

AlGa_N插入层对InAlN/AlGa_N/Ga_N异质结散射机制的影响

陈谦 李群 杨莺

Effects of AlGa_N interlayer on scattering mechanisms in InAlN/AlGa_N/Ga_N heterostructures

Chen Qian Li Qun Yang Ying

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 017301 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20181663

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.68.20181663>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2019/V68/I1>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

表面钝化效应对GaAs纳米线电子结构性质影响的第一性原理研究

Effect of surface passivation on the electronic properties of GaAs nanowire: A first-principle study

物理学报.2017, 66(19): 197302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.197302>

量子局域效应和应力对GaSb纳米线电子结构影响的第一性原理研究

First-principles study of effects of quantum confinement and strain on the electronic properties of GaSb nanowires

物理学报.2015, 64(22): 227303 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.227303>

AlN插入层对Al_xGa_{1-x}N/GaN界面电子散射的影响

Effect of inserted AlN layer on the two-dimensional electron gas in Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN

物理学报.2015, 64(19): 197303 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.197303>

界面形核时间对Ga_N薄膜晶体质量的影响

Effect of interface nucleation time of the Ga_N nucleation layer on the crystal quality of Ga_N film

物理学报.2015, 64(12): 127305 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.127305>

GaN基高压发光二极管理想因子与单元个数关系研究

Research on the relationship between ideality factor and number of units of Ga_N-based high voltage light-emitting diode

物理学报.2015, 64(1): 017303 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.017303>

AlGa_N插入层对InAlN/AlGa_N/Ga_N异质结 散射机制的影响*

陈谦 李群[†] 杨莺

(西安理工大学自动化与信息工程学院, 西安 710048)

(2018年9月5日收到; 2018年11月17日收到修改稿)

InAlN/AlN/GaN 异质结中, 名义上的 AlN 插入层实为 Ga 含量很高的 AlGa_N 层, Al, Ga 摩尔百分比决定了电子波函数与隧穿几率, 因此影响与 InAlN/AlGa_N 势垒层有关的散射机制. 本文通过求解薛定谔-泊松方程与输运方程, 研究了 AlGa_N 层 Al 摩尔百分含量对 InAlN 组分不均匀导致的子带能级波动散射、导带波动散射以及合金无序散射三种散射机制的影响. 结果显示: 当 Al 含量由 0 增大到 1, 子带能级波动散射强度与合金无序散射强度先增大后减小, 导带波动散射强度单调减小; 在 Al 含量为 0.1 附近的小组分范围内, 合金无序散射是限制迁移率的主要散射机制, 该组分范围之外, 子带能级波动散射是限制迁移率的主要散射机制; 当 Al 摩尔百分含量超过 0.52, 三种散射机制共同限制的迁移率超过无插入层结构的迁移率, AlGa_N 层显示出对迁移率的提升作用.

关键词: InAlN/AlGa_N/Ga_N 异质结, 合金无序散射, 子带能级波动散射, 导带波动散射

PACS: 73.61.Ey, 73.20.At, 73.43.Cd, 73.50.Bk

DOI: 10.7498/aps.68.20181663

1 引言

GaN 材料具有禁带宽度大、击穿电场高、饱和电子漂移速度大和化学性质稳定等诸多优点, 并能和禁带宽度更大的氮化物材料结合形成异质结, 以高电子迁移率晶体管 (high electron mobility transistors, HEMTs) 的形式应用于高频、大功率电子器件^[1-3]. AlGa_N/Ga_N 是研究得最为深入的 Ga_N 基异质结, 即使不进行有意掺杂, 也能形成高面密度、高迁移率的二维电子气 (two dimensional electron gas, 2DEG). 得益于 2DEG 的优异特性, AlGa_N/Ga_N HEMTs 在 L—Ku 波段的输出功率都有出色的表现, 并已进入商业应用阶段. 随着 Ga_N HEMTs 应用不断向更高频率、更大功率推进, AlGa_N 厚度与 HEMTs 横向尺寸必须同步减小, 以抑制高寄生电阻和短沟道效应, 但当 AlGa_N

厚度小于 15 nm, AlGa_N/Ga_N 异质结 2DEG 面密度严重下降, 导致器件功率性能发生退化^[4,5]. AlGa_N/Ga_N 异质结无法兼具薄势垒层和高 2DEG 面密度成为发展高频率、大功率 HEMTs 器件的瓶颈.

