

## 硅低温双极晶体管的数值模拟<sup>1</sup>

张住兵 吴金 魏同立

(东南大学微电子中心 南京 210096)

**摘要** 本文讨论了有关低温双极器件模拟物理参数的低温模型和各种低温物理效应, 确立了适用于低温双极器件模拟的数值分析方法, 建立了适用于 77-300K 温度范围内硅双极器件模拟程序, 最后模拟分析了一典型结构晶体管的常温和低温时的工作特性。

**关键词** 双极晶体管, 器件模拟, 低温, 优化设计

**中图分类号** TN30

### 1 引言

常规硅双极器件在低温 77K 下电性能严重退化, 但双极器件与 MOS 器件相比具有更大的跨导、电流驱动能力和更高的速度, 低温 BiCMOS 电路的低温运用性能更优于低温 CMOS 电路, 这都要求解决低温双极晶体管的正常工作问题。为了探讨硅低温双极器件的特性及其工作机理, 指导今后开发硅低温双极器件工艺。我们开发了可用于硅低温双极器件模拟的数值模拟软件。利用该软件模拟分析了一典型的适于常温工作的晶体管的低温工作特性。模拟结果与一些试验数据<sup>[1]</sup>和解析模型分析结果吻合得较好。

### 2 低温半导体物理参数模型

#### 2.1 载流子浓度分布

导带电子和价带空穴服从费米-狄拉克统计分布, 即

$$n = (2N_C/\sqrt{\pi})F_{1/2}(\eta_C) = \gamma_n \cdot N_C \cdot \exp(\eta_C), \quad (1)$$

$$p = 2N_V/\sqrt{\pi} \cdot F_{1/2}(\eta_V) = \gamma_p \cdot N_V \cdot \exp(\eta_V). \quad (2)$$

$F_{1/2}(x)$  为费米分布函数。若设  $G_{1/2}(x)$  为  $F_{1/2}(x)/\sqrt{\pi}$  的反函数, 则

$$\eta_C = (E_{fn} - E_C)/kT = G_{1/2}(n/N_C), \quad \eta_V = E_V - E_{fp}/kT = G_{1/2}(p/N_V), \quad (3)$$

$$\gamma_n = \frac{n/N_C}{\exp[G_{1/2}(n/N_C)]}, \quad \gamma_p = \frac{p/N_V}{\exp[G_{1/2}(p/N_V)]}. \quad (4)$$

#### 2.2 载流子冻析效应和电离杂质浓度的计算

随着温度的降低, 器件内杂质电离浓度显著减小, 该效应称为载流子冻析效应。在  $T < 100K$  的深低温下, 电离产生的载流子浓度随温度的下降而急剧减小, 对器件性能产生重要的影响。根据费米-狄拉克统计公式电离施主浓度  $N_D^+$ 、受主浓度  $N_A^-$  分别可以表示为

<sup>1</sup> 1997-01-17 收到, 1997-09-17 定稿  
国家自然科学基金和博士点资助项目

$$N_D^+ = N_D / \{1 + g_D \exp((E_{fn} E_D) / (kT))\}, \quad (5)$$

$$N_A^- = N_A / \{1 + g_A \exp((E_A - E_{fp}) / (kT))\}, \quad (6)$$

式中  $g_D$ 、 $g_A$  分别为导带、价带简并因子,  $g_D = 2$ ,  $g_A = 4$ ,  $E_D$ 、 $E_A$  分别为施主、受主电离能, 是电离杂质浓度的函数, 对于磷和硼分别为

$$E_D(N_D^+, N_A^-) = E_C - E_D = 0.045 - 3.6 \times 10^{-8} (N_D^+ + N_A^-)^{1/3} \quad (\text{eV}), \quad (7)$$

$$E_A(N_D^+, N_A^-) = E_A - E_V = 0.0438 - 4.08 \times 10^{-8} (N_D^+ + N_A^-)^{1/3} \quad (\text{eV}), \quad (8)$$

