

03

## Распад крупных естественно образующихся волн в нагреваемой пленке жидкости

© Е.А. Чиннов, Е.Н. Шатский

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

Поступило в Редакцию 28 марта 2016 г.

Выполнено экспериментальное исследование механизма преобразования развитых, естественно возникших крупных волн в термокапиллярно-волновые структуры при вертикальном стекании нагреваемой пленки воды. Показано, что сочетание термокапиллярных и инерционных эффектов в волновой пленке жидкости приводит к деформации крупных волн и их распаду на волны меньшей ширины.

Исследование неустойчивости течения пленки жидкости, преобразования трехмерных волн в термокапиллярно-волновые структуры и развития струйных течений важно для более полного понимания механизма теплообмена.

Установлено, что гидродинамические двумерные волны в изотермических пленках жидкости неустойчивы к трехмерным возмущениям, а длина волны неустойчивости к поперечным трехмерным возмущениям убывает с ростом числа Рейнольдса [1,2]. В работе [3] исследовано распространение двухмерных и трехмерных волн по вертикально стекающей изотермической пленке воды при числе Рейнольдса  $Re = 10-100$  ( $Re = \Gamma/\rho\nu$ , где  $\Gamma$  — удельный массовый расход жидкости,  $\rho$  — плотность жидкости,  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости жидкости), а также воздействие на них искусственных возмущений. Показано, что при  $Re < 20$  длина волны трехмерной неустойчивости возрастает до 30 мм и более. В этом случае по поверхности пленки движутся солитонобразные волны с достаточно большим расстоянием между ними.

Известно, что длина пробега пленки жидкости оказывает существенное влияние на волнообразование на ее поверхности. В работе [4]

обнаружены четыре зоны влияния длины пробега пленки воды на волнообразование. Показано, что при расстоянии от пленкоформователя до верхнего края нагревателя более 300 мм и числах Рейнольдса меньше 20 по нагревателю распространялись солитонобразные волны. Экспериментальное исследование перехода от двумерного волнового режима к трехмерному рассмотрено в [5]. Эксперименты проводились на воде и растворах глицерина. Было зафиксировано, что при переходе происходит значительное перемещение жидкости в поперечном направлении, вызывающее периодическое изменение толщины пленки. В работе [6] показано, что такой переход сопровождается формированием струй, при этом на больших расстояниях от начального участка волновое движение может быть практически полностью подавлено в межструйных областях.

При пленочном течении жидкости по нагреваемой поверхности, кроме гидродинамической неустойчивости, приводящей к развитию трехмерных волн, имела место также термокапиллярная неустойчивость, следствием которой являлось возникновение на поверхности пленки системы стационарных трехмерных структур в виде ряда струй с тонкой пленкой между ними. В работах [7–9] показано, что в области достаточно высоких тепловых потоков при  $Re > 15$  расстояние между струями не зависит от числа Рейнольдса, наклона и длины пробега пленки. В работах [10–12] проводились экспериментальные исследования регулярных струйных течений в пленках жидкостей, стекающих по обогреваемым поверхностям. Изучены их характеристики. Подтверждено существование термокапиллярно-волнового режима течения. С использованием высокоскоростной термографической съемки и конфокального метода измерения толщины [12] показано существование термокапиллярных структур в остаточном слое жидкости между фронтами крупных волн.

Первые исследования естественной эволюции развитых трехмерных волн в термокапиллярно-волновые струи при нагреве вертикально стекающей пленки воды выполнено в [13]. Зарегистрирован факт деформации подковообразных гидродинамических волн при их прохождении через нагреваемую область. Показано, что на фронте трехмерной волны при ее прохождении вдоль нагревателя появлялись температурные неоднородности, которые за счет действия термокапиллярных сил приводили к деформации пленки жидкости и формированию струй. Измерены расстояния между трехмерными волнами и струями в зависимости от плотности теплового потока.

