

УДК 532.59

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ТРЕХМЕРНЫХ ВОЛН ИЗ УЕДИНЕННОЙ ДВУМЕРНОЙ ВОЛНЫ НА ВЕРТИКАЛЬНО СТЕКАЮЩИХ ПЛЕНКАХ ЖИДКОСТИ

А. В. Бобылев, В. В. Гузанов, А. З. Квон,  
С. М. Харламов, Д. М. Маркович

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия  
E-mails: bobylev@itp.nsc.ru, guzanov@itp.nsc.ru, azkvon@gmail.com,  
kharlamov@itp.nsc.ru, dmark@itp.nsc.ru

С использованием скоростного метода лазерно-индуцированной флюоресценции, позволяющего с высоким пространственным и временным разрешением измерять толщину волновых пленок жидкости, исследован процесс распада уединенной двумерной волны на трехмерные волны в случае пленочного течения по вертикальной пластине. Показано, что возникающий после распада уединенной волны пакет трехмерных волн оказывает существенное возмущающее воздействие на стекающую пленку и приводит к образованию струй на ее поверхности.

**Ключевые слова:** пленка жидкости, уединенная волна, неустойчивость в поперечном направлении, трехмерная волна, лазерно-индуцированная флюоресценция.

DOI: 10.15372/PMTF20200301

**Введение.** Пленочные течения вязкой жидкости под действием силы тяжести широко распространены как в природе, так и в различных промышленных установках. Во многих случаях, представляющих практический интерес, течение пленки является неустойчивым, на ее свободной поверхности развиваются двумерные и трехмерные волны, влияющие на характеристики течения. Для описания эволюции волн на стекающих пленках жидкости предложено большое количество моделей пониженной размерности, среди которых модели, полученные в приближении пограничного слоя и позволившие объяснить многие наблюдаемые особенности волнового течения, особенно в случае двумерных волн, для которых накоплен значительный объем экспериментальных данных.

Несмотря на то что трехмерные волновые режимы пленочного течения считаются режимами конечной стадии волновой эволюции в широком диапазоне значений расхода жидкости, они исследованы хуже, чем двумерные режимы, в частности вследствие того, что для сопоставления результатов моделирования и эксперимента требуются более сложные методы измерений, позволяющие с высокой точностью определять характеристики трехмерных волн. Экспериментальные данные, полученные с помощью таких методов, как правило, хорошо согласуются с результатами расчетов, выполненных с использованием

моделей пограничных слоев. Например, результаты моделирования уединенных трехмерных волн и поперечной неустойчивости двумерных волн, проведенного в [1, 2] на основе модели Шкадова [3], находятся в соответствии с экспериментальными данными [4, 5].

Результаты моделирования формирования трехмерных волн вследствие неустойчивости в поперечном направлении (далее — поперечной неустойчивости) регулярных двумерных волн с использованием более сложной модели пограничного слоя [6] качественно согласуются с данными экспериментов [7, 8], в которых с использованием полевых методов диагностики исследовались сценарии развития поперечной неустойчивости регулярных двумерных волн на пленках, стекающих по наклонной и вертикальной пластинам. Детальный анализ поперечной неустойчивости двумерных волн на пленках, стекающих по наклонной пластине, проведен с использованием той же модели в [9]. Авторами [9] показано существование двух типов поперечной неустойчивости, приводящее к возникновению двух типов волновых картин, наблюдаемых в экспериментах. В то же время ряд экспериментальных фактов, выявленных в последнее время, не находят объяснения при использовании существующих моделей. Например, несмотря на то что измеренные в [4, 10] характеристики уединенных трехмерных волн, возбуждаемых точечным источником на вертикально стекающих пленках, совпадают с характеристиками лямбда-солитонов, рассчитанными в [2], трехмерные волны, формирующиеся вследствие поперечной неустойчивости двумерных волн и подробно описанные в [5], по форме значительно отличаются от лямбда-солитонов, имеющих практически такие же поперечные размеры. При численном моделировании из уединенной двумерной волны образуются лямбда-солитоны, что обусловлено поперечной неустойчивостью двумерных волн, но из достаточно плотного пакета двумерных волн такие структуры не образуются [1].

