

高功率微波作用下高电子迁移率晶体管的损伤机理

李志鹏 李晶 孙静 刘阳 方进勇

High power microwave damage mechanism on high electron mobility transistor

Li Zhi-Peng Li Jing Sun Jing Liu Yang Fang Jin-Yong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 168501 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.168501

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.168501>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I16>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

镉锌氧化物薄膜晶体管局域态分布的提取方法

Extraction of density of localized states in indium zinc oxide thin film transistor

物理学报.2016, 65(12): 128501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.128501>

退火温度和 Ga 含量对溶液法制备 InGaZnO 薄膜晶体管性能的影响

Effects of annealing temperature and Ga content on properties of solution-processed InGaZnO thin film

物理学报.2016, 65(12): 128502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.128502>

AlGaIn/GaN 双异质结 F 注入增强型高电子迁移率晶体管

Enhancement mode AlGaIn/GaN double heterostructure high electron mobility transistor with F plasma treatment

物理学报.2016, 65(3): 038501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.038501>

内嵌 CuO 薄膜对并五苯薄膜晶体管性能的改善

Analysis of improved characteristics of pentacene thin-film transistor with an embedded copper oxide layer

物理学报.2015, 64(22): 228502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.228502>

溶胶凝胶法制备以 HfO₂ 为绝缘层和 ZITO 为有源层的高迁移率薄膜晶体管

High mobility thin-film transistor with solution-processed hafnium-oxide dielectric and zinc-indium-tin-oxide semiconductor

物理学报.2015, 64(16): 168501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.168501>

部分耗尽结构绝缘体上硅器件的低频噪声特性

Low frequency noise behaviors in the partially depleted silicon-on-insulator device

物理学报.2015, 64(10): 108501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.108501>

高功率微波作用下高电子迁移率晶体管的损伤机理

李志鹏¹⁾ 李晶²⁾ 孙静¹⁾ 刘阳³⁾† 方进勇¹⁾

1)(中国空间技术研究院西安分院, 西安 710000)

2)(中国文昌航天发射场指挥中心, 文昌 571300)

3)(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)

(2016年4月20日收到; 2016年5月11日收到修改稿)

本文针对高电子迁移率晶体管在高功率微波注入条件下的损伤过程和机理进行了研究, 借助Sentaurus-TCAD仿真软件建立了晶体管的二维电热模型, 并仿真了高功率微波注入下的器件响应. 探索了器件内部电流密度、电场强度、温度分布以及端电流随微波作用时间的变化规律. 研究表明, 当幅值为20 V, 频率为14.9 GHz的微波信号由栅极注入后, 器件正半周电流密度远大于负半周电流密度, 而负半周电场强度高于正半周电场. 在强电场和大电流的共同作用下, 器件内部的升温过程同时发生在信号的正、负半周内. 又因栅极下靠近源极侧既是电场最强处, 也是电流最密集之处, 使得温度峰值出现在该处. 最后, 对微波信号损伤的高电子迁移率晶体管进行表面形貌失效分析, 表明仿真与实验结果符合良好.

关键词: 高电子迁移率晶体管, 高功率微波, 损伤机理

PACS: 85.30.Tv, 84.40.-x

DOI: 10.7498/aps.65.168501

1 引言

随着微电子技术的迅猛发展, 半导体器件、集成电路的集成度不断提高, 器件的尺寸不断减小, 这就使其对复杂电磁脉冲的干扰和损伤变得更加敏感^[1]. 目前, 针对双极结型晶体管(bipolar junction transistor, BJT)器件、金属氧化物半导体器件(metal-oxide-semiconductor, MOS)以及PIN限幅二极管等器件的损伤问题, 学者们已开展了研究, 并获得大量研究成果^[2-6]. 文献^[2]分析了基极注入强电磁脉冲对Si基双极型晶体管器件的作用, 研究了器件烧毁时所需能量、功率与脉宽、注入位置的关系. 文献^[3]给出了高功率微波作用下的MOS器件退化过程, 研究表明退化的主要原因是高功率微波感应脉冲电压引起MOS器件的热载流子效应造成的. 文献^[4]对二极管的二次击穿进行了瞬态

电热耦合仿真, 并总结了电磁脉冲损伤阈值的半经验公式. 文献^[5, 6]从实验出发, 总结了从不同管脚注入微波脉冲对Si基双极性晶体管损伤特性, 获得了相关效应数据和规律. 高电子迁移率晶体管(high electron mobility transistor, HEMT)器件因其具备速度快、功耗小、噪声低等优越性能已被广泛应用. 然而, 目前针对HEMT器件在微波信号作用下损伤效应的报道相对较少, 且主要是针对较低频段的器件烧毁特性进行分析^[7].

