

В. А. КОНЬШИН

Ядерно-физические
КОНСТАНТЫ
делящихся ядер
СПРАВОЧНИК

*Согласовано с Государственной службой
стандартных справочных данных*



МОСКВА ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ 1984



International Atomic Energy Agency

INDC(CCP)-256

INDC

INTERNATIONAL NUCLEAR DATA COMMITTEE

V.A. Kon'shin

Jaderno-fizicheskie
konstanty
deljashchikhsja jader

(Nuclear physics constants of fissile nuclei)

Moskva, Energoatomizdat 1984

Abstract: This book (in Russian) describes the evaluation of neutron nuclear data for U-235, Pu-239, Pu-240, Pu-241, Pu-242. The resulting data files are available on magnetic tape in ENDF-5 format from the IAEA Nuclear Data Section under the accession numbers INDL-9211 Rev.1, -9421 Rev.4, -9432 Rev.3, -9441 Rev.2, -9450 Rev.4, respectively. (The data files may be subjected to further revisions so that data users are invited to verify the most recent revisions).

Note: The chapters on U-235 of this book are partly superseded by a more comprehensive book, see INDC(CCP)-257.

Reproduced by IAEA, April 1986

IAEA NUCLEAR DATA SECTION, WAGRAMERSTRASSE 5, A-1400 VIENNA

ВВЕДЕНИЕ

Долгосрочная программа широкого развития ядерной энергетики обуславливает необходимость проведения всесторонних исследований для определения оптимальных путей ее развития.

Немаловажная роль в таких комплексных исследованиях принадлежит тщательной оптимизации физических и теплофизических параметров реакторов на быстрых нейтронах, что требует высокой точности предсказываемых значений. Эта точность зависит от двух факторов — совершенства методов расчета и точности ядерных данных, характеризующих взаимодействие нейтронов с веществом. Разработанные методы решения задач переноса излучений в веществе, реализуемые на современных ЭВМ, в принципе позволяют рассчитать физические характеристики ядерных реакторов и защиты с заданной точностью, так что точность предсказания параметров реакторов определяется по существу точностью используемых ядерных данных.

Как показывает анализ, неопределенности в ядерных данных приводят к существенным неопределенностям в расчетных физических характеристиках ядерных реакторов и их радиационной защиты, таких как критическая загрузка, кампания реактора, коэффициент воспроизводства и др. Эти неопределенности не позволяют достаточно строго оптимизировать выбор конструкции проектируемых реакторов, процессы производства, переработки твэлов и др. и как следствие могут вызвать отрицательный экономический эффект.

В связи с возрастанием доли ядерной энергетики в мировой энергетической системе влияние неопределенностей в ядерных данных на характеристики и работу ядерных реакторов на тепловых и быстрых нейтронах интенсивно исследовалось в течение последних нескольких лет. Были сделаны попытки в нашей стране и за рубежом [1—6] связать эти неопределенности с экономическими параметрами реакторов.

В работах советских авторов [1—5], исходя из оценки допустимой 10 %-ной погрешности времени удвоения реакторов на быстрых нейтронах, а значит из погрешности предсказания эффективного коэффициента размножения нейтронов в реакторе $K_{\text{эф}}$ и коэффициента воспроизводства (КВ) 1 и 2 % соответственно, определены требования к точности ядерных данных. Существенное влияние на значение этой точности оказывает предположение о наличии или отсутствии корреляций погрешностей, и в зависимости от того, учтены корреляции [2, 3] или нет, требования, предъявляемые к точности микроконстант, изменяются в несколько раз.

Гриблер и др. [6] оценили неопределенность в основных физических параметрах реактора-размножителя на 1000 МВт, обусловленную погрешностями ядерных данных. Они показали, что только с погрешностями ядерных данных связаны 8 %-ная неопределенность в критической массе и 0,1 %-ная неопределенность в КВ, что приводит к неопределенностям во времени удвоения (от 5,8 до 11,5 года) и в стоимости электроэнергии ($\pm 0,013$ цент/(кВт·ч)). Последнее значение из-за неопределенности в топливной составляющей для одного реактора-размножителя мощностью 1000 МВт приводит к экономическим потерям, примерно равным 1 млн. долл. Однако стоимость ядерного топлива составляет малую долю полной стоимости реактора на быстрых нейтронах, поэтому в гораздо большей степени неопределенность в КВ скажется на стоимости сооружения заводов по переработке облученного топлива и затратах на геологическую разведку новых месторождений урановых руд.

В настоящее время четко сформулированы основные погрешности ядерных данных, которые необходимо учитывать, и известен их вклад в погрешности [2]. Сформировалось также представление об оптимальном пути достижения требуемых точностей предсказания физических характеристик реакторов в течение всей кампании [5]. Так, если требуемая точность расчета $K_{\text{эф}}$ может быть обеспечена макроэкспериментами на критических сборках, то для обеспечения необходимых точностей расчета КВ, кампании, параметров радиационной защиты требуется совокупный анализ данных как макро-, так и микроэкспериментов.

В первую очередь ядерные данные необходимы для проектирования и обеспечения безопасной работы реакторов на быстрых нейтронах [2]: для расчета критической массы или эффективного коэффициента размножения, мощностного и температурного коэффициентов реактивности, активности натрия после выдержки, нейтронной активности из-за накопленных в топливе ^{242}Cm и ^{244}Cm , концентрации нуклидов ^{238}Pu и ^{239}Pu , тепловыделения в конструкциях активной зоны, теплофизических расчетов предельной мощности реактора и т. п. К тому времени, когда потребности в нейтронных данных для реакторостроения будут удовлетворены, в энергетических реакторах образуется много побочных нуклидов, для работы с которыми потребуются данные по нейтронным сечениям.

Первоочередной задачей физики нейтронов является обеспечение такого уровня знаний параметров взаимодействия нейтронов с ядрами, который позволил бы отказаться от создания критическихборок и стендов, моделирующих реакторы на быстрых нейтронах [7]. В частности, требуется рассчитывать коэффициенты реактивности и компенсирующую способность органов регулирования с большей точностью, чем в настоящее время (достигнутая точность предсказания коэффициентов реактивности примерно вдвое ниже требуемой). Кроме того, критические сборки не могут дать сведений о параметрах реактора и их изменении в течение кампании.

Одной из важнейших задач является обеспечение достаточно высокой точности расчета КВ для реакторов-размножителей [7], поскольку с его значением связаны выбор топливной композиции и конструкции реактора. Важность надежных исходных данных с очевидностью следует из огромных затрат на развитие ядерной энергетики.

На КВ наибольшее влияние оказывают сечение захвата ^{238}U и ^{239}Pu в области энергий ниже 100 кэВ, сечение неупругого рассеяния ^{238}U в области энергий ниже 1 МэВ и число вторичных нейтронов $\bar{\nu}$ для ^{239}Pu . Максимальное различие допустимых и достигнутых погрешностей ядерных данных (в 2—3 раза по данным [2]) наблюдается для сечения захвата ^{239}Pu и сечения захвата ^{238}U . Поэтому стоит задача уточнения этих сечений и значения $\bar{\nu}$ для ^{252}Cf , которое используется как стандарт при измерениях $\bar{\nu}$ делящихся ядер, так как 1 %-ная погрешность в значении $\bar{\nu}$ для ^{252}Cf слишком велика из-за ее сильного влияния на значения $\bar{\nu}$ других делящихся нуклидов (допустимая погрешность $\bar{\nu}$ для ^{252}Cf составляет $\pm 0,3$ %).

Знание нейтронных сечений ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu также становится все более важным из-за того, что плутоний из реакторов на тепловых нейтронах, содержащий 20—25 % ^{240}Pu , 10—15 % ^{241}Pu , 5—10 % ^{242}Pu , может использоваться в реакторах-размножителях. Можно отметить приблизительно одинаковый вклад погрешности ядерных констант для ^{239}U , осколков деления и нуклидов ^{240}Pu , ^{241}Pu в общую погрешность коэффициента $K_{\text{эф}}$ для реактора БН-1500 [8].

Нейтронные сечения для актиноидов ^{237}Np , ^{242}Cm , ^{244}Cm , ^{241}Am , ^{243}Am и нуклидов цепочки, приводящей к их образованию, необходимо знать как для оптимизации процессов накопления, захоронения трансплутониевых элементов и переработки облученного топлива, так и для расчета мощности внутренних источников нейтронов в реакторе на быстрых нейтронах, образующихся в реакции (α, n) на кислороде (^{242}Cm , ^{244}Cm , ^{238}Pu) и при спонтанном делении (^{242}Cm , ^{244}Cm , ^{238}Pu , ^{242}Pu , ^{240}Pu) (мощность этих источников необходимо знать для обеспечения безопасной и надежной работы реактора).

В последнее время в связи со стремлением ограничить распространение ядерного топлива усилились требования к полноте его выгорания. Как следствие этого возрастает важность знания нейтронных сечений осколков деления и нуклидов Pu, Am и Cm. Конечно, получить все необходимые данные в эксперимен-

Коньшин В. А. Ядерно-физические константы делящихся ядер: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1984. 288 с.

Приведены полные системы оцененных нейтронных данных в области энергий нейтронов от 10^{-5} эВ до 15 МэВ для основных делящихся ядер, представляющих интерес в реакторостроении: ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu . Описана замкнутая система теоретических методов, позволяющих проводить самосогласованную оценку и предсказывать значения нейтронных сечений делящихся ядер в областях энергий тепловых нейтронов, быстрых нейтронов, а также в областях энергий разрешенных и неразрешенных резонансов. Определен ряд надежных параметров, позволяющих дать единое описание различных экспериментальных данных. Созданы полные системы микроскопических оцененных ядерных данных, которые вошли в отечественную библиотеку ядерных констант и приняты в качестве стандартных.

Приведенные в справочнике числовые данные в соответствии с ГОСТ 8.310—78 относятся к категории информационных.

Для научных работников, а также всех тех, кто использует в работе ядерные данные.

Табл. 88. Ил. 82. Библиогр. 580.

Рецензент В. Н. Манохин

ПРЕДИСЛОВИЕ

Для предъявления обоснованных требований к основным характеристикам проектируемых реакторов на быстрых нейтронах необходима полная система ядерных данных гарантированной точности. Важную роль в создании такой системы играет оценка ядерных данных, которая включает в себя анализ экспериментальных значений, использование результатов теории ядра для заполнения пробелов в данных по нейтронным сечениям и уменьшения разногласий в экспериментальных результатах, а также применение современных теоретических представлений к расчету нейтронных сечений.

Работы по оценке ядерных данных были предметом обсуждения на последних международных и всесоюзных конференциях по нейтронной физике и на международных совещаниях, проводимых МАГАТЭ. В настоящее время все более широко используются полные системы (файлы) ядерных данных для расчета реакторов и предсказания их характеристик. Важное значение приобретает не только создание полных систем оцененных данных, но и определение их погрешностей.

Возникает задача разработки и совершенствования методов и соответствующих математических программ, которые позволили бы оценивать ядерные данные для широкого класса нуклидов и на основе анализа совокупности экспериментальных данных и использования теоретических представлений о процессах взаимодействия нейтронов с ядрами получать рекомендованные значения.

Для ряда ядер (в частности, для тяжелых изотопов плутония, которые рассматриваются в данном справочнике) отсутствуют экспериментальные данные по нейтронным сечениям. Поэтому очень актуальной является разработка методов оценки ядерных данных (в частности, нейтронных сечений), предназначенных для использования в расчетах характеристик ядерных реакторов и защиты, а также для других приложений в науке и технике.

Современные методы теории ядра и изучение ядерных реакций позволяют описать большие массивы числовой информации о нейтронных сечениях с помощью небольшого набора параметров. В настоящем справочнике нашла отражение проблема определения ряда параметров на основе систематического анализа большого числа экспериментальных данных.

Появление этой книги связано с большим интересом, который проявляет все большее число специалистов к оценке ядерных данных. Поэтому в книге систематически изложены методы оценки нейтронных сечений во всей области энергий нейтронов, важной для реакторостроения, и с их помощью получены оцененные данные в 88 таблицах настоящего справочника приведены оцененные ядерные данные для делящихся ядер. Часть таблиц оцененных данных, которые не вошли в настоящую книгу, даны в монографии Г. В. Анципова, В. А. Коньшина, Е. Ш. Суховицкого «Ядерные константы для изотопов плутония» (Минск: Наука и техника, 1982). В настоящей книге рассмотрены также физические модели и методы расчета нейтронных сечений, которые были использованы при оценке ядерных данных.

В работах по оценке нейтронных данных принимали участие Г. В. Анципов, Е. Ш. Суховицкий, В. М. Маслов, Л. А. Баханович, Г. Б. Мороговский, Ю. В. Породзинский, В. А. Зеневич, А. Б. Клепацкий. Успеху работы способствовал начальник Центра ядерных данных ГКАЭ СССР В. Н. Манохин.

Оформление графиков и таблиц, занесение данных на машинные носители информации сделали Е. В. Погонская, В. В. Беленькая, Н. М. Бахта.

Автор глубоко признателен своим коллегам за помощь в работе.

Автор

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ДЛЯ ОСНОВНЫХ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ (10^{-5} —5 эВ)

1.1. НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ДЛЯ ^{239}Pu

тах в ближайшем будущем невозможно, особенно если учесть, что изготовление мишеней из ядер с высоким обогащением очень затруднено.

Измерение нейтронных сечений с требуемой точностью — очень трудная задача. Почти 30-летние измерения привели к тому, что сечения в области энергий тепловых нейтронов для трех наиболее важных ядер ^{235}U , ^{239}Pu , ^{233}U известны с погрешностью примерно $\pm 1\%$, тогда как сечения деления в области энергий быстрых нейтронов для ^{235}U , ^{239}Pu и ^{238}U в настоящее время известны с погрешностью 3—5%, хотя для реакторостроения желательная погрешность составляет 1%. Несмотря на то что во всех странах сейчас не наблюдается тенденции к расширению исследований по измерению ядерных данных, число ядер, для которых необходимы такие данные, возрастает очень быстро.

Измерению нейтронных сечений и их теоретическому анализу посвящено множество работ. Каталог CINDA-77 [9] содержит 138 000 наименований работ по микроскопическим нейтронам данным. Из-за того что часто разброс экспериментальных значений превышает погрешности эксперимента, возникает много проблем.

Очевидно, что простая компиляция всех имеющихся данных не удовлетворяет нужд специалистов, и возникает необходимость в оценке ядерных данных, т. е. в получении рекомендованных значений ядерных констант на основе анализа экспериментальных данных и использования теоретических представлений о процессах взаимодействия нейтронов с ядрами.

В областях энергий и ядер, для которых имеется обширная экспериментальная информация, роль теории сравнительно невелика и сводится к заполнению пробелов в данных, устранению противоречия в них. В случае ядер, для которых отсутствуют экспериментальные данные, практически единственным способом получения ядерных констант являются теоретические методы оценки с тщательным подбором параметров, используемыми в ядерных моделях.

Теоретический анализ экспериментальных данных позволяет определить параметры (такие, например, как параметры оптической модели), необходимые для расчета нейтронных сечений других ядер. Для этого требуется скорее провести систематический анализ и установить закономерности в значениях параметров, чем просто проводить конкретные расчеты для данного ядра. Современная теория ядра при использовании специально разработанных моделей с тщательно отобранными параметрами позволяет предсказывать сечения интегрального характера для тяжелых ядер с неопределенностью 20—30%. Надежное определение параметров на основе систематического анализа большого числа данных надо рассматривать как главное направление усилий экспериментаторов и теоретиков. Прежде всего надо сформулировать требования, которым должны удовлетворять эти параметры. В первую очередь это касается пределов неопределенности параметров, области их применимости и возможных корреляционных эффектов.

Для того чтобы получить научно обоснованную систему надежных ядерных данных, позволяющих проводить расчеты с гарантированной точностью, необходимы усилия в трех направлениях: измерение ядерных констант, оценка ядерных данных и коррекция микроскопических ядерных данных с помощью интегральных экспериментов на критических сборках. Работа по построению полной системы ядерных данных гарантированной точности чрезвычайно сложна и из-за очень широкого круга вопросов и громадного объема информации не может быть сделана на высоком уровне одним человеком или даже коллективом специалистов одного профиля; для ее выполнения требуется взаимодействие специалистов различных направлений.

В данной книге отражены результаты исследований [10—51] по созданию методов оценки ядерных данных для тяжелых делящихся ядер (теоретических методов анализа экспериментальных данных) и их применению к конкретной оценке ядерных констант с целью создания отечественной библиотеки (банка) оцененных ядерных данных для делящихся ядер. Эта работа является составной частью общесоюзной программы получения надежных ядерных данных гарантированной точности, которую возглавляют Комиссия по ядерным данным Государственного комитета по использованию атомной энергии СССР и Центр ядерных данных ГКАЭ СССР.

Оценка ядерных данных для ^{239}Pu и ряда других нуклидов при энергиях 0,0253 эВ была проведена Леммелем [52] путем совместной обработки всех имеющихся данных (не только для ^{239}Pu , но и для других ядер), связанных относительными измерениями. Поскольку все данные были им тщательно проанализированы, мы приняли их в качестве оцененных: $\sigma_t = (1018,5 \pm 4,1) 10^{-28} \text{ м}^2$; $\sigma_a = (1011,2 \pm 4,1) 10^{-28} \text{ м}^2$; $\sigma_f = (744,0 \pm 2,5) 10^{-28} \text{ м}^2$; $\sigma_{\text{нТ}} = (267,2 \pm 3,3) 10^{-28} \text{ м}^2$; $\alpha = 0,359 \pm 0,005$; $\nu_f = 2,862 \pm 0,008$. Отметим, что основным источником погрешности сечения деления σ_f является неопределенность в периоде полураспада ^{239}Pu . Существует также расхождение отношений $\sigma_f(^{239}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$, полученных из прямых измерений и измерений в максвелловском спектре; это расхождение превышает одно стандартное отклонение.

В области энергий 10^{-5} —5 эВ прямые измерения сечения поглощения σ_a проведены только Гвином и др. [53, 54] и охватывают область энергий выше 0,02 эВ, причем данные обеих работ хорошо согласуются между собой. Сечение σ_a можно получить вычитанием из полного сечения σ_t сечения рассеяния σ_n , однако прямых измерений σ_n в области энергий нейтронов нет. Значение σ_a для наших целей может быть получено из анализа полного сечения в области энергий разрешенных резонансов с учетом состояния образца (металлический, жидкий, окисный). В настоящем справочнике для получения σ_a из данных по σ_t были использованы эффективные значения сечений σ_n из [55].

Для ^{239}Pu имеется довольно много измерений σ_t в области энергий тепловых нейтронов [56—66]. Подробное рассмотрение этих экспериментов и оценка σ_a были проведены в работе [23]. Данные Хэвенса и др. [56] в области энергий 0,0045—0,0295 эВ не учитывались в оценке, так как считалось, что они заменены новыми, полученными также Хэвенсом [66]. В области энергий выше 0,14 эВ не использовались результаты [59] вследствие плохого разрешения. При оценке не рассматривались данные [58] из-за скудности информации об условиях проведения эксперимента и большого разброса экспериментальных значений. По той же причине не учитывались и данные [62]. В оценке не были использованы результаты работы [63] ввиду того, что форма энергетической зависимости измеренных в этой работе величин не подтверждается другими измерениями и, кроме того, отсутствует детальная информация об условиях проведения эксперимента. Довольно старые измерения Леонарда [57] были заменены новыми данными [61] того же автора.

При получении σ_a из данных по σ_t может возникнуть погрешность из-за пренебрежения резонансным рассеянием и его интерференцией с потенциалным. Однако эта погрешность мала по сравнению с другими источниками неопределенности в σ_a .

Отобранные после тщательного анализа экспериментальные данные по σ_a были перенормированы единым образом и обработаны по программе полиномиального описания экспериментальных данных с учетом их «веса» [16].

Данные [65] хорошо описываются гладкой функцией, среднее квадратическое отклонение от этой кривой составляет $\pm 2,6\%$. Вес указанных данных принят равным 1 везде, кроме области энергий 0,25—0,3 эВ, где он составляет 0,5, чтобы учесть возможную систематическую погрешность, вызванную формой функции разрешения. При измерении [64] фон в 2 раза превышал эффект, поэтому вес этих данных был взят равным 0,5. В области энергий 0,4—0,8 эВ измерения проводились с образцом другой толщины и вес был принят равным 1.

В области энергий 0,0025—0,19 эВ вес также составлял 1. Данным [53, 61, 66] приписан вес, равный 1, а данным [56] в области энергий 0,4—0,5 эВ — вес, равный 0,5. В эксперименте [60] не была сделана поправка на присутствие в образце ^{240}Pu и ^{241}Pu и, кроме того, существовала 3 %-ная неопределенность в толщине образца. В области энергий 0,003—0,024 эВ наблюдается сильный разброс точек, которые выпадают из гладкой зависимости. Поэтому данные [60] при энергии ниже 0,03 эВ не были использованы, а выше 0,03 эВ им был приписан вес 0,8. Данные [59] в области энергий ниже 0,14 эВ имеют значительный разброс и вес их взят равным 0,8.

В области энергий 0,001—0,05 эВ оцененная кривая для σ_a следует результатам [53, 61, 66], которые согласуются между собой в среднем в пределах 1 %. Для данных [59] характерен большой разброс, результаты [60] имеют меньший разброс и лучше согласуются с оцененной кривой. Погрешность сечения σ_a в этой области составляет около 1,5 %.

В области энергий 0,05—0,1 эВ оцененная кривая определяется согласующимися между собой данными [53, 61], а также [66], которые систематически (на 1—2 %) ниже оцененной кривой. Погрешность оцененных данных здесь составляет 1,5—2 %. Аналогичная картина наблюдается и в области энергий 0,1—0,24 эВ, однако результаты [60] здесь систематически (на 6 %) выше оцененной кривой.

В области энергии 0,2—0,4 эВ оцененная кривая определяется в основном данными Гвина и др. [53], погрешность ее составляет около 2 %.

В области энергии 0,4—0,6 эВ наблюдается хорошее согласие данных [53, 56, 60, 64]. Погрешность σ_a составляет 2—2,5 %.

В области энергий 0,6—0,8 эВ оцененная кривая также следует данным Гвина и др. [53]; выше 0,8 эВ экспериментальные значения, полученные из Центра по ядерным данным в Брукхейвене [53], резко возрастают вблизи энергии 1 эВ, что, видимо, обусловлено вкладом резонанса вольфрама. Гвин и др. внесли поправку на этот эффект в средние сечения в интервалах 0,8—0,9 и 0,9—1 эВ, с учетом которой и проводилась оценка. Погрешность оцененных данных по σ_a в области 0,6—0,8 эВ равна 3—4 %, а в области 0,8—1 эВ — около 10—15 %.

После опубликования работы [23] появились данные Гвина и др. [54] в области энергий 0,02—0,7 эВ, но они были доступны только в виде усредненных по интервалам значений и не позволяли использовать их в полиномиальной обработке результатов. К тому же при энергии выше 0,7 эВ в данные [54] не были внесены поправки на присутствие в мишени ^{240}Pu и вольфрама. Однако, перенормированные к значению сечения [52] при $E=0,0253$ эВ, они показывают хорошее согласие с ранее оцененными. Среднее отклонение составляет примерно 0,3 %. Это указывает на надежность оцененных данных по σ_a (см. табл. 1.1).

Довольно много измерений σ_f для ^{239}Pu проведено в области энергий тепловых нейтронов [53, 54, 57, 58, 65, 67—77]. Оценка [23] получена в основном с учетом результатов Леонарда и др. [68], Деройттера и др. [76] и Гвина и др. [53]. Данным Боллижера и др. [65], за исключением значений ниже $E=0,032$ эВ, которые не учитывались вследствие низкой статистической точности, был приписан вес, равный 1. Единичный вес был принят также и для данных работ [53, 68, 76] в области энергий 0,02—0,2 и 0,4—1 эВ. Данным [76] в области энергий первого резонанса был приписан вес 0,5 из-за сдвига энергетической шкалы по отношению к результатам [53, 68]. Вес для данных [70] был взят равным 0,9, так как средний квадратический разброс значений относительно гладкой зависимости составляет 3—10 % и сечение в пике резонанса занижено. Остальные результаты в оценке не учитывались. Указанные данные были единым образом нормированы и обработаны по программе [16].

В области энергий 0,002—0,05 эВ оцененная кривая следует результатам [53, 68, 76], которые согласуются в пределах 1,7 %. Данные [65] имеют разброс около 2 %, а результаты [70] отклоняются от гладкой зависимости в пределах 2,5—4 %. Погрешность в оцененной кривой в этой области составляет 2 %.

В области энергий 0,05—0,21 эВ данные [53, 65, 68, 76] согласуются между собой в пределах 1,5—2 %. Результаты [70] имеют разброс относительно гладкой зависимости, равный 3—5 %. Погрешность оцененной кривой составляет 1,7—2 %.

Таблица 1.1. Оцененные значения сечений, 10^{-28} м², α и η для ^{239}Pu

E, эВ	σ_f	σ_{nt}	σ_n	σ_a	σ_f	α	η
1.10 ⁻⁶	36178,50	11557,10	7,58	47735,60	47743,18	0,3194	2,1092
5.10 ⁻⁶	16159,00	5162,50	7,58	21321,50	21329,08	0,3195	2,1690
1.10 ⁻⁴	11441,20	3655,80	7,58	15097,00	15104,58	0,3195	2,1690
5.10 ⁻⁴	5117,86	1638,16	7,58	6756,02	6763,60	0,3201	2,1680
0,001	3620,15	1161,50	7,58	4781,65	4789,23	0,3208	2,1669
0,002	2560,72	825,83	7,57	3386,55	3394,12	0,3225	2,1641
0,003	2092,86	677,17	7,56	2770,03	2777,59	0,3236	2,1623
0,004	1814,35	588,92	7,56	2403,27	2410,83	0,3246	2,1607
0,005	1624,50	529,26	7,55	2153,76	2161,31	0,3258	2,1587
0,006	1484,57	485,68	7,54	1970,25	1977,79	0,3272	2,1564
0,007	1376,00	452,02	7,54	1828,02	1835,56	0,3285	2,1543
0,008	1288,61	425,18	7,53	1713,79	1721,32	0,3300	2,1519
0,009	1216,40	403,19	7,52	1619,59	1627,11	0,3315	2,1495
0,010	1155,40	384,69	7,52	1540,09	1547,61	0,3329	2,1472
0,020	829,11	290,16	7,45	1119,27	1126,72	0,3500	2,1200
0,0253	744,00	267,20	7,41	1011,20	1018,61	0,3591	2,1058
0,030	689,13	253,00	7,37	942,13	949,50	0,3671	2,0935
0,040	607,93	233,22	7,30	841,15	848,45	0,3836	2,0685
0,050	554,99	222,43	7,22	777,42	784,64	0,4008	2,0431
0,060	522,13	218,89	7,14	741,02	748,16	0,4192	2,0166
0,070	501,13	219,45	7,06	720,58	727,64	0,4379	1,9904
0,080	486,02	221,55	6,97	707,57	714,54	0,4558	1,9659
0,090	475,88	226,69	6,87	702,57	709,44	0,4764	1,9385
0,100	475,22	235,78	6,77	711,00	717,77	0,4961	1,9130
0,125	492,82	266,94	6,49	759,76	766,25	0,5417	1,8564
0,150	545,11	317,33	6,16	862,44	868,60	0,5821	1,8090
0,175	655,15	406,88	5,77	1062,43	1068,20	0,6207	1,7659
0,200	845,61	549,12	5,36	1394,73	1400,09	0,6494	1,7352
0,220	1123,20	746,07	5,10	1869,27	1874,37	0,6642	1,7197
0,240	1575,42	1061,13	5,15	2636,55	2641,70	0,6736	1,7101
0,260	2242,31	1519,20	6,12	3761,51	3767,63	0,6775	1,7061
0,280	3033,32	2047,51	9,11	5080,83	5089,94	0,6750	1,7087
0,290	3234,82	2168,92	11,47	5403,74	5415,21	0,6705	1,7133
0,296	3265,64	2174,95	12,99	5440,59	5453,58	0,6660	1,7179
0,300	3248,91	2153,46	13,98	5402,57	5416,36	0,6528	1,7212
0,3125	2970,52	1940,66	16,55	4911,18	4927,73	0,6533	1,7311
0,325	2475,58	1590,46	17,87	4066,04	4083,91	0,6425	1,7425
0,350	1560,21	957,50	17,61	2517,71	2535,32	0,6137	1,7736
0,400	643,68	368,25	14,86	1011,93	1026,79	0,5721	1,8205
0,450	334,72	176,92	13,16	511,64	524,80	0,5281	1,8723
0,500	212,43	103,45	12,19	315,88	328,07	0,4870	1,9247
0,550	147,80	66,52	11,58	214,32	225,90	0,4501	1,9737
0,600	108,75	45,28	11,16	154,03	165,19	0,4164	2,0206
0,700	72,85	26,62	10,64	99,47	110,11	0,3654	2,0961
0,800	54,24	17,82	10,32	72,06	82,38	0,3285	2,1543
0,900	43,70	12,97	10,10	56,67	66,77	0,2968	2,2070
1,000	37,51	9,99	9,94	47,50	57,44	0,2663	2,2601
1,200	30,06	6,64	9,72	36,70	46,43	0,2209	2,3442
1,400	25,22	4,95	9,57	30,17	39,74	0,1963	2,3924
1,600	21,72	3,93	9,46	25,65	35,11	0,1809	2,4236
1,800	19,01	3,24	9,36	22,25	31,61	0,1704	2,4453
2,000	16,86	2,75	9,29	19,61	28,90	0,1631	2,4607
2,200	15,06	2,38	9,22	17,44	26,66	0,1580	2,4715
2,400	13,63	2,10	9,16	15,73	24,89	0,1541	2,4799
2,600	12,48	1,88	9,10	14,36	23,46	0,1506	2,4874

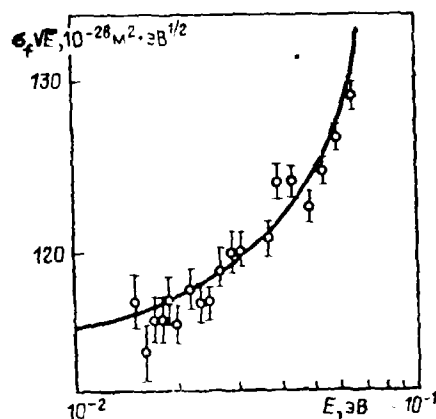
Продолжение табл. 1.1

$E, \text{эВ}$	σ_f	σ_{n1}	σ_n	σ_a	η	σ	γ
2,800	11,56	1,71	9,05	13,27	22,32	0,1479	2,4932
3,000	10,82	1,57	9,00	12,39	21,39	0,1451	2,4993
3,200	10,25	1,45	8,95	11,70	20,65	0,1415	2,5072
3,400	9,80	1,36	8,90	11,16	20,05	0,1388	2,5132
3,600	9,48	1,29	8,85	10,77	19,62	0,1361	2,5191
3,800	9,27	1,23	8,80	10,50	19,30	0,1327	2,5267
4,000	9,16	1,18	8,75	10,34	19,09	0,1288	2,5354
4,200	9,15	1,15	8,69	10,30	18,99	0,1257	2,5424
4,400	9,23	1,13	8,64	10,36	19,00	0,1224	2,5499
4,600	9,38	1,12	8,59	10,50	19,09	0,1194	2,5567
4,800	9,60	1,12	8,53	10,72	19,25	0,1167	2,5629
5,000	9,87	1,14	8,47	11,01	19,48	0,1155	2,5657

В области первого резонанса (0,2—0,4 эВ) результаты [53, 76] в целом хорошо согласуются между собой со стороны низкоэнергетического крыла пика; со стороны высокоэнергетического крыла данные [76] систематически на 4—5 % выше, данные же [70] примерно на 10 % ниже оцененной кривой. Неопределенность оцененной кривой $\sigma_f(E)$ в области энергий 0,2—0,4 эВ равна 3—4 %. Такую же погрешность имеют оцененные данные и в области энергий 0,4—1 эВ. Оцененные данные (табл. 1.1) хорошо согласуются с новыми результатами [77] (рис. 1.1). Среднее отклонение от данных [54], которые были получены в виде средних по интервалам сечений, составляет около 0,4 %, что подтверждает надежность оцененных данных.

Отношение сечения захвата к сечению деления α для ^{239}Pu можно получить из результатов Гвина и др. по измерению σ_f и σ_a [53, 54]. Кроме того, α измерено в [78, 79]. Однако данные [78] не были опубликованы. Перенормированные к данным [53] при энергии 0,051 эВ, они наиболее сильно отличаются от данных [53] в области энергий 0,13—0,35 эВ, где отклонение составляет около 5 %, но находится в пределах погрешности эксперимента.

Оцененная кривая следует данным Гвина и др. и Ю. В. Рябова и имеет погрешность около 6 % в области энергий 0,01—0,5 эВ и примерно 30 % в области энергий 0,7—1 эВ. Следует отметить, что среднее отклонение от данных по α [79], полученных значительно позже, составляет только 0,3 % (рис. 1.2).



Измерения числа вторичных нейтронов на акт поглощения η для ^{239}Pu проведены в области энергий до 1 эВ [61, 65, 80—85]. Наша оценка η основана на результатах [61, 82, 85]. Данные [65] при энергиях ниже 0,02 и выше 0,5 эВ имеют систематическое отклонение от оцененной кривой и не использовались. Данные [80] примерно на 6% отличаются от значений, полученных из отношения σ_f/σ_a , что находится выше пределов экспериментальных погрешностей (1,3 и 0,6 %), и отклоняются от оцененной кривой, что указывает на воз-

Рис. 1.1. Сравнение оцененных данных по σ_f для ^{239}Pu с экспериментальными результатами [77]

можную систематическую погрешность. Те же авторы с той же аппаратурой измерили энергетическую зависимость ν для ^{239}Pu в области тепловых энергий [86]. Полученные данные обнаруживают падение ν с энергией на 12 % в области энергий тепловых нейтронов. В то же время измерения [87—90] показывают, что в области энергий 0,025—0,5 эВ величина ν остается постоянной с погрешностью $\pm 0,5$ %. Это послужило основанием для исключения данных [86] из рассмотрения. В оценке не использовались также результаты [84], поскольку не известен детальный ход кривой. Из-за большой статистической погрешности (3—4 %) и вследствие разброса данных, полученных с образцами различной толщины при разных пролетных расстояниях (6—10 %), данным [83] был приписан вес 0,5. Такой же вес имеют данные [81] из-за отсутствия подобной информации об условиях эксперимента и большой статистической погрешности (± 3 %).

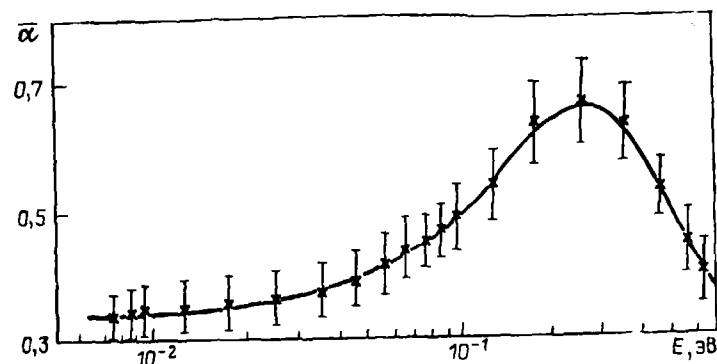


Рис. 1.2. Сравнение оцененных данных по α для ^{239}Pu с экспериментальными результатами [79]

Сравнение кривой $\eta(E)$, полученной из прямых измерений, и кривой, построенной с помощью α , показывает хорошее согласие (разброс около 1 %) в области энергий 0,02—0,24 эВ. При $E=0,24\pm 0,5$ эВ значения η , полученные с помощью α , систематически на 3—4 % больше, однако это расхождение лежит в пределах погрешности. Погрешность η , полученной из прямых измерений, не превышает 3 %, а погрешность α составляет 6 %, т. е. в области энергий 0,02—0,5 эВ указанные данные согласуются между собой в пределах экспериментальных погрешностей. Кривая, полученная с помощью α , в области $E=0,01\pm 0,5$ эВ хорошо согласуется с зависимостью $\eta = \nu \sigma_f / \sigma_a$.

Погрешность η в области $E=0,02\pm 0,24$ эВ равна 2 %, а в области $E=0,24\pm 0,5$ эВ — 3 %.

Оцененные данные для ^{239}Pu в области энергий 10^{-5} —5 эВ приведены в табл. 1.1. Отметим, что при $E=1$ —5 эВ результаты получены путем расчета сечений по оцененным в гл. 2 параметрам резонансов со шивкой при энергии 1 эВ с оцененными сечениями в области энергий 10^{-5} —1 эВ. Таким же способом получены и данные по сечению рассеяния σ_s в указанной области энергий.

При параметризации сечений в области энергий тепловых нейтронов в рамках формализма Брейта—Вигнера стала очевидной необходимость введения одного или двух параметров резонансов при отрицательной энергии (см. также [77, 91]). Никакой комбинацией параметров резонансов при положительной энергии не удастся достичь хорошего описания нейтронных сечений в областях энергий ниже 0,1 и выше 0,5 эВ. Поэтому параметры введенных отрицательных уровней подгонялись таким образом, чтобы компенсировать различие между экспериментальными значениями сечений и значениями, полученными из параметров резонансов при положительной энергии (для ^{239}Pu даже 30-й резонанс дает вклад порядка 10^{-28} м² в сечение при энергии тепловых нейтронов). Ока-

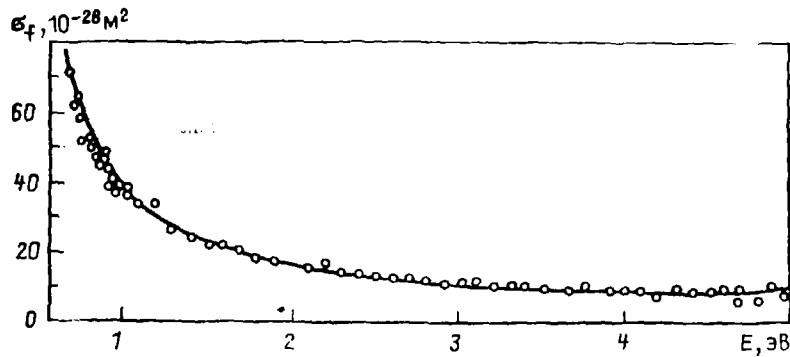


Рис. 1.3. Сравнение рассчитанного по резонансным параметрам сечения σ_f для ^{239}Pu с экспериментальными данными [54]

здесь, что для ^{239}Pu нейтронные сечения в области энергий тепловых нейтронов могут быть рассчитаны с погрешностью 2–3% (σ_f и σ_{nT}) и 3–5% (σ_{nT}), если учесть вклад 30 уровней при положительной энергии и внести два резонанса при отрицательной энергии.

В табл. 1.2 приведены параметры резонансов при отрицательной энергии и первого резонанса при положительной энергии. Параметры остальных резонансов даны в гл. 2. Сечение потенциального рассеяния оценено ниже и равно $10,35 \times 10^{-28} \text{ м}^2$.

Таблица 1.2. Параметры резонансов при отрицательной энергии и первого резонанса при положительной энергии для описания сечений в области энергий тепловых нейтронов

E_r , эВ	Γ_n , мэВ	Γ_f , мэВ	Γ_{nT} , мэВ	J
-1,80	0,8586	378,9400	2919,10	0
-0,07	$0,91356 \cdot 10^{-3}$	3,9239	66,00	1
0,30	$0,81482 \cdot 10^{-1}$	37,0000	57,15	1

Расчет по параметрам дает следующие значения сечений при $E=0,0253$ эВ: $\sigma_f=744,0 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$; $\sigma_{nT}=267,5 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$; $\sigma_n=7,4 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$; $\sigma_a=1011,5 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$, которые хорошо согласуются с данными [52]. Рассчитанные значения сечений согласуются с оцененными из эксперимента значениями в области энергий до 1 эВ в пределах погрешности эксперимента и с последними экспериментальными данными [54] по σ_f в области $E < 5$ эВ (рис. 1.3) (в данные [54] по σ_n внесены поправки на примесь в мишени ^{240}Pu и вольфрама), кроме σ_f и σ_a в области энергий 0,7–1 эВ (различие равно 6–9%) и σ_f и σ_{nT} в области $E=0,08 \div 0,2$ эВ (различие составляет 2–4%).

Для интерпретации измерений с нейтронами, подчиняющимися максвелловскому распределению или близкому к нему, представляет интерес знание g-факторов (факторов Весткотта)

$$g(T) = \frac{1}{\sigma_{2200} \sqrt{0,025298}} \int_0^{\infty} \sigma(E) V \bar{E} n(E) dE;$$

$$n(E) = \{2\pi V \bar{E} / (\pi kT)^{3/2}\} \exp(-E/kT),$$

являющихся мерой отклонения сечения от закона $1/v$ (σ^{2200} — сечение при $v=2200$ м/с). Рассчитанные нами для $T=293,6$ К значения $g_f=1,0546$; $g_{nT}=1,143$; $g_a=1,0781$; $g_n=0,9782$ согласуются с данными других авторов [52, 51, 56, 77, 92, 93].

В табл. 1.3 приведены данные по температурной зависимости g-факторов, рассчитанные с помощью оцененных нами сечений. Следует отметить, что данные по $g_f(T)$ несколько ниже результатов Вагеманса и Деройттера [92], но выше данных Весткотта [94] (расхождение около 4% при $T=1273,15$ К) и лучше согласуются с первыми. Данные по $g_a(T)$ и $g_n(T)$ лежат выше значений [94] (различие 3% для g_a и 5% для g_n при $T=1273,15$ К).

Таблица 1.3. Температурная зависимость g-факторов для ^{239}Pu

г. К	g_f	g_n	g_T	g_n	г. К	g_f	g_a	g_T	g_n
293,6	1,0546	1,0781	1,1435	0,9782	760	1,9373	2,2121	2,9774	0,8758
300	1,0588	1,0840	1,1541	0,9768	780	1,9909	2,2795	3,0833	0,8734
310	1,0658	1,0937	1,1715	0,9745	800	2,0445	2,3468	3,1888	0,8712
320	1,0732	1,1040	1,1898	0,9721	820	2,0978	2,4138	3,2937	0,8691
330	1,0812	1,1150	1,2090	0,9697	840	2,1508	2,4803	3,3978	0,8672
340	1,0897	1,1265	1,2292	0,9673	860	2,2034	2,5462	3,5008	0,8654
350	1,0987	1,1388	1,2505	0,9648	880	2,2555	2,6114	3,6025	0,8637
360	1,1083	1,1518	1,2729	0,9622	900	2,3068	2,6757	3,7028	0,8621
370	1,1185	1,1655	1,2964	0,9597	920	2,3575	2,7391	3,8016	0,8607
380	1,1293	1,1800	1,3211	0,9570	940	2,4074	2,8014	3,8986	0,8594
390	1,1408	1,1953	1,3469	0,9544	960	2,4564	2,8626	3,9939	0,8581
400	1,1529	1,2113	1,3739	0,9518	980	2,5044	2,9227	4,0871	0,8569
420	1,1790	1,2458	1,4316	0,9464	1000	2,5515	2,9814	4,1778	0,8558
440	1,2078	1,2835	1,4941	0,9410	1020	2,5976	3,0389	4,2677	0,8548
460	1,2392	1,3244	1,5615	0,9357	1040	2,6426	3,0951	4,3550	0,8538
480	1,2731	1,3684	1,6336	0,9304	1060	2,6866	3,1499	4,4400	0,8529
500	1,3096	1,4155	1,7103	0,9252	1080	2,7294	3,2033	4,5225	0,8521
520	1,3484	1,4655	1,7913	0,9201	1100	2,7711	3,2552	4,6032	0,8513
540	1,3895	1,5182	1,8763	0,9152	1120	2,8116	3,3057	4,6812	0,8505
560	1,4327	1,5734	1,9651	0,9106	1140	2,8510	3,3548	4,7573	0,8498
580	1,4778	1,6309	2,0572	0,9061	1160	2,8893	3,4024	4,8308	0,8492
600	1,5245	1,6904	2,1523	0,9019	1180	2,9264	3,4485	4,9024	0,8486
620	1,5728	1,7518	2,2501	0,8978	1200	2,9623	3,4932	4,9715	0,8480
640	1,6225	1,8148	2,3502	0,8940	1220	2,9971	3,5364	5,0383	0,8475
660	1,6732	1,8790	2,4521	0,8905	1240	3,0307	3,5782	5,1028	0,8470
680	1,7249	1,9444	2,5555	0,8871	1260	3,0632	3,6186	5,1650	0,8465
700	1,7773	2,0105	2,6601	0,8840	1280	3,0945	3,6576	5,2250	0,8460
720	1,8303	2,0774	2,7655	0,8811	1300	3,1247	3,6951	5,2816	0,8456
740	1,8837	2,1446	2,8713	0,8783					

1.2. НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ДЛЯ ^{235}U

Экспериментальные результаты, использованные в анализе, были перенормированы к константам при $v=2200$ м/с, в качестве которых использованы рекомендованные данные [52]: $\sigma_f=(695,3 \pm 1,4) 10^{-28} \text{ м}^2$; $\sigma_a=(680,9 \pm 1,7) 10^{-28} \text{ м}^2$;

$\sigma_f = (583 \pm 1,3) 10^{-28} \text{ м}^2$; $\sigma_{n\gamma} = (97,4 \pm 1,6) 10^{-28} \text{ м}^2$; $a = 0,167 \pm 0,003$; $\bar{\nu}_1 = 2,416 \pm 0,005$.

В области энергий ниже 1 эВ получены экспериментальные данные по σ_f для ^{235}U : [95] для $E=0,000818 \pm 0,0818$ эВ (эти результаты наиболее точны в области низких энергий); [57] в области энергий от 0,001 до 0,2 эВ и [96] в области $E=0,03 \pm 200$ эВ (для них характерен большой разброс относительно оцененной кривой); [97] в области $E=0,02 \pm 0,15$ эВ и [98] в области $E=0,02 \pm 0,08$ эВ (экспериментальные значения имеют небольшой разброс); [99] в области $E=0,01 \pm 0,20$ эВ (экспериментальные значения хорошо согласуются с измерениями других авторов, за исключением области от 0,01 до 0,025 эВ, где они лежат систематически на 2% ниже оцененной кривой); [100] в области $E=0,1 \pm 10$ эВ; [101] в области $E=0,01 \pm 8,0$ эВ; [59] в области $E=0,01 \pm 3,0$ эВ; [102] в области $E=0,02 \pm 2,0$ эВ; [103] в области $E=0,002 \pm 800,0$ эВ.

Оцененная кривая $\sigma_a(E)$ в области $E=1 \cdot 10^{-3} \pm 6 \cdot 10^{-2}$ эВ следует данным работ [95, 97, 98], которые согласуются между собой в пределах 1%. Данные [57, 96, 99, 101] значительно отклоняются от оцененной кривой. Погрешность сечения поглощения в этой области энергий составляет $\pm 1\%$.

В области $E=0,06 \pm 0,20$ эВ оцененная кривая для σ_a определяется данными [57, 96, 100], которые согласуются между собой в пределах 1—1,5%. Остальные результаты характеризуются разбросом относительно оцененной кривой на 1,5—3,5%. Погрешность оцененной кривой в этой области равна 1,2%.

В области энергий 0,20—0,35 эВ форма резонансного пика определяется в основном данными Шора и Сэйлора [100], имеющими наилучшее энергетическое разрешение. Данные В. Ф. Герасимова и др. [102] систематически ниже в пике резонанса; результаты Мелконяна и др. [96] плохо описывают форму резонанса.

В области энергий 0,35—1 эВ оцененная кривая $\sigma_a(E)$ определяется также данными Шора и Сэйлора, которые при $E=0,6 \pm 0,9$ эВ имеют разброс 3—4%. Остальные результаты — Брукса и др., В. Ф. Герасимова и др., Мелконяна и др. — обнаруживают довольно значительный разброс (от 3 до 8%).

Погрешность оцененной кривой $\sigma_a(E)$ в области энергий 0,2—0,5 эВ равна 2%, в области $E=0,5 \pm 1$ эВ — 3%. Оцененная кривая $\sigma_f(E)$ для ^{235}U в области энергий 0,01—0,10 эВ следует данным Деройттера и Вагеманса [104], Леонарда и др. (см. обзор [103]) и Боллинжера и др. [65], которые согласуются между собой в пределах 1,5—2%. Погрешность оцененной кривой в этой области составляет около 1,5%.

В области первого резонанса (0,1—0,4 эВ) оцененная кривая проводится на основе экспериментальных данных [65, 100, 104, 105]. Эти данные согласуются между собой в пределах 1,5%. Смещения пика резонанса в этих измерениях не наблюдаются, но данные [100] систематически на 1,5—2% превышают другие результаты со стороны высокоэнергетического крыла резонанса. Погрешность оцененной кривой $\sigma_f(E)$ в области энергий 0,1—0,4 эВ равна 1,5—2%.

В области энергий 0,4—0,5 эВ данные [100, 104—106] согласуются между собой в среднем в пределах 1,5%. Наибольшее разногласие наблюдается в данных работ [104, 106] (до 2%).

В области $E=0,5 \pm 1$ эВ результаты Деройттера и др., де Соссюра и др., Леонарда согласуются между собой в пределах $\pm 3\%$ (кроме области энергий 0,85—1,0 эВ, где расхождение около 6%). Данные [107] систематически выше оцененной кривой на 4%. Погрешность оцененной кривой в области $E=0,4 \pm 0,5$ эВ равна 2%, в области $E=0,5 \pm 0,8$ эВ — 3%, 0,8—1,0 эВ — 4%.

Значение α для ^{235}U в области энергий ниже 1 эВ измерено в работах [54, 106] с погрешностью примерно 7—10% (главный вклад в эту неопределенность вносит погрешность, связанная с фоном). Оцененная кривая для α была получена с учетом как этих экспериментальных данных, так и экспериментальных результатов по σ_f , σ_a и η [65, 85, 96, 108].

Оцененные значения σ_f , $\sigma_{n\gamma}$, σ_a и η приведены в табл. 1.4.

Рассчитанные нами значения g -факторов для $T=293,6$ К равны: $g_f = 0,9757$; $g_{n\gamma} = 0,9906$; $g_a = 0,9778$; $g_\eta = 0,9978$, что согласуется с оценкой [52].

Таблица 1.4. Оцененные значения сечений, 10^{-28} м^2 , и α для ^{235}U в области энергий $1 \cdot 10^{-5}$ эВ при комнатной температуре

E , эВ	σ_f	$\sigma_{n\gamma}$	σ_a	σ_f	α
1 · 10 ⁻⁶	31300,80	5616,70	14,04	36930,54	0,1794
5 · 10 ⁻⁶	13997,10	2571,29	14,04	16522,43	0,1794
1 · 10 ⁻⁴	9896,50	1775,25	14,04	11685,79	0,1794
4 · 10 ⁻⁴	4944,11	885,56	14,04	5843,71	0,1791
0,001	3122,17	557,97	14,04	3694,18	0,1747
0,002	2201,59	392,33	14,04	2607,96	0,1782
0,005	1381,25	244,32	14,03	1639,60	0,1769
0,007	1161,05	204,33	14,03	1379,41	0,1760
0,010	963,71	168,30	14,02	1146,03	0,1746
0,020	663,84	113,20	14,01	791,05	0,1705
0,0253	582,60	98,30	14,00	694,90	0,1687
0,03	528,48	88,67	14,00	631,15	0,1678
0,04	446,06	74,80	13,99	534,85	0,1677
0,05	389,19	65,42	13,98	468,59	0,1681
0,06	347,13	58,70	13,98	419,81	0,1691
0,07	314,81	53,62	13,97	382,40	0,1703
0,08	288,87	49,55	13,96	352,38	0,1715
0,09	267,79	46,26	13,96	328,01	0,1727
0,10	250,07	43,58	13,95	307,60	0,1743
0,125	216,61	38,73	13,93	269,27	0,1788
0,150	194,56	36,03	13,91	244,50	0,1852
0,175	181,84	35,14	13,90	230,88	0,1932
0,20	175,95	35,73	13,88	225,56	0,2031
0,22	174,17	36,94	13,86	224,97	0,2121
0,24	178,84	39,73	13,84	232,41	0,2222
0,26	187,89	43,78	13,84	245,51	0,2330
0,28	191,94	46,97	13,88	252,79	0,2447
0,29	191,42	47,90	13,92	253,24	0,2502
0,30	187,80	46,70	13,92	248,42	0,2487
0,31	182,24	44,49	13,91	240,64	0,2441
0,32	175,02	41,68	13,91	230,61	0,2381
0,33	166,10	38,40	13,90	218,40	0,2312
0,34	156,72	35,15	13,89	205,76	0,2242
0,35	148,26	32,21	13,88	194,35	0,2173
0,36	140,03	29,44	13,86	183,33	0,2102
0,37	132,55	26,94	13,84	173,33	0,2032
0,38	125,71	24,69	13,82	164,22	0,1964
0,39	119,75	22,72	13,80	156,27	0,1897
0,40	114,49	20,96	13,78	149,23	0,1831
0,45	94,11	14,56	13,71	122,38	0,1547
0,50	81,93	10,71	13,67	106,31	0,1307
0,55	73,75	8,22	13,62	95,59	0,1115
0,60	67,10	6,72	13,58	87,40	0,1001
0,65	62,26	6,16	13,54	81,96	0,0989
0,70	58,81	5,80	13,50	78,11	0,0986
0,75	56,00	5,65	13,46	75,11	0,1009
0,80	53,90	5,55	13,43	72,88	0,1030
0,90	54,04	5,85	13,35	73,24	0,1083
0,95	56,89	6,86	13,31	77,06	0,1206
1,00	63,21	8,27	13,28	84,76	0,1308
1,06	82,36	13,31	13,27	108,94	0,1616
1,12	107,17	28,55	13,29	149,01	0,2664
1,14	107,88	31,01	13,40	152,29	0,2874

$E, \text{эВ}$	σ_f	$\sigma_{\text{пг}}$	σ_n	σ_f	σ
1,18	80,50	25,98	13,51	119,99	0,3227
1,22	47,08	18,84	13,49	79,41	0,4002
1,30	22,03	10,53	13,30	45,86	0,4780
1,40	17,16	5,67	13,11	35,94	0,3304
1,60	14,26	3,13	12,80	30,19	0,2195
1,80	13,20	2,97	12,53	28,70	0,2250
1,90	13,44	4,04	12,38	29,86	0,3006
2,00	20,72	22,25	12,11	55,08	1,0738
2,02	28,00	52,95	12,06	93,01	1,8911
2,03	33,37	78,05	12,17	123,59	2,3389
2,036	34,74	85,50	12,34	132,58	2,4611
2,10	13,48	9,67	12,44	35,59	0,7174
2,15	11,94	4,41	12,32	28,67	0,3693
2,20	11,37	3,05	12,25	26,67	0,2682
2,30	10,82	2,23	12,12	25,17	0,2061
2,40	10,54	1,98	12,01	24,53	0,1879
2,50	8,93	2,21	11,92	23,06	0,2475
2,60	7,58	2,56	11,81	21,95	0,3377
2,70	6,73	3,04	11,71	21,48	0,4517
2,76	9,49	3,37	11,65	24,51	0,3551
2,78	11,26	3,50	11,63	26,39	0,3108
2,85	16,97	3,66	11,56	32,19	0,2157
2,90	19,13	3,21	11,51	33,85	0,1678
3,00	24,74	4,80	11,39	40,93	0,1940
3,10	47,44	11,98	11,31	70,73	0,2525
3,12	55,15	15,81	11,38	82,34	0,2867
3,14	58,61	18,20	11,47	88,28	0,3105
3,16	55,85	18,46	11,56	85,87	0,3305
3,20	39,41	13,97	11,65	65,03	0,3545
3,25	22,82	8,81	11,57	43,20	0,3861
3,30	16,55	6,51	11,48	34,54	0,3934
3,35	16,72	5,78	11,38	33,88	0,3457
3,40	19,15	6,02	11,27	36,40	0,3144
3,50	32,18	10,76	10,97	53,91	0,3344
3,55	57,75	24,66	10,76	93,17	0,4270
3,60	117,63	68,27	11,15	197,05	0,5804
3,61	121,39	71,94	11,47	204,80	0,5926
3,65	64,58	42,46	12,14	119,18	0,6575
3,70	16,69	19,81	11,91	48,41	1,1869
3,80	4,38	5,82	11,57	21,77	1,3288
3,90	2,20	3,62	11,39	17,21	1,6455
4,10	2,90	2,32	11,16	16,38	0,8000
4,20	2,83	2,31	11,07	16,21	0,8162
4,40	3,09	2,68	10,89	16,66	0,8673
4,50	3,37	3,21	10,77	17,35	0,9525
4,60	3,78	4,43	10,62	18,83	1,1720
4,70	4,50	8,60	10,39	23,49	1,9111
4,75	5,35	16,32	10,15	31,82	3,0505
4,80	11,87	49,50	9,63	71,00	4,1702
4,82	18,28	109,69	9,28	137,25	6,0005
4,85	40,36	354,60	11,30	406,26	8,7859
4,86	33,18	284,87	12,62	330,67	8,5856
4,90	8,33	53,39	12,03	73,75	6,4094
5,00	4,67	8,66	11,13	24,46	1,8544

Имеется два типа экспериментальных данных в области энергий тепловых нейтронов для ^{240}Pu : сечения при $E=0,0253$ эВ и параметры первого резонанса, лежащего при энергии 1,056 эВ и поэтому в основном определяющего значения сечений в области энергий тепловых нейтронов. Так как среднее расстояние между уровнями составляет 14 эВ, остальные резонансы, в том числе и при отрицательной энергии, дают в сечения небольшой вклад.

Поскольку в области энергий тепловых нейтронов ядро ^{240}Pu практически не делится, существуют измерения при $E=0,0253$ эВ полного сечения σ_f [97] и сечения радиационного захвата $\sigma_{\text{пг}}$ [109--116]. Ландером и др. [117] измерена также длина когерентного рассеяния $a_{\text{ког}}=(0,35\pm 0,01)10^{-12}$ см, что для ^{240}Pu дает сечение рассеяния $\sigma_s=(1,54\pm 0,09)10^{-28}$ м².

Наиболее точно сечение захвата измерено в [116]. Однако, как указывают авторы, получение $\sigma_{\text{пг}}$ для ^{240}Pu не являлось их основной целью и в приведенную ими погрешность не включена неопределенность в g -факторе. При учете реальной точности использованных сечений σ_a для ^{235}U , ^{233}U , ^{241}Pu и значений периода полураспада ^{241}Pu абсолютная погрешность измерения $\sigma_{\text{пг}}$ возрастает до $4,5\cdot 10^{-28}$ м².

В области энергий тепловых нейтронов измерены также сечения в интервале энергии первого резонанса, позволившие получить его параметры [118--125].

При предварительной оценке параметров первого резонанса не использовались значения из [119, 120]. Усредненные по работам [121--125] параметры первого резонанса для ^{240}Pu таковы: $E_r=(1,056\pm 0,050)$ эВ; $\Gamma_n=(2,35\pm 0,07)$ мэВ; $\Gamma=(33\pm 2)$ мэВ. Значение Γ , приведенное в [122] [(34,5±3) мэВ], наиболее надежно, так что полученное среднее значение полной ширины Γ , возможно, несколько занижено.

С использованием предварительно усредненных сечений захвата и упругого рассеяния при $E=0,0253$ эВ, а также параметров первого резонанса была произведена самосогласованная оценка нейтронных сечений методом наименьших квадратов по формуле Брейта — Вигнера. При этом учитывался вклад остальных уровней. Делительная ширина первого резонанса вычислена из $\sigma_{f_0}=30\cdot 10^{-28}$ м² [126], что согласуется с данными [127]: $\sigma_f(0,0253 \text{ эВ})=(0,030\pm 0,045)10^{-28}$ м² [пересчет к σ_{f_0} дает $(20\pm 30)10^{-28}$ м²], полученными, правда, с низкой точностью.

В результате самосогласованной оценки можно рекомендовать следующие значения сечений при $E=0,0253$ эВ: $\sigma_f=(289,40\pm 2,5)10^{-28}$ м²; $\sigma_{\text{пг}}=(287,80\pm 2,5)10^{-28}$ м²; $\sigma_n=(1,54\pm 0,1)10^{-28}$ м²; $\sigma_s=(0,06\pm 0,03)10^{-28}$ м². Эти сечения могут быть рассчитаны из рекомендованных параметров резонансов (см. гл. 2). Использование в расчетах параметров первого резонанса, полученных в работе [118]: $\Gamma_n=(2,32\pm 0,06)$ мэВ; $\Gamma_\gamma=(32,4\pm 1)$ мэВ, приводит к тому, что при $E=0,0253$ эВ $\sigma_{\text{пг}}$ становится равным $283,4\cdot 10^{-28}$ м² и $\sigma_n=1,47\cdot 10^{-28}$ м², а это противоречит значениям из [116, 117]. Поэтому измерения [118] из-за недостаточно высокой точности не оказывают существенного влияния на оцененные параметры первого резонанса.

Получены следующие параметры первого резонанса: $E_0=(1,056\pm 0,002)$ эВ; $\Gamma_n=(2,3543\pm 0,08)$ мэВ; $\Gamma_\gamma=(32,24\pm 1,6)$ мэВ; $\Gamma_f=(0,0057\pm 0,003)$ мэВ. Сечение потенциального рассеяния $4\pi R^2=(9,2117\pm 0,01)10^{-28}$ м² получено подгонкой в области энергий тепловых нейтронов. Расчет нейтронных сечений для ^{240}Pu в области энергий 10^{-3} — 5 эВ проводился по формулам

$$\sigma_{\text{пг}}(E) = 4\pi\lambda^2 \frac{\Gamma_n\Gamma_\gamma}{\Gamma^2} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{1/2} \frac{1}{1+x^2}$$

Таблица 1.5. Оцененные значения σ_{nt} , σ_f , σ_n и σ_t , 10^{-28} м², для ²⁴⁰Pu

E, эВ	σ_{nt}	σ_f	σ_n	σ_t
1.10 ⁻⁶	13793,330	2,836	1,648	13797,810
5.10 ⁻⁶	6169,028	1,269	1,648	6171,945
1.10 ⁻⁴	4362,573	0,897	1,648	4365,118
5.10 ⁻⁴	1952,475	0,401	1,646	1954,522
0,001	1381,912	0,284	1,644	1383,840
0,002	979,007	0,201	1,640	980,848
0,003	800,869	0,165	1,636	802,670
0,004	694,888	0,143	1,631	696,662
0,005	622,705	0,128	1,627	624,460
0,006	569,529	0,117	1,623	571,269
0,007	528,283	0,108	1,618	530,009
0,008	495,104	0,102	1,614	496,820
0,009	467,677	0,096	1,610	469,383
0,010	444,523	0,091	1,606	446,220
0,020	320,401	0,066	1,563	322,030
0,0253	287,798	0,059	1,540	289,397
0,030	266,712	0,054	1,520	268,286
0,040	235,533	0,048	1,477	237,058
0,050	214,862	0,044	1,433	216,339
0,060	200,086	0,041	1,389	201,516
0,070	189,007	0,038	1,345	190,390
0,080	180,430	0,036	1,301	181,767
0,090	173,640	0,035	1,257	174,932
0,100	168,182	0,034	1,213	169,429
0,150	152,846	0,030	0,991	153,867
0,200	148,238	0,029	0,769	149,036
0,300	155,079	0,030	0,356	155,465
0,350	164,582	0,031	0,185	164,798
0,400	178,261	0,034	0,063	178,358
0,450	196,882	0,037	0,023	196,942
0,500	221,808	0,041	0,116	221,965
0,550	255,254	0,047	0,426	255,727
0,600	300,793	0,055	1,099	301,947
0,650	364,371	0,066	2,389	366,826
0,700	456,370	0,082	4,773	461,225
0,750	596,196	0,107	9,201	605,504
0,800	824,590	0,147	17,747	841,484
0,850	1230,818	0,219	35,537	1266,574
0,875	1568,091	0,279	51,758	1620,128
0,900	2074,905	0,368	77,739	2153,012
0,925	2887,717	0,512	122,030	3010,259
0,950	4313,127	0,764	204,399	4518,290
0,9625	5466,960	0,968	273,814	5741,742
0,975	7159,012	1,267	378,485	7538,764
0,9875	9777,057	1,730	544,971	10323,758
1,000	14117,800	2,497	828,722	14949,019
1,0125	21994,370	3,890	1358,181	23356,441
1,025	38015,810	6,722	2466,964	40489,496
1,0375	74235,750	13,126	5057,439	79306,315
1,0437	105379,700	18,632	7351,812	112750,244
1,050	141163,600	24,959	10086,550	151275,109
1,059	152791,400	27,015	11289,470	164107,885
1,060	149320,200	26,401	11074,070	160420,671
1,065	123481,100	21,833	9328,521	132831,454

Продолжение табл. 1.

E, эВ	σ_{nt}	σ_f	σ_n	σ_t
1,070	94580,320	16,723	7277,130	101874,173
1,080	53271,700	9,420	4249,396	57530,516
1,090	31895,740	5,640	2636,015	34537,395
1,100	20672,700	3,656	1768,977	22445,333
1,1125	13161,080	2,328	1175,260	14338,658
1,125	9030,889	1,598	840,810	9873,297
1,1375	6547,405	1,159	635,021	7183,585
1,150	4948,172	0,876	499,527	5448,575
1,175	3092,752	0,548	337,476	3430,776
1,200	2103,889	0,373	247,432	2351,694
1,225	1517,794	0,270	191,881	1709,945
1,250	1143,148	0,203	154,970	1298,321
1,300	710,742	0,127	110,060	820,929
1,350	481,197	0,086	84,449	565,732
1,400	345,508	0,062	68,247	413,817
1,500	200,626	0,037	49,322	249,985
1,600	129,512	0,024	38,851	168,387
1,800	65,370	0,013	27,879	93,262
2,000	38,575	0,008	22,311	60,894
2,200	25,084	0,005	18,985	44,074
2,400	17,432	0,004	16,787	34,223
2,600	12,718	0,003	15,231	27,952
2,800	9,629	0,003	14,074	23,706
3,000	7,508	0,002	13,180	20,690
3,200	5,995	0,002	12,468	18,465
3,400	4,883	0,002	11,889	16,774
3,600	4,044	0,002	11,407	15,453
3,800	3,398	0,001	11,000	14,399
4,000	2,890	0,001	10,652	13,543
4,200	2,486	0,001	10,351	12,838
4,400	2,158	0,001	10,087	12,246
4,600	1,890	0,001	9,853	11,744
4,800	1,668	0,001	9,645	11,314
5,000	1,483	0,001	9,459	10,943

$$\sigma_s(E) = 4\pi k^2 + 4\pi\lambda^2 \left(\frac{E}{E_0}\right) \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma}\right)^2 \frac{1}{1+\lambda^2} + 2\sqrt{4\pi\lambda^2} \sqrt{4\pi k^2} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{1/2} \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \frac{x}{1+\lambda^2},$$

где $4\pi\lambda^2 = [(A+1)/A] k/E$ (A — атомный номер; $k = 2,603820 \cdot 10^{-34}$ м² эВ); $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma + \Gamma_f$; $x = 2(E - E_0)$; Γ ; $4\pi k^2 = 9,247393 \cdot 10^{-28}$ м² — сечение потенциального рассеяния, полученное из подгонки параметров в области энергий тепловых нейтронов.

Рекомендованные значения сечений в области энергий тепловых нейтронов приведены в табл. 1.5. Сравнение результатов нашей оценки при $E=0,0253$ эВ с оценками Ифта и др. [128], Питтерли и др. [129], Лерито и др. [130], группы BNL-325 [131] показывает, что результаты последних оценок [130, 131] и нашей оценки по σ_t и σ_{nt} при $E=0,0253$ эВ различаются меньше чем на 2%. Наши значения, являющиеся результатом самосогласованной оценки, кажутся более надежными.

1.4. НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ДЛЯ ^{241}Pu

При оценке экспериментальные данные для ^{241}Pu в области энергий тепловых нейтронов были перенормированы к рекомендованным значениям констант при $E=0,0253$ эВ [52]: $\sigma_t=(1389\pm 9)10^{-28}$ м² и $(1390\pm 9)10^{-28}$ м²; $\sigma_a=(10,8\pm 2,6)10^{-28}$ м² и $(12,0\pm 2,6)10^{-28}$ м² для образца из металла и для жидкого образца соответственно; $\sigma_a=(1378,0\pm 9,0)10^{-28}$ м²; $\sigma_f=(1015,0\pm 7,0)10^{-28}$ м²;

$\sigma_{n,\gamma}=(362,0\pm 6,0)10^{-28}$ м²; $\alpha=0,357\pm 0,007$; $\eta=2,155\pm 0,010$; $\bar{v}_t=2,924\pm 0,010$; $\bar{v}_a=0,0157\pm 0,0015$

В области энергий тепловых нейтронов имеются следующие экспериментальные данные по σ_f для ^{241}Pu : [132] ($E=0,01\pm 0,5$ эВ, метод времени пролета, «приписанная» погрешность 5 %); [133] ($E=0,02\pm 100$ эВ, метод времени пролета, погрешность 4 %); [134] ($E=0,0257\pm 0,874$ эВ, метод кристаллического спектрометра, погрешность 3,5 %); [135] ($E=0,009$ эВ ± 3 кэВ, метод времени пролета, погрешность 6,3 % в области $E=0,01\pm 0,43$ эВ и 10 % в области $E=0,43\pm 1$ эВ); [136] ($E=0,005\pm 1000$ эВ, механический селектор, приписанная погрешность 7 %); [137] ($E=0,00253\pm 0,00473$ эВ, приписанная погрешность 5 %); [138] ($E=0,006\pm 1$ эВ, селектор медленных нейтронов, спектрометр с монокристаллом и электронный ускоритель; эти данные совпадают со значениями, опубликованными в [70], и были использованы в оценке с погрешностью 8 %); [139] ($E=0,016\pm 0,55$ эВ, метод кристаллического спектрометра, погрешность 2,7 %).

Выше были упомянуты данные 15–20-летней давности. Данные [135, 136, 138] имеют значительный разброс, данные [134, 137] характеризуются малым разбросом, и на их основе получены оцененные данные по σ_f в рассматриваемой области энергии. Оцененная кривая σ_f была получена с помощью программы ПРЕДА [16], экспериментальные значения взяты с весами, обратными квадратам погрешностей, указанных выше. Для расчета сечений в области энергий тепловых нейтронов с помощью формул резонансного анализа оказалось необходимым использовать два отрицательных уровня. Согласно оцененным данным, полученным на основе экспериментальной информации и расчетных данных по σ_f , находится в пределах 2 % в области энергий 0,01–0,26 эВ, 8 % на склоне резонанса (0,26–0,50 эВ) и около 10 % в области энергий выше 0,5 эВ.

Оцененные данные по σ_f для ^{241}Pu в области энергий тепловых нейтронов приведены в табл. 1.6. Их погрешность равна 5 % при $E=0,0001\pm 0,003$ эВ, 3 % — при $E=0,003\pm 0,26$ эВ, от 4 до 10 % в области более высоких энергий.

Имеются следующие экспериментальные данные по σ_f в области энергий 10^{-4} –1 эВ: [140, 141] ($E=0,00051\pm 0,090$ эВ, с кристаллическим спектрометром и быстрым прерывателем нейтронов, погрешность около 2 %); [142] ($E=0,0105\pm 0,400$ эВ, погрешность около 5 %, неучтенная систематическая погрешность 8–10 %); [143] ($E=0,0163\pm 0,460$ эВ, с быстрым прерывателем, погрешность ± 3 %); [144] ($E=0,025\pm 0,75$ эВ, погрешность ± 3 %); [145] ($E=0,7\pm 700$ эВ, из-за того что не учтена примесь в образце ^{240}Pu , имеющего сильный резонанс при $E=1,06$ эВ, эти данные практически бесполезны для определения детального хода кривой в рассматриваемой области энергий).

Данные по σ_f для ^{241}Pu также имеют более чем 10-летнюю давность. Результаты [142] обнаруживают существенный разброс и плохо описывают форму резонанса. Основой при получении оцененной кривой по σ_f служили данные [141, 143, 144]. Эти данные согласуются друг с другом, в пределах экспериментальных погрешностей (± 3 %). В тех же пределах согласуются экспериментальные данные с расчетными в области энергий 0,007–0,3 эВ. При энергии выше 0,3 эВ экспериментальные значения имеют систематическую погрешность, которая, очевидно, определяется неправильным учетом вклада от резонансов, связанных с примесью ^{240}Pu в образце.

Для получения сечения поглощения σ_a из данных по σ_f вычитали сечение рассеяния, равное $10,8\cdot 10^{-28}$ м² для [141], $12\cdot 10^{-28}$ м² для [143, 144]

Оцененные данные по σ_a в области энергий тепловых нейтронов приведены в табл. 1.6, их погрешность равна 3 % в области энергий 10^{-4} –0,26 эВ, 5 % — в области энергий 0,26–0,60 эВ, от 6 до 10 % в области энергий от 0,6 до 5 эВ. Эти значения получены на основании экспериментальных и расчетных погрешностей.

Таблица 1.6. Оцененные значения сечений, 10^{-28} м², и α для ^{241}Pu

E , эВ	σ_a	σ_f	$\sigma_{n,\gamma}$	σ_{tot}	α
1 $\cdot 10^{-6}$	236204,00	9,02	156791,00	79413,00	0,5065
5 $\cdot 10^{-6}$	105628,00	9,02	70115,00	35513,00	0,5035
1 $\cdot 10^{-5}$	74689,50	9,02	49579,10	25110,40	0,5065
5 $\cdot 10^{-5}$	33399,30	9,02	22173,70	11225,60	0,5063
1 $\cdot 10^{-4}$	23614,00	9,02	15680,20	7933,80	0,5060
5 $\cdot 10^{-4}$	10546,54	9,01	7015,53	3531,11	0,5033
0,001	7445,45	9,01	4963,70	2481,75	0,5000
0,002	5247,42	9,01	3513,96	1733,46	0,4933
0,003	4269,52	9,00	2872,42	1397,10	0,4864
0,004	3684,58	9,00	2490,50	1194,08	0,4795
0,005	3284,61	9,00	2230,17	1054,44	0,4728
0,006	2988,01	8,99	2038,30	949,71	0,4659
0,007	2756,58	8,99	1889,30	867,38	0,4591
0,008	2569,56	8,98	1769,34	800,12	0,4522
0,009	2413,66	8,98	1670,10	743,56	0,4452
0,010	2281,67	8,98	1586,27	695,40	0,4384
0,020	1564,84	8,93	1134,63	429,85	0,3788
0,0253	1378,00	8,91	1015,00	363,00	0,3570
0,030	1258,97	8,89	937,91	321,06	0,3423
0,040	1088,75	8,84	826,25	262,50	0,3177
0,050	982,08	8,79	754,90	227,17	0,3009
0,060	909,17	8,73	706,07	203,10	0,2876
0,070	858,21	8,68	671,95	186,26	0,2772
0,080	823,96	8,62	648,81	175,15	0,2700
0,090	802,00	8,55	633,50	168,50	0,2660
0,100	793,10	8,49	626,13	166,97	0,2667
0,125	818,26	8,31	639,51	178,75	0,2795
0,150	916,17	8,14	702,04	214,13	0,3050
0,175	1103,78	8,04	827,81	278,97	0,3370
0,200	1457,47	8,18	1060,90	396,57	0,3738
0,220	1881,71	8,70	1337,29	544,51	0,4072
0,240	2265,85	9,78	1563,59	702,26	0,4491
0,270	2768,31	10,49	1611,84	756,47	0,4693
0,255	2376,91	10,86	1606,42	770,49	0,4796
0,26	2359,50	11,22	1584,61	774,89	0,4890
0,28	1984,31	12,42	1297,79	686,52	0,5290
0,30	1405,82	13,00	896,00	509,82	0,5690
0,32	931,05	13,05	583,36	347,69	0,5960
0,35	533,80	12,76	331,30	202,50	0,6112
0,40	251,59	12,15	158,11	93,48	0,5912
0,45	151,35	11,70	98,45	52,90	0,5373
0,50	98,33	11,39	65,90	32,43	0,4921
0,55	74,42	11,10	50,85	23,57	0,4635
0,60	64,29	10,99	44,64	19,65	0,4402
0,65	59,21	10,86	41,60	17,61	0,4233
0,70	55,64	10,75	39,54	16,10	0,4072
0,80	50,31	10,58	36,51	13,80	0,3780
0,90	45,64	10,46	33,78	11,86	0,3511
1,00	41,75	10,36	31,48	10,27	0,3262
1,10	38,76	10,27	29,75	9,01	0,3029
1,20	36,00	10,20	28,08	7,92	0,2821
1,30	33,65	10,13	26,65	7,00	0,2627
1,40	31,69	10,06	25,45	6,24	0,2452
1,50	30,03	10,00	24,46	5,57	0,2277

Продолжение табл. 1.6

$E, \text{эВ}$	σ_a	σ_n	σ_f	σ_{nT}	α
1,60	28,61	9,94	23,60	5,01	0,2123
1,70	27,54	9,88	23,00	4,54	0,1974
1,80	26,76	9,82	22,60	4,16	0,1841
1,90	26,36	9,76	22,49	3,87	0,1721
2,00	26,10	9,70	22,48	3,62	0,1610
2,20	26,27	9,58	23,04	3,23	0,1402
2,40	27,16	9,45	24,12	3,04	0,1260
2,60	28,66	9,30	25,65	3,01	0,1173
2,80	30,83	9,13	27,62	3,21	0,1162
3,00	35,19	8,94	31,43	3,76	0,1196
3,20	40,74	8,70	36,16	4,58	0,1267
3,40	48,48	8,40	42,54	5,94	0,1396
3,60	60,15	7,99	51,68	8,47	0,1639
3,80	80,57	7,37	66,25	14,32	0,2162
4,00	132,54	6,18	97,21	35,33	0,3634
4,20	780,57	4,48	384,14	396,43	1,0320
4,40	546,48	17,73	347,86	198,62	0,5710
4,60	584,57	15,08	424,15	160,42	0,3782
4,80	97,07	11,55	65,06	32,01	0,4920
5,00	109,85	9,92	94,51	15,34	0,1623

В табл. 1.6 приведены также значения σ_{nT} , полученные из разности $\sigma_a - \sigma_f$, и значения α , вычисленные из оцененных данных по σ_f и σ_a . Погрешность σ_{nT} равна $\pm 20\%$. Сравнение значений σ_{nT} в области энергий до 1 эВ, рассчитанных по параметрам резонанса и определенных из разности сечений σ_a и σ_f , показывает их удовлетворительное согласие (в пределах 5%) везде, кроме области $E=0,45-0,75$ эВ, где расчетная кривая на 20—30% выше полученной из разности сечений.

1.5. НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ДЛЯ ^{242}Pu

В области энергий тепловых нейтронов для ^{242}Pu измерены σ_f , σ_{nT} и σ_n . Эти эксперименты делятся на две группы: измерения при $E=0,0253$ эВ и определение энергетической зависимости сечений, которая может быть использована для нахождения параметров первого резонанса.

Сечение радиационного захвата σ_{nT} в области энергий тепловых нейтронов было измерено в интегральных экспериментах: [146] [$\sigma_{nT} = (30 \pm 10) 10^{-28} \text{ м}^2$ в спектре, существенно отличающемся от максвелловского]; [147] [$\sigma_{nT} = (19,8 \pm 1,0) 10^{-28} \text{ м}^2$ при $E=0,0253$ эВ с учетом поправок на новые значения σ_{nT} для ^{60}Co и периодов полураспада ^{238}Pu и ^{243}Am , сделанных в [148]]; [149] [$\sigma_{nT} = (24,4 \pm 4,0) 10^{-28} \text{ м}^2$ при $0,0253$ эВ]; [150] [$\sigma_{nT} = 20 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$]; [148] [$\sigma_{nT} = (18,7 \pm 0,7) 10^{-28} \text{ м}^2$]. В области энергий тепловых нейтронов проведены следующие измерения при фиксированных энергиях: в [151] измерено полное сечение σ_f , которое оказалось равным $(39,8 \pm 1,6) 10^{-28} \text{ м}^2$ при $E=0,0253$ эВ; в [152] получено $\sigma_f = (39,0 \pm 1,0) 10^{-28} \text{ м}^2$ при $E=0,0253$ эВ; $\sigma_n = 14 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$, $\sigma_{nT} = (22,0 \pm 2,0) 10^{-28} \text{ м}^2$; в [153] измерено $\sigma_f = (26,9 \pm 2,0) 10^{-28} \text{ м}^2$ при $E=0,0253$ эВ, использовано $\sigma_p = 10,7 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ [154], проведен анализ по формуле Брейта — Вигнера, получены $\sigma_{nT} = (18,5 \pm 2,0) 10^{-28} \text{ м}^2$ и $\sigma_{nT} = 8,4 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$; в [5] повторены измерения [153] с использованием металлической мишени, показано превосходное согласие с данными [153] для окисной мишени, получено $\sigma_f = (26,9 \pm 1,0) 10^{-28} \text{ м}^2$ при $E=0,0253$ эВ, $\sigma_{nT} = (18,5 \pm 1,0) 10^{-28} \text{ м}^2$.

Таблица 1.7. Оцененные значения сечений, 10^{-28} м^2 , для ^{242}Pu

$E, \text{эВ}$	σ_{nT}	σ_n	σ_f	σ_f
1 · 10 ⁻⁵	327,385	12,910	0,038	340,333
3 · 10 ⁻⁵	202,199	12,731	0,022	214,952
6 · 10 ⁻⁵	155,983	12,481	0,015	168,479
1 · 10 ⁻⁴	132,997	12,180	0,012	145,189
3 · 10 ⁻⁴	102,752	11,067	0,007	113,826
6 · 10 ⁻⁴	88,397	10,113	0,005	98,515
0,001	77,012	9,445	0,004	86,461
0,002	60,449	8,786	0,003	69,238
0,003	51,094	8,555	0,002	59,651
0,004	44,964	8,447	0,002	53,413
0,005	40,579	8,389	0,001	48,969
0,006	37,253	8,353	0,002	45,608
0,007	34,625	8,329	0,001	42,955
0,008	32,483	8,313	0,001	40,797
0,009	30,696	8,301	0,001	38,998
0,010	29,176	8,292	0,001	37,469
0,020	20,866	8,256	0,001	29,123
0,0253	18,636	8,247	0,001	26,884
0,03	17,179	8,241	0,001	25,421
0,04	14,994	8,231	0,001	23,226
0,05	13,514	8,222	0,001	21,737
0,06	12,431	8,213	0	20,644
0,07	11,597	8,205	0	19,802
0,08	10,931	8,196	0	19,127
0,09	10,385	8,187	0	18,572
0,10	9,928	8,178	0	18,106
0,15	8,428	8,135	0	16,563
0,20	7,594	8,090	0	15,684
0,30	6,730	7,994	0	14,724
0,35	6,500	7,944	0	14,444
0,40	6,349	7,892	0	14,241
0,45	6,256	7,836	0	14,092
0,50	6,210	7,779	0	13,989
0,55	6,202	7,719	0	13,921
0,60	6,226	7,656	0	13,882
0,65	6,281	7,591	0	13,872
0,70	6,361	7,523	0	13,884
0,75	6,469	7,451	0	13,920
0,80	6,601	7,376	0	13,977
0,85	6,761	7,297	0	14,058
0,90	6,945	7,215	0	14,160
0,95	7,159	7,127	0	14,286
1,00	7,400	7,035	0	14,435
1,10	7,983	6,837	0	14,820
1,20	8,719	6,614	0	15,333
1,30	9,648	6,362	0	16,010
1,40	10,824	6,078	0	16,902
1,50	12,329	5,752	0	18,081
1,60	14,288	5,377	0	19,665
1,80	20,443	4,428	0	24,871
2,00	32,897	3,098	0	35,995
2,10	44,572	2,239	0	46,811
2,20	64,504	1,254	0	65,758
2,30	102,921	0,297	0	103,218

$E, \text{эВ}$	σ_{nT}	σ_n	σ_f	σ_r
2,40	192,873	0,324	0	193,197
2,50	496,698	8,361	0	505,059
2,55	1032,062	31,845	0	1063,907
2,58	1913,695	79,224	0	1992,919
2,60	3315,204	163,545	0	3478,749
2,61	4662,615	249,786	0	4912,401
2,62	6995,386	405,705	0	7401,091
2,63	11471,620	718,178	0	12189,798
2,64	21175,300	1427,196	0	22602,496
2,65	43098,230	3119,443	0	46217,673
2,66	65802,410	5100,989	0	80903,399
2,67	42921,310	3556,511	0	46477,821
2,68	21009,410	1856,427	0	22856,837
2,69	11339,780	1066,189	0	12405,969
2,70	6889,397	687,857	0	7577,254
2,72	3240,727	362,861	0	3603,588
2,75	1473,264	193,557	0	1666,821
2,80	611,588	102,156	0	713,744
2,90	205,809	51,665	0	257,474
3,00	101,007	35,605	0	136,612
3,20	38,829	23,699	0	62,528
3,40	20,080	18,981	0	39,061
3,60	12,107	16,485	0	28,592
3,80	8,022	14,949	0	22,971
4,00	5,668	13,909	0	19,577
4,20	4,195	13,160	0	17,355
4,40	3,217	12,594	0	15,811
4,60	2,537	12,151	0	14,688
4,80	2,036	11,796	0	13,842
5,00	1,681	11,503	0	13,184

Сечение упругого рассеяния для ^{242}Pu не измерялось. Однако в [117] измерена длина когерентного рассеяния $a = (0,81 \pm 0,01) 10^{-12}$ см. Сечение рассеяния, определяемое как $4\pi a^2$, равно $(8,24 \pm 0,21) 10^{-28}$ м².

Данные по σ_{nT} , которые можно извлечь из экспериментов по определению σ_f Окампо и др. [151] и Янга и Ридера [152] при разумных значениях σ_p , оказываются гораздо выше данных по σ_{nT} , полученных активационным методом [146—150]. Это различие, как показано в работе [155], обусловлено использованием окиси PuO_2 в виде порошка и наличием воды в мишени. Учет эффектов рассеяния малыми частицами и наличия воды уменьшает σ_f при $E=0,0253$ эВ на $12,2 \cdot 10^{-28}$ м² $[(6,3 \pm 5,9) 10^{-28}$ м²]. Это приводит в соответствие данные активационного анализа по σ_{nT} при $E=0,0253$ эВ и данные по измерению пропускания.

Для проверки этого Янг и Симпсон [155] провели специальные измерения пропускания с металлической мишенью, результаты которых превосходно совпали с данными [153], полученными с окисной мишенью и учетом указанных выше поправок. Таким образом, наиболее надежным значением σ_f для ^{242}Pu при $E=0,0253$ эВ является значение Янга и Симпсона [155].

Сечения для ^{242}Pu в области энергий тепловых нейтронов определяются параметрами первого резонанса, так как следующие два резонанса имеют малые нейтронные ширины Γ_n , а четвертый резонанс лежит очень далеко. Поэтому для получения оцененных сечений в области энергий тепловых нейтронов использо-

вались параметры первого резонанса, оцененные по данным [122, 151, 153, 156 157], значения σ_{nT} при $E=0,0253$ эВ, значения σ_f при $E=0,0253$ эВ [155], значение длины когерентного рассеяния [117] и данные работ [152, 155] по σ_f в области энергий до 2 эВ.

Параметры первого резонанса были выбраны так, чтобы наилучшим образом описать эти данные при условии, что они не выходят за пределы погрешностей средневзвешенных значений параметров первого резонанса.

Расчет с использованием средневзвешенных значений параметров первого резонанса дает в общем согласие с экспериментом в пределах погрешности. Однако для его улучшения приведенная нейтронная ширина должна быть несколько больше, чем данные [151, 156], и соответствовать результатам [122] и большему из двух значений, приведенных в [153].

Сравнение с экспериментом по σ_f показывает хорошее согласие энергетической зависимости во всей области энергий, за исключением энергий ниже 0,005 эВ, где расхождение достигает 7%. Для компенсации этого расхождения оказалось необходимым ввести резонанс при отрицательной энергии.

В результате самосогласованной подгонки можно рекомендовать следующие параметры резонансов при отрицательной энергии и первого резонанса при положительной энергии:

$$E < 0:$$

$$E_r = -0,001 \text{ эВ};$$

$$\Gamma_n^0 = -0,002688 \text{ мэВ};$$

$$\Gamma_f = 0;$$

$$\Gamma_T = 0,001085 \text{ мэВ};$$

$$E > 0:$$

$$E_r = (2,66 \pm 0,02) \text{ эВ};$$

$$\Gamma_n^0 = (1,21 \pm 0,04) \text{ мэВ};$$

$$\Gamma_f = 0;$$

$$\Gamma_T = (25,5 \pm 0,8) \text{ мэВ}$$

и следующие значения сечений при $E=0,0253$ эВ, рассчитанные по этим параметрам: $\sigma_{nT} = (18,636 \pm 1,0) 10^{-28}$ м²; $\sigma_n = (8,247 \pm 0,210) 10^{-28}$ м²; $\sigma_p = 10,50 \times 10^{-28}$ м² ($R = 0,91409 \cdot 10^{-12}$ см); $\sigma_f = 0,0007 \cdot 10^{-28}$ м²; $\sigma_r = (26,844 \pm 1,0) 10^{-28}$ м².

Оцененные сечения рассчитаны по оцененным резонансным параметрам для нулевых температуры и энергетического разрешения и приведены в табл. 1.7.

ГЛАВА 2

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ДЛЯ ОСНОВНЫХ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ РАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

2.1. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Область энергий разрешенных резонансов простирается до нескольких сот электрон-вольт для тяжелых делящихся ядер с нечетным числом нейтронов и до нескольких килоэлектрон-вольт для четно-четных ядер-мишеней. Верхняя граница этой области определяется доплеровским уширением, энергетическим разрешением эксперимента и свойствами конкретного ядра.

Резко изменяющаяся с энергией энергетическая зависимость сечений в резонансной области создает трудности их хранения в памяти ЭВМ и использования в расчетах, так как массивы такой информации должны содержать десятки тысяч точек. Если учесть еще, что сечения в резонансной области энергий являются функциями температуры среды (эффект доплеровского уширения резонансов), а для современных расчетов требуются значения сечений при температурах среды до 1000 °С, то массив необходимой информации еще больше возрастет. Кроме того, возникают сомнения в возможности удовлетворить такие потребности проведением серии экспериментов при всех необходимых температурах.

Более разумным является параметризация сечений, т. е. получение параметров резонансов, позволяющих рассчитывать нейтронные сечения в резонансной области энергий. Такая параметризация нейтронных сечений позволяет решать

следующие задачи: а) получать параметры резонансов из набора экспериментальных данных, не содержащего сечений всех типов, и рассчитывать по ним все остальные сечения, что особенно важно для делящихся ядер, так как для них труднее измерить сечение радиационного захвата, чем полное сечение и сечение деления; б) рассчитывать сечения в области энергий неразрешенных резонансов, а также тонкую структуру сечений в провалах, вызванную межуровневой интерференцией и плохо разрешаемую экспериментально; в) сравнивать между собой результаты экспериментов, выполненных при различных температурах и различной разрешающей способности аппаратуры, что позволяет уточнить параметры и как следствие рассчитываемые с их помощью сечения; г) рассчитывать эффекты самопоглощения и многократного рассеяния в тех случаях, когда образец недостаточно тонкий; д) представлять большое число экспериментальных данных относительно малым числом параметров, что облегчает интерполяцию сечений.

Существующие формализмы для параметризации сечений в резонансной области энергий можно разделить на две группы: основанные на R -матричной теории (Брейта — Вигнера, Вогта, Рейха — Мура) и теории S -матрицы (формализм Юмбле — Розенфельда или Адлер — Адлера).

Формула Брейта — Вигнера вследствие ее простоты наиболее часто применяется для оценки ядерных данных. Однако этот формализм является хорошим приближением при анализе нейтронных сечений лишь в том случае, если эффект межуровневой интерференции слаб (примером служат ядра ^{240}Pu , ^{242}Pu). Для ^{239}Pu это условие выполняется для резонансов 1^+ , где $\langle \Gamma_i \rangle^{1+} / \langle D \rangle^{1+} = 10^{-2}$. Для резонансов же 0^+ $\langle \Gamma_i \rangle^{0+} / \langle D \rangle^{0+} = 0,23$, поэтому их трудно описать в одноуровневом приближении. Для ядер ^{235}U , ^{241}Pu характерна сильная межуровневая интерференция, вследствие чего использование формализма Брейта — Вигнера не вполне корректно.

Формализм Вогта [158] весьма труден для реализации и потому имеет скорее чисто теоретическое значение. К его недостаткам следует отнести практическую невозможность получения параметров методом наименьших квадратов, невозможность простого и точного учета эффекта Доплера, неединственность системы параметров.

Метод Рейха — Мура [159] отличается общностью, к его преимуществам относится высокая точность описания нейтронных сечений, возможность учета интерференции между резонансами. Среди недостатков метода в первую очередь следует отметить трудности, связанные с учетом эффекта Доплера, необходимость введения допущений при вычислении матрицы U .

Схема Адлер — Адлера [160] позволяет легко учесть доплеровское уширение, но при этом надо задавать заранее по крайней мере коэффициенты μ_λ и χ_λ , так как они входят в выражения для Ψ и χ ; кроме того, для лучшего описания экспериментальных данных часто бывает необходимо вводить фиктивные резонансы.

Для оценки нейтронных сечений делящихся ядер в резонансной области энергий нужен формализм, который позволял бы описывать сильную межуровневую интерференцию, определять параметры Брейта — Вигнера из многоуровневых параметров, отличался бы достаточной простотой для практической реализации и легкостью учета эффекта Доплера. Этим требованиям удовлетворяет формализм Адлер — Адлера (для целей оценки он здесь несколько модифицирован).

Формализм Адлер — Адлера пригоден в том случае, когда энергетическая зависимость полной ширины можно пренебречь. Это справедливо для делящихся ядер в ограниченном энергетическом диапазоне, где $\Gamma_i \approx \Gamma_T + \Gamma_n \approx \text{const}$, но не для легких или средних ядер, для которых $\Gamma_i \approx \Gamma_n = 2P_i(E) v^2$. Основное допущение в подходе Адлер — Адлера (о почти постоянных полных ширинах) для тяжелых ядер справедливо, сечение радиационного захвата σ_{nr} для этих ядер довольно велико, и потому подход Адлер — Адлера позволяет хорошо описывать нейтронные сечения всех типов. Сечение радиационного захвата для ядер конструкционных материалов σ_{nr} представляет собой малую разность между σ_i и σ_n , и даже слабое нарушение унитарности матрицы столкновений может

иметь серьезные последствия. Поэтому в принципе σ_{nr} описываются с помощью такого формализма недостаточно точно. Лучшим подходом в этом случае, несмотря на сложность учета эффекта Доплера, является метод Рейха — Мура. Метод Рейха — Мура особенно полезен для параметризации нейтронных сечений делящихся ядер в том случае, если имеется информация о спинах уровней.

2.2. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МНОГОУРОВНЕВОГО ФОРМАЛИЗМА ДЛЯ ПАРАМЕТРИЗАЦИИ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ (МОДИФИЦИРОВАННЫЙ ФОРМАЛИЗМ АДЛЕР — АДЛЕРА И МЕТОД РЕЙХА — МУРА)

Если уровни далеко отстоят друг от друга, то сечения, описанные в рамках формализмов Брейта — Вигнера и Адлер — Адлера, должны совпадать, так как межуровневая интерференция пренебрежимо мала. Таким образом, первый член в формализме Адлер — Адлера представляет собой формулу Брейта — Вигнера. Следовательно, для описания сечений реакций можно использовать формализм Брейта — Вигнера с интерференцией в форме Адлер — Адлера.

В то же время, поскольку сечение реакции может быть записано в виде [161]

$$\sigma_{nr} \sim \left| \sum_{\lambda} \frac{\sqrt{\Gamma_{\lambda n} \Gamma_{\lambda r}}}{E_{\lambda} - E - (1/2) \Gamma_{\lambda}} \right|^2,$$

нетрудно получить выражение для сечения с учетом интерференции между уровнями [17]

$$\sigma_{nr} = \pi \lambda^2 \left(\sum_{\lambda} \frac{g_{\lambda} \Gamma_{\lambda n} \Gamma_{\lambda r}}{(E_{\lambda} - E)^2 + \Gamma_{\lambda}^2 / 4} + \sum_{i, j} g_{i, j} \times \sum_{\lambda_1 \neq \lambda_2} \frac{\sqrt{\Gamma_{\lambda_1 n} \Gamma_{\lambda_1 r} \Gamma_{\lambda_2 n} \Gamma_{\lambda_2 r}} (E_{\lambda_1} - E) (E_{\lambda_2} - E) + \Gamma_{\lambda_1} \Gamma_{\lambda_2} / 4}{[(E_{\lambda_1} - E) (E_{\lambda_2} - E) + \Gamma_{\lambda_1} \Gamma_{\lambda_2} / 4]^2 + [(E_{\lambda_1} - E) \Gamma_{\lambda_2} / 2 - (E_{\lambda_2} - E) \Gamma_{\lambda_1} / 2]^2} \right). \quad (2.1)$$

С учетом доплеровского уширения первый член можно переписать в виде

$$\sigma_{nr, i} = 4\pi \lambda^2 \sum_{\lambda} \frac{g_{\lambda} \Gamma_{\lambda n} \Gamma_{\lambda r}}{\Gamma_{\lambda}^2} \Psi(x, \theta). \quad (2.2)$$

Чтобы учесть эффект уширения во втором члене, необходимо сделать следующие предположения: а) $\Gamma_{\lambda_1} \Gamma_{\lambda_2} / 4 \ll (E_{\lambda_1} - E) (E_{\lambda_2} - E)$; б) $E_{\lambda_2} - E \approx E_{\lambda_2} - E_{\lambda_1}$; в) $\Gamma_{\lambda_1}^2 \Gamma_{\lambda_2}^2 / 4 (E_{\lambda_1} - E_{\lambda_2})^2 \ll 1$.

Очевидно, что условие «а» эквивалентно требованию хорошего разрешения резонансов, для которых оно выполняется во всех точках, кроме области у пика резонанса, но так как добавка за счет интерференции важна на хвостах резонансов и между ними, а пик хорошо описывается выражением (2.2), это условие не является сильным. Условия «б» и «в» выполняются всегда, когда резонансы хорошо разрешены. Если теперь учесть доплеровское уширение, то второй член в соотношении (2.1) с учетом сделанных выше предположений можно записать следующим образом:

$$\sigma_{nr, i} = 4\pi \lambda^2 \sum_{\lambda_1} g_{\lambda_1} \sum_{\lambda_2 \neq \lambda_1} \frac{\sqrt{\Gamma_{\lambda_1 n} \Gamma_{\lambda_1 r} \Gamma_{\lambda_2 n} \Gamma_{\lambda_2 r}}}{\Gamma_{\lambda_1} \Gamma_{\lambda_2}} (E_{\lambda_2} - E_{\lambda_1}) \chi(x, \theta). \quad (2.3)$$

Основная трудность заключается в том, что мы не имеем информации о значении интерференции для каждой пары уровней, поэтому удобнее брать σ_{nr} в форме Адлер — Адлера, где параметр $H_i^{(r)}$ учитывает суммарный эффект интерференции данного уровня со всеми остальными. Формула Адлер — Адлера записывается не для данного канала, а для реакции данного типа (l, n, f, γ, \dots) и ограничена значением $l=0$.

Таким образом, сечение реакции может быть записано в виде

$$\sigma_{nr} = \frac{C}{E} \left[\sum_{\lambda} \frac{g_{\lambda} \Gamma_{\lambda n} \Gamma_r}{\Gamma_{\lambda}^2} \Psi(x, \Theta) + \frac{1}{C} H_i^{(r)} \chi(x, \Theta) \right] \quad (2.4)$$

или при сохранении записи Адлер — Адлера в виде

$$\sigma_{nr}(E) = \frac{2.6035 \cdot 10^6}{\sqrt{E}} \left(1 + \frac{1.0090}{A} \right)^2 \sum_{i=1}^N [G_i^{(r)} \Psi(x, \Theta) + H_i^{(r)} \chi(x, \Theta)], \quad (2.5)$$

где N — число учитываемых резонансов; $G_i^{(r)}$ и $H_i^{(r)}$ — адлеровские параметры i -го уровня r -й реакции; $\Psi(x, \Theta)$ и $\chi(x, \Theta)$ — функции Доплера:

$$\Psi(x, \Theta) = \frac{\Theta}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-\Theta^2(x-y)^2/4]}{1+y^2} dy; \quad (2.6)$$

$$\chi(x, \Theta) = \frac{\Theta}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-\Theta^2(x-y)^2/4]}{1+y^2} 2y dy; \quad (2.7)$$

$x = 2(E - E_{0i})/\Gamma_i$; $\Theta = \Gamma_i/\Delta_i$ (E_{0i} и Γ_i — резонансная энергия и полная ширина i -го уровня; $\Delta^2 = \Delta^2_T \times \Delta^2_p$ учитывает температурную зависимость сечений и экспериментальное энергетическое разрешение). Член $(1 + 1.0090/A)^2$ включен в формулу (2.5), так как предполагается, что резонансные параметры используются в лабораторной системе координат. Спиновый фактор g_c содержится в коэффициентах $G_i^{(r)}$ и $H_i^{(r)}$. Использование функций Доплера в формуле (2.5) позволяет легко учесть энергетическое разрешение и температуру в различных экспериментах.

В оригинальной формулировке Адлер — Адлера сечение реакции представляется следующим образом:

$$\sigma_{nr}(E) = \frac{2.6 \cdot 10^6}{4\sqrt{E}} \left(\frac{A+1}{A} \right)^2 \sum_{i=1}^N \left(\frac{G_i}{v} \Psi(x, \Theta) + \frac{H_i}{v} \chi(x, \Theta) \right). \quad (2.8)$$

При рассмотрении одного уровня параметр $G_i^{(r)}$ сводится к виду $G_i^{(r)} \approx g \Gamma_n \Gamma_r / \Gamma^2$ (одноуровневая формула Брейта — Вигнера), а $H_i^{(r)}$ описывает интерференционную добавку в сечения для данного уровня от всех соседних и также может быть записан через параметры Брейта — Вигнера.

