



晶格匹配InAlN/GaN异质结肖特基接触反向电流的电压与温度依赖关系

闫大为 吴静 闫晓红 李伟然 俞道欣 曹艳荣 顾晓峰

Voltage and temperature dependence of reverse leakage current of lattice-matched InAlN/GaN heterostructure Schottky contact

Yan Da-Wei Wu Jing Yan Xiao-Hong Li Wei-Ran Yu Dao-Xin Cao Yan-Rong Gu Xiao-Feng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 077201 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201355

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201355>

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

Ni/Au/n-GaN肖特基二极管可导位错的电学模型

Physical model of conductive dislocations in GaN Schottky diodes

物理学报. 2018, 67(17): 177202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180762>

晶格匹配In_{0.17}Al_{0.83}N/GaN异质结电容散射机制

Capacitance scattering mechanism in lattice-matched In_{0.17}Al_{0.83}N/GaN heterojunction Schottky diodes

物理学报. 2018, 67(24): 247202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181050>

InAlN/GaN异质结二维电子气波函数的变分法研究

Variational study of the 2DEG wave function in InAlN/GaN heterostructures

物理学报. 2018, 67(2): 027303 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171827>

Pt/Au/n-InGaN肖特基接触的电流输运机理

Current transport mechanism of Schottky contact of Pt/Au/n-InGaN

物理学报. 2018, 67(21): 217802 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181191>

InGaZnO薄膜晶体管泄漏电流模型

Leakage current model of InGaZnO thin film transistor

物理学报. 2019, 68(5): 057302 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182088>

AlGaIn插入层对InAlN/AlGaIn/GaN异质结散射机制的影响

Effects of AlGaIn interlayer on scattering mechanisms in InAlN/AlGaIn/GaN heterostructures

物理学报. 2019, 68(1): 017301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181663>

晶格匹配 InAlN/GaN 异质结肖特基接触反向电流的电压与温度依赖关系*

闫大为^{1)†} 吴静¹⁾ 闫晓红¹⁾ 李伟然¹⁾
俞道欣¹⁾ 曹艳荣²⁾³⁾ 顾晓峰¹⁾

1) (江南大学电子工程系, 物联网技术应用教育部工程研究中心, 无锡 214122)

2) (北京智芯微电子科技有限公司, 北京市电力高可靠性集成电路设计工程技术研究中心, 北京 102200)

3) (西安电子科技大学, 宽带隙半导体技术国家重点学科实验室, 西安 710071)

(2020年8月18日收到; 2020年11月17日收到修改稿)

测量了晶格匹配 InAlN/GaN 异质结肖特基接触的反向变温电流-电压特性曲线, 研究了反向漏电流的偏压与温度依赖关系. 结果表明: 1) 电流是电压和温度的强函数, 饱和电流远大于理论值, 无法采用经典热发射模型解释; 2) 在低偏压区, 数据满足 $\ln(I/E)-E^{-1/2}$ 线性依赖关系, 电流斜率和激活能与 Frenkel-Poole 模型的理论值接近, 表明电流应该为 FP 机制占主导; 3) 在高偏压区, 数据满足 $\ln(I/E^2)-E^{-1}$ 线性依赖关系, 电流斜率不随温度改变, 表明 Fowler-Nordheim 隧穿机制占主导; 4) 反向电流势垒高度约为 0.60 eV, 远低于热发射势垒高度 2.91 eV, 表明可导位错应是反向漏电流的主要输运通道, 局域势垒由于势能级施主态电离而被极大降低.

关键词: 反向漏电流, 偏压与温度, 可导位错, 浅能级施主态

PACS: 72.80.Ey, 73.20.At, 73.40.-c, 73.43.Cd

DOI: 10.7498/aps.70.20201355

1 引言

与传统 AlGaN/GaN 异质结相比, 晶格匹配 InAlN/GaN 异质结的势垒层不存在压电极化效应, 更适合制备工作在高频和高温环境的高电子迁移率晶体管 (HEMTs)^[1-3]. In_xAl_{1-x}N 合金的重要特征是可以生长出 In 含量 (x) 约为 17% 的与 GaN 晶格匹配的外延层. 晶格匹配 In_{0.17}Al_{0.83}N/GaN 的异质结界面具有最小的应力, 因此不易形成裂纹和位错^[4,5]. 尽管如此, 晶格匹配 InAlN/GaN 异质结外延薄膜内部却存在更高的可导位错密度, 约 10^9 cm^{-2} , 导致器件遭受更高的反向漏电流^[6,7], 会严重降低器件的电学可靠性. 尤其是, 当器件长期

