

Главный редактор

М. Д. МИЛЛИОНЩИКОВ

Заместители главного редактора:

Н. А. ВЛАСОВ, Н. А. КОЛОКОЛЬЦОВ

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

А. И. АЛИХАНОВ, А. А. БОЧВАР, А. П. ВИНОГРАДОВ, И. Н. ГОЛОВИН,
Н. А. ДОДЛЕЖАЛЬ, А. П. ЗЕФИРОВ, В. Ф. КАЛИНИН, А. К. КРАСИН,
А. Н. ЛЕЙБУНСКИЙ, В. В. МАТВЕЕВ, М. Г. МЕЩЕРЯКОВ, И. П. ПАЛЕЙ,
Д. Л. СИМОНЕНКО, В. И. СМЕРНОВ, В. С. ФУРСОВ, В. Б. ШЕВЧЕНКО.

СОДЕРЖАНИЕ

СТАТЬИ

И. П. Ларский, П. П. Корешков, П. И. Моисейев. Уровни внешнего облучения персонала при работах с различными источниками излучений 463

Г. Б. Усатин. Расчет состава топлива и характеристика быстрого энергетического реактора в установившемся режиме 466

В. И. Гришков, В. А. Афанасьев, Г. А. Сапковский, Р. А. Шугам, И. Н. Соколов, Ю. А. Соловьев. Исследование системы автоматического регулирования атомной энергетической установки с кипящим реактором 469

В. И. Павловский, Л. Л. Финштейн. К выводу уравнения динамики паросодержания в парогенерирующих каналах при кипении перегретой воды 474

Р. Г. Васильков, В. И. Гольдманский, Я. В. Еришманов, О. С. Лукиндин, Б. А. Нименов. Нейтронные выходы и потоки тепловых нейтронов в системе сшивки — вода, бомбардируемой протоками высоких энергий 479

А. П. Тугаринов, Г. Е. Ордынец, Р. И. Щенякова, Е. И. Крыськов. Об использовании палладий изотопного состава свинца при изменении уранового региона 483

В. С. Ермеев. Исследование динамики углерода на монокарбиде урана в молибдене и полибране 489

А. В. Давыдов, Е. С. Давышин, И. Н. Палей, Г. А. Прибылова. Соединения ионов Pa(V) в растворах галогеноводородов 493

Ю. А. Сахаровский, Я. Д. Бельвенский. Экспериментальное определение значения коэффициента распределения при обменном обмене между жидким амальгамом и водородом 499

И. А. Копан, Л. И. Козаровицкая, И. М. Подгорный, В. А. Рязанов, В. П. Смирнов, А. М. Спектор, Д. А. Франк-Каминский. Нагрев плазмы магнитно-звуковыми волнами 503

Г. В. Яковлевский, Ю. И. Серебряков. Развитие неустойчивости пучка электронов в магнитном ускорителе 507

А Н О Т И Ц И И Д Е Н О И Р О В А Н Н ы Х С Т А Т Е Й

Г. А. Сапковский, В. П. Гришков, Л. Л. Полтавцева, В. И. Плотинский. Методика исследования устойчивости водо-водяного кипящего реактора 514

В. Б. Дубровский, Ш. Ш. Ибрагимов, М. Я. Екин, А. Р. Тадыгин, Б. К. Пергаменцев. Устойчивость серпентинного б 515

Г. Я. Рязанов, В. С. Дмитриева. Исследования в среде с пустым 516

И. А. Иванов, Н. Ф. Прандок. Возможности использования молибдена и вольфрама для оценки относительного распределения изотопов быстрых нейтронов в реакторе 517

Л. Л. Бродер, С. А. Колосонский, в. С. Клыжуров, К. К. Попков, А. А. Сметанин. Прохождение быстрых нейтронов и γ -излучения через прямоуг 517

И. П. Зольников, К. А. Суханова, Б. Л. Двинининов. Энергетическое и пространственное распределение обратно рассеянного γ -излучения 518

И. К. Карпенко. Полуэллиптические волны в минимум среднего магнитного поля в двухзачодном стеллараторе 518

И. К. Карпенко. Возможность существования магнитной ямы в комбинированном поле одного двухзачодного стелларатора 519

