

铪基 FeFET 铁电层陷阱对单粒子瞬态的非对称调制机制*

李昊典¹⁾ 陈华^{2)3)†} 赵攀⁴⁾ 乔彬²⁾³⁾ 郭辉¹⁾ 廖佳佳²⁾³⁾ 周益春²⁾³⁾

1) (西安电子科技大学微电子学院, 西安 710126)

2) (西安电子科技大学前沿交叉研究院, 涂层薄膜材料与器件前沿交叉研究中心
西安 710126)

3) (西安电子科技大学先进材料与纳米科技学院, 西安 710126)

4) (北京大学集成电路学院, 北京 100871)

摘要

氧化铪铁电层中的陷阱电荷是影响铪基 FeFET 辐射可靠性的重要因素。本文通过 TCAD 仿真, 系统揭示了铁电层陷阱电荷对 FeFET 单粒子效应的调制机制。研究表明, 器件对陷阱带电类型表现出显著的非对称响应, 施主型缺陷在极化向下时显著抬升初始稳态导通背景, 导致单粒子瞬态脉冲表观峰值显著增加; 而受主型陷阱对瞬态响应的影响较弱。本工作揭示了“单粒子瞬态脉冲峰值骤增不等于单粒子净收集电荷增加”的物理本质, 同时证实, 缺陷浓度升高会提升有效缺陷电荷, 进而对沟道表面势形成静态调制。此外, 瞬态电荷的空间收集主要受局域电场漂移控制, 与铁电极化状态的直接关联较弱。本研究确立了“缺陷特征——有效缺陷电荷——导通基线——瞬态脉冲峰值”的静态调制链式机制, 为优化铪基 FeFET 在辐射环境下的单粒子瞬态抗扰能力提供重要参考。

关键词: HfO₂, 铁电场效应晶体管, 单粒子瞬态, 陷阱

PACS: 77.55.fp, 85.30.Tv, 61.80.Jh, 73.50.Gr

* **基金:** 陕西省自然科学基金基础研究计划 (批准号: 2024JC-YBMS-515) 和芜湖—西电产学研合作专项 (批准号: XWYCY-012021016) 资助的课题

† 通讯作者. E-mail: hchen@xidian.edu.cn

第一作者. E-mail: kgsfjz@qq.com

1 引言

空间环境中广泛分布着重离子、质子等高能带电粒子，其引发的单粒子效应已成为导致航天电子系统和存储芯片软错误甚至硬失效的主要威胁^[1-3]。随着金属-氧化物-半导体（MOS）晶体管存储芯片的器件尺寸不断缩小，总剂量效应的影响逐渐减弱，单粒子效应日益突出，已成为导致空间用存储器失效的主要原因^[4-6]。钪基铁电存储器凭借其高读写速度、超低功耗、易于集成以及优异的抗辐射性能等优势^[7-11]，在航天电子器件中展现出独特的应用潜力，受到研究人员的广泛关注。铁电存储器可以分为电容型（1T-1C、2T-2C 等）和晶体管型（铁电场效应晶体管）^[12, 13]。与电容型铁电存储器相比，铁电场效应晶体管（ferroelectric field-effect transistor, FeFET）具有非破坏性读取、集成度高等优点，是具有发展潜力的新型存储器之一。

因此，为了提高器件在航天领域中的应用可靠性，有必要对其抗单粒子效应能力进行更全面的评估。然而目前对 HfO₂ 基 FeFET 单粒子效应的研究较少，现有的研究集中于入射条件的影响，或 HfO₂ 将作为高 k 材料使用等方面^[14-19]，相关工作多未充分考虑陷阱电荷的影响。现有研究表明，陷阱电荷会影响器件的电学特性^[20-29]，从而降低器件的长期可靠性。

氧化层中深能级的陷阱电荷是影响器件可靠性的主要因素^[30-33]。然而，对于 HfO₂ 材料来说，实验数据与第一性原理计算均表明 HfO₂ 中的本征缺陷能级可分布于禁带内从浅能级到深能级的不同位置^[34-38]，这一特性使得 HfO₂ 中陷阱电荷对单粒子效应等 FeFET 可靠性的调控机制更加复杂；同时，FeFET 独有的极化特性还会与陷阱电荷产生耦合，进一步增加单粒子响应分析的难度。因此，厘清陷阱电荷与极化状态的协同作用，对于理解 FeFET 单粒子效应具有重要意义。

基于此，本文主要研究 FeFET 铁电层中陷阱电荷对单粒子效应的影响，重

点考察缺陷类型、浓度、能级及能级分布等参数对单粒子效应的影响。在此基础上，进一步量化漏极电荷收集量对器件总收集电荷的贡献，并揭示陷阱电荷影响单粒子效应的物理机制，为 HfO₂ 基 FeFET 在辐射环境中的应用提供参考。

2 器件结构及电学性能仿真

所采用 HfO₂ 基 FeFET 的器件结构参数主要来源于文献^[39]的结果。图 1 为 HfO₂ 基 FeFET 器件结构示意图，器件结构物理参数如表 1 所示：其中沟道长度为 40 nm，HfO₂ 的厚度为 8 nm，绝缘层 SiO₂ 的厚度为 1 nm。

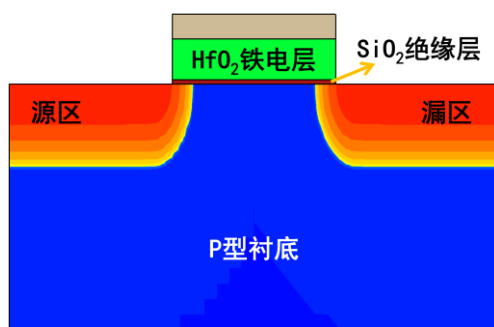


图 1 HfO₂ 基 FeFET 器件结构示意图^[39]。

Fig. 1. Schematic diagram of HfO₂-based FeFET device structure ^[39].

表 1 HfO₂ 基 FeFET 器件仿真关键参数^[39]

Table 1. Key parameters of the HfO₂-based FeFET device ^[39].

参数	数值
SiO ₂ 界面层厚度/nm	1
铁电层厚度/nm	8
沟道长度/nm	40
N 型源漏掺杂/cm ⁻³	1×10 ²⁰
P 型衬底掺杂/cm ⁻³	1×10 ¹⁸
饱和极化 P_s /μC·cm ⁻²	15.5
剩余极化 P_r /μC·cm ⁻²	14

仿真中采用费米-狄拉克统计模型、漂移-扩散模型、俄歇（Auger）和 Shockley-Read-Hall（SRH）复合模型、禁带变窄、缺陷模型和散射对迁移率的影响模型等半导体物理模型^[40]对器件模型进行校准。其中，缺陷模型设置两类可充放电陷阱，即受主型陷阱和施主型陷阱。受主型陷阱在未被电子占据时呈电中性，捕获电子后带负电；施主型陷阱在被电子占据时呈电中性，电子发射后转变为空态并带正电。为描述铁电器件的极化历史行为，本文采用基于 Preisach 磁滞理论的铁电模型^[41, 42]，具体表达式如下：

附加电场的瞬态变化为：

$$\frac{d}{dt} F_{\text{aux}}(t) = \frac{F(t) - F_{\text{aux}}(t)}{\tau_E} \quad (1)$$

附加极化强度为：

$$P_{\text{aux}} = c \cdot P_s \cdot \tanh(w \cdot (F_{\text{aux}} + F_c)) + P_{\text{off}} \quad (2)$$

$$w = \frac{1}{2F_c} \ln \left(\frac{P_s + P_r}{P_s - P_r} \right) \quad (3)$$

实际的极化：

$$\frac{d}{dt} P(t) = \frac{P_{\text{aux}}[F_{\text{aux}}(t)] - P(t)}{\tau_p} \left(1 + k_n \left| \frac{d}{dt} F_{\text{aux}}(t) \right| \right) \quad (4)$$

