

# GaN/AlGaIn 双带红外探测及光子频率上转换研究<sup>\*</sup>

周利刚 沈文忠<sup>†</sup>

(上海交通大学物理系,凝聚态光谱与光电子物理实验室,上海 200240)

(2008 年 10 月 15 日收到,2009 年 1 月 4 日收到修改稿)

研究了 GaN/AlGaIn 异质结构中的双带(中、远)红外探测及光子频率上转换特性.通过光致发光光谱确认 GaN/AlGaIn 探测器结构中 AlGaIn 本征层的 Al 组分,讨论了不同 Al 组分 GaN/AlGaIn 异质结的导带带界面功函数差.在拟合单周期 GaN/AlGaIn 探测器中红外和远红外波段响应谱的基础上,研究多周期 GaN/AlGaIn 探测器与 GaN/AlGaIn 发光二极管集成结构的中红外和远红外光子频率上转换效率与 GaN 发射层厚度、AlGaIn 本征层厚度、紫光光子出射效率、内量子效率、空间频率和发射层掺杂浓度间的关系,优化了器件结构参数.研究表明,GaN 基红外上转换器件具有较高的上转换效率,具备良好的应用前景.

关键词:双带红外探测,光子频率上转换,响应谱,GaN/AlGaIn

PACC:0765G,7855,7340L

## 1. 引 言

GaN 基材料是直接带隙半导体材料,具有禁带宽度大、电子漂移饱和速度高、介电常数小、导热性好以及击穿电压高等优点,且发射光谱能覆盖整个可见光范围,常被用来制作蓝、绿和紫外发光二极管(LED)等发光器件.由 GaN 基半导体材料制成的各种形式的光电探测器主要应用于短波长范围的探测,能替代目前需要光学滤波器的硅或真空光电探测器,其结构主要有 p-n 结型、肖特基势垒型、p-i-n 型等.最近,一种新型的 GaN/AlGaIn 异质结界面功函数差内光发射(HEIWIP)探测器被研制成功<sup>[1,2]</sup>,这种 GaN 基探测器可以同时对中红外和远红外波段的光进行双带探测,拓展了 GaN 基光电器件的应用.

另一方面,20 世纪 60 年代 Kruse 等<sup>[3]</sup>提出在 Ge/GaAs 异质结上实现光子频率上转换的概念,即利用一个巧妙的光-电-光转换,可以将入射的长波长的光转换为短波长的光,他们把 1.5  $\mu\text{m}$  波长的红外辐射转换为 0.9  $\mu\text{m}$ .因为硅电荷耦合器件(Si CCD)探测波长最长到 1.1  $\mu\text{m}$ ,此上转换概念适用于对波长长于硅电荷耦合器件探测范围的红外辐射进行成像.加拿大国家研究院的刘惠春研究组<sup>[4]</sup>将

GaAs/AlGaAs 量子阱红外探测器(QWIP)与发光二极管串联集成,在中红外辐射下,激发的光生电流引起 QWIP 探测器电阻的降低以及 LED 上电压的升高,当 LED 上的电压达到其开启电压时就可以产生近红外辐射,而出射的近红外辐射可利用 Si CCD 进行探测,从而成功地实现了中红外向近红外的上转换成像.但是,由于 QWIP 探测器的响应率较低,导致 GaAs QWIP-LED 上转换效率不高,通常只有 1%—3%<sup>[5]</sup>.

本文通过单周期 GaN/AlGaIn HEIWIP 探测器结构的光致发光,确认了 AlGaIn 中的 Al 组分,讨论了不同 Al 组分对应的与探测有关的界面功函数差,并且在单周期 GaN/AlGaIn HEIWIP 响应率谱理论计算基础上,利用载流子输运的连续性方程,研究多周期 GaN/AlGaIn HEIWIP 与 GaN/AlGaIn LED 集成的中红外/远红外上转换效率与 GaN 发射层厚度、AlGaIn 本征层厚度、LED 紫光光子出射效率、内量子效率、空间频率和发射层掺杂浓度的关系.结果表明,GaN 基 HEIWIP-LED 上转换器件具有较高的上转换效率,具备良好的应用前景.

## 2. 实 验

实验所用的探测器样品是利用金属有机化学气

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号:60576067)和上海市青年科技启明星跟踪计划(批准号:05QM1411)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人, E-mail: wzshen@sjtu.edu.cn

相沉积 (MOCVD) 在蓝宝石衬底上生长的, 其结构示意图如图 1(a) 所示, 主要包括: 底部接触层 GaN (Si 掺杂, 掺杂浓度是  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , 厚度为  $0.7 \mu\text{m}$ )、本征层 AlGaN (未掺杂, 厚度为  $0.6 \mu\text{m}$ ) 和发射层 GaN (Si 掺杂, 掺杂浓度是  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , 厚度为  $0.2 \mu\text{m}$ )。四个样品的 AlGaN 层中设定的 Al 组分为 2%—10%, 编号分别为 样品 1、2、3 和 4。为了确定四个样品中 Al 的组分含量, 我们对 GaN 发射层进行腐蚀后, 用 Jobin Yvon LabRam HR 800UV 型拉曼/发光光谱仪对其进行光致发光测量, 激光器为 325 nm 的 He-Cd 激光器, 测量四个样品的变温光致发光光谱 (从 83 到 305 K, 每 10 K 测一条曲线)。

HEIWIP 双带探测器是通过分别在顶部发射层 GaN 和底部接触层 GaN 上沉积 Ti/Al/Ti/Au 制成欧姆接触而实现的, 为了提高欧姆接触的热稳定性和可靠性, 在  $700 \text{ }^\circ\text{C}$   $\text{N}_2$  气氛下退火 2 min。使用 Perkin Elmer System 2000 傅里叶变换红外光谱仪探测不同温度和偏压条件下的中红外 (探测机制是带内跃迁, 如图 1(b) 所示) 和远红外 (探测机制是 GaN 发射层中 Si 施主的  $1s-2p \pm$  跃迁) 响应率谱。

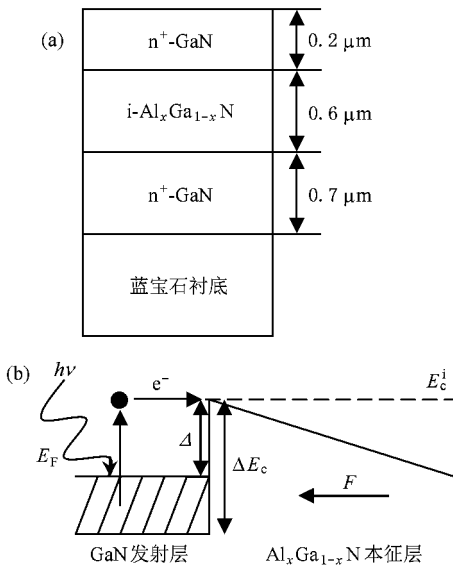


图 1 实验方法示意图 (a) GaN/AlGaN HEIWIP 双带探测器异质结构示意图 (b) n 型 GaN/AlGaN HEIWIP 的能带结构和中红外探测机制示意图

