

УДК 539.125.5

# Измерение сечений радиационного захвата нейтронов для $^{238}\text{U}$ и $^{197}\text{Au}$ относительно сечения упругого рассеяния нейтронов на протонах

ДАВЛЕТШИН А. Н., ТИХОНОВ С. В., ТИПУНКОВ А. О., ТОЛСТИКОВ В. А.

Интерес к изучению сечений радиационного захвата быстрых нейтронов для  $^{238}\text{U}$  и  $^{197}\text{Au}$  в основном обусловлен практическими потребностями расчетов быстрых реакторов с расширенным воспроизводством ядерного топлива. Расхождение экспериментальных данных разных авторов, исследовавших указанные сечения, еще достаточно велико. Большинство работ выполнено по отношению к стандартным сечениям, которые сами обладают сложной структурой, что может вносить дополнительные погрешности. Для получения экспериментальных данных с повышенной точностью в настоящей работе проведены измерения сечений захвата  $^{238}\text{U}$  и  $^{197}\text{Au}$  по отношению к плавно изменяющемуся сечению  $n, p$ -рассеяния в диапазоне энергии нейтронов 0,35—1,4 МэВ.

**Облучение образцов.** Облучение образцов проводили на электростатическом ускорителе с использованием реакций  $T(p, n)^3\text{He}$ ,  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ . На рис. 1 схематически показаны геометрические условия расположения образца и водородного счетчика при облучении. Образец и счетчик располагали под углом  $0^\circ$  по отношению к пучку протонов.

Плотность потоков нейтронов в центре образцов  $(3 \div 6) \cdot 10^6$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ ; относительная эффективность (отношение числа взаимодействий к числу попавших нейтронов) для радиационного захвата образцов из  $\text{U}_3\text{O}_8$   $(0,5 \div 0,9) \times 10^{-2}\%$ , для образцов из  $\text{Au}$  —  $(0,8 \div 2) \cdot 10^{-2}\%$ . Ослабление пучка нейтронов образцом в контейнере при энергии 350—1400 кэВ равно 3,5—9%. Конструкция счетчиков описана в работе [1]. Наполнение счетчиков — водород или метан без добавок.

Сечение радиационного захвата нейтронов энергией  $E_n$  рассчитывалось по формуле

$$\sigma_{\text{об}}(E_n) = \frac{N_{\gamma}}{\eta N_{\text{вз}}} \frac{f(\lambda, t)}{C_{\Phi}} \frac{n_{\text{н.сч}} V_{\text{сч}}}{m_{\text{н.об}}} \frac{G_{\text{сч}}}{G_{\text{об}}} \sigma_{\text{сч}}(E_n). \quad (1)$$

Здесь  $\eta$  — эффективность Ge — Li-детектора;  $f(\lambda, t)$  — временной множитель;  $n_{\text{н.сч}}$  — число ядер водорода в 1  $\text{см}^3$ ;  $V_{\text{сч}}$  — чувствительный объем счетчика;  $m_{\text{н.об}}$  — число активируемых ядер в образце;  $\sigma_{\text{сч}}(E_n)$  — сечение  $n, p$ -рассеяния [2];  $\sigma_{\text{об}}(E_n)$  — сечение радиационного захвата нейтронов;  $C_{\Phi}$  — поправка на непостоянство во времени мощности источника нейтронов.

Геометрические множители для счетчика и образца имеют одинаковый вид:

$$G_{\text{сч}} = \frac{v_{\text{сч}}}{V_{\text{сч}} n_{\text{н.сч}} \sigma_{\text{сч}}}; \quad (2)$$

$$G_{\text{об}} = \frac{v_{\text{об}}}{m_{\text{н.об}} \sigma_{\text{об}}}. \quad (3)$$

В этих выражениях  $v$  есть абсолютная эффективность соответствующего детектора. В обоих случаях  $v$  рассчитывается для дискового изотропного источника нейтронов и цилиндрического однородного детектора, расположенных соосно [3].

