

基区非均匀掺杂对 AlGaAs/GaAs HBT 电学特性影响的数值分析*

曾 峥 吴文刚 罗晋生

(西安交通大学电子工程系 西安 710049)

摘要 基于异质结漂移-扩散模型,考虑 Fermi-Dirac 统计和重掺杂能带窄变(BGN)效应,对具有非均匀掺杂基区的 AlGaAs/GaAs HBT 进行了数值模拟。结果表明,当基区非均匀程度较大时,非均匀掺杂引起的基区自建场远大于 BGN 效应产生的反向场。基区非均匀掺杂能提高电流增益,但提高的幅度随非均匀程度的增加而减慢。基区非均匀掺杂可明显改善截止频率 f_T ,但同时也增加了集电结空间电荷区渡越时间 $\tau_{c,scr}$,使得 f_T 在非均匀程度较大时开始下降。发射极-集电极 offset 电压在一定的非均匀程度下达到最佳值。本文还提出了 AlGaAs/GaAs HBT 基区非均匀掺杂设计的最佳条件。

EEACC: 2560B, 2560J, 2520D, 2550B

1 引言

异质结双极晶体管(HBT)作为一种高速、高电流增益器件,在微波和数字电路中能得到广泛的应用。在 HBT 的设计中,在基区内引入一自建场,可以加速电子渡越基区,从而减少基区渡越时间,提高截止频率 f_T ^[1]。对于 AlGaAs/GaAs HBT,基区自建区还可以减少体内复合和表面复合,提高共射极放大倍数 β ^[2]。通常基区自建场的引入是采用组分缓变的 AlGaAs 以改变基区能带宽度来产生自建场。但研究表明^[3-5],随着基区内 be 结附近 Al 组分的增加,异质结所特有的空穴阻挡特性将逐渐消失,从而增加了 be 结的反向注入电流;同时组分缓变基区还降低了基区空穴和电子的迁移率。基区非均匀掺杂也可以在基区内产生一自建场。同组分缓变基区相比,非均匀掺杂基区不增加由基区向发射区的空穴注入,同时还提高了基区电子和空穴的迁移率。基区电子迁移率的提高可以降低基区电子横向扩散的几率,抑制 AlGaAs/GaAs HBT 的发射区尺寸变小对 $I-V$ 特性的影响^[6]。由于基区非均匀掺杂降低了 bc 结一侧基区浓度,集电结反向击穿电压 BV_{cbo} 可得到提高。目前,关于基区非均匀掺杂对 AlGaAs/GaAs 电学特性影响的实验结果已有报道^[6,7],但详细的数值理论分析还较缺乏。

本文采用数值模拟的方法,考虑载流子简并和重掺杂能带窄变(BGN)效应,分析了 AlGaAs/GaAs HBT 基区非均匀掺杂对器件电流增益 β 、截止频率 f_T 和发射极-集电极

* 本工作得到了国家教委博士点基金的资助

1993年4月16日收到初稿,1993年9月6日收到修改稿

offset 电压 V_{off} 的影响, 为 AlGaAs/GaAs HBT 基区非均匀掺杂的优化设计提供了理论依据。

2 物理模型

2.1 器件结构

图 1 为本文模拟器件的结构。发射区和集电区的浓度及厚度采用常规结构。发射区采用 300 Å 的组分缓变区。非均匀基区的杂质浓度采用指数分布形式

$$N_A(x) = N_{A1} e^{-\frac{x}{L}} \quad (1)$$

其中 $N_{A1} = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, x 定义为 be 结为 0, 经过 1000 Å 的基区宽度后, 掺杂浓度由 be 结的 N_{A1} 指数衰减至 bc 结的 N_{A2} 。