工作在高频和高压条件下, 其电学可靠性会严重退化, 甚至会提前发生击穿失效, 不利于器件的实际应用. 过去, 许多研究者测量了 Ni/Au/AlGaN/GaN 肖特基接触的变温电流-电压 (T - I - V) 特性曲线, 分析了可导位错对反向漏电流的重要作用^[8-11]. Hsu 等^[7] 认为反向漏电流对势垒高度不敏感, 而主要与螺旋和混合位错有关. Miller 等^[12] 将反向电流归因于电子沿着位错的两步陷阱辅助隧穿或者一维变程跳变过程. Arslan 等^[13] 认为金属-半导体界面附近俘获态中的电子可以发射到与每个导电位错相关的连续态中去, 从而形成反向泄漏电流. 以上模型认为可导位错是反向漏电的主要输运通道, 并将其简单地等效为禁带中的连续可导缺陷态. 这种处理方法未考虑材料的微观电学结构变化, 显然不

* 国家自然科学基金 (批准号: 61504050, 11604124, 51607022) 和北京智芯微电子科技有限公司实验室开放基金资助的课题.

† 通信作者. E-mail: daweyan@jiangnan.edu.cn

利于揭示其对器件电学行为的影响. 最近, Chen 等^[14]首次提出了可导位错的精确物理模型, 阐明了其在 GaN 肖特基二极管反向漏电的具体作用.

鉴于此, 本文制备了晶格匹配 In_{0.17}Al_{0.83}N/GaN HEMTs 的肖特基栅极结构, 系统研究了反向漏电流的偏压与温度依赖关系. 结果表明: 1) 低偏压下的电流主要为 Frenkel-Poole (FP) 发射电流, 即在电场作用下界面施主态内的电子向位错导带热发射的过程; 2) 高偏压下的电流主要为 Fowler-Nordheim(FN) 隧穿电流, 即金属中的电子向位错导带隧穿的过程. 我们认为, 并非禁带中连续缺陷态, 而是位错边界电离的施主态有效降低了导带位置, 明显降低该处肖特基势垒, 成为有效的局域导电通道.

2 器件制备与测试

本文使用的晶格匹配 InAlN/GaN 异质结肖特基势垒二极管是采用金属有机化合物气相沉积法沉积在蓝宝石衬底上的, 其外延结构主要包括 3 μm 的非掺杂 GaN 缓冲层 ($N_D \approx 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), 2 nm 厚度的 AlN 插入层和 18 nm 的未掺杂 In_{0.17}Al_{0.83}N 势垒层. In 组份大约为 17%, 此条件下 InAlN 势垒层与 GaN 晶格匹配, 异质结内部无压电极化效应^[15,16]. 图 1(a) 所示为 InAlN/GaN 异质结肖特基势垒二极管的横截面结构示意图. 首先, 利用标准光刻和剥离工艺欧姆电极的形状和尺寸, 然后利用电子束蒸发 Ti/Al/Ni/Au(30/150/50/300 nm) 合金后, 将外延片立即放置在 870 °C 的 N₂ 环境中快速热退火 30 s, 形成良好的欧姆接触. 接着, 通过等离子体化学气相沉积法在外延片表面生长一层 100 nm 的 Si₃N₄ 钝化层. 最后利用

光刻和剥离工艺定义肖特基接触的图形和尺寸, 通过电子束沉积 Pt/Au(40/100 nm) 合金获得肖特基接触. 图 1(b) 所示为 InAlN/GaN 异质结肖特基势垒二极管的俯视图. 其中, 圆形肖特基电极的直径约为 100 μm, 与欧姆电极的间距约为 8.6 μm. 基于经典热发射 (TE) 模型, 通过拟合正向高偏压区的 $I-V$ 曲线, 得 $T = 300 \text{ K}$ 时热发射有效势垒高度约为 2.91 eV^[17].

3 结果与讨论

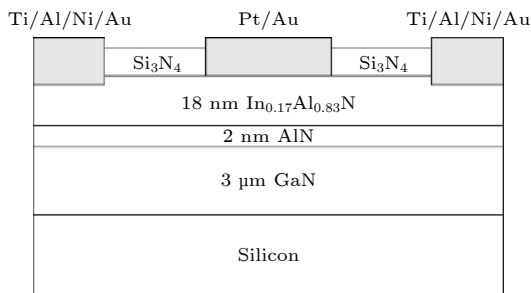
图 2(a) 所示为晶格匹配 InAlN/GaN 异质结肖特基接触反向 $T-I-V$ 和 $C-V$ 特性曲线. 随着反向偏压的增大, 电流先快速增加然后增长速度变得缓慢, 并出现负温度系数. 在 $-4 \sim -6.5 \text{ V}$ 区域, 电容随着反向电压的增大迅速减小, 表明此时二维电子气 (2DEG) 浓度急剧减小, 在 $V = -6.5 \text{ V}$ 时沟道夹断, $V_{\text{pin-off}} = -6.5 \text{ V}$. 2DEG 面浓度 ($n_{2\text{DEG}}$) 和反向偏压的关系可由以下关系式获得

$$n_{2\text{DEG}}(V) = \frac{1}{eA} \int_{V_{\text{pin-off}}}^V C(V) dV, \quad (1)$$