本文借助半导体器件仿真工具Sentaurus-TCAD建立了典型的AlGaAs/InGaAs HEMT二维电热模型, 并考虑了电子迁移率退化、载流子雪崩产生效应及器件电热效应. 其次, 对从栅极注入20 V, 14.9 GHz微波信号作用下的烧毁过程进行了仿真, 总结了内部电场强度、电流密度、温度分布及端电流随微波信号作用时间的变化关系, 并对微波损伤后的HEMT器件进行了扫描电子显微镜失效

† 通信作者. E-mail: liu_yang@163.com

分析, 且仿真与实验符合良好.

2 模型

2.1 器件模型

本文数值仿真计算采用的 HEMT 器件结构如图 1 所示, 该器件模型为典型的 GaAs 基 δ 掺杂 AlGaAs/InGaAs HEMT, 器件从下往上依次生长 1.5 μm 厚的砷化镓衬底, 10 nm 厚的 InGaAs 沟道层, 34.5 nm 厚的 AlGaAs 势垒层, 30 nm 厚的 GaAs 帽层. 钝化层厚度为 50 nm, δ 掺杂层厚度为 2 nm, 掺杂浓度分布如图 2 所示. 此外, 肖特基栅长为 0.25 μm , 栅两边是 40 nm 宽的绝缘氧化层. 衬底下表面为理想热沉, 其温度恒定在 300 K, 其他表面均采用绝热边界条件.

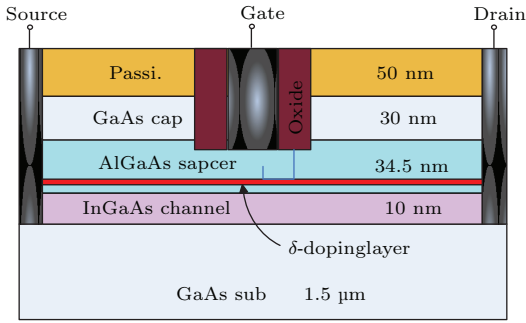


图 1 (网刊彩色) HEMT 器件结构

Fig. 1. (color online) HEMT device structure.

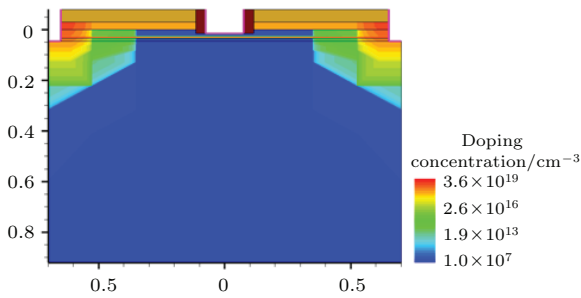


图 2 (网刊彩色) 掺杂浓度分布

Fig. 2. (color online) Doping distribution of HEMT.

2.2 数值模型

本文采用二维器件数值模型^[8]仿真高功率微波信号对 HEMT 器件的影响. 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. 由于注入的高功率微波信号

在作用的过程中会产生高电压大电流, 导致器件温度上升, 因此也需将载流子迁移率、复合率、热导率、电离率等参数在高温、强电场中的影响考虑在内. 此外, 该模型为非等温模型, 运用流体力学理论, 并考虑电热效应, 且假设载流子和晶格处于热动力平衡状态, 以提高仿真计算的精确度^[9].

2.2.1 强电场迁移率模型

对于 GaAs 以及有相似能带结构的半导体材料, 当其处在强电场环境中, 电子可以从电场中获得足够的能量由低能谷转移到高能卫星谷中, 使卫星谷中的电子有效质量大为增加, 平均漂移速度减小, 迁移率大大降低. 对于这种现象应采用 Transferred electron 模型:

$$\mu = \frac{\mu_{\text{low}} + \left(\frac{v_{\text{sat}}}{F_h}\right) \left(\frac{F_h}{E_0}\right)^4}{1 + \left(\frac{F_h}{E_0}\right)^4}, \quad (1)$$

其中 μ_{low} 为低场迁移率, v_{sat} 为饱和速度, F_h 为驱动场, E_0 为参考电场.

