

# 射频激发热丝化学气相沉积制备硅薄膜过程中光发射谱的研究\*

李天微 刘丰珍<sup>†</sup> 朱美芳

(中国科学院研究生院材料学院, 北京 100049)

(2010年4月12日收到; 2010年4月20日收到修改稿)

采用射频(rf)激发,在热丝化学气相沉积(HWCVD)制备微晶硅薄膜的过程中产生发光基元,测量了rf激发HWCVD(rf-HWCVD)的光发射谱,比较了相同工艺条件下rf-HWCVD和等离子体增强CVD(PECVD)的光发射谱,分析了rf功率、热丝温度和沉积气压对rf-HWCVD光发射谱的影响.结果表明,在射频功率 $< 0.1 \text{ W/cm}^2$ 时,rf-HWCVD发射光谱反映了HWCVD高的气体分解效率和高浓度原子氢的特点,能够解释气压变化与微晶硅薄膜微结构的关系,是研究HWCVD气相过程的有效方法之一.

**关键词:** HWCVD, OES, 微晶硅

**PACS:** 81.15.Gh, 68.55.-a

## 1. 引言

HWCVD是薄膜制备的常用技术,由于具有设备结构简单、气体分解充分等特点,在金刚石膜<sup>[1]</sup>、光伏薄膜材料<sup>[2]</sup>、介电薄膜<sup>[3]</sup>等制备中具有广泛的应用.尤其是在高速优质微晶硅薄膜的制备中,由于HWCVD沉积速率高、高浓度的原子H有利于晶化和无离子轰击的优点,使其在低成本硅薄膜太阳能电池的制备中具有好的应用前景.

实验表明,随着沉积速率的提高,微晶硅薄膜有退化、光电性能变差的现象<sup>[4,5]</sup>.要获得高沉积速率、优质的微晶硅薄膜,必须研究薄膜生长的气相反应过程,深入了解薄膜沉积机理,揭示薄膜微结构和光电特性与气相中反应基元浓度的关系.

对于微晶硅薄膜制备中常用的PECVD技术,通过采用光发射谱(OES),对PECVD的气相过程有了比较全面的认识,其气相反应动力学过程的研究报道较多<sup>[6-8]</sup>.对HWCVD气相反应动力学过程的实验研究相对较少,原因是HWCVD中无发光基元,不易直接测量,目前使用的主要是间接诱导发光的技术.采用单光子离化(single-photo ionization, SPI)<sup>[9]</sup>和激光诱导荧光(laser induced fluorescence,

LIF)<sup>[10]</sup>技术,成功地在HWCVD制备硅薄膜的气相中探测到Si, SiH<sub>3</sub>, Si<sub>2</sub>H<sub>x</sub>等基元,但由于光子能量的限制,难以探测到H的信号.与间接诱导发光不同,质谱仪是唯一能够实现直接测量的技术. Matsumura等<sup>[10]</sup>采用质谱仪测量了不同沉积参数下HWCVD中的生长基元.但质谱仪设备昂贵,而且通常分析的是残余气体,与薄膜生长的气相环境有一定差别.以上技术对认识HWCVD的气相反应过程有一定的帮助,但是由于设备成本和技术上的困难等,使得实际应用受到一定的限制.

本文旨在发展一种比较易于实现的能够用于HWCVD气相反应过程研究的技术,即采用射频激发HWCVD,产生发光基元,通过光发射谱的研究,认识HWCVD的气相反应过程.

## 2. 实验

实验装置示意图如图1所示.在电容式射频电极间平行引入两根热丝(Ta, 0.5 mm直径),热丝相对射频电极处于悬浮电位.实验过程中,衬底温度200 °C,电极间距6 cm,衬底距离热丝4.5 cm,反应气体为SiH<sub>4</sub>和H<sub>2</sub>,气体总流量 $F_{\text{tot}} = 28 \text{ sccm}$ ,氢稀释度 $R = \text{H}_2 / (\text{H}_2 + \text{SiH}_4) = 71\%$ ,热丝温度 $T_f =$

\* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2006CB202601), 中国科学院知识创新工程重要方向项目资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: liufz@gucas.ac.cn