М. И. Авраменко, В. С. Кузнецов. К вопросу о расчете фазовой фокусировки иттенсивных ионных пучков 520

П И С Ь М А В Р Е Д А К Ц И Ю

Э. А. Стумбур. О некоторых интегральных соотношениях в теории реакторов 522

О. А. Мизлер, А. М. Демидов, Ф. И. Овчинников, Л. И. Голубев, М. А. Сумчаганов. Гамма-спектры теплоносителей реактора первого блока Ново-Воронежской АЭС 524

Г. Г. Завени, И. А. Горак, Н. Т. Скаир, И. А. Тонанй. Сечения радиационного захвата быстрых нейтронов изотопами Cu^{63} , Cu^{65} и W^{186} 526

С. Б. Ермагамбетов, Г. Н. Смиреники. Сечение деления Pu^{238} быстрыми нейтронами 527

А. Г. Добинко, В. Е. Козесов, В. П. Королева, В. А. Толстиков, Ю. Н. Шубин. Сечения радиационного захвата нейтроном с энергией 0,2—3 Мэв ядрами Te^{128} и Te^{130} 529

Л. И. Прохорова, Г. Н. Смиреники, Ю. М. Турчин. Среднее число мгновенных нейтронов при спонтанном делении Pu^{242} 530

236052



РЕПОЗИТОРИЙ ИМЕНА Ф. СКОРИНЫ

Выводы

Экспериментальные исследования динамики АЭС с кипящим корпусным реактором с естественной циркуляцией и системы автоматического регулирования показали, что:

- 1) основными регулируемыми параметрами установки следует считать давление и уровень в реакторе, уровень в парогенераторах и давление перед турбиной;
- 2) при изменениях реактивности, расхода питательной воды и паровой нагрузки реактора происходит самовыравнивание мощности и давления в нем. Однако отклонения этих параметров определяются как величинами вносимых возмущений, так и установленными значениями мощности и давления и могут быть недопустимыми;
- 3) при автоматическом регулировании давления в реакторе отпадает необходимость автоматического регулирования его мощности;
- 4) качество процессов автоматического регулирования давления в реакторе, уровня в реакторе и парогенераторах и давления пара перед турбиной вполне удовлетворяет технологическим требованиям.

Поступила в Редакцию 11/XII 1967 г.

Условные обозначения

- ρ — реактивность
- $N, \text{Мвт}$ — мощность
- $P_a, P_T, \text{кг/см}^2$ — давление в реакторе и перед турбиной
- $l_a, \text{мм}$ — уровень в реакторе
- $D_a, D_T, \text{м}^3/\text{ч}$ — расходы пара из реактора и на турбину
- $G_{п.в}, G_{СУЗ}, \text{м}^3/\text{ч}$ — расходы питательной воды в реактор и воды на охлаждение приводов СУЗ
- $\Delta P_{кл}, \text{кг/см}^2$ — перепад давления на питательном клапане
- H — положение регулирующего органа
- n_T — число оборотов турбогенератора
- $P_{ИМ}$ — регулятор нейтронной мощности
- $P_{Д1}, P_{Д2}$ — регуляторы давления в реакторе
- $P_{Д3}, P_{Д4}$ — регуляторы давления пара перед турбиной
- PV_1, PV_2 — регуляторы уровня воды в реакторе и в парогенераторах
- PP — регулятор перепада на питательном клапане
- PC — регулятор скорости турбины
- C — синхронизатор
- Z — задатчик регулятора
- Π — переключатель

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Н. Соколов и др. Доклад № 306, представленный СССР на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
2. И. Н. Соколов и др. «Теплоэнергетика», № 5, 62 (1968).

К выводу уравнения динамики паросодержания в парогенерирующих каналах при кипении недогретой воды

в. и. плютинский, л. л. фишгойт

УДК 536.248.2:536.423

В большинстве работ, посвященных динамике парогенерирующих каналов, предполагается, что кипение начинается там, где поток воды достигает температуры насыщения t_s , т. е. поверхностное кипение недогретой воды не учитывается, хотя, как показывают оценки [1], при высоких тепловых потоках оно существенно влияет на динамику протекающих процессов. Один из способов учета этого влияния состоит в определении по известным статическим зависимостям [2, 3] паросодержания φ по энтальпии i (температуре) потока в данном сечении в данный момент времени t . При этом предполагается, что равновесное паросодержание в потоке устанавливается мгновенно. Однако значительное время жизни парового пузыря

при поверхностном кипении [4] свидетельствует о том, что время установления равновесного паросодержания может быть соизмеримо со временем развития процесса и должно учитываться при расчетах.

