

发射层厚度对反射式 GaAs 光电阴极性能的影响*

邹继军^{1,2}, 高频², 杨智², 常本康²

(1 东华理工大学 电子工程系, 江西 抚州 344000)

(2 南京理工大学 电子工程与光电技术学院, 南京 210094)

摘 要:通过求解扩散方程, 推导了含有后界面复合速率的反射式 GaAs 光电阴极量子效率公式, 并利用 MBE 在 GaAs (100) 衬底上外延生长了发射层厚度分别为 1.6 μm 、2.0 μm 和 2.6 μm , 掺杂浓度为 $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ 的三个反射式 GaAs 阴极样品, 进行了激活实验. 实验结果显示: 随着发射层厚度的增加, 阴极的长波量子效率和灵敏度都有所提高, 而这种提高与阴极电子扩散长度的增长有关. 同时, 理论仿真研究发现, 当后界面复合速率小于或等于 10^5cm/s 时, 阴极发射层有一个最佳厚度, 此时阴极灵敏度最高. 后界面复合速率对阴极灵敏度在发射层厚度较小时影响较大, 而随着厚度的增大阴极灵敏度最终趋于稳定.

关键词:GaAs 光电阴极; 量子效率; 积分灵敏度; 发射层厚度

中图分类号: TN223

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2008)06-1112-4

0 引言

GaAs 光电阴极由于量子效率高、长波响应好, 在高性能微光像增强器、自旋电子学等众多领域获得了广泛的应用^[1-4], 而 GaAs 光电阴极的性能主要取决于两个方面: GaAs 阴极材料和 Cs/O 激活工艺. 阴极材料电子扩散长度和后界面复合速率的大小对阴极体内光电子往表面的扩散有决定性的影响, 而激活工艺则影响阴极的表面势垒, 决定阴极表面电子的逸出几率^[5-6]. 阴极光电子的逸出可由 Spicer 的光电发射三步模型来描述^[7], 而定量的描述这一过程一般采用量子效率公式. 依据入射光方向的不同, GaAs 阴极分反射式和透射式两种, 两者有不同的量子效率公式^[7-9]. 透射式阴极由于存在缓冲层和发射层, 因而在量子效率公式中考虑了后界面复合的问题, 而在现有的反射式阴极量子效率公式中^[8], 假定发射层为无穷厚, 因而界面复合因素未作考虑. 然而实际的反射式阴极材料多采用 MOCVD 或 MBE 外延片, 在外延层与衬底之间有一个界面, 自然存在界面复合, 而且当外延层厚度改变时, 界面复合的影响将会不同, 因而采用外延片作反射式阴极材料时, 需要考虑界面复合因素.

本文推导了含有后界面复合速率的反射式 GaAs 光电阴极量子效率公式, 并进行了不同外延层厚度反射式阴极的激活实验, 利用推导的量子效

率公式对实验结果进行了拟合分析, 同时仿真研究了材料性能参量对阴极积分灵敏度的影响.

1 反射式 GaAs 光电阴极量子效率公式

设反射式 GaAs 光电阴极采用外延片, 即在 GaAs (或 GaAlAs) 衬底上通过外延工艺 (MBE 或 MOCVD) 生长一层一定厚度的高浓度 p 型掺杂发射层, 其具体结构如图 1. 在衬底和发射层之间有一个界面, 称之为后界面, 并设其 x 坐标为 0, 其到阴极面的距离为 T_e , T_e 即为发射层的厚度. 光子从阴极面入射, 被发射层材料不断吸收, 而激发出光电子, 光电子在向阴极面扩散的过程中, 将会受到后界面复合速率的影响, 根据半导体材料中少子运动规律可得如式(1)所示的反射式阴极中电子所遵循的一维扩散方程. 在该方程中未考虑衬底的光电贡献, 这主要是由于衬底的电子扩散长度较小且又远离阴极面, 其中能扩散到阴极面的电子很少.

