

либо в результате первого «лобового» соударения [вероятность которого есть $\frac{\Sigma_H}{\Sigma_t}(1 - e^{-H\Sigma_t}) \frac{dE_p}{E}$], либо в результате многократных рассеяний на протонах, приводящих к появлению импульса света, соответствующего энергии протона E . Вследствие нелинейности светового выхода последняя возможность не реализуется, и поэтому

$$Q = \frac{(1 - e^{-H\Sigma_t(E)})}{(1 - e^{-H\Sigma_H(E)})} \cdot \frac{\Sigma_H(E)}{\Sigma_t(E)} \approx 1 - \frac{H\Sigma_c(E)}{2}, \quad (3)$$

где $\Sigma_c(E) = \Sigma_t(E) - \Sigma_H(E)$ — макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов с ядрами углерода. Формула (3) подтверждается результатами точного расчета в тех случаях, когда несуществен краевой эффект.

Значения величины $\frac{1}{K(E_p, E_p)} \frac{\partial K(E_p, E_n)}{\partial E_p}$, найденные численным дифференцированием гистограмм, приведены на рис. 2 а, б для различных размеров кристалла стиблена и энергий E_p , равных 1,05 и 2,05 Мэв. С помощью этих кривых и формул (2) и (3) для конкретного вида спектра могут быть рассчитаны ошибки метода дифференцирования аппаратного спектра, вносимые за счет пренебрежения многократным рассеянием.

Следует отметить, что эти ошибки существенно зависят от вида спектра. Для «белого» спектра $\frac{f(E_p)}{f(E)} = \text{const} = 1$ ошибки заметно компенсируются. Ниже приведены результаты расчета ошибок метода дифференцирования, обусловленных многократным рассеянием, полученные согласно формулам (2), (3), и данные, полученные согласно работе [3] для кристалла 30×30 мм, %:

$E, \text{ Мэв}$	Данные, полученные согласно работе [3]	Данные настоящей работы
1,0	+23,4	+8
2,0	+18,0	+3,5

Таким образом, для плавных, медленно меняющихся спектров ошибки метода дифференцирования,

связанные с многократным рассеянием, заведомо лежат в пределах погрешностей, обусловленных статистикой, точностью калибровки и т. д.

Можно показать, что для краевого эффекта справедлива формула

$$f_H(E_p) = f(E_p) \left\{ 1 - \frac{R(E_p)}{H} + \right.$$

$$\left. + \int_{E_p}^{E_{\text{макс}}} \frac{f(E')}{f(E_p)} \cdot \frac{R(E')}{H} \left[\frac{4}{3E'} + \frac{7}{6} \frac{E_p^{3/2}}{(E')^{5/2}} \right] dE' \right\}, \quad (4)$$

где $R(E')$ — пробег протона с энергией E' . И здесь происходит некоторая компенсация ошибки для $E_p \neq E_{\text{макс}}$. Для кристалла с $H > 30$ мм и $E_p < 14$ Мэв можно пренебречь краевым эффектом.

Резюмируя обсуждение точности метода дифференцирования, отметим, что для медленно меняющихся спектров математические ошибки, связанные с искажением формы линии, лежат в пределах нескольких процентов, а для быстро меняющихся нейтронных спектров ошибка метода дифференцирования может достигать значительной величины. В последнем случае желательна разработка матричных методов решения уравнения (1), учитывающих реальную форму линии спектрометра, а также его энергетическое разрешение.

