

01

Исследование устойчивости тонкой водяной испаряющейся пленки при наличии на свободной поверхности растворимого сурфактанта

© А.В. Люшнин,¹ Л. Pismen²

¹ Пермский государственный гуманитарно-педагогический университет, 614990 Пермь, Россия

² Department of Chemical Engineering, Technion-Israel Institute of Technology, 32000 Haifa, Israel
e-mail: andry@pspu.ac.ru

(Поступило в Редакцию 16 октября 2014 г.)

Теоретически исследуется процесс испарения тонкого слоя полярной жидкости (воды) со свободной поверхностью, расположенной на твердой подложке. На свободной границе „жидкость–газ“ находится растворимый сурфактант. Поверхностная энергия линии контакта „твердое тело–жидкость“ является немонотонной функцией относительно толщины слоя и суммой дальнедействующего (ван-дер-ваальсового) и короткодействующего взаимодействий. В рамках длинноволнового приближения в системе уравнений Навье–Стокса изучено влияние растворимого сурфактанта на устойчивость движения фронта испарения тонкой жидкостной пленки.

В теории конденсированных сред принято считать, что физические свойства системы в большинстве случаев определяются короткодействующими силами, имеющими радиус взаимодействия порядка межатомного расстояния. Однако имеется целый ряд систем и эффектов, в которых существенную роль играют дальнедействующие силы электромагнитного происхождения, так называемые ван-дер-ваальсовы силы. В случае нескольких фаз с границами раздела дальнедействующие силы определяют эволюцию поведения такой системы. Обобщенная теория таких сил предложена Лифшицом [1], где на основе макроскопического подхода учитываются многочастичные межмолекулярные взаимодействия.

Тонкий слой вязкой жидкости толщиной порядка 10.0–100.0 nm, расположенный на твердой подложке и имеющий свободную границу с газом, находящийся в тепловом и механическом равновесии из-за наличия силы ван-дер-Ваальса, может спонтанно перейти в неустойчивое состояние [2]. Такое нарушение однородности имеет макроскопический характер и проявляется в деформировании первоначально плоской границы раздела „жидкость–газ“. В дальнейшем такое нарушение однородности может привести к образованию разрывов тонкой пленки вязкой жидкости [3]. Межфазный переходной слой, как показано в [4], формирует в основном экспоненциально убывающие с расстоянием короткодействующие силы.

Ранее нами в работах [5–7] изучалась динамика движения и вопросы структурообразования на поверхности тонкой пленки полярной жидкости (например, воды) при наличии испарения и присутствия растворимого сурфактанта на поверхности раздела „жидкость–газ“. В результате наших исследований было установлено, что при слабом испарении „чистая“ жидкость может иметь „пальцеобразную“ неустойчивость в диапазоне малых значений волновых чисел, тогда как наличие рас-

творимого сурфактанта приводит к совершенно другой форме образования структур на свободной поверхности. Также была исследована устойчивость движения фронта испаряющейся жидкости при наличии растворимого сурфактанта. Для стационарного состояния обнаружены две независимые моды возмущения, одна из которых определяет поведение концентрационных возмущений λ_1 , а вторая показывает эволюцию возмущений в процессе движения жидкости при испарении λ_2 .

Настоящая работа является логическим продолжением цикла выполняемых нами работ, посвященных исследованию влияния различных поверхностных эффектов на динамику движения и процессов формирования структур на границе раздела „жидкость–газ“ тонкого слоя водяной пленки. В настоящей работе впервые исследуется устойчивость основного состояния системы уравнений [7] относительно параметров короткодействующих взаимодействий, которое является отличительным признаком полярной жидкости. В данном случае в качестве такого специфического взаимодействия выступает потенциал двойного электрического слоя на границе раздела „твердое тело–жидкость“. Как было показано в [7], особенностью неустойчивости, связанной с процессом испарения, является наличие так называемой „голдстоуновской“ моды. Эта мода характеризуется тем, что при значении волнового числа k , равном нулю, декремент λ_2 имеет отличное от нуля значение. Решая систему (26) в работе [7] относительно декремента затухания возмущений λ , мы получаем, что для случая „голдстоуновской“ моды $k = 0$ нетривиальное решение имеет место только для неустойчивости, связанной с испарением:

$$\lambda(k = 0)_2 = -\Omega(3 - \chi \exp[-\chi]). \quad (1)$$

Здесь Ω — безразмерное число, характеризующее параметр испарения, а параметр χ описывает расстояние

