

# p 型 GaN/Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N/GaN 应变量子阱中 二维空穴气的研究

游 达<sup>†</sup> 许金通 汤英文 何 政 徐运华 龚海梅

(中国科学院上海技术物理研究所传感技术国家重点实验室,上海 200083)

(2006 年 3 月 2 日收到,2006 年 8 月 28 日收到修改稿)

对 Ga 面 p 型 GaN/Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N/GaN 应变异质结构中形成的二维空穴气(2DHG)进行了研究.首先基于半导体-绝缘体-半导体异质结构模型确定了应变异质中的临界厚度,然后自洽求解薛定谔方程和泊松方程,计算了当中间势垒层 AlGa<sub>n</sub> 处于完全应变状态和半应变状态两种条件下,顶层 GaN 及中间层 AlGa<sub>n</sub> 厚度的变化对 2DHG 分布的影响.计算结果表明,势垒层 AlGa<sub>n</sub> 和顶层 GaN 的应变状态和厚度对极化引起的 2DHG 面密度及分布有重要影响.在此基础上制备了 p 型 GaN/Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N/GaN 应变量子阱结构肖特基器件,并通过器件的 C-V 测试证实了异质结处 2DHG 的存在.器件响应光谱的测试结果表明,由于 p 型 GaN/Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N/GaN 量子阱中强烈的极化作用和 Stark 效应使得器件零偏压和反向偏压时的响应光谱都向短波方向移动了 10 nm,在零偏压下器件在 280 nm 处的峰值响应为 0.022 A/W,在反向偏压为 1 V 时,峰值响应达到 0.19 A/W,已经接近理论值.

关键词: AlGa<sub>n</sub>, 二维空穴气, 极化效应

PACC: 7280E, 7340L, 7320D

## 1. 引 言

具有高电导率的 p 型 GaN 和 AlGa<sub>n</sub> 外延材料对于各种电子和光电子器件都非常重要,但是由于 Mg 杂质在 GaN 外延材料中形成深能级大大降低了杂质的激活效率,加上在重掺杂条件下空穴的迁移率也较低,导致 p 型 GaN 材料的电导率一直得不到有效的提高,而在禁带宽度更宽的 AlGa<sub>n</sub> 外延材料中, p 型材料的电导率就更低.尽管存在以上的困难, p 型的 GaN 和 AlGa<sub>n</sub> 材料还是在激光器、太阳盲紫外探测器等光电器件中得到了应用.随着对器件性能要求的进一步提高,对于高电导率 p 型 GaN 和 AlGa<sub>n</sub> 的需求也越来越迫切.在这种应用背景下, p 型 GaN/AlGa<sub>n</sub> 量子阱被引入用于提高 Mg 的掺杂效率<sup>[1-3]</sup>,并利用 GaN 和 AlGa<sub>n</sub> 强烈的自发极化效应和两者间大晶格失配所导致的压电极化在 AlGa<sub>n</sub>/GaN 处形成二维空穴气(2DHG)<sup>[4,5]</sup>,很大程度上提高了表层 AlGa<sub>n</sub> 的空穴浓度,降低了面电阻率,从而减小器件接触电阻.目前大部分的文献都集中在二维电子气(2DEG)上<sup>[6-8]</sup>,对于 p 型 GaN/AlGa<sub>n</sub>

结构的报道较少,大部分集中在 Al 组分和周期对称性量子阱厚度的变化对 2DHG 浓度的影响这两个方面.目前 n 型掺杂多量子阱(MQW)结构已经被用来制备光导<sup>[9,10]</sup>和肖特基<sup>[11]</sup>器件,但对于 p 型 MQW 结构器件的制备和特性研究尚未见报道.由于 p 型的量子阱中的极化效应要远大于 n 型<sup>[3,7,11]</sup>,因此在 p 型 MQW 结构的肖特基器件中极化效应对器件响应特性的影响就远大于 n 型.

本文通过优化设计 p 型 GaN/Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N/GaN 应变量子阱结构来提高异质结处的 2DHG 的浓度,并制备了 p 型 GaN/Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N/GaN 应变量子阱结构的肖特基紫外探测器,在此基础上研究了极化效应引起的 2DHG 对器件响应特性的影响.

