

# Нейтронные спектры и спектр возбуждения осколков деления

Г. А. ПИК-ПИЧАК

УДК 539.173.84

Распределение остаточных температур осколков деления (сумма распределений температур осколка после вылета одного, двух и так далее нейтронов) можно получить непосредственно из экспериментальных спектров нейтронов деления. При этом нет необходимости пользоваться какими-либо конкретными ядерными моделями, что повышает надежность результатов. Предполагается, что процесс испускания нейтрона осколком описывается термодинамически, т. е. вероятность вылета нейтрона под углом  $d\Omega$  и с кинетической энергией  $\eta$  из осколка  $I$  определяется из выражения

$$dv_I(\theta, \eta) = v_I \tau_I^{-2} d\Omega (4\pi)^{-1} \eta d\eta \exp(-\eta/\tau_I), \quad (1)$$

где  $v_I = \int dv_I$  — число нейтронов, испускаемых осколком;  $\tau_I$  — остаточная температура. Это выражение получено из принципа детального равновесия разложением энтропии осколка в ряд по  $\eta$  [1], что справедливо, когда температура осколка намного меньше энергии возбуждения ( $\tau \gg 0,1$  Мэв). В выражении (1) не учитывается зависимость сечения захвата нейтрона от  $\eta$ , поскольку эта зависимость становится существенной лишь при малых  $\eta$ , когда в распределении остаточных температур надо учитывать вклад области с  $\tau \approx \eta$ ,

т. е. ту область  $\tau$ , где выражение (1) уже неприменимо. В этой же области  $\tau$  также существенна конкуренция  $\gamma$ -квантов. Поэтому можно ожидать, что распределение для очень малых температур, полученное с помощью выражения (1), будет неточным.

Распределение остаточных температур осколка выбиралось в виде

$$f_I(\tau) = \sum_{n=0}^N C_{In} T_n \left( \frac{\tau - \tau_{I0}}{\tau_{I0}} \right);$$

$$C_{I0} = \frac{1}{2} \left( 1 - \sum_{n=1}^N a_n C_{In} \right). \quad (2)$$

Здесь  $T_n(x)$  — полиномы Чебышева первого рода;

$a_n = \int_{-1}^1 T_n(x) dx$ ; значение  $C_{I0}$  получено из условия

нормировки  $\int_0^{2\tau_{I0}} f(\tau) d\tau = \tau_{I0}$ , где  $2\tau_{I0}$  — максимальная

температура, учитываемая в распределении. Энергетическое распределение нейтронов в системе осколка определяется как

$$dv_I(\theta, \eta) = v_I d\Omega (4\pi)^{-1} \eta d\eta \tau_{I0}^{-2} \int_{1/2}^{\infty} f_I \left( \frac{1}{x} - 1 \right) \times$$

$$\times \exp(-\eta x / \tau_{I0}) dx,$$

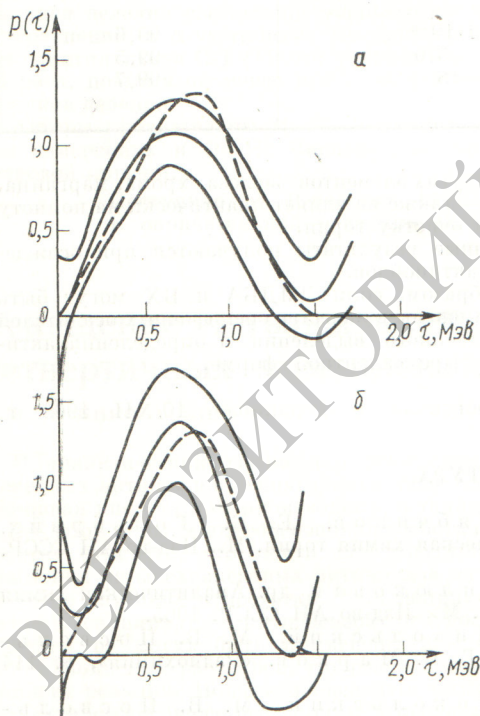
где  $x = \tau / \tau_{I0}$ , и для  $f_I(\tau)$  в виде (2) выражается с помощью интегральной показательной функции. В лабораторной системе полное число нейтронов, испускаемых в процессе деления, распределено по закону

$$dv(\theta, E) = d\Omega (4\pi)^{-1} \sqrt{E} dE \sum_I v_I \sqrt{\eta_I} \tau_{0I}^{-2} \times$$

$$\times \int_{1/2}^{\infty} f_I \left( \frac{1}{x} - 1 \right) \exp(-\eta_I x / \tau_{0I}) dx +$$

$$+ v_0 E dE d\Omega (4\pi)^{-1} \tau_0^{-2} \exp(-E/\tau_0), \quad (3)$$

где  $\eta_I = E + E_{I0} \mp 2\sqrt{EE_{I0}} \cos \theta$  (верхний знак для легкого осколка);  $E_{I0}$  — средняя кинетическая энергия осколка  $I$ , отнесенная к одному нуклону;  $E$  — кинетическая энергия нейтрона в лабораторной системе. Последнее слагаемое в выражении (3) соответствует нейтронам, испускаемым изотропно в лабораторной системе. Параметры в выражении (3) определялись методом наименьших квадратов из сравнения экспериментальных данных по спонтанному делению  $Cf^{252}$  [2] с данными, полученными из выражения (3). При подборе параметров не учитывались данные под углами  $11,25^\circ$  и  $168,75^\circ$ , для которых возможна системати-



Распределение остаточных температур осколков (средние кривые):

а — для легкого осколка; б — для тяжелого осколка; верхние и нижние кривые — пределы ошибок функции распределения; пунктирная линия — расчетное распределение.



