

УДК 532.5

ЭВОЛЮЦИЯ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О ВОЛНОВОЙ СТРУКТУРЕ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ В ДИСПЕРСНО-КОЛЬЦЕВОМ ГАЗОЖИДКОСТНОМ ТЕЧЕНИИ

А. В. Черданцев, Д. М. Маркович

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия
Новосибирский национальный исследовательский государственный университет,
630090 Новосибирск, Россия
E-mails: cherdantsev@itp.nsc.ru, dmark@itp.nsc.ru

Исследована волновая структура пленки жидкости, обдуваемой высокоскоростным потоком газа, в условиях срыва капель с поверхности пленки. Проведен анализ существующих методов измерений локальной толщины пленки жидкости и обзор классических представлений о волновой гидродинамике дисперсно-кольцевого течения, полученных на ранних этапах исследований с помощью достаточно грубых методов. На основе анализа пространственно-временных записей значений толщины пленки с высоким разрешением, полученных методом лазерно-индуцированной флюоресценции, представлено систематическое описание структуры, эволюции и взаимодействия волн различного типа. Проведено сравнение полученных результатов с результатами современных экспериментов и показана необходимость пересмотра ряда классических представлений. Предложены направления дальнейших исследований.

Ключевые слова: дисперсно-кольцевое течение, волны возмущения, волны ряби, срыв капель, взаимодействие волн, полевые измерения толщины пленки жидкости, метод лазерно-индуцированной флюоресценции.

DOI: 10.15372/PMTF20200303

Введение. В дисперсно-кольцевом режиме газожидкостного течения жидкость распространяется по стенкам канала в виде пленки, обдуваемой высокоскоростным потоком газа в ядре канала. При достаточно больших расходах жидкой и газовой фаз капли срываются с поверхности пленки и уносятся в ядро газового потока. Дисперсно-кольцевой режим течения имеет место в широком спектре приложений в атомной, нефтегазовой, химической промышленности, реализуется при подаче в канал газожидкостной смеси с высоким содержанием газовой фазы либо при достижении высокого содержания газа вследствие фазовых превращений. Особенностью такого течения является преобладающее воздействие касательного напряжения трения со стороны газа по сравнению с воздействием силы тяжести, в результате чего дисперсно-кольцевой режим реализуется при любой ориентации течения. Предшествующими режимами течения являются стекание пленки жидкости в нисходящем течении, стратифицированное течение в горизонтальных трубах и перемежаемое течение в восходящем потоке. В отсутствие интенсивного потока тепла этот

Работа выполнена в рамках Государственного задания Института теплофизики СО РАН (код проекта АААА-А17-117022850024-4).

© Черданцев А. В., Маркович Д. М., 2020

режим является последней стадией развития течения при увеличении содержания газа, при наличии нагрева дисперсно-кольцевой режим предшествует появлению сухих пятен на стенках канала. Наибольший практический интерес представляет исследование интегральных характеристик потока, таких как средняя толщина пленки, расход дисперсной фазы, перепад давления в канале, коэффициент теплоотдачи. Значения перепада давления и интенсивности отвода тепла в дисперсно-кольцевом потоке могут на порядок превышать соответствующие значения для однофазных потоков. Также для этого режима характерна большая площадь межфазной поверхности, включающей возмущенную поверхность пленки жидкости, поверхность капель в газовом потоке и пузырьков газа, захваченных пленкой жидкости. Взаимодействие турбулентного потока газа и изначально ламинарной жидкой пленки осуществляется за счет формирования волн на поверхности пленки жидкости. Волновая структура пленки жидкости представлена несколькими типами волн, имеющих существенно различные масштабы и непрерывно взаимодействующих.

Изучение сложной волновой структуры имеет длительную историю. Исследования сопровождались ошибочными интерпретациями, частично обусловленными недостаточными возможностями экспериментальных методов, частично — необоснованными предположениями и аналогиями из других областей знания. Развитие полевых методов измерения локальной пленки жидкости с высоким разрешением позволяет провести прямое количественное исследование процессов формирования, эволюции и взаимодействия волн различного типа, взаимодействия волн с газовым потоком, установить физические механизмы, лежащие в основе наблюдаемых явлений. Такие исследования систематически ведутся в Институте теплофизики СО РАН на протяжении более 10 лет.

Целями настоящей работы являются описание развития представлений о волновой структуре пленки жидкости в дисперсно-кольцевом течении и взаимодействии волн с газовым потоком, систематизация современных представлений о волновой структуре и анализ применимости классических представлений.

1. Методы экспериментального исследования волновой структуры пленки жидкости. Экспериментальное исследование волновой гидродинамики обдуваемых газом пленок жидкости предъявляет высокие требования к методам измерений. Рассмотрим основные группы экспериментальных методов, их возможности и ограничения.

Информацию о волновой структуре и дисперсной фазе можно получить с помощью простой визуализации потока на просвет. Визуализация может проводиться в разных плоскостях: в плоскости стенки канала (в центральной части трубы или в плоских каналах); в плоскости поперечного сечения (так называемый осевой вид, с помощью которого исследовались в основном механизмы срыва капель); в плоскости продольного сечения канала (см. описание теневого метода, приведенное ниже). Как правило, при визуализации не доступна информация о толщине пленки и амплитуде волн, кроме того, часть волн может быть не различима на теневой картине.

Измерения толщины пленки можно проводить в точечной реализации (с помощью одного или нескольких датчиков, расположенных на фиксированном расстоянии от входа в канал). Так как волны различного типа и даже одиночные волны одного типа движутся с различными скоростями и взаимодействуют, такие измерения малоинформативны. Данный подход широко используется для получения информации о средней толщине пленки и средних характеристиках волн.

Для исследования сложной волновой системы измерения толщины пленки должны одновременно проводиться в пространстве и времени, в большом количестве точек с малым расстоянием между ними. Такие измерения возможны при использовании метода проводимости и условия создания сложных многокомпонентных комплексов. Однако каждый датчик проводимости имеет низкое пространственное разрешение. Мгновенная толщину

на пленки осредняется по достаточно большой области, размер которой приблизительно равен расстоянию между электродами. Форма волн с характерным размером, сопоставимым с размером датчика, искажается: занижается амплитуда, сглаживаются сложные коротковолновые элементы. Уменьшение расстояния приводит к уменьшению диапазона измеряемых толщин пленки, что также недопустимо.

Решить указанные проблемы можно с использованием оптических методов, поскольку в таких методах матрица камеры работает как многокомпонентный датчик (каждый пиксель камеры может измерять локальную толщину пленки). При этом временное и пространственное разрешения таких методов определяются, главным образом, оптической конфигурацией и характеристиками камеры. Группа оптических методов обширна и включает методы, основанные на различных физических принципах. Так, теневой метод измерения толщины пленки жидкости, текущей по внутренней поверхности трубы, заключается в визуализации потока в продольной плоскости и основан на полном внутреннем отражении света от межфазной границы [1–4]. В полевых методах могут использоваться принципы преломления (синтетический шпирен-метод [5]) и отражения света (метод “лунной дорожки” [6]). Метод поглощения излучения можно использовать в случаях видимого [7], ближне-инфракрасного [8] и рентгеновского [9] диапазонов.

