

волн, для которых при фиксированных  $Re$ ,  $Fi$  и  $R^{-1}$  параметром служит волновое число  $\alpha$ . Волны этих семейств в пределе  $\alpha \rightarrow 0$  переходят в последовательность либо отрицательных, либо положительных уединенных волн.

Для течения вдоль внутренней поверхности вертикального цилиндра семейство, имеющее пределом отрицательную уединенную волну, существует при всех значениях внешних параметров, а семейство, имеющее пределом положительную.— только при относительно малых значениях кривизны стенок. Для течения в трубке достаточно малого радиуса в расчетах обнаружен эффект «катастрофического» роста амплитуды установившихся волн при продвижении в область линейной неустойчивости гладкого решения.

Проанализировано влияние всех параметров на характеристики нелинейных волн и показано, что в зависимости от  $R^{-1}$  увеличение  $Re$  или уменьшение  $Fi$  могут вызывать как усиление волновых процессов, так и их уменьшение в отличие от стекания вдоль вертикальной плоскости, где это приводило к росту амплитуды волн. Увеличение  $R^{-1}$  всегда интенсифицирует волновые процессы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Alekseenko S. V., Nakoryakov V. Ye., Pokusaev B. G. Wave formation on a vertical falling liquid film // *AIChE J.*— 1985.— V. 31, N 9.
2. Накоряков В. Е., Алексеев С. В., Покусаев Б. Г., Орлов В. В. Мгновенный профиль скорости в волновой пленке жидкости // *ИФЖ.*— 1977.— Т. 33, № 3.
3. Vach P., Villadsen J. Simulation of the vertical flow of a thin wavy film using a finite-elements method // *Intern. J. Heat Mass Transf.*— 1984.— V. 27, N 5.
4. Трифонов Ю. Я., Цвелодуб О. Ю. Нелинейные волны на поверхности пленки жидкости, стекающей по вертикальной стенке // *ПМТФ.*— 1985.— № 5.
5. Трифонов Ю. Я., Цвелодуб О. Ю. Стационарные двумерные волны на вертикально стекающей пленке жидкости и их устойчивость // *ИФЖ.*— 1988.— Т. 54, № 1.
6. Демехин Е. А., Шкадов В. Я. Режимы двумерных волн тонкого слоя вязкой жидкости // *Изв. АН СССР. МЖГ.*— 1986.— № 3.
7. Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Алексеев С. В. Десорбция слаборастворимого газа из стекающих волновых пленок жидкости // *Расчет тепломассообмена в энергетических процессах.*— Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1981.
8. Шкадов В. Я. Волновые режимы течения тонкого слоя вязкой жидкости под действием силы тяжести // *Изв. АН СССР. МЖГ.*— 1967.— № 1.
9. Демехин Е. А., Каплан М. А., Фойгель Р. А. Нелинейные волны в стекающем вязком слое магнитной жидкости // *Магнит. гидродинамика.*— 1988.— № 1.
10. Lin S. P., Liu W. C. Instability of film coating of wires and tubes // *AIChE J.*— 1975.— V. 21, N 4.
11. Капица П. Л., Капица С. П. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости // *ЖЭТФ.*— 1949.— Т. 19, № 2.
12. Шкадов В. Я. Уединенные волны в слое вязкой жидкости // *Изв. АН СССР. МЖГ.*— 1977.— № 1.
13. Бунов А. В., Демехин Е. А., Шкадов В. Я. О неединственности нелинейных волновых режимов в вязком слое // *ПММ.*— 1984.— Т. 48, № 4.
14. Трифонов Ю. Я., Цвелодуб О. Ю. О ветвлении стационарно бегущих волновых режимов вязкой пленки жидкости // *ПМТФ.*— 1988.— № 4.

г. Новосибирск

Поступила 26/VI 1991 г.

