

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ МЕТОДОМ ДЕФОРМАЦИИ ОПОРНОГО СПЕКТРА, ПРЕДСТАВЛЯЕМОЙ В ВИДЕ ФУНКЦИИ РАЗЛОЖЕНИЯ ПО ПОЛИНОМАМ ЛЕЖАНДРА

М. Г. Кадыков^а, С. В. Корнеев^б,

Б. А. Марцынкевич^в, С. И. Тютюнников^а, А. М. Хильманович^г

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Объединенный институт энергетических и ядерных исследований — Сосны, Минск

^в Институт физики им. Б. И. Степанова, Минск

В настоящей работе предложен метод восстановления спектров быстрых нейтронов в диапазоне 0,2–100 МэВ, основанный на использовании модифицированных методов эффективных пороговых сечений и деформации опорного спектра с помощью разложения деформирующей функции в ряд по полиномам Лежандра. В отличие от традиционно используемого метода деформации, применяемого для нахождения искомого дифференциального спектра $\varphi(E)$, авторами предложено использовать деформирующую функцию в виде разложения в ряд по полиномам Лежандра для нахождения интегрального спектра $F(E)$. Показано, что, так как $F(E)$ является монотонно убывающей функцией, стремящейся к нулю при приближении к максимальной энергии спектра, она может быть представлена более коротким рядом, т. е. число M искоемых коэффициентов a_m ряда будет небольшим.

Разработанная программа применялась при расчете спектров быстрых нейтронов в ядерно-физической установке КВИНТА, облучаемой дейтронами нуклотрона-М ЛФВЭ ОИЯИ с энергиями 1–8 ГэВ.

This paper offers a method to reconstruct fast neutron spectrum in the range from 0.2 till 100 MeV, based on modified methods of efficient threshold cross-sections and threshold spectrum deformation by means of deformation function of decomposition on Legendre polynomials. In comparison with the traditional method of deformation being used to find the required differential spectrum $\varphi(E)$, the authors have offered to use the deformation function via decomposition on Legendre polynomials to find the integral spectrum $F(E)$. It has been shown that since $F(E)$ is a monotonously reducing function going to zero, while approaching the maximum spectrum energy, it can be presented by a shorter row, i. e., number M of the coefficients of the a_m row will be not big.

The developed program was applied to calculate fast neutron spectra in the nuclear set-up QUINTA radiated by the Nuclotron-M deuteron beam, LHEP, JINR, with the energy of 1–8 GeV.

PACS: 29.20.dk; 29.30.Hs

ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени имеется широкий набор программ, используемых для восстановления спектров по данным о скоростях ядерных реакций, имеющих разные пороги. Часть программ рассмотрена в работах [1, 2]. К таким программам относятся: многогрупповой метод; аппроксимация спектра быстрых нейтронов рядом; программа, использующая метод регуляризации для определения спектра быстрых нейтронов; метод экспоненциальной аппроксимации; метод деформации спектра; «экспрессный» метод; метод наименьших относительных среднеквадратичных отклонений; метод эффективных пороговых сечений и др. Особенностью всех этих методов является использование априорной информации об измеряемом спектре нейтронов. Такая информация может быть задана в виде аналитической функции или численной информации, полученной, например, методом Монте-Карло. В большинстве методов используется итерационный процесс подгонки рассчитываемых скоростей реакций к экспериментальным значениям.

Как и следует ожидать, вследствие сложности программ в некоторых деталях, известных только разработчику, многие из методов не получили широкого распространения. К наиболее часто используемым программам следует отнести SAND-2 [3].

Отметим также, что во всех перечисленных методах требуется детальная информация о сечениях ядерных реакций в зависимости от энергии нейтронов. Такая информация достаточно хорошо известна для низких энергий — до 20 МэВ, что требуется для реакторных исследований. Для высоких энергий нейтронов (вплоть до 100–200 МэВ) в ряде случаев значения сечений ядерных реакций в зависимости от энергии отсутствуют. Выход из этой ситуации можно найти с помощью упомянутого выше метода эффективных пороговых сечений путем его модификации. Перейдем к более подробному изложению сути предлагаемых изменений.

