

反射式变掺杂负电子亲和势 GaN 光电阴极量子效率研究

乔建良 徐源 高有堂 牛军 常本康

Quantum efficiency for reflection-mode varied doping negative-electron-affinity GaN photocathode

Qiao Jian-Liang Xu Yuan Gao You-Tang Niu Jun Chang Ben-Kang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 067903 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.067903

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.067903>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I6>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

加载功率与壳温对 AlGaIn/GaN 高速电子迁移率晶体管器件热阻的影响

Influence of power dissipation and case temperature on thermal resistance of AlGaIn/GaN high-speed electron mobility transistor

物理学报.2016, 65(7): 077201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.077201>

金属有机物化学气相沉积生长 GaN 薄膜的室温热电特性研究

Room-temperature thermoelectric properties of GaN thin films grown by metal organic chemical vapor deposition

物理学报.2015, 64(4): 047202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.047202>

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 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 界面电子散射的影响

Effect of inserted AlN layer on the two-dimensional electron gas in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$

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

界面形核时间对 GaN 薄膜晶体质量的影响

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

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

反射式变掺杂负电子亲和势 GaN 光电阴极量子效率研究*

乔建良^{1)†} 徐源²⁾ 高有堂¹⁾ 牛军¹⁾ 常本康²⁾

1)(南阳理工学院电子与电气工程学院, 南阳 473004)

2)(南京理工大学电子工程与光电技术学院, 南京 210094)

(2016年10月8日收到; 2016年11月23日收到修改稿)

从变掺杂负电子亲和势 (NEA) GaN 光电阴极材料的光电发射机理入手, 给出了反射式变掺杂 NEA GaN 光电阴极内建电场和量子效率的计算公式. 利用初步设计的变掺杂 NEA GaN 光电阴极, 介绍了变掺杂 NEA GaN 阴极的激活过程和激活光电流的变化特点. 结合国内外典型的变掺杂 NEA GaN 阴极的量子效率曲线, 分析了 GaN 光电阴极量子效率曲线的特点. 结果显示: 由于内建电场的存在, 反射式变掺杂 NEA GaN 光电阴极量子效率在 240 nm 处即可达到 56%, 在较宽的入射光波长范围内, 阴极具有相对平稳的量子效率, 量子效率值随入射光子能量的增加而增加, 并且量子效率曲线在阈值附近表现出了明显的锐截止特性.

关键词: GaN, 光电阴极, 变掺杂, 量子效率

PACS: 79.60.-i, 72.80.Ey, 73.61.Ey, 73.20.At

DOI: 10.7498/aps.66.067903

1 引言

近年来, 随着 GaN 晶体生长技术的不断突破, 作为第三代半导体材料的典型代表, GaN 在白光照明、紫外探测、真空电子源等领域的应用越来越广泛. 相比较传统的紫外光电阴极如 CsI 和 CsTe 光电阴极, GaN 光电阴极具有更加宽泛平稳的紫外光谱响应特性, 加上灵敏度高、暗电流小、响应波段可通过加入 Al 或 In 调节等优点, 新型紫外 GaN 光电阴极引起了越来越多的关注^[1-4].

负电子亲和势 (NEA) 光电阴极的量子效率受到材料本身性能和制备技术等多方面的影响, 在材料生长水平的限制下, 为进一步提高阴极量子效率, 变掺杂技术应运而生, 并成功应用于 GaAs 光电阴极. 相对于均匀掺杂, 采用变掺杂技术使得阴极在量子效率上取得了明显突破^[5,6]. 在变掺杂 GaAs 光电阴极研究的基础上, 近年来我们探索将

变掺杂技术应用到 GaN 光电阴极上, 也取得了不错的效果^[7].

针对 NEA 光电阴极的变掺杂技术, 由于研究时间较短, 变掺杂材料的光电发射机理、激活工艺、表面模型、稳定性等理论仍然亟待完善. 针对不同阴极材料, 阴极结构设计、掺杂方式、掺杂浓度等关键因素仍需继续研究优化. 在这样的背景下, 本文针对反射式变掺杂 GaN 光电阴极, 研究了变掺杂 GaN 光电阴极的内建电场、光电发射机理以及量子效率特性, 为下一步深入研究采用变掺杂技术的 NEA GaN 光电阴极奠定了基础.

2 变掺杂 NEA GaN 光电阴极的内建电场

对 NEA 光电阴极材料, 变掺杂技术可以在材料体内形成内建电场, 内建电场促进光生电子的输运, 进而提高电子逸出概率, 最终阴极的量子效率

* 国家自然科学基金 (批准号: 61371058) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: qjlqsy@sohu.com

相应地得到提高. 因此, 变掺杂技术对阴极性能的贡献本质上在于内建电场.