УДК 532.5 : 533.6

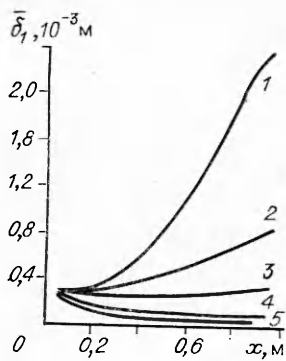
С. Е. Агеев

#### ТЕЧЕНИЕ ЖИДКОЙ ПЛЕНКИ В СПУТНОМ ПОТОКЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВНЕШНИХ ФАКТОРОВ

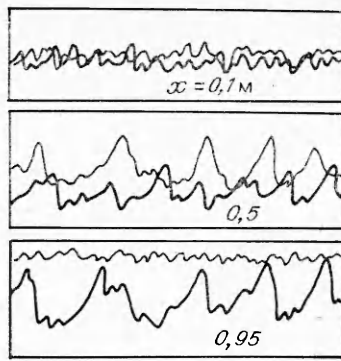
Расслоенные газожидкостные потоки благодаря широкой реализации в различных областях техники на протяжении многих лет являются предметом всестороннего изучения. Однако, несмотря на то что совместному перемещению жидкости и газа посвящено значительное число научных трудов [1—5], известные на сегодняшний день данные о взаимодействии

5 ПМТФ № 5, 1992 г.

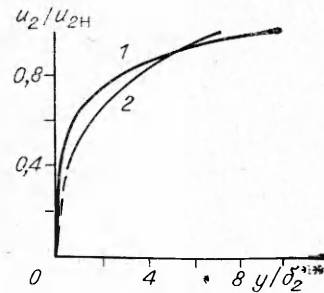
65



Р и с. 1



Р и с. 2



Р и с. 3

жидкой пленки со спутным газовым потоком в реальных газодинамических системах весьма ограничены. Во многом это предопределяется тем, что в большинстве случаев исследователи рассматривали данную задачу в идеализированной постановке, когда процессы организации пленочного течения изучались без учета действия факторов, которые по характеру своего влияния на тонкий слой жидкости можно отнести к внешним. Обобщение результатов этих исследований [5] позволило обоснованно определить двухпараметрическую зависимость характеристик гетерогенного потока от расхода жидкости в пленке и числа Рейнольдса воздушной фазы  $Re_{x_2} = u_{2H}x/\nu_2$ , выраженного через продольную координату  $x$ , где  $u_{2H}$  — скорость воздуха на внешней границе пограничного слоя,  $\nu_2$  — кинематическая вязкость воздуха. Между тем наличие при эксплуатации различного промышленного оборудования вибраций поверхности течения жидкости, изменения ее смачиваемости, вариаций турбулентных характеристик и продольной скорости спутной фазы может существенно влиять на конечные параметры рабочих систем [6].

В [7] показаны основные принципы построения метода и модели расчета расслоенных газожидкостных течений, позволяющие учесть влияние градиента давления воздуха на среднюю толщину жидкостного слоя, приведены некоторые расчетные данные. В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований течения водной пленки под действием воздушного потока при наличии градиента давления газовой фазы  $dp_2/dx$  и различных степенях ее турбулентности  $Tu_{2\infty}$ .

Эксперименты проводились на стенде, включающем в себя прямоточную аэродинамическую трубу и устройства подачи и отвода жидкости. В рабочем участке трубы реализовались скорости воздушного потока до 35 м/с, а расход воды, выраженный в безразмерной форме через пленочное число Рейнольдса  $Re_1 = G_1/\mu_1$  ( $G_1$  — приведенный к ширине пленки массовый расход жидкости,  $\mu_1$  — коэффициент динамической вязкости жидкости), изменялся от 0 до 860. Нижняя панель рабочей части являлась поверхностью течения жидкости, на которой располагались датчики толщины пленки. Для регистрации параметров жидкостного слоя использовалась измерительная система, основанная на методе локальной электропроводности с применением щелевых резистивных первичных преобразователей.