Поступило в Редакцию 22/IX 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Swartz, G. Owen. Fast Neutron Physics, Pt 1, 215 (1960).
2. Б. В. Рыбаков, В. А. Сидоров, Спектрометрия быстрых нейтронов. М., Атомиздат, 1958.
3. H. Broek, C. Anderson. Rev. Scient. Instrum., 31, 1063 (1960).
4. В. А. Дулин и др. «Приборы и техника эксперимента», 2, 35, (1961).
5. J. Hardy. Rev. Sci. Instrum., 29, 705 (1958).
6. В. Г. Золотухин и др. «Атомная энергия», 15, 194 (1963).
7. В. Г. Золотухин и др. В сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений». Под ред. В. И. Иванова. М., Госатомиздат, 1963, стр. 146.
8. В. Г. Золотухин, Г. Г. Дорошенко. «Атомная энергия», 18, 287, (1965).

УДК 539.173.7/546.799.8

Анализ спектров мгновенных нейтронов спонтанного деления Cf^{252}

А. Е. Савельев

В работе [1] были измерены спектры нейтронов спонтанного деления Cf^{252} под разными углами θ_d по отношению к направлению легкого осколка. Предполагая, что справедлива теория испарения, авторы указанной работы провели анализ полученных спектров и пришли к выводу, что в пределах $\sim 10\%$ спектры легкого и тяжелого осколков в системах их центров масс изотропны и что легкий осколок по сравнению с тяжелым испускает в среднем в 1,16 раза больше нейтронов.

В настоящей заметке для анализа данных работы [1] предполагается, что спектр нейтронов деления изотропен в с.ц.м. осколка. Это предположение позволяет восстановить спектры нейтронов в с.ц.м. легкого и тяжелого осколков из одних только кинематических соображений.

Пусть изотропные спектры в с.ц.м. легкого и тяжелого осколков обозначаются функциями $\mathcal{P}_L(\epsilon, A_L)$ и $\mathcal{P}_T(\epsilon, A_T)$, где A_L и A_T — массовые числа легкого

и тяжелого осколков соответственно; ε — энергия нейтрона в системе осколка. Преобразуем эти спектры в лабораторную систему координат.

Энергия нейтрона в с. ц. м. легкого осколка связана с его энергией в лабораторной системе координат соотношением

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{Л}} + w_{\text{Л}} - 2\sqrt{\varepsilon_{\text{Л}}w_{\text{Л}} \cos \theta_{\text{Л}}}, \quad (1)$$

где $w_{\text{Л}}(A_{\text{Л}})$ — кинетическая энергия осколка, рассчитанная на один нуклон. Соответствующий якобиан преобразования имеет вид

$$I_{\text{Л}} = \frac{\varepsilon_{\text{Л}}^{1/2}}{(\varepsilon_{\text{Л}} + w_{\text{Л}} - 2\sqrt{\varepsilon_{\text{Л}}w_{\text{Л}} \cos \theta_{\text{Л}}})^{1/2}}. \quad (2)$$

Аналогичные соотношения для тяжелого осколка получаются из уравнений (1) и (2) при замене $\theta_{\text{Л}}$ на $\pi - \theta_{\text{Л}}$ и $w_{\text{Л}}$ на w_{T} .

С учетом (1) и (2) спектр нейтронов в лабораторной системе координат определяется из выражения

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(\varepsilon, \theta_{\text{Л}}) = & \frac{\sqrt{\varepsilon_{\text{Л}}}}{a_{\text{Л}}} \int_{A_{1\text{Л}}}^{A_{2\text{Л}}} \psi_{\text{Л}}(A_{\text{Л}}) \times \\ & \times \frac{\mathcal{P}_{\text{Л}}(\varepsilon_{\text{Л}} + w_{\text{Л}} - 2\sqrt{\varepsilon_{\text{Л}}w_{\text{Л}} \cos \theta_{\text{Л}}}, A_{\text{Л}})}{(\varepsilon_{\text{Л}} + w_{\text{Л}} - 2\sqrt{\varepsilon_{\text{Л}}w_{\text{Л}} \cos \theta_{\text{Л}}})^{1/2}} dA_{\text{Л}} + \\ & + \frac{\sqrt{\varepsilon_{\text{T}}}}{a_{\text{T}}} \int_{A_{1\text{T}}}^{A_{2\text{T}}} \psi_{\text{T}}(A_{\text{T}}) \times \\ & \times \frac{\mathcal{P}_{\text{T}}(\varepsilon_{\text{Л}} + w_{\text{T}} + 2\sqrt{\varepsilon_{\text{Л}}w_{\text{T}} \cos \theta_{\text{Л}}}, A_{\text{T}})}{(\varepsilon_{\text{Л}} + w_{\text{T}} + 2\sqrt{\varepsilon_{\text{Л}}w_{\text{T}} \cos \theta_{\text{Л}}})^{1/2}} dA_{\text{T}}, \quad (3) \end{aligned}$$

