

α -Si:H 光电发射的漂移场模型*

海宇涵 陈远星 臧宝翠

(中国科学院电子学研究所, 北京)

摘要 本文分析了扩散型或漂移型或具有电荷放大效应的光阴极的量子效率。提出了具有内场或外场的 α -Si:H 光电发射模型。其结构是 $p-i-n$ α -Si:H/ Bi_2S_3 或 SnO_2 - α -Si:H- $\text{Al}:\text{Cs}:\text{O}$ 。估算了它们的量子效率和积分灵敏度。二者的量子效率为 $1-10$, 灵敏度为 $10^1-10^2 \mu\text{A}/\text{lm}$ 。外场模型的实验表明, 结构设计是正确的。

关键词 光阴极; 非晶硅; 量子效率; 漂移场; 电荷放大效应

一、序 言

α -Si:H 材料具有很大的光吸收系数和优良的光敏性, 光谱响应覆盖整个可见光区, 且容易掺杂为 n 型或 p 型, 制作工艺简便, 已用于太阳电池。把它用作光电发射体, H. Schade 和 J. Pankove^[1] 首次进行了实验研究。他们在 p 型 α -Si:H 膜 ($0.55 \mu\text{m}$ 厚) 上覆 Cs 和 O_2 敏化, 获得负电子亲和势表面。但量子效率极低, 约为 10^{-4} 。

我们知道, 光电发射的三步过程是: 光电子激发, 光电子渡越和在表面克服位垒而逸出。既然 α -Si:H 光敏性极好, 表面又形成了负电子亲和势, 量子效率为何如此之低? 毛病自然出在光电子渡越过程。本文将着重分析光电子的渡越过程, 推导量子效率的计算公式和找出解决问题的方法。

容易想到的是, 膜层内缺乏电场是问题的关键。于是设计了在膜层内建立有利电场的光阴极, 即漂移型光阴极, 希望获得高量子效率。当然这种类型的光阴极早就有人实验了, 例如 N. Foss^[2] 研究了 Si 夹心式光阴极, 但量子效率仅 10^{-3} 。能否获得量子效率超过 1 的光阴极, 能否得到超高积分灵敏度的光阴极, 本文将通过计算和少量的实验来解决这个问题。

二、透射式和反射式扩散型光阴极的量子效率

首先研究膜层内无定向电场的光阴极, 称扩散型光阴极。现在实用的光阴极, 如 Cs_3Sb 、多碱和 GaAs 光阴极等均属此类。对于透射式光阴极 (光从背面入射), 考虑离表面深 x 处平行于表面的片层 dx 内的光电子激发。照度

$$I(x) = I_0(1 - r) \exp[-\alpha(w - x)] \quad (1)$$

式中 I_0 为入射照度, r 为膜反射率, α 为吸收系数, w 为膜厚。则此片层内的相对光电

1989年10月9日收到, 1990年6月14日修改定稿。

* 国家自然科学基金资助项目。

子激发率 p_1 为

$$p_1 = \eta dI(x)/I_0 = \eta(1-r)\alpha \exp[-\alpha(w-x)]dx \quad (2)$$

式中 η 为光电子激发的量子效率。受激电子达到表面并逸出的几率 p_2 为

$$p_2 = A \exp(-x/l_d) \quad (3)$$

式中 A 为电子在表面的逸出几率, l_d 为电子的扩散长度。光阴极的量子效率则为

$$\begin{aligned} Y_{dt} &= \int_0^w A\eta(1-r)\alpha \exp[-\alpha(w-x)] \exp(-x/l_d) dx \\ &= A\eta(1-r)[\alpha l_d/(1-\alpha l_d)][\exp(-\alpha w) - \exp(-w/l_d)], \\ &\quad (\alpha l_d \approx 1) \end{aligned} \quad (4)$$

