

平衡接触角对受热液滴在水平壁面上铺展特性的影响

叶学民 李永康 李春曦

Influence of equilibrium contact angle on spreading dynamics of a heated droplet on a horizontal plate

Ye Xue-Min Li Yong-Kang Li Chun-Xi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 104704 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.104704

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.104704>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I10>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

具有聚电解质层圆柱形纳米通道中的电动能量转换效率

Electrokinetic energy conversion efficiency in a polyelectrolyte-grafted nanotube

物理学报.2016, 65(8): 084704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.084704>

微扩张管道内幕律流体非定常电渗流动

Electroosmotically-driven flow of power-law fluid in a micro-diffuser

物理学报.2016, 65(3): 034702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.034702>

非对称弯曲微流道中粒子惯性聚焦动态过程及流速调控机理研究

Dynamic process and flow-rate regulation mechanism of particle inertial focusing in an asymmetric ally curved microchannel

物理学报.2015, 64(18): 184703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184703>

圆截面直流道中微粒黏弹性聚焦机理研究

Viscoelastic focusing of microparticles in circular cross-sectional microchannels

物理学报.2015, 64(15): 154703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154703>

含活性剂液滴在倾斜粗糙壁面上的铺展稳定性

Stability of surfactant-laden droplet spreading over an inclined heterogeneous substrate

物理学报.2015, 64(1): 014702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.014702>

平衡接触角对受热液滴在水平壁面上铺展特性的影响*

叶学民[†] 李永康 李春曦

(华北电力大学, 电站设备状态监测与控制教育部重点实验室, 保定 071003)

(2015年12月25日收到; 2016年2月5日收到修改稿)

壁面温度是影响壁面润湿性的重要外部条件. 为解决液滴铺展中三相接触线处应力集中问题, 已有研究多采用预置液膜假设, 但无法探究壁面温度对润湿性的影响. 本文针对受热液滴在固体壁面上的铺展过程, 基于润滑理论建立了演化模型, 通过数值模拟, 从平衡接触角角度分析了温度影响壁面润湿性及铺展过程的内部机理. 研究表明: 随温度梯度增大, 液滴所受 Marangoni 效应增强, 致使液滴向低温区的铺展速率加快; 铺展过程中, 位于高温区的接触线与液滴主体部分间形成一层薄液膜, 重力与热毛细力先后主导该区域的铺展; 当液-固或气-液界面张力对温度的敏感度高于另两个界面时, 低温区方向的平衡接触角不断增大, 使壁面润湿性恶化, 导致液滴铺展减慢; 而当气-固界面张力对温度的敏感度高于其他两个界面时, 低温区方向上的平衡接触角将减小, 由此改善壁面润湿性, 加快液滴铺展; 在温度影响壁面润湿性和液滴铺展过程中, 平衡接触角起关键作用.

关键词: 接触线, 接触角, Marangoni 效应, 热毛细力

PACS: 47.55.dm, 47.55.np, 47.61.-k, 47.85.mf

DOI: 10.7498/aps.65.104704

1 引言

液滴铺展过程可通过改变外部条件加以驱动和控制, 如施加温度梯度、添加活性剂等, 这种控制技术在镀膜、印刷、采油、矿物浮选、胶片制造、磁流体材料制备及医疗等领域^[1,2]中起着至关重要的作用. 因此, 液滴铺展过程及其外部控制条件始终受到微流体领域的密切关注.

研究表明, 液滴在固体表面上的铺展特征与壁面润湿性密切相关^[3]. 一般认为, 壁面润湿性与其化学成分和几何形貌有关^[4], 但有研究者发现壁面温度也对润湿性有明显影响. Daniel 等^[5]在实验中通过采用合适的温度梯度改变了硅玻璃表面的润湿性, 从而促使烷基三氯硅烷液滴迅速铺展; Sato 等^[6]基于硅油液滴在硅烷玻璃表面上的铺展实验, 也发现温度梯度可加剧壁面润湿性的非均匀

性, 进而加快液滴铺展; Pratap 等^[7]通过癸烷液滴在涂有聚二甲基硅氧烷 (PDMS) 平板表面上的铺展实验, 指出温度可改变液滴的平衡接触角, 且随液滴向低温区移动, 其速率逐渐降低.

鉴于上述实验中均涉及到壁面温度和润湿性变化, 因此有理由相信二者间存在某种内在关联. 受实验条件所限, 数值模拟成为研究这种内在关联的有效手段.

然而, 为解决接触线处应力集中问题 (液膜厚度 $h = 0$ 时无滑移边界条件不再适用), 早期对液滴铺展的理论研究大多是假设表观接触线在前驱膜 (非“干”表面) 上铺展^[8], 从而将液固接触变换为液液接触, 称为预置液膜模型. 基于该模型, Beacham 等^[9]研究了含活性剂液滴在固体壁面上的铺展过程; Goddard 和 Naire^[10]考察了在有预置液膜的倾斜平板上含活性剂液滴的铺展稳定性; 李春曦等^[11,12]对比了波纹基底和倾斜粗糙平面上含活性

* 国家自然科学基金 (批准号: 11202079) 和河北省自然科学基金 (批准号: A2015502058) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: yexuemin@163.com

剂液滴的铺展稳定性; 叶学民等^[13]探讨了分离压和结合压作用对活性剂液滴演化特征的影响.

以预置液膜模型为基础的液滴铺展研究取得了丰富成果. 但也应注意到, 在该模型中, 液滴并非与固体表面接触, 因此只能考察气-液界面的变化, 而无法探究壁面性质(如温度)对润湿性的重要影响. 近年来, 开始有学者研究液滴直接在固体表面上的铺展特征. 赵亚涛等^[14]通过跨尺度实验研究, 结合理论分析, 讨论了移动接触线的驱动来源、能量耗散、边界条件、标度关系等物理机理; 姚祎等^[15]采用耗散粒子动力学方法, 模拟了微液滴在具有微结构粗糙表面上的运动过程, 发现液滴接触角与固-液粒子吸引力系数呈二次函数关系; 杨常卫等^[16]比较了不同状态下液滴在微结构疏水表面上的接触角, 指出接触角在很大程度上取决于接触状态; Liu等^[4]在实验中研究了液滴在有方形柱阵列排列的粗糙硅表面上的铺展, 发现随着柱阵宽度的增大, 壁面的润湿性将由Cassie状态向伪Wenzel状态转变; Karapetsas等^[17]模拟了液滴在倾斜壁面上受热毛细力驱动的铺展过程, 分析了三相接触线动态特性及邦德数和温度梯度等重要参数的影响; Amir和Reghan^[18]在忽略重力且考虑接触角滞后的条件下考察了液滴铺展的稳定性, 指出其铺展半径与接触角密切相关; Hu等^[19]通过模拟液滴在不同润湿性表面上的铺展过程, 指出液滴发生变形的临界速度随液滴尺寸的减小而增大.

上述关于液滴铺展的研究虽考虑了以接触线和接触角为代表的壁面因素, 但在分析中均未阐释壁面温度影响润湿性的物理原因, 目前也鲜有这方面的文献报道. 由于平衡接触角的大小在很大程度上将影响液滴铺展速率, 因此可将其作为衡量壁面润湿性的依据. 为此, 本文通过建立受热液滴在固体表面上的二维演化模型, 借助数值模拟, 从平衡接触角这一视角讨论壁面温度对壁面润湿性和液滴铺展过程的影响及其内在物理机理, 从而为实验发现提供理论依据.

2 理论模型

2.1 数学模型

假设一不可压缩液滴在固体表面铺展, 如图1所示. 液滴初始最大厚度为 H^* , 半径为 L^* , 壁面温度为 T_w^* . 由于 $\varepsilon = H^*/L^*$ 很小(图1中的 ε

仅为清晰起见, 不代表真实比例), 因此可应用润滑理论(上角标*表示有量纲量, 下同).

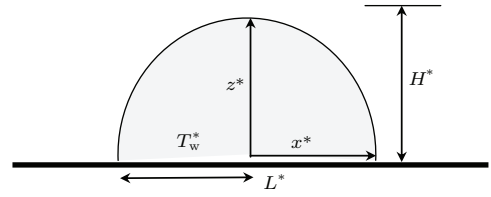


图1 液滴在水平固体壁面上的铺展示意图

Fig. 1. Diagram of the droplet spreading on a horizontal solid surface.

液滴铺展过程满足连续性方程、动量方程和能量方程:

$$\nabla^* \cdot \mathbf{u}^* = 0, \quad (1)$$

$$\rho^*(\mathbf{u}_{t^*}^* + \mathbf{u}^* \cdot \nabla^* \mathbf{u}^*) + \nabla^* p^* - \mu^* \nabla^{*2} \mathbf{u}^* - \rho^* \mathbf{g}^* = 0, \quad (2)$$

$$\rho^* C_p^*(T_{t^*}^* + \mathbf{u}^* \cdot \nabla^* T^*) - \lambda^* \nabla^{*2} T^* = 0, \quad (3)$$

式中, p^* , T^* 和 t^* 分别表示压力、温度和时间, λ^* 为液滴导热系数, ∇^* 为梯度算子. $\mathbf{u}^* = (u^*, w^*)$, u^* 和 w^* 分别代表水平和垂直方向上的速度分量.