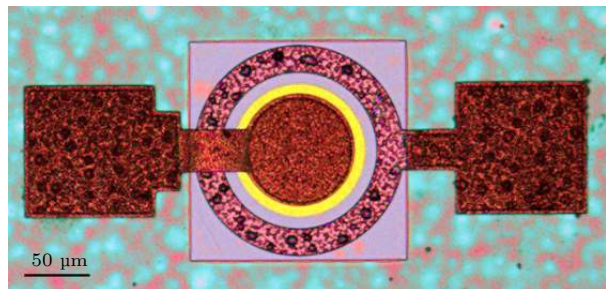
式中, $A \approx 7.854 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$ 为肖特基电极面积. 根据 (1) 式积分 $C-V$ 曲线可得, 零偏压下的 $n_{2\text{DEG}}$ 约为 $1.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, 与理论值接近. 进而, 可得势垒层电场-电压关系^[18]

$$E_S(V) = \frac{e(\sigma_p(-) - n_{2\text{DEG}}(V))}{\epsilon\epsilon_0}, \quad (2)$$

其中 $\sigma_p(-) = 2.73 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 为 InAlN 极化面固定电荷密度^[16], ϵ_0 是真空介电常数, $\epsilon = 8.9\epsilon_0$ 为 GaN 相对介电常数. 图 2(b) 所示为室温下 $n_{2\text{DEG}}$ 和 E 对 V 的依赖关系. 可以看到, 随着反向偏压增加, $n_{2\text{DEG}}$ 随电压的增大迅速减小, 在 $V = -6.5 \text{ V}$



(a)



(b)

图 1 (a) InAlN/GaN 肖特基势垒二极管横截面结构示意图; (b) 俯视图

Fig. 1. (a) Schematic cross-section diagram of InAlN / GaN Schottky barrier diodes; (b) top view image of the devices.

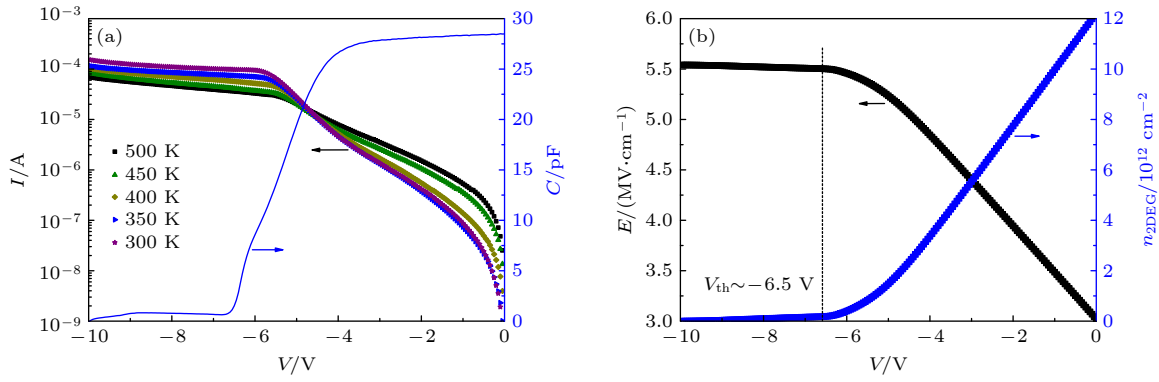


图 2 (a) 不同温度下 InAlN/GaN 肖特基势垒二极管的 I - V 特性和常温下典型的 C - V 特性曲线; (b) 电场与电压的函数关系图和 n_{2DEG} 对电压的依赖关系

Fig. 2. (a) The reverse I - V characteristics of InAlN / GaN Schottky diode measured at various temperatures and typical C - V curve at room temperature; (b) electric field and n_{2DEG} as a function of gate voltage.

处基本完全耗尽. 相应地, $E_s(V)$ 随着电压的增大先线性增大, 在 $V = -6.5 V$ 处后维持在 $5.5 MV/cm$ 基本不变.

理想肖特基接触的电流行为由 TE 模型描述^[14], 其饱和电流可表示为

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_{Bn}}{kT}\right), \quad (3)$$

式中, $A^* \approx 55.7 A \cdot cm^{-2} \cdot K^{-2}$ 为有效理查森常数, k 是玻尔兹曼常数, $q\varphi_{Bn} \approx 2.91 eV$ 是理想肖特基势垒高度^[17]. 图 3 比较了饱和电流在不同温度下的理论值和实验值, 表明实际的饱和电流远大于理论值. 例如, 在 500 K 条件下实验值也比理论值大 17 个量级. 因此, 经典 TE 模型并不适用于本研究所使用的器件.

