

石墨表面熔融硅的润湿行为研究

程广贵 张忠强 丁建宁 袁宁一 许多

Wetting behaviors of the molten silicon on graphite surface

Cheng Guang-Gui Zhang Zhong-Qiang Ding Jian-Ning Yuan Ning-Yi Xu Duo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 036801 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.036801

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.036801>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I3>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

溅射 Al 对 AlN 的“润湿”与钎焊

“Wetting” and brazing of AlN by sputtered Al

物理学报.2016, 65(8): 086801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.086801>

固体表面液滴铺展与润湿接触线的移动分析

Analyses of droplet spreading and the movement of wetting line on a solid surface

物理学报.2016, 65(1): 016801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.016801>

微液滴在不同能量表面上润湿状态的分子动力学模拟

Molecular dynamics simulation on the wetting characteristic of micro-droplet on surfaces with different free energies

物理学报.2015, 64(21): 216801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.216801>

微纳复合结构表面稳定润湿状态及转型过程的热力学分析

Thermodynamic analysis of stable wetting states and wetting transition of micro/nanoscale structured surface

物理学报.2015, 64(17): 176801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.176801>

壁面材质和温度场对熔融硅润湿角的影响

Effect of temperature field and different walls on the wetting angle of molten silicon

物理学报.2015, 64(11): 116801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.116801>

石墨表面熔融硅的润湿行为研究*

程广贵^{1)3)†} 张忠强¹⁾³⁾ 丁建宁^{1)2)3)4)‡} 袁宁一²⁾³⁾⁴⁾ 许多¹⁾

1)(江苏大学微纳米科学技术研究中心, 镇江 212013)

2)(常州大学低维材料微纳器件与系统研究中心, 常州 213164)

3)(江苏省光伏科学与工程协同创新中心(常州大学), 常州 213164)

4)(常州大学, 江苏省光伏工程科学国家重点实验室培育建设点, 常州 213164)

(2016年6月28日收到; 2016年11月8日收到修改稿)

熔融硅在石墨表面的润湿规律对于超薄硅片的横向拉模制造尤为重要. 本文利用 COMSOL 软件模拟了理想条件下熔融硅在光滑石墨表面的润湿过程, 并借助高温高真空接触角测量仪对高温条件下石墨表面熔融硅的润湿性能开展了实验研究. 考察了石墨表面粗糙度 ($R_a = 0.721 \mu\text{m}$ 与 $R_a = 0.134 \mu\text{m}$)、环境温度 (1737—1744 K)、恒温持续时间 (10—30 s) 等因素对润湿角的影响. 结合固-液、气-液界面的压力、速度分布图, 分析了恒定温度、毛细效应下表面张力变化对润湿过程的影响机制. 研究表明, 相同温度下, 石墨表面硅液滴的润湿角随石墨表面粗糙度增大而减小. 对同一粗糙度表面, 润湿角在相同温度下随保温时间的增加略微减小, 且变化的幅度随温度升高而减小. 当液滴半径远小于 5 mm 时, 表面张力在润湿过程中起主导作用; 当液滴半径大于 5 mm 时, 液滴自身重力的影响不可忽略.

关键词: 熔融硅, 润湿角, 毛细效应, 表面粗糙度

PACS: 68.08.Bc, 68.08.De, 02.70.Bf

DOI: 10.7498/aps.66.036801

1 引言

成本和效率是光伏电池推广和应用的瓶颈. 在光伏组件的制造过程中, 硅片的制造占光伏电池生产成本约 70%, 在传统的硅片制造技术中, 仅多线切割工序造成的硅损耗就高达 50%. 因此, 减少硅材料的使用量已成为降低光伏电池制造成本的一个重要方向. 新南威尔士大学的研究人员从电池背面对硅片减薄, 所制备的 $47 \mu\text{m}$ 厚的薄单晶硅太阳能电池的光电转换效率达到了 21.5%^[1], 略低于十几年后采用 $450 \mu\text{m}$ 厚的单晶硅片制造太阳电池所创的世界纪录值 (25%)^[2]. 2014 年, Zhang 等^[3] 进一步将硅片厚度降至 $18 \mu\text{m}$ 获得了 18.2% 的光电转换效率. 这些研究工作表明, 太阳电池制造过程

中实际需要的硅厚度非常小, 几十微米厚的硅片已经足以吸收太阳光, 获得较高的光电转换效率. 采用多线切割技术制造的厚度为 $200 \mu\text{m}$ 的超薄硅片中仅有 $50 \mu\text{m}$ 左右厚的硅片对电池的光电转换效率有贡献, 其余部分没有能够发挥其电学方面的作用, 仅仅起到一个支撑作用.

