

Авторы благодарят коллектив сотрудников, обслуживающих реактор: В. П. Жаркова за помощь в проведении экспериментов, Т. В. Ручьеву за помощь в обработке результатов; авторы также признательны В. М. Исакову, А. П. Кулаеву, В. Г. Петрову, А. Т. Рогачеву, участвовавшим в проведении измерений.

Поступила в Редакцию 20/II 1964 г.
В окончательной редакции 18/V 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Указания по проектированию бетонных и железобетонных конструкций из специальных (тяжелых и гидратных) бетонов, М., НИИЖБ АСА СССР, 1959.
2. И. А. Аршинов. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». М., Госатомиздат, 1963, стр. 337.
3. H. Hangerford. Nucl. Sci. and Engng, 6, 396 (1955).
4. А. Н. Комаровский. Строительство ядерных установок. М.—Л., Госэнергоиздат, 1961.
5. В. Н. Аваев и др. «Атомная энергия», 15, 17 (1963).
6. В. Н. Аваев и др. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». М., Госатомиздат, 1963, стр. 270.
7. Ю. А. Егоров, Ю. В. Пократьев. Там же, стр. 304.
8. А. П. Веселкин и др. «Атомная энергия», 16, 32 (1964).
9. Х. Д. Андросенко, Г. Н. Смиренькин. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 64 (1962).
10. Ю. А. Егоров, Е. А. Панов. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 57 (1961).
11. В. С. Дикарев и др. «Атомная энергия», 1, 136 (1956).
12. Б. И. Синицын, С. Г. Цыпкин. «Атомная энергия», 12, 306 (1962).
13. В. Н. Аваев и др. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». М., Госатомиздат, 1963, стр. 193.



УДК 621.039.512.4

Изучение процесса замедления нейтронов в бериллии и окиси бериллия импульсным методом

И. Ф. Жежерун

Измерено время замедления нейтронов до энергий 1,46; 0,3; 0,178 и 0,0976 эв, а также время термализации ниже энергии ~ 0,1 эв. Получено временное распределение замедляющихся нейтронов при энергии 0,3 эв. Измерения дали возможность вычислить поправку на дозамедление нейтронов в интервале энергий ниже 1,46 эв и получить квадрат длины замедления нейтронов деления до различных энергий вблизи тепловой области.

Квадрат длины замедления L_0^2 для большинства используемых в ядерной технике замедлителей измерен до энергии 1,46 эв (резонанс индия). Поправка на замедление нейтронов до тепловой энергии вводится расчетным путем и обычно содержит существенную неопределенность, связанную в основном с незнанием средней логарифмической потери энергии ξ в этой области. Измерение же L_0^2 до более низких энергий выполнено только для окиси бериллия до 0,3 эв (резонанс Ru^{239}) [1].

Время замедления нейтронов и его флуктуация теоретически изучались в ряде работ [2—6]. Интересные результаты приведены в работе И. Г. Дядькина и Э. П. Баталиной [7], которые рассматривали временную зависимость пространственно-энергетического

распределения нейтронов $N(r, u, t)$ от импульсного источника, имеющих начальную скорость v_0 . Они получили, что при расстояниях от источника $r \leq \lambda u \beta$ (λ — длина рассеяния; u — лентаргия; β — константа порядка единицы)

$$N(r, u, t) = \frac{\xi v}{\lambda} N_{ст}(r, u) N_0(u, t) [1 + \varepsilon(r, u, t)], \quad (1)$$

т. е. является произведением пространственно-энергетического (стационарного) распределения $N_{ст}(r, u)$ на энергетически-временное распределение $N_0(u, t)$, где

$$N_0(u, t) = \frac{\left(1 - \frac{v}{v_0}\right)^{\frac{2}{\xi} - 1}}{\xi} \cdot \frac{\left(\frac{vt}{\lambda}\right)^{\frac{2}{\xi}} e^{-\frac{vt}{\lambda}}}{\Gamma\left(1 + \frac{2}{\xi}\right)} \quad (2)$$

при $t > \frac{\lambda}{v_0 - v}$.

Таким образом, временное распределение нейтронов, имеющих скорость v , совпадает с пуассоновской вероятностью появления $2/\xi$ нейтронов за время t при условии, что вероятность появления нейтронов в любой момент одинакова и равна $\frac{v}{\lambda} dt$.

Следует отметить, что $N_0(u, t)$ почти не зависит от начальной скорости нейтрона v_0 и достигает максимума в момент

$$t_{\text{макс}} \approx \frac{2\lambda}{v\xi} \left\{ \left(2 - \frac{\beta u}{\sqrt{r^2 + \beta^2 u^2}} \right) \times \right. \\ \left. \times \left[1 - \frac{2\alpha}{3} \left(1 - \frac{\beta u}{\sqrt{r^2 + \beta^2 u^2}} \right) \right]^{-1} \right\}, \quad (3)$$

несколько зависящий от r (α — очень медленно меняющаяся функция u). Дополнительная слабая зависимость $N(r, u, t)$ от времени содержится в члене $[1 + \varepsilon(r, u, t)]$, который, однако, мало отличается от единицы для $t \approx t_{\text{макс}} \pm \Delta t$ где Δt — дисперсия $t_{\text{макс}}$; $t_{\text{макс}}$ — среднее время замедления нейтронов, имеющих скорость v . Время замедления до скорости v будет, очевидно, равно $t_a = t_{\text{макс}} - \frac{\lambda}{v}$.

Известны одна работа [8] и две заметки [9, 10] по измерению t_a в воде до тепловых энергий; в двух других работах приводится $t_a \approx 160$ мксек для графита [11] и $t_a = 230 \pm 30$ мксек для окиси бериллия [12]. Недостатком этих работ является то, что в них точно не определено, до какой энергии следует отнести указанные t_a .

