

## ДЕФОРМАЦИЯ И РАЗРЫВ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТЕРМОКАПИЛЛЯРНОЙ КОНВЕКЦИИ

А. Л. Зуев, А. Ф. Пшеничников

(Пермь)

Термокапиллярная конвекция, возникающая в тонких неизотермических слоях жидкости, вызывает существенную деформацию свободной поверхности [1—5]. В рамках модели, пренебрегающей капиллярным давлением, задача рассматривалась в [1]. В [2] получено решение для частного случая гармонического распределения температуры; задача решена в линейном по возмущениям температуры приближении. В более общей постановке она рассмотрена в [3], где уравнение свободной поверхности найдено в приближении, аналогичном приближению пограничного слоя. В настоящей работе приводятся новые экспериментальные результаты и определяются условия, при которых термокапиллярная конвекция в жидкости приводит к разрыву пленки на отдельные капли.

1. Если плоскость, на которую нанесен тонкий слой жидкости, перпендикулярна ускорению свободного падения, то уравнение свободной поверхности в безразмерных переменных имеет вид [3]

$$(1.1) \quad \xi^2 + \xi'^2 - 2\xi\xi'' + \varepsilon\vartheta(x) = C.$$

Здесь  $\xi(x)$  — локальная толщина жидкого слоя;  $\vartheta(x)$  — температура свободной поверхности;  $C$  — постоянная, определяемая из дополнительных условий;  $\varepsilon = 3\Delta T\sigma'_T/\sigma_0$ ;  $\sigma_0$  — средний коэффициент поверхностного натяжения;  $\sigma'_T = |d\sigma/dT|$ ;  $\Delta T$  — характерная разность температур, например, между наиболее нагретым и холодным участками слоя, принятая за единицу измерения. В качестве единицы расстояния выбран капиллярный радиус  $(\sigma_0/\rho g)^{1/2}$  ( $\rho$  — плотность,  $g$  — ускорение силы тяжести).

В условиях пониженной гравитации членом  $\xi^2$  в (1.1) можно пренебречь, если длина слоя  $L$  мала по сравнению с капиллярным радиусом, так как  $(\xi/\xi')^2 \sim L\rho g/\sigma_0 \ll 1$ . В наземных условиях капиллярный радиус не превышает 1—3 мм и рельеф поверхности определяется в основном силой тяжести (первое слагаемое в левой части (1.1)). Однако на краях слоя, а также в состоянии, предшествующем разрыву ( $\xi \rightarrow 0$ ), остальные слагаемые оказываются существенными и пренебрегать ими, вообще говоря, нельзя.

Для получения условий разрыва пленки рассмотрим модельную задачу с гармоническим распределением температуры вдоль координаты  $x$ :  $\vartheta(x) = 0,5 \cos kx + \text{const}$ . Как показывает сравнение с экспериментом и результатами, полученными при других температурных условиях, конкретный вид функции  $\vartheta(x)$  оказывается малосущественным. Длину слоя считаем достаточно большой, чтобы краевые эффекты можно было не учитывать. Безразмерная толщина изотермической пленки равна  $H$ . Решением уравнения (1.1) при достаточно малых значениях параметра  $\varepsilon/8H^2$  является функция

$$(1.2) \quad \frac{\xi}{H} = 1 - \frac{\varepsilon \cos kx}{4H^2(1+k^2)} - \frac{\varepsilon^2 \cos 2kx}{64H^4(1+k^2)(1+4k^2)} - \\ - \frac{\varepsilon^3}{512H^6(1+k^2)(1+4k^2)} \left[ \frac{1+7k^2}{1+k^2} \cos kx + \frac{1+3k^2}{1+9k^2} \cos 3kx \right] - \dots$$