物理上讲, 肖特基结构反向电流的强电压和温度关系可能起源于两种输运过程: 1) 当电子直接

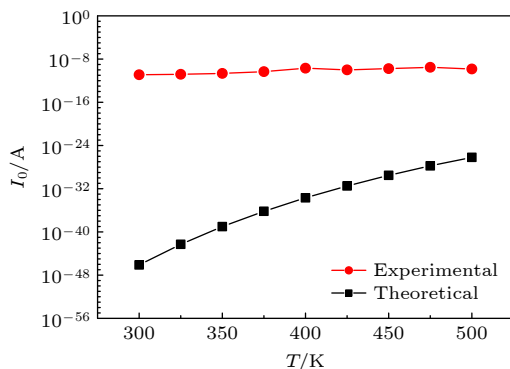


图 3 不同温度下 InAlN/GaN 肖特基势垒二极管的反向饱和电流的理论值和实验值

Fig. 3. Theoretical and experimental reverse saturation current of InAlN/GaN Schottky diodes for different temperatures.

来自金属时, 肖特基效应占主导; 2) 当电子来自界面施主态时, Frenkel-Poole 发射机制占主导.

首先考虑肖特基效应, 即在强电场存在的情况下, 镜像力所引起的发射势垒降低. 相应的电流可表示为^[19]

$$\ln(I_{SC}) = \beta_{SC}\sqrt{E} + \ln AA^*T^2 - \frac{q\varphi_{SC}}{kT}, \quad (4a)$$

$$\beta_{SC} = \frac{q}{kT} \sqrt{\frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0}}, \quad (4b)$$

式中, $q\varphi_{SC}$ 为肖特基势垒高度. (4a) 式和 (4b) 式表明, 若肖特基效应占主导, 则 $\ln I$ 应与 $E^{1/2}$ 满足线性关系, 且其斜率 β_{SC} 具有固定的激活能 $q(q/4\pi\epsilon\epsilon_0)^{1/2} \approx 1.26 \times 10^{-4} eV$. 图 4(a) 所示为 $\ln I$ 与 $E^{1/2}$ 的关系图, 确实满足线性依赖关系. 图 4(b) 所示为相应的电流斜率 β_{SC} 与温度的关系, 表明实验值约为理论值的 2 倍, 并且相应的激活能也约为理论值的 2 倍. 因此, 我们认为肖特基效应并不是造成反向电流泄漏的主要机制.

然后考虑 FP 发射机制, 即在强电场作用下导带发生倾斜, 导致缺陷态电子发射势垒的降低, 其电流具有以下形式^[14]:

$$\ln\left(\frac{I_{FP}}{E}\right) = \beta_{FP}\sqrt{E} + c(T), \quad (5a)$$

$$\beta_{FP} = \frac{q}{kT} \sqrt{\frac{q}{\pi\epsilon\epsilon_0}}, \quad (5b)$$

$$c(T) = \ln A\sigma_{FP} - \frac{q\varphi_{FP}}{kT}, \quad (5c)$$

式中, σ_{FP} 为 FP 导电系数, $q\varphi_{FP}$ 是零电场时的发射势垒高度. (5a) 式—(5b) 式表明, 若 FP 发射电流占主导, 则 $\ln(I_{FP}/E)$ 与 $E^{1/2}$ 数据应满足线性关系,

且斜率对应一固定的热激活能, $q(q/\pi\epsilon\epsilon_0)^{1/2} \sim 2.53 \times 10^{-4}$ eV. 图 5(a) 和图 5(b) 所示分别为不同温度下 $\ln(I/E)-E^{1/2}$ 关系以及相应的电流斜率. 可以看出, $\ln(I/E)-E^{1/2}$ 数据满足很好的线性依赖关系, 相应的电流斜率与理论值非常接近, 其激活能约为 2.64×10^{-4} eV, 与理论值一致. 因此, 在低偏压下的电流应主要为 FP 发射电流.

实验表明, 位错是 GaN 器件反向漏电流的主要输运通道 [20,21]. 图 6(a) 所示为可导位错的物理模型: 1) 位错整体为电中性; 2) Ga 空位居于位错

中心, 为深能级受主态, 捕获电子后为负电性; 3) 位错周围为 O_N 缺陷, 为潜能级施主态, 电离后为正电性; 4) 受主态获得电子后势垒抬高, 施主态失去电子后势垒降低, 成为有效的局域导电通道. 图 6(b) 所示为 FP 发射过程示意图: 费米能级附近, 界面施主态内的电子, 在电场辅助作用下向位错最低导带热发射过程. (5c) 式表明, FP 电流的截距具有固定的热激活能, 其数值即为零电场下的势垒高度. 图 7 所示为测试获得的 $c(T)-q/kT$ 关系, 数据遵循很好的线性依赖特性, 与 FP 输运模

