

Рис. 4. Распределение спектральной плотности шумов мощности для возмущенного реактора:
 ○ — экспериментальные точки для возмущенного реактора; — — квадрат модуля передаточной функции невозмущенного реактора.

На рис. 4 спектральная плотность возмущенного реактора сопоставлена с частотной зависимостью квадрата модуля передаточной функции невозмущенного реактора.

Расход азота через активную зону равнялся 0,1 л/сек, что соответствует генерации пара 0,3 кг/ч. Объем пустот составляет 0,5% объема воды в активной зоне реактора. Из рисунка следует, что введение незначительного объема пустот в активную зону реактора вызывает существенную деформацию спектральной плотности мощности реактора. Дальнейшее увеличение расхода от 0,1 до 1 л/сек вызывает практически линейный рост дисперсии процесса без заметного искажения формы его спектра.

Требуемая статистическая достоверность (коэффициент вариации $\mathcal{K} = 0,0625$) получаемых результатов позволила выбрать оптимальный период наблюдения (для невозмущенного реактора $T = 120$ сек, для возмущенного

$T = 240$ сек) и длину «скользящего интервала» (соответственно $\tau_m = 2,5$ сек и $\tau_m = 5$ сек) при вычислении текущего значения оценки спектральной плотности (сопоставление проводилось с АЧХ реактора, полученной детерминированным способом). Последнее в свою очередь позволило минимизировать загрузку ЦВМ.

Используя повышенную чувствительность спектра шума мощности реактора к различного рода аномалиям гидродинамического характера, а также предлагаемые здесь алгоритмы вычислений на ЦВМ, можно надежно диагностировать технологические нарушения режима работы широкого класса водо-водяных реакторов в процессе их нормальной эксплуатации.

Поступила в Редакцию 27/IV 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Boyd. Nucleonics, 17, 96 (1959).
2. A. Eugola. ANL-6369 (1961).
3. V. Rajagopal. In book: «Noise Analysis in Nuclear Systems». US AEC4, Symposium series, 1964, p. 427.
4. Л. В. Константинов и др. «Атомная энергия», 15, 332 (1963).
5. A. Thie. Reactor Noise. N.Y., 1963.
6. Noise Analysis in Nuclear Systems. US AEC4, Symposium series, 1964.
7. А. И. Могильнер, Д. М. Швецов. «Атомная энергия», 2, 117 (1966).
8. Д. Миддлтон. Введение в статистическую теорию связи. Т. II. М., «Сов. радио», 1961, 1962.
9. М. Г. Такер. В сб. «Определение параметров случайных процессов». Киев, Гостехиздат, 1962, стр. 58.
10. Л. М. Спетнер. Там же, стр. 73.
11. Ш. С. Л. Чанг. Синтез оптимальных систем автоматического управления. М., «Машиностроение», 1964.
12. R. Blackman, J. Tukey. The Measurement of Power Spectra. Dover, publ., N. 4 (1958).
13. Э. Джурри. Импульсные системы автоматического регулирования. М., Физматгиз, 1963.
14. Я. З. Цыпкин. Теория импульсных систем. М., Физматгиз, 1958.

Распространение нейтронов в двуокиси урана

Часть I. ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

В. И. ГОЛУБЕВ, Н. Д. ГОЛЯЕВ, А. В. ЗВОНАРЕВ, М. Н. ЗИЗИН,
 Ю. Ф. КОЛЕГАНОВ, М. И. НИКОЛАЕВ, М. Ю. ОРЛОВ

УДК 621.039.51

Физические характеристики современных больших энергетических реакторов-размножителей на быстрых нейтронах в значительной степени определяются нейтроннофизическими свойствами окиси природного или обедненного

урана, которая является основным материалом для зон воспроизводства и в больших концентрациях содержится в активных зонах этих реакторов. Вследствие упругого замедления на кислороде спектр нейтронов в оксидных реакто-

рах на быстрых нейтронах сильно смягчается и значительная доля этого спектра лежит в области резонансов U^{238} . Особенности распространения нейтронов резонансных энергий в среде приводят к появлению важных макроскопических эффектов, существенно влияющих на работу реактора.

Среди этих эффектов наиболее важную роль играет увеличение поглощения нейтронов в U^{238} с ростом температуры среды за счет доплеровского уширения резонансных линий. Возникающий в результате этого отрицательный температурный коэффициент реактивности является основным фактором, компенсирующим нежелательное увеличение реактивности при аварийном выкипании натриевого теплоносителя в активной зоне.