В качестве исходной информации используются ряды экспериментальных данных в резонансной области энергий для известных температур образцов, энергетических разрешений и погрешностей эксперимента. Анализ экспериментальных данных в резонансной области энергий показал, что, хотя и имеется довольно обширная экспериментальная информация для тяжелых делящихся ядер, для получения параметров резонансов можно использовать лишь ограниченное число данных.

Использование экспериментальных результатов для получения параметров резонансов возможно лишь при выполнении сформулированных ниже условий.

1. Все компоненты, из которых складывается энергетическое разрешение, должны быть хорошо известны. При этом интерес представляет не номинальное разрешение, а разрешение при каждой конкретной энергии. Энергетическое разрешение должно позволять уверенно идентифицировать уровни. Число пропущенных уровней растет экспоненциально с ухудшением разрешения, и для уменьшения доплеровского уширения необходимо охлаждение образца.

2. Необходимо, чтобы эксперименты по измерению сечений в резонансной области энергий охватывали широкую энергетическую область, по крайней мере 200 эВ. Наиболее надежными являются эксперименты, в которых проводились измерения сечений нескольких типов на одной времяпролетной аппаратуре, что гарантирует идентичность энергетической шкалы.

3. Изотопный состав образцов, используемых для измерений, должен быть точно известен, что позволит учесть «ложные» резонансные уровни от примесей.

Выбранные ряды экспериментальных данных необходимо единым образом нормировать и выбрать единую энергетическую шкалу. Так, использованные в анализе экспериментальные данные по σ_f для ^{235}U были перенормированы единым образом к интегралу деления в области $E = 7.8 + 11$ эВ [104]. Энергетическая шкала для измерений с ^{239}Pu наиболее надежно, на наш взгляд, была установлена на основании экспериментов, проведенных в Сакле [162]. Энергетические шкалы в остальных использованных для анализа работах были сдвинуты по закону $E' = E + \alpha E + \beta$ до совпадения с выбранной эталонной энергетической шкалой.

Число итераций, необходимых для получения надежных значений параметров, зависит как от выбора нулевых приближений для $G_i^{(r)}$, так и от способа подгонки. Например, в качестве нулевого приближения при подгонке параметров резонансов σ_i и σ_f для ^{235}U были взяты значения $G_i^{(r)}$, рассчитанные на основе [163—165].

Процедура согласования полученных параметров включала в себя два этапа. На первом определялись спины тех уровней, для которых они не были измерены экспериментально. Экспериментальные данные по спинам уровней для тяжелых делящихся ядер, как правило, не полны и не всегда достоверны, однако в некоторых случаях можно составить представление о спинах на основе резонансного анализа.

Для ^{239}Pu спин основного состояния равен 1/2; следовательно, возможны два значения спинов уровней составного ядра: $J=0^+$ и $J=1^+$, причем имеется четкое различие между полными ширинами резонансов с $J=0^+$ (большие значения) и $J=1^+$ (малые значения); следовательно, в некоторых случаях можно приписать спины резонансам исходя из полных ширины.

Для ^{235}U спин основного состояния равен 7/2; таким образом, возникают резонансы с $J=3^-$ и $J=4^-$, причем, судя по имеющимся данным для спинов резонансов, нет четкого разделения ширины по разным спиновым состояниям. Для определения спинов резонансов в тех случаях, когда они не были измерены экспериментально, мы воспользовались параметрами G_{T_i} , G_{f_i} и G_{γ_i} , по-

лученными в результате параметризации сечений соответствующих типов с помощью описанного выше формализма. Легко видеть, что

$$G_{T_i} = G_{f_i} + G_{\gamma_i} + G_{n_i} = G_{f_i} + G_{\gamma_i} + G_{T_i}^2/g_i. \quad (2.9)$$

Можно проверить, при каком из двух значений g (7/16 или 9/16, соответствующих $J=3$ или 4) разность $G_{T_i} - G_{f_i} - G_{\gamma_i} - G_{T_i}^2/g_i$ окажется минимальной.

Полученные таким образом спины уровней хотя и являются недостаточно надежными, позволяют решить задачу получения самосогласованных брейт-вигнеровских параметров.

Для ^{240}Pu спин основного состояния равен 5/2, т. е. существуют резонансы с $J=2^+$ и $J=3^+$. Отсутствие экспериментальных данных по $\sigma_{n\gamma}(E)$ и $\sigma_n(E)$ не дает возможности определить спины уровней так, как это было сделано для ^{235}U . При определении спинов резонансов, абсолютное большинство которых неизвестно, мы исходили из отношений плотностей уровней в зависимости

от J , приписав резонансам с большей полпой шириной спин $2+$. Здесь, как и для ^{235}U , нет четкого разделения полных ширин по спинам. Конечно, приписанные значения спинов при этом носят лишь ориентировочный характер.

На втором этапе получения самосогласованных значений параметров существенно, что должно выполняться соотношение $\widehat{G}_T = \widehat{G}_I + \widehat{G}_T + \widehat{G}_n$, где знак

Δ относится к самосогласованным параметрам. Следовательно, нужно найти такие приращения к параметрам, чтобы это условие не нарушалось, а сумма квадратов отклонений при описании экспериментальных данных была наименьшей. Мы можем получить наборы самосогласованных параметров только при наличии хотя бы трех типов сечений. Исходя из погрешности экспериментальных данных по сечению каждого типа задается разрешенный интервал изменения параметров, а сами они варьируются внутри интервала таким образом, чтобы соотношение (2.9) выполнялось точно. Полученные самосогласованные параметры и используются как для восстановления сечений, так и для получения из них параметров Брейта — Вигнера, которые в свою очередь необходимы для определения средних значений параметров и силовой функции S_0 , используемых для расчетов в области энергий неразрешенных резонансов.

Процедура определения одноуровневых параметров резонансов Брейта — Вигнера из полученных параметров G_T , G_I и G_T проста:

$$\Gamma_n = G_T \Gamma / g; \quad (2.10)$$

$$\Gamma_I = G_I \Gamma / G_T; \quad (2.11)$$

$$\Gamma_T = G_T \Gamma / G_T. \quad (2.12)$$

Ограничение накладывается только на значение Γ_T . Из-за недостаточно точных экспериментальных данных по $\sigma_{n,T}$ значения для некоторых уровней ^{235}U получились аномально большими (больше 0,07 эВ) или аномально малыми (меньше 0,11 эВ); поэтому для таких уровней значение Γ_T изменялось до попадания в интервал энергий 0,01—0,07 эВ, после чего производилась корректировка остальных параметров.

Следует отметить, что каждый тип сечения можно описать с достаточно высокой степенью точности, пользуясь описанным выше формализмом. Однако в результате согласования параметров с целью описания всех типов сечений одновременно наблюдается некоторое ухудшение представления того или иного типа сечения для отдельных резонансов.

Опыт работы с описанным выше формализмом показал, что он пригоден для анализа и параметризации сечений делящихся нечетных ядер, где необходимым многоуровневый анализ. Достоинства формализма в наибольшей степени проявляются тогда, когда есть экспериментальные данные по всем типам сечений.

При использовании данного формализма в отличие от традиционного подхода Адлера — Адлера нет необходимости в поиске коэффициентов μ_j и ν_j , который усложняет расчеты; с помощью этого формализма можно получить набор самосогласованных параметров для одновременного описания всех типов сечений; кроме того, имеется возможность определить параметры Брейта — Вигнера из многоуровневых параметров G_T , G_I и G_T и получить таким образом средние значения резонансных параметров, используемые в области энергий неразрешенных резонансов.

В отличие от формализма Рейха — Мура проведение параметризации нейтронных сечений методом Адлера — Адлера не требует предварительного знания спинов уровней.

В случае ядер, для которых имеется экспериментальная информация по спинам уровней (пример — ядро ^{235}U), многоуровневый анализ методом Рейха — Мура экспериментальных данных по уровням с четко идентифицированными спинными позволяет получить надежные значения нейтронных и делительных ширин.

При фактическом применении формализма Рейха — Мура возможно использование общего выражения для элементов матрицы столкновения с исключением радиационных каналов. В результате матрица столкновений имеет ранг, на одно разло ниже исходной, а в энергии появляется комплексная добавка $-\frac{1}{2}\Gamma$.

Ограничение на число каналов в формализме Рейха — Мура связано с трудностями обращения матрицы $1-RL$ и последующим усложнением энергетической зависимости сечений.

Если определить матрицу

$$(I-K)_{n\alpha} = \delta_{n\alpha} - \frac{1}{2} \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda n}^{1/2} \Gamma_{\lambda \alpha}^{1/2}}{E_{\lambda} - E - (1/2)\Gamma_{\lambda T}}, \quad (2.13)$$

то матрица столкновений $U_{n\alpha}^J$ выражается через матрицу $(I-K)_{n\alpha}$ следующим соотношением:

$$U_{n\alpha}^J = \exp[-i(\varphi_n + \varphi_{\alpha})] [2(I-K)_{n\alpha}^{-1} - \delta_{n\alpha}]. \quad (2.14)$$

Полное сечение реакций и сечение деления можно записать для каждого состояния спина как

$$\sigma_T = 2\pi\lambda^2 g^J \text{Re}(1 - U_{11}^J); \quad (2.15)$$

$$\sigma_f = \pi\lambda^2 g^J (|U_{12}^J|^2 + |U_{13}^J|^2), \quad (2.16)$$

где λ — длина волны нейтрона; g — статистический спиновый множитель; U — матрица столкновений. Сечение захвата получается как разность между полным сечением и сечением реакций.

Полное сечение является функцией U_{nn} только в том случае, если матрица U унитарна. Эта матрица связана с матрицей R , которая имеет вид

$$R_{\alpha\alpha'} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda\alpha} \gamma_{\lambda\alpha'}}{E_{\lambda} - E}, \quad (2.17)$$

где $\gamma_{\lambda\alpha}$ — амплитуда приведенной ширины; E_{λ} — собственное решение уравнения Шредингера для внутренней области. В выражении для приведенной R -матрицы E_{λ} заменяется величиной $E_{\lambda} + \Delta_{\lambda} - i\Gamma_{\lambda}/2$.

При использовании разложения в ряд U -матрицы выражения для сечений реакций и сечения упругого рассеяния имеют вид

$$\sigma_{n\alpha} = 4\pi\lambda^2 \sum_{J, S, l, S'} g_J \left\{ \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda n} \Gamma_{\lambda \alpha}}{(E_{\lambda} + \Delta_{\lambda} - E)^2 + \Gamma_{\lambda}^2/4} + \right. \\ \left. + \sum_{\lambda} \sum_{\lambda' > \lambda} 2 \sqrt{\Gamma_{\lambda n} \Gamma_{\lambda' n} \Gamma_{\lambda \alpha} \Gamma_{\lambda' \alpha}} \frac{(E_{\lambda} + \Delta_{\lambda} - E)(E_{\lambda'} + \Delta_{\lambda'} - E) - \Gamma_{\lambda} \Gamma_{\lambda'}/4}{[(E_{\lambda} + \Delta_{\lambda} - E)^2 + \Gamma_{\lambda}^2/4][(E_{\lambda'} + \Delta_{\lambda'} - E)^2 + \Gamma_{\lambda'}^2/4]} \right\}; \quad (2.18)$$

$$\sigma_{nn} = 4\pi\lambda^2 \sum_{J, S, l} g_J \sin^2 \varphi_{JSl} -$$

$$- \sum_{J, S, l} g_J \left[\sum_{\lambda} \Gamma_{\lambda n} \frac{2(E_{\lambda} + \Delta_{\lambda} - E) \sin 2\varphi_{J, S, l} + \Gamma_{\lambda} (1 - \cos 2\varphi_{J, S, l})}{(E_{\lambda} + \Delta_{\lambda} - E)^2 + \Gamma_{\lambda}^2/4} + \right.$$

$$+ \sum_{l', S'} \sum_{\lambda} \sum_{\lambda' < \lambda} \frac{2\Gamma_{l'n}\Gamma_{l'n'} [(E_{\lambda} + \Delta_{\lambda} - E)(E_{\lambda'} + \Delta_{\lambda'} - E) - \Gamma_{\lambda}\Gamma_{\lambda'}/4]}{[(E_{\lambda} + \Delta_{\lambda} - E)^2 + \Gamma_{\lambda}^2/4][(E_{\lambda'} + \Delta_{\lambda'} - E)^2 + \Gamma_{\lambda'}^2/4]} + \left. \sum_{l', S'} \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda n}\Gamma}{(E_{\lambda} - \Delta_{\lambda} - E)^2 + \Gamma_{\lambda}^2/4} \right] \quad (2.19)$$

где $\Delta_{\lambda} = -S_0^0 \gamma_{\lambda n}^2 = -(S_n - B_1) \gamma_{\lambda n}^2$; $\varphi_{J, S, l}$ — фазы рассеяния на ядре как жестком шаре, которые не зависят от S и J , поэтому первый член в (2.19) равен $4\pi\lambda^2 \sum_l (2l+1) \sin^2 \varphi_l$. Так как в этом случае разложение U -матрицы оборвано, то матрица U_{nn} более не является унитарной, и полное сечение должно быть получено суммированием парциальных сечений.

Из формулы (2.18) видно, что в выражение для сечений реакций входит собственно резонансная часть и член, отражающий межуровневую интерференцию. Сечение упругого рассеяния содержит еще два члена: сечение потенциального рассеяния и член, учитывающий интерференцию между потенциальным и резонансным рассеянием. Погрешность формул (2.18) и (2.19) связана с погрешностью использованного разложения для U_{nn} и равна $O(\Gamma/D)$.

Точность формул может стать выше, если выполняется гипотеза о случайном распределении величин и знаков $\gamma_{\lambda c}$. В этом случае формулы справедливы, если $(2\pi\gamma_{\lambda c}/D)$ много меньше 1, тогда члены, отвечающие за межуровневую интерференцию, становятся исчезающе малыми и сечение может быть описано суперпозицией брейт-вигнеровских членов (это условие выполняется на практике для радиационного захвата). Для делящихся ядер $\langle \Gamma/D \rangle$ или $(2\pi\gamma_{\lambda c}/D)$ для некоторых уровней не могут стать много меньше единицы [величина $\sqrt{\Gamma_1 \Gamma_2} / (E_2 - E_1)$ оказывается примерно равной 0,6]. Поэтому для таких ядер с сильной межуровневой интерференцией (типа ^{235}U) необходимо применять более общие R -матричные формулы, не зависящие от предположения об отношении $\langle \Gamma/D \rangle$.

Таким образом, формализм Рейха — Мура точен в пределе одного уровня или одного канала, не требует для реализации большого количества машинного времени, даже с учетом того, что интегрирование приходится вести численно (это, кстати, позволяет избежать упрощающих предположений о функции разрешения). Матрица столкновений в этом формализме (в неприведенном виде) унитарна, поэтому нефизичные значения сечений не могут быть получены. Недостатками метода являются необходимость введения допущений при вычислении матрицы U и трудности с выбором знака приведенной нейтронной ширины, входящей в выражение для U .

Для четных делящихся ядер типа ^{240}Pu , ^{242}Pu , где из-за большого расстояния между уровнями межуровневая интерференция мала, для оценки сечений можно использовать формализм Брейта — Вигнера.

2.3. ПАРАМЕТРЫ РЕЗОНАНСОВ

^{239}Pu . При оценке естественно стремление использовать параметры резонансов, полученные экспериментаторами или другими теоретиками. Однако экспериментатор, как правило, анализирует лишь результаты своих исследований и часто рассматривает ограниченную область энергий. Кроме того, результаты оценок нередко противоречат друг другу. Поэтому необходимо обратиться к самим экспериментальным данным, изучить их и проанализировать. Такой подход трудоемок из-за большого числа экспериментальных данных, однако более последователен, чем усреднение имеющихся параметров резонансов. Усреднение приводит к системе параметров резонансов, которая не описывает

конкретный эксперимент; кроме того, в этом подходе не удается использовать сведения о возможной корреляции экспериментов.

Был проведен анализ всех имеющихся экспериментальных данных для ^{239}Pu в области энергий разрешенных резонансов (0,3—500 эВ) прежде всего на основании двух критериев. Энергетическое разрешение должно позволить провести уверенную идентификацию уровней, в работах должна содержаться детальная информация по экспериментальному разрешению и температуре образца.

Для получения параметров резонансов в обработку были включены следующие ряды экспериментальных данных: по σ_l — данные [166] в области $E = 5,4 \div 500$ эВ, [167] в области $E = 1,4 \div 70$ эВ (последние реально полезны лишь при $E = 1,4 \div 5,5$ эВ); по σ_l — данные [76] в области $E = 0,02 \div 20$ эВ, [54] в области $E = 0,02 \div 100$ эВ, [168] в области $E = 40 \div 500$ эВ, [166] в области $E = 3,7 \div 40,0$ эВ; по σ_{nT} — данные [54] в области $E = 0,02 \div 100$ эВ.

При проведении оценки были использованы данные по спинам резонансов в области энергий до 660 эВ [169], полученные методом рассеяния. Однако трудности, связанные с идентификацией резонансов со спином 0^+ , особенно для слабых резонансов, а также расхождение между экспериментальными и расчетными значениями площадей под резонансными пиками, перекрытие последних, отсутствие точной информации по функции разрешения заставляют предположить, что справедливость приписывания спина 0^+ резонансам, сделанного в [169], сомнительна, по крайней мере для половины резонансов.

Экспериментальные данные по σ_l для ^{239}Pu были перенормированы единым образом к интегралу деления в области энергий от 9 до 20 эВ, равным $1048,7 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2 \cdot \text{эВ}$ [76]. Энергетическая шкала наиболее надежно установлена в экспериментах [54, 162], и сдвиг энергетических шкал в остальных работах проводился относительно выбранной по закону $E' = E + \alpha E + \beta$. Так, было найдено, что для эксперимента Дерриена и др. [10] $\alpha = -4,4 \cdot 10^{-4}$; $\beta = 5,6 \cdot 10^{-2}$; для эксперимента Блонса [14] $\alpha = -4,4 \cdot 10^{-4}$; $\beta = 4,2 \cdot 10^{-2}$.

Полученные параметры резонансов для ^{239}Pu [20] даны в табл. 2.1. Они основаны на самосогласованном анализе по формализму Брейта — Вигнера. Этот формализм прост и является хорошим приближением при анализе сечений в случае незначительных интерференционных эффектов, хотя для резонансов 0^+^{239}Pu такое приближение не всегда оправдано.

Так как значения полных ширин Γ известны достаточно надежно и хорошо согласуются друг с другом, в данной оценке в основном использованы значения Γ из [162]. Математическая процедура самосогласования для некоторых уровней (обычно широких) привела к нефизичным значениям Γ_{γ} , что обусловлено в первую очередь недостатком хорошим экспериментальным энергетическим разрешением и возможным существованием дублетов уровней, не разрешенных экспериментально. В таких случаях значение радиационной ширины Γ_{γ} принималось близким к среднему значению.

Сравнение рассчитанных по параметрам резонансов сечений с экспериментальными данными показывает, что согласие является удовлетворительным, кроме данных по σ_{nT} в некоторых энергетических областях. Так, экспериментальные значения σ_{nT} , полученные Гвином и др., очень велики в области $E = 435 \div 444$ эВ и даже превышают иногда полное сечение σ_l . Расчет по полученным параметрам резонансов позволил уменьшить σ_{nT} и согласовать его с другими сечениями.

В экспериментальных значениях ширин резонансов ^{239}Pu существуют расхождения. Так, в атласе BNL-325 [131], в котором приведены параметры, полученные из экспериментальных данных [166, 168], для резонанса при $E = 415,66$ эВ полная ширина равна $\Gamma = (152 \pm 30)$ мэВ; $\Gamma_n = 10$ или 3 мэВ (в зависимости от J); $\Gamma_{\gamma} = (18 \pm 10)$ мэВ. Вычитанием получаем $\Gamma_{\gamma} = 124$ или 131 мэВ (в зависимости от J) с погрешностью ± 31 мэВ, что не согласуется со средним значением $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle = 43,3$ мэВ. Оценка же должна давать полный набор согласованных параметров.

Кроме того, не для всех уровней параметры определены. Так, в BNL-325 отсутствуют значения полных ширин резонансов при $E = 11,50; 34,60; 65,36; 139,28; 160,80; 174,56; 183,64; 203,46$ эВ и т. д. (всего для 36 резонансов в об-

Таблица 2.1. Параметры резонансов для ²³⁹Pu

Продолжение табл. 2.1

Номер резонанса	E_r , эВ	$\sigma_{\Gamma, n}$, эВ	Γ_n , эВ	Γ_T , эВ	Γ , эВ	J
-2	-1,8000 00	2,1465-04*	2,9191-00	3,7894-01	3,2980-00	0
-1	-7,0000-02	6,8517-07	6,6000-02	3,9239-03	6,9925-02	1
1	3,0000-01	6,1112-05	5,7150-02	3,7000-02	9,4232-02	1
2	5,9000 00	4,7000-03	3,2590-00	4,3300-02	3,3025-00	1
3	7,8200 00	5,7351-04	4,8200-02	3,8800-02	8,7765-02	1
4	1,0900 01	1,3239-03 (1,1909)	1,5660-01	4,2200-02	2,0057-01	1
5	1,1500 01	4,2527-05 (4,8727)	1,0400-02	4,1200-02	5,1657-02	-
6	1,1690 01	6,6947-04 (5,7916)	2,9000-02	4,7000-02	7,6893-02	1
7	1,4310 01	4,3221-04 (7,181)	6,7000-02	3,4000 02	1,0158-01	1
8	1,4680 01	1,4198-03 (1,4235)	2,9200-02	3,8800-02	6,9893-02	1
9	1,5460 01	4,6707-04 (4,6677)	6,4890-01	5,0000-02	7,0077-01	0
10	1,7660 01	1,2249-03 (1,2228)	3,2400-02	4,0600-02	7,4633-02	1
11	2,2290 01	1,8573-03 (2,0272)	6,1800-02	4,4200-02	1,0848-01	1
12	2,3940 01	6,3860-05 (6,2508)	4,0000-02	3,0000-02	7,0085-02	1
13	2,6240 01	8,9929-04 (11,2770)	4,5600-02	3,6400-02	8,3199-02	1
14	2,7240 01	1,0735-04 (0,91883)	6,0000-03	3,6000-02	4,2143-02	-
15	3,2310 01	1,8747-04 (1,7645)	1,1160-01	3,9400-02	1,5175-01	0
16	3,4600 01	9,1600-06 (8,244)	4,9000-02	4,2000-02	9,1012-02	-
17	3,5500 01	2,0441-04 (1,8413)	4,0000-03	4,3000-02	4,7273-02	1
18	4,1420 01	3,1786-03 (2,9343)	5,0000-03	4,3000-02	5,2238-02	1
19	4,1660 01	1,1150-03 (0,95769)	4,7000-02	5,7000-02	1,0549-01	-
20	4,4480 01	4,7088-03 (4,0079)	5,4000-03	4,6600-02	5,8278-02	1
21	4,7600 00	1,4101-03 (1,2087)	2,4500-01	6,1000-02	3,1164-01	0
22	4,9710 01	1,0143-03 (0,92004)	7,4900-01	4,9000-02	8,0206-01	0
23	5,0080 01	2,4217-03	1,3000-02	4,1000-02	5,7229-02	1
24	5,2600 01	7,2030-03	8,4000-03	4,9600-02	6,7604-02	1
25	5,5630 01	1,3473-03	2,1500-02	3,5500-02	5,8796-02	1
26	5,7440 01	4,0418-03	4,4380-01	4,9000-02	5,0897-01	0
27	5,8840 01	3,0097-03	1,0470-00	4,2000-02	1,1010 00	-
28	5,9220 01	4,0449-03	1,2100-01	5,4000-02	1,8039-01	1

Номер резонанса	E_r , эВ	$\sigma_{\Gamma, n}$, эВ	Γ_n , эВ	Γ_T , эВ	Γ , эВ	J
29	6,0940 01	5,0379-03	6,7350-00	4,3000-02	6,7982-00	0
30	6,3080 01	6,0472-04	1,1000-01	4,2000-02	1,5281-01	1
31	6,5360 01	2,5760-04	4,9500-02	4,2000-02	9,1844-02	-
32	6,5710 01	8,3370-03	7,3000-02	5,2000-02	1,3612-01	1
33	7,4050 01	2,4529-03	3,1500-02	3,6500-02	7,1271-02	1
34	7,4950 01	1,5715-02	8,5000-02	4,0000-02	1,4595-01	1
35	7,8950 01	1,0229-04	4,8500-02	4,3000-02	9,1636-02	-
36	8,1760 01	2,1619-03	1,9950-00	4,3000-04	2,0466-00	0
37	8,2680 01	3,7550-04	2,9500-02	4,0500-02	7,0501-02	-
38	8,3520 01	6,1250-04	1,7050-00	4,3000-02	1,7504 00	-
39	8,5320 01	1,2850-02	2,0030-00	4,3000-02	2,0974 00	0
40	8,5480 01	5,7015-03	1,7000-02	5,0000-02	7,4632-02	1
41	9,0750 01	8,4946-03	9,0000-03	3,9500-02	5,9826-02	1
42	9,2970 01	6,6285-04	8,6000-03	4,7500-02	5,8751-02	-
43	9,5361 01	1,5912-03	2,9000-02	6,7000-02	9,8122-02	1
44	9,6491 01	3,4191-03	1,6440-00	4,3000-02	1,7007-00	0
45	1,0025 02	3,0303-03	5,9460-00	4,3000-02	6,0011-00	0
46	1,0299 02	1,2957-03	9,0000-03	3,6100-02	4,6828-02	1
47	1,0530 02	3,1967-03	6,0000-03	3,7700-02	4,7932-02	1
48	1,0667 02	7,2033-03	2,6000-02	4,0100-02	7,5704-02	1
49	1,1038 02	3,5760-04	1,3000-02	3,0000-02	4,3477-02	-
50	1,1444 02	4,1975-04	1,4535-00	4,3000-02	1,4982-00	0
51	1,1510 02	1,1220-04	1,6400-01	4,1000-02	2,0569-01	-
52	1,1603 02	2,9377-03	2,1799-01	3,9000-02	2,6874-01	0
53	1,1883 02	1,4050-02	4,1000-02	3,2500-02	1,0223-01	1
54	1,2099 02	2,0364-03	3,8000-02	3,1300-02	7,7446-02	0
55	1,2344 02	3,5099-04	3,8000-02	2,5000-02	6,3468-02	-
56	1,2620 02	1,5419-03	1,9000-02	7,0000-02	9,1056-02	-
57	1,2751 02	3,7570-04	2,5000-02	3,9000-02	6,4501-02	-
58	1,3175 02	9,5113-03	3,7190-00	4,3000-02	3,8000-00	0
59	1,3378 02	3,7528-03	6,5000-03	4,4000-02	5,5504-02	1
60	1,3675 02	2,4623-03	8,3000-02	3,3000-02	1,2585-01	0
61	1,3928 02	8,0400-05	2,7950-01	4,2000-02	3,2182-01	-
62	1,4292 02	2,5350-03	8,0000-02	5,4000-02	1,3738-01	1
63	1,4347 02	3,1120-03	3,0000-02	4,9000-02	8,3149-02	1
64	1,4625 02	5,3948-03	1,2000-02	5,1000-02	7,0193-02	1
65	1,4744 02	6,6756-04	9,5600-01	4,3000-02	1,0017-00	0
66	1,4821 02	3,1316-04	1,0400-01	4,5000-02	1,4942-01	-
67	1,4942 02	1,1952-03	5,3000-02	6,4000-02	1,1859-01	-
68	1,5708 02	8,6691-03	5,4100-01	4,7000-02	1,2268-01	0
69	1,6080 02	1,5350-04	1,0100-01	4,0000-02	1,4120-01	-
70	1,6196 02	1,5550-04	1,0800-01	4,2000-02	1,5021-01	-
71	1,6454 02	1,8686-02	9,0000-03	4,4000-02	7,7915-02	1
72	1,6710 02	4,2993-03	6,9500-02	3,7000-02	1,1223-01	1
73	1,7049 02	5,1560-04	1,1500-01	4,3000-02	1,5869-01	-
74	1,7108 02	4,5550-04	9,5500-01	4,3000-02	9,9982-01	0
75	1,7456 02	3,3185-05	1,9930-01	4,2000-02	2,4143-01	-
76	1,7598 02	1,6631-03	2,9000-02	4,1000-02	7,2218-02	-
77	1,7722 02	2,8609-03	6,0000-03	4,2000-02	5,1815-02	1
78	1,7890 02	9,5710-04	1,4000-02	4,3000-02	5,8276-02	-
79	1,8364 02	1,1672-03	2,8000-02	4,2000-02	7,2356-02	-
80	1,8487 02	4,6201-03	2,0380-00	4,3000-02	2,0995-00	0
81	1,8827 02	4,9060-04	8,8000-03	4,3000-02	5,2454-02	-
82	1,9064 02	1,3246-03	1,2500-02	5,0000-02	6,4266 02	-

* Эта запись, принятая в распечатках с ЭВМ, означает $2,1465 \cdot 10^{-4}$.
 ** Значения $\sigma_{\Gamma, n}$, приведенные в скобках, получены из экспериментальных данных А. А. Вильмова и др. по функциям пропускания для пяти образцов с разной толщиной.

Продолжение табл. 2.1

Номер резо- нанса	F_r , эВ	g_{F_r} , эВ	Γ_f , эВ	Γ_T , эВ	Γ_c , эВ	J
83	1,9536 02	1,6169 -02	3,3400 -01	4,0000 -02	4,3868 -01	0
84	1,9669 02	3,6960 -03	5,4000 -02	5,3000 -02	1,1193 -01	1
85	1,9939 02	6,6273 -03	8,1500 -02	4,2000 -02	1,3834 -01	1
86	2,0346 02	1,0110 -03	2,7500 -02	4,2000 -02	7,0848 -02	—
87	2,0693 02	1,6023 -02	3,3500 -01	4,2000 -02	4,4109 -01	0
88	2,0737 02	4,8258 -03	6,5000 -03	4,4000 -02	5,6934 -02	1
89	2,1109 02	3,3550 -04	7,4650 -01	4,3000 -02	7,9084 -01	0
90	2,1202 02	4,8000 -04	1,4560 -00	4,3000 -02	1,5009 -00	0
91	2,1528 02	3,3960 -04	1,5650 -01	4,3000 -02	2,0086 -01	—
92	2,1653 02	4,8852 -03	1,1500 -02	5,0000 -02	6,8011 -02	1
93	2,1949 02	2,6783 -03	2,6000 -02	4,1000 -02	7,0571 -02	1
94	2,2022 02	5,2522 -03	1,1500 -02	3,4000 -02	5,2503 -02	1
95	2,2316 02	2,4203 -03	9,5000 -03	4,7000 -02	5,9527 -02	1
96	2,2489 02	1,2492 -03	2,6000 -02	5,7000 -02	8,4666 -02	—
97	2,2777 02	7,6199 -03	8,0240 -00	4,2000 -02	8,0965 -00	0
98	2,2789 02	1,2606 -03	3,1000 -02	3,4000 -02	6,6681 -02	—
99	2,3140 02	8,4190 -03	5,5000 -03	3,7000 -02	7,6176 -02	0
100	2,3263 02	2,7910 -04	7,8000 -02	4,2000 -02	1,2037 -01	—
101	3,3432 02	8,0510 -03	1,4000 -02	5,0000 -02	7,4735 -02	1
102	2,3904 02	3,9890 -03	1,7000 -02	5,0000 -02	7,2319 -02	1
103	2,4060 02	2,6560 -05	1,9940 -01	4,2000 -02	2,4151 -01	—
104	2,4288 02	4,5064 -03	5,8000 -02	3,2000 -02	9,6009 -02	1
105	2,4750 02	5,8130 -04	2,3600 -01	4,3000 -02	2,8133 -01	—
106	2,4886 02	9,9730 -03	5,5000 -03	4,2500 -02	6,1297 -02	1
107	2,5123 02	1,8405 -02	1,3500 -02	4,4000 -02	8,2040 -02	1
108	2,5450 02	1,9573 -03	2,5000 -02	2,7000 -02	5,4610 -02	—
109	2,5611 02	4,8091 -03	3,3000 -02	5,2000 -02	9,1412 -02	1
110	2,5900 00	2,5131 -04	1,9900 -01	4,2000 -02	2,4201 -01	—
111	2,6237 02	2,5388 -02	6,1560 -00	4,2000 -02	6,2996 -00	0
112	2,6274 02	1,8101 -03	1,0000 -02	4,6000 -02	5,8413 -02	—
113	2,6423 02	1,9105 -04	2,9900 -01	4,2000 -02	3,4176 -01	—
114	2,6911 02	9,5378 -04	8,6500 -02	4,2000 -02	1,2977 -01	—
115	2,6954 02	3,0186 -03	2,7500 -02	4,0000 -02	7,1525 -02	1
116	2,7262 02	1,9956 -02	3,2500 -02	3,3000 -02	9,2108 -02	1
117	2,7480 02	7,4730 -03	7,3500 -01	4,2000 -02	8,0689 -01	0
118	2,7557 02	1,6738 -02	7,4000 -02	5,4000 -02	1,5032 -01	1
119	2,7723 02	5,2373 -03	5,2370 -00	4,2000 -02	5,2999 -00	0
120	2,7959 02	5,6347 -03	5,6000 -02	3,4000 -02	1,1254 -01	1
121	2,8292 02	1,8045 -02	1,2000 -02	4,9000 -02	8,5060 -02	1
122	2,8573 02	8,6000 -05	2,9900 -01	4,2000 -02	3,4134 -01	—
123	2,8800 02	6,7520 -03	6,4300 -00	4,2000 -02	6,4990 -00	0
124	2,8830 02	5,1300 -05	2,9900 -01	4,2000 -02	3,4121 -01	—
125	2,9233 02	2,9849 -03	7,1500 -02	3,1000 -02	1,1444 -01	0
126	2,9646 02	2,6312 -03	3,0000 -02	4,7500 -02	8,1008 -02	—
127	2,9859 02	8,1932 -03	2,0000 -02	4,2500 -02	7,3424 -02	1
128	3,0181 02	1,3300 -02	4,7000 -02	4,2900 -02	1,0763 -01	1
129	3,0820 02	2,1730 -03	9,8000 -02	4,8000 -02	1,4890 -01	—
130	3,0901 02	1,0223 -02	2,4000 -02	4,7000 -02	8,4631 -01	1
131	3,1112 02	3,7350 -04	4,0000 -02	4,1500 -02	8,1998 -02	—
132	3,1362 02	1,0357 -02	9,5000 -03	3,8000 -02	6,1309 -02	1
133	3,1666 02	3,4250 -03	2,5500 -02	4,3000 -02	7,3067 -02	1
134	3,2000 02	1,0000 -02	4,9900 -00	4,3000 -02	5,0820 -00	—
135	3,2175 02	1,0157 -04	3,1000 -01	4,1500 -02	3,4191 -01	—
136	3,2336 02	1,5070 -02	4,6500 -02	5,3000 -02	1,5978 -01	0

Продолжение табл. 2.1

Номер резо- нанса	F_r , эВ	g_{F_r} , эВ	Γ_f , эВ	Γ_T , эВ	Γ_c , эВ	J
137	3,2530 02	6,1325 -03	4,6500 -02	5,0000 -02	1,0468 -01	1
138	3,2965 02	3,2102 -03	1,9430 -00	4,2000 -02	1,9978 -00	0
139	3,3391 02	4,2013 -03	9,5000 -03	5,2000 -02	6,7102 -02	1
140	3,3595 02	1,2931 -02	1,8000 -02	4,6500 -02	8,1741 -02	1
141	3,3795 02	6,1300 -03	1,0500 -02	5,5000 -02	7,3673 -02	1
142	3,3924 02	2,4578 -03	3,4000 -02	3,7000 -02	8,0831 -02	0
143	3,4318 02	1,1232 -02	1,8500 -02	4,1000 -02	7,4476 -02	1
144	3,4656 02	2,9313 -03	1,1460 -00	4,2000 -02	1,1997 -00	0
145	3,5030 02	1,6226 -02	3,5000 -02	4,0500 -02	9,7268 -02	1
146	3,5282 02	2,8873 -03	1,7000 -02	4,8000 -02	6,8850 -02	—
147	3,5489 02	3,2015 -04	3,7000 -02	4,0000 -02	7,7427 -02	—
148	3,5787 02	2,2351 -03	5,9490 -00	4,2000 -02	5,9940 -00	0
149	3,5999 02	8,0000 -04	8,1000 -02	3,1000 -02	1,1600 -01	0
150	3,6123 02	1,9360 -04	2,9550 -01	4,2000 -02	3,3827 -01	—
151	3,6400 02	5,2137 -03	2,9990 -00	4,1500 -02	3,0614 -00	—
152	3,6600 02	3,2767 -03	4,9450 -00	4,2000 -02	5,0001 -00	—
153	3,6833 00	2,7750 -04	1,2000 -01	4,1500 -02	1,6187 -01	—
154	3,7031 02	1,8753 -03	3,0000 -02	5,6000 -02	8,8500 -02	—
155	3,7172 02	5,7050 -03	3,3350 -00	4,2000 -02	3,3998 -00	0
156	3,7502 02	1,9228 -03	6,0000 -03	2,9000 -02	4,2691 -02	0
157	3,7710 02	1,4631 -03	4,0000 -02	5,7000 -02	9,8951 -02	—
158	3,7804 02	4,5213 -04	1,8200 -01	4,1500 -02	2,2531 -01	—
159	3,8243 02	4,1125 -04	8,6900 -02	4,3000 -02	1,3064 -01	—
160	3,8426 02	4,1571 -03	7,4000 -02	2,9000 -02	1,0852 -01	1
161	3,8590 02	7,0315 -04	9,5500 -01	4,1500 -02	9,9950 -01	0
162	3,8951 02	1,1001 -03	2,1000 -02	5,0000 -02	7,2467 -02	—
163	3,9152 02	8,3002 -04	6,9000 -02	5,4000 -02	1,2411 -01	—
164	3,9443 02	4,9513 -03	5,1000 -02	4,8000 -02	1,0560 -01	1
165	3,9691 02	1,5801 -03	6,2000 -02	4,3000 -02	1,0711 -01	—
166	4,0156 02	1,3821 -02	1,5500 -01	4,6000 -02	2,1943 -01	1
167	4,0424 02	1,7513 -02	7,6000 -02	5,6500 -02	1,5525 -01	1
168	4,0603 02	1,2922 -03	2,7700 -01	4,1500 -02	3,2367 -01	—
169	4,0695 02	6,1013 -04	2,9900 -01	3,1000 -02	3,3244 -01	—
170	4,0871 02	9,5705 -04	5,9000 -02	5,4000 -02	1,1428 -01	—
171	4,1231 02	6,4473 -03	7,0000 -02	6,6000 -02	1,4460 -01	1
172	4,1566 02	2,5138 -03	7,0000 -03	4,9000 -02	5,9352 -02	—
173	4,1760 02	1,0892 -03	1,7800 -01	4,9000 -02	2,3136 -01	—
174	4,1985 02	4,6312 -03	7,4000 -02	5,9000 -02	1,3917 -01	1
175	4,2567 02	1,9000 -04	3,0000 -01	4,1500 -02	1,4226 -01	—
176	4,2637 02	6,9391 -03	6,9200 -00	4,1500 -02	6,9973 -00	0
177	4,2964 02	2,8530 -03	7,3200 -01	4,2000 -02	7,8541 -01	0
178	4,3129 02	3,5107 -03	3,4430 -00	4,1500 -02	3,4985 -00	0
179	4,3273 02	7,9132 -04	2,9800 -01	4,1500 -02	3,4267 -01	—
180	4,3776 02	2,0513 -03	1,1000 -02	4,8000 -02	6,1735 -02	—
181	4,3872 02	2,1222 -03	4,0000 -03	5,4000 -02	6,0831 -02	1
182	4,4007 02	2,7310 -04	2,9800 -01	4,3300 -02	3,4239 -01	—
183	4,4241 02	5,1407 -03	3,4500 -01	4,3300 -02	4,0836 -01	0
184	4,4975 02	1,0015 -03	8,9000 -02	4,2300 -02	1,3264 -01	—
185	4,5135 02	1,0375 -02	4,0000 -03	4,1500 -02	5,9333 -02	1
186	4,5445 02	4,1200 -04	3,5800 -01	4,3300 -02	4,0295 -01	—
187	4,5573 02	1,9643 -02	4,9000 -01	4,3300 -02	6,1487 -01	0
188	4,5733 02	6,0001 -03	1,1600 -01	4,3300 -02	1,6730 -01	—
189	4,5880 02	3,6210 -03	3,1000 -02	4,3300 -02	7,9128 -02	1
190	4,6126 02	1,6049 -03	5,2600 -02	4,2000 -02	9,6740 -02	—

Номер резонанса	E_r , эВ	$g\Gamma_n$, эВ	Γ_f , эВ	Γ_T , эВ	Γ , эВ	J
191	4,6264 02	3,9669-04	8,4000-02	4,3300-02	1,2783-01	—
192	4,6820 02	3,4102-03	2,0420-00	4,3300-02	2,0989-00	0
193	4,7000 02	7,0312-03	5,0298-00	4,5000-02	5,1029-00	0
194	4,7310 02	3,0831-03	9,0000-03	4,2300-02	5,5411-02	1
195	4,7531 02	2,7741-03	5,3300-01	4,3300-02	5,8740-01	0
196	4,7690 02	1,5131-03	1,9470-00	4,3300-02	1,9964-00	0
197	4,7924 02	8,9000-05	1,5800-01	4,3300-02	2,0166-01	—
198	4,8415 02	1,9513-03	1,4000-02	4,2000-02	5,8602-02	—
199	4,8729 02	1,7321-03	1,7800-01	4,3300-02	2,2823-01	—
200	4,8781 02	2,4754-03	1,8000-01	4,2500-02	2,3240-01	—
201	4,9065 02	9,9313-03	2,2160-00	4,5500-02	2,3012-00	0
202	4,9410 02	3,2217-03	7,0000-02	4,2000-02	1,1630-01	1
203	4,9563 02	6,2125-04	1,5800-01	4,3300-02	2,0378-01	—
204	5,0050 02	2,6180-03	3,0000-02	4,3300-02	7,6791-02	—
205	5,0286 02	8,8234-03	3,0000-02	4,3300-02	8,5065-02	1
206	5,0578 02	4,4610-04	3,9800-01	4,3300-02	4,4308-01	—
207	5,0822 02	3,4700-04	6,4800-01	4,3300-02	6,9269-01	—
208	5,0974 02	3,8763-02	1,6500-01	4,3300-02	2,5998-01	1
209	5,1152 02	6,3945-03	3,2980-00	4,3300-02	3,3669-00	0
210	5,1516 02	4,9570-04	4,4000-01	4,1500-02	4,8240-01	—
211	5,1657 02	1,4870-04	2,8000-01	4,1500-02	3,2170-01	—
212	5,1798 02	3,4700-04	3,2000-01	4,1500-02	3,6210-01	—
213	5,2022 02	1,1103-02	4,3000-02	4,1500-02	9,9300-02	(1)
214	5,2421 02	2,2752-02	2,0000-02	4,1500-02	9,1800-02	1
215	5,2540 02	5,9979-02	1,0500-01	4,1500-02	1,0650-01	—
216	5,2600 02	7,4350-04	5,1000-02	4,1500-02	9,4000-02	—
217	5,2738 02	7,4350-04	1,6000-02	4,1500-02	5,9000-02	—
218	5,3052 02	3,1625-02	7,5000-02	4,1500-02	2,4300-01	0
219	5,3917 02	8,4764-03	2,4000-03	4,1500-02	5,5200-02	1
220	5,4071 02	1,9828-03	4,0000-02	4,1500-02	8,5500-02	—
221	5,4165 02	3,9655-03	4,0000-02	4,1500-02	8,9400-02	—
222	5,4208 02	8,7243-03	5,0000-03	4,1500-02	5,8100-02	1
223	5,4585 02	8,6747-03	1,1200-00	4,1500-02	1,1780-00	—
224	5,4714 02	8,9230-04	8,0000-01	4,1500-02	8,4320-01	—
225	5,4967 02	8,7738-03	7,0000-03	4,1500-02	6,0200-02	1
226	5,5350 02	8,4269-03	3,0000-03	4,1500-02	6,1300-02	—
227	5,5413 02	2,5875-02	1,1400-00	4,1500-02	1,2320-00	—
228	5,5572 02	2,4289-03	4,0000-01	4,1500-02	4,4630-01	—
229	5,5916 02	2,0224-02	2,1000-02	4,1500-02	8,9500 02	1
230	5,6284 02	2,6569-02	1,8000-01	4,1500-02	2,7460-01	—
231	5,6403 02	4,8578-03	2,0000-03	4,1500-02	5,3200-02	—
232	5,6581 02	7,0389-03	5,0000-03	4,1500-02	6,0600-02	—
233	5,7111 02	6,3945-03	3,3000-02	4,1500-02	8,3000-02	(1)
234	5,7400 02	3,9408-02	2,2000-01	4,1500-02	4,1910-01	(0)
235	5,7577 02	2,9793-02	8,0000 03	4,1500-02	8,8900-02	1
236	5,7800 02	1,2392-03	3,6000-02	4,1500-02	8,0000-02	—
237	5,7904 02	5,1057-03	7,0000-03	4,1500-02	5,5300-02	1
238	5,8481 02	3,4700-04	2,8000-01	4,1500-02	3,2210-01	—
239	5,8809 02	8,3773-03	1,0000-02	4,1500-02	6,2700-02	(1)
240	5,8994 02	2,4780-04	4,0000-01	4,1500-02	4,4190-01	—
241	5,9352 02	1,5862-03	4,0000-03	4,1500-02	4,8700-02	—
242	5,9735 02	6,3945-03	5,0000-03	4,1500-02	5,5000-02	1
243	5,9804 02	1,0409-02	5,9150-00	4,1500-02	5,9760-00	—
244	6,0401 02	1,8638-02	3,5000-03	4,1500-02	6,9800-02	1

Номер резонанса	E_r , эВ	$g\Gamma_n$, эВ	Γ_f , эВ	Γ_T , эВ	Γ , эВ	J
245	6,0764 02	7,2372-03	7,7000-03	4,1500-02	5,8800-02	1
246	6,0929 02	1,1698-02	6,6000-03	4,1500-02	6,3700-02	1
247	6,1282 02	4,3621-03	1,4000-02	4,1500-02	6,4200 02	—
248	6,2084 02	8,8234-03	5,4000-03	4,1500-02	5,8700-02	1
249	6,2259 02	7,2867-03	9,8000-03	4,1500-02	6,1000-02	1
250	6,2517 02	5,8492-03	7,5000-03	4,1500-02	5,6800-02	(1)
251	6,2821 02	1,0905-03	9,0000-03	4,1500-02	5,2700-02	—
252	6,3297 02	1,6853-02	3,8000-00	4,1500-02	3,8740-00	—
253	6,3647 02	3,9655-03	1,6000-02	4,1500-02	6,5400-02	—
254	6,3928 02	6,8902-03	6,0000-03	4,1500-02	5,6700-02	1
255	6,4142 02	3,4700-04	4,8000-01	4,1500-02	5,2210-01	—
256	6,4494 02	4,3621-03	3,0000-03	4,1500-02	5,0300-02	1
257	6,4665 02	7,4350-04	2,0000-01	4,1500-02	2,4290-01	—
258	6,5829 02	6,0475-02	1,9000-02	4,1500-02	1,4110-01	1

ласти энергий до 508 эВ). Нет также данных по делительным ширинам Γ_f для этих резонансов (для 31 резонанса в области энергий до 508 эВ).

Самосогласованный анализ последних экспериментальных данных по совокупности сечений σ_f , σ_T и σ_n позволил определить недостающие значения Γ , Γ_f и Γ_T и уточнить имеющиеся. Так, для двух резонансов полная ширина оказалась примерно в 2 раза меньшей, а делительная ширина Γ_f в 2,5—3 раза меньшей, чем приведенные в BNL-325 значения (при $E=78,95$ и $415,66$ эВ); для некоторых резонансов, например при $E=370,31$; $391,52$; $408,71$; $509,74$ эВ, полная ширина Γ на 15% меньше, чем указано в BNL-325, а делительная ширина Γ_f при $E=10,93$ эВ на 15% меньше, при $E=82,68$ эВ — на 40% меньше, при $E=58,84$ эВ — на 25% больше, чем приведенная в BNL-325. Наибольшее отличие полученных параметров $g\Gamma_n$ от имеющихся (в 1,5—3 раза) наблюдается в резонансах при $E=11,48$; $15,84$; $78,95$; $211,09$; $264,23$; $378,04$ эВ.

По полученным параметрам резонансов были рассчитаны средние по интервалам нейтронных сечений значения. Результаты расчета $\bar{\sigma}_f$ и $\bar{\sigma}_n$ приведены в табл. 2.2.

Таблица 2.2. Сравнение средних сечений $\bar{\sigma}_f$ и $\bar{\sigma}_n$, 10^{-28} м², для ²³⁹Рз, рассчитанных по параметрам резонансов, с экспериментальными данными

E , эВ	$\bar{\sigma}_f$					$\bar{\sigma}_n$			
	[76]	[167]	[168]	[54] (Рес-тол)	[54] (Гвин и др)	Настоящая работа	[54] (Вестон, Толл)	[51] (Гвин и др)	Настоящая работа
6—9	60,0*	58,8*	—	—	60,9*	—	—	111,8*	106,1
9—12,6	140,0*	146,4*	—	—	137,9*	135,9	—	212,4*	202,9
12,6—20,0	73,6*	74,2*	—	—	73,6*	66,7	—	134,9*	124,8
20,0—24,7	47,6	48,0*	—	—	47,8*	43,9	—	85,0*	74,7
50—100	—	—	60,23	58,76	—	60,75	96,19	—	96,00
100—200	—	—	19,18	18,41	—	19,22	34,45	—	34,24
200—300	—	—	18,03	17,77	—	17,69	34,24	—	32,17
300—400	—	—	9,04	8,43	—	9,43	18,12	—	17,97
400—500	—	—	9,85	9,47	—	9,29	13,50	—	13,18

* Данные значения перенормированы к принятым значениям σ при $E=0,0253$ эВ.

Расчетные значения σ_f согласуются с экспериментальными данными в пределах 1—2%, кроме областей энергий 300—400 и 400—500 эВ, где согласие ухудшается до 5%. Полные сечения или силовые функции, определенные из параметров резонансов, при усреднении по энергетическим интервалам шириной 100 эВ совпадают с погрешностью около 2% со значениями Аттл [170], кроме области энергий 300—400 эВ, где согласие составляет примерно 10%.

Особое внимание было уделено пропущенным в эксперименте уровням, в частности в области энергий 300—500 эВ. Введение поправки на недостаточное высокое энергетическое разрушение (см. следующий пункт) показало, что в области $E=300\pm 500$ эВ пропущено шесть уровней. Добавка этих уровней делает зависимость нарастающего числа уровней от энергии линейной. Однако введение такой поправки не решает проблему определения числа пропущенных уровней, как это было продемонстрировано для ^{235}U , и потому необходимо измерять σ_f или σ_f для ^{239}Pu , используя поляризованные нейтроны и поляризованную мишень.

Существуют дополнительные указания на то, что имеются пропущенные уровни в области энергий выше 300 эВ. Так, в работе [162] обращено внимание на небольшое число малых значений $g\Gamma_n$ по сравнению с распределением Портера — Томаса. Например, при $E=300\pm 400$ эВ наблюдается только пять резонансов с $g\Gamma_n < 2.5 \cdot 10^{-5}$ (что соответствует $0.1g\Gamma_n$), тогда как, судя по χ^2 -распределению с $\nu=1$, их должно было бы быть 12.

Имеется четыре значения межуровневых расстояний в области $E=150\pm 600$ эВ, которые больше или равны 6 эВ, тогда как их должно быть два или три согласно распределению Вигнера с учетом соотношения между двумя группами уровней.

Трудно с достаточной долей уверенности определить параметры пропущенных шести уровней в области $E=300\pm 500$ эВ. Обычно для этих уровней характерно малое значение Γ_n , за исключением интервала $E=300\pm 400$ эВ, где два или три пропущенных уровня вносят большой вклад в среднее сечение (около 15% в σ_f). Добавление резонансов при энергиях $E=320$ и 364 эВ повышает σ_f , и теоретические значения согласуются с экспериментальными в интервале $E=300\pm 400$ эВ в пределах 3% по σ_f и 10% по S_0 .

Многоуровневые параметры для ^{239}Pu довольно хорошо согласуются с одноуровневыми параметрами Брейта — Вигнера, за исключением нескольких широких резонансов, и всего лишь три резонанса (при $E=11.50, 57.44$ и 83.52 эВ), введенных в одноуровневый анализ, оказываются ненужными, если применять многоуровневый формализм.

Средние параметры резонансов для ^{239}Pu , полученные из данных в области энергий разрешенных резонансов, имеют следующие значения: $\langle D \rangle = (2.38 \pm 0.06)$ эВ; $S_0 = (1.19 \pm 0.17) 10^{-4}$ эВ $^{-1/2}$; $\langle \Gamma_f \rangle = (43.3 \pm 2.0)$ мэВ; $\langle \Gamma_f \rangle^{J=0^+} = (2049 \pm 200)$ мэВ; $\langle \Gamma_f \rangle^{J=1^+} = (35.6 \pm 2.0)$ мэВ. Эти средние параметры в пределах указанных погрешностей согласуются с результатами работ [162, 169].

^{235}U . Этот элемент является ядерным топливом и стандартом при сравнении и нормировке нейтронных сечений. Резонансы для ^{235}U очень близко расположены друг к другу и часто сильно искажены по форме из-за интерференции уровней в реакции деления. Это сочетание важности данного нуклида и сложности резонансного анализа делает проведение резонансного анализа ^{235}U одной из наиболее серьезных проблем. Чтобы получить параметры резонансов для ^{235}U , был использован формализм Рейха — Мура.

Область энергий разрешенных резонансов для ^{235}U простирается от 0.3 до 80 эВ. В этой области энергий наиболее надежные экспериментальные данные по σ_f представлены в работах [107] ($E=1\pm 150$ эВ), которая отличается хорошим разрешением, малым доплеровским уширением ($T=77$ К) и лучшей статистической точностью, чем [170, 173, 174], и [100] ($E=0.1\pm 5.0$ эВ). По σ_f наиболее надежными данными являются результаты [175], полученные с пучком поляризованных нейтронов, падающим на поляризованную мишень; [104] в области энергий 0.01—20 эВ; [100] в области энергий 0.1—5.0 эВ; [176] в области энергий 6 эВ—3 кэВ (эти результаты имеют наивысшее разрешение из всех данных по σ_f при комнатной температуре, но характеризуются боль-

шим статистическим разбросом и низкой точностью в межрезонансной области из-за ошибочных поправок на фон (вблизи резонансов); [168] в области $E=17$ эВ—30 кэВ (эти результаты получены на линейном ускорителе в скакле, имеют хорошее разрешение, так же как данные по σ_f Мишадона, полученные при температуре жидкого азота).

Де Соссюр и др. [106] измерили и σ_f и σ_{nt} в области энергий 0.4 эВ—3 кэВ, но разрешение в [106] было хуже, чем в других экспериментах. Достоинство эксперимента [106] состоит в том, что в нем измерены два наиболее важных парциальных сечения для ^{235}U в одинаковых условиях по фону и разрешению. Однако анализ показал, что энергетическое разрешение в этом эксперименте довольно сильно отличается от того, которое указано в [106]. Вероятно, время замедления нейтронов в замедлителе, которое дает вклад в функцию разрешения, пропорциональный $1/\sqrt{E}$, в большой степени ответственно за это расхождение.

Таким образом, наиболее надежными экспериментальными данными, которые были использованы в настоящей оценке параметров резонансов, являются данные [107] по σ_f и [100, 104, 168, 175, 176] по σ_f . Данные [104, 176] были перенормированы к интегралу деления в области энергий от 7.8 до 11 эВ, равному $241.24 \cdot 10^{-28}$ м 2 ·эВ [177], данные [168] — к интегралу деления в области энергий от 100 до 200 эВ, полученному из абсолютных измерений [54, 106, 178, 179, 180] и равному $2086 \cdot 10^{-28}$ м 2 ·эВ.

Чтобы получить параметры резонансов для ^{235}U , были использованы также экспериментальные данные по σ_{nt} [106, 181], а также данные по спинам резонансов, полученные экспериментально [175]. Экспериментальные данные по σ_n для ^{235}U [182, 183] не позволяют уверенно идентифицировать резонансы и потому непригодны для проведения многоуровневого анализа.

Параметры резонансов для ^{235}U ввиду сильной межуровневой интерференции были получены с помощью многоуровневого анализа двумя способами; в рамках модифицированного формализма Адлера — Адлера и с помощью формализма Рейха — Мура [184]. Исходными данными служили экспериментальные значения сечений с учетом функции энергетического разрешения и температуры образцов. Качество описания экспериментальных данных оценивалось по χ^2 -критерию и ходу кривых; кроме того, требовалось, чтобы сумма парциальных ширин равнялась полной ширине.

Анализ показал, что наилучшее описание экспериментальных данных для ^{235}U было достигнуто при использовании формализма Рейха — Мура. Существенно влияет на качество описания использование в резонансном анализе экспериментальных данных, полученных с поляризованными нейтронами и поляризованной мишенью [175]. В частности, данные по σ_f , полученные для уровней с разделенными спинами, обнаруживают большое число малых резонансов (14 при $E=0\pm 50$ эВ) и примерно такое же число относительно больших резонансов, которые не выявляются из данных по σ_f . Это означает, что в данных по σ_f [107] в области $E < 50$ эВ пропущено около 20% слабых уровней. Относительно сильные резонансы, которые не выявляются из данных по σ_f [107], соответствуют дублетам резонансов при неразделенных спинах.

Значения параметров резонансов, полученные с помощью формализма Рейха — Мура в области $E < 24$ эВ в нашей лаборатории [177], а в области более высоких энергий в работе [172], приведены в табл. 2.3. Указанные в этой таблице в области $E > 25$ эВ значения Γ_f для большинства узких резонансов, видимо, слишком велики, а значения Γ_n — слишком малы, что является следствием использования при подгонке не совсем корректной функции разрешения.

Анализ показал, что в некоторых областях имеются расхождения между полным сечением и суммой парциальных сечений, которые нельзя объяснить погрешностями нормировки парциальных сечений или использованием некорректной функции разрешения. Полное сечение в среднем хорошо описывается теоретической кривой, но трудно описать парциальные сечения. Так, невозможно описать очень низкие значения сечения делений σ_f в области $E \approx 30$ эВ, полученные при подземном ядерном взрыве [185]. Сечение радиационного захвата σ_{nr} , измеренное в [106], в некоторых областях кажется заниженным (например, при $E=28.3$ эВ). Частично указанный эффект обусловлен, вероятно, разницей в разрешении, но этим нельзя объяснить занижение σ_{nr} в широких

Таблица 2.3. Параметры резонансов для ^{235}U , полученные в рамках формализма Рейха — Мура

E_r , эВ	Γ_T , мэВ	Γ_n , мэВ	Γ_{f_1} , мэВ	Γ_{f_2} , мэВ	J
-1,5894	28,564	2,95 ⁻¹⁴	211,30	45,17	4
0,286	38,089	0,00304	34,81	-45,07	3
1,143	37,632	0,01243	70,41	48,19	4
2,033	42,573	0,00901	0,26	11,99	3
2,762	39,613	0,00132	42,95	75,70	4
3,136	37,419	0,02733	-7,26	-120,45	3
3,6115	39,447	0,04186	18,53	-47,82	4
4,200	30,367	0,00213	89,70	-106,31	3
4,848	34,873	0,04851	-0,077	-2,91	4
5,500	35,948	0,02672	102,75	-159,93	4
6,170	41,448	0,06176	6,68	-156,18	3
6,380	22,454	0,22256	0,53	8,73	4
6,950	33,884	0,00577	319,95	69,64	3
7,070	32,246	0,10573	7,85	21,29	4
7,5 ⁻⁰	33,844	0,00309	33,93	-0,93	4
7,700	33,104	0,00390	-94,44	-94,44	3
8,7814	29,538	0,96632	0,945	-85,03	4
8,970	33,094	0,08410	614,37	2,90	3
9,279	33,094	0,13064	-56,65	21,75	4
9,760	35,0	0,03820	160,0	-160,0	3
10,177	35,0	0,05728	-2,0	-60,0	4
10,900	35,0	0,00679	110,0	-100,0	3
11,669	35,0	0,52834	-3,0	-2,8	4
12,396	35,0	1,47270	-7,0	-22,0	3
12,430	35,0	0,05390	-5,0	-120,0	4
12,862	35,0	0,06790	100,0	9,0	4
13,270	35,0	0,04760	-70,0	-64,0	4
13,696	35,0	0,05263	0,0	-57,0	4
13,996	35,0	0,54727	60,0	-500,0	3
14,552	35,0	0,12163	0,0	18,4	3
15,408	35,0	0,21493	-30,0	12,8	4
15,510	35,0	0,01620	-100,0	75,0	3
16,090	35,0	0,33352	10,0	10,5	4
16,664	35,0	0,25336	96,0	-1,0	4
17,220	35,0	0,91186	-5,0	100,0	3
18,050	35,0	0,30589	49,0	40,0	3
18,120	35,0	0,09081	130,0	130,0	4
18,972	35,0	0,09099	8,0	24,0	4
19,297	35,0	2,60446	-150,0	70,0	4
19,320	35,0	0,27126	-150,0	70,0	3
20,080	35,0	0,04983	15,0	10,0	4
20,170	35,0	0,04619	62,0	63,0	3
20,630	35,0	0,16190	41,7	0,0	4
20,910	35,0	0,01620	280,0	0,0	3
21,068	35,0	1,36272	2,0	-22,0	4
22,050	35,0	0,01932	130,0	130,0	3
22,934	35,0	0,40951	20,0	24,5	4
23,411	35,0	0,70535	0,0	11,8	4
23,612	35,0	0,90520	-63,0	63,0	3
24,230	35,0	0,38817	-29,0	1,7	3
24,818	35,0	0,0640	155,4	283,9	4
25,188	35,0	0,0272	203,6	20,9	4
25,493	35,0	1,2138	-218,7	443,6	3

Продолжение табл. 2.3

E_r , эВ	Γ_T , мэВ	Γ_n , мэВ	Γ_{f_1} , мэВ	Γ_{f_2} , мэВ	J
26,310	35,0	0,1886	-102,6	260,6	3
26,475	35,0	0,2925	12,8	-127,6	4
27,229	35,0	0,0288	0,8	-59,4	3
27,774	35,0	0,5503	-83,0	-20,0	4
28,384	35,0	0,2368	-4,8	-215,2	3
28,679	35,0	0,0594	124,9	8,4	4
28,900	35,0	0,0153	-48,9	-31,7	3
29,625	35,0	0,1064	-39,5	-21,4	4
30,596	35,0	0,2130	41,9	-102,0	3
30,839	35,0	0,3091	-1,4	54,9	4
32,032	35,0	1,0126	-84,0	11,4	4
32,056	35,0	0,4625	-54,3	1,0	3
32,441	35,0	0,0112	-132,2	-1515,0	4
33,498	35,0	1,1136	51,2	2,8	4
34,337	35,0	1,2298	-2,2	-70,0	4
34,678	35,0	1,1069	-445,9	-15,0	3
34,893	35,0	0,3665	44,1	0,1	3
35,077	35,0	3,0976	0,1	-340,7	3
35,165	35,0	1,6098	31,3	6,7	4
36,310	35,0	0,0997	-329,7	1761,5	4
38,294	35,0	0,1696	424,6	1103,8	3
38,328	35,0	0,3402	-120,7	-219,7	4
39,386	35,0	1,8950	-29,9	47,9	4
39,870	35,0	0,3927	182,8	35,8	3
40,494	35,0	0,3531	-36,3	-168,5	4
41,071	35,0	0,3370	-169,3	377,9	4
41,363	35,0	0,5259	-33,7	-337,6	3
41,887	35,0	0,6707	-7,0	18,4	3
42,204	35,0	0,3171	41,0	-115,9	4
42,429	35,0	0,0709	3,1	6,6	3
42,696	35,0	0,1220	-80,6	111,2	4
43,357	35,0	0,3410	-54,7	16,6	3
43,932	35,0	0,3772	-11,9	-195,3	4
44,547	35,0	0,4741	-115,5	10,4	4
44,786	35,0	1,4068	373,0	393,4	3
45,746	35,0	0,1614	120,4	1,4	4
46,785	35,0	0,9109	1,5	-163,7	4
46,968	35,0	0,4790	-47,8	-19,1	4
47,937	35,0	0,5843	-29,4	105,7	4
48,104	35,0	0,1431	-162,9	-1026,1	3
48,301	35,0	0,7860	310,1	40,4	3
48,409	35,0	0,3139	-376,5	-628,3	4
48,760	35,0	0,8000	-0,5	-59,9	3
49,402	35,0	0,2948	-34,7	22,9	4
49,746	35,0	0,0001	433,9	93,6	4
50,137	35,0	0,1276	21,2	29,8	3
50,439	35,0	0,8914	-67,0	0,3	3
51,068	35,0	0,9247	6,3	346,8	3
51,233	35,0	2,1042	-2,8	132,3	4
51,647	35,0	0,5992	310,8	-4,0	4
52,159	35,0	1,7991	2,0	284,0	3
52,338	35,0	0,4869	-86,2	-188,4	4
53,452	35,0	0,5530	-0,0	-149,3	4
53,983	35,0	0,3697	66,1	461,9	3

Продолжение табл. 2.3

E_p , эВ	Γ_T , мэВ	Γ_n , мэВ	Γ_{f_1} , мэВ	Γ_{f_2} , мэВ	J
54,893	35,0	0,8452	-15,0	118,3	3
55,059	35,0	2,5593	0,0	-17,7	4
55,765	35,0	2,0690	-296,5	21,4	4
55,954	35,0	0,6982	411,4	-2,9	3
56,471	35,0	2,8492	33,6	-53,5	4
56,525	35,0	0,9277	-238,5	-221,9	3
57,736	35,0	0,5564	-54,0	88,0	3
57,779	35,0	0,4875	-99,1	161,7	4
58,028	35,0	1,1869	40,7	4,2	3
58,617	35,0	1,1589	-4,1	-155,2	4
59,736	35,0	0,3212	426,7	-34,6	4
60,144	35,0	0,9692	61,1	168,1	3
60,791	35,0	0,5230	-4,8	205,3	4
61,096	35,0	0,7811	-11,7	0,3	3
61,412	35,0	0,2511	4,5	-314,1	4
61,775	35,0	0,1602	10,4	-534,6	3
62,418	35,0	0,0774	47,4	139,6	4
62,866	35,0	0,0301	-317,6	484,4	3
63,562	35,0	0,8192	438,0	110,5	3
63,923	35,0	0,4481	-526,8	64,6	1
64,253	35,0	1,4745	-0,0	-3,7	4
64,801	35,0	0,1178	-6,5	1,7	4
65,458	35,0	0,1630	-473,5	733,6	4
65,708	35,0	1,8572	0,0	3,3	3
65,957	35,0	0,2886	-568,2	237,5	4
66,366	35,0	1,9925	-0,4	4,0	4
66,689	35,0	0,0986	796,7	125,6	3
67,155	35,0	0,3138	0,2	-1,7	4
67,578	35,0	0,0003	10,8	-147,9	4
68,011	35,0	0,0088	-397,3	270,6	4
68,345	35,0	0,0838	40,7	-0,9	3
69,259	35,0	0,3999	-173,2	37,4	4
70,223	35,0	3,3069	1,7	-9,1	4
70,436	35,0	3,8378	-3,9	8,4	3
70,452	35,0	1,7285	140,1	1391,1	4
70,696	35,0	2,0749	60,3	105,4	3
71,464	35,0	0,3209	-226,3	30,5	4
72,437	35,0	0,8670	181,3	178,2	4
72,820	35,0	0,1836	328,2	58,0	3
74,440	35,0	1,5305	-147,8	41,2	3
74,540	35,0	0,8395	-170,4	47,5	4
74,995	35,0	0,3880	-17,5	15,3	4
75,465	35,0	1,6398	291,3	14,2	3
76,751	35,0	0,2667	1127,1	87,0	3
77,461	35,0	0,6603	194,4	26,9	4
77,991	35,0	0,8954	192,7	10,0	3
78,143	35,0	0,3436	-27,5	0,1	4
78,396	35,0	0,2093	1,9	0,0	3
79,591	35,0	0,3861	-8,7	-158,8	4
79,758	35,0	1,3304	0,8	-1,6	3
80,287	35,0	0,7375	-0,0	-140,4	3
80,962	35,0	0,2473	369,1	643,1	4
81,392	35,0	0,7790	-58,9	-75,5	3
82,367	35,0	0,7778	-0,6	-5,0	3

Продолжение табл. 2.3

E_p , эВ	Γ_T , мэВ	Γ_n , мэВ	Γ_{f_1} , мэВ	Γ_{f_2} , мэВ	J
82,656	35,0	0,4001	-87,7	4,9	4
83,545	35,0	0,3595	-13,1	-0,9	3
84,001	35,0	2,6240	261,8	-198,4	4
84,345	35,0	1,8315	-224,6	-115,9	3
84,873	35,0	1,2939	-0,1	7,5	4
85,208	35,0	0,6674	-12,3	14,9	3
85,643	35,0	0,5783	-377,1	-52,3	4
86,905	35,0	0,5951	-2,4	6,3	3
87,064	35,0	0,1324	12,2	-553,9	4
87,785	35,0	0,3524	-159,5	279,4	3
88,165	35,0	0,3441	-1379,9	4,9	4
88,719	35,0	3,3162	-0,0	598,7	3
88,889	35,0	1,4827	-10,5	-4,6	4
89,740	35,0	0,5641	8,2	-5,4	3
90,148	35,0	0,8760	48,3	145,9	4
90,434	35,0	3,7716	-3,5	-0,8	4
91,167	35,0	3,4279	-2,0	448,9	3
92,037	35,0	0,7001	-138,7	-98,7	4
92,525	35,0	1,4740	0,1	35,8	4
92,700	35,0	0,0949	83,9	63,4	3
93,164	35,0	0,4520	157,0	310,5	3
93,974	35,0	3,3471	0,6	-3,4	4
94,454	35,0	0,2881	19,5	287,7	4
94,766	35,0	0,4761	21,0	48,4	3
95,133	35,0	0,3912	40,2	-22,2	4
95,500	35,0	0,6719	-21,8	26,7	4
95,805	35,0	0,5996	33,6	210,2	3
96,051	35,0	0,2709	24,6	57,5	4
96,331	35,0	0,9868	15,5	400,1	3
97,606	35,0	0,3130	-43,4	33,8	4
98,019	35,0	2,3619	-68,0	82,5	3
99,446	35,0	0,4954	-25,6	0,1	3
100,560	35,0	1,8084	134,8	-89,6	4

резонансах вблизи $E=14$ эВ. Некоторые несовпадения могут также возникнуть из нормировки данных по σ_f [107]. Миниадон и др. [107] использовали пять образцов. Два из них были хорошо проградированы, и результаты, полученные с ними, служили для нормировки остальных данных. Ошибка при нормировке может привести к тому, что сечения в областях сильных и слабых резонансов будут по-разному нормированы.

В нескольких областях нейтронных сечений для ^{235}U необходимо учитывать эффекты интерференции. Например, глубокие впадины в σ_f вблизи $E=30$ эВ можно описать только с учетом интерференции между уровнями. В области резонанса при $E=25$ эВ достаточно учесть интерференцию только между двумя уровнями, чтобы описать данные между $E=24$ и 26 эВ. Одноуровневое описание требует рассмотрения пяти уровней.

В некоторых энергетических областях, например от 40 до 50 эВ, можно удовлетворительно описать сечения [27] с помощью одноуровневой формулы Брейта — Вигнера; многоуровневый анализ не улучшает описания в этой области. Однако одноуровневый формализм не позволяет описать форму некоторых резонансов и впадины между ними, например, при $E=13,5-18$, $24-26,5$; $32-40$ эВ. Учет интерференционных эффектов влияет на значение не только Γ_f , но и $g\Gamma_n$, как, например, в случае резонансов при $E=8,78$ и $35,18$ эВ.

влияние которых сказывается при описании резонансов, даже далеко отстоящих от указанных. Многоуровневый анализ позволяет улучшить описание σ_i и σ_t в областях энергий 13,976—16,652; 24,242—26,463; 30,869—35,183; 38,386—39,397 эВ. Межрезонансные впадины в области $E=32+35$ эВ вообще нельзя описать в рамках одноуровневого формализма.

Многоуровневый анализ необходим для описания σ_i , по крайней мере для 3-резонансов. Для этого спинового состояния делительные ширины Γ_j больше, а число делительных каналов меньше, чем для состояния 4-. Поэтому межуровневая интерференция более важна для состояния 3-, чем для 4-.

При получении параметров резонансов в настоящей работе большой вес был приписан данным по σ_i [107] и σ_t [175]. Поэтому результаты нашей оценки отличаются от результатов других авторов (например, [186]) прежде всего использованием большего числа уровней.

Значения Γ_j , приведенные в табл. 2.3, были получены из анализа экспериментальных данных по $\sigma_{n\gamma}$. В целом они согласуются со значениями, которые могут быть получены из Γ и Γ_j , расхождения между ними наблюдаются в том случае, когда делительные ширины Γ_j велики.

Значения Γ_j должны слабо отклоняться от среднего значения и следовать χ^2 -распределению со многими степенями свободы. Однако в процессе работы мы пришли к заключению, что в основном отклонения Γ_j от среднего значения обусловлены эффектом энергетического разрешения. Резонанс с шириной Γ_j , в 2 раза превышающей среднюю, может оказаться дублетом, состоящим из двух резонансов с близкими к средним Γ_j ; результаты [175] подтвердили это положение. Более того, ухудшение разрешения с ростом энергии может вызвать кажущееся увеличение Γ_j . Это подтверждает, что экспериментальное разрешение в резонансном анализе имеет большое значение. Поэтому необходимо детальное исследование функций разрешения и компонентов фона при измерениях в резонансной области энергий.

Сравнение с данными BNL-325 [131] показывает, что в целом полные ширины Γ , приведенные выше, согласуются с ними в пределах указанных в [131] погрешностей, которые составляют 5—20%, хотя для некоторых резонансов значение Γ , полученное в настоящей работе, в 2—3 раза больше, чем в BNL-325. Сравнение результатов настоящей оценки и оценки [187], основанной только на данных [106], показывает, что полные ширины Γ , полученные в настоящей работе, систематически меньше. Эта разница четко проявляется для узких, хорошо разрешенных резонансов и не столь очевидна для широких или плохо разрешенных резонансов. Она связана с тем, что в эксперименте [106] реальное разрешение, как уже отмечалось, может сильно отличаться от того, что дают авторы.

Из полученных параметров в области энергий разрешенных резонансов были получены следующие значения средних параметров резонансов: $\langle D \rangle = (0,448 \pm 0,020)$ эВ; $\langle \Gamma_j \rangle = (35,0 \pm 2,0)$ мэВ; $\langle \Gamma_n \rangle = (4,19 \pm 0,45) 10^{-5}$ эВ; $\langle \Gamma_j \rangle = (135,5 \pm 13,0)$ мэВ; $\langle \Gamma_j \rangle^{3-} = (18,0 \pm 1,8)$ мэВ; $\langle \Gamma_j \rangle^{4-} = (91 \pm 11)$ мэВ; $S_0 = (0,954 \pm 0,10) 10^{-4}$ эВ $^{-1/2}$. Расчет по методу [221] показал, что в области энергий до 70 эВ в данных [175] пропущено 19 уровней.

Полученные средние значения $\langle \Gamma \rangle$ и $\langle \Gamma_j \rangle$ согласуются в пределах указанных погрешностей с оценкой Смита и др. [165], полученное значение $\langle \Gamma_j \rangle$ на 15% меньше указанного выше значения из-за наличия дублетов в уровнях, $\langle D \rangle$ существенно (на 30%) меньше значения [105] из-за появления большого числа малых резонансов, обнаруженных в [175].

Можно констатировать, что наблюдается большая разница в средних значениях $\langle \Gamma_j \rangle$, полученных из одноуровневого и многоуровневого анализов. Одноуровневый анализ дает систематически более низкие значения, чем многоуровневый. Наша оценка $\langle \Gamma_j \rangle$ несколько выше значения, полученного Блонсом [168], но хорошо согласуется с данными [186].

Значения сечений, рассчитанных по приведенным выше параметрам резонансов и усредненных по интервалам энергий шириной 20 эВ, совпадают

с экспериментальными значениями σ_i с погрешностью около 5% и со значениями σ_t с погрешностью 10%.

Многоуровневый анализ нескольких рядов экспериментальных данных — очень громоздкая работа. Приведенные здесь параметры резонансов для ^{235}U не являются окончательными, и с течением времени они будут улучшаться.

^{240}Pu . В области энергий разрешенных резонансов для ^{240}Pu получены перечисленные ниже экспериментальные данные.

Колан и Бёкофф [188] измерили полное сечение σ_t в интервале энергий 20—5700 эВ с образцом ^{240}Pu 98%-ной чистоты методом времени пролета. Полученные экспериментальные данные проанализированы методом анализа площадей, и нейтронные ширины получены во всей измеренной области.

Вайгман и Шмид [189], используя тот же образец, измерили сечение захвата ^{240}Pu в интервале энергий 38—820 эВ; эта работа является продолжением [188]. Сечение захвата было нормировано к принятым значениям параметров резонанса при $E=20,46$ эВ ($\Gamma_n=(2,05 \pm 0,15)$ мэВ; $\Gamma_\gamma=(20,4 \pm 3,4)$ мэВ]. Такая нормировка, как в дальнейшем указали сами авторы [190], являлась ошибочной, и потому была произведена переоценка параметров Γ_n и Γ_γ с учетом новых, более точных значений ширины этого резонанса [$\Gamma_n=(2,65 \pm 0,07)$ мэВ; $\Gamma_\gamma=(32,2 \pm 3,4)$ мэВ], полученных в [191]; было использовано также сечение упругого рассеяния, измеренное в [192].

Као и др. [192] измерили сечение упругого рассеяния в интервале энергий 18 эВ—20,5 кэВ и получили нейтронные ширины в интервале $E=20+287$ эВ с использованием Γ_j из [188].

Ашгар и др. [193] измерили пропускание, сечения радиационного захвата и рассеяния на образце 98%-ной чистоты. Из-за ошибочной нормировки сечения захвата к параметрам резонанса при $E=20,46$ эВ ($\Gamma_n=2,1$ мэВ; $\Gamma_\gamma=20,0$ мэВ) в этой работе не получен набор самосогласованных параметров. Авторы сообщают о пересмотре нормировки сечения захвата [191], что позволило согласовать полученные экспериментальные данные. При оценке параметров резонансов мы использовали только нейтронные ширины, которые были получены методом анализа площадей и не зависели от нормировки сечения захвата.

Хокенбери и др. [194] провели измерения методом времени пролета сечений захвата и деления в области энергий 20 эВ—30 кэВ. Кроме того, было измерено пропускание в интервале энергий 30—500 эВ. Данные по сечению захвата нормировались к результатам по пропусканию для резонанса при $E=92,5$ эВ; был использован также почти «черный» резонанс при $E=20,46$ эВ.

Совместный анализ сечения захвата и пропускания методом площадей дал параметры резонансов в области энергий до 500 эВ. Среднее значение ширины $\langle \Gamma_j \rangle$, полученной в этой работе, равно $(29,5 \pm 1,5)$ мэВ.

Бёкофф и др. [195], используя тот же образец, что и в [188], измерили пропускание методом времени пролета и, проанализировав форму кривых, получили полные и нейтронные ширины.

Мигнеско и Теобальд [196], изучая промежуточную структуру в сечении деления, измерили сечение подбарьерного деления ^{240}Pu в интервале энергий 200 эВ и 8 кэВ и получили делительные ширины с использованием Γ_n из [188] и $\langle \Gamma_j \rangle = 23,2$ мэВ. При оценке параметров резонансов делительные ширины были пересчитаны к оценочному значению $\langle \Gamma_j \rangle$.

Байерс и Дивей [197] измерили сечение деления ^{240}Pu в области энергий от 20 эВ до 2 МэВ и сечение захвата в области энергий от 20 эВ до 1 кэВ с помощью подземного ядерного взрыва. Данные, полученные авторами, использовались нами для получения делительных ширины методом анализа площадей.

Брукс и Жоли [198] измерили сечение деления при $E=20+120$ эВ. Для ^{235}U были получены верхние предельные значения делительных ширины.

Нейтронные ширины, полученные различными авторами, в пределах погрешностей не противоречат друг другу, если учесть, что ширины, полученные в [192], пересчитаны с использованием Γ_j из [190] и практически совпадают с нейтронными ширинами из [188]. Безусловно, нейтронные ширины, значения которых при анализе зависели от Γ_j , менее надежны, как и результаты [195].

Таблица 2.4. Оцененные параметры резонансов для ^{240}Pu

E_r , эВ	Γ_n , мэВ	Γ_f , мэВ	Γ_T , мэВ	E_r , эВ	Γ_n , мэВ	Γ_f , мэВ	Γ_T , мэВ
1.056	2.3543	0.0057	32.24	499.3	18.50	0.00	31.0
20.46	2.65	0.70	32.2	514.3	21.50	0.00	30.7
38.34	17.00	0.09	26.5	526.1	0.91	0.10	30.7
41.64	14.40	0.11	32.0	530.8	0.70	0.10	30.7
66.65	51.00	0.04	28.5	546.8	31.00	0.00	36.0
72.80	21.50	0.22	28.6	553.3	17.00	0.20	30.7
90.78	13.00	0.08	30.7	566.4	31.50	0.00	29.5
92.52	3.20	0.20	30.7	584.1	1.14	0.00	30.7
105.05	44.00	0.08	35.5	596.9	57.5	0.00	33.5
121.67	14.50	0.18	30.7	608.1	22.8	0.00	31.5
130.80	0.17	0.00	30.7	632.5	14.5	0.03	30.7
135.30	18.50	0.16	30.7	637.5	15.0	0.00	30.7
151.90	14.00	0.50	29.5	665.1	195.0	4.00	33.0
162.80	9.00	0.07	21.5	678.6	26.0	0.30	30.7
170.20	17.50	0.30	27.3	712.1	1.3	0.00	30.7
186.00	18.40	0.12	29.5	743.3	1.0	0.00	30.7
192.10	0.30	0.00	30.7	750.0	68.0	9.50	30.7
199.60	1.00	0.00	30.7	758.9	6.0	2.00	30.7
239.30	13.60	0.10	27.9	778.3	1.2	0.00	30.7
260.50	24.40	0.26	31.0	782.2	2.8	138.00	30.7
287.10	135.00	0.60	30.0	791.0	23.9	15.00	30.7
304.90	7.40	0.30	30.7	810.5	213.0	10.50	30.7
318.40	6.00	0.00	30.7	819.9	110.0	1.50	30.7
320.80	20.00	0.00	30.7	845.6	10.3	1.00	30.7
338.5	7.40	0.00	30.7	854.9	48.0	0.15	30.7
346.1	17.70	0.04	30.7	876.5	14.0	0.80	30.7
353.8	31.20	0.00	34.0	891.5	95.0	1.70	30.7
372.1	15.20	0.04	29.0	903.9	21.6	0.80	30.7
405.0	106.00	0.40	30.0	908.9	78.0	0.00	30.7
419.0	6.20	0.00	30.7	915.3	37.0	0.00	30.7
446.0	1.90	0.00	30.7	943.5	122.0	0.10	30.7
449.8	18.90	0.00	30.7	958.4	73.0	0.10	30.7
466.5	2.70	0.00	30.7	971.3	78.0	0.20	30.7
473.3	4.50	0.00	30.7	979.2	7.3	1.80	30.7
493.9	6.70	0.16	30.7	1001.8	95.0	1.80	30.7

После того как была выяснена причина расхождений в Γ_T [190, 191], радиационные ширины, полученные в различных измерениях, перестали противоречить друг другу. Оцененные значения радиационных ширин основаны прежде всего на экспериментальных данных [190, 194].

Делительные ширины для сильных резонансов получены в [196], при этом было принято значение $\langle \Gamma_T \rangle = 23.2$ мэВ. Эти ширины пересчитаны нами к оцененному значению $\langle \Gamma_T \rangle = 30.7$ мэВ. Вайгман и Шмид [189] при оценке радиационных ширин получили очень большие значения Γ_T . Это можно объяснить тем, что они игнорировали процесс деления и поэтому фактически вместо Γ_T получили $\Gamma_T + \epsilon \Gamma_f$,

где $\epsilon = E_f / B_n$ (E_f — полная энергия γ -излучения от деления; B_n — энергия связи нейтрона). При проведении резонансного анализа мы учли это обстоятельство.

Ашгар и др. [193] при анализе данных по пропуску были вынуждены принять аномально большие значения ширин Γ_T , без которых невозможно было бы описать пропускание. Имея оцененные значения Γ_T , можно из этих ширин выделить Γ_f .

Мы провели также анализ сечения деления, измеренного в работах [196, 197] (в интервале энергий 20 эВ—1 кэВ) с использованием оцененных значений Γ_n и Γ_T .

Полученные ширины Γ_f практически совпадают с пересчитанными в [196] к правильным значениям Γ_T делительными ширинами. Для резонанса при $E = 20.46$ эВ Леонард [126] дает значение $\sigma_{f0} < 535 \cdot 10^{-28}$ м². Учитывая значение из [122] $\sigma_0 = 8.4 \cdot 10^{-25}$ м² (рассчитано по параметрам резонансов), имеем $\Gamma_f < 2$ мэВ. Брукс [198] получил $\Gamma_f < 0.55$ мэВ, что хорошо согласуется с результатами нашего анализа данных Байерса ($\Gamma_f \approx 0.7$ мэВ).

Для резонанса при $E = 38.34$ эВ из нашего анализа [31] получаем $\Gamma_f = 0.09$ мэВ, а учет отношения $\sigma_{nT} / \sigma_f = 270 \frac{+108}{-73}$, полученного Байерсом [197], приводит к значению $\Gamma_f = (0.098 \frac{+0.034}{-0.025})$ мэВ. Для других резонансов совпадение результатов нашего анализа и значений Γ_f , даваемых другими авторами, такого же порядка, поэтому оцененные ширины деления основаны на нашем анализе (табл. 2.4).

Нейтронные сечения в области энергий разрешенных резонансов (0—1 кэВ) можно рассчитать по формуле Брейта—Вингера с использованием значения $\sigma_{f0} = 9.2117 \cdot 10^{-28}$ м² и оцененных параметров резонансов из табл. 2.4.

Если считать, что все уровни в резонансной области энергий s-волновые, то силовая функция определится равенством

$$S_0 = \sum_{n=1}^N \Gamma_n^0 / \langle D \rangle N, \quad (2.20)$$

Так как $\langle D \rangle N$ есть просто энергетический интервал $E_1 - E_N$ между первым и последним уровнями, используемыми для оценки, систематическая погрешность определения S_0 может быть связана с пропуском резонансов и, следовательно, с занижением суммы $\sum_{n=1}^N \Gamma_n^0$.

Пропуск уровней может быть вызван тем, что некоторые группы уровней экспериментально разрешены как один, а также тем, что уровни слабые и интерпретируются как фон. С помощью метода, развитого в [23], было проверено первое предположение для ядра ^{240}Pu ($\langle D \rangle \approx 14$ эВ; ΔE при $E = 1$ кэВ равно 0.1 эВ). Оказалось, что уровни не пропущены. Анализ экспериментальных данных показывает, что пропущенные слабые уровни могут иметь ширины $\Gamma_n^0 \leq 0.1$ мэВ^{-1/2} ($\langle \Gamma_n^0 \rangle \approx 1.4$ мэВ^{-1/2}).

Из табл. 2.4 видно, что уровни с приведенной $\Gamma_n^0 < 0.015$ мэВ^{-1/2} уже не пропущены. Если Γ_n^0 подчиняется χ^2 -распределению с одной степенью свободы,

а $\langle \Gamma_n^0 \rangle \approx 1.5$ мэВ^{-1/2}, то число пропущенных уровней (если принять, что уровни с Γ_n^0 , меньшей $\Gamma_{n,гр}^0$, не детектируются) определяется формулой

$$\left. \begin{aligned} N_{\text{проп}} &= (N_{\text{разр}} + N_{\text{проп}}) \operatorname{erf} (\sqrt{\Gamma_{n,гр}^0 / 2 \Gamma_n^0}), \\ \text{или} \\ N_{\text{проп}} &= N_{\text{разр}} \operatorname{erf} (x) / [1 - \operatorname{erf} (x)], \end{aligned} \right\} \quad (2.21)$$

что дает для указанных выше условий шесть пропущенных уровней. Добавление этих шести уровней приводит к согласованию с распределениями приведенных нейтронных ширин и расстояний между уровнями. Недостаток средних, избыток больших и нормальное число малых расстояний между уровнями в распределении расстояний как раз свидетельствуют о пропуске слабых уровней, распределенных случайно, а не сильных, которые сгруппированы. Оценка си-

систематической погрешности при расчете S_0 , вызванной пропуском слабых уровней, дает

$$\frac{\Delta S_0}{S_0} = \frac{\sum_{n=1}^N \Gamma_n^0}{\sum_{n=1}^N \Gamma_n^0} \left\langle \frac{\Gamma_{n,p} \Delta N_{\text{прим}}}{\langle \Gamma_n^0 \rangle N} \right\rangle \leq 10^{-3}.$$

Систематическая погрешность, связанная с конечностью выборки нейтронных ширин, равна

$$\Delta S_{\text{стат}}/S = \sqrt{2/N}.$$

Окончательно для силовой функции получаем $S_0 = (1,10 \pm 0,16) 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$.

Используя оцененное значение S_0 , мы нашли $\langle D \rangle$ в интервале $E=1 \text{ эВ} + 1 \text{ кэВ}$, наилучшим образом описывающее распределение приращенных ширин соотношением $\langle \Gamma_n^0 \rangle = S_0 \langle D \rangle$; $\langle D \rangle = (13,5 \pm 0,5) \text{ эВ}$. Погрешность $\pm 0,5 \text{ эВ}$ основана на дисперсии конечной выборки расстояний между уровнями и представляет собой чисто статистическую.

Проверим теперь гипотезу о том, что разрешенные уровни являются s -волновыми. Средняя нейтронная ширина p -волнового уровня определяется соотношением

$$\langle \Gamma_n^{l=1} \rangle = S_1 \sqrt{E D_j P_l(E)}. \quad (2.22)$$

Нейтроны с $l=1$ могут образовывать систему уровней с двумя полными моментами J , равными $1/2$ и $3/2$. Так как для значительных средних ширин велика вероятность появления больших ширин резонансов, оценим вероятность появления p -волновых резонансов для системы уровней с $J=1/2$. Считаем, что $S_1 = 3 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$. Найдем вероятность того, что ширины уровней имеют χ^2 -распределение с одной степенью свободы при заданных средних значениях ширин. Эта вероятность для каждого резонанса равна

$$P_i = 1 - \text{erf} \sqrt{\Gamma_{ni} / \langle \Gamma_n E_i \rangle}. \quad (2.23)$$

Здесь P_i — вероятность того, что i -й уровень является p -волновым, тогда $\sum_{i=1}^N P_i$ дает оценку числа p -волновых уровней в изучаемой системе уровней.

В результате расчета с использованием этой формулы получена оценка числа p -волновых уровней $N \leq 0,9$, т. е. вероятно, что один уровень в указанной системе является p -волновым. Это может внести изменения в значения $\langle D \rangle$ и $\langle S_0 \rangle$ около 1,5%.

Полученное нами среднее значение делительных ширин равно $\langle \Gamma_j \rangle = (3,34 \pm 1,00) \text{ мэВ}$. Заметим, что для получения $\langle \Gamma_j \rangle$ следует усреднять делительные ширины по интервалу энергий, кратному периоду структуры (около 710 эВ).

Средняя радиационная ширина, как указывалось ранее, равна $\langle \Gamma_r \rangle = (30,7 \pm 2,6) \text{ мэВ}$ (погрешность $\langle \Gamma_r \rangle$ определяется нормировкой). Для сравнения в табл. 2.5 приведены средние параметры резонансов для s -волновых нейтронов, оцененные другими авторами.

^{241}Pu . Нейтронные сечения для ^{241}Pu в области энергий разрешенных резонансов (до 150 эВ) проявляют заметную асимметрию из-за интерференции между уровнями, и формула Брейта — Вигнера недостаточно хорошо описывает сечения в межрезонансной области.

Экспериментальные данные для ^{241}Pu в резонансной области энергий существенно менее надежны, чем данные для ^{239}Pu и ^{235}U , что затрудняет процедуру согласования сечений. Кроме того, при анализе экспериментальных ре-

зультатов для ^{241}Pu стоит серьезная задача идентификации резонансов, обусловленных примесями в образце.

По полному сечению σ_t имеются следующие экспериментальные данные: [143] в области $E=0,2 \text{ эВ} + 2 \text{ кэВ}$ (при энергиях выше 20 эВ из-за большого числа примесных резонансов, большой ширины канала и малой пропускной базы идентификация резонансов ^{241}Pu очень затруднена); [144] в областях энергий 0,025—0,75 эВ и 13,8—1000 эВ (много примесных уровней и не достаточно высокое энергетическое разрешение); [145] в области $E=0,2 + 70 \text{ эВ}$ (наилучшее энергетическое разрешение и наиболее чистый образец); [199] в области $E=2,4 + 847,0 \text{ эВ}$ (отсутствует детальное описание условий эксперимента).

Таблица 2.5. Средние параметры резонансов для s -волновых нейтронов

Литературный источник	$\langle D \rangle$, эВ	$S_0 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$	$\langle \Gamma_r \rangle$, мэВ	$\langle \Gamma_j \rangle$, мэВ
[129]	16,0	1,05	30,0	0,19
[130]	13,5	1,05	23,2	0,09
[131]	$13,6 \pm 0,6$	$0,94 \pm 0,09$	—	—
Настоящая работа	$13,3 \pm 0,5$	$1,08 \pm 0,16$	$30,7 \pm 2,6$	$3,34 \pm 1,0$

Сечение деления было измерено в следующих работах: в [133] получено σ_f в области энергий 0,02—100 эВ (разрешение при $E > 10 \text{ эВ}$ в этом эксперименте сильно ухудшается); в [135] измерено σ_f в области $E=0,01 + 3 \text{ кэВ}$ (разрешение недостаточно хорошее, имеется сильный разброс экспериментальных данных из-за низкой статистической точности); в [200] найдено σ_f в области $E=2 + 100 \text{ эВ}$ (эксперимент отличается высоким фоном, данные сильно флуктуируют), в [201] сообщается об измерениях σ_f в области энергий 20 эВ—2 кэВ (зависимость $\sigma_f(E)$ [201] резко отличается от более точной [202, 168]); в [168, 203] измерено σ_f в области $E > 2 \text{ эВ}$ с наилучшим экспериментальным разрешением; в [202] измерены абсолютные значения σ_f в области энергий от 0,01 до 50 эВ.

Экспериментальные данные по σ_f для ^{241}Pu , особенно старые, сильно различаются. Частично это может быть связано с тем, что используются различные нормировки, или с экспериментальными трудностями (высокий фон в эксперименте [200], низкая статистическая точность в эксперименте [135]). Детальные измерения формы кривой в области $E < 50 \text{ эВ}$ [202] позволили провести сравнение с другими результатами. Оказалось, что данные [200] очень сильно флуктуируют. Экспериментальная зависимость, полученная в [133, 136, 201], резко отличается от данных Вагеманса и др., и перенормировка их практически ничего не дает. Поэтому указанные данные не были использованы в оценке. Результаты [168, 203], наоборот, довольно хорошо согласуются с данными Вагеманса и др.

Нормировка к интегралу деления при $E=12 + 20 \text{ эВ}$, равному $1363 \times 10^{-24} \text{ м}^2 \cdot \text{эВ}$ [202], была проведена нами для данных [135, 168, 200, 203] (до $E=50 \text{ эВ}$). Для остальных результатов погрешность нормировки играет очень незначительную роль, т. е. главные источники систематических погрешностей не связаны с нормировкой.

Оцененные значения σ_f были получены как средневзвешенные данных [168, 202—205] (погрешность в [168, 203] была увеличена на 10% из-за отсутствия поправки на примесь ^{239}Pu в образце), [135] (нес уменьшен на 20% из-за низкой статистической точности), [200] (погрешность в области $E < 50 \text{ эВ}$ увеличена в 1,5 раза из-за высокого фона эксперимента, из области $E > 50 \text{ эВ}$ данные не использовались).

Экспериментальные данные по σ_n [182] не позволяют идентифицировать уровни ^{241}Pu , и потому они не вошли в настоящий анализ.

Для получения параметров резонансов методом Адлер—Адлера были использованы в силу изложенных причин следующие ряды данных: по σ_i — [145], по σ_f — [168]. Остальные ряды экспериментальных данных не учтены в анализе из-за худшего по сравнению с обратными рядами энергетического разрешения, особенно в области $E > 10$ эВ, а также из-за того, что их энергетические шкалы оказались в значительной степени смещенными относительно выбранной нами шкалы.

Полученные параметры резонансов Адлер—Адлера [см. (2.8)] даны в табл. 2.6, модифицированные параметры Адлер—Адлера [см. (2.5)] приведены в [222]. Для описания хода кривых нейтронных сечений в области энергий тепловых нейтронов (до 1 эВ) потребовалось ввести два отрицательных уровня при $E = -0.25$ эВ и $E = -0.01$ эВ. При проведении анализа оказалось, что экспериментальные данные по σ_i [145], видимо, несколько завышены из-за недостаточного корректного учета фона и примесей в образце.

В [207] даны параметры резонансов для ^{241}Pu , полученные Блонсом и др. путем анализа данных по σ_i и σ_f с помощью формализма Рейха—Мура с учетом двух каналов деления. Значения спинов уровней получены с помощью многоуровневого анализа и являются лишь ориентировочными. По-видимому, отсутствие экспериментальных данных по спином уровням для ^{241}Pu делает проведение детального анализа в рамках формализма Рейха—Мура несколько преждевременным.

Хотя в рамках формализма Адлер—Адлера нет необходимости определять, какие конкретно уровни интерферируют (и это является одним из достоинств данного подхода), сравнением расчетов при многоуровневом и одноуровневом (формализм Брейта—Вигнера) подходах можно сделать вывод, что уровни при энергиях 14,75 и 16,02 эВ сильно интерферируют (при одноуровневом подходе явно недооцениваются значения сечений между этими резонансами), так же как и при энергиях 46,57 и 48,10 эВ. Наоборот, уровни с энергиями 16,02 и 16,67 эВ, 13,42 и 12,79 эВ, 60,51 и 62,25 эВ не интерферируют.

Резонансы отчетливо разделяются на две группы, имеющие существенно различные значения $\langle \Gamma \rangle$. Было принято, что эти группы соответствуют двум состояниям: 2^+ (широкие резонансы) и 3^+ (узкие резонансы). Для группы узких резонансов хорошее описание может быть получено с одним каналом деления, тогда как для группы широких резонансов нужно учитывать два канала деления, что согласуется с выводами канальной теории, согласно которой для ^{241}Pu существует один полностью открытый канал 2^+ и один частично открытый канал, соответствующий 2^+ - и 3^+ -переходным состояниям полосы $K=2^+$.

На основании анализа, проведенного в области энергий разрешенных резонансов, были получены следующие средние значения параметров: $\langle D \rangle = (1,34 \pm 0,10)$ эВ; $\langle \Gamma \rangle = (403,9 \pm 10,0)$ мэВ; $\langle \Gamma \rangle = (352,9 \pm 35,0)$ мэВ; $\langle \Gamma \rangle = (43,0 \pm 5,0)$ мэВ; $S_0 = (1,16 \pm 0,19) 10^{-4}$ эВ $^{-1/2}$.

Применение метода [221] показало, что из-за низкого качества экспериментальных данных при $E < 150$ эВ может быть пропущено 30 уровней.

Погрешности $\langle \Gamma \rangle$ и $\langle \Gamma \rangle$ определялись степенью отклонения кривой $\sigma(E)$, рассчитанной по параметрам, от соответствующих экспериментальных данных. Систематическая относительная погрешность Γ_n возрастает линейно с энергией, примерно равна 5% в области низких энергий и 20% в конце области разрешенных резонансов. Значение $\langle \Gamma \rangle$ было получено только для физических уровней (47 из 110), чем и объясняется большая погрешность $\langle \Gamma \rangle$, хотя само значение $\langle \Gamma \rangle$ близко к значениям, полученным в [206]. Значение силовой функции хорошо согласуется с данными [135, 145, 168].

Колар и др. [145] из анализа данных по σ_i в области $E = 12,8 \pm 50,2$ эВ получили $\langle D \rangle_{\text{набл.}} = (1,00 \pm 0,10)$ эВ. В этой области они наблюдали 39 резонансов. Однако наш анализ показал, что семь уровней из обнаруженных 39 принадлежали примесям ^{239}Pu и ^{240}Pu , и с учетом этого $\langle D \rangle_{\text{набл.}} = 1,21$ эВ.

Только для нескольких нижних резонансов были экспериментально (измерением сечения рассеяния) определены спины [182], поэтому разделение резонансов по спином (2^+ или 3^+) было произведено с помощью многоуровневого анализа.

Многоуровневый анализ нечетных делящихся ядер показал, что даже полные ширины резонансов по данным различных экспериментов удивительно плохо согласуются друг с другом. Это справедливо как для ^{239}Pu , так и для ^{235}U , ^{241}Pu и обусловлено, вероятно, тем, что мы недостаточно хорошо знаем функцию разрешения в различных экспериментах. По существу хорошо согласуются друг с другом лишь три величины: резонансная энергия E_0 , площадь под кривой полного сечения $\sigma_0 \Gamma(E)$ и площадь под кривой сечения деления $\sigma_0 \Gamma_f(E)$. Отсутствуют надежные измерения спинов большинства уровней для ^{239}Pu и полностью отсутствуют измерения спинов уровней для ^{241}Pu .

