A. A. Avdeev, Application of the Reynolds analogy to the investigation of surface boiling in conditions of forced motion,
TVT, 1986, Volume 24, Issue 1, 111–119

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР
Том 24 1986 № 1

УДК 532.529.5:536.248.2

ПРИЛОЖЕНИЕ АНАЛОГИИ РЕЙНОЛЬДСА К ИССЛЕДОВАНИЮ ПОВЕРХНОСТНОГО КИПЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ВЫНУЖДЕННОГО ДВИЖЕНИЯ

Авдеев А. А.

Проведен анализ возможности применения аналогии между турбулентным переносом теплоты и импульса (аналогии Рейнольдса) для исследования процесса кипения недогретой жидкости в условиях вынужденного движения. На его основе получено аналитическое выражение для расчета размера пузырей при поверхностном кипении, обобщающее имеющиеся опытные данные. Разработана теоретическая модель для расчета гидравлического сопротивления, применимая как для элементов энергооборудования, так и высокофорсированных теплообменных систем. Предложено соотношение для расчета области изменения режимных параметров, в пределах которой возникновение поверхностного кипения не приводит к существенному росту гидравлического сопротивления парогенерирующих каналов.

В теплообменных системах, функционирующих при высоких плотностях теплового потока, кипение, как правило, начинается при среднемассовых температурах жидкости, существенно меньших температуры насыщения. Появление в пристеночном слое паровой фазы резко изменяет коэффициенты теплоотдачи и гидравлического сопротивления парогенерирующих каналов и в ряде случаев может привести к возникновению неустойчивости течения. Ввиду большой актуальности рассматриваемой проблемы, исследование механизма кипения недогретой жидкости проводилось во многих работах, обзор которых можно найти, например, в [1—3]. Тем не менее, нужды практики в настоящее время удовлетворяются в основном эмпирическими методиками расчета, имеющими ограниченную область приложений и недостаточную точность.

В данной работе для случая кипения недогретой жидкости в условиях вынужденного движения получено аналитическое выражение для аналогии между переносом теплоты и импульса (аналогии Рейнольдса). На базе проведенного анализа получена формула для расчета максимального за цикл рост — конденсация диаметра пузыря, а также разработана методика расчета гидравлического сопротивления при кипении недогретой жидкости в трубах.

Аналогия Рейнольдса. В ряде работ (например, [4—6]) для исследования кипения недогретой жидкости привлекались соображения, основанные на использовании аналогии между турбулентным переносом теплоты и импульса. Однако ввиду недостаточного знания гидродинамики пузырьковых течений эти подходы носили в большой степени эмпирический характер.

При наличии кипения физические механизмы переноса теплоты и импульса в пристеночной области различны. Отвод тепла от поверхности нагрева определяется фазовыми переходами, в то время как перенос импульса в непосредственной близости от стенок канала обусловлен эффектами молекулярной вязкости. Поэтому уравнения переноса теплоты и количества движения в пристеночной области имеют различный вид. Последнее приводит к тому, что подобие полей скорости и температуры, приведенной к безразмерной форме с использованием в качестве масштаба перепада температур стенки и ядра потока, нарушается. Отсюда следует, что связь между коэффициентами теплоотдачи и гидравлического сопротивления, полученная Прандтлем, для течений с генерацией пара неприменима. Вместе с тем в ядре потока сохраняется единый механизм переноса теплоты и импульса. Это дает возможность использовать для анализа процессов классическую гидродинамическую теорию теплообмена.

В случае пузырькового кипения (или пристенного подвода газовой фазы) на стенках канала образуются цепочки движущихся пузырей. Течения со скользящими по стенке пузырями исследовались в [7]. В случае, когда диаметр пристенных пузырей $d_п$ намного больше толщины вязкого подслоя $\delta_в$, радиальный профиль скорости и коэффициент гидравлического сопротивления описываются уравнениями

$$\frac{u}{v_*} = 12+2{,}5\left[2(\sqrt{Y}-\sqrt{D}) + \ln\frac{1-\sqrt{Y}}{1+\sqrt{Y}} + \ln\frac{1+\sqrt{D}}{1-\sqrt{D}}\right], \quad (1)$$

$$c_f = (2{,}92+2\lg R)^{-2}, \quad (2)$$

где $Y=1-y/r_0$; $D=1-d_п/r_0$; y, r_0 — соответственно расстояние от стенки и радиус канала; $R=r_0/d_п$ — отношение радиуса канала к диаметру пузыря.

