

КОЭФФИЦИЕНТ СПЕКТРАЛЬНОГО СДВИГА И ВРЕМЯ  
ТЕРМАЛИЗАЦИИ НЕЙТРОНОВ В ГИДРИДЕ ЦИРКОНИЯ

А. В. Антонов, Во Лак Банг, А. И. Исakov,  
В. Н. Ковальчиков, И. А. Колесов, В. И. Куликов,  
П. А. Меркуляев, А. И. Никитенко, А. А. Тихомиров

Известно, что вследствие эффекта диффузионного охлаждения нейтронов, наблюдаемого при проведении диффузионных измерений импульсным методом, средняя энергия нейтронов в блоках замедлителя уменьшается при уменьшении их размеров. Если для нейтронов, вытекающих из различных блоков вещества, измерять коэффициент прозрачности для фильтров, поглощающих нейтроны по закону  $1/v$ , то эти величины окажутся также зависящими от размера блока. Именно, при уменьшении размера коэффициент прозрачности фильтра должен убывать. Теория /1/ показывает, что зависимость коэффициента прозрачности фильтра от  $B^2$  (где  $B^2$  - наименьшее собственное значение оператора Лапласа для блока замедлителя данной формы и размеров) для не очень малых объемов замедлителя является линейной. Тангенс угла наклона этой прямой к оси абсцисс позволяет определить коэффициент спектрального сдвига  $q$ :

$$\bar{v} = \bar{v}_M(1 - qB^2), \quad (1)$$

где  $\bar{v}_M$  - средняя скорость максвелловского распределения, а  $\bar{v}$  - среднее асимптотическое значение скорости нейтронов в блоке заданного размера. Согласно работе /1/, в двухгрупповом приближении имеет место соотношение, связывающее  $q$  с временем термализации  $\tau_{th}$  и коэффициентом диффузионного охлаждения  $C$

$$q^2 = \tau_{th} C / 5,6. \quad (2)$$

Таким образом, изучение коэффициента спектрального сдвига представляет собой не только самостоятельную интересную задачу (так как  $q$  является важной для физики реакторов нейтронной констан-

той), но и позволяет уточнить значения параметров  $\tau_{th}$  или  $C$ , определяемых другими методами. Для нахождения коэффициента  $q$  нами был применен метод измерения коэффициента прозрачности серебряного фильтра, поглощающего тепловые нейтроны по закону  $1/v$ . В соответствии с этим методом /2/ была создана экспериментальная установка. Исследуемое вещество помещалось в кадмированный сосуд с прорезью на дне. Под прорезью помещался коллиматор из кадмия размером 2,25 x 19 x 195 мм с диаметром отверстий 2 мм. Серебряные фильтры разной толщины помещались в зазоре между излучающей нейтроны поверхностью замедлителя и коллиматором. Там же размещались дополнительные фильтры для компенсации эффекта пролетного расстояния /3/.

Рассмотрим искажение, которое может внести пролетное расстояние от излучающей нейтроны поверхности замедлителя до счетчика (1). Обозначим буквой  $N$  количество нейтронов, зарегистрированных в каком-либо произвольном канале временного анализатора, соответствующем моменту времени  $t_0$  после облучения блока вещества коротким импульсом быстрых нейтронов. (Считаем, что ширина канала  $\Delta t \ll t_0$ .) Пусть далее  $N'$  измерено с фильтром, а  $N''$  измерено без фильтра за такой же интервал времени, что и  $N'$ . Тогда коэффициент прозрачности определим, как  $R = N'/N''$ . Обозначим через  $R_0$  значение этой величины, измеренное при расстоянии  $l = 0$ . Если  $l > 0$ , тогда на счетчик одновременно приходят испущенные в разные моменты времени ( $t < t_0$ ) нейтроны различных скоростей. Иначе говоря, счетчик одновременно регистрирует нейтроны более "холодные", которые были испущены замедлителем ранее, чем более "горячие". Вследствие того, что спад нейтронной плотности происходит по экспоненциальному закону, спектр приходящих на счетчик нейтронов оказывается охлажденным и измеренное значение  $R < R_0$ . Такой эффект должен быть различным для разных величин исследуемых объемов замедлителя и может исказить результат при измерениях коэффициента  $q$ . Рассмотрим влияние этого эффекта на примере водного замедлителя, для которого при теоретической оценке можно в грубом приближении считать, что: 1) нейтроны имеют максвелловское распределение по скоростям, 2) эффективность детектора не зависит от энергии нейтронов, 3)  $\lambda_{tr} \sim v$ . Нетрудно показать, что при таких предположениях величи-