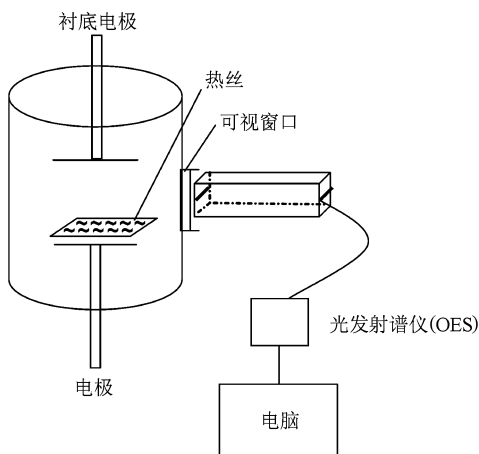


图1 实验装置示意图

1700—2000 °C, 沉积气压  $P_g = 7.5—55$  Pa, 射频功率  $P_w = 0.025—0.1$  W/cm<sup>2</sup>. 光发射谱通过石英窗口、双狭缝(0.5 mm 宽, 间隔 10 cm)、光纤, 由光谱仪(Horiba JY, Micro HR)记录. 考虑到衬底附近的基元对薄膜生长起主要作用, 观测狭缝靠近衬底表面, 距离衬底 5 mm. 将射频激发下测量得到的光发射谱扣除热丝背景光, 得到 HWCVD 光发射谱. 样品晶化率从 Raman 散射谱获得.

### 3. 结果与讨论

#### 3.1. 射频功率对 rf-HWCVD 光谱的影响

在 PECVD 中, 等离子体促进气体分解, 光发射谱强度随射频功率的增加而增强. 要采用射频激发 HWCVD 光发射, 研究 HWCVD 的气相反应过程, 前提是气体的分解主要来自高温热丝, 射频不起主要作用, 所以首先研究了射频功率对 rf-HWCVD 光谱的影响.

图 2 给出了其他实验条件不变 ( $F_{tot} = 28$  sccm,  $P_g = 55$  Pa,  $R_H = 71\%$ ,  $T_f = 1900$  °C), 射频功率  $P_w$  改变时, rf-HWCVD 光谱中 SiH\* 和 H $_{\alpha}$  发光强度 ( $I_{SiH^*}$  和  $I_{H_{\alpha}}$ ) 的变化. 可以看到, 当  $P_w$  由 0.025 W/cm<sup>2</sup> 增加到 0.1 W/cm<sup>2</sup> 时,  $I_{SiH^*}$  和  $I_{H_{\alpha}}$  基本保持不变, 这表明在以上射频功率范围内, 射频功率对 rf-HWCVD 光谱的影响很小, 光发射强度主要由 HWCVD 对基元的分解作用决定. 而且, 在以上实验条件下, 采用 PECVD ( $P_w = 0.05$  W/cm<sup>2</sup>) 制备的硅薄膜为非晶, 沉积速率为 1—2 Å/s, 而有高温热丝

( $T_f = 1900$  °C) 时, 硅薄膜晶态比 ~50%, 沉积速率 ~19 Å/s, 证实了 HWCVD 对薄膜的生长起主导作用. 因此, 以后的实验中确定射频功率  $P_w = 0.05$  W/cm<sup>2</sup>.

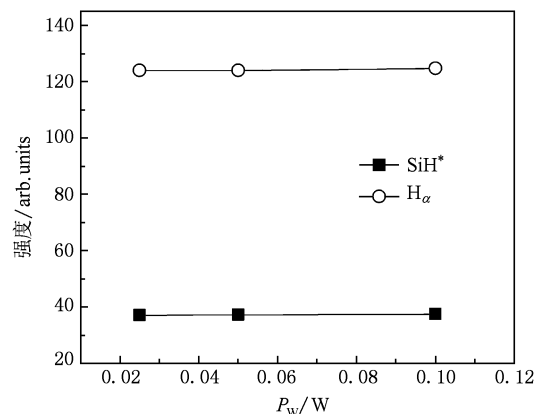


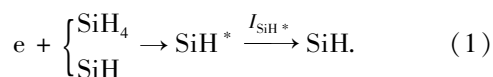
图2 rf-HWCVD 光谱中, SiH\* 与 H $_{\alpha}$  发光强度随射频功率的变化

#### 3.2. HWCVD 与 PECVD 光谱的比较

为分析 rf-HWCVD 光谱中是否反映了 HWCVD 中生长基元的信息, 将在 1900°C 的热丝温度下测量的 rf-HWCVD 光谱与其他实验条件相同时 PECVD 的光谱进行比较, 如图 3 所示. 实验中采用较低的气压(7.5 Pa)以减少气相反应.

