

AlGaIn/GaN 高电子迁移率晶体管中二维电子气的极化光学声子散射*

张雪冰 刘乃璋 姚若河†

(华南理工大学电子与信息学院, 广州 510640)

(2020年2月19日收到; 2020年5月5日收到修改稿)

AlGaIn/GaN 界面处的二维电子气迁移率是描述高电子迁移率晶体管特性的一个重要参数, 极化光学声子散射是高温时限制二维电子气迁移率的主要散射机制. 本文对极化光学声子散射进行计算, 结果表明在二维电子气浓度为 $6 \times 10^{11} - 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, 温度为 200—400 K 范围内, 极化光学声子散射因素决定的迁移率随温度的变化近似为 $\mu_{\text{PO}} = AT^{-\alpha}$ ($\alpha = 3.5$); 由于 GaN 中光学声子能量较大, 吸收声子对迁移率的影响远大于发射声子的影响. 进一步讨论了极化光学声子散射因素决定的迁移率随光学声子能量变化的趋势, 表明增加极化光学声子能量可提高二维电子气的室温迁移率.

关键词: 二维电子气, 极化光学声子散射, 高温迁移率, 光学声子能量

PACS: 73.40.-c, 63.20.kd, 72.15.Lh, 72.80.Ey

DOI: 10.7498/aps.69.20200250

1 引言

纤锌矿结构的 AlGaIn/GaN 异质结存在很强的极化效应, 极化电场在异质界面处产生大量的极化电荷, 使得 AlGaIn/GaN 高电子迁移率晶体管 (high electron mobility transistor, HEMT) 无需掺杂就具有高浓度的二维电子气 (two-dimensional electron gas, 2DEG)^[1-3]. HEMT 器件的性能是与 2DEG 的输运性质密切相关, 提高 2DEG 的浓度及提高 2DEG 的迁移率对 HEMT 器件的性能有重要的影响^[4]. 2DEG 的迁移率由晶格振动散射和缺陷散射所决定^[5]. 晶格振动散射具体表现为原子偏离晶格格点的振动, 且随温度增加而迅速加强. 晶格振动散射分为极化光学声子散射、压电声学声子散射和形变势声学声子散射. 缺陷散射具体表现为杂质和缺陷破坏周期性势场, 导致电子运动过程

中遭到散射. 缺陷散射主要包括界面粗糙散射、合金无序散射、位错散射以及电离杂质散射. 界面粗糙散射和电离杂质散射主要影响的是低温迁移率, 压电声学声子散射和形变势声学声子散射主要影响的是中温迁移率, 而极化光学声子散射是影响室温及以上温度的迁移率的主要因素^[6,7]. 因此, 研究极化光学声子散射对加深了解室温及室温以上温度 HEMT 器件的工作特性、优化器件的性能具有重要意义.

Ridley^[8] 通过求解玻尔兹曼方程研究极化光学声子散射对迁移率的影响, 认为电子浓度增加导致更多电子吸收与发射声子是极化光学声子散射相关的迁移率随 2DEG 浓度降低而减小的原因. Zhang 等^[9] 研究了 AlGaIn 势垒层中 Al 组分对各种散射机制的影响, 发现势垒层 Al 组分增加引起的 2DEG 密度增大是造成各种散射作用变化的主要因素. 杨福军和班士良^[10] 考虑 AlGaIn/AlN/GaN

* 国家重点研发计划 (批准号: 2018YFB1802100) 和广东省重点领域研发计划 (批准号: 2019B010143003) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: phrhyao@scut.edu.cn

异质结构的极化效应产生的内建电场的作用及室温下各种可能的光学声子散射, 结果显示, AlN 插入层厚度以及 Al 组分的增加均会致使 2DEG 的分布更靠近异质结界面, 使界面光学声子成为主导的散射因素. Protasov 等^[11]研究了不同散射机制的温度特性, 认为极化光学声子散射随温度升高而增强, 室温迁移率主要受极化光学声子散射影响. 本文进一步通过对极化光学声子散射进行计算, 对其温度特性和浓度特性进行分析, 研究极化光学声子散射随光学声子能量变化的关系, 并讨论提高 AlGaIn/GaN HEMT 中 2DEG 室温迁移率的可能方法与途径.

