

硅双极晶体管的低温 h_{FE}

薄仕群 林兆军¹

(河北大学电子系 保定 071002) (1 中国科学院半导体研究所 北京 100083)

摘要 低温下 h_{FE} 主要决定于发射效率 γ 和集电区倍增因子 M . 影响 γ 的是禁带收缩和基区费米能级. M 则主要由中性杂质被碰撞电离而造成的电流倍增效应决定, 并且这是一种自抑制效应. 以上观点与实验结果基本相符合.

EEACC: 2560J

1 引言

普遍认为低温下双极晶体管的性能(尤其是电流增益)蜕变, 是实现低温计算机的一大障碍. 已经出现的多晶、非晶发射极等几种类型的硅双极晶体管虽然 h_{FE} 提高了, 但其温度系数并无太大改变. 所以, 正确分析低温下决定 h_{FE} 的主要因素以及 h_{FE} 随温度变化的物理原因是必要的.

2 理论分析

共发射极电流增益 h_{FE} 可以用发射效率 γ 、基区输运系数 β 和集电区倍增因子 M 表达为

$$h_{FE} = \gamma \beta M / (1 - \gamma \beta M) = 1 / [(\gamma \beta M)^{-1} - 1] \quad (1)$$

下面以 npn 管为例分别对 γ 、 β 、 M 作逐一分析.

2.1 发射效率 γ

小注入时, 利用电流密度方程

$$j_n = q n \mu_n E + q D_n (dn/dx) \quad (2)$$

$$j_p = q p \mu_p E - q D_p (dp/dx) \quad (3)$$

由热平衡条件解出自建场 E , 再代回以上两式求积分. 并假设发射极接触处(W_e)空穴为平衡浓度 P_{ee} , 集电结基区侧(W_b)电子浓度等于零. 用 V_E 、 $n_{ib}(0)$ 、 P_{bo} 表示发射结压降、发射结基区侧本征载流子浓度和基区平衡空穴浓度. 可以分别得到注入发射区和基区的空穴和电

薄仕群 男, 1940 年生, 副教授, 主要从事半导体物理和器件物理教学和科研工作
1996 年 5 月 24 日收到初稿, 1996 年 7 月 18 日收到修改稿

子电流密度

$$j_p = -q(e^{qV_E/kT} - 1) / \int_0^{W_e} (D_{pe} p_{eo})^{-1} dx \quad (4)$$

$$j_n = -q(n_{ib}^2(0)e^{qV_E/kT}) / \int_0^{W_b} (P_{bo} D_{nb}) dx \quad (5)$$

发射结势垒区的复合电流，主要是在电子、空穴准费米能级与本征费米能级等距离处一薄层 δ 内形成，近似为^[1]

$$j_r = (qn_i\delta/2\tau)\exp(qV_E/2kT) \quad (6)$$

为了便于分析，假设：①重掺杂引起费米能级 E_F 和能带结构等的变化，简单看作发射区和基区禁带收缩了 ΔE_{ge} 和 ΔE_{gb} ；②发射区平衡电子浓度等于杂质浓度 N_{de} ，基区平衡空穴浓度由杂质 N_{Ab} 的电离程度决定，两区均满足非简并式 $n_i^2 = n_0 p_0$ ；③用平均值与基区宽度或发射区宽度的乘积代替式中积分（即 Gummel 数）。因而由式(4)、(5)、(6)得到

$$\frac{1}{\gamma} = 1 + \frac{D_{pe} W_b N_{Ab}}{D_{nb} W_e N_{de}} \times \frac{\exp \frac{\Delta E_{ge} - \Delta E_{gb}(0)}{kT}}{1 + g_A \exp \frac{E_A - E_F}{kT}} + \frac{W_b \delta (\frac{N_v}{N_c})^{1/2} \exp -\frac{(qV_E - \Delta E_{gb})}{2kT}}{2L_{nb}^2} \exp \frac{(E_{cb} - E_F) - (E_F - E_{vb})}{2kT} \quad (7)$$

