

03

Влияние движения локального источника тепла на термокапиллярную деформацию тонкой пленки жидкости, стекающей под действием гравитации

© О.В. Шарыпов, П.А. Куйбин

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск
Новосибирский государственный университет
E-mail: sharypov@itp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 4 марта 2010 г.

Теоретически проанализировано воздействие движущегося локального источника тепла на структуру течения в тонкой пленке жидкости, стекающей по наклонной плоскости под действием гравитации. В длинноволновом приближении рассмотрена сопряженная гидродинамическая и тепловая двумерная стационарная задача. Сопоставлены характеристики течения в различных режимах: от режима течения по вертикальной поверхности при неподвижном источнике тепла от режима движения источника тепла относительно горизонтального слоя жидкости. Показано, что изменение профиля скорости, связанное с повышением скорости движения источника тепла и уменьшением угла наклона подложки при прочих равных условиях (постоянном расходе, толщине пленки и тепловыделении), приводит к резкому увеличению термокапиллярной деформации пленки жидкости.

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]. 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. Рассматривает-

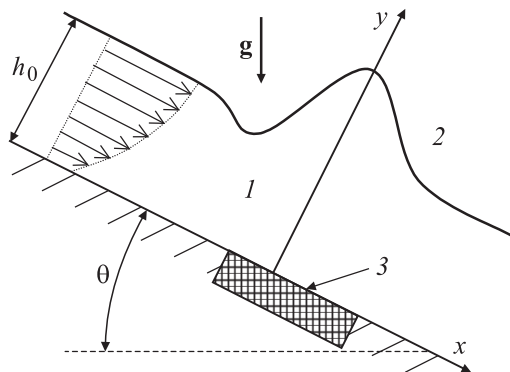


Рис. 1. Схема задачи: 1 — жидкость, 2 — газ, 3 — зона тепловыделения.

ся 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.

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 $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$. 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 не зависит от x . 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 слабodeформированной 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 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

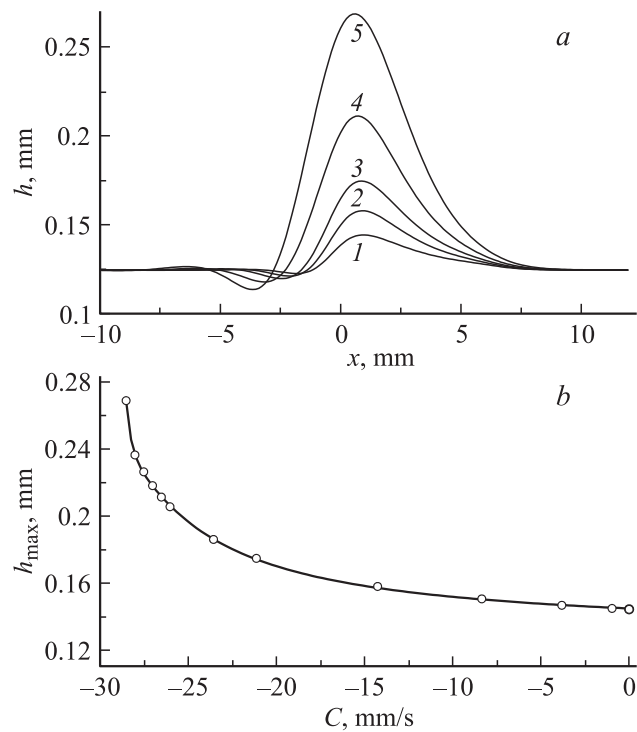


Рис. 2. Влияние скорости движения источника тепла на деформацию пленки при постоянном значении параметров Γ , h_0 , q , L : *a* — форма свободной поверхности при $C = -\Gamma/\rho h_0 + h_0^2 \rho g \sin \theta / 3\eta$ и $\theta = 90^\circ$ (1); 45° (2); 15° (3); 4° (4); 0° (5) (левой кромке нагревателя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

расчета повторяется. В результате находится решение уравнений, удовлетворяющее заданным граничным условиям.