2.2.2 载流子产生复合模型

载流子产生复合过程需将 Shockley-Read-Hall (SRH) 复合、俄歇复合和雪崩产生载流子考虑在内. 其中, SRH 复合同时考虑了掺杂浓度与温度的影响, 其模型如下表示:

$$R_{\text{net}}^{\text{SRH}} = \frac{np - n_{i,\text{eff}}^2}{\tau_p(n + n_1) + \tau_n(p + p_1)}, \quad (2)$$

式中

$$n_1 = n_{i,\text{eff}} e^{E_{\text{trap}}/(kT)},$$

$$p_1 = n_{i,\text{eff}} e^{-E_{\text{trap}}/(kT)},$$

E_{trap} 是陷阱能级与本征能级之差, τ_n 和 τ_p 是少数载流子寿命, 其值由杂质浓度、电场强度和温度决定, 计算公式为

$$\tau_c = \tau_{\text{dop}} \frac{f(T)}{1 + g_c(F)},$$

(电子 $c = n$, 空穴 $c = p$), (3)

其中参数 τ_{dop} 指由掺杂决定的少数载流子寿命, 通过 Scharfetter 关系式给出:

$$\tau_{\text{dop}}(N_i) = \tau_{\text{min}} + \frac{\tau_{\text{max}} - \tau_{\text{min}}}{1 + \left(\frac{N_i}{N_{\text{ref}}}\right)^\gamma}. \quad (4)$$

3 数值计算结果与分析

由实验及理论计算表明, 高功率微波耦合到器件端口的信号为具有衰减因子衰减的正弦电压. 因此本文将耦合信号简化为上升沿 t_r 近似为 0 ns 的正弦电压, 如下式所示:

$$V_{\text{HPM}} = \begin{cases} V_0 \frac{t}{t_r} \sin(2\pi f_0 t), & 0 < t < t_r \\ V_0 \sin(2\pi f_0 t), & t_r < t \end{cases} \quad (5)$$

式中 V_0 为电压幅值, t_r 为信号上升沿, f_0 为载波频率.

仿真电路如图 3 所示, 其中器件的源极和栅极接地, 漏极接 2 V 电压源, 使器件工作在零偏状态下. 假设初始温度为 300 K, 在栅极上加幅值为 20 V、载波频率为 14.9 GHz 的电压信号, 直至器件烧毁.

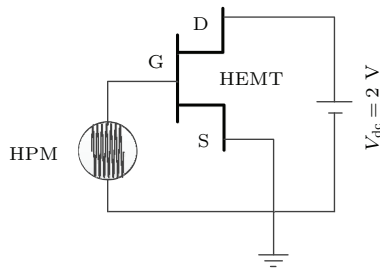


图 3 仿真电路示意图

Fig. 3. Simulation circuit diagram.

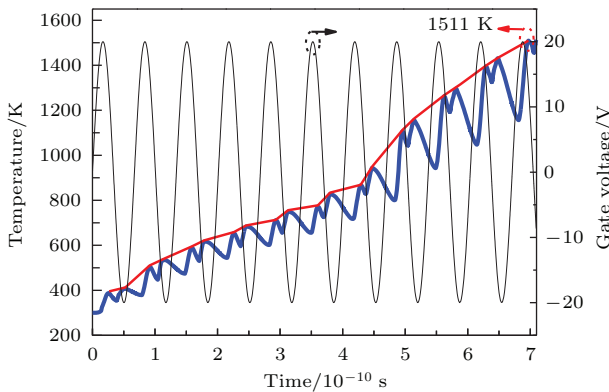


图 4 (网刊彩色) 器件的峰值温度随时间的变化

Fig. 4. (color online) Internal peak temperature of device vs. time.

图 4 给出了微波信号由栅极注入下器件内部温度峰值响应结果, 其中蓝线代表温度, 黑线代表微波信号, 红线代表峰值温度趋势. 可以看出, 器件的峰值温度随信号作用时间的变化呈明显的周

期性“增加-减小-增加”, 而峰值温度的整体趋势随信号作用时间的持续而不断升高, 具有累积效应. 经过 10 个周期后, 器件峰值温度达到熔点 1511 K.

3.1 器件内部电场、电流与注入时间的关系分析

为了研究器件内部温度分布变化情况, 下面以注入信号的第一个周期为例进行分析. 这里值得注意的是(图 5), 在信号作用的正半周, 器件峰值温度随着栅电场的增大而升高, 随着栅电场的减小而降低; 在信号的负半周, 峰值温度变化也有类似趋势.

由热传导方程可知, 温度变化一方面来自热量传输, 另一方面来自热量产生, 而单位时间单位体积内热量的产生量 Q 通常可以表示为 $Q = |\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}|$, 其中 \mathbf{J} 和 \mathbf{E} 分别代表电流密度和电场强度. 由此可见, 热量的产生与电场强度和电流密度均有密切的关系, 下面就从这两个角度, 对器件的升温进行讨论.

