

专题: 热传导及其相关交叉领域研究

宽禁带大功率电子器件结温测量技术*

张静文¹⁾ 王帅²⁾³⁾ 施尚³⁾ 马鸣阳¹⁾ 王泽旭¹⁾ 郝梦龙^{1)†}

1) (东南大学能源与环境学院, 南京 210096)

2) (南京大学电子科学与工程学院, 南京 210033)

3) (南京电子器件研究所, 南京 210016)

(2026年1月21日收到; 2026年2月20日收到修改稿)

基于氮化镓 (GaN)、碳化硅 (SiC) 以及氧化镓 (Ga_2O_3) 等材料的宽禁带大功率电子器件, 凭借其卓越的功率密度和高频性能已广泛应用于功率电子和射频领域。然而, 高功率密度所引发的强烈自热效应, 导致器件结温显著升高, 成为制约器件可靠性的关键挑战。为优化散热设计以及预测器件寿命, 针对宽禁带半导体器件的结温提取与测量尤为重要。因此, 本文综述了当前宽禁带半导体器件结温测量领域的主流技术, 包括电学法、物理接触法及光学法三大类, 并从基本原理、技术实现、测量精度及时空分辨率等多维度进行全面比较与深入评析。在电学法方面, 主要介绍了基于温度敏感参数的测量原理与流程。在物理接触方法领域, 系统梳理了扫描热显微镜以及温度传感器等技术的测量方式。针对光学测量方法, 详细探讨了红外热成像、拉曼与热反射等非接触式技术的应用原理与特点。通过量化比较不同结温测量方法, 为工程师和研究者在不同应用场景下选择合适的技术提供了具体指导。最后, 总结了宽禁带半导体器件结温测量面临的未来挑战, 并展望了多技术融合、新型探测方法带来的机遇。

关键词: 功率器件, 结温测量, 热管理**DOI:** 10.7498/aps.75.20260106**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260106

1 引言

以氮化镓 (GaN)、碳化硅 (SiC) 及氧化镓 (Ga_2O_3) 等为代表的宽禁带大功率电子器件, 凭借其高击穿电场、高载流子饱和速度以及优异的高频与高功率密度特性^[1-3], 在大功率、高频及高压应用领域有较第一、第二代半导体器件显著的性能优势, 其输出功率密度相比传统硅基器件可实现数倍乃至数量级的提升, 因而被广泛应用于电力电子、通信设备, 以及军事技术等领域^[4]。然而, 极高的输出功率密度也导致了器件内部, 尤其是亚微米尺度的沟道与结区等关键区域的热流密度急剧升高, 引发严重的

自热效应与结温上升^[5]。结温对器件工作状态及可靠性具有至关重要的多重意义: 首先, 过高结温会加剧载流子散射、导致迁移率下降与导通电阻上升, 从而劣化器件的电学性能^[6]; 其次, 结温每升高 10—15 °C 将使器件失效率倍增, 是显著降低器件平均无故障时间的核心因素; 最后, 在表征器件健康状态与实现寿命评估预测的模型中, 结温更是作为核心参数存在^[7]。因此, 发展高精度、高时空分辨率的结温测量技术, 已成为充分释放宽禁带半导体器件性能潜力并保障其长效可靠运行的核心基础^[8]。

然而, 对宽禁带半导体器件实现精确的结温测量却面临着前所未有的技术挑战, 主要源于器件自身极端的工作条件与独特的物理结构^[9]。一方面,

* 国家自然科学基金原创探索计划 (批准号: T2550171)、国家自然科学基金 (批准号: 52576064) 和国家重点研发计划 (批准号: 2024YFA1207900) 资助的课题。

† 通信作者。E-mail: haom@seu.edu.cn

这类器件常工作在高功率密度、高结温 (常超过 200 °C) 及高电压的极端工况下, 这对测量传感器的环境适应性、电气绝缘与热稳定性提出了苛刻要求^[10]. 更为核心的挑战在于测量精度与时空分辨率的矛盾统一. 在高频、高压开关过程中, 沟道温度可在微秒甚至纳秒尺度内剧烈波动, 这就要求测量技术具备极高的时间分辨率以捕捉瞬态热特性^[11]; 同时, 器件关键发热区域尺度常为亚微米甚至纳米量级, 因此又对测量技术的空间分辨率提出严苛要求.

对于宽禁带大功率半导体器件, 如图 1 所示, 结温测量方法可分为电学方法、物理接触方法和光学方法.

电学方法是一类通过测量与温度高度相关的

电学参数来间接推算结温的技术, 其核心在于利用器件自身的电学特性 (温度敏感参数) 作为内置的“温度传感器”, 常用温度敏感参数包括导通电阻和阈值电压等^[12-14]. 物理接触方法是一种通过测量与被测器件直接热接触的对象或材料的温度, 间接获得器件自身温度的方法, 常见技术为扫描热显微镜, 集成传感器等^[15-17]. 光学方法是一类基于光与物质相互作用原理的非接触式测量技术. 其通过探测由温度引起的光学信号变化来反演结温, 代表性技术包括红外热成像、显微拉曼光谱与热反射成像技术^[18,19].

电学、物理接触与光学 3 类结温测量方法作为宽禁带大功率半导体器件结温评估的常用且实用

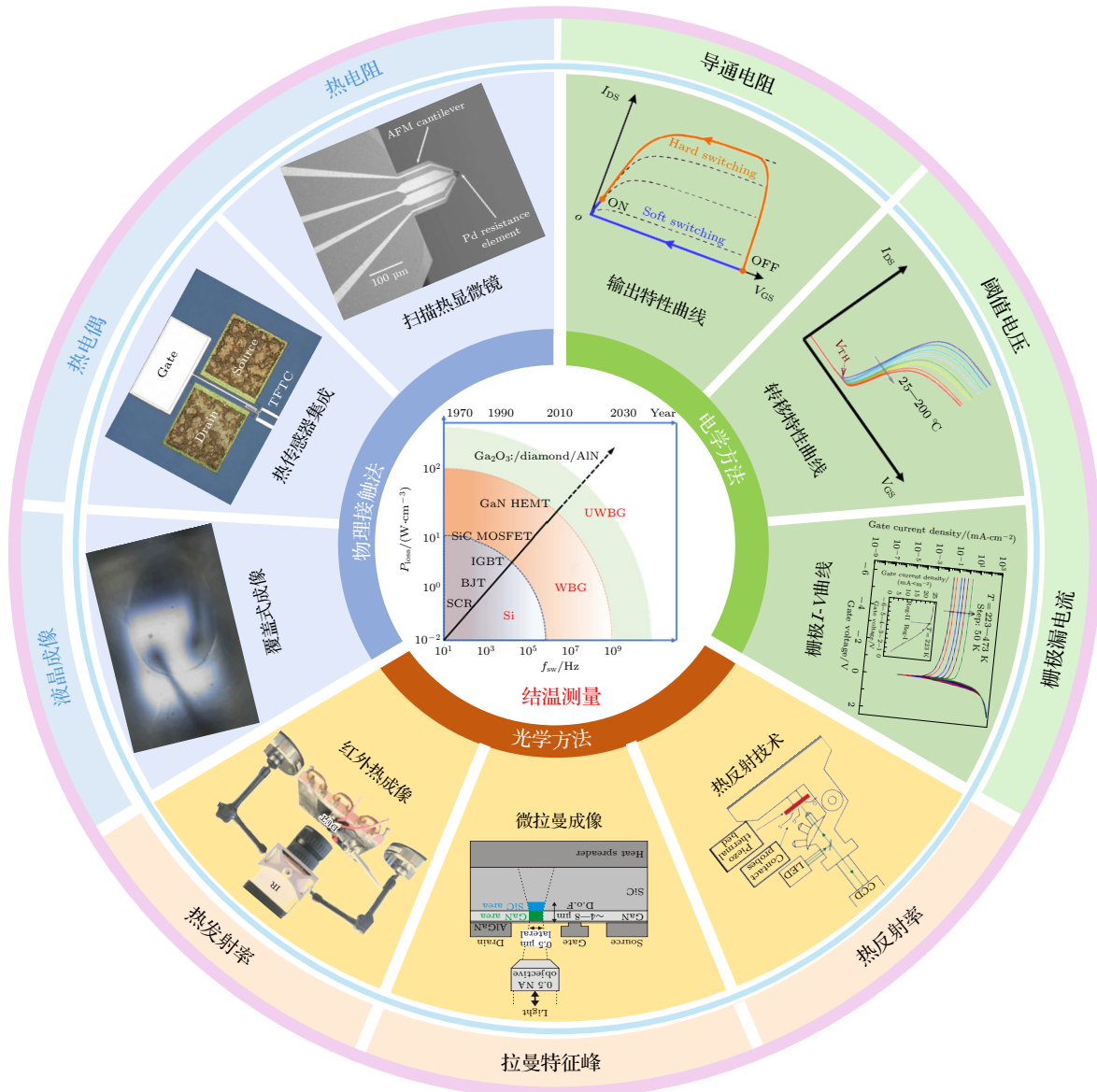


图 1 宽禁带大功率电子器件结温测量技术

Fig. 1. Wide-bandgap high-power electronic device junction temperature measurement technology.

手段,为器件热特性表征提供了关键支撑.本文旨在对上述3类主流结温测量方法进行全面综述,第2节重点分析电学方法,详述其温度敏感参数的校准机制,并评述不同电学参数的适用性与局限性;第3节讨论了物理接触方法,探讨其通过直接接触进行测温的技术分类、工作原理与应用特点,并评估了各类技术在空间分辨率、测量精度与适用场景上的优劣;第4节系统梳理光学方法,重点阐释红外热成像、显微拉曼光谱与热反射3种技术的基本原理、系统构成、结温测试步骤,以及其所能达到的时间和空间分辨率;最后,第5节讨论了宽禁带大功率半导体器件结温测量面临的核心挑战,并展望未来技术发展带来的机遇.

2 电学方法

在宽禁带半导体器件的电学测温研究中,分析方法需根据器件结构类型进行区分.对于以 GaN 高电子迁移率晶体管 (GaN high electron mobility transistor, GaN HEMT)、SiC 金属氧化物半导体场效应晶体管 (SiC metal oxide semiconductor field effect transistors, SiC MOSFET) 以及 Ga_2O_3 MOSFET 为代表的器件,输出特性曲线和转移特性曲线是至关重要的分析工具^[20].输出特性曲线展示了在固定栅源电压 (V_{GS}) 下,漏源电流 (I_{DS}) 随漏源电压 (V_{DS}) 的变化关系,该曲线能反映器件的导通电阻 (R_{on}) 和饱和漏极电流 (I_{DSS}) 等温度敏感参数.转移特性曲线则描述了在固定 V_{DS} 下, I_{DS} 随 V_{GS} 变化的规律.从该曲线中可以直接提取出阈值电压 (V_{Th}) 和跨导 (g_m) 等温度敏感参数.

对于以 GaN, SiC 和 Ga_2O_3 肖特基势垒二极管 (Schottky barrier diodes, SBD) 为代表的功率器件,其正向 $I-V$ 特性曲线是核心分析手段.因此,本节

将按照器件类型分类,系统综述基于温度敏感参数的电学测量方法.此外,本节也将探讨不直接依赖于 $I-V$ 曲线的其他电学测温方法,如基于栅极漏电流 (I_{GLeak})、栅极电阻、导通与关断时间等温度敏感参数.

2.1 校准与测量

通常,采用电学方法测量宽禁带半导体器件的温度需包含两个基本步骤:校准阶段与实际测量阶段^[21].校准阶段旨在建立温度敏感参数与结温之间的稳定函数关系.在该过程中,器件被置于外部温控系统(如高精度温箱或温控散热器)中以稳定温度,随后在设定的电气条件下测量温度敏感参数随温度的变化.为保障校准精度,须确保校准所用测量功率 (P_m) 引起的自热效应忽略不计,因此通常选择极低的 P_m 值.若因参数特性所限必须使用较高 P_m ,则需将测量时间尽量缩短,以抑制自热效应引入的误差.

实际测量阶段则将校准所得的温度敏感参数与温度关系应用于器件真实工作场景.根据测量时序与功率控制方式的不同,主流方法可分为加热曲线法与冷却曲线法^[22].加热曲线法在施加加热功率 (P_D) 的同时直接监测器件的温升响应,如图 2(a) 所示.然而,由于该方法在测量过程中持续施加高功率,会加剧 GaN HEMT 等器件中的陷阱效应与电流崩塌,并可能引起 Ga_2O_3 器件中缺陷相关的电学不稳定^[23],导致温度敏感参数与温度之间的关系发生畸变,从而引入显著测量误差.

冷却曲线法是先使器件在加热功率下达到热稳态,随后切换加热功率为测量功率并记录其温度衰减过程,如图 2(b) 所示.然而,该方法受到电学开关控制信号的传播延迟、开关器件本身的开启/关断时间等影响.尽管延迟时间通常在毫秒或微秒

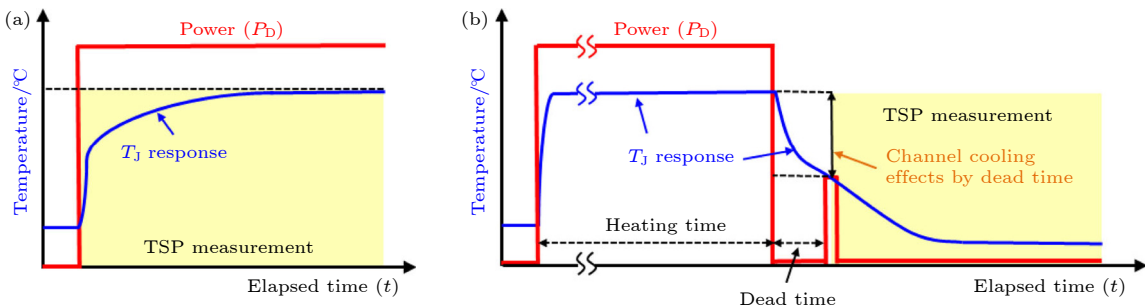


图 2 电学测温方法^[22] (a) 加热曲线技术; (b) 冷却曲线技术

Fig. 2. Electrical temperature measurement methods^[22]: (a) Heating curve technique; (b) cooling curve technique.

量级,但对于需要捕捉最初几微秒甚至纳秒级冷却过程的瞬态热测试而言,其影响不可忽略^[24].此外,在大电流被切断的瞬间,测试夹具和电路板走线上寄生的电感和电容会引发强烈的电压和电流振荡,可能完全淹没反映结温的微弱电信号.若在此期间进行测量,所得数据将基本为噪声,因此必须等待振荡充分衰减、电路恢复稳定后再进行采集,这段等待时间即构成测量中的“死区时间”,尤其对开关速度极快的 GaN HEMT 和高压大电流的 SiC 器件影响更为突出.为此,常需通过外推方式反推功率切断瞬间的结温.

2.2 导通电阻

当半导体器件处于导通状态且栅源极施加正向偏压、器件工作于线性区时,导通电阻 R_{on} 表征了漏极至源极导电通路的整体电阻.从载流子输运机理角度看, R_{on} 通常具有显著的正温度系数,即随结温升高而增大.其主要物理机制在于温度升高引起声子散射增强,电子迁移率下降,从而导致器件电阻增大.基于此, Qin 等^[8]在低压条件下校准了 GaN HEMT 的 R_{on} 与结温的单调关系(图 3(a)),并在实际测量中通过导通时的 V_{DS} 与 I_{DS} 实时计算 R_{on} ,进而反推结温.该方法预测结温与红外热

像法测量的 GaN HEMT 实际结温在 100 °C 范围内的平均测量误差小于 10%(图 3(b)),验证了该测温方法的有效性. Li 等^[25]设计了一种双脉冲测试(dual pulse test, DPT)电路,通过引入附加相位桥臂,有效消除了 GaN HEMT 关断态预偏置电压应力的影响,从而实现了对于 R_{on} 作为温度敏感电参数的更精确评估.研究表明,在低电压条件下,器件 R_{on} 展现出良好的线性温度特性,其随温度升高而稳定增大.

然而,在高电压应力及实际开关工况下, R_{on} 的变化并非仅由温度决定,还会受到强电场诱发的电子陷阱效应及电流崩塌效应的显著影响.这些因素共同导致观测到的 GaN HEMT 动态 R_{on} 变化异常复杂^[26,27].例如, Li 等^[28]通过 DPT 和多脉冲测试(multi pulse test, MPT)发现, GaN HEMT 的静态 R_{on} 始终随温度升高而单调增加,150 °C 时约为 25 °C 时的 2.46 倍.然而,作者同时指出在实际开关过程中,还会出现显著的“动态 R_{on} 退化”现象,即开关过程中测得的电阻值远高于静态值.在 DPT 或单次脉冲测试中,高温可能缓解 R_{on} 退化的趋势,但在更接近实际应用的 MPT(高频、多脉冲)中,高温会与高压、大电流等产生协同效应,导致动态 R_{on} 的退化急剧增大. Li 等^[29]针对混合漏

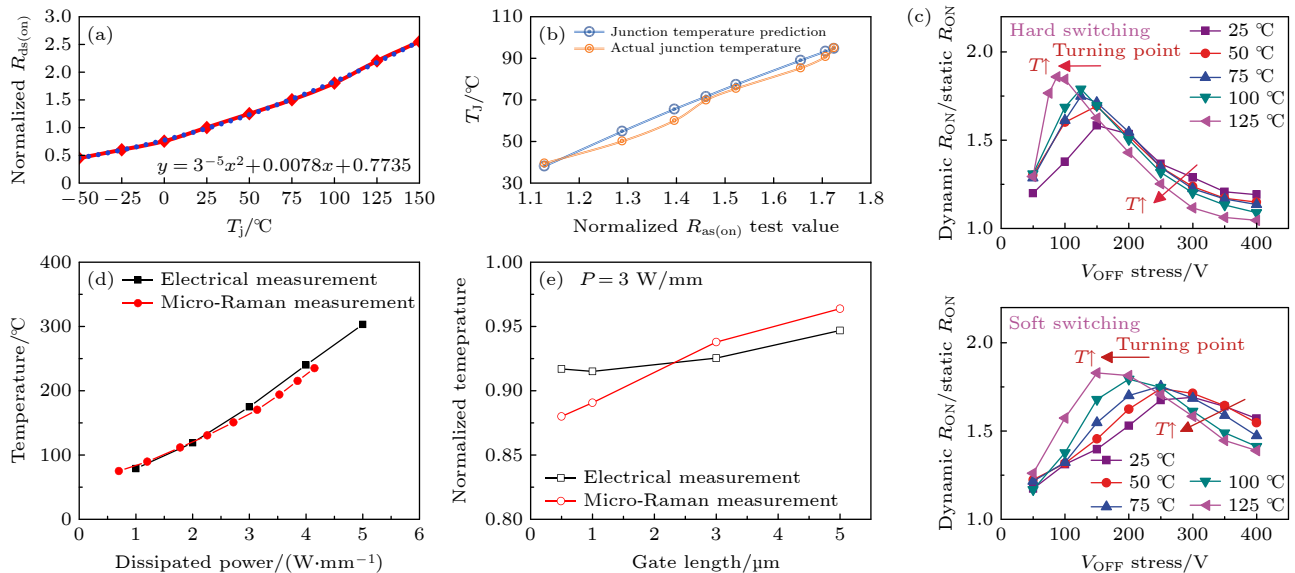


图 3 (a) 归一化 R_{on} 与 GaN HEMT 结温的关系曲线^[8]; (b) 在线结温预测结果^[8]; (c) 硬开关与软开关条件下,不同温度的动态 R_{on} 相对静态 R_{on} 的归一化值随 V_{OFF} 应力的变化; (d) 电学方法与拉曼测量温度在不同耗散功率下的对比^[30]; (e) 相对于栅极长度的归一化温度曲线^[30]

Fig. 3. (a) Relationship between the normalized R_{on} and junction temperature of GaN HEMT^[8]; (b) online junction temperature prediction results^[8]; (c) dependence of dynamic R_{on} , normalized to the corresponding static R_{on} , on V_{OFF} stress across temperatures under hard and soft switching; (d) comparison between electrical measurement and Raman measurement at different power dissipation levels^[30]; (e) normalized temperature profile relative to the gate length^[30].

极 GaN HEMT(HD-GIT) 的动态 R_{on} 温度特性进行了深入研究, 重点探讨了在硬开关和软开关条件下 R_{on} 随温度的变化规律. 研究结果显示, 动态 R_{on} 表现出显著的温度依赖性, 且与开关条件密切相关. 如图 3(c) 所示, 在硬开关和软开关条件下, 归一化动态 R_{on} (相对于各温度点的静态 R_{on}) 随关断电压 (V_{OFF}) 应力的变化均呈现明显的非单调特性. 高温条件下 (125 °C), 动态 R_{on} 的峰值出现在较低的 V_{OFF} 应力处, 且硬开关条件下的转折点电压明显低于软开关条件, 表明高温有助于改善动态导通特性.

此外, Wu 等 [30] 提出了一种针对多栅长 GaN HEMT 结构的电学测温法, 通过提取与温度相关的沟道薄层电阻 (R_{ch}) 来实现对栅极下方沟道温度的测量. 即根据 $\Delta R_{on}(T) = R_{ch}(T) \cdot \Delta L_G / \Delta W_G$, 式中 L_G 与 W_G 分别为栅长与栅宽, 精确剥离出 R_{ch} . 如图 3(d) 所示, 在功率密度 0—5 W/mm 范围内, 此方法与拉曼法测得的温度变化趋势高度一致. 进

一步通过栅长归一化分析 (图 3(e)) 发现, 电学法在短栅器件中展现出显著优势, 这种优势源于沟道电阻测温法对栅下沟道区域的温度更为敏感, 而拉曼法的空间分辨率受限于激光光斑尺寸与栅极几何结构的相互干扰, 但作者同时指出电学法中的电流崩塌效应会引入测量不确定性.

与 GaN HEMT 类似, SiC MOSFET 的 R_{on} 对结温同样具有显著依赖性. Zhang 和 Liang [31] 基于 R_{on} 实时监测的 SiC MOSFET 结温, 并建立了 R_{on} 与结温的线性关系 (图 4(a)), 即 $R_{on} = p \cdot T_j + q$, 其中实验标定 p 为 0.54 mΩ/°C, q 为 61 mΩ. Stella 等 [32] 同样建立了 R_{on} 随 SiC MOSFET 结温的线性变化模型. 实验表明, 当结温从 25 °C 升至 145 °C 时, SiC MOSFET 的 R_{on} 增大 84%, 灵敏度达 0.54 mΩ/°C. 对于 Ga₂O₃ MOSFET, Ren 等 [33] 研究了其 R_{on} 的温度特性, 首先使用半导体分析仪记录了 Ga₂O₃ MOSFET 的转移特性曲线 (图 4(b)), 并从曲线

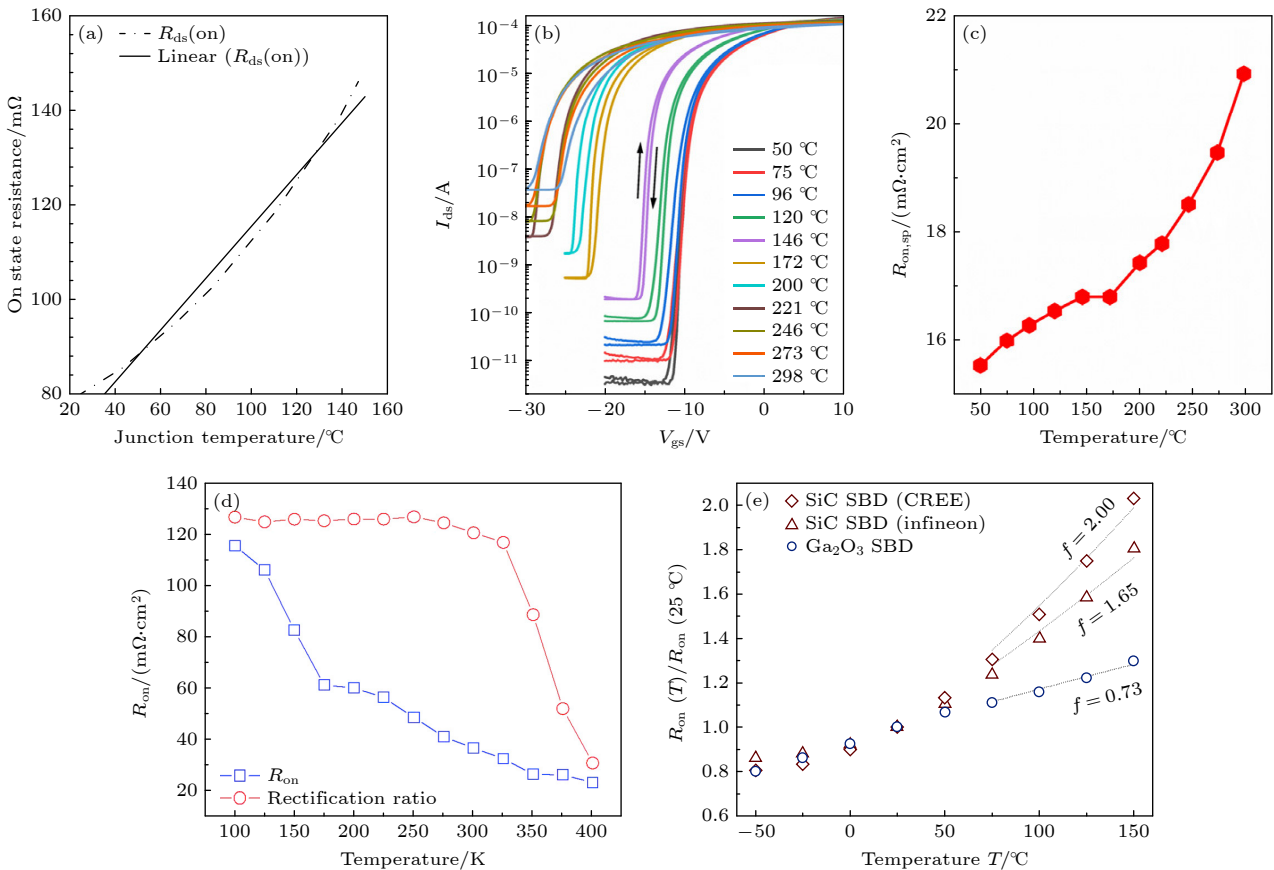


图 4 (a) SiC MOSFET 的 R_{on} 与结温的关系 [31]; (b) Ga₂O₃ MOSFET 的转移特性曲线 [33]; (c) Ga₂O₃ MOSFET 的 R_{on} 与结温的关系 [33]; (d) Ga₂O₃ SBD 的 R_{on} 温度依赖性 [34]; (e) 两款商用 SiC SBD 与 Ga₂O₃ SBD 在不同温度下的 R_{on} , 均以各自在 25 °C 时的 R_{on} 为基准进行归一化处理 [35]

Fig. 4. (a) Relationship between R_{on} and junction temperature of SiC MOSFET [31]; (b) transfer characteristic curve of Ga₂O₃ MOSFET [33]; (c) relationship between R_{on} and junction temperature of Ga₂O₃ MOSFET [33]; (d) temperature dependence of R_{on} in Ga₂O₃ SBD [34]; (e) R_{on} of two commercial SiC SBDs and the Ga₂O₃ SBD for different temperatures, normalized to the respective R_{on} at 25 °C [35].

中提取出 R_{on} , 如图 4(c) 所示, R_{on} 从 50 °C 时的 222 $\Omega \cdot \text{mm}$ 升至 298 °C 时的 299 $\Omega \cdot \text{mm}$, 呈现正温度系数特性. 该研究证实 R_{on} 可作为结温测量的敏感参数, 但高温下界面陷阱激活可能导致电阻温度关系非线性变化, 需进行温度校准以保证测量精度.

在 SBD 器件方面, Reddy 等^[34] 表明 Ga_2O_3 SBD 的 R_{on} 随温度升高呈现明显下降趋势, 如图 4(d) 所示. 这种负温度系数特性归因于载流子迁移率随温度升高而降低, 导致电阻增大, 但同时热激发产生的自由载流子浓度显著上升, 最终表现为导通电阻随温度升高而下降. Wilhelmi 等^[35] 则对比商用 SiC SBD 与 Ga_2O_3 SBD 的归一化导通电阻温度依赖性 (图 4(e)), 发现 Ga_2O_3 器件的热系数 f 仅为 0.73, 显著低于 SiC 器件的热系数 f 值 (1.65—2.00), 表明其导通电阻随温度的变化更为平缓.

