



УДК 536.242

© 2008

М. М. Ковецкая, А. И. Скицько, А. А. Авраменко,
член-корреспондент НАН Украины **Б. И. Басок**

Моделирование нестационарного кризиса теплообмена в дисперсно-кольцевых потоках

A model of fluid flow and heat transfer in disperse-hooping two-phase streams is developed. The results of investigation of the burnout in a vertical steam-generating channel under unsteady regimes with the falling bulk flow of a heat-carrier are given.

Несмотря на большое количество публикаций, посвященных исследованию кризиса теплообмена при кипении в каналах, полного представления о природе внутренних механизмов этого явления пока нет. В настоящее время в отличие от однофазного течения моделирование двухфазных течений встречает большие трудности. Так, межфазная поверхность представляет собой “дополнительную нелинейность”, что приводит к необходимости рассматривать двухфазные системы во всей их сложности [1, 2]. Двухкомпонентная модель двухфазного потока содержит законы сохранения, записанные для каждой фазы и для поверхности раздела фаз. Осреднение параметров двухфазного потока по времени позволяет решать трехмерные нестационарные задачи, а осреднение по пространству — рассматривать одномерные нестационарные неравновесные процессы.

В настоящее время накоплен значительный опыт разработки и практического использования одномерных нестационарных математических моделей двухфазного потока и основанных на них компьютерных программ для анализа нестационарных процессов в циркуляционных контурах водоохлаждаемых ядерных реакторов [3, 4]. При использовании компьютерных программ для расчета аварийных режимов сталкиваются с трудностями, связанными с точностью определения момента осушения теплоотдающей поверхности [5]. Это вызвано тем, что кризис теплообмена рассчитывается по осредненным параметрам потока с использованием соотношений, полученных в стационарных режимах. Цель работы — исследовать условия, при которых возможно использовать замыкающие уравнения, описывающие кризис теплообмена в стационарных режимах, для расчета нестационарных процессов в парогенерирующих каналах и проанализировать локальные параметры дисперсно-кольцевого потока в момент кризиса теплообмена.

Для решения этой задачи применяется одномерная нестационарная математическая модель, базирующаяся на негомогенном неравновесном описании двухфазного потока. Основная система уравнений математической модели содержит осредненные по пространству и во времени уравнения сохранения количества движения, массы и энергии неравновесного двухфазного потока со скольжением и равным давлением фаз, записанные в виде [4]

$$\begin{aligned}
\frac{\partial w}{\partial \tau} + w \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \sum_k \tau_{wk} + g + B_z; \\
\frac{\partial p}{\partial \tau} + w \frac{\partial p}{\partial z} + \bar{\rho} \bar{a}^2 \frac{\partial w}{\partial z} &= \bar{\rho} \bar{a}^2 \sum_k \frac{f_k}{\rho_k}; \\
\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} + w_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{w_R}{\bar{\rho} \bar{a}^2} \frac{\partial p}{\partial z} + h \frac{\partial w}{\partial z} &= \frac{1}{\bar{\rho} \bar{a}^2} \left(\frac{f_2}{\rho_2} \frac{\rho_2 a_2^2}{\varphi} - \frac{f_2}{\rho_2} \frac{\rho_2 a_2^2}{1-\varphi} \right); \\
\frac{\partial i_k}{\partial \tau} + w_k \frac{\partial i_k}{\partial z} + \frac{w_R \bar{\rho} \bar{a}^2}{\rho_k} \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{\bar{w} - w}{\rho_k} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\bar{\rho} \bar{a}^2}{\rho_k} \frac{\partial w}{\partial z} &= C_k; \\
\rho_k &= \rho_k(p, i_k), \quad k = 1, 2,
\end{aligned} \tag{1}$$

где w, p, ρ, i, φ — скорость, давление, плотность, энтальпия, истинное объемное паросодержание теплоносителя; z — продольная координата; τ — время; g — ускорение свободного падения; индексы 1, 2 обозначают параметры воды и пара соответственно; w — значение параметра на стенке, i — на межфазной поверхности, s — на линии насыщения;