В работе [1] сделана попытка учета поверхностного кипения в динамических расчетах в предположении, что на образование пара при поверхностном кипении недогретой воды расходуется определенная (и постоянная) доля подводимого тепла κ и образовавшийся пар не конденсируется.

Оба предположения противоречат экспериментальным данным, поэтому эта модель может быть использована лишь в качестве грубого приближения.

Многомерные модели, учитывающие распределение температуры по радиусу [3], применимы для относительно простых геометрий канала. Кроме того, использование этих моделей для расчетов нестационарных процессов затруднено из-за их сложности.

Наиболее простой метод оценки нестационарного паросодержания — использование одномерной модели двухфазного потока в предположении, что потоки жидкости и пара находятся не в равновесии, а в состоянии нестационарного теплообмена.

Уравнение динамики паросодержания для подобной модели приведено в работе [4], однако в этой работе не определены коэффициенты уравнения. В работах [5, 6] были рассчитаны коэффициенты, входящие в одномерное уравнение, но с использованием весьма приближенной модели как для теплообмена между фазами, так и для генерации пара. Поэтому, хотя уравнения в работах [5, 6] и описывают изменение паросодержания в каналах одной геометрии (плоская щель), возможность распространения этих уравнений на каналы другой геометрии и другие режимы представляется сомнительной.

В настоящей работе делается попытка рассчитать коэффициенты уравнения, описывающего нестационарный теплообмен между фазами, на основании имеющихся экспериментальных данных.

Рассмотрим обогреваемый канал с постоянным поперечным сечением F и обогреваемым периметром $\Pi_{об}$, вдоль оси z которого движется недогретая вода. Запишем уравнение материального баланса для объема пара в данном сечении:

$$\frac{\partial}{\partial t} [\gamma'' \varphi] + \frac{\partial}{\partial z} [\gamma'' w'' \varphi] = D_{г} - D_{к}, \quad (1)$$

где γ'' и w'' — плотность и скорость пара соответственно; $D_{г}$ — генерация пара в данном сечении; $D_{к}$ — конденсация пара за счет теплообмена паровой и водяной фаз (величины $D_{г}$ и $D_{к}$ отнесены к единице объема).

Количество генерируемого в сечении пара

$$D_{г} = \frac{q \Pi_{об}}{F r} \kappa \quad (2)$$

(q — удельный тепловой поток; r — удельная теплота парообразования) пропорционально доле тепла, передаваемого паровой фазе κ , определить которую сложно. Некоторые авторы [1, 7] принимают эту величину постоянной на всем участке поверхностного кипения. Это противоречит граничным условиям, так как

до начала поверхностного кипения $\kappa = 0$, а при переходе к развитому объемному кипению $\kappa = 1$. Зависимость κ от параметров процесса подтверждается имеющимися экспериментальными данными [7].

Определим приближенное значение κ , исходя из следующих соображений. При образовании на стенке канала пузырька пара в паровую фазу переходит количество тепла, равное

$$q'' = V r \gamma'', \quad (3)$$

где V — объем пузыря.

При высоких (более 10 бар) давлениях диаметр пузыря сравним с толщиной слоя жидкости, нагретой до температуры кипения [8], поэтому можно принять, что в ядро потока выталкивается масса воды $V(\gamma' - \gamma'')$ с температурой, близкой к температуре насыщения. При этом количество переносимого тепла

$$q = V(\gamma' - \gamma'')(i' - i_{в}) \quad (4)$$

(γ' — плотность жидкости; i' — энтальпия воды на линии насыщения; i — средняя энтальпия воды в сечении), откуда

$$\kappa = \frac{q''}{q' + q''} = \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{\gamma} - 1\right) x_{в}}, \quad (5)$$

где $x_{в} = \frac{i_{в} - i}{r}$ — относительное теплосодержание воды.

