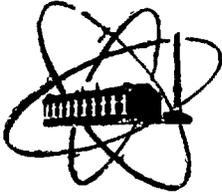


ФЭИ-619



ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

*В. Ф. ЕФИМЕНКО, А. В. ШАПАРЬ, Г. И. ЕЛИЗАРОВ,
И. П. МАРКЕЛОВ, О. И. МАКАРОВ, Ю. Н. МИРОНОВИЧ*

Е 41

**ИСКАЖЕНИЯ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ РЕАКТОРА
ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ МЕТОДОМ ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА**

Обнинск — 1975

ФЭИ-619

ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В.Ф.Ефименко, А.В.Шапарь, Г.И.Елизаров,
И.П.Маркелов, О.И.Макаров, М.И.Миронович

ИСКАЖЕНИЯ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ РЕАКТОРА
ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ МЕТОДОМ ВРЕМЕНИ ПРОЛТА

Обнинск-1975

УДК 699.1.074

М-17

А Н Н О Т А Ц И Я

Рассмотрено отличие спектра нейтронов пучка, измеренного методом времени пролёта, от спектра нейтронов в критической быстрой сборке. Проведены расчёты поправок, связанные с влиянием на спектр нейтронов подкритичности сборки, внешнего источника нейтронов и канала для вывода пучка нейтронов. Представлены результаты измерений для проверки корректности вносимых поправок.

© - Физико-энергетический институт, 1975 г.

І. В В Е Д Е Н И Е

В последние годы в ряде стран Соединенных Штатов Америки уделяется экспериментальному изучению нейтронных спектров в быстрых реакторах. Для этой цели применяется целый ряд экспериментальных методик, каждая из которых имеет свои достоинства и недостатки [1,2]. Одним из наиболее мощных методов измерения нейтронных спектров - метод времени пролёта. Обладая широким динамическим диапазоном (от трёх до пяти порядков по энергии нейтронов), метод времени пролёта в настоящее время является основным (а ниже нескольких кэв и единственно) для измерения мягкой части нейтронного спектра и, в принципе, может быть использован во всём диапазоне энергий, представляющем интерес с точки зрения физики быстрых реакторов. Следует отметить, однако, что процедура измерения спектра методом времени пролёта вносит определённые возмущения в пространственно-энергетическое распределение нейтронов, поэтому непосредственно измеряемый в эксперименте спектр отличается от спектра в невозмущённом критическом реакторе. Вносимые возмущения связаны с наличием канала для вывода нейтронного пучка, а также с тем, что измерения проводятся на подкритическом реакторе, возбуждаемом внешним импульсным источником нейтронов. Определение влияния этих факторов на спектр нейтронов в реакторе и является целью настоящей работы.

В ФЭИ измерения спектра нейтронов в быстрых сборках методом времени пролёта проводятся на комплексе БЭС-І - микро-трон [3]. Результаты измерения мягкой части спектра нейтронов в интервале энергий 30 эв - 200 кэв дляборок БЭС-26, БЭС-27, БЭС-28 представлены в работе [4]. При измерениях импульсный источник нейтронов располагается на границе активной зоны и отражателя. Нейтронный пучок выводится из центра сборки через прямоугольный канал размером 100 x 100 мм.

Соответствующие поправки, учитывающие отличие реально измеряемого спектра от спектра нейтронов в стационарном критическом реакторе, рассчитывались на основе пространственно-энергетических распределений потоков и ценности нейтронов, полученных по программам М26 [5]. Все расчёты проводились

Подкритическую сборку также можно охарактеризовать собственной функцией (собственным спектром), удовлетворяющей уравнению:

$$\left(L + \frac{\hat{Q}}{K_{эф}} \right) \mathcal{F}_{sc}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = 0 \quad (2)$$

описывающему условно-критическую стационарную систему, которая была бы реализована, если бы ν увеличился в $1/K_{эф}$ раз.

При измерении спектров на критических и субкритических установках поправки на подкритичность определяются как разность решений критического (1) и условно-критического (2) уравнений. Расчёты проводились по программе МЭС в 2D-приближении одномерном P₁-приближении с использованием обобщённого метода для активной зоны и отражателя аксиального лапласиана, построенного на двумерном четырёхгрупповом расчёте [6]. Сборка приводилась к заданному значению $K_{эф}$ за счёт изменения радиуса активной зоны. На рис. 1 приведены расчётные значения энергетического спектра (отношения групповых потоков нормированных на единицу спектров $(\mathcal{F}_{gc}/\mathcal{F}_e^0)$) в центре сборки БЭС-27 (а) и БЭС-28 (б). В сборке БЭС-26 энергетическая зависимость отношения потоков подобна зависимости в сборке БЭС-27, а в БЭС-30 подобна зависимости в сборке БЭС-28. Во всех сборках предсказываемое доказками спектра в центре активной зоны при $K_{эф} = 0,9$ не выходит за пределы 10-15%. В сборках БЭС-26 и БЭС-27 поправка на подкритичность меняется монотонно с энергией нейтронов, с ростом подкритичности спектр здесь становится более жёстким. В сборках БЭС-28 и БЭС-30 характер зависимости поправки от энергии уже несомненно, в мягкой части спектра расчёт даёт некоторое увеличение числа нейтронов с ростом подкритичности. Полученные результаты можно понять, если рассмотреть пространственную зависимость потока нейтронов в мягких группах. На рис. 2 и 3, в качестве примера, представлены относительные пространственные распределения потоков нейтронов в ряде групп для сборки БЭС-27 и БЭС-28. Потоки нейтронов в центре сборки БЭС-28 для всех групп приняты равными единице. В мягких сборках (БЭС-26 и БЭС-27), для которых спектр нейтронов в активной зоне не сильно отличается от спектра в оксидном отражателе, с удалением от центра сборки поток нейтронов в группах с 1 по 17 спадает. Для сборки БЭС-28 и БЭС-30,

