

连续凹槽基底对含非溶性活性剂薄液膜流动特性的影响*

李春曦 陈朋强 叶学民†

(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)

(2014年5月7日收到; 2014年6月22日收到修改稿)

针对连续凹槽基底上含非溶性活性剂液膜的流动过程, 采用润滑理论建立了液膜厚度和活性剂浓度演化模型, 利用PDECOL程序数值模拟得到了液膜流动的动力学特征及基底结构参数的影响. 研究表明: 活性剂液膜流经连续凹槽时, 负向台阶处形成凹陷, 正向台阶处形成隆起, 且随时间逐渐增大; 与平整基底相比, 连续凹槽下的活性剂液膜铺展速度加快; 基底凹槽的高度增加或斜度减小可加速液膜破断的可能性; 增大凹槽宽度可促进液膜流动; 减小斜度会使液膜进入第一凹槽前形成隆起特征; 重力在液膜的爬坡和下坡过程中具有相反的作用, 但均使得流动稳定性变差; 分子间作用力形成的结合压可加速液膜流动, 进而引发去湿润现象, 分离压则与之相反.

关键词: 活性剂液膜, 非平整基底, 铺展, 分子间作用力

PACS: 47.61.-k, 47.85.mf, 47.61.fg, 47.55.dk

DOI: 10.7498/aps.63.224703

1 引言

液膜流动过程常涉及表面活性剂的影响, 含表面活性剂的溶液在固体表面或预置液膜表面上将呈现铺展或憎水现象, 这一过程在镀膜、印刷、磁流体材料制备及医疗等领域有着广泛应用^[1,2]. 活性剂浓度梯度通过改变液膜表面张力分布进而使得液膜产生Marangoni流动. 针对平整基底上的铺展过程, Craster和Matar^[3]采用润滑理论先后模拟了含非溶性和可溶性活性剂液滴/液膜的铺展过程, 应用模态化理论^[4]和非模态化理论^[5,6]研究了铺展稳定性. 王松岭等^[7,8]研究了加热状态下活性剂液滴的铺展过程, 考察了热毛细力、Marangoni力及多种参数的影响. Mavromoustaki等^[9]考察了含可溶性活性剂溶液在爬坡过程中的铺展特性, 分析了各参数的影响, 并指出了液膜/液滴铺展长度与时间的标尺关系.

近年来, 微机电系统技术的发展使微纳尺度下

的液膜流动及其稳定性备受关注. 随尺度缩小, 表面粗糙度^[10,11]、基底表面微结构^[12]等基底表面性质会对流动产生重要影响. Kalliadasis等^[13]研究了重力作用下液膜流经台阶、凹槽及突起时的表面形貌, 表明液膜在进入凹槽或离开突起前表面将形成隆起现象, 隆起随基底深度增加或斜度减小更加显著, 且最小液膜厚度衍生在正向台阶处. 刘梅等^[14]利用长波摄动法获得了二维黏性流体薄膜沿非平整不均匀加热基底流动时非线性表面波的演化及其流动稳定性; Argyriadi等^[15]通过实验的方法研究了倾斜波纹板表面的液膜流动过程, 结果表明增大波纹板的振幅和周期, 液膜表面变形加剧. Tseluiko等^[16]模拟了带电液膜流过台阶表面的流动特性, 发现电场的存在使得液膜表面在台阶处形成额外变形, 且变形程度与电场强度成正比. 朴明日和胡国辉^[17]采用流体体积函数方法模拟了薄膜沿倾斜矩形壁面的流动特征, 研究了壁面结构对液膜流动演化过程和频率响应的影响. 李春曦等^[18]

* 国家自然科学基金(批准号: 10972077, 11202079)和中央高校基本科研业务费(批准号: 13MS97)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: yexuemin@163.com

模拟了纯液膜在不同形状基底上的流动特性, 探讨了波纹状基底上含活性剂液滴的铺展稳定性^[19]和倾斜随机粗糙壁面上含不溶性活性剂溶液的演化历程^[20], 得到了液膜和液滴铺展的动力学特性及壁面结构参数的影响.

针对工程实际应用中, 不仅溶液含活性剂这一情形普遍存在, 而且非平整基底也多由连续凹槽构成, 并可能处于倾斜状态, 存在重力与流动方向一致(下坡)或相反(爬坡)两种情形, 并且与波纹状基底相比, 台阶的存在使得液膜流动呈现不同的演化特征. 此外, 当铺展液膜厚度为纳米尺度时, 还需考虑铺展液膜与基底间由分子间作用力形成的分离压或结合压的影响^[21,22], 而目前同时考虑上述诸因素的研究尚未见报道. 为此, 本文根据润滑理论, 建立连续凹槽基底上含非溶性活性剂液膜流动的理论模型, 推导液膜厚度和浓度演化方程组, 借助数值模拟分析具有连续凹槽特征的基底和表面活性剂的耦合作用对液膜流动过程的影响, 并讨论爬坡/下坡两种情形下的不同流动特征, 以及分离压或结合压在液膜铺展过程中的影响.

2 理论模型和演化方程组

如图 1 所示, 连续凹槽基底函数为 $s^*(x^*)$, 基底凹槽深度为 D^* , 斜度为 δ^* , 宽度为 w^* . 用溶液将基底填平后, 放置一层厚度均匀为 H^* 的预置液膜. 初始时, 在基底左侧平坦区的液膜上面放有一薄层含表面活性剂的相同溶液, 则液膜在活性剂浓度和基底共同作用下开始铺展流动. 在此过程中, 活性剂扩散形成铺展前沿, 铺展(前沿)长度 X_f 是描述液膜流动过程的重要参数. 假设液膜为不可压缩牛顿等温流体, 动力黏度 μ^* 和密度 ρ^* 为常数, 流动处于层流状态, 壁面为无滑移无渗透界面, 液膜自由表面外为无黏性气体, 惯性力和法向重力均忽略不计. 液膜初始厚度 H^* 与流动方向尺度 L^* 相比非常小(上标“*”代表有量纲量), 即 $\epsilon = H^*/L^* \ll 1$, 适用润滑理论^[23,24].

