

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

4 (53)

1983

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 4(53)

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Москва ЦНИИатоминформ 1983

СОДЕРЖАНИЕ

Ваньков А.А. Измерение и оценка ядерных констант топливно-сырьевых изотопов – актуальная физическая задача	3
Комаров А.В., Лукьянов А.А. Оценка факторов резонансного самоэкранирования ^{238}U в области неразрешенных резонансов	8
Ваньков А.А., Тощков С., Украинцев В.Ф., Янева Н. Групповые сечения и факторы резонансного самоэкранирования ^{239}Pu в области неразрешенных резонансов	18
Воротынец М.Ф., Воропаев А.И., Пызоваров В.А., Возяков В.В., Дмитриева В.С. Анализ погрешностей алгоритмов подготовки групповых констант в инженерных расчетах быстрых реакторов	26
Прова Л.Н., Поляков А.А., Рухло В.П., Титаренко Д.Е., Ковин С.Ф., Шведов О.В., Флишпов Е.А., Папков А.С., Кокорин И.И. Эффективные резонансные интегралы ториевых стержней, содержащих инертный разбавитель	38
Ангкина Л.А., Каминский А.С., Субботин Е.С. Измерение диффузионной длины графитовой кладки усовершенствованным методом призм	44
Возяков В.В., Кузин Е.Н., Литнев В.М., Шапарь А.В. Энергетические спектры нейтронов критических сборок быстрого физического стенда	49
Данилычев А.В., Матвеев В.И., Пшакин Г.М. Эффекты реактивности в быстрых реакторах с гетерогенной активной зоной	56
Лопаткин А.В., Ганев И.И., Точный Л.В. О возможности снижения скорости некоторых пороговых реакций в бланкете гибридного термоядерного реактора	63

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О.Д.КАЗАЧКОВСКИЙ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Ф.Н.Беляев, П.П.Благоволин, В.П.Вертебный, В.Я.Головня, Ю.С.Замятнин, Ю.А.Казанский, С.С.Коваленко, В.Е.Колесов, В.А.Коньшин, Б.Д.Кузьминов, В.Н.Манохин, В.И.Мостовой, Г.В.Мурадян, В.Н.Нефедов, М.Н.Николаев, Ю.П.Попов, Г.Я.Труханов, В.А.Толстикова, О.А.Сальников, С.И.Сухоручкин, Г.Е.Шаталов, Г.Б.Яньков, Г.Б.Ярына, М.С.Юткевич

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора А.Г.ЗЕЛЕНКОВ

Б.Я.Гужовский, П.П.Дмитриев, Н.Н.Жуковский, Б.С.Ишханов, Е.Г.Копанец, В.М.Кулаков, И.П.Селинов, Ю.В.Сергеенков, Ю.В.Хольнов, Н.П.Чижова, Ф.Е.Чукреев

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М.Ф.ТРОЯНОВ

И.А.Архангельский, П.П.Благоволин, А.И.Воропаев, А.Ю.Гагаринский, Т.В.Голашвили, Л.В.Диев, В.П.Жарков, С.М.Зарицкий, Ю.А.Казанский, Е.П.Кунегин, А.А.Лукьянов, В.Ф.Любченко, В.Г.Мадеев, В.И.Матвеев, В.А.Наумов, М.Н.Николаев, Р.В.Никольский, Э.Е.Петров, Г.Б.Померанцев, Л.В.Точеный, В.В.Хромов, О.В.Шведов

Ответственный секретарь Д.А.КАРДАШЕВ

УДК 539.170.013

ИЗМЕРЕНИЕ И ОЦЕНКА ЯДЕРНЫХ КОНСТАНТ ТОПЛИВНО-СЫРЬЕВЫХ
ИЗОТОПОВ - АКТУАЛЬНАЯ ФИЗИЧЕСКАЯ ЗАДАЧА

А.А.В а н ь к о в

MEASUREMENTS AND EVALUATION OF NUCLEAR DATA FOR FISSILE AND FERTILE ISOTOPES AS A PRESENT PHYSICAL PROBLEM. An analysis of the neutron cross-sections and transmission experimental data for heavy nuclei in unresolved resonance region and an evaluation of the group constants are the subjects of the paper.

В настоящее время наблюдается значительный прогресс в решении проблемы ядерных данных для быстрых реакторов. В начале 70-х годов благодаря работам, выполненным главным образом в Физико-энергетическом институте (Л.Н.Усачевым, М.Ф.Трояновым, М.Н.Николаевым и др.), а также за рубежом, удалось сформулировать критерии допустимых погрешностей ядерных данных, исходя из требуемой точности параметров критичности и воспроизводства. Последующее установление статуса ядерных данных и работы по анализу интегральных данных привели к переоценке этих параметров, которая, к сожалению, оказалась неблагоприятной [1]. Прояснение ситуации, нашедшее отражение в справочнике по ядерным константам [2], одновременно означало снижение актуальности константной проблемы.

Действительно, разработка перспективного проекта энергетического реактора на быстрых нейтронах большой мощности (что является основой развития ядерной энергетики будущего) в настоящее время сдерживается не столько неточностью ядерных данных, сколько технологическими проблемами, на фоне которых исследования по физике активной зоны и зоны воспроизводства кажутся в основном завершенными. Тем не менее обоснование проектных характеристик действующих энергетических установок (таких, как БН-350, БН-600) до сих пор не обходилось без непосредственного их моделирования на критических стендах. Но и в этих условиях конструкторские решения предусматривали значительные "запасы" для компенсации ошибок. Полномасштабное стендовое моделирование плутониевого реактора-размножителя большой мощности типа БН-1600 сопряжено со значительными практическими трудностями. Поэтому надежность соответствующих проектных расчетов будет существенно зависеть от надежности справочных данных [2]. Это означает, что роль микроскопических и макроскопических экспериментов, ведущих к дальнейшему снижению расчетной неопределенности реакторно-физических параметров, остается по-прежнему велика. Справедливость такого утверждения будет видна из рассмотрения даже некоторых конкретных вопросов, касающихся ядерных данных изотопов урана и плутония в резонансной области энергий нейтронов. Полный перечень ядерно-физических задач на современном этапе, очевидно, охватывает гораздо большее число ядер и включает более широкий энергетический диапазон. Конкретный разбор и обоснование такого перечня, который отразил бы современное состояние ядерных данных и новые реакторно-физические аспекты - безотлагательное дело, осуществить которое необходимо во избежание высказываемых иногда мнений о "кризисе жанра" в проблеме ядерных констант.

Влияние резонансной структуры нейтронных сечений на реакторные характеристики. Границы области неразрешенных резонансов, где эффекты резонансного самоэкранирования достаточно заметны, зависят от типа ядер. Например, для ^{238}U эта область находится в пределах примерно 5-50 кэВ, для делящихся ядер - в области от нескольких сотен электронвольт до 20 кэВ. Реакции нейтронов в этих интервалах дают существенный вклад в нейтронный баланс в быстром реакторе. В активной зоне перспективного быстрого реактора-размножителя при энергиях нейтронов менее 20 кэВ осуществляется примерно 70% актов радиационного захвата ^{239}Pu , 50% актов радиационного захвата ^{238}U и 30% актов деления ^{239}Pu . Поэтому влияние резонансной самоэкранировки нейтронных сечений тяжелых ядер на реакторно-физические параметры велико, а на величину доплеровского коэффициента реактивности двойное:

через долю спектра нейтронов, зависящую от средних эффективных сечений, и через температурную зависимость резонансной структуры нейтронных сечений. При переходе к зоне воспроизводства эффекты резонансного самоэкранирования благодаря сжатости нейтронного спектра усиливаются, что приводит к уменьшению надежности расчетов пространственно-энергетических распределений нейтронного потока и интегральных параметров, тем более, что исследованию физики экрана на стендах внимания уделялось недостаточно. Наконец, можно отметить большую роль транспортного сечения при расчете полей тепло-выделения во всем реакторе. Эффект резонансного самоэкранирования полного (и транспортного) сечения велик, и соответствующая погрешность приводит к дополнительной неопределенности технологических параметров.

Строгая количественная оценка различных видов погрешностей, связанных с резонансной структурой нейтронных сечений, необходимые типы новых экспериментов, требуемые точности этих экспериментов – подобные вопросы служат предметом специального методического анализа, во многих частях еще невыполненного. Такой анализ является непростой задачей, требующей всестороннего комплексного изучения соответствующих ядерно-физических и реакторно-физических проблем, а также вопросов оценки и подготовки групповых констант. Часть из них уже рассмотрена (например, в работах [3–8]). Далее ограничимся некоторыми грубыми оценками специфических погрешностей ядерных констант и рекомендациями по постановке требуемых экспериментов.

Погрешности групповых констант в резонансной области энергий нейтронов. Многогрупповой расчет нейтронного баланса в активной зоне в так называемом В²-приближении может быть проведен строго в том смысле, что он допускает точную подготовку макроскопических групповых констант, если известны микроскопические нейтронные сечения. Поэтому, говоря о константных погрешностях реакторного расчета, следует разграничивать погрешности первичных ядерных данных, погрешности из-за приближений подготовки групповых констант и погрешности оценочных процедур, нарушающих установленный формализм подготовки или приводящих к внутренним противоречиям с точки зрения теории нейтронных сечений. Во всех работах по формулировке требований к точности ядерных данных предполагалось, что два последних типа погрешностей отсутствуют. Иначе говоря, предполагалось, что требуемые точности относятся к самоэкранированным средним сечениям или к средним сечениям, если факторы резонансного самоэкранирования известны точно. Для области неразрешенных или плохо разрешенных резонансов такая формулировка является некорректной, так как неопределенности факторов резонансного самоэкранирования оказываются сравнимыми или превышающими достигнутые погрешности измерений средних сечений. Опыт по экспериментальным оценкам факторов резонансного самоэкранирования показывает, что отклонения на 10–15% от табличных значений является обычным явлением.

Правильная постановка задачи для экспериментаторов – измерение эффективных средних сечений в зависимости от толщины образца-фильтра. При такой постановке программа ядерно-физических исследований приобретает новый смысл. Переформулировка требований точности указанных измерений очевидна: погрешности измеренных самоэкранированных (эффективных) сечений не должны превышать установленные ранее погрешности средних сечений (что ужесточает условия измерений). Положение осложняется тем, что надо обеспечить требуемую высокую точность оценок не только факторов самоэкранирования, но и их температурных приращений. Последние можно было бы определить по измерениям функций пропускания при разных температурах образцов, но эти измерения сложны, поэтому температурные приращения факторов резонансного самоэкранирования целесообразно определять расчетным путем на основе теоретической модели с оптимизированными параметрами, при оценке которых использована вся имеющаяся экспериментальная информация. Таким образом, напрашивается вывод (вообще говоря, не новый) о важной роли теоретической модели в задаче оценки групповых констант.

Сложившееся к настоящему времени положение с измерениями и оценкой групповых констант топливно-сырьевых изотопов в области неразрешенных резонансов является не совсем удовлетворительным. Начнем с условий подготовки групповых констант. Из приближений подготовки наименее опасным, по-видимому, является приближение постоянства плотности соударений, хотя с уменьшением энергии нейтронов локальные погрешности становятся значительными [6]. Физически менее приемлемым и математически необоснованным является приближение сечения разбавления σ_0 . Ошибка этого приближения, особенно в доплеровских приращениях, трудно предсказуема. На современном этапе есть все основания для отбрасывания этого, а также сопутствующего подгруппового приближения в целях перехода к последовательной идеологии групповых функций распределения сечений $P(\sigma_t)$ и $\sigma_x(\sigma_t)P(\sigma_t)$

(где σ_x — парциальные сечения). Именно эта наиболее общая информация о структуре сечений содержится в результатах измерений функций пропускания:

$$T(n) = (1/\Delta u) \int_{\Delta u} \exp(-\sigma_t n) P(\sigma_t) d\sigma_t ;$$

$$T_x(n) = (1/\langle \sigma_x \rangle) \int_{\Delta u} \sigma_x(\sigma_t) \exp(-\sigma_t n) P(\sigma_t) d\sigma_t .$$

Эта же информация может быть получена из статистической теории нейтронных сечений. В рамках такой идеологии оценки всех типов констант становятся самосогласованными, а их экстраполяция на высокие температуры — обоснованной. Подготовка макроконстант будет сведена к последовательной свертке на основе физической посылки о некоррелированности сечений изотопов с номерами i и j :

$$P_{i+j}(\Sigma_t) = \int_0^\infty P_i(\Sigma_t - \Sigma_{tj}) P_j(\Sigma_{tj}) d\Sigma_{tj} ;$$

$$\Sigma_x(\Sigma_t)_{i+j} = \int_0^\infty \Sigma_{xi}(\Sigma_t - \Sigma_{tj}) P_j(\Sigma_{tj}) d\Sigma_{tj} + \int_0^\infty \Sigma_{xj}(\Sigma_t - \Sigma_{ti}) P(\Sigma_{ti}) d\Sigma_{ti} -$$

с последующим расчетом произвольного типа функционалов:

$$\langle \mathcal{F}(\Sigma_t, \Sigma_x) \rangle = \int_0^\infty \mathcal{F}[\Sigma_t, \Sigma_x(\Sigma_t)] P(\Sigma_t) d\Sigma_t .$$

Опыт показал, что при числе узлов около 100 в гистограммном представлении функций $P(\sigma_t)$, $\sigma_x(\sigma_t)$ искажения первичной информации неидентифицируемы и можно ставить задачу о представлении ядерно-физической информации $P(\sigma_t)$, $\sigma_x(\sigma_t)$ в виде дополнительных файлов, а может быть, в виде их аппроксимирующих функций.

Расчетно-теоретические модели нейтронных сечений и алгоритмы расчета функционалов. Следующее звено в процессе оценки групповых констант — теоретическая модель и расчетный алгоритм — играет исключительную важную роль в переработке первичной физической информации. Например, первичная обработка экспериментальных данных по функциям пропускания может быть проведена методом аппроксимирующих функций (в частности, методом подгрупп) для непосредственной оценки моментов сечений. Но более исчерпывающий анализ, имеющий гораздо большую научную и практическую ценность, основывается на использовании теории нейтронных сечений. Без расчетно-теоретического инструмента немислима сама идея создания библиотеки оцененных ядерных данных. Поэтому критическое отношение вызывает тот факт, что известная система ENDF/B, формат которой принимается в качестве стандартного при международном обмене, базируется на формальных алгоритмах представления данных (по задаваемым параметрам восстанавливаются массивы сечений, к которым необходимо добавлять "корректирующие подложки") [9]. Подход к задаче оценки файлов, развиваемый под руководством В.А.Коньшина [10] с использованием физических моделей, является более корректным и эффективным.

Основной вопрос анализа нейтронных данных для тяжелых ядер в резонансной области — применимость одноуровневых и многоуровневых формализмов. Как известно, в случае тяжелых неделящихся ядер в резонансной области энергий нейтронов правомерно использование простой теоретической модели (формализма Брайта — Вигнера), что связано со сравнительно малой плотностью уровней и слабым эффектом межрезонансной интерференции. Вследствие этого применима аналитическая техника учета доплеровского уширения. Развитый на этой основе в работе [11] метод расчета функционалов реализуется численным интегрированием по распределениям статистики уровней выделенного состояния с применением малоузловых квадратурных формул с последующей сверткой суперпозиции состояний методом подгрупп. Этот метод является эффективным при подготовке групповых констант неделящихся изотопов. Аналогичные методы разработаны за рубежом. Однако их применение в случае делящихся ядер неприемлемо с физической точки зрения ввиду сильных эффектов межрезонансной интерференции. Несмотря на это, все работы, посвященные расчету функционалов сечений делящихся ядер, основаны на использовании формализма Брайта — Вигнера с учетом доплер-эффекта через Ψ -, X -функции в приближении слабой парной интерференции резонансов.

Решение этой задачи в рамках многоуровневой R-матричной теории (формализм Райха – Мура) впервые было достигнуто в работах дубненской группы при обработке функций пропускания для делящихся изотопов [12,13]. Был развит метод статистического моделирования структуры нейтронных сечений, применявшийся ранее лишь в рамках формализма Брайта – Вигнера. Основная трудность использования в рассматриваемой задаче R-матричного формализма заключалась в больших временах ЭВМ при численном методе учета доплеровского уширения. Для преодоления этой трудности автором была предложена идея учета доплеровского эффекта также на основе метода статистических испытаний. Алгоритмы оценки функций $P(\beta_t)$ и $\beta_x(\beta_t)$ и различных функционалов наблюдаемых сечений заключается в реализации случайной выборки параметров множества резонансов (суперпозиции уровней всех необходимых состояний) на достаточно широком логарифмическом интервале ΔU последующим набором статистики путем многократного "испускания" нейтронов из заданных точек u_i (с шагом Δu) с разбросом по случайной функции доплеровского уширения. Идея метода состоит в том, что требуемая детальность сканирования при таком подходе определяется критерием количества точек на доплеровской ширине (а не на ширине резонанса при нулевой температуре) и при реально выбираемом шаге $\Delta u = 20$ мэВ погрешность за счет кусочно-линейного представления доплеровской функции практически не играет роли. Таким образом, последовательное использование метода Монте-Карло для расчета функционалов сечений позволяет избавиться от проблемы квадратурных формул, а погрешность расчета свести к погрешности статистики испытаний, которая легко оценивается.

Использование принципа коррелированной выборки в этом подходе позволяет получать оценки функционалов сразу для нескольких температур и набора возмущенных значений средних резонансных параметров. Усреднение по статистике резонансов проводится путем многократных реализаций случайной выборки резонансов в интервале ΔU , который может смещаться по энергии в целях "гладкого" усреднения или устанавливаться для локальной оценки средних функционалов. Данный метод был реализован на ЭВМ БЭСМ-6 и ЕС-60 и показал высокую эффективность.

Предложенный статистический способ учета доплеровского эффекта может быть использован также и при исследовании так называемого газового приближения. Ввиду важности усовершенствования промышленной технологии изготовления смешанного оксидного топлива доплер-эффект как физическое явление, влияющее на параметры безопасности быстрых реакторов, необходимо исследовать комплексно. Здесь можно выделить следующие причины погрешностей групповых констант, зависящие от: 1) ядерно-физических параметров и модельных приближений (уточняются экспериментами по определению средних сечений и функций пропускания); 2) подготовки групповых констант – приближения постоянства плотности соударений и β_0 -формализма (уточняются детальными расчетами); 3) газового приближения и значений дебаевских температур (уточняются в экспериментах на медленных нейтронах по дважды-дифференциальным сечениям и расчетами по теории твердого тела). Говоря о последнем эффекте, стоит отметить опасность ошибки, связанной с большой неопределенностью дебаевской температуры и зависимостью последней от изменений микроструктуры и состава топлива в процессе выгорания.

Погрешности оценок групповых констант. Формальный путь оценки погрешностей групповых констант (нейтронных сечений и факторов резонансного самоэкранирования) заключается в получении ковариационной матрицы оцененных средних резонансных параметров и в переходе с помощью коэффициентов чувствительности к ковариационной матрице групповых констант. На практике этот путь не всегда реализуется, так как типы групповых констант могут оцениваться с применением разных методик и расчетных процедур. Типичная трудность при оценке погрешностей групповых констант – неконтролируемые искажения из-за некорректности расчетно-теоретической модели. Так, выше отмечалось, что применение формализма Брайта – Вигнера для описания нейтронных данных делящихся изотопов является неоправданным. Факт модельного искажения может быть менее очевидным (например, введение физической гипотезы, означающей выход за рамки общепринятых теоретических представлений). Другой типичный вопрос – зависимость средних резонансных параметров от энергии нейтронов. Действительно, для R-матричной теории такие параметры, как радиус рассеяния и приведенные силовые функции, есть внешние параметры, относительно которых можно делать выводы лишь с позиции более общей теории. Обычно эти параметры рассматриваются как константы. В то же время оптическая модель предсказывает монотонную зависимость этих параметров от энергии нейтронов.

Существует еще одна важная причина искажения оценок. Она возникает при корректировке групповых констант в противоречивых или статистически неоправданных условиях. Примером является кор-

ректировка групповых констант ^{238}U с использованием интегральных данных по сечению поглощения нейтронов в предположении, что факторы резонансного самоэкранирования являются точными величинами. Это условие привело к внутренним противоречиям при оценке групповых констант ^{238}U [2]. Для уточнения факторов резонансного самоэкранирования в области неразрешенных резонансов необходима дополнительная информация, в первую очередь эксперименты по измерению функций пропускания и, если возможно, функций самоиндикации в условиях предельно малых толщин образца-индикатора. Такие экспериментальные данные указывают на необходимость понижения факторов резонансного самоэкранирования сечения поглощения ^{238}U [14]. Оценки их температурных приращений также могут содержать систематические погрешности. Например, для ^{238}U оценки автора температурных приращений эффективных сечений поглощения $\Delta\sigma_c$ (300К \rightarrow 2100К) при $\sigma_0 = 100$ б следующие: 5 мб (46,5–100 кэВ), 15 мб (21,5–46,5 кэВ), 45 мб (10–21,5 кэВ). Это заметно выше табличных значений работы [2] (соответственно 3, 10 и 35 мб). Оцениваемый в данном случае масштаб погрешности оказывается велик для такого хорошо изученного ядра, как ^{238}U . Для делящихся ядер опасность систематических ошибок в факторах резонансного самоэкранирования возрастает.

x x
x

Цель настоящей работы – обсуждение некоторых методических вопросов анализа совокупности экспериментальных данных по нейтронным сечениям и функциям пропускания для оценки параметров расчетно-теоретической модели и на их основе – групповых констант в области неразрешенных резонансов. Делается вывод о необходимости постановки новых экспериментов по измерению функций пропускания. Работы [15,16] посвящены некоторым конкретным результатам измерений, анализа и оценки нейтронных констант тяжелых изотопов.

Список литературы

1. Воропаев А.И., Ваньков А.А., Колосков Б.В., Троянов М.Ф. Тенденции в оценках параметров критичности и воспроизводства перспективного бридера. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1975, вып.20, ч.2, с.112–175.
2. Абагян Л.П., Базаянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
3. Ваньков А.А., Воропаев А.И., Юрова Л.Н. Анализ реакторно-физического эксперимента. М.: Атомиздат, 1977.
4. Ваньков А.А., Воропаев А.И. Корректировка групповых констант. – Атомная энергия, 1975, т.39, с.51.
5. Воротнянцев М.Ф., Ваньков А.А., Воропаев А.И. и др. Детальный расчет энергетического спектра нейтронов и проблема подготовки групповых констант. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1976, вып.21, с.147–184.
6. Воротнянцев М.Ф., Пивоваров В.А., Ваньков А.А. и др. Оценка точности приближения постоянства плотности соударений при расчете факторов резонансной блокировки. – В кн.: Резонансное поглощение нейтронов (материалы Всесоюзного семинара, Москва, 1977). М.: Атомиздат, 1978, с.71–73.
7. Rowlands J.L. Some views on cross-sections for uranium and plutonium isotopes in the resolved and unresolved regions. – Proc. of the IAEA Consultants Meeting on the Uranium and Plutonium Isotope Resonance Parameters. INDC(NDC)-129/GJ. Vienna: IAEA, 1981, p.25–30.
8. Salvatore M., Palmiotti G., Derrien H. e.a. Resonance parameter data uncertainty effects on integral characteristics of fast reactors. – Ibid., p.31–46.
9. Garber D. ENDF/B summary documentation. ENDF-201. 1975.
10. Анципов Г.В., Ковылин В.А., Суховицкий Е.Ш. Ядерные константы для изотопов плутония. Минск: Наука и техника, 1982.
11. Коцеев В.Н., Сяница В.В. Метод вычисления функционалов сечений в области неразрешенных резонансов. – Атомная энергия, 1979, т.47, вып.2, с.94.
12. Кулмидиева Н., Янева Н. Моделирование энергетической структуры сечений делящихся ядер в области неразрешенных резонансов. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.3(42), с.88–90.

13. Бакалов Т., Ваньков А.А., Илчев Т. и др. Анализ экспериментальных данных по пропусканию нейтронов в области неразрешенных резонансов изотопа ^{239}Pu . - Сообщение ОИИИ, РЗ-83-51, 1983.
14. Ваньков А.А., Цибуля А.М., Чан Хань Май. Оценка сечения захвата и его резонансной самоэкранировки для ^{238}U из анализа экспериментов по пропусканию в области неразрешенных резонансов. - Препринт ФЭИ-1005. Обнинск, 1980.
15. Ваньков А.А., Гостева Л.С., Украинцев В.Ф. Анализ экспериментов по пропусканию для ^{238}U в области неразрешенных резонансов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.3(52), с.27-33; Ваньков А.А., Тощков С., Украинцев В.Ф. и др. Групповые константы и характеристики структуры нейтронных сечений для ^{232}Th , ^{240}Pu , ^{242}Pu в области неразрешенных резонансов. - Там же, с.33-38.
16. Ваньков А.А., Тощков С., Украинцев В.Ф., Янева Н. Групповые сечения и факторы резонансного самоэкранирования ^{239}Pu в области неразрешенных резонансов. - См. настоящий выпуск, с.18-25.

Статья поступила в редакцию 4 мая 1983 г.

УДК 539.170.013

ОЦЕНКА ФАКТОРОВ РЕЗОНАНСНОГО САМОЭКРАНИРОВАНИЯ ^{238}U
В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

А.В.Комаров, А.А.Лукьянов

RESONANCE SELFSHIELDING FACTORS EVALUATION IN UNRESOLVED REGION OF ^{238}U . The method of manygroup selfshielding factors calculation for Doppler broadened model resonance cross-sections in unresolved region is proposed. Experimental data on neutron transmission through uranium-238 samples and parameters of the model for estimated resonance selfshielding factors are analysed.

Одной из наиболее сложных задач при описании процессов замедления, поглощения и переноса нейтронов в средах является оценка эффектов резонансного самоэкранирования в области неразрешенных уровней. Из-за отсутствия в этой области прямой экспериментальной информации для построения энергетической структуры сечений используются определенные приближения. Наиболее известны метод подгрупп [1] и за рубежом метод вероятностных таблиц [2]. В методе подгрупп, разработанном М.Н.Николаевым, любой средний по группе функционал сечения $\sigma - F(\sigma)$ (в том числе и среднее по группе пропускания) представляется в виде $\langle F(\sigma) \rangle = \sum_k \alpha_k F(\sigma_k)$; для его нахождения необходимо задание подгрупповых параметров α_k, σ_k [1,3]. Достоинство данных методов - удобство их практического использования, например метод подгрупп успешно применяется в практике реакторных расчетов, в то же время остается открытым вопрос о физическом смысле параметров и для их определения необходимы специальные интегральные измерения, в частности средних по энергии пропусканий в зависимости от толщины образцов [1-3]. В настоящей работе предлагается способ параметризации этих данных и относительно простой метод расчета по параметрам пропускания основных функционалов сечений, используемых в групповых расчетах.

Для описания резонансной структуры нейтронных сечений используется модель одинаковых эквидистантных резонансов [4], учитывающая основные качественные особенности поведения реальных сечений. В формализме R-матричной теории для ядер ниже порога неупругого рассеяния полное сечение σ и сечение радиационного захвата σ_c могут быть представлены довольно простыми формулами [5]:

$$\sigma(E) = \sigma_m + \sigma_0 (s \cos \varphi - tg z \sin \varphi)^2 / (s^2 + tg^2 z) ; \quad (I)$$

$$\sigma_c(E) = \sigma_{oc} s^2 (tg^2 z + 1) / (tg^2 z + s^2), \quad (2)$$

где $z = \pi E/D$; E - энергия нейтрона; D - расстояние между резонансами; σ_m - сечение в минимуме резонанса; $\sigma_0 = \sigma_M - \sigma_m$ - характеризует значение сечения в максимуме резонанса σ_M ; $s = \pi \Gamma / 2D$ - силовая функция; φ - фаза интерференции потенциального и резонансного рассеяния. В случае одноканального рассеяния с радиационным захватом при отсутствии доплеровского уширения резонансов параметры формул (1), (2) могут быть вычислены с помощью оценок [5, 6]: $\sigma_0 = (4\pi/\kappa^2)(\Gamma_n/\Gamma)$, $\varphi = \kappa R$, $s = (\pi/2)s_0\sqrt{E}$, где R - оптический радиус ядра; s_0 - приведенная силовая функция; Γ_n и Γ - нейтронная и полная ширины. В случае, когда имеется несколько каналов рассеяния, формулы (1), (2) для описания полного сечения и радиационного захвата также справедливы, однако параметры σ_m , σ_0 , s и φ в этом случае будут иметь модельный характер и могут быть получены из анализа экспериментальных данных по пропусканию или из подгонки к имеющимся значениям моментов сечений или факторов резонансного самоэкранирования [7, 8].

Усреднение по энергии формул (1), (2) соответствует усреднению по периоду $-\pi/2 \leq z \leq \pi/2$ и дает известные результаты для средних сечений [9]:

$$\langle \sigma \rangle = \sigma_m + \sigma_0 (\sin^2 \varphi + s \cos^2 \varphi) / (1 + s) = \sigma_p + \sigma_0 s \cos \varphi / (1 + s); \quad (3)$$

$$\langle \sigma_c \rangle = \sigma_{oc} s, \quad (4)$$

где $\sigma_p = \sigma_m + \sigma_0 \sin^2 \varphi$ - потенциальное сечение.

Пропускание с сечением (2) будет иметь вид [4, 6]

$$T = \langle \exp(-n\sigma) \rangle = \frac{1}{\pi} \exp(-n\sigma_m) \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \exp \left\{ -n\sigma_0 \frac{(s \cos \varphi - tg z \sin \varphi)^2}{s^2 + tg^2 z} \right\} dz. \quad (5)$$

Соответственно определяются и моменты сечения [6]:

$$\langle \sigma^2 \rangle = \langle \sigma \rangle^2 + \left\{ s \sigma_0^2 / [2(1+s)^2] \right\}; \quad (6)$$

$$\left\langle \frac{1}{\sigma} \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{\sigma_m \sigma_M}} \frac{(s\sqrt{\sigma_m} + \sqrt{\sigma_M})(s\sqrt{\sigma_M} + \sqrt{\sigma_m})}{(s\sqrt{\sigma_m} + \sqrt{\sigma_M})^2 + \sigma_0 \sin^2 \varphi (1-s^2)}; \quad (7)$$

$$\left\langle \frac{1}{\sigma^2} \right\rangle = \left\langle \frac{1}{\sigma} \right\rangle^2 + \frac{s\sigma_0^2}{2[\sigma_m \sigma_M]^{3/2} [(s\sqrt{\sigma_m} + \sqrt{\sigma_M})^2 + \sigma_0 \sin^2 \varphi (1-s^2)]}; \quad (8)$$

где $\sigma_M = \sigma_0 + \sigma_m$.

Значения моментов сечений (6), (7) характеризуют факторы резонансного самоэкранирования, которые с учетом сечения разбавления σ_R определяются как [3, 5]:

$$f_t(\sigma_R) = 1/\langle \sigma \rangle \left[\left\langle \frac{1}{\sigma + \sigma_R} \right\rangle / \left\langle \frac{1}{(\sigma + \sigma_R)^2} \right\rangle - \sigma_R \right]; \quad (9)$$

$$f_c(\sigma_R) = 1/\langle \sigma_c \rangle \left[\left\langle \frac{\sigma_c}{\sigma + \sigma_R} \right\rangle / \left\langle \frac{1}{\sigma + \sigma_R} \right\rangle \right]; \quad (10)$$

$$f_e(\sigma_R) = 1/\langle \sigma_e \rangle \left[\frac{\langle \sigma_e \rangle}{\langle \sigma + \sigma_R \rangle} \right], \quad (II)$$

• где индекс t относится к полному сечению, e - к рассеянию и c - к поглощению. Групповые сечения, используемые в расчете реактора, вычисляются умножением средних сечений на соответствующие факторы резонансного самоэкранирования. Добавление сечения σ_R в формулах (9)-(II) эквивалентно в рассматриваемой схеме переопределению величины сечения в минимуме $\sigma_m^* = \sigma_m + \sigma_R$.

