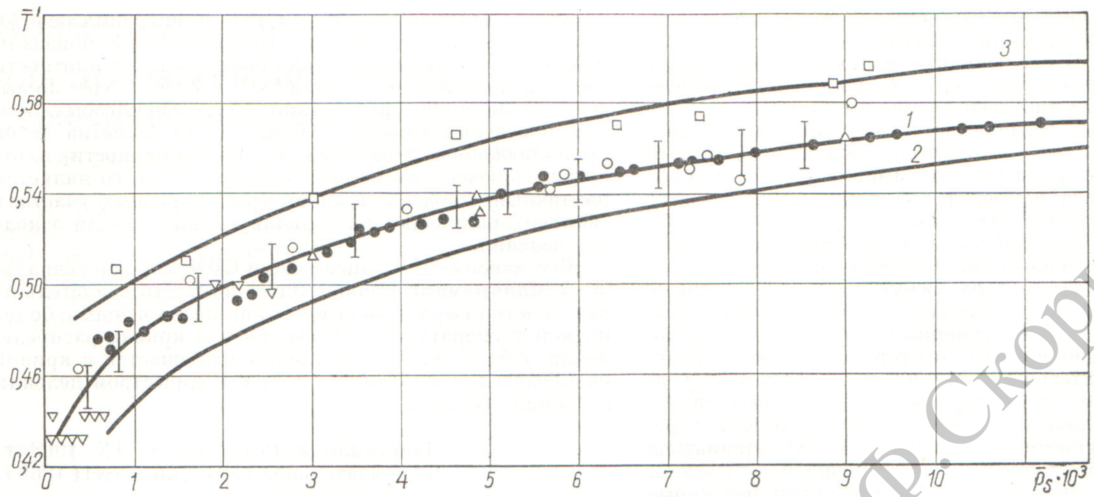

Зависимость приведенной температуры перегретой жидкости от приведенного давления.

1 — кривая $\overline{T}' - 0{,}825\overline{p}_s^{\,0,08}$; *2* — кривая зависимости температуры насыщения от давления; *3* — кривая, полученная по результатам экспериментов работы [5]. Экспериментальные данные: ▽ — работа [1]; ○ — работа [3], при тепловом потоке $q = 4{,}225$ *вт/см²*; I — диапазон изменения экспериментальных точек работы [3] при разных q (верхние значения при $q = 6{,}26$ *вт/см²*, нижние — при $q = 2{,}6$ *вт/см²*); ● — работа [6] (цитируется по работе [11]); △ — работа [4].

мую. В нашем случае (значительно меньшие значения $\overline{p}_s$) только при $\overline{p}_s > 0{,}008$ кривая $\overline{T}' = \overline{T}'(\overline{p}_s)$ также переходит в прямую. Поэтому экстраполяция прямой линией в область очень малых давлений до $\overline{p}_s = 0$, сделанная в работе [8], вызывает сомнение.

Таким образом, полученную выше формулу можно рекомендовать для определения температуры начального кипения жидкого натрия при исследовании переходных процессов, происходящих в быстрых реакторах.

Поступило в Редакцию 29/X 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. S. Petukhov, S. A. Kovalev, V. M. Zhukov. Proc. of the Third Intern. Heat Transfer Conference. Vol. 5. Chicago, AIChE, 1966, p. 80.
2. В. И. Субботин и др. Доклад № 328, представленный СССР на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
3. E. Holtz, R. Singer. Conference internationale sur la suréte des reacterus á neutrons rapides. NII-B/7, Aix- en- Provence, 1967.
4. G. Pinchera et al. Там же. Доклад № IV-A/2.
5. Le Gonidec et al. Там же. Доклад № II-B/5.
6. J. Edwardes, H. Hoffman. ANL-7100, 1965, p. 515.
7. P. Marto, W. Rohsenow. ASME, 88, 196 (1966).
8. В. П. Скрипов, Г. В. Ермаков. «Ж. физ. химии», 38, 396 (1964).
9. В. П. Скрипов, Г. В. Ермаков. «Ж. физ. химии», 37, 1925 (1963).
10. В. М. Боришанский, Н. И. Иващенко. Теплообмен и гидродинамика в элементах энергооборудования. Под ред. П. А. Андреева и В. М. Боришанского. «Труды ЦКТИ». Вып. 73. Ленинград, 1966, стр. 163.
11. L. Taccoen. Rap. d'EDF, Centre de recherches et d'essais de Chatou, 1967.