2 模型与理论

典型的 AlGaIn/GaN HEMT 器件的物理结构如图 1 所示, 异质结所在平面为 x - y 平面, 垂直异质结界面为 z 轴方向, 从上到下依次是 AlGaIn 势垒层、GaN 沟道层和 SiC 衬底. 在 AlGaIn/GaN 异质结界面处, 两种材料的禁带宽度之差导致异质结界面处能带发生弯曲, 在能带两侧分别形成 AlGaIn 势垒和势阱, 在平行异质结界面方向上, 电子的运动不受限制, 但在垂直异质结界面方向上, 电子被限制在很窄的势阱中运动, 形成 2DEG^[12], 并且由于沿着 [0001] 方向生长的纤锌矿结构的 AlGaIn/GaN 异质结具有很强的自发极化 (P_{SP} , 极化场的方向如图 1 所示) 和压电极化 (P_E) 效应^[13], 在非掺杂的情况下, 界面的 2DEG 浓度可达 10^{13} cm^{-2} 数量级. 2DEG 的运动受到各种散射机制的作用, 在高温下, 极化光学声子散射是一个重要的因素.

GaN 晶格中纵光学波两种原子的相对振动方

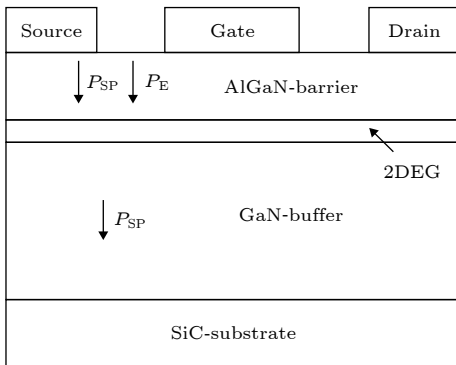


图 1 AlGaIn/GaN HEMT 器件结构图

Fig. 1. Device structure diagram of AlGaIn/GaN HEMT.

向相反, 导致一个半波长的范围内正电荷密度大, 而另一半负电荷密度大, 这将引起极化, 如图 2 所示, 正负电荷之间的静电场将产生附加势从而散射电子, 这种散射称为极化光学声子散射.

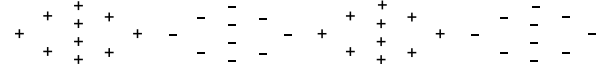


图 2 纵光学波引起的极化示意图

Fig. 2. A schematic diagram of polarization caused by a longitudinal optical wave.

极化光学声子散射的光学声子能量 $\hbar\omega_{LO}$ 通常为几十 meV, 与室温下的 $k_B T$ 的数量级相同, 因此这类散射是非弹性散射. 在非弹性散射中, 电子与晶格存在显著的能量交换, 不能严格地定义弛豫时间, 一般通过迭代法或者变分法求解玻尔兹曼方程得到极化光学声子散射因素决定的迁移率. 当忽略散射入微元 $d\mathbf{k}$ 的散射, 只考虑散射出微元 $d\mathbf{k}$ 的散射影响, 弛豫时间可近似为^[14,15]

$$\frac{1}{\tau(E)} = \frac{1}{1 - f_0(E)} \int W(\mathbf{k}, \mathbf{k}') (1 - \cos\theta) \times [1 - f_0(E \pm \hbar\omega_{LO})] d\mathbf{k}'. \quad (1)$$

