

高压 IGBT 雪崩鲁棒性的研究*

杨武华[†] 王彩琳 张如亮 张超 苏乐

(西安理工大学电子工程系, 西安 710048)

(2022 年 11 月 23 日收到; 2023 年 1 月 9 日收到修改稿)

随着绝缘栅双极晶体管 (insulated gate bipolar transistor, IGBT) 电压等级的提升和电流容量的增大, 雪崩效应已成为限制器件安全工作区 (safe operating area, SOA) 的重要因素. 雪崩发生后 IGBT 背面 p⁺n 结的空穴注入是其雪崩效应区别于其他器件的主要特征. 本文通过理论分析与数值模拟的方法研究了 IGBT 雪崩击穿特性以及雪崩产生电流丝的性质, 揭示了控制雪崩产生电流丝性质的物理机制. 结果表明 IGBT 背面的空穴注入导致其雪崩击穿曲线上产生额外的负微分电阻分支; 器件共基极电流增益 α_{pnp} 是决定雪崩产生电流丝的关键因素, 随着 α_{pnp} 的增大, 雪崩产生的电流丝强度越强、移动速度越慢, 从而导致器件的雪崩鲁棒性越弱.

关键词: IGBT, 雪崩效应, 电流丝, 鲁棒性**PACS:** 85.30.Mn, 85.30.Pq, 85.30.Tv**DOI:** 10.7498/aps.72.20222248

1 引言

功率器件两端施加的电压超过其所能承受的最大阻断电压时, 雪崩倍增效应就会发生, 导致器件雪崩击穿. 通常关注较多的仅仅是器件雪崩击穿电压的大小以及如何提高器件的击穿电压, 然而, 器件雪崩击穿后所呈现出的特性 (即器件的后雪崩特性) 会影响器件在过电压下的鲁棒性^[1,2]. 大量研究表明, 当器件工作在雪崩击穿曲线的负微分电阻 (negative differential resistance, NDR) 分支上时, 器件内部会产生由雪崩效应引发的电流局部聚集效应 (即电流丝)^[3-5], 而雪崩电流的集中效应也会使本来需要整个芯片承受的雪崩能量向电流丝所在的地方聚集, 大大降低器件的雪崩鲁棒性, 甚至导致器件失效^[6-8]. 当器件发生雪崩击穿后, 由于其产生的功耗巨大, 一般无法直接通过实验进行测试, 所以对雪崩击穿特性的研究大多采用器件仿真和理论分析方法.

1966 年, Egawa^[1] 首次发现了高压功率二极管雪崩击穿后的负微分电阻效应. Lutz 等^[9,10] 于 2009 年和 2018 年再次对这种物理效应进行了更深入和系统的描述. 二极管在发生雪崩击穿且雪崩电流较大时, 其雪崩击穿曲线会呈现出强烈的 NDR 分支, 这是由于器件内部形成了类似吊床形的 Egawa 电场分布^[1]; 当器件工作在 NDR 分支上时, NDR 效应会导致器件内部产生电流聚集效应 (即电流丝), 从而使器件极易失效^[1,9,10]. 对于功率 MOSFET, 由于其阻断机理与二极管类似, 所以雪崩击穿特性也与二极管类似^[2]. 2014 年, Spirito 等^[11] 对 1.2 kV 平面栅 IGBT 雪崩击穿特性进行了研究. IGBT 的雪崩击穿曲线呈现两个 NDR 分支, 其中在较高雪崩电流下的 NDR 分支形成机理与二极管相似, 即二者都是由 Egawa 电场分布导致; 在较低电流下的 NDR 分支是由于其背面空穴注入导致的, 且这个 NDR 分支是 IGBT 区别于二极管与功率 MOSFET 的主要特征.

虽然 IGBT 雪崩击穿曲线上特有的 NDR 分支

* 陕西省教育厅科研计划项目 (批准号: 22JK0484)、西安理工大学教师博士科研启动经费 (批准号: 103-451121007)、陕西省科学技术厅自然科学基金基础研究计划 (批准号: 2023-JC-QN-0764) 和陕西省重点研发计划子课题 (批准号: 2021LLRH-02) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: yangwuhua@xaut.edu.cn

是诱发电流丝的根本原因, 并且 NDR 分支的形成机理也已被揭示, 但是由于之前的研究并未在 NDR 效应与电流丝的性质之间建立更清晰的联系, 即未揭示 NDR 效应对电流丝性质的控制机理, 从而无法获得 IGBT 雪崩击穿特性的影响因素. 本文以 3.3 kV 平面栅场阻止型 IGBT (field stop IGBT, FS-IGBT) 为研究对象, 通过理论分析与 Sentaurus-TCAD 数值仿真, 首先通过静态模拟研究 IGBT 的雪崩击穿特性, 包括其雪崩击穿曲线上负微分电阻分支的形成机理, 以及关键结构参数 (α_{pnp} 和温度) 对雪崩击穿特性的影响规律; 然后通过动态模拟使器件工作在其雪崩击穿曲线上的 NDR 分支, 通过对比分析器件在恒温情况与电热耦合情况以及不同结构参数下其内部电流丝的性质, 结合静态模拟的雪崩击穿特性, 清晰揭示了 NDR 效应对电流丝的控制机理以及对器件鲁棒性的影响. 本工作旨在为 IGBT 由雪崩诱发的失效分析与器件的抗雪崩设计提供理论参考.

2 高压 FS-IGBT 的雪崩击穿特性

2.1 负微分电阻分支的形成机理

图 1 为 3.3 kV 平面栅 FS-IGBT 元胞剖面结构. IGBT 的阻断可等效为一个基极开路的 pnp 晶体管的阻断. 当雪崩击穿发生后, 随着雪崩电流的增大, 其雪崩击穿曲线上首先出现一个 NDR 分支 (NDR1 branch), 如图 2 所示, 然后出现一个正微分电阻 (positive differential resistance, PDR) 分支, 最后呈现第二个 NDR 分支 (NDR2 branch).

