

УДК 536.242

Ковецкая М.М.

Институт технической теплофизики НАН Украины

КРИЗИС ТЕПЛООБМЕНА В ПАРОГЕНЕРИРУЮЩИХ КАНАЛАХ
В НЕСТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМАХ С УВЕЛИЧЕНИЕМ МОЩНОСТИ

Приведено результати розрахункового дослідження кризи теплообміну в каналах в нестационарних режимах зі збільшенням потужності.

Представлены результаты расчетного исследования кризиса теплообмена в каналах в нестационарных режимах с увеличением мощности.

The works out calculations investigation conditions rise of crisis heat exchange in channels of non stationary regimes with increase power.

C_p – теплоемкость;
 D – диаметр;
 G – расход;
 g – ускорение свободного падения;
 i – энтальпия;
 l – длина;
 p – давление;
 q – плотность теплового потока;
 r – теплота парообразования;
 S – площадь проходного сечения;
 T, t – температура;
 w – скорость потока;
 x – паросодержание;
 z – продольная координата;
 Re – число Рейнольдса;
 Pr – число Прандтля;
 α – коэффициент теплоотдачи;
 θ – угол отклонения от вретикали;
 λ – коэффициент теплопроводности;

μ – коэффициент динамической вязкости;
 ρ – плотность;
 σ – коэффициент поверхностного натяжения;
 ξ – коэффициент гидравлического сопротивления;
 τ – время;
 φ – истинное объемное паросодержание;
 Π – периметр канала.

Индексы нижние:

cr – критический;
 w – стенка;
 s – насыщение;
 vx – вход;
 $ст$ – стационарный;
 $нест$ – нестационарный;
 $нк$ – начало кипения;
 0 – начальное значение;
 1 – вода;
 2 – пар.

Одним из основных критериев для оценки безопасности ядерных реакторов с водой под давлением является минимально необходимый запас до кризиса теплообмена в активной зоне. Кризис теплообмена приводит к резкому возрастанию температуры оболочки тепловыделяющего элемента, вплоть до ее разрушения. Кризис теплообмена на поверхности тепловыделяющего элемента может возникнуть в аварийных режимах с потерей теплоносителя и при быстром увеличении мощности относительно номинальной. Существуют сложные взаимосвязи между нейтронными характеристиками активной зоны реактора, температурой, давлением и расходом теплоно-

сителя, положением регулирующих стержней и концентрацией поглотителя нейтронов. Изменение каждого из этих параметров может вызвать изменение тепловой мощности реактора. Так уменьшение температуры воды в активной зоне приводит к увеличению реактивности вследствие увеличения плотности воды, а значит и способности замедлять нейтроны, что приводит к увеличению мощности.

Кризис теплообмена при резком увеличении мощности интенсивно исследовался в 70-х годах прошлого века [1]. Интерес к исследованию этих процессов не ослабевает и в настоящее время [2–4]. При обосновании безопасности АЭС запас до кризиса теплообмена опреде-

ляется как отношение критического теплового потока, рассчитанного по соответствующей зависимости к реальному тепловому потоку в активной зоне реактора. Причем оценка запаса до кризиса выполняется с использованием расчетного значения q_{cr} , уменьшенного на величину δ , которая зависит от среднеквадратичной погрешности расчетной зависимости. Это позволяет гарантировать отсутствие кризиса теплоотдачи с вероятностью 95 % [3]. Расчетные зависимости для q_{cr} получены в стационарных режимах и их использование для определения запаса до кризиса в нестационарных режимах требует экспериментального подтверждения.

В работе исследуются условия возникновения кризиса теплообмена в вертикальной обогреваемой трубе в нестационарных режимах с увеличением мощности на основе ранее полученных авторами работы [5] экспериментальных данных. Эксперименты были проведены в трубе диаметром 8 мм, длиной 0,5 м для давлений 9,8 МПа, 14 МПа и двух значений массовой скорости 1000 кг/м²с и 2000 кг/м²с с равномерной тепловой нагрузкой по длине трубы и скоростью изменения нагрузки в диапазоне 0,17...0,68 МВт/м²с. На вход в трубу подавалась вода недогретая до температуры насыщения. Нестационарные режимы характеризуются различной величиной «набрасываемой» мощности и скоростью ее изменения. Экспериментальные значения критических тепловых потоков, полученные в нестационарных режимах $q_{cr(нест)}$ и начальные значения параметров теплоносителя представлены в табл. 1, 2. Так как начальные значения плотности теплового потока q_0 меньше значений критического теплового потока в стационарном режиме $q_{cr(ст)}$, то в начальный момент времени устанавливался стационарный режим кипения с недогревом. Увеличение плотности теплового потока на стенке канала осуществлялось по линейному закону $q_w = q_0 + a_q \Delta\tau$,