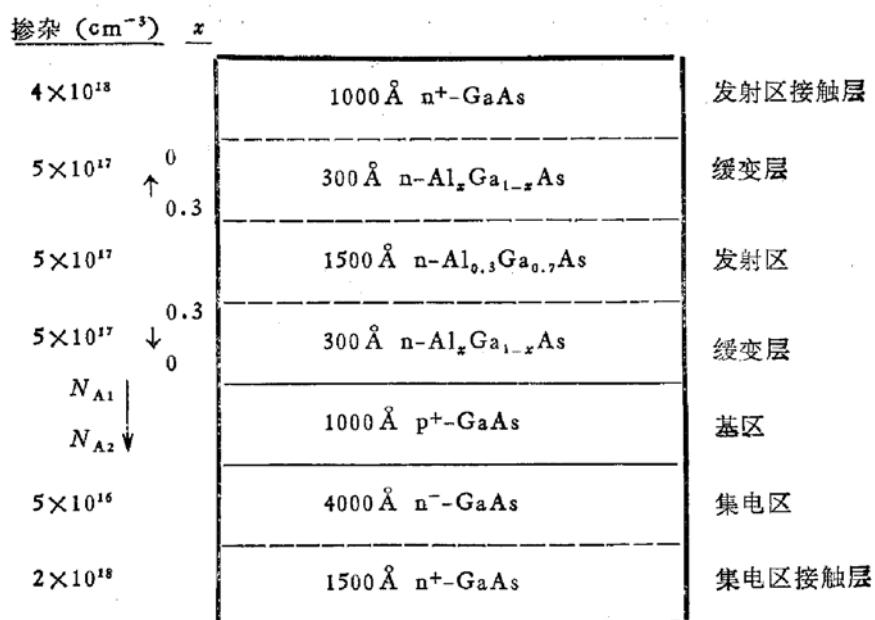


图 1 模拟器件的结构图

2.2 基本方程

对于突变异质结来说, 导带的不连续将形成一个导带尖峰 ΔE_c , 使得通过此尖峰的电子的动能突然增加, 因而热电子效应和热发射现象将变得很重要^[3]。但对于本文所模拟的缓变发射结, 由于足够长的缓变区使得导带变得很平滑, 这些效应将不太明显。另外, 在通常的工作电压下, AlGaAs/GaAs HBT 集电区耗尽层内容易发生速度过冲 (overshoot) 效应, 使得采用经典的漂移-扩散模型所模拟的 f_T 偏低。但研究表明^[9], 集电区耗尽层中 overshoot 区域很短 ($< 1000 \text{ Å}$)。为了获得足够高的击穿电压 BV_{CEO} , 集电区浓度必须小于 $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 厚度大于 4000 Å^[10], 因而速度过冲区域仅占集电区耗尽层很小部分, 其对 f_T 的影响将不大。因此, 对于本文所模拟的器件结构, 经典的漂移-扩散模型仍不失为一种很好的近似方法。

漂移-扩散模型的基本方程为 Poisson 方程和电子及空穴的连续性方程

$$\nabla \cdot (-\varepsilon \nabla \phi) = q(p - n + N_D^+ - N_A^-) \quad (2)$$

$$\partial n / \partial t = \nabla \cdot J_n / q - R \quad (3)$$

$$\partial p / \partial t = -\nabla \cdot J_p / q - R \quad (4)$$

其中 ϵ 为随位置变化的介电常数, R 为复合率。

考虑到异质结的能带随位置变化, 电流密度方程作如下修正^[11]

$$J_n = -qn\mu_n \nabla(\phi + V_n) + kT\mu_n \nabla n \quad (5)$$

$$J_p = -qp\mu_p \nabla(\phi - V_p) - kT\mu_p \nabla p \quad (6)$$

其中 V_n 、 V_p 为能带参数, 定义为

$$V_n = \frac{\chi - \chi_r}{q} + \frac{kT}{q} \ln \frac{N_c}{N_{cr}} + \frac{kT}{q} \ln \frac{F_{1/2}(\eta_c)}{e^{\eta_c}} \quad (7)$$

$$V_p = -\frac{(\chi - \chi_r)}{q} - \frac{(E_g - E_{gr})}{q} + \frac{kT}{q} \ln \frac{N_v}{N_{vr}} + \frac{kT}{q} \ln \frac{F_{1/2}(\eta_v)}{e^{\eta_v}} \quad (8)$$