当掺杂浓度  $N_D$  ( $n$  型掺杂) 和  $N_A$  ( $p$  型掺杂) 大于或等于 Mott 转换浓度  $3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$  时, 杂质完全电离。经过变换 (5)、(6) 式可变为

$$N_D^+ = N_D / \{1 + 2g_D \exp(E_D / (kT) + G_{1/2}(n/N_C))\}, \quad (9)$$

$$N_A^- = N_A / \{1 + 4g_A \exp((E_A / (kT) + G_{1/2}(p/N_V))\}. \quad (10)$$

(9)、(10) 式是关于电离杂质浓度的方程, 可用牛顿迭代法进行求解。

### 2.3 禁带变窄 (BGN) 和有效本征载流子浓度模型

在  $E_{fn} = E_{fp}$  的热平衡条件下, 电子和空穴浓度的乘积为一常数, 即

$$n \cdot p = \gamma_n \gamma_p N_C N_V \exp\left(-\frac{E_g - \Delta E_g}{kT}\right) \gamma_n \gamma_p \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{kT}\right) n_{i0}^2 = \gamma_n \gamma_p n_{ie}^2, \quad (11)$$

$E_g$  为硅禁带宽度, 随温度降低而增大, 可表示为 [2]

$$E_g = 1.1700 + 1.059 \times 10^{-5} \times T - 6.05 \times 10^{-7} \times T^2 (\text{eV}), \quad (0 < T \leq 170\text{K}); \quad (12)$$

$$E_g = 1.1785 - 9.025 \times 10^{-5} \times T - 3.05 \times 10^{-7} \times T^2 (\text{eV}), \quad (170\text{K} < T \leq 300\text{K}). \quad (13)$$

$\Delta E_g$  为重掺杂条件下禁带变窄量 (BGN), 对于  $n$  型硅, 一般常用的公式有 [3]

$$\Delta E_{gD} = 1.87 \times 10^{-2} \ln(N_D / N_{D0}) (\text{eV}), \quad (N_D \geq N_{D0}), \quad (14)$$

式中  $N_D$  是  $n$  型杂质浓度,  $N_{D0} = 7 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 。对于  $p$  型硅, 有 [4]

$$\Delta E_{gA} = 9 \times 10^{-3} [\ln(N_A / N_{A0}) + \sqrt{\ln^2(N_A / N_{A0}) + 0.5}] (\text{eV}), \quad (N_A \geq N_{A0}), \quad (15)$$

式中  $N_A$  是  $p$  型杂质浓度,  $N_{A0} = 1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 。对于同一区域存在两种类型的补偿半导体, 总的禁带变窄量可近似为  $n$  型掺杂在导带底与  $p$  型掺杂在价带顶形成各自变窄量的线性叠加。 $n_{i0}$  为轻掺杂下硅的本征载流子浓度, 由玻耳兹曼分布得

$$n_{i0}(T) = \sqrt{N_C \cdot N_V} \cdot \exp[-E_g / (2kT)]. \quad (16)$$

由于  $E_g$  的负温度特性, 而载流子所具有的平均热能  $V_e = 3kT/2$  却随温度的下降而减小, 造成了本征载流子浓度随温度的降低而急剧减小。如室温下  $n_{i0}$  为  $10^{10} \text{cm}^{-3}$  量级, 而在 77K

时仅为  $10^{-20}\text{cm}^{-3}$  量级, 变化范围达到  $10^{30}\text{cm}^{-3}$  量级之巨。重掺杂下本征载流子浓度  $n_{ie}$  随温度的变化只在原有基础上略有减小。本征载流子浓度的减小给低温器件的模拟分析及其正常工作带来了一系列问题, 也是低温器件显著区别与常温器件的根源之一。

#### 2.4 低温载流子迁移率和扩散系数

晶体中电场强度的增高使可动载流子的能量增加, 与晶格相撞交换能量的几率也增大, 因此可以认为电子、空穴的迁移率与电场有关

$$\mu(E) = \mu_{0n,p} [1 + (\mu_{0n,p} E / V_{\text{sat}})^{\beta}]^{-1/\beta}, \quad (17)$$

