

Основные нейтроннофизические параметры решетки реактора типа ВВР-СМ

Э. Т. ЮЗЕФОВИЧ

(Институт ядерных исследований, Свердлов, ПНР)

УДК 621.039.51

В настоящей работе изложены результаты измерений статических нейтроннофизических параметров решеток реактора типа ВВР-СМ, выполненных в Институте ядерных исследований в ПНР. Эти результаты проанализированы с помощью коэффициента размножения бесконечной среды. Сделана также попытка определения параметров двухгруппового критического уравнения с учетом результатов экспериментов и оценкой надежности расчетов. Некоторые из полученных результатов применены для проверки расчетных программ.

Характеристики решетки

Основная ячейка решетки типа ВВР-СМ представляла собой шестиугольник с водяным замедлителем и твэлом, состоящим из трех коаксиальных труб, из которых внешняя труба была шестигранной (рис. 1). В качестве горючего служила дисперсия двуокиси урана 36%-ного обогащения в алюминии. Объемные доли составных частей элементарной ячейки и атомные плотности в них (в единицах

10^{20} атом/см³) таковы: 1) горючее (0,1255) — 14,04 U²³⁵; 24,96 U²³⁸; 78,05 кислорода; 488,5 алюминия; 2) оболочка (0,3226) — 602 алюминия; 3) вода (0,5519) — 668 водорода, 334 кислорода.

В экспериментах изменяли конфигурацию активной зоны (об этом подробнее будет сказано далее), но чтобы измерения можно было интерпретировать, как будто они были проведены в бесконечной среде, исследования проводили в ячейке, расположенной далеко от неравномерностей решетки и границ активной зоны.

Коэффициент размножения бесконечной среды

Коэффициент размножения бесконечной среды можно выразить следующей формулой:

$$K_{\infty} = K_t + K_e = K_t(1 + \delta^{25}), \quad (1)$$

где $K_t = \eta f p^{25} p^{28} \epsilon$; $K_e = \eta_e(1 - p^{25}) p^{28} \epsilon$;

$\delta^{25} = \frac{\kappa_e}{\kappa_t}$ — отношение числа делений эпитепловыми нейтронами к числу делений тепловыми нейтронами; η_t и η_e — среднее значение отношения $\nu \Sigma_f / \Sigma_a$ для тепловых и эпитепловых нейтронов соответственно (f — коэффициент использования тепловых нейтронов); p^{25} , p^{28} — вероятность избежать резонансного захвата в U²³⁵ и U²³⁸ соответственно; ϵ — коэффициент деления на быстрых нейтронах.

Такой подход описан в работе [1], где предположено, что основная часть резонансного поглощения в U²³⁵ происходит при меньшей энергии нейтронов, чем резонансное поглощение в U²³⁸. Резонансным поглощением в материале оболочки можно пренебречь. Небольшая ошибка, связанная с пренебрежением влияния утечки нейтронов на параметры решетки, компенсирована неразделением K_t и K_e в двухгрупповом критическом уравнении, что допускается для водяных решеток. В таком случае вероятность избежать резонансного поглощения может быть записана в следующем виде:

$$p^{28} = \frac{1}{1 + p^{28} p^{25} f \frac{\sum_{a,t}^{28}}{\sum_{a,t}}}; \quad (2)$$

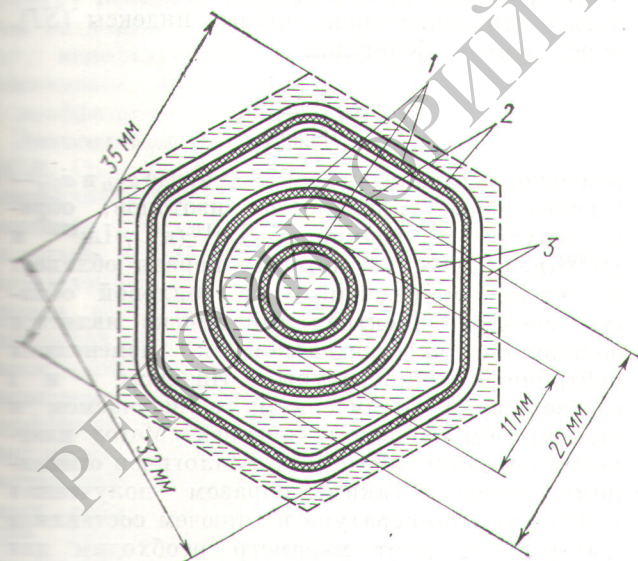


Рис. 1. Поперечный разрез элементарной ячейки ВВР-СМ: 1 — горючее (толщина 0,7 мм); 2 — алюминиевая оболочка (толщина 0,9 мм); 3 — вода.

