

用内光发射瞬态电流温度谱测定 $a\text{-Si:H}$ 的隙态密度分布*

苏子敏 彭少麒

(中山大学物理系)

1985年7月17日收到

提 要

本文提出了一种新的研究 $a\text{-Si:H}$ 隙态密度分布的方法——内光发射瞬态电流温度谱。利用这种方法,我们测量了辉光放电制备的 $a\text{-Si:H}$ 材料的隙态密度分布。所得结果在结构上与通常的场效应法结果相似,但在数值上比场效应法结果约小一到两个数量级。

一、引 言

在非晶硅氢合金中,隙态密度分布对材料的光学和电学性质有着重要的影响,因而很大程度上决定着 $a\text{-Si:H}$ 器件的性能。所以,对隙态密度分布的研究具有重要的理论和实际意义。近年来,已发展了好几种测量非晶硅隙态密度分布的方法。然而,这些方法都存在着一一定的不足之处,例如:场效应法的测量结果受界面态的影响较大,而深能级瞬态谱(DLTS)却没有充分考虑隙态对载流子的俘获截面的能量及温度依赖。并且由于这些方法的结果之间存在着明显的差异,到目前为止,人们对非晶硅隙态密度分布还没有一致的认识。因此,进一步探讨与发展测量隙态密度分布的方法及其结果,是很有意义和十分需要的。

稳态的内光发射电流法是研究 MIS 结构中绝缘层的势垒高度、固定电荷分布等的有效手段^[1-3]。如果绝缘层中存在陷阱态,则内光发射电流出现非稳态过程。在本文中,我们首先解决有陷阱态的 MIS 结构的内光发射电流动力学问题,然后将之推广到 Metal/ $a\text{-Si:H/C-Si}$ 结构中去,最终得到一种新的研究 $a\text{-Si:H}$ 隙态密度分布的方法——内光发射瞬态电流温度谱。

二、MIS 系统的内光发射电流理论

为简单起见,下面只讨论电子注入过程,空穴注入情形类似。对于绝缘层中只具有一定固定电荷分布的 MIS 结构,当外加负偏压(即金属层接电源负极)时,其势垒结构如图1所示。当足够能量的光子照入金属薄层时,部分电子被激发到较高的能级中,并在电场

* 中国科学院科学基金资助的课题。

的作用下越过绝缘层势垒,形成内光发射电流. Powell 等人^[1-3]已用电子散射模型,对内光发射电流与外加偏压的关系作了推导,当外加电场较大时可表示为

$$J = A \left\{ h\nu - \phi_1 + B \left[E + \left(1 - \frac{\bar{x}}{d} \right) Q_s / \epsilon_0 \epsilon_{ox} \right]^{1/2} \right\}^p. \quad (1)$$

其中 $B = (q/4\pi\epsilon_i)^{1/2}$, $E = (V + \phi_1 - \phi_2)/d$.

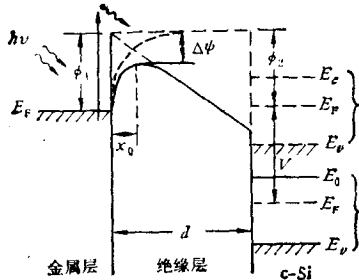


图1 MIS结构的势垒图 $\Delta\psi$ 为势垒降; x_0 为势垒极大值位置; V 为外加偏压值

$h\nu$ 为光子能量; ϵ_i 和 ϵ_{ox} 分别为绝缘介质的有效和静态介电常数; d 为绝缘层厚度; ϕ_1 和 ϕ_2 分别为注入界面和非注入界面的功函数差; A 为与光强、光子能量及量子产额有关的常数,而 p 为与注入层的被激发电子能量分布有关的常数; Q_s 为绝缘层中固定电荷面密度, $\bar{x}$ 为固定电荷的重心到注入面的距离. 对于绝缘层中的固定电荷均匀分布情形, $\bar{x} = d/2$.

