

211930 221

ФЭИ-2114

ФЭИ-2114



ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

С. М. БЕДНЯКОВ

**РЕАЛИЗАЦИЯ МЕТОДА ОЦЕНКИ  
ИНТЕГРАЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ  
В УСЛОВИЯХ СТЕВДА БФС**

Обнинск — 1990

ФЭИ-21/4

ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

С.М.Бедняков

РЕАЛИЗАЦИЯ МЕТОДА  
ОЦЕНКИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ В УСЛОВИЯХ  
СТЕНДА БЭС

Обнинск-1990

УДК 621.039.51

С.М.Бедняков

Реализация метода оценки интегральных экспериментов в условиях  
стенда БЭС.

ФЭИ-1114, Обнинск, 1990. - 18 с.

Создан универсальный расчетный комплекс НЭЕРС, обеспечивающий приведение к адекватным условиям результатов расчетов и интегральных экспериментов на стенде БЭС. НЭЕРС позволяет интерпретировать измерения центральных коэффициентов реактивности, средних сечений деления и захвата, коэффициентов размножения бесконечной и конечной критической сред. Приведение к адекватным условиям расчетных и экспериментальных данных обеспечивается корректной оценкой гетерогенности структуры ячейки, самопоглощения экспериментальных образцов, резонансной структуры ценности нейтронов.

Universal calculational complex НЭЕРС providing adequate conditions for calculations and БЭС measurements has been created. НЭЕРС allows to analyse central reactivity worths, integral fission and capture cross-sections, multiplication factors of infinite and finite critical media measurements. Adequate conditions of calculational and experimental data are received by correct evaluation of cell structure heterogeneity, experimental samples self-shielding and adjoint flux resonance structure.

## В В Е Д Е Н И Е

Быстрый физический стенд (БФС) является уникальной экспериментальной установкой, предназначенной для широкого спектра нейтронно-физических исследований в области реакторов на быстрых и промежуточных нейтронах. Конструкция оборок, собираемых на стенде для таких исследований, представляет собой набор вертикальных, упакованных в гексагональную решетку стальных или алюминиевых труб, заполненных таблетками (блочками) из делящихся и конструкционных материалов, а также других разбавителей среды (например, натрия, графит). Внешний диаметр труб составляет 50 мм, толщина стенки труб — 1 мм, шаг расположения труб в решетке — 51 мм. Таблетки материалов, помещаемых в трубы, имеют внешний диаметр 46 мм и толшины в диапазоне 0,2 + 10,1 мм. По мере необходимости в межтрубные зазоры помещаются стальные или алюминиевые вытеснители с поперечным сечением под размер и форму зазора или диаметром 8 мм.

Исследования, проводимые на стенде БФС подразделяются на два больших класса:

- моделирование перспективных активных зон быстрых реакторов и обоснование их проектных разработок;
- тестирование расчетных программ и нейтронных констант для расчетов реакторов посредством различного рода интегральных экспериментов.

Для обеспечения этих исследований на стенде БФС разработан целый круг экспериментальных методик. В частности, наиболее широко в последние годы применяются метод активации фольг, методы малогабаритных и сегментных камер деления, метод возмущения критичности сборок малыми образцами, осциллиция элементарной ячейки сборки, метод кремниевых счетчиков, ряд других методов. Наиболее полная информация о методах исследований реакторных характеристик на критических сборках БФС представлена в работе /1/.

Получаемые на сборках БФС экспериментальные данные требуют корректной оценки, смысл которой заключается в приведении измеренных и рассчитанных функционалов к адекватным условиям сравнения. Основной математический аппарат учета такой неадекватности для ряда функционалов потока и ценности нейтронов, таких, например, как средние сечения деления и захвата ( $\bar{\sigma}_f, \bar{\sigma}_a$ ), центральные коэффициенты реактивности ( $\rho$ ), коэффициенты размножения бесконечной ( $K_\infty$ ) и конечной критической ( $K_{эф}$ ) сред, разработан

цу линии В.А. и опубликован в работах /2 + 5/. Он предназначен, главным образом, для оценки экспериментов, связанных с тестированием расчетных реакторных программ и нейтронных констант реакторных материалов. Неадекватность измеренных и рассчитанных величин устраняется путем введения трех типов поправок:

- поправки к  $K_{эф}$ ,  $\rho$ ,  $\bar{\sigma}_{f,c}$  и измеряемому методом осцилляции ячейки и её составляющих функционалу  $K^+$ , тесно связанному с  $K_{\infty}$ , на наличие пространственной структуры потока и ценности нейтронов в пределах элементарной ячейки (поправка на гетерогенность среды);
- поправки к  $K^+$  (или  $K_{\infty}$ ) и  $\rho$  на наличие резонансной структуры ценности нейтронов (билинейная поправка);
- поправки к  $\bar{\sigma}_{f,c}$  и  $\rho$  на конечные размеры используемых образцов, фольг и слоев камер деления (поправка возмущения).

Необходимость введения этих поправок обусловлена отсутствием стандартных реакторных программ, описывающих реальную структуру сборок БЭС, отсутствием билинейного усреднения констант в используемых реакторных программах при расчетах коэффициентов реактивности и наличием заметного самопоглощения в используемых образцах, фольгах и камерах деления.

Этот аппарат полностью реализован на ЭДМ в виде комплекса ячейчных программ НЕЕРС и широко используется для анализа экспериментальных данных.

#### РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ ЯЧЕЙКИ БЭС

Описанная выше конструкция критсборок БЭС, по существу, представляет собой бесконечные плоско-параллельные горизонтальные слои материалов, пронизанные в перпендикулярном направлении вертикальной гексагональной решеткой труб и пустот (или вытеснителей). Задача описания процессов в такой геометрии является трехмерной, достаточно сложной в реализации. Поэтому была сформирована более простая одномерная модель, базирующаяся на равных физических предположениях.

