

重离子导致的锗硅异质结双极晶体管单粒子效应 电荷收集三维数值模拟*

张晋新¹⁾²⁾⁴⁾ 郭红霞^{1)2)3)†} 郭旗¹⁾²⁾ 文林¹⁾²⁾⁴⁾ 崔江维¹⁾²⁾
席善斌¹⁾²⁾⁴⁾ 王信¹⁾²⁾⁴⁾ 邓伟¹⁾²⁾⁴⁾

1) (中国科学院新疆理化技术研究所, 乌鲁木齐 830011)

2) (新疆电子信息材料与器件重点实验室, 乌鲁木齐 830011)

3) (西北核技术研究所, 西安 710024)

4) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2012年8月17日收到; 2012年9月20日收到修改稿)

针对国产锗硅异质结双极晶体管 (SiGe HBTs), 采用半导体器件模拟工具, 建立 SiGe HBT 单粒子效应三维损伤模型, 研究影响 SiGe HBT 单粒子效应电荷收集的关键因素. 分析比较重离子在不同位置入射器件时, 各电极的电流变化和感生电荷收集情况, 确定 SiGe HBT 电荷收集的敏感区域. 结果表明, 集电极/衬底结内及附近区域为集电极和衬底收集电荷的敏感区域, 浅槽隔离内的区域为基极收集电荷的敏感区域, 发射极收集的电荷可以忽略. 此项工作的开展为下一步采用设计加固的方法提高器件的抗辐射性能打下了良好的基础.

关键词: 锗硅异质结双极晶体管, 单粒子效应, 电荷收集, 三维数值仿真

PACS: 85.30.Pq, 61.80.Az, 73.40.Lq, 75.40.Mg **DOI:** 10.7498/aps.62.048501

1 引言

近年来, 我国在航天领域发展迅猛, 对器件在极端环境中的应用, 特别是辐射、低温环境中的应用需求迫切. 空间极端环境下, 如极低温 $-180\text{ }^{\circ}\text{C}$ 至高温 $+125\text{ }^{\circ}\text{C}$, SiGe 器件在卫星、深空探测设备中具有替代目前体硅器件的潜力, 可以去掉体硅器件携带的庞大的保温装置, 进而降低发射成本, 同时扩展卫星的远程功能. 卓越的低温特性使 SiGe 技术在空间极端环境应用方面备受关注^[1].

美国国家航空航天局 (NASA) 早在十年前就开始关注太空中极端环境下电子系统的应用问题^[2-6], 相关报告指出由于硅基能带工程的材料和器件结构的优势, 锗硅异质结双极晶体管 (SiGe HBT) 具有卓越的低温特性和优异的抗总剂量辐

照性能, 在太空极端环境领域具有诱人的应用前景^[7,8]. 目前国外针对 SiGe HBT 的单粒子损伤效应已展开了一定的研究^[9-15], 研究表明, 单粒子效应是制约 SiGe HBT 空间应用的关键因素. SiGe HBT 由于工艺和结构等新的特征, 对单粒子效应非常敏感, 其单粒子效应表现出不同于体硅器件的复杂的电荷收集机制. 国内对 SiGe HBT 的研究起步较晚, 关于 SiGe HBT 单粒子效应研究的相关报道较少.

本文针对国产工艺制造的 SiGe HBT 器件进行了单粒子效应三维数值仿真模拟, 以国产器件的工艺与结构为基础, 探讨重离子在不同位置入射器件时不同区域的电流变化, 以及感生电荷收集的情况, 通过分析器件结构和仿真结果来确定电荷收集的敏感区域, 为进一步探讨国产 SiGe HBT 单粒子效应的加固技术提供支持.

* 国家自然科学基金 (批准号: 61274106) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: guohxnint@yahoo.cn

2 器件结构描述

本文选用国产 SiGe HBT 作为研究对象. 仿真模拟的 SiGe HBT 与传统体硅 npn 垂直型双极晶体管结构类似 [16-22], 如图 1 所示. 关键是基区, 由组分渐变的 SiGe 构成, 基区中 Ge 的引入在发射极/基极结 (E/B 结) 和基极/集电极结 (B/C 结) 处形成了缓变异质结, 如图 2 所示, 基区内形成的内建电场有效提高了载流子在基区的渡越时间; 电流增益随着引入 Ge 后的带隙变化量 ΔE_g 指数增加, 如下式所示:

$$h_{fe} = \frac{N_e V_{nb}}{N_b V_{pc}} \exp(\Delta E_g/kT), \quad (1)$$

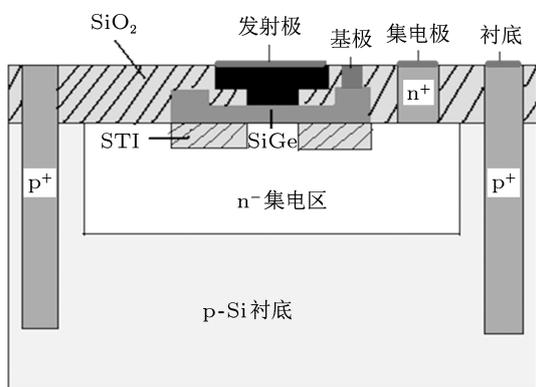


图 1 国产 SiGe HBT 结构示意图

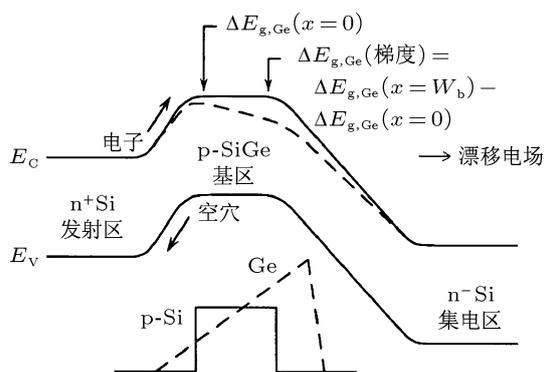


图 2 SiGe HBT 的能带图

其中, h_{fe} 为电流增益, N_e 为发射区浓度, N_b 基区浓度, V_{nb} 为基区电子速度, V_{pc} 为发射区空穴速度, ΔE_g 为带隙变化量, k 为玻尔兹曼常数, T 为温度. 器件的基区厚度薄, 约为 $0.08 \mu\text{m}$, 掺杂浓度高, 可达 10^{19}cm^{-3} , 有效减小了基区电阻, 使器件同时满足频率高, 增益大的要求. 在基区外部集电极内采用浅槽隔离 (STI) 形成有源区, 隔离氧化层上采用双多晶硅自对准工艺外延一层多晶硅掺硼掺锗引

出基区接触, 重掺外延基区可以降低基区电阻和 BC 结电阻; n^+ 埋层引出集电区接触; 发射区使用多晶硅制造, 在顶部引出发射区接触. 器件的四个发射区和五个基区接触采用叉指工艺. 在接近器件边缘处, 采用离子注入工艺注入硼离子并推进, 形成环状重掺 p 型隔离墙, 引出衬底接触, 封装时和发射极连在一起仅留 3 个可接管脚.

3 三维器件数值模拟仿真

3.1 结构仿真

根据上述器件工艺和布局信息, 使用半导体三维器件模拟工具构建器件模型. 图 3 是器件外部结构三维仿真视图, 图 4 是器件内部结构和杂质分布二维仿真剖面图.

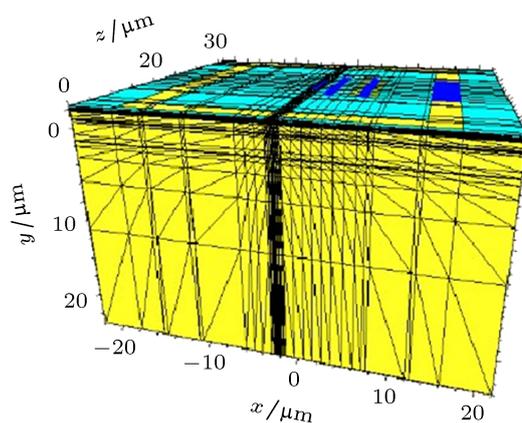


图 3 器件外部结构三维仿真视图

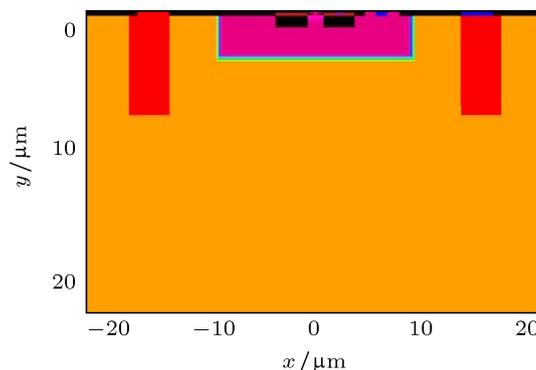


图 4 器件内部结构仿真剖面图

仿真模拟的物理模型选择了 Philips 统一迁移率模型、SRH 复合模型、Auger 复合模型、速率饱和模型和禁带变窄模型. Philips 统一迁移率模型可精确模拟双极器件中多子和少子的迁移率;

SRH 复合模型和 Auger 复合模型可以很好模拟高电场下电子和空穴浓度较高的情况. 将仿真计算的 Gummel 特性和输出特性与使用半导体参数测试仪 KETHLEY4200 测试得到的 Gummel 特性和输出特性进行对比, 结果如图 5 和图 6 所示, 可以看出, 二者符合得较好.