当绝缘层中存在陷阱态时,内光发射电流呈非稳状态. 这时,外电路电流由两部分产生,一部分是从金属层跨越绝缘介质层势垒并最终到达

Si层的电子流 J_1 ; 另一部分是由于陷阱俘获电子使绝缘层中的电荷量变化从而在外电路感应的电流 J_2 . 它们分别为

$$J_1 = q\nu n_c \quad (2)$$

$$J_2 = - \frac{\bar{x}}{d} \cdot \frac{dQ_s}{dt}. \quad (3)$$

式中 ν 为绝缘层中电子的迁移速度; $Q_s = -q \int_0^d n_t dx$ 为绝缘层中面电荷密度, $\bar{x}$ 为 Q_s 的重心位置; n_t 为被陷阱俘获的电子体密度, n_c 为绝缘层导带电子密度. 它们与光电子注入率 G 、电子在绝缘层导带中的存在时间 τ , 以及绝缘层中陷阱分布 N_t 有关,满足方程

$$\frac{dn_t}{dt} = \gamma n_c (N_t - n_t). \quad (4)$$

$$\frac{dn_c}{dt} = G - \frac{dn_t}{dt} - \frac{n_c}{\tau}. \quad (5)$$

式中, γ 为陷阱的俘获系数,它与俘获截面 σ 的关系为 $\gamma\tau = \sigma d$, $\tau = d/\nu \sim 10^{-10}s$.

由于光电子注入率 G 与绝缘层的电荷量有关,因此也是一个时间的函数. 当外加偏压足够大时, G 可由(1)式得到

$$G = \frac{A}{qd} \left\{ h\nu - \phi_1 + B \left[E + \left(1 - \frac{\bar{x}}{d} \right) Q_s / \epsilon_0 \epsilon_{ox} \right]^{1/2} \right\}^p. \quad (6)$$

于是,联立方程(4)–(6)式,原则上就可得到 n_c 和 n_t 与时间 t 的关系. 从而得到内光发射电流随时间的变化规律.

图2是借助电子计算机从方程组(2)–(6)计算出的几组给定 N_t 、 σ 数值下 MOS 结构的 J – t 关系曲线. 由图2可见,当 σ 较小时, J 随 t 减小;而 σ 较大时, J 随 t 上升.

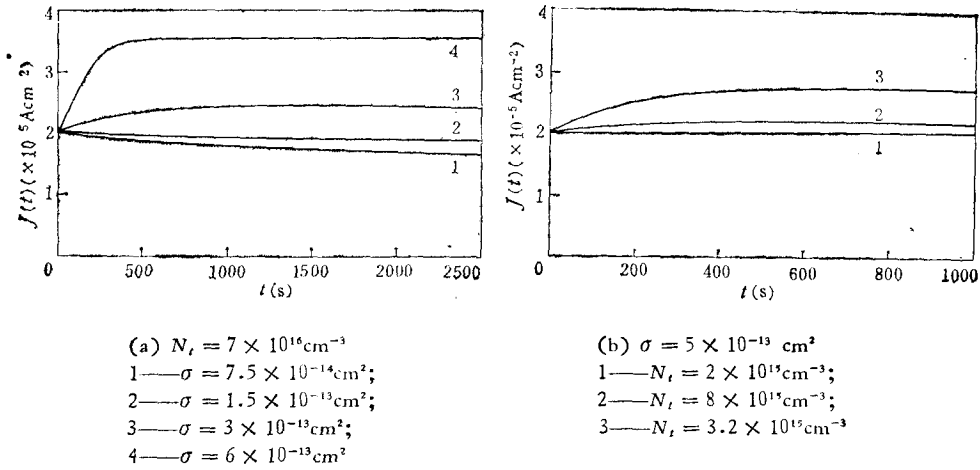


图2 不同 σ 数值(a)和不同 N_t 数值(b)下的 J - t 理论曲线
 $d_{\text{SiO}_2} = 0.4 \mu\text{m}$; $V = -100 \text{ V}$

至此我们已经从动力学方程得到了具有任意陷阱态密度 N_t 和俘获截面 σ 的MIS系统的内光发射瞬态电流的理论计算方法。但是,如果我们要从实验测量的 $J(t)$ 曲线来求 N_t 和 σ ,用这种数值解法是不方便的。因为那样做就必须计算大量 N_t 、 σ 数值下的 $J(t)$ 曲线,然后找出与实验曲线相符合的那组 N_t 、 σ 数值。下面通过把 N_t 、 σ 与 $J(t)$ 的某些特征联系起来,得到一个简单的计算方法。图2表明,不同的 N_t 、 σ 数据下 $J(t)$ 的初、终值是不同的。通过对方程(4)–(6)的计算(见附录),得到 $J(0)$ 、 $J(\infty)$ 与 N_t 、 σ 有如下关系:

$$J(0) = J_0 \left[1 - \left(1 - \frac{\bar{x}}{d} \right) \frac{d\sigma N_t}{1 + d\sigma N_t} \right], \quad (7)$$

$$J(\infty) = qdG(\infty) = A \left\{ h\nu - \phi_1 + B \left[E - \left(1 - \frac{\bar{x}}{d} \right) \cdot \frac{qN_t d}{\epsilon_o \epsilon_{ox}} \right]^{1/2} \right\}^p. \quad (8)$$