О математическом описании нестационарных процессов в двухфазном теплоносителе, протекающем по трубопроводу

УДК 621.039.53

А. В. БОНДАРЕНКО

При исследовании динамических режимов кипящих реакторов, особенно канального типа с естественной циркуляцией теплоносителя, где основной движущий напор создается подъемными трубопроводами большой длины, возникает необходимость достаточно точного учета изменения скоростей и паросодержаний как на выходе из подъемных трубопроводов, так и средних по длине, определяющих, в частности, перепад давления по тракту. Существенное значение при этом имеет проскальзывание пара относительно воды. Методика, позволяющая точно учесть эти факторы, например, при исследовании регулирования и устойчивости указанных реакторов (в частности, методом электромоделирования, допускающим математическое описание процесса с помощью обыкновенных дифференциальных уравнений), представляет несомненный интерес. Однако описание такой методики в литературе отсутствует. В работе [1] рассматривается наиболее близкая задача, но без учета проскальзывания пара. Кроме того, в работе [1] совместно с линеаризованным уравнением в частных производных закона сохранения энергии решаются не соответствующие уравнения закона сохранения количества вещества и количества движения, а обыкновенные дифференциальные уравнения, полученные с использованием сосредоточенных параметров, а также без учета инерционного члена и членов, характеризующих ускорение и гидростатический напор, в уравнении сохранения количества движения.

Ниже предлагается решение рассматриваемой задачи при использовании следующих предположений: 1) допустимость линейного приближения; 2) постоянство величины отличного от единицы коэффициента проскальзывания пара; 3) возможность пренебрежения эффектом изменения давления на удельные веса и удельные теплосодержания фаз. Методом преобразования Лапласа решаются совместно уравнения для температуры металла, линеаризованные уравнения неразрывности и закона сохранения энергии для отклонений объемного паросодержания и скорости воды от начальных значений, постоянных по длине, в силу последнего допущения решается отдельно уравнение сохранения количества движения относительно изменения давления.

Первые три уравнения имеют вид

$$(\gamma'-\gamma'')\frac{\partial\Delta f}{\partial\tau}-[\gamma'-f_0(\gamma'-m\gamma'')]\frac{\partial\Delta w}{\partial z}+ +(\gamma'-m\gamma'')w_0\frac{\partial\Delta f}{\partial z}=0; \tag{1}$$

$$(\gamma'i'-\gamma''i'')\frac{\partial\Delta f}{\partial\tau}-[\gamma'i'-(\gamma'i'-m\gamma''i'')f_0]\frac{\partial\Delta w}{\partial z}+ +(\gamma'i'-m\gamma''i'')w_0\frac{\partial\Delta f}{\partial z}=\frac{k\Pi}{F}(\Delta t-\Delta t_s); \tag{2}$$

$$\frac{d\Delta t}{d\tau}=-\frac{k\Pi(\Delta t-\Delta t_s)}{\gamma_м C_м S_м}, \tag{3}$$

где Δf — отклонение объемного паросодержания от начального значения; Δw — отклонение скорости водяной фазы от начального значения; Δt — отклонение температуры металла от начального значения; Δt_s — отклонение температуры насыщения от начального значения; m — коэффициент проскальзывания, равный отношению скорости пара и скорости воды; z — координата по длине трубопровода; γ', i' и γ'', i'' — удельный вес и удельное теплосодержание воды и пара на линии насыщения соответственно.