Величины  $N_{\gamma 0}$  и  $N_{\text{вз}}$  в выражении (1) вычисляются по формулам

$$N_{\gamma 0} = \frac{N_{\gamma} A_{\gamma}}{T_{\text{ж}\gamma}}; \quad (4)$$

$$N_{\text{вз}} = \frac{N_{\text{изм}}(x)}{T_{\text{ж}A_e}(x) K_{\text{н}\epsilon p}(x)}, \quad (5)$$

где  $N_{\gamma}$  — площадь пика полного поглощения;  $T_{\text{ж}\gamma}$  — поправка на мертвое время анализатора, регистрирующего  $\gamma$ -спектр;  $N_{\text{изм}}(x)$  — площадь спектра протонов отдачи (СПО) для порога  $x = E_p/E_n$  ( $E_p$  — энергия протонов отдачи, т. е.  $N_{\text{изм}}(x)$  есть экспериментальный интегральный

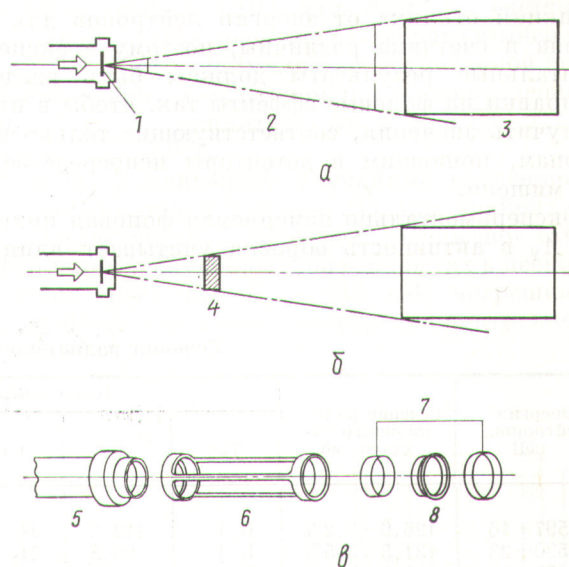


Рис. 1. Геометрия измерений потока нейтронов (а), облучения образцов (б) и конструкция сборки для облучения образцов (в); 1 — мишень; 2 — место установки теневого конуса; 3 — Н-счетчик; 4 — образец; 5 — мишенедержатель; 6 — держатель образца; 7 — контейнер из кадмия; 8 — образец

Сечения радиационного захвата нейтронов  $^{238}\text{U}$ 

Энергия нейтронов, кэВ	Сечение радиационного захвата, мб	Водородный счетчик					Ge — Li детектор	
		Тип	Объем, см <sup>3</sup>	Газ	Давление, 10 <sup>5</sup> Па	Параметр формы СПО	Объем, см <sup>3</sup>	Эффективность, %
597±16	127,1±3,9 %	И-1	112,2	H <sub>2</sub>	1,65	0,487	32	1,66±0,03
590±23	130,8±3,6 %	К-1	99,3	H <sub>2</sub>	2,03	0,558	32	1,66±0,03
792±22	135,7±4,2 %	К-1	99,3	H <sub>2</sub>	2,03	0,497	32	1,66±0,03
1026±22	124,2±3,6 %	К-1	99,3	H <sub>2</sub>	2,03	0,411	32	1,66±0,03
352±25	117,4±3,1 %	К-2	179,7	H <sub>2</sub>	1,86	0,632	70	1,98±0,04
700±41	128,8±2,8 %	К-2	179,7	H <sub>2</sub>	1,86	0,553	70	1,98±0,04
1192±33	87,4±3,1 %	К-2	179,7	H <sub>2</sub>	1,86	0,375	70	1,98±0,04
348±23	119,9±2,8 %	К-1	99,3	H <sub>2</sub>	0,90	0,586	50	1,87±0,02
348±15	122,3±3,0 %	К-1	99,3	H <sub>2</sub>	0,90	0,586	50	1,87±0,02
603±36	114,6±2,7 %	К-1	99,3	H <sub>2</sub>	0,90	0,456	50	1,87±0,02
1400±31	69,6±2,3 %	К-15	255,0	CH <sub>4</sub>	3,04	0,632	50	1,87±0,02
1400±31	75,9±2,7 %	К-18	177,8	H <sub>2</sub>	2,60	0,392	50	1,87±0,02
350±24	124,8±2,8 %	К-1	99,3	H <sub>2</sub>	0,90	0,586	50	1,87±0,02
600±22	114,0±2,5 %	К-15	255,0	CH <sub>4</sub>	3,04	0,677	50	1,87±0,02
1400±23	71,7±2,5 %	К-15	255,0	CH <sub>4</sub>	3,04	0,632	50	1,87±0,02

