

# 场助 InP/InGaAsP 半导体光电阴极量子效率的理论计算

李晋闽<sup>1)</sup> 郭里辉 侯 洵

中国科学院西安光学精密机械研究所, 西安 710068

1991 年 11 月 15 日收到

本文对决定场助 InP/InGaAsP 半导体光电阴极量子效率的诸因素进行了详细分析。基于电流连续性方程和量子力学的隧道效应, 对阴极吸收层中的电子传输、发射层中的电子转移以及表面电子逸出几率等过程进行了定量计算, 得到了在不同场助偏压时, 波长与量子效率的关系曲线。计算结果表明, 在场助偏压的作用下, 可将半导体阴极在  $0.9\sim 1.25\mu\text{m}$  范围的量子效率提高两个数量级以上。本文的计算结果对场助半导体阴极的结构设计及工作条件的优化具有一定的帮助。

PACC: 7280E; 7340G; 4280Q

## 一、引 言

光电阴极的量子效率是用来表征该阴极灵敏度的一个重要指标。对于通常的 NEA (negative electron affinity) 半导体光电阴极, 其量子效率主要取决于半导体材料体内的电子扩散长度和电子在半导体与真空界面处的逃逸几率<sup>[1]</sup>。而场助半导体光电阴极的量子效率则主要取决于表面逃逸几率<sup>[2]</sup>, 即半导体与表面 Cs-O 激活层之间界面处异质结的势垒高度。在以往的工作中, 已有人计算了透射式 GaAs NEA 光电阴极的量子效率<sup>[3,4]</sup>, 我们曾对场助 GaAs 光电阴极的量子效率进行了分析与计算<sup>[5]</sup>。本文根据电流连续性方程, 考虑光电子在阴极体内的输运过程和表面逸出几率, 定量计算了在不同偏压时透射式场助 InP/InGaAsP 半导体光电阴极的量子效率。所得到的结果对场助半导体光电阴极的设计及工作条件的选择具有一定的帮助。

## 二、量子效率的计算基础

本文计算中所用的半导体阴极的能带模型如图 1 所示。这里假设吸收层为带隙  $0.99\text{ eV}$  (对应的阈值波长为  $1.25\mu\text{m}$ ) 的  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  ( $x=0.25, y=0.55$ ), InP 为表面发射层。为了简化计算, 我们采用“耗尽层近似”原理, 即假设所加偏压全部落在由表面肖特基结形成的耗尽层中, 耗尽区外是电中性的, 所加电场  $E$  的方向是从阴极表面 (即电子发射

1) 现在中国科学院半导体研究所工作。

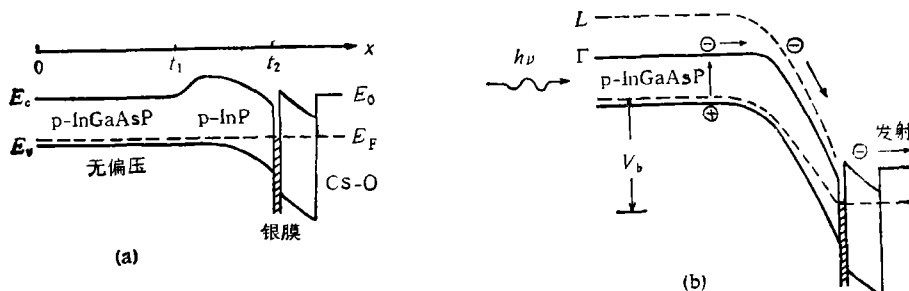


图1 无偏压 (a) 和有偏压 (b) 时 InP/InGaAsP 的能带结果

面)指向阴极体内。

与一般的 GaAs NEA 光电阴极不同,场助半导体光电阴极吸收光子后的光电发射过程为: 1)光激发电子进入导带;2)载流子迅速热化到导带底;3)光电子向发射层扩散;4)进入场助偏压的势垒区后,光电子受到势垒区内电场的加速,由低能谷跃迁到高能谷;5)具有较高能量的光电子通过隧道效应穿过表面 Cs-O 激活层的势垒,发射到真空中。因此计算场助阴极量子效率的基础是根据电流连续性方程(忽略电子的热化过程),解相关的电子扩散方程。