где $a_q = dq/d\tau$, $\Delta\tau$ – шаг по времени.

Стационарные значения критических тепловых потоков $q_{cr(ст)}$ взяты из базы данных по кризису теплообмена, представленной в работе [6]. Результаты экспериментов с увеличением мощности показали, что во всех режимах $q_{cr(нест)} > q_{cr(ст)}$. Особенно ощутима разница при высоком давлении (табл. 2).

Экспериментальные данные по кризису теплообмена в нестационарных режимах с увеличением мощности использовались для верификации расчетных зависимостей для критического теплового потока, полученных в стационарных условиях в работах [5, 7, 8]. В работе [5] представлена следующая зависимость для критического теплового потока в трубе диаметром 8 мм, полученная в диапазоне изменения параметров $p = 3...20$ МПа, $\rho w = 200...5000$ кг/(м²с), $x < x_{гр}$:

$$q_{cr1} = q_{cr}^{cd} a_f k_p A_l (\rho w)^{0,25} [1 - 0,045(\rho w)^{0,5} x], \quad (1)$$

$$k_p = 0,67 + \frac{0,72}{22,1 - p}, \quad A_l = \begin{cases} l^{-0,2}, & l/D < 20 \\ 0,26, & l/D > 20 \end{cases}$$

$$q_{cr}^{cd} = 7r \sqrt{a_1 f(p) \rho \rho_2} 10^{-6}, \quad a_1 = \frac{\lambda_1}{\rho_1 C_{p1}},$$

где давление p задается в МПа, q – в МВт/м², l – в мм, a_f – понижающий коэффициент, функция $f(p)$ определяется по формуле

$$f(p) = 60 - 2,167(p - 2), \quad \text{для } 2 < p < 16.$$

Рассматривалась также зависимость для критического теплового потока из работы [7], полученная в диапазоне изменения параметров $p = 3...10$ МПа, $\rho w = 380...4000$ кг/(м²с), $x = -0,2...0,25$,

$$q_{cr2} = 0,846 \cdot 10^6 (\rho w)^{0,2} (1 - 0,0335p) (1 - x)^{1,2} \quad (2)$$

и зависимость ОКБ «Гидропресс», которая используется в программах расчета аварийных режимов реакторов ВВЭР [8]

$$q_{cr3} = 0,795(1 - x)^{0,105p - 0,5} (\rho w)^{0,184 - 0,311x} (1 - 0,085p). \quad (3)$$

Табл. 1. Экспериментальные и расчетные значения q_{cr} при $p = 9,8$ МПа

№	ρw , кг/м ² с	q_0 , МВт/м ²	$T_{вх}$, °С	$q_{cr(нест)}$, (экспер) МВт/м ²	$dq/d\tau$, МВт/м ² с	$q_{cr(ст)}$, МВт/м ²	a_f	q_{cr1} , МВт/м ²	q_{cr2} , МВт/м ²	q_{cr3} , МВт/м ²
1	2000	0,748	228	2,58	0,676	1,927	1	2,095	1,941	1,396
2	2000	1,391	225	2,53	0,495	2,106	1	2,415	2,010	1,498
3	2000	1,917	230	2,49	0,556	2,020	1	2,537	1,974	1,443
4	1000	0,437	218	1,90	0,178	1,567	1	1,829	1,140	0,675
5	1000	0,910	221	1,83	0,181	1,675	1	1,854	1,182	0,712
6	1000	1,100	223	1,84	0,217	1,601	1	1,898	1,152	0,685