В настоящее время для исследования волновой структуры пленки жидкости в дисперсно-кольцевых потоках обычно применяются два метода, основанные на принципе лазерно-индуцированной флюоресценции (ЛИФ). В плоскостном ЛИФ-методе толщина пленки определяется по изображению флюоресцирующей области, полученному камерой, ориентированной ортогонально плоскости лазерного ножа [10–13]. В яркостном ЛИФ-методе используется зависимость локальной яркости флюоресценции от локальной толщины слоя жидкости, получаемая из закона Ламберта — Бера [3, 14–18]. Подробное описание и сравнение этих методов приведено в работе [19].

В данной работе рассмотрены ранние представления о волновой структуре, основанные на экспериментальных данных, полученных с использованием методов проводимости и визуализации, а также проведено сравнение этих представлений с результатами, полученными с использованием полевых методов с высоким разрешением (в первую очередь, яркостного ЛИФ-метода).

2. Классические представления, полученные с использованием данных экспериментов с низким пространственным разрешением и аналогий с другими течениями. Систематические исследования дисперсно-кольцевых потоков начались в 50–60-х гг. XX в., в период быстрого развития атомной энергетики и имели в основном прикладную направленность. В таких работах проводились измерения интегральных характеристик потока (средней толщины пленки, перепада давления в канале, расхода дисперсной фазы, коэффициента теплоотдачи) и их обобщение в виде эмпирических и полуэмпирических корреляций. В данном обзоре рассмотрены работы, в которых исследовалась гидродинамика дисперсно-кольцевого режима течения.

В наиболее ранних работах отмечено, что срыв капель с поверхности пленки происходит при наличии на поверхности крупномасштабных структур, получивших название волны возмущения и характеризующихся большими значениями скорости, времени жизни, амплитуды, а также продольного и поперечного размеров. При визуализации потока в цилиндрических каналах волны возмущения имеют вид поперечно ориентированных колец мутной (“milky”) жидкости [20] и разделены участками тонкого слоя жидкости, называемого остаточным слоем, базовой пленкой или подложкой. Поверхность остаточного слоя, как и поверхность волн возмущения, покрыта мелкомасштабными короткоживущими волнами ряби. В режимах, в которых унос жидкости отсутствует (как правило, при малых расходах жидкой фазы и больших скоростях газа), на поверхности пленки отсутствуют

волны возмущения. На основе этих наблюдений сформировалось представление, что волны ряби всегда присутствуют на поверхности обдуваемой газом пленки жидкости, а унос обусловлен появлением волн возмущения. Неявным следствием такого представления является представление о тождественности мелкомасштабных волн в режимах в отсутствие уноса и волн ряби в режимах при наличии уноса. Поэтому до недавнего времени волны ряби исследовались недостаточно и независимо от волн возмущения. В работе [21] измерялись основные характеристики волн ряби на остаточном слое в режимах при наличии уноса и сравнивались с характеристиками, полученными с использованием различных моделей, однако ни по одной модели не получены результаты, удовлетворительно согласующиеся с экспериментальными данными. В работах [22–25] измерялись характеристики мелких волн в режимах в отсутствие уноса.

Основное внимание уделялось измерению осредненных характеристик волн возмущения, таких как скорость, частота следования, амплитуда, продольный размер, степень трехмерности. Как правило, эти измерения проводились на основе анализа временных записей значений толщины пленки, полученных с помощью метода проводимости. Исследовано влияние расходов фаз и других условий эксперимента (ориентация потока, диаметр канала, физические свойства жидкости и газа) на указанные характеристики. Показано, что скорость и частота следования волн возмущения линейно увеличиваются при увеличении скорости газа [26–29]. Амплитуда и продольный размер, наоборот, уменьшаются с уменьшением скорости газа. Увеличение расхода жидкости приводит к увеличению всех указанных параметров. Показано, что волны возмущения в трубах, как правило, замыкаются в кольцо, однако наряду с кольцевыми волнами в потоке присутствуют также волны возмущения, локализованные по поперечной координате. Количество локализованных волн увеличивается при увеличении диаметра канала [30] и скорости газа [31]. Кроме того, амплитуда даже замкнутых в кольцо волн возмущения может быть существенно неравномерной по азимутальной координате [27].

Вследствие низкого пространственного разрешения метода проводимости волны возмущения в записях, полученных с его помощью, имеют вид гладких горбов с крутым передним и пологим задним склонами, сходных с уединенными нелинейными волнами на поверхности тонких свободно стекающих пленок жидкости. Такая форма волн возмущения не согласуется с описанными выше данными визуальных наблюдений волн возмущения. “Мутный” вид волн возмущения при наблюдении на просвет может быть обусловлен как сильной шероховатостью их поверхности, так и наличием пузырьков газа, захваченных волнами возмущения. В работе [1] предпринята первая попытка заменить представление о гладкой волне возмущения представлением о волне возмущения как “пятне шероховатости”. В этом случае волна возмущения является относительно невысоким “плато”, покрытым короткими волнами ряби большой амплитуды. Несмотря на последующие исследования в этом направлении, буквальное восприятие вида волн возмущения в записях, полученных с помощью метода проводимости, до сих пор распространено. Следствием этого является представление о механизме срыва капель за счет “срезания” газовым потоком гребней волн возмущения [32]. Несмотря на большое количество экспериментальных работ, посвященных исследованию методов прямой визуализации уноса и свидетельствующих о значительно более сложном характере явления [18, 33–36], это представление о “срезании” гребней остается распространенным. В частности, оно положено в основу ряда однотипных моделей, предсказывающих интенсивность уноса жидкости [37–39].

Как и течение в целом, волновая структура пленки жидкости претерпевает сложную эволюцию вниз по потоку. По мнению большинства исследователей, волны возмущения формируются вблизи входа в канал, однако, используя лишь датчики проводимости и метод визуализации потока, механизм их формирования достаточно сложно описать. До