对 NEA GaN 变掺杂阴极材料, 采取体内 p 型掺杂浓度高、表面掺杂浓度依次降低的方式, 使材料的掺杂浓度从体内到表面形成依次降低的梯度变化. 图 1 给出了一种变掺杂 NEA GaN 阴极材料的能带结构示意图, 图中 E_g 为阴极材料的禁带宽度, E_V 为价带顶, E_C 为导带底, E_F 为费米能级, E_{vac} 为真空能级. 能带结构示意图给出的是四层梯度变掺杂结构, 从体内到表面的掺杂浓度依次为 N_{A1} , N_{A2} , N_{A3} 和 N_{A4} . 层间过渡区域的厚度依次为 d_1 , d_2 和 d_3 .

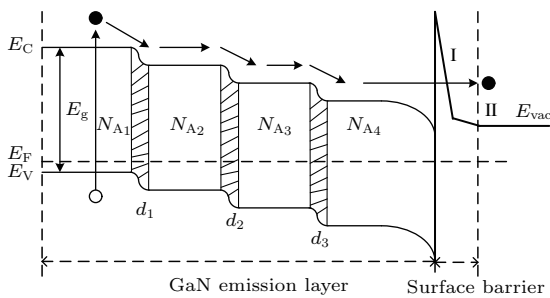


图 1 变掺杂 NEA GaN 阴极材料能带结构示意图
Fig. 1. The energy band structure for varied doping NEA GaN photocathode.

由图 1 可见, 变掺杂 NEA GaN 阴极材料的能带不仅有与均匀掺杂类似的表面附近向下弯曲的现象, 而且相对于均匀掺杂结构具有能带由体内向表面整体发生向下弯曲的现象. 即在不同掺杂浓度区域的界面处, 能带也产生了向下的弯曲现象^[8,9]. 这是由于在各个界面处费米能级的拉平效应所致.

变掺杂技术优化了阴极材料的能带结构, 其对阴极性能的贡献本质上在于体内产生的内建电场. 向下弯曲的能带结构在材料内部形成一个电场, 在光电子由材料体内向表面的运输过程中, 内建电场起促进作用. 所以对变掺杂光电阴极, 光电子将以扩散加漂移的运动模式进行运输, 这样可使更多的光电子运输至光电阴极表面附近, 从而使光电子的逸出概率增到极限值, 最终带来变掺杂光电阴极量子效率的提高.

如图 1 所示, 因激活时铯、氧的覆盖形成了两个表面势垒即势垒 I、势垒 II, 材料价带中的电子在紫外光的激发下, 获得足够的能量跃迁到导带, 在内建电场的作用下通过扩散运动和漂移运动向阴极表面运输, 到达表面附近的电子通过隧道效应隧

穿表面势垒, 由于负电子亲和势特性, 隧穿表面势垒的电子可以比较容易地逸出到真空, 完成了光电发射过程.

一般地, 设 E_F 为 p 型阴极材料的费米能级, E_V 为 p 型阴极材料的价带能级, N_A 为 p 型阴极材料的掺杂浓度, N_V 为阴极材料的价带有效状态密度, 则室温下 p 型光电阴极材料的费米能级与其 p 型掺杂浓度的关系如 (1) 式所示:

$$E_F = E_V - k_0 T \ln \frac{N_A}{N_V}, \quad (1)$$

式中 k_0 为玻尔兹曼常数, T 是绝对温度.

在变掺杂 NEA GaN 光电阴极中, 在体内由于存在 p 型掺杂浓度的变化, 从材料体内向表面能带形成了一个向下弯曲的弯曲量. 如图 1 所示, 设掺杂浓度 N_{A1} 和 N_{A2} 之间的浓度过渡区域的厚度为 d_1 , 因为掺杂浓度 $N_{A1} > N_{A2}$, 可以得到该处因掺杂浓度差引起的能带弯曲量的大小 ΔE , 如 (2) 式所示:

$$\begin{aligned} \Delta E &= E_{V1} - E_{V2} \\ &= k_0 T \ln \frac{N_{A1}}{N_V} - k_0 T \ln \frac{N_{A2}}{N_V} \\ &= k_0 T \ln \frac{N_{A1}}{N_{A2}}. \end{aligned} \quad (2)$$

