Частные случаи. 1. Принимая в (13) и (14) $\tau = \frac{1}{2}$, получим асимптотическое разложение закона рассеяния, которое при $\beta > 0$ совпадает с формулой Нелкина — Паркса [2] (для простоты здесь и в дальнейшем приводится только первый член разложения):

$$S(\alpha, |\beta|) = \frac{e^{-|\beta|/2}}{\sqrt{2\pi\alpha f_2(\tau_0)}}\left\{\exp\left[-\frac{(|\beta|-\alpha)^2}{2\alpha f_2(1/2)}\right] + \frac{\xi_1(\alpha, \beta)}{\alpha^{1/2}}\right\},$$

$$(\xi_1 \leqslant b_1). \qquad (15)$$

Таким образом, (15) в отличие от формулы Нелкина — Паркса удовлетворяет принципу детального равновесия. Кроме того, правильная оценка остаточного члена (14) отличается от оценки, приведенной в работе [2].

2. При $\tau = 0$ из (13) и (14) следует формула [1]:

$$S(\alpha, \beta) = \frac{e^{-\alpha\left[\Delta\left(-\frac{i}{2}\right)-\Delta(0)\right]}}{\sqrt{2\pi\alpha f_2(0)}}\left(e^{-\beta^2/2} + \frac{\xi_1}{\alpha^{1/2}}\right),$$

$$|\xi_1| \leqslant b_1. \qquad (16)$$

3. Задавая произвольное значение τ и принимая в (13) $\varepsilon = 0$, из (14) получим формулу Эгелстаффа — Скофилда [3], выведенную с помощью метода «перевала» формально без оценки остаточного члена. Так как $H_{2n+1}(x) = 0$, то при $\varepsilon = x = 0$ в формуле (14) исчезают члены с дробными степенями α.

Как следует из вышесказанного, все три частных асимптотических разложения справедливы в области, заданной неравенством (13) при соответствующем выборе ε (в том смысле, что в этой области они дают нетривиальную информацию о законе рассеяния).

В заключение автору приятно выразить благодарность В. Ф. Турчину за ряд критических замечаний и обсуждение результатов, а также О. Б. Москалеву за внимание к работе.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Функция $\psi_\tau(\alpha, x)$ — положительная. Ее моменты можно вычислить следующим образом:

$$\gamma_n = \int_{-\infty}^{\infty} x^n \psi_\tau(\alpha, x)\, dx =$$

$$i^n = \int_{-\infty}^{\infty} e^{\alpha\varphi\left(\frac{t}{\sqrt{\alpha f_2(\tau)}}, \tau\right)} \delta^{(n)}(t)\, dt =$$

$$= (-i)^n \left[\exp\left\{\alpha\varphi\left(\frac{t}{\sqrt{\alpha f_2}}, \tau\right)\right\}\right]^{(n)}_{t=0}. \qquad (П.1)$$

Так как в соответствии с (П.1) все моменты γ_n функции $\psi_\tau(\alpha, x)$ существуют, то, в частности, $\gamma_0 = 1$; $\gamma_1 = 0$; $\gamma_2 = 1$. Поэтому $\int_{-\infty}^{x} \psi_\tau\, dx$ удовлетворяет требованиям, которым должна удовлетворять функция распределения вероятностей, чтобы была справедлива центральная предельная теорема теории вероятностей в формулировке Крамера (см. [5], стр. 121, теорема 30), из которой следует асимптотическое разложение (7) с оценкой остаточного члена (8), верной в том случае, когда характеристическая функция e^{φ} такова, что

$$\overline{\lim_{|t|\to\infty}}\, e^{\varphi} < 1. \qquad (П.2)$$

Из (6) следует, что неравенство (П.2) может нарушаться только в том случае, когда $f(\varepsilon)$ представляется суммой δ-функций вида $\delta(\varepsilon - \varepsilon_i)$, т. е. для эйнштейновского кристалла (точнее, для рассеивателя с неразмазанными по энергии оптическими колебаниями).