Ярко выраженная слоистость структуры была принята за основу расчетной модели ячейки. Материал труб, содержимое межтрубных зазоров и оболочек таблеток были перемещены в один, дополнительный, слой. Освободившееся пространство заполнилось материалами таблеток так, чтобы сохранить параллельность формирующихся таким образом непрерывных слоев. Плотность и количество материалов в слоях выдерживались равными плотности и количеству их в таблетках. Общая высо-

та ячейки при переходе от реальной геометрии к расчетной модели оставалась неизменной.

Избавление от гексагональной решетки в такой интерпретации позволило перейти к одномерной задаче о решетке бесконечных плоско-параллельных слоев. Толщины бесконечных оплошных слоев меньше толщин реальных таблеток, перемежаемых стенками труб и зазорами, что близко к реальной ситуации, когда при перемещении в горизонтальном направлении чередуются таблетки и пустоты. Поскольку материалы, перемещенные в дополнительный слой, в действительности находятся в среднем спектре ячейки, то наиболее оптимальным местом расположения этого слоя в расчетной модели является место, где спектр нейтронов наиболее близок к среднему по ячейке спектру. Как правило, в оборках БЭС это условие удовлетворяется на расстоянии  $0,2 + 0,3$  длины ячейки от слоев делящихся материалов.

Ввиду особого расположения стенок труб и содержимого зазоров в реальной ячейке, когда они контактируют со всеми материалами ячейки, подготовка макроконстант для дополнительного слоя осуществляется иначе, нежели для всех остальных слоев модели. Это отличие заключается в том, что факторы самоэкранировки материалов дополнительного слоя принимаются равными таковым для однородной среды, тогда как в остальных слоях расчет блокированных сечений выполняется с учетом структуры сформированной модели.

#### РАСЧЕТЫ ЭФФЕКТОВ ГЕТЕРОГЕННОСТИ ЯЧЕЙКИ

В рамках описанной выше расчетной модели на базе 26-групповой системы констант БНАБ выполняется реальный расчет однородной ячейки в  $B^2$ -приближении. Расчет макросечений осуществляется традиционно о весом нейтронного потока на основе определяемых итерационным путем сечений разбавления материалов среды. Рассеяние нейтронов в расчетах принимается изотропным. Критическое состояние однородной среды достигается посредством подбора соответствующей величины геометрического параметра  $B^2$ . Значения потока и ценности нейтронов, соответствующие критическому состоянию, используются для расчетов перечисленных выше функционалов: — эффективного коэффициента размножения

$$K_{эф.зоч.} = \sum_{j=1}^G \nu^j \sum_f^j \rho_f^j; \quad (1)$$

- средних сечений захвата и деления элемента  $\alpha$

$$\bar{\sigma}_{f,c,\alpha \text{ гом.}} = \sum_{j=1}^G \sigma_{f,c,\alpha}^j \varphi^j; \quad (2)$$

- центральных коэффициентов реактивности (с точностью до ценности нейтронов деления)

$$\begin{aligned} \rho_{\alpha \text{ гом.}} \sim & \sum_{j=1}^G \varphi^{+j} (\sigma_{c\alpha}^j + \sigma_{f\alpha}^j) \varphi^j + \frac{1}{K_{\text{эп. гом.}}} \times \\ & \times \sum_{j=1}^G \varphi^{+j} \chi_{\alpha}^j \sum_{i=1}^G \nu_{\alpha}^i \sigma_{f\alpha}^i \varphi^i + \sum_{j=1}^G \sum_{i=1}^G \sigma_{s\alpha}^{i \rightarrow j} (\varphi^{+j} - \varphi^{+i}) \varphi^i; \end{aligned} \quad (3)$$

- величины коэффициента  $K^+$

$$K_{\text{гом.}}^+ = \frac{1}{\frac{1}{K_{\text{эп. гом.}}} - \frac{\sum_{\alpha} n_{\alpha} \rho_{\alpha \text{ гом.}}}{\sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha}}{K_{\text{эп. гом.}}} \sum_{j=1}^G \varphi^{+j} \sum_{i=1}^G \nu_{\alpha}^i \sigma_{f\alpha}^i \varphi^i}}, \quad (4)$$

где  $G$  - число энергетических групп в шкале энергии;

$\Sigma_{\alpha}^j$  - макроскопическое сечение деления в энергетической группе  $j$  для гомогенной среды;

$\sigma_{f\alpha}^j, \sigma_{c\alpha}^j, \sigma_{s\alpha}^{i \rightarrow j}$  - микроскопические сечения деления, захвата и рассеяния элемента  $\alpha$  в гомогенной среде;

$\nu_{\alpha}^j$  - выход нейтронов на акт деления элемента  $\alpha$ ;

$\chi_{\alpha}^j$  - спектр деления;

$\varphi^j, \varphi^{+j}$  - поток и ценность нейтронов в гомогенной среде;

$n_{\alpha}$  - гомогенная концентрация элемента  $\alpha$ .

Расчетанные по формулам (1) + (4) функционалы являются величинами, относительно которых определяются расчетные поправки, возникающие при переходе от гомогенной среды к гетерогенной и от линейного усреднения констант к билинейному.

Основой расчета гетерогенной ячейки является интегрально - транспортное приближение.

Предварительно определяются вероятности переходов нейтронов, принадлежащих различным энергетическим группам, между слоями расчетной модели. Способ их расчета подробно описан в работе /2/.