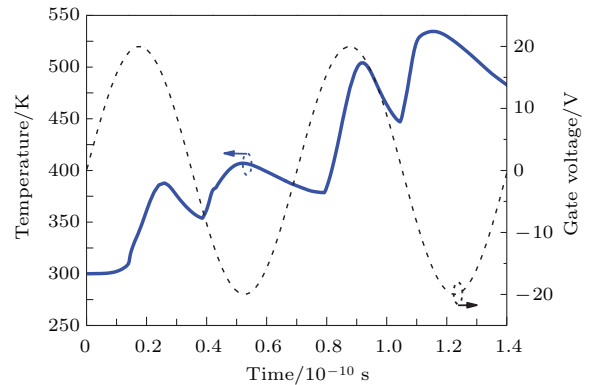


图 5 (网刊彩色) 微波注入前两周期器件峰值升温变化

Fig. 5. (color online) Internal peak temperature in first two cycles.

在信号作用的正半周, 当时间 $t = 0$ 时, 肖特基结正偏, 器件处于正常放大状态, 此时电场峰值分别位于栅极下方靠近源、漏侧以及 Al-GaAs/InGaAs 异质界面处, 电流在异质界面处由漏极流向源极. 随着信号电压的不断升高, 栅极电流持续增加, 同时由于栅源间电势差相较于栅漏间电势差更大, 使得栅极下方靠近源极侧电势差首先达到 GaAs 材料的雪崩击穿电场 1.75×10^5 V/cm, 形成从栅极到二维电子气 (2DEG) 之间的导电沟道. 此时, 大量载流子由栅极流向源极. 当栅电压达到正半周的峰值 (即 $t = 1.68 \times 10^{-2}$ ns)

时,如图6所示,雪崩击穿产生的大量载流子使得栅极下方靠近源极侧电流密度迅速上升.同时栅极下方靠近漏极的电场强度也超过了击穿临界电场,该位置也出现从栅极到2DEG之间的导电沟道,漏极电流反转成为反向电流.此时电流从栅极分别流向源、漏两端,且流向源极的电流较流向栅极的电流更大.当 $t > 1.68 \times 10^{-2}$ s后,随着栅电压的降低,栅极下方靠近源极侧和靠近漏极侧的电场强度均将减小,雪崩电流下降.

在信号作用的负半周,栅极肖特基结反偏,栅极下方势垒层中的耗尽区已经向下扩展到了GaAs衬底,使AlGaAs沟道中栅极正下方部分的电子被

耗尽,二维电子气导电沟道关断,导致器件处于截止状态.当电场强度进一步提高到负半周峰值(即 $t = 5.03 \times 10^{-2}$ ns)时,如图7所示,栅极下方靠近源极侧和靠近漏极侧先后都发生了雪崩击穿,产生大量载流子.但由于2DEG沟道截止,因此此时器件内部的电流密度远小于正半周时器件内部的电流密度.同时因为载波频率很高,负半周雪崩产生的电子无法及时运输,导致栅极下方电子密度高于其他位置电子密度,因此栅极下方负半周电场强度高于正半周电场强度.随着注入电压由强转弱,器件内部电流密度与电场强度的变化趋势与这般周期类似,均开始降低.

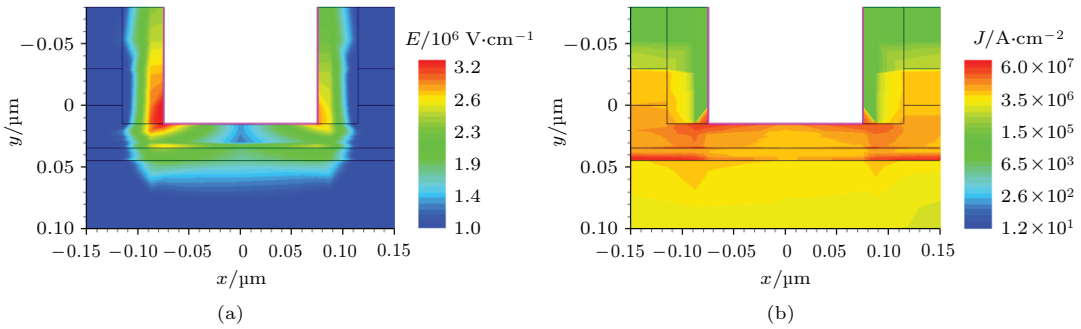


图6 (网刊彩色) $t = 1.68 \times 10^{-2}$ ns时器件内部 (a) 电场强度; (b) 电流密度

Fig. 6. (color online) Internal: (a) Electric field; (b) current density at $t = 1.68 \times 10^{-2}$ ns.

