

透射式负电子亲和势 GaN 光电阴极的光谱响应研究*

王晓晖¹⁾ 常本康^{1)†} 钱芸生¹⁾ 高频¹⁾ 张益军¹⁾ 乔建良¹⁾ 杜晓晴²⁾

1) (南京理工大学电子工程与光电技术学院, 南京 210094)

2) (重庆大学光电工程学院, 重庆 400030)

(2010年7月20日收到; 2010年8月22日收到修改稿)

利用金属有机化合物化学气相沉积(MOCVD)生长了发射层厚度为150 nm、掺杂浓度为 $1.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 的透射式 GaN 光电阴极,并在超高真空激活系统中对其进行了激活.通过多信息量测试系统进行了测试,发现透射式负电子亲和势(NEA)GaN 光电阴极的量子效率曲线成一个“门”的形状,在255—355 nm 波段有较大且平坦的响应,在290 nm 处取得最大值为13%,由于 AlN 缓冲层对短波段光的吸收系数较大,在小于255 nm 的波段量子效率出现了下降,当波长大于355 nm 时,量子效率也出现了下降,在 GaN 的阈值波长365 nm 处降至3.5%,在385 nm 处只有0.1%的量子效率,在长波段表现出了较好的截止特性.通过求解半导体载流子的扩散方程推导了透射式 NEA GaN 光电阴极的量子效率公式,根据公式对影响透射式 NEA GaN 光电阴极量子效率的主要因素:电子逸出概率、电子扩散长度、后界面复合率和发射层的厚度进行了分析和讨论,为下一步材料结构的优化设计奠定了基础.

关键词: 透射式, NEA GaN 光电阴极, 量子效率

PACS: 79.60.-i, 72.80.-r, 73.20.-r, 73.61.-r

1. 引言

负电子亲和势(NEA) GaN 光电阴极具有量子效率高、暗发射小、物理化学性质稳定、发射电子能量分布集中等优点^[1-3],作为电子源,在平板电子印刷等方面有着重要的应用价值^[4,5],以 NEA GaN 为阴极的紫外真空探测器在火箭跟踪、大气监测、火情告警等领域也有着广泛的应用前景^[6].

目前对于反射式的 GaN 光电阴极研究较多, Machuca 等测得 Cs/O 激活后的 GaN 光电阴极在256 nm 处的量子效率为25%^[7], Oswald 等在120 nm 处获得了高达70%的量子效率^[8],国内在这方面也有研究,乔建良等测得反射式 GaN 光电阴极在230 nm 具有37.4%的量子效率^[1].然而在实际应用中,透射模式是光电器件的理想结构模式,在光电探测器件的实际制造中有着反射式不可比拟的优势,国外在透射式的 NEA GaN 光电阴极方面已进行了研究, Mizuno 等研究发现,半透明的 GaN 光

电阴极的量子效率达到了25%^[9], Ulmer 在270 nm 左右获得了约28%的量子效率^[10],尚未查到国内在透射式 GaN 光电阴极方面的相关报道.本文对透射式 NEA GaN 光电阴极的激活过程和量子效率进行研究,给出了量子效率的公式,对影响透射式 NEA GaN 光电阴极量子效率的因素进行了分析和讨论.

2. 实验与结果

此次实验采用的是金属有机化合物化学气相沉积(MOCVD)生长的 p 型 GaN 材料,以直径为8 mm Al_2O_3 (蓝宝石)为基底,沿 c 轴方向首先生长一层厚度为20 nm 的 AlN 作为缓冲层,再外延一层厚度为150 nm 的 p 型 GaN,掺杂元素为 Mg,掺杂浓度为 $1.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$,样品的结构如图1所示.