含非溶性活性剂液膜流动的控制方程包括连续性方程、运动方程和浓度扩散方程^[25]. 为考虑沿倾斜壁面情形下在爬坡和下坡过程中重力的影响, x 方向上的运动方程还包含重力和壁面倾角的影响. 采用润滑理论将其无量纲化^[20,25], 可得无量纲形式的控制方程组为

$$u_x + v_y = 0, \tag{1}$$

$$u_{yy} = (p + \Pi)_x - G \sin \theta, \tag{2}$$

$$(p + \Pi)_y = 0, \tag{3}$$

$$\Gamma_t + (u_s \Gamma)_x = \frac{1}{Pe} \Gamma_{xx}, \tag{4}$$

式中: u 和 v 分别为 x 和 y 方向上的速度, p 为液膜表面压强, Γ 为活性剂浓度, 下角标 x, y, t 表示偏微分, 下角标 s 表示气液界面处; Pe 为液膜表面的 Peclet 数, 表征活性剂分子对流输运与扩散输运的比值; θ 为基底表面倾角, 本文设为定值; G 为邦德数, 表征重力与铺展压之比, $G \sin \theta = 0$ 表示壁面处于水平情形; Π 代表铺展液膜与预置液膜间的分子间作用力.

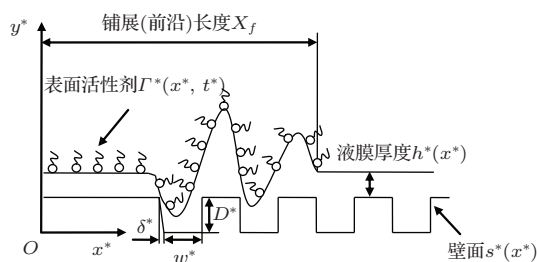


图 1 连续凹槽基底上活性剂液膜的流动示意图

已有研究表明, 当铺展液膜厚度低于 100 nm 时, 铺展液膜与预置液膜间的分子间作用力迅速增强, 进而影响液膜铺展过程及其稳定性. 一般地, 该作用力包括范德华引力、双电层斥力和短程结构斥力. 当其整体上呈现为斥力效应时称为分离压, 而呈现为引力效应时则称为结合压^[21,22]. 液膜铺展过程中受毛细力作用开始变薄, 在变薄过程中液膜间将产生一种相反的作用力来阻碍这种变化, 即分离压. 本文分离压模型采用与 Warner 等^[21]所提模型类似的形式

$$\Pi = -\frac{A}{h^3} + \frac{Bh_\infty}{h^4}, \tag{5}$$

式中: $-\frac{A}{h^3}$ 为范德华引力, $\frac{Bh_\infty}{h^4}$ 为 Born 斥力, A 和 B 分别表示引力和斥力的强度系数; h_∞ 为液膜平衡高度.

固体壁面满足无渗透、无滑移条件:

$$y = s, \quad u = v = 0. \tag{6}$$

本文中 s 表示基底函数, h 为基底壁面至液膜表面的液膜厚度, 气液界面满足切向力和法向力平衡条件:

$$y = h + s, \quad u_y = \sigma_x, \tag{7}$$

$$y = h + s, \quad p = -C(h_{xx} + s_{xx}); \tag{8}$$

气液界面上的运动边界条件为

$$y = h + s, \quad h_t + u_s(h_x + s_x) = v_s; \quad (9)$$

表面张力 σ 与活性剂浓度 Γ 间的关系为

$$\sigma = 1 - M\Gamma; \quad (10)$$

式中: 毛细力数 C 为表面张力与铺展压之比, 表示活性剂浓度对表面张力的影响; M 为 Marangoni 数, 表示表面张力与黏性力之比, 表征由活性剂浓度梯度驱动的 Marangoni 效应的强弱程度.

结合 (1)—(10) 式, 通过积分运算可得液膜厚度和活性剂浓度的演化方程组:

$$h_t = \left[-\frac{C}{3}h^3(h_{xxx} + s_{xxx}) - \frac{1}{3}h^3G \sin \theta + \frac{1}{2}Mh^2\Gamma_x + \frac{h^3}{3}\Pi_x \right]_x, \quad (11)$$

$$\Gamma_t = \frac{\Gamma_{xx}}{Pe} - \left[\frac{C}{2}h^2\Gamma(h_{xxx} + s_{xxx}) + \frac{1}{2}h^2G \sin \theta \Gamma - hM\Gamma\Gamma_x - \frac{1}{2}h^2\Gamma\Pi_x \right]_x. \quad (12)$$

3 数值模拟

采用 PDECOL 程序^[4,5] 模拟演化方程 (11) 和式 (12). 选取 $-3 < x < 27$ 的一维区域进行计算, 在满足精度和减少计算时长的前提下, 将计算区域划分成网格数为 2000 的均匀网格, 此时计算误差仅为 0.06%, 满足计算精度要求. Afsar-Siddiqui 等^[26] 以 2-乙基己基琥珀酸酯黄酸钠系列阴离子型表面活性剂为对象, 实验研究了活性剂浓度对含活性剂液膜演化过程的影响. 本文参照该实验数据, 并结合相关资料^[6,21], 得到文中所用无量纲参数的数量级范围如表 1 所示. 表中具体字母含义请参考文献^[20], 如无特殊说明, 取值如下: $C = 0.1$, $M = 1$, $Pe = 100$.

表 1 无量纲参数定义及数量级范围

无量纲参数	定义	范围
毛细力数	$C = \varepsilon^2 \sigma_m^* / S^*$	$10^{-4} - 10^{-1}$
Marangoni 数	$M = \alpha_\Gamma \Gamma_m^* / S^*$	$0 - 10^3$
Peclet 数	$Pe = U^* L^* / D_s^*$	$10^{-2} - 10^4$
邦德数	$G = \rho^* g^* H^* L^* / S^*$	$10^{-2} - 10$

程序中的初始条件为

$$h(x, 0) = H + D - s(x), \quad (13)$$

$$s(x) = D \left\{ \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \left[\tan^{-1} \left(\frac{x}{\delta} \right) + \sum_{i=1}^N \left[(-1)^i \times \tan^{-1} \left(\frac{x - w_i}{\delta} \right) \right] \right] \right\}. \quad (14)$$

为突出 Marangoni 力在液膜流动过程中的作用, 设定活性剂初始时只覆盖 x 负半轴区域, 即

$$\Gamma(x, 0) = F(-x), \quad (15)$$

式中: $F(x) = 0.5[1 + \tanh(100x)]$ 为海氏阶跃函数; $s(x)$ 为连续凹槽基底函数. 其中, 无量纲初始液膜厚度 $H = 0.05$; 无量纲单位凹槽深度 $D = 0.1$, 斜度 $\delta = 0.1$, 宽度 $w = 2$.