Решение системы (1)—(3) для изменения объемного паросодержания в точке с координатой z имеет вид

$$\Delta f_2=\Delta f_1\left(\tau-\frac{B}{w_0}z\right)+\alpha_1, \tag{4}$$

где $B=\frac{1+(m-1)f_0}{m}$; α_1 удовлетворяет уравнению

$$\frac{d\alpha_1}{d\tau}+\frac{k\Pi}{\gamma_м C_м S_м}\alpha_1=\frac{k\Pi}{FN}\left[\Delta t_s(\tau)-\Delta t_s\left(\tau-\frac{B}{w_0}z\right)\right];$$

$$N=(\gamma'i'-\gamma''i'')-(\gamma'-\gamma'')\frac{\gamma'i'-\gamma'i'f_0+\gamma''i''mf_0}{\gamma'-\gamma'f_0+\gamma''mf_0}. \tag{5}$$

Изменение скорости водяной фазы определяется следующим образом:

$$\Delta w_2=\Delta w_1+w_0\frac{(\gamma'-\gamma''m)-\frac{1}{B}(\gamma'-\gamma'')}{\gamma'-\gamma'f_0+\gamma''mf_0}\times \times\left[\Delta f_1\left(\tau-\frac{B}{w_0}z\right)-\Delta f_1(\tau)\right]+V_2+V_3, \tag{6}$$

где V_3 и V_4 определяются из уравнений

$$\frac{dV_4}{d\tau}+\frac{k\Pi}{\gamma_м C_м S_м}V_4=w_0\frac{(\gamma'-m\gamma'')-\frac{1}{B}(\gamma'-\gamma'')}{\gamma'-\gamma'f_0-mf_0\gamma''}\times \times\frac{k\Pi}{FN}\left[\Delta t_s(\tau)-\Delta t_s\left(\tau-\frac{B}{w_0}z\right)\right]; \tag{7}$$

$$\frac{dV_3}{d\tau}+\frac{k\Pi}{\gamma_м C_м S_м}V_3=\frac{(\gamma'-\gamma'')z}{\gamma'-\gamma'f_0+mf_0\gamma''}\cdot\frac{k\Pi}{FN}\cdot\frac{d\Delta t_s(\tau)}{d\tau} \tag{8}$$

(индекс 1 обозначает значение величин на входе в трубопровод, индекс 2 — значения величин в сечении с координатой z, индекс 0 — начальные значения величин).

Решение уравнения закона сохранений количества движения с учетом (4) и (6) приводит к следующему выражению для изменения перепада давления на участке длиной z:

$$(p_1-p_2)=p_{10}-p_{20}+\frac{\xi\gamma'}{2gd_г}\left[1+\frac{f_0(m-1)\gamma}{1-f_0(1-\gamma)}\right]^2\times$$
$$\times\left[2w_0\int_0^z\Delta w\,dz'\right]+(\gamma''-\gamma')\int_0^z\Delta f\,dz'+$$
$$+\frac{1}{g}[\gamma'(1-f_0)+m\gamma''f_0]\frac{\partial}{\partial\tau}\left(\int_0^z\Delta w\,dz'\right)+$$
$$+\frac{1}{g}w_0(\gamma''-\gamma')\frac{\partial}{\partial\tau}\left(\int_0^z\Delta f\,dz'\right)+$$
$$+\frac{1}{g}w_0^2(\gamma''m-\gamma')(\Delta f_2-\Delta f_1)+$$
$$+\frac{1}{g}[\gamma'(1-f_0)+\gamma''mf_0]\,2w_0(\Delta w_2-\Delta w_1)+$$
$$+\frac{\xi\gamma'}{gd_г}w_0^2\left[1+\frac{f_0(m-1)\gamma}{1-f_0(1-\gamma)}\right]\frac{\gamma(m-1)}{[1-f_0(1-\gamma)]^2}\int_0^z\Delta f\,dz', \tag{9}$$