InAlN/GaN 异质结是近十年来新兴的 Ga_N 基异质结材料, 与传统的 AlGa_N/Ga_N 异质结相比, InAlN/GaN 异质结可以在更小的势垒层厚度下产生面密度更高的 2DEG, 同时保持较高的电子迁移率. 尤其值得注意的是, 当 In 摩尔百分含量为 0.17 时, InAlN 与 Ga_N 的晶格常数相等, 可以获得晶格匹配的 InAlN/GaN 异质结, 避免了 AlGa_N/Ga_N HEMTs 器件高压工作环境下逆压电效应导致的性能退化, 是实现高频率、大功率 HEMTs 器件的理想候选材料^[6,7]. 但由于 InAlN 材料生长困难, 常存在组分分布不均匀现象, 对电子迁移率造成限制^[8,9].

AlN 具有更大的禁带宽度和更小的电子亲和

* 国家自然科学基金 (批准号: 11647053) 和陕西省教育厅科学研究项目 (批准号: 17JK0552) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: liqun@xaut.edu.cn

能, 在InAlN/GaN异质结中插入厚度为1—2 nm的AlN薄层能够有效改善电子输运特性^[10–12]. 但近来的研究表明, 名义上的AlN插入层实为Ga含量很高的AlGaN层, 金属有机化学气相沉积方法生长的异质结中, AlGaN层Ga的摩尔百分含量甚至超过0.5^[13,14]. AlGaN层的Ga含量决定了InAlN/AlGaN/GaN异质结电子波函数与隧穿几率, 因此影响与InAlN层有关的散射机制. 本文建立了InAlN/AlGaN/GaN异质结的薛定谔-泊松静电模型以及合金无序散射、InAlN组分不均匀散射模型, 并利用Octave软件进行求解, 分析了AlGaN层Ga含量对此类散射机制的影响.

2 理论模型

2.1 薛定谔-泊松方程

求解垂直于InAlN/AlGaN/GaN界面方向(z 向)的薛定谔方程可以得到电子波函数,

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} \Psi_i(z) + V(z) \Psi_i(z) = E_i \Psi_i(z), \quad (1)$$

其中 \hbar 为普朗克常数, m^* 为电子有效质量, $V(z)$ 为电子势能, E_i 和 $\Psi_i(z)$ 分别为第 i 子带电子能量和波函数. 取AlGaN/GaN界面所在位置为坐标原点 $z = 0$, 则电势能 $V(z)$ 与静电势 $\Phi(z)$ 的关系可以写为

$$V(z) = -e \cdot \Phi(z) + \Delta E_{c1} \Theta(-z - d_{\text{AlGaN}}) + \Delta E_{c2} \Theta(-z), \quad (2)$$

其中 e 为电子电荷; d_{AlGaN} 为AlGaN层厚度; ΔE_{c1} 为InAlN/AlGaN界面($z = -d_{\text{AlGaN}}$)的导带剪切量, ΔE_{c2} 为AlGaN/GaN界面($z = 0$)的导带剪切量, 二者由界面两侧材料的电子亲和能决定(见表1); $\Theta(z)$ 为阶跃函数, 当 $z \geq 0$, $\Theta(z) = 1$, 当 $z < 0$, $\Theta(z) = 0$. 静电势 $\Phi(z)$ 由泊松方程得到,

$$-\varepsilon \frac{d^2}{dz^2} \Phi(z) = e \cdot n_e(z) + \sigma_s \delta(z + d_{\text{InAlN}} + d_{\text{AlGaN}}) + \sigma_p(z), \quad (3)$$

其中 ε 为介电常数, $n_e(z)$ 为电子浓度, $\sigma_p(z)$ 为异质结表面、界面处的极化电荷密度, 具体的计算方法容易在文献中得到^[15]. 本文假设施主类表面态是2DEG电子来源, 表面态均匀分布于表面导带以下 $E_d = 2.3$ eV处, 密度为 $N_{\text{sd}} = 4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$,

与最近文献报道的结果一致^[16]. 离化表面态密度近似为^[17]

$$\sigma_s = e \cdot N_{\text{sd}} \cdot [V(-d_{\text{InAlN}} - d_{\text{AlGaN}}) - E_d - E_F], \quad (4)$$

其中 E_F 为费米能级. 本文假设所有电子位于基态能级 E_0 , 则电子浓度为

$$n_e(z) = N_s \cdot |\Psi_0(z)|^2, \quad (5)$$

其中 N_s 为2DEG面密度, 取决于费米能级与基态能级的相对位置,

$$N_s = \frac{m^* k_B T}{\pi \hbar^2} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_0}{k_B T} \right) \right], \quad (6)$$

式中 k_B 为玻尔兹曼常数, T 为绝对温度. 异质结中所有电荷成分应满足电中性条件:

$$\int e \cdot n_e(z) + \sigma_s \delta(z + d_{\text{InAlN}} + d_{\text{AlGaN}}) + \sigma_p(z) dz = 0. \quad (7)$$

通过求解方程组(1)–(7), 可以得到异质结的导带、费米能级、电子波函数等信息.