进一步得到采用梯度变掺杂技术在该浓度变化区域的两端产生的电势差 V_D , 如 (3) 式所示:

$$V_D = \frac{\Delta E}{q} = \frac{k_0 T}{q} \ln \frac{N_{A1}}{N_{A2}}. \quad (3)$$

因该区域的厚度为 d_1 , 则其平均电场强度 E 如 (4) 式所示:

$$E = \frac{V_D}{d_1} = \frac{k_0 T}{d_1 q} \ln \frac{N_{A1}}{N_{A2}}. \quad (4)$$

由 (4) 式可知, 在梯度变掺杂 NEA GaN 光电阴极体内的各个浓度变化界面处, 都会形成一个电场, 电场强度的大小由该区域的宽度和两个相邻区域的掺杂浓度决定.

需要说明的是, p 型 GaN 晶体的生长技术曾是困扰业界的难题, 一般地, GaN 晶体样品有效的空穴载流子浓度比理论设计的 p 型掺杂浓度要低, 即 (4) 式中掺杂浓度 N_{A1} 和 N_{A2} 的实际值要比最初设计的小些, 这会影响到平均电场强度 E 的大小, 具体量化计算时应该考虑.

根据现有的材料生长技术水平, 合理设置层数和各层 p 型掺杂浓度, 就能够得到比较理想的内建

电场. 理论上若采用指数变掺杂技术, 可得到一个匀强内建电场^[10]. 总的来说阴极材料从体内到表面由于掺杂浓度的变化, 会形成一个对光电子输运起促进作用的内建电场, 内建电场的方向由材料表面指向材料体内, 体内产生的光电子运动到该区域时, 其向表面的运动就会被电场加速, 光电子在原有的扩散作用与内建电场的加速作用下向材料表面输运.

3 反射式变掺杂 NEA GaN 光电阴极量子效率公式

在多数紫外探测领域, 紫外光的幅度一般处于微弱级别, 所以用于该领域的 GaN 光电阴极就要具备较高的光谱灵敏度. GaN 阴极光谱灵敏度 $S(\lambda)$ 一般指单色紫外光照射下每单位辐射功率 (1 W) 阴极所产生的光电流, 阴极的光谱响应曲线就是由紫外响应波段内特定波长单色紫外光对应的光谱灵敏度构成. 一般地, 实际测量时 GaN 阴极的光谱响应常用量子效率 $Y(\lambda)$ 来表示, 量子效率表示单位入射光子产生的光电子数, 量子效率 $Y(\lambda)$ 与光谱灵敏度 $S(\lambda)$ 的关系表示为^[11,12]

$$Y(\lambda) = \frac{hc}{e\lambda} S(\lambda) \approx 1.236 \frac{S(\lambda)}{\lambda}, \quad (5)$$

其中普朗克常数 $h = 6.626068 \times 10^{-34}$ J·s, 光速 $c = 3 \times 10^8$ m/s, 电子电荷量 $e = 1.6021892 \times 10^{-19}$ C, 光谱灵敏度 $S(\lambda)$ 单位采用 mA/W, 入射光子的波长 λ 以 nm 为单位. 实际测量时, 可以通过测量紫外光的辐射功率、光电流得到阴极光谱灵敏度, 再由 (5) 式计算出阴极的量子效率.

设 $n_1(x)$ 是阴极材料发射层中产生的电子浓度, x 是材料发射层内某点到阴极表面的距离, D_n 是电子扩散系数, μ 是材料内的电子迁移率, L_D 是电子扩散长度, τ_1 是少数载流子寿命, T_e 是阴极发

射层厚度, I_0 是入射光强度, α_1 是阴极材料对入射光的吸收系数, R 是阴极对入射光的反射率. 对变掺杂 NEA GaN 光电阴极, 考虑到材料内部的内建电场 E , 扩散漂移方程可表示为^[10,13]

$$\begin{aligned} \frac{d^2 n_1(x)}{dx^2} + \frac{\mu|E|}{D_n} \frac{dn_1(x)}{dx} - \frac{n_1(x)}{D_n \tau_1} \\ + \frac{(1-R)I_0 \alpha_1 \exp(-\alpha_1 x)}{D_n} = 0, \\ x \in [0, T_e], \end{aligned} \quad (6)$$

其中边界条件为

$$\begin{aligned} n_1(x) \Big|_{x=0} = 0, \left(D_n \frac{dn_1(x)}{dx} + \mu|E|n_1(x) \right) \Big|_{x=T_e} \\ = -S_V n_1(x) \Big|_{x=T_e}. \end{aligned} \quad (7)$$