在气-液界面处 $z^* = h^*$, 满足切向和法向应力平衡:

$$\mathbf{n}^* \cdot \boldsymbol{\tau}^* \cdot \mathbf{t}^* = \mathbf{t}^* \cdot \nabla_s^* \sigma_{lg}^*, \quad (4)$$

$$\mathbf{n}^* \cdot \boldsymbol{\tau}^* \cdot \mathbf{n}^* = 2k^* \sigma_{lg}^*, \quad (5)$$

式中, $\mathbf{n}^* = \frac{-h_{x^*}^*, 1}{(1+h_{x^*}^{*2})^{1/2}}$ 和 $\mathbf{t}^* = \frac{1, h_{x^*}^*}{(1+h_{x^*}^{*2})^{1/2}}$ 分别为界面处的外法向和切向单位向量; $2k^*$ 为界面平均曲率, $\boldsymbol{\tau}^*$ 为总应力张量:

$$2k = -\nabla_s^* \cdot \mathbf{n}, \quad (6)$$

$$\boldsymbol{\tau}^* = -p^* \mathbf{I}^* + \mu^*(\nabla^* \mathbf{u}^* + \nabla^* \mathbf{u}^{T*}). \quad (7)$$

在气-液界面处, 运动边界及热边界条件分别为

$$h_{t^*}^* + u^* h_{x^*}^* = w^*, \quad (8)$$

$$\lambda^* \mathbf{n}^* \cdot \nabla^* T^* = h_g^* (T^*|_{z^*=h^*} - T_g^*). \quad (9)$$

式中, h_g^* 为气-液界面对流换热系数, T_g^* 为环境温度.

在壁面处 $z^* = 0$, 垂直方向上满足无渗透条件:

$$w^* = 0. \quad (10)$$

为避免接触线处出现应力奇点, 在水平方向施加Navier滑移边界条件^[20]:

$$u^* = \beta^* u_{z^*}^*, \quad (11)$$

式中, β^* 为滑移长度.

壁面温度满足

$$T_w^* = T_{w0}^* + \gamma^* x^*, \quad (12)$$

式中, $\gamma^* = dT_w^*/dx^*$ 为温度梯度 ($\gamma^* \geq 0$). 计算中, 取壁面原点处温度 T_{w0}^* 为参考温度, 且认为 $T_{w0}^* = T_g^*$, 当 $\gamma^* = 0$ 时, 壁面温度等于环境温度, 即壁面未被加热或冷却; 当 $\gamma^* > 0$ 时, 在左侧 ($x^* < 0$) 和右侧 ($x^* > 0$) 温度分别低于和高于环境温度, 即处于被冷却和加热状态. 在 $z^* = 0$ 处施加温度连续性条件, 则有 $T_{(z^*=0)}^* = T_w^*$.

假设界面张力和温度满足线性关系^[17]

$$\sigma_i^* = \sigma_{i,0}^* - \alpha_{T_i}^* (T_i^* - T_0^*) \quad (i = \text{lg, ls, sg}), \quad (13)$$

式中, T_0^* 和 T_i^* 分别为参考温度和相关界面温度; $\sigma_{i,0}^*$ 为相应界面在 T_0^* 下的张力, $\alpha_{T_i}^*$ 为温度引起的张力梯度; lg, ls 和 sg 分别代表气-液、液-固和气-固界面.

将控制方程和边界条件采用下式进行无量纲化:

$$\begin{aligned} (x^*, y^*, h^*) &= L^* (x, \varepsilon y, \varepsilon h), \\ t^* &= \frac{L^*}{U^*} t, \quad (u^*, w^*) = U^* (u, \varepsilon w), \\ p^* &= \frac{S^*}{H^*} p, \quad T^* = T(T_m^* - T_0^*) + T_0^*, \\ \Sigma_i &= \frac{\alpha_{T_i}^* (T_m^* - T_0^*)}{\sigma_{i,0}^* - \sigma_{i,m}^*}, \quad \sigma_i^* = S^* \sigma_i + \sigma_{i,m}^*, \end{aligned}$$

式中, $U^* = S^* H^* / \mu^* L^*$ 为特征速度, T_m^* 表示液滴的最高温度, $\sigma_{i,m}^*$ 为相应界面在 T_m^* 下的张力, $S^* = \sigma_{i,0}^* - \sigma_{i,m}^*$ 为铺展系数, Σ_i 表示相应界面张力对温度的敏感度 ($i = \text{lg, ls, sg}$).

可得无量纲控制方程组为

$$u_x + w_z = 0, \quad (14)$$

$$p_x = u_{zz}, \quad (15)$$

$$p_z = -\varepsilon Bo, \quad (16)$$

$$T_{zz} = 0, \quad (17)$$

式中, 邦德数 $Bo = \rho^* g^* H^{*2} / \mu^* U^*$, 表示重力与黏性力之比. 下角标表示对该参数求偏导.

无量纲边界条件为:

$$z = h, \quad u_z = \sigma_{\text{lg}x}, \quad (18)$$

$$p = -Ch_{xx}, \quad (19)$$

$$h_t + u|_h h_x = w|_h, \quad (20)$$

$$T_z = -Bi(T|_h - 1), \quad (21)$$

$$z = 0, \quad w = 0, \quad (22)$$

$$u = Bu_z, \quad (23)$$

$$T = T_w = \Gamma x, \quad (24)$$

式中, 毛细数 $C = \varepsilon^2 \sigma_{\text{lg},m}^* / S^*$; 毕渥数 $Bi = h_g^* H^* / \lambda^*$; $B = \beta^* / H^*$ 和 $\Gamma = \gamma^* L^* / (T_m^* - T_0^*)$ 分别表示滑移参数和温度梯度. 由(24)式可知, 当 $\Gamma = 0$ 时, 表示壁面温度均匀; 当 $\Gamma > 0$ 时, 壁面存在温度梯度, 液滴左右侧分别代表低温区和高温区方向.

由(13)式、(15)–(19)式和(21)–(24)式可推出:

$$\sigma_i = \sigma_{i,0} (1 - \Sigma_i T) \quad (i = \text{lg, ls, sg}), \quad (25)$$

$$p = -Ch_{xx} + \varepsilon Bo(h - z), \quad (26)$$

$$u = p_x \left(\frac{z^2}{2} - hz - Bh \right) + \sigma_{\text{lg}x} (z + B), \quad (27)$$

$$T = \frac{T_w}{1 + Bi h} = \frac{\Gamma x}{1 + Bi h}. \quad (28)$$

计算中认为 $Bi \approx 0$ ^[21], $T = T_w = \Gamma x$.

结合(14)–(28)式, 可推出液滴厚度 h 的演化方程为

$$\begin{aligned} h_t &= \left[-Ch_{xxx} \left(\frac{h^3}{3} + Bh^2 \right) + \varepsilon Boh_x \left(\frac{h^3}{3} + Bh^2 \right) \right. \\ &\quad \left. + \Sigma_{\text{lg}} \Gamma \left(\frac{h^2}{2} + Bh \right) \right]_x. \end{aligned} \quad (29)$$

(29)式右侧三项分别代表毛细力、重力和黏性力、热毛细力在演化过程中的作用.

液滴在接触线处的厚度为零, 即 $h(x = x_{\text{cl}}, t) = h(x = x_{\text{cr}}, t) = 0$, 其中, x_{cl} 和 x_{cr} 分别代表左侧和右侧接触线的位置. 采用以下经验公式描述接触线移动速度与接触角间的关系^[22,23]:

$$\frac{dx_{cj}}{dt} = k_j (\theta_j - \theta_{a,j})^m \quad (j = \text{l, r}), \quad (30)$$

式中, l 和 r 分别表示左、右侧; k_j 和 m 为常数, 计算中认为 $k_l = k_r = k$, $m = 3$; θ_j 和 $\theta_{a,j}$ 分别为液滴的动态接触角和前进接触角, 若忽略接触角滞后现象, 可用 $\theta_{a,j}$ 代替液滴与固体壁面间的平衡接触角 $\theta_{\text{eq},j}$ ^[20,22].

在接触线位置, Young 方程可写为如下形式:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{sg}}(x_{cj}) &= \sigma_{\text{lg}}(x_{cj}) \cos \theta_{a,j} + \sigma_{\text{ls}}(x_{cj}) \\ &\quad (j = \text{l, r}). \end{aligned} \quad (31)$$

已有研究表明, 在液滴铺展中, $\theta_{a,j}$ 很小^[17,23], 为此采用 Karapetsas 等^[20,22] 在研究中所作的假设, 即近似认为 $\cos \theta_{a,j} \rightarrow \cos(\varepsilon \theta_{a,j})$, 又由于

$1 - (\varepsilon^2 \cdot \theta_{a,j}^2)/2 \approx \cos(\varepsilon\theta_{a,j})$, 将其代入 (31) 式, 结合 (24) 和 (25) 式, 可得:

$$\theta_{a,j}^2 = -\frac{2}{\varepsilon^2} \left[\frac{A(1 - \Sigma_{sg}\Gamma x_{cj})}{1 - \Sigma_{lg}\Gamma x_{cj}} + \frac{(\Sigma_{ls} - \Sigma_{sg})\sigma_{ls,0}\Gamma x_{cj} + (\Sigma_{lg} - \Sigma_{sg})\Gamma x_{cj}}{1 - \Sigma_{lg}\Gamma x_{cj}} \right] \quad (j = 1, r), \quad (32)$$

式中, $A = \sigma_{sg,0} - \sigma_{ls,0} - 1$. 当 (32) 式右侧为负时, 取 $\theta_{a,j} = 0$, 表示壁面“完美润湿” [17].

模拟中, 先由 (30) 式得出液滴铺展范围, 再由 (29) 式确定液滴在该范围内的演化特征. 通过对比 Γ , Σ_{ls} , Σ_{sg} 和 Σ_{lg} 等参数取不同值时液滴的演化历程, 进而得到温度梯度及液-固、气-固、气-液界面张力的温度敏感度对壁面润湿性和铺展过程的影响.