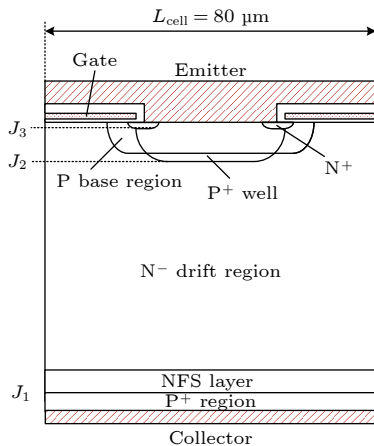


图 1 3.3 kV 平面栅 FS-IGBT 的元胞剖面结构

Fig. 1. 3.3 kV planar FS-IGBT structure.

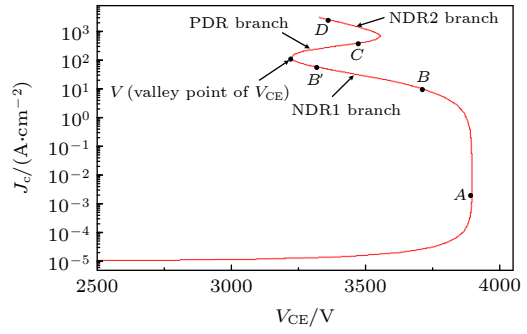


图 2 3.3 kV FS-IGBT 的雪崩击穿特性曲线 ($T = 300 \text{ K}$, $N_{\text{P}+} = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\tau_{\text{p}0} = 3 \text{ μs}$)

Fig. 2. The simulated avalanche breakdown curve of 3.3 kV FS-IGBT ($T = 300 \text{ K}$, $N_{\text{P}+} = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\tau_{\text{p}0} = 3 \text{ μs}$).

为了探究 FS-IGBT 雪崩击穿曲线上不同微分电阻分支的形成机理, 对各个分支上器件内部的纵向电场分布进行截取, 如图 3 所示, 由于电场包围的面积即为器件承受的电压.

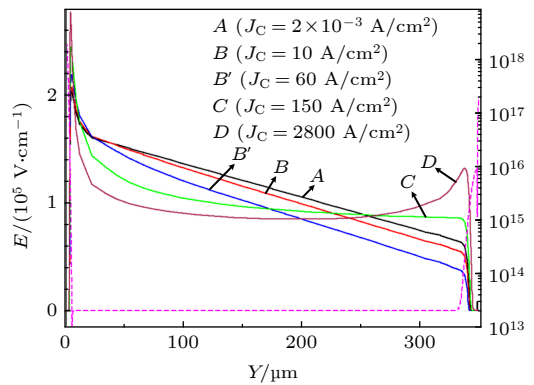


图 3 不同雪崩电流密度下器件内部的纵向电场分布 (沿元胞中心剖分)

Fig. 3. Vertical distributions of electric field along the cell center at different avalanche current (dissected along the cell center).

当器件工作在图 2 中雪崩击穿曲线上的 A 点时, 其内部电场在 N 漂移区中几乎为线性分布, 因为此时的雪崩电流很小, 空间电荷区中的可动载流子也很少 (远远小于器件的本底掺杂浓度), 根据泊松方程, 电场梯度仅由 N 区掺杂浓度 N_{D} 决定^[12]:

$$\frac{dE}{dy} = \frac{q}{\epsilon_{\text{Si}}} \cdot N_{\text{D}}. \quad (1)$$

随着雪崩电流的增大, NDR1 branch 出现, 电场包围的面积减小. 如图 3 中 B 和 B' 点的电场所示, 电场包围面积减小的原因是电场的梯度增大, 这是由于 J_2 结附近雪崩产生的电子会向集电极侧移动, 这相当于给基极开路的 pnp 晶体管提供了

一个基极电流, 从而促使集电区通过正偏的 J_1 结向 N 漂移区注入空穴, 根据泊松方程, 此时的电场梯度不再由 (1) 式决定, 而是由下式决定:

$$\frac{dE}{dy} = \frac{q}{\epsilon_{Si}} \cdot (N_D + p + p_{av} - n_{av}), \quad (2)$$

式中, p_{av} 和 n_{av} 分别代表空间电荷区中雪崩产生的空穴密度和电子密度, p 代表 J_1 结注入的空穴密度. 而 p 的大小由此时的 α_{pnp} 决定, 如下式所示:

$$\alpha_{pnp} = \gamma_p \cdot \alpha_{T1} = \gamma_p \cdot \frac{1}{\cosh\left(\frac{W'_{FS}}{L_{p,eff}}\right)}, \quad (3)$$

式中, γ_p 为 J_1 结的空穴注入效率, W'_{FS} 为 FS 层未被耗尽部分的厚度, α_{T1} 为 FS 层未被耗尽部分的输运系数, $L_{p,eff}$ 为空穴在 FS 层的有效扩散长度. 因为随着 J_C 的持续增大, 被注入到 FS 层中的空穴密度增高, 甚至超过 FS 层的本底掺杂浓度, 因此 FS 层由小注入向大注入状态过渡, 导致 $L_{p,eff}$ 在此过程中也会不断增大, 其极限值为 FS 层中的双极扩散系数 $L_{a,FS}$. 于是, 在此过程中 α_{pnp} 也不断增大, 导致 V_{CE} 减小. 同时, 根据 (3) 式, 由于注入到 N 区带正电荷的空穴密度 p 的大小已足够影响 N_D 的大小, 导致电场梯度变陡, 其包围面积减小, V_{CE} 减小. 且随着 J_C 的增大, J_2 结处的雪崩效应越来越强烈, 雪崩产生的电子越来越多 (pnp 晶体管的基极电流越大), 注入到 N 漂移区的空穴也越多, 因此 B' 点的电场梯度较 B 点更陡, 导致 B' 点的 V_{CE} 较 B 点更小, 从而 NDR1 branch 形成. 由此可见, 这个分支是 FS-IGBT 后雪崩特性区别于功率二极管的主要特征, 因为二极管的背面并没有 P+ 区及空穴的注入.