2.3 饱和漏电流

当 V_{DS} 超过一定阈值后, I_{DS} 进入饱和区, 即在理想情况下 I_{DS} 应保持不变. 然而在实际中, 自热效应会显著影响器件在饱和区的工作特性^[36–38]. 一

方面, 由于载流子迁移率随温度升高而下降, 使得器件的饱和电流随温度上升而降低; 另一方面, 在饱和区内, 尤其是在器件尺寸较小、电流密度较高时, 自热效应会引起沟道温度持续上升, 进而导致迁移率进一步下降, 表现为 I_{DS} 随 V_{DS} 增大而减小, 如图 5(a) 所示. 为定量描述这一效应, Zhang 等^[36] 建立了 GaN HEMT I_{DSS} 与温度的线性关系, 明确揭示了 I_{DSS} 随温度升高而线性下降的规律, 并计算出温度系数 α 为 -0.077 mA/K . McAlister 等^[39] 则进一步从功率耗散的角度, 将 GaN HEMT 的 I_{DS} 与功率依赖性建立关联 (图 5(b)). 基于该方法量化比较了不同衬底材料的热性能, 发现相同功率下, 蓝宝石衬底 GaN HEMT 的沟道温升可达 SiC 衬底器件的 2.7 倍. Marin 等^[40] 的研究系统地证实并拓展了这一方向. 通过测量在 SiC, Si 和蓝宝石衬底上生长的 GaN HEMT 在 0—225 °C 范围内的 I_{DS} 变化, 并根据直流工况 ($I_{D,DC}$) 与脉冲工况 ($I_{D,Pulsed}$) 的 I_{DS} 差值 (图 5(c)), 结合温度灵敏度系数 θ , 实现了沟道温度的精确计算 ($T_{channel} = T_{amb} + (I_{D,DC} - I_{D,Pulsed}) / \theta$). 图 5(d) 展示了不同环境

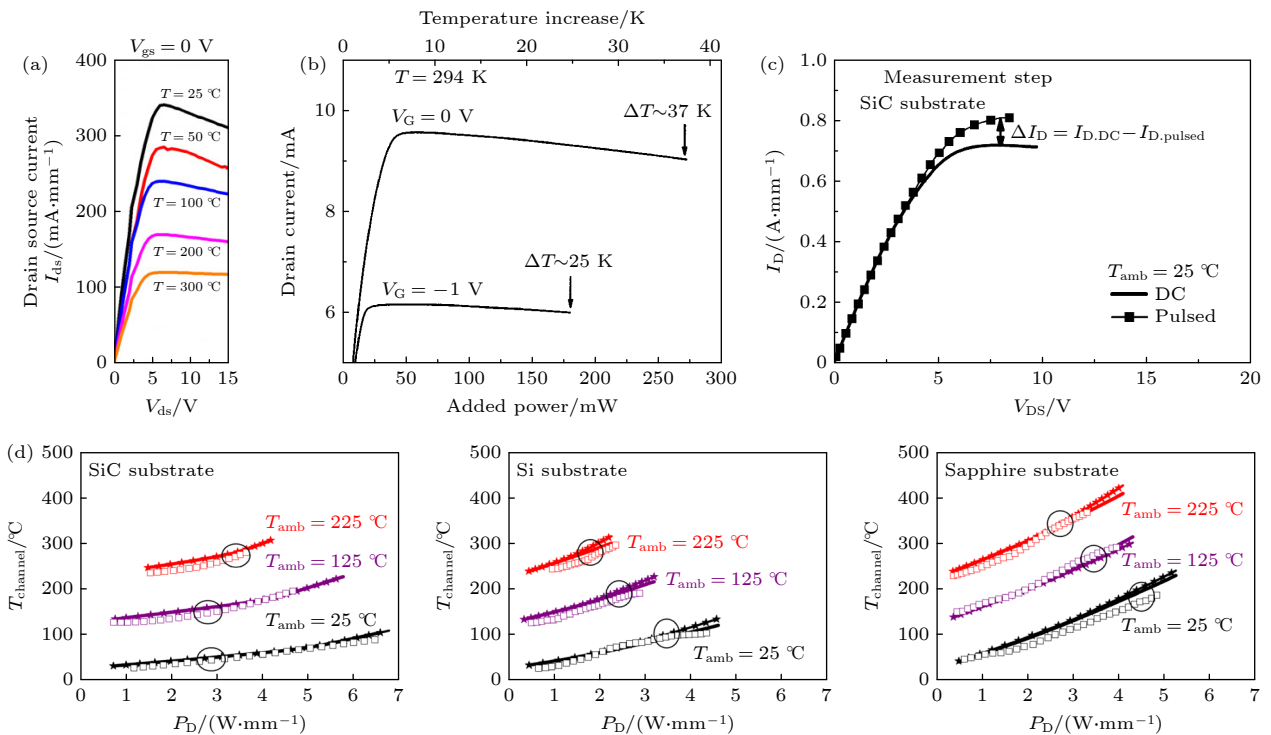


图 5 (a) 不同温度下的 $I_{DS}-V_{DS}$ 曲线^[37]; (b) 漏极电流与所加功率和温升的关系^[39]; (c) 直流工况 ($I_{D,DC}$) 与脉冲工况 ($I_{D,Pulsed}$) 的 $I_{DS}-V_{DS}$ 曲线^[40]; (d) SiC, Si 及蓝宝石衬底上生长器件的沟道温度随功率密度变化曲线^[40]

Fig. 5. (a) $I_{DS}-V_{DS}$ characteristics at different temperatures^[37]; (b) the relationship between drain current and applied power as well as temperature rise^[39]; (c) $I_{DS}-V_{DS}$ characteristics under DC ($I_{D,DC}$) and pulsed ($I_{D,Pulsed}$) conditions^[40]; (d) channel temperature versus power density for devices grown on SiC, Si, and sapphire substrates^[40].

温度下沟道温度随功率密度的变化关系, 结果表明不同衬底上制备的器件之间自热行为差异显著, 印证了衬底在器件自热过程中起到关键作用.

器件结构创新为抑制自热效应导致的电流退化提供了新的思路. Tamura 等^[38] 制备了一种多沟道 (multi mesa channel, MMC) GaN HEMT, 其器件结构如图 6(a) 所示. 通过比较传统平面结构器件 (planar) 结构 HEMT 和 MMC 结构 HEMT (图 6(b)) 在不同温度下的转移特性, 可以清晰地观察到 MMC 结构的漏电流在 120—500 K 的宽温区内表现出近乎与温度无关的特性. 作者认为, 该现象源于 MMC 的环绕栅结构对沟道电势分布的有效调制, 从而在二维电子气周围形成增强的电场包围效应.

尽管上述基于稳态或准稳态电流的分析方法为评估器件热特性提供了有效依据, 但在实际的功率开关或射频应用中, GaN HEMT 常工作于脉冲工作模式. 由此引发的微秒至纳秒量级温度波动, 是稳态分析难以捕捉的^[41]. 因此, 为实现对沟道温度的实时、动态监测, 开展瞬态热特性研究显得尤为必要. Kuzmík 等^[42] 开发了一种基于 I_{DS} 瞬态衰减的 GaN HEMT 沟道温度提取技术. 采用 480 ns 脉宽的传输线脉冲, 同步采集 I_{DS} 与电压波形, 发现 I_{DS} 衰减幅度与脉冲功耗正相关. 通过 25—250 °C 稳态加热校准得到的源极电阻温度依赖关系, 结合 $\Delta I_{DS} = -g_m I_{DS} \Delta R_S(T)$ 表达式迭代求解, 成功重构了沟道温度的瞬态变化 (图 6(c)), 实现了电流法从稳态到瞬态的扩展.

在 SiC MOSFET 方面, Yang 等^[43] 在 SiC MOSFET 开启过程中插入两个测试电平 ($V_{GS1} = 3.86$ V, $V_{GS2} = 4.68$ V), 分别采集对应的饱和电

流 I_{D1} 和 I_{D2} . 结果显示, 两个 I_{DSS} 的平方根与温度呈高度线性关系 (图 7(a), (b)), 其中 I_{D1} 的灵敏度为 0.15 mA/°C^{1/2}, I_{D2} 的灵敏度为 0.18 mA/°C^{1/2}. Du 等^[44] 在双脉冲测试电路中通过加热板控制 SiC MOSFET 温度 (25—145 °C), 利用示波器采集不同负载电流 (7—11 A) 下的 I_{DS} 波形 (图 7(c)) 仅展示了电流为 7 A 时的波形, 研究发现在电流上升阶段, I_{DS} 随温度升高而显著增大. 对于 Ga₂O₃ MOSFET, Zheng 等^[45] 通过设计包含预陷阱填充 (pre-trapping) 的四阶段测量序列, 如图 7(d) 所示, 有效抑制了 Ga₂O₃ MOSFET 中的陷阱效应对 I_{DS} 温度测量的干扰. 但由于该方法测得是源漏之间的平均温度, 与三维热仿真出峰值温度存在 27% 差异 (图 7(e)). Wong 等^[46] 基于 I_{DS} 的温度敏感性, 通过提取直流工况下因自热导致的 I_{DS} 衰减量, 反演得到实际 Ga₂O₃ MOSFET 沟道温度 (图 7(f)).

2.4 阈值电压

V_{Th} 定义为在环境温度下, 当半导体器件漏极流过指定电流时施加在器件栅源极上的电压. 通常, 指定的 I_{DS} 在微安或毫安范围内^[47,48]. 基于此, Sharma 等^[49] 通过静态和动态两种方法系统评估了 GaN HEMT 的 V_{Th} 温度特性. 静态测量中, 采用恒流判据法 (阈值电流 2.6 mA) 提取的 V_{Th} 表现出良好的线性负温度依赖性, 如图 8(a), (b) 所示, 灵敏度为 -0.84 mV/K. 动态测量则利用功率源与开尔文源之间寄生电感 (V_{SS}') 作为触发信号. 当 V_{SS}' 超过设定参考电压时, 数据采集电路会精确捕获此时刻的栅源电压, 定义为准阈值电压. 这种方法有效避免了误触发和噪声干扰, 如图 8(c), (d) 所示, 实测灵敏度达到 -2.5 mV/K.

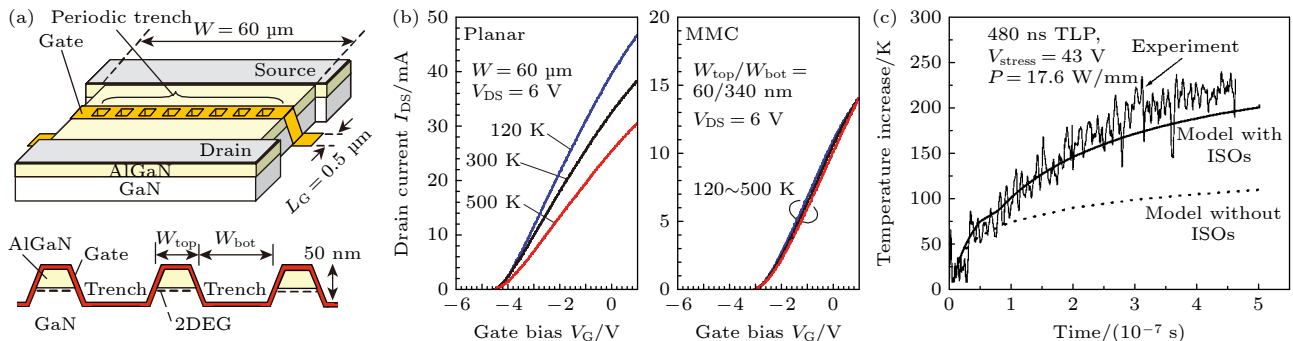


图 6 (a) MMC GaN HEMT 的示意图^[38]; (b) Planar 和 MMC GaN HEMT 器件转移特性的温度依赖性^[38]; (c) 经过 480 ns 脉冲后的实验与计算瞬态温升对比^[42]

Fig. 6. (a) Schematic illustration of MMC GaN HEMT^[38]; (b) temperature dependence of transfer characteristics for planar and MMC GaN HEMTs^[38]; (c) comparison between experimental and calculated transient temperature rise after a 480 ns pulse^[42].

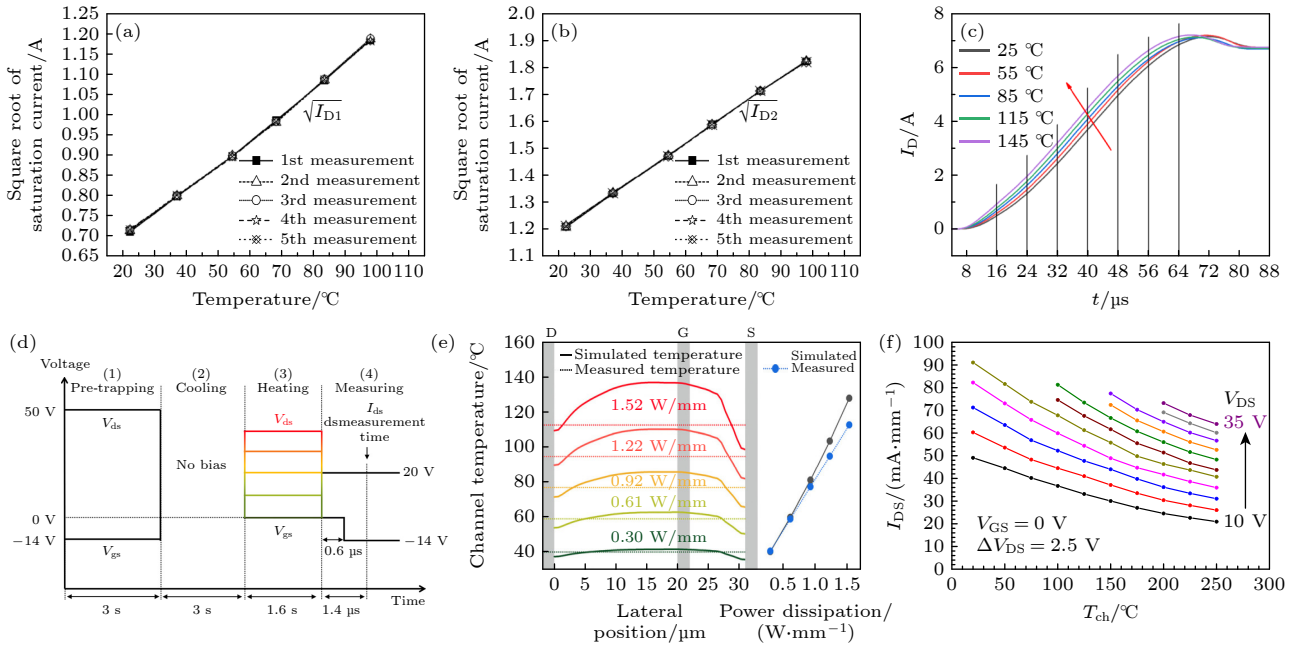


图 7 SiC MOSFET 的 (a) I_{D1} 与 (b) I_{D2} 的平方根与结温的关系^[43]; (c) 负载电流为 7 A 时不同温度下的 I_{DS} ^[44]; (d) 四阶段法测量 Ga_2O_3 MOSFET 的结温^[45]; (e) 模拟 Ga_2O_3 MOSFET 的通道温度分布与实测温度的对比^[45]; (f) 在不同 V_{DS} 下的 I_{DS} 随 Ga_2O_3 MOSFET 沟道温度的变化^[46]

Fig. 7. (a) The relationship between the square root of (a) I_{D1} and (b) I_{D2} of SiC MOSFET and junction temperature^[43]; (c) I_{DS} at different temperatures with a load current of 7 A^[44]; (d) four-stage method for measuring the junction temperature of Ga_2O_3 MOSFETs^[45]; (e) comparison between simulated channel temperature profiles and measured temperature^[45]; (f) variation of I_{DS} with channel temperature of Ga_2O_3 MOSFET in different V_{DS} ^[46].

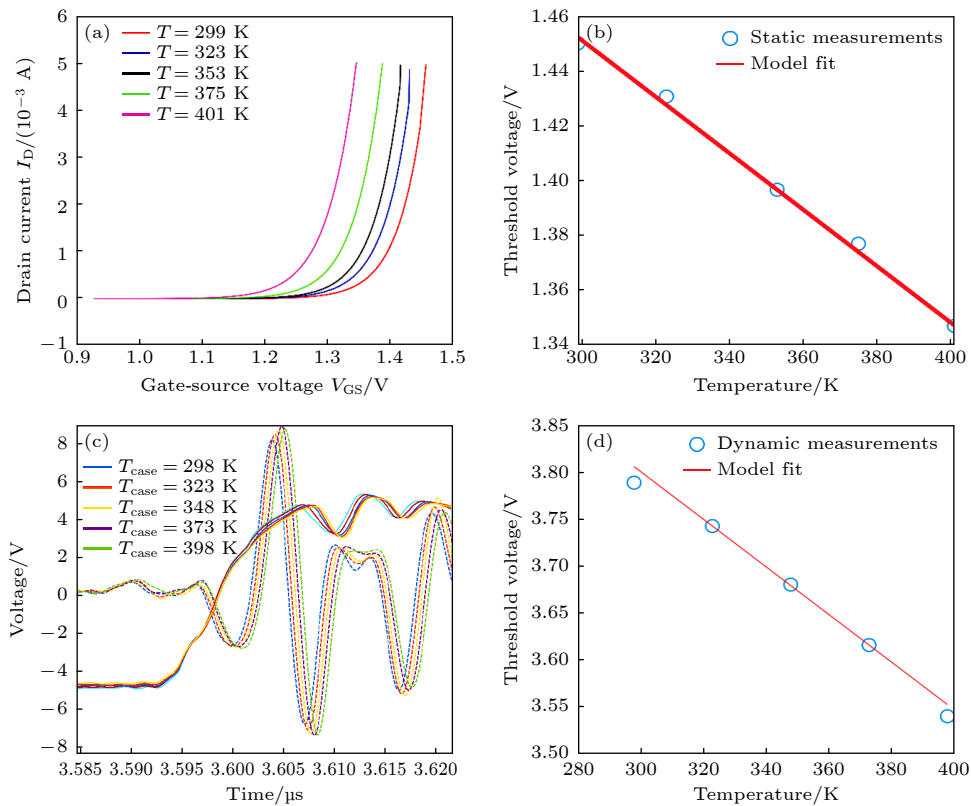


图 8 (a) $I_{DS}-V_{GS}$ 转移特性曲线^[49]; (b) 静态测量^[49]; (c) GaN HEMT 的开启瞬态曲线 ($V_{DS} = 400$ V, $I_{DS} = 4$ A)^[49]; (d) 动态测量^[49]

Fig. 8. (a) $I_{DS}-V_{GS}$ transfer characteristic curve^[49]; (b) static measurement^[49]; (c) turn-on transient curve of GaN HEMT ($V_{DS} = 400$ V, $I_{DS} = 4$ A)^[49]; (d) dynamic measurement^[49].

然而, 后续研究揭示了 GaN HEMT 的 V_{Th} 温度依赖行为远非简单的线性关系, 其漂移方向 (正或负) 和变化模式高度依赖于器件的具体结构与工作条件. Chae 等^[50] 对 p-GaN HEMTs 的研究即体现了这种复杂性. 如图 9(a) 所示, 在低栅压 (2 V) 下, V_{Th} 偏移随温度升高呈现先正后负的独特反转现象: 在 25—75 °C 区间为正偏移且幅度减小, 在 75 °C 以上则转为负偏移且幅度增大. 这种反转被归因于不同温度区间内电子陷获与空穴注入机制的竞争. 相比之下, 在高栅压 (8 V) 下, V_{Th} 虽始终为负偏移, 但其变化幅度在 100 °C 以上减弱, 表明

高温下主导机制可能转变为空穴脱陷 (图 9(b)). 研究证明了工作点 (栅压) 是影响 V_{Th} 温度特性的关键变量.

除了工作条件, 栅极结构类型同样是决定 GaN HEMT 的 V_{Th} 漂移方向的根本性因素之一. Wang 等^[51] 的研究发现, 肖特基栅结构和欧姆栅结构 GaN HEMT 的 V_{Th} 温度特性相反, 如图 9(c), (d) 所示. 这源于内部电压分配机制不同. 欧姆型栅器件的 V_{Th} 则随温度升高而减小, 呈现负漂移特性, 主要由其电流特性中的“膝点电压” (V_{Knee}) 导致, 该电压会分走部分外栅压, 且其值随温度升高而显著下降,

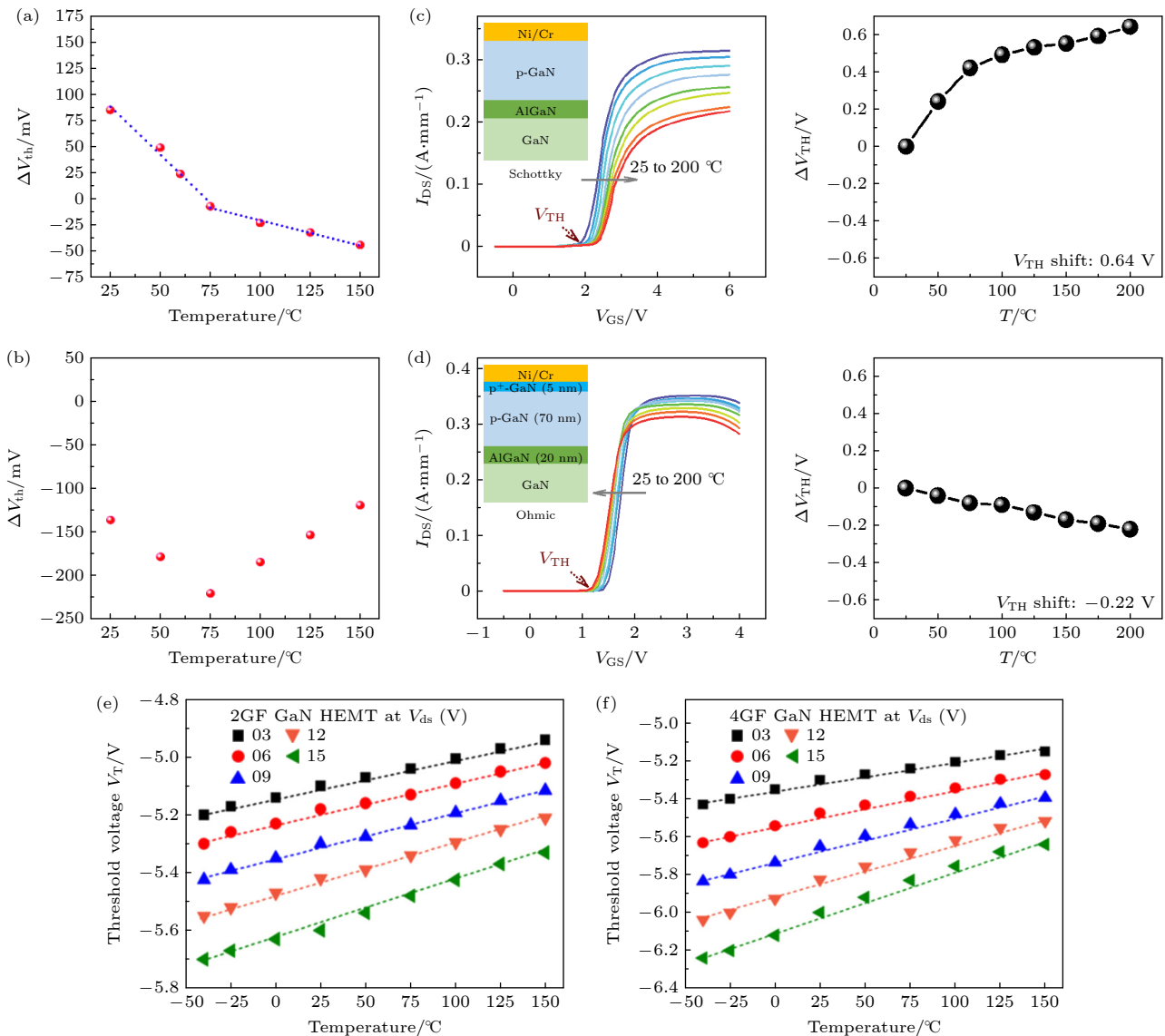


图 9 栅压为 (a) 2 V 和 (b) 8 V 时 ΔV_{Th} 与温度的关系^[50]; (c) 肖特基型器件以及 (d) 欧姆型器件在 25—200 °C 范围内的转移特性曲线, 插图分别为肖特基型或欧姆型栅极结构^[51]; (e) 2GF 和 (f) 4GF GaN HEMT 的 V_{Th} 随温度变化与 V_{DS} 的关系曲线

Fig. 9. V_{Th} versus temperature at gate biases of (a) 2 V and (b) 8 V^[50]; transfer characteristics of the (c) Schottky-type device and (d) the ohmic-type device in the temperature range of 25 °C to 200 °C, the insets illustrate the gate structures of the Schottky-type and ohmic-type devices, respectively^[51]; V_{Th} as a function of temperature and V_{DS} for (e) 2GF and (f) 4GF GaN HEMTs^[48].

从而降低了开启器件的有效电压^[52]. 肖特基型栅器件的 V_{Th} 随温度升高而增大, 表现出正漂移特性, 则是因为其金属-半导体结会分担部分电压. 温度升高时, 该结分担的电压增大, 为维持 PN 结上的有效开启电压, 需要更高的外栅压, 因此 V_{Th} 表现为正漂移. 此外, Alim 等^[48] 对两种不同栅指结构 (2GF 和 4GF) GaN HEMT 的研究中观察到了正向漂移趋势 (图 9(e), (f)), 并将此主要归因于肖特基势垒高度随温度的变化, 其中 2GF 器件在 25 °C 时的 V_{Th} 为 -5.6 V, 而 4GF 器件为 -6.0 V, 表明短沟道器件具有更负的 V_{Th} 特性.

进一步地, 器件内部的能带设计与界面工程对 GaN HEMT 的 V_{Th} 热稳定性同样有决定性影响. Yang 等^[53] 深入研究了 GaN 金属-绝缘体-半导体 HEMT(MIS-HEMT) 与金属-氧化物-半导体 HEMT(MOSC-HEMT) 两种结构的 V_{Th} 与结温的关系. 两种器件的结构示意如图 10(a) 所示. 实验

结果表明, 与 V_{Th} 几乎不随温度变化的 MOSC-HEMT 相比, 即使采用相同的高质量栅介质/GaN 界面, MIS-HEMT 仍表现出显著的 V_{Th} 负漂移 (图 10(b)). 其根本原因在于 MIS-HEMT 中存在极化势垒层, 该层在空间上将关键栅介质/GaN 界面与沟道隔离开, 从而抬高了界面处的能带. 这导致在夹断状态下, 费米能级上方“更深”的界面陷阱能级能够更自由地移动, 从而引发了明显的 V_{Th} 随温度的负偏移.

对于 SiC MOSFET, Yu 等^[54] 通过分析 SiC MOSFET 开启瞬态过程, 利用功率源极与开尔文源极之间的寄生电感跳变来精确捕捉导通临界点, 将 V_{Th} 的温度依赖性转化为时间参数进行测量. 研究发现在不同负载电流下的准阈值电压与结温呈线性负相关 (图 11(a)), 灵敏度达 -4.37 mV/°C. 同样基于此原理, Jiang 等^[55] 在不同源漏电压下对 SiC MOSFET 进行了验证. 如图 11(b) 所示, 动态

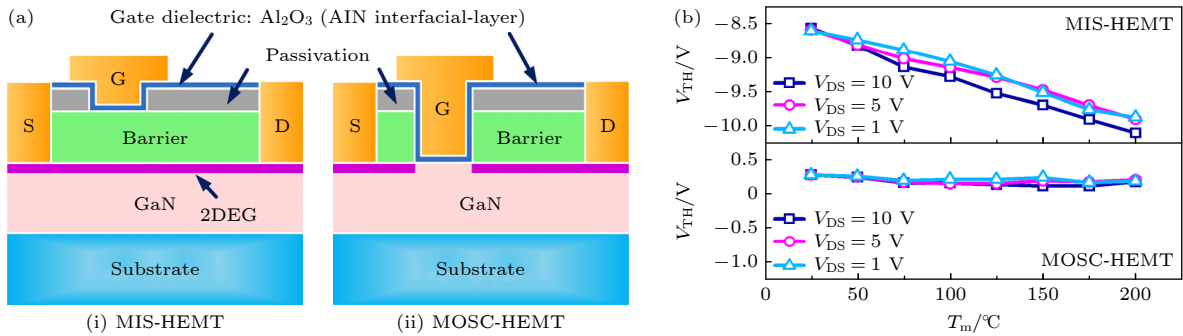


图 10 (a) MIS-HEMT 与 MOSC-HEMT 的横截面示意图; (b) MIS-HEMT 与 MOSC-HEMT 在 V_{DS} 分别为 1 V, 5 V 和 10 V 下的 V_{Th} 温度依赖性^[53]

Fig. 10. (a) Cross-sectional schematic diagrams of MIS-HEMT and MOSC-HEMT; (b) temperature dependence of threshold voltage for MIS-HEMT and MOSC-HEMT at V_{DS} of 1 V, 5 V, and 10 V^[53].

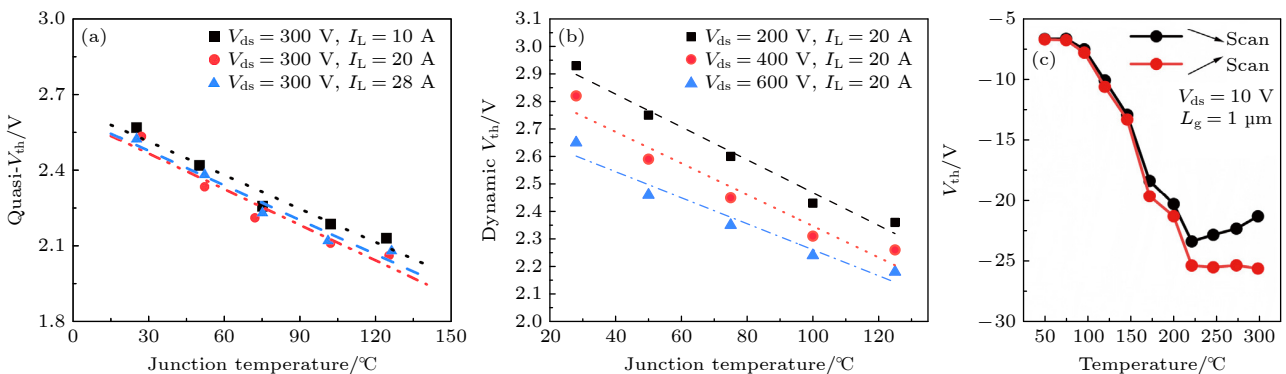


图 11 (a) 在不同负载电流下, SiC MOSFET 的 V_{Th} 随结温的变化^[54]; (b) 在不同 V_{DS} 下, SiC MOSFET 的动态 V_{Th} 的温度依赖性^[55]; (c) Ga₂O₃ MOSFET 的 V_{Th} 与结温的关系^[33]

Fig. 11. (a) Variation of V_{Th} in SiC MOSFET with junction temperature under different load currents^[54]; (b) temperature dependence of dynamic V_{Th} in SiC MOSFET under different V_{Th} ^[55]; (c) relationship between V_{Th} and junction temperature in Ga₂O₃ MOSFET^[33].

V_{Th} 与结温呈良好的负线性关系, 温度灵敏度达到 $-5.2 \text{ mV}/^\circ\text{C}$. 在 Ga_2O_3 MOSFET 方面, Ren 等^[33] 在 $50\text{--}298 \text{ }^\circ\text{C}$ 温度范围内通过双向扫描测量 Ga_2O_3 MOSFET 的转移特性曲线, 发现 V_{Th} 随温度升高呈现显著负漂移 (图 11(c)), 但在 $200\text{--}300 \text{ }^\circ\text{C}$ 温度区间出现剧烈变化, 这与界面陷阱的热激活过程密切相关.

