

射频溅射无定形硅的总空位体积分数

费 庆 宇

(电子工业部中国电子产品可靠性与环境试验研究所)

黄 炳 忠

(中山大学物理系)

1984 年 7 月 2 日收到

提 要

本文叙述了借助于有效介质理论, 利用椭圆偏振光谱测算 a-Si 的总空位体积分数的方法。不同氩压力条件下射频溅射制备的 a-Si 薄膜的电学性质和光学性质的变化借助于它们的总空位体积分数的变化可以得到满意的解释。这说明测定 a-Si 薄膜的总空位体积分数是有意义的。测量结果表明, 总空位体积分数与氩原子占据的体积分数一致。

一、引 言

实际的四面体无定形半导体(如 a-Si, a-Ge 和 a-GaAs)的费密能级附近存在状态密度很大的定域态(以下简称隙态), 与晶态半导体相区别的无定形半导体的许多特殊性质往往由密度很大的隙态引起。目前普遍认为, 四面体无定形半导体的隙态主要来源于空位表面的悬挂键。由于溅射过程各种粒子的轰击, 溅射制备的 a-Si 产生大量缺陷, 而空位是最主要的缺陷。但靶原子和氩粒子的轰击随氩压力 P_{Ar} 的不同引起不同的效应, 影响样品的品质。Pawlewicz^[1] 曾报道当 P_{Ar} 从 25—150mTorr 增大, a-Si 的室温电导率和氩含量平行减小, 吸收限发生蓝漂移, 光隙宽度增大。由这些实验结果, Pawlewicz 推断: 材料中的空位是由高速运动的氩粒子对生长薄膜轰击引起材料损伤造成的, 高 P_{Ar} 条件下制备的 a-Si 材料, 由于轰击作用小, 材料的致密性好, 空位浓度小, 因而隙态密度小。而 Anderson 等人^[2] 报道, 当 $P_{Ar} < 30\text{mTorr}$, 材料的光电导随 P_{Ar} 增高而增大。当 $P_{Ar} > 30\text{mTorr}$, 结果相反, 薄膜的光电导随 P_{Ar} 的增高而减小。Anderson 等人还报告, 高 P_{Ar} 条件下制备的 a-Si, 易受氧污染。由这些实验结果, Anderson 等人认为, 硅原子对生长薄膜的轰击对材料的结构和性质有决定性的作用, 高 P_{Ar} 下由于轰击作用太弱, a-Si 的致密性差, 空位浓度大, 因而隙态密度大。Pawlewicz 和 Anderson 等人的结论不一致, 可能与实验条件不同有关, 但评价材料的品质以及不同的 P_{Ar} 对溅射 a-Si 材料所起的作用, 据 Moustakas^[3] 建议, 最好是对不同 P_{Ar} 下制备的 a-Si 材料的致密性进行测定, 然而这方面的工作未见报道。

测定四面体无定形半导体的总空位体积分数, Paul 等人^[3] 采用 X 射线小角散射法,

由于实验方法以及数据处理比较复杂,采用此法不普遍。此外还可以用密度比较法,通常采用的方法有称重法和氦离子背散射法^[4],前者要求精巧的实验技术,后者要有大型复杂的设备。本工作借助于有效介质理论利用椭圆偏振光谱测定在不同氩压力条件下制备的射频溅射 a-Si 的总空位体积分数。把在不同氩压力条件下制备的 a-Si 的总空位体积分数与自旋密度,光隙宽度的测量结果进行对照,发现它们之间符合很好。

二、总空位体积分数的测算原理和方法

Webman 等人^[5]发展的有效介质理论,适用于四面体无定形半导体。他们的结果是经多次散射,光通过复介电函数分别为 $\epsilon_1(\lambda), \epsilon_2(\lambda) \dots \epsilon_i(\lambda) \dots \epsilon_n(\lambda)$ 的 n 种介质组成的异质系统,有如下关系:

$$\left\langle \frac{\epsilon_i(\lambda) - \epsilon(\lambda)}{\epsilon_i(\lambda) + 2\epsilon(\lambda)} \right\rangle = 0. \quad (1)$$