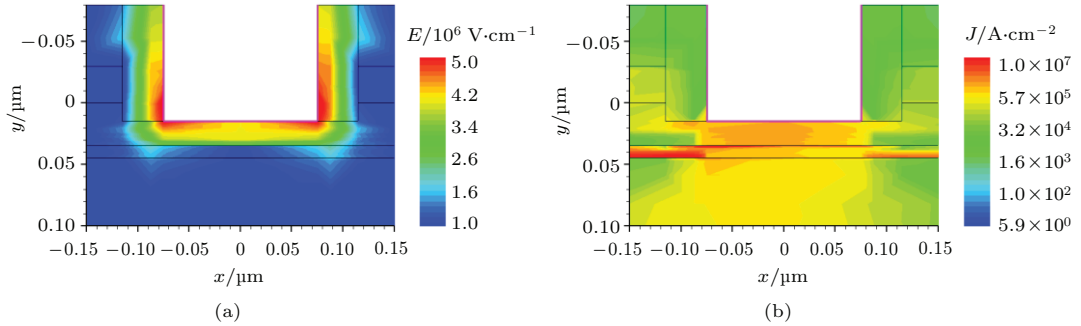


图7 (网刊彩色) $t = 5.03 \times 10^{-2}$ ns时器件内部 (a) 电场强度 (b) 电流密度

Fig. 7. (color online) Internal: (a) Electric field; (b) current density at $t = 5.03 \times 10^{-2}$ ns.

3.2 器件端电流与注入时间的关系分析

进一步,我们讨论端电流随时间的变化规律.由图8可知,在栅电压作用的第一个正半周,栅极、源极和漏极电流密度的峰值分别为 $I_{\max,G,\text{forward}} = 0.019$ A/ μm , $I_{\max,S,\text{forward}} = -0.013$ A/ μm 和 $I_{\max,D,\text{forward}} = -0.0066$ A/ μm ,在信号作用的第一个负半周,栅极、源极和漏极的电流密度峰值分别为 $I_{\max,G,\text{reverse}} =$

-0.0038 A/ μm , $I_{\max,S,\text{reverse}} = 0.0025$ A/ μm 和 $I_{\max,D,\text{reverse}} = 0.0041$ A/ μm .由此可见正半周时栅极电流主要流向源极,其次流向漏极,并且负半周周期的电流密度远小于正半周周期的电流密度,这也与之前的分析相符合.此外,峰值栅极电流密度远大于晶体管正常工作状态下的栅极电流密度(约 10^{-6} A/mm量级).从图中还可以看到,当信号作用超过7个周期后,器件的栅极电流增大,正半周峰值电流 $I_{\max,G,\text{forward}} = 0.033$ A/ μm ,负半周峰

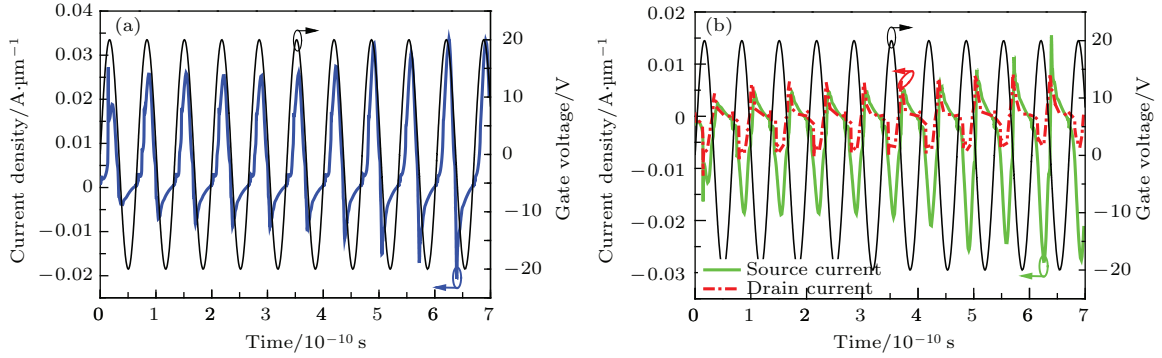


图8 (网刊彩色) 端电流密度随信号注入时间变化 (a) 栅端电流; (b) 源端和漏端电流

Fig. 8. (color online) Terminal current density vs time: (a) Gate current density; (b) source current density and drain current density.

值电流为 $I_{\max,G,\text{reverse}} = -0.01 \text{ A}/\mu\text{m}$, 都远大于信号作用初期的电流峰值. 这是因为随着信号作用, 温度逐渐升高, 当器件温度大于 GaAs 材料的本征激发温度后 ($\geq 750 \text{ K}$), GaAs 材料中的一些价电子就可以挣脱共价键的束缚形成自由电子, 使得参与导电的载流子大幅度增加, 导致正负半周电流均有明显增加.