Наряду с поверхностным кипением происходит и однофазный конвективный нагрев жидкости, который несколько уменьшает величину κ . Для учета этого явления величина κ , вычисленная по формуле (5), должна быть умножена на

$$\kappa^* = 1 - \frac{q_{конв}}{q}, \quad (6)$$

где $q_{конв}$ — тепло, передаваемое однофазной конвекцией; q — полный тепловой поток.

При поверхностном кипении $t_{ст} \approx t_s$, следовательно, $q_{конв} = \alpha(t_s - t_{см})$. В точке начала поверхностного кипения $q_{конв} = q$, откуда (для постоянного по длине теплового потока)

$$\kappa^* = 1 - \frac{t_s - t_{ст}}{t_s - t_{н.к}} \approx 1 - \frac{x_{в}}{x_{н.к}},$$

где $x_{н.к}$ — теплосодержание, при котором начинается поверхностное кипение, t_s , $t_{ст}$, $t_{см}$ — температура насыщения, стенки и смеси. Следовательно, полная доля тепла на образование пара определяется из выражения

$$\kappa = \frac{1}{1 - \left(\frac{1}{\gamma} - 1\right) x_{в}} \left(1 - \frac{x_{в}}{x_{н.к}}\right). \quad (7)$$

Формула (7) качественно согласуется с экспериментальными данными [7]. При $x_b \neq 0$ формула (7) достаточно хорошо совпадает с формулой, приведенной в работе [4]. Использование вместо температуры стенки значительно упрощает вычисления.

Анализ выражения (7) показывает, что при $x_b = 0$ и $\kappa = 1$, т. е. все тепло переходит в паровую фазу. В действительности температура воды вблизи стенки может превосходить t_s , поэтому всегда существует некоторый тепловой поток в жидкую фазу и $\kappa < 1$. Однако ввиду больших значений коэффициента теплоотдачи возникающие перегревы невелики и не приводят к значительному уменьшению объемного паросодержания. Поэтому этим эффектом можно пренебречь, полагая что выражение (7) описывает распределение теплового потока между фазами при любой температуре воды.

Выражение $\frac{\partial}{\partial z} [\gamma'' w'' \varphi]$ определяется следующим образом. Подставив значение скорости пара

$$w'' = \frac{w_0 R}{(1-\varphi) + R\gamma\varphi} \quad (8)$$

(w_0 — скорость циркуляции воды) и предположив, что давление по длине канала не меняется, получим

$$\frac{\partial}{\partial z} [\gamma'' w'' \varphi] = w_0 \gamma'' \frac{\varphi(1-\varphi) \frac{dR}{dx} + R \frac{d\varphi}{dx}}{[(1-\varphi) + R\gamma\varphi]^2} \cdot \frac{dx}{dz} \quad (9)$$

где φ — истинное паросодержание; w_0 — скорость циркуляции; R — коэффициент проскальзывания пара.

Наибольшие трудности вызывает определение величины D_k , характеризующей интенсивность теплообмена между фазами. Теоретическая оценка этой величины невозможна, поэтому была сделана попытка определить ее на основании экспериментальных данных.

Приняв в выражении (1) $\frac{\partial}{\partial \tau} [\gamma'' \varphi] = 0$ и учитывая (2), (9), а также то, что в статическом режиме при постоянном давлении

$$\frac{\partial \pi}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{i_{cm} - i'}{r} \right) = \frac{1}{r} \cdot \frac{di_{cm}}{dz} = \frac{1}{r} \cdot \frac{q\Pi_{об}}{Fw_0\gamma'} \quad (10)$$

получим

$$D_k = \frac{q\Pi_{об}}{rF} \left\{ \kappa - \gamma \frac{\varphi(1-\varphi) \frac{dR}{dx} + R \frac{d\varphi}{dx}}{[(1-\varphi) + R\gamma\varphi]^2} \right\} \quad (11)$$

В правую часть уравнения входят величины R , φ и $\frac{d\varphi}{dx}$, которые могут быть определены на основании экспериментальных данных.

До настоящего времени не проведены оценки величины R при поверхностном кипении. По-видимому, при малых паросодержаниях, когда пар находится в мелкодисперсном состоянии, его относительная скорость мала, и можно считать $R = 1$.

При увеличении паросодержания гидродинамика потока при поверхностном кипении становится подобной гидродинамике при развитии объемного кипения, и можно предположить, что средняя скорость пара будет больше средней скорости воды ($R > 1$).