边界条件中 S_V 是后界面复合速率, 通过求解, 可得反射式变掺杂 NEA GaN 光电阴极的量子效率公式如下:

$$\begin{aligned} Y(\lambda) = \frac{P(1-R)\alpha_1 L_D}{\alpha_1^2 L_D^2 - \alpha_1 L_E - 1} \\ \times \left\{ \frac{N(S - \alpha_1 D_n) \exp[(L_E/2L_D^2 - \alpha_1)T_e]}{M} \right. \\ \left. - \frac{Q}{M} + \alpha_1 L_D \right\}, \end{aligned} \quad (8)$$

式中

$$\begin{aligned} L_E &= \mu|E|\tau = \frac{q|E|}{k_0 T} L_D^2, \\ N &= \sqrt{L_E^2 + 4L_D^2}, \\ S &= S_V + \mu|E|, \\ M &= (ND_n/L_D) \cosh(NT_e/2L_D^2) \\ &\quad + (2SL_D - D_n L_E/L_D) \sinh(NT_e/2L_D^2), \\ Q &= SN \cosh(NT_e/2L_D^2) \\ &\quad + (SL_E + 2D_n) \sinh(NT_e/2L_D^2). \end{aligned}$$

对均匀掺杂阴极材料, 内建电场 E 为 0, 量子效率可表示为

$$\begin{aligned} Y(\lambda) = \frac{P(1-R)\alpha_1 L_D}{\alpha_1^2 L_D^2 - 1} \times \left[\frac{(S_V - \alpha_1 D_n) \exp(-\alpha_1 T_e)}{(D_n/L_D) \cosh(T_e/L_D) + S_V \sinh(T_e/L_D)} \right. \\ \left. - \frac{S_V \cosh(T_e/L_D) + (D_n/L_D) \sinh(T_e/L_D)}{(D_n/L_D) \cosh(T_e/L_D) + S_V \sinh(T_e/L_D)} + \alpha_1 L_D \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

如果 $S_V = 0$ 且 $T_e = \infty$, 可简化得到 (10) 式.

$$Y(\lambda) = \frac{P(1-R)}{1 + 1/\alpha_1 L_D}, \quad (10)$$

这与反射式均匀掺杂 NEA GaN 光电阴极的量子效率公式一致.

4 反射式变掺杂 GaN 光电阴极量子效率实验

对于 NEA 光电阴极的激活, 传统“yo-yo”激活法采用的 Cs 源、O 源交替断续的激活工艺存在不便控制等缺点. 实验研究发现, 激活过程中若保持 Cs 源一直处于开启状态, 可使 Cs 在整个激活过程中处于过量状态, 可阻止 O 的过量对偶极层形成的影响, 进而能提高阴极的稳定性. 目前国内进行 NEA 光电阴极的激活常采用 Cs 源持续、O 源断续的方式进行.

实验使用的 p 型变掺杂 GaN 光电阴极的掺杂元素为 Mg, 通过金属氧化物化学气相沉积外延生长得到, 衬底采用蓝宝石, AlN 作为缓冲层, GaN 发射层均分为 4 层, 每层厚度为 45 nm, 总厚度为 180 nm. 从体内到表面 p 型掺杂浓度依次减小, 分别为 1×10^{18} , 4×10^{17} , 2×10^{17} , $6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

利用 NEA 光电阴极激活与评估实验系统对变掺杂 GaN 光电阴极样品进行了激活实验, 激活采用氙灯作为光源, 样品表面光功率约为 $50 \mu\text{W}$, 激活室真空度为 $1.6 \times 10^{-7} \text{ Pa}$. 激活时使用的低逸出功材料为固态的 Cs 源和 O 源, 引入时均有一个预热过程, Cs 源电流由小到大调整到约 1.8 A 时, 产生明显的光电流. 激活光电流随时间的变化情况如图 2 所示, 光电流曲线的整体变化情况与早期均匀掺杂 GaN 光电阴极激活情况基本一致. 激活一开始, 光电流随着 Cs 的导入逐渐增长, 到达极值, 然后又有下降趋势, Cs 激活过程包括阴极表面偶极层的形成、偶极层的饱和等阶段以及 Cs 过量时出现的“Cs 中毒”现象.

在 GaN 光电阴极激活的 Cs, O 交替阶段, 将固态 O 源的电流从小逐渐增大到约 1.55 A, 光电流值又开始上升, 光电流达到极大值时断 O, 光电流继续增大, 导入 O 后经过几个 Cs 源持续, O 源断续的循环后光电流几乎不再增长, 表明激活完成. 实验发现第一次的 Cs/O 循环, 光电流增长明显, 随后的 Cs/O 交替激活对光电流的贡献较小.

