

专题: 热传导及其相关交叉领域研究

多沟道 GaN 电子迁移率晶体管自热效应的 电热耦合模拟及场板结构优化*

孙育坤¹⁾ 刘哲^{1)†} 孙锴²⁾ 崔海航^{1)‡}

1) (西安建筑科技大学建筑设备科学与工程学院, 西安 710055)

2) (中国科学院微电子研究所, 北京 100029)

(2025 年 10 月 28 日收到; 2026 年 1 月 28 日收到修改稿)

多沟道 GaN 电子迁移率晶体管器件通过垂直堆叠多个 AlGaIn/GaN 异质结, 在保障各沟道载流子迁移率的同时, 提升器件 2DEG 的总浓度, 进而增强器件的整体性能. 但相较于单沟道器件, 首先, 多沟道器件在各沟道中形成分流, 平均热流密度有所降低; 其次, 中部沟道的垂向散热条件变差, 需要考虑沟道间的热耦合. 为了综合考虑上述正、反作用对各沟道热影响的程度, 需要建立完备的电热耦合模型进行求解. 本文采用漂移-扩散方程描述电学行为, 结合导热方程描述热传导过程, 二者通过迁移率对温度的依赖性实现双向耦合, 模拟结果表明, 温度最高的中间区域, 自热效应导致的沟道内电流密度的降低不可忽略, 构建的模型准确地表征了器件的电热分布特性. 接下来, 为抑制自热效应, 针对电场强度最高的栅漏极区域, 即热流密度最大的位置, 基于所构建的电热耦合模型, 探究了栅漏极区域四种不同场板结构的影响. 对比发现, 倾斜场板结构可有效抑制器件自热效应, 其机制在于将一次大幅电势跃变分解为多个微小阶跃, 从而有效降低栅漏极区域电场强度, 显著抑制该区域热流密度. 相较于无场板结构, 在采用倾角 6° 、场板长度 $1.2 \mu\text{m}$ 的优化参数后, 沟道最高温度降低约 6%, 最大电场强度和热流密度下降约 75%. 本研究有助于深入理解多沟道 GaN 电子迁移率晶体管中的热电耦合效应, 并为高热可靠性器件设计提供技术支撑.

关键词: 电热耦合, GaN 高电子迁移率晶体管, 多沟道, 场板结构**DOI:** 10.7498/aps.75.20251466**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251466

1 引言

氮化镓高电子迁移率晶体管 (GaN HEMT) 因其高工作频率、高击穿电压、高电子饱和速度、低导通电阻及优异的热特性, 在通信、雷达与空间系统得到了广泛应用^[1-4]. 器件的优异性能源于 AlGaIn/GaN 界面处极化效应诱导所产生的二维电子气 (2DEG), 其在室温下可实现超 $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 的载流子浓度^[5] 以及高于 $2000 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ 的载流子迁移率^[6]. 然而, 受限于载流子间的散射机制, 传统单

沟道结构中 2DEG 浓度的提升会引发其迁移率的下降, 从而制约了器件性能的进一步发展.

为突破载流子浓度与迁移率之间的内在矛盾, 多沟道 GaN HEMT 器件通过垂直堆叠多个 AlGaIn/GaN 异质结结构, 在基本维持各沟道载流子迁移率的同时, 实现 2DEG 总浓度的提升, 进而有效地提升了器件整体性能^[7,8]. 然而, 多沟道结构在提升电学性能的同时也引入了显著的热可靠性挑战^[9]. 多沟道 GaN HEMT 器件沟道下方异质结对沟道内 2DEG 具有耗尽作用, 沟道中 2DEG 浓度会有所下降, 依据焦耳热定律 ($Q = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$)^[10], 在

* 国家自然科学基金 (批准号: 62374173) 和西安建筑科技大学优秀博士论文培育基金 (批准号: 2023XYBPY006) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liuzhe@xauat.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: cuihaihang@xauat.edu.cn

相同偏置电压下,相较于单沟道 GaN HEMT 器件,多沟道 GaN HEMT 器件单个沟道内热流密度有所降低.但是,多沟道 GaN HEMT 器件中间沟道下方并非传统的缓冲层结构,而是其他相邻沟道.沟道作为器件主要热源,其密集堆叠使得中间沟道的热量难以有效耗散,产生热耦合作用,使得该区域散热条件明显弱于边缘沟道.这种热不均匀性进一步加剧器件局部温升,从而影响器件的电学特性与热可靠性^[11].因此,实现对多沟道 GaN HEMT 器件中热流密度分布的精确调控,成为抑制自热效应、保障器件整体稳定工作的关键.在多沟道 GaN HEMT 器件栅漏极区域,由于同时存在高电流密度与高电场强度,导致局部热流密度显著地升高,进而引发严重的自热效应.由于高电流是多沟道结构为实现高性能所固有的特性,难以进一步调控,因此,抑制自热效应的关键在于优化该区域的电场分布,以降低局域热流密度.场板结构作为栅漏极间的关键组成部分,能够有效优化栅极边缘电场分布^[12-16],从而为抑制自热效应提供可行路径.

基于此,本研究针对栅漏场板结构,旨在实现对多沟道器件自热效应的有效抑制.尽管现有研究探讨了场板对单沟道 GaN HEMT 器件温度分布的影响^[17-20],但与单沟道 GaN HEMT 器件相比,多沟道 GaN HEMT 器件中热耦合效应更为复杂,局部过热问题更为突出,目前尚缺乏针对多沟道器件的系统性电热耦合研究.为此,本文构建了适用于多沟道 GaN HEMT 器件的电热耦合模型,通过耦合漂移-扩散方程与傅里叶导热方程,并引入迁移率对温度的依赖性,准确刻画器件在稳态工作条件下的电热分布特性,揭示沟道间垂直方向的热耦合效应.基于上述工作,本文系统地评估四种栅漏极场板结构对沟道内电场与热流密度分布的影响,探究倾斜场板通过将集中电势跃变分解为多个缓变阶跃以优化电场分布、抑制自热的作用机制,为多沟道 GaN HEMT 器件结构设计提供技术支撑.全文结构安排如下:第 2 节详细介绍器件结构与电热耦合模型的建立与验证方法;第 3 节首先分析沟道数量对器件电热特性的影响,进而研究栅漏场板对自热效应的抑制效果,重点探讨倾斜场板的倾角与长度对改善器件热行为的优化作用;第 4 节总结全文研究成果,并对采用非傅里叶导热模型进一步研究多沟道结构中热耦合效应的可行性提出展望.

2 研究方法与器件构型

2.1 器件几何模型

本研究涉及的器件结构如图 1(a) 所示.自下而上依次为:400 μm 厚的蓝宝石 (sapphire) 衬底、100 nm 厚的氮化铝 (AlN) 成核层、1.5 μm 厚的氮化镓 (GaN) 缓冲层、5 nm 厚的 GaN 沟道层、20 nm 厚的氮化铝镓 ($\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$) 势垒层以及 148 nm 厚的氮化硅 (SiN) 钝化层.势垒层和沟道层的背景掺杂浓度均为 $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.多沟道器件通过重复堆叠势垒层和沟道层构成.例如,三沟道器件包含三层势垒层和三层沟道层(重复三次),五沟道器件则包含五层势垒层和五层沟道层(重复五次).金属栅极的栅长为 1 μm ,栅极-源极间距 (L_{GS}) 为 1 μm ,栅极-漏极间距 (L_{GD}) 为 3 μm .假设晶格处于理想状态,不考虑任何陷阱效应的影响.图 1(b) 给出了模型的热边界条件示意图.图 1(c)–(f) 展示了本研究所采用的四种栅漏场板结构示意图:常规场板、倾斜场板、阶梯场板及离散场板.各场板结构参照前人研究设定^[21-24].为保持可比性,所有栅漏场板的长度固定为 1.2 μm .

2.2 电热耦合模型

本研究基于 TCAD 平台建立了二维多沟道 GaN HEMT 器件的电热耦合模型.该模型忽略了栅宽方向的厚度.实际中该器件的长/宽比为 1:100,较大长宽比使得中心区域在电热行为上近似具备对称性,因此二维截面可有效地表征该区域的主要物理过程.在实际三维结构中,器件外围为空气自然对流边界,衬底底面与恒温热沉相接.由于器件为平面器件,垂直方向尺寸远小于水平方向,热量主要通过衬底向下传导.估算表明,沿栅宽方向的热阻约 (10^5 K/W) 远高于垂直方向热阻 (约 10^2 K/W).在器件稳态工作条件下,水平方向温度梯度小于垂直方向.根据一维稳态传热与结构对称性分析可推断,在器件中心区域,沿栅宽方向的热扩散对自热效应的影响可忽略不计.由于本研究重点在于沟道间垂直方向的热耦合作用及场板结构对栅漏极区域的电热特性的影响,该简化处理不会对相关结论产生实质性影响.该平台基于有限体积法求解电热耦合模型中的漂移-扩散方程及热传导方程等偏微分方程组.器件内部的电势和电场