图 3 的两图中都可以看到 Si\* (254 nm, 288 nm), SiH\* ( $A^2\Delta-X^2\Pi$ , 414 nm), H<sub>2</sub> 分子 Fulcher- $\alpha$  发射带 ( $d^3\Pi_u \rightarrow a^3\Sigma_g$ , 570—640 nm), 原子氢 Balmer 发射线 H $_{\alpha}$  (656 nm) 的发光信号<sup>[11]</sup>. 这里我们只讨论对生长有重要影响且信号较强的 SiH\* 和 H $_{\alpha}$  的光发射. 与图 3(a) 中的 PECVD 光谱相比, 图 3(b) 中 rf-HWCVD 光谱的 SiH\* 光发射强度大幅度下降, 而 H $_{\alpha}$  发光强度大幅度上升. rf-HWCVD 和 PECVD 光谱差异的产生原因, 可以从发光基元的产生过程来讨论.

SiH\* 的发光(414 nm)来自等离子体中的下列过程: 电子与 SiH<sub>4</sub> 和 SiH 等分子和基元碰撞, SiH<sub>4</sub> 分解, SiH 激发, 产生激发态的 SiH\*. SiH\* 的寿命  $\tau_{SiH^*} \sim 10^{-7}$  s<sup>[12]</sup>, 通过  $A^2\Delta-X^2\Pi$  跃迁, 发射出峰位在 414 nm 的光. 该过程如下式所示:



根据以上过程, 可写出 SiH\* 基元浓度的速率方程

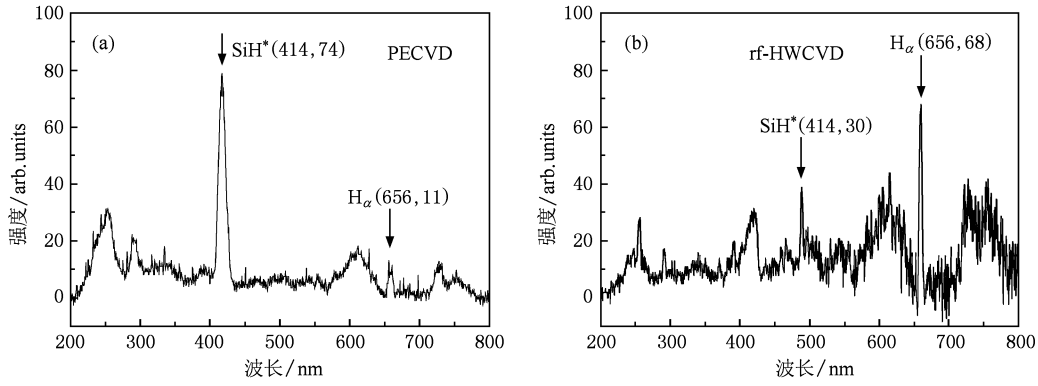


图3 相同实验条件下测量的光谱

$$\frac{d[\text{SiH}^*]}{dt} = N_{\text{ea}1}\sigma_{\text{a}1}\nu_{\text{e}1}[\text{SiH}_4] + N_{\text{ea}2}\sigma_{\text{a}2}\nu_{\text{e}2}[\text{SiH}] - \frac{[\text{SiH}^*]}{\tau_{\text{SiH}^*}}, \quad (2)$$

其中,  $[\text{SiH}^*]$ ,  $[\text{SiH}_4]$  和  $[\text{SiH}]$  表示相应分子或基元的浓度;  $N_{\text{ea}1}$ ,  $N_{\text{ea}2}$  分别为分解  $\text{SiH}_4$  和激发  $\text{SiH}$  产生  $\text{SiH}^*$  的电子密度;  $\sigma_{\text{a}1}$ ,  $\sigma_{\text{a}2}$  分别为电子与  $\text{SiH}_4$  和  $\text{SiH}$  的碰撞截面;  $\nu_{\text{e}1}$ ,  $\nu_{\text{e}2}$  分别为与  $\text{SiH}_4$  和  $\text{SiH}$  碰撞的电子的热运动速率. 式中右侧的前两项为  $\text{SiH}^*$  基元产生项, 第三项为湮没项, 对应  $\text{SiH}^*$  的发光强度  $I_{\text{SiH}^*}$ . 稳态时,  $d[\text{SiH}^*]/dt = 0$ , 得到发光强度  $I_{\text{SiH}^*}$  满足的方程

$$I_{\text{SiH}^*} = N_{\text{ea}1}\sigma_{\text{a}1}\nu_{\text{e}1}[\text{SiH}_4] + N_{\text{ea}2}\sigma_{\text{a}2}\nu_{\text{e}2}[\text{SiH}]. \quad (3)$$

