

Анализ экспериментов по термализации нейтронов в системе графит—вода

В. И. МОСТОВОЙ, Г. Я. ТРУХАНОВ, Ю. А. САФИН, В. Н. МОСКОВКИН

УДК 539.125.5.162.2:621.039.512.45

В ИАЭ им. И. В. Курчатова в течение нескольких лет проводились исследования по термализации нейтронов в системе графит—вода при наличии скачка температуры и при температуре графита 133—823° К. Сообщения об этих исследованиях с предварительным анализом экспериментальных данных были сделаны на конференциях МАГАТЭ [1, 2]. Недавно был проведен [3—5] детальный анализ полученных экспериментальных данных в области низких температур графита (133—443° К) с применением методов, развитых в работе [3]. В настоящей работе детально анализируются результаты экспериментов при температурах графита 443—823° К.

Постановка эксперимента. Экспериментальная установка, на которой проводились измерения, подробно описана в работе [1]. Изучаемая система состояла из графитовой призмы размером 100 × 100 × 59,5 см и алюминиевого бака с водой размером 170 × 170 × 50 см, разделенных тепловыми экранами, из системы нагрева графита и охлаждения воды, а также из аппаратуры для измерения спектров нейтронов методом времени пролета. Спектры нейтронов, представляющие собой векторные потоки $\Phi(z, v, t)$ в направлении, перпендикулярном к границе раздела, измерялись в точках z , расположенных на следующих расстояниях от температурного разрыва: а) в графите: 0; 0,5; 1,0; 2,0; 4,5; 9,5; 19,5; 29,5; 39,5; 49,5; 59,5 см; б) в воде: 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,5; 0,7; 1; 1,5; 2,0; 3,0; 5,0; 7,5 см. Измерения проводились при следующих температурах графита и воды соответственно: первая серия 443 и 298° К, вторая 594 и 302° К; третья 725 и 305° К; четвертая 823 и 305° К.

Пространственно-энергетическое распределение нейтронов. Результаты измерений сравнивались с численным решением кинетического уравнения для потока нейтронов

$$\begin{aligned} & \mu \frac{\partial \Phi(z, v, \mu)}{\partial z} + \Sigma_t(z, v) \Phi(z, v, \mu) = \\ & = \int_{-1}^{+1} d\mu' \int_0^{v_{гр}} \Sigma_{s0}(z, \mu \leftarrow \mu', v \leftarrow v') \Phi(z, v', \mu') dv' + \\ & + S(z, v, \mu). \end{aligned} \quad (1)$$

Уравнение (1) с изотропным сечением рассеяния решалось методом квазидиффузии [6] по программе «ДЕМЕТРА» [7]. Дифферен-

циальные сечения рассеяния вычислялись для воды по модели Нелкина с помощью программы «ПРАДИС», составленной Г. Ф. Лиманом, а для графита — по программе «ПРАССИВ» [8] с учетом спектров $P(\beta)$, полученных Игелстаффом. Граничная энергия спектра тепловых нейтронов $E_{гр}$ составляла 0,9 эв для температуры графита 443 и 594° К и 1,2 эв для температуры графита 725 и 823° К. Источники нейтронов помещались в графите на расстоянии 17,5 см от температурного разрыва, а в воде — на расстоянии 4 см, причем источник нейтронов в гра-

