

**ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕЧЕНИЯ ДВУХФАЗНЫХ
ДИСПЕРСНО-КОЛЬЦЕВЫХ ПОТОКОВ В ОБОГРЕВАЕМЫХ ТРУБАХ**

Б. И. Нигматуллин

(Москва)

На основе представлений о двухфазных дисперсно-кольцевых потоках [1] в рамках трехскоростной и однотемпературной равновесной модели рассмотрены характеристики потоков в обогреваемых трубах при расходах смеси, не слишком близких к критическим. Исследуются условия наступления кризиса теплообмена второго рода, т. е. ухудшения теплоотдачи, приводящего к резкому повышению температуры поверхности нагрева и связанного с высыханием пристенной жидкой пленки [2, 3]. Рассмотрены гидравлическое сопротивление, расход жидкости в пленке, истинное объемное паросодержание и т. д.

Течение двухфазного потока в дисперсно-кольцевом режиме характеризуется совместным движением трех составляющих смеси — пара, пристенной жидкой пленки и капель. Предполагается, что каждая составляющая смеси имеет свою скорость, а температура смеси в каждом сечении канала равна температуре насыщения при давлении в данном сечении.

1. Основные уравнения. Рассмотрим движение дисперсно-кольцевого потока в цилиндрической трубе. Следуя [1], выпишем дифференциальные уравнения сохранения масс, импульсов в проекции на ось трубы для каждой составляющей смеси и уравнение теплового баланса для всей смеси. Далее везде параметры, относящиеся к пару, жидкой пленке и каплям будут снабжаться соответственно индексами 1, 2 и 3 внизу

$$\begin{aligned}
 \frac{dm_1}{dz} &= J_{21} - J_{12} + J_{31} - J_{13}, & \frac{dm_2}{dz} &= J_{12} - J_{21} + J_{32} - J_{23}, \\
 \frac{dm_3}{dz} &= J_{13} - J_{31} + J_{23} - J_{32} \\
 m_1 \frac{du_1^u}{dz} &= -\alpha F_1 \frac{dp}{dz} - \rho_3 F_1 f - f_{12} + J_{21}(u_{21}^u - u_1^u) + \\
 &+ J_{12}(u_1^u - u_{12}^u) + J_{31}(u_{31}^u - u_1^u) + J_{13}(u_1^u - u_{13}^u) - \rho_1 F_1 g \\
 m_2 \frac{du_2^u}{dz} &= F_2 \frac{dp}{dz} + f_{12} - f_w + J_{21}(u_2^u - u_{21}^u) + J_{12}(u_{12}^u - u_2^u) + \\
 &+ J_{32}(u_{32}^u - u_2^u) + J_{23}(u_2^u - u_{23}^u) - \rho_2 F_2 g \\
 m_3 \frac{du_3^u}{dz} &= -(1 - \alpha) F_1 \frac{dp}{dz} + \rho_3 F_1 f + J_{13}(u_{13}^u - u_3^u) + \\
 (1.4) \quad &+ J_{31}(u_3^u - u_{31}^u) + J_{23}(u_{23}^u - u_3^u) + J_{32}(u_3^u - u_{32}^u) - \rho_3 F_1 g \\
 \frac{d}{dz} \left\{ \sum_{j=1}^3 m_j \left(e_j + \frac{p}{\rho_j^\circ} \right) \right\} &= Q_w = \pi D q_w \\
 \left(m_j = \int_{F_j} \rho_j u_j dF, \quad m_j u_j^u = \int_{F_j} \rho_j u_j^2 dF, \quad m_j e_j = \int_{F_j} e_j \rho_j u_j dF \right. \\
 \left. \rho_1 = \rho_1^\circ \alpha, \quad \rho_2 = \rho_2^\circ, \quad \rho_3 = \rho_3^\circ (1 - \alpha) \right)
 \end{aligned}$$

Здесь m_j ($j = 1, 2, 3$) — поток массы j -й составляющей смеси через поперечное сечение канала, причем $m_1 + m_2 + m_3 = m$, где m — массовый расход смеси; $\rho_j, \rho_j^\circ, u_j^m, u_j^u$ — соответственно средняя, истинная плотности, среднерасходная и среднеимпульсная скорости; α — объемное содержание пара в ядре потока; $F_1(z), F_2(z)$ — соответственно части площади поперечного сечения канала, занятые ядром потока и жидкой пленкой, причем $F_1(z) + F_2(z) = F$, где F — площадь поперечного сечения канала; $J_{kj}(k, j = 1, 2, 3; k \neq j)$ — интенсивности процессов массообмена между k -й и j -й составляющими смеси; $u_{kj}(k, j = 1, 2, 3; k \neq j)$ — скорости на границе раздела между составляющими смеси; f — сила взаимодействия между паром и каплями; f_{12} — сила трения на поверхности раздела пленка — пар; f_w — сила трения между жидкой пленкой и твердой стенкой канала; последние слагаемые в правых частях уравнений сохранения импульсов равны проекциям на ось z массовых сил; e_j, e_j° — соответственно средняя и истинная внутренняя энергии; Q_w — внешний приток тепла за единицу времени на единицу длины канала; q_w — внешний приток тепла за единицу времени с единицы площади поверхности канала.