$$\rho^{25} = \frac{1}{1 + \delta^{25} \eta t / \eta_e}, \quad (3)$$

где ρ^{28} — отношение числа эпитепловых к числу тепловых поглощений в U^{238} ; $\Sigma_{a,t}^{28}$ и $\Sigma_{a,t}^f$ — макроскопические сечения поглощения тепловых нейтронов в U^{238} , находящемся в твэле, и горючего соответственно.

Число нейтронов, воспроизведенных на один поглощенный тепловой нейтрон. Коэффициент использования тепловых нейтронов, определенный как отношение тепловых нейтронов, поглощенных в горючем, к полному числу нейтронов, поглощенных в ячейке, может быть рассчитан с помощью усредненных сечений:

$$\frac{1}{f} = 1 + \frac{\sum_a^c V_c}{\sum_a^f V_f} \delta_c + \frac{\sum_a^m V_m}{\sum_a^f V_f} \delta_m, \quad (4)$$

где

$$\delta_c = \frac{\bar{n}_c}{\bar{n}_f}; \quad \delta_m = \frac{\bar{n}_m}{\bar{n}_f}; \quad \bar{n}_i = \frac{1}{V_i} \int n(r) dr;$$

f , c , m обозначают горючее, оболочку и воду соответственно.

При измерениях распределения тепловых нейтронов в ячейке использовали отверстия, высверленные в одном из твэлов. В них помещали сборку из материалов, имитирующих слои ячейки, и из фольг-детекторов (сплав марганца и никеля), как показано на рис. 2. Однако вместо одной таблетки горючего помещали две тонкие таблетки с фольгой между ними или использовали только фольги, эффективное сечение поглощения которых равно сечению горючего. Фольгу помещали также по оси ячейки. Хотя возмущение потока в ячейке при этих условиях достаточно мало, необходимо было

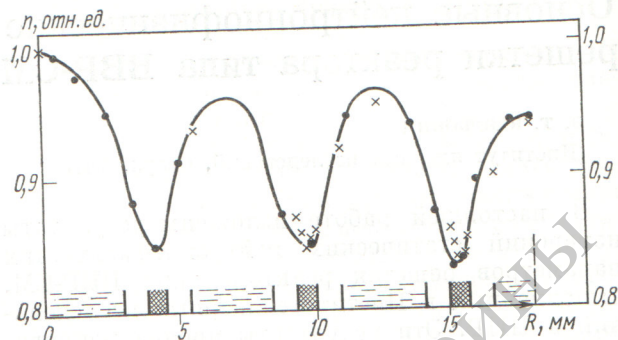


Рис. 3. Микрораспределение тепловых нейтронов в элементарной ячейке ВВР-СМ:

x — эксперимент; • — расчет.

оценить возможные источники ошибок, например: влияние макрораспределения, помещения поглощающей фольги в замедлитель и пр. Измерения проводили в различных конфигурациях активной зоны и в разных отверстиях для устранения возможной погрешности, связанной с неравномерным распределением горючего в твэле. Систематических отклонений в этих экспериментах не наблюдалось. Более детально методика описана в работах [2, 3].

Экспериментальные результаты измерений микрораспределения тепловых нейтронов в элементарной ячейке ВВР-СМ сравнивали с расчетами по программе S-II-THERMOS [2, 4]. На рис. 3 видно хорошее согласие спектров тепловых нейтронов спектральные индексы (SI), определенные формулой

$$SI = \frac{a_{Lu}^i / a_{Dy}^i}{a_{Lu}^t / a_{Dy}^t},$$

измеряли и сравнивали с расчетами, где a_{Lu} и a_{Dy} — относительные активности изотопов, образующихся в реакциях $Lu^{176}(n, \gamma) Lu^{177}$ и $Dy^{164}(n, \gamma) Dy^{165}$, из которых первая обладает значительным резонансом в тепловой области спектра. Спектральный индекс является величиной, чувствительной к изменениям нейтронной температуры. Индексы i и t соответствуют облучениям в изучаемом и стандартном тепловом спектрах. Метод измерения описан в работе [5] и аналогичен описанному выше. Таким образом полученная нейтронная температура в горючем составляла $430 \pm 20^\circ K$ (этот параметр необходим для оценки величины отклонения сечения U^{235} от закона $1/v$ [6] по формализму Весткотта). Для коэффициента использования тепловых ней-