1. МЕТОД ЭФФЕКТИВНЫХ ПОРОГОВЫХ СЕЧЕНИЙ

В эксперименте регистрируется дискретный набор скоростей пороговых реакций I_n :

$$\int_0^{\infty} \sigma_n(E) \varphi(E) dE = I_n, \quad 1, 2, \dots, N. \quad (1)$$

где $\varphi(E)$ — спектр нейтронов, а $\sigma_n(E)$ — сечение n -й пороговой реакции. Задача решения системы уравнений (1) относительно $\varphi(E)$ по найденным в эксперименте значениям I_n , имеющим соответствующие погрешности ΔI_n , относится к классу некорректно поставленных задач [4].

Вследствие неполного определения I_n на всей оси переменной n и наличия экспериментальных погрешностей ΔI_n решение системы (1) неустойчиво к малым изменениям значений I_n . В этом случае говорят о приближенном нахождении функции $\varphi(E)$ путем решения некорректно поставленной задачи. Однако для физической задачи вследствие детерминированности явления, описываемого уравнением, и необходимости интерпретации результата требуется находить лишь устойчивые к малым изменениям правой части (экспериментальным данным) решения. В связи с этим используется дополнительная информация, например, о гладкости и положительности решения $\varphi(E)$.

Особенностью задачи является то, что ядра системы уравнений (1) $\sigma_n(E)$ имеют область, в которой они принимают нулевые значения:

$$\sigma(E) = 0, \quad 0 \leq E \leq E_n. \quad (2)$$

Задача существенно упростилась бы, если бы функция $\sigma_n(E)$ имела вид ступеньки, описываемой с помощью функции Хевисайда $H(E - E_n)$,

$$\sigma_n(E) = \sigma_n^{\text{эф}} H(E - E_n), \quad (3)$$

где

$$H(E - E_n) = \begin{cases} 0, & 0 \leq E \leq E_n, \\ 1, & E \geq E_n, \end{cases} \quad (4)$$

а $\sigma_n^{\text{эф}}$ — постоянная величина, называемая эффективным сечением реакции. Для определения $\sigma_n^{\text{эф}}$ обычно используется опорный спектр $\varphi^{\text{оп}}(E)$:

$$\int_0^{\infty} \sigma_n(E) \varphi^{\text{оп}}(E) dE = \int_0^{\infty} \sigma_n^{\text{эф}} H(E - E_n) \varphi^{\text{оп}}(E) dE = \sigma_n^{\text{эф}} \int_{E_n}^{\infty} \varphi^{\text{оп}}(E) dE. \quad (5)$$

Следовательно,

$$\sigma_n^{\text{эф}} = \frac{\int_0^{\infty} \sigma_n(E) \varphi^{\text{оп}}(E) dE}{\int_{E_n}^{\infty} \varphi^{\text{оп}}(E) dE}. \quad (6)$$

В соответствии с (6) эффективное сечение реакции $\sigma_n^{\text{эф}}$ является средним значением сечения $\sigma_n(E)$, усредненного по опорному спектру $\varphi^{\text{оп}}(E)$. Знаменатель в выражении (6)

$$G_n = \int_{E_n}^{\infty} \varphi^{\text{оп}}(E) dE \quad (7)$$

носит название опорной интегральной функции.

С учетом выражения (3) система уравнений (1) преобразуется следующим образом:

$$\begin{aligned} I_n &= \int_0^{\infty} \sigma_n^{\text{эф}} H(E - E_n) \varphi(E) dE = \sigma_n^{\text{эф}} \int_0^{\infty} H(E - E_n) \varphi(E) dE = \sigma_n^{\text{эф}} \int_{E_n}^{\infty} \varphi(E) dE = \\ &= \sigma_n^{\text{эф}} F(E_n), \end{aligned} \quad (8)$$

где $n = 1, 2, \dots, N$.

В выражении (8)

$$F(E_n) = \int_{E_n}^{\infty} \varphi(E) dE \quad (9)$$

— значения интегральной функции для ядерных реакций с порогами энергий E_n .

Выражение (8), записанное в виде

$$F_n = \frac{I_n}{\sigma_n^{\text{эф}}}, \quad n = 1, 2, \dots, N, \quad (10)$$

представляет собой набор значений функции $F(E_n)$ в зависимости от E_n . По дискретным значениям F_n строится функция $F(E)$

$$F(E) = \int_E^{\infty} \varphi(E') dE', \quad (11)$$

которая называется интегральным спектром (интегральной функцией).