В случае, когда $d_п$ и $\delta_в$ соизмеримы, рекомендовано использовать интерполяционную зависимость

$$c_f = \left[1{,}74-2\lg\left(\frac{1}{3{,}9R}+\frac{49}{\mathrm{Re}^{0{,}91}}\right)\right]^{-2}, \quad (3)$$

обобщающую результаты теоретического анализа. Здесь $\mathrm{Re}=2r_0 j/\mu$ — число Рейнольдса, j — массовая скорость, μ — динамический коэффициент вязкости жидкости.

Если $d_п \to 0 (R\to\infty)$, зависимость (3) переходит в формулу [8] для однофазного течения в гладкой трубе

$$c_f = (1{,}82\lg \mathrm{Re}-1{,}64)^{-2}, \quad (4)$$

а при $d_п \gg \delta_в (\mathrm{Re}\to\infty)$ — в формулу (2).

Следуя [6, 7], выделим на внешней границе пузырькового подслоя контрольную поверхность (рис. 1). Турбулентные вихри периодически проникают через контрольную поверхность, замещая жидкость, имеющую температуру, близкую к температуре насыщения, холодной жидкостью из ядра потока. Тогда, используя аналогию между молярным переносом теплоты и импульса, составляющую теплового потока, отводимого из пристенной области за счет турбулентного перемешивания жидкости, можно оценить следующим образом (предполагается, что турбулентное число Прандтля равно единице):

$$q_г = \tau_г c_p \Delta T_ж / \Delta u, \quad (5)$$

где $q_г$, $\tau_г$ — соответственно плотность теплового потока и касательные напряжения на выделенной границе; Δu — разность между скоростью жидкости на границе и скоростью на оси; $\Delta T_ж$ — недогрев жидкости в ядре; c_p — удельная изобарная теплоемкость жидкости.

Пренебрегая изменением касательных напряжений по толщине пузырькового подслоя, а также выражая касательные напряжения на стенке τ_c через коэффициент гидравлического сопротивления, перепишем соотношение (5) в виде

$$\mathrm{St} = \sqrt{c_f/8}/(\Delta u/v_*), \quad (6)$$

где $\mathrm{St}=q_г/(j c_p \Delta T_ж)$ — число Стантона; $v_*=\sqrt{\tau_c/\rho}$ — динамическая скорость; ρ — плотность жидкости в ядре.

Уравнение (6) представляет собой аналитическое выражение аналогии между турбулентным переносом теплоты и импульса при кипении недогретой жидкости в условиях вынужденного движения.

Используя (1), знаменатель формулы (6) можно представить в виде

$$\frac{\Delta u}{v_*} = 2{,}5\left(\ln\frac{1+\sqrt{1-1/R}}{1-\sqrt{1-1/R}} - 2\sqrt{1-1/R}\right). \quad (7)$$

Тогда из (6) с учетом (2) и (7) следует

$$\mathrm{St}^{-1} = 7{,}07(2{,}92+2\lg R)\left(\ln\frac{1+\sqrt{1-1/R}}{1-\sqrt{1-1/R}} - 2\sqrt{1-1/R}\right). \quad (8)$$

Вид рассчитанной по формуле (8) зависимости $\mathrm{St}=f(R)$ показан на рис. 2.

Размер пузырей. Исследования, проведенные с использованием фото- и кинотехники, показывают, что при поверхностном кипении пузыри практически сразу после возникновения начинают перемещаться в направ-

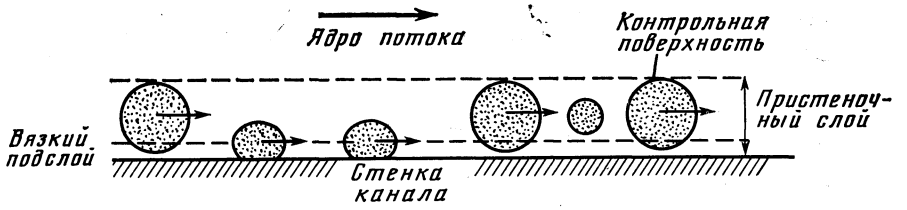

Рис. 1. Расчетная схема

лении движения потока [9]. Скорость их скольжения составляет 70—80% от среднемассовой скорости жидкости. Не отрываясь от поверхности нагрева, пузыри растут, достигают максимального размера, а затем начинают уменьшаться. При этом они теряют контакт со стенкой. В начальной стадии роста скорость изменения диаметра пузыря, как правило, превышает скорость переносного движения более чем на порядок, достигая в ряде случаев 10—12 м/с.

Момент достижения максимума размера пузыря характеризуется равенством потока тепла, подводимого к нему от стенки, потоку тепла, отводимого в объем жидкости.

