

СТРУКТУРА ПЛЕНОЧНОГО ТЕЧЕНИЯ ПРИ ДВИЖЕНИИ ИСТОЧНИКА ТЕПЛОТЫДЕЛЕНИЯ

П.А.Куйбин^{1,2}, О.В.Шарыпов^{1,2}

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск

STRUCTURE OF FILM FLOW UNDER HEAT SOURCE PROPAGATION

P.A.Kuibin^{1,2}, O.V.Sharypov^{1,2}

¹Kutateladze Institute of Thermophysics, SB RAS, Novosibirsk

²Novosibirsk State University, Novosibirsk

The effect of moving heat source on the flow structure in gravity-driven thin liquid film is studied theoretically. The 2-D steady-state conjugated hydrodynamic and thermal problem is solved in long-wave approximation. The equations for film thickness and temperature in finite-difference form are solved numerically with iteration method. The flow structures in different regimes are compared: from the regime of flow along vertical substrate with resting heat source to the regime with moving heat source and horizontal liquid layer. It is shown numerically that changing of the velocity profile (connected with increase of heat source velocity and slope decrease under other equal conditions: fixed flow rate, film thickness and heat release) leads to dramatic amplification of thermocapillary deformation of the film.

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, то есть 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]. Наряду 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 при движении источника тепла относительно горизонтального слоя жидкости [16], несмотря на специфику профиля скорости, воспроизводит характерные особенности течения жидкости под действием гравитации относительно неподвижного нагревателя. Основное отличие этих режимов выражается в степени деформации пленки: при гравитационном течении расход пропорционален кубу толщины пленки, вследствие чего термокапиллярный эффект (при прочих равных условиях) приводит к меньшей деформации, чем при движении источника тепла относительно горизонтального слоя жидкости. В настоящей работе представлено

решение сопряженной гидродинамической и тепловой задачи в стационарной двумерной постановке. Рассматривается структура течения в тонкой пленке жидкости при локальном нагреве. Новизна задачи связана с тем, что, наряду с течением под действием гравитации, учитывается и движение нагревателя.

Постановка задачи и метод решения

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, также 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 $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$. Движущийся с постоянной скоростью $C \leq 0$ нагреватель не увлекает за собою жидкость, то есть представляет собою 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 не зависит от x .

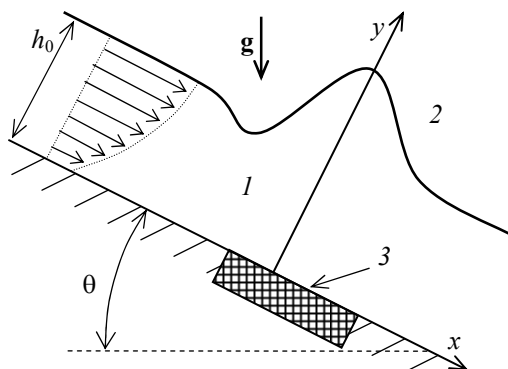


Рис. 1. Схема задачи: 1 – жидкость, 2 – газ, 3 – зона тепловыделения

Гидродинамическая часть стационарной двумерной задачи приводит к уравнению для толщины пленки в сопровождающей системе координат [3, 14]:

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

Уравнение (1) учитывает следующие физические факторы: капиллярную, гидростатическую, термокапиллярную, массовую силы и силу инерции. Для случая слабдеформированной тонкой пленки основную роль играют три последних физических механизма.

Тепловая часть задачи описывается уравнением энергии $\chi(T_{xx} + T_{yy}) = uT_x + wT_y$, где u , w – x - и y -компоненты скорости жидкости, соответственно, с граничными условиями, указанными выше.

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. Поэтому в настоящей работе мы исходим из того, что в силу пренебрежения потерями тепла в окружающую среду фактически задана температура на правой границе: $T(\infty, y) = T_0 + qL/c_p \Gamma$ (Γ – расход жидкости, L – длина нагревателя). Уравнения для толщины пленки и для температуры решаются численно итерационным методом на основе конечно-разностных аппроксимаций. Сначала с помощью итераций по заданным гидродинамическим характеристикам находится установившееся распределение температуры в слое жидкости при некотором заданном значении температуры на нагревателе T_H (которое выполняет роль граничного условия 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 стационарному 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_H , и весь процесс расчета повторяется. В результате находится решение уравнений, удовлетворяющее заданным граничным условиям.