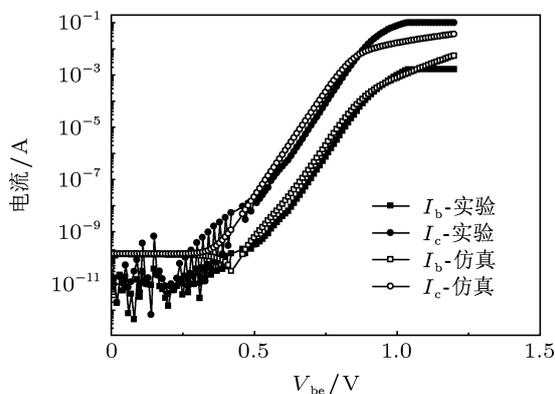


图 5 仿真与测试的器件 Gummel 特性

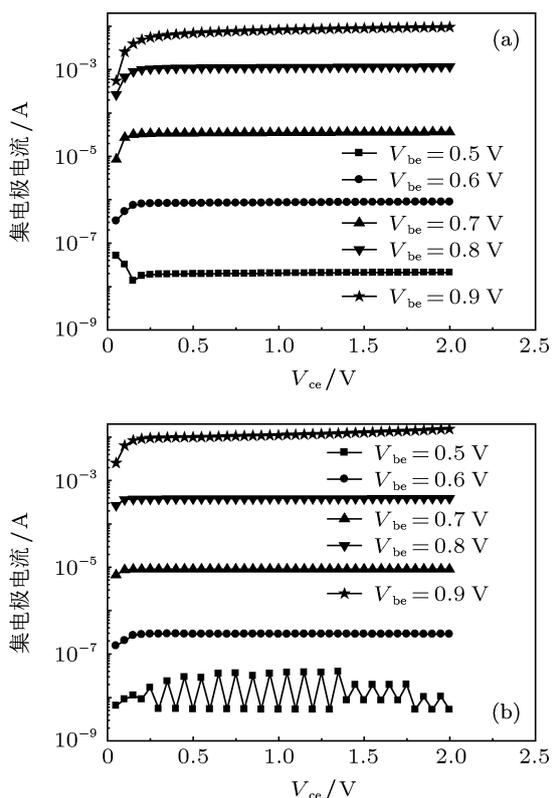


图 6 输出特性曲线 (a) 仿真计算的输出特性曲线; (b) 实验测得的输出特性曲线

3.2 单粒子效应三维数值模拟

仿真模拟重离子入射时选择衬底接 -5 V , 其他

端口接地 (即 0 V) 的偏置, 实现 SiGe HBT 的最劣偏置. 假设电荷沉积穿过整个仿真结构, 因此选择电荷沉积量为 $0.1\text{ pC}/\mu\text{m}$, 相当于线性能量传递值为 $10\text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{mg}$, 使用高斯波形, $1/e$ 特征时间范围是 2 ps , $1/e$ 特征半径是 $0.2\text{ }\mu\text{m}$, 高斯峰值是 2 ps . 图 7(a)—(f) 分别给出了离子入射器件后不同时刻等势线的变化. 离子入射器件后, 沿离子径迹产生大量电子空穴对, 离子穿过耗尽层时, 注入的大量载流子使沿离子径迹的电势发生畸变, 其等势线沿着离子径迹向衬底形成漏斗势. 漏斗区域内的载流子在漏斗电场的作用下很快漂移到电极而被收集, 使瞬间收集的电荷远远多于沉积在耗尽层的电荷. 漏斗效应消失后在浓度梯度的作用下电荷还会通过扩散机制进一步被收集. 因此, 各端口的瞬态电流波形和总的电荷收集量是我们研究 SiGe HBT 单粒子效应重点关注的两方面. 如图 7, 3 ps 时漏斗势开始产生, 5 ps 时漏斗势最强, 40 ps 时漏斗势开始衰弱, 21 ns 时电势恢复到离子入射前的状态.

3.3 不同入射位置单粒子效应敏感性分析

敏感区域可通过分析器件结构和不同位置下离子入射的仿真结果获得, 每个端口的电荷收集量与离子入射位置密切相关. 本文根据离子在器件中穿过不同区域、不同材料和不同结从器件中心向右选取 7 个典型的离子入射位置, 这个过程中只改变 x 轴的入射点, z 轴入射点位于中心不变, y 轴穿过整个器件, 如图 8 所示. 具体为: 1) 离子从 $x = 0\text{ }\mu\text{m}$ 器件中心处入射, 穿过发射区、基区、集电区和衬底; 2) 离子从 $x = 0.7\text{ }\mu\text{m}$ 氧化层处入射, 穿过氧化层、基区、集电区和衬底; 3) 离子从 $x = 2.3\text{ }\mu\text{m}$ 外延基区处入射, 穿过外延基区、隔离氧化层、集电区和衬底; 4) 离子从 $x = 6.3\text{ }\mu\text{m}$ 集电区电极接触处入射, 穿过集电区和衬底; 5) 离子从 $x = 8.5\text{ }\mu\text{m}$ 氧化层处入射, 穿过氧化层、集电区和衬底; 6) 离子从 $x = 11.5\text{ }\mu\text{m}$ 氧化层处入射, 只穿过轻掺杂衬底; 7) 离子从 $x = 15.5\text{ }\mu\text{m}$ 衬底电极接触处入射, 穿过重掺杂衬底、轻掺杂衬底.