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]; $\rho = 956$ kg/m³, $\eta = 1.7 \cdot 10^{-3}$ kg/m · s, $c_p = 4.3 \cdot 10^3$ J/kg · K, $\chi = 10^{-7}$ m²/s, $\sigma_0 = 35.4 \cdot 10^3$ kg/s² (поверхностное натяжение при $T = T_0$), $d\sigma/dT =$

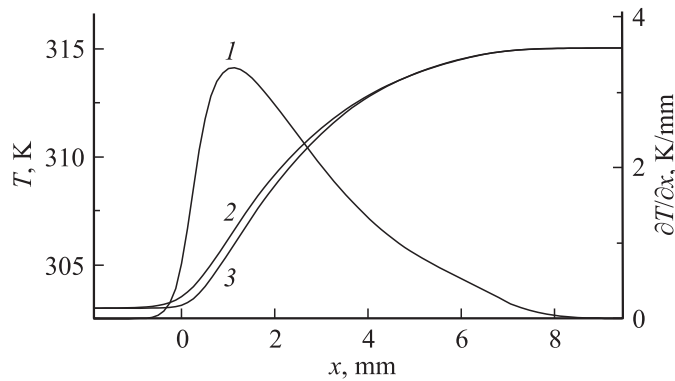


Рис. 3. Градиент температуры (1) и температура на свободной поверхности при $\theta = 90^\circ$, $C = 0$ (2); $\theta = 0^\circ$, $C = -\Gamma/\rho h_0 = -28.54$ mm/s (3).

$= -1.1 \cdot 10^{-4} \text{ kg/s}^2 \cdot \text{K}$. Кроме этого, в расчетах использовались значения: $\Gamma/\eta = 2$, $h_0 = 1.25 \cdot 10^{-4} \text{ m}$, $q = 2.72 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$, $L = 6.5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ при $|\mathbf{g}| = 9.8 \text{ m/s}^2$ (аналогично условиям эксперимента [18]).

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 $\theta = 0^\circ$, $C = -\Gamma/\rho h_0$ (рис. 2). Можно предположить, что благодаря данному эффекту по мере увеличения $|C|$ понижается значение теплового потока, приводящего к термокапиллярному разрыву пленки. 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 (рис. 3), градиенты температуры на свободной поверхности практически одинаковы и достигают максимального значения 3.3 K/mm, 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 Федерального агентства по образованию (АВЦП, проекты № 2.2.1.1/1269, № 2.1.2/1270) и РФФИ (проекты № 09-01-00756-а, № 10-08-01093-а).

Список литературы

- [1] Кабов О.А., Дятлов А.В., Терещенко А.Г. // Теплофизика и аэродинамика. 1996. Т. 3. № 1. С. 21–33.
- [2] Marchuk I.V., Kabov O.A. // Russ. J. Eng. Thermophysics. 1998. V. 8. N 1–4. P. 17–46.
- [3] Sharupov O.V., Medvedko K.A. // Russ. J. Eng. Thermophysics. 2000. V. 10. N 4. P. 315–336.
- [4] Кабов О.А., Легро Ж.К., Марчук И.В., Шейд Б. // Механика жидкости и газа. 2001. № 3. С. 200–208.
- [5] Шарыпов О.В., Медведко К.А., Фомин А.В. // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38. № 1. С. 24–29.
- [6] Skonheim J.M., Thiele U., Scheid B. // J. Fluid Mech. 2003. V. 475. P. 1–19.
- [7] Kalliadasis S., Kiyashko A., Demekhin E.A. // J. Fluid Mech. 2003. V. 475. P. 377–408.
- [8] Frank A.M., Kabov O.A. // Physics of Fluids. 2006. V. 18. P. 032107.
- [9] Шарыпов О.В., Медведко К.А., Фомин А.В. // Теплофизика и аэромеханика. 2001. Т. 8. № 3. С. 453–457.
- [10] Шарыпов О.В., Медведко К.А. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 13. С. 19–23.
- [11] Шарыпов О.В., Медведко К.А. // Вестник НГУ. Сер. Физ. 2006. Т. 1. В. 2. С. 48–53.
- [12] Sharupov O.V., Medvedko K.A. // Microgravity Sci. Technol. 2007. V. 19. N 3–4. P. 172–173.
- [13] Sharupov O.V., Kuibin P.A. // Microgravity Sci. Technol. 2008. V. 20. N 3–4. P. 237–241.
- [14] Шарыпов О.В., Куйбин П.А. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 19. С. 67–72.
- [15] Sharupov O.V., Kuibin P.A. // Microgravity Sci. Technol. 2009. V. 21. Suppl. 1. P. S321–S324.
- [16] Sharupov O.V., Kuibin P.A. // International Review of Chemical Engineering. 2009. V. 1. N 2. P. 158–163.
- [17] Справочник химика. Л.: Химия, Ленингр. отд-е, 1964. Т. 3.
- [18] Марчук И.В. Термографическое исследование пленки жидкости, стекающей по поверхности с локальным источником тепла. Дис... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск: ИТ СО РАН, 2000.