на R равна:

$$R_1(t, l, \lambda, d) = \frac{\int_0^{v_0 t/l} \exp[(u/v_0)(\lambda l - \Lambda)] u^{-6} \exp(-u^{-2}) du}{\int_0^{v_0 t/l} \exp(u \lambda l / v_0) u^{-6} \exp(-u^{-2}) du}, \quad (3)$$

где  $u = v/v$ ,  $v_0 = \sqrt{2kT/m}$ ,  $\lambda$  - декремент затухания нейтронной плотности при данном  $v^2$ ,  $\Lambda = \Sigma_a(T)v_0 d$ ,  $T$  - температура замедлителя,  $k$  - постоянная Больцмана,  $m$  - масса нейтрона,  $\Sigma_a$  - макроскопическое сечение поглощения фильтра,  $d$  - его толщина.

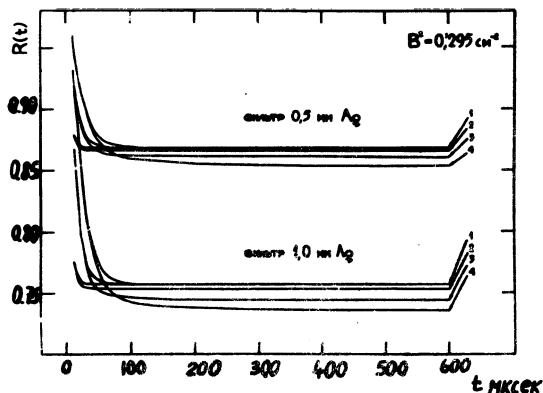
В работе /3/ предложен метод, позволяющий "скомпенсировать" влияние пролетного расстояния. Он состоит во введении дополнительного фильтра, поглощающего нейтроны по закону  $1/v$ , с толщиной  $d = \lambda l / \Sigma_a(T)v_0$ . С таким "компенсирующим" слоем поглощателя величина R равна:

$$R_2(t, l, d) = \frac{\int_0^{v_0 t/l} \exp[-(u \Lambda / v_0)] u^{-6} \exp(-u^{-2}) du}{\int_0^{v_0 t/l} \exp(-u^{-2}) u^{-6} du}. \quad (4)$$

Из полученной формулы (2) видно, что  $R_2$  теперь зависит от  $l$  только через значение верхнего предела в интегралах. При  $v_0 t/l \gg 1$  (т.е. если  $t$  достаточно велико) эта зависимость практически исключается полностью. Расчитанные с помощью ЭМ по формулам (3), (4) значения величины  $R_1$  и  $R_2$  показаны на рис. I. Из рисунка следует, что искажение, вносимое пролетным расстоянием, возрастает с ростом  $l$  и толщины фильтра  $d$ . Так, при расстоянии  $l = 9$  см, толщине фильтра  $d = 1$  мм и  $v^2 = 0,295$  см<sup>-2</sup> это искажение может достигь 6%. На рис. I также видно, что в любом случае можно скомпенсировать эффект пролетного расстояния вышеупомянутым способом.

Для проверки расчетов мы измерили коэффициенты прозрачности фильтра R как функции времени, прошедшего после импуль-

са быстрых нейтронов для двух объемов воды ( $B^2 = 0,124 \text{ см}^{-2}$  и  $B^2 = 0,245 \text{ см}^{-2}$ ) при пролетном расстоянии  $l = 19,6 \text{ см}$  с компенсирующими серебряными фильтрами и без них. Полученные результа-



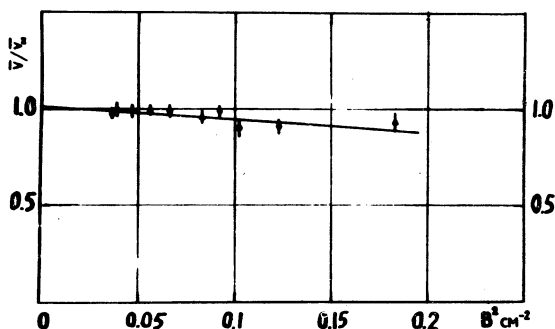
Р и с. 1. Расчитанная зависимость величины прозрачности серебряных фильтров от времени  $t$  (после вспышки импульса быстрых нейтронов) для блока гидрида парафина с  $B^2 = 0,295 \text{ см}^{-2}$ . Верхняя группа кривых - для фильтра толщиной в 0,5 мм, нижняя - 1,0 мм. Кривые 1 - для расстояний  $l = 2, 5,4$  и  $9 \text{ см}$  с компенсацией, кривые 2, 3, 4 - соответственно для тех же расстояний, но без компенсации.