## 2. p 型 GaN/AlGa<sub>n</sub>/GaN 异质结构的理论分析

在 p 型 GaN/AlGa<sub>n</sub>/GaN 异质结构中,由于强的极化作用,在异质结处的空穴积累形成了 2DHG<sup>[4]</sup>.本文通过对 Ga 面 p 型 GaN/Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N/GaN 异质结

<sup>†</sup> E-mail: youdaizy@163.com

构中形成的 2DHG 进行了理论研究,发现 2DHG 的形成和分布与顶层 GaN 和势垒层 AlGa<sub>N</sub> 的厚度直接相关.并在分析顶层 GaN 和势垒层 AlGa<sub>N</sub> 厚度与应变弛豫关系的基础上,基于半导体-绝缘体-半导体(SIS)异质结构临界厚度模型,计算了 Ga 面 p 型 GaN/Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N/GaN 中自发极化和压电极化所引起的 2DHG 的面密度及其分布<sup>[12,13]</sup>.最后通过自洽求解薛定谔方程和泊松方程计算顶层 GaN 及中间层 AlGa<sub>N</sub> 厚度的变化对 2DHG 浓度及分布的影响.

太阳盲紫外探测器中所用 p 型 AlGa<sub>N</sub> 中 Al 含量高达 0.35.临界厚度与 Al 组分的关系如图 1 所示.当 Al 含量为 0.35 左右时,GaN 和 Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N 的临界厚度都在 10 nm 左右,故假设 GaN 层在 AlGa<sub>N</sub> 层上时 GaN 的临界厚度与 AlGa<sub>N</sub> 层在 GaN 层上时 AlGa<sub>N</sub> 的临界厚度一致.因此,当 AlGa<sub>N</sub> 势垒层在 10 nm 以内时,处于完全应变状态,水平晶格常数与底层完全弛豫状态下的 GaN 晶格常数相等.由于 Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N 和 GaN 的晶格失配较大(约 9.4%)将导致 AlGa<sub>N</sub> 中的应变迅速弛豫.实验也表明,当 Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N 厚度增加到 20 nm 时,Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N 和 GaN 的晶格失配迅速减小到 0.01%.我们认为 Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N 厚度从 10 nm 增加到 20 nm 时,应变完全弛豫,晶格常数由无应变时 GaN 的晶格常数  $a_{0\text{GaN}}$  线性地减小至无应变时 Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N 的晶格常数  $a_{0\text{AlGa}_N}$ .因此势垒层 AlGa<sub>N</sub> 的应变分为完全应变和应变线性弛豫两个状态.

根据上述对应变的分析可以看出,Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N 势垒层厚度的变化范围为 10—20 nm,始终处于应变状态,而顶层 GaN 的厚度一般从 5 nm 增加到 40 nm,底层 GaN 生长在 500 nm 厚的 p 型 Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N 上,厚度为 50 nm.同时,假定底层 GaN(50 nm)时处于应变已经完全弛豫.

当外延层处于 p-n 结的耗尽区或者是在异质结构界面处时<sup>[14,15]</sup>,由于在电场的作用下,杂质的激活效率会大大提高.在计算异质结构时,都假定 p 型 GaN 和 p 型 AlGa<sub>N</sub> 的背景掺杂浓度在  $10^{18}/\text{cm}^3$  左右.在考虑 AlGa<sub>N</sub>/GaN 异质结内载流子的分布时,无论是电子还是空穴,它们的浓度比平常的激活浓度一般要高一个数量级,为了不考虑那些没有电离的杂质对计算过程的影响,通常认为所有的杂质都已经完全电离.因此在计算过程中,假设 GaN 和 AlGa<sub>N</sub> 的背景掺杂浓度都为  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 、杂质完全电离、GaN/AlGa<sub>N</sub> 异质结界面为理想突变界面.