式中 $\epsilon(\lambda)$ 是系统的有效介电函数。对于由空位和一种介质组成的两组分系统,(1)式化为

$$V \left(\frac{\epsilon_m(\lambda) - \epsilon(\lambda)}{\epsilon_m(\lambda) + 2\epsilon(\lambda)} \right) + (1 - V) \left(\frac{\epsilon_v(\lambda) - \epsilon(\lambda)}{\epsilon_v(\lambda) + 2\epsilon(\lambda)} \right) = 0. \quad (2)$$

式中 $\epsilon_m(\lambda)$ 和 $\epsilon_v(\lambda)$ 分别为介质和空位的复介电函数。 V 为介质所占的体积分数, $(1 - V)$ 为空位所占的体积分数。(2)式的解有如下形式:

$$\epsilon(\lambda) = \epsilon_m(\lambda)f[\chi(\lambda), V], \quad (3)$$

$$f[\chi(\lambda), V] = \alpha(\lambda) \pm \left[\alpha^2(\lambda) + \frac{1}{2} \chi(\lambda) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

$$\alpha(\lambda) = \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{3}{2} V - \frac{1}{2} \right) [1 - \chi(\lambda)] + \frac{1}{2} \chi(\lambda) \right\}, \quad (5)$$

$$\chi(\lambda) = \epsilon_v(\lambda)/\epsilon_m(\lambda). \quad (6)$$

对于 $0 \leq V \leq 1$, 当 $0.05 < |\chi(\lambda)| < 20$, 上述理论对于 $\epsilon(\lambda)$ 能给出一个好的近似结果。

平方根符号的选择要求是: 有效复介电函数 $\epsilon(\lambda)$ 的虚部 $\epsilon_s(\lambda) = \text{Im}[\epsilon(\lambda)] \geq 0$ 。

在我们现在要讨论的系统, $\epsilon_m(\lambda)$ 是 a-Si 的复介电函数。把实验测得的样品的复介电函数值与用(2)式算得的有效复介电函数值进行比较,便可得到空位的体积分数 $1 - V$ 。在单个波长下比较,由于存在介电函数在某些波长可能相交而带来的偶然因素,使结果难于确定,所以比较是在整个测量的光谱范围内进行的。不同介质的色散曲线是不可能完全重合的,因此在一个宽阔的光谱范围内比较,当其中一个组分的成分已知,而另一组分成分需要由它的色散关系来确定时尤为重要。

确定 V 或 $(1 - V)$ 的方法如下: 改变 V 的数值,利用已知的 $\epsilon_m(\lambda)$ 数值和 $\epsilon_v(\lambda)$ 数值,对每一个 V ,由(3)–(6)式可得到 $\epsilon(\lambda)$ 的计算值 $\epsilon_{\text{cal}}(\lambda)$ 。为把 $\epsilon(\lambda)$ 的计算值曲线 $\epsilon_{\text{cal}}(\lambda)$ 与实验值曲线 $\epsilon_{\text{exp}}(\lambda)$ 进行系统的客观的比较,按照 Aspnes^[6] 的建议,对每一个计算值曲线和实验值曲线计算均方差值。

$$\delta_i = \left[\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N |\epsilon_{\text{cal}}(\lambda) - \epsilon_{\text{exp}}(\lambda)|^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

N 是通过整个实验波长范围内相等波长间隔的点数。 δ_i 从整体上反映了计算曲线与实验曲线的接近程度。最小的 δ_i 所对应的 V_i 或 $1-V_i$ 为所求的结果。(7)式中 $\epsilon_{\text{cal}}(\lambda)$ 和 $\epsilon_{\text{exp}}(\lambda)$ 都是复数。在计算 δ_i 时, 实部和虚部都考虑在内。

本工作中 $\epsilon_m(\lambda)$ 采用 Pierce 和 Spicer^[7] 用蒸发法在超高真空中, 高衬底温度和慢沉积率条件下制备的 a-Si 样品并在超高真空中测得的数据。许多如文献 [7,8] 都认为, 上述条件下制备的 a-Si 最接近于无空位 a-Si。本工作利用(2)式计算 $\epsilon(\lambda)$ 时, 还假定 $\epsilon_v(\lambda) = 1$ 。