程序中的边界条件为

$$h_x(\infty, t) = h_{xxx}(\infty, t) = 0, \quad (16)$$

$$\Gamma_x(\infty, t) = 0. \quad (17)$$

4 结果分析与讨论

为研究连续凹槽基底上液膜流动特性及基底参数的影响, 首先忽略分子间作用力与重力的影响, 即 $G = 0$, $\Pi = 0$; 然后分析下坡和爬坡过程中重力与活性剂浓度共同作用下液膜的流动特征; 最后探讨分离压或结合压的影响.

4.1 连续凹槽基底和波纹状基底上的液膜流动特性

首先对比连续波状基底和凹槽基底上液膜流动的动力学特征. 如图 2 所示, 活性剂液膜流过水平波纹状基底时, 波谷处形成凹陷, 波峰处形成隆起. 这是因为波谷处液膜表面压力降低, 导致流速增大、液体减少; 波谷处液膜表面压力增大, 导致流速减小、液体堆积. 随时间持续, 液膜变形区域逐渐扩大, 液膜第一隆起与凹陷结构增大并逐渐呈现与基底轮廓类似的表面形貌, 第二隆起高度呈现先增后减的变化且始终高于第一隆起, 第三隆起高度一直上升. 在此过程中, 活性剂浓度梯度随时间逐渐减小, 即 Marangoni 效应减弱, 液膜流动变缓 (图 2 (b)).

沿液膜流动方向, 基底凹槽可看作由负向台阶和正向台阶组成, 所谓负向台阶是指沿水平面进入凹槽的部分, 而正向台阶是指从凹槽脱离进入水平面的区域, 如图 3 (a) 所示. 文献^[18] 指出, 液膜流经不同台阶时由于表面压力的变化会形成隆

起或凹陷. 图3为液膜在连续凹槽基底上的演化历程. 该图表明, 与波纹状基底相似, 液膜在负向台阶处形成凹陷, 正向台阶处形成隆起. 随时间演化, 第一隆起高度变化幅度很小, 第二隆起高度急剧增加, 但始终低于第一隆起; 而在没有活性剂覆盖的区域液膜厚度并未改变, 表明水平凹槽基底的存在对液膜流动变形并无影响, 此时液膜演化的驱动力仅为表面张力梯度, 即活性剂浓度梯度引起的Marangoni效应. 对比图2(b)和图3(b)可知, 随 t 增加, 活性剂浓度的扩散特征与波纹状基底情形类似, 但扩散范围略有缩小.

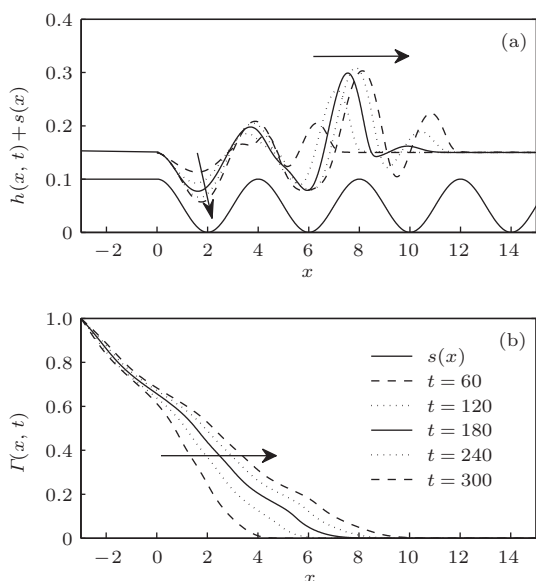


图2 波纹状基底上活性剂液膜的流动 (a) 液膜厚度分布; (b) 活性剂浓度分布

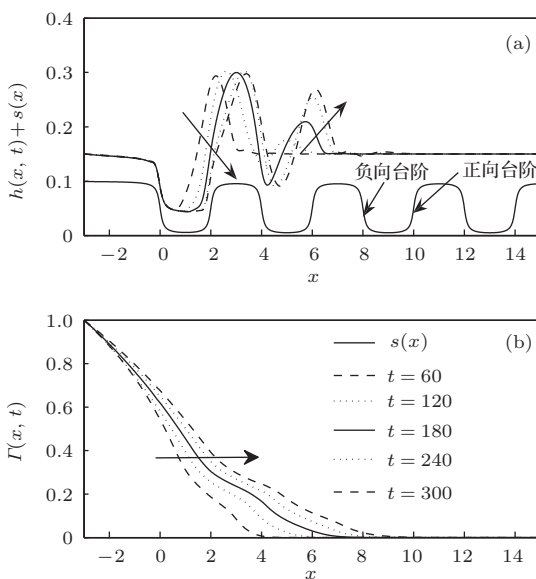


图3 连续凹槽基底上活性剂液膜的流动 (a) 液膜厚度分布; (b) 活性剂浓度分布

为对比连续凹槽与波纹状基底对液膜流动的影响, 根据文献[27]给出了活性剂液膜铺展长度 X_f 与时间 t 的标度关系, 如图4(a)所示. 该图表明, 含活性剂液膜在波纹状和连续凹槽基底上的铺展长度近似满足 $X_f \sim t^{0.534}$ 和 $X_f \sim t^{0.525}$, 均快于平整基底[20]上的 $t^{0.500}$, 表明非平整基底可加速活性剂液膜的铺展速率, 但过大的非平整度导致液膜流动阻力增大, 故连续凹槽基底上液膜铺展速率小于波纹状基底. 图4(b)表明, 随时间增加, 波纹状基底上液膜表面最大高度 H_{max} 逐渐增大, 但增速减缓, 当 $t > 260$ 时有所降低; 由于正负台阶处流动特性不同, 连续凹槽基底上 H_{max} 呈现具有弱双波峰特征的变化, 在铺展后期 $t > 200$, 其 H_{max} 始终小于波状基底上的 H_{max} .