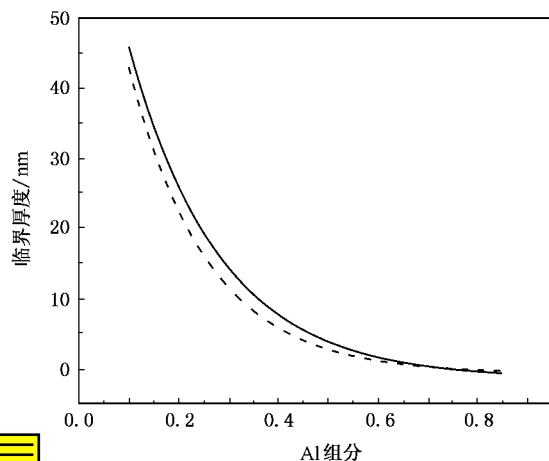


图 1 临界厚度与 Al 组分的关系 实线为 AlGa<sub>N</sub> 层在 GaN 层上时 AlGa<sub>N</sub> 的临界厚度,虚线为 GaN 层在 AlGa<sub>N</sub> 层上时 GaN 的临界厚度

下面给出极化所引起的面载流子浓度的计算公式:

$$P_e = 2\epsilon_z \left( e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right), \quad (1)$$

$$P_{\text{sp}} = (-0.052x - 0.029), \quad (2)$$

$$P = P_e + P_{\text{spGaN}} + P_{\text{spAlGa}_N}, \quad (3)$$

$$N_s = \left( 1 + \frac{\epsilon_{\text{AlGa}_N} d_{\text{GaN}}}{\epsilon_{\text{GaN}} d_{\text{AlGa}_N}} \right) \left[ \frac{\sigma}{e} - \frac{\epsilon_{\text{AlGa}_N} \epsilon_0}{d_{\text{AlGa}_N} \times e^2} \times (e\varphi_b + E_F - \Delta E_v) + \frac{N_1 d_{\text{AlGa}_N}}{2} + \frac{\epsilon_{\text{AlGa}_N}}{\epsilon_{\text{GaN}}} \left( N_1 d_{\text{GaN}} + \frac{N_2 d_{\text{GaN}}^2}{2d_{\text{AlGa}_N}} \right) \right]. \quad (4)$$

先由(1)式求得在不同应变状态下的压电极化率  $P_e$ .根据 Vegard 关系和(2)式求得当 Al 含量为 0.35 时 AlGa<sub>N</sub> 层的自发极化率  $P_{\text{sp}}$  及其他各个参数,再用(3)式求得由 AlGa<sub>N</sub> 和 GaN 的自发极化和压电极化之和  $P$ ,最后由(4)式来计算界面处的 2DHG 的面密度.这里,  $\epsilon_z$  为垂直方向上的应变变量,  $e_{31}$ ,  $e_{33}$  和  $c_{13}$ ,  $c_{33}$  分别为 GaN 和 AlGa<sub>N</sub> 外延材料的压电常数和弹性常数,  $d$  为异质结层的厚度,  $\epsilon$  为介电常数,  $N$  为每层的掺杂浓度,  $e\varphi_b$  为表面肖特基势垒(在本文的计算中固定为  $1.4 \text{ eV}$ <sup>[6,7]</sup>),  $E_F$  为费米能级,  $\Delta E_v$  为 p 型 AlGa<sub>N</sub> 和 GaN 的价带补偿.

$$\Delta E_v = 0.2 [E_g(0.4) - E_g(0)], \quad (5)$$

$$-\frac{\hbar^2 d}{2dz} \frac{1}{m^*(z)} \frac{d}{dz} \psi_i(z) + V(z) \psi_i = E_i \psi_i(z), \quad (6)$$

$$V(z) = -q\phi(z) + \Delta E_v(z), \quad (7)$$

$$N_s = \sum_i^n N_i = \frac{m^* kT}{\pi h^2} \times \sum_i^n \ln \left[ 1 + \exp \left( \frac{E_F - E_i}{kT} \right) \right] |\psi(i)|^2. \quad (8)$$

(5)式给出了价带补偿  $\Delta E_v$  的计算公式,  $E_g$  为  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  的禁带宽度, 由(6)式得到子带波函数的解, 势能  $V(z)$  由(7)式给出. 通过子带波函数的解和(8)式对异质结中子带的空穴浓度求和得到 2DHG 面密度分布. 这里的  $m^*$  为空穴有效质量.

通过(4)式可以得到 2DHG 气的面密度与势垒层  $\text{AlGaIn}$  和顶层  $\text{GaN}$  的厚度变化关系, 结果如图 2 所示. 当势垒层处于完全应变状态时, 2DHG 的面密度远大于应变弛豫状态时的密度, 而且随着顶层  $\text{GaN}$  厚度的增加而增加, 直到  $\text{GaN}$  达到应变完全弛豫状态才开始饱和.