三、结果和讨论

a-Si 薄膜用射频溅射沉积在晶态硅的衬底上, 膜厚 1.5—2.0 μm。详细的样品制备条件见文献[9]。

a-Si 薄膜的复介电函数的实验值用椭圆偏振光谱法得到^[10]。

光隙宽度用高吸收区 ($\alpha > 10^4 \text{ cm}^{-1}$) 的公式 $\alpha(h\nu) = B(h\nu - E_{\text{opt}})^2/h\nu$, 由 $(\alpha h\nu)^{\frac{1}{2}}$ 对 $h\nu$ 曲线的线性部分外推截距来确定^[14]。式中 α 为吸收系数, E_{opt} 为光隙宽度。 α 由椭圆偏振光谱仪测得。样品的电子自旋密度用电子自旋共振波谱仪测定。

图 1 至图 4 表示在不同氩压力 P_{Ar} 条件下制备的四个 a-Si 样品的有效复介电函数的实验曲线 $\epsilon_{\text{exp}}(\lambda)$ 以及与实验曲线最接近的计算曲线 $\epsilon_{\text{cal}}(\lambda)$ 。曲线的计算和拟合是由计算机完成的。

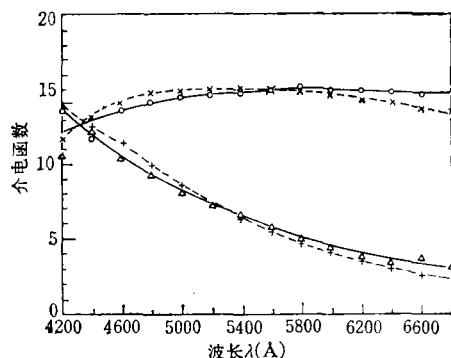


图 1 射频溅射 a-Si 的复介电函数。 $P_{\text{Ar}} = 10 \text{ mTorr}$; 总空位体积分数为 16%。…× 为 ϵ_1 的计算值; —○ 为 ϵ_1 的实验值; …+ 为 ϵ_2 的计算值; —▽ 为 ϵ_2 的实验值

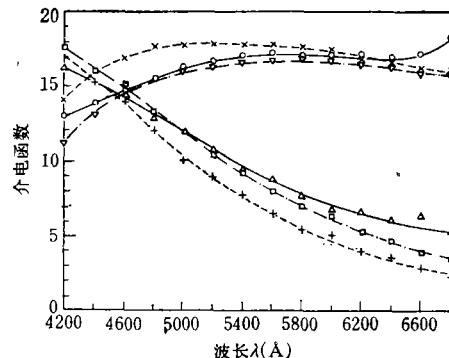


图 2 射频溅射 a-Si 的复介电函数。 $P_{\text{Ar}} = 14 \text{ mTorr}$; 总空位体积分数为 5%; 图例同图 1; 附加图例: 总空位体积分数为 5% 的 a-Si 表面上有厚 20 Å 的 SiO₂ 的情况下, …—▽ 为 ϵ_1 的计算值; ——□ 为 ϵ_2 的计算值

从图 2 可以看出, 对于样品 3, 介电函数的实验曲线与计算曲线偏离较大, 这是由于在样品 3 表面上生成一层较厚的氧化膜。a-Si 样品表面都有一层氧化膜, 一般情况下很薄, 可以忽略不计, 但对样品 3 则不能忽略。假定在 a-Si 表面有一层 20 Å 厚的 SiO₂ 膜,