### 3. 光致发光结果和分析

图 2(a) 给出了 83 K 时四个样品的光致发光光谱, 可以看到样品 1 和 2 有两个峰位, 分别为 GaN 和

AlGaN 发光峰位, 其可能的原因是样品腐蚀得不够干净 (AlGaN 层上还留有部分的 GaN 成分)。然而, 样品 3 和 4 只有非常强的 AlGaN 发光峰, 而 GaN 的发光峰非常弱。因为三元合金 AlGaN 材料是直接带隙半导体, 其发光能量峰位  $E_{\text{peak}}$  就是 AlGaN 价带和导带之间的带隙  $E_g$ , 其带隙的表达式为<sup>[6]</sup>

$$E_g(x) = xE_g(\text{AlN}) + (1-x)E_g(\text{GaN}) - b_c x(1-x), \quad (1)$$

这里  $x$  为本征层中 Al 的组分 (%),  $b_c = 1.08$  为弯曲参数。使用 GaN 和 AlN 带隙参数, 我们通过发光能量峰位来确定 AlGaN 的带隙, 再使用公式 (1) 计算得到不同样品的 Al 的组分, 四个样品 (样品 1、2、3 和 4) 的 Al 组分分别为 2.6%、4.2%、5.0% 和 8.5%。

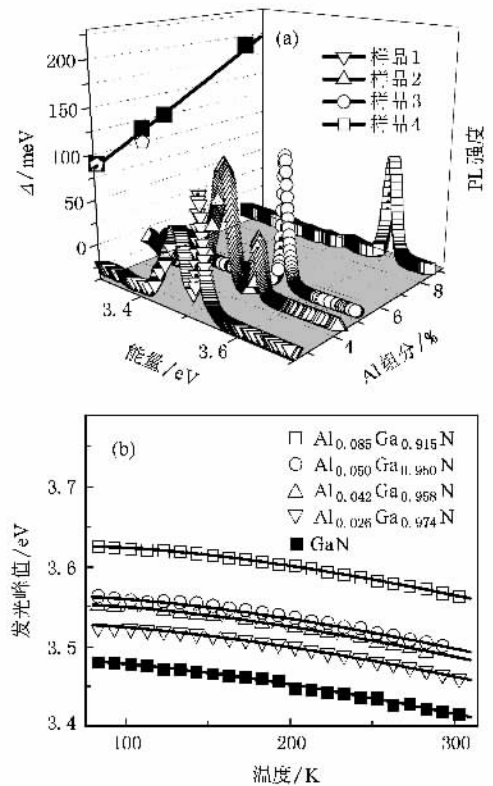


图 2 光致发光结果 (a) 83 K 时样品 1、2、3、4 的光致发光谱及界面功函数差  $\Delta$  与 Al 组分的关系, 实心方块为发光谱的数据, 空心正五边形为探测器响应谱所得, 实线为拟合结果 (b) 四个样品发光峰位的温度依赖关系, 实线为拟合结果

图 2(b) 显示了四个样品的 AlGaN 和样品 1 的 GaN 发光峰位的温度依赖关系。我们用 Varshni 公式对实验数据进行拟合<sup>[7]</sup>, 考虑 Al 组分波动导致激子跃迁能量统计分布波动会引起辐射谱线的展宽,  $E_{\text{peak}}(T)$  可表达为

$$E_{\text{peak}}(T) = E_g(T) - \frac{\sigma_E^2}{k_B T} \\ = E_g(0) - \frac{dT^2}{b+T} - \frac{\sigma_E^2}{k_B T}, \quad (2)$$

这里  $T$  是开尔文温度,  $E_g(0)$  是 0 K 时的带隙,  $b$  和  $d$  是常数,  $\sigma_E$  为激子辐射谱线的半高宽. 用上式拟合发光能量峰位的曲线如图 3(b) 实线所示, 结果和我们的实验很符合. 可以看到随着温度的升高, AlGaIn 和 GaN 发光峰位出现红移, 这是由于局域激子热运动到低势能区域. 这样我们就得到了不同温度和 Al 组分条件下 AlGaIn 和 GaN 的带隙. 在下文中将使用这些带隙的数值来计算 GaN/AlGaIn 界面功函数差.

GaN/AlGaIn 异质结导带两边存在一个差值, 此带阶是由材料不同和掺杂引起能带收缩共同作用导致的. GaN/AlGaIn 导带带阶的界面功函数差可定义为  $\Delta = \Delta E_c + \Delta E_{\text{BCR}} - E_F$ , 其中  $\Delta E_c$  是由 Al 组分引起的发射层和本征层之间的导带带阶, 其值为能带带隙 ( $\Delta E_g$ ) 和价带带阶 ( $\Delta E_v$ ) 之差, 根据文献 [8],  $\Delta E_v$  与 Al 组分的关系可描述为  $\Delta E_v = 0.3x \text{ eV}$ ,  $\Delta E_{\text{BCR}}$  是由 GaN 发射层中 Si 掺杂浓度  $n_{\text{dop}}$  引起的能带收缩 [9], 可表示为  $\Delta E_{\text{BCR}} = 4.72 \times 10^{-8} \text{ eV} \cdot \text{cm} \cdot n_{\text{dop}}^{1/3}$ ,  $E_F$  为费米能级. 此异质结的导带带阶的界面功函数差可以进一步表述为

$$\Delta = E_g(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) - E_g(\text{GaN})$$

$$- \Delta E_v + \Delta E_{\text{BCR}} - E_F. \quad (3)$$

利用 AlGaIn 和 GaN 发光能量峰位的差, 得到样品的能带带隙差值  $E_g(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) - E_g(\text{GaN})$ , 再代入 (3) 式得到界面功函数差. 图 3(a) 显示了四个样品的界面功函数差  $\Delta$  和 Al 组分 (%) 的关系 (实心方块) 拟合曲线中所用 AlGaIn 的能带带隙则是根据 (1) 式中不同 Al 组分对应的能带带隙得到的. 通过界面功函数差, 我们还可以计算探测器中红外波段的截止波长  $\lambda_c = hc/\Delta$  和截止频率  $f_c = \Delta/h$ , 其中  $h$  为普朗克常数,  $c$  为真空中的光速. 我们发现用 (3) 式计算得到的界面功函数差, 与根据探测器响应谱的截止波长实验得到的界面功函数差 (空心正五边形) 符合得很好. 探测器的响应谱将在下一节讨论.

#### 4. 中红外和远红外的光谱响应

图 3 为单周期 GaN/AlGaIn HEIWIIP 探测器的光谱响应, 图 3(a) 和 (b) 分别为样品 1 器件的中红外和远红外响应率谱 (温度都为 5.3 K、偏压为 -1 V), 图 3(c) 和 (d) 分别为样品 2 器件的中红外 (温度为 80 K、偏压为 -2 V) 和远红外 (温度为 5.3 K、偏压为 -0.75 V) 响应率谱. 其他两个样品与其类似, 这里不再重复讨论. 因为中红外和远红外的探测机制是完全不同的, 所以我们用不同的理论处理方法来拟合计算这两个区间的响应率谱.

