

при  $q_F = \text{const}$ :

$$C_p \gamma W_{z_0} \delta_0 \left\{ 1 - \frac{3}{2-n} \frac{2}{\pi} \left[ \frac{e}{\delta_0} + 2,6 \frac{f_{\text{макс}}}{\delta_0} \left( \frac{z}{L} - \frac{z^3}{L^3} \right) \right] \right\} \times \\ \times \frac{dT_{fT}}{dz} = q_F - \frac{(T_{fT} - T_{fX})}{(\pi R)^2} (\lambda_f \delta_0 + \lambda_w \delta_w); \quad (6)$$

$$C_p \gamma W_{z_0} \delta_0 \frac{W_x \delta_x}{W_{z_0} \delta_0} \frac{dT_{fX}}{dz} = \\ = q_F + \frac{(T_{fT} - T_{fX})}{(\pi R)^2} (\lambda_f \delta_0 + \lambda_w \delta_w).$$

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:

$$\frac{T_{fT}}{\Delta T_{f_0}} = \frac{z}{L} \pm \frac{3}{2-n} \frac{2}{\pi} \left[ \frac{e}{\delta_0} \frac{z}{L} + 2,6 \frac{f_{\text{макс}}}{\delta_0} \times \right. \\ \times \left. \left( \frac{z^2}{2L^2} - \frac{z^4}{4L^4} \right) \right] - \frac{(1 + \lambda_w \delta_w / \lambda_f \delta_0)}{Re_0} \frac{2\delta_0 L}{(\pi R)^2} \frac{3}{2-n} \frac{4}{\pi} \times \\ \times \left[ \frac{e}{\delta_0} \frac{z^2}{2L^2} + 2,6 \frac{f_{\text{макс}}}{\delta_0} (z^3/6L^3 - z^5/20L^5) \right], \quad (7)$$

где  $\Delta T_{f_0} = q_F L / C_p \gamma W_{z_0} \delta_0$  — средний подогрев теплоносителя;  $Re_0 = C_p W_{z_0} 2\delta_0 / \lambda_f$  — число Пекле.

Температуру стенки горячей и холодной частей периметра твэла выражаем в виде

$$\frac{\Delta T_{wT.X}}{\Delta T_{f_0}} = \frac{T_{fT.X}}{\Delta T_{f_0}} + \frac{\Delta T_{\alpha_0}}{\Delta T_{f_0}} \frac{\alpha_0}{\alpha_{T.X}}, \quad (8)$$

где  $\Delta T_{\alpha_0}$  — средний температурный напор стенка — жидкость. Считая теплоотдачу стабилизированной и усредняя (4) по полупериметрам, из критерияльного соотношения  $Nu \sim Re^p$  получаем

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

Средний перепад температуры между горячим и холодным полупериметрами твэла выразится соотношением

$$\frac{\Delta \bar{T}_w}{\Delta T_{f_0}} = \frac{6}{\pi(2-n)} \left[ 1 - \frac{4}{3} \frac{\delta_0 L}{(\pi R)^2} \frac{1 + \lambda_w \delta_w / \lambda_f \delta_0}{Re_0} + \right. \\ \left. + \frac{2}{3} (3p - 2 + n) \frac{\Delta T_{\alpha_0}}{\Delta T_{f_0}} \right] \left( \frac{e}{\delta_0} + 0,61 \frac{f_{\text{макс}}}{\delta_0} \right). \quad (10)$$

Система (2) — (10) есть решение задачи: она позволяет, зная геометрические ( $\delta_0, L, R, \delta_w, e$ ), теплофизические

( $\lambda_w, \lambda_f, \alpha_w$ ) и режимные ( $n, Re_0, Nu_0, p$ ) параметры системы, построить зависимость стрелы прогиба  $f_{\text{макс}}/\delta_0$  и средней азимутальной температурной неравномерности  $\Delta \bar{T}_w/\Delta T_{f_0}$  от мощности твэла — подогрева  $\Delta T_{f_0}$ . Исключив из (2) — (10)  $\Delta \bar{T}_w/\Delta T_{f_0}$ , получим искомую зависимость:

$$\frac{f_{\text{макс}}}{\delta_0} = \frac{e}{\delta_0} / \frac{\pi(2-n)}{6} \left[ \frac{15,6\delta_0 R}{\alpha_w L^2 \Delta T_{f_0}} \right] \times \\ \times \left[ 1 + \frac{4}{3} \frac{\delta_0 L}{(\pi R)^2} \frac{1 + \lambda_w \delta_w / \lambda_f \delta_0}{Re_0} - \right. \\ \left. - \frac{2}{3} (3p - 2 + n) \frac{\delta_0}{L} \frac{Re_0}{Nu_0} \right] - 0,61. \quad (11)$$