где спектр в активной зоне намного жестче спектра в отражателе, поток нейтронов в мягких группах на периферии реактора может быть во много раз больше, чем в центре. В связи с этим уменьшение радиуса активной зоны приводит к увеличению набегающих в центр активной зоны мягких нейтронов из отражателя, с ростом подкритичности спектр смягчается.

Расчеты, сделанные для различных значений $K_{эф}$ в интервале от 0,9 до 1, показали, что зависимость поправки на подкритичность от $K_{эф}$ во всех группах для спектра в центре реактора близка к линейной.

Л. ВЛИЯНИЕ НА СПЕКТР ВНЕШНЕГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ

Отличие F_{sc} от F_c , получаемое путем решения уравнений (1) и (2), не отражает полностью отличия спектра, измеряемого методом времени пролета, от спектра критического реактора, так как уравнение (2) не учитывает влияния импульсного внешнего источника нейтронов, возбуждающего подкритический реактор.

Поведение нейтронного потока в подкритическом реакторе с внешним импульсным источником нейтронов описывается уравнением:

$$\frac{1}{V} \frac{\partial F(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}{\partial t} = (L + Q) F(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) + S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \quad (3)$$

где

$$S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \begin{cases} \frac{S}{4\pi^2} \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \delta(E) & \text{при } 0 < t < \tau \\ 0 & \text{при } t < 0 \text{ и } t > \tau \end{cases}$$

Влияние запаздывающих нейтронов не учитывается, так как используемые величины длительности вспышки реактора (от нескольких микросекунд до нескольких десятков микросекунд), много меньше периодов полураспада предместеивников запаздывающих нейтронов. При таком условии запаздывающие нейтроны дают лишь постоянный во времени фон.

Общая форма временного поведения нейтронного потока после прекращения действия внешнего источника имеет вид [7]:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{F}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = & \sum_{i=0}^N A_i \mathcal{F}_i(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \exp(-\alpha_i t) + \\
 & + \sum_K C_K \mathcal{F}_K(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) e^{-\alpha_K t} \begin{cases} \cos \mu_K t \\ \sin \mu_K t \end{cases} \mathcal{P}_K(t) + \int_{\text{Re } \alpha > \min\{\nu \Sigma_s, \lambda \Sigma_f\}} A(\alpha) \mathcal{F}_\alpha(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) e^{-\alpha t} d\alpha \quad (4)
 \end{aligned}$$

\mathcal{P}_K - полином степени ℓ_K .

Наличие в решении уравнения (3) пространственно-энергетических гармоник, затухающих различным образом, отражает тот факт, что в течение импульса спектр нейтронов в реакторе изменяется во времени. В начале импульса в реакторе присутствуют нейтроны внешнего источника, спектр которых более жесткий, чем собственный спектр нейтронов реактора. Взаимодействуя с ядрами среды, нейтроны источника замедляются, поглощаются и вызывают деление ядер горючего. При этом нейтронный поток в реакторе возрастает, а спектр становится ближе к спектру реактора. После прекращения действия внешнего источника поток начинает спасть и после затухания высших гармоник в реакторе обычно устанавливается асимптотическое распределение, соответствующее основной гармонике. В асимптотике спектр нейтронов уже не зависит от времени, так что

$$\mathcal{F}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \mathcal{F}_0(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) e^{-\alpha_0 t} \quad (5)$$

$\mathcal{F}_0(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ можно найти, решив уравнение

$$(\hat{L} + \hat{Q} - \frac{\lambda}{v}) \mathcal{F}_0(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = 0 \quad (6)$$

с наименьшим собственным значением этого уравнения α_0 . Таким образом, нестационарное нейтронное распределение, затухающее в подкритической системе в основной гармонике, эквивалентно стационарному распределению в системе тех же размеров, но при равномерном удалении из её состава поглотителя с макроскопическим сечением, равным α/v , делающем её "виртуально критической". Удаление поглотителя приводит к смягчению спектра, поэтому в основной гармонике спектр мягче, чем собственный спектр подкритической сборки.

При измерении спектра методом времени пролёта в детектор попадают нейтроны, вылетевшие из реактора в различные моменты времени импульса. Поэтому в эксперименте измеренный спектр должен быть распределённый по времени всплывки:

$$\bar{f}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \frac{1}{T} \int_0^T f(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) dt \quad (7)$$

T - период между всплесками. Из условия периодичности

$$\int_0^T \frac{\partial f(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}{\partial t} dt = 0$$

При этом \bar{f} удовлетворяет уравнению:

$$(\hat{L} + \hat{Q})\bar{f}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \bar{s}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = 0 \quad (8)$$

где $\bar{s}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \frac{1}{T} \int_0^T s(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) dt$

Чтобы выявить влияние на спектр внешнего источника нейтронов, необходимо определить, насколько отличаются решения однородного уравнения (2) и неоднородного уравнения (8).