В соответствии с проведенным анализом величина турбулентного отвода тепла от скользящего вдоль стенки пузыря может быть определена следующим образом:

$$Q_{-}=q_{т}F, \tag{9}$$

где $F=\pi d_{п}^{2}/4$ — площадь проекции пузыря на выделенную контрольную поверхность (рис. 1).

Опытные данные о скоростях роста пузырей на поверхности нагрева при числах Якоба, меньших 20, хорошо описываются уравнением [10]

$$dr_{п}/dt=1{,}75\sqrt{\lambda\Delta T_{ст}/(L\rho'' t)}. \tag{10}$$

Здесь λ — коэффициент теплопроводности жидкости; ρ'' — плотность сухого насыщенного пара; L — удельная теплота испарения; $\Delta T_{ст}$ — перегрев стенки; t — время; $r_{п}$ — текущий радиус пузыря.

Формулу (10) можно с точностью до постоянной получить теоретически на основе представлений о формирующемся в основании пузыря клиновидном микрослое с пренебрежимо малой теплоемкостью, а также в рамках модели испарения по границе сухого пятна [11].

Из (10) можно получить уравнение для расчета теплоподвода к пузырю от стенки

$$Q_{+}=12{,}3\pi d_{п}\lambda\Delta T_{ст}. \tag{11}$$

Приравнивая (9) и (11), а также используя выражение аналогии Рейнольдса (8), получим окончательно

$$\frac{r_{0}jc_{p}\Delta T_{ж}}{\lambda\Delta T_{ст}}=347R(2{,}92+2\lg R)\left(\ln\frac{1+\sqrt{1-1/R}}{1-\sqrt{1-1/R}}-2\sqrt{1-\frac{1}{R}}\right). \tag{12}$$

Решив трансцендентное уравнение (12) относительно R, можно рассчитать максимальный за цикл рост — конденсация диаметр пузыря $d_{п}=r_{0}/R$.

В области $R>5$ решение уравнения (12) удовлетворительно аппроксимируется формулой

$$R=(0{,}93+0{,}065A^{0{,}25})^{4}, \tag{13}$$

где $A=r_{0}jc_{p}\Delta T_{ж}/(\lambda\Delta T_{ст})$ — аналог числа Пекле, характеризующий относительную роль турбулентного и кондуктивного механизмов теплообмена.

Для проверки разработанной теории были привлечены доступные автору экспериментальные работы, за исключением [12, 13] (см. таблицу). В [12, 13] в качестве поверхности нагрева использовался относительно короткий отрезок металлической фольги, закрепленный вблизи оси канала. Киносъемка проводилась на расстоянии 6—8 диаметров канала от

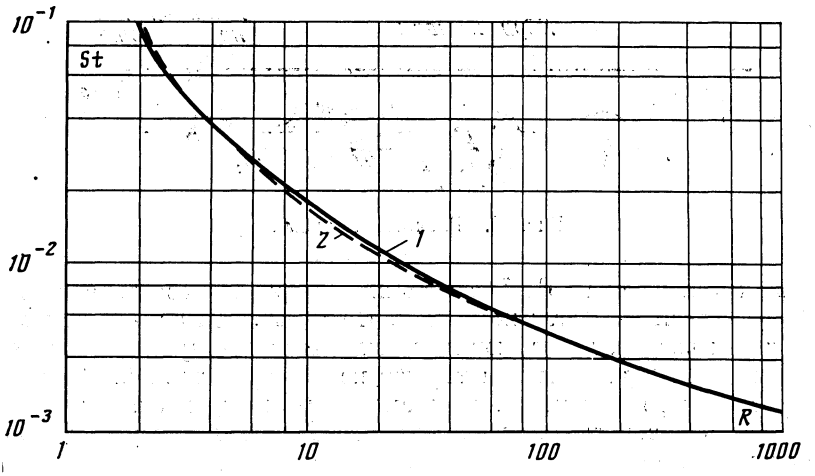

Рис. 2. Интенсивность теплоотвода из пристеночного слоя при кипении недогретой жидкости в условиях вынужденного движения: *1* – расчет по формуле (8), *2* – расчет по интерполяционному уравнению (15)