СПО);  $T_{ж}$  — поправка на «мертвое» время анализатора, регистрирующего СПО;  $K_{н\epsilon p}(x)$  — рассчитанный методом Монте-Карло интегральный СПО для выбранного значения порога [4]. Выражение (5) можно записать и для дифференциального СПО. Вопросы, связанные с вычислением  $N_{вз}$ , подробно рассмотрены в работе [5].

Существенно, что эффекты в образце  $N_{\gamma,0}$  и в счетчике  $N_{вз}$  в формуле (1) вызваны почти моноэнергетическими нейтронами. При облучении образца это условие невыполнимо. Зависимости функций отклика от энергии нейтронов для образца и счетчика различны, поэтому в экспериментальные результаты должны быть введены поправки на фоновые эффекты так, чтобы в итоге получить значения, соответствующие только нейтронам, попавшим в детекторы непосредственно из мишени.

Экспериментально измеряемая фоновая поправка  $A_{\gamma}$  в активность образца учитывает влияние

помещения, конечной массы образца, контейнера, мишенедержателя, держателя образца. Кроме того, вводится поправка на неизотропность источника нейтронов, поэтому в табл. 1 и 2 указан разброс энергии нейтронов, вызванный только толщиной мишени. Подробно эта поправка рассмотрена в работе [6].

Фоновая поправка  $A_{\epsilon}(x)$  в экспериментальный СПО включает влияние помещения, стенок и торцов счетчика, мишенедержателя и держателя образца с образцом, а также ослабление пучка нейтронов слоем воздуха. Эта поправка была измерена для каждого использовавшегося положения счетчика и энергии нейтронов в виде спектра поправок для дифференциального или интегрального СПО. На рис. 3 представлены результаты измерения  $A_{\epsilon}(x)$  для нескольких значений энергии нейтронов. Экспериментальная абсолютная величина поправки нормирована на СПО, соответствующий нейтронам, попавшим в

Таблица 2

Сечения радиационного захвата нейтронов  $^{197}\text{Au}$ 

Энергия нейтронов, кэВ	Сечение радиационного захвата, мб	Водородный счетчик					Ge — Li-детектор		$\frac{\sigma_n, \gamma(\text{U})}{\sigma_n, \gamma(\text{Au})}$
		Тип	Объем, см <sup>3</sup>	Газ	Давление, 10 <sup>5</sup> Па	Параметр формы СПО	Объем, см <sup>3</sup>	Эффективность, %	
597±16	126,6±3,2%	И-1	112,2	H <sub>2</sub>	1,65	0,487	32	2,24±0,007	1,004±3,8%
590±23	131,5±3,5%	К-1	99,3	H <sub>2</sub>	2,03	0,558	32	2,24±0,007	0,995±3,9%
352±19	212,7±3,4%	К-2	179,7	H <sub>2</sub>	1,86	0,632	70	3,01±0,06	0,552±3,9%
700±41	121,0±2,9%	К-2	179,7	H <sub>2</sub>	1,86	0,553	70	3,01±0,06	1,060±3,4%
1188±38	74,8±3,4%	К-2	179,7	H <sub>2</sub>	1,86	0,375	70	3,01±0,06	1,168±3,7%
348±23	200,8±2,7%	К-1	99,3	H <sub>2</sub>	0,90	0,586	50	2,71±0,007	0,597±3,3%
348±15	223,0±2,7%	К-1	99,3	H <sub>2</sub>	0,90	0,586	50	2,71±0,007	0,548±3,4%
1400±27	67,7±2,7%	К-15	255,0	CH <sub>4</sub>	3,04	0,632	50	2,71±0,007	1,028±3,0%

счетчик непосредственно из мишени. Данные на рис. 2 относятся к счетчику К-2 (см. табл. 1, 2), расположенному на расстоянии 70 см от мишени.