Уравнения состояния фаз берутся в виде

$$p = \rho_1^\circ RT_s, \quad \rho_2^\circ = \rho_3^\circ = \text{const}, \quad T_1 = T_2 = T_3 = T_s$$

$$i_1(p, T_s) = i_2(p, T_s) + r(p), \quad i_2 = i_3 = c_2(T_s - T^\circ) + p / \rho_2^\circ$$

Здесь T_s — равновесная температура насыщения, соответствующая p , i — удельная энтальпия, r — скрытая теплота парообразования.

Аналогично [1] получим связь параметров на границе раздела между составляющими смеси и осредненными характеристиками течения

$$u_{31} = u_{13} = u_3^u, \quad u_{12} = u_{21} = u_{23} = u_2', \quad u_{32} = u_3^u$$

где u_2' — скорость жидкости на поверхности пленки.

В случае турбулентного течения в пленке и в ядре потока соответственно с точностью до $O(n_j^2)$ и $O(n_2 \delta / D)$ имеем

$$u_j^m = u_j^u = u_j \quad (j = 1, 2, 3), \quad u_2' = (1 + n_2) u_2^m$$

где n_j — показатель степени в степенном законе распределения скорости j -й составляющей смеси по радиусу трубы, δ — средняя толщина пленки, D — внутренний диаметр трубы.

При ламинарном течении пленки при числах $R_2 < 300 \div 400$, где $R_2 = u_2^m \delta / \nu_2$, ν_2 — коэффициент кинематической вязкости жидкости

$$u_2^u = 4/3 u_2^m, \quad u_2' = 2 u_2$$

Выражения для f, f_{12}, f_w , представляющие собой силовые взаимодействия между составляющими смеси, записаны аналогично [1]

$$f = \frac{3}{4} \frac{\rho_1^\circ}{\rho_2^\circ} \frac{C_{13}}{d} \frac{(u_1 - u_3)^3}{|u_1 - u_3|} \left(C_{13} = C_{13}(R_{13}, \alpha), \quad R_{13} = \frac{|u_1 - u_3| d}{\nu_1} \right)$$

где d — диаметр капель, ν_1 — коэффициент кинематической вязкости пара

$$f_{12} = 1/2 C_{12} \pi D_1 \rho_1^\circ (u_1 - u_2')^2, \quad C_{12} = C_{12}(\delta / D, R_1, R_2)$$

$$R_1 = (u_1 - u_2') D_1 / \nu_1, \quad D_1 = D - 2 \delta$$

$$f_w = \pi D \rho_2^\circ (u_2^m)^2 / 2, \quad C_w = C_w(R_2, \delta / D)$$

Процесс срыва влаги с поверхности пленки в обогреваемой трубе может происходить по двум причинам: во-первых, возможен срыв влаги с гребней

крупномасштабных возмущающих волн (динамический срыв), во-вторых, в случае пузырькового кипения в пленке вместе с пузырями пара могут уноситься в ядро потока и капли жидкости (пузырьковый срыв) [4]. Тогда

$$J_{23} = J_{23}^d + J_{23}^b$$

где J_{23}^d — интенсивность динамического срыва, J_{23}^b — интенсивность пузырькового срыва. Каждый из этих двух процессов срыва подчиняется собственным закономерностям, и поэтому необходимо раздельное изучение их. Относительно пузырькового срыва можно отметить следующее: при значительных скоростях потока, когда скорость пленки велика, возможно подавление кипения в ней [5]. При наличии кипения интенсивность пузырькового срыва сильно возрастает с ростом внешнего удельного теплового потока и толщины пленки. Не представляется возможным оценить влияние давления, скорости жидкости в пленке диаметров паровых пузырей и т. д. на интенсивность пузырькового уноса, так как почти полностью отсутствуют опытные данные по пузырьковому уносу. Будем предполагать, что унос влаги с поверхности пленки в основном определяется динамическим срывом, а область применимости этого предположения оценим при сопоставлении численных и экспериментальных данных по расходам жидкости в пленке в обогреваемой и необогреваемой трубе и по кризису теплообмена второго рода. Для интенсивности динамического срыва в [1] было предложено линейное соотношение

$$(1.2) \quad \begin{aligned} J_{23}^d [\pi D_1 \rho_1^\circ (u_1 - u_2')]^{-1} &= A (W_2 - W^*) \quad (W_2 > W^*), \\ J_{23}^d &= 0 \quad (W_2 \leq W^*) \\ A &= \kappa (\rho_2^\circ / \rho_1^\circ)^n [(u_1 - u_2') / u_2']^m, \quad W_2 = \rho_2^\circ (u_2')^2 \delta / \sigma_2 \end{aligned}$$

где W^* — критическое число Вебера, характеризующее начало динамического срыва, $W^* = 20 \div 50$; κ , n , m — некоторые константы, определяемые по опытным данным.

Для оценки интенсивности осаждения капель на пленку в необогреваемом канале J_{32}' можно использовать полуэмпирическую формулу [6]

$$(1.3) \quad \begin{aligned} J_{32}' &= \pi D_1 \rho_2^\circ (1 - \alpha) v_{31} = 0.0817 D_1 \rho_2^\circ [(1 - \alpha) / \alpha] (u_3 - u_2') R_{32}^{-0.25} \\ R_{32} &= D_1 (u_3 - u_2') / v_1 \end{aligned}$$