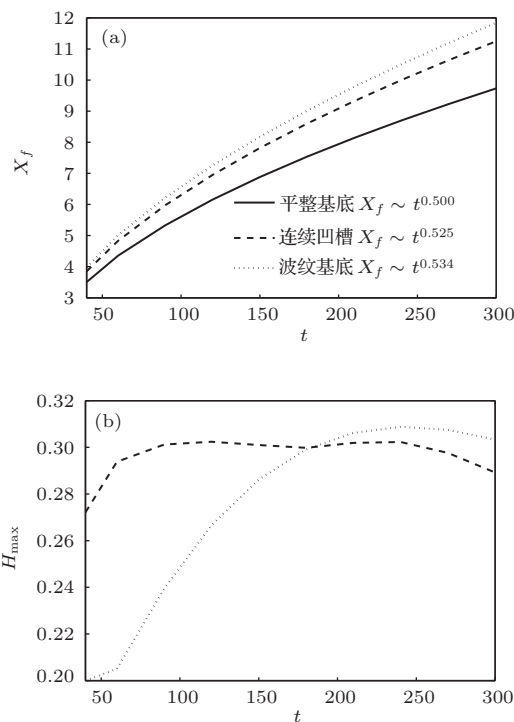


图4 波纹状和连续凹槽基底上的含活性剂液膜流动 (a) 铺展长度 X_f 与 t 的标度关系; (b) 最大液膜表面高度 H_{max} 时间演化

4.2 基底特征参数的影响

根据(11)–(14)式可知, 连续凹槽壁面对液膜厚度和活性剂浓度的分布具有重要影响, 而壁面凹槽深度 D , 斜度 δ 和宽度 w 是衡量凹槽壁面结构的重要特征参数. 因此, 下文通过分析水平基底特征参数 D , δ 和 w 影响, 从而研究壁面特征对液膜流动变形的作用机理.

图5为 $t = 60$ – 300 时不同 D 值的影响. 随 D

增大, 壁面粗糙尺度不断增加, 活性剂液膜表面变形愈加严重, 隆起高度急剧增大, 且液膜更加贴近第一凹槽竖直壁面. 图5(d)表明, 铺展长度 X_f 由近似标度 $t^{0.516}$ 增至 $t^{0.537}$, 且均大于平整基底上的 $t^{0.500}$, 表明液膜流动加快. 尤其当 $D = 0.20$ 时, 液膜表面波动更显著, 铺展前沿处衍生出的第二隆起高度也明显增大, 最大液膜表面高度 H_{\max} 达到 0.50, 此时液膜紧贴第一凹槽竖直壁面, 易发生液膜破断现象, 导致流动稳定性变差. 因此, 增大 D 可促进活性剂液膜的流动^[20], 但会引起流动稳定性降低.

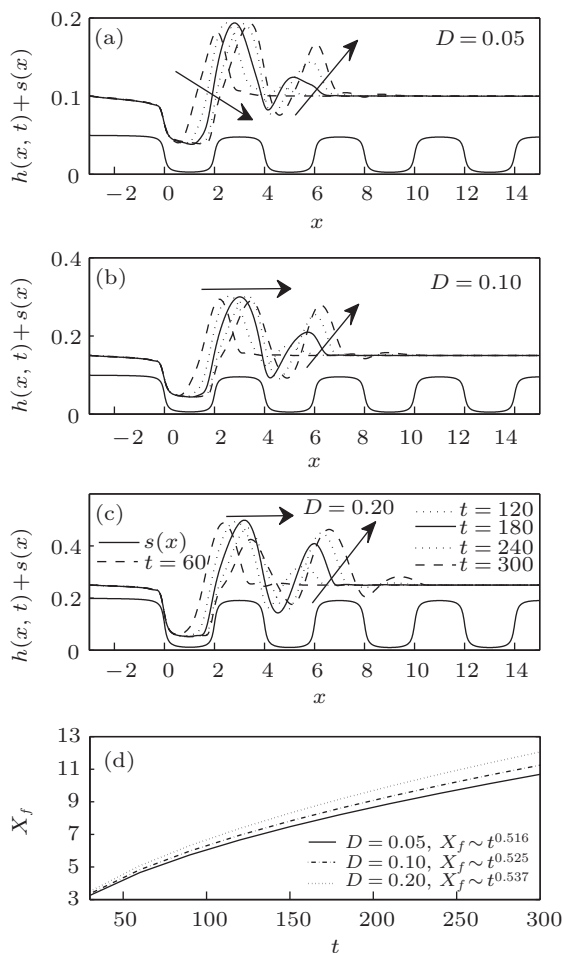


图5 凹槽深度 D 对活性剂液膜流动的影响 (a)–(c) 液膜厚度分布; (d) 铺展长度 X_f 与 t 的标度关系

图6为基底凹槽斜度 δ 的影响. 当 δ 减小时, 基底非平整性增加, 曲率变大. 当 δ 由 0.10 减至 0.05 时, 因液膜表面压力分布变化较小, 液膜表面波动及浓度分布变化也并不明显, 仅在液膜进入第一凹槽前形成一微小隆起, 这是因凹槽凸角较尖锐且液膜流动方向与凸角成锐角^[18] 所致, 此时液膜流速减小导致液体堆积. 当 $\delta = 0.01$ 时, 凸角更加尖锐,

第一凹槽前的隆起随时间急剧增大, 受流量守恒限制, 液膜已紧贴第一凹槽左侧和底部壁面, 此时极易发生液膜破断现象. 图6(d)表明, 铺展长度 X_f 由近似标度 $t^{0.525}$ 减至 $t^{0.518}$, 虽然也均大于平整基底上的 $t^{0.500}$, 但表明液膜流动减慢. 因此, 减小 δ 可减缓活性剂液膜的流动及降低其稳定性.