样品在超高真空系统中采用 Cs/O 交替的方法进行激活,系统的极限真空度在 $2 \times 10^{-8} \text{ Pa}$ 左右.激活过程中用氙灯从反射式方向照射 GaN 光电阴

* 国家自然科学基金(批准号:60871012,60701013)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: bkchang@mail.njust.edu.cn

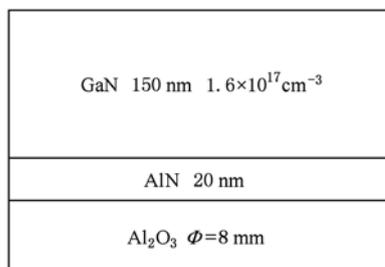


图1 NEA GaN 光电阴极的结构图

极,通过观测光电流的变化可以精确控制进 Cs, O 的量,光电流的变化曲线如图 2 所示,从图中可以看出,在无光照时系统有 0.08 μA 左右的暗电流,打开氙灯后光电流为 0.35 μA ,说明未激活时 GaN 光电阴极已经有 0.27 μA 左右的光电流. 单独进 Cs 激活后,光电流开始迅速增大,在 28min 时达到了 1.53 μA 左右,此时光电流已难以继续增长,保持 Cs 源开,同时开始进 O,在光电流达到极大值时关 O,待降至极大值的 90% 左右时再次开 O,经过六次反复光电流达到了 1.76 μA 左右,前后两个光电流极大值已相差非常小,此时先关闭 O 源,然后关闭 Cs 源,结束激活过程,立即测试 NEA GaN 光电阴极的光谱响应.

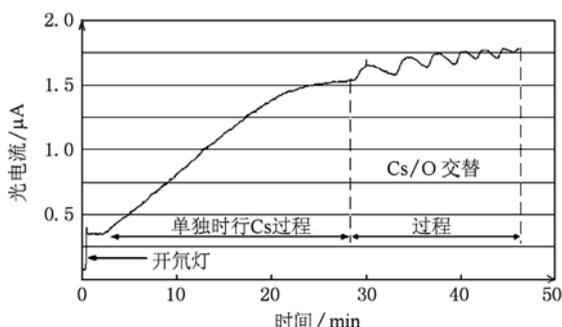


图2 Cs/O 激活过程中光电流的变化曲线

通常用量子效率 $Y(h\nu)$ 来评估光电阴极的性能,而实际中测量的是光谱响应值,通过公式可以将两者进行转换,公式如下:

$$Y(h\nu) = 1.24S_\lambda/\lambda, \quad (1)$$

式中 S_λ 为光谱响应 (mA/W), λ 为波长 (nm). 通过 (1) 式可以计算出透射式 NEA GaN 光电阴极的量子效率,曲线如图 3 所示,图中横坐标为入射光子能量,纵坐标为量子效率值. 从图中可以看出,透射式 NEA GaN 光电阴极的量子效率曲线成一个“门”字的形状,在 255—355 nm 波段具有较高且相对平坦

的量子效率,在 290 nm 处达到了 13% 的最大值,当入射光波长大于 355 nm 时量子效率则开始迅速下降,在 355 nm 处形成明显的拐点,在阈值波长 365 nm 处量子效率降至 3.5% 左右,在波长 385 nm 处,量子效率只有 0.1%,表现出了较好的长波截止特性. 与反射式 NEA GaN 光电阴极不同的是,透射式的量子效率在短波段出现了下降,从图中可以看到,当波长小于 255 nm 时透射式 NEA GaN 光电阴极的量子效率开始迅速下降,240 nm 处的量子效率降到了 0.6% 左右,而反射式在短波段仍有较高的量子效率^[1],这是因为透射式的入射光线是照射在蓝宝石衬底上的,透过衬底后要经过一个缓冲层才能到达 GaN 发射层,由于缓冲层 AlN 的禁带宽度较大,对短波段光的吸收系数较大,所以在缓冲层大部分的短波光会被吸收,难以到达 GaN 发射层,最终导致透射式 NEA GaN 光电阴极的量子效率在短波段会出现下降.

