тритий в количестве до $3{,}5 \cdot 10^{-5}$ Ки/л натрия при отключенной холодной ловушке. Содержание трития в защитном газе первого контура реактора невелико (10^{-10}—10^{-8} Ки/см³). В оболочках твэлов обнаружены ^{3}H и ^{85}Kr. В воздухе, сбрасываемом через вентиляцию БР-10, тритий не обнаружен.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Беловодский Л. Ф. и др.** «Атомная энергия», 1975, т. 38, вып. 4, с. 217.
2. **Бурназян А. И.** Там же, т. 39, вып. 3, с. 167.
3. **Гельд П. В., Рябов Р. А.** Водород в металлах и сплавах. М., «Металлургия», 1974.
4. **Peterson H. e.a.** Environmental Tritium Contamination from Increasing Utilization of Nuclear Energy Sourses. Vienna, IAEA, 1969.
5. **Good I. e.a.** «Trans. Amer. Nucl. Soc.», 1972, v. 15, p. 87.
6. **Ebersole E. e.a.** Ibid., 1971, v. 14, p. 321.
7. **Sehgal B., Rempert R.** Ibid., p. 779.
8. **Erdman C., Reynolds A.** «Nucl. Safety», 1975, v. 16, N 1, p. 43.
9. **Багдасаров Ю. Е. и др.** Технические проблемы реакторов на быстрых нейтронах. М., Атомиздат, 1965, с. 209.
10. **Мосеев Л. И. и др.** «Бюл. изобрет.», 1971, № 18, с. 36.
11. **Кунин Л. Л., Молинова Е. Д., Чапыжников Б. А.** Определение кислорода, углерода, азота и водорода в щелочных и щелочноземельных металлах. М., Атомиздат, 1972.
12. **Михаличенко Л. И., Марков В. К.** «Заводск. лаборатория», 1975, т. 1, № 7, с. 769.
13. **Мосеев Л. И. и др.** В кн.: Методы определения и исследования состояния газов в металлах. Третья Всесоюз. конф. М., «Наука», 1973, ч. 2, с. 162.
14. **Субботин В. И., Ивановский М. Н., Арнольдов М. Н.** Физико-химические основы применения жидкометаллических теплоносителей. М., Атомиздат, 1970.
15. **Багдасаров Ю. Е. и др.** [9], с. 166.
16. **Гельд П. В., Выходец В. Б., Рябов Р. А.** [13], с. 17.
17. **Blomguist R., Cafasso K., Fedez H.** «J. Nucl. Mater.», 1976, v. 59, N 2, p. 199.
18. **Corroll R.** «Nucl. Safety», 1967, v. 8, N 4, p. 345.

Поступило в Редакцию 27.11.78.

УДК 624.07

Критический подогрев теплоносителя в кольцевом канале

ЮРЬЕВ Ю. С., ВЛАДИМИРОВ М. А.

Особенностью активных зон (кассет) со стержневыми твэлами является прогиб твэлов под действием температурных градиентов. Начальные отклонения геометрии и неравномерности тепловыделения приводят к прогибам твэлов как в пределах зазоров на сборку, так и в соответствии с расположением опор. Эти эффекты усиливаются вследствие существенного перераспределения расходов и температуры твэлов; происходит касание твэлов и их групповое перемещение. Как в ранних работах [1—3], так и в последних публикациях [4] подчеркивалась важность самосогласованной задачи расчета полей скорости теплоносителя, температуры и деформации твэлов.

Рассмотрим цилиндрический твэл в кольцевом канале. На практике такой твэл имеет всегда эксцентриситет и несоосность (перекос). Изменение кольцевого зазора по длине и азимуту приводит к перераспределению скорости теплоносителя, а при наличии тепловыделения — к появлению азимутальной неравномерности температуры. Это, в свою очередь, приводит к прогибу твэла, к вторичному изменению кольцевого зазора, поля скорости, температуры и т. п. Такой процесс рассмотрен в работах [5, 6] для системы твэлов в цилиндрическом реакторе. Показано, что при некотором критическом подогреве твэлы всегда прогибаются до касания, каким бы ни был первоначальный эксцентриситет.