若能基于新的原理或理论, 创新地实现超薄硅片的一次成型制造, 则可以极大地降低硅片及太阳能电池的制造成本. 材料的表面与界面效应是一个重要的研究领域, 产生于界面的各种作用力如范德瓦尔斯力、表面张力^[4]、热毛细力^[5]等对表面运动行为具有重要影响. 随着研究对象尺度的不断减小, 材料或结构的比表面积增加, 体积力影响逐渐减弱, 表面力 (或界面力) 开始起主导作用^[6]. 毛细作

* 国家自然科学基金重点项目 (批准号: 51335002)、江苏省战略性新兴产业重点支持项目 (批准号: 苏建财 2015-318) 和江苏高校优势学科建设工程资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ggcheng@ujs.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: dingjn@ujs.edu.cn

用在微尺度下表现出极大的可利用性^[7]. Parthiv等^[8]在理论研究的基础上提出一种基于热毛细效应的超薄硅片提拉制造方法,并对硅片厚度的影响因素开展了研究. Benoit等^[9,10]研究了自由表面热毛细效应的稳定性,并提出将其应用于金属薄膜的制备. 刘照华等^[11]采用实验方法研究了高温氧化物溶体中的表面张力对流效应,发现了稳态与非稳态状态下的热毛细对流流线的变化规律. 陈淑仙等^[12]研究浮力、热毛细力、离心力等作用下直拉单晶法的砷化镓单晶生长中熔体流动状态转换规律,得到了能描述不同条件下熔体流动状态的流动区域图. Yu等^[13]采用多场耦合下三维全局数值模拟的方法研究和改进了导模法制备蓝宝石过程中的温度场. Ranjan等^[14]借鉴 Pilkington 的悬浮玻璃法,提出与 Shockley^[15]类似的横向拉膜法并成功制备了冰的薄片.

目前,借助热毛细效应采用提拉方法制备超薄硅片比较成熟的工艺是垂直提拉法,但在硅带生长过程中仍然存在的边缘稳定性差、压力无法控制和生产效率低等问题. 为制备质量可控的硅带,就必须有稳定的硅带生长环境,而其核心在于对超薄硅片拉制过程中的力学行为进行精确控制. 因此,研究硅带生长过程中熔融硅在热毛细效应下的润湿特性具有重要意义. Jeong等^[16]运用 FLUENT 软件模拟了基底带状生长法的拉制过程,分析了拉升速度对散热率的影响. Hess等^[17]研究了基底带状生长法中晶体缺陷对硅带质量的影响,发现了杂质浓度较高是限制该法所制硅带性能的主要原因. 作者此前针对超薄硅片连续提拉制造过程中的热毛细问题,采用微流动两相流理论模拟研究了壁面材质和温度场对熔融硅润湿角的影响^[18]. 为进一步研究热毛细效应在超薄硅片横向拉制成型中的作用机制,本文采用实验、模拟与理论计算相结合的方法,对熔融硅在石墨表面的润湿过程开展研究,以揭示高温环境下熔融硅液滴在具有不同粗糙度的石墨表面的润湿机理及其影响规律,为横向拉制超薄硅片提供理论指导.

2 实验与结果

采用德国 Dataphysics 公司 OCA15LHT-SV 型高温高真空接触角测量仪对高温真空条件下石墨表面硅的润湿角进行测量,润湿角测量范围

$0^\circ\text{--}180^\circ\pm 0.1^\circ$. 用电子天平称量 0.03—0.07 g 纯度大于 99.999% 的硅块,基底采用规格为 20 mm × 20 mm × 3 mm 的 2 块高纯石墨块(一块经过抛光处理,表面平均粗糙度 $R_a = 0.134\ \mu\text{m}$,另一块未抛光 $R_a = 0.721\ \mu\text{m}$). 首先将称好的硅块安置于清洗后的石墨基底上,再一起放入真空管中,通过电荷耦合器件调节石墨基底至水平位置. 用真空泵系统和立式压力蒸汽灭菌器将管中的空气抽出,真空等级保持在 $10^{-5}\ \text{Pa}$ 后通入流量为 50 sccm ($1\ \text{sccm} = 1\ \text{mL/min}$) 的高纯氩气,同时调节真空泵使真空管内的真空度为 1 Pa.

利用高温真空炉对真空管进行加热,升温速度为 5 K/min,在高温真空炉加热达到 1737 K 以后(真空管内温度达到 1697 K,高于单晶硅熔点 1683 K,可以确保硅块完全熔化,避免由于硅块未完全熔化所导致的实验误差),严格控制真空炉温度,分别在 1737, 1738, 1739, 1740, 1741, 1742, 1743, 1753 K 这 8 个温度值处,保持每个温度值恒温 30 s,每间隔 10 s 通过显微镜摄像头采集如图 1 所示熔融态硅的轮廓图. 图中明亮的曲面部分为熔融硅液滴,下部为石墨表面,黑色部分为背景,利用软件拟合轮廓图得到润湿角.



图1 1737 K 温度下未抛光石墨基底上熔融硅液滴轮廓图

Fig. 1. The wetting angle of molten silicon on unpolished graphite at 1737 K.

硅液滴在两种不同粗糙石墨表面的润湿角随温度的变化如图 2 所示. 由图 2 可见,硅液滴在石墨表面的润湿角随温度增加而减小,图 2(a) 所示是硅液滴在粗糙度为 $0.721\ \mu\text{m}$ 的石墨表面上的润湿角,其值由 1737 K 时的 43.21° 迅速减小 1753 K 时的 21.02° . 相同温度下,基底表面粗糙度越低,润湿角越大. 在相同表面粗糙度和温度下,润湿角随恒温持续时间的增加而减小,且温度越高,润湿角的减小幅度越小. 温度 $T = 1737\ \text{K}$,保温 10 s 时硅液滴在粗糙度为 $0.721\ \mu\text{m}$ 和 $0.134\ \mu\text{m}$ 的石墨

表面的润湿角分别为 43.21° 和 50.11° , 保温 30 s 时减为 41.97° 和 47.36° , 减小幅度 $\Delta\theta$ 分别为 1.24° 和 2.75° ; 温度 $T = 1743$ K 时, 两种表面润湿角变化率 $\Delta\theta$ 分别为 0.98° , 2.21° .