上两式中的最后一项计入了 Fermi-Dirac 统计以考虑载流子的简并效应。

对于理想的欧姆接触边界, 载流子浓度满足电中性条件和热平衡关系, 则有边界条件

$$\phi = V_{bias} + V_{oc} \quad (9)$$

$$\Phi_n = \Phi_p = V_{bias} \quad (10)$$

$$V_{oc} = \frac{V_p - V_n}{2} + \text{sgn}(C) \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{|C|}{2} e^{-q(V_p + V_n)/2kT} \right. \\ \left. + \sqrt{\frac{1}{4} C^2 e^{-q(V_p + V_n)/kT} + 1} \right] \quad (11)$$

其中 V_{bias} 为外加电压, $C = (N_D - N_A)/n_{ir}$, sgn 为符号函数, Φ_n 、 Φ_p 为准费米势。

载流子的复合考虑两种基本机制: Shockley-Read-Hall (SRH) 复合和 Auger 复合

$$R = R_{SRH} + R_{Auger} \quad (12)$$

$$R_{SRH} = \frac{np - n_i^2}{\tau_p(n + n_i) + \tau_n(p + p_i)} \quad (13)$$

$$R_{Auger} = (C_n n + C_p p) \cdot (np - n_i^2) \quad (14)$$

其中 τ_n 、 τ_p 为载流子寿命, C_n 、 C_p 为 Auger 系数。

2.3 迁移率模型

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的迁移率与电场强度, 掺杂浓度和 Al 组分 x 有关。本文采用以下模型

$$\mu(N_T, E, x) = \frac{\mu_0(N_T, x) + (\nu_{sat}/|E|)(E/E_0)^4}{1 + (E/E_0)^4} \quad (15)$$

其中 N_T 为总掺杂浓度, ν_{sat} 为饱和速度, E_0 为临界电场 (4kV/cm)。

由于 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 导带的多能谷性, 其低场电子迁移率应综合考虑直接导带和间接导带的影响^[12]

$$\mu_{nL}(N_T, x) = r_d \mu_d + (1 - r_d) \mu_i \quad (16)$$

其中 r_d 为电子处于直接导带中的几率

$$r_d = \frac{n_d}{n_d + n_i} \\ = \frac{1}{1 + (m_n^L(x)/m_n^R(x))^{3/2} e^{-\Delta E^{L-R}/kT} + (m_n^X(x)/m_n^R(x))^{3/2} e^{-\Delta E^{X-R}/kT}} \quad (17)$$

其中 $m_n^{\Gamma}(x)$ 为直接导带 Γ 的电子有效质量, $m_n^L(x)$ 、 $m_n^X(x)$ 为间接导带 L、X 的电子有效质量, ΔE 为能谷间的能量差。 μ_d 和 μ_i 分别为直接导带和间接导带的电子迁移率, 可由 GaAs 的低场迁移率 μ_{nL1} (对应于 μ_d) 和 AlAs 的低场迁移率 μ_{nL2} (对应于 μ_i) 插值求得

$$\mu_d = \left[\frac{m_{n1}^{\Gamma}}{m_n^{\Gamma}(x)} \right]^{3/2} \frac{\varepsilon_h^{-1} - \varepsilon_s^{-1}}{\varepsilon_h^{-1}(x) - \varepsilon_s^{-1}(x)} \mu_{nL1}(N_T) \quad (18)$$

$$\mu_i = \left[\frac{(m_{n2}^L)^{3/2} + (m_{n2}^X)^{3/2}}{(m_n^L(x))^{3/2} + (m_n^X(x))^{3/2}} \right] \left[\frac{\varepsilon_h^{-1} - \varepsilon_s^{-1}}{\varepsilon_h^{-1}(x) - \varepsilon_s^{-1}(x)} \right] \mu_{nL2}(N_T) \quad (19)$$