其中 E_A 、 E_{cb} 、 E_{vb} 分别为基区受主能级、导带底和价带顶； g_A ，电子占据基区受主能级几率中的简并因子； q ，电子电量。该式与一般文献（例如[3]）的结果不同。式中第二项计入了 E_F 的影响。另外，第三项两个指数因子在不同的温度范围其作用不同，低温下虽然 E_F 更靠近 E_{vb} ，但若增大偏压 V_E 再加上扩散长度 L_{nb} 随温度降低而增大，很可能形成两个指数因子的作用相抵消，并非温度越低复合电流所占比例越大。 γ 随 T 而减小的速率不是恒定值。

2.2 基区运输系数 β

$$\beta \text{ 近似为}^{[3]} \quad \beta = 1 - (W_b^2 / \lambda L_{nb}^2) - (SA_s W_b P_{bo} / AD_{nb} P_{bo}(0)) \quad (8)$$

式中 $\lambda > 2$ 是与基区杂质分布有关的参数， A 、 S 、 A_s 为结面积、表面复合速度和有效面积， $P_{bo}(0)$ 、 P_{bo} 为基区边界和平均平衡空穴浓度。

2.3 集电区倍增因子 M

通常认为 M 包含两部分。一是由于轻掺杂的集电区电阻率较高而产生欧姆压降，少子空穴电流将增加漂移成分，使总的集电极电流略大于由基区注入的电子电流。这种倍增作用很小可以忽略不计^[3]；二是反向偏置的集电结有可能发生雪崩倍增，但一般在正常运用时（例如集电极电压 $V_{ce} = 6$ 伏）这种效应不会出现。除此之外，低温下集电区中性杂质的碰撞电离应予以考虑。

杂质碰撞电离应遵守动量和能量守恒定则。设碰撞前后电子速度为 v 和 v_i ，被电离出的电子速度为 v_n ，并设它们的速度方向相同，则

$$m^* v = m^* v_i + m^* v_n \quad (9)$$

$$m^* v^2 / 2 = m^* v_i^2 / 2 + m^* v_n^2 / 2 + \Delta E_D \quad (10)$$

其中 m^* 、 ΔE_D 为电导有效质量和杂质电离能。如果 $v_i = v_n$ ，很容易解出其阈值能量即为 ΔE_D 。设电子无碰撞的运动了 l_0 距离，并在 l_0 内从电场中获得能量 $qEl_0 = \Delta E_D$ 。利用 $l_0 = \tau v = m^* \mu_n^2 E / q$ 可得阈值场强

$$E_D = \sqrt{\Delta E_D / m^*} \mu_n^{-1} \quad (11)$$

低温下电子迁移率 μ_n 较大则 E_D 较小。如果掺杂浓度 $N_{Dc} = 1.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 、 $\Delta E_D = 0.044 \text{ eV}$ 、 $m^* = 0.26m_0$, 在 $T = 50 \text{ K}$ 下, 根据文献[4]的拟合经验式算出 $\mu_n \approx 4.6 \times 10^4 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, 代入式(11)得到阈值场强仅约 $3.7 \times 10^2 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ 。低温下杂质依靠热激发而电离的程度很低载流子很少^[8], 集电区电阻率的进一步提高使压降增大电场很强, 达到阈值场强而发生杂质碰撞电离的电流倍增效应是完全可能的。

集电区压降实际上是外加集电极电压 V_{ce} 的一部分, 低温下电阻率提高使这个分压增大电场增强, 同时集电结势垒区的压降减小电场减弱。无论集电极恒流还是恒压都会产生这一结果。(由于 h_{FE} 的变化, 恒流时需对发射结电压作适当调整)。明显的碰撞电离效应需要有足够的电场和足够长的碰撞电离区域。利用动量和能量守恒定则可以证明晶格原子碰撞电离(带间跃迁)的阈值能量是禁带宽度的 1.5 倍, 远大于浅能级杂质的电离能, 集电结势垒区的线度又远小于集电区。因此, 集电区杂质的碰撞电离要比势垒区的雪崩电离容易得多, 或者说发生杂质碰撞电离的电流倍增时, 势垒区的雪崩效应不会出现。