其中， τ_E 是附加电场弛豫时间常数， τ_p 为极化强度弛豫时间常数， P_s 是饱和极化强度， P_r 是剩余极化强度， F_c 为矫顽场， P_{off} 为相对于上一次极化过程中的极化偏移大小， c 是极化曲线缩放的尺度因子， k_n 是材料的非线性耦合常数。

带电粒子入射到器件后会产生大量的电子-空穴对，进而干扰器件的正常运行。在上述模型的基础上引入重离子辐射模型，以模拟单粒子效应对器件的影响，具体过程如下：首先计算重离子入射轨迹中电子空穴对的生成速率，然后计算新

生成的电子空穴对的数目，并通过瞬态仿真获得重离子入射后的器件响应。由重离子引起的电荷生成速率 $G(l, w, t)$ 的计算公式如下：

$$G(l, w, t) = G_{\text{LET}}(l) \times R(w, l) \times T(t) \quad (5)$$

其中， $R(w, l)$ 与 $T(t)$ 分别是空间变化和时间变化函数， $G_{\text{LET}}(l)$ 是线性能量转移（linear energy transfer, LET）的生成密度函数。本文选择粒子垂直入射沟道表面，并采用高斯分布来模拟重离子入射轨迹，粒子入射径迹半径为 5 nm，入射深度为 40 nm，高斯入射时间以 100 ps 为中心，重离子 LET 值取 10 MeV·cm²/mg。这些参数是用于器件级 TCAD 分析的一组代表性条件，旨在统一条件下系统比较陷阱类型、陷阱参数及极化状态对器件瞬态响应的影响，而非来自某种离子或具体辐照实验的标定数据。其中，5 nm 的高斯径向分布半径及 LET=10 MeV·cm²/mg 属于单粒子效应仿真中的典型参数组合，文献[43, 44]也这样采用。40 nm 径迹长度依据器件敏感区域尺寸设定，100 ps 为瞬态仿真中的入射时刻，设置在器件电流达到稳态之后。

本次模型参数的校准与验证工作，仿真设置为：栅极电压 V_G 从 4.5 V 减小到 -4.5 V 再增大到 4.5 V，漏极偏置电压 V_D 固定为 0.1 V，并通过求解泊松方程和电流密度方程，可得到具有存储窗的转移特性曲线。图 2 给出了实验获得的 I_D-V_G 曲线与 TCAD（Technology Computer-Aided Design）仿真得到的转移曲线，两者吻合较好，表明了建立的 TCAD 模型能够较好复现实验转移特性。

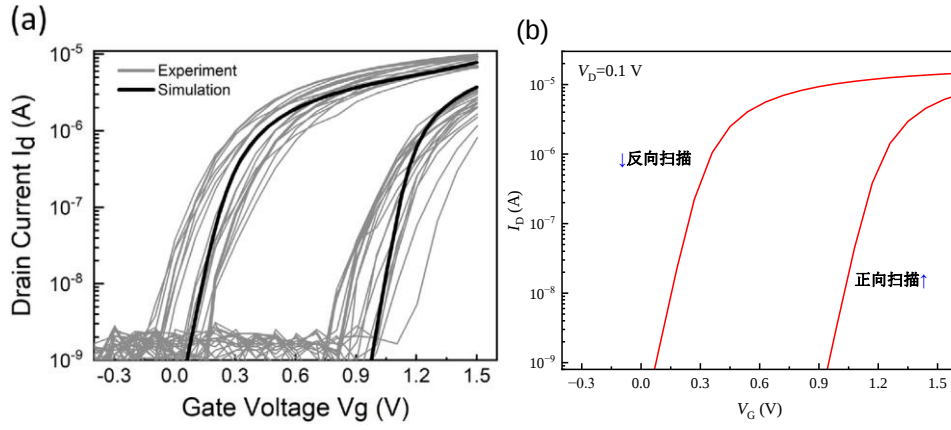


图 2 HfO₂ 基 FeFET 的转移特性曲线：(a) 实验测试的 I_D-V_G 曲线^[39]；(b) 基于实验数据校准后的 TCAD 仿真结果，包含正向和反向栅压扫描结果。

Fig. 2. Transfer characteristics of the HfO₂-based FeFET: (a) experimentally measured $I_D - V_G$ curves ^[39]; (b) TCAD-simulated $I_D - V_G$ curves calibrated using the experimental data, including forward and reverse gate-voltage sweeps.

3 仿真结果与讨论

3.1 铁电层陷阱电荷对极化状态的影响

铁电存储器通常利用铁电材料不同的极化状态（向上或向下）分别表示“0”和“1”数据信息。然而，在器件实际制备及后续辐射环境中，铁电栅氧化层内部不可避免地会引入各类晶格缺陷，并形成不同性质的陷阱电荷。这些陷阱电荷引起的局域静电调制效应对器件极化状态的稳定性和电学响应具有显著影响，亟需予以重点关注。8 nm 铁电层器件的校准仅用于验证铁电模型、材料参数以及几何参数的合理性，基于课题组当前制备水平下 10nm 厚度可以诱导出稳定且优良的铁电薄膜，后续器件模拟工作将铁电层厚度统一设定为 10nm。

首先分析不同类型的铁电层陷阱电荷对极化状态的影响，结果如图3所示，考虑陷阱在整个铁电层中均匀分布，陷阱浓度为 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ^[45]，缺陷能级用参数 E_t 表示，施主或受主型缺陷能级位置分别为 $E_t - E_v = 1 \text{ eV}$ 或 $E_c - E_t = 1 \text{ eV}$ ，电子、空穴截面为模型默认值 $1 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ ，偏置条件 $V_D = 0.1 \text{ V}$ ， $V_G = 0.3 \text{ V}$ 。对于极化

向上或向下，栅压初始分别为-5 V或6 V，随后通过准静态求解变化至0.3 V，最终得到稳定的自发极化状态。陷阱初始占据率由该稳态自洽求解确定，俘获与发射过程按SRH复合和热发射处理。由图3可知，极化向下时，无陷阱情况下极化强度幅度约为 $1.73 \mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$ ，受主型陷阱使其降低至 $1.24 \mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$ ，净降幅 $0.49 \mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$ ，而施主型陷阱使极化强度的幅值增加至 $3.13 \mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$ ，净增幅 $1.40 \mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$ 。这是因为施主型陷阱中的电子发射后，在铁电层内形成有效正陷阱电荷，增强与向下极化相协同的局部电场；受主型陷阱俘获电子后形成负电荷，削弱该方向的有效电场。极化向上时，无陷阱情况下极化强度幅度约为 $2.13 \mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$ ，受主型陷阱使极化强度幅度增加至 $3.81 \mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$ ，净增幅 $1.68 \mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$ ，而施主型陷阱使其降低至 $1.60 \mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$ ，净降幅 $0.53 \mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$ 。由此可见，缺陷类型对极化的影响并非简单表现为增强或削弱，而取决于陷阱带电极性与铁电极化方向之间的耦合关系。

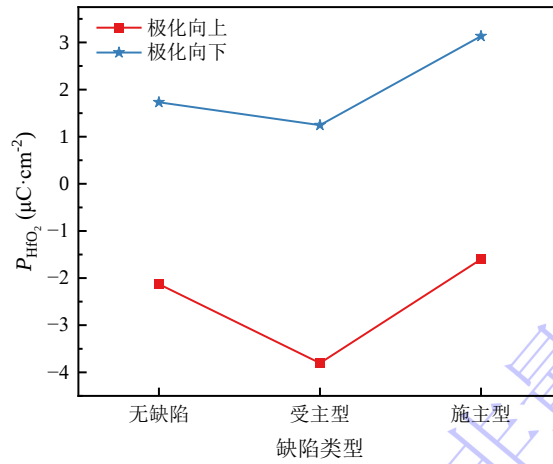


图3 HfO₂铁电层中不同缺陷类型对极化特性的影响，比较无陷阱、受主型陷阱和施主型陷阱在极化向上与极化向下状态下的铁电层平均极化强度 P_{HfO_2} 。

Fig. 3. Effect of different defect types in the HfO₂ ferroelectric layer on the polarization characteristics. The polarization P_{HfO_2} is compared among the trap-free, acceptor-type trap, and donor-type trap cases under upward and downward polarization states.