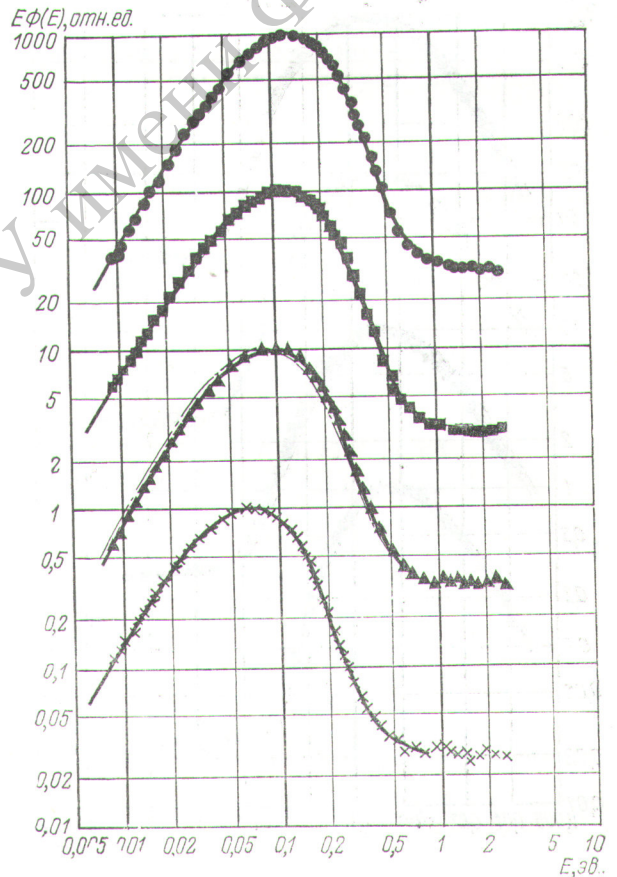
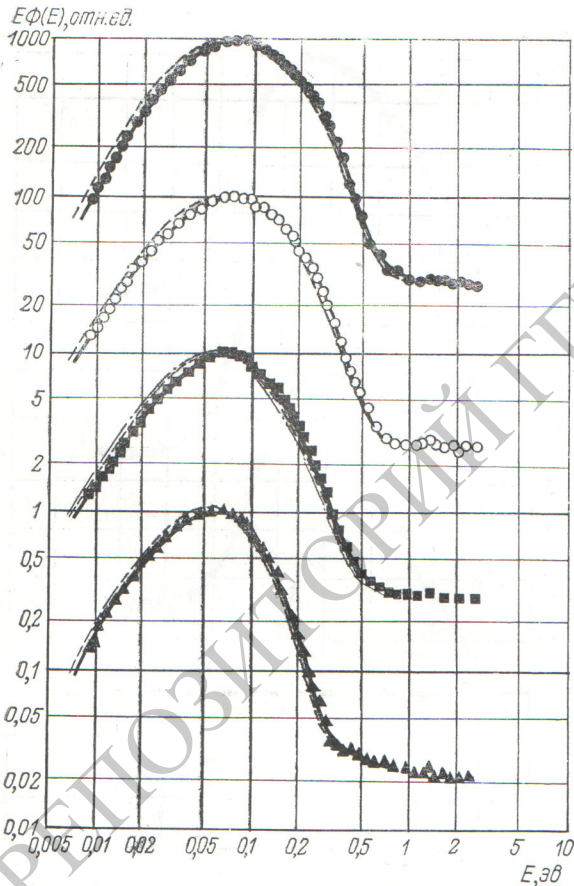


Рис. 1. Спектры нейтронов в графите на расстоянии 2 см от температурного разрыва при различных температурах графита. Эксперимент: × — серия I; ▲ — серия II; ■ — серия III; ● — серия IV. Расчет: — квазидиффузионное решение кинетического уравнения с дифференциальными сечениями рассеяния, учитывающими химические связи; — — квазидиффузионное решение кинетического уравнения с газовой моделью рассеяния.

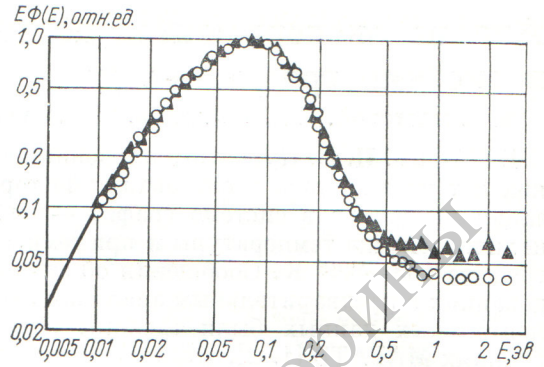
фите $S_C(v)$ имел вид спектра в бесконечной среде, заполненной графитом рассматриваемого варианта (данная T_C); источник нейтронов в воде $S_{H_2O}(v)$ имел вид спектра нейтронов в бесконечной среде, заполненной водой.