其中 $\varepsilon_h, \varepsilon_s$ 分别为高频和稳态介电常数, 下标 1, 2 分别对应于 GaAs 和 AlAs。

$Al_xGa_{1-x}As$ 的空穴低场迁移率可以采用同样方法求得

$$\mu_{pL}(N_T, x) = \left[\frac{m_p^*(x)}{m_p^*(x)} \right]^{3/2} \frac{\varepsilon_h^{-1} - \varepsilon_s^{-1}}{\varepsilon_h^{-1}(x) - \varepsilon_s^{-1}(x)} \mu_{pL1}(N_T) \quad (20)$$

根据有关的实验数据, GaAs 的低场迁移率采用以下经验公式^[13]

$$\mu_{nL1} = \frac{7060}{(1 + N_T / (4.32 \times 10^{16}))^{0.753}} + 940 \text{ (cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}) \quad (21)$$

$$\mu_{pL1} = \frac{370}{(1 + N_T / (3.0 \times 10^{17}))^{0.66}} + 30 \text{ (cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}) \quad (22)$$

由于缺乏 AlAs 材料迁移率随掺杂变化的实验数据, AlAs 的电子迁移率取为定值 $270 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 。

2.4 BGN 效应

在高掺杂情况下, 由于载流子之间及载流子与杂质之间的相互作用, 使得材料的有效禁带宽度变小, 这就是半导体材料重掺杂 BGN 效应。S. C. Jain 等将重掺杂对能带宽度的影响归结为四个主要因素: (1) 由于多子之间的库仑斥力引起的多子带边收缩; (2) 由于电子和空穴相互作用引起的少子带边收缩; (3) 由于载流子与杂质之间相互作用而引起的多子带边收缩和(4)少子带边收缩, 从而到了总的能带收缩 ΔE_g

$$\Delta E_g = a \left(\frac{N}{10^{18}} \right)^{1/3} + b \left(\frac{N}{10^{18}} \right)^{1/4} + c \left(\frac{N}{10^{18}} \right)^{1/2} \text{ meV} \quad (23)$$

对于 n 型和 p 型材料, 系数 a, b, c 分别为 16.30, 7.47, 90.65 和 9.71, 12.19, 3.88^[14]。

2.5 数值方法

上述基本方程经归一化后采用有限差分法进行一维离散化, 电流密度方程采用修正的 Schafftter-Gummel 公式; 采用全 Newton 法进行线性化, LR 法进行全耦合直接求解。本程序基于 XENIX 操作系统, 运行于 80486 微机上。

3 模拟结果及讨论

非均匀掺杂基区的 BGN 效应将在基区内产生一自建场, 其方向与非均匀掺杂引起的自建场方向相反。我们首先研究了基区中点处总的自建场及 BGN 反向场与 N_{A1}/N_{A2} 的关系。由图 2 可以发现, 当 N_{A2} 较大时 ($> 2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), BGN 效应反向场与非

均匀掺杂引起的自建场相当，随着 N_{A2} 进一步减少，后者将远大于 BGN 反向场，此时 BGN 反向场对器件特性不会产生太大影响。因此，为了避免 BGN 反向场的影响，基区非均匀掺杂程度应足够高 ($N_{A2} < 2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)。

一般来说，对于发射极向上的 AlGaAs/GaAs HBT，其基区电流主要由四个主要成分组成：1) 外基区表面的表面复合电流；2) 基区接触处的界面复合电流；3) 基区内的体复合电流和 4) be 结空间电荷区 (SCR) 内的复合电流。前两者可采用极薄的 AlGaAs 层钝化外基区表面以及增加基区、发射区接触间距 $\geq 2 \mu\text{m}$ 来减至很小^[15]。因此，AlGaAs/GaAs HBT 的基区电流主要由基区体复合电流及 be 结 SCR 区复合电流组成。非均匀掺杂引起的基区自建场可以