Изучению последней стадии замедления — установления равновесного спектра — посвящено несколько работ с использованием импульсного источника нейтронов. Из теоретических работ мы сошлемся только на работу [13], в которой было найдено соотношение между коэффициентом диффузионного охлаждения C и временем термализации без использования понятия температуры нейтронов и указана возможность экспериментального определения t_{th} путем измерения декремента затухания первой гармоники подобно тому, как коэффициент диффузии определяется из декремента затухания нулевой гармоники. Из экспериментальных работ следует отметить работы [12, 14–16], в которых измерялось t_{th} в окиси бериллия плотностью $2,96$ г/см³ различными методами (пропускание фильтра из $1/v$ поглотителя, измерение коэффициента диффузионного охлаждения и др.) и получено значение $t_{th} = 165 \pm 10$ мксек. Для бериллия (плотность $1,79$ г/см³) в работе [17] дается приближенное значение $t_{th} = 172$ мксек, найденное из измерений коэффициента диффузионного охлаждения.

В настоящей работе было измерено время замедления до различных энергий $E \leq 1,46$ эв,

а также время термализации в бериллии и спеченной окиси бериллия. Результаты измерений позволили получить данные о длине замедления нейтронов в Be и BeO ниже $1,46$ эв.

Методика измерений

Время замедления нейтронов определялось путем измерения пропускания $\Pi(t)$ фильтров с сильным резонансом в сечении поглощения как функции времени t , прошедшего с момента нейтронного импульса. Импульсным источником нейтронов служил один из пучков линейного ускорителя Института атомной энергии им. И. В. Курчатова [18]. Длительность импульса составляла $0,5$ – 1 мксек, частота повторения — 50 – 100 гц. Фильтры имели форму цилиндра и надевались на небольшую цилиндрический ВР₃-счетчик, помещавшийся в блоке замедлителя. Использовались фильтры $0,073$ г/см² индия, $0,086$ г/см² кадмия и $0,047$ г/см² окиси самария, имеющие резонансы при $1,46$, $0,178$ и $0,0976$ эв соответственно. Кроме фильтров применялся импульсный детектор нейтронов энергии $0,3$ эв (плутониевая камера, заключенная в экран из смеси окислов самария и гадолиния) [19], оказавшийся очень удобным для измерения не только t_a , но и временного распределения $N_0(u, t)$.

Детекторы размещались на оси блока замедлителя, совпадавшей с осью пучка. Меняя положение детектора вдоль оси, можно было также исследовать зависимость t_a от расстояния r до источника нейтронов. Средняя плотность материала в блоках из бериллия и окиси бериллия составляла $1,79$ и $2,79$ г/см³ соответственно.

Время термализации определялось по измерению пропускания $\Pi(t)$ плоских борных фильтров, содержащих $0,012$ и $0,023$ г/см² бора. Фильтры размером 12×30 см помещались в щели под коллиматором нейтронов, располагавшимся на блоке замедлителя (рис. 1). Коллиматор изготовлялся из кадмия и карбида бора и имел отверстия диаметром 35 мм и высотой 120 мм. Сверху коллиматора находились четыре соединенных параллельно В¹⁰F₃-счетчика диаметром 20 мм и длиной 25 см. Счетчики экранировались кадмием, карбидом бора и парафином так, что нейтроны на них могли попадать из блока замедлителя только через отверстия коллиматора под углом $> 80^\circ$ к поверхности блока. Расстояние от блока до счетчиков было равно 15 см.

Блоки замедлителя имели форму куба или параллелепипеда размерами $60 \times 60 \times 60$ и $50 \times 50 \times 50$ см для бериллия и $80 \times 70 \times 75$ и $60 \times 60 \times 60$ см для окиси бериллия; они закрывались со всех сторон слоем кадмия ($0,86 \text{ г/см}^2$) и карбида бора (5 г/см^2). Данные о диффузионных параметрах этих материалов приведены в работах [17, 20].

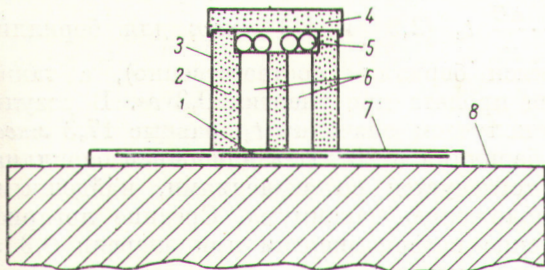


Рис. 1. Геометрия опыта по измерению пропускания борных фильтров (поперечный разрез):

1 — фильтр; 2 — карбид бора коллиматора; 3 — кадмиевая оболочка; 4 — защитный экран счетчиков; 5 — ВФ₃-счетчики; 6 — отверстия коллиматора; 7 — опора коллиматора; 8 — блок замедлителя. Защита блока (Cd и В₂C) не показана.

Скорости счета счетчика с фильтрами и без фильтров как функции времени, из которых определялось пропускание $\Pi(t)$, измерялись с помощью временного анализатора, использовавшегося в работах [17, 20], а также 110-канального анализатора, минимальная ширина канала в котором составляла 1 мксек. Мощность источника контролировалась двумя мониторами. Фон (не превышавший 1% эффекта) определялся по скорости счета в моменты времени непосредственно перед нейтронным импульсом.