激活后原位测试了变掺杂 GaN 光电阴极的光谱响应, 得到的量子效率曲线如图 3 所示. 入射光波长在 240—354 nm (对应光子能量 5.17—3.5 eV) 的范围内, 具有相对平坦的量子效率值, 而且量子效率值随光子能量的增加而增加, 在 5.17 eV (对应

240 nm) 处达到了测试的最大值 56%, 比同等条件下测得的均匀掺杂 GaN 阴极量子效率最大值 37% (对应 230 nm) 提高了不少^[14].

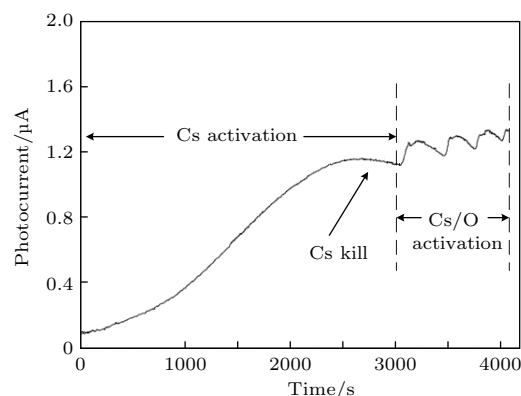


图2 变掺杂 NEA GaN 光电阴极光电流曲线
Fig. 2. The photocurrent curve for varied doping NEA GaN photocathode.

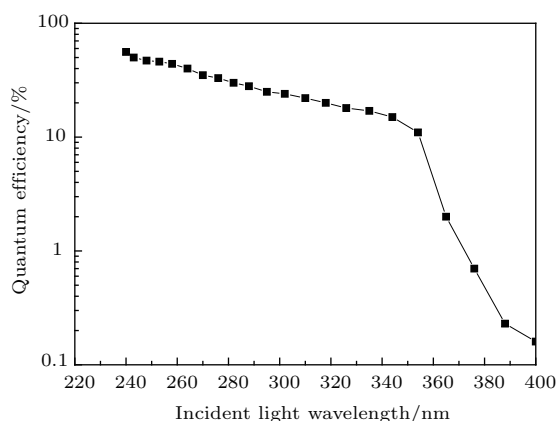


图3 变掺杂 NEA GaN 光电阴极量子效率曲线
Fig. 3. The curve of quantum efficiency for varied doping NEA GaN photocathode.

激活后测得的量子效率与入射光能量及波长的对应关系见表 1, 由于实验条件的限制, 国内变掺杂阴极测试结果对应的波长下限值仅为 240 nm. 量子效率的提高归因于变掺杂材料内部的内建电场, 内建电场提高了输运到阴极表面附近的电子的数量和能量, 促使更多的电子逸出到真空. 变掺杂 GaN 阴极的量子效率曲线在阈值 3.4 eV 处表现出明显的锐截止特性.

加利福尼亚大学伯克利分校空间科学实验室采用梯度掺杂方法制备了变掺杂 GaN 光电阴极, 实验样品采用 30 nm 厚的 AlN 缓冲层, p 型材料采用梯度掺杂, 体内最高掺杂浓度大于 10^{19} cm^{-3} .

表1 变掺杂 NEA GaN 光电阴极量子效率与入射光能量及波长的对应关系

Table 1. The corresponding relationship of quantum efficiency to the incident light energy and wavelength for varied doping NEA GaN photocathode.

	入射光子能量/eV												
	3.1	3.3	3.4	3.5	3.6	3.7	3.8	3.9	4.0	4.5	5.0	5.1	5.17
波长/nm	400	376	365	354	344	335	326	318	310	276	248	243	240
激活后量子效率/%	0.16	0.7	2	11	15	17	18	20	22	33	47	50	56

反射模式下得到的量子效率曲线如图4所示, 在120—350 nm的入射光波长范围内, 量子效率相对平稳, 数值随着入射光波长的减小而增大. 量子效率在120 nm处高达80%, 在130 nm处为70%, 在350 nm处, 尚有接近10%的量子效率, 在阈值点365 nm附近, 也表现出明显的锐截止特性, 阈值带外响应很低, 截至点约在380 nm处^[15]. 通过对比表明, 量子效率曲线的整体变化规律与国内测试结果符合得较好.

