

高温 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.22}\text{In}_{0.48}\text{P}/\text{GaAs}$ HBT 电流增益的计算分析*

吴 杰 夏冠群 束为民 顾伟东 张兴宏

(中国科学院上海冶金研究所 上海 200050)

摘要 建立了 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.22}\text{In}_{0.48}\text{P}/\text{GaAs}$ 异质结双极型晶极管(HBT)中电流输运过程的模型, 利用实验得到的材料特性参数进行了 HBT 电流增益随温度变化的模拟。随着温度上升, 小电流时电流增益下降较多, 而大电流时电流增益基本保持不变。模拟表明, 小电流下电流增益的下降主要是由 $e-b$ 结空间电荷区的复合电流随温度增加而造成的; 而大电流下电流增益直至 723K 下降仍小于 10%。最高工作温度可达 848K。由于采用的计算方法充分考虑了空间电荷区复合电流的影响, 模拟结果较为符合实际情况, 可为研制高性能 HBT 器件所需材料提供参考依据。

关键词: 电流增益, HBT, $\text{AlGaInP}/\text{GaAs}$, 高温

EEACC: 2560J, 6430C, 2520D

文章编号: 0253-4177(2000)01-0056-08

Analysis of Current Gain in $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.22}\text{In}_{0.48}\text{P}/\text{GaAs}$ HBT at High Temperature*

WU Jie, XIA Guan-qun, SHU Wei-min, GU Wei-dong and ZHANG Xing-hong

(Shanghai Institute of Metallurgy, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200050, China)

Received 30 August 1998, revised manuscript received 21 November 1998

Abstract An analytical model of current transport process in the $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.22}\text{In}_{0.48}\text{P}/\text{GaAs}$ HBT (Hetero-junction Bipolar Transistor) is presented. Using material parameters extracted from the experiments, we have simulated change of current gain in HBT with respect to temperatures. As temperature rises, current gains suffer large reduction in the low current region, but remain relatively stable in the high current region. Simulation shows that current drop at low current densities is due to the sharp increase of recombina-

* 国家自然科学基金资助项目(基金批准号 69576035)和上海应用材料研究与发展基金项目(Project Supported by National Natural Science Foundation of China under Grant No. 69576035 and by Shanghai Research and Development project in the area of Application materials).

吴杰 女, 1972 年出生, 博士生, 主要研究方向为 $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ 、 GaInP/GaAs 和 $\text{AlGaInP}/\text{GaAs}$ 高温 HBT.

夏冠群 男, 1941 年出生, 研究员, 博士生导师, 从事 GaAs 及化合物半导体物理与器件物理的研究.

1998-08-30 收到, 1998-11-21 定稿

tion current with temperature in the space charge region of the e-b junction, but at high current densities current gains decrease less than 10% till 723K. The maximum operation temperature can reach 848K. The theoretical method used in this paper has taken the recombination current in space charge region fully into account, thus can provide better approximation to the experimental results. Our calculation can provide some insight into the material fabrication for high performance HBT.

Key Words: Current Gain, HBT, AlGaInP/GaAs, High Temperature

EEACC: 2560J, 6430C, 2520D

Article ID: 0253-4177(2000)01-0056-08

1 引言

异质结双极型晶体管 HBT(Heterojunction Bipolar Transistors)^[1]的发射结采用了异质结, 即发射区选用宽禁带材料, 基区选用窄禁带材料构成, 使得 HBT 发射结的注入效率大大提高; 同时突破了同质结双极型晶体管(BJT)中基区掺杂浓度必须远小于发射结掺杂浓度的限制。基区浓度提高, 发射区浓度降低, 使得基区电阻降低, 发射区的单位面积电容减少, 大大改善了 HBT 的高频特性($f_{\max} > 200\text{GHz}$)。此外, 异质结双极型晶体管(HBT)因为具备高功率密度应用能力以及良好的功率附加效率(PAE), 目前已成为微波与毫米波领域最为常用的化合物半导体器件。

在 GaAs 基 HBT 中, N_p⁺ n AlGaAs/GaAs HBT 的发展最早也最为成熟, 然而在高温下 AlGaAs/GaAs HBT 的电流增益有显著下降^[2]。最近, Houston 等人^[3,4]以及本文作者等都报道了电流增益可稳定工作至 623K 的 Al_{0.3}Ga_{0.22}In_{0.48}P/GaAs HBT。

为了解释温度对 Al_{0.3}Ga_{0.22}In_{0.48}P/GaAs HBT 中各电流分量的影响, 本文建立了材料参数随温度变化的 HBT 电流输运模型。模拟结果表明, 与 Al_xGa_{1-x}As/GaAs HBT 相比, Al_{0.3}Ga_{0.22}In_{0.48}P/GaAs HBT 随温度的变化要缓慢得多, 这是由于 Al_{0.3}Ga_{0.22}In_{0.48}P/GaAs HBT 的发射区禁带宽度和 ΔE_v 更大, 从而减少了空间电荷区复合电流和反向空穴流, 有效地改善了 HBT 的温度特性, 使得 Al_{0.3}Ga_{0.22}In_{0.48}P/GaAs HBT 的电流增益可保持稳定至 798K, 变化小于 10%。

