

**ВЕРХНИЙ ПРЕДЕЛ ДИСКРЕТНЫХ СОБСТВЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ  
УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ В ГИДРИДЕ ЦИРКОНИЯ**

**А. В. Антонов, Во Лак Банг, А. И. Косков,  
В. Н. Ковальников, В. И. Кузиков, А. И. Никитенко,  
Д. А. Меркулов**

При использовании импульсного метода предполагается, что плотность нейтронов, инжектированных в блок вещества, после завершения процессов замедления и термализации в дальнейшем затухает в нем экспоненциально. Теория показывает [1], что это предположение является оправданным лишь при значениях декремента затухания нейтронной плотности  $\lambda$ , меньших некоторой определенной величины  $\lambda^*$ , соответствующей верхнему пределу дискретных собственных значений уравнения переноса. Эта величина носит название предела Корнгольда. Значение  $\lambda^*$  определяется из выражения  $\lambda^* = 11 \lim_{v \rightarrow 0} [\Sigma_t(v)v]$  (где  $\Sigma_t(v)v = \bar{\Sigma}_a \bar{v} + \Sigma_s v$ ,  $\bar{\Sigma}_a$  - усредненное микроскопическое сечение поглощения,  $\Sigma_s$  - неупругое сечение рассеяния,  $v$  - скорость нейтрона) и может быть рассчитано, исходя из теоретического представления о внутренней динамике вещества. При проведении опыта импульсным методом старается произвести эксперимент вплоть до больших значений  $B^2$  (наименьшего собственного значения оператора Лапласа для блока замедлителя данной формы и размеров) для того, чтобы обеспечить наибольшую точность в определении диффузионных параметров  $\bar{\Sigma}_a \bar{v}$ ,  $D$  - коэффициента диффузии,  $C$  - коэффициента диффузионного охлаждения. Очевидно, что эта процедура законна только при значениях  $B^2$ , меньших некоторого  $B^{*2}$ , соответствующего  $\lambda^*$ . В этом плане изучение предела Корнгольда представляет практический интерес - позволяет определять границы применимости импульсного метода для измерения параметров диффузии нейтронов в замедлителе. С другой стороны, экспериментальное изучение предела Корнгольда может

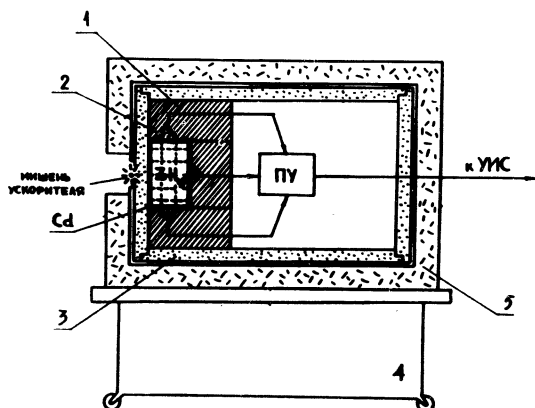
внести ясность в теоретические представления о процессе термализации медленных нейтронов в очень маленьких блоках вещества.

В литературе опубликованы расчеты  $\lambda^*$  для гидрида циркония /2/, /3/, однако полученные значения разбросаны в широком интервале от  $10^4$  сек<sup>-1</sup> до  $5 \cdot 10^4$  сек<sup>-1</sup>. Этот разброс связан, по-видимому, как с методикой расчета, так и с принятыми параметрами моделей. В экспериментальном плане прямые измерения предела Корнгольда для гидрида циркония отсутствуют. Данная работа преследует ограниченную цель - изучить с наибольшей точностью, допускаемой имеющейся в нашем распоряжении экспериментальной аппаратурой, как проявляется существование предела Корнгольда в импульсных измерениях с гидридом циркония, а также рассчитать величину этого предела, используя последние данные о частотном спектре гидрида циркония /4/.