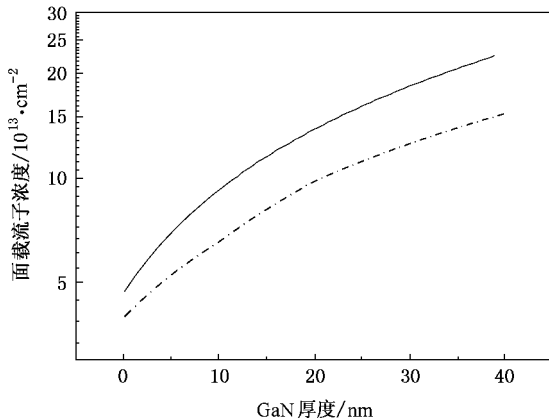


图 2 势垒层处于不同应变状态时, 顶层  $\text{GaN}$  的厚度与 2DHG 面载流子浓度的关系. 实线为势垒层  $\text{AlGaIn}$  处于完全应变状态 (10 nm), 点划线为势垒层  $\text{AlGaIn}$  处于应变弛豫状态 (15 nm)

图 3 给出了当顶层  $\text{GaN}$  分别处于完全应变状态 (5 nm)、应变弛豫状态 (15 nm) 和应变完全弛豫状态 (40 nm) 时随着势垒层  $\text{AlGaIn}$  厚度的变化与 2DHG 面密度的变化. 当势垒层的厚度从 0.1 nm 增加到 2 nm 时, 2DHG 的面密度迅速减小, 随着势垒层厚度的继续增加而开始缓慢减小. 由于顶层  $\text{GaN}$  的压电极化方向与自发异质结内的极化方向相反, 所以随着  $\text{GaN}$  厚度的增加和应变的减小导致 2DHG 的面密度也随之增加.

为了更加详细地研究 2DHG 在界面处的分布和对整个异质结面电阻的影响, 通过自洽求解薛定谔方程和泊松方程, 计算了当中间层  $\text{AlGaIn}$  处于完全应变状态时顶层  $\text{GaN}$  及中间层  $\text{AlGaIn}$  厚度的变化对 2DHG 分布的影响. 图 4 给出了当  $\text{AlGaIn}$  势垒层

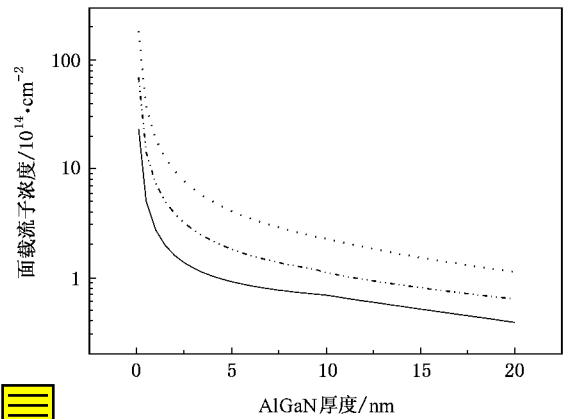


图 3 势垒层  $\text{AlGaIn}$  的厚度与 2DHG 面载流子浓度的关系. 实线为顶层  $\text{GaN}$  处于完全应变状态 (5 nm), 点划线为  $\text{GaN}$  处于应变弛豫状态 (15 nm), 点线为  $\text{GaN}$  处于应变完全弛豫状态 (40 nm)

处于完全应变状态时, 顶层  $\text{GaN}$  层处于不同厚度及应变状态下界面处的 2DHG 的分布及价带图.

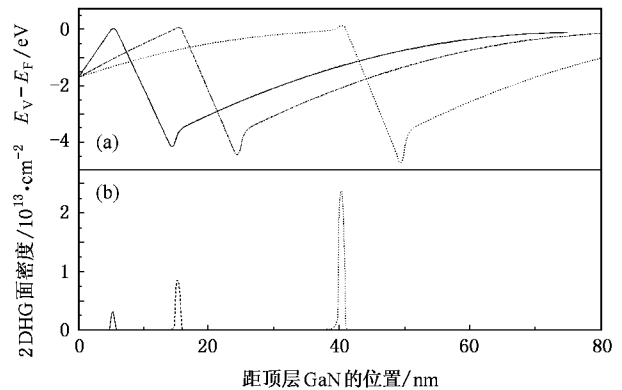


图 4 当势垒层  $\text{AlGaIn}$  处于完全应变状态 (10 nm) 时, 顶层  $\text{GaN}$  厚度的变化与价带、2DHG 密度分布的关系. (a) 价带图 (b) 2DHG 面密度分布. 实线为顶层  $\text{GaN}$  处于完全应变状态 (5 nm), 点划线为  $\text{GaN}$  处于应变弛豫状态 (15 nm), 点线为  $\text{GaN}$  无应变状态 (40 nm)

