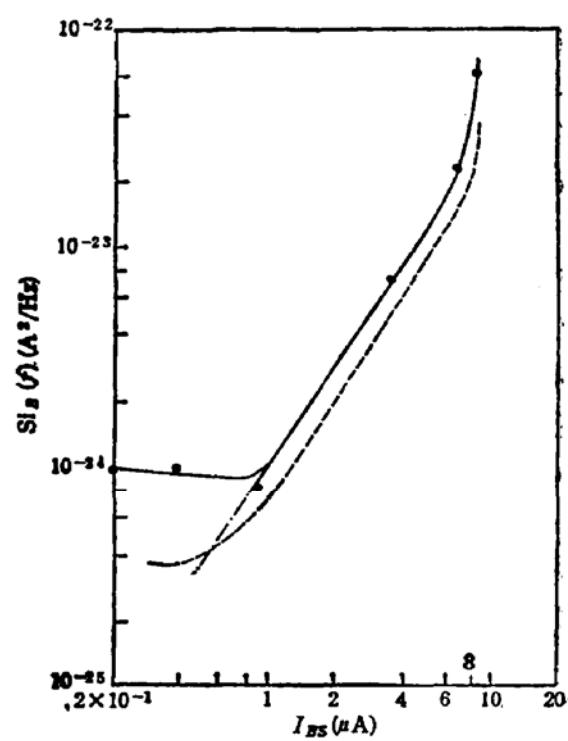
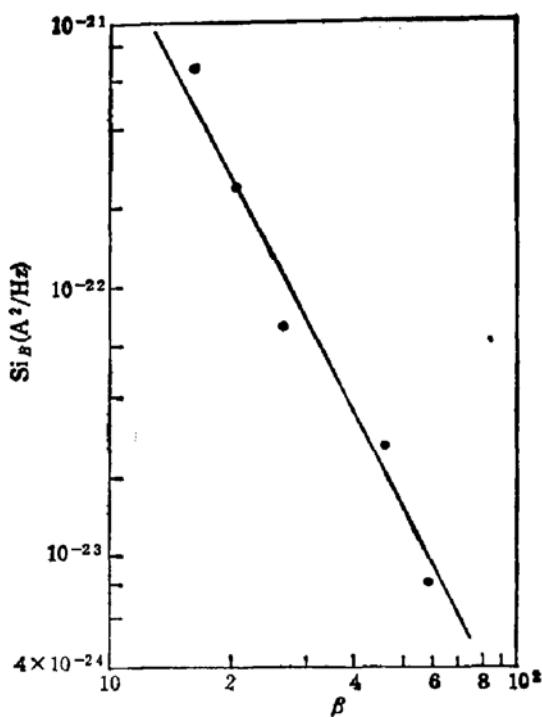
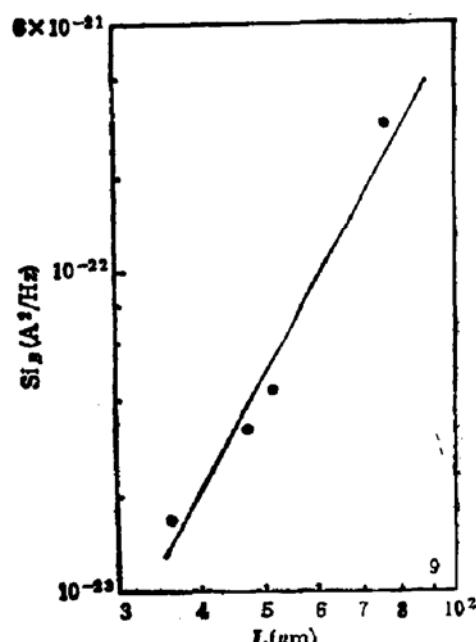