随着雪崩电流的继续增大, V_{CE} 的减小会到达一个最小值, 如图 2 中的 V 点, 然后转而增大, 形成 PDR branch. 从图 3 中 C 点的电场分布可以看出, 这是由于在集电极侧的电场梯度明显变缓, 即电场在集电极侧向上翘起, 导致电场包围面积增大. 这说明被注入到 N 区的空穴减少, 即此时 α_{pnp} 减小. 如 (3) 式所示, 虽然此时 J_C 已足够使得 FS 层处于大注入状态, 即 $L_{p,eff}$ 已达到极限值 $L_{a,FS}$ (这使得 α_{T1} 达到最大值), 但是处于大注入状态的 FS 层中的电子会反扩散进入透明集电区, 导致 J_1 结的空穴注入效率 γ_p 大大降低, 从而使得 α_{pnp} 急剧减小. α_{pnp} 的减小将导致 V_{CE} 的增大, 即 PDR branch 的形成. 由此可见, FS-IGBT 的这

个分支与二极管的 PDR 分支形成机理相似, 都是由于靠近背面高低结处的电场翘起所致.

随着 J_C 的进一步增大, FS-IGBT 又由 PDR branch 转换为 NDR2 branch. 从图 3 中 D 点的电场分布可以看出, 这是由于 Egawa 电场^[1] 的出现, 即中间低而两端高的吊床型电场分布, 且由于两端的电场都很高, 形成了相互增强的双侧雪崩效应^[1,13,14]. 这个分支与二极管的 NDR 分支形成机理相同, 这里将不再赘述.

2.2 α_{pnp} 的影响

由上述分析可知, FS-IGBT 雪崩击穿曲线主要特征是 NDR1 branch 的存在, 此分支形成的根本原因是背面空穴的注入, 而空穴注入的多少受器件 α_{pnp} 的控制. 因此, α_{pnp} 是影响 FS-IGBT 雪崩击穿特性的一个重要因素. 图 4 所示为模拟的具有不同集电区掺杂浓度 N_{P+} 的 5 种 FS-IGBT 结构雪崩击穿特性曲线的对比. 图 5 为通过仿真提取的 5 种 FS-IGBT 工作在雪崩击穿模式下时, α_{pnp} 随集电极电流密度 J_C 的变化关系.

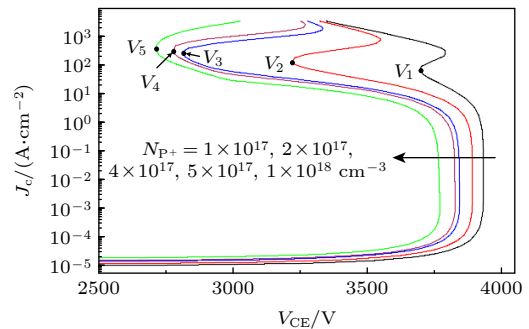


图 4 3.3 kV FS-IGBT 在不同集电极掺杂浓度 N_{P+} 下的雪崩击穿特性曲线 ($T = 300$ K, $\tau_{p0} = 3$ μ s)

Fig. 4. The simulated avalanche breakdown curves of 3.3 kV FS-IGBT with different N_{P+} ($T = 300$ K, $\tau_{p0} = 3$ μ s).

从图 5 可以看出, 随着 J_C 从漏电流的水平开始增大, 由于 FS 层逐渐由小注入向大注入过渡, 造成 (3) 式中的 $L_{p,eff}$ 逐渐增大, α_{pnp} 的值也逐渐增大. 当 J_C 增大到使得 FS 层中被注入的载流子足够多时, J_1 结的空穴注入效率 γ_p 会明显减小, 从而导致 α_{pnp} 的值也急剧减小. 由图 4 和图 5 可见, 随着 FS-IGBT 的 N_{P+} 增大, 在同一 J_C 值下的 α_{pnp} 值越大, 从而导致在此 J_C 值下的 V_{CE} 越小; 而且随着 N_{P+} 的增大, V_{CE} 的谷值 V 点对应的 J_C 值越高, 正如 2.1 节所分析的, FS-IGBT 雪崩击穿曲线由 NDR1 branch 转换为 PDR branch 的原因是

α_{pnp} 的急剧减小, 从图 5 可以看到, 随着 $N_{\text{P}+}$ 的增大, α_{pnp} 发生急剧减小所对应的 J_{C} 值增大. 这是因为随着 $N_{\text{P}+}$ 的增大, 要让 γ_{p} 减小, 注入 FS 层中的空穴密度必须越大, 即 J_{C} 越大. 综上所述, FS-IGBT 的 α_{pnp} 越大, 其负微分电阻 (NDR1) 效应越强, 且 V_{CE} 的谷点 V 对应的 J_{C} 值越高.

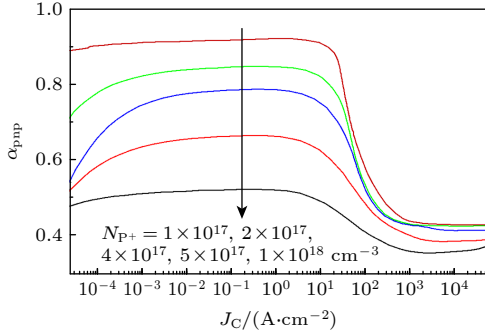


图 5 3.3 kV FS-IGBT 在不同集电极掺杂浓度 $N_{\text{P}+}$ 下, α_{pnp} 与雪崩电流密度 J_{C} 的关系曲线
Fig. 5. The α_{pnp} for 3.3 kV FS-IGBT with different $N_{\text{P}+}$ as a function of J_{C} .

2.3 温度的影响

图 6 为不同 $N_{\text{P}+}$ 的 3.3 kV FS-IGBT 在高温与常温下的雪崩击穿特性曲线, 对应的 α_{pnp} 与集电极电流密度 J_{C} 的关系曲线如图 7 所示. 由图 7 可见, 随温度升高, α_{pnp} 增大, 这是由于载流子寿命的增大. 虽然 α_{pnp} 的增大会导致雪崩击穿电压的减小, 然而需要指出的是, 温度的升高会使得电子与空穴的碰撞电流率下降^[15], 从而导致雪崩击穿电压增大, 如图 6 所示. 并且, FS-IGBT 的 $N_{\text{P}+}$ 越大, 即 α_{pnp} 越大, 其高、低温雪崩击穿曲线谷点对应 V_{CE} 的偏移量 ΔV_{CE} 越小, 如图 6 所示.