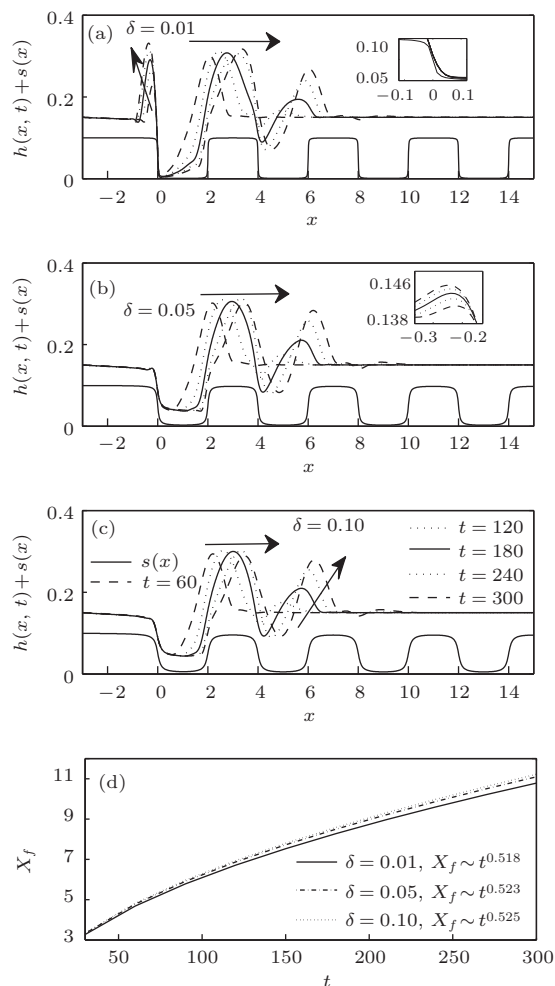


图6 凹槽斜度 δ 对活性剂液膜流动的影响 (a)–(c) 液膜厚度分布; (d) 铺展长度 X_f 与 t 的标度关系

凹槽宽度 w 的影响如图7所示. 随 w 增大, 在相同范围内, 液膜流过的凹槽数减少, 形成的隆起结构数量也明显变少, 且液膜表面波动幅度加剧, 尤其最大液膜表面高度 H_{\max} 增加较为显著. 这是因为凹槽宽度的增加, 导致在单个凹槽内液膜总量增多, 因而使得正向台阶处的液膜增厚. 李春曦等^[18] 从正向台阶与负向台阶处液膜表面压力梯度叠加的角度分析了凹槽宽度对连续凹槽上纯液膜流动的影响, 结论与此相一致.

对比不同 w 时的液膜表面形貌可知, 随 w 增大, 液膜达到相同表面形貌所需时间增加, 如

$w = 1, t = 60$ 时的表面形貌与 $w = 2, t = 240$ 时相一致,表明 w 可减缓活性剂液膜流动.结合图7(d)可知,随 w 增大,铺展长度 X_f 由近似标度 $t^{0.518}$ 增至 $t^{0.530}$.这是由于液膜在流经连续凹槽时,受流动损失影响,液膜在流经后边凹槽时的速度逐渐减小;随液膜流过的凹槽数减少,其流动损失也有所减少,由此液膜平均铺展速率增大;另一方面,液膜表面衍生出的隆起特征数量也相应变少,虽然幅度有所增加,但整体质量减小,受液膜流动连续性条件约束,致使活性剂液膜总的铺展范围增大,这与文献[20]中减小随机粗糙壁面波数可加速液膜铺展的结论相符合.因此,增大 w 可加速活性剂液膜的流动,但同时会减缓活性剂液膜的演化历程.

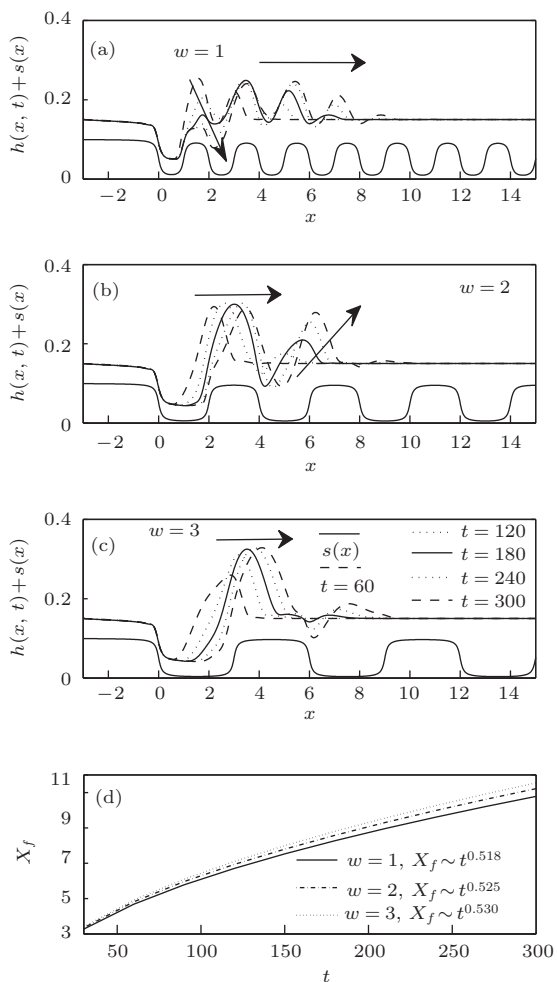


图7 凹槽宽度 w 对活性剂液膜流动的影响 (a)–(c)液膜厚度分布; (d)铺展长度 X_f 与 t 的标度关系

4.3 爬坡和下坡情形下的液膜流动特性

由(11)式可知,对于倾斜非平整基底上的活性剂溶液流动,需计及邦德数 G 的影响,即重力的

相对作用.特别地,应区分重力方向与流动方向一致或相反两种截然不同的情形,即下坡和爬坡情形下.图8为 $\theta = 30^\circ$ 时邦德数 G 的影响.其中, $G < 0$ 和 $G > 0$ 分别代表爬坡和下坡时的情形.