Табл. 2. Экспериментальные и расчетные значения q_{cr} при $p = 14$ МПа

№	ρw , кг/м ² с	q_0 , МВт/м ²	$T_{вх}$, °С	$q_{cr(нест)}$, (экспер), МВт/м ²	$dq/d\tau$, МВт/м ² с	$q_{cr(ст)}$, МВт/м ²	a_f	q_{cr1} , МВт/м ²	q_{cr2} , МВт/м ²	q_{cr3} , МВт/м ²
1	2000	0,717	200	2,87	0,352	2,221	0,65	2,905	1,926	2,009
2	2000	1,366	198	2,97	0,307	2,061	0,70	2,978	1,886	1,900
3	2000	1,855	201	2,81	0,271	2,315	0,65	2,876	1,952	2,084
4	1000	0,275	265	1,41	0,182	0,789	0,74	1,398	1,002	0,578
5	1000	0,540	260	1,35	0,171	0,935	0,61	1,369	1,116	0,717
6	1000	0,773	258	1,31	0,214	1,062	0,53	1,303	1,181	0,804

Для определения изменения во времени значений теплогидравлических параметров теплоносителя использовалась нестационарная частично неравновесная математическая мо-

дель тепломассопереноса в парогенерирующем канале для средних по сечению канала параметров двухфазного потока при условии совместного деформирования фаз $p_1 = p_2 = p$ в виде [9]:

$$\frac{\partial(\rho_1(1-\phi) + \rho_2\phi)}{\partial\tau} + \frac{1}{S} \frac{\partial G}{\partial z} = 0,$$

$$\frac{\partial G}{\partial\tau} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{G^2}{\rho_x S} \right) = -S \frac{\partial p}{\partial z} - \tau_w \Pi - [\rho_1(1-\phi) + \rho_2\phi] g S \cos \theta, \quad (4)$$

$$\rho_\phi \frac{\partial i}{\partial\tau} + \frac{1}{S} \frac{\partial(Gi)}{\partial z} = \frac{\partial p}{\partial\tau} + q \frac{\Pi}{S},$$

$$\rho_i = f_i(i_i, p), \quad i = 1, 2,$$

где $G = G_1 + G_2$ массовый расход смеси,

$$G_1 = S(1-x)\rho_1 w_1, \quad G_2 = Sx\rho_2 w_2, \quad x = G_2/G,$$

$$\tau_w = \frac{\xi G^2}{8S^2 \rho_x}, \quad \frac{1}{\rho_x} = \frac{(1-x)^2}{\rho_1(1-\phi)} + \frac{x^2}{\rho_2},$$

$$\rho_\phi = \frac{\partial}{\partial i} [\rho_1(1-\phi)i_1 + \rho_2\phi i_2].$$

В частично неравновесной математической модели предполагается, что пар находится в равновесном состоянии: $i_2 = i_{2s}$; $\rho_2 = \rho_{2s}$ – параметры пара на линии насыщения.

Граница $z(\tau, t_{нк})$ начала кипения определяет-

ся как сечение канала, в котором температура теплоносителя достигает температуры t_{HK} начала поверхностного кипения, определяемая по формуле [10]

$$t_{HK} = t_s - \eta \frac{q\rho S}{G}, \quad \eta = (14 + p)10^{-6}. \quad (5)$$

Замыкающие соотношения, характеризующие тепловое и механическое взаимодействие фаз на межфазной границе и со стенкой канала, подробно описаны в работе [11]. Тепловое взаимодействие фаз со стенкой определяется в зависимости от режима течения и теплообмена через коэффициенты теплоотдачи. Для однофазного течения теплоносителя в случае вынужденной конвекции и турбулентного режима используется зависимость

$$\alpha_w = 0,023(\lambda_1 / D) \text{Re}_1^{0,8} \text{Pr}_1^{0,4}.$$

Для двухфазного режима течения используется формула, полученная на основе экспериментальных исследований, проведенных в диапазоне изменения параметров теплоносителя: давление от 0,09 до 6,9 МПа, массовая скорость от 540 до 4070 кг/(м²с)

$$\alpha_w = \alpha_{mic} S \min \left[1, \frac{T_w - T_s}{T_w - T_1} \right] + \alpha_{mac} F,$$