Приведем решение аналогичной задачи для кольцевого твэла. Форма упругой оси твэла с шарнирным закреплением концов при плоском изгибе и при условии линейно возрастающей температуры описывается кубической параболой [6]:

$$f=\frac{\alpha_w \Delta\overline{T}_w L^2}{3d}\left[\frac{z}{L}\left(1-\frac{z^2}{L^2}\right)\right], \quad (1)$$

где f — текущее значение прогиба; L, d — длина и диаметр твэла; α_w — коэффициент линейного расширения оболочки твэла; $\Delta\overline{T}_w$ — средняя по длине разность температур между «горячей» и «холодной» частями периметра твэлов.

Максимальный прогиб равен

$$f_{\text{макс}}=\alpha_w \Delta\overline{T}_w L^2/7{,}8d. \quad (2)$$

Относительное изменение зазора — ширины кольцевого канала (и гидравлического диаметра) — можно выразить приближенным соотношением, справедливым, когда ширина щели существенно меньше диаметра канала, а прогибы малы:

$$\frac{\delta}{\delta_0}\approx\frac{d_{\text{г}}}{d_{\text{г}0}}\approx$$
$$\approx 1-\left[\frac{e}{\delta_0}+2{,}6\,\frac{f_{\text{макс}}}{\delta_0}\,\frac{z}{L}\left(1-\frac{z^2}{L^2}\right)\right]\cos(\varphi-\varphi_0), \quad (3)$$

где e — эксцентриситет твэла в кольцевом канале; φ_0 — угловое положение плоскости эксцентриситета и прогиба.

Применяя гипотезу изобарного сечения, по которой давление теплоносителя в поперечном сечении канала постоянно, получаем [6]

$$\frac{W_z\delta}{W_{z0}\delta_0}\approx 1-\frac{3}{2-n}\left(1-\frac{d_{\text{г}}}{d_{\text{г}0}}\right)=$$
$$=1-\frac{3}{2-n}\left[\frac{e}{\delta_0}+2{,}6\,\frac{f_{\text{макс}}}{\delta_0}\,\frac{z}{L}\left(1-\frac{z^2}{L^2}\right)\right]\cos(\varphi-\varphi_0). \quad (4)$$

где n — показатель степени в законе трения $\lambda \sim \mathrm{Re}^{-n}$. Усредним (4) по углу φ для горячей и холодной половин периметра твэла:

$$\frac{W_{\text{г}}\delta_{\text{г}}}{W_{z0}\delta_0}\approx 1-\frac{3}{2-n}\,\frac{2}{\pi}\left[\frac{e}{\delta_0}+2{,}6\,\frac{f_{\text{макс}}}{\delta_0}\,\frac{z}{L}\left(1-\frac{z^2}{L^2}\right)\right];$$
$$\frac{W_{\text{х}}\delta_{\text{х}}}{W_{z0}\delta_0}\approx 1+\frac{3}{2-n}\,\frac{2}{\pi}\left[\frac{e}{\delta_0}+2{,}6\,\frac{f_{\text{макс}}}{\delta_0}\,\frac{z}{L}\left(1-\frac{z^2}{L^2}\right)\right]. \quad (5)$$

Уравнения теплопереноса для горячей и холодной частей кольцевого канала запишем в виде, справедливом при $q_F=\text{const}$:

$$C_p\gamma W_{z0}\delta_0\left\{1-\frac{3}{2-n}\,\frac{2}{\pi}\left[\frac{e}{\delta_0}+2{,}6\,\frac{f_{\text{макс}}}{\delta_0}\left(\frac{z}{L}-\frac{z^3}{L^3}\right)\right]\right\}\times$$
$$\times\frac{dT_{f\text{г}}}{dz}=q_F-\frac{(T_{f\text{г}}-T_{f\text{х}})}{(\pi R)^2}\,(\lambda_f\delta_0+\lambda_w\delta_w);$$
$$C_p\gamma W_{z0}\delta_0\,\frac{W_{\text{х}}\delta_{\text{х}}}{W_{z0}\delta_0}\,\frac{dT_{f\text{х}}}{dz}=$$
$$=q_F+\frac{(T_{f\text{г}}-T_{f\text{х}})}{(\pi R)^2}\,(\lambda_f\delta_0+\lambda_w\delta_w). \qquad (6)$$

