

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ОСНОВНЫХ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПАРОВОДЯНЫХ ПОТОКОВ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

П.Л. Кириллов, Ю.Д. Левченко, Ю.Ю. Штейн, Р.В. Шумский

ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А. И. Лейпунского, г. Обнинск



Представлены результаты экспериментального исследования основных гидродинамических параметров пароводяных потоков высокого давления. В проведенных экспериментах выполнены измерения толщин пленки жидкости на стенке вертикальной трубы, касательных напряжений на ней, получены распределения массовых и линейных скоростей фаз по сечению и истинного объемного паросодержания. Результаты исследований применимы к развитым дисперсно-кольцевым пароводяным потокам при давлениях до 14 МПа.

ВВЕДЕНИЕ

Методология выполнения измерений характеристик пароводяных потоков высокого давления была рассмотрена в [1, 2], где был обоснован выбор методик и приведены соображения по реализации их в подобных исследованиях.

В данной работе представлены наиболее характерные данные, позволяющие получить представление о влиянии параметров течения пароводяного потока на фундаментальные его характеристики: толщины пленки жидкости и касательные напряжения на стенке, распределения массовых и линейных скоростей фаз, истинного объемного паросодержания по сечению парогенерирующего канала, а также гидравлическое сопротивление. Эти результаты могут иметь важные практические применения при расчете теплопередачи и гидродинамики двухфазных потоков.

ТОЛЩИНА ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ НА СТЕНКЕ

Геометрические характеристики пленки (высота гребней волн $\delta_{гр}$ (роликовые волны) и минимальная толщина $\delta_{мин}$ жидкого подслоя на стенке) исследовались методом электроконтактного зонда [2]. Измерения выполнены при давлениях 6.86, 9.81 и 13.7 МПа в трубе внутренним диаметром 17 мм при массовых скоростях потока 500, 750 и 1000 кг/(м²·с), как в адиабатных условиях, так и при тепловых потоках 0.23 и 0.46 МВт/м².

Типичные данные представлены на рис. 1, где показаны зависимости $\delta_{гр}$ (рис. 1а), средней толщины пленки $\delta_{ср}$ (рис. 1б), в соответствии с трактовкой ее авторами, изложенной в [2], и толщины сплошного жидкого подслоя $\delta_{мин}$ (рис. 1в) в зависимости от параметров пароводяного потока: давления P , массовой скорости ρW , плотности теплового потока q (в условиях обогрева рабочего участка) и массового расходного паросодержания (относительной энтальпии пароводяного потока) x .

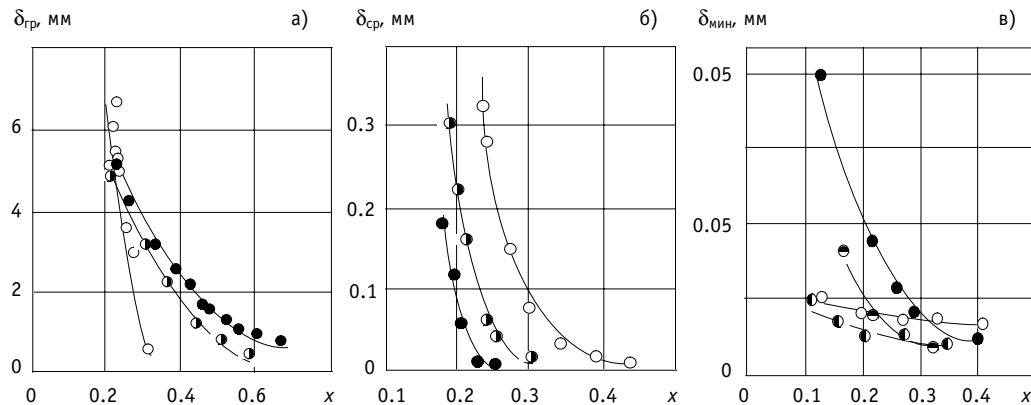


Рис. 1. Зависимость геометрических характеристик пленки от режимных параметров ($d = 17$ мм):

а) $\rho W = 750$ кг/(м²·с), $q = 0$; ● – $P = 6.86$ МПа, ◐ – $P = 9.81$ МПа, ○ – $P = 13.7$ МПа;
 б) $P = 13.7$ МПа, $q = 0$; ○ – $\rho W = 500$ кг/(м²·с), ◐ – $\rho W = 750$ кг/(м²·с), ● – $\rho W = 1000$ кг/(м²·с);
 в) $\rho W = 1000$ кг/(м²·с);
 $P = 6.86$ МПа: ○ – $q = 0$, ● – $q = 0.46$ МВт/м²;
 $P = 9.81$ МПа: ◐ – $q = 0$, ◑ – $q = 0.46$ МВт/м²

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы.

1. С ростом массового паросодержания потока, независимо от прочих параметров потока, характерные толщины пленки уменьшаются. Это связано с увеличением динамического воздействия ядра потока на пленку, со срывом жидкости с поверхности и уносом ее в ядро. Рост линейной скорости в пленке и уменьшение общего расхода жидкости в пароводяном потоке действуют в этом же направлении.

2. Толщины пленки уменьшаются с ростом массовой скорости потока при постоянных P и x . В зависимости от параметров течения высота гребней волн $\delta_{гр}$ может в 10–20 раз превышать $\delta_{ср}$.