Поступило в Редакцию 15/VI 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Egelstaff. Proc. Simp. Vienna, 1960, p. 25.
2. M. Nelkin, D. Parks. Phys. Rev., **119**, 1060 (1960).
3. P. Egelstaff, P. Schofield. Nucl. Sci. Engng, **12**, 260 (1962).
4. Х. Пурохит. В сб. «Термализация нейтронов». М., Атомиздат, 1964.
5. Г. Крамер. Случайные величины и распределение вероятностей. М., Изд-во иностр. лит., 1947.
6. Г. Крамер. Математические методы статистики. М., Изд-во иностр. лит., 1948.

УДК 621.039.519.4

Физические характеристики критической сборки с замедлителем из окиси бериллия

С. С. Ломакин

В работе [1] были описаны эксперименты и расчеты, касающиеся критических сборок с бериллиевым замедлителем. В настоящей работе сообщается об исследованиях, предпринятых для определения нейтронно-физических характеристик критической сборки с замедлителем из окиси бериллия.

Исследовавшаяся критическая сборка в форме параллелепипеда была собрана из блоков и пластин окиси бериллия и плоских твэлов, расположенных между блоками замедлителя в горизонтальных плоскостях так, что образовывалась плоская решетка. Размеры блоков замедлителя 100 × 100 × 50 *мм*, пластин 100 × 50 × 15 *мм* (плотность 2,8 *г/см*³). Твэлы были изготовлены на основе фторопласта-4 [2]. Сборка в основном состояла из блоков замедлителя, которые укладывались слоями. Приближение к критическому состоянию проводилось с помощью пластин замедлителя путем увеличения длины сборки. Под каждым блоком замедлителя располагалось по три пластинчатых твэла.

Ниже приведены характеристики сборки, для которой отношение концентраций атомов бериллия и U^{235} составляло 3272:

Шаг решетки	50 *мм*
Число твэлов под блоком замедлителя	3
Количество U^{235}	3409 *г*
Геометрический параметр $\varkappa^2$	$0{,}438 \pm 0{,}005$ *см*$^{-2}$, $\times 10^2$
Расчетное значение $K_{эфф}$:	
с экспериментальными значениями τ и μ	0,999
многогрупповой расчет	0,967

Сборка имела верхний и нижний торцовые отражатели толщиной 25 *мм*.

Влияние нейтронов, отраженных от стен и конструкций стенда, на критический размер сборки определялось экспериментально. Для этого сборку окружали слоем кадмия, а наружные конструктивные элементы стенда удаляли. Полученные поправки учтены в приведенном значении $\varkappa^2$.

Надкритичность сборки была измерена при небольшом изменении ее длины для различных геометрических размеров исследуемой сборки. Полученные данные, обработанные по методу наименьших квадратов, представлены на рис. 1, где $H = -2{,}37 + 14{,}729 \times (\Delta H / k_{эфф} \Delta\varrho)^{1/3}$ — длина активной зоны, *см*. Приведен-

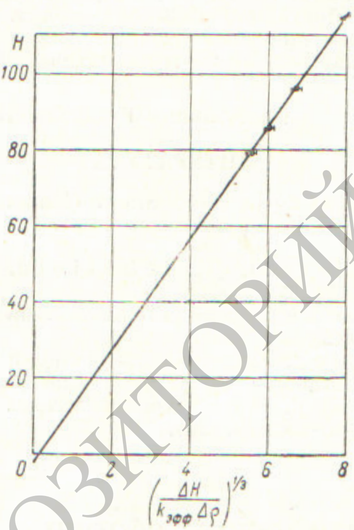

Рис. 1. Зависимость длины активной зоны сборки с замедлителем из окиси бериллия с тремя твэлами в слое от $(\Delta H / k_{эфф} \Delta\varrho)^{1/3}$.

ная зависимость, записываемая согласно работе [1] в виде

$$H = [2\pi^2 (\tau + L^2/1 + \varkappa^2 L^2)]^{1/3} (\Delta H / k_{эфф}\, \Delta\varrho)^{1/3},$$

использовалась для определения величины τ, которая оказалась равной $112 \pm 2{,}5$ *см*^{2}.