Подготовка слоевых макроконстант осуществляется на основе использования формулы Т.Тоуна [6] для сечения разбавления материалов в слоях:

$$\sigma_{\alpha m}^j = \frac{\sum_{\beta \neq \alpha} \sum_{l=1}^{N-1} N_{\beta l} P_{lm}^j x_l \sigma_{\beta l}^j}{\sum_{l=1}^{N-1} N_{\alpha l} P_{lm}^j x_l}, \quad (5)$$

где  $\sigma_{\alpha m}^j$  - сечение разбавления элемента  $\alpha$ , находящегося в слое  $m$ ;

$P_{lm}^j$  - вероятность нейтрону группы  $j$ , испытавшему последнее столкновение в слое  $l$ , перейти в слой  $m$ ;

$\sigma_{\beta l}^j$  - полное, блокированное по слою  $l$ , сечение элемента  $\beta$ , находящегося в слое  $l$ ;

$N_{\alpha l}, N_{\beta l}$  - концентрации элементов  $\alpha$  и  $\beta$  в слое  $l$ ;

$x_l$  - толщина слоя  $l$ ;

$N$  - количество слоев в расчетной модели.

Поскольку в формуле (5) используются блокированное по слою полное сечение и вероятность перехода, зависящая от слоевого транспортного сечения, величина  $\sigma_{\alpha m}^j$  рассчитывается итерационно по следующей процедуре:

$$\sigma_{\alpha m}^{j(0)} \rightarrow \sigma_{\beta l}^{j(0)} \rightarrow \sum_{t \neq m}^{j(0)} \rightarrow P_{lm}^{j(0)} \rightarrow \sigma_{\alpha m}^{j(1)}.$$

С подготовленными таким образом макроконстантами и с использованием значения геометрического параметра  $B^2$  из расчета критической однородной среды осуществляется решение уравнений для потока и ценности нейтронов в системе бесконечных плоско-параллельных слоев:

$$\begin{aligned} X_n \left( \sum_{t \neq n}^j + \frac{B^2}{3 \sum_0^j} \right) \varphi_n^j = \\ = \sum_{m=1}^N X_m \rho_{mn}^j \left( \sum_{k=1}^j \sum_m^{k+j} \varphi_m^k + \frac{\chi_m^j}{k_{эф.2ет.}} \sum_{k=1}^j V_m^k \sum_{fm}^k \varphi_m^k \right); \end{aligned} \quad (6)$$



$$X_n \left( \sum_{l_2 n}^j + \frac{B^2}{3 \sum_0^j} \right) \varphi_n^{+j} = \sum_{m=1}^N X_m \rho_{mn}^j \left( \sum_{k,j}^{\sigma} \sum_m^{j+k} \varphi_m + \frac{V_m^j \sum_{fm}^j}{K_{эф.гет.}} \sum_{k=1}^{\sigma} \chi_m^k \varphi_m^{+k} \right), \quad (7)$$

где  $\sum_{fm}^j, \sum_m^{k+j}, \sum_{l_2 n}^j$  - словные макроосечения деления, рассеяния и транспортное;

$\varphi_n^j, \varphi_n^{+j}$  - словные потоки и ценности внесенных нейтронов;

$\chi_m^j$  - спектр деления в слое  $m$ ;

$\sum_0^j$  - гомогенизированное транспортное макроосечение;

$V_m^j$  - выход нейтронов на акт деления в слое  $m$ ;

$K_{эф.гет.}$  - эффективный коэффициент размножения гетерогенной ореды.

Словные поток и ценность нейтронов рассчитываются итерационно - по мере уточнения источников нейтронов за счет размножения:

$$Q_f^{j(i)} = \sum_{m=1}^N \frac{X_m \rho_{mn}^j \chi_m^j}{K_{эф.гет.}^{(i-1)}} \sum_{k=1}^{\sigma} V_m^k \sum_{fm}^k \varphi_m^{k(i-1)}; \quad (8)$$

$$Q_f^{+j(i)} = \sum_{m=1}^N \frac{X_m \rho_{mn}^j V_m^j \sum_{fm}^j}{K_{эф.гет.}^{(i-1)}} \sum_{k=1}^{\sigma} \chi_m^k \varphi_m^{+k(i-1)}, \quad (9)$$

где  $i$  - порядковый номер итерации.

Эффективный коэффициент размножения гетерогенной ореды определяется, как и поток нейтронов, итерационно:

$$K_{эф.гет.}^{(i)} = \frac{\sum_{m=1}^N X_m \sum_{k=1}^{\sigma} V_m^k \sum_{fm}^k \varphi_m^{k(i)}}{\sum_{m=1}^N X_m} \quad (10)$$

Таким образом, искомое значение  $K_{эф.гет.}$  определяется на последней итерации. Именно это значение используется при решении уравнения (7) в процессе итераций по величине  $\varphi_m^{+j}$ .

Следующий этап расчетов - вывод в критическое состояние слоистой гетерогенной системы. Это достигается введением соответствующего значения геометрического параметра, с которым заново повторяют-

ся расчеты вероятностей переходов нейтронов между олоями, слоевых сечений разобавления и макроконстант. Получаемые далее из уравнений (6) и (7) слоевые потоки и ценности нейтронов критической гетерогенной системы являются основой для расчета всех функционалов потока и ценности нейтронов, представляющих интерес. Так, средние по ячейке сечения деления и захвата элемента  $\alpha$  определяются из соотношения:

$$\bar{\sigma}_{f,c,\alpha}^{gem} = \sum_{n=1}^N t_n \sum_{j=1}^G \sigma_{f,c,\alpha n}^j \varphi_n^j = \sum_{n=1}^N t_n \bar{\sigma}_{f,c,\alpha n}^j, \quad (11)$$

а коэффициенты реактивности - из соотношения:

$$\rho_{\alpha}^{gem} \sim \sum_{n=1}^N t_n \sum_{j=1}^G [-(\sigma_{fan}^j + \sigma_{can}^j) \varphi_n^j + \frac{\nu_{\alpha}^j \sigma_{fn}^j}{K_{эф.гем.}} \sum_{i=1}^G \chi_{\alpha}^i \varphi_n^i + \sum_{i=j}^{G'} \sigma_{in\alpha}^{j+i} (\varphi_n^{+i} - \varphi_n^{+j}) + \sigma_{je}^j a_n b^j (\varphi_n^{+j+1} - \varphi_n^{+j})] \varphi_n^j = \sum_{n=1}^N t_n \rho_{\alpha n}, \quad (12)$$

где  $G' = II$ ;

$t_n$  - относительная толщина слоя  $n$ ;

$\sigma_{fan}^j, \sigma_{can}^j, \sigma_{je}^j a_n b^j$  - сечения деления, захвата и упругого замедления элемента  $\alpha$  в слое  $n$ ;

$\sigma_{in\alpha}^{j+i}$  - сечение неупругого рассеяния элемента  $\alpha$ ;

$b^j$  - поправка на форму внутригруппового спектра.