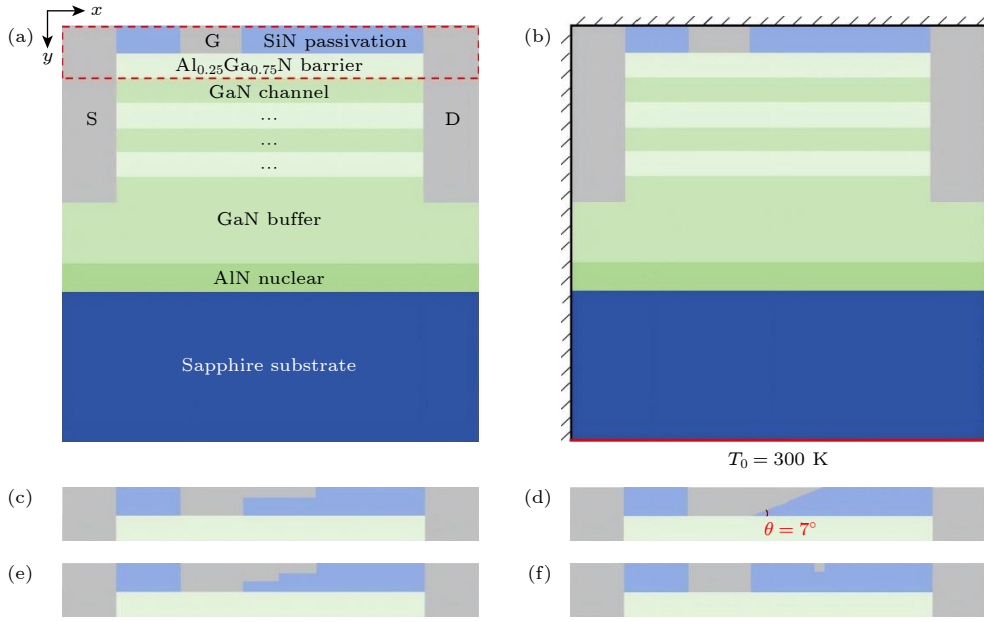


图 1 研究模型示意 (a) 多沟道 GaN HEMT 器件; (b) 热边界条件; (c) 常规场板; (d) 倾斜场板; (e) 阶梯场板; (f) 离散场板
 Fig. 1. Schematic diagrams of the simulation model: (a) Multi-channel GaN HEMT device; (b) thermal boundary conditions; (c) conventional field plate; (d) slant field plate; (e) stepped field plate; (f) discrete field plate.

分布可由泊松方程、电子输运方程和空穴输运方程来描述^[25]:

$$\nabla^2 \phi = -\frac{q}{\varepsilon} (p - n + N_D - N_A), \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{J}_n - (R - G), \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{J}_p - (R - G), \quad (3)$$

其中 \mathbf{J}_n 和 \mathbf{J}_p 分别为电子和空穴电流密度; $(R - G)$ 表示电子和空穴的净生成或复合速率; q 为基本电荷; ε 为介电常数; ϕ 为电势; n 和 p 分别为电子和空穴浓度; N_D 和 N_A 分别为电离施主杂质浓度和电离受主杂质浓度. 模拟中还考虑了 AlGaIn/GaN 由于极化效应所产生的极化电荷 σ , 其表达式为^[26]

$$|\sigma(x)| = \left| 2 \frac{a(x) - a(0)}{a(0)} \left\{ e_{31}(x) - e_{33}(x) \frac{C_{13}(x)}{C_{33}(x)} \right\} + P_{SP}(x) - P_{SP}(0) \right|, \quad (4)$$

其中 x 表示 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 中 Al 的摩尔组分 $x = 0.25$; 本案例中, a 为晶格常数; e_{31} , e_{33} 为压电系数; C_{13} , C_{33} 为弹性系数; P_{SP} 为自发极化强度.

通过使用经典的漂移-扩散方程, 器件内部的电子和空穴电流密度可表示为^[10]

$$\mathbf{J}_n = -q\mu_n n \mathbf{E} + qD_n \nabla n, \quad (5)$$

$$\mathbf{J}_p = -q\mu_p p \mathbf{E} - qD_p \nabla p, \quad (6)$$

其中 μ_n 和 μ_p 分别为电子和空穴的迁移率; \mathbf{E} 为电场强度; D_n 和 D_p 分别为电子和空穴的扩散系数, 可以表示为^[27]

$$D_n = \frac{k_B T}{q} \mu_n, \quad (7)$$

$$D_p = \frac{k_B T}{q} \mu_p, \quad (8)$$

其中 T 为器件内部温度; k_B 为玻尔兹曼常数. 为了更好地分析器件在实际工况下的电学性能, 需要考虑器件内部的温度分布, 因此引入了基于傅里叶导热的能量方程^[28]:

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\kappa \nabla \cdot T) + Q, \quad (9)$$

其中 κ 为材料热导率; C 为材料热容; Q 为器件内部热源, 表示为^[29]

$$Q = \frac{|J_n|^2}{q\mu_n n} + \frac{|J_p|^2}{q\mu_p p} + q(R - G) [\phi_p - \phi_n + T_L(P_n - P_p)] - T_L (J_n \cdot \nabla P_n + J_p \cdot \nabla P_p), \quad (10)$$

其中 P_n 和 P_p 为电子和空穴的绝对热电功率.

除漂移-扩散方程与热传导方程外, 仿真中还进一步引入了 Shockley-Read-Hall (SRH) 复合模型^[30], 以描述载流子的产生与复合过程:

$$R^{\text{SRH}} = \frac{n \cdot p - n_i^2}{\tau_p \cdot (n + n_i) + \tau_n \cdot (p + p_i)}, \quad (11)$$

其中 τ_n 和 τ_p 为电子和空穴的载流子寿命; n_i 和 p_i 为电子和空穴的本征载流子浓度. 为准确地描述载流子的输运行为, 模型考虑了温度及载流子间散射对迁移率的影响, 并采用场相关迁移率模型和速度饱和模型, 以表征高电场下器件有源区中载流子的输运行为^[31], 载流子迁移率之间遵循 Mathiessen 准则^[32]:

$$\frac{1}{\mu_{\text{low}}} = \frac{1}{\mu_L} + \frac{1}{\mu_1}, \quad (12)$$

$$\mu_L = \mu_{300}(300/T)^\zeta, \quad (13)$$

$$\mu_1 = \mu_{\text{min}1} \exp\left(-\frac{P_c}{N}\right) + \frac{\mu_L - \mu_{\text{min}2}}{1 + (N/C_r)^{\varepsilon_1}} - \frac{\mu_1}{1 + (C_s/N)^{\varepsilon_2}}, \quad (14)$$

$$\mu(F) = \frac{\mu_{\text{low}}}{\left[1 + (\mu_{\text{low}} \cdot F/v_{\text{sat}})^\beta\right]^{1/\beta}}, \quad (15)$$

其中 μ_{low} 为载流子低场迁移率; μ_L 为温度影响下载流子迁移率; μ_1 为载流子散射引起的载流子迁移率; μ_{300} 为材料在参考温度 300 K 时的载流子迁移率; ζ 为材料载流子迁移率随温度变化的系数, $\zeta = 2.5$; $\mu_{\text{min}1}$, $\mu_{\text{min}2}$ 和 μ_1 为参考迁移率; P_c , C_r 和 C_s 为标准掺杂浓度; N 为净掺杂浓度; 幂指数 $\varepsilon_1 = 0.55$, $\varepsilon_2 = 0.75$; v_{sat} 为载流子饱和速度; β 为与温度有关的系数, $\beta = 1.7$, F 为器件载流子驱动力, 即准费米能级梯度, 可表示为^[33]

$$F = |\nabla\phi_{n(p)}|, \quad (16)$$

其中 ϕ_n 和 ϕ_p 分别为电子和空穴的准费米势.

此外, 考虑 GaN 材料热导率随温度的变化, 其表达式如下:

$$\kappa = \kappa_{300}(300/T)^\alpha, \quad (17)$$

其中 κ_{300} 为 GaN 材料在 $T = 300$ K 时的参考热导率; α 为材料热导率随温度变化的系数, $\alpha = 1.4$. 仿真中所用到的其他模型参数具体见表 1.

表 1 仿真中使用的关键参数
Table 1. Key parameters used in simulation.

参数	GaN	AlN	Sapphire
带隙/eV	3.4	6.2	8.8
相对介电常数	8.9	8.5	9.3
电子迁移率/($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)	1840	300	—
电子饱和速度/($\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$)	2×10^7	7.7×10^6	—
热导率/($\text{W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	2.1	0.1	5.5

仿真中采用的热边界条件如图 1(b) 所示. 考虑到顶部钝化层隔热性能良好, 将上表面设为绝热边界. 鉴于器件产生的热量主要通过衬底向下传递, 将衬底底面设置为 $T_0 = 300$ K 的恒温边界. 同时, 器件两侧也设为绝热边界以反映实际散热路径^[34]. 在电学边界条件设置方面, 源极与漏极设定为欧姆接触, 以模拟金属-半导体间良好的载流子注入特性; 栅极设置为肖特基接触, 以反映其对沟道的整流与调制作用; 上述电极界面电势均设为恒定值. 其余表面设置为电绝缘边界, 以模拟器件在实际工作中被钝化层或空气介质包围的物理环境^[32].

2.3 模型验证

本研究在构建 GaN HEMT 器件仿真模型时, 对网格划分进行了针对性处理. 由于栅极边缘靠近漏极一侧区域电场强度最高, 在此区域设置了最精细的网格单元. 同时, 为准确地刻画 AlGaIn/GaN 异质结界面的极化效应, 在界面处采用了较密的平行网格; 沟道区域也进行了网格加密, 以精确描述电流和温度分布. 为提高计算效率, 对衬底等非关键区域则采用较稀疏的网格划分. 为确保计算精度与效率的平衡, 进行了网格无关性验证. 分别对网格数量为 2.6×10^4 , 4.3×10^4 , 5.0×10^4 , 7.2×10^4 , 10.1×10^4 及 12.0×10^4 的六种划分方案进行了仿真, 提取了器件最高温度与输出电流. 结果如图 2 所示, 当网格数从 7.2×10^4 增加至 10.1×10^4 时, 上述两个参数的相对变化均小于 0.01%, 可认为结果已收敛. 因此, 最终选用 7.2×10^4 网格的划分方案, 在保证计算精度的同时有效地节约了计算资源.