2.2 散射机制

由于Al—N (2.88 eV)、In—N (1.98 eV)键能具有较大差异, InAlN/GaN异质结中普遍存在横向组分不均匀——InAlN层的富In区域与富Al区域交替出现形成柱状簇, 并导致2DEG子带能级与InAlN导带能量不均匀, 分别对电子输运造成散射^[8,9]. 本文采用高斯分布描述InAlN层组分不均匀, 并假设电子只占据基态能级 E_0 , 则子带能级波动散射(subband energy fluctuation scattering, SEFS)限制的动量弛豫时间为^[8]

$$\frac{1}{\tau_{\text{SEFS}}} = \frac{m^*}{2\hbar^3 k_F^3} \Delta^2 \Lambda^2 \left(\frac{\partial E_0}{\partial x} \right)^2 \int_0^{2k_F} \exp \left(-\frac{\Lambda^2 q^2}{4} \right) \times \frac{q^2 dq}{\Pi^2(q) \sqrt{1 - \left(\frac{q}{2k_F} \right)^2}}, \quad (8)$$

其中 x 为InAlN层In摩尔百分含量, k_F 为费米波矢, q 为电子波矢, Δ 和 Λ 分别为In组分标准差与相关长度, $\Pi(q)$ 为屏蔽因子^[18],

$$\Pi(q) = 1 + \frac{e^2 m^*}{2\pi \hbar^2 \varepsilon_0 \varepsilon_s} \iint \Psi_0^2(z) \Psi_0^2(z') \times e^{-q|z-z'|} dz' dz. \quad (9)$$

InAlN组分不均匀引起的导带波动与电子波函数交叠在一起, 是限制电子迁移率的另一种散射

机制. InAlN 导带波动散射 (conduction band fluctuation scattering, CBFS) 限制的动量弛豫时间为^[9]

$$\frac{1}{\tau_{\text{CBFS}}} = \frac{m^*}{2\hbar^3 k_{\text{F}}^3} \Delta^2 \Lambda^2 \left(\Delta E_c \int_{-d_{\text{InAlN}} - d_{\text{AlGaN}}}^{-d_{\text{AlGaN}}} |\Psi_0(z)|^2 dz \right)^2 \times \int_0^{2k_{\text{F}}} \exp\left(-\frac{\Lambda^2 q^2}{4}\right) \frac{q^2 dq}{\Pi^2(q) \sqrt{1 - \left(\frac{q}{2k_{\text{F}}}\right)^2}}, \quad (10)$$

其中, ΔE_c 为 InN, AlN 导带剪切量. 由(10)式可知, InAlN 导带波动散射正比于 InAlN 层的隧穿几率

$$P = \int_{-d_{\text{InAlN}} - d_{\text{AlGaN}}}^{-d_{\text{AlGaN}}} |\Psi_0(z)|^2 dz,$$

即出现在 InAlN 层的电子数百分比.

InAlN 层合金无序散射 (alloy disorder scattering, ADS) 与隧穿几率同样联系紧密, 合金无序散射限制的动量弛豫时间为^[19]

$$\frac{1}{\tau_{\text{ADS}}} = \frac{m^* \Omega x (1-x) (\Delta E_c)^2}{2\pi \hbar^3 k_{\text{F}}^3} \times \int_0^{2k_{\text{F}}} \frac{q^2 dq}{\Pi^2(q) \sqrt{1 - \left(\frac{q}{2k_{\text{F}}}\right)^2}} \times \int_{-d_{\text{InAlN}} - d_{\text{AlGaN}}}^{-d_{\text{AlGaN}}} |\Psi_0(z)|^4 dz, \quad (11)$$

其中 $\Omega = \sqrt{3}a^2(x)c(x)/2$ 为 InAlN 原胞体积, $a(x)$ 和 $c(x)$ 为 InAlN 晶格常数. AlGaN 层的合金无序散射可以用相同公式进行计算.

表 1 InN, AlN, GaN 材料参数^[15,20,21]

Table 1. Material parameters of InN, AlN and GaN^[15,20,21].