Здесь v_{31} — скорость капель относительно пара в поперечном направлении. Полагая в первом приближении, что в случае существования поперечного потока от пленки (обогреваемая труба) относительную скорость v_{31} можно оценить по (1.3), получим

$$(1.4) \quad \begin{aligned} J_{32} &= J_{32}' - \eta J_{21} (1 - \alpha) (\rho_2^\circ / \rho_1^\circ) \quad (J_{32}' > \eta J_{21} (1 - \alpha) (\rho_2^\circ / \rho_1^\circ)) \\ J_{32} &= 0, \quad J_{32}' \leq \eta J_{21} (1 - \alpha) (\rho_2^\circ / \rho_1^\circ) \end{aligned}$$

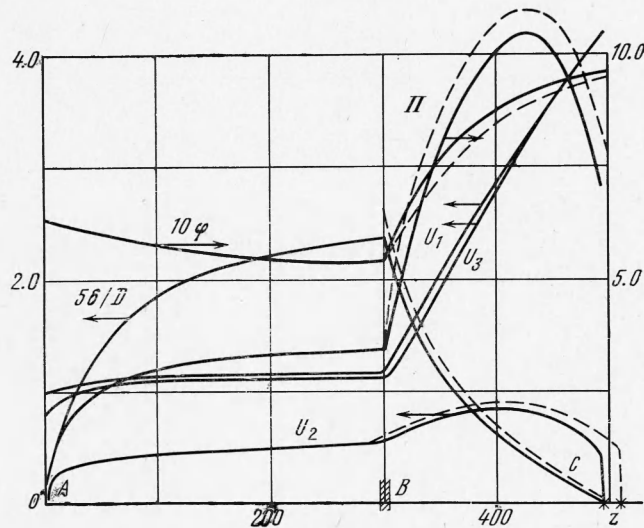
Здесь η — эмпирическая постоянная, которую можно оценить по границе перехода от режима течения потока с осаждением капель на пленку к режиму, в котором отсутствует осаждение.

Из уравнения теплового баланса для всей смеси при больших p и расходах смеси, не слишком близких к критическим

$$(1.5) \quad J_{21} = Q_w / r, \quad J_{12} = J_{13} = J_{31} = 0$$

Система (1.4) численно интегрировалась (решалась задача Коши) при фиксированных p , w , x_1 , x_2 в начальном сечении, где $x_j = m_j / m$ и

$x_1 + x_2 + x_3 = 1$, $w = m / F$ — удельный массовый расход смеси. Обычно, если это не оговаривается особо, в качестве остальных начальных данных на входе в обогреваемую трубу принимались параметры смеси в равновесном состоянии [1], т. е. в таком состоянии смеси, при котором ниже по течению без обогрева параметры потока практически не меняются. Исследование особенностей системы (1.1) показало, что этому равновесному условию потока без обогрева и малых относительных потерь давления в канале $\Delta p \ll p$ соответствует узловая особая точка системы (1.1). Счет



Фиг. 1

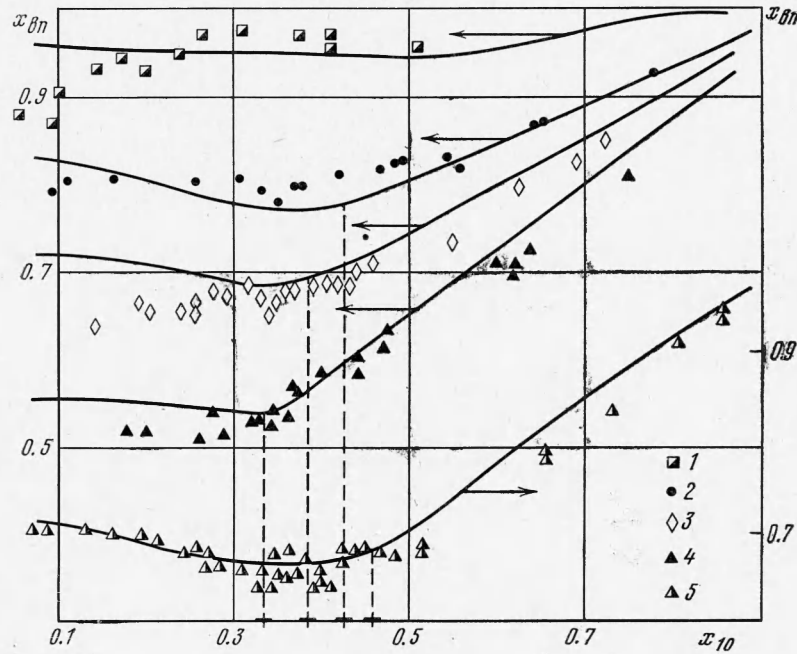
задачи с обогревом продолжался до сечения канала, в котором расход жидкости в пленке равнялся нулю. Это условие считается условием наступления кризиса теплообмена второго рода. Экспериментальные измерения расхода жидкости в пленке и толщин ее перед наступлением кризиса теплообмена на воде [7,8] и на фреоне-12 [9] подтверждают это предположение.

2. Некоторые результаты. На фиг. 1—7 приведены некоторые результаты численного интегрирования вместе с экспериментальными данными разных авторов, иллюстрирующие влияние p , w , x_1 , D , q_w на основные характеристики течения дисперсно-кольцевого двухфазного потока в обогреваемой трубе.