前面所设的 l_0 应是仅由中性杂质散射决定的平均自由程, 如果由晶格、电离杂质和中性杂质散射等共同决定的平均自由程为 l , 显然 $l < l_0$ 。平均自由程为 l_0 的电子所占几率为 $\exp(-l_0/l)$, 则一个电子运动单位距离能使中性杂质碰撞电离的数目即碰撞电离率

$$\alpha = (1/l_0) \exp(-l_0/l) = (1/l_0) \exp(-\Delta E_D/qEl) \quad (12)$$

第二个等号改写成激活能的形式。由中性杂质散射决定的迁移率以 $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ 为单位时可表达为^[5]

$$\mu_0 = 1.44 \times 10^{22} m/m_0 N \epsilon_r \quad (13)$$

式中 N 是以 cm^{-3} 为单位的中性杂质浓度; m 、 m_0 、 ϵ_r 为态密度有效质量、电子静止质量和相对介电常数。利用式(13)电离率可写作

$$\alpha = \frac{q}{m^* E} \times \left(\frac{N \epsilon_r}{1.44 \times 10^{22} m/m_0} \right)^2 \exp(-\Delta E_D/qEl) \quad (14)$$

集电区空穴较少且迁移率较小可忽略它对碰撞电离的贡献。设从基区注入的电子电流为 j_{no} , 到了 x 位置增加为 $j_n(x)$, 在 $x \sim x+dx$ 内电流增量为 $dj_n(x) = \alpha j_n(x) dx$, 则集电极电流为

$$j_{nc} = j_{no} \exp\left(\int_0^{W_c} \alpha dx\right) \quad (15)$$

W_c 为集电区宽度。由上式得到电流倍增因子

$$M = j_{nc}/j_{no} = \exp\left(\int_0^{W_c} \alpha dx\right) \quad (16)$$

这与 pn 结的雪崩效应有显著区别。因为杂质碰撞电离主要产生一种载流子, 并且电离率受未电离杂质浓度(远少于晶格原子密度)的限制, 场强也随电离杂质的增多而减弱。所以 M 不会太大更不会趋于无穷大, 其最大值对应着杂质的全部电离。在一定的温度和电流下 M 应具有某一稳定值, 这可以称为杂质碰撞电离的自抑制效应或自调整效应。从理论上严格计算 α 和 M , 必须求解泊松方程、电流密度和连续性方程。

2.4 h_{FE} 与温度的关系

在现代制造晶体管工艺中, 可以做到基区很窄、复合中心和表面钝化的有效控制和处

理,使得基区输运系数非常接近 1. 为了明确和便于分析,假设 h_{FE} 仅由 γ 和 M 所决定并略去式(7)中复合电流项,得到

$$h_{FE} = \left[\left(1 + \frac{D_{pe}W_bN_{Ab}}{D_{nb}W_eN_{De}} \right) \times \exp \frac{\Delta E_{ge} - \Delta E_{gb}}{kT} / \left(1 + g_A \exp \frac{E_A - E_F}{kT} \right) \right] \exp \left(- \int_0^{W_c} \alpha dx \right) - 1 \right]^{-1} \quad (17)$$

在较高的温度范围杂质全部热电离,并且 $E_F - E_A \gg kT$ 时,上式简化为

$$h_{FE} = \frac{D_{nb}W_eN_{De}}{D_{pe}W_bN_{Ab}} \exp \left(- \frac{\Delta E_{ge} - \Delta E_{gb}}{kT} \right) \quad (18)$$