Это решение позволяет найти приближенное условие разрыва пленки. Разрыв пленки наступает, если параметр  $\varepsilon$  превышает некоторое критическое значение  $\varepsilon_*$ . В пределе  $k \ll 1$  (пространственный период модуляции температуры велик по сравнению с капиллярным радиусом) имеем

$$(1.3) \quad \varepsilon_* \approx 3H^2$$

Жидкость	$\rho \cdot 10^{-3}$ , кг/м <sup>3</sup>	$\eta \cdot 10^3$ , кг/(м·с)	$\sigma_0 \cdot 10^3$ , Н/м	$\sigma'_T \cdot 10^3$ , Н/(м·К)	$p \cdot 10^{-2}$ , Па
Этиловый спирт	0,8078	1,200	22,80	0,083	57,14
<i>n</i> -Гептан	0,6836	0,414	20,86	0,101	47,24
<i>n</i> -Декал	0,7299	0,907	23,89	0,092	1,200
<i>n</i> -Ундекан	0,7394	1,182	24,78	0,089	0,345

или в размерной форме  $\Delta T_* \sigma'_T \approx \rho g h^2$  ( $h$  — размерная средняя толщина слоя жидкости).

В другом пределе ( $k \gg 1$ , малые ускорения, «коротковолновая» модуляция) разрыв жидкого слоя наступает при  $\varepsilon_* \approx 3,6 H^2 k^2$  или  $\Delta T_* \sigma'_T / \sigma_0 \approx \approx 4,8 \left( \pi \frac{z}{\lambda} \right)^2$  ( $\lambda$  — пространственный период температуры). Так, если  $\lambda \geq 10$  см, то разрыв слоя этилового спирта средней толщины 0,5 мм должен наступить уже при  $\Delta T_* \sim 0,3$  К, т. е. при очень слабой неизо-термичности. Такой же слой средней толщиной 5 мм окажется разорванным на отдельные капли при  $\Delta T_* \sim 30$  К и т. д. Оценки, разумеется, справедливы лишь до тех пор, пока слой жидкости можно считать тонким, а течение медленным.

Из (1.2) следует, что в линейном по  $\varepsilon$  приближении максимальный перепад высот  $\Delta \xi$  между горячими и холодными участками обратно пропорционален первоначальной толщине слоя  $H$ :

$$(1.4) \quad \Delta \xi = \varepsilon / 2 [H(1 + k^2)],$$

что совпадает с выводами [2].

2. Для экспериментального изучения условий разрыва тонкий слой жидкости с верхней свободной поверхностью располагался на горизонтальной прямоугольной металлической пластине размером  $70 \times 74 \times 3$  мм. Острые кромки пластины препятствовали стеканию жидкости. С двух противоположных краев пластина охлаждалась, а в среднем по длине (координата  $x$ ) сечения подогревалась с помощью теплообменников, подключенных к ультратермостатам. В результате температура в слое жидкости уменьшалась по  $x$  от середины к краям слоя по закону, близкому к линейному. Измерения температуры производили медьконстантановыми термопарами, заделанными в пластину, с точностью 0,1 К.

Рельеф поверхности исследовался оптическим катетометром, а также короткофокусным теневым прибором, приспособленным к работе в отраженном свете. По измеренным значениям угла наклона поверхности графическим интегрированием определялась ее форма. В качестве рабочих жидкостей использовали этиловый спирт, гептан, декал, ундекан. Значения плотности  $\rho$ , вязкости  $\eta$ , поверхностного натяжения  $\sigma_0$ , температурного коэффициента поверхностного натяжения  $\sigma'_T$  и давления насыщенных паров  $p$  при температуре 20°C приведены в таблице по данным [6, 7]. Толщина жидкого слоя варьировалась от 0,1 до 1,5 мм. Перепады температур между холодильником и нагревателем не превышали 30 К.