由于场助 InP/InGaAsP 半导体光电阴极是工作于近红外光谱区,且透射式阴极是采用 InP 衬底作入射光的窗口,当光子能量大于 1.35eV 时,即被 InP 衬底所吸收,只有光子能量  $0.99\text{eV} \leq h\nu < 1.35\text{eV}$  时才被吸收层吸收,因而可认为光电子主要是在  $\Gamma$  能谷中。这样在吸收层所产生的光电子在输运至吸收层与发射层界面处(就有效的发射而言,该界面应为耗尽区边缘),满足一维的连续方程。解此方程可得到在界面处的光电子密度  $\Delta n(i_1)$ 。当这部分电子进入发射层后,在电场作用下向表面输运,同时由  $\Gamma$  能谷跃迁到  $L$  能谷。假设到达发射层表面的电子均处于  $L$  能谷中,并由此发射到真空中,因此可解出发射层表面的光电子密度  $\Delta n(i_2)$ 。对于阈值波长大于  $1.1\mu\text{m}$  的场助光电阴极,其量子效率主要取决于表面逃逸几率。由于光电子是通过隧道效应穿过 Cs-O 激活层而发射到真空中的,因此我们采用量子力学对  $L$  能谷中光电子穿过激活层的几率进行了计算,最后即可得到所计算阴极的量子效率。

### 三、场助半导体阴极量子效率的计算

#### 1. 光电子在吸收层中的输运过程

对于场助透射式阴极,随着距入射面距离的增加,光电子密度逐渐减小。由于存在这种梯度变化,光电子在吸收层中的输运满足一维连续方程

$$D_n \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{\tau_n} = -g(x), \quad (1)$$

其中  $D_n$ ,  $\tau_n$  和  $\Delta n$  分别为光电子的扩散系数、寿命和密度;  $g(x)$  为光生函数。由于 InP 和 InGaAsP 的折射率相近,因此入射窗口 (InP) 与吸收层 (InGaAsP) 界面处的反射系数可近似为零,则光生函数  $g(x)$  的形式为

$$g(x) = A \exp(-\alpha x).$$

如假设入射光在 InGaAsP 吸收层内全部被吸收,则光生函数中

$$A = \alpha \cdot I \cdot (1 - R_0),$$

其中  $\alpha$  为 InGaAsP 的光学吸收系数;  $I$  为单位时间单位面积入射的光子数;  $R_0$  为入射面的反射系数。

由于前界面 ( $x = 0$ ) 的复合系数比较大,则边界条件为

$$\Delta n(0) = 0, \quad \left. \frac{d\Delta n(x)}{dx} \right|_{x=0} = 0. \quad (2)$$

根据(1)和(2)式,可解得扩散到  $x = t_1$  界面处的光电子密度为

$$\begin{aligned} j(t_1) &= -D_n \left. \frac{d\Delta n(x)}{dx} \right|_{x=t_1} \\ &= AL_n \{ -(1 - L_n \alpha)B + (1 + L_n \alpha) \} \exp(-t_1/L_n) \\ &\quad + [(1 + L_n \alpha)B + (1 - L_n \alpha)] \exp(t_1/L_n) \\ &\quad - 2L_n \alpha [B \exp(\alpha t_1) - \exp(-\alpha t_1)] / 2(1 - \alpha^2 L_n^2). \end{aligned} \quad (3)$$