较低的温度范围内热电离的杂质很少,若 $E_A - E_F \gg kT$ 且 $M \approx 1$,则式(17)近似为

$$h_{FE} = \frac{D_{nb}W_eN_{De}}{D_{pe}W_bN_{Ab}} g_A \exp \left[\frac{(\Delta E_{ge} - \Delta E_{gb}) - (E_A - E_F)}{kT} \right] \quad (19)$$

更低的温度下将有 $M > 1$ 则

$$h_{FE} = \left[\left(1 + \frac{D_{pe}W_bN_{Ab}}{D_{nb}W_eN_{De}g_A} \right) \exp \frac{(\Delta E_{ge} - \Delta E_{gb}) - (E_A - E_F)}{kT} \right] \exp \left(- \int_0^{W_c} \alpha dx \right) - 1 \right]^{-1} \quad (20)$$

由以上诸式可见在不同的温度范围 h_{FE} 随 T 变化的速率不同. 室温以下,发射区重掺杂引起的禁带变窄效应使 h_{FE} 随温度下降得较快,温度再低基区费米能级 E_F 移到 E_A 之下,使 h_{FE} 的减少速率变缓. 发生集电区中性杂质碰撞电离的电流倍增效应时, h_{FE} 的下降速率将进一步减缓,当这种倍增效应很强时, h_{FE} 将随温度降低而增大. 某些文献(例如[6])把式(18)作为通用的 $h_{FE} \sim T$ 关系式显然是不妥的.

3 实验结果与讨论

为了验证前面关于 h_{FE} 与 T 关系的理论分析,对一些硅 npn 高频中小功率晶体管(3DG6~3DG12)进行了低温 h_{FE} 测试. 所用低温设备是 LTS-21 型致冷系统和与其配套的 805 型温度控制仪. 该系统样品室最低温度可达 10K. 测量仪器为 BJ2951A 晶体管 h_{FE} 测试仪,该仪器向被测管的基极和发射极之间提供可调恒流源,向集电极和发射极之间提供可调恒压源.

测试结果表明,以上各种型号被测晶体管的 h_{FE} 随温度降低而变化的规律大体相同. 图 1 是比较典型的(3DG12) $\ln h_{FE} - 1/T$ 低温特性曲线. 实曲线(实点)是实验结果,测试条件为 $V_{ce} = 6$ 伏, $I_c = 2.5$ 毫安. 较高温度的结果未画出. 图中虚曲线 a 是根据式(17)和(14)计算的拟合理论曲线. 由于前面对集电区自抑制电流倍增效应理论分析中所说明的原因,计算时将电离率 α 乘了一个拟合因子 $\eta = (T/150)^{2.75} \exp(-3.12 \times 10^{16} n_{c0})$, 其中, n_{c0} 为集电区平衡电子浓度. 迁移率(或扩散系数)和 ΔE_{ge} 、 ΔE_{gb} 的计算采用文献[4]和[2]、[9]提出的拟合经验式. 集电区场强计算式为微分欧姆定律 $E_c = j_c / \sigma_c \approx j_c / N_{De}^+ q \mu_{nc}$, 集电区电离杂质浓度 $N_{De}^+ = n_{c0}$. 其区费米能级计算式为^[8]

$$E_A - E_F = \ln \frac{1}{4} \left[\left(1 + \frac{8N_{Ab}}{N_v} \exp \frac{\Delta E_A}{kT} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (21)$$

式中 N_v 是价带顶有效状态密度. 数值选取: 杂质电离能 $\Delta E_D = 0.044\text{eV}$ 、 $\Delta E_A = 0.045\text{eV}$,

掺杂浓度 $N_{\text{Fe}} = 8.50 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $N_{\text{Ab}} = 1.64 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $N_{\text{DC}} = 1.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 区域宽度 $W_c = 11 \mu\text{m}$, $W_e/W_b = 1.5$. 集电区平均截面积为半径等于 $7 \mu\text{m}$ 的半球面, 电流密度和场强为相应平均值.