Из рис. 1 видно, что спектры нейтронов, полученные с учетом химических связей, хорошо совпадают с экспериментальными спектрами для всех температур графита. Там же для $T_C = 594^\circ K$ приведен спектр нейтронов, рассчитанный по газовой модели рассеяния. Видно, что влияние химических связей вблизи температурного разрыва существенно. На рис. 2 показаны спектры нейтронов в воде. Поток нейтронов, вычисленный с учетом анизотропии



Р и с. 2. Спектры нейтронов в воде на расстоянии 0,5 см от температурного разрыва при различных температурах графита.

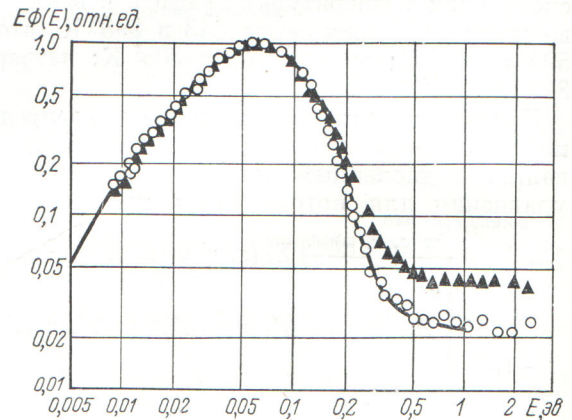
Эксперимент: \blacktriangle — серия I; \blacksquare — серия II; \circ — серия III; \bullet — серия IV. Расчет: — — — решение кинетического уравнения с учетом химических связей и поправкой на анизотропию рассеяния; — — — квазидиффузионное решение кинетического уравнения с учетом химических связей без поправки на анизотропию рассеяния; — — — квазидиффузионное решение кинетического уравнения с газовой моделью рассеяния.



Р и с. 3. Спектры нейтронов в графите на расстоянии 19,5 см от температурного разрыва при $T_C = 443^\circ K$ и $T_{H_2O} = 298^\circ K$ (серия I).

\circ — эксперимент (настоящая работа); — — — расчет в одномерной геометрии (работа [2]); \blacktriangle — эксперимент (работа [2]).

рассеяния, взят для сравнения из работы [4]. Видно, что эффект анизотропии рассеяния нейтронов в воде довольно значителен, поэтому его следует учитывать, особенно при наличии больших градиентов потока, обусловленных градиентами температуры, поглощения и др. Различия в спектрах, рассчитанных с учетом и без учета анизотропии, увеличивалось с ростом градиента температуры. Для второй серии экспериментов приведены результаты расчета с газовой моделью рассеяния. Эффект химической связи также заметен. В работе [2] анализировались результаты измерений на установке, отличающейся от нашей лишь геометрией и размерами бака с водой (он представлял собой цилиндр диаметром 38 см). Авторы работы [2] обнаружили заметное расхождение между расчетом и экспериментом в переходной энергетической области.



Р и с. 4. Спектры нейтронов в воде на расстоянии 0,5 см от температурного разрыва при $T_C = 443^\circ K$ и $T_{H_2O} = 298^\circ K$ (серия I). Обозначения те же, что на рис. 3.

ческой области в точках, расположенных вблизи температурного разрыва, что объяснялось эффектом двумерности. В нашем эксперименте размеры бака с водой были больше размеров графитовой призмы, что позволило проверить выводы работы [2] при одинаковой температуре графита 443° К. На рис. 3 и 4 показаны измеренные нами спектры нейтронов в графите на расстоянии 19,5 см и в воде на расстоянии 0,5 см от температурного разрыва. Здесь же приведены экспериментальные и расчетные спектры из работы [2]. Видно, что результаты расчета одномерного кинетического уравнения хорошо совпадают с измерениями настоящей работы. Таким образом, причиной расхождения между экспериментальными и расчетными спектрами нейтронов в работе [2] является эффект двумерности. Проведенный анализ показывает, что современные методы расчета позволяют правильно учитывать эффект термализации в одномерных рассеивающих системах с сильным градиентом температуры с точностью, находящейся в пределах ошибки измерений.