Из нее видно, что стрела прогиба пропорциональна первоначальному эксцентриситету, с ростом подогрева  $\Delta T_{f_0}$  она растет сначала линейно, затем по гиперболической зависимости. При критическом подогреве  $\Delta T_{f_0 \text{кр}}$  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 дивергентными ребрами:

$$\Delta T_{f_0 \text{кр}} = \frac{13,4(2-n)\delta_0 R}{\alpha_w L^2} \left[ 1 + \frac{4}{3} \frac{\delta_0 L}{(\pi R)^2} \frac{1 + \lambda_w \delta_w / \lambda_f \delta_0}{Re_0} - \right. \\ \left. - \frac{2}{3} (3p - 2 + n) \frac{\delta_0}{L} \frac{Re_0}{Nu_0} \right]. \quad (12)$$

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,  $\alpha_w = 14 \cdot 10^{-6}$  град $^{-1}$ ,  $\delta_w = 2$  мм,  $\lambda_w = 20$  ккал/(м·ч·град),  $\lambda_f = 20$  ккал/(м·ч·град),  $Pr \ll 1$ ,  $p = 0,8$ ,  $n = 0,25$  и  $Re_0 = 10 \div 1000$  получаем  $\Delta T_{f_0 \text{кр}} = 20 \div 30^\circ\text{C}$ .

### 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  $^{145}\text{Nd}$  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  $^{145}\text{Nd}$  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  $240 \pm 35$  б, определенное из активационных измерений, приводится в работе [7].

Таблица 1

Состав образца неодима

Характеристика образца	$^{142}\text{Nd}$	$^{143}\text{Nd}$	$^{144}\text{Nd}$	$^{145}\text{Nd}$	$^{146}\text{Nd}$	$^{148}\text{Nd}$	$^{150}\text{Nd}$
Изотопный состав, %	0,60	0,50	2,99	84,80	10,72	0,28	0,11
Толщина, атом/б	$6,3 \times 10^{-9}$	$6,2 \times 10^{-5}$	$3,11 \times 10^{-4}$	$8,76 \times 10^{-3}$	$1,1 \times 10^{-3}$	$2,8 \times 10^{-5}$	$1,1 \times 10^{-5}$

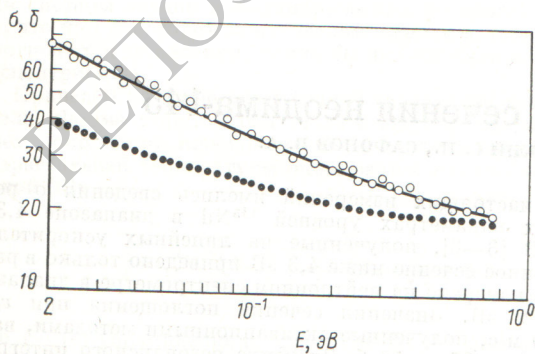
Нейтронное сечение в настоящей работе изучали методом времени пролета на 91,7-метровой пролетной базе нейтронного спектрометра реактора СМ-2 [8]. Лучшее разрешение спектрометра составляло 70 нс/м. Для регистрации нейтронов использовали гелиевые счетчики СНМ-17 (120 шт.) и временной анализатор АИ-4096.

В измерениях пропускания использовали образец в виде  $\text{Nd}_2\text{O}_3$  (табл. 1). В образце также присутствовали незначительные примеси следующих элементов:  $\text{Er} < 0,03\%$ ;  $\text{Sm} < 0,05\%$ ;  $\text{Pr} < 0,3\%$ ;  $\text{Ce} < 0,1\%$ ;  $\text{Eu} < 0,03\%$ . Пропускание образца изучали в области энергии до 350 эВ. В тепловой области энергии 0,02 — 1 эВ полное сечение  $^{145}\text{Nd}$  измеряли с разрешением 1500 нс/м, используя два детектора, расположенные на разных базах для учета малоуглового рассеяния. Для исключения возможных систематических погрешностей в определении полного нейтронного сечения в тепловой области энергии дополнительно измеряли пропускание золотой пластины толщиной  $8 \cdot 10^{-3}$  атом/б.

