

双极晶体管微波损伤效应与机理*

马振洋[†] 柴常春 任兴荣 杨银堂 陈斌

(西安电子科技大学微电子学院, 教育部宽禁带半导体材料与器件重点实验室, 西安 710071)

(2011年7月15日收到; 2011年8月7日收到修改稿)

结合 Si 基 $n^+ - p - n - n^+$ 外延平面双极晶体管, 考虑了器件自热、高电场下的载流子迁移率退化和载流子雪崩产生效应, 建立了其在大功率微波 (high power microwave, HPM) 作用下的二维电热模型. 通过分析器件内部电场强度、电流密度和温度分布随信号作用时间的变化, 研究了频率为 1 GHz 的等效电压信号由基极和集电极注入时双极晶体管的损伤效应和机理. 结果表明集电极注入时器件升温发生在信号的负半周, 在正半周时器件峰值温度略有下降, 与集电极注入相比基极注入更容易使器件毁伤, 其易损部位是 B-E 结. 对初相分别为 0 和 π 的两个高幅值信号的损伤研究结果表明, 初相为 π 的信号更容易损伤器件, 而发射极串联电阻可以有效的提高器件的抗微波损伤能力.

关键词: 双极晶体管, 大功率微波, 损伤机理

PACS: 85.30.Pq, 84.40.-x

1 引言

随着电磁环境的日益复杂, 现代半导体器件和集成电路极易受到大功率微波 (HPM) 的威胁^[1-4]. HPM 对器件与电路的损伤研究方面已有一些初步的研究报道. Hwang 等^[5] 实验研究了 TTL/CMOS IC 反相器在 HPM 辐射作用下的毁伤问题, 结果表明辐射强度较低时 ($E < 11.9$ kV/m) 会导致芯片上双极晶体管 (BJT) 等半导体器件的损伤; 辐射强度较高时 ($E \geq 12.6$ kV/m) 还会引起芯片互连线和键合线热烧毁. 文献 [6] 报道了欧洲电气化铁路交通管理系统在窄带及宽带 HPM 源辐射下的易损性实验研究, 结果表明窄带 HPM 源比宽带 HPM 源和阻尼振荡源更易使系统中的低噪声放大器 (LNA) 损伤. 文献 [7] 研究报道了双极晶体管的 HPM 注入损伤效应实验和失效分析结果, 实验结果表明 HPM 注入主要造成 B-E 结的局部硅熔化从而使器件失效. 文献 [8,9] 针对 Si 基双极型 LNA 进行的矩形波调制信号注入损伤实验表明其内部双极型晶体管的 B-E 结是注入能量作用下最容易损伤的部位.

这些研究工作有些结合了器件和电路系统的应用环境, 得到了在微波信号作用下的损伤效应和机理, 但都侧重于实验研究, 没有结合器件内部电场强度、电流密度和温度分布进行失效机理分析. 目前, 双极晶体管的损伤效应和失效机理的研究主要是针对电磁脉冲信号^[10-12], 而针对 HPM 的研究报道则较少.

HPM 通过前门耦合和后门耦合的方式作用到半导体器件, 已有文献 [13,14] 研究了外部电磁信号耦合进入系统端口感应出的信号样式. 文献 [13] 实验测量了大功率电磁波辐射场耦合进入带状电缆所引起的电压信号, 该信号近似于一个阻尼正弦电压信号. 文献 [14] 通过矩量法计算了单极天线在三种电磁脉冲作用下的感应电信号波形, 计算表明入射脉冲带宽越窄, 响应波形越近似于入射脉冲波形. 本文以外部窄带微波辐射信号为研究对象, 将其等效成频率在微波频段的正弦电压信号, 采用 ISE-TCAD 软件建立了器件二维电热模型, 进行了微波信号从基极和集电极注入的损伤效应和机理研究, 讨论了初相分别为 0 和 π 的两个高幅值信

* 国家自然科学基金 (批准号: 60776034) 资助的课题.

[†] E-mail: zyma@mail.xidian.edu.cn

号对双极晶体管的损伤效应,研究了发射极串联电阻对器件微波损伤的影响.