Результаты измерений и их обсуждение

Время замедления. Результаты измерений времени замедления представлены в полулогарифмическом масштабе на рис. 2. Для бериллия эти измерения выполнены в блоке размером $50 \times 50 \times 50$ см, для окиси бериллия — в блоках $80 \times 70 \times 75$ и $60 \times 60 \times 60$ см. По оси x отложено время, прошедшее с момента нейтронного импульса, по оси y — скорость счета $N(t)$ резонансного детектора нейтронов энергии 0,3 эв и обратное пропускание $\Pi^{-1}(t)$ для резонансных фильтров. Время, соответствующее максимумам, равно, очевидно, времени замедления t_3 до данной энергии плюс время пролета нейтрона от места последнего столкновения до поглощения в детекторе $t_{пр} = \frac{\lambda(v) + 1/2d}{v}$ (d — средний поперечный раз-

мер детектора с учетом пустот в месте его расположения) и время пролета от мишени ускорителя до блока ($\sim 0,5$ мксек).

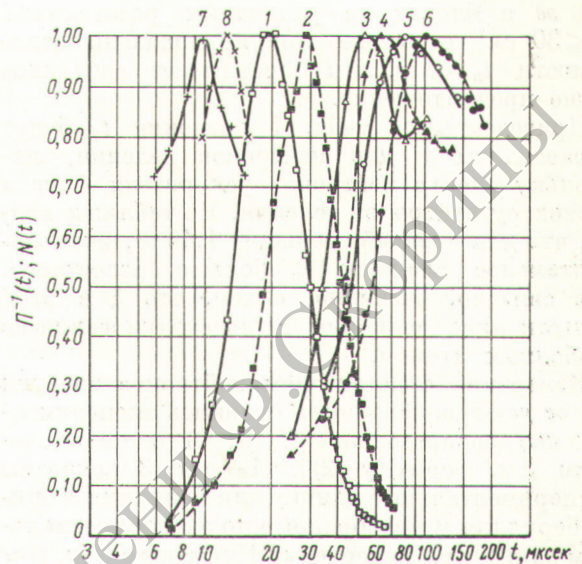


Рис. 2. Результаты измерений времени замедления: 1, 2 — скорость счета $N(t)$ детектора нейтронов энергии 0,3 эв в блоке из Ве и ВеО соответственно; 3, 4 — обратное пропускание $\Pi^{-1}(t)$ кадмиевого фильтра в Ве и ВеО; 5, 6 — то же для фильтра из окиси самария; 7, 8 — то же для индиевого фильтра. Все кривые в максимуме нормированы к единице.

Полученные значения t_3 приведены в табл. 1. Указанные ошибки (от 1 до 10 мксек в различных измерениях) связаны с конечной шириной канала и неточностью расчета $t_{пр}$. Там же для сравнения приведены значения t_3 , полученные в соответствии с формулой (3) в предположении, что множитель в фигурной скобке, учитывающий зависимость $t_{макс}$ от расстояния r до источника, равен единице. В наших условиях источниками, очевидно, являются места первых столкновений нейтронов пучка

Таблица 1

Измеренные и расчетные величины времени замедления до различных энергий, мксек

Резонансная энергия, эв	В бериллии		В окиси бериллия	
	расчет	эксперимент	расчет	эксперимент
1,46 (индий)	7,2	$7,5 \pm 1$	9,3	$9,5 \pm 1$
0,3 (плутоний)	15,7	$17,5 \pm 1$	19,2	26 ± 2
0,178 (кадмий)	20,4	40 ± 3	26,3	51 ± 3
0,0976 (самарий)	27,6	73 ± 5	34,3	88 ± 5

с ядрами замедлителя, которые расположены в плоском слое передней грани блока замедлителя толщиной порядка 2λ (v_0) $\approx 5 \div 7$ см. Измерения с детектором нейтронов энергии 0,3 эв в блоках на различных расстояниях ($r \leq 30$ см) от этого слоя не показали зависимости t_3 от r , что оправдывает сделанное выше предположение.

Приведенные в табл. 1 значения t_3 будут справедливы и для нейтронов деления, поскольку спектр нейтронов ускорителя близок к спектру нейтронов деления. Из таблицы видно, что для энергий, меньших 1,46 эв, экспериментальное значение t_3 больше расчетного. Это связано, очевидно, с тем, что ξ в этой области ниже величины ξ для столкновения со свободным атомом.

Измерения с детектором нейтронов энергии 0,3 эв дают возможность сравнить экспериментальное распределение $N_0(u, t)$ с теоретическим [см. формулу (2)]. На рис. 3 показаны экспериментальные данные для бериллия и окиси бериллия и подобранные по экспериментальным данным распределения Пуассона $N_0(u, t) \approx$

$\approx \left(\frac{vt}{\lambda}\right)^{\frac{2}{\xi}} e^{-\frac{vt}{\lambda}} c \frac{2}{\xi} = 12$ для бериллия (сплошная линия) и $\frac{2}{\xi} = 18$ для окиси бериллия (пунктирная линия). Видно их хорошее согласие. Расхождение заметно только при больших t , что, очевидно, связано с влиянием

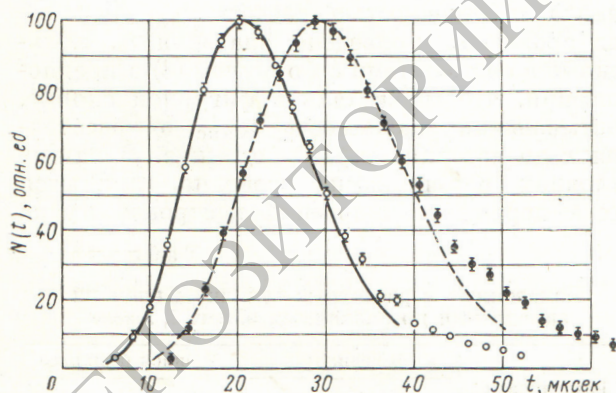


Рис. 3. Сравнение экспериментального временного распределения нейтронов энергии 0,3 эв с пуассоновским: \circ — бериллий; \bullet — окись бериллия.