2 器件结构及制作

HBT 多层结构材料参数为发射极厚度 $W_e: 2.5 \times 10^{-5}\text{cm}$, 掺杂浓度 $N_{de}: 7.0 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$; 缓变层厚度 $W_{dg}: 2.0 \times 10^{-6}\text{cm}$, $N_{dg}: 5.0 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$; 基极厚度 $W_b: 8.0 \times 10^{-6}\text{cm}$, $N_{ab}: 5.0 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$; 集电极厚度 $W_c: 4.0 \times 10^{-5}\text{cm}$, $N_{dc}: 2.0 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ 。发射区采用了部分缓变结构, 即发射区两端由 Al_{0.3}Ga_{0.22}In_{0.48}P 线性缓变至 GaInP, 以降低 V_{ce} 开启电压, $\Delta E_c = 65\text{meV}$ ^[4]。HBT 器件结构为双台面结构, 发射极面积 $100 \times 100\mu\text{m}^2$, 周长/面积比为 400cm^{-1} 。

测试结果表明, Al_{0.3}Ga_{0.22}In_{0.48}P/GaAs 缓变 HBT 的电流增益在 300K 至 623K 的范围内都可以保持稳定, 变化幅度小于 $\pm 10\%$ 。更高温度下, 基极欧姆接触失效。

3 数值模型计算结果与讨论

由实验可知, 与 Al_xGa_{1-x}As/GaAs HBT 相比^[5], Al_{0.3}Ga_{0.22}In_{0.48}P/GaAs HBT 的电流增益随温度的变化要缓慢得多。由于这两种材料系统的 HBT 的区别主要在于发射区, 即 Al_{0.3}Ga_{0.22}In_{0.48}P/GaAs HBT 的发射区禁带宽度和 ΔE_v 更大, 我们认为反向空穴流和空间电荷区复合电流可能是产生这种区别的主要原因。

为了证实这种假想, 我们进行了 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.22}\text{In}_{0.48}\text{P}/\text{GaAs}$ HBT 电流输运过程的数值模拟.

与同质结相比, 异质结的导带和价带具有不连续性, 所以在模拟异质结时通常不能直接应用同质结的传统的扩散-漂移模型. 采用缓变层可以消除导带尖峰, 在这种情况下扩散-漂移模型仍适用, 只需在发射区和基区分别采用不同的物性参数. 而突变结 HBT 的模型则主要采用电流平衡的概念^[6], 即认为越过 pN 结的电流传输机制是一个两步过程: 热电子发射过程和 Shockley 扩散过程. 其基本思想是在能带尖峰处应用热电子发射理论, 而在半导体其余位置应用 Boltzmann 理论, 在整个区域内保持电流连续性. $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.22}\text{In}_{0.48}\text{P}/\text{GaAs}$ HBT 的 eb 结为部分缓变结构, 界面处仍存在导带尖峰, 所以我们的模型采用了热电子-扩散模型.

图 1 为 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.22}\text{In}_{0.48}\text{P}/\text{GaAs}$ HBT 在非平衡状态下的能带及各电流成分的示意图. 图中各符号意义如下: X_{ne}, X_{pe} 为 eb 结空间电荷区发射区侧、基区侧的边界; X_g 为缓变层边界; X_{nc}, X_{pc} 为 bc 结空间电荷区集电区侧、基区侧的边界.

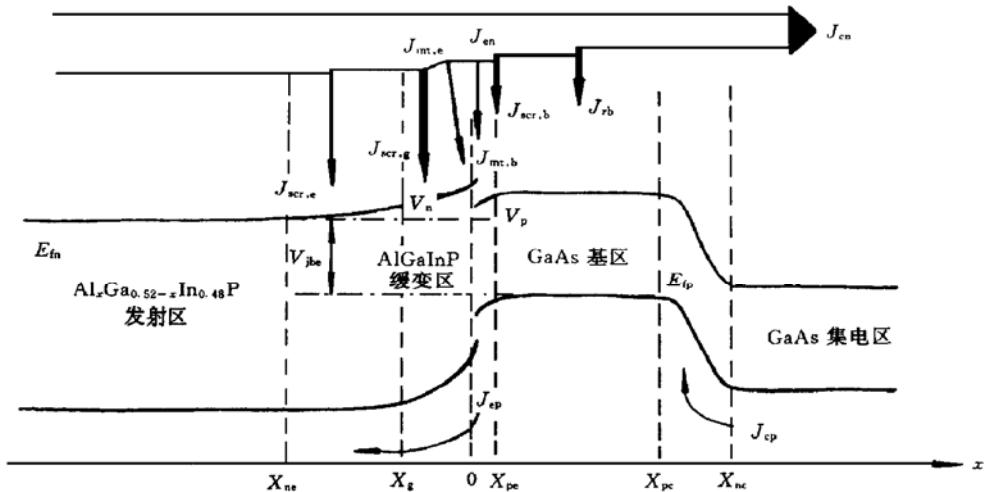


图 1 非平衡态 AlGaInP/GaAs HBT 的能带及各电流成分示意图

FIG. 1 Diagram of Energy Band and Current Partials for AlGaInP/GaAs HBT at Nonequilibrium