参数	符号/单位	InN	AlN	GaN
电子亲和能	χ/eV	5.8	0.6	4.1
晶格常数	a/nm	0.3540	0.3112	0.3189
	c/nm	0.5705	0.4982	0.5185
电子有效质量	m^*/m_0	0.11	0.4	0.2
压电系数	$e_{31}/\text{C}\cdot\text{m}^{-2}$	-0.57	-0.58	-0.33
	$e_{33}/\text{C}\cdot\text{m}^{-2}$	0.97	1.55	0.65
弹性常数	c_{13}/GPa	127	120	144
	c_{33}/GPa	182	395	209
自发极化强度	$P_{\text{sp}}/\text{C}\cdot\text{m}^{-2}$	-0.032	-0.081	-0.029

各散射机制限制的迁移率为

$$\mu_i = \frac{e\tau_i}{m^*}. \quad (12)$$

表 1 所列论文所用材料参数, 其中 InAlN, AlGaN 材料参数由线性插值方法得到.

3 结果与讨论

本文对晶格匹配的 $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{GaN}$ 异质结进行了计算, AlGaN 层厚度为 1 nm, Al 摩尔百分含量 y 的考察范围为 0—1, InAlN 组分相关长度 $\Lambda = 10$ nm, 标准差 $\Delta = 0.05$.

图 1 是 InAlN/AlGaN/GaN 异质结 AlGaN 层附近的导带结构, 其中 InAlN 厚度 $d_{\text{InAlN}} = 10$ nm. 由图可知, AlGaN 层 Al 摩尔百分含量 $0 < y < 0.6$ 时, InAlN 层导带能量小于 $y = 0$ 时 (InAlN/GaN 异质结) 的导带能量, 但随着 Al 含量增大, InAlN 层导带能量逐渐升高, 在 $y = 0.6$ 时超过 $y = 0$ 时的导带能量, 并在 $y = 1$ 时达到最大值. AlGaN 电子亲和能随着 Al 含量增大而减小, 导致 AlGaN 层导带能量随 Al 含量增加持续上升, 并在 $y > 0.7$ 时高于 InAlN 层导带能量, 在异质结中引入了更高势垒.

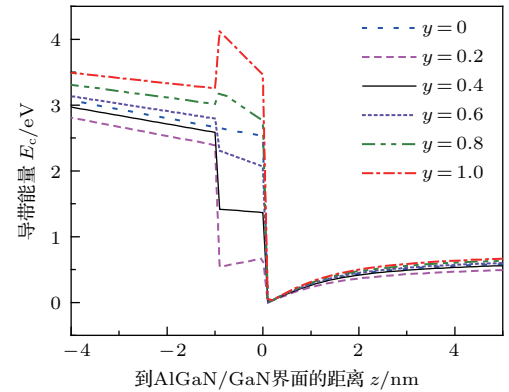


图 1 InAlN/AlGaN/GaN 异质结导带结构 ($d_{\text{InAlN}} = 10$ nm)

Fig. 1. The conduction band profile in InAlN/AlGaN/GaN heterostructures for different Al mole fraction of AlGaN for $d_{\text{InAlN}} = 10$ nm.

图 2 是 InAlN/AlGaN/GaN 异质结 2DEG 面密度 N_s 随 AlGaN 层 Al 摩尔百分含量的变化关系. 当 Al 含量从 0 升到 1, 不同 InAlN 厚度的异质结 N_s 都表现出先减小后增大的变化趋势. AlGaN 层极化强度随着 Al 含量增大而增大, 引起 InAlN 层电场强度持续下降, 是 $0 < y < 0.2$ 范围内 N_s 减小的原因. 但随着 Al 含量进一步增大, InAlN 层表面导带能量上升使得更多的表面态上升到费米能级以

上, 释放出更多电子, 导致 N_s 上升, 最终超过 $y = 0$ 时的 N_s . 对特定的 Al 含量, N_s 随着 InAlN 厚度的增大而增大.

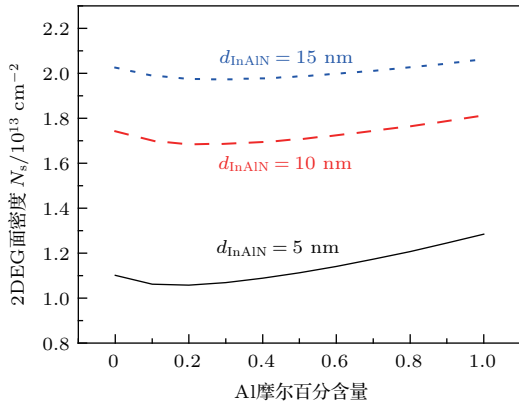


图2 2DEG 面密度对 AlGaN 层 Al 含量的依赖关系
Fig. 2. Dependence of 2DEG sheet density on Al mole fraction of AlGaN.