где $\psi_{\text{Л}}$ и ψ_{T} — распределения по массам легкого и тяжелого осколков, а

$$a_i = \int_{A_{1i}}^{A_{2i}} \psi_i(A_i) dA_i \quad (i = \text{Л}, \text{T}).$$

Функции ψ_i/a_i представляют собой острые пики вокруг наиболее вероятных значений масс легкого и тяжелого осколков. Заменив их δ -функциями, получим

$$\mathcal{P}(\varepsilon_{\text{Л}}, \theta_{\text{Л}}) \approx \sqrt{\varepsilon_{\text{Л}}} \left[\frac{\mathcal{P}_{\text{Л}}(\varepsilon_{\text{Л}} + \bar{w}_{\text{Л}} - 2\sqrt{\varepsilon_{\text{Л}}\bar{w}_{\text{Л}} \cos \theta_{\text{Л}}}, \bar{A}_{\text{Л}})}{(\varepsilon_{\text{Л}} + \bar{w}_{\text{Л}} - 2\sqrt{\varepsilon_{\text{Л}}\bar{w}_{\text{Л}} \cos \theta_{\text{Л}}})^{1/2}} + \frac{\mathcal{P}_{\text{T}}(\varepsilon_{\text{Л}} + \bar{w}_{\text{T}} + 2\sqrt{\varepsilon_{\text{Л}}\bar{w}_{\text{T}} \cos \theta_{\text{Л}}}, \bar{A}_{\text{T}})}{(\varepsilon_{\text{Л}} + \bar{w}_{\text{T}} + 2\sqrt{\varepsilon_{\text{Л}}\bar{w}_{\text{T}} \cos \theta_{\text{Л}}})^{1/2}} \right], \quad (4)$$

где $\bar{w}_{\text{Л}} = 1,02 \text{ Мэв}$; $\bar{w}_{\text{T}} = 0,58 \text{ Мэв}$ [1]. Сравнением (4) с экспериментальными данными работы [1] можно найти функции $\frac{\mathcal{P}_{\text{Л}}(\varepsilon, \bar{A}_{\text{Л}})}{\sqrt{\varepsilon}}$ и $\frac{\mathcal{P}_{\text{T}}(\varepsilon, \bar{A}_{\text{T}})}{\sqrt{\varepsilon}}$, т. е. восстановить спектры нейтронов в с. ц. м. каждого из осколков. Пусть $\theta_{\text{Л}} = 0$, $\varepsilon_{\text{Л}} = 1 \text{ Мэв}$, тогда аргумент первого слагаемого в правой части соотношения (4) близок к нулю, а аргумент второго слагаемого равен

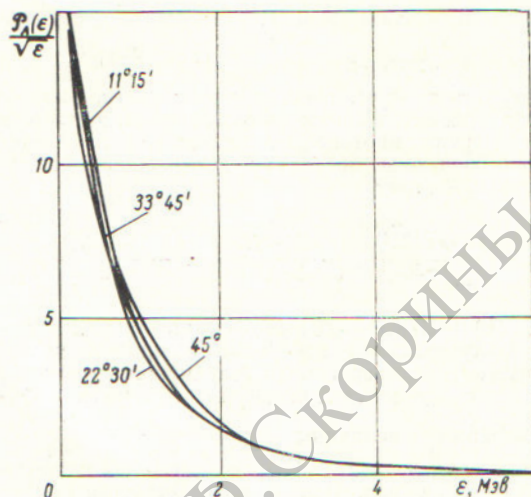


Рис. 1. Спектры нейтронов легкого осколка в с. ц. м.