где α_{mic} , α_{mac} – коэффициенты теплоотдачи при микроконвекции и макроконвекции, S – функция подавления кипения, F – функция интенсификации конвективного теплообмена

$$\alpha_{mic} = 0,00122 \frac{\lambda_1^{0,79} C_{p1}^{0,45} \rho_1^{0,49} (T_w - T_s)^{0,24}}{\sigma^{0,5} \mu_1^{0,29} r^{0,24} \rho_2^{0,24}} (p_s - p)^{0,75},$$

$$\alpha_{mac} = 0,023 \left[\frac{\rho_1 |w_1| (1 - \varphi) D}{\mu_1} \right]^{0,8} \left(\frac{C_{p1} \mu_1}{\lambda_1} \right)^{0,4} \frac{\lambda_1}{D},$$

$$S = \begin{cases} 1 / (1 + 0,12 \text{Re}_m^{1,14}), & \text{Re}_m < 32,5 \\ 1 / (1 + 0,42 \text{Re}_m^{0,78}), & 32,5 < \text{Re}_m < 70 \end{cases}$$

$$F = \begin{cases} 1, & X_u^{-1} < 0,1 \\ 2,35 (X_u^{-1} + 0,213)^{0,736}, & 0,1 < X_u^{-1} < 100 \end{cases}$$

$$\text{Re}_m = 10^{-4} \frac{\rho_1 |w_1| (1 - \varphi) D F^{1,25}}{\mu_1}$$

$$X_u^{-1} = \left(\frac{x}{1-x} \right)^{0,9} \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{0,5} \left(\frac{\mu_2}{\mu_1} \right)^{0,1}.$$

Механическое взаимодействие фаз двухфазного потока со стенкой трубы определяется через коэффициент трения однофазного потока ξ_{w1} с поправкой на двухфазность по следующей зависимости

$$\xi_w = \xi_{w1} \frac{\rho}{\rho_0} \Phi^2,$$

$$\Phi^2 = \begin{cases} 1,73(1-x)^2 / (1-\varphi)^{1,64}, & 0 < 1-\varphi \leq 0,1 \\ 0,478(1-x)^2 / (1-\varphi)^{2,2}, & 0,1 < 1-\varphi \leq 0,39 \\ (1-x) / (1-\varphi)^{1,42}, & 0,39 < 1-\varphi < 1 \\ 1, & \varphi = 0. \end{cases}$$

Истинное объемное паросодержание φ определяется по формуле

$$\varphi = \left[1 + K_w \frac{\rho_2}{\rho_1} \left(\frac{1}{x} - 1 \right) \right]^{-1}$$

и требует задания зависимости для коэффициента скольжения фаз $K_w = w_2/w_1$. В расчетных методиках в основном используется формула Осмачкина В.С. [12], описывающая коэффициент скольжения в трубе в стационарных условиях

$$K_w = 1 + \frac{0,6 + 1,5\beta^2}{\sqrt[4]{\text{Fr}}} \left(1 - \frac{p}{p_{кр}} \right), \quad (6)$$

где

$$\beta = \left[1 + \frac{\rho_2}{\rho_1} \left(\frac{1}{x} - 1 \right) \right]^{-1}, \quad \text{Fr} = w_0^2 / (gD) - \text{число Фруда}.$$

Система уравнений (4) совместно с граничными условиями и замыкающими соотношениями решается численно по неявной разностной схеме с использованием итерационного метода решения системы алгебраических уравнений. В качестве начального условия используется решение стационарной задачи. Результаты расчета $q_{cr(\text{нест})}$ по зависимостям (1)-(3) представлены в табл. 1,2

Расчеты показали, что зависимость (1) дает хорошее совпадение с экспериментальными данными при давлении 9,8 МПа, за исключением режима 1, где погрешность достигает 20 %

(табл. 1). Для более высокого давления 14 МПа формула дает существенно завышенные результаты, по сравнению с экспериментальными, поэтому необходимо введение в формулу понижающего коэффициента a_f (табл. 2).