Из критического условия $k_{эфф} = \frac{k_\infty e^{-\varkappa^2\tau}}{1 + \varkappa^2 L^2}$, где $k_\infty = \eta\theta p\mu$, было найдено, что $k_\infty = 2{,}07 \pm 0{,}06$.

Для определения геометрического параметра гомогенной системы была сооружена сборка, в которой число твэлов в слое и шаг ячейки удваивались. При этом концентрация горючего оставалась неизменной. Геометрический параметр гомогенной системы был определен экстраполяцией полученных геометрических параметров к нулевому количеству твэлов (рис. 2).

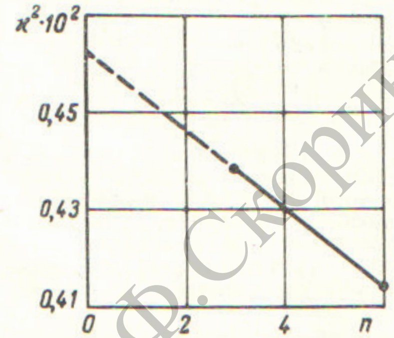

Рис. 2. Зависимость геометрического параметра $\varkappa^2$ от n твэлов в слое при постоянной концентрации горючего.

Были проведены также расчеты критической сборки с использованием полученных параметров по многогрупповой методике [3]. Величина самоэкранировки горючего рассчитывалась в P_3-приближении, методом Монте-Карло и по методике, изложенной в работе [4]. Кроме того, коэффициент внутренней самоэкранировки был получен по измерениям распределения тепловых нейтронов в слое твэлов (рис. 3). Ниже представлены

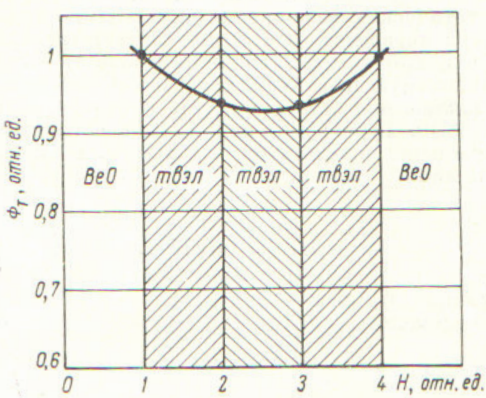

Рис. 3. Распределение плотности тепловых нейтронов в слое из трех твэлов в вертикальном направлении.

данные о величинах коэффициентов самоэкранировки горючего для слоя из трех твэлов:

Расчет по методике, приведенной в работе [4]	Расчет методом Монте-Карло	Расчет в P_3-приближении	Измеренный коэффициент внутренней самоэкранировки	Принятое значение для расчета $k_{эфф}$
0,885	0,890	0,916	0,94	0,885

С принятым коэффициентом самоэкранировки сборка рассчитывалась как гомогенная. Результаты расчета приведены выше. Был рассчитан также вклад в коэффициент размножения реакций Be $(n, 2n)$ и Be (n, α) методом, изложенным в работе [1], с учетом рассеяния нейтронов на кислороде; величина эффекта оказалась равной 1,06.

Интересно сравнить полученные данные с данными других авторов. Для этого измеренная величина τ была пересчитана к плотности окиси бериллия 2,79 *г/см*^{3} (учитывался вклад в замедление фторопласта-4, для которого расчетное $\tau = 410{,}8$ *см*^{2}). Оказалось, что τ до энергии 0,2 *эв* составляет 105,6 *см*^{2}. Согласно работе [5], величина τ до энергии 0,3 *эв* равна $104{,}5 \pm 2$ *см*^{2}. По измеренному значению k_∞ путем расчета сомножителей η, θ, p была определена величина μ — эффект реакции Be $(n, 2n)$. Она оказалась равной 1,07. В работе [6] для системы из окиси бериллия и слабообогащенного урана найдено, что $\mu = 1{,}054$. Необходимо отметить, что в такой системе неупругое рассеяние нейтронов деления в блоках урана снижает на 10—20% эффект реакции Be $(n, 2n)$. В работе [7] приводится величина μ, равная $1{,}08 \pm 0{,}02$, полученная для окиси бериллия пересчетом данных эксперимента со сферой из бериллия.

