

极化效应对 AlGaIn/GaN 异质结 p-i-n 光探测器的影响*

刘红侠[†] 高博 卓青青 王勇淮

(西安电子科技大学微电子学院, 宽禁带半导体材料与器件教育部重点实验室, 西安 710071)

(2011年3月16日收到; 2011年5月12日收到修改稿)

基于等效薄层电荷近似模拟表征极化电荷的作用, 通过自洽求解 Poisson-Schrödinger 方程以及求解载流子连续性方程, 计算并且讨论了 p-AlGaIn 层掺杂浓度和界面极化电荷对 AlGaIn/GaN 异质结 p-i-n 紫外探测器能带结构和电场分布以及光电响应的影响. 结果表明, 极化效应与 p-AlGaIn 层掺杂浓度相互作用对探测器性能有较大影响. 其中, 在完全极化条件下, p-AlGaIn 层掺杂浓度越大, p-AlGaIn 层的耗尽区越窄, i-GaN 层越容易被耗尽, 器件光电流越小. 在一定掺杂浓度条件下, 极化效应越强, p-AlGaIn 层的耗尽区越宽, 器件的光电流越大. 最后还分析了该结构在不同温度下的探测性能, 证明了该结构可以在高温下正常工作.

关键词: AlGaIn/GaN 异质结, 光探测器, p-i-n 结构, 极化效应

PACS: 78.66.Fd, 85.60.Bt, 85.60.Gz

1 引言

GaN 基材料作为第三代半导体的典型代表, 具有宽禁带、高电子漂移饱和速度、高击穿电场、低介电常数等优点, 被广泛应用于光电、高频、大功率器件制作等领域. 宽带隙的特点使其可以适于高频、大功率器件的研制^[1]. 在光探测方面, 适用于紫外波段光探测器的应用^[2]. 由于紫外探测器在宇宙飞船、火焰羽烟探测、火灾监测等领域中有重要的应用价值, III—V 族氮化物紫外光电探测器件的应用研究得到了快速发展^[3,4], 出现了背照式、多量子阱、焦平面阵列等各种探测结构^[5,6]. 其中, p-i-n 型光电探测器由于具有响应速度快、噪声低、量子效率可调、零偏下可工作等优点成为探测器研究的重点.

此外, AlGaIn 合金材料随着 Al 组分的变化, 其禁带宽度在 3.4—6.2 eV 之间连续变化, 覆盖整个太阳盲区, 是天然的日盲材料, 在紫外探测领域具有广阔的应用前景. 特别是 AlGaIn/GaN 异质结构

在 p-i-n 型紫外光电探测器的应用, 使得 AlGaIn 层起到很好的透明窗口作用, 使入射光无损耗地直接进入 GaN 吸收层, 大大提高了探测器的响应度. 然而由于 III—V 族氮化物具有很强的自发极化和压电极化, 使得在 AlGaIn/GaN 异质结界面产生大量的极化电荷, 导致异质结界面处能带发生弯曲, 甚至在异质界面处诱生二维电子气^[7]. 目前关于 AlGaIn/GaN 异质结极化效应的研究已经非常广泛, 但主要集中在对同型异质结极化效应的研究, 如对 n 型 AlGaIn/GaN 异质结高电子迁移率晶体管 (high electron mobility transistor, HEMT) 的研究^[8], 而对异型异质结极化效应的研究非常少. 事实上, 极化效应对 AlGaIn/GaN 异质结 p-i-n 型紫外探测器的性能有很大影响^[9], 但是到目前为止还没有深入系统的分析研究.

本文从 AlGaIn/GaN 异质结极化效应的基本理论出发, 通过设置薄层电荷等效替换极化电荷的作用, 定量计算讨论了 p-AlGaIn 层掺杂浓度和极化效应对 AlGaIn/GaN 异质结 p-i-n 型紫外探测器能

* 国家自然科学基金 (批准号: 61076097, 60976068)、教育部科技创新工程重大项目培育资金项目 (批准号: 708083) 和微电子预研资助项目 (批准号: 513080401) 资助的课题.