^{242}Pu . Мы приняли, что область энергий разрешенных резонансов для ^{242}Pu простирается до 1 кэВ, так как измерения в области более высоких энергий [208, 209] не позволяют провести резонансный анализ.

Достаточно большое среднее расстояние между резонансами облегчает параметризацию и анализ полученных результатов. Однако в нашем распоряжении оказалось очень мало числовых экспериментальных данных по сечениям, и анализ пришлось проводить, используя параметры резонансов из нескольких работ, что не могло не повлиять на точность полученных оценочных данных. В рассматриваемой области энергий существует ряд измерений σ_i и σ_f [151, 153, 155, 208, 210], которые отличаются тем, что либо не имеется подробной информации об условиях эксперимента [151, 155, 210], либо отсутствуют числовые экспериментальные данные [153], либо учет примесей ^{239}Pu и ^{241}Pu в образце проводился не вполне корректно, в связи с чем наблюдаются отрицательные значения сечений и аномально высокий фон при энергиях, соответствующих положению резонансов для примесей ^{239}Pu и ^{241}Pu [208, 210].

Имеющихся экспериментальных данных оказалось явно недостаточно для получения набора самосогласованных параметров резонансов непосредственно из экспериментальных результатов (в частности, полностью отсутствовали экспериментальные данные по $\sigma_{n\gamma}$ и σ_n).

Параметры резонансов для ^{242}Pu приведены в [122, 148, 153—157, 209—217], однако работы [154, 211, 212] являются теоретическими и поэтому в анализе не использовались. Дадим краткую характеристику работ, на которых был основан анализ.

Когут и др. [122] измерили пропускание и получили значения параметров резонансов при энергиях 2,65 и 53,6 эВ. Для резонанса при $E = 2,65$ эВ использовались два образца разной толщины, что позволило определить Γ_f . Для резонанса при $E = 53,6$ эВ значение Γ_f было взято таким же, как и для первого резонанса.

Окамо и др. [151] измерили полное сечение σ_i для ^{242}Pu в области энергий 0,75—389 эВ методом времени пролета на образцах из PuO_2 , содержащих 99,41 и 97,080% ^{242}Pu . На основе анализа площадей и формы пиков были получены значения Γ_n . Кроме того, авторы дают значение $S_0 = (0,95 \pm 0,40) 10^{-4}$ эВ $^{-1/2}$.

Янг и др. [153], проанализировав измерения σ_i на образце из PuO_2 , содержащем 99,88% ^{242}Pu , привели значения параметров Γ_n и Γ_f до $E = 150$ эВ и $S_0 = (0,99 \pm 0,44) 10^{-4}$ эВ $^{-1/2}$, причем $\langle D \rangle = 16,5$ эВ. Резонансный интеграл поглощения оказался равным $(110 \pm 60) 10^{-28}$ м 2 .

Окамо и др. [208] также измерили σ_i с помощью подземного взрыва: исследовался энергетический интервал 20 эВ—10 МэВ на образце, содержащем 99,91% ^{242}Pu . Авторы привели значения $A_f = (\pi/2) \sigma_0 \Gamma_f$ в области $E = 370$ эВ—4 кэВ.

Пуртманс и др. [209] измерили сечения σ_i , $\sigma_{n\gamma}$ и σ_n в энергетическом интервале до 1,3 кэВ. Анализом были получены значения Γ_n для 71 резонанса и значения Γ_f для 25 резонансов. Разрешение в экспериментах изменялось от 5 до 1,5 нс/м, база — от 60 м (при измерении $\sigma_{n\gamma}$) до 30 м (при измерении σ_i и σ_n). Образец PuO_2 содержал 99,8% ^{242}Pu . Авторы дали следующие значения средних параметров резонансов: $\langle \Gamma \rangle = (21,9 \pm 0,4) \tau_{\text{н}}^{-1}$ или $(21,9 \pm 1,0) \tau_{\text{н}}^{-1}$ мэВ; $\langle \Gamma_n \rangle = 1,52$ мэВ; $\langle D \rangle = 17,02$ эВ; $S_0 = (0,89 \pm 0,09) 10^{-4}$ эВ $^{-1/2}$.

Берген и др. [210] измерили σ_i с помощью подземного взрыва в энергетическом интервале 51—5000 эВ методом времени пролета на образце, содержащем 99,8% ^{242}Pu и расположенном на расстоянии 214,6 м от источника. Авторы приводят значения $\sigma_0 \Gamma_f$ в интервале $E = 53 \pm 790$ эВ.

Таблица 26. Многоуровневые параметры резонансов Адлер — Адлера, 10^{-28} м²·эВ^{3/2}, для ²⁴¹Pu [формула (2.8)]

$E, \text{эВ}$	$v, \text{эВ}$	G_f	H_f	G_f	H_f	G_T	H_T
-0,250	0,150	4,15104-05*		2,76736-07	-2,60801-05	4,12303-05	
-0,010	0,005	1,31906-06		-6,49613-07	0	1,96866-06	
0,258	0,050	8,84754-05		5,81136-05	5,58190-06	3,03276-05	
4,280	0,0345	2,91058-04		1,50010-04	4,83204-06	1,43864-04	
4,570	0,0820	1,30333-04		1,15986-04	1,55360-05	3,17042-05	
6,000	0,6450	1,06221-03		1,00753-03	-5,02858-05	3,87116-05	
6,930	0,0645	2,47382-04		1,95514-04	-1,55243-05	4,93403-05	
8,620	0,0475	2,95399-04		1,89586-04	6,21099-06	7,56801-05	
9,580	0,0965	4,05263-05		2,94954-05	2,84365-05	7,05117-06	
10,010	0,5115	5,34587-04		5,32260-04	5,38815-05	2,77738-05	
12,790	0,1365	1,67165-04		1,99590-04	5,73634-06	1,11860-05	
13,420	0,0360	6,68540-04		2,93951-04	-1,56522-05	2,49130-04	
14,750	0,0765	1,39221-03		1,24560-03	-7,24249-05	2,44349-04	
16,020	0,2775	3,28981-04		4,05366-04	3,34148-05	2,28855-05	
16,670	0,1125	2,71658-04	H_f	2,66080-04	6,54259-06	4,28788-05	0
17,840	0,0285	6,41376-04		1,95031-04	-2,23963-05	2,71107-04	
18,240	0,0320	4,96547-05		6,55424-06	-8,27500-07	2,60661-05	
20,710	0,0840	1,18540-04		6,54918-05	6,89290-06	2,28837-05	
21,930	0,052045	4,46296-05		9,42832-06	-1,44657-07	1,27719-05	
23,000	0,171232	2,20256-04		1,95444-04	1,30559-05	2,56038-05	
23,680	0,228800	1,27800-04		3,49646-05	-1,34636-05	1,16471-05	
24,080	0,0768205	2,70502-04		1,73972-04	2,54037-05	4,97040-05	
24,610	0,480000	1,64098-05		6,22182-05	2,39761-05	4,38681-07	
26,420	0,156756	8,191135-04		7,12120-04	3,00452-05	9,61987-05	
27,620	0,675000	1,24326-07		7,36689-06	-5,89352-06	2,36345-09	
28,880	0,296414	7,65286-04		7,30551-04	3,10076-05	5,38351-05	
29,420	0,117000	1,56332-04		1,29026-04	-1,73391-05	1,71090-05	
31,030	0,772449	4,41317-04		4,22008-04	2,01090-05	5,37000-05	
33,330	0,11025	2,98988-05		3,41196-05	5,24971-06	3,66283-07	

* Форму записи см. прим. к табл. 2.1.

Продолжение табл. 2.6

$E, \text{эВ}$	$v, \text{эВ}$	G_f	H_f	G_f	H_f	G_T	H_T
33,780	0,0689999	4,68393-05		3,46003-05	2,19819-06	8,68305-06	
34,900	1,120000	5,47122-04		5,44638-04	-2,50498-05	1,12356-05	
35,000	0,044000	6,69892-05		2,10915-05	1,17868-06	2,45844-05	
36,170	0,038000	1,88891-05		1,01055-08	-8,08442-09	8,16642-06	
37,500	0,428500	5,13612-07		5,84804-06	-4,67843-06	1,69553-08	
38,140	0,077500	1,13909-04		4,03414-05	-1,47514-06	2,41466-05	
39,350	0,155250	2,39729-04		2,37795-04	-5,41655-06	2,46049-05	
39,890	0,076500	2,36983-04		1,43263-04	-1,39770-05	5,08930-05	
40,900	0,704400	4,57969-04		3,77965-04	1,06967-05	1,77834-05	
42,750	0,141878	7,20041-05		3,88032-05	-8,76469-06	9,11904-06	
43,450	0,025000	5,28788-05		1,57400-05	-4,55655-06	2,20222-05	
46,570	0,147500	2,09618-04		2,00010-04	-1,83858-05	1,76278-05	
48,100	0,265306	9,18889-04		7,74802-04	-5,31296-05	8,21618-05	
50,350	0,388500	2,10721-04		9,62493-05	-6,91692-06	1,45153-05	
52,240	0,080000	4,67888-05		2,61488-06	1,48428-06	1,11797-05	
58,370	0,29650	8,59295-05	H_f	1,50299-04	1,12232-05	4,77277-06	0
59,270	0,510000	4,63024-04		4,08594-04	-9,64382-06	7,96487-06	
60,510	0,100000	5,71321-04		3,72781-04	-7,38534-05	1,13155-04	
62,250	0,270408	6,48013-04		4,52068-04	-6,96811-05	6,64498-05	
63,000	0,96750	6,03999-04		1,66709-04	8,71782-05	1,73106-05	
64,540	0,03100	2,17158-05		7,26618-06	1,18500-06	9,38175-06	
65,730	0,162000	7,03643-04		5,53112-04	1,60957-06	1,20436-04	
66,620	0,08650	7,51627-04		2,39327-04	1,55476-05	1,72105-04	
67,360	0,07450	3,25669-10		1,75444-05	1,31361-03	5,32815-11	
68,270	0,02980	1,09873-04		6,43879-05	-7,45010-06	3,21326-05	
69,240	0,02520	1,05946-04		3,97577-05	-1,42137-06	4,24651-05	
72,250	0,133344	1,43958-04		1,52496-04	3,34327-06	2,08301-05	
73,910	0,01050	4,41111-05		1,87168-05	1,15507-07	1,83982-05	
75,860	0,03040	4,23860-04		3,10758-04	-2,51236-05	1,14634-04	
77,140	0,0267288	4,39786-04		1,30573-04	5,84990-06	2,03546-04	
77,700	0,12750	5,17361-07		3,17690-04	1,04153-04	6,76033-09	

$E, \text{эВ}$	$\nu, \text{эВ}$	G_t	H_t	G_f	H_f	G_T	H_T
80,210	0,03200	4,78029-04		2,81586-04	-6,48974-06	1,34062-04	
81,460	0,06300	5,59619-04		4,03730-04	-1,92217-05	1,31562-04	
82,070	0,50000	3,09359-04		5,37880-04	1,36665-04	1,01814-05	
83,190	0,05800	5,94948-04		3,05969-04	-1,42900-05	1,93971-04	
85,420	0,10000	3,98664-04		3,30293-04	-3,15767-05	7,61463-05	
85,700	0,15000	2,61151-04		3,08952-04	-3,80659-05	1,10056-05	
86,200	0,24000	9,88337-09		6,25463-05	1,01121-05	6,77653-10	
87,010	0,0520815	6,79504-04		3,82943-04	-2,80189-06	2,00813-04	
87,950	0,19500	2,15112-04		2,23385-04	5,57472-05	2,94981-05	
89,200	0,40000	1,81532-04		2,96385-04	3,02195-05	7,46800-06	
90,680	0,06250	1,54986-04		8,85588-04	2,18346-05	5,44341-05	
91,350	0,24000	1,89083-10		4,46866-05	1,03353-05	3,46522-11	
91,810	0,06000	9,85222-12		1,28662-05	-2,57112-06	5,15843-12	
93,880	0,14800	1,71469-05		4,77670-05	-2,85630-06	3,63966-06	
95,360	0,07125	1,63560-05		5,17276-05	4,37917-06	7,21154-06	
96,100	0,276764	6,94588-05		1,10871-04	5,64650-06	1,10378-04	
97,500	0,296632	1,42599-07	H_f	1,31201-04	-2,32763-05	2,11429-08	0
98,370	0,0969999	6,15048-04		5,77496-04	7,81893-07	3,20014-04	
99,780	0,17500	2,29814-04		2,00750-04	-2,40203-05	9,38545-05	
100,700	0,38000	3,23036-05		7,14066-05	2,55194-05	4,84568-05	
101,520	0,0712815	1,47824-04		5,54158-05	-1,52660-06	1,37206-04	
102,400	0,22600	7,82995-05		6,63498-05	1,13286-05	3,20916-06	
103,630	0,11550	1,69527-04		6,10450-05	2,83327-06	9,71114-05	
107,540	0,0714999	2,67419-05		1,59332-07	1,27466-07	2,47457-05	
107,990	0,042000	1,25294-04		5,09853-05	5,29763-06	1,49962-04	
109,170	0,235000	2,11759-04		1,44044-04	4,05412-06	8,34672-06	
110,500	0,400000	3,69955-10		6,14151-06	4,91322-06	6,52931-11	
113,240	0,020000	3,31924-05		2,39314-05	-9,59301-07	4,82117-05	
115,400	1,200000	8,85650-07		1,79316-04	1,43453-04	5,21027-08	
117,250	0,180000	2,49873-04		3,35533-04	2,60180-05	1,59250-03	
120,330	0,300000	8,95557-05		8,71590-05	-9,43560-06	2,94560-05	

$E, \text{эВ}$	$\nu, \text{эВ}$	G_t	H_t	G_f	H_f	G_T	H_T
122,250	0,240000	5,22068-04		6,41722-04	1,79351-05	2,14651-04	
123,380	0,0473572	2,73549-04		1,27206-04	-2,98728-06	3,83422-04	
124,080	0,229592	2,78254-06		4,85548-05	-1,52636-05	7,35948-07	
125,340	0,350000	2,93065-05		2,77293-05	-5,90056-06	8,26250-06	
126,130	0,060000	2,00909-06		1,49124-05	-3,93572-06	1,45239-06	
127,930	0,352769	1,68247-07		1,62892-04	-1,76475-05	2,89613-08	
128,580	0,022500	3,45952-04		1,81310-04	-1,59214-05	4,09346-04	
130,080	0,292500	4,82125-09		2,37445-04	-2,71751-05	7,82808-10	
130,800	0,024000	9,73503-04		3,54106-04	-2,78245-05	7,81576-04	
133,080	0,480000	7,71341-07		3,19869-04	-2,29633-05	7,63177-08	
133,740	0,0330608	5,42534-04		1,83919-04	-5,79193-06	5,63980-04	
134,730	0,674675	2,48043-04	H_f	1,98103-04	-7,14802-05	2,83729-05	0
136,650	0,005000	8,88385-05		2,59914-05	-5,06174-06	9,75100-05	
138,380	0,150601	3,43976-04		2,33095-04	-2,12195-05	1,76268-04	
140,250	0,040858	5,06307-04		2,48562-04	-1,71188-05	3,86804-04	
141,330	0,153586	2,01467-09		4,17261-05	-4,17212-06	6,29645-10	
142,200	0,0673885	1,22705-03		5,43325-04	-3,03968-05	9,74717-04	
145,140	0,0442566	1,93462-05		4,69343-05	-4,58109-06	1,49875-05	
146,200	0,0948812	6,05675-04		3,50364-04	-9,31366-06	3,55652-04	
147,000	0,120000	1,03333-06		3,68739-05	-5,30981-06	2,95236-07	
148,920	0,0352336	1,71661-04		8,97614-05	-7,28090-06	1,32838-04	

Паттенден [213] измерил пропускание методом времени пролета при $E < 850$ эВ (анализ площадей был проведен до $E=320$ эВ). Наилучшее разрешение составило 15 нс/м, в эксперименте использовался образец PuO_2 , содержащий 91% ^{242}Pu .

Джеймс [214] измерил σ , относительно сечения для ^{235}U в области энергий 16 эВ—35 кэВ методом времени пролета на образце PuO_2 , содержащем 99,89% ^{242}Pu . Автор дает значения параметров и $\sigma_0\Gamma_\gamma$ для резонансов при энергиях 767 и 799 эВ.

Окампо и Боуман [215] измерили σ методом времени пролета в интервале $E=600$ эВ—81 кэВ. Параметры в области $E < 4$ кэВ были получены для резонансов, имеющих большое значение Γ_γ . Данные по делению из [208] были объединены авторами с данными по пропусканию, чтобы получить Γ_n и Γ_γ .

Симпсон и др. [216] измерили пропускание в области энергий 15 эВ—30 кэВ. Измерения проводились на трех металлических образцах разной толщины при температуре 77 К. Авторы приводят полученные значения параметров при $E=20$ —500 эВ.

Хокенберн и др. [217] измерили пропускание в резонансной области энергий на металлическом образце, содержащем 92,55% ^{242}Pu , и привели значения Γ_n для пяти резонансов в интервале энергий 205—383 эВ.

Ни в одной работе не определялись в совокупности Γ_n , Γ_γ и Γ_f , и только в [209, 216] одновременно получены значения Γ_n и Γ_γ . Наиболее надежно определены значения Γ_n или Γ_γ , хотя для ряда резонансов существуют расхождения между ними, выходящие за пределы погрешностей.

Данные по Γ_γ были получены авторами [210, 215], исходя из значений $\sigma_0\Gamma_\gamma$ и $(\pi/2)\sigma_0\Gamma_\gamma$ и принятых ими значений Γ_n и Γ_γ . Следует отметить, что энергетическое разрешение в [210] было существенно хуже, чем в работе [208], в которой измерялись значения $(\pi/2)\sigma_0\Gamma_\gamma$, использованные в [215] для получения Γ_γ . Поэтому в тех случаях, когда имелось два значения Γ_γ , мы отдавали предпочтение данным [208].

Интересующую нас область резонансных энергий перекрывают почти полностью только параметры Пуртманса и др. [209]. Кроме того, как уже отмечалось выше, эти параметры получены в результате одновременного анализа сечений σ , σ_{nT} и σ_n , что делает их особенно надежными. Поэтому указанные параметры были взяты нами за основу при проведении оценки.

Оцененные энергии резонансов были взяты из [209]. Для тех резонансов, которые в этой работе были пропущены, использовались энергии из [216] или работ других авторов.

Приведенные нейтронные ширины Γ_n и их погрешности взяты из [209], а там, где таких значений не было, использовались средневзвешенные значения и их погрешности, полученные из данных других авторов. Среднее значение $\langle \Gamma_n \rangle = (1,30 \pm 0,20)$ мэВ, что хорошо согласуется со значением $\langle \Gamma_n \rangle = 1,362$ мэВ, полученным при усреднении средневзвешенных значений Γ_n для каждого резонанса.

В нашем распоряжении имелись значения Γ_γ , полученные в работах [153, 209, 216] разными способами (анализ площадей [153, 216], формы [209]), поэтому расчет средневзвешенных значений для каждого резонанса мог принести к ошибочным значениям Γ_γ . По тем же причинам не удалось провести нормировку Γ_γ к выбранным значениям Γ_n для каждого резонанса.

Поскольку наиболее точные значения Γ_γ , по нашему мнению, получены в [209], мы приняли их в качестве рекомендованных, а для тех резонансов, для которых эти значения отсутствовали, было принято $\langle \Gamma_\gamma \rangle = 22,609$ мэВ. Полученный при этом резонансный интеграл захвата I_γ в области $E=0,5$ —500 эВ оказался равным $1115,67 \cdot 10^{-28}$ м², что хорошо согласуется со значениями I_γ из [131, 152]: $(1090 \pm 60) \cdot 10^{-28}$ м² и $(1130 \pm 60) \cdot 10^{-28}$ м² соответственно.

Определение Γ_γ в области энергий разрешенных резонансов сопряжено с большими трудностями в связи с тем, что деление в этой области является подбарьерным, т. е. значения Γ_γ очень малы и, следовательно, сильно зависят от принятых значений Γ_n и Γ_f для каждого резонанса, так как Γ_γ получается с помощью измерения площадей под кривой сечения деления. Кроме того, наблюдается сильная зависимость Γ_γ от энергетического разрешения эксперимента в связи с тем, что плохое разрешение затрудняет выбор грани чис-

Таблица 2.7. Параметры резонансов для ^{242}Pu

E_r , эВ	Γ_n^0 , мэВ	Γ_n , мэВ	Γ_γ , мэВ	$\frac{\pi}{2} \sigma_0 \Gamma_\gamma$, 10^{-28} м ² ·эВ	Γ_f , мэВ
2,66 ± 0,02	1,21 ± 0,04	1,97 ± 0,07	25,5 ± 0,8	—	—
14,60	0,016 ± 0,003	0,061 ± 0,013	22,609	—	—
22,56	0,065 ± 0,006	0,31 ± 0,03	22,609	—	—
40,93	0,073 ± 0,007	0,47 ± 0,04	22,609	—	—
53,46	7,11 ± 0,40	52,0 ± 2,0	21,2 ± 1,7	2,36 ± 0,13	0,043
67,57	0,54 ± 0,02	4,4 ± 0,2	23,0 ± 3,0	0,46 ± 0,03	0,047
88,44	0,056 ± 0,01	0,53 ± 0,1	22,609	0,046 ± 0,005	0,043
106,00	0,06 ± 0,03	0,6 ± 0,4	22,609	—	—
107,27	1,64 ± 0,10	17,0 ± 1,0	21,0 ± 2,0	0,83 ± 0,35	0,049
131,30	0,53 ± 0,02	6,1 ± 0,2	24,5 ± 7,0	0,33 ± 0,02	0,053
141,43	0,010 ± 0,002	0,12 ± 0,02	22,609	—	—
149,6	1,18 ± 0,04	14,5 ± 0,5	21,0 ± 2,0	0,55 ± 0,03	0,049
163,3	0,037 ± 0,005	0,47 ± 0,06	22,609	—	—
204,7	3,30 ± 0,20	52,0 ± 3,0	20,0 ± 2,0	0,785 ± 0,047	0,055
209,7	0,031 ± 0,007	0,45 ± 0,10	22,609	—	—
215,2	0,35 ± 0,02	5,2 ± 0,3	22,609	0,44 ± 0,03	0,125
219,0	0,014 ± 0,007	0,2 ± 0,1	22,609	—	—
232,6	0,33 ± 0,02	5,0 ± 0,3	22,609	0,346 ± 0,031	0,108
264,3	0,018 ± 0,006	0,3 ± 0,1	22,609	—	—
271,95	0,010 ± 0,002	0,16 ± 0,03	22,609	—	—
273,5	1,00 ± 0,03	16,6 ± 0,5	22 ± 2	0,597 ± 0,047	0,093
274,95	0,010 ± 0,002	0,17 ± 0,03	22,609	—	—
281,05	0,008 ± 0,003	0,13 ± 0,05	22,609	—	—
298,6	0,50 ± 0,02	8,7 ± 0,3	26,0 ± 7,0	—	—
303,5	1,02 ± 0,05	17,8 ± 0,8	22,5 ± 2,0	0,39 ± 0,03	0,066
319,9	11,2 ± 2,2	200,0 ± 4,0	22,0 ± 3,0	0,91 ± 0,07	0,079
327,6	0,028 ± 0,017	0,5 ± 0,3	—	—	—
332,4	3,84 ± 0,82	70,0 ± 15,0	25,0 ± 3,0	0,985 ± 0,063	0,109
374,2	0,31 ± 0,02	6,0 ± 0,3	—	0,07	0,031
379,63	0,014 ± 0,02	0,27 ± 0,04	—	—	—
382,2	2,76 ± 0,26	54,0 ± 5,0	22,5 ± 2,0	0,16	0,021
396,1	0,13 ± 0,05	2,5 ± 1,0	22,609	—	—
399,7	0,10 ± 0,05	2,0 ± 1,0	22,609	—	—
410,5	0,39 ± 0,02	8,0 ± 0,5	22,609	0,05	0,019
424,0	0,24 ± 0,02	5,0 ± 0,4	22,609	0,09 ± 0,02	0,052
425,15	0,0134 ± 0,002	0,28 ± 0,04	22,609	—	—
474,6	0,018 ± 0,009	0,4 ± 0,2	22,609	0,14 ± 0,03	0,953
482,3	1,07 ± 0,27	23,6 ± 0,6	23,5 ± 2,0	1,29 ± 0,22	0,304
494,75	0,012 ± 0,003	0,267 ± 0,067	22,609	—	—
503,9	6,68 ± 2,23	150,0 ± 50,0	22,609	0,29 ± 0,04	0,041
536,2	4,32 ± 0,22	100,0 ± 5,0	21,0 ± 2,0	0,46 ± 0,09	0,073
548,3	3,16 ± 0,13	74,0 ± 3,0	25,0 ± 2,0	0,53 ± 0,08	0,095
576,1	1,25 ± 0,21	30,0 ± 5,0	—	0,17 ± 0,04	0,042
594,7	1,56 ± 0,16	38,0 ± 4,0	21,0 ± 2	0,16 ± 0,04	0,036
599,5	0,45 ± 0,04	11,0 ± 1,0	22,609	0,22 ± 0,06	0,098
610,7	0,57 ± 0,08	14,0 ± 2,0	22,609	0,18 ± 0,05	0,070
638,2	0,20 ± 0,04	5,0 ± 1,0	22,609	—	—
665,0	0,10 ± 0,02	2,7 ± 0,5	22,609	—	—
669,2	0,54 ± 0,08	14,0 ± 2,0	22,609	0,23 ± 0,07	0,099
692,9	1,71 ± 0,11	45,0 ± 3,0	22,0 ± 2,0	0,90 ± 0,16	0,227
711,3	4,83 ± 0,37	130,0 ± 10,0	19,5 ± 2,0	0,30 ± 0,09	0,060
727,4	0,11 ± 0,07	3,0 ± 2,0	22,609	—	—
736,6	3,68 ± 0,18	100,0 ± 5,0	22,609	2,70 ± 0,39	0,596

Продолжение табл. 2.7

$E_{r, \text{ эВ}}$	$\Gamma_n^0, \text{ мэВ}$	$\Gamma_n, \text{ мэВ}$	$\Gamma_{\gamma}, \text{ мэВ}$	$\frac{\pi}{2} \sigma \Gamma_{\gamma},$ $10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{эВ}$	$\Gamma_{\gamma}, \text{ мэВ}$
754,8	4,99±0,18	137,0±5,0	22,609	6,96±0,80	1,496
761,7	0,12±0,05	3,3±1,5	22,609	22,97±2,57	33,520
788,5	1,89±0,50	53,0±14,0	22,609	4,85±0,58	1,259
793,5	3,02±1,42	85,0±40,0	22,609	0,30±0,04	0,074
823,8	0,07±0,03	2,0±1,0	22,609	0,18±0,05	0,444
837,5	1,31±0,07	38,0±2,0	20,0±3,0	0,19±0,06	0,059
856,1	1,26±0,07	37,0±2,0	22,0±3,0	0,45±0,10	0,150
865,1	0,34±0,03	10,0±1,0	—	0,09±0,03	0,062
877,6	2,09±0,10	62,0±3,0	26,0±3,0	0,16±0,06	0,049
886,2	0,74±0,05	22,0±1,5	29,0±10,0	0,08±0,03	0,040
922,5	2,11±0,10	64,0±3,0	18,0±3,0	0,16±0,05	0,046
935,4	0,36±0,07	11,0±2,0	22,609	—	—
939,6	0,33±0,10	10,0±3,0	22,609	—	—
949,1	0,45±0,05	14,0±1,5	26,0±6,0	—	—
977,9	0,46±0,05	14,5±1,5	22,609	—	—
1004,0	1,36±0,09	43,0±3,0	22,609	—	—

ленного интегрирования. Из величин $A_B = \sigma_0 \Gamma_{\gamma}$ и $A_A = (\pi/2) \sigma_0 \Gamma_{\gamma}$ [208, 210] по формулам $A_B = 4\pi \lambda^2 \Gamma_n \Gamma_{\gamma} / \Gamma$ и $A_A = 2\pi^2 \lambda^2 \Gamma_n \Gamma_{\gamma} / \Gamma$ в работах [210, 215] были получены значения Γ_{γ} , причем в [210] значения Γ_n и Γ_{γ} были взяты из [154], а авторы [215] использовали свои значения Γ_n и Γ_{γ} . Расчеты Γ_{γ} с принятыми нами значениями Γ_n^0 и Γ_n показали, что для тех резонансов, где измерены A_B и A_A , значения Γ_{γ} , рассчитанные из A_A [208], существенно меньше, чем полученные из A_B [210], что связано с лучшим экспериментальным разрешением в [208]. Таким образом, там, где было два значения Γ_{γ} , полученных на основе [208, 210] с рекомендованными нами значениями Γ_n^0 и Γ_n , отдавалось предпочтение данным [208]. Если построить зависимость $\Gamma_{\gamma}(E)$, то будет видно, что значения Γ_{γ} образуют две группы уровней, которые соответствуют двум уровням по второй яме двугорбого барьера деления с энергиями 474,6 и 761,7 эВ.

Определение $\langle D \rangle$ простым усреднением с учетом всех имеющихся резонансов дает значение $\langle D \rangle = 14,725$ эВ. Если же отсутствует пропуск уровней из-за плохого разрешения, то зависимость нарастающей суммы числа уровней от энергии можно представить в виде $\sum_i N_i = AE_i + B$. Тогда для нашего

случая $\langle D \rangle = (14,233 \pm 0,536)$ эВ, что хорошо согласуется с приведенным выше значением $\langle D \rangle$. Оценка зависимости нарастающей суммы числа уровней от энергии в интервале $E < 1$ кэВ показывает, что из-за плохого энергетического разрешения не пропущено ни одного s -волнового уровня, хотя может существовать равномерный пропуск уровней по всей энергетической шкале из-за некорректного учета фона.

Рекомендованные значения параметров [51] приведены в табл. 2.7.

Анализ показывает, что существует некоторый избыток резонансов с малыми Γ_n^0 ; кроме того, гистограмма распределения расстояний между уровнями сдвинута в область малых D по сравнению с распределением Вигнера. Если предположить, что несколько узких s -волновых резонансов из табл. 2.7 являются на самом деле широкими p -волновыми резонансами, то согласно гистограмм и теоретических распределений резко улучшится. Речь идет о резонансах при энергиях 14,6; 106,0; 141,43; 219,0; 271,95; 274,95; 281,0; 327,6; 379,63; 425,15 и 494,75 эВ, имеющих anomalously малые значения Γ_n^0 . Однако такого качественного критерия явно недостаточно, необходим более строгий подход.

Проверка двух гипотез (все уровни являются s -волновыми или учтены возможные p -волновые уровни) с использованием критерия Колмогорова [218] и χ^2 -распределения показали, что нет оснований, по крайней мере с точки зрения статистики, отдавать предпочтение гипотезе о наличии p -волновых уровней. Эти предположения попадают в 95%-ный доверительный интервал, хотя гипотеза о наличии p -волновых уровней и дает значения критериев, лежащие ближе к центру, чем гипотеза об их отсутствии. Обе гипотезы оказались равноправными. Еще один тест на наличие p -волновых резонансов был проведен по методике, предложенной в [219]. Критерием является значение величины $g\Gamma_n(E)$:

$$g\Gamma_n(E) = \frac{(g\Gamma_n^1) \langle g\Gamma_n^0 \rangle [2,197222 - \ln((g\Gamma_n^1) \langle g\Gamma_n^0 \rangle)] (kP)^2 \sqrt{E}}{(g\Gamma_n^0) - E (kR)^2 (g\Gamma_n^1)} \quad (2.24)$$

Значение $\langle g\Gamma_n^1 \rangle$ было получено в предположении, что $S_1 = 2,5 \cdot 10^{-4}$ эВ^{-1/2}. Оказалось, что все резонансы из табл. 2.7 являются s -волновыми. Таким образом, на сегодняшний день нет оснований, по крайней мере с точки зрения статистики, относить какие-либо из известных резонансов ²⁴²Pu к p -волновым.

В результате проведенной оценки параметров резонансов были получены следующие средние значения, использованные в дальнейшем для расчетов в области неразрешенных резонансов: $\langle \Gamma_n^0 \rangle = (1,30 \pm 0,20)$ мэВ; $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle = 22,61 \pm 0,65$ мэВ; $\langle D \rangle = (14,23 \pm 0,54)$ эВ; $\langle S_0 \rangle = (0,91 \pm 0,15) 10^{-4}$ эВ^{-1/2}.

2.4. УЧЕТ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО РАЗРЕШЕНИЯ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ РАССТОЯНИЙ МЕЖДУ УРОВНЯМИ

Из-за недостаточно высокого энергетического разрешения экспериментальной аппаратуры часть уровней оказывается неразрешенной, что ведет к пропуску уровней и увеличению среднего расстояния $\langle D \rangle_{\text{эсп}}$ по сравнению с истинным. Такой пропуск обусловлен двумя причинами. Первая связана с существованием предельно малых нейтронных ширин для каждого эксперимента, ниже которых резонансы не разрешаются. Вторая причина возможного пропуска уровней заключается в том, что имеется вероятность для соседних уровней оказаться на расстоянии, меньшем энергетического разрешения эксперимента.

Так как разрешающая способность экспериментальной техники с увеличением энергии падает по отношению как к минимальному значению разрешенных нейтронных ширин, так и к расстоянию между уровнями, то рост вероятности пропуска уровней ограничивает область энергий, по которой можно усреднять $\langle D \rangle_{\text{эсп}}$. Малый же интервал энергий, в котором проводится усреднение, означает, что выборка расстояний между уровнями мала и, следовательно, дисперсия, вызванная конечностью выборки, велика. Введение поправок на пропуск уровней позволяет увеличить выборку и повысить точность оценки $\langle D \rangle$.

Метод введения поправки на пропуск предельно малых, неразрешенных в эксперименте уровней развит в работе [220]. Этот метод важен для уточнения расстояний между p -волновыми уровнями, которые в области энергий разрешенных резонансов слабее s -волновых уровней.

Для тяжелых четно-нечетных делящихся ядер среднее расстояние между уровнями значительно меньше, чем для четно-четных ядер, и область разрешенных резонансов для них составляет несколько сот электрон-вольт. В этой области можно считать, что все разрешенные резонансы являются s -волновыми. Для четно-четных ядер с малым расстоянием между резонансами основной причиной пропуска уровней становится их группировка на расстояниях, меньших энергетического разрешения. Для оценки числа пропущенных уровней был применен следующий метод учета такой группировки [23]. Считаем, что если группа уровней лежит в энергетическом интервале, меньшем, чем энергетическое разрешение экспериментальной аппаратуры, то такая система уровней будет зарегистрирована как один уровень и некоторые уровни окажутся неразрешенными. Такие группы могут состоять из двух, трех и более уровней, и тогда соответственно число пропущенных уровней оказывается равным одному, двум и более.

Пусть $f(D)dD$ — вероятность того, что расстояние между двумя уровнями лежит в интервале $(D, D+dD)$. Определим вероятность того, что два уровня будут экспериментально разрешены как один. В этом случае энергетическое разрешение эксперимента $\Delta(E)$ должно быть больше расстояния между уровнями. Кроме того, соседние уровни, находящиеся слева и справа от группы из двух уровней, должны отстоять от своего соседа на расстояние, большее, чем $\Delta(E) - D$, иначе возникает группа из более чем двух уровней. Корреляция между двумя соседними уровнями с одинаковым спином (D_i и D_{i+1}) может оказаться около 0,2. Но так как всегда существует суперпозиция многих независимых групп уровней с различными спинами и четностями, можно ожидать, что влияние этой корреляции будет эффектом второго порядка.

Считая, что соседние уровни не коррелируют между собой, имеем

$$P_2(D) dD = f(D) dD \left| \int_{\Delta(E)-D}^{\infty} f(D_1) dD_1 \right|^2, \quad (2.25)$$

где $P_2(D)dD$ — вероятность группировки по два уровня, расположенных на расстоянии друг от друга dD .

Полную вероятность того, что такая группа из двух уровней будет экспериментально разрешена как один, получаем, суммируя по всем $D \leq \Delta(E)$:

$$P_2 = \int_0^{\Delta(E)} f(D_1) dD_1 \left| \int_{\Delta(E)-D_1}^{\infty} f(D_2) dD_2 \right|^2. \quad (2.26)$$

Вероятность группировки по три уровня равна

$$P_3 = \int_0^{\Delta(E)} f(D_1) dD_1 \int_0^{\Delta(E)-D_1} f(D_2) dD_2 \left| \int_{\Delta(E)-D_1-D_2}^{\infty} f(D_3) dD_3 \right|^2. \quad (2.27)$$

Здесь учтено, что сумма расстояний между центральными и двумя боковыми уровнями должна быть меньше или равна $\Delta(E)$ и соседние уровни должны отстоять от группы на расстояние, большее $\Delta(E) - D_1 - D_2$. Общая формула для вероятности группировки n уровней выглядит следующим образом:

$$P_n = \int_0^{\Delta(E)} f(D_1) dD_1 \int_0^{\Delta(E)-D_1} \dots \int_0^{\Delta(E)-\sum_{i=1}^{n-2} D_i} \dots \times \left| \int_{\Delta(E)-\sum_{i=1}^{n-1} D_i}^{\infty} f(D_n) dD_n \right|^2. \quad (2.28)$$

На интервале ΔE находится в среднем $\Delta E / \langle D \rangle$ уровней. Тогда легко оценить общее число пропущенных уровней. Учитывая, что в группах по 2, 3, 4, ..., n уровней пропускается соответственно 1, 2, 3, ..., $n-1$ уровни, записываем

$$N_{\text{проп}} = \int_{E_i}^{E_{i+1}} \frac{dE}{\langle D \rangle} \sum_{n=2}^{\infty} (n-1) P_n(E) = \sum_{n=2}^{\infty} (n-1) \int_{E_i}^{E_{i+1}} \frac{dE}{\langle D \rangle} P_n(E). \quad (2.29)$$

где n — число уровней, пропущенных в интервале (E_i, E_{i+1}) . В дальнейшем при применении конкретных формул будем принимать, что расстояния между соседними уровнями подчиняются распределению Вигнера

$$f(D) dD = (\pi/2) (D/\langle D \rangle) \exp \{-(\pi/4) (D/\langle D \rangle)^2\}. \quad (2.30)$$

Так как цель состоит в том, чтобы найти поправки на пропуск уровней, рассмотрим случай $\Delta(E) \ll \langle D \rangle$. Последние два интеграла берутся точно для каждой вероятности P_n . Интегрирование ведется после разложения в ряд экспонент, стоящих под интегралами. Если ограничиться точностью $|\Delta E/D|^4$, то достаточно учесть группировку по два и три уровня, и для вероятности пропуска уровней имеем

$$P = \frac{\pi}{4} \frac{\Delta(E)^2}{\langle D \rangle^2} - \frac{\pi^3}{32} \frac{\Delta(E)^4}{\langle D \rangle^4} + O \left(\frac{\Delta(E)^6}{\langle D \rangle^6} \right). \quad (2.31)$$

Учитывая, что квадрат полной ширины разрешения можно аппроксимировать формулой вида $\Delta^2(E) = a^2 E^3 + b^2 E$, где первый член описывает аппаратное разрешение, а второй — доплеровское уширение, записываем

$$N_{\text{проп}} = \int_{E_i}^{E_{i+1}} \frac{dE}{\langle D \rangle} \left[\frac{\pi}{4} \frac{\Delta(E)^2}{\langle D \rangle^2} - \frac{\pi^3}{32} \frac{\Delta(E)^4}{\langle D \rangle^4} \right] = \frac{\pi}{4 \langle D \rangle^2} \left[\frac{a^2 E^4}{4} + \frac{b^2 E^2}{2} \right] \Big|_{E_i}^{E_{i+1}} - \frac{\pi^3}{32 \langle D \rangle^4} \left[\frac{a^4 E^7}{7} + \frac{b^4 E^3}{3} + \frac{2a^2 b^2 E^5}{5} \right] \Big|_{E_i}^{E_{i+1}}. \quad (2.32)$$

Найдем такое $\langle D \rangle$, при котором кривые $N(E) = (E - E_i) / \langle D \rangle + 0,5$ и $N_{\text{разр}} + N_{\text{проп}}$ будут иметь минимальное среднее квадратическое отклонение. Так как число пропущенных уровней резко растет при увеличении $\Delta(E) / \langle D \rangle$, эффект пропуска уровней из-за группировки наиболее важен для ядер с малым $\langle D \rangle$, например для четно-нечетных делящихся ядер ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu . Для четно-четных ядер ^{238}U , ^{240}Pu , ^{242}Pu , где $\langle D \rangle \approx 10$ эВ, этот эффект на два порядка меньше.

Учет эффекта пропуска уровней позволяет несколько повысить точность оценки $\langle D \rangle$, погрешность которой определяется в основном конечностью выборки расстояния между уровнями. Так, для ^{239}Pu со сравнительно большим $\langle D \rangle$ удалось увеличить выборку примерно в 2 раза. Для ^{239}Pu имеются пропущенные уровни $E \approx 300$ эВ. Учет поправок на пропуск уровней позволил расширить область энергий, в которой определялось $\langle D \rangle$, до 500 эВ, и в области $E = 300 \div 500$ эВ было пропущено шесть уровней.

Такие же расчеты, проведенные для ^{240}Pu и ^{242}Pu ($\langle D \rangle = 13,5$ и $14,23$ эВ), показали, что группировка уровней не может являться причиной их пропуска в интервале энергий 0—1 кэВ, и при создании полных систем данных для ^{240}Pu и ^{242}Pu считалось, что пропуск уровней может быть вызван только малостью нейтронных ширин.

Интересный метод расчета числа пропущенных уровней был разработан недавно Френером [221]. Этот подход основан на анализе наблюдаемого распределения нейтронных ширин с помощью методов Байеса или максимального правдоподобия с различными предположениями о порогах регистрации и эффектах разрешения. Мы реализовали метод Френера в соответствующей математической программе, и он будет использоваться в работах по оценке ядерных данных. Первые результаты, полученные с помощью этого метода, показали, что даже для экспериментально хорошо изученных ядер типа ^{235}U поправка на пропуск уровней значительна (в данных [175] в области энергий до 70 эВ пропущено 19 уровней, до 80 эВ — 23 уровня), для ^{239}Pu эта поправка становится равной приблизительно 5%, для ^{240}Pu — 7%, для ^{242}Pu — 6%. Большая поправка (20—30%), видимо, должна быть введена в $\langle D \rangle$ для ^{241}Pu , что говорит о низком качестве экспериментальных данных в области энергий раз-

решенных резонансов, где, очевидно, имеется большое число мультиплетов, не разрешенных в экспериментах.

Проведенный анализ экспериментальных данных показал, что большое значение в резонансном анализе имеет точное значение экспериментального разрешения, а также единая нормировка и единая энергетическая шкала. Важность использования многоуровневого формализма особенно видна на примере ^{235}U , для которого многоуровневый анализ позволил улучшить описание σ_f и σ_f в области энергий 13—40 эВ. Однако его применение к делящимся ядрам сдерживается отсутствием достаточно надежных экспериментальных данных по спинам уровней.

ГЛАВА 3

ОЦЕНКА И САМОСОГЛАСОВАННЫЙ РАСЧЕТ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ДЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ (0,5—150 кэВ)

3.1. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Область энергий неразрешенных резонансов для тяжелых ядер простирается от нескольких сот электрон-вольт до нескольких сот килоэлектрон-вольт. Нижняя граница этой области обусловлена резко возрастающим с ростом энергии числом пропускаемых в эксперименте резонансов, верхняя — условием возможности их наблюдения ($\langle \Gamma \rangle \sim \langle D \rangle$). Знание средних параметров резонансов в этой области необходимо для корректного учета эффекта резонансной самоэкранировки и эффекта Доплера, так как именно на эту область энергий приходится значительная часть спектра нейтронов в реакторах на быстрых нейтронах.

К средним параметрам резонансов относятся: $\langle D \rangle_r$ — средние расстояния между резонансами r , характеризующимися полным моментом l и четностью π ; $\langle \Gamma_n \rangle_r$ — средние нейтронные ширины; $\langle \Gamma_x \rangle_r$ — средние ширины неупругого рассеяния; $\langle \Gamma_\gamma \rangle_r$ — средние радиационные ширины; числа степеней свободы ν_{nl} , $\nu_{l\pi}$, $\nu_{l\pi}$, $\nu_{l\pi}$ в распределениях нейтронных, делительных, радиационных ширины и ширины неупругого рассеяния соответственно для каждой системы резонансов r .

Средние параметры резонансов для области энергий неразрешенных резонансов могут быть получены двумя методами: усреднением известных параметров в области энергий разрешенных резонансов с последующей экстраполяцией в область энергий неразрешенных резонансов и подгонкой рассчитанных средних значений сечения или пропускания к экспериментальным данным в области энергий неразрешенных резонансов. При использовании первого метода точность средних параметров обусловлена главным образом статистической погрешностью, которая, как правило, значительна вследствие малого объема случайной выборки; другим недостатком метода является трудность идентификации уровней по спину и четности, информацию о которых надо иметь, так как усреднение необходимо проводить для каждой системы резонансов в отдельности. Второй способ — получение средних параметров резонансов подгонкой к средним сечениям — обладает тем недостатком, что он привносит в определяемые параметры погрешность, связанную с используемой моделью, и требует знания дополнительных параметров. В то же время эти модели необходимы для проверки соответствия средних параметров, полученных из области энергий разрешенных резонансов, средним сечениям в области энергий неразрешенных резонансов.

Очевидно, в каждом конкретном случае необходим свой подход к определению средних параметров, который зависит от свойств ядра и наличия экспериментальных данных. Мы считаем, что подход должен быть комбинированным.

Если информации из области энергий разрешенных резонансов достаточно, как, например, для ^{238}U , то ее необходимо проверить на соответствие средним сечениям, скажем $\langle \sigma_{nl} \rangle$, и рассмотреть возможность ее изменения в пределах погрешностей. В случае нехватки экспериментальных данных необходимо извлечь максимум полезной информации из области энергий разрешенных резонансов и использовать ее для оценки неопределенности параметров по методу средних сечений с привлечением модельных представлений о ядре и механизме ядерных реакций в данной области энергий. При этом желательно, чтобы одна из независимо измеряемых величин, например отношение $\alpha = \sigma_{nl} / \sigma_f$ для делящихся ядер, могла быть использована для оценки качества полученных результатов. При согласии между результатами оценки каких-либо параметров двумя методами можно говорить о надежности исходных данных или использованной модели.

При оценке средних параметров перспективным может оказаться метод максимума правдоподобия [223], который основан на минимизации квадратичного функционала, отражающего разность экспериментальных и расчетных значений. Однако использование такого подхода сдерживается недостатком экспериментальной информации по всем типам сечений рассматриваемых здесь ядер. Кроме того, при поиске (путем минимизации функционала) достаточно большого числа параметров некоторые, наименее критичные из них могут принимать нефизичные значения, что обусловлено погрешностями эксперимента. Этот подход требует также корректного разделения в функционале вкладов первого и второго слагаемых, тщательного корреляционного анализа экспериментов. В противном случае при достаточно большом числе экспериментальных точек точность получаемых параметров может оказаться необоснованно высокой, что и было показано авторами [223] на примере ^{238}U .

В настоящей главе показана возможность предсказания нейтронных сечений для получения самосогласованной оценки ядерных данных и их погрешностей в области энергий неразрешенных резонансов [19, 26, 32, 44], рассмотрен вопрос о точности предсказания нейтронных сечений делящихся ядер в этой области энергий и минимально необходимой для достижения этой точности экспериментальной информации [51]. Исследовано, в какой мере влияют различные законы распределения нейтронных и делительных ширины на расчет средних сечений упругого рассеяния, радиационного захвата и деления для случая нескольких каналов реакций [50], и сделаны выводы о наиболее корректном способе расчета факторов флуктуации делительных ширины. Показано, что в данном подходе необходимо учесть конкуренцию реакции неупругого рассеяния нейтронов и наличие реакции (n, γ) для нечетных ядер, принять во внимание структуру в сечениях σ_f и σ_f , выбрать оптимальные способы расчета $\langle D \rangle_r$, основного параметра плотности уровней α , параметра обрезания спина σ^2 .

3.2. РАСЧЕТ СРЕДНИХ СЕЧЕНИЙ

Для расчета средних сечений в области энергий неразрешенных резонансов обычно используют формализм Хаузера — Фешбаха [224], модифицированный Лейном и Линном [225] для учета флуктуаций парциальных ширины, справедливый при отсутствии интерференции между резонансами и отсутствии корреляций ширины различных процессов. Выражение для среднего сечения $\langle \sigma_{n\pi} \rangle_r$ реакции (n, x) и состояния r составного ядра, характеризуемого определенными значениями момента l и четности π , имеет вид

$$\langle \sigma_{n\pi} \rangle_r = \frac{2\pi^2}{k^2} \frac{g_r}{\langle D \rangle_r} \frac{(\Gamma_n^l \Gamma_x^l)_r}{\langle \Gamma \rangle_r} S_{n\pi r}, \quad (3.1)$$

где g_r — статистический фактор состояния r ; $\langle D \rangle_r$ — среднее расстояние между уровнями составного ядра; $\langle \Gamma_n \rangle_r$ — средняя нейтронная ширина; $\langle \Gamma_x \rangle_r$ — средняя ширина реакции (n, x) ; $\langle \Gamma \rangle_r$ — средняя полная ширина

реакций в состоянии r ; S_{nkr} — фактор, учитывающий флуктуацию ширины,

$$S_{nkr} = \frac{\langle \Gamma_n \Gamma_x \rangle_r}{\langle \Gamma \rangle_r} / \frac{\langle \Gamma_n \rangle_r \langle \Gamma_x \rangle_r}{\langle \Gamma \rangle_r} \quad (3.2)$$

Усреднение в (3.2) проводится в соответствии с принятыми законами распределений ширины. Обычно это распределение Портера — Томаса с ν степенями свободы

$$P(y) dy = \left(\frac{\nu y}{2} \right)^{\frac{\nu-2}{2}} \exp\left(-\frac{\nu y}{2}\right) \Gamma^{-1}\left(\frac{\nu}{2}\right) \frac{\nu}{2} dy \quad (3.3)$$

где $y = \Gamma_x / \langle \Gamma_x \rangle_r$; $\Gamma(\nu/2)$ — гамма-функция.

Число степеней свободы ν_{kr} отождествляется с числом каналов, дающих вклад в ширину реакции (n, x), или с эффективным значением $\nu_{\text{эфкр}}$, получаемым из анализа экспериментальных резонансных ширины Γ_{kxr} :

$$\nu_{\text{эфкр}} = 2 < \Gamma_x >^2_r / (< \Gamma_x^2 >_r - < \Gamma_x >^2_r) \quad (3.4)$$

или, что то же самое, из проницаемостей каналов:

$$\nu_{\text{эфкр}} = \left(\sum_k P_{kxr} \right)^2 / \sum_k P_{kxr}^2 \quad (3.5)$$

Вклад в нейтронные ширины $\langle \Gamma_n \rangle_r$ для четно-четных ядер всегда дает один канал, для нечетных ядер — один или два канала. Число каналов для радиационного захвата при энергии возбуждения порядка энергии связи нейтрона велико и с достаточным основанием можно положить $\nu_{\text{тр}} = \infty$. При определении ширины неупругого рассеяния $\langle \Gamma_{n'} \rangle_r$ [см. (3.56)] не делали различий между состояниями с разными направлениями спина нейтрона, поэтому для s - и p -волновых состояний число степеней свободы можно ассоциировать с числом выходных каналов, которое равно 1 или 2.

Число степеней свободы ν_{kr} в распределениях делительных ширины для нечетных ядер определялось как число открытых каналов деления. При наличии частично открытых каналов рассматривалось также согласие рассчитываемого сечения деления с экспериментальным. Для нечетных делящихся ядер ν_{kr} обычно изменялось от 1 до 3.

Число степеней свободы ν для отдельных каналов реакций — не обязательно целое. Эффективное число степеней свободы для процессов деления определялось соотношением $\nu_{JJK} = T_{JJK} / \max(P_{JJK})$, где T_{JJK} — суммарная проницаемость деления в составном ядре со спином J и четностью K ; $\max(P_{JJK})$ — проницаемость наиболее открытого канала деления, реализующегося при заданных значениях J^K и энергии возбуждения.

Иначе обстоит дело с распределением делительных ширины для четно-четных ядер, где двугорбая структура барьера деления приводит к отличию распределения делительных ширины от распределения Портера — Томаса.

Расчет S -фактора для нейтронного ($\nu_{nr}=1$) и радиационного ($\nu_{tr}=\infty$) каналов (последний имеет место для неделящихся ядер в области энергий ниже порога неупругого рассеяния) был сделан Шмидтом [163]. При большем числе реакций необходимо проводить двойное (три реакции) или тройное (четыре реакции) интегрирование. Сведение выражений для S -фактора к табулированным или аналитическим функциям возможно лишь в ограниченном числе случаев для трех процессов [226]. В связи с этим получим выражения для S -факторов, удобные для вычислений на ЭВМ, которые использовались нами [33] при оценке ядерных констант.

Обозначим входной нейтронный канал индексом α , выходной — индексом β , конкурирующие — индексом α'' и опустим индекс r , чтобы не загромождать

запись. Тогда для произвольных каналов и произвольных значений ν имеем

$$S_{\alpha\beta} = \langle \Gamma \rangle \int_0^\infty \dots \int_0^\infty \frac{x(x\delta_{\alpha\beta} + (1-\delta_{\alpha\beta})y) P(\nu_\alpha, x) P(\nu_\beta, y) \dots P(\nu_{\alpha''}, z) dx dy dz}{x \langle \Gamma_\alpha \rangle + y \langle \Gamma_\beta \rangle + \dots + z \langle \Gamma_{\alpha''} \rangle} \quad (3.6)$$

Воспользовавшись интегральным представлением

$$\frac{1}{t} = \int_0^\infty \exp(-\lambda t) d\lambda \quad (3.7)$$

получим

$$S_{\alpha\beta} = \langle \Gamma \rangle \int_0^\infty \dots \int_0^\infty \int_0^\infty x(x\delta_{\alpha\beta} + (1-\delta_{\alpha\beta})y) P(\nu_\alpha, x) P(\nu_\beta, y) \dots P(\nu_{\alpha''}, z) \times \\ \times \exp[-\lambda(x \langle \Gamma_\alpha \rangle + y \langle \Gamma_\beta \rangle + \dots + z \langle \Gamma_{\alpha''} \rangle)] dx dy \dots dz d\lambda = \\ = \langle \Gamma \rangle \int_0^\infty I_\alpha I_\beta \dots I_{\alpha''} d\lambda \quad (3.8)$$

где

$$I_\alpha(\beta) = \int_0^\infty x(y) P(\nu_\alpha, x) P(\nu_\beta, y) \exp[-\lambda x \langle \Gamma_\alpha(\beta) \rangle] dx(y); \quad (3.9)$$

$$I_{\alpha''} = \int_0^\infty P(\nu_{\alpha''}, z) \exp[-\lambda z \langle \Gamma_{\alpha''} \rangle] dz \quad (3.10)$$

При $\alpha = \beta$

$$I_\alpha = \int_0^\infty x^2 P(\nu_\alpha, x) \exp[-\lambda x \langle \Gamma_\alpha \rangle] dx \quad (3.11)$$

и $I_{\alpha''}$ определяется выражением (3.10). Как для четных, так и для нечетных значений ν интегралы (3.9) — (3.11) равны

$$I_\alpha(\beta) = \left(1 + \frac{2\lambda \langle \Gamma_\alpha(\beta) \rangle}{\nu_\alpha(\beta)} \right)^{-\left(\frac{\nu_\alpha(\beta)}{2} + 1 \right)}; \quad (3.12)$$

$$I_{\alpha''} = \left(1 + \frac{2\lambda \langle \Gamma_{\alpha''} \rangle}{\nu_{\alpha''}} \right)^{-\frac{\nu_{\alpha''}}{2}}; \quad (3.13)$$

$$I_\alpha = \frac{\nu_\alpha + 2}{\nu_\alpha} \left(1 + \frac{2\lambda \langle \Gamma_\alpha \rangle}{\nu_\alpha} \right)^{-\left(\frac{\nu_\alpha}{2} + 2 \right)}. \quad (3.14)$$

Подставив (3.12)–(3.14) в (3.8), получим

$$S_{\alpha\beta} = \langle \Gamma \rangle \int_0^{\infty} \frac{(v_{\alpha} + 2\delta_{\alpha\beta}) v_{\beta} \prod_{\alpha''} v_{\alpha''}^{\frac{v_{\alpha''}}{2}} d\lambda}{(v_{\alpha} + 2\lambda \langle \Gamma_{\alpha} \rangle)^{\alpha} (v_{\beta} + \lambda \langle \Gamma_{\beta} \rangle)^{\beta} \prod_{\alpha''} (v_{\alpha''} + 2\lambda \langle \Gamma_{\alpha''} \rangle)^{\frac{v_{\alpha''}}{2}}} \quad (3.15)$$

С помощью подходящей замены переменных в (3.15) легко перейти к конечным пределам интегрирования. Несколько другой подход при вычислении $S_{\alpha\beta}$ продемонстрировал А. А. Лукьянов [227].

Для одного конкурирующего нейтронного канала α'' , т. е. $\Gamma = \Gamma_{\alpha} + \Gamma_{\beta} + \Gamma_{\alpha''}$, и $v = 1$ в распределении Портера — Томаса имеем

$$S_{\alpha\beta} = \langle \Gamma \rangle \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{(1 + 2\lambda \langle \Gamma_{\alpha} \rangle)^{3/2} (1 + 2\lambda \langle \Gamma_{\beta} \rangle)^{3/2} (1 + 2\lambda \langle \Gamma_{\alpha''} \rangle)^{1/2}} \quad (3.16)$$

В случае упругого рассеяния ($\alpha = \beta$) $S_{\alpha\beta}$ определяется аналогично:

$$S_{\alpha\alpha} = 3 \langle \Gamma \rangle \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{(1 + 2\lambda \langle \Gamma_{\alpha} \rangle)^{5/2} (1 + 2\lambda \langle \Gamma_{\alpha''} \rangle)^{1/2}} \quad (3.17)$$

Для произвольного числа нейтронных каналов

$$S_{\alpha\beta} = \langle \Gamma \rangle \int_0^{\infty} \frac{(1 + 2\delta_{\alpha\beta}) d\lambda}{(1 + 2\lambda \langle \Gamma_{\alpha} \rangle) (1 + 2\lambda \langle \Gamma_{\beta} \rangle) \prod_{\alpha''} (1 + 2\lambda \langle \Gamma_{\alpha''} \rangle)^{1/2}} \quad (3.18)$$

где в α'' входят все каналы, в том числе α и β . Когда конкурирующим процессом является радиационный захват нейтронов ($v_{\Gamma} = \infty$), имеем

$$S_{\alpha\beta} = \langle \Gamma \rangle \int_0^{\infty} \frac{(1 + 2\delta_{\alpha\beta}) \exp(-\lambda \langle \Gamma_{\Gamma} \rangle) d\lambda}{(1 + 2\lambda \langle \Gamma_{\alpha} \rangle) (1 + 2\lambda \langle \Gamma_{\beta} \rangle) \prod_{\alpha''} (1 + 2\lambda \langle \Gamma_{\alpha''} \rangle)^{1/2}} \quad (3.19)$$

Для усреднения при вычислении S -фактора можно использовать численный метод, предложенный Гриблером и Хатчинсом [228], суть которого состоит в описании непрерывных распределений дискретными с соответствующими параметрами, а также, применительно к групповым константам, подходы В. Н. Кощеева и др. [229] и Хванга [230].

Строго говоря, определение v как числа каналов правомерно лишь при равенстве относительных вкладов каналов в среднюю ширину. Анализ распределений экспериментальных ширин резонансов [формула (3.4)] дает лишь эффективное число степеней свободы $v_{\text{эф}}$, которое содержит весьма мало информации о важных характеристиках реакции — числе каналов и их относительных вкладах, так как одно и то же значение $v_{\text{эф}}$ можно получить их различными комбинациями. Из описания же средних сечений ввиду значительного числа параметров можно получить лишь оценочные значения v , в которых к тому же может быть учтен вклад прямых процессов, особенно для ядер со средними A .

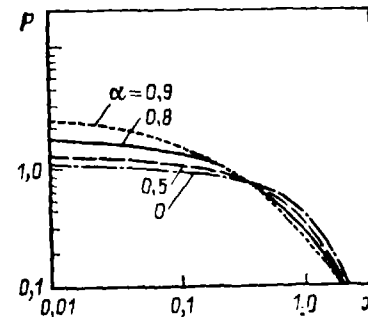


Рис. 3.1. Обобщенное распределение Портера — Томаса для $k=2$ при разных значениях вкладов каналов $\alpha = |\alpha_1 - \alpha_2|$

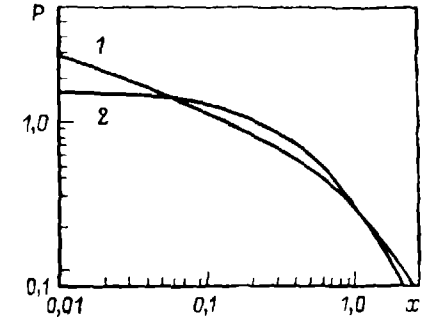


Рис. 3.2. Распределение Портера — Томаса с $v_{\alpha\phi} = 1,22$ (кривая 1) и обобщенное распределение для $v=2$, $\alpha_1=0,1$, $\alpha_2=0,9$ (кривая 2)

В общем случае неравных относительных вкладов каналов следует использовать распределение, предложенное в [231]. При этом

$$y = \frac{\Gamma_{xT}}{\langle \Gamma_x \rangle_T} = \sum_{k=1}^v \frac{\Gamma_{xrk}}{\langle \Gamma_x \rangle_{rk}} \frac{\langle \Gamma_x \rangle_{rk}}{\langle \Gamma_x \rangle_T} = \sum_{k=1}^v x_k \alpha_k \quad (3.20)$$

где α_k — вклад k -го канала в среднюю ширину. Предполагая, что x_k подчиняется распределению (3.3) с $v=1$, сверткой v распределений Портера — Томаса с одной степенью свободы авторы [231] получили следующий закон распределения величины y :

$$P(y, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_v) dy = \left[\frac{y^{v-2}}{(2\pi)^v \alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_v} \right]^{1/2} \times \\ \times \exp\left(-\frac{y}{2\alpha_v}\right) \int_0^1 z_1^{-1/2} \exp(-A_1 z_1 y) dz_1 \int_0^{1-z_1} z_2^{-1/2} \exp(-A_2 z_2 y) dz_2 \dots \\ \dots \int_0^{1-z_1-\dots-z_{v-2}} [z_{v-2}(1-z_1-\dots-z_{v-1})]^{1/2} \exp(-A_{v-1} z_{v-1} y) dz_{v-1} \quad (3.21)$$

где $A_k = (\alpha_v - \alpha_k)/2\alpha_v \alpha_k$. Выражение (3.21) переходит в (3.3), если все k каналов вносят одинаковый вклад в среднюю ширину реакции ($\alpha_v = \alpha_k$; $v=1, 2, \dots, k-1$).

Форма распределения (3.21) может существенно отличаться от $P_v(y)$ для v , определяемого как число каналов или как эффективное число степеней свободы. Как видно на примере двух каналов (рис. 3.1), различие между (3.3) с $v=2$ и (3.21) усиливается с увеличением разности вкладов $|\alpha_1 - \alpha_2|$.

На рис. 3.2 показаны распределения (3.21) с $\alpha_1=0,1$; $\alpha_2=0,9$ и (3.3) с $v_{\text{эф}}$, определенным по указанным относительным вкладам. При более близких друг к другу вкладах различие между кривыми 1, 2 будет уменьшаться.

Распределение (3.21) было предложено сравнительно давно [231], однако нигде не использовалось, что, вероятно, объясняется его сложностью по сравнению с традиционным распределением (3.3).

Рассмотрим, в какой степени различные способы описания распределений ширины влияют на расчет средних сечений для нескольких каналов. Получим выражение для наиболее часто встречающихся случаев двух и трех каналов деления. Для двух каналов распределения (3.21) приводится к виду [50]

$$P(y, \alpha_1, \alpha_2) dy = \frac{1}{2(\alpha_1 \alpha_2)^{1/2}} \exp\left(-\frac{y}{4\alpha_1 \alpha_2}\right) I_0\left[\frac{y}{4}\left(\frac{1}{\alpha_2} - \frac{1}{\alpha_1}\right)\right] dy, \quad (3.22)$$

где $I_0(z)$ — функция Бесселя от мнимого аргумента. Для трех каналов деления можно получить следующее выражение [50]:

$$P(y, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) dy = \frac{V \bar{y}}{2 \sqrt{2} (\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3)^{1/2}} \exp\left[-\frac{y}{4}\left(\frac{1}{\alpha_2} + \frac{1}{\alpha_3}\right)\right] \times \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{A_2 y}{4}\right)^{2k} \frac{1}{(k!)^2} \frac{\Gamma(2k+1)}{\Gamma(2k+3/2)} \Phi\left[\frac{1}{2}; 2k + \frac{3}{2}; y\left(\frac{1}{2} A_2 - A_1\right)\right] dy, \quad (3.23)$$

где $\Phi(\beta, \gamma, z)$ — вырожденная гипергеометрическая функция [232]. Если вклады двух каналов одинаковы (каналы либо полностью открыты, либо имеют одинаковые прозрачности), то выражение (3.23) приводится к виду

$$P(y, \alpha, \alpha_3) dy = \sqrt{\frac{2y}{\pi}} \frac{1}{\alpha \alpha_3^{1/2}} \exp\left(-\frac{y}{2\alpha_3}\right) \Phi\left[1; \frac{3}{2}; y\left(\frac{1}{\alpha_3} - \frac{1}{\alpha}\right)\right] dy, \quad (3.24)$$

где $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$; $\alpha_1 = \alpha_2$. Когда число анализируемых резонансов невелико, удобно использовать распределение

$$F(y \geq y_0, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_k) = \int_{y_0}^{\infty} P(y, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_k) dy, \quad (3.25)$$

характеризующее вероятность того, что переменная y будет не меньше y_0 . В применении к статистике резонансных ширины это не что иное, как число резонансов со значениями ширины, большими заданной.

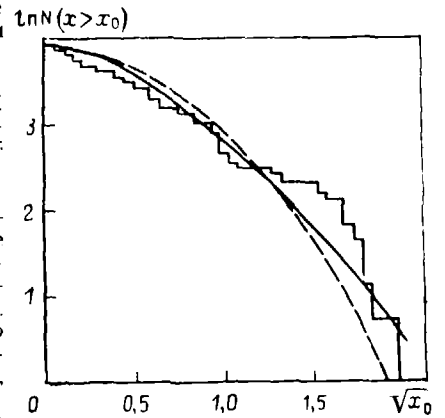
Применение обобщенного распределения к анализу делительных ширины позволяет извлечь из экспериментальных данных весьма важную для сравнения информацию об относительных вкладах каналов, которые могут быть определены и другими способами. Особый интерес представляет случай малого числа каналов, который имеет место для делительных ширины s -волновых резонансов ($\nu=1-4$); именно здесь следует ожидать значительных отличий от закона (3.3). Использование обобщенного распределения позволяет связать экспериментальные распределения ширины со структурой переходных состояний делящегося ядра. С одной стороны, структура переходных состояний и параметры барьеров деления могут быть определены из анализа делимости ядер. С другой стороны, информацию об относительных вкладах каналов можно получить из дисперсии распределения (3.21)

$$\frac{(\Gamma_c^2) - (\Gamma_c)^2}{(\Gamma_c)^2} = 2 \sum_{i=1}^k \alpha_i^2 \quad (3.26)$$

и анализа корреляции ширины каналов и среднего числа нейтронов на акт деления [233]. Использование распределения (3.21) в анализе делительных ширины стимулируется также успехами в идентификации резонансов по спину.

3.3 Интегральное распределение делительных ширины резонансов для ^{239}Pu как функция $V \bar{x}_0 = \Gamma_{\gamma c} / \langle \Gamma_r \rangle$:

гистограмма — экспериментальные данные; пунктир — интегральное распределение Портера-Томаса с $\nu=2$; сплошная кривая — интегральное обобщенное распределение с $\alpha_1=0,77$; $\alpha_2=0,23$



Пример использования распределения (3.25) приведен на рис. 3.3, где сравниваются теоретические и экспериментальные распределения для делительных ширины 51 0^+ -резонанса для ^{239}Pu . Видно, что использование обобщенного распределения улучшает согласие с экспериментом по сравнению со случаем, когда ν в (3.3) совпадает с числом каналов, равным двум. Значения $\alpha_1=0,77$ и $\alpha_2=0,23$, полученные из дисперсии распределения ширины, согласуются со схемой переходных состояний, предложенной Линном [234].

Правильность расчета вырожденной гипергеометрической функции в (3.24) проверялась посредством проверки выполнения функционального соотношения

$$\beta \Phi(\beta + 1; \gamma + 1; z) = (\beta - \gamma) \Phi(\beta; \gamma + 1; z) + \gamma \Phi(\beta; \gamma; z). \quad (3.27)$$

При расчете средних сечений, как правило, используют распределение (3.3) с целым числом степеней свободы, не ограждающее в полной мере возможность протекания реакции по разным каналам. Сравним влияние различных способов описания распределений парциальных ширины на средние сечения для нескольких каналов. Это удобно сделать на примере делящихся ядер, для которых вклад в делительные ширины $\langle \Gamma_r \rangle$, s -волновых резонансов дает, как правило, малое число каналов (1-4). Ограничимся рассмотрением только трех процессов: упругого рассеяния, радиационного захвата и деления. Радиационную ширину $\nu_{\gamma r}$ можно с достаточным основанием считать нефлуктуирующей, что соответствует бесконечно большому числу степеней свободы $\Gamma_{\gamma r}$. При использовании распределения (3.3) для описания флуктуаций ширины фактор $S_{\gamma r}$ записывается в виде (3.15) — (3.19). При использовании распределения (3.21) выражение для фактора $S_{\gamma r}$ в случае двух каналов деления имеет вид [50]

$$S_{\gamma r} = \langle \Gamma_r \rangle \xi^{1/2} \int_0^{\infty} \frac{\exp(-\langle \Gamma_r \rangle t) (\langle \Gamma_r \rangle t + \xi)^{\delta_f x} dt}{\left(1 + 2 \frac{\langle \Gamma_n \rangle t}{\nu_{nr}}\right)^{1 + \delta_{nx} + \frac{\nu_{nr}}{2}} \left[(\langle \Gamma_r \rangle t + \xi)^2 - \left(\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\xi}\right)^2 \right]^{1/2 + \delta_{fx}}}, \quad (3.28)$$

где $\xi = (4\alpha_1 \alpha_2)^{-1}$. Для трех каналов деления [50]

$$S_{\gamma r} = \frac{\langle \Gamma_r \rangle}{2 \sqrt{2} (\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3)^{1/2}} \int_0^{\infty} \frac{\exp(-\langle \Gamma_r \rangle t)}{\left(1 + 2 \frac{\langle \Gamma_n \rangle t}{\nu_{nr}}\right)^{1 + \delta_{nx} + \frac{\nu_{nr}}{2}}} \times \sum_{k=0}^{\infty} \frac{A_2^{2k}}{2^{4k + \delta_{fx}}} \frac{(2k+1)!}{(k!)^2} F^{1/2} \left(\frac{1}{2\alpha_1}\right) F^{2(k+1) - \delta_{fx}} \left[\frac{1}{4} \left(\frac{1}{\alpha_2} + \frac{1}{\alpha_3}\right)\right] \times \left[\frac{F(1/2\alpha_2)}{F(1/4)(1/\alpha_2 + 1/\alpha_3)} + 4k + 2 \right]^{\delta_{fx}} dt, \quad (3.29)$$

где $F^a(\delta) = (\langle \Gamma_r \rangle, t + \delta)^{-a}$.

$\times 10^{-4}$ эВ $^{-1/2}$; $S_1 = 2,5 \cdot 10^{-4}$ эВ $^{-1/2}$, средняя радиационная ширина $\Gamma_{\text{табл}} = 43,3$ мэВ. Средние расстояния $\langle D \rangle$, между уровнями составного ядра были рассчитаны по модели ферми-газа с использованием $\langle D \rangle_{\text{табл}} = 2,38$ эВ; $V_n = 6,534$ МэВ и $\Delta = 0,919$ МэВ.

Для состояния 0^+ , как следует из схемы переходных состояний Линна [235], имеются два канала, вклады которых в среднюю ширину $\langle \Gamma \rangle^{0+}$ сильно различаются [236]. Анализ делительных ширин в области энергий разрешенных резонансов приводит к таким же выводам. Рибон и Ле Кок [162] указывают значение $v_{\phi} = 1,4$, что при условии вклада двух каналов дает $\alpha_1 = 0,83$; $\alpha_2 = 0,17$.

На рис. 3.4 представлена зависимость факторов S_{nn}^{0+} , $S_{n\gamma}^{0+}$, S_{nf}^{0+} от величины $|\alpha_1 - \alpha_2|$, рассчитанная по формулам (3.15) и (3.28). Расчеты проводились при условии, что средняя делительная ширина $(\Gamma_f)^{0+}$ оставалась постоянной и равной 2,049 эВ, а варьировались только относительные вклады каналов. Из рис. 3.4 видно значительное влияние различных способов описания распределений делительных ширин на S-факторы. Особенно заметно это на величинах $S_{n\gamma}^{0+}$ и S_{nn}^{0+} .

Как видно из сравнения кривых 2 и 3, значения $S_{n\gamma}^{0+}$ по-разному зависят от соотношения вклада каналов, несмотря на согласованность v_{ϕ} с $|\alpha_1 - \alpha_2|$; различие между кривыми 2 и 3 для $S_{n\gamma}^{0+}$ и S_{nf}^{0+} достигает 18%, а для S_{nn}^{0+} — 5% при $|\alpha_1 - \alpha_2| = 0,7 \div 0,9$. С ростом энергии, приводящим к значительному увеличению $(\Gamma_n)^{0+} / (\Gamma)^{0+}$ при слабом изменении $(\Gamma_\gamma)^{0+}$ и $(\Gamma_f)^{0+}$, различие между традиционным, с использованием v_{ϕ} и основывающемся на двухканальном распределении способами учета флуктуаций делительных ширин уменьшается. При $E = 100$ кэВ для S_{nn}^{0+} и $S_{n\gamma}^{0+}$ оно уменьшается в 2—3 раза, а для S_{nf}^{0+} в 1,5—2 раза.

Отметим, что минимальная погрешность S-факторов при переходе от $v=1$ к $v=2$ имеет место при $|\alpha_1 - \alpha_2| \approx 0,9$ и $v_{\phi} \approx 1,35$. Это обстоятельство следует иметь в виду при использовании распределения Портера — Томаса с целым числом степеней свободы. Заметим также, что большие значения S_{nn}^{0+} и $S_{n\gamma}^{0+}$ обусловлены сильной конкуренцией деления и малым числом делительных каналов, что согласуется с выводами Мольдауэра [237].

Рассмотрим случай вклада трех каналов в среднюю ширину $\langle \Gamma_f \rangle_r$. В соответствии со схемой переходных состояний Линна он реализуется для состояния 1^- составного ядра. Будем считать, что вклады двух каналов $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ и они полностью открыты, а вклад третьего канала α_3 удовлетворяет условию $\alpha_3 \leq (\alpha_1 + \alpha_2) / 2$. Средняя делительная ширина $\langle \Gamma_f \rangle_r = 1,01$ эВ при $E = 0,1$ кэВ. Как видно из рис. 3.5, различия, отмеченные выше для двух каналов, стираются, однако для S_{nn}^{1-} и $S_{n\gamma}^{1-}$ остаются заметными. При $E = 0,1$ кэВ различие между кривыми 2 и 3 составляет 8% для S_{nn}^{1-} и $S_{n\gamma}^{1-}$ и около 0,5% для S_{nf}^{1-} . С ростом конкуренции канала упругого рассеяния нейтронов оно уменьшается и при $E = 100$ кэВ не превышает 3% для S_{nn}^{1-} и $S_{n\gamma}^{1-}$. Следует ожидать, однако, что при условии $\alpha_3 < (\alpha_1 + \alpha_2) / 2$, где $\alpha_1 \sim \alpha_2$, отмеченные расхождения между рассматриваемыми подходами возрастут.

Из сказанного выше следует, что при расчетах средних сечений делящихся ядер в области энергий неразрешенных резонансов для описания флуктуаций делительных ширин с малым числом каналов лучше использовать обобщенное распределение Портера — Томаса, нежели употребляемое традиционно. Использование v_{ϕ} и распределения (3.3) для описания флуктуаций Γ_f , оправдано лишь в случаях очень слабо или очень сильно различающихся относительных вкладов каналов, когда с равным основанием можно использовать целые значения v .

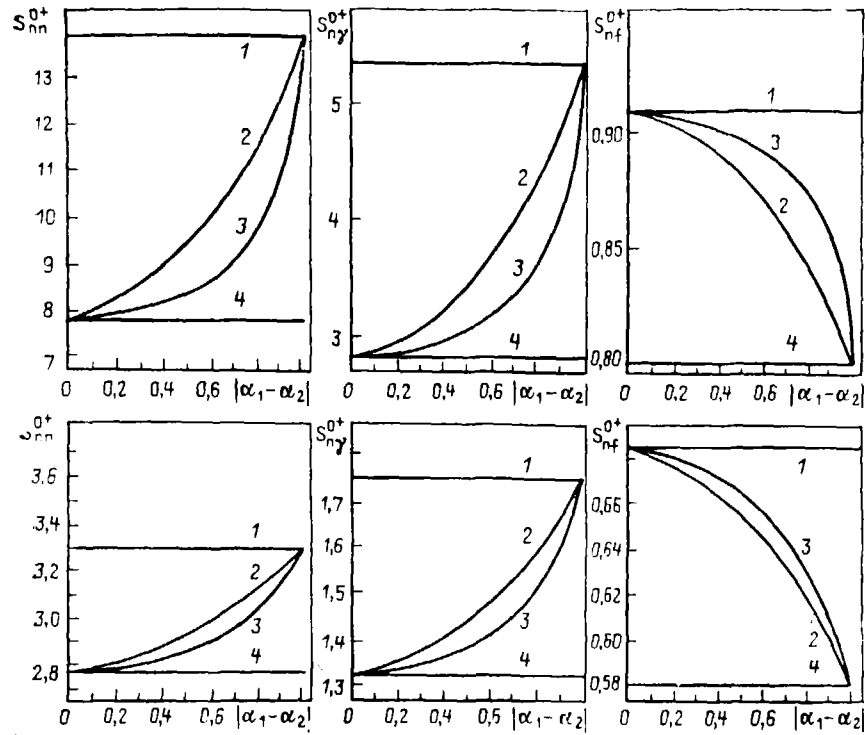


Рис. 3.4. Зависимость S_{nn}^{0+} , $S_{n\gamma}^{0+}$ и S_{nf}^{0+} от разности относительных вкладов двух каналов деления для ^{239}Pu при $E_n = 0,1$ кэВ (три верхних рисунка) и $E_n = 100$ кэВ (три нижних рисунка):

кривые 1, 2, 4 соответствуют распределению Портера — Томаса с $v=2$, $v=v_{\phi}$, $v=1$; кривая 3 — обобщенное распределение; v_{ϕ} определяется относительными вкладами каналов (3.5)

В частном случае равенства проницаемостей двух каналов ($\alpha_1 = \alpha_2$) выражение (3.29) приводится к виду

$$S_{n\gamma r} = \frac{(\Gamma_r)}{2^{1/2 + \delta_{fx}}} \frac{1}{(2\alpha)\alpha_3^{1/2}} \int_0^\infty \frac{\exp(-\langle \Gamma_r \rangle_r t) (3\langle \Gamma_f \rangle_r + \dots)}{\left(1 + 2\frac{(\Gamma_n)rt}{v_{nr}}\right)^{1 + \delta_{nx} + \frac{v_{nr}}{2}}} \times \frac{1}{+ 1/2\alpha + 1/\alpha_3} dt \quad (3.30)$$

$$\times \left(\langle \Gamma_f \rangle_r t + \frac{1}{2\alpha}\right)^{1 + \delta_{fx}} \left(\langle \Gamma_f \rangle_r t + \frac{1}{2\alpha_3}\right)^{\frac{1}{2} + \delta_{fx}}$$

где $2\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$.

Оценим влияние различных способов описания распределения делительных ширин на величину $S_{n\gamma r}$, а следовательно, и на средние сечения $\langle \sigma_n \rangle_r$, $(\sigma_{n\gamma})_r$ и $\langle \sigma_f \rangle_r$ на примере ядра ^{239}Pu [50]. В расчетах использованы полученные в наших оценках средние параметры резонансов: силовые функции $S_0 = 1,19 \times$

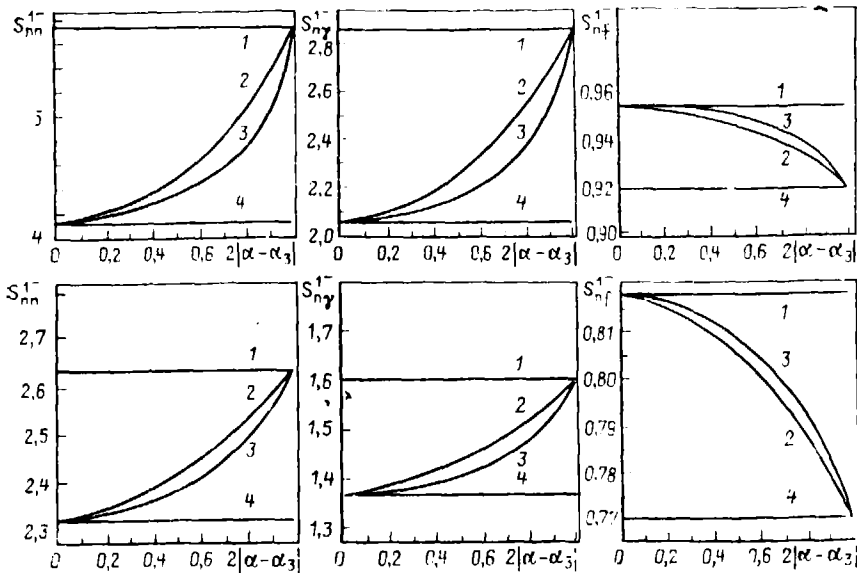


Рис. 3.5. Зависимость S_{nn}^{I-} , S_{nT}^{I-} , S_{nf}^{I-} от удвоенной разности относительных вкладов трех каналов деления для ^{239}Pu при $E_n = 0,1$ кэВ (три верхних рисунка) и $E_n = 100$ кэВ (три нижних рисунка): кривые 1, 2, 4 соответствуют распределению Портера—Томаса с $\chi=2$, $\nu=\nu_{\text{эф}}$, $\nu=1$; кривая 3 — обобщенное распределение

Рассмотрим метод расчета S_f для более сложного закона распределения делительных ширин, который имеет место для четно-четных делящихся ядер

Наличие структуры в сечении подбарьерного деления ^{240}Pu и ^{242}Pu [196] объясняется в рамках концепции двугорбого барьера деления, предсказанного Струтинским [238]. Существование такого барьера, как показано в [239, 240], практически не влияет на значение $\langle \Gamma_f \rangle$, но приводит к изменению закона распределения делительных ширин.

В распределениях (3.3) и (3.21) неявно предполагается, что проницаемости барьеров деления P_{fr} , входящие в выражение для делительной ширины,

$$\Gamma_{fr}(E) = 2\overline{\gamma}_{fr}^2 P_{fr}(E), \quad (3.31)$$

где $\overline{\gamma}_{fr}^2$ — приведенная делительная ширина, слабо зависят от энергии (не флуктуируют). В модели одногорбого барьера это предположение справедливо, и флуктуация Γ_{fr} подчиняется тому же закону, что и флуктуации приведенных ширин $\overline{\gamma}_{fr}^2$.

Проницаемость двугорбого барьера деления зависит от энергии резонансным образом, достигая максимальных значений при энергиях, близких к энергиям квазистационарных уровней во второй яме. Поэтому пользоваться формулами (3.3) и (3.21) можно только для описания распределений ширин резонансов для каналов, энергии которых выше второго максимума барьера деления. Этот случай, как правило, имеет место для ядер с отрицательным порогом деления

Авторы [239] предложили описывать распределение делительных ширин в подбарьерной области сверткой распределения Портера—Томаса, характеризующего распределение делительных ширин относительно их локальных средних значений, с функцией распределения средних делительных ширин. Следуя этой

работе [239], что средние делительные ширины описываются распределением

$$\omega(x) dx = (1/\pi x) (x - x_{\text{мин}})^{1/2} (x_{\text{макс}} - x)^{1/2} dx, \quad (3.32)$$

где $x = \Gamma_f / \langle \Gamma_f \rangle$; $x_{\text{мин}} = \Gamma_{f_{\text{мин}}} / \langle \Gamma_f \rangle$; $x_{\text{макс}} = \Gamma_{f_{\text{макс}}} / \langle \Gamma_f \rangle$ с условием $\sqrt{\Gamma_{f_{\text{макс}}} \Gamma_{f_{\text{мин}}}} = \langle \Gamma_f \rangle$ ($\Gamma_{f_{\text{макс}}}$ и $\Gamma_{f_{\text{мин}}}$ определяются максимальной и минимальной проницаемостями).

Считаем также, что, кроме распределения (3.32), ширины Γ_f испытывают локальные флуктуации относительно средних значений, описываемые χ^2 -распределением $P_\nu(\Gamma_{fr} / \overline{\Gamma}_{fr})$ с числом степеней свободы ν , определяемым числом открытых каналов деления. Тогда распределение величины $z = \Gamma_{fr} / \langle \Gamma_{fr} \rangle = (\Gamma_{fr} / \Gamma_{fr}) \times \overline{\Gamma}_{fr} / \langle \Gamma_{fr} \rangle = yx$ определяется сверткой

$$\varphi(z) = \int_0^\infty P_\nu(y) \omega\left(\frac{z}{y}\right) \frac{dy}{y}. \quad (3.33)$$

В явном виде полная функция распределения делительных ширин $\varphi(z)$ имеет вид

$$\varphi(z) = x_{\text{мин}} \exp\left[-\frac{z(x_{\text{макс}} - x_{\text{мин}})}{2}\right] I_0\left[z \frac{x_{\text{макс}} - x_{\text{мин}}}{2}\right] + \frac{(x_{\text{макс}} - x_{\text{мин}})}{2} e^{-zx_{\text{макс}}} F\left(\frac{1}{2}, 2, z(x_{\text{макс}} - x_{\text{мин}})\right); \quad (3.34)$$

$$\varphi(z' \geq z) = \exp\left[-z \frac{x_{\text{макс}} - x_{\text{мин}}}{2}\right] I_0\left(z \frac{x_{\text{макс}} - x_{\text{мин}}}{2}\right), \quad (3.35)$$

где I_0 — функция Бесселя мнимого аргумента; F — вырожденная гипергеометрическая функция.

Среднюю делительную ширину $\langle \Gamma_f \rangle_r$ можно представить в виде суммы ширин для отдельных каналов

$$\langle \Gamma_f \rangle_r = \sum_{k=1}^{\nu} \langle \Gamma_f \rangle_{rk} = \sum_{k=1}^{\nu} \frac{\langle D \rangle_r}{2\pi} P_{frk}, \quad (3.36)$$

где P_{frk} — проницаемость k -го барьера деления для состояния r , которая для одногорбого параболического барьера определяется известным выражением Хилла—Уилера [241]. Различные способы расчета проницаемости двугорбого барьера рассмотрены в работах [239, 242, 243]. Проведенное в [244] сравнение точного численного расчета проницаемости барьера, аппроксимированного тремя параболой, с результатами квазиклассического приближения [239] показывает, что последние значительно выше в области вблизи вершины меньшего горба. Однако параметры барьеров деления для ^{240}Pu и ^{242}Pu таковы, что в рассматриваемой области энергий P_A и P_B много меньше единицы, поэтому справедливо квазиклассическое приближение.

В [242] для барьера, аппроксимированного двумя перевернутыми параболой, получено аналитическое выражение, справедливое, в отличие от соответствующего выражения [239], и в околбарьерной области. Максимальное и минимальное значения проницаемости в [242] определяются следующим образом:

$$P_{\text{макс}}^{\text{мин}} = P_A P_B / [1 \mp \sqrt{(1 - P_A)(1 - P_B)}]. \quad (3.37)$$

Тогда из (3.32) имеем

$$\langle \Gamma_f \rangle = \sqrt{\Gamma_{f_{\max}} \Gamma_{f_{\min}}} = (\langle D \rangle / 2\pi) P_A P_B / [1 - (1 - P_A)(1 - P_B)]; \quad (3.38)$$

$$x_{\max} = 1/x_{\min} = \left[1 + \sqrt{(1 - P_A)(1 - P_B)} \right] / \left[1 - \sqrt{(1 - P_A)(1 - P_B)} \right]. \quad (3.39)$$

При $P_B=1$, как и следует ожидать, переходим к одnogорбому барьеру: $\langle \Gamma_f \rangle = (\langle D \rangle / 2\pi) P_A$; $x_{\max} = x_{\min} = 1$, а в глубоко подбарьерной области ($P_A, P_B \ll 1$) имеем

$$\langle \Gamma_f \rangle = \frac{P_A P_B}{P_A + P_B}; \quad x_{\max} = \frac{1}{x_{\min}} = \frac{4}{P_A + P_B},$$

что совпадает с квазиклассическим решением [239].

Данный подход, который является более простым и требует меньшего числа параметров, чем изложенный в [243], и был использован в настоящей оценке для расчета ширины $\langle \Gamma_f \rangle$ для ^{240}Pu и ^{242}Pu . При этом предполагалось, что число каналов равно 1 для $l=0$ и следует закону $2J+1$ для p - и d -волновых состояний, т. е. изменяется от 2 до 6 для p - и d -волн. Использование этого алгоритма позволило с удовлетворительной точностью провести расчет сечений деления ^{240}Pu и ^{242}Pu .

Значение $\langle \Gamma_n, \Gamma_{xt}, \Gamma_r \rangle$ в этом случае аналитически не вычисляется, поэтому одним из путей определения этой величины при расчете средних сечений четно-четных ядер-мишеней является усреднение значений $\langle \Gamma_n, \Gamma_{xt}, \Gamma_r \rangle$, полученных методом Монте-Карло из распределений (3.3) и (3.34). Этот расчет проводился на БЭСМ-6 с помощью специально созданной программы до тех пор, пока погрешность вычислений, обусловленная конечностью выборки для каждого канала, не становилась меньше 10^{-2} . Однако достижение приемлемой точности $\langle \sigma_f \rangle$ таким способом требует значительных затрат машинного времени.

В изложенном подходе предполагается, что состояния во второй яме являются чисто колебательными. Однако ряд экспериментальных данных указывает на необходимость учета возможности диссипации во второй яме колебательных состояний на промежуточные состояния составного ядра [245].

По-видимому, можно также провести аналитически расчет S_{n1} для четно-четных ядер-мишеней, используя распределение делительных ширины в виде, предложенном в [243]. Однако такой расчет связан со значительными вычислительными трудностями.

Оценим, насколько существенно сказывается на значениях S_{n1} учет двугорбости барьера деления для нечетных ядер-мишеней типа ^{239}Pu . Расчет S_{n1} для нечетного ядра-мишени (типа ^{239}Pu) в приближении одnogорбого и двугорбого барьеров деления показывает, что разница в значениях S_{n1} для одnogорбого и двугорбого барьеров деления незначительна. Наибольшая разница (около 2,5 %) наблюдается при энергии 40 кэВ для состояния с большой делительной шириной, что соответствует состоянию 0^+ для ^{239}Pu . Для состояний с малой делительной шириной эта разница меньше (около 1 %). При энергии 1 кэВ разница в S_{n1} для одnogорбого и двугорбого барьеров уменьшается до 0,6 %, а с увеличением энергии нейтронов до 200 кэВ эта разница, естественно, исчезает. Следовательно, для нечетных ядер-мишеней нет необходимости при расчете S_{n1} использовать концепцию двугорбого барьера деления, тем более, что неопределенность в описании распределений ширины с помощью закона Портера—Томаса может превышать указанную разницу в значениях S_{n1} .

Для четно-четных ядер-мишеней разница между случаями одnogорбого и двугорбого барьеров становится очень существенной. Так, для ^{240}Pu расчетные значения σ_f и S_{n1} для одnogорбого и двугорбого барьеров различаются при $E=1$ кэВ на 200 %, при $E=20$ кэВ на 30 %, при $E=200$ кэВ на 7 %. Такая же разница наблюдается и для ^{242}Pu .

Факторы S_{n1} для четно-четных ядер-мишеней в общем случае не были рассчитаны, так как для этого требуются большие затраты машинного времени. Был проведен расчет S_{n1} (точнее, σ_f) для ядер ^{240}Pu , ^{242}Pu . При этом важно, что расчет был сделан одновременно для сечений всех типов, что позволило уменьшить неопределенности в σ_f и, следовательно, в S_{n1} .

3.3. ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ^{239}Pu В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ 0,3—100 кэВ

Здесь приведены оцененные данные по средним сечениям и средним параметрам для резонансов ^{239}Pu в области энергий неразрешенных резонансов [19]. При получении средних параметров использовались как средние параметры резонансов из области энергий разрешенных резонансов, так и средние сечения. Сечение $\langle \sigma_f \rangle$ и величина $\langle \alpha \rangle$ для ^{239}Pu , усредненные по стандартным энергетическим интервалам, проявляют в области энергий до 20 кэВ значительные флуктуации, обусловленные, с одной стороны, конечным числом резонансов в интервале, а с другой — возможной промежуточной структурой в сечении σ_f , являющейся следствием двугорбой структуры барьера деления [238]. В [246]

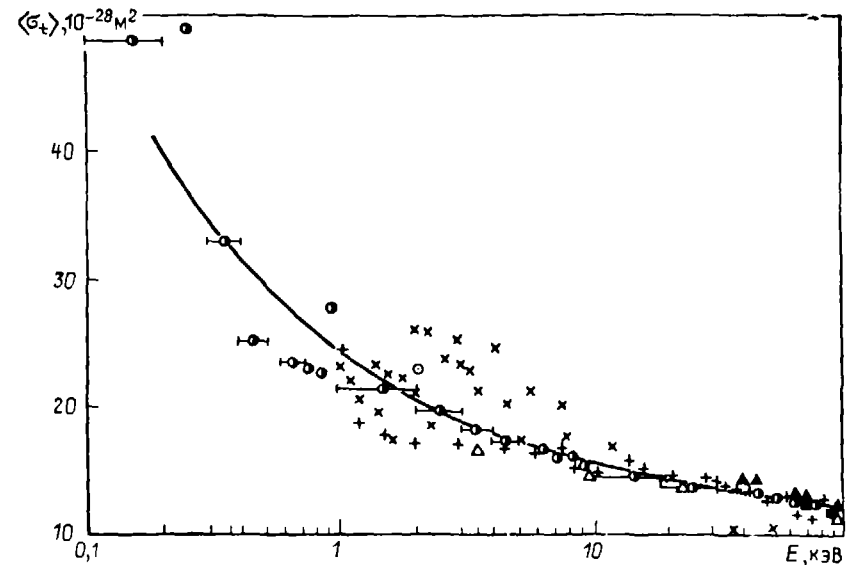


Рис. 3.6. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по σ_f для ^{239}Pu в области энергий 0,1—100 кэВ

показано наличие промежуточной структуры в сечении в области энергий 550—660 эВ, обусловленной 1^+ -каналом. Учет этих флуктуаций проводился нами так же, как и в работе [19], т. е. подгонкой силовой функции S_0 к данным по $\langle \sigma_f \rangle$ и делительной ширины $\langle \Gamma_f \rangle$ канала 1^+ — к сечению $\langle \sigma_f \rangle$ в выбранных энергетических интервалах.

В области энергий неразрешенных резонансов оцененные из эксперимента данные для ^{239}Pu могут быть получены только для сечений $\langle \sigma_f \rangle$, $\langle \sigma_t \rangle$ и величины $\langle \alpha \rangle$ (данные по σ_a использованы при оценке $\langle \alpha \rangle$). Анализ по σ_f в области $E < 100$ кэВ показывает, что наиболее надежными и полными являются данные Аттли [170] с указанной им погрешностью $\pm 2\%$. Результаты [156] обнаруживают значительные флуктуации, и в среднем они выше данных [170] на 10—20 %. Данные же [247] в области $E < 3$ кэВ ниже результатов [170] на 10—15 %, а в области $E = 3-10$ кэВ совпадают с ними в пределах 5 %. Результаты [248] на 5—10 % ниже данных [170], хотя и согласуются с ними в пределах погрешностей. В качестве оцененных данных по $\langle \sigma_f \rangle$ были использованы результаты [170], однако с учетом других экспериментов погрешность их была увеличена на 5 %. Данные по $\langle \sigma_t \rangle$ приведены на рис. 3.6.

В качестве оцененных данных по $\langle \sigma_t \rangle$ и $\langle \alpha \rangle$ были использованы результаты оценки [48], проведенной с учетом корреляции между парциальными погрешностями различных экспериментов по методике, предложенной в [43], по-

сколькo других измерений в рассматриваемой области энергий не сечение рассчитывались по формулам

$$\langle \sigma_{n'} \rangle = \frac{2\pi^2}{k^2} \sum_r \frac{g_r}{\langle D \rangle_r} \frac{\langle \Gamma_n \rangle_r \langle \Gamma_{n'} \rangle_r}{\langle \Gamma \rangle_r} S_{nn'r} + \sigma_{n'}^{\text{прям}}; \quad (3.40)$$

$$\langle \sigma_{n\gamma} \rangle = \frac{2\pi^2}{k^2} \sum_r \frac{g_r}{\langle D \rangle_r} \frac{\langle \Gamma_n \rangle_r \langle \Gamma_\gamma \rangle_r}{\langle \Gamma \rangle_r} S_{n\gamma r}; \quad (3.41)$$

$$\langle \sigma_f \rangle = \frac{2\pi^2}{k^2} \sum_r \frac{g_r}{\langle D \rangle_r} \frac{\langle \Gamma_n \rangle_r \langle \Gamma_f \rangle_r}{\langle \Gamma \rangle_r} S_{nfr} + \langle \sigma_{n\gamma f} \rangle; \quad (3.42)$$

$$\langle \sigma_{n\gamma f} \rangle = \frac{2\pi^2}{k^2} \sum_r \frac{g_r}{\langle D \rangle_r} \frac{\langle \Gamma_n \rangle_r \langle \Gamma_c \rangle_r}{\langle \Gamma \rangle_r} S_{ncr} \frac{\langle \Gamma_{\gamma f} \rangle_r}{\langle \Gamma_c \rangle_r}; \quad (3.43)$$

$$\langle \sigma_n \rangle = \langle \sigma_f \rangle + \langle \sigma_{n\gamma} \rangle + \langle \sigma_{n'} \rangle; \quad (3.44)$$

$$\langle \sigma_f \rangle = \sum_{l=0}^l \left[\frac{4\pi}{k^2} (2l+1) \sin^2 \varphi_l + \frac{2\pi^2}{k^2} (2l+1) E^{1/2} S_l P_l - \frac{4\pi^2}{k^2} (2l+1) S_l E^{1/2} P_l \sin^2 \varphi_l \right]; \quad (3.45)$$

$$\varphi_n = kR; \quad \varphi_l = kR - \arctg(kR); \quad (3.46)$$

$$P_0 = 1; \quad P_l = (ka)^2 / [1 + (ka)^2]; \quad (3.47)$$

$$k = 2,196771 \cdot 10^{-9} AW E^{1/2} / (1 + AW); \quad (3.48)$$

$$R = \sqrt{\sigma_p / 4\pi}; \quad (3.49)$$

$$a = r_0 (AW \cdot 1,008665)^{1/3} + 0,08. \quad (3.50)$$

В выражениях (3.40)–(3.50) g_r — статистический фактор состояния r составного ядра, характеризуемого полным моментом J и четностью π ; $\langle \Gamma_n \rangle_r$, $\langle \Gamma \rangle_r$ — средняя парциальная и полная ширины; AW — изотопическая масса, равная ^{238}Pu 236,999 а. е. м. [249]; σ_p — сечение потенциального рассеяния при низких энергиях; R — радиус рассеяния, который может быть вычислен из сечения σ_p в области низких энергий, где $\sigma_p = 4\pi R^2$. Следует отметить, что R при определении проницаемости P_l не обязательно должен совпадать с радиусом канала рассеяния a , равным сумме радиусов ядра и нейтрона. Сечение прямого неупругого рассеяния $\sigma_{n'}^{\text{прям}}$ рассчитывалось по методу связанных каналов.

При расчете факторов S_{nr} предполагалось, что нейтронные ширины подчиняются распределению Портера — Томаса с $\nu=1$ для состояний 0^+ , 1^+ , 0^- и 2^- и $\nu=2$ для состояний 1^- . Распределение радиационных ширин брадось в виде δ -функции. Для делительных шири и шири неупругого рассеяния использовалось обобщенное распределение Портера — Томаса, явно учитывающее вклад каждого канала в суммарную ширину.

