

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ  
МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

**В.Е. Смирнов**

# **ДИФФУЗИЯ И ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ В НЕРАЗМНОЖАЮЩИХ СРЕДАХ**

Лабораторный практикум

*Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии»  
в качестве учебного пособия  
для студентов высших учебных заведений*

Москва 2008

УДК 621.039.59(076.5)  
ББК 31.46я7  
С50

Смирнов В.Е. **Диффузия и замедление нейтронов в неразмножающихся средах:** *Лабораторный практикум.* М.: МИФИ, 2008. 60 с.

Цель лабораторного практикума – изучение основ экспериментальных методов исследования диффузии и замедления нейтронов в неразмножающихся средах.

Практикум включает экспериментальные работы по изучению и интерпретации стационарных пространственных распределений тепловых и резонансных нейтронов в графитовой призме и работу по интерпретации результатов моделирования нестационарных процессов с целью определения диффузионных параметров воды.

Практикум предназначен для сопровождения учебных курсов в цикле подготовки специалистов по специальности «Ядерные реакторы и энергетические установки» направления «Ядерная физика и технологии».

Пособие подготовлено в рамках Инновационной образовательной программы.

Рецензент канд. физ.-мат. наук В.С. Окунев

ISBN 978- 5-7262-1070-4

© Московский инженерно-физический институт  
(государственный университет), 2008

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие .....	4
<i>Работа 1</i>	
Экспериментальное определение квадрата длины замедления (возраста) нейтронов радиоизотопного источника в графите .....	5
<i>Работа 2</i>	
Экспериментальное определение длины диффузии тепловых нейтронов в графите .....	21
<i>Работа 3</i>	
Изучение пространственного распределения отношений плотностей потоков тепловых и эпитепловых нейтронов в графитовой призме с помощью $1/v$ детектора нейтронов .....	35
<i>Работа 4</i>	
Расчетное моделирование метода нестационарной диффузии нейтронов от импульсного источника для определения параметров диффузии тепловых нейтронов в водородосодержащих средах .....	45
Приложение .....	57
Список литературы .....	59

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемый лабораторный практикум сопровождает учебные курсы «Физика ядерных реакторов», «Экспериментальная реакторная физика», «Основы экспериментальной реакторной физики», читаемые в МИФИ на кафедре теоретической и экспериментальной физики ядерных реакторов в цикле подготовки специалистов по специальности «Ядерные реакторы и энергетические установки» направления «Ядерная физика и технологии».

Практикум включает экспериментальные работы по измерению и интерпретации стационарных пространственных распределений нейтронов от статического источника в графитовой призме и моделирование метода нестационарной диффузии нейтронов для определения диффузионных параметров размножающих сред. В результаты расчетов переходных процессов вносятся возмущения, обусловленные особенностями протекания нестационарных процессов в исследуемых объектах и формирования сигналов в электронных трактах нейтронных детекторов. Генерированные таким способом экспериментальные данные предлагаются студентам для обработки.

В создание и оснащение практикума в разное время существенный вклад внесли проф. Юрова Л.Н., проф. Хромов В.В., проф. Ромоданов В.Л., доц. Бургов Н.А., доц. Климов А.Н., доц. Поляков А.А., с.н.с. Кожин А.Ф., доц. Смирнов В.Е.

Методическое пособие [1] последний раз было издано в 1991 г. За истекший период изменилось аппаратное и программное обеспечение учебных лабораторий. В настоящем издании учтены как упомянутые обстоятельства, так и многолетний опыт, накопленный при выполнении практикума в процессе обучения студентов МИФИ.

В приложении приведены справочные данные, используемые при выполнении работ и для ссылок.

# Работа 1

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КВАДРАТА ДЛИНЫ ЗАМЕДЛЕНИЯ (ВОЗРАСТА) НЕЙТРОНОВ РАДИОИЗОТОПНОГО ИСТОЧНИКА В ГРАФИТЕ

**Цель работы:** формирование навыков экспериментального измерения, обработки и интерпретации пространственных распределений плотности потока нейтронов резонансным детектором в графитовой призме со статическим источником нейтронов и измерение квадрата длины замедления нейтронов.

### Введение

#### *Модель объекта измерения*

Распространение нейтронов от точечного изотропного источника нейтронов с энергией  $E_n$  в бесконечной среде характеризуют [1] величиной  $\overline{r^2(E_n|E)}$  – средним квадратом смещения нейтронов при замедлении от энергии  $E_n$  до энергии  $E$ .

Если известно пространственное распределение плотности замедления нейтронов  $j(r, E_n|E)$ , то

$$\overline{r^2(E_n|E)} = \frac{\int_V r^2 j(r, E_n|E) dV}{\int_V j(r, E_n|E) dV}. \quad (1.1)$$

Если известно пространственное распределение плотности потока  $\Phi(r, E_n|E)$  нейтронов, имеющих энергию  $E$ , то

$$\overline{r^{*2}(E_n|E)} = \frac{\int_V r^2 \Phi(r, E_n|E) dV}{\int_V \Phi(r, E_n|E) dV}, \quad (1.2)$$

$\overline{r^2(E_n|E)} < \overline{r^{*2}(E|E)}$ , но различие – незначительно.

В теории возраста при условии, что поглощением нейтронов можно пренебречь (то есть при  $\Sigma_a \ll \Sigma_s$ ), дифференциальное уравнение баланса плотности замедления нейтронов (уравнение возраста) записывается в виде:

$$\frac{\partial j(r, \tau(E_n|E))}{\partial \tau} = \Delta^2 j(r, \tau(E_n|E)), \quad (1.3)$$

где  $j(r, \tau(E_n|E))$  – плотность замедления нейтронов, имеющих возраст  $\tau(E_n|E)$ ;

$\tau(E_n|E) = \int_E^{E_n} \frac{1}{3\Sigma_{tr}(E)\xi\Sigma_s(E)} \frac{dE}{E}$  – возраст нейтронов,

по Ферми – переменная уравнения возраста;  $\Sigma_{tr}$  – транспортное макросечение;  $\xi\Sigma_s$  – замедляющая способность среды.

Решение уравнения (1.3) – плотность замедления нейтронов от изотропного точечного источника нейтронов с энергией  $E_n$ , пересекающих в точке  $r$  бесконечной среды энергию  $E$ :

$$j(r, \tau(E_n|E)) = \frac{Q(E_n)}{[4\pi\tau(E_n|E)]^{3/0}} \exp\left[-\frac{r^2}{4\tau(E_n|E)}\right], \quad (1.4)$$

где  $Q(E_n)$  – число нейтронов, испущенных находящимся в начале координат источником за единицу времени.

Если в (1.1) подставить распределение  $j(r, \tau(E_n|E))$  в виде (1.4), то получим соотношение

$$\overline{r^2(E_n|E)} = 6\tau(E_n|E). \quad (1.5)$$

Возрастная теория достаточно хорошо описывает замедление нейтронов в тяжелых замедлителях, например в графите или бериллии, но неприменима для дейтерия и водорода.

Чтобы преодолеть ограничения возрастной теории, предложено (см., например, [1, с. 153]) соотношение (1.5) рассматривать как определение возраста нейтронов

$$\tau(E_n|E) = \frac{1}{6} \overline{r^2(E_n|E)} \quad (1.6)$$

**независимо от того, справедлива или нет возрастная теория.**

Формула (1.1) не может быть использована для экспериментального определения  $\tau(E_n|E)$  в соответствии с (1.6). Проблема в том, что параметр  $j(r, \tau(E_n|E))$  – математическая абстракция. Факт пересечения нейтроном некоторой энергетической границы не сопровождается экспериментально наблюдаемыми явлениями и не может быть обнаружен. Эта проблема преодолена заменой  $j(r, E_n|E)$  пространственным распределением плотности потока  $\Phi(r, E_n|E)$  замедляющихся нейтронов с энергией, близкой к тепловой области. Такое распределение можно измерить индикатором с резонансом в зависимости сечения активации от энергии. Например, в реакции  $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116}\text{In}$  ( $E_{res} = 1,46$  эВ), а в реакции  $^{103}\text{Rh}(n, \gamma)^{104}\text{Rh}$  ( $E_{res} = 1,26$  эВ). Активность насыщения индикатора пропорциональна  $\Phi(r, E_n|E_{res})$  – плотности потока замедляющихся нейтронов с энергией  $E_{res}$ :

$$A_{\text{нас}}(r, E_{res}) = K(r) \Sigma_{act}(E_{res}) \Phi(r, E_n|E_{res}).$$

Такие индикаторы дают возможность экспериментально определить средний квадрат смещения нейтронов в процессе замедления, усредненный по плотности потока нейтронов с энергией  $E_{res}$ :

$$\overline{r^{*2}(E_n|E_{res})} = \frac{\int_V r^2 A_{\text{нас}}(r, E_n|E_{res}) dV}{\int_V A_{\text{нас}}(r, E_n|E_{res}) dV} = \frac{\int_V r^2 \Phi(r, E_n|E_{res}) dV}{\int_V \Phi(r, E_n|E_{res}) dV} \quad (1.7)$$

и, в соответствии с формулой (1.6), определить возраст нейтрона:

$$\tau^*(E_H|E_{res}) = \frac{1}{6} \overline{r^{*2}(E_H|E_{res})}. \quad (1.8)$$

Чтобы избежать путаницы между параметрами, определенными по формулам (1.6) и (1.8), предложено называть  $\tau(E_H|E_{res})$  **возрастом нейтронов по Ферми**, а  $\tau^*(E_H|E_{res})$  – **квадратом длины замедления нейтронов**.

Сравнение  $\overline{r^2(E_H|E_{res})}$  и  $\overline{r^{*2}(E_H|E_{res})}$  ([2] с. 147) показывает, что

$$\overline{\delta(r^2)} = \overline{r^{*2}(E_H|E_{res})} - \overline{r^2(E_H|E_{res})} = 2\lambda_s^2(E_{res}). \quad (1.9)$$

Разница обусловлена последним пролетом нейтрона от точки, где его энергия стала равной  $E_{res}$ , до точки, где установлен индикатор. Различие возраста, определенного по формулам (1.6) и (1.8):

$$\delta(\tau) = \frac{\overline{\delta(r^2)}}{6} = \frac{\lambda_s^2(E_{res})}{3}. \quad (1.10)$$

Для  $H_2O$ ,  $D_2O$  и  $^{12}C$  (графита)  $\delta(\tau)$  равна 0,47; 3,7 и 1,7 см<sup>2</sup> соответственно.  $\delta(\tau)$ , как правило, меньше погрешности экспериментального определения  $\tau$  по формуле (1.8).

Параметр  $\overline{r^{*2}(E_H|E_{res})}$  (см.(1.7)), в сферической системе координат для точечного источника нейтронов в бесконечной среде (где, в силу сферической симметрии,  $dV = 4\pi r^2 dr$ ), выражается соотношением:

$$\overline{r^{*2}(E_H|E_{res})} = \frac{\int_0^{\infty} r^4 \Phi(r, (E_H|E_{res})) dr}{\int_0^{\infty} r^2 \Phi(r, (E_H|E_{res})) dr}. \quad (1.11)$$



Для практического применения формулы (1.11) необходима дополнительная информация, способы получения которой нуждаются в специальном рассмотрении.

1. Реально возможно измерить  $\Phi(r, E_{res})$  на интервале от  $r = 0$  до некоторого расстояния  $r_0$ , где измеренный эффект сравнивается с фоном. Для интегрирования в соответствии с (1.11) необходима экстраполяция  $\Phi(r, E_{res})$  на бесконечность. Теперь эту формулу можно представить в виде:

$$\overline{r^{*2}(E_H|E_{res})} = \frac{\int_0^{r_0} r^4 \Phi(r, (E_H|E_{res})) dr + \int_{r_0}^{\infty} r^4 \Phi_{\text{экстр}}(r) dr}{\int_0^{r_0} r^2 \Phi(r, (E_H|E_{res})) dr + \int_{r_0}^{\infty} r^2 \Phi_{\text{экстр}}(r) dr}, \quad (1.12)$$

где  $\Phi_{\text{экстр}}(r)$  – экстраполированная плотность потока нейтронов с энергией  $E_{res}$  из области  $0 \dots r_0$  на бесконечность.

2. Поскольку принято считать, что процессы замедления и термализации продолжаются до достижения нейтроном энергии  $E_{гр}$  – нижней границы спектра замедления, то к квадрату длины замедления  $\tau^*(E_H|E_{res})$  следует добавить  $\Delta\tau(E_{res}|E_{гр})$  – возраст нейтронов от энергии  $E_{res}$  до энергии  $E_{гр}$ :

$$\begin{aligned} \tau^*(E_H|E_{gp}) &= \tau^*(E_H|E_{res}) + \Delta\tau(E_{res}|E_{гр}) = \\ &= \frac{1}{6} \overline{r^{*2}(E_H|E_{res})} + \Delta\tau(E_{res}|E_{гр}). \end{aligned} \quad (1.13)$$

3. Индикатор активируется нейтронами всех энергий, присутствующих в спектре. Для определения  $\overline{r^{*2}(E_H|E_{res})}$  необходимо выделить активность, обусловленную нейтронами с энергией первого резонанса ядерной реакции, используемой для детектирования нейтронов.