HBT 的端电流 J_e, J_b 和 J_c 主要包含如下电流分量:

$$J_e = J_{en} + J_{ep} + J_{scr} + J_{int} \quad (1)$$

$$J_b = J_{rb} + J_{ep} + J_{scr} + J_{int} - J_{cp} \quad (2)$$

$$J_c = J_{cn} + J_{cp} \quad (3)$$

式中 J_{en} 为由发射区注入基区的电子电流; J_{cn} 为基区注入集电区的电子电流; J_{rb} 为准中性基区的体复合电流; J_{ep} 为基区向发射区注入的空穴电流, J_{cp} 为集电区向基区注入的空穴电流; J_{scr} 为发射结空间电荷区复合电流, 由三个部分组成, 空间电荷区基区侧 ($0 < x < X_{pe}$) 的复合电流 $J_{scr,b}$ 、缓变区内 ($-X_g < x < 0$) 的复合电流 $J_{scr,g}$ 以及发射区其余部分 ($-X_{ne} < x < -X_g$) 的复合电流 $J_{scr,e}$; J_{int} 为由异质界面处晶格失配引起的界面复合电流, 分别包括发射区侧电流 $J_{int,e}$ 和基区侧电流 $J_{int,b}$.

为得到上述各电流分量随外界电压的变化, 求解稳态连续性方程 $D_{nb} \frac{\partial^2 \Delta n(x)}{\partial x^2} - \frac{\Delta n(x)}{\tau_n} = 0$. 在基区范围内、小注入的情况下, 可得到小注入下基区内各处非平衡载流子 $\Delta n(x)$ 的分布:

$$\Delta n(x) = \frac{\Delta n(X_{pe}) - \Delta n(X_{pe}) \exp(-W_B/L_{nb})}{2 \sinh(W_B/L_{nb})} \exp\left(\frac{x - X_{pe}}{L_{nb}}\right)$$

$$-\frac{\Delta n(X_{pe}) - \Delta n(X_{pe}) \exp(W_B/L_{nb})}{2\sinh(W_B/L_{nb})} \exp\left(-\frac{x - X_{pe}}{L_{nb}}\right) \quad (4)$$

可求得基区的扩散-漂移电子流:

$$\frac{J_{en}}{qD_{nb}} = \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \Big|_{x=X_{pe}} = -\frac{n_{pe} - n_{p0}}{L_{nb}\tanh(W_B/L_{nb})} + \frac{n_{pe} - n_{p0}}{L_{nb}\sinh(W_B/L_{nb})} \quad (5)$$

$$\frac{J_{cn}}{qD_{nb}} = \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \Big|_{x=X_{pe}} = -\frac{n_{pe} - n_{p0}}{L_{nb}\sinh(W_B/L_{nb})} + \frac{n_{pe} - n_{p0}}{L_{nb}\tanh(W_B/L_{nb})} \quad (6)$$

式中 D_{nb} 为基区电子扩散系数; L_{nb} 为基区电子扩散长度; τ_n 为基区电子寿命; W_B 为准中性基区宽度; n_{pe} 、 n_{pc} 为在基区的发射极、集电极空间电荷区边界处 X_{pe} 和 X_{pc} 的少子浓度; n_{p0} 为基区的平衡少子浓度.

据电流平衡原则, 热发射电流应等于扩散-漂移电流. 将式(5)与 eb 结处的热电子发射流联立,

$$J_{en} = -qv_n \left[\frac{N_{cb}}{N_{ce}} n_{ne} \exp(-qV_n/kT) - n_{pe} \exp(qV_p/kT) \exp(-\Delta E_c/kT) \right] \quad (7)$$

式中 v_n 为发射结界面处的电子热运动速度; N_{cb} 、 N_{ce} 为基区和发射区的导带态密度; V_n 、 V_p 为外加电压在发射结空间电荷区 N 侧和 p 侧的电势降落; ΔE_c 为异质界面处导带不连续性. 可得到小注入下基区的 Δn 分布:

$$\Delta n_{pe} = n_{pe} - n_{p0} = n_{p0} \frac{[\exp(qV_{be}/kT) - 1] + \vartheta_n [\exp(qV_{bc}/kT) - 1]}{\xi_b} \quad (8)$$

$$\Delta n_{pc} = n_{pc} - n_{p0} = n_{p0} \frac{\xi_n [\exp(qV_{bc}/kT) - 1]}{\xi_n} \quad (9)$$