Ширина испускания первого γ -кванта $\langle \Gamma_c \rangle_r$, радиационная ширина $\langle \Gamma_\gamma \rangle_r$ и ширина $\langle \Gamma_{\gamma f} \rangle_r$ процесса $(n, \gamma f)$ рассчитывались по следующим формулам:

$$\langle \Gamma_c \rangle_r = C_\gamma \frac{1}{3} \frac{10^6}{(\pi \hbar c)^2} \frac{1}{\rho(E, J)} \int_0^E \epsilon_\gamma^2 \sigma_{\gamma f}(\epsilon_\gamma) \sum_{J_k=|J-1|}^{J+1} \rho(E - \epsilon_\gamma, J_k) d\epsilon_\gamma; \quad (3.51)$$

$$\langle \Gamma_\gamma \rangle_r = C \frac{1}{3} \frac{10^6}{(\pi \hbar c)^2} \frac{1}{\rho(E, J)} \times$$

$$\times \int_0^E \epsilon_\gamma^2 \sigma_{\gamma f}(\epsilon_\gamma) \sum_{J_k=|J-1|}^{J+1} \rho(E - \epsilon_\gamma, J_k) \frac{\langle \Gamma_c \rangle_{rk}(E - \epsilon_\gamma) d\epsilon_\gamma}{\langle \Gamma_c \rangle_{rk}(E - \epsilon_\gamma) + \langle \Gamma_f \rangle_{rk}(E - \epsilon_\gamma)}; \quad (3.52)$$

$$\langle \Gamma_{\gamma f} \rangle_r = \langle \Gamma_c \rangle_r - \langle \Gamma_\gamma \rangle_r. \quad (3.53)$$

где $\sigma_{\gamma f}$ — сечение обратной фотоядерной реакции, которое представлялось в виде суперпозиции двух лоренцевых кривых:

$$\sigma_{\gamma f}(\epsilon_\gamma) = \sum_{i=1}^2 \sigma_i \frac{\epsilon_\gamma^2 \Gamma_i}{(\epsilon_\gamma^2 - E_i^2)^2 + \epsilon_\gamma^2 \Gamma_i^2}. \quad (3.54)$$

Параметры E_i , Γ_i , σ_i были получены [250] из описания данных по сечению фотопоглощения тяжелыми ядрами в области низких энергий ($\epsilon_\gamma < 6$ МэВ): $\sigma_1 = 2,5 \cdot 10^{-29}$ м²; $E_1 = 10,5$ МэВ; $\Gamma_1 = 2,5$ МэВ; $\sigma_2 = 3 \cdot 10^{-29}$ м²; $E_2 = 14$ МэВ; $\Gamma_2 = 4,5$ МэВ. Константу $C_\gamma = 1,446$ в (3.51), (3.52) выбирали из кормировки $\langle \Gamma_\gamma \rangle_r$ к сре ней радиационной ширине $\langle \Gamma_\gamma \rangle_{\text{набт}} = 0,0433$ эВ, полученной из параметров в области энергий разрешенных резонансов.

Плотность уровней $\rho(E, J)$ для расчета радиационных шири и средних расстояний $\langle D \rangle_r$ между резонансами определяли с помощью модифицированной модели сверхтекучего ядра, предложенной в [251, 252] и учитывающей коллективные эффекты. Необходимые формулы и параметры приведены в [253]. Единственное отличие связано с пренебрежением энергетической зависимостью основного параметра плотности уровней a , что возможно вследствие малой оболочечной поправки в формуле для массы. Параметр $a = 21,007$ МэВ⁻¹ определялся из наблюдаемой плотности нейтронных резонансов ($\langle D \rangle_{\text{набл}} = (2,38 \pm 0,06)$ эВ; $B_n = 6,534$ МэВ [249]).

Средние нейтронные ширины и ширины неупругого рассеяния определялись обычным образом

$$\langle \Gamma_n \rangle_r = S_l \langle D \rangle_r E^{1/2} P_l \nu_r; \quad (3.55)$$

$$\langle \Gamma_{n'} \rangle_r = \langle D \rangle_r \sum_{q, l'} S_{l'} (E - E_q)^{1/2} P_{l'} (l - E_q) \nu_{l' q}. \quad (3.56)$$

Суммирование в (3.56) ведется по всем выходным каналам для состояния r . Для выходных каналов, как и для входных, ограничимся рассмотрением только s - и p -волн.

Необходимые для расчета $\langle \Gamma_n \rangle_r$ и $\langle \Gamma_{n'} \rangle_r$ силовые функции S_0 и S_1 вместе со значениями коэффициента r_0 в (3.50) и сечения потенциального рассеяния σ_p при низких энергиях были определены из данных по $\langle \sigma_f \rangle$ в области энергий 0,3–100 кэВ. Оптимизационные расчеты показали, что минимальное значение

$$\sum_{i=1}^N (\langle \sigma_f \rangle_{\text{экс}} - \langle \sigma_f \rangle_{\text{теор}})^2 / N (\Delta \langle \sigma_f \rangle)^2$$

достигается при $\sigma_p = (10,35 \pm 0,45) 10^{-28}$ м²; $r_0 = 0,123$; $S_0 = (1,031 \pm 0,053) 10^{-4}$ эВ^{-1/2}; $S_1 = (2,303 \pm 0,205) \times 10^{-4}$ эВ. Приведенные неопределенности соответствуют $\Delta \langle \sigma_f \rangle = 5\%$.

Полученное значение σ_p хорошо согласуется с данными Аттли [170] $(10,3 \pm 0,15) 10^{-28}$ м² и Рибона и др. [162] $(10,5 \pm 0,3) 10^{-28}$ м². Оно также обеспечивает согласие сечения рассеяния при $E = 0,0253$ эВ $(7,4 \cdot 10^{-28}$ м²) с оценкой [52] $(7,2 \pm 1,4) 10^{-28}$ м² в проведенной нами параметризации сечений в области энергий тепловых нейтронов.

Полученное из данных по $\langle \sigma_f \rangle$ значение $S_0 = (1,19 \pm 0,17) 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$ существенно ниже оценки с помощью параметров резонансов, хотя и согласуется с ним в пределах погрешностей. Значение $1,19 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$ получено как $\Sigma \Gamma_n^0 \Delta E$ в области $E < 500 \text{ эВ}$. Следует отметить, что S_0 для ^{239}Pu очень чувствительна к рассматриваемой области энергий, что следует из рис. 3.7. Отметим, что уменьшение наклона кривой $\Sigma g \Gamma_n^0(E)$ в области $E = 400 - 500 \text{ эВ}$ не связано с пропуском уровней, так как в области $E > 500 \text{ эВ}$ он резко увеличивается. Аппроксимация нарастающей суммы числа уровней для приведенных нейтронных ширин прямой линией в области $E < 400 \text{ эВ}$ приводит к значению $S_0 = 1,28 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$. Близкие значения S_0 , полученные из параметров резонансов, приводит и ряд других авторов [162, 169]. В то же время в [254] из описания средних сечений $\langle \sigma_f \rangle$ и $\langle \sigma_{n\gamma} \rangle$ в области энергий до 100 кэВ получено существенно меньшее значение $S_0 = 1,0 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$. В первоначальных расчетах средних сечений без учета флуктуаций $\langle \sigma_f \rangle$, $\langle \alpha \rangle$ и $\langle \sigma_f \rangle$ мы использовали значение $S_0 = 1,031 \times 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$.

Значение S_1 хорошо согласуется с данными других авторов: $(2,5 \pm 0,5) \times 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$ [170]; $(1,99 \pm 0,48) 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$ [255]; $(2,3 \pm 0,4) 10^{-4} \text{ эВ}^{1/2}$ [131].

Качество описания экспериментальных данных по $\langle \sigma_f \rangle$ принятыми параметрами в области энергий $0,1 - 100 \text{ кэВ}$ демонстрирует рис. 3.6.

Средние делительные ширины $\langle \Gamma_f \rangle_r$ были рассчитаны по модели Бора — Хилла — Уилера [241, 256]

$$\langle \Gamma_f \rangle_r = \frac{\langle D \rangle_r}{2\pi} \sum_r \left\{ 1 + \exp \left[-\frac{2\pi}{\hbar \omega_k} (E - E_{f,k}) \right] \right\}^{-1}; \quad (3.57)$$

$$E_{f,k} = E_f + \epsilon_{f,k}, \quad (3.58)$$

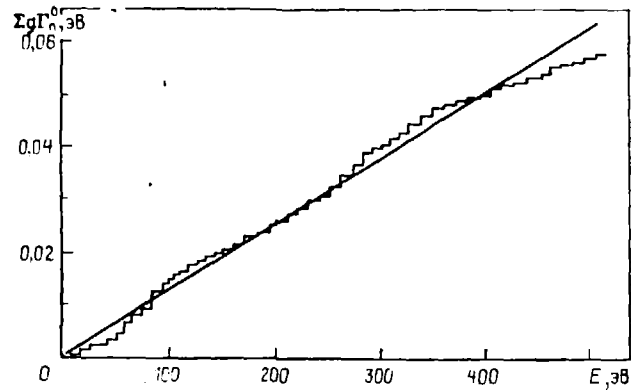


Рис. 3.7. Энергетическая зависимость нарастающей суммы числа уровней для приведенных нейтронных ширин ^{239}Pu :

прямая соответствует $S_0 = 1,28 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$

Таблица 3.1. Параметры переходных состояний делящегося ядра ^{240}Pu

K	κ	J	$E_{f,k}$, МэВ	K	κ	J	$E_{f,k}$, МэВ
0	+	0,2	0,1	0	—	1	0,8
0	+	0,2	1,7	1	—	1,2	1,2
1	+	1,2, 3	1,9	1	—	1,2	2,0
2	+	2, 3	0,9	2	—	2	1,4

Примечание. Здесь K — проекция спина на ось симметрии ядра.

где $\epsilon_{f,k}$ определяют спектр переходных состояний делящегося ядра над барьером $E_f = -1,6 \text{ МэВ}$. Параметры переходных состояний выбирались из условия описания сечения $\langle \sigma_f \rangle$ (рис. 3.8) в области $E < 100 \text{ кэВ}$ в соответствии с систематикой [14] и приведены в табл. 3.1. Следует отметить, что расчетное значение $\langle \Gamma_f \rangle^{1+}$ не согласуется со значением из области энергий разрешенных резонансов. Это является следствием промежуточной структуры в сечении деления для канала 1^+ , характерный период которой сравним с областью усреднения параметров.

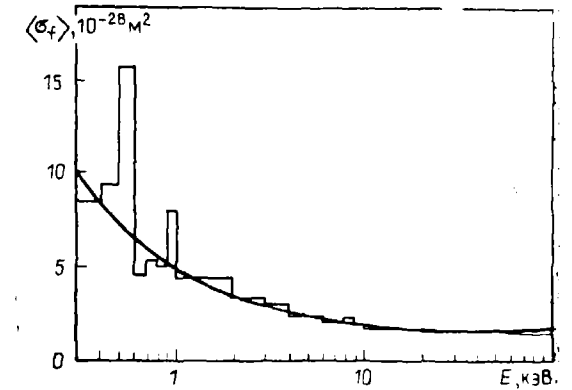


Рис. 3.8. Сравнение расчетных (гладкая кривая) и оцененных из эксперимента (гистограмма) данных по $\langle \sigma_f \rangle$ для ^{239}Pu в области $E = 0,3 - 100 \text{ кэВ}$

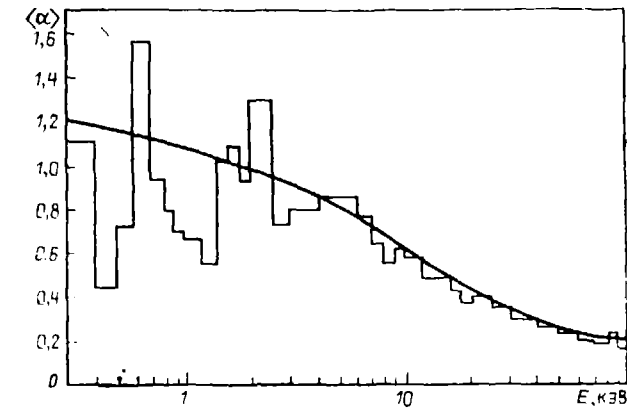


Рис. 3.9. Сравнение расчетных (гладкая кривая) и оцененных (гистограмма) данных по $\langle \alpha \rangle$ для ^{239}Pu

Из рис. 3.6, 3.8, 3.9 видно, что использованные средние параметры обеспечивают описание сечений в рассматриваемой области энергии. Расчет ширины $(n, \gamma)_0$ -процесса для ^{239}Pu приводит к следующим значениям $\langle \Gamma_{Tf} \rangle^{0+} = 11,04 \text{ мэВ}$; $\langle \Gamma_{Tf} \rangle^{1+} = 5,24 \text{ мэВ}$ (расчет проводился по модели плотности уровней сверхтекучего ядра с учетом коллективных эффектов и со спектральным фактором в лоренцевой форме, подробнее см. гл. 4). Экспериментально получены следующие значения: $|\langle \Gamma_{Tf} \rangle^{0+} - \langle \Gamma_{Tf} \rangle^{1+}| < 4 \text{ мэВ}$ [257]; $\langle \Gamma_{Tf} \rangle^{1+} = (4,1 \pm 0,9) \text{ мэВ}$ [258].

Таблица 3.2. Оцененные из эксперимента ($\sigma^{\text{эксп}}$) и расчетные ($\sigma^{\text{р}}$) данные по средним сечениям, 10^{-22} и $\langle \alpha \rangle$ для ^{239}Pu в области энергий 0,3—100 кэВ

E, кэВ	$\langle \alpha \rangle^{\text{э}}$	$\langle \alpha \rangle^{\text{р}}$	$\langle \sigma_{\text{нл}} \rangle^{\text{э}}$	$\langle \sigma_{\text{нл}} \rangle^{\text{р}}$	$\langle \sigma_{\text{нл}} \rangle^{\text{р}}$	$\langle \sigma_{\text{нл}} \rangle^{\text{р}}$	$\langle \sigma_{\text{нл}} \rangle^{\text{р}}$	$\langle \sigma_{\text{нл}} \rangle^{\text{р}}$	$\langle \sigma_{\text{нл}} \rangle^{\text{р}}$
0,3—0,4	1,127±0,062	1,1420	8,56±0,21	8,590	32,199	9,810	0	13,799	1,176
0,4—0,5	0,146±0,025	0,4424	9,46±0,24	9,427	25,310	4,171	0	11,712	0,518
0,5—0,6	0,717±0,040	0,7084	15,70±0,40	15,641	46,730	11,080	0	20,007	1,344
0,6—0,7	0,553±0,086	1,5032	4,54±0,12	4,536	24,501	6,819	0	13,149	0,816
0,7—0,8	0,932±0,052	0,9285	5,45±0,14	5,449	23,011	5,065	0	12,527	0,613
0,8—0,9	0,795±0,015	0,8090	5,10±0,14	5,138	21,407	4,157	0	12,112	0,507
0,9—1,0	0,693±0,039	0,6904	7,90±0,22	7,981	27,821	5,510	0	14,330	0,673
1,0—1,2	0,669±0,010	0,6688	6,53±0,15	6,575	24,243	4,397	0	13,271	0,539
1,2—1,4	0,546±0,033	0,5652	5,91±0,13	6,021	22,005	3,403	0	12,581	0,422
1,4—1,6	1,032±0,012	0,9883	3,57±0,08	3,556	19,379	5,514	0	12,309	0,429
1,6—1,8	1,034±0,065	1,0573	3,86±0,09	3,834	21,228	4,054	0	13,340	0,495
1,8—2,0	0,925±0,078	0,9267	3,67±0,09	3,671	19,892	3,462	0	12,819	0,418
2,0—2,5	1,293±0,078	1,2155	3,01±0,07	3,019	20,252	3,760	0	13,473	0,453
2,5—3,0	0,723±0,014	0,7312	3,96±0,09	3,978	20,077	2,901	0	13,190	0,363
3—4	0,791±0,047	0,7897	3,05±0,07	3,050	18,057	2,401	0	12,598	0,304
4—5	0,813±0,050	0,8137	2,37±0,05	2,377	16,670	2,005	0	12,288	0,253
5—6	0,813±0,072	0,8101	2,33±0,05	2,360	17,073	2,040	0	12,683	0,261
6—7	0,773±0,047	0,7980	2,05±0,05	2,053	15,749	1,646	0	12,010	0,216
7—8	0,649±0,049	0,6491	2,11±0,05	2,119	15,231	1,375	0	11,767	0,183
8—9	0,552±0,031	0,5498	2,20±0,01	2,203	15,392	1,211	6-150	11,798	0,148
9—10	0,603±0,037	0,6020	1,92±0,05	1,923	15,039	1,160	0-240	11,725	0,163
10—12	0,578±0,035	0,5801	1,74±0,035	1,750	14,487	1,016	0-230	11,471	0,147
12—14	0,495±0,040	0,4990	1,79±0,035	1,755	14,177	0,870	0-261	11,291	0,132
14—16	0,487±0,040	0,4850	1,05±0,032	1,065	13,719	0,759	0-245	11,089	0,122
16—18	0,425±0,023	0,4240	1,64±0,035	1,643	13,543	0,697	0-240	10,963	0,114
18—20	0,381±0,023	0,3813	1,53±0,033	1,559	13,069	0,595	0-191	10,724	0,104
20—25	0,395±0,028	0,3946	1,58±0,032	1,589	13,402	0,627	0-280	11,837	0,101
25—30	0,353±0,025	0,3558	1,51±0,039	1,523	12,947	0,512	0-240	10,672	0,101
30—40	0,285±0,025	0,2939	1,570±0,055	1,590	12,852	0,467	0-272	10,523	0,094
40—50	0,257±0,022	0,2655	1,582±0,055	1,597	12,713	0,424	0-310	10,382	0,094
50—60	0,225±0,019	0,2337	1,568±0,055	1,579	12,405	0,369	0-291	10,161	0,089
60—70	0,197±0,017	0,1982	1,553±0,051	1,551	12,087	0,301	0-183	9,937	0,083
70—80	0,177±0,016	0,1779	1,528±0,051	1,534	11,890	0,275	0,166	9,917	0,080
80—90	0,214±0,019	0,2146	1,507±0,053	1,510	12,072	0,324	0,345	9,873	0,081
90—100	0,149±0,014	0,1494	1,500±0,053	1,503	11,655	0,25	0,231	9,707	0,074

Таблица 3.3. Средние нейтронные ширины (Γ_n), мэВ, для разных состояний ^{239}Pu

E, кэВ	0+	1+	0-	1-	2-	E, кэВ	0+	1+	0-	1-	2-
0,35	17,28	5,86	0,04	0,03	0,01	7,5	76,65	25,97	3,98	2,70	0,84
0,45	15,15	5,13	0,06	0,04	0,01	8,5	88,86	30,11	4,78	3,24	1,00
0,55	45,36	15,37	0,08	0,06	0,02	9,5	91,90	31,14	5,62	3,81	1,18
0,65	20,67	7,00	0,11	0,07	0,02	11,0	91,70	31,07	6,94	4,71	1,46
0,75	21,34	7,23	0,13	0,09	0,03	13,0	98,45	33,36	8,83	5,98	1,85
0,85	21,00	7,12	0,16	0,11	0,03	15,0	96,55	32,71	10,83	7,34	2,28
0,95	37,37	12,66	0,19	0,13	0,04	17,0	101,90	34,54	12,93	8,77	2,72
1,10	34,27	11,61	0,23	0,16	0,05	19,0	90,94	30,81	15,13	10,25	3,18
1,30	33,83	11,46	0,30	0,20	0,06	22,5	127,50	43,21	19,15	12,98	4,02
1,50	29,99	10,16	0,37	0,25	0,08	27,5	127,67	43,23	25,23	17,10	5,30
1,70	41,17	13,95	0,44	0,30	0,09	35,0	151,90	51,48	34,90	23,65	7,33
1,90	40,16	13,61	0,52	0,35	0,11	45,0	186,40	63,17	48,45	32,83	10,18
2,25	49,39	16,74	0,67	0,46	0,14	55,0	187,00	63,37	62,39	42,28	13,10
2,75	59,22	20,07	0,91	0,61	0,19	65,0	163,90	55,54	76,46	51,81	16,06
3,5	58,95	19,97	1,30	0,88	0,27	75,0	149,80	50,74	90,47	61,30	19,00
4,5	61,16	20,73	1,88	1,27	0,39	85,0	262,80	89,05	104,30	70,66	21,90
5,5	79,85	27,06	2,53	1,71	0,53	95,0	144,20	48,86	117,80	79,81	24,73
6,5	74,03	25,09	3,23	2,19	0,68						

Таблица 3.4. Средние радиационные ширины (Γ_γ), мэВ, для различных состояний ^{239}Pu

E, кэВ	0+	1+	0-	1-	2-
0,35	40,009	46,049	51,035	30,342	36,298
0,45	40,009	46,050	51,037	30,342	36,290
0,55	40,009	46,050	51,039	30,342	36,299
0,65	40,009	46,051	51,042	30,312	36,300
0,75	40,010	46,052	51,044	30,343	36,300
0,85	40,010	46,053	51,046	30,343	36,300
0,95	40,010	46,054	51,049	30,343	36,301
1,10	40,010	46,055	51,052	30,343	36,301
1,30	40,010	46,057	51,057	30,343	36,302
1,50	40,011	46,058	51,062	30,343	36,303
1,70	40,011	64,061	51,066	30,343	36,303
1,90	40,011	46,062	51,071	30,344	36,304
2,25	40,012	46,063	51,079	30,344	36,305
2,75	40,013	46,070	51,091	30,344	36,307
3,5	40,014	46,076	51,109	30,345	36,310
4,5	40,015	46,085	51,132	30,346	36,314
5,5	40,017	46,094	51,156	30,347	36,317
6,5	46,018	46,102	51,179	30,347	36,321
7,5	40,020	46,111	51,203	30,348	36,325
8,5	40,021	46,119	51,226	30,349	36,328
9,5	40,022	46,125	51,250	30,350	36,332
11,0	40,025	46,141	51,285	30,351	36,338
13,0	40,027	46,158	51,332	30,353	36,345
15,0	40,030	46,174	51,379	30,354	36,352
17,0	40,032	46,191	51,427	30,356	36,359
19,0	40,035	46,208	51,474	30,358	36,366
22,5	40,039	46,237	51,557	30,360	36,379
27,5	40,044	46,275	51,675	30,364	36,396
35,0	40,051	46,337	51,854	30,370	36,422
45,0	40,058	46,114	52,093	30,378	36,456
55,0	40,063	46,488	52,333	30,383	36,489
65,0	40,064	46,559	52,575	30,394	36,521
75,0	39,621	46,313	52,825	30,315	36,594
85,0	39,561	46,367	53,068	30,349	36,638
95,0	39,499	46,422	53,312	30,384	36,680

Таблица 3.5. Средние ширины процесса (n, γ), мЭВ, для различных состояний ^{239}Pu

$E, \text{ мЭВ}$	0+	1+	0-	1-	2-
0,35	11,042	5,238	0,016	20,945	13,749
0,45	11,044	5,240	0,016	20,947	13,751
0,55	11,046	5,241	0,016	20,949	13,753
0,65	11,049	5,243	0,016	20,952	13,754
0,75	11,051	5,244	0,016	20,954	13,756
0,85	11,053	5,246	0,016	20,956	13,758
0,95	11,055	5,247	0,016	20,956	13,760
1,10	11,059	5,249	0,016	20,962	13,763
1,30	11,063	5,252	0,016	20,966	13,767
1,50	11,067	5,255	0,016	20,968	13,771
1,70	11,072	5,258	0,016	20,975	13,775
1,90	11,076	5,261	0,016	20,979	13,779
2,25	11,084	5,266	0,016	20,985	13,786
2,75	11,095	5,273	0,017	20,998	13,793
3,5	11,112	5,284	0,017	21,015	13,811
4,5	11,134	5,298	0,017	21,037	13,831
5,5	11,156	5,312	0,017	21,059	13,850
6,5	11,178	5,327	0,017	21,082	13,870
7,5	11,200	5,341	0,017	21,104	13,890
8,5	11,223	5,356	0,018	21,126	13,910
9,5	11,245	5,371	0,018	21,146	13,930
11,0	11,278	5,393	0,018	21,182	13,960
13,0	11,323	5,422	0,018	21,227	14,000
15,0	11,368	5,452	0,019	21,272	14,040
17,0	11,413	5,482	0,019	21,317	14,080
19,0	11,459	5,512	0,019	21,362	14,120
22,5	11,538	5,554	0,020	21,441	14,191
27,5	11,652	5,641	0,021	21,551	14,293
35,0	11,826	5,757	0,023	21,724	14,446
45,0	12,060	5,917	0,025	21,952	14,652
55,0	12,298	6,080	0,028	22,182	14,860
65,0	12,541	6,248	0,030	22,412	15,071
75,0	13,236	6,691	0,032	22,690	15,248
85,0	13,541	6,876	0,035	22,894	15,449
95,0	13,850	7,064	0,038	23,101	15,652

Таблица 3.6. Средние делительные ширины (Γ_f), эВ, для ^{239}Pu и вклады α_i каналов для разных состояний

$E, \text{ мЭВ}$	0+		1+		1-		2-		
	$\langle \Gamma_f \rangle$	α_i	$\langle \Gamma_f \rangle$	α_i	$\langle \Gamma_f \rangle$	α_i	$\langle \Gamma_f \rangle$	α_i	
0,35	1,8211	0,8181	0,0173	1,0097	0,5000	0,4966	0,0032	0,6027	0,4805
0,45	1,8210	0,8180	0,1786	1,1095	0,5000	0,4968	0,0032	0,6026	0,4805
0,55	1,8210	0,8178	0,0498	1,0098	0,5000	0,4968	0,0032	0,6026	0,4805
0,75	1,8210	0,8177	0,0049	1,0091	0,5000	0,4968	0,0032	0,6024	0,4807
0,85	1,8210	0,8175	0,0243	1,0089	0,5000	0,4968	0,0032	0,6023	0,4807
0,95	1,8209	0,8174	0,0418	1,0087	0,5000	0,4968	0,0032	0,6023	0,4807
1,10	1,8209	0,8172	0,0546	1,0086	0,5000	0,4968	0,0032	0,6022	0,4807
1,30	1,8209	0,8170	0,0596	1,0083	0,4999	0,4968	0,0033	0,6020	0,4808
1,50	1,8208	0,8167	0,0873	1,0079	0,4999	0,4968	0,0033	0,6019	0,4808
1,70	1,8207	0,8164	0,1071	1,0075	0,4999	0,4968	0,0033	0,6017	0,4808
1,90	1,8207	0,8162	0,1242	1,0072	0,4999	0,4968	0,0033	0,6015	0,4808
2,25	1,8206	0,8159	0,1421	1,0068	0,4999	0,4967	0,0034	0,6014	0,4809
2,75	1,8206	0,8153	0,1847	1,0062	0,4999	0,4967	0,0034	0,6011	0,4809
3,5	1,8204	0,8146	0,0350	1,0052	0,4999	0,4967	0,0034	0,6007	0,4811
4,5	1,8204	0,8175	0,1815	1,0039	0,4998	0,4967	0,0035	0,6000	0,4812
5,5	1,8202	0,8120	0,1860	1,0020	0,4998	0,4967	0,0035	0,5992	0,4814
6,5	1,8201	0,8105	0,1900	1,0012	0,4998	0,4967	0,0035	0,5984	0,4816
7,5	1,8199	0,8091	0,1909	1,0004	0,4997	0,4967	0,0036	0,5975	0,4817
8,5	1,8198	0,8076	0,1924	0,9986	0,4997	0,4967	0,0036	0,5967	0,4819
9,5	1,8197	0,8061	0,1939	0,9947	0,4996	0,4967	0,0037	0,5958	0,4821
11,0	1,8196	0,8046	0,0263	0,9929	0,4996	0,4967	0,0037	0,5950	0,4823
13,0	1,8194	0,8024	0,0228	0,9902	0,4995	0,4967	0,0037	0,5937	0,4829
15,0	1,8194	0,7994	0,0340	0,9866	0,4995	0,4967	0,0038	0,5920	0,4828
17,0	1,8194	0,7963	0,0440	0,9856	0,4994	0,4967	0,0038	0,5903	0,4832
19,0	1,8194	0,7933	0,0537	0,9830	0,4993	0,4967	0,0040	0,5886	0,4833
22,5	1,8194	0,7902	0,0647	0,9794	0,4993	0,4967	0,0040	0,5869	0,4833
27,5	1,8197	0,7892	0,0910	0,9759	0,4992	0,4966	0,0041	0,5849	0,4848
35,0	1,8204	0,7771	0,0318	0,9699	0,4991	0,4966	0,0043	0,5813	0,4843
45,0	1,8220	0,7654	0,0505	0,9609	0,4979	0,4966	0,0045	0,5796	0,4849
55,0	1,8251	0,7498	0,0619	0,9478	0,4981	0,4964	0,0051	0,5731	0,4858
65,0	1,8290	0,7341	0,0619	0,9308	0,4976	0,4962	0,0057	0,5644	0,4868
75,0	1,8383	0,7185	0,1032	0,9142	0,4971	0,4960	0,0064	0,5557	0,4877
85,0	1,8430	0,7032	0,1305	0,8979	0,4971	0,4958	0,0073	0,5470	0,4883
95,0	1,8473	0,6882	0,1618	0,8865	0,4959	0,4948	0,0082	0,5384	0,4888
		0,6737	0,2013	0,8714	0,4952	0,4943	0,0093	0,5299	0,4890
			0,2513	0,8514	0,4952	0,4943	0,0105	0,5215	0,4892

Примечание. Для состояния 0- $\langle \Gamma_f \rangle = 0$.

Таблица 3.7. Средние ширины неупругого рассеяния $\langle \Gamma_n \rangle$, мэВ, и вклады α_i каналов в $\langle \Gamma_n \rangle$ для разных состояний P_n

E, кэВ	1+		0-		1-			2-		
	$\langle \Gamma_n \rangle$	$\langle \Gamma_n \rangle$	$\langle \Gamma_n \rangle$	α_1	α_2	$\langle \Gamma_n \rangle$	α_1	α_2	α_3	
	8,5	7,30	0,07	0,05	1	0	0,03	1	0	0
9,5	12,37	0,36	0,25	1	0	0,15	1	0	0	
11,0	16,23	1,02	0,69	1	0	0,43	1	0	0	
13,0	20,69	2,16	1,47	1	0	0,91	1	0	0	
15,0	22,35	3,54	2,40	1	0	1,49	1	0	0	
17,0	25,13	5,11	3,47	1	0	2,15	1	0	0	
19,0	23,45	6,84	4,63	1	0	2,87	1	0	0	
22,5	34,69	10,16	6,89	1	0	4,27	1	0	0	
27,5	36,41	15,45	10,47	1	0	6,49	1	0	0	
35,0	45,22	24,24	16,42	1	0	10,18	1	0	0	
45,0	57,28	37,00	25,07	1	0	15,54	1	0	0	
55,0	58,58	50,44	34,18	1	0	21,19	1	0	0	
65,0	52,01	64,22	44,85	0,9703	0,0297	28,62	0,9424	0,0576	0	
75,0	47,96	78,08	51,17	0,9254	0,0746	38,08	0,8612	0,1388	0	
85,0	84,75	91,84	70,10	0,8878	0,1122	49,27	0,7830	0,1978	0,0192	
95,0	46,76	105,4	83,24	0,8579	0,1421	61,68	0,7177	0,2378	0,0445	

Примечание. Для состояния $0^+ \langle \Gamma_n \rangle = 0$.

Для учета структуры в сечениях, усредненных по выбранным интервалам, проводилось варьирование силовой функции S_0 и ширины $\langle \Gamma_f \rangle^{1+}$ для минимизации ве-

личины $\sum_{i=1}^3 (x_i^o - x_i^p)^2 / (\Delta x_i)^2$, где $x_i = \langle \sigma_i \rangle$, $\langle \sigma_f \rangle$ или $\langle \alpha \rangle$, а индексы „о“ и

„р“ обозначают их оцененные и расчетные значения. Сравнение оцененных из эксперимента и расчетных значений $\langle \sigma_i \rangle$, $\langle \sigma_f \rangle$, $\langle \alpha \rangle$ приведено в табл. 3.2. Там же приведены оцененные данные по $\langle \sigma_n \rangle$, полученные как $\langle \sigma_i \rangle^o - \langle \sigma_f \rangle^o - \langle \sigma_n \rangle^o$, и

по другим величинам. Поскольку оцененные из эксперимента данные отличаются от расчетных, средние параметры резонансов следует использовать в первую очередь для определения факторов резонансной самоэкранировки. Однако данные различаются в пределах погрешностей эксперимента, что говорит о надежности параметров.

Полученные средние параметры приведены в табл. 3.3—3.7. Для ширины $\langle \Gamma_f \rangle$ и $\langle \Gamma_n \rangle$ каналов 0^+ , 1^+ , 2^- приведены также вклады каналов в суммарную ширину, необходимые для нахождения закона распределения. Довольно большое сечение процесса (n, γ) является следствием значительного превышения энергии связи нейтрона над барьерами деления. Вклад в суммарное сечение неупругого рассеяния вносит и прямой процесс. Обобщенное распределение Портера—Томаса [231] ранее не использовалось для оценки ядерных данных и как следствие не включено в формат оцененных ядерных данных. Поэтому наряду с приведенными выше средними параметрами были получены и параметры, для определения которых использовалось традиционное распределение Портера—Томаса. Процедура получения параметров и сечений сохранилась прежней. В табл. 3.8 приведены параметры барьеров деления, обеспечивающие практически такое же согласие расчетов с экспериментальными данными по $\langle \sigma_f \rangle$, как и на рис. 3.8. Принятые числа степеней свободы для законов распределения парциальных ширины приведены в табл. 3.9. Средние ширины $\langle \Gamma_f \rangle$, $\langle \Gamma_n \rangle$ и

Таблица 3.8. Параметры барьеров деления ^{235}Pu

J	κ	$E_{f, \kappa}$, МэВ	$h_{f, \kappa}$, МэВ
0	+	-1,5; 0,2	0,5
0	+	0,2	0,1
0	—	—	—
1	—	-1,0; -0,6; 0,3	0,5
2	—	-0,6; -0,1; 0,3	0,5

Таблица 3.9. Числа степеней свободы для распределений парциальных ширины

J	κ	ν_n	ν_f	ν_n'
0	+	1	2	—
1	+	1	1	1
0	—	1	—	1
1	—	2	2	2
2	—	1	2	2

Таблица 3.10. Средние резонансные параметры для ^{235}Pu при использовании традиционного распределения Портера—Томаса

E, кэВ	$S_0 \cdot 10^{-4}, \sigma_B^{-1/2}$	$\langle \Gamma_f \rangle^{1+}, \sigma_B$	$\langle \Gamma_n \rangle^{1+}, \sigma_B$	E, кэВ	$S_0 \cdot 10^{-4}, \sigma_B^{-1/2}$	$\langle \Gamma_f \rangle^{1+}, \sigma_B$	$\langle \Gamma_n \rangle^{1+}, \sigma_B$
0,35	1,0968	0,0221	—	4,5	1,0371	0,0219	—
0,45	0,8843	0,1340	—	5,5	1,1163	0,0176	—
0,55	2,1997	0,0570	—	6,5	1,0158	0,0219	—
0,65	0,9508	0,0081	—	7,5	0,9566	0,0398	—
0,75	0,9674	0,0291	—	8,5	1,1485	0,0414	0,0082
0,85	0,7606	0,0413	—	9,5	1,0834	0,0273	0,0134
0,95	0,4208	0,0502	—	12,5	1,0531	0,0328	0,0226
1,10	0,8552	0,0922	—	17,5	1,0888	0,0453	0,0276
1,30	0,9296	0,0929	—	22,5	1,0825	0,0341	0,0416
1,50	0,9986	0,0083	—	27,5	1,1448	0,0375	0,0510
1,70	1,0633	0,0193	—	32,5	1,1064	0,0469	0,0553
1,90	1,1244	0,0133	—	37,5	1,1452	0,0438	0,0628
2,35	1,0298	0,0219	—	42,5	1,0394	0,0594	0,0616
2,90	1,3170	0,0096	—	47,5	1,0591	0,0625	0,0672
3,25	1,2050	0,0195	—	52,5	1,0020	0,0813	0,0675
3,75	1,2461	0,0254	—	57,5	0,9980	0,0938	0,0709

силовые функции, полученные при использовании традиционного распределения Портера—Томаса, даны в табл. 3.10. Однако в качестве оцененных данных следует использовать значения, приведенные в табл. 3.2.

3.4. ОЦЕНКА СРЕДНИХ СТАТИСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ И РАСЧЕТ СРЕДНИХ СЕЧЕНИЙ ДЛЯ ^{235}U В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ 0,5—100 кэВ

В области энергий неразрешенных резонансов для ^{235}U , как будет показано ниже, можно ограничиться лишь вкладом s- и p-волн. При этом необходимо учитывать наличие неупругого рассеяния нейтронов, поскольку в области энергий до 100 кэВ ядро ^{235}U имеет пять уровней возбуждения. Существенно следующее: а) область разрешенных резонансов ^{235}U включает только s-волновые состояния и потому отсутствует информация для получения параметров p-волновых состояний; б) наличие промежуточной структуры в сечениях [259] не позволяет воспользоваться параметрами разрешенных резонансов, которые обычно не несут информации по этой структуре; в) высокие значения спинов ($3^-, 4^-$) существенно затрудняют их идентификацию. В связи со всем перечисленным для ядра ^{235}U использовался метод, сочетающий в себе оба способа получения средних параметров — с помощью параметров в области энергий разрешенных резо-

нансов и из данных по средним сечениям. Так, значения $\langle \Gamma_r \rangle$ и $\langle D \rangle_r$ были получены из данных по разрешенным резонансам, а остальные параметры — путем подгонки к некоторым экспериментальным результатам в области энергий несколько тысяч электрон-вольт. Для того чтобы учесть структуру в сечениях σ_i и σ_l , параметры $\langle \Gamma_n \rangle^{3-}$, $\langle \Gamma_n \rangle^{4-}$ были получены из средних по выбранным энергетическим интервалам сечений $\langle \sigma_i \rangle$, а $\langle \Gamma_l \rangle^{4-}$ — из сечений $\langle \sigma_l \rangle$.

Критерием корректности полученных средних параметров, а также правильности используемой в настоящей работе методики их получения является сравнение расчетных и экспериментальных значений независимо измеряемой величины α .

Расчет средних сечений деления, радиационного захвата и неупругого рассеяния нейтронов проводился по формулам (3.40)–(3.42). Чтобы получить соответствующее выражение для сечения упругого рассеяния, необходимо учесть наличие потенциального рассеяния и интерференцию его с резонансным [225]

$$\langle \sigma_n \rangle = \frac{2\pi^2}{k^2} \sum_r \frac{g_r}{\langle D \rangle_r} \left[\left\langle \frac{\Gamma_n^2 r}{\Gamma_r} \right\rangle - 2 \langle \Gamma_n \rangle_r \sin^2 \varphi_l \right] + \sigma_p, \quad (3.59)$$

где

$$\sigma_p = \sum_l 4\pi(2l+1) \sin^2 \varphi_l. \quad (3.60)$$

Среднее расстояние $\langle D \rangle_{\text{набл}}$ можно получить прямым усреднением числа уровней в области энергий разрешенных резонансов, из наклона кривой $N_r(E)$ (N_r — число резонансов) или из принципа максимального правдоподобия [260]. Определение $\langle D \rangle_r(E)$ следует проводить с учетом теоретической зависимости плотности уровней от спина, четности и энергии возбуждения. Величину же $\langle D \rangle_{\text{набл}}$ обычно используют для нормировки или определения неизвестных параметров.

Для расчета средних расстояний между уровнями в области энергий неразрешенных резонансов мы использовали модель независимых частиц с основным параметром плотности уровней, не зависящим от энергии возбуждения и определяемым по наблюдаемой плотности нейтронных резонансов. Применимость ее обусловлена тем, что энергия возбуждения близка к энергии связи нейтрона, а спины резонансов не сильно отличаются от спинов s -, p -, d -волновых состояний. Модель независимых частиц дает следующее выражение для плотности уровней [261]:

$$\rho(U, J) = \frac{1}{D(U, J)} = \frac{2J+1}{48\sqrt{2} \sigma^2 a^{1/4} U^{5/4}} \exp \left[2\sqrt{aU} - \frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (3.61)$$

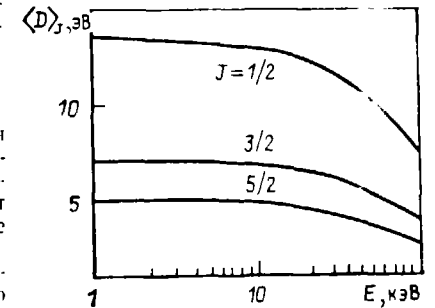
где параметр образования спина $\sigma^2 = (6/\pi^2) \bar{m}^2 \sqrt{aU}$; $U = B_n - \Delta$ — эффективная энергия возбуждения составного ядра (B_n — энергия связи нейтрона; Δ — энергия спаривания нуклонов в ядре с четным числом протонов и (или) нейтронов [249, 262]).

Соотношение (3.61) содержит три параметра: основной параметр плотности уровней $a = \pi^2 g/6$, среднее квадратическое значение проекции углового момента этих состояний \bar{m}^2 и поправку Δ . Значение \bar{m}^2 обычно выбирают на основе квазиклассической оценки: $\bar{m}^2 = 0,22 + 0,25A^{2/3}$ [263], которой мы и пользовались; поправку Δ отождествляют с аналогичной поправкой в формуле для масс ядер и из (3.61) определяют a по экспериментальному значению $\langle D \rangle_{\text{набл}}$.

Следует отметить, что при выборе σ^2 можно использовать разные значения момента инерции. Это приводит к некоторому изменению параметра a . Так, использование выражения [234] $\sigma^2 = 0,0889(aU)^{1/2} A^{2/3}$ дает $a = 28,61 \text{ МэВ}^{-1}$ для ^{235}U . Использование квазиклассической оценки приводит к значению $a = 30,66 \text{ МэВ}^{-1}$. Однако это никак не сказывается на рассчитываемых здесь величинах $\langle D \rangle_r(E)$ вследствие того, что $E \ll U$.

В принципе параметр обрезания спина σ^2 можно определить экспериментально, например сравнением последовательности резонансов с различными J . Про-

Рис. 3.10. Зависимость среднего расстояния между уровнями с различными спинами для ^{240}Pu от энергии



цедура быстрого определения σ^2 , которая связана с экспериментальным распределением уровней по спинам, основана на методе максимального правдоподобия, и этот метод был использован нами при оценке сечений по статистической модели.

Выражение (3.61) обуславливает независимость D от энергии падающего нейтрона E . Как правило, при конкретных расчетах в области энергий неразрешенных резонансов пренебрегают энергетической зависимостью $\langle D \rangle_r(E)$. Однако, несмотря на условие $E \ll B_n$, она существенна, и ее учет приводит к 15%-ному уменьшению $\langle D \rangle$ при $E = 100 \text{ кэВ}$. Это, естественно, скажется на результатах расчета средних сечений для делящихся ядер, в первую очередь на сечении радиационного захвата и значении α . Так, расчеты показали, что пренебрежение энергетической зависимостью $\langle D \rangle_r$ приводит к уменьшению $\langle \sigma_{n1} \rangle$ и $\langle \alpha \rangle$ приблизительно на 15% при энергии 100 кэВ. В постоянных расчетах мы учли зависимость $\langle D \rangle_r(E)$, взяв $U = B_n + E - \Delta$, так как, например, для ^{240}Pu в интервале энергий 1–142 кэВ среднее расстояние уменьшается на 20% (рис. 3.10).

Модель независимых частиц предполагает независимость $\langle D \rangle_r$ от четности. В деформированных тяжелых ядрах, какими являются ^{235}U , ^{239}Pu , зависимость $\langle D \rangle_r$ от четности, по-видимому, можно пренебречь [254].

Теория плотности ядерных уровней в последнее время получила существенное развитие. В рамках традиционной модели ферми-газа учтено ослабление оболочечных эффектов с ростом энергии возбуждения [265]. В рамках этой же модели проведен учет вклада в плотность уровней коллективных видов движения [263, 266], что привело к улучшению согласия расчетных параметров a с квазиклассической оценкой. Следует отметить, что учет этих эффектов не вносит заметных изменений в расчет $\langle D \rangle_r$ в области энергий неразрешенных резонансов. Это обусловлено близостью данной области к точке нормировки $B_n - \Delta$ и малостью оболочечной поправки δW в формуле для масс некоторых из рассматриваемых здесь ядер, например ^{243}Pu , ^{241}Pu . Использование модели сверхтекучего ядра, позволяющей более корректно по сравнению с моделью ферми-газа описывать плотность уровней во всей области энергий, также не вносит заметных изменений в рассчитываемые сечения вследствие близости к точке нормировки $B_n - \Delta$.

Другими параметрами, которые необходимо определить для расчета средних нейтронных сечений, являются средние нейтронные ширины и нейтронные силовые функции.

Приведенные средние нейтронные ширины $\langle \Gamma_n^0 \rangle$, можно определить через силовые функции или посредством усреднения приведенных нейтронных ширины разрешенных резонансов. Силовые функции можно получить из данных в области энергий разрешенных резонансов и из данных по средним сечениям или пропусканиям в области энергий несколько тысяч килоэлектрон-вольт. Наиболее подходящими для этой цели являются данные по σ_l , так как для их описания требуется меньшее число других параметров. Значения других сечений, например σ_{n1} и σ_f , должны использоваться только при отсутствии данных по σ_l и для проверки непротиворечивости средних параметров.

Силовые функции для ^{235}U были определены из выражения (3.45), которое является линейной зависимостью $\langle \sigma_l \rangle$ от S_l , т. е. оказывается удобным использовать метод наименьших квадратов. В области низких энергий наряду с S_0 можно определить из $\langle \sigma_l \rangle$ и радиус потенциального рассеяния. К недостаткам этого метода получения силовых функций относятся высокие требования к точности исходных данных по σ_l . Невысокая точность σ_l очень сильно влияет на определение S_1 и S_2 , так как основной вклад в σ_l и рассматриваемой области

энергий дает s -волна. Данный метод получения силовых функций в настоящей работе сочетается с методом их расчета из параметров резонансов, что позволило повысить точность определения S_0 .

В принципе силовые функции могут быть получены исходя из проницаемостей T_{12} , рассчитанных по оптической модели. Основная трудность в применении этого подхода для оценки силовых функций состоит в выборе параметров оптического потенциала, поскольку неточность исходных данных (σ_p , σ_t , S_0) оказывает сильное влияние на рассчитываемые значения силовых функций. Так, Голдсмит [267] подгонкой к двум разным экспериментальным значениям σ_p получил для ^{235}U параметры, которые дают значения S_1 , различающиеся почти в 3 раза. Поэтому расчет силовых функций по оптической модели следует проводить только в том случае, когда другие способы неприменимы, т. е. когда нет необходимых данных.

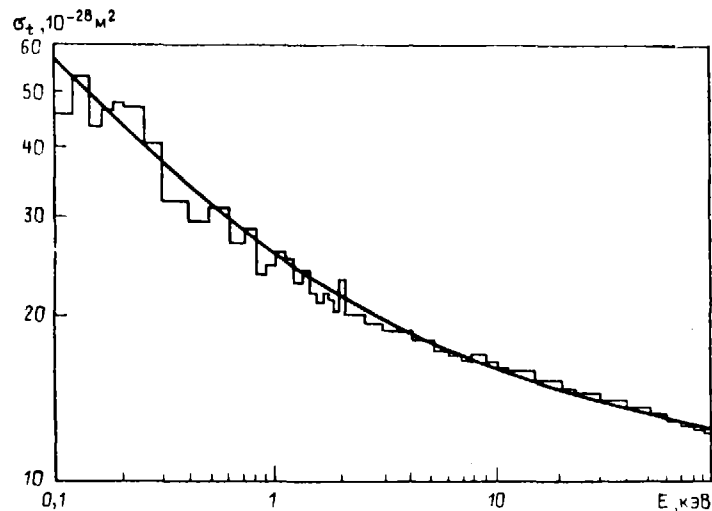


Рис. 3.11. Сравнение расчетных (гладкая кривая) и оцененных из экспериментальных (гистограмма) данных по σ_t для ^{235}U

Силовые функции S_0 и S_1 для ^{235}U первоначально определялись нами методом наименьших квадратов с учетом погрешностей экспериментальных данных по σ_t в области $E=0,1 \div 100$ кэВ [107, 166, 170, 268]. Значение S_2 было задано и оставалось постоянным, равным $1,08 \cdot 10^{-4}$ эВ $^{-1/2}$, что несколько выше значения S_2 , даваемого Аттли и др. [170]. Такой выбор обусловлен тем, что в отличие от [170] мы использовали оценку σ_p [55], которая несколько меньше экспериментального значения Аттли ($\sigma_p=11,5 \cdot 10^{-28}$ м 2 по данным [55] и $\sigma_p=(11,7 \pm 0,1) \times 10^{-28}$ м 2 по данным Аттли [170]). Кроме того, значения S_0 и S_1 практически не зависят от выбора S_2 , довольно сильно зависят от σ_p и чувствительны к несечению.

Расчет дает следующие значения: $S_0=0,96 \cdot 10^{-4}$ эВ $^{-1/2}$; $S_1=1,70 \cdot 10^{-4}$ эВ $^{-1/2}$. Приведенное значение S_0 согласуется с S_0 , полученным из области энергий разрешенных резонансов. Эти значения близки к данным [170], несмотря на то что в настоящей работе в процессе подгонки оставалось постоянным значение S_2 , а в [170] — S_0 .

Сравнение расчетных и оцененных из эксперимента данных по σ_t приведено на рис. 3.11. Расчет показывает, что в области $E < 100$ кэВ можно не учитывать вклад d -волны, который при $E=100$ кэВ составляет 4% (в сечении реакции) или 0,6% (в полное сечение σ_t), что значительно меньше погрешности исходных данных по σ_t , используемых в настоящих расчетах. В области $E < 2$ кэВ можно

Таблица 3.11. Значения силовой функции S_0 , приведенных нейтронных ширин $\langle \Gamma_{n/3}^0 \rangle$ и $\langle \Gamma_{n/4}^0 \rangle$ для ^{235}U в области $E = 0,1 \div 100$ кэВ

ΔE , кэВ	$S_0 \cdot 10^{-4}$ эВ $^{-1/2}$	$\langle \Gamma_{n/3}^0 \rangle \cdot 10^{-4}$ эВ $^{1/2}$	$\langle \Gamma_{n/4}^0 \rangle \cdot 10^{-4}$ эВ $^{1/2}$
0,10—0,15	0,99468	1,31280	1,12816
0,15—0,20	1,10670	1,46061	1,25521
0,20—0,25	1,28364	1,69415	1,45590
0,25—0,30	1,16148	1,22066	1,04900
0,3—0,4	0,92448	1,84834	1,58841
0,4—0,5	0,93427	1,23305	1,05965
0,5—0,6	1,11929	1,47724	1,26950
0,6—0,7	0,96291	1,27089	1,09217
0,7—0,8	1,12944	1,44933	1,28101
0,8—0,9	0,85529	1,12881	0,97007
0,9—1,0	0,97587	1,28796	1,10684
1,0—1,1	1,12843	1,48930	1,27987
1,1—1,2	1,13567	1,49991	1,28898
1,2—1,3	0,96601	1,27494	1,09565
1,3—1,4	1,11408	1,47036	1,26359
1,4—1,5	0,90996	1,24056	1,06610
1,5—1,6	0,91593	1,20884	1,03885
1,6—1,7	1,01214	1,33582	1,14797
1,7—1,8	0,98086	1,29456	1,11251
1,8—1,9	0,91338	1,20548	1,03596
1,9—2,0	1,23413	1,62880	1,39975
2,0—2,5	0,98953	1,30598	1,12233
2,5—3,0	0,99153	1,30862	1,12460
3—4	1,03578	1,36702	1,17478
4—5	1,05407	1,39116	1,19552
5—6	0,99496	1,31315	1,12848
6—7	1,04506	1,37927	1,18531
7—8	1,06754	1,40894	1,21080
8—9	1,23659	1,63205	1,40254
9—10	1,15826	1,52867	1,31360
10—11	1,13493	1,49795	1,28729
11—12	1,18079	1,55841	1,33935
12—13	1,17540	1,55129	1,33314
13—14	1,27430	1,68194	1,44541
14—15	1,29026	1,70291	1,46344
15—16	1,23604	1,63397	1,40418
16—17	1,27762	1,68620	1,44908
17—18	1,14506	1,51125	1,29873
18—19	1,24124	1,63819	1,40781
19—20	1,19538	1,57766	1,35580
20—25	1,16533	1,53800	1,32172
25—30	1,22285	1,61392	1,38696
30—40	1,18782	1,56768	1,34723
40—50	1,11087	1,46613	1,25995
50—60	1,05383	1,39085	1,19526
60—70	0,95273	1,25742	1,08060
70—80	1,05920	0,39794	1,20135
80—90	1,15988	1,53080	1,31553
90—100	1,10562	1,45920	1,25400

ограничиться вкладом только s -волны (вклад волн других типов не превышает 1%).

В дальнейших расчетах учтен вклад лишь s - и p -волн, и силовая функция S_l принята постоянной в рассматриваемой области энергий. Значение S_0 определялось из подгонки расчетных значений σ_l к экспериментальным данным в каждом выбранном энергетическом интервале, число которых определяется как структурой в сечениях, так и требованием, чтобы каждый энергетический интервал содержал достаточно большое число резонансов. Полученные таким образом значения S_0 и приведенные нейтронные ширины s -состояний $\langle \Gamma_n^0 \rangle_{s-}$ и $\langle \Gamma_n^0 \rangle_{s+}$ даны в табл. 3.11.

Таблица 3.12. Средние параметры резонансов для ^{235}U , не зависящие от энергии (D)_ж зависит от энергии нейтронов

l	J	π	S_l , 10^{-4} эВ $^{-1/2}$	S_l , 10^{-4} эВ $^{-1/2}$	$\langle \Gamma_l \rangle$, эВ	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$, 10^{-4} эВ $^{-1/2}$	ν_l	ν_n
0	3	—	1,70	1,0	0,6350	Зависит от энергии	3	1
	4	—					2	1
	2	+					2	1
	3	+					1	2
1	4	+					2	2
	5	+					1	1

С таким выбором силовых функций связано то, что приведенные нейтронные ширины p -волновых состояний не зависят от энергии в рассматриваемой области энергий. Они указаны в табл. 3.12 вместе с другими параметрами, не зависящими от энергии.

Поскольку порог неупругого рассеяния нейтронов тяжелыми ядрами низок, необходимо в области энергий неразрешенных резонансов учитывать наличие процесса (l, l'). Будем предполагать, что коэффициенты проницаемости P_l ядра в возбужденном состоянии определяются так же, как коэффициенты в основном состоянии, т. е. отличие от канала упругого рассеяния заключается лишь в значении энергии. В этом случае среднюю ширину неупругого рассеяния $\langle \Gamma_n \rangle_r$ можно определить аналогично нейтронной ширине [см. (3.56)].

Суммирование в (3.56) ведется лишь по тем уровням и значениям орбитального момента l' , которые дают вклад в данный канал r , т. е. по величинам, удовлетворяющим законам сохранения энергии: $E \geq E_q(A+1)/A$, полного углового момента: $l+j = l'+j'$; четности: $(-1)^l \pi = (-1)^{l'} \pi_q$. Величины со штрихом относятся к выходному каналу; i — спин основного состояния ядра-мишени; j — полный момент нейтрона.

Как правило, процесс (l, l') обычно не учитывают. Однако в ряде случаев это приводит к довольно существенному различию рассчитываемых величин. Так, расчеты показывают, что при $E=100$ кэВ различие в σ_l с учетом и без учета процесса (l, l') достигает 10%.

Расчет $\langle \Gamma_n \rangle_r$ проводился по формуле (3.56). В соответствии с выбором силовых функций S_l ширины неупругого рассеяния, соответствующие p -волне, изменяются монотонно, в то время как для s -волны они флуктуируют от интервала к интервалу в соответствии с изменением силовой функции S_0 .

При расчете сечений в области энергий от 100 кэВ надо учитывать пять уровней возбуждения (0,08 кэВ $1/2^+$, 13 кэВ $3/2^+$, 46 кэВ $9/2^-$, 52 кэВ $5/2^+$, 83 кэВ $7/2^+$). Средние ширины неупругого рассеяния s - и p -волновых состояний для нескольких энергетических интервалов приведены в табл. 3.13.

Величина $\nu_{l,l',q}$ из (3.56), являющаяся числом степеней свободы для выходного канала (q, l', l), ассоциировалась с числом способов реализации этого канала.

Таблица 3.13. Средние ширины неупругого рассеяния $\langle \Gamma_n \rangle_r$, 10^{-3} эВ, для ^{235}U в области энергий 13—100 кэВ

ΔE , кэВ	$\langle \Gamma_n \rangle_{s-}^0$	$\langle \Gamma_n \rangle_{s+}^0$	$\langle \Gamma_n \rangle_{s+}^1$	$\langle \Gamma_n \rangle_{s+}^2$	$\langle \Gamma_n \rangle_{s+}^3$	$\langle \Gamma_n \rangle_{s+}^4$
13—14	0,00784	—	4,88570	—	—	—
14—15	0,0409	—	8,56760	—	—	—
15—16	0,08705	—	10,59594	—	—	—
16—17	0,14371	—	12,95909	—	—	—
17—18	0,20882	—	13,16959	—	—	—
18—19	0,28123	—	15,76245	—	—	—
19—20	0,36012	—	16,52348	—	—	—
20—25	0,63469	—	19,45075	—	—	—
25—30	1,17246	—	25,25239	—	—	—
30—40	2,14350	—	30,10893	—	—	—
40—50	3,63554	5,22027	33,96543	0,06818	0,11719	0,21725
50—60	5,60536	11,29860	45,67980	7,29328	1,02981	0,95453
60—70	9,10657	15,73526	55,79114	16,01512	2,92576	2,76752
70—80	13,53199	22,42906	72,79093	24,37371	5,44035	5,04271
80—90	18,70798	29,41548	89,50570	38,93930	13,67814	7,62189
90—100	25,66828	33,98555	93,54008	52,64942	24,88438	10,42076

Выбор числа степеней свободы χ^2 -распределения ширины неупругого рассеяния $\langle \Gamma_n \rangle_r$ осложняется тем, что это число зависит от энергии, поскольку с увеличением энергии открывается возможность возбуждения все новых уровней. Мы разбили всю область энергий до 100 кэВ на пять интервалов, границы которых совпадают с энергиями возбуждения уровней. Внутри этих интервалов число степеней свободы было принято не зависящим от энергии и определялось по значению относительного вклада в ширину неупругого рассеяния данного состояния каждого выходного канала (q, l', J). Выбранные таким образом значения числа степеней свободы распределения ширины неупругого рассеяния $\langle \Gamma_n \rangle_r$ даны в табл. 3.14.

Средняя радиационная ширина $\langle \Gamma_l \rangle_r$ рассчитывалась в приближении дипольных электрических переходов. Спектральный фактор $f(U, e)$, включающий зависимость матричных элементов радиационных переходов от их энергии и мультипольности, выбирали в виде, следующем из описания сечения фотопоглощения деформированного ядра сулертозиной двух лоренцевых кривых. Предпочтение этому виду спектрального фактора было дано в связи с тем, что он лучше описывает ширины (n, ν)-процесса. Рассчитанные ширины $\langle \Gamma_l \rangle_r$ нормировались к полученным экспериментально в области энергий разрешенных резонансов значениям $\langle \Gamma_l \rangle_{\text{ввбд}}$.

Таблица 3.14. Число степеней свободы распределения ширины неупругого рассеяния $\langle \Gamma_n \rangle_r$ для ^{235}U в области энергий 0,1—100 кэВ

l	J	π	E , кэВ				
			0,1—13	13—46	46—52	52—83	83—100
0	3	—	0	1	1	2	2
	4	—	0	0	1	1	1
1	2	+	0	1	1	2	2
	3	+	0	0	2	1	2
	4	+	0	0	2	2	2
	5	+	0	0	2	2	2

Различие в рассчитываемых сечениях $\langle \sigma_{\text{пл}} \rangle$ при постоянном значении $\langle \Gamma_T \rangle$ и при учете зависимости $\langle \Gamma_T \rangle(E)$ вблизи $E=50$ кэВ составляло 1%, вблизи $E=100$ кэВ — 4%, вблизи $E=200$ кэВ — 8%. Средние делительные ширины $\langle \Gamma_j \rangle$ для ^{235}U первоначально были получены по каналовой теории деления [см. (3.57)]. Значения энергий барьеров E_{jk} подбирали из подгонки расчетных данных по σ_f к экспериментальным. Полученные значения параметров барьеров деления приведены в табл. 3.15. При их определении принимали во внимание примерную схему расположения переходных состояний делящегося четно-четного ядра, предложенную Линном [235].

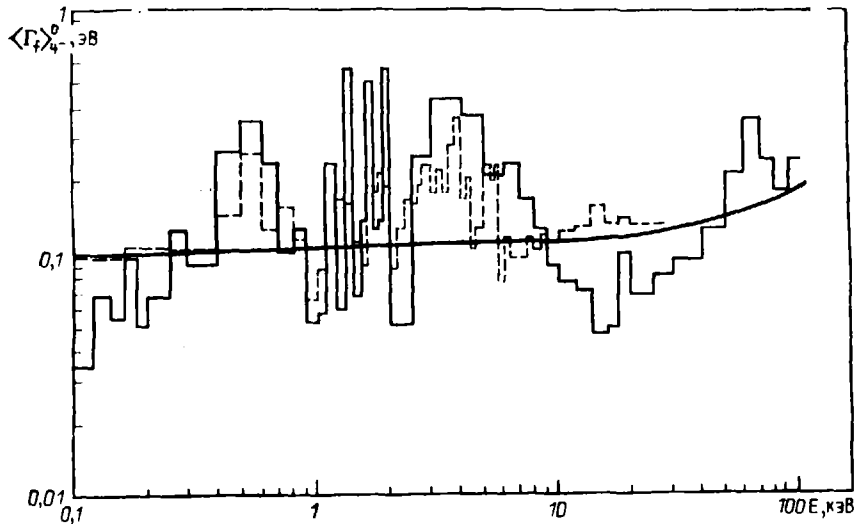


Рис. 3.12. Зависимость средней делительной ширины $\langle \Gamma_j \rangle_{4-}$ для ^{235}U от энергии:

сплошная кривая — расчет по каналовой теории деления с параметрами из табл. 3.15; гистограмма — расчет для случая, когда делительные ширины подогнаны к сечению деления; пунктир — данные [175]

В результате анализа порог деления для ^{235}U был принят равным $\sim 0,7$ МэВ, что близко к экспериментальному значению [269]. При проведении подгонки по σ_f учитывалось неупругое рассеяние, которое оказалось существенным.

В окончательном варианте все средние делительные ширины, кроме $\langle \Gamma_j \rangle_{4-}^0$, находили из выражения (3.57) с параметрами из табл. 3.15. Значение $\langle \Gamma_j \rangle_{4-}^0$ определялось из детальной подгонки в каждом энергетическом интервале к экспериментальным значениям σ_f . Экспериментальные данные по σ_f для разделенных уровней 3- и 4- [175] показывают, что их нельзя описать с использованием постоянной величины $\langle \Gamma_j \rangle_{4-}^0$, полученной из области энергий разрешенных резонансов, или с учетом слабой флуктуации $\langle \Gamma_j \rangle_{4-}^0$ (10—15%), которую можно ожидать из распределения Портера — Томаса для двух или трех открытых каналов деления. Наоборот, флуктуации $\langle \Gamma_j \rangle_{4-}^0$ не малы и не распределены случайно, как это показали авторы [175] (рис. 3.12).

Полученные средние парциальные делительные ширины $\langle \Gamma_j \rangle$ для каждого энергетического интервала даны в табл. 3.16. Значения $\langle \Gamma_j \rangle_{4-}^0$ приведены на рис. 3.12.

Таким образом, исходной информацией для получения средних параметров явились наши оцененные данные по полному сечению взаимодействия σ_t и сечению деления σ_f , усредненные по выбранным энергетическим интервалам. По-

Таблица 3.15. Параметры барьеров деления для ^{235}U

J	κ	ν_f	E_{jk} , мэВ	J	κ	ν_f	E_{jk} , мэВ
1	—	2	— 0,4; 0,1	1	+	1	0,8
2	—	1	0,0; 0,3; 0,3	2	+	2	— 0,7; — 0,1; 0,8; 1,1
3	—	3	— 0,4; 0,0; 0,3; 0,3; 0,9	3	—	1	— 0,1; 0,8
4	—	2	0,0; 0,3; 0,3; 0,9	4	+	2	— 0,7; — 0,1; 0,8; 1,1; 1,1
5	—	2	— 0,4; 0,0; 0,3; 0,3; 0,9	5	+	1	— 0,1; 0,8; 1,1
6	—	1	0,0; 0,5; 0,3; 0,9	6	+	2	— 0,7; — 0,1; 0,8; 1,1; 1,1
0	+	1	— 0,7; 1,1	7	+	1	0,1; 0,8

Таблица 3.16. Значения средних делительных ширин $\langle \Gamma_j \rangle$, эВ, для ^{235}U в области энергий 0,1—100 кэВ

ΔE , кэВ	$\langle \Gamma_j \rangle_{3-}^0$	$\langle \Gamma_j \rangle_{4-}^0$	$\langle \Gamma_j \rangle_{2+}$	$\langle \Gamma_j \rangle_{3+}$	$\langle \Gamma_j \rangle_{4+}$	$\langle \Gamma_j \rangle_{5+}$
0,10—0,15	0,62328	0,05170	0,48532	0,16357	0,32106	0,15030
0,15—0,20	0,62332	0,06868	0,48525	0,16359	0,32107	0,15031
0,20—0,25	0,62336	0,06641	0,48538	0,16362	0,32109	0,15032
0,25—0,30	0,62339	0,12305	0,48541	0,16364	0,32111	0,15035
0,3—0,4	0,62345	0,08887	0,48545	0,16367	0,32114	0,15038
0,4—0,5	0,62353	0,25781	0,48551	0,16372	0,32118	0,15041
0,5—0,6	0,62361	0,34180	0,48557	0,16376	0,32122	0,15045
0,6—0,7	0,62369	0,22949	0,48563	0,16381	0,32126	0,15048
0,7—0,8	0,62377	0,10010	0,48569	0,16386	0,32130	0,15052
0,8—0,9	0,62385	0,12305	0,48575	0,16390	0,32134	0,15056
0,9—1,0	0,62393	0,05176	0,48581	0,16395	0,32138	0,15059
1,0—1,1	0,62401	0,05518	0,48586	0,16399	0,32142	0,15063
1,1—1,2	0,62409	0,23438	0,48592	0,16404	0,32145	0,15066
1,2—1,3	0,62417	0,07129	0,48598	0,16408	0,32149	0,15070
1,3—1,4	0,62425	0,55469	0,48604	0,16413	0,32153	0,15074
1,4—1,5	0,62433	0,06445	0,48610	0,16417	0,32157	0,15077
1,5—1,6	0,62441	0,12691	0,48616	0,16422	0,32161	0,15081
1,6—1,7	0,62449	0,49219	0,48622	0,16426	0,32165	0,15084
1,7—1,8	0,62457	0,11914	0,48627	0,16431	0,32169	0,15088
1,8—1,9	0,62465	0,1086	0,48633	0,16435	0,32173	0,15092
1,9—2,0	0,62473	0,54688	0,48639	0,16440	0,32176	0,15095
2,0—2,5	0,62496	0,04883	0,48657	0,16453	0,32188	0,15106
2,5—3,0	0,62536	0,24219	0,48686	0,16475	0,32207	0,15124
3—4	0,62596	0,40625	0,48729	0,16509	0,32236	0,15150
4—5	0,62676	0,35156	0,48787	0,16553	0,32274	0,15186
5—6	0,62756	0,19922	0,48844	0,16597	0,32312	0,15220
6—7	0,62836	0,22236	0,48901	0,16641	0,32349	0,15255
7—8	0,62916	0,16016	0,48957	0,16684	0,32387	0,15290
8—9	0,62996	0,12109	0,49013	0,16727	0,32424	0,15324
9—10	0,63076	0,08594	0,49068	0,16770	0,32460	0,15358
10—11	0,63156	0,06836	0,49123	0,16812	0,32497	0,15392
11—12	0,63237	0,07813	0,49178	0,16854	0,32533	0,15425
12—13	0,63317	0,04688	0,49232	0,16896	0,32569	0,15458
13—14	0,63398	0,08984	0,49286	0,16937	0,32604	0,15491
14—15	0,63479	0,05176	0,49339	0,16978	0,32640	0,15524
15—16	0,63559	0,28009	0,49392	0,17019	0,32675	0,15557
16—17	0,63640	0,05078	0,49445	0,17059	0,32709	0,15589

$\Delta E, \text{кэВ}$	$\langle \Gamma_f \rangle_{3-}^0$	$\langle \Gamma_f \rangle_{4-}^0$	$\langle \Gamma_f \rangle_{2+}^1$	$\langle \Gamma_f \rangle_{3+}^1$	$\langle \Gamma_f \rangle_{4+}^1$	$\langle \Gamma_f \rangle_{5+}^1$
17—18	0,33721	0,04395	0,49497	0,17099	0,32744	0,13621
18—19	0,33802	0,12500	0,49549	0,17139	0,32778	0,13652
19—20	0,33883	0,06641	0,49600	0,17179	0,32812	0,13684
20—25	0,34126	0,06504	0,49751	0,17295	0,32912	0,13776
25—30	0,34533	0,07735	0,49996	0,17483	0,33738	0,13926
30—40	0,35144	0,08848	0,50342	0,17750	0,33303	0,14139
40—50	0,35961	0,11641	0,50773	0,18081	0,33588	0,14402
50—60	0,36697	0,20157	0,51128	0,18354	0,33823	0,14620
60—70	0,37593	0,34375	0,51523	0,18658	0,34845	0,14862
70—80	0,38413	0,23438	0,51848	0,18908	0,34299	0,15061
80—90	0,39151	0,16797	0,52113	0,19112	0,34475	0,15224
90—100	0,40054	0,23438	0,52405	0,19337	0,34713	0,15403

лученные параметры позволили достаточно надежно рассчитать сечения реакций (n, γ) и (n, n') в области энергий до 100 кэВ [33].

Силовые функции S_0 и S_1 были получены из данных по полному сечению взаимодействия σ_t , поэтому, как и следовало ожидать, результаты расчета σ_t хорошо согласуются с экспериментом (см. рис. 3.11). Анализ показывает, что в расчетах можно не учитывать вклад d -волны, который составляет при $E = 100$ кэВ 4% (для σ_n) или 0,6% (для σ_t). Вклад s -волны в σ_t преобладает до $E < 80$ кэВ, а при $E > 80$ кэВ вклад p -волны становится сравнимым с вкладом s -волны. Кроме того, для p -волны можно пренебречь интерференционным членом.

В расчетах значение силовых функций для p -волны оставалось постоянным, а чтобы учесть флуктуации σ_t , значение S_0 подгонялось к σ_t в соответствии с флуктуациями последнего по энергетическим интервалам. Силовая функция S_0 подвержена довольно сильным флуктуациям, что влечет в свою очередь флуктуации нейтронных ширин и ширин неупругого рассеяния: $\langle \Gamma_n \rangle_{3-}^0, \langle \Gamma_n \rangle_{4-}^0, \langle \Gamma_n \rangle_{2+}^1, \langle \Gamma_n \rangle_{3+}^1, \langle \Gamma_n \rangle_{4+}^1, \langle \Gamma_n \rangle_{5+}^1$.

Сравнение экспериментальных данных по σ_t с сечениями, рассчитанными с использованием средних параметров, показывает хорошее согласие в рассматриваемой области энергий. В дальнейшем, чтобы отразить флуктуации σ_t , связанные, возможно, с промежуточной структурой, одну из парциальных ширин $\langle \Gamma_f \rangle_{4-}^0$ подгоняли к средним по выбранным энергетическим интервалам значениям σ_t . Полученные таким образом значения $\langle \Gamma_f \rangle_{4-}^0$ даны в табл. 3.16. Кроме того, значения $\langle \Gamma_f \rangle_{4-}^0$, в том числе и полученное без подгонки к σ_t , приведены на рис. 3.12. Сравнить эти величины, естественно, в общем случае трудно, и следует лишь обратить внимание на большие флуктуации $\langle \Gamma_f \rangle_{4-}^0$. Однако удовлетворительное согласование в среднем говорит о хорошем выборе параметров барьеров деления.

Необходимо отметить, что при получении средних делительных ширин $\langle \Gamma_f \rangle_{4-}^0$, делящихся ядер важно учитывать наличие неупругого рассеяния нейтронов. Это обусловлено сравнительно большим числом уровней возбуждения делящихся ядер в области $E < 100$ кэВ. Ядро ^{235}U в этой области энергий имеет пять уровней возбуждения. Впрочем, первый уровень в расчетах можно было бы и не учитывать, несмотря на низкое значение энергии его возбуждения (80 эВ), так как сечение возбуждения первого уровня мало в связи с тем, что спин его (1/2) сильно отличается от спина основного состояния (7/2).

Сравнение сечения деления σ_d , рассчитанного с учетом и без учета неупругого рассеяния нейтронов, показывает, что различие при $E = 100$ кэВ достигает 10%, что приводит к изменению примерно в 2 раза отношений сечений $\sigma_{n, \gamma} / \sigma_d$.

По полученным средним параметрам резонансов были рассчитаны сечения реакций (n, n') и (n, γ) . Сравнение расчетных и экспериментальных данных по отношению сечения захвата к сечению деления $\alpha = \sigma_{n, \gamma} / \sigma_d$ проведено на рис. 3.13

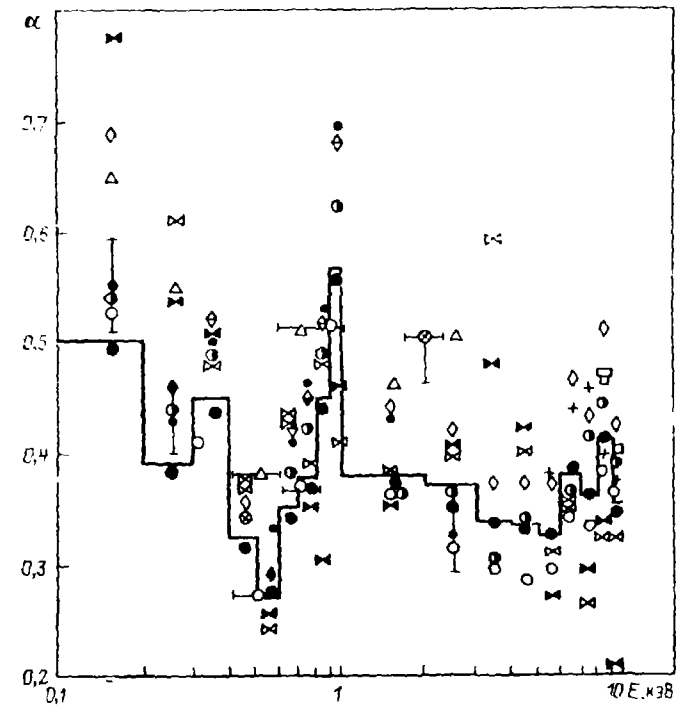


Рис. 3.13. Сравнение расчетных и экспериментальных значений α для ^{235}U в области энергий 0,1—10 кэВ; расчет проводился с силовыми функциями S_0 , полученными подгонкой к σ_t в каждом энергетическом интервале

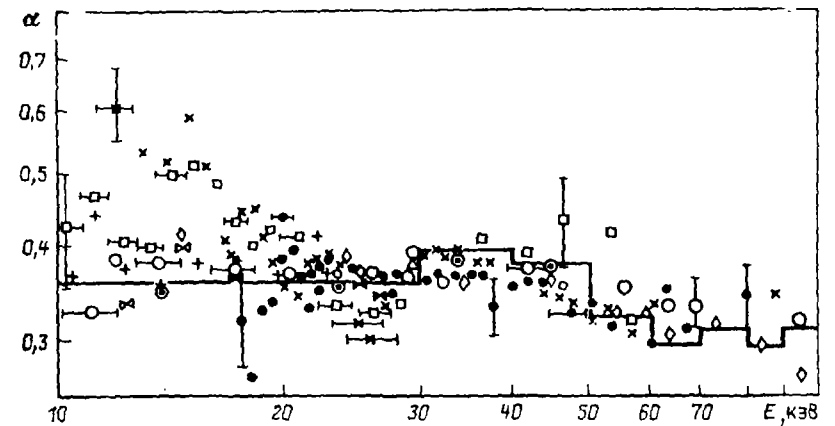


Рис. 3.14. Сравнение расчетных и экспериментальных значений α в области энергий 10—100 кэВ; расчет проводился при тех же S_0 , что и на рис. 3.13

Таблица 3.17. Оцененные значения сечения, 10^{-28} м², и в области энергий разрешенных резонансов

E, кэВ	σ_f	σ_f'	σ_{n1}	σ_n	σ_{n1}'	σ
0,10—0,15	48,55	22,56	10,96	15,03	—	0,4856
0,15—0,20	46,51	19,69	10,16	16,66	—	0,5162
0,20—0,25	46,83	21,46	9,96	15,41	—	0,4639
0,25—0,30	43,88	19,54	6,17	18,17	—	0,3157
0,30—0,40	31,14	13,04	5,74	12,36	—	0,4401
0,4—0,5	29,76	13,52	4,26	11,98	—	0,3150
0,5—0,6	31,28	14,91	4,15	12,22	—	0,2784
0,6—0,7	27,20	11,38	3,92	11,90	—	0,3443
0,7—0,8	28,56	10,97	4,09	13,50	—	0,3732
0,8—0,9	23,76	8,04	3,59	12,13	—	0,4467
0,9—1,0	24,71	7,43	4,14	13,14	—	0,5567
1,0—1,1	25,93	8,18	4,30	13,45	—	0,5252
1,1—1,2	25,39	9,33	3,04	13,02	—	0,3254
1,2—1,3	22,97	7,22	2,58	13,17	—	0,3579
1,3—1,4	24,18	8,17	2,31	13,70	—	0,2827
1,4—1,5	21,89	6,74	2,61	12,54	—	0,3866
1,5—1,6	21,20	6,31	2,39	12,50	—	0,3793
1,6—1,7	21,87	7,02	2,06	12,79	—	0,2938
1,7—1,8	20,77	6,30	2,02	12,45	—	0,3199
1,8—1,9	19,89	6,03	2,22	11,64	—	0,3674
1,9—2,0	22,54	6,52	2,50	13,52	—	0,3840
2,0—2,5	19,92	5,52	2,30	12,10	—	0,4166
2,5—3,0	19,41	5,14	1,51	12,76	—	0,2945
3—4	18,86	4,80	1,53	12,53	—	0,3180
4—5	18,13	4,19	1,35	12,59	—	0,3224
5—6	18,37	3,75	1,17	13,45	—	0,3133
6—7	17,02	3,36	1,28	12,38	—	0,3806
7—8	16,76	3,30	1,17	12,29	—	0,3550
8—9	17,10	2,94	1,20	12,96	—	0,4080
9—10	16,55	3,06	1,04	12,45	—	0,3400
10—11	16,07	2,77	1,04	12,26	—	0,3740
11—12	16,04	2,72	1,00	12,32	—	0,3670
12—13	15,51	2,46	0,95	12,40	—	0,3850
13—14	15,95	2,73	0,90	12,32	—	0,3290
14—15	15,84	2,61	0,83	12,40	0,0014	0,3180
15—16	15,44	2,27	0,75	12,42	0,0025	0,3320
16—17	15,50	2,25	0,85	12,40	0,0033	0,3770
17—18	15,03	2,21	0,82	12,00	0,0042	0,3700
18—19	15,17	2,42	0,73	12,02	0,0046	0,3040
19—20	14,95	2,34	0,72	11,89	0,0056	0,3060
20—25	14,61	2,17	0,78	11,65	0,0083	0,3620
25—30	14,38	2,09	0,68	11,60	0,0122	0,3240
30—40	13,91	1,99	0,74	11,22	0,0220	0,3720
40—50	13,38	1,84	0,61	10,86	0,0400	0,3300
50—60	13,21	1,82	0,56	10,73	0,1000	0,3070
60—70	12,74	1,75	0,52	10,28	0,1900	0,3000
70—80	12,57	1,70	0,49	10,07	0,2750	0,2900
80—90	12,25	1,61	0,46	9,88	0,3500	0,2850
90—100	12,02	1,58	0,47	9,55	0,4100	0,2990

и 3.14. Как видно, со временем экспериментом по абсолютному значению и структуре удовлетворительным обстоятельством является весьма важным и может служить критерием правоты выбора средних параметров, а значит, и методики их получения, так как и измеряют в независимых экспериментах.

Сравнение расчетных значений σ для постоянной и флуктуирующей функций S_0 показывает, что при $E < 10$ кэВ учет флуктуаций дает лучшее согласие с экспериментальными данными, особенно с последними данными [63]. В области энергий 10—50 кэВ расчеты σ для постоянной S_0 лучше согласуются с экспериментальными данными, а в области энергий выше 50 кэВ результаты расчетов для флуктуирующей и постоянной S_0 становятся близкими, что естественно, поскольку с ростом энергии флуктуации σ_f сглаживаются.

Провести прямое сравнение сечений реакции (σ, σ'), рассчитанных по средним параметрам резонансов, с экспериментальными данными в области энергий неразрешенных резонансов (до 100 кэВ) невозможно из-за отсутствия экспериментальных данных по σ_{n1} в этой области. Сравнение данного подхода с расчетами по статистической модели с использованием проницаемостей из оптической модели показывает хорошие результаты, полученные этими двумя методами. В табл. 3.17 приведены оцененные нейтронные сечения в области энергий 0,1—100 кэВ.

На примере ^{235}U и ^{239}Pu мы проиллюстрировали метод расчета средних сечений в области энергий неразрешенных резонансов. Весьма существенными в данном подходе являются два обстоятельства: во-первых, необходимо тщательно подходить к определению ширины процессов, для чего надо использовать различные методы их получения с проверкой по имеющимся экспериментальным данным, в первую очередь по σ_f и σ_f' ; во-вторых, данный метод расчета средних сечений можно с достаточной долей уверенности применять только в области энергий неразрешенных резонансов, т. е. для четных ядер-мишеней (^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu) в области энергий до 100 кэВ и четных ядер-мишеней (^{240}Pu , ^{242}Pu) в области энергий до 200 кэВ. Ограничения сверху связаны прежде всего с незнанием силовой функции S_2 и некорректностью учета сечений возбуждения более высоких уровней.

3.5. ОЦЕНЕННЫЕ ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ^{240}Pu В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 1—142 кэВ

Для изучения деления ^{240}Pu в подбарьерной области энергий необходимо учитывать двугорбую структуру барьера деления, что особенно важно при вычислении фактора флуктуации ширины.

Экспериментальных данных по сечениям ^{240}Pu в области энергий неразрешенных резонансов немного: это данные по σ_f [271] в области $E=0,020 \pm 5,7$ кэВ, имеющие погрешность 10 %, данные [272] в области $E=0,1 \pm 1,5$ МэВ, имеющие погрешность 7 %, а также данные [273] в области $E=40$ кэВ $\pm 4,8$ МэВ и [274] в области $E=10 \pm 375$ кэВ (последние носят предварительный характер).

Сечение радиационного захвата измерено в [194] в интервале энергий 6—28 кэВ с погрешностью около 8 %, в [275] в области энергий 0,2—350 кэВ с погрешностью 8 % и в [276, 277] относительно ^{235}U и ^{197}Au в области энергий 10—250 кэВ с погрешностью 8—11 %.

Сечение деления ^{240}Pu в рассматриваемой области энергий было измерено в нескольких работах. В [278] измерено отношение $\sigma_f(^{240}\text{Pu})/\sigma_f(^{239}\text{Pu})$ в области $E=0,04 \pm 4,0$ МэВ с погрешностью 4 % при $E=1 \pm 4$ МэВ, 5—10 % при $E=0,3 \pm 1$ МэВ, 10—20 % при $E < 0,3$ МэВ; в [279] измерено отношение $\sigma_f(^{240}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ в области энергий 0,06—0,5 МэВ с погрешностью 10—20 %; в [280] измерено отношение $\sigma_f(^{240}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ в области энергий 0,014—0,20 МэВ с погрешностью 1—20 %; в [281] измерено отношение $\sigma_f(^{240}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ в области $E=0,127 \pm 7,4$ МэВ с погрешностью 2,2—2,5 % в области плато и 5 % при $E=0,127$ МэВ; в [282] измерено отношение $\sigma_f(^{240}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ в области $E=0,1 \pm 30$ МэВ с погрешностью 2—8 %; в [283] измерено отношение $\sigma_f(^{240}\text{Pu})/\sigma_f(^{241}\text{Pu})$ в области $E=1 \pm 200$ кэВ с погрешностью 7—9 %; в [197] измерено отношение $\sigma_f(^{240}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ в области энергии

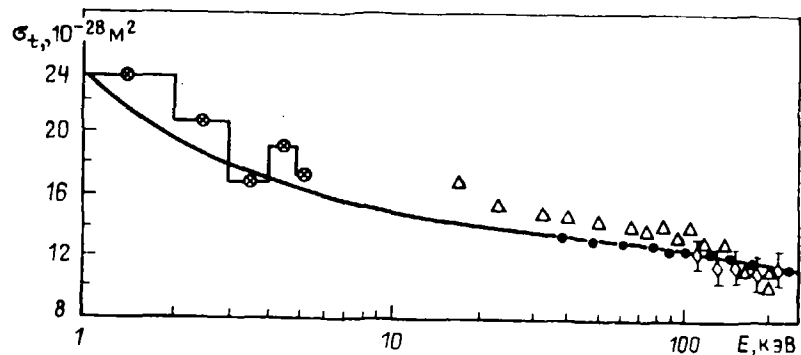


Рис. 3.15. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по σ_t для ^{240}Pu в области энергий неразрешенных резонансов

20 эВ — 2 МэВ с вероятной погрешностью 10 %; в [284] измерено σ_t для ^{240}Pu при $E=24$ кэВ с погрешностью 20 %.

Так же как для ^{235}U и ^{239}Pu , были получены средние параметры в области энергий неразрешенных резонансов для ^{240}Pu [26]. Значение S_0 было взято равным полученному из анализа параметров разрешенных резонансов: $S_0 = (1,10 \pm 0,16) 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$. Следуя [285], мы считали, что $S_2 = S_0$. Неточность такого определения слабо сказывается на результатах расчета сечений, так как вклад d -волны в сечение поглощения около верхней границы области энергий неразрешенных резонансов составляет 4 %. Значение S_1 было выбрано из условия наилучшего согласия расчетных и экспериментальных данных по σ_t (рис. 3.15): $(2,8 \pm 0,4) 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$. Эти значения S_0 и S_1 совпадают с приведенными в работе [194]. Полученная нами силовая функция S_1 несколько выше, чем в оценках [129, 130], хотя и совпадает с ними в пределах погрешности.

Расчет делительных ширин проводился по методике, изложенной в § 3.2, с учетом двугорбой структуры барьера деления. Параметр кривизны $\hbar\omega_d$ был найден нами из наклона кривой вблизи порога. Кроме того, параметр $\hbar\omega_d$ достаточно надежно определяется в экспериментах по изучению проницаемости барьеров деления [286, 287]. С учетом этих экспериментов наша оценка дала значение $\hbar\omega_d = (1,00 \pm 0,05) \text{ МэВ}$. Параметр кривизны второго барьера был взят из [286]: $\hbar\omega_d = 0,55 \text{ МэВ}$. Подгонка экспериментального распределения делительных ширин к форме (3.34) (рис. 3.16) дает наилучшее согласие при $X_{\text{макс}} = 1/X_{\text{мин}} = 30$, что определяет $\Gamma_{\text{макс}} = 100,2 \text{ мэВ}$; $\Gamma_{\text{мин}} = 0,111 \text{ мэВ}$ при $\langle \Gamma_i \rangle = (3,34 \pm 1,00) \text{ мэВ}$. По этим параметрам легко найти высоты барьеров деления E_A и E_B , которые оказались равными 6,269 и 5,412 МэВ соответственно ($B_n = 5,241 \text{ МэВ}$).

В дальнейшем в результате расчетов σ_f мы предполагали уточнить параметры барьера деления, однако согласие

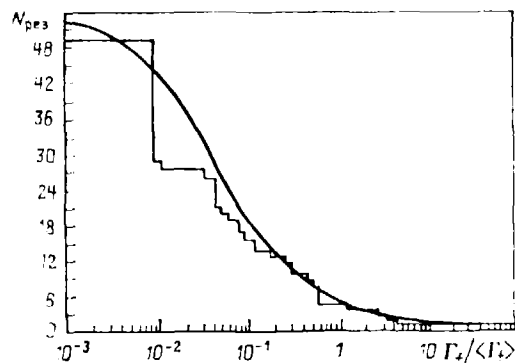


Рис. 3.16. Сравнение экспериментального распределения делительных ширин для ^{240}Pu с теоретическим распределением, учитывающим наличие двугорбой структуры барьера деления

экспериментальных и расчетных данных в интервале энергий 1—500 кэВ оказалось вполне удовлетворительным (рис. 3.17), и параметры были оставлены без изменений.

Средняя радиационная ширина $\langle \Gamma_i \rangle$ была взята из данных в области энергий разрешенных резонансов: $(30,7 \pm 2,6) \text{ мэВ}$. Хокенбери и др. [194] отмечают, что улучшения согласия между расчетными и экспериментальными значениями $\sigma_{n\gamma}$ можно добиться увеличением $\langle \Gamma_i \rangle$ от 30 мэВ при $E=6$ кэВ до

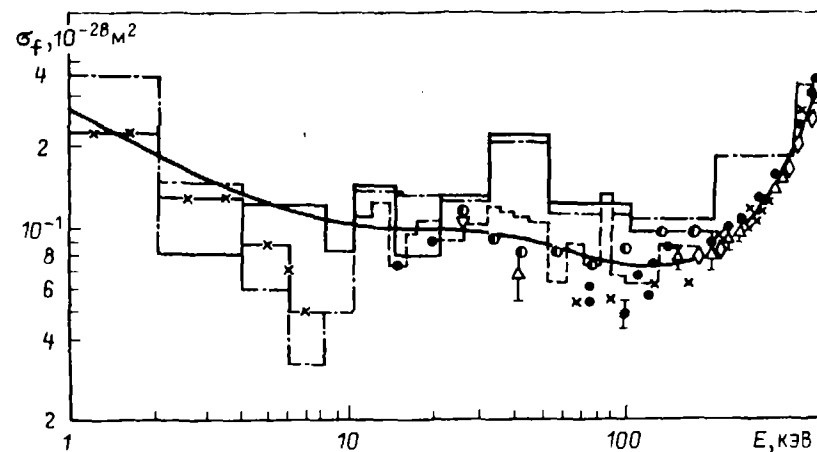


Рис. 3.17. Сравнение расчетных (сплошная кривая) и экспериментальных (гистограммы и отдельные точки) данных по σ_f для ^{240}Pu в области энергий разрешенных резонансов

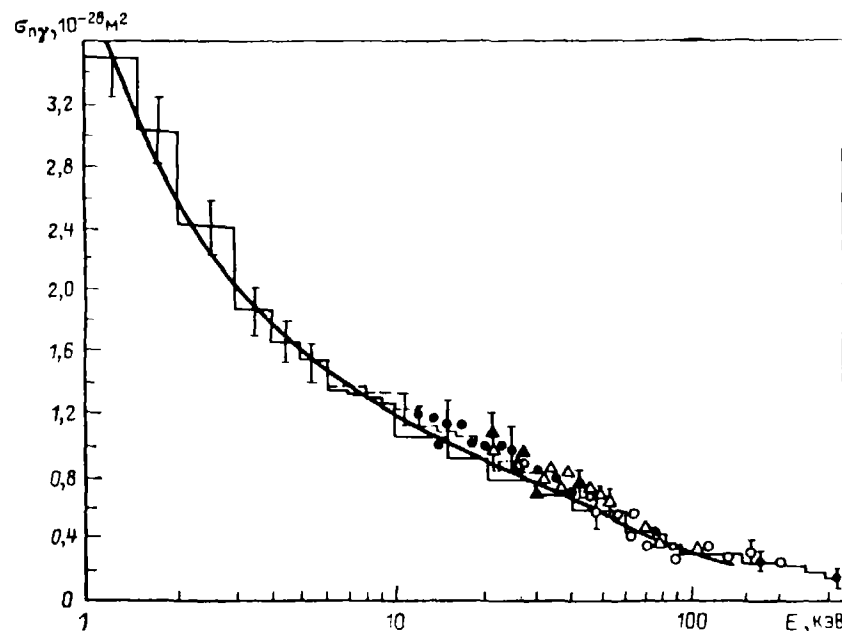


Рис. 3.18. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по $\sigma_{n\gamma}$ для ^{240}Pu в области энергий неразрешенных резонансов

33 мэВ при $E=30$ кэВ. При этом значении $\langle \Gamma_T \rangle$ такой же эффект достигается уменьшением всех параметров ширины или введением энергетической зависимости $\langle D \rangle$ в области энергий неразрешенных резонансов.

Отметим еще одно обстоятельство. Оцененные значения $\langle \Gamma_T \rangle$ для двух соседних ядер (^{240}Pu и ^{242}Pu) различаются почти в 1,5 раза. Согласно модели Брикка — Акселя вклад в полную радиационную ширину при энергии, равной энергии связи, обусловлен γ -переходами на уровни, лежащие ниже границы сплошного и дискретного спектров. Это означает, что успех модели зависит от знания плотности низколежащих уровней и их распределения по спинам и четностям. Поскольку систематика распределения нижних уровней по спину и четности отсутствует, предсказать поведение $\Gamma_T(B_n, J, \pi)$ пока невозможно. Грубая

Таблица 3.18. Оцененные значения сечений, 10^{-28} м², для ^{240}Pu в области энергий неразрешенных резонансов

E_n , кэВ	σ_t	σ_n	σ_f	σ_{nt}	σ_{nn}	E_n , кэВ	σ_t	σ_n	σ_f	σ_{nt}	σ_{nn}
1	23,921	19,551	0,260	4,110	0	36	13,181	12,365	0,096	0,720	0
2	19,860	17,064	0,180	2,616	0	40	13,096	12,316	0,094	0,686	0
3	18,103	15,885	0,152	2,066	0	45	13,003	12,251	0,092	0,636	0,024
4	17,078	15,151	0,137	1,790	0	50	12,921	12,151	0,090	0,581	0,099
6	15,898	14,280	0,120	1,498	0	60	12,778	11,946	0,085	0,489	0,258
8	15,222	13,776	0,112	1,334	0	70	12,652	11,762	0,080	0,428	0,382
10	14,777	13,446	0,108	1,223	0	80	12,535	11,589	0,077	0,382	0,487
12	14,459	13,209	0,106	1,144	0	90	12,422	11,423	0,075	0,347	0,577
14	14,219	13,039	0,105	1,075	0	100	12,313	11,258	0,074	0,321	0,660
16	14,030	12,900	0,104	1,026	0	110	12,204	11,116	0,073	0,300	0,715
20	13,752	12,716	0,102	0,934	0	120	12,096	10,968	0,073	0,283	0,772
24	13,553	12,590	0,101	0,862	0	130	11,988	10,820	0,074	0,270	0,824
28	13,402	12,494	0,099	0,809	0	140	11,878	10,684	0,074	0,259	0,861
32	13,282	12,426	0,097	0,759	0						

систематика экспериментальных данных по $\bar{\Gamma}_T(B_n)$, усредненных по спинам и четностям, в зависимости от числа нейтронов отчетливо показывает наличие флуктуаций, и $\bar{\Gamma}_T$ может изменяться в 2 раза для ядер с близким числом нейтронов. Неопределенность в $\bar{\Gamma}_T$ при оценке из систематики по $\bar{\Gamma}_T(B_n)$ составляет 50—100%. Так как $\langle D \rangle$ может сильно меняться от ядра к ядру, особенно в области замкнутых оболочек, довольно вероятной становится ошибка при определении $\langle D \rangle$ из систематики. Однако, поскольку силовая функция $\langle \Gamma_T \rangle \langle D \rangle$ изменяется более гладко между соседними ядрами, чем $\langle D \rangle$, использование этой систематики дает вполне надежные результаты.

Надежность средних параметров резонансов проверялась сравнением расчетных и экспериментальных значений $\langle \sigma_t \rangle$, $\langle \sigma_{nt} \rangle$, $\langle \sigma_f \rangle$.

Фактор флуктуации делительных ширины определяли методом Монте-Карло для соответствующих распределений.

Расчеты показали, что для удовлетворительного описания данных Смита [272] требуется, чтобы S_1 была равна $2,65 \cdot 10^{-4}$ эВ^{-1/2}. В то же время для согласия расчетов σ_{nt} с результатами [194] S_1 должна быть равна $2,9 \times 10^{-4}$ эВ^{-1/2}, а для согласия с данными [275] необходимо, чтобы S_1 была равна $2,75 \cdot 10^{-4}$ эВ^{-1/2}. Мы приняли в своей оценке $S_1 = 2,8 \cdot 10^{-4}$ эВ^{-1/2}. Результаты расчетов с использованием выбранных средних параметров даны на рис. 3.15, 3.17, 3.18. Как видно из рисунков, рассчитанные и экспериментальные сечения согласуются между собой в пределах погрешностей.

В табл. 3.18 приведены средние сечения в области энергий неразрешенных резонансов.

3.6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ^{241}Pu В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 0,1—10² КЭВ

Область энергий неразрешенных резонансов для ^{241}Pu простирается от 0,1 до 10² кэВ. Здесь, как показано на примере ^{235}U , можно ограничиться узким вкладом p -волн не только в полное сечение взаимодействия σ_t , но и в парциальные сечения. Наличие уровней возбуждения в этой области приводит к необходимости учитывать реакцию неупругого рассеяния нейтронов. Для ^{241}Pu имеется значительно меньше экспериментальных данных по сечениям в области энергий неразрешенных резонансов, чем для ^{239}Pu . Так, в области $E > 2$ кэВ нет никаких экспериментальных данных по σ_t , а имеющиеся данные в области энергий ниже 2 кэВ значительно расходятся. Это приводит к трудностям при учете структуры в сечениях и при получении средних параметров для p -волн.

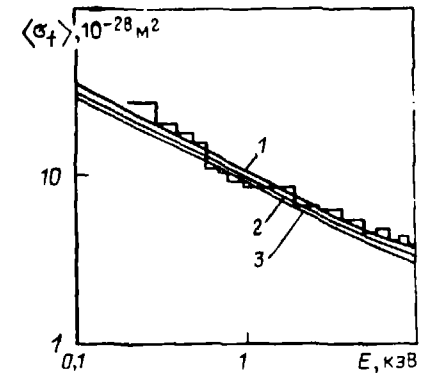


Рис. 3.19. Сравнение расчетных и оцененных из эксперимента данных по σ_t для ^{241}Pu в области энергий 0,1—10 кэВ:

гистограмма — оценка; 1 — расчет с $\langle \Gamma_T \rangle^{2+} = 0,7404$ эВ и $\langle \Gamma_T \rangle^{3+} = 0,3381$ эВ [44]; 2 — расчет с $\langle \Gamma_T \rangle^{2+} = 0,512$ эВ и $\langle \Gamma_T \rangle^{3+} = 0,189$ эВ [192, 201]; 3 — расчет с $\langle \Gamma_T \rangle^{2+} = 0,7404$ эВ и $\langle \Gamma_T \rangle^{3+} = 0,0838$ эВ

Полученное нами из области энергий разрешенных резонансов значение $\langle D \rangle_{\text{набл}} = (1,34 \pm 0,10)$ эВ согласуется со значениями, полученными в [145, 168], если в последние данные ввести поправку на присутствие примесных уровней. Расчетное значение $a = (26,90 \pm 0,90)$ МэВ⁻¹ [при этом $B_n = (6,301 \pm 0,024)$ МэВ; $\Delta = (1,013 \pm 0,122)$ МэВ].

При расчете среднего сечения упругого рассеяния использовалось значение сечения потенциального рассеяния $\sigma_p = (12,0 \pm 2,2) 10^{-28}$ м², рекомендуемое в [55].

Для расчетов в области энергий неразрешенных резонансов мы использовали значение $S_0 = (1,16 \pm 0,19) 10^{-4}$ эВ^{-1/2}, полученное в области энергий разрешенных резонансов. Это значение S_0 согласуется в пределах погрешностей с данными [145] [$S_0 = (1,25 \pm 0,35) 10^{-4}$ эВ^{-1/2}] и [168] [$S_0 = (0,99 \pm 0,14) \times 10^{-4}$ эВ^{-1/2}]. Для S_1 было принято значение $(2,0 \pm 0,5) 10^{-4}$ эВ^{-1/2}, которое является примерно средним для актиноидов.

Значение $\langle \Gamma_T \rangle$ было получено как среднее из ширины 47 резонансов из 110 в области энергий до 150 эВ: $\langle \Gamma_T \rangle = (43,0 \pm 5,0)$ мэВ [по данным [145] $\langle \Gamma_T \rangle = (47 \pm 6)$ мэВ].

Из-за отсутствия экспериментальных данных по спинам уровней для ^{241}Pu трудно достаточно надежно определить значения $\langle \Gamma_T \rangle_{2+}^0$ и $\langle \Gamma_T \rangle_{3+}^0$ для обоих спиновых состояний из данных в области энергий разрешенных резонансов. Данные из области энергий разрешенных резонансов недостаточно также из-за того, что в этой области отсутствуют результаты для p -волновых состояний; кроме того, вследствие наличия структуры в σ_t средние значения $\langle \Gamma_T \rangle$, полученные в узком энергетическом интервале разрешенных резонансов, не обязательно согласуются с расчетными во всей области энергий неразрешенных резонансов (рис. 3.19).

Следует отметить, что спины уровней в области энергий разрешенных резонансов для ^{241}Pu не были измерены экспериментально, поэтому они приписывались на основании многоуровневого анализа и имели лишь ориентировочные значения. При расчетах σ_t , соответствующих трем кривым на рис. 3.19, средние параметры оставались неизменными. Как видно из рис. 3.22, обе нижние кривые

лежат несколько ниже оцененных данных по σ_f и не обеспечивают согласия во всей области энергий.

Расхождение использованных средних ширины сильно влияет на α (рис. 3.20). Так, различие около 14% для σ_f между кривыми 1 и 3 соответствует изменению α на 75% при $E=100$ эВ. Естественно, расхождение σ_f можно компенсировать увеличением силовой функции S_0 , но это по ряду причин необоснованно. Поэтому критерием являлись экспериментальные значения α , которые очень чувствительны к параметрам деления и слабо зависят от S_0 (рис. 3.21).

