

О ВЛИЯНИИ ТИПА ПРОФИЛЯ СКОРОСТИ НА ТЕРМОКАПИЛЛЯРНУЮ ДЕФОРМАЦИЮ ЛОКАЛЬНО НАГРЕВАЕМОЙ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ *

Теоретически проанализированы различия полей температуры и деформации в локально нагреваемой тонкой пленке жидкости при различных профилях скорости: параболическом профиле скорости в случае пленки, стекающей по вертикальной поверхности под действием гравитации, и однородном профиле скорости в случае движущегося источника тепла в невесомости. Соответствующая сопряженная (гидродинамическая и тепловая) двумерная стационарная задача рассмотрена в длинноволновом приближении. Показано, что течение с постоянным по толщине профилем скорости при прочих равных условиях характеризуется резким увеличением термокапиллярной деформации свободной поверхности. В то же время данный режим обладает большей устойчивостью к разрыву слоя жидкости по сравнению с режимом течения, вызванным потоком газа над свободной поверхностью.

Ключевые слова: тонкая пленка жидкости, локальный нагрев, термокапиллярная деформация, движущийся источник тепла, моделирование.

Введение

Различные двух- и трехмерные структуры течения локально нагреваемых пленок жидкости наблюдаются в зависимости от соотношения расхода, вызванного гравитацией, и мощности тепловыделения на неподвижном нагревателе [1]. Теоретическое исследование двумерных стационарных режимов [2; 3] показало, что деформация плоской поверхности тонкой пленки жидкости, стекающей под действием гравитации, связана с локальным торможением, вызванным термокапиллярным эффектом. Численное моделирование проводилось на основе уравнения для деформации пленки, полученного в длинноволновом приближении. Гидродинамическая часть задачи решалась либо совместно с тепловой частью [2; 4],

либо независимо – с использованием известного из эксперимента или модельного распределения температуры на свободной поверхности [3; 5–8]. Расчеты показали, что при превышении критического значения градиента температуры на свободной поверхности в стационарном двумерном решении присутствуют замкнутые линии тока, т. е. появляется вихрь и на поверхности пленки возникает зона возвратного течения. Анализ устойчивости двумерного режима подтвердил гипотезу о том, что возникновение вихря может быть сопряжено с переходом к трехмерной структуре течения ривулетного типа [3; 9–11]. Численное моделирование такого режима [10] подтвердило аналитическую зависимость характерного периода образующейся системы ривулетов от основных параметров задачи [11; 12]. На-

* Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по образованию (АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы», проекты № 2.2.1.1/1269; 2.1.2/1270), РФФИ (проекты № 09-01-00756-а; 10-08-01093-а), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы».

Результаты могут быть использованы в научно-образовательной деятельности при выполнении учебно-научных и научно-исследовательских работ студентами и аспирантами, в том числе проходящими подготовку на базе НОЦ «Энергетика».

ряду с этим было проведено теоретическое исследование термокапиллярной деформации локально нагреваемого тонкого слоя жидкости при отсутствии направленного течения под действием гравитации (в условиях невесомости или горизонтальной поверхности) [13–16]. Относительное движение жидкости и нагревателя обеспечивалось перемещением зоны тепловыделения (как следствие – профиль скорости отличался от параболического). Для этого случая были получены приближенные аналитические решения, удовлетворительно описывающие деформацию слоя при малых значениях градиента температуры на свободной поверхности [15]. Решение гидродинамической задачи с модельным распределением температуры на свободной поверхности [16] на качественном уровне совпадает с решением для случая течения жидкости под действием гравитации, несмотря на различие профилей скорости, количественные отличия проявляются в существенном увеличении амплитуды деформации.