Для моделирования течения жидкости при различных градиентах давления воздуха верхняя панель рабочего участка экспериментальной установки сделана гибкой, что позволяло путем регулирования длины распорных тяг создавать необходимые формы канала проточной части аэродинамической трубы.

С использованием указанных конструктивных возможностей стенда была проведена серия экспериментов, результаты которых представлены на рис. 1. Измерения средней толщины жидкой пленки  $\bar{\delta}_1$  проводились при одинаковых начальных условиях течения (скорость невозмущенного

потока  $u_{2\infty} = 20$  м/с и расход жидкости  $Re_1 = 192$ ), но разных значениях градиента давления воздуха (линии 1—5 отвечают  $dp_2/dx = 17,7; 11,5; 0; -14,2; -34,4$  кг/м<sup>3</sup>). На рис. 2 показано сравнение волновых профилей поверхности пленки (изменение локальной толщины жидкостного слоя  $\delta_1$  вдоль по течению  $x$ ) при  $u_{2\infty} = 20$  м/с,  $Re_1 = 192$ , полученных в градиентном  $dp_2/dx = 11,5$  кг/м<sup>3</sup> (тонкая линия) и безградиентном  $dp_2/dx = 0$  (жирная) потоках воздуха.

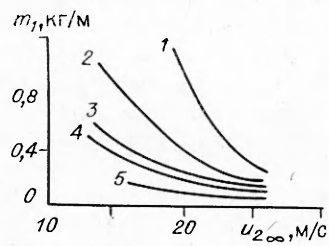
Анализ экспериментальных данных позволяет судить о значительном влиянии постоянно действующего положительного градиента давления легкой фазы на характер течения жидкости. Исходя из физической модели вязкостного взаимодействия двух потоков с различными свойствами при диффузорном течении наличие положительной производной  $dp_2/dx$  вызывает дополнительный к эффекту трения о шероховатую стенку (волновая шероховатость в данном случае может в несколько десятков раз превышать допустимую шероховатость) тормозящий эффект перепада давления, что способствует снижению динамической нагрузки воздуха на поверхность жидкости. К известным положениям о воздействии положительного градиента давления на течение в пристенных слоях следует добавить, что наличие волнового движения на поверхности пленки и транспортировка воздухом капель жидкости, сорвавшихся с гребней волн, приводят к более интенсивной диссипации энергии двухфазного потока. Измерение распределения скоростей воздуха по нормали к стенке (рис. 3) при  $dp_2/dx = 11,5$  кг/м<sup>3</sup>,  $u_{2\infty} = 20$  м/с и  $x = 0,5$  м ( $Re_1 = 0; 192$  — линии 1, 2) показало, что двухфазность течения способствует уменьшению наполненности профиля скорости. Значение формпараметра  $H_2 = \delta_2^*/\delta_2^{**}$ , соответствующее в однофазном турбулентном слое  $H_2 = 1,48$ , в гетерогенном потоке увеличивается до  $H_2 = 1,83$ . По аналогии с выводами о более раннем переходе при совместном движении двух фаз ламинарного течения в турбулентное [5] полученные результаты позволяют говорить об усилении воздействия градиента давления воздуха при наличии тонкого слоя жидкости на обтекаемой поверхности, что может благоприятствовать преждевременному отрыву потока.

При отрицательном градиенте давления газовой среды в исследуемых условиях полученный в первом случае заметно выраженный эффект влияния изменений скорости воздуха на течение жидкости отсутствует. Причиной этого, вероятно, являются повышенная по сравнению с газом вязкость жидкости, препятствующая росту скорости ее движения в тонком слое, а также менее интенсивные изменения вдоль по потоку величины касательного напряжения, что в конечном итоге приводит к снижению чувствительности параметров жидкой пленки к продольным ускорениям воздушных масс.