2 仿真模型

2.1 器件结构与信号模型

器件模型采用典型 Si 基 $n^+ - p - n - n^+$ 外延平面双极晶体管. 由于器件结构的对称性, 本文只对 BJT 器件结构的一半进行了仿真 (图 1). 图 2 是器件沿 y 轴方向掺杂浓度分布图 ($x = 1 \mu\text{m}$, $z = 0 \mu\text{m}$ 处), 衬底下表面设定为 300 K 的理想热沉, 其他表面采用绝热边界条件.

注入电压采用正弦信号样式, 该信号的数学表达式为

$$U = U_0 \sin(2\pi ft + \varphi), \quad (1)$$

式中 U_0 是信号幅值, f 是信号频率, φ 是初相. 由于外部电磁干扰信号的频率集中在 1 GHz 左右 [15], 因此本文分别在 BJT 集电极和基极注入频率为 1 GHz 初相 φ 为零的正弦连续电压信号, 直至器件内部任一点达到硅的熔点 1688 K, 此时判定器件烧毁.

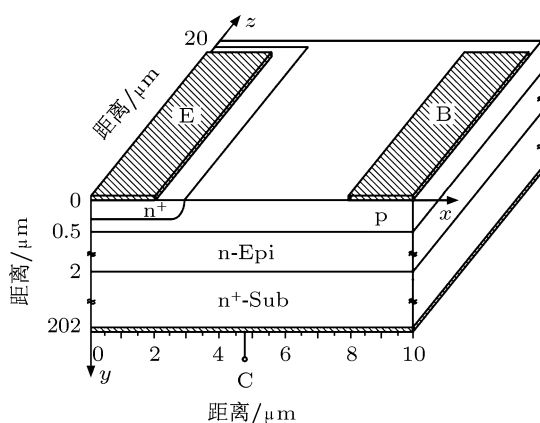


图 1 双极晶体管结构

2.2 数值模型

ISE-DESSIS 仿真器通过对泊松方程、电子空穴连续性方程、电子空穴电流密度方程以及热传导方程组成的方程组进行数值求解来描述器件内部的微观物理过程. 在信号注入过程中, 高电压大电流导致器件温度上升, 主要参数 (载流子迁移率、SRH 产生复合率、雪崩电离率等) 都必须考虑晶格温度的影响. 本文仿真采用非等温模型, 运用

扩散 - 漂移理论, 将电热效应考虑在内, 假设载流子和晶格处于热力学平衡状态, 以提高仿真计算的精确度 [16].

2.2.1 迁移率模型

为了准确的描述器件在高幅值电压信号作用下的内部物理过程, 本文除了考虑掺杂浓度和载流子散射对迁移率的影响外, 特别考虑了高电场对迁移率的影响. 由高电场决定的迁移率模型采用 Canali 迁移率模型 [17]

$$\mu(E) = \mu_{\text{low}} / \left[1 + (\mu_{\text{low}} E / \nu_{\text{sat}})^\beta \right]^{1/\beta}, \quad (2)$$

式中 μ_{low} 是低电场迁移率, 其考虑掺杂浓度和载流子散射的影响, β 是和温度有关的参数: $\beta = \beta_0 (T/T_0)^a$, 速度饱和模型由 $\nu_{\text{sat}} = \nu_{\text{sat},0} (T_0/T)^b$ 决定, $T_0 = 300 \text{ K}$, β_0 , a , b 和 $\nu_{\text{sat},0}$ 是模型中默认参数.

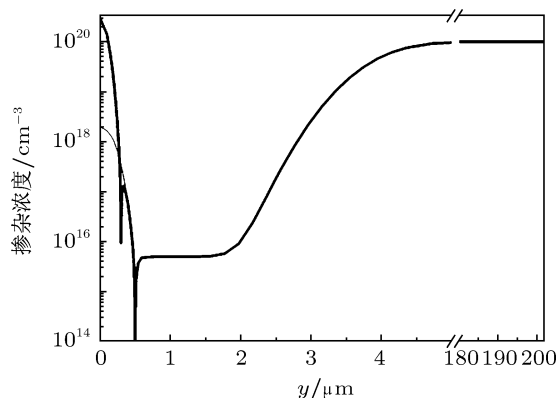


图 2 图 2 掺杂浓度沿 y 方向的分布 ($z = 0 \mu\text{m}$)