其中 $J_0 = qdG(0) = A \{ h\nu - \phi_1 + BE^{1/2} \}^p$ 。这个结果同样表明: 如果 σ 较小, $J(0) > J(\infty)$; 反之, 若 σ 较大, 则 $J(0) < J(\infty)$; 与前面的数值计算一致。

但是, 由(7)和(8)式还不能解出 σ 和 N_t , 因为式中常数 A 还是一个未知数。因此, 还必须再找一个独立的方程。借助电流在 $t = 0$ 的变化率 $dJ(0)/dt$, 可得到方程(见附录)

$$\frac{N_t}{1 + d\sigma N_t} = - \frac{2E^{1/2} \epsilon_o \epsilon_{ox}}{pqdB \left(1 - \frac{\bar{x}}{d} \right)} (h\nu - \phi_1 + BE^{1/2}) \left[\frac{qJ(0)}{\sigma J(0)^2} - \frac{d\sigma N_t f}{1 + d\sigma N_t} \right]. \quad (9)$$

其中

$$f = \frac{(1 - \bar{x}/d)}{1 + \bar{x}\sigma N_t} - \frac{\left(1 - \frac{\bar{x}}{d} \right) \bar{x} \sigma^2 N_t}{(1 + \bar{x}\sigma N_t)^2}.$$

于是, 通过方程组(7)–(9), 只需测量 $J(0)$ 、 $J'(0)$ 和 $J(\infty)$, 就能算出 N_t 和 σ 以及 A 。

三、M/a-Si:H/C-Si 的内光发射瞬态电流理论

对于本征的 a-Si:H (激活能 $E_a > 0.8\text{eV}$) 材料,其电阻率在室温下大于 $10^{14}\Omega\text{cm}$. 当温度低于 -50°C 时,电阻率应大于 $10^{15}\Omega\text{cm}$. 这时, a-Si:H 可看作是绝缘体. 其体内空着的局域态相当于一些陷阱态. 但由于它们离导带底较近,因此,我们还必须再考虑电子被局域态俘获后重新被热激发回导带的过程.

以导带底定为能量坐标的零点. 那么,对于 a-Si:H 带隙中能量为 E 的局域态的电子重新被热激发回导带底的几率为 $\nu_0 e^{E/kT}$. ν_0 为逃逸频率,细致平衡条件要求 $\nu_0 = \gamma N_c$, N_c 为导带有效态密度. 于是, (4) 式应修正为

$$\frac{dn_i(E)}{dt} = \gamma n_c [N(E) - n_i] - \nu_0 e^{E/kT} n_i(E). \quad (10a)$$

经变换,上式可变为

$$\frac{dn_i(E)}{dt} = \gamma' n_c [N'(E) - n_i(E)]. \quad (10b)$$

其中
$$\gamma' = \gamma \left(1 + \frac{N_c}{n_c} e^{E/kT} \right) = \gamma [1 + e^{(E-E_q^*)/kT}]. \quad (11)$$

$$N'(E) = N(E) / \left(1 + \frac{N_c}{n_c} e^{E/kT} \right) = N(E) / [1 + e^{(E-E_q^*)/kT}]. \quad (12)$$