图3是子带能级波动散射限制的迁移率 μ_{SEFS} 随 AlGaN 层 Al 摩尔百分含量的变化关系. 对不同的 InAlN 层厚度, μ_{SEFS} 随着 Al 含量的增大先减小后增大. 薄 InAlN 层异质结的 μ_{SEFS} 在 Al 含量较小时更小, 但随着 Al 含量的增大有更大幅度的提升, 甚至反超厚 InAlN 层异质结的 μ_{SEFS} . 由 (8) 式可知, 子带能级波动散射受 N_s 与电子浓度不均匀 ($\partial N_s / \partial x$) 的影响, 一方面, 当 InAlN 厚度较大或 Al 含量较大, 异质结具有更高的 N_s , 对子带能级波动散射的屏蔽作用更强, 倾向于增加 μ_{SEFS} ; 另一方面, 组分不均匀会在高 N_s 情况下导致更严重的电子浓度不均匀, 倾向于减小 μ_{SEFS} , 两种因素共同作用, 导致了迁移率对 InAlN 厚度、Al 含量较复杂的依赖关系.

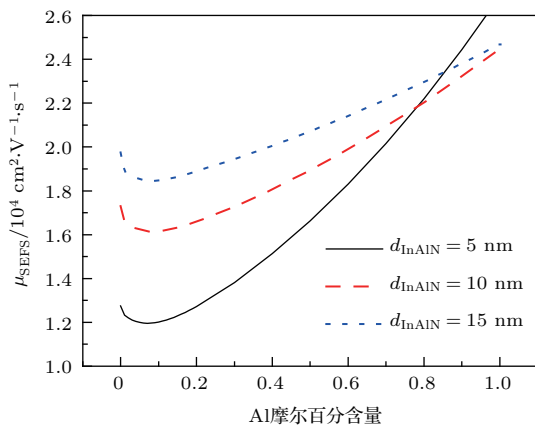


图3 子带能级波动散射限制的迁移率对 AlGaN 层 Al 含量的依赖关系
Fig. 3. Dependence of the SEFS-limited mobility on Al mole fraction of AlGaN.

图4是 InAlN/AlGaN/GaN 异质结中 InAlN, AlGaN 层电子隧穿几率随 AlGaN 层 Al 摩尔百分含量的变化关系. 对于特定的 InAlN 厚度, AlGaN 层 Al 含量增大使 AlGaN 层势垒高度不断增加, 同时加深了 GaN 侧的势阱 (见图1), 2DEG 的限域性增强, 因此 InAlN, AlGaN 层的隧穿几率持续下降. 对特定的 Al 含量, 随着 InAlN 厚度增大, 持续增加的 2DEG 面密度导致 GaN 沟道内电场强度增大, 进一步将电子推向势垒层, 同时势垒层的电场强度降低, 使得电子更容易进入, 导致隧穿几率增大. 由于电子浓度在远离势阱的方向快速衰减, 因此同一个异质结中, 尽管 AlGaN 层厚度只有 1 nm, AlGaN 层的隧穿几率仍远大于 InAlN 层的隧穿几率.

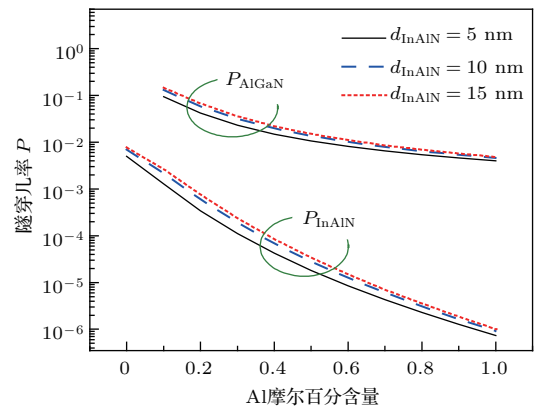


图4 InAlN, AlGaN 层的隧穿几率对 AlGaN 层 Al 含量的依赖关系
Fig. 4. Dependence of the penetration probability in InAlN, AlGaN layers on Al mole fraction of AlGaN.

图5为 InAlN 导带波动散射限制的迁移率 μ_{CBFS} 随 AlGaN 层 Al 摩尔百分含量的变化关系. 由 (10) 式可知, μ_{CBFS} 反比于 InAlN 层的隧穿几率, 随着 Al 含量增大, InAlN 层隧穿几率迅速下降, 引起 μ_{CBFS} 快速上升. 对于特定的 Al 含量, 厚 InAlN 异质结具有更大的 InAlN 层隧穿几率, μ_{CBFS} 更小.

