

大气压等离子体辅助多晶硅薄膜 化学气相沉积参数诊断*

刘莉莹 张家良 郭卿超 王德真[†]

(大连理工大学物理与光电工程学院, 大连 116023)

(2009 年 6 月 13 日收到; 2009 年 8 月 25 日收到修改稿)

本文采用发射光谱法诊断了大气压下 Ar 气、SiCl₄ 及 H₂ 气混合气体 (Ar/SiCl₄/H₂) 射频放电等离子体射流特性. 利用 Si 原子谱线强度计算了电子激发温度并以此估算了 Si 原子数密度, 研究了射频功率及气体流量对电子激发温度和 Si 原子数密度以及 SiCl₄ 解离率的作用.

关键词: 大气压等离子体射流, 发射光谱, 电子激发温度, 多晶硅薄膜沉积

PACC: 5270K

1. 引 言

提高太阳能电池的转换效率、降低生产成本一直是太阳能电池板工艺研究的目标. 从单晶硅太阳能电池到如今大规模应用的非晶硅、多晶硅及薄膜太阳能电池, 工艺的每一次技术进步都是追求上述目标的结果. 多晶硅薄膜太阳能电池因其硅耗量小, 又无非晶硅薄膜电池的效率衰减问题, 并且可能在廉价基材上制备, 其成本预期远低于单晶硅电池且效率远高于非晶硅薄膜电池而备受瞩目^[1,2]. 多晶硅薄膜的制备工艺决定了其结构和特性. 多晶硅薄膜的制备方法分为直接沉积和间接沉积两大类. 直接法即利用等离子体增强化学沉积方法直接制备多晶硅薄膜^[3-5]. 间接法需要采用低压 CVD 方法制备非晶硅薄膜, 再经热处理使其转变为多晶硅薄膜^[6,7]. 目前, 间接法基本实现了工业化生产, 但工艺复杂产量较低. 虽然直接法有望解决这些问题, 但在多晶硅薄膜的结晶质量及均匀性方面还有待提高. 用于辅助沉积多晶硅薄膜的诸多等离子体多为低气压放电形式^[8,9], 设备成本较高. 大气压等离子体工艺装置简单, 成本低, 若可以取代低气压放电应用于多晶硅薄膜工艺, 将有广阔应用前景.

本文尝试以 SiCl₄ 作为 Si 源, 利用大气压射频

放电等离子体射流增强化学气相沉积多晶硅薄膜的工艺研究. 在沉积过程中, Si 原子的数密度和能量对薄膜的结构具有决定性影响, 因此本文利用发射光谱方法分析 Si 原子的数密度和电子激发温度对放电参数的依赖关系, 目的是寻找最佳的沉积参数.

2. 实 验

实验通过测量 Si 原子的线发射光谱强度获得电子的激发温度和 Si 原子数密度, 并改变外界参数, 如放电功率、SiCl₄ 的混合比、载气流量、H₂ 流量等, 分析电子激发温度和 Si 原子数密度的变化趋势.

实验装置如图 1 所示. 放电电极为直径为 35 mm, 厚度为 0.75 mm 的不锈钢圆片, 并均匀地加工了平行排列的宽度为 0.8 mm 的条形孔隙, 孔隙间距为 1 mm. 在以前的工作中, 作者曾经分析了圆孔电极和条形孔电极的放电特性的不同. 结果表明: 由于圆孔的边界曲率远比条形孔边界大, 气体流过圆孔电极时产生明显的边界效应, 特别当流速大时, 气流便无法平稳流出, 而在两电极之间形成混沌流动状态, 导致流量变化对等离子体状态几乎没有影响. 条孔电极与之相比明显不同, 条孔电极

* 国家自然科学基金 (批准号: 10775026, 10675028) 资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: wangdez@dlut.edu.cn

较规则连贯的孔隙能使气流容易通过,边界效应不明显,等离子体参数对流量变化有明显响应^[10].考虑上述结果,本文采用的电极设计是条形刻孔电极.上电极板为 13.56 MHz 射频驱动电极,下电极接地.等离子体的发射光谱测量使用 SP305 光谱仪实现.放电气体 Ar, SiCl₄ 及 H₂ 分别通过气体质量流量计充入放电区.首先在纯 Ar 流中实现点火并在确定功率下稳定放电,然后通入 SiCl₄ 和 H₂. 放电产生的电子在与 SiCl₄ 分子和 H₂ 分子发生碰撞时,使其发生解离成为 Si 原子和 H 原子,并由电极板气孔隙随气流喷出形成沉积原子射流.