На фиг. 1 показан пример результатов расчета характеристик дисперсно-кольцевого потока вдоль трубы при давлении на входе $p = 69$ бар, $w = 1080$ кг·м⁻²·сек⁻¹, $x_{10} = 0.1$, $x_{20} = 0.0$, $D = 10.2$ мм. Индексом 0 внизу обозначены параметры на входе в необогреваемую секцию (AB — участок стабилизации); BC — обогреваемая секция. Удельный тепловой поток на обогреваемой секции $q_w = 0.7 \cdot 10^6$ Вт·м⁻². Здесь φ — истинное объемное содержание пара в смеси, $U_j = u_j / u_0$ ($j = 1, 2, 3$), $Z = 2z / \pi D$, Π — относительная потеря давления на трение, равная отношению потери давления при течении двухфазного потока из-за трения к потере давления на трение при течении воды при температуре насыщения с тем же удельным массовым расходом

$$\Pi = \left[\frac{dp}{dz} \right]_f / \left[\frac{dp}{dz} \right]_l$$

Коэффициент трения при течении воды в гладкой трубе брался по формуле Блазиуса. Из фиг. 1 видно, что на участке *AB* система практически достигает равновесного состояния. На участке *BC* сплошные линии получены, когда параметры на входе в обогреваемую секцию соответствовали равновесному состоянию системы, а пунктирные, когда в сечении *B* практически вся жидкость сосредоточена в пленке и скольжение между паром и пленкой равнялась 2 — начальные условия в экспериментах [8]. Видно,



Фиг. 2

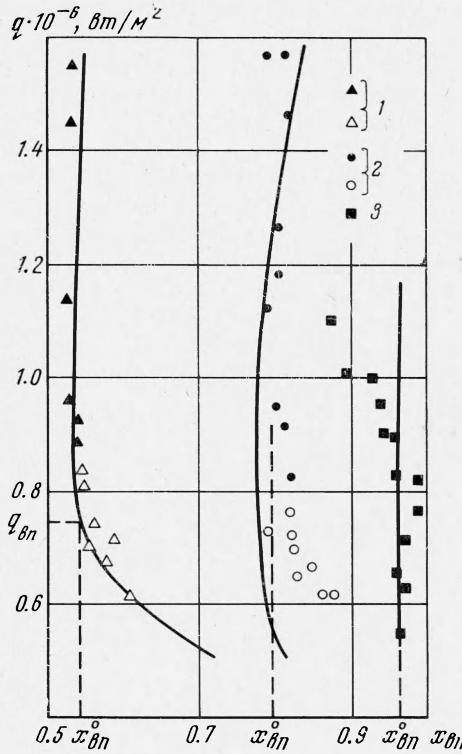
что для второго случая кризис теплообмена (здесь и далее звездочкой обозначены места кризиса теплообмена, $x_2 = 0$) несколько затягивается по сравнению с режимом, имеющим равновесные параметры на входе. Согласование численных и экспериментальных данных [8] обсуждается ниже. Зависимость Π от Z на обогреваемой секции проявляется аналогично экспериментально полученной зависимости [10] по гидравлическому сопротивлению в длинной трубе.

На фиг. 2 и 3 приведены примеры сопоставления результатов расчета и экспериментов по кризису теплообмена. Опыты проводились на прямооточном вертикальном стенде. Путем дросселирования пара сверхкритических параметров получалось необходимое паросодержание x_{10} на входе в необогреваемую секцию, после которой достигалось равновесное состояние смеси. Затем смесь поступала в обогреваемую секцию длиной 1.5 или 3 м. (Опыты на экспериментальном участке длиной 3 м проводились совместно с Ф. П. Ланцман.) Необогреваемая и обогреваемые секции имели $D = 8$ мм. Порядок проведения опытов и экспериментальная установка подробнее описаны в [2]. В экспериментах определялась величина граничного паросодержания x_{bn} , т. е. значение x_1 в месте резкого повышения температуры стенки, вызванное кризисом теплообмена из-за высыхания пленки ($x_2 = 0$), в зависимости от p, w, q_w, x_{10} . На фиг. 2 пока-

зано сопоставление опытных и расчетных данных по x_{bn} в зависимости от x_{10} при разных p и w .

Опытные точки и кривые 1, 2, 3, 4 относятся к $p = 49$ бар и соответственно к $w = 500, 1000, 1250$ и $1900 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, $q_w = (0.4-1.5) \cdot 10^6 \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2}$. Опытные точки и кривая 5 получены при давлении на выходе из канала 21 бар и $w = 1000 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. На фиг. 3 показаны численные и опытные данные по граничным паросодержаниям в зависимости от q_w при давлении 49 бар. Опытные точки 1, 2, 3 соответствуют $w = 500, 1000, 1900 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Зачерненные точки получены на экспериментальном обогреваемом участке длиной $l = 1.5 \text{ м}$, незачерненные — $l = 3 \text{ м}$.

Из фиг. 2 видно, что опытные данные по граничным паросодержаниям при фиксированных p и w с ростом x_{10} начинают значительно расти с некоторого значения $x_{10} = x_{\Delta p}$ (на фиг. 2 эти значения обозначены крестиком на оси абсцисс), а на фиг. 3 нанесены только те значения x_{bn} , которые не зависят от x_{10} , чтобы проиллюстрировать только влияние q_w . Из фиг. 3 видно, что существует достаточно широкая область изменения q_w , в которой практически отсутствует влияние q_w на x_{bn} (значение x_{bn}^0). Это связано [11] с отсутствием выпадения капель из ядра потока на пленку жидкости. Выпадение капель имеет место при относительно небольших $q_w < q_{bn}$ (фиг. 3), когда поперечный поток пара от пленки, препятствующий выпадению капель и



Фиг. 3

прямо пропорциональный q_w , уменьшается. В этом случае значение x_{bn} увеличивается на величину Δx_2 , равную приращению относительного расхода жидкости в пленке за счет осаждения капель.