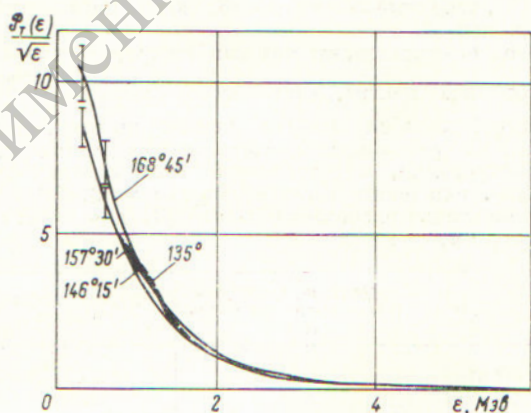


Рис. 2. Спектры нейтронов тяжелого осколка в с. ц. м.

$\sim 3,2 \text{ Мэв}$. Если принять во внимание оценки, сделанные в работе [1], то это означает, что при $\varepsilon_{\text{Л}} > 1 \text{ Мэв}$ вкладом тяжелого осколка в суммарный спектр с точностью до нескольких процентов можно пренебречь. Это справедливо и при $\varepsilon_{\text{Л}} > 1,5 \text{ Мэв}$ в области углов $0 \leq \theta_{\text{Л}} < 45^\circ$. Аналогично при $\varepsilon_{\text{Л}} > 1,5 \text{ Мэв}$ и $180^\circ \geq \theta_{\text{Л}} \geq 135^\circ$ можно пренебречь вкладом легкого осколка в суммарный спектр.

Если оправдывается предположение, что спектр нейтронов в с. ц. м. осколка изотропен, то функции $\frac{\mathcal{P}_i(\varepsilon, \bar{A}_i)}{\sqrt{\varepsilon}}$ (i фиксировано), полученные из данных под

разными углами, должны совпасть. Функция $\frac{\mathcal{P}(\varepsilon, \bar{A}_{\text{Л}})}{\sqrt{\varepsilon}}$ получена из спектров нейтронов, измеренных под углами $\theta_{\text{Л}}$, равными $11^\circ 15'$; $22^\circ 30'$; $33^\circ 45'$ и 45° . Соответствующие кривые совпадают в пределах ошибок опыта и расчета (рис. 1). На рис. 2 приведены кривые, изобра-

жающие $\frac{\mathcal{P}_T(\varepsilon, A_T)}{\sqrt{\varepsilon}}$; они получены на основании данных, измеренных под углом $\theta_{\text{Л}}$, равным 135° ; $146^\circ 15'$; $157^\circ 30'$ и $168^\circ 45'$. Все кривые совпадают, кроме одной, полученной из данных под углом $\theta_{\text{Л}} = 168^\circ 45'$ (при $\varepsilon < 1$ Мэв она лежит выше других). Однако отклонение этой кривой от других кривых незначительно выходит за пределы ошибок экспериментальных и расчетных данных.

Преобразуя спектры нейтронов легкого и тяжелого осколков, приведенные на рис 1 и 2, из с. ц. м. в лабораторную систему координат и сравнивая вычисленные спектры с экспериментальными, измеренными под углами $\theta_{\text{Л}}$ в окрестности 90° , легко убедиться, что