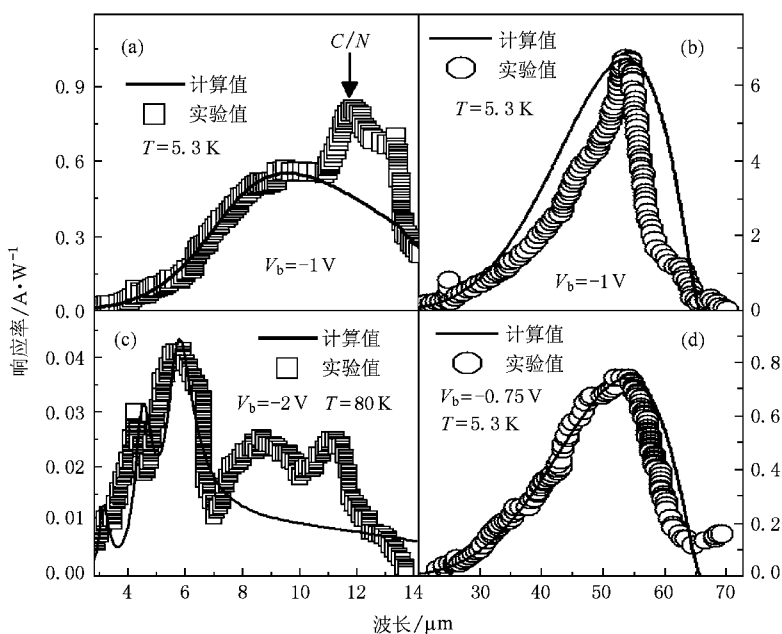


图 3 单周期 GaN/AlGaIn HEIWIIP 的光谱响应 (a) 和 (b) 分别为样品 1 器件的中红外和远红外响应率谱 (c) 和 (d) 分别为器件样品 2 中红外和远红外响应率谱

中红外波段的探测机制是带内跃迁(图 1(b)):在中红外光的激发下,同一能谷内低能态的电子跃迁到高能态,然后经过扩散,内光发射过程到达发射层/本征层的界面势垒处,在电场的作用下隧穿越过势垒而形成光电流.根据麦克斯韦方程的边界条件,对于多层膜系有<sup>[10]</sup>

$$\begin{pmatrix} E_j^+ \\ E_j^- \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \times \begin{pmatrix} \left[ 1 + \frac{\tilde{n}_{j+1}}{\tilde{n}_j} \right] e^{-i\delta_{j+1}} & \left[ 1 - \frac{\tilde{n}_{j+1}}{\tilde{n}_j} \right] e^{i\delta_{j+1}} \\ \left[ 1 - \frac{\tilde{n}_{j+1}}{\tilde{n}_j} \right] e^{-i\delta_{j+1}} & \left[ 1 + \frac{\tilde{n}_{j+1}}{\tilde{n}_j} \right] e^{i\delta_{j+1}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{j+1}^+ \\ E_{j+1}^- \end{pmatrix} \quad (4)$$

式中  $j = 0, 1, 2, 3, \dots, k$ ,  $k$  表示层数;  $E_j^+$  表示折射率为  $\tilde{n}_j$  的薄膜的正向电矢量;  $E_j^-$  表示折射率为  $\tilde{n}_j$  的薄膜的反向电矢量;  $\tilde{n}_{j+1}$  为第  $j+1$  层的复数折射率;  $\delta_{j+1} = 2\pi\tilde{n}_{j+1}/\lambda_0$  为第  $j+1$  层介质导致的相位延迟.注意到在最后一层出射介质  $n_{k+1}$  中只有正向波(折射光),没有反向波(反射光),即  $E_{k+1}^- = 0$ ,于是我们得到

$$\begin{pmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{pmatrix} = \frac{1}{t_0 t_1 \dots t_k} \begin{bmatrix} 1 & r_0 \\ r_0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \exp(i\sigma_1) & r_1 \exp(i\sigma_1) \\ r_1 \exp(-i\sigma_1) & \exp(-i\sigma_1) \end{bmatrix} \times \dots \times \begin{bmatrix} \exp(i\sigma_k) & r_k \exp(i\sigma_k) \\ r_k \exp(-i\sigma_k) & \exp(-i\sigma_k) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_{k+1}^+ \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

式中  $t_j = \frac{\tilde{n}_{j-1} - \tilde{n}_j}{\tilde{n}_{j-1} + \tilde{n}_j}$ ,  $r_j = \frac{2\tilde{n}_{j-1}}{\tilde{n}_{j-1} + \tilde{n}_j}$  为第  $j$  层界面的振幅透射和反射率.多层膜系中的每一层介质都对应于一个  $2 \times 2$  的矩阵,这样可以方便地求出第  $j$  层膜系中各界面的电场(包括正向电矢量  $E_j^+$  和反向电矢量  $E_j^-$ ),进而求出膜系中各界面的振幅反射率  $\eta_r = E_0^-/E_0^+$  和振幅透射率  $\eta_t = E_{k+1}^+/E_0^+$ ,多层膜的光强反射率  $\eta_R = \eta_r \times \eta_r^*$ ,光强透射率  $\eta_T = n_{k+1}/n_0 |\eta_t|^2$ ,最后得到光吸收率为  $\eta_a = 1 - \eta_R - \eta_T$ .内光发射效率  $\eta_i$  近似表示为  $\eta_i \approx \exp(-W_e/L^*)$ <sup>[11]</sup>,其中  $W_e$  为发射层的厚度,  $1/L^* = 1/L_e + 1/L_p$ ,  $L_e$  表示电子与“冷”载流子非弹性碰撞过程的散射长度,  $L_p$  表示与声子和杂质弹性散射过程的散射长度.势垒收集效率  $\eta_c$  可表达为  $\eta_c = \exp(-x_b/L_s)$ <sup>[12]</sup>,其中  $x_b$  为界面到势垒之间的极大距离,  $L_s$  是载流子位于本征层内的镜像力势阱中的散射长度.根据洛仑兹-德鲁克模型,得到响应率  $R$  为

$$R = \frac{\eta g q \lambda}{hc} = \frac{\eta_a \eta_i \eta_c g q \lambda}{hc}, \quad (6)$$

其中  $g$  为光电导增益,  $q$  为单位电荷,  $\lambda$  为入射波长.