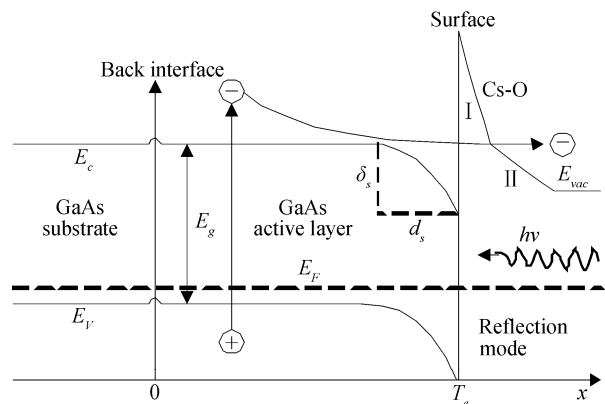


图 1 反射式 GaAs 光电阴极结构图

Fig. 1 Structure of reflection-mode GaAs cathodes

*国家自然科学基金(60678043)、江西省自然科学基金(2007GQS0412)和江西省教育厅科技计划项目(GJJ08298)
Tel: 025-84303305 Email: jjzhou@ecit.edu.cn
收稿日期: 2007-01-14

$$D_n \frac{d^2 n(x)}{dx^2} - \frac{n(x)}{\tau} + \alpha_{bv} I_0 (1-R) \exp[-\alpha_{bv}(T_e - x)] = 0, x \in [0, T_e] \quad (1)$$

式(1)的边界条件为: $D_n \frac{dn(x)}{dx} \Big|_{x=0} = S_V n(0)$, $n(T_e) = 0$. 式中 D_n 为 GaAs 阴极材料电子的扩散系数, $n(x)$ 为扩散电子浓度, I_0 为入射光强度, R 为阴极表面对入射光的反射率, α 为阴极对入射光的吸收系数, τ 为光电子寿命, S_V 为后界面复合速率.

$$Y(h\nu) = \frac{P(1-R)\alpha_{bv}L_D}{\alpha_{bv}^2 L_D^2 - 1} \times \left[\frac{(S_V - \alpha_{bv} D_n) \exp(-\alpha_{bv} T_e)}{\left(\frac{D_n}{L_D}\right) \cosh\left(\frac{T_e}{L_D}\right) + S_V \sinh\left(\frac{T_e}{L_D}\right)} - \frac{S_V \cosh\left(\frac{T_e}{L_D}\right) + \left(\frac{D_n}{L_D}\right) \sinh\left(\frac{T_e}{L_D}\right)}{\left(\frac{D_n}{L_D}\right) \cosh\left(\frac{T_e}{L_D}\right) + S_V \sinh\left(\frac{T_e}{L_D}\right)} + \alpha_{bv} L_D \right] \quad (2)$$

式(2)中若令 $T_e = \infty$, 则可得到传统的反射式阴极量子效率公式^[7-8]

$$Y(h\nu) = \frac{P(1-R)}{1 + 1/\alpha_{bv} L_D} \quad (3)$$

2 实验

反射式阴极激活实验在 GaAs 光电阴极多信息量测试与评估系统上进行^[5-6]. 实验采用 MBE 外延片, 即在 p 型 GaAs 衬底上, 通过 MBE 外延一层 p 型 Be 掺杂的发射层, 掺杂浓度为 $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. 利用 MBE 共外延生长了发射层厚度分别为: $1.6 \mu\text{m}$ 、 $2.0 \mu\text{m}$ 和 $2.6 \mu\text{m}$ 的三个样品. 样品激活前先用氢氟酸等进行化学清洗, 化学清洗后将样品送至激活系统的加热位置, 当超高真空系统的本底真空度不低于 $1 \times 10^{-7} \text{ Pa}$ 时进行加热处理. 加热温度为 640°C , 时间 20 min, 控制加热过程中真空度不低于 $1 \times 10^{-6} \text{ Pa}$. 加热处理结束, 待样品自然冷却到 60°C 左右开始激活, 此时真空度恢复到 $1 \times 10^{-7} \text{ Pa}$ 以上. 激活时, 用一个 $12\text{V}/50\text{W}$ 的卤钨灯照射阴极面, 通过观察阴极产生的光电流来决定 Cs、O 的进或停. 激活采用 Cs 源连续, O 源断续的“yo-yo”工艺来进行^[6, 10-11]. 在激活结束后, 用光谱响应测试仪^[2, 5]对 GaAs 光电阴极的量子效率进行了在线测试.