图 9—12 分别给出离子从 $x = 0$, $x = 2.3$, $x = 11.5$ 和 $x = 15.5\text{ }\mu\text{m}$ 处入射器件时各电极的电流和电荷收集随时间的变化关系. 可以看出, 集电极和发射极以收集电子为主, 基极和衬底以收集空穴为主. 表 1 给出不同电极在不同离子入射位置下最终收集的电荷总量.

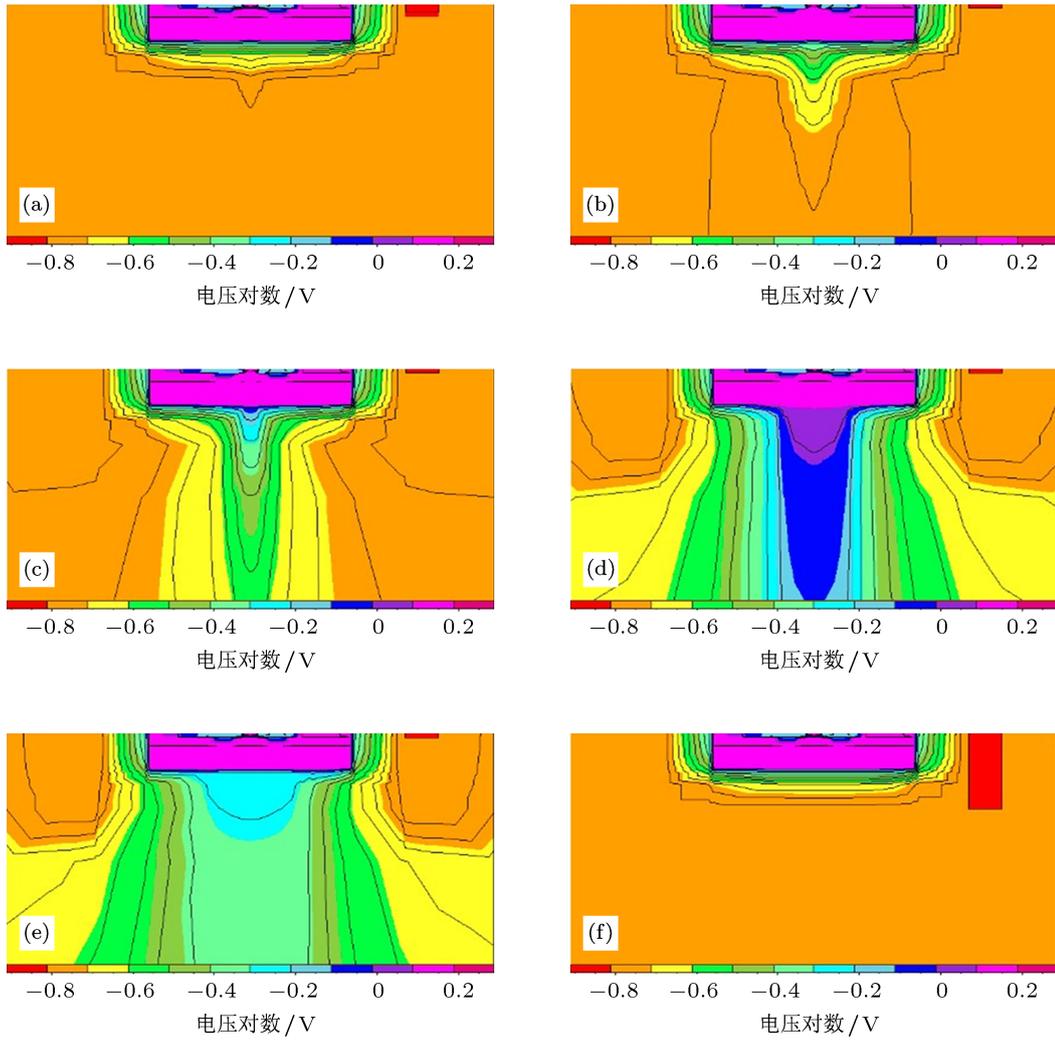


图7 离子入射器件后不同时刻电势的变化 (a) 1 ps; (b) 3 ps; (c) 5 ps; (d) 40 ps; (e) 380 ps; (f) 21 ns

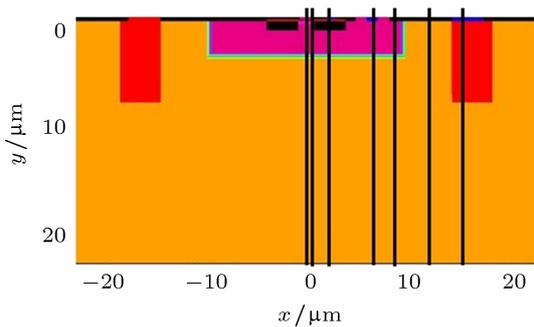


图8 离子垂直入射器件位置的选择

图 9(a) 表明离子从器件中心入射, 依次穿过发射区、基区、集电区和衬底, 同时穿过 B/C 结和 C/S 结. 各端口在载流子的漂移作用下产生一个大的电流脉冲, 电流峰值达到 2 mA 以上; 扩散机制收集的电荷导致集电极和衬底电流在漂移电流波峰后出现一个较为平缓的波峰. 图 9(b) 说明处于反偏

的大面积 CS 结使集电极和衬底收集了大量电荷.