为进一步分析不同铁电极化状态和缺陷类型对器件宏观电学特性的影响，图4给出了HfO₂基FeFET的极化-电压电滞回线和转移特性。由图4（a）所示，施主型陷阱导致整个电滞回线相对于无陷阱情形发生整体上移，而受主型陷阱则使回线整体下移。这表明陷阱电荷可通过引入准静态局域电场，对铁电极化行为产生非对称的偏置调制作用。图4（b）进一步展现了器件转移特性的相应漂移行为：施主型陷阱电离产生的正电荷对沟道具有类似正栅压的电势调制作用，导致转移特性曲线整体向负栅压方向平移；受主型陷阱产生的负电荷则起到相反的栅极电场屏蔽与沟道载流子耗尽作用，使曲线向正栅压方向平移。

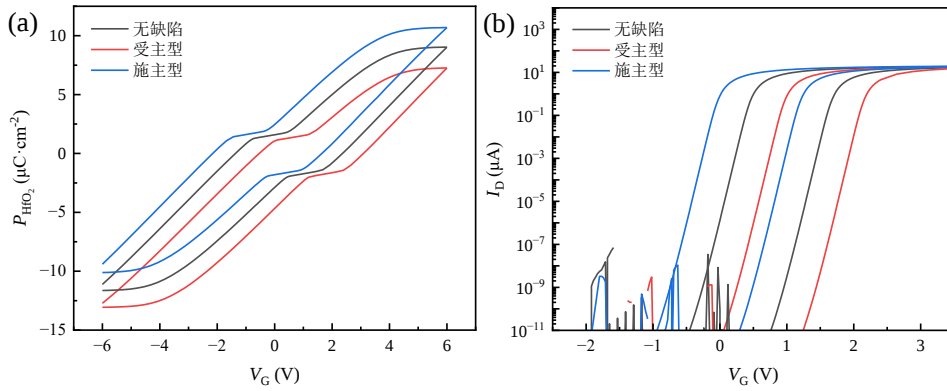


图4 HfO₂铁电层中不同缺陷类型对铁电及电学性能的影响：（a） $P-V_G$ 电滞回线；

（b） I_D-V_G 转移特性曲线。

Fig. 4. Effects of different defect types in the HfO₂ ferroelectric layer on ferroelectric and electrical characteristics: (a) $P-V_G$ hysteresis loops; (b) I_D-V_G transfer characteristic curves.

3.2 不同极化状态下铁电层陷阱对脉冲电流的影响

氧化层陷阱电荷已体现出通过调制铁电层极化进而影响器件转移特性的特性，本节进一步评估不同极化状态与缺陷能级对单粒子瞬态响应的综合影响。仿真采用粒子垂直入射沟道中心，偏置条件为 $V_D=0.1$ V， $V_G=0.3$ V，LET 值为 10 MeV·cm²/mg，陷阱浓度设为 1×10^{18} cm⁻³。施主型或受主型缺陷能级位置以 $E_t - E_v$

或 $E_C - E_t$ 作为参考, 取值为 0.1 eV、0.5 eV、1.0 eV、1.5 eV、2.0 eV 和 2.5 eV。

提取重离子入射时的漏极瞬态电流脉冲峰值 I_{peak} , 结果如图 5 (a) 所示。

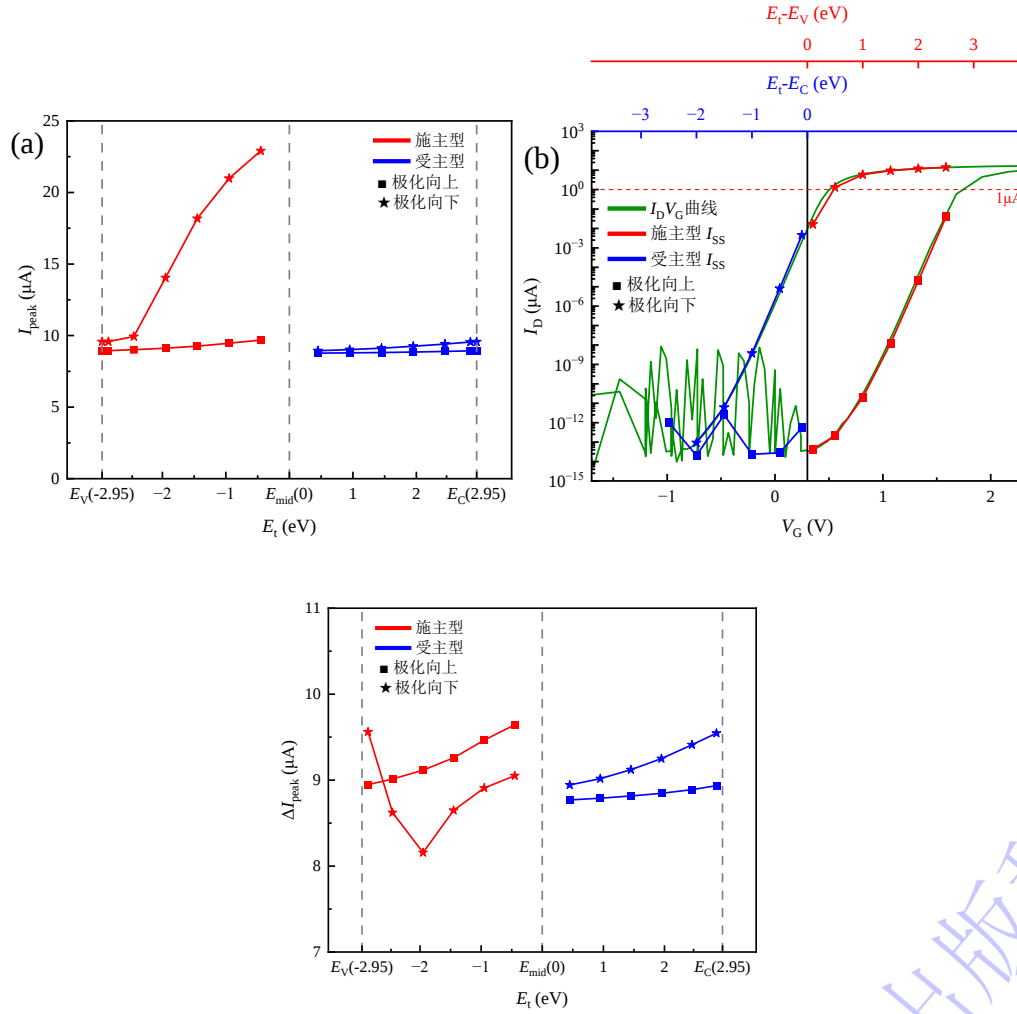


图 5 缺陷能级 E_t 对单粒子瞬态漏极电流及入射前稳态背景的影响: (a) 单粒子瞬态漏极电流峰值 I_{peak} 随缺陷类型、缺陷能级 E_t 和极化状态的变化; (b) 入射前稳态 I_D-V_G 曲线及不同缺陷能级 E_t 下提取的稳态电流 I_{ss} ; (c) 不同施主/受主陷阱能级和两种极化状态下的扣除基值的峰值增量 ΔI_{peak} (I_D-V_G 曲线模拟条件为 $V_D=0.1$ V; 稳态漏极电流采用与单粒子瞬态仿真相同的偏置条件, 即 $V_D=0.1$ V、 $V_G=0.3$ V)。

Fig. 5. Effect of defect energy level E_t on single-event transient drain current and pre-incident steady-state background: (a) Variation of the single-event transient drain

current peak I_{peak} with defect type, defect energy level E_t , and polarization state; (b) steady-state I_D-V_G curves before irradiation and the extracted steady-state current I_{ss} at different defect energy levels E_t ; (c) baseline-subtracted peak increment ΔI_{peak} for different donor and acceptor trap energy levels under the two polarization states. (The I_D-V_G curves are simulated at $V_D=0.1$ V; the steady-state drain current is extracted at $V_D=0.1$ V and $V_G=0.3$ V, using the same bias conditions as those in the single-event transient simulation).