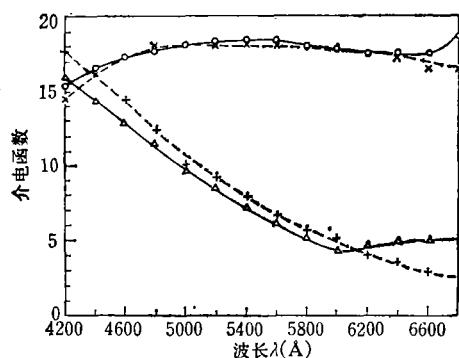


图 3 射频溅射 a-Si 的复介电函数. $P_{Ar} = 30\text{mTorr}$; 总空位体积分数为 3%; 图例同图 1

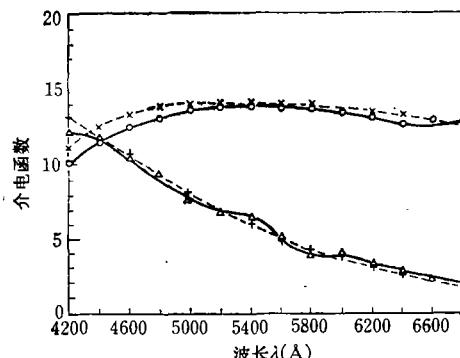


图 4 射频溅射 a-Si 的复介电函数. $P_{Ar} = 60\text{mTorr}$; 总空位体积分数为 21%; 图例同图 1

我们作进一步计算^[10],发现实验曲线与计算曲线的偏离减少,结果如图 2 所示. 这结果表明,样品 3 生成一层较厚的氧化膜. 生成的原因可能是由于制备后为了取出样品而过早向溅射室内通入空气,样品未经散热就与空气接触而被氧化.

由于有效介质理论的近似性以及实验的误差,对同一个 V_i 值,从实部和虚部两方面同时要求实验曲线和计算曲线都吻合很好是不易做到的. 如果我们考虑到样品表面粗糙度的影响^[11],则这些偏离是可以被接受的. 不同 P_{Ar} 条件下制备的 a-Si 样品,它的总空位体积分数 $1-V$ 如表 1c 项所示.

图 5 中 b , d , g 分别为不同 P_{Ar} 条件下制备的 a-Si 的总空位体积分数,自旋密度以及光隙宽度. 当 P_{Ar} 从 10—30 mTorr 增大,测得总空位体积分数和自旋密度平行减少,而光隙宽度增大. P_{Ar} 从 30—60 mTorr 增大,总空位体积分数与自旋密度平行增大,光隙宽度减小. Brodsky^[11]指出, a-Si 材料空位越少光隙宽度越大. 对于无空位 a-Si 光隙宽度达到最大值(约 1.8 eV),而自旋密度与总空位表面积成正比. 本工作的结果与 Brodsky 的结果一致,这就间接说明本文所用测定总空位体积分数方法的有效性. 测量结果也表明,当 $P_{Ar} > 30\text{mTorr}$,样品总空位体积分数随 P_{Ar} 增高而增大(图 5c). 这结果与 Anderson 等人^[2]报道的一致. 高 P_{Ar} 制备的 a-Si 薄膜光电导较小和易受氧污染,可以由样品的总空位体积分数增大(因而悬挂键密度和隙态密度增大)得到满意的解释.

射频溅射制备的 a-Si 含有浓度小于百分之几的氩,这就引起两个问题,一是氩原子进入薄膜,可能导致网络畸变. 因此,在利用有效介质理论计算时是否仍可用无空位 a-Si 的复介电函数? Paul 等人^[3]对 a-Ge 的 X 射线衍射的研究结果表明,若空位内没有引入较多的氢、氧等键合原子,空位的数量和大小的变化不会使网络发生大的畸变. Paul 等人认为,氩原子不是以间隙原子方式进入网络,而是居留在空位中. 氩是非键合原子,氩原子的引入没有形成新的化合物,只起到占据空间的作用. 这样引入氩或空位前后 a-Si 的网络畸变极小,引入氩原子后硅的复介电函数与无空位 a-Si 的复介电函数是基本相同的. 再者,材料中的空位是否全为进入材料的氩原子填充? 为此我们利用 X 射线能谱测定 a-Si 薄膜的氩原子百分比浓度 C_{Ar} (at%) (定义为 $C_{Ar}(\text{at}\%) = n_{Ar}/(n_{Ar} + n_{Si})$, n_{Ar} , n_{Si} 分别为单位体积 a-Si 含有的氩原子数和硅原子数.), 所用的仪器为 SEM 505 扫描电子显微镜和 EDAX 9100 能谱仪. 本工作采用无标样定量分析法. 据张人信等