ты подтвердили теоретические расчеты; именно, введение компенсирующего фильтра приводило к соответствующему увеличению асимптотического значения коэффициента прозрачности. В отсутствие компенсирующего фильтра при  $B^2 = 0,4 \text{ см}^{-2}$  коэффициент прозрачности монотонно изменялся со временем и асимптотическое значение его вообще не устанавливалось.

Несмотря на простоту метода продувки, его применение сопряжено со значительными трудностями экспериментального характера. Одна из этих трудностей состоит в том, что для надежного определения величин  $R$  (с точностью  $\sim 1\%$ ) необходимо иметь обладающую долговременной стабильностью электронно-измерительную аппаратуру. Конечно, требования к стабильности зависят от скорости набора информации, которая возрастает при увеличении интен-



раз меньшим, чем у АИ-256. В электрическую схему преусилителя была введена цепь, формирующая биполярный сигнал, что существенно уменьшало перегрузку преусилителя. Эти усовершенствования позволили увеличить скорость набора информации в 5-10 раз, что обеспечило возможность измерения  $\kappa$  с необходимой точностью



Р и с. 3. Зависимость отношения  $\sqrt{v}/\sqrt{v_0}$  от  $B^2$  для гидрида циркония.  $\Delta$  - измерения "обычной" схемой с анализатором АИ-256,  $\circ$  - измерения при использовании "усовершенствованной" электронной схемы.

без применения специальных мер для повышения долговременной стабильности стандартной аппаратуры.

Согласно методу пропускания прозрачность фильтра измеряется по истечении после инжекции некоторого интервала времени, соответствующего установлению равновесного спектра. В диапазоне выбранных нами для измерений  $q$  величин  $B^2$  (для гидрида циркония) это время, как показывают специально проделанные опыты, составляет  $\sim 120 - 180$  мксек. Для установления этой задержки запуска ШИ-9 по отношению к началу нейтронного импульса, облучающего блок замедлителя, была разработана схема, приведенная на рис. 2. Она состояла из двудного ключа (рис. 2а), собранного по мостовой схеме (что позволяет работать с биполярным сигналом) и ждущего мультивибратора (рис. 2б), задающего время задержки в диапазоне от 1 до сотен мксек. Время восстановления схемы после отпирания не превышало 2 мксек. Полоса пропускания составляла 10 мГц по уровню 1 дБ. Неравномерность амплитудной характеристики в рабочем диапазоне не более 10%.

Следует отметить, что в теоретических выкладках, приводящих к формулам (1) и (2), фигурируют величины плотностей нейтронов, находящиеся внутри блока замедлителя. В нашем же эксперименте измеряется прозрачность фильтра для вытекающих из объема замедлителя нейтронов. Однако, для гидрида циркония (при использовании достаточно малых  $B^2$ ) этот эффект может приводить лишь к небольшой дополнительной погрешности в величине  $R$ , составляющей долю общей экспериментальной ошибки.

Нами были выполнены измерения  $R$  для 10 блоков  $ZrH_{1,9}$  (плотностью  $5,05 \text{ г/см}^3$ ) со значениями  $B^2 = 0,0360, 0,0375, 0,0462, 0,0560, 0,0660, 0,0825, 0,0920, 0,102, 0,123, 0,183 \text{ см}^{-2}$ . Были использованы фильтры из серебра толщиной 1 мм и 0,5 мм. Результаты эксперимента приведены на рис. 3. С помощью метода наименьших квадратов была определена величина  $Q$  для гидрида циркония при комнатной температуре:  $Q = (0,70 \pm 0,20) \text{ см}^2$ . Рассчитанная по формуле (2) величина  $\tau_{\text{th}}$  оказалась равной  $(60 \pm 30)$  миксек, что находится в разумном согласии с результатами работы /4/.

В заключении авторы выражают глубокую признательность А. Т. Матачуи за помощь в расчетах на ЭМ.

Поступила в редакцию  
21 июля 1972 г.

### Л и т е р а т у р а

1. М. В. Казарновский. Диссертация, ФИАН, 1970 г.
2. А. В. Антонов, Во Дак Банг, А. И. Исаков, Д. А. Меркульев. Сборник "Краткие сообщения по физике" № I, 58 (1971).
3. Е. Бекуртц, К. Виртц. Нейтронная физика М., ИЛ, 1965 г.
4. J. Kallfels, W. Reichardt. Pulsed neutron research. Proc. symp. Karlsruhe, May 1965, v 1, p.545.