图 5 (a) 表明, 不同缺陷类型对脉冲峰值的调制作用差异显著, 呈现出明显的非对称调制特征和陷阱电荷极性依赖关系。受主型陷阱的峰值电流 I_{peak} 整体维持在 $9.0 - 9.6 \mu\text{A}$ 之间, 即使缺陷能级 E_t 向禁带中央移动, 其变化幅度也不足 $0.6 \mu\text{A}$, 表明受主型陷阱对 I_{peak} 的调制作用较弱。极化向上状态下的施主型陷阱的 I_{peak} 同样表现为小幅增加。然而, 极化向下状态下, 施主型陷阱会显著提高 I_{peak} : 当 E_t 逐渐远离价带接近禁带中央时, I_{peak} 由约 $9.5 \mu\text{A}$ 显著增加至 $23.0 \mu\text{A}$, 增幅明显, 约为初始值的 2.4 倍。

为了区分缺陷能级位置 E_t 对入射前的稳态电流 I_{ss} (steady-state current) 与 I_{peak} 的影响, 本文将不同 E_t 下的 I_{ss} 与常规 I_D-V_G 曲线进行了对比, 结果如图 5 (b) 所示。图 5 (b) 中的 0.3 V 虚线表示单粒子瞬态仿真采用的栅极偏置, $1 \mu\text{A}$ 虚线用于辅助判断 I_{ss} 是否已达到足以影响 I_{peak} 的量级。结果表明, 受主型陷阱对 I_{ss} 的影响极低, 对 I_{peak} 的背景贡献可忽略, 因此其 I_{peak} 稳定在 $9 \mu\text{A}$ 。相反, 当施主型缺陷能级逐渐接近禁带中央时, 入射前的 I_{ss} 迅速上升, 并在极化向下时由低于 $1 \mu\text{A}$ 升高至 $13.8 \mu\text{A}$, 这与图 5 (a) 中该条件下 I_{peak} 升高至 $23 \mu\text{A}$ 的结果相一致。由此说

明： E_t 主要通过改变 I_{ss} 来影响 I_{peak} ，陷阱电荷的作用可近似等效为附加栅压调制。

为进一步区分入射前稳态导通背景与单粒子诱发瞬态分量，图5（c）给出了扣除入射前稳态漏极电流 I_{ss} 后的峰值增量 ΔI_{peak} 。结果表明，在不同施主型和受主型陷阱能级以及两种极化状态下， ΔI_{peak} 总体集中在约8~10 μA 的较窄范围内。尤其是在极化向下的施主型陷阱条件下，随着 E_t 逐渐接近禁带中央， ΔI_{peak} 并未出现与 I_{peak} 相对应的大幅增加，仅表现为较小幅度的波动。结合 $\Delta I_{peak} \equiv I_{peak} - I_{ss}$ 可知，该条件下 I_{peak} 的显著增加主要来源于 I_{ss} 的抬升。对于受主型陷阱以及极化向上的施主型陷阱， I_{ss} 随 E_t 的变化相对较小，因此 I_{peak} 和 ΔI_{peak} 也均保持在较窄范围内。上述结果说明，本文观察到的显著陷阱极性非对称性主要体现在稳态导通背景对表观脉冲峰值的叠加作用；扣除稳态基线后，不同陷阱条件之间的瞬态峰值增量差异明显减弱。

进一步探究其微观物理机制，稳态电流 I_{ss} 的显著变化主要与缺陷对沟道表面势的调制有关。如图6（a）所示，施主型陷阱电离形成正电荷，等效于对沟道施加正向附加栅压。极化向下时，原本向下的极化电场与施主陷阱正电荷相协同，使得硅表面势由0.85 V进一步攀升至1.20 V。由于沟道电子浓度对表面势呈指数级依赖，表面势的显著抬高会增加沟道导通程度，从而形成较高的 I_{ss} 。反之，受主型陷阱俘获电子形成的负电荷会削弱表面势，抑制沟道反型，从而维持极低的 I_{ss} 。需要强调的是，FeFET区别于传统MOSFET的关键在于其自发极化特性会与陷阱电荷发生耦合，如图6（b）所示。结果表明，极化向下时，施主型陷阱电离产生的正电荷与沟道侧电场方向协同，极化强度随 E_t 靠近禁带中央而持续增强，增幅约2.7 $\mu C \cdot cm^{-2}$ ；极化向上时，施主正电荷则对原有极化电场产生屏蔽，导致

负极化强度的绝对值减小。值得注意的是，在当前 E_t 范围内极化符号并未反转，说明陷阱电荷并未彻底破坏FeFET的存储记忆状态，而是通过极化反馈进一步强化了对沟道初始电势的调制。

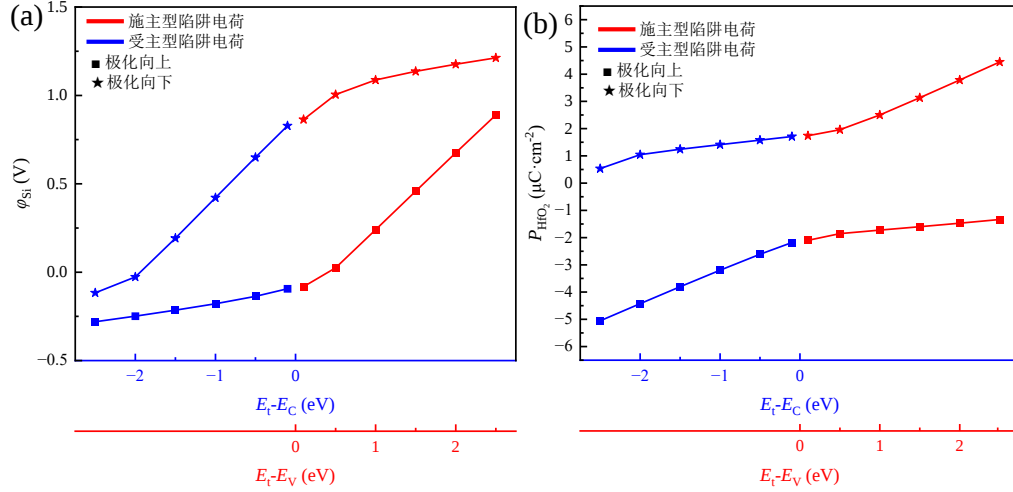


图6 不同极化状态下缺陷能级 E_t 对器件内部电学状态的调制：(a) 沟道表面势 ϕ_{si} 随缺陷类型和缺陷能级 E_t 的变化；(b) 极化强度 P 随缺陷类型和缺陷能级 E_t 的变化。

Fig. 6. Modulation of the internal electrical states by trap energy levels under different polarization states: (a) variation of the channel surface potential ϕ_{si} with trap type and trap energy level E_t ; (b) variation of the average polarization P in the ferroelectric layer with trap type and trap energy level E_t .