由(4)式可知, 大的吸收系数 α 和扩散长度 l_d 对提高量子效率是非常重要的。同时还要选择合适的膜厚 w 。将(4)式对 w 微商并取值零, 便得到最佳膜厚 w_p ,

$$w_p = l_d \ln(\alpha l_d)/(\alpha l_d - 1), (\alpha l_d \approx 1) \quad (5)$$

和最佳量子效率 Y_{dtp}

$$Y_{dtp} = A\eta(1-r) \frac{\alpha l_d}{1-\alpha l_d} [(\alpha l_d)^{\alpha l_d/(1-\alpha l_d)} - (\alpha l_d)^{1/(1-\alpha l_d)}], (\alpha l_d \approx 1) \quad (6)$$

由(6)式可知, αl_d 决定了光阴极的性能。对一般实用光阴极, $\alpha = 3 \times 10^5 \text{cm}^{-1}$, $l_d = 300 \text{\AA}$, 则 $\alpha l_d = 0.9$, 由(5)式计算 $w_p = 316 \text{\AA}$ 。若取 $\eta = 1, A = 1, (1-r) = 1$, 由(6)式计算 $Y_{dtp} = 0.35$ 。当 αl_d 很小时, $Y_{dtp} \approx A\eta(1-r)\alpha l_d$ 。在 $\alpha l_d = 1$, (4)–(6)式不成立, 应改为

$$Y_{dt} = A\eta(1-r)(w/l_d) \exp(-w/l_d), (\alpha l_d = 1) \quad (7)$$

$$w_p = l_d, (\alpha l_d = 1) \quad (8)$$

$$Y_{dtp} = 0.368 A\eta(1-r), (\alpha l_d = 1) \quad (9)$$

即当 $\alpha l_d = 1$ 时, 量子效率与 w/l_d 密切相关, 最佳厚度等于扩散长度, 最大量子效率为 0.368。显然 $\alpha l_d > 1$ 的光阴极有较高的量子效率。对 GaAs 光阴极, $\alpha = 10^4 \text{cm}^{-1}$, $l_d = 2 \mu\text{m}$, $\alpha l_d = 2$, 计算可得 $w_p = 1.4 \mu\text{m}$, $Y_{dtp} = 0.50$ 。当 αl_d 很大时, $Y_{dtp} \approx A\eta(1-r)$ 。

现在讨论反射式扩散型光阴极。由于光从表面入射, 类似的推导, 可得量子效率

$$Y_{dr} = A\eta(1-r)[\alpha l_d/(1+\alpha l_d)]\{1 - \exp[-(\alpha + 1/l_d)w]\} \quad (10)$$

当膜层足够厚时^[3]