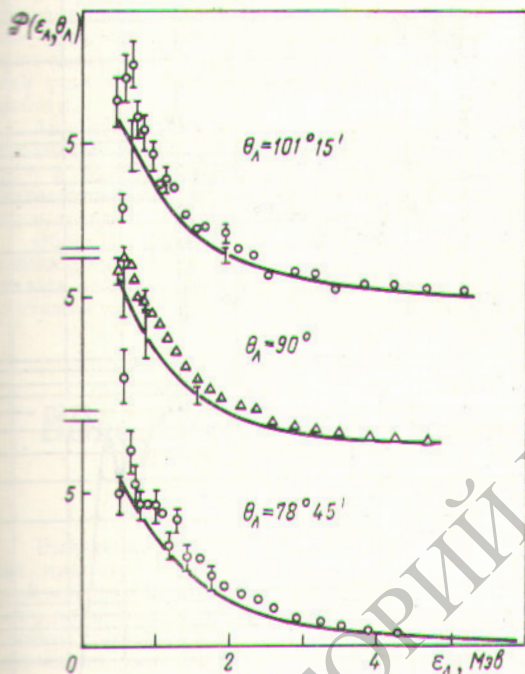


Рис. 3. Спектры нейтронов легкого осколка в лабораторной системе координат.

отклонение вычисленных спектров от экспериментальных лежит практически в пределах ошибок опыта и расчета (рис. 3). Таким образом, можно сделать вывод, что в с. ц. м. легкого и тяжелого осколков в пределах 90–15% спектры нейтронов изотропны.

Интересно сравнить восстановленные спектры нейтронов легкого и тяжелого осколков друг с другом и с расчетными данными, выполненными на основе статистической теории ядра.

На рис. 4 приведены спектры легкого и тяжелого осколков; видно, что спектры совпадают с хорошей точностью. А так как они нормированы на одинаковое

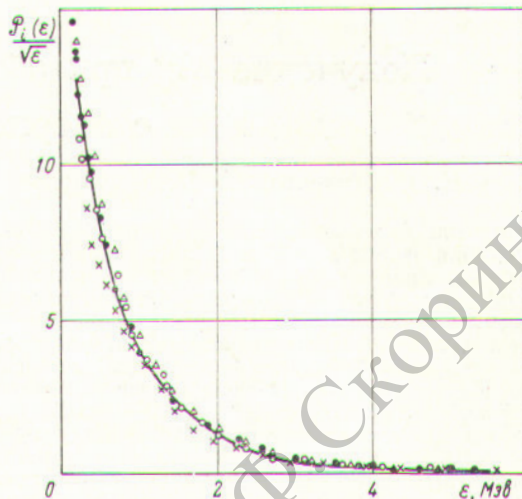


Рис. 4. Сравнение спектров нейтронов легкого и тяжелого осколков в с. ц. м. между собой и с расчетом на основе статистической теории ядра:

○, ● — легкие осколки; △, × — тяжелые осколки.

число делений [1], это означает, что легкий и тяжелый осколки испускают в среднем одинаковое число нейтронов. Сплошная кривая, показанная на рис. 4, получена по формуле Ле Кутера [2]

$$\frac{\mathcal{P}(\varepsilon)}{\sqrt{\varepsilon}} \approx B \exp \left\{ -\frac{\varepsilon}{\tau^*} \right\}, \quad B = \text{const.} \quad (5)$$

Она дает каскадный спектр нейтронов, справедливый при начальных энергиях возбуждения осколков, превосходящих две энергии связи, и при сечении образования составного ядра нейтроном и осколком, не зависящим от энергии нейтрона. Для получения согласия уравнения (5) со спектрами, приведенными на рис. 4, необходимо выбрать $\tau^* = 0,72$ Мэв. Отсюда следует, что, если справедлива формула Камерона для энергии связи [3], легкий и тяжелый осколки имеют энергии возбуждения 15,4 и 13,9 Мэв соответственно.

Поступило в Редакцию 9/VII 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bowman et al. Phys. Rev., 126, 2120 (1962).
2. K. Le Couteur. Proc. Phys. Soc., 65, 718 (1962).
3. Cameron. Canad. J. Phys., 35, 1021 (1957).