在式(8)和(9)中

$$\begin{aligned} \xi_n &= 1 + \frac{D_{nb}}{v_n L_{nb} \tanh(W_B/L_{nb})} \exp\left(\frac{\Delta E_c - qV_p}{kT}\right) \\ \vartheta_n &= \frac{D_{nb}}{v_n L_{nb} \sinh(W_B/L_{nb})} \exp\left(\frac{\Delta E_c - qV_p}{kT}\right) \end{aligned}$$

V_{be} 和 V_{bc} 代表 be 结和 bc 结的结电压.

将求得的值代入扩散-漂移电子流公式(4)和(5), 就可得到 J_{en} 和 J_{cn} ; 两电流值相减, 即为准中性基区的复合电流 $J_{rb} = J_{en} - J_{cn}$. 以从集电极流向发射极为电流的正方向, 可求得:

$$J_{en} = \frac{qD_{nb}n_{p0}}{L_{nb}\sinh(W_B/L_{nb})\xi_n} \left[\cosh(W_B/L_{nb}) \left[\exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1 \right] - \left[\exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right) - 1 \right] \right] \quad (10)$$

$$J_{cn} = \frac{qD_{nb}n_{p0}}{L_{nb}\sinh(W_B/L_{nb})\xi_n} \left[\left[\exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right) - 1 \right] - [\xi_n \cosh(W_B/L_{nb}) - \vartheta_n] \left[\exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right) - 1 \right] \right] \quad (11)$$

$$J_{rb} = J_{en} - J_{cn} = \frac{qD_{nb}n_{p0}}{L_{nb}\sinh(W_B/L_{nb})\xi_n} \left[[\cosh(W_B/L_{nb}) - 1] [\exp(qV_{be}/kT) - 1] - [1 + \vartheta_n - \xi_n \cosh(W_B/L_{nb})] [\exp(qV_{bc}/kT) - 1] \right] \quad (12)$$

$$J_{ep} = \frac{qD_{pe}p_{e0}}{L_{pe}\sinh(W_E/L_{pe})} \left[\exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (13)$$

$$J_{cp} = -\frac{qD_{pc}p_{c0}}{L_{pc}\sinh(W_C/L_{pc})} \left[\exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (14)$$

式中 D_{pe} 、 D_{pc} 为发射区和集电区的空穴扩散系数; p_{e0} 、 p_{c0} 为发射区和集电区的平衡少子浓度; L_{pe} 、 L_{pc} 为发射区和集电区的空穴扩散长度; W_E 、 W_C 为发射区和集电区宽度.

由于半导体内部存在缺陷以及异质界面处晶格匹配等原因, 异质结处还存在着非理想电流成分, 主要有空间电荷区复合电流 J_{scr} 和界面复合电流 J_{int} . 对于台面型 HBT, 还存在表面复合电流 J_{sur} , 其产生于发射区侧壁、外基区表面及侧壁. 但是由于制作的 HBT 具有较大的面积周长比, 表面复合电流可以不考虑.

空间电荷区复合电流产生于三个区域: 基区, 缓变层和发射区的其余部分. 计算方法是在这些区域分别为复合率 U_r 进行数值积分.

$$J_{scr} = q \int_{-X_{ne}}^{X_{pe}} U_r dx = q \int_{-X_{ne}}^{-X_g} U_r dx + q \int_{-X_g}^0 U_r dx + q \int_0^{X_{pe}} U_r dx \quad (15)$$

复合率可表示为 $U_r = U_{SRH} + U_{AUG} + U_{RAD}$, 为 Shockley-Read-Hall(SRH) 复合、辐射复合(RAD) 和俄歇(Auger) 复合的共同作用^[8], SRH 复合中心假设位于禁带中点处。其中,

$$\begin{aligned} U_{SRH} &= \frac{pn - n_i^2}{\tau_{p0}(n + n_i) + \tau_{n0}(p + p_i)} \\ U_{AUG} &= (A_n n + A_p p)(pn - n_i^2) \\ U_{RAD} &= B(pn - n_i^2) \end{aligned}$$

式中 A_n 、 A_p 和 B 分别为电子、空穴俄歇复合系数和辐射复合系数; n_i 为本征载流子浓度。

界面复合电流也是分别来源于发射区侧和基区侧^[7], $J_{int} = J_{int,e} + J_{int,b}$

$$J_{int,e} = qS_{int,e}\Delta n_{ne} = qS_{int,e}N_{dg}\exp(-qV_n/kT)(\exp(qV_{be}/kT) - 1) \quad (16)$$

$$J_{int,b} = qS_{int,b}\Delta n_{pe} = qS_{int,b}n_{p0}\frac{[\exp(qV_{be}/kT) - 1] + \vartheta_n[\exp(qV_{be}/kT) - 1]}{\xi_n} \quad (17)$$