2.2 初始条件和网格选取

程序的初始条件为

$$h(x, t = 0) = (1 - x^2)[F(1 - x) - F(-1 - x)], \quad (33)$$

式中, $F(x) = 0.5[1 + \tanh(20x)]$ 为海氏阶跃函数.

采用 Freefem 软件进行模拟, 为验证网格无关性, 网格数取 100, 200 和 300 分别计算. 结果表明, 铺展区域和最大液膜厚度仅在小数点后第三位有差别, 与网格数为 100 时的结果相比, 网格数为 200 时, 铺展区域和最大液膜厚度的计算精度分别提高 0.54% 和 0.6%; 网格数为 300 时, 二者分别提高 0.7% 和 0.77%, 但此时计算耗时明显增加. 综合考虑, 将网格数取为 200, 既能保证计算效率又有足够高的精度. 此外, 模拟结果的正确性也可通过液滴演化过程中的体积守恒来保证.

3 结果与分析

为探究壁面温度影响壁面润湿性和液滴铺展历程的内部机理, 以下分别针对平衡接触角为定值和受温度影响两种情形加以讨论.

计算中所用无量纲参数, 如无特殊说明, 取值如下 [17,20]: $\varepsilon = 0.1$, $k = 0.001$, $m = 3$, $\sigma_{ls,0} = 1$, $A = -0.001$, $Bo = 0.5$, $B = 1 \times 10^{-5}$, $C = 0.03$.

3.1 平衡接触角为定值

由 (32) 式可知, 当气-液、液-固、气-固三界面的张力对温度的敏感度相同, 即 $\Sigma_{sg} = \Sigma_{lg} = \Sigma_{ls}$

时, 有

$$\theta_{a,j}^2 = -\frac{2}{\varepsilon^2} A, \quad (34)$$

这表明平衡接触角为定值, 不随接触线位置而改变, 由此呈现壁面均匀润湿的特征.

当 $\Sigma_{sg} = \Sigma_{lg} = \Sigma_{ls} = 1.0$ 时, 液滴在不同温度梯度下的演化特征如图 2 所示. 图 2(a) 表明, 在恒温 ($\Gamma = 0$) 情形下, 液滴在 $x = 0$ 两侧对称铺展, 这是因为此时液滴温度与壁温相等且均匀分布, 因此不存在热毛细力作用, 于是液滴铺展过程仅受毛细力、重力和黏性力 (即 (29) 式等号右端的前两项) 控制. 施加温度梯度 ($\Gamma > 0$) 后, 如图 2(b)—图 2(d) 所示, 此时由热毛细力形成的 Marangoni 效应促使液滴主体部分移向左侧低温区, 且移动速度随 Γ 增大而加快; 同时, 右接触线与液滴主体部分间形成一层薄液膜, 这与 Mukhopadhyay 等 [21] 的实验结果相符, 并与 Karapetsas 等 [17] 的模拟结果一致. 上述结果表明温度梯度对驱动液滴铺展过程具有显著影响.

为进一步分析温度梯度对两侧接触线位置的影响, 图 3 给出了接触线位置随时间的变化曲线. 由图 3 可知, 当 $\Gamma = 0$ 时, 两侧接触线始终分别向左和向右移动, 以 v_j 表示接触线移动速度 ($j = 1, r$), 则 v_j 与时间 t 满足 $v_j \sim t^{0.29}$. 当 $\Gamma \neq 0$ 时, 左接触线向低温区的移动速度随 Γ 增大而加快, 这表现为 $\Gamma = 0.005, 0.01, 0.02$ 对应的 v_l 分别满足 $v_l \sim t^{0.73}$, $v_l \sim t^{0.91}$, $v_l \sim t^{0.96}$; 与此同时, 右接触线仍先向右侧高温区移动, 说明初始阶段, 重力在此区域占据主导地位; 在某一时刻 t_r (以下称为转向时刻) 后, 右接触线则转向左侧低温区移动, 这是因为随液滴主体向左迁移, 重力影响逐渐减弱, 而热毛细力开始主导液滴铺展. 当 $\Gamma = 0.005, 0.01, 0.02$ 时, 转向时刻分别为 $t_r = 6830, 2940, 1230$, 此后对应的 v_r 与 t 的关系分别为 $v_r \sim t^{-0.014}$, $v_r \sim t^{-0.016}$, $v_r \sim t^{-0.030}$, 这也说明 Marangoni 效应随 Γ 增大而愈发强烈.

图 3 还表明, 两侧接触线的移动速度不同, 势必将改变液滴的铺展区域, 且受温度梯度的影响显著, 因此图 4 以 $(x_{cr} - x_{cl})$ 来描述不同温度梯度下液滴铺展范围随时间的变化. 由图可知, 液滴铺展范围在不同温度梯度下均随时间呈增长趋势, 且增速逐渐加快, 直至达到相对稳定, 文献 [17, 22] 中也记录了类似现象. 当 $0 < t < 1000$ 时, 温度梯度对铺展范围几乎没有影响; 在 $t \geq 1000$ 后, 其影响

才逐渐显现, 且随 Γ 增加, 铺展范围快速扩大. 以 $\Gamma = 0$ 和 $\Gamma = 0.02$ 为例, 二者对应的铺展范围在后期的增长率分别为 $t^{1/8}$ 和 $t^{1/2}$, 值略小于 Karapetsas 等 [17] 的结果. 这是因为在本文中, 液滴铺展速率受毛细数 C 影响, 而文献 [17] 所用无量纲变换与

本文不同, 因此其方程中不含毛细数 C , 使得二者模拟结果并不完全相同. Gomba 和 Homsy [24] 在热毛细力作用下的液滴铺展研究中指出, 接触角较小时, $(x_{cr} - x_{cl}) = t^{1/2}$, 这与本文在 $\Gamma = 0.02$ 时的计算结果完全一致.

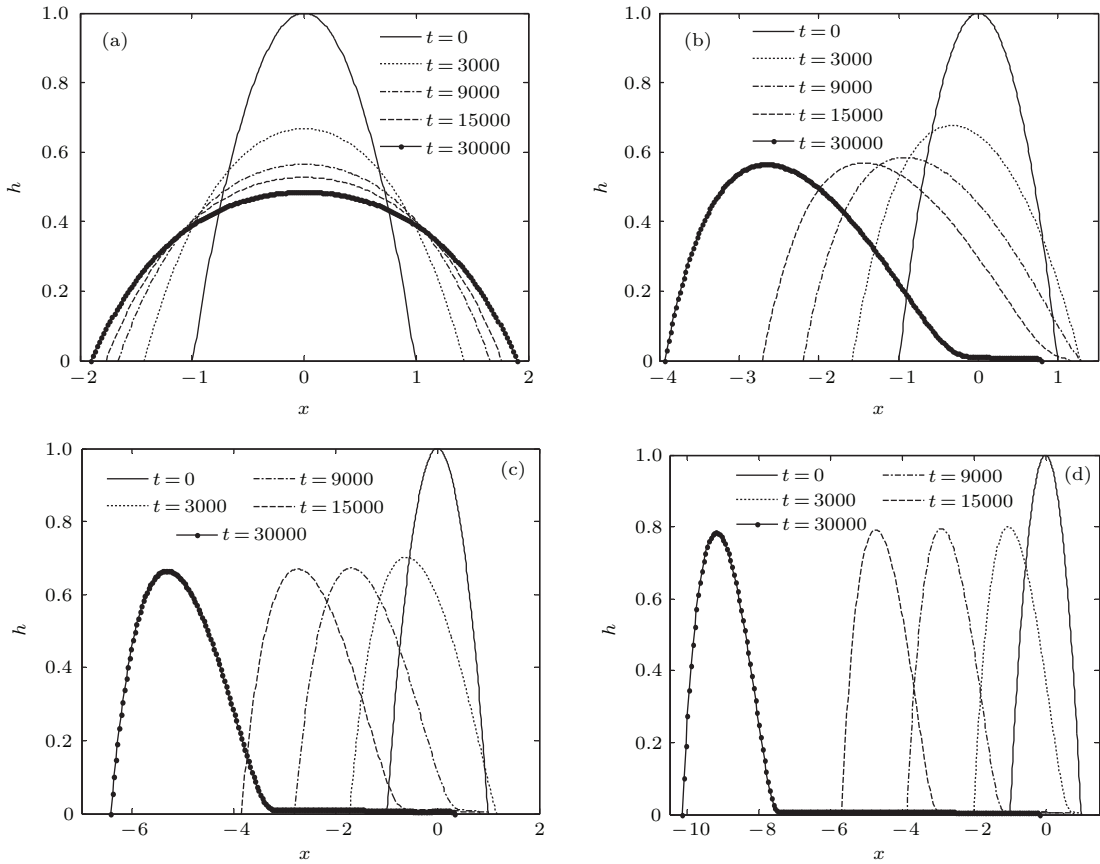


图2 液滴演化历程 ($\Sigma_{sg} = \Sigma_{lg} = \Sigma_{ls} = 1.0$) (a) $\Gamma = 0$; (b) $\Gamma = 0.005$; (c) $\Gamma = 0.01$; (d) $\Gamma = 0.02$

Fig. 2. Evolution of the droplet profile for (a) $\Gamma = 0$, (b) $\Gamma = 0.005$, (c) $\Gamma = 0.01$, (d) $\Gamma = 0.02$ when $\Sigma_{sg} = \Sigma_{lg} = \Sigma_{ls} = 1.0$.

