

用深能级瞬态电容谱测定掺磷 α -Si:H 的隙态密度*

杜永昌 张玉峰

(北京大学物理系)

杨大同 张光华

(北京大学无线电系)

韩汝琦

(北京大学计算机系)

非晶硅的隙态密度在很大程度上决定了材料的电学和光学性质,因而对非晶硅隙态密度的研究具有重要的理论和实际意义.目前,对非晶硅隙态密度分布的认识,仍存在着争议. W. E. Spear 等人^[1]首先用场效应方法测定了非晶硅的隙态密度分布,并在相当一段时间为人们所接受.但由于场效应方法在实验数据处理上存在着很大误差^[2],另外该方法的测量结果受界面态的影响很大. J. D. Cohen 等人^[3-7]用深能级瞬态谱(DLTS)测定了非晶硅的隙态密度分布,得到了与文献[1]不一致的结果.尽管深能级瞬态谱的分析工作还有待于进一步完善,但已明显地显示出其优越性.它可以将界面态和体内的作用分开.能带弯曲的函数形式对于场效应测量法是十分重要的,而对 DLTS 法则只是第二位的因素.

本工作在单晶硅衬底上用辉光放电方法制备了掺磷 α -Si:H 薄膜,用深能级瞬态电容谱测定了掺磷 α -Si:H 的隙态密度分布,并就实验中的一些问题进行了讨论.

DLTS 技术已广泛用来研究晶态半导体中的深能级杂质和缺陷,非晶态半导体中的隙态,实际上是具有连续分布的一系列深能级.

下面讨论掺磷 α -Si:H 肖特基二极管的偏压按图 1(a) 所示情况变化时,结电容随时间的变化 $c(t)$ 与隙态密度 $g(E)$ 的关系.脉冲过后为 $t = 0$,

$$c(t) = A_s \sqrt{\frac{qK_s \epsilon_0 [N_s + N_c(t)]}{2(V + V_D)}}, \quad (1)$$

式中, A_s 为结面积, V_D 为自建势, N_s 为易动电荷密度,

$$N_c(t) = \int_{E_i}^{E_F} g(E) \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau(E)}\right) \right] dE, \quad (2)$$

式中, $\tau^{-1}(E) = \nu \exp\left(-\frac{E}{KT}\right)$, 为能量为 E 的电子热发射率. 积分上限为体内平衡费米能级位置,下限为反偏耗尽区中电子准费米能级位置,见图 2. 在深耗尽区中电子准费

* 1983年5月5日收到, 1984年4月28日修改定稿.

米能级随能带弯曲而弯曲,在带隙中的相对位置保持不变,我们用 E_i 表示. 一般取 E_i 近似为 $\frac{E_c - E_v}{2}$, 详细讨论见文献 [7].