члена в квадратных скобках формулы (1) (см. работу [7]). Пользуясь тем, что в распределении Пуассона дисперсия равна среднему

значению, из соотношений $\left(\frac{vt_{\max}}{\lambda}\right)_{\text{Be}} = 12 = \frac{2}{\xi_{\text{Be}}}$ и $\left(\frac{vt_{\max}}{\lambda}\right)_{\text{BeO}} = 18 = \frac{2}{\xi_{\text{BeO}}}$ можно также получить время замедления нейтронов t_3 до энергии 0,3 эв для бериллия и окиси бериллия. Для этого из t_{\max} нужно вычесть дисперсию, обусловленную шириной области энергетической чувствительности детектора [19], равную $\Delta t = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta E}{E} t_3$ (2,9 и 4,3 мксек для бериллия и окиси бериллия соответственно), а также время пролета при энергии 0,3 эв. В результате получаем значения t_3 , равные 17,3 мксек для бериллия и 28 мксек для окиси бериллия, что согласуется со значениями, найденными по положению максимума. Средние логарифмические потери энергии при энергии 0,3 эв следующие:

$$\xi_{\text{Be}} = 0,19; \quad \xi_{\text{BeO}} = 0,12.$$

Время термализации. Результаты измерения $\Pi(t)$ борных фильтров для блоков бериллия ($60 \times 60 \times 60$ см) и окиси бериллия ($80 \times 70 \times 75$ см) представлены на рис. 4. Из рисунков следует, что для времени $t \geq 1200$ мксек в бериллии и $t \geq 1400$ мксек в BeO пропускание достигает минимального асимптотического значения, соответствующего установившемуся спектру нейтронов. Асимптотические значения измерены с большой точностью и оказались, как и следовало ожидать, одинаковыми для бериллия и окиси бериллия: $0,577 \pm 0,003$ и $0,355 \pm 0,002$ для фильтров, содержащих 0,012 и 0,023 г/см² бора соответственно.

Аналогичные кривые пропускания были получены также для блоков меньших размеров с несколько меньшим асимптотическим пропусканием. Так, для блока из бериллия размером $50 \times 50 \times 50$ см оно оказалось равным $0,568 \pm 0,008$ и $0,346 \pm 0,002$ соответственно.

Чтобы получить из величины пропускания $\Pi(t)$ данные об энергии нейтронов, предполагалось, что спектр нейтронов имеет максвелловское распределение с температурой

$$T(t) = T_p + Ae^{-\gamma t}, \quad (4)$$

где γ^{-1} — время термализации в данном блоке замедлителя; T_p — равновесная температура в комнатных условиях. Учитывая деформацию спектра за счет пролетного расстояния l , для величины пропускания получаем выражение

$$\Pi [T(t)] = \frac{\int_0^{\infty} \frac{E dE}{\sigma_{tr}(E)} \{T_p + [T(t) - T_p] e^{-\frac{a}{\sqrt{E}}}\} e^{-\frac{E}{T_p + [T(t) - T_p] e^{-\frac{a}{\sqrt{E}}}}} (1 - e^{-\frac{b}{\sqrt{E}}}) e^{-\frac{c}{\sqrt{E}}}}{\int_0^{\infty} \frac{E dE}{\sigma_{tr}(E)} \{T_p + [T(t) - T_p] e^{-\frac{a}{\sqrt{E}}}\} e^{-\frac{E}{T_p + [T(t) - T_p] e^{-\frac{a}{\sqrt{E}}}}} (1 - e^{-\frac{b}{\sqrt{E}}})}$$
(5)

Здесь $a \equiv \gamma l \frac{\sqrt{KT_0}}{v_b}$, v_b — наиболее вероятная скорость, соответствующая $T_0 = 293^\circ \text{K}$; b и c константы, определяемые конструкцией детектора и толщиной борного фильтра соответственно; $\sigma_{tr}(E)$ — сечение переноса материала замедлителя.

Функция $\Pi(T)$ рассчитывалась на электронно-вычислительной машине в области температур от T_p до 3000°K , причем значению T_p в блоке (с учетом диффузионного охлаждения) было взято равным 285°K . Входящее в формулу (5) время термализации γ^{-1} , которое не было известно заранее, принималось равным 120

и 170 мксек. На рис. 5 и 6 приведены результаты расчета $\Pi(T)$ при $\gamma^{-1} = 170$ мксек с использованием расчетных $\sigma_{tr}(E)$ [24] и экспериментальных $\sigma_s(E)$ данных [22, 23]: По графикам этих рисунков и измеренным значениям пропускания (плавные кривые рис. 4, а, б) была получена зависимость температуры $T(t)$ от времени, прошедшего с момента нейтронного импульса (рис. 7 и 8). Равновесная температура T_p для вылетающих из блока нейтронов получалась несколько различной, превышая T_p внутри блока на $20-40^\circ \text{K}$ (в соответствии с предсказаниями теории [24]). Наклон линейной части графиков, определяющий время