3 实验结果与讨论

图 2 为三个样品激活结束后测试的量子效率曲线. 从图中可以看出, 随着阴极发射层厚度的增加, 阴极的长波量子效率不断提高, 而短波量子效率则变化不大, $2.0 \mu\text{m}$ 样品计算的积分灵敏度比 $1.6 \mu\text{m}$ 提高了 9%, 而 $2.6 \mu\text{m}$ 则比 $2.0 \mu\text{m}$ 提高了 7%, 这说明在一定范围内增加发射层厚度有利于提高反射式阴极的长波响应和灵敏度. 但如何从理论上解释上述现象, 是否发射层厚度越厚越好, 这些问题需借

通过求解式(1)可得 $n(x)$, 若设 P 为电子穿越能带弯曲区并越过表面势垒的几率, L_D 为 GaAs 阴极材料电子扩散长度, α_{bv} 为阴极对入射能量为 $h\nu$ 的光子的吸收系数, 则由 $J = PD_n \frac{dn}{dx} \Big|_{x=T_e}$ 可求出发射到真空中的电子流密度, 最后由 $Y = J/I_0$ 求出的反射式阴极量子效率公式为

助推导的量子效率公式来进行深入的分析.

依据式(2)可对图 2 中的量子效率曲线进行理论拟合, 得到列于表 1 中的 S_V 和 L_D . 三个样品拟合的 S_V 变化不大, 而 L_D 则随厚度的增加有较明显的增长. 由于 L_D 的增长, 当阴极厚度增加时低能光子激发的光电子才能更多的逸出, 同时 S_V 的影响则减小, 因而长波响应和灵敏度得以提高. L_D 之所以随发射层厚度而增加, 可能与衬底及阴极的外延生长有关, 衬底尽管也是 GaAs, 但其表面的杂质、位错或缺陷会对随后的生长造成影响, 而当外延层厚度增加时, 这种影响就会减小, 生长质量相应提高.

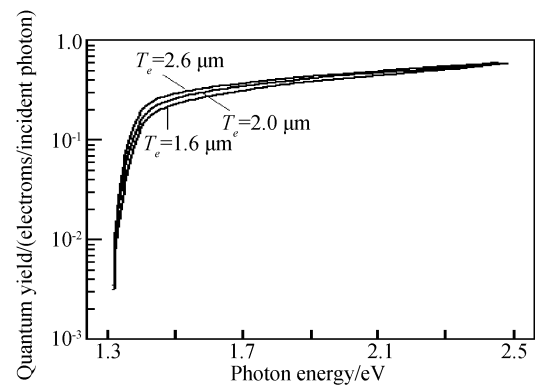


图 2 不同厚度反射式 GaAs 光电阴极量子效率曲线
Fig. 2 Quantum yield curves of reflection-mode GaAs cathodes with different active-layer thickness

表 1 不同发射层厚度阴极性能参量拟合结果

发射层厚度/ μm	后界面复合速率/ ($\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$)	电子扩散长度/ μm
1.6	10^5	1.2
2.0	10^5	1.5
2.6	10^4	2.0

为了深入的分析发射层的厚度与阴极灵敏度之间的关系, 以及 L_D 或 S_V 的变化对灵敏度的影响, 依据式(2)得到了如图 3 所示的不同 L_D 或 S_V 时阴极灵敏度随发射层厚度的变化曲线. 从图 3(a)中可