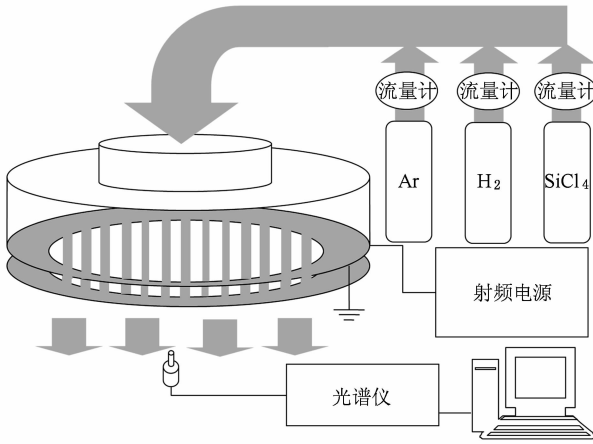


图 1 实验装置示意图

3. 电子激发温度及 Si 原子数密度的测量原理

在大气压放电等离子体中,电子密度可达到 $10^{17}—10^{24} \text{ m}^{-3}$ ^[11],电子与中性粒子频繁碰撞产生激发态粒子.激发态粒子布居满足部分局域热力学平衡(PLTE),服从 Maxwell-Boltzmann 分布,粒子 S_z 在 p 态上的布居数密度 $n_z(\text{p})$ 为^[12]

$$\frac{n_z(\text{p})}{n_z} = \frac{g_z(\text{p})}{B_z(T_e)} \exp\left(-\frac{E_z(\text{p})}{k_B T_e}\right), \quad (1)$$

其中 $g_z(\text{p})$ 为 S_z 粒子在 p 态的统计权重, $E_z(\text{p})$ 为 p 态的能量, n_z 是 S_z 粒子的总数密度, T_e 为电子激发温度, $B_z(T_e)$ 为配分函数. 对于 Si 原子而言,处于激发态 n 上的粒子数则为

$$n_n = n \frac{g_n}{B(T_e)} \exp\left(-\frac{E_n}{k_B T_e}\right), \quad (2)$$

其中, $n = \sum_i n_i$ 为 Si 原子总数密度, g_n 为 n 能级的

统计权重, $B(T_e) = \sum_n g_n \exp\left(-\frac{E_n}{k_B T_e}\right)$ 为 Si 原子的配分函数. Si 原子在 n, i 两个能级和 m, k 两个能级之间跃迁产生两条发射光谱线,谱线强度分别为

$$I_{ni} = n_n A_{ni} h \nu_{ni} = n \frac{g_n}{B(T_e)} \times \exp\left(-\frac{E_n}{k_B T_e}\right) A_{ni} h \nu_{ni}, \quad (3)$$

$$I_{mk} = n_m A_{mk} h \nu_{mk} = n \frac{g_m}{B(T_e)} \times \exp\left(-\frac{E_m}{k_B T_e}\right) A_{mk} h \nu_{mk},$$

其中 n_n, n_m 表示激发能级为 n, m 的原子数密度, A_{ni}, A_{mk} 表示从能级 n, m 跃迁到能级 i, k 的自发辐射概率, h 为 Planck 常量, ν_{ni}, ν_{mk} 为谱线的频率. 对于 Si 原子而言,联立(2)和(3)式可得

$$\frac{I_{ni}}{I_{mk}} = \frac{A_{ni} g_n \lambda_{mk}}{A_{mk} g_m \lambda_{ni}} \exp\left(-\frac{E_n - E_m}{k_B T_e}\right), \quad (4)$$

其中 λ 是波长. 对(4)式取对数得到

$$\ln\left(\frac{I_{ni} A_{mk} g_m \lambda_{ni}}{I_{mk} A_{ni} g_n \lambda_{mk}}\right) = -\frac{1}{k_B T_e} (E_n - E_m) + D. \quad (5)$$

以 $\ln\left(\frac{I\lambda}{Ag}\right)$ 为纵坐标, E 为横坐标进行线性拟合,拟合直线的斜率就是 $-\frac{1}{k_B T_e}$,由此可求得电子激发温度 T_e . 本文采用下表所列的 Si 的原子谱线测量激发温度.

表 1 计算所采用的 Si 原子谱线及相关物理量参数^[13]

Si 原子谱线	λ_{ni}/nm	$A_{ni}/\times 10^7$	g_n	g_i	E_n/cm^{-1}
1#	220.7980	2.62	1	3	45276.19
2#	221.0890	3.45	3	5	45293.63
3#	221.1744	1.81	3	3	45276.19
4#	221.6670	4.54	5	7	45321.85
5#	221.8057	1.09	5	5	45293.63
6#	250.6900	5.47	3	5	39955.05
7#	251.4320	7.40	1	3	39760.29
8#	251.6113	16.8	5	5	39955.05
9#	251.9202	5.49	3	3	39760.29
10#	252.4108	22.2	3	1	39683.16
11#	252.8509	9.04	5	3	39760.29
12#	288.1579	18.9	5	3	40991.88