2.2.2 载流子产生复合模型

载流子产生复合过程将 SRH 复合、俄歇复合和载流子雪崩产生考虑在内, 其中 SRH 复合考虑掺杂浓度和温度的影响, 电子空穴对的产生过程采用 van Overstraeten-de Man 雪崩模型来描述 [17]. 雪崩产生率 G 可表述为

$$G = \alpha_n n \nu_n + \alpha_p n \nu_p, \quad (3)$$

式中 $\nu_{n,p}$ 和 $\alpha_{n,p}$ 分别是电子和空穴的漂移速度和电离率, $\alpha(E) = \gamma a \cdot \exp(\gamma b / |\nabla\varphi|)$, 而 γ 又由下式给出:

$$\gamma = \tanh\left(\frac{h\omega_{\text{op}}}{2kT_0}\right) / \tanh\left(\frac{h\omega_{\text{op}}}{2kT}\right), \quad (4)$$

式中 $h\omega_{\text{op}}$ 代表光学声子能量, $\nabla\varphi$ 代表费米势, a 和 b 是模型中的默认系数.

3 仿真结果和分析

3.1 集电极注入损伤效应和机理

对图 3 所示的放大状态的双极晶体管 ($R_e = 0\Omega$), 用 ISE-TCAD 器件仿真软件研究了当集电极注入频率 1 GHz 幅值 10 V 的正弦连续电压信号的损伤过程. 图 4 是信号作用下前 20 个周期器件内部峰值温度随时间的变化, 峰值温度随信号作用时间的变化呈现周期性“增加—减小—增加”的规律, 而整体趋势随信号作用时间的持续而不断升高; 在正半周, 峰值温度相对于负半周有所降低, 温度升高主要发生在信号作用的负半周. 图 4 表明器件内部峰值温度随时间的变化规律从第二个周期开始趋于稳定, 这里以第二个周期和第三个周期为例进行讨论.

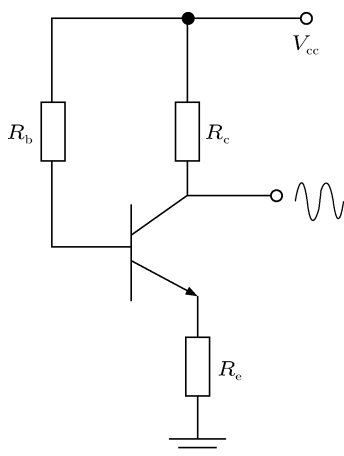


图 3 仿真电路示意图

负半周时, 信号的起始阶段晶体管处于发射结正偏, 集电结反偏的放大工作状态. 信号电压绝对值增加到大约 5.8 V 时使集电结正偏, 发射结反偏, 此时信号电压几乎全部加在发射结上 (图 5(a)), 发射结反偏电场强度随着外加电压绝对值的增加持续增大. 由于发射结柱面处曲率半径较小, 电场强度较大^[18], 此处的电场强度首先达到雪崩击穿临界电场 $1.75 \times 10^5 \text{ V/cm}$ ^[17], 雪崩击穿产生大量的载流子使发射结反偏电流较大, 电流密度峰值出现在结的柱面处 (图 5(b)). 在晶体管内部, 功率耗散产生的热量使器件温度升高, 而功率密度可表述为 $Q = J \cdot E$, 是由电场强度 E 和电流密度 J 两个参量共同决定. 在负半周, 峰值电场强度和峰值电流密度都出现在发射结的柱面处并出现

温度峰值 (图 5(c)). 注入电压绝对值继续增加时, 整个发射结都会发生雪崩击穿效应, 反偏电流激增, 在 $t = 1.83 \text{ ns}$ 时温度达到最高值 326 K 左右. 注入信号电压绝对值下降使作用在发射结处的反向偏压随之降低, 雪崩电流下降, 当结的柱面处功耗产生的热量小于向周围扩散的热量时, 温度开始降低 (图 4).