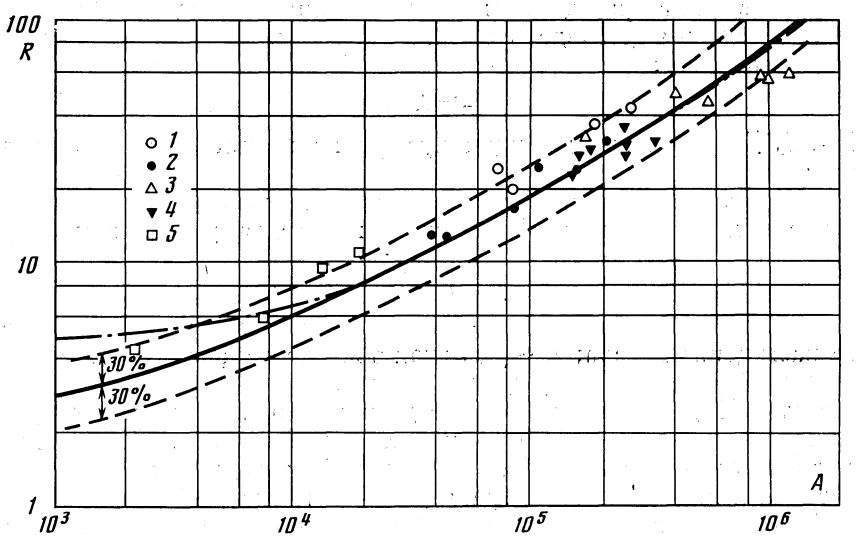

Рис. 3. Сравнение результатов расчета по формуле (13) с экспериментальными данными: сплошная линия – расчет по формуле (13); штрихпунктир – расчет в соответствии с [19]. (Обозначения *1–5* см. в таблице)

передней кромки фольги. В этих условиях уравнение (13), полученное для пристенного стабилизованного течения, неприменимо.

При проведении расчетов величина c_p бралась при среднемассовой температуре жидкости, λ – при температуре стенки. Величина R определялась по экспериментальному значению эквивалентного диаметра пузыря и гидравлическому радиусу канала. В опытах [9, 15] фиксировался перегрев стенки, поэтому значение A рассчитывалось по экспериментальному значению $\Delta T_{ст}$.

При обработке данных [14, 16, 17] величина перегрева стенки вычислялась по интерполяционной формуле [18]

$$\Delta T_{ст}=q_{ст}^{0,33}(1-0{,}0045p_s)/(3{,}4p_s^{0,18}), \qquad (14)$$

рекомендованной для кипения воды в диапазоне давлений 0,1–20 МПа. Здесь $q_{ст}$ – плотность теплового потока на стенке в Вт/м^2; p_s – давление насыщения в бар. Отметим, что сопоставление результатов расчета по формуле (14) с данными [9, 15] обнаруживает удовлетворительное согласие.

Использованные при обработке опытные данные

Литература	Обозначение на рис. 3	Давление, МПа	Скорость потока, м/с	Недогрев жидкости, К	Плотность теплового потока, МВт/м²	Форма и размеры сечения канала
[9]	*1*	0,147–2,45	4,2	10–40,2	0,756–3,26	Прямоугольник, 20×10 мм²
[17]	*2*	0,5–5,0	1,9	30–62	0,97–2,9	То же, 14×8 мм²
[15]	*5*	0,1	0,2	5–60	0,47	То же, 16×8 мм²
[14]	*3*	3,45–10,3	6,1–9,15	11–80	3,25–8,53	То же, 9,5×9,5 мм²
[16]	*4*	13,9–17,7	3,27–3,75	3,0–5,9	0,38–0,55	Круглая труба, диаметр 8 мм

Сравнение результатов расчета по формуле (13) с экспериментальными данными показано на рис. 3. Часть точек на рис. 3 представляет собой результат статистической обработки большого числа опытных данных [9], часть — среднее арифметическое ряда измерений [17], часть — данные для индивидуальных пузырей [14–16].

На рис. 3 также показаны результаты расчета величины R по формуле, рекомендованной в [19]. Из рис. 3 следует, что в представляющей практический интерес области $R>6$ рекомендации [19] и данной работы практически совпадают [1].

Проведем анализ влияния отдельных режимных параметров на максимальный диаметр пузыря.

Изменение плотности теплового потока на стенке $q_{ст}$ оказывает влияние на диаметр через изменение перегрева стенки. Зависимость $d_п$ от $q_{ст}$ невелика. Этим, по-видимому, объясняется сделанный в [9, 15] вывод об отсутствии влияния плотности теплового потока на значение диаметра. Так, в области, охваченной экспериментами [9], изменение $q_{ст}$ в полтора — два раза приводит к изменению $d_п$ на 6–10%, что существенно меньше характерного для опытов по кипению разброса опытных точек. В экспериментах [15] влияние $q_{ст}$ должно проявляться еще слабее.

Расчеты показывают, что по мере роста давления размер пузырей убывает. Особенно резко влияние давления выражено при p=0,1–2 МПа.

Если размер пузыря и радиус канала соизмеримы (область относительно малых значений числа A), диаметр пузыря изменяется примерно прямо пропорционально $r_0^{0,33}$. По мере роста радиуса канала и увеличения параметра A зависимость $d_п$ от r_0 ослабевает и в пределе при $A\to\infty$ вырождается (см. правую часть формулы (13)).