#### Расчет $\lambda^*$ в гидриде циркония ( $ZrH_{1,9}$ ).

В гидриде циркония атомы циркония образуют гранецентрированную кубическую решетку, в центрах которой расположены атомы водорода. Взаимодействие медленных нейтронов с этим веществом практически определяется их рассеянием атомами водорода, которое почти полностью некогерентно ( $\sigma_{\text{кот}}/\sigma_{\text{некот}} < 3\%$ ). Имеющиеся экспериментальные данные по неупругому рассеянию нейтронов, а также данные спектральных измерений /4/, /5/, позволяют сконструировать следующую упрощенную динамическую модель для гидрида циркония. Полный спектр частот состоит из оптической (высокоэнергетической) и акустической ветвей. Оптическая ветвь описывается спектром в форме равнобедренного треугольника с вершиной при  $\hbar\Omega_0 = 0,14$  эв и шириной основания  $\hbar\Delta\Omega_0 = 0,04$  эв. Акустическая ветвь описывается дебаевским спектром с характеристической температурой  $\Theta_D = 0,02$  эв. Отношение весов акустической и оптической ветвей  $\rho = 1/360$ . При расчете величины предела Корнгольда в гидриде циркония мы исходили из теории коррелятивных функций Ван-Хова. Согласно этой работе в гюссовом приближении в случае, когда замедлитель представляет собой одноатомный кубический кристалл с одним атомом в элементарной ячейке и имеет место некогерентное рассеяние, можно представить вероятность рассеяния в виде

моник, влияния не полностью исключенного фона или конечности пролетного расстояния от замедлителя до детектора /9/. Таким образом, наблюдение эффекта, связанного с пределом Корнгольда,



Р и с. 1. Схема экспериментальной установки. 1 - отрагатель, 2 - счетчики, 3 - карбид-борная защита толщиной 4 см, 4 - несущая платформа, 5 - парафин (толщина 10 см).

возможно только при проведении эксперимента в широком интервале времен, считая от начала инжекции нейтронов в блок замедлителя. При этом также должны быть приняты тщательные меры для возможно более полного исключения фона и коррекции эффекта, связанного с пролетным расстоянием. Осуществление этих условий требует использования источников большой интенсивности и применения специальных схем не перегружающей электронной аппаратуры. С учетом этих требований была разработана установка, показанная на рис. 1. Для увеличения интенсивности счета исследуемый блок замедлителя окружался отражателем из отравленного бурой парафина. При больших  $V^2$  интенсивность нейтронов была весьма малой. Поэтому нами была изготовлена установка, в которой одновременно размещались несколько идентичных блокчей из  $ZnN_{1,9}$ , отделенных друг от друга карбид-борной перегородкой толщиной в 2 см. Нейтроны регистрировались тремя параллельными счетчиками (рис. 1). Для существенного уменьшения перегрузки, возникающей в начале нейтронной вспышки, был изготовлен предумягатель с искусствен-

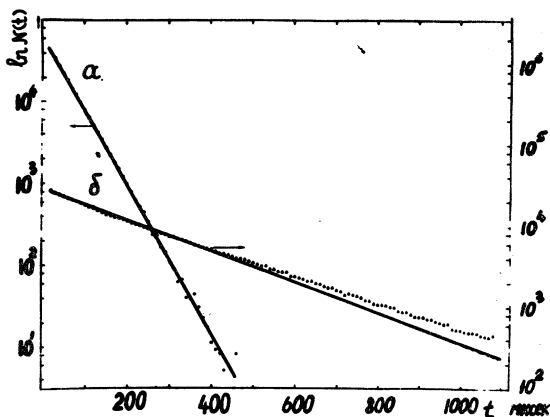
ной линией, формирующей биполярный сигнал. Это позволило работать с большими интенсивностями. Искажение спада нейтронной плотности, связанное с пролетным расстоянием, было исключено введением "компенсирующего" слоя  $1/\nu$ -поглотителя - серебра в соответствии с методикой, разработанной авторами ранее /10/. Практически безфоновое измерение (1-2 импульса за 2-3 часа измерения на десятимикросекундный канал) обеспечивалось как электронной аппаратурой (отношение сигнал/шум  $\sim 40$ ), так и усиленной трехслойной защитой (см. рис. 1).