В соответствии с известной теоремой Ньютона и Лейбница производная от первообразной функции $F(E)$ по переменному пределу E есть подынтегральная функция $\varphi(E)$, т. е. искомое решение системы (1)

$$\frac{dF(E)}{dE} = -\varphi(E). \quad (12)$$

При использовании в выражении (5) опорного спектра $\varphi^{\text{оп}}(E)$ подразумевается, что в результате вычислений будет найдена такая деформирующая функция $\psi(E)$, что произведение

$$\varphi(E) = \psi(E) \varphi^{\text{оп}}(E) \quad (13)$$

позволит рассчитать искомый спектр нейтронов.

Требованием любого метода восстановления спектра быстрых нейтронов, в том числе и метода деформации опорного спектра, является использование минимального количества итераций K , в результате которых исходный опорный спектр (нулевое приближение) $\varphi_0(E)$ будет стремиться к реальному спектру нейтронов $\varphi(E)$. Формально процедура поиска функции $\psi(E)$ может быть представлена следующей схемой:

$$\begin{aligned} \varphi_1(E) = \psi_1(E) \varphi_0(E) \rightarrow \varphi_2(E) = \\ = \psi_2(E) \varphi_1(E) \rightarrow \dots \rightarrow \varphi_K(E) = \psi_K(E) \varphi_{K-1}(E). \end{aligned} \quad (14)$$

Таким образом, последовательность расчета деформирующей функции $\psi(E)$ выглядит как

$$\begin{aligned} \varphi_0(E) \rightarrow \psi_1(E) \varphi_0(E) \rightarrow \psi_2(E) \psi_1(E) \varphi_0(E) \rightarrow \\ \rightarrow \dots \rightarrow \psi_K(E) \psi_{K-1}(E) \dots \psi_1(E) \varphi_0(E) \approx \varphi(E), \end{aligned} \quad (15)$$

при которой

$$\psi(E) = \psi_K(E) \psi_{K-1}(E) \dots \psi_1(E). \quad (16)$$

В рассматриваемом ниже подходе при нахождении функции $\varphi(E)$ предлагается совместить достоинства метода эффективных пороговых сечений и метода деформации спектра с помощью разложения деформирующей функции в ряд по полиномам Лежандра. Однако, в отличие от обычно используемого метода деформации, применяемого

при нахождении искомого спектра функции $\varphi(E)$ (13), нами деформирующая функция используется для расчета интегральной функции $F(E)$ (11), которую также обозначим как $\psi(E)$

$$F(E) = \psi(E) G(E). \quad (17)$$

Такой перенос акцента с $\varphi(E)$ на $F(E)$ связан с тем, что интегральная функция имеет более простой вид по сравнению с дифференциальной функцией $\varphi(E)$. Действительно, $F(E)$ является монотонно убывающей функцией, стремящейся к нулю при приближении к максимальной энергии в спектре E^{\max} , в то время как дифференциальная функция $\varphi(E)$ может иметь несколько максимумов. Следовательно, функция $F(E)$ может быть представлена более коротким рядом, т. е. число M искомым коэффициентов a_m ряда будет небольшим.

Вместе с тем следует отметить, что для более корректного определения формы спектра $\varphi(E)$ с помощью дифференцирования интегральной функции $F(E)$ (12) число используемых скоростей реакций I_n (10) должно быть максимально возможным.

Очевидно, что в выражении (17) в качестве интегральной опорной функции $G(E)$ может быть использована функция

$$G(E) = \int_E^{E^{\max}} \varphi^{\text{оп}}(E') dE', \quad (18)$$

в которой под знаком интеграла стоит $\varphi^{\text{оп}}(E')$, использовавшаяся ранее при расчете эффективного сечения реакции $\sigma_n^{\text{эф}}$ (6).

Представим интегральную функцию $F(E)$ (17) в виде произведения опорной функции $G(E)$ на деформирующую функцию $\psi(E)$ в виде разложения по полиномам Лежандра $P_m(E)$, ограничившись конечным числом M членов:

$$\psi(E) = \frac{F(E)}{G(E)} = \sum_{m=1}^M a_m P_m(E). \quad (19)$$

Особенность использования ортогональных функций при поиске деформирующей функции $\psi(E)$ состоит в том, что достаточно корректное представление рассматриваемой функции (в нашем случае интегральной функции $F(E)$) может быть достигнуто путем использования небольшого количества членов ряда. Преимущество полиномов Лежандра, используемых в предлагаемом методе, например, по сравнению с членами ряда Фурье состоит в том, что уменьшаются осцилляции решения $\psi(E)$ для больших энергий E при относительно малом числе уравнений N (10).