式中  $E$  为电场, 对于电子  $\beta = 2$ , 空穴  $\beta = 1$ ,  $\mu_0$  是低场载流子迁移率,  $V_{\text{sat}}$  是饱和速度, 对电子, 空穴分别表示为

$$V_{\text{sat}n} = 3.1 \times 10^7 T^{-0.18} (\text{cm/s}), \quad V_{\text{sat}p} = 1.26 \times 10^7 T^{-0.08} (\text{cm/s}). \quad (18)$$

弱场体载流子迁移率  $\mu_0$  是表征材料载流子输运性质的一个重要物理量, 若采用 Caughey-Thomas 经验关系 [5], 载流子的弱场迁移率可表示为

$$\mu_{0n,p} = \mu_{n,p}^{\min} + (\mu_{n,p}^L - \mu_{n,p}^{\min}) / [1 + (N_{TI} / N_{n,p}^{\text{ref}})^{\alpha}], \quad (19)$$

$$\mu_n^L = 1430 (T/300)^{-2}, \quad \mu_p^L = 460 (T/300)^{-2.18}, \quad (20)$$

$$\mu_{n(p)}^{\min} = \begin{cases} a_{n(p)} (T/300)^{-0.45}, & T \geq 200\text{K}, \\ a_{n(p)} (2/3)^{-0.45} (T/200)^{-0.15}, & T < 200\text{K}, \end{cases} \quad \begin{cases} a_n = 80, \\ a_p = 45, \end{cases} \quad (21)$$

$$N_n^{\text{ref}} = 1.12 \times 10^{17} \text{cm}^{-3} \left(\frac{T}{300\text{K}}\right)^{3.2}, \quad N_p^{\text{ref}} = 2.23 \times 10^{17} \text{cm}^{-3} \left(\frac{T}{300\text{K}}\right)^{3.2}, \quad (22)$$

$$\alpha = 0.72 \cdot \left(\frac{T}{300\text{K}}\right)^{0.065}, \quad N_{TI} = N_D^+ + N_A^-. \quad (23)$$

电子和空穴迁移率一般随温度的下降而上升, 而随掺杂浓度的增大而减小。扩散系数是与迁移率相互关连的一对物理量, 通常满足以下关系

$$D_{n,p} = \gamma_{Dn,p} \cdot (kT) / q\mu_{n,p}, \quad \gamma_{Dn,p} = 2F_{1/2}(\eta_{C,V}) / [F_{-1/2}(\eta_{C,V})]. \quad (24)$$

式中  $\gamma_D$  为扩散系数爱因斯坦关系的修正因子, 在中掺杂 (约  $10^{18}\text{cm}^{-3}$ ) 非简并条件下, 以上模型即为爱因斯坦关系,  $\gamma_D = 1$ ; 在重掺杂简并条件下,  $\gamma_D > 1$ , 且随着温度的下降和载流子浓度的增大而迅速上升。在重掺杂以及低温条件下, 必须考虑  $\gamma_D$  修正因子的作用和影响。

#### 2.5 产生复合模型和载流子寿命

载流子产生复合模型主要考虑 Auger 复合和 SRH 复合。

Auger 复合在重掺杂或大注入的条件下才有明显作用, 其数学模型为

$$R_{AH} = (C_{cn} \times n + C_{cp} \times p)(np - n_{ie}^2), \quad (25)$$

$$C_{cn} = 1.26 \times 10^{-31} T^{0.14} (\text{cm}^6/\text{s}), \quad C_{cp} = 3.55 \times 10^{-32} T^{0.18} (\text{cm}^6/\text{s}).$$

SRH 复合是一种通过复合中心的间接复合, 在硅器件中这是一种主要复合机构, 对一般的深能级的复合中心来说, 复合率为

$$R_{\text{SRH}} = (np - n_{ie}^2) / [\tau_p(n + n_{ie}) + \tau_n(p + n_{ie})]. \quad (26)$$

载流子寿命与温度和掺杂浓度的关系可表示为<sup>[6]</sup>

$$\tau_{n(p)}^{-1} = \tau_{0,n(p)}^{-1} + C_{\text{SRH}\cdot n(p)} N_t (300/T)^\gamma + C_{\text{Aug}\cdot n(p)} \times p(n)^2 \times (T/300)^\delta, \quad (27)$$

