

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Леонас В.Б. Исследования короткодействующих межмолекулярных сил. — Успехи физ. наук, 1972, т. 107, вып. 1, с. 29—56.
2. Александров М.Л., Плисс Н.С. Исследования влияния рассеяния и отражения ионов на изотопическую чувствительность статических масс-спектрометров методом статистического моделирования. — В сб.: Приборы для научных исследований и автоматизации эксперимента, 1982, с. 20—32.
3. Фирсов О.Б. Определение сил, действующих между атомами, при помощи дифференциального сечения упругого рассеяния. — ЖЭТФ, 1953, т. 24, вып. 3, с. 279—283.

Поступила в Редакцию 6.04.01

УДК 621.039, 539.1.074

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СИГНАЛОВ ПОРОГОВЫХ КАМЕР ДЕЛЕНИЯ

Кацук Ю.А., Фрунзе В.В. (ГНЦ РФ — ТРИНИТИ)

Пороговые детекторы применяют для измерения энергетического распределения нейтронов в ядерном реакторе [1, 2]. При этом для пороговых активационных фольг или камер деления (^{238}U , ^{237}Np , ^{232}Th и др.) используют упрощенное представление энергетической зависимости сечения реакций в виде одноступенчатой функции [3]

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_{\text{эф}}, & E \geq E_{\text{эф}}, \\ 0, & E < E_{\text{эф}}, \end{cases}$$

где $\sigma_{\text{эф}}$, $E_{\text{эф}}$ — эффективное сечение и эффективная энергия порога ядерной реакции соответственно, определяемые по уравнению

$$\int_E^{\infty} \Phi(E) \sigma(E) dE = \sigma_{\text{эф}} \int_{E_{\text{эф}}}^{\infty} \Phi(E) dE, \quad (1)$$

где $\Phi(E)$ — исследуемый дифференциальный спектр нейтронов; E — истинный порог ядерной реакции. Для определения $\sigma_{\text{эф}}$ по формуле (1) обычно используют спектр нейтронов деления $F(E)$, который близок к измеряемому спектру $\Phi(E)$. Анализ вклада отдельных групп нейтронов [3] в сигнал камеры деления с различными радиаторами при воздействии на них спектра деления позволяет определить основную энергетическую группу, вносящую наиболее значительный вклад в сигнал детектора. Так, при воздействии нейтронов спектра деления на ^{238}U весомый вклад (42,7%) в скорость деления вносит группа нейтронов 1,4—2,5 МэВ. Доля сигнала группы 0,8—1,4 МэВ мала и составляет 1,3%. Поэтому в качестве эффективной пороговой энергии можно выбрать $E_{\text{эф}} = 1,4$ МэВ для камеры деления с радиатором ^{238}U . Причем поскольку природный уран, кроме ^{238}U (его доля 99,3%), содержит ~ 0,7% ^{235}U , при обработке результатов вычитается вклад от беспороговой реакции деления ^{235}U [1]. Располагая интегральными потоками, найденными по формуле (1) для камер деления с разными радиаторами, например, с ^{232}Th , ^{238}U и ^{237}Np , можно определить потоки нейтронов $\Phi(E)\Delta E$ в энергетических группах, границы которых определены эффективной энергией этих элементов. Для спектра деления эффективная пороговая энергия ^{232}Th , ^{237}Np и ^{238}U равна 1,9, 0,7 и 1,6 МэВ [1] соответственно. Поэтому спектр быстрых нейтронов в ядерном реакторе, определенный по сигналам этих камер, может быть представлен потоками нейтронов в трех энергетических группах 0,7—1,6, 1,6—1,9 и 1,9—15 МэВ.