3. С повышением давления (при постоянных ρW и q) толщины пленки $\delta_{гр}$ и $\delta_{ср}$ с ростом x падают более интенсивно в зависимости от x (рис. 1а, б). При росте давления динамическое воздействие на пленку со стороны ядра потока, приводящее к уносу жидкости из пленки в ядро потока и пропорциональное $(\rho''W''^2)$, несмотря на рост плотности паровой фазы, уменьшается за счет падения скорости потока. В то же время гораздо более значительное снижение коэффициента поверхностного натяжения σ , оказывающего стабилизирующее действие на пленку, уменьшает ее устойчивость при росте давления.

4. Результаты измерения $\delta_{мин}$ показали, что толщина непрерывного жидкого подслоя значительно меньше высоты гребней волн. С ростом тепловой нагрузки величина $\delta_{мин}$ растет (рис. 1в).

5. Измерения $\delta_{гр}$ позволяют получить информацию о начале дисперсно-кольцевого режима течения. С ростом паросодержания высота роликовых волн $\delta_{гр}$ становится меньше радиуса трубы, что соответствует размыканию перемычек между паровыми снарядами и переходу от снарядного к дисперсно-кольцевому режиму течения. Границы дисперсно-кольцевого режима, полученные по данным для $\delta_{гр}$, и результаты, представленные в [3, 4], согласуются. Основная масса жидкости, текущей в пленке, переносится крупномасштабными волнами на ее поверхности. Они определяют массообменные и гидродинамические процессы между пленкой и ядром двухфазного пароводяного потока, его структуру и гидравлическое сопротивление трения в канале.

КАСАТЕЛЬНЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ НА СТЕНКЕ КАНАЛА

Методика, выбранная в настоящем исследовании, позволяет непосредственно измерить силу трения на стенке канала и получить наиболее адекватные данные относительно гидравлического сопротивления пароводяного потока. Знание величин касательных напряжений на стенке канала $\tau_{\text{ст}}$ позволяет рассчитать среднее по сечению истинное объемное паросодержание (соотношения (12), (13) в [2]). Имеется очевидная связь между структурой ядра двухфазного потока и характеристиками пленки $\delta_{\text{гр}}$. Касательные напряжения измерены в трубе внутренним диаметром 17 мм при давлениях 4.9 и 6.86 МПа и массовых скоростях потока $\rho W = 500, 750$ и 1000 кг/(м²·с) и в трубе внутренним диаметром 13 мм при давлениях $P = 4.9$ и 9.8 МПа и массовых скоростях потока $\rho W = 750$ и 1000 кг/(м²·с). Некоторые результаты представлены на рис. 2 в зависимости от массового расходного паросодержания.

Обнаружена практически линейная зависимость $\tau_{\text{ст}}$ от x в исследованном диапазоне параметров. Нарушение линейности при некотором значении паросодержания связано с переходом снарядного режима течения к дисперсно-кольцевому. Касательные напряжения уменьшаются с повышением давления, что согласуется с выводами об уменьшении геометрических размеров пленки, в частности, $\delta_{\text{гр}}$. В области линейной зависимости отношение касательных напряжений, измеренных при 4.9 и 6.86 МПа при постоянных x и ρW равно примерно 1.46, что довольно хорошо согласуется с отношением плотностей пара при этих же давлениях, т.е. $\rho''(6.86 \text{ МПа})/\rho''(4.9 \text{ МПа}) \approx 1.393$.

Полученные результаты сопоставлялись с результатами исследований на потоках аргон-вода (аргон-спирт) в трубе диаметром 25 мм при давлении 2.2 МПа и температуре около 20°C [5]; плотность аргона при этом давлении примерно соответствует плотности водяного пара при давлении 6.86 МПа (рис. 2в). Обращает на себя внимание лучшее согласие настоящего исследования с данными [5], полученными для потока аргон-спирт. Это связано с тем, что плотность спирта при $P = 2.2$ МПа близка к плотности воды при температуре насыщения для давления 6.86 МПа.