Для правильного описания распространения нейтронов резонансных энергий в среде необходимо учитывать резонансную самоэкранировку сечений. Однако данные о резонансной структуре сечений U^{238} в существенной для быстрых реакторов области энергий в несколько килоэлектронвольт недостаточно точны и полны, и поэтому результаты расчетов по имеющимся системам констант нуждаются в экспериментальной проверке. Такая проверка и была целью настоящей работы.

Экспериментальное исследование распространения нейтронов в окисном экране реактора БР-1

Реактор БР-1 имел цилиндрическую плутониевую активную зону размером 13×13 см [1], которая в наших опытах служила источником нейтронов. Органами регулирования служат примыкающие к активной зоне части экрана, изготовленные из металлического урана. Экран реактора состоял из блоков двуокиси обедненного урана диаметром 47 и высотой 10 мм в чехлах из алюминиевой фольги толщиной 0,3 мм. Блочки собраны в плотную гексагональную решетку. Основной экран имел толщину 400 мм. В одном направлении его толщина была увеличена до 950 мм. В этом направлении в экране имелись экспериментальные каналы, в которые при изучении пространственно-энергетических распределений нейтронов помещались различные детекторы. Кроме того, на расстоянии 680 мм от центра активной зоны были сделаны два симметрично расположенных канала, в которых измерялся спектр нейтронов методом резонансных фильтров и определялось влияние эффекта Доплера на скорость реак-

ции U^{238} (n, γ). Ниже приведен средний состав материала экрана.

Элемент	Число ядер, $\times 10^{24}$ см ³
Уран	0,0158
Кислород	0,0329
Алюминий	0,00215

Характеристиками пространственно-энергетического распределения нейтронов служили распределения скоростей различных реакций. Были выбраны реакции, чувствительные в основном к низкоэнергетической части спектра нейтронов: Au^{197} (n, γ), Mn^{55} (n, γ), Cu^{63} (n, γ), Na^{23} (n, γ), Pu^{239} (n, f), U^{235} (n, f), U^{238} (n, γ). Кроме того, изучались распределения пороговых реакций: U^{238} (n, f) и S^{32} (n, p) с эффективными пороговыми энергиями 1,4 и 2,5 Мэв соответственно. Для измерения распределений скоростей реакции деления использовались малогабаритные ионизационные камеры диаметром 7,5 мм, конструкция которых в основном аналогична описанной в работе [1]. Распределения скоростей остальных реакций измерялись по активации детекторов, основные характеристики и методика изготовления которых описаны в работе [2].

Расчет пространственно-энергетических распределений нейтронов в среде из окиси урана

При расчете распределений нейтронов использовалась четырехзонная одномерная сферическая модель (активная зона, органы регулирования, воздушный зазор и основной экран). Исходными данными для составления макроскопических констант служили 26-групповые микроскопические сечения, приведенные в работе [3]. Макроскопические сечения вычислялись с учетом резонансной самоэкранировки [3]; в сечение упругого замедления вводилась поправка на отличие спектра нейтронов в пределах группы от принятого в работе [3]. Для оценки внутригруппового спектра проводился расчет системы в P_1 -приближении с неисправленными сечениями замедления. Затем спектр нейтронов в каждой группе для каждой зоны описывался параболой так, чтобы сохранить полученные в предварительном расчете интегральные (по данной зоне) потоки нейтронов в рассматриваемой и соседних с ней группах [4]. Групповые сечения реакций, использовавшихся для регистрации нейтронов, были взяты из работы [5].

При составлении системы констант [3] были сделаны следующие предположения, которые,

вообще говоря, могут привести к неточностям в расчете спектра нейтронов.

1. Предположение о постоянстве плотности столкновений нейтронов в окрестностях резонансов, которое слабо оправдано в районе первых резонансов U^{238} (ниже 100 эв), так как здесь потеря нейтроном энергии при упругом соударении сравнима с шириной резонанса. Используя данные работы [6], можно показать, что учет непостоянства плотности столкновений в энергетической группе 4,65—10 эв приводит к уменьшению сечения поглощения U^{238} в два раза. Этот эффект, хотя и в меньшей степени, должен иметь место и при более высоких энергиях. Таким образом, можно полагать, что расчетные значения потоков нейтронов при энергиях 100—200 эв несколько занижены. Точный учет этого эффекта привел бы к зависимости микроскопических констант урана от состава среды. Поэтому этот эффект не может быть принят во внимание в рамках заранее составленной системы констант для отдельных элементов. Поскольку в изучавшихся системах очень небольшая доля нейтронов имеет энергии ниже 100 эв, указанный эффект не учитывался.