При использовании опорного спектра $\varphi^{\text{оп}}(E)$, близкого по форме к искомому $\varphi(E)$, число слагаемых $a_m P_m(E)$, стоящих под знаком суммы в (19), может быть ограничено одним ($M = 1$). Так как $P_0(E) = 1$, это означает, что искомым спектр будет равен произведению опорного спектра $\varphi^{\text{оп}}(E)$ на некоторый найденный постоянный для всего спектра коэффициент a_0 .

Отметим, что использование в расчетах функции $\psi(E)$, близкой к константе, позволяет провести предварительный анализ найденных значений F_n (10) и исключить выбросы.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ РАЗЛОЖЕНИЯ ДЕФОРМИРУЮЩЕЙ ФУНКЦИИ $\psi(E)$ В РЯД ПО ПОЛИНОМАМ ЛЕЖАНДРА

В итоге задача определения интегральной функции $F(E)$ сводится к определению коэффициентов разложения a_m функции

$$\psi(E) = \sum_{m=1}^M a_m P_m(E) \quad (20)$$

по известным экспериментальным значениям F_n и заданной опорной функции $G(E)$.

Для проведения дискретных вычислений будем использовать полиномы Лежандра $P_m(E)$ в виде P_{mn} .

Система (1), содержащая N интегральных уравнений по отношению к числу искомым коэффициентов a_m в выражении (20) M , является сильно переопределенной: $N \gg M$. Поэтому значения a_m будем искать методом наименьших квадратов, используя требование минимума функционала

$$\sum_{n=1}^N p_n \left(\psi_n - \sum_{m=1}^M a_m P_{mn} \right)^2 = \min. \quad (21)$$

В выражении (21) для реакции n используется весовой множитель p_n , так как погрешность восстановленного спектра $\Delta\varphi(E)$ помимо зависимости от погрешностей ΔI_n и $\Delta\sigma_n$ зависит также и от способа построения интегральной функции $F(E)$ по дискретным значениям F_n или, что эквивалентно, деформирующей функции ψ_n .

Искомые коэффициенты a_m могут быть найдены методом наименьших квадратов при условии выполнения требования минимума (21)

$$\frac{\partial}{\partial a_l} \sum_{n=1}^N p_n \left(\psi_n - \sum_{m=1}^M a_m P_{mn} \right)^2 = 0, \quad l = 1, 2, \dots, M. \quad (22)$$

В результате система уравнений (22) преобразуется в определенную систему линейных уравнений

$$\sum_{m=1}^M a_m r_{lm} = q_l, \quad l = 1, 2, \dots, M, \quad (23)$$

где

$$r_{ln} = \sum_{n=1}^N p_n P_{mn} P_{ln} \quad (24)$$

и

$$q_l = \sum_{n=1}^N p_n \psi_n P_{ln}, \quad (25)$$

а a_m — искомые коэффициенты.

Характеристикой решения системы является отклонение рассчитанных от исходных значений деформирующей функции

$$\Delta_n = \sum_{m=1}^M a_m P_{mn} - \psi_n, \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (26)$$

и среднее квадратичное отклонение

$$\kappa^2 = \sum_{n=1}^N \frac{\Delta_n^2}{N-1}. \quad (27)$$

Погрешность восстановленного спектра нейтронов $\Delta\varphi(E)$ рассчитывается следующим образом. Так как в соответствии с (12) искомым дифференциальный спектр является функцией интегрального спектра $\varphi(E) = -dF/dE = f(F)$, то очевидно, что абсолютная погрешность $\Delta\varphi(E)$ обусловлена формой интегрального $F(E)$ спектра и его абсолютной погрешностью $\Delta F(E)$. Поэтому

$$\Delta\varphi \approx \varphi'(F)\Delta F. \quad (28)$$

Взяв производную от сложной функции восстановленного спектра по энергии, получим

$$\frac{d\varphi}{dE} = \frac{d\varphi}{dF} \frac{dF}{dE}. \quad (29)$$

Отсюда следует, что

$$\varphi'(F) = \frac{d\varphi/dE}{\varphi(E)}. \quad (30)$$

Производную $d\varphi/dE$ как функцию энергии E можно рассчитать методом численного дифференцирования по пяти, семи или более точкам спектра [5].