3.3 内部温度分布与注入时间的变化关系

为了研究器件内部温度分布随信号注入时间变化的关系, 图9分别给出了 $t = 1.68 \times 10^{-2} \text{ ns}$, $t = 5.03 \times 10^{-2} \text{ ns}$, $t_3 = 0.42 \text{ ns}$ 以及 $t_4 = 0.69 \text{ ns}$ 四个时刻器件内部温度分布情况, 其中 t_1, t_2, t_3

以及 t_4 分别为信号注入器件后的第一周期正半周峰值处、第一周期负半周峰值处以及第七周期正半周峰值处和烧毁时刻. 可以看出, 在 t_1 时刻, 器件内部的升温主要分布在栅极下方 AlGaAs/InGaAs 异质结界沟道处, 且靠近源极侧的温度较靠近漏极侧的温度高, 这主要是因为信号作用正半周, 电场强度和电流密度主要分布在此, 且栅漏间电场强度和电流密度均大于栅漏间电场强度和电流密度导致的. 除此之外, 栅极下方靠近源级侧的异质结界沟道处的电流密度大于栅极下方靠近源级侧的电流密度, 导致温度极大值出现在异质结界面处. 在 t_2 时刻, 信号的电场峰值出现在栅金属下方靠近源极一侧, 电流主要从沟道两侧分别流向源极和漏

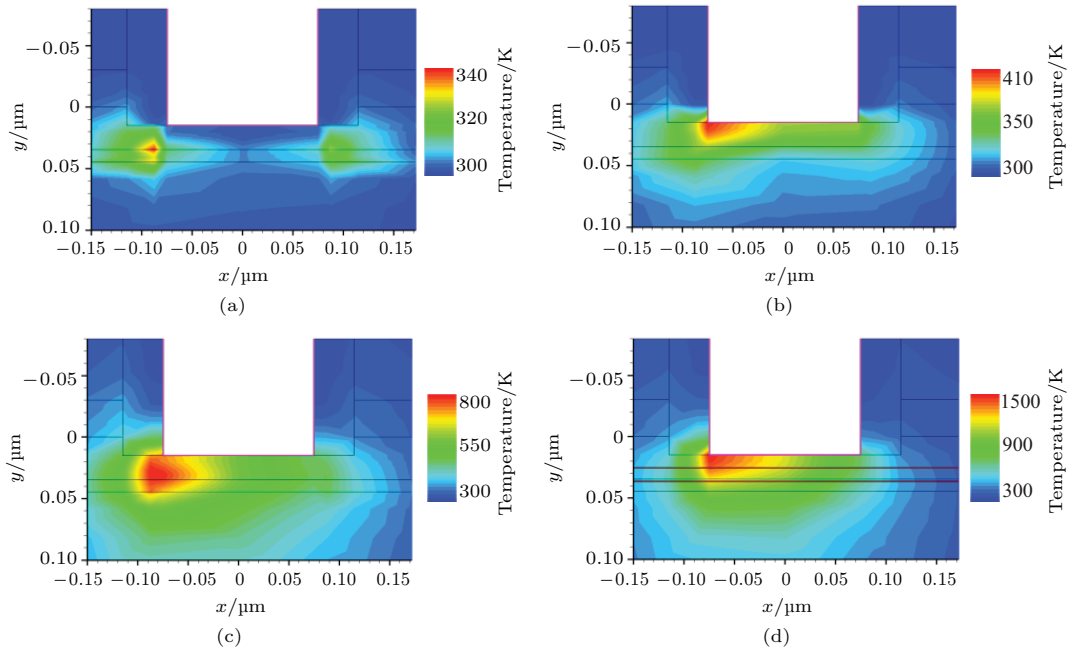


图9 (网刊彩色) 不同时刻器件内部温度分布 (a) t_1 时刻; (b) t_2 时刻; (c) t_3 时刻; (d) t_4 时刻

Fig. 9. (color online) Internal temperature distribution vs time: (a) t_1 ; (b) t_2 ; (c) t_3 ; (d) t_4 .

极, 因此温度峰值位置主要由电场强度决定, 位于栅极下方靠近源级一侧. 这样, 在微波信号作用的正、负半周内, 器件内部都有热量产生, 且功率耗散产生的热量大于向周围扩散的热量时, 器件温度得到积累. 当信号作用超过7个周期后, 器件内部电流快速增大. 这样, 在强电场和大电流的双重作用下, 升温过程较之前变得更加剧烈. 在信号的不断作用下, 器件内部温度在正负半周交替积累, 晶格温度将快速不断上升, 直到达到 GaAs 材料的熔融温度.

综上所述, 热量产生和集中主要是由电场分布和电流密度分布这两方面原因造成的. 随着信号作用时间的增加, 器件功耗不断增大, 器件热点面积逐渐增大, 扩展到栅极下方, 最终导致器件永久损伤. 因此栅极下方靠近源极方向始终是器件最薄弱最容易烧毁的位置.