Таким образом, при $q_w \geq q_{bn}$ изменение расхода жидкости в пленке происходит только за счет срыва влаги и испарения. Интенсивность испарения определяется по (1.5). По экспериментальному значению x_{bn} , величине x_{10} , удельному тепловому потоку q_w и из решения обратной задачи можно оценить константы κ, n, m в (1.6), а также начало выпадения капель на пленку, т. е. константу η в (1.4). Задавалось начальное распределение влаги на входе в необогреваемый участок. Например, считалось, что вся жидкость равномерно распределена по сечению канала — это условие моделировало распределение жидкости после дросселирования на входе в необогреваемую секцию экспериментальной установки. Далее константы κ, n, m подбирались таким образом, чтобы получилось совпадение численного и экспериментального значений x_{bn} .

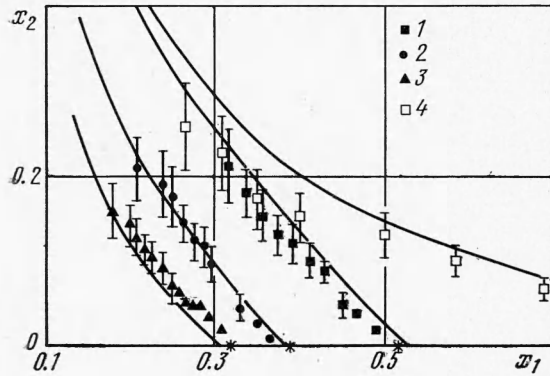
В [1] была проделана данная процедура и были определены κ, n, m по опыту при $p = 49$ бар, $w = 1900 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, $D = 8 \text{ мм}$, $x_{10} = 0.27$, $q_w = 1.21 \cdot 10^6 \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2}$, $x_{bn} = 0.54$ и по опытным данным [12] при $p = 98$ бар, $w = 2100 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, $D = 8 \text{ мм}$, $x_{10} = 0.235$, $q_w = 0.62 \cdot 10^6 \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2}$, $x_{bn} = 0.37$. Значения констант оказались равными $\kappa = 0.1 \cdot 10^{-3}$, $n =$

$= -1.0$, $m = -0.25$, $\eta = 1.8$. Последующее численное интегрирование системы (1.1) показало, что расчетные и экспериментальные значения x_{bn} при различных p , w , D , q_w (многочисленные экспериментальные данные разных авторов по x_{bn} при $p \geq 40$ бар собраны в [3]) удовлетворительно согласуются между собой при $p \geq 45$ бар. Для $p < 45$ бар $\kappa = 0.1 \cdot 10^{-5}$, $n = 1.0$, $m = -0.25$ и были получены из условия совпадения численного и экспериментального значений x_{bn} при $p = 16$ бар, $v = 1000$ кг \cdot м $^{-2} \cdot$ сек $^{-1}$, $D = 8$ мм, $x_{10} = 0.24$, $q_w = 1.02 \cdot 10^6$ вт \cdot м $^{-2}$, $x_{bn} = 0.63$.

Несоответствие параметров при $p \geq 45$ бар и $p < 45$ бар показывает, что зависимость (1.2) не точно учитывает влияние давления на интенсивность динамического срыва.

На фиг. 2 видно, что численные и экспериментальные значения по x_{bn} удовлетворительно согласуются между собой. При $x_{10} > x_{\Delta p}$ на x_{bn} влияет x_{10} . При малых x_{10} имеет место завышение численных значений x_{bn} над экспериментальными при повышенных давлениях (кривые 1, 2, 3, 4). По-видимому, это связано с неучетом пузырькового уноса влаги из пленки. В опытах при малых x_{10} для получения кризиса теплообмена ($x_2 = 0$) на обогреваемом участке ограниченной длины требовались большие значения q_w . Как было отмечено выше с ростом q_w интенсивность пузырькового уноса сильно возрастает.

На фиг. 3 видно, что при одних и тех же значениях q_w в области больших значений q_w отклонение расчетных и опытных данных по x_{bn} больше при меньших удельных массовых расходах смеси, т. е. при больших толщинах пленки [1]. В [4] показано, что с ростом толщины пленки интенсивность