### *Методика экстраполяции $\Phi(r, (E_n, E_{res}))$ из области $0 \dots r_0$ на бесконечность*

Замедляющиеся нейтроны можно разделить на две группы:

– нейтроны, которые в первом столкновении около источника рассеялись на большой угол (с потерей значительной части энергии) замедляются в окрестности источника;

– при нескольких последовательных рассеяниях на малые углы (с малой потерей энергии), нейтрон может уходить на большие расстояния от источника без значительной потери энергии. Такое явление называют прострелом нейтронов. Как только нейтрон испытает рассеяние на большой угол (со значительной потерей энергии), он попадает в область энергий, где сечение рассеяния увеличится, длина рассеяния  $\lambda_s$  уменьшится и нейтрон замедлится в окрестности точки столкновения. Нейтроны этой группы не учтены в возрастной теории.

Для описания пространственного распределения прострельных нейтронов избрана модель распространения излучения от точечного источника в бесконечной среде с поглощением:

$$\Phi(r) = \frac{Q}{4\pi r^2} \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right) = \frac{C}{r^2} \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right), \quad (1.14)$$

где  $Q$  – интенсивность источника;  $\lambda$  – длина выведения нейтрона из группы прострельных нейтронов;  $C=Q/4\pi$  – константа.

Применимость модели проверялась экспериментально [2]. На рис. 1.1 приведены зависимости  $r^2\Phi(r, E_{res})$  от расстояния до Na-Be источника нейтронов ( $E_n = 0,97$  МэВ), рассчитанные по измеренной активности индиевых индикаторов ( $E_{res} = 1,46$  эВ), и индикаторов тепловых нейтронов, облученных в воде. На интервале  $15 - 30$  см ( $(3 \dots 5)\sqrt{\tau}$ , где  $\tau = 13,9$  см<sup>2</sup>) и далее изображенные на рисунке зависимости представляются линейными функциями. Зависимости для резонансных и тепловых нейтронов – эквидистанты (в полулогарифмической системе координат).

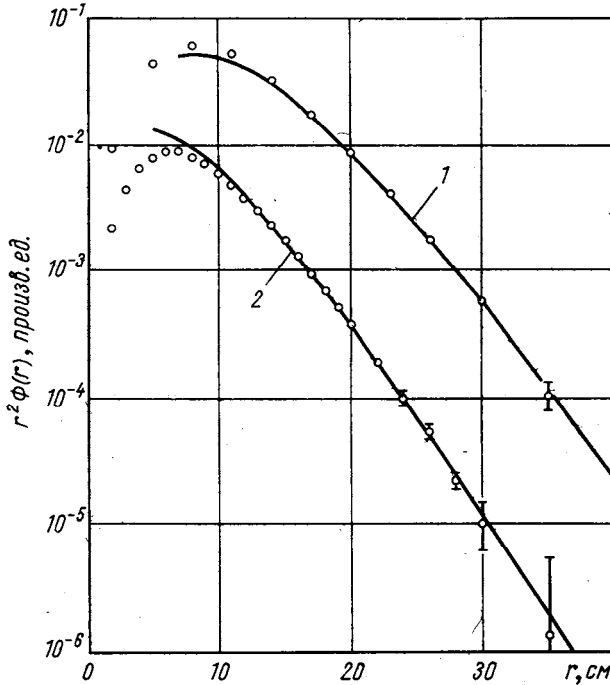


Рис. 1.1. Зависимость  $r^2\Phi(r)$  от расстояния до  $^{24}\text{Na}(\gamma, n)\text{Be}$  источника ( $E_n = 0,97$  МэВ) в воде для тепловых (1) и резонансных нейтронов (2) [2]

Представленные результаты позволяют сделать следующие выводы:

на расстояниях  $(3 \dots 5)\sqrt{\tau}$  от источника нейтронов и далее зависимость  ${}^2\Phi(r, E_{\text{рез}})$  может быть представлена в виде (1.14);

параметры  $C$  и  $\lambda$  могут быть определены по результатам измерений активности резонансных индикаторов на интервале  $(3 \dots 5)\sqrt{\tau}$ ;

на интервале  $(3 \dots 5)\sqrt{\tau}$  и далее можно проводить измерения индикатором тепловых нейтронов, а измерения с резонансным индикатором использовать для сшивки распределений. Это обстоятельство существенно при измерениях квадрата длины замедления ней-

тронов в воде, где спад плотности потока резонансных нейтронов очень быстрый и область, в которой возможно измерение  $\Phi(r, E_{res})$ , невелика;

выявленные закономерности позволяют записать экстраполяционные добавки в формуле (1.12) в аналитическом виде:

$$I_{\text{экстр}}^{(4)} = \int_{r_0}^{\infty} r^4 \Phi_{\text{экстр}}(r) dr = \int_{r_0}^{\infty} r^2 C \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right) dr =$$

$$= C\lambda(r_0^2 + 2r_0\lambda + 2\lambda^2) \exp\left(-\frac{r_0}{\lambda}\right); \quad (1.15)$$

$$I_{\text{экстр}}^{(2)} = \int_{r_0}^{\infty} r^2 \Phi_{\text{экстр}}(r) dr = \int_{r_0}^{\infty} C \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right) dr = C\lambda \exp\left(-\frac{r_0}{\lambda}\right). \quad (1.16)$$

### ***Методика определения $\Delta\tau(E_{res}|E_{гр})$ – возраста нейтронов от энергии $E_{res}$ до энергии $E_{гр}$***

В интервале энергий от  $E_{res}$  до  $E_{гр}$   $\Delta\tau(E_{res}|E_{гр})$  можно оценить в предположениях возрастной теории:

$$\Delta\tau(E_{res}|E_{гр}) = \int_{E_{гр}}^{E_{res}} \frac{1}{3\Sigma_{tr}(E)\xi\Sigma_s(E)} \frac{dE}{E}. \quad (1.17)$$

Поскольку  $\Sigma_{tr} = \Sigma_s(1 - \overline{\cos(\theta)})$  и в этой области  $\Sigma_s$  практически не зависит от энергии, то

$$\Delta\tau(E_{res}|E_{гр}) \approx \frac{1}{3\xi\Sigma_s^2(1 - \overline{\cos(\theta)})} \ln\left(\frac{E_{res}}{E_{гр}}\right), \quad (1.18)$$

где  $\overline{\cos(\theta)} = 2/3A$  – средний косинус угла рассеяния нейтронов в лабораторной системе координат;  $\xi$  – средняя логарифмическая потеря энергии за одно столкновение (для графита  $\xi = 0,168$ );  $\Sigma_s$  – макросечение рассеяния нейтронов (для графита: плотность –

$1,6 \text{ г/см}^3$ ;  $\sigma_s = 4,8 \text{ барн}$ );  $E_{res} = 1,46 \text{ эВ}$  для индикатора  $^{115}\text{In}$  и  $E_{res} = 1,26 \text{ эВ}$  для индикатора  $^{103}\text{Rh}$ ;  $E_{гр} = 0,086 \text{ эВ}$ .

***Выделение активности, обусловленной нейтронами с энергией первого резонанса индикатора, используемого для детектирования нейтронов***

В классических экспериментах [1] в качестве резонансного индикатора нейтронов был выбран  $^{115}\text{In}$ . Зависимость от энергии полного сечения взаимодействия  $^{115}\text{In}$  с нейтронами изображена на рис. 1.2. Хорошо видна резонансная структура сечения. При активации в спектре замедляющихся нейтронов индикатора  $^{115}\text{In}$ , помещенного в кадмиевый фильтр, вклад нейтронов с энергией первого резонанса составляет  $\approx 85\%$ . Для того чтобы увеличить этот вклад, индикаторы помещают в структуру, называемую «сэндвич» (рис. 1.3).

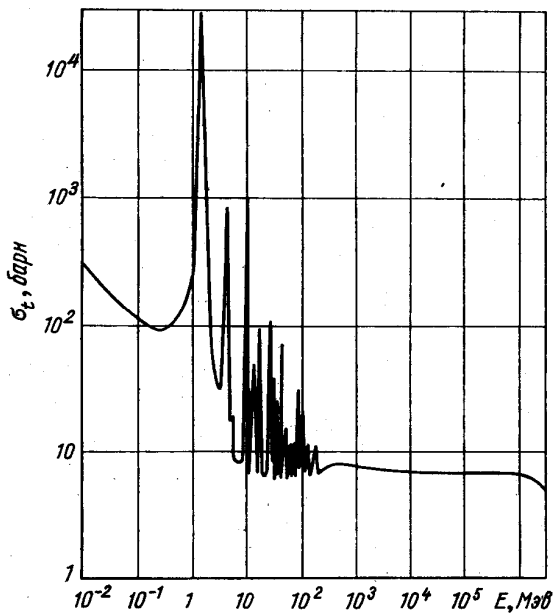


Рис. 1.2. Полное сечение  $^{115}\text{In}$

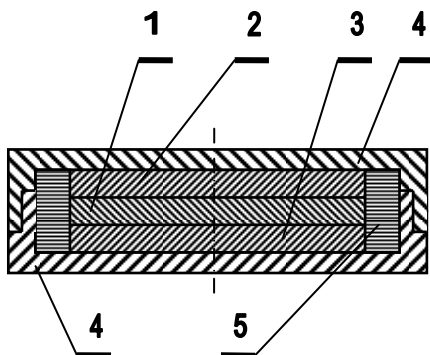


Рис. 1.3. Структура «сэндвича»: 1 – средний индикатор; 2 – верхний индикатор; 3 – нижний индикатор; 4 – кадмиевый фильтр; 5 – защитное кольцо

Резонансные нейтроны будут захвачены верхним или нижним индикатором или кольцом, предназначенным для защиты боковой поверхности среднего индикатора от резонансных нейтронов. Среднего индикатора достигнут только слабопоглощаемые (нерезонансные) нейтроны. Комбинируя измеренные активности насыщения индикаторов «сэндвича», увеличивают до 95% вклад активности, обусловленной нейтронами с энергией первого резонанса:

$$A_{\text{нас}}^{(res)} = A_{\text{нас}}^{(2)} + A_{\text{нас}}^{(3)} - 2A_{\text{нас}}^{(1)}, \quad (1.19)$$

где надстрочные индексы в правой части равенства соответствуют номеру индикатора на рис. 1.3.

Нужно отметить, что только для  $^{115}\text{In}$  удастся достигнуть столь высокого вклада активности, обусловленной нейтронами с энергией первого резонанса. Для других индикаторов этот вклад ниже.

**В настоящей работе для детектирования резонансных нейтронов использован индикатор  $^{103}\text{Rh}$  в кадмиевом фильтре ( $E_{res}=1,26$  эВ). Выбор этого индикатора и отказ от «сэндвича» обусловлены ограниченностью времени, отводимого на выполнение учебного эксперимента ( $\approx 2,5$  часа).**

Параметры распада продуктов реакции  $^{104}\text{Rh}(n,\gamma)$  представлены в табл. 1.1. Примем время облучения индикатора  $t_0$  и время его измерения  $t_{\text{и}}$  равными 300 с, а время перемещения индикатора из экспериментальной установки в измерительную  $t_{\text{в}} = 60$  с. При условии, что эффективность регистрации гамма-квантов и бета-частиц одинаковы, отношение числа зарегистрированных гамма-квантов ( $E_{\gamma} = 51,4$  кэВ) к числу зарегистрированных бета-частиц ( $E_{\beta} = 2500$  кэВ) равно 1:366. Это обстоятельство однозначно свидетельствует о целесообразности измерения активности индикаторов  $^{103}\text{Rh}$  посредством регистрации бета-частиц, возникающих при распаде  $^{104}\text{Rh}$ .

Таблица 1.1

Нуклид	$T_{1/2}$ , с	$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$ , с <sup>-1</sup>	$\sigma_{\text{act}}$ , барн	Энергия излучения, кэВ (квантовый выход, %)	
				$\beta$ -частицы	$\gamma$ -кванты
$^{104\text{m}}\text{Rh}$	260,4	0,002662	12	1300(0,07) 500(0,04)	51,4(46,2) 77,5(0,07)
$^{104}\text{Rh}$	42,3	0.01639	140	2500(98)	1237(0,1) 556(2,4)

### Экспериментальная установка

Экспериментальная установка (рис. 1.4.) представляет собой прямоугольную призму 1 размером 1800x1800 мм в плане и 2100 мм высотой, собранную из графитовых блоков. Детекторы 3 для измерения распределения резонансных нейтронов облучают в графитовой вставке 2 на расстоянии  $r$  от источника нейтронов 4. Вставка размещена на оси призмы. Источник нейтронов устанавливается в призму с помощью штанги 5.