На рис. 1 показана экспериментально измеренная локальная толщина  $z$  слоя *n*-декана в зависимости от горизонтальной координаты, отсчитываемой от нагревателя. Перепад температуры равен 11,5 К. Наличие перепада температуры вызывает в слое жидкости стационарную термокапиллярную конвекцию (гравитационная конвекция в таких тонких слоях не существенна [8]). Движение жидкости оказывается симметричным относительно средней части слоя и направлено на поверхности от горячих к холодным участкам. В результате этого течения первоначально плоский слой жидкости деформируется, его толщина над источником тепла становится меньше, чем над холодильником. Кривые па рис. 1 соответствуют различному количеству налитой жидкости (первоначальная толщина недеформированного слоя  $h$  для кривых 1—6 равна 0,95;

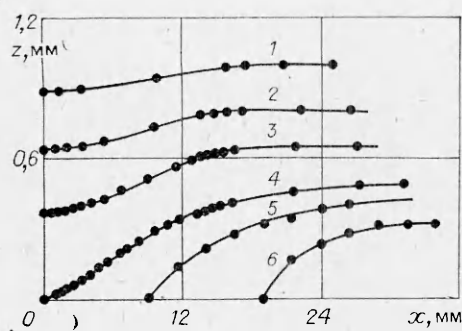


Рис. 1

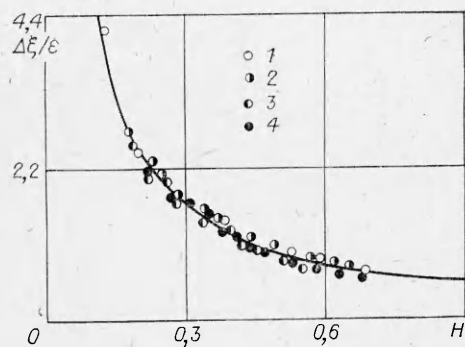


Рис. 2

0,74; 0,53; 0,32; 0,29; 0,14 мм). Видно, что в случае малых толщин слоя жидкости (кривые 4—6) происходит разрыв жидкого слоя и оголение нагретого участка дна. Жидкость собирается в виде тонкой капли над охлажденными участками подложки. Заметим, что при этом наблюдается отличный от нуля динамический краевой угол. Причина возникновения динамического угла — термокапиллярное движение. Выравнивание температуры приводит к немедленному растеканию жидкости по всей пластине.

Максимальный перепад высот  $\Delta z$  между горячими и холодными участками слоя оказывается пропорционален перепаду температур  $\Delta T$  между холодильником и нагревателем и обратно пропорционален первоначальной толщине слоя  $h$ . Результаты опытов в безразмерной форме приведены на рис. 2. В качестве жидкости использовался этиловый спирт. Экспериментальные точки 1—4 получены при  $\Delta T = 5,6; 12,5; 14,2; 18,4$  К, линия построена по формуле (1.4). Как видно из рисунка, эта формула хорошо описывает деформацию тонких слоев жидкости во всем исследованном диапазоне параметров  $H, \epsilon$ . Точки, полученные при различных температурных условиях, ложатся на одну универсальную кривую.

Критические значения параметра  $\epsilon$ , при которых происходит разрыв жидкого слоя первоначальной толщины  $H$ , представлены на рис. 3, где линия соответствует зависимости (1.3). На графике в тех же координатах нанесены экспериментальные точки (1—3), полученные соответственно в опытах с гептаном, деканом и этиловым спиртом. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими, несмотря на приближенный характер решения. Отметим, что использовавшиеся жидкости (см. таблицу) отличаются по коэффициенту динамической вязкости в 3 раза. Однако, как видно из графика, а также из (1.1), (1.3), вязкость жидкости не влияет на величину деформации и условие разрыва слоя жидкости.

3. Аналитическая задача для пленки с двумя свободными поверхностями, находящейся в условиях невесомости ( $k \gg 1$ ), сводится к решению уравнения

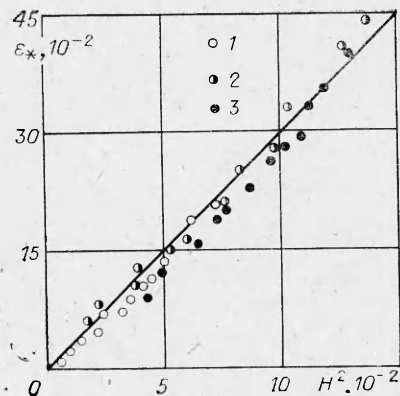
$$(3.1) \quad 3\xi'^2 - 6\xi\xi'' + 2\epsilon\theta(x) = C.$$