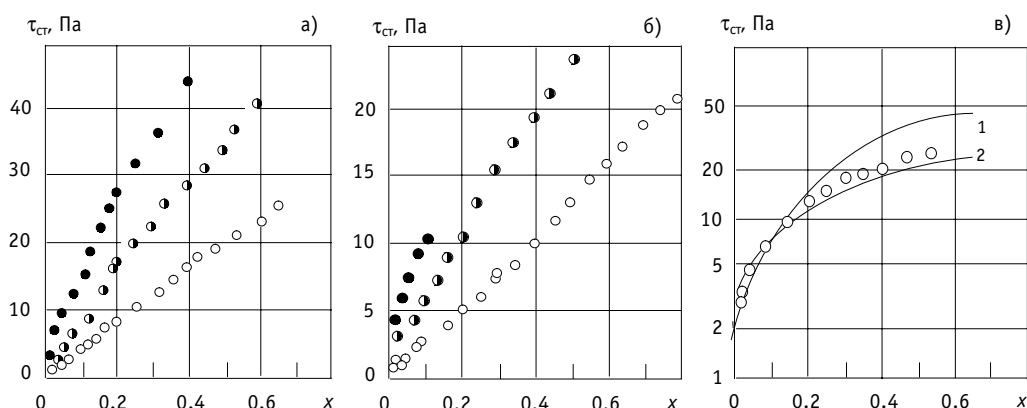


Рис. 2. Касательные напряжения на стенке канала: а) $P = 4.9$ МПа; $d = 17$ мм; б) $P = 6.86$ МПа, $d = 17$ мм; \circ – $\rho W = 500$ кг/(м²·с), \bullet – $\rho W = 750$ кг/(м²·с), \bullet – $\rho W = 1000$ кг/(м²·с); в) $P = 6.86$ МПа, $\rho W = 750$ кг/(м²·с); \circ – пароводяной поток, $d = 17$ мм; 1 – поток аргон-вода: $P = 2.2$ МПа, $d = 25$ мм [5]; 2 – поток аргон-спирт: $P = 2.2$ МПа, $d = 25$ мм [5]

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАССОВЫХ И ЛИНЕЙНЫХ СКОРОСТЕЙ ФАЗ

Измерения динамического давления пароводяной смеси и расходов фаз по радиусу трубы измерялись методом изокINETического пробоотбора с помощью изокINETического зонда [1. 2]. На основе полученных данных рассчитывались профили линейных и массовых скоростей фаз и истинного объемного паросодержания. Интегрированием этих профилей получены значения массовых скоростей фаз и массового расходного паросодержания. Эти значения сопоставлялись с величиной массовой скорости потока, по показаниям расходомера, и значением массового расходного паросодержания, рассчитанного по тепловому балансу. Интегрирование же расчетного профиля истинного объемного паросодержания позволило получить средние по сечению трубы значения истинного объемного паросодержания $\bar{\phi}_{\text{изо}}$.

Измерения проведены в трубе внутренним диаметром 17 мм при давлениях 4.9, 6.86, 9.8 и 13.7 МПа, массовых скоростях потока 500, 750, 1000, 1250 и 1500 кг/(м²·с), массовых паросодержаниях от начала дисперсно-кольцевого режима течения $x_{\text{ндк}}$ до $x_{\text{кр}}$ и тепловых потоках $q = 0.4$ и 1.0 МВт/м². Подобные измерения проведены и в трубе внутренним диаметром 13 мм при давлениях 4.9, 9.8 МПа и массовых скоростях потока 1000, 1500, 2000, 2500 и 3000 кг/(м²·с).

Типичные результаты показаны, например, на рис. 3, где представлены профили приведенной массовой скорости жидкости и пара в зависимости от давления при одинаковых значениях ρW , x , q и $L_{\text{ад}}$ (на этом рисунке и далее ξ – безразмерное расстояние от центра трубы). Видно, что рост давления оказывает влияние на распределение жидкости и пара по сечению ядра потока, причем, чем выше давление, тем более значительное качественное изменение формы профилей имеет место – это особенно заметно при $P = 13.7$ МПа. Можно сделать вывод, что увеличение давления приводит к росту расхода жидкости в ядре потока и к снижению расхода пара при прочих равных условиях. Таким образом, здесь проявляется налицо влияние физических свойств (в частности, плотностей) фаз на их распределение по сечению ядра потока.

Изменение длины адиабатного участка за зоной обогрева $L_{\text{ад}}$, которое осуществлялось с помощью перемещения токоподводов по длине рабочего участка без изме-

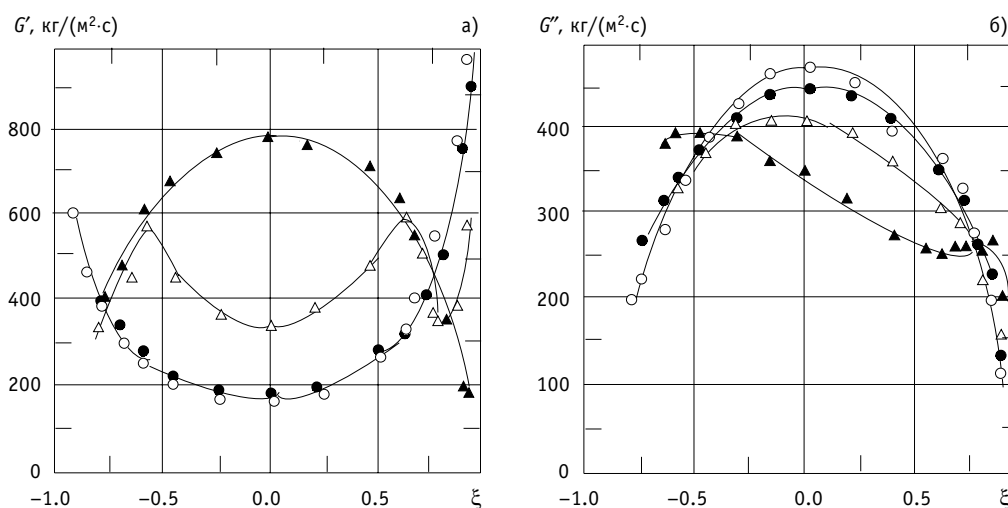


Рис. 3. Распределение приведенных массовых скоростей фаз в зависимости от давления: $d = 17$ мм, $\rho W = 750$ кг/(м²·с), $q = 0$, $L_{\text{ад}} = 0$, $x = 0.4$; а) – распределение массовой скорости жидкости; б) – распределение массовой скорости пара; ○ – $P = 4.9$ МПа, ● – $P = 6.86$ МПа, △ – $P = 9.8$ МПа, ▲ – $P = 13.7$ МПа

нения расстояния между ними для сохранения величины теплового потока, также влияет на распределение фаз. Интересные результаты получены о влиянии длины адиабатного участка на распределение массовой скорости жидкости в ядре потока (рис. 4). Измерения производились как на выходе из обогреваемой зоны рабочего участка, так и на расстоянии 2 м после ее окончания. Наблюдается явное возрастание расхода жидкости в ядре потока после прохождения им адиабатного участка, причем более значительное при более высоком давлении, например, при давлении 13.7 МПа (рис. 4в).