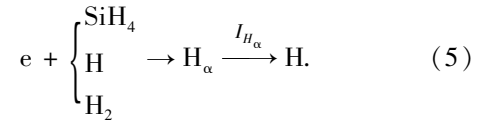
在气相反应比较少的情况下, 无论是 PECVD 还是 HWCVD,  $\text{SiH}$  不是主要基元, 其浓度约比  $\text{SiH}_4$  低 2—3 个数量级<sup>[10,11]</sup>. 电子与  $\text{SiH}_4$  的碰撞截面  $\sigma_{\text{a}1}$  是电子与  $\text{SiH}$  碰撞截面  $\sigma_{\text{a}2}$  的 2.5 倍<sup>[13]</sup>. 因此, 可认为在低气压下, HWCVD 中的  $\text{SiH}^*$  的发光强度主要取决于(3)式中的第一项, 简化后

$$I_{\text{SiH}^*} \propto N_e\sigma\nu[\text{SiH}_4]. \quad (4)$$

考虑到以上 PECVD 和 rf-HWCVD 过程, rf 功率与沉积气压相同, 可设两种情况下电子的热运动速率和密度相近. 根据(4)式,  $\text{SiH}^*$  发光强度的差异主要决定于  $[\text{SiH}_4]$ . 在 rf-HWCVD 光谱中  $\text{SiH}^*$  发光强度比在 PECVD 光谱中显著下降的原因是  $[\text{SiH}_4]$  的下降, 这反映了在热丝作用下  $\text{SiH}_4$  的有效分解, 与前面提到的 HWCVD 分解效率高一致.

等离子体中  $\text{H}_\alpha$  发光来自以下过程: 电子与 H 原子,  $\text{SiH}_4$ , 以及  $\text{H}_2$  碰撞都可产生 3s 激发态的原子氢, 其寿命  $\tau_{\text{H}\alpha} \sim 10^{-8} \text{ s}$ <sup>[12]</sup>, 当电子从 3s → 2p 跃迁时, 发

出 656 nm 的光. 该过程如下式所示:



考虑到稳态, 同样可得到  $I_{\text{H}\alpha}$  满足的方程

$$I_{\text{H}\alpha} = N_{\text{eb}1}\sigma_{\text{b}1}\nu_{\text{e}1}[\text{H}_2] + N_{\text{eb}2}\sigma_{\text{b}2}\nu_{\text{e}2}[\text{H}] + N_{\text{eb}3}\sigma_{\text{b}3}\nu_{\text{e}3}[\text{SiH}_4], \quad (6)$$

其中  $[\text{H}_2]$ ,  $[\text{H}]$  和  $[\text{SiH}_4]$  表示相应分子和基元的浓度;  $N_{\text{eb}1}$ ,  $N_{\text{eb}3}$  和  $N_{\text{eb}2}$  分别为对应于分解  $\text{H}_2$ ,  $\text{SiH}_4$  和 H 激发产生  $\text{H}_\alpha$  的电子密度;  $\nu_{\text{e}1}$ ,  $\nu_{\text{e}2}$  和  $\nu_{\text{e}3}$  为相应的电子热运动速率,  $\sigma_{\text{b}1} \sim 5 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ <sup>[14]</sup>,  $\sigma_{\text{b}2} \sim 10^{-17} \text{ cm}^2$ <sup>[15]</sup>,  $\sigma_{\text{b}3} \sim 6 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ <sup>[14]</sup> 分别为电子与  $\text{H}_2$ , H 和  $\text{SiH}_4$  的碰撞截面. 同样假设两种情况下的电子的热运动速率和密度相近, 则根据(6)式, 图 3(a) 和 (b) 中  $I_{\text{H}\alpha}$  发光强度的差异主要由  $[\text{H}_2]$ ,  $[\text{H}]$  和  $[\text{SiH}_4]$  的差异决定. 由于热丝的分解作用, rf-HWCVD 的气相中  $\text{H}_2$  和  $\text{SiH}_4$  浓度远低于 PECVD 中的浓度, 但图 3(b) 中  $\text{H}_\alpha$  的光发射强度却增加, 这反映了气相中 H 原子浓度的增加, 与前面提到的 HWCVD 高浓度原子氢的特点相符. 此时  $I_{\text{H}\alpha}$  发光强度主要由  $[\text{H}]$  决定,

$$I_{\text{H}\alpha} \propto N_e\sigma\nu[\text{H}]. \quad (7)$$

以上对 PECVD 与 rf-HWCVD 光谱中  $\text{SiH}^*$  和  $\text{H}_\alpha$  光发射的对比分析, 验证了 HWCVD 分解效率高和高浓度原子氢的特点, 表明 rf 激发光谱技术能够反映 HWCVD 气相中基元的信息.