В этой схеме среднее по группе сечение захвата на фильтрованных пучках в зависимости от изменения толщин фильтров находится как

$$\langle \sigma_c \exp(-n\sigma) \rangle = \langle \sigma_c \rangle \exp \left\{ -n \left[\sigma_m + (\sigma_0/2) \right] \right\} I_0(n\sigma_0/2), \quad (I2)$$

где I_0 - функция Бесселя мнимого аргумента [4]. При этом эффективный резонансный интеграл поглощения $\langle \sigma_c/\sigma \rangle$ будет иметь вид

$$\langle \sigma_c/\sigma \rangle = \int_0^\infty \langle \sigma_c \exp(-n\sigma) \rangle dn = \langle \sigma_c \rangle / \sqrt{\sigma_m \sigma_M}, \quad (I3)$$

а коэффициент самоэкранирования f_c можно представить формулой [5]

$$f_c = \frac{(s\sqrt{\sigma_m^*} + \sqrt{\sigma_m^*})^2 + \sigma_0 \sin^2 \varphi (1-s^2)}{(s\sqrt{\sigma_m^*} + \sqrt{\sigma_m^*})(s\sqrt{\sigma_m^*} + \sqrt{\sigma_m^*})}, \quad (I4)$$

где в $\sigma_m^* = \sigma_m + \sigma_R$, $\sigma_M^* = \sigma_m^* + \sigma_R$ учтено сечение разбавления σ_R .

Исходя из определения f_c и f_e (I0), (II), формул (I3), (I4) и соотношения $\langle \sigma_c/\sigma \rangle + \langle \sigma_e/\sigma \rangle = 1$, найдем

$$\langle 1/(\sigma + \sigma_R) \rangle = 1/(\langle \sigma_e \rangle f_e + \langle \sigma_c \rangle f_c + \sigma_R) = \left[1/\sqrt{\sigma_m^* (\sigma_m^* + \sigma_0^*)} \right] f_c \quad (I5)$$

или при нулевом разбавлении ($\sigma_R = 0$)

$$1/\sqrt{\sigma_m \sigma_M} = \langle 1/\sigma \rangle f_c = \left[1/(\langle \sigma_c \rangle f_c + \langle \sigma_e \rangle f_e) \right] f_c. \quad (I6)$$

Формула (I4) для вычисления факторов резонансного самоэкранирования по захвату описывает поглощение одной системой резонансных уровней (например, с $l = 0$). В случае, когда необходимо учитывать несколько систем резонансных уровней и одна из них является преобладающей, факторы самоэкранирования по захвату могут быть вычислены следующим образом [5]:

$$f_c = f_c^* \left\{ \frac{\langle \sigma_{cs} \rangle}{\langle \sigma_c \rangle} + \left[1 - \frac{\langle \sigma_{cs} \rangle}{\langle \sigma_c \rangle} \right] \sqrt{\frac{\sigma_m^*}{\langle \sigma^* \rangle} f_e^*} \right\}, \quad (I7)$$

где $\langle \sigma_{cs} \rangle / \langle \sigma_c \rangle$ характеризует вклад s -волны (основной системы резонансных уровней) в среднее сечение захвата; f_c^* - вычисляется по формуле (I4); σ_m^* , f_e^* , $\langle \sigma^* \rangle$ рассчитываются с учетом сечения разбавления σ_R переопределением параметра σ_m .

Учет доплеровского уширения резонансов. Влияние доплеровского уширения резонансов на форму резонансной кривой (которым можно пренебречь для некоторых конструктивных элементов) весьма существенно для тяжелых элементов. В настоящее время классической схемой описания такого эффекта является использование в качестве распределения скоростей ядер в мишени распределения Максвелла [9]:

$$f(E') dE' = (1/\sqrt{\pi} \Delta) \exp \left[-(E' - E)^2 / \Delta^2 \right] dE', \quad (I8)$$

где $\Delta = 2\sqrt{kTE}/(A+1)$ - доплеровская ширина; k - постоянная Больцмана; T - абсолютная температура. Использование распределения Максвелла при описании формы резонансов приводит к известным функциям $\Psi(\xi_\lambda, x)$, $X(\xi_\lambda, x)$ [9]:

$$\left. \begin{aligned} \Psi(\xi_\lambda, x) &= \frac{\xi_\lambda}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-\xi_\lambda^2(x-y)^2]}{1-y^2} dy, \\ X(\xi_\lambda, x) &= \frac{\xi_\lambda}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{y \exp[-\xi_\lambda^2(x-y)^2]}{1+y^2} dy. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Здесь $\xi_\lambda = \Gamma_\lambda/2\Delta$, где Γ_λ - естественная ширина резонанса. Например, в случае одноуровневой формулы Брайта - Вигнера для полного сечения взаимодействия нейтрона с ядром, учитывающей интерференцию резонансного и потенциального рассеяния ($\varphi \neq 0$), будем иметь

$$\sigma(E) = \sigma_p + \sigma_0 [\Psi(\xi_\lambda, x) \cos 2\varphi - X(\xi_\lambda, x) \sin 2\varphi], \quad (20)$$

где $x = 2(E_\lambda - E)/\Gamma_\lambda$.

Применение распределения (18) к сечению (1) (которое переходит в формулу Брайта - Вигнера при $s \ll 1$) дает

$$\begin{aligned} \sigma(E) &= \sigma_m + \sigma_0 \sin^2 \varphi + \frac{\sigma_0 s^2 \cos 2\varphi}{\sqrt{\pi} \Delta} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{x^2}{\Delta^2}\right) \frac{dx}{s^2 + tg^2 [\pi(E+x)/D]} - \\ &- \frac{\sigma_0 s \sin 2\varphi}{\sqrt{\pi} \Delta} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{x^2}{\Delta^2}\right) \frac{dx \operatorname{tg} [\pi(E+x)/D]}{s^2 + tg^2 [\pi(E+x)/D]}. \end{aligned} \quad (21)$$

Как видно из формул (19)-(21), использование распределения Максвелла приводит к довольно сложным для практической реализации интегралам, в то же время в случае использования модельных резонансных параметров σ_m , φ , s , σ_0 точность описания доплеровского уширения резонансов с помощью функций $\Psi(\xi_\lambda, x)$, $X(\xi_\lambda, x)$ будет не очень высока. Более рациональный путь учета доплеровского уширения состоит в переопределении параметров σ_m , φ , s , σ_0 так, чтобы можно было более эффективно описать зависимость резонансной структуры сечений от температуры. Принимая, что в результате температурного уширения не изменится $\langle \sigma \rangle$ (3) и $\tilde{\sigma}_p = \sigma_m + \sigma_0 \sin^2 \varphi$, приходим к выводу, что переопределить нужно всего два параметра из четырех. Существует несколько способов такого переопределения. Например, можно вычислить силовую функцию как $\tilde{s} = \pi(\Gamma + \tilde{\Delta})/2D = s(\Gamma + \tilde{\Delta})/\Gamma$, где связь между $\tilde{\Delta}$ и Δ (доплеровской шириной) рассмотрена в работе [10]. Исходя из сохранения нормы $\Psi(\xi_\lambda, x)$, можно переопределить параметр σ_0 : $\tilde{\sigma}_0 = \sigma_0 \Psi(\sqrt{2} \xi, 0)$ [4, II]. При данном переопределении можно оставить неизменным параметр φ . Точность подобных переопределений исследована в работах [10, II]; при этом удовлетворительно описываются доплеровские изменения эффективно-го резонансного интеграла $\langle \sigma_c / \sigma \rangle$ и хуже описываются доплеровские приращения факторов самоэкранирования f_t и f_c .

Как показали результаты расчетов, при использовании модельных параметров неплохое согласие с известными значениями доплеровских приращений факторов резонансного самоэкранирования достигается переопределением вида

$$\tilde{\sigma}_0 = \sigma_0 \Psi(\xi, 0); \quad (22)$$

$$\tilde{\sigma}_m = (\sigma_m + \sigma_0) \sin^4 \varphi / (2\xi^2 + \sin^2 \varphi). \quad (23)$$

Формула (22) отражает уменьшение резонансных максимумов при доплеровском уширении [см. выражение (20)], а формула (23) приближенно описывает температурную зависимость сечения $\tilde{\sigma}_m$ в минимуме. Для конкретной практической реализации, когда известно значение параметров σ_m , σ_0 , s , а также значение σ_p при некоторой температуре (например, при 300К) формулы (22), (23) будут иметь вид

$$\tilde{\sigma}_0 = \sigma_0 \Psi(\xi_T, 0) / [\Psi(\xi, 0)]; \quad (24)$$

$$\tilde{\sigma}_m = \sigma_p - (\sigma_p - \sigma_0) \left\{ 16 \xi^2 \xi_T^2 / [4 \xi^2 \xi_T^2 + K(2\xi^2 - 2\xi_T^2)] \right\}. \quad (25)$$

Здесь $K = (\sigma_p - \sigma_m) / \sigma_0$; $\xi_T = \Gamma / 2 \Delta_T$ (Δ_T - доплеровская ширина при рассчитываемой температуре T ; $\Gamma = 2Ds/\pi$); $\xi = \Gamma / 2 \Delta$ (Δ - доплеровская ширина при начальной температуре, например 300К). После того, как определены параметры $\tilde{\sigma}_m$ и $\tilde{\sigma}_0$, параметры \tilde{s} и $\tilde{\varphi}$ могут быть найдены из условий

$$\tilde{\varphi} = \arcsin(\sqrt{\sigma_p - \tilde{\sigma}_m} / \sigma_0); \quad (26)$$

$$\tilde{s} = (\langle \sigma \rangle - \sigma_p) / (\tilde{\sigma}_0 \cos 2\tilde{\varphi} + \sigma_p - \langle \sigma \rangle). \quad (27)$$

Переопределение параметров (25)–(27) возможно как в случае одноканального рассеяния с радиационным захватом, когда параметры σ_0 , φ , s хорошо известны, так и для случая модельных параметров. Переопределяя параметры σ_m , φ , s , σ_0 для разных температур, можно по формулам (9)–(11) рассчитывать доплеровские приращения факторов резонансного самоэкранирования с достаточной для практических приложений точностью.

Параметризация значений факторов самоэкранирования. Расчет факторов самоэкранирования, их доплеровских приращений, пропусканий на различных толщинах в случае упругого рассеяния и радиационного захвата удобно проиллюстрировать на примере изотопа ^{238}U [12]. Для этого изотопа были проведены анализ экспериментальных данных по пропусканию и параметризация имеющихся значений факторов резонансного самоэкранирования; поскольку рассматриваемая методика связана с усреднением по большому числу резонансов, анализ проводился в группах I0–I6 26-групповой системы констант ЕНАБ-78 [3].

Для параметризации факторов резонансного самоэкранирования при совместном решении соответствующих уравнений определялись параметры σ_m , φ , s , σ_0 . В группах I0–I4 использовались уравнения для $\langle \sigma \rangle$, $\langle 1/\sigma \rangle$, $\langle 1/\sigma^2 \rangle$ [см. формулы (3), (7), (8)] и $\sigma_p = \sigma_m + \sigma_0 \sin^2 \varphi$.

Для σ_p взято рекомендованное для неразрешенной области значение 10,9 б [3, 12], $\langle 1/\sigma \rangle$ рассчитывалось по формуле (15) при нулевом разбавлении, $\langle 1/\sigma^2 \rangle = (1/\langle \sigma \rangle) / [\langle \sigma \rangle f_t(0)]$.

Значения f_c , f_e , f_t , $\langle \sigma_c \rangle$, $\langle \sigma_e \rangle$, $\langle \sigma \rangle$ взяты из работы [3].

Решение четырех уравнений с четырьмя неизвестными проводилось с помощью программ FUMILI и NEWTON из библиотеки ЭМ БЭСМ-6. Программа FUMILI осуществляла подгонку параметров методом наименьших квадратов [5–7], программа NEWTON – решение четырех уравнений с четырьмя неизвестными с использованием метода Ньютона для решения системы трансцендентных уравнений [8, 13]. Результаты работы этих программ совпали. Как показали результаты расчетов, в группах I5 и I6 значение σ_p несколько превышает 10,9 б; в этих группах вклад p -волны в среднее сечение захвата невелик [14, 15], поэтому в качестве четвертого уравнения вместо σ_p использовалось значение

$\sqrt{\sigma_m(\sigma_m + \sigma_0)}$, которое вычислялось по формуле (16) с данными работы [3]. Решение системы из

четырёх уравнений проводилось с помощью двух программ, и результаты, как и в группах I0-I4, совпали.

В табл. I в числителе представлены значения параметров σ_m , φ , s , σ_0 , полученные в результате решения системы четырех уравнений в группах I0-I6, и рассчитанные по ним моменты сечений $\langle \sigma \rangle$, $\langle \sigma^2 \rangle$, $\langle 1/\sigma \rangle$, $\langle 1/\sigma^2 \rangle$, а также факторы самоэкранирования f_t , f_e и f_c при нулевом разбавлении σ_R [формулы (3), (6)-(11)]; в знаменателе - значения резонансных параметров и групповых реакторных функционалов, полученных из анализа данных по прямым и захватным пропусканиям. В табл. 2 представлена зависимость от сечения разбавления σ_R факторов резонансного самоэкранирования f_t , f_e и f_c , полученных по формулам (9), (11) с использованием найденных параметров, в сравнении с данными работы [3]. В группах I3-I6 f_c рассчитывались по формуле (17), при этом вклад s -волны в среднее сечение по захвату был взят из работы [15]. В группах I0-I2 вклад в захват систем резонансных уровней p - и d -волн велик и приближения формулы (17) не действуют [5, 14, 15]. В этих группах факторы резонансного самоэкранирования по захвату рассчитывали по формуле (14) с учетом только одной эффективной системы резонансных уровней; по-видимому, этим объясняются полученные расхождения с данными работы [3], хотя полученные значения укладываются в имеющийся разброс оценок f_c в этих группах [3, 12].

Таблица I

Значения средних резонансных параметров, моментов сечений и факторов самоэкранирования для групп I0-I6

Номер группы	σ_m, σ	φ	s	σ_0, σ	$\langle \sigma \rangle, \sigma$	$\langle \sigma^2 \rangle, \sigma^2$	$\langle 1/\sigma \rangle, \sigma^{-1}$	$\langle 1/\sigma^2 \rangle, \sigma^{-2}$	f_c	f_t	f_e
I0	9,32	0,305	0,217	17,51	13,464	203,6	0,0814	0,00707	0,777	0,855	0,917
	6,57	0,506	0,177	24,36	14,24	240,6	0,0825	0,00781	0,85	0,702	0,85
II	8,19	0,311	0,181	28,76	14,48	263	0,082	0,0075	0,701	0,755	0,849
	5,59	0,417	0,073	42,26	14,47	266	0,0821	0,0077	0,744	0,734	0,846
I2	7,76	0,279	0,165	41,52	15,88	356,5	0,0811	0,0076	0,631	0,672	0,785
	3,98	0,532	0,0533	34,5	13,7	216,5	0,0831	0,00807	0,972	0,588	0,75
I3	5,19	0,281	0,147	74,13	18,95	675,5	0,0885	0,01045	0,477	0,449	0,601
	1,91	0,316	0,0362	116	16,39	495,8	0,09	0,0131	0,741	0,665	0,673
I4	3,75	0,177	0,0554	229	22,19	1795	0,0973	0,0114	0,318	0,33	0,474
	4,75	0,163	0,0548	229,5	22,07	1784	0,0923	0,0111	0,325	0,377	0,506
I5	3,15	0,0907	0,0108	1097	23,72	6951	0,0888	0,01026	0,182	0,365	0,522
	4,93	0,0859	0,0147	811	22,48	5206	0,092	0,00993	0,171	0,412	0,538
I6	5,6	0,0666	0,00636	1629	23,03	8860	0,0786	0,00687	0,133	0,497	0,656
	6,32	0,0713	0,0129	840	21,02	4910	0,0911	0,00922	0,150	0,465	0,616

Для параметров σ_m , σ_0 , s и φ (см. числитель табл. I) в группах I0-I4 было проведено переопределение в зависимости от температуры по формулам (24)-(27) и подсчитаны доплеровские приращения факторов резонансного самоэкранирования по полному сечению захвата и рассеяния, которые в сравнении с данными работы [3] приводятся в табл. 3. Относительная погрешность соответствия этих данных, кроме значений для f_c в группах I0-I2, где различаются сами значения f_c , не превышает 50% (в основном не более 10-20%), т.е. имеет порядок точности получения этих данных [3, 12].

Как видно из табл. I, полученные в результате параметризации значения σ_m в группах I0-I6 и значения σ_0 в группах I0-I4 хорошо согласуются с минимальными и максимальными значениями полных сечений в соответствующих группах [16]; при этом σ_0 приближенно описывается зависимостью $\sigma_0 = (4\pi/k^2)(\Gamma_n/\Gamma)\Psi(\xi, 0)$ для наиболее сильных резонансов, а σ_m нигде не опускается ниже значения $\sigma_m = 4\pi R^2(\Gamma_f/\Gamma)$, где Γ_f и Γ - радиационные и полные нейтронные ширины резонансов в группе. Параметры s и φ , чувствительные к доплеровскому уширению резонансов, носят модельный характер.

Таблица 2

Факторы резонансного самозакранивания для ^{238}U при 300К

Номер группы	f_t при σ_R , равном					f_e при σ_R , равном					f_c при σ_R , равном				
	10000	1000	100	10	0	10000	1000	100	10	0	10000	1000	100	10	0
I0	-	0,997 (0,997)	0,973 (0,974)	0,901 (0,907)	0,855 (0,855)	-	0,998 (0,998)	0,987 (0,986)	0,947 (0,946)	0,917 (0,912)	-	0,996 (0,998)	0,962 (0,988)	0,851 (0,948)	0,777 (0,91)
II	0,999 (0,999)	0,993 (0,991)	0,944 (0,936)	0,821 (0,828)	0,755 (0,755)	-	0,996 (0,995)	0,972 (0,963)	0,898 (0,880)	0,849 (0,844)	0,999	0,992 (0,996)	0,937 (0,968)	0,78 (0,884)	0,701 (0,83)
I2	0,999 (0,998)	0,987 (0,978)	0,908 (0,882)	0,746 (0,756)	0,672 (0,672)	0,999 (0,999)	0,994 (0,989)	0,953 (0,93)	0,847 (0,832)	0,785 (0,78)	0,999 (0,999)	0,988 (0,990)	0,908 (0,929)	0,72 (0,795)	0,631 (0,713)
I3	0,997 (0,990)	0,968 (0,917)	0,805 (0,724)	0,56 (0,581)	0,449 (0,447)	0,998 (0,995)	0,984 (0,955)	0,894 (0,811)	0,706 (0,674)	0,6 (0,603)	0,985 (0,995)	0,965 (0,954)	0,833 (0,791)	0,585 (0,592)	0,477 (0,501)
I4	0,988 (0,977)	0,905 (0,846)	0,642 (0,609)	0,44 (0,477)	0,33 (0,384)	0,994 (0,988)	0,952 (0,913)	0,775 (0,718)	0,576 (0,579)	0,474 (0,479)	0,983 (0,988)	0,913 (0,903)	0,631 (0,625)	0,376 (0,377)	0,318 (0,285)
I5	0,952 (0,968)	0,756 (0,800)	0,564 (0,556)	0,464 (0,461)	0,365 (0,365)	0,979 (0,968)	0,871 (0,891)	0,695 (0,686)	0,588 (0,572)	0,522 (0,522)	0,946 (0,979)	0,703 (0,84)	0,330 (0,471)	0,183 (0,239)	0,182 (0,183)
I6	0,939 (0,957)	0,743 (0,777)	0,6 (0,596)	0,537 (0,537)	0,497 (0,497)	0,977 (0,986)	0,879 (0,889)	0,756 (0,746)	0,688 (0,681)	0,656 (0,656)	0,929 (0,962)	0,626 (0,75)	0,269 (0,358)	0,146 (0,171)	0,133 (0,133)

Примечание. В скобках представлены данные работы [3].

Таблица 3

Дошеровские приращения факторов резонансного самоэкранирования для групп I0-I4 ²³⁸U

Номер группы	Δ	Δf_t при σ_R равном				Δf_e при σ_R равном				Δf_c при σ_R равном			
		I000	I00	I0	0	I000	I00	I0	0	I000	I00	I0	0
I0	Δ_1	0,0017 (0,0011)	0,0136 (0,0082)	0,0442 (0,0275)	0,0585 (0,0456)	0,0008 (0,0005)	0,0066 (0,0043)	0,0252 (0,0158)	0,0372 (0,0252)	0,002 (0,0005)	0,02 (0,0044)	0,072 (0,0191)	0,102 (0,0321)
	Δ_2	0,0007 (0,0006)	0,006 (0,0057)	0,022 (0,017)	0,0302 (0,0264)	0,0003 (0,0003)	0,0027 (0,0025)	0,011 (0,0097)	0,0167 (0,0152)	0,0014 (0,0002)	0,012 (0,002)	0,05 (0,0088)	0,0779 (0,0149)
II	Δ_1	0,0036 (0,003)	0,027 (0,018)	0,074 (0,0395)	0,094 (0,0628)	0,0018 (0,0015)	0,0139 (0,0104)	0,0463 (0,0265)	0,066 (0,0373)	0,0037 (0,0015)	0,0285 (0,0115)	0,085 (0,0391)	0,109 (0,0585)
	Δ_2	0,0016 (0,0016)	0,012 (0,011)	0,0361 (0,0272)	0,0436 (0,0374)	0,0007 (0,0008)	0,0057 (0,0061)	0,02 (0,0176)	0,0278 (0,0243)	0,0022 (0,0007)	0,018 (0,0057)	0,067 (0,0213)	0,094 (0,0327)
I2	Δ_1	0,006 (0,0081)	0,0383 (0,0331)	0,0757 (0,0451)	0,0845 (0,0718)	0,0028 (0,0042)	0,0201 (0,0214)	0,053 (0,037)	0,068 (0,0457)	0,006 (0,0044)	0,0428 (0,0276)	0,107 (0,0649)	0,124 (0,0807)
	Δ_2	0,0029 (0,0045)	0,0213 (0,0222)	0,053 (0,0356)	0,0581 (0,0467)	0,0014 (0,0023)	0,0104 (0,0136)	0,0324 (0,0272)	0,0421 (0,0334)	0,0032 (0,0022)	0,0253 (0,0158)	0,0837 (0,0433)	0,112 (0,0573)
I3	Δ_1	0,014 (0,02)	0,067 (0,045)	0,086 (0,061)	0,0987 (0,095)	0,0066 (0,011)	0,039 (0,034)	0,074 (0,039)	0,092 (0,049)	0,012 (0,012)	0,0689 (0,054)	0,125 (0,083)	0,124 (0,084)
	Δ_2	0,007 (0,012)	0,044 (0,038)	0,052 (0,037)	0,0677 (0,055)	0,0034 (0,006)	0,024 (0,027)	0,0556 (0,036)	0,0646 (0,041)	0,006 (0,007)	0,0428 (0,036)	0,112 (0,07)	0,134 (0,08)
I4	Δ_1	0,0342 (0,0404)	0,0652 (0,0408)	0,0479 (0,0257)	0,0744 (0,0853)	0,0176 (0,0246)	0,0533 (0,0411)	0,0526 (0,0293)	0,0653 (0,0442)	0,033 (0,033)	0,102 (0,083)	0,0911 (0,0771)	0,0630 (0,0641)
	Δ_2	0,0203 (0,0285)	0,0616 (0,0407)	0,0559 (0,0274)	0,0648 (0,1048)	0,0102 (0,0165)	0,0429 (0,0367)	0,0566 (0,0307)	0,0645 (0,0418)	0,017 (0,020)	0,074 (0,065)	0,0879 (0,0731)	0,0755 (0,0697)

Примечание. В скобках представлены данные работы [3] [$\Delta_1 = f(900\text{К}) - f(300\text{К})$, $\Delta_2 = f(2100\text{К}) - f(900\text{К})$].

Рассмотренный метод параметризации, по-видимому, плохо применим к малым s и φ и большим σ_0 (что соответствует группам I7-22), поскольку для этих значений погрешность воспроизведения функций Ψ и X будет велика и сечение (I) описывается приближенной зависимостью $\sigma(E) \approx \sigma_m + \sigma_0 s / (\text{tg}^2 z + s^2)$. В этом выражении имеется очень сильная корреляция между σ_0 и s , и в группах I5, I6 эти параметры уже нельзя считать независимыми.

Анализ экспериментальных данных по пропусканию. С помощью четырех параметров σ_m , φ , s , σ_0 можно воспроизводить не только факторы самоэкранирования вместе с доплеровскими приращениями, но и данные по пропусканиям [5, I2]. В качестве примера был проведен анализ экспериментальных данных по полным и захватным пропусканиям [формулы (5), (I2)] в группах I0-I6 на ^{238}U . В группах I0 и II анализировали данные работы [I7] и, поскольку пропускания представлены лишь для малых толщин, были добавлены также данные работы [I8]. В группах I2-I4 анализировали данные по прямым и захватным пропусканиям работы [I8], в группах I4-I6 использовали данные из библиотеки ENDF/V для расчета прямых и захватных пропусканий по программе УРАН [I9].

Параметры σ_m , φ , s , σ_0 формул (5), (I2) подгоняли к соответствующим экспериментальным данным с помощью библиотечной программы FUMILI на ЭВМ БЭСМ-6 методом наименьших квадратов. Программа FUMILI позволяет в зависимости от имеющейся точности экспериментальных данных задавать им соответствующий статистический вес. Большая погрешность характерна для захватных пропусканий.

Результаты подгонки пропусканий в группах I0-I4 приведены на рис. I, а, пропусканий по захвату в группах I0-I6 - на рис. 2. Полученные в результате анализа экспериментальных данных параметры σ_m , φ , s , σ_0 приведены в табл. I (знаменатель). Из рис. I, 2 видно, что данные работы [I8] лежат выше результатов подгонки для пропусканий на больших толщинах, что может быть обусловлено влиянием вторичных нейтронов [20] и фона. В то же время данные по прямым и захватным пропусканиям работ [I7, I9] хорошо описываются формулами (5), (I2).

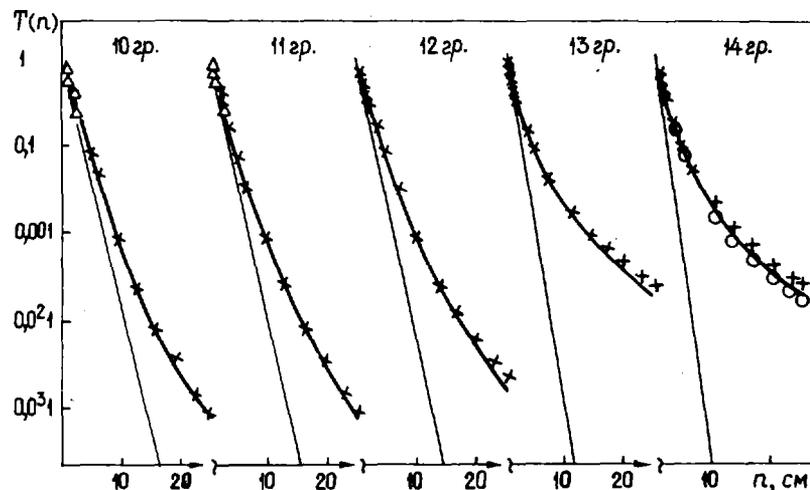


Рис. I. Экспериментальные и расчетные значения пропусканий $T(n)$ в зависимости от толщины n в группах I0-I4 для ^{238}U . Данные работ: \times - [I8]; Δ - [I7]; \circ - [I9]; — — — значения, рассчитанные по формуле (4); - - - - $\exp(-n\langle\sigma\rangle)$

Для параметров σ_m , φ , s , σ_0 , полученных в результате анализа экспериментальных данных по формулам (3), (5)-(7), (9)-(II), были рассчитаны значения $\langle\sigma\rangle$, $\langle\sigma^2\rangle$, $\langle 1/\sigma\rangle$, $\langle 1/\sigma^2\rangle$, f_t , f_e и f_c (см. табл. I, знаменатель). Для параметров групп I5 и I6 переопределением по формулам (25)-(27) были подсчитаны доплеровские приращения факторов резонансного самоэкранирования f_t , f_c и f_e , которые в сравнении с данными работы [3] приведены в табл. 4. Из табл. 4 видно, что погрешность воспроизведения доплеровских приращений в основном не превышает 15-20%.

Параметры предлагаемого метода анализа экспериментальных данных по прямым и захватным пропусканиям весьма чувствительны к пропусканиям на больших толщинах. В наибольшей степени это от-

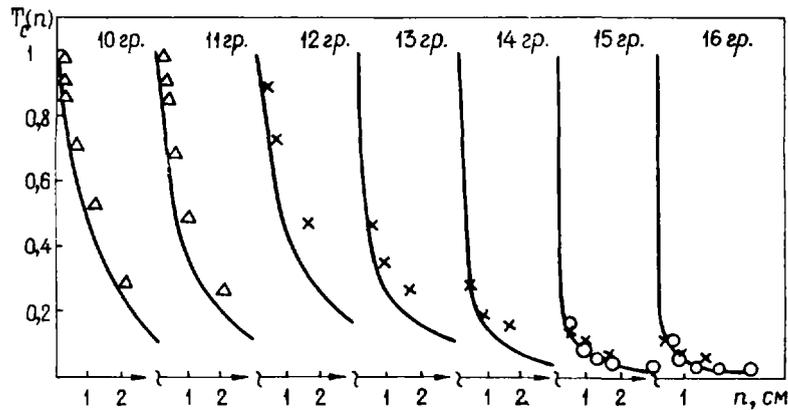


Рис.2. Экспериментальные и расчетные значения захватных пропусканй $T_c(n)$ в группах 10-16 для ^{238}U . Данные работ: x - [18]; Δ - [17]; O - [19]; — - значения, рассчитанные по формуле (12)

носятся к параметру $\bar{\sigma}_m$ - значению среднего в группе минимального сечения. Путем анализа экспериментальных данных можно находить значения этого и других параметров с достаточно хорошей точностью и воспроизводить значения пропусканй на любых толщинах [5-7].

Характерно при этом, что по прямым пропусканям можно восстанавливать захватные пропусканя, используя лишь данные о средних сечениях $\langle \sigma_c \rangle$ [5]. К сожалению, отсутствуют надежные экспериментальные данные по прямым и захватным пропусканям на ^{238}U в широком диапазоне изменения толщи образцов, включая большие толщины, которые могли бы показать все возможности и недостатки предлагаемого метода. Однако можно сделать вывод о том, что метод вполне применим в области неразрешенных резонансов и позволяет описывать имеющуюся здесь экспериментальную информацию. Несколько хуже ситуация в области разрешенных резонансов, где анализ данных по пропусканью может быть затруднен из-за сильной корреляции параметров S и $\bar{\sigma}_0$. Более последовательный метод, позволяющий получать значения S , φ , $\bar{\sigma}_0$, согласующиеся с соответствующими теоретическими оценками, заключается, по-видимому, в использовании для сечения формулы (21), корректно учитывающей эффект доплеровского уширения резонансов, однако здесь в анализе данных по пропусканью появятся трудности вычислительного характера.

Предлагаемый метод анализа экспериментальных данных подчеркивает важность проведения новых экспериментов по полным и захватным пропусканям на больших толщинах для ^{238}U в целях уточнения данных в области неразрешенных резонансов.

Таблица 4

Доплеровские приращения факторов резонансного самоэкранирования для групп 15 и 16

Номер группы	Δ	Δf_c при $\bar{\sigma}_R$, равном			Δf_t при $\bar{\sigma}_R$, равном			Δf_e при $\bar{\sigma}_R$, равном		
		10000	100	0	10000	100	0	10000	100	0
15	Δ_1	0,0142 (0,0082)	0,0901 (0,0945)	0,0311 (0,0407)	0,0148 (0,0114)	0,035 (0,0394)	0,0343 (0,0555)	0,0065 (0,0055)	0,0393 (0,0425)	0,0293 (0,0299)
	Δ_2	0,0072 (0,0045)	0,0786 (0,082)	0,034 (0,050)	0,0078 (0,0066)	0,0382 (0,0432)	0,0332 (0,0385)	0,0034 (0,0032)	0,037 (0,0402)	0,0324 (0,0274)
16	Δ_1	0,0152 (0,0146)	0,0905 (0,0841)	0,039 (0,0281)	0,0154 (0,0155)	0,032 (0,025)	0,0131 (0,0203)	0,0063 (0,0066)	0,0343 (0,0262)	0,0140 (0,0146)
	Δ_2	0,0078 (0,0078)	0,0797 (0,0773)	0,037 (0,0348)	0,0082 (0,0087)	0,0363 (0,0284)	0,024 (0,0172)	0,0033 (0,0037)	0,0336 (0,0259)	0,0248 (0,0143)

Примечание. В скобках представлены данные работы [3] [$\Delta_1 = f(900\text{К}) - f(300\text{К})$; $\Delta_2 = f(2100\text{К}) - f(900\text{К})$].