Абсолютная погрешность интегрального спектра $\Delta F(E)$, входящая в выражение (28), для энергии $E = E_n$ зависит от скорости реакции I_n и ее погрешности ΔI_n , а также найденного значения эффективного сечения реакции $\sigma_n^{\text{эф}}$ и его погрешности $\Delta\sigma_n^{\text{эф}}$ и рассчитывается обычным образом путем суммирования дисперсий.

Максимальное и минимальное значения коридора погрешностей $\Delta\varphi(E)$ также могут быть найдены путем двух дополнительных расчетов спектра нейтронов с использованием значений интегральной функции $F_n + \Delta F_n$ и $F_n - \Delta F_n$ (10).

3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОПОРНОЙ ФУНКЦИИ И СХОДИМОСТЬ РЕШЕНИЯ

При разработке программы было проведено численное и аналитическое исследование сходимости решения в процессе выполнения повторных итераций. Например, в качестве опорной функции была использована функция, не зависящая от энергии, т. е. константа $\varphi^{\text{оп}}(E) = 1$. В качестве модельной функции спектра была выбрана экспоненциальная функция $\varphi(E) = A \exp(-\mu E)$, с использованием которой были рассчитаны скорости реакций. Уже после первой итерации в решении появляется множитель, содержащий экспоненциальную зависимость от энергии.

Отметим, что использование опорной функции, близкой к реальному спектру нейтронов, позволяет сократить число итераций и тем самым повысить качество конечного результата. В качестве такой опорной функции может быть использован спектр нейтронов, полученный в результате численного расчета, например, методом Монте-Карло.

4. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ СЕЧЕНИЯ $\sigma_n(E)$ И ЭФФЕКТИВНЫЕ ПОРОГИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ $E_n^{\text{эф}}$

В разработанной программе восстановления спектров быстрых нейтронов используются сечения реакций, взятые из библиотеки [6]. Характеристики продуктов реакций даны в таблице.

В таблице приведены 48 пороговых реакций, используемые нами для восстановления спектров быстрых нейтронов. Две пары реакций с №№ 1 и 25; №№ 32 и 36 приводят к образованию одних и тех же ядер-продуктов: $^{111}\text{Cd}^m$ и ^{89}Zr соответственно. Поэтому в расчетах эффективных сечений используется взвешенное сечение, учитывающее распространенность изотопов в естественной смеси.

Реакции, выстроенные в порядке возрастания эффективных пороговых энергий, и физические характеристики ядер-продуктов