加速电子渡越基区，减少了基区体复合电流。从图 3 可以看出，电流增益随着 N_{A2} 的减少而增大，但是其增大的速度逐渐减慢。这是由于基区自建场虽然减少了体内复合电流，但并不影响空间电荷区的复合电流。随着基区自建电场的增大，体内复合电流随之减小，此时 be 结 SCR 复合电流将占优，基区自建场对电流增益的影响亦逐渐减弱。这可以

由基区电流 J_b 的理想因子 $n (J_b \sim e^{\frac{qV_{be}}{nkT}})$ 得到证明，由图 4 中的 Gummel 曲线可以得出四种结构的理想因子分别为 1.68, 1.72, 1.80 和 1.83，随着基区非均匀程度的增加， J_b 的理想因子更接近于 SCR 复合电流的理想因子 ($n \sim 2$) 而不是体内复合电流

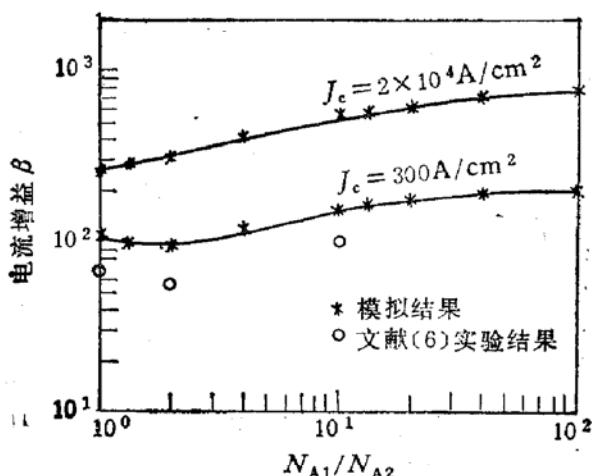


图 3 电流增益 β 与 N_{A1}/N_{A2} 的关系

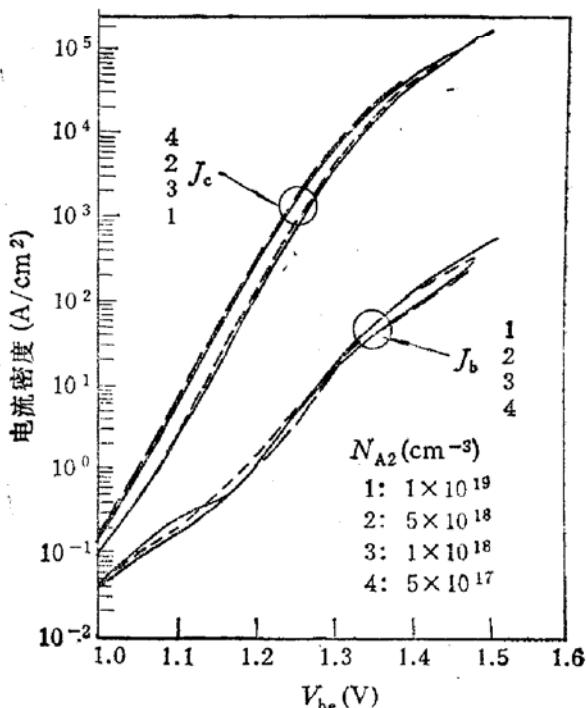


图 4 四种不同基区掺杂的 Gummel 图

($n \sim 1$), 表明基区复合电流主要由 SCR 区内的复合电流组成。图 5 是四种结构的电流增益与 J_c 的关系, 在小电流情况下 ($J_c < 300 \text{ A/cm}^2$), $N_{A2} = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的非均匀基区的 β 值反而小于均匀基区的电流增益, 这与文献[6]中的实验结果相一致。