Список литературы

1. Николаев М.Н., Игнатов А.А., Исаев Н.В., Хохлов В.Ф. Атомная энергия, 1970, т.29, с.11; 1971, т.30, с.416.
2. Levitt L.B. Nucl.Sci. and Engng, 1972, v.49, N 4, p.450.
3. Абагян Л.П., Базазяц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
4. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. М.: Атомиздат, 1978.
5. Комаров А.В., Лукьянов А.А. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып.3(47), с.16.
6. То же, 1981, вып.3(42), с.3.
7. То же, 1982, вып.1(45), с.23.
8. Комаров А.В. Препринт ФЭИ-1310. Обнинск, 1982.
9. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М.: Атомиздат, 1974.
10. Колесов В.В., Лукьянов А.А. Атомная энергия, 1979, т.47, вып.3, с.205.
11. Кащеев В.Н., Николаев М.Н. Препринт ФЭИ ОБ-88. Обнинск, 1979.
12. Николаев М.Н., Абагян Л.П., Корчагина Ж.А. и др. Препринт ФЭИ ОБ-45, ч.1. Обнинск, 1978; Николаев М.Н., Базазяц Н.О., Горбачева Л.В. и др. Препринт ФЭИ ОБ-70, ч.2. Обнинск, 1979.
13. Березин И.С., Жидков Н.П. Методы вычислений. Ч.1. М.: Наука, 1966.
14. Лукьянов А.А., Орлов В.В. Нейтронная физика/Под ред.П.А.Крупчицкого. М.: Госатомиздат, 1961, с.105.
15. Абагян Л.П., Николаев М.Н., Нестерова К.И. и др. Ядерные константы, 1972, вып.8, ч.1, с.154.
16. Garber D.I., Kinsey R.R. Neutron Cross-Sections. V.2. BNL-325. N.Y., 1976, NP-11973.
17. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. В кн.: Нейтронная физика. (Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 28 мая - 1 июня 1973). Обнинск, 1974, ч.2, с.199.
18. Григорьев Д.В. Автореф. дис. на соиск.учен.степени канд.физ.-мат.наук. Дубна, 1980.
19. ENDF/B Summary Documentation/Compiled by D.Garber. BNL 1751(ENDF-201). N.Y., 1975; Синица В.В. Препринт ФЭИ-1189. Обнинск, 1981.
20. Гусейнов А.Г., Кобозев М.Г., Исхаков К.А. и др. Препринт ФЭИ-1047. Обнинск, 1980.

Статья поступила в редакцию 13 декабря 1982 г.

УДК 621.170.013

ГРУППОВЫЕ СЕЧЕНИЯ И ФАКТОРЫ РЕЗОНАНСНОГО САМОЭКРАНИРОВАНИЯ ^{239}Pu
В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

А.А.Ваньков, С.Т.Ошков, В.Ф.Украинцев, Н.Я.Нева

GROUP CONSTANTS AND SELF-SHIELDING FACTORS FOR ^{239}Pu IN THE UNRESOLVED RESONANCE REGION. An analysis of the experimental transmission and fission self-indication data for ^{239}Pu in the unresolved resonance region is carried out. The ladder method for neutron cross-section generation (stochastic K-matrix method) on the base of the multi-level R-matrix formalism was used. The estimates of the mean resonance parameters and group constants for ^{239}Pu were obtained.

Изотоп ^{239}Pu является основным компонентом ядерного горючего реакторов-размножителей, поэтому требования к точности ядерных констант этого изотопа весьма велики. Особую роль играет область неразрешенных резонансов. Например, в области энергий нейтронов ниже 20 кэВ в активной зоне реактора-размножителя большой мощности происходит примерно половина всех актов радиационного

захвата нейтронов ядрами ^{239}Pu и около 20% актов деления. На основе требований точности расчета $K_{\text{эф}} = 1\%$ и $K\text{В} = 2\%$ получаются предельно допустимые погрешности: в сечении радиационного захвата около 7% и в сечении деления около 2%. Достигнутые к настоящему времени методические точности измерения указанных типов средних сечений близки к требуемым, но при энергиях нейтронов выше 20 кэВ реальная точность оцененных данных в области неразрешенных резонансов явно хуже. Так, в справочнике [1] для этой области констатируется расхождение оцененных данных по сечению σ_f (^{239}Pu), достигающее 10–12%. Аналогичная ситуация в данных по сечению σ_c (^{239}Pu) объясняется неизменными трудностями измерений сечений в области неразрешенных резонансов.

В последнее время особое внимание обращается на важность знания не только средних сечений, но и факторов резонансного самоэкранирования. Например, в работе [2] указывается на необходимость их определения с точностью около 1%. Расчет на основе резонансных параметров не обеспечивает однозначного получения факторов резонансного самоэкранирования на таком уровне точности, даже если эти средние резонансные параметры хорошо "подогнаны" по средним сечениям. Необходима тестировка средних резонансных параметров по измеренным пропусканиям (и функциям самоиндикации). В более общей постановке вопроса необходима тестировка средних резонансных параметров на широкой совокупности микроскопических экспериментальных данных в целях обеспечения точности получаемых на их основе групповых констант, удовлетворяющей требованиям реакторного расчета. Так, оценки работы [3] показывают, что 10%-ная неопределенность в средних резонансных параметрах ^{239}Pu влечет за собой следующие погрешности: около 0,5% в $K_{\text{эф}}$ и около 1% в $K\text{В}$ из-за неопределенности параметров $\bar{\Gamma}_f$ и $\bar{\Gamma}_c$ и примерно вдвое большие погрешности из-за неопределенности параметров $q\bar{\Gamma}_n$ и \bar{D} (или сильных функций).

Одним из актуальных вопросов является также надежность расчета доплеровских коэффициентов, которая всецело определяется знанием резонансной структуры нейтронных сечений в области неразрешенных резонансов и умением параметрически описать соответствующие физические явления для делющихся ядер. К сожалению, наличие многих состояний по спину и четности, сильные эффекты межрезонансной интерференции, возможные эффекты промежуточной структуры в нейтронных сечениях и сама специфика реакции деления приводят к затруднениям или сомнениям при попытках использовать простую теоретическую схему для интерпретации экспериментальных данных по нейтронным сечениям делющихся изотопов и распространения на область высоких температур. Это вынуждает оценщиков прибегать к "волевым" решениям при наличии противоречивых экспериментальных данных, а иногда и к набору "спекулятивной" расчетной модели.

Цель настоящей работы — анализ экспериментальных данных по средним сечениям и функциям пропускания типа $T(n) = 1/\Delta u \int_{\Delta u} \exp[-\sigma_t(u)n] du$ и $T_f(n) = 1/\langle \sigma_f \rangle \int_{\Delta u} \sigma_f(u) \exp[-\sigma_t(u)n] du$ для ^{239}Pu в целях оценки средних резонансных параметров ^{239}Pu и на их основе — групповых констант (средних сечений и факторов резонансного самоэкранирования) в рамках традиционного R-матричного формализма. Потребовалось развитие многоуровневого метода расчета таких существенно нелинейных функционалов, как функции пропускания и факторы резонансного самоэкранирования, в совокупности с методом оптимизации на основе аппарата коэффициентов чувствительности. Это есть путь получения самосогласованных констант с оценкой доверительного интервала (ковариационной матрицы).

Краткое описание экспериментальных данных. Измерения функций пропускания $T(n)$ и самоиндикации реакции деления $T_f(n)$ проводились авторами на спектрометре по времени пролета реактора ИБР в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ (г. Дубна). Использовались два режима работы импульсного источника: реакторный (пролетная база $\ell = 1000$ м, длительность вспышки $\tau \approx 100$ мкс с частотой повторения $f = 5$ Гц, мощность реактора $W = 30$ кВт) и бустерный режим ЛЗУ ($\ell \approx 100$ м, $\tau \approx 3$ мкс, $f = 50 \div 100$ Гц, $W \approx 5 \div 10$ кВт). Спектр нейтронов источника близок к фермиевскому спектру замедления. В качестве детектора нейтронов использовалась батарея ^3He -счетчиков. Процесс деления регистрировался ионизационной многослойной камерой деления с количеством ^{239}Pu около 600 мг и эффективностью регистрации осколков около 50%. Дискриминация α -импульсов достигалась благодаря применению быстродействующей электроники. Образцы-фильтры из металлического плутония имели диаметр 50 мм и микро-, сверхмикро- (набор малых таблеток) чистоту по химическому и изотопному составу. Образцы заключали в тонкостенную стальную оболочку. Измерения проводили относительно эквивалентных пустых чехлов. Фон определяли методом резонансных фильтров. В измерениях с использованием

^{239}Pu -счетчиков фон был мал (на уровне 1-2% в реакторном режиме) и слабо зависел от толщины образца-фильтра. В измерениях с использованием камеры деления (обычно в бустерном режиме) фон составлял 10-20% и значительная часть измерительного времени затрачивалась на его определение. Эксперимент описан в работе [4].

Особенность измерений с использованием образцов из делящегося материала заключается в том, что из-за требований безопасности работы приходится использовать образцы малого диаметра. Диаметр коллимирующих отверстий в разрыве нейтронотода и вблизи камеры деления равнялся примерно 40 мм, что приводило к существенному ограничению в скорости счета. Ошибки измерения функции $T_f(n)$ обусловлены статистикой отсчетов при измерении каждого цикла открытй пучок - образец - резонансный фильтр. Надежность измерений функции $T(n)$ была выше из-за большей эффективности нейтронного детектора и лучших фоновых условий. Экспериментальные точки на кривых $T(n)$, $T_f(n)$, являвшиеся предметом анализа в настоящей работе, показаны на рис.1. Там же показаны точки, полученные в эксперименте Каира и Брамблета [5].

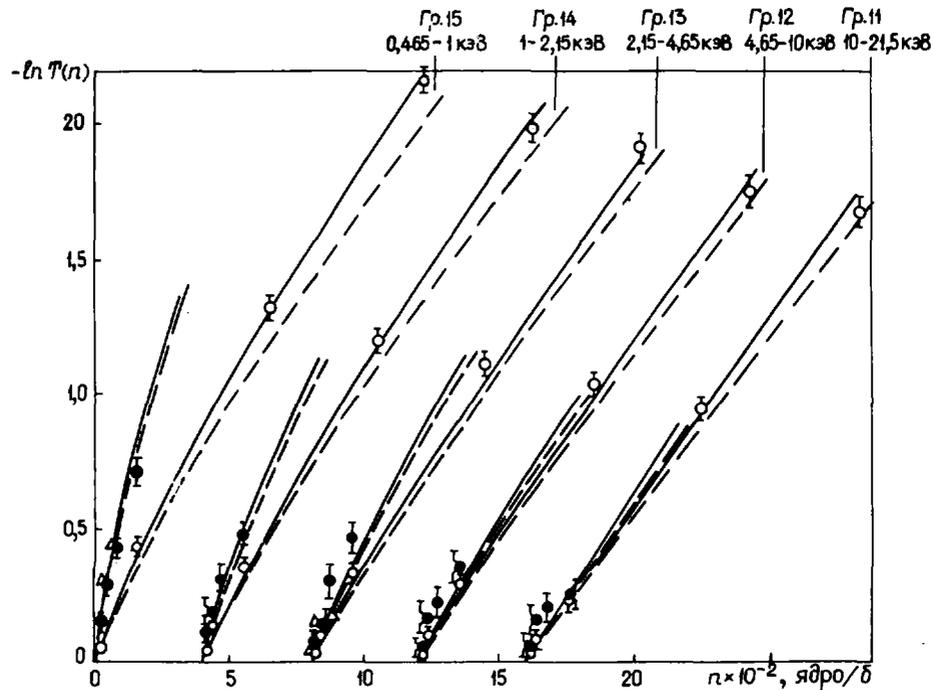


Рис.1. Групповые функции пропускания $T(n)$ (○) и $T_f(n)$ (● - [4], Δ - [5]) для ^{239}Pu . Сплошные кривые [нижняя - для $T(n)$, верхняя - для $T_f(n)$] - расчет по оптимизированным параметрам; пунктирные кривые (аналогично) - расчет по параметрам, рекомендованным в работе [6]. Начало отсчета по шкале n каждого последующего графика смещено

Работа [5], кроме нашей [4], является единственной, в которой измерялась функция $T_f(n)$ для ^{239}Pu в зависимости от энергии нейтронов. Однако с точки зрения анализа данных в области неразрешенных резонансов результаты работы [5] (см.рис.1) практически не несут информации. Действительно, в этой работе измерялась только функция самоиндикации $T_f(n)$, но без измерений пропускания $T(n)$ в тех же условиях оценка факторов резонансного самоэкранирования оказывается ненадежной. Как известно, фактор резонансного самоэкранирования определяется как отношение площадей под кривыми: $f_f(\sigma_0) = \int_0^{\infty} T_f(n) \exp(-\sigma_0 n) dn / \int_0^{\infty} T(n) \exp(-\sigma_0 n) dn$. Следовательно, нужно стремиться измерять оба типа кривых. Если же измеряется только одна из функций $T_f(n)$ и $T(n)$, то предпочтение следует отдать последней, как более информативной, из-за лучшей точно-

сти измерений и более глубоких уровней ослабления, достигаемых в практических измерениях. В работе [5] измерения $T_f(n)$ проведены лишь на начальном участке толщин образцов, а результаты приведены для интервалов усреднения ΔE_n , равных I-10; 0,465-1 кэВ, и для групп с более низкими энергиями (область разрешенных резонансов). В работе [4] сделана попытка измерений $T_f(n)$ в диапазоне энергий нейтронов менее 21 кэВ. Однако надежность этих измерений уменьшается с ростом энергии из-за трудностей определения фона. Как видно из рис.1, с увеличением энергии растут ошибки $T_f(n)$, разброс результатов увеличивается, в группах II-13 ($E_n > 2$ кэВ) обнаруживается тенденция систематического смещения экспериментальных точек.

Расчетно-теоретический метод. Для тяжелых делящихся ядер необходимо учитывать эффект межрезонансной интерференции в энергетическом ходе нейтронных сечений. Авторы приняли известное приближение Райха - Мура, в котором элементы R-матрицы для выделенного состояния по моменту и четности выражаются в виде

$$R_{cc'}(E) = \sum_{\lambda} \frac{\beta_{\lambda c} \beta_{\lambda c'}}{E_{\lambda} - E - i\bar{\Gamma}_{\lambda}/2},$$

где $\beta_{\lambda c}$ - амплитуда приведенной ширины в канале с набором квантовых чисел c ; E_{λ} - энергия резонанса; $\bar{\Gamma}_{\lambda}$ - средняя радиационная ширина.

Величина $\beta_{\lambda c} = \beta_{\lambda c} / \bar{\beta}_c$ подчиняется нормальному распределению (что соответствует распределению Портера - Томаса для соответствующих ширин реакций). Вводится также величина \bar{D} - среднее расстояние между резонансами выделенного состояния. В расчетах удобнее использовать K-матрицу, содержащую парциальные ширины $\bar{\Gamma}_{\lambda c}$:

$$K_{cc'} = \frac{\bar{\Gamma}_{\lambda c}^{1/2} \bar{\Gamma}_{\lambda c'}^{1/2}}{2\bar{D}} \sum \frac{\beta_{\lambda c} \beta_{\lambda c'}}{[(E_{\lambda} - E)/\bar{D}] - (i\bar{\Gamma}_{\lambda}/2D)}.$$

Нейтронные сечения выражаются через S-матрицу:

$$S_{cc'} = \exp(-2i\varphi_{\ell}) (1 + iK_{cc'}) / (1 - iK_{cc'});$$

$$\sigma_t = 2\pi\lambda^2 \sum_{J, \pi} g(J) \sum_{\ell, j} (1 - \text{Re} S_{n\ell j}^{J\pi});$$

$$\sigma_f = \pi\lambda^2 \sum_{J, \pi} g(J) \sum_{\ell, j} |S_{n\ell j, f\ell j}|^2;$$

$$\sigma_e = \pi\lambda^2 \sum_{J, \pi} g(J) \sum_{\ell, j} |1 - S_{n\ell j, n\ell j}|^2.$$

Сечение радиационного захвата определялось в отдельном расчете с использованием одноуровневого формализма Брайта - Вигнера. В соответствии с рекомендациями оценщиков [6] учитывался процесс $(n, \gamma f)$. Для точного сохранения баланса средних нейтронных сечений сечение упругого рассеяния σ_e определялось как разность полного сечения и суммы сечений деления и радиационного захвата.

В расчетах учитывались вклады в нейтронные сечения s- и p-нейтронов, что правомерно для рассматриваемого диапазона энергий нейтронов $E_n < 21$ кэВ. Зависящие от величины ℓ параметры Γ_n и φ_{ℓ} выражаются в обычном виде:

$$\varphi_0 = kR_0; \quad \varphi_1 = kR_1 - \text{arctg}(kR_1); \quad \Gamma_n(\ell=0) = \Gamma_{n_0}^0 \sqrt{E} v_0; \quad \Gamma_n(\ell=1) = \Gamma_{n_1}^0 \sqrt{E} v_1,$$

где v_0, v_1 - коэффициенты проницаемости для s- и p-нейтронов; R_0, R_1 - радиусы рассеяния s- и p-нейтронов, которые принимались одинаковыми.

Новизна развитого метода расчета средних функционалов (функций пропускания, моментов сечений, в частности средних сечений, наконец, факторов резонансного самоэкранирования) заключается в идее стохастического моделирования резонансной структуры нейтронных сечений делящихся ядер на основе изложенного многоуровневого формализма. В ранних работах аналогичное моделирование делалось в рамках более простых моделей, допускающих применение методики ψ - χ -функций (например, двухуровневой формулы Брайта - Вигнера с приближенным учетом их резонансной интерференции [7]). Правомерность таких приближений для делящихся ядер типа ^{235}U и ^{239}Pu сомнительна. Вместо метода моделирования используют также численное интегрирование многократных интегралов по распределениям статистики ядерных уровней (расстояний и ширины) для каждой системы уровней (например, в работе [8]). Однако это делается в рамках тех же приближенных формализмов; кроме того, возникают проблемы оптимального выбора узлов расчетной сетки и квадратурных формул (в зависимости от функционала), а также способа свертки интегралов для разных систем уровней (при переходе к функционалам от наблюдаемых сечений).

При данном подходе эти трудности преодолеваются благодаря применению метода статистических испытаний в форме многократных "испусканий" нейтронов в точках равномерной логарифмической сетки (обычно 200 испытаний в точке) с шагом Δu (обычно $\Delta u = 20$ мэВ) в широком интервале ΔU (обычно $\Delta U = 100$ эВ). В каждом испытании разыгрывается доплеровское смещение по энергии (сразу для нескольких температур). Под одним прогоном понимается набор статистики случайных испытаний во всем интервале ΔU , на котором определена случайная реализация нейтронных сечений со множеством резонансов всех требуемых состояний. Эта картина задается набором случайных чисел от "задатчиков" положения и ширины уровни данной системы в IO -уровневом приближении со случайным выбором знака парной интерференции. Формулы для сечений представляют собой выражения, использующие обращенную K -матрицу (в данном случае 3-го ранга - по числу каналов: один нейтронный и два делительных) для десяти взаимодействующих случайных резонансов данной системы. Поэтому описываемый метод можно назвать методом случайной K -матрицы. Реализация последовательности резонансов в широком интервале ΔU осуществляется последовательным добавлением нового случайного резонанса справа с одновременным отбрасыванием крайнего резонанса слева. Вся информация по данной реализации сохраняется в оперативной памяти ЭВМ.

Процедура испытаний заключается в следующем. "Испущенный" из точки u' нейтрон в результате доплеровского смещения переводится в положение u'' , в котором значения сечений данной реализации точно определены. Для ускорения счета доплеровское смещение разыгрывается на заданной сетке узлов с шагом Δu (не более 20 мэВ). Испытания проводятся внутри интервала ΔU с отступлением от концов на пять доплеровских ширины. Таким образом, в одном типичном прогоне осуществляется по 200 испытаний примерно в $5 \cdot 10^3$ точках, что обеспечивает хорошее усреднение по доплеровской функции (погрешность не хуже 1% в моментах сечений) и усреднение по выборке резонансов для $\Delta U = 100$ эВ. В качестве накопителей информации используются оценки функций распределения полного сечения $P(\sigma_t)$ и парциальных сечений $\sigma_x(\sigma_t)$ с разбиением шкалы σ_t на большое число интервалов (250 или 500), равномерных в логарифмическом масштабе. Это дает возможность получить оценку произвольного функционала $F(\sigma_t, \sigma_x)$: $\langle F \rangle = \int_0^\infty F(\sigma_t, \sigma_x) P(\sigma_t) d\sigma_t$ с оценкой дисперсии $\mathcal{D}_F = \langle F^2 \rangle - \langle F \rangle^2$.

Очевидно, оценку любого функционала можно производить и непосредственно, минуя операцию свертки через функцию $P(\sigma_t)$. Однако хранение информации в виде $P(\sigma_t)$, $\sigma_x(\sigma_t)$ практически удобно, так как дает возможность последующего точного усреднения функционалов по изотопной смеси (задача подготовки макроскопических констант). Как известно, до сих пор такая задача решается в приближенном формализме σ_0 -сечения разбавления, не имеющем математического обоснования.

В описанном выше варианте время ЭВМ БЭСМ-6, затрачиваемое на один прогон, составляет около 5 мин. Для лучшего усреднения по статистике резонансов целесообразно произвести несколько прогонов, каждый раз меняя выборку резонансов (реализацию). Очевидно, пять прогонов соответствуют усреднению функционалов по статистике резонансов, содержащихся в энергетическом интервале 0,5 эВ, что является вполне достаточным для задачи анализа функций пропускания и средних сечений в области неразрешенных резонансов тяжелых ядер.

Ранее авторы проводили предварительный анализ экспериментальных данных по пропусканию и самоиндукции по делению для ^{239}Pu . В работе [9] обработку проводили методом подгрупп для оценки факторов резонансного самоэкранирования (метод площадей). В работах [10,11] сделана попытка интерпретации экспериментальных данных методом случайной K -матрицы, но с использованием методики учета доплеровского уширения путем численного интегрирования. Более тщательный анализ показал, что точность такой методики недостаточна. Таким образом, настоящая работа является последовательным распространением метода Монте-Карло для корректного учета также и доплер-эффекта.

Анализ эксперимента и результаты. Сначала был проведен расчет функций пропускания по параметрам, рекомендованным в работе [6], с усреднением, эквивалентным усреднению по энергетическим группам системы констант ГНАБ [1]. Функция усреднения сделана равномерной в шкале логарифма, коэффициенты чувствительности вычислены по отношению к параметрам расчета. Основными параметрами расчета были: радиус рассеяния $R' = 9,075$ фм; наблюдаемое расстояние между s -резонансами, равное $2,38$ эВ; средняя радиационная ширина $\bar{\Gamma}_r = 40,7$ мэВ; ρ -силовая функция $S_1 = 2,00 \cdot 10^{-4}$; делительная ширина $\bar{\Gamma}_f$ и s -силовая нейтронная функция S_0 , зависящие от номера группы; причем S_0 в среднем уменьшается от значения 1,13 в I5-й группе (0,465-1 кэВ) до 0,86 в II-й группе (10-21,5 кэВ). Отклонения эксперимента от расчета (см. пунктирные кривые на рис.1) оказались значимыми при малых энергиях. В области $E_n > 5$ кэВ согласие с экспериментом получилось более удовлетворительным. Было обнаружено, что наибольшая чувствительность функций пропускания - чувствительность к радиусу рассеяния R' (общий параметр для s - и ρ -нейтронов). Пробная минимизация на основе статистического алгоритма [12] показала необходимость варьирования в первую очередь радиуса рассеяния и силовых функций, а также некоторого изменения расстояния \bar{D} . Для одновременного сохранения средних сечений реакций деления и радиационного захвата потребовались также малые изменения параметров $\bar{\Gamma}_r$ и $\bar{\Gamma}_f$. Последние параметры оказывают незначительное влияние на величины $T(n)$ и $T_f(n)$. Сделав вывод, что основными "управляющими" параметрами при подгонке эксперимента являются радиус рассеяния R' (наиболее "сильный" параметр) и силовые нейтронные функции S_0 и S_1 , влияние которых зависит от энергии нейтронов. Соответственно наибольшее уточнение достигается в параметре R' . При погрешности измерений $T(n)$ и $T_f(n)$, изменяющейся в пределах 2-4% (на малых толщинах образцов) до 10-20% (на больших толщинах, см.рис.1), апостериорная погрешность R' оказывается на уровне 2,5%. Ошибки указывают на 95%-ный доверительный интервал (2б).

Авторы провели также расчеты по оптической модели с несферическим потенциалом [13] с использованием параметров, рекомендованных в работе [14] на основе анализа широкого экспериментального материала по нейтронным сечениям тяжелых ядер. Эти расчеты показали, что в интервале энергий нейтронов 0,5-20 кэВ нейтронные силовые функции от энергии нейтронов зависят очень слабо, тогда как изменение радиуса рассеяния вполне заметно (4-5%). Рассмотрение этих результатов привело авторов к выводу о целесообразности другой стратегии оптимизации экспериментальных данных - с варьированием радиуса рассеяния, зависящего от энергии нейтронов примерно в соответствии с закономерностью оптической модели, но при постоянных оптимальных значениях нейтронных силовых функций. Одновременно накладывалось требование сохранения рекомендованных среднегрупповых нейтронных сечений в пределах 10%. Поскольку ширина энергетических групп достаточна для хорошего усреднения по статистике резонансов, можно было надеяться (и эта надежда оправдалась), что в отличие от случая усреднения в узких группах здесь не потребуются локальных изменений нейтронных силовых функций для описания групповых полных сечений и сечений радиационного захвата.

На рис.1 сплошными кривыми представлены результаты расчета в рекомендуемом варианте оптимизации с радиусом рассеяния, монотонно изменяющимся в зависимости от энергии нейтронов от значения 9,5 фм в I5-й группе до 9,0 фм в II-й группе. При этом нейтронные силовые функции имеют значения $S_0 = 1,10$ и $S_1 = 1,82$, наблюдаемое расстояние между s -резонансами $\bar{D} = 2,11$ эВ, $\bar{\Gamma}_r = 36$ мэВ, делительные ширины варьируются. Однако следует отметить, что изменение последних двух параметров в пределах 10% не оказывает существенного влияния на результаты расчета. Проведенный анализ показал целесообразность постановки задачи по оптимизации параметров потенциала оптической модели на основе экспериментального материала по нейтронным сечениям, дополненного экспериментальными данными по функциям пропускания. Включение данных по сечениям реакций требует также использования статистической модели нейтронных сечений.

Помимо оценки средних резонансных параметров путем анализа данных по функциям пропускания в настоящей работе преследовалась цель получения групповых констант (средних сечений и их факторов резонансного самоэкранирования). На рис.2 показаны результаты статистического расчета групповых полных сечений и сечений радиационного захвата на основе оптимизированного набора средних резонансных параметров. Сравнение с данными БНАБ-78 [1] и ENDF/B-V [15] свидетельствует о разумном согласии различных оценок. Однако различие наших оценок факторов резонансного самоэкранирования и оценок работы [1] оказывается существенным (рис.3). Оценки настоящей работы свидетельствуют о более слабом эффекте резонансного самоэкранирования, по крайней мере в области неразрешенных резонансов $E_n < 5$ кэВ. При больших сечениях разбавления ($\sigma_0 > 100$), как и следовало ожидать, расхождения различных оценок факторов резонансного самоэкранирования становятся небольшими. Указанные факты расхождений свидетельствуют о необходимости дальнейшего исследования расчетно-теоретических моделей и входящих в них оценочных параметров. По мнению авторов, постановка новых экспериментов по определению функций пропускания нейтронов в области неразрешенных резонансов делящихся ядер с этой точки зрения остается актуальной задачей.

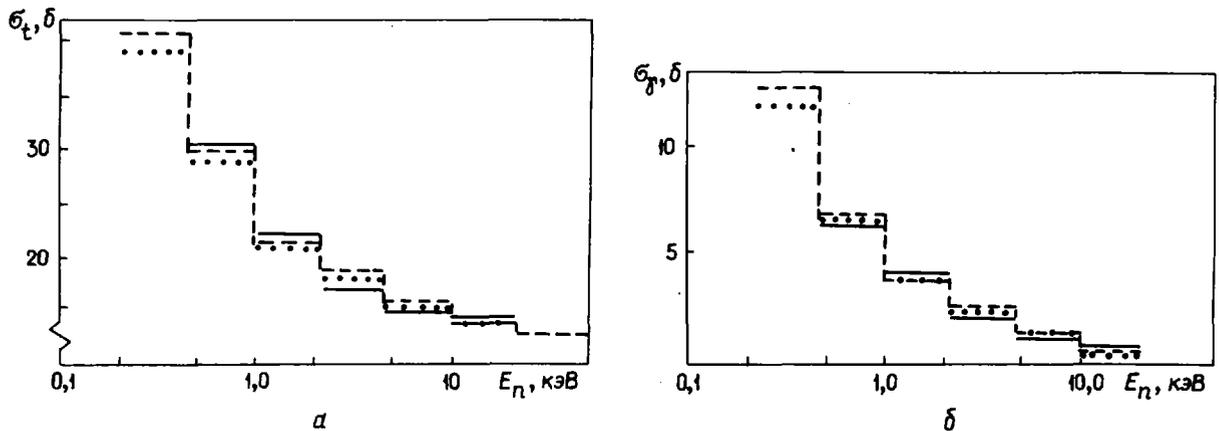


Рис.2. Групповые сечения σ_t (а) и σ_γ (б) ^{239}Pu : — — расчет по оптимизированным параметрам; ---- — данные ENDF/B-V [15]; — данные БНАБ-78 [1]

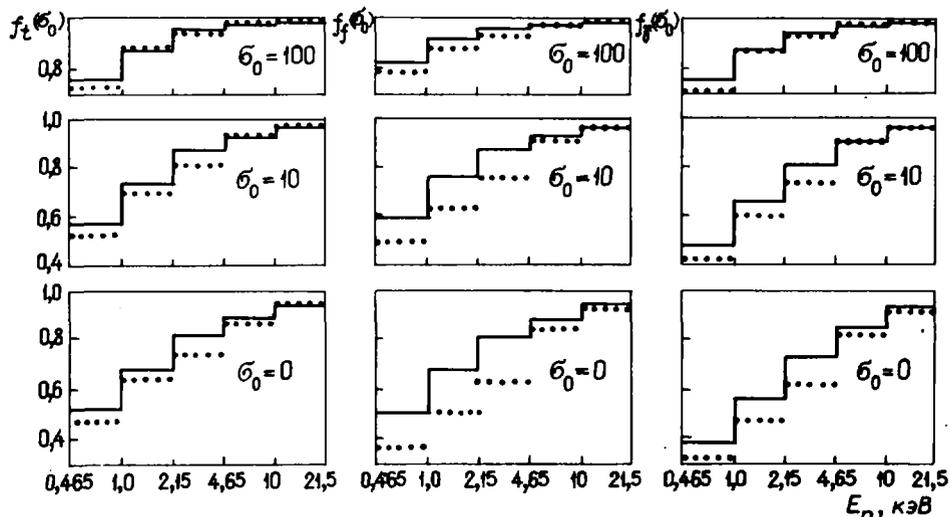


Рис.3. Факторы резонансного самоэкранирования нейтронных сечений ^{239}Pu при различных сечениях разбавления σ_0 : — — расчет по оптимизированным параметрам; — данные БНАБ-78 [1]

Итог работы заключается в получении новых оценок групповых констант ^{239}Pu в области неразрешенных резонансов в результате анализа нейтронных данных, в первую очередь данных по функциям пропускания. Существенная особенность анализа – разработка новой усовершенствованной расчетно-теоретической модели и использование ее в интерпретации экспериментальных данных.