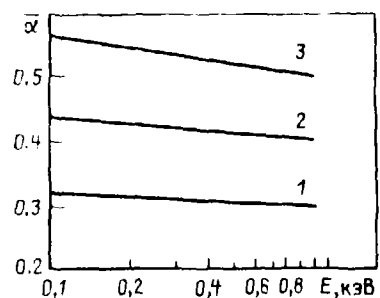


Рис. 3.20. Зависимость величины α для ^{241}Pu от средних делительных ширины для s -волны (обозначения см. на рис. 3.19)

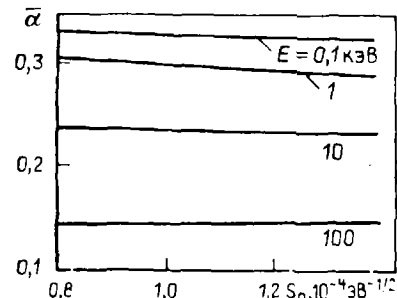


Рис. 3.21. Зависимость α для ^{241}Pu от силовой функции S_0

Для получения $\langle \sigma_f \rangle$ был использован феноменологический подход, который позволил правильно рассчитывать σ_f во всей области энергий неразрешенных резонансов, а именно $\langle \sigma_f \rangle$ были определены на основе проницаемости барьера деления. Получаемые с помощью этого подхода делительные ширины для s -волны не обязательно должны соответствовать значениям Γ_f в области энергий разрешенных резонансов. В первую очередь это относится к делительной ширине канала, который может быть ответственным за возможную промежуточную структуру в сечении деления. Параметры $E_{f,k}$ барьеров деления были взяты из [235] при пороговом значении энергии деления 0,9 МэВ; $\hbar\omega_k = 0,6 \text{ МэВ}^{-1}$.

Надежность использованных средних параметров можно проверить сравнением расчетных и экспериментальных данных по средним сечениям и α . В области энергий неразрешенных резонансов имеются весьма противоречивые данные

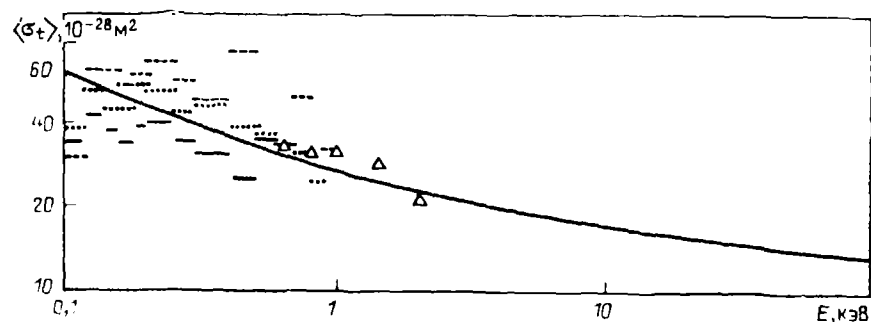


Рис. 3.22. Сравнение расчетных и экспериментальных значений σ_f для ^{241}Pu : сплошная кривая — расчет; черточки, треугольники — [143]; пунктир — [141]; точки — [199]

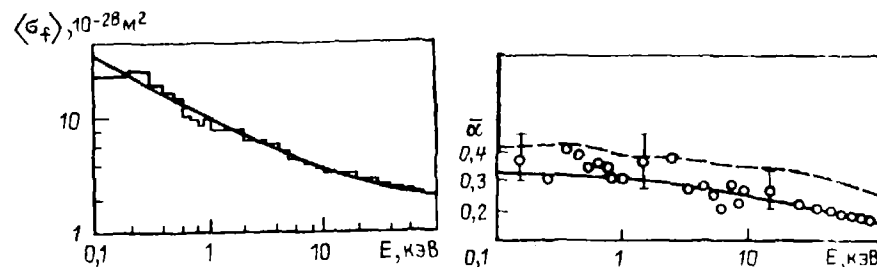


Рис. 3.23. Сравнение оценочных и расчетных данных по σ_f для ^{241}Pu

Рис. 3.24. Сравнение расчетных и экспериментальных данных [205] по α для ^{241}Pu : сплошная кривая — наши расчеты; пунктир — оценка [288]

Таблица 3.19. Оцененные значения средних сечений, 10^{-28} м^2 , и α для ^{241}Pu в области энергий неразрешенных резонансов

$E, \text{ кэВ}$	$\langle \sigma_f \rangle$	$\langle \sigma_{n1} \rangle$	$\langle \sigma_n \rangle$	$\langle \sigma_{nn'} \rangle$	α
0.1–0.2	25,031	6,708	13,895	0	0,268
0.2–0.3	26,462	6,986	13,812	0	0,264
0.3–0.4	21,266	6,720	13,748	0	0,316
0.4–0.5	18,044	6,315	13,696	0	0,350
0.5–0.6	16,038	5,084	13,651	0	0,317
0.6–0.7	11,362	4,022	13,610	0	0,354
0.7–0.8	10,837	2,850	13,573	0	0,263
0.8–0.9	9,885	2,728	13,541	0	0,276
0.9–1.0	11,030	2,890	13,511	0	0,262
1–2	8,851	2,629	13,373	0	0,297
2–3	6,794	1,732	13,196	0	0,255
3–4	6,334	1,545	13,064	0	0,244
4–5	5,574	1,371	12,955	0	0,246
5–6	4,665	1,208	12,860	0	0,259
6–7	4,677	1,015	12,778	0	0,217
7–8	4,072	1,173	12,703	0	0,288
8–9	4,231	0,977	12,643	0	0,231
9–10	3,786	0,761	12,570	0	0,201
10–20	3,124	0,762	12,284	0	0,244
20–30	2,816	0,611	11,908	0	0,217
30–40	2,610	0,452	11,627	0	0,173
40–50	2,509	0,544	11,372	0,070	0,217
50–60	2,343	0,473	11,169	0,106	0,202
60–70	2,265	0,401	10,996	0,129	0,177
70–80	2,222	0,424	10,846	0,148	0,191
80–90	2,160	0,305	10,711	0,165	0,141
90–100	2,123	0,333	10,589	0,181	0,157

по σ_f для $E < 2 \text{ кэВ}$ [142–144, 199], сравнительно надежные значения σ_f [135, 168, 203–205] и результаты [205] по α .

Сравнение имеющихся экспериментальных и расчетных значений σ_f проведено на рис. 3.22. Видно, что расчет не противоречит экспериментальным данным [143, 144, 199]. Оцененные и расчетные данные по σ_f сравниваются на рис. 3.23, по α — на рис. 3.24. Как видно, согласие удовлетворительно во всей

области энергий. Отметим, что средние деления $\langle \Gamma_f \rangle$, слегка уменьшаются с энергией, что является следствием энергетической зависимости $\langle D \rangle_{jk}$. При проведении расчетов сечения учитывался вклад реакции (n, n') в сечения других процессов (для σ_f он составляет около 4% при $E = 100$ кэВ, для $\sigma_{nT} = 10\%$, для $\alpha = 6\%$).

Оцененные данные по $\langle \sigma_f \rangle$, $\langle \sigma_{nT} \rangle$, $\langle \sigma_n \rangle$, $\langle \sigma_{n'n} \rangle$ и α приведены в табл. 3.19.

1.7. НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ДЛЯ ^{242}Pu В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ 1—200 КЭВ

В качестве области энергий неразрешенных резонансов рассматривался интервал 1—200 кэВ. Учитывались реакция неупругого рассеяния нейтронов [в области энергий до 200 кэВ возбуждается два уровня (44 кэВ 2^+ и 146 кэВ 4^+)], энергетические зависимости средних расстояний между уровнями и средних радиационных ширин [51]. При получении средних параметров резонансов использовались данные, полученные в области энергий разрешенных резонансов, и экспериментальные данные по сечениям в области энергий до 200 кэВ.

В области энергий неразрешенных резонансов для ^{242}Pu имеются следующие экспериментальные данные: в [153] измерено σ_f в области энергий до 8 кэВ; имеется краткое сообщение об измерении σ_f в области $E < 30$ кэВ [216] и в области $E = 0,6 \pm 81,0$ кэВ [215], однако числовые данные по этим двум последним работам отсутствуют; сечение деления σ_f измерено в [214] в области энергий 16 эВ—35 кэВ, в [210] в областях до 5 кэВ и выше 100 кэВ, в [208] в области $E = 20$ эВ—10 МэВ; сечение радиационного захвата σ_{nT} измерено в [217] в области энергий 6—60 кэВ; в [276] измерены отношения $\sigma_{nT}(^{242}\text{Pu})/\sigma_{nT}(^{242}\text{Pu})$ и $\sigma_{nT}(^{242}\text{Pu})/\sigma_{nT}(^{238}\text{U})$ в области $E = 10 \pm 80$ кэВ с погрешностью 6—10%, при этом погрешность σ_{nT} для ^{242}Pu , выведенного из этих отношений, составляет около 20%.

Таким образом, в области энергий неразрешенных резонансов для ^{242}Pu практически отсутствуют экспериментальные данные по σ_f . Данные [217, 276] по σ_{nT} согласуются между собой, но результаты [217] более надежны. Из значений σ_f наиболее предпочтительны данные [208]. Результаты [210] гораздо выше данных [208], которые хорошо согласуются с последними результатами [281] в области энергий выше 100 кэВ.

При оценке средних параметров представляет интерес использование метода максимума правдоподобия (аналогично [223]), основанного на минимизации квадратичного функционала, который отражает разность экспериментальных и теоретических данных. Использование такого подхода в случае ^{242}Pu ограничено, с одной стороны, незначительностью экспериментальной информации, а с другой — наличием реакции подпорогового деления, расчет сечения которой чрезвычайно затрудняет оптимизацию функционала.

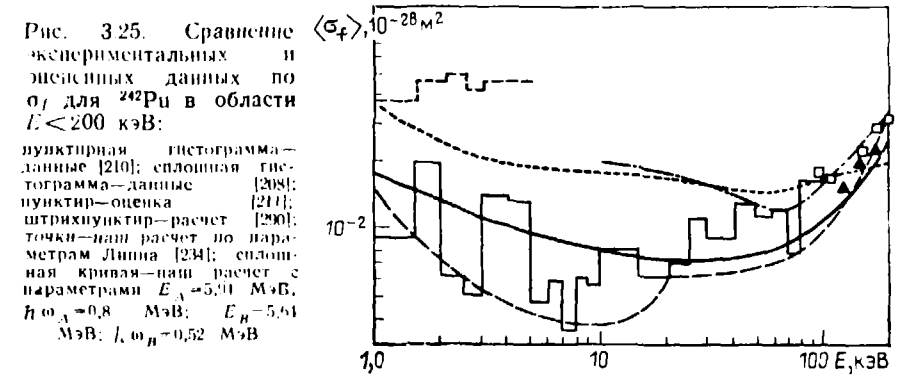
При оценке средних параметров главный упор в настоящей работе сделан на значения, полученные в области энергий разрешенных резонансов.

При определении средних расстояний между уровнями $\langle D \rangle_{jk}(E)$ использовались следующие величины: энергия отрыва нейтрона от ядра ^{242}Pu $B_n = (5037 \pm 25)$ кэВ [249], поправка на четность (нечетность) ядер $\Delta = 0,61$ МэВ [289], среднее наблюдаемое расстояние между s -волновыми резонансами $\langle D \rangle_{\text{набл}} = (14,23 \pm 0,54)$ эВ. Параметр a оказался равным $(31,81 \pm 0,17)$ МэВ $^{-1}$. Приведенная погрешность параметра a обусловлена только неопределенностью B_n и $\langle D \rangle_{\text{набл}}$, реальная погрешность больше вследствие неопределенности параметра Δ .

В качестве первоначального набора силовых функций были приняты $S_1 = 0,91 \cdot 10^{-4}$ эВ $^{-1/2}$ (из данных в области энергий разрешенных резонансов); $S_{1'} = 2,5 \cdot 10^{-4}$ эВ $^{-1/2}$ (это значение получено в [217] из описания σ_{nT}) $S_2 = S_0$ (принято согласно [285]).

Для определения средних делительных ширин для ^{242}Pu использовался тот же алгоритм, что и для ^{240}Pu . Линн [234] из описания σ_f в рамках статистической модели в области более высоких энергий получил следующие параметры: $E_A = 6,04$ МэВ; $\hbar\omega_A = 0,8$ МэВ; $E_B = 5,44$ МэВ; $\hbar\omega_B = 0,52$ МэВ. Использование этих параметров не дает согласия с экспериментальными данными [208]

(рис. 3.25). Очевидно, использование большего числа параметров позволит описать данные по σ_f . Одна из возможностей связана с более близким расположением барьеров по сравнению с $1/2^+$ -полосой [208]. В настоящей работе приняты следующие параметры: $E_A = 5,94$ МэВ; $\hbar\omega_A = 0,8$ МэВ; $E_B = 5,64$ МэВ; $\hbar\omega_B = 0,52$ МэВ, которые позволили получить вполне удовлетворительное описание экспериментальных данных по σ_f . Высоты барьеров несколько отличаются



ся от значений Линна [234], однако ближе к условиям, полученным в [201] из анализа параметров резонансов в подбарьерной области:

$$0,7 < \frac{E_A - B_n}{\hbar\omega_A} < 0,9 \text{ МэВ}; \quad 0,8 < \frac{E_B - B_n}{\hbar\omega_B} < 1,3 \text{ МэВ}.$$

Сложная двугорбая структура барьера деления для ^{242}Pu приводит к отличию распределения делительных ширин от традиционного распределения Портера—Томаса. Учет флуктуации делительных ширин для ^{242}Pu проводился так же, как и для ^{240}Pu , а именно сечение деления рассчитывали с использованием метода Монте-Карло [51]. Количество историй выбирали из условия, что погрешность σ_f , обусловленная конечностью выборки, не превышает 20%, так как большая точность требует больших затрат машинного времени и, кроме того, точность экспериментальных данных в этой области не выше. Сравнение расчетных значений σ_f с экспериментальными приведено на рис. 3.25. Как видно, согласие вполне удовлетворительное.

Сравнение расчетных и экспериментальных данных по σ_f приведено на рис. 3.26. Экспериментальные данные [153] позволяют лишь говорить о том, что принятые значения σ_f и S_0 не противоречат эксперименту, результаты же [292] систематически выше оцененных данных. Обращает на себя внимание противоречие и в случае ^{240}Pu между [292] и результатами других экспериментов (см. рис. 3.15), что заставляет предположить наличие систематической погрешности данных [292].

Более обширная экспериментальная информация имеется для сечения радиационного захвата σ_{nT} . Значение S_1 , принятое первоначально равным $2,5 \cdot 10^{-4}$ эВ $^{-1/2}$, предполагалось затем уточнить при описании σ_{nT} . Однако, как показывает сравнение экспериментальных и расчетных данных (рис. 3.27), такой необходимости нет. Сечение радиационного захвата для ^{242}Pu в рассматриваемой области энергий рассчитывалось без учета деления, поскольку σ_f в данной области мало, а использование реального распределения делительных ширин связано с большими затратами машинного времени при приемлемой точности расчета.

Сечение неупругого рассеяния $\sigma_{n'n}$ для ^{242}Pu рассчитывали аналогично σ_{nT} . Минимальный вклад в него дает s -волна. Это обусловлено тем, что вклад в выходной канал вносит только d -волна.

Таким образом, используемые средние параметры резонансов обеспечивают согласие по средним экспериментальным сечениям, поэтому результаты расчетов

были приняты в качестве оцененных данных. Рекомендуемые средние параметры резонансов для ядер ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu даны в [222]. Оцененные сечения $\langle\sigma_n\rangle$, $\langle\sigma_{nT}\rangle$, $\langle\sigma_{nn'}\rangle$, $\langle\sigma_f\rangle$, $\langle\sigma_f'\rangle$ приведены в табл. 3.20.

Необходимо еще раз подчеркнуть приближения, которые были использованы в настоящем подходе при расчете средних сечений в области энергий неразрешенных резонансов. Обоснованию предполагалось, что реакции в рассматриваемой области энергий протекают через стадию образования составного ядра.

Таблица 3.20. Оцененные данные по средним сечениям для ^{242}Pu , 10^{-28} м^2 , в области энергий 1—200 кэВ

$E, \text{кэВ}$	$\langle\sigma_n\rangle$	$\langle\sigma_{nT}\rangle$	$\langle\sigma_{nn'}\rangle$	$\langle\sigma_f\rangle$	$\langle\sigma_f'\rangle$	$E, \text{кэВ}$	$\langle\sigma_n\rangle$	$\langle\sigma_{nT}\rangle$	$\langle\sigma_{nn'}\rangle$	$\langle\sigma_f\rangle$	$\langle\sigma_f'\rangle$
1	19,470	3,201	0	0,018	22,689	25	13,366	0,686	0	0,007	14,059
1.5	18,116	2,447	0	0,015	20,578	30	13,268	0,629	0	0,007	13,904
2	17,268	2,054	0	0,013	19,335	40	13,123	0,549	0	0,007	13,679
2.5	16,668	1,817	0	0,012	18,497	50	12,957	0,463	0,081	0,008	13,509
3	16,223	1,650	0	0,011	17,884	60	12,742	0,387	0,230	0,008	13,367
4	15,588	1,440	0	0,010	17,038	70	12,543	0,335	0,351	0,009	13,238
5	15,155	1,309	0	0,009	16,473	80	12,359	0,300	0,449	0,009	13,117
6	14,838	1,217	0	0,009	16,064	90	12,188	0,274	0,530	0,010	13,002
7	14,596	1,146	0	0,009	15,751	100	12,025	0,255	0,598	0,010	12,888
8	14,406	1,089	0	0,008	15,503	120	11,723	0,226	0,704	0,012	12,665
9	14,252	1,042	0	0,008	15,302	140	11,426	0,210	0,792	0,014	12,442
10	14,125	1,000	0	0,008	15,133	160	11,150	0,198	0,852	0,017	12,217
15	13,717	0,857	0	0,008	14,582	180	10,871	0,190	0,906	0,020	11,987
20	13,504	0,758	0	0,007	14,269	200	10,593	0,186	0,949	0,023	11,751

Расчет фазовых сдвигов φ_l в выражениях для σ_f и σ_n проводился, как обычно, в модели «черного» ядра; такое приближение вполне допустимо в рассматриваемой области энергий. Для определения средних расстояний между уровнями $\langle D \rangle_{J, \pi}$ использовалось приближение ферми-газа, и основной параметр плотности уровней α определялся из наблюдаемой плотности нейтронных резонансов. При расчете нейтронных сечений в области энергий неразрешенных резонансов

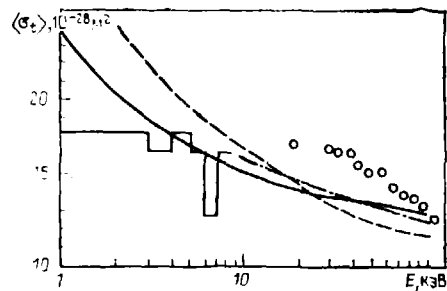


Рис. 3.26. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по σ_f для ^{242}Pu в области энергий ниже 100 кэВ.

гистограмма — экспериментальные данные [153]; кружки — экспериментальные данные [292]; штрихпунктир — оценка [211]; штрихпунктир — расчет [200]; сплошная кривая — результаты настоящей оценки

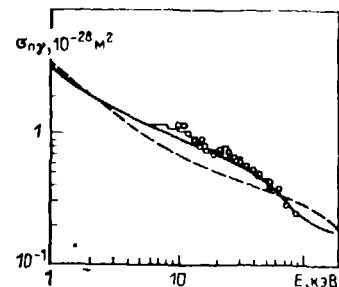


Рис. 3.27. Сравнение экспериментальных и оцененных данных по σ_{nT} для ^{242}Pu .

гистограмма — экспериментальные данные [217]; кружки — данные [276]; штрихпунктир — оценка [211]; сплошная кривая — настоящая работа

нет необходимости учитывать энергетическую зависимость параметра a и вклад вращательных и колебательных мод движения в плотность уровней. Так как исследуемая область энергий мала и лежит вблизи области, где проводилась нормировка к $\langle D \rangle_{\text{набл}}$, этими эффектами можно пренебречь.

Использование различных выражений для параметров σ^2 [234, 261, 263] в модели ферми-газа не оказывает влияния на рассчитываемые величины $\langle D \rangle_{\text{набл}}(E)$.

Результаты проведенных расчетов показали, что для нечетных ядер-мишеней (^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu) при расчете средних сечений в области энергий неразрешенных резонансов (до 100 кэВ) можно ограничиться учетом вклада s - и p -волн не только в полное сечение взаимодействия σ_f , но и в парциальные сечения. Для четырех ядер-мишеней (^{240}Pu , ^{242}Pu) в области энергий неразрешенных резонансов (150—200 кэВ) для более корректного анализа при расчете средних сечений необходимо учитывать s -, p - и d -волны.

Для всех тяжелых делящихся ядер в рассматриваемой области энергий необходимо учитывать энергетическую зависимость среднего расстояния между уровнями. Так, для ^{241}Pu при $E=100$ кэВ пренебрежение энергетической зависимостью $\langle D \rangle_{J, \pi}$ приводит к увеличению $\langle\sigma_f\rangle$ на 1,1%; $\langle\sigma_{nn'}\rangle$ — на 2,1% и к уменьшению $\langle\sigma_{nT}\rangle$ на 15%, α — на 16%. Как и следовало ожидать, учет этого эффекта влияет в основном на сечение $\langle\sigma_{nT}\rangle$.

При получении средних параметров резонансов необходимо учитывать в области энергий неразрешенных резонансов реакцию неупругого рассеяния нейтронов. Так, для ^{235}U вклад реакции неупругого рассеяния нейтронов в сечение деления при $E=100$ кэВ составляет 10%. Для ^{241}Pu [порог реакции (n, n') равен 40 кэВ] влияние реакции (n, n') на сечения других процессов хотя и меньше, чем для ядер ^{235}U и ^{239}Pu , однако существенно. Для σ_f вклад этого процесса составляет 4% при энергии 100 кэВ, для σ_{nT} — 10% и для α — 6%.

3.8. АНАЛИЗ ПОГРЕШНОСТЕЙ ОЦЕНЕННЫХ СРЕДНИХ СЕЧЕНИЙ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 1—200 кэВ НА ПРИМЕРЕ ^{242}Pu

Определение точности оцененных средних сечений должно базироваться на анализе всех источников погрешностей: связанных с приближенностью модели, с погрешностями эксперимента и параметров, используемых в расчетах [51].

Модель, в рамках которой рассчитываются сечения $\langle\sigma_n\rangle$, $\langle\sigma_{nn'}\rangle$, $\langle\sigma_{nT}\rangle$, $\langle\sigma_f\rangle$, в рассматриваемой области энергий не может быть источником существенных погрешностей, что связано с обоснованным использованием в данной области энергий приближения узкого резонанса и принятых законов распределения парциальных ширин, с условием $E \ll B_n$, с нормировкой по $\langle D \rangle_{\text{набл}}$ и $\langle \Gamma_T \rangle_{\text{набл}}$.

Оценка неопределенности в сечении деления σ_f для ^{242}Pu должна быть сделана исходя из погрешностей эксперимента, которые, по данным [208], довольно велики. Кроме того, возможна промежуточная структура в σ_f , обусловленная двугорбым барьером деления. Из анализа всех экспериментальных данных следует, что погрешность оцененных данных по σ_f равна 50% при энергии 1—10 кэВ и уменьшается до 7% при $E=100$ —200 кэВ.

При анализе неопределенностей, обусловленных погрешностями используемых параметров, будем полагать, что средние расстояния $\langle D \rangle_{\text{набл}}$ и ширины $\langle \Gamma_T \rangle_{\text{набл}}$ известны с той же точностью, что и $\langle D \rangle_{\text{набл}}$ и $\langle \Gamma_T \rangle_{\text{набл}}$. Основанием для этого является то, что все модели плотности уровней дают здесь примерно одинаковые результаты, а $\langle \Gamma_T \rangle_{\text{набл}}$ практически равны $\langle \Gamma_T \rangle_{\text{набл}}$.

Погрешность σ_{nT} , полученная из неопределенностей в сечении σ_n при $E=0,0253$ эВ и в параметрах первого резонанса, составляет 2,8%. Высокая точность обусловлена точностью измерения длины когерентного рассеяния [117]. Силовые функции S_0 , S_1 , S_2 определены с погрешностями 11, 25, 50% соответственно. Погрешность $\langle D \rangle_{\text{набл}}$ равна 3,8% (вряд ли она больше, так как при оценке $\langle D \rangle_{\text{набл}}$ учитывалась возможность пропуска резонансов и наблюдения p -волновых резонансов). Погрешность $\langle \Gamma_T \rangle_{\text{набл}}$ составляет 3,1%.

Рассмотрим влияние неопределенностей в параметрах на погрешность рассчитываемого сечения $\langle\sigma_f\rangle$. Относительный вклад каждого слагаемого

в $\langle \sigma_t \rangle$ [см. (3.45)] приведен в табл. 3.21. Видно, что для погрешности $\langle \sigma_t \rangle$ достаточно учесть погрешности вклада s -волны в сечение упруго-потенциально-го рассеяния и вкладов s - и p -волн в сечение образования равновесного ядра, обусловленных неопределенностями в σ_p , S_0 и S_1 . Относительные парциальные и полная погрешности $\langle \sigma_t \rangle$ даны в табл. 3.22.

Полная погрешность рассчитываемого сечения $\langle \sigma_t \rangle$ равна 4–6%. Реальная погрешность несколько больше (на 1%) из-за неучтенных вкладов и возможной зависимости радиуса R от l .

Таблица 3.21. Относительные вклады парциальных сечений $\langle \sigma_p \rangle$, $\langle \sigma_c \rangle$ и $\langle \sigma_{in} \rangle$ в $\langle \sigma_t \rangle$

E, кэВ	$\langle \sigma_p \rangle / t$			$\langle \sigma_c \rangle / t$			$\langle \sigma_{in} \rangle / t$		
	$l=0$	$l=1$	$l=2$	$l=0$	$l=1$	$l=2$	$l=0$	$l=1$	$l=2$
1	0,462	0	0	0,523	0,015	0	0	0	0
10	0,685	0	0	0,248	0,068	0	0,001	0	0
50	0,727	0,008	0	0,124	0,150	0,002	0,011	0	0
100	0,712	0,029	0	0,092	0,194	0,005	0,031	0,001	0
200	0,679	0,090	0,001	0,071	0,239	0,015	0,083	0,012	0

Таблица 3.22. Парциальные и суммарная погрешности рассчитываемого $\langle \sigma_t \rangle$

E, кэВ	$\Delta \sigma_p$	ΔS_0	ΔS_1	$\frac{\Delta \langle \sigma_t \rangle}{\langle \sigma_t \rangle}$	E, кэВ	$\Delta \sigma_p$	ΔS_0	ΔS_1	$\frac{\Delta \langle \sigma_t \rangle}{\langle \sigma_t \rangle}$
5	0,018	0,035	0,011	0,041	100	0,020	0,010	0,049	0,054
10	0,019	0,027	0,017	0,037	200	0,019	0,008	0,060	0,063
20	0,020	0,020	0,025	0,038					

При рассмотрении неопределенности в рассчитываемом сечении $\langle \sigma_{nT} \rangle$ ограничимся областью энергий 1–40 кэВ, где можно учесть вклады только s - и p -волн и не надо учитывать неупругое рассеяние. Пренебрежем также наличием каналов деления и флуктуацией нейтронных ширин, не превышающей 30%. Тогда выражение для $\langle \sigma_{nT} \rangle$ приводится к виду

$$\langle \sigma_{nT} \rangle = \frac{B}{E} \langle \Gamma_T \rangle \sum_r \frac{r_r}{\langle D \rangle_r} \frac{\langle \Gamma_n \rangle_r}{\langle \Gamma_n \rangle_r + \langle \Gamma_T \rangle_r}, \quad (3.62)$$

удобному для расчета погрешности $\langle \sigma_{nT} \rangle$. Источниками погрешности $\langle \sigma_{nT} \rangle$ являются неопределенности в $\langle \Gamma_T \rangle$, $\langle D \rangle_r$ и $\langle \Gamma_n \rangle_r$. Парциальные и полная погрешности $\langle \sigma_{nT} \rangle$ приведены в табл. 3.23.

Как видно, минимальный вклад в погрешность $\langle \sigma_{nT} \rangle$ дает неопределенность в $\langle \Gamma_T \rangle$, максимальный — неопределенность в $\langle \Gamma_n \rangle_r$, которая в свою очередь обусловлена неопределенностями в S_l и $\langle D \rangle_r$. Погрешность рассчитываемого сечения σ_{nT} , связанная с неточностью исходных параметров, достигает 5–8%. Видно, значение 8% и следует приписать погрешности σ_{nT} в области $E=1-200$ кэВ, поскольку, хоть она падает с ростом энергии, при этом возрастает влияние ряда не учитываемых нами факторов. Для того чтобы определить погрешности оцененных значений $\langle \sigma_{nT} \rangle$, следует учесть степень их согласия с экспериментальными данными. Как следует из рис. 3.27, оцененная кривая и

экспериментальные данные [217] согласуются между собой в пределах их погрешности. Однако видно, что погрешность оцененных данных по $\langle \sigma_{nT} \rangle$ в области 1–40 кэВ следует увеличить до 10%.

Полная погрешность сечения упругого рассеяния $\langle \sigma_{nT} \rangle$ можно оценить аналогично $\langle \sigma_{nT} \rangle$, только учесть флуктуацию нейтронных ширин. Последнее сделать трудно, поскольку фактор, учитывающий указанный эффект, для реакций (n, n) и (n, γ) можно свести к табулированной функции — функции ошибок. Неопределенность в оцененном сечении $\langle \sigma_{nT} \rangle$ равна 8% при $E=1$ кэВ, уменьшается до 6% при $E=10-20$ кэВ и растет по линейному закону до 8,5% при увеличении энергии до 200 кэВ.

Таблица 3.23. Парциальные и суммарная погрешности $\langle \sigma_{nT} \rangle$

E, кэВ	$\langle \Delta \Gamma_T \rangle$	$\langle \Delta D \rangle_r$	$\langle \Delta \Gamma_n \rangle_r$	$\frac{\Delta \langle \sigma_{nT} \rangle}{\langle \sigma_{nT} \rangle}$
1	0,018	0,034	0,040	0,055
5	0,014	0,025	0,039	0,048
10	0,012	0,023	0,072	0,077
20	0,011	0,024	0,063	0,068
40	0,014	0,024	0,042	0,050

Таблица 3.24. Погрешности оцененных данных по средним сечениям, %, для ^{242}Pu в области энергий 1–200 кэВ

E, кэВ	$\frac{\Delta \langle \sigma_f \rangle}{\langle \sigma_f \rangle}$	$\frac{\Delta \langle \sigma_{nT} \rangle}{\langle \sigma_{nT} \rangle}$	$\frac{\Delta \langle \sigma_n \rangle}{\langle \sigma_n \rangle}$	$\frac{\Delta \langle \sigma_{nn'} \rangle}{\langle \sigma_{nn'} \rangle}$	$\frac{\Delta \langle \sigma_t \rangle}{\langle \sigma_t \rangle}$
1	50	10	8	—	7
5	50	10	6	—	5
10	50	10	6	—	5
20	30	10	6	—	5
40	20	10	6	—	5
100	7	8	7	13	6
200	7	8	8,5	9	7

Погрешность рассчитываемого сечения $\langle \sigma_{nT} \rangle$ оценивалась исходя из анализа чувствительности $\langle \sigma_{nT} \rangle$ к неопределенностям в параметрах. Основным источником погрешностей здесь является неопределенность в S_l . Погрешность $\langle \sigma_{nT} \rangle$ падает с увеличением энергии и по нашей оценке составляет 20% при $E=50$ кэВ, 13% при $E=100$ кэВ, 9% при $E=200$ кэВ.

Окончательные результаты погрешностей оцененных данных по средним сечениям для ^{242}Pu в области $E=1-200$ кэВ приведены в табл. 3.24.

3.9. ВЫВОДЫ

В рамках описанных выше приближений в области энергий неразрешенных резонансов, ограниченной значением 100 кэВ для нечетных ядер-мишеней и 150–200 кэВ для четных ядер, был проведен самосогласованный расчет средних нейтронных сечений (σ_t , σ_f , σ_{nn} , σ_{nT}) и их погрешностей для тяжелых делящихся ядер. При достаточно аккуратном определении средних параметров резонансов погрешность предсказания, например, σ_{nT} в рассматриваемой об-

ласти энергий составляет 5—10%. Минимально необходимой для предсказания экспериментальной информации являются данные из области энергий разрешенных резонансов и данные по σ_f и σ_f хотя бы в ограниченной области энергий (несколько килоэлектрон-вольт).

Результаты проведенных исследований показали, что для всех тяжелых делящихся ядер необходимо учитывать неупругое рассеяние нейтронов, а также энергетическую зависимость среднего расстояния между уровнями $\langle D \rangle_f$. Структуру в нейтронных сечениях σ_f и σ_f можно учесть с помощью соответствующего выбора зависящих от энергии силовых функций и $\langle \Gamma_f \rangle_f$.

ГЛАВА 4

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ И РАСЧЕТ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ

1 кэВ—5 МэВ

4.1. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Формализм для расчета нейтронных сечений на основе статистической модели разработан достаточно давно [224, 293, 294]. При использовании оптико-статистической модели для расчета нейтронных сечений для ядер со средними A практически не возникают принципиальные трудности, если не считать некоторых сложностей, связанных с наличием нескольких видов потенциала, которые дают удовлетворительное согласие с одними и теми же экспериментальными данными, с неоднозначностью в выборе параметров потенциала и со слабой разработкой подхода к учету корреляционных эффектов, которые могут увеличивать средние сечения реакций на значения большие, чем давал бы вклад прямых реакций [295, 296].

В [297—299] в рамках оптической модели проведен обстоятельный анализ экспериментальных данных по дифференциальным сечениям упругого рассеяния для большого числа ядер со средними A и найдены некоторые закономерности поведения параметров оптического потенциала для ядер с $A=48-137$.

При использовании оптико-статистической модели для расчета нейтронных сечений делящихся ядер возникает ряд трудностей, и оценка нейтронных сечений для этих ядер достаточно сложна. Экспериментальные данные, например, по сечениям неупругого рассеяния для делящихся ядер практически отсутствуют из-за трудностей проведения экспериментов; имеющиеся же крайне скудные результаты очень ненадежны. Существуют систематические погрешности, происхождение которых не ясно. Даже для ^{235}U , для которого вклад реакции деления мал, экспериментальные данные по $\sigma_{\text{н.н.}}$ для первого уровня расходятся в 1,5 раза, поэтому погрешностям, даваемым экспериментаторами, часто верить нельзя.

Делящиеся ядра трудны даже и для теоретических исследований. Дело в том, что теория деления пока не достигла уровня, когда можно количественно предсказывать ядерные данные. Так, погрешность теоретического предсказания барьеров деления составляет 1—2 МэВ [300], тогда как для оценки требуется погрешность примерно 100 кэВ. Деление является основным конкурирующим процессом и должно учитываться при расчетах по теоретическим моделям. Его вклад весьма значителен. Так, для сечения неупругого рассеяния нейтронов на первом уровне ^{239}Pu при $E=50$ кэВ вклад деления достигает 80%. Корректный учет деления достаточно сложен, поскольку он связан с расчетом σ_f .

Для тяжелых делящихся ядер характерна высокая плотность возбужденных состояний, которые исследованы до сравнительно низких энергий. Малая энергия возбуждения первых уровней приводит к необходимости учета радиационного захвата при расчете сечения неупругого рассеяния.

Попытки теоретического расчета сечений неупругого рассеяния нейтронов

для ^{235}U и ^{239}Pu [301—303] были сделаны более 15 лет назад, и в свете современного понимания процессов взаимодействия нейтронов и знания структуры уровней ядер их можно считать устаревшими. Это были первые попытки применить статистическую модель для расчета сечений неупругого рассеяния делящимися ядрами; авторы этих работ, естественно, не учитывали деления, как правило, нормировали результаты расчетов к экспериментальным данным по $\sigma_{\text{н.н.}}$, которые, как указывалось выше, могут быть ненадежными.

Весьма важно еще одно обстоятельство. Если рассчитывается сечение какого-либо одного типа, то можно достичь согласия расчетных и экспериментальных данных по сечению этого типа ценой ухудшения согласия по сечениям других процессов, т. е. возможна потеря информации о физическом механизме процесса. Поэтому надо рассчитывать одновременно сечения всех типов, а сравнение проводить для возможно большего числа величин, чтобы улучшение согласия сравниваемых расчетных и экспериментальных значений за счет нерассматриваемых не создавало неверного представления о точности модели.

В настоящей работе принято во внимание все сказанное выше, в частности учтена конкуренция деления. Для расчета делительных ширин были использованы сведения о переходных состояниях делящегося ядра, полученные теоретически и уточненные с помощью расчетов в области энергий неразрешенных резонансов, с учетом непрерывной плотности переходных состояний, аналогичной плотности уровней в модели невзаимодействующих частиц. Экспериментальные данные по σ_f , $\sigma_{\text{н.н.}}$, S_0 , S_1 и σ_p были использованы для нахождения параметров как сферического, так и несферического оптического потенциала, необходимых для расчета нейтронных проницаемостей. Коэффициенты нейтронных проницаемостей, полученные методом связанных каналов с тщательной оптимизацией параметров потенциала, были использованы в статистической модели для расчета $\sigma_{\text{н.н.}}$, $\sigma_{\text{н.т.}}$, σ_f для тяжелых делящихся ядер, причем метод связанных каналов и статистическая модель были объединены в одну математическую программу. Правильность расчета коэффициентов нейтронной проницаемости особенно важна при оценке сечения неупругого рассеяния, которое в противоположность сечению радиационного захвата довольно сильно зависит от них.

Одно из рекомендаций совещания экспертов МАГАТЭ по использованию теории ядра в оценке ядерных данных, сделанной в 1975 г., является «необходимостью разработки программы для ЭВМ по теории Хаузера — Фейнбаха, учитывающей обобщенные факторы флуктуации ширин, радиационный и делительный каналы и испускание заряженных частиц» [304]. Программа, реализующая статистическую модель с учетом только радиационного канала, без учета делительного канала, позволяющая проводить расчеты $\sigma_{\text{н.т.}}$ для ядер конструктивных материалов, у нас в стране была разработана несколько лет назад [305].

В этой главе кратко описан развитый метод и созданная на его основе программа, которая позволяет провести самосогласованный расчет нейтронных сечений всех типов и учесть конкуренцию процесса деления другим процессам [47]. При этом учтены дискретные и непрерывные спектры переходных состояний делящегося ядра в седловой точке и при расчете факторов флуктуации делительных ширин использованы современные представления о двугорбой структуре барьера деления, что особенно важно для исследования подбарьерного деления. Для делящихся ядер, кроме того, необходимо учитывать процесс (n, γ) , когда энергетически возможно деление возбужденного составного ядра после испускания первичного γ -кванта. Учет этого процесса особенно важен для расчета сечения радиационного захвата, так как он приводит к более сильной спиновой и энергетической зависимостям радиационных ширин. В развитом методе, что особенно важно, использовались коэффициенты нейтронной проницаемости из несферической оптической модели и учитывался вклад коллективных эффектов и плотность уровней ядер.

4.2. РАСЧЕТ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ДЛЯ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР

На основе статистической модели Хаузера — Фейнбаха был разработан подход к самосогласованному расчету нейтронных сечений делящихся ядер в области энергий падающих нейтронов от 1 кэВ до 5 МэВ. В модели Хаузера —

Фешбаха предполагается, что процессы образования и распада составного ядра строго не зависят друг от друга, поэтому в этой модели игнорируется увеличение сечения в канале упругого рассеяния, которое можно учесть с помощью метода Тепела [306].

Остановимся на расчете сечения неупругого рассеяния нейтронов деформирующимися ядрами. Чтобы получить сечение возбуждения уровня ядра-мишени с энергией E_q , необходимо выражение для вероятности распада составного ядра проинтегрировать по всем направлениям Θ вылетающего нейтрона, просуммировать по всем проекциям m, m_j, m_i и значениям моментов l, j, l', j' и усреднить по всевозможным направлениям спина ядра-мишени. В результате выражение для сечения возбуждения уровня E_q , с учетом конкурирующих процессов деления и радиационного захвата запишется следующим образом:

$$\sigma_{\text{нп}}(E, E_q) = \frac{\pi}{k^2} \frac{1}{2(2i+1)} \sum_{ij} T_{ij}(E) \sum_j (2J+1) \times \frac{\sum_{l'j'} T_{l'j'} \left(E - \frac{A+1}{A} E_q \right) S_{\alpha\alpha'}}{T_{\text{конк}} + \sum_{l''j''} T_{l''j''} \left(E - \frac{A+1}{A} E_q \right)} \quad (4.1)$$

Здесь i — спин основного состояния ядра-мишени; l, j — орбитальный и полный моменты налетающего нейтрона; l', j' — то же для вылетающего нейтрона; J — спин составного ядра. Суммирование в знаменателе проводится по всем нейтронным каналам распада составного ядра, удовлетворяющим законам сохранения энергии, четности и полного момента. Коэффициент $(A+1)/A$ в числителе для выходных каналов и канала упругого рассеяния учитывает переход части энергии нейтронов в энергию ядра отдачи. Выражения для факторов флуктуации ширины $S_{\alpha\alpha'}$ были даны в предыдущей главе.

Величина $T_{\text{конк}}$ в (4.1) учитывает эффект конкуренции нейтронных каналов распада, разрешенных законами сохранения, и включает в себя проникаемость, соответствующую радиационному захвату и делению:

$$T_{\text{конк}} = T_{\text{Джк}} \left(\frac{A}{A+1} E + B_n \right) + T_{\text{Джк}} \left(\frac{A}{A+1} E + B_n \right). \quad (4.2)$$

Здесь величина в первых скобках — энергия возбуждения составного ядра; $T_{\text{Джк}}$ и $T_{\text{Джк}}$ — эффективные проникаемости для радиационного захвата и деления.

Эффективную проникаемость для деления $T_{\text{Джк}}$ в области переходных состояний делящегося ядра можно рассчитать по аналогии с нейтронной

$$T_{\text{Джк}} = 2\pi\Gamma_{\text{Джк}}/D_J. \quad (4.3)$$

Для определения делительной ширины $\Gamma_{\text{Джк}}$ мы использовали выражение Бора и Уилера [307]

$$\Gamma_{\text{Джк}} = \frac{D_J}{2\pi} \sum_k P(E_{fk}, \hbar\omega_k). \quad (4.4)$$

где $P(E_{fk}, \hbar\omega_k)$ — проникаемость k -го барьера деления с высотой E_{fk} и параметром кривизны $\hbar\omega_k$ [308].

$$P(E_{fk}, \hbar\omega_k) = \frac{1}{1 + \exp[-(2\pi/\hbar\omega_k)(E - E_{fk})]}. \quad (4.5)$$

Здесь E_{fk} — энергия известных переходных состояний.

Суммирование в (4.4) ведется по переходным состояниям со спином J и четностью λ . Примерную схему переходных состояний для четных ядер предло-

жил Линн [235]. При выработке этой схемы был учтен эффект массовой асимметрии седловой конфигурации, который привел к низколежащей полосе $K^\pi = 0^-$ для барьера B и к понижению полосы $K^\pi = 2^+$ для барьера A .

Эта схема известна лишь для энергии 1,8 МэВ выше порога деления. Учитывая, что пороги деления для ^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{235}U равны —1,6, —1,2 и —0,6 МэВ соответственно, такой подход можно применить лишь вблизи порога для ^{239}Pu и ^{241}Pu и в области энергий разрешенных резонансов для ^{235}U .

В рамках феноменологического подхода к процессу деления не ясным остается вопрос о плотности уровней ядра в седловой точке. Из концепции двугорбого барьера деления следует, что для актиноидов плотность одночастичных состояний при энергии Ферми для деформации в процессе деления значительно выше, чем для равновесной деформации, т. е. плотность уровней в седловой точке для энергий возбуждения в пределах дискретного спектра переходных состояний должна быть выше. Модель независимых частиц предполагает, что при энергиях возбуждения выше границы дискретного спектра переходных состояний плотность уровней в седловой точке должна быть ниже. Однако исчезновение симметрии седловой конфигурации может привести к возрастанию вклада вращательных состояний в такой степени, чтобы компенсировать или даже превзойти этот эффект.

Кроме сечений деления, не существует других прямых экспериментальных данных по плотности уровней в седловой точке. Информация по плотности уровней, которая может быть получена из σ_f , сильно зависит от предположений о высоте барьера деления, и, наоборот, полученные из σ_f высоты барьеров деления зависят от предположений о плотности уровней. Поэтому в области высоких энергий, где схема переходных состояний неизвестна, для расчета $T_{\text{Джк}}$ мы использовали, как это сделал Линн [234], простую формулу для плотности переходных состояний, аналогичную получаемой из модели с постоянной температурой:

$$\rho_f(\epsilon, J, \pi) = \frac{(2J+1)}{2} \exp\left[-\frac{(J+1/2)^2}{2J^2}\right] C_f \exp\left(\frac{\epsilon}{\Theta_f}\right), \quad (4.6)$$

где σ, C_f, Θ_f — параметры непрерывной плотности переходных состояний делящегося ядра, определяемые из экспериментальных данных по σ_f для рассматриваемого ядра. При этом о постоянной температуре можно говорить лишь для узкого интервала энергий и для каждой энергетической области может быть свое значение Θ_f .

Таким образом, эффективную проникаемость $T_{\text{Джк}}$ для деления с учетом дискретного и непрерывного спектров переходных состояний делящегося ядра можно записать в виде

$$T_{\text{Джк}} = \sum_k P(E_{fk}, \hbar\omega_k) + \int_{E_{f\text{гр}}}^{\infty} \rho_f(\epsilon, J, \pi) P(E_{f_0} + \epsilon, \hbar\omega), \quad (4.7)$$

где $P(E_{fk}, \hbar\omega_k)$ и $P(E_{f_0} + \epsilon, \hbar\omega)$ определяются выражением (4.5), $\rho_f(\epsilon, J, \pi)$ — выражением (4.6).

Очевидно, критерием правильности учета деления в данном методе является согласие расчетного сечения деления с экспериментальными данными.

Таким образом, зная примерную схему переходных состояний до энергии 1,8 МэВ порога деления и примерные высоты барьеров деления из экспериментов по (d, p) - и (t, p) -реакциям [286], используя модель постоянной температуры для плотности уровней в области более высоких энергий, мы определили параметры плотности уровней и уточнили схему переходных состояний и высоты барьеров исходя из экспериментальных данных по σ_f для рассматриваемых ядер. Оказалось, что изменения в E_f на 0,2 МэВ и $\hbar\omega$ на 10% не оказывают серьезного воздействия на качество подгонки σ_f при условии, что соответствующие компенсирующие изменения сделаны для других параметров.

При низких энергиях, при которых схема дискретных уровней для рас-

сечения нейтронов и делительных каналов известна, нейтронные сечения были рассчитаны с использованием факторов флуктуации ширины. Число степеней свободы ν_j в законе распределения делительных ширины, необходимое для расчета фактора $S_{\alpha\alpha}$, выбиралось следующим образом:

$$\nu_{j\kappa} = T_{fj\kappa} / \max [P(E, \hbar\omega)], \quad (4.8)$$

где $\max [P(E, \hbar\omega)]$ — максимально возможная делительная проницаемость для данного канала $\{J, \pi\}$. Такой подход не ограничивает значения ν_j только целыми числами.

Вообще говоря, факторы флуктуации ширины важно уметь рассчитывать для относительно узких каналов, где средние парциальные ширины много меньше среднего расстояния между уровнями, а в общем случае большого числа широких каналов (при высоких энергиях) фактор флуктуации принципиально влияет лишь на упругое рассеяние (в асимптотическом пределе $S_{nn} \rightarrow 2$), и его можно не учитывать при расчетах σ_i , σ_{nn} , σ_f и σ_{nT} .

Изда за того что для актиноидов обычно один шаг барьера деления выше, чем другой (исключение составляет лишь ^{237}U , для которого оба шага одинаковы), можно использовать меньшую из $T_{fj\kappa}^{(A,B)}$ эффективную делительную проницаемость, что дает удовлетворительную точность расчета нейтронных сечений [234]. В случаях же, когда $T_f^{(A)}$ и $T_f^{(B)}$ значительно меньше 1 (подбарьерное деление), формула типа (4.1) для расчета σ_f становится несправедливой, поэтому для расчета σ следует использовать метод, описанный в гл. 3.

Эффективная проницаемость $T_{fj\kappa}(E)$ для радиационного захвата рассчитывалась с учетом возможности каскадного испускания γ -квантов. Проницаемость для единичного γ -перехода $T_{fj\kappa}(E, \epsilon_\gamma)$ с испусканием γ -кванта энергии ϵ_γ из возбужденного состояния с энергией $E+B_n$, полным моментом J и четностью π рассчитывалась, как и для нейтронной проницаемости:

$$T_{fj\kappa}(E, \epsilon_\gamma) = 2\pi \langle \Gamma_\gamma \rangle_{j\kappa}(E, \epsilon_\gamma) / \langle D \rangle_{j\kappa}(E+B_n) = 2\pi f(E, \epsilon_\gamma). \quad (4.9)$$

Спектральный фактор $f(E, \epsilon_\gamma)$ обычно представляют в виде, предложенном Блаттом и Вайскопфом [309] [см. (4.29)]. Более обоснованной представляется коллективная модель гигантского резонанса, поэтому в настоящей работе $f(E, \epsilon_\gamma)$ был принят в виде двух лоренцевых линий [310] [см. (4.30)].

Полную эффективную проницаемость для радиационного захвата можно получить суммированием по всем возможным γ -переходам. С учетом только дипольных γ -переходов имеем

$$T_{fj\kappa}(E) = 2\pi \int_0^{E+B_n} d\epsilon_\gamma \sum_{J_k=|J-1|}^{J+1} f(E, \epsilon_\gamma) \rho(E+B_n-\Delta-\epsilon_\gamma, J_k). \quad (4.10)$$

где $\rho(E+B_n-\Delta-\epsilon_\gamma, J_k)$ — плотность уровней составного ядра для энергии возбуждения $E+B_n-\Delta-\epsilon_\gamma$ и спина J_k . Зависимость плотности уровней от четности не учитывалась, так как для рассматриваемых здесь деформированных ядер ею, по видимому, можно пренебречь [264, 311]. Для плотности уровней $\rho(U, J)$ мы использовали традиционную модель ферми-газа, модель ферми-газа с учетом коллективных эффектов и модель сверхтекучего ядра.

При расчете $T_{fj\kappa}(E)$ необходимо учитывать наличие дискретного спектра уровней составного ядра в области низких энергий возбуждения. Это приводит к изменению предела интегрирования в выражении (4.10) и появлению дополнительного слагаемого, соответствующего γ -переходам из непрерывного спектра в дискретный. Однако проведенные расчеты показали, что вклад дискретного спектра в радиационную ширину очень мал, и потому в дальнейших расчетах он не учитывался.

В области энергии возбуждения, соответствующей непрерывному спектру возбуждения ядра-мишени, вследствие большого числа открытых каналов мож-

но пренебречь флуктуацией парциальных ширины ($S_{\alpha\alpha}=1$). В этой области энергии сечение $\sigma_{nn}(E)$ записывается следующим образом:

$$\sigma_{nn}(E) = \sum_{q'} \sigma_{nn'}(E, E_{q'}) + \sigma_{nn'}^{\text{cont}}(E), \quad (4.11)$$

где $\sigma_{nn}(E, E_{q'})$ рассчитывается аналогично (4.1) с $S_{\alpha\alpha}=1$ и добавочным членом $\alpha(E, J)$ в знаменателе, учитывающим непрерывный спектр: $\sigma_{nn'}^{\text{cont}}(E)$ — сечение возбуждения непрерывного спектра,

$$\sigma_{nn'}^{\text{cont}}(E) = \frac{\pi}{k^2} \frac{1}{2(2i+1)} \sum_{ij} T_{ij}(E) \sum_J (2J+1) \dots \times \frac{\alpha(E, J)}{T_{\text{конт}} + \sum_{i'j'q''} T_{i'j'} \left(E - \frac{A+1}{A} E_{q''} \right) + \alpha(E, J)}. \quad (4.12)$$

Здесь

$$\alpha(E, J) = \sum_{i'j'} \int_{E_{q'_{\text{макс}}}}^{\frac{A}{A+1}E} \sum_{E_{q''}} \rho(i', E') T_{i'j'} \left(E - \frac{A+1}{A} E' \right) dE'. \quad (4.13)$$

где $E_{q'_{\text{макс}}}$ — энергия, с которой начинается непрерывный спектр уровней.

В случае непрерывного спектра уровней ядра-мишени конкуренция деления процессам неупругого рассеяния и радиационного захвата учитывалась введением эффективных проницаемостей

$$T_{fj\kappa}(E) = (2J+1) \exp \left[-\frac{(J+1/2)^2}{2i^2} \right] T_f(E), \quad (4.14)$$

где $T_f(E)$ определяется подгонкой сечения деления σ_f к экспериментальным данным. При расчете сечения деления учитывался вклад процесса (n, γ) .

Для демонстрации необходимости точного учета рассмотренных эффектов приведем результаты расчета суммарного сечения σ_{nn} в области дискретного спектра для ядра ^{239}Pu (рис. 4.1), откуда видно, что конкуренция деления и радиационного захвата очень существенна, особенно вблизи порога, где учет конкуренции изменяет σ_{nn} в 3—4 раза. Эффект флуктуации парциальных ширины значительно слабее, однако его также следует учитывать в расчетах.

Изложенный формализм расчета сечений реакций, протекающих через стадию образования составного ядра, был реализован в программе для ЭВМ, написанной на основе оптической и статистической моделей. Оптическая часть программы, где методом Рунге—Кутты решается уравнение Шредингера для сферического потенциала, была проверена по результатам расчетов Кичучи [312] коэффициентов S -матрицы, σ_i , S_0 , S_1 , $d\sigma_n/d\Omega$ для ^{238}U , которые рассматривались как стандартные величины. Шаг интегрирования был выбран равным 0.3 диффузности ядра, чтобы обеспечить погрешность расчета коэффициентов S -матрицы порядка 10^{-4} (около 100 шагов интегрирования) и получить оптимальные погрешности обрезания и округления. Радиус обрезания потенциала

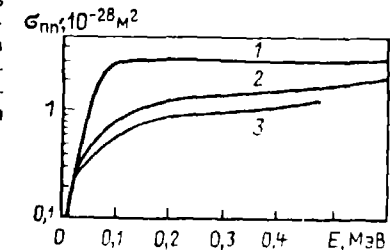


Рис. 4.1. Расчетное сечение σ_{nn} для ^{239}Pu :

1 — немодифицированный формализм Хаузера—Фешбаха; 2 — с учетом конкуренции деления и захвата; 3 — с учетом флуктуации нейтронных и делительных ширины

был взят таким, чтобы выполнялось условие $V(r)10^1 < E - E_q$, где $V(r)$ — остаточный потенциал. Значения массы нейтрона и коэффициента перехода от энергии к длине волны были взяты равными их современным значениям ($m_n = 1,0086652$ а. е. м. и $k = 0,2187315 \sqrt{m} [M/(M+m)] \sqrt{E_{\text{д.б.}}}$). Использование приближения $m_n = 1$ приводит к погрешностям коэффициентов S -матрицы 10% и силовых функций около 2,5%.

В оптической части программы радиус сшивки точного и асимптотического решения принят зависящим от энергии нейтронов, чтобы пренебрежение остаточным потенциалом при асимптотическом решении не давало погрешности значений нейтронных проницаемостей больше 10^{-3} и само интегрирование велось не по kr , а по r для избежания погрешностей при малых значениях k . Последнее замечание относится в первую очередь к расчету сечений вблизи порога. В программе предусмотрена возможность учета зависимости диффузности ядра от энергии нейтрона возбуждения.

Проницаемости $T_{ij}(E)$ в рамках математической программы рассчитываются при данной энергии налетающего нейтрона E для всех необходимых энергий и всех парциальных волн, для которых выполняется условие $T_{ij} > \delta$ (δ определяет точность расчетов). Оптическая часть программы позволяет также оптимизировать потенциал методом сопряженных градиентов для выбора оптимальной формы потенциала путем подгонки результатов расчета к экспериментальным данным.

Расчет сечений в статистической части программы по формулам (4.1)–(4.13) предполагает высокую степень вложенности циклов суммирования с большим числом логических операторов для выбора значений J, l, j, l', j' , допускаемых законами сохранения. В ней предусмотрена возможность учета конкурирующих процессов по различным методикам, а также расчет сечений процессов (n, γ) и $(n, \gamma f)$.

4.3. АНАЛИЗ РАЗЛИЧНЫХ ПОДХОДОВ В СТАТИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

Описанный выше метод расчета нейтронных сечений для делящихся ядер на основе статистической модели Хаузера — Фешбаха требует, на наш взгляд, сравнения с другими подходами и изучения влияния коллективных эффектов в моделях плотности уровней на расчет нейтронных сечений.

При невысоких энергиях возбуждения, когда нет перекрытия уровней, т. е. состояния компаунд-системы не являются полностью статистически независимыми, возможно появление корреляций между входным каналом. К сожалению, несмотря на важность, эта корреляция до сих пор в должной мере не изучена [296]. Использование подхода Молдауэра [313, 314] с применением параметра Q_α , зависящего от статистических свойств состояний компаунд-системы и изменяющегося от 0 до 1, не облегчает решения этой задачи, так как выбор коэффициента корреляции и его энергетической зависимости недостаточно обоснован, а рассчитать аналитически параметр Q_α невозможно. Поэтому такой подход мало дает для практической оценки нейтронных сечений делящихся ядер.

С ростом энергии налетающего нейтрона увеличивается число каналов реакции и фактор флуктуации ширины стремится к единице для всех каналов, кроме канала упругого рассеяния через составное ядро. Как правило, расчеты с использованием S -фактора проводят для энергий, меньших границы дискретного и непрерывного спектров уровней ядра-мишени, полагают для больших энергий S -фактор равным 1. Однако для транзактиондов дискретный спектр уровней не разрешен экспериментально так высоко, чтобы на границе его можно было пренебречь эффектами флуктуации и корреляции ширины (см. рис. 4.7).

Для большого числа каналов реакций со сравнимыми вкладами хорошим приближением является подход Тепела и др. [306], учитывающий корреляцию входного и выходного каналов упругого рассеяния. Однако необходимо помнить об ограничениях, которые присущи этому методу.

При использовании приближения Тепела и др. [306] для расчета нейтронных сечений необходимо учитывать конкретную комбинацию каналов распада

и соотношение их проницаемостей. Использовать подход Тепела и др. можно лишь в случаях мало различающихся проницаемостей каналов или смеси слабых и сильных каналов при условии, что суммарное число каналов приблизительно составляет 10. Наиболее сильно (на 10–30%) расходятся результаты расчетов нейтронных сечений в подходах Тепела и др. и Хаузера — Фешбаха (с поправкой на флуктуацию ширины) при попытке описания слабых сечений (например, $\sigma_{n\gamma}$ и $\sigma_{n,n}$ для делящихся ядер); при этом модельные статистические расчеты, сделанные на ЭВМ Молдауэром [315], подтверждают справедливость использования формализма Хаузера — Фешбаха. Действительно, можно показать, что в подходе Хаузера — Фешбаха при $T_{nr} \ll T_r$ и $T_{xr} \ll T_r$, выражение для $\langle \sigma_{nx} \rangle_r$ имеет вид:

$$\langle \sigma_{nx} \rangle_r = \pi \lambda^2 g_r \frac{T_{nr} T_{xr}}{T_r} \left(1 + \frac{2}{v_{nr}} \delta_{nx} \right) \frac{1}{1 - 2/v_{\text{эф}}}, \quad (4.15)$$

где $T_r = \sum_x T_{xr}$; $v_{\text{эф}}$ — эффективное число степеней свободы конкурирующих

каналов.

В подходе Тепела и др., когда $V_{nr} \ll V_r$ и $V_{xr} \ll V_r$,

$$\langle \sigma_{nx} \rangle_r = \pi \lambda^2 g_r \frac{T_{nr} T_{xr}}{T_r} \left(1 + \frac{2}{v_{nr}} \delta_{nx} \right) \left(1 + \frac{2}{v_{\text{эф}}} \right), \quad (4.16)$$

т. е. выражения (4.15) и (4.16) весьма сильно различаются для малых $v_{\text{эф}}$. Поэтому, если каналов мало, число степеней свободы мало и к тому же имеется сильный конкурирующий канал, то подход Тепела и др. дает неверные результаты. В пределе же большого числа открытых каналов выражение Тепела и др. совпадает с формулой Хаузера — Фешбаха. Кроме того, оба этих подхода имеют тенденцию при переходе к сильному поглощению ($T_{nr} \rightarrow 1$) и снижению вклада деления.

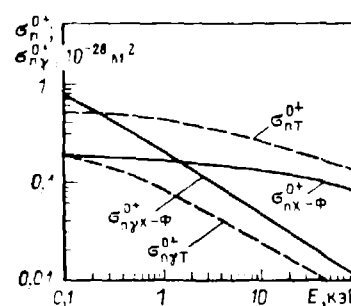


Рис. 4.2. Сравнение рассчитанных по формализму Хаузера — Фешбаха (сплошная линия) и Тепела и др. (пунктир) средних сечений σ_{ni}^{0+} и σ_{nT}^{0+} для ^{238}Pu

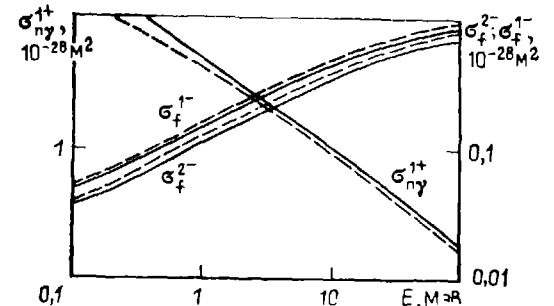


Рис. 4.3. Сравнение рассчитанных по формулам Хаузера — Фешбаха (сплошная линия) и Тепела и др. (пунктир) средних сечений σ_{ni}^{1+} , σ_f^{1+} , σ_j^{1+} для ^{238}Pu .

На рис. 4.2 даны рассчитанные по формализмам Хаузера — Фешбаха и Тепела и др. средние сечения $\langle \sigma_{ni} \rangle$ и $\langle \sigma_{nT} \rangle$ для канала $0+^{238}\text{Pu}$. Для слабого поглощения ($T_{nr}^{0+} \ll 1$) при $E = 0,1$ кэВ значения $\langle \sigma_{ni} \rangle^{0+}$ [в этих подходах различаются в 2,8 раза, а с переходом к умеренному поглощению ($E = 100$ кэВ; $T_{nr}^{0+} \approx 0,26$) различие снижается до 1,6 раза. В подобном соотношении выходят и значения

$(\sigma_{пт})^{0+}$. Различие между результатами расчетов $(\sigma_f)^{0+}$ в этих двух подходах проявляет противоположную тенденцию, изменяясь от 10% при $E = 0,1$ кэВ до 25% при $E = 100$ кэВ. Для состояния 1^+ исследуемое различие в $(\sigma_{пн})^{1+}$ уменьшается до 20% в области энергий 0,1–100 кэВ, для $(\sigma_{пт})^{1+}$ разница и меняется от 17% при $E = 0,1$ кэВ до 10% при $E = 100$ кэВ, а для $(\sigma_f)^{1+}$ — от 40 до 45% при том же изменении энергии. Уменьшение различий в $(\sigma_{пн})^{1+}$ и $(\sigma_{пт})^{1+}$ по сравнению с $(\sigma_{пн})^{0+}$ и $(\sigma_{пт})^{0+}$ обусловлено существенным ослаблением конкуренции деления. Для каналов 1^+ , 1^- и 2^- ^{239}Pu зависимость $(\sigma_f)^{1-}$, $(\sigma_f)^{2-}$ от энергии нейтронов приведена на рис. 4.3.

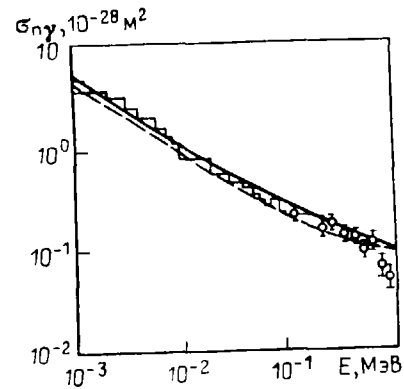


Рис. 4.4. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по $\sigma_{пт}$ для ^{239}Pu :

сплошная линия — расчет в настоящей работе; пунктир — расчет по формализму Тепела и др.; гистограмма — оцененные данные.

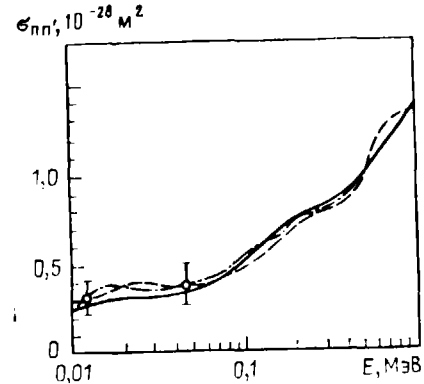


Рис. 4.5. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по $\sigma_{пн}$ для ^{239}Pu :

сплошная линия — расчет в настоящей работе; пунктир — расчет по формализму Тепела и др.; штрихпунктир — оцененные данные.

Использование формулы для фактора усиления в канале упругого рассеяния W_α [316], в которой учтена зависимость W_α не только от T_α , но и от T , не изменяет существенно полученных результатов по сравнению с использованием формулы Тепела и др. [306].

На рис. 4.4–4.6 даны результаты расчетов $\sigma_{пт}$, σ_f и $\sigma_{пн}$ для ^{239}Pu с использованием методов Хаузера—Фешбаха (с учетом деления) и Тепела и др. Видно, что при расчете методом Тепела и др. сечение деления σ_d на 15% выше, а сечение захвата на 15% ниже во всей области энергий 1 кэВ–1 МэВ, чем результаты, полученные по статистической модели методом Хаузера—Фешбаха, причем последние лучше согласуются с экспериментальными данными по σ_f и, видимо, по $\sigma_{пт}$. Различия в сечении неупругого рассеяния $\sigma_{нп}$ в этих подходах незначительно. Аналогичные результаты были получены и для других делящихся ядер.

Из этого можно сделать вывод, что в рамках предложенных предположений приближение Тепела и др. не следует использовать для расчета нейтронных сечений тяжелых делящихся ядер в области энергий до 1 МэВ, что обусловлено как малым числом каналов распада, так и наличием сильной конкуренции канала деления с малым ν_f . Однако результаты настоящих расчетов показы-

вают (рис. 4.7), что уже при $E = 1,1$ МэВ нейтронные сечения, рассчитанные по формализмам Хаузера—Фешбаха с S-фактором и Тепела и др., согласуются между собой по $\sigma_{пт}$ и σ_f в пределах 10%, по $\sigma_{пн}$ — в пределах 2%. Заметим, что при использовании формализма Тепела и др. сумма сечений реакций, протекающих через составное ядро, оказывается отличной от сечения образования составного ядра, рассчитываемого по оптической модели. Однако это различие, связанное с модификацией нейтронной проницаемости входного канала, с ростом энергии уменьшается и при $E > 1,1$ МэВ практически исчезает. В области $E > 1,1$ МэВ для ^{239}Pu имеются экспериментальные данные по σ_f и делительные проницаемости T_f могут быть достаточно надежно определены (рис. 4.8), а $\sigma_{пт}$

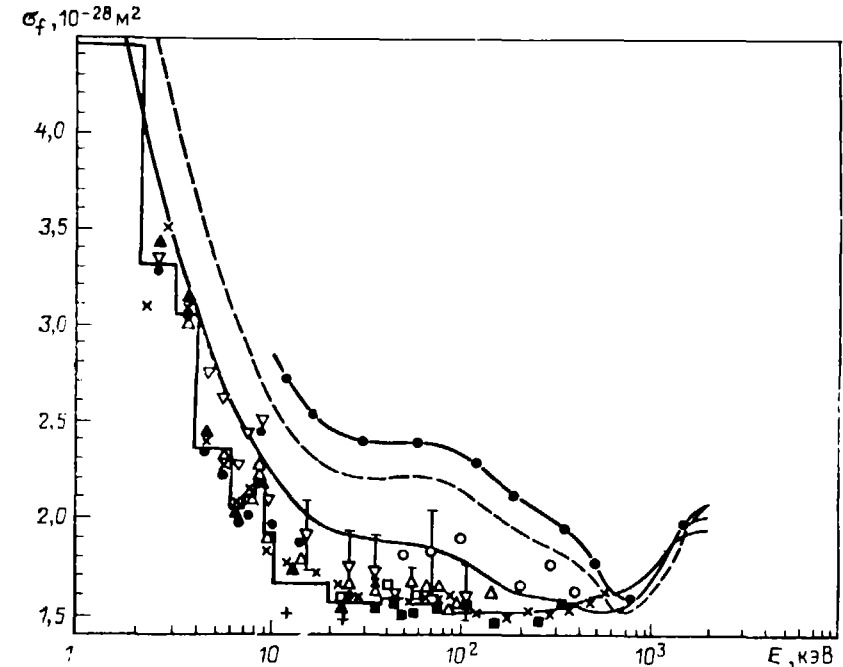


Рис. 4.6. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по σ_f для ^{239}Pu : сплошная линия — расчет в настоящей работе; пунктир — расчет по формализму Тепела и др.; кривая, проведенная по темным кружкам — расчет по формализму Хаузера—Фешбаха без учета S-фактора; гистограмма — оцененные данные.

в этой области много меньше сечений других неупругих процессов, поэтому сумма сечений упругого и неупругого рассеяния через составное ядро, рассчитанных по формализмам Хаузера—Фешбаха и Тепела и др., оказывается одинаковой. Однако формализм Тепела и др., учитывающий корреляцию входного и выходного каналов упругого рассеяния, корректнее описывает сечение упругого рассеяния через составное ядро (см. рис. 4.7), чем формализм Хаузера—Фешбаха, и, значит, лучше описывает сечение неупругого рассеяния в области энергий от 1,1 до 2 МэВ. При $E > 2$ МэВ использование этих формализмов приводит к одинаковым результатам.

Вследствие сказанного в области энергий, больших 1,1 МэВ, мы использовали в расчетах формализм Тепела и др., основное отличие которого от подхода Хаузера—Фешбаха заключается в выражении для нейтронной проницаемости входного канала и появлении дополнительного множителя в формуле

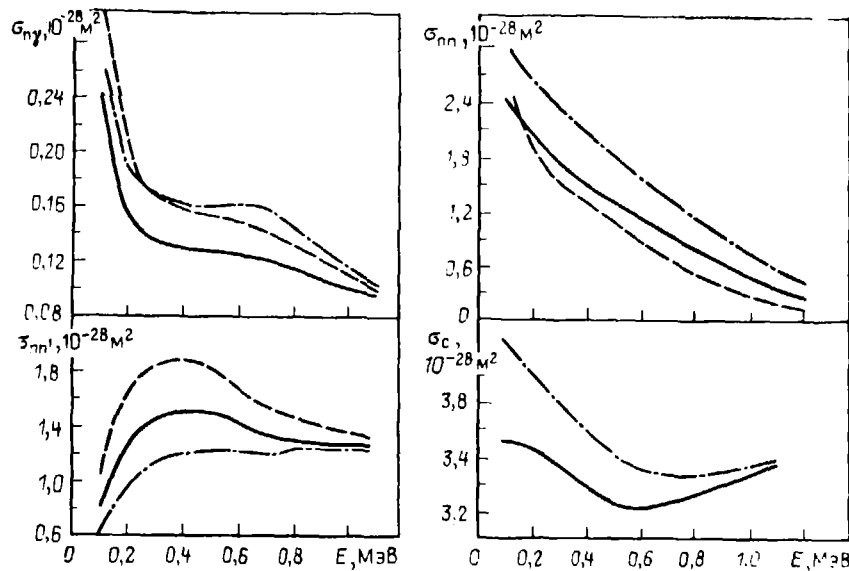


Рис. 4.7. Сравнение различных подходов для расчета сечений радиационного захвата, упругого рассеяния, неупругого рассеяния и образования составного ядра для ^{242}Pu :

использовала модель Ферми-газа с учетом коллективных эффектов, спектральной фактор в виде зависимости Лоренца; сплошная линия — формализм Теллера и др., пунктир — формализм Хаузера — Фешбаха без учета S-фактора; штрихпунктир — формализм Хаузера — Фешбаха с учетом S-фактора.

для расчета сечения упругого рассеяния:

$$\sigma_{nn'}(E_q) = \frac{\pi}{k^2} \frac{1}{2(2i+1)} \sum_{l'j'} V_{l'j'}(E) \times \sum_{l''j''} V_{l''j''} \left(E - \frac{A+1}{A} E_q \right) \times (2J+1) \frac{1}{V_{l'j'k} + V_{l''j''k} + \sum_{l''j''q''} V_{l''j''q''} + \alpha(E, J)}; \quad (4.17)$$

$$\alpha(E, J) = \sum_{l''j''} \int_{E_{q\text{макс}}}^{\frac{A}{A+1} E} \rho(E', i'') V_{l''j''} \left(E - \frac{A+1}{A} E' \right) dE'; \quad (4.18)$$

$$\sigma_{nn'}^{\text{cont}} = \frac{\pi}{k^2} \frac{1}{2(2i+1)} \sum_{l'j'} \frac{V_{l'j'}(E) (2J+1) \alpha(E, J)}{V_{l'j'k} + V_{l''j''k} + \sum_{l''j''q''} V_{l''j''q''} + \alpha(E, J)}; \quad (4.19)$$

$$\sigma_{nn'}(E) = \sum_q \sigma_{nn'}(E, E_q) + \sigma_{nn'}^{\text{cont}}; \quad (4.20)$$

$$\sigma_{n\Gamma} = \frac{\pi}{k^2} \frac{1}{2(2i+1)} \sum_{l'j'} V_{l'j'} (2J+1) \frac{V_{l'j'k}}{V_{l'j'k} + V_{l''j''k} + V_{nJk}}; \quad (4.21)$$

$$\sigma_f = \frac{\pi}{k^2} \frac{1}{2(2i+1)} \sum_{l'j'} V_{l'j'} (2J+1) \frac{V_{l'j'k}}{V_{l'j'k} + V_{l''j''k} + V_{nJk}}; \quad (4.22)$$

где модифицированная проницаемость нейтронного канала упругого рассеяния

$$V_{l'j'} = T_{l'j'} \left[1 + \left(T_{l'j'} / \sum_{l''j''} T_{l''j''} \right) (W_{l'j'} - 1) \right]^{-1}; \quad (4.23)$$

$$W_{l'j'} = 1 + 2 \left[1 + \sqrt{T_{l'j'}} \right]^{-1}. \quad (4.24)$$

Для других нейтронных каналов, а также каналов деления и радиационного захвата проницаемости $V_{l'j'}$ совпадают с $T_{l'j'}$.

Следовательно, в случае большого числа каналов реакций со сравнимыми вкладами (что для трансактиноидов реализуется при $E > 1,1$ МэВ) лучшим приближением является подход Теллера и др., учитывающий корреляцию входного и выходного каналов упругого рассеяния.

Следует подчеркнуть, что с помощью изложенного выше метода можно достаточно корректно учесть деление при расчете нейтронных сечений других процессов, т. е. параметризовать σ_f , но предсказать сечение деления ядер, для которых отсутствуют экспериментальные данные, с помощью этого метода нельзя, поскольку не известна плотность уровней в седловой точке и нет достаточно надежных методов предсказания барьеров деления. Тем не менее этот подход весьма полезен для оценки ядерных данных по делящимся ядрам.

Деление представляет собой сложное, пока еще недостаточно изученное явление; физика этого процесса, безусловно, гораздо сложнее, чем следует из описанной выше полуэмпирической модели. Даже в рамках этого подхода остаются неясными вопросы о плотности уровней в седловой точке и о схеме переходных состояний для четных ядер-мишеней. Одна из главных неопределенностей в расчете σ_f связана со схемой переходных состояний ядра в процессе деления; эта неопределенность особенно велика для сечений четных ядер-мишеней, поскольку для таких ядер необходимо принимать во внимание сильный центральный барьер (а при одном и том же изменении высоты барьера деления наблюдается большее изменение в σ_f для состояний с низким орбитальным моментом по сравнению с состояниями с высоким орбитальным моментом).

4.4. ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ ЯДЕР НА РАСЧЕТ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ АКТИНОИДОВ

В настоящее время в расчетах по статистической теории широко используется выражение для плотности уровней из модели Ферми-газа. Соотношения этой модели основаны на представлении о полном размещении в возбужденном ядре коллективных степеней свободы, т. е. они не учитывают коллективные эффекты. Разработанный В. Г. Соловьевым и др. [311, 317, 318] в последние годы подмикроскопический метод вычисления плотности уровней позволяет учесть вклад вибрационного и ротационного движений. При вычислении плотности уровней широко используются также методы статистического усреднения [319, 251, 320], хотя в рамках адиабатической оценки коллективных эффектов остаются неясными вопросы о различии коллективных движений ядер при разных энергиях возбуждения, о смешивании коллективных мод с одночастичными и т. д.

Эти вопросы могут быть решены на основе микроскопических методов прямого моделирования структуры высоковозбужденных состояний ядер [321]. Однако такие методы расчета плотности уровней весьма трудоемки, особенно в области высоких энергий, что ограничивает их применение при оценке ядерных данных. Поэтому для выяснения влияния коллективных эффектов на расчет средних нейтронных сечений тяжелых ядер мы использовали

статистический метод описания усредненных характеристик возбужденных ядер, развитый А. В. Игнатьевым и др. [251, 253, 319]. Данный метод учитывает существование оболочечных неоднородностей в спектре одночастичных уровней, корреляционные эффекты сверхпроводящего типа и когерентные эффекты коллективной природы. Нами была написана специальная программа, позволяющая рассчитывать плотности уровней и извлекать параметр a для следующих моделей: традиционная модель ферми-газа; модель ферми-газа с обратным сдвигом по энергии спаривания; модель ферми-газа с энергетической зависимостью $a(E)$ для учета оболочечных эффектов [265]; модель ферми-газа с учетом коллективных видов движения (вращательного и колебательного); модель сверхтекучего ядра, позволяющая корректно учитывать остаточные взаимодействия корреляционного типа, простой вариант которой предложен в [251]; эта же модель с учетом коллективных видов движения.

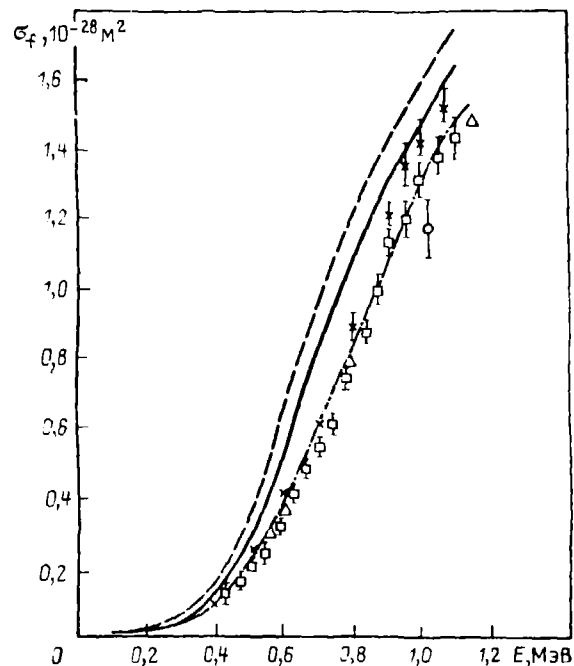


Рис. 4.8. Сравнение экспериментальных и расчетных сечений σ_f для ^{242}Pu .

сплошная линия — формула Гелла и др.; пунктир — формула Хаузера — Фейсбаха без учета S-фактора; штрихпунктир — формула Хаузера — Фейсбаха с учетом S-фактора

Формула для плотности уровней в рамках традиционной, наиболее часто используемой модели ферми-газа имеет вид (3.61). Учет оболочечных эффектов в модели ферми-газа осуществляется [265] введением зависимости параметра a от энергии возбуждения и оболочечной поправки δW . Энергетическая зависимость параметра a наиболее существенна для ядер с почти заполненными оболочками. Для исследуемых в настоящей работе ядер оболочечные поправки относительно малы, и влиянием этого эффекта можно пренебречь.

При учете коллективных эффектов формула (3.61) приобретает вид

$$\rho(U, J) = K_{вр} K_{кол} \rho_{ф-г}(U, J). \quad (4.25)$$

Коэффициенты увеличения плотности уровней $K_{вр}$ и $K_{кол}$, обусловленные вращательными и колебательными модами, и фактор σ^2 согласно адиабатической оценке определяются выражениями [253, 263]

$$K_{вр} = F_{\perp} t; \quad (4.26)$$

$$K_{кол} = \exp(0,25a^{2/3}t^{1/3}); \quad (4.27)$$

$$\sigma^2 = t^{2/3} F_{\parallel}^{1/3} t, \quad (4.28)$$

где F_{\perp} и F_{\parallel} — поперечная и продольная составляющие момента инерции, t — температура возбужденного ядра.

В рамках этого подхода, безусловно, остается открытым вопрос о справедливости адиабатического подхода к оценке $K_{вр}$ и $K_{кол}$ при энергиях возбуждения больше 10 МэВ.

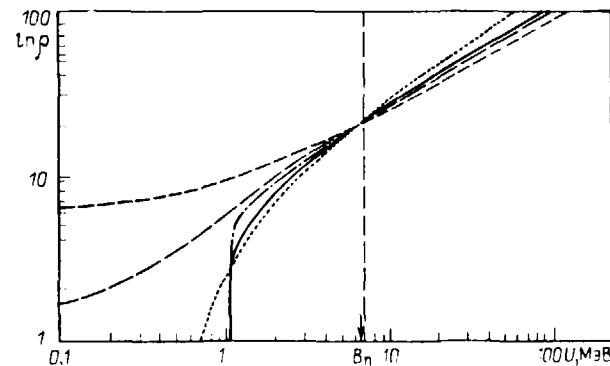


Рис. 4.9. Энергетическая зависимость полной плотности уровней для ^{240}Pu :

сплошная линия — модель ферми-газа без учета коллективных видов движения, $\Delta = 1,04$ МэВ; короткий пунктир — модель ферми-газа без учета коллективных видов движения с обратным сдвигом по энергии спаривания, $\Delta = 0,75$ МэВ; штрихпунктир — модель ферми-газа с учетом коллективных видов движения, $\Delta = 1,04$ МэВ; точки — модель сверхтекучего ядра без учета коллективных видов движения, $\Delta_0 = 0,801$ МэВ; длинный пунктир — модель сверхтекучего ядра с учетом коллективных видов движения, $\Delta = 0,84$ МэВ

Формулы для плотности уровней в рамках модели сверхтекучего ядра были взяты из работы [253]. В отличие от [253] мы использовали $K_{кол}$ в виде (4.27) и не учитывали энергетической зависимости параметра a , которой можно пренебречь при малых значениях δW . Формулы модели сверхтекучего ядра справедливы не только для четно-четных ядер, но, как показано в [253], также для нечетных и нечетно-нечетных ядер, если энергию возбуждения определить следующим образом:

$$U = U_{\text{четно-четн}} + \begin{cases} \Delta_0 & \text{для нечетных ядер;} \\ 2\Delta_n & \text{для нечетно-нечетных ядер.} \end{cases}$$

В настоящей работе принято $\Delta_0 = 12,5A^{-1/2}$ МэВ [38].

Рассмотренные модели плотности уровней приводят к различной зависимости плотности уровней от энергии, что сказывается на значениях сечений, рассчитываемых по статистической модели.

На рис. 4.9 приведена энергетическая зависимость полной плотности уровней для составного ядра ^{240}Pu , рассчитанная в рамках упомянутых моделей. При энергии возбуждения U , равной энергии связи нейтрона B_n , плотности уровней практически одинаковы для всех моделей. При $U > B_n$ плотности уровней, рассчитанные по обычной модели ферми-газа, моделям ферми-газа и сверхтекучего ядра с учетом коллективных эффектов, не сильно отличаются друг от друга. Наоборот, при $U < B_n$ плотности уровней для всех моделей резко различаются, при этом наилучшее согласие с областью дискретных уровней дает модель сверхтекучего ядра.

Рассчитанные нами в рамках различных моделей значения параметра плотности уровней a с нормировкой к $\langle D \rangle_{\text{набл}}$ для ядер ^{238}U , ^{239}U , ^{240}Pu , ^{242}Pu , ^{243}Pu даны в табл. 4.1.

Из табл. 4.1 видно, что учет энергетической зависимости $a(E)$ для трансактиноидов в рамках модели ферми-газа не приводит к изменению параметра a , что естественно, поскольку этот эффект наиболее существен для ядер вблизи заполненных оболочек.

Аномально большое значение a наблюдается при использовании данного варианта модели сверхтекучего ядра без учета коллективных эффектов (видимо, уменьшение энтропии при $U=B_n$ компенсируется резким возрастанием a). Учет коллективных эффектов резко уменьшает значение a , и при расчете по моделям ферми-газа и сверхтекучего ядра значения a становятся близкими друг к другу и к квазиклассической оценке ($\bar{a}=0,075 A$; для ^{243}Pu $\bar{a}=18,22 \text{ МэВ}^{-1}$).

Таблица 4.1. Значения параметра a , МэВ^{-1} , для различных моделей плотности уровней разных ядер

Модель	^{238}U	^{239}Pu	^{240}Pu	^{242}Pu	^{243}Pu
Ферми-газ	31,09	33,26	28,79	29,13	31,81
Ферми-газ с обратным сдвигом по энергии сшивания	23,04 ($\Delta=0,83$)	26,48 ($\Delta=0,4$)	22,25 ($\Delta=0,75$)	21,83 ($\Delta=0,82$)	26,75 ($\Delta=0,32$)
Ферми-газ с учетом коллективных мод	19,10	20,07	17,66	17,74	19,25
Ферми-газ с учетом энергетической зависимости $a(U)$ (при $U=B_n$)	31,09	33,26	28,79	29,13	31,81
Ферми-газ с учетом коллективных эффектов и $a(U)$	19,10	20,07	17,66	17,74	19,25
Модель сверхтекучего ядра	52,02	59,68	44,69	45,31	57,05
Модель сверхтекучего ядра с учетом коллективных эффектов	21,63	21,10	19,35	19,20	20,05

Рассмотренные выше модели плотности уровней не позволяют удовлетворительно описать нарастающую сумму уровней в области дискретного спектра. Требование правильно описывать дискретный спектр уровней, видимо, было бы слишком жестким условием для любой модели плотности уровней, основной параметр которой определяется из плотности нейтронных резонансов. Поэтому естественно выглядит использование в области низких энергий возбуждения модели постоянной температуры, параметры которой определяются из условия описания дискретного спектра и которая обеспечивает сшивку с моделью, принятой в области энергий вблизи энергии связи нейтрона.

Модель постоянной температуры иногда критикуют за недостаточную физическую обоснованность, но тем не менее широко используют. Модель сверхтекучего ядра дает более медленное падение $\rho(U)$ к нулевой энергии возбуждения, чем модель ферми-газа, и в области низких энергий из модели сверхтекучего ядра следует практически линейная зависимость $\rho(U)$ в полулогарифмической шкале.

Сшивка моделей постоянной температуры и сверхтекучего ядра определялась из условий описания нарастающей суммы числа уровней дискретного спектра, равенства в точке сшивки E_x плотностей и логарифмических производных плотности уровней, рассчитанных по указанным моделям.

В рамках модели постоянной температуры с помощью метода максимального правдоподобия были определены параметры сшивочной зависимости σ_{\perp}^2 для 41 ядра в области Th — Cf с достаточно изученным дискретным спектром. Оказалось,

что σ_{\perp}^2 для четно-четных и нечетных ядер не различаются, и значения параметра σ_{\perp}^2 в среднем неплохо могут быть описаны линейной зависимостью от массового числа A :

$$\sigma_{\perp}^2 = 0,15624A - 26,76. \quad (4.29)$$

Использование этих значений σ_{\perp}^2 позволяет удовлетворительно описать в рамках закона постоянной температуры нарастающие суммы числа уровней $N(U, J)$ для ядер ^{234}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{245}Cm , ^{246}Cm , для которых идентифицировано относительно большое число уровней с данным J . Это указывает на возможность замены при необходимости дискретного спектра непрерывным с использованием модели постоянной температуры и закона

$$f(U, J) = (2J + 1) \exp[-J(J + 1)/2\sigma_{\perp}^2], 2\sigma_{\perp}^2 \quad (4.30)$$

с параметром σ_{\perp}^2 в виде (4.29).

Значение σ_{\perp}^2 в виде (4.29) следует использовать до значения энергии, при котором дискретный спектр можно считать достаточно надежно идентифицированным (обозначим это значение E_{TP}), далее от E_{TP} до E_x (точка сшивки моделей сверхтекучего ядра и постоянной температуры) σ_{\perp}^2 следует определить линейной интерполяцией между σ_{\perp}^2 в виде (4.29) и $\sigma_{\perp}^2(E_x)$, рассчитываемым по модели сверхтекучего ядра. В области более высоких энергий следует использовать расчет по модели сверхтекучего ядра.

Для ядер, дискретный спектр которых идентифицирован недостаточно надежно, можно использовать зависимость (4.29) и следующие значения E_{TP} : 1,2 МэВ для четно-четных ядер; 0,6 МэВ для нечетных ядер; 0,3 МэВ для четно-нечетных ядер.

Результаты определения параметра T модели постоянной температуры показывают, что температура T для четно-четных ядер проявляет очень слабые флуктуации относительно среднего значения $T=0,385 \text{ МэВ}$. Для нечетных ядер флуктуации T заметно больше, и, кроме того, для них значение T в среднем несколько ниже, чем для четно-четных ядер, что является следствием пропуска уровней в спектрах нечетных ядер. Для нечетных ядер, имеющих наиболее хорошо изученный дискретный спектр (например, ^{235}U), температура T близка к среднему значению для четно-четных ядер.

Значения параметра E_0 в модели постоянной температуры для четно-четных ядер очень плотно группируются около нуля, для нечетных ядер $E_0=0$ и для четно-нечетных ядер $E_0=-2\Delta_0$, где Δ_0 — корреляционная функция в основном состоянии (для ^{235}U $E_0=-0,0397 \text{ МэВ}$, для ^{239}Pu $E_0=-0,1665 \text{ МэВ}$). Использование модели сверхтекучего ядра, учитывающей вклад в плотность уровней коллективных мод, обеспечивает сшивку моделей при достаточно низких температурах и энергиях сшивки около 4; 3,2 и 2,4 МэВ для четно-четных, нечетных и четно-нечетных ядер соответственно ($E_x=4,1 \text{ МэВ}$ для ^{238}U , 3,2 МэВ для ^{235}U , 2,6 МэВ для ^{239}Pu).

Расчет средней плотности нейтронных резонансов $\langle D \rangle_{\text{теор}}$ с описанными выше параметрами показывает, что основная масса экспериментальных данных для актиноидов согласуется в пределах $\pm 50\%$ с теоретически предсказанными.

Данные по плотности нейтронных резонансов были использованы для получения асимптотического значения основного параметра плотности уровней a в области $A=225-254$

$$a(B_n)/A = -1,487 \cdot 10^{-3}A + 0,4529. \quad (4.31)$$

Зависимость (4.31) отличается от полученной в работе [253] более быстрым уменьшением $a(B_n)/A$ с ростом A . Это убывание может быть связано с заполнением оболочек, как в случае двойных магических ядер.

Так как рассчитываемые сечения деления в области энергий выше 1 МэВ обычно подгоняют к экспериментальным данным, в расчетах по статистической теории сечение радиационного захвата σ_{nr} оказывается наиболее чувствительным к выбору той или иной модели плотности уровней. Однозначно решить вопрос о выборе модели плотности уровней можно лишь для ядер, для которых имеются экспериментальные данные по σ_{nr} в широкой энергетической области. Наиболее подходящим с этой точки зрения является ядро ^{238}U , сечение радиационного захвата которого измерено в ряде работ. Исследуем на примере этого ядра влияние различных представлений о плотности уровней на энергетическую зависимость $\langle D \rangle_{\text{набл}}$ и $\langle \Gamma_T \rangle$ на расчетное значение σ_{nr} и рассмотрим вопрос о выборе спектрального фактора.

Нейтронные проникаемости, необходимые для расчетов по статистической модели, были рассчитаны по методу связанных каналов с полученными нами тщательно оптимизированными по экспериментальным данным параметрами несферического оптического потенциала (см. гл. 5).

В ряде работ (см., например, [322]) был сделан вывод о том, что фактор Вайскопфа во многих случаях позволяет удовлетворительно описать σ_{nr} , но он не обеспечивает согласия энергетической зависимости радиационных силовых функций [323] с экспериментальными данными. Использование лоренцевой за-

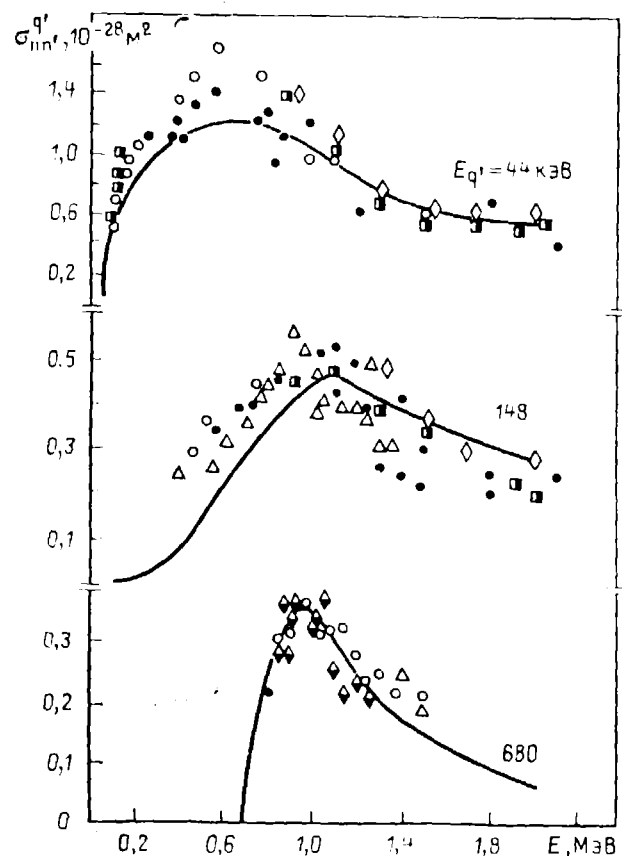


Рис. 4.10. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по сечению возбуждения уровней 44, 148 и 680 кэВ ^{238}U

висимости для спектрального фактора физически более обоснованно, однако при этом ухудшается описание энергетической зависимости σ_{nr} и расчетные значения σ_{nr} оказываются существенно выше экспериментальных данных. Поскольку проникаемость для радиационного захвата зависит от плотности уровней составного ядра, можно предположить, что указанное расхождение с экспериментом обусловлено некорректностью используемой модели плотности уровней (модель ферми-газа). Такой вывод сделан в [266], однако в этой работе расчет для ^{238}U проводился только до энергии 1 МэВ без учета конкуренции деления и, самое главное, без использования коэффициентов нейтронной проникаемости, рассчитанных по несферической оптической модели.

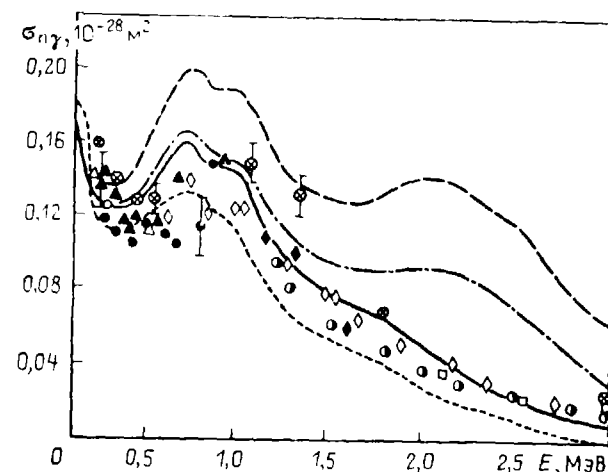


Рис. 4.11. Сравнение экспериментальных данных по σ_{nr} для ^{238}U и теоретических, полученных с использованием различных моделей плотности уровней:

пунктир—модель ферми-газа, спектральный фактор в виде зависимости Лоренца; сплошная кривая—модель ферми-газа с учетом коллективных эффектов, спектральный фактор в виде зависимости Лоренца; штрихпунктир—модель сверхтекучего ядра с учетом коллективных эффектов, спектральный фактор в виде зависимости Лоренца; точки — то же, что сплошная кривая, но спектральный фактор взят в представлении Вайскопфа ($\langle D \rangle_{\text{набл}} = 21,8$ эВ [328]); (Γ_T)_{набл} — 23,5 МэВ (ENDF/B-IV); τ_n определены методом связанных каналов

Нейтронные сечения для ^{238}U рассчитывались на основе описанного выше формализма; в области энергий выше 1,3 МэВ расчеты проводились с использованием формализма Тепела и др. Схема уровней для ^{238}U взята из [324].

Расчеты сечений возбуждения дискретных уровней ядра-мишени в области энергий падающих нейтронов меньше 1,5 МэВ, где они практически не зависят от выбора модели плотности уровней, хорошо согласуются с экспериментальными данными (рис. 4.10).

Таким образом, выбранные параметры статистической модели описывают все нейтронные сечения, кроме σ_{nr} . Расчетные значения сечения радиационного захвата сильно зависят от используемой модели плотности уровней, что позволяет на основе сравнения расчетных и экспериментальных данных выбрать модель плотности уровней, которая дает наилучшее согласие с экспериментальными сечениями в широкой энергетической области.

Сравнение сечений радиационного захвата нейтронов ядром ^{238}U , рассчитанных с использованием спектральных факторов обоих видов и плотности уровней из различных моделей, с экспериментальными данными по σ_{nr} в области энергий 0,1—3 МэВ (где можно пренебречь некомпондными процессами для радиационного захвата) дано на рис. 4.11. Сравнение показывает, что наи-

лучшее согласие с экспериментом во всей области энергий достигается при использовании плотности уровней из модели ферми-газа с учетом коллективных эффектов. Использование плотности уровней из модели сверхтекучего ядра приводит к расхождению с экспериментальными данными в области энергий 1,2—3 МэВ, тогда как в области до 1,2 МэВ согласие такое же, как и при использовании плотности уровней из модели ферми-газа с учетом коллективных эффектов.

Наибольшее расхождение результатов расчета с экспериментальными данными имеет место для плотности уровней из традиционной модели ферми-газа. Введение энергетической зависимости параметра a в модели ферми-газа для плотности уровней не приводит к существенному изменению расчетных значений

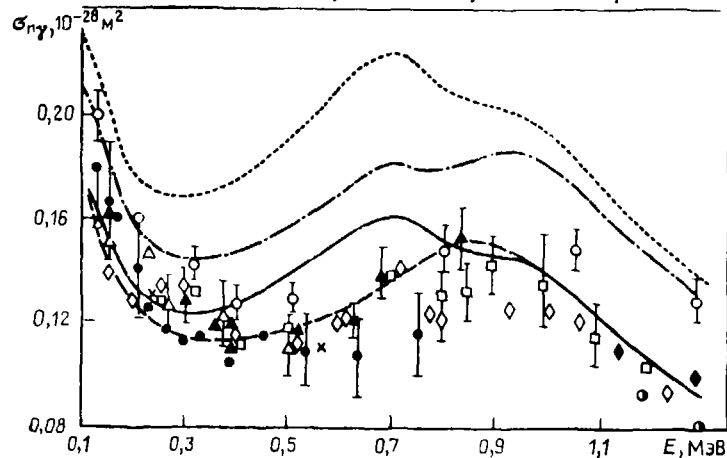


Рис. 4.12. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по $\sigma_{n\gamma}$ для ^{238}U (расчет проводился для модели ферми-газа с учетом коллективных эффектов и со спектральным фактором в виде зависимости Лоренца, $\langle\Gamma_{\gamma}\rangle_{\text{набл}} = 23,5$ мэВ); сплошная кривая — $\langle D \rangle_{\text{набл}} = 24,8$ эВ [328], T_n определены методом связанных каналов только для основного состояния ядра; точки — $\langle D \rangle_{\text{набл}} = 17,7$ эВ [131], несферический потенциал; штрихпунктир — $\langle D \rangle_{\text{набл}} = 17,7$ эВ, сферический потенциал; пунктир — то же, что и сплошная кривая, но T_n рассчитаны для основного и возбужденного состояний ядер

$\sigma_{n\gamma}$. Так, при энергии 3 МэВ этот эффект составляет не более 4%. Это объясняется относительно небольшим значением оболочечных поправок δW для ^{238}U и ^{239}U , что позволяет пренебречь зависимостью $a(U)$ в модели сверхтекучего ядра.

Использование в расчетах спектрального фактора Вайскопфа не приводит к лучшему согласию с экспериментальными данными по $\sigma_{n\gamma}$, чем согласие, достигнутое при использовании спектрального фактора Лоренца и плотности уровней из модели ферми-газа с учетом коллективных мод (точки на рис. 4.11). Поэтому, учитывая большую физическую обоснованность фактора Лоренца, на что указывают результаты описания радиационных силовых функций [323] и экспериментальных данных по ширине (n, γ) -процесса, целесообразно использовать в расчетах по статистической теории именно этот спектральный фактор.

На однозначный выбор модели плотности уровней для описания $\sigma_{n\gamma}$ могут оказать существенное влияние неопределенности таких величин, как $\langle D \rangle_{\text{набл}}$, $\langle\Gamma_{\gamma}\rangle_{\text{набл}}$ и используемые нейтронные проникаемости (рис. 4.12).