## 2. 光电子在发射层中的输运过程

当光电子由吸收层进入发射层后,在外加电场的作用下,向发射层表面作漂移、扩散运动。为简化计算,近似认为发射层内的电场是均匀的,这样可由连续方程求出解析解,其物理意义比较明确直观,便于分析影响量子效率的因素。另外,假设耗尽层宽度为发射层的厚度,且发射层表面的电子不产生积累,则光电子进入发射层后满足以下定解问题:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \Delta n_1(x)}{dx^2} + (\mu_n E / D_n) \frac{d\Delta n_1(x)}{dx} - \Delta n_1(x) / L_n^2 &= 0, \\ -D_n \left. \frac{d\Delta n_1(x)}{dx} \right|_{x=t_1} + \mu_n E \Delta n_1(x) \big|_{x=t_1} &= j(t_1), \\ \Delta n_1(x) \big|_{x=t_2} &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

其解为

$$\Delta n_1(x) = C_1 \exp(r_1 x) + C_2 \exp(r_2 x), \quad (5)$$

其中

$$\begin{aligned} r_{1,2} &= [-L_n(E) \pm \sqrt{L_n^2(E) + 4L_n^2}] / 2L_n^2, \\ L_n(E) &= \mu_n E \tau_n. \end{aligned}$$

根据边界条件,得

$$\begin{aligned} C_1 &= -j(t_1) \exp(r_2 t_2) / \{ (-D_n r_2 + \mu_n E) \exp(r_1 t_2 + r_2 t_1) \\ &\quad - (-D_n r_1 + \mu_n E) \exp(r_1 t_1 + r_2 t_2) \}, \\ C_2 &= j(t_1) \exp(r_1 t_2) / \{ (-D_n r_2 + \mu_n E) \exp(r_1 t_2 + r_2 t_1) \\ &\quad - (-D_n r_1 + \mu_n E) \exp(r_1 t_1 + r_2 t_2) \}. \end{aligned}$$

在以上各式中,  $\mu_n$  和  $L_n$  分别为电子的迁移率和扩散长度;  $E$  为电场强度。

由(5)式即可得到达发射层表面的光电子密度为

$$\begin{aligned} j(t_2) &= -D_n \left. \frac{d\Delta n_1(x)}{dx} \right|_{x=t_2} \\ &= -D_n [C_1 r_1 \exp(r_1 t_2) + C_2 r_2 \exp(r_2 t_2)]. \end{aligned} \quad (6)$$

### 3. 光电子在表面的逸出几率

由于到达发射层表面的光电子是通过隧道效应穿过 Cs-O 激活层并发射到真空中的, 根据文献报道<sup>[6,7]</sup>, 我们取激活层的等效势垒如图 2 所示。

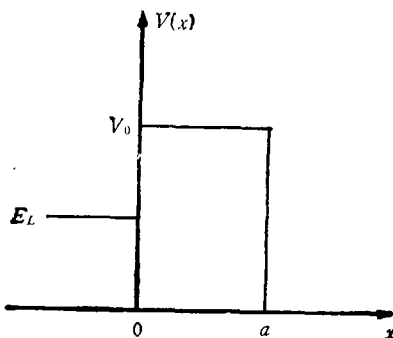


图2 Cs-O 激活 InP 表面后的等效势垒  $V_0 - E_L = 0.14\text{eV}$ ;  $V_0 = 0.28\text{eV}$ ;  $E_L = 0\text{eV}$

根据量子力学及图 2 的势垒分布, 薛定谔方程的具体形式为

$$-\frac{\hbar^2}{2m_n^*} \cdot \frac{d^2\phi(x)}{dx^2} + V_0(x) \cdot \phi(x) = E_L \cdot \phi(x) \quad 0 \leq x \leq a, \quad (7)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_n^*} \cdot \frac{d^2\phi(x)}{dx^2} = E_L \cdot \phi(x) \quad x > a, x < 0. \quad (8)$$

由于 L 能谷中电子的能量  $E_L$  小于  $V_0$ , 令  $k^2 = 2m_n^*E_L/\hbar^2$ ,  $q^2 = 2m_n^*(V_0 - E_L)/\hbar^2$ , 并代入(7)和(8)式中, 整理后得

$$\frac{d^2\phi(x)}{dx^2} + k^2\phi(x) = 0, \quad x > a, x < 0, \quad (9)$$

$$\frac{d^2\phi(x)}{dx^2} - q^2\phi(x) = 0, \quad 0 \leq x \leq a, \quad (10)$$

其中  $m_n^*$  为电子有效质量;  $V_0$  为表面 Cs-O 层的等效势垒高度 (取真空能级为势能零点);  $E_L$  为 InP 中 L 能谷的能级;  $a$  为表面 Cs-O 激活层的厚度, 其值选为  $8\text{Å}$ <sup>[6]</sup>。