Гидравлическое сопротивление. К настоящему времени проведен ряд экспериментальных исследований потерь давления при поверхностном кипении в трубах, имеется несколько экспериментальных формул для расчета коэффициента гидравлического сопротивления, обзор которых можно найти, например, в [20]. Тем не менее, ни общих теоретических рекомендаций, ни надежных эмпирических зависимостей для расчета гидравлического сопротивления при кипении недогретой жидкости пока не предложено.

При поверхностном кипении реализуется режим течения со скользящими по стенке пузырями. Поэтому расчет величины гидравлического сопротивления может быть проведен по формуле (3). Для практического использования этого соотношения необходимо определить параметр R в его правой части. Полученное выше уравнение (13) позволяет при известном перегреве стенки рассчитать значение этой величины.

На достаточном удалении от точки зарождения первых пузырей (в области развитого поверхностного кипения) необходимый для расчета числа A перегрев стенки стабилизируется и может быть определен по известным зависимостям для кипения в большом объеме [2], например по форму-

[1] В [19] использовался более приближенный подход, потребовавший введения подбираемого по опытным данным коэффициента.

[2] Существует относительно узкая область влияния скорости напорного движения на теплоотдачу при кипении, которое может быть учтено, например, в соответствии с рекомендациями [21].

ле (14). В области неразвитого поверхностного кипения по мере роста недогрева жидкости перегрев стенки уменьшается и на некотором удалении от точки зарождения первых пузырей приближается к нулю. В соответствии с (13) величина R при этом неограниченно возрастает, и зависимость (3) переходит в формулу (4) для гладкой трубы.

Таким образом, соотношения (3) и (13) правильно описывают характер изменения c_f в области больших недогревов, обеспечивая в окрестности точки начала кипения переход к закономерностям, характерным для однофазного течения. Тем не менее, ввиду отсутствия надежных методов определения теплоотдачи, использовать зависимость (13) в области неразвитого поверхностного кипения не представляется возможным.

В зоне больших недогревов пузыри схлопываются в пристеночном слое, не выходя в ядро потока [9]. При этом избыточная генерация пара отсутствует и все подведенное от стенки тепло передается через пузырьковый подслой в ядро потока. Поэтому тепловой поток через выделенную контрольную поверхность будет близок к тепловому потоку на стенке. Это дает возможность определить число St в выражении для аналогии Рейнольдса (8) по известной плотности теплового потока на стенке. Тогда соотношение (8) будет представлять собой трансцендентное уравнение относительно R. При расчете R вместо уравнения (8) удобно использовать зависимость

$$\mathrm{St}=(6{,}28\lg R+1{,}28)^{-2}, \qquad (15)$$

аппроксимирующую с высокой точностью соотношение (8) (рис. 2). Решив уравнение (15) относительно R, по формуле (2) можно получить значение c_f при неразвитом поверхностном кипении.

При получении уравнения (8) использовалось допущение о том, что $d_п \gg \delta_в$. В этом случае формулы (2) и (3) дают совпадающие значения c_f. Если же $d_п$ и $\delta_в$ соизмеримы, интерполяционное соотношение (3) по мере уменьшения $d_п$ обеспечивает переход к закономерностям, характерным для однофазного течения. Поэтому на практике вместо формулы (2) целесообразно использовать соотношение (3).

При малых недогревах жидкости становится существенным поток тепла через контрольную поверхность, обусловленный выносом пара в ядро. Нетрудно показать, что расчет по соотношению (15) приводит к занижению R в области малых недогревов, а по формулам (13), (14) — при больших недогревах. В связи с этим в уравнение (3) следует подставлять наибольшее из значений R, определенных по формулам (13) и (15).

В практических приложениях часто нежелательно возникновение режимов течения с резким ростом гидравлического сопротивления, обусловленным поверхностным кипением. Если задаться допустимым значением отношения коэффициента гидравлического сопротивления c_f к коэффициенту гидравлического сопротивления при однофазном течении c_f^0, то из уравнений (3), (4), (15) можно получить «предельное» значение числа St как функцию числа Re.

Результаты проведенного таким образом расчета для случая $c_f/c_f^0=1{,}25$ в области $\mathrm{Re}>4\cdot10^3$ описываются с погрешностью $<2\%$ формулой

$$\mathrm{St}_{пр}=(4{,}7\lg \mathrm{Re}-8{,}9)^{-2}. \qquad (16)$$

В случае $\mathrm{St}<\mathrm{St}_{пр}$ наличие поверхностного кипения слабо сказывается на величине гидравлического сопротивления.