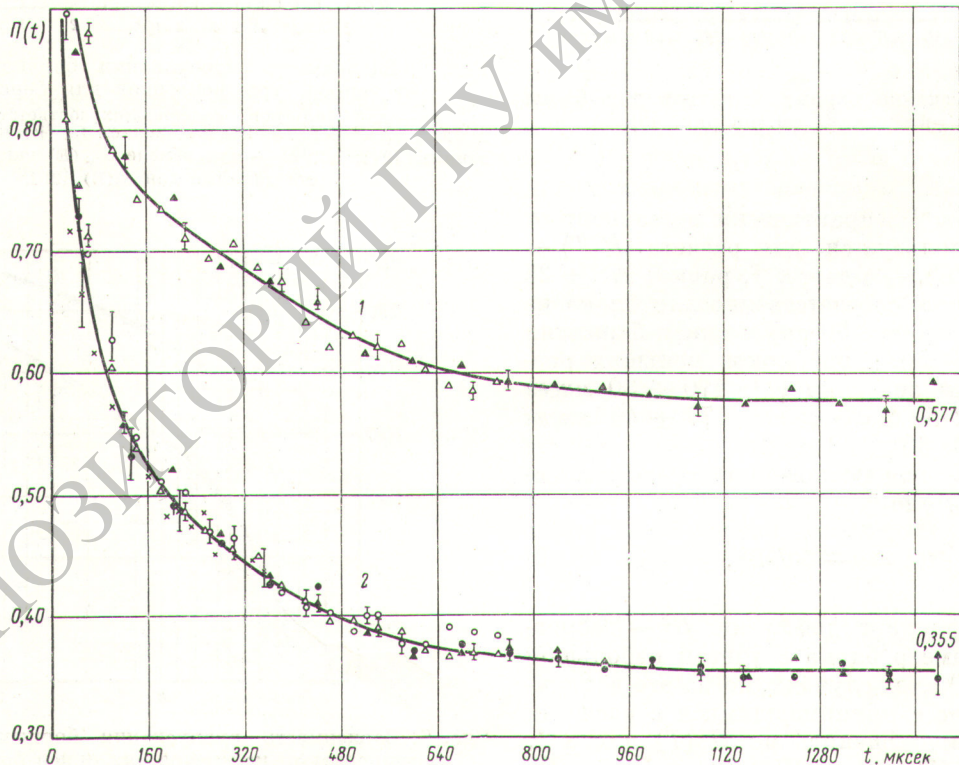


Рис. 4а. Пропускание борных фильтров для блока из бериллия. Кривые проведены визуально по экспериментальным точкам различных серий измерений: 1, 2 — для фильтров, содержащих 0,012 и 0,023 г/см² бора соответственно.

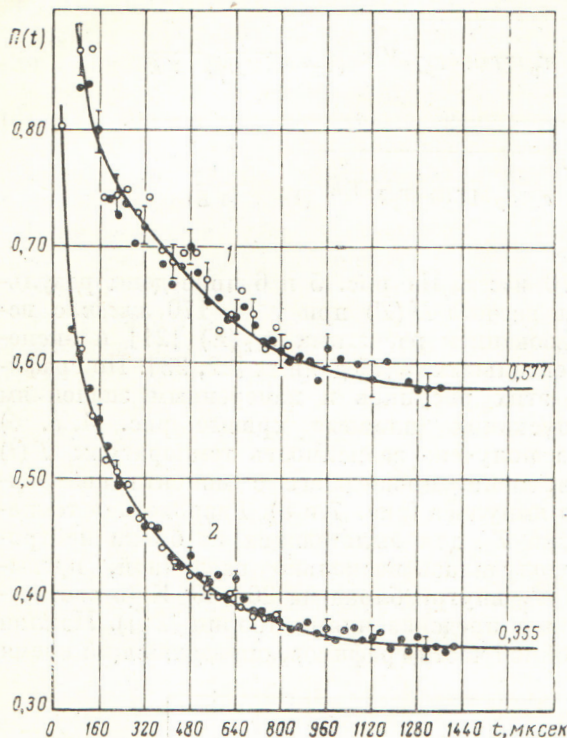


Рис. 4б. Пропускание борных фильтров для блока из BeO (объяснение см. на рис. 4а).

термализации γ^{-1} , практически не зависит от того, что используется для расчета $\Pi(T)$ — $\sigma_{tr}(E)$ или $\sigma_s(E)$, — и дает γ^{-1} , равное 178 ± 25 и 213 ± 30 мксек соответственно для блока из бериллия ($60 \times 60 \times 60$ см) и окиси бериллия ($80 \times 70 \times 75$ см). Для блоков меньших размеров получены значения γ^{-1} : 170 ± 30 мксек для Be ($50 \times 50 \times 50$ см) и 177 ± 40 мксек для BeO ($60 \times 60 \times 60$ см).

Значение t_{th} для бесконечной среды вычислялось по формуле

$$t_{th}^{-1} = \gamma - \frac{1}{3} DB^2, \quad (6)$$

где D — коэффициент диффузии; B^2 — геометрический параметр блока с учетом небольшой поправки к γ^{-1} в тех случаях, когда эта величина не совпадает с принявшимися в расчетах $\Pi(T)$. Ее можно оценить по $\Pi(T)$ для γ^{-1} , равного 120 и 170 мксек. Используя D для Be и BeO по данным работ [17, 20] и усредняя согласующиеся значения t_{th} по измерениям в блоках разных размеров, получаем $t_{th} =$

$= 185 \pm 20$ мксек для бериллия и $t_{th} = 204 \pm 25$ мксек для окиси бериллия.

Величина t_{th} для Be согласуется с величиной, полученной из измерений диффузионных параметров, равной 172 мксек [17]. Для BeO нет такого согласия. Пересчитав t_{th} для BeO к плотности $2,96$ г/см³, получим 200 ± 25 мксек; по измерениям работ [12, 14, 15]

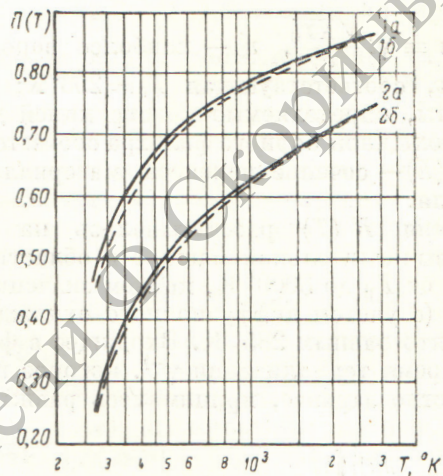


Рис. 5. Зависимость пропускания борных фильтров от температуры нейтронов для бериллия:

1а, 2а — для фильтров, содержащих соответственно 0,012 и 0,023 г/см² бора, с использованием $\sigma_{tr}(E)$ по расчетным данным [21]; 1б, 2б — при замене $\sigma_{tr}(E)$ экспериментальными данными для $\sigma_s(E)$ [22].