图8 双极晶体管低频噪声随基区表面复合电流的变化

--- 理论  
 斜率 = 1.6  
 ● 实验

图9 双极晶体管低频噪声与电流放大系数  $\beta$  的关系

斜率 = -2.8

图10 双极晶体管低频噪声与发射区周长  $L$  的关系

斜率 = 3.53

基区表面未耗尽和耗尽很弱时, 噪声很小且基本不随表面势变化, 属于白噪声和体  $1/f$  噪声源的贡献。随着耗尽的加深, 噪声急剧上升, 在即将反型点, 达到最高值。显然, 由于表面

耗尽或反型引起的  $1/f$  噪声量要远远大于体内因素引起的噪声量。理论曲线是根据(31)式经数值计算得到的。在耗尽区,理论与实验符合得很好;在反型区,有一定的偏差,但变化的趋势仍然是一致的。反型条件下,(28)式和(29)式不适用,故需对(31)式作相应的修正,可望得到更加符合实际的结果。

图8是  $S_{i_B}(f)$  随基区表面复合电流  $I_{BS}$  的变化曲线。可见,当  $I_{BS}$  较大(从而成为基极电流  $I_B$  的主要成分)时,  $S_{i_B}(f) \propto I_{BS}^\gamma \approx I_B^\gamma$ ,  $\gamma \approx 1.6$ , 和理论计算得出的规律相吻合;当  $I_{BS}$  较小( $< 1 \mu A$ )时,  $S_{i_B}(f)$  与  $I_{BS}$  无关,并且明显高于理论预测的表面  $1/f$  噪声值,如前所述,这时的噪声是由体内因素引起的。图9是噪声与电流放大系数  $\beta$  的关系曲线,表明:  $S_{i_B}(f) \propto \beta^{-k}$ ,  $k \approx 2.8$ 。注意到,  $k$  的值和  $\gamma$  的值是不同的,不能将噪声随  $\beta$  的变化简单地归因于噪声随  $I_B$  的变化,噪声随  $\beta$  的变化更为敏感。

为了探求器件几何参数与噪声的关系,特意在同一芯片上设计制作了四种不同发射区尺寸的双极晶体管。测量中,发现噪声与发射区面积没有直接依赖关系,而是与发射区周长密切相关。如图10所示,实测特性可表示为:  $S_{i_B}(f) \propto L^\lambda$ ,  $\lambda = 3.5$ 。理论公式(31)式预言的  $\lambda = 2.0$ 。这二者的差别可以认为是发射区边缘位错效应引起的。引言中已经提到,在高浓度的发射区磷扩散中形成的发射区边缘位错,会在沿发射区周边的表面区引入额外的产生-复合中心<sup>[2]</sup>,使得这一区域的产生-复合中心密度比其它区域大得多。考虑了沿发射区周边的这一非均匀分布效应之后,噪声与发射区周长的依赖关系要比前述理论(假定为均匀分布)预言的更为强烈。

#### 四、结 论

尽管表面和体内的因素对双极晶体管的  $1/f$  噪声可能均有影响,但表面不完整性引起的  $1/f$  噪声要比体内因素的贡献要大得多。理论和实验的比较表明,本文建立的双极晶体管等效输入噪声的理论关系式,能够较好地解释和分析表面状况和表面参量对器件  $1/f$  噪声的影响。

位于  $Si-SiO_2$  界面  $SiO_2$  一侧的载流子陷阱和位于发射结空间电荷区及基区表面的产生-复合中心(二者很可能具有相同的来源)是产生表面  $1/f$  噪声的内在根源,而氧化层中的电荷造成的基区表面的耗尽或反型是产生表面  $1/f$  噪声的必要条件。减小发射区的周长或者提高电流放大系数,可以有效地降低表面  $1/f$  噪声的强度。

如果通过工艺和设计的改进与完善,将表面对双极晶体管的影响降低到可以忽略的程度之后,表面  $1/f$  噪声可以得到消除。这时,本文所建立的理论也就不再适用。

在实验样品的制作过程中,得到了西北电讯工程学院半导体物理与器件研究室线性电路研制线有关同志的大力协助,在此表示衷心的感谢。

#### 附录 式(11)一式(14)的推导

设  $V$  为表面空间电荷区的电势分布,

$$V_B = \frac{E_{i(\text{体内})} - E_{FP}}{q} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i},$$