InAlN/AlGaN/GaN 异质结中, InAlN 层与 AlGaN 层都是三元合金, 都会以合金无序散射影响电子迁移率. 图6中分别计算了 InAlN, AlGaN 层的合金无序散射强度, 以及二者的总散射强度. 随着 AlGaN 层 Al 含量增大, AlGaN 层的隧穿几率减小 (见图4), 但晶体势场无序度先增大后减小, 二者共同作用, 导致 AlGaN 层合金无序散射限制的迁移率先减小后增大. AlGaN 层 Al 组分的增大会减小 InAlN 层隧穿几率, 因此 InAlN 层的合金散射限制的迁移率持续增大. 相对于 InAlN 层, AlGaN 层的合金无序散射更强, 总散射强度主

要由 AlGa_N 层贡献. 当 AlGa_N 层 Al 含量 $y > 0.7$, InAlN/AlGa_N/Ga_N 异质结中合金无序散射限制的迁移率 μ_{ADS} 超过无插入层 InAlN/Ga_N 异质结 ($y = 0$) 的 μ_{ADS} .

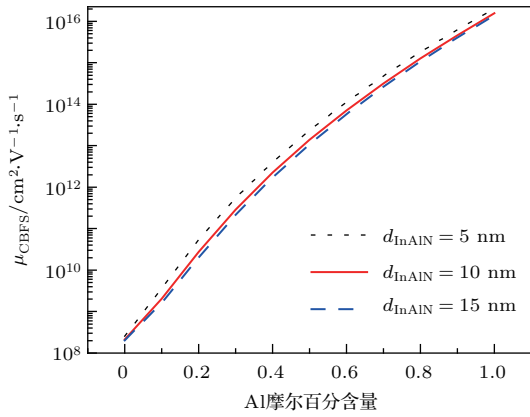


图 5 导带波动散射限制的迁移率对 AlGa_N 层 Al 含量的依赖关系

Fig. 5. Dependence of the CBFS-limited mobility on Al mole fraction of AlGa_N.

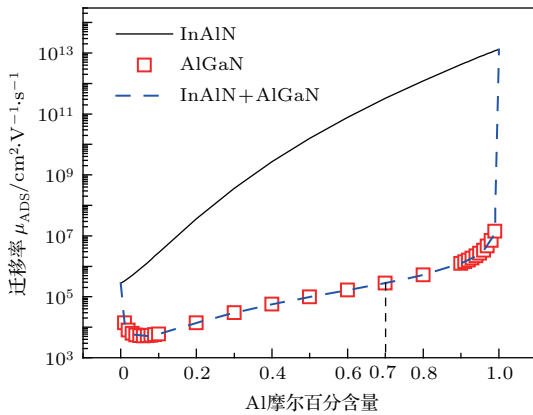


图 6 合金无序散射限制的迁移率对 AlGa_N 层 Al 含量的依赖关系 ($d_{\text{InAlN}} = 10 \text{ nm}$)

Fig. 6. Dependence of the ADS-limited mobility on Al mole fraction of AlGa_N for $d_{\text{InAlN}} = 10 \text{ nm}$.

图 7 是子带能级波动散射 (μ_{SEFS})、导带波动散射 (μ_{CBFS})、合金无序散射 (μ_{ADS}) 三种与势垒层有关的散射机制独立、以及共同 (μ_{TOT}) 限制的迁移率随 Al 摩尔百分含量的变化关系. 由图可见, 在 $y = 0.1$ 附近的小组分范围内, 合金无序散射对电子迁移率的限制最强烈, 在该组分范围之外, 则是子带能级波动散射主导电子迁移率. 在 $0 \leq y \leq 1$ 整个区间, InAlN 导带波动散射对迁移率的限制作用都远小于子带能级波动散射和合金无序散射. 随着 AlGa_N 插入层 Al 含量的增大, 三种散射机制共同限制的迁移率 (μ_{TOT}) 先减小后

增大, 并在 $y > 0.52$ 时超过无插入层 InAlN/Ga_N 异质结 ($y = 0$) 的迁移率, AlGa_N 插入层开始表现出对迁移率的提升作用, AlN ($y = 1$) 能更显著的提升迁移率. InAlN/AlN/Ga_N 异质结的迁移率比 InAlN/Ga_N 异质结高出 50%. 导带波动散射和合金无序散射都是短程散射机制, 散射强度强烈依赖于波函数与势垒层的交叠, 因此, 这两种散射机制对 Al 含量的变化非常敏感, 而子带能级波动散射受 Al 含量变化的影响较小.