其中 θ 为波矢 \mathbf{k} 与 \mathbf{k}' 之间的散射角; \pm 分别代表吸收声子和发射声子; $f_0(E)$ 为费米-狄拉克分布函数,

$$f_0(E) = \frac{1}{e^{(E - E_F)/k_B T} + 1}; \quad (2)$$

$W(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ 为电子由 \mathbf{k} 态向 \mathbf{k}' 态跃迁的跃迁率, 根据费米黄金定则,

$$W(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{2\pi}{\hbar} M_{II}^2 \delta(\hbar\omega_{k'} - \hbar\omega_k \pm \hbar\omega_{LO}). \quad (3)$$

2DEG 的散射矩阵元 M_{II} 描述了 2DEG 与声子的相互作用^[16]:

$$M_{II}^2 = \int M_{III}^2 |I(\mathbf{q}_z)|^2 d\mathbf{q}_z. \quad (4)$$

式中, \mathbf{q}_z 是 z 方向波矢; 三维矩阵元^[17]

$$M_{III}^2 = \frac{e^2 \hbar\omega_{LO} (\varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon^{-1})}{2V} \frac{1}{q_\pm^2 + q_z^2} \left(N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right), \quad (5)$$

其中, e 为电子电荷量, $\hbar\omega_{LO}$ 为光学声子能量, ε 为介电常数, ε_∞ 为高频介电常数, \mathbf{q}_+ 和 \mathbf{q}_- 分别是吸收和发射声子的二维散射波矢, N_q 为声子数.

当仅考虑最低子带的带内散射时, $I(\mathbf{q}_z)$ 定义为

$$I(\mathbf{q}_z) = \int \psi^2(z) e^{i\mathbf{q}_z z} dz. \quad (6)$$

对于 AlGaIn/GaN HEMT, 取垂直异质结界面方向为 z 轴方向, $z = 0$ 平面为异质结界面所在的 x - y 平面, 量子阱采用无限深三角形势阱. 当 $z \leq 0$ 时, 波函数为 0, 当 $z > 0$ 时, 采用变分波函数描述最低子带上 2DEG 的分布, 则波函数 ψ 表示为

$$\psi(z) = \begin{cases} \left(\frac{1}{2}b^3 z^2\right)^{1/2} e^{-\frac{1}{2}bz}, & z > 0, \\ 0, & z \leq 0. \end{cases} \quad (7)$$

这里 b 为变分参数,

$$b = \left(\frac{12m^*e^2}{\epsilon\hbar^2}\right)^{1/3} \left(N_{\text{depl}} + \frac{11}{32}n_{2D}\right)^{1/3}, \quad (8)$$

其中, N_{depl} 表示 GaN 中耗尽电荷面密度, n_{2D} 是 2DEG 浓度. 将 (7) 式代入 (6) 式得

$$|I(\mathbf{q}_z)|^2 = \frac{b^6}{(b^2 + \mathbf{q}_z^2)^3}. \quad (9)$$

因此, 吸收声子动量弛豫率 ($1/\tau_+$) 和发射声子动量弛豫率 ($1/\tau_-$) 如下:

$$\frac{1}{\tau_+(E)} = \frac{e^2 m^* \hbar \omega_{\text{LO}} (\epsilon_\infty^{-1} - \epsilon^{-1})}{8\pi^2 \hbar^3 [1 - f_0(E)]} \int (1 - \cos\theta) \times [1 - f_0(E + \hbar\omega_{\text{LO}})] N_q I(\mathbf{q}_+) d\theta, \quad (10)$$

$$\frac{1}{\tau_-(E)} = \frac{e^2 m^* \hbar \omega_{\text{LO}} (\epsilon_\infty^{-1} - \epsilon^{-1})}{8\pi^2 \hbar^3 [1 - f_0(E)]} \int (1 - \cos\theta) \times [1 - f_0(E - \hbar\omega_{\text{LO}})] \Theta(E - \hbar\omega_{\text{LO}}) \times (N_q + 1) I(\mathbf{q}_-) d\theta. \quad (11)$$

其中 $I(\mathbf{q}_\pm)$ 的表达式为

$$I(\mathbf{q}_\pm) = \int \frac{|I(\mathbf{q}_z)|^2}{\mathbf{q}_\pm^2 + \mathbf{q}_z^2} d\mathbf{q}_z; \quad (12)$$

N_q 代表根据量子统计中每一模式所包含的声子数,

$$N_q = \frac{1}{e^{\hbar\omega_{\text{LO}}/k_B T} - 1}. \quad (13)$$

声子数直接反映了振动的强度, 吸收声子散射率 λ 正比于 N_q , 而发射声子散射率 λ 正比于 $N_q + 1$, 其中 1 对应于声子的自发发射.