недавнего времени полагалось, что волны возмущения развиваются вследствие неустойчивости поверхности пленки к длинноволновым возмущениям малой амплитуды. Попытки теоретического предсказания характеристик волн возмущения на основе анализа устойчивости без учета вязких сил предпринимались в ряде работ, начиная с монографии [40], однако предсказываемая длина волн с максимальной амплитудой оказалась меньше длины волн возмущения на 2–3 порядка. В работе [41] определены границы режимов существования волн возмущения в горизонтальном потоке, однако для согласования полученных результатов с экспериментальными данными потребовалась существенная эмпирическая коррекция. В работе [42] отмечалось наличие коротких волн, появление которых предшествует формированию волн возмущения, однако используемая методика не позволила выявить связь между этими волнами и волнами возмущения. Вследствие различия значений скорости отдельных волн сформировавшиеся волны возмущения претерпевают множественные слияния вниз по потоку, что приводит к уменьшению частоты следования волн [43]. В работе [20] исследовались различные сценарии слияния волн возмущения и показано, что наиболее часто скорость волны, образовавшейся в результате слияния, равна скорости более быстрой из взаимодействующих волн (т. е. настигающей волны). На основе этих наблюдений в работе [44] предложена гипотеза о механизме срыва капель за счет слияния волн возмущения. В частности, полагалось, что поглощаемая волна полностью выбрасывается в ядро газового потока в виде капель. В [20] также показано, что на достаточно больших расстояниях от входа в канал индивидуальная скорость волны возмущения не меняется на больших (несколько метров) расстояниях вниз по потоку. В работах [42, 45, 46], в которых исследовалось изменение характеристик волн возмущения вниз по потоку, обнаружено некоторое увеличение скорости этих волн, а также уменьшение средней толщины пленки, обусловленное уносом жидкости в дисперсную фазу и соответствующим уменьшением расхода жидкости в пленке. Показано, что для стабилизации волновых характеристик требуются большие (порядка 100 диаметров канала) расстояния.

В экспериментах с многокомпонентными датчиками проводимости [47] в восходящем дисперсно-кольцевом потоке обнаружены еще два типа волн: “огромные” и “эфемерные”. “Огромные” волны наблюдаются в области малых скоростей газа и больших расходов жидкости, вблизи границы перехода к перемежаемому режиму течения. Считается, что такие волны являются результатом эволюции несформировавшихся или разрушившихся жидких перемычек между пузырями Тейлора, наблюдаемых при реализации снарядного режима течения. “Эфемерные” волны генерируются на задних склонах волн возмущения и движутся по остаточному слою с меньшей скоростью. В работе [48] полагалось, что “эфемерные” волны генерируются при достаточно интенсивном осаждении жидкости, в результате которого в остаточном слое образуется избыток жидкости. Также в [48] отмечалось, что “эфемерные” волны имеют меньшие амплитуду и поперечный размер (т. е. являются трехмерными), чем волны возмущения.

3. Современные представления на основе результатов экспериментальных исследований пространственно-временной эволюции волн с высоким разрешением. Ниже рассматриваются современные подходы к исследованию пространственно-временных характеристик волн и результаты их применения при изучении волновой структуры пленок жидкости.

3.1. *Новый подход к измерениям.* Описанная в п. 2 картина достаточно сложна, является противоречивой и недостаточно исследованной. Начиная с 2008 г. в Институте теплофизики СО РАН ведется систематическая работа по углублению и упорядочиванию сведений о волновой структуре дисперсно-кольцевого течения посредством прямого экспериментального исследования пространственно-временной эволюции волн на поверхности пленки с использованием метода яркостной лазерно-индуцированной флюоресценции. Ра-

нее эта зависимость определялась эмпирически, путем измерения яркости флюоресценции в зазорах различной ширины. В модификации метода, развиваемой в Институте теплофизики СО РАН, используется физическая зависимость, полученная из закона Ламберта — Бера, а калибровка сводится к определению коэффициента пропорциональности на основе измерения яркости одного опорного сигнала.

Измерения проводятся с высоким пространственным разрешением (в зависимости от задачи — $25,0 \div 0,5$ мм/пиксель), что позволяет избежать существенного искажения формы волн вследствие осреднения сигнала. Размер области измерений составлял соответственно $30 \div 500$ мм. Частота съемки определяется возможностями камеры, а также соотношением локальной освещенности и чувствительности камеры. В различных экспериментах, в зависимости от задачи, частота съемки варьировалась в диапазоне $1 \div 50$ кГц. Недостатком метода является образование нефизических пиков толщины пленки в области больших (40° и более) значений угла наклона межфазной поверхности, которые наблюдаются на фронтах волн “быстрой” ряби и вокруг захваченных жидкой пленкой пузырьков газа. Однако эти области достаточно малы и легко идентифицируются, что позволяет проводить достоверные измерения вне областей, содержащих искажения. Следует отметить, что существующие измерительные методы не позволяют адекватно восстановить форму волны возмущения. ЛИФ-метод позволяет регистрировать с высокой частотой съемки мгновенные профили толщины пленки вдоль продольной координаты (“двумерный” подход) или вдоль двух координат одновременно (“трехмерный” подход). Пространственно-временные записи толщины пленки при “двумерном” подходе представляют собой матрицу $h(x, t)$, каждая строка которой является мгновенным профилем толщины пленки вдоль координаты x , полученным в момент времени t , а каждый столбец — временной записью значений толщины пленки, полученной одним датчиком (т. е. пикселем камеры), расположенным на расстоянии x от входа в канал. В такой записи возмущения поверхности пленки “движутся” вдоль характеристических линий со скоростью, пропорциональной величине наклона линии к оси времени. В “трехмерном” подходе запись представляет собой трехмерный массив $h(x, y, t)$, состоящий из набора мгновенных двумерных профилей поверхности пленки. В данной работе приведены фрагменты пространственно-временных матриц толщины пленки в виде изображений. Яркость каждого пикселя такого изображения прямо пропорциональна толщине пленки в соответствующей ячейке матрицы.

3.2. Волновая структура в отсутствие срыва капель. Полевые измерения с высоким пространственным разрешением позволяют корректировать имеющиеся представления о волновой структуре пленки жидкости. Так, в отсутствие срыва капель (малые расходы жидкости и большие скорости газа) показано сосуществование волн двух типов [14]. На рис. 1 отчетливо видны более быстрые, высокие долгоживущие волны, на задних склонах которых развиваются медленные короткоживущие волны. Волны этих двух типов названы первичными и вторичными волнами соответственно. Возникая, вторичная волна движется по остаточному слою между первичными волнами до поглощения ее следующей первичной волной. Такая картина значительно сложнее предшествующих представлений, согласно которым в отсутствие срыва капель на поверхности пленки существуют лишь волны ряби. На двухволновую структуру при таком режиме указывается в работе [23], в которой также использовались полевые оптические измерения и проведено разделение волн на “кольцевые” волны и волны ряби. Характеристики волн двух типов достаточно близки к измеренным в [14]. Это позволяет утверждать, что речь идет об одних и тех же волнах. Однако в данной работе разделение волн на типы проводилось на основе поперечного размера волн в предположении, что более быстрые волны замыкаются в кольцо на периферии канала. При таком подходе “кольцевые” волны были обнаружены в узком диапазоне скоростей газа, в то время как в [14] двухволновая структура наблюдалась