В настоящей работе представлено решение сопряженной гидродинамической и тепловой задачи в стационарной двумерной постановке. Сопоставлена структура течения в локально нагреваемой тонкой пленке жидкости в двух предельных режимах, имеющих принципиально различающиеся профили скорости. В первом режиме жидкость течет по вертикальной поверхности под действием гравитации, нагреватель неподвижный, профиль скорости параболический. Второй режим предполагает условия невесомости, а нагреватель движется с постоянной скоростью. В работе на основе

решения сопряженной задачи впервые проведено сопоставление характеристик течения в этих предельных режимах при прочих равных условиях (т. е. при одних и тех же значениях расхода, толщины пленки и тепловой мощности нагревателя).

Постановка задачи

На рис. 1 представлена схема рассматриваемой стационарной двумерной задачи в сопровождающей системе координат, в которой нагреватель покоится.

Плотность (ρ), динамическая вязкость (η), температуропроводность (χ) и удельная теплоемкость (c_p) жидкости считаются постоянными, поверхностное натяжение (σ) в заданном интервале температур описывается линейной функцией температуры (T). Массообмен и обмен импульсом с газовой фазой не учитываются, так же как и отвод тепла в окружающую среду. Деформации пленки считаются длинноволновыми: $h_x \ll 1$. Вдали от нагревателя толщина пленки (h) не зависит от координаты и равна h_0 . Угол наклона поверхности $\theta = \pi/2$. Движущийся с постоянной скоростью $C \leq 0$ нагреватель не увлекает за собою жидкость, т. е. представляет собой локализованную тепловую структуру, перемещающуюся вдоль подложки. В пределах зоны тепловыделения задана средняя плотность теплового потока на стенке q ; вне этой зоны тепловой поток на стенке отсутствует. Температура на стенке в пределах зоны тепловыделения однородна. Тепловой поток на свободной поверхности равен нулю. Задана температура натекающей жидкости T_0 . Вдали, за нагревателем (при $x \rightarrow \infty$), температура жидкости не зависит от x .

В длинноволновом приближении решение гидродинамической части стационарной двумерной задачи (уравнений Навье – Стокса с граничными условиями на стенке и на свободной поверхности [3; 14]) при постоянном расходе жидкости (Γ) приводит к следующему уравнению для толщины пленки [3]:

$$2h^3(\sigma h_{xxx} - h_x \rho |g| \cos \theta) + 3h^2 \sigma_x + 2(h^3 - h_0^3) \rho |g| \sin \theta - 6\eta C(h - h_0) = 0. \quad (1)$$

Уравнение (1) учитывает следующие физические механизмы: капиллярную силу, гидростатику, термокапиллярный эффект,

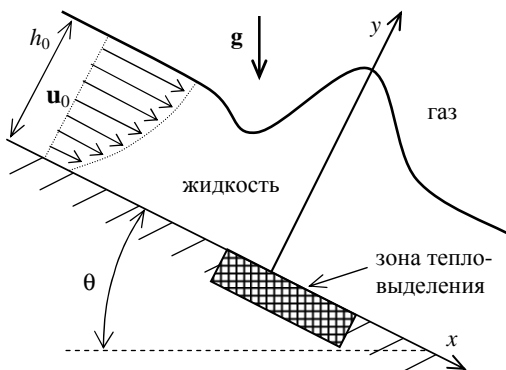


Рис. 1. Схема задачи (при $C < 0$, $|g| > 0$)

массовую силу и инерцию. Для случая слабодеформированной тонкой пленки основную роль играют последние три механизма.

Зависимость $\sigma(x)$ в уравнении (1) определяется распределением температуры на свободной поверхности. В отличие от подхода, при котором гидродинамическая задача (1) решается отдельно, а распределение $\sigma(x)$ считается известным из эксперимента [3; 14–16], в настоящей работе учитывается тепловая часть задачи, которая описывается уравнением энергии (2) с граничными условиями, указанными выше.