[†] E-mail: hxliu@mail.xidian.edu.cn

带结构、电场分布以及光电响应的影响;最后计算并分析讨论了温度对该结构的紫外探测器性能的影响,证明了该结构可以在高温下正常工作.

2 AlGa_xN/GaN 异质结 p-i-n 光探测器的极化效应

自发极化是在无应力情况下的极化,由于晶格结构的非理想对称性而产生的.随着晶格结构非理想对称性的增大,氮化物的理论自发极化不断增大,例如从 GaN 到 InN 和 AlN 的自发极化就不断增大,如表 1 所示.

表 1 III—V 族铅锌矿氮化物材料的自发极化、晶格常数、压电常数和弹性系数 [3,10,11]

	AlN	GaN	InN
$P_{sp}/C.m^{-2}$	-0.081	-0.029	-0.032
$a_0/10^{-10}$	3.112	3.189	3.54
$e_{31}/C.m^{-2}$	-0.60	-0.49	-0.57
$e_{33}/C.m^{-2}$	1.46	0.73	0.97
C_{13}/GPa	108	103	92
C_{33}/GPa	373	405	224

表 1 中, P_{sp} 为自发极化, a_0 为晶格常数, e_{31} 和 e_{33} 为压电系数, C_{13} 和 C_{33} 为弹性常数.而三元合金 $Al_xGa_{1-x}N$ 的自发极化采用 GaN 和 AlN 自发极化的线性插值求得,压电极化可通过压电理论求得,分别如 (1) 和 (2) 式所示 [10]:

$$P_{Al_xGa_{1-x}N}^{sp} = P_{AlN}^{sp}x + P_{GaN}^{sp}(1-x), \quad (1)$$

$$P_{pe} = 2 \frac{a-a_0}{a_0} \left[e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right]. \quad (2)$$

根据电位移连续性,在 AlGa_xN/GaN 突变异质结界面处的极化会诱生薄层电荷 σ , 等于下层的极化减去上层的极化,如 (3) 式所示:

$$\sigma = P_{sp}(GaN) - P_{sp}(AlGa_xN) - P_{pe}(AlGa_xN). \quad (3)$$

在实际器件制作过程中,由于 AlGa_xN/GaN 异质结界面处存在一定的 Al 组分互扩散和异质外延的应力弛豫,极化电荷降低 [10-12].为使计算讨论更符合实际,本文引入极化因子调和理论极化值和实际极化值的差别.考虑异质界面 Al 组分互扩散和异质外延应力弛豫时,AlGa_xN/GaN 异质界面处的极化电荷如 (4) 式所示:

$$\sigma = r[P_{sp}(GaN) - P_{sp}(AlGa_xN) - P_{pe}(AlGa_xN)], \quad (4)$$

其中, r 表示极化因子,用来调和极化理论值和实际值的差别,即计算中极化电荷占极化理论值的比例.当 r 为 0 时,表示 AlGa_xN/GaN 异质界面不存在极化效应;当 r 为 1 时,表示 AlGa_xN/GaN 异质结为理想突变异质结且不存在应力弛豫.

图 1 为 AlGa_xN/GaN 异质结 p-i-n 探测器的结构示意图.为有效表示极化电荷对器件性能的影响,本文通过设置薄层电荷层来替代极化电荷层的作用,如图 1 中的 δ 层.计算中采用的器件结构为 p-i-n 型,各个部分的材料构成、厚度、掺杂分布情况见表 2.在 $Al_xGa_{1-x}N$ 材料中,取 $x = 0.2$.