从图 3 可以看出,样品 1 探测器在 8—14  $\mu\text{m}$  区域有显著的中红外光响应,实验数据可以较好地由上述模型来拟合,说明利用传递矩阵方法计算的中红外光吸收是可靠的.然而,响应率谱在 11—14  $\mu\text{m}$  波段里有一很宽的峰,是碳掺杂或氮空位吸收引起的,其中两个峰位分别为 11.9  $\mu\text{m}$ (相应的能量为 0.104 eV)和 13.3  $\mu\text{m}$ (相应的能量为 0.0932 eV),而碳施主束缚能为 0.11—0.14 eV<sup>[13]</sup>,氮空位的束缚能为 0.10 eV<sup>[14]</sup>,因此这个宽峰可能是由于非故意掺杂的碳杂质或氮空位引起的,这在理论计算过程中不予考虑.

样品 2 探测器在 3—7  $\mu\text{m}$  区域有显著的中红外光响应,可以清楚看出由于 Al 组分不同导致 GaN/AlGaN 导带带阶的界面功函数差不同,从而带内跃迁的中红外波段响应位置不同.样品 2 探测器的响应率谱中的波形振荡是由法布里-珀罗干涉所引起的,两个探测器由于 Al 组分不同也使得本征层电介质的复介电函数不同,导致法布里-珀罗干涉得到不同的结果.样品 2 探测器的法布里-珀罗干涉正好位于 3—7  $\mu\text{m}$  内,所以波形振荡被看到.然而,样品 1 探测器的法布里-珀罗干涉正好在 8—14  $\mu\text{m}$  外,同时,法布里-珀罗干涉还导致反射增强,吸收减少,从而导致样品 2 探测器的响应率比样品 1 的响应率要小得多.样品 2 探测器在 9—11  $\mu\text{m}$ (相应的能量为 0.138—0.113 eV)也有一很宽的峰,同样是由于碳掺杂或氮空位吸收引起的.

在远红外波段,HEIWIP 器件有一波峰位于 54  $\mu\text{m}$  的响应谱(相应的能量为 23 meV),其来源为 GaN 中 Si 施主的  $1s-2p_{\pm}$  跃迁.我们采用有效质量近似理论和类氢杂质模型描述 Si 杂质的  $1s-2p_{\pm}$  跃迁,单周期 GaN/AlGaN HEIWIP 在远红外波段的光吸收效率  $\eta_a$  如下式所示<sup>[15]</sup>:

$$\eta_a = \frac{(1-r)[1-\exp(-\alpha_v W_e)]}{1-r\exp(-\alpha_v W_e)}, \quad (7)$$

其中  $r$  为反射率,  $\alpha_v$  为吸收系数.因为在  $1s-2p_{\pm}$  跃迁中,载流子在远红外光激发下,通过势垒隧穿而被收集,所以这里只考虑探测器的势垒收集效率  $\eta_c \approx \exp(-x_b/L_s)$ ,把这些结果代入(6)式,可以对实验得到的远红外波段的响应率谱进行模拟.因为在样品 1 和样品 2 探测器中所掺的杂质情况是一样

的,所以它们响应谱的峰位也一样,拟合的结果也证明了这一点.

在此基础上,我们可以进一步计算多周期 GaN 发射层/AlGaIn 本征层所组成的 HEIWP 探测器的响应率谱,如图 4 所示,发现其中红外和远红外响应率都随着周期数  $N$  的增加而增加,但是样品 2 探测器由于法布里-珀罗干涉存在,吸收受到限制,不会有较大增加,其中红外响应率变化不大.除了响应率变化外,周期数的增加将导致下节要介绍的光子频率

上转换中信号电流部分随之增加,由于均匀电流部分不变,信号电流与均匀电流的比值也将增加,使得到达 LED 的光电流能维持入射红外光的空间分布,整个上转换器件可以作为无像元的成像器件<sup>[16,17]</sup>.当然,周期数  $N$  和器件参数的关系需满足  $2^{N-2} q^2 W_i \leq \epsilon_0 E_i A^{[11]}$ ,这里  $W_i$  是本征层厚度,  $\epsilon_0$  是真空介电常数,  $E_i$  是离子化势垒能量( $\sim 31$  meV),  $A$  是器件的光学窗口面积,这就制约了探测器的周期数.理论计算得知周期数  $N \leq 16$ .

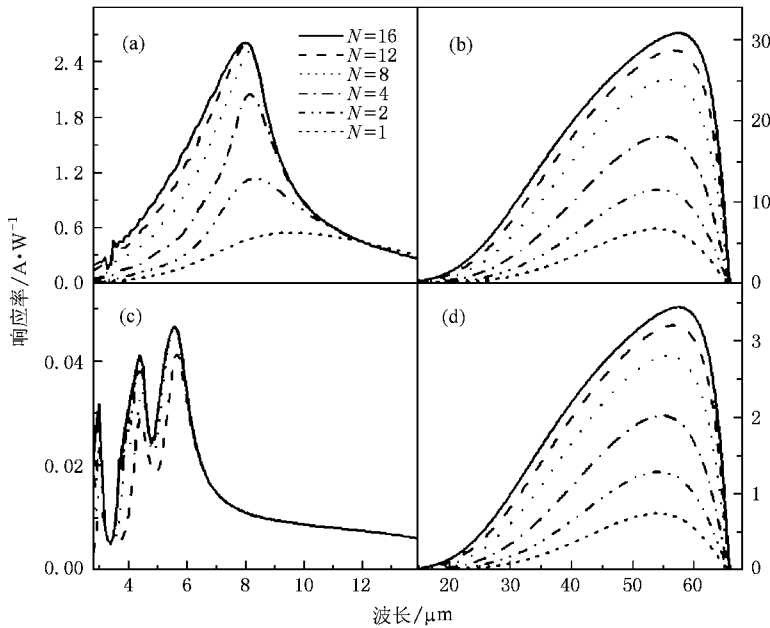


图 4 多周期 GaN/AlGaIn HEIWP 的光谱响应 (a)和(b)对应样品 1 器件的中红外和远红外响应率谱 (c)和(d)对应样品 2 器件的中红外和远红外响应率谱

## 5. 光子频率上转换效率计算和结构优化

与 GaAs QWIP-LED 远红外上转换结构一样<sup>[4]</sup>,直接多周期 HEIWP 上集成生长双异质结 AlGaIn/GaN/AlGaIn 紫光 LED,其中 GaN 为激活层,AlGaIn 为限制层,利用此集成器件可以实现中红外/远红外双带光子频率上转换成像,其示意结构如图 5 所示.中红外或远红外辐射激发的光生电流引起 HEIWP 探测器电阻的降低以及 LED 上电压的升高,当 LED 上的电压达到其开启电压时就可以发射出紫光,而射出的紫光可利用涂有磷光材料的 Si CCD 进行探测,从而实现中红外/远红外双带上转换成像.