3.3 缺陷浓度与能级分布对单粒子效应的影响

除缺陷能级 E_t 外，陷阱浓度与能级分布的展宽同样决定了器件内部有效缺陷电荷的总量。本小节保持 3.2 部分仿真偏置与入射条件不变，能级位置 $E_t - E_V$ 或 $E_C - E_t$ 固定取 1 eV，缺陷浓度变化范围为 $1 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-3}$ 到 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ，结果如图 7 所示。图 7 的数据进一步表明，器件瞬态响应对陷阱极性具有明显的非对称依赖关系：极化向下且存在施主型陷阱时，随着浓度逐步由 10^{-7} cm^{-3} 增加至 10^{18} cm^{-3} ，

稳态漏极电流迅速从 $1.4 \mu\text{A}$ 上升至 $12 \mu\text{A}$ ，形成了较高的初始稳态导通背景。相反，对于受主型陷阱，其漏极电流随浓度的增加被剧烈抑制；而在极化向上状态下，各类陷阱引起的稳态电流增量相对较小。这意味着，在本文仿真条件下，‘极化向下+高浓度施主陷阱’组合对稳态电流背景和后续单粒子瞬态峰值的影响最为明显。

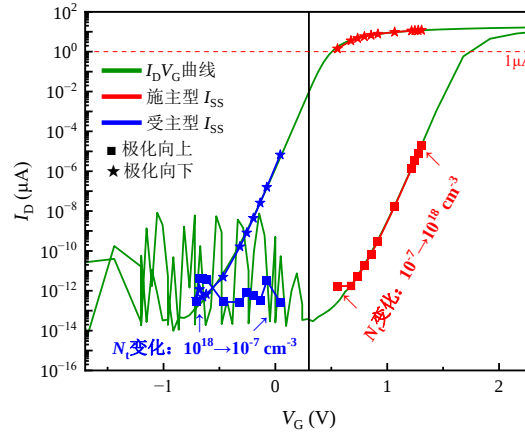


图 7 不同陷阱类型和极化状态下的转移特性（包含 $V_G=0.3 \text{ V}$ 时不同缺陷浓度 N_t

对应的稳态漏极电流 I_{ss} 及等效栅压。）

Fig. 7 Transfer characteristics under different trap types and polarization states, including the steady-state drain current and the equivalent gate voltage corresponding to various defect concentrations at $V_G=0.3 \text{ V}$.

进一步考虑到实际 HfO_2 薄膜中，缺陷往往并非局限于单一离散能级，而是在禁带内呈高斯连续分布，如图 8（a）示意。本文采用 σ_{E_t} 表征该高斯能级分布的标准差，用以定量描述缺陷能级的展宽程度。随着 σ_{E_t} 由 0.02 eV 增大至 0.10 eV ，分布于边缘的深能级陷阱态越来越多地进入可电离/俘获区间，同时伴随总陷阱浓度增加，导致实际参与电场耦合的有效缺陷电荷量进一步增大，图 8（b）的陷阱俘获空穴后的电荷密度（hTrappedCharge）分布进一步支持了这一判断。这一变化进而影响图 8（c）所示的宏观瞬态响应。对于施主陷阱，有效正电荷的增多进一步提高沟道表面势，导致极化向上时的 I_{peak} 随 σ_{E_t} 增加而增加升高，由 $14.5 \mu\text{A}$

增至 17 μA ；极化向下时因初始强导通背景已趋近饱和， I_{peak} 维持在高位。对于受主型陷阱，负电荷增加会进一步抑制沟道导通，当沟道进入深耗尽状态后，负电荷产生的电场屏蔽作用趋于饱和，因此 I_{peak} 变化很小。而 ΔI_{peak} 随 σ_{E_t} 增大总体呈小幅下降趋势，其中施主型变化相对明显，受主型基本稳定，且 σ_{E_t} 不会明显改变两种极化状态之间的 ΔI_{peak} 差异。

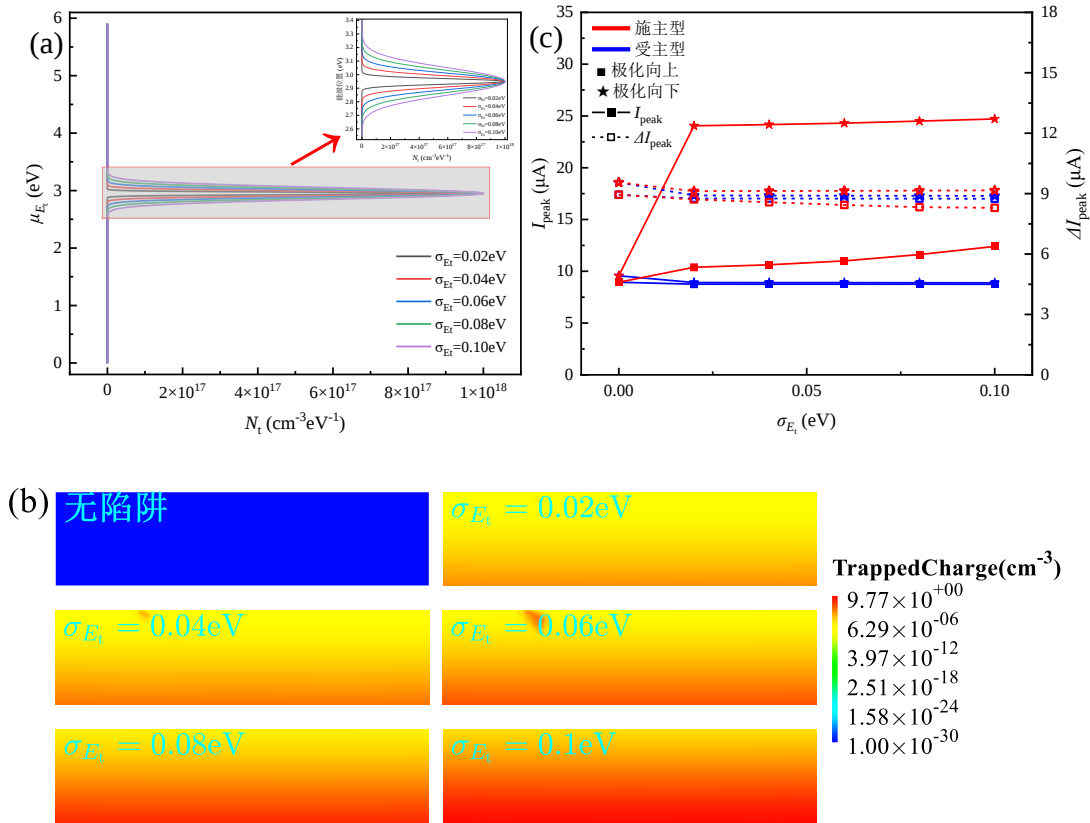


图 8 缺陷能级分布展宽 σ_{E_t} 对铁电层缺陷俘获电荷及单粒子瞬态响应的影响：(a) 高斯型缺陷能级分布示意，其中 μ_{E_t} 表示缺陷能级分布中心， σ_{E_t} 表示能级展宽；(b) 不同能级展宽 σ_{E_t} 下，铁电层施主能级俘获空穴的电荷密度分布云图；(c) 不同极化状态下， I_{peak} 与 ΔI_{peak} 随缺陷能级展宽 σ_{E_t} 的变化。

Fig. 8. Effects of trap energy-level broadening σ_{E_t} on trapped charge in the ferroelectric layer and the single-event transient response: (a) schematic illustration of Gaussian trap energy-level distributions, where μ_{E_t} denotes the distribution center

and σ_{E_t} denotes energy-level broadening; (b) spatial distributions of the trapped-hole charge density in the ferroelectric layer under different energy-level broadening values σ_{E_t} ; (c) variation of the $\frac{I_{\text{peak}}}{\sigma_{E_t}}$ and $\frac{\Delta I_{\text{peak}}}{\sigma_{E_t}}$ with the energy-level broadening parameter σ_{E_t} under different polarization states.