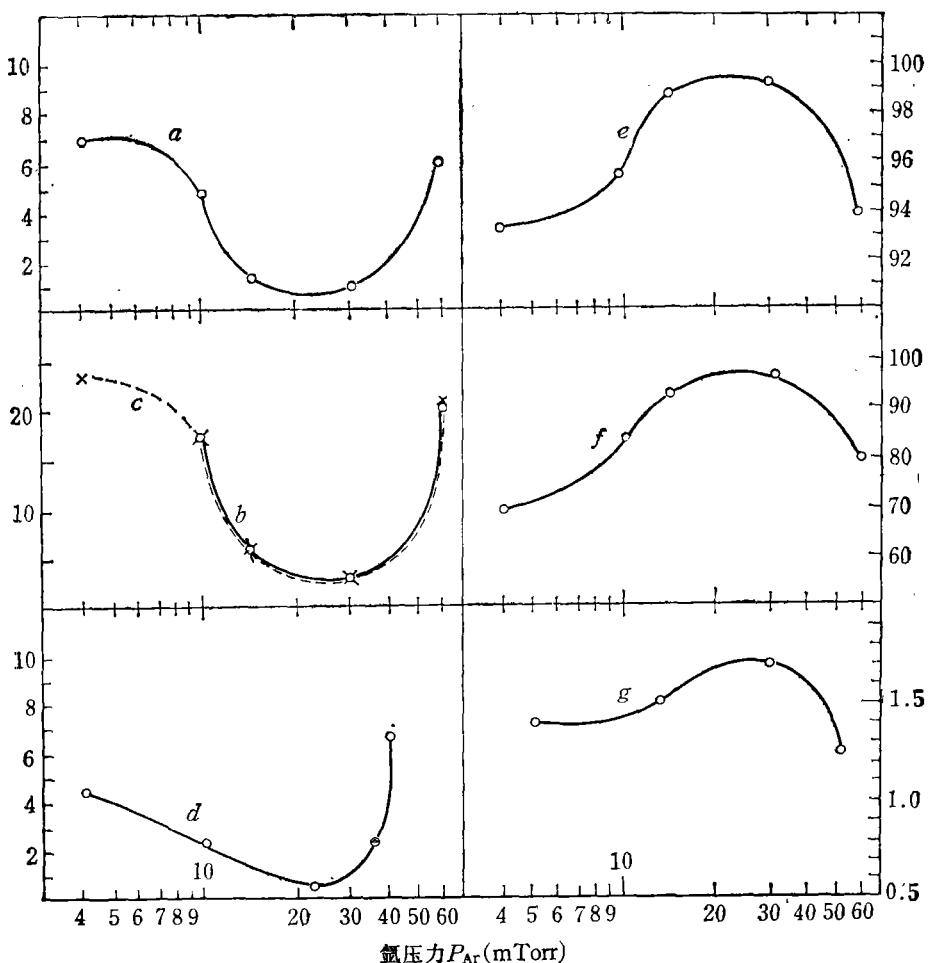


图5 不同氩压力条件下制备的 a-Si 的组分、粗略的结构性质以及光隙宽度

- 曲线 *a* 为氩原子百分比浓度 C_{Ar} (at%);
- 曲线 *b* 为总空位体积分数 $(1 - V)$ %;
- 曲线 *c* 为氩原子占据的体积分数 $(V_{Ar}/V_{Ar+Si})\%$;
- 曲线 *d* 为自旋密度 $N_s (\times 10^{20} \text{ cm}^{-3})$;
- 曲线 *e* 为硅原子百分比浓度 C_{Si} (at%);
- 曲线 *f* 为硅体积分数 V %;
- 曲线 *g* 为光隙宽度 E_{opt} (eV)

人^[12]报告, 目前对于多元合金特别是二元合金, 无标样 X 射线能谱定量成分分析法可以达到令人满意的准确度。本工作的仪器条件是电子束加速电压 10kV, 电子束流约为 10^{-9}A , 束斑直径为 $0.5\mu\text{m}$, 样品水平放置, X 射线取出角为 35.5° 。本工作的无标样定量分析的数据处理是利用 EDAX 9100 能谱仪的微处理机的软件自动进行的。