Метод получения длин релаксации потока нейтронов. Длины релаксации потока нейтронов являются обратными величинами дискретных собственных значений задач, возникающих при разделении переменных в кинетическом уравнении. Они определяются только свойствами среды и не зависят от вида источников, т. е. содержат информацию о законе рассеяния среды. Поэтому они могут быть использованы для проверки моделей ядра рассеяния. С другой стороны, знание нескольких первых длин релаксации потока нейтронов и соответствующих им собственных функций позволяет иногда конструировать с хорошей точностью приближенные решения кинетического уравнения. Длина диффузии L_0 , равная обратной величине нулевого дискретного собственного значения κ_0 ,

и первая длина релаксации $L_1 = \frac{1}{\kappa_1}$ (а в некоторых случаях и $L_2 = \frac{1}{\kappa_2}$) могут быть получены из анализа асимптотического поведения плотности нейтронов или каких-либо других интегральных величин. Покажем это для плоского случая при условии существования только двух дискретных длин релаксации L_0 и L_1 . Тогда векторный поток нейтронов на асимптотике при $z > \frac{1}{\kappa^*}$ [где $\kappa^* = \min \Sigma_t(E)$ — граница между непрерывной и дискретной частями спектра собственных значений кинетического уравнения, $\Sigma_t(E)$ — полное сечение взаимо-

действия] может быть представлен в виде

$$\varphi(z, E, \mu) = \sum_{n=0; 1} C_n f_n(E, \mu) \exp\left(-\frac{z}{L_n}\right). \quad (2)$$

Здесь $f_n(E, \mu)$ — собственные функции, соответствующие дискретным собственным значениям κ_0 и κ_1 ; C_n ($n = 0; 1$) — коэффициенты разложения. Для интегральной плотности нейтронов получим

$$n(z) \approx \sum_{n=0; 1} P_n \exp\left(-\frac{z}{L_n}\right), \quad (3)$$

где P_n — соответствующие интегралы по углам и энергии в выражении (2). Отсюда видно, что, описывая экспериментальную плотность нейтронов $n_{\text{экс}}(z)$ в асимптотической части ($z > \frac{1}{\kappa^*}$) выражением типа (3), можно получить фундаментальную длину релаксации L_0 и первую длину релаксации L_1 , если эксперимент соответствует условиям, при которых получена формула (3).

Найдем теперь асимптотическое выражение для температуры нейтронного газа. В предположениях, которые были использованы при получении формулы (3), получим¹ ($z > 1/\kappa^*$)

$$\begin{aligned} T(z, \mu) &= \frac{\int E^{1/2} \varphi(z, E, \mu) dE}{\int E^{-1/2} \varphi(z, E, \mu) dE} = \\ &= \frac{\bar{E}_0(\mu) + C(\mu) \bar{E}_1(\mu) \exp(-z/L_r)}{1 + C(\mu) \exp(-z/L_r)}; \\ C(\mu) &= \frac{C_1 \int f_1(\mu, E) E^{-1/2} dE}{C_0 \int f_0(\mu, E) E^{-1/2} dE}; \\ E_n &= \frac{\int f_n(\mu, E) E^{1/2} dE}{\int f_n(\mu, E) E^{-1/2} dE}, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$L_r^{-1} = L_1^{-1} - L_0^{-1}. \quad (5)$$

Выражение (4) можно преобразовать к виду

$$T(z, \mu) \approx T_2 + (T_1 - T_2) \frac{g}{b + \exp(z/L_r)}, \quad (6)$$

¹ Собственные функции $f_0(\mu, E)$ и $f_1(\mu, E)$ являются решениями кинетического уравнения без источников, в том числе и без источников на бесконечности по энергии. Это означает, что $f_0(\mu, E)$ и $f_1(\mu, E)$ не содержат спектра $1/E$, и поэтому верхний предел в интегралах по энергии от этих функций может быть взят бесконечным.