$$\begin{aligned}
B_z &= -\frac{C_m}{\varphi \rho} \frac{D w_R}{D \tau}; \quad w_R = w_2 - w_1; \quad w = \frac{\sum_k \varphi_k \rho_k w_k}{\sum_k \varphi_k \rho_k}; \\
C_1 &= \frac{d_1}{(1-\varphi)\rho_1} + \frac{\bar{\rho} \bar{a}^2}{\rho_1} \sum_k \frac{f_k}{\rho_k}; \quad C_2 = \frac{d_2}{\varphi \rho_2} + \frac{\bar{\rho} \bar{a}^2}{\rho_2} \sum_k \frac{f_k}{\rho_k}; \\
\rho &= \sum_k \varphi_k \rho_k; \quad w_\varphi = \frac{1}{\bar{\rho} \bar{a}^2} \sum_k \frac{\rho_k a_k^2 w_k}{\varphi_k}; \quad \bar{w} = \bar{\rho} \bar{a}^2 \sum_k \frac{\varphi_k w_k}{\rho_k a_k^2}; \\
\frac{1}{\bar{\rho} \bar{a}^2} &= \sum_k \frac{\varphi_k}{\rho_k a_k^2}; \quad \bar{\rho} \bar{a}^2 = \sum_k \frac{\rho_k a_k^2}{\varphi_k}; \quad \frac{1}{a_k^2} = \frac{\partial \rho_k}{\partial p} + \frac{1}{\rho_k} \frac{\partial \rho_k}{\partial i_k}; \\
h &= \frac{\rho_2 a_2^2 - \rho_1 a_1^2}{\bar{\rho} \bar{a}^2}; \quad f_k = \Gamma_k - \frac{1}{\rho_k} \frac{\partial \rho_k}{\partial i_k} d_k; \\
d_k &= q_{ik}^* + q_{wk}^* + \tau_{wk}^* w_k + \Gamma_k (i_{kS} - i_k); \\
\tau_{wk}^* &= \frac{\tau_{wk} \Pi_{wk}}{S}; \quad q_{ik}^* = \frac{q_{ik} \Pi_i}{S}; \quad q_{wk}^* = \frac{q_{wk} \Pi_{wk}^T}{S}; \\
C_m &= \frac{\varphi(1-\varphi)}{2} \rho \begin{cases} \frac{1+2\varphi}{1-\varphi}, & 0 \leq \varphi < 0,5, \\ \frac{3-2\varphi}{\varphi}, & 0,5 \leq \varphi < 1. \end{cases}
\end{aligned}$$

Здесь q — плотность теплового потока; Π , S — периметр и площадь проходного сечения канала; τ_w — напряжение трения на стенке; Γ_k — скорость генерации фазы. Для замыкания основной системы уравнений задаются условия взаимодействия фаз на межфазной поверхности и со стенками канала. Условия взаимодействия фаз на межфазной поверхности задаются в виде

$$\begin{aligned} \sum_k \Gamma_k &= 0; & \sum_k (\Gamma_k w_{ik} - \tau_{ik}^*) - p \frac{1}{S} \frac{dS}{dz} &= 0; \\ \sum_k (\Gamma_k e_{ik} + q_{ik}^* - \tau_{ik}^* w_{ik}) &= 0, & k &= 1, 2, \end{aligned} \quad (2)$$

где $e_{ik} = i_{ik} + w_{ik}^2/2$ — энергия фазы k на межфазной поверхности. Полностью система замыкающих уравнений математической модели описана в работе [4]. Остановимся на некоторых соотношениях, входящих в систему замыкающих уравнений, в которые внесены изменения и к которым модель оказывается чувствительной. Как показал опыт использования этой модели для расчета нестационарных процессов в двухфазных потоках, она оказывается чувствительной к способу задания площади межфазной поверхности. В двухтемпературных моделях неравновесных двухфазных потоков межфазный тепловой поток задается в виде

$$q_{ik} = -\alpha_{ik} A_{ik} (T_k - T_S), \quad k = 1, 2, \quad (3)$$

где температура межфазной поверхности считается равной температуре насыщения T_S , а коэффициент теплоотдачи α_{ik} определяется в зависимости от режима течения теплоносителя согласно карте режимов [4].