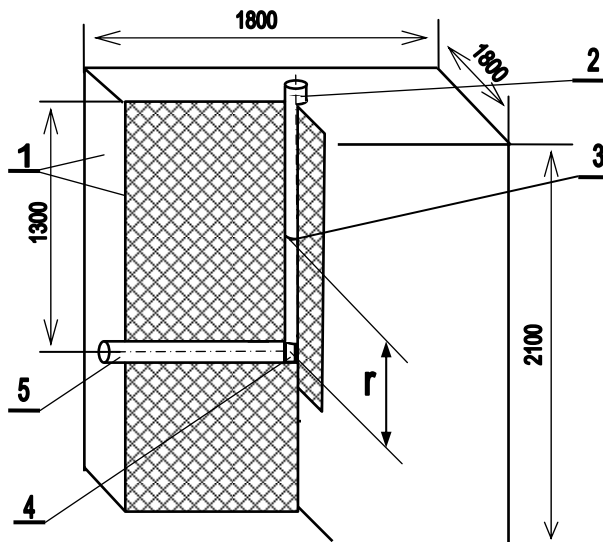


Рис. 1.4. Экспериментальная установка (графитовая призма)

### Измерение наведенной активности $^{104}\text{Rh}$

Для экспериментального определения квадрата длины замедления  $\tau^*(E_n|E_{res})$  необходимы (см. Введение) измерения пространственного распределения  $A_{\text{нас}}(r, E_{res})$  – активности насыщения резонансного индикатора  $^{103}\text{Rh}$  ( $^{115}\text{In}$  в классических экспериментах):

$$A_{\text{нас}}(r, E_{res}) = K(r) \Sigma_{act}(E_{res}) \Phi(r, E_{res}). \quad (1.20)$$

Коэффициент  $K(r)$  учитывает поправки к числу зарегистрированных продуктов распада  $^{104}\text{Rh}$  (или  $^{116}\text{In}$ ), обусловленные просчетами в канале регистрации вследствие конечного разрешающего времени (значительного для используемых газоразрядных счетчиков бета-частиц). В процессе измерения поток испускаемых детектором бета-частиц уменьшается экспоненциально. Поправка на просчеты в такой ситуации не имеет простого аналитического вы-



ражения и ее необходимо вводить в счетном канале аппаратно. Для этого время измерения разбивается на несколько интервалов, внутри которых поток бета-частиц условно можно считать постоянным. Поправки вводятся на каждом интервале, а результаты суммируются.

### Порядок выполнения измерений

Получить от преподавателя инструкции и координаты точек, в которых необходимо произвести облучение и измерения резонансного индикатора нейтронов  $^{103}\text{Rh}$ . Рекомендована следующая схема облучения и измерения детекторов.



Длительность облучения – 5 минут, перенос детектора из экспериментальной установки в счетчик бета-частиц – 1 минута, измерение числа испущенных детектором бета-частиц – 5 минут. *Следует по возможности точно соблюдать выбранные временные интервалы, так как введение поправок на отклонения от них не предусмотрено.*

Для измерений используют 6 детекторов. Детекторам присвоены номера от 1 до 6. Детекторы облучают циклически: после шестого детектора, облучают первый, потом второй и так далее. Если выдерживать рекомендованную схему, то каждый детектор будет облучаться повторно через 42 минуты. За это время накопленные в предыдущем облучении радиоактивные ядра распадутся. Облучение целесообразно начинать с точки, наиболее удаленной от источника. Результаты измерений записать в табл. 1.2.

## Формат протокола выполнения лабораторной работы

Студент \_\_\_\_\_ Группа \_\_\_\_\_ Дата \_\_\_\_\_  
 Преподаватель \_\_\_\_\_

Таблица 1.2

№ п/п	r, см	№ де- тек- тора	N(r)	σ̃ [N(r)]	ln[r <sup>2</sup> N(r)]	σ̃ {ln[r <sup>2</sup> N(r)]}	r <sup>4</sup> N	σ̃ (r <sup>4</sup> N)
1	100							
2								
3								
4								
5								
6								
7								
8								
9								
10	0	—	—	—	0	—	0	—
$I^{(2)} =$ $= \int_0^{100} r^2 N(r) dr$ $\pm$			C			$\Delta\tau(E_{res} E_{zp})$		$\pm$
$I^{(4)} =$ $= \int_0^{100} r^4 N(r) dr$ $\pm$			λ					$\pm$
$I_{эксп}^{(2)} =$ $= \int_{100}^{\infty} r^2 N_{эксп}(r) dr$ $\pm$				$\tau^*(E_H E_{res})$				$\pm$
$I_{эксп}^{(4)} =$ $= \int_0^{100} r^4 N_{эксп}(r) dr$ $\pm$				$\tau^*(E_H E_{гр})$				$\pm$

### Обработка экспериментальных результатов

1. Загрузить программу обработки экспериментальных данных AGEERR.

2. Ввести в программу результаты измерений пространственно-распределения резонансных нейтронов.

3. Указать область, где имеет место асимптотическое пространственное распределение резонансных нейтронов вида (1.14). В этой области методом наименьших квадратов рассчитать параметры  $C$  и  $\lambda$ , а также их погрешности. Результаты расчета записать в табл. 1.2.

4. Вывести на экран и переписать в табл. 1.2 зависимости  $\ln[r^2N(r)]$  и  $r^4N$ , а также их погрешности.

5. Произвести численный расчет  $\Gamma^{(2)}$  и  $\Gamma^{(4)}$ , а также их погрешностей. Результаты записать в табл. 1.2.

6. Рассчитать  $\Gamma_{\text{экстр}}^{(2)}$  и  $\Gamma_{\text{экстр}}^{(4)}$  по формулам (1.15) и (1.16), а также их погрешности. Результаты записать в табл. 1.2.

7. По формуле (1.17) рассчитать  $\Delta\tau(E_{res}|E_{гр})$ , а также погрешность этой величины. Результаты записать в табл. 1.2.

8. По формуле (1.13) рассчитать  $\tau^*(E_n|E_{res})$ , а также погрешность этой величины. Результаты записать в табл. 1.2. Сравнить результат с табличным значением.

9. Построить графики зависимостей  $\ln[r^2N]$  и  $r^4N$  по экспериментальным результатам (при  $r \leq 100$  см). На графики нанести погрешности.

10. Рассчитать  $\ln[r^2N_{\text{экстр}}]$  и  $r^4N_{\text{экстр}}$  для  $r > 100$  см. Дополнить графики, построенные в п. 9, результатами экстраполяции.

### Вопросы для самоподготовки

1. Дать определение  $\tau$  – возраста нейтронов.
2. Дать определение  $\tau^*$  – квадрата длины замедления нейтронов.
3. Почему возникла необходимость замены возраста нейтронов параметром  $\tau^*$ ?
4. В каких единицах измеряют  $\tau$  и  $\tau^*$ ?
5. Различаются ли  $\tau$  и  $\tau^*$ ? Если да, то в чем заключается различие и какова его величина?

6. Как экспериментально измерить распределение плотности потока нейтронов с определенной энергией?

7. Какая модель выбрана для экстраполяции на бесконечность распределения плотности потока нейтронов с определенной энергией? Имеются ли экспериментальные основания для выбора этой модели?

8. В чем заключается практическая ценность экспериментально определенной величины  $\tau^*$ ?

9. Предложите алгоритм оценки погрешности определения  $\overline{r^{*2}(E_n|E_{res})}$  по формулам (1.12), (1.15) и (1.16). Дайте обоснование предложенного алгоритма.

## Работа 2

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ ДИФфуЗИИ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ В ГРАФИТЕ

**Цель работы:** формирование навыков экспериментального измерения, обработки и интерпретации пространственных распределений плотности потока нейтронов  $1/\nu$  детектором в графитовой призме со статическим источником и измерение длины диффузии тепловых нейтронов в графите.

#### Введение

##### *Модель объекта измерений*

Генерируемые источниками нейтроны имеют энергию, превышающую энергию теплового движения ядер среды, энергию межмолекулярных связей и связей атомов в молекуле. При столкновении с ядрами среды нейтроны или передают им часть своей энергии или получают часть энергии теплового движения атомов. Нейтроны, находящиеся в термодинамическом равновесии со средой, называют тепловыми. Идеализированное дифференциальное энергетическое распределение *плотности* тепловых нейтронов в бесконечной слабопоглощающей среде (спектр Максвелла) имеет вид [1, с. 102]:

$$M(E, T) = n(E)dE = n \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \sqrt{\frac{E}{kT}} \frac{dE}{kT}, \quad (2.1)$$

где  $n = \int_0^{\infty} n(E)dE$  – плотность нейтронов;  $E$  – энергия нейтронов;  $kT$  – параметр распределения Максвелла;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура нейтронного газа.

Средняя энергия нейтрона в спектре Максвелла

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{\infty} En(E)dE}{\int_0^{\infty} n(E)dE} = \frac{3}{2}kT. \quad (2.2)$$

Наиболее вероятная скорость нейтрона в спектре Максвелла

$$v_{\text{нв}} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad (2.3)$$

где  $m$  – масса нейтрона.

Средняя скорость нейтронов в спектре Максвелла:

$$\bar{v} = \frac{\int_0^{\infty} vn(v)dv}{\int_0^{\infty} n(v)dv} = \frac{2}{\sqrt{\pi}}v_{\text{нв}}. \quad (2.4)$$

Температура нейтронного газа в среде зависит от  $\Sigma_a(kT)$  – макросечения поглощения и замедляющей способности среды. При условии, что  $\Sigma_a(kT) \ll \xi\Sigma_s$

$$T = T_0 \left( 1 + 1,46 \frac{\Sigma_a(kT)}{\xi\Sigma_s} \right), \quad (2.5)$$

где  $T_0$  – термодинамическая температура среды.

При  $T=293,4$  К  $v_{\text{нв}}(293,4 \text{ К}) = v_0 = 2200$  м/с,  $\bar{v} = 2483$  м/с.

Баланс тепловых нейтронов в элементе  $dVdE$  вдали от источников и границ (источники нейтронов локализованы на границе) можно описать дифференциальным уравнением

$$D(E)\Delta\phi(\vec{r}, E) - \Sigma_a(E)\phi(\vec{r}, E) = 0, \quad (2.6)$$

где:  $D(E)$  и  $\Sigma_a(E)$  – энергетические зависимости коэффициента диффузии и сечения поглощения тепловых нейтронов;

$$\varphi(r, E) = n(r)v_0 \frac{v(E)}{v_0} M(T, E) = R(r)\Phi(E, T) \quad (2.7)$$

– пространственно-энергетическое распределение плотности потока тепловых нейтронов;  $\Phi(E, T) = v(E)M(E, T)$  – энергетическое распределение плотности потока тепловых нейтронов;  $R(r)$  – пространственное распределение плотности потока тепловых нейтронов;  $v(E)$  – скорость нейтрона с энергией  $E$ .

Подставим (2.7) в (2.6), проинтегрируем по энергии, разделим члены левой части равенства на интегральную плотность потока нейтронов и получим дифференциальное уравнение для пространственного распределения плотности потока нейтронов:

$$\langle D(T) \rangle \Delta R(\vec{r}) - \langle \Sigma_a(T) \rangle R(\vec{r}) = 0, \quad (2.8)$$

$$\text{где } \langle D(T) \rangle = \frac{\int D(E)\Phi(E, T)dE}{\int \Phi(E, T)dE} \quad \text{и} \quad \langle \Sigma_a(T) \rangle = \frac{\int \Sigma_a(E)\Phi(E, T)dE}{\int \Phi(E, T)dE} -$$

усредненные по спектру тепловых нейтронов коэффициент диффузии и сечение поглощения нейтронов в среде.

Уравнение (2.5) можно представить в форме

$$\Delta R(\vec{r}) - \frac{1}{L^2(T)} R(\vec{r}) = 0, \quad (2.9)$$

где параметр  $L^2(T) = \frac{\langle D(T) \rangle}{\langle \Sigma(T) \rangle}$  – квадрат длины диффузии.

$L^2(T)$  имеет простую интерпретацию через  $\overline{r^2}$  – средний квадрат смещения нейтронов от точечного источника тепловых нейтронов в бесконечной среде ([1] с. 111):

$$L^2(T) = \frac{1}{6} \overline{r^2} = \frac{1}{6} \frac{\int R^{(p)}(\vec{r}) |\vec{r}|^2 dV}{\int R^{(p)}(\vec{r}) dV} = \frac{1}{6} \frac{\int_0^\infty r^4 R^{(p)}(r) dr}{\int_0^\infty r^2 R^{(p)}(r) dr}, \quad (2.10)$$

где  $R^{(p)}(r)$  – пространственное распределение плотности потока нейтронов от точечного источника тепловых нейтронов.

Правая часть (2.10) записана в сферической системе координат с учетом сферической симметрии  $R^{(p)}(r)$ .