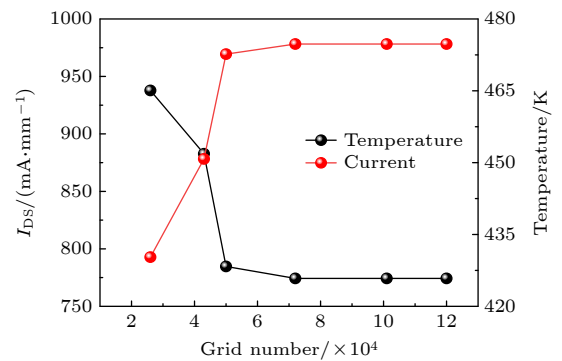


图 2 网格无关性验证

Fig. 2. Grid independence verification.

为严格评估数值模型的可靠性, 随后基于实验数据对电热双向耦合模型进行了校准^[34,35]. 实验中

采用 Keysight4200 半导体参数分析仪, 在室温下对器件进行了基本电学特性测试, 包括输出特性曲线与转移特性曲线. 输出特性测试中, 栅极电压分别固定在 0.0, -2.0 和 -4.0 V, 漏极电压从 0.0 V 扫描至 10.0 V; 转移特性测试中, 漏极电压固定为 10.0 V, 栅极电压从 0.0 V 扫描至 -12.0 V. 图 3(a) 展示了器件输出特性的仿真与实测结果对比. 在不同栅压条件下, 仿真曲线与实验数据均吻合良好, 验证了所建电热耦合模型的准确性. 进一步地, 为考察多沟道 GaN HEMT 器件的电学特性, 图 3(b) 给出了双沟道器件的转移特性曲线及其跨导. 跨导曲线呈现多个峰值, 分别对应于不同沟道的开启阈值电压. 该多峰分布特征与已有研究中多沟道器件的传输行为一致, 表明所模拟的器件具备了典型多沟道结构的特性.

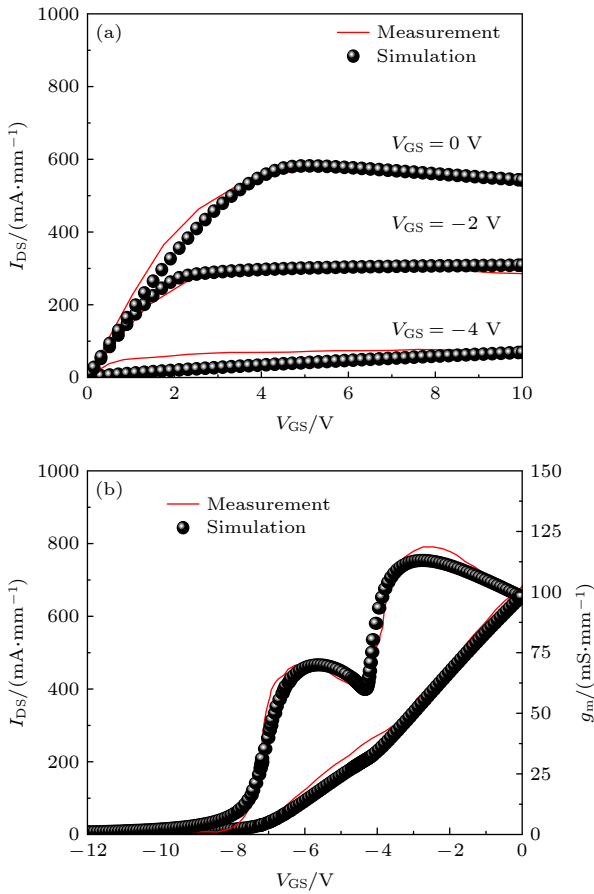


图 3 (a) 输出特性曲线对比; (b) 跨导特性对比. 符号为仿真结果, 实线为本研究电热耦合模型模拟结果
Fig. 3. (a) Comparison of output characteristic curves; (b) comparison of transconductance characteristics. The symbols represent the simulation results, and the solid lines denote the results obtained from the electro-thermal coupling model developed in this study.

3 结果与分析

3.1 沟道数量对器件性能的影响

本节重点分析沟道数量对于 GaN HEMT 器件性能的影响. 相较于传统的单沟道器件, 多沟道 GaN HEMT 器件是在单异质结的基础上额外集成了若干个 AlGaIn/GaN 异质结. 如图 4 所示, 这些异质结之间由于极化效应产生的内建电场会导致异质结界面靠近 GaN 沟道层一侧的能带弯曲至费米能级以下, 从而形成多个量子阱. 正极化电荷诱导的自由电子被限制于量子阱中, 在 GaN 沟道层内形成高浓度 2DEG. 值得注意的是, 多个异质结的引入等效于在原有沟道中引入了背势垒层, 会对沟道层中的 2DEG 产生耗尽作用, 导致单个沟道内 2DEG 浓度有所降低. 图 5 展示了沟道数量对单个沟道内载流子迁移率及器件 2DEG 总浓度的影响. 结果显示, 虽然单沟道内 2DEG 浓度有所下

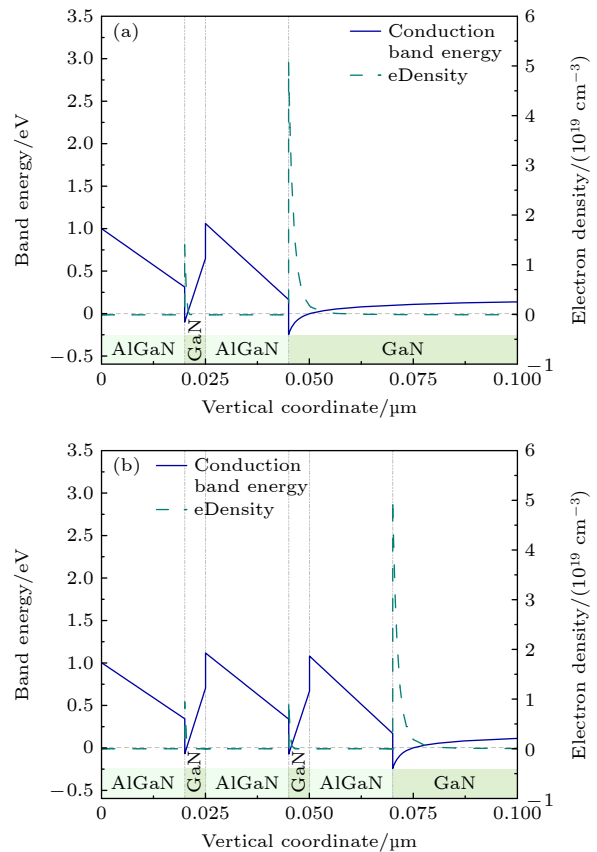


图 4 器件能带及电子浓度分布 (a) 双沟道器件; (b) 三沟道器件

Fig. 4. Band structure and electron concentration distribution of the devices: (a) Double-channel device; (b) triple-channel device.

降,但得益于沟道数量的增加,器件内 2DEG 总浓度得到提升. 各单沟道内的载流子迁移率与单沟道器件相比未出现显著变化,表明多沟道结构突破了载流子浓度与迁移率之间的内在矛盾,在提升载流子浓度的同时,仍能保持良好的输运特性.

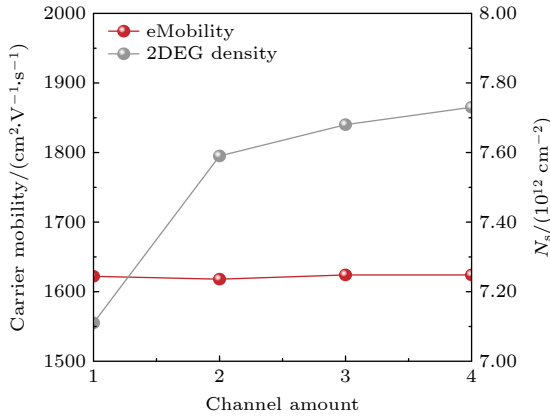


图 5 沟道数量对单个沟道内载流子迁移率及器件 2DEG 总浓度影响

Fig. 5. Effect of the number of channels on carrier mobility in individual channels and total 2DEG density.

基于上述分析,图 6 展示了器件饱和电流随沟道数量增加的变化趋势. 随沟道数量增加,器件饱和电流显著提升并逐渐趋于饱和. 该现象主要源于两方面因素:其一,沟道数量的持续增加削弱了栅极对沟道的开关调控能力,从而限制了饱和电流的进一步增长 [36]. 然而,该限制可通过在底层沟道引入合适的背势垒结构加以调控. 其二,高饱和电流伴随着显著增强的自热效应. 仿真结果表明,沟道内部最高温度随沟道数量增加从 433.7 K 显著升高至 488.4 K. 其根源在于:源漏电压增大导致栅

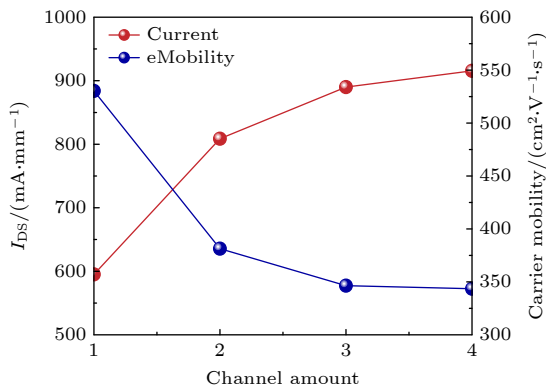


图 6 沟道数量对器件饱和电流及饱和区电子迁移率影响

Fig. 6. Effect of the number of channels on saturation current and saturation region electron mobility.