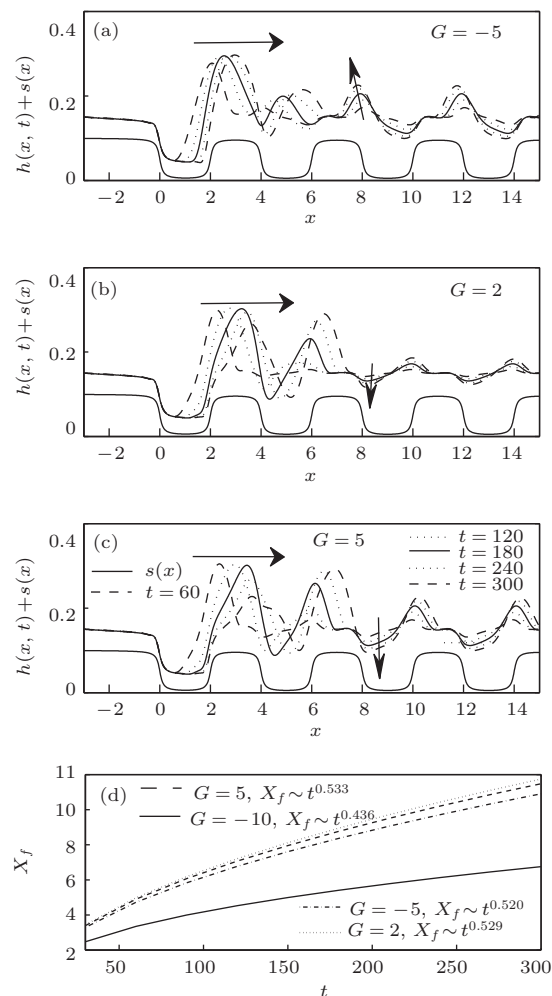


图8 重力 G 对活性剂液膜流动的影响 (a)–(c)液膜厚度分布; (d)铺展长度 X_f 与 t 的标度关系

爬坡情形($G < 0$)下的结果如图8(a)所示.在活性剂覆盖的区域, H_{\max} 随时间 t 持续逐渐增加,与 $G = 0$ 情形(图3)相比,隆起和凹陷结构整体向上游移动,且第二隆起高度增速变缓,活性剂液膜演化速度减慢;在无活性剂覆盖的区域,正向台阶处形成凹陷,负向台阶处形成隆起,且随时间持续逐渐增大.铺展长度 X_f 的近似标度为 $t^{0.520}$,小于 $G = 0$ 情形的 $t^{0.525}$,尤其当 G 减小至 -10 时,活性剂液膜铺展更加缓慢, X_f 近似标度减至 $t^{0.436}$ (图8(d)).表明爬坡过程中,重力对活性剂液膜的流动起阻碍作用.

对于下坡情形 $G > 0$ (图8(b), 8(c)),与 $G < 0$ 情形相反, H_{\max} 随时间 t 持续逐渐减小,第二隆起

高度增速加大, 隆起和凹陷结构向下游侧移动且范围扩大, 表明液膜流动速度加快; 无活性剂覆盖的凹槽区域, 正向台阶处形成隆起, 负向台阶处形成凹陷, 且随 G 提高而加剧. 此时, 铺展长度 X_f 由近似标度 $t^{0.525}$ 增至 $t^{0.533}$, 表明加速液膜流动. 上述分析表明, 下坡情形下, 重力与活性剂浓度同样具有加速液膜流动变形的作用, 但活性剂的作用机理是通过改变液膜表面张力, 进而依靠黏性力推动液膜的流动. 此外, 因重力存在使得液膜表面整体波动幅度增大, 液膜流动稳定性有所降低.

4.4 分离压作用下的液膜流动特性

上述分析均忽略了铺展液膜与预置液膜间的分子间作用力. 但研究表明, 当薄液膜厚度低于 100 nm 时, 液膜间的分子间作用力显著增强, 且在不同溶液体系呈现出分离压或结合压 [21,22], 由此影响液膜流动, 并使得液膜流动的铺展历程急剧缩短.

图 9 为 $t = 0.6-3$ 、在包含范德华力和 Born 斥力的分离压作用下, 液膜厚度和活性剂浓度的演化历程, 此时取值 $A = B = 1, h_\infty = 0.02$. 由 (5) 和 (11) 式知, Born 斥力具有沿流动方向使薄液膜处厚度增加的作用, 因此液膜在凸起处形成隆起, 受质量守恒限制, 基底凹槽处形成凹陷, 只是演化结构特征并不明显. 在受活性剂浓度影响的区域 ($x < 6$), Marangoni 效应驱使凹陷深度增加, 而且随液膜厚度减小, Born 斥力作用愈加显著, 故凹陷深度的增加幅度有所减缓. 如图 9 (b) 所示, 随时间持续, 活性剂浓度扩散范围增大, 在 $x > 0$ 的区域梯度逐渐减小.

4.5 结合压作用下的液膜流动特性

上文对液膜演化历程的分析建立在分子间作用力表现为斥力的基础上, 研究表明, 当活性剂种类及浓度改变时, 分子间作用力转化为引力效果, 从而呈现出与分离压相反的结合压效应 [28], 进而对液膜演化历程产生截然不同的影响. 图 10 为结合压 φ 的影响 ($\varphi = -\Pi$), 由于结合压与分离压同为分子间作用力, 此时取值 $A = B = -1$. 该图表明, 在 $x < 6$ 区域, 受活性剂浓度梯度驱动, 演化初期 ($t < 2.4$) 在范德华力作用下, $x = 0$ 处凹陷结构逐渐增大, 驱动液膜向两侧流动形成波峰结构. 随液膜厚度降低, Born 力逐渐显现, 液膜厚度变化

速率减小 ($t = 2.4-3.0$); 当液膜厚度降至 h_∞ 时, Born 力与范德华力平衡抵消, 此后液膜厚度不再变化 ($t > 3.0$), 在基底表面形成厚度为 h_∞ 的“破洞”, 即去润湿特征 (图 10 (a)), 这与文献 [22] 的研究结果一致.