Отличие нейтронных полей, описываемых уравнениями (2) и (8), обусловлено различным распределением источников быстрых нейтронов. Если эффективный коэффициент размножения не сильно отличается от единицы, влияние внешнего источника нейтронов вдали от него проявляется слабо и пространственные распределения источников быстрых нейтронов, получаемые из уравнения (2) и (8), близки между собой. Поэтому в первом приближении можно считать, что распределение источников быстрых нейтронов в реакторе, с внешним источником будет отличаться по форме от распределения источников, полученного из уравнения (2), только добавочным членом вида $A \mathcal{E}(E) \delta(\vec{r} - \vec{r}_0)$, описывающим внешний источник. Здесь \vec{r}_0 - координаты внешнего источника, A - нормировочная константа, \mathcal{E} - спектр нейтронов внешнего источника. На станции ВЭС в качестве импульсного источника нейтронов используется урановая мишень, облучаемая пучком ЭО-Мэвских электронов. В этом случае спектр нейтронов источника близок к спектру нейтронов деления, поэтому будем считать, что $\mathcal{E}(E) = \chi(E)$.

Для определения нормировочной константы A рассмотрим уравнение (8) и уравнение, сопряжённое уравнению (2):

$$\left(\hat{L}^* + \frac{\hat{Q}^*}{k_{\text{эф}}} \right) \psi_{sc}^*(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = 0 \quad (9)$$

Умножив уравнение (8) на $\chi^*(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$, умножив (9) на $\bar{F}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$, проинтегрировав по $\vec{r}, \vec{\Omega}, E$ и взяв отношение, получаем:

$$\frac{\Delta K_{\text{эф}}}{K_{\text{эф}}} \iiint \chi_{sc}^*(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \bar{Q} \bar{F}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) d\vec{r} dE d\Omega = \\ = \iiint \chi_{sc}^*(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \bar{S}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) d\vec{r} dE d\Omega = -1 \iiint \chi_{sc}^*(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \bar{F}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) d\vec{r} dE d\Omega.$$

Отсюда можно найти поправку ΔK , если допустить, что $\bar{Q} \bar{F} = \bar{S}$. При оценке влияния внешнего источника в уравнении БС уравнения (2) и (9) решались для сферических реакторов, внешний источник предполагался равномерно распределенным по поверхности сферы на границе "активная зона - отражатель". Эффект источника оценивается как разность значений уравнения переноса с источником быстрых нейтронов $\bar{Q} F_{sc}$ и $\bar{Q} F_{sc} + \bar{S} K(E) \bar{F}(\vec{r}, E)$. Результаты оценки влияния внешнего источника на спектр нейтронов в центре активной зоны дляборок БС-27 и БС-28 показаны на рис. 4.

Влияние источника приводит к сдвигению спектра нейтронов как для мягких (БС-26 и БС-27), так и для жестких (БС-28 и БС-30)борок, однако в жесткихбороках эффект проявляется сильнее. Сдвигение спектра объясняется тем, что дополнительный источник нейтронов, расположенный на границе "активная зона - отражатель", увеличивает поток нейтронов в отражателе и тем самым увеличивает натечку мягких нейтронов из отражателя в активную зону. В мягкихбороках эффекты подкритичности и внешнего источника гасят друг друга, в жестких - в мягкой части спектра складываются.

IV. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ВЛИЯНИЯ НА СПЕКТР ПОДКРИТИЧНОСТИ И ВНЕШНЕГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ

Для проверки результатов расчета эффектов подкритичности и внешнего источника нейтронов на сборке БС-28 измерения спектра в центре активной зоны проводились при двух значениях подкритичности: $K_{эф} = 0,91$ и $K_{эф} = 0,975$. Отношение спектров, полученных при разных подкритичностях, может быть измерено с большей точностью, чем каждый спектр в отдельности, так как в

этом случае отсутствуют ошибки эффективности детектора нейтронов и ошибки, связанные при определении оправки на пропускание вещества в пролётном тракте. При изменении подкритичности неактивированного и наличие внешнего источника, так что измерения нейтронного спектра при двух значениях K_{eff} даёт возможность определить величину суммарного эффекта. В случае жёсткой сборки БЭС-28 суммарный эффект достигает заметной величины, так как здесь в мягкой части спектра оба эффекта имеют одинаковый знак и складываются.

Результаты расчётов и эксперимента по определению отношения нейтронных спектров при различных значениях K_{eff} представлены на рис. 5.

В эксперименте действительно обнаружилось некоторое смягчение спектра с увеличением K_{eff} , однако величина наблюдаемого эффекта была существенно ниже расчётной. Расхождение между расчётом и экспериментом может быть объяснено тем, что в центре активной зоны число нейтронов в мягкой части спектра больше, чем следует из расчёта, поэтому натежка нейтронов из отражателя сказывается слабее. Ошибки эксперимента, приведённые на рис. 5, в жёсткой части спектра связаны, главным образом, с погрешностями калибровки энергетической шкалы спектрометра, в мягкой части ошибки увеличиваются из-за низкой статистической точности.

У. ВЛИЯНИЕ НА СПЕКТР ВЫВОДНОГО КАНАЛА

1. Эффект полости канала.