В качестве исходной зависимости для определения R при поверхностном кипении была использована формула, приведенная в работе [9]:

$$R = 1 + \frac{34,8 \left(1 - \frac{p}{p_{кр}}\right) d^{1/4} (\nu')^{1/6}}{w_0} \quad (12)$$

где d — диаметр канала; ν' — кинематическая вязкость воды при t_s .

Сравнение величины R , рассчитанной по формуле (12), с экспериментальными данными при $x > 0$ [10] показывает, что при малых x расчетные значения R несколько завышены и для удовлетворительного описания изменения R в этой области целесообразно ввести поправку. Окончательно получим

$$R = 1 + \frac{34,8 \left(1 - \frac{p}{p_{кр}}\right) d^{1/4} (\nu')^{1/6}}{w_0} \times \left[1 - \exp \left(- \frac{16\varphi}{1 + 10^{-5}q} \right) \right] \quad (13)$$

Предположим, что при значительных паросодержаниях выражение (13) определяет R при $x > 0$, а в случае использования соответствующих значений паросодержания и при $x \leq 0$. Это позволяет применить выражение (13) для расчета нестационарного паросодержания при поверхностном кипении ($x \leq 0$). Следует отметить, что в качестве исходной зависимости для определения R при поверхностном кипении могут быть использованы и другие соотношения [11].

Величина D_k , рассчитанная по формуле (11) на основании экспериментальных данных [6, 10, 12], может быть описана эмпирическим соотношением

$$D_k = -K \frac{p\Pi_r (x_b\varphi)^{1/3}}{rF} [1 - \exp(-0,005w_m)], \quad (14)$$

где $K = 1,84 \text{ см/н}$; Π_r — гидравлический периметр; w_m — «массовая» скорость.

Относительный недогрев воды x_B вычисляется из уравнения теплового баланса

$$x_B = \frac{i_B - i'}{r} = x - (1-x) \frac{R\gamma\varphi}{1-\varphi}.$$

Из выражения (14) следует, что количество пара, конденсирующегося в единице объема, слабо зависит от недогрева воды и паросодержания. Это можно объяснить ухудшением теплообмена при высоких тепловых потоках, а также ассоциацией тепловых пузырей, приводящей к увеличению их среднего диаметра, в связи с чем поверхность теплообмена между фазами растет медленнее паросодержания.

По формуле (1) с учетом выражений (2), (8), (12) и (14) можно рассчитать нестационарные значения паросодержания при поверхностном кипении недогретой жидкости в каналах различной геометрии при произвольном изменении теплового потока по длине канала. Если же

в уравнении (1) принять $\frac{\partial}{\partial t} [\gamma''\varphi] = 0$, то его можно использовать и для расчета паросодержания в стационарном режиме. Для этого разделим уравнение (1) относительно $\frac{\partial\varphi}{\partial x}$:

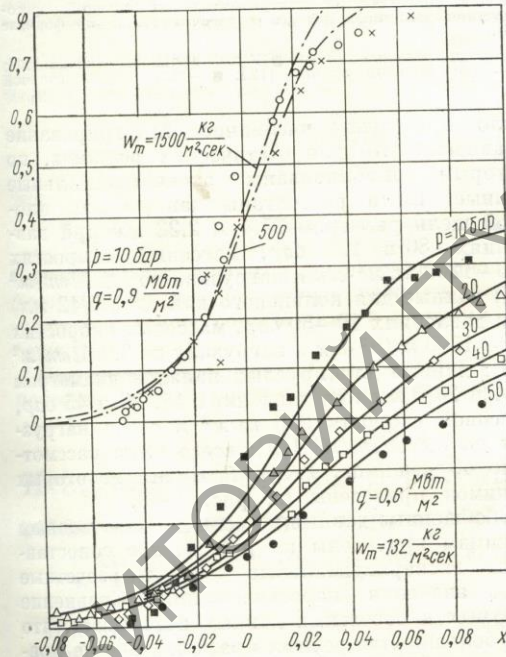
$$\frac{d\varphi}{dx} = [(1-\varphi) + R\gamma\varphi]^2 \frac{\kappa + \zeta (x_B\varphi)^{1/3}}{\gamma [R + \varphi(1-\varphi) \frac{dR}{d\varphi}]}, \quad (15)$$