где

$$T_2 = \bar{E}_0(\mu); \quad b = C(\mu);$$

$$(T_1 - T_2)g = [\bar{E}_1(\mu) - \bar{E}_0(\mu)]C(\mu).$$

При $z > L_r$ получим соотношение

$$T(z, \mu) \approx T_2 + (T_1 - T_2)g \exp\left(-\frac{z}{L_r}\right), \quad (7)$$

совпадающее с хорошо известным асимптотическим выражением для температуры нейтронного газа: $T(z) \approx T_\infty + (T_0 - T_\infty) \exp(-z/L_r)$, если под L_r понимать так называемую длину релаксации температуры нейтронного газа. При аппроксимации асимптотического поведения экспериментальной температуры нейтронного газа с помощью формул (6) и (7) можно получить длину релаксации L_r , связанную с длинами релаксации потока нейтронов соотношением (5), если эксперимент соответствует условиям, при которых получены выражения (6) и (7).

Метод восстановления длин ретермализации нейтронов. Длинной ретермализации называется одна из двух длин релаксации метода перекрывающихся групп (МПГ) в P_1 -приближении. Вторая из них называется длиной диффузии МПГ. Отличие длин релаксации МПГ от рассмотренных выше истинных длин релаксации потока нейтронов состоит в том, что с их помощью пытаются описать поток нейтронов по всей области изменения пространственной переменной с равномерной точностью, тогда как истинные длины релаксации дают правильное асимптотическое поведение потока нейтронов. Покажем это на примере уравнений МПГ в P_1 -приближении для двухзонной плоской системы. В соответствии с основным положением МПГ поток нейтронов в какой-либо точке z для любой из зон двухзонной плоской системы представляется в виде

$$\Psi(z, \nu) = \sum_{l=1,2} \Psi_l(z) \chi_l(\nu), \quad (8)$$

где $\chi_1(\nu)$ и $\chi_2(\nu)$ — пробные функции. Весовые функции Ψ_1 и Ψ_2 удовлетворяют в P_1 -приближении хорошо известной системе уравнений [1]:

$$\left. \begin{aligned} D_1 \Delta \Psi_1(z) - (\Sigma_{a1} + \Sigma_R^{1 \rightarrow 2}) \Psi_1(z) + \\ + \Sigma_R^{2 \rightarrow 1} \Psi_2(z) &= -S_1(z); \\ D_2 \Delta \Psi_2(z) - (\Sigma_{a2} + \Sigma_R^{2 \rightarrow 1}) \Psi_2(z) + \\ + \Sigma_R^{1 \rightarrow 2} \Psi_1(z) &= -S_2(z), \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где обозначения физических величин общеприняты.

Коренное отличие (8) от выражения (2) состоит в том, что вместо собственных функций и соб-

ственных длин для данной среды в выражении (8) используются другие функции и длины. Очевидно, что, когда пробные функции χ_e плохо воспроизводят собственные функции задачи, формула (8) будет давать неверную асимптотику для потока нейтронов. Но от формулы (8) и не требуют правильной асимптотики, с ее помощью пытаются описать с равномерной точностью спектр нейтронов по всей области изменения z . Это означает, что длины релаксации МПГ не универсальны. Степень универсальности этих длин находится в прямой связи с их близостью к истинным длинам релаксации. Поэтому длины релаксации МПГ представляют интерес по следующим соображениям: во-первых, они являются приближением к соответствующим истинным длинам релаксации; во-вторых, их можно использовать в рамках МПГ для решения реакторных задач; в-третьих, они представляют собой некоторую интегральную характеристику эксперимента. Длины релаксации МПГ (длина диффузии МПГ и длина ретермализации) являются характеристическими числами системы однородных дифференциальных уравнений, которая соответствует системе (9). Их можно найти, если будут известны параметры D_l , Σ_{al} ($l=1,2$), $\Sigma_R^{1 \rightarrow 2}$ и $\Sigma_R^{2 \rightarrow 1}$. Длину ретермализации можно также найти из распределения температуры нейтронного газа при помощи формул (6) и (7), если соблюдаются следующие условия. Соотношение (6) в рамках МПГ получается, когда в системе (9) источники S_1 , S_2 и сечение ретермализации, соответствующее переходу нейтронов из равновесной группы в неравновесную, для одной из зон могут быть приняты равными нулю. При этом длина релаксации температуры нейтронного газа в рамках МПГ L_r оказывается связанной с длиной диффузии L_D и длиной ретермализации L_{rt} соотношением, аналогичным (5):