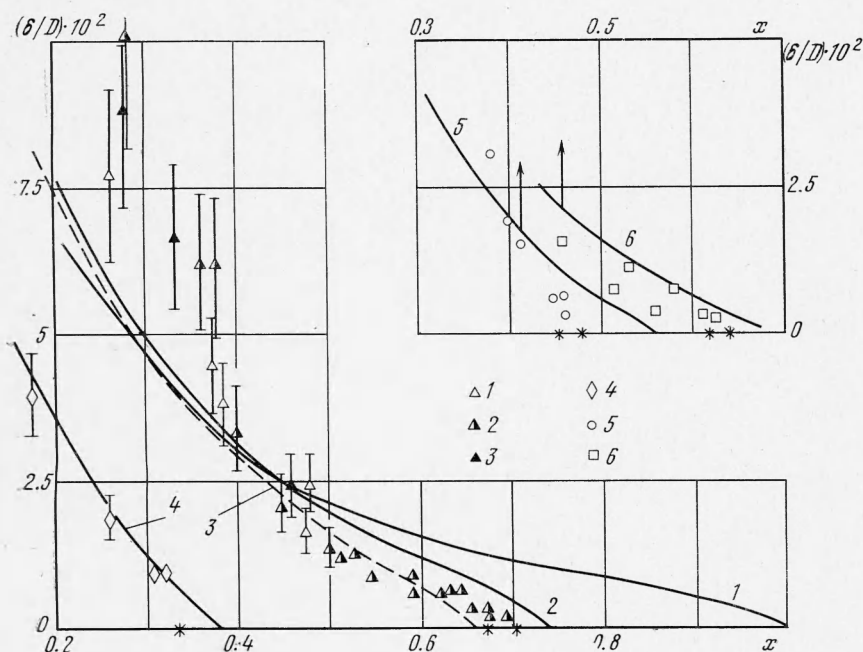


Фиг. 4

пузырькового уноса существенно возрастает. При меньших давлениях (фиг. 2, кривая 5), когда скорости составляющих смеси значительны, экспериментальные значения x_{bn} увеличиваются с уменьшением x_{10} и соответственно с ростом q_w . Это объясняется тем, что при одних и тех же w при малых давлениях существенно больше скорости составляющих смеси, поверхностное натяжение жидкости и меньше толщины пленок. Это затрудняет пузырьковый унос влаги из пленки, т. е. более раннее истощение ее. При больших q_w при прочих равных условиях уменьшается длина, на которой имеет место значительный динамический срыв влаги с поверхности пленки, а это может уменьшить суммарное количество жидкости, сорванной с пленки. Жидкость скорее испарится, чем сорвется с поверхности пленки. Это приводит к повышению x_{bn} при больших q_w .

На фиг. 4 сравниваются значения относительного расхода жидкости в пленке x_2 , полученные численно, с прямыми экспериментальными данными [7, 13], где измерялись расходы жидкости в пленке в зависимости от w , x_1 и q_w при $p = 69$ бар, $D = 12.6$ мм на расстоянии $290D$ от входа в трубу. Точки 1, 2, 3 соответствуют $w = 1350, 2040$ и 2700 кг \cdot м $^{-2} \cdot$ сек $^{-1}$ и получены в обогреваемой трубе [7], q_w изменялось в диапазоне $(0.725-1.45) \cdot 10^6$ вт \cdot м $^{-2}$. Точки 4 получены при $w = 1350$ кг \cdot м $^{-2} \cdot$ сек $^{-1}$ в необогреваемой трубе [13]. Анализ опытных данных показывает, что они получены приблизительно с $\pm 20\%$ -ной точностью. Расчеты для обогреваемого канала проводились

при паросодержании на входе $x_{10} = 0.1$ с равновесными параметрами в качестве начальных данных, остальные условия были такие же, как в экспериментах. Численные результаты, полученные в необогреваемой трубе, соответствуют равновесному состоянию системы. Из фиг. 4 видно, что результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными.



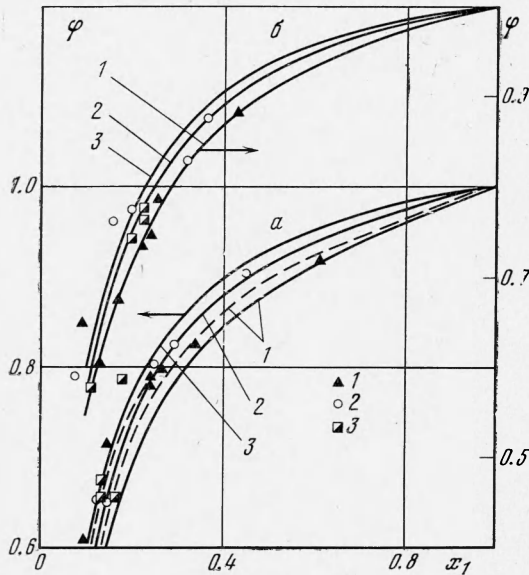
Фиг. 5

На фиг. 5 приведены результаты расчетов и экспериментов [8] по толщинам жидкой пленки в обогреваемой и необогреваемой трубе при $p = 69 \text{ бар}$ в зависимости от x_1 , w , D , q_w . Толщины пленок измерялись электрическим щупом на расстоянии $145 D$ ($Z = 92$) от входа на трубе $D = 10.2 \text{ мм}$ и на расстоянии $74 D$ ($Z = 47$) на трубе $D = 20.9 \text{ мм}$. Средняя толщина жидкой пленки определялась как расстояние между щупом и стенкой трубы, при котором нижний предел пульсаций падения напряжения был близок к значению падения напряжения, соответствующего слою тумана, а пульсации, показывающие контакт с жидкостью, занимали $\sim 50\%$ времени всего контакта. Последнее условие связано с тем, что имело место нерегулярное волновое движение на поверхности пленки. Полученные в экспериментах результаты можно интерпретировать как измерения средних толщин пленок. На фиг. 5 точки 1 — $w = 1080 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, $D = 10.2 \text{ мм}$, $q_w = 0$; 2 — $w = 1080 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, $D = 10.2 \text{ мм}$, $q_w \neq 0$, $x_{10} = 0.16-0.48$; 3 — $w = 1080 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, $D = 10.2 \text{ мм}$, $q_w \neq 0$, недогрев; 4 — $w = 2700 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, $D = 10.2 \text{ мм}$, $q_w \neq 0$, $x_{10} = 0.07$; 5 — $w = 1080 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$; $D = 20.9 \text{ мм}$; $q_w \neq 0$, $x_{10} = 0.18-0.26$; 6 — $w = 1080 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$; $D = 20.9 \text{ мм}$, $q_w \neq 0$, $x_{10} = 0.48$.