2. Предполагалось также, что диффузия нейтронов не влияет на среднегрупповые сечения. Действительно, оценка по данным работы [7] поправок к Σ_{tr} , обусловленных диффузией нейтронов, показывает, что эти поправки не превышают 0,5%.

3. В работе [3] принято, что влияние плечевых осцилляций плотности столкновений нейтронов в окрестностях резонансов на среднегрупповые сечения пренебрежимо мало. Оценка этого эффекта по данным работы [8] показывает, что это предположение справедливо.

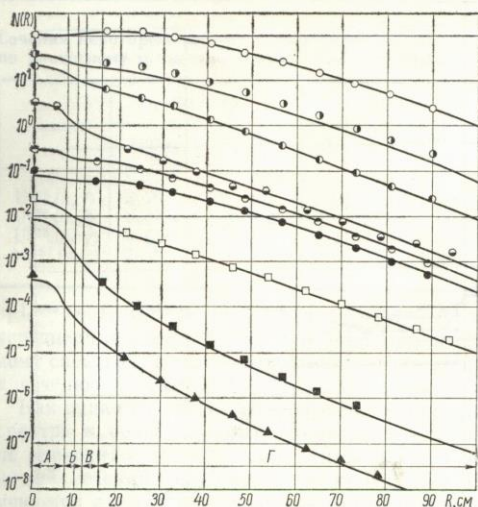
4. Резонансная самоэкранировка сечений кислорода приводит не только к уменьшению групповых сечений, но и к изменению среднего косинуса угла рассеяния нейтронов [8]. Поправка к Σ_{tr} двуоксида урана, обусловленная этим эффектом, максимальна в диапазоне энергий 0,2—0,4 Мэв, но и в этом случае она не превышает 1,5%.

Для проверки влияния на точность расчета спектра нейтронов различных приближений, используемых для учета анизотропии потока нейтронов, были проведены расчеты сферической модели реактора БР-1 в различных приближениях метода сферических гармоник (P_1 -, P_3 -, P_5 -приближения) и S_n -приближении метода Карлсона (S_4 - и S_8 -приближения). При этом анизотропия рассеяния нейтронов учитывалась

в подправленном транспортном приближении с изотропными переходами между группами (изотропное замедление) [3]. Результаты этих расчетов показали, что потоки нейтронов, вычисленные в приближениях более высоких, чем P_1 -приближение, мало отличаются друг от друга. Для оценки точности приближения изотропного замедления были выполнены расчеты асимптотического спектра нейтронов в различных P_n -приближениях как с учетом анизотропии переходов нейтронов из группы в группу, так и в приближении изотропного замедления. Оказалось, что учет анизотропии потока нейтронов в приближениях более высоких, чем P_3 -приближение метода сферических гармоник, целесообразен лишь в том случае, если анизотропия замедления нейтронов учитывается хотя бы в P_1 -приближении. В конкретном случае двуоксида урана расчеты для нейтронов с энергиями 2,5—4,0 Мэв показывают, что поправка к групповым потокам при переходе от P_3 - к P_5 -приближению не превышает 0,1%, в то время как поправка, обусловленная учетом анизотропии переходов хотя бы в P_1 -приближении, составляет почти 2%. При более низких энергиях обе поправки уменьшаются и становятся близкими по величине. Ввиду отсутствия расчетов всего реактора с учетом анизотропии замедления основными результатами, с которыми сравнивались экспериментальные данные, были результаты расчетов в транспортном P_3 -приближении с изотропными переходами.

Сравнение расчетных и экспериментальных данных о пространственно-энергетических распределениях и спектрах нейтронов

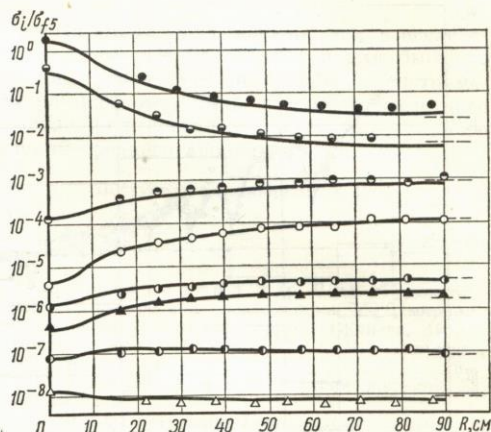
На рис. 1 представлены расчетные и экспериментальные распределения скоростей различных реакций в экране реактора БР-1 из двуоксида урана. Из рисунка следует, что согласие расчетных и экспериментальных результатов вполне удовлетворительное для всех реакций, кроме реакции $Au^{197}(n, \gamma)$. Наиболее вероятная причина расхождения — неточность расчета спектра нейтронов в области энергий ниже 100 эв, в частности в группе 4,65—10 эв, где расположен первый резонанс золота (4,95 эв). На рис. 2 приведены распределения по радиусу реактора средних сечений различных реакций по отношению к среднему сечению деления U^{235} . В этом случае согласие расчета и эксперимента также вполне удовлетворительное для всех реакций, кроме упомянутой выше.