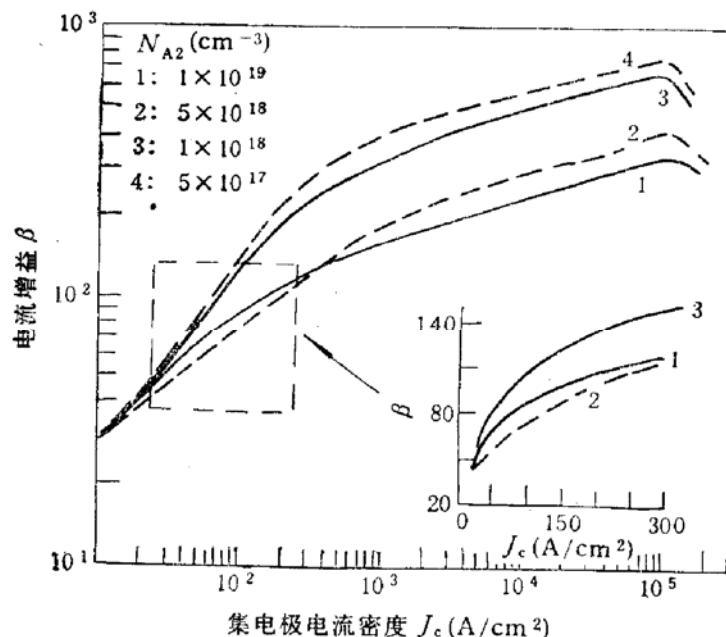


图 5 四种不同基区掺杂的电流增益 β 随集电极电流密度 J_c 的变化

截止频率 f_T 可由电荷控制模型采用 Gummel 定义求得^[16]

$$f_T = \frac{1}{2\pi\tau_{ec}}, \quad \tau_{ec} = \left. \frac{dQ_t}{dJ_c} \right|_{V_{ce}=\text{常数}} \quad (24)$$