Следует отметить, что поправка на форму внутригруппового спектра входит в  $\sigma_{in\alpha}^{j+i}$  соотношения (3), являясь коэффициентом при осциллирующей упругого замедления в гомогенной среде. Она рассчитывается на основе квадратичной интерполяции плотности упругого замедления в бесконечной гомогенной среде.

Величина  $K^+$  рассматриваемой слоистой критической системы определяется по соотношению, аналогичному соотношению (4):

$$K_{гем.}^+ = \frac{1}{\frac{1}{K_{эф.гем.}} - \frac{\sum_{n=1}^N t_n \sum_{\alpha} N_{\alpha n} \rho_{\alpha n}}{\sum_{n=1}^N t_n \sum_{\alpha} \frac{N_{\alpha n}}{K_{эф.гем.}} \sum_{j=1}^G \nu_{\alpha}^j \sigma_{fan}^j \varphi_n^j \sum_{i=1}^G \chi_{\alpha}^i \varphi_n^i}} \quad (13)$$

В результате поправки к рассматриваемым функционалам на гетерогенность структуры ячейки равны:

$$\Delta K_{\text{эф.гет.}} = K_{\text{эф.гет.}} - K_{\text{эф.гом.}}, \quad (14)$$

где  $K_{\text{эф.гет.}}$  рассчитано с использованием значения  $V^2$  гомогенной среды;

$$\Delta \bar{\rho}_{f,c \text{ гет.}} = \bar{\rho}_{f,c \text{ гет.}} - \bar{\rho}_{f,c \text{ гом.}}; \quad (15)$$

$$\Delta \rho_{\alpha \text{ гет.}} = \rho_{\alpha \text{ гет.}} - \rho_{\alpha \text{ гом.}}; \quad (16)$$

$$\Delta K_{\text{гет.}}^+ = \Delta K_{\infty \text{ гет.}} = K_{\text{гет.}}^+ - K_{\text{гом.}}^+. \quad (17)$$

Приведенные здесь формулы (15) и (16) оправданы в случае приведения расчетов к функционалам, измеренным в среднем по ячейке. Если же эти функционалы измерялись внутри отдельных слоев, то величины  $\bar{\rho}_{f,c}$  и  $\rho_{\alpha}$  заменяются соответственно на  $\bar{\rho}_{f,c \text{ сл.}}$  и  $\rho_{\alpha \text{ сл.}}$ .

#### РАСЧЕТЫ БИЛИНЕЙНЫХ ПОПРАВОК

Усреднение макроконстант в стандартных реакторных программах только по потоку приводит к получению некорректных величин функционалов потока и ценности нейтронов  $\rho_{\alpha}$  и  $K^+$ . По этой причине к традиционному рассчитанным значениям  $\rho_{\alpha}$  и  $K^+$  необходимо вводить поправки, приближающие их к условиям, адекватным расчетам о билинейно усредненными макроконстантами. Основные соотношения для расчета таких поправок получены ранее в работах /3,7/ и реализованы на ЭВМ.

Билинейные поправки к коэффициентам реактивности отдельных элементов имеют смысл возмущения ими поглощения нейтронов, возникающего из-за возмущения нейтронно-физических свойств среды при внесении в нее образца. Поскольку это возмущение нейтронно-физических свойств среды выражается в изменении омовоэкранировки материалов, то более правильно называть эти поправки билинейными резонансными. Эти поправки можно разделить на две части - составляющую возмущения за счет доблокировки спектра материалом образца ( $C_{\alpha}$ ), если такой материал содержится в ячейке, и составляющую разблокировки спектра материалом образца ( $D_{\alpha}$ ). При расчете билинейных резонансных поправок те слои расчетной модели, которые содержат наибольшую концентрацию элемента  $\alpha$ , объединяются в слой типа R, а остальные - в слой типа M, образуя таким образом двухслойную ячейку. Структура ячеек оборок БФС, как правило,

такова, что не представляет особого труда выделить слой типа  $K$  и  $M$ . Наиболее сложным здесь является случай, когда в ячейке содержатся топливные таблетки с разным обогащением по делящемуся изотопу. В частности, это относится к применению урановых таблеток на стенде БЭС, имеющем в своем арсенале 90-, 36-процентный, естественный и обедненный уран. Очевидно, что одновременное наличие в ячейке таблеток из 90- и 36-процентного урана описывается комплексом НЕЕРС хуже, чем любое другое сочетание таблеток из урана. Выражения  $C_\alpha$  и  $D_\alpha$ , заложенные в расчет, приведены ниже:

$$C_\alpha = \frac{\sum_{j=1}^G \left[ (\beta_{cR}^j \alpha_{cR}^j - 1) \sigma_{f,cR}^j (1 - f_{c,cR}^j) - \sigma_{c,cR}^j (1 - f_{c,cR}^j) \right] \sum_{n=1}^M t_n \varphi_n^j \varphi_n^{+j} Z^j}{2(1 + \sigma_{p,\alpha}^j / \sigma_{o,\alpha}^j)(1 + \sigma_{t,cR}^j / \sigma_{c,\alpha}(\ell))}; \quad (18)$$

$$D_\alpha = \sum_{j=1}^G \frac{\sigma_{e,\alpha}^j}{2(1 + \sigma_{t,\alpha}^j / \sigma_{e,\alpha}(\ell))} \sum_{j \neq \alpha} \sum_{\substack{n=1 \\ n \in M}}^M \frac{\left[ (\beta_{yn}^j \alpha_{yn}^j - 1) \sigma_{f,yn}^j (1 - f_{f,yn}^j) - \sigma_{c,yn}^j (1 - f_{f,yn}^j) \right]}{\sigma_{p,y}^j + \sigma_{o,y}^j} \times$$

$$\times \left[ t_n \varphi_n^j \varphi_n^{+j} + \left(1 - \sum_{\substack{m=1 \\ m \in R}}^M t_m\right) (\sigma_{o,y}^j / \sigma_{o,y}^j)^2 \varphi_M^j \varphi_M^{+j} \right],$$