Исследования были проведены с тремя объемами гидрида циркония:  $12 \times 12 \times 12 \text{ см}^3$ ,  $9 \times 9 \times 6 \text{ см}^3$ ,  $6 \times 6 \times 6 \text{ см}^3$ , а также для проверки, с объемом воды  $9 \times 9 \times 6 \text{ см}^3$  и блоком гидрида циркония  $27 \times 27 \times 27 \text{ см}^3$  с полостью  $15 \times 15 \times 15 \text{ см}^3$ . В воде вплоть до значений  $\lambda^* = 330000 \text{ сек}^{-1}$  спад нейтронной плотности должен происходить строго по экспоненте /8/. Напротив, в блоке гидрида циркония с полостью, согласно /9/, этот спад отклоняется от экспоненциального. С целью выяснить влияние отражателей и взаимное влияние блоков гидрида циркония друг на друга в измерениях с маленькими объемами были проведены специальные контрольные опыты (с отражателем - без отражателя, с одним блоком из  $ZrH_{1,9}$  - с двумя блоками). Эти опыты показали, что принятая схема эксперимента допустима и не приводит к искажению результатов.

### Результаты и их обсуждение

На рис. 2 приведены зависимости логарифма интенсивности нейтронов, вытекающих из объема воды и из объема гидрида циркония с полостью, от времени. На рис. 3 показаны отношения  $\lambda_1/\lambda_{\text{ср}}$  от времени, где  $\lambda_1$  - декременты затухания плотности нейтронов со временем, полученные при обработке методом наименьших квадратов следующих друг за другом временных интервалов краев затухания, соответствующих 60 мксек или 120 мксек (для блока размером  $12^3 \text{ см}^3$ ).  $\lambda_{\text{ср}}$  - величины среднего декремента затухания, соответствующие полному временному интервалу. Из рассмотрения рис. 2 и рис. 3 можно заключить, что при  $v^2 < 0,654 \text{ см}^{-2}$  (размер  $6 \times 6 \times 6 \text{ см}^3$ ) спад нейтронной плотности в гидриде циркония происходит практически по экспоненциальному закону. При  $v^2 > 0,654 \text{ см}^{-2}$  наблюдается либо экспоненциальный спад, либо имеет место слабое отк-

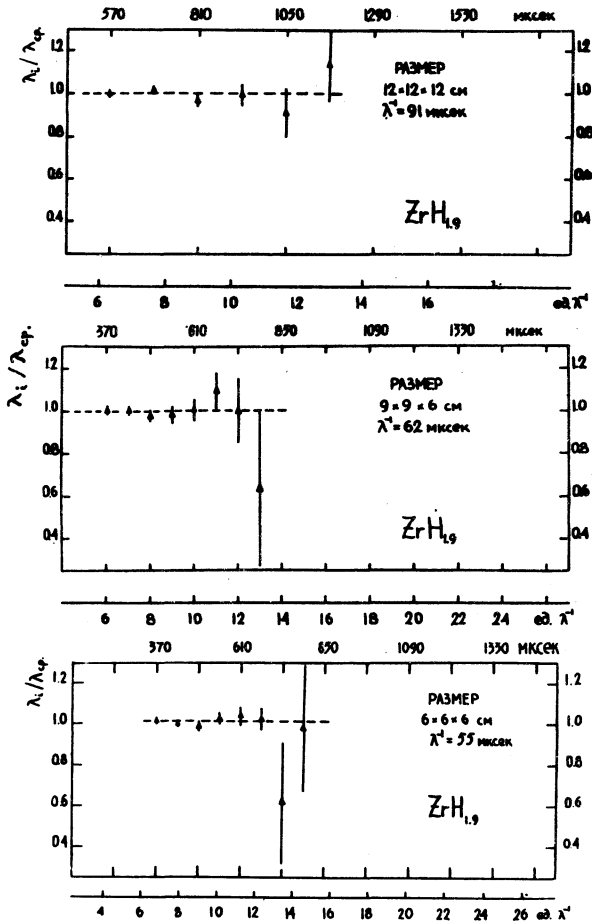
нение закона спада от экспоненциального. Это отклонение весьма мало и не превышает нескольких процентов на интервале времени  $\sim 100$  мксек при временах  $\sim 700-800$  мксек после импульса быстрых



