

硅双极晶体管低温电流增益模型修正

苏九令

常 旭

(上海交通大学电子工程系 上海 200052)

(国家微分析中心 上海 200433)

摘要 多晶硅发射区双极晶体管的低温(77K)电流增益模型建立在理想掺杂近似的基础上. 本文由基区电子电流密度 J_n 和发射区空穴电流密度 J_p 出发, 根据实际掺杂情况中的近似高斯分布, 分析了理想掺杂近似对电流增益结果的影响, 指出引用这一近似在常温下偏差较小, 在低温下则会出现较大的误差. 在此基础上, 对多晶硅发射区双极晶体管低温电流增益模型作了修正. 结果表明, 修正后的模型与 PISCES 模拟结果取得了较好的吻合.

EEACC: 2560B, 2560J

1 引言

半导体器件在低温(77K)下工作具有优势, 自八十年代中后期以来, 低温微电子学得到了迅速发展, 已成为一个十分活跃的研究领域^[1,2]. 普通设计的双极晶体管在低温下工作遇到的最大障碍是其电流增益随温度下降到无法工作的程度. 为了提高其发射效率, 低温双极晶体管普遍采用多晶硅发射区结构. 多晶硅发射区双极晶体管(Polysilicon Emitter Bipolar Transistor, 简称为 PET)的电流增益随温度下降主要是由于重掺杂禁带变窄效应和载流子冻析效应的影响. 人们在分析这两种效应的基础上建立了 PET 的低温电流增益模型^[3~5], 对于相关器件的设计具有一定的指导作用. 这些模型都假定发射区、基区掺杂为理想情况, 即假定两区掺杂浓度均为常数, 且为各自的峰值浓度. 本文根据实际掺杂情况中的近似高斯分布, 分析指出理想掺杂近似在常温情况时偏差较小, 而在低温下则会有较大的误差. 在此基础上, 本文对 PET 低温电流增益模型作了修正.

2 理论分析

PET 的低温电流增益主要由其发射效率决定:

$$h_{FE} = J_n / J_p \quad (1)$$

* 国家微电子材料与元器件微分析中心资助项目

苏九令 男, 1937 年生, 副教授, 目前主要从事微电子方面科研和教学工作

常 旭 男, 1970 年生, 助教, 目前主要从事器件模型及微分析工作

1995 年 4 月 12 日收到初稿, 1996 年 3 月 11 日收到修改稿

其中 J_n 为基区电子电流密度:

$$J_n = \frac{qn_{i0}^2 \exp(qV_{BE}/kT)}{\int [N_B(x) \exp\{-\Delta E_{gB}(x)/kT\}/D_n(x)] dx} \quad (2)$$

根据 PET 的热离子发射模型^[6], 认为杂质在多晶/单晶硅界面分凝对空穴将引入一势垒, 净空穴电流不再由漂移扩散过程所支配, 而是由能量足以越过势垒的空穴所组成, 则发射区空穴电流密度可近似写成:

$$J_p = \frac{qn_{i0}^2 \exp(qV_{BE}/kT) \exp(-q\Phi_b/kT)}{\int [N_E(x) \exp\{-\Delta E_{gE}(x)/kT\}/D_p(x)] dx} \quad (3)$$

其中 n_{i0} 为硅中本征载流子浓度; $D_n(x)$ 、 $D_p(x)$ 分别为基区电子扩散系数和发射区空穴扩散系数; $\Delta E_{gB}(x)$ 、 $\Delta E_{gE}(x)$ 为基区、发射区禁带变窄量; Φ_b 是 PET 中杂质分凝引起的空穴势垒高度.

考虑实际的掺杂情况, 其掺杂曲线是近似的高斯分布, 如图 1 所示.