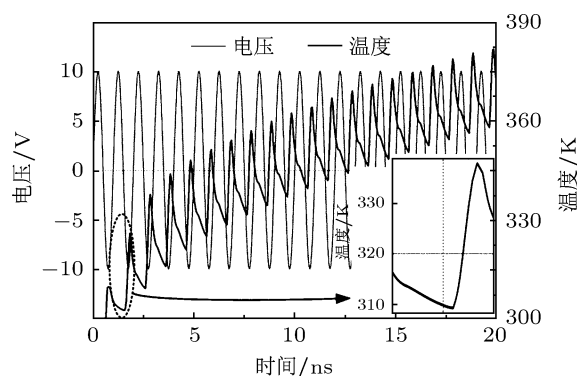


图 4 器件内部峰值温度随时间的变化

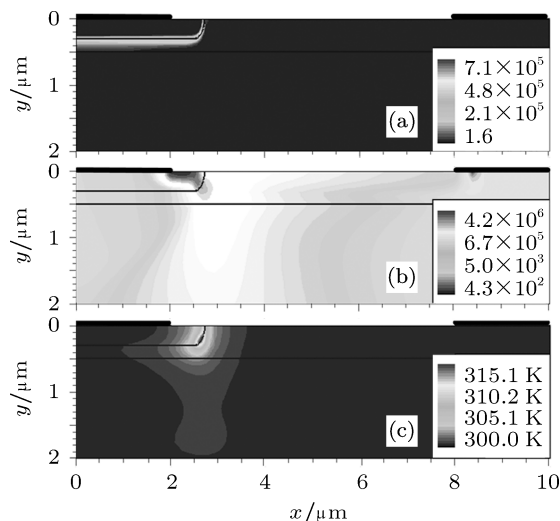


图 5 $t = 1.4 \text{ ns}$ 时器件内部 (a) 电场强度 (V/cm)、(b) 电流密度 (A/cm^2) 和 (c) 温度的分布

正半周时发射结正偏, 集电结反偏, 注入信号电压基本都加在集电结上. 由于基区掺杂浓度高于集电区, 电压升高时集电结空间电荷区主要向集电区扩展 (图 6(a)). 当集电结空间电荷区扩展到低阻的 n^+ 衬底和外延层交界处时 (图 6(b)), 空间电荷区电场强度不断增加, 进而发生雪崩击穿. 发射极电流沿器件表面的横向流动使得电流密度峰值出现在发射结的柱面处 (图 7(a)). 虽然结的柱面处电流密度很高, 但电场强度只有约 $3.5 \times 10^3 \text{ V/cm}$, 信

号功率所产生的热量比向周围传导的热量少,使正半周时峰值温度始终下降.当信号电压继续增加时,空间电荷调制效应使电场强度峰值移到 n-n⁺ 交界处(图 6(c)),此处温度开始升高(图 7(b)).由于 n-n⁺ 交界面处电流密度很小(大约 $4.5 \times 10^3 \text{ A/cm}^2$),温度只升高了 2.2 K,峰值温度依然在发射结的柱面处.