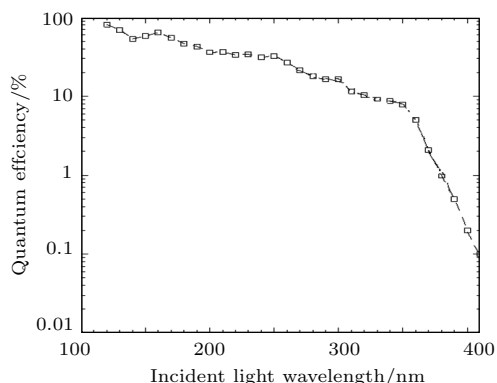


图4 加利福尼亚大学空间科学实验室制备的变掺杂 GaN 光电阴极量子效率曲线

Fig. 4. The quantum efficiency curve for varied doping GaN photocathode from University of California, Space Sciences Laboratory.

5 变掺杂 GaN 光电阴极量子效率特性讨论

变掺杂 GaN 光电阴极量子效率的这种平稳特性是传统紫外阴极如 CsI, CsTe 所不具备的, 传统的 CsI, CsTe 紫外阴极是基于正电子亲和势特性的, 输运到阴极表面的电子必须具有足够大的能量, 穿过较高的表面势垒才能逸出到真空, 这就从本质上限制了此类光电阴极的量子效率, 量子效率不会太高, 而且暗噪声也比较大. CsI 阴极量子效率极不平稳, CsTe 阴极最高量子效率仅略大于 10%. 另一方面, 材料本身的局限性如禁带宽度等特性的限

制, 使得 CsI 阴极的响应波段在 100—200 nm 之间, CsTe 阴极在 120—300 nm 之间, 响应波段还不能像 GaN 光电阴极那样方便调节. CsI, CsTe 紫外光电阴极与 GaN 光电阴极量子效率的对比如图 5 所示^[16].

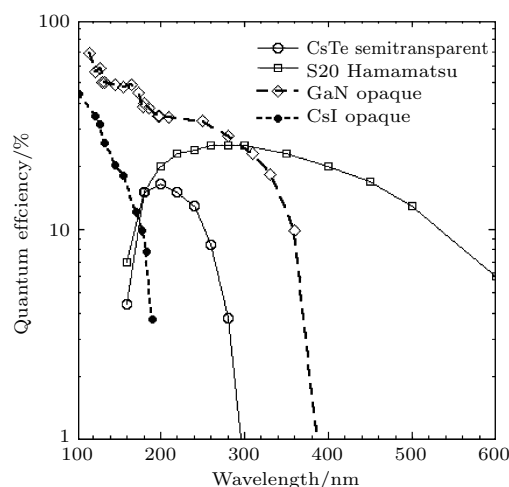


图5 CsI, CsTe 紫外光电阴极与 GaN 光电阴极量子效率比较

Fig. 5. The quantum efficiency comparison between CsI, CsTe UV photocathode and GaN photocathode.

由图3和图4给出的变掺杂 GaN 光电阴极量子效率曲线可知, 在 GaN 阴极响应的紫外波段约 100—400 nm 的范围内, 量子效率随入射光波长的增大而减小. 造成这种现象的主要原因有以下两点. 一是入射光中长波段对应光子的能量相对较小, 与这部分入射光子对应的激发到导带中的光电子数量较少, 导带中的光电子能量也较小, 而光电子能否顺利隧穿表面势垒其能量起决定作用. 这就造成了对应长波段入射光激发的光电子被输运到表面并成功逸出的数量没有短波段多, 进而其对应的量子效率也较低. 二是对于在反射模式下工作的阴极, 入射光是从阴极前表面进入的, 而阴极材料内部对光子的吸收深度随入射光波长的增大而增大, 即入射光波长越长, 被吸收的光子越靠近远离表面的后界面处, 这里产生的一部分光电子要么被

复合掉, 要么在寿命期内无法到达表面附近, 最终影响到长波段对应的电子表面逸出概率, 造成量子效率的降低.

变掺杂 GaN 阴极的量子效率曲线显示: 在阈值 3.4 eV 处曲线表现出明显的锐截止特性, 即在 350—380 nm 区间内, 量子效率曲线快速下降. 这种特性印证了成功激活后变掺杂 GaN 阴极材料的负电子亲和势特性, 原因如下: 光子能量大于 GaN 禁带宽度约 3.4 eV 的入射光子才有可能将价带中电子激发到导带, 通过激活获得的负电子亲和势特性可使导带中产生的光电子比较容易地逸出表面, 所以能量大于 3.4 eV 的入射光对应的量子效率明显提高, 而对能量低于 3.4 eV 的入射光, 理论上外光电效应现象不会发生, 对应的光电发射现象来源于其他因素. 所以负电子亲和势特性可通过量子效率曲线的锐截止特性反映出来.