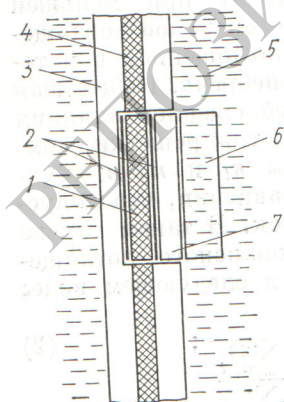


Рис. 2. Расположение детекторов при измерении надтепловых параметров ячейки:

1 — таблетка горючего; 2 — диспрозиевые фольги; 3 — алюминий; 4 — горючее; 5 — вода; 6 — таблетка оргстекла; 7 — алюминиевая таблетка.

тронов получена величина $f = 0,8652 \pm_{-0,0035}^{+0,0020}$. В приведенную погрешность включена, кроме других, также ошибка, вытекающая из неизвестного детального распределения активации марганца эпитепловыми нейтронами. Получено очень хорошее согласие с расчетами этого параметра, выполненными с помощью программы S-II-THERMOS ($f = 0,8656$).

Используя величины сечений из работы [6] и рекомендованную в последнее время величину $v_t = 2,422 \pm 0,005$ [7], получаем $\eta_t = 2,046$ и «экспериментальный» параметр $\eta_f = 1,749 \pm_{-0,007}^{+0,005}$, а из расчетов получаем $\eta_f = 1,747$ (при $v_t = 2,43$).

Коэффициент размножения на быстрых нейтронах. Так как для горючего с относительно большим обогащением параметр ε несуществен, измерения этого параметра не проводились. Расчетную оценку параметра ε определяли по полуэмпирической формуле работы [8] для гомогенизированных ячеек:

$$\varepsilon = \frac{v_f - (1 + \alpha_f) \Sigma_{ff}}{\Sigma_{cf} + \Sigma_{if} - (v_f - 1) \Sigma_{ff}} + 1, \quad (5)$$

где Σ_{cf} , Σ_{if} , Σ_{ff} — сечения поглощения неупругого рассеяния и деления соответственно, усредненные по спектру деления. Наиболее важные параметры взяты из работы [8], а остальные (для U^{235} и алюминия) получены из усреднения 26-групповых эффективных сечений [9] по спектру деления. Полученная по таким расчетам величина ε равна $1,0020^*$. Этот результат, используемый в дальнейших расчетах, показывает, что вклад от быстрых нейтронов в коэффициент размножения несуществен.

Эпитепловые параметры ячейки δ^{25} , ρ^{28} и ICR . Определение коэффициента деления на эпитепловых нейтронах δ^{25} и коэффициента резонансного поглощения ρ^{28} приведено выше. Начальный коэффициент воспроизводства ICR , определенный как отношение количества нейтронов, поглощенных в U^{238} , к полному числу нейтронов, поглощенных в U^{235} , был получен непосредственно из результатов измерений так называемого модифицированного начального коэффициента воспроизводства $MICR$, который определяется как отношение полного количества нейтронов, поглощенных в U^{238} , к полному числу нейтронов, вызвавших деление U^{235} . Эту величину измеряли одновременно

с δ^{25} и ρ^{28} . Очевидно, что

$$ICR = MICR \frac{1}{1 + \alpha^i}, \quad (6)$$

причем величина α должна быть усреднена по спектру нейтронов в реакторе; погрешность в ее определении влияет на точность определения ICR .

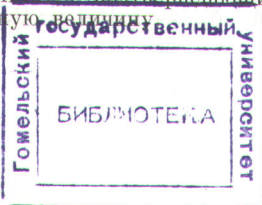
Существует много возможностей в выборе метода измерения перечисленных выше параметров. Измеряемой величиной должна быть β - или γ -активность, пропорциональная полному и подкадмиевому поглощению в U^{238} и делению в U^{235} . Желательно, чтобы используемый детектор не нарушал геометрии ячейки и имел плотность ядер урана, близкую к плотности ядер горючего, поскольку резонансное поглощение очень чувствительно к этим величинам. Поэтому наилучшим является использование детектора такого же состава, как и состав горючего в ячейке.