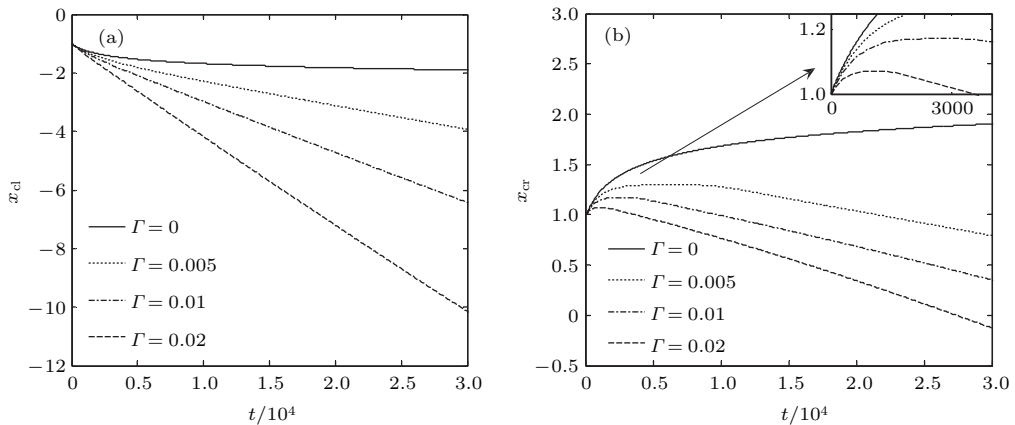


图3 液滴两侧接触线位置的变化 ($\Sigma_{sg} = \Sigma_{lg} = \Sigma_{ls} = 1.0$) (a) 左接触线位置 x_{cl} ; (b) 右接触线位置 x_{cr}

Fig. 3. Variation of the contact line position on both sides of the droplet when $\Sigma_{sg} = \Sigma_{lg} = \Sigma_{ls} = 1.0$: (a) Left contact line position x_{cl} ; (b) right contact line position x_{cr} .

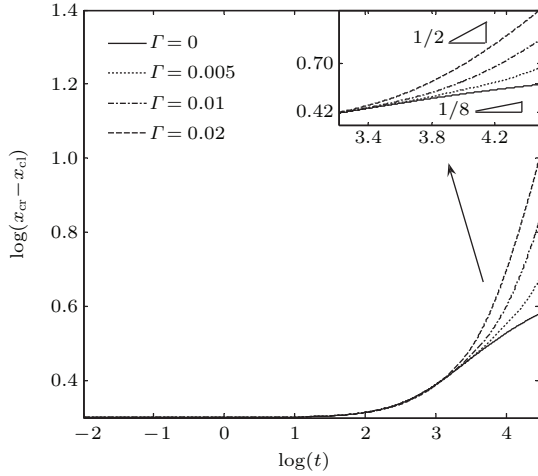


图4 温度梯度对铺展范围的影响 ($\Sigma_{sg} = \Sigma_{lg} = \Sigma_{ls} = 1.0$)
 Fig. 4. Effect of temperature gradient on spreading range when $\Sigma_{sg} = \Sigma_{lg} = \Sigma_{ls} = 1.0$.

图5为 $\Gamma = 0$ 和 0.02 情形下动态接触角和平衡接触角随时间的变化。由图5可知，平衡

接触角 $\theta_{a,j} (j = l, r)$ 始终为定值，这与 (34) 式相符。当 $\Gamma = 0$ 时，两侧动态接触角 $\theta_j (j = l, r)$ 均逐渐减小，且变化趋势基本一致，总体上满足 $\theta_j \sim t^{-0.077} (j = l, r)$ ，由此说明该情形下液滴呈现对称铺展(图2(a))；此外，由(30)式可知，由于 $\theta_j (j = l, r)$ 的减小速率逐渐的降低，使得接触线的移动速度也逐渐降低(图3实线)。当 $\Gamma = 0.02$ 时，在 $0 < t < 1150$ 内，右侧动态接触角 θ_r 大于平衡接触角 $\theta_{a,r}$ ， $t > 1150$ 后 θ_r 迅速降至 $\theta_{a,r}$ 以下，于是右接触线先向右、后向左移动，这验证了上文所说重力和热毛细力先后主导该区域铺展的特征。此外，图5(d)还表明， $\Gamma = 0.02$ 时， θ_r 曲线上存在一拐点，在该点之后， θ_r 的减小速率显著降低，这与图2中高温区薄液膜的形成有关，尤其是当右接触线开始向左侧低温区移动，这层薄液膜就一直“拖”在液滴主体部分之后基本不变，导致动态接触角减小速率明显降低。

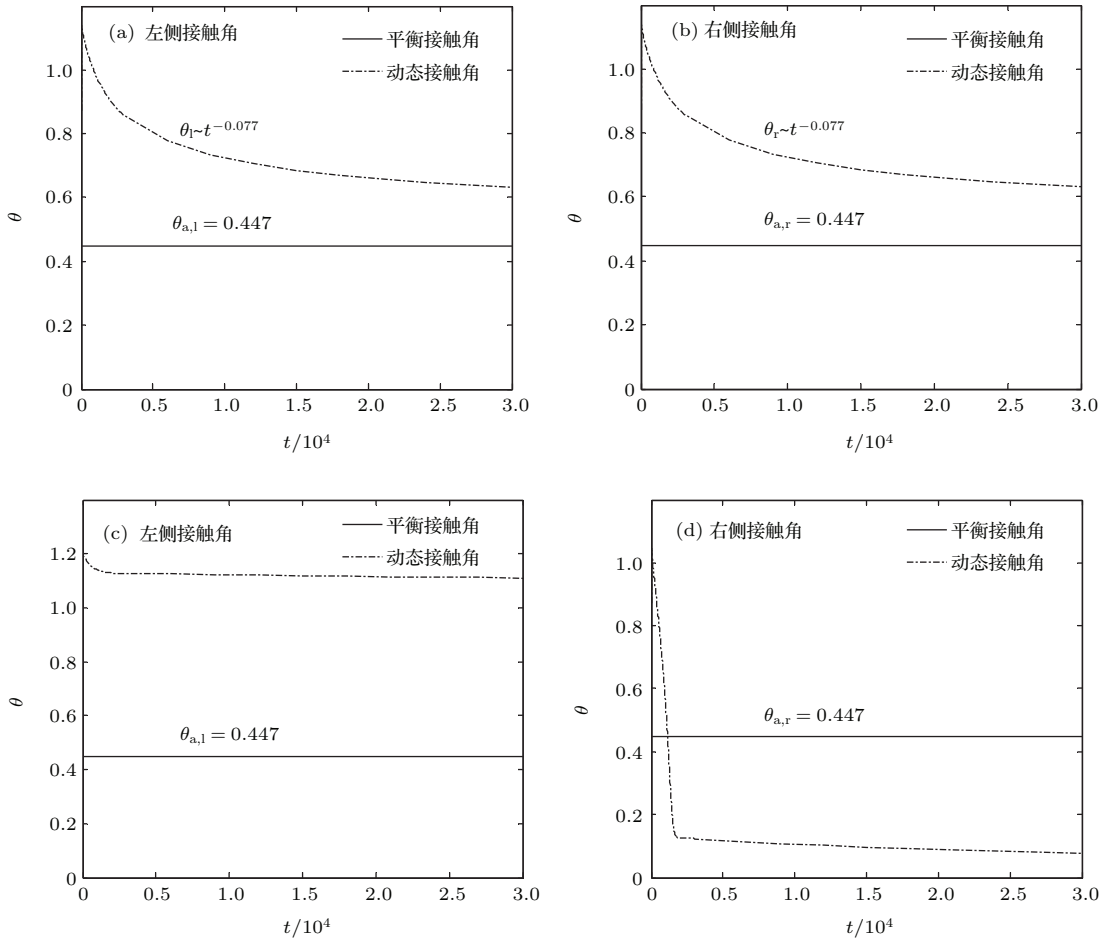


图5 两侧接触角的变化 ($\Sigma_{sg} = \Sigma_{lg} = \Sigma_{ls} = 1.0$) (a) $\Gamma = 0$; (b) $\Gamma = 0$; (c) $\Gamma = 0.02$; (d) $\Gamma = 0.02$
 Fig. 5. Variation of contact angles on both sides of the droplet for (a) $\Gamma = 0$, (b) $\Gamma = 0$, (c) $\Gamma = 0.02$, (d) $\Gamma = 0.02$ when $\Sigma_{sg} = \Sigma_{lg} = \Sigma_{ls} = 1.0$.

3.2 平衡接触角受温度影响

应该指出, 以上平衡接触角为定值的情形比较特殊. 以下讨论平衡接触角随温度发生改变, 即壁面润湿性非均匀的情形, 这在实际中更具普遍意义. 为此, 下文分别讨论液-固、气-固和气-液界面张力的温度敏感度在液滴铺展中的作用, 进而分析其对平衡接触角和壁面润湿性的不同影响. 由于液滴主体部分向低温区迁移, 因此液滴左侧壁面的润湿性对铺展起决定性作用, 故如无特殊说明, 下文所言润湿性均指液滴左侧壁面的润湿性.

3.2.1 液-固界面张力的温度敏感度

在3.1节基础上, 将 $\Sigma_{ls} = 1.0$ 改为 $\Sigma_{ls} = 1.01$, 其他参数不变, 由此体现液-固界面张力温度敏感度的影响. 取 $\Gamma = 0.02$ 进行模拟, 并与3.1节中的结果对比, 如图6所示. 该图表明, 虽然 Σ_{ls} 略大于

Σ_{sg} 和 Σ_{lg} , 但液滴铺展过程却明显减慢. 为探究其原因, 图7和图8分别给出了液滴接触角和接触线移动速度的变化.