3.4 温度变化与初始相位的关系

由以上分析可知, 器件内部的峰值温度主要分布在栅极下方靠近源极侧, 且升温过程同时发生在信号作用的正负半周内, 但是负半周的升温幅度较小, 如果微波信号注入时就是第一个负半周, 器件烧毁过程将变缓. 图 10 给出了初始相位分别为 $\varphi = 0$ 和 $\varphi = \pi$ 时器件的峰值温度变化趋势与时间关系. 如图 10 所示, 器件在两种不同初始相位下温度随时间均呈现周期性“增加-减小-增加”, 且峰值温度的整体趋势随时间的持续不断升高. 但信号相位 $\varphi = 0$ 时, 器件的升温速度较快, 烧毁时间也较短. 这主要是因为尽管信号作用的负半周器件内部电场强度略高于正半周电场强度, 但正半周电流密度却远大于负半周电流密度, 所以正半周产生的热量也就相较于负半周更多, 导致正半周的升温幅度

比负半周的升温幅度更大.

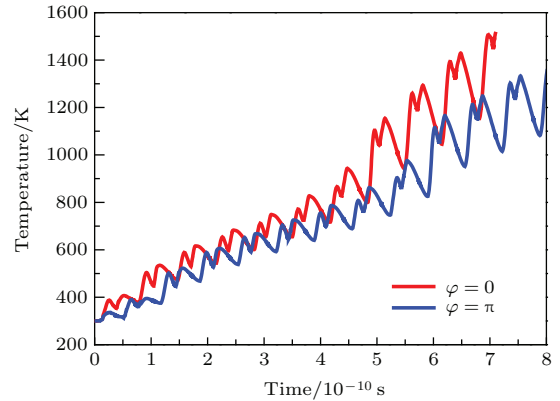


图 10 (网刊彩色) 温度变化与初始相位关系
Fig. 10. (color online) Internal peak temperature of device vs. initial phase.

4 实验研究

依照上述分析, 本文对处于有源放大区的 HEMT 器件进行了微波注入实验. 注入信号为 Ku 波段的高功率微波信号, 注入端口为器件栅极端口, 并使器件在高功率微波的作用下直至烧毁. 图 11 为利用扫描电子显微镜 (SEM) 对微波损伤的 HEMT 器件进行表面形貌微观检测的照片. 如图 11 所示, HEMT 器件的烧毁点出现在栅极靠近源极的位置, 且烧毁位置沟道局部熔融、喷射, 形成熔球, 这也与之前的理论分析相符合. 因而本文建立的模型可以用来分析 HEMT 器件在微波注入下的损伤效应.

5 结论

本文借助半导体仿真软件 Sentaurus-TCAD, 分析了从栅极注入幅度为 20 V、频率为 14.9 GHz

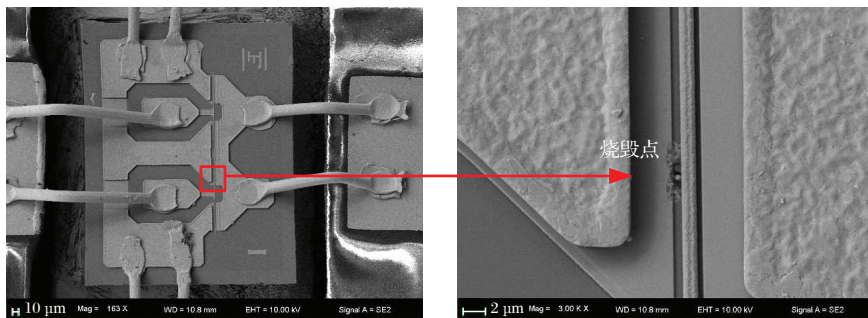


图 11 HEMT 微波损伤失效分析照片

Fig. 11. Failure analysis photograph of HEMT devices damaged by microwaves.

的微波信号对高电子迁移率器件的损伤机理. 在信号正半周, 器件内部栅极下方靠近源极侧形成栅极到2DEG的导电沟道, 且此处电场强度和电流密度都很大, 温度迅速上升; 负半周时, 由于雪崩击穿载流子的聚集, 导致电场强度大于正半周电场强度, 且器件升温主要由电场强度主导. 随着信号作用时间持续增加, 器件的温度随信号的正负半周不断累积. 当器件温度高于 750 K 时, GaAs 发生本征激发, 导致升温过程变得更加迅速. 随着温度的持续迅速上升, 很快达到 GaAs 的熔点, 导致器件永久性失效. 最后, 对微波信号损伤后的高电子迁移率晶体管器件进行表面形貌失效分析, 验证了仿真和实验具有良好的一致性. 对高电子迁移率晶体管微波脉冲防护加固设计具有重要的参考意义.