激发温度确定以后,利用(2)式,可以得到 Si 原子数密度计算公式如下:

$$n = \frac{n_n B(T_e)}{g_n} e^{\frac{E_n}{k_B T_e}} = \frac{I_{ni} B(T_e)}{A_{ni} h \nu_{ni} g_n} e^{\frac{E_n}{k_B T_e}}, \quad (6)$$

其中,配分函数 $B(T_e)$ 为在给定的激发温度下,对所有已知的 Si 原子能级的 Boltzmann 因子进行求和. 需要注意的是,实验测得的光谱线强度 I_{exp} 并不是

(6)式中的光发射强度 I_{ni} , $I_{exp} = I_{ni} \frac{d\Omega}{4\pi} \eta \alpha K$, 其中立体

角元是光谱仪光入射端口的接收立体角, α, η 分别是光电探测器的放大倍数和单色仪的色散效率, K 是光电探测器输出信号强度在数字化采集过程的转化系数. 如果在实验过程光谱仪的工作状态保持不变,而且光谱仪的前端光学收集几何位型也维持

不变,那么,若令 $\beta = \frac{d\Omega}{4\pi} \eta \alpha K$, 则

$$n = \frac{I_{exp} B(T_e)}{\beta A_{ni} h \nu_{ni} g_n} e^{\frac{E_n}{k_B T_e}} \propto I_{exp} B(T_e) e^{\frac{E_n}{k_B T_e}},$$

$$n' = I_{exp} B(T_e) e^{\frac{E_n}{k_B T_e}}. \quad (7)$$

由于系数 β 没有进行可靠标定,因此数据处理时只是利用(7)式计算得到了 Si 原子数密度的相对相关量 n' , 而不是 Si 原子绝对粒子数密度 n , 但是 n 与 n' 随等离子体状态的变化趋势是一致的.

4. 实验结果

典型发射谱如图 2 所示. 实验条件是 Ar 流量为 8 L/min, SiCl_4 流量为 0.5 mL/min, 射频放电功率 50 W. 图中 Si 原子的部分光谱线清晰可辨, 共计 12 条, 归属于表 1 中的 12 个跃迁.

4.1. 激发温度及 Si 原子数密度随外加功率的变化

Ar 和 SiCl_4 的流量分别固定为 8 L/min 和 0.5 mL/min, 随射频功率的改变, 电子激发温度和基态 Si 原子数密度变化的趋势如图 3 所示. 可见外加功率越高, 电子激发温度越低, Si 原子数密度越高.

纯 Ar 等离子体中, 功率增加使放电区功率密度增加, 从而电子激发温度升高. 而在 Ar + SiCl_4 混合气体放电时, 电子激发温度却随着功率的增加而降低, 这是由参与放电的气体性质决定的. 在纯 Ar 中, 利用 Ar 的发射谱线测量电子激发温度^[14-17], 放电的带电粒子是 Ar 离子和电子. 电子能量的主要损失