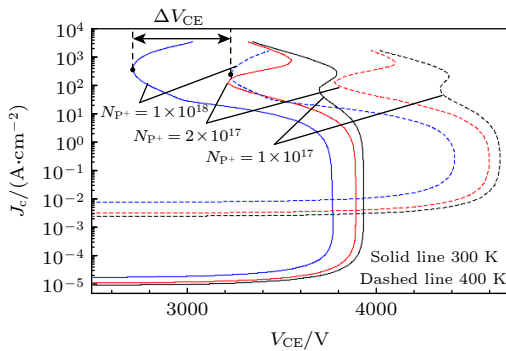


图 6 不同集电极掺杂浓度 $N_{\text{P}+}$ 的 3.3 kV FS-IGBT 在常温与高温下的雪崩击穿曲线 ($\tau_{\text{p}0} = 3 \mu\text{s}$)
Fig. 6. The avalanche breakdown curves of 3.3 kV FS-IGBT with different $N_{\text{P}+}$ at high and low temperature ($\tau_{\text{p}0} = 3 \mu\text{s}$).

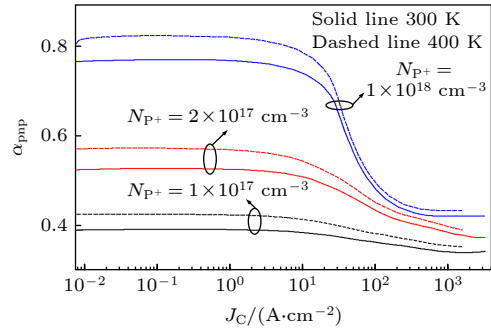


图 7 不同集电极掺杂浓度 $N_{\text{P}+}$ 的 3.3 kV FS-IGBT 在常温与高温下, α_{pnp} 与 J_{C} 的关系曲线
Fig. 7. The α_{pnp} for 3.3 kV FS-IGBT with different $N_{\text{P}+}$ as a function of J_{C} at high and low temperature.

3 雪崩产生电流丝的性质

3.1 器件仿真结构模型与模拟方法

由于在阻断状态下 FS-IGBT 正面 MOS 沟道是关闭的, MOS 结构不工作, 所以为了提高仿真效率, 从 3.3 kV FS-IGBT 结构中抽取了背面 pnp 晶体管结构, 如图 8 所示, 用于模拟雪崩产生电流丝的结构模型, 器件的总宽度为 $640 \mu\text{m}$ (相当于图 1 中 8 个元胞的宽度).

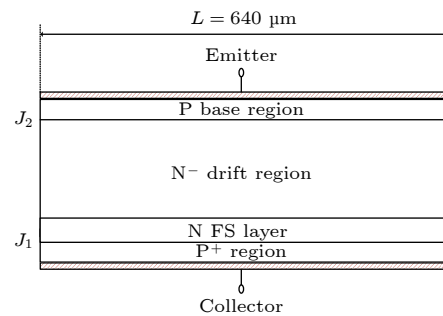


图 8 用于模拟雪崩电流丝的 3.3 kV FS-IGBT 结构模型 ($\tau_{\text{p}0} = 3 \mu\text{s}$)
Fig. 8. The structure model of 3.3 kV FS-IGBT ($\tau_{\text{p}0} = 3 \mu\text{s}$) used to simulate current filament at the static avalanche.

为了研究器件在雪崩击穿模式下的特性, 上升率为 $1 \mu\text{s}$ 、幅值为 50 A 的电流脉冲被直接施加到器件的集-射极, 强迫器件工作在雪崩模式下, 并通过恒温模拟和热电模拟对比分析影响器件在雪崩模式下产生电流丝的性质.

3.2 控制电流丝强度的物理机制

器件雪崩击穿曲线上的 NDR 分支会促使雪崩产生电流丝增强^[16,17], 这是由于在 NDR 分支

上,随着雪崩电流的增大,器件两端的电压减小,如图2中的NDR分支.如果器件已经产生了电流丝或者由于器件结构不均匀等因素导致电流向其中某个区域聚集,且器件此时正好工作在NDR分支上,那么在此区域中,由于电流密度升高而电压减小,即此区域的微分电阻有比其他区域减小的趋势,这会导致电流将进一步向此区域聚集,从而形成一个正反馈,造成电流丝中心的电流密度越来越高;如果器件工作在PDR分支上,那么电流向某个区域的聚集,将导致此区域的微分电阻有比其他区域有增大的趋势,从而不利于电流向此处的继续聚集.这就是NDR分支和PDR分支对电流丝强度的影响,由此可见,如果NDR分支越强烈,即器件雪崩击穿曲线上的端电压随电流密度的增大而减小得越快,器件的负微分电阻效应越强,会导致电流更快地向电流丝所处的区域聚集,电流丝的强度越来越大,直至此区域的工作状态进入PDR分支.

因此,理论上预估一个器件产生电流丝的最大强度需要判断器件雪崩击穿曲线由NDR分支转换至PDR分支时对应雪崩电流的大小,即图4中 V_{CE} 的谷值点 V 所对应的电流. V 点对应的电流密度越大,意味着此器件产生电流丝的强度越强.因此,当FS-IGBT的 α_{pnp} 越大(即集电区掺杂浓度越高,或者载流子寿命越高)时,其在雪崩模式下的电流丝强度越强,从而降低器件的鲁棒性.

3.3 驱动电流丝移动的物理机制

影响器件可靠性的不仅有电流丝的强度,还有其移动性[18,19].本节将通过恒温模拟和热电模拟的对比,研究FS-IGBT在雪崩模式下产生电流丝的移动规律.