从图 4 中可以发现, 当  $\text{AlGaIn}$  层处于完全应变状态时, 与图 3 中的变化趋势一样, 随着  $\text{GaN}$  厚度的增加, 产生的压电极化减小, 使得界面处由极化产生的空穴增加, 导致价带向上的弯曲增加, 量子阱变深. 从计算结果看, 当  $\text{GaN}$  厚度达到 40 nm 应变完全弛豫时, 在  $\text{GaN}/\text{AlGaIn}$  界面处的二维空穴峰值浓度达到  $2.34 \times 10^{13}/\text{cm}^2$ . 与  $\text{GaN}$  处于完全应变状态时的 2DHG 的峰值浓度为  $3.14 \times 10^{12}/\text{cm}^2$  相比, 可以看出, 顶层  $\text{GaN}$  产生的压电极化对 2DHG 浓度的影响很大. 因此要想提高在界面处 2DHG 的浓度, 必须适

当增加顶层 GaN 的厚度,使其达到应变弛豫状态.从图 4 还可以看出,随着 GaN 厚度的增加,形成的 2DHG 也逐渐向顶层 GaN 和 AlGa<sub>x</sub>N 界面移动.要想在半导体表面和金属电极间形成欧姆接触,不仅要在表面有较高的载流子浓度,还必须非常靠近与半导体和金属的界面,故顶层 GaN 的厚度不宜太大,必须在载流子浓度与载流子的位置之间取得平衡,这与 Kauser 等<sup>[16]</sup>的计算结果一致.

计算结果表明,中间层 AlGa<sub>x</sub>N 和顶层 GaN 的应变状态和厚度对极化引起的 2DHG 面密度及分布有重要影响,要想提高异质结内的 2DHG,必须使势垒层 AlGa<sub>x</sub>N 处于完全应变状态,然后在调节顶层 GaN 厚度的基础上来控制 2DHG 的面密度分布.

### 3. 实验结果及讨论

根据以上的理论分析和计算可知,为了提高 GaN 和 AlGa<sub>x</sub>N 异质结处的载流子浓度,必须使势垒层处于完全应变状态,两边的 GaN 层处于应变完全释放状态.在确定器件的结构时,中间的势垒层厚度为 10 nm,势垒层下的 GaN 层厚度为 50 nm,处于完全应变状态,而顶层的 GaN 层厚度的确定还要考虑到器件表面欧姆接触问题,顶层的 GaN 的厚度不宜太大,因此厚度确定为 15 nm.图 5 为 p 型 GaN/Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N/GaN 应变量子阱肖特基紫外探测器的结构图,图中给出了每层所处的应变状态.由于 p 型 Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N 的外延材料生长比较困难,因此在生长 p 型 AlGa<sub>x</sub>N 之前为了释放材料内部的应变,550 °C 下在蓝宝石上先生长一个 20 nm 厚的 AlN 的缓冲层,接着在 1100 °C 下生长一个 AlGa<sub>x</sub>N 的梯度缓冲层,使 Al 组分从 0.8 逐渐缓变到 0.5,然后在梯度层上接着生长 0.5 μm 厚的 Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N,最后再生长 p 型 GaN/Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N/GaN 量子阱结构. p 型的掺杂浓度为  $5 \times 10^{19}/\text{cm}^3$ ,激活后空穴浓度为  $3 \times 10^{17}/\text{cm}^3$  左右.

肖特基器件工艺采用标准的 III-V 器件工艺流程,先刻蚀表面到 0.5 μm 厚 Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N 层,再采用电子束蒸发 Au 在台面上形成透明电极,厚度为 10 nm,光敏元的面积为 0.38 mm<sup>2</sup>,然后在 0.5 μm 厚的 p 型 AlGa<sub>x</sub>N 上层采用电子束蒸发 Ni/Au<sup>[17]</sup>,并在 650 °C 下退火 5 min 形成欧姆接触<sup>[12]</sup>,最后加厚电极,在透明电极上生长焊接电极.