J_e 主要由 J_{en} 决定。由于 bc 结在 HBT 工作时常处于反偏, J_{ep} 事实上就是 bc 结的反向漏电流, 数值很小, 其对 HBT 电流增益的影响可以忽略不计。综上所述, J_e 、 J_b 、 J_c 以及电流增益 β 可以表达如下:

$$J_e = J_{en} + J_{ep} + J_{scr} + J_{int} \quad (18)$$

$$J_b = J_{ep} + J_{scr} + J_{rb} + J_{int} \quad (19)$$

$$J_c = J_{en} \quad (20)$$

$$\beta = J_c/J_b \quad (21)$$

对于 $Al_{0.3}Ga_{0.22}In_{0.48}P/GaAs$ HBT, 材料参数及各物理量在 300K 时的数值及随温度的变化如表 1 所示^[9~15]。

根据上述表达式计算得到的从 300K 到 848K 范围内电流增益与 J_c 的关系如图 2 所示, 图中同时还给出了从 300K 到 573K 温度范围内的实验曲线作为比较, 可见实验与理论具有相似的温度变化趋势。在这里必须说明的是, 对于一特定晶体管的电流增益进行精确计算是十分困难的, 因为存在着许多难以确定的参数, 其数值随器件及材料的不同而不同。本文的重点是考察电流增益以及各电流分量随温度的相对变化。计算表明, 从室温至 723K, 在小集电极电流时, 电流增益随温度上升而下降较多, 在较大的集电极电流下, 电流增益稳定于 45 左右, 变化小于 10%; 当温度达到 848K 时, 电流增益在整个电流范围大幅度下降至小于 25, $Al_{0.3}Ga_{0.22}In_{0.48}P/GaAs$ HBT 已到达高温应用的理论极限。

表 1 $Al_{0.3}Ga_{0.22}In_{0.48}P/GaAs$ HBT
材料参数(300K) 及其随温度的变化
Table 1 Material Parameters versus
Temperature for AlGaInP/GaAs HBT

	GaAs	$Al_{0.3}Ga_{0.22}In_{0.48}P$
E_g/eV	1.424	2.253
$\partial E_g/\partial T$ ($eV \cdot K^{-1}$)	-3.95×10^{-4}	-3.70×10^{-4}
m_n^*/m_0	0.067	0.11
m_p^*/m_0	0.62	0.595
ϵ_r	13.18	11.49
$D_n/(cm^2 \cdot s^{-1})$	208	52
$A_n/(cm^6 \cdot s^{-1})$	1.0×10^{-30}	1.0×10^{-30}
$A_p/(cm^6 \cdot s^{-1})$	6.5×10^{-30}	1.0×10^{-30}
C_n/cm^2	4.0×10^{-17}	7.8×10^{-15}
C_p/cm^2	4.0×10^{-15}	7.8×10^{-16}
$B/(cm^3 \cdot s^{-1})$	2.0×10^{-10}	2.0×10^{-10}

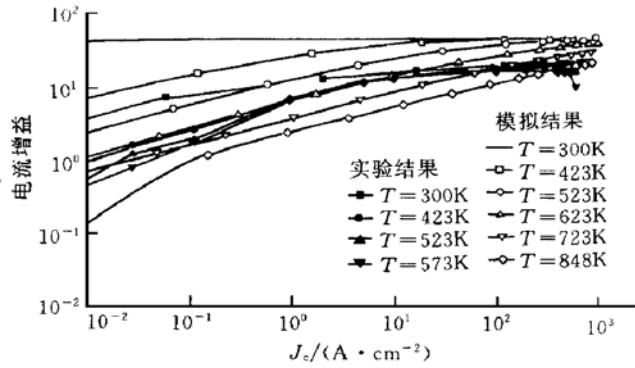


图 2 模拟的 300K 至 848K 电流增益随 J_c 的变化
以及 300K 至 573K 的实验数据

FIG. 2 Gain versus Current Density

电流增益 β 随温度而变化是由于 J_e 和 J_b 各分量因温度变化而发生的相对变化量各不相同。为了明确导致电流增益变化的具体原因,下面分别讨论准中性基区复合流、反向空穴流、空间电荷区复合电流和界面复合电流随温度的变化对 Al_{0.3}Ga_{0.22}In_{0.48}P/GaAs HBT 温度特性的影响。作为对比,文中也给出了 Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs HBT 的模拟结果。