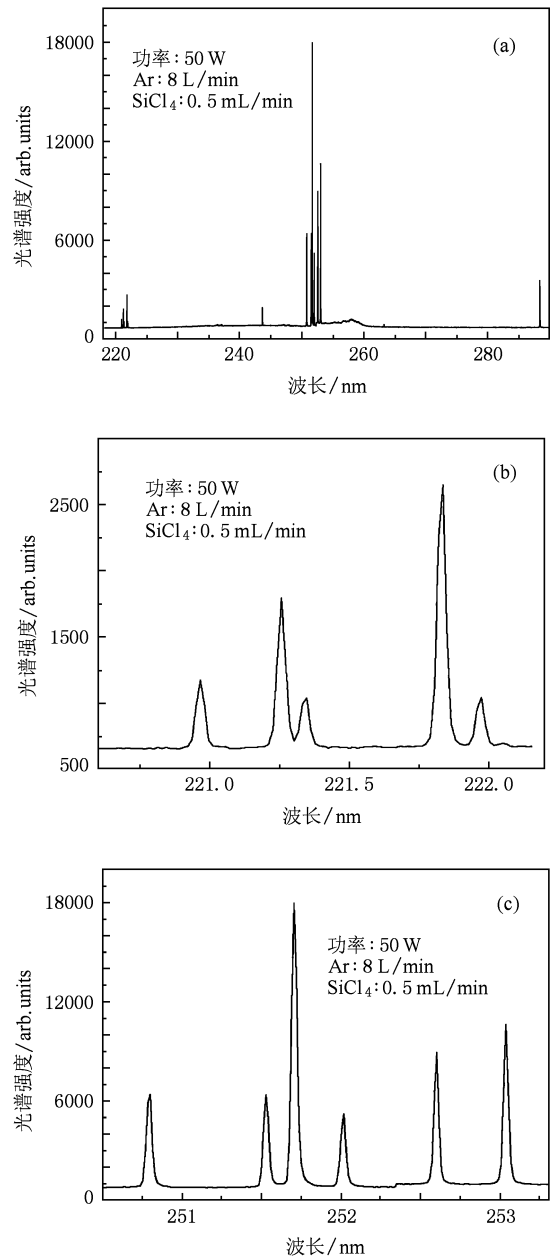


图 2 实验测量的典型 Si 原子发射光谱 (b) 与 (c) 为 (a) 的局部放大图

机理是与 Ar 原子发生碰撞使之激发或电离. 当混入 SiCl_4 时, 电子能量的损失不再只是与 Ar 原子的碰撞过程, 而包括以下几种(表 2)过程: 1) 与 SiCl_4 分子发生碰撞, 破坏 Si—Cl 键, 使 Si 原子得以解离出来; 2) 与 Ar 原子或解离产生的 Si 原子及 Cl 原子发生碰撞, 产生激发态; 3) 也可能与空气中的 N_2 气或 O_2 等少量气体发生作用, 由于这些气体含量甚小, 此处暂不做考虑. 表 2 罗列 H_2 的数据是为后文需要. 由表 2 可见, 电子与 SiCl_4 分子发生碰撞解离产

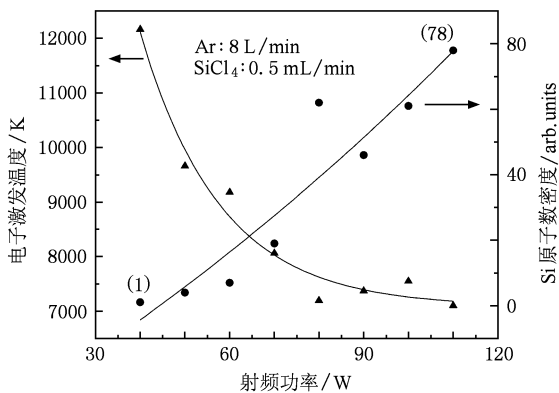


图3 激发温度和 Si 原子数密度随射频功率的变化

生 Si 原子的反应通道, 具有较低的能量阈值而最容易发生. 在 Si, Ar 及 Cl 原子三种原子中, Si 的激发能最低, 因此最容易被激发. 我们认为, 等离子体中的电子能量主要损失在两个过程中, 一是解离 SiCl₄ 分子的过程, 另一是激发 Si 原子的过程, 在激发态上的 Si 原子布居相应的温度即为利用 Si 原子发射光谱得到的电子激发温度. 由于部分局部热平衡的状态, 得到的激发温度相关的是参与激发 Si 原子的那部分电子的温度而不是全部电子的温度. 根据作者以前的研究, 当 Ar 的流量固定在 8 L/min, 放电功率从 40 W 增加到 110 W 时, 电子密度增加了 2.8 倍(见表 3)^[10]. 同时由图 3 可见, 相同的功率范围内, Si 原子数密度增加了约 78 倍. 这说明, 随着功率的增加, 尽管电子密度增加, 但参与 SiCl₄ 解离反应的电子数增加更快, 即随着功率提高, 更多的电子用于解离反应, 因此激发 Si 原子的电子的激发温度表现出降低趋势.

表2 放电产生的自由电子主要损失机理

序号	反应方程	能量阈值/eV
1	$e + \text{SiCl}_4 \rightarrow e + \text{SiCl}_x + (4-x)\text{Cl}$	3.95 ^[18]
2	$e + \text{Si} \rightarrow e + \text{Si}^*$	4.92 ^[13]
3	$e + \text{Si} \rightarrow 2e + \text{Si}^+$	8.15 ^[19]
4	$e + \text{Cl} \rightarrow e + \text{Cl}^*$	8.92 ^[13]
5	$e + \text{Cl} \rightarrow 2e + \text{Cl}^+$	12.97 ^[20]
6	$e + \text{Ar} \rightarrow e + \text{Ar}^*$	11.55 ^[13]
7	$e + \text{Ar} \rightarrow 2e + \text{Ar}^+$	15.76 ^[21]
8	$e + \text{H}_2 \rightarrow e + \text{H} + \text{H}$	4.48 ^[18]
9	$e + \text{H} \rightarrow e + \text{H}^*$	10.20 ^[13]
10	$e + \text{H} \rightarrow 2e + \text{H}^+$	13.60 ^[22]

表3 纯 Ar 放电中电子密度计算结果
(Ar 气流量为 8 L/min, 电极间距为 1 mm)

功率/W	40	50	60	70	80	90	100	110
电子密度/ $\times 10^{18} \text{ m}^{-3}$	0.78	0.96	1.18	1.34	1.5	1.73	1.8	2.18