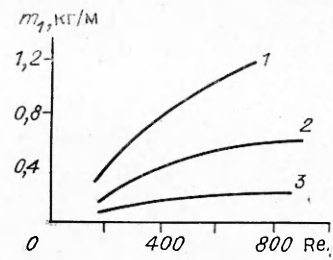
Более глубокий анализ влияния градиента давления воздуха на движение жидкости проведен на основании результатов экспериментов, в которых физическое моделирование пленочного течения жидкости осуществлялось при различных начальных условиях. Оценка воздействия указанных факторов на среднюю толщину жидкостного слоя  $\bar{\delta}_1$  проводилась с помощью интегрального параметра

$$m_1 = \rho_1 \int_0^L \bar{\delta}_1 dx,$$

где  $\rho_1$  — плотность жидкости;  $L$  — длина поверхности течения жидкости. Значение  $m_1$  характеризует приведенную к ширине канала массу жидкости, находящуюся на обтекаемой поверхности. Изменение  $m_1$  в зависимости от  $dp_2/dx$  при  $Re_1 = 200$  (рис. 4, линии 1—5 отвечают  $dp_2/dx = 17,7; 6,8; 0; -7,9; -31,6$  кг/м<sup>3</sup>) и при  $u_{2\infty} = 25,5$  м/с (рис. 5, линии 1—3 для  $dp_2/dx = 25,5; 0; -31,6$  кг/м<sup>3</sup>) показывает, что влияние градиента давления на течение жидкости определяется его величиной и знаком. Оно более существенно при малых скоростях невозмущенного потока



Р и с . 4



Р и с . 5

и больших расходах жидкости в пленке. С уменьшением градиента давления вплоть до отрицательных значений влияние этих факторов ослабевает.

В технических установках, в каналах которых формируются расслоенные двухфазные потоки, для разгона воздуха, как правило, используются различные энергетические устройства (например, лопаточные машины), способствующие значительной его турбулизации. В связи с этим несомненный интерес представляет исследование влияния турбулентности внешнего потока  $Tu_{2\infty}$  на параметры жидкой пленки. С этой целью с помощью моноплановых решеток, являющихся пассивными генераторами турбулентности, в рабочем участке аэродинамической трубы устанавливались различные степени турбулентных возмущений воздушных масс, величины которых определялись термоанемометрической системой 55М фирмы «ДИСА Электроник»\*.

За критерий оценки влияния внешней турбулентности легкой фазы на локальные параметры пленки выбрано начало образования на поверхности жидкости волн возмущения, хорошо наблюдаемых в эксперименте и отличающихся в широком спектре волнообразований большой амплитудой и широким фронтом волны. На рис. 6 представлены экспериментальные результаты (линии 1—8 отвечают  $u_{2\infty} = 15; 16; 17; 18; 20; 22; 25; 28$  м/с), показывающие, что расход жидкости  $Re_1$ , при котором начинают зарождаться волны возмущения, зависит от скорости и степени турбулентности спутного газового потока. Значительное влияние на структуру волновой поверхности пленки турбулентность оказывает при небольшой скорости воздуха, при постепенном увеличении которой данный эффект вырождается. Причину обнаруженного воздействия, вероятно, следует искать в характере изменения возмущений в пограничном слое, зависящих от степени турбулентности и скорости внешнего потока. Положения работ [8, 9] указывают на то, что в соответствии с закономерностями перераспределения компонент пульсационных составляющих скорости кинетическая энергия турбулентности в слое возрастает к стенке тем более интенсивно, чем ниже степень внешних возмущений. В то же время увеличение скорости воздушного потока способствует снижению пристенной турбулентности. Вследствие этого даже при низкой турбулентности внешнего потока в самом пограничном слое воздушной фазы генерируются мощные возмущения, усиливающиеся с приближением к поверхности пленки и способствующие образованию волн. По мере движения жидкости в продольном направлении в связи с наличием поверхностного натяжения происходит накачка энергии волнового движения (переход ряби в крупные и шквальные волны [5]).