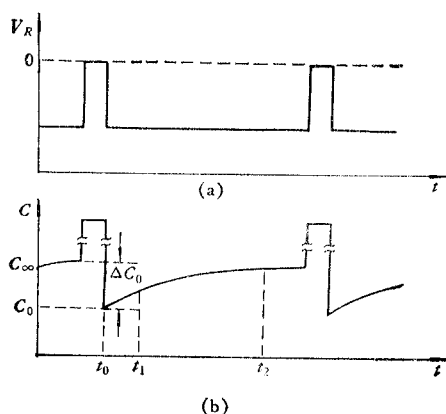


图 1 DLTS 测量原理示意图

(a) 样品偏置电压的变化

(b) 结电容的时间变化

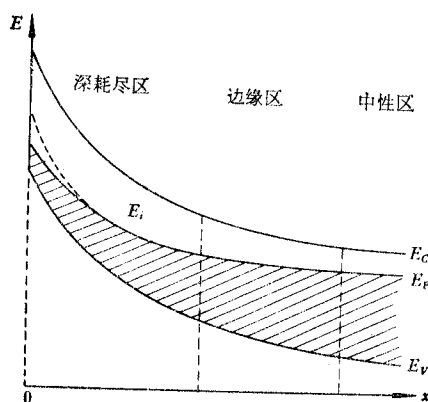


图 2 反向偏置掺磷 $a\text{-Si:H}$ 肖特基二极管能带图

深能级瞬态谱的测量是在发射率窗固定,样品作温度扫描的情况下进行的,双通道取样积分器 (Boxcar) 的门延迟时间 t_1 和 t_2 取定后,发射率窗 $e_0 = \ln(t_2/t_1)/(t_2 - t_1)$, 在某一样品温度下,电容瞬态幅度 $\Delta c(T, t = 0)$ 为处于小能量间隔 ΔE 中 $g(E)$ 的总贡献,即:

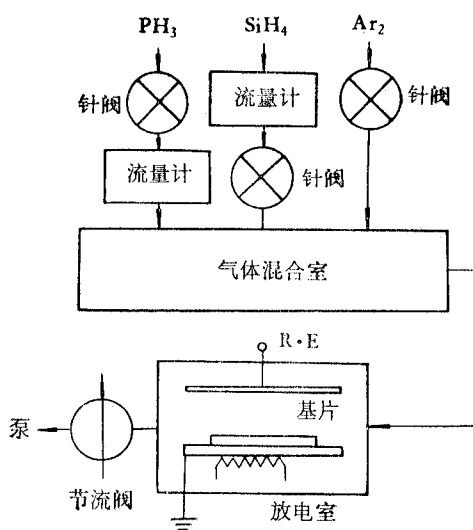


图 3 沉积系统方框图

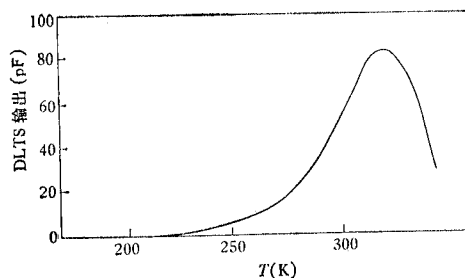


图 4 辉光放电掺磷 N 型 $a\text{-Si:H}$ 肖特基二极管的 DLTS 谱, 发射率窗 $e_0 = 512\text{s}^{-1}$

$$\frac{\Delta c(T, t = 0)}{c(\infty)} = \frac{1}{2} \frac{g(E)\Delta E}{N_s + N_c(\infty)}, \quad (3)$$

式中

$$\Delta E = KT \ln(t_2/t_1 + 10). \quad (4)$$

对应于发射率窗 e_0 的能级为

$$E = KT \ln(e_0^{-1} \cdot \nu). \quad (5)$$

通过 (3) 式、(4) 式可求出 $g(E)$, (5) 式可将温度标度转换为能量标度.

非晶硅样品是用射频辉光放电法制成的, 图 3 为沉积装置的方框图. 硅烷气体(用氢气稀释至 20%) 经针阀和流量计后, 在气体混合室与掺杂剂磷烷 (PH_3) 混合, 然后进入一个电容耦合的射频辉光放电室. 硅烷流量为 10ml/min; 射频频率为 13.56MHz; 射频功率密度为 50mw/cm²; 基片为 N 型单晶硅, 电阻率为 $1.1\Omega \cdot \text{cm}$; 淀积温度为 300°C; 淀积速率为 $1.0 \text{ \AA/s}$, 薄膜厚度为 $3.3\mu\text{m}$. 制成的 N 型非晶材料的电导率为 $1.7 \times 10^{-14}(\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ 在非晶硅表面用真空镀膜的方法形成 Au-Si 肖特基势垒二极管, 管芯面积为 0.6mm^2 . 测量仪器与文献 [8] 同.

图 4 给出 DLTS 谱的典型实验结果. 低温时非晶材料的电阻率增大, 介电弛豫时间增长, 对于 1MHz 的测量信号, 实验温度的下限约为 200K, 相当于 $E = 0.4\text{eV}$, 在接近或低于禁带中间时, 电子热发射率变得很小, 故存在一个温度上限, 本实验温度上限约为 340K. 图 4 的 DLTS 温度谱有一个峰, 改变发射率窗 e_0 时, 峰值对应的温度也相应改变.