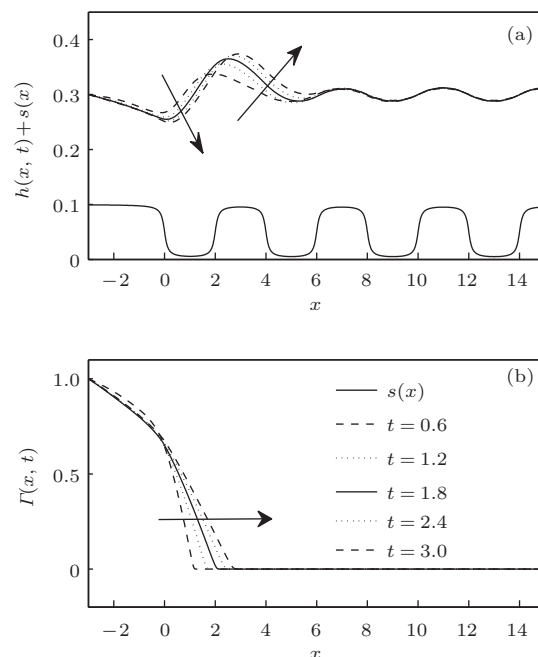


图 9 分离压 Π 对活性剂液膜流动的影响 (a) 液膜厚度分布; (b) 活性剂浓度分布

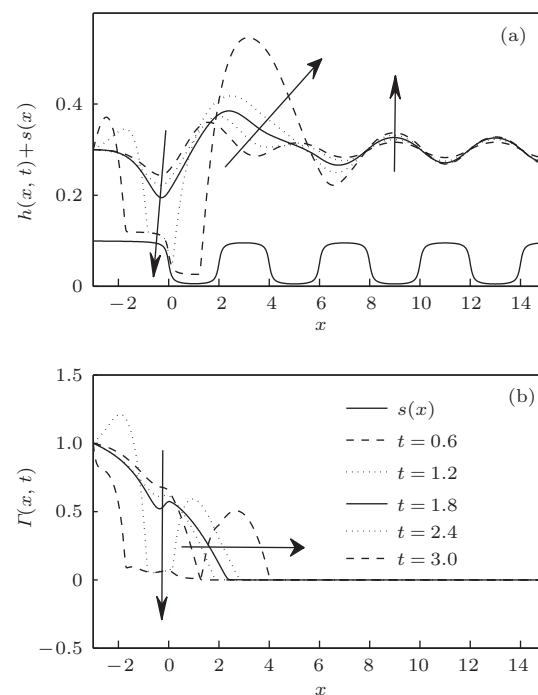


图 10 结合压 φ 对活性剂液膜流动的影响 (a) 液膜厚度分布; (b) 活性剂浓度分布

与 Marangoni 效应相比, 在 $x = 3$ 基底凸起处

结合压作用逐渐可被忽略,液膜厚度呈现先减后增的变化,最终在 $1 < x < 6$ 区域形成类似液滴的形状. 在 $x > 6$ 区域,则不受活性剂浓度影响,与分离压作用相反,起主导作用的引力效应对液膜厚度的变化十分敏感,结合压模型中的范德华力使得薄液膜处厚度减小,厚液膜处厚度增加,故基底凸起处液膜厚度下降,凹槽处液膜厚度增加. 活性剂浓度变化如图 10(b) 所示,随时间持续,活性剂浓度范围依次增大,受结合压影响,其演化历程与同区域液膜厚度类似, $x = 0$ 处活性剂浓度逐渐降低,直至低于两侧浓度,形成恒定的平坦特征.

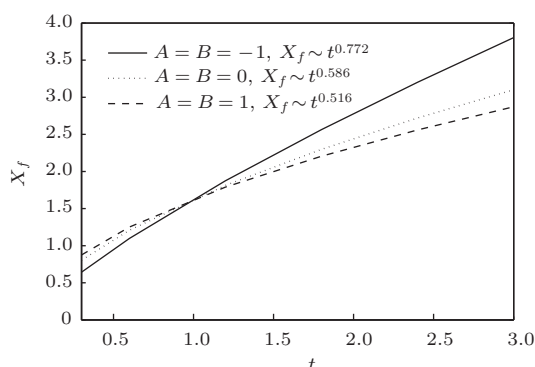


图 11 分离压或结合压作用下铺展长度 X_f 与 t 的标度关系

图 11 对比了分离压和结合压对液膜铺展长度的影响. 该图表明,与不考虑分子间作用力时的 $t^{0.586}$ 相比,分离压作用下铺展长度 X_f 标度降至 $t^{0.516}$,原因是分离压 Π 对液膜厚度 h 的导数 $d\Pi/dh < 0$ ^[29],而结合压作用下由于去湿润现象的发生使得 X_f 增至 $t^{0.772}$,表明结合压可促进液膜流动,加速液膜演化,同时放大液膜表面的不均匀程度,容易引发破断(图 10(a));分离压的作用则与之相反.

5 结 论

1) 活性剂液膜流经连续凹槽时,在凹槽负向台阶处形成凹陷,正向台阶处形成隆起,随时间持续,凹陷和隆起特征更加明显;当活性剂液膜流经第二个凹槽时,第一个凹槽表面液膜形状逐渐与基底轮廓相一致,并推动第一隆起结构右移;波纹状基底上的活性剂液膜铺展速度最快,连续凹槽次之,平整基底最慢.

2) 连续凹槽基底深度 D 增大或斜度 δ 减少会使基底非平整度增加,毛细力作用增强,活性剂液

膜变形更明显;尤其 δ 减至 0.05 时,活性剂液膜在进入第一凹槽前形成隆起特征,随 δ 继续减小,隆起高度急剧增大,此时液膜极易发生破断.

3) 增大 D 可促进活性剂液膜的流动,但容易引起破断的发生;减小 δ 可抑制活性剂液膜的流动,同时减弱了流动稳定性;提高 w 可加速活性剂液膜的铺展,减缓活性剂液膜的演化;重力的存在使得液膜流动稳定性变差,并且在下坡过程具有加剧液膜流动变形的作用,在爬坡过程中则减缓液膜的演化变形.