Авторами [22] отмечалось, что ряд экспериментальных исследований гидравлического сопротивления при кипении недогретой жидкости имеет недостатки. В частности, в большинстве работ не проводились совместные измерения потерь давления и истинного объемного паросодержания, что не позволяло с достаточной точностью выделить перепад давления, обусловленный силами трения; отсутствовали условия гидродинамической и тепловой стабилизации течения; отборы давления выполнялись на необогреваемых концах рабочего участка, что приводило к дополнительным погрешностям, вызванным конденсацией пара в адиабатическом потоке недогретой жидкости. Поэтому часть имеющихся данных для проверки разработанной методики не привлекалась.

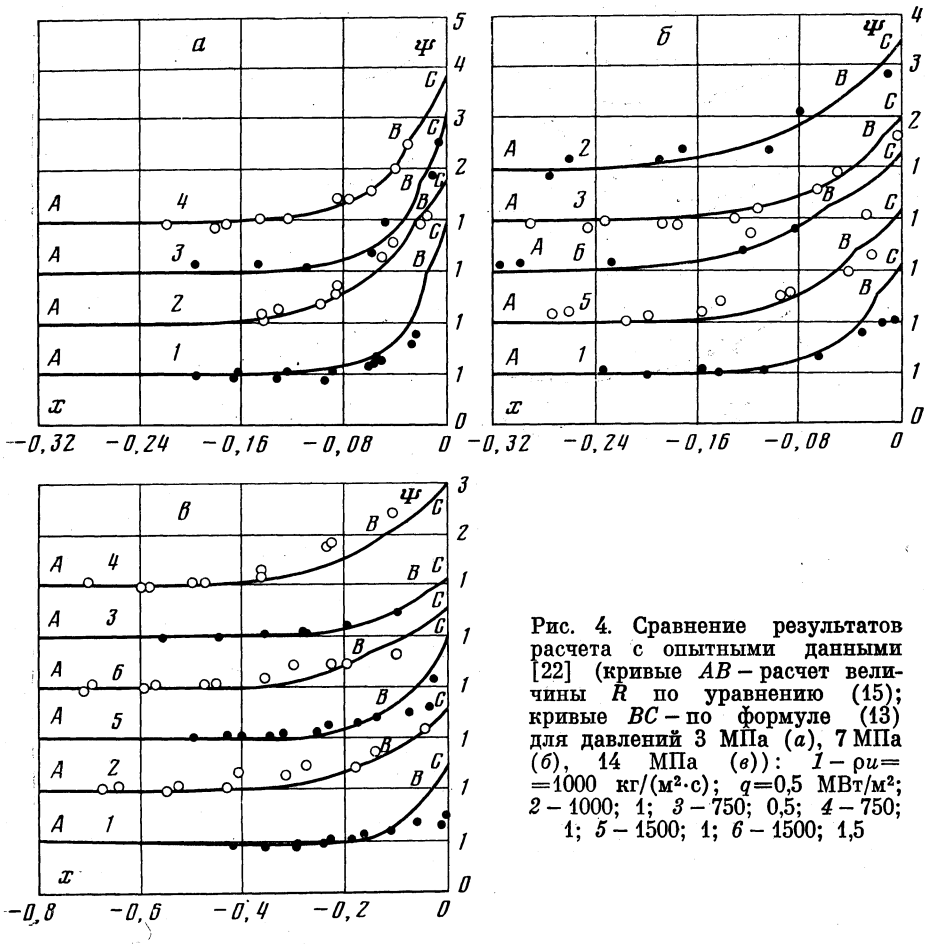

Рис. 4. Сравнение результатов расчета с опытными данными [22] (кривые AB – расчет величины R по уравнению (15); кривые BC – по формуле (13) для давлений 3 МПа (*а*), 7 МПа (*б*), 14 МПа (*в*)): *1* – ρu= =1000 кг/(м²·с); q=0,5 МВт/м²; *2* – 1000; 1; *3* – 750; 0,5; *4* – 750; 1; *5* – 1500; 1; *6* – 1500; 1,5

В данной работе при обработке опытных данных величина c_p определялась при среднемассовой температуре жидкости, а значения λ и μ брались при температуре стенки [1]. Последнее позволяет в первом приближении учесть влияние переменности вязкости на гидравлическое сопротивление и дает удовлетворительное согласие с экспериментом. Недогрев жидкости в ядре потока рассчитывался по экспериментальному значению истинного объемного паросодержания и относительной энтальпии в рамках допущения об отсутствии межфазного скольжения.