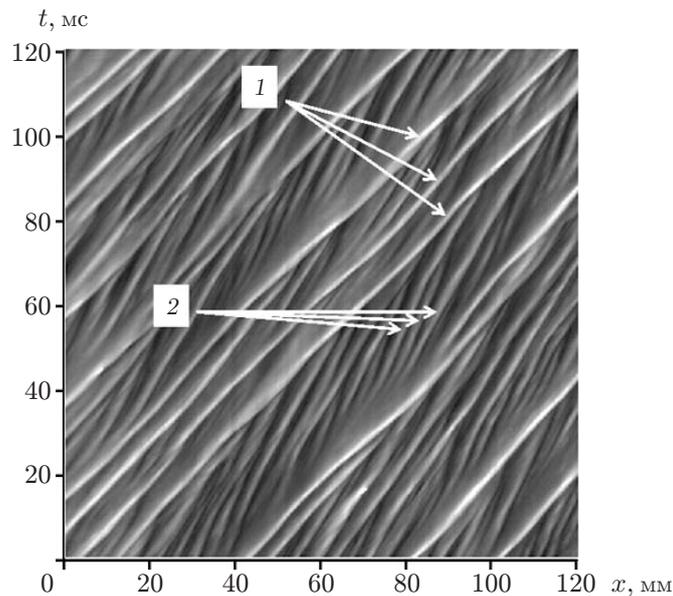


Рис. 1. Пространственно-временная эволюция толщины пленки жидкости в отсутствие срыва капель при $Re_L = 40$, $V_G = 27$ м/с (направление течения — слева направо):

1 — первичные волны, 2 — вторичные волны

во всем исследованном диапазоне режимов (при значениях скорости газа $20 \div 60$ м/с и числа Рейнольдса жидкости $Re = 20 \div 60$). С учетом вторичных волн можно построить более адекватные модели, предсказывающие величину перепада давления в таком режиме течения, поскольку при наличии вторичных волн увеличивается шероховатость пленки, оказывая дополнительное воздействие на газовый поток. Отличием наблюдаемой картины от традиционных представлений является также отсутствие капиллярного предвестника нелинейных волн, характерного для свободно стекающих пленок жидкости. При увеличении скорости газа предвестник подавляется и исчезает при значениях скорости более 20 м/с.

3.3. Структура волн возмущения. Генерация волн “медленной” и “быстрой” ряби. В режимах течения при наличии волн возмущения и срыва капель (значения числа Рейнольдса жидкости $Re \geq 100$, скорость газа более 20 м/с) волновая структура полагается более сложной [14]. Пример пространственно-временной записи в таком режиме при двумерном подходе представлен на рис. 2. Волны возмущения, имеющие вид широких светлых полос с большим углом наклона к оси времени, разделены участками тонкого остаточного слоя жидкости. На задних склонах волн возмущения генерируются мелкомасштабные волны ряби, которые отстают от породившей их волны возмущения, замедляются и в итоге движутся по остаточному слою до тех пор, пока их не поглотит следующая волна возмущения. Заметим, что пространственно-временное поведение волн возмущения и волн ряби при наличии срыва капель подобно поведению первичных и вторичных волн в отсутствие срыва капель. Это опровергает представления о тождественности волн в отсутствие срыва капель и волн ряби в режимах с уносом жидкости, поскольку, во-первых, волны в отсутствие уноса неоднородны, во-вторых, волны ряби в режимах с уносом генерируются волнами возмущения.

Волновая структура при наличии уноса и в его отсутствие имеет качественные и количественные различия. Так, в отсутствие уноса вторичные волны движутся с постоянной скоростью практически с момента возникновения, а в режимах с уносом их ско-

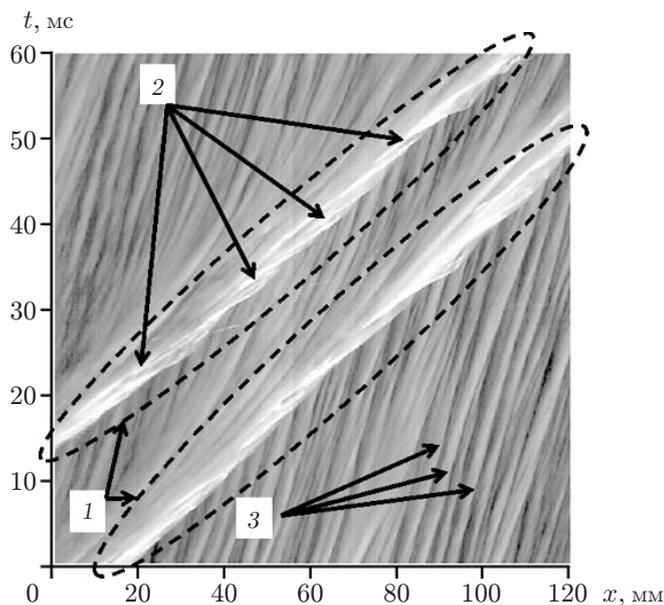


Рис. 2. Пространственно-временная эволюция толщины пленки жидкости в отсутствие срыва капель при $Re_L = 220$, $V_G = 27$ м/с (направление течения — слева направо):

1 — волны возмущения, 2 — волны “быстрой” ряби, 3 — волны “медленной” ряби

рость сначала близка к скорости волны возмущения, а затем уменьшается приблизительно в три раза [15]. Основным отличием является отличие формы первичных волн от формы волн возмущения. Первичные волны имеют достаточно гладкую структуру с выраженным гребнем, крутым передним и пологим задним склонами и подобны волнам на свободно стекающих пленках жидкости, за исключением капиллярного предвестника. Волны возмущения характеризуются большим продольным размером и не имеют выраженного гребня. Их поверхность покрыта волнами “быстрой” ряби, которые, как и описанные выше волны “медленной” ряби, генерируются на заднем склоне волн возмущения. Волны “быстрой” ряби движутся быстрее породившей их волны возмущения, поэтому покрывают поверхность волны возмущения, двигаясь от ее заднего фронта к переднему. Таким образом, подтверждаются правильность интерпретации волны возмущения как “плато шероховатости” [1] и ошибочность представления о гладкости волны возмущения. В качестве элементов шероховатости выступают волны “быстрой” ряби, порождаемые волной возмущения и характеризующиеся большой амплитудой и относительно малым размером в продольном направлении. Картину [1] можно дополнить описанием происхождения шероховатости и ее динамики. Все волны ряби генерируются в ограниченной области заднего склона волны возмущения и имеют общую, недостаточно изученную природу. Сценарий эволюции единичной волны ряби определяется относительным положением точки ее возникновения на заднем склоне волны возмущения. Волны, возникшие на расстоянии, превышающем некоторое фиксированное расстояние от фронта волны возмущения, развиваются по сценарию “медленной” ряби, волны, возникшие ближе “точки разделения”, — по сценарию “быстрой” ряби. По-видимому, положение “точки разделения” обусловлено особенностями поля скорости в волне возмущения. Измерение поля скорости представляет собой более сложную задачу, чем измерения толщины пленки, и достоверных измерений поля скорости до сих пор не проведено. Тем не менее имеющейся информации о генерации волн ряби достаточно для опровержения представления о независимости волн ряби от волн возмущения.