漏电极间电场集中,致使器件功率耗散剧增并产生大量焦耳热. 沟道内部温升加剧了电子散射,显著降低沟道电子迁移率,最终制约器件的电学性能.

为进一步分析器件内部温度分布特性,对 GaN HEMT 栅极靠近漏极端沿垂直方向进行剖面分析. 图 7 显示了无量纲温度 $T^* = (T - T_{\min}) / (T_{\max} - T_{\min})$ 沿器件垂直方向 (纵轴) 的变化. 观察发现,温度在势垒层与沟道层区域随深度增加而升高,进入缓冲层后则呈现下降趋势. 该温度分布特性主要源于 GaN HEMT 的工作机制:源漏极间施加的电压在 AlGaIn/GaN 异质结界面形成横向电场,驱动 2DEG 输运形成电流通路. 在栅极靠近漏极端附近的异质结界面,电场强度最高. 该强电场使电子被剧烈加速,导致电子速度饱和甚至出现速度过冲现象. 焦耳热作为器件热量的主要来源,根据焦耳热公式 $Q = J \cdot E$ [10], 此处高场强与高电流密度的叠加,致使局部热功率密度急剧增大,从而引起温度升高.

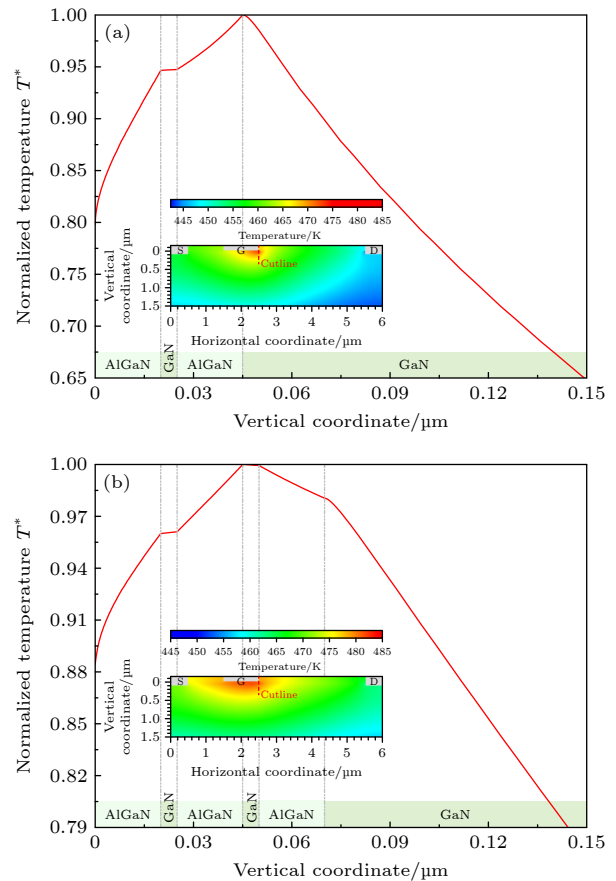


图 7 $V_{GS} = 0$ V, $V_{DS} = 10$ V, 器件内部温度变化趋势 (a) 双沟道器件; (b) 三沟道器件

Fig. 7. $V_{GS} = 0$ V, $V_{DS} = 10$ V, internal temperature change trend of the device: (a) Double-channel device; (b) triple-channel device.

同时, 得益于 GaN 材料的高热导率, 热量能够有效地向衬底方向扩散, 使得缓冲层区域的温度呈现下降趋势. 研究结果显示, 不同沟道数量器件的温度场分布规律基本一致, 最高温度均出现在 AlGaIn/GaN 异质界面的导电沟道区域, 但各沟道间的温度分布存在明显差异. 如图 7(a) 所示, 双沟道器件的下层沟道温度高于上层沟道. 此差异源于下沟道具有更高的 2DEG 浓度, 高载流子浓度导致局部热流密度增加, 从而产生更多焦耳热. 然而, 在图 7(b) 所示三沟道结构中, 温度分布呈现不同特征: 中间沟道温度最高, 而上层沟道次之, 下层沟道温度最低, 造成这种差异的主要原因是中间沟道散热条件的恶化. 具体而言, 随着沟道数量增加, 中间沟道的散热条件发生显著的变化. 在单沟道器件中, 沟道直接与缓冲层相邻, 热量可有效纵向扩散; 而在多沟道器件中, 中间沟道受上下相邻沟道热耦合影响, 散热条件恶化导致其热量难以有效耗散, 使得中间沟道温度高于相邻沟道. 值得注意的是, 尽管图 4(b) 显示第三沟道的 2DEG 浓度高于中间沟道, 其温度却较低, 表明在多沟道结构中,

热耦合作用与散热条件的差异成为主导温度分布的关键因素, 而非单纯的 2DEG 浓度.

3.2 场板结构对自热效应的影响

为抑制自热效应, 针对电场强度最高的栅漏极区域, 即热流密度最大的位置, 基于所构建的电热耦合模型, 探究了栅漏极区域四种不同场板结构的影响. 以双沟道 GaN HEMT 器件为研究对象, 系统地比较了常规场板、倾斜场板、阶梯场板及离散场板结构对器件自热效应的影响. 图 8 为四种场板结构的器件在相同偏压下 ($V_{GS} = 0 \text{ V}$, $V_{DS} = 10 \text{ V}$), 场板下方的电势分布情况. 结果表明, 拥有倾斜场板结构的器件在整个场板区域表现出更为平缓的电势分布, 且电势沿倾斜表面均匀变化; 而其他三种场板结构则在栅极近漏极边缘处出现电势的剧烈变化. 该现象是由于场板与栅极连接处的几何结构与电势梯度的突变. 在常规、阶梯与离散场板结构中, 金属栅极的侧壁是垂直的. 为终止来自沟道的电场线, 大量电荷集中分布在垂直边缘底端狭小区域内, 导致局部电场分布不均. 进一步基

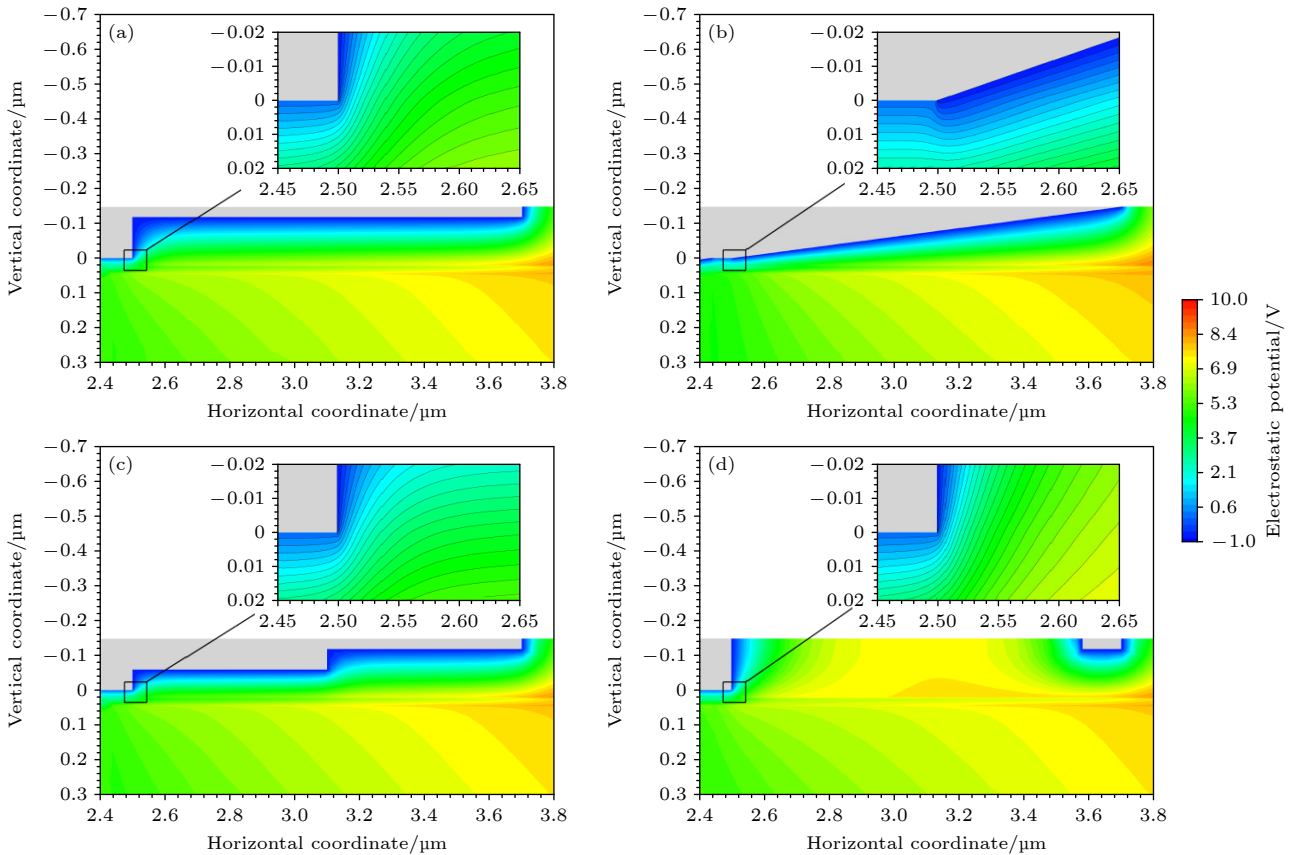


图 8 $V_{GS} = 0 \text{ V}$, $V_{DS} = 10 \text{ V}$, 场板下方电势分布 (a) 常规场板; (b) 倾斜场板; (c) 阶梯场板; (d) 离散场板

Fig. 8. $V_{GS} = 0 \text{ V}$, $V_{DS} = 10 \text{ V}$, potential distribution beneath the field plate: (a) Conventional field plate; (b) slant field plate; (c) stepped field plate; (d) discrete field plate.