$$Y_{dr} = A\eta(1-r)\alpha l_d/(1+\alpha l_d) \quad (11)$$

对于一般实用阴极, 最大的 $Y_{dr} = 0.41$; 对 GaAs 阴极, 最大的 $Y_{dr} = 0.67$ 。这些数据稍高于透射式阴极。

三、扩散型 $\alpha\text{-Si:H}$ 光阴极

对体复合而言, $\alpha\text{-Si:H}$ 膜的电子扩散长度并不短, l_d 可由下式^[4]计算

$$l_d = (kT\mu\tau/e)^{1/2} \quad (12)$$

式中 e 为电子电荷, k 为波耳兹曼常数, T 为温度, μ 为电子迁移率, τ 为自由电子寿命。

若取 $\mu\tau = 10^{-6}\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}$, 则 $l_d = 1.7\mu\text{m}$. 加之其光吸收系数比 GaAs 大得多, 似乎应有更好的量子效率. 实际情况则大不然. 原因是 a -Si:H 是一种低迁移率材料, 迁移率仅为晶体硅的 10^{-2} — 10^{-3} . 光电子激发过程中, 电子和它的空穴形成库仑势阱起着重要作用. J. Mort^[6] 指出, 这个库仑势阱的作用半径约为 $40\text{\AA}$, 受激电子在库仑力的作用下多次发射声子而损失能量, 掉入导带尾附近的电子陷阱中, 并与它的空穴复合. 此效应叫孪生复合. R. Williams 和 R. Crandall^[7] 计算了 2eV 光子激发的情况, 表明声子散射长度仅 1.1 — $11\text{\AA}$, 而孪生复合的扩散长度仅 3.2 — $32\text{\AA}$. 如用这个数据进行计算, 光阴极的量子效率是极差的. 若取 $\alpha = 3 \times 10^4\text{cm}^{-1}$, $l_d = 3.2$ — $32\text{\AA}$, $w = 0.55\mu\text{m}$, 并取 $A = 1, \eta = 1, (1-r) = 1$, 则透射式阴极的 $Y_{dt} = 1.8 \times 10^{-4}$ — 1.8×10^{-3} . 对于反射式阴极, 因 αl_d 小, 有

$$Y_{dr} = A\eta(1-r)\alpha l_d \quad (13)$$

由上式计算, $Y_{dr} = 9.6 \times 10^{-4}$ — 9.6×10^{-3} . 由于计算中未考虑表面损失和光反射等因素, 但此计算结果还是可以解释文献[1]报道的量子效率低的结论的.

四、漂移型光阴极

图 1 是计算的扩散型阴极的量子效率 Y_{dr} 和 Y_{dt} 对 αl_d 的曲线, 取 $A = 1, \eta = 1, (1-r) = 1$. 它们随 αl_d 的增加单调上升, 在 $\alpha l_d < 1$ 时几乎是线性增加; 在 $\alpha l_d > 1$ 后增长减慢; $\alpha l_d > 100$ 后, 量子效率接近 1, 不再增加. 对高吸收系数的材料, 高量子效率须有长的扩散长度. 图 1 中 a -Si:H 扩散型阴极位于 $\alpha l_d = 10^{-3}$, 虽有高吸收系数, 但扩散长度极短, 量子效率也就很低. 一般光阴极位于 $\alpha l_d = 0.9$, 扩散长度不够长, 量子效率也不够高. GaAs 阴极位于 $\alpha l_d = 2$, 扩散长度为 $2\mu\text{m}$ 以上, 量子效率可达 0.5 以上. 比 GaAs 更好的材料似乎难找了; 扩散型几乎到了极限. 我们应换一种思想, 即在膜层内建有有利电场的漂移型阴极. 这种结构不但能使深层电子顺利达到表面, 且对低迁移率材料 (如 a -Si:H) 特别有利, 将大大减少孪生复合效应, 使之与高迁移率材料无异.

在漂移场中, 自由电子定向运动到复合前的距离, 叫漂移长度 S (Schubweg), 它是迁移率 μ , 复合寿命 τ 和电场 E 的乘积, 即

$$S = \mu\tau E \quad (14)$$

如果电场 E 是均匀的, 用漂移长度 S 代替前面公式中的扩散长度 l_d , 便得到漂移型光阴极的公式. 透射式光阴极的量子效率

$$Y_{dt} = A\eta(1-r)[\alpha S/(1-\alpha S)][\exp(-\alpha w) - \exp(-w/S)], (\alpha S \approx 1) \quad (15)$$

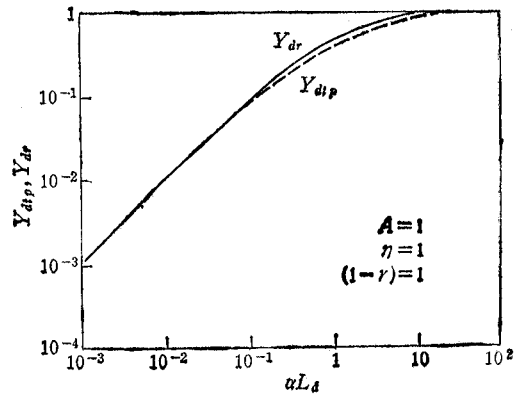


图 1 计算的扩散型阴极的量子效率 Y_{dt} 和 Y_{dr} 与 αl_d 的关系

$$Y_{fr} = A\eta(1-r)w \exp(-w/S)/S, (\alpha S = 1) \quad (16)$$

反射式阴极的量子效率

$$Y_{fr} = A\eta(1-r)[\alpha S/(1+\alpha S)]\{1 - \exp[-(\alpha + 1/S)w]\} \quad (17)$$

$$Y_{fr} = A\eta(1-r)\alpha S/(1+\alpha S), (\text{当 } w \text{ 极厚时}) \quad (18)$$