2.5 栅极漏电流 ($I_{GL\text{eak}}$)

在 GaN HEMT 器件中, 存在多种栅极结构, 如文献 [56–58] 所述. 对于 p-GaN 结构 (无额外绝缘层的肖特基结) 的器件^[59], 可观察到显著的 $I_{GL\text{eak}}$ 温度依赖性. 被测器件的栅区结构可建模为图 12(a) 所示的 p-GaN/AlGaN/GaN 叠层, 其电气行为等效于两个背对背二极管: 金属/p-GaN 形成的肖特基整流器, 以及 p-GaN/AlGaN/GaN 结构构成的 PiN 整流器^[60]. 先前研究发现, 对于肖特基金属/p-GaN 接触, $I_{GL\text{eak}}$ 可归因于多种物理机制的共同作用, 主要包括二维变程跳跃、热离子场发射和普尔-弗兰克尔发射^[61,62]. 特定机制的主导性取决于栅极偏置和温度条件.

在此基础上, 研究者们从不同角度系统揭示了 $I_{GL\text{eak}}$ 的温度特性. 早期, Miller 等^[63] 针对更广义的 AlGaN/GaN 异质结, 通过对比标准势垒 (SB-HFET) 与极化增强势垒 (EB-HFET) 两种结构, 在 $175\text{--}500 \text{ K}$ 范围内明确了 $I_{GL\text{eak}}$ 具有温度依赖性 (图 12(b)). 研究发现 EB-HFET 的漏电流可比 SB-HFET 低一个数量级以上, 这证明了“势垒工程”是调控 $I_{GL\text{eak}}$ 绝对值及其温度敏感性的有效手段. 随着商用 GaN 器件的普及, 其 $I_{GL\text{eak}}$ 的温度特性得到了进一步的量化验证. Roschatt 等^[64] 在 EPC2001 C 和 EPC2022 两种商用 GaN FETs 上观测到, 在 $4\text{--}6 \text{ V}$ 栅压下, $I_{GL\text{eak}}$ 随温度升高呈明确的指数增长趋势, 量化灵敏度约为每升温 $10 \text{ }^\circ\text{C}$ 增大 30% . 尤为重要的是, 实验发现在负栅压条件下, 温度每升高 $10 \text{ }^\circ\text{C}$ 电流增大约 50% (图 12(c)), 这为高精度温度监测提供了优化方向.

近年来, 随着 p-GaN HEMT 成为研究焦点, Borghese 等^[65] 开发了一种基于 $I_{GL\text{eak}}$ 检测的 p-GaN HEMT 沟道温度在线监测方法, 首先通过 TCAD 仿真揭示了 $I_{GL\text{eak}}$ 对温度的高度敏感性. 之后在 $V_{GS} = 0\text{--}7 \text{ V}$ 范围和 $25\text{--}150 \text{ }^\circ\text{C}$ 温度区间进行静态特性标定, 建立了 $I_{GL\text{eak}}$ 与 p-GaN HEMT 温度

的关系模型, 如图 12(d) 所示, 发现 $I_{GL\text{eak}}$ 和器件温度呈现非线性依赖关系. 然而, 将这一方法推向实用化必须考虑器件的个体差异. Franke 等^[66] 的研究证明了这一点. 他们在 $V_{GS} = 6 \text{ V}$ 条件下对 3 款 p-GaN 器件进行测量, 结果虽然都确认了 $I_{GL\text{eak}}$ 与温度间的显著非线性特征, 但具体校准曲线走势差异明显 (图 12(e)). 因此, 为实现精确测温, 必须对每个器件进行单独校准. 综合近期研究, Yin 等^[60] 针对 p-GaN HEMTs, 通过二维电热 TCAD 仿真与实验验证相结合的手段, 系统分析了 $I_{GL\text{eak}}$ 与温度的非线性依赖关系, 并明确指出其随温度升高呈指数增长特性 (图 12(f)). 这项工作再次确认了 $I_{GL\text{eak}}$ 作为有效温度监测指标的强相关性.

2.6 栅电阻测温法

栅电阻测温法 (gate resistance thermometry, GRT) 是一种通过测量栅极金属在受热过程中的电阻变化来获取 GaN HEMT 栅极区域平均温度的电学表征技术. 与基于输出特性曲线提取的源漏区域平均温度或基于转移特性曲线提取的源栅区域平均温度不同, GRT 所反映的是栅极覆盖区域的温度分布. 鉴于器件最高温度通常出现在栅极覆盖区附近, 该方法被认为是评估 GaN HEMT 峰值温度最有效的电学手段之一.

在早期研究中, GRT 主要用于测量多指 GaN HEMT 栅金属的稳态温度^[67]. 该测量基于四探针法, 采用独立电极分别记录电压和电流, 测量系统如图 13(a) 所示. GRT 器件版图设计的关键在于在栅极端点引入附加金属引线, 以构成栅极双端测试结构, 从而可在不断电条件下实现温度测量. Pavlidis 等^[68] 曾利用 GRT 与拉曼测温法对 GaN 器件的热特性进行了对比研究, 首次在多指器件中实现了两种方法的实验比较. 从图 13(b) 可以看出, 在低功率密度及常规偏置条件下, GRT 所得栅极沟道温度与拉曼测温结果高度一致; 但在高功率密度条件下, 拉曼测温结果高于 GRT 测量值. 这主要是由于器件中心区域存在局部高温峰, 而 GRT 所反映的是沿栅极宽度方向的表面平均温度.

除稳态热表征外, GRT 还具有实时监测沟道瞬态温度的潜力. 目前已有研究在时域和频域中对 GaN HEMT 的瞬态热特性展开探讨. 在多数时域 GRT 测量中, 通常采用与示波器同步的脉冲 $I\text{-}V$

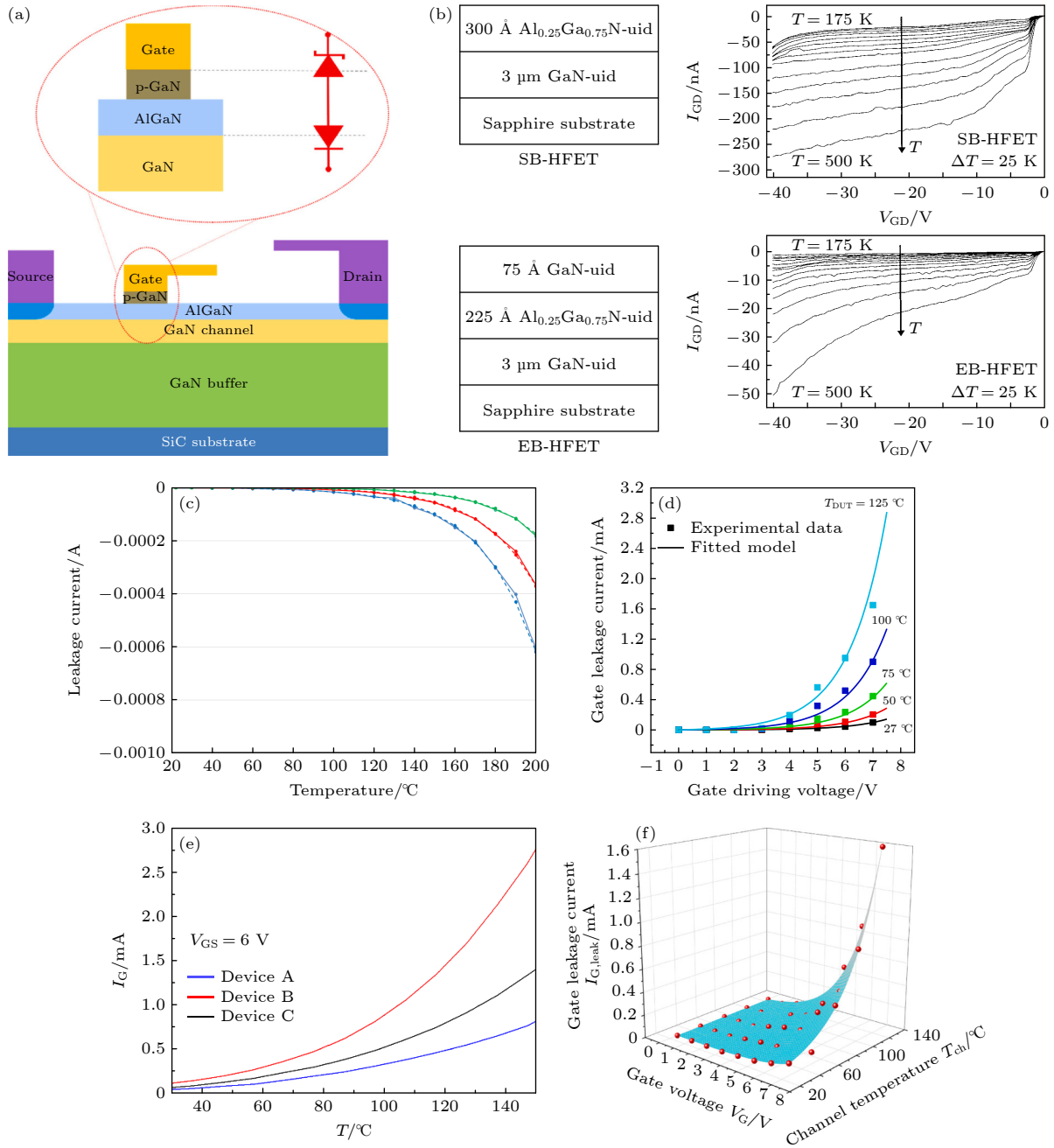


图 12 (a) p 型 GaN HEMT 的横截面示意图, 含栅极结构放大图^[60]; (b) SB-HFET 与 EB-HFET 的 I_{GLeak} 温度依赖性^[63]; (c) 在 $V_{GS} = -4$ V(蓝色)、 -3 V(红色)、 -2 V(绿色) 的条件下实验测量(实线)和模拟(虚线)EPC222 的 I_{GLeak} ^[64]; (d) 不同温度下栅极漏电流的实验与模拟结果对比^[65]; (e) 3 款 p 型氮化镓器件的温度校准曲线^[66]; (f) 在不同沟道温度和 V_{GS} 下实验与建模的 I_{GLeak} 对比^[60]

Fig. 12. (a) Cross-sectional schematic of a p-GaN HEMT, including a magnified view of the gate structure^[60]; (b) temperature dependence of I_{GLeak} in SB-HFET and EB-HFET^[63]; (c) the measured (solid line) and simulated (dashed line) I_{GLeak} of EPC222 under conditions of $V_{GS} = -4$ V (blue), -3 V (red), and -2 V (green)^[64]; (d) comparison of experimental and simulated I_{GLeak} at different temperatures^[65]; (e) temperature calibration curves for three p-GaN devices^[66]; (f) comparison of experimental and modeled I_{GLeak} under different channel temperatures and gate voltages^[60].

系统对器件进行偏置, 并监测栅极金属上的电压降. 图 13(c) 展示了采用时域 GRT 监测 GaN HEMT 在不同占空比下的瞬态温度变化结果, 并与热反射技术测量结果高度吻合^[69]. 此外, 另一种评估 GaN

HEMT 瞬态温度的方法是在频域内监测栅极热阻. Cutivet 等^[70] 首次报道了频域 GRT 测量实验, 在栅极施加探测电流, 漏极施加与频率相关的交流偏置. 该系统的关键组件为锁相放大器, 用于在固定

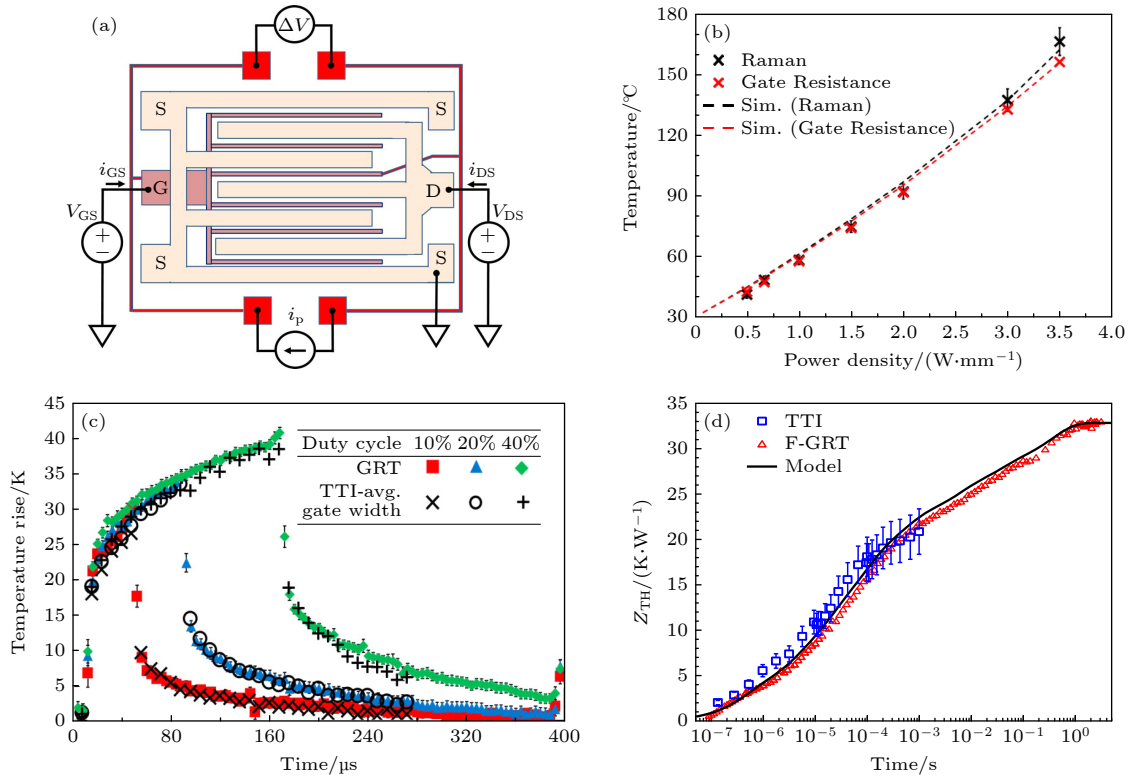


图 13 (a) 器件布局与 GRT 测试装置^[68]; (b) 拉曼法与 GRT 的温度测量结果, 并与有限元模拟结果进行对比^[68]; (c) 不同占空比下 GaN HEMT 瞬态升温结果, 通过瞬态热成像法 (TTI) 与 GRT 测量^[69]; (d) 栅极电阻频域法、热瞬态模型以及瞬态热成像测量的热阻抗结果对比^[70]

Fig. 13. (a) Device layout and GRT measurement setup^[68]; (b) temperature measurement results from Raman spectroscopy and GRT, compared with finite element simulation^[68]; (c) transient temperature rise of GaN HEMT at different duty cycles, measured by transient thermal imaging (TTI) and GRT^[69]; (d) comparison of thermal impedance results from gate resistance frequency domain method, transient thermal model, and TTI measurement^[70].

频率偏置下提高 GRT 测量的信噪比. 图 13(d) 展示了频域 GRT, TTI 与热网络模型的热阻抗对比验证结果. 在时间尺度上, 3 组数据呈现高度一致性.

2.7 二极管结电压法

基于二极管结电压的温度敏感特性 (常称“二极管结电压法”) 是宽禁带半导体器件电学法测温中最为核心且应用最广泛的技术之一. 其基本原理是对半导体 PN 结或肖特基结施加恒定的电流偏置, 利用结电压随温度变化的关系来反推温度. 这一原理已成为许多商用高精度结温测量设备 (如 Siemens 的 Simcenter Microed T3STER 及 Analysis Tech 的 Phase 12 热分析仪等) 的理论基础.

对于宽禁带半导体功率器件, 该方法需依据其特有的器件物理和结构特征进行适配. 对于 SiC MOSFET, 可利用其内部固有的寄生体二极管作为内置温度传感器. 例如, Gonzalez 和 Alatis^[71] 系统研究了 SiC MOSFET 体二极管正向电压 (V_{SD})

作为温度敏感参数的结温测量特性及其受偏置温度不稳定性 (bias temperature instability, BTI) 的影响机制. 首先通过温控台在 25—150 °C 范围内标定 V_{SD} 温度特性 (图 14(a)), 发现当栅极电压 $V_{GS} = 0$ V 时, 由于体效应导致沟道部分导通, 测得 V_{SD} 值 (约 1.5 V) 显著低于真实体二极管压降; 而当 $V_{GS} = -10$ V 完全关断沟道后, V_{SD} 升至 3 V 左右, 呈现典型的 P-N 结特性. Zhu 等^[72] 创新性地采用双电流测量法, 通过补偿两条二极管结电压与温度曲线在绝对零度处的截距差异, 有效消除了传统方法因理想因子随温度变化导致的测量误差. 对 SiC MOSFET 的测试结果如图 14(b) 所示, 在 -50—170 °C 温度范围内, 该方法测温误差小于 2.2%.

与 SiC MOSFET 不同, GaN HEMT 没有体二极管, 但其栅极金属与 AlGaN 势垒层之间天然形成的肖特基结 (或 p-GaN 栅结构中的相应结) 可被巧妙利用. 通过在栅极施加一个微小的正向偏置

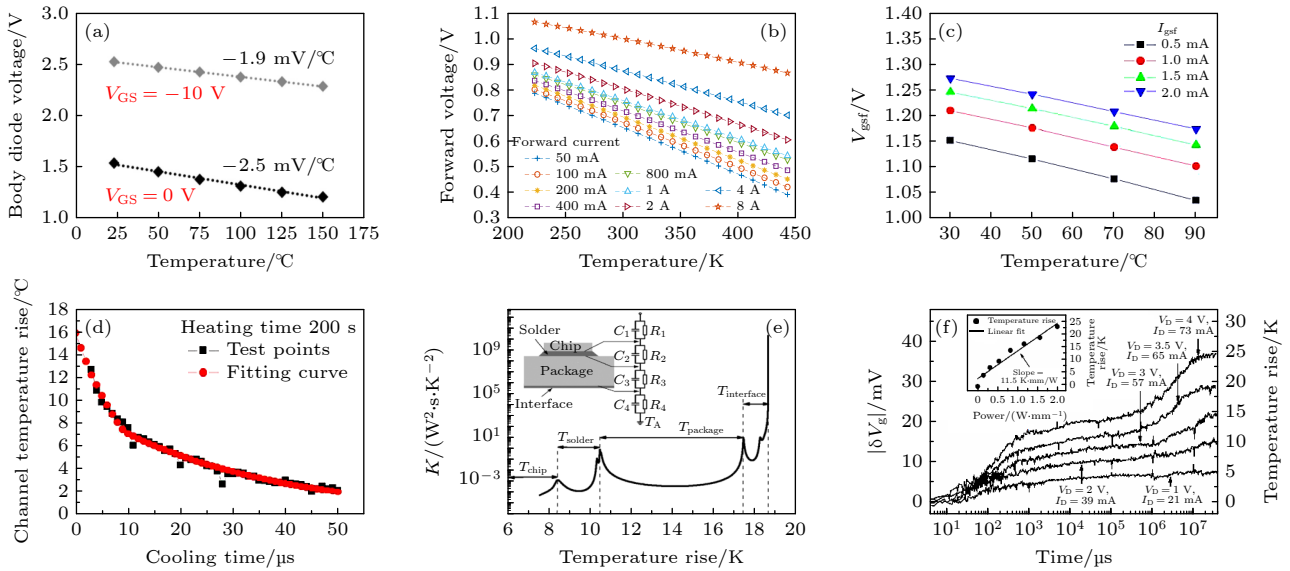


图 14 (a) 不同栅极电压下 SiC MOSFET 体二极管结电压随温度的变化关系^[71]; (b) 不同正向电流下 SiC MOSFET 体二极管结电压与温度的关系^[72]; (c) GaN HEMT 的 V_{GSf} 随温度的变化曲线^[77]; (d) 沟道温度的冷却曲线^[77]; (e) 通过结构函数法提取的各材料层的温升. 插图为福斯特 RC 网络模型^[78]; (f) 不同电偏置条件下器件的瞬态温升曲线, 插图为温升与功率密度的关系^[78]

Fig. 14. (a) Forward voltage of the body diode of SiC MOSFET as a function of temperature for different gate voltages^[71]; (b) relationship between the junction voltage of the SiC MOSFET body diode and temperature under different forward currents^[72]; (c) V_{GSf} versus temperature for GaN HEMT^[77]; (d) cooling curve of channel temperature^[77]; (e) temperature rise extracted for each material layer using the structure function method. Inset: Foster RC network model^[78]; (f) transient temperature rise curves of the device under different electrical bias conditions, inset shows the relationship between temperature rise and power density^[78].

电流 (此时肖特基结电压记为 V_{GSf}), 测量该肖特基结的正向压降, 即可反推结温^[73,74]. 其物理本质与上述二极管结电压法完全一致. 该方法的主要挑战在于 GaN HEMT 正常工作时栅极通常处于负偏置或零偏置以控制沟道通断, 而测温需要正向偏置. 因此, 实施时必须要在极短的时间窗口内, 先完全关断器件的功率 (V_{DS} 和 V_{GS}), 再快速注入测温电流并采集 V_{GSf} 信号, 这对其测控系统的时序精度提出了很高要求^[75,76]. 为了应对这一挑战, Feng 等^[77] 使用了高速 (1 MHz) 且高分辨率的采样板作为主要组件. 通过计算机控制的开关电路, 该装置能够在 $3 \mu\text{s}$ 内完成转换. 在不同恒定电流 (0.5—2.0 mA) 下对 GaN HEMT 进行加热, 从图 14(c) 可以看出, V_{GSf} 随温度 (室温至 250°C) 呈良好线性下降趋势, 温度系数为 -1.65 — -1.95 mV/K , 建立了可靠的电压-温度对应关系. 为得到断电瞬间的温度捕捉, 通过采集 V_{GSf} 的冷却曲线并进行指数回归外推, 如图 14(d) 所示, 准确获得了功率关闭瞬间的沟道温度. Zhang 等^[78] 同样基于 V_{GSf} 温度敏感特性, 系统研究了 GaN HEMT 在不同功率条件下的瞬态温升及截面温度分布. 从图 14(e) 可以看出, 瞬态温升曲线在对数坐标下呈现 3 个台

阶, 分别对应芯片层、焊料层和封装层. 通过结构函数法进一步提取了各材料层的温升贡献, 结果如图 14(f) 所示, 例如在 $V_{DS} = 3.5 \text{ V}$, $I_{DS} = 65 \text{ mA}$ 时, 芯片、焊料和封装层的温升分别为 8.4°C , 2°C 和 7°C .

2.8 导通延迟时间

导通延迟时间是指从栅极驱动信号变化到 I_{DS} 开始响应的关键时间间隔, 其反映了器件在开关过程中的响应速度. 基于此, Pan 等^[79] 开发了一种基于正弦波信号的导通延迟时间测量 GaN HEMT 结温方法, 系统研究了温度 (30 — 180°C) 与偏置电压对饱和区电子输运特性的影响. 如图 15(a) 所示, 将 50 mV 正弦波信号叠加在 V_{GS} 上, 通过精确捕捉输入电压峰值与 I_{DS} 响应峰值之间的时间间隔作为导通延迟时间, 有效避免了脉冲信号测量中因振荡导致的误差. 如图 15(b) 所示, 在固定 V_{DS} 下, 延迟时间随温度升高呈现非单调变化趋势: 低温区间延迟时间增加, 主要归因于载流子饱和和漂移速度随温度升高而下降; 而高温区间延迟时间反而缩短, 这与电荷俘获效应随温度增强而减弱相关.

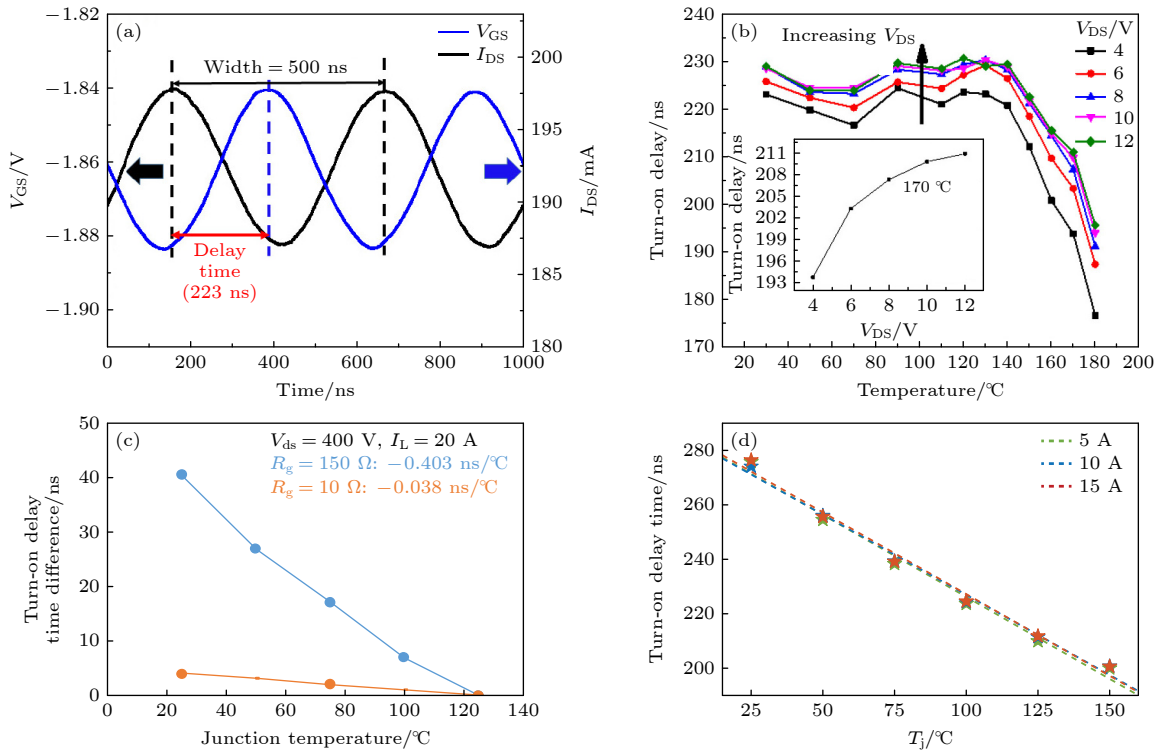


图 15 (a) V_{GS} 峰值与对应 I_{DS} 峰值之间的导通延迟^[79]; (b) GaN HEMT 导通延迟时间与温度的关系. 插图为 170 °C 时导通延迟与 V_{DS} 的关系曲线^[79]; (c) 在不同栅极电阻下的导通延迟时间的温度依赖性^[80]; (d) 在不同负载电流下的导通延迟时间与结温的关系^[81]

Fig. 15. (a) Turn-on delay between the V_{GS} peak and the corresponding I_{DS} peak^[79]; (b) relationship between the turn-on delay time and temperature for a GaN HEMT, the inset shows the curve of turn-on delay versus V_{DS} at 170 °C^[79]; (c) temperature dependence of turn-on delay time under different gate resistances^[80]; (d) relationship between turn-on delay time and junction temperature under different load currents^[81].

Qiao 等^[80] 则利用导通延迟时间作为温度敏感参数测量了 SiC MOSFET 结温, 并开发了集成该功能的智能栅极驱动器. 通过动态切换栅极电阻 (从常规操作的 10 Ω 增至 150 Ω), 将温度灵敏度从 -0.038 ns/°C 提升至 -0.403 ns/°C, 增强逾 10 倍 (图 15(c)). Yang 等^[81] 同样利用此电路, 进一步发现了 SiC MOSFET 的导通延迟时间对负载电流不敏感, 如图 15(d) 所示, 这证明该技术尤其适用于并联器件测试结温场景.

综上所述, 电学方法的优势是易于实现在线、实时监测, 且无需对器件结构进行改造从而进行原位测量^[82]. 然而, 不同温度敏感参数在实用性上存在显著差异, 需根据具体器件类型进行选择. 如表 1 所示, 其中实现难度是在电路中实现利用该参数进行温度测量的复杂程度. 主要取决于所需外围电路是否复杂、是否容易集成, 以及是否需要精密且繁琐的校准. 而自热影响是在利用该参数进行测量时, 测量过程本身引起的器件内部发热 (自热) 对最终温度测量精度的影响程度. 自热效应越显著,

测温的实时性和准确性就越差. 虽然部分温度敏感参数具备线性度优、灵敏度高、实现相对容易等优点, 但整体而言, 电学方法表征的是特定区域 (如沟道或结区) 的空间平均温度, 这一平均值往往会严重低估器件的实际最高结温. 尤其在自热效应明显的功率器件中, 热流分布极不均匀, 单个器件内部温度梯度可达数十甚至上百摄氏度^[83]. 此外, 该方法的准确性高度依赖于温度敏感参数的校准精度, 并容易受到器件老化、自热效应等因素的干扰^[84], 需在实际应用中有效分离这些影响. 对 GaN HEMT 等器件而言, 陷阱效应与电流崩塌效应会进一步扰动温度敏感参数的温度响应特性, 从而降低测量准确性^[85,86]. 而在 SiC MOSFET 中, 栅氧界面态、沟道迁移率温度特性的非线性变化也可能引入类似误差. 对于 Ga_2O_3 器件, 尤其是 SBD, 其极低的热导率与缺陷相关的电学不稳定性, 使得温度敏感参数在高温、高压下的稳定提取面临更大挑战.

因此, 尽管电学方法在实时监测方面具有不可替代的价值, 但如表 1 所系统对比的, 其有效性受

表 1 电学方法测温中温度敏感参数的全面比较

Table 1. Comprehensive comparison of temperature sensitive parameters used in electrical methods.