Начало координат находится в центре недеформированного слоя. Уравнение (3.1) отличается от (1.1) численными коэффициентами и отсутствием слагаемого  $\sim \xi^2$ . Изменение коэффициентов связано с изменением граничных условий и профиля скорости. Разрыв пленки происходит при условии  $\Delta T \geq \Delta T_*$ :

$$(3.2) \quad \Delta T_* \approx \frac{3}{2} (\sigma_0 / \sigma_T) \left( \pi \frac{h}{\lambda} \right)^2.$$

В эксперименте слой жидкости с обеими свободными поверхностями представлял собой тонкую жидкую пленку, натянутую на проволочную рамку, расположенную горизонтально. Ширина рамки  $d = 3$  мм, что

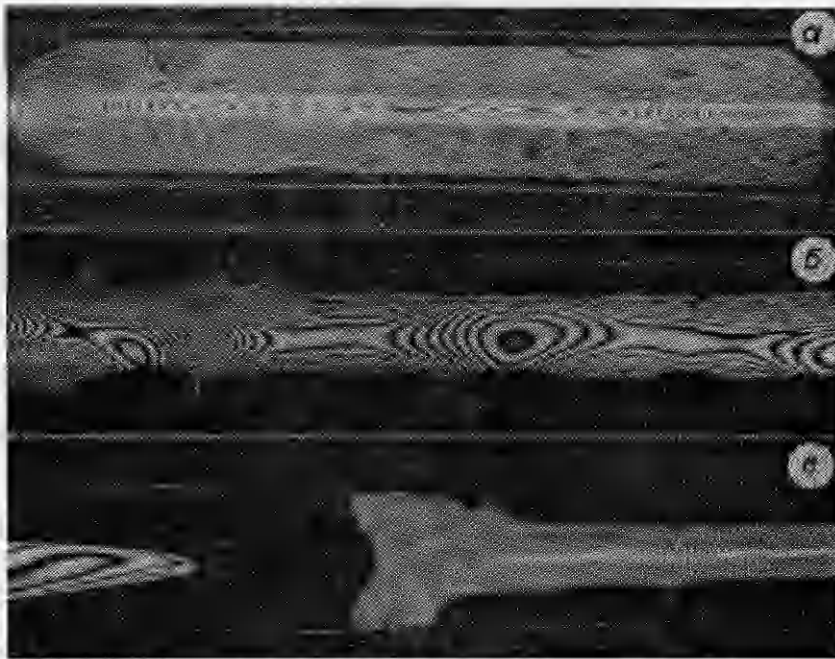
сравнимо с величиной капиллярного радиуса, поэтому такая пленка оказывалась устойчивой и могла существовать в течение нескольких часов. Длина рамки  $L = 24$  мм. Противоположные по длине концы рамки находились в тепловом контакте с нагревателем и холодильником, что позволяло создавать вдоль пленки перепад температуры. В качестве холодильника и нагревателя использовали полупроводниковые микрохолодильники ТЭМО-6. Измерение температуры осуществлялось термопарами, спаи которых вводились непосредственно в слой жидкости. В качестве жидкости применяли  $n$ -ундекан, отличающийся малым значением давления насыщенных паров (как видно из таблицы), это давало возможность не учитывать испарение жидкости.



Р и с. 3

Пленка жидкости освещалась сверху параллельным пучком монохроматического (лазерного) света. В результате в отраженном свете наблюдалась рассматриваемая через микроскоп интерференционная картина — полосы равной толщины, создаваемые лучами, отраженными от верхней и нижней поверхностей жидкости. Полученные интерференционные картины приведены на рис. 4.