由(31)式可知

$$\cos \theta_{a,j} = \frac{\sigma_{sg}(x_{cj}) - \sigma_{ls}(x_{cj})}{\sigma_{lg}(x_{cj})} \quad (j = l, r). \quad (35)$$

由(25)式可知, 界面张力随温度降低而增大, 因此若接触线向低温区(高温区)方向移动, 则表明该处三个界面的张力均增加(减小). 由于 $\Sigma_{ls} > \Sigma_{sg} = \Sigma_{lg}$, 因此在左接触线向低温区移动过程中, 液-固界面张力的增加率快于另两个界面, 即(35)式中 $\sigma_{ls}(x_{cl})$ 增大得最显著, 且随左接触线持续移向低温区, 该现象愈加明显, 于是左侧平衡接触角 $\theta_{a,l}$ 不断增大(图7(a)), 由此导致壁面润湿性变差, 并抑制液滴铺展(图6(b)).

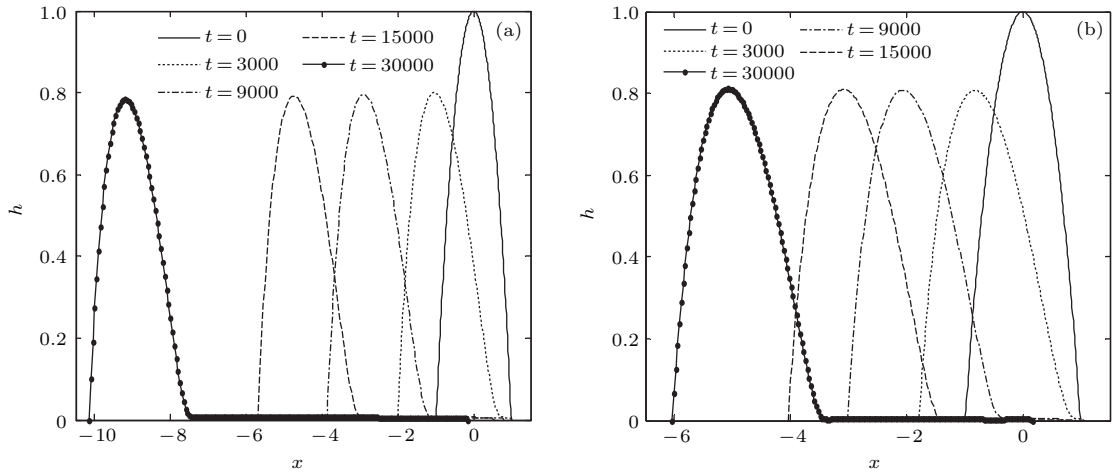


图6 液滴演化历程 ($\Gamma = 0.02$) (a) $\Sigma_{ls} = \Sigma_{sg} = \Sigma_{lg} = 1.0$; (b) $\Sigma_{ls} = 1.01, \Sigma_{sg} = \Sigma_{lg} = 1.0$

Fig. 6. Evolution of the droplet profile for (a) $\Sigma_{ls} = \Sigma_{sg} = \Sigma_{lg} = 1.0$, (b) $\Sigma_{ls} = 1.01, \Sigma_{sg} = \Sigma_{lg} = 1.0$ when $\Gamma = 0.02$.

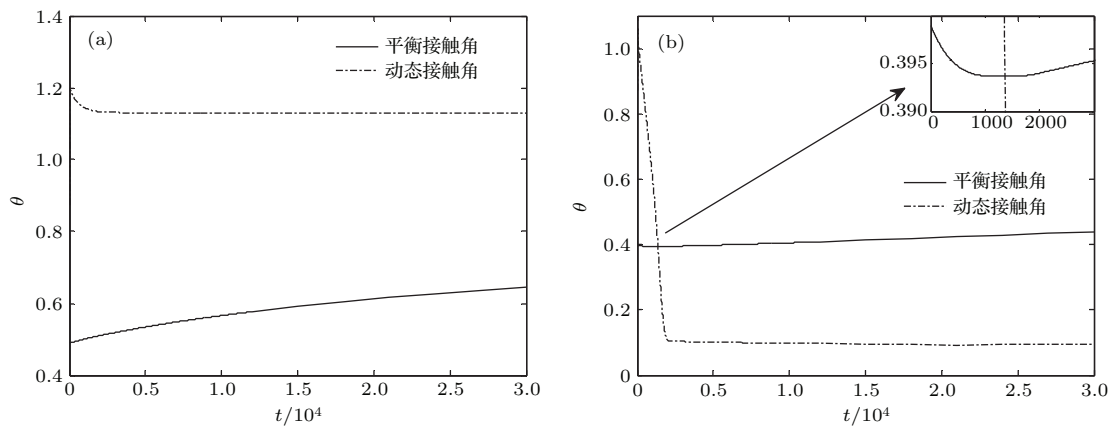


图7 两侧接触角的变化 ($\Gamma = 0.02, \Sigma_{ls} = 1.01, \Sigma_{sg} = \Sigma_{lg} = 1.0$) (a) 左侧接触角; (b) 右侧接触角

Fig. 7. Variation of contact angles on both sides of the droplet when $\Gamma = 0.02$, and $\Sigma_{ls} = 1.01, \Sigma_{sg} = \Sigma_{lg} = 1.0$: (a) Left contact angles; (b) right contact angles.

图 7(b) 表明, 右接触线先向高温区移动, 该过程中, 因 $\Sigma_{ls} > \Sigma_{sg} = \Sigma_{lg}$, 使得液-固界面张力的减小率快于另两个界面, 即 (35) 式中 $\sigma_{ls}(x_{cl})$ 减小得更突出, 于是右侧平衡接触角 $\theta_{a,r}$ 先减小. 当 θ_r 降至 $\theta_{a,r}$ 以下时, 右接触线转而向左侧低温区移动, $\theta_{a,r}$ 又逐渐增大, 其原因与图 7(a) 中的分析类似.

由图 8 可知, 虽然两侧接触线的移动速度均呈逐渐减小的特征, 但右接触线移动速度明显低于左接触线. 这是因为在液滴左侧, 热毛细力与重力的作用相互加强, 而在右侧, 二者相互削弱. 此外, 在 $t \geq 1970$ 后, 右接触线的移动速度由正转为负, 这对应着右接触线先右移、后左移的运动特征 (图 6(b)), 也与 $\theta_{a,r}$ 先减后增的变化一致 (图 7(b)).

为验证上述结论, 图 9 给出了进一步增大 Σ_{ls} 时液滴的演化历程. 显然, 随 Σ_{ls} 增大, 液滴铺展逐渐减缓, 铺展范围进一步缩小, 表明增大 Σ_{ls} 将导致壁面润湿性变差.

图 10 给出了 $\Sigma_{ls} = 1.04$ 时两侧接触角的变化, 由图 10 可知, 当 $\Sigma_{ls} = 1.04$ 时, 液滴右侧出现“完

美润湿” ($\theta_{a,r} = 0$) 的特征. 这是因为 $\theta_{a,r}$ 在初始阶段急剧减小, 减小速率甚至超过 θ_r , 因此始终有 $\theta_{a,r} > \theta_r$, 由此使得右接触线持续向高温区移动 (图 9(c)), 直至 $\theta_{a,r}$ 减为零, 形成“完美润湿”.

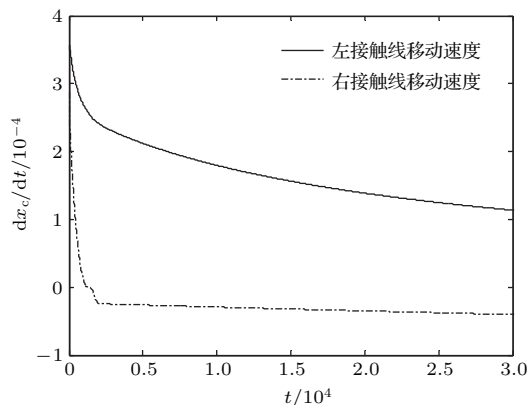


图 8 液滴两侧接触线的移动速度 ($\Gamma = 0.02$, $\Sigma_{ls} = 1.01$, $\Sigma_{sg} = \Sigma_{lg} = 1.0$)
 Fig. 8. Travelling speed of the contact line on both sides of the droplet when $\Gamma = 0.02$, and $\Sigma_{ls} = 1.01$, $\Sigma_{sg} = \Sigma_{lg} = 1.0$.