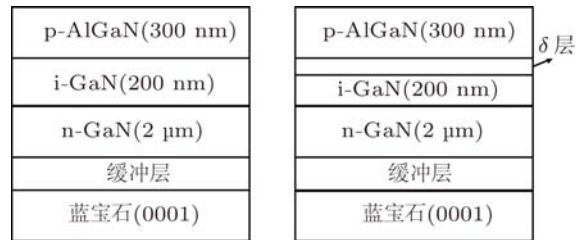


图 1 AlGa_xN/GaN 异质结 p-i-n 探测器结构示意图

表 2 p-i-n 结构各部分的材料、厚度和掺杂分布情况 ($x = 0.2$)

结构层	材料	厚度/nm	掺杂浓度/cm ⁻³
p 层	$Al_xGa_{1-x}N$	200	1.5×10^{18}
δ 层	$Al_xGa_{1-x}N$	1	1.1×10^{20} (完全极化)
i 层	GaN	200	1×10^{16}
n 层	GaN	2000	5×10^{18}

在设置薄层电荷 δ 层来替换界面极化电荷时,只需在界面处加入一层薄 δ 掺杂层,并将插入层设为完全电离,电离产生的施主和受主分别等效于极化产生的正、负固定电荷.由于插入层的厚度很薄,电离产生的自由载流子对整个器件的影响可忽略不计.此外,该插入层具有一定厚度,需要将理论计算所得的极化电荷面密度转换成掺杂层的掺杂浓度.由电荷守恒得到插入层的掺杂浓度如 (5) 式所示:

$$\delta N = \frac{Q}{V} = \frac{Q}{S \cdot L} = \frac{\sigma}{L}, \quad (5)$$

其中, Q 为极化电荷总量, V 为掺杂层的体积, S, L 分别为掺杂层的面积和厚度, σ 为极化面电荷密度.当 $x = 0.2$ 时,根据 (1), (2), (4) 和 (5) 式可得到完全极化情况下,极化薄层电荷面密度为 $1.0992 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$.设 δ 层的厚度为两个

原子层厚度, 大约为 1 nm, 则 δ 层的掺杂浓度为 $\delta N = \sigma/L = 1.0992 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

3 引入极化效应的计算方法

由于在计算中引入了极化效应, 且在 Al-GaN/GaN 异质界面存在一定的能带向下弯曲, 计算中有可能出现量子效应. 因此, 在计算 Al-GaN/GaN 异质结 p-i-n 型紫外探测器的能带图和电场分布时必须自洽求解 Poisson-Schrödinger 方程.

一维单电子近似情况下的 Schrödinger 方程为

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left[\frac{1}{m^*(z)} \frac{d}{dz} \psi(z) \right] + E_c(z) \psi(z) = E \psi(z), \quad (6)$$

其中, \hbar 为归一化的 Planck 常数, m^* 为电子的有效质量, z 为延垂直于界面的坐标, ψ 为二维电子气的波函数, E 为量子化能级, E_c 为导带底能量. E_c 与电势的关系见 (7) 式:

$$E_c(z) = -qV(z) + \Delta E_c(z), \quad (7)$$

其中, q 为基本电荷电量, V 为电势, ΔE_c 为异质结导带不连续值. 对 AlGaN/GaN 异质结而言, 有 $\Delta E_c = 0.63\Delta E_g$, ΔE_g 表示异质结禁带宽度差. AlGaN 的禁带宽度取 AlN 和 GaN 禁带宽度的二次插值, 见 (8) 式:

$$E_g(x) = 6.28x + 3.42(1-x) - x(1-x). \quad (8)$$

通过求解 Schrödinger 方程 (6), 可以求得量子化的能级 E_i 和对应的波函数 ψ_i , 从而可以得到二维电子气的面密度 $n_{s2D}(z)$ 和空间分布 $n_{2D}(z)$, 如 (9) 和 (10) 式所示:

$$n_{s2D} = \sum_i n_i = \sum_i \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \int_{E_i}^{\infty} \frac{1}{1 + \exp(\frac{E-E_F}{k_0 T})} dE, \quad (9)$$

$$n_{2D}(z) = \sum_i n_i \psi_i^*(z) \psi_i(z), \quad (10)$$

其中, E_i 为第 i 个量子能级, n_i 表示第 i 量子能级上得电子面密度, $\frac{m^*}{\pi \hbar^2}$ 为二维电子气的态密度, E_F 为 Fermi 能级, k_0 为 Boltzmann 常数, T 为温度, 积分项为 Fermi-Dirac 统计, $\psi_i(z)$ 为 E_i 所对应的归一化的本征波函数数在 z 方向的分布. 同理, 二维

空穴也可通过 Schrödinger 方程求得.