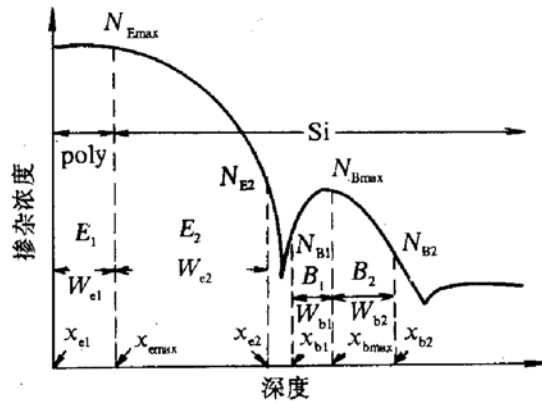


图 1 实际掺杂分布曲线

图 1 中各部分掺杂浓度的近似表达式分别是:

$$E_1 \text{ 区: } N_E(X) = N_{E_{max}} \quad (-x_{e1} \leq x \leq -x_{emax})$$

$$E_2 \text{ 区: } N_E(x) = N_{E_{max}} \exp\left(-\frac{x + W_{e2}}{x_{0e}}\right) \quad (-x_{emax} \leq x \leq -x_{e2})$$

其中 $x_{0e} = W_{e2}/\ln(N_{E_{max}}/N_{e2})$

$$B_1 \text{ 区: } N_B(x) = N_{B_{max}} \exp\left(\frac{x - W_{b1}}{x_{0b1}}\right) \quad (x_{b1} \leq x \leq x_{bmax})$$

$$B_2 \text{ 区: } N_B(x) = N_{B_{max}} \exp\left(\frac{W_{b1} - x}{x_{0b2}}\right) \quad (x_{bmax} \leq x \leq x_{b2})$$

其中 $x_{0b1} = W_{b1}/\ln(N_{B_{max}}/N_{B1})$, $x_{0b2} = W_{b2}/\ln(N_{B_{max}}/N_{B2})$

另外基区电子扩散系数和发射区空穴扩散系数均随掺杂浓度的变化而变化, 且与温度有关^[7], 可以写成:

$$D_n(N) = M_n N^{-m_n}$$

$$D_p(N) = M_p N^{-m_p}$$

指数 m_n 、 m_p 和系数 M_n 、 M_p 在 300K 和 77K 时有不同的实验值. 禁带变窄量^[8]

$$\Delta E_g = E_0 \ln(N/N_0)$$

其中 $E_0 = 18\text{meV}$; 对 p 型硅, $N_0 = N_{op} = 1.0 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$; 对 n 型硅, $N_0 = N_{on} = 7.0 \times 10^{17}$

cm⁻³, 即:

$$\Delta E_{gB}(x) = E_0 \ln [N_B(x)/N_{op}]$$

$$\Delta E_{gE}(x) = E_0 \ln [N_E(x)/N_{on}]$$

将扩散系数和禁带变窄量的表达式代入(2)、(3)式,并分别在基区、发射区内对掺杂浓度曲线积分.其中忽略发射区、基区 pn 结空间电荷区的厚度,近似认为 $x_{e2} = x_{b1}$,可得:

$$J_n = [qn_{io}^2 \exp(qV_{BE}/kT) N_{op}^{\rho-1} M_n] /$$

$$[N_{Bmax}^{(\rho+m_n)} W_{b1} \left\{ \frac{1}{(\rho+m_n) \ln(N_{B1}/N_{Bmax})} \left[\left(\frac{N_{B1}}{N_{Bmax}} \right)^{(\rho+m_n)} - 1 \right] \right\} + N_{Bmax}^{(\rho+m_n)} W_{b2}$$

$$\left\{ \frac{1}{(\rho+m_n) \ln(N_{B2}/N_{Bmax})} \left[\left(\frac{N_{B2}}{N_{Bmax}} \right)^{(\rho+m_n)} - 1 \right] \right\}]$$

$$J_p = \frac{qn_{io}^2 \exp(qV_{BE}/kT) \exp(-q\Phi_b/kT) N_{on}^{\rho-1} M_p}{N_{Emax}^{(\rho+m_p)} W_{e1} + N_{Emax}^{(\rho+m_p)} W_{e2} \left\{ \frac{1}{(\rho+m_p) \ln(N_{Emax}/N_{E2})} \left[1 - \left(\frac{N_{E2}}{N_{Emax}} \right)^{(\rho+m_p)} \right] \right\}}$$