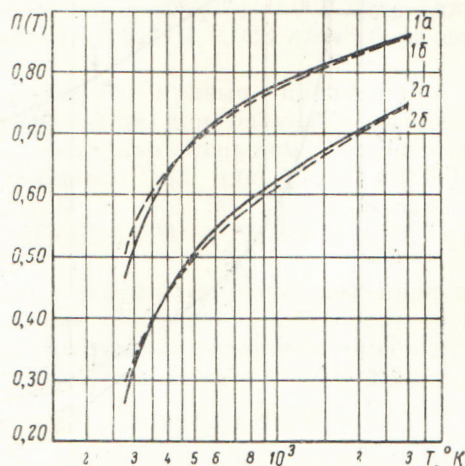


Рис. 6. Зависимость пропускания борных фильтров от температуры нейтронов для окиси бериллия:

1а, 2а — для фильтров, содержащих соответственно 0,012 и 0,023 г/см² бора с использованием $\sigma_{tr}(E)$ по расчетным данным [22]; 1б, 2б — при замене $\sigma_{tr}(E)$ экспериментальными данными $\sigma_s(E)$ для образца с размером кристаллического зерна 13 мк [23].

$t_{th} = 165 \pm 10$ мксек. Не исключено, что это расхождение (в пределах ошибок измерений) связано с различием кристаллической структуры материалов.

Кристаллическая структура использованных нами бериллия и окиси бериллия не изу-

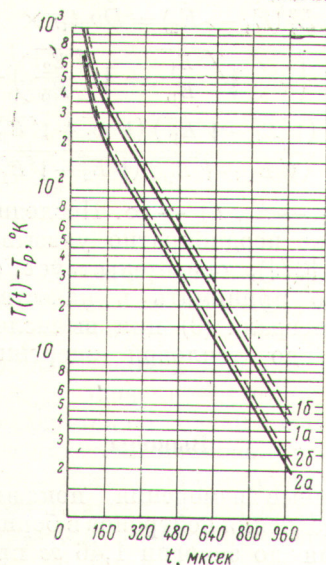


Рис. 7. Зависимость температуры нейтронов от времени, прошедшего с момента импульса, для блока из бериллия. Кривые 1а, б, 2а, б получены по соответствующим графикам рис. 5.

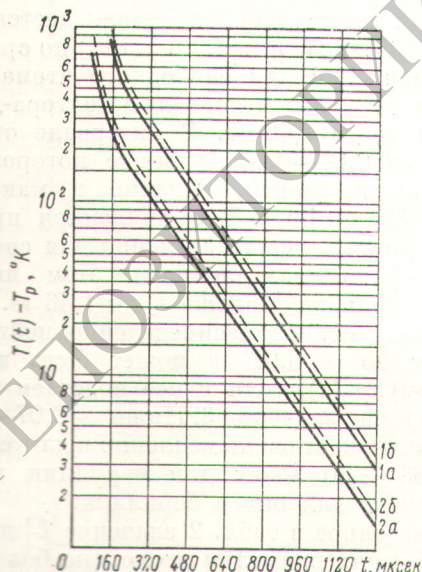


Рис. 8. Зависимость температуры нейтронов от времени для блока из окиси бериллия. Кривые 1а, б, 2а, б получены по соответствующим графикам рис. 6.

чалась. Поэтому неясно, какие из имевшихся данных $\sigma_s(E)$ для различных размеров зерна брать при вычислениях $\Pi(T)$. Варианты расчетов для минимального (8 мк) и максимального (29 мк) размеров показали, однако, что t_{th} может отличаться примерно на 5%, возрастающая с увеличением зерна. Таким образом, неточность в расчете $\Pi(T)$ по формуле (5) слабо влияет на значение t_{th} , измеряемое методом пропускания, но заметно сказывается на T_p и величине A [см. формулу (4)], т. е. на максимальной температуре $T_{\max} = T_p + A$, при которой устанавливается распределение нейтронов, близкое к максвелловскому. Как видно из рис. 7 и 8, величина A зависит также и от толщины борного фильтра. Это может служить указанием на то, что точно максвелловского распределения еще нет. На всех графиках, однако, T_{\max} не превышает 700°K . Для графиков 2а, б, (см. рис. 7 и 8) можно приближенно установить, что $T_{\max} = T_p + A \approx 520^\circ \text{K}$ ($\sim 0,045$ эв) и что эта температура достигается при 190 мксек для Ве и 215 мксек для ВеО. Вычитая из этих значений время пролета нейтронов энергии 0,045 эв от места последнего столкновения к детектору, равное 55 мксек, можем приближенно получить t_s до этой энергии: 135 мксек для Ве и 160 мксек для ВеО.

Измеренные t_{th} для Ве и ВеО близки к экспериментальным значениям t_{th} для других материалов: 185 ± 45 мксек [25] и 207 ± 23 мксек [11] для графита, 130 ± 16 мксек и 194 ± 32 мксек для гидрида циркония (по измерениям различными методами) [26].

Квадрат длины замедления нейтронов в области энергий ниже 1,46 эв. Ранее уже отмечалось, что при энергиях, меньших 1,46 эв, экспериментальные значения t_s больше расчетных. Это, очевидно, обусловлено уменьшением средней логарифмической потери энергии за счет связи атомов в кристаллической решетке. Попробуем использовать измеренные t_s для оценки ξ и площади замедления ниже 1,46 эв.