Подкадмиевое поглощение и деление не измеряли в исследуемой решетке из-за сложностей структуры ячейки и вводимых в нее возмущений. Такая трудность преодолена путем измерений количества поглощений и делений в спектре тепловых нейтронов в тепловой колонне реактора «Ева». Эти два измерения нормировали с помощью детектора тепловых нейтронов.

Из-за высокого обогащения горючего, которое приводит к большому отношению активности продуктов деления к активности, пропорциональной резонансному поглощению в U^{238} , необходимо химическое разделение активационных детекторов. Измерения проводили только в наружной трубе твэла. Возможное отличие этих параметров в различных трубах значительно меньше экспериментальных ошибок. Во внешней оболочке к слою горючего наружной трубы твэла было образовано отверстие диаметром ~ 5 мм, в которое вводили показанную на рис. 2 сборку с добавочными алюминиевыми фольгами для защиты фольг-детекторов от осколков деления.

Для предотвращения протекания воды в твэл и детектор служило покрытие из водонепроницаемой клейкой ленты. Чтобы исключить возможную ошибку, связанную с неравномерностью распределения горючего в слое твэла, измерения проводили в нескольких точках внешней трубы. Таблетки горючего с диспрозиевой фольгой в тепловом спектре облучали в тепловой колонне реактора «Ева».

* В последнее время К. Юзефович получила методом сравнения детекторов результат, подтверждающий в приведенных ошибках величину.



Гамма-активность диспрозиевых фольг измеряли сцинтилляционным счетчиком с колодцем. Среднюю активность диспрозиевой фольги, соответствующую положению таблетки в твэле, рассчитывали по известному распределению плотности нейтронов внутри ячейки [3]. Суммарную γ -активность продуктов деления, пропорциональную числу делений в уране, определяли с порогом $\sim 1,3$ Мэв для дискриминации γ -излучения и тормозного излучения от изотопов урана и нептуния также сцинтилляционным счетчиком с колодцем.

После измерения активности продуктов деления из таблетки горючего химически выделяли Np^{239} . Метод выделения нептуния основан на двух хроматографических разделениях на 2-нитилтрифлуороацетоне (ТТА) как стационарном веществе. Подробно метод этого выделения описан в работе [10]. По сравнению с приведенной в работе [10] методикой были введены несущественные изменения. Активность жидких нептуниевых образцов измеряли сцинтилляционным счетчиком с многоканальным анализатором по γ -пику Np^{239} (106 кэв в интервале 60—160 кэв) с вычитанием фона других активностей.

Таким образом, в изучаемой решетке и тепловом спектре соответственно получены следующие относительные активности: диспрозия — a_{Dy}^i и a_{Dy}^t ; нептуния — a_{Np}^i и a_{Np}^t ; продуктов деления — a_{FP}^i и a_{FP}^t . С помощью этих величин можно определить δ^{25} , ρ^{28} и MICR.

Число надкадмиевых делений в U^{235} к числу тепловых делений в U^{235} в таком случае будет равно

$$\delta^{25} = R \left(\frac{\text{FP}}{\text{Dy}} \right)_{\text{кор}} - 1. \quad (7)$$

В экспериментально полученные отношения $R \left(\frac{\text{FP}}{\text{Dy}} \right) = \frac{a_{\text{FP}}^i/a_{\text{Dy}}^i}{a_{\text{FP}}^t/a_{\text{Dy}}^t}$ нужно ввести поправки на активацию диспрозия надтепловыми нейтронами, а также на разницу эффективных тепловых сечений в чистом тепловом спектре и в спектре тепловых нейтронов исследуемой решетки.

Первую поправку вводят, измеряя кадмиевое отношение для диспрозия в исследуемой решетке, вторую — используя эффективные сечения, усредненные по спектру ($\bar{\sigma}_a^{\text{Dy}}$, $\bar{\sigma}_a^{25}$) и рассчитанные по программе S-II-THERMOS.

В итоге получаем

$$\delta^{25} = \left[R \left(\frac{\text{FP}}{\text{Dy}} \right) \frac{\text{Cd } R(\text{Dy})}{\text{Cd } R(\text{Dy}) - 1} \cdot \frac{g_f^{25}(T_t) \sigma_{f,0}^{25} \bar{\sigma}_a^{\text{Dy}}}{g_a^{\text{Dy}}(T_t) \sigma_{a,0}^{\text{Dy}} \bar{\sigma}_f^{25}} \right] - 1. \quad (8)$$

Различиями между выходами изотопов при делении нейтронами с неодинаковыми энергиями и последующей разницей в суммарных активностях можно пренебречь.