$$\chi(T_{xx} + T_{yy}) = uT_x + wT_y. \quad (2)$$

Существенным обстоятельством, осложняющим решение рассматриваемой задачи, является тот факт, что в экспериментах обычно не контролируется ни распределение температуры, ни распределение плотности теплового потока на поверхности нагревателя. На практике задано значение только интегральной мощности тепловыделения, т. е. известна средняя плотность теплового потока. Поэтому в настоящей работе мы исходим из того, что в силу пренебрежения потерями тепла в окружающую среду фактически задана температура на правой границе: $T(\infty, y) = T_0 + \Delta T$, причем перепад температуры определяется расходом жидкости и интегральной мощностью тепловыделения: $\Delta T = qL/c_p\Gamma$ (где L – длина нагревателя). В описанном ниже итерационном методе нахождения установившегося решения сопряженной задачи используется данное условие для последовательного уточнения температуры на нагревателе. При этом пренебрегается неоднородностью распределения температуры на поверхности нагревателя, т. е. предполагается идеальная теплопроводность материала.

Метод и результаты расчетов

Уравнения (1) и (2) решаются численно итерационным методом на основе конечно-разностных аппроксимаций по неявной (для h) и явной (для T) схемам. Сначала с помощью итераций по заданным гидродинамическим характеристикам находится установившееся распределение температуры в слое жидкости при некотором заданном значении температуры на нагревателе T_n (которое выполняет роль граничного усло-

вия в пределах текущего цикла итераций). Затем, используя установившееся поле температуры, решается гидродинамическая часть задачи вплоть до установления профиля свободной поверхности, по которому определяется поле скорости. После этого цикл повторяется. Итерационный процесс продолжается до тех пор, пока квадратичное изменение решения $h(x)$ (просуммированное по всем узлам расчетной области) за полный цикл итераций не становится меньше наперед заданной малой величины ($< 10^{-6}$). Выполнение цикла итераций приводит к установившемуся решению задачи с определенным значением теплового потока $Q = c_p\Gamma(T(\infty, y) - T_0)$. В случае $Q \neq qL$ вносится соответствующая поправка в величину T_n , и весь процесс расчета повторяется. В результате находится решение уравнений, удовлетворяющее заданным граничным условиям.

Ниже приведены результаты расчетов, выполненных для значений физических параметров, соответствующих водному раствору этилового спирта с массовой концентрацией 25 % при $T_0 = 303$ К [17]:

$$\eta = 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ кг/м с,}$$

$$c_p = 4,3 \cdot 10^3 \text{ Дж/кг К,}$$

$$\chi = 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с,}$$

$$\sigma_0 = 35,4 \cdot 10^3 \text{ кг/с}^2,$$

$$d\sigma/dT = -1,1 \cdot 10^{-4} \text{ кг/с}^2 \text{ К.}$$

Были заданы:

$$\text{Re} = 2, \quad h_0 = 1,25 \cdot 10^{-4} \text{ м,}$$

$$\theta = \pi/2, \quad q = 2,7 \text{ Вт/см}^2,$$

$$L = 6,5 \cdot 10^{-3} \text{ м.}$$

В первом режиме: $C = 0$, $|\mathbf{g}| = 9,8 \text{ м/с}^2$; во втором режиме: $C = C^* = -0,0285 \text{ м/с}$, $|\mathbf{g}| = 0$. Условие $C = C^*$ обеспечивает при $|\mathbf{g}| \sin \theta = 0$ тот же расход жидкости, что и в случае гравитационного течения при $C = 0$, так как средняя скорость течения, вызванного гравитацией, при $\text{Re} = 2$ равна $h_0^2 \rho |\mathbf{g}| \sin \theta / 3\eta = 0,0285 \text{ м/с}$.

Определяющими параметрами являются q и Re , причем число Рейнольдса зависит не только от h_0 и θ , но и от C :

$$\text{Re} = \Gamma/\eta = h_0^3 \rho |\mathbf{g}| \sin \theta / 3\eta^2 - h_0 \rho C / \eta.$$