где

$$\int_0^z\Delta f\,dz'=(\alpha_a+\alpha_b+\alpha_c)z; \tag{10}$$

$$\frac{d\alpha_a}{d\tau}=\frac{w_0}{Bz}\left[\Delta f_1(\tau)-\Delta f_1\left(\tau-\frac{B}{w_0}z\right)\right]; \tag{11}$$

$$\frac{d\alpha_b}{d\tau}+\frac{k\Pi}{\gamma_м C_м S_м}\alpha_b=-\frac{k\Pi}{FN}\Delta t_s(\tau); \tag{12}$$

$$\frac{d^2\alpha_c}{d\tau^2}+\frac{k\Pi}{\gamma_м C_м S_м}\cdot\frac{d\alpha_c}{d\tau}= =\frac{k\Pi}{FN}\cdot\frac{w_0}{Bz}\left[\Delta t_s(\tau)-\Delta t_s\left(\tau-\frac{B}{w_0}z\right)\right]; \tag{13}$$

$$\int_0^z\Delta w\,dz'=\Delta w_1 z- -\Delta f_1(\tau)\,w_0\frac{\left[(\gamma'-m\gamma'')-\frac{1}{B}(\gamma'-\gamma'')\right]z}{\gamma'-\gamma'f_0+\gamma''f_0 m}+ +V_b+V_c+V_d+V_e; \tag{14}$$

$$\frac{dV_b}{d\tau}=\frac{w_0^2}{B}\cdot\frac{(\gamma'-m\gamma'')-(\gamma'-\gamma'')\frac{1}{B}}{\gamma'-\gamma' f_0+m f_0\gamma''}\times$$

$$\times\left[\Delta f_1(\tau)-\Delta f_1\left(\tau-\frac{B}{w_0}z\right)\right]; \qquad (15)$$

$$\frac{dV_c}{d\tau}+\frac{k\Pi}{\gamma_{\text{м}}C_{\text{м}}S_{\text{м}}}V_c=$$

$$=-\frac{k\Pi}{FN}zw_0\frac{(\gamma'-m\gamma'')-(\gamma'-\gamma'')\frac{1}{B}}{\gamma'-\gamma' f_0+\gamma'' m f_0}\Delta t_s(\tau); \qquad (16)$$

$$\frac{d^2V_d}{d\tau^2}+\frac{k\Pi}{\gamma_{\text{м}}C_{\text{м}}S_{\text{м}}}\cdot\frac{dV_d}{d\tau}=$$

$$=\frac{k\Pi}{FN}\cdot\frac{w_0^2}{B}\left[\Delta t_s(\tau)-\Delta t_s\left(\tau-\frac{B}{w_0}z\right)\right]\times$$

$$\times\frac{(\gamma'-m\gamma'')-\frac{1}{B}(\gamma'-\gamma'')}{\gamma'-\gamma' f_0+m f_0\gamma''}; \qquad (17)$$

$$\frac{dV_e}{d\tau}+\frac{k\Pi}{\gamma_{\text{м}}C_{\text{м}}S_{\text{м}}}V_e=$$

$$=-\frac{k\Pi}{FN}\cdot\frac{z^2}{2}\cdot\frac{\gamma'-\gamma''}{\gamma'-\gamma' f_0+m f_0\gamma''}\cdot\frac{d\Delta t_s(\tau)}{d\tau}, \qquad (18)$$

где p — давление; $d_{\text{г}}$ — гидравлический диаметр трубопровода; ξ — коэффициент трения.

Здесь при определении потерь на трение двухфазной смеси принято, что отношение потерь на трение в двухфазном потоке к потерям на трение в однофазной насыщенной жидкости (при одинаковых геометрических размерах, весовом расходе и давлении) обратно пропорционально отношению их плотностей в квадрате, что дает результаты, более близкие к экспериментальным по сравнению с гомогенной моделью при паросодержаниях, не очень близких к нулю и единице (см. работу [2], стр. 323).

Следует отметить, что для реакторов с достаточно высоким давлением и схемой, обеспечивающей относительно небольшие изменения давления в рассматриваемых режимах, можно пренебречь теплообменом с металлом труб. В этом случае α_1, V_2, V_3, α_b, α_c, V_c, V_d, V_e можно принять равными нулю, тогда выражения для искомых величин значительно упростятся.