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование распада уединенной двумерной волны на трехмерные волны, что на первый взгляд представляется невозможным, поскольку распад уединенной двумерной волны на трехмерные волны происходит при конечных числах Рейнольдса пленочного течения  $Re = q/\nu \geq 10$  ( $q$  — удельный объемный расход жидкости;  $\nu$  — кинематическая вязкость) и вся пленка должна быть покрыта сложной системой естественно развивающихся волн. Это не позволяет проследить эволюцию и распад уединенной волны. Однако, как показано в [11], в небольшом диапазоне значений расхода жидкости переход от двумерного волнового течения к трехмерному сопровождается затуханием образовавшихся трехмерных волн. Для таких режимов удается проследить распад уединенной двумерной волны на трехмерные волны на больших расстояниях от области, в которой возникает пленочное течение.

**Методика экспериментов.** Рабочий участок подробно описан в работе [11], метод измерений — в [5], поэтому ниже приводится только их краткое описание.

Эксперименты проводились на вертикально установленной стеклянной пластине шириной 0,45 м и длиной 1,4 м. Пленка в верхней части пластины формировалась щелевым распределителем жидкости. Измерения мгновенных распределений толщины пленки вдоль поверхности пластины проводились методом лазерно-индуцированной флюоресценции последовательно на пяти площадках, расположенных в середине пластины на различных расстояниях от области, в которой возникает течение. Данный метод основан на восстановлении локальной толщины пленки по яркости свечения растворенного в рабочей жидкости флюорофора. Возбуждение флюоресценции осуществляется лазером, изображение светящегося слоя регистрируется цифровой камерой через светофильтр, отсекающий рассеянное лазерное излучение и пропускающий флюоресцентное излучение. В проведенных экспериментах в качестве флюорофора использовался родамин Ж, растворенный в рабочих жидкостях в концентрации 20 мг/л. Для возбуждения флюоресценции использовался непрерывный лазер зеленого цвета. Съемка флюоресцентного свечения пленки на

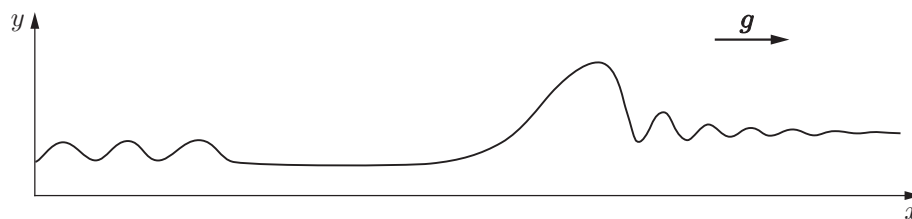


Рис. 1. Распространение двумерной волны, удаляющейся от гармонического цуга

каждой площадке с размерами  $13 \times 13$  см проводилась через оранжевый светофильтр скоростной камерой с частотой кадров 1 кГц и с разрешением 0,16 мм/пиксель. Длительность каждой записи составляла 2 с. Погрешность измерений толщины пленки методом лазерно-индуцированной флюоресценции с учетом всех факторов не превышала 5 %.

В отличие от работы [11], в которой исследовалось развитие вниз по течению как “естественно” возникающих волн, так и волн, возбуждаемых гармонической модуляцией расхода жидкости перед выходом пленки на рабочий участок, в данной работе изучалась эволюция первой волны, возникающей при наложении гармонической модуляции расхода с частотой  $7 \div 8$  Гц. При наложении модуляции в результате переходного процесса на начальном участке течения из первых нескольких волн гармонического цуга образуется двумерная волна с большей, чем в цуге, амплитудой, распространяющаяся со скоростью, превышающей скорость последующих волн. Если воздействие “естественных” волн, находящихся ниже по течению, приводит к слабому возмущению такой волны, то ее развитие вниз по течению можно рассматривать как эволюцию уединенной волны. На рис. 1 представлена начальная стадия распространения уединенной волны после наложения модуляции. На рис. 1–3 стрелкой показано направление ускорения свободного падения  $g$ , расстояние вдоль оси  $x$  отсчитывается от области, в которой возникает пленочное течение.