где  $\varphi_M^j, \varphi_M^{+j}, \varphi_R^j, \varphi_R^{+j}$  - средние значения потока и ценности нейтронов по всем слоям, объединенным в слой  $M$  и слой  $R$  соответственно;

$\sigma_{p,\alpha}^j$  - потенциальное сечение элемента  $\alpha$ ;

$\sigma_{e,\alpha}(\ell)$  - сечение разбавления элемента  $\alpha$  в образце со средней хордой  $\ell$ ;

$f_{f,c,\alpha}^j$  - факторы самоэкранировки реакции деления ( $f$ ) или захвата ( $c$ ) нейтронов элементом  $\alpha$  в слое  $n$ ;

$$Z^j = \begin{cases} 1, & \text{если } n \in R; \\ 1 / (1 + 2 \sum_{\substack{n=1 \\ n \in R}}^M \chi_n \Sigma_{t,n}^j), & \text{если } n \notin R; \end{cases} \quad \beta_{cR}^j = \left( \sum_{\substack{n=1 \\ n \in R}}^M \chi_n^c \varphi_n^{+j} \right) / \varphi_R^{+j};$$

$G'' = 13$  в системе БНАБ-7В.

Билинейная резонансная поправка к коэффициенту реактивности элемента  $\alpha$  в гетерогенной среде, очевидно, определяется из соотношения:

$$\Delta \rho_\alpha \text{ для рез.} = C_\alpha + D_\alpha. \quad (20)$$

Возмущение состава гетерогенной среды элементарной ячейкой при измерении величины  $K^+$  вызывает изменение оптических толщин слоев в ячейке, а следовательно, в слоевых оценках разбавления  $\sigma_{\alpha m}^d$ . Этот факт подчеркивает необходимость введения билинейных резонансных поправок к величине  $K^+$ . Выражение для  $K^+$ , соответствующее условиям расчетов с билинейным усреднением макроконстант в гетерогенной среде выглядит следующим образом:

$$K_{\text{зем. бил. рез.}}^+ = \frac{1}{\frac{1}{K_{\text{ф. рез.}}} - \frac{\sum_{n=1}^N t_n \sum_{\alpha} N_{\alpha n} \rho_{\alpha n} + C + \mathcal{D}}{\sum_{n=1}^N t_n \sum_{\alpha} \frac{N_{\alpha n}}{K_{\text{ф. рез.}}} \sum_{j=1}^{\alpha} \sigma_{\beta \alpha n}^d \varphi_n^j \sum_{i=1}^{\alpha} \chi_{\alpha}^i \varphi_n^{+i}}}, \quad (21)$$

где  $C$  и  $\mathcal{D}$  - билинейные резонансные поправки, обусловленные возмущением самопоглощения материалов среды. Расчет этих поправок осуществляется по формулам:

$$C = - \frac{1}{\sum_{m=1}^N t_m} \sum_{m=1}^N \sum_{\alpha m} \sum_{j=1}^{\alpha} \frac{[(\beta_{\alpha m}^j \nu_{\alpha}^j - 1) \sigma_{\beta \alpha m}^d (1 - f_{\beta \alpha m}^j) - \sigma_{\alpha m}^d (1 - f_{\alpha m}^j)]}{2 (\sigma_{\alpha m}^d + \sigma_{\beta \alpha}^d)} \times \sigma_{\alpha m}^d N_{\alpha m} \chi_m \varphi_m^j \varphi_m^{+j}; \quad (22)$$

$$\mathcal{D} = \frac{1}{\sum_{m=1}^N t_m} \sum_{m=1}^N \sum_{\alpha m} \sum_{j=1}^{\alpha} \frac{[(\beta_{\alpha m}^j \nu_{\alpha}^j - 1) \sigma_{\beta \alpha m}^d (1 - f_{\beta \alpha m}^j) - \sigma_{\alpha m}^d (1 - f_{\alpha m}^j)]}{2 (\sigma_{\alpha m}^d + \sigma_{\beta \alpha}^d)} \times \sum_{\beta \alpha} \left[ \chi_m \varphi_m^j \varphi_m^{+j} \sum_{\beta \alpha m} \sigma_{\beta \alpha m}^d N_{\beta \alpha m} + \frac{N_{\alpha m} \chi_m}{\sum_{n=1}^N N_{\alpha n} \chi_n} \left( \frac{\sigma_{\alpha m}^d}{\sigma_{\alpha}^d} \right)^2 \sum_{n \alpha m} \chi_n \rho_n^j \varphi_n^{+j} \sum_{\beta \alpha n} \sigma_{\beta \alpha n}^d N_{\beta \alpha n} \right] \quad (23)$$

в рамках основной расчетной модели, состоящей из  $N$  слоев. Очевидно, что билинейная резонансная поправка к  $K^+$  равна:

$$\Delta K_{\text{бил.рез.}}^+ = \Delta K_{\infty \text{ бил.рез.}}^+ = K_{\text{гет.бил.рез.}}^+ - K_{\text{гет.}}^+ \quad (24)$$

#### РАСЧЕТЫ ПОПРАВОК ВОЗМУЩЕНИЯ

Используемые в экспериментах на стенде БЭС фольги, слои делящихся материалов камер деления, а в особенности, образцы материалов для измерения коэффициентов реактивности, имеют реальные размеры. В связи с этим измеряемые средние сечения и коэффициенты реактивности из-за наличия самопоглощения в образцах не адекватны расчетным, полученным по стандартным реакторным программам для бесконечно-тонкого образца. Расчетный учет зависимости этих функционалов от размера образца реализован в комплексе НЕЕРС, что позволяет вводить поправки на его конечные размеры.