可以看出,当保持 $S_V = 10^0 \text{ cm/s}$ 不变而 L_D 变化时,阴极灵敏度随 L_D 的增大而增大,而在同一个 L_D 情况下,阴极灵敏度的变化则出现一个非常有趣的现象,即阴极发射层并非越厚越好,而是有一个最佳值,此时阴极灵敏度最高.上述现象与 S_V ($S_V \leq 10^5 \text{ cm/s}$) 小有关,这一点在图 3(b)中得到了更好的体现,当 $S_V \geq 10^6 \text{ cm/s}$ 时,则阴极灵敏度会随厚度而增加直至稳定.这是因为 S_V 很大时,增加厚度可以减小其对阴极灵敏度的影响,而 S_V 很小时,其对灵敏度的影响也很小,反而后界面能作为一个阻挡面阻挡电子往衬底的扩散.图 3(a)中当 L_D 分别等于 0.5、1.2、1.5、2.0 和 4.0 μm 时,发射层的最佳厚度分别为 0.8、1.5、1.7、2.1 和 3.6 μm .上述最佳厚度现象在实际的 GaAs 衬底外延的 GaAs 发射层上不一定会出现,但如果像透射式阴极一样,衬底为 GaAlAs,则由于其禁带宽度比 GaAs 的高,后界面就能很好的起到阻挡或反射电子的作用,当 S_V 小时就会出现上述现象.在图 3(b)中,保持 $L_D = 1.5 \mu\text{m}$ 不变而改变 S_V ,可以看出 S_V 越大,阴极灵敏度越低,在 T_e 小时影响尤为明显,而随着 T_e 增大阴极灵敏度逐渐稳定,到 5 μm 时则几乎相同,而与 S_V 无关.

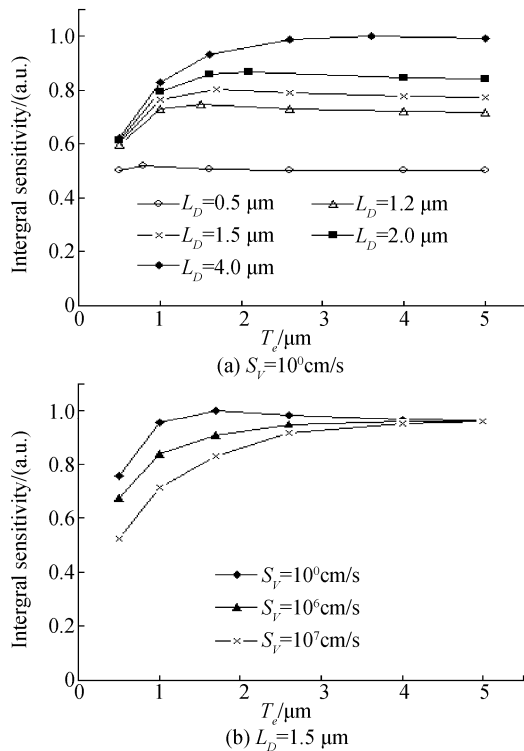


图3 阴极积分灵敏度随发射层厚度的变化
Fig. 3 Integral sensitivities of cathodes change with the active-layer thickness

4 结论

在常用的反射式 GaAs 光电阴极量子效率公式中,没有考虑界面复合的问题,然而若反射式阴极采

用外延材料,由于存在外延层与衬底之间的界面,上述公式就不再适用.本文推导了含有后界面复合速率的反射式阴极量子效率公式,并利用 MBE 外延生长了三个不同发射层厚度的反射式阴极样品,进行了激活实验.实验结果显示,随着 T_e 的增加,阴极的长波量子效率和灵敏度都不断提高.理论拟合结果显示,这种提高主要与阴极电子扩散长度的增加有关.在进一步通过理论仿真研究 T_e 与阴极灵敏度之间的关系时,发现在 S_V 较小时阴极发射层有一个最佳厚度. S_V 对阴极灵敏度在 T_e 较小时影响较大,而随着 T_e 的增大阴极灵敏度逐渐趋于稳定.本文推导的反射式阴极量子效率公式实际上也是透射式阴极在正面光照(光子从阴极面入射)情况下的公式,因而也适用于透射式阴极在该模式工作下的理论分析.