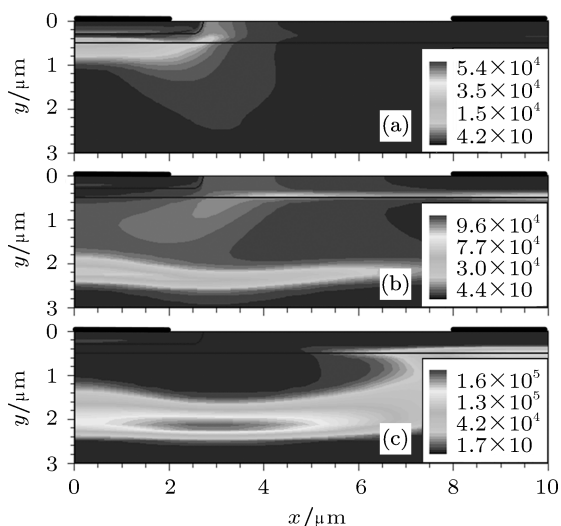


图 6 正半周器件内部电场强度随时间的分布 (V/cm) (a) 2.05 ns; (b) 2.15 ns; (c) 2.25 ns

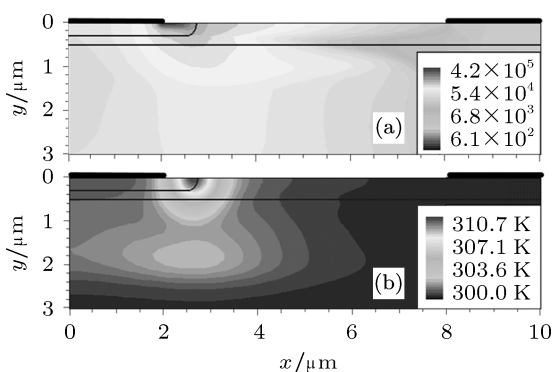


图 7 (a) 2.15 ns 时刻器件内部电流密度的分布 (A/cm^2); (b) 2.25 ns 时刻器件内部温度的分布

由上面分析可知,在信号的正半周,峰值电场强度和峰值电流密度不在同一区域,器件内部温度升高点分散在 pn 结和 n-n⁺ 交界面之间,峰值温度下降;而在信号的负半周,发射结的柱面处同时成为峰值电流密度和峰值电场强度点,因此升温较快.对于微波频段的电压信号,其单个周期只有几纳秒甚至零点儿纳秒,器件内部热源处热量向周围传导较慢,随着周期信号的不断作用,结的柱面处在一个周期内吸收的能量大于向周围耗散的能量,

峰值温度整体趋势不断升高.峰值温度点温度升高到 500 K 左右时,局部高温使硅材料进入本征状态^[19],使电流更加集中于此,电效应和热效应相互影响使发射结边缘温度升温更快.随着周期信号的不断作用,BJT 的发射结柱面处因热积累而烧毁.

3.2 基极注入损伤效应和机理

图 8 是在基极和集电极分别注入 1 GHz 正弦电压信号下时器件烧毁时间的对比曲线,可见集电极和基极注入时器件烧毁时间随着信号幅值的增加而减小,而基极注入时烧毁时间更短.图 9 是由基极和集电极注入幅值为 10 V 的信号时单个周期内器件峰值温度随时间的变化曲线,图中表明基极注入时温升幅度更高(两者差值约 3.6 K),且在信号正半周器件内部峰值温度也有所升高.在信号正半周,基极注入电压增加到一定值时发射结和集电结都保持正偏.pn 结正向电流密度为

$$J = |J_R| \exp(qV/kT), \quad (5)$$

式中 J_R 是反向饱和电流密度, V 是外加正向电压.发射结正向电流密度随外加电压按指数规律迅速增大,使发射结柱面处的电流密度达到峰值 $3.8 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$.此时器件内部温度主要是由电流密度 J 决定,温度分布和电流密度分布类似,在正半周温度升高了约 9.7 K.而集电极注入时正半周峰值电流密度只有 $4.2 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$,温度下降了约 7.2 K.基极负半周注入时发射结反偏,发射结柱面处的电流密度和电场强度分布与集电极注入时类似,温度升高了约 3.6 K.由于基极注入时在信号的正负半周器件内部峰值温度都有所升高,从而使其烧毁时间更短.