$$L_r^{-1} = L_{rt}^{-1} - L_D^{-1}. \quad (5a)$$

Формула (7) для температуры нейтронного газа в рамках МПГ получается, если кроме сформулированных выше условий выполняются равенства $D_1 = D_2$ и $\Sigma_{a1} = \Sigma_{a2}$. В обоих случаях область минимизации параметров должна совпадать со всей областью изменения пространственной переменной.

Длины релаксации в воде. Соотношения (6) и (7) использовались для анализа асимптотического поведения температуры нейтронного газа в воде, полученной из экспериментальных спектров. Пространственное распределение

температуры $T = m \left(\frac{1}{v} \right)^m$, где $\left(\frac{1}{v} \right)^m$ — обратная скорость, соответствующая наиболее вероятной скорости в распределении $\psi(z, v, 1)$ в графите и воде, показано на рис. 5 и 6. Параметры g , b и $1/L_r$ определялись минимизацией соответствующих функционалов по программам [9] в области $z = 0,7 \div 3$ см (здесь z — расстояние от температурного разрыва). Длины релаксации температуры нейтронного газа L_r приведены в табл. 1.

Длины релаксации температуры нейтронного газа и первые длины релаксации потока нейтронов в воде Таблица 1

Фигура	Длина релаксации, см	Серия измерений			
		первая	вторая	третья	четвертая
(6)	L_r	$0,37 \pm 0,04$	$0,43 \pm 0,04$	$0,36 \pm 0,04$	$0,40 \pm 0,04$
	L_1	$0,33 \pm 0,03$	$0,37 \pm 0,04$	$0,32 \pm 0,03$	$0,35 \pm 0,03$
(7)	L_r	$0,50 \pm 0,05$	$0,47 \pm 0,05$	$0,50 \pm 0,05$	$0,48 \pm 0,05$
	L_1	$0,42 \pm 0,04$	$0,40 \pm 0,04$	$0,42 \pm 0,04$	$0,41 \pm 0,04$

Первая длина релаксации потока нейтронов L_1 была получена из соотношения (5), значение длины диффузии L_0 , равное 2,83 см (при $T = 300^\circ \text{K}$), было получено нами в отдельных измерениях. Среднее значение первой длины релаксации в воде L_1 , найденное с помощью выражения (6) и (7), соответственно равно 0,34 и 0,41 см. Отметим, что для анализа экспериментов в асимптотической области целесообразнее использовать формулу (6), а не (7), так как она начинает описывать асимптотическую часть хода экспериментальной кривой при меньших значениях z , чем формула (7). Полученные значения для L_1 (см. также [4]) значительно меньше предельно возможного значения для воды $1/\kappa^* = 0,74$ см. С одной стороны, это может означать, что в воде существует лишь фундаментальная длина релаксации, а полученные значения являются результатом попытки описать непрерывный спектр собственных значений одним дискретным собственным значением. С другой стороны, то обстоятельство, что все они укладываются в определенный интервал 0,27—0,42 см в пределах ошибок, может указывать на существование в области непрерывного спектра для воды квазидискретной длины релаксации, подобно тому как в случае нестационарной задачи термализации возможно существование квазидискретных постоянных затухания [10].