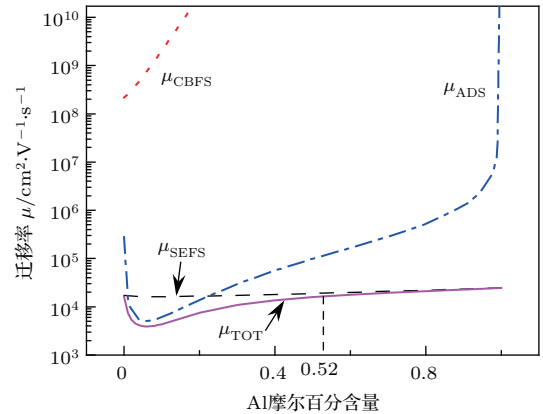


图 7 三种散射机制限制的迁移率对 AlGa_N 层 Al 含量的依赖关系 ($d_{\text{InAlN}} = 10 \text{ nm}$)

Fig. 7. Dependence of three scattering mechanisms-limited mobility on Al mole fraction of AlGa_N for $d_{\text{InAlN}} = 10 \text{ nm}$.

4 结 论

本文建立了 InAlN/AlGa_N/Ga_N 异质结的静电模型与散射模型, 从理论上研究了 AlGa_N 插入层 Al 含量对与势垒层有关的三种散射机制的影响. 由于屏蔽效应和电子浓度不均匀的共同作用, 子带能级波动散射强度随 Al 含量的增大先增大后减小; 合金散射主要发生在 AlGa_N 层, 受电子隧穿几率与晶体势场无序度的影响, 散射强度随 Al 含量的增大先增大后减小; InAlN 导带不均匀散射强度严重依赖于电子隧穿几率, 因此随 Al 含量的增大而减小. 在 Al 含量为 0.1 附近的小组分范围内, 合金无序散射是限制迁移率的主要的散射机制, 在该范围之外, 子带能级波动散射是主要的散射机制, InAlN 导带不均匀散射对迁移率的影响可以忽略不计. 当 Al 含量大于 0.52, 三种散射机制共同限制的迁移率大于无插入层 InAlN/Ga_N 异质结的迁移率, AlGa_N 层显示出对迁移率的提升作用.

参考文献

- [1] Hao Y, Zhang J F, Zhang J C, Ma X H, Zheng X F 2015 *Chin. Sci. Bull.* **60** 874 (in Chinese) [郝跃, 张金风, 张进成, 马晓华, 郑雪峰 2015 科学通报 **60** 874]
- [2] Xue J S, Zhang J C, Hou Y W, Zhou H, Zhang J F, Hao Y 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 013507
- [3] Shen B, Tang N, Yang X L, Wang M J, Xu F J, Wang X Q, Qin Z X 2017 *Prog. Phys.* **37** 81 (in Chinese) [沈波, 唐宁, 杨学林, 王茂俊, 许福军, 王新强, 秦志新 2017 物理学进展 **37** 81]
- [4] Kaun S W, Ahmadi E, Mazumder B, Wu F, Kyle E C H, Burke P G, Mishra U K, Speck J S 2014 *Semicond. Sci. Technol.* **29** 045011
- [5] Higashiwaki M, Chowdhury S, Miao M S, Swenson B L, van der Walle C G, Mishra U K 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 063719
- [6] Hao Y, Xue J S, Zhang J C 2012 *Sci. China Ser. F* **42** 1577 (in Chinese) [郝跃, 薛军帅, 张进成 2012 中国科学: 信息科学 **42** 1577]
- [7] Fang Y L, Feng Z H, Yin J Y, Zhang Z R, Lü Y J, Dun S B, Liu B, Li C M, Cai S J 2015 *Phys. Status Solidi B* **252** 1006
- [8] Ahmadi E, Chalabi H, Kaun S W, Shivaraman R, Speck J S, Mishra U K 2014 *J. Appl. Phys.* **116** 133702
- [9] Li Q, Chen Q, Chong J 2017 *AIP Adv.* **7** 125103
- [10] Wang P Y, Zhang J F, Xue J S, Zhou Y B, Zhang J C, Hao Y 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 117304 (in Chinese) [王平亚, 张金风, 薛军帅, 周勇波, 张进成, 郝跃 2011 物理学报 **60** 117304]
- [11] Ni J Y, Hao Y, Zhang J C, Duan H T, Zhang J F 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4925 (in Chinese) [倪金玉, 郝跃, 张进成, 段焕涛, 张金风 2009 物理学报 **58** 4925]
- [12] Yang P, Lü Y W, Wang X B 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 197303 (in Chinese) [杨鹏, 吕燕伍, 王鑫波 2015 物理学报 **64** 197303]
- [13] Mazumder B, Kaun S W, Lu J, Keller S, Mishra U K, Speck J S 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 111603
- [14] Sridhara Rao D V, Jain A, Lamba S, Muraleedharan K, Muralidharan R 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 191604
- [15] Ambacher O, Foutz B, Smart J, Shealy J R, Weimann N G, Chu K, Murphy M, Sierakowski A J, Schaff W J, Eastman L F 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 334
- [16] Jiao W, Kong W, Li J, Collar K, Kim T H, Losurdo M, Brown A S 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 082103
- [17] Li Q, Chen Q, Chong J 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 027303 (in Chinese) [李群, 陈谦, 种景 2018 物理学报 **67** 027303]
- [18] Li Q, Zhang J W, Zhang Z Y, Li F N, Hou X 2014 *Semicond. Sci. Technol.* **29** 115001
- [19] Quang D N, Tung N H, Tuoc V N, Minh N V, Huy H A, Hien D T 2006 *Phys. Rev. B* **74** 205312
- [20] Hao Y, Zhang J F, Zhang J C 2013 *Nitride Wide Bandgap Semiconductor Material and Electronic Devices* (Beijing: Science Press) p8 (in Chinese) [郝跃, 张金风, 张进成 2013 氮化物宽禁带半导体材料与电子器件 (北京: 科学出版社) 第8页]
- [21] Lee K S, Yoon D H, Bae S B, Park M R, Kim G H 2002 *ETRI J.* **24** 270