Анализ опытных данных показывает, что они получены приблизительно с $\pm 20\%$ -ной точностью. Расчеты соответствующих толщин пленки (кривые 1, 2, 4, 5, 6) проводились для условий эксперимента. Так же как в опытах, в качестве начальных данных брались параметры, соответствующие кольцевому режиму течения, т. е. вся жидкость сосредоточена в

пленке, а скольжение фаз равнялось 2. Кривая 3 отличается от кривой 2 тем, что получена при фиксированном $q_w = 0.7 \cdot 10^6 \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2}$.

Из фиг. 5 видно, что численные и экспериментальные данные по средним толщинам пленок удовлетворительно согласуются между собой и только при относительно невысоких w и x_1 экспериментальные данные лежат выше расчетных, по-видимому, из-за наличия значительного количества пузырей пара в пленке.



Фиг. 6

На фиг. 6 показано сопоставление численных и экспериментальных данных [14] по истинным объемным паросодержаниям φ в зависимости от x_1 , w , q_w при $p = 69 \text{ бар}$, $D = 7.7 \text{ мм}$ на расстоянии $53 D$ ($Z = 34$) от входа в обогреваемую трубу. Объемное паросодержание измерялось с помощью широкого луча тормозного излучения. Точки 1, 2, 3 соответствуют $w = 800, 2000, 3000 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Группа точек a получена в необогреваемой трубе, группа точек b — при $q_w = 1.16 \cdot 10^6 \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2}$. Максимальная абсолютная погрешность в определении φ составляла $\pm 5\%$. Для течения смеси в необогреваемой тру-

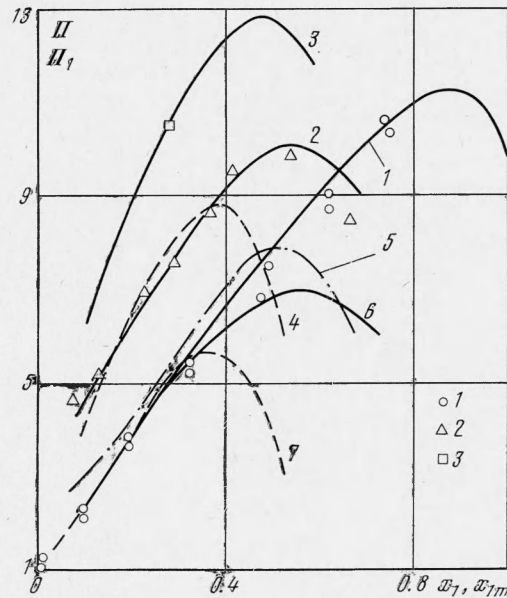
бе расчеты проводились при $Z = 0$ — вся жидкость находилась в ядре потока (моделирование дроссельного вентиля в экспериментальной установке). Сплошные линии относятся к равновесному состоянию системы, пунктирные соответствуют данным в сечении, находящимся на расстоянии $140 D$ ($Z = 90$) от начального сечения. Данные в этом сечении принимались в качестве начальных на входе в обогреваемую секцию.

Из фиг. 6 видно, что в пределах точности экспериментов расчетные и экспериментальные данные согласуются между собой. Отметим, что разброс опытных точек не позволяет выявить влияние w на φ , которое следует из результатов численного расчета.

На фиг. 7 приведены примеры результатов расчета и экспериментов [16] по гидравлическому сопротивлению для течения пароводяной смеси в гладкой горизонтальной и вертикальной трубах в зависимости от x_1 и q_w при $p = 98 \text{ бар}$, $w = 1000 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Внутренний диаметр горизонтального участка 11.4 мм , вертикального — 8 мм . На горизонтальном участке было установлено три отбора давления. Расстояние между первым и третьим 3 м , и между вторым и третьим — 0.55 м . На вертикальном участке расстояние между отборами давления 0.6 м . Обозначим эти участки между отборами давления соответственно a, b, c . По вертикальной оси на фиг. 7 отложена относительная потеря давления на трение Π и аналогичная относительная потеря давления Π_1 на трение и на ускорение фаз, равная отношению потери давления при тчении двухфазного потока из-за трения и ускорения фаз к потере давления на трение при тчении воды при температуре насыщения с тем же удельным массовым расходом

$$\Pi_1 = \left[\frac{dp}{dz} \right]_f + \left[\frac{dp}{dz} \right]_a / \left[\frac{dp}{dz} \right]_l$$

В трубе в равновесном состоянии системы $\Pi_1 = \Pi$. На фиг. 7 опытные точки 1 по Π получены на участках *a* и *b* в отсутствие обогрева. Опытные точки 2 по Π_1 получены на участке *b* при $q_w = 0.583 \cdot 10^6 \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2}$ в зависимости от среднего $x_{1m} = (x_{10} + x_{1e}) / 2$, где x_{1e} — расходное паросодержание на выходе из обогреваемого участка. Приращение паросодержания на этом участке $\Delta x = x_{1e} - x_{10} = 0.085$. Опытная точка 3 по Π_1 получена на участке *c* при $q_w = 1.16 \cdot 10^6 \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2}$. По опытным точкам 2 была рассчитана [14] зависимость относительной потери давления на трение Π от x_{1m} (кривая 5). Кривая 1 численно получена для случая течения смеси в необогреваемой трубе в равновесном состоянии системы. Кривые 2 и 6 рассчитаны для условий экспериментов, т. е. с использованием численных данных по перепаду давления и x_{1m} на участке *b* строились зависимости Π_1 и Π от x_{1m} . Кривая 3 (зависимость Π_1 от x_1 при $q_w = 1.16 \cdot 10^6 \text{ вт} \cdot \text{м}^{-1}$) и кривые 4 и 7 (зависимости Π и Π_1 от x_1 при $q_w = 0.583 \cdot 10^6 \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2}$) получены при подаче на вход смеси с $x_{10} = 0.1$.