Время замедления нейтрона от энергии E_1 до E_2 можно, очевидно, представить как сумму по столкновениям

$$t_{s2} - t_{s1} = \sum_n \frac{\lambda_i}{v_i}, \quad (7)$$

где λ_i — пробег рассеяния нейтрона, имеющего скорость v_i . В интервале 1,46—0,1 эв λ_i для Ве и ВеО постоянны и равны 1,39 и 1,46 см

соответственно. Предположим, что ξ в небольшом интервале $E_1 - E_2$ также не меняется, т. е. что $\frac{v_{i+1}}{v_i} = e^{-\xi/2}$. Тогда формула (7) примет вид

$$t_{32} - t_{31} = \frac{\lambda}{v_2} \cdot \frac{\sqrt{\frac{E_2}{E_1} - 1}}{1 - e^{\xi/2}} \quad (7')$$

Подставляя в эту формулу измеренные значения t_3 , получаем следующие значения ξ при замедлении ниже 1,46 эв:

- а) в интервале 1,46 — 0,3 эв: $0,193 \pm 0,004$ для Ве и $0,109 \pm 0,012$ для ВеО;
- б) в интервале 0,3 — 0,178 эв: $0,048 \pm 0,008$ для Ве и $0,047 \pm 0,007$ для ВеО;
- в) в интервале 0,178 — 0,0976 эв: $0,050 \pm 0,009$ для Ве и $0,047 \pm 0,007$ для ВеО;
- г) в интервале 0,0976 — 0,045 эв (приближенная оценка): $0,048$ для Ве и $0,044$ для ВеО.

Таким образом, ξ для Ве и ВеО при энергиях ниже 0,3 эв действительно не меняется. Поэтому в интервале 0,3 — 0,0976 эв получаем более точные значения ξ : $0,049 \pm 0,005$ для Ве и $0,047 \pm 0,005$ для ВеО. В интервале 1,46 — 0,3 эв формула (7') дает только приближенные значения ξ , особенно для ВеО.

В области, где справедлива формула (4), легко получить, что

$$\xi = \frac{\lambda}{v_p t_{th}} \sqrt{\frac{E_p}{E}} \cdot \frac{E - E_p}{E} \quad (8)$$

Отсюда видно, что с приближением E к E_p ξ уменьшается, а при $E = E_p$ обращается в нуль. Некоторые авторы характеризуют последнюю стадию замедления величиной $\lambda / (v_p \cdot t_{th})$, которая равна 0,034 для Ве и 0,031 для ВеО (v_p соответствует энергия $E_p = kT_p$).

Теперь, пользуясь полученными значениями ξ , можно рассчитать поправку к экспериментально измеренному значению L_j^2 до энергии 1,46 эв по известному соотношению

$$L_j^2(E_1 \rightarrow E_2) = \int_{E_2}^{E_1} \frac{D}{\xi \Sigma_s} \cdot \frac{dE}{E} = \frac{D}{\xi} \lambda \ln \frac{E_1}{E_2} \quad (9)$$

(D равно 0,50 и 0,54 см для Ве и ВеО соответственно). Так, например, значения ${}_{\text{Ве}}L_j^2(1,46 \rightarrow 0,3 \text{ эв}) = 5,7 \pm 1,2 \text{ см}^2$; ${}_{\text{ВеО}}L_j^2(1,46 \rightarrow 0,3 \text{ эв}) = 11,4 \pm 1,2 \text{ см}^2$, хорошо согласуются со значением $12,5 \pm 2,5 \text{ см}^2$, полученным для ВеО из прямых измерений L_j^2 до 1,46 и 0,3 эв [1], что указывает на приемлемую точ-

ность формулы (7') и в интервале 1,46 — 0,3 эв; ${}_{\text{Ве}}L_j^2(0,3 \rightarrow 0,178 \text{ эв}) = 7,4 \pm 0,8 \text{ см}^2$; ${}_{\text{ВеО}}L_j^2(0,3 \rightarrow 0,178 \text{ эв}) = 8,7 \pm 0,9 \text{ см}^2$; ${}_{\text{Ве}}L_j^2(0,3 \rightarrow 0,13 \text{ эв}) = 11,9 \pm 1,2 \text{ см}^2$; ${}_{\text{ВеО}}L_j^2(0,3 \rightarrow 0,13 \text{ эв}) = 14,3 \pm 1,4 \text{ см}^2$ и т. д. В области, где справедлива формула (4), легко получить, пользуясь формулами (8) и (9), что

$$L_j^2(E_1 \rightarrow E_2) = D v_p t_{th} \times \left\{ 2 \left(\sqrt{\frac{E_1}{E_p}} - \sqrt{\frac{E_2}{E_p}} \right) + \ln \frac{(\sqrt{E_1} - \sqrt{E_p})(\sqrt{E_2} + \sqrt{E_p})}{(\sqrt{E_1} + \sqrt{E_p})(\sqrt{E_2} - \sqrt{E_p})} \right\}, \quad (10)$$

т. е. при $E_2 \rightarrow E_p$ $L_j^2 \rightarrow \infty$. Последний результат, как уже неоднократно указывалось (см., например, [27]), свидетельствует о том, что неправильно принимать в качестве нижнего предела интеграла (9) при вычислении длины замедления до тепловой энергии значение $E = kT_p$.