忽略电子在  $x$  和  $y$  轴方向的漂移,以及  $z$  轴方

向的扩散,GaN/AlGaIn HEIWP 探测器中载流子运输的连续性方程可以写为<sup>[16]</sup>

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_{x-y} \left( \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} \right) - \frac{\partial (vn)}{\partial z} + \sum_{m=1}^N [-n_c vn + G\phi^m] \delta(z - mL), \quad (8)$$

其中  $n$  为电子浓度,  $t$  为时间,  $D_{x-y}$  为  $x-y$  平面内电子的扩散系数,  $v$  为电子  $z$  方向漂移速率,  $n_c$  为激发电子穿过发射层时的俘获率,  $m$  是发射层序数,从上到下探测器的第一个发射层和最后一个发射层分别为第一层和第  $N$  层,  $L$  为单周期发射层厚度 ( $W_e$ )与本征层厚度 ( $W_i$ )之和,  $\phi^m$  是入射红外光的光子通量,  $G\phi^m$  是光生电子跃过界面势垒的部分,  $G$  可通过吸收效率  $\eta_a$ , 内光发射效率  $\eta_i$ , 势垒收集效率  $\eta_c$  相乘计算得到.

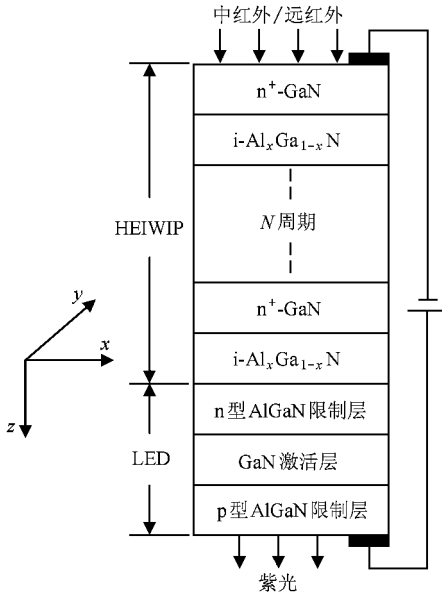


图5 多周期 GaN/AlGaIn 双带探测器和紫光 LED 集成示意图

二维正弦波的辐射光子通量分布可以用一个余弦函数来表示： $\phi^{\text{in}} = \phi_0^{\text{in}} + \phi_f^{\text{in}} \cos 2\pi \mathbf{f} \mathbf{r}$ ，其中  $\mathbf{r} = (x, y)$ ， $\phi_0^{\text{in}}$  是入射的红外辐射的平均光子通量， $\phi_f^{\text{in}}$  是正弦波的信号部分振幅， $f$  表示空间频率，指每度视角内图像或刺激图形的亮暗作正弦调制的栅条周数，单位为线/毫米 (lp/mm)，以下  $f$  代表空间频率的大小。光生电流  $J = qnv$ ，电子浓度为  $n = n_0 + n_f \cos 2\pi \mathbf{f} \mathbf{r}$ ，其中  $n_0$  是平均的电子浓度， $n_f$  是表征发射层平面内电子空间分布的信号部分振幅，它是  $z$  坐标的函数，在探测器的顶层平面 ( $z = 0$ )，边界条件为： $n_f|_{z=0} = 0$ 。在稳态时，结合边界条件求解探测器的连续性方程，可以得到到达探测器底层，也就是 LED 表面的光电流信号部分振幅

$$J_f|_{z=B} = qG\phi_f^{\text{in}} \exp(-4\pi^2 l^2 f^2) \times \frac{1 - (1 - n_c)^N \exp(-4\pi^2 l^2 f^2 N)}{1 - (1 - n_c) \exp(-4\pi^2 l^2 f^2)} \quad (9)$$

其中  $l$  为电子在探测器发射层中的扩散长度， $l = \sqrt{D_{x-y} L / v}$ 。至此，得到了探测器中发射层中的光生电子分布以及驱动 LED 发光的光电流。为了对整个上转换体系进行分析，还需要得到 LED 中载流子的分布情况，这可以通过求解 LED 激活层中载流子的扩散方程而得到。

从 GaN/AlGaIn HEIWIP 探测器到达 LED 的光生电流将在激活层中注入大量电子，这些电子将与从阳极流入激活层的空穴发生复合而产生紫光光子。LED 中产生的紫光光子在激活层中的扩散方程为<sup>[16]</sup>

$$-D \frac{d^2 \Sigma}{dz^2} + \left( \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_n} \right) \Sigma = \frac{J|_{z=B}}{q} + v_g \alpha_1 (\phi^{\text{out}+} + \phi^{\text{out}-}), \quad (10)$$

这里  $D$  是光生电子在激活层中的扩散系数， $\Sigma$  是激活层中光生电子的面密度， $\tau_r$  是激活层中电子的辐射型复合寿命， $\tau_n$  是激活层中电子的非辐射型复合寿命， $J|_{z=B}$  是到达 LED 的光电流， $v_g$  是紫光光子的群速度， $\alpha_1 = \alpha_a \Gamma$  ( $\alpha_a$  是激活层中紫光光子吸收系数，限制因子  $\Gamma = d_a / (d_a + d_1 + d_2)$ ， $d_a, d_1, d_2$  分别是激活层、n 型 AlGaIn 限制层，以及 p 型 AlGaIn 限制层的厚度)， $\phi^{\text{out}+}$  和  $\phi^{\text{out}-}$  分别是紫光光子在激活层平面内左右传播的光子通量。考虑到 LED 中光子循环回收效应<sup>[17]</sup>，采用  $\Sigma = \Sigma_0 + \Sigma_f \cos 2\pi \mathbf{f} \mathbf{r}$  和发射的紫光光子的光子通量  $\phi^{\text{out}} = \phi_0^{\text{out}} + \phi_f^{\text{out}} \cos 2\pi \mathbf{f} \mathbf{r}$  的形式来解方程 (10)， $\Sigma_0, \Sigma_f$  分别是激活层中光生电子面密度的平均部分和正弦波信号部分的振幅， $\phi_0^{\text{out}}, \phi_f^{\text{out}}$  分别是出射紫光光子的平均光子通量和正弦波信号部分的振幅，并考虑到  $J|_{z=B} = J_0 + J_f|_{z=B} \cos 2\pi \mathbf{f} \mathbf{r}$ ， $J_0, J_f|_{z=B}$  分别是光生电流的平均部分和光电流的正弦波信号部分的振幅，从而可得

$$\Sigma_f = \frac{J_f|_{z=B} \tau_l}{q \left[ 1 + 4\pi^2 f^2 l_D^2 - \sigma \left( \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\alpha_2^2 + 4\pi^2 f^2} \right) \eta_{\text{int}} \right]}, \quad (11)$$