Список литературы

1. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цюбуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
2. Rowlands J.L. Some views on cross-section requirements for uranium and plutonium isotopes in the resolved and unresolved regions. – Proc. of the IAEA Consultants Meeting on Uranium and Plutonium Isotope Resonance Parameters. INDC (NDS)-129/GJ. Vienna, 1981, p.25-30.
3. Salvatores M., Palmiotti G., Derrien H. e.a. Resonance parameter data uncertainty effects on integral characteristics of fast reactors. – Ibid., p.31-46.
4. Ваньков А.А., Григорьев Д.В., Украинцев В.Ф. и др. Экспериментальное изучение резонансной самоэкранировки полного сечения и сечения деления ^{239}Pu . – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.2(37), с.44-50.
5. Szirt J.B., Bramblett R.L. Measurements of fissions produced in bulk ^{239}Pu by 2 eV to 10 keV neutrons. – Nucl.Sci. and Engng, 1967, v.28, N 1, p.62-71.
6. Андрилов Г.В., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. Ядерные константы для изотопов плутония. Минск: Наука и техника, 1982.
7. JAERI Fast Reactor Group Constants Systems. JAERI-1199 dec. 1970.
8. Коцеев В.Н., Сяница В.В. Метод вычисления функционалов сечений в области неразрешенных резонансов. – Атомная энергия, 1979, т.47, вып.2, с.94
9. Bakalov T., Ilchev G., Tochkov S. e.a. Transmission and self-indication measurements with ^{235}U and ^{239}Pu in the 2 eV-20 keV energy region. – Proc. conf. on Nuclear Cross-Sections for Technology, NBS-594, Wash., 1980, p.692.
10. Bakalov T., Vankov A.A., Grigoriev Yu.V. e.a. The study of resonance structure of the neutron cross-sections for ^{238}U and ^{239}Pu . – Nuclear Data for Science and Technology. Belgium, 1983, p.62-64.
11. Бакалов Т., Ваньков А.А., Илчев Т. и др. Анализ экспериментальных данных по пропусканию нейтронов в области неразрешенных резонансов изотопа ^{239}Pu . – Сообщение ОИЯИ РЗ-83-51, 1983.
12. Ваньков А.А. Байесовский подход в интерпретации результатов физических экспериментов. – В кн.: Ядерные константы, М.: Атомиздат, 1974, вып.16, с.11-19.
13. Игнатюк А.В., Лунев В.П., Шорин В.С. Расчеты сечений рассеяния нейтронов методом связанных каналов. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1974, вып.13, с.59-114.
14. Hasnat G., Lagrange Ch., Jary J. e.a. Neutron scattering cross-sections for ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu and ^{242}Pu between 0,6 and 3,4 MeV. – Nucl.Sci. and Engng, 1982, v.81, N 4, p.491-511.
15. Prongaev V., Cullen D.E. Comparison of strength functions and average level spacing for U and Pu isotopes. – Proc. of the IAEA Consultants Meeting on Uranium and Plutonium Isotope Resonance Parameters. INDC(NDS)-129/GJ. Vienna, 1981, p.239-248.

Статья поступила в редакцию 4 мая 1983 г.

АНАЛИЗ ПОГРЕШНОСТЕЙ АЛГОРИТМОВ ПОДГОТОВКИ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ
В ИНЖЕНЕРНЫХ РАСЧЕТАХ БЫСТРЫХ РЕАКТОРОВ

М.Ф.Воротынцева, А.И.Воропаев, В.А.Пивоваров,
В.В.Возяков, В.С.Дмитриева

THE ANALYSIS OF UNCERTAINTIES OF GROUP CONSTANTS ALGORITHM PREPARATION IN FBR DESIGN CALCULATIONS. The estimations of group constant preparation method uncertainties, used for FBR design calculations had been obtained. On the base of the evaluated nuclear data files library, the detail calculation of neutron collision density in the 10 eV-10,5 MeV energy region for 8 compositions had been performed. The obtained neutron detailed spectrum is used for group constants calculations ($\Delta U \approx 0,8$), cross-section average spectrum, criticality and breeding parameters. That detailed neutron spectrum functionals are compared with the values of these functionals; calculated from the same neutron cross-section on the base of algorithms used in group constant preparation complexes BNAB-ARAMAKO (IPR) and MIM (NIIAR). It has been found out, that for some compositions experimentally investigated, the uncertainty of approximate constant preparation methods can substantially exceed the calculation uncertainty of the neutron spectrum functionals because of nuclear data uncertainty. For large breeder reactor compositions the uncertainty of approximate calculations is 1% for K_{eff} and 0,02 for BR (absolute units).

Основные идеи подготовки групповых констант для расчета быстрых реакторов были сформулированы И.И.Бондаренко с сотрудниками в 1958-1962 гг. [1]. Эти идеи лежат в основе программных комплексов, используемых в проектных расчетах быстрых реакторов во многих странах. Долговечность идей И.И.Бондаренко обусловлена физической наглядностью и простотой реализации учета резонансных эффектов, оценки сечения упругого замедления, способа учета реакции $(n, 2n)$, выбором стандартных спектров усреднения сечений и т.д.

На основе простых предпосылок показано, что предложенный способ подготовки макроконстант обеспечивал намного меньшую погрешность по сравнению с достигнутой к началу 60-х годов точностью микроскопических данных (20% - сечения радиационного захвата, 10% - сечения деления, 3% - величины ν).

В настоящее время ситуация с ядерными данными существенно изменилась. В первом приближении погрешность сечения радиационного захвата 10%, сечения деления 5%, величины ν 1%. Отсюда ясна актуальность работ по детальному анализу погрешностей используемых алгоритмов подготовки констант. С 70-х годов необходимость такой работы начала диктоваться также широким использованием интегральных данных, получаемых на критических сборках, для корректировки систем ядерных констант. Работы по корректировке выдвинули на первый план проблему оценки интегральных данных, т.е. количественного анализа всех причин несоответствия условий эксперимента и расчета. Одна из таких причин связана с приближениями подготовки констант для реакторного расчета. Этому вопросу посвящено достаточно много публикаций (см., например, работы [2,3]). Практические итоги проделанной работы выразились в том, что почти во всех странах были существенно модернизированы системы константного обеспечения. В качестве примера можно указать публикации, посвященные усовершенствованию французской системы КАРНАВАЛ [4,5]. Большая работа при разработке новой версии константного обеспечения БНАБ-78 - АРАМАКО была проведена в ФЭИ М.Н.Николаевым с сотрудниками [6]. Следует отметить, что основным инструментом оценки погрешности подготовки групповых констант во всем энергетическом диапазоне, характерном для быстрых реакторов, явились методы с числом групп порядка 10^2 - 10^3 . Однако, как правило, детализация сечений проводилась лишь в целях подробного описания упругого замедления.

В 1976 г. по предложению М.Ф.Троянова и Л.Н.Усачева в Центре по ядерным данным (Обнинск) авторами была начата работа по созданию комплекса программ детального расчета спектра в различных средах без промежуточного усреднения сечений. Ставилась цель получить оценку погрешности подготовки констант, сравнивая дробно-линейные функционалы детального энергетического рас-

пределения нейтронов ("точные" групповые константы) с приближенным расчетом на основе формализма И.И.Бондаренко. При этом в обеих методиках использовались одни и те же файлы ядерных данных. Ввиду сложности задачи авторы ограничились расчетом спектра основной гармоникки однородного реактора. Реализация таких расчетов представляла также интерес для анализа экспериментов на серии критических сборок с $K_{\infty} \approx 1$, выполненных на быстром физическом стенде (БФС). Сравнение измеренных на этих сборках спектров нейтронов с указанными детальными расчетами опубликовано в работе [7]. В настоящей работе приведены результаты оценки погрешности алгоритмов подготовки групповых констант, используемых в инженерных расчетах.

Методика. Расчет энергетического распределения нейтронов проводился с помощью комплекса программ СПЕКТР. В этом комплексе реализован конечно-разностный метод решения уравнения замедления нейтронов на неравномерной в шкале логарифма сетке узлов [8]. Число узлов в области энергий 10 эВ-10,5 МэВ составляет $1,4 \cdot 10^4$.

Алгоритм решения использует предположения: упругое рассеяние изотропно в системе центра инерции нейтрон - ядро; плотность вероятности изменения энергии при неупругом рассеянии и в реакции $(n, 2n)$ описывается групповыми матрицами с шириной группы $\Delta u \approx 0,25$; сечения рассеяния, деления, радиационного захвата и поглощения в реакциях (n, α) , (n, p) задаются непрерывными функциями; принята линейная зависимость логарифма сечений в функции логарифма энергии в промежутках между узлами исходного файла. В расчетах использовалась сформированная на специальной сетке узлов библиотека нейтронных сечений для 17 нуклидов [7,9]. Приближенная подготовка макроконстант проводилась с использованием алгоритмов, принятых в системах АРАМАКО и МИМ [1,6,10]. Полученные строгий и приближенный наборы макроконстант обеспечивают "точные" и приближенные значения функционалов спектра при их расчете групповым методом.

Характеристика расчетных композиций. Расчеты были проведены для восьми композиций (табл.1). Все они, за исключением последней, соответствуют по составу центральным областям (объем около 200-400 л) критическихборок, изученных на стенде БФС в 1976-1981 гг. Для сборки БФС-30 и тестовой модели Бейкера значение параметра B^2 получено из одномерного сферического 26-группового расчета с использованием констант БНАБ-78. Объемные доли материалов и ядерные концентрации для рассмотренных композиций приведены в работах [7,11,12].

Таблица 1

Характеристика расчетных композиций

Композиция	Ядерное топливо	Обогащение, %	Краткая характеристика
БФС-30	^{235}U	27	Зона большого обогащения реактора БН-600, $K_{\infty} = 1,6$
БФС-33	^{235}U	8,4	Среда из окиси обогащенного урана, $K_{\infty} \approx 1$
БФС-35	^{235}U	5,9	Среда из обогащенного металлического урана, $K_{\infty} \approx 1$
БФС-38	^{239}Pu	4,0	Среда из металлического обедненного урана и плутония, $K_{\infty} \approx 1$
БФС-42	^{239}Pu	6,3	Состав близок к составу реактора, охлажденной пароводяной смеси. Топливо $\text{PuO}_2\text{-UO}_2$, вода моделируется CH_2 , $K_{\infty} \approx 1$
БФС-41	^{239}Pu	6,3	Композиция, аналогичная БФС-42, но отсутствует CH_2
КБР-3	^{235}U	89	Среда с большим количеством стали, топливо - высокообогащенный уран
Тестовая модель Бейкера	^{239}Pu	14	Активная зона $\text{PuO}_2\text{-UO}_2$ реактора электрической мощностью 500 МВт

Погрешность расчета групповых микроконстант. В табл.2 приведены отличия "точных" групповых сечений радиационного захвата ^{238}U , ^{235}U и ^{239}Pu от групповых сечений, полученных по алгоритмам БНАБ [1] (учет резонансных эффектов посредством факторов резонансного самоэкранирования,

Погрешности подготовки групповых констант, %

Номер групп-пы	Групповой интервал энергии	БЭС-30			БЭС-33			БЭС-4I		
		σ_c^8	σ_c^5	σ_c^9	σ_c^8	σ_c^5	σ_c^9	σ_c^8	σ_c^5	σ_c^9
I	6,5-10,5 МэВ	2	I	I	I (II)	I (IO)	I (IO)	- (IO)	- (9)	- (IO)
2	4,0-6,5 "	-	-	-	I (7)	7 (7)	- (6)	- (7)	- (7)	- (6)
3	2,5-4,0 "	3	4	3	4 (5)	6 (6)	4 (5)	4 (4)	6 (6)	4 (4)
4	1,4-2,5 "	I	2	I	- (I)	- (2)	- (I)	- (I)	- (I)	-
5	0,8-1,4 "	2	2	-	3 (3)	4 (4)	-2 (-I)	3 (3)	4 (4)	-2 (-)
6	0,4-0,8 "			-16			-38 (5)			-37 (5)
II	10,0-21,5 кэВ	-3	-2	-6	-2	-I (-I)	-3 (-2)	-2	-I (-I)	-3 (-2)
I2	4,65-10,0 "	-2	-4	-9	-I	-2 (-2)	-4 (-4)	-I	-2 (-2)	-4 (-4)
I3	2,15-4,65 "	II	-4	-12	5	-I (-I)	-2 (-4)	6 (6)	-I (-I)	-3 (-4)
I4	1,0-2,15 "	-II	-3	-9	-9 (-3)	-3 (-2)	-7 (-6)	-7 (-2)	-2 (-2)	-5 (-5)
I5	465-1000 эВ	-6	-18	I3	-4 (4)	-8 (-8)	7 (6)	-2 (5)	-8 (-6)	6 (5)
I6	215-465 "	-2	-48	-10	-3 (8)	-17 (-17)	-20 (-18)	- (8)	-18 (-17)	-13 (-16)
I7	100-215 "		-3	-II	-I (I3)	-6 (-5)	-5 (-I)	- (I3)	-7 (-4)	- (-I)
I8	46,5-100 "		2	-7	6 (I2)	-I (-5)	-I4 (-8)	-3 (I2)	-5 (-8)	-3 (-I)
I9	21,5-46,5 "		6	-5	9 (I8)	I3 (4)	25 (28)	7 (I4)	8 (-6)	I7 (I8)
20	10,0-21,5 "		-7	I7	II (20)	-II (-5)	I3 (-10)	29 (32)	I4 (2)	-I9 (-20)

Примечания: I. Цифры в скобках показывают отклонение в процентах результата усред сечение среды]. 2. Прочерк в графе означает погрешность менее 1%. 3. Погрешности констант в груп

определенных в функции группового сечения разбавления σ_0 ; усреднение сечений в группах I-3 с весом спектра нейтронов деления, в остальных группах - с весом спектра Ферми; применение итерационной процедуры по σ_0 - 3 итерации). Из приведенных данных можно сделать следующие выводы:

I. В области энергий 0,8 - 4 МэВ наблюдается систематическое занижение рассчитанных по методике БНАБ групповых констант σ_c указанных нуклидов на 2-6%. Это связано с отличием реального спектра нейтронов в этой области от спектра Ферми. Использование приближения постоянства плотности столкновений (цифры в скобках) не устраняет этого расхождения.

2. Для ^{238}U в области разрешенных резонансов групповые сечения, полученные усреднением с весом $1/\Sigma_t$, систематически меньше (примерно на 5-15%) "точных" групповых сечений (цифры в скобках). В области 10-100 эВ различие увеличивается до 20-60%. Главная причина расхождения - нарушение основного приближения формализма И.И.Бондаренко - постоянства плотности столкновений $1/\Sigma_t$. В реальной ситуации для всех композиций, кроме КБР-3, в области энергий $E_n < 4$ кэВ наблюдаются неасимптотические осцилляции плотности столкновений в окрестности отдельных резонансов или групп резонансов. Эти осцилляции накладываются на сильное уменьшение (в среднем) плотности столкновений от верхних к нижним границам групп, что хорошо видно на рис. I.

Особый случай представляет композиция КБР-3, где ^{238}U практически отсутствует и, следовательно, нет эффектов самоэкранирования его резонансов. Отличие приближенного расчета (20-40%) в этом случае обусловлено отличием реального спектра от спектра Ферми. Это обстоятельство приводит к интересному эффекту в области сильного резонанса ^{238}U при $E_0 \approx 21,3$ эВ (20-я группа). Сечение радиационного захвата ^{238}U , усредненное с весом спектра Ферми в этой группе, составляет 77,5 б. Действительное же групповое сечение $\langle \sigma_c^8 \rangle$ равно примерно 103 б, что приводит к формально определенному значению коэффициента самоэкранирования $r_{20}^c \approx 1,35$. Этот эффект не связан с необычным поведением плотности столкновений в окрестности резонанса ^{238}U при $E_0 \approx 21,3$ эВ. Причина состоит в сильном спаде плотности соударений к нижней границе 20-й группы и в результате усилении вклада резонансного сечения в среднегрупповое.

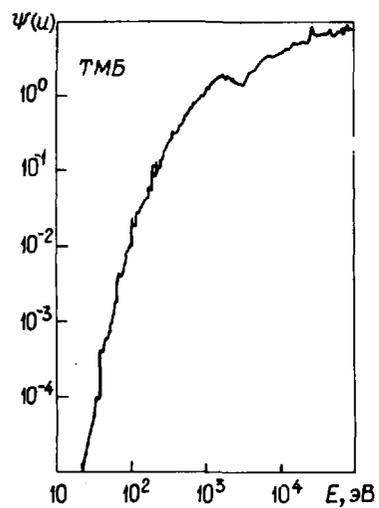
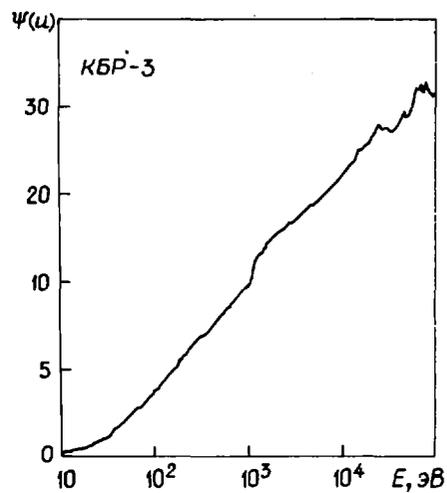
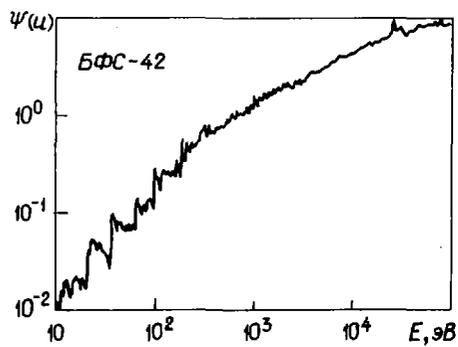
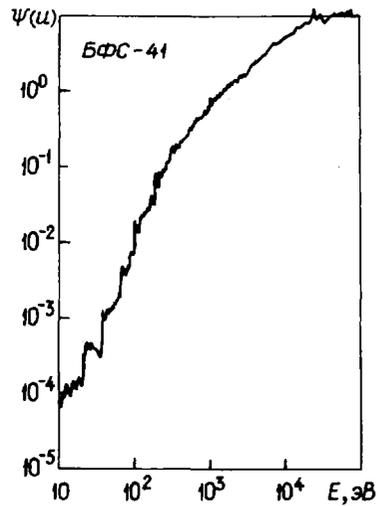
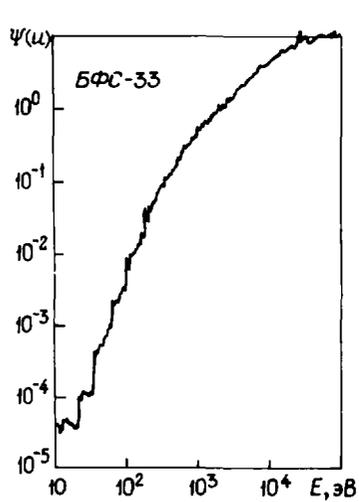


Рис.1. Спектр плотности столкновений для различных сборок в области энергий 10 эВ-100 кэВ

Таблица 3

Погрешности подготовки групповых констант, %

Номер группы	БЭС-30		БЭС-33		БЭС-4I		БЭС-42		КБР-3		Тестовая модель Бейкера	
	σ_f^5	σ_f^9	σ_f^5	σ_f^9								
II	-3		-I		-I		-I		-2		-I	
I2	-3	-2	-2	-I(I)	-I	-I	-	-	-	-	-I	-I
I3	-5	-I4	-2	-3(-3)	-2	-3(-4)	-	-I(-I)	-	-	-5	-I3(-2)
I4	-3	-7	-3(-2)	-6(-5)	-2(-2)	-4(-4)	-4(-2)	-3(-2)	-	-I	-	-(-2)
I5	-I7	-34	-8(-4)	-I6(-I5)	-7(-6)	-II(-I3)	-4(-3)	-5(-6)	-2	-5	-7	-II(-I3)
I6	-23	-40	-I0(-I0)	-I3(-I3)	-II(-I0)	-7(-II)	-6(-5)	-2(-5)	-I(-3)	-	-I2	-I0(-I2)
I7	-I	-II	-I(-2)	-6(-2)	-3(-I)	-I(-2)	-2	I(I)	-	-3	-3	-2(-4)
I8	2	-4	-I3(-I9)	-I5(-II)	-I9(-22)	-I4(-I2)	-6(-9)	-6(-5)	-5(-6)	-2	-27	-I5(-I4)
I9	6	-I0	5(-3)	-23(-27)	3(-I2)	-I4(-I3)	5(-I0)	-4(-3)	5	-23	-6	-33(-33)
20	-4		I4(5)		22(6)	-I7(-I9)	20(4)	-II(-I4)	I2(9)	-23	26	-64(-64)

Примечания: I. Цифры в скобках показывают отклонение в процентах результата усреднения с весом $1/\sum_t(u)$ от строгого усреднения. 2. Прочерк в графе означает погрешность менее I%.

В табл.4 указаны погрешности сечений поглощения железа и хрома. В области энергий $E_{\gamma} < I$ кэВ наблюдается систематическое завышение приближенного расчета в пределах погрешности микроэксперимента. Исключение составляет сечение радиационного захвата железа в I4-й группе, где отклонение достигает 50-70%. Заметим, что вклад этой группы в среднее сечение поглощения на спектре реактора типа БН-I600 составляет около 25%.

Таблица 4

Погрешности подготовки групповых констант, %

Номер группы	БЭС-30		БЭС-33		БЭС-4I		БЭС-42		КБР-3		Тестовая модель Бейкера	
	σ_c^{Fe}	σ_c^{Cr}	σ_c^{Fe}	σ_c^{Cr}								
I	-2	-3	-2(-I5)	-4(-30)	-I(-I4)	-2(-30)	-I(-I5)	-2	-2	-5	-I	-3
2	-I	-I	-I(-I4)	-I(-20)	-(-I2)	-(-I8)	-(-I3)	-	-3	-3	-	-
3	-9	-5	-I3(-I3)	-7(-6)	-I2(-I2)	-6(-6)	-I2(-I2)	-6	-6	-5	I0	-5
4	-	-	-	-	-	-	-	-	-3	2	-	-
5	8	-	I3(II)	I	I4(I2)	2(2)	I3(II)	2	7	2	8	-
I0	2	-	-	-	-	-	I	-	2I	-	4	-
II	-9	-6	-3(-)	-3(-3)	-2(-3)	-3(-2)	-(-2)	-2	I0	-2	-(-2)	-3
I2	I0	-I2	8(I0)	-8(-6)	7(7)	-5(-6)	6(5)	-2	6	2	I0(6)	-5
I3	33	8	9(I4)	-(-3)	9(I2)	-	5(9)	-	2	-2	33(6)	8
I4	-I00	I0	-75(-20)	7(3)	-7I(-I5)	6(5)	-57(-6)	4	I(-6)	5	-27(-6)	3
I5	-I4	-	-6(-7)	-	-5(-5)	-	-3(-3)	-	-2(-I)	-	-5(-5)	-
I6	-I8	-I2	-7(-6)	-5(-4)	-6(-6)	-4(-4)	-3(-3)	-2	-	-	-8(-7)	-5
I7	-2	-I	-7(-7)	-6(-5)	-7(-6)	-5(-4)	-3(-)	-3	-2	-2	-7(-7)	-6
I8	-2	-	-8(-7)	-7(-7)	-8(-8)	-8(-7)	-4(-2)	-3	-2(-2)	-2	-I0(-9)	-9
I9	-	-	-7(-2)	-6(-7)	-4(-5)	-4(-4)	-2(-3)	-I	-4(-3)	-3	-8(-8)	-7
20	I	I	I	I	-2(-2)	-2(-2)	-2(-I)	-2	-4(-3)	-4	-9(-7)	-8

Примечания: I. Цифры в скобках показывают отклонение в процентах результата усреднения с весом $1/\sum_t(u)$ от строгого усреднения. 2. Прочерк в графе означает погрешность менее I%.

Интерпретация такого значительного расхождения состоит в следующем. Сечение радиационного захвата в группе I-2,15 кэВ практически полностью определяется р-резонансом железа при $E_0 \approx 1,15$ кэВ (рис.2). На этом же рисунке показано полное сечение ^{238}U . Из рисунка видно, что на указанный резонанс железа накладывается группа из пяти плотно расположенных резонансов ^{238}U . Наличие этих резонансов приводит к "выеданию" потока нейтронов на всей эффективной ширине резонанса железа (эффект интерференции резонансов ^{238}U и железа). Кроме того, как видно из рис.2, для всех композиций, содержащих ^{238}U , наблюдаются довольно сильные неасимптотические осцилляции плотности столкновений в окрестности рассматриваемого резонанса железа, а плотность столкновений сильно падает к нижней границе группы (I кэВ). Из этих рассуждений ясно, что в сборке КБР-3, где ^{238}U практически отсутствует, погрешность приближенного расчета мала (см.табл.4).

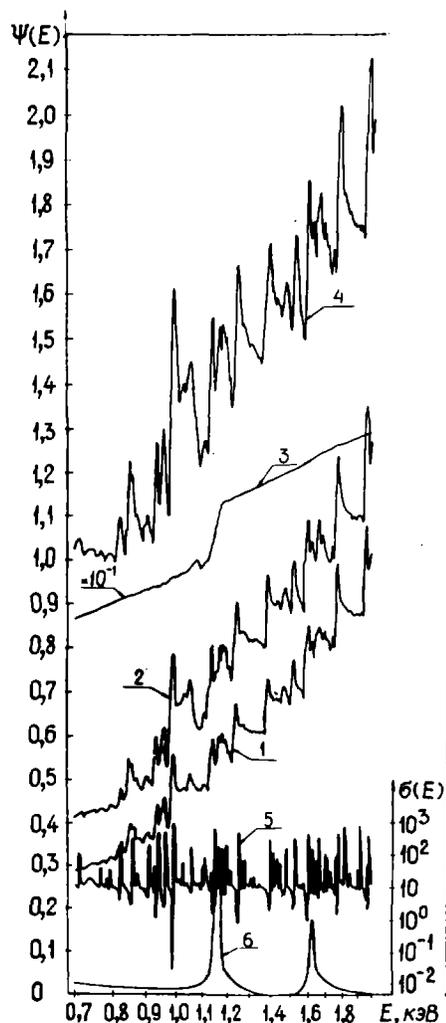


Рис.2. Спектр плотности столкновений в области энергий 0,7-2 кэВ: 1 - БЭС-33; 2 - БЭС-4I; 3 - КБР-3; 4 - БЭС-42; 5 - сечение σ_t^8 ; 6 - сечение σ_c^{Fe}

Представляет интерес оценка погрешности гладкого сечения. В табл.5 приведены соответствующие данные для реакции $^{10}\text{B}(n,\alpha)$. Из них следует, что приближенный расчет приводит к систематическому завышению на 3-5% групповых сечений в области энергий, определяющей интегральное сечение. Указанная погрешность примерно в 2 раза больше погрешности микроэксперимента для одного из основных нейтронных стандартов.

Таблица 5
Погрешности подготовки групповых констант $\sigma_a^{B^{10}}$, %

Номер группы	БЭС-33	БЭС-4I	БЭС-42	КБР-3	Тестовая модель Бейкера
II	-2	-2	-2	-3	-2
I2	-2	-2	-1	-	-2
I3	-2	-2	-1	-	-7
I4	-3	-3	-2	-1	-
I5	-4	-3	-2	-1	-3
I6	-5	-4	-2	-	-5
I7	-6	-5	-3	-2	-6
I8	-7	-8	-3	-2	-9
I9	-6	-4	-2	-3	-7
I20	-7	-2	-2	-4	-8

Примечание. Прочерк в графе означает погрешность менее 1%.

Макроскопические групповые константы. В табл.6 приведены отличия от "точных" значений групповых макроконстант поглощения, полученных с помощью факторов самоэкранирования (три итерации по σ_0). В табл.7 указаны погрешности приближенного расчета сечений упругого замедления. Этот расчет проводился с использованием поправок $b_j / [1]$, полученных параболической интерполяцией плотности рассеивающих столкновений. Из приведенных данных видно систематическое завышение приближенного расчета сечения поглощения в области энергий $E_D < 5$ кэВ. Погрешность расчета упругого замедления носит случайный характер в зависимости от композиции и области энергий.

Кроме указанного способа введения факторов b_j рассчитывались также сечения упругого замедления, в которых величины b_j определялись параболической интерполяцией групповых потоков (цифры в скобках табл.7), параболической интерполяцией логарифма плотности рассеивающих столкновений. Были также выполнены расчеты сечения поглощения с различным числом итераций по σ_0 . Из

сравнения полученных результатов с "точными" следует, что наилучшее согласие с "точными" значениями макросечений при приближенной их подготовке имеется в случае применения итерационной процедуры по σ_0 (3-4 итерации) и использовании факторов b_j на основе интерполяции плотности рассеивающих столкновений. Именно эти алгоритмы реализованы в новой версии БНАБ-78 - АРАМАКО [6].

Таблица 6

Погрешности расчета макроскопических сечений поглощения, %

Номер группы	БЭС-30	БЭС-33	БЭС-4I	БЭС-42	КБР-3	Тестовая модель Бейкера
I0	-	-	-	-	7	-
II	-3	-	-2	-I	I	-I
I2	-3	-I	-I	-	2	-2
I3	-	3	3	2	I	-
I4	-5	-6	-7	-6	-2	-3
I5	-I5	-7	-3	-3	-2	-4
I6	-25	-9	-6	-2	-I	-9
I7	-5	-2	-	2	-	-2
I8	2	-6	-9	-4	-3	-9
I9	4	8	5	4	5	9
20	7		4	3	II	I8

Примечание. Прочерк в графе означает погрешность менее 1%.

Таблица 7

Погрешности расчета макроскопических сечений упругого замедления, %

Номер группы	БЭС-30	БЭС-33	БЭС-4I	БЭС-42	КБР-3	Тестовая модель Бейкера
I	-24 (-24)	-27 (-27)	-3I (-3I)	-3I (-3I)	-I3 (-I3)	-30 (-30)
2	I (I)	- (-)	-3 (-3)	-3 (-3)	- (-)	-I (-I)
3	- (-)	-II (-II)	-I4 (-I4)	-I4 (-I4)	23 (23)	-5 (-5)
4	-3 (9)	I (I5)	- (I3)	- (I4)	-8 (-I0)	I (I4)
5	2 (I2)	-3 (8)	-4 (7)	-3 (9)	-5 (I)	-2 (8)
6	6 (I0)	5 (9)	5 (8)	6 (9)	I5 (I6)	5 (7)
7	- (3)	-2 (2)	-2 (2)	-3 (2)	I2 (I5)	- (2)
8	-5 (-)	-3 (2)	-3 (2)	-3 (2)	3 (I3)	-2 (2)
9	- (3)	I (4)	I (6)	-I (4)	7 (II)	- (7)
I0	-4 (-3)	- (I)	- (2)	-2 (4)	I8 (26)	- (3)
II	-9 (-II)	-3 (-2)	-2 (-I)	-2 (-)	2 (22)	- (6)
I2	-7 (20)	-4 (-)	-4 (-)	-2 (I)	4 (I4)	2 (24)
I3	-2 (28)	3 (-2)	4 (-)	7 (3)	8 (-)	-5 (-I0)
I4	-40 (-90)	- (-4)	- (-4)	I (-2)	-8 (-II)	-I4 (-33)
I5	-I5 (-60)	-5 (-4)	-3 (-I)	- (3)	I (I0)	-I2 (-20)
I6	-50 (ж)	-I4 (-6)	-I4 (4)	-5 (-)	-5 (2)	-25 (-20)
I7	-27 (ж)	-I5 (I7)	-II (-22)	-7 (-I3)	-3 (-7)	-25 (-I8)
I8	ж (ж)	22 (3)	39 (20)	I7 (I3)	-8 (-6)	28 (4)
I9	ж (ж)	-25 (-23)	44 (50)	I4 (I4)	-9 (-8)	-I0 (-I)
20	ж (ж)	-60 (-II)	47 (52)	4 (3)	-I9 (-I8)	-I20 (-II0)

Примечания: I. Прочерк в графе означает погрешность менее 1%. 2. Значок ж означает, что $b_j < 0$. 3. Цифры в скобках - факторы b_j , полученные интерполяцией групповых потоков.