已知电荷浓度分布, 求解 Poisson 方程可求得电势分布, 可通过 (7) 式求得导带底能量. 对于 Al-GaN/GaN 异质结, 考虑到极化电荷和二维电子气的作用, Poisson 方程可写为

$$\frac{d}{dz} \left[\epsilon_0 \epsilon_r(z) \frac{d}{dz} V(z) \right] = -\rho(z), \quad (11)$$

其中,

$$\rho(z) = q[N_D^+ - N_A^- + p - n + p_{2D} - n_{2D} + \delta N], \quad (12)$$

其中, ϵ_r 为相对介电常数, ϵ_0 为绝对介电常数, N_D^+ 为施主掺杂浓度, N_A^- 为受主掺杂浓度, p 和 n 分别为空穴和电子的体浓度, δN 表示极化电荷的分布.

通过自洽求解 Poisson-Schrödinger 方程可以得到器件内部的电势分布和电场分布. 引入 GaN 及材料的负微分迁移率模型^[13]和光吸收模型^[14], 通过载流子连续性方程可求得 AlGaN/GaN 异质结 p-i-n 型紫外探测器的光电流:

$$\frac{\partial p(z)}{\partial t} = G(z) - U_p(z) - \frac{1}{q} \frac{\partial J_p(z)}{\partial z}, \quad (13)$$

$$\frac{\partial n(z)}{\partial t} = G(z) - U_n(z) + \frac{1}{q} \frac{\partial J_n(z)}{\partial z}, \quad (14)$$

其中, $p(z)$, $n(z)$ 分别表示光生空穴密度和光生电子密度; $G(z)$, $U(z)$ 分别表示耗尽区光生载流子的产生率和复合率; $J_p(z)$, $J_n(z)$ 分别表示光生空穴电流和光生电子电流. 基于漂移扩散传输模型, 光生空穴电流 $J_p(z)$ 和光生电子电流 $J_n(z)$ 分别可表示为 (15) 和 (16) 式:

$$J_p(z) = qp(z)\mu_p E - qD_p \frac{dp(z)}{dz}, \quad (15)$$

$$J_n(z) = qn(z)\mu_n E + qD_n \frac{dn(z)}{dz}, \quad (16)$$

其中 μ_p , μ_n 分别表示空穴和电子迁移率; D_p , D_n 分别表示空穴和电子扩散系数, E 为耗尽区电场. 光生载流子产生率 $G(z)$ 和复合率 $U(z)$ 分别表示为 (17)—(19) 式:

$$G(z) = \frac{P_{\text{opt}}(1-R)}{A \cdot hc/\lambda} \alpha \exp(-\alpha z), \quad (17)$$

$$U_p(z) = \frac{p(z)}{\tau_p}, \quad (18)$$

$$U_n(z) = \frac{n(z)}{\tau_n}, \quad (19)$$

其中 P_{opt} 为入射光功率, R 为器件表面光反射率, A 为器件有效探测面积, h 为 Planck 常量, λ 为入射

光波长, c 为光速, α 为 GaN 基材料的光吸收系数, τ_p, τ_n 分别为光生空穴寿命和光生电子寿命. 计算中, 取探测器的有效探测面积为 0.0014 cm^2 .

