

В заключение отметим, что критические термокапиллярные числа, зануляющие символ \widehat{L}_k , получены в [4]. В [5] установлено ветвление стационарных решений полных уравнений термокапиллярной конвекции в окрестности критических чисел Марангони. Для недеформируемой свободной границы эти числа вычислены в [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Антановский Л. К. Динамика межфазной границы под действием капиллярных сил. Квазистационарное плоскопараллельное движение // ПМТФ.— 1988.— № 3.
2. Голузин Г. М. Геометрическая теория функций комплексного переменного.— М.: Наука, 1966.
3. Копбосынов Б. К., Пухначев В. В. Термокапиллярное движение в тонком слое жидкости // Гидромеханика и процессы переноса в невесомости.— Свердловск: УНЦ АН СССР, 1983.
4. Антановский Л. К. Краевые задачи со свободными границами для системы Стокса на плоскости // ДАН СССР.— 1986.— Т. 290, № 3.
5. Антановский Л. К. Ветвление решений задачи со свободной границей для уравнений термокапиллярной конвекции // Динамика сплошной среды/ ИГ СО АН СССР, 1982.— Вып. 54.
6. Антимиров М. Я., Лиениня В. Р. Возникновение термокапиллярной конвекции в цилиндрическом слое жидкости в условиях невесомости // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук.— 1978.— № 3.

г. Новосибирск

Поступила 16/II 1989 г.

УДК 536.25

В. А. Альварес-Суарес, Ю. С. Рязанцев, В. М. Шевцова

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОНВЕКЦИИ В СЛОЕ ЖИДКОСТИ ПРИ ЛОКАЛЬНОМ НАГРЕВЕ

Существование тангенциальных сил поверхностного натяжения на границах раздела фаз (жидкость — жидкость, жидкость — газ) может оказывать существенное влияние на тепло-массоперенос в жидкости. В случае создания в исследуемом объеме жидкости градиента температур поверхностные термокапиллярные силы ввиду своей малоинерционности могут приводить к появлению быстрых гидродинамических течений [1, 2]. Эти эффекты приобретают особое значение в процессах космической технологии при изучении поведения материалов (расплавов) в условиях пониженной гравитации, при которых роль термогравитационной конвекции становится пренебрежимо мала [3], например при росте кристаллов, процессах сварки, получении пеноматериалов и т. д.

Явление термокапиллярной конвекции (ТКК) (эффект Марангони) вносит определенный вклад в процессы массопереноса в обычных технологических процессах. При лазерной обработке поверхности металлов ТКК может играть существенную роль при легировании и азотировании различных сортов стали [4]. Одно из применений указанного эффекта при учете изменения формы поверхности под действием ТКК — это предложенный способ изготовления дифракционных решеток [5] и новый тип фотографического процесса, получившего название термотензографии [6], основанные на действии эффекта Марангони при лазерном воздействии на различные материалы. В процессах биотехнологии ТКК также может стать основой нового способа при производстве различных типов продукции [7]. В связи с указанными применениями ТКК представляет значительный интерес дополнить результаты [1, 2] и провести детальное сравнение экспериментальных данных с результатами численного счета.

Экспериментальное определение вклада сил поверхностного натяжения в массоперенос в жидкости встречает значительные трудности, так как моделирование термокапиллярной конвекции необходимо проводить в тонких слоях ($H < 0,5$ см) с достаточно большой площадью свободной поверхности. В этих условиях использование различных методов визуализации, таких как введение трассеров, краски или частиц, наряду с источником нагрева может вносить достаточно большие возмущения в условия проведения экспериментов и в получение достоверной информации об исследуемом процессе [8]. В связи с этим предложенный для изучения ТКК метод фотохромной визуализации [9, 10], включающий в себя импульсное нагревание среды с помощью лазерного излучения с одновременным появлением окрашенной линии, позволяет избежать многих указанных выше недостатков.

© 1990 Альварес-Суарес В. А., Рязанцев Ю. С., Шевцова В. М.