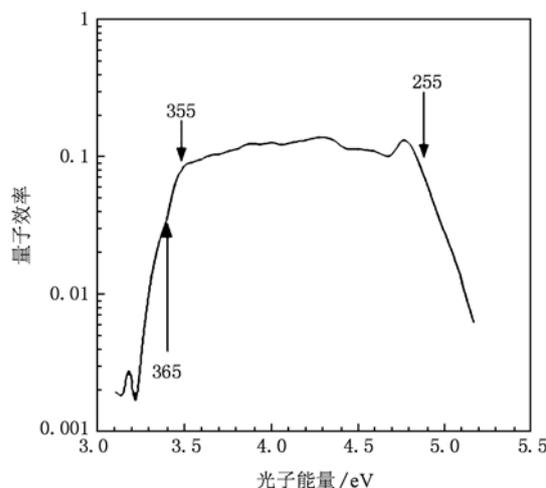


图3 透射式 NEA GaN 光电阴极量子效率曲线

3. 分析与讨论

透射式 NEA GaN 光电阴极的光电发射过程如图 4 所示,图中 E_c 为导带能级, E_v 为价带能级, E_f 为费米能级, E_{vac} 为真空能级, E_g 为 GaN 的禁带宽度. 根据 Spicer 光电发射三步模型理论^[11,12],透射式 NEA GaN 光电阴极的光电发射过程可以分为以下三步.

第一步 GaN 价带中的电子受到光照被激发至导带,此过程主要与 GaN 材料的吸收系数 α_{hv} 和能带结构有关,当光子能量 $h\nu$ 在 3.2—5 eV 范围

时,吸收系数 α_{hv} 随入射光子能量 $h\nu$ 的增加迅速变大,由于吸收系数的不同,不同能量光子在 GaN 中的吸收长度也不同,入射光子能量越大,吸收长度越短,这样,短波段的光大多在靠近后界面处被吸收,激发的光电子离表面较远,相对长波段的光电子更难输运至表面,这也是透射式 NEA GaN 光电阴极量子效率在短波段会下降的一个原因.

第二步 被激发到导带中的光电子在扩散作用下向表面输运,此过程中光电子要受到声子散射、电离杂质散射等作用而损失能量,迅速在导带底热化,热化电子继续往 GaN 表面扩散,扩散过程中部分电子会与空穴复合而消失,只有扩散到阴极表面未被复合的电子才有可能发射到真空中.

第三步 到达表面的光电子逸出到真空,由于是负电子亲和势,光电子只要通过隧道效应越过一个表面势垒即可逸出的真空中,但并不是所有的光电子都能逸出到真空,而是存在一个逸出概率,即电子遂穿表面势垒的透射系数,逸出概率的大小与光电子的能量和表面势垒的形状有关,根据双偶极子模型,NEA GaN 光电阴极的表面势垒由两个近似的三角形势垒构成^[13],如图 4 所示.

在讨论了透射式 NEA GaN 光电阴极的光电发射过程后,我们来推导其量子效率的公式. 阴极中载流子的扩散方程式为^[14]

$$D_n \frac{d^2 n(x)}{dx^2} - \frac{n(x)}{\tau} + g(x) = 0, \quad (2)$$

式中 $n(x)$ 为少数载流子(电子)的浓度, τ 为少数载流子(电子)寿命, D_n 为电子的扩散系数, $g(x)$ 为光电子产生函数,它的表达式为

$$Y(h\nu) = \frac{P \cdot (1 - R) \cdot \alpha_{hv} L_D}{\alpha_{hv}^2 L_D^2 - 1} \times \left\{ \frac{\alpha_{hv} D_n + S_v}{(D_n/L_D) \cdot \cosh(T_e/L_D) + S_v \cdot \sinh(T_e/L_D)} - \frac{\exp(-\alpha_{hv} T_e) \cdot [S_v \cdot \cosh(T_e/L_D) + (D_n/L_D) \cdot \sinh(T_e/L_D)]}{(D_n/L_D) \cdot \cosh(T_e/L_D) + S_v \cdot \sinh(T_e/L_D)} - \alpha_{hv} L_D \cdot \exp(-\alpha_{hv} T_e) \right\}, \quad (5)$$

式中, L_D 为电子扩散长度, S_v 为后界面复合速率, T_e 为阴极发射层的厚度. (5) 式中可以发现,影响透射式 NEA GaN 光电阴极量子效率的主要因素为 P , L_D , S_v 和 T_e , 下面结合(5)式来对这四个因素进行具体的分析和讨论.