图9为恒温情况下模拟的 $N_{P+}=2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 和 $N_{P+}=1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 两种FS-IGBT工作在雪崩模式下时 V_{CE} 随时间变化曲线, I_{CE} 为强迫施加给两个器件相同的电流脉冲.器件内部的电流密度分布如图10所示.由于电流脉冲 I_{CE} 的幅值为50 A,所以两种器件工作在图2中雪崩击穿曲线的NDR1 branch上,这导致图9中的 V_{CE} 曲线随 I_{CE} 的增大到达峰值后由于NDR效应又快速地下降,且由于 N_{P+} 越大,NDR效应越强,所以 $N_{P+}=1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时的 V_{CE} 曲线比 $N_{P+}=2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 下降幅度更高.通过观察器件内部的电流密度分布以及雪崩产生的电流丝发现,电流丝自从产生后一直

固定在原来的地方,并未随时间移动,图9中的 V_{CE} 曲线也稳定不变,没有发生波动.

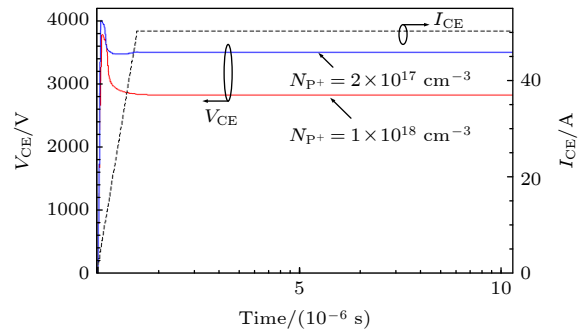


图9 恒温仿真的 $N_{P+}=2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 和 $N_{P+}=1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ FS-IGBT工作在静态雪崩模式下时, V_{CE} 随时间变化曲线(所施加的电流脉冲幅值为50 A,上升时间1 μs)
Fig. 9. Simulated V_{CE} vs. time curve for FS-IGBTs with different N_{P+} working in static avalanche mode in isothermal case (the applied current pulse amplitude is 50 A, rise time is 1 μs).

上述恒温模拟结果显示,FS-IGBT在雪崩模式下产生的电流丝是静止不动的,然而恒温模拟并未考虑温升的影响.因此,对于 $N_{P+}=1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 和 $N_{P+}=2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 两种器件,在相同的电流脉冲条件下再次进行了热电模拟,仿真的 V_{CE} 和器件内部最高温度 T_{max} 随时间的变化曲线如图11所示,器件在雪崩模式下工作时内部的电流密度分布变化如图12(a)和(b)所示.

由图11和图12可见,器件内部产生了电流丝,并且电流丝不断移动.这是由于随着温度升高,FS-IGBT雪崩击穿曲线上NDR1 branch向 V_{CE} 更大的方向偏移.电流丝在某个区域产生,将会导致此区域的温度升高,并且高于其他没有电流丝的区域,于是,在电流丝所在区域的微分电阻有增大的趋势,这就造成电流丝向其他温度较低、微分电阻也较低的区域移动.

虽然两种器件中电流丝的强度相差不多,但是 $N_{P+}=1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时电流丝的移动速度明显慢于 $N_{P+}=2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 时.这是由于图6中温升导致NDR1 branch的偏移量 ΔV_{CE} 不同所致.偏移量 ΔV_{CE} 越大,电流丝所在处由温升导致的正微分电阻越大,越容易驱动电流丝向温度较低的地方移动.电流丝移动地越慢,意味着其在一个地方停留的时间越长,导致此处的温升越大,如图11和图12中的晶格温度变化所示,这会降低器件的鲁棒性.

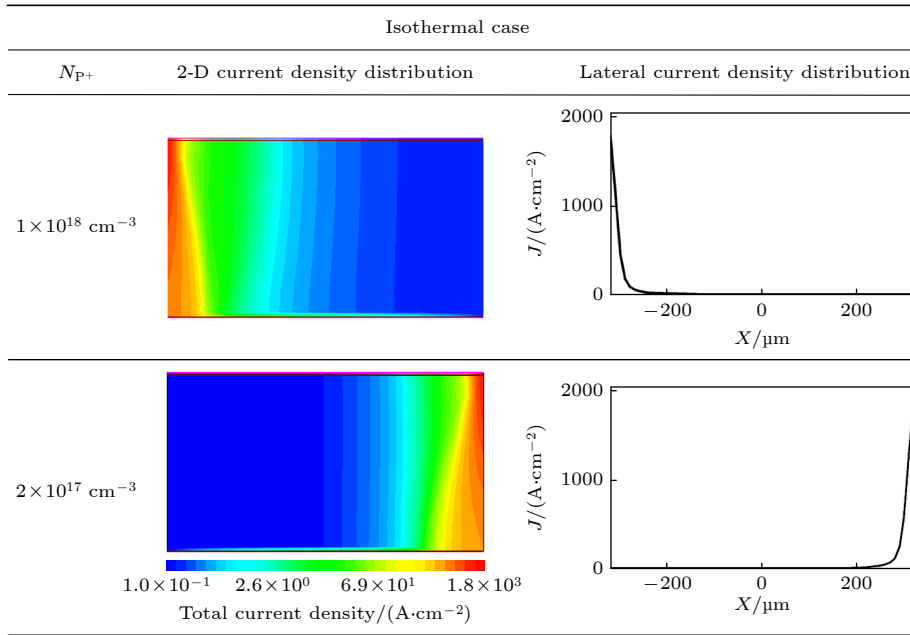


图 10 恒温仿真的 $N_{P+} = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 和 $N_{P+} = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ FS-IGBT 工作在静态雪崩模式下时, 器件内部的电流密度分布 (横向电流密度分布在 J_2 结处被截取得到)

Fig. 10. Simulated current density distributions inside the FS-IGBTs with different N_{P+} working in static avalanche mode in isothermal case (lateral current density distribution is along the J_2 junction).

需要注意的是, 图 11 中在温度的同一个跳变周期内 $N_{P+} = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 情况下的晶格温度更高, 但由于 $N_{P+} = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 时电流丝移动地更快, 当电流丝移动到器件边界后又向相反的方向进行移动, 温度变化的频率更高, 造成在一些时间区间内 $N_{P+} = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 的器件最高晶格温度是高于 $N_{P+} = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的 (由于 $N_{P+} = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 还处于电流丝移动的前一个周期时, $N_{P+} = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 的电流丝移动已到达下一个周期). 这是器件

模拟的局限性造成的 [20,21]. 真实的器件是由成千上万个元胞组成的, 电流丝从器件的一个边界移动到另一个边界需要很长的时间, 并且产生的电流丝可能不仅仅是一条, 因此, 实际器件中 $N_{P+} = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的晶格最高温度整体上应该是高于 $N_{P+} = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 的.