Для определения площади межфазной поверхности в дисперсно-кольцевом режиме рассматриваемой модели используют соотношения, полученные на основе обобщения экспериментальных данных по распределению жидкости между парокапельным ядром и пристенной пленкой жидкости в адиабатном потоке. Это связано с недостатком данных о сложных процессах влагообмена между дисперсным ядром и кипящей пленкой жидкости на стенке. Попытки описания структуры двухфазного потока в рамках двухжидкостной модели с учетом сложного механизма срыва капель с гребней волн (механический унос), унос капель при кипении (пузырьковый унос), выпадение капель из ядра потока на пленку (процесс орошения) и отбрасывание их встречным потоком пара пока не увенчался успехом. В настоящее время усилия исследователей направлены на разработку многожидкостных моделей двухфазного потока, в которых фазы могут находиться в нескольких возможных формах и иметь разные параметры (например, жидкая пленка и капли в дисперсно-кольцевом потоке). Однако разработка таких моделей встречает много трудностей в определении полей для сложных течений [6]. Тем не менее они перспективны, так как позволяют лучше идентифицировать локальные процессы (кризис теплообмена).

Для описания межфазного теплообмена в дисперсно-кольцевом режиме, строго говоря, необходима трехтемпературная модель. Но так как температуры капель в ядре потока и пристенной пленке жидкости близки, то учитывают только тепловое взаимодействие систем пар — капли и пар — жидкая пленка. При этом

$$q_{ik} = q_{ik}^f A_{if} + q_{ik}^d A_{id}, \quad k = 1, 2, \quad (4)$$

где $A_{id} = 3(1 - \varphi)E^*/r_p^d$, $A_{if} = 4\sqrt{\varphi + E^*(1 - \varphi)}/D$ — межфазные поверхности газ — капли и газ — пленка; $E^* = [1 - (1 - 1/E)(w_d/w_f)]^{-1}$, $E = 1 - x_f/(1 - x)$ — объемная и расходная доля капель; $r_p = 2\sigma/(2\rho w_R^2)$; D — диаметр канала; x — массовое расходное паросодержание. Скорость капель w_d определяется через скорость скольжения w_R капель в паровом ядре, а скорость пленки w_f — через относительный расход жидкости в пленке x_f . Исследования различных моделей влагообмена в дисперсно-кольцевом потоке показали, что лучшие результаты по определению кризиса теплообмена дает модель влагообмена, разработанная на основании экспериментальных данных работы [7] о структуре дисперсно-кольцевого потока в обогреваемой трубе. Анализ экспериментальных данных работы [7] показал:

скольжение в ядре потока близко к единице, скорость капель не зависит от их размера; массовый расход жидкости и его объемная доля всегда минимальны на оси канала; при тепловых потоках, близких к критическим, происходит резкое изменение профиля скорости, связанное с резким уменьшением толщины пленки и ее волнистости;

скорость пара и капель пропорциональны массовому расходному паросодержанию потока;

скорость пленки и парок капельного ядра потока увеличивается с ростом массовой скорости и паросодержания.

В результате для определения относительного расхода жидкости в пленке x_f и среднеинтегральной толщины пленки δ получены следующие зависимости:

$$x_f = \frac{2\delta}{R} [1 + 2 \cdot 10^{-10} Lp^{-3,5} x_{гр}^{1,5} x^{0,25}], \quad (5)$$

$$\frac{\delta}{R} = \begin{cases} \frac{8,8 \cdot 10^{-4} x_a^2}{Lp x^{1,5}}, & x_a \leq x \leq x_{\Delta p}, \\ \frac{8,8 \cdot 10^{-4} x_a^2}{Lp x_{\Delta p}^{1,5}} \frac{1 - x}{1 - x_{гр}}, & x_{\Delta p} < x \leq 1, \end{cases} \quad (6)$$

где

$$Lp = \mu_1 / \sqrt{\rho_1 \sigma \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_1 - \rho_2)}}} \text{ — критерий Лапласа;}$$

$$x_a = 2,7 \left[\frac{\rho_2 \sigma}{(\rho w)^2 D} \right]^{0,25} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^{0,33}; \quad x_r = 2 \left[\frac{\rho_2 \sigma}{(\rho w)^2 D} \right]^{0,25};$$

$$x_{\Delta p} = 0,15 \left(\frac{\sigma}{\rho w v_1} \right)^{0,5} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^{0,25} \left(\frac{\sigma}{g \rho_1 D^2} \right)^{0,125}; \quad x_{гр} = 1,2 x_{\Delta p}.$$

Параметры x_a , x_r , $x_{\Delta p}$ — характеризуют границы подрежимов течения пленки: нижнюю границу дисперсно-кольцевого режима течения, начало подрежима с рябью, начало подрежима с микропленкой.