Поступило в Редакцию 30/IV 1968 г.
В окончательной редакции 19/XII 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Рущинский. «Теплоэнергетика», № 5 (1967).
2. А. Я. Крамеров, Я. В. Шевелев. Инженерные расчеты ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.

К расчету декрементов затухания в экспериментах с импульсным источником нейтронов

Б. И. КОЛОСОВ

УДК 621.039.512

В экспериментах с импульсным источником нейтронов [1] часто требуется знание асимптотических характеристик поведения нейтронного импульса в подкритическом реакторе. Использование в многогрупповых численных расчетах обычного приема введения «отрицательного поглощения $\alpha/v^{(j)}$» для нахождения параметров асимптотического распределения ограничено условием $\Sigma^{(j)}-\frac{\alpha}{v^{(j)}}\geqslant 0$, где $\Sigma^{(j)}$ — полное сечение увода нейтронов из энергетической группы j.

Настоящая работа свободна от указанного ограничения и представляет краткое описание одного из методов расчета асимптотических характеристик одномерного реактора, описываемого нестационарным многогрупповым уравнением диффузии, которое в векторно-матричных обозначениях имеет вид

$$-\hat{v}^{-1}\frac{\partial\varphi}{\partial t}=-\frac{\partial}{\partial x}\hat{D}\frac{\partial}{\partial x}\varphi+\hat{\Sigma}\varphi-(\hat{S}+\hat{T})\varphi,$$
$$0<x<a, \qquad (1)$$

где вектор-функция потока нейтронов $\varphi(x, t)=\{\varphi^{(1)}(x, t), \varphi^{(2)}(x, t), \ldots, \varphi^{(g)}(x, t)\}$ удовлетворяет однородным краевым условиям

$$\hat{D}\frac{\partial\varphi}{\partial x}-\hat{\sigma}_0\varphi\,|_{x=0}=\hat{D}\frac{\partial\varphi}{\partial x}+\hat{\sigma}\varphi\,|_{x=a}=0 \qquad (2)$$

и обычным условиям непрерывности токов и потоков на границах раздела зон [3]. Здесь g — полное число энергетических групп нейтронов; $\hat{D}$ и $\hat{v}^{-1}$ — положительные диагональные матрицы порядка g, составленные из коэффициентов диффузии и обратных групповых скоростей нейтронов, а $\hat{\Sigma}$, $\hat{\sigma}_0$, $\hat{\sigma}$ — неотрицательные диагональные матрицы, т. е. $\|\Sigma\|_{jj}\geqslant 0$, $\|\sigma_0\|_{jj}\geqslant 0$, $\|\sigma\|_{jj}\geqslant 0$, $j=1, 2, \ldots, g$.

Матрицы $\hat{S}$ и $\hat{T}$ представляют следующую запись операторов рассеяния и деления:

$$\|S\|_{ij}=$$
$$=\begin{cases}\Sigma_s^{i\overrightarrow{\leftarrow}j}, & i\neq j,\\ 0, & i=j,\end{cases}\qquad \|T\|_{ij}=\chi^{(i)}\nu\Sigma_f^{(j)};\ i, j=1, 2, \ldots, g, \qquad (3)$$

где использованы общепринятые обозначения [3]. Предполагается, что все коэффициенты уравнения (1) являются кусочно-постоянными функциями области G $(0<x<a)$. Запаздывающие нейтроны исключены в данной работе из спектра деления $\chi^{(j)}$.

Решение уравнения (1) будем искать в виде ряда

$$\varphi(x, t)=\sum_{\omega=0}^{\infty}\psi_\omega(x)\,e^{-\alpha_\omega t}=e^{\beta t}\sum_{\omega=0}^{\infty}\psi_\omega(x)\,e^{-\mu_\omega t}, \qquad (4)$$

$$\alpha_\omega=\mu_\omega-\beta,$$