где $\zeta = K [1 - \exp(-0,005w_m)] \frac{p}{q} \cdot \frac{\Pi_r}{\Pi_{об}}$. Уравнение (15) может быть переписано в более компактном виде:

$$\frac{dX}{dx} = \kappa + \zeta (x_B\varphi)^{1/3}, \quad (16)$$

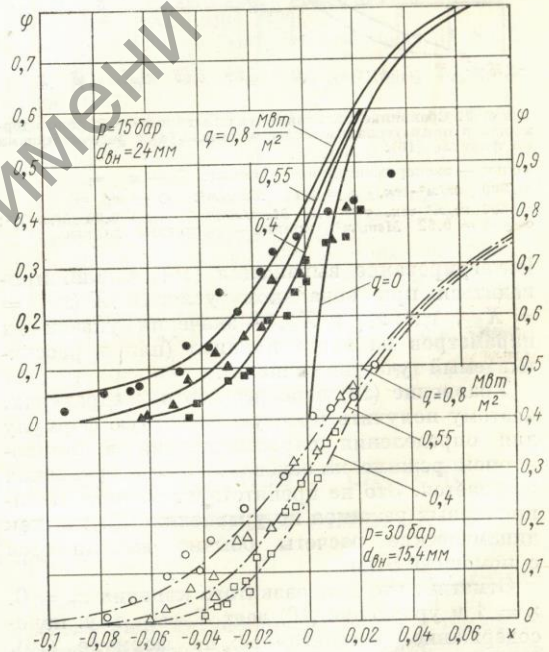
где $X = \frac{\varphi\gamma W''}{W_0}$, а φ вычисляется как и для равновесного потока, но с использованием параметра X вместо x :

$$\frac{\varphi}{1-\varphi} = \frac{1}{R\gamma} \frac{X}{1-X}. \quad (17)$$



Р и с. 1. Сравнение экспериментальных значений паросодержания в кольцевом канале [10] с рассчитанными по формуле (16):

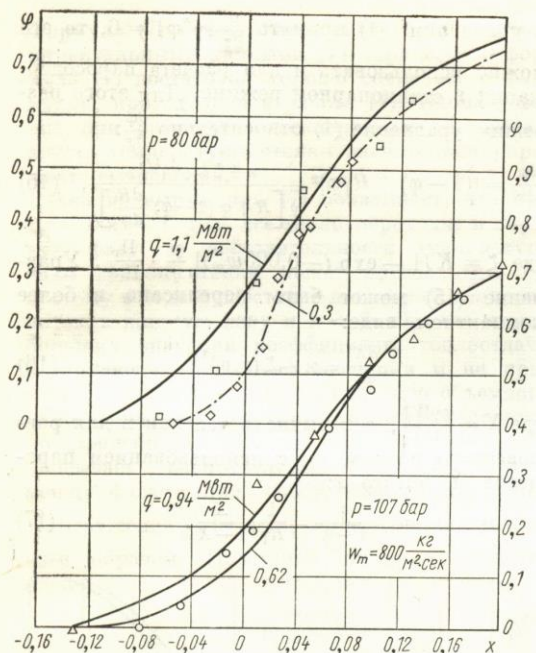
точки — экспериментальные данные; \circ — $w_m = 1500 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{сек}$; \times — $w_m = 500 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{сек}$; \blacksquare — $p = 10 \text{ бар}$; \triangle — $p = 20 \text{ бар}$; \diamond — $p = 30 \text{ бар}$; \square — $p = 40 \text{ бар}$; \bullet — $p = 50 \text{ бар}$; кривые — расчетные данные.



Р и с. 2. Сравнение экспериментальных значений паросодержания в круглых трубах при $w_m = 900 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{сек}$ [12] с рассчитанными по формуле (16):

точки — экспериментальные данные; \bullet , \circ — $q = 0,8 \text{ Мвт/м}^2$; \blacktriangle , \triangle — $q = 0,55 \text{ Мвт/м}^2$; \blacksquare , \square — $q = 0,4 \text{ Мвт/м}^2$. Кривые — расчетные данные.