### 3.3. 热丝温度对 rf-HWCVD 光谱的影响

在前面分析与验证的基础上, 研究了热丝温度对 rf-HWCVD 光谱的影响. 图 4 给出其他实验条件固定 ( $P_g = 7.5 \text{ Pa}$ ,  $F_{\text{tot}} = 28 \text{ sccm}$ ,  $R_{\text{H}} = 71\%$ ,  $P_w =$

0.05 W/cm<sup>2</sup>), 热丝温度变化对 SiH\* 和 H<sub>α</sub> 光发射强度的影响. 随着热丝温度从 1700 °C 增加到 2000 °C, SiH\* 发光强度逐渐降低, 而 H<sub>α</sub> 发光强度逐渐升高. 该结果表明, 随着热丝温度的升高, 气体

分解效率增加, 硅烷浓度降低, 而从 SiH<sub>4</sub> 和 H<sub>2</sub> 分解产生原子氢的浓度增加, 验证了 3.2 中的结果和分析. 这进一步表明, rf-HWCVD 光谱反映了 HWCVD 的特点.

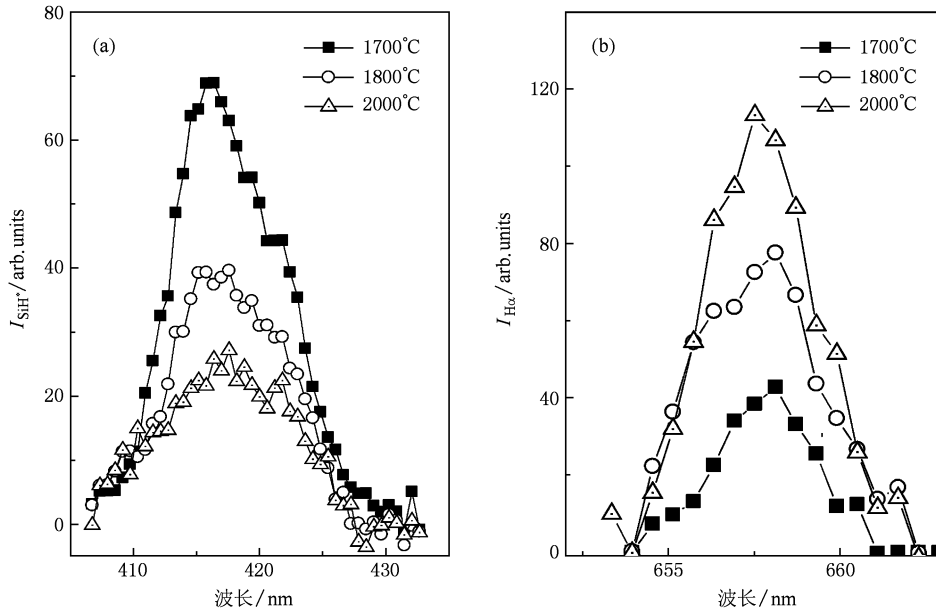


图 4 发光峰随热丝温度的变化 (a) SiH\* ; (b) H<sub>α</sub>

### 3.4. 沉积气压对 rf-HWCVD 光发射谱的影响

增加气压使气相反应增强, 提高生长基元的浓度, 是实现微晶硅薄膜高速沉积的有效方法之一.

下面我们讨论在其他实验参数与 3.1 中相同的条件下, 气压对 rf-HWCVD 光发射谱中 SiH\* 和 H<sub>α</sub> 强度的影响, 如图 5 所示. 为了比较, 同时给出相应实验条件下, PECVD 光发射谱中 SiH\* 和 H<sub>α</sub> 的强度.