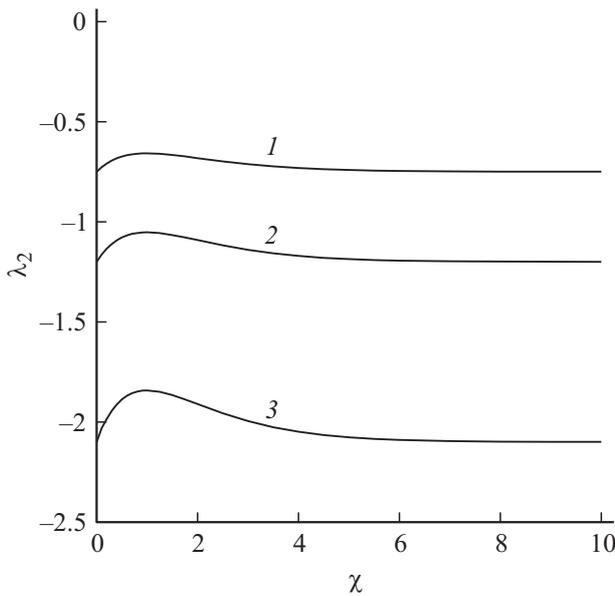


Рис. 1. График зависимости декремента затухания моды испарения λ_2 относительно величины χ для различных значений безразмерного параметра испарения: 1 — $\Omega = 0.25$, 2 — 0.4, 3 — 0.7.

взаимодействия электрического потенциала двойного слоя на границе „твердое тело—жидкость“. На рис. 1 представлена зависимость параметра устойчивости λ_2 от различных значений χ при фиксированном значении безразмерного числа Ω . Как следует из (1), при любом значении испарения значение λ_2 всегда имеет отрицательное значение и соответственно все возмущения относительно данной моды затухают. Декремент затухания λ описывает поведение возмущения со временем ($\lambda > 0$ ведет к росту возмущений, а отрицательное значение декремента соответствует затуханию возмущений). Значение параметра $\chi = 0$ соответствует неполярным жидкостям, например бензол, гексан. Учет короткодействующих взаимодействий с характерным дебаевским радиусом порядка десяти понижает устойчивость данной системы, при дальнейшем увеличении значения χ имеем предел $\lambda_2(\chi \rightarrow \infty) \approx \lambda_2(\chi = 0)$. Минимум устойчивости системы соответствует расстоянию, равному дебаевскому. Уменьшение значения безразмерного параметра испарения приводит к понижению устойчивости системы, и для $\Omega \rightarrow 0$ декремент затухания относительно моды испарения λ_2 тоже стремится к нулю, оставаясь всегда в области отрицательных значений.

С точки зрения практических результатов работы представляется важным исследование зависимостей критического значения безразмерного концентрационного числа Марангони Ma_c , описывающего связь между коэффициентом поверхностного натяжения и поверхностной концентрацией [7], при которых первоначально затухающие возмущения станут нарастать. Для этого необходимо рассмотреть „нейтральные“ возмущения со

значением декремента $\lambda = 0$. Эти „нейтральные“ возмущения определяют границы устойчивости и неустойчивости относительно возмущений системы. На рис. 2 приведена зависимость концентрационного числа Марангони от волнового числа для различных значений безразмерного параметра испарения Ω . Область, находящаяся под кривой, определяется как зона устойчивости, а пространство, занимающее место над „нейтральной“ кривой, считается областью неустойчивости. Из полученных результатов можно сделать вывод, что процесс испарения при соответствующих параметрах стабилизирует данную систему. Критическими значениями безразмерного параметра Ma_c являются величины, соответствующие значениям волнового числа $k = 0$ и $k = \infty$, а при $\Omega \rightarrow \infty$ „нейтральная“ кривая будет представлять собой прямую, не зависящую от волнового числа.