使用简约表示

$$u = \frac{qV}{kT} \quad (\text{A-1})$$

$$u_B = \frac{qV_B}{kT} \quad (\text{A-2})$$

表面空间电荷区的载流子浓度可表示为(参考图 3)

$$n = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_t}{kT}\right) = n_i e^{u+\xi-u_B} = n_i e^{u(x)+\xi(y)} \quad (\text{A-3})$$

$$p = n_i \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right) = n_i e^{-(u-u_B)} = p_0 e^{-u(x)} \quad (\text{A-4})$$

表面空间电荷区的电荷密度

$$\rho = q(n_i - p_0 + p - n) \quad (\text{A-5})$$

将(A-3)式和(A-4)式代入(A-5)式,然后代入泊松方程

$$\frac{d^2u}{dx^2} = -\frac{q}{kT\epsilon_s} \rho \quad (\text{A-6})$$

$\epsilon_s$ 是硅的介电常数。得

$$\frac{d^2u}{dx^2} = -\frac{q^2}{kT\epsilon_s} [p_0(e^{-u} - 1) - n_i(e^{u+\xi} - 1)] \quad (\text{A-7})$$

$$\int_0^x \frac{du}{dx} d\left(\frac{du}{dx}\right) = -\frac{q^2}{kT\epsilon_s} \int_0^u [p_0(e^{-u} - 1) - n_i(e^{u+\xi} - 1)] du \quad (\text{A-8})$$

$$\left(\frac{du}{dx}\right)^2 = \frac{2q^2}{kT\epsilon_s} [p_0(e^{-u} + u - 1) + n_i(e^{u+\xi} - 1)] \quad (\text{A-9})$$

$$\frac{du}{dx} = -\frac{2}{L_D} F(u, \xi, u_B) \quad (\text{A-10})$$

式中,德拜长度

$$L_D = \sqrt{\frac{2kT\epsilon_s}{q^2 N_A}},$$

$$F(u, \xi, u_B) = [(e^{-u} + u - 1) + e^{-u_B}(e^{u+\xi} - u - \xi)]^{1/2} \quad (\text{A-11})$$

将(A-3)式和(A-4)式代入有效表面复合率  $U_S$  和有效体复合率  $U_V$  的表达式

$$U_S = S_0 \frac{n_S p_S - n_i^2}{n_S + p_S + 2n_i} \quad (\text{A-12})$$

$$U_V = \frac{1}{\tau} \frac{n_P - n_i^2}{n + p + 2n_i} \quad (\text{A-13})$$

即得文中的(13)式和(14)式。

## 参 考 文 献

- [1] A. Van der Ziel, *Solid-state Electron.*, 25, 141 (1982).
- [2] M. Nishida, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 11, 673 (1972).
- [3] K. H. Duh, and A. Van der Ziel, *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-32, 666 (1985).
- [4] A. L. McWhorter, *Semiconductor Surface Physics*, Philadelphia, University of Pennsylvania Press, p. 207 (1957).
- [5] S. T. Hsu, *Solid-state Electron.*, 13, 843 (1970).
- [6] A. Van der Ziel, *Advances in Electronics and Electron Physics*, Vol. 49, Academic Press, p. 225 (1979).
- [7] C. D. 莫特钦巴切尔等,龙中琪译,低噪声电子设计,国防工业出版社, p. 46 (1979).
- [8] A. 范德齐尔,李小松译,噪声的来源、特性和测量,人民邮电出版社, p. 23 (1982).

## On Surface $1/f$ Noise in Bipolar Transistors

Zhuang Yiqi and Sun Qing

(Microelectronics Research Institute, Northwest Telecommunications Engineering Institute)

### Abstract

In this paper, a theory on the surface  $1/f$  noise current in bipolar transistors is developed. The equivalent input noise current as a function of surface potential, surface recombination current, the previmeter of emitter and current gain, etc., is measured. The theoretical predictions agree with the experimental results.