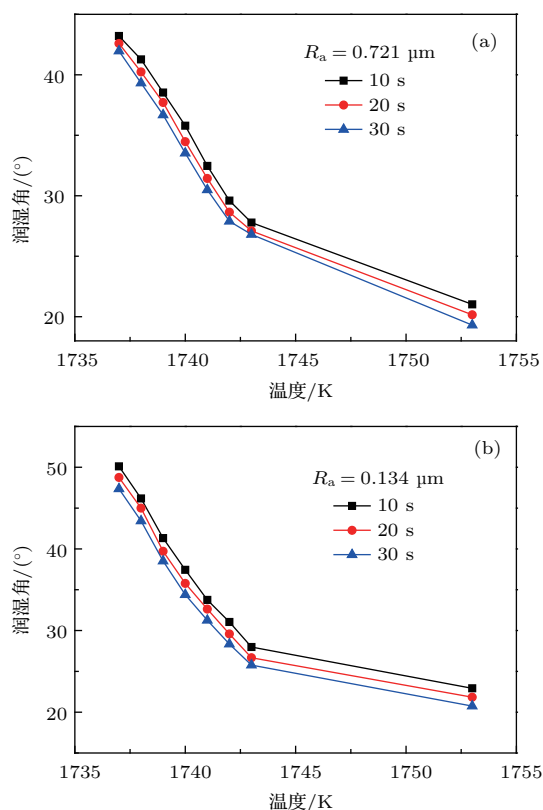


图2 (网刊彩色) 1737—1753 K 温度区间内同一温度条件下维持 10, 20 和 30 s 时的润湿角 (a) 未抛光石墨, $R_a = 0.721 \mu\text{m}$; (b) 抛光石墨, $R_a = 0.134 \mu\text{m}$

Fig. 2. (color online) Wetting angle in the temperature range of 1737–1753 K under the same temperature conditions with different durations of 10, 20 and 30 s: (a) Wetting angle on unpolished graphite with $R_a = 0.721 \mu\text{m}$; (b) wetting angle on polished graphite with $R_a = 0.134 \mu\text{m}$.

3 石墨表面熔融硅的润湿模拟

在超薄硅片水平提拉生长过程中, 气相与液相的流动与润湿角之间是相互关联、相互制约的. 因此, 有必要建立水平放置石墨基底上硅润湿过程的数值模型, 并采用数值分析方法, 将石墨表面硅的润湿过程、气相与熔体的流动、压力场和速度场等作为一个整体求解.

运用 JADIM 方程^[19,20]描述气液两相流, 在等温条件下, 两相交界面处气液之间表面张力为稳定常量, 速度场 $\mathbf{u}$ 和压力 p 满足 Navier-Stokes 方程:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right)$$

$$= -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\Sigma} + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F}_s, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2)$$

式中, ρ 为密度, $\boldsymbol{\Sigma}$ 为黏滞应力张量, $\mathbf{g}$ 为重力加速度, $\mathbf{F}_s$ 为毛细力, 表达式如下:

$$\mathbf{F}_s = -\sigma(\nabla \cdot \mathbf{n})\mathbf{n}\delta_1, \quad (3)$$

式中, σ 为表面张力, $\mathbf{n}$ 为垂直于交界面的法向向量 (方向指向气相时为正), δ_1 为交界面处的狄拉克分布 (Dirac distribution). 体积分函数 φ 满足:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \varphi = 0, \quad (4)$$

在熔融硅中 $\varphi = 1$, 空气中 $\varphi = 0$, 交界面处 $0 < \varphi < 1$. 利用 φ 的线性插值函数可以得到交界面处密度 ρ 和动力黏度 μ 的表达式:

$$\rho = \rho_{\text{Si}} + (1 - \varphi)\rho_{\text{air}}, \quad (5)$$

$$\mu = \mu_{\text{Si}} + (1 - \varphi)\mu_{\text{air}}, \quad (6)$$

式中 ρ_{Si} , ρ_{air} 和 μ_{Si} , μ_{air} 分别为硅、空气的密度和动力黏度.

3.1 物理模型及相关假设

石墨基底熔融硅的润湿模型如图3所示. 图3(a)为模型组成, 高度为0.2 mm的圆柱形空间里水平放置一块半径为0.15 mm的石墨基底, 熔融硅液滴直径为0.1 mm. 气相为理想气体, 液相为熔融硅, 初始条件下熔融硅 (气-液交界面为半圆形) 与石墨基底完全接触, 润湿角为 90° . 图3(b)为模型网格划分图, 为节省计算资源, 我们采用几何轴对称方式建立模型并做以下几点假设:

- 1) 本模型不涉及熔化过程, 初始状态下的硅为液态, 初始速度为零;
- 2) 模型中气相为理想气体, 其与熔融硅液体的流动均为轴对称瞬态层流;
- 3) 气、液、固三相之间不发生化学反应, 且气-液交界面形状满足 Young-Laplace 方程;
- 4) 基底为光滑表面且绝热, 考虑黏附力、液滴重力和界面滑移的影响.