于平行板电容模型分析, 该区域电势需在极短距离内完成跃变, 进一步加剧了电场分布的不均匀性. 上述两种机制的共同作用, 最终导致栅极靠近漏极的边缘区域出现显著的电势梯度. 而倾斜场板结构将垂直边缘转化为倾斜延伸的导电面, 使原本集中分布的电荷得以在更长的路径上均匀散布, 从而改善电场分布. 此外, 倾斜场板可视为由一系列微小阶梯连续构成, 将一次大幅电势跃变分解为多个微小阶梯. 每个微阶梯仅承担总电势差的极小部分, 从而实现更为平缓的局部电势过渡, 有效地抑制局部电场强度峰值, 提升电场分布均匀性^[37]. 图 9 进一步给出了四种场板结构对应的器件内部温度分布. 相较于无场板器件的最高温度 (472.8 K), 各场板结构均有效降低了器件最高温度, 分别为: 470.2 K (常规场板)、466.4 K (倾斜场板)、469.3 K (阶梯场板) 和 470.5 K (离散场板). 其中, 倾斜场板对最高温升的抑制效果最为显著, 表明电场分布的改善对

缓解器件自热效应具有积极影响. 尽管器件局部热点仍主要集中于栅漏电极间区域, 但倾斜场板结构展现出显著的热管理优势.

为进一步研究倾斜场板对器件热分布的影响机制, 图 10(a) 对比了常规场板与倾斜场板结构下双沟道 GaN HEMT 各沟道的热流密度. 结果表明, 在不同场板结构下, 下层沟道的热流密度均显著高于上层沟道, 这主要归因于其更高的 2DEG 浓度. 此外, 倾斜场板结构有效降低了热流密度的峰值水平, 其中上层沟道的热流密度峰值降幅达 50%, 下层沟道降幅为 30%. 沿沟道方向积分结果显示, 两种场板结构对应的总功耗差异仅为 3% 左右, 表明峰值温度的下降主要来源于热源分布的优化, 而非器件总功耗的显著变化. 进一步分析其物理根源, 鉴于沟道横向电流密度近似均匀, 热流密度变化主要关联于横向电场分布. 如图 10(b) 所示, 与无场板结构相比, 倾斜场板器件在场板边缘处出

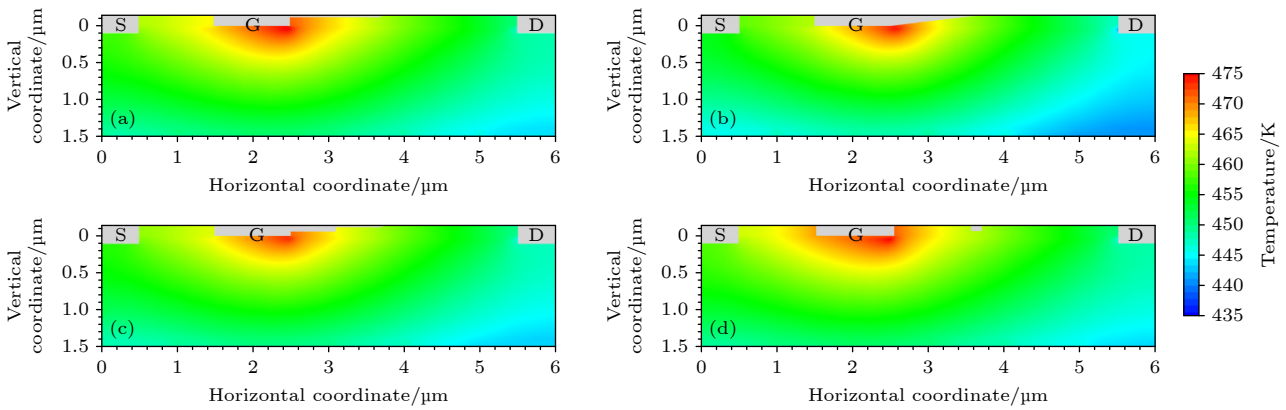


图 9 $V_{GS} = 0$ V, $V_{DS} = 10$ V, 器件温度分布 (a) 常规场板; (b) 倾斜场板; (c) 阶梯场板; (d) 离散场板

Fig. 9. $V_{GS} = 0$ V, $V_{DS} = 10$ V, device temperature distribution: (a) Conventional field plate; (b) slant field plate; (c) stepped field plate; (d) discrete field plate.

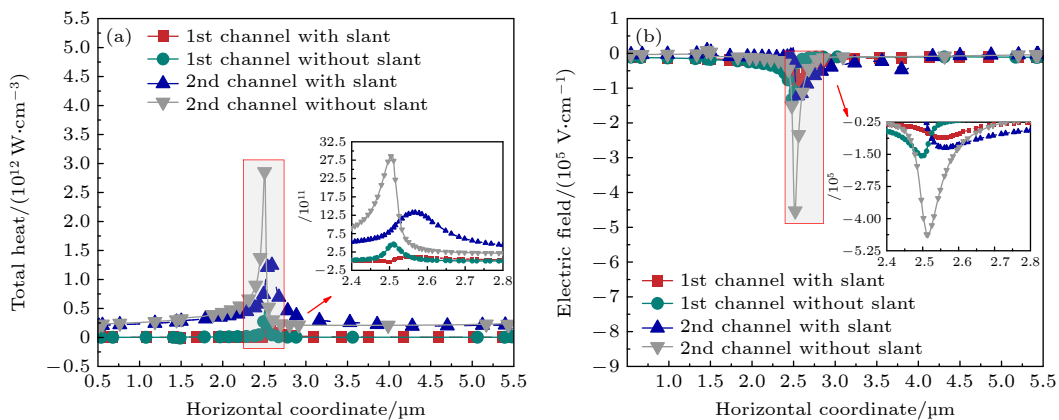


图 10 $V_{GS} = 0$ V, $V_{DS} = 10$ V, 两种场板形式器件 AlGaIn/GaN 界面下方 1 nm 沟道 (a) 热流密度分布; (b) 横向电场分布

Fig. 10. $V_{GS} = 0$ V, $V_{DS} = 10$ V, two types of field plate devices with a 1 nm channel below the AlGaIn/GaN interface: (a) Heat density distribution; (b) transverse electric field distribution.

现了第二个较小的电场强度峰值^[38]. 该现象表明, 倾斜场板可通过对沟道电荷及电势分布的调控^[37], 有效均匀化电场分布, 抑制局部电场强度. 模拟结果显示, 在倾斜场板作用下, 沟道下方 1 nm 处的横向电场强度峰值由 0.47 MV/cm 显著降低至 0.12 MV/cm. 该优化不仅有助于提高器件的击穿电压, 同时减少了栅极附近区域的高场强, 从而显著降低了局部焦耳热产生, 改善了器件的热可靠性.

3.3 倾斜场板结构参数对器件性能的影响

本节以倾斜场板双沟道 GaN HEMT 器件为例, 分析了场板长度 L_{FP} 和倾角 θ 对器件性能的影响, 以优化性能并提升热可靠性. 图 11 展示了相同偏压下 ($V_{GS} = 0$ V, $V_{DS} = 10$ V), L_{FP} 和 θ 不同的器件沟道内部温度分布. 如图 11(a) 所示, 器件最高温度随 θ 的增大呈现先降低后增大, 随后趋于稳定的趋势. 在 $\theta = 6^\circ$ 时, 器件最高温度达到最小值; 当 $\theta \geq 8^\circ$ 后, 最高温度基本保持稳定. 基于这一结果, 以 $\theta = 6^\circ$ 为基准, 进一步研究了 L_{FP} 对器件最高温度的影响, 结果如图 11(b) 所示. 随着 L_{FP} 的变化, 器件最高温度亦发生明显改变, 并在 $L_{FP} = 1.2 \mu\text{m}$ 时取得最低值. 这一现象是倾斜场板结构与钝化层厚度共同作用的结果. 当倾斜场板的 θ 或 L_{FP} 发生变化时, 其下方钝化层厚度随之改变, 从而影响器件性能. 一方面, 钝化层厚度会影响场板对沟道内电荷分布的调节效果, 进而影响电场与局部热流密度分布; 另一方面, 它也对器件内部的热传导路径产生影响. 在这种电热耦合机制的作用下, 器件内部的温度分布随场板结构参数的调整而发生显著变化.