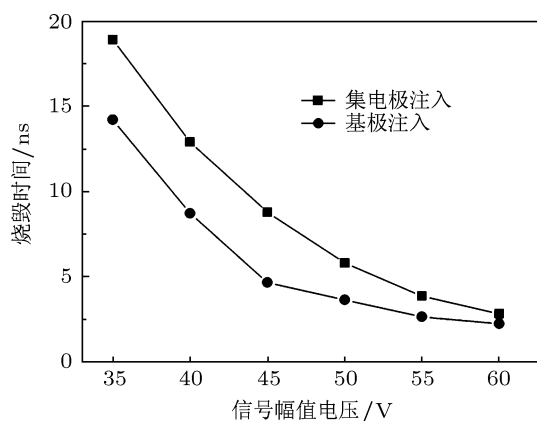


图 8 不同幅值信号从集电极和基极注入时的烧毁时间

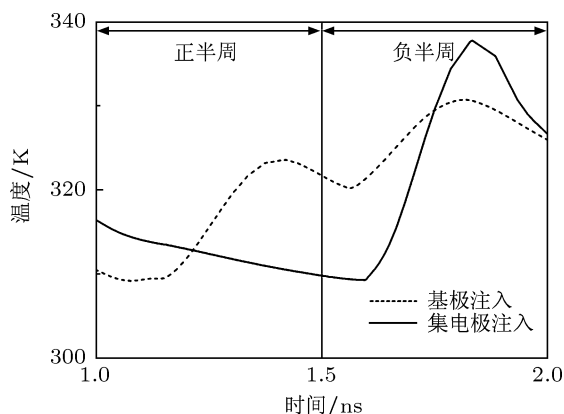


图9 集电极和基极注入时器件内部峰值温度与信号作用时间的关系

3.3 信号相位对烧毁时间的影响

在信号的负半周, 信号由基极和集电极注入 BJT 时温升幅度都较高, 集电极注入条件下更为明显, 如果信号由集电极注入时在第一个半周器件就是负半周, 高幅值信号作用时将会对器件烧毁时间产生显著的影响. 图 10 是集电极注入信号相位分别为 $\varphi = 0$ 和 $\varphi = \pi$ 两种情况下器件烧毁时间的对比曲线, 曲线表明信号相位 $\varphi = \pi$ 时比 $\varphi = 0$ 的信号烧毁时间要短, 相对而言, 相位为 0 和 π 的两种信号当幅值由 102 V 变化至 115 V 时烧毁时间虽略有下降但并不显著. $\varphi = \pi$ 时 BJT 在第一个半周发射结就进入升温过程, 此时峰值电流密度 (10^7 量级) 和峰值电场强度 (10^6 量级) 都出现在发射结的柱面处, 很短的时间器件就达到烧毁温度. 而 $\varphi = 0$ 时第一个半周期内尽管结的柱面处电流密度和 $\varphi = \pi$ 时相差不多, 但电场强度较小 (10^5 量级), 在信号幅值相同的情况下达到烧毁所需的时间大约是 $\varphi = \pi$ 时的两倍. 对于高功率微波, 耦合

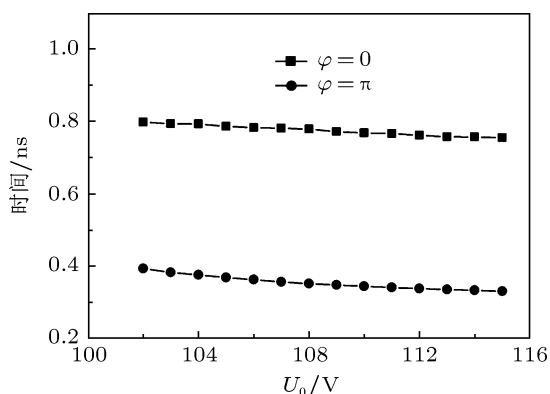


图 10 初相位为 0 和 π 时不同电压幅值信号与烧毁时间的关系

到器件各端口产生的信号幅值较高, 内部升温处热量来不及向周围扩散, 器件在很短时间内达到烧毁温度.

3.4 发射极串联电阻对器件微波损伤的影响

为了研究发射极串联电阻 R_e 的作用, 图 3 中发射极串入了 5Ω 的电阻 R_e , 当集电极分别注入频率 1 GHz 幅值为 15—30 V 不等的正弦电压信号时, 图 11 给出了信号作用了 30 个周期时器件内部峰值温度和信号幅值之间的关系, 结果表明发射极串联电阻可以明显减缓器件内部温度的积累效应, 随注入信号电压幅值的增加, 效果更明显, $R_e = 0 \Omega$ 信号幅值为 30 V 时器件内部峰值温度接近硅熔点, 而 $R_e = 5 \Omega$ 时器件峰值温度只有大约 800 K, 两者相差 700 K 左右. 在正弦电压信号的作用下, BJT 发射极电流很高, 主要在发射结边缘产生温度积累, 发射极大电流在 R_e 产生的压降迅速升高, 因负反馈作用使 BJT 发射结电压降低, 从而使发射极电流减小, 对 BJT 起到镇流限压的作用. 作用信号幅值越高, 发射极产生的电流就越大, R_e 的限压作用就越明显. 可见 R_e 不仅可以稳定 BJT 静态工作点, 还可以有效的提高器件抗微波损伤能力.