以 $a\text{-Si:H}$ 为例计算. $\mu\tau = 10^{-6}\text{cm}^2\text{V}^{-1}$, 如果 E 分别为 10^3 , 10^4 和 10^5V/cm , 则 S 分别为 10, 100 和 $1000\mu\text{m}$. 与 $l_d = 3.2-32\text{\AA}$ 比较, 提高了若干个数量级. 甚至比 GaAs 的扩散长度还高 5—500 倍; 量子效率自然更高. 对 2.0eV 的光, 若 $E = 10^4\text{V/cm}$, 则 $\alpha S = 300$. $1\mu\text{m}$ 厚的 $a\text{-Si:H}$ 膜, 最大量子效率 $Y_{fr} = 0.98$, $Y_{tr} = 0.99$.

图 2 是计算的漂移型 $a\text{-Si:H}$ 阴极的量子效率与电场 E 的关系. 量子效率随电场单调上升, 在较小的电场下就能达到很高的值. 此曲线与实际情况还有较大的差异. 首先忽略了孪生复合的影响, 此效应在较高的电场下才能消除. 其次 $a\text{-Si:H}$ 中还有电荷放大效应, 真正的量子效率还要增加若干个数量级, 这将在下节叙述.

由量子效率 $Y(\lambda)$, λ 为波长, 便可求出辐射灵敏度 $\sigma(\lambda)$

$$\sigma(\lambda) = Y(\lambda)/h\nu = Y(\lambda)\lambda/12395 \quad (19)$$

式中 $h\nu$ 为光子能量, 波长 λ 的单位是 $\text{\AA}$, $\sigma(\lambda)$ 的单位是 A/W . 积分灵敏度 S_m 为^[8]

$$S_m = \sigma_m \int_0^\infty R(\lambda)W(\lambda)d\lambda / \left[680 \int_0^\infty y(\lambda)W(\lambda)d\lambda \right] \quad (20)$$

式中 σ_m 是 $\sigma(\lambda)$ 的最大值, R 、 W 和 y 分别是光阴极、标准光源和人眼的光谱响应. S_m 的单位是 A/lm . 图 3 是用文献[9]中的 α 和 r 数据, 取 $A=1$, $\eta=1$, $w=1\mu\text{m}$, $\mu\tau=10^{-6}\text{cm}^2\text{V}^{-1}$, 计算的 $Y_{fr}(\lambda)$ 与 $R(\lambda)$. 由(20)式计算 $S_m \approx 1500\mu\text{A/lm}$.