В основе использования итерационной процедуры по сечению разбавления σ_0 лежит простое физическое представление. Эта процедура позволяет в приближении узкого резонанса учесть в среднем тонкую структуру потока в энергетической группе с точки зрения описания количества "набрасываемых" нейтронов в резонансы. Уменьшение погрешности приближенного расчета сечения упругого замедления композиции при выборе в качестве интерполируемой величины для оценки факторов b_j плотности рассеивающих столкновений также имеет простой физический смысл. С точностью до средне-логарифмической потери энергии (ξ -среды) плотность рассеивающих столкновений равна плотности замедления нейтронов - наиболее монотонной из интегральных величин, описывающих процесс замедления нейтронов. К тому же эта величина просто вычисляется в групповом расчете.

Однако, как показали расчеты, указанный способ подготовки макроконстант (три итерации по σ_0 и интерполяция плотности рассеивающих столкновений) в некоторых случаях приводит к большему отклонению от "точного" расчета, чем процедура, в которой отсутствуют итерации по σ_0 , и к отрицательным значениям факторов b_j . Так, в случаях, когда приближенный расчет сечения поглощения в резонансной области энергий дает значение последнего меньше "точного", применение итераций по σ_0 ведет к дальнейшему ухудшению результата. Такая картина наблюдается в сборке КБР-3 для σ_c^8 в группах 16-20. Отрицательные значения факторов b_j были получены в сборках БЭС-30, БЭС-35, БЭС-38 в области энергий, где наблюдается сильное падение нейтронного потока.

Погрешность расчета групповых потоков. В табл.8 приведены погрешности групповых нормированных потоков для двух способов подготовки групповых констант. Из таблицы следует, что различие для большинства групп невелико, но в области широких рассеивающих резонансов натрия и железа оно достигает 10-30%. Видно также, что при использовании интерполяции плотности рассеивающих столкновений приближенный и "точный" расчеты согласуются лучше.

Таблица 8

Погрешности нормированных групповых потоков, %

Номер группы	БЭС-30	БЭС-33	БЭС-35	БЭС-38	БЭС-41	БЭС-42	КБР-3	Тестовая модель Бейкера
1	4 (4)	5 (5)	-1	1	6 (6)	5 (5)	2 (2)	4 (4)
2	-2 (-2)	-2 (-2)	-1	1	-1 (-1)	-1 (-1)	- (-)	-2 (-2)
3	-1 (-1)	1 (1)	-2	1	3 (3)	2 (2)	-7 (-7)	-1 (-1)
4	- (-3)	-1 (-4)	-1	2	-1 (-)	-2 (-4)	9 (14)	-1 (-3)
5	- (-4)	3 (-)	-2	9	3 (-)	2 (-2)	11 (13)	1 (-1)
6	-4 (-3)	-1 (-1)	-11	-6	1 (-)	-2 (-2)	-7 (-2)	-3 (-2)
7	- (1)	- (-)	-2	-3	- (-)	1 (1)	1 (-2)	1 (1)
8	2 (2)	1 (-)	5	2	1 (-)	- (-)	2 (-3)	1 (-1)
9	- (1)	-2 (-3)	12	1	-2 (-3)	- (-2)	-2 (-)	-1 (-3)
10	2 (5)	-1 (1)	13	12	- (1)	- (2)	-14 (-18)	-1 (1)
11	2 (7)	1 (5)	-36	10	1 (4)	- (2)	4 (-8)	- (-)
12	-2 (-9)	1 (5)			2 (4)	- (2)	2 (3)	-2 (-12)
13	-8 (-8)	-5 (4)			-6 (2)	-5 (-)	- (16)	5 (22)
14	2 (36)	2 (6)			2 (7)	2 (5)	13 (23)	8 (28)
15	-20 (-3)	8 (6)			5 (5)	2 (2)	5 (8)	2 (11)
16	8 (-7)	11 (10)			10 (9)	4 (5)	9 (16)	4 (7)
17		2 (8)			-1 (8)	- (4)	7 (21)	-15 (-8)
18		-7 (-)			-7 (-6)	-4 (-2)	9 (19)	-34 (-17)
19		-7 (-17)			9 (-3)	-3 (-3)	3 (14)	-3 (-22)
20		2 (7)			13 (14)	- (2)	-9 (5)	-27 (-41)

Примечания: 1. Прочерк в графе означает погрешность менее 1%. 2. Цифры в скобках - факторы b_j , полученные интерполяцией групповых потоков.

Скорости реакций. В табл.9 приведены отклонения приближенных значений средних скоростей реакций от "точных". Эти данные соответствуют трем вариантам приближенного расчета:

Таблица 9

Погрешности расчета скоростей реакций, %

Реакция	БЭС-30			БЭС-33			БЭС-41			БЭС-42			КБР-3			Тестовая модель Бейкера		
	1)	2)	3)	1)	2)	3)	1)	2)	3)	1)	2)	3)	1)	2)	3)	1)	2)	3)
r ⁵	-	-	-1,8	-	-0,5	-2,5	-	-0,7	-3,0	-	-0,9	-1,8	6,5	2,5	3,5	2,2	-0,9	-2,7
c ⁵	1,1	-	-1,7	0,6	-1,2	-3,0	-	1,2	-4,1	-	-1,2	-2,5	8,9	3,4	3,8	1,1	-1,7	-4,1
r ⁹	-	-	-1,5	-	-0,6	-4,1	-	-0,6	-3,5	-	-0,8	-2,5	5,3	0,7	-	-2,5	-1,9	-7,0
c ⁹	-0,5	-2,4	-8,6	-	-2,0	-8,9	0,5	-1,9	-7,6	-0,7	-1,1	-2,7	10,5	3,0	2,7	0,5	-0,7	2,1
r ⁸	-2,7	-1,5	-6,1	2,0	-1,5	-5,0	-1,4	-0,7	-4,5	-1,8	-1,0	-4,6	5,1	0,8	-5,9	-	-0,9	-4,0
c ⁸	1,2	-	-0,8	1,0	-	2,0	1,3	-	2,2	0,7	-0,5	1,1	21,0	14,7	12,0	4,4	-0,4	-4,4
c ^{Fe}	-	-1,1	-2,6	-2,2	-2,1	-5,0	-3,4	-4,2	-5,9	-6,4	7,3	-7,2	7,8	4,9	5,2	1,9	-1,4	-2,1
c ^{Cr}	-0,8	-1,4	-5,7	0,9	-1,1	-2,1	1,1	-0,7	-1,8	1,0	-	-	8,7	4,1	6,5	2,8	-0,6	0,5
c ^{Ni}	2,1	1,3	-	3,1	2,0	5,0	3,9	2,4	5,3	2,2	1,2	2,4	2,0	2,8	4,3	2,0	1,1	3,0
c ^{Mn}	-	-	-	-1,0	-4,2	-25,0	2,2	-	-20,0	10,8	9,4	6,7	12,0	4,8	9,4			
c ^O	1,1	-1,1	-13,2	0,8	-0,8	-4,2	0,8	-0,9	-4,3	-0,3	-1,1	-2,3	8,5	2,8	3,7	2,7	-10,5	-3,1

Примечания: 1. Методика приближенного расчета соответствует условиям в пунктах 1), 2), 3) в тексте.
2. Прочерк в графе означает погрешность менее 0,5%.

1) итерации по σ_0 отсутствуют; факторы b_j - параболическая интерполяция групповых потоков; такая подготовка макроконстант соответствует алгоритму, реализованному в системе констант БНАБ-70 - АРАМАКО и комплексе МИМ /ГЗ/;

2) три итерации по σ_0 ; параболическая интерполяция плотности рассеивающих столкновений при расчете факторов b_j ; эта подготовка макроконстант соответствует методике, принятой в БНАБ-78 - АРАМАКО;

3) три итерации по σ_0 ; факторы $b_j = 1$ для $j > 3$; $b_1 = 2,44$, $b_2 = 1,6$, $b_3 = 1,19$.

Из приведенных данных можно сделать следующие выводы:

1. Погрешность приближенного расчета сечения деления и радиационного захвата ^{235}U , ^{239}Pu и ^{238}U для всех композиций, кроме КБР-3, в методиках, используемых в инженерных расчетах, составляет 1-2%, что сравнимо с неопределенностью измерения этих величин. Относительно небольшая величина погрешности по сравнению с таковыми в макроконстантах (см. табл. 2) связана как с разным знаком отклонений приближенных расчетов потоков и макроконстант (компенсация погрешностей), так и с относительной малым вкладом констант при низких энергиях, имеющих большую погрешность.

2. Погрешность расчета сечения поглощения конструкционных материалов достигает 5-10%.

3. Обращает внимание увеличение погрешностей скоростей реакций в сборке КБР-3 почти во всех случаях. Это связано с существенно мягким спектром нейтронов (доля потока нейтронов ниже 1 кэВ составляет 7%) и большой погрешностью приближенной подготовки макроконстант в данной критической сборке (см. табл. 2-4). Этот результат указывает на необходимость проявления большой осторожности при интерпретации экспериментальных данных в таких композициях. Например, погрешность величины s^{8/r^5} при использовании алгоритмов подготовки типа БНАБ-78 - АРАМАКО приводит к занижению этой величины на 12%.

Погрешность расчета критичности. Оценки погрешности расчета коэффициента $K_{эф}$ приведены в табл. 10. Методики приближенного расчета соответствуют пунктам 1), 2), 3) в предыдущем разделе. Из этих данных следует, что погрешность используемых инженерных методик составляет 0,5-1%. Для реальных систем типичное значение погрешности этого параметра критичности, приведенного к условиям однородной модели (неопределенность состава, эффекты гетерогенности и т.д.), составляет $\pm 0,5\%$.

Погрешности расчета $K_{эф}$, %

Таблица 10

Методика	БЭС-30	БЭС-33	БЭС-35	БЭС-41	КБР-3	Тестовая модель Бейкера
Итерации по сечению σ_0 отсутствуют. Факторы b_j - интерполяция групповых потоков	0,4	-0,8	0,1	-1,2	-1,3	-0,7
Три итерации по сечению σ_0 . Факторы b_j - интерполяция плотности рассеивающих столкновений	0,4	-0,2	0,3	0,1	-1,2	-0,5
Три итерации по сечению σ_0 . Поправки факторов b_j не вводятся	0,3	-2,6	0,1	-3,1	-3,0	-2,2

Погрешность параметров воспроизводства. Оценки погрешности были сделаны для стандартного реактора Бейкера, который по составу близок к реактору-размножителю с окисным топливом большой мощности. Величины КВ и КВА получены из нейтронного баланса и приведены к условиям $K_{эф} = 1$. При оценке КВ принималось, что нейтроны, утекающие из активной зоны, поглощаются в ^{238}U . Из приведенных данных (табл. 11) следует, что погрешность расчета КВ с помощью инженерных методик даже в случае простейшей модели реактора достигает 0,02, что сравнимо с константой составляющей погрешности расчета $\pm 0,03$, гарантируемой авторами системы констант БНАБ-78 для реактора типа БН-1600 в среднестационарном состоянии.

Таблица II

Величины КВ и КВА для тестовой модели реактора Бейкера

Методика	КВ	КВА
"Точный" расчет	1,367	0,791
Итерации по сечению σ_0 отсутствуют. Факторы b_j - интерполяция групповых потоков	1,391	0,804
Три итерации по сечению σ_0 . Факторы b_j - интерполяция плотности рассеивающих столкновений	1,372	0,795

Приведенные в работе результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. Погрешности расчета групповых констант, потоков нейтронов и скоростей реакций при использовании алгоритмов, лежащих в основе систем подготовки констант в инженерных расчетах быстрых реакторов, в некоторых случаях превышает погрешности из-за неопределенности ядерных данных. Например, в приближенном расчете величина s^8 / f^5 для сборки КБР-3 отличается от "точного" значения примерно на 12% (см. табл. 9), что в 5-6 раз больше погрешности измерения этой величины на критической сборке. Приближенный расчет коэффициента $K_{эф}$ дляборок БЭС-33, БЭС-41 и КБР-3 дает погрешность 1,0%, что в 2 раза превышает погрешность эксперимента с учетом неопределенности поправок приведения к гомогенной (R-Z)-модели.

2. Для условий, близких к условиям реактора большой мощности, погрешность приближенного расчета составляет для $K_{эф}$ около 1% и для КВ около 0,02 (абсолютные единицы), что сравнимо с гарантируемой авторами БНАБ-78 погрешностью этих величин (около 0,5% для $K_{эф}$ и около 0,03 для КВ) в случае реактора типа БН-1600 в среднестационарном состоянии.

Список литературы

1. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1964.
2. Воротинцев М.Ф., Ваньков А.А., Воропаев А.И. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1976, вып. 21, с. 147-184.
3. Le Sage L.G., McKnigh R.D. Discussion of Integral Experiment C/E Discrepancies. Nuclear Cross-Sections for Technology. - In: Proc. of the Intern. Conf. Knoxville. NBS-595, 1980, p. 297.
4. Borré J., Bouchard J., Caumette P.e.a. Fast reactor physics at clean core. - In: Intern. Symp. on Physics of Fast Reactors (Tokyo, 1973). IAEA, 1973, v.3, p.396.
5. Lyon F., Martini M., Rimpault G. Etude de l'effet de vidange sodium dans des milieux représentatifs des centrales à neutrons rapides de type classique ou hétérogène. - In: Fast Reactor Physics 1979. Vienna: IAEA, 1980, v.2, p.71.
6. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
7. Казанский Д.А., Ваньков А.А., Возяков В.В. и др. Атомная энергия, 1982, т.52, вып.4, с.235-240.
8. Воротинцев М.Ф., Пивоваров В.А. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1980, вып.4(13), с.27-42.
9. Возяков В.В., Воропаев А.И., Абдулаев Х.Ш. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1977, вып.27, с.16-26.
10. Зизин М.Н., Загацкий Б.А., Темнова Т.А., Ярославцева Л.Н. Автоматизация реакторных расчетов. М.: Атомиздат, 1973.
11. Казанский Д.А., Ваньков А.А., Возяков В.В. и др. См. [9], 1981, вып.4(43), с.4-12.
12. Воропаев А.И., Ваньков А.А., Цибуля А.М. Сравнение расчетов стандартного быстрого реактора (модель Бейкера). - Атомная энергия, 1978, т.45, вып.6, с.119; 1979, т.47, вып.4, с.384.
13. Proceedings of the IAEA Consultants Meeting on the Uranium and Plutonium Isotope Resonance Parameters. INDC (NDS) - 129/GJ. Vienna: IAEA, 1981.

Статья поступила в редакцию 13 июня 1983 г.

ЭФФЕКТИВНЫЕ РЕЗОНАНСНЫЕ ИНТЕГРАЛЫ ТОРИВНЫХ СТЕРЖНЕЙ,
СОДЕРЖАЩИХ ИНЕРТНЫЙ РАЗБАВИТЕЛЬЛ.Н.Юрова, А.А.Поляков, В.П.Рухло, Д.Е.Титаренко, С.Ф.Комин,
О.В.Шведов, Е.А.Филиппов, А.С.Папков, И.И.КокоринTHE EFFECTIVE RESONANCE INTEGRAL OF ISOLATED BLOCK CONTAINING MIXTURES ^{232}Th AND INERT DILUTIVES. In this article the results of experimental measurement of effective resonance integrals of isolated blocks containing mixtures of ^{232}Th and inert dilutives are given.

Поглощение нейтронов в цилиндрических блоках, содержащих резонансный поглотитель, например торий, описывается полуэмпирической формулой Гуревича - Померанчука $I_{\text{эф}} = \alpha + \beta \sqrt{S/M}$, в которой коэффициенты α и β вычисляются на основе экспериментально определенных значений эффективного резонансного интеграла. Диапазон изменения $\sqrt{S/M}$ для блоков из двуоксида или металлического тория соответственно равен 0,371-0,998 и 0,279-0,679 см·г^{-1/2} [1,2]. В толстых блоках при $\sqrt{S/M} \lesssim 0,3$ становится ощутимым эффект замедления нейтронов и наблюдается отклонение от линейной зависимости. Для учета этого эффекта в работе [1] в подкоренное выражение введена поправка. Дальнейшее развитие теории, учитывающей эффект замедления нейтронов в блоках, содержащих резонансный поглотитель, было сделано, например, в работах [3,4], в которых на основе приближения "узких резонансов" было получено следующее выражение для описания процесса резонансного поглощения:

$$I_{\text{эф}} = \alpha + \beta \sqrt{\Sigma_{\text{sp}} / N_{\text{полг}} \cdot 10^{-22}} f(d \Sigma_{\text{sp}}), \quad (1)$$

где α и β - коэффициенты, зависящие от параметров резонансного поглотителя; Σ_{sp} - эффективное макроскопическое сечение потенциального рассеяния ядер в блоке; $N_{\text{полг}}$ - ядерная концентрация резонансного поглотителя в блоке; d - диаметр блока; $f(d \Sigma_{\text{sp}})$ - функция, учитывающая геометрию блока и ядерные свойства среды, вид которой определяется выражением

$$f(d \Sigma_{\text{sp}}) = \frac{(\text{erf } d \Sigma_{\text{sp}})(1 + 2d \Sigma_{\text{sp}}) + 2 \sqrt{d \Sigma_{\text{sp}}/\pi} \exp[-(d \Sigma_{\text{sp}})]}{2d \Sigma_{\text{sp}}}$$

Вид функции $f(d \Sigma_{\text{sp}}) = f(x)$ приведен на рис.1.

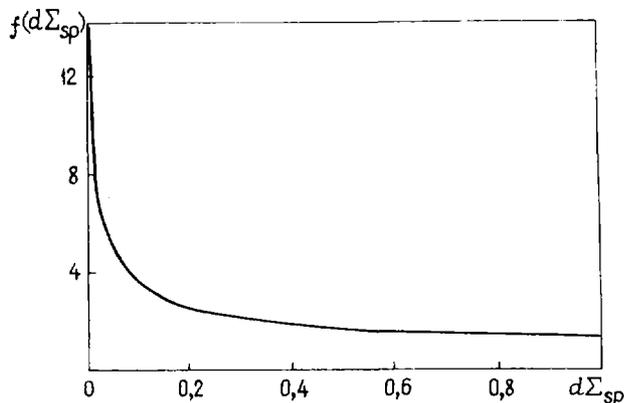


Рис.1. Табулированные значения функции $f(d \Sigma_{\text{sp}}) = f(x)$

Так же, как и в формуле Гуревича - Померанчука, коэффициенты α и β , соответствующие объемной и поверхностной частям эффективного резонансного интеграла, можно определить путем экспериментальных исследований с использованием блоков, содержащих один и тот же резонансный

поглотитель, но имеющих различное сечение потенциального рассеивания. Такие условия нельзя реализовать при изменении диаметра блоков из двуокиси или металлического тория. Изменение величины эффекта замедления нейтронов в блоках, содержащих резонансный поглотитель, можно создать при введении в ториевые блоки нуклидов с различной атомной массой (легких, средних и тяжелых). В дальнейшем эти нуклиды, определяющие процесс замедления нейтронов в блоке, обозначим как инертный разбавитель.

Методика экспериментальных исследований. Эффективный резонансный интеграл исследуемых ториевых стержней различного состава определяли на основе активационного метода с использованием полупроводниковых детекторов. Величину эффективного резонансного интеграла находили в результате сравнения скоростей реакций радиационного захвата нейтронов с энергией выше эффективной граничной энергии поглощения кадмия в экспериментальном образце, помещаемом в исследуемый блок, и в фольге из металлического тория (стандартный образец). Состав экспериментального образца соответствовал составу исследуемого блока. Скорость реакции $^{232}\text{Th}(n, \gamma)$ измеряли путем регистрации интенсивности γ -излучения ^{233}Pa . Концентрация резонансного поглотителя ^{232}Th в блоках определяли "взвешиванием" экспериментальных образцов и стандарта в тепловой колонне. В этом случае выражение для вычисления эффективного резонансного интеграла исследуемых стержней можно представить в виде

$$I_{\text{эф}} = (S_{\delta l} / S_{\text{CT}})_{1/E}^{\text{Pa}} (S_{\text{CT}} / S_{\delta l})_{\text{Т.К}}^{\text{Pa}} I_{n, \gamma}^{\text{Th}} K_{\delta l} K_{\mu} K_{\pi} \xi,$$

где $(S_{\delta l} / S_{\text{CT}})_{1/E}^{\text{Pa}}$ - отношение площадей пиков, регистрируемых интенсивностей γ -излучения ^{233}Pa в экспериментальном и стандартном образцах; $(S_{\text{CT}} / S_{\delta l})_{\text{Т.К}}^{\text{Pa}}$ - отношение площадей пиков, регистрируемых интенсивностей γ -излучения в экспериментальном и стандартном образцах, облученных в тепловой колонне; $K_{\delta l}$ - коэффициент, учитывающий блокировку ядер в стандартном образце; K_{μ} - поправка, учитывающая различие в ослаблении γ -квантов, испускаемых при распаде ^{233}Pa в материале таблетки и стандартном образце; K_{π} - отношение потока нейтронов в месте облучения экспериментальных и стандартных образцов; ξ - поправка, учитывающая отклонение спектра нейтронов от спектра Ферми. Коэффициент $K_{\delta l}$ определяли с помощью кадмиевых отношений, измеренных ториевыми фольгами: $K_{\delta l} = (R_{\text{Cd}}^{\infty} - 1) / (R_{\text{Cd}}^{\text{CT}} - 1)$, где R_{Cd}^{∞} , $R_{\text{Cd}}^{\text{CT}}$ - кадмиевые отношения соответственно для "бесконечно" тонкой фольги и стандартного образца.

В связи с тем, что все блоки имели разное содержание двуокиси тория и соответствующего разбавителя, для каждого состава экспериментально определяли K_{μ} - линейный коэффициент ослабления интенсивности γ -квантов. Поправку вычисляли по формуле

$$K_{\mu} = (\mu h)_{\delta l} \left\{ 1 - \exp[-(\mu h)_{\text{CT}}] \right\} / \left\{ 1 - \exp[-(\mu h)_{\delta l}] \right\} (\mu h)_{\text{CT}},$$

где μ - коэффициент ослабления γ -квантов; h - толщина таблетки. Величину коэффициента ξ определяли расчетным путем. Спектр нейтронов в месте облучения ториевых блоков, содержащих инертный разбавитель, рассчитывали по программе TRIFON [5]. Максимальное значение коэффициента ξ не превышает 0,3%, поэтому в величине эффективного резонансного интеграла поправку не учитывали.

Облучение исследуемых блоков. Эксперименты по определению эффективного резонансного интеграла ториевых блоков различного состава выполняли на реакторе ТВР ИТЭФ. Наиболее оптимальные условия для формирования спектра замедленных нейтронов реализуются при облучении блоков в канале А-0, так как выбранный канал расположен в центре тяжеловодной полости квадратной ячейки активной зоны реактора. В качестве тепловой колонны использовали канал Б-8, расположенный в тяжеловодном отражателе [6]. Облучение ториевых блоков, содержащих инертные разбавители, производили в стандартных алюминиевых контейнерах высотой 100 мм. В качестве дистанционирующих элементов использовали графитовые втулки. Схема загрузки исследуемых блоков подробно описана в работе [7]. Отношение плотности потока нейтронов в месте облучения экспериментальных и стандартных образцов измеряли фольгами из сплава золота с алюминием.

Состав исследуемых блоков. В качестве инертных разбавителей использовали SiC , ZrO_2 , Bi_2O_3 . Экспериментальные блоки ThO_2 , $\text{ThO}_2 + \text{SiC}$, $\text{ThO}_2 + \text{ZrO}_2$ с различной концентрацией разбавителя изготавливали из дисперсионной смеси двуокиси тория и соответствующего разбавителя. Каждый исследуемый блок представлял собой цилиндрический стержень длиной 30 мм, набранный из отдельных таблеток размером 5–10 мм. Экспериментальные образцы, имеющие толщину 500–1000 мкм, помещали в центре соответствующих стержней. Ядерную концентрацию тория в экспериментальных стержнях определяли по результатам облучения экспериментальных таблеток и стандартного образца в тепловой колонне. Состав экспериментальных стержней представлен в табл. I. Материал стержня, приведенного в таблице под номером 7, представлял собой смесь двуокиси тория и двуокиси циркония в виде твердого раствора.

Таблица I

Характеристика исследуемых стержней

Но- мер стер- жня	Состав	d, см	μ, I см	Ядерная концентрация, $\times 10^{-21}$, ядро/см ³						$\frac{P_{\text{Th}}}{P_{\text{Th}}+P_{\text{P}}}$, %	$\frac{N_{\text{Th}}}{N_{\text{Th}}+N_{\text{P}}}$, %
				тория	кисло- рода	цирко- ния	крем- ния	угле- рода	вис- мута		
1	$\text{ThO}_2 + \text{ZrO}_2$	0,808	$1,85 \pm 0,02$	6,69	25,87	6,25	-	-	-	61,2	17,2
2		0,648	$1,81 \pm 0,02$	5,41	26,84	8,01	-	-	-	52,0	13,4
3		0,742	$1,32 \pm 0,01$	2,93	28,22	11,18	-	-	-	31,6	6,9
4		0,807	$1,36 \pm 0,01$	1,88	30,14	13,19	-	-	-	20,6	4,2
5		0,649	$3,17 \pm 0,03$	13,44	45,89	9,49	-	-	-	68,3	22,7
6		0,650	$2,26 \pm 0,02$	8,29	38,35	10,88	-	-	-	54,5	14,4
7		0,684	$2,79 \pm 0,02$	12,22	36,52	6,04	-	-	-	73,2	25,1
8		0,808	$1,82 \pm 0,02$	6,48	12,96	-	19,68	19,68	-	60,1	11,0
9	$\text{ThO}_2 + \text{SiC}$	0,804	$1,39 \pm 0,01$	4,16	8,32	-	30,01	30,01	-	41,9	5,7
10		0,797	$1,24 \pm 0,01$	2,35	4,70	-	38,62	38,62	-	25,1	2,8
11		0,802	$1,10 \pm 0,01$	1,13	2,26	-	46,93	43,93	-	13,0	1,3
12	$\text{ThO}_2 + \text{Bi}_2\text{O}_3$	0,800	$2,50 \pm 0,02$	8,66	6,49	-	-	-	6,11	54,2	21,0
13		0,800	$2,31 \pm 0,02$	5,49	19,77	-	-	-	5,85	45,3	17,6
14		0,798	$2,11 \pm 0,02$	4,49	18,41	-	-	-	6,29	39,3	15,4
15		0,790	$2,15 \pm 0,02$	1,65	15,78	-	-	-	8,32	16,1	6,4
16	ThO_2	0,765	$3,96 \pm 0,04$	17,75	35,50	-	-	-	-	87,9	33,3

Результаты измерения. Регистрацию γ -квантов, образующихся при распаде ^{233}Pa , осуществляли на коаксиальном $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторе с объемом 400 м³ и разрешением 2,9 кэВ для энергии 1332 кэВ. Для уменьшения интегральной загрузки экспериментальные образцы помещали на высоте 150–250 мм от поверхности детектора, что позволило не учитывать эффекта изменения зональной характеристики детектора. Результаты экспериментальных исследований представлены в табл. 2 и на рис. 2. Анализ экспериментальных результатов показывает, что использование полученных значений эффективных резонансных интегралов для вычисления коэффициентов α и β в выражении (I) не совсем корректно, поскольку эта формула получена в приближении "узких" резонансов. Поэтому в значение сечения потенциального рассеяния исследуемого блока необходимо ввести поправку, позволяющую пользоваться приближением "узких" резонансов. Методика ее ввода показана в работе [8]. В этом случае эффективное сечение потенциального рассеяния исследуемого блока можно представить в виде $\sigma_{\text{sp}}^* = \sigma_{\text{sp}}^j \times \bar{K}(A^j)$.

Поскольку композиция каждого ториевого стержня представляет собой смесь из трех-четырех типов ядер с различными массовыми числами, вклад каждого ядра $\bar{K}(A^j)$ в эффективное потенциальное сечение рассеивания блока можно получить усреднением по i -м резонансам ^{232}Th :

$$\bar{K}(A^j) = \frac{\sum_i K_i(A^j) I_{R_i}}{\sum_i I_{R_i}} \quad (2)$$

Здесь I_{R_i} вычисляется из соотношения $I_{R_i} = \pi \sigma_i^{(0)} \Gamma / 2E_{0i}$; $K_i(A^j)$ вычисляется по формуле $K_i(A^j) = 1 - (1/\lambda_i) \alpha z \operatorname{ctg} \lambda_i$, где величина λ_i определяется из соотношения $\lambda_i = \Delta E / E_{эф}$, а $\Delta E_{эф}$ - выражением $\Delta E_{эф} = \Gamma \sqrt{\sigma^{(0)}} / (\sum_{sp} N_{пол})$, в котором Γ - полная ширина резонанса, $\sigma^{(0)}$ - величина полного сечения в максимуме резонанса. Параметры резонансов ^{232}Th и значения сечений потенциального рассеяния были взяты из работы [9]. Значения поправок $\bar{K}(A^j)$, вычисленные по формуле (2) для каждого состава, приведены в табл.3.

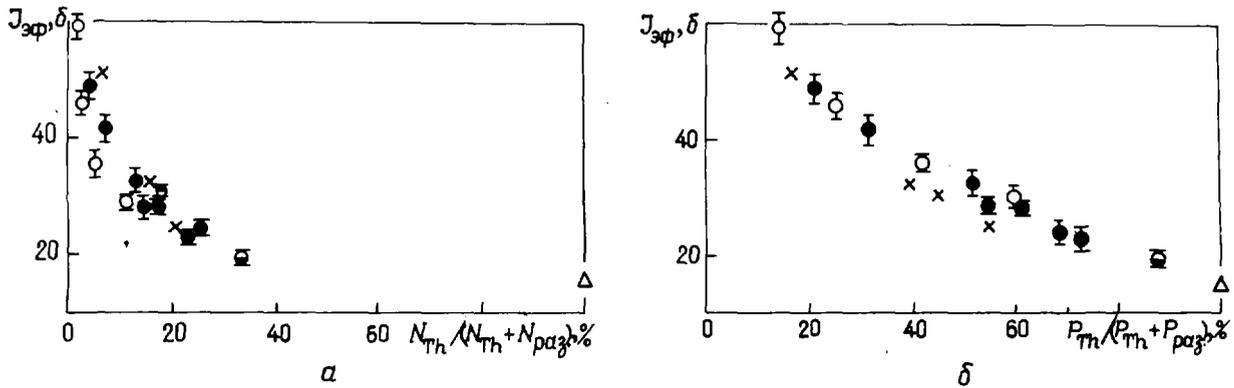


Рис.2. Экспериментальная зависимость эффективного резонансного интеграла от ядерной концентрации тория (а) и массовой концентрации тория (б): \circ - $\text{ThO}_2 + \text{SiC}$; \bullet - $\text{ThO}_2 + \text{ZrO}_2$; \times - $\text{ThO}_2 + \text{Bi}_2\text{O}_3$; Δ - торий; \ominus - ThO_2

Таблица 2

Результаты эксперимента по определению зависимости эффективного резонансного интеграла от ядерной концентрации тория

Состав ториевых стержней	$(S_{эл}/S_{ст})_{1/E}$	$(S_{ст}/S_{эл})_{т.к}$	$I_{эф}^{Th}, б$
$\text{ThO}_2 + \text{ZrO}_2$	$0,283 \pm 0,004$	$1,633 \pm 0,021$	$28,39 \pm 1,19$
	$0,281 \pm 0,003$	$1,922 \pm 0,024$	$33,25 \pm 1,38$
	$0,215 \pm 0,003$	$3,159 \pm 0,040$	$41,74 \pm 1,71$
	$0,164 \pm 0,002$	$4,856 \pm 0,061$	$48,95 \pm 2,02$
	$0,254 \pm 0,003$	$1,512 \pm 0,019$	$23,60 \pm 0,99$
	$0,252 \pm 0,003$	$1,834 \pm 0,023$	$28,42 \pm 1,18$
$\text{ThO}_2 + \text{SiC}$	$0,274 \pm 0,003$	$1,399 \pm 0,018$	$23,62 \pm 0,98$
	$0,279 \pm 0,003$	$1,662 \pm 0,021$	$28,57 \pm 1,18$
	$0,242 \pm 0,003$	$2,384 \pm 0,030$	$35,42 \pm 1,47$
	$0,188 \pm 0,002$	$3,976 \pm 0,050$	$46,03 \pm 1,91$
$\text{ThO}_2 + \text{Bi}_2\text{O}_3$	$0,123 \pm 0,002$	$7,841 \pm 0,099$	$59,22 \pm 2,46$
	$0,220 \pm 0,003$	$1,845 \pm 0,023$	$25,01 \pm 1,03$
	$0,223 \pm 0,003$	$2,207 \pm 0,028$	$30,30 \pm 1,25$
	$0,211 \pm 0,003$	$2,544 \pm 0,032$	$33,00 \pm 1,37$
ThO_2	$0,135 \pm 0,002$	$6,205 \pm 0,078$	$51,60 \pm 2,14$
	$0,275 \pm 0,004$	$1,137 \pm 0,014$	$19,24 \pm 0,79$

Примечание. Для всех составов $I^{Th} = 85 \pm 3 б$; $K_{00} = 0,723 \pm 0,008$; $K_{п} = 1,000 \pm 0,005$.