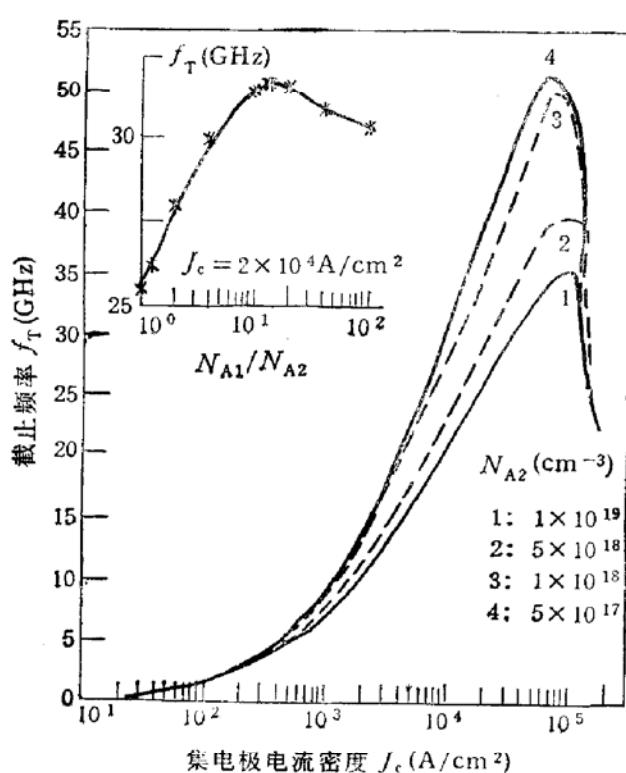


图 6 截止频率 f_T 随集电极电流密度 J_c 的变化

τ_{ec} 是发射极-集电极传输时间, Q_t 为整个器件中空穴的电荷量。

图 6 是四种结构器件的 f_T 与电流密度的关系, 由于基区自建场的存在, 减少了基区渡越时间 τ_B , f_T 随之增加; 但当 τ_B 减

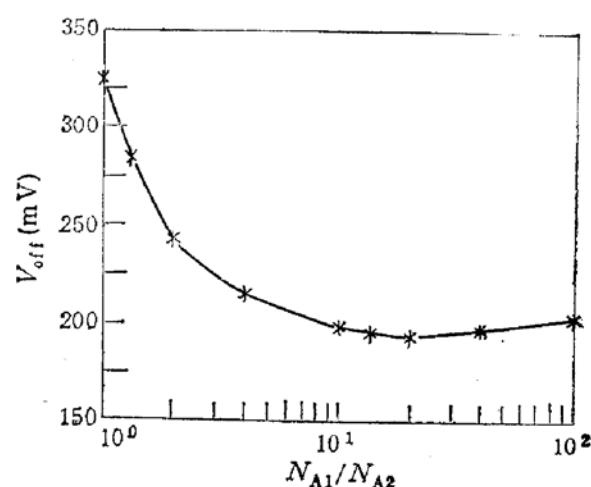


图 7 发射极-集电极 offset 电压与 N_{A1}/N_{A2} 的关系

少到一定程度后, bc 结空间电荷区渡越时间 $\tau_{c,SCR}$ 将在整个传输时间内占主要地位, 由于集电结一侧基区浓度的减少, 增加了 bc 结 SCR 区的宽度, 从而增加了 $\tau_{c,SCR}$, f_T 也随之下降, 见图 6 中的左上角图。同时, 由于采用太低的 N_{A2} , 基区电阻 R_b 将增大, 这对最大振荡频率 f_{max} 将产生不利的影响。因此, 对于 AlGaAs/GaAs HBT 的频率特性而言, N_{A2} 应大于 $1 \times 10^{18}/\text{cm}^{-3}$ 。

HBT 的发射极-集电极 offset 电压 V_{off} , 是影响 HBT 特性的一个不利参数, 它定义为在共射极工作条件下 $I_e = 0$ 时正向压降 V_{ce} 的最大值。 V_{off} 增加了 c-e 饱和压降 V_{ces} , 提高了电路的功耗。 V_{off} 主要是由 be 结和 bc 结的不对称性引起的^[17]。当基区电流 I_b 和发射区电阻 R_E 很小时, V_{off} 近似等于 be 结和 bc 结开启电压之差。图 7 为 V_{off} 与 N_{A1}/N_{A2} 的关系。基区自建场加速电子渡越基区, 降低了 be 结开启电压, V_{off} 随之减小, 这对于降低 HBT 的功耗, 提高其集成电路的密度十分有利。但 bc 结一侧的基区浓度变低时, 使得集电区浓度与基区浓度之比增大, 增加了集电区向基区注入电子的注入效率, 减少了 bc 结的开启电压。因此, 当 $N_{A2} < 5 \times 10^{17}/\text{cm}^{-3}$ 以后, V_{off} 又有所上升。

4 结论

本文的模拟结果表明, AlGaAs/GaAs HBT 的基区非均匀掺杂对其电学特性有较大的影响。当集电极一侧基区浓度 $N_{A2} < 2.5 \times 10^{18}/\text{cm}^{-3}$ 以后, 基区非均匀掺杂形成的自建场远大于 BGN 效应产生的反向场。就电流增益 β 而言, 基区非均匀掺杂可以提高 β , 但 $N_{A2} < 1 \times 10^{18}/\text{cm}^{-3}$ 以后, 由于此时 be 结 SCR 复合电流占优, β 提高的幅度将不大。基区自建场可以加速电子穿越基区, f_T 可得到明显提高, 但同时非均匀基区增加了集电结 SCR 区渡越时间 $\tau_{c,SCR}$, 在 $N_{A2} < 7.5 \times 10^{17}/\text{cm}^{-3}$ 以后, f_T 开始下降; 非均匀基区还提高了基区电阻 R_b , 将影响 f_{max} 的提高, 因此, 非均匀基区对频率特性的影响应折衷考虑。基区非均匀掺杂对 V_{off} 的影响表明, 在 $N_{A2} \approx 5 \times 10^{17}/\text{cm}^{-3}$ 时, V_{off} 能达到最小值。