Последние члены в этих уравнениях характеризуют эффект тепловой растечки от горячей части периметра к холодной. Эффект этот при достаточно больших расходах теплоносителя мал, поэтому решаем систему (6) последовательными приближениями:

$$\frac{T_{f\text{гх}}}{\Delta T_{f0}}=\frac{z}{L}\pm\frac{3}{2-n}\,\frac{2}{\pi}\left[\frac{e}{\delta_0}\,\frac{z}{L}+2{,}6\,\frac{f_{\text{макс}}}{\delta_0}\times\right.$$
$$\left.\times\left(\frac{z^2}{2L^2}-\frac{z^4}{4L^4}\right)\right]-\frac{(1+\lambda_w\delta_w/\lambda_f\delta_0)}{\mathrm{Pe}_0}\,\frac{2\delta_0L}{(\pi R)^2}\,\frac{3}{2-n}\,\frac{4}{\pi}\times$$
$$\times\left[\frac{e}{\delta_0}\,\frac{z^2}{2L^2}+2{,}6\,\frac{f_{\text{макс}}}{\delta_0}\,(z^3/6L^3-z^5/20L^5)\right], \qquad (7)$$

где $\Delta T_{f0}=q_FL/C_p\gamma W_{z0}\delta_0$ — средний подогрев теплоносителя; $\mathrm{Pe}_0=C_pW_{z0}2\delta_0/\lambda_f$ — число Пекле.

Температуру стенки горячей и холодной частей периметра твэла выражаем в виде

$$\frac{\Delta T_{w\text{г. х}}}{\Delta T_{f0}}=\frac{T_{f\text{г. х}}}{\Delta T_{f0}}+\frac{\Delta T_{\alpha0}}{\Delta T_{f0}}\,\frac{\alpha_0}{\alpha_{\text{г. х}}}, \qquad (8)$$

где $\Delta T_{\alpha0}$ — средний температурный напор стенка — жидкость. Считая теплоотдачу стабилизированной и усредняя (4) по полупериметрам, из критериального соотношения $\mathrm{Nu}\sim\mathrm{Pe}^p$ получаем

$$\frac{\alpha_{\text{г. х}}}{\alpha_0}\approx1\pm\frac{2}{\pi}\left[\frac{e}{\delta_0}+2{,}6\,\frac{f_{\text{макс}}}{\delta_0}\left(\frac{z}{L}-\frac{z^3}{L^3}\right)\right]\times$$
$$\times\left(1-\frac{3p}{2-n}\right). \qquad (9)$$

Средний перепад температуры между горячим и холодным полупериметрами твэла выразится соотношением

$$\frac{\Delta\overline{T}_w}{\Delta T_{f0}}=\frac{6}{\pi(2-n)}\left[1-\frac{4}{3}\,\frac{\delta_0L}{(\pi R)^2}\,\frac{1+\lambda_w\delta_w/\lambda_f\delta_0}{\mathrm{Pe}_0}+\right.$$
$$\left.+\frac{2}{3}\,(3p-2+n)\,\frac{\Delta T_{\alpha0}}{\Delta T_{f0}}\right]\left(\frac{e}{\delta_0}+0{,}61\,\frac{f_{\text{макс}}}{\delta_0}\right). \qquad (10)$$

Система (2)—(10) есть решение задачи: она позволяет, зная геометрические (δ_0, L, R, δ_w, e), теплофизические (λ_w, λ_f, α_w) и режимные (n, Pe_0, Nu_0, p) параметры системы, построить зависимость стрелы прогиба $f_{\text{макс}}/\delta_0$ и средней азимутальной температурной неравномерности $\Delta\overline{T}_w/\Delta T_{f0}$ от мощности твэла — подогрева ΔT_{f0}. Исключив из (2)—(10) $\Delta\overline{T}_w/\Delta T_f^0$, получим искомую зависимость:

$$\frac{f_{\text{макс}}}{\delta_0}=\frac{e}{\delta_0}\Bigg/\frac{\pi(2-n)}{6}\left[\frac{15{,}6\delta_0R}{\alpha_wL^2\Delta T_{f0}}\right]\times$$
$$\times\left[1+\frac{4}{3}\,\frac{\delta_0L}{(\pi R)^2}\,\frac{1+\lambda_w\delta_w/\lambda_f\delta_0}{\mathrm{Pe}_0}-\right.$$
$$\left.-\frac{2}{3}\,(3p-2+n)\,\frac{\delta_0}{L}\,\frac{\mathrm{Pe}_0}{\mathrm{Nu}_0}\right]-0{,}61. \qquad (11)$$