肖特基的电容电压测试是在 HP4192 型半导体

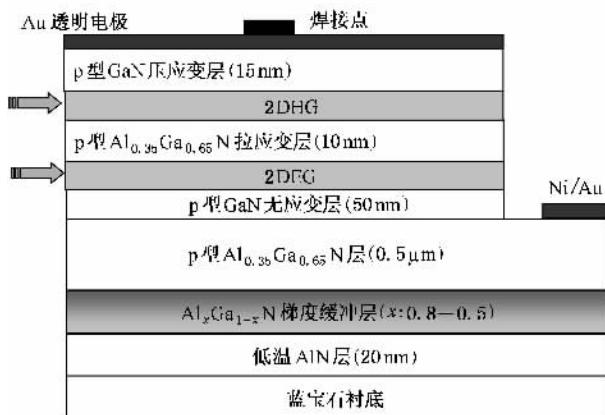


图 5 p 型 GaN/AlGa<sub>x</sub>N/GaN 量子阱肖特基器件结构示意图

测试仪上完成的.响应光谱测量的测试系统使用的光源为 300 W 的氙灯,氙灯发出的光经过调制直接进入单色仪(调制频率为 200 Hz),然后照射到探测器上.由探测器出来的电流信号通过 Stanford 830 型锁相放大器转换成电压信号,最后通过计算机从锁相放大器读取,并经过紫外硅探测器定标作图得到响应光谱.

为了验证 2DHG 在异质结处的存在及上述理论结果,首先对器件进行了  $C-V$  测试,电压从 -20—20 V,测量频率为 0.1 和 1 MHz.在得到  $C-V$  的测试结果后,外延材料中载流子浓度的分布可以由下列公式计算:

$$w = \frac{\epsilon S}{C}, \quad (9)$$

$$n^* = -\frac{2}{q\epsilon^2 \alpha (1/C^2) dv}, \quad (10)$$

式中, $q$  为电子的电量, $\epsilon$  为表面半导体材料的介电常数, $S$  为肖特基下的面积, $C$  为器件的电容.通过肖特基器件的  $C-V$  测试和(9)(10)式,可得到外延材料中载流子的浓度分布<sup>[18]</sup>,结果如图 6 所示.在耗尽区内的面载流子浓度一般为  $2.0 \times 10^{11}/\text{cm}^2$ ,但是在异质结处空穴会产生一个  $6.9 \times 10^{12}/\text{cm}^2$  的积累层.这与上述理论计算的结果( $8.7 \times 10^{12}/\text{cm}^2$ )较符合.由于在计算时假设外延材料内所有的杂质都已电离,因此计算得到浓度值要比实际测量值偏大.

为了进一步研究 2DHG 对器件响应特性的影响,我们测量了肖特基器件在零偏压和反向偏压下的响应光谱.图 7 给出了器件在零偏压下和反向 1 V 偏压时的响应光谱,在零偏压和反向偏压下器件的峰值响应都出现在 283 nm 处,与 Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N 体外延材料 293 nm 本征吸收峰相比,向短波方向移动了

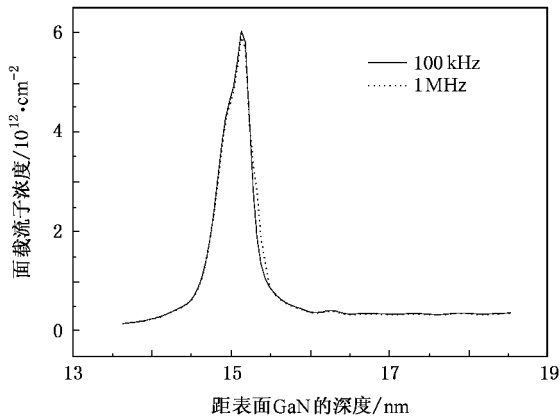


图 6 在不同频率下  $C-V$  测试得到的  $p$  型  $\text{GaN}/\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{N}/\text{GaN}$  异质结中载流子浓度的分布

10 nm. 这主要是  $p$  型  $\text{AlGaIn}/\text{GaN}$  应变量子阱中光生载流子的产生过程在强极化场的作用下不仅受到量子阱的限制, 还受到 Stark 效应影响的结果, 这与 Teke 等<sup>[11]</sup>报道的  $n$  型  $\text{GaN}/\text{AlGaIn}$  多量子阱器件的响应光谱蓝移结果也是一致的.