综上所述，无论是陷阱浓度的提升还是能级分布的展宽，其本质均是改变了铁电层内的有效作用电荷量。这一结果再一次揭示，施主型陷阱对脉冲峰值的调制作用明显，而受主型陷阱对脉冲峰值的调制作用微弱，FeFET单粒子瞬态效应体现出明显的陷阱极性依赖特征。

3.4 单粒子电荷收集机制

前文中指出，施主型缺陷能级靠近禁带中央时会使 I_{ss} 显著提高，而受主型陷阱对应的 I_{ss} 整体较低。然而，瞬态脉冲峰值 I_{peak} 的绝对增加，并不等同于单粒子净收集电荷的增加。测得的 I_{peak} 实际上是入射前稳态电流 I_{ss} 与单粒子诱发瞬态分量 ΔI_{peak} 的叠加。为准确评估陷阱电荷对单粒子事件本身的影响，必须剥离稳态电流这一背景。

以极化向下、存在施主型陷阱为例。如图 9 (a) 所示，随着施主能级向禁带中央移动，瞬态脉冲电流 $I_D(t)$ 整体平行上移， I_{peak} 显著升高，然而，各条曲线的脉冲形状和持续时间基本一致。这直观地表明：不同 E_t 能级下重离子激发的电子-空穴对数量及瞬态收集过程差异较小， I_{peak} 的显著增加主要来源于 I_{ss} 的抬升。除此之外，还得到了总电流与分电流随时间的变化，如图 9 (b) 所示，以极化向下、距离价带 1.0 eV 的施主型陷阱的结果为例。其中，分电流包括电子电流 I_e 、空穴电流 I_h 和位移电流 $I_{\text{displacement}}$ ，三者之和即为总电流，即：

$$I_D = I_e + I_h + I_{\text{displacement}} \quad (6)$$

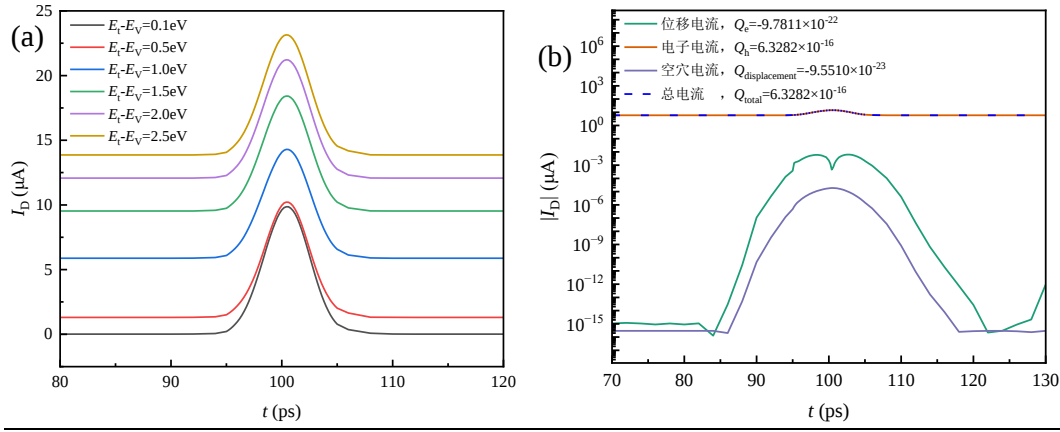


图 9 极化向下、施主型陷阱条件下：(a) 不同缺陷能级 E_t 对单粒子入射时漏极瞬态电流的影响。(b) 极化向下、施主能级距价带顶 1.0 eV 条件下，总电流与各分电流的变化。

Fig. 9. Under the condition of polarization downwards and donor-type traps: (a) The impact of different defect energy levels E_t on the transient current of the drain during single-event ion strike. (b) Under the condition of polarization downwards and a donor energy level 1.0 eV away from the valence band top, the changes in the total current and its component currents.

为定量分离底层稳态基线抬升的物理过程，漏极的原始积分收集电荷 Q 可表示为：

$$Q = \int_{t_1}^{t_2} I_D(t) dt \quad (7)$$

其中， $I_D(t)$ 为单粒子入射时的瞬态漏端电流，以流出器件的方向为正， t_1 和 t_2 分别为电荷收集积分的起止时间。电荷积分区间设定为 50~150 ps，积分起始时刻 50 ps 对应重离子入射前器件处于稳态的时刻，积分终止时刻 150 ps 对应单粒子瞬态响应结束后器件恢复至稳态的时刻。由入射前部分时间段的平均值获得入射前稳态漏极电流 I_{ss} ，扣除 I_{ss} 后，瞬态的净收集电荷定义为：

$$\Delta Q = \int_{t_1}^{t_2} [I_D(t) - I_{ss}] dt \quad (8)$$

利用上式提取不同条件下的净收集电荷，通过分别积分不含稳态电流的总电流与电子电流，得到了各自的瞬态净收集电荷，如图 10（a）和（b）所示。结合图 9（b）可知，无论是受主还是施主陷阱，由总电流提取的净收集电荷与电子电流分量的净收集电荷高度一致。这构成了电荷收集机制的第一个核心结论：FeFET 的单粒子瞬态电流主要由电子在局域电场下的快速漂移贡献，空穴电流和位移电流的直接贡献很小，可忽略不计。进一步，为了厘清电荷收集的空间动力学特征，图 10（c）和（d）分别对比了不同入射角度与入射位置下的源/漏极电荷收集 ΔQ 。两组空间几何数据的变化规律呈现出高度的互补与对称性：无论离子入射轨迹发生倾斜还是横向平移，距离重离子入射轨迹更近的一端电极总会收集到更多的电荷；当入射轨迹居中时，源极和漏极完成等量共享。更为关键的是，这种空间电荷分配规律在极化向上和极化向下状态下基本一致，说明其受极化方向的影响较小。这构成了电荷收集机制的第二个核心结论：单粒子电荷的收集主要受入射轨道与端电极之间几何空间关系的影响，属于“局域电场驱动的就近漂移收集”。

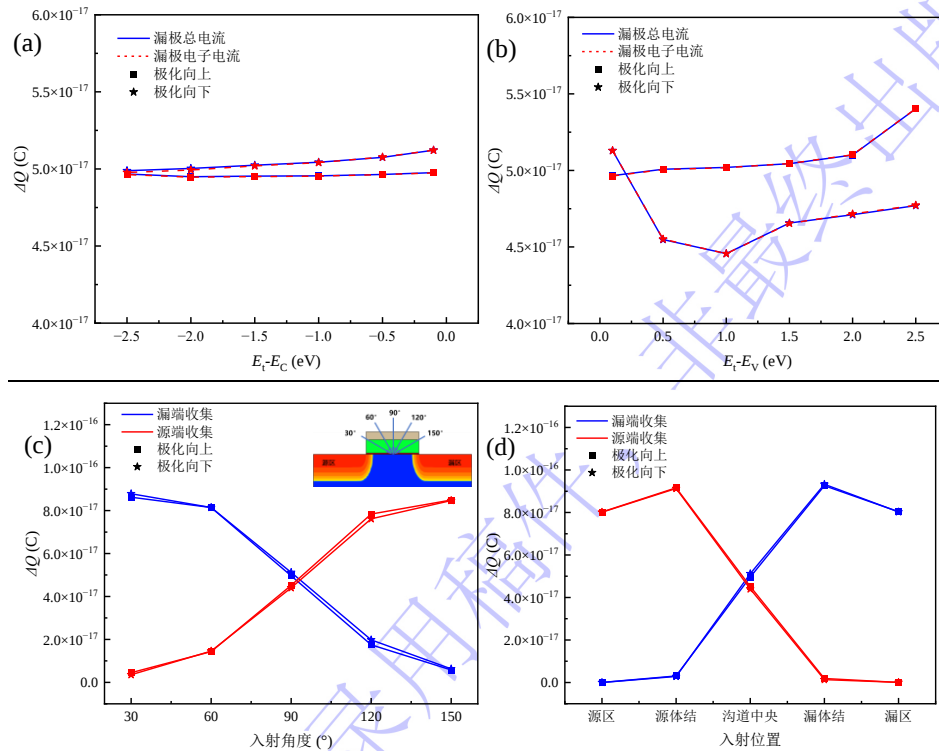


图 10 施主与受主缺陷器件的单粒子瞬态电荷收集特性：（a）受主型陷阱体系中

总瞬态收集电荷与电子收集电荷分量对比；(b) 施主型陷阱体系中总瞬态收集电荷与电子收集电荷分量对比；(c) 粒子入射位置固定于沟道中心时，不同入射角度下源极、漏极瞬态收集电荷 ΔQ ；(d) 垂直入射条件下，不同粒子入射位置对应的源极、漏极瞬态收集电荷 ΔQ 。

Fig. 10. Single-event transient charge collection characteristics of devices with donor- and acceptor-type traps: (a) Comparison of total transient collected charge and electron component collected charge in acceptor-type trap system; (b) Comparison of total transient collected charge and electron component collected charge in donor-type trap system; (c) Transient collected charge ΔQ at source and drain electrodes under various ion incident angles, with ion strike position fixed at the channel center; (d) Transient collected charge ΔQ at source and drain electrodes for different ion strike positions under normal vertical incidence.