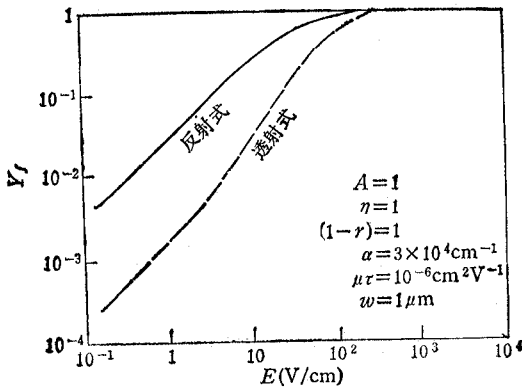


图 2 计算的漂移型光阴极的量子效率 Y_{fr} 、 Y_{tr} 与电场 E 的关系

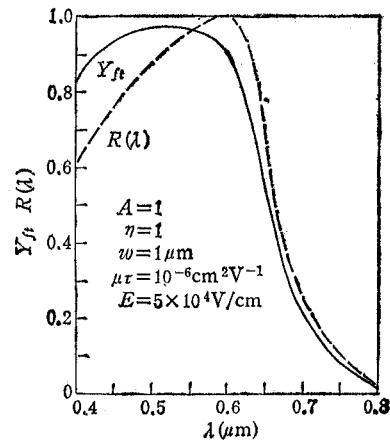


图 3 漂移型 $a\text{-Si:H}$ 光阴极的光谱灵敏度

五、具有电荷放大效应的 $a\text{-Si:H}$ 光阴极

虽然计算的灵敏度为 $1500\mu\text{A/lm}$, 我们的 $a\text{-Si:H}$ 样品的光电导灵敏度却高达

$2 \times 10^6 \mu\text{A}/\text{lm}$ 以上,二者相差三个多数量级。原因是 α -Si:H 中存在电荷放大效应^[10]。前面提到光激发产生的电子-空穴对在无场或弱场下将产生孪生复合。在强电场中光激电子很快移走,孪生复合的可能性很小。但光生空穴移动慢,将被价带顶附近的空穴陷阱俘获。当光激电子已达到阳极(表面)时,被俘空穴还留在 α -Si:H 材料中,产生正空间电荷,它将使阴极(基底)产生一个电子进入材料中,并直接达到表面。然后又会引起第二个电子进入材料中。于是电流持续流经材料,直到有一电子与被俘空穴复合为止。因为电子只能与空穴陷阱中的空穴复合^[11],这个持续电流的时间,实际上就是光激电子的寿命 τ 。如果电子流过材料的渡越时间 T 比 τ 小,比如 $\tau/T = 2$,则被俘空穴可引起一个电子进入材料,量子效率为 2。由于增加电场可减小 T ,也就增大了 τ/T ,量子效率不但可大于 1,还可非常大。在 α -Si:H 中它大于 10^3 是不成问题的,在 CdS 中甚至更大。通常叫电荷放大效应引起的量子效率增加为光电导增益,用 G 表示

$$G = \tau/T \quad (21)$$

渡越时间 T 为

$$T = w/\mu E \quad (22)$$

则

$$G = \mu\tau E/w = S/w \quad (23)$$

上式表明 G 是漂移长度 S 与膜厚 w 之比。若 $w = 1 \mu\text{m}$, $\mu\tau = 10^{-6} \text{cm}^2 \text{V}^{-1}$, $E = 10^5 \text{V}/\text{cm}$, 则 $G = 10^3$ 。

于是高电场中,上节中推出的 (15)–(18) 式都应乘以 G 。又由于这时 $S \gg w$ 和 $\alpha S \gg 1$, 这些式子又可简化为

$$Y_f = A\eta(1-r)(S/w)[1 - \exp(-\alpha w)] \quad (24)$$

(24) 式表明量子效率的最大值是 G 。图 4 是计算的 Y_f - E 关系曲线,取 $A = 1$, $\eta = 1$, $w = 1 \mu\text{m}$, $\alpha = 3 \times 10^4 \text{cm}^{-1}$, r 取自文献[7], $\mu\tau = 10^{-6} \text{cm}^2 \text{V}^{-1}$ 。 Y_f 随 E 线性增加,当 $E = 10^5 \text{V}/\text{cm}$ 时, $Y_f = 950$ 。