$N_t$  是掺杂浓度,  $\tau_0$  为轻掺杂下的少子寿命, 各参数值见表 1。

### 3 低温双极型晶体管的一维模型

#### 3.1 基本方程

考虑漂移扩散模型, 在等温条件下, 描述载流子运动的基本方程是泊松方程、电子和空穴电流连续方程。

表 1 载流子寿命拟合参数

参数	电子	空穴
$\tau_0$ (ms)	2.50	2.50
$C_{\text{SRH}}(\times 10^{-31} \text{cm}^3 \text{s}^{-1})$	3.00	11.76
$C_{\text{Aug}}(\times 10^{-31} \text{cm}^3 \text{s}^{-1})$	1.83	2.78
$\lambda$	1.77	0.57
$\delta$	1.18	0.72

$$d^2\varphi/d^2x = (q/\varepsilon)(n - p + N_A^- - N_D^+), \quad (28)$$

$$(1/q)(dJ_n/dx) = R_{\text{net}}, \quad (1/q)(dJ_p/dx) = -R_{\text{net}}, \quad (29)$$

$$J_n = qD_n dn/dx - q\mu_n n d[\Psi + kT/(q \ln \gamma_n n_{ie})]/dx, \quad (30)$$

$$J_p = -qD_p dp/dx - q\mu_p p d[\Psi - kT/(q \ln \gamma_p n_{ie})]/dx. \quad (31)$$

(30)、(31) 式中的最后一项是考虑费米分布和重掺杂禁带变窄效应时, 由有效本征载流子浓度梯度引起的漂移电流。定义电子、空穴有效电势为

$$\Psi_n = \Psi + kT/(q \ln \gamma_n n_{ie}), \quad \Psi_p = \Psi - kT/(q \ln \gamma_p n_{ie}). \quad (32)$$

将 (32) 式代入 (30)、(31) 式中, 则得电子、空穴电流密度方程的常见的形式:

$$J_n = qD_n dn/dx - q\mu_n n d\Psi_n/dx, \quad J_p = -qD_p dp/dx - q\mu_p p d\Psi_p/dx. \quad (33)$$

#### 3.2 归一化因子

按 Selberherr 归一化方法<sup>[6]</sup>, 以  $n_{\text{inor}}$  为浓度归一化因子  $n_{\text{inor}} = \sqrt{4.8 \times 10^{22} n_{i0}}$ , 式中  $4.8 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$  是硅原子密度, 表示载流子浓度的绝对上限,  $n_{\text{inor}}(77\text{K}) = 28.991 \text{cm}^{-3}$ ,  $n_{\text{inor}}(300\text{K}) = 1.758 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 。可见, 这对低温、常温都是合适的。其他物理参数的归一化因子见表 2。

#### 3.3 边界条件

当器件处于热平衡状态时, 满足电中性条件  $n - p - N_D^+ + N_A^- = 0$  且  $E_{fn} = E_{fp}$ , 将 (1), (2), (5), (6) 式代入上式得

$$(2N_C/\sqrt{\pi}) \cdot F_{1/2}[(E_F - E_C)/kT] - (2N_V/\sqrt{\pi}) \cdot F_{1/2}[(E_V - E_F)/kT] - N_D/\{1 + 2 \exp g_D[(E_F - E_D)/(kT)]\} + N_A/\{1 + 4g_A \exp[(E_A - E_F)/(kT)]\} = 0. \quad (34)$$

上式是关于  $E_F$  的方程, 可用 Newton 迭代法求解, 再由  $E_F$  算载流子浓度  $n$  和  $p$ 。

表 2 归一化因子表

参数名词	符号	归一化参数
电势	$V$	$V_J = kT/q$
位置坐标	$x$	$L_D = (\epsilon V_T / q n_{i\text{inor}})$
载流子浓度	$n, p, n_i, N$	$n_{i\text{inor}}$
载流子扩散系数	$D_p, D_n$	$D_n(x_B)$
载流子迁移率	$\mu_n, \mu_p$	$D_n(x_B)/V_T$
电流密度	$J_n, J_p$	$qD_n(x_B)n_{i\text{inor}}/L_D$
产生、复合率	$G, R$	$D_n(x_B)n_{i\text{inor}}/L_D^2$
载流子寿命	$\tau_p, \tau_n$	$L_D^2/D_n(x_B)$