4 结 论

IGBT 两端的电压超过其雪崩击穿电压而导致雪崩击穿发生后, J_2 结产生的雪崩电子会向集电极侧移动, 促使背面集电区的空穴注入, 使得雪崩击穿曲线上形成一个额外的负微分电阻分支, 这个特有的 NDR1 分支是 IGBT 区别于二极管的一个主要特征.

IGBT 雪崩击穿曲线由 NDR1 分支向 PDR 分支转换时的谷值点对应的雪崩电流和高低温下雪崩击穿曲线的偏移量 ΔV_{CE} 分别是控制电流丝强度和移动速度的决定性因素, 并且二者主要由 α_{pnp} 大小决定. 当 IGBT 的 α_{pnp} 越大时, NDR1 分支呈现的负微分电阻效应越强烈, 且雪崩击穿曲线由 NDR1 分支向 PDR 分支转换时的谷值点对应的雪崩电流值越大, 这会导致雪崩产生电流丝的强度越强; 并且, 高低温下雪崩击穿曲线的偏移

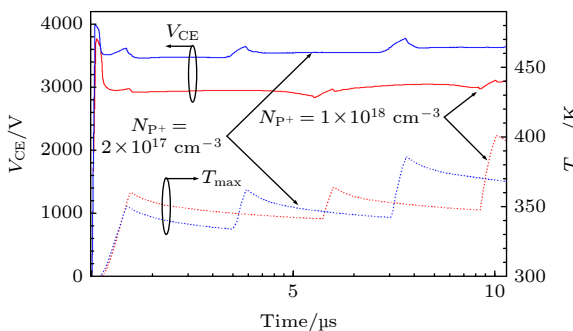
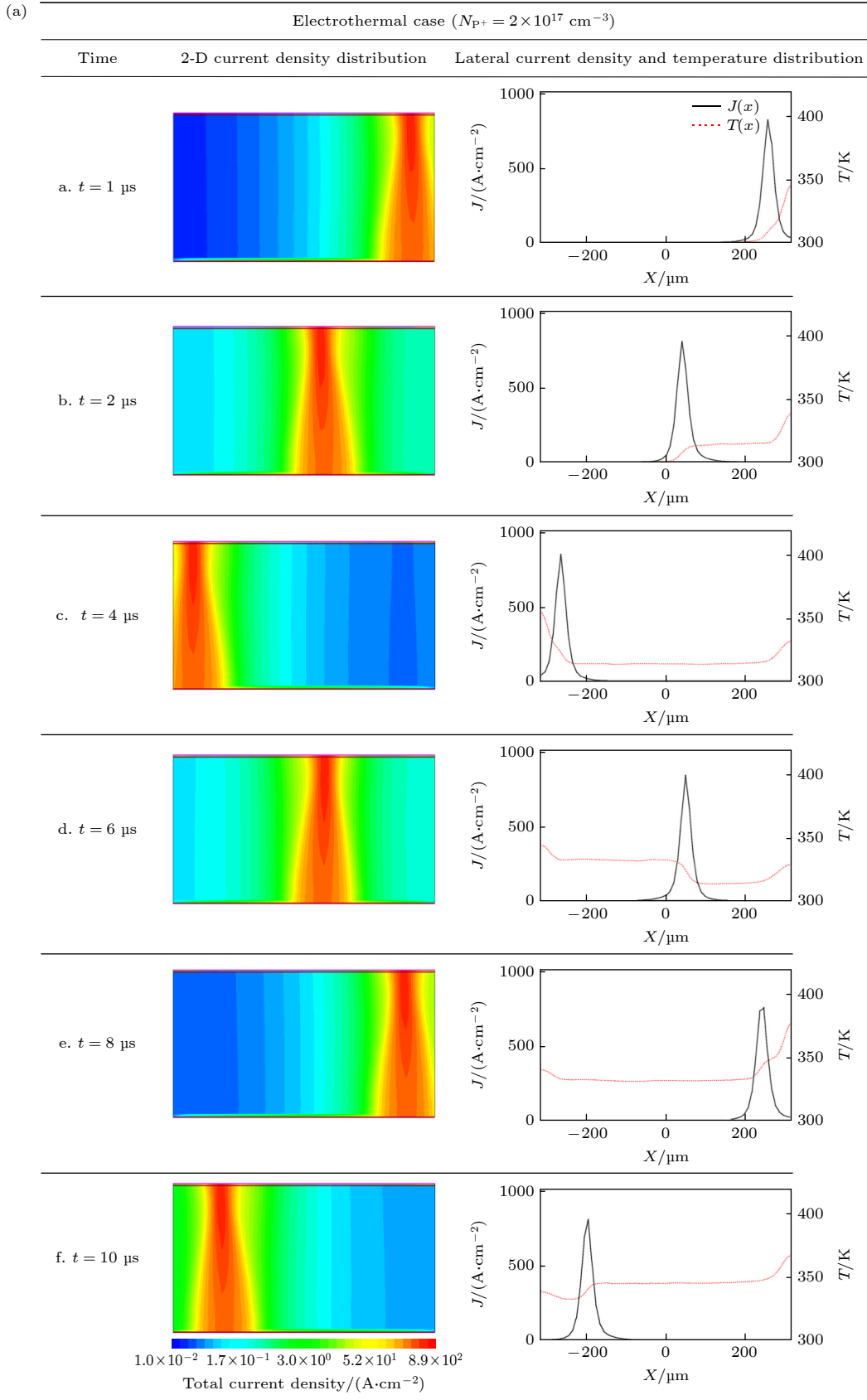


图 11 热电仿真的 $N_{P+} = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 和 $N_{P+} = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ FS-IGBT 工作在静态雪崩模式下时, V_{CE} 和最高晶格温度 T_{max} 随时间变化曲线 (所施加的电流脉冲与图 9 完全相同)

Fig. 11. Simulated V_{CE} and maximum lattice temperature T_{max} vs. time curves for FS-IGBTs with different N_{P+} working in static avalanche mode in electrothermal case (applied current pulse is the same as Fig. 9).