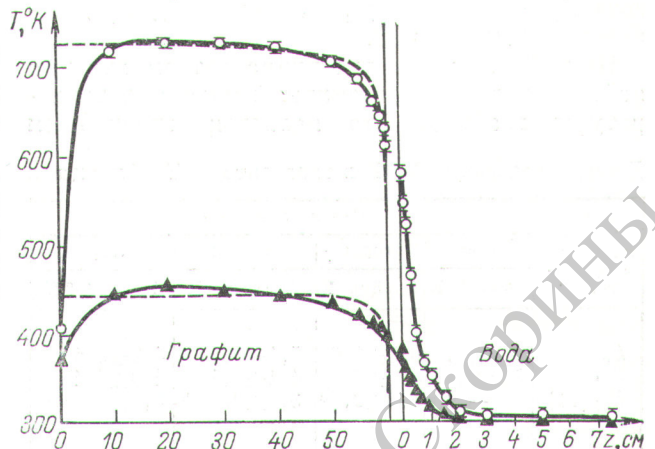


Рис. 5. Распределение температуры нейтронов в графите и воде, полученное в измерениях серии I. \blacktriangle — температура нейтронов; — — — температура среды и серии III (\circ — температура нейтронов; — — — температура среды).

Длины ретермализации в графите и воде. В результате анализа пространственной зависимости температуры нейтронного газа с помощью (6) были получены длины ретермализации в графите и воде. Параметры g , b и $1/L_r$ определялись минимизацией соответствующих функционалов по программе [9]. Минимизация проводилась в области $z = 0 \div 3$ см для воды и $z = 0 \div 29,5$ см для графита. Полученные длины релаксации температуры нейтронного

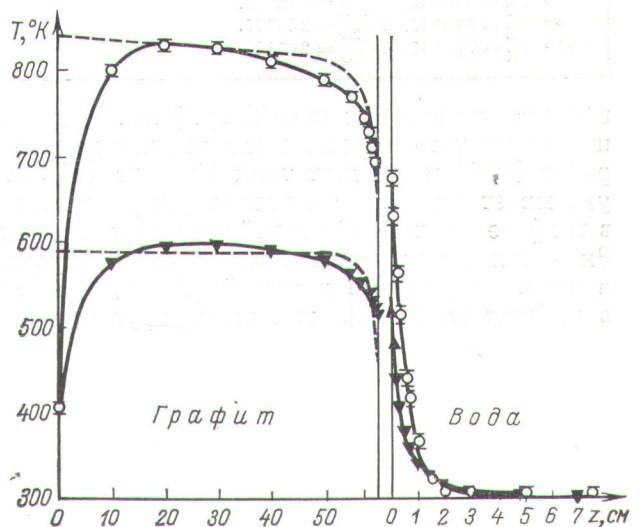


Рис. 6. Распределение температуры нейтронов в графите и воде, полученное в измерениях серии II (\blacktriangle — температура нейтронов; — — — температура среды) и серии IV (\circ — температура нейтронов; — — — температура среды).

газа L_r и длины ретермализации L_{rt} представлены в табл. 2 и 3.

Из таблиц видно, что длина ретермализации нейтронов в графите сильно зависит от температуры графита. Это является отражением

Длины релаксации МПГ в градиенте Таблица 2

Длины ретермализации в графите, см	Серия измерений			
	первая	вторая	третья	четвертая
	$T_1=454^\circ\text{K}$	$T_1=596^\circ\text{K}$	$T_1=726^\circ\text{K}$	$T_1=830^\circ\text{K}$
L_r	$7,4\pm 0,7$	$6,3\pm 0,6$	$5,1\pm 0,5$	$4,9\pm 0,5$
L_{rt}	$5,6\pm 0,6$	$4,9\pm 0,5$	$4,1\pm 0,4$	$4,0\pm 0,4$
L_{rt} [11]	—	$4,2\pm 0,2^*$	$3,5\pm 0,2^{**}$	$3,5\pm 0,2^{***}$

* $T_C = 523^\circ\text{K}$, $T_{\text{H}_2\text{O}} = 299^\circ\text{K}$.
 ** $T_C = 690^\circ\text{K}$, $T_{\text{H}_2\text{O}} = 308^\circ\text{K}$.
 *** $T_C = 828^\circ\text{K}$, $T_{\text{H}_2\text{O}} = 315^\circ\text{K}$.