Для вывода нейтронов из той области реактора, в которой исследуется спектр, необходимо использовать выводной канал. Нейтронный пучок выводится с торца выводного канала, коллимационная система исключает попадание в детектор нейтронов со стенок канала. Возмущение нейтронного потока вблизи торца выводного канала связано как с тем, что в торец попадают нейтроны со стенок канала, где спектр может быть существенно другим, так и с появлением локальных градиентов потока вблизи торца канала.

Исходя из интегрального уравнения переноса, можно показать, что относительная величина изменения векторного потока в направлении детектора выражается через невозмущённое распределение нейтронов на торце и стенках выводного канала (ψ_0 и

$$\begin{aligned}
 & \mathcal{F}_{nd}^{cm} : \\
 & \frac{\mathcal{F}_{nd}(\vec{r}, \vec{\Omega}) - \mathcal{F}_{nd}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})}{\mathcal{F}_{nd}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})} = \frac{1}{\mathcal{F}_{nd}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})} \iint_{\Omega_2} \Sigma_2(E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) e^{-\Sigma_2(\vec{r})} \mathcal{F}_{nd}^{cm}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}') - \\
 & - \mathcal{F}_{nd}^{cm}(\vec{r} - x\vec{\Omega}' - u\vec{\Omega}', E, \vec{\Omega}') e^{-\int_0^x \Sigma_2(\vec{r}') d\vec{r}'} d\Omega' dx \quad (10)
 \end{aligned}$$

Здесь $\mathcal{F}_0(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ и $\mathcal{F}_{nd}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ - соответственно возмущённые и невозмущённый векторные потоки в центре торца выводного канала с координатой \vec{r} , $\vec{\Omega}$ - направление из центра торца канала в сторону детектора нейтронов; Ω_2 - телесный угол, под которым из точки $(\vec{r} - x\vec{\Omega})$ виден торец выводного канала; $\alpha(\vec{r}, \vec{\Omega})$ и $\beta(\vec{r}, \vec{\Omega})$ - соответственно расстояния от точки $(\vec{r} - x\vec{\Omega})$ до торца и до стенки выводного канала в направлении $\vec{\Omega}$.

Расчёты проводились для цилиндрического канала, причём площадь поперечного сечения канала в расчётах была равна площади поперечного сечения реального канала. Значения невозмущённых потоков на торце и стенках выводного канала были получены из расчёта реактора без канала по программе M26. Непосредственно в расчётах использовались значения векторных потоков нейтронов, полученные из скалярных по формулам диффузионно-транспортного приближения. Для сборки БЭС-28 было проведено сравнение угловых распределений потоков со значениями, рассчитанными в \mathcal{F}_0 - приближении. Полученные значения хорошо согласуются друг с другом, за исключением области вблизи границ, где расхождения составляют 10-15%. На рис. 6а показана энергетическая зависимость отношения векторного потока в направлении детектора при наличии полости выводного канала к векторному потоку без выводного канала (сборка БЭС-30).

Видно, что в мягкой части эта поправка приводит к увеличению потока нейтронов. Это связано с натечкой мягких нейтронов из оксидного отражателя. Для мягких сборок БЭС-26 и БЭС-27 эта натечка практически отсутствует.

2. Влияние воздуха в канале.

Наличие воздуха в канале приводит ещё к одному эффекту, также искажающему результаты измерений спектра. Этот эффект связан с рассеянием на воздухе (внутри канала) нейтронов,

выходящих из детектора. Так как спектр нейтронов в мягкой части падает с уменьшением энергии, замедление нейтронов при упругом рассеянии на воздухе играет заметную роль. Величина искажений, обусловленная присутствием воздуха в выводном канале может быть оценена по формуле:

$$\frac{\Delta \vec{J}_i}{\vec{J}_i(\vec{r}, \vec{\Omega})} = \frac{1}{\vec{J}_i(\vec{r}, \vec{\Omega})} \left[\int_0^H \sum_j^i (\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \vec{J}_j(\vec{r} + x\vec{\Omega}, \vec{\Omega}') d\vec{\Omega}' dx + \int_0^H \sum_j^{i-1} (\vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}') \vec{J}_j(\vec{r} + x\vec{\Omega}, \vec{\Omega}') d\vec{\Omega}' dx \right] \quad (11)$$

Здесь $\vec{J}_i(\vec{r}, \vec{\Omega})$ - невозмущенный поток в i -й группе на горце выводного канала с координатой \vec{r} , вектор $\vec{\Omega}$ направлен к детектору; H - глубина канала; $\sum_j^i (\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})$ и $\sum_j^{i-1} (\vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}')$ - соответственно дифференциальные сечения рассеяния в i -й группе и сечения замедления из $i-1$ в i -ую группу. На рис. 66 представлена энергетическая зависимость отношения векторного потока в направлении детектора в присутствии воздуха в канале к векторному потоку без выводного канала (сборка БФС-30). Как следует из расчёта, влияние воздуха в канале для жёсткой сборки с оксидным отражателем превышает эффект полости канала. В сборках БФС-26 и БФС-27 величина этого эффекта не превышает 2%.

3. Экспериментальная проверка влияния выводного канала.