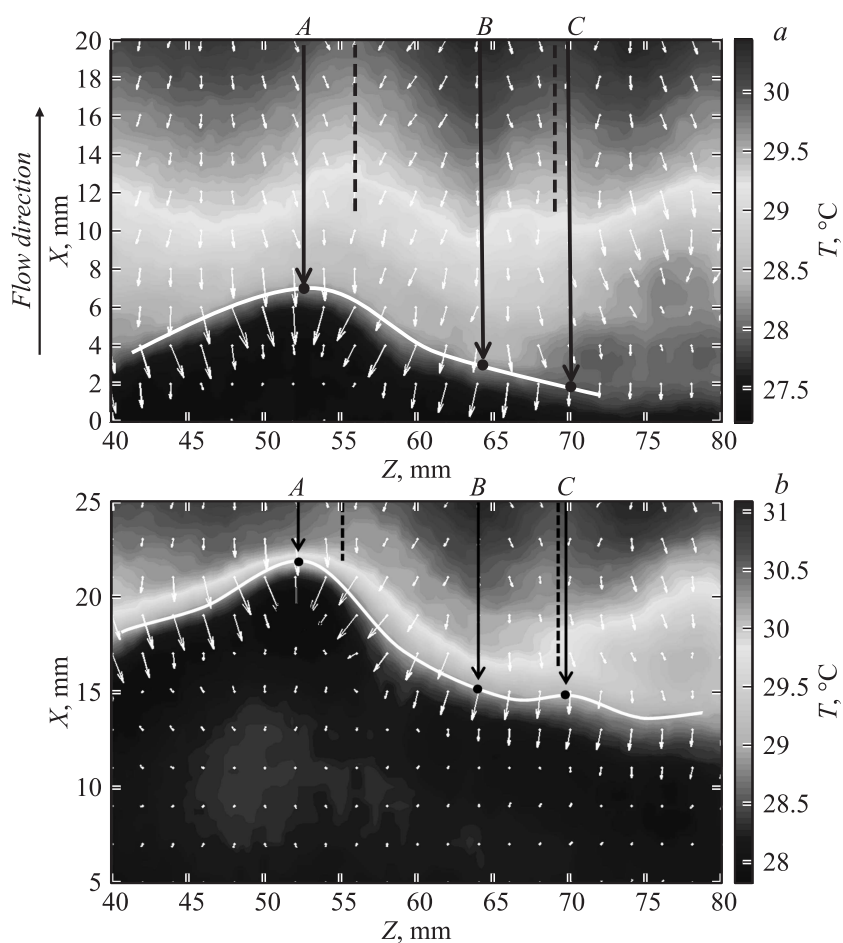
В работе [14] представлены результаты экспериментального исследования особенностей эволюции уединенной трехмерной волны на поверхности пленки жидкости, свободно стекающей по вертикальной нагреваемой поверхности в условиях постоянства теплового потока. Одиночный солитон возбуждался точечным источником (ударом капли рабочей жидкости на безволновом участке течения пленки). Установлено небольшое влияние волны на температуру поверхности пленки. Показано, что при взаимодействии трехмерной волны с термокапиллярными структурами на поверхности пленки происходит перемещение гребня волны в центр струи. При этом ширина волны уменьшается до двух раз и становится близкой к поперечным размерам струи. Авторы определили этот процесс как втягивание волны в струю.

Задачей данной работы является экспериментальное исследование механизма преобразования развитых естественно возникших солитонобразных волн (расстояние от сопла пленкоформирователя до верхнего края нагревателя  $X_n$  составляло 543 мм) в термокапиллярно-волновые структуры при вертикальном стекании нагреваемой пленки воды для  $Re = 10.5$ .

Стенд представлял собой замкнутый циркуляционный контур, включающий резервуар с электронасосом, рабочий участок и фильтр. Дистиллированная вода с помощью насоса подавалась в пленкоформирователь, который включал накопительную камеру, распределительное устройство и сопло с калиброванной плоской щелью. Рабочие участки состояли из несущей плиты из текстолита с расположенным на ней нагревателем, стабилизатором температуры и пленкоформирователем. Использовался нагреватель размером  $150 \times 150$  мм. Подробное описание экспериментальной установки и рабочего участка приведено в [15].

Рассмотрено движение крупной волны, ширина которой в несколько раз превосходит расстояние между термокапиллярными струями (неоднородностями толщины и температуры), которые уже сформировались в остаточном слое пленки перед натекающей крупной волной.