Аналогичный подход может быть предпринят в случае применения пороговых камер деления для регистрации быстрых термоядерных нейтронов. Располагая значением

сигнала I_U камсы деления с радиатором ^{238}U , можно определить интегральные потоки нейтронов в двух энергетических группах с помощью решения системы линейных уравнений:

$$I_U = \sigma_{\text{эф}} \int_{1,4 \text{ МэВ}}^{6,5 \text{ МэВ}} \Phi(E) dE + \sigma_{\text{эф}} \int_{6,5 \text{ МэВ}}^{14,2 \text{ МэВ}} \Phi(E) dE; \quad (2)$$

$$I_U = \sigma_{\text{эф1}} \int_{1,4 \text{ МэВ}}^{6,5 \text{ МэВ}} \Phi(E) dE + \sigma_{\text{эф2}} \int_{6,5 \text{ МэВ}}^{14,2 \text{ МэВ}} \Phi(E) dE. \quad (3)$$

В уравнении (2) сигнал I_U приведен в общепринятой форме (1), при этом поток нейтронов представлен в виде двух компонентов [4]

$$\int_{1,4 \text{ МэВ}}^{14,2 \text{ МэВ}} \Phi(E) dE = \int_{1,4 \text{ МэВ}}^{6,5 \text{ МэВ}} \Phi(E) dE + \int_{6,5 \text{ МэВ}}^{14,2 \text{ МэВ}} \Phi(E) dE.$$

В уравнении (3) сигнал I_U представлен в виде двух слагаемых в связи с тем, что реальное сечение деления ^{238}U двухступенчатое и доли сигнала в этих двух группах для рассматриваемого спектра термоядерных нейтронов первой стенки ИТЭРа существуют и составляют 51,8 и 48,2% соответственно.

Решением системы линейных уравнений (2) и (3) являются

$$\int_{1,4 \text{ МэВ}}^{6,5 \text{ МэВ}} \Phi(E) dE = I_U (\sigma_{\text{эф}} - \sigma_{\text{эф2}}) / \sigma_{\text{эф}} (\sigma_{\text{эф1}} - \sigma_{\text{эф2}}); \quad (4)$$

$$\int_{6,5 \text{ МэВ}}^{14,2 \text{ МэВ}} \Phi(E) dE = I_U (\sigma_{\text{эф1}} - \sigma_{\text{эф}}) / \sigma_{\text{эф}} (\sigma_{\text{эф1}} - \sigma_{\text{эф2}}). \quad (5)$$

Так как $\sigma_{\text{эф1}} < \sigma_{\text{эф2}}$, то, как следует из уравнений (4), (5), для положительного решения необходимо, чтобы $\sigma_{\text{эф1}} < \sigma_{\text{эф}} < \sigma_{\text{эф2}}$.

В расчетах по определению $\sigma_{\text{эф}}$ и $E_{\text{эф}}$ использовали 26-групповые сечения деления ^{237}Np [3, 5] и сечения деления ^{238}U [6]. Термоядерные нейтроны имеют энергию 14,1 МэВ, поэтому для их учета была введена нулевая группа ($i = 0$) с диапазоном энергии 10,5—14,2 МэВ. В качестве априорной информации о спектре термоядерных нейтронов использован спектр на первой стенке ИТЭРа, усредненный по 26 энергетическим группам. Эффективное пороговое сечение деления ^{238}U из уравнения (2) для спектра термоядерных нейтронов ИТЭРа составляет 0,73 б. Использование априорной информации о виде нейтронного спектра в уравнении (3) для реакции деления ^{238}U позволяет определить $\sigma_{\text{эф1}} = 0,53$ б и $\sigma_{\text{эф2}} = 1,22$ б.

Решение уравнений (4), (5) системы линейных уравнений (2), (3) дает потоки нейтронов в двух энергетических группах спектра ИТЭР:

$$\int_{1,4 \text{ МэВ}}^{6,5 \text{ МэВ}} \Phi(E) dE = 0,98 I_U = 8,23 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2};$$

$$\int_{6,5 \text{ МэВ}}^{14,2 \text{ МэВ}} \Phi(E) dE = 0,4 I_U = 3,34 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}.$$

Исходные значения составляют $8,24 \cdot 10^{10}$ и $3,33 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ соответственно.

Отметим, что погрешности измерения сигнала камсы с ^{238}U и вычисления эффективных пороговых сечений по заданному типу нейтронного спектра определяют

погрешности восстановления интегральных потоков быстрых нейтронов в выделенных энергетических группах. Ввиду неустойчивости системы линейных уравнений (2) и (3) ее решение может оказаться чувствительным к погрешностям измерения.