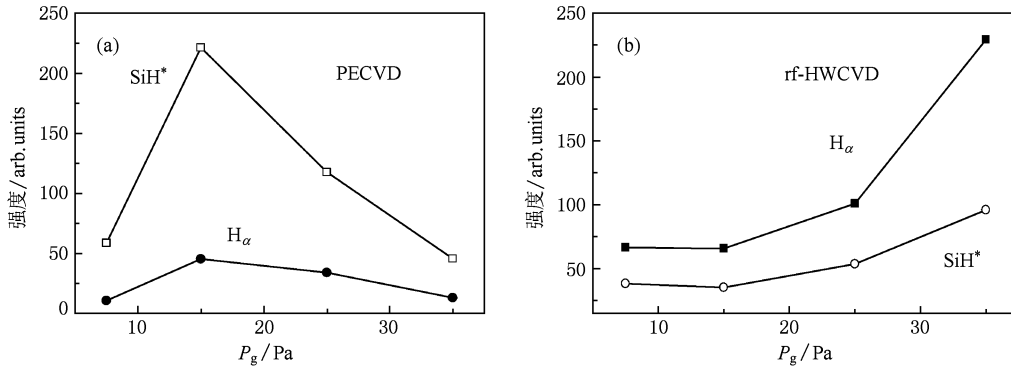


图 5 SiH\* 和 H<sub>α</sub> 发光强度随气压的变化

总的来看, PECVD 光谱中 SiH\* 的强度比较高, 而 rf-HWCVD 光谱中 H<sub>α</sub> 的强度更高一些, 这与 3.2 中的结果相符. 在 PECVD 光谱中, 随着气压从 7.5 Pa 增加到 35 Pa, SiH\* 和 H<sub>α</sub> 的发光强度都呈现先增加后减小的变化趋势, 这是分子或基元浓度增加和电子

热运动速率降低两者共同作用的结果<sup>[16,17]</sup>.

rf-HWCVD 光谱中, 当气压 < 15 Pa 时, SiH\* 和 H<sub>α</sub> 的发光强度基本不随气压变化. 一方面, 增加气压提高了分子和基元的浓度. 另一方面, 在较高的气压下, 气体分子与热丝碰撞概率增加, 提高了气

体分解效率,结果是 $\text{SiH}_4$ 分压的降低和原子H浓度的增加.而高压下气相反应的增强,使得原子H结合成 $\text{H}_2$ 的概率也增加.综合以上过程,最终达到衬底表面的原子H和 $\text{SiH}_4$ 的浓度可能基本不变.

当 $P_g > 15 \text{ Pa}$ 时,rf-HWCVD光谱中 $\text{SiH}^*$ 和 $\text{H}_\alpha$ 的发光强度随气压的继续增加迅速增强.尤其是在 $35 \text{ Pa}$ 下,出现了与图3不同的结果: $\text{SiH}^*$ 的强度超过了相同条件下PECVD光谱中的强度.高压下气相反应过程增强,低气压下简化给出的方程(4)和(7)将不再适用,要考虑原始方程(3)和(6).气压增加和热丝高效分解的共同结果是 $[\text{SiH}]$ 大大增加.虽然电子热运动速率随气压降低,但通过 $\text{SiH}$ 激发产生 $\text{SiH}^*$ 所需要的电子的热运动速率比分解 $[\text{SiH}_4]$ 产生 $\text{SiH}^*$ 的低,因此,在较高的气压下,电子激发 $[\text{SiH}]$ 产生 $\text{SiH}^*$ 的贡献比 $[\text{SiH}_4]$ 分解的贡献要大.可以认为,rf-HWCVD光谱中的 $\text{SiH}^*$ 强度超过PECVD的原因是 $[\text{SiH}]$ 浓度的增加,这反映了热丝的高效分解作用和高气压下气相反应增强的现象.而 $[\text{H}_2]$ 和 $[\text{H}]$ 等浓度随气压的增加都会造成 $\text{H}_\alpha$ 发光强度的增加.