这里  $\tau_l = \frac{\tau_n \tau_r}{\tau_n + \tau_r}$  是空穴在激活层中的寿命， $l_D = \sqrt{D \tau_l}$  为载流子在 LED 的激活层中的扩散长度， $\sigma$  是由于发生全反射而被困在 LED 激活层中的光子所占的比例， $\alpha_2 = \alpha_a \Gamma + \alpha_c (1 - \Gamma)$  ( $\alpha_c$  是限制层的吸收系数)， $\eta_{\text{int}} = \frac{\tau_n}{\tau_n + \tau_r}$  是 LED 的内量子效率。这样就得到转换过来的紫光的空间分布为

$$\phi_f^{\text{out}} = \frac{T(1 - \sigma) \eta_{\text{int}}}{1 + 4\pi^2 l_D^2 f^2 - \sigma \eta_{\text{int}} \left( \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\alpha_2^2 + 4\pi^2 f^2} \right)} \times G\phi_f^{\text{in}} \exp(-4\pi^2 l^2 f^2) \times \frac{1 - (1 - n_c)^N \exp(-4\pi^2 l^2 f^2 N)}{1 - (1 - n_c) \exp(-4\pi^2 l^2 f^2)}, \quad (12)$$

其中  $T$  是紫光光子的透射系数，由 (12) 式可知上转换量子效率  $\gamma(f)$  可表示为

$$\gamma(f) = \frac{\phi_f^{\text{out}}}{\phi_f^{\text{in}}} = G \frac{1 - (1 - n_c)^N \exp(-4\pi^2 l^2 f^2 N)}{1 - (1 - n_c) \exp(-4\pi^2 l^2 f^2)}$$

$$\times \frac{T(1-\sigma)\eta_{\text{int}}}{1+4\pi^2 l_b^2 f^2 - \sigma\eta_{\text{int}}\left(\frac{\alpha_1\alpha_2}{\alpha_2^2+4\pi^2 f^2}\right)} \exp(-4\pi^2 l^2 f^2). \quad (13)$$

基于(13)式,我们探讨上转换量子效率与一些关键器件物理量的关系及其意义.为了得到更好的上转换成像效果,我们在设计时采用  $N=16$ .从图 6(a)中可以看出,GaN/AlGaIn HEIWP-LED 中红外上转换效率随着发射层厚度增加而先增后减,当发射层厚度增加时,发射层中的载流子数目也随之增加,导致更多的光子被吸收,进而到达 LED 的光电流也增大了,从而得到更大的中红外上转换效率,但是当

发射层厚度进一步增加时,光生载流子相互碰撞几率增加而产生能量损失增加,使得到达 GaN 发射层/AlGaIn 本征层的载流子数目减少,也使得势垒收集效率的降低,进而减小到达 LED 的光电流,从而减小中红外上转换效率.本征层厚度对中红外上转换效率的影响与发射层厚度相似,如图 6(b)所示,也可以由类似的机理得以解释.

在 LED 不加谐振腔的情况下,由于受到全反射的限制,紫光光子的出射效率仅为  $\eta_{\text{pc}}=1-\sigma=5\%$ ;采用谐振腔后,可提高紫光光子出射效率至  $20\%$ <sup>[17]</sup>.从图 6(c)中可知,光子出射效率增加,中红外上转换效率自然就增加了.如图 6(d)所示,计算

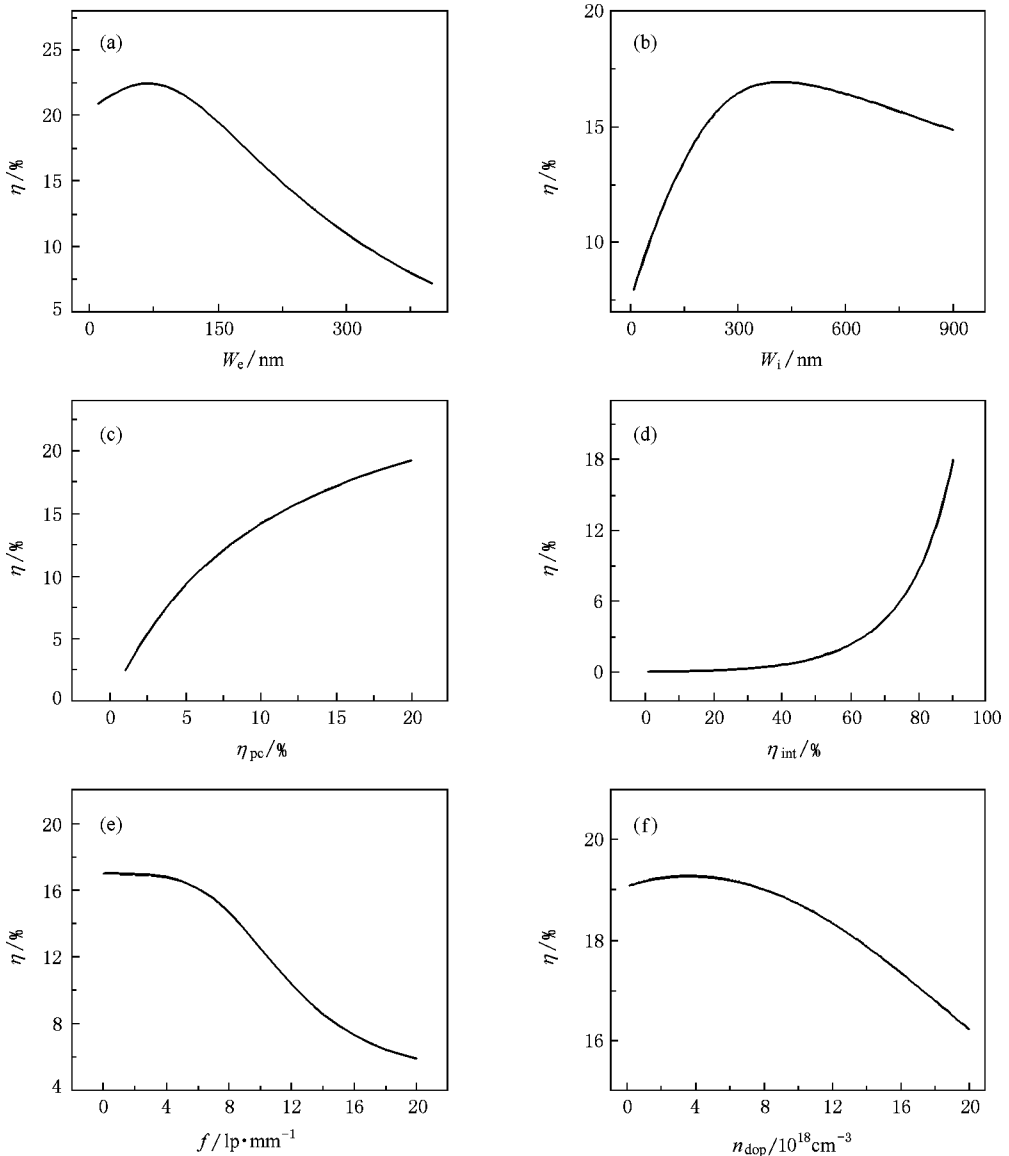


图6 中红外上转换效率  $\eta$  与(a)GaN 发射层厚度 (b)AlGaIn 本征层厚度 (c)紫光光子的出射效率 (d)内量子效率 (e)空间频率和 (f)掺杂浓度的关系

结果发现中红外上转换效率随着内量子效率的增加而增加,因为一方面,高的  $\eta_{\text{int}}$  直接提高了紫光光子产生率;另一方面,高的  $\eta_{\text{int}}$  减少了紫光光子在循环过程中的损失,增加了平均每个光子发生重吸收和重发射过程的次数,提高了光子出射效率,即中红外上转换效率.一般地,在 LED 制作过程中材料质量控制很好的条件下,内量子效率可以达到 99.7%<sup>[18]</sup>.考虑到高  $\eta_{\text{int}}$  引起的光子回收效应的加强将降低图像的质量<sup>[16]</sup>,90%的内量子效率是较好的选择.