散射时间跟能量有关, 则平均散射时间为

$$\langle\tau\rangle = \frac{\int \tau(E) E (\partial f_0(E)/\partial E) dE}{\int E (\partial f_0(E)/\partial E) dE}. \quad (14)$$

迁移率为

$$\mu = \frac{e\langle\tau\rangle}{m^*}. \quad (15)$$

根据 Matheissen 定则, 总的极化光学声子散射决定的迁移率为

$$\frac{1}{\mu_{\text{po}}} = \frac{1}{\mu_+} + \frac{1}{\mu_-}. \quad (16)$$

3 计算结果与讨论

由 (10) 式、(14) 式以及 (15) 式可计算出吸收声子散射决定的迁移率, 由 (11) 式、(14) 式以及 (15) 式可计算出发射声子散射决定的迁移率, 再通过 (16) 式计算总的极化光学声子散射决定的迁移率. 计算中用到的参数见表 1^[18,19], 其中 m_0 和 ϵ_0 分别为电子的惯性质量和真空介电常数.

吸收、发射声子决定的迁移率及总的极化光学声子散射决定的迁移率在 200—400 K 的温度范围内随温度的变化如图 3 所示, 2DEG 浓度 n_{2D} 取 $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. 由图 3 可知, 在 200—400 K 的温度范围内, 吸收声子散射都远大于发射声子散射. 这是因为根据能量守恒, 对于发射声子的散射来说,

表 1 相关的 GaN 参数值

Table 1. Parameters of GaN used for the calculations.

参数	符号/单位	取值
介电常数(低频)	$\epsilon/\text{F}\cdot\text{m}^{-1}$	$10.4\epsilon_0$ ^[18]
介电常数(高频)	$\epsilon_\infty/\text{F}\cdot\text{m}^{-1}$	$5.47\epsilon_0$ ^[18]
电子有效质量	m^*/kg	$0.22m_0$ ^[19]
声子能量	$\hbar\omega_{\text{LO}}/\text{meV}$	91.2 ^[19]

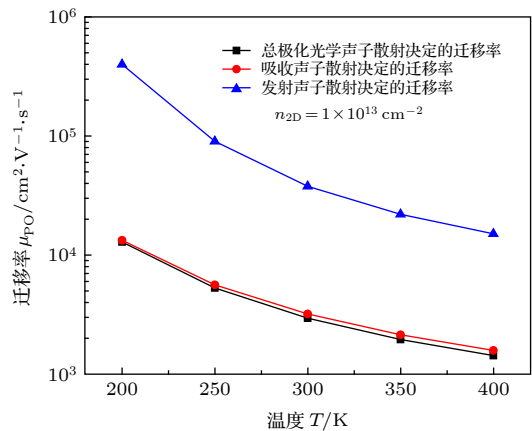


图 3 极化光学声子散射因素决定的迁移率随温度的变化
Fig. 3. Mobility limited by polar optical phonon scattering as a function of temperature.

只有当载流子本身的能量高于光学声子能量时, 跃迁率才不为零, 才发生散射, 而吸收声子散射则在所有能量范围内均可发生. 只有在电子平均能量 $k_B T$ 远大于声子能量 $\hbar\omega_{LO}$ 时发射声子散射率才能超过吸收声子散射率. AlGaIn/GaN HEMT 中光学声子能量为 91.2 meV 左右, 在 200—400 K 的温度范围内均大于电子平均能量 $k_B T$ (17.2—34.4 meV), 所以吸收声子散射是极化光学声子散射限制迁移率的主要方式.