Длины релаксации МПГ в воде Таблица 3

Длина ретермализации в воде, см	Номер серии измерений			
	первая	вторая	третья	четвертая
	$T_2=303^\circ\text{K}$	$T_2=310^\circ\text{K}$	$T_2=311^\circ\text{K}$	$T_2=315^\circ\text{K}$
L_r	$0,52\pm 0,05$	$0,44\pm 0,04$	$0,45\pm 0,04$	$0,48\pm 0,05$
L_{rt}	$0,44\pm 0,04$	$0,38\pm 0,04$	$0,39\pm 0,04$	$0,41\pm 0,04$
L_{rt} [11]	$0,35\pm 0,04^*$	$0,36\pm 0,04^{**}$	$0,55\pm 0,05^{***}$	—

* $T_C = 410^\circ\text{K}$, $T_{\text{H}_2\text{O}} = 292^\circ\text{K}$.
 ** $T_C = 558^\circ\text{K}$, $T_{\text{H}_2\text{O}} = 243^\circ\text{K}$.
 *** $T_C = 720^\circ\text{K}$, $T_{\text{H}_2\text{O}} = 295^\circ\text{K}$.

эффекта химических связей графита. Полученные результаты хорошо согласуются с данными работ [2, 5] и результатами Беннета [11], что указывает на близость длины ретермализации в графите к истинной первой длине релаксации. Значения длин ретермализации нейтронов в воде, полученные в нашей работе, а также в работах [2, 5, 12], отличаются друг от друга

и находятся в интервале 0,35—0,57 см. При этом не наблюдается какой-либо определенной зависимости от температуры соседней зоны. На наш взгляд, расхождение может быть обусловлено тем, что для определения длин ретермализации используются получаемые в независимых экспериментах константы $D(E)$, $\Sigma_a(E)$, $\Sigma_s(E)$ и $\mu(E)$, которые усредняются по пробным функциям обеих зон. Это приводит к прямой зависимости длин ретермализации от выбора исходных констант и от вида пробных функций. Расхождение в длинах ретермализации в воде свидетельствует о неуниверсальности такой нейтроннофизической характеристики воды, как длина ретермализации. Это расхождение и тот факт, что все длины ретермализации заметно ниже предельного значения для истинных дискретных длин релаксации в воде (0,74 см), могут служить дополнительным указанием на отсутствие первой длины релаксации в воде.

В заключение авторы выражают благодарность Л. В. Майорову за полезные обсуждения.

Поступила в Редакцию 16/XI 1970 г.
 В окончательной редакции 8/VI 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Майоров и др. Pulsed Neutron Research. Vienna, IAEA, 1965. Vol. 1, p. 657.
2. X. Ш. Абдуллаев и др. Neutron Thermalization and Reactor Spectra. Vienna, IAEA, 1968. Vol. 2, p. 233.
3. X. Ш. Абдуллаев, В. Д. Никитин, Г. Я. Труханов. Препринт ИАЭ-1612, 1968.
4. X. Ш. Абдуллаев и др. «Атомная энергия», 26, 537 (1969).
5. X. Ш. Абдуллаев и др. «Атомная энергия», 26, 538 (1969).
6. Г. Я. Труханов. Препринт ИАЭ-1875, 1969.
7. Г. Я. Труханов. Препринт ИАЭ-2010, 1970.
8. Л. В. Майоров и др. (СССР). III Женевская конференция (1964). Доклад № 360.
9. Г. Я. Труханов. Препринт ИАЭ-1973, 1970.
10. М. В. Казарновский и др. Neutron Thermalization and Reactor Spectra. Vienna, IAEA, 1968, Vol. 2, p. 331.
11. R. Bennett. Nucl. Sci. and Engng, 17, 191 (1963).
12. A. Rastas, J. Saastamoinen. Nucl. Sci. and Engng, 36, 351 (1969).