3.4. *Трехмерная форма волн. Связь с уносом капель с поверхности.* Наличие волн “быстрой” ряби способствует увеличению шероховатости поверхности пленки и приводит к увеличению межфазного трения. Именно волны “быстрой” ряби (а не гребни волн возмущения) разрушаются газовым потоком на мелкие капли, и таким образом происходит в основном срыв капель с поверхности пленки. Даже в двумерных записях значений толщины пленки можно наблюдать траектории срываемых капель, начинающиеся из траектории волны “быстрой” ряби [16]. Срываемые с пленки капли различимы в ЛИФ-данных, поскольку содержат флюорофор и переизлучают свет лазера, прошедший сквозь пленку.

Действительно, амплитуды волн “быстрой” ряби и “базовой” волны возмущения, по которой они распространяются, сопоставимы, а продольный размер волны “быстрой” ряби в несколько раз меньше продольного размера волны возмущения. Таким образом, волны “быстрой” ряби характеризуются значительно большей кривизной поверхности и как следствие менее устойчивы к воздействию газового потока. Это наблюдение опровергает представление о срыве капель вследствие “срезания” гребней волн возмущения. Как указывалось выше, визуализация актов отрыва осуществлялась в ряде экспериментальных работ. Результаты визуализации в плоскости поперечного [34, 35] и продольного [36] сечений канала свидетельствуют о наличии двух основных механизмов формирования капель, именуемых разрывом жидкой сумки и разрывом жидкого лигамента (струйки), однако наблюдения проводились лишь на финальной стадии процесса. Какие именно структуры на поверхности деформируются с образованием сумок и лигаментов, в работах [34–36] не выяснено. При этом в работе [33] с помощью визуализации отрыва в плоскости стенки канала был показан разрыв на капли фронта подковообразных волн ряби на поверхности волн возмущения, что согласуется с результатами настоящих экспериментов. Также этот процесс описывается механизмом “разрыв жидкой сумки”.

В работе [18] проведена количественная визуализация срыва капель в плоскости стенки канала с помощью трехмерного ЛИФ-метода и показано, что волны “быстрой” ряби существенно трехмерны, имеют подковообразную форму и расположены на поверхности волны возмущения в шахматном порядке. Поперечный размер волн “быстрой” ряби в исследованном диапазоне (скорости газа достигают 35 м/с) составляет $5 \div 10$ мм и уменьшается с увеличением скорости газа. Результаты работы подтверждают связь механизма “разрыв жидкой сумки” с разрывом всего трехмерного фронта волны “быстрой” ряби (рис. 3,а). Также в [18] показано, что разрыв по сценарию “разрыв жидкого лигамента” происходит в зоне соединения боковых волн “быстрой” ряби, где образуется продольно ориентированная жидкая структура. С этой структуры газовый поток “сдирает” струйку жидкости, которая впоследствии разрушается на капли по сценарию “разрыв жидкого лигамента” (рис. 3,б).

Вторичные механизмы срыва капель обусловлены осаждением ранее сорванных капель из ядра газового потока обратно на поверхность пленки, а также разрушением захваченных пленкой пузырьков газа.

3.5. *Формирование волн возмущения. Развитие волновой структуры вниз по потоку.* Результаты полевых измерений толщины пленки жидкости позволяют исследовать не только структуру волн возмущения и формирование волн “быстрой” и “медленной” ряби, но и формирование волн возмущения. Для решения этой задачи получение пространственно-временных записей толщины пленки может проводиться как в небольшой области вблизи входа в канал, так и в более протяженной (за счет огрубления пространственного разрешения до 0,5 мм/пиксель) области. В обоих случаях область измерений начинается от точки выхода жидкой пленки из щели распределителя (рис. 4).

На выходе из щели на поверхности пленки возникают волны высокой частоты, называемые начальными волнами [17] и характеризующиеся регулярностью при отсутствии

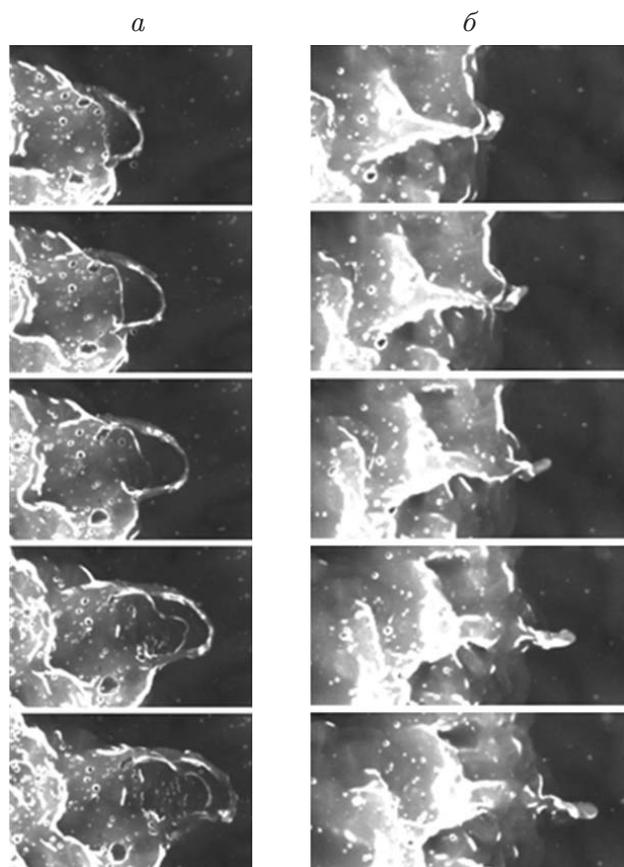


Рис. 3

Рис. 3. Разрыв волн “быстрой” ряби по сценариям “разрыв жидкой сумки” (*a*) и “разрыв жидкого лигамента” (*б*) в различные моменты времени (шаг по времени — 0,5 мс)

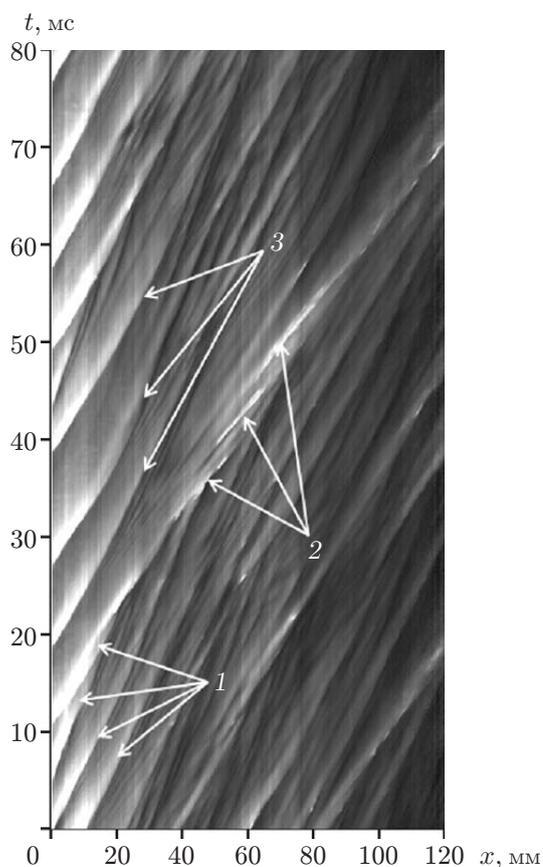


Рис. 4

Рис. 4. Развитие волновой структуры при увеличении расстояния от входа в канал при $Re_L = 220$, $V_G = 22$ м/с:

1 — сливающиеся начальные волны, 2 — волна возмущения, 3 — затухающие начальные волны

внешних возмущений. На этом этапе спектр временной записи значений толщины пленки имеет один выраженный горб, несколько “размытый” в окрестности основной частоты. Начальные волны развиваются до состояния гидродинамической стабилизации толщины пленки, т. е. на участке, где средняя толщина пленки близка к ширине зазора и значительно превышает равновесную толщину вдали от входа [3]. На этом участке амплитуда начальных волн существенно увеличивается без изменения частоты и ширины основного горба в спектре. При выходе на участок с малой толщиной пленки жидкости скорость и амплитуда начальных волн уменьшаются. Однако вследствие некоторого разброса значений амплитуды и скорости одиночных начальных волн велика вероятность их слияния. В результате парного или множественного слияния начальных волн на пленке возникают крупномасштабные структуры с большим продольным размером. На задних склонах этих структур генерируются мелкомасштабные волны, часть которых распространяется по их поверхности с большей скоростью, а часть — по остаточному слою за структурами с меньшей скоростью. Таким образом, структуры, формирующиеся в результате слия-

ния начальных волн, являются волнами возмущения, генерирующими волны “быстрой” и “медленной” ряби. Формирование крупномасштабных структур происходит не вследствие длинноволновой неустойчивости поверхности пленки, а вследствие наличия каскада слияний мелких начальных волн. Это опровергает представление о том, что характеристики волн возмущения можно предсказать на основе анализа устойчивости. Длина волн максимального роста, возникающих вследствие первичной неустойчивости поверхности обдуваемой газом пленки, на два порядка меньше среднего расстояния между волнами возмущения, поскольку последние образуются в результате слияния волн максимального роста. Кроме того, вниз по потоку наблюдается дальнейшее увеличение среднего расстояния между волнами возмущения вследствие их слияний.

Помимо вывода о механизме формирования волн возмущения можно ввести новое определение, или новый критерий идентификации волн возмущения как волн, генерирующих волны “быстрой” ряби. В критериях, предлагавшихся ранее, содержится произвольный количественный порог. Например, в [21] волны возмущения определялись по двойному пересечению уровня средней толщины пленки, в [42] — как волны с высотой, в 1,6 раза превышающей среднюю толщину пленки, и т. д. В данном определении произвольные параметры отсутствуют. Следует отметить, что наличие волн “быстрой” ряби является необходимым, но не достаточным условием для начала срыва капель, поскольку требуется дополнительное условие разрушения волн “быстрой” ряби на капли газовым потоком.

Обнаруженный механизм формирования волн возмущения не является следствием способа организации входного участка в конкретной установке. Аналогичные явления (формирование крупномасштабных структур с генерацией волн “быстрой” ряби за счет слияния мелкомасштабных волн) обнаружены в ЛИФ-записях, полученных на больших расстояниях от входа в канал, где влияние входного участка не проявляется. Таким образом происходит переход к режиму с уносом при постепенном увеличении расхода жидкой фазы: первичные волны в отсутствие срыва капель могут сливаться, генерируя волны больших размеров с волнами “быстрой” ряби. Так же на задних склонах развитых волн возмущения формируются “эфемерные” волны: при слиянии нескольких волн “медленной” ряби появляются крупномасштабные структуры, генерирующие волны “быстрой” ряби на их заднем склоне. “Эфемерные” волны движутся со скоростью, превышающей скорость волн “медленной” ряби, но меньшей скорости волн возмущения, и обычно поглощаются следующей волной возмущения. Предположительно, на больших расстояниях от входа в канал и между волнами возмущения “эфемерная” волна может развиться в полноценную волну возмущения, таким образом частота волн возмущения вдали от входа может поддерживаться постоянной, способствуя установлению потока.

Процесс формирования волн возмущения сложнее приведенного выше описания, поскольку имеет также место изменение двумерности поверхности пленки вниз по потоку [3]. Начальные волны являются существенно двумерными, однако вне начального участка толстой пленки происходит их разделение на мелкие трехмерные волны, которые претерпевают множественные слияния, вследствие чего формируются крупные квазидвумерные волны возмущения. Дальнейшее увеличение степени двумерности вниз по потоку происходит вследствие трехмерных слияний волн возмущения: при соприкосновении боковых границ трехмерных волн возмущения происходит их объединение в волну с широким фронтом [18]. Таким образом, увеличение двумерности вниз по потоку происходит не за счет “расширения” волн возмущения [42], а за счет трехмерного взаимодействия волн.

Заключение. В работе приведено систематическое описание изменения представлений о волновой структуре пленки жидкости в дисперсно-кольцевом течении. Новые представления получены с помощью прямой количественной визуализации волновой поверхности пленки методом лазерно-индуцированной флюоресценции. В режимах, когда срыв

капель отсутствует, показаны наличие двухволновой структуры, состоящей из первичных и вторичных волн, и отсутствие капиллярного предвестника при сильном обдуве. Для режимов со срывом капель опровергнуто представление о гладкости волн возмущения и подтверждены представления о волне возмущения как о “плато шероховатости”. Обнаружено явление генерации волн “быстрой” и “медленной” ряби на задних склонах волн возмущения. Таким образом, опровергнуты представления о независимости волн ряби от волн возмущения и о тождественности волн в отсутствие срыва капель и волн ряби в режимах с уносом. Показано, что разрушение волн “быстрой” ряби является причиной срыва капель. Установлена связь между трехмерной структурой волн ряби и механизмами срыва капель, известными как “разрыв жидкой сумки” и “разрыв жидкого лигамента”. Показано, что волны возмущения формируются вследствие слияния начальных волн максимального роста. Опровергнуто предположение о возможности предсказания характеристик волн возмущения на основе анализа первичной неустойчивости. Предложено новое определение волн возмущения как волн, генерирующих волны “быстрой” ряби. Таким образом, срыву капель предшествуют явления, происходящие выше по потоку: формирование начальных волн, их слияние и формирование волн возмущения, генерация волн “быстрой” ряби, разрушение волн “быстрой” ряби газовым потоком.

Дальнейшие исследования следует проводить по трем основным направлениям.