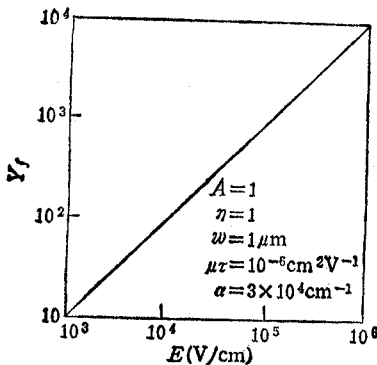


图 4 计算的具有电荷放大效应的 α -Si:H 阴极的量子效率 Y_f 与电场 E 的关系

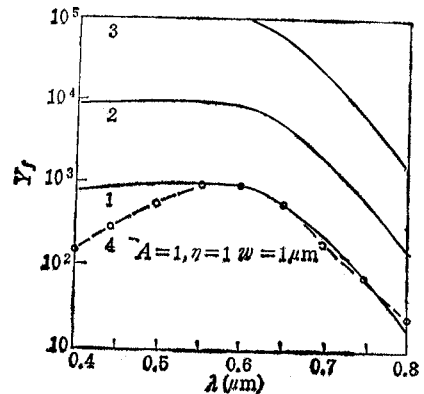


图 5 用(24)式计算的量子效率谱

1: $\mu\tau = 10^{-6} \text{cm}^2 \text{V}^{-1}$, 2: $\mu\tau = 10^{-3} \text{cm}^2 \text{V}^{-1}$
3: $\mu\tau = 10^{-4} \text{cm}^2 \text{V}^{-1}$, 4: 样品测量值

图 5 是 $E = 10^5 \text{ V/cm}$ 下用(24)式计算的 $Y_f - \lambda$ 曲线,取值与图 3 同,但 $\mu\tau$ 取不同的值,曲线 1、2 和 3 分别对应 10^{-6} 、 10^{-5} 和 $10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1}$ 。这三条曲线的最大量子效率分别达到 970、9700 和 97000,积分灵敏度分别为 1.5×10^6 、 1.5×10^7 和 $1.5 \times 10^8 \mu\text{A/lm}$ 。曲线 4 是我们制备的样品的光电导性测量结果,与曲线 1 接近。它的短波响应的下降是由于玻璃面的附加反射。实测的量子效率在 $0.58 \mu\text{m}$ 处为 976,积分灵敏度约为 $1.3 \times 10^6 \mu\text{A/lm}$ 。我们样品的淀积温度较低(210°C),提高淀积温度和改进其他制备条件, $\mu\tau$ 值达到 $2 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1}$ 是不成问题的^[5],那将有高得多的灵敏度。

图 6 是由图 5 计算的积分灵敏度 S_m 与电场 E 的关系,曲线 4 是样品的测量值。灵敏度随电场线性增加,因此可用改变电场来控制灵敏度。

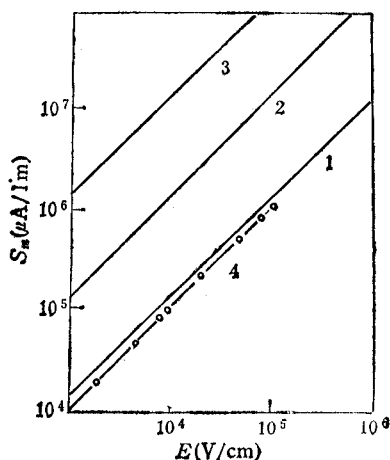


图 6 用(24)式计算的积分灵敏度 S_m 与电场 E 的关系

1: $\mu\tau = 10^{-6} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1}$, 2: $\mu\tau = 10^{-5} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1}$ 3: $\mu\tau = 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1}$, 4: 样品测量值

六、漂移型 $\alpha\text{-Si:H}$ 光电发射体模型和初步实验

设计漂移型 $\alpha\text{-Si:H}$ 光阴极结构时,必须考虑两个问题:第一,如何获得漂移场;第二,如何获得最佳发射表面。此两问题又是相互联系的。

获得漂移场的方法有两种。一种是在膜层内建立内场,如建立 $p\text{-i-n}$ 结构。这只要在制膜时附加掺杂气体,象制造太阳能电池那样,工艺上是容易的。另一种是在其表面上附加阳极,如蒸涂铝膜或银膜,构成夹心结构,加上外场。由于内场电压不足 1V,场强约 10^4 V/cm ,量子效率不很高,但不需附加电极,与一般实用光阴极类似。夹心结构可以将外场调得很高,比如 10^5 V/cm 是容易达到的,可有较高的量子效率。而且还可以调制外场控制灵敏度,能发展其他用途。但也带来附加电极与现有光电器件的差异。