3.1 准中性基区复合流

在我们的计算中,准中性基区复合电流是基极电流最重要的一个分量。

复合机制有三种:通过中性复合中心的 SRH 复合、Auger 复合和辐射复合,当载流子浓度超过 10¹⁹ cm⁻³时,Auger 复合开始变得重要,且在直接禁带的 GaAs 材料中,辐射复合也是一种重要的机制。由于我们的 HBT 采用了重掺杂基区,故在计算中将三种复合机制都考虑在内,即 $\frac{1}{\tau_{nb}} = \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_{RAD}} + \frac{1}{\tau_{AUG}} = C_{nb} \times N_{nb} \times V_t + B \times N_{ab} \left[\frac{300}{T} \right]^{1.5} + A_p \times N_{ab}^2 \times \left[\frac{300}{T} \right]$ 。

τ_{SRH} 和 τ_{AUG} 具有负温度系数,随温度上升而减小;而 τ_{RAD} 具有正温度系数,它们的共同作用使得 τ_{nb} 在很大温度范围内变化很小。 τ_{nb} 通过 $L_{nb} = \sqrt{D_{nb}\tau_{nb}}$ 影响 J_{rb}/J_e , $J_{rb}/J_e \propto \cosh(W_B/L_{nb}) - 1$ 。由于基区重掺杂,复合严重, L_{nb} 约为 0.2~0.3 μm, 准中性基区复合电流在中到大电流范围内都占了主导地位,决定了 HBT 的电流增益。从 300K 到 723K 的范围内,计算表明随着 J_e 的增大 J_{rb}/J_e 仅有微弱上升,使得 HBT 在工作范围内的电流增益稳定在 45 附近。

J_{rb}/J_e 随温度的变化关系如图 3 所示。随着温度升高, J_{rb}/J_e 先是下降, 500~600K 时达到最低,后又回升。这是由于三种复合机制具有不同的温度系数。但是即使当温度上升至 848K 时, J_{rb}/J_e 仍与 300K 时的值接近。可是此时空间电荷区复合电流 J_{scr} 已接近甚至超过 J_{rb} , 导致电流增益下降。

3.2 反向空穴流

$J_{ep}/J_e \approx \frac{D_{ep}p_0 L_{nb}}{D_{nb}n_0 L_{pe}} \propto \exp(-\Delta E_v/kT)$ 。 J_{ep}/J_e 与 $1/T$ 呈指数变化关系;而且 ΔE_v 越大, J_{ep} 随温度变化的幅度就越大。300K 时, J_{ep}/J_e 仅为 6×10^{-14} , 而到 848K 时, J_{ep}/J_e 已上升至 4.7×10^{-5} 。但是由于大的 ΔE_v ,有效地抑制了 J_{ep} , 即使在这么高的温度下,与 J_{rb} 相比, J_{ep} 也是可以忽略的。与此相对照, AlGaAs/GaAs HBT 的 ΔE_v 较小, 300K 时 J_{ep}/J_e 约为 4.6×10^{-7} , 673K 时就达到 0.0026, 相当于 J_{rb} 的 13%, J_{ep} 对于电流增益的影响已不可忽略。

3.3 空间电荷区复合电流

计算结果见图 4,在小电流范围内 J_{scr} 在 J_b 中始终占主导地位。室温时在 J_e 小于 5×10^{-7} A/cm² 时, J_{scr}/J_e 开始小于 J_{rb}/J_e ;随着温度的上升, J_{scr} 占主导地位的电流范围增大了;723K 时仅当 J_e 达到 10^{-2} A/cm² 时, J_b 才由 J_{scr} 占主导转变为 J_{rb} 占主导;当温度高于 848K 时 J_{scr}/J_e 始终大于 J_{rb}/J_e 。而此时电流增益下降至室温时的 60%, J_{scr}/J_e 上升是主要原因。

虽然已有作者^[9]指出了空间电荷区复合电流随温度的变化对于 HBT 电流增益的稳定有很大影响,但是其分析忽略了基区侧复合电流,对于发射结侧也是仅考虑了 SRH 复合机制并进行简化的定性分析。这种处理在一定程度上弱化了 J_{scr} 的影响,计算出的电流增益往往可以保持稳定在 1000K 以上,而实际上,到目前为止,实验所得到的 HBT 的最高工作温度不超过 650K。