3.1. 电子逸出概率 P

在 Spicer 的光电发射三步模型理论中,光电阴

$$g(x) = (1 - R) \cdot I_0 \cdot \alpha_{hv} \times \exp(-\alpha_{hv} x), \quad (3)$$

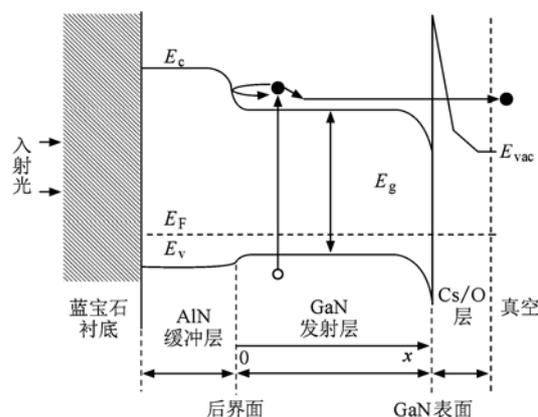


图 4 透射式 NEA GaN 光电阴极发射示意图

式中 I_0 为入射光强度, R 是阴极材料对入射光的反射率, x 是阴极发射层中某点到后界面的距离. 通过(2)式可求得扩散电子的浓度 $n(x)$, 如果用 P 表示电子逸出表面势垒的概率, 则发射到真空中的电子流密度 J 为

$$J = P \cdot D_n \left. \frac{dn(x)}{dx} \right|_{x=T_c}, \quad (4)$$

对透射式 GaN 光电阴极, 上述方程的边界条件为

$$\left. D_n \frac{dn(x)}{dx} \right|_{x=0} = S_v \cdot n(x) \Big|_{x=0},$$

$$n(x) \Big|_{x=T_c} = 0.$$

最后可由 $Y = J/I_0$ 求出透射式 NEA GaN 光电阴极的量子效率公式为

极内的光电子通过扩散作用到达阴极表面时, 由于存在一个表面势垒, 光电子必须穿越这个势垒才能逸出到真空中^[11,12], 电子逸出概率 P 指的就是到达表面的光电子穿越表面势面逸出到真空的概率. (5) 式中可以发现, P 越大, 量子效率就越大. 从材料设计角度出发, p 型掺杂的掺杂浓度是影响 P 的主要因素, 在一定范围内掺杂浓度越大, 光电阴极表面处的能带弯曲区的宽度就越小, 电子所受到的

散射就越小,越有利于光电子的逸出^[15],所以电子逸出概率 P 会随掺杂浓度的增加而变大.

3.2. 电子扩散长度 L_D

激发到导带底的光电子会通过扩散作用向表面输运,在这个过程中电子被复合前所运动的距离称为电子扩散长度 L_D . (5)式中可以发现, L_D 越大,量子效率就越大,从光电发射的过程也是容易理解的,光电子运动的距离越长,就有越多的光电子可以到达 NEA GaN 光电阴极的表面,发射至真空中的光电子也越多. L_D 受电子的扩散系数 D_n 和电子寿命 τ_n 的影响,有如下关系:

$$L_D = \sqrt{D_n \tau_n}, \quad (6)$$

电子扩散系数 D_n 和电子寿命 τ_n 都与半导体中的散射作用相关,随着 GaN 的 p 型掺杂浓度的增加,体内散射增强,会导致电子扩散系数和电子寿命的减小,电子扩散长度也会降低.