为了获得最佳发射表面,对内建漂移场,容易想到建立负电子亲合势表面,象文献[1]那样。但有利光电子漂移的结构是表面为 n 型层,它不能建立负电子亲合势。好在我们知道 Bi_2S_3 是一种逸出功极低材料,仅 0.02 eV ,而长波限高达 $7 \mu\text{m}$ ^[12]。如果用它覆盖具有 $p\text{-i-n}$ 结构的表面,电子通过薄 Bi_2S_3 层 ($< 100 \text{ \AA}$) 后,几乎无阻挡地进入真空。这

种内场模型为 $p-i-n$ α -Si:H/ Bi_2S_3 , 其能带图示于图 7. 前面计算 α -Si:H 在 $E = 10^4 \text{ V/cm}$ 的光电导灵敏度为 10^5 — $10^7 \mu\text{A/lm}$, 如果 Bi_2S_3 层和 n 型层内电子被大部分吸收, 仅 10^{-2} 的电子达到表面并进入真空, 这种光阴极的灵敏度可达 10^3 — $10^5 \mu\text{A/lm}$, 量子效率可达 1 — 10^2 .

对外漂移场, 只能利用 Cs-O_2 敏化来降低表面逸出功. 这种外场模型为 SnO_2 - α -Si:H-Al: Cs_2O , 其能带图示于图 8. 前面光阴极量子效率的计算取表面发射系数 $A = 1$,

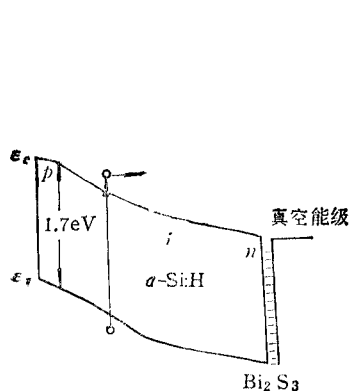


图 7 α -Si:H 光电发射的内场模型能级图

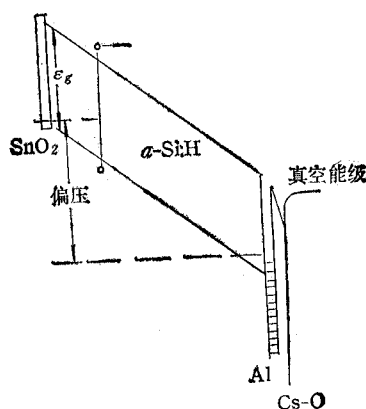


图 8 α -Si:H 光电发射的外场模型能级图

相当于光电导的情况. 实际上光电发射电流仅是光电导电流中的一小部分, $A \ll 1$. 文献[3]中已建立的计算公式, 是从扩散型阴极出发的, A 的计算繁杂而不准确, 因此量子效率的计算极不符合实际. 我们前面的计算式是从漂移型阴极出发的. 传导电流的计算与实际较符合; A 可以不必计算, 因测量极为简便. 这只要同时测量阴极的光电导电流和光电发射电流, 并加以比较即可得 A . 这在扩散型阴极中是作不到的. 因此我们的计算式更为符合实际. 为了估计 A , 我们参考 N. Foss^[2] 的结果. 他设计的 $\text{Si-SiO}_2\text{-Al}_2\text{:Cs}_2\text{O}$ 光阴极, 测得 $A \approx 10^{-3}$. 我们对夹心式 α -Si:H 阴极进行了测量, $A \geq 10^{-3}$. 现以 $A = 10^{-3}$ 进行计算, 外漂移场 α -Si:H 光阴极灵敏度可达 10^3 — $10^5 \mu\text{A/lm}$ ($E = 10^4 \text{ V/cm}$), 量子效率可达 1 — 10^2 .