В качестве параметра, характеризующего толщину образца, используется средняя хорда  $\ell$ , определяемая как:

$$\ell = \frac{4V}{S}, \quad (25)$$

где  $V$  и  $S$  — объем и площадь поверхности образца.

В соответствии с теорией возмущения первого порядка, на основе которой выполняются расчеты коэффициентов реактивности (3) и (12), поток нейтронов в образце берется возмущенным, а ценность — невозмущенной. Возмущенный поток нейтронов  $\varphi_n^j(\ell)$  рассчитывается для каждого слоя модели:

$$\varphi_n^j(\ell) = \varphi_n^j + \Delta \varphi_{\alpha n}^j(\ell) + \Delta \varphi_{fn}^j(\ell) + \Delta \varphi_{in n}^j(\ell) + \Delta \varphi_{3(\sigma)n}^j(\ell), \quad (26)$$

где  $\Delta \varphi_{\alpha n}^j(\ell)$ ,  $\Delta \varphi_{fn}^j(\ell)$ ,  $\Delta \varphi_{in n}^j(\ell)$ ,  $\Delta \varphi_{3(\sigma)n}^j(\ell)$  — возмущения потока нейтронов в слое  $n$  образцом толщины  $\ell$  за счет возмущения скорости поглощения, рождения, неупругого и упругого замедления нейтронов соответственно.

В основу описания процесса возмущения нейтронного потока образцом положено рациональное приближение Витнера [8]:

$$P_{\alpha n}^j(\ell) = \frac{\sigma_{\alpha n}^j(\ell)}{\sigma_{\alpha n}^j(\ell) + \sigma_{\alpha n}^{j, \text{в}}}, \quad (27)$$

где  $P_{\alpha n}^j(\ell)$  — вероятность нейтрону группы  $j$  после взаимодействия с образцом элемента  $\alpha$  в области, находящейся в слое  $n$ , вылететь за пределы образца.

Составляющие возмущения потока нейтронов в слое  $n$  в зави-

зависит от типа взаимодействия нейтронов со средой записываются следующим образом:

- для упругого замедления

$$\Delta \varphi_{3(e)}^j(\ell) = \frac{\varphi_n^{j-1}(1-P_{2n}^{j-1}(\ell)) \sigma_{3(e)an}^{j-1} b^{j-1}}{\sigma_{2an}^{j-1}} - \frac{\varphi_n^j(1-P_{2n}^j(\ell)) \sigma_{3(e)an}^j b^j}{\sigma_{2an}^j}; \quad (28)$$

- для неупругого замедления

$$\Delta \varphi_{in n}^j(\ell) = \sum_{i=1}^{j-1} \frac{\varphi_n^i(1-P_{2n}^i(\ell)) \sigma_{in \alpha}^{i \rightarrow j}}{\sigma_{2an}^i} - \varphi_n^j(1-P_{2n}^j(\ell)) \sum_{i=j+1}^{A'} \frac{\sigma_{in \alpha}^{j \rightarrow i}}{\sigma_{2an}^j}; \quad (29)$$

- для поглощения нейтронов при реакциях типа  $(n, f)$  и  $(n, \gamma)$

$$\Delta \varphi_{an}^j(\ell) = \varphi_n^j(1-d_{aan}^j(\ell)); \quad (30)$$

- для размножения нейтронов

$$\Delta \varphi_{fn}^j(\ell) = \chi_{\alpha}^j \sum_{i=1}^{\infty} \varphi_n^i (d_{aan}(0) - d_{aan}^i(\ell)) \frac{\nu_{\alpha}^i \sigma_{fan}^i}{\sigma_{can}^i + \sigma_{fan}^i}. \quad (31)$$

Величина  $d_{aan}^j(\ell)$  есть коэффициент ослабления нейтронного потока из-за поглощения в образце. Способ его расчета зависит от наличия у сечений элемента  $\alpha$  резонансной структуры и от присутствия самого этого элемента в ячейке. В случае плавной зависимости сечений от энергии нейтронов в расчетах используется соотношение:

$$d_{aan}^j(\ell) = d_{a\alpha}^j(\ell) = \frac{\sigma_{ca}^j - \sigma_{ca}^j - \sigma_{fa}^j + \sigma_{ca}(\ell)}{\sigma_{fa}^j + \sigma_{ca}(\ell)}, \quad (32)$$

а для резонансных элементов, отсутствующих в ячейке, коэффициент ослабления рассчитывается по формуле:

$$d_{aan}^j(\ell) = d_{a\alpha}^j(\ell) = f_{a\alpha}^j(\ell) \frac{\sigma_{ca}^j f_{ca}^j(\ell) + \sigma_{ca}(\ell)}{\sigma_{ca}^j f_{ca}^j(\ell) + \sigma_{fa}^j f_{fa}^j(\ell) + \sigma_{ca}^j f_{ca}^j(\ell) + \sigma_{ca}(\ell)}, \quad (33)$$

где  $f_{ca}^j(\ell)$ ,  $f_{fa}^j(\ell)$ ,  $f_{ca}^j(\ell)$ ,  $f_{ca}^j(\ell)$  - факторы резонансной самозащиты в реакциях захвата, деления, упругого рассеяния и поглощения нейтронов соответственно.