При определении коэффициентов теплоотдачи на межфазной поверхности полагаем, что коэффициент теплоотдачи пара $\alpha_{i2} = 10^4 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}$ во всех режимах, а коэффициент теплоотдачи к жидкой фазе определяется в зависимости от режима течения по формулам конвективного теплообмена.

Система замыкающих уравнений, описывающих межфазное трение, тепловое и механическое взаимодействие фаз со стенками канала, принята без изменений и подробно описана

в работе [4]. Для решения системы нелинейных дифференциальных уравнений гиперболического типа (1) используется метод характеристик. Граничные условия задаются естественно: на входе в канал ($z = 0$) задано изменение во времени независимых переменных p , w , φ , i_1 , на выходе ($z = L$) задается давление. В качестве начальных условий используются результаты решения стационарной задачи.

Одним из важных параметров, характеризующих теплогидравлические процессы в двухфазном потоке в нестационарных режимах, является время до наступления кризиса теплообмена τ_{cr} . Исследовалась возможность определения кризиса теплообмена в нестационарном режиме по достижению плотности теплового потока на стенке трубы критического значения, рассчитываемого по зависимостям, полученным в стационарных условиях. Были исследованы различные зависимости, определяющие критическую плотность теплового потока. Расчеты показали, что лучшее совпадение с экспериментом по времени до возникновения кризиса теплообмена в режимах с падением расхода теплоносителя в вертикальной парогенерирующей трубе дает следующая зависимость, полученная в диапазоне изменения параметров: $P = 3\text{--}20$ МПа, $\rho W = 200\text{--}5000$ кг/(м²с), $x < x_{гр}$ [8]

$$q_{cr} = q_{cr}^{cd} k_p A_l (\rho w)^{0,25} [1 - 0,045(\rho w)^{0,5} x] \left(\frac{8}{D} \right)^{0,5}, \quad (7)$$

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

диаметр трубы D задается в мм, давление — в МПа, плотность теплового потока — в МВт/м².

Параметр q_{cr}^{cd} характеризует критический тепловой поток в условиях свободного движения теплоносителя и задается в виде зависимости от давления, полученной в диапазоне изменения давления от 1 до 20 МПа

$$q_{cr}^{cd} = 4,6 - B_q (p - 6)^2, \quad B_q = \begin{cases} 0,05, & 1 \leq p < 3, \\ 0,02, & 3 \leq p < 20. \end{cases} \quad (8)$$

В расчетах определялось время до возникновения кризиса теплообмена $\tau_{cr(q)}$ по достижению плотности теплового потока на стенке канала критического значения, определяемого по зависимости (7). В табл. 1 приведены результаты расчета выходных параметров теплоносителя и времени до наступления кризиса теплообмена в нестационарных режимах с падением расхода теплоносителя на входе в парогенерирующий канал диаметром 8 мм,

Таблица 1

| Номер режима | $T_{вх}, ^\circ\text{C}$ | $q_{cr}, \text{МВт/м}^2$ | $\varphi_{вых}$ | $x_{вых}, \text{с}$ | $\tau_{cr(экс)}, \text{с}$ | $\tau_{cr(q)}, \text{с}$ | $\delta_{вых}, \text{мм}$ |
|--------------|--------------------------|--------------------------|-----------------|---------------------|----------------------------|--------------------------|---------------------------|
| 1 | 205 | 2,48 | 0,737 | 0,235 | 0,55 | 0,58 | 0,281 |
| 2 | 228 | 2,22 | 0,746 | 0,239 | 0,65 | 0,62 | 0,213 |
| 3 | 245 | 2,17 | 0,775 | 0,289 | 0,56 | 0,50 | 0,163 |
| 4 | 261 | 1,84 | 0,858 | 0,482 | 0,96 | 0,85 | 0,080 |
| 5 | 281 | 1,70 | 0,841 | 0,434 | 0,70 | 0,55 | 0,075 |

длиной 1 м. Результаты расчета сравнивались с экспериментальными данными, полученными на экспериментальном стенде ИТТФ. Для сравнения выбрана серия из 5 режимов с давлением 9,8 МПа и начальным значением массовой скорости $2000 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$.