Р и с. 3. Сравнение экспериментальных значений паросодержания в прямоугольном щелевом канале [6] с рассчитанными по формуле (16):

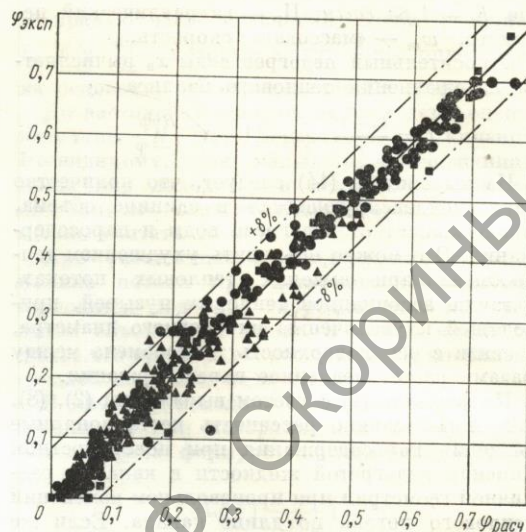
Точки — экспериментальные данные: □ — $w_m = 800 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{сек}$, $q = 1,1 \text{ Мет/м}^2$; ◇ — $w_m = 800 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{сек}$, $q = 0,3 \text{ Мет/м}^2$; △ — $w_m = 800 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{сек}$, $q = 0,94 \text{ Мет/м}^2$; ○ — $w_m = 800 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{сек}$, $q = 0,62 \text{ Мет/м}^2$; кривые — расчетные данные.

Интегрирование выражения (16) должно проводиться при начальном условии $X(x_{вх}) = X_{вх}$, где $x_{вх}$ и $X_{вх}$ — значения указанных параметров на входе в канал (или в рассматриваемый участок канала).

Уравнение (16) неразрешимо в квадратурах, поэтому получить простую расчетную формулу для определения паросодержания в стационарном режиме на основании этого уравнения не удастся. Это не препятствует расчету нестационарных режимов по уравнению (1), так как динамические расчеты обычно выполняются с помощью ЭВМ.

Отметим, что для развитого кипения $x_n = 0$, $x = 1$ и уравнение (16) дает $X = x$, т. е. паросодержание, рассчитанное по формуле (16), совпадает с величиной, определяемой для равновесных режимов по уравнению типа (17). До начала поверхностного кипения $x = 0$ и из выражения (16) следует $\phi = 0$.

Для оценки точности предлагаемого метода



Р и с. 4. Сопоставление экспериментальных значений паросодержания различных авторов с рассчитанными по формуле (16).

Экспериментальные данные: ● — для кольцевого канала [10]; ▲ — для круглой трубы [12]; ■ — для прямоугольной щели [6].

было проведено численное интегрирование уравнения (16) для статических режимов, по которым опубликованы экспериментальные данные. Были рассчитаны данные для плоской щели размером $25,4 \times 2,22 \text{ мм}$ при давлениях 80 и 107 бар, массовых скоростях $600\text{--}1200 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{сек}$ и нагрузках до $1,1 \text{ Мет/м}^2$ [6]; данные для кольцевого канала ($25/12 \text{ мм}$) при давлениях 10—50 бар, массовых скоростях $100\text{--}1500 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{сек}$ и нагрузках до $0,9 \text{ Мет/м}^2$ [10]; данные для круглых каналов диаметром 15,4 и 24,0 мм при давлениях 15, 30 и 45 бар, массовой скорости $900 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{сек}$ и нагрузках до $0,8 \text{ Мет/м}^2$ [12]; всего было рассмотрено 46 режимов. Результаты для некоторых режимов приведены на рис. 1—3.

Обобщенные данные по всем использованным режимам приведены на рис. 4, где сопоставлены экспериментальные $\phi_{\text{эксп}}$ и расчетные $\phi_{\text{расч}}$ значения паросодержания. Сравнение опытных и расчетных данных показывает, что для большинства режимов расхождение не превосходит 8%, что следует признать удовлетворительным, учитывая приближенный характер одномерной модели и значительную погрешность имеющихся экспериментальных данных. Отклонение больше 8% наблюдается

в основном для режимов, характеризующихся большим разбросом (см., например, на рис. 1 верхний график), а также для некоторых данных, относящихся к области развитого кипения (см. рис. 2), причем эти данные значительно меньше результатов, полученных для необогреваемых труб по формуле работы [9].