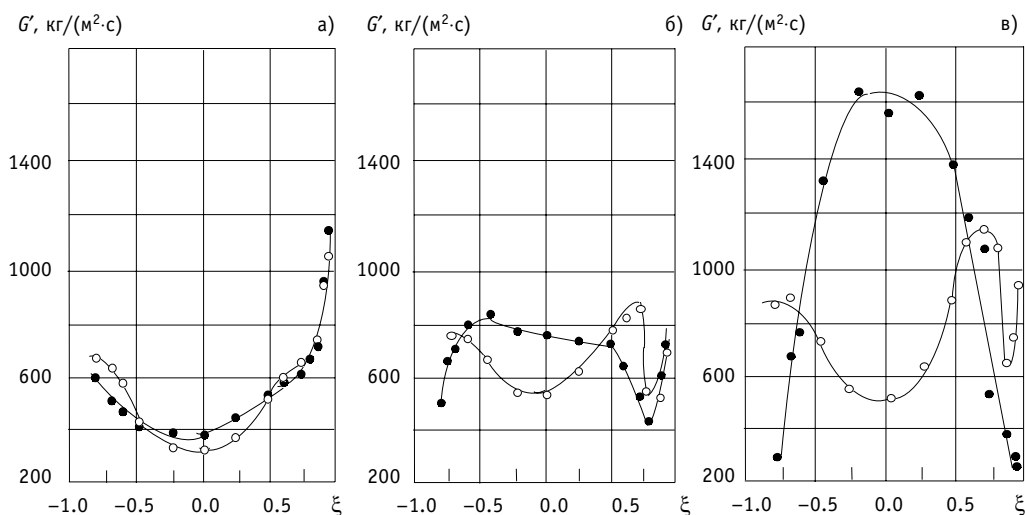


Рис. 4. Влияние длины адиабатного участка на распределение приведенной массовой скорости жидкости: $d = 17$ мм, $\rho W = 1000$ кг/(м²·с), $q = 0.46$ МВт/м², $x = 0.30$; а) $P = 6.86$ МПа; б) $P = 9.8$ МПа; в) $P = 13.7$ МПа; ○ – $L_{ад} = 0$, ● – $L_{ад} = 2$ м

Расчеты по двумерной математической модели дисперсно-кольцевого потока [6] показали, что распределение жидкости по сечению определяется, главным образом, массопереносом капель в потоке (турбулентная диффузия, конвекция, источники массы). Усиление турбулентной диффузии капель приводит к формированию монотонного профиля, а усиление процесса уноса – к появлению экстремумов в распределении (М-образный профиль). Результаты расчетов [7] выявили характер эволюции профиля концентрации капель на адиабатном участке. В начале его мы имеем профиль, сформированный за счет условий, действующих в зоне обогрева, т.е. за счет влияния потока пара от стенки. Этот поток препятствует диффузии капель к стенке трубы, что создает значительную неравномерность в их концентрации. По мере продвижения потока по адиабатному участку главным фактором, формирующим профиль, становится турбулентная диффузия, и распределение жидкости по сечению становится более плавным. Важным фактором в этих процессах также является сложное динамическое взаимодействие капель жидкости и пленки с паровым потоком, зависящее от соотношения плотностей фаз.

Для распределения линейной скорости пара по сечению характерен эффект «ламинаризации» – более высокое отношение максимальной скорости пара к средней W''_{\max} / \bar{W}'' по сравнению с однофазным потоком пара. При давлениях 6.86 и 9.8 МПа профили линейной скорости пара являются подобными; и отношение W''_{\max} / \bar{W}'' не превышает 1.3–1.5. При 13.7 МПа профили скорости оказываются более заполненными, чем при более низких давлениях (рис. 5). Пунктирной линией обозначена предполагаемая граница ядра дисперсно-кольцевого потока на основе данных по толщине

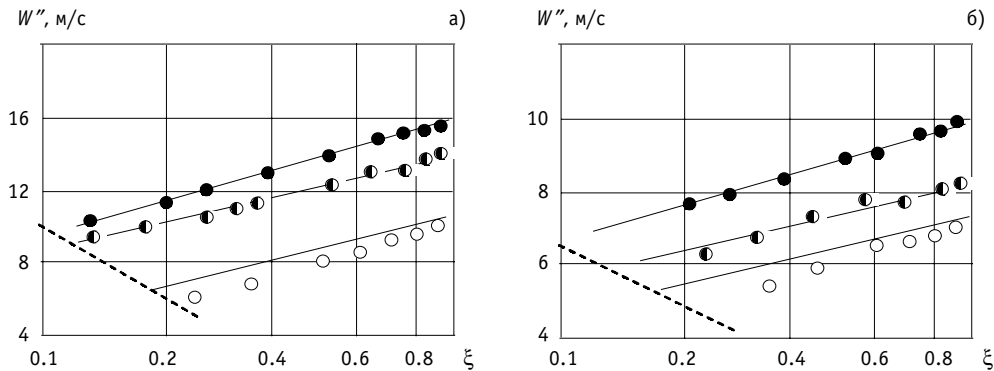


Рис. 5. Профили линейной скорости пара: $d = 17$ мм, $q = 0$:

а) $P = 6.86$ МПа, $\rho W = 500$ кг/(м²·с); ● — $x = 0.43$, ◐ — $x = 0.74$, ○ — $x = 0.92$;

б) $P = 9.8$ МПа, $\rho W = 500$ кг/(м²·с); ● — $x = 0.43$, ◐ — $x = 0.58$, ○ — $x = 0.75$;

— расчет по формуле 1; - - - - предполагаемая граница ядра дисперсно-кольцевого режима течения (по данным толщин пленки)

нам пленки жидкости. Профили линейной скорости пара подчиняются логарифмическому закону, а отклонения от него обусловлены воздействием на паровой поток пленки жидкости на стенке (особенно, $\delta_{гр}$), играющей роль шероховатости.

Таким образом, логарифмический закон распределения скорости выполняется и в ядре дисперсно-кольцевого пароводяного потока высокого давления. При этом течение пара с каплями воды можно рассматривать как течение однофазного потока в шероховатых трубах, если принять высоту гребней волн за характеристику шероховатости. Профиль скорости при течении однофазного потока в шероховатых трубах описывается формулой [8]:

$$\frac{W''}{v^*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{\varepsilon} + R_w, \quad (1)$$

где $v^* = \sqrt{\tau_{ст}/\rho''}$ — динамическая скорость, м/с; ε — эквивалентная шероховатость, м; $\kappa = 0.4$ — константа турбулентности, y — расстояние от стенки, м; R_w — функция геометрии шероховатости.

Влияние шероховатости на течение, как известно, проявляется через характеристики ее элементов: высоты, шага, формы. Если за характерный размер шероховатости принять высоту гребней волн пленки, а v^* вычислить на основе измеренных касательных напряжений, то из (1) можно найти R_w . Рассчитанные таким образом профили скорости пара сопоставлены с измеренными на рис. 5. В целом согласие удовлетворительное, за исключением отдельных опытов, проведенных при низких паросодержаниях, что связано с неполным развитием дисперсно-кольцевого режима течения.

В завершение этого параграфа приведены данные о влиянии плотности теплового потока на распределение фаз по сечению (рис. 6). Эти данные получены на трубе с внутренним диаметром 13 мм, при $P = 9.8$ МПа, $\rho W = 1000$ кг/(м²·с), $x = 0.4$ для значений плотности теплового потока $q = 0.4$ и 1.0 МВт/м². Как видно, увеличение q в 2.5 раза приводит к значительному различию распределений жидкости по сечению на выходе из зоны обогрева при $L_{ад} = 0$ (рис. 6а). При $L_{ад} = 2$ м (рис. 6б) это различие вырождается, но все же остается заметным. Аналогичное различие имеет место и в распределении паровой фазы (рис. 6в, г). Отсюда можно сделать заключение, что в обогреваемой зоне поток пара от стенки при более высоком тепловом потоке ($q = 1$ МВт/м²) способствует формированию повышенной концентрации жидкости на некотором расстоянии от стенки и которая не успевает диффундировать в централь-