在发射极和集电极的欧姆接触处, 载流子浓度满足电中性条件, 可用上述方法求得。若以基区中点  $x_B$  空穴准费米势为电势参考点, 则在考虑费米-狄拉克统计分布后, 发射极和集电极的电势 (NPN 管) 可表示为 [7]

$$\Psi(0) = -V_{BE} + V_T G_{1/2}(n(0)/N_C) + V_T [1/(kT)(0.5E_g + \Delta E)], \quad (35)$$

$$\Psi(w_C) = -V_{BC} + V_T G_{1/2}(n(w_C)/N_C) + V_T [1/(kT)(0.5E_g + \Delta E)], \quad (36)$$

式中  $E_g$  为硅禁带宽度,  $\Delta E = 0.5kT \ln(N_C/N_V)$ 。在基极  $x_B$  的欧姆接触处, 杂质浓度为中小掺杂浓度, 多数载流子浓度 (NPN 管) 满足玻耳兹曼分布:

$$p(x_B) = n_{ie}(x_B) \exp[-\Psi(x_B)/V_T]. \quad (37)$$

由于基区存在非平衡少数载流子 (电子), 基极  $x_B$  的欧姆接触处的电子浓度不能由热平衡条件得到。(37) 式的附加边界条件的引入, 使一维模型中基区偏置点  $x_B$  处的空穴电流不连续, 所以在建立一维模型方程时, 应用 (37) 式代替基区偏置点  $x_B$  处的空穴电流连续方程。基区偏置点  $x_B$  左、右空穴电流之差就是基极电流  $I_B$ ,

#### 3.4 低温双极型晶体管一维数值分析方法

将泊松方程和电流连续方程归一化, 然后用有限差分法离散化, 为了提高数值稳定性, 用 Scharfetter 和 Gummel 提出的积分方法对电流密度方程进行离散化, 线性化; 接着以  $n$ 、 $p$ 、 $\Psi$  为未知量, 用 Newton 迭代法对三个方程同时进行求解。低温双极型晶体管体内, 多子和少子浓度相差很大, 本征载流子浓度和热电势很小, 使得迭代次数比常温显著增大; 每次迭代时, 必须重新计算杂质电离浓度、禁带变窄量、本征载流子浓度、迁移率、扩散系数、复合率等参量, 而模型中多处用到了复杂的费米函数及其反函数, 所有这些使一次迭代计算时间较常温显著增长。基于以上原因, 本文选择了一维模型。为了提高计算效率, 离散格点采用非均匀格点, 即从强场区到中性区, 格点间距呈几何级数增大。Newton 迭代法的收敛性强烈地依赖于迭代初值, 所以必须慎重选取迭代初值, 相同温度下, 大注入时以小注入时的解为迭代初值; 对于常温和较低温小注入情形, 载流子浓度用 (35) 式求得的结果作为初值, 电势的初值可用式  $\Psi = V_T \ln[n/n_{ie}]$  来准备; 对于低温小注入情形, 以稍高温相同偏置时的解为迭代初值。

## 4 模拟结果和设计考虑

### 4.1 杂质浓度 $N_D$ 和电子空穴浓度分布

作为应用实例, 本文模拟了具有图 1 中虚线所示掺杂分布的适于常温工作的 NPN 晶体管。图 1 为在 77K 和 300K 下, 集电极电流密度为  $10.5\text{A}/\text{cm}^2$  时的杂质电离浓度分布曲线。300K 时, 杂质完全电离, 分布曲线与净掺杂分布曲线重合; 77K 时, 在发射区, 掺杂浓度高于 Mott 转折点, 不受载流子冻析效应的影响, 杂质完全电离, 而在基区、集电区, 掺杂

浓度低于 Mott 转折浓度, 杂质不完全电离。图 2 是 77K 下不同注入时的未电离的施主杂质浓度  $N_D$  分布曲线。主要来源于  $N$  型衬底掺杂和发射区  $N^+$  型掺杂带尾。热平衡时, 补偿杂质完全电离, 随着电流的增大, 施主杂质能级俘获电子使电离杂质成为中性原子, 未电离的施主杂质浓度随电流的增大而增大, 这种现象称为补偿浅能级杂质的低温陷阱效应。