В заключение автор приносит большую благодарность Н. Н. Пономареву-Степному за руководство работой, В. А. Ходакову, сообщившему результаты расчетов самоэкранировки методом Монте-Карло, и В. Г. Косовскому за помощь в проведении критического эксперимента.

Поступило в Редакцию 28/VII 1964 г.

В окончательной редакции 12/XII 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Пономарев-Степной, С. С. Ломакин. «Атомная энергия», **16**, 228 (1964).
2. Н. Н. Пономарев-Степной, С. С. Ломакин, Ю. Г. Дегальцев. «Атомная энергия», **15**, 259 (1963).
3. Г. И. Марчук «Методы расчета ядерных реакторов». М., Госатомиздат, 1961.
4. E. Cohen. Nucl. Sci. and Engng, **4**, 225 (1958).
5. И. Ф. Жежерун. «Атомная энергия», **13**, 258 (1962).
6. P. Benoist et al. Доклад № 1192, представленный Францией на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
7. И. Ф. Жежерун. «Атомная энергия», **15**, 505 (1963).

УДК 539.122:539.121.72

К вопросу о прохождении γ-квантов через защитные барьеры

С. М. Ермаков, Э. Е. Петров

В настоящей работе описан эффект, связанный с прохождением γ-квантов через плоский защитный барьер, состоящий из двух компонентов: первичного слоя воды и вторичного слоя свинца.

Эффект заключается в следующем: при падении под большими углами с нормалью жестких γ-квантов увеличение толщины слоя воды может привести к увеличению интенсивности излучения, прошедшего через защитный барьер.

Рассмотрим физическую картину явления. Если на плоский слой свинца падает наклонно поток γ-квантов, то этот поток можно значительно ослабить даже слоем небольшой толщины, причем при увеличении угла падения ослабляющие свойства слоя усиливаются. Это особенно ярко проявляется при высоких энергиях падающего излучения, так как с увеличением энергии возрастают анизотропия рассеяния и сечение захвата, т. е. γ-кванты проходят больший путь в слое и захватываются с большей вероятностью. Поместим теперь перед слоем свинца слой воды. В этом случае, с одной стороны, γ-кванты с большей вероятностью будут отражаться от такого двуслойного защитного барьера, что приведет к дальнейшему ослаблению прошедшего излучения; с другой стороны, они будут падать на свинец менее наклонно, что может привести к меньшему ослаблению прошедшего излучения. Кроме того, γ-кванты, рассеянные в воде и пришедшие к поверхности свинца, имеют меньшую энергию, чем первоначальные γ-кванты. При этом если они рассеиваются на большой угол и имеют энергию меньше 3 *Мэв* (энергия, при которой линейный коэффициент ослабления в свинце имеет минимальное значение), то это приводит к большему ослаблению излучения. Если же γ-кванты рассеиваются на небольшой угол и имеют энергию больше 3 *Мэв*, то это может привести к относительному уменьшению ослабления излучения за защитным барьером, так как сечение поглощения при этих энергиях падает с уменьшением энергии. Таким образом, в некоторых случаях при добавлении водяного слоя увеличивается интенсивность излучения за барьером при наклонном падении.

Указанный эффект был обнаружен при анализе результатов расчетов методом Монте-Карло прохождения γ-излучения через многослойные защитные барьеры.

При статистическом моделировании учитывались следующие виды взаимодействия фотона с веществом: комптоновское рассеяние и поглощение, обусловленное фотоэффектом и образованием пар. Статистическое моделирование такого рода было описано в литературе *, поэтому отметим только, что расчет производился с введением статистических весов. При расчете каждого варианта было прослежено 4000 «историй» частицы; ста-

* См., например, работу T. Ishii, T. Secine, K. Ono. A Monte Carlo Calculation of Gamma Ray Scattering on the Teidac Computer. Codes for Reactor Computations. V.I., Vienna, IAEA, 1961, p. 53.