1. Расширение условий экспериментальных исследований. Справедливость приведенных выше наблюдений экспериментально подтверждена при ограниченном наборе условий, а именно: отсутствие подвода тепла и интенсивных фазовых (химических) превращений; изменение температуры жидкости в диапазоне $15 \div 25$ °С; использование в качестве газа воздуха при давлениях, близких к атмосферному; использование в качестве рабочей жидкости воды и водоглицериновых растворов с вязкостью не более $0,003$ Па·с; диапазон среднерасходных скоростей газа $0 \div 100$ м/с, диапазон чисел Рейнольдса жидкости $Re = 15 \div 500$; исследование нисходящего, восходящего и горизонтального течений в каналах с круглым и прямоугольным сечениями с гидравлическими диаметрами $11,7 \div 43,0$ мм. Проверка справедливости настоящих наблюдений при других условиях должна проводиться экспериментально с помощью методов с сопоставимым уровнем детализации. В случае качественного несоответствия результатов необходимо определение условий, в которых описанные выше механизмы не реализуются, а заменяются другими механизмами.

2. Переход на следующий уровень детализации экспериментов. Для изучения гидродинамики взаимодействия фаз в дисперсно-кольцевом течении требуются измерения мгновенных полей скорости в жидкой и газовой фазах в различных областях течения (в остаточном слое и в волнах возмущения) с учетом развития течения вниз по потоку. В настоящее время измерения полей скорости проводятся в значительно более “мягких” условиях по сравнению с типичными условиями дисперсно-кольцевого течения. При больших скоростях газа и расходах жидкости проведение измерений осложняется малыми размерами области измерений, большими скоростями фаз и градиентами скорости, высоким уровнем турбулентности, возмущением межфазной поверхности, наличием дисперсной фазы в виде капель и пузырьков.

3. Развитие теоретических и численных моделей дисперсно-кольцевого течения. Ввиду сложности течения его моделирование в основном ограничивается эмпирическими корреляциями, которые, как правило, справедливы лишь при тех условиях, в которых были получены. Теоретические модели часто ограничиваются анализом устойчивости, в то время как реальная волновая динамика в дисперсно-кольцевом течении представляет собой сложный многоэтапный процесс. Анализ устойчивости описывает лишь первую стадию этого процесса [3]. Вследствие неопределенного положения межфазной границы, высоких скорости движения фаз и степени турбулентности, необходимости разрешать мелкие про-

странственные и временные масштабы в протяженной рабочей области реализация численных моделей требует значительных вычислительных затрат. В этих условиях часто используются упрощения типа периодических граничных условий по продольной координате, которые не учитывают развитие течения. Преимущества отказа от таких упрощений представлены в работе [49]. Кроме того, необходимым условием для моделирования является соответствие теоретической модели полученным экспериментальным результатам включая соответствие базовых предположений модели экспериментальным данным и воспроизведение всех этапов эволюции волн при моделировании.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Hewitt G. F., Jayanti S., Hope C. B.** Structure of thin liquid films in gas-liquid horizontal flow // *Intern. J. Multiphase Flow*. 1990. V. 16, N 6. P. 951–957.
2. **Pan L. M., He H., Ju P., et al.** Experimental study and modeling of disturbance wave height of vertical annular flow // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. 2015. V. 89. P. 165–175.
3. **Isaenkov S. V., Cherdantsev A. V., Vozhakov I. S., et al.** Study of primary instability of thick liquid films under strong gas shear // *Intern. J. Multiphase Flow*. 2019. V. 111. P. 62–81.
4. **Lin R., Wang K., Liu L., et al.** Study on the characteristics of interfacial waves in annular flow by image analysis // *Chem. Engng Sci*. 2020. V. 212. 115336.
5. **Moisy F., Rabaud M., Salsac K.** A synthetic Schlieren method for the measurement of the topography of a liquid interface // *Exp. Fluids*. 2009. V. 46, N 6. 1021.
6. **Vinnichenko N. A., Pushtaev A. V., Plaksina Y. Y., Uvarov A. V.** Measurements of liquid surface relief with moon-glade background oriented Schlieren technique // *Exp. Thermal Fluid Sci*. 2020. V. 114. 110051.
7. **Clark W. W., Campbell G. B., Hills J. H., Azzopardi B. J.** Viscous effects on the interfacial structure of falling liquid film/co-current gas systems // *Proc. of the 4th Intern. conf. multiphase flow*. New Orleans (USA), May 27 — June 1, 2001. S. 1., 2001.
8. **Dupont J., Mignot G., Zboray R., Prasser H. M.** Infrared film thickness measurement: Comparison with cold neutron imaging // *J. Nuclear Sci. Technol*. 2016. V. 53, N 5. P. 673–681.
9. **Bothell J. K., Machicoane N., Li D., et al.** Comparison of X-ray and optical measurements in the near-field of an optically dense coaxial air-assisted atomizer // *Intern. J. Multiphase Flow*. 2020. V. 125. 103219.
10. **Schubring D., Shedd T. A., Hurlburt E. T.** Planar laser-induced fluorescence (PLIF) measurements of liquid film thickness in annular flow. Pt 2. Analysis and comparison to models // *Intern. J. Multiphase Flow*. 2010. V. 36, N 10. P. 825–835.
11. **Farias P. S. C., Martins F. J. W. A., Sampaio L. E. B., et al.** Liquid film characterization in horizontal, annular, two-phase, gas-liquid flow using time-resolved laser-induced fluorescence // *Exp. Fluids*. 2012. V. 52. P. 633–645.
12. **Zadrazil I., Matar O. K., Markides C. N.** An experimental characterization of downwards gas-liquid annular flow by laser-induced fluorescence: Flow regimes and film statistics // *Intern. J. Multiphase Flow*. 2014. V. 60. P. 87–102.
13. **Xue T., Li Z., Li C., Wu B.** Measurement of thickness of annular liquid films based on distortion correction of laser-induced fluorescence imaging // *Rev. Sci. Instrum*. 2019. V. 90, N 3. 033103.
14. **Alekseenko S., Antipin V., Cherdantsev A., et al.** Two-wave structure of liquid film and wave interrelation in annular gas-liquid flow with and without entrainment // *Phys. Fluids*. 2009. V. 21, N 6. 061701.