### *Экспоненциальный опыт*

Одним из экспериментальных методов определения  $L^2(T)$  является экспоненциальный опыт в ограниченном объеме среды, имеющем форму прямоугольной призмы с вертикальной осью симметрии. Нейтронное поле в призме образуется путем облучения его основания (нижнего торца) нейтронами внешнего источника. Размеры среды выбираются такими, чтобы в ней существовала достаточно протяженная область, в которой можно пренебречь влиянием границ и спектра нейтронов источника на спектр тепловых нейтронов.

Для записи решения используем систему координат с началом в центре нижнего основания и осью  $Z$ , совпадающей с вертикальной осью симметрии подкритической сборки. Пространственное распределение нейтронов в призме описывается решением уравнения (2.9) при следующих граничных условиях:

$$R(\vec{r})|_S = 0 \quad \text{– на экстраполированных боковых и верхней}$$

торцевой поверхностях;

$R(\vec{r})_{HT} = f(x, y)$  – источник нейтронов на нижней торцевой поверхности.

В прямоугольном параллелепипеде размером  $a_0$  и  $b_0$  в плане и высотой  $H_0$  общее решение уравнения (2.9) может быть представлено разложением в ряд по собственным функциям (гармоникам)  $\cos(\alpha_n x)$  и  $\cos(\alpha_m y)$  радиальной составляющей  $\Delta_{XY}$  оператора Лапласа  $\Delta = \Delta_{XY} + \Delta_Z$ :

$$R(x, y, z) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} C_{mn} \cos(\alpha_{Xn} x) \cos(\alpha_{Ym} y) e^{-\gamma_{mm} z} [1 - e^{-2\gamma_{mm}(H_0 - z)}], \quad (2.11)$$



где  $C_{mn}$  – константы;

$$\gamma_{nm}^2 = \alpha_{Xn}^2 + \alpha_{Ym}^2 + \frac{1}{L^2(T)}; \quad (2.12)$$

$$\alpha_{Xn}^2 = \left(\frac{\pi n}{a_3}\right)^2 \text{ и } \alpha_{Ym}^2 = \left(\frac{\pi m}{b_3}\right)^2 \quad - \text{ собственные числа уравнения}$$

$\Delta_{XY}\varphi(x, y) + \alpha^2\varphi(x, y) = 0$  при условии  $\varphi_n(a_3) = 0$  и  $\varphi_m(b_3) = 0$ , где  $a_3 = a_0 + d$  и  $b_3 = b_0 + d$  – экстраполированные размеры призмы. Собственные числа  $\alpha_{Xn}^2$  и  $\alpha_{Ym}^2$  являются корнями уравнений  $\cos(\alpha_{Xn}x) = 0$  и  $\cos(\alpha_{Ym}y) = 0$ . Среди них наименьшими являются

$$\text{числа } \alpha_{X1}^2 = \left(\frac{\pi}{a_3}\right)^2 \text{ и } \alpha_{Y1}^2 = \left(\frac{\pi}{b_3}\right)^2.$$

### ***Структура аксиального распределения плотности потока нейтронов в выражении (2.11)***

1. Будем рассматривать аксиальные распределения плотности потока нейтронов на оси симметрии призмы, т.е. при  $x_0 = y_0 = 0$ .

2. Множитель  $1 - e^{-2\gamma_{nm}(H-z)}$  учитывает утечку нейтронов с верхнего торца призмы. Он обращается в 0 на экстраполированной границе, достигает величины 0,99 на расстоянии  $2,5/\gamma_{nm}$  от нее, и далее асимптотически приближается к 1,00 (рис. 2.1). При  $Z < Z_A = 2,5/\gamma_{mn}$  аксиальное распределение представляется выражением:

$$R(0,0,z) \cong \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} C_{nm} e^{-\gamma_{nm}z}. \quad (2.13)$$

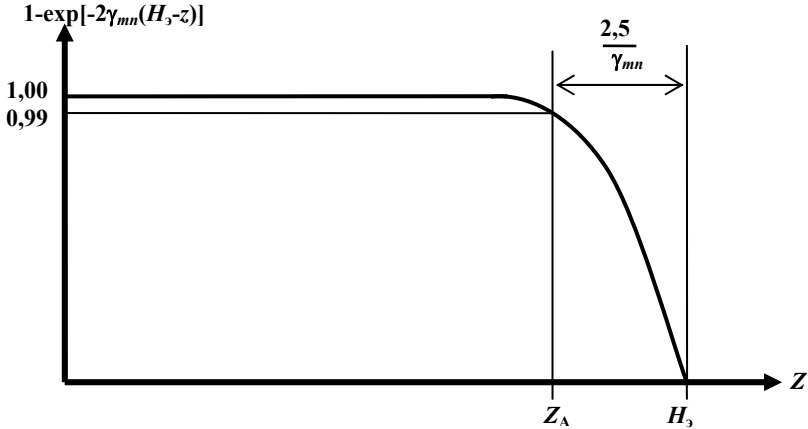


Рис. 2.1. Поведение аксиального распределения плотности потока нейтронов вблизи верхнего торца

3. Так как  $\alpha_1^2 < \alpha_n^2$  и, соответственно,  $\gamma_1 < \gamma_n$ , то *можно ожидать* (т.е. необходимо подтвердить это предположение), что на некотором расстоянии  $Z_B$  от нижнего торца призмы (от источника нейтронов) все высшие гармоники (при  $m, n > 1$ ) затухнут и основной вклад в аксиальное распределение будет вносить первая гармоника (рис. 2.2):

$$R(0,0,z) \cong C_1 e^{-\gamma_{11}z}. \quad (2.14)$$

Соотношение (2.14) отражает основную идею экспоненциального опыта: если в призме имеется достаточно протяженная область, где аксиальное распределение плотности потока нейтронов следует экспоненциальному закону, то по результатам измерения этого распределения можно определить коэффициент релаксации нейтронного поля  $\gamma_{11}$  и квадрата длины диффузии  $L^2(T)$ :

$$L^2(T) = \frac{1}{\gamma_{11}^2 - \alpha_{X1}^2 - \alpha_{Y1}^2}. \quad (2.15)$$

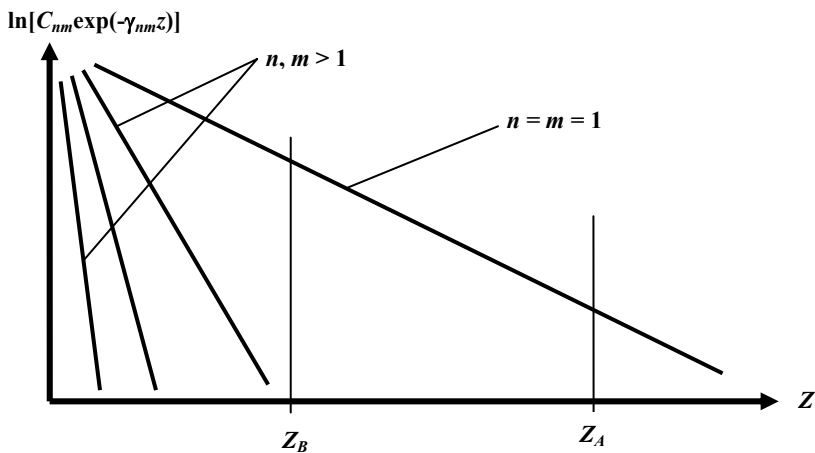


Рис. 2.2. Затухание гармоник аксиального распределения. При  $Z > Z_B$  основной вклад в аксиальное распределение вносит первая гармоника

### Экспериментальная установка

Экспериментальная установка (рис. 2.3) представляет собой прямоугольную призму 1 размером 1800x1800 мм в плане и 2100 мм высотой, собранную из графитовых блоков. Детектор нейтронов 4 (коронный счетчик медленных нейтронов СНМ-14) для измерения распределения плотности потока тепловых нейтронов устанавливается с помощью штанги 2 в канале 3 призмы на различных расстояниях  $Z$  от источника нейтронов 6. Ось канала совпадает с вертикальной осью призмы. Для предотвращения прострела нейтронов источника по каналу 3 в нем установлена графитовая вкладка 5. Источник нейтронов устанавливается в призму с помощью штанги 7.

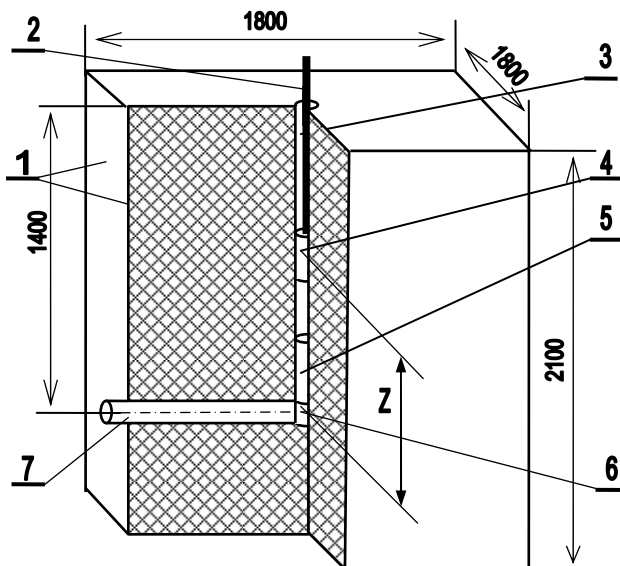


Рис. 2.3. Экспериментальная установка (графитовая призма)

### Система перемещения детектора и измерения нейтронного поля в графитовой призме

Детектор нейтронов в графитовой призме – коронный счетчик медленных нейтронов СНМ-14 с аморфным бором в качестве радиатора. Счетчик подключен к блоку предварительного усилителя и дискриминатора, расположенному рядом с призмой. Сигнал с дискриминатора по линии связи передается на счетчик импульсов, установленный в слот материнской платы компьютера в рабочем помещении лаборатории.

Позиционирование нейтронного счетчика в канале призмы производится с помощью автоматизированной системы, управляемой компьютером.

## Обсуждение отличий реальной экспериментальной установки от идеальных граничных условий в уравнении (2.9)

В экспериментальной установке использован радиоизотопный источник быстрых нейтронов, а в граничных условиях уравнения (2.9) предполагается источник тепловых нейтронов. Замедляющиеся быстрые нейтроны образуют в графитовой призме объемный источник тепловых и замедляющихся нейтронов. При удалении от источника быстрых нейтронов доля тепловых будет расти, а замедляющихся – уменьшаться.

Тепловые нейтроны регистрируются длинным счетчиком нейтронов СММ-14.

Перечисленные различия вызывают необходимость решения следующих задач:

1. Разделение нейтронов на тепловые и замедляющиеся (эпитепловые).

2. Определение области, где относительный вклад эпитепловых нейтронов будет пренебрежимо малым (условно, менее 1%).

3. Доказательства допустимости использования для измерения поля тепловых нейтронов счетчика типа СММ-14, активная длина которого равна 11 см и который содержит изотоп  $^{10}\text{B}$ , вызывающий возмущение поля тепловых нейтронов.

**Задача №1** решается посредством применения фильтра из Cd. Предполагается, что разность счета нейтронов детектором без кадмиевого фильтра и с кадмиевым фильтром обусловлена тепловыми нейтронами.

**Задача №2** решается с использованием модели спектра замедляющихся и тепловых нейтронов в слабо поглощающей нейтроны среде. Этой проблеме посвящена работа 3 настоящего практикума.