对变掺杂 GaN 光电阴极, 上述量子效率曲线在 3.4 eV 的阈值处表现出的明显的锐截止特性对提高紫外探测器的灵敏性、有效抑制虚警探测是至关重要的, 这和均匀掺杂阴极是一致的, 变掺杂技术的应用在提高阴极量子效率的同时, 并没有削弱阴极的锐截止特性.

从图 5 可以看出: 在波长 400 nm 处, 本文测试的变掺杂 GaN 阴极量子效率约为 0.16%, 加利福尼亚大学空间科学实验室制备的变掺杂 GaN 光电阴极在波长 380 nm 处还有 1% 的量子效率, 在 400 nm 处量子效率约为 0.1%, 这是材料 p 型重掺杂的结果. 原因如下: 对进行了 p 型重掺杂的变掺杂 GaN 材料, 随着掺杂浓度的提高, p 型掺杂的杂质能级与 GaN 自身的价带发生了重叠效应, 这种重叠效应使得 GaN 材料的禁带宽度变小, 造成材料能带的带尾拖长, 同时禁带压缩变小, 造成原阈值由 3.4 eV 向长波方向偏移, 直到 3.1 eV 处还有光谱响应.

6 结 论

NEA GaN 光电阴极的优良性能使得这类阴极具有美好的发展前景, 在微光探测、紫外探测、真空电子源等领域将获得广泛应用. 本文结合变掺杂阴极的光电发射机理, 给出了变掺杂 GaN 光电阴极的内建电场公式和量子效率公式, 结果表明在特定条件下变掺杂与均匀掺杂阴极的量子效率公式是一致的. 在反射模式下对一种变掺杂 GaN 阴

极进行了激活, 讨论了激活过程中光电流曲线的特点, 原位测试了激活后的量子效率, 结合国内外的研究结果讨论了变掺杂 GaN 阴极量子效率的特性, 并和传统的紫外光电阴极进行了对比, 发现变掺杂 GaN 阴极在较宽的波段内具有平坦的光谱响应和高探测灵敏度要求的锐截止特性. 由于附加了内建电场, 变掺杂阴极的光电发射性能大大提高, 在阴极材料性能处于极限的情况下采用变掺杂技术, 为进一步提高阴极量子效率找到了较好的解决方案.

参考文献

- [1] Yang Y F, Fu R G, Ma L, Wang X H, Zhang Y J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 128504 (in Chinese) [杨永富, 富容国, 马力, 王晓晖, 张益军 2012 物理学报 **61** 128504]
- [2] Machuca F 2003 *Ph. D. Dissertation* (Stanford: Stanford University)
- [3] Wang X H, Shi F, Guo H, Hu C L, Cheng H C, Chang B K, Ren L, Du Y J, Zhang J J 2012 *Chin. Phys. B* **21** 087901
- [4] Du X Q, Tian J, Zhou Q F 2011 *Spectroscop. Spect. Anal.* **31** 1606 (in Chinese) [杜晓晴, 田健, 周强富 2011 光谱学与光谱分析 **31** 1606]
- [5] Zhang Y J, Niu J, Zhao J, Xiong Y J, Ren L, Chang B K, Qian Y S 2011 *Chin. Phys. B* **20** 118501
- [6] Zhang Y J, Chang B K, Yang Z, Niu J, Zou J J 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4541
- [7] Li B, Chang B K, Xu Y, Du X Q, Du Y J, Fu X Q, Wang X H, Zhang J J 2011 *Spectroscop. Spect. Anal.* **31** 2036 (in Chinese) [李飙, 常本康, 徐源, 杜晓晴, 杜玉杰, 付小倩, 王晓晖, 张俊举 2011 光谱学与光谱分析 **31** 2036]
- [8] Niu J, Qiao J L, Chang B K, Yang Z, Zhang Y J 2009 *Spectroscop. Spect. Anal.* **29** 3007 (in Chinese) [牛军, 乔建良, 常本康, 杨智, 张益军 2009 光谱学与光谱分析 **29** 3007]
- [9] Yang Z, Chang B, Zou J, Qiao J, Gao P, Zeng Y, Li H 2007 *Appl. Opt.* **46** 7035
- [10] Zou J J, Chang B K, Yang Z 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2992 (in Chinese) [邹继军, 常本康, 杨智 2007 物理学报 **56** 2992]
- [11] Hao G H, Chang B K, Chen X L, Wang X H, Zhao J, Xu Y, Jin M C 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 097901 (in Chinese) [郝广辉, 常本康, 陈鑫龙, 王晓晖, 赵静, 徐源, 金睦淳 2013 物理学报 **62** 097901]
- [12] Wang X H, Chang B K, Zhang Y J, Hou R L, Xiong Y J 2011 *Spectroscop. Spect. Anal.* **31** 2655 (in Chinese) [王晓晖, 常本康, 张益军, 侯瑞丽, 熊雅娟 2011 光谱学与光谱分析 **31** 2655]
- [13] Li B 2013 *Ph. D. Dissertation* (Nanjing: Nanjing University of Science and Technology) (in Chinese) [李飙 2013 博士学位论文 (南京: 南京理工大学)]
- [14] Wang X H 2013 *Ph. D. Dissertation* (Nanjing: Nanjing University of Science and Technology) (in Chinese) [王晓晖 2013 博士学位论文 (南京: 南京理工大学)]