上式中, $N(E)$ 为隙态密度分布,因而 $N'(E)$ 可称为有效隙态密度分布. γ' 为有效俘获系数. E_q^* 为俘获与释放达到平衡状态后的准费密能级

$$E_q^* = -KT \ln \frac{N_c}{n_c}. \quad (13)$$

现在来考察能量 E_q^* 两端的情形. 对于 $E < E_q^*$, $\gamma' \cong \gamma$, $N'(E) \cong N(E)$; 而对于 $E > E_q^*$, $\gamma' \gg \gamma$, $N'(E) \ll N(E)$. 可见,对于 E_q^* 以上的局域态,在很短的时间以后就不再增加填充度了,因此,它们基本上是空的. 而对于 E_q^* 以下的态,电子的填充会延续下去,直到它们被完全填满为止. 因此,在足够长的时间后, E_q^* 以下的态被填满. 于是, E_q^* 可看作为这样一个能量参数,在它以下空着的局域态才起陷阱作用,而在它上面的态不起陷阱作用. 经上述分析, (10b) 式可改写为

$$\begin{cases} \frac{dn_i(E)}{dt} = \gamma n_c [N(E) - n_i(E)] & (E < E_q^*), \\ n_i(E) = 0 & (E > E_q^*). \end{cases}$$

于是,上式对能量 E 积分,便得到与 (7) 式相同的形式

$$\frac{dn_i}{dt} = \gamma n_c (N_i - n_i). \quad (14)$$

其中

$$n_i = \int_{E_F}^{E_q^*} n_i(E) dE, \quad (15)$$

$$N_t = \int_{E_F}^{E_g^*} N(E) dE \quad (16)$$

分别为能隙中俘获的电子总密度和有效陷阱总密度。它们都与 E_g^* 有关, 即与温度 T 有关。

在第二节里, 我们已讨论过从内光发射瞬态电流的初、终值及初始电流变化率求陷阱密度的方法。如果我们把这种方法应用于 Metal/a-Si:H/c-Si 结构上, 并通过改变温度, 得到有效陷阱密度 N_t 的温度关系, 就能算出 a-Si:H 的隙态密度分布

$$N(E_g^*) = -\frac{dN_t}{dE_g^*} = -\frac{dN_t}{dT} / K \ln \frac{N_c}{n_c} \quad (17)$$

四、实验及结果

实验样品为在 1(Qcm) c-Si 衬底上辉光放电沉积一层本征的 a-Si:H 薄膜 (衬底温度 $T_s = 230^\circ\text{C}$, 膜厚 $d = 1.5\mu\text{m}$, 激活能 $E_a = 1.05\text{eV}$), 然后在其表面蒸发一层厚度约 200 Å 的半透明铝膜 (面积为 0.1cm^2) 和约几千 Å 厚的小圆形铝接触电极, 形成可进行内光电发射测量的 Al/a-Si:H/c-Si 结构。测量系统如图 3 所示。样品装在一个可以改变温度 (77—450K) 的真空系统内, 偏压电源、微电流计和样品串联, 由微电流计读得内光发射电流值。内光发射电流随时间变化由 X-Y 记录仪记录。样品的暗电流保持小于

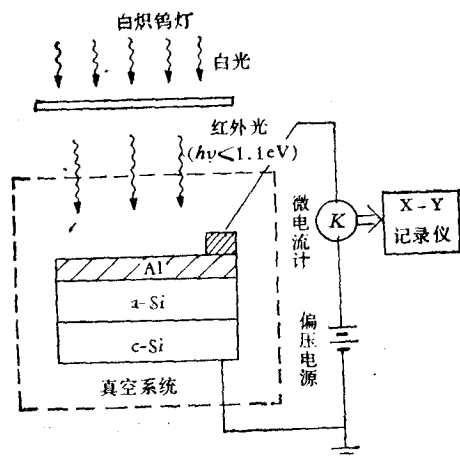


图3 样品与测量系统

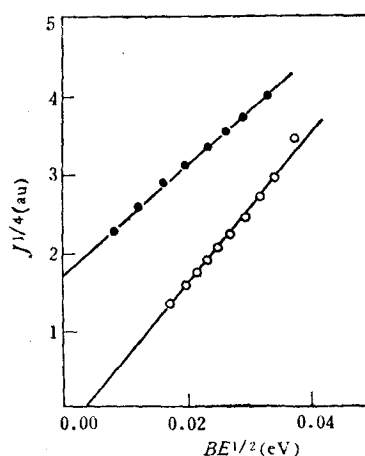


图4 $J^{1/4}$ 与 $E^{1/2}$ 的关系曲线
●——空穴注入；○——电子注入

内光发射电流值的 1%。光源采用白炽钨灯, 经单晶硅片滤光后, 得到 $h\nu \leq 1.1\text{eV}$ 的连续红外光。选用这样的人射光除可以在金属层中激发足够能量的载流子跨越 Al/a-Si:H 界面势垒外, 还有两个好处: 它既不会在 a-Si:H 中产生带间跃迁, 以致产生显著的体内光电导; 也不会被 c-Si 层吸收, 形成 c-Si/a-Si:H 界面的注入电流, 从而使问题简单化。由于是连续光, (1) 式应对光子能量积分。但对于能量分布较均匀的人射光谱, 这样并不影响 (1) 式的函数形式, 只是使幂指数 p 增加 1 而已。