综合而言，FeFET 中的单粒子电荷收集物理图像可清晰厘定为：铁电层陷阱电荷对扣除基线后的净端电极收集电荷影响较小，对电子依靠局域电场向源漏极漂移的空间收集过程影响有限。陷阱电荷的主要作用途径是通过静电调制改变硅沟道的初始表面势与导通背景，进而使相近的单粒子瞬态叠加在不同的稳态电流 I_{ss} 上，表现为宏观脉冲峰值 I_{peak} 随陷阱参数的变化。

因此，FeFET 中单粒子电荷收集机制可概括为：单粒子入射首先在局部区域产生非平衡载流子，随后电子在漏极偏置和沟道局部电场作用下快速漂移至端电极形成瞬态电流；铁电层陷阱电荷则通过改变极化调制、电势分布和稳态导通背景，间接影响瞬态电流表观峰值；扣除稳态基线后，铁电层陷阱电荷对单粒子净收集电荷的影响很小。该机制可解释不同缺陷能级、极化状态、入射角度和入射位置下电荷收集行为的差异。

4 结 论

本研究基于已校准的 HfO_2 基 FeFET TCAD 模型，系统研究了铁电层陷阱电荷对器件极化状态、瞬态脉冲电流和单粒子电荷收集行为的影响。铁电层陷阱电荷对转移特性的调制取决于其带电极性与本征极化的电场耦合。施主型陷阱电离后形成正电荷，在极化向下时增强局域电场并提高极化强度，导致转移特性曲线显著负偏；受主型陷阱俘获电子后形成负电荷，对沟道电势产生相反调制。

FeFET 器件的单粒子瞬态响应特性对陷阱极性表现出明显的非对称依赖规律，器件瞬态脉冲表观峰值对施主型陷阱的响应更明显，而对受主型陷阱的响应幅度较小。在极化向下且存在施主型陷阱时，缺陷能级靠近禁带中央会显著提高入射前的稳态漏极电流背景，导致瞬态脉冲表观峰值大幅攀升。缺陷浓度与能级展宽本质上可以等效为有效缺陷电荷量，并未改变 FeFET 单粒子瞬态电流脉冲的底层产生机理。随着施主陷阱浓度提升，更多深能级陷阱进入可电离区间，有效正电荷量的增加进一步增强了沟道导通背景，使极化向上时的脉冲峰值显著升高。极化向下时由于初始强导通背景，随着有效缺陷电荷量的进一步增加，脉冲峰值呈现饱和效应。相反，受主型陷阱总体表现为对沟道导通和脉冲峰值的抑制作用。

单粒子瞬态电流的表观脉冲峰值增加，并不等价于真实单粒子净收集电荷的增加。扣除初始稳态基线电流后，不同缺陷能级下的净收集电荷量的差异极小，且总电流提取得到的净收集电荷与电子电流分量基本一致，说明 FeFET 的单粒子响应主要由电子在局域电场下的快速漂移贡献。空间几何动力学考虑了入射角度与入射位置的差异，分析进一步表明，电荷收集效应受铁电层极化状态的影响较小，其主要取决于载流子产生轨道与漏/源结区之间的几何空间邻近关系。

综上所述，铁电层陷阱电荷对铅基 FeFET 单粒子效应的影响本质上遵循“缺陷特征——有效缺陷电荷——导通基线——瞬态脉冲峰值”的静态链式调制机

制。该认识表明，在辐射环境下通过缺陷控制抑制施主型陷阱的引入，以及优化偏置状态以规避强导电背景，可为钆基 FeFET 单粒子瞬态抗扰能力的优化设计提供重要参考。

参考文献

- [1] Fleetwood D M 2021 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **68** 509
- [2] Schwank J R, Shaneyfelt M R, Fleetwood D M, Felix J A, Dodd P E, Paillet P, Ferlet-Cavrois V 2008 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **55** 1833
- [3] Fleetwood D M 2018 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **65** 1465
- [4] Vogel T, Zintler A, Kaiser N, Guillaume N, Lefèvre G, Lederer M, Serra A L, Piros E, Kim T, Schreyer P, Winkler R, Nasiou D, Olivo R R, Ali T, Lehninger D, Arzumanov A, Charpin-Nicollé C, Bourgeois G, Grenouillet L, Cyrille M-C, Navarro G, Seidel K, Kämpfe T, Petzold S, Trautmann C, Molina-Luna L, Alff L 2022 *ACS Nano* **16** 14463
- [5] Kang S, Jang W-S, Morozovska A N, Kwon O, Jin Y, Kim Y-H, Bae H, Wang C, Yang S-H, Belianinov A, Randolph S, Eliseev E A, Collins L, Park Y, Jo S, Jung M-H, Go K-J, Cho H W, Choi S-Y, Jang J H, Kim S, Jeong H Y, Lee J, Ovchinnikova O S, Heo J, Kalinin S V, Kim Y-M, Kim Y 2022 *Science* **376** 731
- [6] Kobayashi D 2021 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **68** 124
- [7] Khan A I, Keshavarzi A, Datta S 2020 *Nat. Electron.* **3** 588
- [8] Liao J, Dai S, Peng R-C, Yang J, Zeng B, Liao M, Zhou Y 2023 *Fundamental Research* **3** 332
- [9] Yasuda K, Zalys-Geller E, Wang X, Bennett D, Cheema S S, Watanabe K, Taniguchi T, Kaxiras E, Jarillo-Herrero P, Ashoori R 2024 *Science* **385** 53
- [10] Scott J F 2007 *Science* **315** 954
- [11] Yuan G-L, Wang C-H, Tang W-B, Zhang R, Lu X-B 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 097703 (in Chinese) [袁国亮, 王琛皓, 唐文彬, 张睿, 陆旭兵 2023 物理学报 **72** 097703]
- [12] Haratipour N, Chang S C, Shivaraman S, Neumann C, Liao Y C, Alpizar B G, Tung I C, Li H, Kumar V, Doyle B, Atanasov S, Peck J, Kabir N, Allen G, Hoff T, Oni A, Dutta S, Tronic T, Roy A, Hamzaoglu F, Bristol R, Metz M, Young I, Kavalieros J, Avci U 2022 *International Electron Devices Meeting (IEDM)* San Francisco, CA, USA, December 3-7, 2022 p6.7.1
- [13] Mathews S, Ramesh R, Venkatesan T, Benedetto J 1997 *Science* **276** 238
- [14] Li H M, Hou P F, Wang J B, Song H J, Zhong X L 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 098502 (in Chinese) [黎华梅, 侯鹏飞, 王金斌, 宋宏甲, 钟向丽 2020 物理学报 **69** 098502]
- [15] Shen R X, Zhang H, Song H J, Hou P F, Li B, Liao M, Guo H X, Wang J B, Zhong X L 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 068501 (in Chinese) [沈睿祥, 张鸿, 宋宏甲, 侯鹏飞, 李波, 廖敏, 郭红霞, 王金斌, 钟向丽 2022 物理学报 **71** 068501]
- [16] Ju A, Guo H, Zhang F, Ding L, Du G, Guo J, Zhong X, Wei J, Pan X, Zhang H 2022 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **69** 890
- [17] Liu B, Li C, Chen M 2023 *Silicon* **15** 1317
- [18] Li Z, Jiao Y, Lv W, Cai C, Fan X, Cai L, Huang H, Liu Y, Zhao S-W, Xu J, Wang D, Zhao M, Li J, Liu J 2023 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **534** 45
- [19] Peng H-K, Zheng S-Y, Kao W-N, Lai T-C, Lee K-S, Wu Y-H 2024 *Appl. Surf. Sci.* **645** 158788