Effects of AlGa_N interlayer on scattering mechanisms in InAlN/AlGa_N/Ga_N heterostructures*

Chen Qian Li Qun[†] Yang Ying

(School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China)

(Received 5 September 2018; revised manuscript received 17 November 2018)

Abstract

Recent studies showed that the nominal AlN interlayers in InAlN/AlN/GaN heterostructures had high GaN mole fractions, especially those grown by metalorganic chemical vapor deposition. The Al and Ga mole fraction in the AlGa_N interlayer determine the electron wave function and penetration probability, and thus affecting the scattering mechanism related to the InAlN/AlGa_N potential layers. In this paper we study the effects of Al mole fraction of the AlGa_N interlayer on three scattering mechanisms related to the potential layer, i.e. alloy disorder scattering, subband energy fluctuation scattering and conduction band fluctuation scattering induced by In compositionally inhomogeneous InAlN layer. The wave function and penetration probability in the InAlN/AlGa_N/Ga_N heterostructure are determined by self-consistently calculating the Schrödinger-Poisson equations and then used to calculate the scattering mechanisms. The results show that penetration probabilities in the InAlN and AlGa_N both decrease with increasing Al mole fraction. The combination of the contribution of the screening effect and the two-dimensional electron gas (2DEG) density inhomogeneity results in an initial decrease and subsequent increase in the subband energy fluctuation scattering-limited mobility with increasing Al mole fraction, and the heterostructure with a smaller InAlN thickness has a larger mobility increase. The penetration probability and non-periodic arrangement of Al and Ga in the AlGa_N predict an Al mole fraction dependence of the alloy disorder scattering-limited mobility similar to the subband energy fluctuation scattering-limited mobility, and the alloy disorder scattering occurs mainly in the AlGa_N because the penetration probability in the AlGa_N is much higher than in the InAlN. The conduction band fluctuation scattering-limited mobility monotonically increases with increasing Al mole fraction due to the decrease of the penetration probability. The subband energy fluctuation scattering-limited mobility is less sensitive to variation in the Al mole fraction than the other two scattering mechanisms-limited mobilities. In a small Al mole fraction range around 0.1, the alloy disorder scattering is a dominant scattering mechanism, while the subband energy fluctuation scattering dominates the mobility beyond this compositional range. When Al mole fraction is above 0.52, the three scattering mechanisms-limited mobility exceeds that in the InAlN/GaN heterostructure without the AlGa_N interlayer, indicating the promotion of the mobility by the AlGa_N interlayer. The mobility is raised by more than 50 percent in the InAlN/AlN/GaN heterostructure with an AlN interlayer compared with that in the InAlN/GaN heterostructure without the interlayer.

Keywords: InAlN/AlGa_N/Ga_N heterostructure, alloy disorder scattering, subband energy fluctuation scattering, conduction band fluctuation scattering

PACS: 73.61.Ey, 73.20.At, 73.43.Cd, 73.50.Bk

DOI: [10.7498/aps.68.20181663](https://doi.org/10.7498/aps.68.20181663)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11647053) and the Scientific Research Program Funded by Shaanxi Provincial Education Department, China (Grant No. 17JK0552).

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