4.2. 激发温度及 Si 原子数密度随 SiCl₄ 流量的变化

当 Ar 流量为 8 L/min, 射频功率为 70 W 时, 改变 SiCl₄ 流量, 得到激发温度、Si 原子数密度和 SiCl₄ 形式解离率(Si 原子数密度相对量 n' 与 SiCl₄ 流量的比值)随 SiCl₄ 流量的变化趋势如图 4 和图 5 所示. 随着 SiCl₄ 流量的增加, 电子与 SiCl₄ 分子碰撞发生解离的概率增加, 更多的电子能量被消耗, 导致

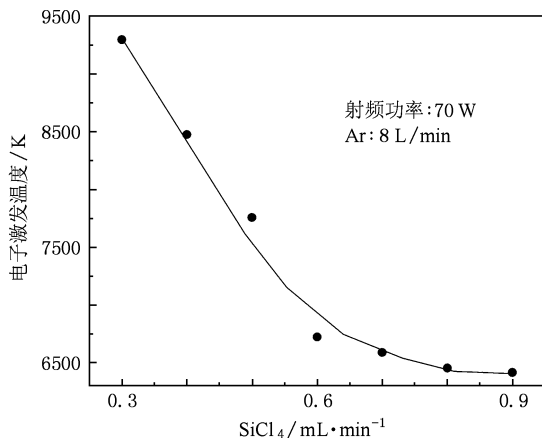


图4 激发温度随 SiCl₄ 流量的变化情况

电子激发温度随之降低. 实验发现, 若持续增加 SiCl₄ 流量, 最终将使放电熄灭. 这是由于电子能量过多地损失于解离 SiCl₄ 而导致电子能量过低难以维持放电, 而且解离产生的 Cl 是电负性原子, 会吸

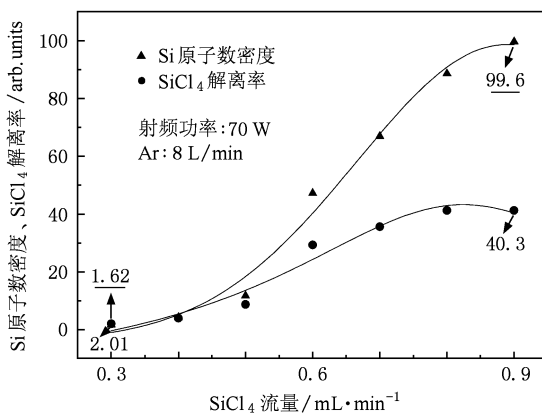


图5 Si 原子数密度和 SiCl₄ 形式解离率随 SiCl₄ 流量的变化

附大量电子,使电子密度降低,同样使放电减弱。

如图 5 所示,当 SiCl_4 流量增加 3 倍, Si 原子数密度增加 61 倍, SiCl_4 形式解离率增加了 20 倍. 这可能是因为:电子与 SiCl_4 分子碰撞解离过程并非单一步骤,需要逐步破坏 4 个 $\text{Si}-\text{Cl}$ 键才能将 Si 原子裸露出来. 当 SiCl_4 流量较小时,电子与 SiCl_4 分子的碰撞将 4 个键全部破坏的可能性相对较小,只是破坏了其中的 1 或 2 个键,因此 Si 原子数密度较小. 从图 5 可见,当 SiCl_4 流量从 0.5 mL/min 增加至 0.6 mL/min 时,解离率陡然增加了接近 3 倍,之后增加的速度明显缓慢,至 0.8 mL/min 时,几乎不再增加. 可见并非 SiCl_4 的流量越大 Si 原子浓度增加越多。

4.3. Ar 流量对激发温度和 Si 原子数密度的影响

研究 Ar 流量的改变对电子激发温度和 Si 原子数密度的影响,目的是为了保持较有利放电状况,同时使用最小的 Ar 流量. 图 6 为 SiCl_4 流量为 0.7 mL/min,射频功率 70 W 时,Ar 流量分别为 4,6 和 14 L/min 时 Si 原子的发射光谱图. 图 7 为相同实验条件下,激发温度和 Si 原子数密度随 Ar 流量的变化情况. 从图 7 可见,当 Ar 流量为 4 L/min 时,电子激发温度最高,而 Si 原子数密度很低,随着 Ar 流量的增加,电子激发温度先降低,至 10 L/min 时达到最小值,继续增加 Ar 流量,激发温度则有所升高,但幅度不大. 与之相反的是 Si 原子数密度随着 Ar 流量先增加后降低。