参考文献

- [1] Ren Z, Yin W Y, Shi Y B, Liu Q H 2010 *IEEE Trans. Electron Devices* **57** 345
- [2] Chen X, Du Z W, Gong K 2007 *High Power Laser Part. Beams* **19** 449 (in Chinese) [陈曦, 杜正伟, 龚克 2007 强激光与粒子束 **19** 449]
- [3] You H L, Lan J C, Fan J P, Jia X Z, Zha W 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 108501 (in Chinese) [游海龙, 蓝建春, 范菊平, 贾新章, 查薇 2012 物理学报 **61** 108501]
- [4] Ren X R, Chai C C, Ma Z Y, Yang Y T 2013 *J. Xidian Univ.* **40** 36 (in Chinese) [任兴荣, 柴常春, 马振洋, 杨银堂 2013 西安电子科技大学学报 **40** 36]
- [5] 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]
- [6] Chai C C, Yang Y T, Zhang B, Leng P, Yang Y, Rao W 2008 *J. Semicond.* **29** 2403 (in Chinese) [柴常春, 杨银堂, 张冰, 冷鹏, 杨杨, 饶伟 2008 半导体学报 **29** 2403]
- [7] Zhang C B, Wang H G, Zhang J D 2014 *High Power Laser Part. Beams* **26** 063014 (in Chinese) [张存波, 王弘刚, 张建德 2014 强激光与粒子束 **26** 063014]
- [8] Zhou H A, Du Z W, Gong K 2005 *High Power Laser Part. Beams* **17** 689 (in Chinese) [周怀安, 杜正伟, 龚克 2005 强激光与粒子束 **17** 689]
- [9] Zhang B, Chai C C, Yang Y T 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8063 (in Chinese) [张冰, 柴长春, 杨银堂 2010 物理学报 **59** 8063]

High power microwave damage mechanism on high electron mobility transistor

Li Zhi-Peng^{1)†} Li Jing²⁾ Sun Jing¹⁾ Liu Yang³⁾ Fang Jin-Yong¹⁾

1) (*Xi'an Branch, China Academy of Space Technology, Xi'an 710000, China*)

2) (*MCCC of China Wenchang Space Center, Wenchang 571300, China*)

3) (*School of Microelectronics, Xidian University, Key Laboratory of Wide Band-Gap Semiconductor Materials and Devices, Xi'an 710071, China*)

(Received 20 April 2016; revised manuscript received 11 May 2016)

Abstract

In this paper, the damage process and mechanism of the typical high electron mobility transistor by injecting high power microwave signals are studied by simulation and experiment methods. By using the device simulator software Sentaurus-TCAD, a typical two-dimensional electro-thermal model of high electron mobility transistor is established with considering the high-field saturation mobility, Shockley-Read-Hall generation-recombination and avalanche breakdown. The simulation is carried out by injecting the 14.9 GHz, 20 V equivalent voltage signals into the gate electrode. Then, the distributions of the space charge density, electric field, current density and temperature with time are analyzed.

During the positive half cycle, a conduction channel appears beneath the gate electrode near the source side within device. It is found that the electric field is extremely strong and the current density is very large. Therefore, the temperature increases mainly occurs beneath the gate electrode near the source side. During the negative half cycle, because of the concentration of the large number of carriers induced by avalanche breakdown, the electric field is stronger than that in the positive half cycle. But the current density is lower than that in positive half cycle. Therefore, the increase of temperature is dominated by the electric field. With the effects of both strong electric field and high current density, the temperature of the transistor rises in the whole signal cycle. In addition, temperature in the positive half-cycle rises faster than that in the negative half-cycle. Furthermore, the peak temperature appears at the location beneath gate electrode near the source side because the electric field and current density are strongest in this area. When the temperature within the device is higher than 750 K, intrinsic breakdown occurs in GaAs material, so the heating process becomes quicker. With the temperature increases, the GaAs reaches its melting point, and the device fails permanently. Furthermore, taking the original phase of 0 and π for example, we discuss the influences of different original phases on damage process. It is shown that when original phase is zero, the temperature increase rate is faster, and the burn-out time is shorter.

Failure analysis of high electron mobility transistor devices damaged by microwaves is carried out with scanning electron microscope, and the simulation results are well consistent with the experimental results. The conclusion may provide guidance for studying high power microwave defense of low noise amplifier and rugged design of high electron mobility transistor in fabrication technology.

Keywords: high electron mobility transistor, high power microwave, damage mechanism

PACS: 85.30.Tv, 84.40.-x

DOI: 10.7498/aps.65.168501

† Corresponding author. E-mail: liu_yang@163.com