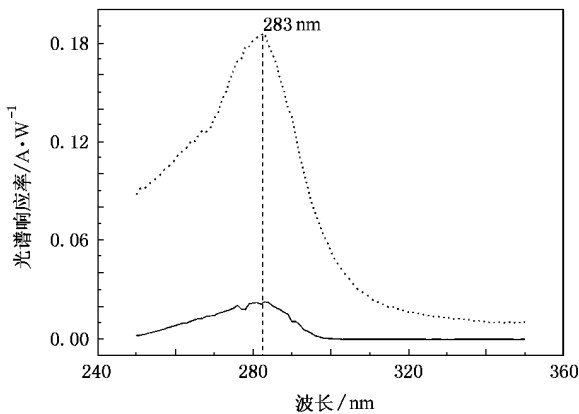


图 7 器件在不同偏压下的响应光谱 实线为零偏压, 点线为反向 1 V 偏压

$p$  型  $\text{AlGaIn}/\text{GaN}$  应变量子阱肖特基器件零偏压时最大响应为  $0.022 \text{ A/W}$ , 对应着大约 10% 的外部量子效率, 只有  $n$  型的 MQW 的肖特基探测器响应率的一半. 当反向偏压增加到 1 V 时, 器件的峰值响应迅速增加到  $0.19 \text{ A/W}$ , 考虑到透明电极的反射, 器件的量子效率已接近理论极限, 而  $n$  型 MQW 的

肖特基探测器需要 2 V 或更高的反向偏压才能使量子效率提高到接近理论极限<sup>[11]</sup>. 测试结果表明,  $p$  型量子阱肖特基器件对偏压非常敏感. 这是由于在  $\text{GaN}$  和  $\text{AlGaIn}$  之间形成了 2DHG, 并且为了达到电荷的平衡, 在对应的  $\text{AlGaIn}$  和下面的  $\text{GaN}$  界面处就会形成与 2DHG 对应的 2DEG<sup>[19]</sup>. 这样, 在中间  $\text{AlGaIn}$  势垒层的两端就会形成空穴和电子的积累层, 大大增强了中间势垒层中的内建电场强度和势垒高度, 有效地提高了空穴的迁移率和收集效率, 从而大大提高了载流子在这个区域内吸收的效率, 这与 Kauser 等<sup>[16]</sup>所得到的结论是一致的. 在零偏压下, 在考虑极化效应的条件下, 通过载流子浓度分布可以得到整个势垒区的平均电场强度为  $2.1 \text{ MV/cm}$ , 而 Teke 等<sup>[11]</sup>所报道的  $n$  型  $\text{GaN}/\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{N}$  MQW 器件中势垒层界面处面载流子浓度只有  $3 \times 10^{12}/\text{cm}^2$ , 电场强度为  $1.2 \text{ MV/cm}$ . 从以上的计算结果看,  $p$  型  $\text{GaN}/\text{AlGaIn}$  量子阱中更强的极化作用使得  $\text{AlGaIn}$  与  $\text{GaN}$  异质结处积累的载流子浓度大大增加, 但是由于  $p$  型  $\text{AlGaIn}/\text{GaN}$  应变量子阱中载流子的迁移率只有  $25 \text{ cm}^2/\text{V}$  左右, 远小于 2DEG 的迁移率, 因此在零偏压下  $p$  型  $\text{AlGaIn}/\text{GaN}$  应变量子阱器件的响应率还是偏小. 在反向偏压下, 由于整个器件的耗尽区只有  $85 \text{ nm}$  左右, 因此外加 1 V 的偏压就可以在耗尽区增加高达  $1.1 \text{ MV/cm}$  的电场, 大大增强了内建电场, 大幅度提高了器件的量子效率. 因此, 在反向偏压下器件的量子效率和响应率都会得到大幅度提高.