3.3. 后界面复合速率 S_r

透射式 NEA GaN 光电阴极中,AlN 缓冲层和 GaN 发射层之间的界面称之为后界面.从图 4 中可以看到,由于 AlN 缓冲层的禁带宽度要比 GaN 发射层的大,因此在后界面处存在着一个势垒,由于这个势垒的存在,在后界面附近的发射层中产生的光电子向衬底方向扩散时,就会被该势垒阻挡而不能进入 AlN 缓冲层,因此该势垒就相当于一个光电反射器,有利于光电子向 GaN 表面方向的扩散.然而当后界面处存在缺陷时,扩散到该处的光电子就有可能被这些缺陷所俘获,使得光电子不能再返回发射层并最终到达 GaN 表面,后界面复合速率 S_r 指的就是 GaN 光电阴极后界面处光电子的复合速率.(5)式中可以看出,量子效率会随 S_r 的增大而减小,即 S_r 越大,在后界面处因复合而损失掉的光电子就越多,能够到达 GaN 表面的光电子就越少,量子效率也会随之降低,而当 S_r 很小时,后界面就起到了阻挡光电子向衬底方向扩散的作用.后界面复合速率 S_r 与后界面处的缺陷有关,而在透射式 NEA GaN 光电阴极后界面上存在缺陷的主要原因是 AlN 缓冲层和 GaN 发射层之间存在失配位错,所以在 GaN 光电阴极的外延过程中,控制好工艺,降低失配位错密度是非常重要的,可以有效的减小后界面复合速率 S_r .

3.4. 阴极发射层的厚度 T_e

对于反射式 NEA GaN 光电阴极,当发射层厚度 T_e 大于电子扩散长度 L_D 时,对量子效率就没有太大的影响,而透射式光电阴极的发射层厚度 T_e 对其量子效率的影响要相对复杂一些.透射式光电阴极的光是从衬底方向入射,相对反射式来说产生的光电子离 GaN 表面较远,尤其是短波段的光,由于吸收系数较大,在离后界面较近处的 GaN 发射层就会被完全吸收,所激发的光电子离 GaN 表面较远,因此如果 T_e 太大,光电子就需要运动较长的距离才能到达 GaN 表面,由于电子扩散长度 L_D 是有限的,能到达 GaN 表面的光电子就会减少,光电阴极的量子效率就会降低;如果 T_e 太小,入射光就不能被 GaN 发射层所充分吸收,较多的光就会透过发射层而没有被利用,量子效率也不会太高.因此,透射式 NEA GaN 光电阴极的发射层厚度 T_e 存在一个最佳值,大于和小于这个最佳厚度量子效率都会降低.

分析了以上四个影响透射式 NEA GaN 光电阴极量子效率的主要因素之后,可以发现在材料设计中,掺杂浓度同时影响着电子逸出概率 P 和电子扩散长度 L_D ,所以应该存在一个最佳的掺杂浓度,太高或太低的掺杂浓度都不能获得理想的量子效率.同样发射层的厚度也存在一个最佳的值,只有在最佳厚度时,才能保证光线被充分吸收且较多的光电子能够扩散至 GaN 表面.在以后的工作中将对透射式 NEA GaN 光电阴极的最佳掺杂浓度和最佳发射层厚度进行深入的研究.

4. 结 论

通过激活实验获得了透射式 NEA GaN 光电阴极,测试了光谱响应并绘制了量子效率曲线,发现与反射式不同,透射式 NEA GaN 光电阴极的量子效率成一个“门”形,在 255—355 nm 波段有较大且平坦的响应,在 290 nm 获得 13% 左右的量子效率,大于阈值波长的波段量子效率截止较为明显,由于 AlN 缓冲层的吸收,短波段的量子效率也迅速下降.通过求解扩散方程得到了透射式 NEA GaN 光电阴极的量子效率公式,并且分析了影响其量子效率大小的主要因素,包括阴极的厚度、后界面复合率、电子扩散长度和电子逸出概率,为以后设计更高性能的透射式 NEA GaN 光电阴极打下基础.