**Результаты и обсуждение.** В диапазоне энергии до 350 эВ идентифицирован 21 уровень  $^{145}\text{Nd}$ , для 19 из них определены резонансные параметры. Расчет параметров до 103 эВ проводили методом «формы», выше — методом «площадей». В табл. 2 представлены параметры резонансов  $^{145}\text{Nd}$  из настоящих измерений, для сравнения приведены результаты работы [1].

Параметры  $2g\Gamma_n^0$  при энергии резонансов с  $E_0 = 305$  и 320 эВ не приводим ввиду недостаточного разрешения спектрометра. Нами найден слабый новый уровень при  $E_0 = 18,9$  эВ, не наблюдавшийся в работах [3, 5, 6] вследствие малой толщины образцов ( $1 \cdot 10^{-4} - 1 \cdot 10^{-4}$  атом/б).

Результаты измерения полного нейтронного сечения в тепловой области представлены на рисунке. Предшествующие измерения полного нейтронного сечения золота показали отсутствие систематических отклонений и в пределах погрешности ~2% результаты измерений совпали с пре-



Прямое нейтронное сечение в тепловой области: о — эксперимент; ... — расчет из положительных уровней; — — расчет с учетом отрицательного уровня

Таблица 2

Параметры нейтронных уровней  $^{145}\text{Nd}$ 

$E_0$ , эВ	$\Gamma_\gamma$ , МэВ	$2g\Gamma_n^0$ , МэВ	$2g\Gamma_n^0$ , МэВ [1]
-2,5	(60)	0,95	—
$4,35 \pm 0,02$	$57 \pm 4$	$0,54 \pm 0,03$	$0,57 \pm 0,04$
$18,9 \pm 0,1$	(60)	$0,005 \pm 0,001$	—
$42,5 \pm 0,3$	$65 \pm 8$	$52,2 \pm 3,0$	$47,6 \pm 2,3$
$85,6 \pm 0,6$	$58 \pm 10$	$1,52 \pm 0,15$	$1,33 \pm 0,11$
$95,9 \pm 1,1$	(60)	$0,47 \pm 0,03$	$0,52 \pm 0,02$
$102,6 \pm 1,2$	$68 \pm 15$	$1,11 \pm 1,0$	$11,3 \pm 0,5$
$103,2 \pm 1,2$	(60)	$4,1 \pm 0,3$	$3,83 \pm 0,12$
$146,6 \pm 1,4$	—	$1,4 \pm 0,2$	$1,73 \pm 0,12$
$151,9 \pm 1,4$	—	$1,31 \pm 0,06$	$1,20 \pm 0,04$
$169,8 \pm 1,5$	—	$0,20 \pm 0,02$	$0,23 \pm 0,02$
$188,8 \pm 1,7$	—	$2,25 \pm 0,18$	$2,4 \pm 0,2$
$232,5 \pm 2,0$	—	$0,24 \pm 0,03$	$0,43 \pm 0,03$
$241,5 \pm 2,2$	—	$4,8 \pm 0,3$	$4,5 \pm 0,2$
$247,0 \pm 2,2$	—	0,3	$0,24 \pm 0,03$
$259,2 \pm 2,3$	—	$5,3 \pm 0,6$	$6,2 \pm 0,3$
$274,0 \pm 2,5$	—	$7,4 \pm 0,7$	$8,9 \pm 0,9$
305±3	—	—	$3,3 \pm 0,7$
310±3	—	—	$17,2 \pm 0,9$
320±4	—	20±1	$0,67 \pm 0,06$
342±4	—	—	$3,1 \pm 0,2$
		$3,0 \pm 0,2$	