Выводы

Выполненные измерения показывают, что процесс замедления нейтронов в бериллии и окиси бериллия до энергии 1,46 эв происходит в столкновениях со свободными атомами и длится сравнительно небольшое время, не превышающее 10 мксек (табл. 2). В интервале 1,46 — 0,3 эв уже заметно влияние связи атомов в решетке кристалла, особенно для ВеО. Логарифмическая потеря энергии ξ уменьшается в среднем на 10% у Ве и на 60% у ВеО по сравнению с ее значением для свободного атома. Время замедления в этом интервале в полтора-два раза больше t_3 до 1,46 эв. В интервале от 0,3 до примерно 0,07 — 0,08 эв (ниже которого устанавливается спектр, близкий к максвелловскому) ξ для Ве и ВеО снижается приблизительно до 25% своего значения для свободного атома. Время замедления в этом интервале в шесть-семь раз больше t_3 до 1,46 эв. Энергетически-временное распределение нейтронов в области до $\sim 0,07$ эв может быть получено по формуле (2), если в нее подставить приведенные выше значения ξ . Ниже $\sim 0,07 - 0,045$ эв замедление идет очень медленно и длится в среднем 185 ± 20 мксек для бериллия и 204 ± 25 мксек для окиси бериллия.

Приведенное в табл. 2 значение L_j^2 до 0,13 эв ($5,2 kT_0$) для бериллия несколько больше (при пересчете на плотность $1,84 \text{ г/см}^3$) значения возраста Ферми, приведенного в работе [29], в котором нижний предел в интеграле (9)

Время замедления и квадрат длины замедления нейтронов L_f^2 до энергий $E \leq 1,46$ эв в бериллии и окиси бериллия

Интервал энергий	Ве (плотность 1,79 г/см ³)		ВеО (плотность 2,79 г/см ³)	
	t_3 мксек,	L_f^{2*} , см ²	t_3 мксек	L_f^2 , см ²
~ 2 Мэв — 1,46 эв	7,5±1	85,8±2,1 [28]	9,5±1	92±1,5 [11]
~ 2 Мэв — 0,3 эв	17,5±1	91,5±2,4	27±2	103,4±1,9
~ 2 Мэв — 0,078 эв	40±3	98,9±2,6	51±3	112,4±2,1
~ 2 Мэв — 0,13 эв	56±5 **	103,4±2,7	69±4 **	117,7±2,4
~ 2 Мэв — 0,0976 эв	73±5	107,5±2,9	88±5	122,5±2,9
~ 2 Мэв — 0,07÷0,045 эв	~135	—	~160	—
~ 0,07÷0,045 эв — 0,025 эв	185±20	—	204±25	—

* Значение L_f^2 даны с поправками, вычисленными в настоящей работе.
 ** Рассчитано по формуле (7') с использованием полученных значений в интервале 0,3—0,0976 эв.

в соответствии с теорией термализации принят равным $5,2kT_p$. Значение L_f^2 до 0,3 эв для ВеО хорошо согласуется со значением $104,5 \pm 2$ см², полученным прямыми измерениями L_f^2 до энергии 0,3 эв для той же окиси бериллия.

В заключение автор выражает благодарность эксплуатационному персоналу ускорителя, на пучке которого были выполнены измерения, М. П. Шустовой за численные расчеты, А. А. Осочникову и Г. В. Яковлеву за помощь в обслуживании анализаторов и Ю. Д. Курдюмову и Г. П. Перову за помощь в измерениях.

Поступила в Редакцию 30/XI 1963 г.
 В окончательной редакции 29/II 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

- И. Ф. Жежерун и др. «Атомная энергия», 13, 258 (1962).
- J. Sykes. J. Nucl. Energy, 2, 31 (1955).
- G. Hauneman, M. Srouch. Nucl. Sci. and Engng, 2, 626 (1957).
- J. Waller. Proc. of the Second. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva, Unit. Nat., 1958, v. 16, p. 450.
- L. Pol, G. Nemeth. Nucleonik, 1, 165 (1959).
- G. Kosaly, G. Nemeth. Там же, стр. 225.
- И. Е. Дядькин, Е. П. Баталина. «Атомная энергия», 10, 5 (1961).
- M. F. Krouch. Nucl. Sci. and Engng, 2, 631 (1957).
- J. de Juner. Nucl. Sci. and Engng, 9, 408 (1961).
- E. Moller, N. Sjostrend. Nucl. Sci. and Engng, 15, 2 (1963).
- А. В. Антонов. «Труды физического института им. Лепедева», 14, 147 (1962).
- S. Iyenger et al. Proc. Indian Acad. Sci. A, 45, 215 (1957).
- S. N. Puri. Brit. Nucl. Sci. and Engng, 9, 157 (1961).
- R. Ramanna. См. [4], стр. 315.
- V. A. Couhall et al. Там же, стр. 319.
- S. Iyenger et al. Proc. Indian Acad. Sci. A, 45, 224 (1957).
- И. Ф. Жежерун. «Атомная энергия», 16, 224 (1964).
- Р. М. Воронков и др. «Атомная энергия», 13, 327 (1962).
- Жежерун, И. П. Садиков, А. А. Чернышов. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 43 (1962).
- И. Ф. Жежерун. «Атомная энергия», 14, 193 (1963).
- К. Сингви, Л. Кохари. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева. 1958». Избр. докл. иностр. ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 675.
- Дж. Юз, Р. Шварц. Атлас нейтронных сечений. Изд. II. М., Атомиздат, 1959.
- И. Ф. Жежерун, И. П. Садиков, А. А. Чернышов. «Атомная энергия», 13, 250 (1962).
- K. Singwi. Arkiv fys., 16, 385 (1959).
- K. Beckurst. Nucl. Sci. and Engng, 2, 516 (1957).
- J. Meadows, J. Whalen. Nucl. Sci. and Engng, 13, 230 (1961).
- Е. Коен. В кн. «Экспериментальные реакторы и физика реакторов». (Докл. иностр. ученых на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955). М., Гостехтеориздат, 1956, стр. 257.
- Дж. Юз. Нейтронные исследования на ядерных котлах. М., Изд-во иностр. лит., 1954, стр. 161.
- Л. Вейнберг, Е. Вигнер. Физическая теория ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1961, стр. 310.