Расчетные значения коэффициентов

Таблица 3

Состав ториевых стержней	Коэффициенты $K(A^d)$					
	тория	кислорода	циркония	кремния	углерода	висмута
ThO_2+ZrO_2	0,280	0,880	0,536	-	-	-
	0,302	0,891	0,567	-	-	-
	0,396	0,923	0,668	-	-	-
	0,450	0,934	0,710	-	-	-
	0,269	0,874	0,522	-	-	-
	0,297	0,888	0,551	-	-	-
	0,242	0,864	0,490	-	-	-
ThO_2+SiC	0,267	0,873	-	0,799	0,899	-
	0,376	0,915	-	0,864	0,934	-
	0,470	0,935	-	0,899	0,951	-
	0,583	0,957	-	0,930	0,967	-
$ThO_2+Bi_2O_3$	0,215	0,840	-	-	-	0,235
	0,289	0,884	-	-	-	0,313
	0,304	0,891	-	-	-	0,330
	0,418	0,927	-	-	-	0,447
ThO_2	0,227	0,849	-	-	-	-
$Th_{мет}$	0,180	-	-	-	-	-

При вычислении коэффициентов α и β использовали метод наименьших квадратов. Экспериментальные значения эффективного резонансного интеграла ториевых стержней, содержащих инертный разбавитель, и стержней из металлического тория представлены в табл.2 и работе [2], данные, необходимые для расчета, - в табл.4.

Эффективный резонансный интеграл и эффективное потенциальное сечение рассеяния

Таблица 4

Состав ториевых стержней	$N_{Th} \cdot 10^{-21}$, ядро/см ³	Σ_{sp}^* , см ⁻¹	$\sqrt{\frac{\Sigma_{sp}^*}{N_{Th} \cdot 10^{-22}}} f(d\Sigma_{sp})$	$I_{эф}, \sigma$
ThO_2+ZrO_2	6,69	0,131	1,588	28,39±1,19
	5,41	0,140	1,962	33,25±1,38
	2,93	0,160	2,514	41,74±1,71
	1,88	0,176	3,030	48,95±2,02
	13,44	0,228	1,267	23,60±0,99
	8,29	0,198	1,602	28,42±1,18
	12,22	0,175	1,283	23,62±0,98
ThO_2+SiC	6,48	0,163	1,627	28,57±1,18
	4,16	0,238	2,073	35,42±1,47
	2,35	0,281	2,798	46,03±1,91
	1,13	0,308	4,046	59,22±2,46
$ThO_2+Bi_2O_3$	8,66	0,120	1,399	25,01±1,03
	5,49	0,102	1,747	30,30±1,25
	4,49	0,098	1,932	33,00±1,37
ThO_2	1,65	0,097	3,202	51,60±2,14
	17,45	0,164	1,007	19,24±0,79
$Th_{мет}$	30,43	0,069	0,336	9,68±0,41
	30,43	0,069	0,373	10,25±0,43
	30,43	0,069	0,458	11,46±0,47
	30,43	0,069	0,604	13,56±0,57
	30,43	0,069	0,753	15,73±0,65

Искомая зависимость (I), представленная на рис.3, может быть получена в виде

$$I_{эф} = \left[4,74 + 14,67 \sqrt{\Sigma_{sp}^* / N_{Th} \cdot 10^{-22}} f(d \Sigma_{sp}^*) \right] \pm 3,6\% . \quad (3)$$

Сравнение результатов вычислений эффективного резонансного интеграла для стержней из двуокиси тория по формуле (3) и по формуле Гуревича - Померанчука с коэффициентами, определенными авторами работы [I], показывает универсальность полученной аналитической зависимости. Результаты вычислений представлены в табл.5. Кроме того, используя полученную зависимость (3), можно вычислить значения эффективных резонансных интегралов для стержней из смеси двуокиси тория и двуокиси свинца. Расчетные значения настоящей работы согласуются в пределах погрешностей с экспериментальными данными, опубликованными в работе [IO] (табл.6).

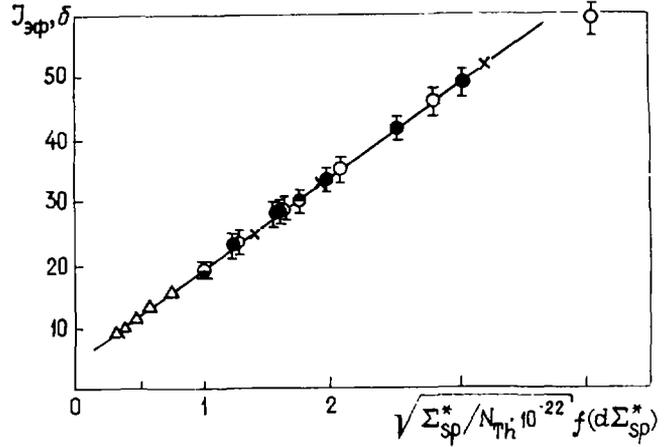


Рис.3. Зависимость эффективного резонансного интеграла тория от рассеивающих свойств и геометрии блочков: O - ThO₂ + SiC; ● - ThO₂ + ZrO₂; X - ThO₂ + Bi₂O₃; Δ - Th; ○ - ThO₂

Таблица 5

Расчетные значения эффективного резонансного интеграла стержней из ThO₂ по данным разных авторов

d, см	Эффективный резонансный интеграл, с						Настоящая работа ^{*7}
	Weitman ^{*1}	Weitman ^{*2}	Pettus e.a. ^{*3}	Polowitch and Hardy ^{*4}	R.Sehgal ^{*5}	R.Sehgal ^{*6}	
0,765	19,11±0,95	19,37±0,97	19,11±0,95	19,14±0,96	18,68±0,82	18,62±0,82	19,51±0,69
1,211	16,50±0,82	16,48±0,82	16,19±0,81	16,45±0,82	15,99±0,70	15,94±0,70	16,77±0,59
2,20	13,89±0,69	13,84±0,69	13,28±0,66	13,76±0,69	13,29±0,58	13,40±0,59	13,58±0,48
3,5	12,34±0,62	12,46±0,62	-	12,16±0,61	-	12,00±0,53	12,58±0,44
4,5	11,64±0,58	11,89±0,59	-	-	-	11,42±0,50	11,94±0,42

* I_{эф} = (6,4+15,5 √S/M) ±5%; 0,383 < √S/M < 0,805.

*2 I_{эф} = [0,1+20,4 √(S/M)+0,22] ±5%; 0,383 < √S/M < 0,805.

*3 I_{эф} = (4,91+17,32 √S/M) ±5%; 0,487 < √S/M < 1,178.

*4 I_{эф} = (6,04+15,98 √S/M) ±5%; 0,371 < √S/M < 0,998.

*5 I_{эф} = (5,55+16,02 √S/M) ±4,4; 0,52 < √S/M < 1,029.

*6 I_{эф} = (3,18+17,48 √S/M ±0,108; 0,257 < √S/M < 1,029.

7 I_{эф} = (4,74+14,67 √Σ_{sp}^{} / N_{Th} · 10⁻²²) f(d Σ_{sp}^{*}) ±3,6%; 0,3 ≤ √Σ_{sp}^{*} / N_{Th} · 10⁻²² f(d Σ_{sp}^{*}) ≤ 3,2.

Экспериментальные и расчетные значения эффективного резонансного интеграла стержней из $\text{ThO}_2 + \text{PbO}_2$

Таблица 6

Номер экспериментальных точек*	$N_{\text{Th}} \times 10^{-21}$, ядро/см ³	$N_{\text{PbO}_2} \times 10^{-21}$, моль/см ³	Σ_{sp}^* , см ⁻¹	$\sqrt{\frac{\Sigma_{\text{sp}}^*}{N_{\text{Th}} \cdot 10^{-22}}} f(d\Sigma_{\text{sp}})$	$I_{\text{эф}}, \sigma$	
					Работа /10/	Настоящая работа
9	1,00	11,56	0,175	2,556	42,25	42,24 \pm 1,52
10	1,70	10,89	0,163	1,944	34,00	33,26 \pm 1,20
11	2,70	9,65	0,148	1,527	27,75	27,14 \pm 0,97
12	4,40	7,80	0,135	1,185	22,50	22,12 \pm 0,80
13	6,75	5,21	0,122	0,948	18,75	18,65 \pm 0,67
14	9,15	2,57	0,113	0,808	16,25	16,51 \pm 0,60
15	11,05	0,0	0,100	0,729	15,00	15,44 \pm 0,55

* Нумерация экспериментальных точек приводится в соответствии с нумерацией работы [10].

Список литературы

1. Sehgal B.R. Monte-Carlo Calculations of Resonance Integral of ^{232}Th . - Nucl. Sci. and Engng, 1967, v.27, p.95-103.
2. Юрова Л.Н., Поляков А.А., Рухло В.П., Титаренко Ю.Е. Экспериментальное определение эффективного резонансного интеграла металлического тория. - Атомная энергия, 1976, т.41, вып.4, с.279.
3. Орлов В.В. Две задачи теории резонансного поглощения нейтронов. - В кн.: Труды физико-энергетического института. М.: Атомиздат, 1974, с.157.
4. Фейнберг С.М., Шихов С.Б., Троянский В.Б. Теория ядерных реакторов. М., 1978, с.311.
5. Бурмистров А.Я., Кочуров Б.П. Пространственно-энергетическое распределение нейтронов в цилиндрической ячейке реактора (программа TRIFON). - Препринт ИТЭФ, 1978, № 107.
6. Зингермен Ю.В., Шведов О.В. Измерение потока тепловых, надкадмиевых и быстрых нейтронов в реакторе ТЕР. - Препринт ИТЭФ, 1974, № 67.
7. Юрова Л.Н. и др. Зависимость эффекта резонансного поглощения нейтронов в теории от эффективного сечения рассеяния среды на ядро поглотителя. - Препринт ИТЭФ, 1980, № 148.
8. Шихов С.Б. Учет гетерогенного резонансного блок-эффекта при составлении многогрупповых констант для расчета тепловых реакторов. - Атомная энергия, 1966, т.20, вып.1, с.17.
9. Neutron Cross-Sections. Resonance Parameters. BNL-325. Third Edition, 1973, v.1.
10. Foel W.K., Connolly T.I. Measurement of Resonance Absorption in Thorium-232 Dioxide/Uranium-238 Mixtures. - Trans. Amer. Nucl. Soc., 1964, v.7, p.84.

Статья поступила в редакцию 1 июня 1983 г.

УДК 621.039.502,4

ИЗМЕРЕНИЕ ДИФфуЗИОННОЙ ДЛИНЫ ГРАФИТОВОЙ КЛАДКИ
УСОВЕРШЕНСТВОВАННЫМ МЕТОДОМ ПРИЗМЫ

Л.А.Аникина, А.С.Каминский, Е.С.Субботин

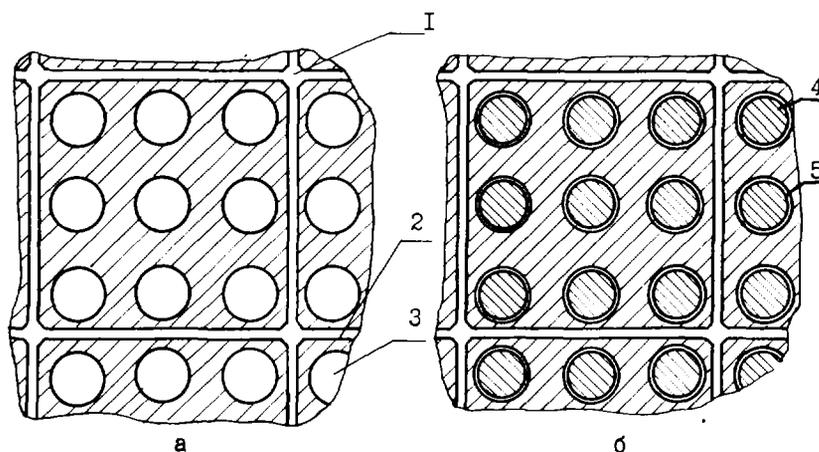
MEASUREMENT OF A DIFFUSION LENGTH OF A GRAPHITE SYSTEM WITH THE HELP OF THE IMPROVED PRISM METHOD. Diffusion characteristics of a graphite system were measured with the help of the prism method with a geometrically small fast - neutron source. The choice of detectors optimal spacing on the base of experimental and computing information allowed to determine diffusion lengths with the error of $\sim 2\%$ (with confidential probability of 95%).

При измерении диффузионных характеристик большой графитовой кладки наиболее удобным является метод призмы с точечным источником быстрых нейтронов. Импульсный метод и метод призмы с тепловой колонной требуют применения сложного экспериментального оборудования или ядерного реактора.

В то же время точность классического метода призмы с точечным источником быстрых нейтронов не всегда достаточна для получения качественного результата. Повышение точности этого метода позволяет при сравнительно простом оборудовании успешно решать поставленные задачи. Такой подход был использован при измерении диффузионных характеристик графитовой кладки универсального критического стенда ГРОГ [1].

Кладка стенда ГРОГ представляет собой куб размерами 450х450х450 см, который состоит из колонн, собранных из графитовых блоков размерами 25х25 см в сечении и высотой 60, 30 или 20 см. Блоки, имеющие девять вертикальных каналов диаметром 5,5 см, расположенных по прямоугольной решетке с шагом 8,35 см, изготовлены из графита марки ГМЗ (графит мелкозернистый) со средней плотностью 1,69 г/см³. Графитовая кладка содержит три вида полостей: упомянутые выше каналы диаметром 5,5 см (пористость $\varepsilon = 34\%$), межблочные отверстия диаметром 1,6 см ($\varepsilon = 0,3\%$) на стыке четырех соседних колонн и межблочные щели толщиной 0,1 см ($\varepsilon = 0,8\%$), которые образуются при монтаже графитовой кладки.

Измерения диффузионных характеристик проводили на сборке К-01 с максимальной пористостью и существенной анизотропией свойств в продольном и поперечном направлениях и на сборке К-02, близкой к плотной графитовой системе. Сборка К-01 представляла собой описанную выше кладку из графитовых колонн, покрытую со всех сторон кадмиевым листом толщиной 0,1 см. В сборке К-02 отверстия в блоках заполнены графитовыми заглушками диаметром 5 см, имеющими ту же плотность, что и основная масса графита. На рисунке приведены схемы поперечных сечений данных сборок.



Поперечные сечения сборок К-01 (а) и К-02 (б): 1 - межблочные отверстия; 2 - межблочные щели; 3 - каналы; 4 - графитовые заглушки; 5 - щели цилиндрические

Чтобы обеспечить минимум переборки и достаточную представительность, размер сборки К-02 был выбран равным 150х450х450 см. Для обеспечения условия равенства нулю внешнего потока нейтронов на образуемой плоской границе колонны ряда, граничащие с другой частью кладки, извлекали и на их место устанавливали дистанционирующее устройство с кадмиевым покрытием.

В качестве нейтронного источника применяли источник спонтанного деления ²⁵²Cf мощностью излучения $1,3 \cdot 10^8$ нейтр./с и размерами 0,35х5,5 см. Для эффективного замедления быстрых нейтронов в сборке К-01 между источником и исследуемой кладкой монтировали пьедестал толщиной около 50 см путем закладывания каналов графитовыми заглушками.

Определяли величины коэффициентов релаксации первой гармоники разложения плотности потока тепловых нейтронов в случаях продольной (вдоль каналов) $\beta_{||}$ и поперечной (перпендикулярно каналам) β_{\perp} диффузии. Основная погрешность измерения при использовании геометрически малого источника быстрых нейтронов, имеющего ограниченную эффективность, обусловлена тем, что экспоненциальное распределение плотности потока может установиться на большом удалении от источника, где плотность потока тепловых нейтронов слишком мала для хорошей точности их измерения. Чтобы повысить точность определения коэффициентов релаксации, выбирали оптимальное положение детекторов из соображений наибольшей точности измерения и малости (или отсутствия) вклада высших гармоник в измеряемые величины.

Оптимизацию положения детекторов в сборках выполняли на основе расчетных распределений плотностей потоков тепловых нейтронов, полученных из решения уравнения диффузии с использованием в качестве исходной информации экспериментальных распределений плотностей потоков тепловых нейтронов на дальней от источника поверхности пьедестала; соответствие расчетного поля нейтронов оценивали сравнением экспериментальных и расчетных распределений плотностей потоков тепловых нейтронов в сборках. Совпадение считали достигнутым, если разница соответствующих расчетных и экспериментальных значений находилась в пределах ошибок измерений (около 1%).

Важность выбора оптимальных точек измерения иллюстрирует табл. I, в которой приведен вклад высших гармоник в значение потоков нейтронов в сборке К-02 для выбранных направлений $x=\pm 25$ см, $y=\pm 75$ см и для $x=y=0$. Начало координат соответствует центру внутренней поверхности пьедестала. В сборке К-01 отмечена аналогичная зависимость, причем для выбранных направлений спад вклада высших гармоник в плотность потока тепловых нейтронов по оси z более сильный, чем в сборке К-02 (при $z \geq 150$ см вклад высших гармоник меньше 1%).

Таблица I

Вклад высших гармоник в значения потоков нейтронов, %

Координаты точек измерения в плоскости x, y	Расстояние по оси z от пьедестала, см							
	125	150	175	200	225	250	275	300
$x=\pm 25$ см	+4,7	+2,9	+1,8	+1,1	+0,7	+0,4	+0,2	+0,1
$y=\pm 75$ см								
$x=y=0$	-25,1	-21,7	-18,7	-16,2	-14,0	-12,1	-10,4	-9,0

Чтобы влияние высших гармоник на значения плотности потока тепловых нейтронов было незначительным и обеспечивалась достаточная точность измерений при определении коэффициентов релаксации, в сборке К-01 выбрана область измерения по оси z от 150 до 325 см. Результаты определения коэффициентов релаксации в двух направлениях для поперечной и в четырех направлениях для продольной диффузии приведены в табл. 2.

Таблица 2

Коэффициенты релаксации для поперечной и продольной диффузии в сборке К-01, см⁻¹

Направление	Поперечная диффузия		Продольная диффузия Плоскость пьедестала расположена перпендикулярно каналам
	а) Плоскость пьедестала параллельна расположению каналов	б) Плоскость пьедестала повернута на угол 90° относительно а)	
1	0,01616(0,7) 0,01600(0,4) 0,01589(0,5)	0,01597(0,4) 0,01600(0,3) 0,01602(0,6)	0,01383(0,4) 0,01383(0,5) 0,01394(0,5)
2	0,01595(0,4) 0,01586(0,4) 0,01598(0,5)	0,01588(0,3) 0,01591(0,6) 0,01583(0,5)	0,01380(0,2) 0,01373(0,2) 0,01382(0,2)
3	-	-	0,01382(0,3) 0,01385(0,2) 0,01387(0,2)
4	-	-	0,01391(0,5) 0,01407(0,3) 0,01396(0,4)

Примечание. В скобках для каждого коэффициента релаксации указана ее погрешность аппроксимации в процентах.

Средние значения коэффициентов релаксации для поперечной и продольной диффузии и соответствующие им значения длин диффузии в сборке К-01 при доверительной вероятности 95% следующие:

$$\delta_{\perp} = (0,01594 \pm 0,00005) \text{ см}^{-1}; \delta_{\parallel} = (0,01387 \pm 0,00007) \text{ см}^{-1}; L_{\perp} = (85,2 \pm 0,4) \text{ см}; L_{\parallel} = (93,9 \pm 0,6) \text{ см}.$$

Из-за более быстрого спада плотности потоков нейтронов в сборке К-02, чем в сборке К-01, при определении коэффициентов релаксации выбрана область измерения с координатами по оси z от 125 до 275 см. Здесь для повышения представительности использованы также точки измерения, в которых наблюдается небольшой (менее 5%) вклад высших гармоник в плотность потока нейтронов (при обработке поправки учитывались).

В табл.3 приведены результаты определения коэффициентов релаксации как для поперечной, так и продольной диффузии в сборке К-02.

Средние значения коэффициентов релаксации для поперечной и продольной диффузии и соответствующие им значения длин диффузии в сборке К-02 при доверительной вероятности 95% следующие:

$$\delta_{\perp} = (0,02793 \pm 0,00011) \text{ см}^{-1}; \\ \delta_{\parallel} = (0,02759 \pm 0,00039) \text{ см}^{-1}; L_{\perp} = (57,4 \pm 0,9) \text{ см}; \\ L_{\parallel} = (57,7 \pm 1,3) \text{ см}.$$

Анализ экспериментальных результатов, приведенных в табл.2,3, показывает хорошую воспроизводимость определения коэффициентов релаксации по выбранным направлениям и позволяет сделать вывод об однородности графитовых сборок К-01 и К-02 как по вертикали, так и по горизонтали.

Удобно сравнить экспериментальные величины длин диффузии в сборках К-01 и К-02 по значениям длин диффузии в графитовой системе без пор, используя для пересчета формулы. Такое сравнение позволяет проверить, во-первых, согласованность экспериментальных значений для разных сборок, во-вторых, применимость использованных формул для расчета таких систем.

Для нахождения из экспериментальных значений длин L_{\parallel} и L_{\perp} длины диффузии в сплошном веществе, а также для определения расчетных значений длин диффузии были использованы формулы Биркса [2]:

$$L_{\parallel}^2 / L_0^2 = 1 + 2\rho + \rho^2 \frac{2R}{\rho\lambda_{tz}} \left[\exp(2R/\rho\lambda_{tz}) - 1 \right]^{-1} + 3/2 \rho Q R / \lambda_{tz}; \quad (1)$$

$$L_{\perp}^2 / L_0^2 = 1 + 2\rho + \rho^2 \frac{2R}{\rho\lambda_{tz}} \left[\exp(2R/\rho\lambda_{tz}) - 1 \right]^{-1} + 3/4 \rho Q R / \lambda_{tz}, \quad (2)$$

где L_0 - длина диффузии в сплошном веществе; ρ - пористость среды, равная отношению объема полости V к объему, занимаемому сплошным веществом; $R = 2V/S$ - гидравлический радиус полости; λ_{tz} - транспортная длина нейтронов в сплошном веществе; $Q = \bar{e}^2 / \bar{e}^2$ - коэффициент, зависящий от формы полости и равный отношению квадрата средней хорды к среднему квадрату хорды полости (для полостей круглого сечения $Q = 4/3$).

Условие применимости этих формул в среде с пустыми каналами на расстоянии h от плоского источника согласно данным работы [3] имеет вид

$$R/h \ll 1; \quad R/(H-h) \ll 1; \quad (R/L_{\parallel})F(h/L_{\parallel}) \ll 1, \quad (3)$$

где $H-h$ - расстояние от точки h до конца канала; $F(x) = \int_0^x \frac{\exp(t)}{t} dt - \frac{\exp(x)}{x} (1 + \frac{1}{x})$.

Оценки показывают, что уже в сборке К-01 с максимальной пористостью, где $R = 2,75$ см, $H = 450$ см, условие (3) выполняется.

Таблица 3

Коэффициенты релаксации для поперечной и продольной диффузии в сборке К-02, см⁻¹

Направление	Поперечная диффузия	Продольная диффузия
1	0,02793(0,5) 0,02788(0,4)	0,02755(2,4) 0,02773(2,9) 0,02784(3,6)
2	0,02804(0,7) 0,02806(0,6) 0,02786(0,5)	0,02764(2,2) 0,02700(3,5) 0,02696(3,7)

Примечание. В скобках для каждого коэффициента релаксации указана ее погрешность аппроксимации в процентах.

В некоторых работах [4-6] в сборках с пустыми каналами учитывалось поглощение нейтронов в воздухе, которое в зависимости от величины пористости дает поправку в значение длины диффузии. Поглощение нейтронов в воздухе приводит к уменьшению длины диффузии в сборках К-01 и К-02 на 3 и 0,4% соответственно, которое учитывалось при определении значения длины L_0 . Следует заметить, что наблюдается различие в значениях транспортного макроскопического сечения графита по разным источникам (табл.4). По новейшим литературным данным величина транспортного микросечения графита равна $(4,81 \pm 0,05) \sigma$; она и принималась при определении коэффициентов Бренса.

Транспортное микроскопическое сечение графита при комнатной температуре по данным разных авторов

Таблица 4

Метод	σ_{tz}, σ	Литература	Метод	σ_{tz}, σ	Литература
Импульсный	$4,83 \pm 0,04$	[7]	Импульсный	$4,81 \pm 0,05$	[12]
"-"	$4,97 \pm 0,07$	[8]	Экспоненциальный	$4,75 \pm 0,09$	[13]
"-"	$4,99 \pm 0,05$	[9]	Осцилляционный	$4,74 \pm 0,22$	[14]
"-"	$5,14 \pm 0,01$	[10]	Расчетный	4,8	[15]
"-"	$4,74 \pm 0,07$	[11]			

Примечание. Ошибка соответствует среднеквадратичной.

Как следует из табл.5, наблюдается удовлетворительное согласие значений длины L_0 , полученных из экспериментальных значений $L_{||}$ и L_{\perp} для рассмотренныхборок.

Таблица 5

Длина диффузии для двухборок, см

Сборка	Вдоль каналов		Перпендикулярно каналам	
	$L_{ }$	L_0	L_{\perp}	L_0
К-01	$93,9 \pm 0,6$	$54,1 \pm 0,7$	$85,2 \pm 0,4$	$54,3 \pm 0,7$
К-02	$57,7 \pm 1,3$	$54,1 \pm 1,3$	$57,4 \pm 0,9$	$54,1 \pm 0,9$

Таким образом, предложенный подход позволил определить методом призмы с геометрически малым источником быстрых нейтронов длину диффузии в графитовой кладке стенда ГРОГ с погрешностью около 2% (при доверительной вероятности 95%), что сравнимо с наилучшей точностью используемых методов измерения диффузионных длин.

Список литературы

1. Богомолов А.М., Каминский А.С., Молодцов А.Д. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Атомно-водородная энергетика и технология, 1981, вып.3(10), с.17-21.
2. Behrens D. Proc.Phys.Soc., 1949, v.62, p.607.
3. Далетин Н.И. Атомная энергия, 1959, т.7, с.18.
4. Shaefer G., Parkyn D. Proc.Second Energy. Geneva, 1958, v.16, p.496.
5. Seven L. Nucl.Sci. and Engng. Suppl.1, 1958, p.31.
6. Жегерун И.Ф. Атомная энергия, 1964, т.16, с.123.
7. Beskurts K.H. Nucl.Sci. and Engng, 1957, v.2, p.516.
8. Антонов и др. В кн.: Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955 г.). М.: Изд-во АН СССР, 1958.
9. Starr E., Price G. Trans. Amer. Nucl. Soc., 1959, v.2, p.125.
10. Davis S.K. e.a. Ibid., 1963, v.6, p.286.
11. Sogot M., Tellier H. Nucl.Energy, 1963, v.A/B17, p.347.
12. Жегерун И.Ф. Neutron Thermalization and Reactor Spectra. Vol.II (Proc.of Symposium Ann Arbor.). Vienna: IAEA, 1968.

- I3. Hendrie T.M. e.a. Proc. 2-nd Intern.Conf. Peaceful Uses Atomic Energy. Geneva, 1958, v.12, paper N 601, p.695.
- I4. Perez R.V. e.a. Trans.Amer.Nucl.Soc., 1963, v.6, p.287.
- I5. Каминский А.С., Майоров Л.В. Программа PIT для расчета потоков медленных нейтронов методом Монте-Карло с учетом термализации. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.Физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып.8(21), с.76.

Статья поступила в редакцию 12 апреля 1983 г.

УДК 621.039.547

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК БЫСТРОГО ФИЗИЧЕСКОГО СТЕНДА

В.В.Возяков, Е.Н.Кузин, В.М.Литяев, А.В.Шапарь

THE NEUTRON ENERGY SPECTRA ON BFS CRITICAL ASSEMBLIES. The comparison of the experimental and calculational data is made concerning the neutron energy spectra in media for several reactor compositions. The measurements were carried out on BFS - facility for central uranium fueled test zones of critical assemblies. The experimental conditions were similar to those of infinite media. The time-of-flight and proton-recoil spectrometry methods (proportional counters and organic crystal detector) were used, allowing to overlope the overall energy region approximately 10 eV-10 MeV. The detailed spectrum calculations were based on the numerical solution of the slowing down equation with a rigorous kernel for elastic scattering energy loss. The neutron cross-sections library of Nuclear Data Center were used with the common set of about 14 000 energy points irregularly spaced to describe in a best way the resonance structure of neutron cross-sections of the main reactor materials. The reasons for divergency between experiment and calculation are discussed.

Статья является продолжением работы [1], в которой сравнивались расчетные и экспериментальные энергетические распределения нейтронов группы критических сборок быстрого физического стенда (БФС). Сборки, обсуждаемые в настоящей статье, исследовались экспериментаторами раньше группы сборок, рассмотренных в работе [1] (за исключением сборки БФС-45); расчетное же исследование детальной структуры спектров ранних экспериментов проводится только в настоящее время. Это объясняется стремлением вначале интерпретировать предположительно более качественные результаты эксперимента.

Экспериментальные методы, используемые на БФС, изложены в работах [2-4]. Измерения ведутся тремя методами:

1) по времени пролета в области ниже 150 кэВ; некоррелированный фон измеряется одновременно с измерением спектра - перед следующей вспышкой в активной зоне во временном окне 1280 мкс; коррелированный (переменный) фон измеряется с помощью резонансных фильтров;

2) с применением пропорциональных счетчиков в интервале 1-1200 кэВ, в области ниже 100 кэВ применялся двумерный анализ амплитудных распределений;

3) с применением сцинтилляционного спектрометра с кристаллом стибьена (интервал 0,8-10 МэВ, диаметр кристалла 7 мм, высота 8 мм).

Спектры нейтронов измеряются в центральных вставках критических сборок, изотопный состав и краткая характеристика вставок приведены в табл. I. Расчетно-экспериментальные оценки показали, что для всех сборок $K_{\infty} = 1$, т.е. измеренные спектры можно рассматривать в условиях бесконечной среды.

Поправки в области измерений по времени пролета. Энергетические распределения, измеренные методом времени пролета, содержат поправки, учитывающие подкритичность реактора, натекание нейтронов в выводной канал, наличие внешнего источника нейтронов, анизотропию нейтронного потока и гетерогенность среды (табл. 2). Гетерогенные поправки рассчитаны в работе [5].

Таблица I

Изотопный состав центральных вставок критических сборок БЭС

Композиция	Краткая характеристика	Объем централь-ной встав-ки	Состав, $\times 10^{20}$ ядро/см ³										
			H	C	O	Na	Al	Cr	Mn	Fe	Ni	²³⁵ U	²³⁸ U
БЭС-24-16	Модель реактора БН-600, среда из металлического обогащенного урана, двуокиси обедненного урана с добавкой алюминия, Al_2O_3 , железа	1550	-	-	189	-	118	29,3	-	137	12,2	18	62,1
БЭС-26	Среда из металлического обогащенного урана, графита, железа, алюминия	700 (16)*	-	295,1	-	-	112,9	40,7	1,14	153,6	18	12,1	1,42
БЭС-27**	Среда из металлического обогащенного урана, графита, натрия	565 (12)	-	258	-	77	46,4	6,26	0,16	21,6	2,9	15,9	1,86
БЭС-28	Сборка близка по составу к зоне большого обогащения реактора БН-600	450 (8)	-	-	122	-	294	-	-	-	-	23	63,5
БЭС-39	Модель реактора, среда из металлического обогащенного урана, двуокиси обедненного урана, натрия, алюминия, Al_2O_3 , железа	1325	0,263	-	119	68,5	60,3	33,8	-	127	15,9	12,6	61,6
БЭС-45	Сборка близка по составу к зоне малого обогащения реактора БН-600	685	0,2	37,6	129,7	76,1	34,5	28,1	2,22	102,3	13,1	18,05	66,44

* Число в скобках относится к гомогенизированной части вставки.