Р и с. 1. Распределение скоростей реакций в реакторе БР-1: Кривые — расчет; точки — эксперимент; \circ — $Mn^{56}(n, \gamma)$; \odot — $Au^{197}(n, \gamma)$; \ominus — $U^{238}(n, \gamma)$; \oplus — $Pu^{239}(n, f) \cdot 10^{-2}$; \bullet — $Cu^{63}(n, \gamma) \cdot 10^{-1}$; \ominus — $Na^{23}(n, \gamma)$; \square — $U^{235}(n, f) \cdot 10^{-2}$; \blacksquare — $S^{32}(n, p) \cdot 10^{-3}$; \blacktriangle — $U^{238}(n, f) \cdot 10^{-5}$; А — активная зона; В — органы регулирования; В — воздушный зазор; Г — окисный экран.

Приведенные результаты подтверждают правильность расчета потоков нейтронов в реакторе (за исключением, возможно, области энергий ниже 100 эв). Однако спектральная чувствительность отношений использованных реакций довольно низка, и для детальной проверки результатов расчета проводились прямые измерения спектра нейтронов.

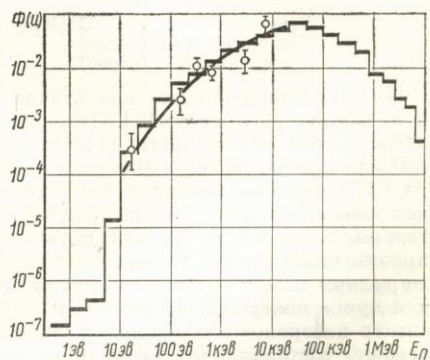
В экране реактора БР-1 спектр нейтронов измерялся методом резонансных фильтров [2]. Потоки нейтронов были измерены при резонансных энергиях следующих изотопов: W^{186} (резонанс при 18,8 эв), Co^{59} (132 эв), Mn^{55} (337 эв), Cu^{63} (580 эв), Na^{23} (2950 эв) и Cl^{37} (8700 эв). Экспериментальные данные (рис. 3) неплохо согласуются с расчетом. Однако возможно, что поток нейтронов с энергией 18,8 эв, измеренный при помощи вольфрамовых индикаторов, несколько занижен по сравнению со средним потоком нейтронов в группе 10—21,5 эв из-за провала в спектре нейтронов, который должен иметь место в окрестности резонанса U^{238} при энергии 21 эв. Поэтому согласие измеренного и расчетного потоков в этой области нельзя рассматривать как



Р и с. 2. Распределение отношений сечений различных реакций к сечению деления U^{235} в окисном экране реактора БР-1: Кривые — расчет; точки — эксперимент; пунктир — асимптотические отношения сечений; \bullet — $U^{238}(n, f) \cdot 10$; \ominus — $S^{32}(n, p) \cdot 10^{-1}$; \oplus — $Au^{197}(n, \gamma) \cdot 10^{-2}$; \circ — $Mn^{56}(n, \gamma) \cdot 10^{-2}$; \odot — $Cu^{63}(n, \gamma) \cdot 10^{-4}$; \blacktriangle — $Na^{23}(n, \gamma) \cdot 10^{-2}$; \oplus — $U^{238}(n, \gamma) \times 10^{-4}$; \triangle — $Pu^{239}(n, f) \cdot 10^{-4}$.