图中液滴内部的流体域采用三角形网格, 并对气-液交界面周围的网格进行加密处理, 以便更好地计算交界面形状和润湿角, 其他流域则采用四边形网格.

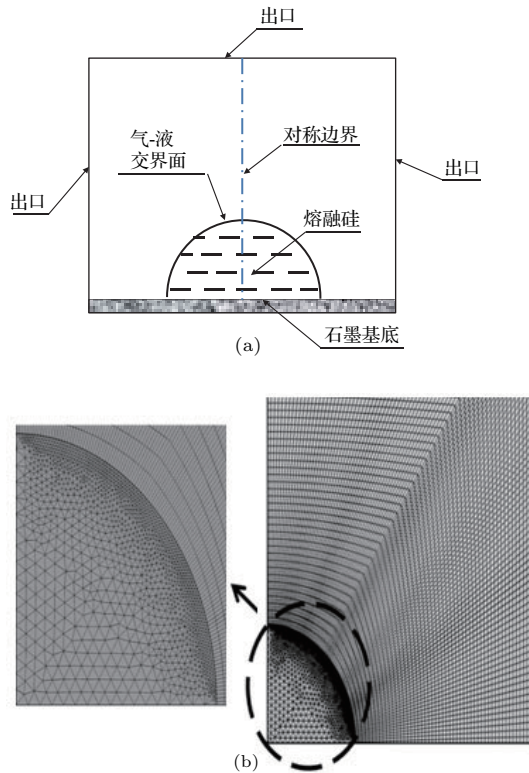


图3 石墨基底硅的润湿模型 (a) 模型组成; (b) 模型网格划分: 右侧为整个模型网格划分图; 左侧为气-液交界面处网格放大图

Fig. 3. Wetting model of melting silicon on graphite: (a) Schematic diagram of the model; (b) meshing of the model (right, meshing scheme in the whole domain; left, an enlarged view near the gas-liquid interface showing stretching of the mesh).

3.2 润湿角随时间的变化规律

图4给出了温度为1700 K时光滑石墨表面硅液滴润湿过程中的气液体积分数分布情况, 图中深色部分为熔融硅液滴, 其他部分为理想气体. 由图4可知, 润湿角随时间的增加逐渐减小: 当 $0 < t < 0.4$ ms时, 润湿角减小趋势明显, 液滴形状变化较大; 但是当 $t > 0.4$ ms时, 这种减小趋势逐渐放缓, 液滴形状不再发生明显变化. 当 $t = 5$ ms时熔融硅已基本形成稳定的形状, 此时润湿角为 40.1° . 由于采用轴对称建模方式, 且石墨表面为光滑表面, 液滴受力铺展过程稳定平顺, 液滴形状呈现出几何对称性. 模拟所得润湿角与 $R_a = 0.134 \mu\text{m}$ 的抛光石墨表面硅液滴的润湿角较为接近.

图5所示为液体润湿的过程中两相流速度的分布速度矢量图. 可以发现 $t = 0.025$ ms时, 在表面张力和重力共同影响下, 气液交界面处空气的流场分布较为密集, 交界面周围气体和熔融硅的表面张力无法到达平衡, 液面形状发生变化, 带动周围的流场发生改变, 产生了图5(a)所示较为明显的速度场; 当 $t = 2.5$ ms时, 速度场已经开始逐渐减弱; 模拟时间达到5 ms时, 交界面处表面张力和重力基本到达平衡状态, 液面形状和速度场已无明显变化.

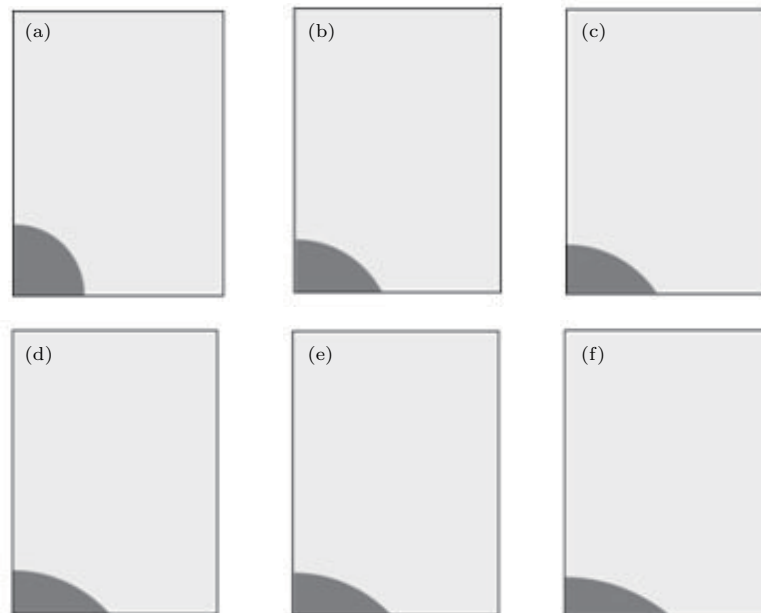


图4 $T = 1700$ K时石墨表面硅润湿过程的模拟 (a) $t = 0$ ms; (b) $t = 0.2$ ms; (c) $t = 0.4$ ms; (d) $t = 1$ ms; (e) $t = 2.5$ ms; (f) $t = 5$ ms

Fig. 4. Simulation of the wetting process of molten silicon droplet on smooth graphite surface at 1700 K: (a) to (f) is the shape of the molten silicon droplet at 0, 0.2, 0.4, 1, 2.5, and 5 ms respectively.