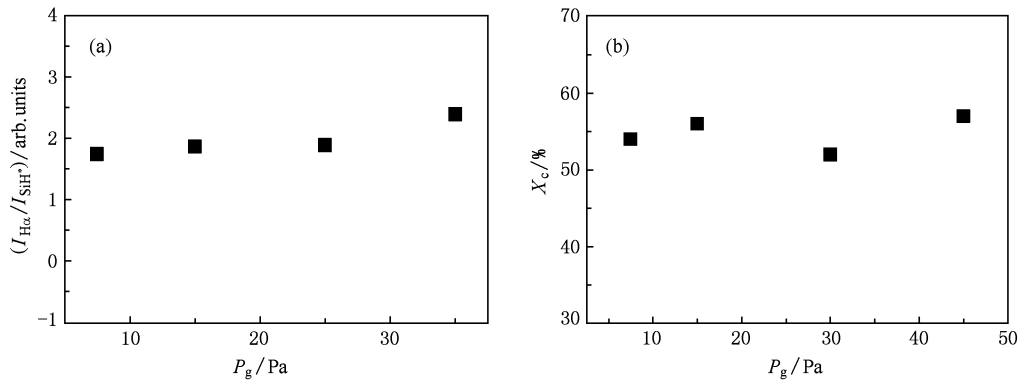


图6 HWCVD制备微晶硅薄膜中, $I_{\text{H}\alpha}/I_{\text{SiH}^*}$ 比值(a)及薄膜晶态比(b)随气压的变化

## 4. 结 论

采用射频激发OES方法测量了HWCVD制备微晶硅薄膜的光发射谱.在射频功率 $< 0.1 \text{ W}/\text{cm}^2$ 下,射频对rf-HWCVD光谱的影响可以忽略.在比较低的气压下,rf-HWCVD光发射谱中 $\text{SiH}^*$ 的发光强度与PECVD相比显著降低,并且随热丝温度的增加而进一步降低, $\text{H}_\alpha$ 的发光强度显著增加,并且随

无论是采用HWCVD还是PECVD制备微晶硅薄膜,除了在气相反应很少的情况下, $\text{SiH}_3$ 是公认的薄膜生长的主要基元<sup>[10,18]</sup>.一般认为衬底表面附近原子氢与 $\text{SiH}_3$ 的相对浓度决定了薄膜晶化度,薄膜晶态比 $X_c \propto [\text{H}]/[\text{SiH}_3]$ <sup>[19]</sup>.在rf-HWCVD中, $\text{H}_\alpha$ 主要代表原子氢的浓度.在有气相反应的情况下, $\text{SiH}$ 和 $\text{SiH}_x$ ( $x=2,3$ )都来自各种气相反应过程,可以用 $\text{SiH}^*$ 的发光强度描述 $\text{SiH}_x$ 基元浓度的变化.因此,与PECVD的气相过程类似<sup>[20]</sup>,在rf-HWCVD中近似有 $I_{\text{H}\alpha}/I_{\text{SiH}^*} \sim [\text{H}]/[\text{SiH}_3] \propto X_c$ .即在以上实验条件下,可用 $I_{\text{H}\alpha}/I_{\text{SiH}^*}$ 反映HWCVD制备微晶硅薄膜的晶化情况.

图6(a)中给出了 $I_{\text{H}\alpha}/I_{\text{SiH}^*}$ 比值随气压的变化.在此气压范围内, $I_{\text{H}\alpha}/I_{\text{SiH}^*}$ 基本持平,这表明到达衬底表面的原子氢的相对浓度随气压的增加没有明显的改变,可以预言薄膜的晶化率应该基本保持不变.图6(b)给出相同实验条件下制备的样品的晶化率随沉积气压的变化.可见,晶化率 $X_c$ 在此气压变化范围内保持在50%—60%之间,与 $I_{\text{H}\alpha}/I_{\text{SiH}^*}$ 随气压的变化趋势完全一致.

热丝温度的增加而进一步增加.这反映了高温热丝对气体有效分解造成 $\text{SiH}_4$ 浓度的降低和高浓度原子氢的产生.HWCVD光发射谱中 $I_{\text{H}\alpha}/I_{\text{SiH}^*}$ 随着沉积气压基本保持不变,表明在研究的气压范围内,衬底表面原子氢相对浓度基本恒定,很好地解释了薄膜晶化率随气压基本保持不变的现象.以上结果表明,rf-HWCVD光谱是研究HWCVD气相过程的有效方法之一.