综合以上诸因素, 最优化的基区非均匀掺杂条件应为 $N_{A2} \approx 1 \times 10^{18}/\text{cm}^{-3}$, 即 $N_{A1}/N_{A2} \sim 10$ 。

参 考 文 献

- [1] P.M. Asbeck, M.F. Chang, J.A. Higgins, N.F. Cheng, Q.J. Sullivan and K.C. Wang, *IEEE Trans. Electron Devices*, 1989, **36**: 2031.
- [2] H. Ito, T. Ishibashi and T. Sugeta, *Japan J. Appl. Phys.*, 1985, **24**: 241.
- [3] J.R. Hayes, F. Capasso, A.C. Gossard, R.J. Malik and W. Wiegmann, *Electron. Lett.*, 1983, **19**: 411.
- [4] E.M. Azoff, *IEEE Trans. Electron.*, 1989, **36**: 609.
- [5] S.C.M. Ho and D.L. Pulfrey, *IEEE Trans. Electron Devices*, 1989, **36**: 2173.
- [6] S.N. Mohammand, J. Chen, J.I. Chyi and H. Mokoc, *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **56**: 937.
- [7] D.C. Streit, M.E. Hafizi, D.K. Umemoto, J.R. Velebir, L.T. Tran, A.K. Oki, M.E. Kim, S.K. Wang, C.W. Kim, L.P. Sadwick and R.J. Hwu, *IEEE Electron Device Lett.*, 1991, **12**: 194.
- [8] A.A. Grinberg, M.S. Shur, R.J. Fischer and H. Morkoc, *IEEE Trans. Electron Devices*, 1984,

31: 1758.

- [9] K. Horio, Y. Iwatsu and H. Yanai, *IEEE Trans. Electron Devices*, 1989, **36**: 617.
- [10] J.J. Chen, G.B. Gao and J.I. Chyi and H. Morkoc, *IEEE Trans. Electron Devices*, 1989, **36**: 2165.
- [11] M.S. Lundstrom, *IEEE Trans. Electron Devices*, 1983, **30**: 1151.
- [12] J.E. Sutherland and J.R. Hauser, *IEEE Trans. Electron Devices*, 1977, **24**: 363.
- [13] 齐鸣生, 罗晋生, 固体电子学研究与进展, 1992, **12**: 132.
- [14] S.G. Jain and D.J. Roulston, *Solid-St. Electron.*, 1991, **34**: 453.
- [15] W. Liu, D. Costa and S. Harris, *IEEE Trans. Electron Devices*, 1992, **39**: 2422.
- [16] H. Gummel, *Proc. IEEE*, 1969, **57**: 2159.
- [17] T. Won, S. Iyer, S. Agarwala and H. Morkoc, *IEEE Electron Devices Lett.*, 1989, **10**: 274.

Numerical Simulation of Nonuniform Base Doping Effects on Performance of AlGaAs/GaAs HBTs

Zeng Zheng, Wu Wengang and Luo Jinsheng

(Department of Electronic Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049)

Abstract Numerical simulations of AlGaAs/GaAs HBTs with various base doping gradients were performed. Base doping grading is achieved by varying the doping exponentially from $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ at the base-emitter boundary to N_{A2} at the base-collector boundary. The inverse built-in field due to bandgap narrowing in the base is far less than the built-in field generated by nonuniform base doping when the nonuniformity is higher. Nonuniform base doping increases the current gain, and this effect will be weakened gradually since the base-emitter SCR recombination current dominates more in the overall base current when the nonuniformity becomes higher. Base doping grading improves the cutoff frequency f_T significantly, however, it also increases the base-collector SCR transit time, leading to the fall of f_T when $N_{A2} < 7.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. The offset voltage is improved by nonuniform base doping, and the minimum value can be obtained at $N_{A2} = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. An optimum base grading, $N_{A2} = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, is proposed.

EEACC: 2560B, 2560J, 2520D, 2550B