从图 6 可见,当 Ar 流量为 4 L/min 时,与 Ar 流量为 6 L/min 和 14 L/min 相比光谱强度非常小,说明被激发的 Si 原子数很少. 但根据作者以前的结果,纯 Ar 放电电子密度随气体流量的增加呈下降趋势^[10]. Ar 流量较低时,电子密度较高,但电子能量较低. 但是当混入 SiCl_4 气体时,电子密度会明显降低,这是因为 SiCl_4 的电负性所致. 因此,Ar 流量小的放电中,只有很少量的电子具有解离 SiCl_4 的能力,使得 Si 原子数密度很低. 而随着 Ar 流量的增加, SiCl_4 的浓度降低,电子密度会明显提高,虽然电子能量有所降低,仍然有更多的电子能够解离 SiCl_4 产生 Si 原子,因此 Si 原子数密度增加,激发温度降低. 在图 7 所示的实验条件下, SiCl_4 的流量固定为 0.7 mL/min,因此 SiCl_4 的解离概率会在某一适当 Ar 流量时达到最大值. 此后继续增加 Ar 流量,电子密度增加,但是 SiCl_4 的浓度因为稀释会变得过低, Si 原子数密度反而会下降,同时一定比例的 Si 原子

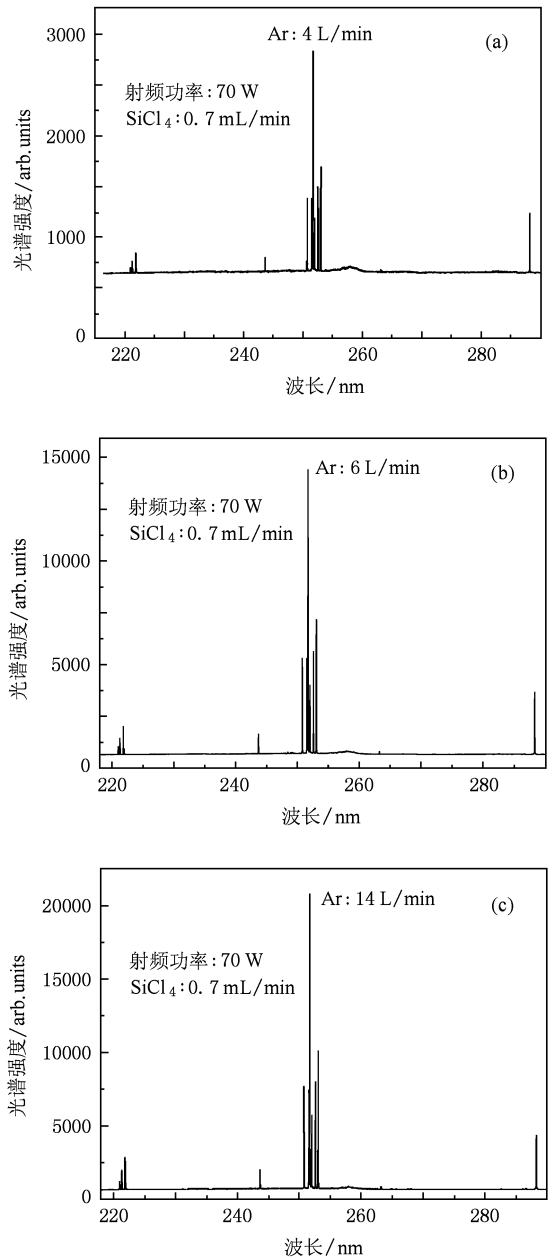


图 6 不同 Ar 流量时的光谱

也会由于发生电离,而导致 Si 原子数量进一步减少。

4.4. H_2 对放电的影响

如图 8 所示,在放电气体中掺入 H_2 , Si 原子光谱线强度明显减弱. 由表 1 可见, H_2 的解离能为 4.52 eV,比 SiCl_4 的解离能高而低于 Si 原子的最低激发能. 因此,掺入 H_2 后,解离 H_2 分子也成为了电子损失能量的主要机理之一,因此 Si 原子的数密度有所下降。