Выражение для расчета коэффициента ослабления в образце резонансного элемента, входящего в состав ячейки, для однородной среды получено в работе /4/, распространено на оловяную среду и ра-

ализовано в комплексе NEERC:

$$d_{x\alpha n}^j(l) = \frac{\sum_{k=1}^{G''} G_{x\alpha}^{kj} a_{\alpha}^{kj} \left[ \frac{\sigma_{p\alpha}^j + \sigma_{\alpha}^j}{\sigma_{\alpha n}^j + \sigma_{\alpha}^j + \sigma_{\alpha}^{kj}} + \frac{\sigma_{p\alpha}^j + \sigma_{\alpha n}^j}{(\sigma_{\alpha}^{kj} + \sigma_{\alpha n}^j)(1 + \sigma_{\alpha}^j / \sigma_{\alpha n}^j) + \sigma_{\alpha}^{kj} / \sigma_{\alpha n}^j(l)} \right]}{G_{x\alpha}^j \sum_{k=1}^{G''} \frac{\sigma_{p\alpha}^j + \sigma_{\alpha n}^j}{\sigma_{\alpha}^{kj} + \sigma_{\alpha n}^j} a_{\alpha}^{kj}}, \quad (34)$$

где  $G'' = 3$  в БНАБ-78;

$x$  - тип взаимодействия нейтрона с образцом (захват, рассеяние, деление)

$a_{\alpha}^{kj}, \sigma_{\alpha n}^{kj}$  - подгрупповые значения ширины подгруппы и полного сечения элемента  $\alpha$ ;

$\sigma_{\alpha}^j$  - сечение разбавления, характеризующее наличие посторонних примесей в образце.

Таким образом при  $x=a$  рассчитывается величина  $d_{a\alpha n}^j(l)$  в участке образца, находящемся в слое  $n$ . В случае, когда элемент  $\alpha$  - слабый поглотитель, при расчете величины  $\rho_{a\alpha n}^j(l)$  все её составляющие, кроме упругой, умножаются на возмущенный поток, определенный выражениями (26) и (28) + (31), а сама упругая - на возмущенный поток, в котором составляющая возмущения за счет поглощения нейтронов равна:

$$\Delta \varphi_{a\alpha n}^j(l) = \varphi_n^j (1 - d_{a\alpha n}^j(l)). \quad (35)$$

При расчете величины  $d_{x\alpha n}^j(l)$  для участка образца, находящегося в слое типа R, сечение разбавления  $\sigma_{\alpha n}^j$  определяется по формуле Тоуна (5). Если рассматриваемый участок образца располагается в слоях, отнесенных к типу M, то сечение разбавления принимает некоторое промежуточное значение между  $\sigma_{\alpha n}^j = \sigma_0$  и рассчитанной по Тоуну величиной. По смыслу это означает, что нейтроны, попадающие из слоя, где есть материал образца, в слой, где такого материала нет, несут в себе информацию о резонансной структуре сечений этого материала и, таким образом, моделируют присутствие его в слое в некотором количестве. Такое сечение разбавления получено на основе - определения коэффициентов резонансной самоэкранировки в слоях

$$f_{x\alpha R}^j = \frac{\sigma_{x\alpha R}^j}{\sigma_{\alpha}^j}; \quad f_{x\alpha M}^j = \frac{\sigma_{x\alpha M}^j}{\sigma_{\alpha}^j}; \quad (36)$$



- определения способа усреднения сечений по потоку в слоях

$$G_{\alpha n}^j = \frac{\sum_{k=1}^{G''} \frac{\sigma_{\alpha n}^{kj} a_{\alpha}^{kj}}{\sigma_{\alpha n}^j + \sigma_{\alpha}^{kj}}}{\sum_{k=1}^{G''} \frac{a_{\alpha}^{kj}}{\sigma_{\alpha n}^j + \sigma_{\alpha}^{kj}}}; \quad (37)$$

- выражения для коэффициента резонансной самоэкранировки элемента  $\alpha$  в слоях из других элементов [2/

$$f_{\alpha M}^j = \frac{f_{\alpha n}^j + 2 \sum_{n=1, \alpha \neq n}^N \chi_n \sum_{l=1}^j \sigma_{l n}^j}{1 + 2 \sum_{n=1, \alpha \neq n}^N \chi_n \sum_{l=1}^j \sigma_{l n}^j}, \quad (38)$$

где индексы  $\alpha, n$  означают тип реакции нейтрона с ядром, элемент и номер слоя.

Из соотношений (36) + (38) получено и реализовано в расчетах выражение для искомого сечения разбавления:

$$\sigma_{\alpha n}^j (\alpha \neq n) = \sigma_{\alpha M}^j = (-K_2 + \sqrt{K_1^2 - 4K_2K_3}) / 2K_3, \quad (39)$$

где

$$K_1 = \sum_{k=1}^{G''} [a_{\alpha}^{kj} (\sigma_{\alpha n}^{kj} - f_{\alpha M}^j \sigma_{\alpha n}^j) \sum_{l=1, l \neq k}^{G''} \sigma_{l \alpha}^{lj}];$$

$$K_2 = \sum_{k=1}^{G''} [a_{\alpha}^{kj} (\sigma_{\alpha n}^{kj} - f_{\alpha M}^j \sigma_{\alpha n}^j) \prod_{l=1, l \neq k}^{G''} \sigma_{l \alpha}^{lj}];$$

$$K_3 = (1 - f_{\alpha M}^j) \sigma_{\alpha n}^j.$$

Использование значения возмущенного слоевого потока  $\varphi_n^j(l)$  в выражениях (II) и (12) вместо невозмущенного  $\varphi_n^j$  позволяет получить поправку на конечный размер образца для интегральных сечений деления, захвата и коэффициента реактивности элемента  $\alpha$  как в среднем по ячейке, так и в каждом отдельно взятом слое.