极化光学声子散射因素决定的迁移率随温度和浓度变化的计算结果如图 4 所示, 迁移率随温度增大而单调减小; 经拟合, 极化光学声子散射因素决定的迁移率随温度变化近似满足 $\mu_{PO} = AT^{-\alpha}$ ($\alpha = 3.5$) 的幂函数关系, 这是因为系统中光学声子的数量与温度密切相关, 温度越高, 晶格振动越剧烈, 即声子数越多. 因此随着温度的上升, 声子散射载流子的作用越显著, 故高温时极化光学声子散射因素决定的迁移率降低, 平均光学声子数 N_q 反映了这一特性. 从图 4 还可以看出, 随着 2DEG 浓度的增加, 极化光学声子散射因素决定的迁移率降低, 这是因为当 2DEG 浓度增大时, 费米能级 E_F 将会增大, 根据 (2) 式中费米-狄拉克分布函数可知, 最低子带中各量子态被电子占据的概率增大, 更大数目的电子占据最低子带, 使得更多的电子与光学声子相互作用^[8], 造成散射率增加, 极化光学声子散射因素决定的迁移率下降. 同时, 2DEG 浓度增大, 将通过增强电子与极化光学声子的相互作用降低极化光学声子散射因素决定的迁移率. 由波函数 $\psi(z)$ 可知, 2DEG 浓度增大使得变分参数 b 增大, 最低子带的电子更靠近界面^[20]. $I(q_z)$ 描述电子波函数与极化光学声子波函数的交叠, 故 $|I(q_z)|^2$ 表示电子与极化光学声子作用的强弱, (9) 式表明, $|I(q_z)|^2$ 随 b 增大而增加, 即电子与极化光学声子的相互作用随 b 增大而增强. 因此, 随着 2DEG 浓度增大, 电子更靠近界面, 使得电子与极化光学声子的相互作用增强, 极化光学声子散射因素决定的迁移率下降. AlGaIn/GaN HEMT 中 2DEG 浓度依赖于 AlGaIn 势垒层中的 Al 组分、极化电荷面密度等参数^[21,22]. Al 组分以及极化电荷面密度分别通过改变 2DEG 浓度而影响极化光学声子散射因素决定的迁移率.

极化光学声子散射因素决定的迁移率随光学声子能量变化的计算结果如图 5 所示, 在温度为

300 K, 2DEG 浓度为 $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 的条件下, 极化光学声子散射因素决定的迁移率随着光学声子能量的增加而近似线性增加, 当光学声子能量从 91.2 meV 增加到 96.2 meV 时, 极化光学声子散射因素决定的迁移率即从 $2950 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ 增加到 $3529 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, 可见光学声子能量是室温下影响 2DEG 迁移率的重要因素. 有报道称, 衬底材料会影响极化光学声子能量, 采用蓝宝石衬底的 HEMT 中极化光学声子能量将大于 SiC 或 Si 衬底^[23]. 因此, 通过选择合适的衬底材料可增大极化光学声子能量, 从而增加 2DEG 室温迁移率.

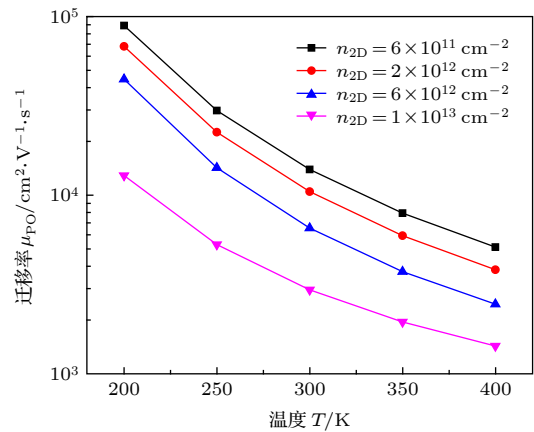


图 4 不同 2DEG 浓度 n_{2D} 下, 极化光学声子散射随温度的变化

Fig. 4. Polar optical phonon scattering dependence on temperature for different n_{2D} .