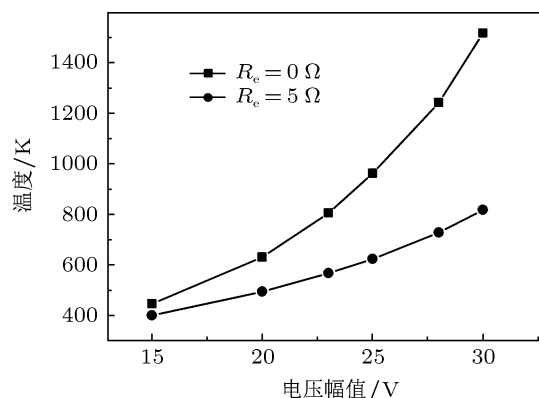


图 11 R_e 为 0 和 5Ω 时信号作用 30 ns 后器件内部峰值温度与信号幅值的关系

3.5 仿真结果与实验对比

图 12(a) 显示的是烧毁时刻器件内部温度的分布, 发射结边缘因热积累而烧毁. 文献 [7] 中对单个双极晶体管进行了高功率信号注入损伤实验研究. 研究证实从晶体管基极和集电极注入时都会使

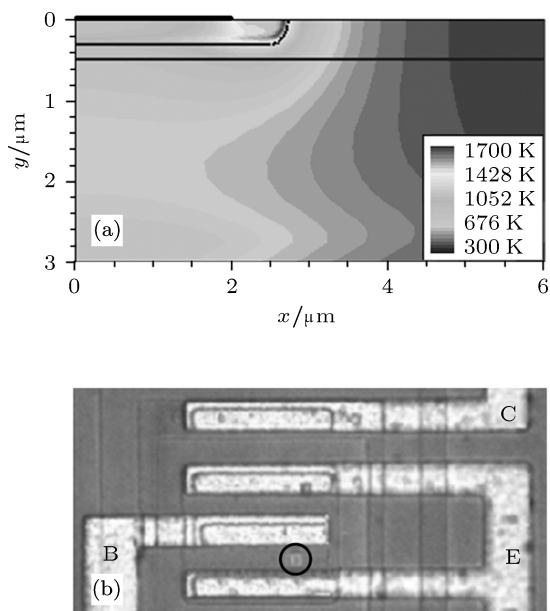


图 12 (a) 器件烧毁时刻 ($t = 0.6 \mu\text{s}$) 的温度分布; (b) BJT 注入失效分析照片 (圈内为烧毁点)^[7]

B-E 结局部烧毁从而使 BJT 失效. 图 12(b) 为微波脉冲注入 BJT 时的失效分析照片, 其烧毁点位置与本文的仿真结果基本符合. 因而本文建立的晶体管模型可以用来分析器件在微波注入下的损伤效应.

4 结论

本文采用微波频段的正弦连续电压信号, 对建立的 Si 基 $n^+ - p - n - n^+$ 双极晶体管二维电热模型进行注入仿真研究, 结果表明基极注入信号时比集电极注入更容易毁伤器件, 发射结的柱面处是因热积累最易毁伤的部位. 由于在信号的负半周发射结柱面处电流密度和电场强度都达到峰值, 器件升温快, 因而初始为负半周的信号使器件更快烧毁, 而发射极串联电阻可以有效的提高器件的抗微波毁伤能力. 本文的研究结果对器件的结构设计和微波应用具有参考价值.