4 计算结果与分析讨论

在使用界面薄层电荷近似表示极化电荷的条件下, 通过以上计算方法计算讨论了完全极化、部分极化、无极化情况下 AlGaIn/GaN 异质结 p-i-n 型紫外探测器的能带图, 电场分布等物理特性, 并对上述情况下光电探测器的光电响应谱进行计算和分析. 研究中所采用的器件结构如图 1 所示. 各层的厚度、掺杂杂质浓度如表 2 所示.

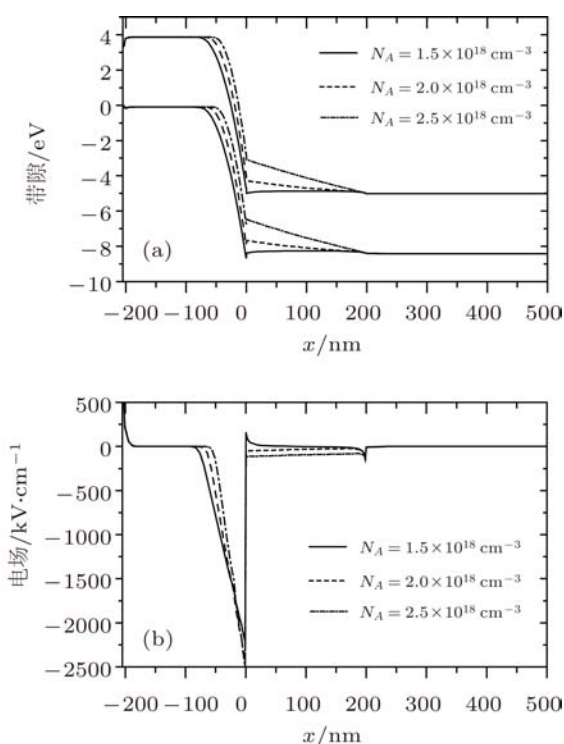


图 2 p-AlGaIn 层掺杂浓度 (a) 对器件能带图和; (b) 电场分布的影响

图 2 所示为完全极化情况下 p-AlGaIn 层不同掺杂浓度对器件内部能带图和电场分布的影响. 图 2 表明, 在完全极化情况下, 当 p-AlGaIn 的掺杂浓度从 $1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 增加到 $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时, p-AlGaIn 层一侧的耗尽区逐渐缩短, 而 i-GaN 层一侧则从不耗尽逐渐变为完全耗尽. 这是由于随着 p-AlGaIn 层掺杂浓度增加, 异质结界面处极化电荷所导致的二维电子气逐渐耗尽, 直到 p-AlGaIn 层的掺杂浓度达到某一临界值, 异质结界面处的二维

电子气恰好完全被耗尽 [15,16]. p-AlGaIn 层的掺杂浓度继续增大时, 低掺杂的 i-GaN 层也将被完全耗尽. 此时, 器件内部耗尽区由部分 p-AlGaIn 层和全部 i-GaN 层构成.