其中 $\rho = 1 - E_0/kT$. 当两区掺杂为通常(uniform)理想掺杂近似时,

$$N_E = N_{Emax}$$

$$N_B = N_{Bmax}$$

N_{Emax} 、 N_{Bmax} 分别为实际掺杂时的发射区、基区峰值浓度,由(2)、(3)式,

$$J_{nu} = \frac{qn_{io}^2 \exp(qV_{BE}/kT) N_{op}^{\rho-1} M_n}{N_{Bmax}^{(\rho+m_n)} (W_{b1} + W_{b2})} \quad (4)$$

$$J_{pu} = \frac{qn_{io}^2 \exp(qV_{BE}/kT) \exp(-q\Phi_b/kT) N_{on}^{\rho-1} M_p}{N_{Emax}^{(\rho+m_p)} (W_{e1} + W_{e2})} \quad (5)$$

所以

$$J_n = J_{nu} / \eta \quad (6)$$

$$J_p = J_{pu} [1 / (1 + \xi)] \quad (7)$$

其中

$$\eta = [W_{b1} \left\{ \frac{1}{(\rho+m_n) \ln(N_{B1}/N_{Bmax})} \left[\left(\frac{N_{B1}}{N_{Bmax}} \right)^{(\rho+m_n)} - 1 \right] \right\} +$$

$$W_{b2} \left\{ \frac{1}{(\rho+m_n) \ln(N_{B2}/N_{Bmax})} \left[\left(\frac{N_{B2}}{N_{Bmax}} \right)^{(\rho+m_n)} - 1 \right] \right\}] / [W_{b1} + W_{b2}] \quad (8)$$

$$\xi = \frac{W_{e2}}{W_{e1} + W_{e2}} \left\{ \frac{1}{(\rho+m_p) \ln(N_{Emax}/N_{E2})} \left[1 - \left(\frac{N_{E2}}{N_{Emax}} \right)^{(\rho+m_p)} \right] - 1 \right\} \quad (9)$$

分别为考虑了实际掺杂情况后的发射区和基区修正因子.

图 2 给出了不同温度下 ξ 随 N_{E2}/N_{Emax} 的变化曲线,由图可以看出,室温下 $-1 < \xi < 0$,即由于离子注入掺杂引起的高斯分布使发射区空穴电流比掺杂为理想情况时略有增大,在 $W_e = 3W_{e2}/2$ 及 $N_{E2}/N_{Emax} = 0.01$ 的极限情况,增大仅有 1.67 倍,因此常温下完全可以将发射区掺杂浓度按其峰值浓度来考虑;而低温时,当发射区、基区边界上发射区一侧的杂质浓度 N_{E2} 比 N_{Emax} 小两个数量级的情况下, ξ 的值可达 1.2×10^2 ,即实际的发射区空穴电流比理想情况要小两个数量级之多,此时如果将发射区掺杂浓度近似看成其峰值浓度,就会引起较大的误差,这是晶体管工作在低温下的一个新的特点.图 3 是不同温度下 η 随 $N_{B1} = N_{Bmax}$ 的变化曲线,其中段定 $W_{b1} = W_{b2} = W_b/2$, $N_{B1} = N_{B2}$,由图同样可以看出,低温下实际的电子电流密度比理想情况要小得多,理想掺杂近似对于低温下基区电子流密度也不适用.