цизионными измерениями  $\sigma_t(E)$  в работе [9]. В результатах измерений  $^{145}\text{Nd}$  были учтены эффекты парамагнитного малоуглового рассеяния на порошке  $\text{Nd}_2\text{O}_3$ . Величина и энергетическая зависимость парамагнитного рассеяния в диапазоне 0,02—1 эВ основывались на результатах работы [10]. Эта поправка вносила основную погрешность в результаты измерений  $\sigma_t(E)$ . Как видно из рисунка, рассчитанное полное нейтронное сечение  $^{145}\text{Nd}$  из резонансных параметров положительных уровней (см. табл. 2) неудовлетворительно описывает экспериментально измеренное полное сечение. Подгонка расчетного сечения к экспериментальному с учетом отрицательного уровня дала следующие параметры:  $E_0 = -2,5$  эВ,  $2g\Gamma_n^0 = 0,95$  МэВ с принятым значением  $\Gamma_\gamma = 60$  МэВ. Эти результаты расходятся с данными работы [10], в которой приведены следующие параметры:  $E_0 = -20$  эВ,  $2g\Gamma_n^0 = 140$  МэВ ( $\Gamma_\gamma = 70$  МэВ). В работе [11] авторы рекомендуют отрицательный уровень при  $E_0 = -6$  эВ.

Значение полного нейтронного сечения  $^{145}\text{Nd}$  при  $v_0 = 2200$  м/с составило  $64 \pm 4$  б. На основании значения  $\sigma_s = 17 \pm 2$  б, полученного из анализа межрезонансной области неодимового образца, определено сечение поглощения  $^{145}\text{Nd}$ :  $\sigma_a = 47 \pm 3$  б. Следует отметить, что вклад отрицательного уровня в сечение поглощения составляет 85% при  $v_0 = 2200$  м/с.

Из полученных резонансных параметров был рассчитан резонансный интеграл захвата, равный  $245 \pm 30$  б. Учет вклада отрицательного уровня (66) определяли из соотношения, предложенного в работе [11].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. BNL-325 Third ed. 1973.
2. Tyrer J. In: Fission Product Nuclear Data. V. 1, Rev. Paper N 3, 1974, IAEA-169.
3. Alves R. e.a. «Nucl. Phys.», 1969, v. A134, p. 118.
4. Migneco E. e.a. «J. Nucl. Energy», 1969, v. 23, p. 369.
5. Tellier H. e.a. In: Proc. 3rd Conf. on Neutron Cross Section and Technology. Knoxville, 15—17 March 1971, p. 680.
6. Rohr G. e.a. Ibid., p. 743.

7. Вертебный В. П. и др. В кн.: Труды конф. «Нейтронная физика». Ч. 2. Обнинск, изд. ФЭИ, 1974, с. 104.  
 8. Cabell M. «J. Inorg. Nucl. Chem.», 1968, v. 30, p. 897.  
 9. Беланова Т. С. и др. Препринт НИИАР П-6(272). Димитровград, 1976.

10. Als.-Nielsen J. «Phys. Rev.», 1964, v. 133, p. B925.  
 11. Ribon P. e.a. CEA-N-1832, NEANDC(E)-1672, 1975.

Поступило в Редакцию 04.12.78

УДК 621.387:539.1.074

## Широкодиапазонная камера деления для СУЗ ядерных реакторов

МАЛЫШЕВ Е. К., БЕЛОЗЕРОВ В. Г., ШЕТИНИН О. И.

При эксплуатации ядерных реакторов необходимо вести устойчивый контроль примерно от  $10^{-10}$  до 100% номинальной мощности. Как правило, такой контроль осуществляется измерением плотности нейтронного потока с помощью нейтронных ионизационных камер. Наиболее удобным детектором представляется ионизационная камера деления с радиатором, содержащим  $^{235}\text{U}$ , которая используется последовательно в режимах регистрации отдельных импульсов и измерения среднего ионизационного тока. Для обеспечения высокой надежности контроля важным является перекрытие границ двух режимов работы камеры в пределах приблизительно одного десятичного порядка изменения нейтронного потока. Выпускаемые промышленностью камеры деления типа КНТ-31, КНТ-54-1 и КНТ-15 [1] не удовлетворяют этому требованию, так как нижняя граница токового режима этих камер определяется собственным фоном  $\alpha$ -излучения радиатора, достигающим  $1 \cdot 10^{-8}$  А. Верхний предел импульсного режима ограничен быстродействием как самой камеры, так и применяемой электронной аппаратуры, а в ряде случаев и наличием ложных сигналов, обусловленных наложением большого числа единичных импульсов, иницируемых  $\gamma$ -излучением реактора [2]. В связи с этим перекрытие двух режимов работы камеры деления до последнего времени требует применения в СУЗ реакторов одновременно различных типов детекторов. Как правило, камеры деления применяют только в импульсном режиме в диапазоне  $10^{-10}$  — 10% номинальной мощности реактора; в других случаях используют токовые камеры с борным или гелиевым радиатором, имеющие дополнительный рабочий объем для компенсации фона  $\gamma$ -излучения (камеры КНК-53М, КНК-3, КНК-4 [1]). К недостаткам таких систем относится большое количество применяемых детекторов и соответственно линий связи, усложнение вторичной аппаратуры. Применение одного широкодиапазонного детектора способствовало бы упрощению СУЗ наряду с повышением ее надежности и экономичности.