Определяемый из рис. 6 характер влияния турбулентности внешнего потока на волновую границу жидкости и газа, вероятно, можно объяснить, рассматривая процесс развития волнового движения на поверхности пленки как результат передачи жидкости энергии воздушного потока, представляющей собой совокупность энергии, обусловленной поступательным движением фаз, и энергии возмущения, порождаемой пуль-

\* При участии А. А. Бондарца.

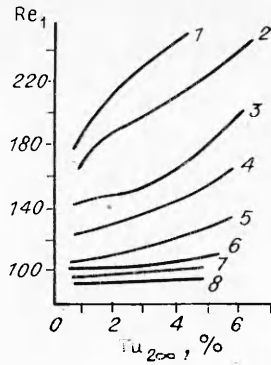


Рис. 6

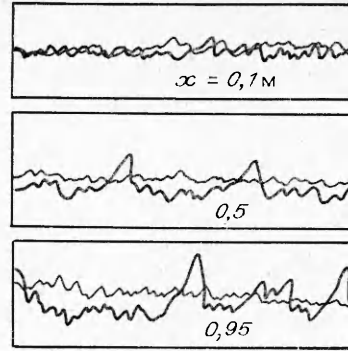


Рис. 7

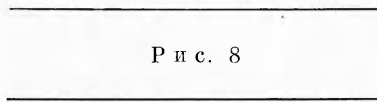
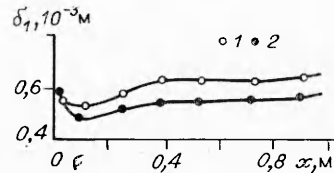


Рис. 8



сациями воздушных масс вблизи поверхности пленки. Рис. 7 демонстрирует осциллограммы волновых профилей тонкого слоя жидкости при скорости воздушного потока  $u_{2\infty} = 17$  м/с, расходе воды в пленке  $Re_1 = 170$ , но различных уровнях турбулентности (жирная линия —  $Tu_{2\infty} = 0,95$  %, тонкая —  $5,6$  %). С увеличением степени турбулентности в диапазоне скоростей воздушных масс, при которых влияние внешних возмущений особенно ощутимо, происходит некоторое повышение средней толщины пленки (рис. 8), вызванное снижением амплитуды волн и уменьшением количества переносимой в них жидкости ( $Re_1 = 192$ ,  $u_{2\infty} = 15$  м/с,  $Tu_{2\infty} = 6,25$  и  $0,99$  % — точки 1 и 2).

В заключение сделаем следующие выводы. Физическое моделирование движения жидкости в градиентном потоке воздуха позволило установить значительные изменения средней толщины пленки и волновых возмущений ее поверхности при воздействии положительного градиента давления. В этом случае с увеличением продольной координаты течения толщина жидкостного слоя возрастает, а неравномерность границы раздела фаз уменьшается. Исследование влияния турбулентности внешнего потока на характер перемещения жидкости показывает, что элементы зарождающихся волн и средняя толщина пленки зависят от степени турбулентных возмущений воздушных масс. При малых и умеренных значениях повышение степени турбулентности приводит к снижению волнообразований поверхности раздела жидкости и газа и увеличению средней толщины жидкостного слоя.

Полученные результаты дают основание предполагать возможность управления процессами течения в расслоенных потоках в целях обеспечения оптимальных режимов работы различных промышленных устройств. Сделанная автором попытка обоснования обнаруженного влияния внешних факторов на характер газожидкостного взаимодействия, безусловно, не дает достаточно полной картины. По всей вероятности, для раскрытия истинных механизмов данного воздействия потребуются более глубокие исследования с привлечением современных экспериментальных и теоретических методов и оборудования.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Капица П. Л., Капица С. П. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости // ЖЭТФ.— 1949.— Т. 19, вып. 2.
2. Зозуля Ю. М. Толщина пленки и расход жидкости, текущей по горизонтальной поверхности под действием газового потока // Тр./ДВПИ.— 1968.— Вып. 67.