Вещество	$\sigma, \text{ Дин/см}^2$	$\rho, \text{ г/см}^3$	$\eta, \text{ г/(см}\cdot\text{с)}$	$c_p, \text{ кал/}(\text{г}\cdot\text{град})$	$\lambda, \text{ кал/}(\text{см}\cdot\text{с}\cdot\text{град})$	$\beta, \text{ град}^{-1}$	Ma	Gr	ΔT	Pr
Спирт	22,3	0,79	$1,2 \cdot 10^{-2}$	0,59	$4,2 \cdot 10^{-4}$	$110 \cdot 10^{-5}$	$5,4 \cdot 10^5$	$7,0 \cdot 10^6$	10	16
Керосин	27	0,82	$1,49 \cdot 10^{-2}$	0,48	$3,6 \cdot 10^{-4}$	$90 \cdot 10^{-5}$	$4,7 \cdot 10^5$	$2,2 \cdot 10^6$	10	28
Ацетон	23,7	0,79	$0,32 \cdot 10^{-2}$	0,51	$3,8 \cdot 10^{-4}$	$143 \cdot 10^{-5}$	$2,2 \cdot 10^6$	$1,05 \cdot 10^8$	10	4,1

Для более полного выявления характеристик процесса тепломассообмена, наблюдаемого при локальном нагреве жидкости импульсом лазерного излучения, проводилось численное моделирование. При выполнении расчетов все константы выбираются наиболее близкими к эксперименту, в отличие от работы [2] учитывается теплоотвод с поверхности. При совпадении экспериментальных и расчетных кривых оказалось возможным с достаточной степенью точности определить температуру в точке взаимодействия излучения с поверхностью жидкости.

Проведены исследования для трех типов жидкости — этиловый спирт, керосин, ацетон. В таблице указаны их основные параметры. Жидкость представляет раствор с равномерно распределенными по всему объему молекулами ФХВ. Под действием лазерного излучения изменяется ориентация молекул ФХВ с одновременным изменением оптических свойств (спектра поглощения), концентрация не изменяется. Следовательно, движение жидкости обусловлено термокапиллярной конвекцией, капиллярно-концентрационная конвекция отсутствует. С изменением концентрации ФХВ в растворе изменяется количество поглощенной энергии.

Рассматривается конвективное движение вязкой несжимаемой жидкости, заполняющей круглую цилиндрическую кювету радиуса $R = 5$ см, через центр которой проходит короткий импульс $\tau = 10^{-7}$ с ультрафиолетового излучения, который является источником тепла в жидкости. В безразмерных переменных, принятых в [2], система уравнений Навье — Стокса и теплопроводности, описывающая процесс, имеет вид

$$(1) \quad \frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial r} + v \frac{\partial \omega}{\partial z} + \frac{\omega u}{r} = \text{Pr} \left(\nabla^2 \omega - \frac{\omega}{r^2} \right) + \text{Gr Pr}^2 \frac{\partial \Theta}{\partial r};$$

$$(2) \quad \frac{\partial \Theta}{\partial t} + u \frac{\partial \Theta}{\partial r} + v \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \nabla^2 \Theta;$$

$$(3) \quad \nabla^2 \psi - \frac{2}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} = r \omega, \quad \omega = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial v}{\partial r},$$

$$u = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad v = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad \nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}.$$

На свободной поверхности жидкости ($z = h$) заданы условия баланса вязких и термокапиллярных сил (эффект Марангони) и теплоотвод с поверхности:

$$\partial u / \partial z = \text{Ma} \partial \Theta / \partial r, \quad \partial \Theta / \partial z = -\gamma \Theta.$$

Граничные условия на боковых стенках ($r = 1$) и дне кюветы ($z = 0$) — условия прилипания жидкости $\psi = 0$, $\partial \psi / \partial n = 0$. На оси симметрии заданы условия симметрии

$$\psi(r = 0, z, t) = \omega(r = 0, z, t) = \partial \Theta(r = 0, z, t) / \partial r = 0,$$