Ширина радиационного захвата ^{238}U нормировалась к оцененному значению $\langle\Gamma_{\gamma}\rangle_{\text{набл}} = 23,5$ мэВ [325], которое согласуется с оценкой [326] 23,55 мэВ и со значением $(23,43 \pm 0,11)$ мэВ $\sigma_{\text{стат}} \pm 0,70$ мэВ $\sigma_{\text{стат}}$, полученным Пуртмансом и др. [327]. Погрешность $\langle\Gamma_{\gamma}\rangle$, равная 4%, приводит к такой же погрешности расчета $\sigma_{n\gamma}$.

130

Гораздо большие неопределенности, которые связаны с трудностью идентификации s - и p -уровней, существуют для $\langle D \rangle_{\text{набл}}$. Так, по последней оценке [328] $\langle D \rangle_{\text{набл}} = (24,78 \pm 2,00)$ эВ, что гораздо больше, чем $\langle D \rangle_{\text{набл}} = (20,8 \pm 0,3)$ эВ [329]. Причина такого расхождения в том, что слабые уровни, которые считались в [329] s -волновыми уровнями, являются в действительности, как это определено в [330], p -волновыми уровнями. Различие в $\sigma_{n\gamma}$, вызванное использованием двух крайних значений $\langle D \rangle_{\text{набл}}$, приблизительно равно 15%. Отметим, что результаты настоящих расчетов для ^{238}U свидетельствуют в пользу высокого значения $\langle D \rangle_{\text{набл}} = 24,8$ эВ [328].

Неопределенности в $\langle\Gamma_{\gamma}\rangle$ и $\langle D \rangle$ не позволяют объяснить столь значительное расхождение экспериментальных данных и расчетных результатов, полученных с использованием обычной модели ферми-газа для плотности уровней.

Из рис. 4.12 видно влияние на $\sigma_{n\gamma}$ используемых в расчете коэффициентов нейтронных проникаемостей, полученных с использованием сферической и несферической оптических моделей. Различие в $\sigma_{n\gamma}$ для этих двух случаев зависит от энергии и изменяется от 5 до 20%.

Коэффициенты нейтронных проникаемостей, используемые при расчете процессов распада составного ядра по статистической модели, строго говоря, должны соответствовать возбужденным состояниям ядер, так как они характеризуют вероятность захвата в обратной реакции частицы, испускаемой возбужденным ядром. Однако на практике их отождествляют с коэффициентами нейтронных проникаемостей для основных состояний ядер. Метод связанных каналов можно использовать при расчете коэффициентов нейтронных проникаемостей для возбужденных состояний ядер. Мы исследовали, как влияет на расчет сечений использование таких коэффициентов для первых двух возбужденных состояний, принадлежащих к основной вращательной полосе ^{238}U , которые являются определяющими при учете неупругого рассеяния.

В табл. 4.2 даны значения нейтронных силовых функций S_0 и S_1 для основного и возбужденных состояний, рассчитанных методом связанных каналов. Из таблицы видно, что значения силовых функций и, следовательно, проникаемостей для разных состояний значительно различаются, особенно при малых энергиях падающих нейтронов. С ростом энергии эти различия уменьшаются. Различия в проникаемостях особенно сильно проявляются в реакции радиационного захвата нейтронов. Проведенные расчеты $\sigma_{n\gamma}$ для ^{238}U показывают (см. рис. 4.12), что использование коэффициентов нейтронных проникаемостей для возбужденных состояний ядер, полученных методом связанных каналов, позволяет значительно лучше описать экспериментальные данные в области энергий до 1 МэВ. Поэтому для получения наиболее достоверных данных необходимо использовать проникаемости для возбужденных состояний ядер, хотя это и усложняет расчеты.

Из проведенного анализа следует, что использование традиционной модели ферми-газа для плотности уровней четно-четных ядер приводит к значительному расхождению экспериментальных данных и расчетных значений $\sigma_{n\gamma}$ для обоих видов спектрального фактора, что нельзя объяснить неопределенностями в используемых параметрах.

Таблица 4.2. Силовые функции s - и p -волновых нейтронов для основного и возбужденных состояний ^{238}U

Энергия нейтрона, МэВ	$S_0, 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$			$S_1, 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$		
	0+	2+	4+	0+	2+	4+
0,5 · 10 ⁻³	1,163	1,032	0,790	1,947	1,893	3,745
0,005	1,133	1,016	0,780	1,941	1,717	2,997
0,01	1,121	1,006	0,774	1,944	1,721	3,003
0,03	1,091	0,981	0,757	1,952	1,731	3,010
0,10	1,034	1,003	0,736	1,916	1,731	3,407
0,20	0,990	0,920	0,717	2,109	1,828	3,068
0,40	0,945	0,912	0,712	1,801	1,462	2,463
1,0	0,820	0,790	0,695	1,428	1,151	1,183

Расчетная кривая $\sigma_{n\gamma}$ для плотности уровней из модели сверхтекучего ядра с учетом коллективных эффектов и спектрального фактора Лоренца в области энергий до 1,2 МэВ согласуется с экспериментальными данными примерно так же, как и при использовании плотности уровней из модели ферми-газа с учетом коллективных эффектов. Однако некоторая неопределенность в параметрах используемого варианта модели сверхтекучего ядра (в частности, в энергии фазового перехода) не позволяет утверждать, что аналогичное соотношение этих двух расчетных кривых будет иметь место и для других ядер. Расчеты $\sigma_{n\gamma}$ для ^{242}Pu показывают (рис. 4.13), что для этого ядра $\sigma_{n\gamma}$, рассчитанное с использованием плотности уровней из модели сверхтекучего ядра с учетом коллектив-

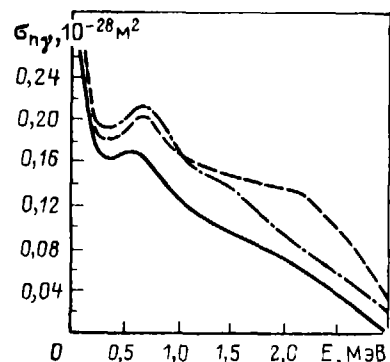


Рис. 4.13. Расчетные данные по $\sigma_{n\gamma}$ для ^{242}Pu , полученные с использованием различных моделей плотности уровней и спектрального фактора в виде зависимости Lo_q от ϵ :

пунктир — традиционная модель ферми-газа; сплошная кривая — модель ферми-газа с учетом коллективных эффектов; штрихпунктир — модель сверхтекучего ядра с учетом коллективных эффектов (в расчетах использованы результаты настоящей работы для $\langle D \rangle_{\text{набл}} = 14,233$ эВ; $\tau_{1/\text{набл}} = 2,2 \cdot 10^{-10}$ мкс).

ных эффектов, больше сечения, рассчитанного для плотности уровней из модели ферми-газа с учетом коллективных эффектов. Заметим, что при использовании плотности уровней из модели сверхтекучего ядра расчет $\sigma_{n\gamma}$ со спектральным фактором Вайскопфа в области энергий до 1 МэВ приводит к большим значениям, чем при использовании спектрального фактора Лоренца. Для модели ферми-газа имеет место обратная картина. Указанное расхождение требует дальнейшего изучения.

Поэтому при оценке $\sigma_{n\gamma}$ для ^{240}Pu , ^{242}Pu мы использовали результаты расчетов для плотности уровней из модели ферми-газа с учетом коллективных эффектов и спектрального фактора Лоренца. Результаты расчетов $\sigma_{n\gamma}$ для ^{242}Pu для разных моделей плотности уровней приведены на рис. 4.13. В области энергий от границы дискретного и непрерывного спектров уровней ядра-мишени (1,15 МэВ) до 2 МэВ расчет приводит к несколько завышенным значениям $\sigma_{n\gamma}$ из-за недооценки плотности уровней остаточного ядра в этой области. Особенно это заметно для традиционной модели ферми-газа.

Если расчетное значение $\sigma_{n\gamma}$ подгоняется к экспериментальным данным, то выбор модели плотности уровней практически не сказывается на значениях полного сечения неупругого рассеяния. Различие в плотности уровней ядра-мишени из разных моделей приводит к изменению соотношения сечений рассеяния на дискретных уровнях и уровнях непрерывного спектра и к изменению сечений

возбуждения дискретных уровней (рис. 4.14). Отсюда следует очевидный вывод, что выбор модели плотности уровней может существенно влиять на характеристики расчетного спектра рассеянных нейтронов. Действительно, анализ экспериментальных результатов по спектрам нейтронов для ядер со средними A приводит к меньшим значениям параметра a , чем это следует из модели ферми-газа.

4.5. УЧЕТ ПРОЦЕССА (n, γ) ПРИ РАСЧЕТЕ ШИРИН РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА И СРЕДНИХ СЕЧЕНИЙ ДЛЯ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР

Для делящихся ядер с отрицательным порогом деления весьма существен учет процесса (n, γ) при расчете сечения радиационного захвата.

Известно, что не существует строгой теории, позволяющей рассчитывать сечения радиационного захвата. Тем не менее статистическую модель используют достаточно широко для расчета $\sigma_{n\gamma}$ неделяющихся ядер [305, 322], и при учете деления она может быть применена к делящимся ядрам.

Наиболее важными параметрами при расчете $\sigma_{n\gamma}$ являются величины $\langle D \rangle$ и $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$; это следует из того, что отношение $(2I+1)\sigma_{n\gamma}/S_{\gamma}$, где $S_{\gamma} = 2\pi \langle \Gamma_{\gamma} \rangle / \langle D \rangle_{\text{набл}}$, грубо говоря, примерно постоянно для всех ядер при данной энергии нейтронов. При определении $\langle D \rangle$ и соответствующего параметра плотности уровней a важно использовать корректную модель для расчета плотности уровней.

Для расчета средней радиационной ширины $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$ ранее широко использовалась оценка Блатта — Вайскопфа [309]

$$\bar{\Gamma}_{\gamma}(\epsilon_{\gamma}, J) = C_{\gamma} A^{2/3} \epsilon_{\gamma}^{2I+1} \bar{D}_J(U). \quad (4.32)$$

Однако эта формула неудовлетворительно предсказывает абсолютное значение $\bar{\Gamma}_{\gamma}$, так что константа C_{γ} обычно подгоняется на основе экспериментальных данных.

Для тяжелых деформированных ядер лучшее согласие с экспериментальными данными по сечениям фотоядерных реакций достигается при использовании зависимости в виде двух лоренцевых кривых [310]:

$$\bar{\Gamma}_{\gamma}(\epsilon_{\gamma}, J) = \frac{8}{3} \frac{NZ}{A} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{1,4}{m_p c^2} \sum_{i=1}^2 \frac{1}{3} \frac{\Gamma_{iG} \epsilon_i^4}{(\epsilon_{\gamma}^2 - E_{iG}^2 + (\Gamma_{iG} \epsilon_{\gamma})^2)} \bar{D}_J(U). \quad (4.33)$$

Считается, что эта формула удовлетворительно описывает энергетическую зависимость $\bar{\Gamma}_{\gamma}$ для ядер, удаленных от замкнутых оболочек [331].

Параметры гигантского резонанса выбраны как средние по тяжелым ядрам [234]: $E_{1G} = 11$ МэВ; $\Gamma_{1G} = 2,9$ МэВ; $E_{2G} = 14$ МэВ; $\Gamma_{2G} = 4,5$ МэВ с последующей нормировкой радиационной ширины $\bar{\Gamma}_{\gamma}$ к оценочному нами значению $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$ в области энергий разрешенных резонансов.

Все теоретические выражения для $\bar{\Gamma}_{\gamma}(E)$ неудовлетворительно предсказывают абсолютное значение $\bar{\Gamma}_{\gamma}$ для всех ядер. Выражение Блатта — Вайскопфа не учитывает явления фотопоглощения в гигантском резонансе и не удовлетворяет правилу сумм. Физически более обоснованной является формула Бринка — Акселя. Существуют также и другие формулы для $\bar{\Gamma}_{\gamma}(E)$, например формула Вайсмана — Рора [332], эмпирическая формула Мустрова [333], формула Бензи [334] и др. Только одна формула для $\bar{\Gamma}_{\gamma}(E)$ — формула Бринка — Акселя дает зависимость $\bar{\Gamma}_{\gamma}$ от спина и четности, другие формулы не учитывают этой зависимости.

Сравнение трех формул (Блатта — Вайскопфа, Бринка — Акселя, Вайсмана — Рора) для осколков деления, для которых $\bar{\Gamma}_{\gamma}$ в резонансной области энергии известны, показывает, что независимо от используемой формулы абсолютные значения $\bar{\Gamma}_{\gamma}$ предсказываются примерно с одинаковой точностью. Из расчета по формуле Бринка — Акселя следует [335], что для осколков деления 56 % значений $\bar{\Gamma}_{\gamma}(B_n)$ лежат в пределах экспериментальных погрешностей, 18 % значений $\bar{\Gamma}_{\gamma}(B_n)$ отличаются от экспериментальных данных более чем на 30 %, 26 %

значений $\Gamma_T(B_n)$ отличаются более чем на 50%. По этой причине невозможно отобрать «лучшую» формулу для $\Gamma_T(B_n)$ среди трех упомянутых выше.

Если же рассматривать энергетическую зависимость $\Gamma_T(E)$, которая нужна в расчетах по статистической модели, то этот вывод неверен. Например, во многих случаях формула Мусгрова дает уменьшение Γ_T с ростом энергии, что кажется физически неприемлемым. Формула Вайгмана — Рора, как и формула Блатта — Вайскопфа, несправедлива при высоких энергиях, поскольку в ней не учтено явление гигантского резонанса. Слабая сторона формулы Бринка — Акселя в том, что она описывает данные только при высоких энергиях γ -квантов и не охватывает более важного для нас низкоэнергетического хвоста. Однако гигантский резонанс не играет важной роли в расчетах сечений радиационного захвата $\sigma_{n\gamma}$ в тех случаях, когда значение $\Gamma_T(B_n)$ известно и рассматриваемые энергии возбуждения далеки от энергии пика гигантского резонанса.

Заметим, что расчеты по формуле (4.33) чувствительны к плотности уровней при низких энергиях, где обычные выражения для плотности уровней неприменимы. Можно избавиться от этой трудности, если рассматривать отдельно переходы на дискретные уровни и на уровни непрерывного спектра.

Приведенные выше выражения справедливы для случая, когда единственным способом снятия остаточного возбуждения составного ядра после испускания первого γ -кванта является испускание последующих γ -квантов. В действительности же после испускания первого γ -кванта имеется возможность снятия возбуждения ядра за счет испускания нейтронов и деления. Вылет нейтрона возможен, если энергия возбуждения после испускания первого γ -кванта больше энергии отрыва нейтрона. Поэтому при расчете проницаемости для радиационного захвата, которая вычислялась по каскадной теории испускания γ -квантов [309], необходимо учитывать конкуренцию реакций $(n, \gamma n')$ и $(n, \gamma f)$ радиационному захвату.

Оказалось, что учет процесса $(n, \gamma n')$ при расчете проницаемости для радиационного захвата существен лишь для энергий нейтронов, больших средней энергии испускаемых γ -квантов первого каскада ($\epsilon_\gamma \approx 1$ МэВ). Так, расчет показал, что для ^{242}Pu учет этого процесса при энергии нейтронов 0,5 МэВ уменьшает Γ_T только на 0,5%.

Более существен для делящихся ядер учет процесса $(n, \gamma f)$, когда энергетически возможно деление возбужденного составного ядра после испускания первичного γ -кванта.

Были предприняты по существу две попытки [336, 337] рассчитать ширину этого процесса. Ставинский и Шакер [336] получили расчетное значение $\Gamma_{Tf} \approx 0,5\bar{\Gamma}_T$ для ^{239}Pu (т. е. $\Gamma_{Tf} \approx 20$ мэВ); Линн [337] оценил ширину процесса $(n, \gamma f)$, которая оказалась примерно равной 3 мэВ для состояния 1^+ , 4–7 мэВ для состояния 0^- ^{239}Pu и около 3 мэВ для ^{241}Pu . Однако в обеих этих работах плотность уровней описывалась довольно простой формулой с постоянной температурой $\rho(E) \sim \exp(E/T)$, и в зависимости от использования того или иного значения T доля первичных γ -квантов с энергией, меньшей ϵ_γ , изменялась почти в 2 раза.

Поэтому представляет интерес заново рассчитать ширину процесса $(n, \gamma f)$ в рамках развитого статистического подхода с использованием оцененных в настоящей работе самосогласованных параметров [40], тем более что в последнее время появились прямые экспериментальные данные по ширине процесса $(n, \gamma f)$. Важно также для оценки проанализировать влияние процесса $(n, \gamma f)$ на энергетические зависимости средней ширины $\bar{\Gamma}_T$, сечения радиационного захвата $\sigma_{n\gamma}$, сечения деления σ_f и α .

Расчет ширины процесса $(n, \gamma f)$ по существу сводится к расчету доли γ -квантов, приводящих к промежуточным состояниям, лежащим выше соответствующих порогов деления. При этом необходимо учесть конкуренцию делительной и радиационной ширины в этих состояниях.

Для ядер с отрицательным порогом деления конкуренция процесса $(n, \gamma f)$ радиационному захвату возможна и в случае, когда остаточное возбуждение ядра после испускания первого γ -кванта меньше энергии связи нейтрона при условии $E - E_f > \epsilon_\gamma$, где E_f — энергия порога деления, отсчитанная от энергии связи, т. е. для ядер с достаточно низким порогом деления (для ^{239}Pu $E_f \approx$

$\approx -1,6$ МэВ, для ^{241}Pu $E_f \approx -1,2$ МэВ, для ^{235}U $E_f \approx -1,5$ МэВ) такая конкуренция возможна уже для тепловых энергий нейтронов.

Чтобы учесть этот эффект, спектральный фактор надо умножить на величину

$$T_f(E - \epsilon_\gamma) J_{\gamma n}^* [T_f(E - \epsilon_\gamma) J_{\gamma n}^* + T_f(E - \epsilon_\gamma) J_{\gamma n}^*],$$

где $T_f(E - \epsilon_\gamma) J_{\gamma n}^*$ — эффективная проницаемость для деления при энергии возбуждения $E + B_n - \epsilon_\gamma$.

Расчет делительных проницаемостей проводился по формулам (4.4) и (4.5), проницаемость для радиационного захвата $T_f(E - \epsilon_\gamma) J_{\gamma n}^*$ рассчитывалась по формуле (4.10).

Четность состояния при расчете делительных и радиационных ширин противоположна четности составного ядра, так как процессу деления предшествует испускание γ -кванта (электрический дипольный переход $E1$).

Рассмотрим результаты учета процессов $(n, \gamma n')$ и $(n, \gamma f)$ при расчете средних ширин и сечений реакций (n, γ) и (n, f) на примере ядер ^{239}Pu и ^{241}Pu . Расчеты проводились со следующими параметрами: для составного ядра ^{239}Pu $B_n = 5,655$ МэВ [249]; энергия спаривания $\Delta = 0,420$ МэВ [249, 262]; параметр плотности уровней $a = 27,48$ МэВ $^{-1}$; $\langle D \rangle_{\text{набл}} = (9,5 \pm 0,7)$ эВ. Для составного ядра ^{241}Pu $B_n = 6,534$ МэВ [57]; $\Delta = 0,919$ МэВ [249, 262]; $a = 26,46$ МэВ $^{-1}$; $\langle D \rangle_{\text{набл}} = (2,38 \pm 0,06)$ эВ. Для составного ядра ^{242}Pu $B_n = 6,301$ МэВ; $\Delta = 1,013$ МэВ; $a = 26,90$ МэВ $^{-1}$; $\langle D \rangle_{\text{набл}} = (1,34 \pm 0,10)$ эВ; $\langle \Gamma_T \rangle_{\text{англ}} = (43,0 \pm 3,0)$ мэВ.

Так как делительные ширины являются функциями спина и четности канала, учет процесса $(n, \gamma f)$ приводит к появлению зависимости средних радиационных ширин от четности и к более сильной зависимости от спина. Результаты расчета средней радиационной ширины для ряда состояний ^{239}Pu как с учетом, так и без учета процессов $(n, \gamma f)$ с различными представлениями спектрального фактора приведены в табл. 4.3.

Таблица 4.3. Средние радиационные ширины, мэВ, для ^{239}Pu , рассчитанные с учетом и без учета процесса $(n, \gamma f)$ с различными представлениями спектрального фактора для энергии нейтронов 0,1 кэВ (приведенные значения ширины нормированы к $\langle \Gamma_T \rangle = 43,3$ мэВ)

Спин и четность состояния составного ядра J^π	С учетом $(n, \gamma f)$		Без учета $(n, \gamma f)$		Спин и четность состояния составного ядра J^π	С учетом $(n, \gamma f)$		Без учета $(n, \gamma f)$	
	Представление Вайскопфа	Зависимость Лоренца	Представление Вайскопфа	Зависимость Лоренца		Представление Вайскопфа	Зависимость Лоренца	Представление Вайскопфа	Зависимость Лоренца
0+	36,58	39,73	43,47	43,53	1-	35,10	36,98	43,24	43,22
0-	56,14	49,73	43,47	43,53	2+	41,22	41,81	42,81	42,62
1+	46,01	44,65	43,24	43,22	2-	39,35	39,95	42,81	42,62

Из табл. 4.3 видно, что результаты расчетов $\langle \Gamma_T \rangle$ с учетом процесса $(n, \gamma f)$ для двух представлений спектрального фактора $f(E, \epsilon_\gamma)$ различаются слабо: всего лишь на 5–10%. Это является следствием небольшого различия в доле первичных квантов с энергией, меньшей ϵ_γ , что сказывается на конкуренции процесса $(n, \gamma f)$ и радиационного захвата.

Слабая энергетическая зависимость ширины радиационного захвата для указанных видов спектральных факторов в области энергий налетающих нейтронов до 1 МэВ, где имеется экспериментальная информация по сечению радиационного захвата, не позволяет сделать выбор между ними. Однако вид спектрального фактора существенно сказывается на значениях рассчитываемых ширин $\langle \Gamma_T \rangle$.

В работах [338—340] для ^{239}Pu получены экспериментальные значения $|\Gamma_{\gamma f}^{0+} - \Gamma_{\gamma f}^{1+}| < 4$ мэВ [338], $\Gamma_{\gamma f}^{1+} = (4,1 \pm 0,9)$ мэВ [339] и $\Gamma_{\gamma f}^{1+} = (6,1 \pm 0,9)$ мэВ [340]. Результаты расчетов с использованием различных моделей плотности уровней и разных форм спектрального фактора даны в табл. 4.4. Расчет по спектральным факторам в виде зависимости Лоренца, обобщенным для деформированных ядер [см. (4.33)], дает значения $\Gamma_{\gamma f}$, которые согласуются с экспериментальными данными в пределах их погрешностей.

Таблица 4.4. Сравнение теоретических и экспериментальных $\Gamma_{\gamma f}$ для ^{239}Pu

Используемые модели плотности уровней и вид спектрального фактора	$(\Gamma_{\gamma f})^{0+} - (\Gamma_{\gamma f})^{1+}$, мэВ	$(\Gamma_{\gamma f})^{1+}$, мэВ
Ферми-газ, Лоренц	5,94	5,46
Ферми-газ, Вайскопф	10,59	11,55
Ферми-газ с учетом коллективных эффектов, Лоренц	3,62	3,11
Ферми-газ с учетом коллективных эффектов, Вайскопф	7,25	7,28
Модель сверхтекучего ядра с учетом коллективных эффектов, Лоренц	5,80	5,24
Модель сверхтекучего ядра, Вайскопф	11,42	13,37
Эксперименты:		
[338]	< 4	—
[339]	—	$4,1 \pm 0,9$
[340]	—	$6,1 \pm 2,9$

Сумма рассчитываемых ширин $(\Gamma_F)^{J\pi} = (\Gamma_f)^{J\pi} + (\Gamma_{\gamma f})^{J\pi}$ для состояний 0^+ и 1^+ ^{239}Pu равна 2019 и 34,6 мэВ соответственно, что хорошо согласуется с оцененными на основании экспериментальных данных полными делительными ширинами: $(\Gamma_F)^{0+} = (2049 \pm 200)$ мэВ и $(\Gamma_F)^{1+} = (35,6 \pm 2,0)$ мэВ [23].

Приретенные выше значения $\Gamma_{\gamma f}$ были рассчитаны с учетом только $E1$ -переходов. Если считать, что имеется некоторая доля $M1$ -переходов, равная $f(E1)/f(M1) \approx 6,8$ по данным [341], то расчет дает для ^{239}Pu $|\Gamma_{\gamma f}^{0+} - \Gamma_{\gamma f}^{1+}| = 3$ мэВ и $\Gamma_{\gamma f}^{1+} = 5,9$ мэВ, что также не противоречит экспериментальным данным. При дальнейшем увеличении вклада $M1$ -переходов $f(E1)/f(M1) \rightarrow 1$ величина $\Gamma_{\gamma f}^{1+}$ будет продолжать расти, что приведет к резкому ухудшению согласия с экспериментальными данными. Оснований считать вклад $M1$ -переходов для тяжелых ядер большим 10—20% вклада $E1$ -переходов в настоящее время нет, хотя для средних ядер вклад $M1$ -переходов и может быть определяющим [342].

В [343] экспериментально измерены ширины $\Gamma_{\gamma f}$ для ^{241}Pu : $(\Gamma_{\gamma f})^{2^+} = 7$ мэВ и $(\Gamma_{\gamma f})^{3^+} = 2$ мэВ. Проведенные нами расчеты ширины процесса $(n, \gamma f)$ для ^{241}Pu с лоренцевой зависимостью спектрального фактора дают $(\Gamma_{\gamma f})^{2^+} = 4,95$ мэВ и $(\Gamma_{\gamma f})^{3^+} = 2,91$ мэВ, что опять лучше согласуется с экспериментальными данными,

чем рассчитанные с использованием представления Вайскопфа $(\Gamma_{\gamma f})^{2^+} = 10,44$ мэВ; $(\Gamma_{\gamma f})^{3^+} = 6,62$ мэВ.

Таким образом, более сильная зависимость рассчитываемых ширин $(\Gamma_{\gamma f})^{J\pi}$ от вида спектрального фактора по сравнению с соответствующей зависимостью $(\Gamma_{\gamma})^{J\pi}$ позволяет сделать вывод о том, что в пределах точности существующих экспериментальных данных по $\Gamma_{\gamma f}$ представление спектрального фактора в представлении Вайскопфа в целом дает худшее согласие с экспериментальными данными по $\Gamma_{\gamma f}$, чем зависимость Лоренца, тогда как последняя обеспечивает удовлетворительное согласие с экспериментальными значениями $\Gamma_{\gamma f}$. Отметим, что этот вывод зависит

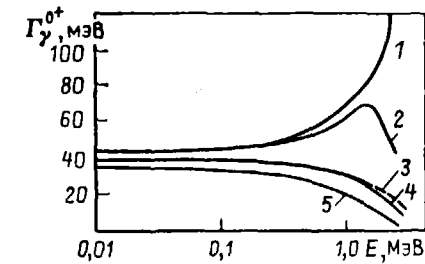


Рис. 4.15. Энергетическая зависимость Γ_{γ}^{0+} для ^{239}Pu :

1 — без учета $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$, спектральный фактор в виде зависимости Лоренца; 2 — с учетом только $(n, \gamma n')$, спектральный фактор в виде зависимости Лоренца; 3 — с учетом $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$, спектральный фактор в виде зависимости Лоренца; 4 — с учетом $(n, 2\gamma f)$; 5 — с учетом $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$, спектральный фактор в представлении Вайскопфа

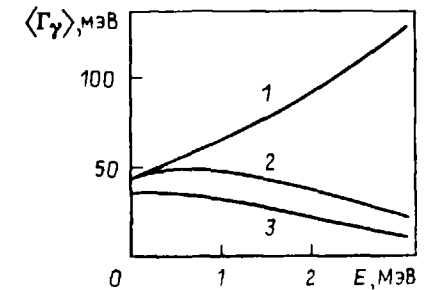


Рис. 4.16. Энергетическая зависимость средних радиационных ширин $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$ для ^{241}Pu :

1 — ширина канала 3^{\pm} без учета $(n, \gamma n')$ и $(n, \gamma f)$; 2 — ширина канала 3^{\pm} с учетом $(n, \gamma n')$; 3 — ширина канала 3^{\pm} с учетом $(n, \gamma n')$ и $(n, \gamma f)$

от значений используемых в расчетах параметров (B_n , Δ , $\langle D \rangle$ и особенно T_1), и очень важно при расчете сечений использовать параметры, оптимизированные по всей совокупности экспериментальных данных. Поэтому при расчете проникаемостей для радиационного захвата для оценки ядерных данных в дальнейшем был использован спектральный фактор в виде зависимости Лоренца.

Учет процессов $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$ приводит, как и следует ожидать, к изменению энергетической зависимости радиационных ширин $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$ (рис. 4.15 и 4.16). Особенно резким это изменение становится в области энергий выше 1 МэВ (при $E = 1$ МэВ учет этих процессов приводит к уменьшению $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$ в 1,5 раза). Естественно, что также изменение $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$ сказывается и на сечении радиационного захвата

Проведенный нами анализ показал [40], что для ядер с отрицательным порогом деления учет конкуренции деления и неупругого рассеяния процессу γ -разрядки только после испускания первого γ -кванта справедлив лишь для малых энергий налетающих нейтронов ($E \leq 0,5$ МэВ). Это связано с тем, что при более высоких энергиях существует вероятность деления ядра и после последовательного испускания двух γ -квантов. Поэтому при расчете ширины радиационного захвата учет конкуренции деления и неупругого рассеяния γ -разрядке рассмотрен для еще одного каскада. Это позволило с достаточной точностью рассчиты-

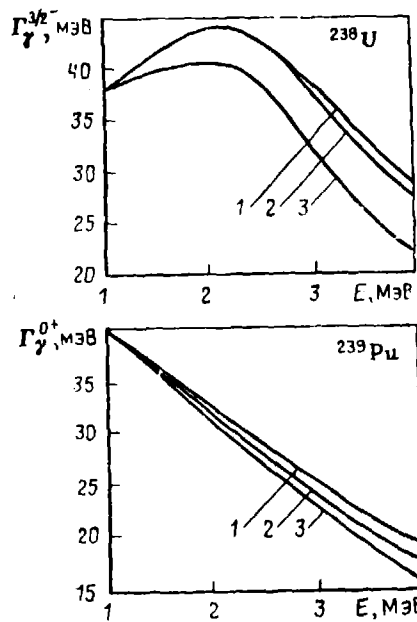


Рис. 4.17. Сравнение различных подходов при расчете радиационных ширин нейтронов:

1 — с учетом конкуренции деления и неупругого рассеяния только после первого каскада γ -разрядки; 2 — с учетом конкуренции деления неупругого рассеяния после двух каскадов γ -разрядки и с учетом γ -квантов второго каскада; 3 — без учета эффекта γ -квантов второго каскада

тать ширины радиационного захвата и процессов (n, γ) , (n, γ') . Основная часть γ -квантов второго каскада испускается при энергии возбуждения ядра не больше $B_n + 0,5$ МэВ, так как при более высоких энергиях возбуждения преобладают процессы неупругого рассеяния и деления. Если учесть, что средняя энергия γ -кванта $E_\gamma \geq 1$ МэВ, то после двух последующих каскадов разрядки энергия возбуждения ядра становится меньше порога деления, и другие процессы, кроме γ -разрядки, невозможны. Сравнение ширин радиационного захвата, полученных для ядер ^{238}U и ^{239}Pu , с результатами расчетов с учетом конкуренции процессов деления

и неупругого рассеяния только после первого каскада γ -разрядки показывает, что для малых энергий падающих нейтронов ширины практически совпадают (рис. 4.17).

При более высоких энергиях они ведут себя по-разному. Для ^{238}U , имеющего положительный порог деления, учет конкуренции процессов деления и неупругого рассеяния на втором каскаде γ -разрядки ведет к незначительному уменьшению ширины радиационного захвата, в то время как для ^{239}Pu значение Γ_γ уменьшается существенно (примерно на 5%).

Важен также корректный учет конкуренции деления и неупругого рассеяния при энергиях возбуждения ядра, больших B_n . Это видно из рис. 4.17.

На рис. 4.18, 4.19 приведены результаты наших расчетов сечений радиационного захвата для ^{239}Pu , которые легко можно сравнить с экспериментальными данными. Из рисунка видно, что при расчете $\sigma_{n\gamma}$ для сильно делящихся ядер с отрицательным порогом деления безусловно необходимо учитывать процессы (n, γ) и (n, γ') . Результаты расчета $\sigma_{n\gamma}$ для ^{239}Pu с учетом и без учета процесса (n, γ) различаются в 1,5–2 раза при энергии 1 МэВ. При энергии 3 МэВ, при которой существен вклад реакции (n, γ') , результаты расчетов с учетом и без учета процессов (n, γ) и (n, γ') различаются в несколько раз.

Слабая зависимость расчетных сечений $\sigma_{n\gamma}$ от вида спектрального фактора для сильно делящихся ядер в области энергий до 1 МэВ не позволяет однозначно провести выбор между спектральным фактором в виде зависимости Лоренца или в представлении Вайскопфа, основываясь только на данных по $\sigma_{n\gamma}$. Результаты расчетов $\sigma_{n\gamma}$ для ^{239}Pu со спектральными факторами обоих видов в области энергий ниже 0,8 МэВ хорошо согласуются с экспериментальными данными, причем при расчетах $\sigma_{n\gamma}$ значения $\langle \Gamma_\gamma \rangle / \langle D \rangle$ не варьировались, как это часто делается, а были получены нами из области энергий разрешенных резонансов (см. гл. 2) и взяты оттуда без изменений.

В области низких энергий, где $\sigma_{n\gamma}$ составляет значительную часть сечения неупругого взаимодействия, процесс (n, γ) может вносить существенный вклад в сечение деления $\sigma_F = \sigma_f + \sigma_{\gamma f}$. Так, расчет по средним параметрам резонансов

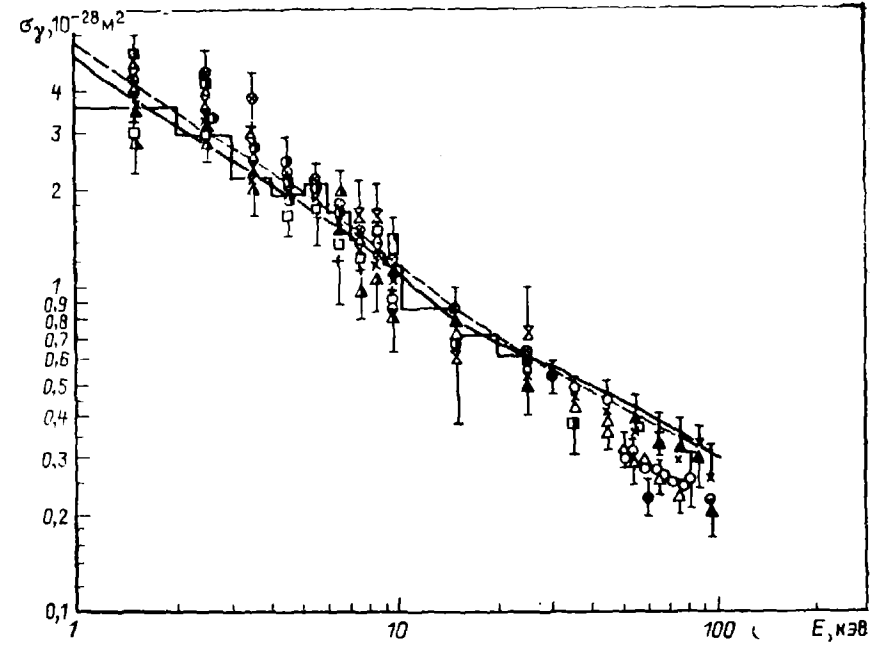
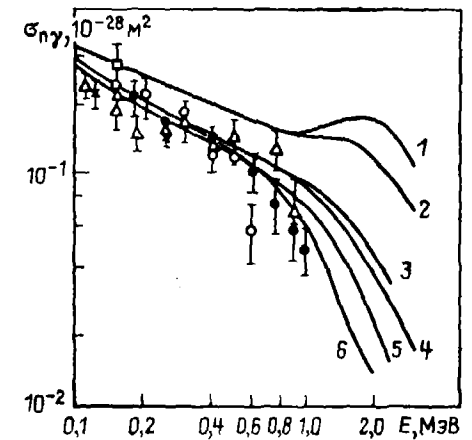


Рис. 4.18. Сравнение экспериментальных данных по $\sigma_{n\gamma}$ для ^{239}Pu с рассчитанными по статистической модели (сплошная кривая, спектральный фактор в виде зависимости Лоренца) и с помощью средних параметров резонансов [пунктир — независимые от энергии параметры, гистограмма — зависящие от энергии параметры $\langle \Gamma_n \rangle$ и $\langle \Gamma_f \rangle_{J=0}^{J=1}$ с учетом процесса (n, γ)]

Рис. 4.19. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по сечению радиационного захвата для ^{239}Pu (традиционная модель Ферми-газа):

1 — без учета (n, γ) и (n, γ') , спектральный фактор в виде зависимости Лоренца; 2 — с учетом только (n, γ') , спектральный фактор в виде зависимости Лоренца; 3 — с учетом (n, γ) и (n, γ') , спектральный фактор в виде зависимости Лоренца; 4 — с учетом (n, γ) и (n, γ') , спектральный фактор в виде зависимости Лоренца, модель сверхтекучего ядра с учетом коллективных эффектов; 5 — с учетом (n, γ) и (n, γ') , спектральный фактор в представлении Вайскопфа; 6 — то же, что и кривая 4, но использовалась модель ферми-газа с учетом коллективных эффектов



для ^{239}Pu (табл. 4.5) показывает, что при энергии 1 кэВ вклад процесса (n, γ) в σ_F составляет около 20%. С увеличением энергии этот вклад уменьшается. Изменение сечений σ_{nT} и σ_F при учете процесса (n, γ) сказывается и на рассчитываемом значении $\alpha = \sigma_{nT}/\sigma_F$. Так, расчеты α для ^{239}Pu с учетом и без учета этого процесса различаются примерно на 25% при $E=1$ кэВ, на 15% при $E=40$ кэВ, на 20% при $E=0,3$ МэВ и на 50% при 0,7 МэВ. При $E < 100$ кэВ увеличение этого различия с уменьшением энергии вызвано ростом вклада сечения σ_{nT} в σ_F . В области энергий выше 100 кэВ увеличивается конкуренция процесса (n, γ) радиационному захвату.

Таблица 4.5. Расчетные значения α и сечений σ_F , σ_{nT} , 10^{-28} м², для ^{239}Pu , полученные из средних параметров резонансов

E, кэВ	α		σ_F		σ_{nT}	
	без учета (n, γ)	с учетом (n, γ)	без учета (n, γ)	с учетом (n, γ)	без учета (n, γ)	с учетом (n, γ)
0,1	1,755	1,266	14,140	17,188	24,820	21,770
0,5	1,587	1,164	6,125	7,322	9,720	8,520
1,0	1,470	1,090	4,320	5,100	6,350	5,560
5,0	1,027	0,795	2,210	2,490	2,270	1,980
10,0	0,716	0,566	1,870	2,050	1,340	1,160
50,0	0,284	0,224	1,810	1,898	0,514	0,425
100,0	0,218	0,166	1,710	1,785	0,372	0,297

В области энергий ниже 100 кэВ достаточно надежны расчеты σ_{nT} по средним параметрам, позволяющие учесть структуру и сечения (см. гл. 3). На рис. 4.18 сравниваются указанные методы расчета σ_{nT} для ^{239}Pu в области энергий ниже 100 кэВ. В области энергий выше 20 кэВ кривые совпадают, в области энергий ниже 20 кэВ максимальное различие между ними составляет около 8%. Лучшее всего расчетные кривые в области $E=1 \div 100$ кэВ согласуются с экспериментальными данными [54, 346] (в пределах погрешности эксперимента: 5—10%).

Наш опыт оценки ядерных данных показал, что для предсказания σ_{nT} и $\sigma_{n\gamma}$ для сильно делящихся четных ядер могут быть полезны расчеты по описанному выше методу лишь в том случае, если корректно учтена конкуренция деления (для этого σ_F должно быть определено экспериментально хотя бы для некоторых энергий) и коэффициенты нейтронной проницаемости рассчитаны по оптической модели с тщательно оптимизированными параметрами потенциала (для этого необходимы экспериментальные данные по S_0 , S_1 , σ_1). Кроме того, следует учитывать коллективные эффекты в плотности уровней.

Для четных ядер-мишеней, имеющих отрицательный порог деления, при расчете средних ширин и сечений радиационного захвата и деления необходимо учитывать конкуренцию процессов (n, γ) и (n, γ') . Учет процесса (n, γ') приводит к существенной зависимости радиационных ширин от характеристик каналов. Представление спектрального фактора $f(E, \epsilon_1)$ в виде зависимости Лоренца обеспечивает лучшее согласие теоретических и экспериментальных данных по ширине процесса (n, γ) для сильно делящихся ядер.

Для теоретического предсказания всех типов нейтронных сечений делящихся ядер в рамках развиваемого подхода минимально необходимой экспериментальной информацией для данного ядра являются данные по сечению деления σ_d , хотя бы при некоторых энергиях, средним резонансным параметрам и схеме уровней.

Проведенный теоретический анализ показывает, что для надежного предсказания энергетической зависимости σ_{nT} делящихся ядер в области энергий до 4 МэВ необходимо использовать для получения нейтронных проницаемостей обобщенную оптическую модель; корректно учитывать конкуренцию процессов (n, γ) и (n, γ') радиационному захвату; использовать плотность уровней из модели ферми-газа с учетом коллективных эффектов и спектральный фактор в виде зависимости Лоренца.

4.6. САМОСОГЛАСОВАННАЯ ОЦЕНКА ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР В РАМКАХ СТАТИСТИЧЕСКОГО ПОДХОДА

В рамках описанного выше статистического подхода были рассчитаны сечения неупругого рассеяния, радиационного захвата, деления и полное сечение для делящихся ядер.

Результаты расчетов нейтронных сечений были использованы в оценке ядерных констант делящихся ядер, так как они позволяли сделать выбор между противоречивыми экспериментальными данными и составили основу оценки там, где экспериментальные данные ненадежны или вообще отсутствуют.

Использовать результаты расчетов по ядерным моделям в оценке ядерных констант можно лишь в том случае, если имеется ясное представление о погрешностях рассчитываемых величин, основанное на сравнении результатов расчетов с экспериментальными данными. Особенно важно, чтобы это сравнение проводилось для данного ядра одновременно для экспериментально полученных величин всех типов, чтобы улучшение согласия сравниваемых расчетных и экспериментальных значений за счет нерассматриваемых не создавало неверного представления о точности модели. С этой целью при создании полной системы ядерных данных мы проводили их самосогласованный расчет для делящихся ядер, используя разработанный статистический метод с учетом конкуренции деления и радиационного захвата в области энергий налетающих нейтронов от 1 кэВ до 5 МэВ. Расчет сечений данным методом в области более высоких энергий связан с трудностями учета деления (резкое возрастание с энергией эффективной делительной проницаемости) и наличием реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$. Продемонстрируем этот метод на примере ^{239}Pu .

Нейтронные ширины входного канала Γ_n рассчитывались по оптической модели с деформированным и недеформированным (сферическим) потенциалами. Использование сферического оптического потенциала для деформированных ядер, строго говоря, некорректно, и, как правило, для каждого конкретного ядра необходим поиск своих параметров потенциала. Однако авторы [347] показали, что экстраполяция потенциала от сферического ядра ^{209}Bi к деформированному ядру ^{238}U , сделанная путем учета зависимости $(N-Z)/A$ и деформации ядра ^{238}U , приводит к хорошему согласию расчетных и экспериментальных данных по σ_c в области $E=0,1 \div 15,0$ МэВ и по угловому распределению упруго- и неупругорассеянных нейтронов при энергиях меньше 3 МэВ, причем это согласие столь же хорошее, как и в случае потенциала, специально полученного для ^{238}U .

Наши расчеты показали, что использование сферической оптической модели для актиноидов приводит к следующему: 1) действительная часть потенциала $V_R(E)$ оказывается очень малой (например, $0,05E$) или уменьшается, а затем увеличивается с энергией; 2) диффузность действительной части потенциала также слишком мала; 3) сечение образования составного ядра σ_c , рассчитанное по сферической оптической модели, ниже соответствующего сечения для ^{238}U , рассчитанного по несферической оптической модели, на 10% при $E=0,1$ МэВ, на 15% при $E=1$ МэВ (для ^{240}Pu — на 20% в области $E=0,1 \div 1,0$ МэВ); 4) расчеты по сферической оптической модели не могут воспроизвести общую тенденцию силовых функций S_0 и S_1 для $A=232 \div 241$ (так, для ^{232}Th S_0 и S_1 воспроизводятся в согласии с экспериментом, для ^{239}Pu S_0 и S_1 отличаются от экспериментальных на 30%); 5) экспериментальные данные по угловому распределению упругорассеянных нейтронов плохо описываются сферической оптической моделью; 6) параметры потенциала сферической оптической модели должны быть подобраны для каждого ядра, тогда как параметры несферического потенциала обладают большей общностью и справедливы для группы ядер.

Сферическую оптическую модель можно использовать для расчета σ_c и коэффициентов нейтронной проницаемости Γ_n для актиноидов, если не требуется высокая точность расчетов. К тому же можно произвести перенормировку σ_c , рассчитанного по сферической оптической модели, к σ_c , рассчитанному по несферической оптической модели, что позволит несколько уменьшить неопределенность в расчетах, хотя разница в результатах расчетов сечений по указанным моделям сильно зависит от энергии.

Мы считаем, что предпочтительнее использовать не универсальные параметры оптического потенциала, такие, например, как параметры Бечетти — Гринли-

са, а параметры оптической модели, которые оптимизированы по более ограниченной области A и в то же время сохраняют зависимость от E и A .

Параметры как сферического, так и несферического потенциалов оптимизировались с помощью программы, основанной на методе наискорейшего спуска, по следующим экспериментальным данным: значениям силовых функций S_0 и S_1 , радиусу потенциального рассеяния, полному сечению σ_t в области энергий от 1 кэВ до 15 МэВ. Полезной оказалась также информация по сечению неупругого взаимодействия $\sigma_{n,x}$ в области энергий 1—5 МэВ, где сечение упругого рассеяния через составное ядро практически равно нулю и $\sigma_{n,x}$ можно сравнить с расчетным сечением образования составного ядра σ_c . Для получения оптимальных параметров потенциала для делящихся ядер экспериментальные данные по угловому распределению упругорассеянных нейтронов необходимо использовать с большой осторожностью из-за чувствительности метода к результатам расчета угловых распределений упругорассеянных нейтронов на большие углы, которые обычно содержат изотропную часть, обусловленную вкладом процессов, протекающих через образование составного ядра при низких энергиях, или вкладом неразрешенных нижних уровней при больших энергиях. Однако внесение необходимой поправки, которую можно рассчитать теоретически, приводит к дополнительным неопределенностям в экспериментальных данных, иногда очень существенным (например, в случае ^{235}U). Поэтому экспериментальные данные по угловому распределению упруго- и неупругорассеянных нейтронов, полученные в экспериментах с хорошим разрешением, можно использовать для определения параметров потенциала делящихся ядер в рамках метода связанных каналов.

Сравним результаты расчета нейтронных сечений по сферической и несферической оптической моделям. Для сферической оптической модели мы нашли, что наилучшее описание экспериментальных данных по σ_t , $\sigma_{n,x}$, S_0 и S_1 для ^{239}Pu можно получить со следующими параметрами сферического оптического потенциала [47]: $V_0 = (43,221 - 0,331E)$ МэВ; $W_D = (6,490 + 0,041E)$ МэВ; $V_{\text{ан}} = 7,0$ МэВ; $R_1 = 7,984$ фм; $R_2 = 8,158$ фм; $a_1 = 0,486$ фм; $a_2 = 0,712$ фм, где E — энергия налетающего нейтрона, МэВ.

Параметры несферического потенциала для ^{239}Pu приведены в гл. 5. Сравнение параметров сферического и несферического оптических потенциалов показывает, что для рассматриваемых в настоящей работе ядер они связаны следующими соотношениями:

$$V_R^{\text{несф}}/V_R^{\text{сф}} = 1,07 \pm 1,05; \quad (W_D a_D)^{\text{несф}} / (W_D a_D)^{\text{сф}} = 0,4 \pm 0,5.$$

На рис. 4.20 и 4.21 проведено сравнение экспериментальных данных по σ_t и $\sigma_{n,x}$ для ^{239}Pu , имеющих погрешности около 4 и 10%, с рассчитанными теоретически. Полное сечение σ_t для ^{239}Pu измерено в ряде работ [170, 247, 348—352], наиболее надежными из которых являются [170, 351, 352]. Сечение неупругого взаимодействия $\sigma_{n,x}$ в области $E=1-5$ МэВ измерено в [353—356].

Как видно из рис. 4.20, согласно расчетных и экспериментальных данных по σ_t во всей области энергий 1 кэВ—5 МэВ находится в пределах экспериментальных погрешностей (около 4%). Исключение составляет область энергий 0,3—1 МэВ, где различие между оцененными значениями σ_t и рассчитанными по сферической оптической модели составляет 8%, хотя последние и согласуются с экспериментальными данными [350]. Увеличение различия в этой области, видимо, носит принципиальный характер и связано с использованием сферического потенциала для деформированного ядра. Расчет по несферической модели дает значения σ_t , согласующиеся с оцененными данными в пределах 1—3% в рассматриваемой области энергий.

Расчетная кривая для $\sigma_{n,x}$ хорошо совпадает с экспериментальными значениями в области энергий 1—5 МэВ. Максимальное различие оцененного $\sigma_{n,x}$ и расчетного $\sigma_{\text{сomp}}$ сечений равно 3—5%, что значительно меньше экспериментальных погрешностей, причем кривая, рассчитанная по сферической оптической модели, лежит несколько ниже экспериментальной, так что учет прямого возбуждения первых уровней улучшает согласие с оцененной кривой.

Для ^{239}Pu , как и для других нечетных ядер с низкорасположенным первым уровнем, имеется сильная зависимость силовой функции S_0 от энергии. Так, при $E=0,5$ кэВ $S_0 = (1,20 \pm 0,10) 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$, при 20 кэВ $S_0 = (1,03 \pm 0,1) 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$. Эта зависимость была учтена в расчетах по методу связанных каналов с оптималь-

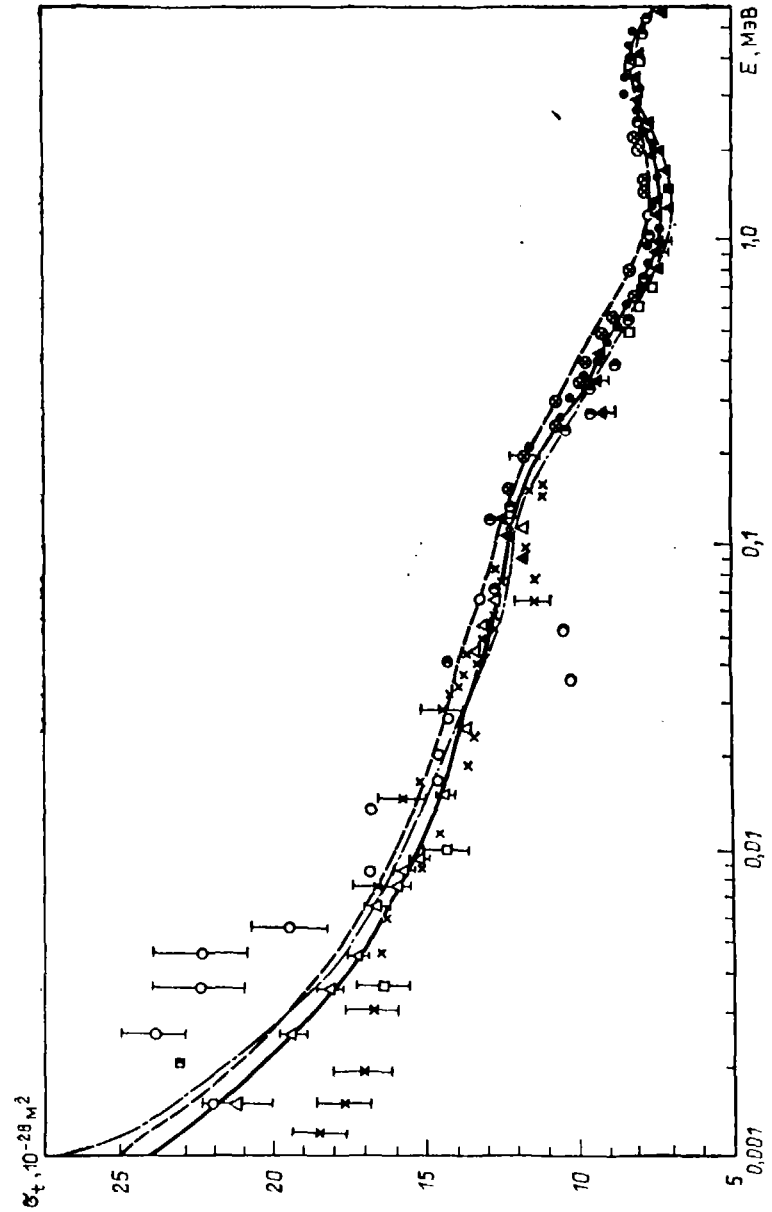


Рис. 4.20. Сравнение экспериментальных данных по σ_t для ^{239}Pu с рассчитанными по сферической (пунктир) и несферической (штрихпунктир) оптической моделям с параметрами потенциала, приведенными в тексте

ными параметрами потенциала (расчетные значения S_0 равны $1,15 \cdot 10^{-4}$ эВ^{1/2} при $E=0,5$ кэВ и $1,05 \cdot 10^{-4}$ эВ^{-1/2} при $E=20$ кэВ; $S_1=2,37 \cdot 10^{-4}$ эВ^{-1/2}).

Хорошее согласие расчетных значений с экспериментальными данными по $\sigma_{пз}$ и силовым функциям S_0 и S_1 указывает на то, что определенные выше параметры потенциала дают правильные значения коэффициентов нейтронных проницаемостей и поэтому могут быть использованы в расчетах по статистической модели.

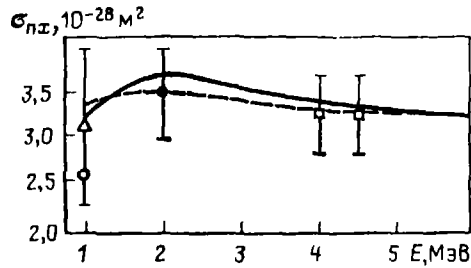


Рис. 4.21. Сравнение экспериментальных и оцененных (сплошная кривая) данных по сечению неупругого взаимодействия для ^{239}Pu с расчетными по оптической модели (пунктир)

Для ^{239}Pu делительные проницаемости рассчитывались по модели Бора — Хилла — Уилера, двугорбая структура барьера деления в случае нечетных ядерной энергии не принималась во внимание, так как ее учет не влияет на среднюю делительную проницаемость, а лишь изменяет форму распределения. Двугорбая структура сказывается только на расчетах глубоководбарьерного деления, что несущественно для ^{239}Pu , имеющего отрицательный порог деления. Граница непрерывного спектра переходных состояний для ^{239}Pu $E_{гп}$ выбрана равной 1,8 МэВ, порог деления V_F , отсчитываемый от энергии связи нейтрона в ядре, составляет $-1,5$ МэВ, кривизна барьеров деления $\hbar\omega_F=0,5$ МэВ.

Для улучшения согласия экспериментальных и расчетных значений сечения деления σ_f для ^{239}Pu и средних делительных ширины $\langle \Gamma_F \rangle^{0+}$ и $\langle \Gamma_F \rangle^{1+}$ потребовались некоторые изменения схемы переходных состояний, предложенной Линном [235]. Схема, использованная в настоящих расчетах, приведена в табл. 4.6. В отличие от работы Линна [234], в которой параметры плотности переходных состояний при делении выбраны различными для довольно узких энергетических областей, мы получили единые для всего энергетического интервала параметры (до 6,5 МэВ выше порога). Параметры, наилучшим образом описывающие экспериментальное сечение деления, оказались равными: $C_F=0,0112$; $\Theta_f=0,406$ МэВ; $\sigma=5,7$.

Таблица 4.6. Схема переходных состояний для деления ядра ^{240}Pu

J^π	E_{f_i} , МэВ	J^π	E_{f_i} , МэВ
0^+	0,00; 1,55	6^+	0,10; 0,70; 1,40; 1,60; 1,60
1^-	0,50; 0,90; 1,80	7^-	0,50; 0,90; 1,20; 1,70; 1,70
1^+	1,73	7^+	0,70; 1,40; 1,60
2^-	0,90; 1,50; 1,80	8^-	0,90; 1,20; 1,70; 1,70
2^+	0,10; 0,70; 1,40; 1,60	8^+	0,10; 0,70; 1,40; 1,60; 1,60
3^-	0,50; 0,90; 1,20; 1,70; 1,70	9^-	0,50; 0,90; 1,20; 1,70; 1,70
3^+	0,70; 1,40	9^+	0,70; 1,40; 1,60
4^-	0,90; 1,20; 1,70; 1,70	10^-	0,90; 1,20; 1,70; 1,70
4^+	0,10; 0,70; 1,40; 1,60; 1,60	10^+	0,10; 0,70; 1,40; 1,60; 1,60
5^-	0,50; 0,90; 1,20; 1,70; 1,70	11^-	0,50; 0,90; 1,20; 1,70; 1,70
5^+	0,70; 1,40; 1,60	11^+	0,70; 1,40; 1,60
6^-	0,90; 1,20; 1,70; 1,70		

Расчетные данные по сечению деления согласуются с экспериментальными (см. рис. 4.5), имеющими погрешность около 5% в пределах 10%, за исключением области энергий 10—100 кэВ, где различие с оцененными данными достигает 20%. Это, вероятно, связано с тем, что нейтронные проницаемости с $l=1$ могут быть несколько завышены (на это указывают данные по S_1). В наших расчетах использовалась плотность переходных состояний из модели постоянной температуры. Принятая в [357] формула для плотности переходных состояний из модели независимых частиц дает примерно такое же различие эксперимента и расчетов.

С определенными таким образом параметрами оптического потенциала и с учетом процесса деления, правильность расчета которого контролировалась по экспериментальным значениям σ_F , в рамках рассматриваемой модели были рассчитаны трудноизмеримые сечения $\sigma_{пз}$ и $\sigma_{пг}$. Полученные результаты по $\sigma_{пз}$ для ^{239}Pu были описаны в § 4.5 (см. рис. 4.18 и 4.19). Чтобы обеспечить дополнительную проверку правильности расчетов сечений, были определены ширины $\langle \Gamma_{гф} \rangle^{1+}$, $\langle \Gamma_{гф} \rangle^{0+}$, $\langle \Gamma_F \rangle^{1+}$, $\langle \Gamma_F \rangle^{0+}$, которые, как оказалось, хорошо согласуются с экспериментальными данными. Заметим, что требование согласия теоретических значений $\langle \Gamma_F \rangle^{0+}$ и $\langle \Gamma_F \rangle^{1+}$, а также $\langle \Gamma_{гф} \rangle^{0+}$ и $\langle \Gamma_{гф} \rangle^{1+}$ с экспериментальными результатами жестко определяет порог деления, особенно для полуоткрытых каналов, и превышение над порогом для состояний 0^+ , 1^+ и 2^+ .

Достигнуто согласие расчетных и оцененных данных по $\sigma_{пз}$ для ^{239}Pu в пределах 10% в области $E=1$ кэВ—0,8 МэВ. Для такого сильно делящегося ядра, каким является ^{239}Pu , основное влияние на расчет $\sigma_{пз}$ оказывает корректность учета деления, и разница в расчетах $\sigma_{пз}$ при различных моделях плотности уровней невелика.

Обратим внимание еще на одно обстоятельство, именно на необходимость учета энергетической зависимости параметра обреза спин σ^2 при расчете $\sigma_{пз}$. В области непрерывной плотности уровней, граница которой равна E_x , σ^2 можно рассчитать теоретически, используя термодинамическую температуру и среднюю проекцию углового момента одночастичных состояний на ось симметрии ядра $\langle m^2 \rangle$. Модель Нильссона позволяет определить среднее значение $\langle m^2 \rangle$ для одночастичных состояний, которое равно $0,24A^{2/3}$.

Для низколежащих уровней можно обратиться к экспериментальной информации и попытаться определить вид распределения уровней по J . Значение σ^2 , описывающей экспериментальное распределение уровней по спинам, можно найти методом максимального правдоподобия. Результаты, полученные этим методом, сильно не изменяются, даже если будет пропущено много уровней. Конечно, если уровней меньше чем пять, метод едва ли может быть применен. Возникает вопрос о том, какое значение σ^2 следует использовать в промежуточной области между областью высоких энергий, где $\sigma^2=gt(E_x) \langle m^2 \rangle$, и областью низких энергий, где σ^2 определяется из экспериментального распределения уровней по спинам. Эту сшивку σ^2 в двух областях мы делали с помощью модели сверхтекучего ядра; оказалось, что экстраполяция по этой модели от E_x к Δ очень близка к линейной. Использование того или иного значения σ^2 в промежуточной области сказывается на расчетном значении сечения радиационного захвата $\sigma_{пз}$. Если считать, что $\sigma^2=\text{const}$ при $E < E_x$, как это иногда делают, то это приведет к завышению $\sigma_{пз}$ относительно экспериментальных данных. Поэтому мы экстраполировали σ^2 от энергии E_x к Δ по модели сверхтекучего ядра.

Рассмотрим подробнее результаты расчетов сечения неупругого рассеяния для делящихся ядер.

Как было отмечено в начале этой главы, экспериментальных данных по $\sigma_{пг}$ для ^{239}Pu немного и они очень ненадежны. Каванах и др. [358] измерили сечение неупругого рассеяния нейтронов на ^{239}Pu с возбуждением четырех уровней до энергии $Q=380$ кэВ и группы уровней выше этой энергии. Из-за низкого значения энергии возбуждения неупругорассеянные на первом уровне нейтроны (8 кэВ) не были отделены от упругорассеянных, так же как в работах [356, 359], в которых измерено сечение возбуждения нескольких групп уровней. В последней из имеющихся экспериментальных работ по измерению $\sigma_{пг}$ для ^{239}Pu [360]

измерено с погрешностью 30 % лишь суммарное сечение $\sigma_{\text{пл}}$ при $E=2, 3$ и 4 МэВ.

Расчет $\sigma_{\text{пл}}(E, E_{q'})$ для ^{239}Pu проводился в рамках развитого статистического подхода [23]. Спектр уровней ядра-мишени был принят дискретным до энергии 0,556 МэВ. Хотя уровни разрешены и при более высоких энергиях, при $E > 0,556$ МэВ они расположены довольно редко, что указывает на возможность пропуска уровней.

Таблица 4.7. Сравнение результатов расчета $\sigma_{\text{пл}}(E_{q'})$ для ^{239}Pu при $E = 0,5$ МэВ

$E_{q'}, \text{кэВ}$	[302]	[303]	[344]	Настоящая работа
8	0,307	0,51	0,537	0,410
57	0,191	0,36	0,300	0,308
76	0,080	0,13	0,126	0,105
164	0,016	0,004	0,020	0,018
194	—	0,0024	0,007	0,003
285	0,096	0,18	0,152	0,125
330	0,036	0,053	0,050	0,040
387	—	0,00048	0,005	0,002
392	0,029	0,014	0,015	0,024
435	—	0,005	0,039	0,0004
$\sum_{q'} \sigma_{\text{пл}}(E_{q'})$	0,75*	1,26	1,25** (1,42)	1,064*** (1,039)

* Сумма не включает вклад уровней 193, 388 и 434 кэВ, который незначителен.

** Не включен вклад прямого возбуждения уровня 57 кэВ (сумма с учетом его приведена в скобках).

*** Подбор сечения неупругого рассеяния; значение в скобках — сумма по приведенным уровням.

В табл. 4.7 сравниваются рассчитанные в настоящей работе и в [302, 303, 344] значения сечений $\sigma_{\text{пл}}$ для ^{239}Pu . Из таблицы видно, что результаты расчетов [303, 344] близки друг к другу. Наши результаты ближе к данным [302], которые существенно ниже других результатов. В то же время из табл. 4.8 видно, что результаты [302] согласуются с данными [358], а результаты [303, 344] систематически выше. При сравнении экспериментальных данных с теоретическими трудно отдать предпочтение результатам тех или иных расчетов как из-за больших экспериментальных погрешностей, так и вследствие противоречивости экспериментальных данных. Наши результаты значительно ниже данных Принса [344], выше данных английской и немецкой библиотек оцененных данных [361, 362] и лучше всего согласуются с оценкой Рибона и Ле Кока [353]. Настоящие расчеты обладают тем преимуществом, что они являются результатом самосогласованной оценки нейтронных сечений всех типов.

Сравнение с экспериментальными данными сечений возбуждения уровней ^{239}Pu , рассчитанных с использованием нейтронных проникаемостей из метода связанных каналов и сферической оптической модели, дано на рис. 4.22, а сечение возбуждения уровней ^{239}Pu для различных моделей плотности уровней приведено на рис. 4.23.

Таблица 4.8. Сравнение экспериментальных, теоретических и оцененных данных по $\sigma_{\text{пл}}$, 10^{-28} м^2 , для ^{239}Pu

$E, \text{МэВ}$	$Q, \text{кэВ}$	Эксперимент			Теория			Оценка			
		[356]	[358]	[359]	[302]	[303]	[344]	Настоящая работа	[162]	[361]	[362]
0,25	250—40	—	$0,18 \pm 0,05$	$0,56 \pm 0,40$	0,19	0	0,568	0,312	0,285	0,258	0,189
0,50	500—40	—	$0,50 \pm 0,04$	$1,16 \pm 0,40$	0,44	0,75	0,904	0,646	0,612	0,588	0,442
0,50	500—75	—	$0,15 \pm 0,03$	$0,09 \pm 0,30$	0,17	0,26	0,306	0,407 (0,307)*	0,382	0,318	0,251
0,55	200—90	$0,13 \pm 0,05$	$0,020 \pm 0,015$	—	0,016	0,006 (500 кэВ)	0,030	0,025	0,024	0,015	0,017
0,55	300—200	$0,10 \pm 0,05$	$0,090 \pm 0,015$	—	0,096	0,18 (500 кэВ)	0,160	0,134 (0,139)**	0,122	0,138	0,105
1,00	150	—	$0,59 \pm 0,08$	$0,77 \pm 0,30$	—	—	1,028	0,984	—	—	—
1,00	500—150	$0,16 \pm 0,06$	$0,17 \pm 0,03$	—	—	—	0,685	0,681 (0,750)**	—	—	—
1,00	750—500	0,06	$0,19 \pm 0,04$	—	—	—	0,206	0,229	—	—	—

* Сумма без вклада уровня 76 кэВ.

** Сумма с учетом уровня 193 кэВ.

*** Сумма с учетом уровня 505 кэВ.

Продолжение табл. 4.9

E, МэВ	Прямое возбуждение				Непрерывный спектр	E, МэВ	Прямое возбуждение				Непрерывный спектр
	0,008	0,057	0,076	0,0164			0,008	0,057	0,076	0,0164	
3,20	0,156	0,282	0,079	0,037	1,211	9,00	0,097	0,184	0,036	0,010	0,230
3,40	0,153	0,278	0,078	0,036	1,196	9,50	0,094	0,178	0,033	0,009	0,228
3,60	0,150	0,274	0,077	0,035	1,189	10,0	0,091	0,169	0,031	0,008	0,230
3,80	0,147	0,271	0,076	0,033	1,187	10,5	0,091	0,168	0,030	0,007	0,230
4,00	0,144	0,267	0,074	0,031	1,187	11,0	0,091	0,167	0,030	0,007	0,231
4,50	0,138	0,259	0,070	0,028	1,207	11,5	0,091	0,165	0,029	0,007	0,230
5,00	0,132	0,251	0,065	0,025	1,227	12,0	0,090	0,163	0,028	0,006	0,231
5,50	0,127	0,242	0,061	0,022	1,240	12,5	0,090	0,161	0,027	0,006	0,230
6,00	0,122	0,233	0,057	0,020	1,147	13,0	0,090	0,159	0,026	0,006	0,230
6,50	0,118	0,225	0,053	0,018	0,826	13,5	0,089	0,157	0,026	0,006	0,229
7,00	0,114	0,217	0,049	0,016	0,580	14,0	0,088	0,154	0,025	0,005	0,203
7,50	0,110	0,209	0,045	0,014	0,413	14,5	0,087	0,152	0,025	0,005	0,193
8,00	0,105	0,201	0,042	0,013	0,290	15,0	0,087	0,149	0,024	0,005	0,191
8,50	0,101	0,192	0,039	0,011	0,243						

Сечения возбуждения уровней и непрерывного спектра ^{239}Pu даны в табл. 4.9. Таким образом, единым набором параметров в рамках статистической модели удастся описать сечения всех реакций, протекающих через стадию образования составного ядра.

В рамках развитой модели для создания полных систем ядерных данных для ^{235}U , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu были рассчитаны также σ_i , σ_f , σ_{nt} и $\sigma_{n,n'}$ аналогично тому, как это было сделано для ^{239}Pu .

Для ^{240}Pu есть только одна экспериментальная работа [363] по измерению $\sigma_{n,n'}(E_q)$ в ограниченной области энергий (0,3—1,5 МэВ). Основной вклад в сечение $\sigma_{n,n'}$ в области энергий до 1 МэВ дает первый возбужденный уровень 43 кэВ 2^+ . При расчетах нет необходимости учитывать уровень 50 кэВ, так как из-за большого значения спина (8^+) вклад его в суммарное сечение незначителен.

Экспериментальные данные по сечению неупругого рассеяния нейтронов на ядре ^{241}Pu полностью отсутствуют, поэтому при оценке сечения $\sigma_{n,n'}(E_q)$ мы использовали результаты своих расчетов. Поскольку σ_f измерено экспериментально, можно достаточно корректно учесть конкуренцию деления при расчете σ_{nt} и $\sigma_{n,n'}$. Результаты нашей оценки $\sigma_{n,n'}$ для ^{241}Pu лучше всего согласуются с оценкой [288], данные [344] лежат систематически выше.

Для ^{242}Pu ситуация во многом такая же, как и для ^{241}Pu : полностью отсутствуют экспериментальные данные по $\sigma_{n,n'}(E_q)$ и σ_{nt} ; существуют экспериментальные данные по σ_f , которые позволяют учесть конкуренцию деления. Полученные с помощью описанного подхода оцененные данные по сечению неупругого рассеяния для ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu даны в [222].

Описанный выше метод был использован также для оценки ядерных данных для ^{235}U , для которого имеются и экспериментальные результаты. Так, сечение неупругого рассеяния для ^{235}U было измерено в [364] с погрешностью 20% для нескольких групп уровней при энергии налетающих нейтронов от 130 до 1500 кэВ, в [356] для групп уровней при энергиях 0,55; 0,98 и 2 МэВ (пригодны для оценки лишь данные при $E=0,55$ МэВ из-за высокой плотности уровней ядра ^{235}U), в [365] (данные непригодны для прямой оценки из-за недостаточной разрешающей способности аппаратуры). Суммарное сечение $\sigma_{n,n'}$ для ^{235}U при нескольких энергиях измерено в [359, 360, 366].

Схема уровней ^{235}U была оценена нами до энергии 725 кэВ. При расчете сечений неупругого рассеяния принимались во внимание лишь уровни с $E_{q,\text{макс}} = 414,16$ кэВ и спином, меньшим или равным $13/2$, так как из-за большой раз-

150

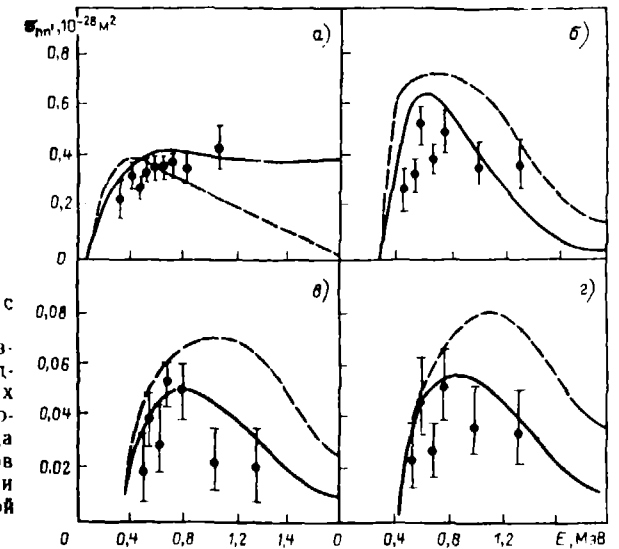


Рис. 4.22. Сравнение с экспериментальными данными сечений возбуждения уровней ядра ^{239}Pu , рассчитанных с использованием прозрачностей из метода связанных каналов (сплошная кривая) и сферической оптической модели (пунктир): а — сумма уровней 57 и 76 кэВ; б — уровень 285 кэВ; в — уровень 330 кэВ; г — сумма уровней 387 и 392 кэВ; д — полное сечение неупругого рассеяния

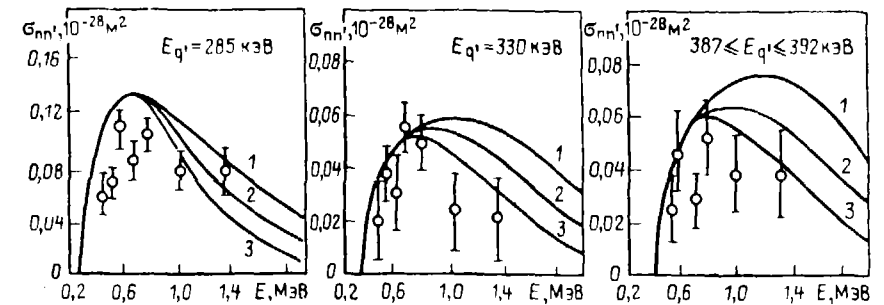


Рис. 4.23. Сечения возбуждения уровней ^{239}Pu для различных моделей плотности уровней: 1 — ферми-газ; 2 — сверхтекучее ядро; 3 — ферми-газ с учетом коллективных эффектов

Таблица 4.10. Расчетные данные по сечению неупругого рассеяния для ^{235}U , 10^{-28} м²

E, МэВ	Энергия уровней E _q , кэВ										
	Горячее возбуждение			Образование составного ядра							
	0,08	13,01	46,16	0,08	13,01	46,16	51,73	81,63	103,30	129,26	150,64
0,035	0	0	0,003	0,0001	0,0151	0	0	0	0	0	0
0,045	0	0	0,005	0,0005	0,0199	0	0	0	0	0	0
0,075	0	0,0025	0,010	0,0017	0,0314	0,1263	0,0769	0	0	0	0
0,102	0,0002	0,0037	0,015	0,0029	0,0394	0,1581	0,1083	0,0933	0	0	0
0,125	0,0004	0,0050	0,020	0,0042	0,0515	0,1798	0,1279	0,1400	0,0100	0	0
0,150	0,0010	0,0062	0,025	0,0080	0,0495	0,1983	0,1386	0,1689	0,0334	0,0478	0
0,170	0,0013	0,0075	0,029	0,0097	0,0530	0,2046	0,1459	0,1835	0,0449	0,0665	0,0303
0,195	0,0017	0,0094	0,035	0,0116	0,0563	0,2103	0,1493	0,1923	0,0575	0,0812	0,0471
0,220	0,0025	0,0112	0,040	0,0136	0,0597	0,2139	0,1527	0,1999	0,0711	0,0921	0,1041
0,250	0,0036	0,0142	0,048	0,0160	0,0633	0,2144	0,1532	0,2035	0,0754	0,1032	0,1163
0,290	0,0049	0,0174	0,056	0,0191	0,0679	0,2177	0,1574	0,2073	0,0867	0,1130	0,1297
0,330	0,0065	0,0212	0,064	0,0223	0,0721	0,2180	0,1583	0,2071	0,0931	0,1198	0,1376
0,365	0,0078	0,0241	0,071	0,0241	0,0740	0,2176	0,1597	0,2050	0,0984	0,1222	0,1430
0,390	0,0089	0,0265	0,076	0,0247	0,0737	0,2110	0,1518	0,1978	0,0990	0,1205	0,1421
0,414	0,0097	0,0280	0,079	0,0253	0,0733	0,2070	0,1485	0,1933	0,1000	0,1198	0,1421
0,425	0,0103	0,0295	0,082	0,0254	0,0723	0,2028	0,1463	0,1899	0,0991	0,1180	0,1401
0,460	0,0113	0,0304	0,089	0,0253	0,0681	0,1935	0,1405	0,1808	0,0989	0,1153	0,1372
0,480	0,0120	0,0315	0,093	0,0250	0,0655	0,1931	0,1346	0,1753	0,0981	0,1132	0,1350
0,500	0,0128	0,0321	0,097	0,0246	0,0628	0,1839	0,1312	0,1701	0,0974	0,1110	0,1323
0,550	0,0145	0,0357	0,107	0,0232	0,0572	0,1712	0,1200	0,1552	0,0937	0,1049	0,1255
0,600	0,0165	0,0391	0,117	0,0220	0,0521	0,1558	0,1071	0,1421	0,0880	0,0975	0,1175
0,650	0,0189	0,0445	0,127	0,0209	0,0492	0,1405	0,0955	0,1312	0,0821	0,0917	0,1095
0,700	0,0217	0,0511	0,136	0,0198	0,0467	0,1243	0,0889	0,1215	0,0772	0,0823	0,1028
0,750	0,0238	0,0559	0,143	0,0190	0,0446	0,1141	0,0814	0,1131	0,0736	0,0769	0,0957
0,800	0,0255	0,0598	0,149	0,0181	0,0424	0,1056	0,0750	0,1046	0,0697	0,0711	0,0881
0,850	0,0272	0,0634	0,155	0,0174	0,0405	0,0993	0,0698	0,0968	0,0665	0,0659	0,0828
0,900	0,0296	0,0677	0,160	0,0169	0,0387	0,0915	0,0652	0,0892	0,0634	0,0608	0,0774
0,950	0,0297	0,0680	0,165	0,0160	0,0363	0,0888	0,0614	0,0818	0,0612	0,0569	0,0718
1,00	0,0309	0,0707	0,171	0,0152	0,0348	0,0841	0,0580	0,0744	0,0590	0,0531	0,0679
1,20	0,0347	0,0780	0,187	0,0130	0,0292	0,0700	0,0471	0,0580	0,0517	0,0425	0,0542
1,40	0,0368	0,0816	0,198	0,0110	0,0244	0,0592	0,0392	0,0458	0,0460	0,0339	0,0414
1,60	0,0388	0,0843	0,205	0,0094	0,0201	0,0496	0,0321	0,0382	0,0404	0,0272	0,0372
1,80	0,0395	0,0840	0,207	0,0079	0,0168	0,0416	0,0254	0,0303	0,0353	0,0230	0,0334
2,00	0,0414	0,0840	0,208	0,0057	0,0136	0,0342	0,0202	0,0247	0,0300	0,0193	0,0250
2,20	0,0420	0,0840	0,208	0,0054	0,0108	0,0275	0,0153	0,0185	0,0248	0,0159	0,0197
2,40	0,0420	0,0830	0,208	0,0043	0,0085	0,0216	0,0119	0,0141	0,0123	0,0157	0,0157
2,60	0,0427	0,0830	0,207	0,0034	0,0076	0,0162	0,0102	0,0110	0,0153	0,0098	0,0121
2,80	0,0438	0,0810	0,206	0,0025	0,0048	0,0157	0,0079	0,0091	0,0116	0,0078	0,0100
3,00	0,0447	0,0800	0,205	0,0019	0,0034	0,0082	0,0058	0,0053	0,0079	0,0057	0,0075
3,20	0,0440	0,0790	0,203	0,0013	0,0021	0,0054	0,0038	0,0028	0,0045	0,0035	0,0050
3,40	0,0425	0,0780	0,200	0,0009	0,0011	0,0028	0,0020	0,0011	0,0018	0,0013	0,0024
3,60	0,0400	0,077	0,195	0,0001	0,0001	0,0008	0,0020	0	0	0	0
3,80	0,0370	0,075	0,188	0	0	0	0	0	0	0	0
4,00											

6-29

Продолжение табл. 4.10

E, МэВ	Энергия уровней E _q , кэВ										Непрерывный спектр	
	Образование составного ядра											
0,145	0,00003	0,00003	0,00003	0,00003	0,00003	0,00003	0,00003	0,00003	0,00003	0,00003	0,00003	0
0,220	0,00011	0,00011	0,00011	0,00011	0,00011	0,00011	0,00011	0,00011	0,00011	0,00011	0,00011	0
0,250	0,00016	0,00016	0,00016	0,00016	0,00016	0,00016	0,00016	0,00016	0,00016	0,00016	0,00016	0
0,290	0,00023	0,00023	0,00023	0,00023	0,00023	0,00023	0,00023	0,00023	0,00023	0,00023	0,00023	0
0,330	0,00030	0,00030	0,00030	0,00030	0,00030	0,00030	0,00030	0,00030	0,00030	0,00030	0,00030	0
0,365	0,00036	0,00036	0,00036	0,00036	0,00036	0,00036	0,00036	0,00036	0,00036	0,00036	0,00036	0
0,390	0,00042	0,00042	0,00042	0,00042	0,00042	0,00042	0,00042	0,00042	0,00042	0,00042	0,00042	0
0,414	0,00048	0,00048	0,00048	0,00048	0,00048	0,00048	0,00048	0,00048	0,00048	0,00048	0,00048	0
0,425	0,00054	0,00054	0,00054	0,00054	0,00054	0,00054	0,00054	0,00054	0,00054	0,00054	0,00054	0
0,460	0,00060	0,00060	0,00060	0,00060	0,00060	0,00060	0,00060	0,00060	0,00060	0,00060	0,00060	0
0,480	0,00066	0,00066	0,00066	0,00066	0,00066	0,00066	0,00066	0,00066	0,00066	0,00066	0,00066	0
0,500	0,00071	0,00071	0,00071	0,00071	0,00071	0,00071	0,00071	0,00071	0,00071	0,00071	0,00071	0
0,550	0,00084	0,00084	0,00084	0,00084	0,00084	0,00084	0,00084	0,00084	0,00084	0,00084	0,00084	0
0,600	0,00097	0,00097	0,00097	0,00097	0,00097	0,00097	0,00097	0,00097	0,00097	0,00097	0,00097	0
0,650	0,00110	0,00110	0,00110	0,00110	0,00110	0,00110	0,00110	0,00110	0,00110	0,00110	0,00110	0
0,700	0,00123	0,00123	0,00123	0,00123	0,00123	0,00123	0,00123	0,00123	0,00123	0,00123	0,00123	0
0,750	0,00136	0,00136	0,00136	0,00136	0,00136	0,00136	0,00136	0,00136	0,00136	0,00136	0,00136	0
0,800	0,00149	0,00149	0,00149	0,00149	0,00149	0,00149	0,00149	0,00149	0,00149	0,00149	0,00149	0
0,850	0,00162	0,00162	0,00162	0,00162	0,00162	0,00162	0,00162	0,00162	0,00162	0,00162	0,00162	0
0,900	0,00175	0,00175	0,00175	0,00175	0,00175	0,00175	0,00175	0,00175	0,00175	0,00175	0,00175	0
0,950	0,00188	0,00188	0,00188	0,00188	0,00188	0,00188	0,00188	0,00188	0,00188	0,00188	0,00188	0
1,00	0,00201	0,00201	0,00201	0,00201	0,00201	0,00201	0,00201	0,00201	0,00201	0,00201	0,00201	0
1,20	0,00214	0,00214	0,00214	0,00214	0,00214	0,00214	0,00214	0,00214	0,00214	0,00214	0,00214	0
1,40	0,00227	0,00227	0,00227	0,00227	0,00227	0,00227	0,00227	0,00227	0,00227	0,00227	0,00227	0
1,60	0,00240	0,00240	0,00240	0,00240	0,00240	0,00240	0,00240	0,00240	0,00240	0,00240	0,00240	0
1,80	0,00253	0,00253	0,00253	0,00253	0,00253	0,00253	0,00253	0,00253	0,00253	0,00253	0,00253	0
2,00	0,00266	0,00266	0,00266	0,00266	0,00266	0,00266	0,00266	0,00266	0,00266	0,00266	0,00266	0
2,20	0,00279	0,00279	0,00279	0,00279	0,00279	0,00279	0,00279	0,00279	0,00279	0,00279	0,00279	0
2,40	0,00292	0,00292	0,00292	0,00292	0,00292	0,00292	0,00292	0,00292	0,00292	0,00292	0,00292	0
2,60	0,00305	0,00305	0,00305	0,00305	0,00305	0,00305	0,00305	0,00305	0,00305	0,00305	0,00305	0
2,80	0,00318	0,00318	0,00318	0,00318	0,00318	0,00318	0,00318	0,00318	0,00318	0,00318	0,00318	0
3,00	0,00331	0,00331	0,00331	0,00331	0,00331	0,00331	0,00331	0,00331	0,00331	0,00331	0,00331	0
3,20	0,00344	0,00344	0,00344	0,00344	0,00344	0,00344	0,00344	0,00344	0,00344	0,00344	0,00344	0
3,40	0,00357	0,00357	0,00357	0,00357	0,00357	0,00357	0,00357	0,00357	0,00357	0,00357	0,00357	0
3,60	0,00370	0,00370	0,00370	0,00370	0,00370	0,00370	0,00370	0,00370	0,00370	0,00370	0,00370	0
3,80	0,00383	0,00383	0,00383	0,00383	0,00383	0,00383	0,00383	0,00383	0,00383	0,00383	0,00383	0
4,00	0,00396	0,00396	0,00396	0,00396	0,00396	0,00396	0,00396	0,00396	0,00396	0,00396	0,00396	0

Продолжение табл. 4.10

E, МэВ	Энергия уровней $E_{q'}$, кэВ			E, МэВ	Энергия уровней $E_{q'}$, кэВ		
	Прямое возбуждение				Прямое возбуждение		
	0,08	13,01	46,16		0,08	13,01	46,16
4,5	0,033	0,070	0,180	10,0	0,011	0,031	0,122
5,0	0,030	0,065	0,173	10,5	0,010	0,030	0,120
5,5	0,027	0,061	0,165	11,0	0,009	0,030	0,118
6,0	0,024	0,057	0,158	11,5	0,008	0,029	0,117
6,5	0,022	0,053	0,152	12,0	0,007	0,028	0,116
7,0	0,020	0,049	0,146	12,5	0,006	0,027	0,115
7,5	0,017	0,045	0,141	13,0	0,006	0,026	0,114
8,0	0,016	0,042	0,136	13,5	0,006	0,026	0,113
8,5	0,015	0,039	0,132	14,0	0,005	0,025	0,111
9,0	0,013	0,036	0,128	14,5	0,005	0,025	0,109
9,5	0,012	0,033	0,124	15,0	0,004	0,024	0,107

ности в спине с основным состоянием вклад их в $\sigma_{n,n}$ мал. В области более высоких энергий спектр считался непрерывным.

Параметры барьеров деления были взяты на основе результатов расчетов сечений в области энергий неразрешенных резонансов (см. табл. 3.15) и схемы Линна [234]. В области энергий $E > E_{q, макс}$ делительные проицаемости определялись из анализа экспериментальных данных по σ_F .

Оцененные данные по сечению возбуждения уровней при неупругом рассеянии нейтронов на ^{235}U даны в табл. 4.10. Эти данные не подтверждают больших значений $\sigma_{n,n}$ [360] при энергиях 3 и 2 МэВ, хотя они и лежат в пределах экспериментальных погрешностей. Погрешность оцененных значений $\sigma_{n,n}$ составляет 20%. Помимо неопределенностей в параметрах и моделях, о которых шла речь выше, существуют еще и погрешности теоретических расчетов, обусловленные плохим знанием корреляционных свойств параметров.

При наличии экспериментальных данных по σ_F в силу малости $\sigma_{n,n}$ в рассматриваемой области энергий основным условием надежности расчета полного сечения неупругого рассеяния является корректный выбор коэффициентов нейтронных проицаемостей, влияющий в первую очередь на сечение образования составного ядра. Для деформированных ядер наиболее правильное описание нейтронных проицаемостей дает метод связанных каналов с подгонкой параметров несферического потенциала.

Для улучшения надежности расчетов наиболее трудноизмеримых сечений $\sigma_{n,n}$ и $\sigma_{n,t}$ делительные проицаемости должны быть определены из экспериментальных значений σ_F . При этом требование согласия с экспериментальными значениями делительных ширин (Γ_p) и ($\Gamma_{t,f}$) для полуоткрытых каналов деления жестко определяет порог деления.

Использование несферического оптического потенциала, спектрального фактора в виде зависимости Лоренца и плотности уровней из модели ферми-газа с учетом коллективных эффектов позволяет получить самосогласованное описание нейтронных сечений всех типов, в том числе и $\sigma_{n,t}$, для четно-четных ядер мишеней типа ^{238}U в широкой энергетической области. Для нечетных ядер мишеней главным является корректный учет деления, поэтому выбор различных моделей плотности уровней в меньшей степени сказывается на значении рассчитываемых сечений в рассматриваемой области энергий ($\sigma_{n,n}$, σ_F ; σ_i — до 5 МэВ; $\sigma_{n,t}$ — до 0,8 МэВ).

Использование традиционной модели ферми-газа для плотности уровней приводит к значительному расхождению с экспериментальными данными рассчитываемых $\sigma_{n,t}$ для четно-четных ядер при обоих видах спектрального фактора, которое нельзя объяснить неопределенностью в используемых параметрах.

Теория деления пока не достигла стадии, когда можно количественно предсказывать σ_F . При оценке сечений мы проводили параметризацию σ_F , определяли делительные проицаемости, чтобы учесть конкуренцию деления другим процессом. Процесс деления — это сложное, пока еще недостаточно хорошо изученное явление. Одна из существенных неопределенностей в расчете σ_F связана со схемой переходных состояний делящегося ядра и с плотностью уровней в области непрерывного спектра энергий; эта неопределенность особенно велика для четных ядер мишеней, поскольку для этих ядер необходимо учитывать сильный центробежный барьер.

При попытке описания сечения деления необходимо учитывать ряд физических эффектов, таких как асимметрия формы первого горба барьера деления [367], поскольку имеется большая зависимость плотности ядерных уровней от симметрии ядра и плотности уровней для асимметричного ядра возрастает по сравнению с плотностью для аксиально-симметричного ядра из-за возрастающего числа возможных независимых вращательных возбуждений. Необходим также корректный учет плотности уровней в непрерывной области энергий, температурной зависимости барьеров деления в области энергии выше 10 МэВ, а также предполагаемого существования двух симметричных вторых горбов с расщеплением по энергии 0,3–0,5 МэВ в области выше порога.

Следовательно, единым набором параметров в рамках статистического подхода с использованием нейтронных проицаемостей, полученных из оптической модели, удается одновременно рассчитать сечения реакций для делящихся ядер, протекающих через стадию образования составного ядра, с погрешностями σ_i и $\sigma_{n,n}$ около 5%, $\sigma_{n,t}$ — около 15%, $\sigma_{n,n}$ — 20–30% и параметризовать σ_F с погрешностью 10%. При полном отсутствии экспериментальных данных по $\sigma_{n,t}$ и $\sigma_{n,n}$ для делящихся ядер эти сечения можно рассчитать, пользуясь развитым методом, с указанной выше погрешностью. Минимально необходимой для расчетов $\sigma_{n,n}$ и $\sigma_{n,t}$ информацией являются экспериментальные данные по σ_F , средним параметрам $\langle \Gamma_t \rangle$ и $\langle D \rangle$ и схеме уровней ядра.

ГЛАВА 5

МЕТОДЫ ОЦЕНКИ ЯДЕРНЫХ КОНСТАНТ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

5.1. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА СВЯЗАННЫХ КАНАЛОВ ДЛЯ ОЦЕНКИ ЯДЕРНЫХ КОНСТАНТ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР

Тяжелые делящиеся ядра сильно деформированы, поэтому рассеяние нейтронов нельзя адекватно описать обычной оптической моделью, в которой не учитывается прямая связь движения падающего нейтрона и вращения ядра. Эта связь приводит к прямому возбуждению вращательных уровней ядра при неупругом рассеянии. Для тяжелых ядер связь между различными каналами достаточно сильна, поэтому метод связанных каналов для них эффективен [368, 369].

Метод искаженных волн Борна [370] успешно используется в областях, в которых деформация ядра β мала ($\beta \approx 0,1$). При более высоких значениях β с помощью метода искаженных волн дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов описываются неудовлетворительно, так как низколежащие коллективные состояния влияют на процессы не только неупругого, но и упругого рассеяния, поэтому предпочтительнее в этом случае использовать метод связанных каналов, т. е. искать точное решение квантово-механической задачи о рассеянии на деформированном несферическом потенциале, имеющем внутреннюю структуру.

В сферической оптической модели не принимается во внимание внутренняя структура ядра (т. е. структура потенциала, на котором происходит рассеяние). Поэтому единственный прямой процесс, который можно рассчитать в этой модели, — это упругое рассеяние на потенциале. В то же время экспериментальные данные по угловому распределению неупругорассеянных нейтронов (имеется

в виду их преимущественное испускание в направлении движения падающего нейтрона) показывают, что реакция неупругого рассеяния в значительной степени обусловлена прямым механизмом, а это говорит о необходимости введения внутренней структуры в оптический потенциал.

Для тяжелых сильно деформированных ядер, имеющих форму эллипсоидов вращения, нижние уровни определяются коллективным вращением ядра, и внутреннее состояние ядра можно связать с вращениями и характеризовать D -функциями (функциями вольфа). В этом случае система одноканальных оптических уравнений не распадается на отдельные уравнения, и нужно решать всю систему, а связь уравнений определяется деформацией ядра. На расстояниях, больших радиуса ядра, эта система распадается на отдельные уравнения, описывающие входные каналы упругого рассеяния и выходные каналы упругого и неупругого рассеяния.

Изменение оптической модели приводит к изменению вида оптического потенциала. Это связано с тем, что в оптической модели со сферическим потенциалом (сферической оптической модели) сечение поглощения несколько завышено, так как считается, что прямое неупругое рассеяние происходит через стадию составного ядра. Поэтому в модели связанных каналов мнимая часть потенциала, ответственная за поглощение, должна быть меньше, чем в сферической оптической модели.

Здесь метод связанных каналов несколько модифицирован по сравнению с [369, 371—374] для ускорения машинных расчетов и использован для оценки ядерных констант трансактиноидов [47]. Реализация метода связанных каналов приводит к необходимости создания сложных математических программ. Такие программы написаны за рубежом [369, 371, 372, 376] и в нашей стране [373, 374]. Однако вычислительные трудности привели к тому, что даже в наиболее совершенной с точки зрения оценки ядерных данных программе [371] параметры оптического потенциала, как об этом сказано в [375], не были оптимизированы на ЭВМ путем использования χ^2 -критерия.

Потенциал взаимодействия в используемом варианте метода связанных каналов был взят в общепринятом виде с радиальной зависимостью в форме Вудса — Саксона [377]:

$$V(r, \theta, \varphi) = \frac{-V_R}{1 + \exp \frac{r - R_R}{a_R}} - i W_D \left[\frac{\alpha}{1 + \exp \frac{r - R_W}{a_W}} + \frac{1 - \alpha}{\exp \left(\frac{r - R_C}{a_C} \right)^2} \right] - \\ - 4i W_D \frac{\exp \frac{r - R_D}{a_D}}{\left[1 + \exp \frac{r - R_D}{a_D} \right]^2} - \\ - \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{1}{a_R r} V_{so}(\theta) \frac{\exp \frac{r - R_R}{a_R}}{\left[1 + \exp \frac{r - R_R}{a_R} \right]^2}. \quad (5.1)$$

С учетом аксиальной симметрии радиус ядра можно представить в виде (вращательная модель)

$$R_i = R_{i0} \left[1 + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda} Y_{\lambda 0}(\theta') \right], \quad (5.2)$$

где $R_{i0} = r_0 A^{1/3}$; β_{λ} — параметр деформации; θ' — угол относительно оси симметрии ядра.

В [369—374] даны рекомендации по выбору методов численного интегрирования и допустимым физическим приближениям и упрощениям. Однако поскольку используются различные методы интегрирования, параметры интегрирования также не одинаковы. Для численного интегрирования уравнения для радиальных волновых функций мы использовали метод Штермера. Он позволяет получить решение в точке z , если известны решения в n предыдущих равноудаленных от z точках $z-h, z-2h, \dots, z-nh$. Точность приближения увеличивается с ростом n , а погрешность равна $O(h^{n+1})$ для $n \geq 4$ (в наших расчетах было использовано $n=5$).

Система N связанных уравнений может быть записана в виде

$$U''(r) = V(r)U(r), \quad (5.3)$$

где $V(r)$ — матрица размерности $N \times N$; $U(r)$ — столбец решений размерности N . Для $n=5$ в методе Штермера частное решение $U(r)$ получается из следующего соотношения

$$U(r) = 2U(r-h) - U(r-2h) + (h^2/240) [299U(r-h) - 176U(r-2h) + \\ + 194U(r-3h) - 96U(r-4h) + 19U(r-5h)], \quad (5.4)$$

где $U(r) = U''(r) = V(r)U(r)$.

Метод Штермера обладает следующими преимуществами. Для получения $U(r_i)$ метод требует умножения матрицы A на U на каждом шаге интегрирования. Таким образом, необходимо проделать N^2 перемножений на каждом шаге, что занимает большую часть машинного времени при вычислениях. Тем не менее этот метод позволяет быстрее провести расчеты, чем метод Рунге — Кутты.

Казалось бы, в (5.4) надо проделать пять перемножений для получения $U(r_i)$, и представляется, что использование (5.4) дает в 5 раз меньшую скорость счета, чем, например, двухточечный метод:

$$U(r) = 2U(r-h) - U(r-2h) + U(r-h). \quad (5.5)$$

Однако это не так, так как четыре перемножения были сделаны до того, как мы дошли до точки r . Другими словами, если искорты $U(r_i)$ были получены для $r_i = r-2h, r-3h, r-4h$ и $r-5h$, то в уравнении (5.4) необходимо проделать кроме N^2 перемножений $4N$ умножений и $4N$ суммирований. Если N достаточно велико, то использование (5.4) не очень сильно увеличивает время счета по сравнению с двухточечным методом. А так как уравнение (5.4) позволяет использовать больший шаг интегрирования h , вычисления ускоряются.

Некоторые авторы [375, 378] утверждают, что более подходящим и быстрым для численного интегрирования связанных уравнений является модифицированный метод Нумерова, поскольку он позволяет использовать больший шаг h . Мы исследовали оба метода и не нашли преимуществ модифицированного метода Нумерова. Дело в том, что этот метод требует на каждом шаге $2N^2$ перемножений для получения значения функции $U(r)$ и если даже позволяет увеличить шаг интегрирования (чего при сравнении методом Штермера и Нумерова мы не обнаружили), то не настолько, чтобы компенсировать время, затраченное на дополнительные N^2 перемножений.

При решении уравнения Шредингера обычно производят его разделение на угловую и радиальную части [373]. Решение системы уравнений для радиальной части должно удовлетворять определенным граничным условиям, и из уравнения сшивки (условия равенства решений в области ядерного взаимодействия и в области свободного движения) определяются искомыми элементы матрицы рассеяния, содержащие всю информацию о взаимодействии нейтронов с ядром.

Метод сшивки решений изложен, например, в [373]. Для получения решения используют то свойство, что линейная комбинация $\sum_s a^{(s)} \tilde{R}^{(s)}$ частных ре-

шений $R^{(s)}$ является также решением системы связанных уравнений для радиальной части, и коэффициенты $a^{(s)}$ находят из асимптотических граничных условий, т. е. в обычно используемой схеме из граничных условий определяют два неизвестных: коэффициенты $a^{(s)}$ и искомые элементы матрицы реакции C_{ij, n_1, n_2} . При этом в процессе вычислений требуется дважды обращаться матрицу размерности $N \times N$.

В нашей программе [47] используется другой способ сшивки, требующий однократного обращения матрицы и, естественно, сокращающий время счета. Можно записать, что i -е частное решение системы (5.3) представляет собой линейную комбинацию с коэффициентом α^i_k асимптотических решений, которые соответствуют случаю падающей волны только во входном канале k . Тогда уравнение сшивки можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} U^i_j(R_{\text{сш}} + x) &= \sum_k \alpha^i_k \{F_j(R_{\text{сш}} + x)\delta_{jk} + C_{jk} [G_j(R_{\text{сш}} + x) + iF_j(R_{\text{сш}} + x)]\}; \\ U^i_j(R_{\text{сш}} - x) &= \sum_k \alpha^i_k \{F_j(R_{\text{сш}} - x)\delta_{jk} + C_{jk} [G_j(R_{\text{сш}} - x) + iF_j(R_{\text{сш}} - x)]\}. \end{aligned} \right\} (5.6)$$

Эти выражения представляют собой систему $2N$ уравнений с $2N$ неизвестными α^i_k и C_{jk} . Можно избавиться от необходимости вычисления коэффициентов α^i_k следующим образом. Умножая первое уравнение на $G_j(R_{\text{сш}} - x)$, а второе — на $G_j(R_{\text{сш}} + x)$ и вычитая второе из первого, получаем

$$\left. \begin{aligned} U^i_j(R_1)G_j(R_2) - U^i_j(R_2)G_j(R_1) &= \sum_k \alpha^i_k \{z\delta_{jk} + iC_{jk}z\}; \\ R_1 = R_{\text{сш}} + x; R_2 = R_{\text{сш}} - x; z = F_j(R_1)G_j(R_2) - F_j(R_2)G_j(R_1). \end{aligned} \right\} (5.7)$$

Умножая теперь первое и второе уравнения (5.6) на $F_j(R_2)$ и $F_j(R_1)$ соответственно и вычитая второе из первого, находим

$$U^i_j(R_1)F_j(R_2) - U^i_j(R_2)F_j(R_1) = \sum_k \alpha^i_k C_{jk}z. \quad (5.8)$$

Определим матрицы A^i_j и B^i_j :

$$A^i_j = [U^i_j(R_1)G_j(R_2) - U^i_j(R_2)G_j(R_1)]/z; \quad (5.9)$$

$$B^i_j = [U^i_j(R_1)F_j(R_2) - U^i_j(R_2)F_j(R_1)]/z. \quad (5.10)$$

Теперь уравнения сшивки (5.6) принимают вид

$$A^i_j = \sum_k \alpha^i_k (\delta_{jk} + iC_{jk}); \quad B^i_j = - \sum_k \alpha^i_k C_{jk}. \quad (5.11)$$

и можно избавиться от коэффициентов α^i_k и получить окончательный вид уравнения сшивки, позволяющий определить элементы C -матрицы:

$$B^i_j = - \sum_k (A^i_k + iB^i_k)C_{jk}. \quad (5.12)$$

Из уравнения (5.12) видно, что элементы C -матрицы можно получить делением двух матриц размерности $N \times N$ или умножением матрицы B^i_j (5.12) на матрицу, обратную стоящей в правой части (5.12). Если эти операции рассматривать как решение ряда линейных уравнений, правые части которых представляют собой столбец матрицы B , то получим значения C_{jk} для фиксированного j . Кроме того, если рассматривать только одно входное состояние, то коэффициенты C_{jk} нужны только для значений k , соответствующих этому состоянию.