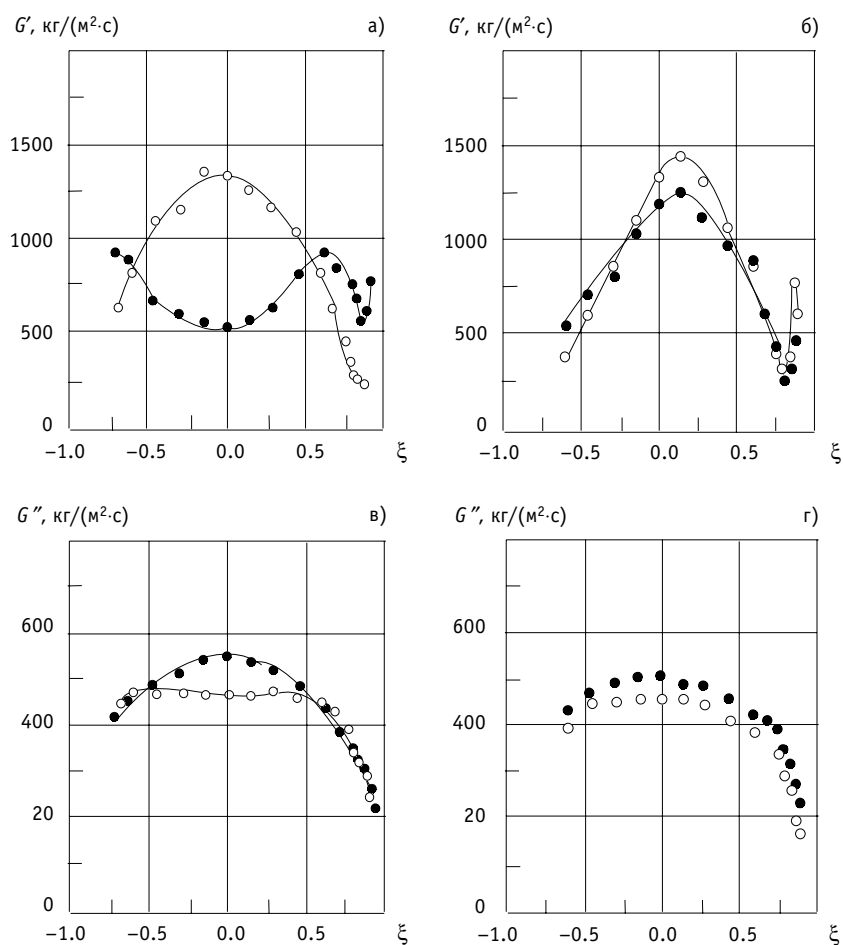


Рис. 6. Влияние плотности теплового потока на распределение фаз: $P = 9.8$ МПа, $\rho W = 1000$ кг/(м²·с), $x = 0.4$; а), в) – $L_{ад} = 0$; б), г) – $L_{ад} = 2$ м; ○ – $q = 0.4$ МВт/м², ● – $q = 1.0$ МВт/м²

ную область ядра. В то же время при прохождении адиабатного участка длиной 2 м процесс диффузии приводит к некоторому выравниванию концентраций жидкости, полученных при разных тепловых потоках, (хотя и неполному).

ИСТИННОЕ ОБЪЕМНОЕ ПАРОСОДЕРЖАНИЕ

Измерение истинного объемного паросодержания осуществлялось методом γ -просвечивания, широко использовавшемся различными авторами (например, [9]). При этом можно получить средние по сечению значения $\bar{\varphi}_\gamma$. В данной работе измерения выполнены на трубе внутренним диаметром 17 мм при 6.86, 9.8 и 13.7 МПа, и массовых скоростях потока 500, 750 и 1000 кг/(м²·с) (рис. 7а). При постоянном давлении влияние массовой скорости и теплового потока на $\bar{\varphi}$ не выявлено.

Значения истинного объемного паросодержания были получены также расчетом на основе измеренных касательных напряжений на стенке $\bar{\varphi}_\tau$ в соответствии с соотношением:

$$\bar{\varphi}_\tau = \frac{\rho' - \bar{\rho}_{см}}{\rho' - \rho''}, \quad (2)$$

здесь средняя плотность пароводяной смеси $\bar{\rho}_{см}$ определяется из

$$\bar{p}_{\text{см}} = g^{-1} \left[\left(\frac{\Delta P}{\Delta l} \right)_{\text{tot}} - \frac{4\tau_{\text{ст}}}{d} \right], \quad (3)$$

где $\left(\frac{\Delta P}{\Delta l} \right)_{\text{tot}}$ – полный градиент давления по длине рабочего участка, Па/м; d – диаметр трубы, мм; g – ускорение силы тяжести, м/с².

Эти соотношения справедливы только для адиабатных потоков ($q = 0$), в которых и производились измерения $\tau_{\text{ст}}$, поскольку в (3) не учитываются потери давления на ускорение.

Полученные этими двумя методами данные сопоставлены на рис. 7б. Здесь же для сравнения показаны данные других авторов [9, 10, 11]. Можно заключить, что экспериментальные данные, полученные разными методами, в целом неплохо согласуются как друг с другом, так и с эмпирическими соотношениями. На рис. 8 представлены профили истинного объемного паросодержания (локальные значения), рассчитанные из результатов измерений изокINETическим зондом в адиабатных условиях. Видно влияние давления (т.е. соотношения плотностей фаз) на форму профилей, которая из монотонной при $P = 6.86$ МПа, приобретает экстремумы вблизи стенки с ростом давления.

ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ В ПАРОВОДЯНОМ ПОТОКЕ

Изучено влияние различных параметров на потери давления на трение. Величина $\Delta P_{\text{тр}}$ соответствует результатам широко известных работ [9, 10, 11] и др. Прямое измерение $\Delta P_{\text{тр}}$ и одновременные измерения гидродинамических характеристик потока позволили рассмотреть эти данные в связи с внутренней структурой потока. Комплексный эксперимент подтвердил распространенное предположение о влиянии характеристик пленки жидкости на стенке канала на гидравлическое сопротивление.

Существует много методик расчета трения в двухфазных потоках, дающих в некоторых случаях неплохое согласие с экспериментом. Широко используются гомогенная модель и модели раздельного течения фаз. В основу этих моделей положены