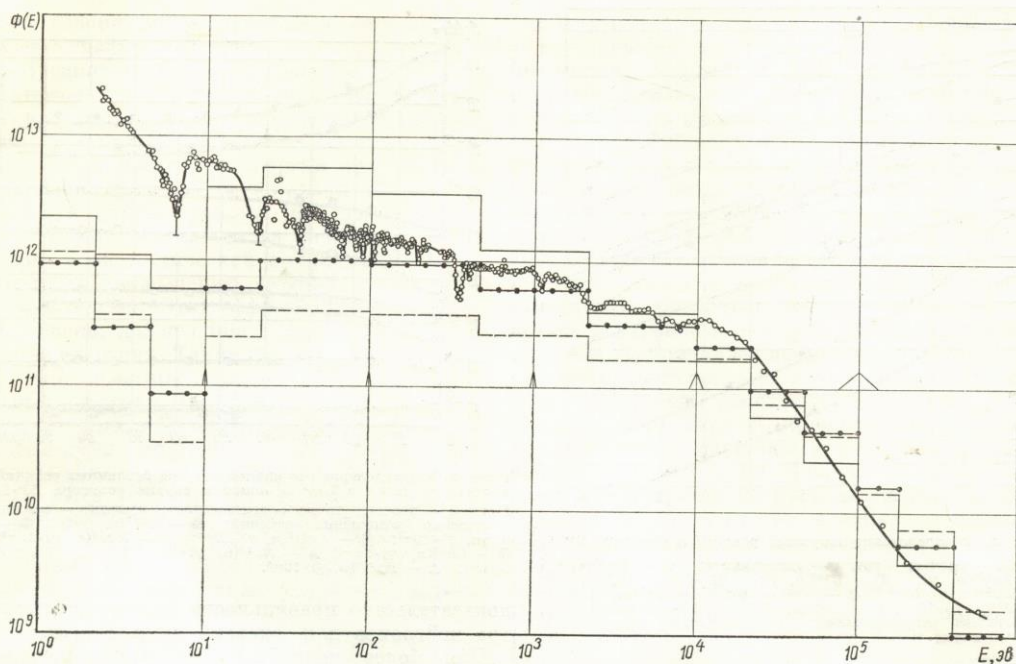
доказательство правильности расчетного спектра нейтронов для энергий ниже 100 эв.

Для более подробного изучения спектра нейтронов в широком диапазоне энергий на реакторе ИБР методом времени пролета измерялся спектр нейтронов, выходящих из призмы размерами $800 \times 800 \times 820$ мм. Призма была составлена из блоков двуокиси обедненного урана, из которых ранее собирался окисный экран реактора БР-1. Блочки были заключены



Р и с. 3. Спектр нейтронов на единицу детаргии в экране реактора БР-1 на расстоянии 68 см от центра активной зоны:

гистограмма — расчет; точки — эксперимент; кривая проведена через экспериментальные точки.



Р и с. 4. Спектр нейтронов на единицу энергии, выведенный из окисной (UO₂) призмы:

○ — эксперимент; — — — — — асимптотический расчетный спектр нейтронов в двуокиси урана; - - - - - рассчитанный в S₈-приближении спектр нейтронов, выходящих из призмы толщиной 35 см (коллиматор удален); - ● - ● - ● - расчетный спектр нейтронов, выходящих из призмы толщиной 80 см.

в дюралевые трубы с толщиной стенки 0,1 мм. Состав призмы приведен ниже.

Элемент	Число ядер, × 10 ²⁴ см ³
Уран	0,01393
Кислород	0,02888
Алюминий	0,00607

Методика эксперимента аналогична описанной, например, в работе [9]. Отличие заключалось в том, что в части призмы толщиной 350 мм, примыкавшей к активной зоне реактора ИБР, трубы с блочками были установлены вертикально, а в остальной части — горизонтально. Каждая десятая горизонтальная труба призмы была незаполненной. Эти трубы, а также зазоры между трубами, служили каналами для пучка нейтронов (в работе [9] измерялся спектр нейтронов с поверхности призмы). Разрешение составляло 0,1 мксек/м при пролетной базе 1002 м.

Экспериментальный спектр нейтронов показан на рис. 4 точками. В виде гистограмм представлены результаты расчета спектра нейтро-

нов в призме в той точке, откуда выводился пучок нейтронов. Расчет выполнен в S₈-приближении метода Карлсона (плоская геометрия). Для сравнения на рис. 4 изображен асимптотический спектр нейтронов в двуокиси урана. Как видно из рисунка, в призме данных размеров асимптотическое равновесие спектра нейтронов еще не достигается. При энергиях ниже 1 кэВ можно отчетливо наблюдать тонкую структуру спектра, обусловленную сильными резонансами в сечении U²³⁸. Видно также, что расчет по системе констант из работы [3] сравнительно неплохо описывает спектр нейтронов в диапазоне энергий 200 эВ — 1 МэВ, тогда как при более низких энергиях экспериментальный спектр заметно мягче расчетного. Это подтверждает вывод, сделанный ранее на основании рассмотрения расхождений между расчетной и экспериментальной величинами скорости реакции Au¹⁹⁷ (n, γ) в экране реактора БР-1. Чтобы показать влияние обнаруженной неточности в расчете спектра на измеряемые величины, в таблице приведены сечения реакций