№	Реакция	$T_{1/2}$ ядра-продукта	E_γ , кэВ	I_γ , %	$E^{\text{пор}}$, МэВ
1	$^{111}\text{Cd} (n, n'\gamma) ^{111}\text{Cd}^m$	48,7 мин	245,4	94,2	0,25
2	$^{115}\text{In} (n, n'\gamma) ^{115}\text{In}^m$	4,486 ч	336,2	45,4	0,35
3	$^{47}\text{Ti} (n, p) ^{47}\text{Sc}$	3,351 сут	159,4	68,0	0,75
4	$^{58}\text{Ni} (n, p) ^{58}\text{Co}$	70,8 сут	810,8	99,4	0,90
5	$^{204}\text{Pb} (n, n'\gamma) ^{204}\text{Pb}^m$	66,9 мин	911,7	96,5	0,95
6	$^{54}\text{Fe} (n, p) ^{54}\text{Mn}$	312,5 сут	834,8	100	1,25
7	$^{61}\text{Ni} (n, p) ^{61}\text{Co}$	1,65 ч	909,2	3,01	2,75
8	$^{46}\text{Ti} (n, p) ^{46}\text{Sc}$	83,83 сут	889,2	100	3,05
9	$^{59}\text{Co} (n, p) ^{59}\text{Fe}$	44,529 сут	1099,2	56,1	3,45
10	$^{90}\text{Zr} (n, p) ^{90}\text{Y}^m$	3,19 ч	479,3	91,0	3,85
11	$^{65}\text{Cu} (n, p) ^{65}\text{Ni}$	2,52 ч	1482	23,5	3,95
12	$^{54}\text{Fe} (n, \alpha) ^{51}\text{Cr}$	27,7 сут	320,1	9,83	4,75
13	$^{56}\text{Fe} (n, p) ^{56}\text{Mn}$	2,578 ч	846,8	98,9	5,40
14	$^{48}\text{Ti} (n, p) ^{48}\text{Sc}$	43,7 ч	983,5	100	5,95
15	$^{24}\text{Mg} (n, p) ^{24}\text{Na}$	15,0 ч	1368,6	100	6,15
16	$^{27}\text{Al} (n, \alpha) ^{24}\text{Na}$	15,0 ч	1368,6	100	6,75
17	$^{111}\text{Cd} (n, p) ^{111}\text{Ag}$	7,45 сут	342,1	6,69	6,80
18	$^{59}\text{Co} (n, \alpha) ^{56}\text{Mn}$	2,578 ч	846,8	98,9	6,95
19	$^{96}\text{Zr} (n, 2n) ^{95}\text{Zr}$	63,91 сут	756,7	55,0	8,05
20	$^{204}\text{Pb} (n, 2n) ^{203}\text{Pb}$	52,05 ч	279,2	80,1	8,65
21	$^{92}\text{Zr} (n, p) ^{92}\text{Y}$	3,54 ч	934,5	13,9	8,75
22	$^{115}\text{In} (n, p) ^{115}\text{Cd}$	53,46 ч	527,7	32,9	8,90
23	$^{116}\text{Cd} (n, 2n) ^{115}\text{Cd}$	53,46 ч	492,1	10,2	9,05
24	$^{115}\text{In} (n, 2n) ^{114}\text{In}^m$	49,51 сут	190,3	15,4	9,60
25	$^{112}\text{Cd} (n, 2n) ^{111}\text{Cd}^m$	48,7 мин	245,4	94	10,15
26	$^{113}\text{Cd} (n, p) ^{113}\text{Ag}$	5,3 ч	298,6	100	10,25
27	$^{65}\text{Cu} (n, 2n) ^{64}\text{Cu}$	12,7 ч	1346	0,49	10,45
28	$^{108}\text{Cd} (n, 2n) ^{107}\text{Cd}$	6,49 ч	828,9	0,177	10,85

№	Реакция	$T_{1/2}$ ядра-продукта	E_γ , кэВ	I_γ , %	$E^{пир}$, МэВ
29	$^{59}\text{Co} (n, 2n) ^{58}\text{Co}$	70,8 сут	810,8	99,4	11,05
30	$^{50}\text{Ti} (n, \alpha) ^{47}\text{Ca}$	4,53 сут	1297	74,9	11,45
31	$^{112}\text{Cd} (n, p) ^{112}\text{Ag}$	3,12 ч	616,8	42,7	11,50
32	$^{90}\text{Zr} (n, 2n) ^{89}\text{Zr}$	3,27 сут	909,2	99,9	12,45
33	$^{58}\text{Ni} (n, 2n) ^{58}\text{Co}$	1,52 сут	1378	77,9	13,45
34	$^{209}\text{Bi} (n, 3n) ^{207}\text{Bi}$	38 лет	1064	74,9	15,40
35	$^{59}\text{Co} (n, 3n) ^{57}\text{Co}$	270,9 сут	122,1	85,6	20,95
36	$^{91}\text{Zr} (n, 3n) ^{89}\text{Zr}$	3,27 сут	909,2	99,9	22,45
37	$^{63}\text{Cu} (n, 3n) ^{61}\text{Cu}$	3,408 ч	656,0	10,1	22,50
38	$^{90}\text{Zr} (n, 3n) ^{88}\text{Zr}$	83,4 сут	392,9	100	24,00
39	$^{209}\text{Bi} (n, 4n) ^{206}\text{Bi}$	6,243 сут	803,1	98,9	24,95
40	$^{54}\text{Fe} (n, 3n) ^{52}\text{Fe}$	8,275 ч	168,7	99,2	27,45
41	$^{209}\text{Bi} (n, 5n) ^{205}\text{Bi}$	15,31 сут	703,4	31,1	33,35
42	$^{59}\text{Co} (n, 4n) ^{56}\text{Co}$	78,76 сут	846,8	99,9	36,85
43	$^{209}\text{Bi} (n, 6n) ^{204}\text{Bi}$	11,2 ч	899,2	98,0	45,00
44	$^{59}\text{Co} (n, 5n) ^{55}\text{Co}$	17,54 ч	931,5	75,0	53,20
45	$^{209}\text{Bi} (n, 7n) ^{203}\text{Bi}$	11,76 ч	820,2	29,6	54,75
46	$^{209}\text{Bi} (n, 8n) ^{202}\text{Bi}$	1,67 ч	960,7	99,3	65,10
47	$^{209}\text{Bi} (n, 9n) ^{201}\text{Bi}$	108 мин	785,9	29,5	77,30
48	$^{209}\text{Bi} (n, 10n) ^{200}\text{Bi}$	36,4 мин	1026	100	83,40