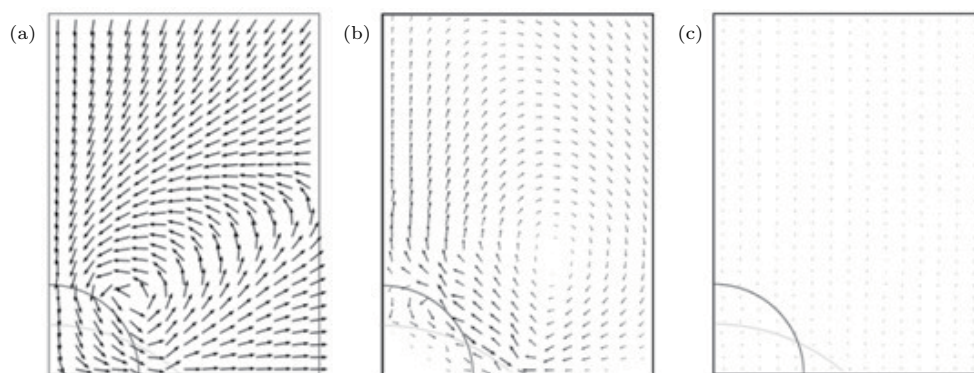


图5 温度为1700 K时不同时刻两相流速度场的速度矢量图 (a) $t = 0.025$ ms; (b) $t = 2.5$ ms; (c) $t = 5$ ms
Fig. 5. Contours of speed vectors at different time during the wetting process at 1700 K: (a) $t = 0.025$ ms; (b) $t = 2.5$ ms; (c) $t = 5$ ms.

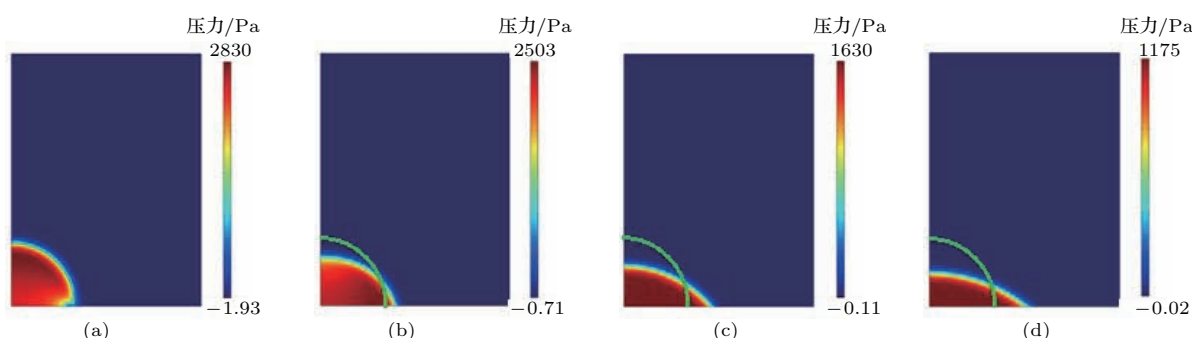


图6 (网刊彩色) 不同时刻的压力分布云图 (a) 0 ms; (b) 0.075 ms; (c) 1 ms; (d) 5 ms; 图中绿色弧线为(a)时的液滴初始轮廓

Fig. 6. (color online) Distribution of surface pressure at different time: (a) 0 ms; (b) 0.075 ms; (c) 1 ms; (d) 5 ms, the green curves in (b), (c), (d) are the original contours of the melting silicon droplet.

熔融硅在润湿过程中的表面张力变化的压力云图如图6所示. 开始时, 气-液-固三相交界处压差较为明显(2830 Pa), 作用于交界面的表面张力分布不均匀, 在表面张力驱动下, 液滴开始铺展; $t = 0.075$ ms时, 三相交界处的压差不再是主导力量, 但分布在交界面处的表面张力仍未形成平衡, 致使液滴继续向外铺展; $t = 5$ ms时, 液滴内部压力分布均匀, 气液界面处压差趋于稳定(1175 Pa).

根据Wenzel模型, 对于亲水性表面, 表面粗糙度的增加会使其更加亲水, 图7(a)所示为石墨基底表面润湿角的理论模拟与实验测量之间的关系, 相同温度条件下, 光滑石墨表面润湿角 θ_1 (模拟数据) $> \theta_2$ (抛光表面实验数据) $> \theta_3$ (未抛光表面实验数据), 其中 θ_2, θ_3 为每一温度值保持10 s时的测量值.

相同温度下, 模拟值与抛光表面、抛光表面与未抛光表面润湿角的差值如图7(b)所示. $T = 1697$ K时, θ_1 与 θ_2 相差 6.44° , θ_2 与 θ_3 相差

6.27° ; $T = 1703$ K时, θ_1 与 θ_2 相差 3.19° , θ_2 与 θ_3 相差 1.02° ; $T = 1713$ K时, θ_1 与 θ_2 相差 2.89° , θ_2 与 θ_3 相差 1.05° . 对比结果表明, 随着温度升高, 不同粗糙度表面润湿角之差逐渐减小, 当温度升到1705 K以后, 差值基本维持不变.