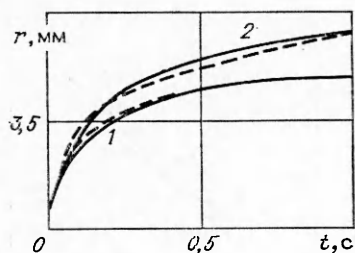
начальными служат условия неподвижности жидкости

$$\psi(r, z, t = 0) = \omega(r, z, t = 0) = 0$$

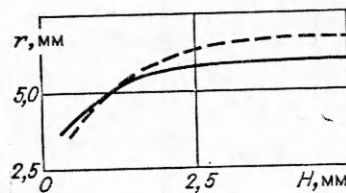
и заданное осесимметричное распределение температуры

$$\Theta(z, t = 0) = \exp(\alpha(z - h)), \quad 0 \leq r \leq a,$$

$$\Theta(z, t = 0) = 0, \quad r > a.$$



Р и с. 1



Р и с. 2

В задачу (1)–(3) входит несколько безразмерных параметров: число Марангони $Ma = -\frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{R(T_1 - T_0)}{\rho \nu \kappa}$, число Грасгофа $Gr = g\beta R^3(T_1 - T_0)/\nu^2$, число Прандтля $Pr = \nu/a$, коэффициент теплоотвода $\gamma = \gamma' R/\kappa c_p \rho$, коэффициент поглощения α , который из экспериментальных данных неизвестен и определяется следующим образом. Запас тепла в системе

$$(4) \quad Q = c_p \rho \int (T_K - T_0) dV = (T_1 - T_0) c_p \rho \pi R a^2 (1 - e^{-\alpha H/R}) / \alpha$$

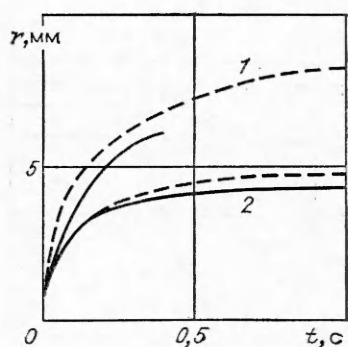
равен энергии лазерного импульса $E = 0,05$ Дж, потери энергии не учитываются. В уравнении (4) неизвестны α и максимальная температура в нагретой жидкости T_1 .

При $\alpha \rightarrow 0$ и глубине $H = 0,5$ см энергии импульса достаточно, чтобы равномерно нагреть столб жидкости радиусом $a' = 0,055$ см до $T_1 = 297$ К (т. е. разогрев $\Delta T = T_1 - T_0 = 4$ К, T_0 — температура непрогретой жидкости, равная 293 К). Увеличивая T_1 , получаем из (1.4) соответственно значение α для проведения расчетов.

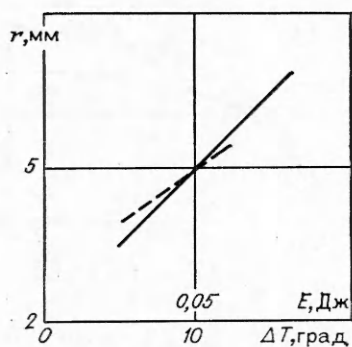
Используются экспериментальная установка, описанная в [1], и методика численного расчета, разработанная в [2].