**Задача №3** рассмотрена ниже.

а) Поскольку счетчик нейтронов не точечный, то плотность потока нейтронов будет изменяться на его длине по экспоненциальному закону. Можно указать точку пространственного распределения  $z_1 + \Delta z$ , где  $N(z_1 + \Delta z)$  – скорость регистрации нейтронов локальным детектором равна  $N_{cp}(z_1, z_1 + d)$  – средней по длине скорости регистрации нейтронов протяженным счетчиком (рис. 2.4). Локальная скорость регистрации нейтронов в точке  $z_1 + \Delta z$

$$N(z_1 + \Delta z) = A \exp(-\gamma(z_1 + \Delta z)) = A \exp(-\gamma z_1) \exp(-\gamma \Delta z). \quad (2.16)$$

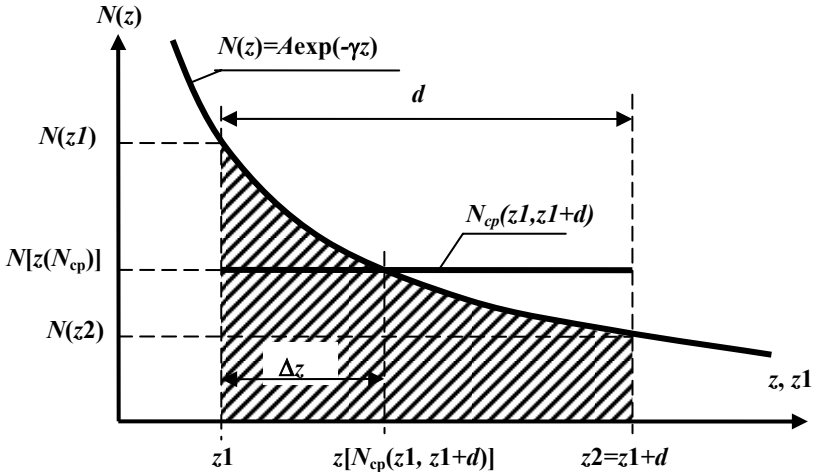


Рис. 2.4. Схема возникновения  $\Delta z$  – пространственного смещения скорости регистрации нейтронов локальным детектором  $N(z)$  равной  $N_{cp}(z_1, z_2)$  – средней скорости регистрации нейтронов счетчиком длиной  $d$ , относительно начала интервала  $(z_1, z_2)$

Средняя скорость регистрации нейтронов счетчиком длиной  $d$

$$N_{cp}(z_1, z_1 + d) = \frac{1}{d} \int_{z_1}^{z_1+d} A \exp(-\gamma z) dz = \frac{A}{L\gamma} \exp(-\gamma z_1) (1 - \exp(-\gamma d)). \quad (2.17)$$

Приравняем (2.17) и (2.16):

$$\frac{A}{L\gamma} \exp(-\gamma z_1) (1 - \exp(-\gamma d)) = A \exp(-\gamma z_1) \exp(-\gamma \Delta z)$$

и после выполнения тождественных преобразований получим

$$\Delta z = -\frac{1}{\gamma} \ln \left[ \frac{1 - \exp(-\gamma d)}{\gamma d} \right]. \quad (2.18)$$

Формула (2.18) показывает, что  $\Delta z$  не зависит от  $z$ , и его появление вызывает только смещение распределения  $N_{cp}(z1, z1+d)$  вдоль оси  $z$ . При этом коэффициент релаксации  $\gamma$ , для расчета которого измерялось распределение  $N_{cp}(z1, z1+d)$ , не изменится.

б) Измерение скорости регистрации нейтронов производится в возмущенном присутствии счетчика нейтронном поле. Возмущение поля тепловых нейтронов учитывается посредством введения коэффициента, зависящего от состава и геометрии возмущающего объекта (см., например, [3]), а также от спектра нейтронов. В области призмы, где вклад эпитепловых нейтронов пренебрежимо мал ( $< 1\%$ ), коэффициент, учитывающий возмущение нейтронного поля, не будет зависеть от координаты и, следовательно, не повлияет на величину  $\gamma$ .

### Порядок выполнения измерений

1. Получить задание и инструктаж от преподавателя.

2. Измерить  $N_0(z)$  – аксиальное распределение скорости регистрации нейтронов (в точках, заданных преподавателем) счетчиком без кадмиевого фильтра. Результат записать в табл. 2.1.

3. Установить кадмиевый фильтр на счетчик. Измерить  $N_{Cd}(z)$  – аксиальное распределение скорости регистрации нейтронов (в точках, заданных преподавателем) счетчиком с кадмиевым фильтром. Результат записать в табл. 2.1.

4. Убрать источник нейтронов из призмы и снять кадмиевый фильтр со счетчика. Измерить  $N_{\phi}(z)$  – аксиальное распределение скорости регистрации фоновых нейтронов (в точках, заданных преподавателем). Результат записать в табл. 2.1.

**Примечание.** Перемещать источник нейтронов имеют право только сотрудники лаборатории! Студентам категорически запрещено выполнять эту операцию.

## Обработка и представление экспериментальных результатов

1. Рассчитать аксиальную зависимость  $R_{Cd}(z) = \frac{N_0(z) - N_\phi(z)}{N_{Cd}(z)}$ ,

определить погрешность  $R_{Cd}(z)$ , построить график зависимости  $R_{Cd}(z)$ . Нанести на график погрешности  $R_{Cd}(z)$ . Заполнить соответствующие графы в табл. 2.1.

2. Использовать программу STAT для подготовки данных к расчету коэффициента релаксации нейтронного поля, рассчитать и занести в табл. 2.1:

$$N_{th}(z) = N_0(z) - N_{Cd}(z) - N_\phi(z);$$

$\ln[N_{th}(z)]$  (при записи удерживать 4 цифры мантиссы);

$W\{\ln[N_{th}(z)]\}$  – статистический вес логарифма  $N_0(z)$ .

3. Построить график  $\ln[N_{th}(z)]$  и выявить область существования экспоненциальной зависимости. На графике нанести погрешности  $\ln[N_{th}(z)]$ .

4. По результатам обработки экспериментальных данных в работе 3 выявить область, где вклад замедляющихся (эпитепловых) нейтронов не превышает 1%. Как соотносятся области, выявленные в п. 3 и в п.4.

5. Использовать программу EXP для расчета коэффициента релаксации аксиального распределения нейтронного поля в области экспоненциальной зависимости. Записать результат расчета в соответствующую графу табл. 2.1.

6. Рассчитать квадрат длины диффузии  $L^2(T)$  и его погрешность.

7. Все формулы для расчета параметров и их погрешностей, а также результаты выполненных расчетов отразить в отчете.



## Формат протокола выполнения лабораторной работы

Студент \_\_\_\_\_ Группа \_\_\_\_\_ Дата \_\_\_\_\_

Преподаватель \_\_\_\_\_

Время измерений \_\_\_\_\_ с

Таблица 2.1

№	Z, см	N <sub>0</sub>	N <sub>Cd</sub>	N <sub>φ</sub>	$\frac{N_{th}}{N_0 - N_{Cd} - N_{\phi}}$	$R_{Cd} = \frac{N_0 - N_{\phi}}{N_{Cd}}$	ΔR <sub>Cd</sub>	ln(N <sub>th</sub> )	$W[\ln(N_{th})] = \frac{N_{th}^2}{(N_0 + N_{Cd} + N_{\phi})}$
1									
2									
...									
...									
...									
γ <sub>11</sub> , см <sup>-1</sup>	±				α <sup>2</sup> <sub>X1</sub> , см <sup>-2</sup>		±		
L <sup>2</sup> (T), см <sup>2</sup>	±				α <sup>2</sup> <sub>Y1</sub> , см <sup>-2</sup>		±		

### Вопросы для самоподготовки

1. Дайте определение параметра L<sup>2</sup>(T).
2. Как создается источник тепловых нейтронов в графитовой призме с источником быстрых нейтронов?
3. Как измерить распределение плотности потока тепловых нейтронов в поле замедляющихся нейтронов?

4. Изложите положения теории экспоненциального эксперимента.
5. Как определить погрешность  $\gamma_{11}$ ?
6. В чем заключается практическая ценность параметра  $L^2(T)$ ?
7. Предложите алгоритмы оценки погрешностей определения  $L^2(T)$  по формуле (2.13). Дайте обоснование предложенных алгоритмов.

### Работа 3

## ИЗУЧЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОТНОШЕНИЙ ПЛОТНОСТЕЙ ПОТОКОВ ТЕПЛОВЫХ И ЭПИТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ В ГРАФИТОВОЙ ПРИЗМЕ С ПОМОЩЬЮ $1/\nu$ ДЕТЕКТОРА НЕЙТРОНОВ

**Цель работы:** формирование навыков экспериментального измерения, обработки и интерпретации пространственных распределений плотности потока нейтронов  $1/\nu$  детектором в графитовой призме со статическим источником и измерение пространственного распределения отношения плотности потоков тепловых и эпитепловых нейтронов.

### Введение

В работе 2 для разделения замедляющихся и замедленных нейтронов использован метод кадмиевого фильтра. В соответствии с этим методом нейтронное поле характеризуется параметром  $R_{Cd}$ , называемым кадмиевым отношением:

$$R_{Cd} = \frac{N_0 - N_{\phi}}{N_{Cd}}, \quad (3.1)$$

где  $N_0$  – скорость регистрации нейтронов детектором (счетчиком нейтронов) без кадмиевого фильтра;  $N_{\phi}$  – скорость регистрации детектором нейтронов фона;  $N_{Cd}$  – скорость регистрации нейтронов детектором в кадмиевом фильтре.

Чтобы понять, в какой степени кадмиевый фильтр выполняет функцию разделения тепловых и эпитепловых нейтронов, рассмотрим подробнее свойства кадмиевого фильтра и модели спектра замедляющихся нейтронов.

### *Кадмиевый фильтр*

Зависимость микросечения поглощения нейтронов кадмием от  $E_n$  – энергии нейтронов изображена на рис. 3.1. При  $E_n = 0,2$  эВ

микросечение поглощения кадмия составляет  $\approx 7,10^{-21}$  см<sup>2</sup> и спадает до  $\approx 1,10^{-24}$  см<sup>2</sup> при  $E_n = 2$  эВ (от  $\approx 7,10^3$  до  $\approx 1$  барна). Таким образом, кадмий является фильтром (поглотителем) нейтронов низких энергий.

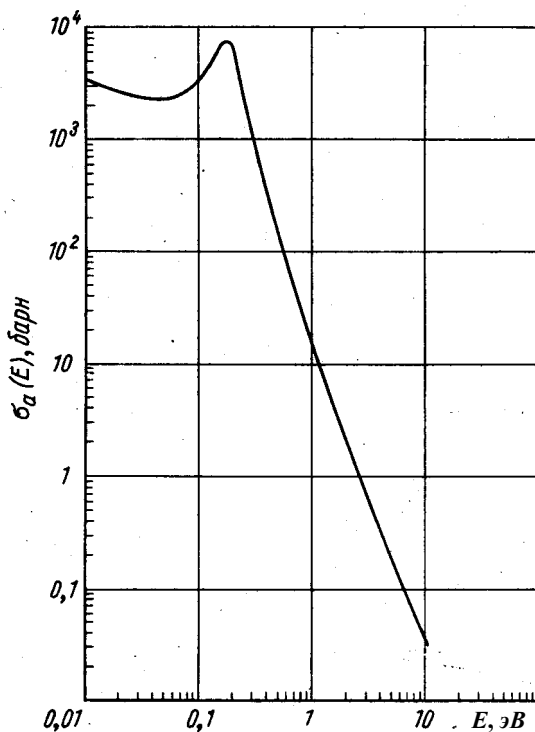


Рис. 3.1. Зависимость микросечения поглощения Cd от энергии нейтронов [1]

Кадмиевый фильтр характеризуют параметром  $E_{Cd}$  — эффективной границей поглощения нейтронов в идеальном фильтра, для которого  $\sigma_a(E) = \infty$  при  $E < E_{Cd}$  и  $\sigma_a(E) = 0$  при  $E > E_{Cd}$ . Значение  $E_{Cd}$  определяют из условия сохранения скорости реакции, используемой в нейтронном детекторе, помещенном в реальный и идеальный кадмиевый фильтр:

$$\int_0^{\infty} \sigma^{\text{Л}}(E) \Phi(E) \Pi(d, \Sigma_a^{\text{Cd}}(E)) dE = \int_{E_{\text{Cd}}}^{\infty} \sigma^{\text{Л}}(E) \Phi(E) dE, \quad (3.2)$$

где  $\Phi(E)$  – плотность потока нейтронов;  $\sigma^{\text{Л}}(E)$  – микросечение реакции, используемой для детектирования нейтронов;  $\Sigma_a^{\text{Cd}}(E)$  – макросечение поглощения нейтронов материалом кадмиевого фильтра;  $d$  – толщина кадмиевого фильтра;  $\Pi(d, \Sigma_a^{\text{Cd}}(E))$  – пропускание нейтронов реальным кадмиевым фильтром.

Структура формулы (3.2) указывает на зависимость  $E_{\text{Cd}}$  от микросечения реакции, используемой в детекторе, от макросечения материала кадмиевого фильтра, а также от углового распределения пересекающих фильтр нейтронов.

В частном случае, когда выбранная для детектирования нейтронов ядерная реакция имеет сечение, зависящее от энергии по закону  $1/v$ ,

$$\sigma^{\text{Л}}(E) = \frac{\sigma^{\text{Л}}(E_0) v(E_0)}{v(E)}, \quad (3.3)$$

в формуле (3.2) исчезает зависимость от  $\sigma^{\text{Л}}(E)$ . Это означает, что  $E_{\text{Cd}}$  для таких детекторов одинаковы. Зависимость кадмиевой границы от толщины кадмия для тонкого  $1/v$  детектора в изотропном нейтронном поле изображена на рис. 3.2.

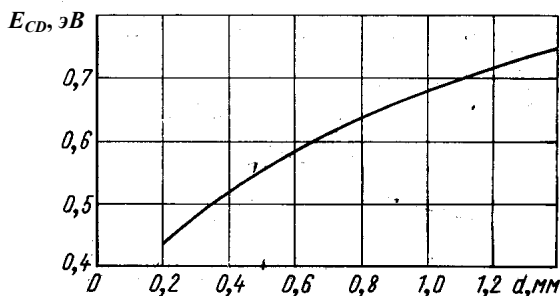


Рис. 3.2. Расчетная зависимость кадмиевой границы от толщины кадмия для тонкого  $1/v$  детектора в изотропном нейтронном поле [1]

*Результат обсуждения:* поскольку в лаборатории используется кадмий толщиной 0,4 мм, то граничная энергия такого кадмиевого фильтра  $E_{Cd} = 0,52$  эВ.