Величины поправок на конечные размеры образцов в среднем по ячейке, очевидно, определяются как:

$$\Delta \bar{\sigma}_{j, \alpha}^l = \bar{\sigma}_{j, \alpha}^l \text{zem}(l) - \bar{\sigma}_{j, \alpha}^l \text{zem}(0); \quad (40)$$

$$\Delta \rho_{\alpha}^{\ell} = \rho_{\alpha \text{ изм. Бил. рег.}}(\ell) - \rho_{\alpha \text{ изм. Бил. рег.}}(0); \quad (11)$$

а для отдельного  $n$ -го слоя:

$$\Delta \bar{\sigma}_{f, \text{с ан}}^{\ell} = \bar{\sigma}_{f, \text{с ан}}^{\ell}(\ell) - \bar{\sigma}_{f, \text{с ан}}^{\ell}(0); \quad (12)$$

$$\Delta \rho_{\alpha n}^{\ell} = \rho_{\alpha n}^{\ell}(\ell) - \rho_{\alpha n}^{\ell}(0). \quad (13)$$

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описан алгоритм, реализованный в программном комплексе НЕЕРС, позволяющий привести измерения на сборках со струтурой ячейки типа БЭС и рассчитанные по стандартным реакторным программам функционалы  $\bar{\sigma}_{f, \text{с ан}}^{\ell}$ ,  $\rho$ ,  $K_{\text{эф}}$  и  $K^{\ell}$  к адекватным условиям. Некорректность метода, связанная с пренебрежением возмущением вероятности переходов нейтронов между олюями при внесении образца в ячейку, оценивалась в работе /5/ и, как оказалось, вполне приемлема для решения поставленной задачи. Отметим также некоторое несоответствие между моделью, в которой рассчитывается величина  $K^{\ell}$ , и реальным экспериментом: предполагается, что возмущение среды производится по всей длине каждого из бесконечно длинных слоев путем внесения (или извлечения) одинаковой для всех слоев малой доли материалов, формирующих каждый конкретный слой, тогда как в действительности оно производится лишь локально, но в большом количестве. Такая неадекватность модели и реальных условий эксперимента является источником погрешности, масштаб которой пока не определен.

Комплекс НЕЕРС позволяет анализировать эксперименты на критосборках, в состав которых входит не более 13 элементов. На сегодняшний день круг этих элементов составляет  $^{235, 238}\text{U}$ ,  $^{239, 240}\text{Pu}$ ,  $\text{Na}$ ,  $\text{Fe}$ ,  $\text{Ce}$ ,  $\text{Ni}$ ,  $\text{O}$ ,  $\text{C}$ ,  $\text{Al}$ ,  $\text{Mn}$ ,  $\text{H}$ . Однако не осуществлет проблемы в том, чтобы при необходимости заменить некоторые элементы этого списка на какие-либо другие.

Возможности НЕЕРС выходят за рамки оценки экспериментов на стенде БЭС. Так, с его помощью уже имеется практика анализа экспериментальных коэффициентов реактивности продуктов деления на сборках STTK (Голландия) и SEG (ГДР), коэффициентов реактивности трансактинидов на сборе FCA (Япония), коэффициентов размножения бесконечной среды на сборке ERMINE (Франция), а также коэффициентов реактивности большого набора реакторных материалов в

199 реактора БН-600, представленной моделью бесконечных плоско-параллельных слоев.

В целом надежность оценок, осуществляемых посредством комплекса ННЕРС для широкого диапазона быстрых спектров, представляется высокой, что подтверждается расчетно-экспериментальными исследованиями /5,9,10/.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Казанский Ю.А. и др. Методы изучения реакторных характеристик на критических сборках БФС /Ю.А.Казанский, В.А.Дулин, В.П. Зиновьев и др.; Атомиздат, - М.,1977.
2. Дулин В.А. Возмущение критичности реакторов и уточнение групповых констант. М.: Атомиздат,1979.
3. Дулин В.А. Об оценке экспериментов по возмущению критичности реакторов // Вопросы атомной науки и техники. Сер.:Ядерные константы. - 1988, в.2, с.33-39.
4. Дулин В.А. Оценка экспериментов по возмущению критичности реакторов при внесении малых образцов //Атомная энергия.- 1989, т.66, с.79-81.
5. Михайлов Г.М.,Бедняков С.М., Дулин В.А. Об оценке экспериментов по определению величины  $K_{\infty}$  реактивностным методом //Вопросы атомной науки и техники.Сер.:Ядерные константы. - 1989, в.4, с.80-87.
6. T. Tone //Journal of Nuclear Science and Technology.- 12,467(1975).
7. Дулин В.А. Оценка точности групповых расчетов возмущений критичности реакторов //Вопросы атомной науки и техники.Сер.:Ядерные константы. - 1983, в.1(50), с. 63-74.
8. Белл Д.,Глесстон С. Теория ядерных реакторов. Пер. с англ. под ред. В.Н.Артамкина. - М.: Атомиздат,1974.
9. Экспериментальное обоснование методов оценки возмущений критичности быстрых сборок малыми образцами /Бедняков С.М.,Голубев В.И., Дулин В.А. и др. //Атомная энергия. - 1988,т.65,с.426-430.
10. Бедняков С.М., Дулин В.А., Хайнцельман Б. Экспериментальное и расчетное изучение реактивности малых образцов в критических сборках с разной гетерогенной структурой //Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы. - 1989, в.3, с.3-14.

Технический редактор **Н. П. Герасимова**

---

Подписано к печати 5.07.1990 г. ТБ-03387 Бумага писчая № 1  
Формат 60×90<sup>1/16</sup> Усл. п. л. 1,1 Уч.-изд. л. 0,9 Тираж 75 экз.  
Цена 18 коп. Индекс 3624 ФЭИ-2114

---

Отпечатано на ротапринтере.  
249020 г. Осинник Калужской обл., ФЭИ

**18 коп.**

**Индекс 3624**

**Реализация метода оценки интегральных экспериментов в  
условиях стенда БФС.  
ФЭИ-2114. 1990. 1-18.**