**Эффективность Ge—Li-детектора.** В пучке тепловых нейтронов одновременно облучаются одинакового состава образец, использованный при измерениях на ЭСУ, и две фольги (рис. 3). При условии равенства плотности потока нейтронов через образец и фольгу эффективность можно вычислить по формуле:

$$\eta = Am/aM, \quad (6)$$

где  $M, m$  — массы образца и фольги соответственно.

Активность образца  $A$  измеряли Ge—Li-детектором по пику полного поглощения энергией  $E_\gamma = 74,7$  кэВ для образцов из  $U_3O_8$  и 412 кэВ для образцов из Au. Абсолютная активность фольги  $a$  определялась методом  $4\pi\beta\text{-}\gamma$ -совпадений.

Для сборки, показанной на рис. 3, плотность потоков  $\phi_1, \bar{\phi}$  и  $\phi_2$  не одинакова. Если обозначить через  $C^2$  пропускание сборки, то можно показать, что

$$\eta = \eta_1/C = C\eta_2, \quad (7)$$

где  $\eta_1, \eta_2$  — эффективность вычисленная для фольг 1 и 2 по формуле (6).

Следовательно, по результатам облучения двух фольг и образца эффективность Ge—Li-детектора можно определить по формуле

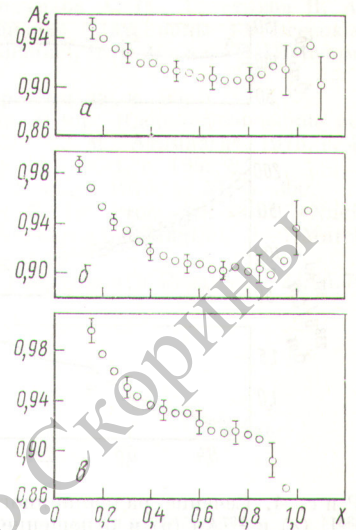
$$\eta = \sqrt{\eta_1\eta_2}. \quad (8)$$

При этом абсолютная активность фольги из  $U_3O_8$  была измерена методом  $4\pi\beta\text{-}\gamma$ -совпадений с последующим введением в результат поправки на эффективность регистрации в  $\beta$ -канале для источников конечной толщины [7]. Абсолютная активность фольги из золота найдена методом двойной линейной экстраполяции  $\beta$ -счета к значению эффективности регистрации, равному единице [8]. Площадь диска полного поглощения при измерении активности образцов Ge—Li-детектором определяли методом трапеции [9].

**Результаты измерений.** В табл. 1 приведены измеренные значения  $\sigma_{n, \gamma}$  для  $^{238}U$ , а в табл. 2 — для  $^{197}Au$ . Часть этих данных в виде предварительных результатов опубликована в работах [10, 11]. Впоследствии для них были уточнены фоновые поправки в активность образца, и в настоящей работе публикуются окончательные результаты. Указанные в таблицах погрешности соответствуют 68%-ному доверительному интервалу.

В таблицах приведена также информация об использованных детекторах. Применение различных Ge—Li-детекторов, водородных счетчиков, изменение состава наполнения и давления газа уменьшают неизвестную систематическую погрешность, связанную с параметрами этих детекторов и вносимую всей совокупностью наших

Рис. 2. Фоновая поправка  $A_g(x)$  для энергии нейтронов 350 кэВ (а), 700 (б) и 1200 кэВ (в)



данных при использовании их для оценки сечений радиационного захвата. Возможные систематические погрешности фоновой поправки в активность при  $E_n = 350$  кэВ для  $^{197}Au$  составляют от  $-2$  до  $+3\%$ , для  $^{238}U$  от  $-1,5$  до  $+2\%$ , при  $E_n = 1400$  кэВ границы интервалов приблизительно вдвое меньше.

При использовании водородных счетчиков не требовалось, чтобы СПО были близки по форме к равномерному распределению. Поэтому при использовании счетчика в широком диапазоне энергии СПО сильно отличались от равномерного распределения. В табл. 1,2 приведены значения параметра формы СПО для каждого счетчика. Этот параметр есть значение расчетного интегрального СПО  $\epsilon_p(x=0,3)$  для рассматриваемой энергии нейтронов. Для равномерного распределения импульсов по амплитуде от  $x=0$  до  $x=1$   $\epsilon_p(x=0,3) = 0,7$ .