Из нее видно, что стрела прогиба пропорциональна первоначальному эксцентриситету, с ростом подогрева ΔT_{f0} она растет сначала линейно, затем по гиперболической зависимости. При критическом подогреве $\Delta T_{f0\,\text{кр}}$ прогиб может стать как угодно большим, каким бы ни был первоначальный эксцентриситет [знаменатель в выражении (11) стремится к нулю]. Можно считать, что при критическом подогреве (и выше) твэл в кольцевом канале всегда изогнут до касания с наружной трубой или с дистанционирующими ребрами:

$$\Delta T_{0\,\text{кр}}=\frac{13{,}4\,(2-n)\,\delta_0R}{\alpha_wL^2}\left[1+\frac{4}{3}\,\frac{\delta_0L}{(\pi R)^2}\,\frac{1+\lambda_w\delta_w/\lambda_f\delta_0}{\mathrm{Pe}_0}-\right.$$
$$\left.-\frac{2}{3}\,(3p-2+n)\,\frac{\delta_0}{L}\,\frac{\mathrm{Pe}_0}{\mathrm{Nu}_0}\right]. \qquad (12)$$

Критический подогрев зависит прежде всего от геометрических размеров твэла: более «устойчив» короткий твэл большого диаметра в широком кольцевом зазоре. При $\delta_0=2$ мм, $R=10$ мм, $L=1$ м, $\alpha_w=14\cdot10^{-6}$ град$^{-1}$, $\delta_w=2$ мм, $\lambda_w=20$ ккал/(м·ч·град), $\lambda_f=20$ ккал/(м·ч·град), $\mathrm{Pr}\ll1$, $p=0{,}8$, $n=0{,}25$ и $\mathrm{Pe}_0=10\div1000$ получаем $\Delta T_{f0\text{кр}}=20\div30$°C.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Бонилла Ч.** Вопросы теплопередачи в ядерной технике. Пер. с англ. М., Госатомиздат, 1961.
2. **Прочность** и деформация в неравномерных температурных полях. М., Атомиздат, 1962.
3. **Крамеров А. Я., Шевелев Я. В.** Инженерные расчеты ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
4. **Юрьев Ю. С., Канухина С. В.** В кн.: Труды Физико-энергетического института. М., Атомиздат, 1974, с. 308.
5. **Субботин В. И. и др.** Гидродинамика и теплообмен в атомных энергетических установках. М., Атомиздат, 1975, с. 335.

Поступило в Редакцию 27.11.78

УДК 621.039.556

Измерение полного нейтронного сечения неодима-145

АНУФРИЕВ В. А., КОЛЕСОВ А. Г., НИКОЛЬСКИЙ С. Н., САФОНОВ В. А.

В настоящей работе исследовалось полное нейтронное сечение ^{145}Nd в области энергии 0,02—350 эВ — одного из важнейших продуктов деления, имеющего относительно большие значения резонансного интеграла ($I_\gamma=240$ б) и теплового сечения ($\sigma_\gamma=42$ б [1]), а также высокое значение выхода при делении тепловыми и быстрыми нейтронами (3,8 и 3,5% соответственно). Поэтому значение резонансных параметров и энергетической зависимости полного сечения важно для конструирования и описания процессов тепловых и быстрых реакторов [2].

До настоящих измерений имелись сведения о резонансных параметрах уровней ^{145}Nd в диапазоне 4,3 — 4600 эВ [3—6], полученные на линейных ускорителях. Нейтронное сечение ниже 4,3 эВ приведено только в работе [1] и измерено на нейтронном спектрометре в диапазоне 0,02 — 9 эВ. Значения сечений поглощения при $v_0=2200$ м/с, полученные активационными методами, варьируются от 37 до 52 б. Значение резонансного интеграла захвата 240 ± 35 б, определенное из активационных измерений, приводится в работе [7].