***Модель спектра замедляющихся и тепловых нейтронов в слабопоглощающей среде, состоящей из тяжелых ядер***

Энергетическое распределение плотности потока тепловых и замедляющихся (эпитепловых) нейтронов в слабопоглощающей ( $\Sigma_a \ll \Sigma_s$ ) среде, состоящей из тяжелых ядер ( $A \gg 1$ ), может быть представлено в виде [1, с. 281]

$$\Phi(E, T) = \Phi_{th} \frac{E}{(kT)^2} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) + \Phi_{epi} \frac{\Delta\left(\frac{E}{kT}\right)}{E}, \quad (3.4)$$

где  $E$  – энергия нейтронов;  $kT$  – параметр распределения Максвелла;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура нейтронного газа;  $\Phi_{th}$  – интегральная плотность потока тепловых нейтронов;  $\Phi_{epi}$  – интегральная плотность потока эпитепловых нейтронов;  $\Delta\left(\frac{E}{kT}\right)$  – функция переходной области от спектра замедляющихся нейтронов к спектру тепловых.

Температура нейтронного газа в среде зависит от макросечения поглощения и замедляющей способности среды. В слабопоглощающей среде

$$T = T_0 \left( 1 + 1,46 \frac{\Sigma_a(kT)}{\xi \Sigma_s} \right), \quad (3.5)$$

где  $T_0$  – термодинамическая температура среды.

Функцию переходной области получают расчетным путем. Сначала рассчитывают спектр тепловых и замедляющихся нейтронов в среде. Тепловую область аппроксимируют распределением Максвелла для плотности потока (первый член правой части (3.4)), и

вычитают из суммарного распределения. Разность – замедляющиеся нейтроны, распределенные по спектру Ферми. Разделив разность на коэффициент перед  $\Delta\left(\frac{E}{kT}\right)$  (см. второй член правой части (3.4)), получают функцию переходной области, изображенную на рис. 3.3. Функция переходной области слабо зависит от замедлителя и его свойств.

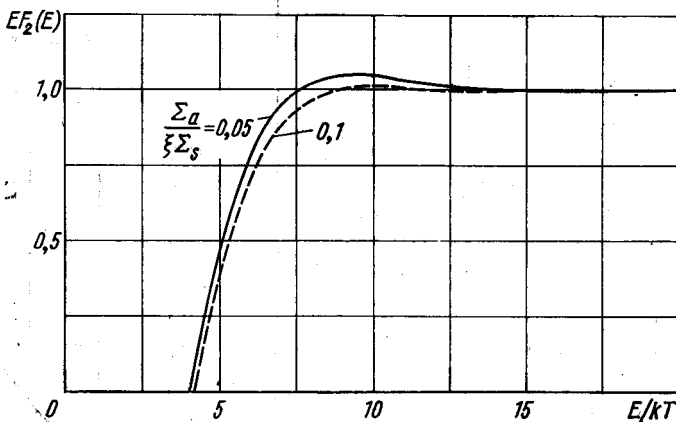


Рис. 3.3. Функция переходной области [1]

Реальную функцию переходной области для удобства часто заменяют идеальной – ступенчатой:

$$\Delta\left(\frac{E}{kT}\right) = 0 \quad \text{при} \quad E < E_{\text{гр}};$$

$$\Delta\left(\frac{E}{kT}\right) = 1 \quad \text{при} \quad E > E_{\text{гр}}.$$

Положение ступеньки  $E_{\text{гр}}$  – нижней границы спектра замедления определяют, приравнявая скорость реакции в тонком детекторе в спектре замедления с реальной функцией переходной области и со ступенчатой функцией переходной области

$$\int_0^{\infty} \sigma^{\text{л}}(E) \Delta \left( \frac{E}{kT} \right) dE = \int_{E_{\text{гр}}}^{\infty} \sigma^{\text{л}}(E) \frac{dE}{E}, \quad (3.6)$$

где  $\sigma^{\text{л}}(E)$  – микросечение реакции, используемой для детектирования нейтронов.

*Результат обсуждения:* расчеты для тонкого  $1/\nu$  детектора при  $T = 293,6$  К в тяжелой воде дают  $E_{\text{гр}} = (3,3 \pm 0,3)kT = 0,083 \pm 0,008$  эВ, в графите –  $E_{\text{гр}} = (3,6 \pm 0,4)kT = 0,09 \pm 0,01$  эВ [1, с. 285].

Суммируя результаты обсуждения кадмиевого фильтра, а также модели спектра замедляющихся и тепловых нейтронов можно сделать следующие выводы:

тепловыми будем считать нейтроны с энергией ниже  $E_{\text{гр}}$ ;

замедляющимися (эпитепловыми) будем считать нейтроны с энергией выше  $E_{\text{гр}}$ ;

граница кадмиевого фильтра  $E_{\text{Cd}}$  выше нижней границы спектра замедления  $E_{\text{гр}}$ , следовательно, кадмиевый фильтр поглощает замедляющиеся нейтроны с энергией  $E < E_{\text{Cd}}$ .

### ***Определение отношения плотности потока тепловых и эпитепловых нейтронов***

Суммарный счет нейтронов детектором после вычитания фона обусловлен тепловыми и замедляющимися нейтронами

$$N_0 - N_{\text{ф}} = N_{\text{th}} + N_{\text{epi}}, \quad (3.7)$$

где  $N_0$  – суммарный счет нейтронов;  $N_{\text{ф}}$  – вклад фона;  $N_{\text{th}}$  – вклад тепловых нейтронов;  $N_{\text{epi}}$  – вклад эпитепловых (замедляющихся) нейтронов.

Теперь (3.1) представляется в виде

$$R_{\text{Cd}} = \frac{N_{\text{th}} + N_{\text{epi}}}{N_{\text{Cd}}} = \frac{N_{\text{th}}}{N_{\text{Cd}}} + \frac{N_{\text{epi}}}{N_{\text{Cd}}} = \frac{N_{\text{th}}}{N_{\text{Cd}}} + F_{\text{Cd}}, \quad (3.8)$$



где  $F_{Cd} = \frac{N_{epi}}{N_{Cd}}$  – коэффициент кадмиевой поправки, учитывающий

поглощение кадмием части эпитепловых нейтронов.  $F_{Cd}$  для идеального кадмиевого фильтра и идеальной функции переходной области может быть выражен аналитически:

$$F_{Cd} = \frac{\int_{E_{гр}}^{\infty} \sigma^n(E) \frac{dE}{E}}{\int_{E_{Cd}}^{\infty} \sigma^n(E) \frac{dE}{E}} = 1 + \frac{\int_{E_{гр}}^{E_{Cd}} \sigma^n(E) \frac{dE}{E}}{\int_{E_{Cd}}^{\infty} \sigma^n(E) \frac{dE}{E}}. \quad (3.9)$$

Для тонкого детектора с энергетической зависимостью сечения ядерной реакции, подчиняющейся закону  $1/v$ ,

$$F_{Cd} = \sqrt{\frac{E_{Cd}}{E_{гр}}}. \quad (3.10)$$

Формулу (3.8) можно представить в виде

$$\frac{N_{th}}{N_{Cd}} = R_{Cd} - F_{Cd}, \quad (3.11)$$

Вклад тепловых нейтронов в суммарную скорость регистрации тонким детектором с энергетической зависимостью сечения ядерной реакции, подчиняющейся закону  $1/v$  –

$$\begin{aligned} N_{th} &= \varepsilon \Phi_{th} \int_0^{E_{Cd}} v(E) M(E, T) \sigma^n(E) dE = \\ &= \varepsilon \Phi_{th} \int_0^{E_{Cd}} v(E) M(E, T) \frac{\sigma^n(v_0) v_0}{v(E)} dE = \varepsilon \Phi_{th} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{\frac{293,6}{T}} \sigma^n(v_0). \end{aligned} \quad (3.12)$$

Вклад эпитепловых нейтронов в суммарную скорость регистрации тонким детектором с энергетической зависимостью сечения ядерной реакции, подчиняющейся закону  $1/v$  –

$$N_{epi} = \varepsilon \Phi_{epi} \int_{E_{Cd}}^{\infty} \frac{\sigma^D(v_0)v_0}{v(E)} \frac{dE}{E} = 2\varepsilon \Phi_{epi} \sqrt{\frac{E_0}{E_{Cd}}} \sigma^D(v_0). \quad (3.13)$$

Подставив (3.12) и (3.13) в (3.11) и выполнив тождественные преобразования, получим формулу, которая позволяет оценить отношение плотностей потоков тепловых и эпитепловых нейтронов по измеренному кадмиевому отношению для тонкого  $1/v$  детектора:

$$\frac{\Phi_{th}}{\Phi_{epi}} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{E_0}{E_{Cd}}} \sqrt{\frac{T}{293,6}} (R_{Cd} - F_{Cd}). \quad (3.14)$$

### Экспериментальная установка

Смотри описание экспериментальной установки в работе 2.

### Порядок выполнения измерений

1. Получить задание и инструктаж от преподавателя.
2. Измерить аксиальные распределения скорости регистрации нейтронов  $1/v$  детектором (в точках, заданных преподавателем) без кадмиевого фильтра, с кадмиевым фильтром и фон (без источника нейтронов). Результат записать в табл. 3.1.

### Обработка и представление экспериментальных результатов

1. Рассчитать аксиальную зависимость  $R_{Cd}(z) = \frac{N_0(z) - N_{\Phi}(z)}{N_{Cd}(z)}$ , определить погрешность  $R_{Cd}(z)$ . Заполнить соответствующие графики

в табл. 3.1. Построить график зависимости  $R_{Cd}(z)$ . Нанести на график погрешности  $R_{Cd}(z)$ .

2. Рассчитать аксиальную зависимость отношений плотностей потоков тепловых и эпитепловых нейтронов по формуле (3.7) и погрешности этих отношений. Заполнить соответствующие графы в табл. 3.1. Построить график зависимости  $\frac{\Phi_{th}}{\Phi_{epi}} = f(z)$ . Нанести на

график погрешности отношений  $\frac{\Phi_{th}}{\Phi_{epi}}$ .

3. Выявить область, где  $\frac{\Phi_{th}}{\Phi_{epi}} \geq 100$  и рекомендовать ее для измерения  $L^2(T)$ .

4. Все формулы для расчета параметров и их погрешностей, а также результаты выполненных расчетов отразить в отчете.

### Формат протокола выполнения лабораторной работы

Студент \_\_\_\_\_ Группа \_\_\_\_\_ Дата \_\_\_\_\_

Преподаватель \_\_\_\_\_

Время измерений \_\_\_\_\_ с

Таблица 3.1

№	$z$ , см	$N_0$	$N_{Cd}$	$N_\Phi$	$R_{Cd} = \frac{N_0 - N_\Phi}{N_{Cd}}$	$\Delta R_{Cd}$	$\frac{\Phi_{th}}{\Phi_{epi}}$	$\Delta \left( \frac{\Phi_{th}}{\Phi_{epi}} \right)$
1								
2								
3								
4								
5								
...								
...								

## Вопросы для самоподготовки

1. Дайте количественные (через  $E_{гр}$ ) и качественные (через понятие термодинамического равновесия нейтрона со средой) определения тепловых и эпитепловых (замедляющихся) нейтронов.
2. Что такое «реальный» и «идеальный» кадмиевый фильтр?
3. Как определить  $E_{Cd}$  – верхнюю границу поглощения «идеального» кадмиевого фильтра?
4. Что такое «реальная» и «идеальная» функция переходной области?
5. Как определить  $E_{гр}$  – нижнюю границу «идеальной» функции переходной области ?
6. В чем заключается физический смысл параметра  $E_{гр}$ ?
7. Поясните, каким образом можно определить отношение плотностей потоков тепловых и эпитепловых нейтронов в поле замедляющихся нейтронов.
8. Обсудите ситуацию, когда детектор не может считаться тонким. Какие обстоятельства необходимо учитывать в этой ситуации?

**Работа 4**  
**РАСЧЕТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДА**  
**НЕСТАЦИОНАРНОЙ ДИФФУЗИИ НЕЙТРОНОВ**  
**ОТ ИМПУЛЬСНОГО ИСТОЧНИКА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ**  
**ПАРАМЕТРОВ ДИФФУЗИИ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ В**  
**ВОДОРОДОСОДЕРЖАЩИХ СРЕДАХ**

**Цель работы:** формирование навыков обработки и интерпретации результатов моделирования нестационарной диффузии нейтронов в конечном объеме неразмножающей среды, измерение диффузионных параметров среды методом нестационарной диффузии.