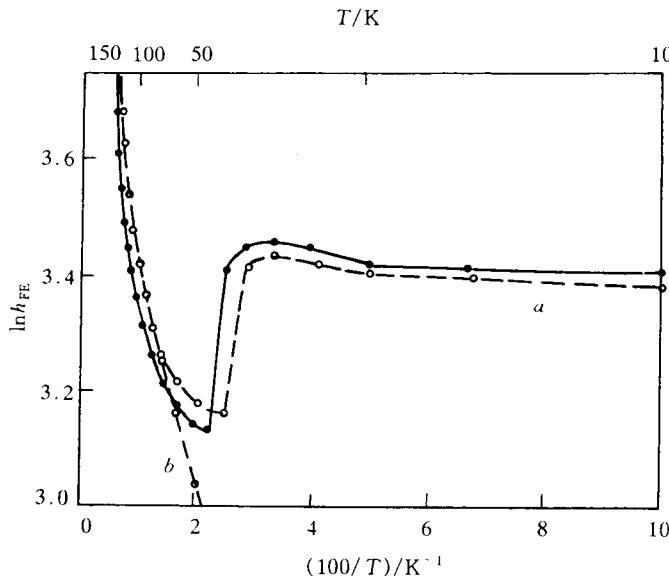


图 1 $\ln h_{\text{FE}} - 1/T$ 实验和理论曲线

被激活的集电区倍增效应超过了发射效率减小的作用; h_{FE} 最大值的出现标志着倍增因子 M 达到了极限, 证明杂质碰撞电离是自抑制效应; 之后 h_{FE} 随温度变化缓慢, 表明发射效率与倍增因子随温度变化的作用大致相平衡.

图 1 中曲线 b 是按式(19)计算所得, 大约在 70K 以下, h_{FE} 基本上随温度降低线性减小. 主要是因为式(19)未考虑集电区的电流倍增效应, 另外用式(21)计算的结果表明 $(E_A - E_F)$ 随 T 降低已经增长缓慢. 比较曲线 a 和 b 可知集电区电流倍增效应在 70K 左右已出现, 但起显著作用的温度约在 50K 左右.

为了进一步证实集电区中性杂质碰撞电离引起电流倍增效应的存在, 又进行了 50K 温度下 $I_c - V_{ce}$ 关系的测量, 其典型结果如图 2 所示. V_{ce} 在 6 伏以下 I_c 与 V_{ce} 的关系基本上是线性的, 8 伏以上曲线明显向上弯曲. 这种变化可以用 Early 电压与集电区电离杂质浓度的关系做如下解释: 通常集电结的基区侧可以看作线性缓变结, 集电区一侧可用突变结近似, $I_c - V_{ce}$ 图线反向延长与 V_{ce} 轴的交点即 Early 电压^[7]

$$V_{EA} = \frac{qax_p^2 L_{nb}}{\sqrt{2} \epsilon_r \epsilon_0 (\beta')^{1/2}} \left(1 + \frac{ax_p}{2N_{\text{Fe}}^+}\right) \times \left[1 - \frac{x_p}{(2/\beta')^{1/2} L_{nb}}\right]^3 \quad (22)$$

由图 1 可见理论分析与实验结果基本相符合. 出现差别的主要原因有两个, 一是理论计算中未考虑发射结势垒区和发射区复合电流以及基区输运系数对 h_{FE} 的影响; 二是拟合因子 η 的选取并非完全合适. 两种因素在不同的温度范围其作用也不同, 在较高的温度范围(约 70K 以上)前一因素的作用较突出, 较低的温度范围(约 50K 以下)集电区电流倍增效应较强则主要是后一因素的影响. 但总的说来, h_{FE} 在不同的温度范围内随温度降低而变化的速率不同及其相应的规律与理论分析相一致. 尤其在 45~40K 附近 h_{FE} 陡然增大, 说明