离子于 $x = 6.3 \mu\text{m}$ 和 $x = 8.5 \mu\text{m}$ 处入射的电流变化和电荷收集情况与图 10 离子于 $x = 2.3 \mu\text{m}$ 处入射的情况相似. 图 10(a) 说明入射离子没有穿过发射区、基区和 BC 结, 基极和发射极没有电流脉冲发生; 离子穿过反偏 CS 结, 集电极和衬底的电流波形包括一个漏斗效应引起的大波峰和一个扩散机制形成的平缓波峰. 图 10(b) 说明在反偏 pn 结的作用下集电极和衬底收集了约 4.5 pC 的电荷.

离子从 $x = 11.5 \mu\text{m}$ 处和 $x = 15.5 \mu\text{m}$ 处入射, 没有穿过 CS 结形成漏斗势, 电荷只通过扩散机制被收集, 因此集电极和衬底的电流波形只有一个波峰, 如图 11(a) 和图 12(a) 所示. 对比图 11(b) 和图 12(b) 发现离子于 $x = 15.5 \mu\text{m}$ 衬底接触处入射时收集的电荷少, 饱和速度慢, 原因是衬底接触引出处掺杂浓度高, 载流子复合快, 通过扩散机制收集

的电荷大量减少. 结合上述内容和表 1 可以得出器件不同端口对电荷收集的敏感区域.

1) 发射极收集的电荷比其他端口收集的电荷小几个数量级, 可以忽略不计.