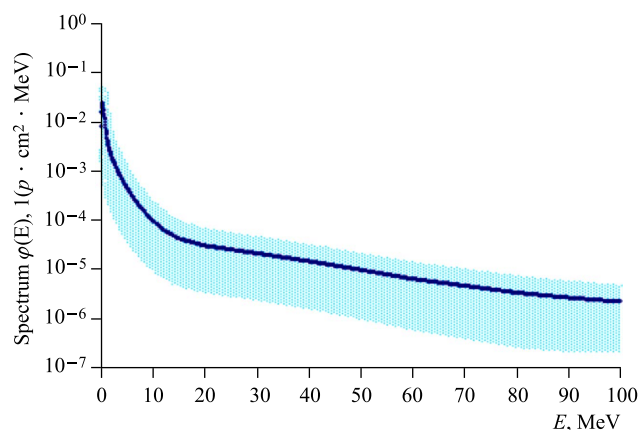
Для многих реакций сечения известны лишь до 20 МэВ. Поэтому для тех реакций, у которых отсутствуют сечения выше 20 МэВ, использовалось аналитическое продление сечения вплоть до 150 МэВ [7]. Учет таких «хвостов» позволяет более точно рассчитать эффективное сечение, особенно для реакций, имеющих высокие пороги.

Взятые из библиотек сечения реакций интерполировались на промежуточные энергии с шагом 50 кэВ. Все расчеты, включая расчет полиномов Лежандра, суммирование, численное дифференцирование, также выполнялись с шагом по энергии, равным 50 кэВ.

Разработанная программа восстановления спектров быстрых нейтронов в соответствии с максимальным порогом реакции, равным 83,4 МэВ (см. таблицу), позволяет надежно восстанавливать спектры быстрых нейтронов вплоть до 100 МэВ. Вместе с тем следует отметить, что при использовании реакций с более высокими порогами и при наличии сечений реакций рассматриваемый метод не имеет ограничений по энергии. Однако в реакциях с высокими порогами образуются, как правило, ядра-продукты с малыми периодами полураспада, что представляет определенную экспериментальную трудность при измерении наведенной активности.

5. ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПО ОБЛУЧЕНИЮ СВИНЦОВОЙ НЕЙТРОНООБРАЗУЮЩЕЙ МИШЕНИ ПРОТОНАМИ ФАЗОТРОНА С ЭНЕРГИЕЙ 660 МЭВ

Разработанная программа использовалась в эксперименте по определению спектров нейтронов при облучении свинцовой нейтронообразующей мишени протонами фазотрона ЛЯП ОИЯИ (Дубна) с энергией 660 МэВ. Длина свинцовой мишени составляет 35 см, диаметр — 8 см.



Восстановленный спектр нейтронов для точки с координатами $r = 0$ см и $z = 30$ см нейтронообразующей свинцовой мишени

Использовались активационные детекторы из следующих 12 материалов: Cd, Pb, Bi, Cu, Fe, Co, Zr, In, Mg, Al, Ni, Ti. Толщина каждого детектора близка к 2 мм. Относительное содержание основного элемента в детекторе составляет не менее 0,999. Диаметр активационного детектора составляет 12 мм, что позволяет для уменьшения фоновой активности от тепловых нейтронов размещать их в кадмиевые контейнеры из комплекта АКН, поставляемые фирмой «Изотоп». Активационные детекторы размещались на расстоянии 30 см от входа пучка в мишень. Характеристики используемых аналитических γ -квантов, испускаемых образующимися радионуклидами, даны в таблице.