图 4 给出了样品在 250K 下(此时陷阱较少) $J^{1/4}$ 与 $E^{1/2}$ 的关系曲线. 偏压为正时是空穴注入状态, 而偏压为负时是电子注入状态. 图 4 中表明它们具有很好的线性关系. 于是, 我们取幂指数 $p = 4$. 从图 4 中直线在横坐标轴的截距得到样品的 Al/a-Si:H 界面电子注入和空穴注入的势垒高度分别为 $\phi_{\text{电子}} = 1.104\text{eV}$ 和 $\phi_{\text{空穴}} \cong 1.087\text{eV}$.

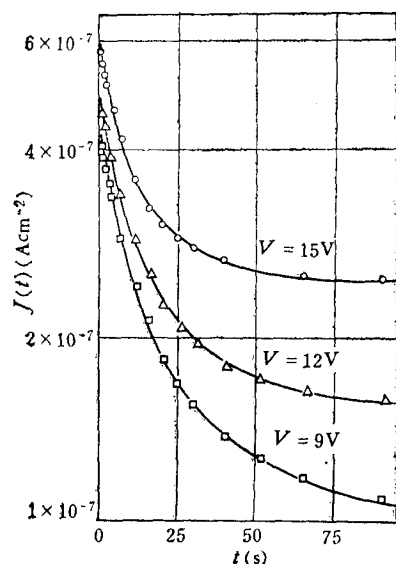


图 5 不同偏压值下的 $J-t$ 测量曲线

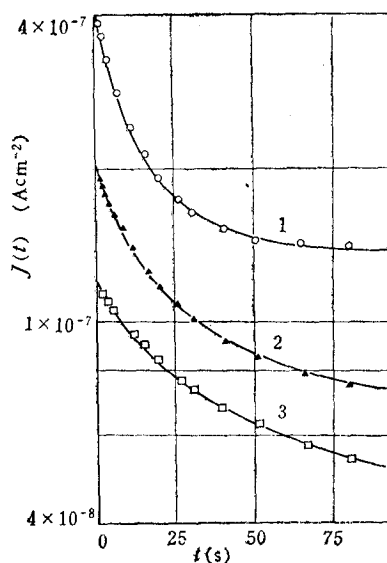


图 6 不同入射光强下的 $J-t$ 测量曲线

由于能量 E_g^* 只对温度 T 敏感, 因此, 在一定温度下对于注入载流子的有效陷阱密度应基本保持不变, 而与外加偏压值和入射光强度大致无关. 作为这个考虑的检验, 我们在 77K 温度下对样品进行了测量. 图 5 和图 6 分别给出空穴注入状态下不同偏压值和不同入射光强的内光发射瞬态电流曲线. 根据前面的理论, 由图中的实验曲线初终状态计算出空穴的有效陷阱密度和俘获截面结果, 分别列于表 1 和表 2.

表 1 由图 5 计算的 N_t 和 σ 值

偏 压 (V)	N_t (cm^{-3})	σ (cm^2)
9.5	4.55×10^{15}	2.07×10^{-15}
12	4.76×10^{15}	1.82×10^{-15}
15	4.79×10^{15}	1.64×10^{-15}

表 2 由图 6 计算的 N_t 和 σ 值

编 号	光强	N_t (cm^{-3})	σ (cm^2)
1	最强	4.48×10^{15}	2.57×10^{-15}
2	较强	4.59×10^{15}	2.55×10^{-15}
3	弱	4.67×10^{15}	2.46×10^{-15}

由表 1 和表 2 可见, 对于不同的外加偏压和入射光强, 在同一温度下测量得的有效陷阱密度是一致的. 它们之间的偏差小于 5%, 说明用内光发射瞬态电流测量陷阱态的理论是

可靠的。表 1 和表 2 还表明,俘获截面与入射光强无关,而与外加偏压有关。偏压越大,则俘获截面越小。这是不难理解的,因为载流子迁移速度越大,能量越大,就越不易被陷阱俘获。