温度敏感参数	线性度	灵敏度	温度系数	自热影响	实现难度	适用器件
导通电阻	差	中	正	中	易	GaN, SiC, Ga ₂ O ₃ 器件
饱和漏电流	优	高	负	高	易	GaN, Ga ₂ O ₃ 器件
	优	高	正	高	易	SiC器件
阈值电压	优	高	变化	低	难	GaN器件
	优	高	负	低	难	SiC器件
	差	高	变化	低	难	Ga ₂ O ₃ 器件
栅极漏电流	差	中	正	中	难	GaN器件
栅极电阻	优	高	正	低	难	GaN器件
二极管结电压	优	高	负	低	易	GaN, SiC器件
开关延迟时间	差	中	变化	低	难	GaN器件
	优	中	负	低	难	SiC器件

到参数选择、器件类型及工作环境的综合制约. 在实际应用中, 必须审慎权衡不同温度敏感参数的线性度、灵敏度、实现难度及其与特定器件 (如 GaN, SiC 或 Ga₂O₃) 的适配性, 并结合校准与补偿策略, 以克服其固有的局限性.

3 物理接触方法

物理接触法是利用测量探针、传感器或感温材料与被测器件表面或内部发生直接或间接的热传导, 通过感知其自身物理性质变化来获取温度信息的一类技术. 主要包括扫描热显微镜、热电偶/热电阻、微型集成温度传感器以及向列相液晶成像等方法. 因此, 本节将重点综述利用以上技术测量宽禁带半导体器件结温的研究进展, 包括测试原理、测试结果以及精度分析.

3.1 扫描热显微镜 (SThM)

SThM 是一种源自原子力显微镜 (AFM) 的技术, 能在热测量中提供极高的空间分辨率 (纳米级)^[87,88]. 目前存在多种将热探针集成到 AFM 中的解决方案, Kuball 等^[89]采用的是直接在 AFM 探针尖端集成纳米级薄膜热电偶 (图 16(b) 插图). 理论上, SThM 可提供纳米级空间分辨率, 主要受限于扫描探针尖端的半径. 在器件温度测量精度方面, 必须仔细考虑 SThM 探针与器件表面之间的有限热阻. 该热阻会受到 GaN HEMT 表面不同区域粗糙度变化的影响 (图 16(a)), 但表面材料的热导率也起着重要作用. 经过适当校准后, 可生成

如图 16(b) 所示的温度分布图. Guemann 等^[90]同样将纳米级的金属薄膜热电偶制造在 AFM 探针上, 系统评估了扫描 SThM 在接触模式与轻敲模式下对 GaN HEMT 进行纳米尺度温度测量. 如图 16(c) 所示, 测量在接触模式和轻敲模式下均与仿真结果吻合良好 (偏差 ± 3 °C), 证明 SThM 具备纳米级精确测温的潜力. 但也同时指出在二维温度映射中, 测量温度与仿真结果存在 15%—44% 的偏差, 主要源于 SThM 探针在有限像素驻留时间 (接触模式约 4.9—20 ms, 轻敲模式约 170—310 μ s) 内未达到热稳态. 为提升测温灵敏度, Aubry 等^[91]在 AFM 探针尖端沉积了钽金属薄膜, 构成了一种电阻式扫描热探针 (图 16(d)). 利用该探针, 在不同直流偏置下对 GaN HEMT 进行了纳米尺度温度映射. 如图 16(e) 所示, 在功率密度为 8.8 W/mm ($V_{GS} = -2$ V, $V_{DS} = 18.2$ V) 的条件下, 测量得到的最高温度 (154 °C) 位于栅极靠漏极侧边缘, 且温度沿栅极向漏极方向逐渐降低, 在靠近漏极接触区下降约 16 °C, 清晰揭示了器件的横向热梯度.

3.2 片上集成热电偶以及热电阻

TC 是基于热电效应 (塞贝克效应), 即两种不同的导体组成闭合回路, 当两端温度不同时, 回路中会产生热电动势. 该热电动势的大小是两端温度 (热端与冷端) 之差的函数, 通常呈非线性关系. 通过精确测量该电动势, 并结合已知的冷端温度, 即可推算出热端的被测温度. Bhatti 等^[92]实现了微薄膜热电偶在 GaN HEMT 上的单片集成. 该研究采用铂-铬结作为温度传感单元, 将微米级宽度

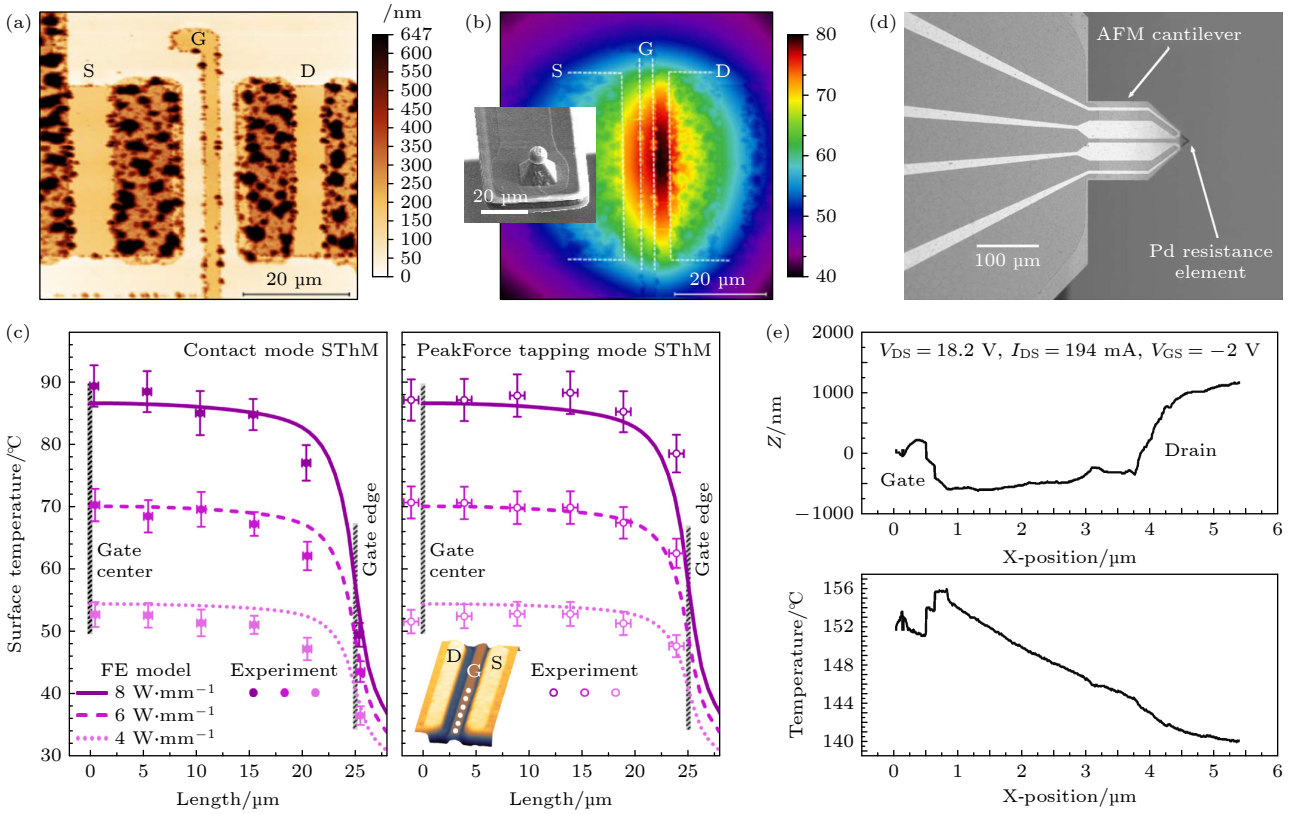


图 16 (a) SThM 测量的 GaN HEMT 表面形貌^[89]; (b) 采用 SThM 测量的温度分布图, 插图为集成热电偶的 AFM 探针^[89]; (c) 接触模式和轻敲模式下测量 GaN HEMT 的温度, 并与有限元模拟结果进行对比^[90]; (d) 集成热电阻的 AFM 探针^[91]; (e) GaN HEMT 的形貌与热成像横截面^[91]

Fig. 16. (a) Surface topography of the GaN HEMT measured by SThM^[89]; (b) temperature distribution measured by SThM, the inset shows the AFM probe integrated with a thermocouple^[89]; (c) temperature measurements of the GaN HEMT in contact mode and tapping mode, compared with finite element simulation results^[90]; (d) AFM probe integrated with a thermal resistor^[91]; (e) cross-sectional topography and thermal imaging of the GaN HEMT^[91].

的热电偶直接制备在器件栅漏之间的沟道区域, 如图 17(a) 所示. 在 GaN HEMT (栅宽 $200\ \mu\text{m}$) 的实测中, 集成后的微薄膜热电偶监测到器件在不同输出功率密度条件下沟道温度变化与模型预测高度一致 (图 17(b)). Bhatti 等^[93] 则在多指 Ga_2O_3 MOSFET 上集成微薄膜热电偶 (micro-TFTC), 其集成结构示意图如图 17(c) 所示, 并验证了 micro-TFTC 的灵敏度达 $(19.23 \pm 0.41)\ \mu\text{V}/^\circ\text{C}$.

TR 是基于金属导体或半导体的电阻值随温度变化的特性, 温度升高时电阻值增大, 通过测量电阻值的变化来计算温度. Arenas 等^[94] 探索了在无栅 GaN HEMT 器件中集成铂微电阻温度探测器 (RTD) 以实现直接通道温度测量的可行性. 该研究将 U 形铂微电阻结构 ($328\ \mu\text{m} \times 3\ \mu\text{m}$) 集成在源漏极之间 (图 17(d) 插图), 并利用四线浮动配置确保传感器与器件间的电学独立性. 如图 17(d) 所示, RTD 在 $0\text{—}206\ ^\circ\text{C}$ 范围内表现出良好的线性

响应 (温度系数 $\alpha = 2.0227 \times 10^{-3}\ ^\circ\text{C}^{-1}$). 通过三维有限元热仿真与实验数据对比, 发现微 RTD 测得的平均温度 (\bar{T}_{RTD}) 与仿真通道平均温度 (\bar{T}_{CHS}) 在 $0.1\text{—}1\ \text{W}$ 功率范围内高度吻合, 最大偏差仅 $4.4\ ^\circ\text{C}$. Berthou 等^[95] 首次报道了在 SiC MOSFET 中单片集成热电阻式温度传感器的研究. 如图 17(e) 所示, 传感器通过两个独立电极与 p-well 层形成欧姆接触, 并与功率 MOSFET 共享外延结构但保持电气隔离. 温度标定结果表明, 传感器电阻在 $25\text{—}175\ ^\circ\text{C}$ 范围内呈现良好的单调下降特性, 虽然实测电阻值因接触质量影响高于理论预测 (图 17(f)), 但其温度灵敏度仍足以实现约 $10\ ^\circ\text{C}$ 的测温精度.

3.3 非线性元件温度传感器

在 GaN HEMT 结温测量技术中, 非线性元件温度传感器主要分为分立器件和单片集成器件两大类, 其核心区别在于器件结构与集成方式的不同.

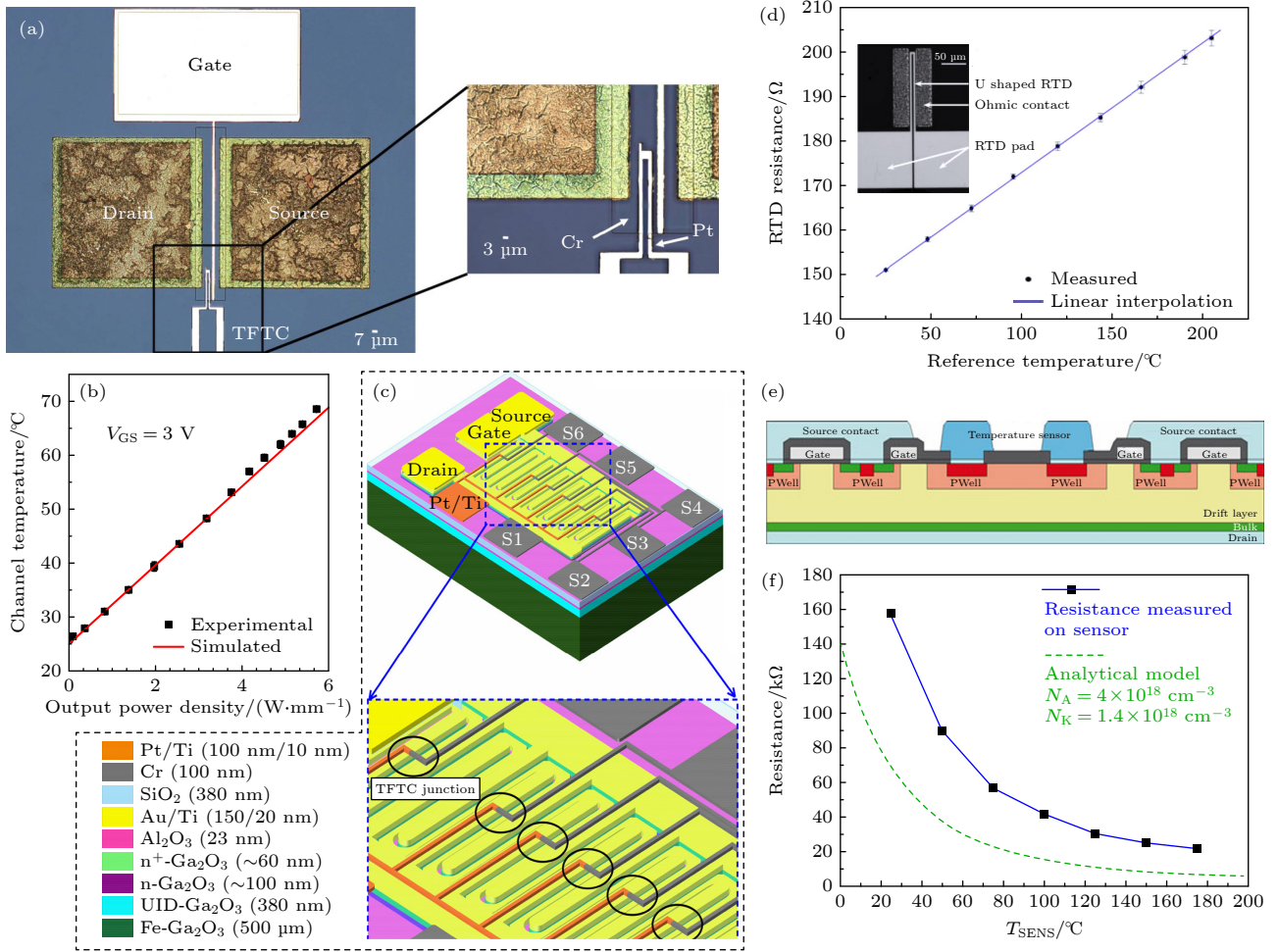


图 17 (a) GaN HEMT 器件俯视图, 放大图表示微型薄膜热电偶的放置位置^[92]; (b) 沟道温度随功率密度变化的关系曲线^[92]; (c) 集成 TFTCs 的多指 Ga₂O₃ MOSFET 三维模型^[93]; (d) 电阻-温度标定曲线. 插图展示了集成电阻式温度检测器 (RTD) 的位置^[94]; (e) SiC MOSFET 有源区中电阻式温度传感器的集成示意图^[95]; (f) 电阻式温度传感器的温度依赖性^[95]

Fig. 17. (a) Top view of the GaN HEMT device, the enlarged diagram indicates the placement of the micro thin-film thermocouple^[92]; (b) relationship curve between channel temperature and power density^[92]; (c) 3D model of multi-finger Ga₂O₃ MOSFET integrated with TFTCs^[93]; (d) resistance-temperature (*R-T*) calibration curve; the inset shows the position of the integrated RTD^[94]; (e) schematic diagram of the integration of resistive temperature sensors in the active region of SiC MOSFETs^[95]; (f) temperature dependence of resistive temperature sensors^[95].

分立器件指独立制备、功能单一的传感单元, 通常通过外围电路与功率器件连接. 典型代表包括 SBD^[96-101]、P-N 结二极管^[102] 和混合阳极二极管^[103] 等. SBD 的 V_{Th} 约为 P-N 结二极管的 1/3—1/2, 表明其在低功耗原位监测方面更具优势. 基于此, Pu 等^[96] 研究了两种如图 18(a) 所示的凹槽阳极 AlGaN/GaN SBD. 如图 18(b) 所示, 在电流水平为 1×10^{-5} , 1×10^{-6} 和 1×10^{-7} A 时, CA-SBD 的温度灵敏度分别约为 1.26, 1.44 和 1.61 mV/K, 而 RA-SBD 的灵敏度则分别约为 0.78, 0.95 和 1.05 mV/K. 为进一步提升温度灵敏度, Sun 等^[97] 提出一种基于薄 AlGaN 势垒层和凹槽阳极的 GaN/AlGaN/GaN SBD 温度传感器, 如图 18(c)

所示, 通过降低二维电子气密度抑制隧穿电流比例, 使电流传输机制更接近热电子发射主导, 在 1×10^{-7} A 的极低电流下实现了 1.39 mV/K 的高灵敏度与 0.995 的线性度. Yan 等^[98] 则提出部分 p-GaN 帽层与半圆形 T 型阳极的 PCT-SBD 结构, 如图 18(d), (e) 所示, 通过调节亚阈值区位置, 在 2.04 A/cm^2 的电流密度下灵敏度达到 2.54 mV/K. 2025 年, Sun 等^[99] 报道了一种基于厚 GaN 帽层的新型分立 GaN/AlGaN/GaN SBD 热传感器, 如图 18(f), (g) 所示, 该器件在 298—573 K 的温度范围内, 于 10^{-5} A 的固定电流下实现了高达 13.3 mV/K 的灵敏度, 线性度达 0.992.

混合阳极二极管 (HAD) 则结合了 p-GaN 栅

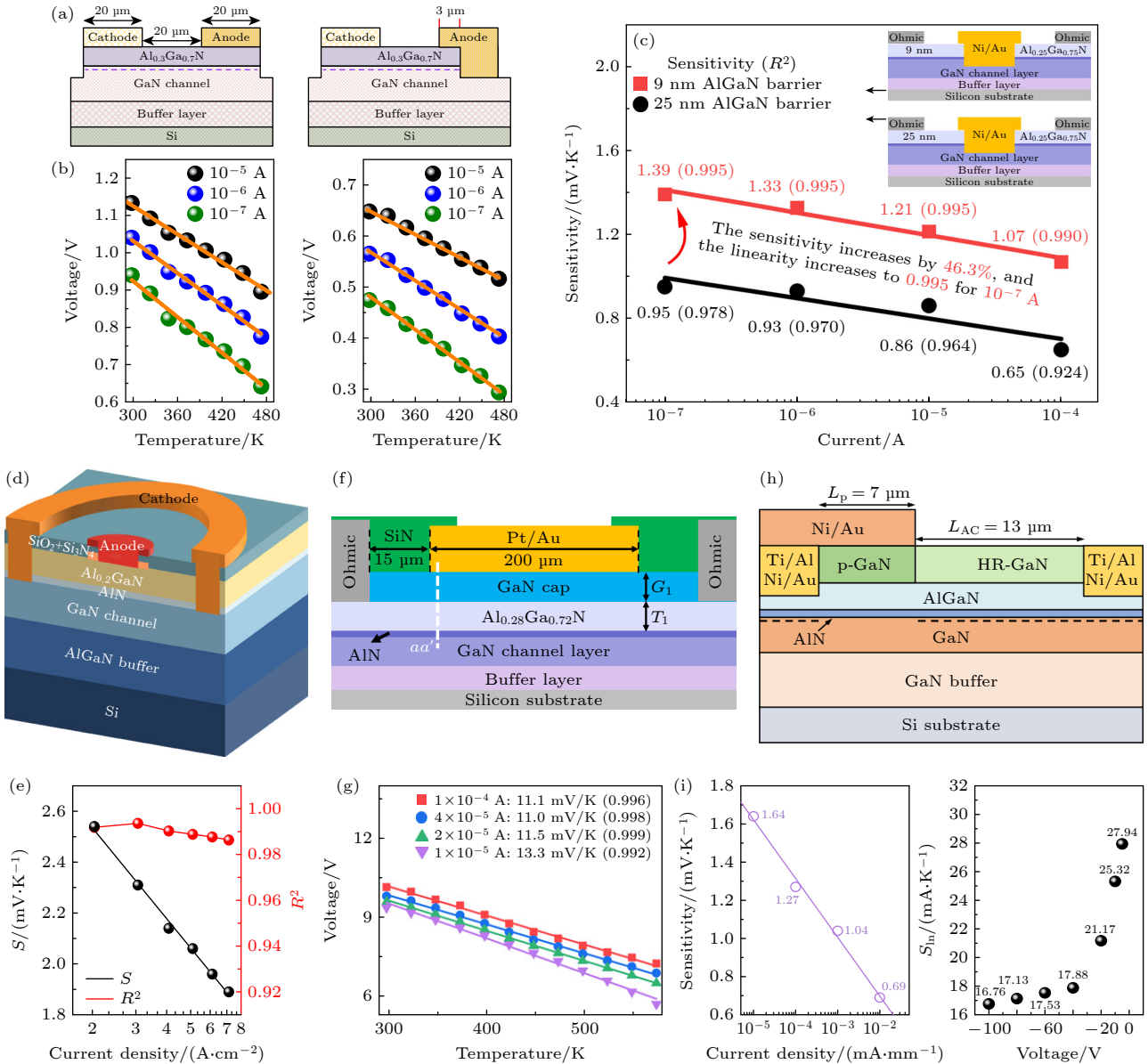


图 18 (a) CA-SBD(左)和 RA-SBD(右)的横截面视图^[96]; (b) CA-SBD(左)和 RA-SBD(右)在不同电流水平下的正向电压与温度关系^[96]; (c) 灵敏度与电流之间的关系, 插图为 AlGaIn/GaN SBD 热传感器的横截面示意图^[97]; (d) PCT-SBD 的结构^[98]; (e) 温度敏感性 (S) 和线性度 (R^2) 与电流密度的关系^[98]; (f) AlGaIn/GaN SBD 热传感器的示意图^[99]; (g) 电压与温度的关系^[99]; (h) HAD 结构示意图^[103]; (i) 正向偏置与反向偏置下的灵敏度分析^[103]

Fig. 18. (a) Cross section view of CA-SBD (left) and RA-SBD (right)^[96]; (b) forward voltage versus temperature at various current levels for the CA-SBD and RA-SBD, shown in the left and right panels, respectively^[96]; (c) the relationship between sensitivity and current, with an illustration showing the cross-sectional schematic of an AlGaIn/GaN SBD thermal sensor^[97]; (d) structure of PCT-SBD^[98]; (e) temperature sensitivity (S) and goodness of fit (R^2) versus current density^[98]; (f) schematic cross-sectional view of the thick cap AlGaIn/GaN SBD thermal sensor^[99]; (g) experimental relationships of voltage versus temperature^[99]; (h) schematic device structures of HAD^[103]; (i) sensitivity analysis under forward bias and reverse bias^[103].

极与肖特基接触的优势, 形成具有双敏感机制的温度传感器. Wei 等^[103]报道了一种基于横向 p-GaN/AlGaIn/GaN HAD 的双重电流和电压灵敏度温度传感器 (图 18(h)). 如图 18(i) 所示, 在正向偏置下, 特定阳极电流密度下的电压灵敏度可达 1.64 mV/K; 在反向偏置下, 其漏电流也表现出温度依赖性, 灵

敏度高达 27.94 mA/K (-5 V 时), 为温度传感提供了另一种思路.

单片集成器件指将温度传感单元与功率器件在同一芯片上集成, 通过共享外延层和工艺实现直接互联. 此类器件具有响应快、寄生参数小、兼容性高的优势, 更适合高密度功率集成电路. 例如,

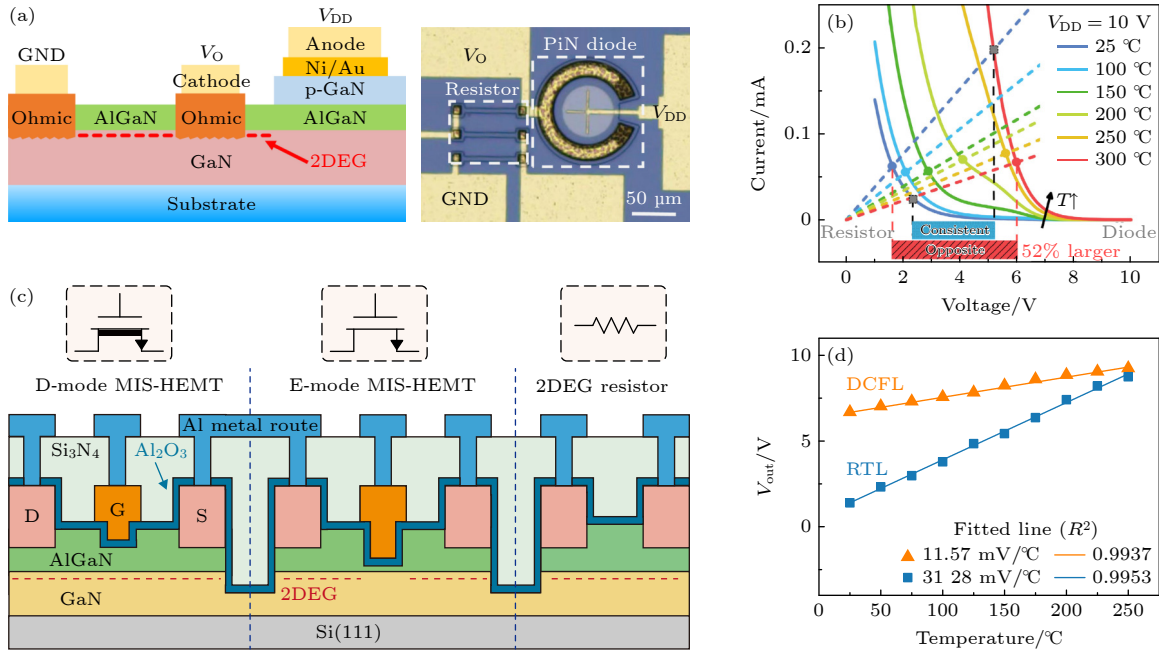


图 19 (a) GaN HEMT 集成传感器的结构示意图及其显微照片^[104]; (b) 串联 PiN 二极管与二维电子气电阻的负载曲线^[104]; (c) 单片集成 D/E 模式 GaN MIS-HEMT 和 2DEG 电阻的横截面示意图^[105]; (d) DCFL 与 RTL 传感器输出性能与温度的关系^[105]

Fig. 19. (a) Structural schematic and photomicrograph of the integrated sensor in a GaN HEMT; (b) load curve consisting of a series PiN diode and a two-dimensional electron gas resistor; (c) schematic cross-section of monolithically integrated D/E-mode GaN MIS-HEMTs and two-dimensional electron gas resistor^[105]; (d) relationship between DCFL and RTL sensor output performance and temperature^[105].

Chang 等^[104]利用 p-GaN/AlGaIn/GaN 异质结将 2DEG 电阻与 PiN 二极管串联 (图 19(a)), 利用二者相反的温度特性 (电阻阻值随温度升高而增大, 二极管开启电压降低), 如图 19(b) 所示, 在 10 V 偏压下灵敏度达 19.7 mV/°C. 为进一步提升集成度与灵敏度, Li 等^[105]提出一种四晶体管 (4T) 单片集成温度传感方案, 集成结构如图 19(c) 所示, 该方案由直接耦合场效应晶体管逻辑 (DCFL) 和电阻-晶体管逻辑 (RTL) 反相器构成. 其中, 采用 2DEG 电阻作为负载的 RTL 反相器在 25—250 °C 范围内灵敏度高达 31.28 mV/°C, 线性度 $R^2 = 0.995$, 误差仅为 ± 2.74 °C (图 19(d)).

3.4 接触式光学结温测量

基于温敏光学材料的接触式光学温度测量方法是一种将感光或荧光材料直接涂布或置于器件表面, 然后通过光学观测 (如显微镜或荧光激发) 来实现高分辨率温度成像的技术.

向列相液晶作为一种介于固态与各向同性液态之间的有机化合物, 具有独特的光学性质. 其分子通常呈现螺旋结构, 且螺距与可见光波长处于同一数量级. 该螺距会随温度发生变化, 进而影响其

对入射光的波长选择性散射行为, 因此观察区域的表现颜色可随温度变化而发生连续改变. 通过调控化学组成, 液晶的显色温度范围可实现定制化设计. 目前商用液晶材料的工作温度范围为 -30—120 °C, 温度响应带宽可在 0.5—30 °C 之间调节^[106-108]. 商用向列相液晶材料通常可实现约 1 μm 的空间分辨率与 0.1 °C 的温度分辨率^[109].