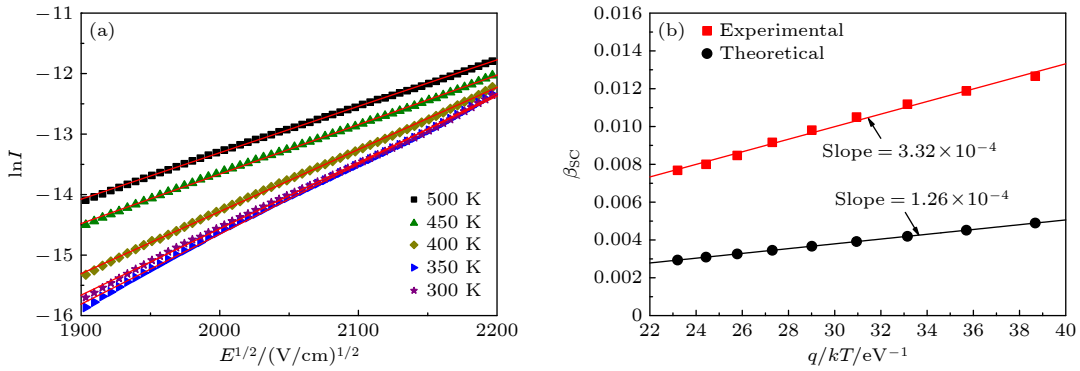


图 4 (a) 不同温度下 $\ln I$ 和 $E^{1/2}$ 关系图; (b) 电流斜率 β_{SC}

Fig. 4. (a) The relationship between $\ln I$ and $E^{1/2}$ at different temperatures; (b) the corresponding current slope β_{SC} .

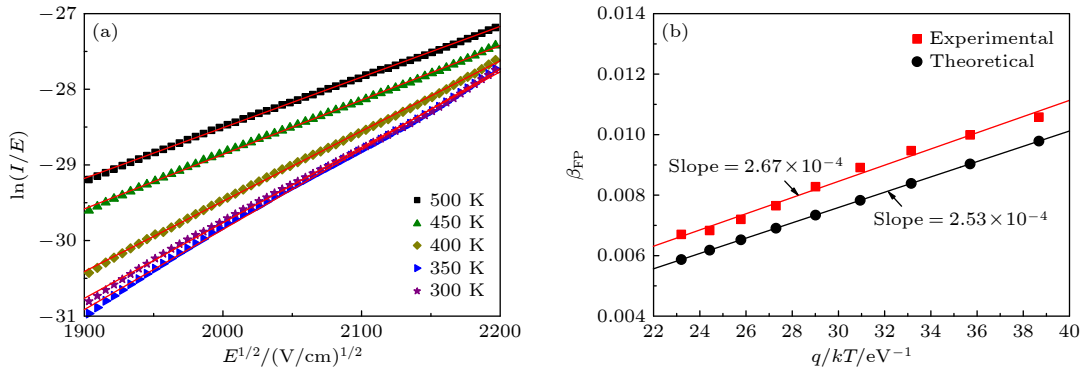


图 5 (a) 在不同温度下 $\ln(I/E)$ 和 $E^{1/2}$ 的关系; (b) 相应的斜率 β_{FP}

Fig. 5. (a) The relationship between $\ln(I/E)$ and $E^{1/2}$ at different temperatures; (b) the corresponding current slope β_{FP} .

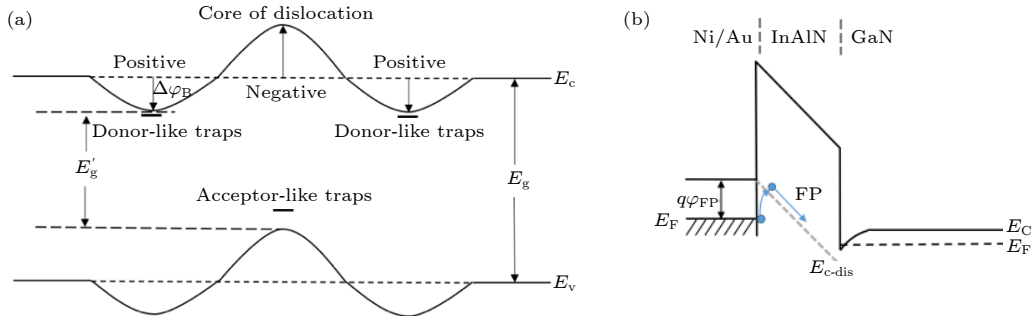


图 6 (a) GaN 中可导位错模型示意图; (b) FP 发射电流输运过程示意图

Fig. 6. (a) Schematic band diagram of the conductive dislocations in GaN; (b) schematic transport process of the FP emission current.

型一致. 通过线性拟合获得 FP 电流的有效势垒高度约为 0.59 eV. 该值远低于热发射电流势垒高度 2.91 eV, 进一步证明了位错应是反向电流的主要运输通道.