Для проверки результатов расчёта влияния полости выводного канала и воздуха в канале на спектр нейтронов в центре активной зоны измерения спектра в сборке БФС-30 были проведены при различных условиях. Для того чтобы удалить воздух из канала, в него была помещена алюминиевая труба длиной 1300 мм, с внутренним диаметром 80 мм и с толщиной стенки 2 мм. Воздух из трубы откачивался с помощью форвакуумного насоса, так что при измерениях с откачанным воздухом давление в трубе составляло 10^{-2} - 10^{-1} мм рт.ст.

Чтобы в детектор не попадали нейтроны со стенок трубы, диаметр отверстия в первом коллиматоре был уменьшен с 64 мм до 40 мм.

Как отмечалось выше, искажение, вносимое каналом без воз-

духа, связано главным образом с натечкой по каналу мягких нейтронов из оксидного экрана в центр активной зоны. Чтобы выявить этот эффект, были проведены измерения спектра с замкнутой частью оксидного экрана, окружающей выводной канал, на дегелический уран (естественный). Толщина слоя металлического урана составляла 20 см выше и ниже выводного канала и 20-25 см по бокам канала. Сделанные оценки показали, что в этом случае эффект натежки мягких нейтронов из отражателя должен быть мал.

Влияние перечисленных факторов, полученное из экспериментально измеренных спектров, представлено в таблице I. Здесь же указаны расчётные значения влияния воздуха в канале и полного эффекта канала. Все измеренные спектры нормировались друг относительно друга в 12 группе, где эксперимент привязывался к расчёту. Как видно из таблицы, в пределах ошибок эксперимента влияния на спектр вакуумной трубы и размера отверстия первого коллиматора не обнаружено. Наблюдаемые на эксперименте величины полного эффекта канала и влияния воздуха оказались несколько ниже расчётных значений.

VI. ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРА В ОТРАЖАТЕЛЕ

При измерении спектра в отражателе из-за наличия градиента спектр векторного потока в направлении детектора отличается от спектра скалярного потока. Когда градиент мал, это отличие может быть определено из простого диффузионного соотношения:

$$f(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \left[\Phi(\vec{r}, E) - \frac{1}{\Sigma_a + \Sigma_s(1 - \cos\theta)} \frac{d\Phi}{dz} \right] \quad (12)$$

Сравнение результатов, полученных по этой формуле с результатами расчётов, выполненных в S_p -приближении [5], показало, что в отражателе жёстких сборок типа БЭС-28 и БЭС-30 они хорошо согласуются между собой на расстояниях 10 см и более от границ отражателя, толщина которого составляла 52 см. Влияние градиента потока на результаты измерения спектра представлено на рис. 7б, где показана энергетическая зависимость отношения векторного потока в направлении детектора к делённому на 4π скалярному потоку. Видно, что относительный перекося спектра в группах с 8 по 18 составляет 23%.

Т а б л и ц а I
Искажения, вносимые в спектр водородом и дейтерием урановым

Группа с	Наблюдения Феллер					
	Влияние код- лиматора (эксп.)	Влияние кату- мной трубки (эксп.)	Важные линии в спектре		Итого	
			Расчёт	Эксперимент	Расчёт	Эксперимент
I0	- 1% ± 0,65%	- 0,6% ± 0,65%	1,7%	3,1% ± 0,5%	0,7%	2,4% ± 0,5%
II	-0,8% ± 0,65%	- 0,3% ± 0,65%	1,8%	2,9% ± 0,5%	0,9%	1% ± 0,5%
I2	- 0% ± 0,55%	0% ± 0,55%	2,7%	2,7%	2%	2%
I3	1% ± 1,1%	-0,5% ± 1%	6,5%	3,3% ± 1%	7,1%	4,2% ± 1%
I4	4,1% ± 3,2%	0,3% ± 3%	4,7%	2,5% ± 2,7%	5%	2,8% ± 2,7%
I5	5,5% ± 4,3%	-1,1% ± 4%	7,6%	4,7% ± 3,8%	8,3%	6% ± 3,8%
I6	1,3% ± 9%	-0,1% ± 8,5%	25%	25% ± 8%	28,5%	10% ± 8%

Влияние полости выводного канала при наличии градиента потока может быть велико, если градиенты в разных группах сильно отличаются друг от друга, то есть, если имеется сильная зависимость нейтронного спектра от координат. Как видно на рис. 3, градиенты потока в различных группах для среднего отражателя близки между собой, что свидетельствует о слабой зависимости спектра с координатами. Поэтому возмущение, вносимое полостью канала при измерениях спектра в отражателе сборки БЭС-30, невелико. Влияние полости канала рассчитывалось по формуле (10), результаты расчётов приведены на рис. 7а. Рассчитанное по формуле (11) влияние воздуха в канале при измерениях спектра в отражателе составляет во всех группах менее 2%. Одной из особенностей измерения спектра в отражателе является наличие довольно сильной зависимости спектра от времени в процессе вспяжки реактора. Эта зависимость наблюдалась экспериментально при измерениях формы вспяжки реактора камерами деления с различной спектральной чувствительностью. Так как при введении поправки на разрешение спектрометра форма вспяжки предполагается не зависящей от энергии нейтронов, необходимо оценить, в какой степени это предположение может повлиять на результаты измерения спектра в отражателе. С этой целью были проведены расчёты динамики нейтронного импульса в оксидном отражателе бесконечного плоского реактора с составом сборки БЭС-30. Рассчитанные формы импульса для нейтронов различных энергий приведены на рис. 8. Видно, что существенная зависимость формы импульса от энергии наблюдается лишь для нейтронов низких энергий, где поправка на разрешение спектрометра мала. Для нейтронов с энергией выше 10 кэВ форму импульса можно считать для всех групп одинаковой.