基于上述温敏显色特性, 液晶成像技术在 GaN HEMT 结温测量中已有多人报道. Park 等^[108]采用向列相液晶热成像技术对双栅指 GaN HEMT 的热特性进行了系统研究. 实验选用过渡温度为 67 °C 和 83 °C 的向列相液晶涂层. 当器件表面温度达到液晶相变点时, 偏振显微镜下可观察到明显的暗色热点区域. 实验结果表明在 0.29 W 功耗下实测与仿真模拟值分别为 67 °C (图 20(a) 左图) 与 66 °C, 在 0.42 W 功耗下测得热点温度为 83 °C (图 20(a) 右图), 与仿真计算的 85 °C 热点温度高度吻合, 验证了该方法的准确性. 研究还发现, 随着功耗增加至 0.87 W, 热点区域向漏极方向扩展且形状呈现不规则分布 (图 20(b)), 反映了沟道电流密度的非均匀性. 该方法实现了 1 μm 空间分辨率和 ± 1 °C 的温度精度. Hwang 等^[110]通过向

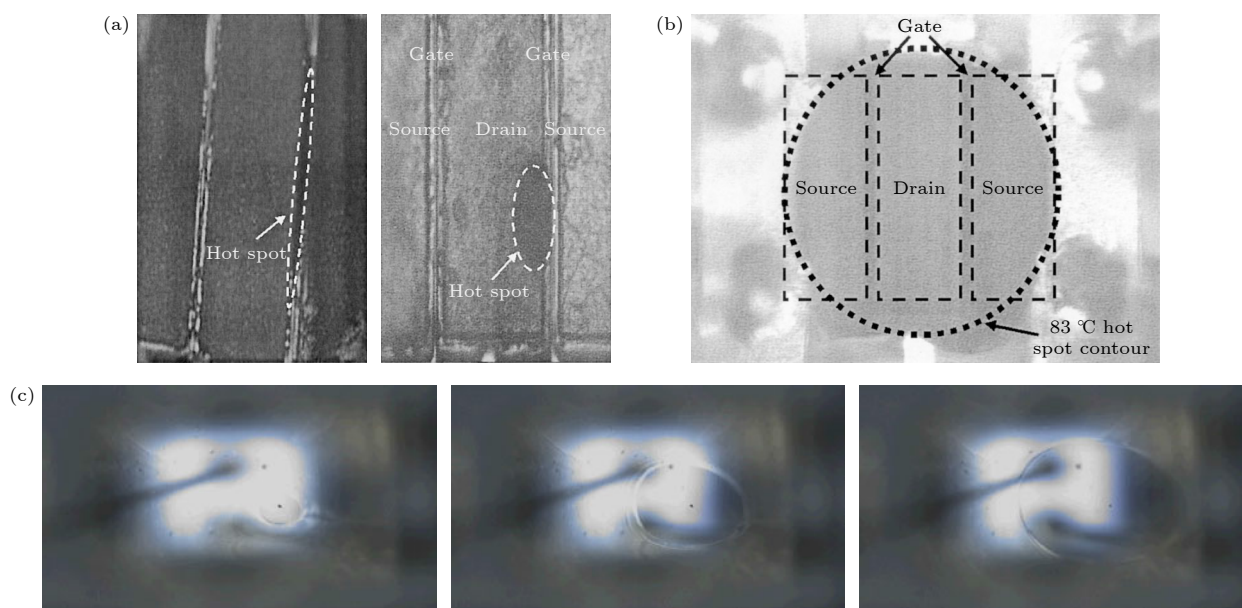


图 20 (a) GaN HEMT 液晶成像结果^[108]; (b) GaN HEMT 源栅漏极区域液晶成像结果^[108]; (c) 热点的显微图像, 随时间逐渐扩展增大^[110]

Fig. 20. (a) Liquid crystal imaging results of GaN HEMT^[108]; (b) GaN HEMT source-gate-drain liquid crystal imaging results^[108]; (c) micrograph of the hotspot, showing gradual expansion over time^[110].

列相液晶涂层直接观测 GaN HEMT 表面热点演化. 如图 20(c) 所示, 在 2.95 V/8.1 mA 驱动条件下, 阴极区域首先出现约 80 μm 的热点, 随着功率增大热点逐渐扩展至 400 μm 覆盖整个芯片区域 (330 $\mu\text{m} \times 330 \mu\text{m}$).

除向列相液晶成像外, 近年来发展起来的一些新型接触光学温度探测技术在微纳尺度温度测量领域显示出良好性能, 原则上亦可扩展应用于宽禁带半导体器件的结温表征. 热致发光荧光粉^[111,112] 是一类掺杂稀土离子的陶瓷材料, 在紫外激发下产生荧光, 其发光强度或寿命随温度变化而改变, 具有较宽的适用温区和良好的耐高温性能, 使用方式上与液晶成像相似, 可通过粉末或浆料形式覆盖于器件表面. 上转换纳米颗粒 (upconversion nanoparticles, UCNPs)^[113,114] 通常掺杂 Er^{3+} , Yb^{3+} 或 Tm^{3+} 等稀土离子, 在近红外激发下产生上转换发光, 其热耦合能级间的发光强度比对温度高度敏感, 可实现自校准测温, 并具备较低背景噪声和微尺度成像潜力.

综上所述, 扫描热显微镜、热电偶和热电阻等物理接触方法在空间分辨率和测温绝对精度方面具有优势. 然而, 此类方法普遍存在由探针-样品接触条件引入的不确定性, 其中接触热阻、针尖压力以及器件表面粗糙度的微小变化均可能导致测量结果出现显著偏差. 尤其对于扫描热显微镜而言,

探头热容效应会在瞬态测量中引入额外的热扰动, 从而影响对真实结温的准确表征^[115,116]. 此外, 对于现代封装或具有复杂多层结构的宽禁带半导体器件 (如深埋于钝化层和场板下的 GaN HEMT 有源区), 物理探针难以直接接触热源, 导致测量信号实为多层结构热串扰后的结果, 极大限制了其对瞬态结温与真实峰值温度的准确表征. 基于有源器件的温度传感技术通过直接读取电学参数变化, 实现了较快响应速度和较高集成度, 适合原位结温监测, 但其测量精度和稳定性依赖于器件结构及偏置条件. 接触式光学结温测量方法则通过温敏材料实现高空间分辨率温度成像, 未来可进一步探索其在宽禁带半导体器件结温测量中的应用. 总体而言, 各类方法在空间分辨率、时间响应、集成难度及工程可行性方面各具优势与局限, 需根据宽禁带半导体器件结构与应用场景进行合理选择与协同应用.

4 光学方法

光学方法作为重要的非接触式手段, 在空间分辨率、测量速度与适用场景上独具特色^[117-122]. 本部分将重点评述以红外热成像、拉曼成像与热反射技术为代表的几类主流光学测量技术, 系统阐述其工作原理、技术特点与适用范围, 并分析各类技术在面对宽禁带半导体器件复杂结构与高热流密度

条件下的优势与局限.

4.1 红外热成像

红外热成像是当前工业领域中用于半导体器件及电路温度测量的主要技术之一^[123-125]. 该技术基于对被测物体表面所发出热辐射的检测, 通过相应探测器采集热辐射信号. 根据斯特藩-玻尔兹曼定律, 热辐射强度与表面绝对温度的四次方成正比, 因此, 在已知物体表面发射率的情况下, 可通过测量辐射强度来确定其温度. 但由于实际器件表面并非理想黑体 (发射率 <1), 需先进行发射率校准^[126,127]. 通常做法是将被测器件固定在可以进行温度控制的平台上, 在此均匀温度下, 红外相机拍摄一张热像图. 此时, 理论上每个像素点的温度都应是同一温度, 任何像素之间的亮度差异都仅仅是由该点材料的发射率不同造成的. 软件会为每个像素计算一个归一化系数, 使得在校准温度下, 整个图像显示为均匀温度^[128-131]. 此外, 考虑到半导体器件表面通常由不同材料 (如半导体本体、钝化层及各金属接触区) 构成, 其发射率存在空间分布差异, 因此校准工作需以逐像素方式进行, 并且低发

射率或透明表面需在器件表面覆盖不透明的高发射率“黑色涂料”来处理^[132,133].

校准完成后, 即可利用红外热成像技术对宽禁带半导体器件进行温度测量与热分析. Reck 等^[134]采用来自 InfraTec 的 VarioCAM®高分辨率红外热像仪, 分辨率为 1024×768 像素, 热分辨率优于 0.05 K. 配备宏观镜头, 可提供 $42-50 \mu\text{m}$ 的空间分辨率, 图 21(a), (b) 显示了相机的集成及测量 GaN HEMT 的热图像. 而 Moulitif 等^[135]使用 QFI (quantum focus instruments) 品牌的红外热显微镜头来测量多栅指 GaN HEMT 的二维温度分布. 该系统配备一台 InSb 512×512 像素相机, 通过记录样品表面的红外辐射分布实现器件的热成像映射. 在 $20\times$ 放大倍率下, 该模式的空间分辨率接近 $2 \mu\text{m}$. 在 $V_{\text{DS}} = 43 \text{ V}$, $V_{\text{GS}} = 0 \text{ V}$, $P = 43 \text{ W}$ 的工作条件下, 所测得的温度分布图如图 21(c) 所示. Harris 等^[132]同样采用 QFI 红外系统, 如图 21(d) 所示, 展示了 GaN HEMT 在 CMOS 衬底上的温度分布特征. 在测量多栅指 GaN HEMT 结温方面, Baczkowski 等^[130]采用 QFI 红外显微镜系统获得了在直流偏置工作状态下的表面温度分布图

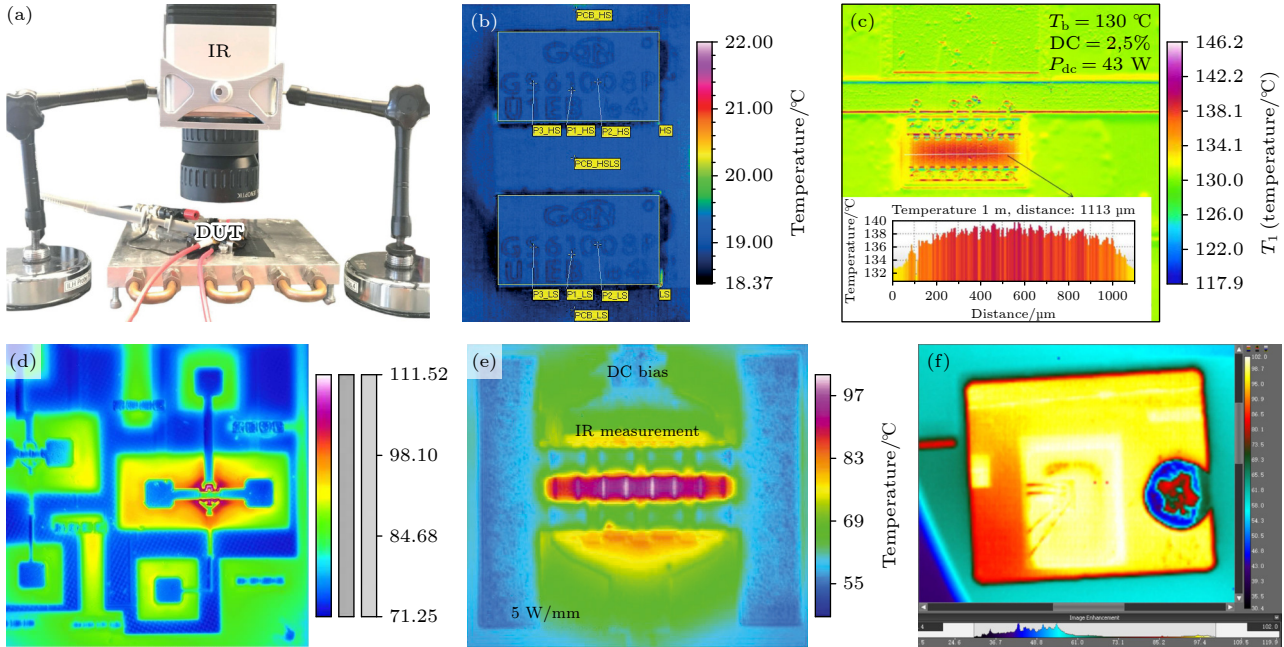


图 21 (a) 红外热像仪装置示意图^[134]; (b) GaN HEMT 红外热成像图^[134]; (c) QFI 系统在 $4\times$ 放大倍率下获得的 GaN HEMT 温度分布图^[135]; (d) GaN HEMT 堆叠在 CMOS 上的红外热成像图^[132]; (e) 直流偏置下的 GaN HEMT 红外热成像结果^[130]; (f) SiC MOSFET 的红外热成像图^[55]

Fig. 21. (a) Schematic diagram of the infrared thermal imaging setup; (b) infrared thermal image of GaN HEMT; (c) temperature distribution map of GaN HEMT obtained by the QFI system at $4\times$ magnification^[135]; (d) infrared thermal imaging of GaN HEMT stacked on CMOS^[132]; (e) infrared thermal imaging results of GaN HEMT under DC bias^[130]; (f) infrared thermal imaging of SiC MOSFET^[55].

(图 21(e)). 该热成像图是在器件达到热稳态后采集的, 清晰地显示了多栅指结构器件的温度场特征. Jiang 等^[55]将 SiC MOSFET 的部分封装材料移除, 通过红外热像仪直接捕捉芯片表面温度分布, 如图 21(f) 所示.

但由于红外热成像的空间分辨率有限, 其直接测量的温度往往显著低于器件的实际结温^[128,136-138]. 这一局限性在源漏间距较窄的 GaN 器件的热表征中尤为突出, 较低的空间分辨率难以准确分辨器件沟道区域的温度分布, 从而影响基于温度的可靠性分析与失效预测. 为揭示 GaN HEMT 内部的实际最大结温, Zafar 等^[139]通过红外热成像系统与三维有限元热仿真来揭示 GaN HEMT 内部最大结温. 该研究针对双级 X 波段低噪声放大器 (LNA) MMIC, 其中第 1 级采用 $4 \times 50 \mu\text{m}$ GaN HEMT, 第 2 级采用 $4 \times 75 \mu\text{m}$ GaN HEMT, 器件间距为 1.125 mm. 模拟得到 MMIC 表面与二维电子气区域的温度分布以及利用 $12 \times$ 放大倍率的 QFI 热显

显微镜进行红外热成像测量的温度分布如图 22(a) 所示. 实验结果显示, HEMT1 和 HEMT2 的实际峰值温度分别为 $149 \text{ }^\circ\text{C}$ 和 $145.8 \text{ }^\circ\text{C}$, 而红外测量值仅为 $109 \text{ }^\circ\text{C}$ 和 $108.3 \text{ }^\circ\text{C}$, 低估达 $40 \text{ }^\circ\text{C}$.

此外, Li 等^[140]将红外热成像测量与 Sentaurus TCAD 仿真结合, 针对栅长为 $0.5 \mu\text{m}$ 的场板结构 GaN HEMT 器件, 通过红外热像仪 (空间分辨率 $7 \mu\text{m}$) 测量不同功耗下 (2.8—14.0 W) 芯片表面温度分布, 并将其作为边界条件优化 TCAD 仿真模型参数. 通过模型外推发现, 当分辨率从 $7 \mu\text{m}$ 提升至 $1 \mu\text{m}$ 时, HEMT 栅极附近最高结温从 $197.8 \text{ }^\circ\text{C}$ 升高至 $267 \text{ }^\circ\text{C}$ (图 22(b), (c)), 揭示了红外测量因空间平均效应导致的温度低估问题. 因此, 在寿命测试应用中, 使用红外热成像进行不准确的温度测定会得到不现实的激活能^[141,142], 从而影响寿命预测的准确性. 然而, 红外温度测量技术在器件快速对比筛选方面是非常有用的方法, 但使用该技术确定的峰值温度需要谨慎对待.

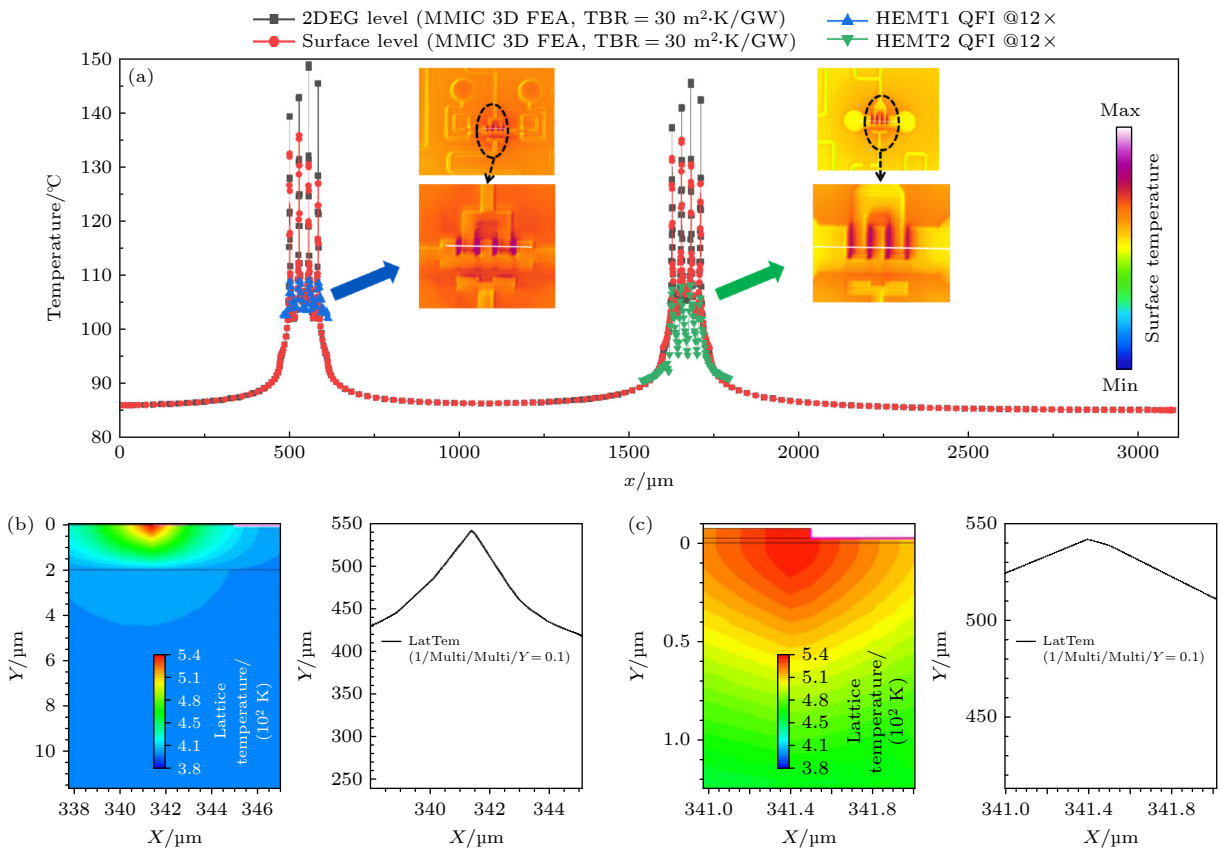


图 22 (a) 红外 QFI($12 \times$ 放大) 与三维有限元仿真所得的 GaN HEMT 温度分布对比^[139]; (b) 栅极附近 $7 \mu\text{m}$ 区域的温度分布^[140]; (c) 栅极附近 $1 \mu\text{m}$ 区域的温度分布^[140]

Fig. 22. (a) Comparison of temperature distributions on the GaN HEMT obtained by infrared QFI ($12 \times$ magnification) and 3D finite element simulation^[139]; (b) temperature distribution in a $7 \mu\text{m}$ region near the gate^[140]; (c) temperature distribution in a $1 \mu\text{m}$ region near the gate^[140].

4.2 拉曼光谱测温

拉曼光谱测温是一种基于非弹性光散射原理的高时空分辨率、非接触式温度测量技术^[142-147],其物理基础是拉曼散射效应:激光通过显微镜物镜聚焦到材料表面时,如图 23(a), (b) 所示,部分散射光会发生频率偏移(拉曼位移),该偏移与材料晶格振动(声子)的本征频率直接相关.材料的温度变化会通过热膨胀和声子-声子相互作用改变晶格常数与化学键强度,进而导致拉曼特征峰的峰位、峰宽及峰强等参数发生系统性漂移^[148-151].对于多种宽禁带半导体材料(如 GaN, SiC, Ga₂O₃ 等),其特征拉曼声子模(GaN 的 E₂(high), SiC 的 E₂(high), Ga₂O₃ 的 A_{1g}(low) 模式)在特定温度范围内呈现近似线性的负温度系数^[142,152,153].该系数经过精确标定后,即可根据实验测得的峰位偏移量反演局部温度.在实际测量阶段,通过扫描聚焦激光点在被测器件上,可以依次测量每个点来获得温度图.例如,通过在一个维度上进行横向扫描,可以测量 GaN HEMT 中的通道温度线型剖面(图 23(d)),

而通过二维扫描可以获得 GaN HEMT 表面温度(图 23(e))^[154,155].

为解决 GaN HEMT 顶部金属栅极及场板结构对拉曼激光的遮挡问题,研究学者们发展出了多种创新的光学探测方案.第 1 类方案是绕过遮挡,从器件背部进行探测. Sarua 等^[156]率先采用此思路,通过双面抛光的 SiC 衬底形成光学通路(图 24(a)),使用 488 nm 亚带隙激光从背部激发拉曼信号,实现了对顶部金属化 GaN HEMT 有源区的无损测温,其空间分辨率可达 0.5 μm.测量的 GaN 层以及 SiC 层的温度分布如图 24(b), (c) 所示.但是,由于破坏了热沉,这种方法会导致器件结温的不准确.第 2 类方案是在金属表面直接引入高拉曼活性的外来物质作为温度探针. Simon 等^[157]的研究具有代表性,他们在 GaN HEMT 栅极金属表面沉积直径 ≤ 1 μm 的金刚石颗粒(图 24(d)).由于金刚石具有对温度敏感的特征拉曼峰以及高导热性,其测得的栅极附近温升与模拟得到的沟道峰值温度偏差仅为 10%,如图 24(e) 所示,相比于以 GaN 体区

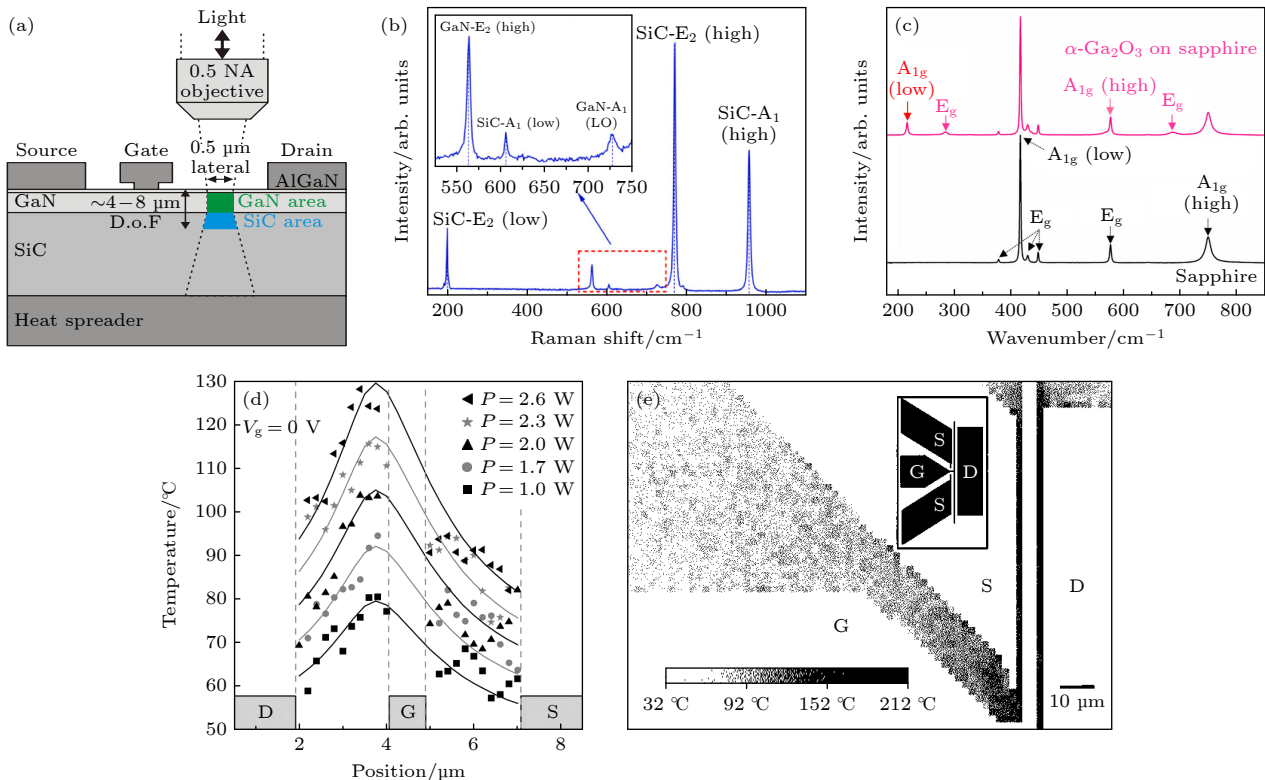


图 23 (a) 拉曼热成像装置示意图^[142]; (b) GaN 与 SiC 的拉曼特征峰^[153]; (c) Ga₂O₃ 的拉曼特征峰^[151]; (d) 不同功率下的 GaN HEMT 横向温度分布曲线^[155]; (e) 器件温度二维分布图^[154]

Fig. 23. (a) Schematic diagram of the Raman thermal imaging setup^[142]; (b) characteristic Raman peaks of GaN and SiC^[153]; (c) Raman characteristic peaks of Ga₂O₃^[151]; (d) lateral temperature distribution profiles at different power levels^[155]; (e) two-dimensional temperature distribution map of the device^[154].

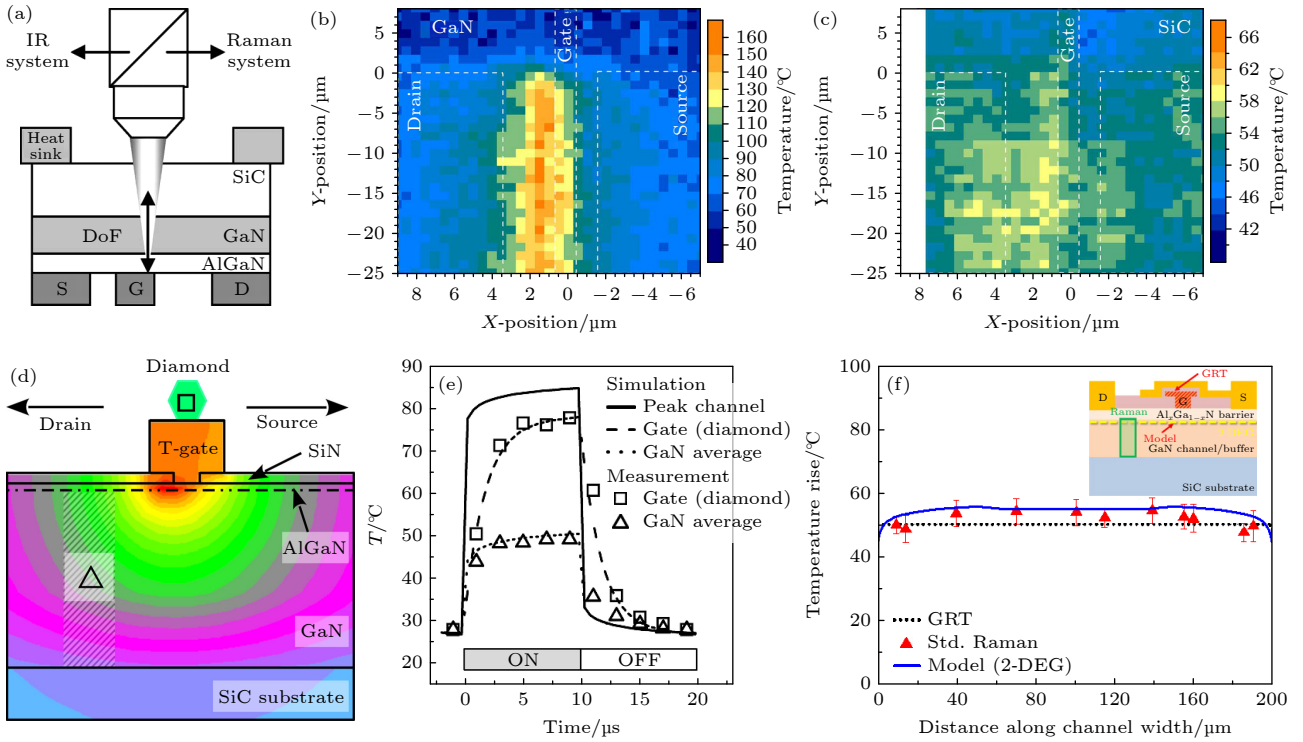


图 24 (a) 器件结构与实验装置示意图^[156]; (b) GaN 层的拉曼测温分布图^[156]; (c) SiC 的拉曼测温分布图^[156]; (d) GaN HEMT 横截面结构及有限元仿真的温度等值线。栅极上方为沉积的金刚石颗粒^[157]; (e) GaN 区域与栅极上方金刚石颗粒的瞬态温度, 以及仿真的沟道峰值温度瞬态曲线^[157]; (f) 在完全导通条件下沿沟道宽度的温升分布, 插图分别为各实验方法的测温位置^[159]

Fig. 24. (a) Schematic diagram of the device structure and experimental setup^[156]; (b) temperature distribution map of the GaN layer measured by Raman spectroscopy^[156]; (c) temperature distribution map of SiC measured by Raman spectroscopy^[156]; (d) cross-sectional structure of the GaN HEMT and finite element simulation temperature contours. Diamond particles are deposited above the gate^[157]; (e) transient temperature of the GaN region and the diamond particles above the gate, along with the simulated transient curve of peak channel temperature^[157]; (f) temperature rise distribution along the channel width under fully-on conditions; the inset shows the measurable temperature rise locations for each experimental method^[159].