Число надтепловых поглощений в U^{238} к числу тепловых поглощений в U^{238} равно

$$\rho^{28} = R \left(\frac{\text{Np}}{\text{Dy}} \right)_{\text{кор}} - 1. \quad (9)$$

Некоторые поправки нужно ввести в экспериментально измеренное отношение $R \left(\frac{\text{Np}}{\text{Dy}} \right)$. Эти поправки, как и в прежнем случае, получены в результате измерений кадмиевого отношения и эффективных сечений на основе расчетов по программе S-II-THERMOS:

$$\rho^{28} = \left[R \left(\frac{\text{Np}}{\text{Dy}} \right) \frac{\text{Cd } R(\text{Dy})}{\text{Cd } R(\text{Dy}) - 1} \cdot \frac{g_c^{28}(T_t) \sigma_{c,0}^{28} \bar{\sigma}_a^{\text{Dy}}}{g_a^{\text{Dy}}(T_t) \sigma_{a,0}^{\text{Dy}} \bar{\sigma}_c^{28}} \right] - 1. \quad (10)$$

Получая численные величины соответствующих поправок Q_1 , Q_2 из работы [11], можно также определить

$$\rho^{28} = \left[R \left(\frac{\text{Np}}{\text{Dy}} \right) Q_1 Q_2 \frac{\text{Cd } R(\text{Dy})}{\text{Cd } R(\text{Dy}) - 1} \right] - 1. \quad (11)$$

Эти поправки несущественны.

Модифицированный начальный коэффициент воспроизводства можно получить непосредственно:

$$\text{MICR} = \left(\frac{\sum_a^{28}}{\sum_f^{25}} \right)_{\text{тепл. спектр}} \frac{a_{\text{Np}}^i/a_{\text{FP}}^i}{a_{\text{Np}}^t/a_{\text{FP}}^t}, \quad (12)$$

а также косвенным путем:

$$\text{MICR} = \frac{1 + \rho^{28}}{1 + \delta^{25}} \left(\frac{\sum_a^{28}}{\sum_f^{25}} \right)_{\text{подкадмиевый спектр в ячейке}}. \quad (13)$$

Отношения эффективных сечений определяют с помощью формализма Весткотта (что во втором случае не вполне верно) или расчетным путем.

Результаты измерений параметров ячейки. Непосредственно измеренные в данной работе величины таковы: распределение плотности тепловых нейтронов и коэффициенты проигрыша $\delta_m = 1,104 \pm 0,015$, $\delta_c = 1,044 \pm 0,010$;

спектральные индексы для оценки нейтронной температуры $\rho^{28} = 5,41 \pm_{-0,41}^{+0,17}$, $\delta^{25} = 0,137 \pm 0,008$; $MICR = 0,0481 \pm 0,0013$.

Выведенные величины: $f = 0,8652 \pm_{-0,0035}^{+0,0020}$; $\eta = 1,749 \pm_{-0,007}^{+0,005}$; $\epsilon = 1,002$; $p^{28} = 0,971 \pm_{-0,001}^{+0,002}$; $p^{25} = 0,871 \pm_{-0,012}^{+0,007}$; $k_e = 0,203 \pm_{-0,011}^{+0,019}$; $k_t = 1,482 \pm_{-0,028}^{+0,019}$; $\kappa_\infty = 1,685 \pm_{-0,020}^{+0,010}$; $ICR = 0,0394 \pm 0,0015$.

Более подробные результаты приведены в работе [12]. Относительно большая ошибка в ρ^{28} включает в себя систематическую ошибку, связанную с прониканием резонансных нейтронов через щели между таблеткой и стенками отверстия в твэле. Величина η_e принята равной 1,62 [1]. Влияние неточности определения δ^{25} на κ_∞ мало, так как в значительной степени оно аннулируется в выражении $1 + \delta^{25}$ и p^{25} .

Описанные выше методы были разработаны специально для исследований сложных решеток со средним и большим обогащением. Они позволяют получать информацию о параметрах решетки в пределах применимости коэффициента размножения для бесконечной среды.