## 4. 结 论

本文介绍了  $\text{Ga}$  面  $p$  型  $\text{GaN}/\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{N}/\text{GaN}$  量子阱结构的设计与理论分析, 并在此基础上制备了肖特基结构的器件, 得到器件的基本电学性能和在不同偏压下响应光谱的结果. 测试结果表明, 与  $n$  型量子阱肖特基器件相比,  $p$  型量子阱肖特基探测器响应特性对偏压的影响更为敏感,  $p$  型量子阱肖特基探测器在反向 1 V 偏压下的响应率可以达到  $0.19 \text{ A/W}$ . 在响应光谱的测试中发现了与  $n$  型量子阱肖特基器件相同的峰值波长蓝移的现象, 这主要是由器件内部的强极化效应和 Stark 效应引起的.



- [ 1 ] Polyakov A Y , Smirnov N B , Govorkov A V 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 4372
- [ 2 ] Saxler A , Mitchel W C 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 2023
- [ 3 ] Kozodoy P , Hansen M , Denbaars S P *et al* 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 3681
- [ 4 ] Shur M S , Bykhovski A D , Gaska R 2000 *Appl. Phys. Lett.* **76** 3061
- [ 5 ] Yasan A , Razeghi M 2003 *Sol. State Electron.* **47** 303
- [ 6 ] Ambacher O , Smart J , Shealy J R *et al* 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 3222
- [ 7 ] Ambacher O , Foutz B , Smart J *et al* 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 872
- [ 8 ] Kong Y C , Zheng Y D , Zhou C H *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2320 ( in Chinese ] 孔月婵、郑有 、周春红等 2004 物理学报 **53** 2320 ]
- [ 9 ] Zhang S K , Wang W B , Yun F *et al* 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 4628
- [ 10 ] Chang S J , Kuan T M , Ko C H *et al* 2003 *Sol. State Electron.* **47** 2023
- [ 11 ] Teke A , Dogan S , Yun F *et al* 2003 *Sol. State Electron.* **47** 140
- [ 12 ] Bykhovski A D , Gelmont B L , Shur M S 1997 *J. Appl. Phys.* **81** 6332
- [ 13 ] Bykhovski A D , Gaska R , Shur M S 1998 *Appl. Phys. Lett.* **73** 3577
- [ 14 ] Kumakura K , Kobayashi N 1999 *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** 1012
- [ 15 ] Myers S M , Wright A F 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 5612
- [ 16 ] Kauser M Z , Osinsky A , Dabiran A M *et al* 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 5175
- [ 17 ] Liu Q Z , Lau S S 1998 *Sol. State Electron.* **42** 677
- [ 18 ] Zhang H , Miller E J , Yu E T *et al* 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 4644
- [ 19 ] Zervos M , Kostopoulos A , Constantinidis G *et al* 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 4387

## Research of two-dimensional hole gas in p-GaN/Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N/GaN strained quantum-well

You Da<sup>†</sup> Xu Jin-Tong Tang Ying-Wen He Zheng Xu Yun-Hua Gong Hai-Mei

( State Key Laboratory of Transducer Technology , Shanghai Institute of Technical Physics , Chinese Academy of Sciences , Shanghai 200083 , China )

( Received 2 March 2006 ; revised manuscript received 28 August 2006 )

### Abstract

In this paper , the two-dimensional hole gas ( 2DHG ) induced in the heterojunction were investigated in detail. The density of the 2DHG was calculated at first , then , based on the semiconductor-insulator-semiconductor and superlattice critical thickness model and using the self consistent Poisson-Schrödinger calculations , the influence of the AlGa<sub>0.35</sub>N barrier and the top GaN layer thickness on the distribution of the 2DHG were calculated when the barrier layer is fully strained and half strained. The Schottky device with this structure was fabricated and *C-V* measurement was made to verify the existence of the 2DHG and the validity of calculation results. Finally , the 2DHG effects on p-GaN/AlGa<sub>0.35</sub>N/GaN Schottky photodetector were investigated. Due to the polarization and Stark effect , the spectral responses with the 10 nm blue shift are observed. Under zero bias , the peak responsivity of the device is about 0.022 A/W , and increases to 0.19 A/W under 1 V reverse bias , which approaches the theoretical limit.

**Keywords :** AlGa<sub>0.35</sub>N , two-dimensional hole gas , polarization effect

**PACC :** 7280E , 7340L , 7320D

<sup>†</sup> E-mail : youdaizy@163.com