Описанный выше метод численного интегрирования связанных уравнений для радиальных волновых функций и сшивки решений с асимптотическим при $r \rightarrow \infty$ требует определенного выбора шага интегрирования h и радиуса сшивки $R_{\text{сш}}$. Причем оказывается, что выбор значений h и $R_{\text{сш}}$ существенно влияет на точность расчетов и скорость вычислений: увеличение шага интегрирования (радиуса сшивки) существенно укорачивает необходимое для расчета время, но снижает точность получаемых результатов. Поэтому выбор значений h и $R_{\text{сш}}$ исследовался в различных работах с использованием для решения уравнения Шредингера как метода Нумерова [374], так и метода Штермера [372]. В этих работах было рекомендовано значение $h \approx 0,1 \rightarrow 0,3$ фм. Из физических соображений мы решили связать шаг интегрирования h с диффузностью потенциала, которая характеризует скорость изменения глубины потенциала, и приняли, что $h = (1/3)a_R$ (a_R — диффузность действительной части потенциала). Такой выбор шага интегрирования позволил производить три вычисления на длине диффузности, что кажется достаточным для описания изменения потенциала с хорошей точностью. Расчеты показывают, что уменьшение шага не приводит к увеличению точности вычислений, но требует больших затрат машинного времени. Если учесть, что длина диффузности как мнимой, так и действительной части потенциала при расчетах по методу связанных каналов составляет $0,5 - 0,8$ фм, то видно, что мы используем шаг интегрирования, примерно совпадающий со значениями h , определенными в [372, 374].

Радиус сшивки решений выбирают обычно из условия $R_{\text{сш}} = R_R + (7 \rightarrow 10)a_R$ [373] или определяют пробными численными расчетами [372]. Однако такой выбор радиуса сшивки приводит к тому, что его значение не зависит от энергии падающего нейтрона, в то время как в [372] было эмпирически показано, что для достижения необходимой точности вычислений при уменьшении энергии нейтронов радиус сшивки должен увеличиваться. Определим соотношения, которые позволяют выбирать радиус сшивки с учетом сказанного выше [47].

Мы должны выбрать для радиуса сшивки такое значение r , при котором можно пренебречь потенциалом взаимодействия $U(r)$, т. е.

$$U(r) \ll E. \quad (5.13)$$

Выражение для волнового числа нейтронов определяется как $k \sim c\sqrt{E - U(r)}$, и тогда, учитывая, что для $r \geq R_{\text{сш}}$ выполняется условие (5.13), получаем $\Delta k/k \sim -U(r)/2E$. (5.14)

Проинтегрировав выражение (5.14) в пределах от $R_{\text{сш}}$ до ∞ , получим выражение для полной относительной погрешности, связанной с тем, что не учтен остаток потенциала для $r > R_{\text{сш}}$, из которого можно определить значение $R_{\text{сш}}$:

$$\int_{R_{\text{сш}}}^{\infty} \frac{dk}{k} = - \frac{1}{2E} \int_{R_{\text{сш}}}^{\infty} U(r) dr. \quad (5.15)$$

Видно, что полная относительная погрешность определения k представляет собой половину отношения интеграла взаимодействия, не учитываемого при расчетах, к энергии. Для определения $R_{\text{сш}} \leq r$ запишем

$$U(r) \sim \frac{-V_R}{1 + \exp[(r - R_R)/a_R]} \approx -V_R \exp\left(-\frac{R_R - r}{a_R}\right). \quad (5.16)$$

Подставим (5.16) в (5.15) и проинтегрируем:

$$\begin{aligned} - \frac{1}{2E} \int_{R_{\text{сш}}}^{\infty} U(r) dr &\approx \frac{V_R}{2E} \exp\left(\frac{R_R}{a_R}\right) \int_{R_{\text{сш}}}^{\infty} \exp\left(-\frac{r}{a_R}\right) dr = \frac{V_R}{2E} \times \\ &\times \exp\left(\frac{R_R}{a_R}\right) a_R \exp\left(-\frac{R_{\text{сш}}}{a_R}\right). \end{aligned} \quad (5.17)$$

Будем считать, что полная относительная погрешность определения $R_{сш}$ не должна превышать 10^{-4} . Тогда

$$(V_R/2E)a_n \exp(R_n/a_n) \exp(-R_{сш}/a_n) = 10^{-4}. \quad (5.18)$$

Прологарифмировав выражение (5.18), получим соотношение для радиуса сшивки $R_{сш}$

$$R_n/a_n + \ln(V_R/E) - \ln a_n - \ln 2 + 4 \ln 10 = R_{сш}/a_n, \quad (5.19)$$

или

$$R_{сш} = R_n + a_n [(\ln(V_R/E) - \ln a_n - \ln 2 + 4 \ln 10)]. \quad (5.19)$$

Окончательно имеем

$$R_{сш} \approx R_n + [\ln(V_R/E) + 8.5] a_n. \quad (5.20)$$

Из (5.20) видно, что для достижения заданной точности радиус сшивки должен возрастать с уменьшением энергии. Следует иметь в виду, что при выводе (5.20) мы учитывали только действительную часть потенциала взаимодействия V_R , учет мнимой части несколько увеличивает значение $R_{сш}$. Поэтому для вычисления $R_{сш}$ было использовано выражение

$$R_{сш} = R_n + [\ln(V_R/E) + 10] a_n. \quad (5.21)$$

Значения $R_{сш}$ для энергий налетающих нейтронов 0,1; 1 и 15 МэВ (при $V_n \approx \approx 45$ МэВ; $R_n \approx 7,5$ фм; $a_n \approx 0,6$ фм) равны 17,2; 15,8 и 14,2 фм соответственно.

Поскольку при решении системы связанных уравнений методом Штермера не используется первая производная вычисляемой функции, как отмечалось выше, производим сшивку в двух точках: $R_{сш} - x$ и $R_{сш} + x$. Выбор расстояния $2x$ между точками сшивки также влияет на точность решения системы уравнений и скорость счета: уменьшение x приводит к вырождению системы уравнений (5.12) и уменьшает точность решения, увеличение же x требует больших затрат машинного времени. Расчеты показали, что выбор расстояния между точками сшивки $x = 2h = (2/3)a_n$ и использование выражения (5.21) для $R_{сш}$ позволяют производить вычисления элементов S -матрицы с погрешностью 10^{-4} .

При расчетах по обобщенной оптической модели требуется многократное вычисление коэффициентов векторного сложения Клебша — Гордана и Рака, что требует больших затрат машинного времени. Поэтому был разработан специальный алгоритм для расчета указанных коэффициентов, позволяющий ускорить их вычисление и дающий необходимую точность. Сущность этого алгоритма состоит в следующем. Если прологарифмировать формулы для коэффициентов Клебша — Гордана и Рака, то мы избавимся от умножения и деления факториалов и будем иметь только суммы и разности их логарифмов. Поскольку ЭВМ быстро и точно работает с целыми числами, мы избавимся от полупечных значений, используя удвоенные значения моментов и их проекций. Задав в качестве исходной информации значения $n!$ с большой точностью (например, $n = 0 \div 200$), вычислим логарифм коэффициентов векторного сложения как сумму и разность значений $\ln(n!)$, где n — необходимые значения моментов и их проекций. Так как операции сложения и вычитания выполняются быстрее умножения и деления, скорость счета возрастает, а поскольку $\ln(n!) \ll n!$, нет необходимости оперировать большими числами и точность увеличивается.

В методе связанных каналов необходимо учитывать вклад большого углового момента, которым можно пренебречь в сферической оптической модели. Это объясняется следующим [372]: в отсутствие связи уровней нейтрон, который входит в ядро с высоким угловым моментом l , должен выйти с тем же угловым моментом. Элементы матрицы рассеяния малы в этом случае, поскольку центробежная сила уменьшает их как для входного, так и для выходного каналов. В случае связанных каналов нейтрон может выйти с более низким значением l , передав часть углового момента ядру-мишени. Поэтому влияние центробежной силы в этом случае слабее, и вкладом более высоких угловых моментов нельзя пренебречь.

В отсутствие связи уровней одному значению J^* соответствует одно значение l . Поэтому можно положить $J_{макс} = l_{макс} + 1/2$. В случае связи с возбужденным уровнем ядра-мишени в связанных уравнениях для малых значений J существуют вклады высоких орбитальных моментов l , а в уравнениях для боль-

ших J — вклады малых l . Следовательно, не может быть простого соотношения между $l_{макс}$ и $J_{макс}$. Как правило, при расчетах задают либо $l_{макс}$, либо $J_{макс}$. Если задано максимальное значение полного момента системы $J_{макс}$, то в связанных уравнениях для любого $J \leq J_{макс}$ учитывается вклад всех возможных значений орбитального углового момента l . Если же задается максимальное значение орбитального углового момента $l_{макс}$, то связь состояний, для которых $l > l_{макс}$, не учитывается в связанных уравнениях, поэтому они некорректно решаются для малых J . Чтобы получить те же результаты, что и при задании $J_{макс}$, приходится увеличивать значение $l_{макс}$ [372]. Это в свою очередь приводит к необходимости решать связанные уравнения для очень больших значений J , что требует больших затрат машинного времени.

Однако заранее задавать значение $J_{макс}$ нет необходимости. Более предпочтительно выбирать значения $J_{макс}$ автоматически для удовлетворения заранее заданной точности. Мы используем такую процедуру, начиная вычисления с $J_0 = = l + 1/2$, где l — спин ядра-мишени, и решая связанные уравнения для положительных значений $J = J_0 \pm l$ ($l = 1, 2, 3 \dots$) до тех пор, пока вклад коэффициентов S -матрицы с данным J в сечение прямого неупругого рассеяния не станет меньше 10^{-3} . При этом для любого J учитывается вклад всех возможных значений l . Такая процедура позволяет не задавать заранее значение $J_{макс}$, которое зависит как от энергии налетающих нейтронов, так и от числа учитываемых в схеме связи уровней ядра-мишени.

При проведении численных расчетов мы использовали результаты исследований [372, 374] влияния различных физических приближений на значения рассчитываемых сечений. При использовании разложения потенциала по полиномам Лежандра разница в коэффициентах S -матрицы имеет порядок 10^{-2} для $\lambda = 2$ (P_2) и $\lambda = 2$ и 4 (P_4) и меньше 10^{-3} для $\lambda = 2$, и 4 (P_4) и $\lambda = 2, 4$ и 6 (P_6). Разница в сечениях и силовых функциях составляет несколько процентов между P_2 и P_4 и меньше 1% между P_4 и P_6 . Разложение P_2 не следует использовать в расчетах, поскольку оно приводит к значительным погрешностям. Разложение же P_4 вполне удовлетворительно.

Использование деформации спин-орбитального члена в потенциале приводит к 0,1%-ному изменению коэффициентов S -матрицы и к 1%-ному изменению сечений и силовых функций по сравнению со сферическим спин-орбитальным потенциалом. Разница же в значениях поляризации при использовании деформированного и сферического спин-орбитального потенциалов равна 2—7%. Мы использовали в расчетах сферический спин-орбитальный потенциал, поскольку влияние этого приближения на расчет нейтронных сечений пренебрежимо мало.

Важным фактором в методе связанных каналов является число связанных уровней. При энергии падающих нейтронов, меньше 1 МэВ, использование в расчетах связи трех уровней (первого и второго возбужденных с основным) приводит к погрешностям в σ_n , σ , около 2%, в S_0 — около 5% и в $\sigma_{дл}$ — приблизительно 20%; использование связи четырех уровней — к погрешностям в σ_n , σ , около 0,5%, в S_0 — около 1%. При увеличении энергии нейтронов от нескольких килоэлектрон-вольт до нескольких мегаэлектрон-вольт чувствительность рассчитываемых величин к выбранной схеме связи становится все меньшей, однако схема связи должна быть одной и той же во всей энергетической области. Использование связи двух уровней достаточно для расчета сечения реакции, интегрального сечения упругого рассеяния и силовой функции. Погрешности расчета в этом случае меньше 10% для сечений и силовой функции S_0 и меньше 20% для p -волновой силовой функции S_1 .

Связь трех уровней должна быть использована при расчетах дифференциального сечения упругого рассеяния и силовой p -волновой функции S_1 . Погрешности интегральных сечений и силовых функций при использовании этой схемы связи меньше 3%.

При расчете сечения неупругого рассеяния на уровне n необходимо учитывать связь с уровнем $n - 1$. Использование связи четырех и пяти уровней оставляет неизменными коэффициенты S -матрицы с погрешностью 10^{-3} , поэтому основные расчеты были проведены нами с учетом связи трех и четырех уровней для четно-четных ядер-мишеней и пяти уровней — для нечетных ядер. Погрешности, вызванные $\pm 8\%$ -ной неопределенностью в значении параметра деформации β_2 , составляют около $2 \cdot 10^{-2}$ для коэффициентов S -матрицы (абсолютная погреш-

ность), менее 2% для σ_r и σ_n , меньше 5% для силовых функций и примерно 20—30% для $\sigma_{nn}(E_{ij})$. Неопределенность 8% в параметре деформации β_2 приводит к погрешностям σ_n , σ_r , S_0 , σ_{nn} того же порядка, что и неопределенность в сечениях при использовании связи трех уровней. Пренебрежение параметром гексадекапольной деформации β_4 может привести к значительным погрешностям. Погрешность β_4 , равная $\pm 0,05$, приводит к погрешностям коэффициентов S -матрицы $5 \cdot 10^{-2}$ и к погрешностям сечений, равным нескольким процентам.

Ускорение машинного счета позволило объединить метод связанных каналов с оптимизационной задачей поиска параметров потенциала, используя χ^2 -критерий. Рассчитываемые по этой программе коэффициенты S -матрицы и нейтронные сечения σ_t , σ_n , σ_{nn}^+ , σ_{nn}^+ сравнивались для ^{238}U с предложенными Кикучи [372] в качестве теста расчетами по программе «Юпитер». Для сравнения был использован тот же потенциал, что и в [372]. Сравнение показало, что коэффициенты S -матрицы различаются не более чем на 0,01%, а нейтронные сечения — не более чем на 0,1%. Такое согласие с результатами [372] достигается даже при учете того, что Кикучи использовал старое значение константы перевода энергии в волновое число: $k = 0,2178[M/(M+1)] \sqrt{E_{\text{лаб}}}$, где $[E] = \text{МэВ}$, а $[k] = \text{фм}^{-1}$. В наших расчетах используется уточненная константа, равная 0,219677.

Для определения параметров несферического оптического потенциала допустимо прямое использование лишь экспериментальных данных по S_0 , S_1 , σ_p и σ_t . Экспериментальные данные по сечениям возбуждения первых уровней и сечению упругого рассеяния можно использовать для этих же целей лишь в области энергий выше 3 МэВ, где вклад от процесса образования составного ядра в сечение возбуждения первых уровней пренебрежимо мал по сравнению с вкладом от прямого возбуждения. Подавляющее большинство данных по угловому распределению упругорассеянных нейтронов нельзя использовать для получения оптимальных параметров потенциала из-за чувствительности метода к результатам расчета угловых распределений на большие углы. Эти распределения обычно содержат изотропную часть, обусловленную вкладом от процесса образования составного ядра при низких энергиях или точно не известным вкладом от неразрешенных нижних уровней при больших энергиях. Поэтому в большинстве случаев можно лишь сравнивать теоретические данные по угловому распределению упругорассеянных нейтронов с экспериментальными, а не использовать последние для получения параметров потенциала.

В принципе в созданной нами программе, реализующей метод связанных каналов и объединенной с программой автоматического поиска параметров потенциала, которые наилучшим образом описывают экспериментальные данные, имеется возможность одновременной подгонки всех параметров потенциала по всей совокупности адекватных этой модели экспериментальных данных. Однако такой поиск параметров не оптимален с точки зрения затрат машинного времени. Опыт расчетов показал, что оптимальным является поиск параметров в два этапа. Вначале параметры потенциала, включая параметры деформации, определяются по значениям силовых функций S_0 , S_1 и радиусу потенциального рассеяния, а энергетические зависимости действительной и мнимой частей потенциала — по энергетической зависимости σ_t . Найденные таким образом предварительные значения затем уточняются путем поиска параметров, минимизирующих полное значение χ^2 , с использованием всех необходимых экспериментальных данных. Такой подход позволяет на порядок и более сократить машинное время, необходимое для поиска параметров потенциала. Подгонка параметров потенциала ведется не в отдельных точках, а одновременно по всей энергетической области от 1 кэВ до 15 МэВ.

Процедура поиска единого для актиноидов потенциала состояла в следующем. На первом этапе был определен оптимальный набор параметров потенциала для ядра ^{238}U , для которого имеется наибольшее количество экспериментальной информации и, кроме того, нулевой спин основного состояния делает поиск менее трудоемким. В качестве экспериментальных данных, которые служили основой для получения параметров потенциала, были использованы S_0 , S_1 , σ_p в области энергий энергии несколько килоэлектрон-вольт и σ_t в области энергий 1 кэВ — 15 МэВ. Кроме этих использовались также наиболее надежные эксперименталь-

ные данные по угловому распределению упругорассеянных нейтронов [376, 379] при энергиях 2,5 и 3,4 МэВ, в которых четко выделен вклад нижних уровней.

При подгонке предполагалось, что параметры V_R , W_D , a_R и a_D линейно зависят от энергии, однако, как оказалось, для описания экспериментальных данных нет необходимости вводить энергетическую зависимость диффузности действительной части потенциала. Введение же энергетической зависимости параметра a_D существенно улучшает описание.

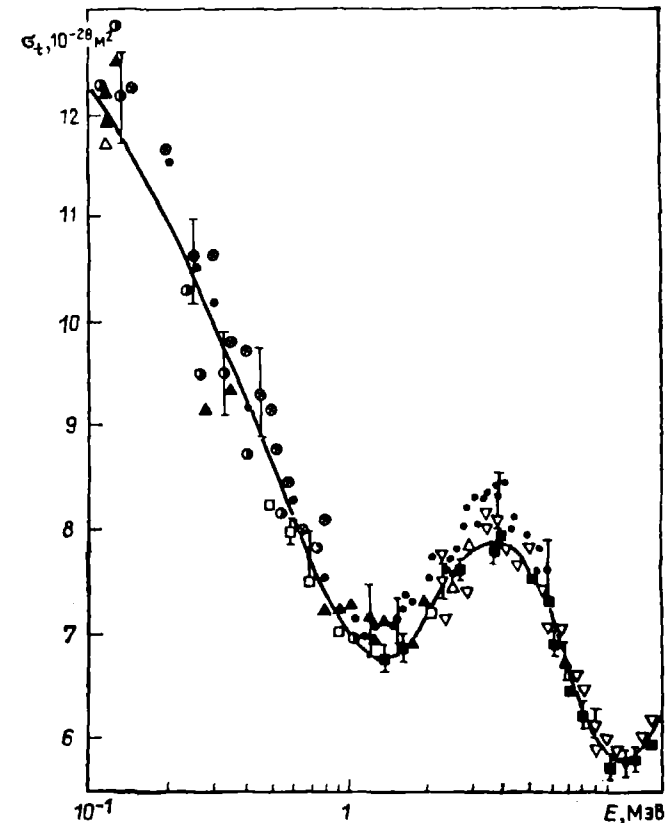


Рис. 5.1. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по σ_t для ^{238}U в области энергий 0,1—15 МэВ

В результате тщательной оптимизации по упомянутым выше экспериментальным данным получены следующие значения параметров несферического оптического потенциала для ^{238}U : $V_R = (45,87 - 0,3 E) \text{ МэВ}$; $r_{0R} = 1,256 \text{ фм}$; $a_R = 0,626 \text{ фм}$;

$$W_D = \begin{cases} (2,95 + 0,4E) \text{ МэВ}, & E \leq 10 \text{ МэВ}, \\ 6,95 \text{ МэВ}, & E > 10 \text{ МэВ}, \end{cases} \quad r_{0D} = 1,260 \text{ фм};$$

$$a_D = (0,555 + 0,0045E) \text{ фм};$$

$$V_{S0} = 7,5 \text{ МэВ}; \quad r_{S0} = 1,2335 \text{ фм}; \quad a_{S0} = 0,62 \text{ фм};$$

$$\beta_{20} = 0,216; \quad \beta_{40} = 0,080.$$

Расчеты с использованием приведенных параметров позволяют описать имеющиеся экспериментальные данные для ^{238}U в области энергий от 1 кэВ до 15 МэВ практически в пределах погрешности эксперимента. Сравнение расчетных значений полного сечения σ_t для ^{238}U с экспериментальными данными проведено на рис. 5.1. На рис. 5.2—5.7 приведены дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов для энергий 2,5; 3,4; 8,56 и 15 МэВ.

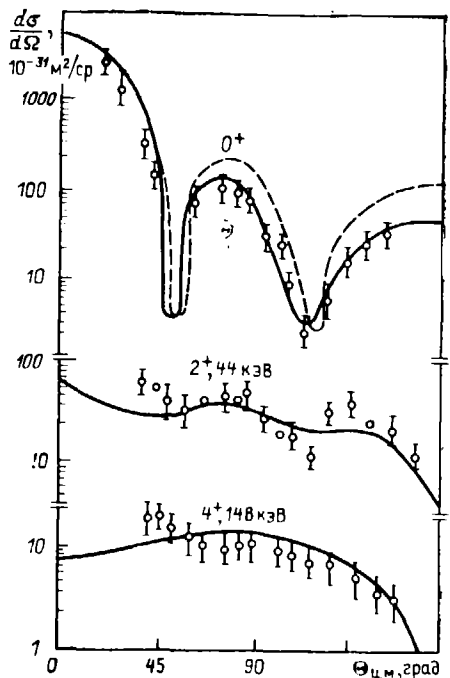


Рис. 5.2. Дифференциальные сечения рассеяния нейтронов энергии 3,4 МэВ ядром ^{238}U для основного (0^+), первого возбужденного (2^+ , 44 кэВ), второго возбужденного (4^+ , 148 кэВ) уровней, а также дифференциальное сечение упругого рассеяния сферическом потенциалом (пунктир)

Сравнение расчетных и оцененных на основании экспериментальных данных значений силовых функций S_0 , S_1 и радиуса потенциального рассеяния R' дано в табл. 5.1.

На втором этапе получения единого выражения для потенциала тяжелых ядер была предпринята попытка описать имеющуюся экспериментальную информацию для ядер ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu с геометрическими параметрами a_R , a_D ,

Таблица 5.1. Расчетные и оцененные значения S_0 , S_1 , R'

Ядро	$S_0 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$		$S_1 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$		R' , фм	
	Расчет	Оценка	Расчет	Оценка	Расчет	Оценка
^{238}U	1,16	$1,168 \pm 0,050$	1,95	$1,93 \pm 0,05$	9,48	$9,44 \pm 0,25$
^{235}U	1,05	$1,00 \pm 0,07$	2,40	$2,0 \pm 0,5$	9,14	$9,15 \pm 0,25$
^{239}Pu	1,15	$1,19 \pm 0,17$	2,20	$2,3 \pm 0,4$	9,05	$9,10 \pm 0,25$
^{240}Pu	0,96	$1,10 \pm 0,16$	2,00	$2,8 \pm 0,8$	9,00	$8,56 \pm 0,60$
^{232}Th	0,91	$0,84 \pm 0,08$	1,65	$1,6 \pm 0,2$	9,70	$9,65 \pm 0,08$

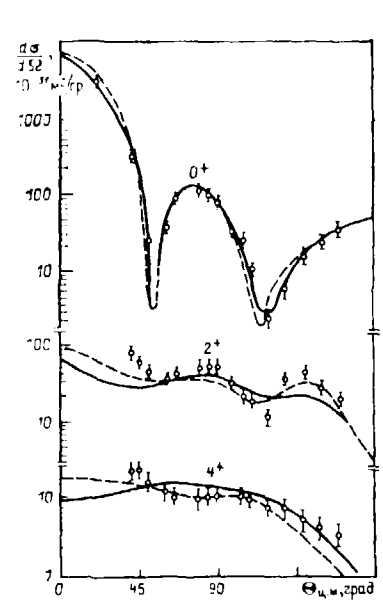


Рис. 5.3. Сравнение теоретических и экспериментальных данных по дифференциальному сечению рассеяния нейтронов энергии 3,4 МэВ ядром ^{238}U для тех же уровней, что на рис. 5.2:

сплошная кривая — наши расчеты; пунктир — расчеты [276]

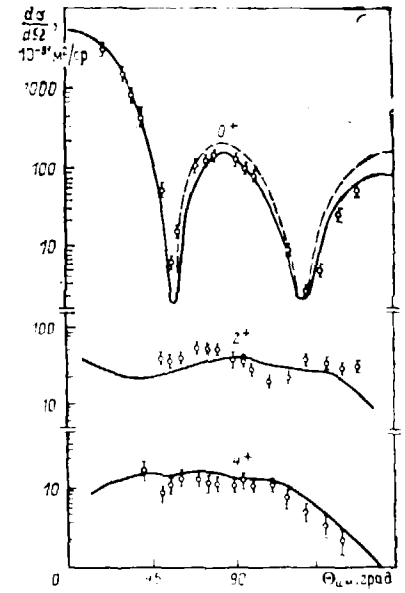


Рис. 5.4. Сравнение теоретических и экспериментальных данных по дифференциальному сечению рассеяния нейтронов энергии 2,5 МэВ для ^{238}U для тех же уровней, что на рис. 5.2:

сплошная кривая — расчеты по методу связанных каналов; пунктир — по оптической модели со сферическим потенциалом

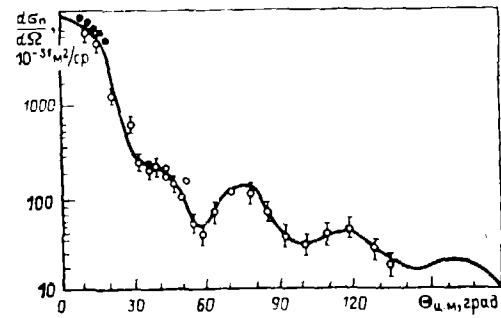


Рис. 5.5. Дифференциальные сечения рассеяния нейтронов энергии 8,56 МэВ ядром ^{238}U (сумма уровней 0^+ , 2^+ , 4^+)

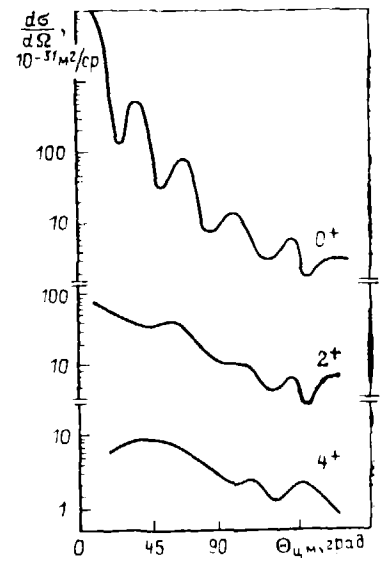


Рис. 5.6. Дифференциальные сечения рассеяния нейтронов энергии 15 МэВ ядром ^{238}U для тех же уровней, что на рис. 5.2 (расчет по методу связанных каналов)

τ_{0n} и τ_{0p} , полученными для ^{238}U . Кроме того, не варьировался спин-орбитальный потенциал V_{so} . Для ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{235}U использованы наши оценочные данные по σ_t , S_0 , S_1 , R' . Вычисления были выполнены со следующей схемой связи уровней:

^{235}U : 7/2⁻, 9/2⁻, 11/2⁻, 13/2⁻, 15/2⁻;

^{239}Pu : 1/2⁺, 3/2⁺, 5/2⁺, 7/2⁺, 9/2⁺;

^{240}Pu : 0⁺, 2⁺, 4⁺.

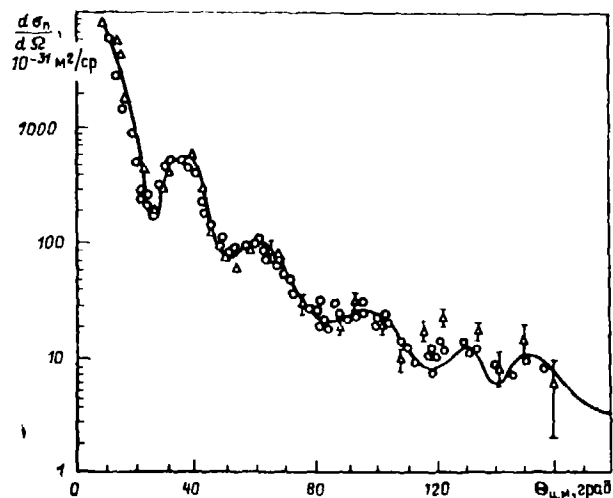


Рис. 5.7. Сравнение экспериментальных и теоретически предсказанных данных по угловому распределению упругорассеянных нейтронов энергии 15 МэВ (с учетом вкладов уровней 2⁺ и 4⁺) для ^{238}U ;

сплошная кривая получена суммированием теоретических данных для уровней 0⁺, 2⁺, 4⁺, представляемых на рис. 5.6

Для описания экспериментальных данных оказалось вполне достаточным ввести в потенциал, полученный для ^{238}U , изотопическую зависимость глубины действительной и мнимой частей потенциала и провести подгонку параметров деформации β_2 и β_4 . Выяснилось, что глубины действительной и мнимой частей потенциала с учетом изотопической зависимости, полученной в процессе подгонки, могут быть записаны в виде

$$V_R = 49,72 - 17(N-Z)/A - 0,3E;$$

$$W_D = 5,22 - 10(N-Z)/A + 0,4E.$$

Параметры деформации ядер ^{232}Th , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu для потенциала с указанными выше значениями V_R и W_D равны соответственно: $\beta_2=0,201$, $\beta_4=0,072$; $\beta_2=0,217$, $\beta_4=0,082$; $\beta_2=0,191$, $\beta_4=0,094$; $\beta_2=0,195$, $\beta_4=0,078$. Совокупность приведенных значений параметров позволяет описать для указанных ядер имеющуюся экспериментальную информацию практически в пределах погрешностей.

В одних работах сведения о деформации ядер были получены экспериментально [380, 382, 383, 388] (для ^{238}U по данным [380] β_{20} изменяется от 0,2 до 0,283 в зависимости от вида распределения заряда в ядре; по [382] $\beta_{20}=0,20 \pm 0,01$; $\beta_{40}=0,06 \pm 0,01$; $\beta_{60}=-0,012 \pm 0,01$; по [383] $\beta_{20}=0,27 \pm 0,01$; $\beta_{40}=0,017 \pm 0,030$; $\beta_{60}=-0,015$; по [388] $\beta_{20}=0,24 \pm 0,01$), в других — теоретически [381, 384–387] с использованием метода оболочечных поправок [238] (для ^{238}U по [381] $\beta_{20}=0,216$; $\beta_{40}=0,084$; по [384] $\beta_{20}=0,222$; $\beta_{40}=0,065$; по [386] $\beta_{20}=0,228$; $\beta_{40}=0,063$).

Полученные нами значения параметров деформации лучше всего согласуются со значениями, рассчитанными в [381] по микроскопической модели с использованием одночастичного потенциала Юкавы и с применением модифицированной модели жидкой капли.

Таким образом, нейтронные сечения для актиноидов, для которых отсутствует экспериментальная информация, можно рассчитать с помощью метода связанных каналов с полученными здесь параметрами V_R , W_D , a_D . Для этого необходимо только подогнать значения параметров деформации β_2 и β_4 для каждого ядра, основываясь на оценочных из эксперимента значениях S_0 , S_1 и R' , что не требует больших затрат машинного времени. Если же экспериментальные данные по S_0 , S_1 , R' отсутствуют, то параметры β_2 и β_4 можно взять на основании расчетов [381].

Существенным отличием полученного нами потенциала от других [371, 375] является то, что в нем введена энергетическая зависимость геометрического параметра a_D . Это позволяет эффективно учесть конкуренцию между поверхностным и объемным поглощением, что особенно существенно в области энергий выше 10 МэВ. Использование в области высоких энергий объемного поглощения привело бы к необходимости подгонки как минимум еще трех параметров потенциала (глубины, радиуса и диффузности мнимой части, описывающей объемное поглощение), в то время как использование возрастающей с энергией диффузности поверхностного поглощения $a_D = a_0 + a_1 E$ позволяет учесть объемное поглощение и описать экспериментальные данные в области высоких энергий при помощи одного параметра a_1 .

Результаты расчетов методом связанных каналов для ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu , ^{235}U представлены на рис. 5.1–5.15. Теоретически предсказанные сечения рассеяния нейтронов энергии 5 МэВ ядром ^{240}Pu даны на рис. 5.14. Как видно из сравнения теоретических и экспериментальных данных, расчеты по методу связанных каналов значительно лучше, чем расчеты по сферической оптической модели [389] описывают экспериментальные данные по угловому распределению, особенно для больших углов. Это указывает на то, что в методе связанных каналов вклады в сечение различных парциальных волн рассчитываются более корректно.

При энергии нейтронов 15 МэВ для ^{238}U не существует экспериментальных данных с выделением вклада нижних уровней. Имеются довольно старые экспериментальные данные [390, 391] по угловому распределению упругорассеянных нейтронов при $E=15,2$ МэВ, которые содержат вклад не разрешенных экспериментально нижних уровней, причем не известно, сколько уровней дает вклад в угловые распределения упругорассеянных нейтронов. Просуммировав теоретические данные для уровней 0⁺, 2⁺ и 4⁺, представленные на рис. 5.6, получим кривую, приведенную на рис. 5.7. Видно, что наблюдается хорошее согласие между экспериментальными данными и теоретически предсказанными. Добавление сечения рассеяния на уровне 6⁺ к сплошной кривой рис. 5.7 не изменило ее из-за малости этого сечения.

Из рис. 5.9 видно, что доля прямого процесса существенна уже при энергии, слегка превышающей порог открытия соответствующего канала, а при энергии 3 МэВ она максимальна и определяет все сечение возбуждения уровня. Это же подтвердили и экспериментальные исследования функции возбуждения уровня 2⁺ для ^{238}U [392].

Рисунок 5.13 иллюстрирует удовлетворительное согласие теоретических расчетов с экспериментальными данными, хотя и не ясно, вклад от скольких уровней неупругого рассеяния был включен в экспериментальные данные.

Предсказанные с помощью метода связанных каналов угловые распределения упруго- и неупругорассеянных нейтронов на ядре ^{239}Pu для энергий нейтронов до 15 МэВ, представленные в виде разложения по полиномам Лежандра, приведены в табл. 5.2–5.5.

Метод связанных каналов позволяет для четных и нечетных деформируемых ядер описать экспериментальные данные по угловому распределению упругорассеянных нейтронов, рассчитать сечения прямого возбуждения уровней и в первом приближении в пределах экспериментальных погрешностей передать ход углового распределения $d\sigma_{\text{пр}}^{\pm} / d\Omega$. В рамках данного варианта метода свя-

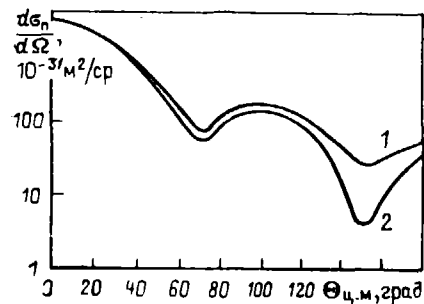


Рис. 5.8. Угловое распределение нейтронов энергии 1,3 МэВ, упругорассеянных на ядре ^{242}Pu : 1 — полное упругое рассеяние; 2 — прямая часть упругого рассеяния

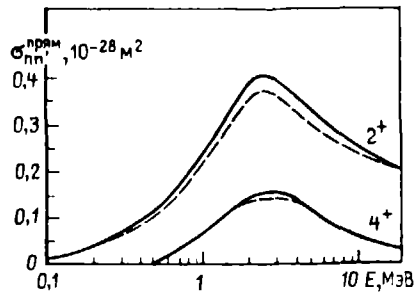


Рис. 5.9. Сечения прямого неупругого рассеяния нейтронов на уровнях 2^+ и 4^+ для ^{242}Pu (сплошная линия) и ^{240}Pu (пунктир)

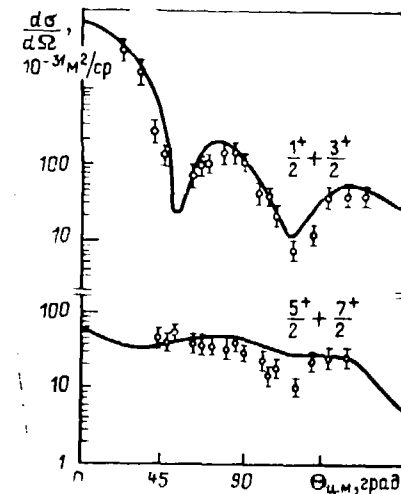


Рис. 5.12. Сравнение экспериментальных [376] и расчетных данных по дифференциальному сечению рассеяния нейтронов энергии 3,4 МэВ для ^{239}Pu (расчет проведен с учетом связи пяти уровней)

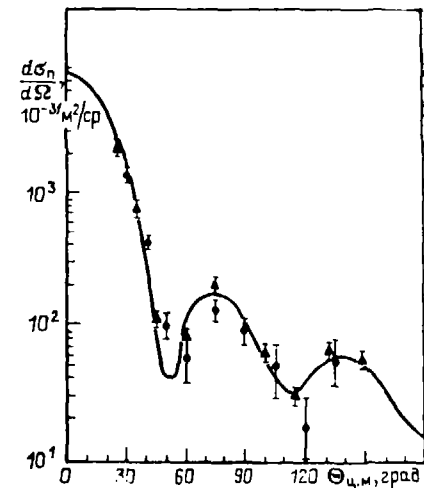


Рис. 5.13. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по дифференциальному сечению рассеяния нейтронов энергии 4 МэВ для ^{239}Pu [360, 393]

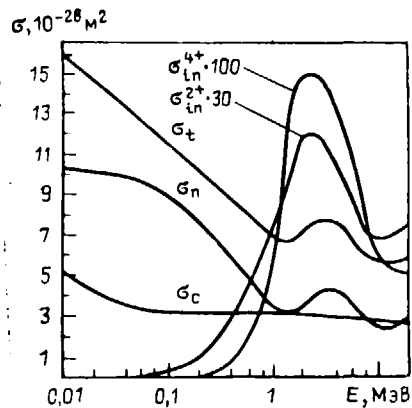


Рис. 5.10. Сечения взаимодействия нейтронов с ядром ^{242}Pu , рассчитанные по методу связанных каналов

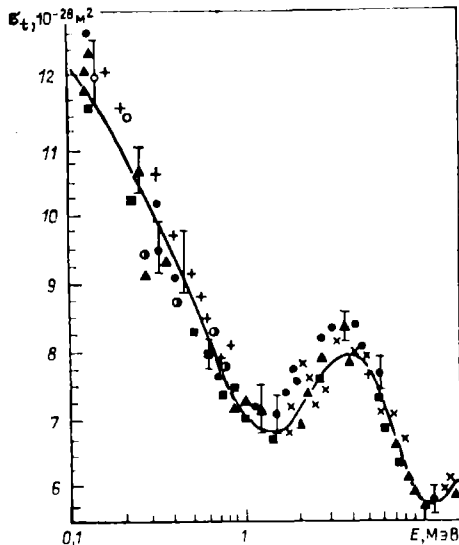


Рис. 5.11. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по σ_t для ^{239}Pu в области энергий 0,1—15 МэВ

занных каналов возникают трудности при попытке воспроизвести детальную структуру углового распределения неупругорассеянных на уровне 2^+ нейтронов, при этом структура, полученная в расчетах, менее заметна, чем в эксперименте. Аналогичные трудности возникают при описании углового распределения для уровней $5/2^+$, $7/2^+$ ^{239}Pu . Однако надежность измерений для первого возбужденного уровня мала (следует учесть, что энергия ядра отдачи сравнима с энергией первого уровня).

Для тяжелых деформированных ядер наиболее корректным подходом к расчету и оценке нейтронных сечений является обобщенная оптическая модель. Однако, поскольку этот метод достаточно сложен и требует существенных затрат машинного времени, сферическая оптическая модель все еще широко используется для расчета и оценки нейтронных сечений ядер, в том числе и

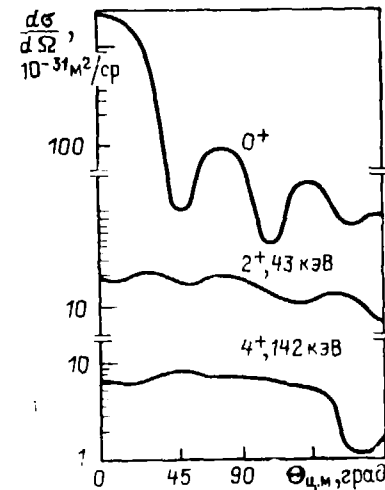


Рис. 5.14. Дифференциальные сечения рассеяния нейтронов энергии 5 МэВ ядром ^{240}Pu , рассчитанные по методу связанных каналов

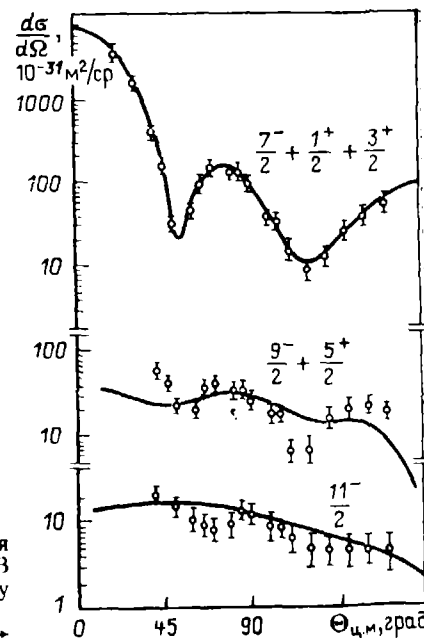


Рис. 5.15. Дифференциальные сечения рассеяния нейтронов энергии 3,4 МэВ ядром ^{235}U

Таблица 5.2. Коэффициенты A_l разложения по полиномам Лежандра угловых распределений

$$\text{упругорассеянных нейтронов для } {}^{239}\text{Pu: } \frac{d\sigma_{\text{nl}}(\theta)}{d\Omega} = \frac{\sigma_{\text{nl}}}{4\pi} \left[1 + \sum_{l=1}^{l_{\text{макс}}} (2l+1) A_l P_l(\cos \theta) \right]$$

A_l	E, МэВ						
	0,01	0,05	0,10	0,24	0,50	0,75	1,0
A_1	$8,264583 \cdot 10^{-3}$	$5,039454 \cdot 10^{-3}$	$1,199185 \cdot 10^{-1}$	$2,511995 \cdot 10^{-1}$	$3,678505 \cdot 10^{-1}$	$4,681222 \cdot 10^{-1}$	$5,323388 \cdot 10^{-1}$
A_2	$7,712090 \cdot 10^{-5}$	$2,333496 \cdot 10^{-3}$	$1,033531 \cdot 10^{-2}$	$4,951830 \cdot 10^{-2}$	$1,290550 \cdot 10^{-1}$	$2,153542 \cdot 10^{-1}$	$2,912792 \cdot 10^{-1}$
A_3	$2,586217 \cdot 10^{-7}$	$5,122305 \cdot 10^{-5}$	$4,756686 \cdot 10^{-4}$	$6,073484 \cdot 10^{-3}$	$3,908096 \cdot 10^{-2}$	$1,096983 \cdot 10^{-1}$	$2,004775 \cdot 10^{-1}$
A_4		$8,497055 \cdot 10^{-7}$	$1,254722 \cdot 10^{-5}$	$4,050388 \cdot 10^{-4}$	$6,821274 \cdot 10^{-3}$	$3,012663 \cdot 10^{-2}$	$7,541484 \cdot 10^{-2}$
A_5			$-2,802399 \cdot 10^{-8}$	$2,902234 \cdot 10^{-6}$	$1,355724 \cdot 10^{-4}$	$1,940162 \cdot 10^{-3}$	$9,121595 \cdot 10^{-3}$
A_6				$1,002774 \cdot 10^{-7}$	$2,078414 \cdot 10^{-5}$	$3,117095 \cdot 10^{-4}$	$1,751810 \cdot 10^{-3}$
A_7					$7,338350 \cdot 10^{-7}$	$2,551483 \cdot 10^{-5}$	$1,756105 \cdot 10^{-4}$
A_8					$1,711425 \cdot 10^{-8}$	$1,457980 \cdot 10^{-6}$	$1,345579 \cdot 10^{-5}$
A_9						$4,752140 \cdot 10^{-8}$	$5,866745 \cdot 10^{-7}$
A_{10}							$1,685875 \cdot 10^{-8}$

A_l	E, МэВ					
	1,4	2	3	4	5	6
A_1	$6,029765 \cdot 10^{-1}$	$6,961664 \cdot 10^{-1}$	$8,000441 \cdot 10^{-1}$	$8,471246 \cdot 10^{-1}$	$8,671757 \cdot 10^{-1}$	$8,745749 \cdot 10^{-1}$
A_2	$3,978766 \cdot 10^{-1}$	$5,184243 \cdot 10^{-1}$	$6,329511 \cdot 10^{-1}$	$6,993041 \cdot 10^{-1}$	$7,373110 \cdot 10^{-1}$	$7,566592 \cdot 10^{-1}$
A_3	$3,250990 \cdot 10^{-1}$	$4,129021 \cdot 10^{-1}$	$4,919377 \cdot 10^{-1}$	$5,605464 \cdot 10^{-1}$	$6,133130 \cdot 10^{-1}$	$6,469569 \cdot 10^{-1}$
A_4	$1,770767 \cdot 10^{-1}$	$2,997996 \cdot 10^{-1}$	$3,836787 \cdot 10^{-1}$	$4,372202 \cdot 10^{-1}$	$4,852337 \cdot 10^{-1}$	$5,254971 \cdot 10^{-1}$
A_5	$4,346659 \cdot 10^{-2}$	$1,323895 \cdot 10^{-1}$	$2,401439 \cdot 10^{-1}$	$3,025900 \cdot 10^{-1}$	$3,546149 \cdot 10^{-1}$	$4,005673 \cdot 10^{-1}$
A_6	$1,042646 \cdot 10^{-2}$	$4,327427 \cdot 10^{-2}$	$1,121839 \cdot 10^{-1}$	$1,699119 \cdot 10^{-1}$	$2,220041 \cdot 10^{-1}$	$2,735510 \cdot 10^{-1}$
A_7	$1,497303 \cdot 10^{-3}$	$1,008745 \cdot 10^{-2}$	$4,121314 \cdot 10^{-2}$	$8,259482 \cdot 10^{-2}$	$1,265811 \cdot 10^{-1}$	$1,717468 \cdot 10^{-1}$
A_8	$1,598023 \cdot 10^{-4}$	$1,798757 \cdot 10^{-3}$	$1,169956 \cdot 10^{-2}$	$3,535805 \cdot 10^{-2}$	$7,033035 \cdot 10^{-2}$	$1,106935 \cdot 10^{-1}$
A_9	$1,024439 \cdot 10^{-5}$	$2,343267 \cdot 10^{-4}$	$2,550947 \cdot 10^{-3}$	$1,176560 \cdot 10^{-2}$	$3,149540 \cdot 10^{-2}$	$6,260778 \cdot 10^{-2}$
A_{10}	$4,317483 \cdot 10^{-7}$	$2,202376 \cdot 10^{-5}$	$3,611835 \cdot 10^{-4}$	$2,645009 \cdot 10^{-3}$	$1,017786 \cdot 10^{-2}$	$2,698925 \cdot 10^{-2}$
A_{11}		$1,221441 \cdot 10^{-6}$	$3,326287 \cdot 10^{-5}$	$5,605174 \cdot 10^{-4}$	$2,881950 \cdot 10^{-3}$	$9,569505 \cdot 10^{-3}$
A_{12}		$5,187983 \cdot 10^{-8}$	$2,483241 \cdot 10^{-6}$	$8,875933 \cdot 10^{-5}$	$6,108910 \cdot 10^{-4}$	$2,468618 \cdot 10^{-3}$
A_{13}				$6,779320 \cdot 10^{-8}$	$8,558478 \cdot 10^{-6}$	$4,562301 \cdot 10^{-4}$
A_{14}				$4,556981 \cdot 10^{-7}$	$1,349159 \cdot 10^{-5}$	$8,830561 \cdot 10^{-5}$
A_{15}					$1,162718 \cdot 10^{-6}$	$9,371461 \cdot 10^{-5}$
A_{16}						$6,814426 \cdot 10^{-8}$

Продолжение табл. 5.2

A_l	E, МэВ						
	7	8	9	10	11	13	15
A_1	$8,754800 \cdot 10^{-1}$	$8,734851 \cdot 10^{-1}$	$8,721111 \cdot 10^{-1}$	$8,748108 \cdot 10^{-1}$	$8,776352 \cdot 10^{-1}$	$8,946698 \cdot 10^{-1}$	$9,140817 \cdot 10^{-1}$
A_2	$7,617044 \cdot 10^{-1}$	$7,566820 \cdot 10^{-1}$	$7,484145 \cdot 10^{-1}$	$7,461129 \cdot 10^{-1}$	$7,454246 \cdot 10^{-1}$	$7,678763 \cdot 10^{-1}$	$8,016351 \cdot 10^{-1}$
A_3	$6,619921 \cdot 10^{-1}$	$6,608710 \cdot 10^{-1}$	$6,518494 \cdot 10^{-1}$	$6,466000 \cdot 10^{-1}$	$6,417351 \cdot 10^{-1}$	$6,580790 \cdot 10^{-1}$	$6,943269 \cdot 10^{-1}$
A_4	$5,533523 \cdot 10^{-1}$	$5,664236 \cdot 10^{-1}$	$5,682395 \cdot 10^{-1}$	$5,677655 \cdot 10^{-1}$	$5,633344 \cdot 10^{-1}$	$5,729673 \cdot 10^{-1}$	$6,049447 \cdot 10^{-1}$
A_5	$4,382243 \cdot 10^{-1}$	$4,651330 \cdot 10^{-1}$	$4,801103 \cdot 10^{-1}$	$4,895454 \cdot 10^{-1}$	$4,921670 \cdot 10^{-1}$	$5,049433 \cdot 10^{-1}$	$5,325822 \cdot 10^{-1}$
A_6	$3,213696 \cdot 10^{-1}$	$3,612277 \cdot 10^{-1}$	$3,906775 \cdot 10^{-1}$	$4,136007 \cdot 10^{-1}$	$4,272371 \cdot 10^{-1}$	$4,484324 \cdot 10^{-1}$	$4,731345 \cdot 10^{-1}$
A_7	$2,185440 \cdot 10^{-1}$	$2,651168 \cdot 10^{-1}$	$3,057523 \cdot 10^{-1}$	$3,400165 \cdot 10^{-1}$	$3,639985 \cdot 10^{-1}$	$3,968976 \cdot 10^{-1}$	$4,217795 \cdot 10^{-1}$
A_8	$1,527813 \cdot 10^{-1}$	$1,961504 \cdot 10^{-1}$	$2,379384 \cdot 10^{-1}$	$2,770278 \cdot 10^{-1}$	$3,079964 \cdot 10^{-1}$	$3,499166 \cdot 10^{-1}$	$3,750581 \cdot 10^{-1}$
A_9	$1,025388 \cdot 10^{-1}$	$1,471378 \cdot 10^{-1}$	$1,899374 \cdot 10^{-1}$	$2,286981 \cdot 10^{-1}$	$2,610258 \cdot 10^{-1}$	$3,054572 \cdot 10^{-1}$	$3,301545 \cdot 10^{-1}$
A_{10}	$5,561180 \cdot 10^{-2}$	$9,526373 \cdot 10^{-2}$	$1,384612 \cdot 10^{-1}$	$1,795066 \cdot 10^{-1}$	$2,141481 \cdot 10^{-1}$	$2,606328 \cdot 10^{-1}$	$2,843197 \cdot 10^{-1}$
A_{11}	$2,393467 \cdot 10^{-2}$	$4,871329 \cdot 10^{-2}$	$8,116698 \cdot 10^{-2}$	$1,175195 \cdot 10^{-1}$	$1,524464 \cdot 10^{-1}$	$2,048523 \cdot 10^{-1}$	$2,322545 \cdot 10^{-1}$
A_{12}	$7,428554 \cdot 10^{-3}$	$1,823831 \cdot 10^{-2}$	$3,581266 \cdot 10^{-2}$	$6,010554 \cdot 10^{-2}$	$8,770312 \cdot 10^{-2}$	$1,387949 \cdot 10^{-1}$	$1,711680 \cdot 10^{-1}$
A_{13}	$1,734989 \cdot 10^{-3}$	$5,438520 \cdot 10^{-3}$	$1,282973 \cdot 10^{-2}$	$2,518667 \cdot 10^{-2}$	$4,168100 \cdot 10^{-2}$	$7,951201 \cdot 10^{-2}$	$1,099180 \cdot 10^{-1}$
A_{14}	$3,936612 \cdot 10^{-4}$	$1,553697 \cdot 10^{-3}$	$4,143700 \cdot 10^{-3}$	$9,106846 \cdot 10^{-3}$	$1,676039 \cdot 10^{-2}$	$3,825564 \cdot 10^{-2}$	$6,038386 \cdot 10^{-2}$
A_{15}	$5,104624 \cdot 10^{-5}$	$3,230050 \cdot 10^{-4}$	$1,011015 \cdot 10^{-3}$	$2,563934 \cdot 10^{-3}$	$5,326232 \cdot 10^{-3}$	$1,492322 \cdot 10^{-2}$	$2,760889 \cdot 10^{-2}$
A_{16}	$4,272648 \cdot 10^{-6}$	$5,771149 \cdot 10^{-5}$	$2,086639 \cdot 10^{-4}$	$6,019420 \cdot 10^{-4}$	$1,407393 \cdot 10^{-3}$	$4,850425 \cdot 10^{-3}$	$1,063505 \cdot 10^{-2}$
A_{17}		$7,173505 \cdot 10^{-6}$	$3,002883 \cdot 10^{-5}$	$1,000398 \cdot 10^{-4}$	$2,672884 \cdot 10^{-4}$	$1,173003 \cdot 10^{-3}$	$3,111711 \cdot 10^{-3}$
A_{18}		$5,779634 \cdot 10^{-7}$	$2,798785 \cdot 10^{-6}$	$1,072471 \cdot 10^{-5}$	$3,267411 \cdot 10^{-5}$	$1,812240 \cdot 10^{-4}$	$5,896642 \cdot 10^{-4}$

Таблица 5.3. Коэффициенты разложения по полиномам Лежандра угловых распределений нейтронов, неупругорассеянных на уровне 3.2+, 8 кэВ, для ^{239}Pu

A_l	E, МэВ					
	0,05	0,10	0,24	0,50	0,75	1,0
A_1	$-3,802514 \cdot 10^{-4}$	$-1,946231 \cdot 10^{-3}$	$-4,992176 \cdot 10^{-3}$	$-1,531854 \cdot 10^{-2}$	$-2,947833 \cdot 10^{-2}$	$-4,841318 \cdot 10^{-2}$
A_2	$-9,665220 \cdot 10^{-4}$	$-1,875249 \cdot 10^{-3}$	$-2,410028 \cdot 10^{-3}$	$-1,557229 \cdot 10^{-2}$	$-2,102268 \cdot 10^{-2}$	$-2,938099 \cdot 10^{-2}$
A_3	$4,412354 \cdot 10^{-5}$	$3,676436 \cdot 10^{-4}$	$1,342464 \cdot 10^{-3}$	$4,754958 \cdot 10^{-3}$	$6,822061 \cdot 10^{-3}$	$1,079176 \cdot 10^{-2}$
A_4	$-4,108585 \cdot 10^{-7}$	$-8,302707 \cdot 10^{-7}$	$-7,189122 \cdot 10^{-6}$	$-1,378128 \cdot 10^{-5}$	$-4,893780 \cdot 10^{-5}$	$-1,093044 \cdot 10^{-4}$
A_5	$-5,172106 \cdot 10^{-9}$	$-1,875251 \cdot 10^{-7}$	$-7,310230 \cdot 10^{-6}$	$-1,382451 \cdot 10^{-4}$	$-2,148890 \cdot 10^{-4}$	$-1,381085 \cdot 10^{-4}$
A_6		$1,269839 \cdot 10^{-9}$	$2,277843 \cdot 10^{-7}$	$2,743550 \cdot 10^{-6}$	$1,646312 \cdot 10^{-4}$	$7,046268 \cdot 10^{-4}$
A_7				$-1,091559 \cdot 10^{-6}$	$-1,444229 \cdot 10^{-5}$	$-7,277746 \cdot 10^{-5}$
A_8				$4,800137 \cdot 10^{-8}$	$1,803037 \cdot 10^{-6}$	$1,681182 \cdot 10^{-5}$
A_9					$-3,712549 \cdot 10^{-8}$	$-5,527867 \cdot 10^{-7}$
A_{10}					$3,324039 \cdot 10^{-9}$	$5,157834 \cdot 10^{-8}$

A_l	E, МэВ					
	1,4	2	3	4	5	6
A_1	$-6,411616 \cdot 10^{-3}$	$-3,339189 \cdot 10^{-2}$	$7,307054 \cdot 10^{-2}$	$1,281052 \cdot 10^{-1}$	$1,429794 \cdot 10^{-1}$	$1,619452 \cdot 10^{-1}$
A_2	$-5,139304 \cdot 10^{-3}$	$-8,114229 \cdot 10^{-3}$	$-6,332520 \cdot 10^{-3}$	$-4,453340 \cdot 10^{-3}$	$-4,590358 \cdot 10^{-3}$	$-5,313975 \cdot 10^{-3}$
A_3	$2,382657 \cdot 10^{-2}$	$3,262081 \cdot 10^{-2}$	$9,495306 \cdot 10^{-3}$	$-8,718526 \cdot 10^{-3}$	$-2,891679 \cdot 10^{-2}$	$-5,451018 \cdot 10^{-2}$
A_4	$-1,722870 \cdot 10^{-2}$	$-1,517538 \cdot 10^{-3}$	$1,535500 \cdot 10^{-2}$	$2,593879 \cdot 10^{-2}$	$2,687934 \cdot 10^{-2}$	$1,088023 \cdot 10^{-2}$
A_5	$4,210501 \cdot 10^{-3}$	$2,379838 \cdot 10^{-3}$	$4,758189 \cdot 10^{-2}$	$3,593811 \cdot 10^{-2}$	$1,964267 \cdot 10^{-2}$	$2,422782 \cdot 10^{-2}$
A_6	$2,085044 \cdot 10^{-3}$	$2,395054 \cdot 10^{-3}$	$-3,228707 \cdot 10^{-3}$	$-1,743245 \cdot 10^{-3}$	$-2,355591 \cdot 10^{-2}$	$-1,632136 \cdot 10^{-2}$
A_7	$-3,998088 \cdot 10^{-4}$	$3,165270 \cdot 10^{-4}$	$3,292791 \cdot 10^{-3}$	$-1,082064 \cdot 10^{-3}$	$-2,797704 \cdot 10^{-2}$	$-3,397366 \cdot 10^{-2}$
A_8	$2,012969 \cdot 10^{-4}$	$1,641797 \cdot 10^{-3}$	$5,234283 \cdot 10^{-3}$	$3,767754 \cdot 10^{-4}$	$-1,567308 \cdot 10^{-2}$	$-3,233133 \cdot 10^{-2}$
A_9	$-9,120613 \cdot 10^{-6}$	$-6,741471 \cdot 10^{-5}$	$9,126085 \cdot 10^{-4}$	$6,529506 \cdot 10^{-3}$	$9,698018 \cdot 10^{-3}$	$4,036697 \cdot 10^{-3}$
A_{10}	$1,599344 \cdot 10^{-6}$	$6,750710 \cdot 10^{-5}$	$1,242424 \cdot 10^{-3}$	$5,227852 \cdot 10^{-3}$	$8,888284 \cdot 10^{-3}$	$5,557566 \cdot 10^{-3}$
A_{11}		$-3,041764 \cdot 10^{-7}$	$6,298010 \cdot 10^{-6}$	$4,573526 \cdot 10^{-4}$	$1,907463 \cdot 10^{-3}$	$4,316448 \cdot 10^{-3}$
A_{12}		$2,034090 \cdot 10^{-7}$	$1,310910 \cdot 10^{-5}$	$3,847423 \cdot 10^{-4}$	$2,038070 \cdot 10^{-3}$	$5,557324 \cdot 10^{-3}$
A_{13}				$2,129704 \cdot 10^{-6}$	$1,519172 \cdot 10^{-4}$	$4,116053 \cdot 10^{-4}$
A_{14}				$2,833886 \cdot 10^{-6}$	$5,437897 \cdot 10^{-5}$	$2,830430 \cdot 10^{-4}$
A_{15}					$6,462179 \cdot 10^{-6}$	$4,171012 \cdot 10^{-5}$
A_{16}					$4,372981 \cdot 10^{-7}$	$3,865956 \cdot 10^{-6}$

Продолжение табл. 5.3

A_l	E, МэВ						
	7	8	9	10	11	13	15
A_1	$1,937570 \cdot 10^{-1}$	$2,322824 \cdot 10^{-1}$	$2,791921 \cdot 10^{-1}$	$3,295573 \cdot 10^{-1}$	$3,665442 \cdot 10^{-1}$	$4,259418 \cdot 10^{-1}$	$4,703343 \cdot 10^{-1}$
A_2	$-4,621023 \cdot 10^{-2}$	$-2,701909 \cdot 10^{-2}$	$2,070077 \cdot 10^{-3}$	$3,529945 \cdot 10^{-2}$	$6,245592 \cdot 10^{-2}$	$1,139258 \cdot 10^{-1}$	$1,631831 \cdot 10^{-1}$
A_3	$-6,924566 \cdot 10^{-2}$	$-7,235213 \cdot 10^{-2}$	$-6,869250 \cdot 10^{-2}$	$-5,804869 \cdot 10^{-2}$	$-4,514934 \cdot 10^{-2}$	$-1,139511 \cdot 10^{-2}$	$2,075253 \cdot 10^{-3}$
A_4	$-3,063763 \cdot 10^{-3}$	$-1,589085 \cdot 10^{-2}$	$-2,507914 \cdot 10^{-2}$	$-2,578982 \cdot 10^{-3}$	$-2,022717 \cdot 10^{-2}$	$-5,155684 \cdot 10^{-3}$	$1,095532 \cdot 10^{-2}$
A_5	$3,063560 \cdot 10^{-2}$	$2,321185 \cdot 10^{-2}$	$1,142051 \cdot 10^{-2}$	$4,244826 \cdot 10^{-3}$	$3,207412 \cdot 10^{-3}$	$9,977129 \cdot 10^{-3}$	$2,402347 \cdot 10^{-2}$
A_6	$-7,348113 \cdot 10^{-3}$	$-1,884751 \cdot 10^{-3}$	$3,437347 \cdot 10^{-3}$	$8,740773 \cdot 10^{-3}$	$1,305321 \cdot 10^{-2}$	$1,877449 \cdot 10^{-2}$	$2,951034 \cdot 10^{-2}$
A_7	$-3,362792 \cdot 10^{-2}$	$-3,060260 \cdot 10^{-2}$	$-2,516174 \cdot 10^{-2}$	$-1,884933 \cdot 10^{-2}$	$-1,117211 \cdot 10^{-2}$	$4,147590 \cdot 10^{-3}$	$1,923143 \cdot 10^{-2}$
A_8	$-4,197402 \cdot 10^{-2}$	$-4,853275 \cdot 10^{-2}$	$-5,132010 \cdot 10^{-2}$	$-4,878873 \cdot 10^{-3}$	$-4,044627 \cdot 10^{-3}$	$-2,173889 \cdot 10^{-2}$	$-4,196798 \cdot 10^{-3}$
A_9	$-7,498743 \cdot 10^{-3}$	$-1,928469 \cdot 10^{-2}$	$-2,702615 \cdot 10^{-2}$	$-3,140624 \cdot 10^{-2}$	$-3,088350 \cdot 10^{-3}$	$-2,472241 \cdot 10^{-2}$	$-1,073883 \cdot 10^{-2}$
A_{10}	$-3,807674 \cdot 10^{-3}$	$-1,111742 \cdot 10^{-3}$	$-1,306699 \cdot 10^{-2}$	$-1,337852 \cdot 10^{-2}$	$-1,306034 \cdot 10^{-2}$	$-1,272712 \cdot 10^{-2}$	$-7,196202 \cdot 10^{-3}$
A_{11}	$8,289393 \cdot 10^{-3}$	$1,219964 \cdot 10^{-3}$	$1,423435 \cdot 10^{-2}$	$1,241309 \cdot 10^{-2}$	$9,429622 \cdot 10^{-3}$	$6,604918 \cdot 10^{-3}$	$1,211026 \cdot 10^{-2}$
A_{12}	$9,935410 \cdot 10^{-3}$	$1,331411 \cdot 10^{-3}$	$1,352558 \cdot 10^{-2}$	$1,055041 \cdot 10^{-2}$	$5,472324 \cdot 10^{-3}$	$8,602131 \cdot 10^{-4}$	$7,421614 \cdot 10^{-3}$
A_{13}	$8,173368 \cdot 10^{-4}$	$2,273215 \cdot 10^{-3}$	$3,919688 \cdot 10^{-3}$	$5,845491 \cdot 10^{-3}$	$5,899614 \cdot 10^{-3}$	$5,947815 \cdot 10^{-3}$	$6,419372 \cdot 10^{-3}$
A_{14}	$9,579752 \cdot 10^{-4}$	$2,651616 \cdot 10^{-3}$	$5,520163 \cdot 10^{-3}$	$9,545541 \cdot 10^{-3}$	$1,326962 \cdot 10^{-2}$	$1,753273 \cdot 10^{-2}$	$1,297422 \cdot 10^{-2}$
A_{15}	$1,766339 \cdot 10^{-4}$	$9,202108 \cdot 10^{-4}$	$2,259014 \cdot 10^{-3}$	$4,487750 \cdot 10^{-3}$	$6,916964 \cdot 10^{-3}$	$1,060733 \cdot 10^{-2}$	$9,178605 \cdot 10^{-3}$
A_{16}	$2,051887 \cdot 10^{-5}$	$1,682681 \cdot 10^{-4}$	$4,894711 \cdot 10^{-4}$	$1,179486 \cdot 10^{-3}$	$2,135695 \cdot 10^{-3}$	$5,225976 \cdot 10^{-3}$	$9,346011 \cdot 10^{-3}$
A_{17}		$4,030612 \cdot 10^{-6}$	$1,367213 \cdot 10^{-4}$	$3,827641 \cdot 10^{-4}$	$8,562557 \cdot 10^{-4}$	$3,024440 \cdot 10^{-3}$	$6,797056 \cdot 10^{-3}$
A_{18}		$2,887406 \cdot 10^{-6}$	$1,167930 \cdot 10^{-6}$	$4,045921 \cdot 10^{-6}$	$1,054640 \cdot 10^{-4}$	$4,751788 \cdot 10^{-4}$	$1,230627 \cdot 10^{-3}$

Таблица 5.4. Коэффициенты разложения по полиномам Лежандра угловых распределений нейтронов, неупругорассеянных на уровне 5 2+, 57 кэВ, для ²³⁹Pu

A_l	E, МэВ					
	0.10	0.24	0.50	0.75	1.0	1.4
A_1	$-5,281690 \cdot 10^{-3}$	$-1,710292 \cdot 10^{-3}$	$-2,951582 \cdot 10^{-3}$	$-6,624255 \cdot 10^{-3}$	$-9,582789 \cdot 10^{-3}$	$-1,286925 \cdot 10^{-1}$
A_2	$-5,268277 \cdot 10^{-3}$	$-1,588194 \cdot 10^{-2}$	$-2,525635 \cdot 10^{-2}$	$-1,494129 \cdot 10^{-2}$	$-1,069004 \cdot 10^{-2}$	$-2,100615 \cdot 10^{-2}$
A_3	$3,972497 \cdot 10^{-4}$	$4,058516 \cdot 10^{-3}$	$1,020569 \cdot 10^{-2}$	$1,548281 \cdot 10^{-2}$	$1,811580 \cdot 10^{-2}$	$2,579712 \cdot 10^{-2}$
A_4	$-5,816461 \cdot 10^{-6}$	$-1,416332 \cdot 10^{-4}$	$-2,593589 \cdot 10^{-3}$	$-6,963115 \cdot 10^{-3}$	$-1,240305 \cdot 10^{-2}$	$-9,875308 \cdot 10^{-3}$
A_5	$-3,182039 \cdot 10^{-8}$	$-3,804668 \cdot 10^{-6}$	$-1,324329 \cdot 10^{-4}$	$6,967165 \cdot 10^{-4}$	$2,728837 \cdot 10^{-3}$	$1,133924 \cdot 10^{-2}$
A_6		$1,154163 \cdot 10^{-7}$	$2,391314 \cdot 10^{-5}$	$2,762193 \cdot 10^{-4}$	$7,432117 \cdot 10^{-4}$	$2,350313 \cdot 10^{-3}$
A_7			$-1,095249 \cdot 10^{-6}$	$-1,018916 \cdot 10^{-5}$	$-5,475179 \cdot 10^{-5}$	$-1,714355 \cdot 10^{-4}$
A_8			$3,505052 \cdot 10^{-8}$	$1,881633 \cdot 10^{-6}$	$1,191433 \cdot 10^{-5}$	$7,690135 \cdot 10^{-5}$
A_9				$2,458105 \cdot 10^{-8}$	$2,266528 \cdot 10^{-7}$	$1,115975 \cdot 10^{-5}$
A_{10}					$5,467697 \cdot 10^{-9}$	$5,733643 \cdot 10^{-5}$

A_l	E, МэВ					
	2	3	4	5	6	7
A_1	$-1,234340 \cdot 10^{-1}$	$-7,861494 \cdot 10^{-3}$	$6,444459 \cdot 10^{-2}$	$9,877332 \cdot 10^{-2}$	$1,290388 \cdot 10^{-1}$	$1,633536 \cdot 10^{-1}$
A_2	$-5,785116 \cdot 10^{-2}$	$-5,776223 \cdot 10^{-2}$	$-4,108178 \cdot 10^{-2}$	$-4,853496 \cdot 10^{-2}$	$-5,310924 \cdot 10^{-2}$	$-4,928176 \cdot 10^{-2}$
A_3	$4,174374 \cdot 10^{-2}$	$3,349987 \cdot 10^{-2}$	$1,761059 \cdot 10^{-2}$	$-1,317383 \cdot 10^{-2}$	$-3,938646 \cdot 10^{-2}$	$-5,409574 \cdot 10^{-2}$
A_4	$1,228143 \cdot 10^{-2}$	$1,804846 \cdot 10^{-2}$	$2,378626 \cdot 10^{-2}$	$2,493746 \cdot 10^{-2}$	$9,819574 \cdot 10^{-3}$	$-2,161632 \cdot 10^{-2}$
A_5	$2,945450 \cdot 10^{-2}$	$5,023879 \cdot 10^{-2}$	$4,717050 \cdot 10^{-2}$	$2,924618 \cdot 10^{-2}$	$2,539910 \cdot 10^{-2}$	$2,837221 \cdot 10^{-2}$
A_6	$2,103046 \cdot 10^{-2}$	$-2,427582 \cdot 10^{-2}$	$-2,146872 \cdot 10^{-2}$	$-2,606600 \cdot 10^{-2}$	$-1,726672 \cdot 10^{-2}$	$-7,725301 \cdot 10^{-2}$
A_7	$-5,826533 \cdot 10^{-4}$	$-4,053662 \cdot 10^{-3}$	$-1,485030 \cdot 10^{-2}$	$-2,458165 \cdot 10^{-2}$	$-2,948299 \cdot 10^{-2}$	$-3,233261 \cdot 10^{-2}$
A_8	$4,220295 \cdot 10^{-4}$	$3,233243 \cdot 10^{-3}$	$2,773690 \cdot 10^{-3}$	$-1,110976 \cdot 10^{-2}$	$-2,626734 \cdot 10^{-2}$	$-3,459028 \cdot 10^{-2}$
A_9	$-2,200010 \cdot 10^{-5}$	$8,614037 \cdot 10^{-4}$	$4,322698 \cdot 10^{-3}$	$6,109223 \cdot 10^{-3}$	$1,586646 \cdot 10^{-2}$	$-8,676475 \cdot 10^{-3}$
A_{10}	$1,151783 \cdot 10^{-5}$	$1,955345 \cdot 10^{-4}$	$3,281717 \cdot 10^{-3}$	$6,131818 \cdot 10^{-3}$	$2,507926 \cdot 10^{-2}$	$-4,826431 \cdot 10^{-2}$
A_{11}	$-6,234635 \cdot 10^{-7}$	$7,811553 \cdot 10^{-6}$	$5,438583 \cdot 10^{-4}$	$1,834756 \cdot 10^{-3}$	$4,280505 \cdot 10^{-3}$	$8,855938 \cdot 10^{-3}$
A_{12}	$5,604742 \cdot 10^{-8}$	$4,404120 \cdot 10^{-6}$	$2,169966 \cdot 10^{-4}$	$1,293196 \cdot 10^{-3}$	$3,819960 \cdot 10^{-3}$	$6,883838 \cdot 10^{-3}$
A_{13}			$8,196928 \cdot 10^{-6}$	$1,558806 \cdot 10^{-4}$	$5,198079 \cdot 10^{-4}$	$1,179904 \cdot 10^{-3}$
A_{14}			$1,048775 \cdot 10^{-6}$	$2,947540 \cdot 10^{-5}$	$1,590044 \cdot 10^{-4}$	$5,279149 \cdot 10^{-4}$
A_{15}				$5,141129 \cdot 10^{-6}$	$3,630698 \cdot 10^{-5}$	$1,609334 \cdot 10^{-4}$
A_{16}				$2,206682 \cdot 10^{-7}$	$1,748995 \cdot 10^{-6}$	$8,483457 \cdot 10^{-6}$

Продолжение табл. 5.4

A_l	E, МэВ					
	8	9	10	11	13	15
A_1	$2,063987 \cdot 10^{-1}$	$2,576107 \cdot 10^{-1}$	$3,106687 \cdot 10^{-1}$	$3,495490 \cdot 10^{-1}$	$4,109901 \cdot 10^{-1}$	$4,578177 \cdot 10^{-1}$
A_2	$-3,344294 \cdot 10^{-2}$	$-7,036146 \cdot 10^{-3}$	$2,462555 \cdot 10^{-2}$	$5,152528 \cdot 10^{-2}$	$1,022585 \cdot 10^{-1}$	$1,534671 \cdot 10^{-1}$
A_3	$-6,155657 \cdot 10^{-2}$	$-6,134195 \cdot 10^{-2}$	$-5,371938 \cdot 10^{-2}$	$-4,337608 \cdot 10^{-2}$	$-1,491102 \cdot 10^{-2}$	$1,586199 \cdot 10^{-2}$
A_4	$-1,400695 \cdot 10^{-2}$	$-2,134197 \cdot 10^{-2}$	$-2,162681 \cdot 10^{-2}$	$-1,684009 \cdot 10^{-2}$	$-4,886633 \cdot 10^{-3}$	$9,350151 \cdot 10^{-3}$
A_5	$2,090881 \cdot 10^{-2}$	$1,070279 \cdot 10^{-2}$	$4,653182 \cdot 10^{-3}$	$3,680393 \cdot 10^{-3}$	$8,869802 \cdot 10^{-3}$	$2,152636 \cdot 10^{-2}$
A_6	$-3,896838 \cdot 10^{-2}$	$1,803552 \cdot 10^{-4}$	$5,822950 \cdot 10^{-3}$	$1,084746 \cdot 10^{-2}$	$1,657733 \cdot 10^{-2}$	$2,607537 \cdot 10^{-2}$
A_7	$-3,233634 \cdot 10^{-2}$	$-2,674793 \cdot 10^{-2}$	$-1,910744 \cdot 10^{-2}$	$-1,106751 \cdot 10^{-2}$	$2,604232 \cdot 10^{-3}$	$1,641106 \cdot 10^{-2}$
A_8	$-4,234208 \cdot 10^{-2}$	$-4,658722 \cdot 10^{-2}$	$-4,571468 \cdot 10^{-2}$	$-3,902953 \cdot 10^{-2}$	$-2,232239 \cdot 10^{-2}$	$-5,706889 \cdot 10^{-3}$
A_9	$-1,855756 \cdot 10^{-2}$	$-2,526882 \cdot 10^{-2}$	$-2,944533 \cdot 10^{-2}$	$-2,930095 \cdot 10^{-2}$	$-2,419077 \cdot 10^{-2}$	$-1,167432 \cdot 10^{-2}$
A_{10}	$-8,410966 \cdot 10^{-3}$	$-9,091823 \cdot 10^{-3}$	$-9,984136 \cdot 10^{-3}$	$-1,009782 \cdot 10^{-2}$	$-9,833866 \cdot 10^{-3}$	$-5,248822 \cdot 10^{-3}$
A_{11}	$1,366591 \cdot 10^{-2}$	$1,472116 \cdot 10^{-2}$	$1,155970 \cdot 10^{-2}$	$7,535810 \cdot 10^{-3}$	$4,830371 \cdot 10^{-3}$	$1,133988 \cdot 10^{-2}$
A_{12}	$9,728246 \cdot 10^{-3}$	$1,062948 \cdot 10^{-2}$	$8,842668 \cdot 10^{-3}$	$4,351258 \cdot 10^{-3}$	$-4,984282 \cdot 10^{-4}$	$6,020848 \cdot 10^{-3}$
A_{13}	$2,553879 \cdot 10^{-3}$	$4,700776 \cdot 10^{-3}$	$6,876368 \cdot 10^{-3}$	$6,969463 \cdot 10^{-3}$	$6,262428 \cdot 10^{-3}$	$6,699656 \cdot 10^{-3}$
A_{14}	$1,942937 \cdot 10^{-3}$	$4,342333 \cdot 10^{-3}$	$7,951196 \cdot 10^{-3}$	$1,147848 \cdot 10^{-2}$	$1,631351 \cdot 10^{-2}$	$1,305107 \cdot 10^{-2}$
A_{15}	$6,106362 \cdot 10^{-4}$	$1,663681 \cdot 10^{-3}$	$3,581880 \cdot 10^{-3}$	$5,889600 \cdot 10^{-3}$	$9,424121 \cdot 10^{-3}$	$7,892247 \cdot 10^{-3}$
A_{16}	$1,140077 \cdot 10^{-4}$	$3,512674 \cdot 10^{-4}$	$8,661308 \cdot 10^{-4}$	$1,574799 \cdot 10^{-3}$	$3,697173 \cdot 10^{-3}$	$7,048626 \cdot 10^{-3}$
A_{17}	$2,108983 \cdot 10^{-5}$	$8,263744 \cdot 10^{-5}$	$2,608363 \cdot 10^{-4}$	$6,432141 \cdot 10^{-4}$	$2,575113 \cdot 10^{-3}$	$6,430961 \cdot 10^{-3}$
A_{18}	$1,813384 \cdot 10^{-6}$	$8,033420 \cdot 10^{-6}$	$2,812235 \cdot 10^{-5}$	$7,261917 \cdot 10^{-6}$	$3,051133 \cdot 10^{-4}$	$8,690480 \cdot 10^{-4}$

Таблица 5.5. Коэффициенты разложения по полиномам Лежандра угловых распределений нейтронов, неупругорассеянных на уровне 7/2+, 76 кэВ, для ^{239}Pu

A_l	$E, \text{ МэВ}$					
	0,24	0,50	0,75	1,0	1,4	2
A_1	$2,82185 \cdot 10^{-2}$	$2,634946 \cdot 10^{-2}$	$6,256521 \cdot 10^{-2}$	$8,817952 \cdot 10^{-2}$	$1,051316 \cdot 10^{-1}$	$1,077687 \cdot 10^{-1}$
A_2	$2,606366 \cdot 10^{-2}$	$-4,671844 \cdot 10^{-2}$	$-1,850351 \cdot 10^{-2}$	$-4,068427 \cdot 10^{-2}$	$-9,046500 \cdot 10^{-2}$	$-1,368168 \cdot 10^{-1}$
A_3	$-5,728789 \cdot 10^{-2}$	$-5,456814 \cdot 10^{-2}$	$-1,087791 \cdot 10^{-2}$	$-1,174374 \cdot 10^{-2}$	$-2,862736 \cdot 10^{-2}$	$-9,389097 \cdot 10^{-2}$
A_4	$-6,502475 \cdot 10^{-2}$	$-6,019958 \cdot 10^{-2}$	$1,265853 \cdot 10^{-2}$	$6,445406 \cdot 10^{-2}$	$1,782344 \cdot 10^{-2}$	$8,742205 \cdot 10^{-2}$
A_5	$7,688699 \cdot 10^{-2}$	$-2,294935 \cdot 10^{-2}$	$7,531214 \cdot 10^{-2}$	$9,407878 \cdot 10^{-2}$	$-1,999574 \cdot 10^{-2}$	$-9,045910 \cdot 10^{-2}$
A_6	$-3,036888 \cdot 10^{-2}$	$-1,571063 \cdot 10^{-2}$	$-1,686175 \cdot 10^{-2}$	$-5,537157 \cdot 10^{-2}$	$-1,491632 \cdot 10^{-2}$	$1,252449 \cdot 10^{-2}$
A_7		$5,428562 \cdot 10^{-2}$	$1,607476 \cdot 10^{-2}$	$8,552269 \cdot 10^{-2}$	$4,863844 \cdot 10^{-2}$	$6,890047 \cdot 10^{-2}$
A_8		$-1,469753 \cdot 10^{-2}$	$-1,093407 \cdot 10^{-2}$	$-7,573721 \cdot 10^{-2}$	$-8,134691 \cdot 10^{-2}$	$-6,55757 \cdot 10^{-2}$
A_9			$2,759915 \cdot 10^{-2}$	$2,338607 \cdot 10^{-2}$	$4,741853 \cdot 10^{-2}$	$8,902294 \cdot 10^{-2}$
A_{10}				$-1,735967 \cdot 10^{-2}$	$-1,270727 \cdot 10^{-2}$	$-1,332501 \cdot 10^{-2}$
A_{11}						$4,360736 \cdot 10^{-2}$
A_{12}						$1,479869 \cdot 10^{-2}$

A_l	$E, \text{ МэВ}$					
	3	4	5	6	7	8
A_1	$1,176725 \cdot 10^{-1}$	$1,299178 \cdot 10^{-1}$	$1,331021 \cdot 10^{-1}$	$1,423084 \cdot 10^{-1}$	$1,666126 \cdot 10^{-1}$	$2,030431 \cdot 10^{-1}$
A_2	$-1,458213 \cdot 10^{-1}$	$-1,186047 \cdot 10^{-1}$	$-0,42169 \cdot 10^{-1}$	$-7,616663 \cdot 10^{-2}$	$-6,118759 \cdot 10^{-2}$	$-4,515712 \cdot 10^{-2}$
A_3	$-2,169411 \cdot 10^{-1}$	$-6,182494 \cdot 10^{-2}$	$-1,53788 \cdot 10^{-2}$	$-1,570055 \cdot 10^{-2}$	$-3,461256 \cdot 10^{-2}$	$-3,150622 \cdot 10^{-2}$
A_4	$-1,567800 \cdot 10^{-1}$	$-1,972588 \cdot 10^{-1}$	$-3,032700 \cdot 10^{-1}$	$-3,299467 \cdot 10^{-1}$	$-3,625343 \cdot 10^{-1}$	$-4,671401 \cdot 10^{-1}$
A_5	$-1,902197 \cdot 10^{-1}$	$-7,749295 \cdot 10^{-2}$	$-9,296300 \cdot 10^{-2}$	$8,557107 \cdot 10^{-2}$	$1,971737 \cdot 10^{-2}$	$1,882445 \cdot 10^{-2}$
A_6	$6,771795 \cdot 10^{-2}$	$-1,139039 \cdot 10^{-2}$	$3,775756 \cdot 10^{-2}$	$1,250548 \cdot 10^{-2}$	$8,055736 \cdot 10^{-2}$	$2,568700 \cdot 10^{-2}$
A_7	$-3,838637 \cdot 10^{-2}$	$-5,336304 \cdot 10^{-2}$	$1,590417 \cdot 10^{-2}$	$2,680466 \cdot 10^{-2}$	$-1,756492 \cdot 10^{-2}$	$-7,199674 \cdot 10^{-2}$
A_8	$-7,439268 \cdot 10^{-2}$	$6,027678 \cdot 10^{-2}$	$1,207799 \cdot 10^{-2}$	$6,169710 \cdot 10^{-2}$	$1,497160 \cdot 10^{-2}$	$4,590677 \cdot 10^{-2}$
A_9	$6,197814 \cdot 10^{-2}$	$8,752473 \cdot 10^{-2}$	$-1,029740 \cdot 10^{-2}$	$-4,214394 \cdot 10^{-2}$	$-2,71052 \cdot 10^{-2}$	$1,906257 \cdot 10^{-2}$
A_{10}	$-2,471489 \cdot 10^{-2}$	$-1,005414 \cdot 10^{-2}$	$-1,275465 \cdot 10^{-2}$	$8,660298 \cdot 10^{-2}$	$4,015917 \cdot 10^{-2}$	$6,512600 \cdot 10^{-2}$
A_{11}	$1,181745 \cdot 10^{-2}$	$1,146819 \cdot 10^{-2}$	$5,497335 \cdot 10^{-2}$	$1,145424 \cdot 10^{-2}$	$1,003943 \cdot 10^{-2}$	$1,212753 \cdot 10^{-2}$
A_{12}	$8,323050 \cdot 10^{-2}$	$-1,141405 \cdot 10^{-2}$	$-1,367150 \cdot 10^{-2}$	$-4,721903 \cdot 10^{-2}$	$-8,134750 \cdot 10^{-2}$	$-8,043892 \cdot 10^{-2}$
A_{13}		$3,567783 \cdot 10^{-2}$	$3,433684 \cdot 10^{-2}$	$1,338747 \cdot 10^{-2}$	$2,432208 \cdot 10^{-2}$	$-2,174310 \cdot 10^{-2}$
A_{14}		$5,567192 \cdot 10^{-2}$	$4,514591 \cdot 10^{-2}$	$9,413878 \cdot 10^{-2}$	$-1,162641 \cdot 10^{-2}$	$-6,494898 \cdot 10^{-2}$
A_{15}			$1,303819 \cdot 10^{-2}$	$8,655754 \cdot 10^{-2}$	$5,911930 \cdot 10^{-2}$	$1,638794 \cdot 10^{-2}$
A_{16}			$8,854345 \cdot 10^{-2}$	$7,142845 \cdot 10^{-2}$	$3,197913 \cdot 10^{-2}$	$6,944750 \cdot 10^{-2}$
A_{17}						$1,344235 \cdot 10^{-2}$
A_{18}						$6,371494 \cdot 10^{-2}$

Продолжение табл. 5.5

A_l	$E, \text{ МэВ}$				
	9	10	11	13	15
A_1	$2,396541 \cdot 10^{-1}$	$2,720188 \cdot 10^{-1}$	$2,948091 \cdot 10^{-1}$	$3,438078 \cdot 10^{-1}$	$3,941137 \cdot 10^{-1}$
A_2	$-3,060844 \cdot 10^{-1}$	$-1,776830 \cdot 10^{-1}$	$-3,405517 \cdot 10^{-2}$	$3,929120 \cdot 10^{-2}$	$8,842142 \cdot 10^{-2}$
A_3	$-6,214895 \cdot 10^{-1}$	$-6,680936 \cdot 10^{-2}$	$-6,685390 \cdot 10^{-2}$	$-5,985889 \cdot 10^{-2}$	$-4,576403 \cdot 10^{-2}$
A_4	$-5,345756 \cdot 10^{-1}$	$-5,570582 \cdot 10^{-1}$	$-5,771385 \cdot 10^{-2}$	$-6,443740 \cdot 10^{-2}$	$-6,799594 \cdot 10^{-2}$
A_5	$1,615238 \cdot 10^{-1}$	$1,296474 \cdot 10^{-1}$	$7,626880 \cdot 10^{-2}$	$-9,174941 \cdot 10^{-2}$	$-2,314680 \cdot 10^{-2}$
A_6	$1,708967 \cdot 10^{-1}$	$3,290343 \cdot 10^{-1}$	$3,915014 \cdot 10^{-1}$	$6,028787 \cdot 10^{-2}$	$-7,866730 \cdot 10^{-2}$
A_7	$2,738932 \cdot 10^{-1}$	$4,554210 \cdot 10^{-1}$	$5,691932 \cdot 10^{-1}$	$8,993179 \cdot 10^{-2}$	$8,702266 \cdot 10^{-2}$
A_8	$5,021950 \cdot 10^{-1}$	$1,497329 \cdot 10^{-1}$	$-1,327963 \cdot 10^{-1}$	$-5,481359 \cdot 10^{-2}$	$4,323613 \cdot 10^{-2}$
A_9	$3,852962 \cdot 10^{-1}$	$3,592811 \cdot 10^{-1}$	$2,625897 \cdot 10^{-1}$	$1,439022 \cdot 10^{-1}$	$-6,719360 \cdot 10^{-2}$
A_{10}	$9,421590 \cdot 10^{-2}$	$1,287755 \cdot 10^{-1}$	$1,492118 \cdot 10^{-1}$	$1,473903 \cdot 10^{-1}$	$1,343027 \cdot 10^{-1}$
A_{11}	$2,571101 \cdot 10^{-2}$	$4,585553 \cdot 10^{-2}$	$5,483206 \cdot 10^{-2}$	$4,844455 \cdot 10^{-2}$	$6,642476 \cdot 10^{-2}$
A_{12}	$-1,262825 \cdot 10^{-2}$	$-2,203680 \cdot 10^{-2}$	$-3,303692 \cdot 10^{-2}$	$-1,646834 \cdot 10^{-2}$	$4,927719 \cdot 10^{-2}$
A_{13}	$-1,257190 \cdot 10^{-2}$	$-2,396415 \cdot 10^{-2}$	$-2,608188 \cdot 10^{-2}$	$1,232371 \cdot 10^{-2}$	$5,562974 \cdot 10^{-2}$
A_{14}	$-1,030210 \cdot 10^{-2}$	$-1,662668 \cdot 10^{-2}$	$3,724977 \cdot 10^{-2}$	$1,320099 \cdot 10^{-2}$	$-3,429070 \cdot 10^{-2}$
A_{15}	$3,099070 \cdot 10^{-2}$	$3,732661 \cdot 10^{-2}$	$7,680925 \cdot 10^{-2}$	$-2,540305 \cdot 10^{-2}$	$-6,479288 \cdot 10^{-2}$
A_{16}	$1,087921 \cdot 10^{-2}$	$-2,911663 \cdot 10^{-2}$	$-1,361258 \cdot 10^{-2}$	$-4,191107 \cdot 10^{-2}$	$-5,019709 \cdot 10^{-2}$
A_{17}	$4,437888 \cdot 10^{-2}$	$1,196088 \cdot 10^{-2}$	$2,859691 \cdot 10^{-2}$	$9,027158 \cdot 10^{-2}$	$1,680727 \cdot 10^{-2}$
A_{18}	$2,126089 \cdot 10^{-2}$	$7,173357 \cdot 10^{-2}$	$1,739045 \cdot 10^{-2}$	$8,828927 \cdot 10^{-2}$	$2,311822 \cdot 10^{-2}$

деформированных. Так как модель содержит довольно большое число параметров, относительно легко получить хорошее согласие с экспериментальными данными в некоторых ограниченных энергетических интервалах, но полученные таким образом параметры потенциала различны для соседних ядер. Кроме того, значения этих параметров очень сильно различаются по данным разных авторов.

Одним из наиболее важных достоинств применения метода связанных каналов для оценки нейтронных сечений является возможность получения и использования единых для группы ядер параметров оптического потенциала, что невозможно для сферической оптической модели. Расчеты со сферическим потенциалом не могут воспроизвести общую тенденцию в изменении силовых функций для тяжелых ядер. Расчеты же по обобщенной оптической модели с единым набором параметров потенциала хорошо воспроизводят эту тенденцию в изменении σ_0 и S_1 .

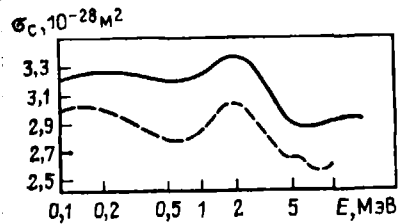


Рис. 5.16. Сравнение сечений образования составного ядра σ_c для ^{238}U , рассчитанных по сферической оптической модели (пунктир) и методом связанных каналов (сплошная кривая)

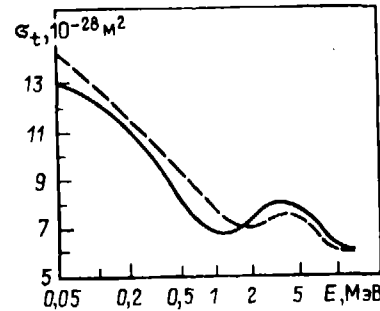


Рис. 5.17. Сравнение σ_t для ^{239}Pu , рассчитанных с учетом только квадрупольной деформации (пунктир) и квадрупольной и гексадекапольной деформации (сплошная кривая)

Сравнение сечений полного взаимодействия σ_t для ^{239}Pu , рассчитанных нами по сферической и обобщенной оптическим моделям, показывает, что расчетные сечения наиболее существенно различаются в области низких энергий. Если использование деформированного потенциала позволяет описать σ_t для ^{239}Pu с погрешностью не хуже 2% во всей области энергий, то применение сферического потенциала приводит к различию между расчетными и экспериментальными значениями σ_t , достигающему для некоторых областей энергий 8%.

Сравнение с экспериментальными данными дифференциальных сечений упругого рассеяния, рассчитанных с использованием сферического и деформированного потенциалов, показывает, что сферическая оптическая модель хуже описывает сечение упругого рассеяния, особенно на большие углы.

Наиболее чувствительно к выбору модели (сферической или несферической) сечение образования составного ядра σ_c . При расчетах со сферическим потенциалом $\sigma_c^{\text{сф}} = \sigma_t - \sigma_n^{\text{прям}}$, в методе же связанных каналов $\sigma_c^{\text{несф}} = \sigma_t - \sigma_n^{\text{прям}} - \sigma_{nn}^{\text{прям}}$.

Поскольку $\sigma_{nn}^{\text{прям}}$ сильно зависит от энергии, корректность расчета σ_c по сферической оптической модели из подгонки ее параметров к σ_t очень сомнительна. Это видно из рис. 5.16. Различие $\sigma_c^{\text{сф}}$ и $\sigma_c^{\text{несф}}$ весьма существенно и зависит от энергии, что делает невозможной перенормировку результатов расчетов со сферическим потенциалом к результатам расчетов по обобщенной оптической модели. Различие в коэффициентах нейтронных проницаемостей, рассчитанных по сферической и несферической оптическим моделям, того же порядка, что и различие в σ_c .

Влияние деформации ядра на расчетные сечения не может быть описано эквивалентным рядом параметров сферического оптического потенциала. Причем, как замечено в [371], существенно влияние параметров как квадрупольной β_2 , так и гексадекапольной β_4 деформации. Этот эффект иллюстрируется на рис. 5.17. Из рисунка видно, что разница в σ_t достигает $\pm 10\%$, и можно сделать вывод, что для точной оценки сечений актиноидов необходимо учитывать как квадрупольную, так и гексадекапольную деформации ядер.

Из приведенных выше результатов ясно, что для надежной оценки нейтронных сечений тяжелых деформированных ядер следует использовать обобщенную оптическую модель. Применение сферической оптической модели допустимо лишь в тех случаях, когда требуемая точность в расчетах сечений невелика (погрешность 20—30%).

5.2. РАСЧЕТ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР НА ОСНОВЕ ЭКСИТОННОЙ МОДЕЛИ ПРЕДРАВНОВЕСНОГО РАСПАДА

В последние годы для расчета нейтронных сечений широкое использование получила модель предравновесного распада. Наиболее детальный вариант этой модели (модель Харпа — Миллера — Берне [394]) позволяет описать реакцию от начала до конца, однако она довольно сложна для практической реализации. Для упрощения расчета от детального рассмотрения процесса переходят к рассмотрению энергии возбуждения и полного числа частиц и дырок, т. е. считают, что все возможные распределения этой энергии между частицами и дырками равновероятны. Это приводит к системе уравнений, которая решается легче, чем система Харпа — Миллера — Берне. Однако это упрощение чревато осложнениями. Матричный элемент \bar{M} является теперь свободным параметром теории, поэтому экситонная модель не предсказывает абсолютные значения выхода, ее результаты нормируются к экспериментальным данным. Величина \bar{M} есть матричный элемент потенциала остаточного взаимодействия $V_{\lambda\lambda'}$, усредненный по всем конфигурациям λ , которые могут возникнуть в ядре. Опыт расчетов $V_{\lambda\lambda'}$ по микроскопическим моделям показывает, что эта величина изменяется в очень широких пределах. Поэтому, если даже известно среднее значение \bar{M} , дисперсия может быть сравнима с самим значением вследствие упрощенности модели.

Дальнейшее упрощение кинетического уравнения в рамках экситонной модели связано с пренебрежением переходами с $\Delta l = 0$ и $\Delta l = -2$, т. е. с предположением $\lambda_+ \gg \lambda_0 \gg \lambda_-$, что упрощает кинетическое уравнение и приводит к возможности аналитического решения [395]. Такое предположение справедливо только для первых остаточных взаимодействий, следовательно, в этом приближении описывается только предравновесная эмиссия (для процессов, протекающих через стадию образования составного ядра, справедливо условие $\lambda_+ = \lambda_0 = \lambda_-$). Подавляющее большинство применений экситонной модели к расчету нейтронных сечений основано на аналитическом приближении к решению кинетического уравнения. Это упрощение оправдано из-за того, что получаются близкие результаты. Однако спектры нейтронов в области низких энергий (1—4 МэВ) не идентичны и могут отличаться от более точного решения на 5—30%. Более того, использование аналитического выражения приводит к тому, что теряется одна из наиболее привлекательных особенностей экситонной модели — возможность одинаково описывать как предравновесный, так и равновесный спектры испущенных нейтронов, и процесс ядерной реакции в общем случае следует описывать двумя совершенно различными теориями ядерных реакций. Тем не менее этот способ расчета нейтронных сечений, который теперь широко используют в математических программах, несомненно, более прогрессивен по сравнению с ранними способами, основанными только на статистической теории.

Один из серьезных недостатков экситонной модели заключается в потере информации по угловому распределению испущенных частиц. Схема параметризации угловых распределений неупругорассеянных нейтронов, основанная на применении теории прямых реакций в форме приближения Борна для плоской волны вместе с моделью испарения, была разработана А. А. Лукьяновым и др.

[396]. В этом подходе форма углового распределения определяется в приближении Борна для плоской волны, рассчитанной для одночастичных переходов в ядре-мишени в среднем энергетическом интервале, который соответствует экспериментальному энергетическому разрешению, а типичная структура углового распределения связана с квантовыми числами сравнительно малого количества переходов между одночастичными состояниями оболочечной модели. Таким образом, в подходе А. А. Лукьянова и др. была полностью проигнорирована предравновесная компонента. Однако Фу [397] показал, что экспериментально измеренный при $E=14,6$ МэВ спектр нейтронов для железа нельзя описать только методами Хаузера — Фешбаха и искаженных волн без использования предравновесной компоненты.

Если взять за основу временное описание ядерных реакций с помощью кинетического уравнения в рамках экситонной модели, то физическая картина процесса реакции не будет сильно отличаться от картины, полученной другим путем — использованием теории прямых реакций и расчетов по статистической модели (включая двухступенчатые прямые процессы). Однако имеются различия [395]. Экситонная модель в ее современной формулировке не включает в себя коллективные эффекты, которые важны для возбуждения низколежащих остаточных уровней. Кроме того, модели различаются при высоких энергиях падающих частиц и низких энергиях испущенных частиц из-за вклада предравновесной компоненты от более сложных состояний в области $n \geq 7$. Тщательный сравнительный анализ спектров испущенных частиц при энергиях падающих нейтронов выше 20 МэВ при использовании этих методов позволит установить, есть ли вклады от более сложных состояний в экспериментальных спектрах, что даст возможность проверить экситонную модель.

Описание многочастичного предравновесного испускания сложно, поэтому обычно используют математическое упрощение — выражение замкнутой формы [398] или итерационную процедуру [399]. Мы предположили для решения кинетического уравнения использовать метод Монте-Карло [41].