Аналогичные измерения были проведены для решеток типа ВВР-СМ с увеличенным отношением объемов воды и горючего [13].

Материальный параметр реактора

Во время проведения программы критических экспериментов с решетками ВВР-СМ было собрано большое число конфигураций активной зоны. В некоторых из них, геометрия которых была близка к цилиндрической, с водяным или бериллиевым отражателем, с сухой частью решетки и без нее измеряли подробно горизонтальные и вертикальные распределения потока тепловых и надтепловых нейтронов. С этой целью использовали голые или в кадмиевых обечайках медные фольги и медные проволоки, а также пороговые детекторы из никеля и серы. Методика этих экспериментов и их результаты подробно описаны в работе [14]. Результаты измерений вертикальных распределений потока нейтронов, проведенных вблизи оси активной зоны, подгонялись к зависимости $\Phi = A_0 e^{-B_z(z-z_0)}$. Большинство результатов измерений горизонтальных распределений было достаточно точным для подгонки к функции Бесселя: $\Phi' = A' J_0(B_r r)$. Таким образом определяли аксиальное и радиальное слагаемые полного материального параметра реактора.

Результаты этих измерений также приведены в работе [14]. Величина полного параметра меняется существенно в зависимости от конфигурации зоны и области энергии, в которой определяли распределения. Сухая часть решетки, если она существует, влияет на полный параметр реактора, полученный практически из распределений, измеренных ниже уровня воды. Поэтому для оценки экспериментальной величины материального параметра чистой решетки использовали только результаты опытов, проведенных в зонах без сухой части. Величина материального параметра реактора, определенная по распределениям надтепловых нейтронов, очевидно, ближе всего к истинной величине, так как распределения надтепловых нейтронов менее чувствительны к возмущениям от водяных каналов для регулирующих стержней. В результате получен материальный параметр реактора, равный $B^2 = 0,0115 \pm 0,0003 \text{ см}^{-2}$.

Квадрат длины диффузии и возраст нейтронов

Квадрат длины диффузии тепловых нейтронов $\bar{L}^2$ определен с помощью усредненных эффективных сечений $\bar{\Sigma}_{tr}$ и $\bar{\Sigma}_a$ обычным способом:

$$\bar{L}^2 = \frac{1}{3 \bar{\Sigma}_{tr} \bar{\Sigma}_a}, \quad (14)$$

где $\bar{\Sigma}_{tr}$ и $\bar{\Sigma}_a$ получены взвешиванием соответствующих сечений отдельных сред по потоку:

$$\bar{\Sigma}_{tr} = \frac{\sum_i \Phi_i \sum_{tr}^i}{\sum_i \Phi_i} \approx \frac{\sum_i \delta_i V_i \sum_{tr}^i}{\sum_i \delta_i V_i};$$

$$\bar{\Sigma}_a = \frac{\sum_i \Phi_i \sum_a^i}{\sum_i \Phi_i} \approx \frac{\sum_i \delta_i V_i \sum_a^i}{\sum_i \delta_i V_i}. \quad (15)$$

Здесь коэффициенты проигрыша δ_i взяты из упомянутых выше измерений, а температуры нейтронов для определения эффективных сечений — из измерений спектрального индекса Lu/Dy [5]. Эти величины приводят к $\bar{L}^2 = 2,7 \text{ см}^2$. Вероятно, лучше принять $\bar{L}^2 = 2,6 \text{ см}^2$, полученное из расчетов по программе S-II-THERMOS [4]. Определение этой величины не нуждается в большой точности, так как квадрат длины диффузии мал по сравнению с возрастом нейтронов.

В принципе не разработан прямой экспериментальный метод для определения возраста

нейтронов в такой решетке. Поэтому в настоящей работе возраст нейтронов τ был получен несколькими косвенными методами на основе результатов экспериментов и расчетов.

1. Имеются результаты измерений и расчетов возраста нейтронов до индиевого резонанса в смесях алюминия и воды при различных отношениях V_{Al}/V_{H_2O} . Поскольку с точки зрения замедления нейтронов изучаемая решетка представляет практически смесь воды и алюминия (соответствующие объемные доли 0,552 и 0,424), возможна интерполяция возраста τ_{In} из ряда результатов для смеси Al — H₂O. Таким образом, на основании данных работы [15] получаем $\tau_{In} = 65 \text{ см}^2$. Эта величина не согласуется с позднейшими измерениями. Так, например, в работе [16] таким же способом получена величина $53 \pm 1 \text{ см}^2$, а в работе [17] — $49 \pm 1 \text{ см}^2$.