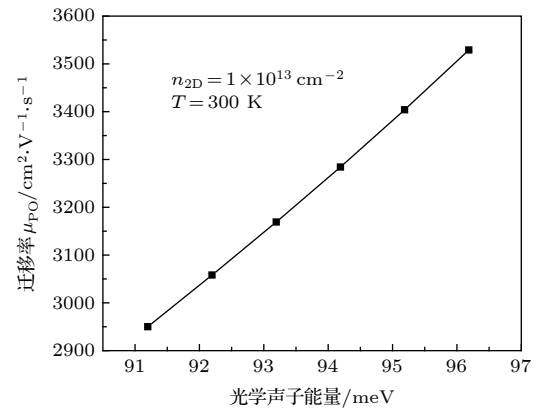


图 5 极化光学声子散射随光学声子能量 $\hbar\omega_{LO}$ 的变化

Fig. 5. Curve of polar optical phonon scattering versus optical phonon energy $\hbar\omega_{LO}$.

4 结论

本文计算了极化光学声子散射随温度和浓度的变化规律. 因为声子数随温度升高而增加, 所以

极化光学声子散射因素决定的迁移率随温度增加而降低. 随着 2DEG 浓度增大, 电子与极化光学声子相互作用增强, 导致极化光学声子散射决定的迁移率降低. 进一步分析了单独考虑吸收光学声子或发射光学声子对迁移率的影响, 由于 GaN 中光学声子能量较大, 因此吸收声子对迁移率的影响较大. 在考虑光学声子能量对极化光学声子散射决定的迁移率的影响时, 可通过增大极化光学声子能量来提高 AlGaIn/GaN HEMT 室温迁移率.

参考文献

- [1] Yu E T, Dang X Z, Asbeck P M, Lau S S, Sullivan G J 1999 *J. Vac. Sci. Technol., B* **17** 1742
- [2] Ji D, Liu B, Lu Y W, Zou M, Fan B L 2012 *Chin. Phys. B* **21** 067201
- [3] Ibbetson J P, Fini P T, Ness K D, DenBaars S P, Speck J S, Mishra U K 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 250
- [4] Liu G P 2013 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: University of Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [刘贵鹏 2013 博士学位论文 (北京: 中国科学院大学)]
- [5] Hsu L, Walukiewicz W 1997 *Phys. Rev. B* **56** 1520
- [6] Gokden S 2003 *Phys. Status Solidi A* **200** 369
- [7] Anderson D R, Zakhleniuk N A, Babiker M, Ridley B K, Bennett C R 2001 *Phys. Rev. B* **63** 245313
- [8] Ridley B K 1998 *J. Phys. Condens. Matter* **10** 6717
- [9] Zhang J F, Hao Y, Zhang J C, Ni J Y 2008 *Sci. China Ser. E: Inf. Sci.* **38** 949 (in Chinese) [张金凤, 郝跃, 张进城, 倪金玉 2008 中国科学 E 辑: 信息科学 **38** 949]
- [10] Yang F J, Ban S L 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 087201 (in Chinese) [杨福军, 班士良 2012 物理学报 **61** 087201]
- [11] Protasov D Y, Malin T V, Tikhonov A V, Tsatsulnikov A F, Zhuravlev K S 2013 *Semiconductors* **47** 33
- [12] Chen Z K 2016 *Ph. D. Dissertation* (Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China) (in Chinese) [陈志凯 2016 博士学位论文 (成都: 电子科技大学)]
- [13] 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]
- [14] Gurusinghe M N, Davidsson S K, Andersson T G 2005 *Phys. Rev. B* **72** 045316
- [15] Rode D L 1975 *Semiconductors and Semimetals* (New York: Academic Press) pp4–28
- [16] Yokoyama K, Hess K 1986 *Phys. Rev. B* **33** 5595
- [17] Price P J 1981 *Ann. Phys.* **133** 217
- [18] Look D C, Szelove J R, Keller S, Wu Y F, Mishra U K, DenBaars S P 1997 *Solid State Commun.* **102** 297
- [19] Chin V W L, Tansley T L, Osotchan T 1994 *J. Appl. Phys.* **75** 7365
- [20] Cui P, Mo J H, Fu C, Lü Y J, Liu H, Cheng A J, Luan C B, Zhou Y, Dai G, Lin Z J 2018 *Sci. Rep.* **8** 9036
- [21] Ambacher O, Smart J, Shealy J R, Weimann N G, Chu K, Murphy M, Schaff W J, Eastman L F, Dimitrov R, Wittmer L, Stutzmann M, Rieger W, Hilsenbeck J 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 3222
- [22] Zhang Y F, Smorchkova I P, Elsass C R, Keller S, Ibbetson J P, Denbaars S, Mishra U K, Singh J 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 7981
- [23] Zhao D G, Xu S J, Xie M H, Tong S Y, Yang H 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 677