由 Anderson^[13] 提供的确定 X 射线最大激发深度曲线可知, 对我们的样品, 用 10kV 加速电压, X 射线激发深度不超出 a-Si 膜厚范围。这样, 衬底不影响测量结果。

利用测到的 C_{Ar} , 再利用下式可以得到氩原子占据的体积分数 V_{Ar}/V_{Ar+Si} 。

$$V_{Ar}/V_{Ar+Si} = \frac{r_{Ar}^3 n_{Ar}}{r_{Ar}^3 n_{Ar} + r_{Si}^3 n_{Si}} = \frac{r_{Ar}^3 C_{Ar}}{r_{Ar}^3 C_{Ar} + r_{Si}^3 C_{Si}}. \quad (8)$$

r_{Ar} 为满壳层状态的氩原子半径, $r_{Ar} = 1.88\text{\AA}$; r_{Si} 为在四面体共价键中硅原子半径, $r_{Si} = 1.17\text{\AA}$ 。由(8)式算出的氩原子占据的体积分数 V_{Ar}/V_{Ar+Si} 如表 1b 项所示。比较表 1b、c 两项可以看出: 对于每一个 P_{Ar} 条件下制备的样品, 氩原子占据的体积分数与总空位体积分数符合得很好。因此可以认为射频溅射制备 a-Si 样品的空位都被进入样品中的氩原子所填满。

表 1 不同 P_{Ar} 条件制备的 a-Si 的组分

样 品 编 号	1	2	3	4	5	
氩压力 P_{Ar} (mTorr)	4	10	14	30	60	
a, 氩浓度 C_{Ar} (at%)	6.85	4.75	1.18	0.90	6.08	图 5 中 a
b, 氩原子占据的体积分数 $V_{Ar}/V_{Ar+Si}(\%)$	23	17	5	3	21	图 5 中 b
c, 总空位体积分数 $(1 - V)\%$		16	5	3	21	图 5 中 c
d, 硅浓度 C_{Si} (at%)	93.15	95.25	98.82	99.10	93.92	图 5 中 d
e, 硅体积分数 $V(\%)$		84	95	97	79	图 5 中 e

四、结 论

1. 利用有效介质理论测算 a-Si 的总空位体积分数是一种有效的方法。椭圆偏振光谱是获得有效介电函数的方便手段。

2. 对我们的制备条件下得到的 a-Si, 当 P_{Ar} 由 5—30mTorr 增大, 样品内氩浓度和总空位体积分数、自旋密度平行地减少, 而光隙宽度增大。当 P_{Ar} 由 30—60mTorr 增大, 氩浓度和总空位体积分数, 自旋密度平行增大, 而光隙宽度减小。样品的品质可由总空位体积分数说明。

3. 对于不同 P_{Ar} 条件下制备的 a-Si 样品, 氩原子所占的体积分数与总空位体积分数均一致, 说明空位为氩原子填满。

附 录

有效复介电函数 $\epsilon(\lambda)$ 的实部和虚部的计算公式的推导

(2) 式中, $\epsilon_m(\lambda)$, $\epsilon_v(\lambda)$ 和 $\epsilon(\lambda)$ 都是复介电函数, 为了进行数据处理, 必须把实部和虚部分开。如前所述, 取 $\epsilon_v(\lambda) = 1$, (6)式改为

$$\chi(\lambda) = 1/\epsilon_m(\lambda). \quad (A.1)$$

设

$$\epsilon_m(\lambda) = a + bi, \quad (A.2)$$

a 为介质复介电函数的实部, b 为虚部。

$$a = a(\lambda), \quad b = b(\lambda). \quad (A.3)$$

(A.2) 式代入 (A.1) 式得

$$\chi(\lambda) = \frac{a - bi}{a^2 + b^2}. \quad (A.4)$$

令

$$c = a^2 + b^2, \quad (\text{A.5})$$

(A.4) 式改为

$$\chi(\lambda) = \frac{a - bi}{c}. \quad (\text{A.6})$$

(A.6) 式代入(5)式, 得

$$\alpha(\lambda) = \left(\frac{3}{4} V \frac{c - a}{c} - \frac{c - 2a}{4c} \right) + \left(\frac{3}{4} V - \frac{1}{2} \right) \frac{b}{c} i. \quad (\text{A.7})$$