В [22] проводились одновременные измерения гидравлического сопротивления и истинного объемного паросодержания. Диаметр рабочего участка составлял 11,9 мм. Опыты охватывали характерные для энергетических установок диапазоны плотностей теплового потока 0,5—1,5 МВт/м², массовых скоростей 500—1500 кг/(м²·с), давлений 3—14 МПа. Сравнение результатов расчета по разработанной модели с массивом данных [22] (всего 177 точек) показало, что 95% опытных точек попадает в доверительный интервал ±25,8%, а среднеквадратичная погрешность составляет 12,3%. На рис. 4 показаны расчетные и экспериментальные зависимости ψ (отношение градиента давления, обусловленного силами трения в двухфазном потоке, к градиенту давления, рассчитанному по формуле для однофазного течения) от относительной энтальпии x. Видно, что имеет место удовлетворительное их согласие. Интересно отметить, что точка пересечения кривых, рассчитанных по формулам (13) и (15), B удовлетворительно совпадает с точкой начала интенсивной генерации пара.

В [24] измерения проводились на горизонтальной трубке внутренним диаметром 4,08 мм при массовых скоростях $5\cdot10^3$—$18{,}8\cdot10^3$ кг/(м²·с) и

[1] В области однофазной конвекции температура стенок канала рассчитывалась по формуле [23] с поправкой на неизотермичность.

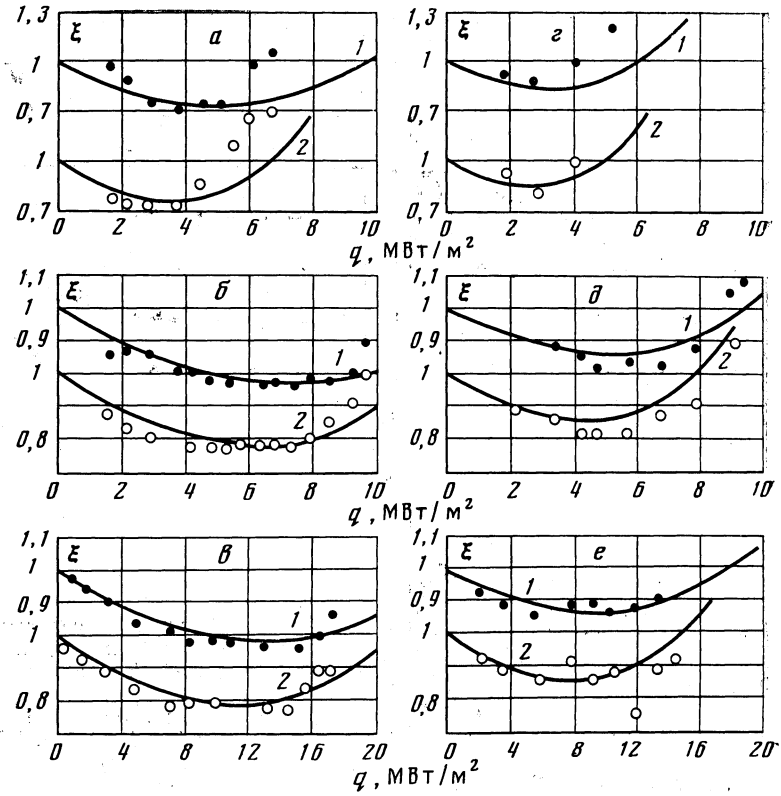

Рис. 5. Сравнение результатов расчета с опытными данными [24]: *а* – $\rho w = 5 \cdot 10^3$ кг/(м²·с), температура воды на входе 50° С; *б* – 10^4, 50; *в* – $18{,}8 \cdot 10^3$, 50; *г* – $5 \cdot 10^3$, 80; *д* – 10^4, 80; *е* – $18{,}8 \cdot 10^3$, 80 (*1* – вторая по ходу потока измерительная секция; *2* – четвертая секция)

при плотностях теплового потока до 20 МВт/м². В ходе опытов дополнительно фиксировалась величина восстановления давления на выходном адиабатическом участке канала, что позволяло оценивать по максимуму величину объемного паросодержания φ на выходе из измерительной секции. Ввиду того, что определенные таким путем значения φ не превышали 0,05—0,07, при обработке данных [24] наличием паросодержания пренебрегалось. Сравнение результатов расчета и эксперимента (всего 143 точки) показало, что 95% опытных точек попадает в доверительный интервал ±24,2%, а среднеквадратичная погрешность составляет 11,5%. В качестве примера на рис. 5 для двух входных температур представлено сравнение экспериментальных и расчетных данных (по оси ординат отложена величина ξ, представляющая собой отношение действительного перепада давлений в измерительной секции к расчетному перепаду давления при изотермическом течении воды). Наличие минимумов у расчетных кривых объясняется зависимостью вязкости жидкости от температуры.