图 3、4 是 77K 和 300K 下, 不同注入水平时的电子、空穴浓度分布曲线, 从图中可见: 常温大注入时的基区扩展效应在低温下不明显。低温时, 发射区的电子、空穴浓度分布不连续是由低温载流子冻析效应的 Mott 转折模型不连续造成的。

#### 4.2 特征频率 $f_T$

在器件模拟系统中, 特征频率  $f_T$  通常用如下式子计算<sup>[8]</sup> :

$$f_T^{-1} = 2\pi q(d \int n_T dx / dJ_c), \quad (38)$$

其中  $\int n_T dx$  表示注入电子浓度  $n_T$  对整个器件的积分,  $n_T$  在常温时, 等于导带电子  $N_C$ , 低温时, 还包括被补偿浅能级杂质形成的陷阱所俘获的电子  $n_D$ , 图 5 是 77K 和 300K 时的特征频率随集电极电流变化的曲线。小注入时, 低温的  $f_T$  比常温高, 是因为低温载流子迁移率比常温大, 而施主杂质陷阱效应不明显, 造成的。随着注入的加大, 施主杂质能级俘获

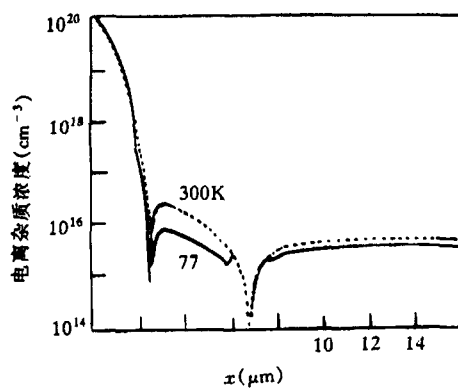


图 1 电离杂质浓度分布曲线

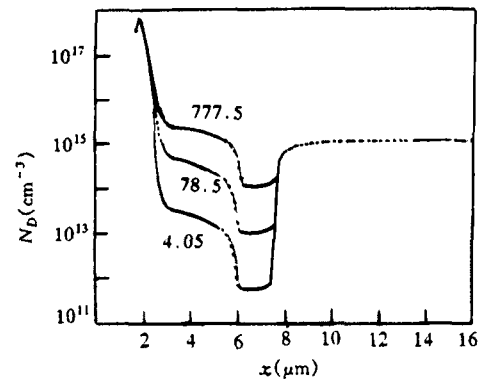


图 2 77K 下, 不同集电极电流 ( $A/cm^2$ ) 时未电离的  $N_D$  分布曲线

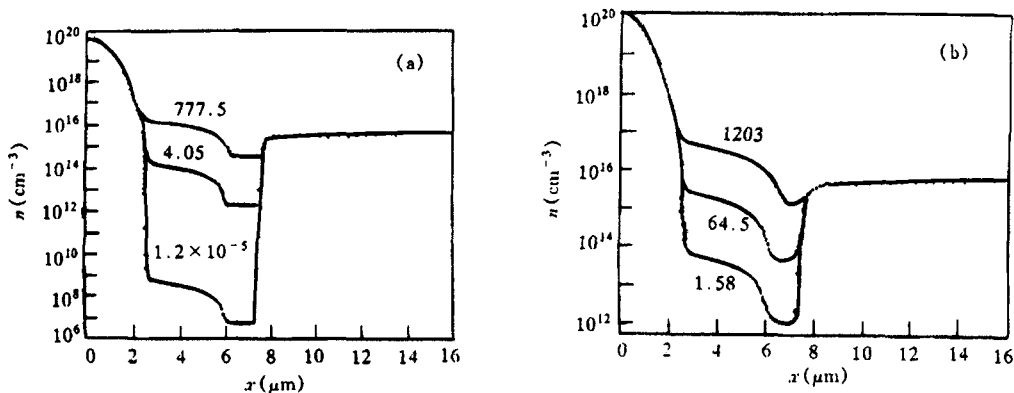


图 3 77K, 300K 下, 不同集电极电流密度 ( $A/cm^2$ ) 时的电子浓度分布曲线  
(a)  $T=77K$  (b)  $T=300K$