根据假设, 在初始状态下, 液滴与基底的润湿角为 90° , 润湿时液滴在表面张力作用下向外铺展, 最终形成稳定的润湿角 θ_s . 在液滴润湿过程中还会受到重力影响, 考虑气-液之间的密度差, 液滴的最终形状将取决于 θ_s 和奥托斯数(Eotvos number) $E_0 = \rho_L g R_0^2 / \sigma$ ^[21]. 式中 R_0 为初始状态下的液滴半径, ρ_L 为液体密度, σ 为表面张力.

若 $E_0 = 0$, 此时可以忽略重力影响, 结合液滴体积守恒, 则有

$$\begin{aligned} R &= R_0 \sqrt{\frac{\pi}{2(\theta_s - \sin \theta_s \cos \theta_s)}}, \\ L &= 2R \sin \theta_s, \quad h = R(1 - \cos \theta_s), \\ \Delta p &= \frac{\sigma}{R}, \end{aligned} \quad (7)$$

式中, R, L, h 分别为稳态时液滴半径、液滴铺展长度和液滴高度; Δp 为气-液相之间的压差. 若考虑重力, 液滴的形状受到重力和表面张力的共同影响, $E_0 \ll 1$, 此时液滴高度可表示为

$$h_0 = R_0(1 - \cos \theta_s) \sqrt{\frac{\pi}{2(\theta_s - \sin \theta_s \cos \theta_s)}}. \quad (8)$$

根据 (7) 和 (8) 式, 我们分别计算了不同温度下 h 和考虑重力时液滴半径 R_0 的比值 H_1^* 、液滴铺展长度 L 和 R_0 的比值 H_2^* 、不同 R_0 值条件下 h 与 h_0 的比值 H_3^* , 结果如图 8 所示.

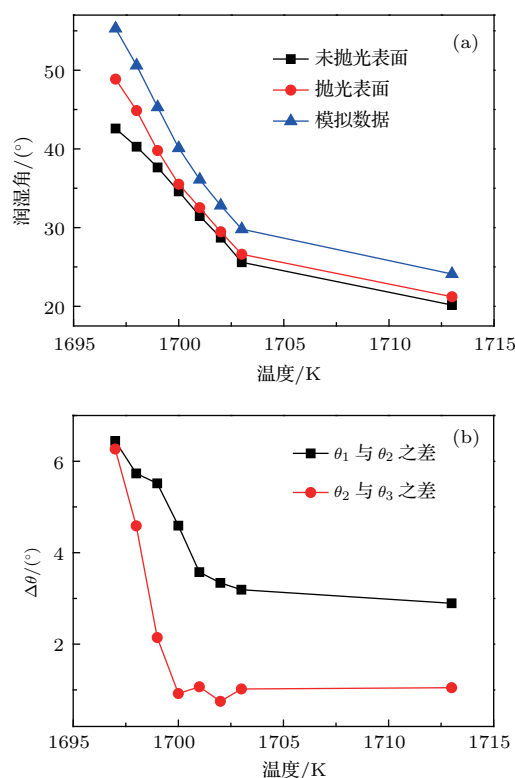


图 7 (网刊彩色) 不同温度下熔融硅在不同表面粗糙度石墨表面的润湿行为 (a) 硅液滴在石墨基底上的润湿角实验与模拟对比; (b) 不同表面粗糙度润湿角之差随温度的变化

Fig. 7. (color online) The wetting behavior of melting silicon on graphite surface at different temperature: (a) The wetting angle at different temperature obtained from experimental test and simulation results; (b) wetting angle of different roughness versus the varied temperature.

图 8(a) 表明, 在相同温度下, 光滑石墨表面的 H_1^* 比实验所测数据大, 这表明如果在熔融硅液滴大小相同的情况下, 模拟所得液滴高度值要比实验条件下的高度值大. 造成这一现象的原因可能有两种: 第一种原因是相同温度条件下, 实验所用具有

表面粗糙度的石墨表面熔融硅的润湿角比模拟值小, 导致了液滴高度也较小; 第二种可能原因是高温下熔融硅与石墨发生化学反应生成了碳化硅, 使得熔融硅液滴总体积减小, 并且伴随着熔融硅与石墨相互渗透的现象. 图 8(b) 中, 液滴铺展长度 L 随着温度升高而增大, 在光滑表面液滴铺展的长度最小, 而在未抛光石墨表面最大. 可以看出, 润湿角与液滴高度、铺展长度有直接关联.