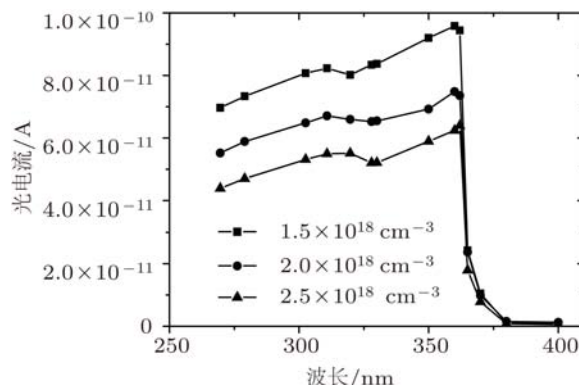


图 3 p-AlGaIn 层掺杂浓度对器件光电响应谱的影响

图 3 所示为完全极化条件下 p-AlGaIn 层掺杂浓度对光电响应谱的影响. 从图中可以发现, 随着 p-AlGaIn 层掺杂浓度的增加, 各波长所对应光电流逐渐减小. 这种现象的出现主要归结于所采用的 GaN 基材料的迁移率模型. 根据 GaN 基迁移率模型, 当电场大于临界电场 220 kV/cm 时, 电子饱和速度随着电场的增加而减小, 对应的漂移电流也随电场的增加而减小. 并且随着掺杂浓度的增加, p-AlGaIn 层一侧的耗尽区逐渐缩短, 导致其对光生载流子的吸收减弱, 光电流减小. 因此, 在完全极化情况下, p-AlGaIn 层的掺杂浓度越大, p-AlGaIn 层的耗尽区宽度越窄, 而 i-GaN 层越容易被完全耗尽, 对应的光吸收越弱, 光电流越小.

图 4 所示为不同极化条件下的电场分布和能带结构图, 其中 r 为极化因子, 如公式 (4) 所示, p-AlGaIn 层的掺杂浓度为 $2.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. 受工艺条件影响, 在 AlGaIn/GaN 异质外延时, Al 组分的互扩散和异质界面处的应力弛豫很难控制, 极化因子也是不可控的, 只能在异质外延结束以后通过实验测得. 因此, 在计算中取极化因子为 0 到 1 的平均离散值. 从图 4 可以看出, 当极化因子 r 从 1 逐渐减小到 0.1 时, p-AlGaIn 层的耗尽区逐渐缩短, 而 i-GaN 层的耗尽区逐渐展宽, 且其电场强度也逐渐增大. 这是因为当极化因子较大时, 界面极化电荷浓度较大, 使能带向下弯曲严重, 在界面处诱生了二维电子气, 屏蔽了电场进入 i-GaN 层. 而当极化因子较小时, 界面极化电荷浓度有所降低, 能带向下弯曲程度有限, 界面处诱生的二维电子气减少, 屏蔽作

用不再明显, 使得电场扩展到 i-GaN 层.

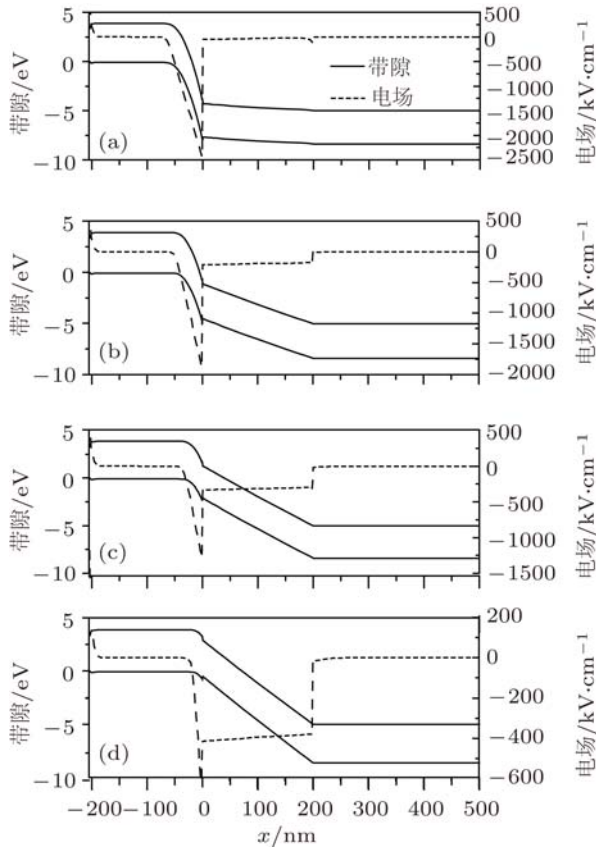


图 4 极化因子对器件电场分布和能带图的影响 (a) $r = 1.0$; (b) $r = 0.7$; (c) $r = 0.4$; (d) $r = 0.1$