Результаты расчета показали, что в режимах 1–3 с недогревом теплоносителя на входе до температуры насыщения $\Delta T_{\text{вх}} > 60 \text{ }^\circ\text{C}$ время до возникновения кризиса теплообмена можно определить по значению q_{cr} достаточно точно. Кризис теплообмена в этих режимах характеризуется выходным паросодержанием $x < 0,3$ и достаточно “толстой” пристенной пленкой жидкости. При $\Delta T_{\text{вх}} < 60 \text{ }^\circ\text{C}$ (режимы 4, 5) расчетные значения τ_{cr} хуже согласуются с экспериментальными данными. Вместе с тем в этих режимах при высоких выходных паросодержаниях кризис теплообмена наступает в результате достижения пристенной пленки жидкости предельной толщины 0,08 мм.

Анализ изменения во времени параметров двухфазного потока показал, что в тех режимах, в которых стационарное состояние характеризуется наличием дисперсно-кольцевого режима течения на некотором расстоянии вблизи выхода из трубы, при переходе к нестационарному режиму наблюдается небольшой рост толщины пристенной пленки жидкости, затем равномерное ее уменьшение и наконец резкое уменьшение δ вблизи кризиса. В этом случае, сформировавшись в стационарном режиме, за время до возникновения кризиса теплообмена пристенная пленка жидкости проходит все стадии взаимодействия с парок капельным ядром потока от разбухания до микропленки. Такой процесс наблюдается в режимах 4,5. Кризис теплообмена в этих режимах с той или иной степенью точности может быть рассчитан как по предельному значению толщины пристенной пленки жидкости, близкому к значению 0,08 мм, так и по достижению плотности теплового потока на стенке трубы критического значения, определяемого по зависимости (7).

В случае больших недогревов теплоносителя на входе (режимы 1–3) в стационарном режиме дисперсно-кольцевой поток на выходе из канала только начал формироваться, его протяженность незначительна и он неустойчив. Нестационарный процесс в таких условиях характеризуется пульсациями расхода и паросодержания на выходе и наличием толстой пристенной пленки жидкости. В таких режимах кризис теплообмена наступает при толстой пленке в результате ее разрушения.

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

1. Модификация математической модели в части замыкающих уравнений, описывающих теплоперенос в дисперсно-кольцевом режиме течения, позволила рассчитать время до наступления кризиса теплообмена в нестационарном режиме с падением расхода теплоносителя в вертикальной парогенерирующей трубе по зависимости для критического теплового потока, полученной в стационарных условиях.

2. Исследование поведения пристенной пленки жидкости в дисперсно-кольцевом потоке в нестационарном режиме с падением расхода теплоносителя показало, что существуют режимы, при которых кризис теплообмена не удается определить по предельному значению толщины пристенной пленки жидкости, и такие режимы нуждаются в дальнейшем экспериментальном изучении.

1. *Theofanous T. G.* Multiscale treatment: a paradigm shift for addressing complexity in multiphase flows. *Multiphase Flow and Heat Transfer // Proc. of 4th Int. Symp.* Aug. 22–24, 1999.
2. *Ягов В. В.* Теплообмен при пузырьковом кипении: возможности и пределы теоретического анализа // *Теплоэнергетика.* – 2007. – № 3. – С. 2–8.
3. *Делайе Дж., Гюо М., Ритмюллер М.* Теплообмен и гидродинамика в атомной и тепловой энергетике. – Москва: Энергоатомиздат, 1984. – 424 с.

4. Кузнецов Ю. Н. Теплообмен в проблеме безопасности ядерных реакторов. – Москва: Энергоатомиздат, 1989. – 296 с.
5. Хабенский В. Б., Зейгарник Ю. А., Малкин С. Д. Расчетные формулы для кризиса теплоотдачи при кипении в пучках стержней для контурных теплогидравлических кодов // Теплоэнергетика. – 2003. – № 11. – С. 73–77.
6. Алимпченков В. М., Зайчик Л. И., Зейгарник Ю. А. и др. Развитие трехжидкостных моделей двухфазного потока для дисперсно-кольцевого режима течения в каналах // Теплофиз. высоких температур. – 2002. – 40, № 5. – С. 772–778.
7. Левитан Л. Л. Кризис высыхания в дисперсно-кольцевом режиме течения: Сб. науч. тр. Двухфазные потоки. Теплообмен и гидродинамика. – Ленинград: Наука, 1987. – С. 169–186.
8. Толубинский В. И., Домашев Е. Д., Годунов В. Ф. Повышение кризисных характеристик с помощью искусственной шероховатости на обогреваемых поверхностях парогенерирующих каналов. – Там же. – С. 213–232.

*Институт технической теплофизики
НАН Украины, Киев*

Поступило в редакцию 13.08.2007