В настоящее время впервые в СССР разработана и освоена в промышленном производстве широкодиапазонная нейтронная камера деления КНК-15-1 с повышенной степенью компенсации фона  $\gamma$ -излучения. На рис. 1 показана конструкция этой камеры. Электродная система образована набором из 89 пластин диаметром 44 мм, объединенных в две секции: нейтронную, чувствительную к нейтронам и  $\gamma$ -излучению, и компенсирующую, чувствительную только к  $\gamma$ -излучению. Пластины нейтронной секции покрыты слоем  $\text{U}_3\text{O}_8$  толщиной  $1 \text{ мг/см}^2$ . Каждая имеет по три выступа, заходящих в отверстия стоек, установленных в опорных изоляторах на фланцах (3, 8). Расположение отверстий в стойках обеспечивает межэлектродный зазор  $1,6 \text{ мм}$ . Электрический контакт пластин со стойками достигается точечной сваркой. Электродная система заключена в цилиндрический корпус с фланцами 2 и 9, один из которых несет три металлокерамических узла, служащих электровводами камеры. Герметичность камеры обеспечивается аргонодуговой сваркой. Основные металлокермические части изготовлены из нержавеющей стали марки 12Х18Н10Т, изоляторы — из высокоглиноземистой керамики. Камера наполняется смесью газов 96%  $\text{Ar} + 2\% \text{He} + 2\% \text{N}_2$  при давлении 3,5 ат. Добавка гелия служит для контроля герметичности камеры после ее изготовления. Конструк-

ция камеры обеспечивает механическую устойчивость к вибрациям и ударам в соответствии с ГОСТ 16962—71. Диаметр камеры 50, длина 260 мм, масса 950 г. Электрическая емкость каждой секции 360 пФ. При рабочем напряжении от 250 до 400 В время собирания электронов ионизации ( $50 \div 100$ ) нс. Камера допускает эксплуатацию при температуре  $315^\circ\text{C}$  в течение 25 тыс. ч. Срок службы 5 лет.

В отличие от аналогичной камеры КНК-15 радиатор камеры КНК-15-1 содержит меньшее количество  $^{234}\text{U}$ , определяющего  $\alpha$ -активность радиатора. Благодаря этому собственный фон камеры не превышает  $5 \cdot 10^{-10}$  А, что позволило более чем на порядок уменьшить нижнюю границу токового режима. При этом чувствительность к тепловым нейтронам составляет  $(2,6 \pm 0,3) \cdot 10^{-13}$  А/нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ .

Для выравнивания чувствительности к  $\gamma$ -излучению часть пластин компенсирующей секции изготовлена из талтала. Это позволило существенно уменьшить возможную раскомпенсацию камеры при изменении спектра  $\gamma$ -излуче-

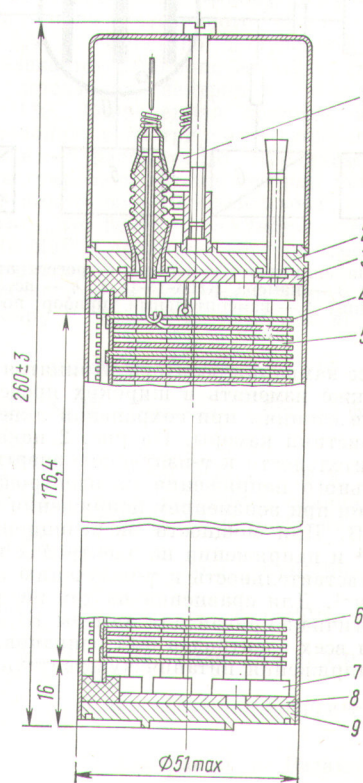


Рис. 1. Конструкция ионизационной камеры КНК-15-1: 1 — металлокерамические узлы; 2, 3, 8, 9 — фланцы; 4 — пластины электродной системы; 5 — стойки; 6 — корпус; 7 — опорные изоляторы