参考文献

- [1] SCHNEIDER J E, SEN P, PICKARD D S, *et al.* Patterned negative electron affinity photocathodes for maskless electron beam lithography[J]. *Journal of Vacuum Science Technology B*, 1998, **16**(6): 3192-3196.
- [2] DU Yu-jie, DU Xiao-qing, CHANG Ben-kang, *et al.* Spectral response performance of transmission-mode GaAs photocathode in activation[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(12): 1792-1794.
杜玉杰,杜晓晴,常本康,等.激活台内透射式 GaAs 光电阴极的光谱响应特性研究[J].光子学报,2005, **34**(12): 1792-1794.
- [3] ZOU Ji-jun, CHANG Ben-kang, DU Xiao-qing, *et al.* The effect of Cs/O activation ratio on GaAs photocathode [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(10): 1493-1496.
邹继军,常本康,杜晓晴,等.铯氧比对砷化镓光电阴极激活结果的影响[J].光子学报,2006, **35**(10): 1493-1496.
- [4] DI Hui-ge, LIU Lei. The research of spectral matching factors under the laser aids[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(2): 214-216.
狄慧鸽,刘磊.激光 assist 下光谱匹配系统的研究[J].光子学报,2006, **35**(2): 214-216.
- [5] DU Xiao-qing, ZONG Zhi-yuan, CHANG Ben-kang. Spectral response measurement and analysis of stability for GaAs photocathode[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(8): 939-941.
杜晓晴,宗志园,常本康. GaAs 光电阴极稳定性的光谱响应测试与分析[J].光子学报,2004, **33**(8): 939-941.
- [6] DU Xiao-qing, CHANG Ben-kang, WANG Gui-hua, *et al.* (Cs, O) activation technique for NEA photocathode [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(7): 826-829.
杜晓晴,常本康,汪贵华,等. NEA 光电阴极的 (Cs, O) 激活工艺研究[J].光子学报,2003, **32**(7): 826-829.
- [7] SPICER W E, HERRERA-GÓMEZ A. Modern theory and application of photocathodes[C]. *SPIE*, 1993, **2022**: 18-33.
- [8] LIU Yuan-zheng, WANG Zhong-chun, DONG Ya-qiang. Electron emission and photocathode [M]. Beijing: Beijing University of Science and Technology Press, 1995: 308-327.

- 刘元震,王仲春,董亚强. 电子发射与光电阴极[M]. 北京:北京理工大学出版社,1995:308-327.
- [9] LIU Y Z, MOLL J L, SPICER W E. Quantum yield of GaAs semitransparent photocathodes[J]. *Appl Phys Lett*, 1970, **17**(2):60-62.
- [10] TURNBULL A A, EVANS G B. Photoemission from GaAs-Cs-O[J]. *Journal of Physics D:Appl Phys*, 1968, **1**(2):155-160.
- [11] FISHER D G. The effect of Cs-O activation temperature on the surface escape probability of NEA (In, Ga) As photocathodes[J]. *IEEE Transaction on Electron Device*, 1974, **ED-21**(8):541-542.

Influence of Active-Layer Thickness on Reflection-mode GaAs Photocathode

ZOU Ji-jun^{1,2}, GAO Pin², YANG Zhi², CHANG Ben-kang²

(1 Department of Electronic Engineering, East China Institute of Technology, Fuzhou, Jiangxi 344000, China)

(2 Institute of Electronic Engineering & Opto-electronic Technology, Nanjing University of Science & Technology, Nanjing 210094, China)

Received date: 2007-01-14

Abstract: The quantum-efficiency equation of the reflection-mode GaAs photocathode with back-interface recombination velocity is solved from the diffusion equation. Three reflection-mode cathode materials are grown on a GaAs wafer (100) by molecular beam epitaxy, the active-layer thickness of which are 1.6 μm , 2.0 μm and 2.6 μm , respectively, and the doping concentration is $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$. The results of activation experiments show that the quantum efficiency of long-wavelength photons and the integral sensitivity for cathodes increase with the increase in active-layer thickness, which is due to the increase of electron diffusion length. Through the theoretical simulation, it is found, as the back-interface recombination velocity is less than or equal to 10^5cm/s , the active-layer thickness has an optimum value in which the cathodes achieve the maximum sensitivity. The influence of recombination velocity on cathodes with a small active-layer thickness is great, and with the increase in thickness, the sensitivity of cathodes finally tends to a stable value.

Key words: GaAs photocathode; Quantum efficiency; Integral sensitivity; Active-layer thickness



ZOU Ji-jun was born in 1973. He received his B. S. degree from Nanchang Institute of Aeronautical Technology in 1995 and M. S. degree from East China Institute of Technology in 2001, respectively. He is currently a Ph. D. degree candidate at Institute of Electronic Engineering & Opto-electronic Technology, Nanjing University of Science & Technology. His research interests focus on physical electronics and optoelectronics.