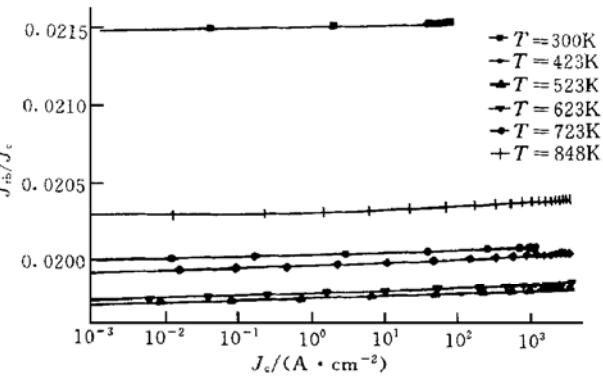


图 3 从 300K 到 848K 准中性基区复合电流与集电极电流之比

FIG. 3 J_{rb}/J_e versus Temperature

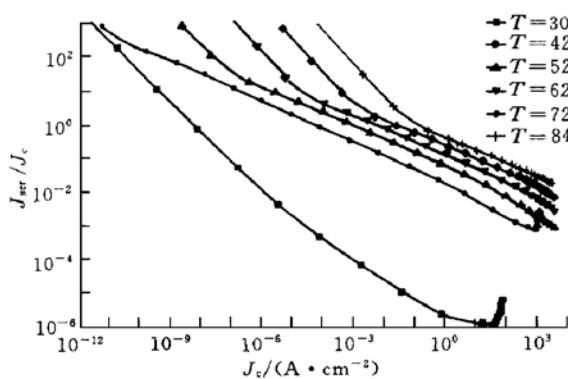


图 4 从 300K 到 848K 空间电荷区复合电流与集电极电流之比

FIG. 4 Recombination Current versus Collector Current

得基区的复合相对于发射区加重。但是由于基区侧的复合直接与注入到基区的电子成正比, $J_{ser,b}/J_c$ 在整个电流范围内基本上保持恒定。而且随着温度的升高, 基区侧的空间电荷区复合电流与 J_c 的比值并无大的变化; 300K 时 $J_{ser,b}/J_c$ 等于 2×10^{-5} , 848K 时的 $J_{ser,b}/J_c$ 约为 8×10^{-4} 。与此形成对比的是, 发射区侧的复合电流随温度变化幅度要大得多, 随着温度升高, $J_{ser,e}/J_c$ 显著增加; 缓变层的 $J_{ser,g}/J_c$ 的增长速度虽然低于 $J_{ser,e}/J_c$, 但其 300K 时的值远大于 $J_{ser,e}/J_c$, 约为 10^8 倍, 848K 时 $J_{ser,g}/J_c$ 仍为 $J_{ser,e}/J_c$ 的 10^3 倍, 此时的空间电荷区复合电流在整个电流范围内都完全以发射区侧的 $J_{ser,g}$ 为主, 见图 5。至于 AlGaAs/GaAs HBT, 模拟表明其空间电荷区复合电流在 J_b 中始终占主要地位, 大于 J_b 的其余分量, 造成电流增益随 J_c 和温度显著变化。

3.4 界面复合电流

据文献报道, 与 AlGaAs/GaAs 异质界面相比, GaInP/GaAs 界面的复合速度较小。但是现有的测量结果都是针对掺杂水平较低、厚度小的激光器, 其界面复合速度很可能低于较高掺杂的 HBT eb 结处的^[16,17]。为了充分考虑界面复合对 HBT 性能的影响, 取界面复合速度的上限 1000cm/s 进行了计算。发现即使是很高的界面复合速度对于电流增益的影响也是可以忽略的。 J_{ri}/J_c 不超过 1.0×10^{-3} 。当电流增益小于 500 时, J_{ri} 的影响完全可以忽略。

模拟表明, 界面复合电流在室温下对于电流增益的影响反而要大于其在较高温度下的影响。这主要是由于高温下电子以较高的速度越过界面, 被俘获的几率减少了。

为了充分考虑空间电荷区复合电流对于电

流增益稳定的影响, 本文采用数值算法对于该项电流进行了计算。在异质结中, 通常有两个因素影响 SCR 复合电流, 一是 N 区与 p 区的掺杂浓度比, 高的浓度比使得绝大多数 SCR 位于 N 区一侧; 另一因素就是 N 区与 p 区的禁带宽度差, N 区中较大的禁带宽度使其载流子浓度较低, 因此复合率也较低。N 区与 p 区哪一侧复合电流较大取决于上述两个因素中哪一个起主要作用。

我们的计算结果表明在小电流范围内发射区侧的复合占主导, 其中绝大部分复合电流来自缓变区; 而大电流下复合电流主要由基区一侧提供, 参见图 5 所示的室温时空间电荷区复合电流各分量的相对值。这是由于大电流时, 空间电荷区宽度变窄, 而较多的电子注入基区, 使

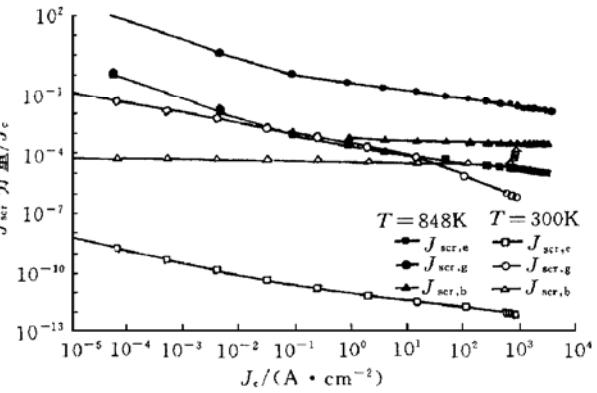


图 5 300K 与 848K 时空间电荷区复合电流各分量与集电极电流之比

FIG. 5 All Partials of Recombination Current in Space Charge Region versus Collector Current