На рис. 1, *a* представлена карта поверхностных термокапиллярных напряжений (показаны стрелками) при натекании крупной волны (ширина фронта  $\sim 35$  мм) на нагреватель в момент времени  $t = 20$  ms (течение снизу вверх,  $Re = 10.5$ ,  $q = 0.98$  W/cm<sup>2</sup>, где  $q$  — плотность теплового потока на нагревателе), которые пропорциональны градиентам температуры ( $\tau_{sur} = -\text{grad } \sigma = -\frac{\partial \sigma}{\partial T} \text{grad } T$ , где  $\tau$  — коэффициент поверхностного натяжения) на поверхности пленки, и температура



**Рис. 1.** Карты поверхностных термокапиллярных напряжений (показаны стрелками) при натекании крупной волны на нагреватель в различные моменты времени  $t$ , ms:  $a$  — 20,  $b$  — 60,  $c$  — 90,  $d$  — 140.

поверхности пленки. Фронт выделен сплошной линией. Определение фронта проходило по максимальному градиенту температуры на поверхности. Отсчет времени происходил от момента пересечения греб-

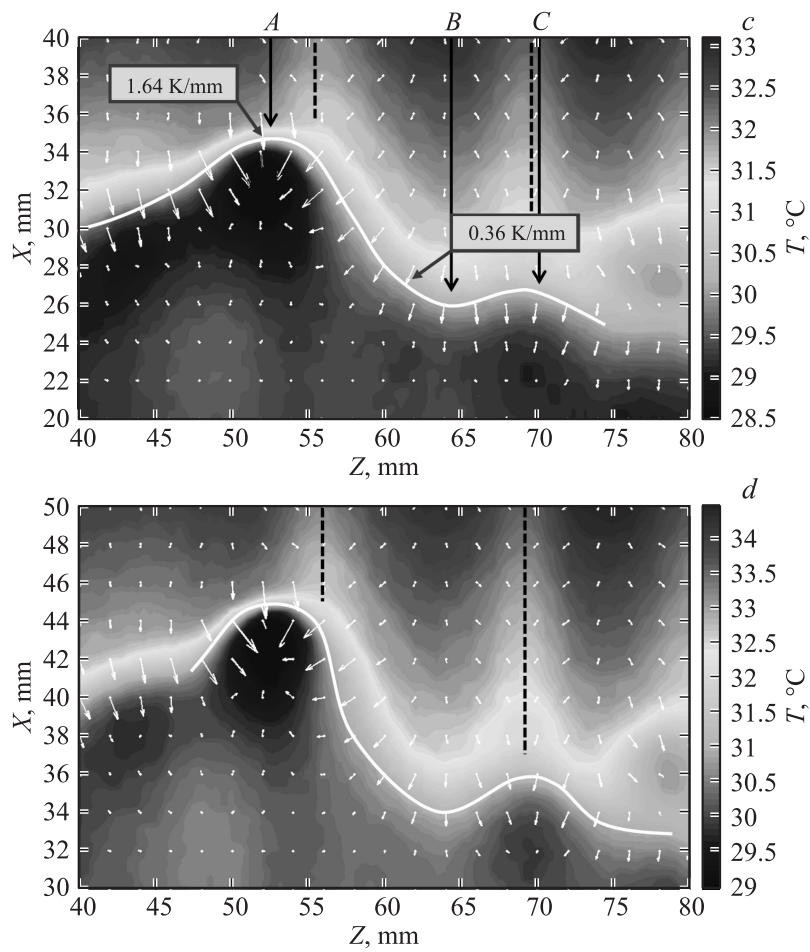


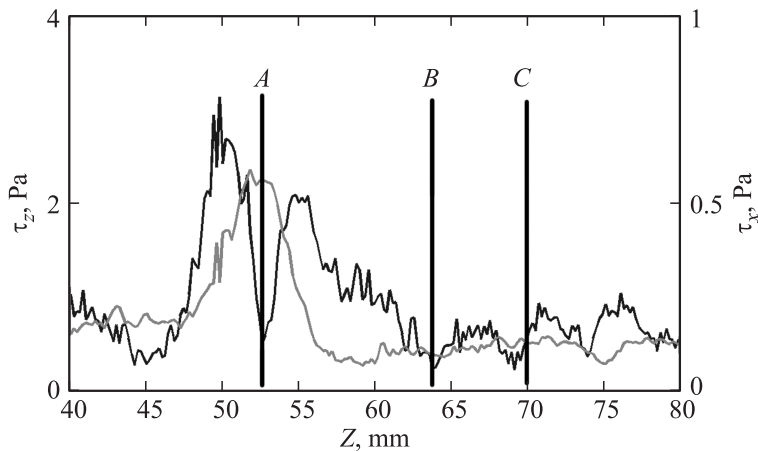
Рис. 1 (продолжение).