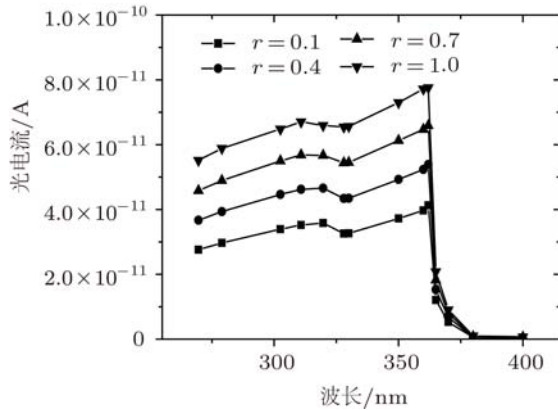


图 5 极化因子对器件光电响应谱的影响

图 5 为不同极化条件下的光电响应谱. 图 5 表明计入极化效应后, 各波长对应的光电流随着极化因子的增大而增加. 这表明, 在 AlGaIn/GaN 异质界面的极化越严重, 极化电荷越多, 各波长对应的光电流就越大. 因为极化电荷的减小导致 p-AlGaIn 层耗尽吸收层变窄甚至消失, 光生载流子的漂移减弱,

只能依靠扩散进入 i-GaN 层被收集, 收集效率明显降低, 相应的响应电流也降低. 因此, 在 p-AlGaIn 层掺杂浓度相等的情况下, 极化效应越强, p-AlGaIn 层的耗尽区越宽, 对应的光吸收越强, 光电流越大.

图 6 所示为温度对 GaN 基 p-i-n 型紫外探测器响应特性的影响. 从图中可见, 当器件工作温度从 200 K 增加到 400 K 时, 各波长所对应的光电流仅有微弱增加, 并未有太大影响. 这说明不考虑其他因素, 温度对 AlGaIn/GaN p-i-n 异质结的响应特性影响很小, 器件在比较大的温度范围内都可以正常工作.

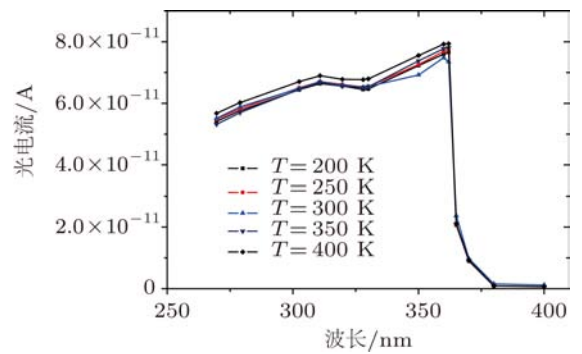


图 6 p-i-n 结构在不同温度下的光电流分布

5 结论

本文主要通过设置重掺杂 δ 层近似表示极化电荷对器件性能的影响, 计算讨论了 p-AlGaIn 层掺杂浓度、异质结界面极化效应及温度对 AlGaIn/GaN 异质结 p-i-n 型光探测器光电响应的影响. 结果表明: 随着 p-AlGaIn 层掺杂浓度的增加, p-AlGaIn 层一侧的耗尽区逐渐减小, 而 i-GaN 层则从不耗尽逐渐变为完全耗尽. 且各波长对应的光电流随 p-AlGaIn 层掺杂浓度的增加而降低. 在异质结 p-i-n 光电探测器中, 极化效应对器件内部的能带分布和电场分布有较大影响. 极化效应的减弱导致 p-AlGaIn 层耗尽区宽度减小, 影响了探测器的光电响应. 异质结两边组分相差越大, 晶格失配就越大, 极化效应对异质结 p-i-n 器件性能产生的影响也就越大. 此外, 温度对 AlGaIn/GaN 异质结 p-i-n 探测器的性能影响很小. 在温度从 200 K 到 400 K 的范围中, 温度对响应谱的影响非常小, 说明此结构对温度不敏感, 可以在高温条件下长时间工作.