Polar optical phonon scattering of two-dimensional electron gas in AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistor^{*}

Zhang Xue-Bing Liu Nai-Zhang Yao Ruo-He[†]*(School of Electronic and Information Engineering, South China University of Technology, Guangzhou 510640, China)*

(Received 19 February 2020; revised manuscript received 5 May 2020)

Abstract

With the increasing demand for high-frequency, high-power and high-temperature microwave applications, AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistors have received much attention due to their promising material features such as wide band gaps, high-concentration two-dimensional electron gas (2DEG), strong electric field, at which the electron velocity is saturated, and high operating temperature. The 2DEG mobility at AlGa_N/Ga_N interface is a key parameter to describe characteristics of high electron mobility transistor, and the mobility of 2DEG in AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistor is determined by a variety of scattering mechanisms in which the polar optical phonon scattering caused by electrostatic field between uneven polar positive and negative charges is responsible for mobility limitation in a 2DEG at high temperature.

Calculation of polar optical phonon scattering is carried out by the analytical model in which Fang-Howard variational wave function and Fermi's golden rule are used. The interaction between 2DEG and phonon is described by scattering matrix element for the transition, in which phonon occupation number is given by Bose-Einstein statistics. The scattering time is derived by neglecting the in-scattering, and the numerically calculated energy-dependent scattering time is averaged according to Fermi statistics.

At temperatures in a range of 200–400 K and two-dimensional electron gas concentration in a range of 6×10^{11} – 1×10^{13} cm⁻², the mobility varying with temperature is analyzed. It is found that the mobility limited by polar phonon scattering decreases monotonically with the temperature rising and their dependence is well approximated by a function of $\mu_{PO} = AT^{-\alpha}$ ($\alpha = 3.5$) as the phonon occupation number increases with temperature rising. Furthermore, the polar optical phonon scattering is enhanced by greater electron concentration as a result of increased interaction between phonon and 2DEG. The mobility limit is calculated separately by emission phonon and absorption phonon, the results indicate that absorption phonon is predominant, which is attributed to high optical phonon energy in Ga_N. The mobility of polar optical phonon scattering is further studied by changing the optical phonon energy, which shows that the room temperature mobility of 2DEG can be improved by increasing the energy of polar optical phonon.

Keywords: two-dimensional electron gas, polar optical phonon scattering, high temperature mobility, optical phonon energy

PACS: 73.40.-c, 63.20.kd, 72.15.Lh, 72.80.Ey

DOI: 10.7498/aps.69.20200250

^{*} Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2018YFB1802100) and the Key-Area Research and Development Program of Guangdong Province, China (Grant No. 2019B010143003).

[†] Corresponding author. E-mail: phrhyao@scut.edu.cn