З А М Е Ч Е Н И Е

I. Проведены расчётные и экспериментальные исследования возмущения, вносимых в нейтронный спектр при измерениях методом времени пролёта на критсборках БЭС. Получены данные по влиянию на спектр подкритичности реактора, внешнего источника нейтронов, полости выводного канала и воздуха в канале.

2. Возмущения, вносимые в спектр при измерениях в центре реактора относительно невелики, и ниже I кэв составляют 20 - 30%. Сравнение результатов расчётов с экспериментом показывает, что полученное из эксперимента значение возмущения спектра меньше расчётного. Для повышения надёжности получаемых экспериментальных данных необходимо дальнейшее совершенствование расчётных методик, учитывающих соответствующие поправки.

3. При измерениях спектра в отражателе, несмотря на наличие градиента потока, можно выбрать такие благоприятные условия измерений, что возмущения, вносимые в спектр, будут невелики.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В.В. Орлову, Ю.А.Казанскому, С.П.Белову, В.Е.Колесову и А.А.Блоснавке за внимание к работе; В.А.Дулину, М.Ф.Веротынцеву и А.И.Воропаеву за обсуждения отдельных аспектов; В.И.Зотовой и Л.В.Балавдину за помощь в работе.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Fast reactor spectrum measurement and their interpretation. IAEA-138, Vienna, 1971.
2. International symposium on physics of fast reactors. Tokyo, 1973.
3. А.И.Лейпунский, В.В.Орлов, Ю.А.Казанский и др.
"Атомная энергия" 36.3.1974 г.
Казанский Ю.А. et al. Investigation of neutron spectra fast critical assemblies. Paper to [2]
5. И.С.Наколайшвили, В.Г.Золотухин, И.П.Маркелов,
А.А.Блискаява. Методы и программы расчёта реакторов на быстрых нейтронах. Труды советско-бельгийско - голландского симпозиума по некоторым проблемам физики быстрых реакторов. Март 1970 г. Димитровград.
6. В.В.Хромов, А.М.Кузьмин и др. Комплекс программ для оптимизационных исследований быстрых реакторов. Сборник МИФИ "Физика ядерных реакторов". Вып.1. Атомиздат 1968 г.
7. С.Б.Шихов, А.А.Икурпелов. Препринт НИИАР. П-22 1968 г.

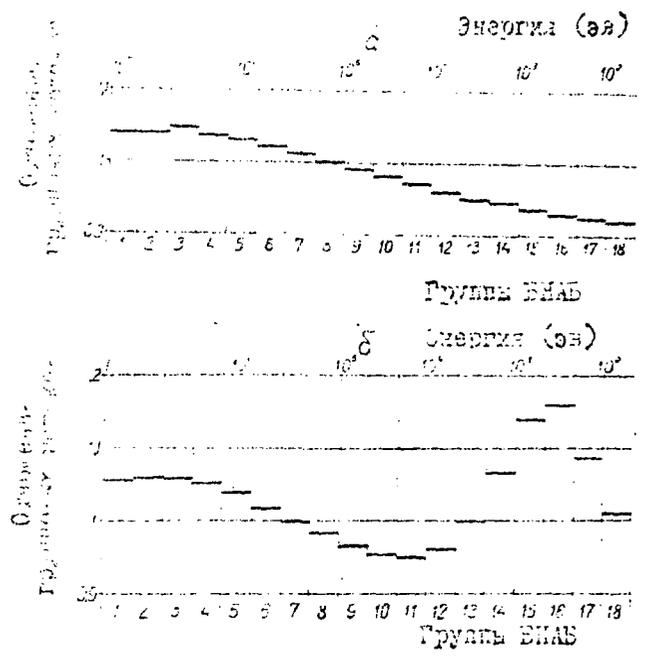


Рис.1. Энергетическая зависимость отношения групповых потоков нормированных на единицу спектров условно-критического и критического реактора. а - БЭС-27, б - БЭС-15.

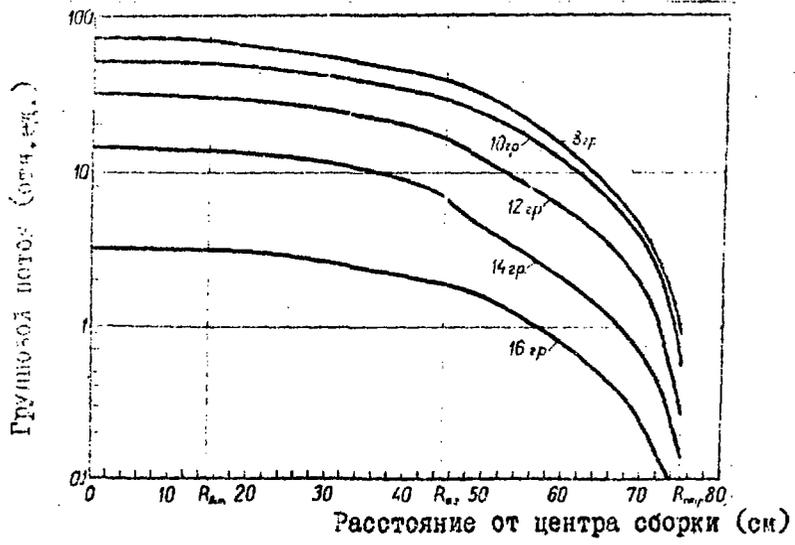


Рис.2. Пространственные распределения групповых потоков в сборке БЭС-27.