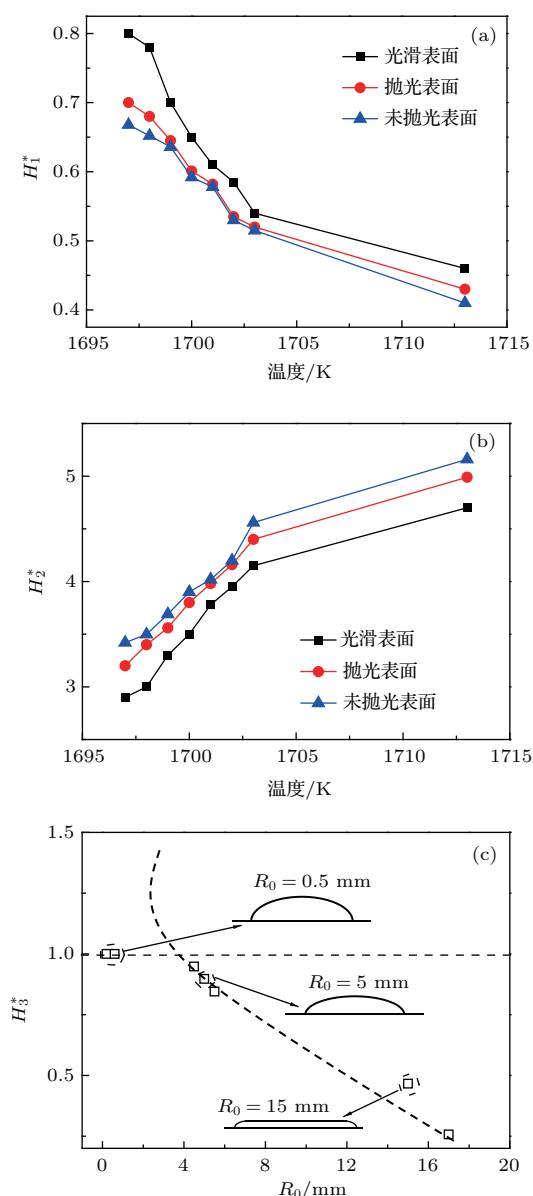


图 8 (网刊彩色) H^* 与温度、液滴半径之间的关系 (a) H_1^* 随温度的变化; (b) H_2^* 随温度的变化; (c) 润湿角为 40° 时, H_3^* 随液滴半径的变化

Fig. 8. (color online) Relationship between H^* to temperature and droplet radius: (a) H_1^* versus temperature; (b) H_2^* versus temperature; (c) H_3^* with various droplet radius R_0 when $\theta_s = 40^\circ$.

图8(c)给出了液滴半径对润湿过程的影响. 在液滴半径 $R_0 \ll 5$ mm 时, 润湿过程中起主导作用的是表面张力, h 与 h_0 的比值接近于1, 此时液滴的形状相对稳定. 当 $R_0 > 5$ mm 时, 在这个范围内液滴的自身重力不能再被忽略, 与表面张力共同影响着液滴的稳态形状. 当 $R_0 \gg 5$ mm 时, 重力的影响占据了主导地位, 表面张力无法继续维持液滴的形状, 使液滴在重力作用下出现平铺现象. 因此, 在实验中应选取尽量少的硅块, 以避免液滴由于自重引起的平铺现象发生.

4 结 论

本文采用高温高真空接触角测量仪对真空条件下不同表面粗糙度石墨表面熔融硅的润湿角进行了测量, 并利用 COMSOL 软件模拟了理想条件下光滑石墨表面硅的润湿过程. 获得了以下结论:

1) 硅液滴在石墨表面润湿角随温度升高逐渐减小, 且减小趋势随着温度升高逐渐减缓, 结合模拟结果, 在相同温度下, 硅液滴在石墨基底上的润湿角与基底表面粗糙度成反比, 随保温时间的增加, 润湿角发生一定程度减小;

2) 模拟了光滑石墨表面熔融硅液滴在温度为 1700 K 时的润湿过程, 结合速度矢量图和压力云图对液滴的润湿机制进行分析, 结果表明, 在液滴固-液交界面处的表面张力作用下, 润湿角随时间的增加逐渐减小, 当时间增至 0.4 ms 时, 液滴气-液界面压差趋于平衡, 阻碍了液滴的进一步铺展;

3) 通过理论计算不同温度下熔融硅液滴的液滴高度、铺展长度及液滴半径与润湿角之间的关系, 获得了液滴自重、表面张力主导液滴润湿过程的特征尺寸.

研究结果可应用于超薄硅片横向拉模制造研究, 同时可为热毛细效应在其他领域的应用研究提供理论参考.