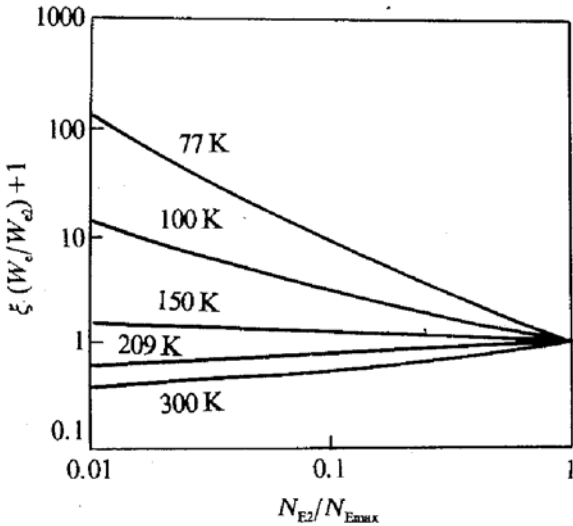


图 2 不同温度时 ξ 随 $N_{E2}/N_{E_{max}}$ 变化曲线

密度的修正因子. 由文献[7], 在低温时, 扩散系数随杂质浓度变化的指数值 $m_n = 0.5$ 、 $m_p = 0.25$, 此时

$$\xi + m_n = -1.2 < 0$$

$$\xi + m_p = -1.45 < 0$$

在一般情况下, 发射区、基区边界浓度 N_{E2} 、 N_{B1} 、 N_{B2} 均要比各自峰值浓度小 1 个数量级以上, 因此(8)、(9)两式可简化为:

$$\eta = \frac{W_{b1} \left[\frac{(N_{B1}/N_{Bmax})^{(\rho+m_n)}}{(\rho+m_n)\ln(N_{B1}/N_{Bmax})} \right] + W_{b2} \left[\frac{(N_{B2}/N_{Bmax})^{(\rho+m_n)}}{(\rho+m_n)\ln(N_{B2}/N_{Bmax})} \right]}{W_{b1} + W_{b2}} \quad (10)$$

$$\xi = \frac{W_{e2}}{W_{e1} + W_{e2}} \left[\frac{(N_{E2}/N_{Emax})^{(\rho+m_p)}}{(\rho+m_p)\ln(N_{E2}/N_{Emax})} - 1 \right] \quad (11)$$

修正后的 PET 低温电流增益模型在原来理想掺杂近似情况的基础上增加了一修正量 $(1 + \xi)/\eta$. η 、 ξ 两个因子的表达式分别如(10)、(11)式, 它们与各自的掺杂浓度及对应的发射区、基区宽度有关. 在设计低温工作双极晶体管时, 适当选择这些参数, 可以使得这一项对于电流增益有益.

4 结果比较

图 4 给出了 PET 低温电流增益随基区峰值浓度变化的曲线, 图中实线为 PISCES 软件模拟结果, 虚线为本模型理论结果, 点划线为基于理想掺杂近似的模型结果. 图中可以看出, 修正后的模型结果与 PISCES 模拟结果取得了较好的吻合, 说明该模型比较精确地反映了 PET 的低温电流增益性能.

3 模型修正

由于理想掺杂近似低温下不同于常温情况时的新的特点, 基于这一近似的 PET 低温电流增益模型就会有较大的误差, 必须根据实际掺杂中的近似高斯分布对其作出修正.

根据(6)、(7)式, 实际掺杂情况下的 PET 低温电流增益表达式:

$$h_{FE} = h_{FEu} [(1 + \xi)/\eta]$$

其中 $h_{FEu} = J_{nu}/J_{pu}$ 为理想掺杂近似情况下的 PET 低温电流增益, η 、 ξ 分别为考虑了实际掺杂情况后基区电子电流密度、发射区空穴电流