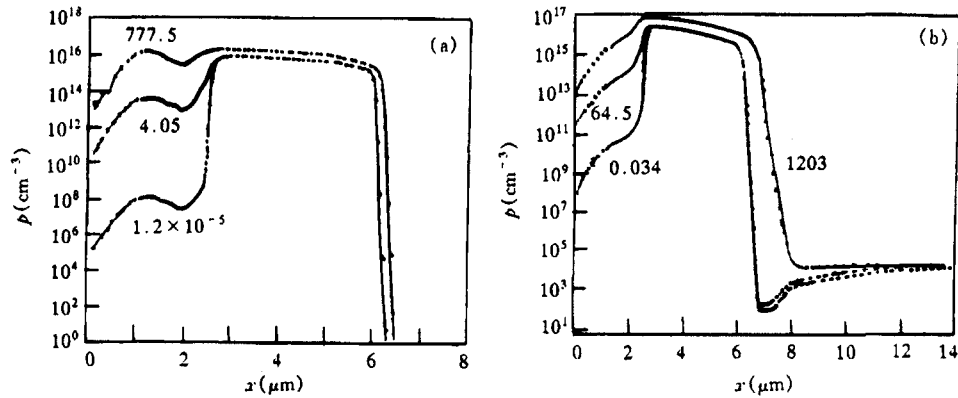


图4 77K, 300K 下, 不同集电极电流密度 ( $\text{A}/\text{cm}^2$ ) 时的空穴浓度分布曲线  
(a)  $T=77\text{K}$  (b)  $T=300\text{K}$

电子使未电离的施主杂质浓度增大, 硅中补偿浅能级杂质的低温陷阱效应作用加强, 使低温频率特性比常温蜕化。注入再加大, 注入电子足够多, 远远超过被陷载流子数目, 以至于克服了施主杂质陷阱效应, 低温的  $f_T$  又比常温高。所以为了提高低温器件的频率特性, 必须降低  $n$  型衬底浓度, 一般使其小于  $1.0 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$  [1]。

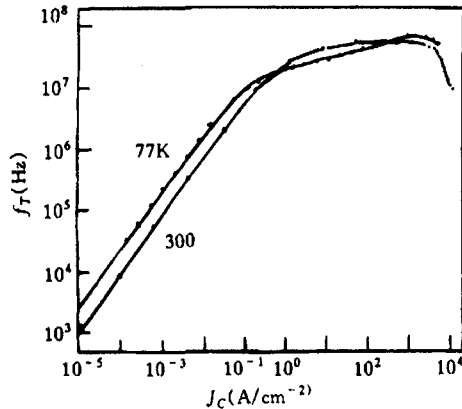


图5 频率  $f_T$  与  $J_C$  的关系曲线

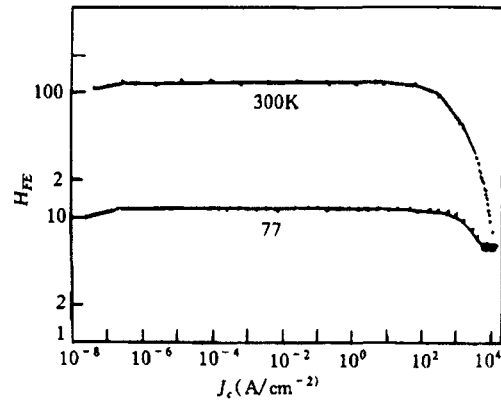


图6 电流增益  $H_{FE}$  与  $J_C$  的关系曲线

#### 4.3 电流增益

图6是77K和300K时的电流增益(随集电极电流变化的曲线, 由图可见, 常温工作的晶体管的电流增益随温度的下降而急剧降低, 以致在低温下无法工作。这是由于禁带变窄效应造成的。低温时,  $\beta$  可用下式表示:

$$H_{FE} = (\mu_{nB}/\mu_{pE}) \cdot (C_B/C_E) \cdot (W_E/W_B) \exp[(\Delta_{gE} - \Delta E_{gB})/(KT)], \quad (39)$$