参考文献

- [1] Wang A, Zhao J, Wenham S R, Green M A 1996 *Prog. Photovolt. Res. Appl.* **4** 55
- [2] Green M A 2009 *Prog. Photovolt. Res. Appl.* **17** 183
- [3] Zhang Y N, Stokes N, Jia B H, Fan S H, Gu M 2014 *Sci. Rep.* **4** 4939
- [4] Ren Z P, Zhang N L, Luo R 1987 *J. Eng. Thermophys.* **8** 70 (in Chinese) [任泽霖, 张能力, 罗锐 1987 工程热物理 **8** 70]
- [5] Karapetsas G, Sahu K C, Sefiane K, Matar O K 2014 *Langmuir* **30** 4310
- [6] Liu C S 2008 *J. Qingdao Technol. Univ.* **29** 9 (in Chinese) [刘长松 2008 青岛理工大学学报 **29** 9]
- [7] Wang F, Peng L, Zhang Q Z, Liu J 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 140202 (in Chinese) [王飞, 彭岚, 张全壮, 刘佳 2015 物理学报 **64** 140202]
- [8] Daggolu P, Yeckel A, Bleil C E, Derby J J 2012 *J. Cryst. Growth* **355** 129
- [9] Scheid B, van Nierop E A, Stone H A 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 171906
- [10] Scheid B, van Nierop E A, Stone H A 2012 *Phys. Fluids* **24** 032107
- [11] Liu Z H, Jin W Q, Pan Z L, Cheng N 1998 *J. Inorg. Mater.* **13** 113 (in Chinese) [刘照华, 金蔚青, 潘志雷, 程宁 1998 无机材料学报 **13** 113]
- [12] Chen S X, Li M W 2007 *J. Inorg. Mater.* **22** 15 (in Chinese) [陈淑仙, 李明伟 2007 无机材料学报 **22** 15]
- [13] Yu Q H, Liu L J, Geng A N, Jiang B W, Li Z Y, Xu Y Y, Xue K M 2014 *J. Cryst. Growth* **385** 49
- [14] Ranjan S, Balaji S, Panella R A, Ydstie B E 2011 *Comput. Chem. Eng.* **35** 1439
- [15] Shockley W 1962 *US Patent* 3 031 275
- [16] Jeong H M, Chung H S, Lee T W 2010 *J. Cryst. Growth* **312** 555
- [17] Hess U, Pichon P Y, Seren S, Schöneckerb A, Hahna G 2013 *Sol. Energ. Mat. Sol. C* **117** 471
- [18] Xu D, Ding J N, Yuan N Y, Zhang Z Q, Cheng G G, Guo L Q, Ling Z Y 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 116801 (in Chinese) [许多, 丁建宁, 袁宁一, 张忠强, 程广贵, 郭立强, 凌智勇 2015 物理学报 **64** 116801]
- [19] Legendre D, Magnaudet J, Mougin G 2003 *J. Fluid Mech.* **497** 133
- [20] Merle A, Legendre D, Magnaudet J 2005 *J. Fluid Mech.* **532** 53
- [21] Bretherton F P 1961 *J. Fluid Mech.* **10** 166

Wetting behaviors of the molten silicon on graphite surface*

Cheng Guang-Gui^{1)3)†} Zhang Zhong-Qiang¹⁾³⁾ Ding Jian-Ning^{1)2)3)4)‡}
Yuan Ning-Yi²⁾³⁾⁴⁾ Xu Duo¹⁾

1) (Micro/Nano Science and Technology Center, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China)

2) (Low-dimension Material Micro/Nano Device and System Center, Changzhou University, Changzhou 213164, China)

3) (Jiangsu Collaborative Innovation Center of Photovoltaic Science and Engineering, Changzhou University, Changzhou 213164, China)

4) (The Breeding Construction Point of State Key Laboratory of Photovoltaic Engineering Science, Changzhou University, Changzhou 213164, China)

(Received 28 June 2016; revised manuscript received 8 November 2016)

Abstract

A theory which was proposed by Scheid et al. in 2010 (Scheid B, van Nierop E A, Stone H A 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 171906) suggests that very thin ribbons of molten material can be drawn out of a melt by adequately tuning the temperature gradient along the dynamic meniscus that connects the static meniscus at the melting bath to the region of the drawn flat film. Based on this theory, one-step manufacturing ultra-thin silicon wafer by pulling out from a molten silicon bath has attracted considerable attention in recent year due to its many attractive performances such as low cost, simple process, etc. By using this method, solar cell can have intensive applications due to its low cost and stable output efficiency. The results show that the thermal capillarity effect plays a great role in preparing the ultra-thin silicon. The thickness of the silicon wafer is sensitive to the capillary length and the strength of the surface tension variation as well. In order to reveal the mechanism for the effect of thermal capillary on the fabrication of ultra-thin silicon wafer, a thermal capillary finite element model is developed for the horizontal ribbon growth system to study the wetting behaviors of molten silicon on graphite. The mathematical model is established and simulated by using the commercial software; several parameters such as mass, viscous stress and capillary force are calculated. The wetting processes are tested by changing surface roughness ($R_a = 0.721\ \mu\text{m}$ and $R_a = 0.134\ \mu\text{m}$), system temperatures (1737–1744 K), and durations (10–30 s) at constant temperature on a high-temperature, high-vacuum contact angle measurement instrument. It is found that the wetting angle of silicon droplet on graphite decreases with surface roughness and temperature increasing; the wetting angle comes down with time going by (lasting 30 s) at constant temperature, which is consistent with the theoretical result of Wenzel. The influence of surface tension on wetting process is studied by analyzing the distributions of pressure and velocity field. It is shown that the differential pressure at the solid-liquid interfaces, induced by thermal capillary effect, decreases in the wetting process and reaches a balance which prevents the droplet from being wetted. At $T = 1700\ \text{K}$, the wetting angle and the shape of droplet change quickly within 0.4 ms and eventually become stable after 5 ms as shown in the simulation. The spreading length L and droplet height h at the steady-state are calculated with considering the influence of droplet radius on the wetting process. The results show that both L and h are directly related to the steady-state of wetting angle. The surface tension dominates the wetting process for droplet radius $R_0 \ll 5\ \text{mm}$; while for $R_0 \gg 5\ \text{mm}$, the wetting process is dominated by gravity.

Keywords: molten silicon, wetting angle, capillary effect, surface roughness

PACS: 68.08.Bc, 68.08.De, 02.70.Bf

DOI: 10.7498/aps.66.036801

* Project supported by the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51335002), the Key Support Projects of Strategic Emerging Industries in Jiangsu Province, China (Grant No. 2015-318), and the Priority Academic Program Development of Jiangsu Higher Education Institutions, China.

† Corresponding author. E-mail: ggcheng@ujs.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: dingjn@ujs.edu.cn