ческая ошибка [2] (общее число экспериментальных точек в этом случае равно 403). Параметры равны:

$$\begin{aligned} \nu_L &= 1,81 \pm 0,02; & \tau_{L0} &= 0,884 \pm 0,050; \\ C_{L2} &= -0,23 \pm 0,07; & C_{H2} &= -0,27 \pm 0,08; \\ \nu_H &= 1,31 \pm 0,02; & \tau_{H0} &= 0,776 \pm 0,071; \\ C_{L3} &= 0,33 \pm 0,11; & C_{H3} &= 0,23 \pm 0,19; \\ \nu_0 &= 0,42 \pm 0,02; & \tau_0 &= 1,015 \pm 0,034; \\ C_{L4} &= 0,13 \pm 0,08; & C_{H4} &= 0,30 \pm 0,12; \end{aligned}$$

при этом  $\chi^2 = 1,91$  [сумма квадратов отклонений, отнесенная к разности между числом экспериментальных точек и числом параметров в выражении (3)]. Пренебрежение  $\nu_0$  повышает  $\chi^2$  до 2,78. На рисунке показано распределение остаточных температур для приведенных выше значений параметров, на верхнем графике представлено распределение для легкого осколка в виде  $P_I(\tau) = f_I(\tau)/\tau_{I0}$ , на нижнем — для тяжелого (средние кривые на каждом графике). На рисунке показан также коридор ошибок функции распределения. Видно, что распределение для тяжелого осколка более узкое, чем для легкого. На рисунке пунктирной линией показано распределение, полученное в работе [3] при гауссовом распределении первоначальной энергии возбуждения. Видно, что экспериментальное распределение несколько шире для легкого и уже для тяжелого осколка по сравнению с теоретическим, которое предполагалось одинаковым для обоих осколков. У полученного здесь распределения имеется подъем при больших температурах. По-видимому, это связано с тем, что введение нейтронов, испускаемых изотропно в лабораторной системе, не снимает полностью превышения экспериментального выхода нейтронов над расчетным под  $90^\circ$  к направлению разлета осколков. Однако подъем при больших температурах может быть связан с конечным числом учтенных в выражении (2) полиномов. В этом случае величина подъема должна уменьшаться с ростом числа полиномов. Из-за небольшой статистической точности эксперимента [2] проверить это обстоятельство не удается.

Для определения распределения по остаточным энергиям возбуждения приходится использовать ядер-

ные модели, поскольку для установления связи энергии возбуждения с температурой необходимо знать характер коррелирующий нуклонов ядра. Поэтому распределение по остаточным энергиям возбуждения будет зависеть от принятой модели, и, следовательно, оно не является универсальным, как это имеет место для распределения температур.

В заключение рассмотрим величину средней энергии возбуждения осколков  $E_\gamma$ , уносимой  $\gamma$ -квантами. Она определяется в пренебрежении конкуренцией между испусканием нейтронов и  $\gamma$ -квантов как средняя энергия по распределению остаточных энергий, меньших энергии связи нейтрона. Такая средняя энергия возбуждения была рассчитана для различных моделей ядра (модель независимых частиц, модель квазичастиц со спариванием с учетом и без учета изменения величины щели с энергией возбуждения [4]). Оказалось, что  $E_\gamma$  близка к половине суммы энергий связи в легком и тяжелом осколках ( $\sim 5,2$  Мэв) и для разных моделей отличается от этой величины не более чем на 0,5 Мэв, в то время как эксперимент для  $\text{Cf}^{252}$  дает  $E_\gamma = 7,2$  Мэв. Таким образом, это различие нельзя объяснить ни учетом спаривания, ни учетом характера распределения остаточной энергии. Скорее всего это различие связано с наличием механической энергии, не переходящей в тепло и тем самым не влияющей на характер испускания нейтронов, например энергия вращения. Подобное предположение уже рассматривалось; оно приводит к удовлетворительному согласию расчетного и экспериментального значения  $E_\gamma$  [5].

Поступило в Редакцию 20/XII 1968 г.  
В окончательной редакции 13/VI 1969 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Блатт, В. Вайскопф, Теоретическая ядерная физика. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
2. H. Bowman et al. Phys. Rev., 126, 2120 (1962).
3. J. Terrell. Phys. Rev., 113, 527 (1959).
4. Ю. Т. Гринь, В. М. Струтинский. «Ядерная физика», 1, 420 (1965).
5. M. Hoffmann. Phys. Rev., 133, B714 (1964).

#### ПОПРАВКИ

В аннотации депонированной статьи А. Л. Якубовича и др. «Повышение чувствительности спектрометрического анализа проб горных пород» (т. 27, вып. 1, стр. 52) допущены следующие опечатки: вместо  $1,6 \cdot 10^{-4}$  имп/мин (левая колонка, 25-я строка сверху) должно быть  $1,6 \cdot 10^4$  имп/мин и вместо  $8,5 \cdot 10^{-4}\%$  U (правая колонка, вторая строка под таблицей) должно быть  $8,5 \cdot 10^{-5}\%$  U.