- [1] Wei J, Chang J M, Tzeng Y 1992 *Thin Solid Films* **212** 91
- [2] Zhu M, Guo X, Chen G, Han H, He M, Sun K 2000 *Thin Solid Films* **360** 205
- [3] Liu F Z, Ward S, Gedvilas L, Keyes B, Wang Q, Sanchez E, Wang S 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 2973
- [4] Zhou B Q 2005 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Graduate University of Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [周秉卿 2005 博士学位论文 (北京: 中国科学院研究生院)]
- [5] Wang L J 2003 *MS Thesis* (Beijing: Graduate University of Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [汪六九 2003 硕士学位论文 (北京: 中国科学院研究生院)]
- [6] Rath J K, Verkerk A D, Liu Y, Brinza M, Goedheer W J, Schropp R E I 2009 *Materials Science and Engineering B* **159** 38
- [7] Wu Z M, Lei Q S, Geng X H, Zhao Y, Sun J, Xi J P 2006 *Chin. Phys.* **15**
- [8] Yang H D, Wu C Y, Li H B, Mai Y H, Zhu F, Zhou Z H, Zhao Y, Geng X H, Xiong S Z 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2324 (in Chinese) [杨恢东、吴春亚、李洪波、麦耀华、朱峰、周祯华、赵颖、耿新华、熊绍珍 2003 物理学报 **52** 2324]
- [9] Duan H L, Zaharias G A, Bent Stacey F 2002 *Materials Research Society* **715** A15.5.1
- [10] Nozaki Y, Kitazoe M, Horii K, Umamoto H, Masuda A, Matsumura H 2001 *Thin Solid Films* **47** 395
- [11] Fantz U 1998 *Plasma Phys. Control. Fusion* **40** 1035
- [12] Matsuda A 2004 *Jpn. J. Appl. Phys.* **43** 7909
- [13] Perrin J, Aarts J F M 1983 *Chem. Phys.* **80** 351
- [14] Kampas F J, Griffith R W 1981 *J. Appl. Phys.* **52** 1285
- [15] Gicquel A, Chenevier M, Hassouni K, Tserepi A, Dubus M 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 7504
- [16] Fukuda Y, Sakuma Y, Fukai C, Fujimura Y, Azuma K, Shirai H 2001 *Thin Solid Films* **386** 256
- [17] Takai M, Nishimoto T, Kondo M, Matsuda A 2001 *Thin Solid Films* **390** 83
- [18] Matsuda A 1997 *Plasma Phys. Control. Fusion* **39** A431
- [19] Chantana J, Higuchi T, Nagai T, Sasaki S, Sobajima Y, Toyama T, Sada C, Matsuda A, Okamoto H 2010 *Phys. Status Solidi A* **207** 587
- [20] Zhang X D, Zhao Y, Zhu F, Wei C C, Wu C Y, Gao Y T, Hou G F, Sun J, Geng X H, Xiong S Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 446 (in Chinese) [张晓丹、赵颖、朱峰、魏长春、吴春亚、高艳涛、侯国付、孙建、耿新华、熊绍珍 2005 物理学报 **54** 446]

# rf excited optical emission spectrum of radicals generated during hot wire chemical vapour deposition for the preparation of microcrystalline silicon thin film \*

Li Tian-Wei Liu Feng-Zhen<sup>†</sup> Zhu Mei-Fang

(College of Materials Science and Optoelectronics Technology, Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 12 April 2010; revised manuscript received 20 April 2010)

## Abstract

To study the radicals behavior in the hot wire chemical vapour deposition (HWCVD) process for the preparation of microcrystalline Si ( $\mu\text{c-Si:H}$ ) thin film, a weak radio frequency (rf) power was introduced to excite the radicals generated in HWCVD chamber. The spectrum of rf-excited HWCVD (rf-HWCVD) was obtained by subtracting the emission of hot wires from the spectrum measured by OES. The influence of the rf power on the rf-HWCVD spectrum can be neglected as the rf power density was less than  $0.1 \text{ W/cm}^2$ . Under the same deposition parameters, the emission spectra for rf-HWCVD and plasma enhanced CVD (PECVD) processes are different. Under the low deposition pressure (7.5 Pa), the intensities of  $\text{SiH}^*$  and  $\text{H}_\alpha$  vary with the hot wire temperature reversely, which is characteristic of HWCVD with high gas dissociation rate and high concentration of atomic H. The ratio of intensity of  $\text{H}_\alpha$  to  $\text{SiH}^*$  in the emission spectrum of rf-HWCVD varying with deposition pressure is consistent with the crystalline fraction of  $\mu\text{c-Si:H}$  film. The results indicate that the optical emission spectroscopy measurement is a suitable method for the investigation of the HWCVD process excited by a weak rf-power.

**Keywords:** HWCVD, OES, microcrystalline silicon

**PACS:** 81.15.Gh, 68.55.-a

---

\* Project supported by the National Key Basic Research Programs of China (Grant No. 2006CB202601) and Knowledge Innovation Project of The CAS.

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: liufz@gucas.ac.cn