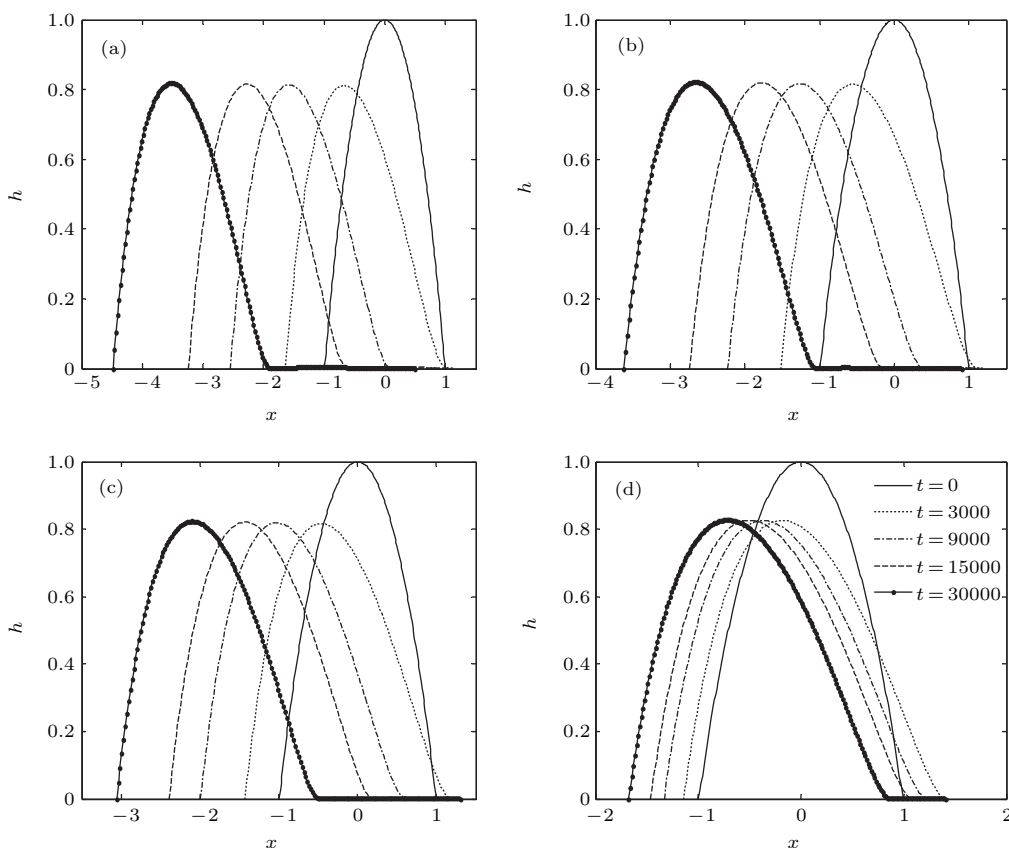


图 9 液滴演化历程 ($\Gamma = 0.02$) (a) $\Sigma_{ls} = 1.02$; (b) $\Sigma_{ls} = 1.03$; (c) $\Sigma_{ls} = 1.04$; (d) $\Sigma_{ls} = 1.1$

Fig. 9. Evolution of the droplet profile for (a) $\Sigma_{ls} = 1.02$, (b) $\Sigma_{ls} = 1.03$, (c) $\Sigma_{ls} = 1.04$, (d) $\Sigma_{ls} = 1.1$ when $\Gamma = 0.02$.

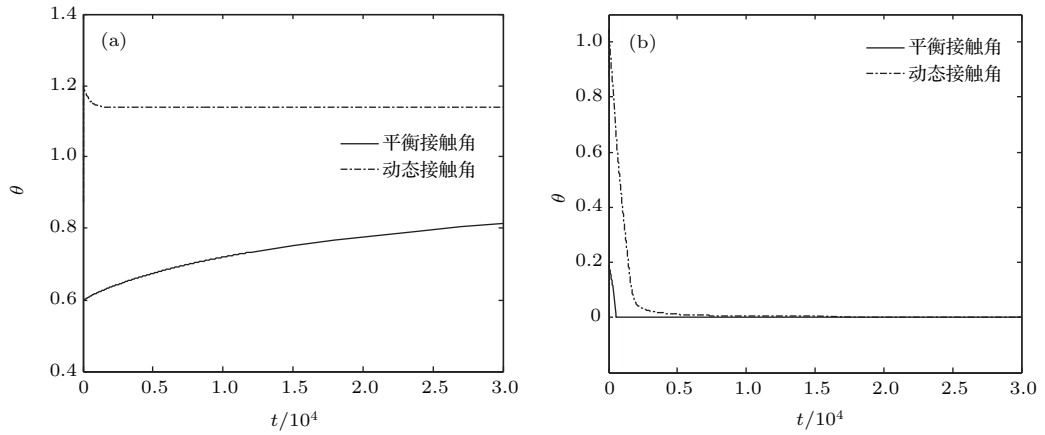


图 10 两侧接触角的变化 ($\Gamma = 0.02$, $\Sigma_{ls} = 1.04$, $\Sigma_{sg} = \Sigma_{lg} = 1.0$) (a) 左侧接触角; (b) 右侧接触角
 Fig. 10. Variation of contact angles on both sides of the droplet when $\Gamma = 0.02$, and $\Sigma_{ls} = 1.04$, $\Sigma_{sg} = \Sigma_{lg} = 1.0$: (a) Left contact angles; (b) right contact angles.

3.2.2 气-固界面张力的温度敏感度

为探讨气-固界面张力温度敏感度的影响, 将 Σ_{sg} 增至 1.01, 其他参数不变, 同样在 $\Gamma = 0.02$ 情形下进行模拟, 结果如图 11 和图 12 所示.

由图 11 可知, 液滴向低温区的铺展明显加快. 这是因为 Σ_{sg} 较大, 在左接触线向低温区移动过程中, 气-固界面张力增加率快于另两个界面, 即 (35) 式中 $\sigma_{sg}(x_{cl})$ 增加更突出, 由此造成左侧平衡接触角 $\theta_{a,l}$ 不断减小 (图 12 (a)), 进而改善了壁面润湿性, 促使液滴铺展加快, 这与 Pratap 等 [7] 发现平衡接触角随液滴向低温区域移动而减小的实验结果一致. 而在液滴右侧, 右接触线仍呈现先右移、后左移的外在特征, 但由 (35) 式可知, 增大 Σ_{sg} 与增大 Σ_{ls} 的作用相反, 因此, 右侧平衡接触角 $\theta_{a,r}$ 先增大、

后减小 (图 12 (b)).

值得注意的是, 左侧平衡接触角 $\theta_{a,l}$ 在 $0 < t < 2370$ 内的减小速率随时间逐渐加快 (图 12 (a)). 这是因为 $\theta_{a,l}$ 的减小直接由壁面温度变化引起, 即由左接触线向低温区域移动引起, 因此速率较快; 而左侧动态接触角 θ_l 的减小是由液滴表面曲率变化导致, 因而速率较慢. 基于这两点, $(\theta_l - \theta_{a,l})$ 逐渐增大, 促使液滴向低温区铺展加快, 这又加速了 $\theta_{a,l}$ 减小, 使 $t \geq 2370$ 后 $\theta_{a,l} = 0$, 于是左侧壁面形成“完美润湿”.

3.2.3 气-液界面张力的温度敏感度

将 3.1 节中的 $\Sigma_{lg} = 1.0$ 增至 $\Sigma_{lg} = 1.01$, 其他参数不变, 取 $\Gamma = 0.02$ 进行模拟, 结果如图 13 和图 14 所示.

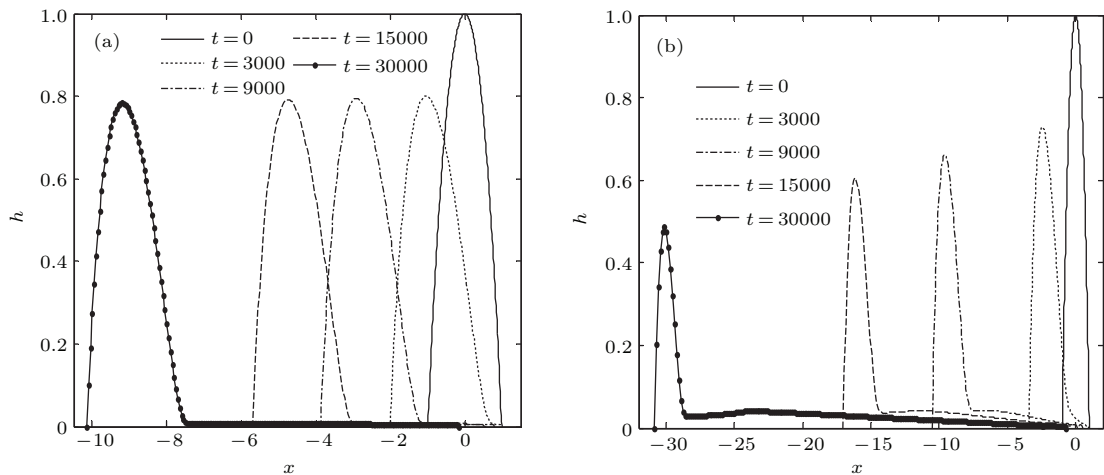


图 11 液滴演化历程 ($\Gamma = 0.02$) (a) $\Sigma_{ls} = \Sigma_{sg} = \Sigma_{lg} = 1.0$; (b) $\Sigma_{sg} = 1.01$, $\Sigma_{ls} = \Sigma_{lg} = 1$
 Fig. 11. Evolution of the droplet profile for (a) $\Sigma_{ls} = \Sigma_{sg} = \Sigma_{lg} = 1.0$, (b) $\Sigma_{sg} = 1.01$, $\Sigma_{ls} = \Sigma_{lg} = 1$ when $\Gamma = 0.02$.