图 8(a) 所示为变温的高频 $C-V$ 曲线. 可以看到, 随 T 从 300 K 升高至 500 K, 器件的夹断电压向正方向移动, 由 -6.4 V 逐渐增大至 -6 V. 如图 8(b) 黑色数据. 此时, 所对应的饱和电场可近似表示为

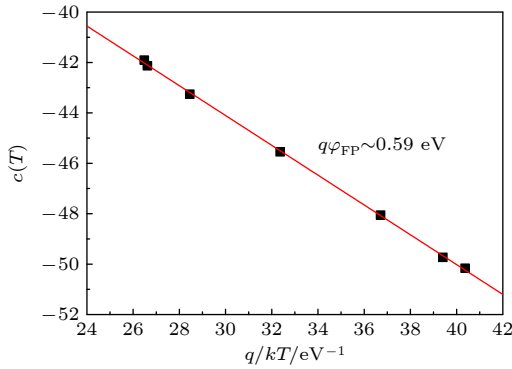


图 7 $c(T)$ 和 q/kT 的关系
Fig. 7. The relationship between $c(T)$ and q/kT .

$$E_{\text{pin-off}} = E_0 + |V_{\text{pin-off}}|/d, \quad (6)$$

式中 E_0 为 $V = 0$ V 的极化电场, $d \approx 18$ nm 为势垒层厚度. 图 8(b) 右轴所示为电场与温度关系, 表明随 T 从 300 K 增加至 500 K, $E_{\text{pin-off}}$ 从 6.27 MV/cm 减小至 6.05 MV/cm. 因此, 高压区电流的负温度系数可归因于饱和电场的减小.

进而, 2 DEG 耗尽之后的 $E-V$ 关系可写为

$$E = \sqrt{\frac{2|(V - V_{\text{pin-off}})|qN_d}{\epsilon\epsilon_0}} + E_{\text{pin-off}}, \quad (7)$$

式中 $N_d \approx 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 为体 GaN 的施主浓度. 在强反向偏压下, 势垒层表面形成宽度很窄的三角势垒, 电子极易发生 FN 隧穿 [13], 形成 FN 隧穿电流

$$\ln\left(\frac{I_{\text{FN}}}{E^2}\right) = \ln AC - B\frac{1}{E}, \quad (8a)$$

$$B = \frac{1}{3qh}8\pi\sqrt{2m_n^*(q\phi_{\text{FN}})^3}, \quad (8b)$$

式中 m_n^* 为电子有效质量, $q\phi_{\text{FN}}$ 为有效隧穿势垒高度, h 为普朗克常量.

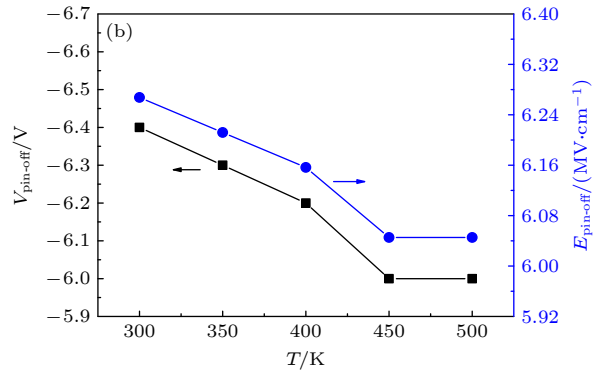
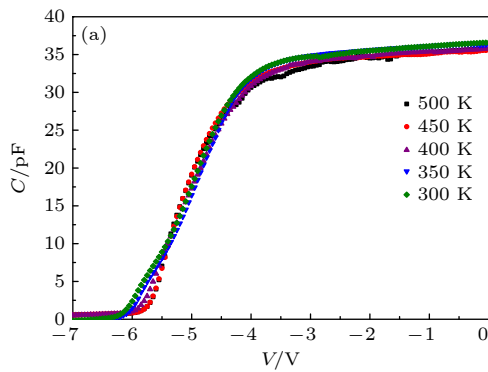


图 8 (a) 在不同温度下的 $C-V$ 曲线; (b) 不同夹断电压所对应的电场关系
Fig. 8. (a) The $C-V$ curves measured at different temperatures; (b) the corresponding electric field with different pinch-off voltages.