对方程(9),(10)求解, 可得

$$\begin{aligned} \phi_1 &= A\exp(ikx) + B\exp(-ikx) \quad x < 0, \\ \phi_2 &= C\exp(qx) + D\exp(-qx) \quad 0 \leq x \leq a, \\ \phi_3 &= F \cdot \exp(ikx) \quad x > a. \end{aligned}$$

$\phi_1$  中等号右端第一项示于图 2 中沿  $x$  正方向进入势垒的电子入射波,  $|A|^2$  为入射几率; 第二项表示沿  $x$  负方向的电子反射波,  $|B|^2$  为反射几率。  $\phi_3$  中只包括一项, 表示电子向  $x$  正方向穿透势垒的透射波,  $|F|^2$  为透射几率。  $\phi_2$  只限制在  $[0, a]$  区域, 而不能扩展到无限远处。 由于量子力学要求在边界处波函数  $\phi$  与波函数  $\phi$  的一阶导数  $d\phi(x)/dx$  均连续, 故

$$x = 0: \phi_1(0) = \phi_2(0), \text{ 有 } A + B = C + D$$

$$\left. \frac{d\phi_1}{dx} \right|_{x=0} = \left. \frac{d\phi_2}{dx} \right|_{x=0}, \quad Aik + Bik = Cq - Dq;$$

$$x = a: \phi_2(a) = \phi_3(a), C \cdot \exp(qa) + D \cdot \exp(-qa) = F \cdot \exp(ika)$$

$$\left. \frac{d\phi_2}{dx} \right|_{x=a} = \left. \frac{d\phi_3}{dx} \right|_{x=a}, q \cdot C \cdot \exp(qa) - q \cdot D \cdot \exp(-qa) = ikF \exp(ika).$$

由以上联立方程可解出

$$A = \{ \{ 2ik[\exp(-qa) + \exp(qa)] + (q^2 - k^2)[\exp(-qa) - \exp(qa)] \} / 4iqk \} F \cdot \exp(ika),$$

$$|A|^2 = \frac{|F|^2}{16q^2k^2} [(q^2 + k^2)^2(e^{-qa} - e^{qa})^2 + 16q^2k^2].$$

如定义电子穿过 Cs-O 层的透射几率与入射几率之比为逸出几率  $P$ , 即  $P = |F|^2 / |A|^2$ , 则

$$P = \frac{16q^2k^2}{(q^2 + k^2)[\exp(-qa) - \exp(qa)] + 16q^2k^2}. \quad (11)$$

根据以上计算,最后可得场助半导体光电阴极的量子效率为

$$\begin{aligned} Y &= -(D_n P / I) d\Delta n_1(x) / dx|_{x=t_1} \\ &= -(D_n P / I) [C_1 r_1 \exp(r_1 t_1) + C_2 r_2 \exp(r_2 t_2)]. \end{aligned} \quad (12)$$

#### 四、场助半导体阴极量子效率的计算结果

当给出场助半导体阴极相应的参数后,由(12)式及有关公式,可计算出在不同条件下场助半导体阴极的量子效率。

在进行量子效率的计算前,首先要知道吸收层  $\text{InGaAsP}$  的吸收系数与波长的关系。我们利用红外光谱仪测得的  $\text{InGaAsP}$  的吸收系数与波长的关系如表 1 所示。

表 1  $\alpha, R_s$  与  $\lambda$  的关系

$\lambda(\mu\text{m})$	0.92	0.95	1.00	1.05	1.10	1.15	1.20	1.24
$\alpha(\times 10^3/\text{cm})$	25	20	16	14	12	10	6	3
$R_s^{(18)}$	0.280	0.273	0.270	0.268	0.266	0.265	0.264	0.263