15. **Alekseenko S. V., Cherdantsev A. V., Heinz O. M., et al.** Analysis of spatial and temporal evolution of disturbance waves and ripples in annular gas-liquid flow // *Intern. J. Multiphase Flow*. 2014. V. 67. P. 122–134.
16. **Alekseenko S., Cherdantsev A. V., Markovich D. M., Rabusov A. V.** Investigation of droplets entrainment and deposition in annular flow using LIF technique // *Atomizat. Sprays*. 2014. V. 24, N 3. P. 193–222.
17. **Alekseenko S. V., Cherdantsev A. V., Cherdantsev M. V., et al.** Study of formation and development of disturbance waves in annular gas-liquid flow // *Intern. J. Multiphase Flow*. 2015. V. 77. P. 65–75.
18. **Cherdantsev A. V., Hann D. B., Azzopardi B. J.** Study of gas-sheared liquid film in horizontal rectangular duct using high-speed LIF technique: Three-dimensional wavy structure and its relation to liquid entrainment // *Intern. J. Multiphase Flow*. 2014. V. 67. P. 52–64.
19. **Cherdantsev A. V., An J. S., Charogiannis A., Markides C. N.** Simultaneous application of two laser-induced fluorescence approaches for film thickness measurements in annular gas-liquid flows // *Intern. J. Multiphase Flow*. 2019. V. 119. P. 237–258.
20. **Hall Taylor N., Hewitt G. F., Lacey P. M. C.** The motion and frequency of large disturbance waves in annular two-phase flow of air-water mixtures // *Chem. Engng Sci*. 1963. V. 18, N 8. P. 537–552.
21. **Chu K. J., Dukler A. E.** Statistical characteristics of thin, wavy films. Pt 2. Studies of the substrate and its wave structure // *AIChE J*. 1974. V. 20, N 4. P. 695–706.
22. **Asali J. C., Hanratty T. J.** Ripples generated on a liquid film at high gas velocities // *Intern. J. Multiphase Flow*. 1993. V. 19, N 2. P. 229–243.
23. **Ohba K., Nagae K.** Characteristics and behavior of the interfacial wave on the liquid film in a vertically upward air-water two-phase annular flow // *Nuclear Engng Design*. 1993. V. 141, N 1/2. P. 17–25.
24. **Suzuki K., Hagiwara Y., Sato T.** Heat transfer and flow characteristics of two-phase two-component annular flow // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. 1983. V. 26, N 4. P. 597–605.
25. **Damsohn M., Prasser H. M.** High-speed liquid film sensor for two-phase flows with high spatial resolution based on electrical conductance // *Flow Measurement Instrum.* 2009. V. 20, N 1. P. 1–14.
26. **Azzopardi B. J.** Disturbance wave frequencies, velocities and spacing in vertical annular two-phase flow // *Nuclear Engng Design*. 1986. V. 92, N 2. P. 121–133.
27. **Han H., Zhu Z., Gabriel K.** A study on the effect of gas flow rate on the wave characteristics in two-phase gas-liquid annular flow // *Nuclear Engng Design*. 2006. V. 236, N 24. P. 2580–2588.
28. **Belt R. J., Van't Westende J. M. C., Prasser H. M., Portela L. M.** Time and spatially resolved measurements of interfacial waves in vertical annular flow // *Intern. J. Multiphase Flow*. 2010. V. 36, N 7. P. 570–587.
29. **Setyawan A., Indarto, Deendarlianto.** The effect of the fluid properties on the wave velocity and wave frequency of gas-liquid annular two-phase flow in a horizontal pipe // *Exp. Thermal Fluid Sci*. 2016. V. 71. P. 25–41.
30. **Martin C. J., Azzopardi B. J.** Waves in vertical annular flow // *Physicochem. Hydrodynam.* 1985. V. 6, N 12. P. 257–265.
31. **Okada O., Fujimatsu T., Fujita H., Nakajima Y.** Measurement of droplet size distribution in an annular mist flow in a vertical pipe by immersion liquid method // *Proc. of the 2nd Intern. conf. on multiphase flow, Kyoto (Japan), Apr. 3–7, 1995. S. 1.: Univ. of Kyoto, 1995. V. 1. P. IP2/11–IP2/18.*

32. **Ishii M., Grolmes M. A.** Inception criteria for droplet entrainment in two-phase concurrent film flow // *AIChE J.* 1975. V. 21, N 2. P. 308–318.
33. **Woodmansee D. E., Hanratty T. J.** Mechanism for the removal of droplets from a liquid surface by a parallel air flow // *Chem. Engng Sci.* 1969. V. 24, N 2. P. 299–307.
34. **Azzopardi B. J.** Mechanisms of entrainment in annular two-phase flow: Rep. / United Kingdom Atomic Energy Authority. AERE-R 11068. Harwell, 1983.
35. **Lecoeur N., Zeng Y. J., Hale C. P., Hewitt G. F.** Visualization and axial viewing techniques // *Multiphase Sci. Technol.* 2011. V. 23, N 1. P. 29–55.
36. **Pham S. H., Kawara Z., Yokomine T., Kunugi T.** Detailed observations of wavy interface behaviors of annular two-phase flow on rod bundle geometry // *Intern. J. Multiphase Flow.* 2014. V. 59. P. 135–144.
37. **Holowach M. J., Hochreiter L. E., Cheung F. B.** A model for droplet entrainment in heated annular flow // *Intern. J. Heat Fluid Flow.* 2002. V. 23, N 6. P. 807–822.
38. **Ryu S. H., Park G. C.** A droplet entrainment model based on the force balance of an interfacial wave in two-phase annular flow // *Nuclear Engng Design.* 2011. V. 241, N 9. P. 3890–3897.
39. **Liu L., Bai B.** Generalization of droplet entrainment rate correlation for annular flow considering disturbance wave properties // *Chem. Engng Sci.* 2017. V. 164. P. 279–291.
40. **Hewitt G. F.** Annular two-phase flow / G. F. Hewitt, N. S. Hall Taylor. Oxford: Pergamon Press, 1970.
41. **Andreussi P., Asali J. C., Hanratty T. J.** Initiation of roll waves in gas-liquid flows // *AIChE J.* 1985. V. 31. P. 119–126.
42. **Zhao Y., Markides C. N., Matar O. K., Hewitt G. F.** Disturbance wave development in two-phase gas-liquid upwards vertical annular flow // *Intern. J. Multiphase Flow.* 2013. V. 55. P. 111–129.
43. **Hall Taylor N., Nedderman R. M.** The coalescence of disturbance waves in annular two phase flow // *Chem. Engng Sci.* 1968. V. 23, N 6. P. 551–564.
44. **Wilkes N. S., Azzopardi B. J., Thompson C. P.** Wave coalescence and entrainment in vertical annular two-phase flow // *Intern. J. Multiphase Flow.* 1983. V. 9, N 4. P. 383–398.
45. **Hazuku T., Takamasa T., Matsumoto Y.** Experimental study on axial development of liquid film in vertical upward annular two-phase flow // *Intern. J. Multiphase Flow.* 2008. V. 34, N 2. P. 111–127.
46. **Wolf A., Jayanti S., Hewitt G. F.** Flow development in vertical annular flow // *Chem. Engng Sci.* 2001. V. 56, N 10. P. 3221–3235.
47. **Sekoguchi K., Takeishi M.** Interfacial structures in upward huge wave flow and annular flow regimes // *Intern. J. Multiphase Flow.* 1989. V. 15, N 3. P. 295–305.
48. **Wolf A., Jayanti S., Hewitt G. F.** On the nature of ephemeral waves in vertical annular flow // *Intern. J. Multiphase Flow.* 1996. V. 22, N 2. P. 325–333.
49. **Fan W., Li H., Anglart H.** Numerical investigation of spatial and temporal structure of annular flow with disturbance waves // *Intern. J. Multiphase Flow.* 2019. V. 110. P. 256–272.

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