图 12 展示了相同偏置条件 ($V_{GS} = 0$ V, $V_{DS} = 10$ V) 下, 7 种不同 L_{FP} 的器件在 AlGaN/GaN 界面下方 1 nm 处的热流密度与电场分布. 由于倾斜场板对上层沟道性能的影响更为显著, 分析主要针对上层沟道展开. 观察图 12(b) 发现, 当 $L_{FP} = 0.4 \mu\text{m}$ 时, 场板边缘的电场强度峰值高于栅极边缘, 这是由于较短的场板难以实现电荷的均匀分布, 导致场板边缘电场强度升高. 随着 L_{FP} 增加, 栅极边缘和场板边缘的电场强度峰值均逐渐减小, 表明沟道电荷在栅漏极间分布趋于均匀. 对比图 12(a) 与图 12(b) 可发现, 热流密度分布与电场分布在变化趋势上高度一致, 表明通过场板调控电场分布是实现热流密

度优化的有效途径. 然而, 当 $L_{FP} \geq 1.2 \mu\text{m}$ 后, 继续增加其长度对栅极边缘电场强度及热流密度峰值

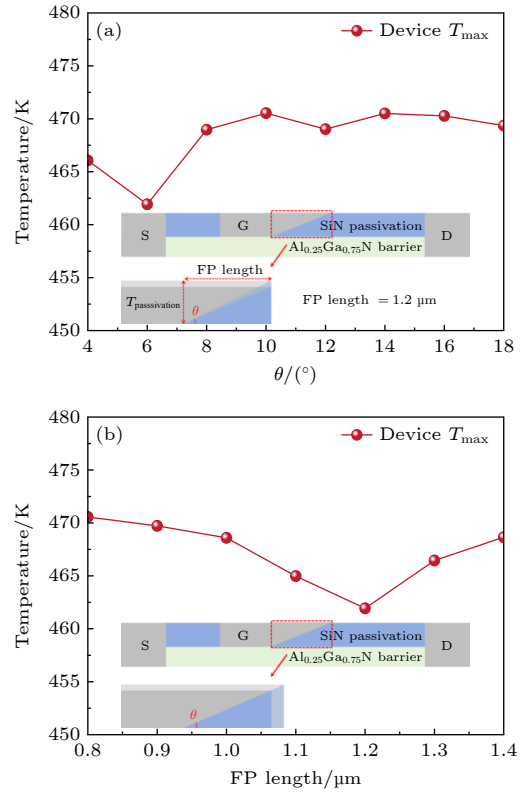


图 11 倾斜场板器件沟道温度 (a) 不同场板倾斜角; (b) 不同场板长度
Fig. 11. Channel temperature of slant field plate devices: (a) Different θ ; (b) different L_{FP} .

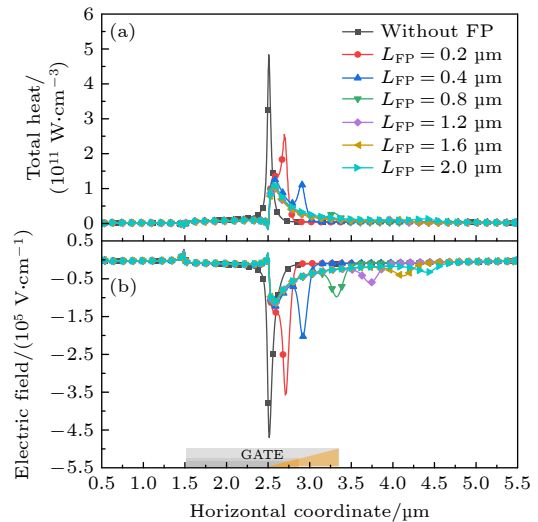


图 12 器件在不同场板长度时 (a) 上层 AlGaN/GaN 界面下方 1 nm 沟道热流密度分布; (b) 上层 AlGaN/GaN 界面下方 1 nm 沟道电场分布
Fig. 12. Devices at different L_{FP} : (a) Heat density distribution in the 1 nm channel below the upper AlGaN/GaN interface; (b) electric field distribution in the 1 nm channel below the upper AlGaN/GaN interface.

的改善效果有限. 这一现象主要由两个因素导致: 场板向漏极延伸时, 其末端下方钝化层厚度相应增加, 削弱了对沟道电势的调制能力 [39]; 同时, 场板末端过于接近漏极, 使其与下方沟道之间的电势差显著降低, 从而减弱了电场调控效果. 此外, 过长的场板会加剧耗尽区扩展, 导致饱和电流下降并引入额外寄生电容. 同时, 场板边缘更靠近漏极也会导致该区域电场强度升高 [38], 可能形成新的热点, 从而对器件的热可靠性产生不利影响.

倾角 θ 是影响倾斜场板器件性能的另一关键参数. 基于前文结果, 在固定 L_{FP} 为 $1.2 \mu\text{m}$ 的条件下, 研究了不同倾斜角度 θ 对器件性能的影响. 图 13(a) 与图 13(b) 展示了相同偏置 ($V_{GS} = 0 \text{ V}$, $V_{DS} = 10 \text{ V}$) 下, 6 种不同 θ 值器件在 AlGaIn/GaN 界面下方 1 nm 处的热流密度与电场分布以及器件的输出特性曲线. 随着 θ 减小, 栅漏极间的热流密度与电场分布趋于均匀, 器件内部平均温度降低. 一方面是因为 θ 减小伴随钝化层厚度减薄, 改善了器件热特性; 另一方面是由于较小 θ 增强了场板对下方电场的调控能力, 从而优化热流密度分布. 当 θ 较大时, 倾斜场板对热可靠性的改善效果有限, 其主要原因是较厚的钝化层引入了更高的热阻, 阻碍了热量的耗散. 图 13(c) 结果表明, 器件饱和电流并非随 θ 单调变化, 较小的 θ 下饱和电流降低主要源于钝化层的减薄可能带来击穿电压与电流泄漏风险; 而在较大的 θ 下, 由于钝化层增厚削

弱了场板对电场的调控能力, 同样导致饱和电流下降. 因此, 需寻求兼顾热可靠性与电学性能的几何结构. 例如, 当 $\theta = 6^\circ$, $L_{FP} = 1.2 \mu\text{m}$ 时, 器件在保持良好的热可靠性的同时, 电学性能也未出现显著退化.

综合来看, 倾斜场板的倾角 θ 主要通过几何平滑效应调控电场强度峰值的幅度, 而场板长度 L_{FP} 则决定该调制作用的空间覆盖范围. 同时, 该角度决定了电势沿沟道方向的变化梯度, 较小的 θ 使电势沿沟道方向的变化更为平缓, 将集中的电势跃变分解为多个渐变阶跃, 这直接降低了栅漏极间的最大电场强度, 并进一步减少了由焦耳热主导的局部热流密度峰值. 场板长度则须确保上述电势平滑过渡能充分延伸, 覆盖高电场区域. 二者共同作用, 使得电场分布从尖锐单峰形态演变为平缓分布, 热流密度相应由高度局部集中转变为沿沟道更均匀分布, 从而在提升器件击穿电压的同时, 显著改善热可靠性.

得益于电场峰值的降低, 倾斜场板结构可在同等条件下提升器件的击穿电压阈值, 从而增强其工作安全性. 还需要说明的是, 本研究模型基于理想晶格假设, 未考虑实际器件中表面态、缓冲层缺陷等非理想因素可能引入的漏电效应. 对于采用倾斜场板的 GaN HEMT 器件, 漏电的存在会使击穿位置明显偏离由场板结构决定的理想高电场区. 其物理机制在于, 表面态或缓冲层缺陷等漏电路径为载

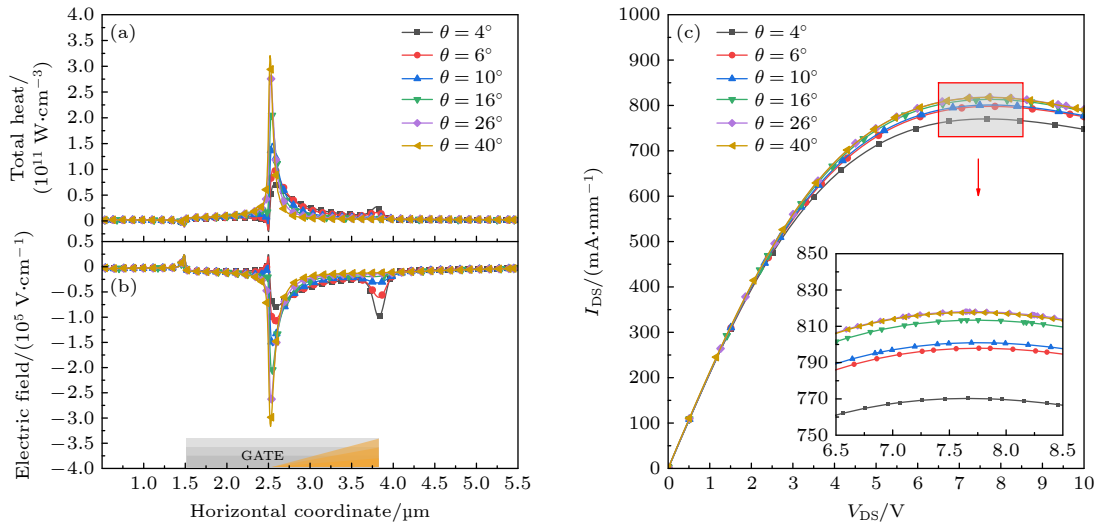


图 13 器件在不同场板倾角时 (a) 上层 AlGaIn/GaN 界面下方 1 nm 沟道热流密度分布; (b) 上层 AlGaIn/GaN 界面下方 1 nm 沟道电场分布; (c) 输出特性曲线

Fig. 13. Devices at different θ : (a) Heat density distribution in the 1 nm channel below the upper AlGaIn/GaN interface; (b) electric field distribution in the 1 nm channel below the upper AlGaIn/GaN interface; (c) output characteristic curves.