Другой важной задачей является изучение зависимости концентрационного параметра Марангони от волнового числа при различных значениях капиллярного параметра Ca [7]. Такое семейство кривых приведено на рис. 3. На основании представленных результатов можно говорить о том, что с ростом безразмерного капиллярного числа устойчивость системы понижается, и критическое значение числа Ma_c смещается в область больших значений волнового числа. В небольшом диапазоне значений волнового числа $k = 0$ имеется область устойчивости. Аналитически представляется возможным выяснить зависимость безразмерного числа концентрационного Марангони при $k = 0$. Решая уравнение (26)

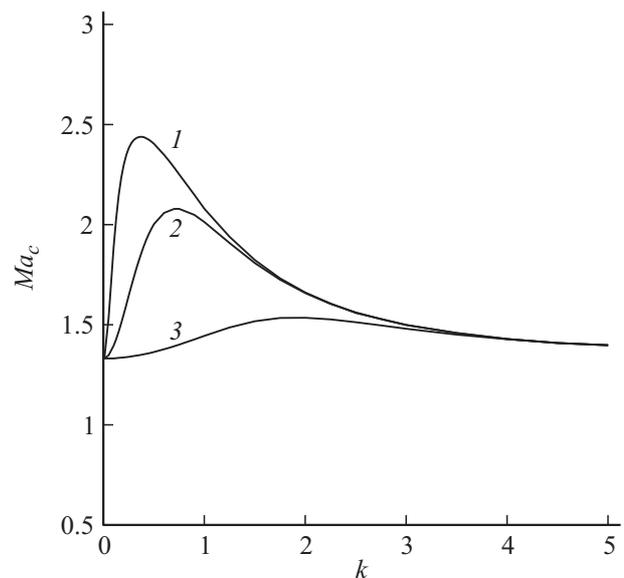


Рис. 2. График зависимости концентрационного числа Марангони Ma_c от волнового числа k при различных значениях безразмерного числа Ω , где 1 — $\Omega = 0.007$, 2 — 0.1, 3 — 5. Остальные параметры $\chi = 1.085$, $Ca = 0.01$, $R = -0.003$, $Pe_b = Pe_s = 1$, $K = 0.1$, $\beta = 1$.

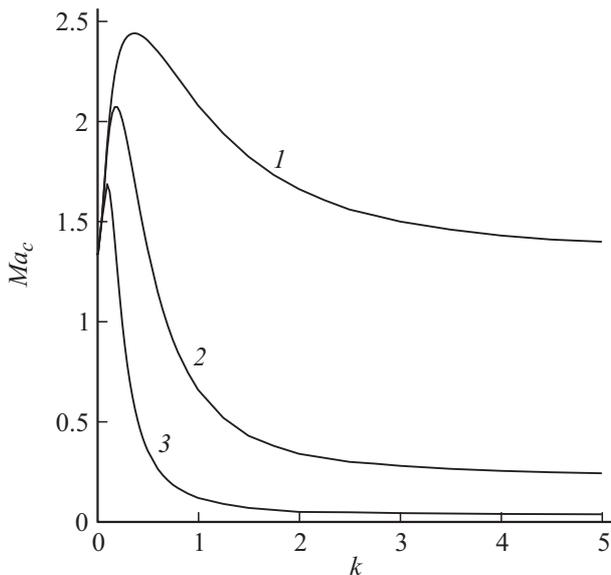


Рис. 3. График зависимости концентрационного числа Марангони Ma_c от волнового числа k при различных значениях безразмерного капиллярного параметра Ca , где 1 — $Ca = 0.001$, 2 — 10, 3 — 75. Остальные параметры аналогичны рис. 2.