为对象的拉曼测温 (易低估温升), 本方法更准确。类似地, Brocero 等^[158] 通过旋涂法在 GaN HEMT 上沉积二氧化铈微粒, 实现了对半导体、金属接触和 GaN 体区的同步多点测温, 进一步拓展了该方法的适用性。第 3 类方案则采用多物理场融合的思路, 不直接探测遮挡区, 而是通过关联测量进行推算。Kim 等^[159] 将拉曼热成像与栅极电阻测温法相结合: 拉曼用于精确测量光学可探测区域的温度分布, 而栅极金属的电阻变化反映了其下方热点的平均温度 (图 24(f))。通过将两者数据与热模型结合, 在 GaN HEMT 完全开启状态下, 推算出的沟道峰值温度与模型预测值的偏差小于 4%, 为间接获取峰值温度提供了一种高精度的验证方法。

除了稳态测量, 表征器件在脉冲工作下的瞬态热行为同样至关重要, 这推动了时间分辨微拉曼技术的发展。该技术的核心是利用声光调制器 (AOM) 或电光调制器 (EOM) 将连续激光调制成与电学脉冲同步的窄脉冲序列。Kuball 等^[160] 开发了时间分

辨微拉曼热成像技术, 如图 25(a) 所示, 该研究通过 AOM 将 488 nm 氩离子激光调制成 200 ns 脉宽的脉冲序列, 结合可编程延迟控制, 实现了脉冲偏置与光学探测的精确同步。该系统空间分辨率达 0.5—0.7 μm, 时间分辨率提升至 200 ns。由图 25(b), (c) 中可见, GaN HEMT 的峰值温度位于栅极漏极侧区域, 在 2 μs 脉冲内温升主要发生在前 1 μs。Fan 等^[153] 开发了一种新型光-电闪蒸拉曼方法, 该研究搭建的测量系统如图 25(d) 所示, 通过 EOM 将连续激光调制成探测脉冲, 利用扫描振镜控制激光聚焦, 并结合光栅与 CCD 解析拉曼光谱。图 25(e) 对比了 GaN HEMT 在不同驱动频率下的温度响应: 在 100 Hz 时, GaN 有源层单周期温差高达 26 K, 而 SiC 衬底波动较小, 显示出热传递延迟; 在 1000 Hz 时, 温度波动范围减小至 8 K, 但平均工作温度明显上升, 表明高频工作会提升器件稳态温度。Bagnall 等^[161] 通过 AOM 将 532 nm 连续激光调制成 30 ns 脉宽的脉冲序列, 结合同步电脉冲偏置 (最小脉宽

200 ns), 实现了时间分辨率达 30 ns 的瞬态温度测量系统. 针对无栅极 GaN HEMT 器件, 在 20 W/mm 功耗条件下系统测量了从 12.5—50 μs 范围内不同脉冲宽度对应的温度响应, 构建了完整的温度响应曲线(图 25(f)). Riedel 等^[162]通过 AOM 将 532 nm

激光调制成 10—15 ns 脉宽的脉冲序列, 结合同步电脉冲偏置 (200 ns 脉宽, 上升/下降时间 10 ns), 首次将时间分辨率提升至 10 ns 量级, 空间分辨率达 0.5—0.7 μm . 获取了生长在 SiC 和蓝宝石衬底上的无栅 GaN HEMT 器件的温度演化. 研究发

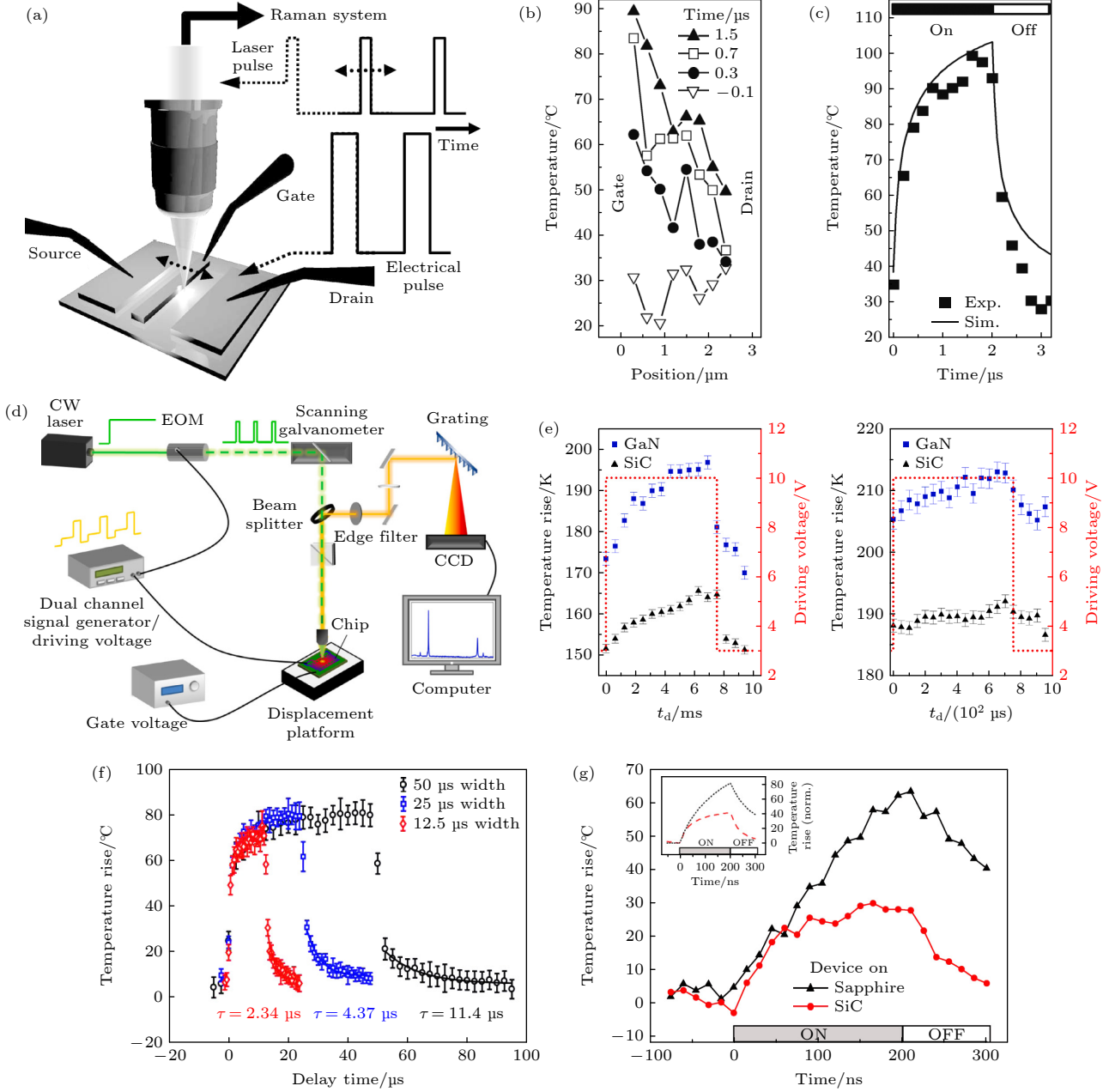


图 25 (a) 时间分辨显微拉曼热成像装置示意图^[160]; (b) 栅-漏区域在不同时间的温度分布曲线^[160]; (c) 峰值温度随时间演变曲线^[160]; (d) 光-电闪蒸拉曼测量系统示意图^[153]; (e) GaN 和 SiC 在 100 Hz 和 1000 Hz 调制信号下的温度变化^[153]; (f) 不同脉宽条件下 GaN HEMT 的瞬态温升曲线^[161]; (g) 基于 SiC 与蓝宝石衬底的无栅 GaN HEMT 在器件中心处的温度随时间变化曲线, 插图为热仿真结果^[161]

Fig. 25. (a) Schematic of the time-resolved micro-Raman thermography setup^[160]; (b) temperature distribution profiles in the gate-drain region at different time points^[160]; (c) evolution curve of the peak temperature over time^[160]; (d) schematic diagram of the optoelectronic flash Raman measurement system^[153]; (e) temperature variations of GaN and SiC under modulation signals at 100 Hz and 1000 Hz^[153]; (f) transient temperature rise curves of the GaN HEMT under different pulse widths^[161]; (g) temperature variation curve over time at the center of the device for gate-free GaN HEMTs based on SiC and sapphire substrates, with thermal simulation results shown in the inset^[161].

现, 在器件开启后 70 ns 内, SiC 和蓝宝石衬底器件的温升曲线相差不大 (图 25(g)), 表明此阶段热动力学由 GaN 层热参数主导, 衬底热导率差异尚未产生影响. 70 ns 后, SiC 衬底器件因高热导率使温升速率显著减缓.

Karim 等 [151] 采用微拉曼光谱技术对 α -Ga₂O₃ MOSFET 进行结温测量, 通过 532 nm 激光激发 α -Ga₂O₃ 的 A_{1g}(low) 声子模式 (波数约 217 cm⁻¹), 利用其峰位偏移和谱线展宽与温度的定量关系进行测温. 如图 26(a) 所示, 在 1—5 W/mm 功率密度范围内, 两种拉曼方法测得的温度与三维热仿真结果高度吻合 (偏差 < 8%). 值得注意的是, 在低功率条件 (1—3 W/mm) 下, 基于峰位偏移的测温结果与仿真差异仅为 1—3 °C; 而在高功率条件 (4—5 W/mm) 下, 该方法会低估温度 5—10 °C, 这种偏差被归因于器件工作时产生的压应力效应. Pomeroy 等 [163] 通过在 β -Ga₂O₃ MOSFET 表面沉积 30 nm 二氧化钛纳米颗粒作为温度探针, 利用 488 nm 氩离子激光激发其拉曼信号. 图 26(b) 展示了在漏源电压为 50 V (功耗密度 1.87 W/mm) 条件下, 沿沟道方向 (从栅极到漏极) 的温度分布测量结果与仿真结果高度吻合, 最大温差不得超过 12 °C.

需要特别指出的是, 对于氮化镓 (GaN) 等宽带隙半导体器件, 其内部的能量耗散与传热是一个多阶段、非平衡的动态过程 [164,165]. 红外热成像与拉曼光谱技术, 其探测信号主要源于晶格振动 (声子) 中的光学支声子, 因此所直接测量的温度更接近于光学声子温度. 然而, 器件产生的焦耳热最终需要通过声学声子传导至热沉. 在高功率密度、特

别是脉冲工作条件下, 电子-光学声子-声学声子之间可能无法瞬间达到热平衡, 导致光学声子的温度高于声学声子, 即存在显著的热非平衡态 [166,167]. 这种非平衡态意味着, 基于红外或拉曼技术直接测得的“表观”温度 (未考虑红外与拉曼的其他误差来源) 可能高于器件的平均结温或声子温度, 在评估器件最高结温、热阻以及进行可靠性预测时需谨慎考虑这一差异. 未来的热管理设计, 需要发展能够区分并耦合这些不同热载子的多尺度模型, 以实现更精准的热分析与优化.

4.3 热反射技术

光从表面的反射率具有温度依赖性 [168-170]. 与拉曼散射不同, 在光学反射中, 入射光子与反射光子的波长相同, 但反射光子的强度取决于温度. 光学反射率随温度的相对变化非常小 [143], 大约在 10⁻⁵—10⁻⁴ K⁻¹ 的量级. 根据探测方式的不同, 热反射技术主要分为单点温度测量与全场温度成像两种模式.

单点温度测量通常采用低重复频率 (典型值低于 30 kHz) 的激光作为泵浦源, 并以连续激光作为探测光, 其典型系统结构如图 27(a) 所示 [122,171,172]. 探测光波长的选择直接影响测量对象与精度, 能量略高于半导体的光子可穿透表面金属及介质钝化层, 并在半导体层被强烈吸收, 从而实现对沟道温度的直接探测; 而可见光 (如 532 nm) 或近红外光主要用于测量表面金属电极的温度 [173,174]. 泵浦脉冲序列诱导的反射率随时间变化的信号 (即时域热反射瞬态信号) 通过连续激光监测, 并经由放大光

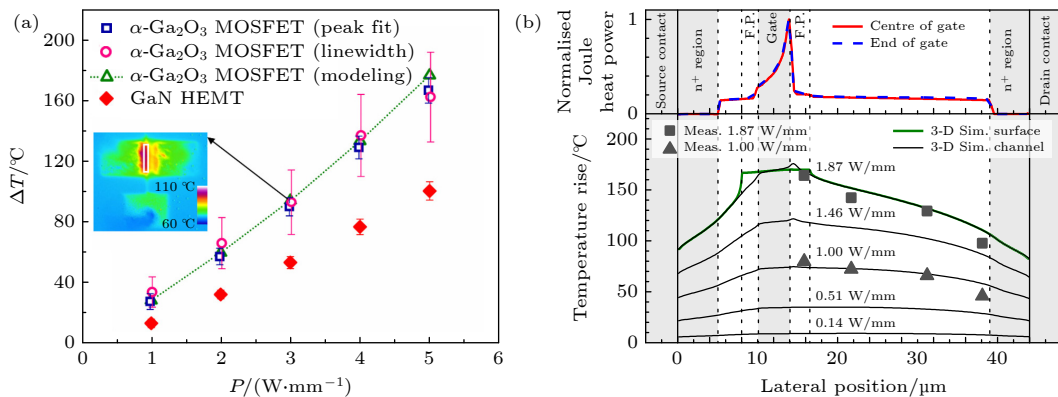


图 26 (a) α -Ga₂O₃ MOSFET 的沟道温升与功率密度的关系, 插图中显示了红外热成像图 [151]; (b) 从二维漂移-扩散模型获得的归一化模拟焦耳热功率分布 (上图), 拉曼测量与模拟预测的温升比较 (下图) [163]

Fig. 26. (a) Channel temperature rise vs power density of the α -Ga₂O₃ MOSFET, insert shows infrared thermography [151]; (b) the normalized simulated Joule heating power distribution obtained from the two-dimensional drift-diffusion model (top), and a comparison of the temperature rise between Raman measurements and simulated predictions (bottom) [163].

电探测器与数字示波器直接采集. 图 27(b) 展示了脉冲加热下检测到的典型时域热反射瞬态信号形态^[122]. 时间分辨率主要由泵浦脉冲宽度和探测器响应速度决定, 可轻松达到皮秒至纳秒量级. 为实现二维温度分布成像, 此类系统需与高精度的扫描振镜或样品位移平台结合, 通过逐点扫描获取空间信息.

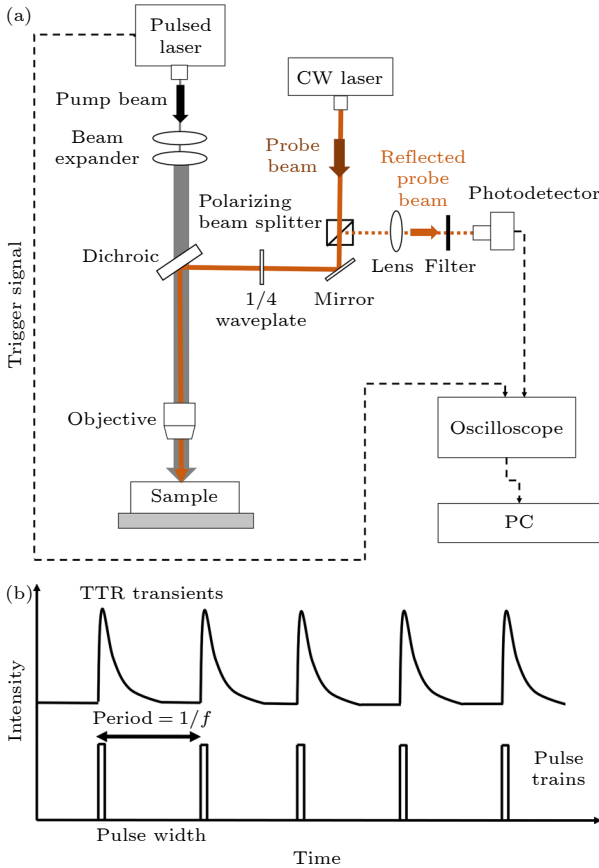


图 27 (a) 瞬态热反射测量装置示意图^[122]; (b) 示波器采集的典型瞬态热反射信号波形示意图^[122]
 Fig. 27. (a) Schematic diagram of the transient thermoreflectance measurement setup^[122]; (b) schematic diagram of a typical transient thermoreflectance signal waveform captured by an oscilloscope^[122].

目前, 该技术已广泛应用于 GaN HEMT 器件中的结温预测, 图 28 展示了 Helou 等^[175] 利用基于 365 nm 超带隙激光光源的热反射技术, 对不同衬底材料 (Si, SiC 和 Diamond) 上 GaN HEMT 器件沟道区域进行温度测量的结果. 图中给出了不同功率密度下沟道整个区域的平均温度以及区域内的峰值温度. 研究结果表明, 在相同功率密度下, 采用 SiC 衬底的器件表现出最低的沟道峰值温度. 这主要归因于 GaN/Diamond 界面处较大的界面

热阻, 其不利影响在一定程度上抵消了 Diamond 衬底本身所具有的高热导率优势.

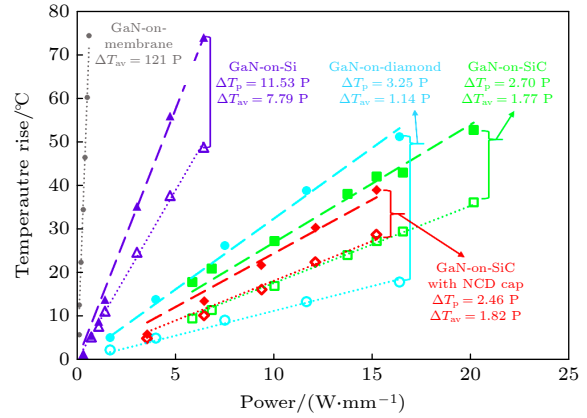


图 28 不同衬底上制备的 GaN HEMT 器件在有效沟道区域的平均温升 (空心标记点) 与峰值温升 (实心标记点)^[175]
 Fig. 28. Average temperature rise (hollow markers) and peak temperature rise (solid markers) in the effective channel region of GaN HEMT devices fabricated on different substrates^[175].

热反射测量也可以从器件背面进行, 从而评估光学不可达的金属区域. Martin-Horcajo 等^[176] 在一款具有源极场板的 GaN HEMT 上演示了这种测量 (图 29(a)). 在该测量中, 使用波长为 530 nm、能量低于 GaN 和 SiC 带隙的激光作为探测光源, 穿过 SiC 衬底及 AlGaIn/GaN 层后聚焦在栅金属上 (位置 A). 在脉冲偏置条件下 ($V_{GS} = -3 \sim 0$ V, 周期 25 μ s, 占空比 55%) 同步采集顶部热反射信号 (位置 B) 与拉曼温升数据. 如图 29(b) 所示, 背面热反射技术测得的沟道温升与有限元模拟的温升非常接近, 相比之下, 拉曼测量在未进行温度外推的情况下对沟道温升的估计低约 9%. 此外, 采用标准正面热反射测量方法获得的温度仅为实际栅极金属温度的约一半, 表明其在该结构下存在明显的低估问题. Mao 等^[177] 开发了一种多波长激光瞬态热反射 (MWL-TTR) 技术, 采用的装置如图 29(c) 所示, 采用 320 nm 连续激光探测沟道温度, 532 nm 激光监测金属接触点温度, 通过高倍率物镜 (20 \times UV, NA = 0.38) 实现了亚微米空间分辨率 (0.8 μ m), 结合 400 MHz 带宽光电探测器达到纳秒级时间分辨率. 研究首次定量分析了 320 nm 超带隙激光诱导的光电流效应. 并针对蓝宝石基底的 GaN HEMT 器件, 在脉冲偏置条件下 ($V_{GS} = -3.4 \sim 3$ V, 占空比 50%) 测量了器件在不同脉宽下的瞬态温升曲线 (图 29(d), (e)).

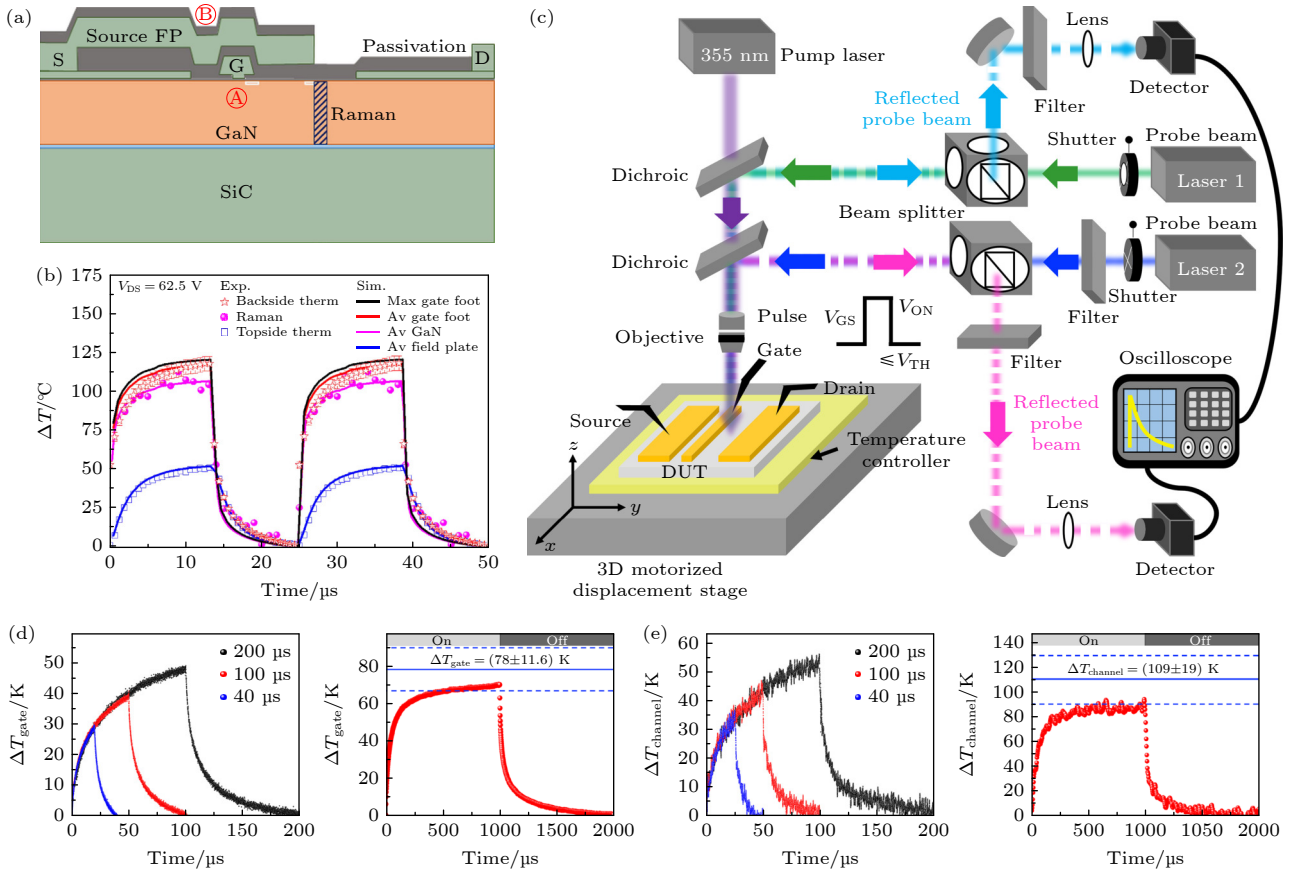


图 29 (a) GaN HEMT 横截面示意图, 标示出拉曼热成像的 GaN 层测量区域; 位置 A 与 B 分别为背面与正面热反射测量点^[176]; (b) 不同器件位置的温度-时间对比, GaN 层、栅脚金属以及栅接触上方的源极场板表面^[176]; (c) MWL-TTR 测量系统^[177]; (d) 不同脉冲周期下的栅极温度随时间变化^[177]; (e) 不同脉冲周期下的沟道温度随时间变化^[177]

Fig. 29. (a) Cross-sectional schematic of a GaN HEMT, indicating the GaN layer measurement area for Raman thermography; positions A and B are the backside and frontside thermoreflectance measurement points, respectively^[176]; (b) temperature versus time at different device locations, the GaN layer, gate foot metal, and source field plate surface above the gate contact^[176]; (c) MWL-TTR measurement system^[177]; (d) gate temperature versus time under different pulse periods^[177]; (e) channel temperature versus time under different pulse periods^[177].

全场温度成像技术通常基于 CCD 传感器实现。一般的系统结构如图 30(a) 所示, LED 被用作照明光源来照射测试样品表面, 而 CCD 则用于检测随温度变化的反射强度, 从而实现全场温度成像^[178]。通过同步 LED 脉冲、被测器件脉冲激励和 CCD 曝光之间的延迟, 可以实现高速瞬态测量, 其时间分辨率取决于 LED 脉冲宽度, 最优可达 50 ns^[179]。TTI 已被用于测量 GaN HEMT 的结温。Tadger 等^[180,181] 利用 TTI 系统评估了 Si 基底 GaN HEMT 以及无基底 GaN HEMT 的热性能。在不同偏置条件下的温度分布如图 30(b) 所示, 在相同功耗下, 无基底结构的峰值温度较 Si 基底结构升高逾 3 倍。Pavlidis 等^[182] 通过使用 530 nm 波长的 LED 探测金属栅极与 365 nm 波长的 LED 探测 GaN 沟道, 实现了 GaN 沟道以及金属栅极的温度

分布测量, 双波长 TTI 测量结果如图 30(c) 所示。

此外, Liu 等^[183] 开发了一种脉冲热反射成像 (PTI) 方法, 通过在金属加热线 (Au/Cr, 宽 5 μm) 施加脉冲电流激励 (图 31(b)), 结合 365 nm (探测 GaN) 与 530 nm (探测 Au) 双波长 LED 照明光源 (图 31(c)), 利用 CCD 热反射成像系统记录样品表面不同空间区域的时域温度演化过程, 如图 31(a) 所示。通过精密控制脉冲宽度 (0.8—10 μs) 与同步延时, 在 4 个特征区域 (I—IV) 分别采集瞬态温度曲线 (ΔT_1 — ΔT_4), 如图 31(d)—(f) 所示, 并结合三维有限元模拟反演计算实现了多参数解耦。

Lundh 等^[184] 采用 TTI 技术对 β -Ga₂O₃ 异质结场效应晶体管 (HFET) 的沟道温度进行了精确测量。图 32(a) 为 β -Ga₂O₃ HFET 结构的显微照片, 箭头指示了温度分布曲线的提取位置; 图 32(b),

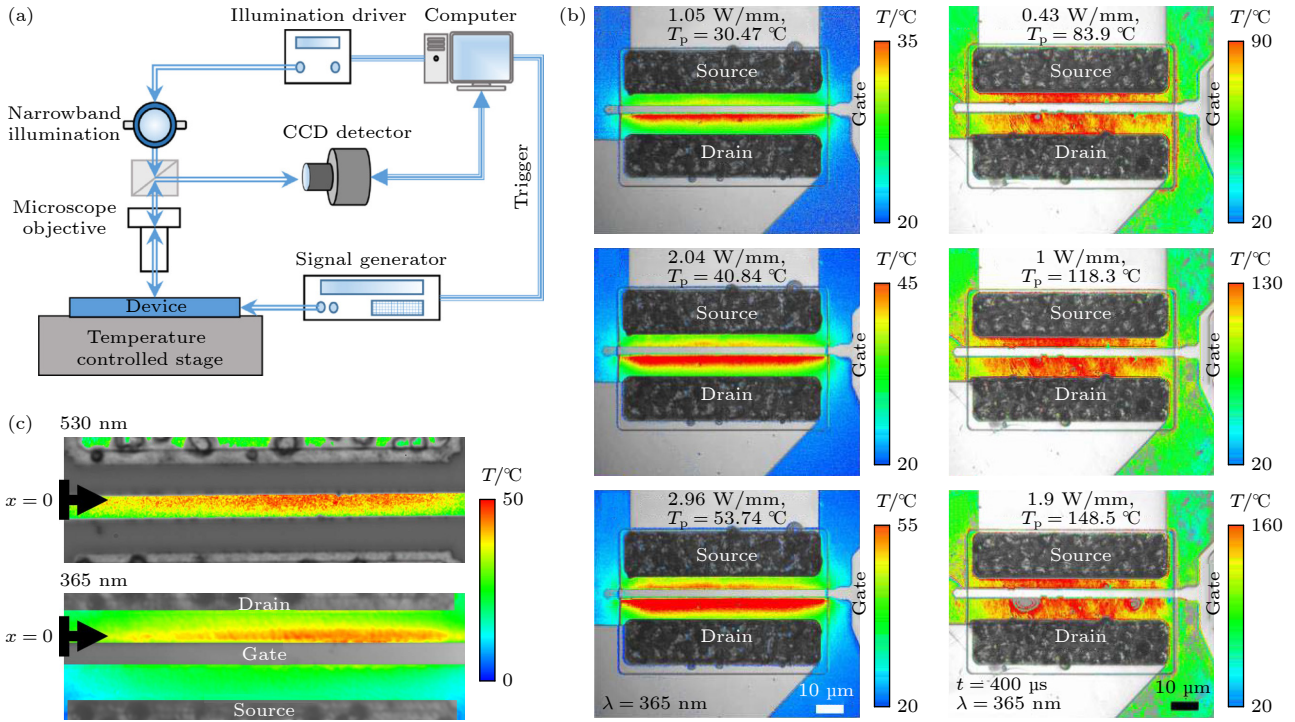


图 30 (a) 热反射测量配置示意图^[178]; (b) 不同电学条件下的瞬态热反射成像图^[180]; (c) 分别使用 530 nm LED(栅极金属)与 365 nm LED(GaN 沟道)获得的热反射图像^[182]

Fig. 30. (a) Schematic diagram of the thermoreflectance measurement configuration^[178]; (b) transient thermoreflectance imaging under different electrical conditions^[180]; (c) thermoreflectance images obtained using a 530 nm LED (gate metal) and a 365 nm LED (GaN channel), respectively^[182].

(c) 分别为欧姆接触金属与半导体沟道区域的热反射温度分布图. 研究发现, 金属电极与半导体沟道均表现出显著的热反射响应, 且二者温度分布趋势一致. 通过对比不同脉冲宽度 (600 μs—100 ms) 下的温度响应 (图 32(d)), 证实温度变化是热反射信号的主导因素, 排除了电场或载流子效应的干扰. Chatterjee 等^[185] 采用 TTI 技术对比了 Ga₂O₃ 与 SiC SBD 在相同体积功率密度 (~10 kW/cm³) 下的金属电极峰值升温. 如图 32(e) 所示, 由于 Ga₂O₃ 材料较低的热导率 (11—27 W/(m·K)), 其金属电极峰值温度较 SiC 二极管高出约 67%.

4.4 量子传感技术

量子传感技术基于固态缺陷中心的量子态对外界物理量 (如温度、磁场、电场) 的敏感性, 为实现纳米级、高精度测量提供了全新途径^[186-188]. 但目前该技术主要集中于基础研究阶段, 在宽禁带半导体器件的结温直接测量中尚未形成成熟应用. 然而, 其独特的性能指标 (如非接触、高精度和多参数传感) 预示着在宽禁带半导体器件可靠性设计和在线监测中的巨大应用前景.