计算中所取得场助半导体光电阴极的参数为:  $L_n = 3.0 \mu\text{m}$ ,  $D_n = 150 \text{cm}^2/\text{s}$ ,  $\tau_n = 6 \times 10^{-10} \text{s}$ ,  $\mu_n = 5770 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  ( $\mu_n = \frac{q}{k_B T} D_n$ ), 吸收层和发射层的厚度分别为  $3.0 \mu\text{m}$  和  $0.5 \mu\text{m}$ 。

在表面逃逸几率  $P$  的计算中,  $E_L$  取决于材料结构是个定值,而图 2 中等效势垒高度  $V_0 - E_L$  则随着表面发射层掺杂浓度的不同而变化。为了使表面  $\text{InP}$  发射层的耗尽区具有足够的宽度以实现电子由低能谷  $\Gamma$  向高能谷  $L$  的转移,取其掺杂浓度为  $5 \times 10^{15}/\text{cm}^3$ , 且取价带顶为零势点 ( $E_v = 0$ ), 则可计算出阴极体内费密能级的相对位置。由(11)式和图 2 中的数据,可最后算出对应的表面逃逸几率为 0.12。根据以上数据,由(12)式计算得到的透射式场助  $\text{InP}/\text{InGaAsP}$  半导体光电阴极的量子效率曲线如图 3 所示。

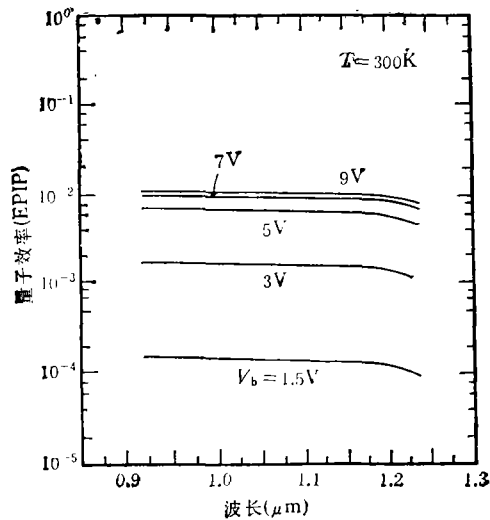


图3 透射式场助 InP/InGaAsP 阴极量子效率的计算结果  
纵坐标量子效率的单位为每个人射光子所产生的电子数 (EQIP)

## 五、结果讨论

透射式场助 InP/InGaAsP 半导体光电阴极的光谱响应范围是由作为入射窗的 InP 衬底和 InGaAsP 吸收层的禁带宽度所决定的,因此光谱响应的波段为  $0.92\mu\text{m}$  至  $1.25\mu\text{m}$  (分别对应于  $1.35\text{eV}$  和  $0.99\text{eV}$  的禁带宽度)。由图 3 可见,在整个响应曲域,随着偏压的增大,场助阴极的量子效率得到明显提高。由于 InP/InGaAsP 异质结半导体阴极吸收层与发射层之间禁带宽度的差值,在其界面处 ( $x = x_1$ ) 有一个大约  $0.36\text{eV}$  的电子势垒,该势垒阻止吸收层中的光电子向发射层输运<sup>[9]</sup>。由于我们在计算中未考虑这个势垒的作用,因而在偏压小于  $2\text{V}$  时的量子效率的理论值与实际情况有较大的偏差,理论值大大高于实验值。当偏压大于  $2\text{V}$  时,根据我们的计算表面耗尽层可延伸到异质结界面处,导带的电子势垒就基本上被外加偏压在发射层内,所形成的耗尽场拉平,因此与实际情况较为符合<sup>[9]</sup>。这也是场助半导体光电阴极的量子效率可明显提高的一个主要原因。