Чувствительность предлагаемой системы линейных уравнений к различным модельным спектрам термоядерных нейтронов, отличным от спектра ИТЭРа на первой стенке, определяли следующим образом. Модельные спектры быстрых нейтронов формировали при соблюдении двух условий:

сигнал камеры с ^{238}U остается неизменным при воздействии термоядерных нейтронов энергией 0,8—14,2 МэВ, групп нейтронов $i = 0—5$ и равным $I_U = 8,42 \cdot 10^{10}$ б/(с·см ^{2});

доля ϵ групп $i = 0$ и 1 (т.е. $E = 6,5—14,2$ МэВ) в сигнале камеры деления с ^{238}U возрастает от 10 до 90% при переходе от спектра к спектру с шагом 10%. При этом вклад групп $i = 2—5$ в сигнал уменьшается с 90 до 10% соответственно (рис. 1). При этом оказалось, что интенсивность потока нейтронов шести групп ($i = 0—5$) для крайних модельных спектров уменьшается в 1,9 раза от $1,5 \cdot 10^{11}$ до $7,8 \cdot 10^{10}$ с $^{-1}$ ·см $^{-2}$. Согласно уравнению (2) $\sigma_{\text{эф}}$ при этом возрастают в 1,9 раза, как это показано на рис. 2. Значения $\sigma_{\text{эф}1}$ и $\sigma_{\text{эф}2}$, равные 0,53 и 1,22 б соответственно, в уравнении (3) не меняются при переходе от одного модельного спектра к другому, что объясняется постоянством измеряемого сигнала I_U и наличием двух взаимозависимых составляющих сигнала.

Совместное использование двух камер деления, одна из которых с ^{238}U , другая — с ^{237}Np , позволяет выделить в спектре еще одну группу интегральных потоков быстрых нейтронов энергией $E = 0,4—1,4$ МэВ. Действительно, сигнал I_{Np} камеры деления с ^{237}Np от воздействия нейтронов на первой стенке ИТЭРа, равный $7,14 \times 10^{11}$ б/(с·см ^{2}), может быть представлен в общем виде как

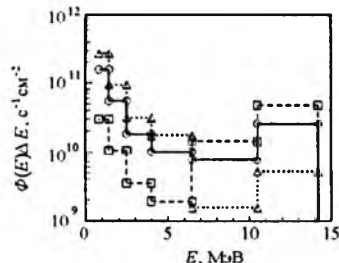
$$I_{\text{Np}} = \sigma_{\text{эф}3} \int_{0,4 \text{ МэВ}}^{6,5 \text{ МэВ}} \Phi(E) dE + \sigma_{\text{эф}4} \int_{6,5 \text{ МэВ}}^{14,2 \text{ МэВ}} \Phi(E) dE =$$

$$= \sigma_{\text{эф}3} \int_{0,4 \text{ МэВ}}^{1,4 \text{ МэВ}} \Phi(E) dE + \sigma_{\text{эф}3} \int_{1,4 \text{ МэВ}}^{6,5 \text{ МэВ}} \Phi(E) dE + \sigma_{\text{эф}4} \int_{6,5 \text{ МэВ}}^{14,2 \text{ МэВ}} \Phi(E) dE, \quad (6)$$

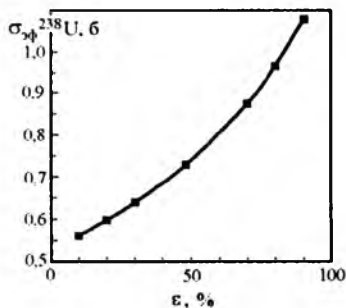
где $\sigma_{\text{эф}3}$, $\sigma_{\text{эф}4}$ — эффективное пороговое сечение ^{237}Np в соответствующем энергетическом интервале, равно для данного спектра термоядерных нейтронов 0,97 и 2,16 б соответственно.