На рис. 1 показана траектория движения жидкой частицы этилового спирта от центра по поверхности слоя (наблюдаемое в эксперименте изменение радиуса окрашенного пятна со временем). Сплошные линии — экспериментальные кривые, штриховые — теоретические. Кривые 1, 2 отвечают глубине слоя 0,1 и 0,4 см, энергии импульса $E = 0,05$ Дж, концентрации ФХВ $C = 0,2$ г/л, $Ma = 5,4 \cdot 10^5$, $Gr = 5,8 \cdot 10^6$. Значение γ выбиралось следующим образом. В размерном виде коэффициент теплоотдачи на границе газ — жидкость, согласно [11], для покоящейся среды равен $\gamma' = 1,4 \cdot 10^{-3}$ кал/(см²·с·град). При подстановке этого значения в численные расчеты существенного замедления движения внешней границы окрашенного пятна не наблюдалось, что приводило к большим отличиям в ходе теоретических и экспериментальных кривых. В связи с этим в расчетах производилось постепенное увеличение γ до значения $\gamma' = 7,0 \times 10^{-3}$ кал/(см²·с·град), которое отвечало повышению теплоотдачи с поверхности с учетом движения жидкости [12] и при котором эти отличия были минимальны. При сравнении результатов получено, что хорошее совпадение теории и эксперимента наблюдается в случае, когда перепад температуры в жидкости $\Delta T = 10$ К, т. е. максимальная температура, наблюдаемая на поверхности жидкости, $T_1 = 303$ К, $\alpha = 46$.

На рис. 2 представлена зависимость радиуса окрашенного пятна в момент времени $t = 1$ с от высоты столба жидкости для керосина. Как видно из рис. 1, к этому времени конвективное движение жидкости затухает, а значение радиуса окрашенного пятна близко к предельному. Сплошная кривая — экспериментальные результаты, штриховая — теоретические. Значения параметров керосина указаны в таблице. С увеличением глубины слоя жидкости влияние дна на кюветы перестает сказываться на радиус движения вблизи поверхности. Радиус окрашенного пятна, начиная с 0,4 см, практически не зависит от толщины слоя жидкости, а определяется только силами поверхностного натяжения и гравитации. Из рис. 2 видно хорошее совпадение экспериментальных и теоретических



Р и с. 3



Р и с. 4

результатов. В связи с тем, что данные зависимости радиуса пятна при $t = 1$ с от высоты H для спирта представлены независимо в [1] и [2], в данной работе они не приводятся, хотя их сравнение выявило, что различие в поведении теоретических и экспериментальных кривых незначительно.

На рис. 3 показаны зависимости изменения радиуса окрашенного пятна со временем для ацетона и керосина (кривые 1 и 2). Следует отметить, что при постановке экспериментов с ацетоном измерение радиуса r при $t > 0,4$ с было затруднительно в связи с интенсивным испарением ацетона. На свободной поверхности наблюдалось сильное искривление окружности окрашенного пятна, что приводило к большим погрешностям экспериментальных измерений.

Как видно из специально проведенных экспериментов при концентрации $C = 0,2$ г/л, коэффициент поглощения для всех трех жидкостей определяется количеством молекул ФХВ, находящихся в единице объема растворителя, а не свойствами исследуемой жидкости. С уменьшением концентрации ФХВ коэффициент поглощения становится зависимым от свойств растворителя. Экспериментальные результаты показаны сплошными кривыми, теоретические — штриховыми. Видно, что в случае ацетона различие между теорией и экспериментом максимальное, оно обусловлено еще и тем, что при расчетах испарение с поверхности жидкости не учитывалось.

Изменение энергии лазерного импульса, воздействующего на среду, приводит к соответствующему изменению T_1 в жидкости. В результате происходит изменение радиуса окрашенного пятна. Так как достаточно хорошее совпадение результатов получено при $E = 0,05$ Дж и перепаде температуры $\Delta T = 10$ К, представляет интерес рассмотреть движение жидкости при других температурах (энергиях). На рис. 4 сплошная линия — изменение радиуса пятна r от энергии импульса в момент времени $t = 1$ с (E изменялось в пределах от 0,025 до 0,08 Дж при концентрации ФХВ $C = 0,2$ г/л). В принятой теоретической модели изменение энергии импульса отвечает изменению разогрева жидкости ΔT . При значении коэффициента поглощения $\alpha = 46$ расчеты проводились для перепада температуры ΔT от 5 до 12 К. Из сравнения полученных данных для тангенсов углов наклона прямых в указанной области изменения параметров $E(\Delta T)$ следует, что расхождение не превышает 25 %.