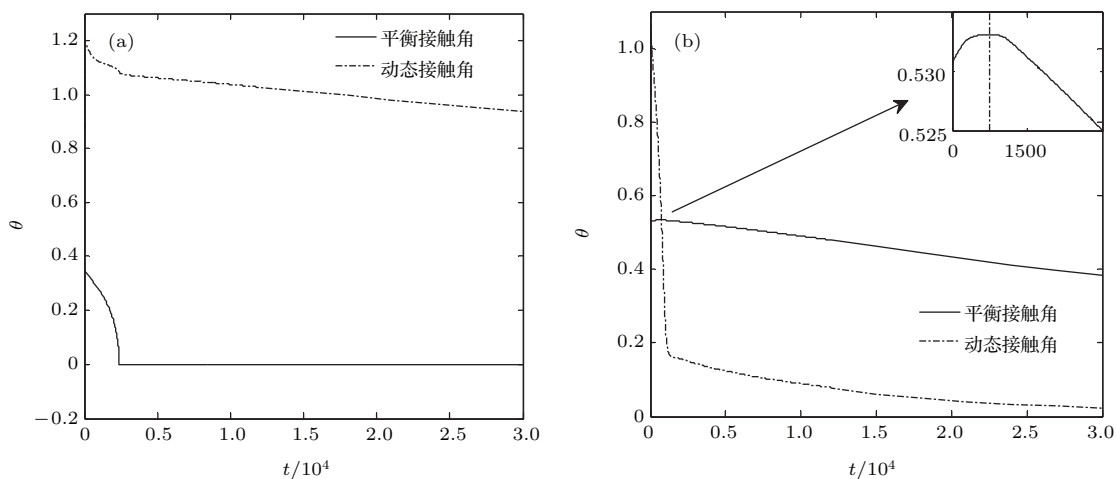


图 12 两侧接触角的变化 ($\Gamma = 0.02$, $\Sigma_{sg} = 1.01$, $\Sigma_{ls} = \Sigma_{lg} = 1$) (a) 左侧接触角; (b) 右侧接触角
 Fig. 12. Variation of contact angles on both sides of the droplet when $\Gamma = 0.02$, and $\Sigma_{sg} = 1.01$, $\Sigma_{ls} = \Sigma_{lg} = 1$: (a) Left contact angles; (b) right contact angles.

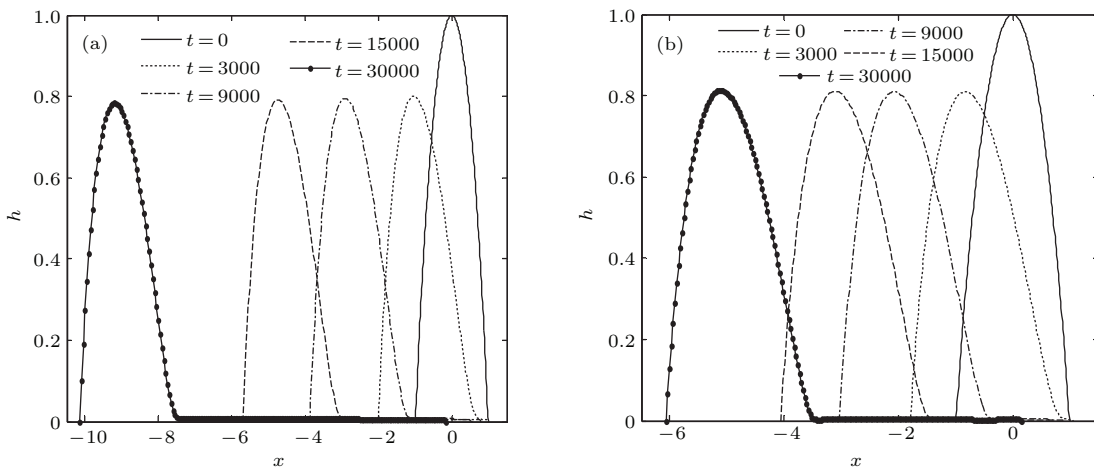


图 13 液滴演化历程 ($\Gamma = 0.02$) (a) $\Sigma_{ls} = \Sigma_{sg} = \Sigma_{lg} = 1.0$; (b) $\Sigma_{lg} = 1.01$, $\Sigma_{sg} = \Sigma_{ls} = 1.0$
 Fig. 13. Evolution of the droplet profile for (a) $\Sigma_{ls} = \Sigma_{sg} = \Sigma_{lg} = 1.0$, (b) $\Sigma_{lg} = 1.01$, $\Sigma_{sg} = \Sigma_{ls} = 1.0$ when $\Gamma = 0.02$.

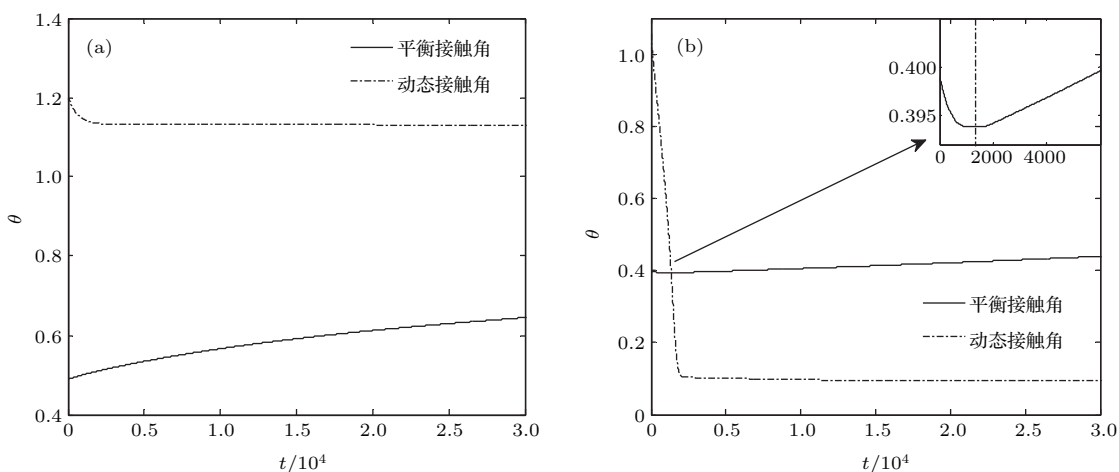


图 14 两侧接触角的变化 ($\Gamma = 0.02$, $\Sigma_{lg} = 1.01$, $\Sigma_{sg} = \Sigma_{ls} = 1.0$) (a) 左侧接触角; (b) 右侧接触角
 Fig. 14. Variation of contact angles on both sides of the droplet when $\Gamma = 0.02$, and $\Sigma_{lg} = 1.01$, $\Sigma_{sg} = \Sigma_{ls} = 1.0$: (a) Left contact angles; (b) right contact angles.

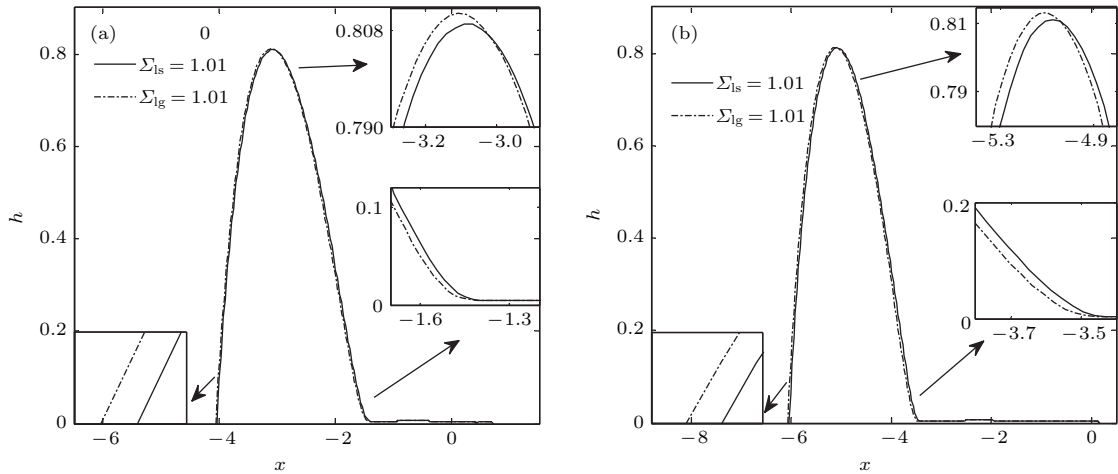


图15 (a) $t = 15000$ 和 (b) $t = 30000$ 时 $\Sigma_{ls} = 1.01$ 与 $\Sigma_{lg} = 1.01$ 对应的液滴分布 ($\Gamma = 0.02$)

Fig. 15. Comparison of droplet profile between $\Sigma_{ls} = 1.01$ and $\Sigma_{lg} = 1.01$ when (a) $t = 15000$ and (b) $t = 30000$ for $\Gamma = 0.02$.

由 (35) 式可知, 提高 Σ_{lg} 与提高 Σ_{ls} 的作用类似, 因此, 随左接触线向低温区持续移动, $\theta_{a,l}$ 将不断增大(图 14(a)), 这导致左侧壁面润湿性变差, 液滴铺展减慢. 右接触线仍先右移、后左移, 使得右侧平衡接触角 $\theta_{a,r}$ 呈现先减后增的变化特征(图 14(b)). 对比图 14(b) 和图 10(b) 可知, 若继续提高 Σ_{lg} , 液滴右侧壁面也将出现“完美润湿”.

由于提高 Σ_{lg} 与 Σ_{ls} 均使液滴铺展过程减慢, 为对比二者的影响程度, 图 15 比较了 $t = 15000$ 和 $t = 30000$ 时 $\Sigma_{ls} = 1.01$ 与 $\Sigma_{lg} = 1.01$ 对应的液滴分布. 由图 15 可知, 提高 Σ_{ls} 对液滴铺展的抑制作用比同等程度地提高 Σ_{lg} 略明显, 但总体上相差不多.