图 6(e) 给出了中红外上转换效率与空间频率  $f$  的关系,可以看到中红外上转换效率随着空间频率的增加而降低,即图像的亮度随着物体尺寸的减小

而降低,我们的计算结果表明空间频率取 5 lp/mm 时,中红外上转换效率较大.我们也研究了 GaN 发射层中 Si 掺杂浓度 ( $n_{\text{dop}}$ ) 对中红外上转换效率的影响,从图 6(f) 可以看到,中红外上转换效率随着掺杂浓度的提高先增加,在达到一个极大值后开始减小.在高掺杂浓度下,发射层中有更多的电子可以被激发而形成光电流,从而更有效地驱动 LED,导致中红外上转换效率的增加.但发射层的掺杂浓度不能任意增加,当其超过 Mott 转变浓度时,费米能级进入导带,引起半导体向金属的 Mott 转变,因此掺杂浓度不能高于 Mott 转变浓度,我们的计算表明  $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  是一个优化的浓度.

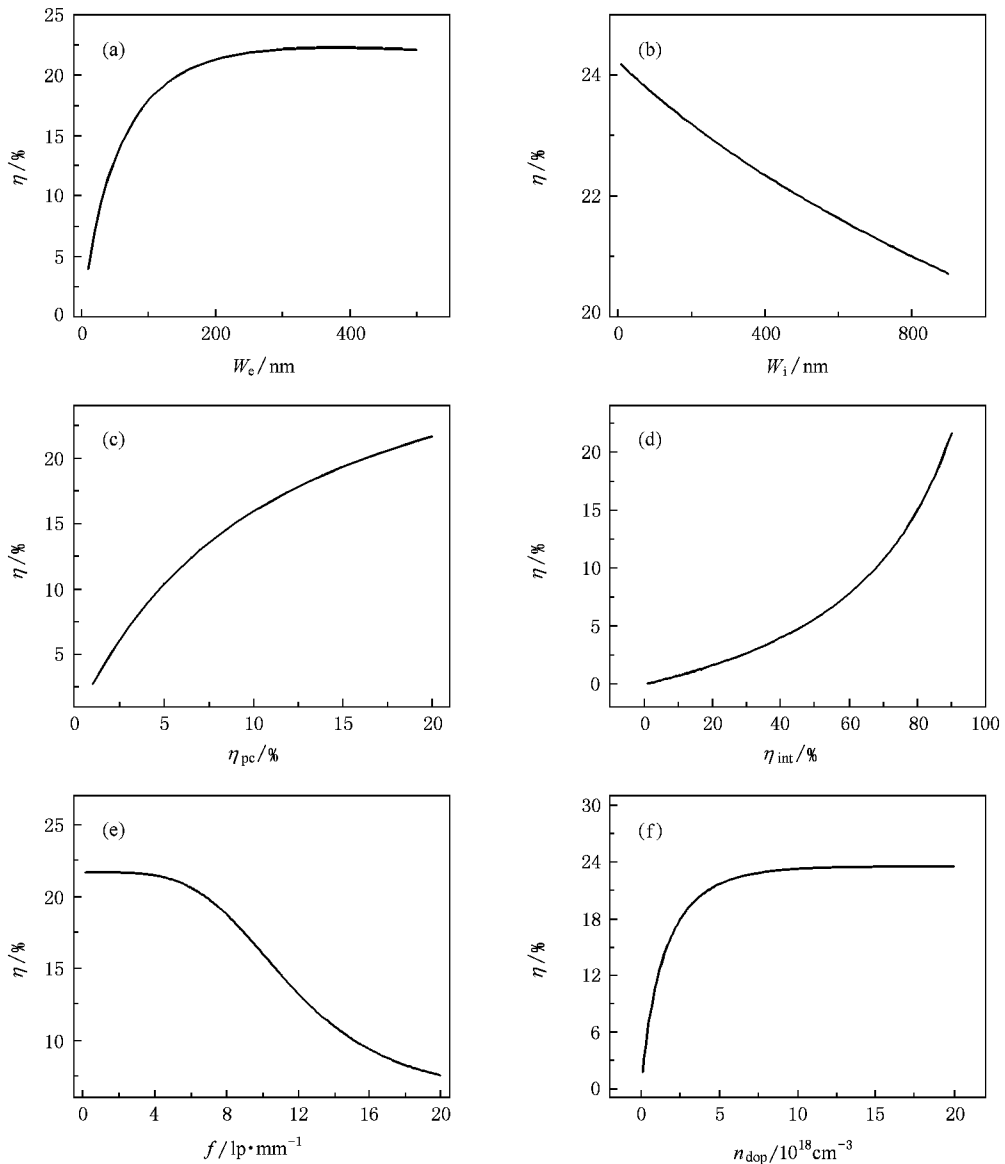


图 7 远红外上转换效率  $\eta$  与 (a) GaN 发射层厚度 (b) AlGaIn 本征层厚度 (c) 紫光光子的出射效率 (d) 内量子效率 (e) 空间频率和 (f) 掺杂浓度的关系



同时,我们进一步讨论了远红外上转换效率与这些关键器件结构参数的关系.从图 7(a)中可以看出,GaN/AlGaIn HEIWIP-LED 远红外上转换效率随着发射层厚度增加而增大,当发射层厚度大于载流子散射长度( $\approx 250$  nm)时,远红外上转换效率趋向于饱和.因为远红外光谱响应没有内光发射过程,当发射层厚度增加时,发射层中的载流子数目也随之增加,导致更多的光子被吸收,进而到达 LED 的光电流也增大了,从而得到更大的远红外上转换效率.从图 7(b)中可以看出,远红外上转换效率随着本征层厚度的增加而减小,因为随着本征层的增加,隧穿的载流子将减少,从而减小远红外上转换效率.考虑到中红外波段的优化结果,整个双带光子频率上转换器件发射层的最优化厚度发射为 145 nm,本征层为 400 nm.图 7(c)(d)和(e)分别给出了 LED 光子出射效率、内量子效率和空间频率对远红外上转换效率的影响,因为不管是中红外上转换还是远红外上转换,这些参数都是与 LED 的性能有关的,因而远红外上转换效率随这些参数的变化与中红外的情况一致.