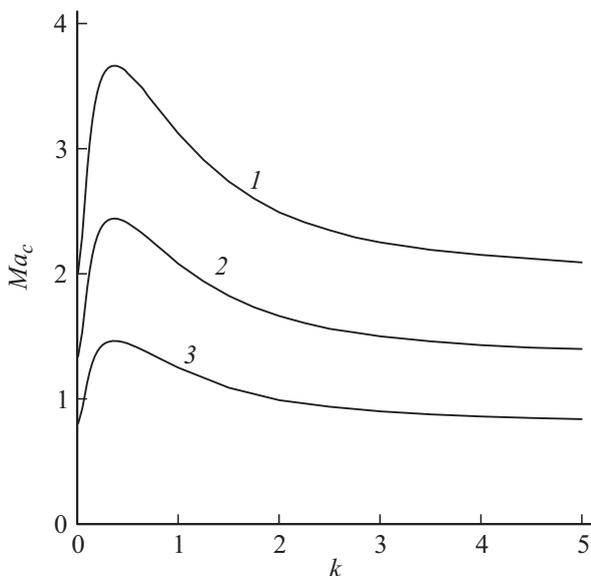


Рис. 4. График зависимости концентрационного числа Марангони Ma_c от волнового числа k при различных значениях безразмерного параметра объемного числа Пекле Pe_b , где 1 — $Pe_b = 0.5$, 2 — 1, 3 — 5. Остальные параметры $\chi = 1.085$, $Ca = 0.001$, $R = -0.003$, $\beta = 1$, $Pe_s = 1$, $K = 0.1$, $\Omega = 0.007$.

работы [7], получаем следующее равенство:

$$Ma_c(0) = \frac{2(Pe_b + \beta Pe_s)}{Pe_b Pe_s (1 + 2\beta)}. \quad (2)$$

Здесь Pe_b и Pe_s — объемное и поверхностное безразмерные числа Пекле соответственно, β — безразмерный коэффициент адсорбции–десорбции. Так как экспери-

ментально значения Pe_s и β трудно изменять, то исследуем зависимость $Ma_c(0)$ от различных значений безразмерного параметра объемного числа Пекле. На рис. 4 приведены нейтральные кривые для различных значений $Pe_b = U_0 L / D_b$. Здесь U_0 — характерная скорость движения фронта тонкого слоя жидкости, L — характерный горизонтальный размер длины слоя и D_b — коэффициент диффузии сурфактанта в жидкость. Из полученных результатов можно судить о том, что при больших значениях коэффициента диффузии ($Pe_b \rightarrow 0$) устойчивость системы по отношению к поверхностному концентрационному эффекту Марангони повышается. Для малого значения коэффициента диффузии сурфактанта в объем, что соответствует тому, что практически весь он сосредоточен на поверхности ($Pe_b \rightarrow \infty$), неустойчивость системы понижается. Наконец, представляется интересным случай, когда сурфактант не растворяется в объеме жидкости $Pe_b \rightarrow \infty$ и одновременно имеет место сильное испарение $\Omega \rightarrow \infty$, то имеет место случай, когда неустойчивость будет наступать при бесконечно малом значении Ma_c во всем диапазоне волновых чисел. Данные результаты находятся в качественном согласии с результатами, приведенными в работе [8].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 14-01-96021_р_урал_а, гранта Министерства образования Пермского края (грант С-26/244), а также при финансовой поддержке Пермского государственного гуманитарно-педагогического университета (грант 031-Ф, 047-Ф).

Список литературы

- [1] Дзялошинский И.Е., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. Вып. 1. № 7. С. 222–241.
- [2] Саночкин Ю.В. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 5. С. 24–29.
- [3] Reiter G. // Langmuir. 1993. Vol. 9. N 5. P. 1344–1351.
- [4] Дерягин Б.В., Чураев Н.В., Муллер В.М. Поверхностные силы. М.: Наука, 1985. 398 с.
- [5] Lyushnin A.V., Golovin A.A., Pismen L.M. // Phys. Rev. E. 2002. Vol. 65. P. 021 602–021 608.
- [6] Гордеева В.Ю., Люшнин А.В. // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 3. С. 41–47.
- [7] Гордеева В.Ю., Люшнин А.В. // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 5. С. 28–34.
- [8] Fell D., Sokuler M., Lembach A., Eibach T.F., Liu C., Bonaccurco E., Auernhammer G.K., Butt H.-J. // Coll. and Polymer Science. 2013. Vol. 291. P. 1963–1976.