从表 1 和表 2 中的数据,根据 (2)~(6) 式算出相应的理论曲线,如图 5 和图 6 中的实线所示。它们与实验值符合很好,再次说明了本文理论的正确性。

以上是根据实验对内光发射瞬态电流法在理论上的正确性作出了检验。下面就用这个方法测量 a-Si:H 的隙态密度分布。在 77—250K 的温度范围里的一系列温度点下,我们测量了样品在两种注入状态下的内光发射电流的时间关系。图 7(a) 和 (b) 给出了其中几个有代表性的温度点下空穴注入状态的测量结果。根据在各温度点下内光发射电流

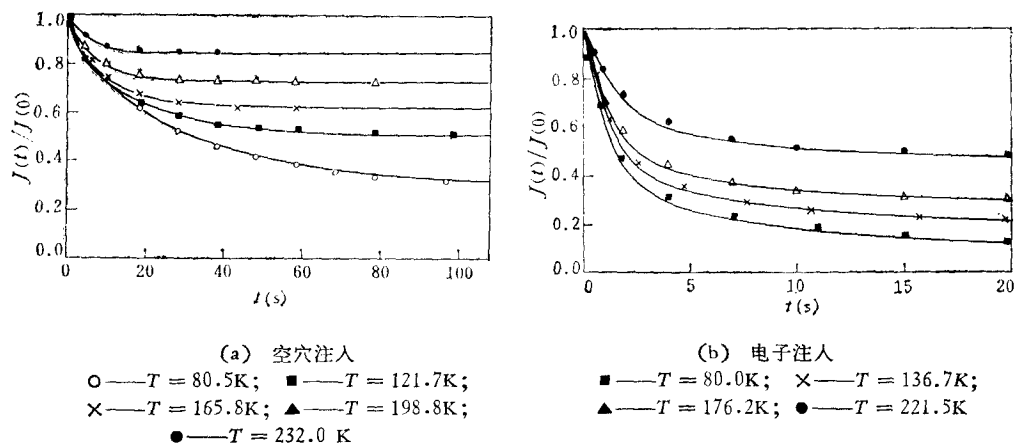


图 7 几个温度下内光发射电流(归一化)的时间关系曲线

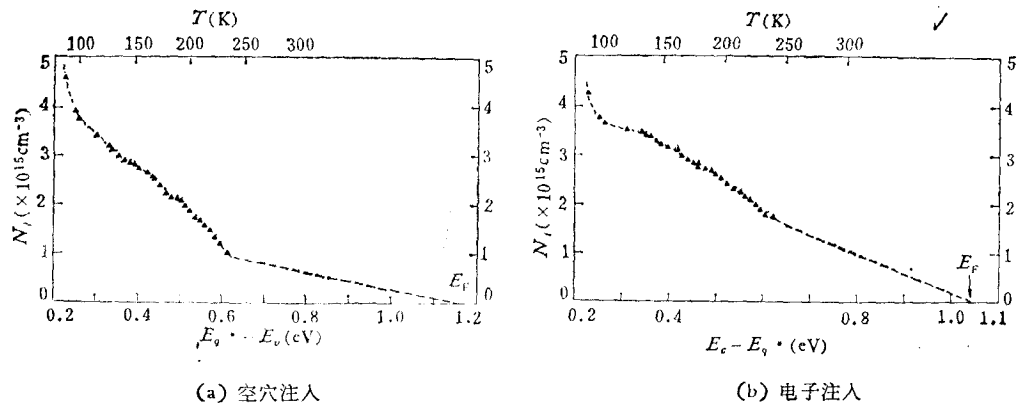


图 8 有效陷阱密度 N_t 与温度 T 和准费密能级 E_t^* 的关系

的时间关系,算出有效陷阱密度 N_t 与温度 T 和准费密能级 E_t^* 的关系,如图 8 所示。其中虚线是根据各实验点所作的较合理的平滑曲线。于是,从这条曲线的斜率,我们就得到了如图 9 所示的辉光放电 a-Si:H 的隙态密度分布曲线。

图 9 表明,用内光发射瞬态电流法测得的带隙态密度分布与场效应法^[4]的结果具有

相似的结构,在 $E_c - E$ 和 $E_v - E = 0.5-0.6\text{eV}$ 之间出现局域态峰,其数值约为 $1 \times 10^{16}\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-3}$,比场效应法的结果约小两个数量级。