В табл. 3 приведены случайные погрешности всех множителей в форме (1) для крайних точек энергетического диапазона. Приведем также информацию о случайных погрешностях в несколько ином виде: для  $E_n = 350$  кэВ погрешность всех величин, связанных с измерением активности,

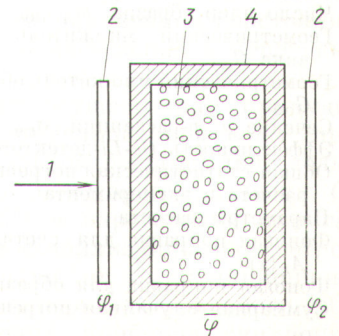


Рис. 3. Облучение образцов в пучке тепловых нейтронов: 1 — нейтроны; 2 — фольга; 3 — образец; 4 — контейнер

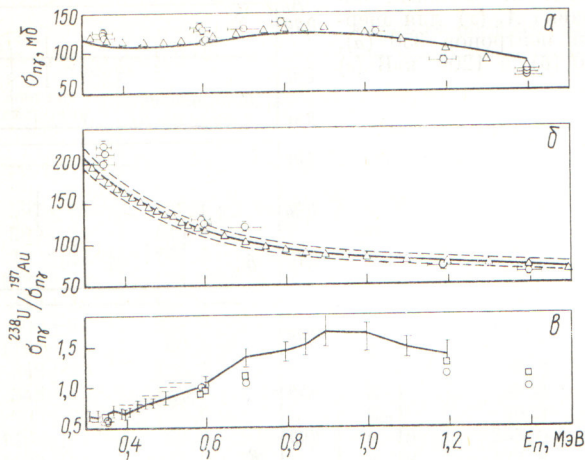


Рис. 4. Сечение радиационного захвата нейтронов для  $^{238}\text{U}$  (а) и  $^{197}\text{Au}$  (б) и отношение  $\sigma_{n,\gamma}$  для  $^{238}\text{U}$  к  $\sigma_{n,\gamma}$  для  $^{197}\text{Au}$ : а, б —  $\circ$  — данные настоящей работы;  $\triangle$  — оцененные данные работы [12] для  $^{238}\text{U}$  и [13] для  $^{197}\text{Au}$ ; — — — оценка по работе [12]; — — — — средний квадратический разброс оцениваемых экспериментальных данных относительно работы [13], равный 6,5%; в —  $\circ$  — данные настоящей работы;  $\square$  — отношения, вычисленные по данным [2]; — — — — данные работы [15]; — — — — данные работы [14]

составляет 2,4%, а для величин, относящихся к водородному счетчику, 1,6%. Для энергии  $E_n = 1400$  кэВ эти погрешности равны соответственно 1,9 и 1,9%.

#### Обсуждение результатов измерений и выводы.

На рис. 4, а, б приведены результаты наших измерений с указанием случайных погрешностей и энергетического разброса облучающих нейтронов, а также наши оценки сечений радиационного

Таблица 3

Составляющие суммарной случайной погрешности сечений  $^{238}\text{U}$

Величина	Погрешность, %	
	350 кэВ	1400 кэВ
Временной множитель $t(\lambda, t)$	0,2	0,2
Поправка на постоянство мощности источника нейтронов, $C_\Phi$	0,1	0,1
Число ядер водорода в 1 см <sup>3</sup> , $n_{\text{я}} \cdot \text{сч}$	0,2	0,2
Объем счетчика, $V_{\text{сч}}$	0,6	0,6
Число ядер образца, $m_{\text{я}} \cdot \text{об}$	0,1	0,1
Геометрический множитель счетчика $G_{\text{сч}}$	0,3	0,3
Геометрический множитель образца, $G_{\text{об}}$	0,6	0,6
Сечение $n, p$ -рассеяния, $\sigma_{\text{сч}}$	1,0	1,0
Эффективность Ge-Li-детектора, $\eta$	0,9	0,9
Общая статистическая погрешность расчета и эксперимента	0,6	0,6
Параметры расчета	0,5	1,0
Фоновая поправка для счетчика, $A_e(x)$	0,6	0,9
Фоновая поправка для образца, $A_p$	2,0	1,4
Суммарная случайная погрешность	2,8	2,7

захвата для  $^{238}\text{U}$  [12] и  $^{197}\text{Au}$  [13] и оценки из ENDF/B IV [2].