** В сборке БЭС-27 содержались незначительные количества титана и кремния.

Таблица 2

Поправки для групповых потоков в области измерений методом времени пролета

Номер группы	Энергетический интервал	Поправка, отн.ед.			
		БЭС-26	БЭС-27	БЭС-28	БЭС-45
8-10	0,2 МэВ-21,5 кэВ	1,01	1,01	1	1,01
11	21,5-10 "	1,01	1,01	1,02	1,04
12	10-4,65 "	1,01	1,01	1,08	1,12
13	4,65-2,15 "	1,03	1,08	1,22	1,24
14	2,15-1 "	1,05	1,13	1,43	1,56
15	1-0,465 "	1,16	1,19	1,81	2,12
16	465-215 эВ	1,41	1,46	3,00	3,20
17	215-100 "	1,51	1,57	-	-
18	100-46,5 "	2,36	2,50	-	-

Погрешности экспериментальных методов. Анализ составляющих погрешности в случае экспериментальных методов 1) и 2) позволил получить полную погрешность измеренных величин $\varphi(E)$ [3,6]. Погрешность спектра, измеренного сцинтилляционным спектрометром, определялась в дополнительных исследованиях - при измерении хорошо известного спектра нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf . В табл.3 приведены приближенные значения суммарной погрешности для каждого метода.

Погрешность измерения спектра разными методами, %

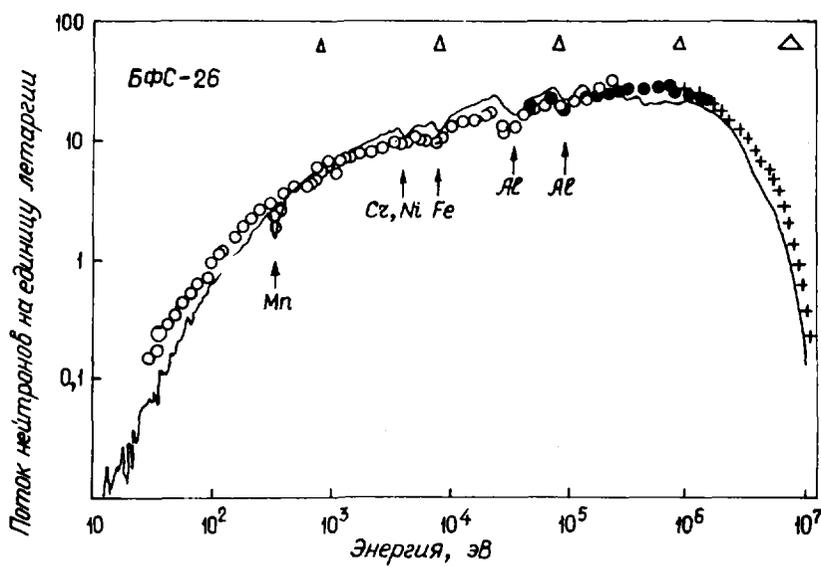
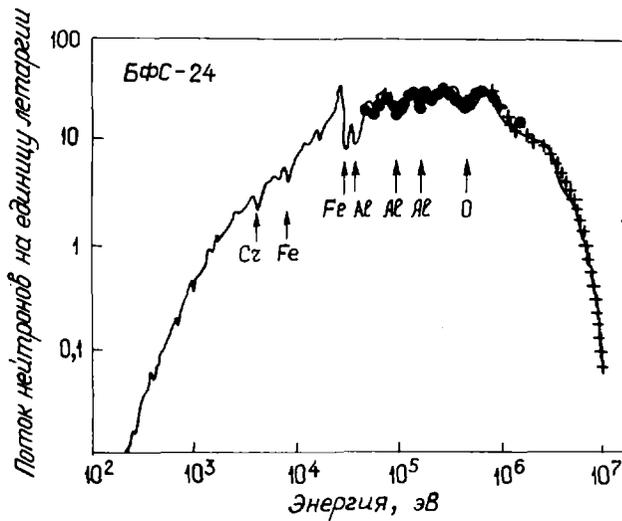
Таблица 3

Номер группы	Энергетический интервал	Метод			Номер группы	Энергетический интервал	Метод		
		времен-ный про-лета	пропорци-онального счетчика	сцинтил-ляцион-ного спектро-метра			времен-ный про-лета	пропорци-онального счетчика	сцинтил-ляцион-ного спектро-метра
1	10-6,5 МэВ	-	-	15	11	21,5-10 кэВ	9	15	-
2	6,5-4 "	-	-	10	12	10-4,65 "	8	20	-
3	4-2,5 "	-	-	10	13	4,65-2,15 "	8	25	-
4	2,5-1,4 "	-	-	10	14	2,15-1 "	8	-	-
5	1,4-0,8 "	-	10	-	15	1-0,465 "	8	-	-
6	0,8-0,4 "	-	7	-	16	465-215 эВ	8	-	-
7	0,4-0,2 "	-	5	-	17	215-100 "	12	-	-
8	0,2-0,1 "	15	7	-	18	100-46,5 "	12	-	-
9	100-46,5 кэВ	13	7	-	19	46,5-21,5 "	13	-	-
10	46,5-21,5 "	10	10	-	20	21,5-10 "	13	-	-

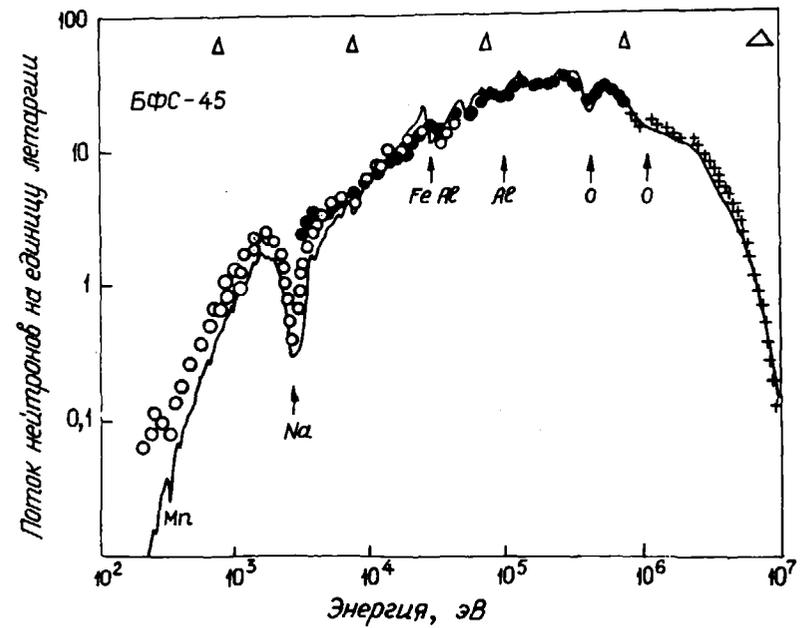
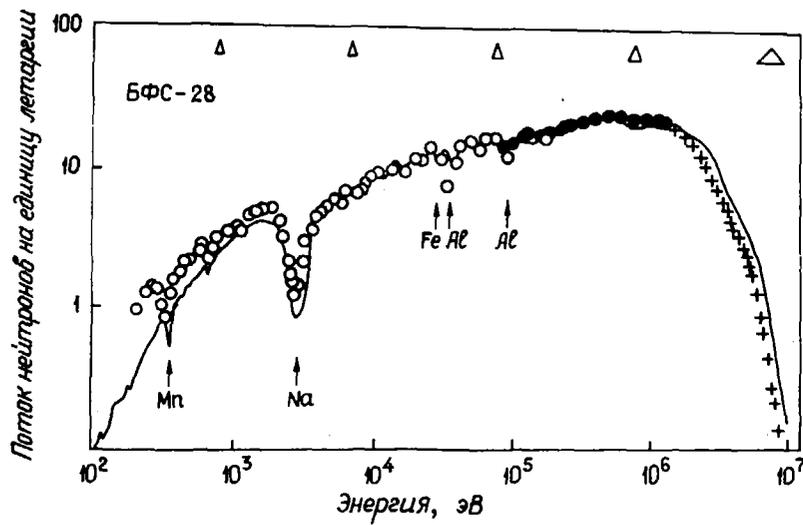
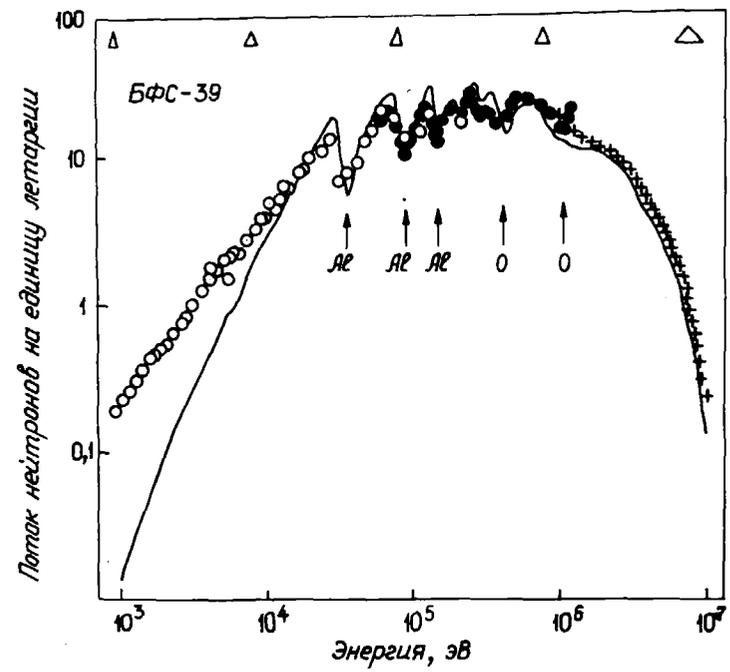
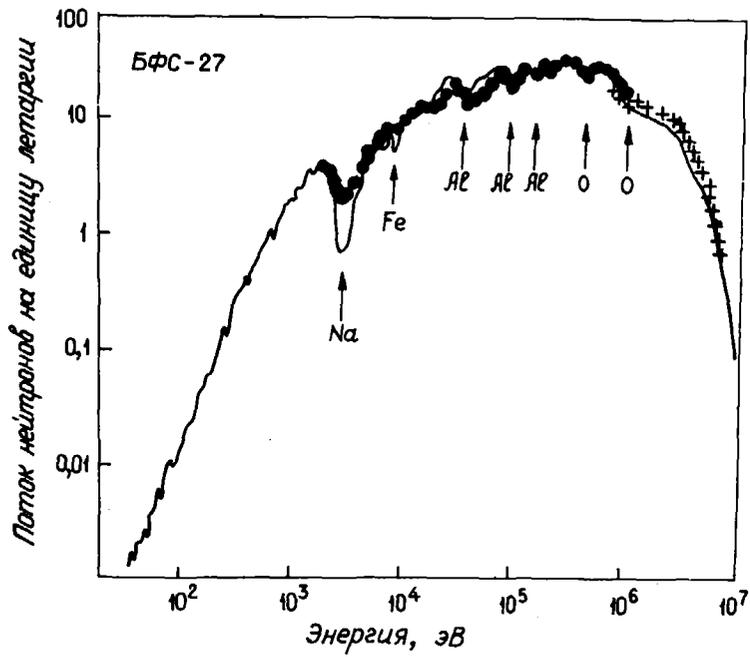
Расчет энергетических нейтронных спектров. Расчет энергетических распределений выполнен с помощью комплекса программ СПЕКТР, в котором реализован численный метод решения уравнения замедления в бесконечной однородной среде на основе специализированной библиотеки ядерных данных [7, 8]. Влияние диффузии нейтронов на спектр учтено в приближении основной гармоники введением материального параметра среды B^2 . Специализированная рабочая библиотека сформирована в Центре по ядерным данным (Обнинск) на основе файлов оцененных данных из библиотек различных стран (СССР, Великобритания, США, ФРГ, Японии) и содержит поточечное представление нейтронных сечений (полного, поглощения, радиационного захвата, деления и неупругого рассеяния) в 14 000 узлах единой неравномерной энергетической сетки. Наличие единой для всех изотопов сетки упрощает логику решения задачи замедления нейтронов и экономит машинное время благодаря тому, что ядерные данные приведены в стандартный формат, пригодный для расчета любой композиции рассматриваемого класса. Число узлов и их расположение задаются специальной программой из условий минимального искажения описания резонансной структуры (менее 0,5%) и максимально возможного сжатия числовой информации. Кроме того, специализированная библиотека содержит матрицы неупругих переходов в 70-групповом

разбиении, групповые микроконстанты, получаемые в расчете по стандартной методике БНАБ [9], и другие массивы чисел. Библиотека сформирована для области энергий 10 эВ - 10 МэВ.

Обсуждение результатов. На рисунке сравниваются нормированные по площадям расчетные и экспериментальные энергетические распределения нейтронов. При этом используется свертка рассчитанного спектра: детальное распределение усреднено с весом функций разрешения спектрометров. Необходимость свертки объясняется тем, что сравниваемые спектры должны быть в адекватной форме; экспериментальные методики измерения спектров разрешают структуру гораздо грубее, чем она выявлена в измерениях микроскопических сечений; последние же положены в основу библиотек оцененных ядерных данных, и их структура проявляется в детальном расчете спектров. Для сборок БФС-24 и БФС-39 измерения по времени пролета не проводились, так как эти композиции были реализованы на стенде БФС-2, где нет вывода нейтронного пучка на пролетную базу спектрометра; для сборки БФС-28 измерения в области ниже 1 кэВ выполнены с недостаточной статистикой и на рисунке не приводятся.



Спектры нейтронов в различных сборках БФС: — - расчетные, измеренные методом времени пролета (○), водородным счетчиком (●), сцинтилляционным спектрометром (+)



Спектры нейтронов в различных сборках БФС: ———— - расчетные, измеренные методом времени пролета (○), водородным счетчиком (●), сцинтиляционным спектрометром (+). (Окончание рисунка.)

Из сравнения видно, что описание структуры в расчетных и экспериментальных спектрах в основном совпадает при некоторых количественных различиях, что объясняется неточностью подбора параметров функции разрешения при свертке, а также неполным соответствием аппроксимирующей аналитической функции форме истинной. Наибольшие трудности при сравнении расчета и эксперимента возникают для сборки БЭС-26 - наблюдается перенос сравниваемых кривых при относительно больших количественных различиях. Учет поправок в области измерений по времени пролета не устранил расхождений полностью, хотя и уменьшил их. Например, в случае сборки БЭС-26 в области ниже 100 эВ различия уменьшились примерно в 3 раза; наименьший эффект учета поправок - в случае сборки БЭС-28. Для сборки БЭС-45 обложение кривых гораздо значительнее.

Существенным источником различий экспериментальных и расчетных кривых является неадекватность условий их получения: некоторые факторы в настоящее время учесть невозможно. Например, в реализованной методике нулевого расчета спектра не учитываются многовозможностьборок, малость геометрических размеров вставки и др.; с другой стороны, в величинах экспериментальных ошибок не отражены погрешности поправочных коэффициентов, которые могут оказаться существенными.

В табл.4 представлено расхождение расчетных и экспериментальных потоков, полученных сверткой в группах БНАБ. Для всех критических оборот это расхождение в области 10 кэВ - 1 МэВ примерно укладывается в двойную погрешность эксперимента. Большее расхождение в области ниже 4 кэВ, по-видимому, связано с отмеченной выше неадекватностью получения расчетных и экспериментальных величин потоков, что особенно характерно для сборки БЭС-28.

Таблица 4

Различия групповых нейтронных потоков, полученных усреднением результатов детального расчета и эксперимента

Номер групп-ши	Энергетический интервал	$\Delta\bar{\varphi} = (\bar{\varphi}_э - \bar{\varphi}_р) / \varphi_p, \%$						Погрешность эксперимента, %
		БЭС-24	БЭС-26	БЭС-27	БЭС-28	БЭС-39	БЭС-45	
1	10-6,5 МэВ	-12	74	-50	46	-	-12	15
2	6,5-4 "	3	74	-38	19	66	13	10
3	4-2,5 "	-1	41	-35	16	69	11	10
4	2,5-1,4 "	6	12	-12	4	47	8	10
5	1,4-0,8 "	-4	16	6	30	35	5	10
6	0,8-0,4 МэВ	4	36	5	21	18	4	7
7	0,4-0,2 "	-10	15	-5	-15	-10	-10	5
8	0,2-0,1 "	8	-10	-10	-14	-13	-5	7
9	100-46,5 кэВ	0	-19	-2	-11	-22	-8	7
10	46,5-21,5 "	-	-24	-4	-16	-17	-8	10
11	21,5-10 "	-	-22	1	0	-9	-9	9
12	10-4,65 "	-	-20	7	60	23	19	8
13	4,65-2,15 "	-	-21	39	200	44	73	8
14	2,15-1 "	-	-14	33	500	-	44	8
15	1-0,465 "	-	-4	42	-	-	70	8
16	0,465-0,215 "	-	4	67	-	-	-	8
17	0,215-0,1 "	-	65	-	-	-	-	12
18	100-46,5 эВ	-	70	-	-	-	-	12

П р и м е ч а н и е. Групповые значения $\bar{\varphi}_{экс}$ получены с учетом поправок из табл.2.

Экспериментальные данные по скоростям реакций захвата и деления изотопов урана, плутония и др. используются для проверки расчетного баланса нейтронов в реакторных средах. В табл.5 приведены различия отношений скоростей реакций при усреднении библиотечных ядерных данных, использованных при расчете детальных энергетических распределений нейтронов по экспериментальному и расчетному спектрам. Как видно из таблицы, только в трех случаях различия не укладываются в величину двойной погрешности эксперимента; чаще всего различия не превышают одинарной погрешности.

Таблица 5

Различие отношений скоростей реакций при усреднении сечений по экспериментальному и расчетному спектрам нейтронов

Спектральный индекс	$(\langle F \rangle_{\text{э}} - \langle F \rangle_{\text{р}}) / \langle F \rangle_{\text{р}}, \%$				Погрешность эксперимента, %
	БЭС-26	БЭС-27	БЭС-28	БЭС-45	
f_9/f_5	3	4	0	-1	± 2
f_8/f_5	2	-17	8	10	± 3
c_8/f_5	10	11	-1	3	± 2
α	-4	10	9	-2	± 10
c_{10}/f_5	4	6	1	1	± 5

Примечание. F - спектральный индекс; $\langle \rangle$ - символ усреднения сечения; индексы 5, 8, 9, 10 относятся к ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{10}B соответственно; f - сечение деления; c - сечение захвата; $\alpha = c_9/f_9$.

Данная работа вместе со статьей [1] дает общее представление о расчетно-экспериментальных исследованиях спектров нейтронов, выполненных в Физико-энергетическом институте, где в течение 70-х годов проведены измерения спектров на некоторых критических сборках стэндов БЭС-1, БЭС-2, позволившие оценить ошибки экспериментальных методик. Выполнен также большой объем теоретических работ по разработке и реализации алгоритма расчета детального спектра нейтронов. Расчетно-экспериментальное исследование позволило оценить достоверность как эксперимента, так и расчета.

Сравнение экспериментальных и расчетных спектров нейтронов для всех сборок указывает на их согласие в пределах двойной погрешности эксперимента в области энергий 10 кэВ - 1 МэВ. При энергиях ниже 4 кэВ для большинства сборок различия значительно больше, что обусловлено в основном неадекватностью условий эксперимента и расчетной модели. При энергиях выше 2 МэВ для некоторых сборок различия также превышают экспериментальную погрешность в 3-4 раза. По-видимому, это можно объяснить наличием систематических ошибок измерений, которые в заявленных погрешностях не учтены.

Следующий этап исследования спектров нейтронов рассмотренных критических сборок БЭС заключается в выработке оцененных групповых потоков (вместе с матрицей ошибок), которые необходимы в задаче корректировки групповых констант и оцененных ядерных микроданных в рамках статистического подхода. Для изучения влияния гетерогенности сборок также необходимо провести более тщательные расчеты.

Список литературы

1. Казанский Ю.А., Ваньков А.А., Возяков В.В. и др. Атомная энергия, 1982, т.52, вып.4, с.235-240.
2. Ефименко В.Ф., Шапарь А.В. Препринт ФЭИ-620. Обнинск, 1975.
3. Кузин Е.Н., Альберт Д., Белов С.П. и др. Препринт ФЭИ-698. Обнинск, 1976.
4. Литяев В.М., Дулин В.А., Казанский Ю.А. Атомная энергия, 1979, т.47, вып.1, с.44-45.
5. Дулин В.А. Возмущение критичности реакторов и уточнение групповых констант. М.: Атомиздат, 1979.
6. Ефименко Е.Ф. Препринт ФЭИ-697. Обнинск, 1976.
7. Воротынецев М.Ф., Пивоваров В.А., Ваньков А.А. и др. Препринт ФЭИ-1006 - 1007. Обнинск, 1980.
8. Возяков В.В., Воропаев А.И., Абдулаев Х.Ш. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1977, вып.27, с.16-26.
9. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1964.

Статья поступила в редакцию 20 июня 1983 г.

ЭФФЕКТЫ РЕАКТИВНОСТИ В БЫСТРЫХ РЕАКТОРАХ
С ГЕТЕРОГЕННОЙ АКТИВНОЙ ЗОНОЙ

А.В.Данильчев, В.И.Матвеев, Г.М.Пшаккин

REACTIVITY EFFECTS IN FAST HETEROGENEOUS REACTORS. The principal safety parameters of a fast high-power reactor with a heterogeneous configuration of a core against the degree of heterogeneity, volume fractions of materials and the type of fuels used in the inner blanket regions have been considered. It has been investigated the relation between the values of Doppler and sodium void effects of reactivity from the viewpoint of a reactor self-regulation possibility in an emergency case.

Исследования и проработки быстрых реакторов с гетерогенными активными зонами осуществляются в основном для того, чтобы улучшить физико-экономические характеристики реактора, определяемые параметрами ядерного бридинга [1-3], и повысить его безопасность, в первую очередь уменьшить положительность натриевого пустотного эффекта реактивности (НПЭР) [4].

Эти улучшения существенно зависят от конфигурации внутренних зон воспроизводства (ВЗВ), их взаиморасположения, степени гетерогенности активной зоны. Проведенные исследования показали, что в гетерогенных активных зонах на оксидном топливе могут быть улучшены как экономические показатели, так и параметры безопасности [1-5]. Каждое из выбранных направлений (воспроизводство или безопасность) в принципе приводит к своему оптимальному компоновочному решению, хотя могут быть найдены варианты, в которых эти оптимумы сочетаются. В настоящее время такое сочетание еще полностью не определено, поэтому целесообразно исследовать возможность гетерогенных компоновок быстрых реакторов. Вопросы безопасности рассматривались, в частности, в работах [1,4-6], где показана возможность уменьшения положительности НПЭР при переходе к гетерогенной концепции активной зоны. Следует отметить, что с точки зрения ядерного бридинга весьма заманчивым является использование металлического урана для формирования ВЗВ [2,3]. В то же время из-за более жесткого спектра гетерогенная зона с металлическими ВЗВ имеет меньший выигрыш по НПЭР. Для оксидно-металлического варианта выбор совместного оптимума затруднителен. Проблема безопасности не исчерпывается одним только пустотным натриевым эффектом, обязательность уменьшения его без рассмотрения НПЭР в совокупности с другими параметрами реактора (например, доплер-эффектом) не является очевидной. При гетерогенной компоновке активной зоны наблюдается снижение доплер-эффекта, что требует (при квалифицированном изучении изменения безопасности) рассмотрения соотношения между этими эффектами с учетом различных концепций аварийных ситуаций.

В настоящей работе приводятся результаты исследований по изменению пустотного и доплеровского эффектов, проведенные на достаточно типичных моделях гетерогенных компоновок быстрых энергетических реакторов большой мощности (типа БН-1600). Расчеты выполнены с привлечением новой системы констант БНАБ-78, хорошо согласующейся с результатами, полученными по константным версиям других стран [7]. Для расчетно-параметрических исследований выбраны следующие типы гетерогенности (размеры и геометрия активных зон взяты из работы [2]): центрально-расположенная воспроизводящая зона, кольцевая активная зона, аксиальная гетерогенность (аксиальная воспроизводящая прослойка).

Исследуемые реакторы отличаются все более возрастающей степенью гетерогенности как по объему воспроизводящих вставок, так и геометрически. Для изучения влияния состава активной зоны на основные эффекты реактивности в расчетах варьировались объемные доли материалов ϵ_i , входящих в состав реактора (табл. I). Плутоний содержал высшие изотопы в пропорции $^{239}\text{Pu}/^{240}\text{Pu}/^{241}\text{Pu}/^{242}\text{Pu} = 0,6/0,2/0,15/0,05$. Для формирования ВЗВ

Составы исследуемых вариантов

Таблица I

Вариант	Топливная зона и внешние экраны			ВЗВ		
	ϵ_T	ϵ_{Na}	$\epsilon_{ст}$	ϵ_T	ϵ_{Na}	$\epsilon_{ст}$
1	0,35	0,35	0,30	0,35	0,35	0,30
2	0,45	0,35	0,20	0,55	0,25	0,20
3	0,60	0,20	0,20	0,60	0,20	0,20

исследовали оксидное и металлическое топливо с плотностью 9 и 14 г/см³ соответственно. Сравнение вариантов гетерогенных активных зон проводили, исходя из условия постоянства тепловой мощности и высоты активных зон реакторов.

В табл.2 приведены полученные расчетным путем критическое обогащение и критическая загрузка для исследуемых реакторов. Для традиционной компоновки был принят вариант двухзонного выравнивания тепловыделения обогащением (топливо оксидное). Для гетерогенных вариантов в топливных зонах использовалось оксидное топливо одного обогащения.

Таблица 2

Критические параметры исследуемых вариантов

Компоновка активной зоны	Объемная доля топлива ϵ_T , отн.ед.	Материал ВЗВ				
		Оксид		Металл		
		Критическое обогащение ^{239}Pu - ^{241}Pu , %	Критическая загрузка ^{239}Pu - ^{241}Pu , кг	Критическое обогащение ^{239}Pu - ^{241}Pu , %	Критическая загрузка ^{239}Pu - ^{241}Pu , кг	
Традиционная*	0,35	11,7 14,7	3121	-	-	
	0,45	9,75 12,2	3336	-	-	
	0,60	8,3 10,47	3809	-	-	
Гетерогенная с центральной вставкой	0,35	13,2	3159	13,3	3165	
	0,45	11,0	3374	11,01	3378	
	0,60	9,37	3871	9,38	3885	
Гетерогенная кольцевая	0,35	15,67	3671	16,4	3836	
	0,45	13,2	3970	13,5	4075	
	0,60	11,0	4419	11,35	4556	
Кольцевая с аксиальной прослойкой толщиной δ , см:	0,45	5	14,3	4088	14,86	4251
		10	15,43	4183	16,10	4365
		15	16,57	4241	17,28	4423
		20	17,71	4267	18,31	4431

* Числитель - обогащение зоны малого обогащения, знаменатель - зоны большого обогащения.

На рис.1 представлены результаты расчета интегрального по реактору НПЭР, на рис.2 - значения доплеровской постоянной $T \partial K / \partial T$ для выбранных моделей реакторов и принятых объемных долей материалов. При этом доплеровская постоянная

$$T \partial K / \partial T = \frac{|K_{эф}(T_2) - K_{эф}(T_1)|}{K_{эф}(T_2) K_{эф}(T_1) \ln T_2 / T_1}$$

(где T_2 и T_1 - расчетные значения температур, К; $K_{эф}(T_2)$ и $K_{эф}(T_1)$ - значения эффективного коэффициента размножения при расчетных температурах) рассчитывалась для интервала температур 300-2100 К.

На рис.3 приведена зависимость основных параметров безопасности от толщины аксиальной прослойки $\delta_{пр}$. Результаты позволяют сделать вывод, что с точки зрения НПЭР и доплер-эффекта введение в активную зону гетерогенным образом большого количества воспроизводящего материала приводит к следующим конкурирующим друг с другом эффектам:

- в активной зоне увеличивается обогащение топлива, что ужесточает спектр нейтронов. Следствием этого является уменьшение НПЭР в топливных зонах. Одновременно изменяется доплер-эффект в результате уменьшения концентрации ^{238}U как в топливных зонах, так и во всей активной зоне и снижения доли нейтронов с энергией ниже 20 кэВ;

- возрастает утечка нейтронов в воспроизводящие зоны, что приводит к снижению положительности НПЭР в топливных зонах.