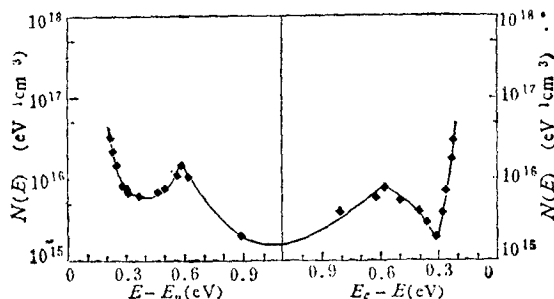


图9 用内光发射瞬态电流法测得的 GDa-Si:H 隙态密度分布曲线

五、讨 论

在以往不少的测量隙态密度方法中,由于界面态效应和俘获截面对能量和温度的依赖等因素而使所得结果的准确性受到很大的影响。因此,我们有必要讨论这些因素对本文的方法的影响。

首先,可以推断,表面态效应对本实验的测量结果影响甚小。虽然界面态同样可以通过俘获使通过界面的载流子数量减小,但由于它们所处的位置,使得它们所俘获的电荷不会改变 Al/a-Si:H 界面附近的势垒极大值,因而界面态只会使光电流初值变小,而不会影响电流终值。一般来说,界面态密度 $N_{ss} \sim 10^{12}\text{cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$ 。如果界面态的俘获截面与体内态相近(小于 10^{-14}cm^2) 或更小,那么, $N_{ss}\sigma_s < 1\%$,因而经过界面的载流子只有不到 1% 被界面态俘获。如若界面态的俘获截面比体内态的大很多,则界面态对瞬态电流的作用时间比体内态的作用时间短得多,因而我们很容易就能将界面态的影响从体内态的影响中区别出来。总之,无论界面态的俘获截面是大是小,只要 N_{ss} 不大于 $10^{12}\text{cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$,其对内光发射电流的影响都不大。因此,内光发射瞬态电流法是一种反映体内性质的方法。这也许是这种方法的结果比场效应法的结果小的一个重要原因。

由于内光发射瞬态电流法能同时测定 N_t 和 σ ,因而不必预先假定一个恒定的 σ 值,也就避免了 σ 随温度变化而对计算结果产生的影响。并且,由于在计算能量标度 E_s^* 的 (16) 式中不存在可能随温度和能量变化的逃逸频率 ν_0 ,因此,所得到的能量标度结果更加准确。这些都是比 DLTS 法^[9]优越的地方。

六、结 语

本文发展了一种新的测量 a-Si:H 隙态密度分布方法——内光发射瞬态电流法。它受界面态影响较小,因而是一种测量体内性质的方法。用这种方法对辉光放电淀积 a-Si:H 样品的测量结果表明,在 $E - E_v$ 和 $E_c - E = 0.5-0.6\text{eV}$ 之间存在局域态的峰,其数值为 $1 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}\text{eV}$ 。这个结果在结构上与场效应法结果相似,但在数值上约小一到两

个数量级。这意味着场效应法的结果是受界面态影响的。本文结果与 DLTS 法结果^[9]显著不同。

内光发射电流法还可同时测量到不同温度下局域态对电子或空穴的俘获截面, 以及 Metal/a-Si:H 接触界面的电子注入和空穴注入势垒高度等数据, 进而得到迁移率隙, 表面能带弯曲等数据。因此, 内光发射电流法是研究 a-Si:H 材料的一种有效手段。

附 录

内光发射电动力学方程 (4) 和 (5) 的初始条件为

$$n_i(0) = 0, \quad n_c(0) = 0. \quad (\text{A.1})$$

当 $t \sim 0$ 时, 因为 n_c 是以时间常数 $\tau(10^{-10}\text{s})$ 变化的, 而 n_i 的变化持续以 s 计算, 故在 $t = 0 \sim \delta$ ($\delta \gg \tau$, 但足够小) 的时间里, 可以认为 n_i 为常数。将 (4) 式代入 (5) 式, 解得

$$n_c = \frac{G(0)\tau}{1 + r\tau(N_i - n_i)} \{1 - \exp[-(1/\tau + rN_i - rn_i)t]\}. \quad (\text{A.2})$$

当 $t \sim \delta$,

$$n_c \cong \frac{G(0)\tau}{1 + r\tau(N_i - n_i)} \cong \frac{G(0)\tau}{1 + r\tau N_i}. \quad (\text{A.2}')$$