Наши результаты для  $^{238}\text{U}$  лучше согласуются с оценкой работы [12], чем с оценкой [2], а для  $^{197}\text{Au}$  одинаково отличаются от очень близких оценок работ [13] и [2]. На левой границе энергетического интервала наши результаты превышают оцененные значения в среднем на  $(3 \pm 2)\%$  для  $^{238}\text{U}$  и на  $(15 \pm 3)\%$  для  $^{197}\text{Au}$ . При  $E_n = 1,4$  МэВ наши результаты меньше в среднем на  $(7 \pm 2)\%$  для  $^{238}\text{U}$  и на  $(9 \pm 5)\%$  для  $^{197}\text{Au}$ . При  $E_n \approx 1$  МэВ для обоих элементов наши данные в среднем совпадают с оценками публикаций [2, 12, 13]. Таким образом, для обоих элементов зависимость от энергии для наших данных иная, чем для оцененных данных. Отметим, что приблизительно такая же энергетическая зависимость  $\sigma_{n,\gamma}$  для  $^{197}\text{Au}$  была получена в работе [14] методом времени пролета.

Этот вывод представляется достоверным. Все измеренные нами значения сечений отличаются друг от друга, по крайней мере, одним из условий проведения эксперимента: энергией нейтронов, Ge-Li-детектором, счетчиком и давлением газа в нем, мишенедержателем. Средний квадратический разброс относительно средних значений в энергетических точках, для которых есть повторные измерения, равен 4,5%. Средняя случайная погрешность наших данных 3,1%. Различие между этими оценками случайных погрешностей, видимо, вызвано систематическими погрешностями в сечениях, вносимыми величинами  $\eta$ ,  $A_e(x)$ ,  $n_{\text{я}} \cdot \text{сч}$ ,  $V_{\text{сч}}$  в формулу (1).

По измеренным сечениям были вычислены отношения сечений радиационного захвата для урана и золота. В погрешность этих отношений не входят погрешности величин, относящиеся к счетчику протонов отдачи, за исключением статистических. На рис. 4, в приведены наши результаты и данные работ [2, 14, 15]. Наиболее близки к нашим результатам значения, полученные из оценок публикации [2].

Необходимость надежной информации о  $\sigma_{n,\gamma}$   $^{238}\text{U}$  требует для уменьшения возможных систематических погрешностей полученных результатов дальнейших измерений по описанной методике. Желательно расширение энергетического диапазона как в сторону меньшей энергии нейтронов с помощью дискриминации  $\gamma$ -квантов, так и большей энергии путем использования счетчиков, наполненных метаном и водородом.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Байкалов С. Н., Королев В. С., Чубинский В. В. В кн.: Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Труды 2-го Всесоюз. совещания. Т. 1. М., 1974, с. 58.
2. Maguro B. ENDF/B IV Cross Section Measurement Standards. August 1975, BNL-NCS-504464.

3. Варганов Н. А., Самойлов П. С. Прикладная гамма-спектрометрия. М., Атомиздат, 1969.
4. Давлетшин А. Н., Платонов В. П., Толстикова В. А. В кн.: Ядерные константы. Вып. 9. М., Атомиздат, 1972, с. 107.
5. Давлетшин А. Н., Толстикова В. А. «Атомная энергия», 1977, т. 42, вып. 1, с. 43.
6. Давлетшин А. Н. и др. «Атомная энергия», наст. вып. с. 113.
7. Гаранов Э. Ф. и др. Препринт ФЭИ-501. Обнинск, 1974.
8. Menke H., Fahland J. Standardization of Radionuclides, SM-79/18, Vienna, 1967.
9. «IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1972, v. NS-19, N 1, p. 155.
10. Давлетшин А. Н., Типунков А. О., Толстикова В. А. В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике). Ч. 4. М., изд. ЦНИИатоминформ, 1976, с. 109.
11. Давлетшин А. Н. и др. Там же, с. 99.
12. Виноградов В. Н. и др. В кн.: Ядерно-физические исследования в СССР. Вып. 22. М., Атомиздат, 1976, с. 4.
13. Виноградов В. Н. и др. [10], ч. 1, с. 165.
14. Roenitz W. «Nucl. Sci. Engng», 1975, v. 57, p. 300.
15. Spenser R., Keappeler F. In: Proc. 4th Conf. «Nucl. Cross Section and Technology. Washington, 3-7 March 1975, v. 2, p. 620.