对外场模型, 已进行了光电发射的实验研究, 获得了比文献[1]好得多的实验结果. 这不仅证明了该模型的正确设计, 而且前景比估计的可能还要好. 初步观察的光电流惰性和暗电流都很小, 这自然增加了应用前景. 关于这些研究将另文发表.

七、结 论

将光阴极分为扩散型和漂移型. 以漂移型的计算为出发点, 推导了一系列量子效率的计算公式. 指出了扩散型阴极的局限和漂移型阴极的发展前景. 还阐明了文献[1]的扩散型 α -Si:H 光阴极量子效率极差的原因.

α -Si:H 材料, 在高电场下有很长的漂移长度和存在电荷放大效应, 光电导灵敏度可

达 10^0 — $10^8 \mu\text{A}/\text{lm}$, 量子效率可达 10^3 — 10^5 。由此设计了漂移型 $a\text{-Si:H}$ 光阴极。外场模型和内场模型的结构分别是, $\text{Sn}_2\text{O}_3\text{-}a\text{-Si:H-Al:Cs:O}$ 和 $p\text{-i-n } a\text{-Si:H/Bi}_2\text{S}_3$, 二者的积分灵敏度估算可达 10^3 — $10^5 \mu\text{A}/\text{lm}$, 量子效率可达 1 — 10^2 。量子效率超过 1, 只有漂移型光阴极才有可能性, 这具有重要意义。

对外场模型的初步实验表明, 此结构设计是成功的, 应用前景十分美好。

本文虽仅限于漂移型 $a\text{-Si:H}$ 光阴极的设计, 对于类似的其他材料亦可能适用。

参 考 文 献

- [1] H. Schade, J. Pankove, *Surface Science*, 89(1979), 543.
- [2] N. Foss, *J. Appl. Phys.*, 42(1971), 3764.
- [3] A. Sommer 著, 侯洵译, 光电发射材料, 科学出版社, 1979, p. 313.
- [4] 黄昆、韩汝琦, 半导体物理基础, 科学出版社, 1979, p. 101.
- [5] P. Zanzucchi, et al., *J. Appl. Phys.*, 48(1977), 5227.
- [6] J. Mort, et al., *Appl. Phys. Lett.*, 38(1981), 1277.
- [7] R. Williams, R. Crandall, *RCA Rev.*, 40(1979), 371.
- [8] R. Engstrom, *RCA Rev.*, 16(1955), 116.
- [9] D. Carlson, Advances in amorphous silicon solar cells, 14th IEEE Photovoltaic Specialists Conf., San Diego, (1980), p. 291.
- [10] A. Rose, Concepts in Photoconductivity and Allied Problems, John Wiley Sons, Inc., (1963), p. 77.
- [11] W. Spear, et al., *J. Non-Cryst. Solids*, 15(1974), 410.
- [12] W. Summer, Photosensors, Chapman & Hall Ltd., London, (1957), p. 60.

$a\text{-Si:H}$ PHOTOEMISSIVE MODEL WITH DRIFT ELECTRIC FIELD

Hai Yuhan Chen Yuanxin Zhang Baochui

(Institute of Electronics, Academia Sinica, Beijing)

Abstract The quantum efficiency of photocathodes which are diffusion type or drift type, or which produce charge amplification effect in high field is analysed. $a\text{-Si:H}$ photoemissive model with internal or external electric field is presented. Its structure is $p\text{-i-n } a\text{-Si:H/Bi}_2\text{S}_3$ or $\text{SnO}_2\text{-}a\text{-Si:H-Al:Cs:O}$. Its quantum efficiency and photosensitivity are estimated. They are 1 — 10^2 and 10^3 — $10^5 \mu\text{A}/\text{lm}$ respectively. The experimental results of the photoemissive model with external electric field show that the structural design is correct.

Key words Photocathode; Amorphous silicon; Quantum efficiency; Drift electric field; Charge amplification effect