4) 分离压作用下的液膜流动,在基底凹槽和凸起处分别形成凹陷和隆起结构,活性剂覆盖区域特征更显著;受结合压影响,活性剂影响的区域液膜形成去润湿结构,具有类液滴状的形貌特征. 结合压可促进液膜流动,加速液膜演化,同时放大液膜表面的不均匀程度,容易引发破断现象;分离压作用与之相反.

参考文献

- [1] Pang H Y, Zhang X F, Zhang H Y, Du F P 2006 *Chin. J. Pestic. Sci.* **8** 157 (in Chinese) [庞红宇, 张现峰, 张红艳, 杜凤沛 2006 农药学报 **8** 157]
- [2] Lee K S, Ivanova N, Starov V M, Hilal N, Dutschk V 2008 *Adv. Colloid Interfac.* **244** 54
- [3] Craster R V, Matar O K 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1131
- [4] Matar O K 2002 *Phys. Fluids* **14** 4216
- [5] Warner M R E, Craster R V, Matar O K 2004 *Phys. Fluids* **16** 2933
- [6] Edmonstone B D, Matar O K, Craster R V 2005 *Physica D* **209** 62
- [7] Wang S L, Li C X, Ye X M 2011 *Proc. CSEE.* **31** 60 (in Chinese) [王松岭, 李春曦, 叶学民 2011 中国电机工程学报 **31** 60]
- [8] Wang S L, Li C X, Ye X M 2011 *CIESC J.* **62** 2512 (in Chinese) [王松岭, 李春曦, 叶学民 2011 化工学报 **62** 2512]
- [9] Mavromoustaki A, Matar O K, Craster R V 2012 *J. Colloid Interface Sci.* **371** 107
- [10] Wang W, Li Z X, Guo Z Y 2003 *J. Eng. Thermophys.* **24** 85 (in Chinese) [王玮, 李志信, 过增元 2003 工程热物理学报 **24** 85]
- [11] Gerbig Y B, Phani A R, Haefke H 2005 *Appl. Surf. Sci.* **242** 251
- [12] Craster R V, Matar O K 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1131
- [13] Kalliadasis S, Bielarz C, Homay G M 2000 *Phys. Fluids* **12** 1889
- [14] Liu M, Wang S L, Wu Z R 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 154702 (in Chinese) [刘梅, 王松岭, 吴正人 2014 物理学报 **63** 154702]
- [15] Argyriadi K, Vlachogiannis M, Bontozoglou V 2006 *Phys. Fluids* **18** 012102

- [16] Tseluiko D, Blyth M G, Papageorgiou D T 2011 *J. Eng. Math.* **69** 169
- [17] Piao M R, Hu G H 2011 *Chin. J. Comput. Phys.* **28** 843 (in Chinese) [朴明日, 胡国辉 2011 计算物理 **28** 843]
- [18] Li C X, Pei J J, Ye X M 2013 *J. Xi'an Jiaotong Univ.* **47** 40 (in Chinese) [李春曦, 裴建军, 叶学民 2013 西安交通大学学报 **47** 40]
- [19] 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]
- [20] Li C X, Pei J J, Ye X M 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 214704 (in Chinese) [李春曦, 裴建军, 叶学民 2013 物理学报 **62** 214704]
- [21] Warner M R E, Craster R V, Matar O K 2002 *Phys. Fluids* **14** 4040
- [22] Ye X M, Shen L, Li C X 2013 *J. Xi'an Jiaotong Univ.* **47** 96 (in Chinese) [叶学民, 沈雷, 李春曦 2013 西安交通大学学报 **47** 96]
- [23] Zhao Y P 2012 *Physical Mechanics of Surface and Interface* (Beijing: Science Press pp185–186 (in Chinese) [赵亚溥 2012 表面与界面物理力学 (北京: 科学出版社) 第185—第186页]
- [24] Oron A, Davis S H, Bankoff S G 1997 *Rev. Mod. Phys.* **69** 931
- [25] Edmonstone B D, Matar O K, Craster R V 2004 *J. Eng. Math.* **50** 141
- [26] Afsar-Siddiqui A B, Luckham P F, Matar O K 2003 *Langmuir* **19** 696
- [27] Edmonstone B D, Matar O K 2004 *J. Colloid Interf. Sci.* **274** 183
- [28] Li C X 2011 *Ph. D. Dissertation* (Baoding: North China Electric Power University) (in Chinese) [李春曦 2011 博士学位论文 (保定: 华北电力大学)]
- [29] Bhakta A, Ruchkenstein E 1997 *Adv. Colloid Interf.* **70** 1

Effect of periodic grooving topography on dynamics of Insoluble surfactant-laden thin film flow^{*}

Li Chun-Xi Chen Peng-Qiang Ye Xue-Min[†]

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

(Received 7 May 2014; revised manuscript received 22 June 2014)

Abstract

Targeting the flowing of insoluble surfactant-laden film over topography substrate, the lubrication theory is adopted to derive the evolution equations of thin liquid film thickness and interfacial surfactant concentration. The flowing characteristics of the film on topography surfaces, and the influence of topography structure are examined based on the numerical simulation with PDECOL code. The results show that when the thin film of insoluble surfactant flows over periodic grooving topography, the depression appears at the negative step, while the ridge is shaped at the positive step, both of which increase gradually with time going by. Compared with the case of the flat base, the surfactant-laden film spreading speed is enhanced. Increasing the groove depth or reducing the groove steepness leads to the increase of the rupture possibility of the film. Improving the groove width promotes the film flowing. The decrease of the steepness can cause the film to form a ridge feature before entering into the first groove. Gravity has the opposite effects on the up-hilling and down-hilling processes of liquid film flow, which causes the flow stability to deteriorate. Conjoining pressure induced by intermolecular forces can accelerate the film, giving rise to a notable dewetting phenomenon, while disjoining pressure has an adverse effect.

Keywords: surfactant-laden film, topography surface, spreading, intermolecular forces

PACS: 47.61.-k, 47.85.mf, 47.61.fg, 47.55.dk

DOI: [10.7498/aps.63.224703](https://doi.org/10.7498/aps.63.224703)

^{*} Project was supported by the Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10972077, 11202079) and the Fundamental Research Funds for the Central Universities of Ministry of Education of China (Grant No. 13MS97).

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