нем волны верхней кромки нагревателя. Перед фронтом видны температурные неоднородности (пунктирные линии соответствуют минимумам температуры). Расстояние между минимумами температуры составляет  $14 \text{ mm}$  и совпадает с расстоянием между струями, формирующимися

при более высоких числах Рейнольдса ( $Re = 15-45$ ) [8,9]. На фронте крупной волны возмущения не наблюдаются. Градиенты температуры в остаточном слое перед волной составляют  $0.05-0.1$  K/mm. Градиенты температуры на фронте волны направлены перпендикулярно линии фронта и имеют величину  $0.8$  K/mm. Фронт волны практически не деформирован, а скорость его распространения составляет  $260$  mm/s. Рассмотрим движение нескольких точек на фронте с течением времени. Выделены три точки: передняя точка гребня фронта волны  $A$ , точка возникающего изгиба  $B$ , формирующаяся передняя точка второго гребня волны  $C$ .

На рис. 1, *b* показаны касательные напряжения и температуры поверхности пленки при  $t = 60$  ms. Фронт волны отмечен сплошной линией. Видно, что геометрия фронта начала изменяться: стал появляться прогиб фронта волны в области точки  $B$ . При этом распределение касательных термокапиллярных напряжений выглядит следующим образом: максимальное значение достигается в точке  $A$  ( $\tau = 0.33$  Pa), минимальное значение в точке  $B$  ( $\tau = 0.17$  Pa) и немного выше в точке  $C$  ( $\tau = 0.2$  Pa). Скорости всех точек практически одинаковы —  $260$  mm/s. В области прогиба фронта волны касательные напряжения имеют минимальные значения и не позволяют объяснить механизм формирования перегиба волны влиянием только тормозящих термокапиллярных сил.

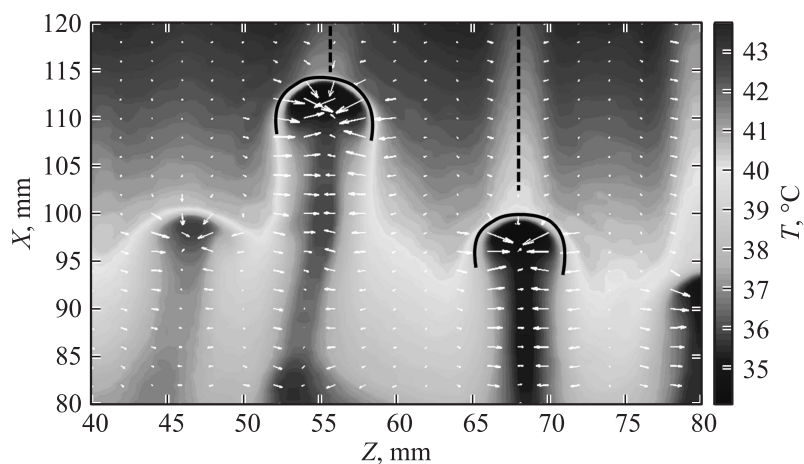
На рис. 1, *c* показана температура поверхности пленки при  $t = 90$  ms. Скорости точек  $A$  и  $C$  возросли до  $300$  mm/s, в точке  $B$  скорость  $260$  mm/s. Фронт волны прошел расстояние  $30$  mm от начала нагревателя. Непосредственно перед фронтом в остаточном слое наблюдаются неоднородности температуры с характерными градиентами  $0.14$  K/mm. В точке  $A$  сила возросла до  $0.5$  Pa, в  $B$  и  $C$  практически не изменилась и составляет  $0.2$  Pa. В точке  $A$  высота волны максимальна, а в области точки  $B$  толщина пленки жидкости на линии фронта волны достигает минимального значения. При этом толщина фронта в точке  $C$  больше, чем в точке  $B$ . Соответственно масса и инерция жидкости на гребне волны (окрестность точки  $A$ ) существенно больше, чем в области точки  $B$ . В результате, несмотря на максимальное значение касательных термокапиллярных напряжений в точке  $A$ , торможение волны не происходит, скорость возрастает. При этом, по-видимому, осуществляется обнаруженный в [5] подсос жидкости с периферии волны к ее гребню. В области точки  $B$  масса жидкости меньше и



**Рис. 2.** Распределение продольной и поперечной составляющей поверхностной силы вдоль фронта волны ( $t = 140$  ms).

термокапиллярные напряжения не позволяют фронту волны ускоряться. В области точки  $C$ , наоборот, происходит увеличение массы жидкости, что обуславливает ускорение фронта волны. В результате линия фронта волны значительно искривляется.