В случае, когда пленка жидкости не плоская, а имеет вогнутую или выпуклую по ширине форму, интерференционные полосы видны только на узком участке поверхности и свидетельствуют о неоднородности пленки по толщине (рис. 4, а). Соответственно добавляя или уменьшая количество жидкости, можно добиться ситуации, когда верхняя и нижняя свободные поверхности пленки будут иметь наименьшую кривизну и окажутся параллельными друг другу. Широкие интерференционные полосы наблюдаются при этом почти по всей поверхности жидкости (рис. 4, б). Поскольку переход от одной интерференционной полосы к дру-



Р и с. 4

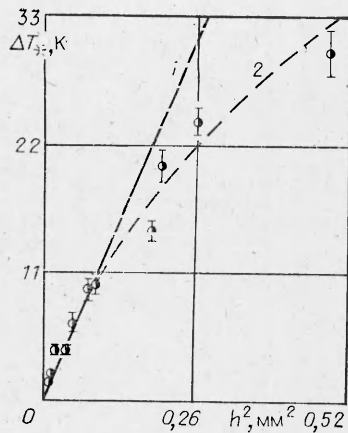


Рис. 5

но не параллельны друг другу и интерференционная картина исчезает. По мере дальнейшего прогрева жидкого слоя деформация усиливается, толщина пленки вблизи нагревателя еще более уменьшается и при достижении критического перепада температуры  $\Delta T_*$  пленка рвется. Интерференционная картина появляется вновь лишь непосредственно перед разрывом пленки в самом нагретом месте, где толщина слоя жидкости в этот момент составляет всего несколько длин волн лазерного света (рис. 4, в).

Критические перепады температуры между холодными и горячими концами пленки, вызывающие ее разрушение, в зависимости от квадрата первоначальной толщины приведены на рис. 5. Согласно оценке (3.2), разрыв двухсторонней пленки жидкости толщиной, например, 0,5 мм должен произойти уже при  $\Delta T_* \sim 0,5$  К. Как видно из графика, в эксперименте пленка оказывается устойчивой при значительно больших перепадах температуры. Такое расхождение объясняется тем, что реальная пленка не является бесконечно протяженной по ширине, как предполагалось в аналитическом решении, а, напротив, ограничена проволоочной рамкой. В результате основная часть капиллярного давления в жидкости создается кривизной поверхности поперек жидкого слоя. Попытаемся учесть этот эффект.

При изменении толщины пленки на  $\Delta h$  капиллярное давление внутри ее изменится на  $\Delta p = 4\sigma_0/(h^2 + d^2)$  и в формуле (3.2) появится дополнительное слагаемое:

$$(3.3) \quad \Delta T_* \approx \frac{h^2 \sigma_0}{\sigma_T} \left( \frac{3}{2} \pi^2 \frac{1}{\lambda^2} + \frac{4}{h^2 + d^2} \right).$$

Формуле (3.3) на рис. 5 соответствует линия 1, а экспериментальным данным — 2. Видно, что экспериментальные результаты согласуются с (3.3) в области малых толщин слоя ( $h \leq 0,3$  мм), для которых отношение толщины пленки к ее ширине  $\sim 0,1$ . Для более толстого ( $h \geq 0,3$  мм) слоя ширина пленки оказывается сравнима с ее толщиной и простые соображения, приведенные выше, оказываются неприемлемыми. В этом случае на форму нижней свободной поверхности таких объемных слоев жидкости должна оказывать существенное влияние сила тяжести и более важную роль в разрыве пленки начинает играть рэлей-тейлоровская неустойчивость. В результате разрушение жидкого слоя происходит значительно раньше, чем для чисто термокапиллярной неустойчивости.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. — М.: Гостехиздат, 1954.
2. Loulerque J. C. Deformation of surfaces of a thin liquid film by thermal perturbation // J. Thin Solid Films. — 1981. — V. 82, N 1:

3. Пшеничников А. Ф., Токменина Г. А. Деформация свободной поверхности жидкости термокапиллярным движением // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1983.— № 3.
4. Сенченков А. С. Некоторые задачи деформации и устойчивости двухсторонних жидких пленок в невесомости // Тез. докл. 3-го Всесоюз. семинара «Гидромеханика и теплообмен в невесомости». — Черногоровка, 1984.
5. Выборнов С. И., Саночкин Ю. В. Термокапиллярная ячейка в слое тяжелой жидкости, подогреваемой сверху // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1985.— № 1.
6. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Наука, 1972.
7. Поверхностные явления и поверхностно-активные вещества: Справочник /Под ред. А. А. Абрамзона и Е. Д. Щукина.— Л.: Химия, 1984.
8. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости.— М.: Наука, 1972.