图 5 给出了 $\ln(e_0 T^{-2}) - \frac{1000}{T}$ 的关系曲线, 由直线的斜率求得峰值所对应的能量 $E_p = 0.76\text{eV}$, 由 (5) 式计算本样品的 $\nu = 10^{13}\text{s}^{-1}$, 与文献 [4] 的结果一致.

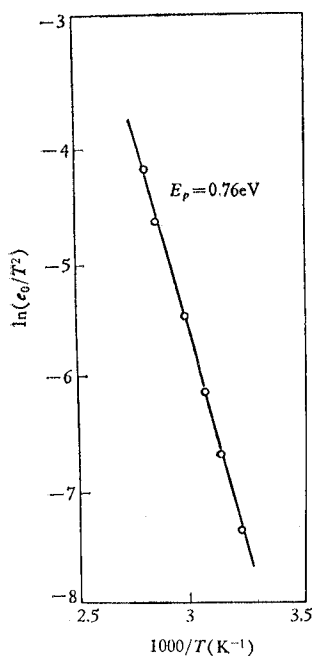


图 5 $\ln(e_0 T^{-2}) \sim \frac{1000}{T}$ 曲线
活能为 0.76eV

用 Model 410 型 $C-V$ 测试仪测量了样品的高频 $C-V$ 曲线, 结果示于图 6. 在反偏压约为 3V 时, $C-V$ 曲线的斜率有明显变化, 这是因为空间电荷区展宽到了单晶衬底. 由转折点处的电容值估算的非晶硅薄膜厚度与用称重法测量的相吻合, 为 $0.33\mu\text{m}$. 由图 6 求得的单晶硅掺杂浓度为 $5 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$, 这和 $1.1\Omega \cdot \text{cm}$ 的电阻率相吻合, 在 $C-V$ 曲线上可得到 DLTS 测试条件下的 C_∞ (本实验取反向偏压

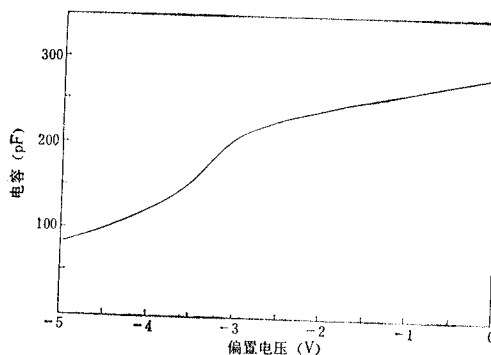


图 6 样品的 $C-V$ 特性曲线, 测试频率: 1MHz, 扫描速度: 10mV/s, 温度: 300K.

为 2V), $C_\infty = 242\text{pF}$. 从二极管面积估算出 $(N_s + N_c(\infty))$ 约为 $4.4 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$. 在以

上的分析中,假设非晶是均匀的,为了验证其合理性,求出了

$$N'_s = -(C^3/K_s \epsilon_0 q A_s^2) \left(\frac{dC}{dV} \right)^{-1}$$

与厚度 x 的关系,结果示于图 7. 可见非晶硅薄层内掺杂基本上是均匀的.