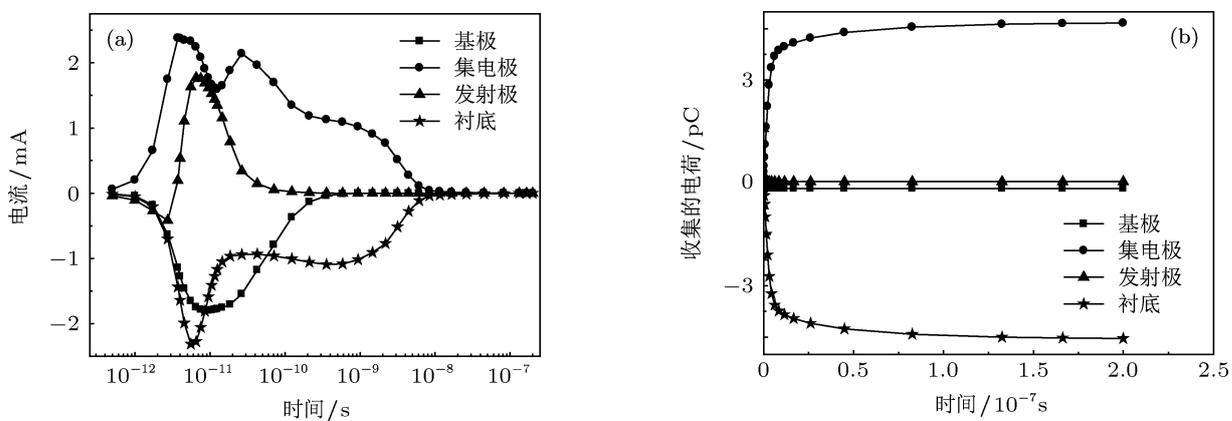


图 9 离子从 $x = 0 \mu\text{m}$ 处入射时仿真结果 (a) 各端电流随时间的变化关系; (b) 各端总电荷收集量随时间的变化关系

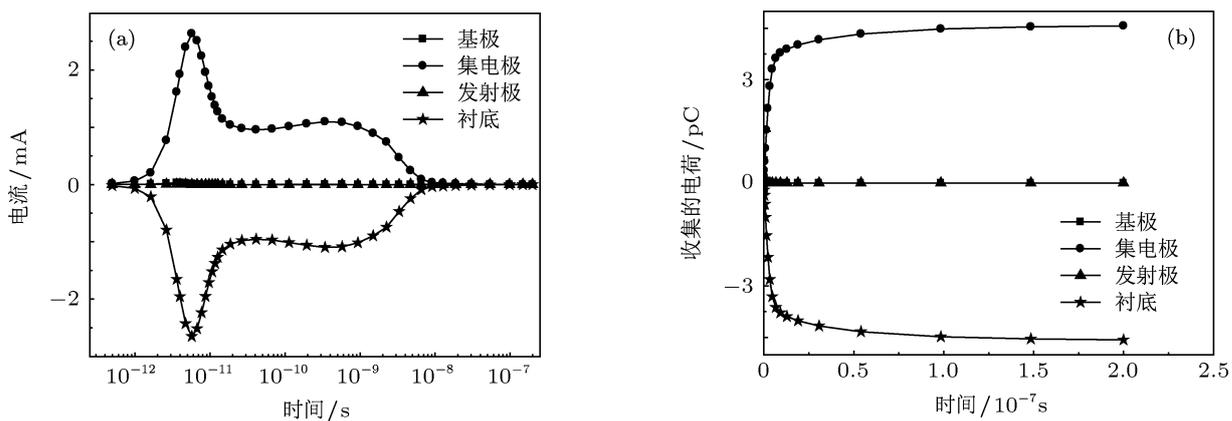


图 10 离子从 $x = 2.3 \mu\text{m}$ 处入射时仿真结果 (a) 各端电流随时间的变化关系; (b) 各端总电荷收集量随时间的变化关系

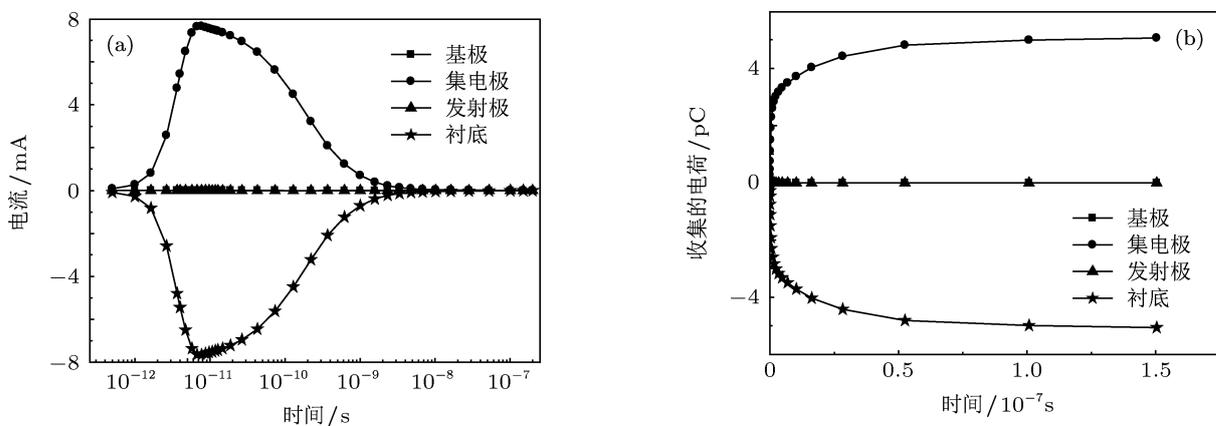


图 11 离子从 $x = 11.5 \mu\text{m}$ 处入射时仿真结果 (a) 各端电流随时间的变化关系; (b) 各端总电荷收集量随时间的变化关系

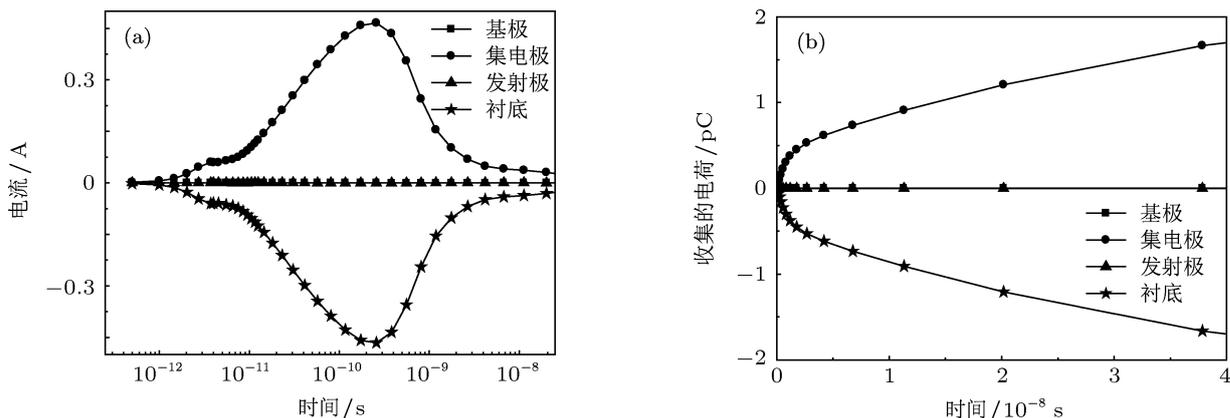


图 12 离子从 $x = 15.5 \mu\text{m}$ 处入射时仿真结果 (a) 各端电流随时间的变化关系; (b) 各端总电荷收集量随时间的变化关系

表 1 不同电极在不同离子入射位置下最终收集的电荷总量

入射位置/ μm	各端收集的电荷/C			
	基极	集电极	发射极	衬底
$x = 0$	-1.62851×10^{-13}	4.66546×10^{-12}	3.45768×10^{-14}	-4.53719×10^{-12}
$x = 0.7$	-1.09065×10^{-13}	4.66686×10^{-12}	7.17293×10^{-16}	-4.55851×10^{-12}
$x = 2.3$	-1.45940×10^{-16}	4.56734×10^{-12}	-3.72805×10^{-18}	-4.56719×10^{-12}
$x = 6.3$	-1.97511×10^{-18}	4.4956×10^{-12}	9.95604×10^{-20}	-4.49559×10^{-12}
$x = 8.5$	1.92401×10^{-17}	4.52016×10^{-12}	1.04351×10^{-19}	-4.52018×10^{-12}
$x = 11.5$	-3.91430×10^{-18}	5.06423×10^{-12}	-4.30590×10^{-18}	-5.06422×10^{-12}
$x = 15.5$	4.57670×10^{-19}	2.86860×10^{-12}	-3.88523×10^{-20}	-2.8686×10^{-12}