流子提供了比本征体雪崩更优先的输运通道. 在高压应力下, 电流将集中通过这些局部薄弱区域, 导致焦耳热积聚并引发热失控, 从而使实际击穿点从设计优化的体内高场区转移至漏电主导的位置. 例如, 表面漏电可使击穿上移至漏极金属边缘, 而缓冲层缺陷则可能使击穿发生在体内随机缺陷簇处. 尽管倾斜场板能有效调控理想条件下的电场分布, 实际器件的击穿位置仍主要由材料缺陷与工艺诱生的漏电路径所主导, 并非完全重叠.

4 结论及展望

4.1 结论

本研究基于所建立的电热双向耦合模型, 系统地分析了不同沟道数量下 GaN HEMT 器件的电学特性 (包括能带结构及输出特性). 结果表明, 饱和电流随沟道数量增加呈非线性增长并趋于饱和, 其主要原因为栅极对远端沟道控制能力减弱及自热效应导致的载流子迁移率下降. 为抑制自热效应, 本研究进一步针对栅漏场板结构进行专门仿真研究. 结果表明, 场板结构可有效优化电场分布、改善热特性, 其中倾斜场板效果最为显著: 通过平滑沟道电场分布, 对比无场板结构在总功耗无显著差异前提下, 沟道内峰值温度下降约 4%. 通过对倾斜场板的几何参数 (倾角与长度) 进行优化设计, 在倾角 6° 、长度 $1.2\ \mu\text{m}$ 的条件下, 最大电场强度和热流密度相较于无场板结构降低约 75%, 沟道峰值温度由 $472.8\ \text{K}$ 下降至 $461.9\ \text{K}$, 降低约 6%, 且未对器件的电学性能产生明显负面影响. 综上所述, 经合理设计的倾斜栅漏场板结构可显著提升多沟道 GaN HEMT 器件的热可靠性, 为增强其热稳定性和工作性能提供了有效的技术支撑.

4.2 展望

在高功率半导体器件, 特别是多沟道 GaN HEMT 器件的研究中, 电学性能与热可靠性之间存在强烈的相互依赖关系. 因此, 构建精确的电热双向耦合模型, 对于准确模拟器件的电学行为与热学行为至关重要. 多沟道 GaN HEMT 器件在实际应用中面临栅极对远端沟道调控能力减弱的问题, 当模型从二维扩展至三维时, 为增强栅极对沟道的控制作用, 可考虑引入半包围式栅极结构, 并对不同栅极结构参数对器件电学性能与热可靠性的影

响亦需系统评估. 需指出的是, 实际三维结构中电场与热流密度的分布远较二维模型复杂, 并非二维结果的简单延伸, 这对建模精度提出了更高要求. 从二维到三维的过渡不仅伴随着控制方程与边界条件的复杂化, 也导致计算资源需求的显著上升. 此外, 随着 GaN HEMT 器件的特征尺寸接近 GaN 材料中声子的平均自由程^[39,40], 热输运机制逐渐从扩散热输运过渡到弹道热输运, 经典的傅里叶导热定律 ((9) 式) 在此尺度下适用性受限. 因此, 在后续聚焦三维器件内部热流密度的空间非均匀分布的研究时, 有必要引入非傅里叶导热模型 (如单相滞后模型、双相位滞后模型、声子水动力学方程等) 描述纳米尺度下的瞬态热输运过程. 此外, 结合非稳态导热分析方法, 可更真实地反映器件在脉冲或高频工作条件下的瞬态温升与热输运行为, 从而为器件在极端条件下的失效评估与热可靠性设计提供理论指导.

参考文献

- [1] Chang S J, Cho K J, Jung H W, et al. 2019 *ECS J. Solid State Sci. Technol.* **8** Q245
- [2] Wang Y, Fei X X, Wu X, Li X, Yang J, Bao M, Cao F Y 2020 *IEEE Trans. Electron Devices* **67** 5466
- [3] Husna Hamza K, Nirmal D 2020 *AEU Int. J. Electron. Commun.* **116** 153040
- [4] Rodríguez R, González B, García J, Yigletu F M, Tirado J M, Iñiguez B, Nunez 2015 *Phys. Status Solidi A* **212** 1130
- [5] Ambacher O, Foutz B, Smart J, Shealy J R, Weimann N G, Chu K, Murphy M, Sierakowski A J, Schaff W J, Eastman L F, Dimitrov R, Mitchell A, Stutzmann M 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 3222
- [6] Chu J, Wang Q, Jiang L, Feng C, Li W, Liu H, Xiao H, Wang X 2021 *J. Electron. Mater.* **50** 2630
- [7] Nela L, Xiao M, Zhang Y, Matioli E 2022 *Appl. Phys. Lett.* **120** 190501
- [8] Cai J, Yao R H, Geng K W 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 167301 (in Chinese) [蔡静, 姚若河, 耿魁伟 2022 物理学报 **71** 167301]
- [9] Yu C L, Lin C H, Wu Y R 2020 *IEEE Trans. Nanotechnol.* **19** 439
- [10] Gaur S P, Navon D H 1976 *IEEE Trans. Electron Devices* **23** 50
- [11] Liu Z, Wei H, Cui H H, Sun K, Sun B H 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 144401 (in Chinese) [刘哲, 魏浩, 崔海航, 孙锴, 孙博华 2024 物理学报 **73** 144401]
- [12] Mao W, Yang C, Hao Y, Zhang J C, Liu H X, Ma X H, Wang C, Zhang J F, Yang L A, Xu S R, Bi Z W, Zhou Z, Yang L, Wang H 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 017205 (in Chinese) [毛维, 杨翠, 郝跃, 张进成, 刘红侠, 马晓华, 王冲, 张金凤, 杨林安, 许晟瑞, 毕志伟, 周洲, 杨凌, 王昊 2011 物理学报 **60** 017205]
- [13] Shi N, Wang K, Zhou B, Weng J, Cheng Z 2022 *Micromachines* **13** 702
- [14] Kharei P, Baidya A, Maity N P, Ghosh A, Zonunmawii M

- 2024 *Micro and Nanostructures* **192** 207874
- [15] Wu W H, Lin Y C, Chin P C, Hsu C C, Lee J H, Liu S C, Maa J S, Iwai H, Chang E Y, Hsu H T 2017 *Solid-State Electron.* **133** 64
- [16] Liu Y L, Wang W, Dong Y, Chen D J, Zhang R, Zheng Y L 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 247203 (in Chinese) [刘燕丽, 王伟, 董燕, 陈敦军, 张荣, 郑有科 2019 物理学报 **68** 247203]
- [17] Sodan V, Oprins H, Stoffels S, Baelmans M, De Wolf I 2015 *IEEE Trans. Electron Devices* **62** 2416
- [18] Hosseinzadeh Sani M, Khosroabadi S 2021 *J. Electron. Mater.* **50** 2295
- [19] Bordoloi S, Ray A, Trivedi G 2021 *IEEE Access* **9** 99828
- [20] Dundar C, Kara D, Donmez N 2020 *IEEE Trans. Electron Devices* **67** 57
- [21] Yuan R, Wu J, Wang L 2024 *Electronics* **13** 2235
- [22] Wong J, Shinohara K, Corrión A L, Brown D F, Carlos Z, Williams A, Tang Y, Robinson J F, Khalaf I, Fung H, Schmitz A, Oh T, Kim S, Chen S, Burnham S, Margomenos A, Micovic M 2017 *IEEE Electron Device Lett.* **38** 95
- [23] Augustine Fletcher A S, Nirmal D, Ajayan J, Arivazhagan L 2019 *AEU Int. J. Electron. Commun.* **99** 325
- [24] Brown D F, Shinohara K, Corrión A L, Chu R, Williams A, Wong J C, Alvarado-Rodriguez I, Grabar R, Johnson M, Butler C M, Santos D, Burnham S D, Robinson J F, Zehnder D, Kim S J, Oh T C, Micovic M 2013 *IEEE Electron Device Lett.* **34** 1118
- [25] Liu Z, Sun B H, Cui H H, Sun K 2025 *Phys. Fluids* **37** 022017
- [26] Ambacher O, Foutz B, Smart J, Shealy J R, Weimann N G, Chu K, Murphy M, Sierakowski A J, Schaff W J, Eastman L F, Dimitrov R, Mitchell A, Stutzmann M 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 334
- [27] Bouchikhi A 2012 *Plasma Sci. Technol.* **14** 965
- [28] Wang A, Tadjer M J, Calle F 2013 *Semicond. Sci. Technol.* **28** 055010
- [29] Wachutka G K 1990 *IEEE trans. Comput. Aided Design Integr. Circuits Syst.* **9** 1141
- [30] Hall R N 1952 *Phys. Rev.* **87** 387
- [31] Chatterjee B, Shoemaker D, Wong H Y, Choi S 2022 "AlGaIn/GaN HEMT Device Physics and Electrothermal Modeling" in *Thermal Management of Gallium Nitride Electronics* (edited by Tadjer M J and Anderson T J) (Cambridge: Woodhead Publishing) p103
- [32] Mzoughi H, Nasri F, Almoneef M, Soltani S, Mbarek M, Guizani A 2023 *Electronics* **13** 164
- [33] Tang Z L, Cao B Y 2023 *Microelectron. Comput.* **40** 94 (in Chinese) [唐正来, 曹炳阳 2023 微电子学与计算机 **40** 94]
- [34] Wang X D, Hu W D, Chen X S, Lu W 2012 *IEEE Trans. Electron Devices* **59** 1393
- [35] Wu M, Zhang M, Zhu Q, Yang L, Ma X, Hao Y 2019 *Jpn. J. Appl. Phys.* **58** SCCB11
- [36] Kamath A, Patil T, Adari R, Bhattacharya I, Ganguly S, Aldhaheer R W, Hussain M A, Saha D 2012 *IEEE Electron Device Lett.* **33** 1690
- [37] Coffie R 2014 *IEEE Trans. Electron Devices* **61** 2867
- [38] Chugh N, Kumar M, Haldar S, Bhattacharya M, Gupta R S 2021 *Silicon* **14** 1029
- [39] Tang Z L, Shen Y, Cao B Y 2025 *IEEE Trans. Electron Devices* **72** 1907
- [40] Hua Y C, Li H L, Cao B Y 2019 *IEEE Trans. Electron Devices* **66** 3296