Поступила 14/IV 1986 г.

УДК 66.071. : 532.59

### ВОЛНЫ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА КОНВЕКТИВНУЮ ДИФФУЗИЮ ГАЗА В СТЕКАЮЩИХ ПЛЕНКАХ ЖИДКОСТИ

В. Е. Накоряков, Б. Г. Покусаев, К. Б. Радев

(Новосибирск)

Известно, что волны, образующиеся вследствие неустойчивости на поверхности свободно стекающих пленок жидкости, существенно интенсифицируют процессы межфазного теплообмена. В прямых опытах [1, 2] показано, что при десорбции из ламинарно-волновых пленок жидкости слабо растворимого газа  $\text{CO}_2$  коэффициент массоотдачи из-за волн увеличивается более чем в 2 раза и этот эффект зависит как от периода, так и от амплитуды стационарных двумерных волн.

Заметим, что, так как для слабо растворимых газов основное сопротивление сосредоточено в жидкой фазе, процессом диффузии в газе можно пренебречь. Однако полученная в этих работах информация оказалась недостаточной для корректной проверки наиболее полных теоретических моделей [3—5], построенных для больших значений числа Шмидта  $Sc = \nu/D$  ( $D$  — коэффициент диффузии) в приближении тонкого диффузионного пограничного слоя вблизи свободной поверхности.

Дело в том, что в [2] эксперименты по массоотдаче выполнены только при низких значениях чисел  $Re \leq 40$  ( $Re = q_0/\nu$ ,  $q_0$  — удельный расход жидкости,  $\nu$  — кинематическая вязкость) с фиксируемыми волновыми параметрами при двумерном волновом режиме. В реальных же ситуациях такие двумерные волны существуют только на начальном участке возникновения и роста волн, а далее по длине они очень быстро деформируются и на всем рабочем участке развивается хаотический трехмерный нелинейный волновой режим [5].

Изучение динамики таких волн имеет самостоятельный интерес для развития теории нелинейных диспергирующих волн. С другой стороны, очевидно, что при изучении межфазного массообмена необходимо хорошо знать структуру и все волновые характеристики реализуемого в эксперименте волнового режима. Именно такие исследования выполнены в данной работе для вертикально стекающей пленки жидкости при  $Re \leq 400$ . Получена новая информация о влиянии волновой динамики на процесс переноса в целом, и, в частности, прослежено изменение фактора интенсификации этого процесса от длины поверхности пленки при изменении волновых характеристик и  $Re$ .

Результаты экспериментов сравниваются с асимптотическими теоретическими моделями, и детально обсуждается механизм интенсификации массоотдачи волнами.

**1. Экспериментальная техника.** Эксперименты проводились на установке [2, 5]. Пленка жидкости стекает из строго соосной кольцевой щели толщиной 0,5 мм по вертикальному стальному цилиндру диаметром 60 мм и длиной 1 м. Жидкость предварительно насыщается газом  $\text{CO}_2$ , термостатируется на уровне  $20^\circ\text{C}$  и подается на рабочий участок через расходомерные устройства из бака постоянного уровня. В процессе эксперимента измеряются по длине участка также волновые параметры и локальная концентрация газа.

Измерение локальной толщины пленки проводилось теневым методом, в котором в отличие от описанного в [5] в качестве источника света применялся плоскопараллельный пучок лазерного излучения и использовалась фотоэлектронная регистрация оптического сигнала. Такой фотоэлектронный прибор позволяет измерять толщину пленки с погрешно-