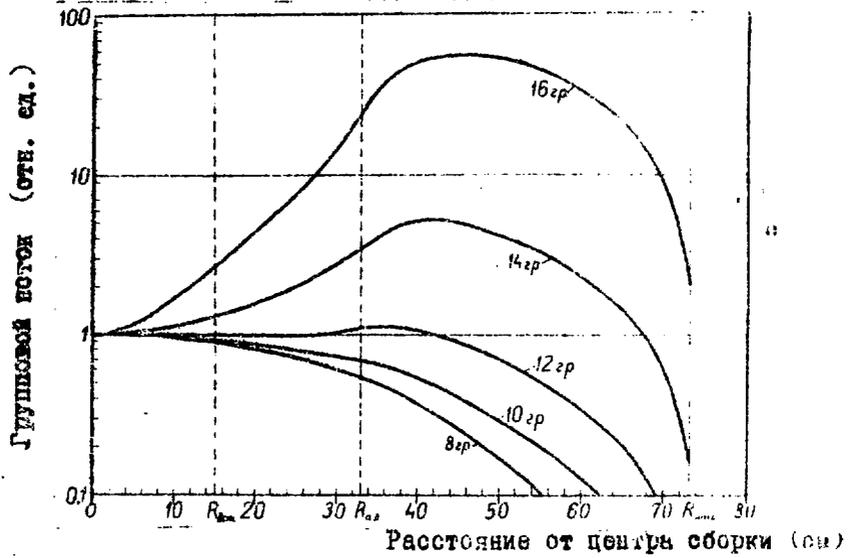


Рис. 3. Пространственные распределения потоков в сборке БС-28 (значения в центре для всех групп приняты равными единице).

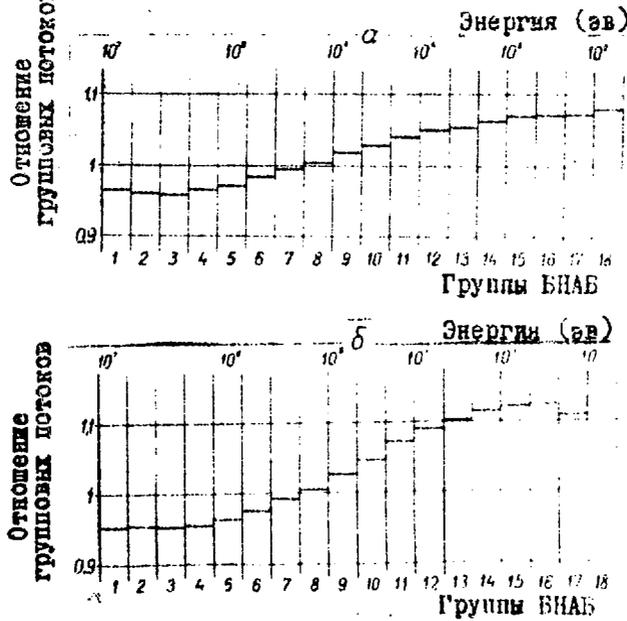


Рис. 4. Энергетическая зависимость отношения групповых потоков нормированных на единицу спектров, полученных с учётом влияния внешнего источника и в условно-критического (Q) уравнения.

а - БС-27, б - БС-28.

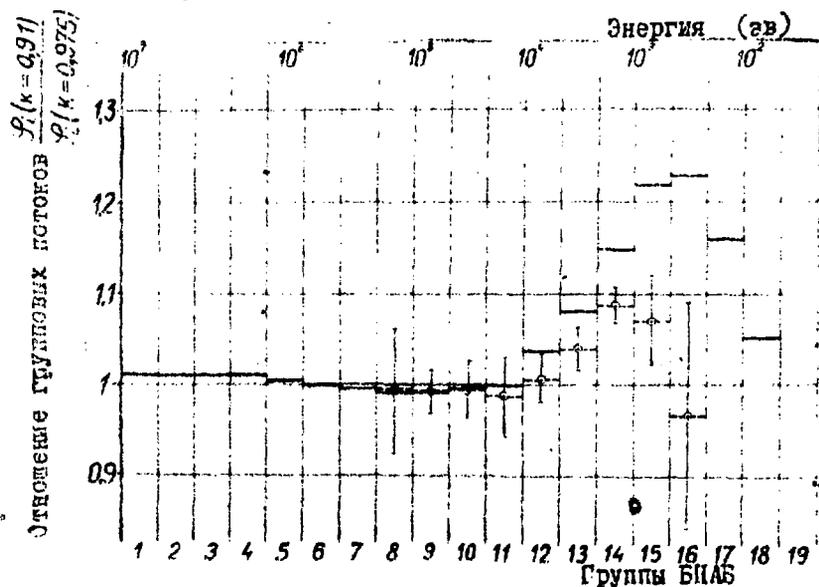


Рис. 5. Энергетическая зависимость отношения групповых потоков нормированных на единицу спектров для двух значений подкритичности сборки БЭС-28.