Результаты расчетов

Приведенные ниже результаты расчетов получены для значений физических параметров, соответствующих раствору этилового спирта в воде с массовой концентрацией 25% при $T_0 = 303$ К [17]: $\rho = 956$ кг/м³, $\eta = 1.7 \cdot 10^{-3}$ кг/м·с, $c_p = 4.3 \cdot 10^3$ Дж/кг·К, $\chi = 10^{-7}$ м²/с, $\sigma_0 = 35.4 \cdot 10^3$ кг/с² (поверхностное натяжение при $T = T_0$), $d\sigma/dT = -1.1 \cdot 10^{-4}$ кг/с²·К. Кроме этого, в расчетах использовались значения: $\Gamma/\eta = 2$, $h_0 = 1.25 \cdot 10^{-4}$ м, $q = 2.72 \cdot 10^4$ Вт/м², $L = 6.5 \cdot 10^{-3}$ м при $|\mathbf{g}| = 9.8$ м/с² (аналогично условиям эксперимента [18]).

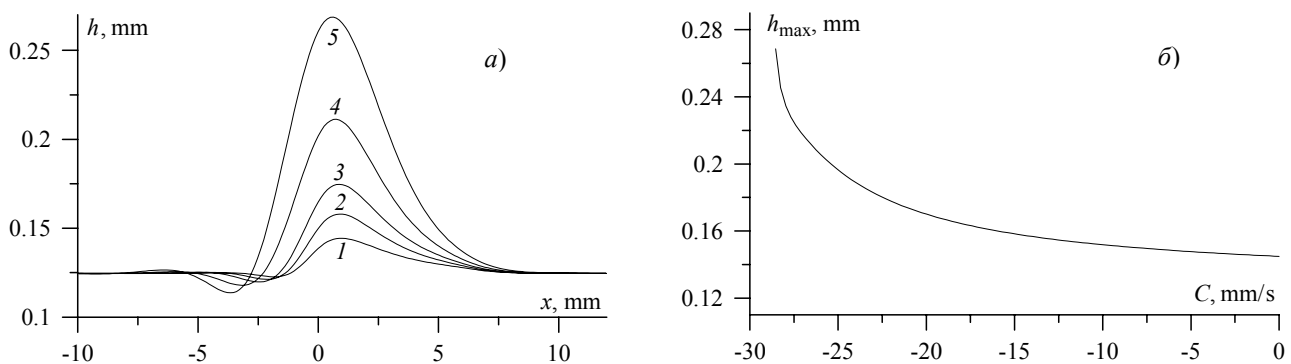


Рис. 2. Влияние скорости движения источника тепла на деформацию пленки при постоянном значении параметров Γ , h_0 , q , L : а) форма свободной поверхности при $C = -\Gamma/\rho h_0 + h_0^2 \rho g \sin \theta / 3\eta$ и $\theta = 90^\circ$ (1); 45° (2); 15° (3); 4° (4); 0° (5) (левой кромке нагревателя соответствует $x = 0$); б) зависимость h_{\max} от C (интерполяция рассчитанных значений полиномом третьей степени от $(30 + C)^{-1}$), точки соответствуют результатам при $\theta = 0^\circ$; 1° ; 2° ; 3° ; 4° ; 5° ; 10° ; 15° ; 30° ; 45° ; 60° ; 75° ; 90°

Согласно экспериментам и расчетам [18], для стекающей под действием гравитации тонкой пленки и неподвижного локального нагревателя деформация свободной поверхности при фиксированном θ определяется значениями Γ и q . В случае движущегося источника тепла величина C является дополнительным параметром задачи. Результаты расчетов

показывают, что благодаря изменению профиля скорости при одних и тех же заданных значениях $\{\Gamma, h_0, q, L\}$ величина h_{\max} существенно увеличивается (в 1,86 раза) при переходе от $\theta = 90^\circ, C = 0$ к $\theta = 0^\circ, C = -\Gamma/\rho h_0$, см. рис. 2. Можно предположить, что благодаря данному эффекту по мере увеличения $|C|$ понижается значение теплового потока, приводящего к термокапиллярному разрыву пленки.