- [1] Marso M 2010 *IEEE Conference on Advanced Semiconductor Device & Microsystems* 147
- [2] Unil A G, Jayasinghe R C 2009 *IEEE Nanotechnology Materials and Devices Conference* 142
- [3] Ambacher O, Smart J, Shealy J R, Weimann N G, Chu K, Murphy M, Schaff W J, Eastman L F 1999 *Appl. Phys.* **85** 3222
- [4] Ambacher O, Smart J, Shealy R J 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 1249
- [5] Pereiro J, Rivera C 2009 *IEEE J. Quantum Electronics* **45** 617
- [6] Ulker E, Yelboga T, Turhan B 2009 *IEEE LEOS Annual Meeting Conference* 235
- [7] Khan A, Yang J W 2002 *Int. J. High Speed Electronics and Systems* **2** 401
- [8] Ma X H, Pan C Y, Yang L Y, Yu H Y, Yang L, Quan S, Wang H, Zhang J C, Hao Y 2011 *Chin. Phys. B* **20** 027304
- [9] Zhou J J, Jiang R L, Ji X L, Xie Z L, Han P, Zhang R, Zheng Y D 2007 *Chin. J. Semiconduct.* **28** 947 (in Chinese) [周建军, 江若璉, 姬小利, 谢自立, 韩平, 张荣, 郑有斗 2007 半导体学报 **28** 947]
- [10] Ambacher O, Foutz B, Smart J, Shealy J R, Weimann N G, Chu K, Murphey M, Slerakowski A J, Schaff W J, Eastman L F 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 334
- [11] Bernardini F, Fiorentini V, Vanderbilt D 1997 *Phys. Rev. B* **56** R10024
- [12] Ozgur A, Kim W 1995 *Electron Lett.* **31** 1389
- [13] Maziar F, Carlo G, Enrico B, Kevin F B, Michele G, Enrico G, Giovanni G, John D A, Ruden P P 2001 *IEEE Trans. Electron Devi.* **48** 535
- [14] Pulfrey D L, Nener B D 1998 *Solid-State Electron* **42** 1731
- [15] Gao B, Liu H X, Wang S L 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 057802
- [16] Kolbe T, Knauer A, Chua C 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 171105

Influence of polarization effects on photoelectric response of AlGa_N/Ga_N heterojunction p-i-n photodetectors*

Liu Hong-Xia[†] Gao Bo Zhuo Qing-Qing Wang Yong-Huai

(Key Laboratory of Wide Band-Gap Semiconductor Materials and Devices of the Ministry of Education, School of Microelectronics, Xidian University, Xi'an 710071, China)

(Received 16 March 2011; revised manuscript received 12 May 2011)

Abstract

Based on the simulation of the polarization effect by the sheet charge layer approximately, the energy band structures and electric field distributions of AlGa_N/Ga_N heterostructures with different doping concentrations of p-AlGa_N and polarization effects are calculated by self-consistently solving the Poisson-Schrödinger equations. The corresponding photoelectric response is calculated and discussed by solving the carriers continuity equation. The results show the interaction between the doping concentration and the polarization effect has an important influence on the performance of the p-i-n detector. Specially, under the condition of complete polarization, a high doping concentration in the p-AlGa_N layer will result in a narrow depletion region in p-AlGa_N layer and the i-GaN layer will be depleted easily, which corresponds to a low photocurrent. Similarly, a strong polarization will result in a wide depletion region in p-AlGa_N and high photocurrent for the same doping concentration in p-AlGa_N layer. Finally, the effect of temperature on the performance of the detector is calculated and analyzed. It is concluded that AlGa_N/Ga_N heterostructure p-i-n ultraviolet detector can be used in the high temperature environment.

Keywords: AlGa_N/Ga_N heterojunction, photodetectors, p-i-n structure, polarization effect

PACS: 78.66.Fd, 85.60.Bt, 85.60.Gz

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61076097, 60976068), Cultivation Fund of the Key Scientific and Technical Innovation Project, Ministry of Education of China (Grant No. 708083), and the Defense Research Foundation of Microelectronics, China (Grant No. 513080401).

[†] E-mail: hxliu@mail.xidian.edu.cn