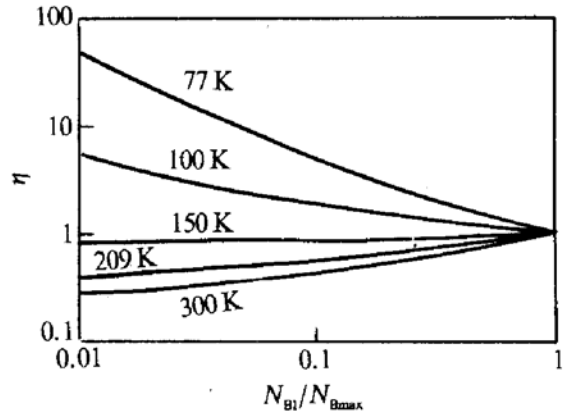


图 3 不同温度时 η 随 N_{B1}/N_{Bmax} 变化曲线

本文根据实际掺杂情况中的近似高斯分布对 PET 低温电流增益模型作了修正, 归纳得出发射区和基区修正因子. 这两个修正因子在常温时可以近似忽略, 而在低温下则会对发射区空穴电流和基区电子电流产生较大的影响, 使得 PET 低温电流增益模型在引用理想掺杂近似时会产生较大的误差. 本文的工作对于低温双极器件的设计具有一定的参考价值.

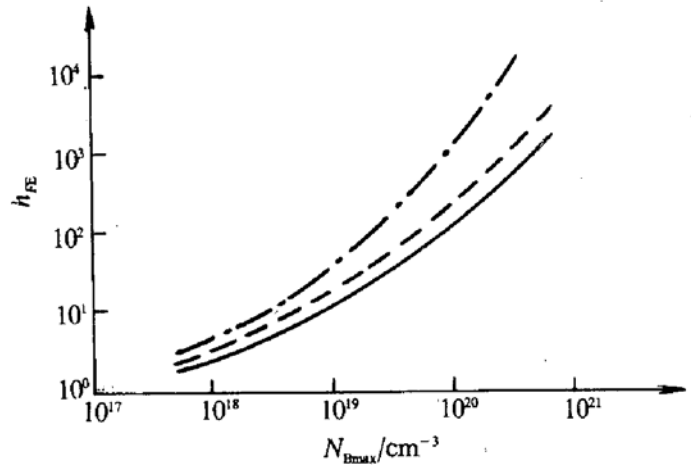


图 4 PET 低温电流增益随基区峰值浓度变化曲线

参 考 文 献

- [1] F. H. Gaensslen and R. A. Jaeger, IEEE Trans. Electron Devices, 1987, **34**: 1.
- [2] F. H. Gaensslen and R. A. Jaeger, IEEE Trans. Electron Devices, 1989, **36**: 1401.
- [3] 吴金, 郑莹, 魏同立, 微电子学与计算机, 1991, **10**: 41.
- [4] K. Yano, K. Nakazato *et al*, IEEE Trans. Electron Devices, 1991, **38**: 555.
- [5] J. D. Cressler *et al.*, IEEE Trans. Electron Devices, 1989, **36**: 1489.
- [6] C. C. Ng and E. S. Yang, IEDM Tech. Dig., 1986, 32.
- [7] L. A. Verhoef and W. C. Sinke, IEEE Trans. Electron Devices, 1990, **37**: 210.
- [8] M. C. Jeske and R. C. Jaeger, IEEE Trans. Electron Devices, 1989, **36**: 1475.

Modification of Low-Temperature Current-Gain Model for Polysilicon Emitter Bipolar Transistor

Su Jiuling and Chang Xu

(Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200052) (National Microanalysis Center, Shanghai 200433)

Received 12 April 1995, revised manuscript received 11 March 1996

Abstract The conventional polysilicon emitter bipolar transistors (PETs) designed for room-temperature operation suffer serious degradation in current-gain at liquid-nitrogen temperature (77K). Considering the entire shape of the emitter and base doping profiles, a modified model of low-temperature current-gain for PET is given. The conclusion of the model is confirmed by the simulation of PISCES.