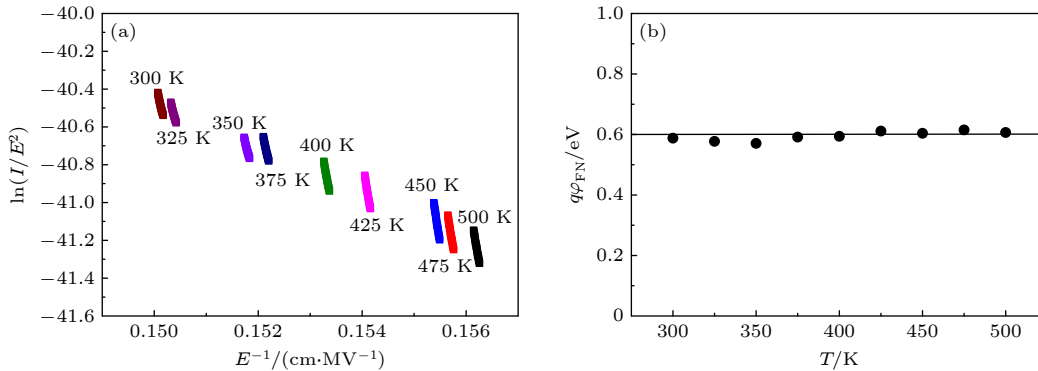


图 9 (a) 不同温度下 $\ln(I/E^2)$ 和 E^{-1} 关系图; (b) FN 隧穿有效势垒高度随温度的变化
Fig. 9. (a) The relationship between $\ln(I/E^2)$ and E^{-1} at different temperatures; (b) the effective barrier height extracted based on FN tunneling model.

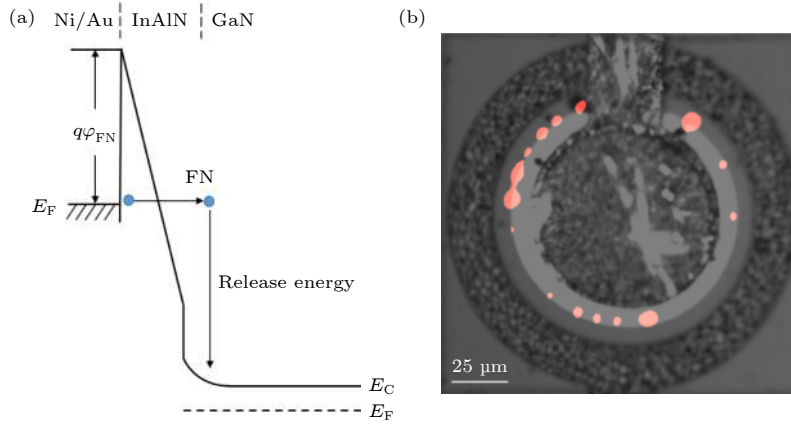


图 10 (a) FN 隧穿电流输运示意图; (b) EL mapping 图 ($V = -14\text{ V}$)

Fig. 10. (a) The schematic diagram of FN tunneling process; (b) the EL mapping image at $V = -14\text{ V}$.

图 9(a) 所示为不同温度下的 $\ln(I/E^2) - E^{-1}$ 关系. 可以看到, 数据满足很好的线性关系, 且电流斜率基本不随温度改变, 与 FN 隧穿特性一致. 根据 (8b) 式, 有效势垒高度与电流斜率的关系可写为

$$\varphi_{\text{FN}} = q^{-1} \times \left[\left(\frac{3qhB}{8\pi} \right)^2 / 2m_n^* \right]^{1/3}. \quad (9)$$

图 9(b) 所示为隧穿势垒高度对温度的关系, 表明势垒高度约为 0.6 eV, 为温度的弱函数. 该值与之前 FP 发射得到的结果一致, 表明位错依然是 FN 隧穿电流的主要漏电通道. 因此, 高偏压下的电流运输机制应为位错相关的 FN 隧穿. 图 10(a) 所示为 FN 隧穿的具体过程. 图 10(b) 所示为 $V = -14\text{ V}$ 时的电致发光空间分布图 (EL mapping). 注意到, “热点”主要分布在肖特基电极边缘的高电场区, 并且分布是不均的. 其中的“热点”主要来源于 FN 隧穿后高能热电子在异质结界面释放的多余能量, 很好地证明了 FN 隧穿的存在.

4 结 论

晶格匹配 $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}/\text{GaN}$ 异质结肖特基接触的反向漏电流具有很强的偏压和温度依赖特性. 在低偏压区, 电流为位错相关的 FP 机制占主导. 在高偏压区, 电流为位错相关的 FN 隧穿机制占主导. 本文认为位错边界电离的施主态有效降低了导带位置, 明显降低该处肖特基势垒, 成为有效的局域导电通道, 有效的电流势垒高度约为 0.6 eV.