量 ΔV_{CE} 反而越小, 这会导致电流丝的移动速度越慢. 可见, IGBT 的雪崩鲁棒性随 α_{pnp} 的增大而降

低, 因此, 在进行器件设计时, 对于 α_{pnp} 的控制要折衷考虑.



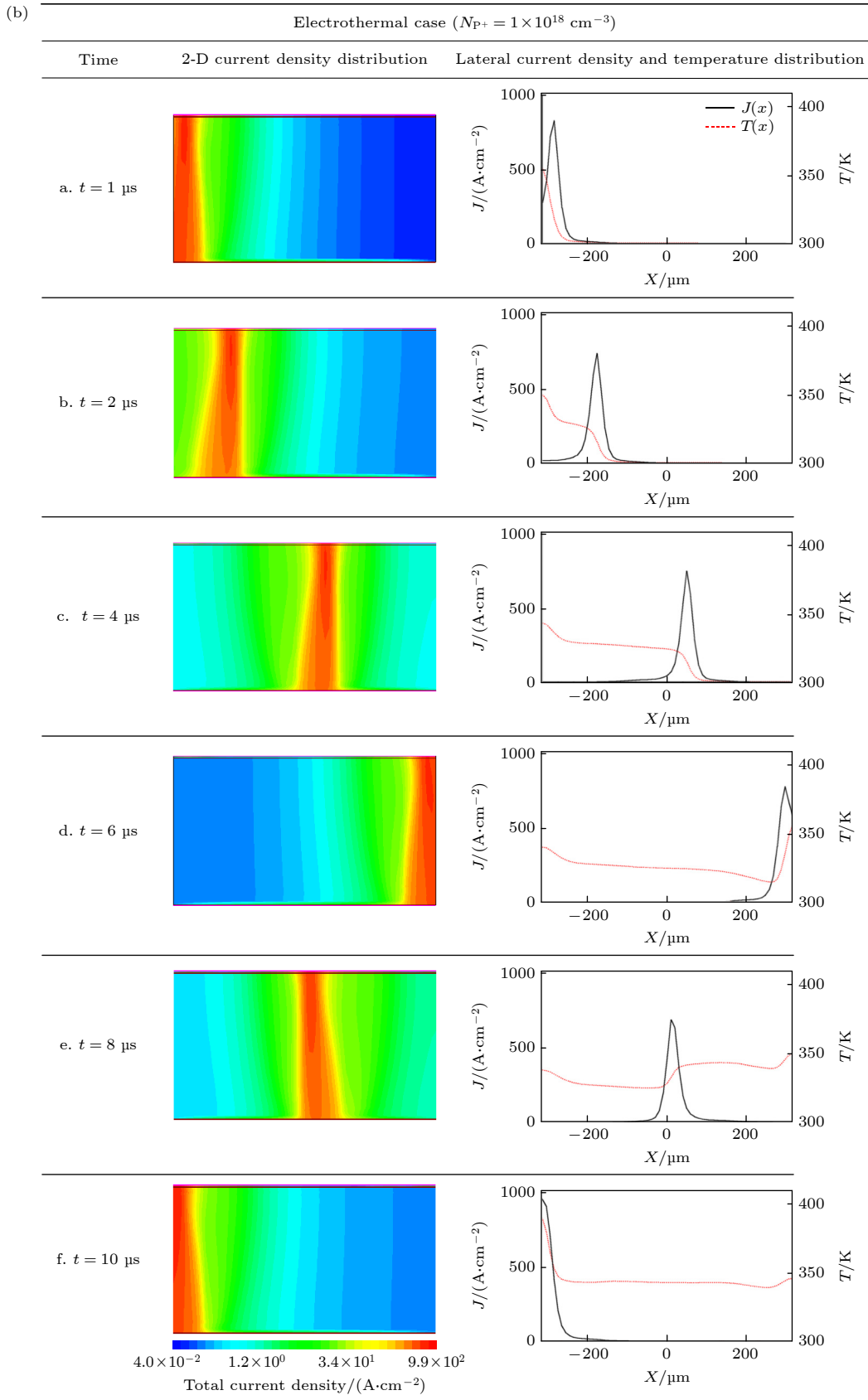


图 12 热电仿真的 $N_{p+} = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 和 $N_{p+} = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ FS-IGBT 工作在静态雪崩模式时, 器件内部的电流分布 (横向电流密度分布在 J_2 结处被截取得到)

Fig. 12. Simulated current density distributions inside the FS-IGBTs with different N_{p+} working in static avalanche mode in electrothermal case (lateral current density distribution is along the J_2 junction).