**Модель объекта измерений**

Объектом измерений является временное распределение нейтронов утечки из объема исследуемой среды, в начальный момент времени облученной импульсом быстрых нейтронов от импульсного источника.

***Метод нестационарной диффузии нейтронов***

Идея метода нестационарной диффузии нейтронов раскрыта на рис. 4.1. Короткими периодическими импульсами (рис. 4.1,а) от нейтронного источника (генерирующего быстрые нейтроны) облучают исследуемую водородосодержащую среду. Нейтроны замедляются и поглощаются входящими в ее состав ядрами, а также утекают из нее. Временные диаграммы утечки нейтронов из среды изображены на рис. 4.1,б. Для получения статистически достоверных результатов процесс облучения и измерения утечки нейтронов из конечного объема исследуемой среды повторяют многократно.

Для того чтобы достигнуть большей энергетической однородности источника нейтронов в исследуемой среде, длительность импульса нейтронного источника  $\Delta t$  не должна превышать времени замедления нейтронов. При исследовании водородосодержащей среды  $\Delta t \leq 10^{-6}$  с.

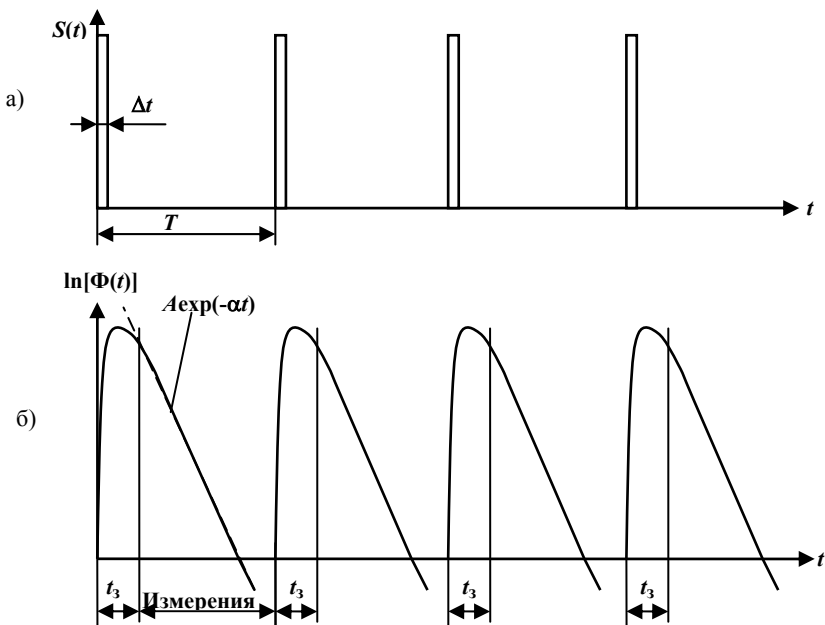


Рис. 4.1. Диаграммы работы импульсного источника быстрых нейтронов и утчки тепловых нейтронов из конечного объема исследуемой среды

Период следования импульсов нейтронного источника  $T$  выбирают таким, чтобы в текущий цикл измерений не попадали нейтроны предыдущего цикла. Это условие выполняется, если  $T$  не менее пятикратного времени жизни теплового нейтрона в исследуемой среде. При исследовании водородосодержащей среды  $T \geq 10^{-3}$  с.

Начало измерений вынужденно запаздывает относительно начала импульса нейтронного генератора на время  $t_3$ . Это запаздывание обусловлено следующими обстоятельствами:

- высокой интенсивностью регистрации нейтронов после срабатывания источника и появлением некорректируемых просчетов вследствие конечного разрешающего времени в канале обработки сигналов с нейтронного детектора;

- процессом формирования спектра тепловых нейтронов в объеме исследуемой среды, облученной быстрыми нейтронами;

процессом формирования собственного пространственного распределения тепловых нейтронов в объеме исследуемой среды из первоначального распределения плотности столкновений нейтронов источника с ядрами среды.

### *Уравнение нестационарной диффузии нейтронов*

Уравнение диффузии для асимптотического поля нейтронов, находящегося в равновесии со слабопоглощающей средой, имеет вид:

$$\frac{1}{v(E)} \frac{\partial \Phi(E, \vec{r}, t)}{\partial t} = D(E) \Delta \Phi(E, \vec{r}, t) - \Sigma_a(E) \Phi(E, \vec{r}, t), \quad (4.1)$$

где  $v(E)$  – скорость нейтрона с энергией  $E$ ;  $D(E)$  – коэффициент диффузии нейтронов в исследуемой среде;  $\Sigma_a(E)$  – сечение поглощения нейтронов в исследуемой среде;  $\Phi(E, \vec{r}, t)$  – плотность потока нейтронов в исследуемой среде.

В ограничениях выражения (4.1) плотность потока тепловых нейтронов может быть представлена суперпозицией

$$\Phi(E, \vec{r}, t) = v(E) M(E, T) R(\vec{r}) T(t), \quad (4.2)$$

где  $M(E, T)$  – распределение Максвелла плотности тепловых нейтронов (нейтронного газа с температурой  $T$ ) в исследуемом объеме среды;  $R(\vec{r})$  – асимптотическое пространственное распределение плотности потока тепловых нейтронов в исследуемом объеме среды, удовлетворяющее уравнению

$$\Delta R(r) - B^2 R(r) = 0 \quad (4.3)$$

с нулевыми граничными условиями;  $T(t)$  – временная составляющая плотности потока нейтронов в исследуемом объеме среды.

Разделение переменных (4.2) позволяет преобразовать уравнение (4.1) к односкоростному виду посредством интегрирования по энергии левой и правой его части:

$$\int M(E)dER(r)\frac{\partial T(t)}{\partial t} = \int D(E)v(E)M(E,T)dE\Delta R(r)T(t) - \int \Sigma_a(E)v(E)M(E,T)dER(r)T(t); \quad (4.4)$$

$$R(r)\frac{\partial T(t)}{\partial t} = \langle D(T)v \rangle \Delta R(r)T(t) - \langle \Sigma_a(T)v \rangle R(r)T(t), \quad (4.5)$$

где

$$\langle D(T)v \rangle = \frac{\int D(E)v(E)M(E,T)dE}{\int M(E,T)dE} - \quad (4.6a)$$

коэффициент диффузии, усредненный по спектру плотности тепловых нейтронов (спектру Максвелла  $M(E,T)$ );

$$\langle \Sigma_a(T)v \rangle = \frac{\int \Sigma_a(E)v(E)M(E,T)dE}{\int M(E,T)dE} - \quad (4.7a)$$

усредненное по спектру плотности тепловых нейтронов (спектру Максвелла  $M(E,T)$ ) макросечение поглощения.

От параметров (4.6) и (4.7) путем тождественных преобразований можно перейти к коэффициенту диффузии, усредненному по плотности потока нейтронов:

$$\begin{aligned} \langle D(T) \rangle &= \frac{\int D(E)\Phi(E,T)dE}{\int \Phi(E,T)dE} = \frac{\frac{\int D(E)v(E)M(E,T)dE}{\int M(E,T)dE}}{\frac{\int v(E)M(E,T)dE}{\int M(E,T)dE}} = \\ &= \frac{\langle D(T)v \rangle}{v(T)} \end{aligned} \quad (4.6b)$$

и к макросечению поглощения, усредненному по спектру плотности потока тепловых нейтронов:



$$\begin{aligned}
\langle \Sigma_a(T) \rangle &= \frac{\int \Sigma_a(E) \Phi(E, T) dE}{\int \Phi(E, T) dE} = \frac{\frac{\int \Sigma_a(E) v(E) M(E, T) dE}{\int M(E, T) dE}}{\frac{\int v(E) M(E, T) dE}{\int M(E, T) dE}} = \\
&= \frac{\langle \Sigma_a(T) v \rangle}{v(T)}.
\end{aligned} \tag{4.76}$$

Временная составляющая решения уравнения (4.5) в цилиндрической геометрии имеет вид

$$T(t) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn} \exp(-\alpha_{mn} t), \tag{4.8}$$

где собственные числа уравнения (4.5)

$$\alpha_{mn} = \langle \Sigma_a(T) v \rangle + \langle D(T) v \rangle > B_{mn}^2; \tag{4.9}$$

$A_{mn}$  – коэффициенты;  $B_{mn}^2$  – собственные числа уравнения (4.3) с нулевыми граничными условиями.

Из множества собственных чисел уравнения (4.3) минимальными являются собственные числа с минимальными индексами  $m$  и  $n$ :

$$\text{в сферической геометрии } B_1^2 = \left( \frac{\pi}{R} \right)^2, \tag{4.10}$$

$$\text{в цилиндрической геометрии } B_{11}^2 = \left( \frac{\pi}{H} \right)^2 + \left( \frac{2,4048}{R} \right)^2, \tag{4.11}$$

$$\text{для прямоугольной призмы } B_{111}^2 = \left( \frac{\pi}{a} \right)^2 + \left( \frac{\pi}{b} \right)^2 + \left( \frac{\pi}{c} \right)^2. \tag{4.12}$$

В формулах (4.9)–(4.12)  $R$ ,  $H$ ,  $a$ ,  $b$  и  $c$  – экстраполированные размеры среды. Для определенности выберем цилиндрическую геометрию. Из множества собственных чисел уравнения (4.5) в цилиндрической геометрии минимальным является

$$\alpha_{11} = \langle \Sigma_a(T)v \rangle + \langle D(T)v \rangle B_{11}^2. \quad (4.13)$$

Соответственно, гармоника  $A_{11} \exp(-\alpha_{11}t)$  затухает медленнее других, и на каком-то временном интервале, при  $t > t_3$ , именно она остается единственной в решении (4.8) (рис. 4.2).

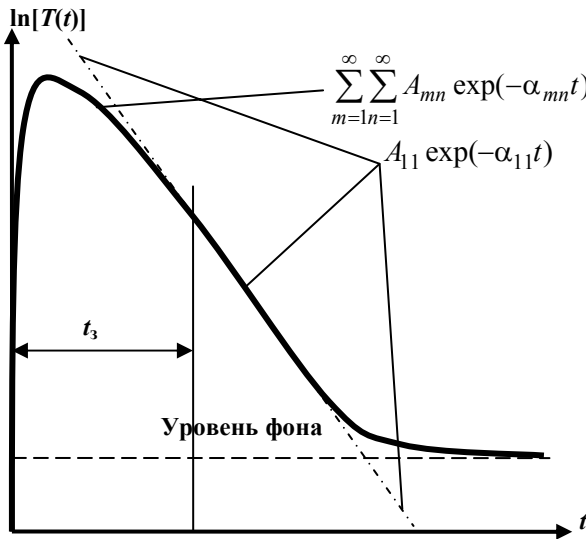


Рис. 4.2. Временное поведение решения (4.8)

Если провести измерение  $\alpha_{11}$  при различных значениях  $B^2$  то, казалось бы, подгонкой к линейной зависимости в соответствии с (4.13) можно определить  $\langle \Sigma_a(T)v \rangle$  и  $\langle D(T)v \rangle$  – диффузионные параметры среды. Однако точные измерения показали, что зависимость  $\alpha_{11} = f(B^2)$  не является линейной (рис. 4.3).

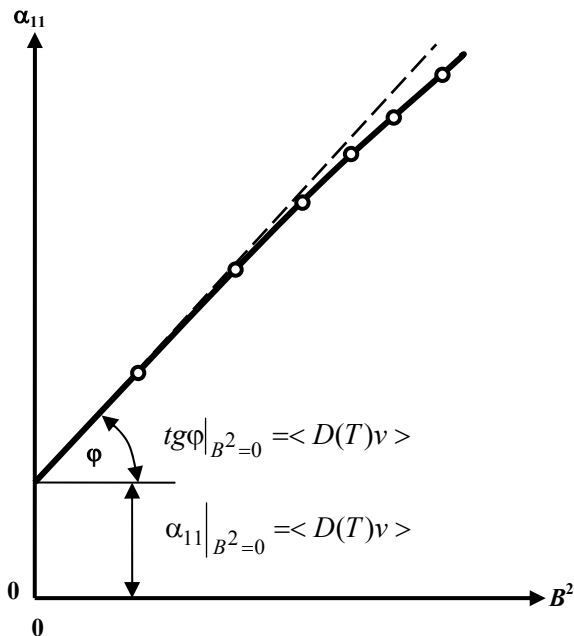


Рис. 4.3. Зависимость  $\alpha_{11}=f(B^2)$ :  
 - - - - - теоретическая зависимость (4.13),  
 —○— экспериментальная зависимость.