令

$$d = \frac{3}{4} V \frac{c - a}{c} - \frac{c - 2a}{4c}, \quad (\text{A.8})$$

$$f = \left(\frac{3}{4} V - \frac{1}{2} \right) \frac{b}{c}, \quad (\text{A.9})$$

则 (A.7) 式写成

$$\alpha(\lambda) = d + fi; \quad (\text{A.10})$$

$$\alpha'(\lambda) = d^2 - f^2 + 2dfi. \quad (\text{A.11})$$

由 (A.11), (A.6) 得

$$\alpha^2(\lambda) + \frac{1}{2} \chi(\lambda) = \left(\frac{a}{2c} + d^2 - f^2 \right) + \left(-\frac{b}{2c} + 2df \right) i. \quad (\text{A.12})$$

令

$$g = \frac{a}{2c} + d^2 - f^2, \quad (\text{A.13})$$

令

$$h = -\frac{b}{2c} + 2df, \quad (\text{A.14})$$

则

$$\alpha^2(\lambda) + \frac{1}{2} \chi(\lambda) = g + hi, \quad (\text{A.15})$$

$$\left[\alpha^2(\lambda) + \frac{1}{2} \chi(\lambda) \right]^{\frac{1}{2}} = \sqrt[4]{g^2 + h^2} e^{i \frac{\arctan \frac{h}{g}}{2}}, \quad (\text{A.16})$$

令

$$k = \sqrt[4]{g^2 + h^2}, \quad (\text{A.17})$$

令

$$\theta = \frac{\arctan \frac{h}{g}}{2}, \quad (\text{A.18})$$

则

$$\left[\alpha^2(\lambda) + \frac{1}{2} \chi(\lambda) \right]^{\frac{1}{2}} = k e^{i\theta} = k \cos \theta + i k \sin \theta, \quad (\text{A.19})$$

令

$$m = k \cos \theta, \quad (\text{A.20})$$

$$n = k \sin \theta, \quad (\text{A.21})$$

$$\left[\alpha^2(\lambda) + \frac{1}{2} \chi(\lambda) \right]^{\frac{1}{2}} = m + in. \quad (\text{A.22})$$

(A.10), (A.22) 式代入(4)式得

$$f[\chi(\lambda), V] = d \pm m + i(f \pm n). \quad (\text{A.23})$$

令

$$p = d + m, \quad (\text{A.24})$$

$$q = f + n, \quad (\text{A.25})$$

$$r = d - m, \quad (\text{A.26})$$

$$s = f - n, \quad (\text{A.27})$$

(A.23) 式可写成

$$f[\chi(\lambda), V] = p + iq, \quad (\text{A.28})$$

$$f[\chi(\lambda), V] = r + is. \quad (\text{A.29})$$

(A.2), (A.28) 式代入(3)式, 得有复介电函数:

$$\varepsilon_{\text{cal}}(\lambda) = (ap - bq) + i(br + as), \quad (\text{A.30})$$

$$\varepsilon_{\text{cal}}(\lambda) \text{ 的实部为 } \varepsilon_1(\lambda) = ap - bq, \quad (\text{A.31})$$

$$\varepsilon_{\text{cal}}(\lambda) \text{ 的虚部为 } \varepsilon_2(\lambda) = br + as. \quad (\text{A.32})$$

当 $\varepsilon_1(\lambda) \geq 0$, 则 (A.30) 式就是所求的有效复介电函数, 令 $X(\lambda) = \varepsilon_1(\lambda)$, $Y(\lambda) = \varepsilon_2(\lambda)$, 把 $X(\lambda)$ 和 $Y(\lambda)$ 代入 (A.38) 式完成计算.