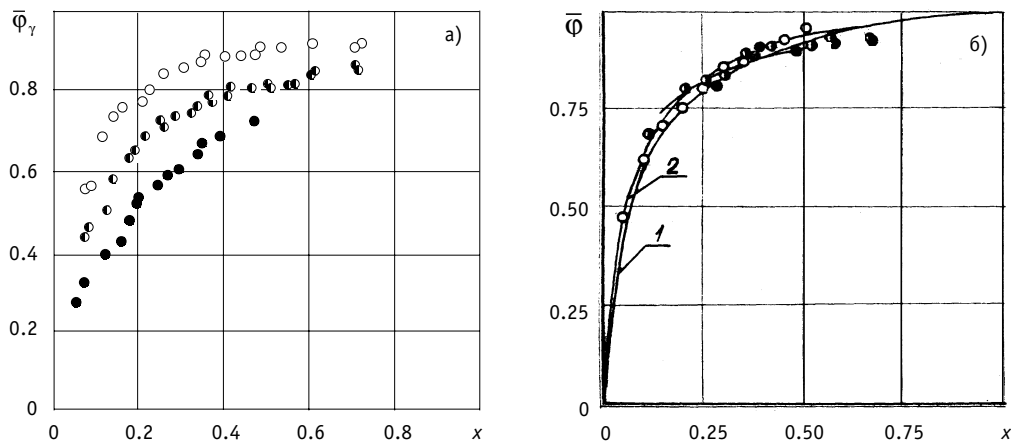


Рис. 7. Зависимость среднего истинного объемного паросодержания, полученного различными методами, от относительной энтальпии потока: а) значения, полученные методом γ -просвечивания – \circ – $P = 6.86$ МПа, \bullet – $P = 9.8$ МПа, \bullet – $P = 13.7$ МПа; б) сопоставление измеренных и вычисленных значений среднего истинного объемного паросодержания – $P = 6.86$ МПа, $\rho W = 750$ кг/(м²·с), $q = 0$: \circ – расчет по касательным напряжениям (Φ_{τ}), \bullet – γ -просвечивание (Φ_{γ}), \bullet – расчет по данным, полученным изокINETическим зондом ($\Phi_{\text{изо}}$); 1 – расчет по [9, 10], 2 – расчет по [11]

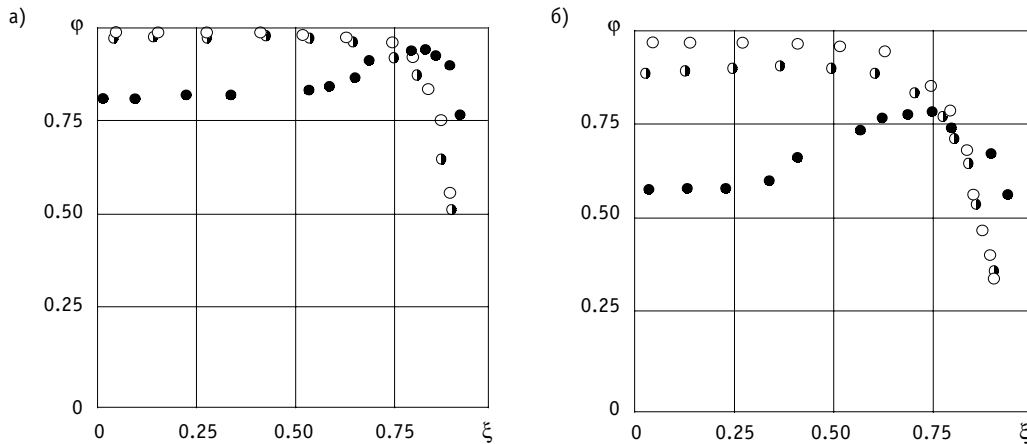


Рис. 8. Профили распределения истинного объемного паросодержания, полученные изокINETическим зондом: $q = 0$, $L_{ад} = 0$; а) $\rho W = 500$ кг/(м²·с), $x = 0.43$; б) $\rho W = 1000$ кг/(м²·с), $x = 0.20$; ○ – $P = 6.86$ МПа, ◐ – $P = 9.8$ МПа, ● – $P = 13.7$ МПа

идеализированные предположения о распределении фаз в пароводяном потоке и их взаимодействии, которые довольно трудно предсказать теоретически. Ошибки расчетов $\Delta P_{тр}$ по эмпирическим соотношениям обусловлены, главным образом, погрешностями эксперимента и используемых методик исследования.

Ниже проведено сопоставление данных по $\Delta P_{тр}$, рассчитанных на основе результатов прямых измерений касательных напряжений на стенке и измерений перепадов давлений по традиционной методике [8, 11] (в адиабатных условиях):

$$\Delta P_{тр} = \Delta P_{tot} - \Delta P_{нив}. \quad (4)$$

Гидростатическая составляющая $\Delta P_{нив}$ рассчитывалась по средней плотности пароводяной смеси на основе измеренных значений $\bar{\phi}$, либо с использованием зависимостей для $\bar{\phi}$, предложенных в [9, 11, 12], которые хорошо согласуются с результатами настоящей работы.

Из (1) для профиля скорости в [8] получено соотношение для коэффициента гидравлического сопротивления в двухфазном потоке в виде:

$$\zeta = \frac{8}{\left(R_{ш} - 3.75 + \frac{1}{\kappa} \ln \frac{d}{2\delta_{гр}} \right)^2}. \quad (5)$$

Определив среднюю по сечению скорость пара, как

$$\bar{W}^* = \frac{\rho W x}{\rho'' \bar{\phi}} \quad (6)$$

и применив формулу Дарси для расчета потерь давления на трение в однофазном потоке, приходим к соотношению для расчета $\Delta P_{тр}$:

$$\Delta P_{тр} = \frac{4 l (\rho W x)^2}{d \rho'' \bar{\phi}^2 \left(R_{ш} - 3.75 + \frac{1}{\kappa} \ln \frac{d}{2\delta_{гр}} \right)^2}. \quad (7)$$

Согласие рассчитанных значений $\Delta P_{тр}$ по формуле (7) и измеренных вполне удовлетворительно ($\pm 20\%$) (см. рис. 9).