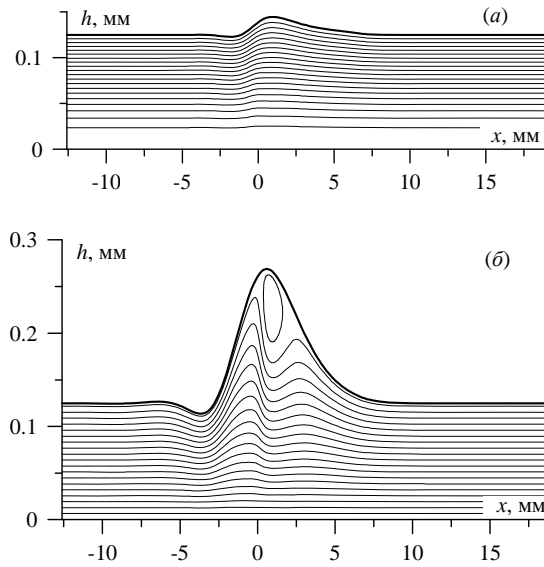


Рис. 2. Деформация пленки и линии тока при $q = 2,7 \text{ Вт/см}^2$, $Re = 2$: первый режим (а); второй режим (б) (левой кромке нагревателя соответствует $x = 0$)

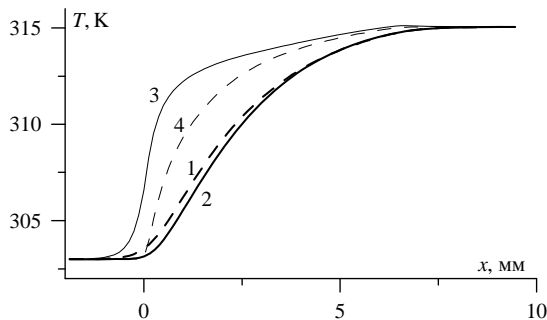


Рис. 3. Распределение температуры при $y = h$: первый режим (1); второй режим (2); и при $y = 0,5h_0$: первый режим (3); второй режим (4)

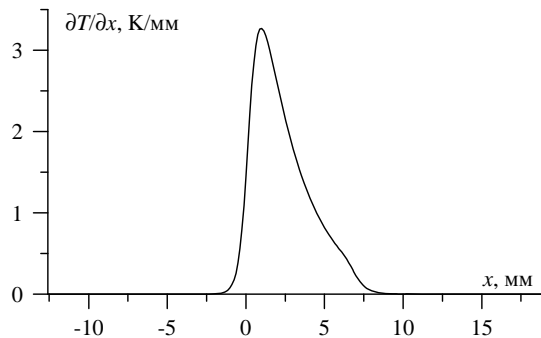


Рис. 4. Распределение градиента температуры на свободной поверхности в первом и во втором режимах течения

Согласно экспериментам и расчетам [18], в случае локально нагреваемой тонкой пленки, стекающей под действием гравитации, деформация свободной поверхности определяется Re и q : при достаточно высоком значении q (низком Re) двумерная структура течения теряет устойчивость, что может привести к термокапиллярному разрыву пленки. Скорость движения источника тепла является дополнительным параметром задачи: для фиксированных значений Re и q распределение температуры на свободной поверхности и относительная амплитуда деформации пленки будут зависеть от C . Результаты расчетов, представленные на рис. 2, показывают, что скорость источника тепла существенно влияет на h_{\max} : при одних и тех же значениях параметров $\{Re = 2, h_0 = 1,25 \cdot 10^{-4} \text{ м}, q = 2,7 \text{ Вт/см}^2, L = 6,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}\}$ для второго режима величина h_{\max} в 1,86 раза превышает максимальную толщину пленки для первого режима.

Можно заметить, что, несмотря на неизменность значений $\{q, Re, h_0, L\}$, характеристики течения в первом и во втором режимах различаются не только количественно, но и качественно: в условиях невесомости в течении образуется вихрь (ему соответствуют замкнутые линии тока на рис. 2, б). В то же время распределения температуры на свободной поверхности для этих режимов различаются незначительно (рис. 3, линии 1 и 2) и градиенты температуры на свободной поверхности практически совпадают и достигают максимального значения 3,3 К/мм (рис. 4), которое удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными [18] (отличие около 20 % связано с тем, что расчеты не учитывают тепловые потери и неоднородность температуры в зоне тепловыделения).