Зависимость (2) дает заниженные результаты по сравнению с экспериментальными: при давлении 9,8 МПа в среднем на 20 % для $\rho_w = 2000 \text{ кг/м}^3\text{с}$, на 36 % для $\rho_w = 1000 \text{ кг/м}^3\text{с}$; при давлении 14 МПа в среднем на 31 % для $\rho_w = 2000 \text{ кг/м}^3\text{с}$, на 15 % для $\rho_w = 1000 \text{ кг/м}^3\text{с}$. Зависимость (3) также дает заниженные результаты по сравнению с экспериментальными: при давлении 9,8 МПа в среднем на 40 % для $\rho_w = 2000 \text{ кг/м}^3\text{с}$, на 60 % для $\rho_w = 1000 \text{ кг/м}^3\text{с}$; при давлении 14 МПа в среднем на 30 % для $\rho_w = 2000 \text{ кг/м}^3\text{с}$, на 40 % для $\rho_w = 1000 \text{ кг/м}^3\text{с}$.

Выводы

Сравнение результатов расчета критического теплового потока в вертикальной обогреваемой трубе в нестационарных режимах с увеличением мощности с экспериментальными данными показало:

- зависимости (2) и (3) для расчета q_{cr} в нестационарных режимах дают заниженные по сравнению с экспериментом значения критического теплового потока и потому консервативно могут быть использованы при оценке запаса до кризиса в таких режимах;
- использование зависимости (1) для расчета q_{cr} в нестационарных режимах возможно при давлении 9,8 МПа, при более высоком давлении необходимо вводить в формулу понижающий коэффициент a_f , так как расчетные значения q_{cr} существенно превышают экспериментальные.

ЛИТЕРАТУРА

1. Толубинский В.И. Теплообмен при кипении. – К.: Наук. думка. – 1980. – 316 с.
2. Ключников А.А., Шараевский И.Г., Филалко Н.М., Зимин Л.Б., Шараевский Г.И. Теплофизика безопасности атомных реакторов. – Чернобыль. – 2010. – 484 с.
3. Безруков Ю.А., Астахов В.И., Быков М.А., Стребнев Н.А., Лисенков Е.А.. Анализ за-

висимостей для критического теплового потока при обосновании безопасности реакторной установки // Теплоэнергетика. – 2010. – № 5. – С. 14–18.

4. Деев В.И., Куценко К.В., Лаврухин А.А., Тхей Лвин У., Харитонов В.С. Теплоотдача и кризис кипения воды при быстром нагреве теплоотдающей стенки / Труды Российской национальной конференции по теплообмену. – М.: – 2006. – Т. 4. – С. 78–82.

5. Толубинский В.И., Домашев Е.Д., Годунов В.Ф. Повышение кризисных характеристик с помощью искусственной шероховатости на обогреваемых и необогреваемых поверхностях парогенерирующих каналов / Сб. Двухфазные потоки. Теплообмен и гидродинамика. – Л.: Наука. – 1987. – С. 213–232.

6. Кириллов П.Л., Терентьева М.И. Скелетные таблицы по расчету критического теплового потока в трубах для воды. История и версия 2006 г. // Атомная техника за рубежом. – 2008. – № 10. – С. 3–18.

7. Смолин В.Н., Поляков В.К. Критический тепловой поток при продольном обтекании пучка стержней // Теплоэнергетика. – 1967. – № 4. – С. 54–58.

8. Логвинов С.А., Безруков Ю.А., Драгунов Ю.Г. Экспериментальное обоснование теплогидравлической надежности реакторов ВВЭР. – М.: ИКЦ «Академкнига». – 2004. – 255 с.

9. Ковецкая М.М., Лаврик В.М., Скицко А.И. Исследование условий возникновения кризиса теплообмена в каналах с пучками стержней в нестационарных режимах // Пром. теплотехника. – 2009. – т. 31, № 4. – С. 61–67.

10. Делайе Дж., Гюо М., Ритмюллер М. Теплообмен и гидродинамика в атомной и тепловой энергетике. М.: Энергоиздат, 1984. – 424 с.

11. Кузнецов Ю.Н. Теплообмен в проблеме безопасности ядерных реакторов. – М.: Энергоатомиздат, – 1989. – 296 с.

12. Осмачкин В.С., Лыцова Н.И. О расчете критических тепловых нагрузок в пучках стержней. Препринт ИАЭ-2204. – М.: 1972. – 24 с.

Получено 03.02.2011 г.