我们也研究了 GaN 发射层中 Si 掺杂浓度( $n_{\text{dop}}$ )对远红外上转换效率的影响,从图 7(f)可以看到,远红外上转换效率随着掺杂浓度的提高而增加.在高掺杂浓度下,发射层中有更多的电子可以通过  $1s-2p_{\pm}$  跃迁激发而形成光电流,从而更有效地驱动 LED,导致远红外上转换效率的增加,中红外上转换效率分析得到的  $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  优化掺杂浓度在远红外波段也是一个不错的选择.在最优的器件结构条

件下,中红外和远红外波段的上转换效率都超过 15%,明显高于 GaAs QWIP-LED 的上转换效率<sup>[5]</sup>,说明 GaN 基红外上转换器件具有良好的应用前景.

## 6. 结 论

我们详细研究了 GaN/AlGaIn HEIWIP 的双带(中、远)红外探测及光子频率上转换特性.通过光致发光光谱确认 AlGaIn 本征层中 Al 的组分,发现不同 Al 组分对应的异质结导带带阶界面功函数差  $\Delta$  与响应率谱实验得到的结果基本一致.分别用传递矩阵方法和有效质量近似与类氢杂质模型相结合理论很好地拟合了单周期 GaN/AlGaIn 探测器中红外和远红外波段的响应谱,在此基础上,进一步研究了多周期 GaN/AlGaIn HEIWIP 与 LED 集成结构的上转换效率与 GaN 发射层厚度、AlGaIn 本征层厚度、LED 紫光光子出射效率、内量子效率、空间频率和发射层掺杂浓度间的关系.在最优的器件结构条件下(GaN 发射层厚度为 145 nm,掺杂浓度为  $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,AlGaIn 本征层厚度为 400 nm,紫光光子出射效率为 20%,内量子效率为 90%),中红外和远红外波段的上转换效率都超过 15%,这些结果为 GaN/AlGaIn HEIWIP-LED 上转换器件设计提供了参考.

本研究工作得到了美国佐治亚州立大学物理与天文系 A. G. U. Perera 教授研究组的协助,武乐可博士在论文写作过程中给予了帮助,在此致谢.

- |  |  |
|--|--|
| <p>[ 1 ] Ariyawansa G, Rinzan M B M, Strassburg M, Dietz N, Perera A G U, Matsik S G, Asghar A, Ferguson I T, Luo H, Liu H C 2006 <i>Appl. Phys. Lett.</i> <b>89</b> 091113</p> <p>[ 2 ] Perera A G U, Ariyawansa G, Rinzan M B M, Steve M, Aleli M, Dietz N, Matsik S G, Asghar A, Ferguson I T, Bezinger A, Liu H C 2007 <i>Infrared Physics &amp; Technology</i> <b>50</b> 142</p> <p>[ 3 ] Kruse P W, Pribble F C, Schulze R G 1967 <i>J. Appl. Phys.</i> <b>38</b> 1718</p> <p>[ 4 ] Liu H C, Li J, Wasilewski Z R, Buchanan M 1995 <i>Electron. Lett.</i> <b>31</b> 832</p> <p>[ 5 ] Dupont E, Byloos M, Gao M, Buchanan M, Song C Y, Wasilewski Z R, Liu H C 2002 <i>IEEE Photonics Technol. Lett.</i> <b>14</b> 182</p> <p>[ 6 ] Nepal N, Li J, Nakarmi M L, Lin J Y, Jiang H X 2005 <i>Appl. Phys. Lett.</i> <b>87</b> 242104</p> | <p>[ 7 ] Varshni Y P 1967 <i>Physics</i> (Amsterdam) <b>34</b> 149</p> <p>[ 8 ] Ekpunobi A J, Animalu A O E 2002 <i>Superlattices and Microstructures</i> <b>31</b> 247</p> <p>[ 9 ] Yoshikawa M, Kunzer M, Wagner J, Obloh H, Schlotter P, Schmidt R, Herres N, Kaufmann U 1999 <i>J. Appl. Phys.</i> <b>86</b> 4400</p> <p>[ 10 ] Klein M V, Furtac T E 1986 <i>Optic</i> (New York: Wiley)</p> <p>[ 11 ] Shen W Z, Perera A G U, Liu H C, Buchanan M, Schaff W J 1997 <i>Appl. Phys. Lett.</i> <b>71</b> 2677</p> <p>[ 12 ] Mooney J M 1989 <i>J. Appl. Phys.</i> <b>65</b> 2869</p> <p>[ 13 ] Bougrov V, Levinshtein M, Rumyantsev S, Zubrilov A 2001 <i>Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe</i> (New York: Wiley) p1</p> <p>[ 14 ] Sumiya M, Yoshimura K, Ohtsuka K, Fuke S 2000 <i>Appl. Phys.</i></p> |
|--|--|

*Lett.* **76** 2098

[ 15 ] Razeghi M , Rogalski A 1996 *J. Appl. Phys.* **79** 7433

[ 16 ] Wu L K , Shen W Z 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 044508

[ 17 ] Wu L K , Shen W Z 2007 *IEEE J. Quantum Electron.* **43** 411

[ 18 ] Schnitzer I , Yablonovitch E , Caneau C , Gmitter T J 1993 *Appl. Phys. Lett.* **62** 131

## GaN/AlGa<sub>N</sub> dual-band infrared detection and photon frequency upconversion<sup>\*</sup>

Zhou Li-Gang Shen Wen-Zhong<sup>†</sup>

( *Laboratory of Condensed Matter Spectroscopy and Opto-Electronic Physics , Department of Physics , Shanghai Jiao Tong University , Shanghai 200240 , China* )

( Received 15 October 2008 ; revised manuscript received 4 January 2009 )

### Abstract

A detailed investigation on dual-band ( mid- and far- ) infrared detection and photon frequency upconversion in GaN/AlGa<sub>N</sub> heterojunction structures is carried out. We deduce the Al composition in intrinsic AlGa<sub>N</sub> barrier layer through photoluminescence spectroscopy , and evaluate the conduction bandgap interfacial workfunction in GaN/AlGa<sub>N</sub> with different Al compositions. Based on the mid- and far-infrared responsivity simulation of single-period GaN/AlGa<sub>N</sub> heterojunction detector , we investigate the mid- and far-infrared photon frequency upconversion efficiencies of multi-period GaN/AlGa<sub>N</sub> heterojunction detectors integrated with GaN/AlGa<sub>N</sub> violet light emitting diodes in relation to the GaN emitter layer thickness , intrinsic AlGa<sub>N</sub> barrier layer thickness , violet photon extraction efficiency , internal quantum efficiency , spatial frequency , and GaN emitter doping concentration. The results show that GaN-based infrared upconversion devices have high upconversion efficiency and good optoelectronic application prospect.

**Keywords** : dual-band infrared detection , photon frequency upconversion , responsivity , GaN/AlGa<sub>N</sub>

**PACC** : 0765G , 7855 , 7340L

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 60576067 ) and the Post Rising Program of Shanghai , China ( Grant No. 05QMH1411 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : wzshen@sjtu.edu.cn