Эксперименты проводились с использованием в качестве рабочей жидкости воды и водоглицериновых растворов с различной вязкостью. Поскольку результаты, полученные для различных жидкостей, подобны, приведем основные из них для водоглицеринового раствора с  $\nu = 1,5 \text{ см}^2/\text{с}$ , плотностью  $\rho = 1,4 \text{ г}/\text{см}^3$  и поверхностным натяжением  $\sigma = 72,2 \text{ г}/\text{с}^2$ .

**Результаты экспериментов.** Пространственная форма уединенной волны на различных расстояниях от области, в которой возникает течение, приведена на рис. 2. На

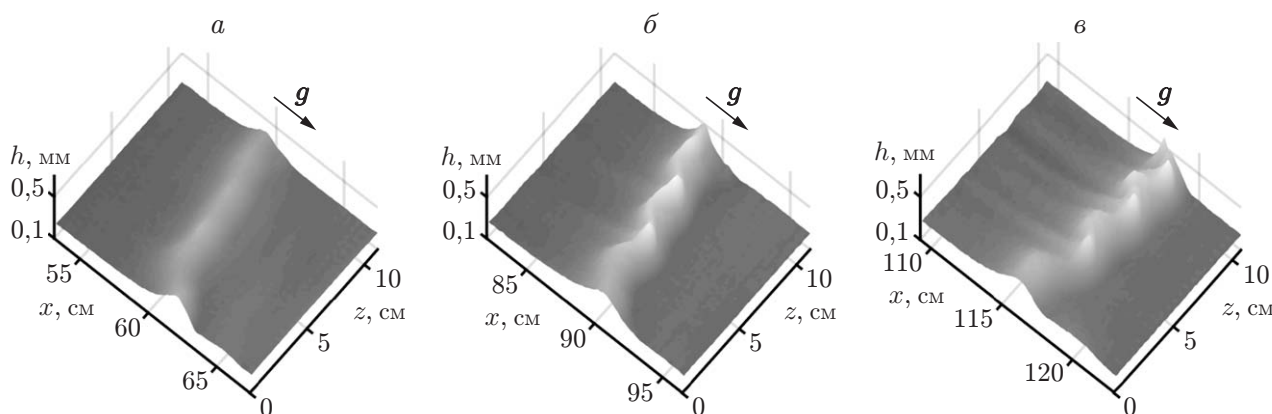


Рис. 2. Эволюция уединенной волны ( $Re = 21$ ):  
*a* —  $d = 60$  см, *б* —  $d = 90$  см, *в* —  $d = 115$  см

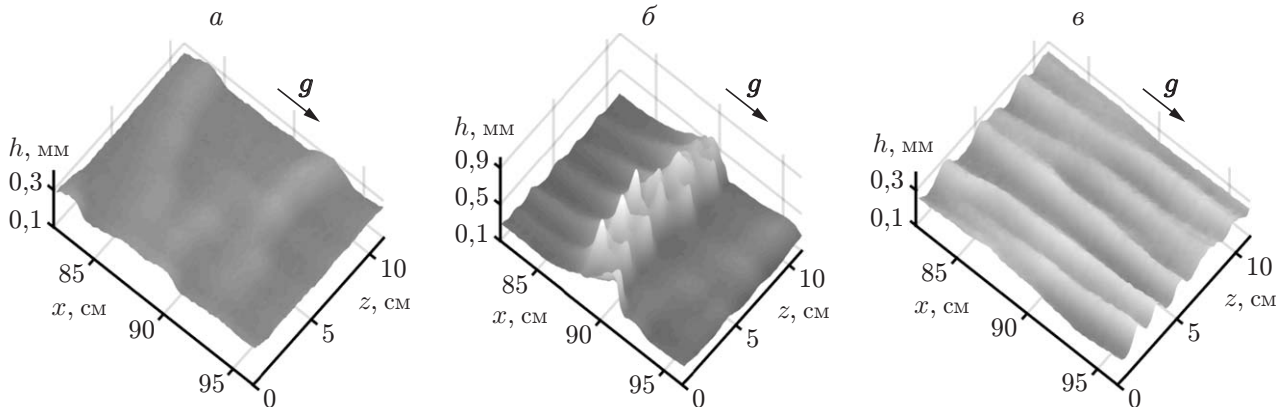


Рис. 3. Форма поверхности пленки ( $Re = 25$ ) до прохождения (а), при прохождении (б) и после прохождения (в) уединенной волны, распадающейся на трехмерные волны