上述三种不同界面性质下液滴的铺展情况和壁面润湿性变化汇总如表 1 所示.

表 1 界面性质对壁面润湿性和液滴铺展的影响

Table 1. The effect of interface properties on the surface wettability and droplet spreading.

| 不同界面性质 | 低温区方向壁面的润湿性 | 液滴铺展速率 |
|------------------|-------------|--------|
| Σ_{ls} 较大 | 变差 | 减慢 |
| Σ_{sg} 较大 | 改善 | 加快 |
| Σ_{lg} 较大 | 变差 | 减慢 |

4 结 论

针对受热液滴在固体壁面上的铺展过程, 基于润滑理论建立了液滴演化模型, 通过数值模拟, 分析了温度梯度及液-固、气-固、气-液三界面张力的

温度敏感度对壁面润湿性及液滴铺展过程的影响. 得到以下主要结论:

1) 当气-液、液-固、气-固三界面张力对温度的敏感度相同 ($\Sigma_{ls} = \Sigma_{sg} = \Sigma_{lg}$) 时, 液滴与壁面间的平衡接触角恒等于参考温度下的值, 此时壁面润湿性均匀; 反之, 平衡接触角和壁面润湿性都将随温度发生改变, 进而影响液滴的铺展速率和铺展范围; 在温度影响壁面润湿性和液滴铺展的过程中, 平衡接触角起关键作用;

2) 当壁面温度均匀时, 液滴演化过程仅受重力驱动, 因此呈现对称铺展特征; 在壁面施加温度梯度后, 液滴主体部分将向低温区迁移; 随温度梯度增大, Marangoni 效应将增强, 促使液滴铺展加快; 右接触线与液滴主体部分间将形成一层薄液膜, 重力与热毛细力先后主导该区域的铺展;

3) 在 $\Sigma_{ls} = \Sigma_{sg} = \Sigma_{lg}$ 情形下, 左接触线持续向左移动, 而右接触线先向右移, 在转向时刻 t_r 后开始左移; 两侧接触线移动速度的不同将使液滴铺展区域发生变化, $\Gamma = 0$ 和 $\Gamma = 0.02$ 对应的铺展范围增长率分别为 $t^{1/8}$ 和 $t^{1/2}$;

4) 当 $\Sigma_{ls} > \Sigma_{sg} = \Sigma_{lg}$ 或 $\Sigma_{lg} > \Sigma_{ls} = \Sigma_{sg}$ 时, 低温区方向的平衡接触角将不断增大, 使液滴左侧壁面润湿性恶化, 导致铺展减慢; 若 Σ_{ls} 或 Σ_{lg} 取值较大, 则液滴右侧壁面将出现“完美润湿”($\theta_{a,r} = 0$) 的特征, 此时右接触线将持续向右侧高温区移动, 不发生转向;

5) 当气-固界面张力对温度更敏感 ($\Sigma_{sg} > \Sigma_{ls} = \Sigma_{lg}$) 时, 低温区方向的平衡接触角将不断减小, 使左侧壁面润湿性改善, 从而加快液滴铺展;

液滴右侧壁面润湿性发生恶化,使右接触线在转向时刻 t_r 后转向左移动.

参考文献

- [1] Craster R V, Matar O K 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1131
- [2] Lee K S, Ivanova N, Starov V M, Hilal N, Dutschk V 2008 *Adv. Colloid Interface Sci.* **144** 54
- [3] Zhu J Y, Duan Y Y, Wang X D, Min Q 2014 *CIESC Journal* **03** 765 (in Chinese) [朱君悦, 段远源, 王晓东, 闵琪 2014 化工学报 **03** 765]
- [4] Liu S S, Zhang C H, Zhang H B, Zhou J, He J G, Yin H Y 2013 *Chin. Phys. B* **22** 0106801
- [5] Daniel S, Chaudhury M K, Chen J C 2001 *Science* **291** 633
- [6] Sato M, Araki K, Matsuura M, Hasegawa K, Endo A 2001 *Proceedings of the 2nd Pan Pacific Basin Workshop on Microgravity Sciences* Pasadena, CA, May 1-4, 2001 pIF-1123
- [7] Pratap V, Moumen N, Subramanian R S 2008 *Langmuir* **24** 5185
- [8] Wang X D, Peng X F, Wang B X 2003 *Journal of Basic Science and Engineering* **11** 396 (in Chinese) [王晓东, 彭晓峰, 王补宣 2003 应用基础与工程科学学报 **11** 396]
- [9] Beacham D R, Matar O K, Craster R V 2009 *Langmuir* **25** 14174
- [10] Goddard J V, Naire S 2015 *J. Fluid Mech.* **772** 535
- [11] Li C X, Pei J J, Ye X M 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 174702 (in Chinese) [李春曦, 裴建军, 叶学民 2013 物理学报 **62** 174702]
- [12] Li C X, Chen P Q, Ye X M 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 014702 (in Chinese) [李春曦, 陈朋强, 叶学民 2015 物理学报 **64** 014702]
- [13] Ye X M, Jiang K, Li C X 2013 *CIESC Journal* **64** 3581 (in Chinese) [叶学民, 姜凯, 李春曦 2013 化工学报 **64** 3581]
- [14] Zhao Y P, Yuan Q Z 2013 *Advances in Mechanics* **43** I0006 (in Chinese) [赵亚溥, 袁泉子 2013 力学进展 **43** I0006]
- [15] Yao Y, Zhou Z W, Hu G H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 134701 (in Chinese) [姚祎, 周哲玮, 胡国辉 2013 物理学报 **62** 134701]
- [16] Yang C W, He F, Hao P F 2010 *Scientia Sinica Chimica* **53** 912 (in Chinese) [杨常卫, 何枫, 郝鹏飞 2010 中国科学: 化学 **53** 912]
- [17] Karapetsas G, Sahu K C, Matar O K 2013 *Langmuir* **29** 8892
- [18] Amir A, Reghan J H 2015 *Condens. Matter* **1507** 06549
- [19] Hu H B, Chen L B, Bao L Y, Huang S H 2014 *Chin. Phys. B* **23** 074702
- [20] Karapetsas G, Craster R V, Matar O K 2011 *J. Fluid Mech.* **670** 5
- [21] Mukhopadhyay S, Murisic N, Behringer R P, Kondic L 2011 *Phys. Rev. E* **83** 046302
- [22] Karapetsas G, Sahu K C, Sefiane K, Matar O K 2014 *Langmuir* **30** 4310
- [23] Ehrhard P 1993 *J. Fluid Mech.* **257** 463
- [24] Gomba J M, Homsy G M 2010 *J. Fluid Mech.* **647** 125

Influence of equilibrium contact angle on spreading dynamics of a heated droplet on a horizontal plate*

Ye Xue-Min[†] Li Yong-Kang Li Chun-Xi

(Key Laboratory of Condition Monitoring and Control for Power Plant Equipment, North China Electric Power University, Baoding 071003, China)

(Received 25 December 2015; revised manuscript received 5 February 2016)

Abstract

In most of researches about the droplet spreading on a substrate, one adopts a ‘precursor’ layer to relieve the stress singularity near the contact line without considering wall properties, which, however, is inapplicable for studying the relationship of the wettability with wall temperature. In this paper, the spreading of a heated droplet on the solid substrate, under the action of the three-phase contact line, is simulated. The influences of the wall temperature on wettability and droplet spreading are examined from the viewpoint of equilibrium contact angle. The simulated results show that when the wall temperature is uniform, the evolution of droplet spreading is dominated only by the gravity, illustrating symmetrical spreading characteristics. When the temperature gradient is applied to the wall, the combination of thermocapillary force and gravity drives the droplet into spreading, therefore the main part of the droplet migrates toward the low temperature region due to the Marangoni effect. The left contact line continually moves toward the left side while the right contact line first moves toward the right side, then turns to the left side after the receding time. The spreading range of the droplet is changed notably because of different travelling speeds of the contact line on both sides. With the increase of the temperature gradient, the Marangoni effect is promoted, resulting in a faster migration toward the low temperature region. A thin film is formed between the contact line in the hotter region and the bulk of the droplet, where the gravity and thermocapillary force dominate the spreading successively. The present simulation shows that the surface wettability is not only dependent on its chemical composition and geometrical morphology, but also closely related to wall temperature. When the sensitivities of the liquid-solid, liquid-gas and solid-gas interfacial tensions to temperature are all identical, the equilibrium contact angle between the droplet and the wall keeps constant, leading to a uniform wettability on the wall. When the liquid-solid interfacial tension or the liquid-gas interfacial tension is more sensitive to temperature than the other two interfaces, the equilibrium contact angle increases and the wettability tends to be worse, presenting a more hydrophobic substrate, which decelerates the spreading of the droplet with the contact line moving to the colder region. As the solid-gas interfacial tension is more sensitive to temperature than the other two interfaces, the equilibrium contact angle tends to lessen, and the contact line feels a more hydrophilic substrate (the droplet wets perfectly when the equilibrium contact angle decreases to zero), hence the spreading is enhanced. The present results indicate that the equilibrium contact angle plays a key role in the evolution of a heated droplet on a horizontal plate. The simulation conclusions can provide a theoretical basis for relevant experimental findings, which promotes the understanding of the relationship between wall temperature and its wettability.

Keywords: contact line, contact angle, Marangoni effect, thermocapillary force

PACS: 47.55.dm, 47.55.np, 47.61.-k, 47.85.mf

DOI: 10.7498/aps.65.104704

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11202079) and the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant No. A2015502058).

† Corresponding author. E-mail: yexuemin@163.com