当 $\varepsilon_1(\lambda) < 0$, 则把 (A.3), (A.29) 式代入(3)式, 得到有效复介电函数:

$$\varepsilon_{\text{cal}}(\lambda) = (ar - bs) + i(br + as), \quad (\text{A.33})$$

$$\varepsilon_{\text{cal}}(\lambda) \text{ 的实部为 } \varepsilon'_1(\lambda) = ar - bs, \quad (\text{A.34})$$

$$\varepsilon_{\text{cal}}(\lambda) \text{ 的虚部为 } \varepsilon'_2(\lambda) = br + as. \quad (\text{A.35})$$

令 $X(\lambda) = \varepsilon'_1(\lambda)$, $Y(\lambda) = \varepsilon'_2(\lambda)$, 把 $X(\lambda)$ 和 $Y(\lambda)$ 代入 (A.38) 式完成计算.

为计算均方差值, 要把有效复介电函数的计算值与实验值分别表达为实部与虚部之和.

设

$$\varepsilon_{\text{cal}}(\lambda) = X(\lambda) + iY(\lambda), \quad (\text{A.36})$$

$$\varepsilon_{\text{exp}}(\lambda) = W(\lambda) + iZ(\lambda), \quad (\text{A.37})$$

(A.36), (A.37) 式代入(7)式得到

$$\delta_i = \left\{ \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N [X(\lambda_i) - W(\lambda_i)]^2 + [Y(\lambda_i) - Z(\lambda_i)]^2 \right\}^{1/2}. \quad (\text{A.38})$$

参 考 文 献

- [1] W. T. Pawlewicz, *J. Appl. Phys.*, **49** (1978), 5595.
- [2] D. A. Anderson, G. Moddel, M. A. Paesler, and W. Paul, *J. Vac. Technol.*, **16** (1979), 906.
- [3] W. Paul, G. A. N. Connell, and R. J. Temkin, *Adv. Phys.*, **22** (1973), 529.
- [4] K. Kubota *et al.*, *Nuclear Instrument and Methods*, **168** (1980), 211.
- [5] I. Webman, J. Jortner, M. H. Cohen, *Phys. Rev.*, **B15** (1977), 5712.
- [6] D. E. Aspnes, J. B. Yheeten, and F. Hottier, *Phys. Rev.*, **B20** (1979), 3292.
- [7] D. T. Pierce and W. E. Spicer, *Phys. Rev.*, **B5** (1972), 3017.
- [8] T. D. Moustakas, *J. Electron. Mater.*, **8** (1979), 391.
- [9] 费庆宇、章佩娴、彭少麟, 中山大学学报(自然科学版), (3) (1982), 82.
- [10] 莫党、陈树光、余玉贞、黄炳忠, 物理学报, **29** (1980), 673.
- [11] M. H. Brodsky, D. M. Kaplan and J. F. Ziegler, Proc. 11th Int. Conf. on the Physics of Semiconductors (1972), Warsaw, p. 529.
- [12] 张人佶、吴自勤, 物理学报, **31** (1982), 1395.
- [13] C. A. Anderson, *Methods of Biochemical Analysis*, Vol. 15, D. Glich, ed. Interscience Publishers, N. Y., (1967). p. 142—270.
- [14] C. C. Tsai and Fritzsche, *Solar Energy Mater.*, **1** (1979), 29.

THE TOTAL VOLUME FRACTION OF VOIDS OF RF SPUTTERED AMORPHOUS SILICON

FEI QING-YU

(*China Electronic Product Reliability and Environmental Testing Research Institute, The Ministry of Electronics Industry of China, Guangzhou*)

HUANG BING-ZHONG

(*Department of Physics Zhongshan University, Guangzhou*)

ABSTRACT

The principle and method of measurement and calculation of the total volume fraction of voids of RF sputtered amorphous silicon by spectroscopic ellipsometry and effective medium theory is described. It is found that the changes in the electrical and optical properties among amorphous silicon films deposited in different argon pressure may be satisfactorily explained in terms of changes in the total volume fraction of voids. This suggests that it is significant to measure and calculate the total volume fraction of voids of a-Si. The good agreement between the result of total volume fraction of voids and the measured result of total volume fraction occupied by Ar atoms shows the validity of the method.