Уравнение (1) позволяет определить среднее время жизни пузыря до конденсации. Действительно, в сечении, двигающемся вдоль канала со скоростью пара w'' , объем пара находится из выражения

$$\gamma'' \frac{d\varphi}{d\tau} = D_r - D_k. \quad (18)$$

При скачкообразном уменьшении D_r до нуля паросодержание в сечении z' изменяется по закону

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{D_k}{\gamma''}. \quad (19)$$

Этот же закон описывает изменение паросодержания в сечении z' при подаче на вход необогреваемого канала какого-либо начального количества пара.

Среднее время жизни пузыря, соответствующее данному паросодержанию φ при $\frac{d\varphi}{d\tau} < 0$ можно определить как

$$T_{ср} = - \frac{\varphi}{\frac{d\varphi}{d\tau}} = \frac{\gamma'' \varphi}{D_k},$$

или

$$T_{ср} = \frac{\gamma'' \varphi r F}{K P \Gamma_r |x_{в\varphi}|^{1/3} [1 - \exp(-0,005 w_m)]}. \quad (20)$$

Среднее время жизни $T_{ср}$, рассчитанное по формуле (20) для различных режимов, находится в хорошем соответствии с данными работы [4].

При малых недогревах $T_{ср}$ превышает 1 сек, поэтому использование статических зависи-

мостей для нестационарных расчетов паросодержания при поверхностном кипении оказывается пригодным только при относительно низких частотах.

Уравнение (1) с определенными на основании настоящей работы коэффициентами в сочетании с уравнениями сохранения энергии, массы и импульса может быть использовано для описания динамики парогенерирующих каналов в условиях как развитого и поверхностного кипения, так и однофазного потока.

Поступила в Редакцию 24/XI 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Solberg. The «Kjeller model» for the Dynamics of Coolant Channels in Boiling Water Reactors, KR-51, Institutt for Atomenergi, Kjeller, Norway, 1963.
2. П. Г. Полетаевкин, Н. А. Шапкин. «Теплоэнергетика», № 4, 54 (1958).
3. Д. А. Лабунцов, В. А. Кольчугин, Э. А. Захарова. «Теплоэнергетика», № 4, 73 (1965).
4. H. Christensen. Power-to-Void Transfer Function. ANL, 6385 (1961).
5. G. Houghton. Nucl. Sci. and Engng, 11, No. 2, 121 (1964).
6. G. Houghton. Nucl. Sci. and Engng, 12, No. 3, 390 (1962).
7. R. Bowring. The calculation of Subcooled Voids. Advanced Course on the Dynamic Behaviour of Boiling Water Reactors. Vol. 1. Institutt for Atomenergi, Kjeller, Norway, 1962.
8. Р. Г. Трещев. В сб. «Теплообмен при высоких тепловых нагрузках и других специальных условиях». М., Госэнергоиздат, 1959.
9. Р. Н. Шнеерова. Диссертация. М., 1965.
10. S. Rouhani. Void Measurement in the Region of Sub-Cooled and Low-Quality Boiling. E 501-520. Symposium of two Phase Flow. London, 1965.
11. Н. И. Семенов, А. А. Точилин. «Инж. физ. ж.», № 7, 30 (1961).
12. Г. Г. Бартоломей, В. М. Чангурия. «Теплоэнергетика», № 2, 80 (1967).

Нейтронные выходы и потоки тепловых нейтронов в системе свинец — вода, бомбардируемой протонами высоких энергий

Р. Г. Васильков, В. И. Гольдманский, Я. В. Гришкевич,
О. С. Луцандин, Б. А. Пименов

УДК 539.172.12

В последние годы возрос интерес к возможности генерации нейтронов с помощью сильноточных ускорителей протонов или дейтронов [1, 2]. Это объясняется прежде всего существенно меньшим энерговыделением на один свободный нейтрон, образующийся в реакциях типа (p, xn) и (d, xn) , что позволяет надеяться

на получение стационарных потоков тепловых нейтронов по меньшей мере в восемь — десять раз больших, чем в наиболее современных реакторах (SM-2, HFIR, AARR). Возникает вопрос об использовании реакций расщепления при высоких энергиях для создания потоков тепловых нейтронов более $2 \cdot 10^{16}/сек \cdot см^2$.