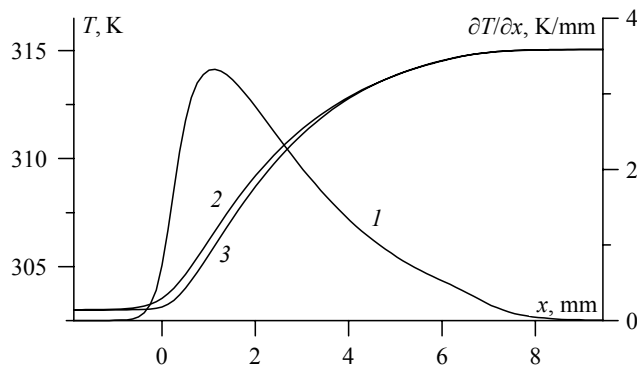


Рис. 3. Градиент температуры (1) и температура на свободной поверхности при $\theta = 90^\circ, C = 0$ (2); $\theta = 0^\circ, C = -\Gamma/\rho h_0 = -28.54$ мм/с (3)

При заданных условиях для режимов течения при $\theta < 4^\circ$ характерно наличие вихря, что качественно отличает их от режимов при $\theta \geq 4^\circ$, для которых замкнутые линии тока отсутствуют. В то же время распределения температуры на свободной поверхности для всех режимов течения в интервале $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ различаются незначительно (см. рис. 3), градиенты температуры на свободной поверхности практически одинаковы и достигают максимального значения 3.3 К/мм, которое согласуется с экспериментальными данными [18] (полученное значение приблизительно на 20% выше опытных данных, поскольку в расчетах не учитывается тепломассообмен с окружающей средой и перенос тепла из зоны тепловыделения в подложку, а также неоднородность распределения температуры на поверхности источника тепла).

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы», ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России») и РФФИ (проект № 10-08-01093-а).

Список литературы

1. Kabov O.A., Diatlov A.V., Tereshchenko A.G. Heat transfer from a small heater to the falling film of the mixture of ethyl alcohol in water. *Thermophysics and Aeromechanics*. Vol.3. 1996. №1. P.31–44.
2. Marchuk I.V., Kabov O.A. Numerical modeling of thermocapillary reverse flow in thin liquid films under local heating. *Russ. J. Eng. Thermophysics*. Vol.8. 1998. 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 of the free surface. *Russ. J. Eng. Thermophysics*. Vol.10. 2000. No.4. P.315–336.
4. Кабов О.А., Легро 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*. Т.38. 2002. №1. С.24–29.
6. Skonheim J.M., Thiele U., Scheid B. On the stability of a falling film due to localized heating. *J. Fluid Mech*. Vol.475. 2003. 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.* Vol.475. 2003. P.377–408.
8. Frank A.M., Kabov O.A. Thermocapillary structure formation in a falling film: Experiment and calculations. *Physics of Fluids.* Vol.18. 2006. 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.* Т.8. 2001. №3. С.453–457.
10. Шарыпов О.В., Медведко К.А. Неустойчивость двумерного режима пленочного течения при неоднородной температуре свободной поверхности. *Письма в ЖТФ.* Т.28. 2002. Вып.13. С.19–23.
11. Шарыпов О.В., Медведко К.А. О структуре неизотермических пленочных течений. *Вестник НГУ. Серия: Физика.* Т.1. 2006. Вып.2. С.48–53.
12. Sharypov O.V., Medvedko K.A. Local heating effect on film flow structure. *Microgravity Sci. Technol.* Vol.19. 2007. No.3-4. P.172–173.
13. Sharypov O.V., Kuibin P.A. Microgravity: effect of a moving local heater on liquid film structure. *Microgravity Sci. Technol.* Vol.20. 2008. No.3-4. P.237–241.
14. Шарыпов О.В., Куйбин П.А. Вихрь в пленке жидкости, вызванный тепловой волной. *Письма в ЖТФ.* Т.34. 2008. Вып.19. С.67–72.
15. Sharypov O.V., Kuibin P.A. 2D flow structure in a thin liquid layer under thermal wave propagation. *Microgravity Sci. Technol.* Vol.21. 2009. No.Suppl.1. P.S321–S324.
16. Sharypov O.V., Kuibin P.A. Heat-wave induced vortex in a thin liquid layer. *International Review of Chemical Engineering.* Vol.1. 2009. No.2. P.158–163.
17. Справочник химика. Л.: Изд-во «Химия», Ленинградское отделение, 1964. Т.3.
18. Марчук И.В. Термографическое исследование пленки жидкости, стекающей по поверхности с локальным источником тепла. Дисс. канд. физ.-мат. наук. – Новосибирск: ИТ СО РАН, 2000.