Система из трех линейных уравнений (2), (3) и (6), объединяющая данные двух камер деления с ^{238}U и ^{237}Np (их сигналы и априорно оцененные по спектру эффективные пороговые сечения), позволяет найти интегральный поток нейтронов в интервале 0,4—1,4 МэВ:

$$\int_{0,4 \text{ МэВ}}^{1,4 \text{ МэВ}} \Phi(E) dE = I_U \left[\sigma_{\text{эф}4} (\sigma_{\text{эф}1} - \sigma_{\text{эф}}) + \sigma_{\text{эф}3} (\sigma_{\text{эф}} - \sigma_{\text{эф}2}) \right] / \sigma_{\text{эф}} \sigma_{\text{эф}3} (\sigma_{\text{эф}2} - \sigma_{\text{эф}1}) + I_{\text{Np}} / \sigma_{\text{эф}3}.$$



Р и с. 1. Исходный спектр ИТЭРа (○ — доля сигнала $\epsilon = 48,2\%$) и модельные спектры термоядерных нейтронов — доля сигнала $\epsilon = 10\%$ (Δ) и 90% (□)



Р и с. 2. Зависимость $\sigma_{\text{эф}}$ от доли ϵ сигнала камеры деления с ^{238}U , обусловленной нейтронами энергией 6,5—14,2 МэВ

После подстановки значений эффективных пороговых сечений, определенных по исходному спектру нейтронов на первой стенке ИТЭРа, имеем

$$\int_{0,4 \text{ МэВ}}^{1,4 \text{ МэВ}} \Phi(E) dE = (I_{Np} - 1,81 I_U) / 0,97.$$

Для сигналов камер $I_U = 8,42 \cdot 10^{10}$ и $I_{Np} = 7,14 \cdot 10^{11}$ б/(с·см²) получаем значение потока в диапазоне 0,4—1,4 МэВ, равное $5,78 \cdot 10^{11}$ с⁻¹·см⁻², совпадающее с исходным.

Итак, располагая сигналом одной камеры деления с ²³⁸U и оцененными эффективными пороговыми сечениями ²³⁸U по априорному спектру термоядерных нейтронов, можно определить интегральные потоки нейтронов в двух энергетических группах 1,4—6,5 и 6,5—14,2 МэВ. Оценка эффективных пороговых сечений должна проводиться по результатам нейтронно-физических расчетов спектра термоядерного реактора ИТЭР или из прямых измерений в модельных нейтронных полях. При этом наряду с общепринятым для ²³⁸U эффективным пороговым сечением деления в диапазоне 1,4—14,2 МэВ предложены два значения $\sigma_{\text{эф1}}$ и $\sigma_{\text{эф2}}$, которые позволяют определить интегральные потоки в энергетических группах 1,4—6,5 и 6,5—14,2 МэВ этого диапазона.

Совместное применение камер деления с ²³⁷Np и ²³⁸U позволяет расширить энергетический диапазон и определить интегральный поток быстрых нейтронов в трех энергетических группах: 0,4—1,4, 1,4—6,5 и 6,5—14,2 МэВ.

Представление сигнала камеры деления в форме (3) при регистрации термоядерных нейтронов ИТЭРа обусловлено резким возрастанием сечения деления ²³⁸U и ²³⁷Np, а также характерным минимумом в спектре нейтронов (первичных термоядерных и рассеянных) в области энергии $E \geq 6,5$ МэВ.

Таким образом, показано, что сигналы пороговых камер деления позволяют получить информацию об интегральных потоках нейтронов в упомянутых энергетических группах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дмитриев А.Б., Малышев Е.К. Нейтронные ионизационные камеры для реакторной техники. М.: Атомиздат, 1975. 96 с.
2. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. М.: Атомиздат, 1968. 456 с.
3. Климентов В.Б., Кончинский Г.А., Фрунзе В.В. Активационные измерения потоков и спектров нейтронов в ядерных реакторах. М.: Изд-во стандартов, 1974. с. 178—179.
4. Конаков С.А., Чувилин Д.Ю., Бондарс Х.Я., Нисдритис А.М. Влияние априорной информации на точность постановки «термоядерных» спектров нейтронов. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1988, вып. 1, с. 66—69.
5. Голубев В.И., Николаев М.Н., Орлов М.Ю. Групповые сечения ядерных реакций. Бюллетень ядерного центра по ядерным данным. Вып. 1. М.: Атомиздат, 1964, с. 372—375.
6. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1964, с. 108.

Поступила в Редакцию 20.03.01

УДК 621.384.665

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА ПУЧКА НА АКСЕПТАНС НАКОПИТЕЛЬНОГО КОЛЬЦА

Большаков А.Е., Зенкевич П.Р. (ГНЦ РФ — ИТЭФ)

В последнее время во многих институтах исследуется возможность создания мощных ионных пучков с помощью накопительных колец [1—3]. Решение этой задачи