Выводы

Полученные результаты свидетельствуют о том, что изменение профиля скорости, связанное с повышением скорости движения источника тепла при прочих равных условиях ($q, Re, h_0 = \text{const}$), приводит к увеличению термокапиллярной деформации пленки жидкости. Возрастание относительной роли термокапиллярного эффекта объясняется более слабой зависимостью расхода от толщины пленки при $C \neq 0$. Можно предположить, что благодаря данному эф-

фекту по мере увеличения $|C|$ понижается значение теплового потока, приводящего к термокапиллярному разрыву пленки. В то же время следует отметить, что в условиях, когда течение, индуцируемое гравитацией, невозможно (в невесомости или при $\theta = 0$), движение источника тепла может служить эффективным механизмом предотвращения разрыва локально нагреваемого слоя жидкости. В отличие от данного механизма, сдвиговое течение слоя жидкости под действием потока газа (которое тоже может использоваться в условиях $|\mathbf{g}|\sin\theta = 0$) обеспечивает стабильность двумерного режима в более узком диапазоне значений теплового потока. В силу специфики профиля скорости стационарный двумерный режим невозможен при достижении на свободной поверхности равенства касательных напряжений, создаваемых за счет термокапиллярного эффекта и потока газа, так как при этом должно иметь место локальное «запирание» течения жидкости. Для режима с движущимся источником тепла при той же интенсивности термокапиллярного эффекта запирания потока не происходит, – вместо этого формируется вихрь (см. рис. 2, б), и стационарное двумерное решение продолжает существовать.

Термокапиллярная деформация слоя при движении источника тепла обладает интересной особенностью по сравнению со случаями пленочного течения под действием гравитации или потока газа. Из уравнения (1) можно заметить, что в случае неподвижного источника тепла деформация пленки не зависит от вязкости жидкости. Вязкость оказывает одинаковое влияние на все конкурирующие физические механизмы, за исключением кинематического эффекта. Соответственно можно сделать вывод о том, что при прочих равных условиях повышение вязкости способствует предотвращению термокапиллярного разрыва слоя жидкости, наряду с увеличением $|C|$. Подобный эффект не имеет места при гравитационном или сдвиговом течении жидкости относительно неподвижного источника тепла.

Как было отмечено ранее [14], теоретическое изучение структуры локально нагреваемого слоя жидкости при движении источника тепла может служить обоснованием для нового подхода к экспериментальному изучению физики процессов в тонких не-

изотермических пленках в дополнение к применяемым подходам, связанным с исследованием неизотермических пленочных течений под действием гравитации или потока газа. Следует отметить, что предлагаемый новый подход с использованием движения источника тепла обладает важными преимуществами, поскольку: а) отсутствуют ограничения по числу Рейнольдса, связанные с возникновением волновой неустойчивости, характерной для гравитационно стекающих пленок; б) отсутствуют дестабилизирующие и осложняющие факторы, связанные с межфазным обменом импульсом, конвективным потоком тепла и массы в газовой фазе, а также с неоднородностью потока газа, поскольку в невозмущенном состоянии газ и жидкость покоятся относительно друг друга.

Список литературы

1. Кабов О. А., Дятлов А. В., Терещенко А. Г. Теплоотдача от нагревателя малого размера к свободно стекающей пленке водного раствора этилового спирта // Теплофизика и аэромеханика. 1996. Т. 3, № 1. С. 21–33.
2. Marchuk I. V., Kabov O. A. Numerical Modeling of Thermocapillary Reverse Flow in Thin Liquid Films under Local Heating // Russian Journal of Engineering Thermophysics. 1998. Vol. 8. No. 1–4. P. 17–46.
3. Sharypov O. V., Medvedko K. A. On the Stability of a 2D Film Flow Regime with a Non-Uniform Temperature on the Free Surface // Russ. J. Eng. Thermophysics. 2000. Vol. 10. No. 4. P. 315–336.
4. Кабов О. А., Лезро Ж. К., Марчук И. В., Шейд Б. Деформация свободной поверхности в движущемся локально нагреваемом тонком слое жидкости // Механика жидкости и газа. 2001. № 3. С. 200–208.
5. Шарыпов О. В., Медведко К. А., Фомин А. В. О пределах существования двумерной стационарной структуры пленки жидкости при распространении волны горения // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 1. С. 24–29.
6. Skotheim J. M., Thiele U., Scheid B. On the Stability of a Falling Film due to Localized Heating // J. Fluid Mech. 2003. Vol. 475. P. 1–19.
7. Kalliadasis S., Kiyashko A., Demekhin E. A. Marangoni Instability of a Thin Liquid Film