расстоянии от области, в которой возникает течение,  $d = 60$  см удаляющаяся волна может рассматриваться как двумерная (см. рис. 2,а). На расстоянии  $d = 90$  см (см. рис. 2,б) отчетливо видно формирование ее трехмерной структуры, состоящей из группы трехмерных волн, причем за центром каждой волны остается слабый след в виде дорожек, где толщина пленки больше. Еще ниже по течению (см. рис. 2,в) дорожки более четко выражены, и их оставляют не только опережающие, но и отстающие трехмерные волны, образующие волновую структуру. Таким образом, за уединенной волной, деформирующейся вследствие поперечной неустойчивости, остается длинный участок волнообразной в поперечном направлении пленки. При незначительном увеличении числа Рейнольдса течение развитие трехмерной структуры уединенной волны происходит быстрее, и ее эволюция подобна эволюции осциллирующей системы расположенных близко друг к другу трехмерных волн, описанной в [5] (амплитуда и скорость передних волн уменьшаются, и их догоняют отстающие волны). Однако для более детального описания этого процесса требуются дополнительные исследования. Поэтому ограничимся констатацией следующего факта: прохождение уединенной волны, распадающейся на группу трехмерных волн, приводит к существенному изменению распределения жидкости в поперечном направлении, что оказывает влияние на эволюцию гармонического цуга отставших от нее волн.

На рис. 3 показано состояние пленки до прохождения, при прохождении и после прохождения уединенной волны, распадающейся на трехмерные волны, на расстоянии  $d = 82 \div 95$  см при  $Re = 25$ . Заметим, что, несмотря на небольшое увеличение числа Рейнольдса от значения  $Re = 21$  до значения  $Re = 25$ , уединенная волна на этих расстояниях уже распалась на пакет трехмерных волн. До прохождения пакета волн на пластине видны естественные волны малой амплитуды (см. рис. 3,а), при прохождении пакета за каждой из трехмерных волн образуется поперечная структура в виде дорожек, или струй (см. рис. 3,б), через 0,3 с после прохождения пакета волны на поверхности пленки в поперечном направлении остаются четко выраженными (см. рис. 3,в). Все последующие волны проходят в виде пакетов трехмерных волн преимущественно по этим струям, форма таких волн описана в [5, 11].

Изменение поперечного распределения жидкости в результате прохождения пакета показано на рис. 4. На рис. 4 приведено распределение толщины пленки в поперечных сечениях до прохождения пакета волн и через 0,3 с после его прохождения. Заметим, что в это время пакет находится на расстоянии  $20 \div 25$  см ниже по течению. На рис. 4,б

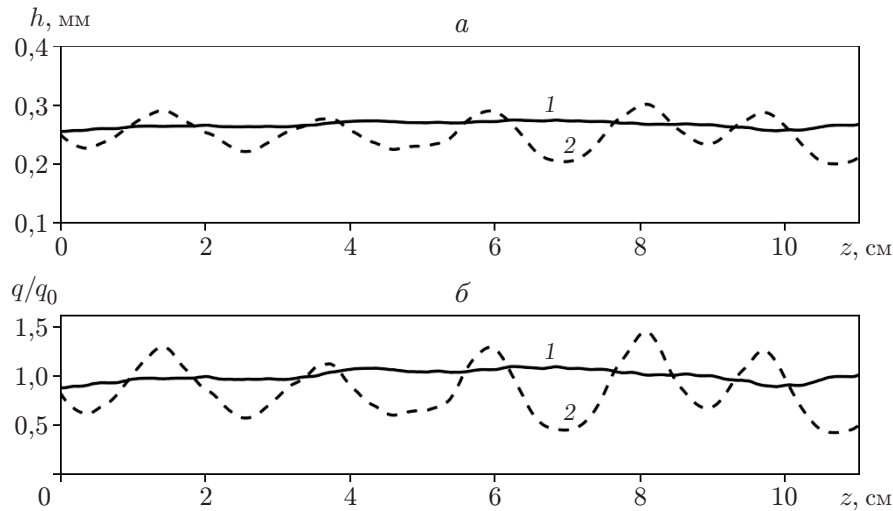


Рис. 4. Распределения толщины пленки (*а*) и расхода жидкости (*б*) в поперечных сечениях на расстоянии  $d = 90$  см:

1 — до прохождения пакета волн, 2 — через 0,3 с после прохождения пакета волн

приведены распределения удельных расходов жидкости в поперечных сечениях, вычисленных с использованием локальной толщины пленки по формуле Нуссельта для гладкой пленки. Видно, что за прошедшим пакетом волн образуются достаточно мощные струи. После его прохождения удельный расход жидкости может различаться более чем в два раза на расстояниях порядка 1 см в поперечном направлении. При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса амплитуда “естественных” волн на пленке увеличивается настолько существенно, что взаимодействием с этими волнами нельзя пренебречь. Таким образом, уединенная волна разрушается не за счет поперечной неустойчивости, а вследствие взаимодействия с “естественными” волнами.

**Заключение.** Впервые обнаружено и исследовано формирование мощных струй после прохождения пакета трехмерных волн, образовавшихся вследствие поперечной неустойчивости уединенной двумерной волны. До настоящего времени это явление не учитывалось при моделировании трехмерных волновых режимов, несмотря на то что оно может оказывать существенное влияние на установившееся трехмерное волновое течение. Также следует отметить, что в отличие от лямбда-солитонов, полученных в [1] при моделировании распада уединенной двумерной волны на трехмерные волны, форма наблюдаемых в эксперименте волн, имеющих близкие к расчетным поперечные размеры, различается. За главным гребнем лямбда-солитонов образуются впадины, где толщина слоя жидкости меньше толщины невозмущенной пленки жидкости, а за трехмерными волнами, наблюдаемыми в эксперименте, образуются дорожки с большей толщиной слоя жидкости.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Demekhin E. A., Kalaidin E. N., Kalliadasis S., Vlaskin S. Y. Three-dimensional localized coherent structures of surface turbulence. 1. Scenarios of two-dimensional — three-dimensional transition // *Phys. Fluids*. 2007. V. 19, N 11. 114103.
2. Demekhin E. A., Kalaidin E. N., Kalliadasis S., Vlaskin S. Y. Three-dimensional localized coherent structures of surface turbulence. 2.  $\Lambda$  solitons // *Phys. Fluids*. 2007. V. 19, N 11. 114104.
3. Шкадов В. Я. Волновые режимы течения тонкого слоя вязкой жидкости под действием силы тяжести // *Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа*. 1967. № 1. С. 43–51.

4. **Alekseenko S. V., Antipin V. A., Guzanov V. V., et al.** Three-dimensional solitary waves on falling liquid film at low Reynolds numbers // *Phys. Fluids*. 2005. V. 17, N 12. 121704.
5. **Kharlamov S. M., Guzanov V. V., Bobylev A. V., et al.** The transition from two-dimensional to three-dimensional waves in falling liquid films: Wave patterns and transverse redistribution of local flow rates // *Phys. Fluids*. 2015. V. 27, N 11. 114106.
6. **Scheid B., Ruyer-Quil C., Manneville P.** Wave patterns in film flows: modelling and three-dimensional waves // *J. Fluid Mech.* 2006. V. 562. P. 183–222.
7. **Liu J., Paul J. D., Gollub J. P.** Measurements of the primary instabilities of film flows // *J. Fluid Mech.* 1993. V. 250. P. 69–101.
8. **Park C. D., Nosoko T.** Three-dimensional wave dynamics on a falling film and associated mass transfer // *AIChE J.* 2003. V. 49, N 11. P. 2715–2727.
9. **Kofman N., Mergui S., Ruyer-Quil C.** Three-dimensional instabilities of quasi-solitary waves in a falling liquid film // *J. Fluid Mech.* 2014. V. 757. P. 854–887.
10. **Demekhin E. A., Kalaidin E. N., Selin A. S.** Three-dimensional localized coherent structures of surface turbulence. 3. Experiment and model validation // *Phys. Fluids*. 2010. V. 22, N 9. 092103.
11. **Guzanov V. V., Bobylev A. V., Heinz O. M., et al.** Characterization of 3-D wave flow regimes on falling liquid films // *Intern. J. Multiphase Flow*. 2018. V. 99. P. 474–484.

*Поступила в редакцию 18/III 2020 г.,  
после доработки — 18/III 2020 г.  
Принята к публикации 30/III 2020 г.*

---