金刚石氮空位 (nitrogen-vacancy, NV) 中心是研究最广泛的量子传感平台, 其电子自旋基态在零场下的分裂对温度敏感, 可通过光学探测磁共振技术实现测温^[189,190]. Zhang 等^[191] 开发了一种基于光纤集成的 NV 量子温度计, 通过跟踪零场 ODMR 光谱中的尖峰结构, 有效隔离了磁场和微波功率漂移的干扰, 在电子芯片表面温度成像中实现了 18 mK/√Hz 的灵敏度 (图 33(a)—(c)). 但未明确指出所使用电子芯片为宽禁带半导体器件. Gong 等^[192] 进一步通过轧磁通增强 NV 中心对温度的响应, 在近室温条件下灵敏度提升至 251.5 nK/√Hz. 同时他们指出需解决与半导体器件集成的界面热阻和电磁兼容性问题.

SiC 作为成熟半导体材料, 其空位缺陷 (如硅空位) 兼具光学可寻址自旋和电信波段发射优势, 更易与 SiC 功率器件单片集成. Yamazaki 等^[193] 针对硅空位基态对温度不敏感的难题, 提出同步光学探测磁共振方法, 如图 33(d), (e) 所示, 通过同时驱动基态和激发态共振, 将部分基态光学探测磁共振对比度转移至温度测量, 使信号强度提升一个数量级. 在 400 K 范围内, 热漂移达 1.3 MHz/K,

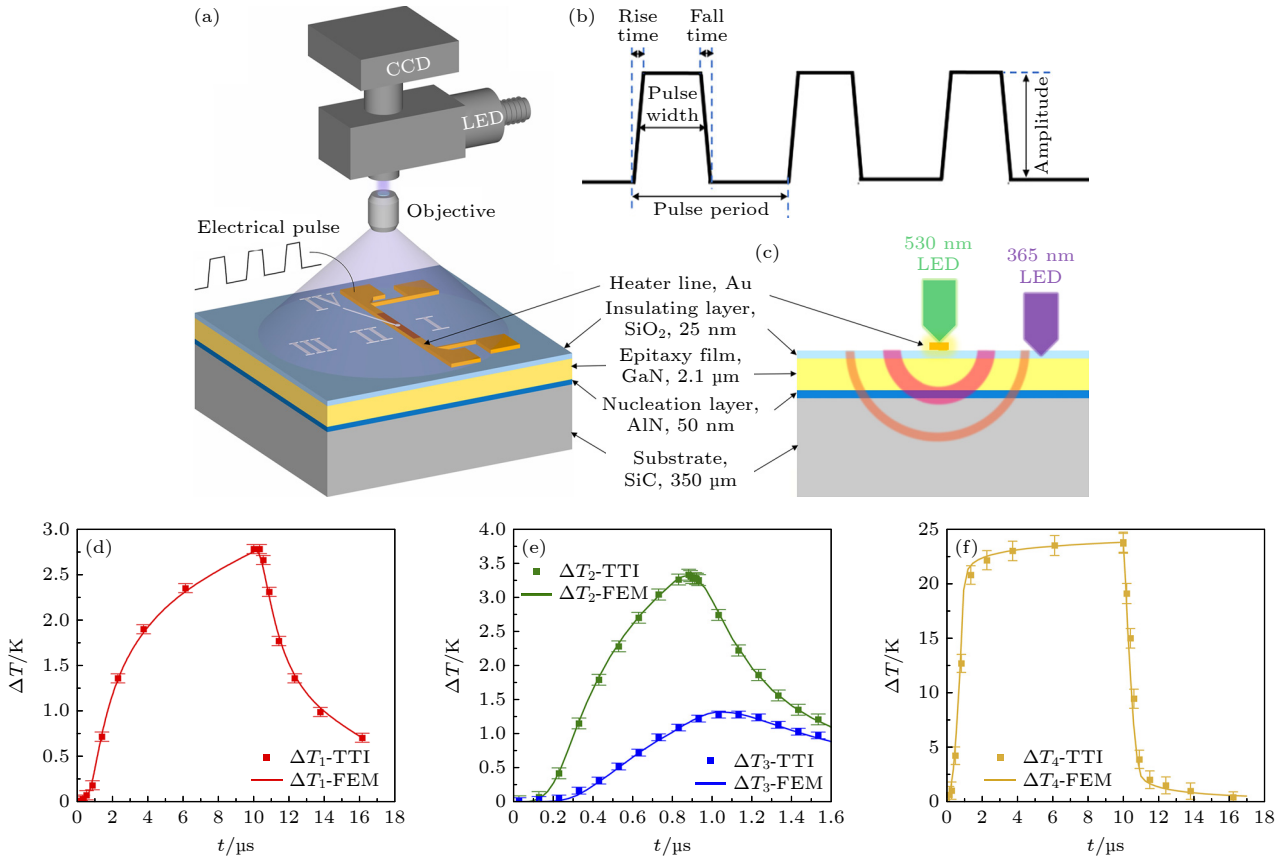


图 31 (a) TTI 测量系统^[183]; (b) 施加的脉冲激励示意图^[183]; (c) 向 DUT 施加不同频率脉冲, 并对区域 I—IV 采用不同照明光源 (Au: 530 nm, GaN: 365 nm); (d) 区域 I, (e) 区域 II 与区域 III, (f) 区域 IV 的瞬态温度; 散点为 TTI 原始数据, 曲线为基于三维有限元法的拟合结果^[183]

Fig. 31. (a) TTI measuring system^[183]; (b) schematic diagram of the applied pulse excitation^[183]; (c) pulses of different frequencies are applied to the DUT, with different illumination sources used for regions I—IV (Au: 530 nm, GaN: 365 nm); transient temperatures of (d) region I, (e) regions II and III, (f) region IV; the scatter points are raw TTI data, and the curves are fitting results based on the 3D finite element method^[183].

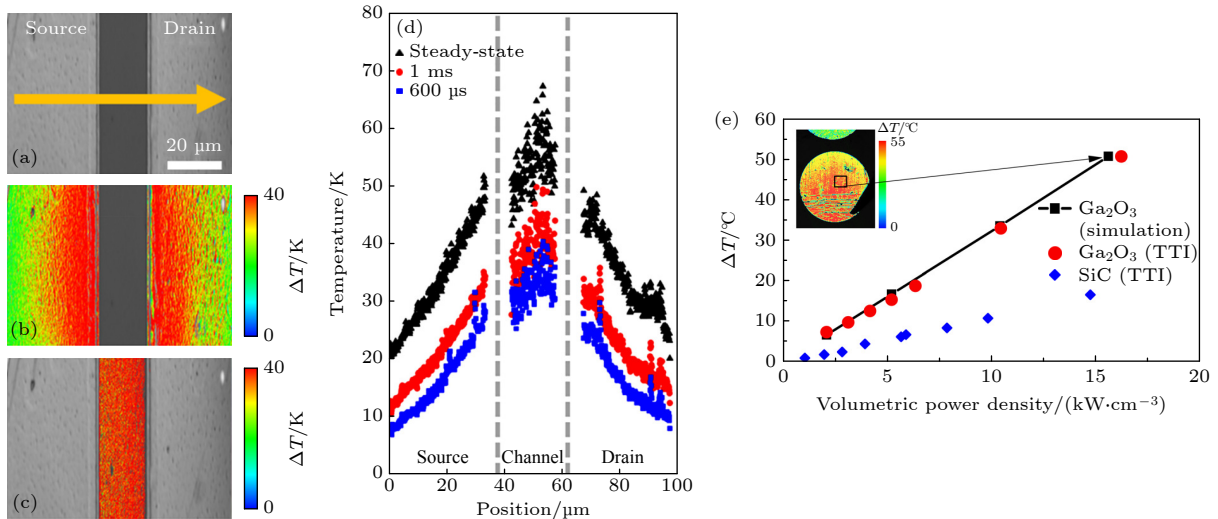


图 32 (a) β -Ga₂O₃ HFET 结构^[184]; (b) 欧姆接触和 (c) 半导体沟道的升温图^[184]; (d) 不同脉冲宽度对应的 β -Ga₂O₃ HFET 结构沿沟道长度的温度升高曲线^[184]; (e) TTI 获得的 Ga₂O₃ 和 SiC SBD 中金属电极的升温结果^[185]

Fig. 32. (a) β -Ga₂O₃ HFET structure^[184]; temperature rise diagrams of (b) ohmic contact and (c) semiconductor channel^[184]; (d) temperature rise curves along the channel length of β -Ga₂O₃ HFET structure corresponding to different pulse widths^[184]; (e) temperature rise results of metal electrodes in Ga₂O₃ and SiC SBD obtained by TTI^[185].

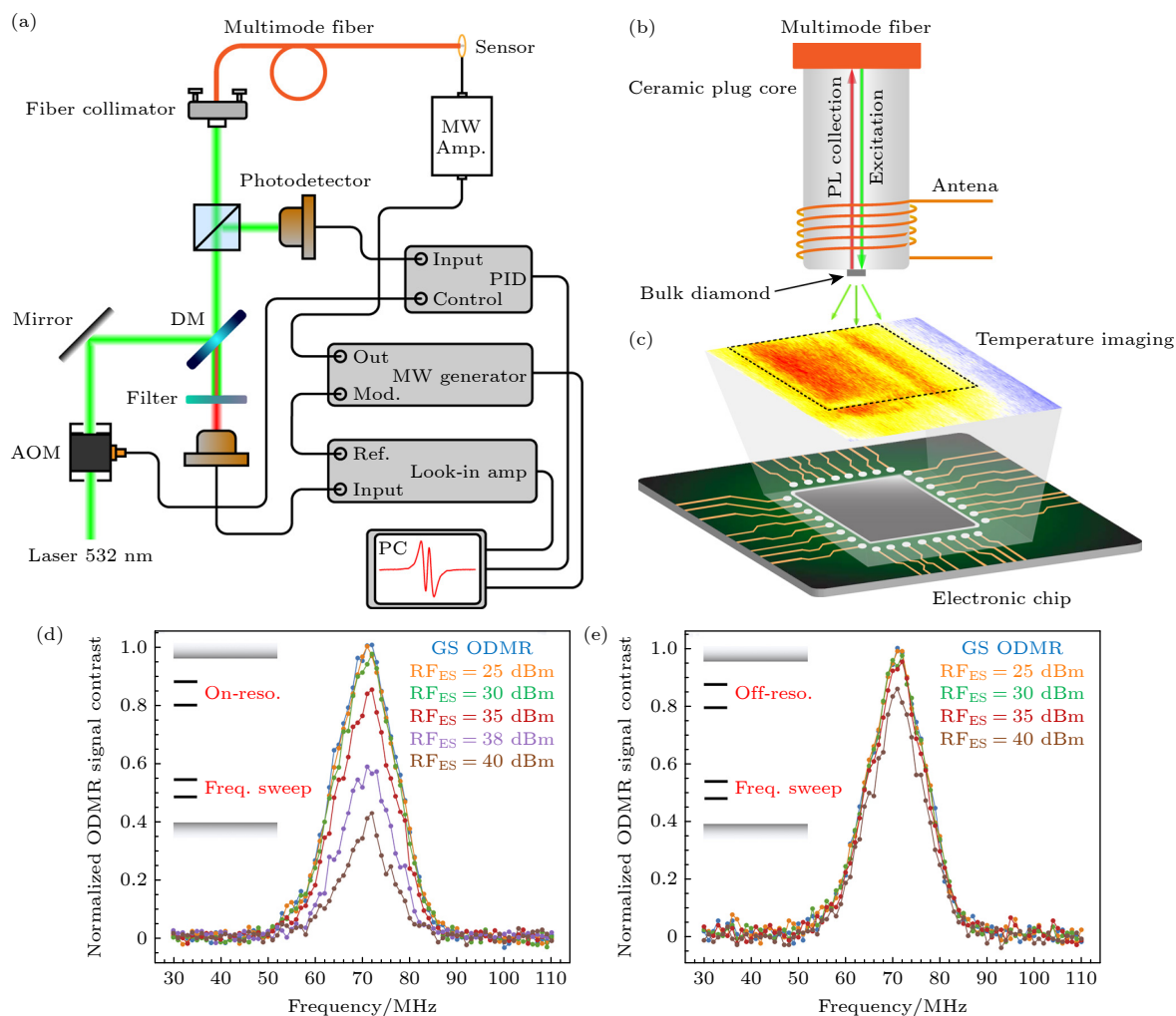


图 33 (a) 混合光纤温度计装置示意图^[191]; (b) 传感器的简化示意图^[191]; (c) 基于光纤量子温度计进行温度成像的芯片^[191]; 在激发态中共振频率分别偏离 410 MHz (d) 和 300 MHz (e) 时光学探测磁共振信号的演化过程^[193]

Fig. 33. (a) Schematic diagram of the hybrid fiber thermometer device^[191]; (b) simplified schematic of the sensor^[191]; (c) chip for temperature imaging based on fiber-optic quantum thermometers^[191]; evolution of optically detected magnetic resonance of off-resonance in the excited state from 410 MHz (d) and 300 MHz (e)^[193].

理论上适用于 SiC 器件内部温度映射, 但尚未在实际结温监测中验证. Tahara 等^[194] 利用硅空位的自旋特性, 开发了双量子比特操作, 同时驱动多对跃迁, 使光学探测磁共振对比度翻倍, AC 磁力测量灵敏度达 $1.4 \mu\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}$. 这种设计可抵抗器件电流噪声, 但需优化表面钝化以降低界面缺陷干扰. Jiang 等^[195] 实现了 SiC 中硅空位的射频信号量子传感, 通过动态退耦将相干时间延长至 $28.1 \mu\text{s}$, 并在 900 kHz 频率下达到 10 kHz 光谱分辨率. 同步读出技术进一步将分辨率提升至 0.01 kHz, 为结温监测中的高频热波动检测奠定了基础.

综上所述, 红外热成像技术因其非接触、全场快速成像能力, 是目前宽禁带半导体器件温度测量中应用最广泛的手段^[196,197]. 其核心优势在于能在

介观尺度 (通常为数微米至毫米) 视野内直接获取二维温度分布^[198]. 然而, 对于具有复杂多层结构 (如金属互联、介质层、半导体异质结) 的器件, 红外测量的准确性面临根本性挑战, 首先, 器件表面不同材料的发射率 (如 GaN、金属电极、SiN 钝化层) 难以精确标定, 且随波长、温度及表面形貌变化, 这是导致热点温度被显著低估 (有时误差超过 50%) 的主要原因^[199]. 其次, 红外光的衍射极限限制了其对亚微米热点空间细节的解析能力, 且横向热扩散会使红外图像中的热点区域模糊、温度梯度平滑. 拉曼热成像与热反射技术作为更高空间分辨率 (可达亚微米乃至衍射极限以下) 的光学方法, 已成为纳米尺度热分析的有力工具^[200,201], 可提供极高空间分辨率以及时间分辨率的温度分析; 但拉

曼技术存在局限性, 激光可能引起局部光热加热, 尤其对低热导材料; 金属层 (如场板) 会强烈吸收或反射激光, 干扰信号采集; 拉曼频移同时受温度与应力影响, 解耦二者需要复杂的标定与多峰分析, 过程严谨且耗时; 拉曼技术本质上是一种点扫描技术, 成像速度远慢于红外全局成像^[202]. 热反射技术则对样品表面光学性质与平整度极为敏感, 介质膜层的干涉效应或纳米级表面粗糙度变化都会引入显著信噪比下降与测量误差.

5 总结与展望

5.1 总结

本文系统性地回顾与评述了应用于宽禁带半导体器件结温测量的主流技术, 涵盖了电学、物理接触与光学三大类方法. 3类结温提取方法的特性比较如表2所示. 任何单一技术都难以独立满足宽禁带半导体器件结温测量对高空间分辨率、高时间分辨率、高精度、非侵入性及全场成像能力的复合要求^[203-205]. 基于温度敏感参数的电学法的核心优势在于可实现非破坏性的在线、原位监测, 尤其适用于封装后器件的寿命测试与系统状态监控. 其主要缺点是测温为空间平均温度、空间分辨率低, 且易受器件老化、电应力及测量电路噪声的干扰. 误差主要来源于温度敏感参数的校准精度及器件自身的非热敏变化, 典型误差范围在 ± 5 — ± 15 °C甚至更高, 在极端或动态工况下误差可能进一步扩大. 物理接触法提供了高的空间分辨率和直接的物理测温, 片上集成法更能实现真正的原位、实时结温监控, 然而, 其固有缺点是可能引入接触热阻从而干扰被测温度场. 扫描热显微镜速度慢、需真空环境, 而片上集成热传感器则需要额外的专用工艺, 改变器件结构与成本. 误差主要由传感器与被

测点的热接触质量、传感器的自热效应, 以及读出电路的精度决定, 片上集成热传感器的理想误差可低至 ± 1 — ± 5 °C. 光学法作为非接触测量的代表, 能提供优异的空间分辨率 (微米至亚微米级) 和热分布图, 是分析热点、失效机理和验证热模型的黄金标准. 其局限性在于需要进行光学探测 (可能需开封)、对材料光学属性 (如发射率、拉曼散射截面) 有强依赖性, 且设备昂贵、操作复杂. 误差主要来自发射率校准误差、光学系统的衍射极限以及机械应变引起的峰位移, 在精心校准下, 显微拉曼和热反射法的绝对误差可控制在 ± 3 — ± 10 °C, 而红外热像仪对未开封器件误差可能超过 ± 10 °C.

关于方法选用, 应遵循以下原则: 若目标为产线大规模测试或封装器件的在线健康管理, 电学法因其便捷与低成本是首选. 若目标为器件研发、失效分析或微观热分布研究, 光学法 (需热图可视化或快速验证时推荐红外法, 追求通道精确温度、材料微观温度或研究验证则优先拉曼或热反射) 是不可或缺的工具. 若追求最高精度的定点测量或前沿纳米器件的热表征, 且具备相应的工艺与测试条件, 则应采用物理接触法, 特别是片上集成策略.

5.2 未来挑战

随着宽禁带半导体器件向更高频率、更高功率密度、更小尺寸 (如栅长进入纳米尺度) 和更复杂集成 (如 3D 异质集成) 方向发展^[206,207], 结温精确测量面临更为严峻的挑战.

1) 动态与极端工况的测量极限: 未来 6G 通信、功率开关应用要求捕捉纳秒甚至亚纳秒量级的超快瞬态热过程, 以及在高电磁干扰、高压隔离环境下的精确同步测量. 这对测量系统的时间分辨率、同步触发精度和抗干扰能力提出了近乎极限的要求. 另一方面, 器件特征尺寸的微缩使得热点的

表 2 3类结温提取方法的特性比较

Table 2. Comparison of characteristics among three junction temperature extraction methods.

方法	全局成像	原位在线能力	时间分辨率	空间分辨率	精度	成本	复杂度
电学法	否	是	ns— μ s	—	低	低	易
物理接触法	扫描热显微镜	是	否	ms	μ m—mm	高	中
	热电偶/热电阻	否	否	ms	μ m—mm	中	中
光学法	集成非线性元件	否	是	ms	—	高	高
	红外热成像	是	否	10 μ s	3—10 μ m	中	高
	拉曼光谱	是	否	10 ns	0.5—1 μ m	高	极高
	热反射	是	否	10 ns	0.5—1 μ m	高	极高

物理尺度降至亚微米乃至纳米量级,如何在动态条件下实现与之匹配的高空间分辨率,是现有技术体系面临系统性挑战。

2) 三维与埋入式热分布表征: 三维集成、垂直结构器件以及被厚场板、多层金属和钝化层覆盖的沟道,使得关键热源深埋于内部。如何无损、原位地获取器件内部三维温度场分布,而非表面或二维投影,是现有以表面探测为主的技术体系面临的巨大瓶颈。

3) 多物理场强耦合下的信号解耦: 在真实工作状态下,电、热、应力场强烈耦合^[208-211]。测温信号的变化往往是陷阱效应、热效应、应力效应的混合响应。如何从复杂的测温信号中高保真地解耦出纯粹的热致分量,是各种测温方法面临的根本性挑战。

5.3 展望

为应对上述挑战,未来宽禁带半导体器件结温测量技术将呈现多维度、跨尺度的协同发展趋势。

1) 多技术融合与反演重构: 单一技术局限性将推动形成多物理场、多技术协同测量范式。例如,将高时空分辨率的光学测温、原位电学测温与人工智能模型相结合,构建器件“热-电-力”协同的测量范式,可实现从局部点测量到全场三维重构、从间接反演到智能预测的跨越。

2) 深层结构表征技术: 针对多层封装和深埋热源的测量需求,X射线纳米衍射、太赫兹时域光谱等新兴技术将得到更广泛应用。特别是同步辐射X射线技术,能够实现对器件内部深埋界面和三维结构的间接温度反演与表征,为解决“黑箱”式封装的测温难题提供新途径。

3) 量子精密传感技术: 以金刚石氮-空位色心、量子点等为代表的量子传感体系,将推动测温技术向原子尺度分辨率和毫开尔文级灵敏度发展。这些技术不仅能实现纳米级热源的精准定位和温度成像,还能同步获取局域磁场、应变等多物理场信息,为研究 GaN 器件中热-电-力等多重耦合机制提供革命性工具。

总之,宽禁带半导体器件结温精确测量技术的发展对于揭示器件微观产热与散热机理、预测器件寿命、指导高可靠性设计具有不可替代的核心价值。这一方向亟需物理、热学、微电子、光学、量子传感、人工智能、材料科学等多学科深度融合,

并汇聚学术界与产业界的共同智慧,以突破当前技术瓶颈。为开发出更高功率密度、更高工作频率、更长寿命的宽禁带半导体器件提供坚实的实验支撑与科学基础。

参考文献

- [1] Zhang H C, Wang H, Zhang M S, Yang L, Ye Y K, Qian H, Zhang X C, Zuo C J, Yang Y S, Pei Y, Sun H D 2024 *IEEE Electron Device Lett.* **45** 1157
- [2] Emon A I, Hassan M U, Mirza A B, Narayanasamy B, Luo F 2023 *IEEE Trans. Electron Devices* **70** 3718
- [3] Cai Y C, Feng Z Q, Wang Z X, Song X F, Hu Z Z, Tian X S, Zhang C F, Liu Z H, Feng Q, Zhou H, Zhang J C, Hao Y 2023 *Appl. Phys. Lett.* **123** 193501
- [4] Garg T, Kale S 2024 *IEEE Electron Devices Rev.* **1** 16
- [5] Shen Y, Yang H A, Cao B Y 2023 *Int. J. Heat Mass Transfer* **211** 124284
- [6] Ajayan J, Panigrahy A K, Sen S, Kumar M, Tayal S 2025 *IEEE Access* **13** 84541
- [7] Zhang R Z, Garcia R, Strittmatter R, Zhang Y H, Zhang S K 2023 *IEEE Trans. Power Electron.* **38** 10589
- [8] Qin H H, Peng J J, Zhang Z M, Zhang F H, Zhao X, Xu Z X 2023 *Energy Rep.* **9** 389
- [9] Ahmed N, Dutta G 2024 *IEEE Trans. Electron Devices* **71** 4093
- [10] Alam M T, Chen J, Bai R, Pasayat S S, Gupta C 2024 *IEEE Trans. Electron Devices* **71** 733
- [11] Mortazavizadeh S A, Palazzo S, Amendola A, De Santis E, Di Ruzza D, Panariello G, Sanseverino A, Velardi F, Busatto G 2021 *Appl. Sci.* **11** 2076
- [12] Yang X, Heng K, Dai X Y, Wu X L, Liu G Y 2022 *IEEE J. Emerging Sel. Top. Power Electron.* **10** 3055
- [13] Mocevic S, Mitrovic V, Wang J, Burgos R, Boroyevich D 2022 *IEEE J. Emerging Sel. Top. Power Electron.* **10** 4965
- [14] Yang Y Y, Zhang P J 2022 *IEEE Trans. Power Electron.* **37** 4553
- [15] Xu J B, Lauger K, Dransfeld K, Wilson I H 1994 *Rev. Sci. Instrum.* **65** 2262
- [16] Gregorio M, Stella F, Bojoi R, Pagani F 2022 *IEEE Trans. Ind. Appl.* **58** 6310
- [17] Li Y, Duarte D E, Ayers J S, Fan Y 2025 *IEEE J. Solid-State Circuits* **60** 2842
- [18] Liu Z K, Shen Y, Li H L, Cao B Y 2024 *Rare Met.* **43** 389
- [19] Wang H, Koyanagi T, Arregui Mena D J, Katoh Y 2022 *Ceram. Int.* **48** 21717
- [20] Chen J, Tan H W, Dai Y X, Li M, Yang K M, Yao J F, Zhang J, Guo Y F 2025 *Microelectron. J.* **169** 107029
- [21] Darwish A M, Huebschman B D, Viveiros E, Hung H A 2009 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **57** 3205
- [22] Chen S H, Chou P C, Cheng S 2017 *J. Therm. Anal. Calorim.* **129** 1159
- [23] Zhang C, Wang M, Xie B, Wen C P, Wang J, Hao Y, Wu W, Chen K J, Shen B 2015 *IEEE Trans. Electron Devices* **62** 2475
- [24] Szabó P, Rencz M, Farkas G, Poppe A 2006 *8th Electronics Packaging Technology Conference* Singapore, December 06-08, 2006 p360
- [25] Li T Y, Yang W W, Lindemann A 2023 *Proceedings of PCIM Europe* Nuremberg, Germany, May 9-11, 2023 p1

- [26] Foulkes T, Modeer T, Pilawa Podgurski R C N 2021 *IEEE J. Emerging Sel. Top. Power Electron.* **9** 4036
- [27] Jiang Z H, Hua M Y, Huang X R, Li L L, Wang C C, Chen J T, Chen K J 2022 *IEEE Trans. Power Electron.* **37** 6018
- [28] Li Y, Zhao Y F, Huang A Q, Zhang L Q, Lei Y, Yu R Y, Ma Q X, Huang Q Y, Sen S, Jia Y P, He Y L 2020 *IEEE J. Emerging Sel. Top. Power Electron.* **8** 111
- [29] Li S C, Yang S, Han S W, Sheng K 2020 *32nd International Symposium on Power Semiconductor Devices and ICs (ISPSD)* Vienna, Austria, September 13–18, 2020 p306
- [30] Wu M, Ma X H, Yang L, Zhu Q, Zhang M, Yang L A, Hao Y 2018 *IEEE Trans. Electron Devices* **65** 4792
- [31] Zhang Y, Liang Y C 2015 *IEEE International Conference on Building Efficiency and Sustainable Technologies* Singapore, August 31–September 01, 2015 p85
- [32] Stella F, Pellegrino G, Armando E, Daprà D 2017 *IEEE Energy Conversion Congress and Exposition (ECCE)* Cincinnati, OH, USA, October 01–05, 2017 p5907
- [33] Ren Z, Huang H C, Lee H, Chan C, Roberts H C, Wu X, Waseem A, Bhuiyan A F M A U, Zhao H, Zhu W, Li X 2023 *Appl. Phys. Lett.* **123** 043505
- [34] Reddy P R S, Janardhanam V, Shim K H, Reddy V R, Lee S N, Park S J, Choi C J 2020 *Vacuum* **171** 109012
- [35] Wilhelmi F, Kunori S, Sasaki K, Kuramata A, Komatsu Y, Lindemann A 2021 *PCIM Europe Digital Days 2021; International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management 1*
- [36] Zhang Y M, Feng S W, Zhu H, Gong X Q, Shi L, Guo C S 2014 *IEEE Trans. Device Mater. Reliab.* **14** 978
- [37] Pérez Tomás A, Fontserè A, Placidi M, Baron N, Chenot S, Moreno J C, Cordier Y 2012 *Semicond. Sci. Technol.* **27** 125010
- [38] Tamura T, Kotani J, Kasai S, Hashizume T 2008 *Appl. Phys. Express* **1** 023001
- [39] McAlister S P, Bardwell J A, Haffouz S, Tang H 2006 *J. Vac. Sci. Technol. A* **24** 624
- [40] Martin-Horcajo S, Wang A, Romero M F, Tadjer M J, Calle F 2013 *IEEE Trans. Electron Devices* **60** 4105
- [41] Bagnall K R, Wang E N 2018 *IEEE Trans. Compon. Packag. Manuf. Technol.* **8** 606
- [42] Kuzmik J, Bychikhin S, Neuburger M, Dadgar A, Krost A, Kohn E, Pogany D 2005 *IEEE Trans. Electron Devices* **52** 1698
- [43] Yang H C, Simanjorang R, See K Y 2018 *International Power Electronics Conference (IPEC-Niigata 2018 -ECCE Asia)* Niigata, Japan, May 20–24, 2018 p2296
- [44] Du M X, Xin J L, Wang H B, Ouyang Z W, Wei K X 2020 *IEEE Trans. Electron Devices* **67** 1911
- [45] Zheng X, Moule T, Pomeroy J W, Higashiwaki M, Kuball M 2022 *Appl. Phys. Lett.* **120** 073502
- [46] Wong M H, Morikawa Y, Sasaki K, Kuramata A, Yamakoshi S, Higashiwaki M 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 193503
- [47] Dai P F, Wang S W, Lu H L 2024 *Micromachines* **15** 321
- [48] Alim M A, Rezazadeh A A, Gaquiere C 2016 *Semicond. Sci. Technol.* **31** 125016
- [49] Sharma K, Barón K M, Ruthardt J, Kallfass I 2020 *The 10th International Conference on Power Electronics, Machines and Drives (PEMD 2020)* 932
- [50] Chae M, Cha H Y, Kim H 2024 *IEEE J. Electron Devices Soc.* **12** 581
- [51] Wang H, Lin Y, Jiang J S, Dong D, Ji F W, Zhang M, Jiang M, Gan W, Li H, Wang M J, Wei J, Li B K, Tang X, Hu C G, Cao W P 2022 *IEEE Trans. Electron Devices* **69** 2287
- [52] Zheng Z Y, Song W J, Zhang L, Yang S, Wei J, Chen K J 2020 *IEEE Electron Device Lett.* **41** 26
- [53] Yang S, Liu S H, Liu C, Lu Y Y, Chen K J 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 223508
- [54] Yu H Y, Jiang X, Chen J J, Wang J, Shen Z J 2020 *IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC)* New Orleans, LA, USA, March 15–19, 2020 p2605
- [55] Jiang X, Wang J, Yu H Y, Chen J J, Zeng Z, Yang X, Shen Z J 2021 *IEEE Trans. Power Electron.* **36** 3757
- [56] Xu Z, Wang J Y, Liu Y, Cai J B, Liu J Q, Wang M J, Yu M, Xie B, Wu W G, Ma X H, Zhang J C 2013 *IEEE Electron Device Lett.* **34** 855
- [57] Uemoto Y, Hikita M, Ueno H, Matsuo H, Ishida H, Yanagihara M, Ueda T, Tanaka T, Ueda D 2007 *IEEE Trans. Electron Devices* **54** 3393
- [58] Cai Y, Zhou Y, Lau K M, Chen K J 2006 *IEEE Trans. Electron Devices* **53** 2207
- [59] Hilt O, Brunner F, Cho E, Knauer A, Bahat Treidel E, Würfl J 2011 *IEEE 23rd International Symposium on Power Semiconductor Devices and ICs* San Diego, CA, USA, May 23–26, 2011 p239
- [60] Yin L Q, Wu S, Ren K L, Zhang W K, Zhang J H 2024 *Microelectron. J.* **145** 106121
- [61] Turuvekere S, Karumuri N, Rahman A A, Bhattacharya A, Dasgupta A, Dasgupta N 2013 *IEEE Trans. Electron Devices* **60** 3157
- [62] Xu N, Hao R H, Chen F, Zhang X D, Zhang H, Zhang P P, Ding X Y, Song L, Yu G H, Cheng K, Cai Y, Zhang B S 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 152104
- [63] Miller E J, Dang X Z, Yu E T 2000 *J. Appl. Phys.* **88** 5951
- [64] Roschatt P M, McMahon R A, Pickering S 2015 *IEEE 11th International Conference on Power Electronics and Drive Systems* Sydney, NSW, Australia June 09–12, 2015 p673
- [65] Borghese A, Riccio M, Longobardi G, Maresca L, Breglio G, Irace A 2020 *Microelectron. Reliab.* **114** 113762
- [66] Franke J, Bäumlner C, Kretzschmar D, Lutz J 2019 *PCIM Conference 2019: International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management* Nuremberg, Germany, May 7–9, 2019 p1
- [67] Estreich D B 1989 *IEEE Trans. Comp. Hybrids. Manuf. Technol.* **12** 675
- [68] Pavlidis G, Pavlidis S, Heller E R, Moore E A, Vetry R, Graham S 2017 *IEEE Trans. Electron Devices* **64** 78
- [69] Pavlidis G, Kendig D, Heller E R, Graham S 2018 *IEEE Trans. Electron Devices* **65** 1753
- [70] Cutivet A, Pavlidis G, Hassan B, Bouchilaou M, Rodriguez C, Soltani A, Graham S, Boone F, Maher H 2019 *IEEE Trans. Electron Devices* **66** 2139
- [71] Gonzalez J O, Alatise O 2021 *IEEE Trans. Ind. Appl.* **57** 1664
- [72] Zhu X L, Huang Y J, Zhang D L, Li A S 2025 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **74** 9520013
- [73] Kumar A, Arafin S, Amann M C, Singh R 2013 *Nanoscale Res. Lett.* **8** 481
- [74] Lim W, Jeong J H, Lee J H, Hur S B, Ryu J K, Kim K S, Kim T H, Song S Y, Yang J I, Pearton S J 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 242103
- [75] Osvald J, Kuzmik J, Konstantinidis G, Lobotka P, Georgakilas A 2005 *Microelectron. Eng.* **81** 181
- [76] Yildirim N, Ejderha K, Turut A 2010 *J. Appl. Phys.* **108**