На рисунке приведен восстановленный спектр нейтронов $\varphi(E)$ в единицах нейтрон/($\text{см}^2 \cdot \text{МэВ} \cdot \text{протон}$) в зависимости от энергии E . На этом же рисунке показан коридор погрешностей восстановленного спектра.

Приведенный на рисунке спектр нейтронов рассчитан с представлением деформирующей функции с помощью четырех полиномов Лежандра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанная программа предназначена, прежде всего, для восстановления спектра быстрых нейтронов в широком диапазоне энергий, включая и высокие энергии — вплоть до 100 МэВ. В ее основе лежат метод эффективных пороговых энергий, метод деформации опорного спектра с использованием для этой цели разложения деформирующей функции в ряд по полиномам Лежандра, метод итераций, позволяющий по найденному спектру уточнять эффективные сечения реакций. В программе используются 48 реакций, имеющих эффективные пороги, лежащие в интервале от 0,25 до 83,4 МэВ. В программе используются весовые функции для каждой из скоростей реакции, учитывающие статистическую погрешность числа отсчетов зарегистрированного аналитического пика в γ -спектре, а также удаленность пороговой энергии реакции от ближайших пороговых энергий.

Структура программы позволяет введение дополнительных пороговых реакций. В частности, авторы изучают возможность расширения списка за счет следующих реакций:

$^{181}\text{Ta}(n, p)^{181}\text{Hf}$, $^{181}\text{Ta}(n, 2n)^{180}\text{Ta}^m$, $^{89}\text{Y}(n, 2n)^{88}\text{Y}$, $^{89}\text{Y}(n, 3n)^{87}\text{Y}$, $^{89}\text{Y}(n, 4n)^{86}\text{Y}$, $^{89}\text{Y}(n, 5n)^{85}\text{Y}$, $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$, $^{197}\text{Au}(n, 4n)^{194}\text{Au}$, $^{197}\text{Au}(n, 5n)^{193}\text{Au}$, $^{197}\text{Au}(n, 6n)^{192}\text{Au}$ и др., имеющих энергии физических порогов реакций от 0,24 до 42,6 МэВ.

Для получения корректных спектров нейтронов желательны наряду с широким набором реакций использовать значения интегральной функции $F(E_n)$ с погрешностями, не превышающими $\sim 30\%$. В этом случае можно ограничиться числом членов ряда (20), равным 4.

Настоящая программа была использована в экспериментах по определению характеристик нейтронных полей в ядерно-физической установке КВИНТА [8], облучаемой дейтронами ускорителя нуклотрон-М ЛФВЭ ОИЯИ с энергиями 1–8 ГэВ.

Авторы выражают признательность коллегам, участвовавшим в совместных нейтронных экспериментах, а также В. С. Пронских и В. В. Чилапу за полезные дискуссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крамер-Агеев Е. А. Активационные методы спектрометрии нейтронов. М.: Атомиздат, 1976. 232 с.
2. Ломакин С. С. Радиометрия нейтронов активационным методом. 2-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1983. 141 с.
3. McElroy W. N. et al. A Computer-Automated Iterative Method for Neutron Flux Spectra Determination by Foil Activation. V. I: A Study of the Iterative Method. AFWL-TR-67-41. 1967.
4. Тихонов А. Н. Методы решения некорректных задач: Учеб. пособие для вузов. 3-е изд., испр. М.: Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986. 288 с.
5. Sovitsky A., Golay M. J. E. Smoothing and Differentiation of Data by Simplified Least Squares Procedures // *Analyt. Chem.* 1964. V. 54. P. 61–63.
6. Chadwick M. B. et al. ENDF/B-VII.0: Next Generation Evaluated Nuclear Data Library for Nuclear Science and Technology. UCRL-JRNL-225066. 2006.
7. Koning A. J., Rochman D. Nuclear Research and Consultancy Group (NRG). TENDL-2011; <http://www.talys.eu/>.
8. Kadykov M. et al. About the Possibilities of the ADS, Based on the Use of Natural Uranium or Thorium for Energy Production and Processing of Nuclear Waste // *Proc. of the 13th Intern. Sci. Conf. Electric Power Engineering 2012, Brno, Czech Republic, 2012.* V. 1. P. 69–75.

Получено 28 ноября 2012 г.