Фиг. 7

Из фиг. 7 видно, что, начиная с некоторого значения x_1 (или Z в обогреваемой трубе, фиг. 1), замедляется рост и снижаются относительные перепады давления. Имеет место кризис гидравлического сопротивления. При увеличении x_{10} кризис гидравлического сопротивления сдвигается в сторону больших x_1 (видно из сравнения кривых 2 и 4). Численный расчет по данной модели показал, что явление кризиса гидравлического сопротивления в основном определяется влиянием двух факторов: с одной стороны, с ростом x_1 растет скольжение между паром и жидкой пленкой [1], а следовательно, и сила трения между паром и пленкой, с другой стороны, с ростом x_1 уменьшается толщина пленки и как следствие ее шероховатость, что в свою очередь приводит к уменьшению силы трения между паром и пленкой. Двойное влияние x_1 приводит к появлению кризиса гидравлического сопротивления. Из сравнения кривых 1 с 6 и 7 следует, что в области до кризиса гидравлического сопротивления q_w влияет на Π незначительно.

Из данного рассмотрения следует, что моделирование течения смеси в реальных парогенерирующих трубах, в которых на вход обычно подается вода, недогретая до температуры насыщения, или пароводяная смесь низких паросодержаний x_1 , короткими экспериментальными участками с подачей на вход смеси с различными значениями x_{10} можно проводить только до вполне определенного значения x_{10} (кривые 2 и 4 на фиг. 7). В противном случае начинает сказываться влияние x_{10} , например, на x_{bn} , Π , Π_1 . При этом перед обогреваемой секцией необходимо предусмотреть достаточно длинный необогреваемый участок [1], на котором достигалось бы равновесное состояние системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нигматулин Б. И. К гидродинамике двухфазного потока в дисперсно-кольцевом режиме течения. ПМТФ, 1971, № 6.
2. Дорощук В. Е., Нигматулин Б. И. Кризис теплообмена второго рода в вертикальной трубе при невысоких давлениях. Теплоэнергетика, 1971, № 3.
3. Дорощук В. Е. Кризисы теплообмена при кипении воды в трубах. М., «Энергия», 1970.
4. Петровичев В. И., Кокорев Л. С., Диденко А. Я., Дубровский Г. Г. Капельный унос при кипении тонких пленок жидкости. Вопросы теплофизики ядерных реакторов, вып. 2. М., Атомиздат, 1970.
5. Hewitt G. F., Kearsley H. A., Lacey P. M. C., Pulling D. J. Burnout and nucleation in climbing film flow. Harwell, AERE-R4374, 1963.
6. Paleev I. I., Philipovich B. S. Phenomena of liquid transfer in two-phase dispersed annular flow. Internat. J. Heat and Mass Transfer, 1966, vol. 9, No. 10.
7. Bennett A. W., Hewitt G. F., Kearsley H. A., Keeys R. K. F., Stinchcombe R. A. Measurement of liquid film flow rates at 1000 p s i a in upward steam water flow in vertical heated tube. Harwell AERE-R5809, 1969.
8. Bergles A. E., Roos J. P. Film thickness and critical heat flux observations for high pressure water in spray annular flow. Internat. Sympos. on Res. in Cocurrent Gas-Liquid Flow, 1968, vol. 2.
9. Staniforth R., Stevens G. F., Wood R. W. An experimental investigation into the relationship between burnout and film flow rate in a uniformly heated round tube. AEEW-R430, 1965.
10. Дзарасов Ю. И., Кольчугин Б. А., Ливерант Э. И. Экспериментальное исследование характеристик обогреваемого двухфазного потока. Тепло- и массоперенос, т. 2, ч. 1. Минск, 1972.
11. Дорощук В. Е., Левитан Л. Л., Нигматулин Б. И. Выявление условий выпадения капель из ядра дисперсного потока на жидкую пленку в обогреваемой трубе. Материалы 9-й Республиканск. межвузовской конференции по вопросам испарения, горения и газовой динамики дисперсных систем, Одесса, Одесск. ун-т, 1969.
12. Коньков А. С. Экспериментальное исследование условий ухудшения теплоотдачи при течении пароводяной смеси в обогреваемых трубах. Тр. ЦКТИ, 1965, вып. 58.
13. Keeys R. K. F., Ralph J. C., Roberts D. N. Liquid entrainment in adiabatic steam-water flow at 500 and 1000 p s i a. AERE-R6293, 1970.
14. Миропольский Э. Л., Шнеерова Р. И. Исследование фазового состава пароводяной смеси в обогреваемой трубе при помощи тормозного излучения. Теплофизика высоких температур, 1963, т. 1, № 1.
15. Тарасова Н. В. Гидравлическое сопротивление при кипении воды и пароводяной смеси в обогреваемых трубах и кольцевых каналах. Тр. ЦКТИ, 1965, вып. 59.