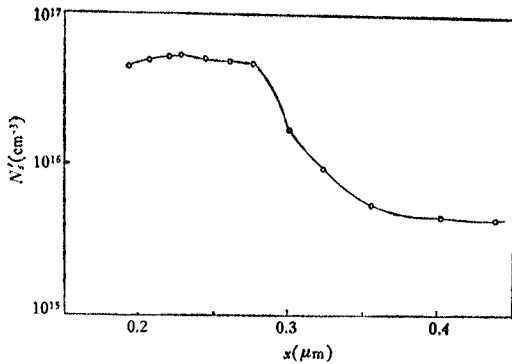


图 7 由图 6 的 $C-V$ 曲线得到的 N'_s 分布

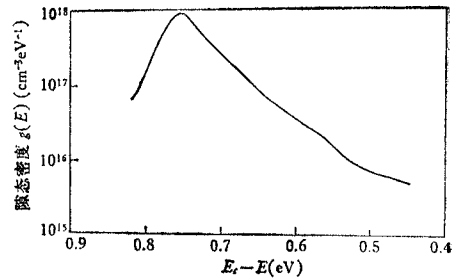


图 8 由图 4 DLTS 谱得到的隙态密度分布

由图 4 的 DLTS 谱求得的 a -Si:H 隙态密度分布如图 8 所示. 从图 8 可见隙态密度的极小值为 $7 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}(\text{eV})^{-1}$. 其对应的能量为 $E_c - E = 0.45 \text{eV}$. 这对应于 DLTS 谱的低温限. 在 $E_c - E = 0.76 \text{eV}$ 处, $g(E)$ 的极大值为 $8 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}(\text{eV})^{-1}$.

为了观测对应于不同能量的隙态俘获截面,将偏置脉冲宽度从 1ms 逐渐减小到 $0.5 \mu\text{s}$ 时,对应于各个温度的 DLTS 值成比例下降,这粗略表明,对应于不同能量处,隙态俘获截面无显著变化. 由于缺乏计算所需要的非晶硅材料的其它参数的确切知识,而且这样求出的俘获截面,必然是不同能量下对应于不同的温度,所以未给出它的定量结果,但实验结果可以说明,应用 (5) 式时, ν 可近似地看作不变.

我们得到的 a -Si:H 隙态密度分布与文献 [4, 5] 用 DLTS 方法得到的结果相似,而与文献 [1] 用场效应方法得到的结果有明显差别. 由于 DLTS 方法从物理图象上和数据分析上都较直观,我们认为 DLTS 法测得的结果更接近于实际.

在得到 (3) 式时,曾作泰勒展开,要求的条件是:

$$g(E)\Delta E \ll N_s + \int_{E_i}^{E_F} g(E)dE$$

其中 $\Delta E = KT \ln(t_2/t_1 + 10)$, (约为 0.06eV). 在一般情况下,这个不等式的条件是满足的. 在 $g(E)$ 的峰值附近所得的结果会有较大的误差,但也不会有数量级的差.

我们使用了中等掺杂水平的单晶硅作为衬底,在 $C-V$ 测量中出现了非晶到单晶的转折,为我们提供了一个新的实验信息,并为实验结果的可靠性提供了有力的旁证.

参 考 文 献

- [1] W. E. Spear and P. G. Le Comber, *J. Non-Crystalline Solid*, **8-10** (1972), 727.
- [2] N. B. Goodman, H. Fritzsche and H. Oyaki, *J. Non-Crystalline Solid*, **35-36** (1980), 599.
- [3] J. D. Cohen, D. V. Lang, J. P. Harbison and J. C. Bean, *Solar Cells*, **2** (1980), 331.
- [4] J. D. Cohen, D. V. Lang and J. P. Harbison, *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 197.

- [5] C. H. Hyun, M. S. Shur and A. Madan, *Appl. phys. Lett.*, **41**(1982), 178.
- [6] D. V. Lang, J. D. Cohen and J. P. Harbison, *Phys. Rev.*, **B25**(1982), 5285.
- [7] J. D. Cohen and D. P. Lang, *Phys. Rev.*, **B25**(1982), 5321.
- [8] 杜永昌、晏懋洵, 物理, **10**(1981), 109.

THE DISTRIBUTION OF DENSITY OF GAP STATES FOR PHOSPHORUS-DOPED AMORPHOUS SILICON MEASURED BY DEEP LEVEL TRANSIENT SPECTROSCOPY

Du Yongchang, Zhang Yufeng, Yang Datong,

Zhang Guanghua, Han Ruqi

(Beijing University)

A density-of-state distribution in the pseudo-gap of phosphorus-doped a-Si:H material prepared by GD method has been measured experimentally by deep level transient spectroscopy (DLTS). A minimum value of $7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ has been obtained at the energy of about 0.45 eV below E_c . This physical picture is quite different from the previous one obtained by the field effect method. Some comments on the method used and the theoretical analysis are given.