- [20] O'Sullivan B J, Putcha V, Izmailov R, Afanas'ev V, Simoen E, Jung T, Higashi Y, Degraeve R, Truijen B, Kaczer B, Ronchi N, McMitchell S, Banerjee K, Clima S, Breuil L, Van den Bosch G, Linten D, Van Houdt J 2020 *Appl. Phys. Lett.* **117** 203504
- [21] Kim H, Myeong I, Kim S, Hong S, Kim S J, Kim W, Ha D, Kim D S 2025 *IEEE Trans. Electron Devices* **72** 1125
- [22] Ravikumar P, Padovani A, Venkatesan P, Park C, Afroze N, Tian M, Datta S, Yu S, Larcher L, Thareja G, Khan A 2025 *IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS)* Monterey, CA, USA, March 30 - April 3, 2025 p1
- [23] Zhang B, Hong P, Hou J, Huo Z, Ye T 2023 *J. Appl. Phys.* **133** 164103
- [24] Wang J, Bi J, Xu Y, Niu G, Liu M, Stempitsky V 2023 *Nanomaterials* **13** 638
- [25] Ni K, Sharma P, Zhang J, Jerry M, Smith J A, Tapily K, Clark R, Mahapatra S, Datta S 2018 *IEEE Trans. Electron Devices* **65** 2461
- [26] Gong N, Ma T P 2018 *IEEE Electron Device Lett.* **39** 15
- [27] Chouprik A, Negrov D, Tsymbal E Y, Zenkevich A 2021 *Nanoscale* **13** 11635
- [28] Zhou H, Ocker J, Müller S, Pesic M, Mikolajick T 2023 *IEEE Electron Device Lett.* **44** 1903
- [29] Deng S, Zhao Z, Kim Y S, Duenkel S, MacMahon D, Tiwari R, Choudhury N, Beyer S, Gong X, Kurinec S, Ni K 2022 *IEEE Trans. Electron Devices* **69** 1503
- [30] Izmailov R A, O'Sullivan B J, Popovici M I, Afanas'ev V V 2022 *Solid-State Electron.* **194** 108388
- [31] Chowdhury N A, Misra D 2007 *J. Electrochem. Soc.* **154** G30
- [32] Hao T, Zeng B, Sun Z, Wang Z, Jiang Y, Peng Q, Zheng S, Zhou Y, Liao M 2024 *APL Materials* **12** 011108
- [33] Zhu Y, Yang Z, Yang S, Zhang Y, Zhang M, Wang X, Wang H, Xu J 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 217301 (in Chinese) [朱媛媛, 杨梓怡, 杨淑宁, 张云飞, 张苗, 王鑫, 王红军, 徐静 2025 *物理学报* **74** 217301]
- [34] Wei J, Jiang L, Huang M, Wu Y, Chen S 2021 *Adv. Funct. Mater.* **31** 2104913
- [35] Gavartin J L, Muñoz Ramo D, Shluger A L, Bersuker G, Lee B H 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 082908
- [36] Izmailov R A, Strand J W, Larcher L, O'Sullivan B J, Shluger A L, Afanas'ev V V 2021 *Phys. Rev. Mater.* **5** 034415
- [37] Luna-Sánchez R M, González-Martínez I 2006 *ECS Trans.* **2** 311
- [38] Wang Z, Zhang Y, Chen H, He L, Jia Q, Liao M, Zhou Y 2025 *Physica B: Condensed Matter* **700** 416884
- [39] Rana Sk M, Pande S, Müller F, Raffel Y, Lederer M, Pirro L, Beyer S, Seidel K, Kämpfe T, De S, Chakrabarti B 2023 *Memories - Materials, Devices, Circuits and Systems* **4** 100050
- [40] Synopsys, Inc. <https://www.synopsys.com/silicon/tcad.html> [2025-01-01]
- [41] Bo J, Zurcher, Jones, Gillespie, Lee 1997 *Symposium on VLSI Technology* Kyoto, Japan, June 10-12, 1997 p141
- [42] Dragosits K 2000 *Ph.D. Dissertation* (Vienna: Technische Universität Wien)
- [43] Tian G, Bi J, Xu G, Xi K, Yang X, Sandip M, Yin H, Xu Q, Wang W 2020 *Science China Information Sciences* **63** 229403
- [44] Tian G, Bi J, Xu G, Xi K, Yang X, Yin H, Xu Q, Wang W 2020 *Semicond. Sci. Technol.* **35** 105010
- [45] Son Y, Park S, Kang T, Oh B, Shin H 2011 *IEEE Trans. Electron Devices* **58** 2752

Asymmetric Modulation Mechanism of Single-Event Transient Response by Trap Charging Types in the Ferroelectric Layer of HfO₂-Based FeFETs*

Li Haodian¹⁾ Chen Hua^{2) 3) †} Zhao Pan⁴⁾ Qiao Bi^{2) 3) †} Guo Hui¹⁾ Liao Jiajia^{2) 3) †} Zhou Yichun^{2) 3) †}

1) (School of Microelectronics, Xidian University, Xi'an 710126, China)

2) (Frontier Research Center of Thin Films and Coatings for Device Applications, Academy of Advanced Interdisciplinary Research, Xidian University, Xi'an 710126, China)

3) (School of Advanced Materials and Nanotechnology, Xidian University, Xi'an 710126, China)

4) (School of Integrated Circuits, Peking University, Beijing 100871, China)

Abstract

Trap charges in the ferroelectric layer pose a serious threat to the normal operation of HfO₂-based ferroelectric field-effect transistors (FeFETs) in radiation environments. In this work, the influence of ferroelectric-layer traps on the single-event transient (SET) characteristics of HfO₂-based FeFETs is systematically investigated using a calibrated TCAD simulation model. The effects of trap type, energy level, concentration, and energy-level distribution on the polarization behavior, electrical characteristics, transient current response, and charge collection process are analyzed.

The results show that the modulation effect of traps strongly depends on the coupling relationship between trap charge polarity and ferroelectric polarization direction. Donor traps produce positively charged centers after ionization, which enhance the local electric field under downward polarization and increase the polarization magnitude, resulting in a negative shift of the transfer characteristics. In contrast, acceptor traps capture electrons and generate negative charges, thereby suppressing the channel potential and shifting the transfer characteristics toward positive gate voltages.

The single-event transient response exhibits a pronounced asymmetry with respect to trap polarity. Under the downward polarization state, donor traps significantly increase the apparent transient current peak when the trap energy level approaches the middle of the bandgap. The transient peak current increases from approximately 9.5 μA to 23 μA , whereas acceptor traps only produce minor variations. Further analysis indicates that the increase in transient peak current mainly originates from the enhancement of the pre-strike steady-state drain current. Increasing trap concentration or broadening trap energy distribution raises the effective trap charge, which in turn exerts static modulation on the channel surface potential.

After removing the steady-state current background, the net collected charge is found to be nearly independent of trap parameters. The extracted net charge agrees well with the electron current component, indicating that the SET response is dominated by the rapid drift of electrons driven by the local electric field. Moreover, the collected charge distribution is mainly determined by the geometric relationship between the ion strike location and the source/drain junctions, while the influence of ferroelectric polarization remains relatively weak.

These results reveal that the influence of ferroelectric-layer traps on SET behavior follows a static modulation mechanism of “trap characteristics–effective trap charge–conduction baseline–transient current peak”. This work provides physical insights into the radiation response of HfO_2 -based FeFETs and offers important references for optimizing device design to improve single-event transient immunity via defect engineering and bias adjustment.

Keywords: HfO_2 , Ferroelectric field-effect transistor, Single-event transient, Trap

* Project supported by the Shaanxi Provincial Natural Science Basic Research Program (Grant No. 2024JC-YBMS-515) and the Special Fund for Industry-University-Research Cooperation between Wuhu and Xidian University (Grant No. XWYCX-012021016).

† Corresponding author. E-mail: hchen@xidian.edu.cn
The first author. E-mail: kgsfjz@qq.com