4 结论

本文在 Ebers-Moll 模型的基础上,对于集电极电流、基极电流及其各分量进行了自洽计算,并考虑了温度的影响。其中空间电荷区复合电流的计算采用了数值积分的方法,包括 SRH、辐射和 Auger 三种复合机制,较充分地体现了该电流分量对于电流增益的作用。与完全的解析方法相比,本文的计算结果与实验数据更为接近。

J_b 各分量随温度变化的综合作用使得电流增益随温度的上升而下降。在 J_b 的各分量中,以 J_{scr} 和 J_{pe} 随温度的变化率最大。由于 Al_{0.3}Ga_{0.22}In_{0.48}P/GaAs 异质结具有较大的 ΔE_V ,有效地抑制了空穴反向注入,即使在 848K 的高温下,空穴反向注入对于电流增益产生的影响也可以忽略。而空间电荷区复合电流,尤其是发射区内缓变层内的复合电流在室温时就对电流增益产生影响,其在高温时的影响变得更加显著。该电流分量是造成 Al_{0.3}Ga_{0.22}In_{0.48}P/GaAs HBT 的电流增益随温度升高而下降的主要原因。

由于 HBT 的基区重掺杂,准中性基区复合电流几乎在所有情形下在基极电流中都占了主导地位,使得电流增益仅随温度缓慢变化,从 300K 到 723K 电流增益的下降在实用的电流范围内小于 10%。升温至 848K 时,准中性基区复合电流 J_{rb} 在 J_b 中的主导地位被空间电荷区复合电流 J_{scr} 所取代,引起电流增益降低。但此时 Al_{0.3}Ga_{0.22}In_{0.48}P/GaAs HBT 仍可保持 300K 时电流增益的 60%。

计算结果表明采用宽发射区有利于减少温度敏感性较高的电流分量在基极电流中占的比例,提高 HBT 电流增益的温度稳定性。在 GaAs 基 HBT 中,Al_{0.3}Ga_{0.22}In_{0.48}P/GaAs 具有很好的高温及大功率应用前景。

参 考 文 献

- [1] P. M. Asbeck, M. -C. F. Chang, J. A. Higgins *et al.*, IEEE Trans. Electron Devices, 1989, **36**: 2032.
- [2] W. Liu, S. K. Fan, T. Henderson *et al.*, IEEE Trans. Electron Devices, 1993, **40**: 1351.
- [3] Ho-Kwang Yow, Peter A. Houston *et al.*, J. Appl. Phys., 1994, **76**: 8135.
- [4] Ho-Kwang Yow, Peter A. Houston *et al.*, IEEE Trans. Electron Devices, 1996, **43**: 2.
- [5] Klaus Fricke, Hans L. Hartnagel, Woo-Yong Lee *et al.*, IEEE Trans. Electron Devices, 1992, **39**: 1977.
- [6] Anatoly A. Grinberg, Michael S. Shur *et al.*, IEEE Trans. Electron Devices, 1984, **31**: 1758.
- [7] S. J. Fonash, J. Appl. Phys., 1980, **51**: 2115.
- [8] 顾伟东,夏冠群,等,半导体学报,1997, **18**: 748[Gu Weidong, Xia Guanqun *et al.*, Chinese Journal of Semiconductors, 1997, **18**: 748~ 754(in Chinese)].
- [9] Chee-Mun Sindey Ng, Peter A. Houston, Ho-Kwang Yow, IEEE Trans. Electron Devices, 1997, **41**: 17.
- [10] D. B. M. Klaassen, Solid-State Electron., 1992, **35**: 953.
- [11] D. B. M. Klaassen, Solid-State Electron., 1992, **35**: 961.
- [12] M. S. Lundstrom, M. E. Klausmeier-Brown *et al.*, Solid-State Electron., 1990, **33**: 693.
- [13] Sandip Tiwari, Steven L. Wright, Appl. Phys. Lett., 1990, **56**: 563.
- [14] E. S. Harmon, M. R. Melloch and M. S. Lundstrom, Appl. Phys. Lett., 1994, **64**: 502.
- [15] B. C. Lye, P. A. Houston *et al.*, Solid-State Electron., 1997, **40**: 997.
- [16] M. O. Watanabe and Y. Ohba, Appl. Phys. Lett., 1987, **50**: 906.
- [17] R. K. Ahrenkiel, J. M. Olson *et al.*, J. Vac. Sci. Technol. A, 1990, **8**: 3002.