式中  $(\mu_{nB}/\mu_{pE}) \cdot (C_B/C_E) \cdot (W_E/W_B)$  项具有负温度系数, 但它是温度的弱相关函数, 所以式中的指数项随温度的下降而指数下降, 具有较大的正温度系数。通常发射区重掺杂, 基区轻掺杂, 低温时, 发射区和基区禁带变窄量相差很大, 使得电流增益  $\beta$  变得很小, 所以为了提高低温电流增益, 可适当降低发射区掺杂浓度峰值  $N_e$ , 以减小禁带变窄效应的影响,

同时为了载流子冻析效应的影响,  $N_e$  应高于转折浓度, 所以  $N_e$  一般小于  $1 \times 10^{19}$ , 大于  $3 \times 10^{18}$ 。当基区掺杂小于  $1.0 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ , 基区无禁带变窄效应发生, 减小基区掺杂浓度, 有利于提高注入效率, 从而提高电流增益, 但基区过于轻掺杂将会引起基区电阻增大, 噪声增加, 输出特性变坏, 所以一般要求基区掺杂浓度大于  $5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$  [1]。

## 6 总 结

硅低温双极器件模拟程序考虑了双极器件中各种物理参数的低温模型和低温物理效应, 确立了适用于低温双极器件模拟的数值分析方法。为探讨硅低温双极器件的特性及其工作机理, 建立了很好的理论基础, 经过模拟分析发现常规晶体管在低温条件下, 工作特性严重蜕化, 只有采用特殊的掺杂设计技术, 如降低发射区、基区、衬底掺杂浓度, 可使硅双极器件的特性得到一定的改善。

## 参 考 文 献

- [1] 郑汪. 硅低温双极晶体管的理论与优化设计. [博士论文]. 南京: 东南大学 1994.5.
- [2] Blaudau W, Onton A Heinke W. Temperature dependence of the bandgap of silicon. J. Appl. Phys., 1974, 45(4): 1846-1848.
- [3] Wagner J, *et al.* Band-gap narrowing in heavily doped silicon: A comparison of optical and electrical data. J. Appl. Phys., 1988, 63(2): 425-433.
- [4] Slotboom W, H. C. De Graaff. Measurement of bandgap narrowing in silicon bipolar transistors. Solid-State Electronics, 1976, 19(10): 857-862.
- [5] Chen Y W, *et al.* Two-dimensional analysis of a BiNMOS transistor operating at 77K using a modified PISCES program. IEEE Trans. on Electron Devices, 1992, ED-39(2): 348-356.
- [6] Selberherr S. MOS device modeling at 77K. IEEE Trans. on Electron Devices, 1989, ED-36(9): 1464-1476.
- [7] Ghazavi P, Ho F D. A numerical model for MOSFET's from liquid-nitrogen temperate to room temperate. IEEE Trans. on Electron Device, 1995, ED-42(1): 123-131.
- [8] Chen Y W, James B K. Two-dimensional analysis of a Binmos transistor operating at 77K using a modified PISCES program. IEEE Trans. on Electron Devices, 1992, ED-39(2): 348-357.

## NUMERICAL SIMULATION OF LOW-TEMPERATURE BIPOLAR TRANSISTOR

Zhang Zhubing    Wu Jin    Wei Tongli

(*Microelectronic Center, Southeast University, Nanjing 210096*)

**Abstract** Numerical models for the physical parameters and physical effects about numerical simulation of low-temperature bipolar transistor are discussed. The numerical approaches required for simulation of low-temperature behavior are presented. A simulation program has been given to investigate bipolar transistor behavior range of 77-300K. Finally, the characteristics of a typical bipolar transistor are simulated at 300K and 77K.

**Key words** Bipolar transistor, Device simulation, Low temperature

张住兵: 男, 1972年生, 硕士, 主要从事半导体器件和集成电路CAD工作, 现在南京中兴新通讯研究所从事软件开发工作。

吴金: 男, 1965年生, 博士, 东南大学副教授, 目前主要从事深亚微米半导体器件模型模拟和软件开发工作。

魏同立: 男, 1934年生, 教授, 博士生导师, 现从事半导体器件物理和微电子学方面的研究工作。