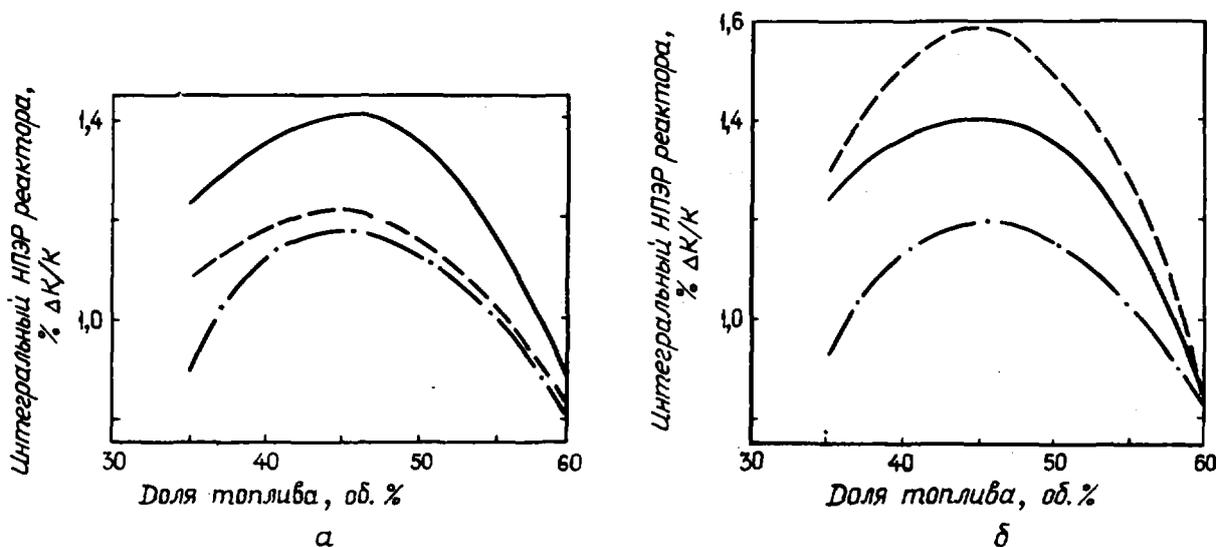


Рис.1. НПЭР для оксидных (а) и металлических (б) вариантов: ———— традиционная компоновка; - - - - - кольцевая активная зона; - · - · - зона с центральной воспроизводящей вставкой

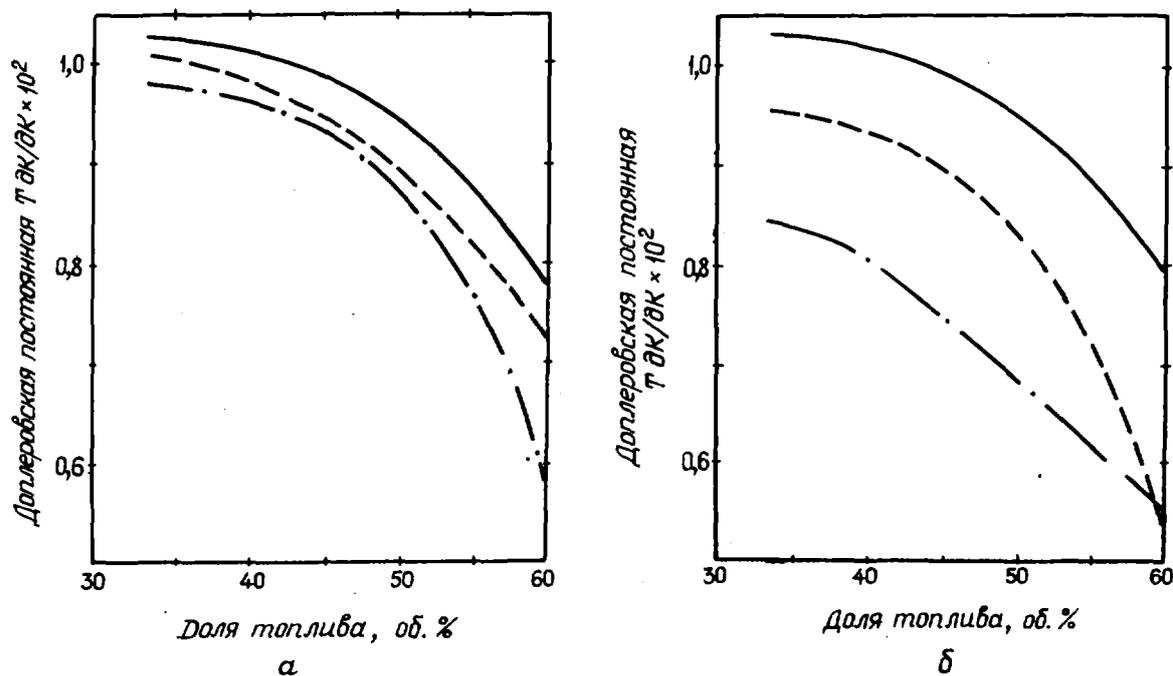


Рис.2. Доплеровская постоянная для оксидных (а) и металлических (б) вариантов: ———— традиционная компоновка; - - - - - кольцевая активная зона; - · - · - зона с центральной воспроизводящей вставкой

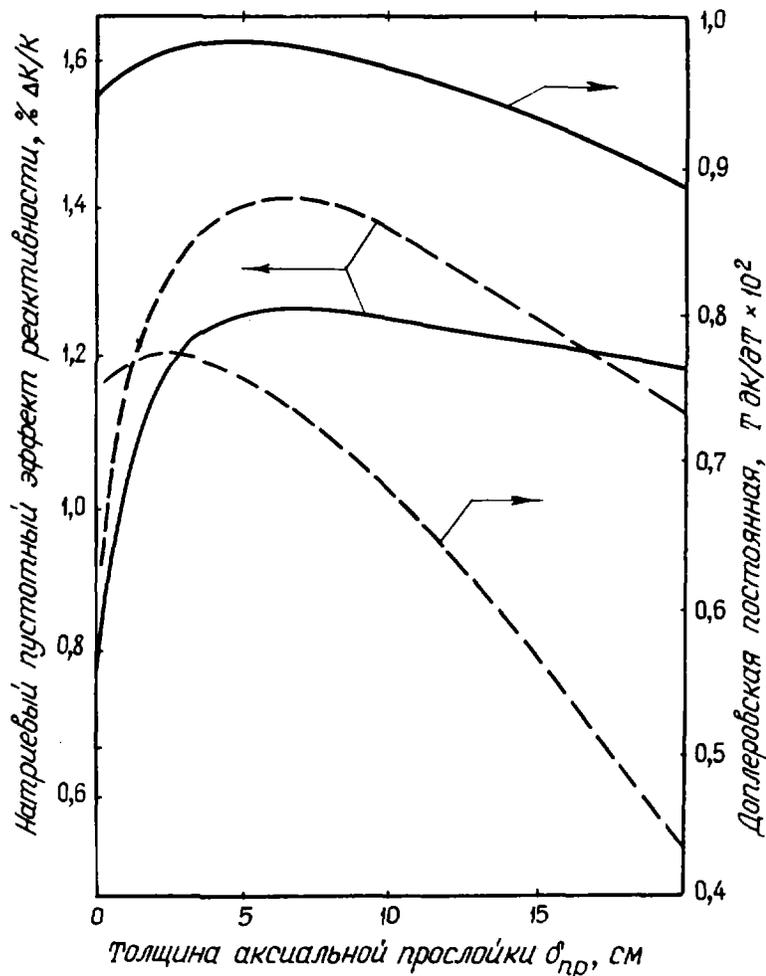


Рис. 3. Влияние толщины аксиальной прослойки на параметры безопасности кольцевой активной зоны: ———— - оксидные ВЗВ; - - - - - металлические ВЗВ

При этом основной вклад в изменение НПЭР дают составляющая утечки (радиальная ее компонента) и несколько меньше — спектральная компонента. Компонента поглощения изменяется незначительно. Эти компоненты НПЭР разделяются в рамках теории возмущений известными зависимостями (см., например, [8]). Результирующее уменьшение пустотного эффекта зависит от соотношения размеров и взаиморасположения топливных и воспроизводящих зон. Немаловажным фактором является и материал воспроизводящих зон (оксидное или металлическое топливо).

Изменение изотопного состава топлива, происходящее во время работы реактора на мощности, приводит к изменению натриевого и доплеровского коэффициентов реактивности. Наиболее сильное влияние на НПЭР оказывают наличие в топливе осколков деления и изменение концентраций изотопов ^{240}C , ^{241}Pu . Влияние изменения изотопного состава на доплер-эффект связано как с изменением соотношения между делящимися и срывающимися изотопами, так и с изменением изотопного состава плутония и накоплением осколков, в значительной мере формирующими спектр нейтронов. В табл. 3 приведены величины указанных эффектов реактивности (совместно с эффектом выгорания) для реакторов с долей топлива 0,45 при выгорании, соответствующем 180 эффективным суткам. Такому выгоранию соответствует накопление в топливных зонах около 2% осколков деления тяжелых ядер; среднее накопление плутония во внутренних зонах воспроизводства составляет 1,3–1,9%.

Полученные эффекты реактивности и изменение их величины при переходе к гетерогенной компоновке не свидетельствуют об изменении степени безопасности реакторов с различной концепцией активной зоны. Одновременное снижение обоих эффектов реактивности должно удовлетворять соотноше-

Связь между ними, определяемому той или иной концепцией аварийной ситуации. Рассмотрение различных аварий приводит к различным требованиям в предельных значениях указанных эффектов. Эти требования и пределы определяются критериями безопасности, которыми являются обычно ограниченные нормативными документами допускаемые возмущения в нейтронно-физических, теплотехнических, прочностных и других параметрах реактора. По степени сложности аварийной ситуации в качестве критериев безопасности условно могут быть выбраны, в частности, следующие ограничения [8,9]:

- недопустимость вскипания натрия при остановке насосов и несрабатывании аварийной защиты (либо вскипание натрия в числе ТВС, не превышающем определенного значения);
- не превышение допустимых температур оболочки и топлива при возможном кипении натрия;
- локализация плавления топлива в пределах определенного количества ТВС;
- не превышение определенной величины выхода энергии при образовании вторичных критических масс при расплавлении активной зоны.

Таблица 3

Изменение эффектов реактивности при выгорании

Компоновка активной зоны ($\epsilon_T = 0,45$)	Материал ВЗВ	Эффект выгорания, % $\Delta K/K$	$\tau = 0$		$\tau = 180$	
			НПЭР, % $\Delta K/K$	$T \partial K / \partial T \times 10^2$	НПЭР, % $\Delta K/K$	$T \partial K / \partial T \times 10^2$
Традиционная	-	-1,014	1,41	1,006	1,82	1,06
Гетерогенная с центральной вставкой	Окись	-1,37	1,18	0,944	1,48	0,963
	Металл	-1,4	1,19	0,901	1,485	0,935
Гетерогенная кольцевая	Окись	-0,75	1,208	0,95	1,605	0,985
	Металл	-0,76	1,60	0,743	1,72	0,752

Очевидно, что мероприятия, направленные на удовлетворение выбранного условного критерия безопасности (например, введение замедлителя в активную зону, снижение рабочих параметров, устройство упрочненного корпуса и др.), могут существенно повлиять на экономичность АЭС. В то же время в выборе критерия безопасности большую роль играет возможность самокомпенсации внесенных возмущений по реактивности за счет быстродействующих отрицательных обратных связей. Наиболее полно ограничения по эффектам реактивности и взаимосвязь между ними определяются из анализа переходных процессов в реакторе при задании в параметрическом виде возможных возмущений (по реактивности, расходу и др.). В настоящей работе авторы предлагают для определения степени изменения безопасности ограничиться рассмотрением тех аварийных ситуаций, в которых наиболее просто проявляется связь между доплер- и натриевым эффектами - ситуациями не превышения температур натрия и топлива при введении реактивности. Для этих случаев можно получить упрощенные критериальные зависимости между эффектами реактивности, используя формализм, реализованный, в частности, в работе [9]. Согласно этому формализму рассматриваются два состояния реактора: начальное и то, в которое приходит реактор в результате саморегулирования после внесения возмущения. При этом считается, что переходный процесс протекает очень медленно, а мощность и температура элементов активной зоны не превышают своих значений в конечном стационарном состоянии. Используются эволюционные уравнения, описывающие переходные процессы в топливе и теплоносителе [9]. За внесенную реактивность $\rho_{6н}$ можно принять, в частности, НПЭР или его часть; реактивность обратной связи можно представить через доплеровский эффект D в виде

$$\rho_{ос} = \frac{D}{\alpha_D} = \frac{(T \partial K / \partial T) \ln T(t)/T(0)}{\alpha_D} = \rho_{6н},$$

где $T \partial K / \partial T$ - доплеровская постоянная; α_D - доплеровская составляющая в мощностном коэффициенте ($\alpha_D \approx 90\%$ для реактора большой мощности).

Для случая постоянного расхода и температуры натрия на входе нетрудно получить зависимости, связывающие внесенную и требуемую реактивность обратной связи при принятых ограничениях:

по температуре натрия $\theta(t)$

$$\rho_{Na}^{0,c} = -K_{0,c} n_0 \left[\frac{\theta(t) - \theta_{6x}}{\theta(0) - \theta_{6x}} - 1 \right]; \quad (1)$$

по температуре топлива $T(t)$

$$\rho_T^{0,c} = -K_{0,c} n_0 \left[\frac{T(t) - \theta_{6x}}{T(0) - \theta_{6x}} - 1 \right], \quad (2)$$

где n_0 - мощность реактора; $K_{0,c}$ - коэффициент обратной связи.

При совместном ограничении по температурам натрия и топлива (например, при снижении расхода)

$$\rho^* = -K_{0,c} n_0 \left[\frac{T(t) - \theta(t)}{T(0) - \theta(0)} - 1 \right]. \quad (3)$$

В табл.4 приведено изменение допустимых значений внешней реактивности, определяемых ограничениями (1),(2), при переходе от традиционного варианта активной зоны к кольцевой гетерогенной. Здесь же приведены допустимые значения пустотного эффекта (НПЭР_{доп}), которые могут быть скомпенсированы доплер-эффектом реактора при ограничении (3). Для сравнения в последней колонке табл.4 приведены расчетные значения интегрального по исследуемым реакторам НПЭР. При составлении табл.4 были приняты следующие исходные данные [2,9]: $\theta_K = 970^\circ\text{C}$ - температура кипения натрия при рабочем давлении; $T_{пл} = 2800^\circ\text{C}$ - температура плавления для оксидного топлива; $\theta_{6x} = 360^\circ\text{C}$, $\theta_{6yx} = 550^\circ\text{C}$ - температуры на входе и выходе из реактора соответственно; $T_H = 2120^\circ\text{C}$ - номинальная температура топлива с учетом факторов перегрева для наиболее напряженного твэла.

Допустимые значения внешней реактивности, % $\Delta K/K$

Таблица 4

Компоновка активной зоны	Объемная доля топлива	Материал ВЗВ	По вскипанию натрия	По расплавлению топлива	НПЭР _{доп}	НПЭР
Традиционная	0,35	-	1,19	0,32	0,316	1,236
	0,45	-	1,16	0,31	0,30	1,410
	0,60	-	0,908	0,242	0,24	0,86
Гетерогенная кольцевая	0,35	Окись	1,16	0,31	0,30	1,091
		Металл	0,98	0,26	0,252	1,290
	0,45	Окись	1,10	0,29	0,282	1,208
		Металл	0,86	0,23	0,23	1,60
	0,60	Окись	0,85	0,226	0,220	0,806
		Металл	0,65	0,17	0,16	0,837

Полученные данные позволяют судить о влиянии концепции активной зоны на основные параметры безопасности, проявляемом через изменение основных эффектов реактивности. В то же время отмечается [4], что для гетерогенной активной зоны можно добиться значительного снижения положительности НПЭР, вплоть до сведения его к нулю. Это можно осуществить путем изменения размеров топливных и воспроизводящих зон. Для гетерогенной активной зоны кольцевого типа это, в частности, означает изменение числа рядов пакетов в воспроизводящих кольцах либо изменение размера пакета "под ключ". Влияние толщины аксиальной прослойки на величины пустотного и доплеровского эффектов реактивности отражено выше. Влияние толщины колец на указанные эффекты представлено на рис.4 для объемной доли топлива $\epsilon_T = 0,45$, где $\delta(\Delta)$ - изменение толщины кольца Δ в процентах от исходного варианта. В табл.5 приведены результаты оценок допустимых значений внешней реактивности с учетом ограничений (1),(2) для различных толщин воспроизводящих колец, взятые относительно традиционного варианта активной зоны.

Анализируя результаты расчетных исследований, можно сделать следующие выводы:

- введение воспроизводящих материалов в виде отдельных зон внутреннего воспроизводства в активную зону реактора, целесообразное с точки зрения воспроизводства вторичного горючего, при-

водит в большинстве случаев к уменьшению положительности НПЭР. При этом снижение объемной доли топлива благоприятно сказывается на величине эффекта. Увеличение доли воспроизводящих зон в активной зоне позволяет уменьшить положительность НПЭР приблизительно до 0,37% $\Delta K/K$. Пустотный эффект гетерогенного реактора с металлическим топливом во внутренних зонах воспроизводства практически для всех реальных компоновочных решений остается более положительным, чем для реактора с окисными воспроизводящими зонами;

- одновременно происходит уменьшение доплер-эффекта, составляющего для реактора большой мощности $\sim 90\%$ в мощностном эффекте реактивности. Гетерогенные активные зоны с окисными ВЗВ по возможности самокомпенсации возмущений реактивности за счет доплер-эффекта приближаются к традиционной активной зоне, а при достаточно тонких воспроизводящих зонах даже превосходят ее. Металлические ВЗВ в этом отношении уступают окисным. Увеличение доли внутренних зон воспроизводства в активной зоне реактора, благоприятствующее уменьшению положительности НПЭР, уменьшает в то же время возможность самокомпенсации реактором внешней реактивности;

- гетерогенные активные зоны обладают устойчивостью НПЭР и доплер-эффекта к процессу выгорания не в меньшей степени (для металлического топлива даже в большей), чем традиционные. Потеря реактивности от выгорания для гетерогенных зон достигает меньших значений;

- введение аксиальной прослойки при наличии радиальной гетерогенности не приводит к улучшению параметров безопасности реактора;

- необходима комплексная оптимизация взаиморасположения и размеров топливных и воспроизводящих зон, учитывающая наряду с вопросами воспроизводства и вопросы безопасности. При этом о преимуществах той или иной компоновки с точки зрения безопасности нельзя судить по величине одного только НПЭР. Окончательные требования к величине НПЭР могут быть предъявлены только при изучении конкретных аварийных ситуаций, при совместном учете всех реактивностных эффектов в их взаимосвязи.

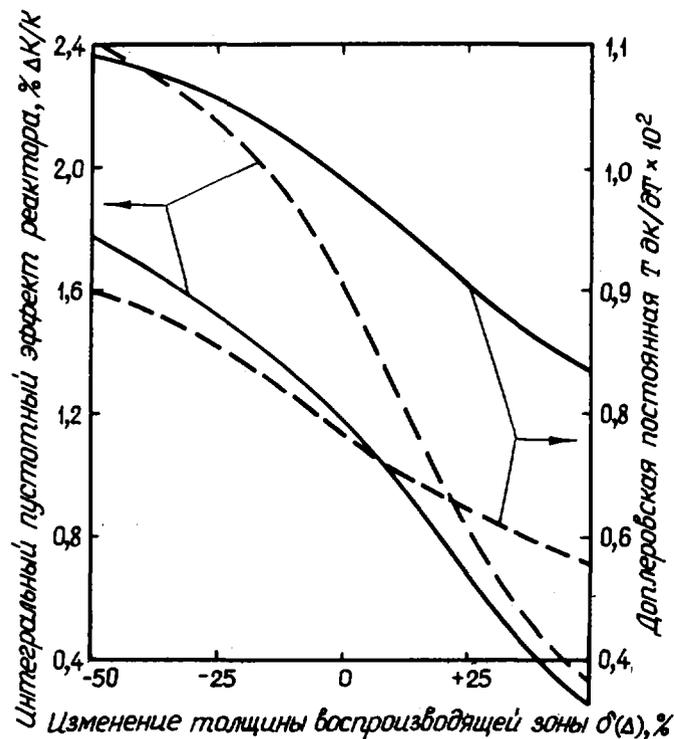


Рис. 4. Влияние толщины ВЗВ в кольцевой гетерогенной зоне на параметры безопасности: — — — окисные ВЗВ; — — — — — металлические ВЗВ

Таблица 5

Изменение возможности самокомпенсации внешних возмущений по реактивности за счет доплер-эффекта при изменении размеров воспроизводящих кольцевых зон

Тип ограничения	$\delta(\Delta)$, %	$\frac{v_{ВЗВ}}{v_{a.z}}$, %	Материал ВЗВ			
			Окись		Металл	
			По вскипанию натрия	По плавлению топлива	По вскипанию натрия	По плавлению топлива
Допустимые значения внешней реактивности	-50	7,40	1,044	1,030	0,858	0,8585
	-25	11,33	1,007	0,994	0,806	0,8062
	-10	13,75	0,975	0,962	0,775	0,776
$(\rho_{\text{гон}}^{\Delta} / \rho_{\text{гон}}^{\text{TP}})$	0	15,40	0,948	0,935	0,741	0,742
	10	17,07	0,917	0,905	0,713	0,714
	25	19,62	0,87	0,856	0,683	0,683
	50	23,3	0,807	0,787	0,643	0,642

Список литературы

1. Беляев М.В., Воропаев А.И. Концепция гетерогенной активной зоны в быстрых реакторах: Обзор ОБ-63. Обнинск, 1978.
2. Троянов М.Ф., Матвеев В.И., Новожилов А.И. Концепция активных зон быстрых энергетических реакторов. Оптимизация физических характеристик реактора БН-1600. Франция, 1979. IAEA-SM-244/81.
3. Орлов В.В., Слесарев И.С., Зарицкий С.М. и др. О принципиальной возможности снижения времени удвоения при гетерогенном размещении в быстром реакторе различных видов топлива. Там же. IAEA-SM-244/76.
4. Tzanov C., Barthold W. Nucl. Techn., 1977, p.262.
5. Naser J. e.a. Trans. Amer. Nucl. Soc., 1977, v.26, p.561.
6. Renard A., Evrard G., Wehmann U. Nucl. Techn., Dec.1979, v.46, N 3, p.453.
7. Воропаев А.И., Чухлова О.П., Ваньков А.А. и др. Атомная энергия, 1980, т.48, вып.6, с.355.
8. Хаммел Г., Окрент Д. Коэффициенты реактивности в больших энергетических реакторах на быстрых нейтронах. М.: Атомиздат, 1975.
9. Технические проблемы реакторов на быстрых нейтронах/Под ред.Ю.Е.Багдасарова. М.: Атомиздат, 1969.

Статья поступила в редакцию 25 ноября 1982 г.

УДК 539.171+621.039.6

О ВОЗМОЖНОСТИ СНИЖЕНИЯ СКОРОСТИ НЕКОТОРЫХ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ В БЛАНКЕТЕ ГИБРИДНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

А.В.Лопаткин, И.Х.Ганев, Л.В.Точеный

THE POSSIBILITY OF SUPPRESSION OF SOME THRESHOLD REACTION RATE IN THE BLANKET OF HYBRID FUSION REACTOR. The possibility of suppressing the rate of the threshold reactions which result in the formation of high radioactive nuclides (^{232}U , ^{236}Pu , ^{238}Pu) in the fertile fuel zone of a hybrid fusion reactor is considered for high energy (5-14,1 MeV) using neutron lead interaction features: small capture, intensive elastic and inelastic scattering, back-scattering at slowdown. Threshold reaction rate suppression is achieved by introducing a lead layer between the first wall and fissile fertile zone.

Особенность энергетического спектра нейтронов, формируемого в урановой зоне blankets гибридного термоядерного реактора (ГТЯР), является его распространение на область до 14,1 МэВ. В результате этого в blankets ГТЯР более активно, чем в реакторе деления, могут протекать пороговые реак-

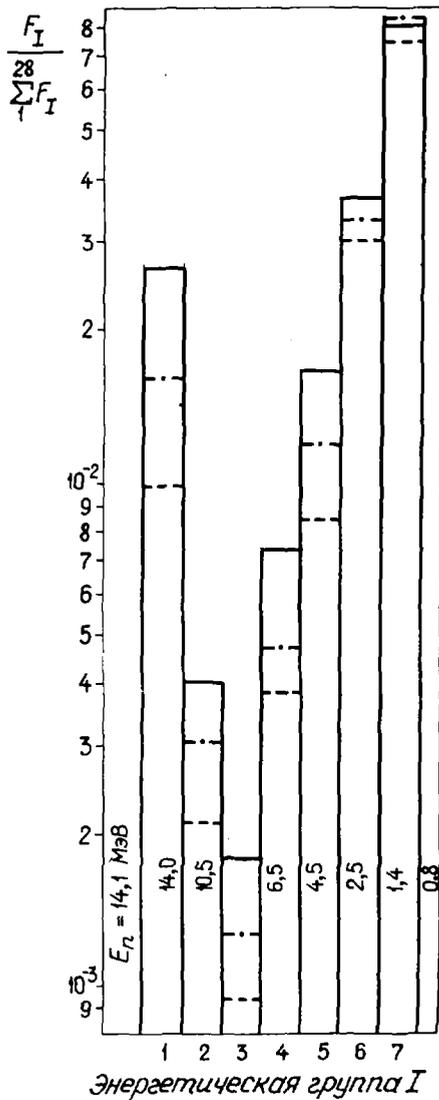
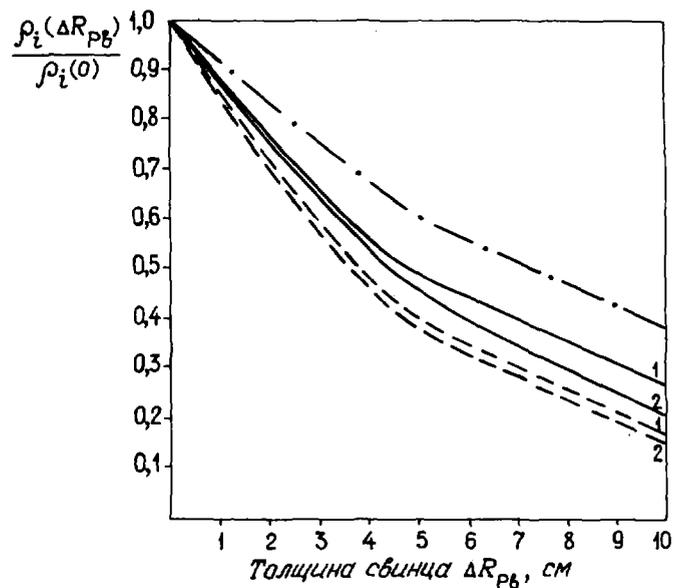


Рис.2. Энергетический спектр нейтронов в урановой зоне: — без свинца; - - - 5 см свинца; --- 10 см свинца

Рис.3. Зависимость накопления ^{232}U (—), $^{232}\text{U} + ^{236}\text{Pu}$ (---), ^{238}Pu (----) от толщины слоя свинца



Применение рассеивающего слоя из свинца снижает общее размножение термоядерных нейтронов в бланкете, а следовательно, мощность бланкета и скорость наработки вторичного продукта - плутония и трития. Так, для рассматриваемой модели бланкета при толщине свинцового слоя 11 см скорость наработки ^{239}Pu снижается примерно на 12%, скорость наработки трития - на 25%, скорость делений - примерно вдвое.

Известны предложения об использовании свинца в качестве размножителя нейтронов в бланкете термоядерного реактора. В настоящей работе показана возможность использования особенностей реакции рассеивания быстрых нейтронов в слое свинца для подавления скорости "нежелательных" пороговых реакций и уменьшения относительного содержания нуклидов, обладающих высокой радиоактивностью.

Список литературы

1. Марин С.В., Орлов В.В., Шаталов Г.Е. Образование изотопов плутония в урановом топливе гибридного термоядерного реактора. - Атомная энергия, 1982, т.52, вып.5, с.301.
2. Матвеев Л.В., Центер Э.М. Проблема накопления ^{232}U и ^{236}Pu в ядерном топливе. - Атомная техника за рубежом, 1980, № 4, с.10-17.
3. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета ядерных реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.

4. Горностаев Б.Д., Гурьев В.В., Епикатьев А.М. и др. Опыт-промышленный гибридный наработчик делящегося топлива. Труды II Советско-американского семинара "Синтез-деление". М.: Атомиздат, 1978, с.94-122.
5. Марин С.В. и др. Программа расчета пространственно-энергетических распределений в однородной геометрии ВЛАНК. - Препринт ИАЭ-2832. М., 1977.

Статья поступила в редакцию 16 марта 1983 г.

Редакторы Г.В.Зубова, Е.И.Ходакова
Технический редактор С.И.Халиллулина
Корректоры Г.Н.Балашова, Г.С.Платонова, Е.М.Спиридонова

Подписано в печать 24.II.83.	Т-22706.	Формат 60x84 1/8.
Печать офсетная. Печ.л. 9,0.	Уч.-изд.л.8,5.	Тираж 367 экз.
Индекс 3645.	9 статей.	Зак.тип.И/3//

Отпечатано в ЦНИИатоминформе
127434, Москва, ас/ящ 971

УДК 621.170.013

ИЗМЕРЕНИЕ И ОЦЕНКА ЯДЕРНЫХ КОНСТАНТ ТОПЛИВНО-СЫРЬЕВЫХ ИЗОТОПОВ - АКТУАЛЬНАЯ ФИЗИЧЕСКАЯ ЗАДАЧА/А.А.Ваньков. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.4(53), с.3-8.

Рассматриваются вопросы анализа результатов измерений нейтронных сечений и функций пропускания для тяжелых изотопов в области неразрешенных резонансов, а также вопросы, связанные с оценкой групповых констант. Делается вывод о необходимости постановки новых экспериментов по измерению функций пропускания (список лит. - 16 назв.).

УДК 539.170.013

ОЦЕНКА ФАКТОРОВ РЕЗОНАНСНОГО САМОЭКРАНИРОВАНИЯ ^{238}U В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ/А.В.Комаров, А.А.Лукьянов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.4(53), с.8-18.

На основе теоретической модели одинаковых эквидистантных резонансов для энергетической зависимости сечений в области неразрешенных резонансов проведена параметризация значений факторов резонансного самоэкранирования и их доплеровских приращений для ^{238}U . При расчете доплеровских приращений факторов самоэкранирования предлагается метод, позволяющий вычислять их по простым аналитическим формулам с использованием переопределения параметров модели. С помощью анализа экспериментальных данных по прямым и захватным пропусканиям в области неразрешенных резонансов показана возможность описания этих данных в совокупности и получения из них групповых функционалов сечений (рис.2, табл.4, список лит. - 20 назв.).

УДК 621.170.013

ГРУППОВЫЕ СЕЧЕНИЯ И ФАКТОРЫ РЕЗОНАНСНОГО САМОЭКРАНИРОВАНИЯ ^{239}Pu В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ/А.А.Ваньков, С.Томков, В.Ф.Украинцев, Н.Янева. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.4(53), с.18-25.

Проведен анализ экспериментальных данных по функциям пропускания и самоиндикации процесса деления для ^{239}Pu в области неразрешенных резонансов. Использовался метод генерации структуры сечений на основе многоуровневого \mathbf{R} -матричного формализма (метод случайной \mathbf{K} -матрицы). Получены оценки средних резонансных параметров и групповых констант ^{239}Pu (рис.3, список лит. - 15 назв.).

УДК 621.039.51

АНАЛИЗ ПОГРЕШНОСТЕЙ АЛГОРИТМОВ ПОДГОТОВКИ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ В ИНЖЕНЕРНЫХ РАСЧЕТАХ БЫСТРЫХ РЕАКТОРОВ/М.Ф.Воротынцева, А.И.Воропаев, В.А.Пивоваров, В.В.Возяков, В.С.Дмитрева. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.4(53), с. 26-37.

Получены оценки погрешности методов подготовки групповых констант, используемых в инженерных расчетах быстрых реакторов. На основе библиотеки оцененных ядерных данных выполнен детальный расчет плотности столкновений нейтронов в области энергий 10 эВ-10,5 МэВ для восьми композиций. Полученный детальный спектр нейтронов используется для расчета групповых констант ($\Delta U \approx 0,8$), средних скоростей реакций, параметров критичности и воспроизводства. Указанные функционалы "точного" потока нейтронов сравниваются со значениями этих функционалов, рассчитанными из тех же нейтронных сечений на основе алгоритмов, используемых в комплексах подготовки групповых констант БНАБ - АРАМАКО (ФЭИ) и МИМ(НИИАР). Для некоторых композиций погрешность приближенных методов подготовки констант может существенно превышать константную составляющую погрешности расчета функционалов потока нейтронов. Для композиции быстрого реактора большой мощности погрешность приближенного расчета составляет для $K_{эф} \approx 1\%$ и для $K_B \approx 0,02$ (абс.ед.) (рис.2, табл.11, список лит. - 13 назв.).

УДК 621.039.512.26

ЭФФЕКТИВНЫЕ РЕЗОНАНСНЫЕ ИНТЕГРАЛЫ ТОРИЕВЫХ СТЕРЖНЕЙ, СОДЕРЖАЩИХ ИНЕРТНЫЙ РАЗБАВИТЕЛЬ/Л.Н.Дрова, А.А.Поляков, В.П.Рухло, Ю.Е.Титаренко, С.Ф.Комин, О.В.Шведов, Е.А.Филиппов, А.С.Папков, И.И.Кокорин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.4(53), с. 38-44.

В работе представлены результаты экспериментального определения значений эффективных резонансных интегралов для блоков ThO_2 , ThO_2+SiC , ThO_2+ZrO_2 , $ThO_2+V_2O_3$ с различной концентрацией SiC , ZrO_2 , V_2O_3 . Используя экспериментальные значения, можно вычислить коэффициенты α и β в полуэмпирической формуле В.В.Орлова, описывающей резонансный захват нейтронов в блоках с учетом эффекта замедления:

$$I_{эф} = 4,74 + 14,67 \sqrt{\Sigma_{sp}^*/N_{Th} \cdot 10^{-22}} f(d\Sigma_{sp}^*); \quad 0,3 \leq \sqrt{\Sigma_{sp}^*/N_{Th} \cdot 10^{-22}} f(d\Sigma_{sp}^*) \leq 3,2$$

(рис.3, табл.6, список лит. - 10 назв.).

УДК 621.039.512.4

ИЗМЕРЕНИЕ ДИФфуЗИОННОЙ ДЛИНЫ ГРАФИТОВОЙ КЛАДКИ УСОВЕРШЕНСТВОВАННЫМ МЕТОДОМ ПРИЗМЫ/Л.А.Аникина, А.С.Каминский, Е.С.Субботин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.Ядерные константы, 1983, вып.4(53), с. 44-49.

Измерены диффузионные характеристики графитовой кладки методом призмы с геометрически малым источником быстрых нейтронов. Выбор оптимального положения детекторов на основе экспериментально-расчетной информации позволил определить длину диффузии с погрешностью около 2% (при доверительной вероятности 95%) (рис.1, табл.5, список лит.15 назв.).

I р. 50 г.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1983, вып.4(53), с.1-66