2. Из расчетов для этих же самых смесей, проведенных по программе MUFT-4 [18], можно определить одnogрупповой возраст. Интерполяция с помощью его результатов дает $\tau_{In} = 51,5 \pm 1 \text{ см}^2$.

3. Используя результаты расчетов методом Монте-Карло, полученные в работе [19], путем интерполяции определяем величину τ_{In} , равную $\sim 51 \text{ см}^2$, по результатам работы [20] — около $51,5 \text{ см}^2$ (последняя величина получена для гетерогенной смеси).

4. А. Д. Галанин [21] приводит формулу для определения возраста нейтронов в смеси нескольких компонентов:

$$\frac{1}{\tau} = \sum_i \frac{c_i^2}{\tau_i} + \sum_i \sum_{j>i} A_{ij} c_i c_j, \quad (16)$$

где τ_i — возраст нейтронов в i -м компоненте и c_i — доля по объему i -го компонента. Используя эту формулу для исследуемой решетки и рассматривая ее как гомогенную смесь, получаем $\tau_{In} = 66,7 \text{ см}^2$, что значительно отличается от приведенных выше результатов. Нужно иметь в виду, что формула (16) выведена для компонентов с одинаковой зависимостью эффективных сечений от энергии. Только в этом случае A_{ij} являются хорошо определенными функциями τ , μ и ξ компонентов. В рассматриваемом случае это условие не выполнено, и более полезно использовать коэффициенты A_{ij} как параметры подбора получаемых расчетных результатов к экспериментальным данным. Практически единственной целью при этом является определение коэффициента A_{ij} для i (вода) и j (алюминий), так как только он

существен для исследуемой решетки. Вычисляя, например, этот коэффициент по данным работы [22], в которой измерен возраст во многих смесях H₂O — Al — Th (где невозможно применить простую интерполяцию), получаем $\tau_{In} = 53,8 \pm 2 \text{ см}^2$. Этот же коэффициент может быть определен по другим упомянутым измерениям (в очень хорошем согласии с коэффициентом из работы [22]).

5. Наконец, для получения возраста нейтронов использованы 26-групповые константы [9] по следующей формуле:

$$\tau = \int_E^{E_0} \frac{l_{s,t} dE}{3\xi E} + \frac{l_{s,0} \cdot l_{t,0}}{3} \approx \sum_k \frac{l_{s,k} \cdot l_{t,k}}{3\xi_k} \ln \frac{E_k}{E_{k+1}} + \frac{l_{s,0} \cdot l_{t,0}}{3}, \quad (17)$$

где k является индексом группы, соответствующей верхней границе энергии. В каждой группе справедливы следующие зависимости:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{l_{s,k}} &= \sum_i N_i (\sigma_e^i, k + \sigma_{in}^i, k); \\ \frac{1}{l_{t,k}} &= \sum_i N_i [\sigma_e^i, k (1 - \mu_e^i, k) + \sigma_{in}^i, k]; \\ \xi_k &= l_{s,k} \sum_i N_i \xi_k^i (\sigma_e^i, k + \sigma_{in}^i, k). \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Начальные группы взвешивали по спектру деления, а поправку, связанную с первым пролетом (до первого столкновения нейтрона), также усредняли по спектру деления. Влияние неупругого рассеяния более подробно не рассматривали, но эффект должен быть незначителен, поскольку слой горючего очень тонкие. В результате проведенных расчетов получаем $\tau = 50,8 \text{ см}^2$.

Рассчитанный таким же методом возраст нейтронов до индиевого резонанса в воде равен $27,0 \text{ см}^2$, что находится в очень хорошем согласии с данными доклада [23].

Приведенные вместе с результатами ошибки связаны только с методом определения возраста нейтронов для исследуемой решетки. С помощью такого набора величин можем получить более надежную среднюю. Взвешенная средняя величина возраста нейтронов до индиевого резонанса для регулярной решетки ВВР-СМ равна $51,5 \pm 0,6 \text{ см}^2$. Несколько большая величина возраста нейтронов ($52,6 \text{ см}^2$) получена для очень похожей решетки ВВР-М (немного больше доля алюминия, чем в ВВР-СМ) в ре-