— расчёт
⊕ эксперимент.

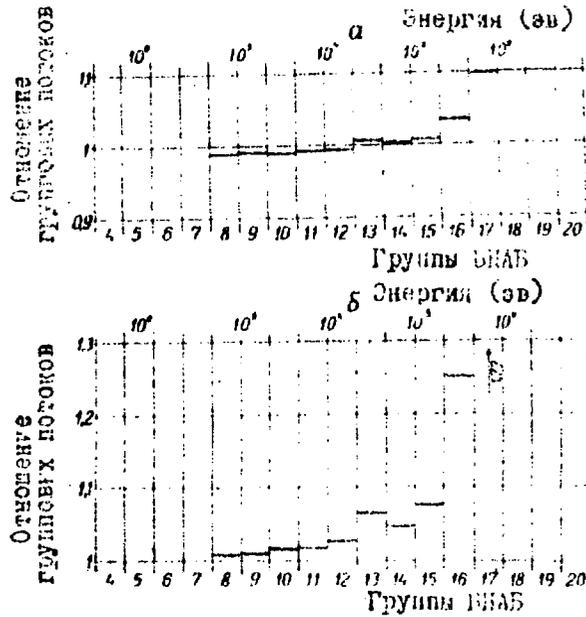


Рис.6. Энергетическая зависимость отношения векторного потока в направлении детектора при наличии полости выводного канала к векторному потоку без выводного канала (сборка ГЭС-30). (а)

Энергетическая зависимость отношения вектора потока в направлении детектора в присутствии воздуха в канале к векторному потоку без выводного канала (сборка БЭС-30). (б).

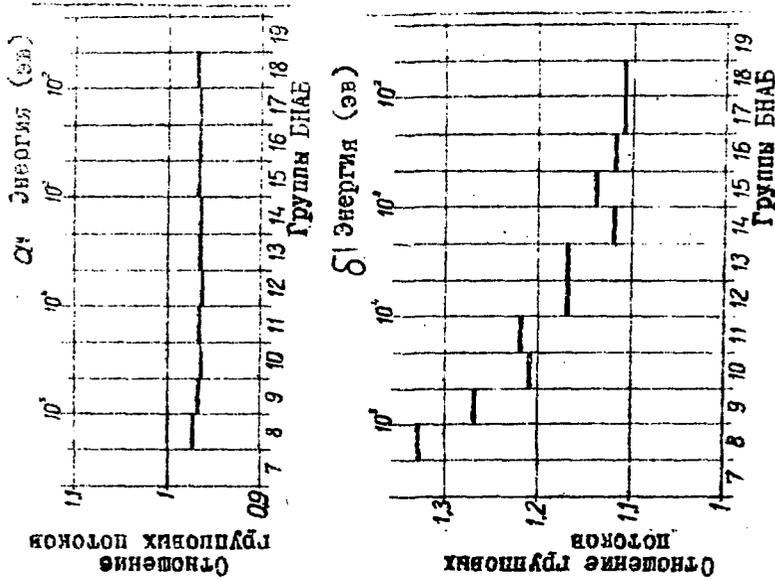


Рис. 7. а - Энергетическая зависимость отношения векторного потока в направлении детектора при наличии полости в водного канала в отражателе сборки БЭС-30 к векторному потоку без выводного канала.
б - Энергетическая зависимость отношения векторного потока в направлении детектора к долевному на 4 β скалярному потоку.

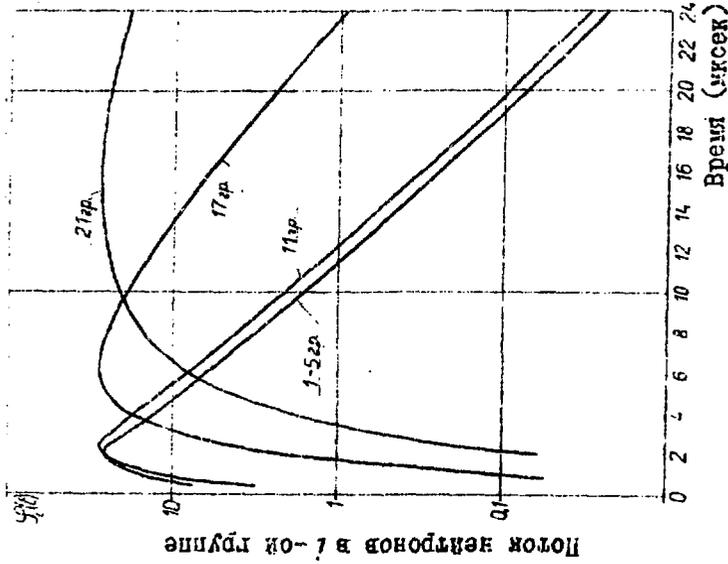


Рис. 8. Форма импульса для нейтронов различных энергий в отражателе бесконечного плоского реактора с составом, аналогичным сборке БЭС-30 при $k_{eff}=0.9$

Препринт ФЭИ-619. Т-09277 от 24.07.75 г. Объем 0,9 уч.-изд.л.
Тираж 124 экз. Цена 9 коп. Заказ № 4/16.

Отпечатано на роталпринте ФЭИ, август 1975 г.