参考文献

- [1] Egawa H 1966 *IEEE Trans. Electron. Devices* **13** 754
- [2] Baburske R, Lutz J, Heinze B 2010 *IEEE 2010 IEEE International Reliability Physics Symposium-Garden Grove (Anaheim) CA, USA, May 2-6, 2010* p162
- [3] Hower P L, Reddi V K 2005 *IEEE Trans. Electron. Devices* **17** 320
- [4] Schulze H J, Niedernostheide F J 2013 *IEEE Trans. Electron. Devices* **60** 551
- [5] Knipper U, Wachutka G, Pfirsch F, et al. 2008 *International Symposium on Power Semiconductor Devices & IC's Orlando, USA, May 18-22, 2008* p307
- [6] Tong X, Liu S, Sun W, et al. 2020 *IEEE Trans. Electron. Devices* **67** 3908
- [7] Endo K, Nakamae K 2019 *IEEE Trans. Device Mater. Reliab.* **19** 723
- [8] Bhojani R, Kowalsky J, Lutz J, et al. 2018 *International Symposium on Power Semiconductor Devices and IC's Palmer House Hilton, USA, May 13-17, 2018* p164
- [9] Lutz J, Baburske R, Chen M, et al. 2009 *IEEE Trans. Electron. Devices* **56** 2825
- [10] Lutz J, Schlangenotto H, et al. 2018 *Semiconductor Power Devices: Physics, Characteristic, Reliability* (Switzerland: Springer International Publishing)
- [11] Spirito P, Breglio G, Irace A, et al. 2014 *IEEE Trans. Electron. Devices* **61** 1457
- [12] Baliga B J 2013 *IEEE Trans. Electron. Devices* **60** 535
- [13] Heinze B, Felsl H P, Mauder A, et al. 2005 *International Symposium on Power Semiconductor Devices & IC's CA, USA, May 13-17, 2005* p159
- [14] Wang C, Zhang L 2017 *IEICE Electron. Express* **14** 1
- [15] Breglio G, Irace A, Napoli E, et al. 2013 *IEEE Trans. Electron. Devices* **60** 563
- [16] Knipper U, Pfirsch F, Raker T, et al. 2008 *International Conference on Advanced Semiconductor Devices and Microsystems Smolenice, Slovakia, Oct. 12-16, 2008* p159
- [17] Felsl H P, Falck E, Niedernostheide F J, et al. 2006 *International Symposium on Power Semiconductor Devices & IC's Smolenice, Slovakia, June 4-8, 2006* p1
- [18] Tong X, Liu S, Sun W, et al. 2020 *Trans. Electron. Devices* **67** 3908
- [19] Niedernostheide F J, Falck E, Schulze H J, et al. 2006 *IEEEP. Circ. Dev. Syst.* **153** 3
- [20] Shiba Y, Omura I, Tsukuda M 2016 *28th International Symposium on Power Semiconductor Devices & IC's Prague, Czech Republic, June 12-16, 2016* p339
- [21] Watanabe M, Shigyo N, Hoshii T, et al. 2019 *International Symposium on Power Semiconductor Devices and IC's Shanghai, China, May 19-23, 2019* p311

Study on avalanche ruggedness of high voltage IGBTs*

Yang Wu-Hua[†] Wang Cai-Lin Zhang Ru-Liang Zhang Chao Su Le*(Department of Electronic and Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China)*

(Received 23 November 2022; revised manuscript received 9 January 2023)

Abstract

With the increase of IGBT voltage and current ratings, the avalanche effect has become an important factor limiting the safe operating area (SOA) of the device. The hole injection of the p+n junction on the back of the device when the avalanche effect occurs is the main feature that distinguishes the avalanche effect of the IGBT from other devices. In this paper, the avalanche breakdown characteristics of IGBT and the behavior of avalanche-generated current filaments are studied through theoretical analysis and numerical simulation, and the physical mechanism dominating the behavior of avalanche-generated current filaments is revealed. The results show that the hole injection on the backside of IGBT leads to an additional negative differential resistance branch on the avalanche breakdown curve, and the strength of the negative differential resistance effect depends on the common base current gain of IGBT α_{pnp} . With the increase of α_{pnp} , the negative differential resistance effect becomes stronger, the avalanche current at the valley point where the additional negative differential resistance branch transforms into the positive differential resistance branch also becomes higher. And the valley point at the avalanche breakdown curve of IGBT dominates the strength of the avalanche-generated filament. As a result, the strength of avalanche-generated filament depends on the α_{pnp} . With the lattice temperature increasing, the avalanche breakdown voltage of IGBT increases, leading to the shifting of the avalanche breakdown curve towards a higher voltage. And with the increase of α_{pnp} , the offset of the avalanche breakdown curves at high and low temperature becomes smaller, which dominates the lateral movement speed of the avalanche-generated filament. With the increase of the α_{pnp} and the decrease of the offset of avalanche breakdown curves at high and low temperature, the avalanche-generated filament laterally moves more slowly. To sum up, with the increase of the α_{pnp} of IGBT, the avalanche-generated filament becomes stronger and moves more slowly, which extremely causes the local overheating where the filaments exist and lowers the avalanche robustness of the device. Therefore, the α_{pnp} of IGBT must be controlled precisely in order to have a good trade-off between the characteristics and the reliability of IGBT.

Keywords: insulated gate bipolar transistor, avalanche effect, current filament, robustness**PACS:** 85.30.Mn, 85.30.Pq, 85.30.Tv**DOI:** 10.7498/aps.72.20222248

* Project supported by the Scientific Research Program of Shaanxi Provincial Education Department of China (Grant No. 22JK0484), the Teachers' Doctoral Research Funding of Xi'an University of Technology of China (Grant No. 103-451121007), the Natural Science Basic Research Program of Science and Technology Department of Shaanxi Province of China (Grant No. 2023-JC-QN-0764), and the Sub-Project of the Key Research and Development Program of Shaanxi Province of China (Grant No. 2021LLRH-02).

[†] Corresponding author. E-mail: yangwuhua@xaut.edu.cn



高压IGBT雪崩鲁棒性的研究

杨武华 王彩琳 张如亮 张超 苏乐

Study on avalanche ruggedness of high voltage IGBTs

Yang Wu-Hua Wang Cai-Lin Zhang Ru-Liang Zhang Chao Su Le

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 078501 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222248

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222248>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

连续变量Einstein-Podolsky-Rosen纠缠态光场在光纤信道中分发时纠缠的鲁棒性

Entanglement robustness of continuous variable Einstein-Podolsky-Rosen-entangled state distributed over optical fiber channel

物理学报. 2022, 71(9): 094202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212380>

一种基于多重散射的光学Hash函数

Optical Hash function based on multiple scattering media

物理学报. 2021, 70(5): 054203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201492>

三量子比特Dicke模型中的两体和三体纠缠动力学

The dynamics of the bipartite and tripartite entanglement in the three-qubit Dicke model

物理学报. 2021, 70(4): 040301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201602>

具有弱依赖组的复杂网络上的级联失效

Cascading failures on complex networks with weak interdependency groups

物理学报. 2022, 71(11): 110505 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210850>

基于抑制性突触可塑性的神经元放电率自稳态机制

Neural firing rate homeostasis via inhibitory synaptic plasticity

物理学报. 2019, 68(7): 078701 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182234>

异质弱相依网络鲁棒性研究

Robustness of interdependent networks with heterogeneous weak inter-layer links

物理学报. 2019, 68(18): 186401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190761>