Сравнение результатов расчета с опытными данными [25], полученными при неразвитом поверхностном кипении воды в трубке диаметром 2 мм (диапазон давлений 7,3—14,7 МПа, массовая скорость $2 \cdot 10^4$ кг/(м²·с), плотность теплового потока до 45 МВт/м²), показало, что максимальные расхождения не превышают 25%.

Проведенное сравнение с экспериментом позволяет сделать вывод о том, что разработанная модель позволяет получать удовлетворительное согласие с экспериментом в широком диапазоне изменения режимных параметров и может быть использована при проведении расчетов как элементов энергооборудования, так и высокофорсированных систем охлаждения.

Таким образом, использование аналогии Рейнольдса позволяет получить замкнутое теоретическое решение задач о размере пузырей и гидрав-

лическом сопротивлении при кипении недогретой жидкости в условиях вынужденного движения. По-видимому, разработанный подход может быть полезен при анализе ряда других проблем физики поверхностного кипения.

Автор выражает благодарность Г. Г. Бартоломею и Ю. А. Зейгарнику за предоставленные первичные опытные данные.

ВНИИАМ

Поступила в редакцию
30.X.1984

ЛИТЕРАТУРА

1. *Молочников Ю. С., Баташова Г. Н.* В сб.: Достижения в области исследования теплообмена и гидравлики двухфазных потоков в элементах энергооборудования. М.: Наука, 1973, с. 69.
2. *Невструева Е. И.* Итоги науки и техники. Тепло- и массообмен. Т. 1. М.: ВИНИТИ, 1978. 112 с.
3. *Mayinger F., Bucher B.* Two-phase flows and heat transfer. Proc. of NATO Adv. Study Inst. Washington, London, 1977, v. 2, p. 581.
4. *Ларсен П. С., Тонг Л. С.* Тр. Амер. об-ва инж.-механ. Теплопередача, 1969, № 4, с. 7.
5. *Созиев Р. И.* В сб.: Теплопередача и гидродинамика в энергетике. М.: ЭНИН, 1976, с. 67.
6. *Авдеев А. А.* Теплоэнергетика, 1982, № 3, с. 23.
7. *Авдеев А. А.* ТВТ, 1983, т. 21, № 4, с. 707.
8. *Филоненко Г. К.* Теплоэнергетика, 1954, № 4, с. 40.
9. *Трещев Г. Г.* В сб.: Теплообмен при высоких тепловых нагрузках и других специальных условиях. М.: Госэнергоиздат, 1959, с. 51.
10. *Лабунцов Д. А., Кольчугин Б. А., Головин В. С. и др.* ТВТ, 1964, т. 2, № 3, с. 446.
11. *Лабунцов Д. А., Ягов В. В.* Тр. МЭИ, 1975, вып. 268, с. 3.
12. *Gunter F. C.* Trans. ASME. Ser. C, 1951, v. 73, N 2, p. 115.
13. *Abdelmessih A. H., Hooper F. C., Nangia S.* Int. J. Heat and Mass Transfer, 1972, v. 15, N 1, p. 115.
14. *Griffith P., Clark J. A., Rohsenow W. M.* ASME Paper, 1958, N 58-HT-19. 17 p.
15. *Tolubinsky V. I., Kostanchuk D. M.* Proc. IV Int. Heat Transfer Conf. Paris – Versailles, 1970, v. 5, paper B 2.8. 11 p.
16. *Unal H. C.* Int. J. Heat and Mass Transfer, 1976, v. 19, p. 643.
17. *Трещев Г. Г.* В сб.: Конвективная теплопередача в двухфазных и однофазных средах. М.: Госэнергоиздат, 1961, с. 118.
18. *Михеев М. А., Михеева И. М.* Основы теплопередачи. М.: Энергия, 1973. 320 с.
19. *Авдеев А. А.* Теплоэнергетика, 1985, № 3, с. 25.
20. *Смогалев И. П., Суворов М. Я.* Препринт ФЭИ, № 21, 1976. 51 с.
21. *Лабунцов Д. А.* Теплоэнергетика, 1960, № 5, с. 76.
22. *Бартоломей Г. Г., Харитонов Ю. В., Ковриженых В. П. и др.* Теплоэнергетика, 1979, № 7, с. 64.
23. *Петухов Б. С., Кириллов В. В.* Теплоэнергетика, 1958, № 4, с. 63.
24. *Зейгарник Ю. А., Кириллова И. В., Климов А. И. и др.* ТВТ, 1983, т. 21, № 2, с. 303.
25. *Орнатский А. П., Кичигин А. М.* Теплоэнергетика, 1961, № 8, с. 56.