- [1] Backstrom M G, Lovstrand K G 2004 *IEEE Trans. on Electromagn. Compat.* **46** 396
- [2] Brauer F, Sabath F, ter Haseborg J L 2009 *IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, Austin, TX, USA, August 17–21, p237
- [3] Chahine I, Kadi M, Gaboriaud E, Louis A, Mazari B 2008 *IEEE Trans. on Electromagn. Compat.* **50** 285
- [4] Wang H Y, Li J Y, Zhou Y H, Hu B, Yu X Y 2009 *IEEE Trans. on Electromagn. Compat.* **29** 393
- [5] Hwang S M, Hong J I, Huh C S 2008 *Prog. in Electromagn. Res.* **81** 61
- [6] Mansson D, Thottappillil R, Backstrom M, Lunden O 2008 *IEEE Trans. on Electromagn. Compat.* **50** 101
- [7] Fan J P, Zhang L, Jia X Z 2010 *High Power Laser Part. Beams* **22** 1319 (in Chinese) [范菊平, 张玲, 贾新章 2010 强激光与粒子束 **22** 1319]
- [8] Chai C C, Zhang B, Ren X R, Leng P 2010 *J. Xidian Univ.* **37** 898 (in Chinese) [柴常春, 张冰, 任兴荣, 冷鹏 2010 西安电子科技大学学报 **37** 898]
- [9] Chai C C, Yang Y T, Zhang B, Leng P, Yang Y, Rao W 2009 *Semicond. Sci. Technol.* **24** 035003
- [10] Xi X W, Chai C C, Ren X R, Yang Y T, Zhang B, Hong X 2010 *J. Semicond.* **31** 32
- [11] Xi X W, Chai C C, Ren X R, Yang Y T, Ma Z Y, Wang J 2010 *J. Semicond.* **31** 49
- [12] Chai C C, Xi X W, Ren X R, Yang Y T, Ma Z Y 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8118 (in Chinese) [柴常春, 席晓文, 任兴荣, 杨银堂, 马振洋 2010 物理学报 **59** 8118]
- [13] Korte S, Camp M, Garbe H 2005 *IEEE Trans. on Electromagn. Compat.* **2** 489
- [14] Yang Y C, Tan J C, Sheng D Y, Yang G 2008 *High Power Laser Part. Beams* **20** 649 (in Chinese) [杨雨川, 谭吉春, 盛定仪, 杨耿 2008 强激光与粒子束 **20** 649]
- [15] Radasky W A 2010 *Asia-Pacific Symposium on Electromagnetic Compatibility*, Beijing, China, April 12–16, p758
- [16] Zhang B, Chai C C, Yang Y T 2010 *Acta Phys. Sin.* **50** 8063 (in Chinese) [张冰, 柴常春, 杨银堂 2010 物理学报 **50** 8063]
- [17] Integrated Systems Engineering AG 2004 *ISE-TCAD Dessim Simulation User's Manual* Zurich, Switzerland, p142
- [18] Baliga B J, Ghandhi S K 1976 *Solid-State Electron.* **19** 739
- [19] Liu S L, Zhang H C, Chai C C 2004 *Physics Of Semiconductor Devices* (Beijing: Publishing house of electronics industry) p27 [刘树林, 张华曹, 柴常春 2004 半导体器件物理 (北京: 电子工业出版社) 第 27 页]

The damage effect and mechanism of the bipolar transistor caused by microwaves*

Ma Zhen-Yang[†] Chai Chang-Chun Ren Xing-Rong Yang Yin-Tang Chen Bin

(School of Microelectronics, Xidian University, Key Lab of Ministry of Education for Wide Band-Gap Semiconductor Materials and Devices, Xi'an 710071, China)

(Received 15 July 2011; revised manuscript received 7 August 2011)

Abstract

Combining self-heating effect, mobility degradation in high electric field and avalanche generation effect, a two-dimensional electro-thermal model of the typical silicon-based n^+p-n^+ structure bipolar transistor induced by high power microwave is established in this paper. By analyzing the variations of device internal distributions of the electric field, the current density and the temperature with time, a detailed investigation of the damage effect and the mechanism of the bipolar transistor under the injection of 1GHz equivalent voltage signals from the base and collector is performed. The results show that temperature elevation occurs in the negative half-period and the maximum temperature falls slightly in the positive half-period when the signals are injected from the collector. Compared with the former, device damage occurs easily with the signals injected from the base. Specifically, the base-emitter junction is susceptible to damage. The damage results caused by two large-amplitude signals with initial phases of 0 and π respectively indicate that the injected signal with an initial phase of π is liable to cause device damage. Meanwhile, the emitter series resistance can enhance the capability of the device to withstand microwave damage effectively.

Keywords: bipolar transistor, high power microwave, damage mechanism

PACS: 85.30.Pq, 84.40.-x

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60776034).

[†] E-mail: zyma@mail.xidian.edu.cn