### *Диффузионное охлаждение спектра нейтронов*

Отклонение экспериментально наблюдаемой зависимости  $\alpha_{11} = f(B^2)$  от линейной растет при увеличении  $B^2$ , то есть при уменьшении объема среды. При этом растет отношение объема поверхностного слоя, из которого преимущественно утекают нейтроны, к объему среды и, соответственно, проявляется влияние утечки на спектр нейтронов. Это влияние обусловлено зависимостью утечки нейтронов от их скорости. Чем больше скорость нейтронов, тем больше вероятность их утечки. Спектр обедняется нейтронами с высокой скоростью, что проявляется как снижение температуры нейтронного газа в среде малого объема по сравнению с бесконеч-

ной средой. Рассмотренное явление называют диффузионным охлаждением нейтронного газа. Диффузионное охлаждение проявляется в асимптотическом (по пространству и энергии) нестационарном нейтронном поле, возбужденном импульсным нейтронным источником, включенным на время, много меньшее времени жизни тепловых нейтронов в среде [1, с. 218].

В средах, непрерывно облучаемых быстрыми нейтронами, независимо от их размера, имеет место явление, прямо противоположное диффузионному охлаждению – **диффузионное нагревание**. Стационарное состояние нейтронного поля в этих средах поддерживается за счет замедления нейтронов источника. Присутствие в спектре замедляющихся нейтронов увеличивает температуру нейтронного газа по сравнению с температурой нейтронного газа, находящегося в термодинамическом равновесии в бесконечной среде, где стационарное состояние нейтронного поля поддерживается только за счет диффузии нейтронов.

Вследствие диффузионного охлаждения в конечной среде формируется спектр Максвелла с температурой ниже температуры нейтронного газа в бесконечной среде. Поэтому в формуле (4.13) вместо параметра диффузии тепловых нейтронов в бесконечной среде  $\langle D(T) \rangle$  нужно записать  $\langle D(T_0) \rangle$  – зависящий от размеров среды параметр диффузии тепловых нейтронов в конечной среде. Эта зависимость выражается соотношением [1, с. 221]

$$\langle D(T_0) \rangle = \langle D(T) \rangle - CB_{11}^2, \quad (4.14)$$

где  $\langle D(T_0) \rangle$  – усредненный по плотности нейтронов коэффициент диффузии тепловых нейтронов в конечной среде;  $\langle D(T) \rangle$  – усредненный по плотности нейтронов коэффициент диффузии тепловых нейтронов в бесконечной среде;  $C$  – коэффициент, учитывающий диффузионное охлаждение спектра тепловых нейтронов.

С учетом (4.14) формула (4.13) принимает вид параболической зависимости от  $B_{11}^2$ :

$$\alpha_{11} = \langle \Sigma_a(T) \rangle + \langle D(T) \rangle B_{11}^2 - C[B_{11}^2]^2. \quad (4.15)$$

Формула (4.15) является параболической зависимостью от  $B_{11}^2$ .

Чтобы определить параметры зависимости (4.15) методом наименьших квадратов необходимо измерить  $\alpha_{11}$  для нескольких (более трех) значений  $B^2$ . Для вычисления  $\langle \Sigma_a(T) \rangle$  и  $\langle D(T) \rangle$  необходимо в соответствии с (4.6б) и (4.7б) эти параметры разделить на  $\bar{v}(T)$ .

Температуру нейтронного газа можно вычислить по формуле (3.5) из работы 3.

$\bar{v}(T)$  – среднюю скорость нейтрона в нейтронном газе с температурой  $T$  можно вычислить по формуле

$$\bar{v}(T) = \bar{v}(293,6\text{K}) \sqrt{\frac{T}{293,6\text{K}}}, \quad (4.16)$$

где  $\bar{v}(293,6\text{K}) = 2483\text{ м/с}$ .

### Экспериментальная установка

Экспериментальная установка, изображенная на рис.4.4, состоит из исследуемой среды и детектора нейтронов, помещенных в защиту от рассеянных в помещении нейтронов. Для облучения исследуемой среды использован импульсный генератор нейтронов. Временное распределение нейтронов утечки измеряется с помощью временного селектора – устройства, дробящего временную шкалу на интервалы и подключающего на каждом интервале нейтронные детекторы к соответствующему счетчику импульсов в селекторе. Для управления нейтронным генератором и временным селектором используют персональный компьютер.

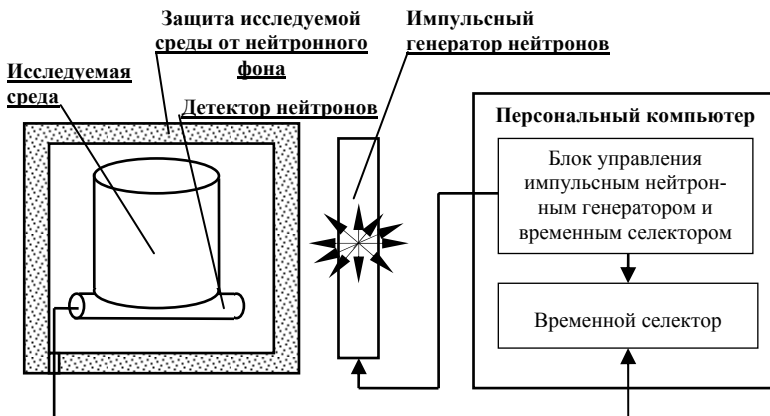


Рис. 4.4. Структура экспериментальной установки для измерения параметров диффузии тепловых нейтронов методом нестационарной диффузии (импульсным методом)

### Порядок получения экспериментальных данных

1. Получить задание и инструктаж от преподавателя.
2. Ввести в программу UnstDifGen (генератор экспериментальных данных по методике нестационарной диффузии нейтронов) задание и получить набор файлов – временных распределений утечки нейтронов из исследуемой среды.
3. Копировать файлы в рабочую директорию.

### Обработка и представление экспериментальных данных

1. Копировать в рабочую директорию DvlpUnstDif – программу обработки экспериментальных данных по методике нестационарной диффузии нейтронов.
2. Записать задание на эксперимент в табл. 4.1.
3. Обработать каждый файл – временное распределение – программой DvlpUnstDif:  
ввести поправки на разрешающее время счетного канала;

методом скользящей прямой в координатах  $\ln[N(t)] = f(t)$  пред-варительно выявить область экспоненциальности и фона в  $N(t)$ ;

методом наименьших квадратов определить параметр  $\alpha_{11}$  экспоненциального участка и записать его в табл. 4.1.

4. Поставить на исполнение приложение DvlpParabola. Ввести в программу геометрические размеры среды и определенные в п.3 константы спада. Расчет диффузионных параметров тепловых нейтронов произвести методом наименьших квадратов с итерациями

по величине  $\lambda_{tr} = \frac{\langle D(T) \rangle}{3}$  в формулах для геометрического параметра. Полученные диффузионные параметры записать в табл. 4.2.

### Формат протокола выполнения лабораторной работы

Студент \_\_\_\_\_ Группа \_\_\_\_\_ Дата \_\_\_\_\_  
 Преподаватель \_\_\_\_\_

Частота запуска генератора \_\_\_\_\_ Гц  
 Ширина канала временного селектора \_\_\_\_\_ мкс  
 Разрешающее время счетного канала \_\_\_\_\_ мкс  
 Время измерений \_\_\_\_\_ мин

Таблица 4.1

$i$	$R$ , см	$H$ , см	$\alpha_{11}$ , $c^{-1}$	$\pm\Delta\alpha_{11}$ , $c^{-1}$
1				
2				
...				
...				

Таблица 4.2

Параметр	Величина	Погрешность
$\langle \Sigma_a(T) \nu \rangle$ , $c^{-1}$		
$\langle D(T) \nu \rangle$ , $cm^2 c^{-1}$		
$C$ , $cm^4 c^{-1}$		
$\lambda_{tr}$ , см		

### Вопросы для самоподготовки

1. Напишите дифференциальное уравнение нестационарной диффузии тепловых нейтронов.

2. Напишите общее решение дифференциального уравнения нестационарной диффузии тепловых нейтронов.

3. Дайте обоснование условий разделения переменных в дифференциальном уравнении нестационарной диффузии нейтронов от импульсного источника быстрых нейтронов.

4. Объясните, каким образом вы рассчитали параметр  $\alpha_{11}$  и его погрешность?

5. Объясните, что такое диффузионное охлаждение нейтронного газа? При каких условиях имеет место это явление?

6. Для обработки зависимости  $\alpha = f(B^2)$  необходим расчет геометрического параметра  $B^2$ , который зависит от экстраполированного размера исследуемой среды. Как его (геометрический параметр исследуемой среды или экстраполированный размер) определить?

7. В теоретическом введении рассмотрено временное распределение плотности потока нейтронов в среде. Отмечено, что измерению подлежит временное распределение утечки нейтронов из среды. Можно ли считать временное поведение этих параметров идентичным? На каком основании?



## ПРИЛОЖЕНИЕ

### 1. Макроскопические сечения некоторых веществ [2]

Вещество	Атомная масса	Плотность г/см <sup>3</sup>	Число атомов (молекул), 10 <sup>24</sup> см <sup>-3</sup>	$\bar{\Sigma}_a$ , см <sup>-1</sup>	$\bar{l}_a$ , см	$\bar{\Sigma}_s$ , см <sup>-1</sup>	$\bar{l}_s$ , см
H <sub>2</sub> O	18,015	1,000	0,03343	1,972(4)10 <sup>-2</sup>	50,73(11)	1,496(1)	0,6684(4)
D <sub>2</sub> O	20,028	1,105 100%	0,03323	3,88(7)10 <sup>-5</sup>	2,57(5)10 <sup>4</sup>	0,3503(8)	2,855(7)
Be	9,012	1,84	0,123	8,2(9)10 <sup>-4</sup>	1,21(12)10 <sup>3</sup>	0,7566(6)	1,3217(10)
BeO	25,011	2,79	0,0672	4,7(4)10 <sup>-4</sup>	2,12(2)10 <sup>3</sup>	0,666(8)	1,50(2)
C	12,011	1,67	0,0837	2,60(5)10 <sup>-4</sup>	3,85(8)10 <sup>3</sup>	0,3967(4)	2,521(3)

### 2. Диффузионные характеристики некоторых веществ [2]

Вещество	D, см	L, см	$\xi \Sigma_s$ , см <sup>-1</sup>	$\Sigma_{tr}$ , см <sup>-1</sup>	$\tau^*(fiss 1,46)$ см <sup>2</sup>	$\xi$	$\Delta\tau^*(1,46 0,088)$ см <sup>2</sup>	$\tau^*((\alpha, n) 1,46)$ см <sup>2</sup>
H <sub>2</sub> O	0,142(2)	2,69(2)	1,385(1)	0,577	26,48(32)	0,9258	0,8	57(2)
D <sub>2</sub> O	0,84(1)	147(2)	0,1784(6)	0,27	111(1)	0,5093		
Be	0,487(5)	24,4(1)	0,1561(1)	0,70	86,6(24)	0,2066	10	120(23)
BeO	0,627(7)	36,5(3)	0,1156(1)	0,625	92,0(15)	0,1736		
C	0,828(8)	56,4(6)	0,06359(6)	0,375	282,5(18)	0,1577	40	380

$\tau^*((\alpha, n)|1,46)$  – длина замедления нейтронов  $(\alpha, n)$  источников нейтронов.

Параметры  $\Delta\tau^*(1,46|0,088)$  и  $\tau^*((\alpha, n)|1,46)$  из [1].

### 3. Диффузионные характеристики некоторых веществ, полученные методом нестационарной диффузии нейтронов [1]

Элемент (химическое соединение)	Плотность г/см <sup>3</sup>	$\langle \Sigma_a(T)v \rangle$ , с <sup>-1</sup>	$\langle D(T)v \rangle$ , 10 <sup>4</sup> см <sup>2</sup> ·с <sup>-1</sup>	$C$ , 10 <sup>4</sup> см <sup>4</sup> ·с <sup>-1</sup>
H <sub>2</sub> O	1,000	4831	3,5(1)	0,4(1)
D <sub>2</sub> O	99,2% 22°C	19,0(25)	20,0(1)	52,5(25)
Be	1,85	285(8)	12,35(13)	28(3)
BeO	2,96	131,5	11,8(2)	38,5(8)
C	1,60	75,0(6)	21,4(1)	390(30)

Примечание. В скобках приведены оценки предельной погрешности в единицах последней значащей цифры.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. М.: Атомиздат, 1968.
2. Галанин А.Д. Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М.: Энергоатомиздат, 1984.
3. Кожин А.Ф., Смирнов В.Е. Детектирование нейтронов: Лабораторный практикум. М.: МИФИ, 2004.

Валентин Ефимович Смирнов

**ДИФФУЗИЯ И ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ В  
НЕРАЗМНОЖАЮЩИХ СРЕДАХ**

Лабораторный практикум

Редактор Н.Н. Антонова  
Компьютерная верстка Г.А. Бобровой

Подписано в печать 20.11.2008                      Формат 60x84 1/16  
Печ.л. 3,75 Уч.-изд.л. 3,75 Тираж 120 экз. Изд. № 3/27  
Заказ № 2-2413

*Московский инженерно-физический институт  
(государственный университет).  
115409, Москва, Каширское ш., 31*

*Типография издательства «Тровант»  
г. Троицк Московской области*