Поступила в Редакцию 23.04.79

УДК 621.039.5.629.1

## О растворимости азота в воде

КАЛАЙДА Ю. А., КАТКОВ Ю. Д., КУЗНЕЦОВ В. А., ЛАСТОВЦЕВ А. Ю., ЛАСТОЧКИН А. П., СЫСОВЕВ В. С.

Вопрос о растворимости азота в воде при ее повышенных параметрах приобрел за последние годы важное практическое значение в связи с использованием азота в качестве рабочего тела в системах компенсации объема в водо-водяных реакторах. Это приводит к весьма значительному насыщению теплоносителя первого контура азотом.

Повышенная концентрация азота в теплоносителе ( $C = 2000 \div 3000$  н. мл  $N_2$ /кг  $H_2O$ ) может нарушить нормальную работу и явиться причиной выхода из строя циркуляционных насосов, фильтров системы очистки твэлов и другого оборудования первого контура [1—4].

Анализ опубликованных данных о растворимости азота в воде [5—12] показал, что для низких давления и температуры есть достаточно большое число экспериментальных данных, относительно хорошо совпадающих, а для умеренных и высоких давления и температуры данных мало, и они иногда существенно отличаются друг от друга.

Одна из причин этих расхождений, по нашему мнению, — отсутствие объективного метода определения предельного (равновесного) значения концентрации азота в воде при различных параметрах. Во всех работах оценка предельного значения растворимости была в известной мере субъективна, так как зависела от условий проведения эксперимента.

В связи с этим авторы настоящей работы поставили следующие задачи:

разработать метод, который позволял бы объективно определять предельное значение концентрации азота в воде;

экспериментально исследовать растворимость азота в воде в области умеренных и повышенных параметров, типичных для водо-водяных реакторов.

Исследования проводили на специальном стенде с принудительной циркуляцией, оборудованном системами компенсации и воздухогазоудаления. Особенность стенда — универсальный компенсатор объема (КО), который может быть использован в газовом, паровом или парогазовом режимах работы. В циркуляционный контур включен теплоизолированный пробоотборник специальной конструкции (вместимость  $1047 \pm 5$  мл), оборудованный автономной системой охлаждения. Стенд и пробоотборник оснащены для измерения давления образцовыми манометрами (погрешность не более  $\pm 0,0025$  МПа), образцовыми мановакуумметрами (погрешность не более  $\pm 0,001$  МПа), дифференциально-трансформаторными индукционными датчиками с вторичными показывающими и записывающими приборами (погрешность не более  $\pm 0,06$  МПа); для измерения температуры — термомпарами (погрешность не более  $\pm 1$  °C) с такими же приборами.

Для нахождения предельных значений концентрации азота в воде был разработан метод фазовых превращений, позволяющий определять концентрацию раствора  $C_i$  без слива и охлаждения пробы. В основу метода положено явление скачкообразного изменения давления и температуры раствора в замкнутом объеме в момент фазового перехода раствора из недонасыщенного состояния в состояние предельного насыщения и перенасыщения.

Через пробоотборник осуществляли принудительную циркуляцию дегазированной воды (при использовании КО в паровом режиме) либо воды, насыщенной азотом до некоторого значения  $C_i$  (при использовании КО в парогазовом или газовом режиме). После стабилизации параметров пробоотборник отключали от циркуляционного контура и внешнего давления, создаваемого КО. На лентах самопишущих приборов синхронно