3. Бояджиев Х., Бешков В. Массоперенос в движущихся пленках жидкости.— М.: Мир, 1988.
4. Дейч М. Е., Тетера И. П. Результаты статистического анализа волновой структуры поверхности раздела фаз в двухфазном погранслое // ТВТ.— 1980.— № 4.
5. Дейч М. Е., Филиппов Г. А. Газодинамика двухфазных сред.— М.: Энергоиздат, 1981.
6. Саха С., Томаров Г. В. Исследование вибрационного воздействия течения жидких пленок // Тез. докл. III Всесоюз. конф. молодых специалистов «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидродинамики», 28—30 марта 1989 г.— Новосибирск, 1989.
7. Агеев С. Е., Мовчан В. Т., Мхитарян А. М., Шквар Е. А. Моделирование двухфазных течений с поверхностью раздела фаз // ПМТФ.— 1990.— № 6.
8. Дыбан Е. П., Эпик Э. Я. Теплообмен и гидродинамика турбулентных потоков.— Киев: Наук. думка, 1985.
9. Капинос В. М., Левченко В. Я., Слитенко А. Ф. и др. Экспериментальное исследование влияния температурного фактора и турбулентности набегающего потока на переход в пограничном слое // ИФЖ.— 1977.— Т. 32, № 3.

г. Киев

Поступила 5/IV 1991 г.

УДК 532.517.4

*С. Ю. Горбунов, Б. Н. Гордейчик, А. П. Даринцев,  
В. Н. Забавин, Б. В. Замышляев, Б. И. Заславский,  
А. Т. Онуфриев, М. Д. Щербин*

### О СТРУКТУРЕ ВСПЛЫВАЮЩЕГО ТЕРМИКА

В [1] рассмотрено движение покоящейся в начальный момент времени нагретой до высокой температуры массы воздуха в сферическом объеме в поле силы тяжести. Уже в начале движения объем трансформируется в плавающее вихревое кольцо. Процесс турбулентного переноса на стадии движения вихревого кольца описывается полуэмпирической теорией, учитывающей воздействие завихренности и неоднородности температуры в вихре на подавление радиальных турбулентных диффузионных потоков в ядре вихря. В результате проведенных численных расчетов получено распределение полей скорости, завихренности, температуры и потоков тепла в поднимающемся объеме газа. Четко выделяется торообразный вихрь, расположение которого в пространстве совпадает с торообразным распределением поля температуры.

На ранней стадии движения основную роль играют инерционно-динамические эффекты, связанные с генерацией поля завихренности течения, трансформирующего сферический объем легкого газа в плавающее вихревое кольцо. Эффекты турбулентного обмена на начальной стадии движения не учитываются из-за их незначительности. Формирование вихревого кольца описывалось уравнениями газодинамики, которые решались численно с использованием схемы [2—4], обладающей малой схемной вязкостью. Поля газодинамических величин, рассчитанные на момент времени образования тороидального вихря, были исходными для расчета структуры течения на следующей стадии развитого вихревого течения.

Проведенные авторами многочисленные расчеты структуры термик показали определяющую роль вихревого характера течения на их динамику. Присущая им анизотропия турбулентного переноса, выраженная в ослаблении турбулентных потоков тепла и импульса по направлению к кольцевой оси ядра вихря, приводит к сохранению формы термика на длительные времена подъема, увеличивая несколько площадь поперечного сечения ядра, что наблюдается в опытах [5].

Проведенные позднее расчеты структуры плавучих вихревых колец без учета турбулентного обмена на стадии их развитого вихревого движения показали незначительное отличие высоты подъема термик. Это подчеркивает определяющее влияние инерционно-динамических эффектов, связанных с генерацией поля завихренности течения в поле силы тя-