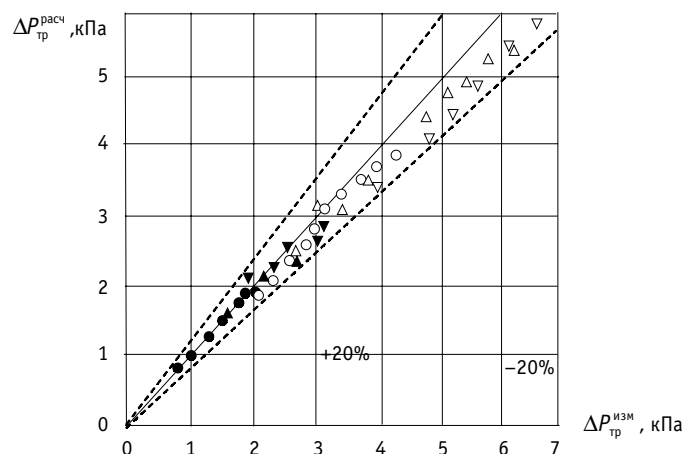


Рис. 9. Сравнение потерь давления на трение, измеренных и рассчитанных по формуле (7) – $d = 17$ мм:
 $P = 6.86$ МПа: \circ – $\rho W = 500$ кг/(м²·с), \triangle – $\rho W = 750$ кг/(м²·с), ∇ – $\rho W = 1000$ кг/(м²·с);
 $P = 9.8$ МПа: \bullet – $\rho W = 500$ кг/(м²·с), \blacktriangle – $\rho W = 750$ кг/(м²·с), \blacktriangledown – $\rho W = 1000$ кг/(м²·с)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты измерений основных гидродинамических характеристик двухфазного пароводяного потока высокого давления и их анализ показал, что между ними существует тесная взаимосвязь.

Выявлена определяющая роль геометрических параметров пленки жидкости, текущей по стенке канала, физических свойств фаз (плотность, коэффициент поверхностного натяжения жидкости), проявляющихся практически во всех исследованных процессах и явлениях, присущих двухфазному пароводяному потоку.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (Проект РФФИ № 05–08–65401).

Литература

1. Кириллов П.Л., Левченко Ю.Д., Штейн Ю.Ю., Шумский Р.В. Локальные гидродинамические характеристики двухфазных потоков в трубах при высоких давлениях / Препринт ФЭИ-3064. – Обнинск: ОНТИ ГНЦ РФ-ФЭИ, 2005.
2. Кириллов П.Л., Левченко Ю.Д., Штейн Ю.Ю., Шумский Р.В. Экспериментальные методики исследования локальных характеристик пароводяных потоков высокого давления // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2006. – № 4.
3. Bennet A.W., Hewitt G.P. et al. Flow Visualization Studies of Boiling at High Pressure/AERE R-4874, 1965.
4. Raisons G. Flow Regime Studies up to Critical Heat Flow Conditions at 80 kg/cm² / Centre d'étude nucléaire du Grignon / Report TT-62. – 1965. – P. 15.
5. Cravarolo I., Giorgini A., Hassid A., Pedrocchi M. A Device for the Measurement of Shear Stress on the Wall of a Conduit. – Its Application in the Mean Density Determination in Two-Phase Flow. – Shear Stress Data in Two-Phase Adiabatic Vertical Flow. – CISE. – Milano. – Report R-82, 1964.
6. Кащеев В.М., Муранов Ю.В., Юрьев Ю.С. Математическая модель дисперсно-кольцевого потока / Препринт ФЭИ-780. – Обнинск: ОНТИ ГНЦ РФ-ФЭИ, 1977.
7. Кащеев В.М., Муранов Ю.В., Шумский Р.В., Штейн Ю.Ю., Юрьев Ю.С. Экспериментальное и расчетное исследование распределения жидкости в дисперсно-кольцевом потоке / Препринт ФЭИ-1899. – Обнинск: ОНТИ ГНЦ РФ-ФЭИ, 1990.
8. Миллиончиков М.Д., Субботин В.И., Ибрагимов М.Х. и др. Исследование полей скорости и коэффициентов гидравлического сопротивления в трубах с искусственной шероховатостью стенок / Препринт ФЭИ-385. – Обнинск: ОНТИ ФЭИ, 1973.

9. Миропольский З.Л., Шнеерова Р.И., Карамышева А.И. Паросодержание при напорном движении пароводяной смеси с подводом тепла и в адиабатных условиях// Теплоэнергетика. – 1971. – № 5. – С. 60-63.

10. Тарасова Н.В. Гидравлическое сопротивление при кипении воды и пароводяной смеси в обогреваемых трубах и кольцевых каналах/Сб. «Труды ЦКТИ». – «Котлотурбиностроение». – Л., 1965. – Вып. 59. – С.47-57.

11. Осмачкин В.С., Борисов В.Д. Гидравлическое сопротивление пучков стержней в потоке кипящей воды / Препринт ИАЭ-1957. – М.: ИАЭ, 1970.

12. Крамеров А.Е., Шевелев Я.В. Инженерные расчеты ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1964.

Поступила в редакцию 17.11.2006