Сечения некоторых реакций, усредненные по расчетному и экспериментальному спектрам

Реакция	σ_i , барн		σ_i/σ_{f5}	
	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент
$U^{235}(n, f)$	3,76	4,39	1,00	1,00
$U^{238}(n, f)$	0,0104	0,0102	0,00277	0,00232
$U^{238}(n, \gamma)$	0,438	0,454	0,116	0,103
$Au^{197}(n, \gamma)$	2,42	5,50	0,644	1,25

σ_i $U^{235}(n, f)$, $U^{238}(n, f)$, $U^{238}(n, \gamma)$ и $Au^{197}(n, \gamma)$, усредненные по расчетному и экспериментальному спектрам, а также отношения этих сечений к сечению деления $U^{235} - \sigma_{f5}$.

Как видно из таблицы, переход от расчетного спектра к более мягкому экспериментальному не приводит к существенному изменению отношений сечений различных реакций. Заметно меняется лишь сечение поглощения нейтронов золотом.

Интересно отметить, что неточность расчета спектра нейтронов в области ниже 100 эв оказывает большое влияние на расчетную величину среднего времени жизни нейтронов. Вычисление среднего времени жизни по экспериментальному спектру дает величину в 5 раз большую, чем усреднение по расчетному спектру (при этом предполагается, что ценность нейтронов пропорциональна сечению деления U^{235}). В активных зонах быстрых реакторов доля нейтронов в низкоэнергетической части спек-

тра, разумеется, много меньше, чем в исследованной здесь системе, однако и для быстрых реакторов отмеченная неточность расчета может, по-видимому, быть причиной заметного расхождения расчетного и экспериментального значений среднего времени жизни.

Поступила в Редакцию 6/X 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Лейпунский и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958)». Доклады советских ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 377.
2. В. И. Голубев и др. «Атомная энергия», 23, 138 (1967).
3. Л. П. Абагян и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964
4. Н. О. Базаянц и др. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. Вып. 2. М., Атомиздат, 1965.
5. В. И. Голубев, М. Н. Николаев, М. Ю. Орлов. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. Вып. 1. М., Атомиздат, 1964.
6. Г. И. Марчук, Ф. Ф. Михайлус. «Атомная энергия», 4, 520 (1958).
7. Л. П. Абагян и др. Распространение резонансных нейтронов в средах (теория и специальные функции). М., Атомиздат, 1968.
8. Л. П. Абагян и др. Доклад Р/357, представленный СССР на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
9. И. И. Бондаренко и др. «Атомная энергия», 17, 113 (1964).

Распространение нейтронов в двуокиси урана

Часть II. ДОПЛЕР-ЭФФЕКТ НА U^{238}

Л. П. АБАГЯН, В. И. ГОЛУБЕВ, Н. Д. ГОЛЯЕВ, А. В. ЗВОНАРЕВ, Ю. Ф. КОЛЕГАНОВ, М. Н. НИКОЛАЕВ, М. Ю. ОРЛОВ

УДК 621.039.51:621.039.512.26

Одним из важных эффектов, влияющих на безопасность работы больших энергетических реакторов-размножителей на быстрых нейтронах, является доплер-эффект на захватных резонансах U^{238} . В работе [1] исследованы спектры и распространение нейтронов в окисном экране реактора БР-1 [1, 2].

В окисном экране реактора БР-1 измерялось также влияние доплер-эффекта на скорость реакции $U^{238}(n, \gamma)$. Измерения выполнены на расстоянии 680 мм от центра активной зоны в двух симметрично расположенных полостях. Диаметр и высота полостей составляли при-

мерно 120 мм. Измерения камерой деления со слоем Pu^{239} показали, что потоки нейтронов в обеих полостях различаются не более чем на 0,4%. При измерении и обработке результатов удалось исключить влияние на окончательный результат даже столь небольшого различия потоков нейтронов.

Процедура измерений заключалась в следующем. В полостях облучались одновременно два одинаковых малых образца из порошка закиси-окси обедненного урана. Образцы помещались в одинаковые контейнеры-нагреватели. Один из образцов во время облучения