参考文献

- [1] Gadanez A, Bläsing J, Dadgar A, Hums C, Krost A 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 084505
- [2] Kuzmik J, Kostopoulos A, Konstantinidis G, et al. 2006 *IEEE Trans. Electron Devices* **53** 422
- [3] Filippov I A, Shakhnov V A, Velikovskii L E, Brudnyi P A, Demchenko O I 2020 *Russ. Phys. J.* **63** 94
- [4] Hums C, Bläsing J, Dadgar A, et al. 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 022105
- [5] Jeganathan K, Shimizu M 2014 *AIP Adv.* **4** 097113
- [6] Wang R H, Saunier P, Tang Y, et al. 2011 *IEEE Electron. Device Lett.* **32** 309
- [7] Hsu J W P, Manfra M J, Lang D V, et al. 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 1685
- [8] Kaun S W, Wong M H, Dasgupta S, Choi S, Chung R, Umesh K M, James S S 2011 *Appl. Phys. Express* **4** 417
- [9] Zhang H, Miller E J, Yu E T 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 247
- [10] Miller E J, Schaad D M, Yu E T, Poblenz C, Elsass C, Speck J S 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 9821
- [11] Xu J X, Wang R, Zhang L, Zhang S Y, Zheng P H, Zhang Y, Song Y, Tong X D 2020 *Appl. Phys. Lett.* **117** 023501
- [12] Miller E J, Yu E T, Waltereit P, Speck J S 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 535
- [13] Arslan E, Bütün S, Ozbay E 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 142106
- [14] Chen L L, Schrimpf R D, Fleetwood D M, et al. 2020 *IEEE Trans. Electron Devices* **67** 841
- [15] Zhou Y, Xu Z, Li J T 2019 *Appl. Phys. A* **125** 881
- [16] Kuzmik J 2001 *IEEE Electron. Device Lett.* **22** 510
- [17] Ren J, Yan D, Yang G, Wang F X, Xiao S Q, Gu X F 2015 *J. Appl. Phys.* **117** 123502
- [18] Yan D W, Lu H, Cao D S, Chen D J, Zhang R, Zheng Y D 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 023703
- [19] Arslan E, Altındal Ş, Özçelik S, Ozbay E 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 23705
- [20] Wang X, Chen L L, Cao Y R, Yang Q S, Zhu P M, Yang G F, Wang F X, Yan D W, Gu X F 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 177202 (in Chinese) [王翔, 陈雷雷, 曹艳荣, 羊群思, 朱培敏, 杨国锋, 王福学, 闫大为, 顾晓峰 2018 *物理学报* **67** 177202]
- [21] Saadaoui S, Fathallah O, Maaref H 2020 *Mater. Sci. Semicond. Process.* **115** 105100

Voltage and temperature dependence of reverse leakage current of lattice-matched InAlN/GaN heterostructure Schottky contact*

Yan Da-Wei^{1)†} Wu Jing¹⁾ Yan Xiao-Hong¹⁾ Li Wei-Ran¹⁾
 Yu Dao-Xin¹⁾ Cao Yan-Rong²⁾³⁾ Gu Xiao-Feng¹⁾

1) (*Engineering Research Center of Internet of Things Technology Applications (Ministry of Education),
 Department of Electronic Engineering, Jiangnan University, Wuxi 214122, China*)

2) (*Beijing Engineering Research Center of High-reliability IC with Power Industrial Grade,
 Beijing Smart-Chip Microelectronics Technology Co., Ltd., Beijing 102200, China*)

3) (*State Key Discipline Laboratory of Wide Band-gap Semiconductor Technology, Xidian University, Xi'an 710071, China*)

(Received 18 August 2020; revised manuscript received 17 November 2020)

Abstract

In this paper, the temperature-dependent current-voltage (T - I - V) characteristics of lattice-matched InAlN/GaN heterostructure Schottky contact in a reverse direction are measured, and the voltage dependence and temperature dependence of the leakage current are studied. The obtained results are as follows. 1) The reverse current is a strong function of voltage and temperature, and the saturation current is much larger than the theoretical value, which cannot be explained by the classical thermionic emission (TE) model. 2) In the low-bias region, the $\ln(I/E)-E^{1/2}$ data points obey a good linear relationship, whose current slope and corresponding activation energy are close to the values predicted by the Frenkel-Poole (FP) model, indicating the dominant role of the FP emission mechanism. 3) In the high-bias region, the $\ln(I/E^2)-E^{-1}$ data points also follow a linear dependence, but the current slope is a weak function of temperature, indicating that the Fowler-Nordheim tunneling mechanism should be mainly responsible for the leakage current. 4) The current barrier height is extracted to be about 0.60 eV, which is much lower than the value of 2.91 eV obtained from the TE model, confirming the primary leakage path of the conductive dislocations, where the localized barrier is significantly reduced due to the ionization of shallow donor-like traps.

Keywords: reverse leakage current, bias and temperature, conductive dislocations, shallow donor state

PACS: 72.80.Ey, 73.20.At, 73.40.-c, 73.43.Cd

DOI: 10.7498/aps.70.20201355

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61504050, 11604124, 51607022) and the Laboratory Open Fund of Beijing Smart-chip Microelectronics Technology Co., Ltd., China.

† Corresponding author. E-mail: daweiyan@jiangnan.edu.cn