[15] Siegmund O H W, Tremsin A S, Vallerger J V, McPhate J B, Hull J S, Malloy J, Dabiran A M 2008 *Proc. SPIE* **7021** 70211B

[16] Siegmund O, Vallerger J, McPhate J, Malloy J, Tremsin A, Martin A, Ulmer M, Wessels B 2006 *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **567** 89

Quantum efficiency for reflection-mode varied doping negative-electron-affinity GaN photocathode*

Qiao Jian-Liang^{1)†} Xu Yuan²⁾ Gao You-Tang¹⁾ Niu Jun¹⁾ Chang Ben-Kang²⁾

1) (School of Electronic and Electrical Engineering, Nanyang Institute of Technology, Nanyang 473004, China)

2) (School of Electronic Engineering and Optoelectronic Techniques, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

(Received 8 October 2016; revised manuscript received 23 November 2016)

Abstract

As a new kind of ultraviolet photocathode material, the negative-electron-affinity (NEA) GaN photocathode needs to further improve its photoemission performance and the stable performance in practical applications. Under the limit of GaN photocathode material growth level, how to further improve the quantum efficiency of cathode is an important problem. The varied doping technology can help to solve the problem under such circumstances. According to the photoemission mechanism of varying doping NEA GaN photocathode material, the built-in electric field formulas and the quantum efficiency formulas for reflection-mode varied doping NEA GaN photocathode are given. The preliminary structure of varied doping NEA GaN photocathode is designed. The varied doping material sample is divided into four layers according to the doping concentration. Using the self-developed experimental equipment, the varied doping GaN photocathode sample is activated with Cs/O. The activation process and the change characteristics of photocurrent for varied doping NEA GaN photocathode are discussed. At the beginning, the photocurrent is increased steady with the introduction of Cs, then the “Cs kill” phenomenon appears in the presence of excessive Cs. After the introduction of O, the photocurrent value starts to rise again. The spectral response of varied doping GaN photocathode is tested *in situ* after activation, and the quantum efficiency values ranging from 240 nm to 354 nm are obtained. On the basis of the obtained experimental results of quantum efficiency, combining to the typical quantum efficiency curve from University of California, the characteristics of quantum efficiency curves are analyzed. The results show that the quantum efficiency value for reflection-mode varied doping NEA GaN photocathode can reach 56% at 240 nm because of the built-in electric field, yet the quantum efficiency maximum value for uniform doping GaN photocathode is only 37% at 230 nm. The tested quantum efficiency maximum value of varied doping NEA GaN photocathode is improved much more than that of the uniform doping GaN photocathode. In a wider range of the incident light wavelength, the quantum efficiency of varied doping NEA GaN photocathode is relatively stable, and the excellent properties of varied doping GaN photocathode are confirmed. The reason why the value of quantum efficiency decreases with the increase of incident light wavelength is given. First, the photon energy decreases with the increase of incident light wavelength. Second, the incident light is absorbed from the front surface of cathode for reflection mode. In addition, the quantum efficiency curves of varied doping GaN photocathode show obvious sharp cut-off characteristics near the threshold, and the sharp cut-off characteristic is necessary for high detection sensitivity. The property of negative electron affinity for varied doping GaN cathode material after successful activation is also proved by the sharp cut-off feature.

Keywords: GaN, photocathode, varied doping, quantum efficiency

PACS: 79.60.-i, 72.80.Ey, 73.61.Ey, 73.20.At

DOI: 10.7498/aps.66.067903

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61371058).

† Corresponding author. E-mail: qjlqsy@sohu.com