Р и с. 2. Зависимость логарифма интенсивности нейтронов от времени. (а) — для объема воды ( $V^2 = 0,436$  см), (б) — для блока гидрида циркония с полостью (блок  $27^3$  см<sup>3</sup>, полость  $15^3$  см<sup>3</sup>). Момент  $t = 0$  на графике для кривой (а) соответствует времени задержки (относительно начала нейтронной вспышки) 320 мксек, для кривой (б) — 620 мксек.

нейтронов. В измерениях с водой при всех доступных в эксперименте интервалах времени ( $\sim 1$  мксек) видно, что спад происходит строго экспоненциально и соответствует значению  $\lambda = 21000$  сек<sup>-1</sup>, а в измерениях с блоком гидрида циркония с внутренней полостью в соответствии с теорией наблюдается заметное отклонение от экспоненциального закона. Найденные значения  $\lambda$  для гидрида циркония хорошо ложатся на кривую  $\lambda_0(V^2)$ , найденную из ранее проведенной работы /II/.

Результаты этого эксперимента позволяют сделать следующее заключение. Если принять в качестве  $\lambda^*$  расчетное значение, то при  $\lambda > \lambda^*$  в гидриде циркония за сравнительно короткий интервал времени ( $\sim 300$  мксек считая от начала нейтронной вспышки) устанавливается "квазиасимптотическое" распределение, за-



Р и с. 3. Зависимость отношения  $\lambda_1/\lambda_{ср}$  от времени для гидрида Циркония. Верхняя кривая для блока размером  $12^3 \text{ см}^3$  ( $B^2 = 0,183 \text{ см}^{-2}$ ), средняя для блока размером  $9^2 \times 6 \text{ см}^3$  ( $B^2 = 0,426 \text{ см}^{-2}$ ), нижняя - для блока размером  $6^3 \text{ см}^3$  ( $B^2 = 0,654 \text{ см}^{-2}$ ).

тупающее с декрементом  $\lambda_{\text{eff}}$ , практически совпадающим с  $\lambda_0$ . При временах больших  $\sim 1$  мсек, для  $B^2 > 0,654 \text{ см}^{-2}$ , по-видимому, начинает сказываться влияние "ловушки Корнгольда" и спектр начинает приближаться к истинно асимптотическому.

В заключение авторы выражают глубокую признательность А. Т. Матачу за помощь в расчете на ЭМ.

Поступила в редакцию  
21 июля 1972 г.

### Л и т е р а т у р а

1. H. Corngold. Nucl. Sci. Engng., 19, 80 (1960).
2. W. Reichardt. Proc. Symp. Neutron thermalization and reactor spectra. Ann-Arbor, 2, 411 (1968).
3. J. Saastamoinen, A. Palmgren. J. Nuclear Energy, 25, 189 (1971).
4. J. G. Couch, O. K. Harling, Lavern C. Clune. Phys. Rev., 4, 2675 (1971).
5. С. Н. Ишмаев. Диссертация, ОИЯИ, 1971 г.
6. В. Ф. Турчин. Медленные нейтроны, М., Атомиздат, 1963 г.
7. M. Hill's. Journ. of Nucl. Energy, 25, 533 (1971).
8. Ajoy K. Ghatak, Henry C. Honeck. Nucl. Sci. Eng., 19, 601 (1965).
9. К. Д. Ишлева, М. В. Казарновский (в печати).
10. А. В. Антонов, Во Дак Банг, А. И. Исаков, Д. А. Меркульев. Краткие сообщения по физике, 1, 58 (1971).
11. А. В. Антонов, Б. В. Гранаткин, М. В. Казарновский, Д. А. Меркульев. Атомная энергия, 29, 201 (1970).