由图 3 可见,当偏压小于  $5\text{V}$  时,量子效率提高得很快,与  $1.5\text{V}$  时的量子效率相比,  $5\text{V}$  时提高了一个多数量级。如考虑到  $1.5\text{V}$  时的量子效率中由于未考虑导带电子势垒的影响,因此计算结果偏大这一点,则  $5\text{V}$  时的量子效率比  $1.5\text{V}$  时提高得更大。这主要是由于随着发射层内电场的增加,除了提高了异质结的传输效率外,光电子由  $\Gamma$  能谷跃迁的  $L$  能谷的几率也随着增大,从而导致逸出光电子数增加的缘故。但是当偏压大于  $7\text{V}$  时,由于阴极体内的光电子基本上都已在强场的作用下获得足够高的能量而发射到真空中去,因此量子效率的变化趋于饱和状态。

以上结果表明,对于窄带隙的近红外半导体光电阴极(即吸收层带隙小于  $1.1\text{eV}$ ),通过场助偏压的作用,可明显改善其在响应波段范围内的量子效率。但是当偏压达到一定值后(该值与材料参数有关)<sup>[10]</sup>,随着偏压的继续增大,量子效率的变化趋于饱和,这已在

我们的实验中得到了证实<sup>[11]</sup>。虽然场助偏压可提高半导体阴极的量子效率,但还应考虑阴极的其它性能参数。根据我们对场助半导体阴极暗电流的理论计算,为了减小暗发射阴极的偏压限制在一定范围内<sup>[12]</sup>。因此,改善场助阴极量子效率的偏压应根据要求适当选择,在满足所需信噪比的条件下,偏压应尽量小,否则会引起暗发射增大并可能由于耗尽区内的雪崩击穿导致场助阴极的不可逆损坏。

- [1] H. Rougeot *et al.*, *Adv. Electron. Electron Phys.*, 48(1979), 1.
- [2] T. J. Maloney *et al.*, *J. Appl. Phys.*, 51(1980), 2879.
- [3] G. A. Allen *et al.*, *Acta Electron.*, 16(1973), 229.
- [4] L. W. James, *J. Appl. Phys.*, 45(1974), 1326.
- [5] Lihui Guo, Jinmin Li and Xun Hou, *Semicond. Sci. Technol.*, 4(1989), 498.
- [6] D. G. Fisher *et al.*, *J. Appl. Phys.*, 43(1972), 3815.
- [7] J. S. Escher *et al.*, *J. Vac. Sci. Technol.*, 16(1979), 1394.
- [8] R. K. Willardson and A. C. Beer Eds., *Semiconductors and Semimetals*, (New York, Academic Press, 1967), p. 529.
- [9] 李晋闽、郭里辉、张功、王存让、侯洵, *光学学报*, 12(1992), No.2
- [10] 李晋闽, 博士学位论文, (中国科学院西安光学精密机械研究所, 1990).
- [11] 李晋闽、郭里辉、张功、王存让、侯洵, *量子电子学*, 8(1991), 112.
- [12] Jinmin Li, Xun Hou and Lihui Guo, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 22(1989), 1544.

## THEORETICAL CALCULATION OF QUANTUM EFFICIENCY FOR FIELD-ASSISTED InP/InGaAsP SEMICONDUCTOR PHOTOCATHODES

LI JIN-MIN   GUO LI-HUI   HOU XUN

*Xi'an Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica Xi'an 710068*

(Received 15 November 1991)

### ABSTRACT

The factors determining quantum efficiency of field-assisted InP/InGaAsP semiconductor photocathodes have been analysed in detail in the paper. The transmission process of electrons in the absorption layer and transferred-electron process in the emission layer as well as the escape probability of electrons in the surface of emission layer have been calculated quantitatively on the basis of continuity equations and tunnelling effect of quantum mechanics. The curves of quantum efficiency versus wavelength for various biases have been obtained. The results show that the quantum efficiency of semiconductor photocathode in the range 0.9—1.25 $\mu\text{m}$  can be risen two orders of magnitude or more under a proper bias. It is helpful in designing the structure of semiconductor photocathodes and choose the optimum conditions of operation.

**PACC:** 7280E; 7340G; 4280Q