Heated from Below by a Local Heat Source // *J. Fluid Mech.* 2003. Vol. 475. P. 377–408.

8. Frank A. M., Kabov O. A. Thermocapillary Structure Formation in a Falling Film: Experiment and Calculations // *Physics of Fluids*. 2006. Vol. 18. P. 032107.

9. Шарыпов О. В., Медведко К. А., Фомин А. В. Предел двумерного стационарного режима течения пленки жидкости при распространении по подложке тепловой волны // *Теплофизика и аэромеханика*. 2001. Т. 8, № 3. С. 453–457.

10. Шарыпов О. В., Медведко К. А. Неустойчивость двумерного режима пленочного течения при неоднородной температуре свободной поверхности // *Письма в ЖТФ*. 2002. Т. 28, вып. 13. С. 19–23.

11. Шарыпов О. В., Медведко К. А. О структуре неизотермических пленочных течений // *Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика*. 2006. Т. 1, вып. 2. С. 48–53.

12. Sharyпов O. V., Medvedko K. A. Local Heating Effect on Film Flow Structure // *Microgravity Sci. Technol.* 2007. Vol. 19. Is. 3–4. P. 172–173.

13. Sharyпов O. V., Kuibin P. A. Microgravity: Effect of a Moving Local Heater on Liquid

Film Structure // *Microgravity Sci. Technol.* 2008. Vol. 20. No. 3–4. P. 237–241.

14. Куйбин П. А., Шарыпов О. В. Возникновение вихря в тонком горизонтальном слое жидкости под действием движущегося источника тепла // *Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика*. 2008. Т. 3, вып. 2. С. 40–46.

15. Sharyпов O. V., Kuibin P. A. 2D Flow Structure in a Thin Liquid Layer under Thermal Wave Propagation // *Microgravity Sci. Technol.* 2009. Vol. 21. Suppl. 1. P. S321–S324.

16. Sharyпов O. V., Kuibin P. A. Heat-Wave Induced Vortex in a Thin Liquid Layer // *International Review of Chemical Engineering*. 2009. Vol. 1. No. 2. P. 158–163.

17. *Справочник химика*. Л.: Изд-во «Химия», Ленингр. отд-ние, 1964. Т. 3. 1008 с.

18. Марчук И. В. Термографическое исследование пленки жидкости, стекающей по поверхности с локальным источником тепла: Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 2000.

Материал поступил в редколлегию 14.02.2010

P. A. Kuibin, O. V. Sharyпов

**ON THE EFFECT OF VELOCITY PROFILE TYPE
ON THE THERMOCAPILLARY DEFORMATION
OF LOCALLY HEATED THIN LIQUID FILM**

Differences in the temperature field and deformation of locally heated thin liquid film are studied theoretically for various velocity profiles: parabolic velocity profile in the case of gravity-driven film flow, and uniform one in the case of moving heat source in zero-gravity conditions. Conjugate (hydrodynamic and heat) two-dimensional steady-state problem is solved using long-wave approximation. It is shown that under equal other conditions the flow with uniform velocity profile is characterized by dramatic increase in the thermocapillary deformation of the free surface. At the same time this regime possesses higher stability for dry spot formation comparatively with the shear-driven flow regime.

Keywords: thin liquid film, local heating, thermocapillary deformation, moving heat source, modeling.