2) 对比表 1 中基极收集的电荷发现, 离子从 $x = 0 \mu\text{m}$ 和 $x = 0.7 \mu\text{m}$ 处入射时基极收集的电荷量远多于其他位置入射时基极收集的电荷量, 说明 STI 内的区域是基极收集电荷的敏感区域; STI 外的区域, 受氧化层的限制, 电荷难以通过扩散机制被基区收集, 对基区的电荷收集不敏感.

3) 对比表 1 中不同位置集电极和衬底收集的电荷发现, 这两个端口收集的电荷总量很大, 不同位置收集的电荷数几乎相同. 原因是 CS 结形成了一个面积较大的反偏 pn^+ 结, 衬底 -5V 的反向偏置产生一个电场为 E 的耗尽层. 当离子穿过耗尽层时, 高浓度的载流子使电场发生畸变, 其等势线向着径迹衬底方向延伸形成漏斗形, 经受电场作用的离子径迹由此被扩展, 在该区域的载流子受到漏斗电场作用很快分离漂移到电极被收集. 另一方面沿径迹径向载流子浓度梯度变化, 引起漏斗电场以远和漏斗边缘的载流子进行扩散运动, 扩散到耗尽层被收集. 因此 CS 结内的区域为集电极和衬底收集电荷的敏感区域.

4) 国产 SiGe HBT 没有国外器件中的深沟隔离

结构, 不能有效隔离通过扩散收集的电荷. 表 1 表明, 离子在 $x = 11.5 \mu\text{m}$ 处入射器件时, 集电极和衬底收集的电荷略多于其他位置入射时收集的电荷. 离子从 $x = 11.5 \mu\text{m}$ 处入射只穿过轻掺杂衬底, 载流子复合慢, 寿命长, 电荷通过长时间的扩散被大量收集. 离子从 $x = 15.5 \mu\text{m}$ 处入射穿过重掺杂衬底, 载流子迅速复合, 集电极和衬底收集的电荷量少于其他位置入射的情况. 说明 CS 结附近轻掺杂衬底区域对集电极和衬底的电荷收集也具有敏感性.

综上所述, 发射极收集的电荷可以忽略; 基极收集电荷的敏感区域是基区下 STI 内的区域; 集电极和衬底在 CS 结内及其附近的区域对电荷收集较为敏感.

4 结论

仿真结果表明, SiGe HBT 对单粒子效应较为敏感, 在离子入射下发射区和集电区收集电子电荷, 基区和衬底收集空穴电荷. 处于反偏的 CS 结增强了漏斗效应, 使集电极和衬底收集了大量电荷; 离

子在靠近集电区附近入射轻掺杂衬底, 载流子复合慢, 扩散至 CS 结内, 衬底和集电极在扩散机制下收集大量电荷, 因此 CS 结内及其附近的区域是集电极和衬底收集电荷的敏感区域. 基极收集电荷的敏感区域位于 STI 内. 发射极收集的电荷可以忽略.

本文为研究国产 SiGe HBT 单粒子效应敏感性, 并进一步提出加固方案打下了基础.

衷心感谢清华大学微电子所在合作中提供的技术帮助.