- [1] Qiao J L, Chang B K, Qian Y S, Du X Q, Zhang Y J, Gao P, Wang X H, Guo X Y, Niu J, Gao Y T 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3577 (in Chinese) [乔建良、常本康、钱芸生、杜晓晴、张益军、高频、王晓晖、郭向阳、牛军、高有堂 2010 物理学报 **59** 3577]
- [2] Jia L, Xie E Q, Pan X J, Zhang Z X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3377 (in Chinese) [贾璐、谢二庆、潘孝军、张振兴 2009 物理学报 **58** 3377]
- [3] Feng Q, Wang F X, Hao Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3587 (in Chinese) [冯倩、王峰祥、郝跃 2004 物理学报 **53** 3587]
- [4] Machuca F, Sun Y, Liu Z, Loakeimidi K, Pianetta P, Pease R F W 2000 *J. Vac. Sci. Technol.* **18** 3042
- [5] Machuca F, Liu Z, Maldonado J R, Coyle S T, Pianetta P, Pease R F W 2004 *J. Vac. Sci. Technol.* **22** 3565
- [6] Zhou M, Zhao D G 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4570 (in Chinese) [周梅、赵德刚 2008 物理学报 **57** 4570]
- [7] Machuca F, Liu Z, Sun Y, Pianetta P, Spicer W E, Pease R F W 2003 *J. Vac. Sci. Technol.* **B 21** 1863
- [8] Oswald H W, Siegmund, Anton S, Tremsin, John V, Vallergera, Jason B, McPhate, Jeffrey S, Hull, James M, Amir M D 2008 *Proc. SPIE* **7021** 70211B
- [9] Mizuno I, T Nihashi, T Nagai, M Niigaki, Y Shimizu, K Shimano, K Katoh, T Ihara, K Okano, M Matsumoto, M Tachino 2008 *Proc. SPIE* **6945** 69451N
- [10] Ulmer M P, Wessels B W, Han B, Gregie J, Tremsin A S, Siegmund O H W 2003 *Proc. SPIE* **5164** 144
- [11] Spicer W E 1958 *Phys. Rev.* **112** 114
- [12] Spicer W E, HerreraGómez A 1993 *Proc. SPIE* **2022** 18
- [13] Qiao J L, Chang B K, Du X Q, Niu J, Zou J J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2855 (in Chinese) [乔建良、常本康、杜晓晴、牛军、邹继军 2010 物理学报 **59** 2855]
- [14] Antypas G A, James L W, Uebbing J J 1970 *J. Appl. Phys.* **41** 2888
- [15] Du X Q, Chang B K, Zong Z Y 2004 *J. Vac. Sci. Technol.* **24** 195 (in Chinese) [杜晓晴、常本康、宗志园 2004 真空科学与技术学报 **24** 195]

Study of spectral response for transmission-mode NEA GaN photocathodes*

Wang Xiao-Hui¹⁾ Chang Ben-Kang^{1)†} Qian Yun-Sheng¹⁾ Gao Pin¹⁾
Zhang Yi-Jun¹⁾ Qiao Jian-Liang¹⁾ Du Xiao-Qing²⁾

1) (Institute of Electronic Engineering and Optoelectronic Technology, Nanjing University of Science & Technology, Nanjing 210094, China)

2) (College of Optoelectronic Engineering, Chongqing University, Chongqing 400030, China)

(Received 20 July 2010; revised manuscript received 22 August 2010)

Abstract

Transmission-mode GaN photocathodes with the emission layer thickness of 150 nm and the doping concentration of $1.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ were grown by metal-organic chemical vapor deposition (MOCVD) and were activated in ultra-high vacuum system. The result was tested by Multi-information test system. The shape of transmission-mode NEA GaN photocathode quantum yield curves looks like the Chinese character 门 for “door”, the photocathode had flat and high response between 255 and 355 nm, the highest quantum yield of 13% appeared at 290 nm. When the wavelength was less than 255 nm the quantum yield was decreased because of the high absorption coefficient of AlN buffer layer at short wavelengths. The quantum yield was also decreased beyond 355 nm and fell to 3.5% at the threshold of 365 nm, the quantum yield at 385 nm was reduced to 0.1% and the cut-off character of long wave was well shown. The quantum yield formula of transmission-mode GaN photocathode has been solved from diffusion equations, and the main factors affecting the quantum yield mostly, including electron diffusion length, electron escape probability, active-layer thickness and the back-interface recombination velocity, were analysed and discussed. The future work is optimizing the structure of the photocathodes.

Keywords: transmission-mode, NEA GaN photocathodes, quantum efficiency

PACS: 79.60.-i, 72.80.-r, 73.20.-r, 73.61.-r

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60871012, 60701013).

† Corresponding author. E-mail: bkchang@mail.njust.edu.cn