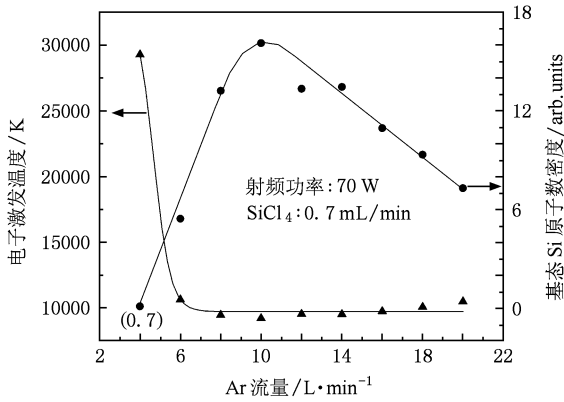
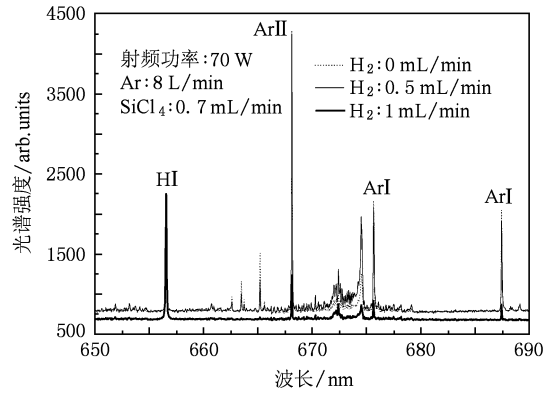
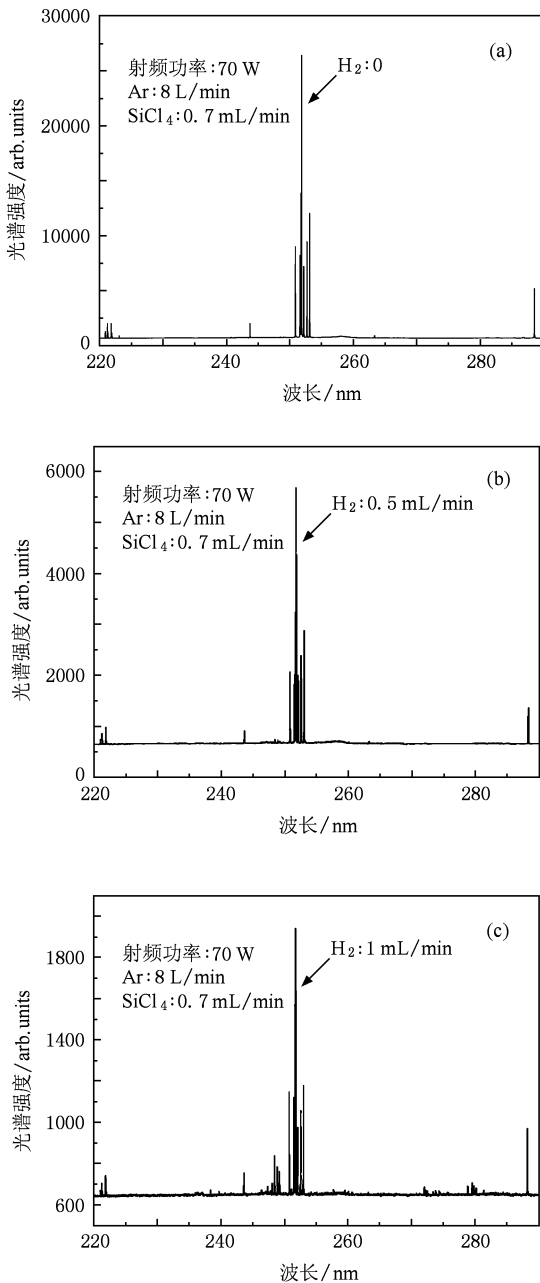


图7 激发温度和 Si 原子数密度随 Ar 流量的变化趋势

图9 掺入 H₂ 后出现了 H 原子激发态谱线图8 掺入不同流量的 H₂ 对 Si 原子光谱的影响

从图9可见,随着 H₂ 流量的增加,H 原子谱线强度明显增加,而 Ar 原子谱线强度明显降低.这说明,H₂ 流量增加“夺走”了大量的电子能量,这些电子用于解离 H₂ 分子而不是激发 Ar 原子,对其他粒子的激发过程同时减少使其发射光谱强度减小.

5. 结 论

在大气压开放环境中,首先以 Ar 作为缓冲放电气体,采用射频容性放电产生大气压等离子体射流,再混入 Si 源气体 SiCl₄ 和中和气体 H₂,继续维持放电稳定的前提下测量发射光谱,利用 Boltzmann 斜率法分析了 Si 原子谱线强度,计算了电子激发温度,并推算出 Si 原子数密度,进而得到 SiCl₄ 形式解离率,研究了放电功率、气体流量等参数对上述状态参量的影响.得到以下结论:保持 Ar 和 SiCl₄ 流量不变,随着放电功率增加 Si 原子数密度增加,电子激发温度降低;保持 Ar 流量和功率不变,增加 SiCl₄ 流量,Si 原子数密度也增加,电子激发温度下降,SiCl₄ 解离率上升并达到一个饱和值;保持 SiCl₄ 流量和功率不变,增加 Ar 流量时,基态 Si 原子数密度先上升后下降,这是由于不断增加的 Ar 流量使电子密度不断升高,等离子体中可以解离 SiCl₄ 的电子数量逐步提高,使 Si 原子数密度上升,而同时 Ar 混入稀释了 SiCl₄ 浓度,又会导致 Si 原子浓度下降.加入 H₂ 对放电的影响非常明显,H₂ 的混入导致 Si 原子发射强度明显减小.这是由于 H₂ 分子的解离能与 SiCl₄ 分子的解离能相差不大,原本全部与 SiCl₄ 分子发生碰撞解离反应的电子被分流到解离 H₂ 的反应中,与此同时出现了明显的 H 原子谱线.