其中

$$G(0) = (A/qd)(h\nu - \phi_i + BE^{1/2})^p.$$

于是, 为方便起见, 我们忽略在 $t = 0 \sim \delta$ 这段时间里的变化, 将初始条件 (A.1) 式变换为

$$n_c(0) = \frac{G(0)\tau}{1 + r\tau N_i}, \quad n_i(0) = 0. \quad (\text{A.3})$$

所以

$$\left. \frac{dn_i}{dt} \right|_{t=0} = \frac{rN_i G(0)\tau}{1 + r\tau N_i}. \quad (\text{A.4})$$

当 $t \rightarrow \infty$, 陷阱态将全部被电子填满, n_c 趋于稳定值。故有

$$n_i(\infty) = N_i \text{ 和 } n_c(\infty) = \tau G(\infty). \quad (\text{A.5})$$

其中

$$G(\infty) = (A/dq) \left\{ h\nu - \phi_i + B \left[E - \left(1 - \frac{\bar{x}}{d} \right) \frac{qN_i d}{\epsilon_0 \epsilon_{ox}} \right]^{1/2} \right\}^p.$$

于是, 把 (A.3)~(A.5) 式代入 (2) 和 (3) 式, 就得到 (7) 和 (8) 式了。

实际上, (7) 式可推广到任意时刻

$$J(t) = J_0(t) \left[1 - (1 - \bar{x}/d) \frac{r\tau(N_i - n_i)}{1 + r\tau(N_i - n_i)} \right], \quad (\text{A.6})$$

其中

$$J_0(t) = qdG(t) = A \left\{ h\nu - \phi_i + B \left[E - (1 - \bar{x}/d) \frac{qd n_i(t)}{\epsilon_0 \epsilon_{ox}} \right]^{1/2} \right\}^p,$$

所以

$$\left. \frac{d(J_0/J)}{dt} \right|_{t=0} = -r\tau \left. \frac{dn_i}{dt} \right|_{t=0}. \quad (\text{A.7})$$

将 (5) 式变换为

$$J_0 - J \cong qd \cdot \frac{dn_i}{dt} \cdot (1 - \bar{x}/d). \quad (\text{A.8})$$

代入 (A.7) 式, 得方程

$$\frac{1}{J(0)} \cdot \frac{dJ_0(0)}{dt} - \frac{J_0(0)}{J^2(0)} \frac{dJ(0)}{dt} = \frac{r\tau}{qd} [J(0) - J_0(0)] / \left(1 - \frac{\bar{x}}{d} \right) \quad (\text{A.9})$$

$$\frac{dJ_0(0)}{dt} = -\frac{PAB}{2E^{1/2}\epsilon_0\epsilon_{ox}} (\hbar\nu - \phi_t + BE^{1/2})^{F-1} [J_0(0) - J(0)]. \quad (\text{A.10})$$

方程 (A.6), (A.9), (A.10) 经整理后,就得到方程 (9).

参 考 文 献

- [1] R. J. Powell, *J. Appl. Phys.*, **41**(1970), 2424.
- [2] C. N. Berglund and R. C. Powell, *J. Appl. Phys.*, **42**(1971), 573.
- [3] R. J. Powell and C. N. Berglund, *J. Appl. Phys.*, **42**(1971), 4390.
- [4] A. Madan, P. G. LeComber and W. E. Spear, *J. Non-Cryst. solids*, **20**(1976), 239.
- [5] D. V. Lang *et al.*, *Phys. Rev.*, **B25**(1982), 5285.

DETERMINATION OF THE GAP STATE DISTRIBUTION IN a-Si:H BY THE METHOD OF INTERNAL PHOTOEMISSION TRANSIENT CURRENT TEMPERATURE SPECTROSCOPY

SU ZI-MIN PENG SHAO-QI

(Department of Physics, Zhongshan University, Guangzhou)

ABSTRACT

In this paper, we present a new method of determination of the gap state distribution in a-Si:H—the internal photoemission transient current temperature spectroscopy (IPETCTS). By this method, we succeeded in determining the GDOS distribution $N(E)$ in a GD a-Si:H film. The result agrees in shape with that obtained from the typical field effect measurement, while the magnitude of the gap state density obtained from the IPETCTS is smaller by one to two orders than that from field effect measurement.