- [1] Cressler J D 1998 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **46** 572
- [2] Cressler J D 2005 *Proc. IEEE* **93** 1559
- [3] Yang H D, Yu Q, Wang X Z, Li J C, Ning N, Yang M H 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5743 (in Chinese) [杨洪东, 于奇, 王向展, 李竞春, 宁宁, 杨谟华 2010 物理学报 **59** 5743]
- [4] Diestelhorst R M 2009 *M.S. Dissertation* (Georgia: Georgia Institute of Technology)
- [5] Appaswamy A 2010 *Ph.D. Dissertation* (Georgia: Georgia Institute of Technology)
- [6] Zhao X, Zhang W R, Jin D Y, Fu Q, Chen L, Xie H Y, Zhang Y J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 134401 (in Chinese) [赵昕, 张万荣, 金冬月, 付强, 陈亮, 谢红云, 张瑜洁 2012 物理学报 **61** 134401]
- [7] Chen T B, Sutton A K, Bellini M, Haugerud B M, Comeau J P, Liang Q Q, Cressler J D, Cai J, Ning T H, Marshall P W, Marshall C J 2005 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **52** 2353
- [8] Niu Z H, Guo Q, Ren D Y, Liu G, Gao S 2006 *Chin. J. Semiconduct.* **27** 1068 (in Chinese) [牛振红, 郭旗, 任迪远, 刘刚, 高嵩 2006 半导体学报 **27** 1068]
- [9] Yang H 2005 *M.S. Dissertation* (Alabama: Auburn University)
- [10] Varadharajaperumal M 2010 *Ph.D. Dissertation* (Alabama: Auburn University)
- [11] Niu G F, Yang H, Varadharajaperumal M, Shi Y, Cressler J D, Krithivasan R, Marshall P W, Reed R A 2005 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **52** 2153
- [12] Pellish J A 2008 *Ph.D. Dissertation* (Tennessee: Vanderbilt University)
- [13] Varadharajaperumal M, Niu G F, Krithivasan R, Cressler J D, Reed R A, Marshall P W, Vizkelethy G, Dodd P E, Joseph A J 2003 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **50** 2191
- [14] Varadharajaperumal M, Niu G F, Wei X Y, Zhang T, Cressler J D, Reed R A, Marshall P W 2007 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **54** 2330
- [15] Zhang T 2009 *M.S. Dissertation* (Alabama: Auburn University)
- [16] Shi Y 2005 *Ph.D. Dissertation* (Alabama: Auburn University)
- [17] Pratapgarhwal M M 2005 *M.S. Dissertation* (Georgia: Georgia Institute of Technology)
- [18] Lü Y, Zhang H M, Dai X Y, Hu H Y, Shu B 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3239 (in Chinese) [吕懿, 张鹤鸣, 戴显英, 胡辉勇, 舒斌 2004 物理学报 **53** 3239]
- [19] Yang H G, Shi Y, Lü J, Pu L, Zhang R, Zheng Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1211 (in Chinese) [杨红官, 施毅, 闫锦, 濮林, 张荣, 郑有 2004 物理学报 **53** 1211]
- [20] Hu H Y, Shu J, Zhang H M, Song J J, Xuan R X, Qin S S, Qu J T 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 017303 (in Chinese) [胡辉勇, 舒钰, 张鹤鸣, 宋建军, 宣荣喜, 秦珊珊, 屈江涛 2011 物理学报 **60** 017303]
- [21] Qian W, Jin X J, Zhang J, Lin H W, Chen P Y, Qian P X 1998 *Chin. J. Semiconduct.* **19** 261 (in Chinese) [钱伟, 金晓军, 张炯, 林惠旺, 陈培毅, 钱佩信 1998 半导体学报 **19** 261]
- [22] Liu L, Wang Y Q, Xiao B, Kang B W, Wu Y, Wang Z 2005 *Chin. J. Semiconduct.* **26** 96 (in Chinese) [刘亮, 王玉琦, 肖波, 亢宝位, 吴郁, 王哲 2005 半导体学报 **26** 96]

3D simulation of heavy ion induced charge collection of single event effects in SiGe heterojunction bipolar transistor*

Zhang Jin-Xin¹⁾²⁾⁴⁾ Guo Hong-Xia^{1)2)3)†} Guo Qi¹⁾²⁾ Wen Lin¹⁾²⁾⁴⁾
Cui Jiang-Wei¹⁾²⁾ Xi Shan-Bin¹⁾²⁾⁴⁾ Wang Xin¹⁾²⁾⁴⁾ Deng Wei¹⁾²⁾⁴⁾

1) (*Xinjiang Technical Institute of Physics and Chemistry, Chinese Academy of Sciences, Urumqi 830011, China*)

2) (*Xinjiang Key Laboratory of Electronic Information Materials and Devices, Urumqi 830011, China*)

3) (*Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China*)

4) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 17 August 2012; revised manuscript received 20 September 2012)

Abstract

In this paper, we establish a three-dimensional numerical simulation model for SiGe heterojunction bipolar transistor by the technology computer aided design simulations. In the simulation we investigate the charge collection mechanism by heavy ion radiation in SiGe HBT technology. The results show that the charge collected by the terminals is a strong function of the ion striking position. The sensitive area of charge collection for each terminal is identified based on the analyses of the device structure and simulation results. For a normal strike within and around the area of the collector/substrate junction, most of the electrons and holes are collected by the collector and substrate terminals, respectively. For an ion strike between the shallow trench edges surrounding the emitter, the base collects a large quantity of charge, while the emitter collects a negligible quantity of charge.

Keywords: SiGe heterojunction bipolar transistor, single event effect, charge collection, three-dimensional numerical simulation

PACS: 85.30.Pq, 61.80.Az, 73.40.Lq, 75.40.Mg

DOI: 10.7498/aps.62.048501

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61274106).

† Corresponding author. E-mail: guohxnint@yahoo.cn