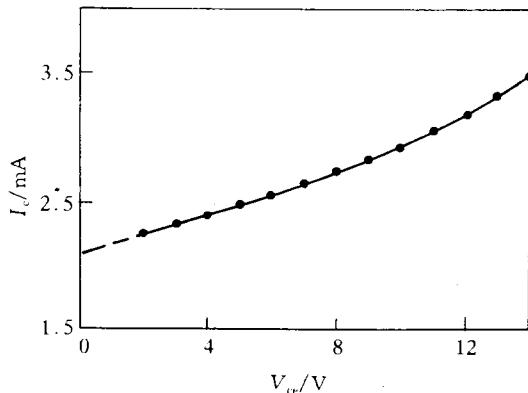


图 2 $T = 50\text{K}$ 下, $V_{ce}-I_c$ 实验结果

式中 a 为基区杂质浓度梯度, x_p 为空间电荷区基区侧的宽度, β' 为图线反向延长与纵轴相交点的 I_c 与 I_b 之比。上式第三个因子(立方因子)中负数项很小, 该因子近似等于 1。恒定的低温下 V_{EA} 随 V_{ce} 发生变化主要决定于第二个因子中 N_{DC}^+ 的改变, N_{DC}^+ 越大则 V_{EA} 越小。 V_{ce} 在 8~14 伏范围远小于集电结的击穿电压, 曲线上弯 V_{EA} 减小只能是 N_{DC}^+ 增加所造成。这就直接反映了杂质碰撞电离的电流倍增效应确实存在。

4 结语

本文对决定电流增益 h_{FE} 的主要因素从理论上进行了分析, 在室温以下 h_{FE} 随温度变化的速率不仅与发射区重掺杂引起的禁带变窄效应有关, 而且还受基区费米能级位置随温度而改变的影响。提出低温下集电区中性杂质碰撞电离引起电流倍增效应的观点, 导出集电区倍增因子的表达式, 并认为集电区杂质碰撞电离是一种自抑制效应。实验结果与以上理论观点基本相符合。虽然对杂质碰撞电离所使用的模型比较简单, 但是合理的。做为对低温双极器件及集成电路的设计是有益的理论探讨。

对给予本文热情指导的中国科学院院士王占国先生和夏永伟先生表示衷心的感谢。

参 考 文 献

- [1] 黄昆, 韩汝琦,《半导体物理基础》, 北京: 科学出版社, (1979).
- [2] R. P. Mertens *et al.*, IEEE Trans. Electron Devices, 1973, **20**(5): 772.
- [3] 浙江大学,《晶体管原理》, 国防工业出版社, (1980).
- [4] D. M. Caughey *et al.*, Proc, IEEE. 1967, **52**(12): 2192.
- [5] K. Seeger, Semiconductor Physics, Springer-Verlag, Wien New York, (1973).
- [6] H. M. Rein *et al.*, Solid State Electron., 1978, **21**(2): 439.
- [7] F. D. Malone IEEE Trans. Electron Devices, 1977, **20**(2): 167.
- [8] 刘文杰, 薄仕群,《半导体物理学》, 中国科学技术出版社, (1993).
- [9] J. Slotboom *et al.*, Solid State Electron., 1976, **19**(10): 857.

Low Temperature h_{FE} of Silicon Bipolar Transistor

Bo Shiqun and Lin Zhaojun¹

(Department of Electrons, Hebei University, Baoding 071002)

(1 Institute of Semiconductors, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083)

Received 24 May 1996, revised manuscript received 18 July 1996

Abstract The current gain h_{FE} is mainly decided by emitting efficiency γ and the multiplication factor M of collective region at low temperature. The γ is affected by bandgap contraction and the fermi energy level of base region. The factor M is mainly decided by current multiplication effect formed by colliding ionization of neutral impurities, and this is a self-restrained effect. The above theory is basically consistent with the experiment results.

EEACC: 2560J