- 114506
- [77] Feng S W, Hu P F, Zhang G C, Guo C S, Xie X S, Chen T S 2010 *26th Annual IEEE Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium (SEMI-THERM)* Santa Clara, CA, USA, February 21–25, 2010 p165
- [78] Zhang Y M, Feng S W, Zhu H, Guo C S, Qiao Y B, Shao J, Han X D 2017 *IEEE Trans. Electron Devices* **64** 2166
- [79] Pan S J, Feng S W, Zheng X, He X, Li X, Bai K 2021 *IEEE Trans. Device Mater. Reliab.* **21** 494
- [80] Qiao L, Wang F, Dyer J, Zhang Z Y 2020 *IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC)* New Orleans, LA, USA, March 15–19, 2020 p1526
- [81] Yang F, Pu S, Xu C, Akin B 2021 *IEEE Trans. Power Electron.* **36** 1280
- [82] Avenas Y, Dupont L, Khatir Z 2012 *IEEE Trans. Power Electron.* **27** 3081
- [83] Heller E R, Crespo A 2008 *Microelectron. Reliab.* **48** 45
- [84] Li H D, Liu J J, Li Y 2025 *Sci. Rep.* **15** 14082
- [85] Kharee P, Baidya A, Maity N P, Maity R 2023 *Eng. Res. Express* **5** 012001
- [86] Li F Y, Xue J, Fan A R, Li Y P, Ma W G, Xie H Q, Zhang X 2024 *Appl. Phys. Lett.* **125** 193502
- [87] Cocker T L, Jelic V, Hillenbrand R, Hegmann F A 2021 *Nat. Photonics* **15** 558
- [88] Majumdar A, Lai J, Chandrachud M, Nakabeppu O, Wu Y, Shi Z 1995 *Rev. Sci. Instrum.* **66** 3584
- [89] Kuball M, Pomeroy J W, Guemann F, Oner B 2019 *IEEE BiCMOS and Compound semiconductor Integrated Circuits and Technology Symposium (BCICTS)* Nashville, TN, USA, November 03–06, 2019 p1
- [90] Guemann F, Pomeroy J W, Kuball M 2021 *Nano Today* **39** 101206
- [91] Aubry R, Jacquet J C, Weaver J, Durand O, Dobson P, Mills G, Forte Poisson M A d, Cassette S, Delage S L 2007 *IEEE Trans. Electron Devices* **54** 385
- [92] Bhatti H I, Yuvaraja S, Wang C, Tang X, Li X 2024 *IEEE Trans. Electron Devices* **71** 7734
- [93] Bhatti H I, Mainali G, Li X 2025 *Appl. Phys. Lett.* **126** 043511
- [94] Arenas O, Alam É A, Thevenot A, Cordier Y, Jaouad A, Aimez V, Maher H, Arès R, Boone F 2014 *IEEE J. Electron Devices Soc.* **2** 145
- [95] Berthou M, Godignon P, Millán J 2014 *IEEE Trans. Power Electron.* **29** 4970
- [96] Pu T F, Li X B, Wu J Y, Yang J Y, Lu Y M, Liu X K, Ao J P 2021 *IEEE Trans. Electron Devices* **68** 5162
- [97] Sun Y H, Wen K Y, Du F Z, Deng C K, Li W M, He J Q, Hu Q Y, Jiang Y, Sokolovskij R, Wang Q, Jiang Y L, Yu H Y 2025 *IEEE Sens. J.* **25** 8024
- [98] Yan Z H, Yuan S, Jiang X, Deng C F, Pang Z J, Bu X S, Hong H M, Gong X W, Hao Y 2023 *IEEE Trans. Electron Devices* **70** 5087
- [99] Sun Y H, Wen K Y, Li W M, Deng C K, Cui Y F, Xu S C, Sokolovskij R, Jiang Y L, Yu H Y 2025 *IEEE Electron Device Lett.* **46** 2130
- [100] Li X, Pu T F, Li L A, Ao J P 2020 *IEEE Electron Device Lett.* **41** 601
- [101] Li L A, Pu T F, Li X B, Ao J P 2022 *IEEE Sens. J.* **22** 1933
- [102] Madhusoodhanan S, Sandoval S, Zhao Y, Ware M E, Chen Z 2017 *IEEE Electron Device Lett.* **38** 1105
- [103] Wei X, Zhang X D, Zhou X, Ma Y J, Tang W B, Chen T W, Liu W N, Tang W X, Yu G H, Fan Y M, Fu K, Cai Y, Zhang B S 2021 *IEEE Sens. J.* **21** 22459
- [104] Chang J, Yin Y L, Du J H, Wang H, Li H R, Zhao C H, Li H, Hu C G, Cao W P, Tang X, Yang S 2023 *IEEE Electron Device Lett.* **44** 594
- [105] Li A, Shen Y, Li Z Q, Li F, Sun R Z, Mitrovic I Z, Wen H Q, Lam S, Liu W 2023 *IEEE Electron Device Lett.* **44** 333
- [106] Kabwangala T N, Fradin J P, Ariba Y, Marie A, Gouaisbaut F 2023 *29th International Workshop on Thermal Investigations of ICs and Systems (THERMINIC)* Budapest, Hungary, September 27–29, 2023 p1
- [107] Abdullah N, Abu Talib A R, Jaafar A A, Mohd Salleh M A, Chong W T 2010 *Exp. Therm Fluid Sci.* **34** 1089
- [108] Jeong P, Moo Whan S, Lee C C 2003 *IEEE Electron Device Lett.* **24** 424
- [109] Wiberg R, Lior N 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 2985
- [110] Hwang W J, Lee T H, Kim L, Shin M W 2004 *Physica Status Solidi (c)* **1** 2429
- [111] Brübach J, Pflitsch C, Dreizler A, Atakan B 2013 *Prog. Energy Combust. Sci.* **39** 37
- [112] Khalid A H, Kontis K 2008 *Sensors* **8** 1424
- [113] Sedlmeier A, Achatz D E, Fischer L H, Gorris H H, Wolfbeis O S 2012 *Nanoscale* **4** 7090
- [114] Savchuk O A, Carvajal J J, Cascales C, Massons J, Aguiló M, Díaz F 2016 *J. Mater. Chem. C* **4** 6602
- [115] Cao H, Ning P Q, Chai X G, Zheng D, Kang Y H, Wen X H 2021 *J. Power Electron.* **21** 451
- [116] Choi H, Wang L, Kang S W, Lim J, Choi J 2021 *Microelectron. Eng.* **235** 111451
- [117] Christofferson J, Shakouri A 2004 *Microelectron. J.* **35** 791
- [118] Batten T, Manoi A, Uren M J, Martin T, Kuball M 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 074502
- [119] Patil A, Le Fricc Y, Roussel P, Deblock Y, Jeannot S, Boivin P, Dubois E, Robillard J F 2024 *J. Appl. Phys.* **136** 175102
- [120] Killat N, Montes M, Pomeroy J W, Paskova T, Evans K R, Leach J, Li X, Ü O, Morkoc H, Chabak K D, Crespo A, Gillespie J K, Fitch R, Kossler M, Walker D E, Trejo M, Via G D, Blevins J D, Kuball M 2012 *IEEE Electron Device Lett.* **33** 366
- [121] Braum J L, Olson D H, Gaskins J T, Hopkins P E 2019 *Rev. Sci. Instrum.* **90** 024905
- [122] Yuan C, Hanus R, Graham S 2022 *J. Appl. Phys.* **132** 220701
- [123] Calabretta M, Sitta A, Oliveri S M, Sequenzia G 2021 *IEEE Access* **9** 76307
- [124] Asoodar M, Nahalparvari M, Zhang Y, Danielsson C, Nee H P, Blaabjerg F 2023 *IEEE Trans. Power Electron.* **38** 3870
- [125] Salvi S S, Jain A 2021 *J. Electron. Packag.* **143** 020901
- [126] Chang K S, Yang S C, Kim J Y, Kook M H, Ryu S Y, Choi H Y, Kim G H 2012 *Sensors* **12** 4648
- [127] Stoyanova A, Bonev B, Kafadarova N, Rizanov S 2022 *IEEE 9th Electronics System-Integration Technology Conference (ESTC)* Sibiu, Romania, September 13–16, 2022 p509
- [128] Fu Z W, Zheng B J, Huang X, Zhou B, Yang X F, Guo H X 2021 *22nd International Conference on Electronic Packaging Technology (ICEPT)* Xiamen, China, September 14–17, 2021 p1
- [129] Reiner R, Basler M, Mönch S, Grieshaber D, Döring P, Dammann M, Waltereit P, Quay R 2025 *IEEE Trans. Electron Devices* **72** 6546
- [130] Baczkowski L, Carisetti D, Jacquet J C, Kendig D, Vouzelaud F, Gaquiere C 2014 *20th International Workshop on Thermal Investigations of ICs and Systems* Greenwich, UK, September 24–26, 2014 p1

- [131] Dunn I H, Nefzaoui E, Loraine J, Lahbib I, Hamaoui G, Nguyen T D, Grandchamp B, Basset P, Ren G U 2022 *28th International Workshop on Thermal Investigations of ICs and Systems (THERMINIC)* Dublin, Ireland, September 28–30, 2022 p1
- [132] Harris T R, Pavlidis G, Wyers E J, Newberry D M, Graham S, Franzon P, Davis W R 2016 *15th IEEE Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems (ITherm)* Las Vegas, NV, USA, May 31–June 03, 2016 p1505
- [133] Dupont L, Avenas Y, Jeannin P O 2013 *IEEE Trans. Ind. Appl.* **49** 1599
- [134] Reck A, Koch D, Kallfass I 2025 *PCIM Conference 2025: International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management* Nuremberg, Germany, May 06–08, 2025 p278
- [135] Moulitif N, Echeverri A, Carisetti D, Latry O, Joubert E 2019 *IEEE Trans. Device Mater. Reliab.* **19** 704
- [136] Green D S, Vembu B, Hepper D, Gibb S R, Jin D, Vetury R, Shealy J B, Beechem L T, Graham S 2008 *Physica Status Solidi (c)* **5** 2026
- [137] Mascaretti L, Schirato A, Montini T, Alabastri A, Naldoni A, Fornasiero P 2022 *Joule* **6** 1727
- [138] Lian T T, Xia Y M, Wang Z Z, Yang X F, Fu Z W, Kong X, Lin S X, Ma S L 2022 *Microsyst. Nanoeng.* **8** 119
- [139] Zafar S, Durma Y, Kocer H, Akoglu B C, Aras Y E, Odabasi O, Butun B, Ozbay E 2023 *IEEE Trans. Device Mater. Reliab.* **23** 72
- [140] Li G, Sheng G C, Wei L S 2017 *IEEE 24th International Symposium on the Physical and Failure Analysis of Integrated Circuits (IPFA)* Chengdu, China, July 04–07, 2017 p1
- [141] Dammann M, Baeumler M, Brückner P, Bronner W, Maroldt S, Konstanzer H, Wespel M, Quay R, Mikulla M, Graff A, Lorenzini M, Fagerlind M, van der Wel P J, Roedle T 2015 *Microelectron. Reliab.* **55** 1667
- [142] Kuball M, Pomeroy J W 2016 *IEEE Trans. Device Mater. Reliab.* **16** 667
- [143] Ju Y S, Goodson K E 1997 *IEEE Electron Device Lett.* **18** 512
- [144] Jun H, Mehrotra V, Shaw M C 1999 *11th International Symposium on Power Semiconductor Devices and ICs. ISPSD'99 Proceedings (Cat. No. 99CH36312)* Toronto, Canada, 1999 p145
- [145] Ostermeier R, Brunner K, Abstreiter G, Weber W 1992 *IEEE Trans. Electron Devices* **39** 858
- [146] Choi S, Heller E R, Dorsey D, Vetury R, Graham S 2013 *IEEE Trans. Electron Devices* **60** 1898
- [147] Bagnall K R, Moore E A, Badescu S C, Zhang L, Wang E N 2017 *Rev. Sci. Instrum.* **88** 113111
- [148] Kawase M, Suda J 2021 *Jpn. J. Appl. Phys.* **60** 048002
- [149] Faggio G, Grillo R, Messina G 2021 *Spectroscopy for Materials Characterization* (Wiley) p169
- [150] Foucher F 2022 *J. Raman Spectrosc.* **53** 664
- [151] Karim A, Song Y, Shoemaker D C, Jeon D W, Park J H, Mun J K, Lee H K, Choi S 2023 *Appl. Phys. Lett.* **123** 192104
- [152] Dahrouch Z, Malta G, d'Ambrosio M, Messina A A, Musolino M, Sitta A, Calabretta M, Patanè S 2024 *Appl. Sci.* **14** 4230
- [153] Fan A R, Li Y P, Ma W G, Wang H D, Zhang X 2022 *Appl. Therm. Eng.* **217** 119190
- [154] Kuball M, Hayes J M, Uren M J, Martin I, Birbeck J C H, Balmer R S, Hughes B T 2002 *IEEE Electron Device Lett.* **23** 7
- [155] Simms R J T, Pomeroy J W, Uren M J, Martin T, Kuball M 2008 *IEEE Trans. Electron Devices* **55** 478
- [156] Sarua A, Hangfeng J, Kuball M, Uren M J, Martin T, Hilton K P, Balmer R S 2006 *IEEE Trans. Electron Devices* **53** 2438
- [157] Simon R B, Pomeroy J W, Kuball M 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 213503
- [158] Brocero G, Guhel Y, Eudeline P, Sipma J P, Gaquière C, Boudart B 2019 *IEEE Trans. Electron Devices* **66** 4156
- [159] Kim S, Shoemaker D C, Karim A, Walwil H, DeJarld M T, Tahhan M B, Vaillancourt J, Chumbes E M, Laroche J R, Pavlidis G, Graham S, Choi S 2025 *IEEE Trans. Electron Devices* **72** 162
- [160] Kuball M, Riedel G J, Pomeroy J W, Sarua A, Uren M J, Martin T, Hilton K P, Maclean J O, Wallis D J 2007 *IEEE Electron Device Lett.* **28** 86
- [161] Bagnall K R, Saadat O I, Joglekar S, Palacios T, Wang E N 2017 *IEEE Trans. Electron Devices* **64** 2121
- [162] Riedel G J, Pomeroy J W, Hilton K P, Maclean J O, Wallis D J, Uren M J, Martin T, Kuball M 2008 *IEEE Electron Device Lett.* **29** 416
- [163] Pomeroy J W, Middleton C, Singh M, Dalcanale S, Uren M J, Wong M H, Sasaki K, Kuramata A, Yamakoshi S, Higashiwaki M, Kuball M 2019 *IEEE Electron Device Lett.* **40** 189
- [164] Huang D Z, Sun Q S, Liu Z Y, Xu S, Yang R G, Yue Y N 2023 *Adv. Sci.* **10** 2204777
- [165] Xu J X, Huang X N, Sheng Y F, Sun Q S, Zhang H K, Bao H, Yue Y N 2025 *Adv. Sci.* **12** 2411040
- [166] Sheng Y F, Wang S Y, Hu Y, Xu J X, Ji Z G, Bao H 2024 *IEEE Trans. Electron Devices* **71** 1769
- [167] Chen G F, Hu B Y, Wang Z L, Tang D W 2023 *Int. J. Therm. Sci.* **194** 108592
- [168] Abid R, Mezroua F Z 1995 *Proceedings 1995 Canadian Conference on Electrical and Computer Engineering* Montreal, Canada, September 05–09, 1995 p586
- [169] Burzo M G, Komarov P L, Raad P E 2003 *IEEE Trans. Compon. Packag. Technol.* **26** 80
- [170] Lee C C, Su T J, Chao M 1992 *IEEE Trans. Comp. Hybrids Manuf. Technol.* **15** 625
- [171] Bougher T L, Yates L, Lo C F, Johnson W, Graham S, Cola B A 2016 *Nanoscale Microscale Thermophys. Eng.* **20** 22
- [172] Schmidt A J, Cheaito R, Chiesa M 2009 *Rev. Sci. Instrum.* **80** 094901
- [173] Muth J F, Lee J H, Shmagin I K, Kolbas R M, Jr Casey H C, Keller B P, Mishra U K, DenBaars S P 1997 *Appl. Phys. Lett.* **71** 2572
- [174] Jeon D M, Han D P, Shim J I, Shin D S 2025 *Jpn. J. Appl. Phys.* **64** 012002
- [175] Helou A E, Komarov P, Tadjer M J, Anderson T J, Francis D A, Feygelson T, Pate B B, Hobart K D, Raad P E 2020 *IEEE Trans. Electron Devices* **67** 5415
- [176] Martin-Horcajo S, Pomeroy J W, Lambert B, Jung H, Blanck H, Kuball M 2016 *IEEE Electron Device Lett.* **37** 1197
- [177] Mao Y L, Zhang H C, Ma Y L, Wang H Y, Sun H D, Yuan C 2025 *IEEE Trans. Power Electron.* **40** 8648
- [178] Matei C, Urbonas J, Votsi H, Kendig D, Aaen P H 2020 *IEEE Trans. Power Electron.* **35** 8303
- [179] Vermeersch B, Bahk J H, Christofferson J, Shakouri A 2013

- J. Appl. Phys.* **113** 104502
- [180] Tadjer M J, Raad P E, Komarov P L, Hobart K D, Feygelson T I, Koehler A D, Anderson T J, Nath A, Pate B, Kub F J 2018 *IEEE J. Electron Devices Soc.* **6** 922
- [181] Tadjer M J, Anderson T J, Ancona M G, Raad P E, Komarov P, Bai T, Gallagher J C, Koehler A D, Goorsky M S, Francis D A, Hobart K D, Kub F J 2019 *IEEE Electron Device Lett.* **40** 881
- [182] Pavlidis G, Yates L, Kendig D, Lo C F, Marchand H, Barabadi B, Graham S 2020 *IEEE Trans. Electron Devices* **67** 822
- [183] Liu Z K, Yang G, Cao B Y 2023 *Rev. Sci. Instrum.* **94** 094902
- [184] Lundh J S, Pavlidis G, Sasaki K, Centrone A, Spencer J A, Masten H N, Currie M, Jacobs A G, Konishi K, Kuramata A, Hobart K D, Anderson T J, Tadjer M J 2024 *Appl. Phys. Lett.* **124** 054103
- [185] Chatterjee B, Jayawardena A, Heller E, Snyder D W, Dhar S, Choi S 2018 *Rev. Sci. Instrum.* **89** 114903
- [186] Li P, Zhou J Y, Li S, Udvarhelyi P, Xu J S, Li C F, Huang B, Guo G C, Gali A 2025 *Nat. Mater.* **24** 1913
- [187] Huang Q, Wang J, Yin R H, Tan Y, Cheng C F, Sun Y R, Liu A W, Hu S M 2025 *Phys. Rev. Lett.* **135** 223002
- [188] Eng J J H, Jiang Z, Meunier M, Rasmita A, Zhang H, Yang Y, Zhou F, Cai H, Dong Z, Zúñiga Pérez J, Gao W 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 083602
- [189] Yang M Y, Yuan Q L, Gao J Y, Shu S C, Chen F Y, Sun H F, Nishimura K, Wang S L, Yi J, Lin C T, Jiang N 2019 *Nanomaterials* **9** 2079
- [190] Acosta V M, Bauch E, Ledbetter M P, Waxman A, Bouchard L S, Budker D 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 070801
- [191] Zhang S C, Dong Y, Du B, Lin H B, Li S, Zhu W, Wang G Z, Chen X D, Guo G C, Sun F W 2021 *Rev. Sci. Instrum.* **92** 044904
- [192] Gong M S, Xu J H, Yu M, Zhang L Y, Li Q P, Wang N, Cai J M 2024 *Phys. Rev. Appl.* **21** 024053
- [193] Yamazaki Y, Masuyama Y, Kojima K, Ohshima T 2023 *Phys. Rev. Appl.* **20** L031001
- [194] Tahara K, Tamura S i, Toyama H, Nakane J J, Kutsuki K, Yamazaki Y, Ohshima T 2025 *npj Quantum Inf.* **11** 58
- [195] Jiang Z Z, Cai H B, Cernansky R, Liu X G, Gao W B 2023 *Sci. Adv.* **9** 2080
- [196] Falsetti C, Sisti M, Beard P F 2021 *Infrared Phys. Technol.* **113** 103574
- [197] Mousnier M, Sanchez K, Locatelli E, Lebey T, Bley V 2018 *Microelectron. Reliab.* **88** 67
- [198] Marini M, Bouzin M, Sironi L, D'Alfonso L, Colombo R, Di Martino D, Gorini G, Collini M, Chirico G 2021 *Mater. Today Phys.* **18** 100375
- [199] Sarua A, Bullen A, Haynes M, Kuball M 2007 *IEEE Trans. Electron Devices* **54** 1838
- [200] Baczkowski L, Jacquet J C, Jardel O, Gaquière C, Moreau M, Carisetti D, Brunel L, Vouzelaud F, Mancuso Y 2015 *IEEE Trans. Electron Devices* **62** 3992
- [201] Sarua A, Ji H, Hilton K P, Wallis D J, Uren M J, Martin T, Kuball M 2007 *IEEE Trans. Electron Devices* **54** 3152
- [202] Killat N, Kuball M, Chou T M, Chowdhury U, Jimenez J 2010 *IEEE International Reliability Physics Symposium* Anaheim, CA, USA, May 02–06, 2010 p528
- [203] Zheng X, Pomeroy J W, Jindal G, Kuball M 2024 *IEEE Trans. Electron Devices* **71** 2367
- [204] Pavlidis G, Kim S H, Abid I, Zegaoui M, Medjdoub F, Graham S 2019 *IEEE Electron Device Lett.* **40** 1060
- [205] Maize K, Pavlidis G, Heller E, Yates L, Kendig D, Graham S, Shakouri A 2014 *IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium (CSICS)* La Jolla, CA, USA, October 19–22, 2014 p1
- [206] Venkatadri V, Sammakia B, Srihari K, Santos D 2011 *J. Electron. Packag.* **133**
- [207] Zhao X L, Hu W B 2024 *Surf. Interfaces* **46** 104178
- [208] Li Y P, Fan A R, Zhang X Y, Zhang X 2023 *Int. J. Heat Mass Transfer* **216** 124555
- [209] Dziarski K, Hulewicz A, Kuwałek P, Wiczyński G 2023 *Energies* **16** 2559
- [210] Guo J, Fu H, Pan B, Kang R 2021 *Chin. J. Aeronaut.* **34** 54
- [211] Sathik M H M, Pou J, Prasanth S, Muthu V, Simanjourang R, Gupta A K 2017 *Asian Conference on Energy, Power and Transportation Electrification, (ACEPT)* Singapore, October 24–26, 2017 p1

SPECIAL TOPIC—Heat conduction and its related interdisciplinary areas

Wide bandgap high power electronic device junction temperature measurement technology*

ZHANG Jingwen¹⁾ WANG Shuai²⁾³⁾ SHI Shang³⁾ MA Mingyang¹⁾
WANG Zexu¹⁾ HAO Menglong^{1)†}

1) (*School of Energy and Environment, Southeast University, Nanjing 210096, China*)

2) (*School of Electronic Science and Engineering, Nanjing University, Nanjing 210033, China*)

3) (*Nanjing Electronic Devices Institute, Nanjing 210016, China*)

(Received 21 January 2026; revised manuscript received 20 February 2026)

Abstract

Wide-bandgap semiconductor power devices based on materials such as gallium nitride (GaN), silicon carbide (SiC), and gallium oxide (Ga₂O₃) have gained widespread adoption in power electronics and radio-frequency systems, owing to their high critical electric field, elevated power density, and superior high-frequency performance. However, under high power density operating conditions, power devices experience significant self-heating, which raises the junction temperature and consequently degrades both performance and reliability. Accurate extraction and measurement of the junction temperature are therefore essential for elucidating heat generation mechanisms, optimizing thermal management designs, and enabling reliable lifetime predictions. This review provides a systematic review of the mainstream techniques for junction temperature measurement in wide-bandgap semiconductor devices, categorized into three primary classes: electrical methods, physical contact methods, and optical methods. For electrical methods, the principles underlying temperature-sensitive parameters are introduced, along with their capability for online monitoring. These approaches are particularly well suited for real-time temperature assessment in packaged devices. For physical contact methods, the implementation and measurement principles of techniques such as scanning thermal microscopy and on-chip integrated temperature sensors are evaluated. For optical methods, the principles and application scenarios of non-contact temperature measurement techniques, including infrared thermography, micro-Raman spectroscopy, and thermoreflectance, are analyzed in detail. Finally, the review discusses key challenges currently confronting junction temperature measurements in wide-bandgap devices, including the characterization of ultrafast transient thermal processes, three-dimensional mapping of embedded thermal distributions, and mitigation of strong interference from multiphysics-coupled signals. Prospects for future development are also outlined, encompassing multi-technique fusion approaches, novel deep thermal characterization methods, and the emergence of quantum-precision temperature sensing technologies.

Keywords: power devices, junction temperature measurement, thermal management

DOI: [10.7498/aps.75.20260106](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260106)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260106](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260106)

* Project supported by the Original Exploration Program of National Natural Science Foundation of China (Grant No. T2550171), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 52576064), and the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2024YFA1207900).

† Corresponding author. E-mail: haom@seu.edu.cn



宽禁带大功率电子器件结温测量技术

张静文 王帅 施尚 马鸣阳 王泽旭 郝梦龙

Wide bandgap high power electronic device junction temperature measurement technology

ZHANG Jingwen WANG Shuai SHI Shang MA Mingyang WANG Zexu HAO Menglong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 070807 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260106

CSTR: 32037.14.aps.75.20260106

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260106>

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

界面工程调控GaN基异质结界面热传导性能研究

Interface engineering moderated interfacial thermal conductance of GaN-based heterointerfaces

物理学报. 2023, 72(22): 226301 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230791>

高功率GaN 微波器件大信号缩放模型

A large-signal scaling model of high-power GaN microwave device

物理学报. 2023, 72(14): 147103 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230440>

高温超导约瑟夫森结技术及应用于液氮温区量子电压标准的可能性

High-temperature superconducting Josephson junction technology and its potential application to quantum voltage standards in liquid nitrogen temperature range

物理学报. 2025, 74(9): 090304 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241262>

星载电子器件温控的系统多尺度分析

System multi-scale analysis of temperature control for spaceborne electronic devices

物理学报. 2024, 73(18): 184401 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240685>

空间用GaN功率器件单粒子烧毁效应激光定量模拟技术研究

Research on Single Event Burnout of GaN power devices with femtosecond pulsed laser

物理学报. 2022, 71(13): 136102 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212297>

面向宽温域功能器件的连续组分外延铁电薄膜

Composition-spread epitaxial ferroelectric thin films for temperature-insensitive functional devices

物理学报. 2023, 72(9): 097701 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230154>