- [1] Guo Z Q, Shen H, Liu Z Y, Wen L S 2006 *Mater. Rev.* **20** 41 (in Chinese) [郭志球、沈 辉、刘正义、闻立时 2006 材料导报 **20** 41]
- [2] Surek T 2005 *J. Cryst. Growth* **275** 292
- [3] Slaoui A, Pihan E, Focsa A 2006 *Solar En. Mater. Solar Cells* **90** 1542
- [4] Haijun Jia, Hajime Shirai 2006 *Thin Solid Films* **506-507** 27
- [5] Focsa A, Gordon I, Auger J. M, Slaoui A, Beaucarne G, Poortmans J, Maurice C 2008 *Renew. Energ.* **33** 267
- [6] Okada T, Higashi S, Kaku H, Koba N, Murakami H, Miyazaki S 2007 *Thin Solid Films* **515** 4897
- [7] Kakiuchi H, Matsumoto M, Ebata Y, Ohmi H, Yasutake K, Yoshii K, Mori Y 2005 *J. Non-Cryst. Solids* **351** 741
- [8] Wang L J, Zhu M F, Liu F Z, Liu J L, Han Y Q 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2934 (in Chinese) [汪六九、朱美芳、刘丰珍、刘金龙、韩一琴 2003 物理学报 **52** 2934]
- [9] Zhu Z S, Lin X Y, Yu Y P, Lin K X, Qiu G M, Huang R, Yu C Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3805 (in Chinese) [祝祖送、林璇英、余云鹏、林揆训、邱桂明、黄 锐、余楚迎 2005 物理学报 **54** 3805]
- [10] Liu L Y, Zhang J L, Wang D Z 2009 *Plasma Sci. Technol.* **11** 69
- [11] Schütze A, Jeong J Y, Babayan S E, Park J, Selwyn G S, Hicks R F 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 1685
- [12] Cooper J 1964 *Plasma Spectroscopy* (Plasma Physics Group, Imperial College, London) 43
- [13] Sansonetti J E, Martin W C *Handbook of Basic Atomic Spectroscopic Data*, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Handbook>
- [14] Wang X C, Wang N H, Ding Z F 2007 *Plasma Sci. Technol.* **9** 570
- [15] Tu X, Lu S Y, Yan J H, Ma Z Y, Pan X C, Cen K F, Cheron Bruno 2006 *Spectrosc. Spect. Ana.* **26** 1785 (in Chinese) [屠 昕、陆胜勇、严建华、马增益、潘新潮、岑可法 2006 光谱学与光谱分析 **26** 1785]
- [16] Yan J H, Tu X, Ma Z Y, Pan X C, Cen K F, Bruno C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3451 (in Chinese) [严建华、屠 昕、马增益、潘新潮、岑可法、Bruno C 2006 物理学报 **55** 3451]
- [17] Dong L F, Ran J X, Mao Z G 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 2167 (in Chinese) [董丽芳、冉俊霞、毛志国 2005 物理学报 **54** 2167]
- [18] Benson S W 1965 *J. Chem. Educ.* **42** 502
- [19] Martin W C, Zalubas R 1983 *J. Phys. Chem. Ref. Data* **12** 323
- [20] Radziemski L J, Kaufman V J 1969 *Opt. Soc. Am.* **59** 424
- [21] Velchev I, Hogervorst W, Ubachs W 1999 *Physica B* **32** L511
- [22] Johnson W R, Soff G 1985 *At. Data Nucl. Data Tables* **33** 405

Diagnostics of the atmospheric pressure plasma jets for plasma enhanced chemical vapor deposition of polycrystalline silicon thin film *

Liu Li-Ying Zhang Jia-Liang Guo Qing-Chao Wang De-Zhen[†]

(School of Physics and Optoelectronic Technology, Dalian University of Technology, Dalian 116023, China)

(Received 13 June 2009; revised manuscript received 25 August 2009)

Abstract

The characteristics of the radio frequency plasma jets at atmospheric pressure in Ar/SiCl₄/H₂ gas mixture were studied in this paper by using optical emission spectroscopy. Firstly, the electron excitation temperature of plasmas was calculated from the Si atom spectral emission using Boltzmann plots, and then, based on the temperature, the number density of the Si atoms in the plasmas and the dissociation ratio of the SiCl₄ were estimated. Finally, the dependence of the excitation temperature, the number density of the Si atoms and the dissociation ratio of the SiCl₄ on the discharge power and the gas flow rate were presented.

Keywords: atmospheric pressure plasma jet, plasma emission spectra, electron excitation temperature, polycrystalline silicon thin film

PACC: 5270K

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10775026, 10675028).

[†] Corresponding author. E-mail: wangdez@dlut.edu.cn