SPECIAL TOPIC—Heat conduction and its related interdisciplinary areas

Electrothermal modeling of self-heating effects in multichannel GaN HEMTs and optimization of field plate structures*

SUN Yukun¹⁾ LIU Zhe^{1)†} SUN Kai²⁾ CUI Haihang^{1)‡}

1) (School of Building Services Science and Engineering, Xi'an University of Architecture and Technology, Xi'an 710055, China)

2) (Institute of Microelectronics of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029, China)

(Received 28 October 2025; revised manuscript received 28 January 2026)

Abstract

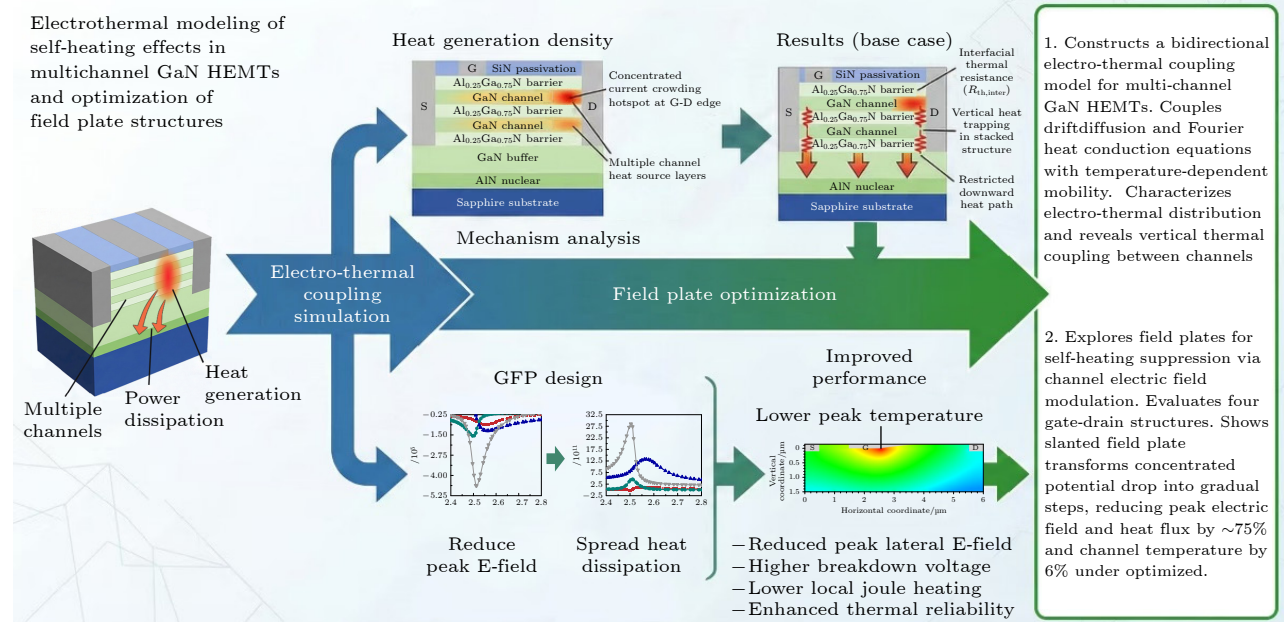
Multi-channel GaN HEMTs enhance the overall device performance by vertically stacking multiple AlGaIn/GaN heterojunctions. This structure increases the total two-dimensional electron gas (2DEG) concentration while maintaining high mobility in each channel. However, it also introduces complex self-heating challenges. Although current sharing among multiple channels reduces the average heat flux per channel, the

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62374173) and the Excellent Doctoral Dissertation Cultivation Fund of Xi'an University of Architecture and Technology, China (Grant No. 2023XYBPY006).

† Corresponding author. E-mail: liuzhe@xauat.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: cuihaihang@xauat.edu.cn

dense vertical stacking leads to significant inter-channel thermal coupling. This coupling especially impairs heat dissipation in the middle channels, resulting in severe non-uniform temperature distribution. The gate-drain region sustains both high current density and high electric field, causing a concentrated heat flux distribution, thereby further aggravating self-heating effects. To address these issues, this work proposes a bidirectional electro-thermal coupling model for multi-channel GaN HEMTs. The model self-consistently solves the drift-diffusion equations and the Fourier heat conduction equation. Bidirectional coupling is achieved by incorporating the temperature dependence of carrier mobility. This approach accurately characterizes the electro-thermal distribution of the device. Simulation results reveal significant vertical thermal coupling between adjacent channels. The middle channel exhibits the most severe temperature rise, with its temperature approximately 15–20 K higher than that of edge channels under typical operating conditions. Moreover, the current density degradation due to self-heating in the hottest channel reaches a non-negligible level, fully demonstrating the necessity of coupled simulation. Based on the advantages of field plates in optimizing electric field distribution and improving breakdown voltage, this study further explores their feasibility in suppressing self-heating by modulating the channel electric field. The effects of four different gate-drain field plate structures on electric field and heat flux distribution are systematically evaluated. Results show that the slanted field plate is the most effective configuration. Its underlying mechanism is transforming the single large potential drop concentrated at the gate edge into multiple gradual steps along the channel. This smooths the electric field distribution and significantly reduces the peak heat flux density. Through parametric optimization, an optimal configuration with a 6° slant angle and a 1.2 μm length is identified. Compared to the structure without a field plate, this design reduces the peak electric field and peak heat flux density by approximately 75%. The maximum channel temperature decreases from 472.8 to 461.9 K, a reduction of about 6%, while the device’s electrical performance remains largely unaffected. This study provides critical insights into the unique electro-thermal coupling mechanisms in multi-channel GaN HEMTs. It also demonstrates that optimally designed slanted field plates offer an effective approach for enhancing the thermal reliability of high-performance GaN power devices.



Keywords: electro-thermal coupling, GaN high electron mobility transistor, multi-channel, field plate structure

DOI: [10.7498/aps.75.20251466](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251466)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251466](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251466)

多沟道GaN电子迁移率晶体管自热效应的电热耦合模拟及场板结构优化

孙育坤 刘哲 孙锴 崔海航

Electrothermal modeling of self-heating effects in multichannel GaN HEMTs and optimization of field plate structures

SUN Yukun LIU Zhe SUN Kai CUI Haihang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 070702 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251466

CSTR: 32037.14.aps.75.20251466

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251466>

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

重离子辐射对AlGa_xN/GaN高电子迁移率晶体管低频噪声特性的影响

Effect of heavy ion radiation on low frequency noise characteristics of AlGa_xN/GaN high electron mobility transistors

物理学报. 2024, 73(3): 036103 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20221360>

磷化铟高电子迁移率晶体管外延结构材料抗电子辐照加固设计

Structure parameters design of InP based high electron mobility transistor epitaxial materials to improve radiation-resistance ability

物理学报. 2022, 71(3): 037202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211265>

氢离子注入Ga_xN高电子迁移率晶体管栅极正向输运、退化与击穿

Forward transport, degradation, and breakdown of hydrogen-ion-implanted Ga_xN high electron mobility transistor gate

物理学报. 2026, 75(5): 037202 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251343>

Al_xGa_{1-x}N插入层对双沟道n-Al_{0.3}Ga_{0.7}N/GaN/i-Al_xGa_{1-x}N/GaN HEMT器件性能的影响

Effect of inserted Al_xGa_{1-x}N layer on characteristic of double-channel n-Al_{0.3}Ga_{0.7}N/GaN/i-Al_xGa_{1-x}N/GaN HEMT

物理学报. 2022, 71(16): 167301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220403>

喷墨打印高迁移率铟锌锡氧化物薄膜晶体管

Inkjet printing high mobility indium-zinc-tin oxide thin film transistor

物理学报. 2024, 73(12): 128501 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240361>

复合漏电模型建立及阶梯场板Ga_xN肖特基势垒二极管设计

Establishment of composite leakage model and design of Ga_xN Schottky barrier diode with stepped field plate

物理学报. 2022, 71(5): 057301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211917>