Было бы неверно говорить об увеличении расхождения теории с экспериментом с удалением E от 0,05 Дж, поскольку в данном случае можно говорить только о сравнении тангенсов угла наклона кривых, предполагая, что имеется линейная связь между E и T .

Таким образом, приведенный анализ экспериментальных результатов показал, что под действием термокапиллярных сил наблюдается интенсивный тепломассоперенос в жидкости, а достаточно хорошее совпадение результатов подтверждает правильность выбранной теоретической модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. Альварес-Суарес В. А., Рязанцев Ю. С. О термокапиллярном движении, вызванном локальным нагревом жидкости импульсом ультрафиолетового излучения // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1986.— № 6.
2. Вальциферов Ю. В., Рязанцев Ю. С., Шевцова В. М. Термокапиллярная конвекция в слое жидкости при локальном нагреве // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1987.— № 5.
3. Ostrach S. Low-gravity fluid flows // Annual Rev. Fluid Mech.— Palo Alto, Calif., 1982.— V. 14.
4. Боровский И. Б., Гродецкий Д. Д. и др. Массоперенос при обработке поверхности металлов оплавлением непрерывным лазерным излучением // ДАН СССР.— 1982.— Т. 263, № 3.
5. Раstopов С. Ф., Суходольский А. Т. Применение лазерно-индуцированного эффекта Марангони для записи дифракционных решеток // Квант. электроника.— 1987.— Т. 14, № 8.
6. Безуглый Б. А., Майоров В. С. Роль поверхностных сил при формировании изображения на тонких жидких пленках // Журн. науч. и прикл. фото- и кинематографии.— 1981.— Т. 26, вып. 6.
7. Винаров А. Ю., Кафаров В. В. и др. Голографическое исследование межфазной турбулентности и переноса кислорода в биологических средах // ДАН.— 1985.— Т. 284, № 4.
8. Ostrach S., Pradhau A. Surface-tension induced convection at reduced gravity // AIAA J.— 1978.— V. 16, N 5.
9. Альварес-Суарес В. А., Полянин А. Д., Рязанцев Ю. С. Закономерности окрашивания фотохромных растворов, используемых в экспериментальной гидродинамике // ПМТФ.— 1987.— № 1.
10. Юречко В. Н., Рязанцев Ю. С. и др. Исследование гидродинамических характеристик потоков жидкости методом фотохромной визуализации.— М., 1985.— (Препр./ ИПМ АН СССР; № 263).
11. Михеев М. А. Основы теплопередачи.— М.: Энергоиздат, 1956.
12. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа.— М.: Наука, 1978.

г. Москва

Поступила 23/III 1988 г.,
в окончательном варианте — 21/XII 1988 г.

УДК 532.51

О. Ю. Цвелодуб

ОБ ЭВОЛЮЦИОННОМ УРАВНЕНИИ НА ВОЗМУЩЕНИЯ В ДВУСЛОЙНОМ ПЛЕНОЧНОМ ТЕЧЕНИИ

Рассмотрим совместное движение двух пленок несмешивающихся между собой жидкостей, стекающих под действием силы тяжести. Подобное течение встречается в некоторых типах экстракционного оборудования. Принятая система координат показана на рисунке. Пленка, граничащая с твердой стенкой, в дальнейшем будет называться первой, а имеющая свободную границу, — второй. Относящиеся к ним величины помечены индексами 1 и 2 соответственно.

При любых расходах жидкостей уравнения, описывающие движение такой системы, допускают решение с плоскими межфазной и свободной границами. Для него профили продольной скорости равны

$$(1) \quad U_{10} = \frac{g}{2\nu_1} [2(H_{10} + H_{20}\rho_2/\rho_1)y - y^2],$$

$$U_{20} = \frac{g}{2\nu_2} [2H_{10}H_{20}(\mu_2/\mu_1 - 1) + H_{10}^2(\nu_2/\nu_1 - 1) + 2(H_{10} + H_{20})y - y^2].$$