На рис. 1,  $d$  показан фронт волны при  $t = 140$  ms. Видно, что происходит дальнейшее выделение гребня в точке  $C$  и дальнейшая деформация фронта в точке  $B$ . Соответственно осуществляется перераспределение жидкости и ее концентрация в области точки  $C$ . Скорости фронта волны в точках  $A$  и  $C$  продолжают возрастать, а в точке  $B$  она практически не изменяется. На рис. 2 представлено распределение модуля продольной и поперечной составляющей силы на фронте волны. Погрешность определения силы складывается из погрешности измерения температуры и расстояния и не превышает  $0.2$  Pa для  $\tau_x$  и  $0.5$  Pa для  $\tau_z$ . Слева и справа от точки  $A$  ( $Z = 52$  mm) поперечная составляющая силы распределена неравномерно, что инициирует движение гребня по направлению к центру струи, формирующейся в остаточном слое ( $Z = 56$  mm). Аналогичный эффект наблюдается в точке  $C$ , но поперечная составляющая силы намного меньше. Амплитуда волны в точке  $C$  также меньше, поэтому величина этого воздействия достаточна для перемещения гребня волны влево к линии ( $Z = 69$  mm).



**Рис. 3.** Карта поверхностных термокапиллярных напряжений в нижней части нагревателя (переход к струйному течению)  $t = 270$  ms.

Дальнейшее движение вызывает разрушение целостности фронта и выделение отдельных струй. При  $t = 270$  ms происходит полное совмещение гребня волны со струями в остаточном слое (рис. 3).

Таким образом, показано, что сочетание термокапиллярных и инерционных эффектов в волновой пленке жидкости приводит к деформации крупных естественно образующихся волн и их распаду на волны меньшей ширины, которые перемещаются в сторону струй, образованных термокапиллярной структурой в остаточном слое.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (соглашение № 15-19-30038).

## Список литературы

- [1] Joo S.W., Davis S.H. // *J. Fluid Mech.* 1992. V. 242. P. 529–547.
- [2] Liu J., Schneider J.B., Golub J.P. // *Phys. Fluids.* 1995. V. 7. N 1. P. 55–67.
- [3] Park C.D., Nosoko T. // *AIChE Journal.* 2003. V. 49. N 11. P. 2715–2727.
- [4] Чиннов Е.А. // *Теплофизика и аэромеханика.* 2009. Т. 16. № 1. С. 69.
- [5] Алексеенко С.В., Гузанов В.В., Маркович Д.М. и др. // *Письма в ЖТФ.* 2012. Т. 38. В. 16. С. 16.



- [6] *Алексеевко С.В., Бобылев А.В., Гузанов В.В. и др. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. В. 22. С. 97–104.*
- [7] *Чиннов Е.А., Кабов О.А. // ПМТФ. 2003. Т. 44. № 5. С. 128–137.*
- [8] *Чиннов Е.А., Назаров А.Д., Сапрыкина А.В. и др. // ТВТ. 2007. Т. 45. № 5. С. 725–732.*
- [9] *Chinnov E.A., Kabov O.A. // Microgravity Sci. Technol. 2007. V. 19. N 3/4. P. 18–22.*
- [10] *Pavlenko A.N., Lel V.V. // Russ. J. Eng. Thermophys. 1997. V. 7. N 3–4. P. 177–210.*
- [11] *Pavlenko A.N., Lel V.V., Serov A.F. et al. // J. Eng. Thermophys. 2002. V. 11. N 1. P 7–43.*
- [12] *Lel V.V. Kellerman A., Deitze G. et al. // Exp. Fluids. 2008. V. 44. N 2. P. 341–354.*
- [13] *Чиннов Е.А. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 14. С. 40–47.*
- [14] *Алексеевко С.В., Гузанов В.В., Маркович Д.М. и др. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. В. 6. С. 19.*
- [15] *Chinnov E.A., Abdurakipov S.S. // Int. J. Heat Mass Transfer. 2013. V. 56. P. 775–786.*