Установление связи между процессом перехода неравновесной ядерной системы в равновесную и случайными марковскими процессами, сделанное в [400], позволило использовать метод Монте-Карло для точного решения обобщенного кинетического уравнения, описывающего развитие возбужденной системы во времени, включая последовательное испускание частиц на стадии установившегося статистического равновесия. Гудима и др. доказали [400] возможность точного решения кинетического уравнения методом Монте-Карло и рассчитали спектры нейтронов, испущенных при взаимодействии нуклонов с ядрами меди и тантала. Авторы [400] не пытались использовать этот подход для предсказания нейтронных сечений тяжелых делящихся ядер, и в общем метод [400] страдает по существу теми же недостатками, которые присущи модели предравновесного распада.

Однако, несмотря на сказанное выше, эта модель полезна для оценки ядерных констант, поскольку обобщенное кинетическое уравнение, описывающее в рамках экситонной модели динамику процесса перехода неравновесной ядерной системы в равновесную, может быть решено точно методом Монте-Карло до $t=\infty$, поэтому можно одновременно учесть предравновесную и равновесную стадии реакции. Кроме того, этот подход позволяет в принципе рассчитать абсолютные значения парциальных сечений всех процессов при взаимодействии нейтронов с ядрами (при их нормировке к сечению неупругого взаимодействия $\sigma_{n\pm}$), в том числе и многократного испускания нейтронов в реакциях $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$. Эту модель можно обобщить на случай делящихся ядер, т. е. можно сделать попытку теоретически рассчитать сечения деления ядер, для которых отсутствуют экспериментальные данные, и учесть конкуренцию деления при расчете сечений других процессов.

Обобщенное кинетическое уравнение, которое описывает динамику процесса, имеет следующий вид [401]:

$$\begin{aligned} (d/dt)P(n, t) = & \lambda_+(n-2, E)P(n-2, t) + \lambda_-(n+2, E)P(n+2, t) - \\ & - [\lambda_+(n, E) + \lambda_-(n, E) + W_1(n)]P(n, t), \end{aligned} \quad (5.22)$$

где $P(n, t)$ — вероятность нахождения системы в состоянии с числом экситонов n в момент времени t ; $\lambda_+(n, E)$ и $\lambda_-(n, E)$ — вероятности переходов в единицу времени с $\Delta n = +2$ и $\Delta n = -2$ из состояния, характеризуемого числом экситонов n и энергией возбуждения E ; $W_1(n)$ — полная вероятность испускания частицы из n -экситонного состояния.

Кинетическое уравнение связывает изменение вероятности заселения уровней $P(n, t)$ состояний с n экситонами за время t со значениями вероятности внутриядерных переходов $\lambda_{\Delta n}(n, E)$ для переходов $n \rightarrow n + \Delta n$ ($\Delta n = 0, \pm 2$) и вероятностью испускания W_i частиц типа i в континуум состояний с n экситонами. Для практических расчетов необходимо знать плотность n -экситонных состояний $\Psi(n, E)$, вероятность испускания частиц $W_i(n, \epsilon)$ в континуум состояний с n экситонами и вероятности внутриядерных переходов $\lambda_{\Delta n}(n, E)$.

Функцию плотности n -экситонных состояний $\Psi(n, E)$ получили Эриксон и Струтинский [402, 403]. Однако надо иметь в виду, что использование этой функции при низкой энергии возбуждения приводит к низкой точности, особенно для легких ядер и ядер вблизи магических. Более реалистичные подходы учитывают принцип Паули и отклонение от соотношения $g = \text{const}$, вызванное оболочечными эффектами и эффектом спаривания.

Вероятность испускания частицы из n -экситонного состояния $W_1(n)$ определяли из принципа детального баланса, так же как и в статистической теории ядерных реакций.

Вероятности $\lambda_{\Delta n}$ вычисляют из теории возмущений первого порядка

$$\lambda_{\Delta n} = (2\pi/\hbar) \langle |M|^2 \rangle W_1(p, h, E), \quad (5.23)$$

где $W_1(p, h, E)$ — плотность доступных конечных состояний для переходов $n \rightarrow n + \Delta n$ ($\Delta n = 0, \pm 2$), которая меньше, чем полная плотность, из-за ограничений по правилам отбора двухчастичных взаимодействий. Поскольку аналитическое выражение для W_1 известно (оно получено Вильямсом [404]), наиболее важной величиной в (5.23) является средний матричный элемент $\langle |M|^2 \rangle$ для внутриядерных переходов. В ранних работах по экситонной модели матричный элемент рассматривался как свободный подгоночный параметр. Позже из систематического сравнения теоретических и экспериментальных данных $\langle |M|^2 \rangle$ был оценен как функция E и A :

$$\langle |M|^2 \rangle = k/EA^3, \quad k \approx 200 \text{ МэВ}.$$

Независимый способ определения $\langle |M|^2 \rangle$ состоит в замене $\lambda_+(1, 0, E)$ вероятностью столкновения $\lambda_{c\tau}$ для квазисвободной падающей частицы. В этом случае $\lambda_{c\tau}$ получается из рассмотрения нуклон-нуклонного рассеяния в ядерной материи, как это было сделано в [400], или из мнимой части оптического потенциала. Выбором $\lambda_{c\tau}$ можно достичь приемлемого согласия между экспериментом и расчетом по экситонной модели без использования свободных параметров.

Уравнение (5.22) может быть решено конечно-разностным методом, который требует больших затрат машинного времени [399], или методом преобразования Лапласа [405], довольно трудным в реализации.

Мы использовали [41] для точного решения обобщенного кинетического уравнения метод Монте-Карло, поскольку он естественным образом позволяет учесть как возможность последовательного испускания нескольких частиц, так и конкуренцию различных каналов реакции, в том числе и деления. Созданная программа позволяет детально описать последовательное испускание частиц, происходящее при этом изменении свойств возбужденного ядра, а также конкуренцию процессов испарения и деления.

При проведении расчетов использовались следующие физические параметры. Ширина испускания нейтронов Γ_n в рамках статистического подхода, как обычно, равна

$$\Gamma_n(E) = \frac{1}{2\pi\rho(E)} \frac{4m_n}{\hbar^2} \int_0^{E-B_n} \sigma_{inv}(E, \epsilon) \rho_r(E - B_n - \epsilon) d\epsilon, \quad (5.24)$$

где $\rho(E)$ — плотность уровней составного ядра при энергии возбуждения E ; V_n — энергия связи нейтрона; σ_{inv} — сечение обратной реакции, которое бра-лось в виде, предложенном в [406]; $\rho_r(E - V_n - \epsilon)$ — плотность уровней оста-точного ядра после испускания нейтрона. Как следует из выражения (5.24), $\Gamma_n(E)$ не зависит от спина.

Ширина деления Γ_f пропорциональна числу открытых каналов в седловой точке:

$$\Gamma_f(E, J) = \frac{1}{2\pi\rho(E, J)} \int_0^{E - B_f} \frac{\rho_H(E - B_f - \epsilon, J) \cdot \epsilon}{1 + \exp\left[-(2\pi/\hbar\omega)(E - B_f - \epsilon)\right]} d\epsilon, \quad (5.25)$$

где ρ_H — плотность уровней в верхней части барьера; B_f — высота барьера деления.

Практически во всех работах для расчета Γ_n и Γ_f используются эти фор-мулы. Различия заключаются лишь в конкретном выборе способа расчета функций плотности уровней и абсолютизирующих констант.

Эти формулы, как отмечено в [407], выведены без учета переходного про-цесса, каким является, например, при расчете Γ_n переход нейтрона из связан-ного состояния в свободное; при этом не учитывается плотность вероятности нахождения нейтрона с нужными квантовыми числами на расстоянии r от центра ядра в области ослабления ядерного потенциала. Однако в рамках тако-го подхода пока трудно делать численные расчеты, поскольку не ясен кон-кретный вид функций, входящих в уточненные формулы для Γ_n и Γ_f .

Более существенным недостатком используемых выражений для Γ_n и Γ_f , как нам кажется, является отсутствие детальной зависимости от спина I . Энергетическая зависимость Γ_n/Γ_f в статистическом приближении определяется разницей B_f и V_n , так как $\Gamma_n/\Gamma_f \sim \exp\left\{\frac{(B_f - V_n)I}{T}\right\}$, где B_f и V_n — пороговые энергии для деления и испускания нейтронов; T — ядерная температура. Для легких делящихся ядер $B_f \gg V_n$, а для очень тяжелых ядер, видимо, $V_n \gg B_f$, т. е. Γ_n/Γ_f уменьшается с ростом энергии возбуждения.

При расчете сечений с помощью данной модели различались значения па-раметра a в седловой точке (a_f) и для остаточного ядра после испускания нейтрона (a_n).

В [408] показано, что согласие расчетов с результатами экспериментов по измерению числа нейтронов, испущенных под углом 0° к направлению дви-жения осколков деления, для изотопов нептуния можно получить при условии, что a_f на 13% больше a_n . Для ядер от висмута до свинца a_f/a_n может быть около 1,35 [409], а в области более легких ядер среднее значение a_f/a_n умень-шается и становится меньше 1 [410]. В наших расчетах a_f и a_n считались сво-бодными параметрами и изменялись в некоторых пределах.

Начальное число экситонов получено расчетом внутриядерного каскада мето-дом Монте-Карло по программе [411], т. е. считалось, что число дырок равно числу столкновений каскадных частиц с внутриядерными нуклонами и число частиц определялось числом медленных каскадных нуклонов, поглощенных ядром.

Несмотря на достижения теории и эксперимента, общий подход к описанию процесса деления остается феноменологическим. При анализе эксперименталь-ных данных обычно используют упрощенные модели для плотности уровней — модель ферми-газа или модель постоянной температуры, и согласие с экспери-ментом достигается, как правило, ценой произвольной подгонки температуры или параметра плотности уровней. Помимо этого, при анализе процесса деле-ния необходимо учитывать оболочечную структуру ядра при делении и пере-стройку ее с энергией. Именно из-за игнорирования последнего эффекта тра-диционные систематики для Γ_n/Γ_f [412, 413] расходятся с экспериментальными данными. Между тем использование простой модели плотности уровней с по-стоянной температурой, но с учетом определяющей роли оболочечной структуры ядра и ее перестройки с энергией позволили авторам [414] предложить систе-матику для Γ_n/Γ_f , хорошо согласующуюся с экспериментальными данными по вероятности деления. Однако эту систематику можно использовать лишь в об-

ласти энергий нейтронов до 5 МэВ, поскольку предполагалось, что Γ_n/Γ_f не зависит от энергии.

Важным моментом в расчете Γ_f является определение высоты барьеров деления B_f . Для расчета B_f мы использовали модель жидкой капли (МЖК) с учетом поправок на оболочечные эффекты Майерса и Святецкого [415] и Паули и Ледергерберга [416]. Сравнение расчетных данных по B_f , полученных в рамках этой модели, с данными анализа экспериментальных результатов по делению актиноидов [234] показывает, что МЖК с учетом оболочечных попра-вок в целом воспроизводит в пределах экспериментальных погрешностей ($\pm 0.3 \pm 0.5$ МэВ) высоты барьеров деления и позволяет провести экстрапо-ляцию в область ядер, для которых нет экспериментальных данных по B_f .

На делимость ядра оказывает влияние изменение свойств возбужденного ядра с ростом энергии возбуждения, которое необходимо учитывать в расчетах σ_f . В частности, при температурах, больших 2 МэВ, барьеры деления ядер могут заметно отличаться [417] от барьеров деления, рассчитываемых по МЖК. Было предсказано [418], что при больших энергиях возбуждения (от 50 МэВ) ядро практически полностью заканчивает перестройку оболочечной структуры и деление его должно следовать МЖК. Таким образом, можно записать:

$B_f^{exp} \approx B_f^{МЖК}$; $B_f^{exp} = B_f^{МЖК} + \delta W_f - \delta W_R$, где $B_f^{МЖК}$ — барьер деления в МЖК; δW_f и δW_R — оболочечные поправки в переходном и основном состояниях делящихся ядер. В [419] показано, что наблюдаемые отношения Γ_n/Γ_f для холо-дных и горячих ядер калифорния соответствуют различным значениям высоты барьеров деления ($B_f^{x=1} = 5.5$ МэВ для ^{250}Cf ; $B_f^{exp} = 2.0$ МэВ при $E > 40$ МэВ для $^{248-251}\text{Cf}$).

Теоретически оценка влияния температуры ядра на делимость была сле-дана нами аналогично [420] с использованием результатов, полученных мето-дом Хартри — Фока [421]. Приближение Томаса — Ферми, по-видимому, дает ненадежные результаты при попытке корректных расчетов свойств ядерной поверхности [422]. Например, в этом подходе нельзя учесть вклад спин-орби-тального потенциала в поверхностную энергию, но известно, что он понижает ее примерно на 6%. В методе Хартри — Фока можно учесть влияние на струк-туру ядра энергии возбуждения, статистически распределенной среди нуклонов. Однако результаты, полученные в [421] методом Хартри — Фока, не следует переоценивать. В частности, с увеличением температуры толщина поверхности ядра заметно возрастает, граница поверхности размывается, тогда как расчеты по МЖК, которые были использованы для определения B_f , делались в пред-положении резкой границы поверхности.

Согласно результатам [421] температурная зависимость коэффициентов ку-лоновской и поверхностной энергий имеет вид

$$a_r(E^*) = a_r(1 - cT^2); \quad a_s(E^*) = a_s(1 - sT^2),$$

где $T = (E^*/aA)^{1/2}$; $c = 10^{-3}$ МэВ $^{-2}$; $s = 6,3157 \cdot 10^{-3}$ МэВ $^{-2}$.

Такая оценка зависимости $B_f(E^*)$ показывает, что для тяжелых ядер влияние на B_f температуры ядра, естественно, мало при низких энергиях и увеличивается с ростом энергии возбуждения, приводя к уменьшению B_f для урана приблизительно на 1 МэВ при $E^* = 100$ МэВ и примерно на 0,2 МэВ при $E^* = 20$ МэВ.

Предравновесная эмиссия частиц оказывает сильное влияние на делимость ядер с малыми Z , которые претерпевают деление на начальной стадии испаре-ния [423]. Испускание предравновесной частицы из остаточного ядра в этом случае значительно уменьшает энергию возбуждения составного ядра, и, сле-довательно, вероятность деления уменьшается. Для тяжелых ядер этот про-цесс менее существен, и в рамках развитого метода его оказалось достаточно легко учесть.

Для плотности уровней мы использовали традиционную модель ферми-газа, модель постоянной температуры (в этом случае выражения для Γ_n и Γ_f на-числяются аналитически), а также модель ферми-газа с учетом энергетической зависимости параметра a (вычисления проводились численно).

В рамках развитой экситонной модели предравновесного распада для раз-личных моделей плотности уровней, различных способов вычисления оболочеч-

ных поправок, с учетом и без учета температурной зависимости V_f , были рассчитаны сечения реакций неупругого рассеяния нейтронов, деления, реакции $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ для тяжелых ядер.

Рассмотрим на примере ядра ^{238}U наиболее чувствительные к учету предравновесных процессов сечения реакций (n, n') , $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$, по которым имеются экспериментальные данные, а также сечение деления. Оценим вначале влияние параметров a_n , a_f и ρ_0 на сечение неупругого рассеяния. На рис. 5.18 видно, что расчет с $a=A/7$; $\rho_0=3$ дает резко заниженное, а расчет с $a=0,1A$ и $\rho_0=2$ — резко завышенное значение $\sigma_{nn'}$, для ^{238}U по сравнению с экспериментальными данными при $E=14$ МэВ. Результаты расчета $\sigma_{nn'}$ с $a_n=0,1A$; $a_f=0,11A$; $\rho_0=3$ не противоречат имеющимся экспериментальным данным.

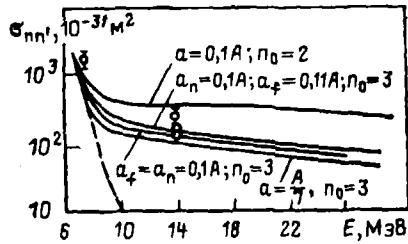


Рис. 5.18. Зависимость сечения неупругого рассеяния для ^{238}U от начальной энергии нейтрона. Указаны значения параметра плотности уровней a_n и a_f , а также начальное число экситонов ρ_0

Сечение реакции (n, n') , рассчитанное без учета предравновесных процессов по статистической модели (пунктир), характеризуется резко спадающей энергетической зависимостью: уже при $E=10$ МэВ сечения, рассчитанные по обеим моделям, различаются более чем на порядок. Сечения же реакции $(n, 2n)$, рассчитанные по статистической и предравновесной моделям, слабо различаются при $E=13$ МэВ, и только с дальнейшим увеличением энергии нейтрона роль предравновесных процессов возрастает.

Обращает на себя внимание зависимость результатов расчетов сечений от числа экситонов в начальном состоянии ρ_0 . При $\rho_0=2$ результаты расчета $\sigma_{nn'}$ выше экспериментальных данных и выше расчетных значений при $\rho_0=3$.

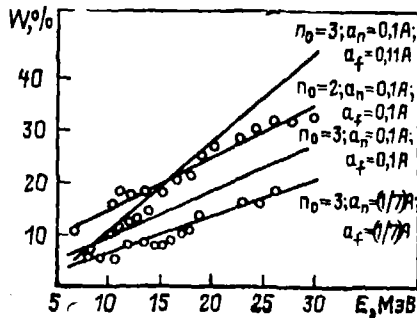


Рис. 5.19. Зависимость доли предравновесных процессов от начальной энергии нейтронов для ^{238}U

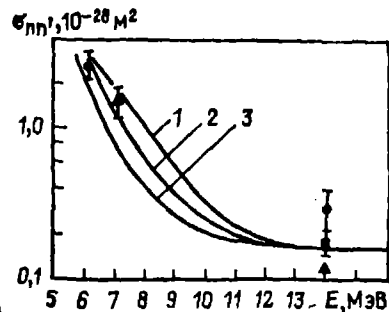


Рис. 5.20. Сечение неупругого рассеяния для ^{238}U в области энергий 5—15 МэВ, рассчитанное в рамках экситонной модели:

1 — V_f , рассчитаны по МЖК с оболочечными поправками Майерса и Святецкого [415]; 2 — V_f , рассчитаны по МЖК без оболочечных поправок; 3 — V_f , взяты из [234]

Это связано с тем, что на стадии установления равновесия при $\rho_0=2$ средняя энергия испускаемых нейтронов больше, чем в случае $\rho_0=3$, так как энергия возбуждения перераспределяется на меньшее число экситонов в начальной стадии. Экспериментально из наклона спектров нейтронов было найдено $\rho_0=3,2 \pm 0,2$ [424] для реакций под действием нуклонов и $\rho_0=5$ для реакций под действием α -частиц.

Зависимость доли предравновесных процессов от энергии налетающих нейтронов приведена на рис. 5.19. Вероятность испускания предравновесных нейтронов в области $E=14$ МэВ, рассчитанная в рамках принятой модели, близка к значениям, определяемым из экспериментальных данных по спектрам неупругодействующих нейтронов (расхождение составляет 20% для ^{238}U) [425].

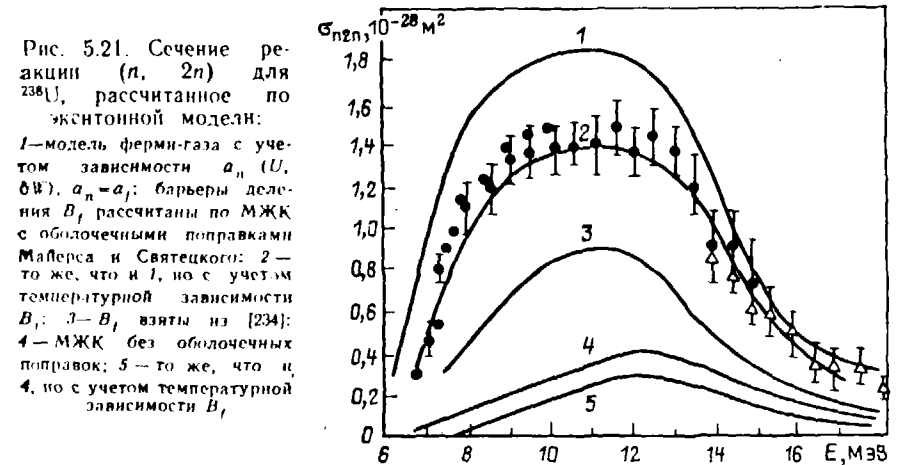


Рис. 5.21. Сечение реакции $(n, 2n)$ для ^{238}U , рассчитанное по экситонной модели:

1 — модель ферми-газа с учетом зависимости $a_n(U, E)$, $a_n=a_f$; барьеры деления V_f , рассчитаны по МЖК с оболочечными поправками Майерса и Святецкого; 2 — то же, что и 1, но с учетом температурной зависимости V_f ; 3 — V_f взяты из [234]; 4 — МЖК без оболочечных поправок; 5 — то же, что и 4, но с учетом температурной зависимости V_f

С ростом энергии эта величина монотонно возрастает. При увеличении ρ_0 уменьшается число предравновесных состояний, что приводит к уменьшению сечения предравновесного испускания. С ростом энергии возбуждения системы растет вероятность испускания частиц, поэтому вклад каждого состояния в сечение становится более существенным. Вследствие этого с ростом энергии возбуждения сечение, связанное с предравновесным испусканием, при $\rho_0=3$ растет быстрее, чем при $\rho_0=5$.

На рис. 5.20—5.23 приведены рассчитанные в рамках описанного выше метода сечения реакций (n, n') , $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ и (n, f) для ^{238}U .

Из рис. 5.20 видно, что рассчитанные значения сечения неупругого рассеяния $\sigma_{nn'}$, как и следует ожидать, слабо зависят от того, какие параметры МЖК были использованы для расчета V_f . Основное влияние на расчет $\sigma_{nn'}$ оказывает правильность выбора матричного элемента при учете предравновесно испущенных нейтронов.

При расчете сечений реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ для ^{238}U разработанный в настоящей работе подход с использованием расчетов барьеров деления по МЖК с оболочечными поправками Майерса и Святецкого [415] и учетом температурной зависимости барьеров деления дает наиболее близкое описание экспериментальных данных (в пределах 10—20%) по сравнению с другими способами расчета V_f . Для плотности уровней в этом случае использовалась модель ферми-газа. Наибольшее отличие от экспериментальных данных наблюдается в области 8—11, МэВ: примерно 20—30% для σ_{n2n} и 15% для σ_{n3n} . Использование для расчета V_f МЖК без оболочечных поправок приводит к нефизическим значениям всех рассчитываемых сечений: σ_{n2n} , σ_{n3n} , σ_{nf} . Использование барьеров деления, приведенных Линном [234], дает слишком низкие (почти в 2 раза ниже) сечения реакции $(n, 2n)$ и слишком высокие сечения деления. Из рис. 5.21 видна чувствительность рассчитанного в данном подходе

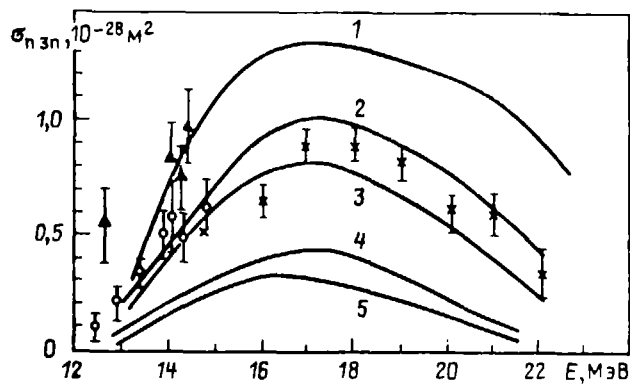


Рис. 5.22. Сечение реакции $(n, 3n)$ для ^{238}U , рассчитанное по экситонной модели:
обозначения кривых те же, что и на рис. 5.21

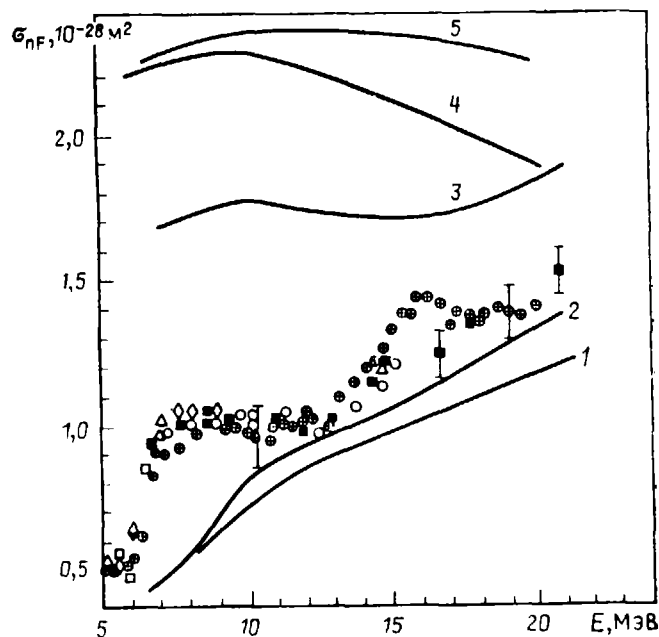


Рис. 5.23. Сечение $\sigma_{n,F}$ для ^{238}U , рассчитанное по экситонной модели:
1 — модель ферми-газа с учетом зависимости $a_n(U, \delta W)$, $a_n = a_f$; V_f рассчитаны по МЖК с оболочечными поправками Майерса и Святецкого; 2 — то же, что и 1, но с учетом температурной зависимости V_f ; 3 — V_f взяты из [234]; 4 — МЖК без оболочечных поправок; 5 — то же, что и 4, но с учетом температурной зависимости V_f .

сечения реакции $(n, 2n)$ к значению барьеров деления V_f . Конечно, использование V_f , полученных из экспериментальных данных по σ_f , сразу же приводит к резкому ухудшению согласия расчетных и экспериментальных данных по $\sigma_{n,2n}$. Однако назначение разработанной на основе метода Монте-Карло модели заключалось в том, чтобы предсказывать нейтронное сечение, не используя подгонку к экспериментальным значениям сечения деления.

С этой точки зрения важно иметь представление о том, с какой точностью в принципе в данном подходе можно рассчитать сечение деления. На рис. 5.23 представлены результаты расчетов $\sigma_{n,F}$ для ^{238}U при различных предположениях о параметрах МЖК. Использование оболочечных поправок Паули и Ледергерберга [416], так же как и использование барьеров деления V_f , рекомендованных Линном [234], приводят к слишком высоким значениям $\sigma_{n,F}$.

Как и в случае $\sigma_{n,2n}$ и $\sigma_{n,3n}$, наилучшим приближением при расчете $\sigma_{n,F}$ в рамках описанного выше подхода является использование V_f из МЖК с оболочечными поправками Майерса и Святецкого и учетом температурной зависимости V_f . Однако и здесь отклонение от экспериментальных данных по σ_f значительно (в некоторых областях в 1,5–2 раза).

Несколько лучшего согласия теоретических и экспериментальных значений σ_f можно достичь, если в модели ферми-газа учесть оболочечные эффекты в том виде, в каком это сделано А. В. Игнатьюком [253], т. е. использовать параметр a , определенным образом зависящий от энергии возбуждения:

$$a(U, Z, A) = \tilde{a}(A) \left[1 + \frac{f(U)\delta W(Z, A)}{(U - E_{\text{конд}})} \right]; \quad (5.26)$$

$$\tilde{a}(A) = \alpha A + \beta A^{2/3}; \quad f(U) = 1 - \exp[-\gamma(U - E_{\text{конд}})] \quad (5.27)$$

(обозначения величин см. в [253]). В этом случае соотношения модели ферми-газа оказываются слишком сложными для аналитических расчетов, поэтому вычисления были проведены численно.

Использование указанных представлений вместо традиционной модели ферми-газа приводит к улучшению согласия теоретических и экспериментальных данных по σ_f . Кривая 2 на рис. 5.23 получена в рамках этих приближений, вполне удовлетворительных для предсказания сечений остальных типов.

Расчеты сечения реакции $(n, 2n)$, проведенные в рамках традиционной модели ферми-газа с использованием параметра Δ для учета эффектов спаривания, показали, что имеет место сдвиг расчетных значений по энергии на 2 МэВ в сторону больших энергий. Поэтому использование эффективной энергии возбуждения с поправкой Δ на энергию спаривания в рамках модели ферми-газа может описывать экспериментальные данные только в узком диапазоне энергий возбуждения.

Использование метода Монте-Карло для расчета внутриядерного каскадного процесса с учетом предравновесного испускания нейтронов позволяет предсказывать сечение неупругого рассеяния, сечения реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ для тяжелых ядер в области высоких энергий (5–20 МэВ) с погрешностью более 30%. Эту модель можно использовать для учета процесса деления при расчете сечений реакций $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, (n, n') , но с ее помощью нельзя предсказать сечение деления ядер, для которых отсутствуют экспериментальные данные по σ_f . Более точному расчету σ_f могут способствовать использование корректной модели плотности уровней и поиск надежных параметров.

5.3. РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, (n, n') И $(n, 2n')$ И СПЕКТРОВ НЕУПРУГИХ НЕЙТРОНОВ, СОПРОВОЖДАЮЩИХ ЭТИ РЕАКЦИИ

При создании полных систем ядерных констант мы столкнулись с тем, что экспериментальные данные по сечениям реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ для дефицитных ядер почти полностью отсутствуют, а расчетные значения сильно отличаются друг от друга. Поэтому для увеличения надежности целесообразно развить несколько методов расчета сечений реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$.

Перлстайн [426] разработал простую модель для расчета сечений указанных реакций. Несмотря на ее простоту, расчетные сечения для неделящихся ядер в среднем неплохо согласуются с экспериментальными данными. Однако при использовании модели для тяжелых ядер недостатки ее стали более очевидны. Так, Перлстайн считал, что два нейтрона испускаются с единичной вероятностью, когда $E_n - E_1 > E_{B_1}$, где E_n — энергия падающего нейтрона; E_1 — энергия первого нейтрона, испущенного составным ядром $A+1$; E_{B_1} — энергия отрыва двух нейтронов для ядра A . Это предположение некорректно, если считать, что согласно модели испарения нейтроны испускаются последовательно.

Тогда, если второй нейтрон испускается с энергией E_2 , энергия возбуждения ядра $A-1$ будет равна $E_n - E_1 - E_2 - E_{B_1}$, т. е. будет выше основного состояния. Если эта энергия возбуждения меньше, чем $E_{B_1} - E_{B_1}$, то дальнейшее испускание нейтрона невозможно, даже если $E_n - E_1 > E_{B_1}$, т. е. процесс будет реакцией $(n, 2n)$, но согласно модели [426] он будет считаться реакцией $(n, 3n)$. Поэтому в модели Перлстайна сечения реакции $(n, 2n)$ недооценены, а сечения реакции $(n, 3n)$ переоценены. Кроме того, Перлстайн производил нормировку сечений на основании систематки данных, что иногда приводило к большим погрешностям.

В других моделях для расчета сечений реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ не учитываются предравновесные процессы [427, 428], либо деление [429], поэтому их нельзя назвать простыми и удобными для оценки ядерных данных.

Наиболее хорошо развитый подход к расчету сечений многочастичных реакций, основанный на использовании метода Хаузера — Фейсбаха с учетом вклада предравновесных процессов, описан в [430]. В этом подходе имеется возможность расчета сечений последовательного (до шести каскадов) испускания частиц из составного ядра с учетом четырех конкурирующих каналов, в том числе и γ -переходов. Разработанную авторами [430] программу можно усовершенствовать, если использовать более корректную модель плотности уровней с учетом коллективных эффектов и учесть процесс деления, что было сделано В. М. Масловым.

Модель, которая позволяет достаточно просто провести самосогласованный расчет нейтронных сечений реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ при создании полных систем ядерных констант на основании экспериментальных данных по этапам процессов, описана ниже [18].

Приведем выражение для сечений реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$:

$$\sigma_{n2n} = \frac{\pi}{2k^2(2I+1)} \sum_{\alpha} (2J_{\alpha} + 1) T_{\alpha} W_{\alpha}^{(1)} W_{\alpha}^{(2)} W_{\alpha}^{\dagger}; \quad (5.28)$$

$$\sigma_{n3n} = \frac{\pi}{2k^2(2I+1)} \sum_{\alpha} (2J_{\alpha} + 1) T_{\alpha} W_{\alpha}^{(1)} W_{\alpha}^{(2)} W_{\alpha}^{(3)} W_{\alpha}^{\dagger}, \quad (5.29)$$

где α — любой из возможных каналов реакции; T_{α} — проницаемость канала α ; $W_{\alpha}^{(1)}$, $W_{\alpha}^{(2)}$, $W_{\alpha}^{(3)}$ — вероятности вылета первого, второго и третьего нейтронов из ядра в канале α ; W_{α}^{\dagger} — вероятность того, что после вылета последнего нейтрона остаточное возбуждение будет снято γ -квантами.

Учитывая возможность предравновесного испускания первого нейтрона, перепишем (5.28) и (5.29) в виде

$$\sigma_{n2n} = \frac{\pi}{2k^2(2I+1)} \left[\sum_{\alpha_p} (2J_{\alpha} + 1) T_{\alpha} W_{\alpha}^{(1)} W_{\alpha}^{(2)} W_{\alpha}^{\dagger} + \sum_{\alpha_{np}} (2J_{\alpha} + 1) T_{\alpha} W_{\alpha}^{(1)} W_{\alpha}^{(2)} W_{\alpha}^{\dagger} \right]; \quad (5.30)$$

$$\sigma_{n2n} = \frac{\pi}{2k^2(2I+1)} \left[\sum_{\alpha_p} (2J_{\alpha} + 1) T_{\alpha} W_{\alpha}^{(1)} W_{\alpha}^{(2)} W_{\alpha}^{(3)} W_{\alpha}^{\dagger} + \sum_{\alpha_{np}} (2J_{\alpha} + 1) T_{\alpha} W_{\alpha}^{(1)} W_{\alpha}^{(2)} W_{\alpha}^{(3)} W_{\alpha}^{\dagger} \right]. \quad (5.31)$$

Здесь суммы по α_p и α_{np} — это суммы по всем возможным каналам вылета нейтронов из равновесного ядра и с вылетом первого нейтрона до установления в нем равновесия.

Считаем, что корреляция между вероятностями последовательного вылета частиц отсутствует. Тогда

$$\sigma_{n2n} = \frac{\pi}{2k^2(2I+1)} \left[\bar{W}_{\alpha_p}^{(2)} \bar{W}_{\alpha_p}^{\dagger} \sum_{\alpha_p} (2J_{\alpha} + 1) T_{\alpha} W_{\alpha}^{(1)} + \bar{W}_{\alpha_{np}}^{(2)} \bar{W}_{\alpha_{np}}^{\dagger} \sum_{\alpha_{np}} (2J_{\alpha} + 1) T_{\alpha} W_{\alpha}^{(1)} \right]; \quad (5.32)$$

$$\sigma_{n3n} = \frac{\pi}{2k^2(2I+1)} \left[\bar{W}_{\alpha_p}^{(2)} \bar{W}_{\alpha_p}^{(3)} \bar{W}_{\alpha_p}^{\dagger} \sum_{\alpha_p} (2J_{\alpha} + 1) T_{\alpha} W_{\alpha}^{(1)} + \bar{W}_{\alpha_{np}}^{(2)} \bar{W}_{\alpha_{np}}^{(3)} \bar{W}_{\alpha_{np}}^{\dagger} \sum_{\alpha_{np}} (2J_{\alpha} + 1) T_{\alpha} W_{\alpha}^{(1)} \right]. \quad (5.33)$$

Нетрудно заметить, что

$$\frac{\pi}{2k^2(2I+1)} \left[\sum_{\alpha_p} (2J_{\alpha} + 1) T_{\alpha} W_{\alpha}^{(1)} + \sum_{\alpha_{np}} (2J_{\alpha} + 1) T_{\alpha} W_{\alpha}^{(1)} \right] = \sigma_{nn} + \sigma_{n2n} + \dots + \sigma_{nn'} + \sigma_{n2n'} + \dots = \sigma_{nc} - \sigma_{nf} - \sigma_{nt}, \quad (5.34)$$

где выражение в левой части равенства представляет собой полное сечение вылета первого нейтрона из ядра; σ_{nc} — сечение неупругого взаимодействия; σ_{nf} — первое парциальное сечение деления ($\sigma_{nf} = \sigma_{nf} + \sigma_{n2nf} + \sigma_{n3nf}$).

Считаем, что часть нейтронов может быть испущена из ядра до установления в нем статистического равновесия. Спектр таких нейтронов принимался в виде [425]

$$I_{np}^{(1)}(E, E') = \beta \frac{(2s+1)}{2\pi^2 \hbar^3} \frac{E \sigma_{\text{полл}}(E) \sigma_c(E, E') \hbar}{|M|^2 g^4 (E + B_n)^3} \times \sum_{n=n_0+2}^{\bar{n}} \left(\frac{E - E'}{E + B_n} \right)^{n-2} (n+1)(n^2-1), \quad (5.35)$$

где $\beta=2/3$ — коэффициент, отражающий закон сохранения заряда; $s=1/2$ — спин нейтрона; $\sigma_{\text{полл}}(E)$ — сечение поглощения нейтронов ядром; $\sigma_c(E, E')$ — сечение реакции, обратной испусканию нейтрона; g — одночастичная плотность состояний, равная $6a/\pi^2$; $|M|^2$ — среднее значение квадрата матричного элемента взаимодействия между состояниями с n и $n+2$ экситонами; n_0 — начальное число экситонов (считалось, что для рассматриваемых ядер $n_0=3$); \bar{n} — предельное значение n , когда достигнуто равновесие: $\bar{n} = \sqrt{g(E + B_n)}$.

Предполагалось, что после испускания первого нейтрона в ядре устанавливается статистическое равновесие и второй и третий нейтроны испускаются из равновесного ядра. Энергетическое распределение первых нейтронов, испу-

щенных из равновесного ядра, в предположении независимости от спина ядра принималось в виде

$$I_p^{(1)}(E, \tilde{E}) = \tilde{E} \sigma_c(E, \tilde{E}) \rho(E - B_n - \tilde{E}), \quad (5.36)$$

где E — энергия испущенного нейтрона; $\rho(E - B_n - E)$ — ядерная плотность уровней.

Если учесть, что $|M|^2 g^2 = \alpha A$, где $\alpha = 3,3 \cdot 10^{-4}$ МэВ² [425, 431], то выражение (5.35) дает абсолютное значение сечения предравновесного испускающего нейтронов в зависимости от энергии налетающего нейтрона (см. табл. 5.13).

Энергетические распределения испущенных первых нейтронов определяют спектры возбуждения остаточных ядер.

Нетрудно получить распределение вероятностей возбуждения ядер после вылета второго и третьего нейтронов соответственно:

$$\chi_{p, np}^{(n+1)}(E) = \int_{E+B_n}^{E_{\max}} \chi_{p, np}^{(n)}(E') S(E', E) IE', \quad (5.37)$$

где $S(E', E)$ — вероятность для ядра A с энергией возбуждения E' испустить нейтрон с энергией $E_n = E' - E - B_n$ и превратиться в ядро $A-1$ с энергией возбуждения E . Вероятность $S(E', E)$ нормирована условием

$$\int_0^{E-B_n} S(E', E) dE' = \frac{\Gamma_n(E)}{\Gamma(E)}, \quad (5.38)$$

где $\Gamma_n(E)$ и $\Gamma(E)$ — нейтронная и полная ширины соответственно.

Вероятность $S(E', E)$ одинакова для ядер с первым равновесно испущенным нейтроном и первым предравновесно испущенным нейтроном, так как в наших предположениях после испускания первого нейтрона ядро переходит в равновесное состояние. Формула (5.36) определяет с точностью до нормировки $S(E', E)$:

$$S(E', E) = f(E') \sigma_c(E' - B_n - E) (E' - B_n - E) \rho(E), \quad (5.39)$$

где $f(E')$ определяется из условия нормировки (5.38),

$$f(E') = \left[\int_0^{E-B_n} \sigma_c(E' - B_n - E) (E' - B_n - E) \rho(E) IE \right]^{-1} \frac{\Gamma_n(E)}{\Gamma(E)}. \quad (5.40)$$

Выражения (5.39), (5.40) получены с учетом соотношения $\sigma_c(E, E') = \sigma_c(E')$, которое следует из [432]. Согласно этой работе для энергии возбуждения, меньшей 20 МэВ, сечение $\sigma_c(E, E')$ образования составного ядра нейтроном и возбужденным ядром-мишенью не зависит от энергии возбуждения.

Функции $\chi_{p, np}^{2(3)}$ определяются соотношениями

$$\chi_{p, np}^{(2)}(E) = \rho(E) \int_{E+B_n}^{E_{\max}} \chi_{p, np}^{(1)}(E') f(E') \sigma_c(E' - B_n^A - E) (E' - B_n^A - E) dE'; \quad (5.41)$$

$$\chi_{p, np}^{(3)}(E) = \rho(E) \int_{E+B_n^{A-1}}^{E_{\max}} \chi_{p, np}^{(2)}(E') f(E') \sigma_c(E' - B_n^{A-1} - E) (E' - B_n^{A-1} - E) dE'. \quad (5.42)$$

Распределения $\chi_{p, np}^{(n)}$ были использованы при усреднении вероятностей последовательного вылета частиц.

Вероятности вылета нейтронов из ядра $\overline{W}_\alpha^{(n)}(E)$ можно записать в виде

$$\sigma_{np} + \sigma_{n2n} + \sigma_{n3n} + \dots + \sigma_{np'} + \sigma_{n2n'} + \dots + \sigma_{1p} + (\sigma_{ne} - \sigma_{np})_{A-1, E-B_n^A};$$

$$\overline{W}_{p, np}^{(2)} = \int_{B_n^A}^{E_n} \left(\frac{\sigma_{ne} - \sigma_{n'} - \sigma_{nT} - \sigma_{np}}{\sigma_{ne} - \sigma_{np}} \right)_{A-1, E-B_n^A} \chi_{p, np}^{(1)}(E) dE. \quad (5.43)$$

Аналогично можно записать и вероятности $\overline{W}_\alpha^{(3)}$ и $\overline{W}_\alpha^{(1)}$. При расчете сечений реакций (n, n') и $(n, 2n')$ вероятность вылета одного или двух нейтронов надо умножить на вероятность $\overline{W}_\alpha^{(1)}$ того, что за вылетом нейтронов последует деление.

Окончательные формулы для расчета сечений реакций $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, (n, n') и $(n, 2n')$ имеют вид

$$\begin{aligned} \sigma_{n2n}(E_n) &= (\sigma_{ne} - \sigma_{nT} - \sigma_{n'} - \sigma_{np})_{A, E_n} \times \\ &\times \int_{B_n^A}^{E_n} \left(\frac{\sigma_{ne} - \sigma_{nT} - \sigma_{n'} - \sigma_{np}}{\sigma_{ne} - \sigma_{np}} \right)_{A-1, E-B_n^A} \chi_p^{(1)}(E) dE \times \\ &\times \int_0^{E-B_n^A} \left(\frac{\sigma_{nT}}{\sigma_{ne} - \sigma_{np}} \right)_{A-2, E-B_n^A} \chi_p^{(2)}(E) dE + \\ &+ \sigma_{np}(E_n) \int_{B_n^A}^{E_n} \left(\frac{\sigma_{ne} - \sigma_{nT} - \sigma_{n'} - \sigma_{np}}{\sigma_{ne} - \sigma_{np}} \right)_{A-1, E-B_n^A} \chi_{np}^{(1)}(E) IE \times \\ &\times \int_0^{E-B_n^A} \left(\frac{\sigma_{nT}}{\sigma_{ne} - \sigma_{np}} \right)_{A-2, E-B_n^A} \chi_{np}^{(2)}(E) dE; \quad (5.44) \\ \sigma_{n3n}(E_n) &= (\sigma_{ne} - \sigma_{nT} - \sigma_{n'} - \sigma_{np})_{A, E_n} \times \\ &\times \int_{B_n^A}^{E_n} \left(\frac{\sigma_{ne} - \sigma_{nT} - \sigma_{n'} - \sigma_{np}}{\sigma_{ne} - \sigma_{np}} \right)_{A-1, E-B_n^A} \chi_p^{(1)}(E) dE \times \\ &\times \int_{B_n^{A-1}}^{E_n - B_n^A} \left(\frac{\sigma_{ne} - \sigma_{n'} - \sigma_{nT} - \sigma_{np}}{\sigma_{ne} - \sigma_{np}} \right)_{A-2, E-B_n^{A-1}} \chi_p^{(2)}(E) dE \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \int_0^{E_n - B_n - B_n^{A-1}} \left(\frac{\sigma_{nT}}{\sigma_{ne} - \sigma_{np}} \right)_{A-3, E-B_n^{A-2}} \chi_p^{(3)}(E) dE \times \\
& + \sigma_{np}(E_n) \int_{B_n^A}^{E_n} \left(\frac{\sigma_{ne} - \sigma_{nT} - \sigma_{nf} - \sigma_{np}}{\sigma_{ne} - \sigma_{np}} \right)_{A-1, E-B_n^A} \chi_{np}^{(1)}(E) dE \times \\
& \times \int_{B_n^{A-1}}^{E_n - B_n} \left(\frac{\sigma_{ne} - \sigma_{nT} - \sigma_{nf} - \sigma_{np}}{\sigma_{ne} - \sigma_{np}} \right)_{A-2, E-B_n^{A-1}} \chi_{np}^{(2)}(E) dE \times \\
& \times \int_0^{E_n - B_n - B_n^{A-1}} \left(\frac{\sigma_{nT}}{\sigma_{ne} - \sigma_{np}} \right)_{A-3, E-B_n^{A-2}} \chi_{np}^{(3)}(E) dE; \quad (5.45)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{nn'}(E_n) = & (\sigma_{ne} - \sigma_{nf} - \sigma_{nT} - \sigma_{np})_{A, E_n} \int_0^{E_n} \left(\frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{ne} - \sigma_{np}} \right)_{A-1, E-B_n^A} \chi_p^{(1)}(E) dE + \\
& + \sigma_{np}(E_n) \int_0^{E_n} \left(\frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{ne} - \sigma_{np}} \right)_{A-1, E-B_n^A} \chi_{np}^{(1)}(E) dE; \quad (5.46)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{n2n'}(E_n) = & (\sigma_{ne} - \sigma_{nf} - \sigma_{nT} - \sigma_{np})_{A, E_n} \times \\
& \times \int_{B_n^A}^{E_n} \left(\frac{\sigma_{ne} - \sigma_{nf} - \sigma_{nT} - \sigma_{np}}{\sigma_{ne} - \sigma_{np}} \right)_{A-1, E-B_n^A} \chi_p^{(1)}(E) dE \times \\
& \times \int_0^{E_n - B_n^A} \left(\frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{ne} - \sigma_{np}} \right)_{A-2, E-B_n^{A-1}} \chi_p^{(2)}(E) dE + \\
& + \sigma_{np} \int_{B_n^A}^{E_n} \left(\frac{\sigma_{ne} - \sigma_{nf} - \sigma_{nT} - \sigma_{np}}{\sigma_{ne} - \sigma_{np}} \right)_{A-1, E-B_n^A} \times \\
& \times \chi_{np}^{(1)}(E) dE \int_0^{E_n - B_n^A} \left(\frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{ne} - \sigma_{np}} \right)_{A-2, E-B_n^{A-1}} \chi_{np}^{(2)}(E) dE. \quad (5.47)
\end{aligned}$$

Здесь σ_{np} — сечение предравновесного испускания нейтрона в соответствии с табл. 5.6.

Энергетические распределения первых нейтронов в реакции (n, n') определяются формулами (5.35) и (5.36). Энергетические распределения вторых и третьих нейтронов в реакциях $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ определяются формулами

$$I_{p, np}^{(2)}(E, E') = \int_{B_n^A + E}^{E_n} \chi_{p, np}^{(1)}(E') S(E', E' - B_n^A - E) dE'; \quad (5.48)$$

$$I_{p, np}^{(3)}(E, E') = \int_{B_n^{A-1} + E}^{E_n} \chi_{p, np}^{(2)}(E') S(E', E' - B_n^{A-1} - E) dE'. \quad (5.49)$$

Таблица 5.6. Зависимость вклада предравновесного испускания нейтрона в сечение неупругого взаимодействия σ_{np} от энергии падающих нейтронов [см. (5.35)]

Ядро	Энергия нейтронов, МэВ			
	7	9	12	15
^{235}U	0,06	0,10	0,15	0,19
^{238}U	0,07	0,12	0,17	0,22
^{239}Pu	0,06	0,10	0,15	0,19
^{240}Pu	0,07	0,11	0,16	0,20
^{241}Pu	0,06	0,10	0,15	0,19

С учетом нормировки энергетическое распределение нейтронов из реакции (n, n') определяется выражением

$$I_{nn'}^{(1)}(E, E') = I^{(1)}(E, E') \Gamma_{nT}(E - E')_A / \Gamma(E - E')_A. \quad (5.50)$$

Энергетическое распределение первых нейтронов из реакции $(n, 2n)$ описывается формулой

$$I_{n2n}^{(1)}(E, E') = I^{(1)}(E, E') P_1(E, E - E'), \quad (5.51)$$

где

$$P_1(E, E - E') = \int_0^{E - E' - B_n^A} S(E - E', \epsilon) \frac{\Gamma_{nT}(\epsilon)_{A-1}}{\Gamma(\epsilon)_{A-1}} d\epsilon, \quad \begin{cases} E' < E - B_n^A \\ E' > E - B_n^A \end{cases}$$

Энергетическое распределение первых нейтронов из реакции $(n, 3n)$ характеризуется выражением

$$I_{n3n}^{(1)}(E, E') = I^{(1)}(E, E') P_2(E, E - E'), \quad (5.52)$$

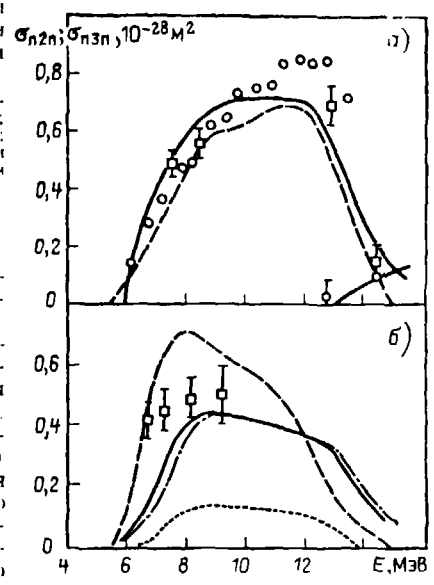
где

$$\begin{aligned}
P_2(E, E - E') = & 0, \\
& \begin{cases} E' > E - B_n^A - B_n^{A-1} \\ E' < E - B_n^A - B_n^{A-1} \end{cases} \\
= & \int_{B_n^{A-1}}^{E - B_n^A - E'} S(E - E', \epsilon) \frac{\Gamma_n(\epsilon)_{A-1}}{\Gamma(\epsilon)_{A-1}} d\epsilon.
\end{aligned}$$

Е, МэВ	Реакция	Энергия вторичных нейтронов, МэВ (левая строка), принадлежное число вторичных нейтронов (вторая строка)
11	(n, n')	4,345; 4,785; 5,005; 5,115; 5,225; 5,335; 5,445; 5,665; 5,995; 6,325; 6,765; 7,095; 7,975; 8,300; 0,001; 0,011; 0,077; 0,242; 0,847; 1,686; 1,308; 0,835; 0,416; 0,202; 0,074; 0,033; 0,003; 0,000
	(n, 2n), 1-й нейтрон	0,055; 0,275; 0,385; 0,495; 0,715; 1,045; 1,595; 2,145; 2,475; 3,135; 3,685; 4,125; 4,565; 4,895; 0,461; 0,787; 0,761; 0,730; 0,625; 0,450; 0,230; 0,107; 0,066; 0,023; 0,009; 0,004; 0,002; 0,001
	(n, 2n), 2-й нейтрон	0,100; 0,200; 0,400; 0,600; 0,700; 0,800; 0,900; 1,000; 1,000; 1,200; 1,800; 2,200; 2,600; 3,000; 3,400; 0,071; 0,224; 0,544; 0,734; 0,770; 0,773; 0,750; 0,707; 0,589; 0,285; 0,101; 0,037; 0,011; 0,001
	(n, n')	6,338; 6,728; 6,857; 6,987; 7,052; 7,182; 7,247; 7,312; 7,377; 7,507; 7,702; 8,092; 8,677; 9,652; 0,001; 0,007; 0,020; 0,066; 0,126; 0,530; 1,075; 1,589; 1,506; 1,158; 0,772; 0,344; 0,089; 0,008
	(n, 2n), 1-й нейтрон	0,032; 0,227; 0,357; 0,422; 0,487; 0,812; 1,397; 2,567; 2,958; 3,607; 4,257; 4,907; 5,557; 7,000; 0,201; 0,508; 0,585; 0,586; 0,586; 0,507; 0,357; 0,110; 0,084; 0,025; 0,009; 0,003; 0,001; 0,000
	(n, 2n), 2-й нейтрон	0,050; 0,100; 0,200; 0,800; 1,050; 1,100; 1,350; 1,650; 2,050; 2,450; 2,850; 3,150; 3,550; 4,350; 0,008; 0,029; 0,101; 0,529; 0,570; 0,570; 0,538; 0,452; 0,300; 0,166; 0,081; 0,045; 0,019; 0,002
	(n, 3n), 1-й нейтрон	0,032; 0,095; 0,162; 0,227; 0,292; 0,300
	(n, 3n), 2-й нейтрон	5,162; 5,380; 3,411; 1,292; 0,140; 0,000
	(n, 3n), 3-й нейтрон	0,100; 0,200; 0,300
	(n, 3n), 3-й нейтрон	8,663; 1,337; 0,000
15	(n, n')	8,250; 8,475; 8,775; 8,925; 9,075; 9,225; 9,375; 9,525; 9,675; 10,425; 10,725; 11,025; 11,475; 12,225; 0,000; 0,002; 0,011; 0,038; 0,162; 0,869; 1,532; 1,129; 0,825; 0,159; 0,079; 0,038; 0,012; 0,001
	(n, 2n), 1-й нейтрон	0,075; 0,375; 1,420; 1,875; 2,025; 2,175; 2,475; 3,075; 3,675; 3,975; 4,425; 5,325; 5,775; 6,675; 0,055; 0,133; 0,325; 0,390; 0,403; 0,337; 0,187; 0,111; 0,082; 0,046; 0,012; 0,006; 0,001
	(n, 2n), 2-й нейтрон	0,100; 0,300; 0,500; 0,900; 1,500; 1,800; 2,200; 2,800; 3,500; 3,800; 4,200; 4,600; 5,000; 5,400; 0,006; 0,049; 0,113; 0,264; 0,435; 0,469; 0,429; 0,235; 0,102; 0,058; 0,035; 0,016; 0,007; 0,003
	(n, 3n), 1-й нейтрон	0,075; 0,225; 0,375; 0,525; 0,675; 0,747; 0,555; 0,368; 0,142; 0,086; 0,041; 0,010; 0,000
	(n, 3n), 2-й нейтрон	0,100; 0,200; 0,300; 0,400; 0,600; 0,700; 0,800; 1,000; 1,300; 1,500; 1,700; 1,800; 0,253; 0,750; 1,367; 1,892; 1,333; 0,604; 0,000
	(n, 3n), 3-й нейтрон	0,100; 0,300; 0,500; 0,700; 0,900; 1,100; 1,300; 1,500; 1,700; 1,800; 2,160; 1,686; 0,934; 0,447; 0,191; 0,073; 0,024; 0,007; 0,001; 0,000

Рис. 5.24. Расчетные сечения реакции (n, 2n) для нейтральных ядер ²³⁸U (а) и ²³⁹Pu (б) и их сравнение с другими данными.

сплошная кривая — настоящий расчет с учетом предравновесного испускания нейтронов; пунктир — данные [261]; точки — расчет [344]; штрихпунктир — см. в тексте; квадратики и кружки — экспериментальные данные [435] и [456] соответственно



как настоящей модели расчетные значения сечения реакции (n, 2n) (штрихпунктирная кривая на рис. 5.24).

Следует отметить, что сечения реакций (n, 2n) для ядер со слабой делимостью (типа ²³⁸U) могут быть рассчитаны с гораздо большей точностью (рис. 5.25). Надежность же теоретического предсказания сечений реакций (n, 2n) и (n, 3n) в рамках существующих моделей для ядер с сильной делимостью существенно ниже, чем для ядер со слабой делимостью. Это связано как с трудностью корректного описания канала деления во всей области энергий, так и с большим влиянием предравновесной эмиссии в реакции ²³⁹Pu (n, 2n), чем в реакции ²³⁸U (n, 2n) (вероятность предравновесной эмиссии практически постоянна, а для нейтронов испарительного спектра для сильно делящихся ядер она значительно уменьшается). Поэтому некорректности используемых моделей в гораздо большей степени сказываются для сильно делящихся ядер.

Учет предравновесного процесса необходим для корректного расчета сечений реакций (n, 2n) и (n, 3n) во всей рассматриваемой области энергий (от 6 до 20 МэВ). Этот учет приводит к уменьшению сечения образования составного ядра, т. е. к уменьшению равновесной компоненты реакции. Учет предравновесной эмиссии дает увеличение сечения реакции (n, 2n) в области энергий выше 12 МэВ и соответственно уменьшение сечения реакции (n, 3n). Сравнение предсказанных по данной модели сечений реакций (n, 2n) и (n, 3n) для ²⁴²Pu, для

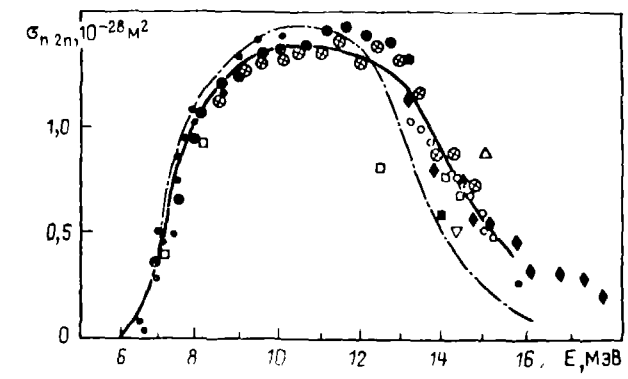


Рис. 5.25. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по сечению реакции (n, 2n) для ²³⁸U: сплошная кривая — расчет с учетом предравновесного испускания нейтронов; штрихпунктир — расчет [426]

которого отсутствуют экспериментальные данные по сечениям этих процессов с результатами расчетов других авторов (рис. 5.26) показывает хорошее согласие результатов настоящих расчетов с оценкой ENDF/B-IV.

Сравнение результатов расчетов сечения реакции $(n, 2n)$ для ^{242}Pu , сделанных тремя методами — с помощью данной модели, экситонной модели, описанной в предыдущем параграфе, и статистической модели в виде [442] — позволяет сделать следующие выводы: а) в области энергий выше порога (более 8 МэВ) оба разработанных здесь и независимых друг от друга метода расчета сечения реакции $(n, 2n)$ дают для четных ядер совпадаю-

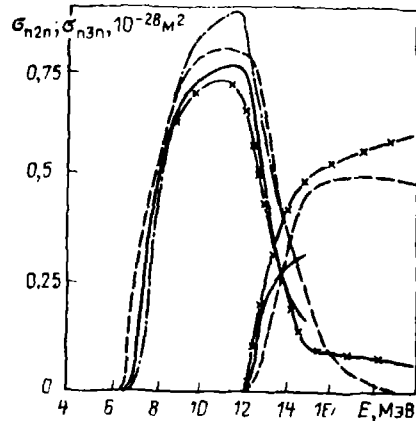
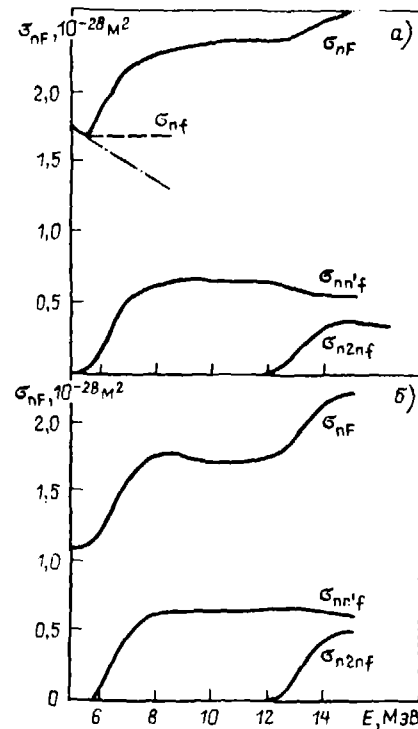


Рис. 5.26. Сравнение результатов настоящей работы и различных оценок сечений реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ для ^{242}Pu : штрихпунктир — расчет [290]; пунктир — оценка [345]; сплошная кривая — настоящая работа; крестики — оценка ENDF/B-IV

Рис. 5.27. Рассчитанные сечения реакций $(n, n'f)$ и $(n, 2nf)$ для ^{239}Pu (а) и ^{235}U (б): пунктир — расчет [439]; штрихпунктир — экстраполяция [438]



щие в пределах 10–20 % значения сечений; б) расчет по статистической модели в виде [442] приводит к сечениям реакции $(n, 2n)$, которые в области плато систематически на 20 % выше сечений, рассчитанных по двум описанным выше моделям; в) сравнение с результатами оценки ENDF/B-IV показывает, что наиболее хорошо согласуются результаты этой оценки и значения сечений реакции $(n, 2n)$, полученные с помощью изложенного в настоящем параграфе метода; г) для нечетных ядер, где существует большая конкуренция реакции деления, точность расчета сечения реакции $(n, 2n)$ всеми существующими методами гораздо меньше (30–50 %).

Приведенный расчет сечений реакций $(n, n'f)$ и $(n, 2nf)$ показал примерное постоянство этих парциальных вкладов с ростом энергии (рис. 5.27). В работах [437, 438], основанных на экстраполяции и систематике данных для групп ядер, парциальные вклады реакций деления (n, f) , $(n, n'f)$ и $(n, 2nf)$ отличаются друг от друга в 2–3 раза; в [437] эти вклады не изменяются с энергией, а в [438], наоборот, считается, что они резко падают с ростом энергии.

Измерения сечений деления, сделанные в последние годы для ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U , ^{240}Pu , ^{232}Th , свидетельствуют, по-видимому, о постоянстве второго и треть-

го парциальных вкладов деления, а первый парциальный вклад, видимо, падает с энергией для ^{235}U и ^{239}Pu (относительно остальных ядер из-за значительных экспериментальных погрешностей трудно сказать что-либо определенное).

Расчеты по описанной выше модели показали, что парциальные вклады реакций деления (n, f) и $(n, 2nf)$ не изменяются с энергией и, следовательно, разбитие на парциальные вклады, сделанное в [437, 439], более правильно, чем в работе [438].

Используя рассчитанные в настоящей работе сечения процессов (n, f) и $(n, 2nf)$, можно попытаться оценить влияние этих реакций на величину $\bar{\nu}(E)$. Шустер и Хавертон [440] показали, что существует систематическая связь между абсолютным значением $\bar{\nu}$ и наклоном $d\bar{\nu}/dE$ для различных нуклидов. Используя метод, развитый в их работах, можно предсказать энергетическую зависимость $\bar{\nu}$ для ядер, по которым отсутствуют экспериментальные данные. Для их расчета необходимо было знать отношение сечений реакций $(n, n'f)$ и $(n, 2nf)$ к сечению реакции (n, F) , которое указанные авторы определяли путем экстраполяции экспериментальных данных.

Следя [438], можно записать для ^{235}U

$$\nu(E) = \alpha_1 \nu_1(E) + \alpha_2 [1 + \nu_2(E_2)] + \alpha_3 [2 + \nu_3(E_3)] = (\sigma_{nf}/\sigma_{nF}) \nu_1^{(235)}(E_n) + (\sigma_{nn'f}/\sigma_{nF}) [1 + \nu_2^{(234)}(E_n - E_c^{(235)} - E_{\text{неупр}}^{(1)})] + (\sigma_{n2nf}/\sigma_{nF}) [2 + \nu_3^{(233)}(E_n - E_c^{(235)} - E_{\text{св}}^{(234)} - E_{\text{неупр}}^{(1)} - E_{\text{неупр}}^{(2)})]. \quad (5.55)$$

Необходимые для расчета по приведенной выше формуле значения $\bar{\nu}$ для ^{234}U в области энергий 0–9 МэВ и $\bar{\nu}$ для ^{235}U в области энергий 0–1.4 МэВ взяты из [11] и основаны на имеющихся экспериментальных данных. Значение первого парциального вклада $\nu_1(E_n)$ для ^{235}U определялось экстраполяцией экспериментальных данных по ^{235}U в область $E > 5$ МэВ.

Экспериментальные результаты по $\bar{\nu}$ для ^{238}Pu и ^{237}Pu отсутствуют, и для получения этих данных линейно экстраполировались данные по $\bar{\nu}$ для ^{239}Pu в область энергий выше 5 МэВ.

Проведенные расчеты показали, что наблюдается удовлетворительное (в пределах 2 %) согласие экспериментальных и расчетных данных по $\bar{\nu}$ для ^{239}Pu и ^{235}U . Однако из-за большой неопределенности в значениях $\bar{\nu}$ для ^{238}Pu и ^{237}Pu и значительных погрешностей в значениях $\bar{\nu}$ для ^{234}U и ^{233}U расчетные резуль-

Таблица 5.8. Значения R_1 , $E_T(n)$ и $\bar{\nu}_p$ для ^{242}Pu

E , МэВ	$R_1 = \frac{\sigma_{nn'f}}{\sigma_{nF}}$	$R_2 = \frac{\sigma_{n2nf}}{\sigma_{nF}}$	$E_T(1)$, МэВ	$E_T(2)$, МэВ	$\bar{\nu}_p$
5,5	0,041	0	0,02	0	3,689
6,0	0,177	0	0,16	0	3,778
6,5	0,328	0	0,28	0	3,862
7,0	0,387	0	0,40	0	3,940
7,5	0,421	0	0,52	0	4,016
8,0	0,441	0	0,61	0	4,093
8,5	0,448	0	0,70	0	4,171
9,0	0,454	0	0,77	0	4,250
9,5	0,456	0	0,82	0	4,330
10,0	0,457	0	0,85	0	4,413
10,5	0,457	0	0,88	0	4,495
11,0	0,456	0	0,90	0	4,578
11,5	0,453	0	0,93	0	4,661
12,0	0,451	0,010	1,01	0,04	4,739
13,0	0,449	0,043	1,46	0,42	4,870
14,0	0,418	0,100	2,13	0,64	4,978
15,0	0,403	0,130	2,82	0,76	5,092

таты следует рассматривать скорее как качественные данные, на основании которых нельзя сделать вывод, насколько правильны приведенные здесь результаты для отношений сечений процессов (n, f) , $(n, n'f)$ и $(n, 2nf)$. Для предсказания значения $\bar{\nu}_p$ для ядер, по которым нет экспериментальных данных, более подходящим является метод, развитый в [441]. Рассчитанные по методу [441] значения $\bar{\nu}_p$ для ^{242}Pu (табл. 5.8) с использованием предсказанных по рассмотренной здесь модели отношений сечений процессов (n, f) , $(n, n'f)$, $(n, 2nf)$ дали удовлетворительные результаты. Отношения сечений этих процессов R_n и средние энергии предельных нейтронов $E_T(n)$ для ^{242}Pu , рассчитанные по данной модели, приведены в табл. 5.8.

Опыт создания полных систем ядерных констант показал, что результаты расчета сечений реакций $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, $(n, n'f)$ и $(n, 2nf)$ могут быть непроторично использованы для оценки ядерных данных.

5.4. ОЦЕНКА УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ УПРУГОРАСРЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР

При анализе углового распределения упругорассеянных нейтронов общепринято использовать разложение по полиномам Лежандра [443] из-за его простоты и вследствие того, что полиномы Лежандра естественно появляются при решении уравнения Шредингера для задачи рассеяния. Порядок разложения амплитуды рассеяния равен наивысшему моменту нейтрона, испытывающего рассеяние, а для описания сечения рассеяния, являющегося квадратом амплитуды, необходимо в 2 раза больше членов разложения, т. е. для энергии налетающих нейтронов 14 МэВ — около 20 членов. Обычно измерения делают для 15—20 различных углов, поэтому часто набор коэффициентов разложения по полиномам Лежандра несет больше информации, чем содержится в экспериментальном распределении. Физическая некорректность такого описания известна. При достаточно высокой степени разложения по полиномам Лежандра подгоняемая кривая проходит через экспериментальные точки, но в промежутках между ними может совершенно не соответствовать эксперименту и давать отрицательные значения сечений.

Кроме того, эксперименты по рассеянию принципиально не позволяют измерять дифференциальные сечения под предельно малыми и большими углами (0 и 180°), поэтому процедура подгонки должна позволять проводить экстраполяцию в эти углы. Однако вследствие ортогональности полиномов Лежандра это невозможно, хотя рассеяние на малые углы дает наибольший вклад в сечение рассеяния при энергиях выше 8 МэВ.

Следовательно, традиционное разложение по полиномам Лежандра имеет определенные недостатки, такие как появление отрицательных выбросов в угловых распределениях, большое число членов разложения, необходимость иметь экспериментальные данные для углов 0 и 180°.

Перлштейн в [444] предложил использовать функции Бесселя для анализа углового распределения упругорассеянных нейтронов. В работе [21] показана возможность и выявлены достоинства такого разложения на примере оценки углового распределения упругорассеянных нейтронов для ^{235}U .

Угловое распределение упругорассеянных нейтронов будем описывать формулой

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (kR^2)^2 \left\{ D \left[\frac{J_1(x)}{x} \right]^2 + \sum_{i=0}^{M-1} A_i J_i^2(x) \right\}, \quad (5.56)$$

где $k=2\pi/\lambda$; R — радиус ядра; $J_i(x)$ — функции Бесселя; $x=2kR \sin(\Theta/2)$; Θ — угол рассеяния; M — число функций Бесселя; D и A_i — параметры подгонки.

Была написана программа, позволяющая проводить параметризацию экспериментальных данных по формуле (5.56). Опыт работы с этой программой показал, что при разложении угловых распределений по функциям Бесселя требуется меньше членов ряда, чем при разложении по полиномам Лежандра, особенно при высоких энергиях нейтронов. Кроме того, не нужно знать дифференциальное

200

сечение рассеяния под углами 0 и 180°, и полученные в подгонке по функциям Бесселя значения сечений рассеяния под этими углами использовались нами при получении разложения по полиномам Лежандра.

Разложение по функциям Бесселя обладает еще одним принципиальным преимуществом. Оно содержит в явном виде зависимость от энергии, что позволяет проводить интерпретацию в те области энергий, для которых отсутствует экспериментальная информация.

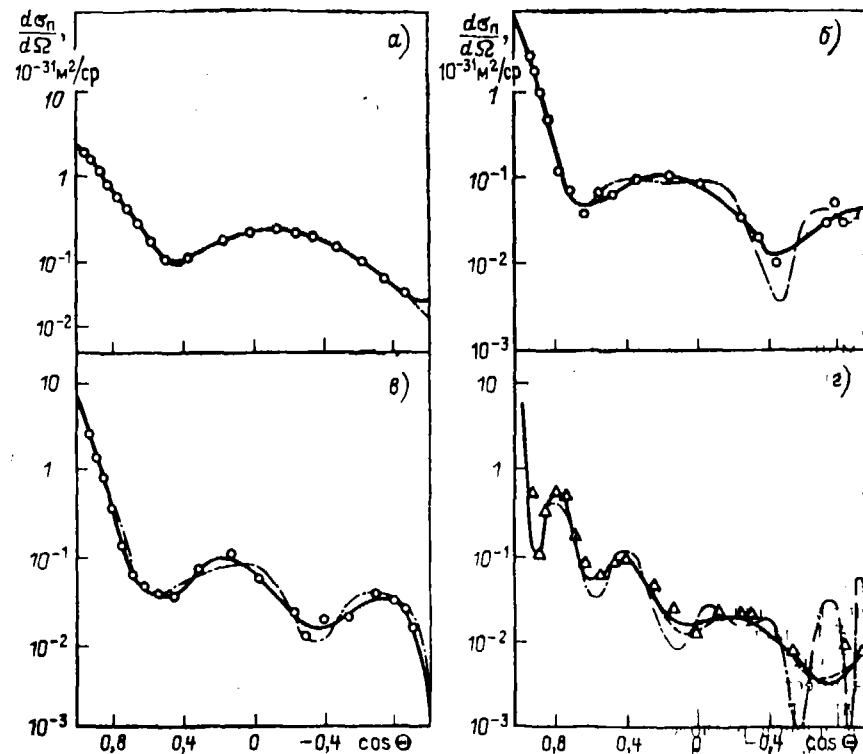


Рис. 5.28. Угловые распределения упругорассеянных нейтронов для ^{235}U с энергией 1,5 (а), 4,5 (б), 5,5 (в), 14 МэВ (г)

треугольники — экспериментальные данные [446]; кружки — экспериментальные данные [365]; сплошная кривая — параметризация с помощью функций Бесселя [21]; пунктир — параметризация с помощью полиномов Лежандра с использованием экспериментальных точек; пунктир — параметризация с помощью полиномов Лежандра с использованием значений сечения, интерполированного из разложения по функциям Бесселя

Для ^{235}U в анализ были включены следующие шесть рядов экспериментальных данных по угловым распределениям упругорассеянных нейтронов: [359] при энергиях 0,5 и 1,0 МэВ; [360] при энергиях 2, 3 и 4 МэВ; [366] при $E=1,54-5,5$ МэВ; [356] при энергиях 0,55, 0,983 и 2 МэВ; [445] при $E=0,3-1,5$ МэВ; [446] при $E=14$ МэВ.

Через экспериментальные точки были проведены гладкие кривые с помощью разложения по функциям Бесселя. Интегральные сечения рассеяния, полученные с помощью этих кривых, считались экспериментальными значениями и использовались для оценки интегрального сечения упругого рассеяния нейтронов.

Сечение упругого рассеяния под углами 0 и 180° было получено с помощью разложения по функциям Бесселя. Была сделана попытка описать экспериментальные данные разложением по полиномам Лежандра. Однако это оказалось невоз-

можным при энергии выше 2 МэВ, так как высокая степень разложения по полиномам Лежандра не соответствовала сравнительно малой экспериментальной информации. Поэтому вместо экспериментальных точек были использованы «гладкоинтерполированные» значения, полученные из разложения по функциям Бесселя. Каждый раз использовалась 101 точка, равномерно распределенная по $\cos \theta$ в интервале $(-1,1)$. На рис. 5.28 показаны кривые, проведенные через экспериментальные точки с помощью функций Бесселя и полиномов Лежандра. Обращают на себя внимание резкие выбросы в угловых распределениях при $E = 14$ МэВ при использовании параметризации только с полиномами Лежандра и хорошее описание экспериментальных данных с помощью функций Бесселя.

В табл. 5.9 приведены коэффициенты разложения угловых распределений упругорассеянных нейтронов для ^{235}U по функциям Бесселя. Видно, что коэффициент D слабо зависит от энергии нейтронов, начиная с $E=1$ МэВ. В табл. 5.10 приведены оцененные значения коэффициентов разложения по полиномам Лежандра, полученные с помощью функций Бесселя. После нормировки интегральных сечений рассеяния к оцененным перенормированные коэффициенты при полиномах Лежандра были использованы для получения гладких зависимостей этих коэффициентов от энергии. Так как при высоких энергиях кривые существенно негладкие, при использовании этих коэффициентов нужно сохранять все значащие цифры, указанные в табл. 5.10.

Оцененное угловое распределение упругорассеянных нейтронов для ^{235}U достаточно надежно в области энергий до 6 МэВ; в интервале энергий от 6 до 14 МэВ, где экспериментальные данные полностью отсутствуют, угловые распределения получены интерполяцией между значениями 5,5 и 14 МэВ с использованием энергетической зависимости коэффициентов разложения по функциям Бесселя.

Оценка углового распределения упругорассеянных нейтронов была сделана также и для ^{239}Pu , для которого имеются экспериментальные данные [353, 356, 358, 360, 393, 447]. Вся имеющаяся экспериментальная информация по угловым распределениям была разбита на 18 энергетических групп со средним числом точек в каждой группе около 15. При энергиях нейтронов от 0,1 до 5,5 МэВ число членов разложения менялось от 3 до 7.

В области энергий от 5,5 до 14 МэВ энергетическая зависимость коэффициентов B_i для ^{239}Pu была определена на основе энергетической зависимости B_i для ^{235}U , полученной с учетом разложения по функциям Бесселя.

Таким образом, исследования показали, что разложение по функциям Бесселя имеет явные преимущества по сравнению с разложением по полиномам Лежандра, прежде всего при энергиях выше 1 МэВ, что выражается в меньшем числе членов разложения, отсутствии резких выбросов в угловом распределении, возможности определения сечения рассеяния под углами 0 и 180°. Так, при $E = 0,5$ МэВ для описания углового распределения упругорассеянных нейтронов необходима шестая степень функций Бесселя и четвертая степень полиномов Лежандра, при энергии 1 МэВ — уже четвертая степень функций Бесселя и пятая — полиномов Лежандра, при $E=4$ МэВ — восьмая и десятая, при $E = 14$ МэВ — восьмая и четырнадцатая степени соответственно. Кроме того, разложение по функциям Бесселя содержит зависимость от энергии, поэтому его можно использовать для интерполяции по энергии.

Экспериментальные данные по угловому распределению упругорассеянных нейтронов для ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu почти полностью отсутствуют. Исключением являются экспериментальные результаты Смита и др. [363] по угловому распределению упругорассеянных нейтронов на ядре ^{240}Pu в области энергий 300—1500 кэВ. Поэтому при оценке углового распределения упругорассеянных нейтронов были использованы результаты наших расчетов по методу связанных каналов (см. § 5.1). Следует учесть, что при энергии выше 1 МэВ особенности упругого рассеяния, связанные с рассеянием через составное ядро, практически уже не проявляются, так как сечение упругого рассеяния через составное ядро составляет при энергии 1,5 МэВ меньше 5% полного сечения рассеяния. Сечения рассеяния нейтронов на потенциале ядра в силу схожести деформаций и размеров ядер ^{235}Pu , ^{239}Pu и ^{240}Pu , ^{241}Pu можно считать одинаковыми, и поэтому формы угловых распределений для ^{235}U и ^{241}Pu должны быть близкими.

Таблица 5.9. Коэффициенты разложения экспериментальных дифференциальных сечений упругого рассеяния для ^{235}U по функциям Бесселя

E , МэВ	$\frac{\sigma_p}{10^{-28}} \text{ м}^2$	D	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	A_6	A_7
0,5	8,621587	3,342478*	0,0904045	-1,0409540	5,9086910	-32,3183500	145,640600	274,562400	0	0
1,0	3,872836	1,000000	0,1878677	-0,1777773	0,2812903	-0,2900474	0	0	0	0
1,5	4,053759	0,8931091	0,1755140	-0,0072806	-0,1486639	0,5581836	-1,292148	1,796066	0	0
1,9	3,817321	0,7127006	0,2082963	0,0435206	-0,1261792	0,1591353	-0,2877826	0,3357262	0	0
2,0	3,903795	0,8529411	0,1540201	0,0343155	-0,0990909	0,1241397	-0,1811084	0,2236595	0	0
2,3	3,721771	1,0000000	0,1597766	-0,0080810	-0,1054992	0,1402740	-0,5484008	2,1147460	-5,6718740	8,195312
3,0	4,074134	1,217591	0,07712501	0,0119634	-0,0372883	0,0116695	0,0220016	-0,0186401	0	0
4,0	4,515096	1,000000	0,13601190	0,1380323	0,0017000	-0,1260569	0,0766125	-0,2258348	0,2564258	-0,213280
4,5	4,305830	1,000000	0,18210040	0,1080654	-0,0272122	-0,1456816	0,0611130	-0,1912428	0,1802521	-0,131440
5,0	3,746543	1,000000	0,1145290	0,0563616	-0,0044248	-0,1145226	0,0869078	-0,1802959	0,1801300	-0,124940
5,5	3,785490	1,292092	0,0230360	-0,0105770	0,0409570	-0,0480100	0,0471070	-0,0873220	-0,0911300	-0,049040
14,0	2,750371	1,000000	-0,03544947	-0,0631380	-0,0071977	0,0397890	0,4073767	0,0759373	0,0660030	0,001550

* Аналогично большое значение D объясняется некорректностью применяемой формулы (5.56) при малых энергиях.

Таблица 5.10. Оцененные значения коэффициентов B_i разложения по полиномам Лежандра дифференциальных сечений упругого рассеяния для ^{235}U

E , МэВ	σ_n , 10^{-28} м ²	B_0	B_1	B_2	B_3	B_4	B_5	B_6
0,5	5,75	0,4575700	0,3010230	0,211919	0,054487	0	0	0
1,0	3,98	0,3167190	0,2817640	0,343029	0,38119	0,1147350	0	0
1,5	3,88	0,3087600	0,4432210	0,440194	0,559952	0,3831450	0,0932070	0
2,0	4,10	0,3262670	0,5398850	0,614804	0,698258	0,5741330	0,2584650	0,061960
2,5	4,32	0,3437550	0,7100000	0,816000	0,917000	0,8720000	0,5320000	0,2150000
3,0	4,51	0,3588940	0,7736470	0,903404	0,944137	0,8815160	0,5917730	0,2518110
3,5	4,61	0,3698520	0,8350000	1,020000	1,020000	0,9660000	0,6770000	0,3220000
4,0	4,61	0,3668520	0,8674820	1,137910	1,211371	1,1259740	0,7475270	0,405880
4,5	4,45	0,3541200	0,8563020	1,171080	1,302391	1,2939040	1,0342760	0,6803172
5,0	4,25	0,3382040	0,8248080	1,136203	1,297430	1,2883550	1,0521300	0,7399120
5,5	4,05	0,3222880	0,792620	1,098976	1,258986	1,2416810	1,0141360	0,7278550
6,0	3,85	0,3033730	0,7527890	1,021280	1,201950	1,2470400	1,1753120	0,9884420
7,0	3,49	0,2772660	0,6955483	0,9452301	1,1159702	1,1938476	1,1621316	1,012877
8,0	3,24	0,257516	0,6541117	0,9070321	1,0484627	1,1790989	1,1814200	1,0932820
9,0	3,10	0,2170882	0,6258579	0,8744418	1,0248141	1,1338791	1,1761448	1,1181117
10,0	3,02	0,203242	0,6166208	0,8720394	1,0351198	1,1460755	1,2143548	1,1828925
11,0	2,99	0,2383347	0,5833587	0,7723996	0,8631132	0,9132785	0,9741721	1,0178208
12,0	3,02	0,2403250	0,5993710	0,7461710	0,82132	0,8521490	0,9033220	0,9574820
13,0	3,03	0,2411210	0,5996210	0,7930130	0,893978	0,9404930	0,9838720	1,0191740
14,0	3,07	0,2443030	0,5986440	0,7797420	0,830121	0,9020210	0,9307880	0,9925540
15,0	3,18	0,2534544	0,5936091	0,7578778	0,7971787	0,8181557	0,8204909	0,8651527

E , МэВ	B_7	B_8	B_9	B_{10}	B_{11}	B_{12}	B_{13}	B_{14}
0,5	0	0	0	0	0	0	0	0
1,0	0	0	0	0	0	0	0	0
1,5	0	0	0	0	0	0	0	0
2,0	0,0094580	0	0	0	0	0	0	0
2,5	0,0520000	0	0	0	0	0	0	0
3,0	0,0569950	0	0	0	0	0	0	0
3,5	0,0900000	0,006000	0	0	0	0	0	0
4,0	0,1715680	0,064139	0,0160150	0	0	0	0	0
4,5	0,4031410	0,189343	0,0521620	0	0	0	0	0
5,0	0,4652010	0,278113	0,1210390	0,0256890	0	0	0	0
5,5	0,4643800	0,293221	0,1462970	0,0128960	0	0	0	0
6,0	0,6832310	0,367545	0,1505660	0,0148770	0,0077190	0	0	0
7,0	0,8243391	0,5290119	0,2601951	0,0909701	0,0179055	0	0	0
8,0	0,9390791	0,7003316	0,4211512	0,1992818	0,079382	0,0136779	0	0
9,0	0,9918574	0,8070944	0,5514254	0,2981533	0,1159600	0,0265084	0	0
10,0	1,0778711	0,9282331	0,7141100	0,4576051	0,2403891	0,0849791	0,0182334	0
11,0	1,0391299	1,0363760	0,9130855	0,7158125	0,4213728	0,1777413	0,0417568	0
12,0	0,9844660	1,0021990	0,9660310	0,7988800	0,5186030	0,2378510	0,0577760	0
13,0	1,0831200	1,0973840	1,0836630	0,9735121	0,7371050	0,4390590	0,1859570	0,0427520
14,0	1,0388600	1,0566590	1,0642350	1,0028130	0,8178440	0,5332150	0,2479200	0,0540050
15,0	0,9311690	0,9591809	0,9863205	0,9755508	0,8583701	0,6115081	0,3123892	0,0908395

Поскольку описание углового распределения упругорассеянных нейтронов с помощью полиномов Лежандра является общепринятым, представляется целесообразным сохранить это описание и использовать разложение по функциям Бесселя только на промежуточном этапе при анализе экспериментальных данных.

5.5. СЕЧЕНИЕ РОЖДЕНИЯ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ, ИСПУСКАЕМОГО ПРИ НЕУПРУГОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

Знание энергетического распределения γ -излучения, испущенного ядрами, необходимо для различных прикладных целей, например для расчетов биологической защиты реакторов, тепловыделения от γ -излучения и др.

Экспериментальные данные по γ -излучению, испускаемому при неупругом взаимодействии нейтронов с делящимися ядрами, почти полностью отсутствуют. Так, для ядра ^{235}U вся имеющаяся информация — это энергетическое распределение γ -излучения от деления ^{235}U тепловыми нейтронами и полное сечение рождения γ -излучения для нескольких значений энергии от 1 до 14 МэВ. Для других делящихся ядер экспериментальных данных еще меньше.

Теоретический подход, использованный в настоящей работе, является чисто статистическим. Метод расчета спектров γ -излучения, испускаемого возбужденными ядрами, развит в работах [448, 449] на основе статистической теории. Согласно этим работам энергетическое распределение γ -излучения $P(E_\gamma)$ определяется выражением

$$P(E_\gamma) = \int_{E_\gamma}^{\infty} R(E) S(E, E - E_\gamma) dE, \quad (5.57)$$

где $R(E) = \sum_{n=0}^{\infty} R^n(E)$ — суммарная плотность вероятности возбуждения уровней

в процессе каскадного испускания γ -излучения [$R^n(E)$ — вероятность возбуждения уровней в интервале энергий $(E, E + \Delta E)$ после n -го γ -перехода]. Энергетический уровень $E' = E - E_\gamma$ может быть возбужден в результате испускания γ -кванта энергии E_γ с плотностью вероятности $R_0(E) S(E, E - E_\gamma)$, где $S(E, E')$ — нормированная вероятность перехода из состояния с энергией возбуждения в интервале $(E, E + \Delta E)$ в состояние с E' (по определению условие нормировки

$$\int_0^E S(E, E') dE' = \frac{\Gamma_\gamma(E)}{\Gamma(L)}.$$

Надежность полученных результатов по спектрам γ -излучения во многом зависит от того, соответствуют ли истинные свойства ядер тем, которые мы предполагаем, используя те или иные зависимости $S(E, E')$ и $R_0(E)$.

Предположим, что вероятность переходов $S(E, E') = S_1 + S_2 + S_3$, где S_1 — вероятность перехода в непрерывном спектре возбуждений, которая больше нуля для $E > E'_M$ (E_M — граница спектра непрерывных возбуждений) и равна

$$\text{нулю для других } E; S_2(E, E') = \sum_{i=0}^n S^i(E) \delta(E' - E_i) — \text{вероятность перехода}$$

из непрерывного спектра в дискретный (E_i — энергии разрешения уровней; $S^i(E)$ — непрерывная функция, которая больше нуля для $E > E_M$ и равна нулю при $E < E_M$); S_3 — вероятность перехода из дискретного в дискретный спектр возбуждения,

$$S_3(E, E') = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^{i-1} S^{ij} \delta_{EE_j} \delta(E' - E_i). \quad (5.58)$$

Переходы в непрерывном спектре возбуждений в силу большого числа уровней с различными спинами являются дипольными. Такое же предположение мы вынуждены сделать и для переходов из непрерывного спектра возбуждений в дискретный. С последним предположением связана определенная слабость теории, так как переходы на конкретные уровни с определенными J, π , конечно, не обязательно дипольные

$$S_1(E, E') = f(E) (E - E')^3 \rho(E'); \quad (5.59)$$

$$S_2(E) = f(E) (E - E')^3. \quad (5.60)$$

Переходы в дискретном спектре возбуждений выбирают для каждого конкретно-го ядра.

Вероятность $S(E, E')$ является нормированной величиной, т. е. возбуждение с уровня E будет снято γ -квантами с вероятностью $\Gamma_1(E')/\Gamma(E)$, и функция, описывающая такую нормировку, определяется как

$$f(E) = \left[\sum_{i=0}^n (E - E_i)^3 + \int_{E_M}^E (E - E')^3 \rho(E') dE' \right]^{-1} \frac{\Gamma_1(E)}{\Gamma(E)}. \quad (5.61)$$

Данный метод был реализован в программе, позволяющей рассчитывать спектры γ -излучения, испущенного в реакциях (n, γ) , (n, n') , $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, (n, f) .

Экспериментальная информация по спектрам γ -излучения от радиационного захвата для делящихся ядер полностью отсутствует, поэтому спектры такого γ -излучения были рассчитаны по описанной выше модели. В рамках этой модели спектры γ -излучения от захвата рассчитываются наиболее точно, так как хорошо известна вероятность начального возбуждения $R_0(E) = \delta(E - E_n + B_n)$, где E_n — энергия налетающего нейтрона; B_n — энергия связи.

Следует иметь в виду, что реальные спектры γ -излучения вблизи района магических ядер сдвигаются в сторону больших энергий по сравнению с расчетами по статистической теории [450]. Однако уже при энергии налетающего нейтрона около 1 МэВ сечение радиационного захвата становится достаточно малым и поэтому не приводит к заметным погрешностям в суммарных характеристиках спектров рождения γ -излучения при неупругих процессах. Кроме того, делящиеся ядра находятся далеко от района магических ядер.

Экспериментальные данные по спектрам γ -излучения от неупругого рассеяния нейтронов для делящихся ядер также отсутствуют. Информация о первоначальной функции возбуждения ядер была взята из наших расчетов сечений возбуждения уровней. Нормировочный множитель получен из плотности уровней составного ядра в области энергий разрешенных резонансов с учетом того, что в этой области измеряются только уровни, имеющие спин $J = I \pm 1/2$, где I — спин основного состояния ядра-мишени.

Расчет спектров γ -излучения от реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ в принципе ничем не отличается от расчетов для неупругого рассеяния. При расчетах последних реакций $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, $(n, n'f)$, $(n, 2nf)$ были получены как промежуточные результат спектры возбуждений остаточных ядер после вылета двух и трех нейтронов. Они позволили оценить энергетическое распределение γ -излучения, сопутствующего реакциям $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ и дающего существенный вклад в суммарный спектр γ -излучения от неупругих процессов, так как в области энергий 8—10 МэВ сечение реакции $(n, 2n)$ значительно больше сечения реакции (n, n') , а вероятность радиационного захвата пренебрежимо мала. Так как спектр остаточных возбуждений ядра для реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ сдвигается в сторону меньших энергий по сравнению со спектром неупругого рассеяния, то же происходит и со спектрами γ -излучения.

Энергетическое распределение γ -излучения, сопровождающего деление, рассчитать очень сложно. Дело в том, что спектр возбуждений для осколков деления совершенно неизвестен. В расчетах, по-видимому, нельзя пренебрегать зависимостью нейтронной ширины от спина. Осколки деления находятся в области магических ядер, где расчет по статистической модели не даст приемлемой точности. Кроме того, при делении может не образоваться два осколка одинаковой массы, т. е. оно характеризуется массовым распределением (плотностью уров-

Таблица 5.11. Спектры γ -излучения ^{235}Pu , сопутствующего процессам (n, f) , (n, n') , $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$

Реакция	$E, \text{ МэВ}$	$E_{\gamma}, \text{ МэВ}$															
		0,95	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,8	1,0	1,5	2,0	2,5	3	4	6	10
(n, f) (n, γ)	0—15	0	1,000	5,200	6,300	6,400	5,600	4,400	3,200	1,200	0,650	0,400	0,220	0,089	0,014	0	
	1	0,008	0,054	0,310	0,960	1,860	2,830	3,060	3,020	2,130	1,200	0,620	0,260	0,004	0	0	
	3	0,008	0,055	0,320	0,970	1,870	2,910	3,230	3,280	2,540	1,580	0,920	0,490	0,100	0,003	0	
	6	0,008	0,056	0,330	0,970	1,870	3,020	3,410	3,470	2,800	2,020	1,370	0,820	0,250	0,020	0	
	9	0,008	0,058	0,330	0,990	1,970	3,070	3,520	3,650	3,130	2,330	1,690	1,110	0,440	0,050	0	
(n, n')	12	0,008	0,060	0,350	1,020	1,980	3,110	3,600	3,750	3,340	2,540	1,910	1,370	0,630	0,080	0	
	15	0,008	0,061	0,360	1,050	2,080	3,160	3,670	3,860	3,470	2,850	2,220	1,620	0,800	0,150	0,002	
	1	0,001	0,002	0,011	0,043	0,130	0,510	0,710	0	0	0	0	0	0	0	0	
	3	0,002	0,017	0,130	0,320	0,540	1,010	1,310	1,250	0,830	0,450	0,200	0	0	0	0	
	6	0,003	0,022	0,143	0,350	0,670	1,200	1,710	2,290	1,780	1,010	0,470	0,190	0,020	0	0	
$(n, 2n)$	9	0,003	0,024	0,150	0,370	0,690	1,370	2,120	2,810	2,480	1,650	0,910	0,470	0,110	0,003	0	
	12	0,004	0,025	0,160	0,390	0,700	1,430	2,240	3,000	2,820	2,030	1,340	0,750	0,240	0,020	0,003	
	15	0,004	0,027	0,170	0,410	0,750	1,530	2,390	3,220	3,100	2,370	1,620	0,990	0,410	0,050	0,012	
	8	0,004	0,020	0,130	0,320	0,600	0,870	0,920	0,820	0	0	0	0	0	0	0	
	11	0,003	0,010	0,100	0,260	0,520	0,920	1,060	1,080	0,870	0,520	0,240	0,090	0,005	0	0	
$(n, 3n)$	15	0,006	0,040	0,220	0,640	1,250	2,110	2,330	2,320	1,880	1,240	0,760	0,420	0,100	0,004	0	
	15	0,001	0,004	0,030	0,060	0,110	0,260	0,310	0,340	0,260	0,110	0,030	0	0	0	0	

ней). Все это делает расчеты скорее иллюстративными, пригодными лишь для выяснения тенденций. К счастью, имеются экспериментальные данные по спектрам γ -излучения от деления ^{235}U тепловыми нейтронами [451—454]. Наиболее надежные результаты [451], поскольку в этой работе была использована техника времен пролета для вычитания фона от нейтронов высоких энергий.

Спектры γ -излучения, испускаемого при неупругом взаимодействии нейтронов с ядром ^{238}Pu , даны в табл. 5.11, спектры для ^{242}Pu приведены в [51].

Рассчитаем сечение рождения γ -излучения и его среднюю энергию. Если $N_{\gamma_i}(E)$ — число γ -квантов из i -й неупругий процесс, а $\sigma_i(E)$ — сечение этого неупругого процесса, то

$$\sigma(E) = \sum_i N_{\gamma_i}(E) \sigma_i(E); \quad (5.62)$$

Таблица 5.12. Сечение рождения и средняя энергия γ -излучения в зависимости от энергии падающего нейтрона для ^{235}U

E , МэВ	$\sigma(E)$, 10^{-28} м ²	$\bar{E}_{\gamma}(E)$, МэВ	E , МэВ	$\sigma(E)$, 10^{-28} м ²	$\bar{E}_{\gamma}(E)$, МэВ
0,0253-10*	4437,000	1,07	5,0	13,449	1,42
1,0	9,524	0,85	10,0	13,797	1,08
3,0	12,436	1,14	15,0	18,558	1,08

Таблица 5.13. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по спектрам рождения γ -излучения в неупругих процессах для ^{235}U

E_{γ} , МэВ	$d\sigma/dE_{\gamma}$, 10^{-28} м ² /МэВ			E_{γ} , МэВ	$d\sigma/dE_{\gamma}$, 10^{-28} м ² /МэВ	
	$E_n=4$ МэВ, эксперимент [455]	$E_n=5$ МэВ, настоящий расчет	$E_n=6$ МэВ, эксперимент [455]		$E_n=1$ МэВ, эксперимент [455]	$E_n=1$ МэВ, настоящий расчет
0,25—0,50	12,300	11,20*	13,700	0,25—0,35	11,430	10,800*
0,50—0,75	11,910	10,80*	13,200	0,35—0,50	11,250	10,700*
0,75—1,00	7,390	7,60	8,020	0,50—0,75	10,040	9,700
1,00—1,25	4,910	5,50	5,700	0,75—1,00	5,700	5,800
1,25—1,50	3,830	4,30	4,390	1,0—1,5	3,160	3,250
1,50—1,75	2,990	3,65	3,510	1,5—2,0	1,510	1,370
1,75—2,00	2,410	2,95	3,070	2,0—2,5	0,921	0,911
2,00—2,25	1,860	2,50	2,470	2,5—3,0	0,542	0,543
2,25—2,50	1,380	2,01	1,890	3,0—3,5	0,284	0,280
2,50—2,75	0,903	1,39	1,370	3,5—4,0	0,136	0,144
2,75—3,00	0,590	1,02	0,903	4,0—4,5	0,089	0,085
3,00—3,25	0,402	0,63	0,577	4,5—5,0	0,043	0,041
3,25—3,50	0,301	0,40	0,415	5,0—5,5	0,023	0,025
3,50—3,75	0,170	0,28	0,288			
3,75—4,00	0,125	0,17	0,189			
4,00—4,25	0,125	0,16	0,163			
4,25—4,50	0,100	0,11	0,125			
4,50—4,75	0,063	0,07	0,075			
4,75—5,00		0,03				

* Добавлен вклад от дискретных уровней.

$$\bar{E}_{\gamma}(E) = \frac{\sum_i \bar{E}_{\gamma_i}(E) \sigma_i(E)}{\sum_i \sigma_i(E)}, \quad (5.63)$$

где $\sigma(E)$ — сечение рождения γ -квантов; $E_{\gamma}(E)$ — их средняя энергия.

В табл. 5.12 приведены значения $\sigma(E)$ и $E_{\gamma}(E)$ для ^{235}U в зависимости от энергии падающих нейтронов.

Сравнение экспериментальных [455] и расчетных данных по спектрам рождения γ -излучения в неупругих процессах для ^{235}U дано в табл. 5.13 для энергий нейтронов 1 и около 5 МэВ. К расчетному спектру рождения γ -излучения от неупругих процессов добавлен вклад рассчитанных дискретных линий γ -излучения, без которого согласие с экспериментальными данными в области энергий ниже 0,7 МэВ значительно хуже. Как видно из табл. 5.13, согласие между экспериментальными и рассчитанными по описанной выше методике спектрами рождения γ -излучения от неупругих процессов вполне удовлетворительно, особенно если иметь в виду ограничения, присущие методу расчета.

Таким образом, можно сделать вывод, что до появления надежных экспериментальных данных расчеты типа описанных выше можно использовать для оценки сечений рождения и энергетического распределения γ -излучения, испускаемого при неупругом взаимодействии нейтронов с ядрами.

ГЛАВА 6

ПОЛУЧЕНИЕ ОЦЕНЕННЫХ ДАННЫХ И ИХ ПОГРЕШНОСТЕЙ С УЧЕТОМ КОРРЕЛЯЦИИ И ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ДЛЯ ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu

6.1. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА НАИМЕНЬШИХ КВАДРАТОВ ДЛЯ ПОЛИНОМИАЛЬНОГО ОПИСАНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В процессе оценки экспериментальных данных важно подобрать наиболее подходящую форму кривой для описания совокупности экспериментальных точек. Проведение кривой «на глаз» является субъективным процессом, при котором часто новым экспериментальным данным отдают предпочтение перед старыми. При проведении кривой целесообразно в том или ином виде учитывать веса различных точек.

Проблема корректного проведения кривой через совокупность экспериментальных точек, имеющих различные веса, достаточно хорошо разработана. Известен ряд алгоритмов и математических программ. При оценке ядерных данных мы взяли за основу алгоритм программы, написанной для IBM-7090 Халсоном и Кадвеллом [457].

Использование программы [16] позволяет подобрать наилучшую форму кривой для данной совокупности экспериментальных точек с учетом веса каждой точки с помощью аппроксимации ортогональными полиномами Чебышева, провести статистический анализ уровня достоверности в каждой точке кривой, а также получить пределы уровня достоверности для всей кривой. Следует подчеркнуть, что данная задача решается в предположении, что исходные значения y_k подчиняются нормальному распределению с дисперсией σ^2/W_k , т. е. экспериментальные данные образуют статистический ансамбль, и при определении веса W_k принимаются во внимание только статистические погрешности величины y_k .

Аппроксимация набора экспериментальных данных $\{y_k\}$ состоит в разумном выборе аналитической зависимости $y=f(x, a_0, a_1, \dots, a_n)$. Описание данных при помощи многочлена

$$y^{(n)} = a_0 + a_1 x + \dots + a_n x^n, \quad (6.1)$$

которое часто применяется на практике, неудобно в том случае, когда по каким-либо причинам нужно повысить степень аппроксимационного многочлена, так как

тогда все вычисления необходимо проделывать заново. Поэтому для аппроксимации выгоднее использовать ортогональные полиномы Чебышева, что позволяет при необходимости легко повышать степень многочлена.

Иными словами, многочлен (6.1) представляется в виде

$$y^{(n)} = b_0 P_0(x) + b_1 P_1(x) + \dots + b_n P_n(x), \quad (6.2)$$

где $P_i(x)$ — ортогональные полиномы Чебышева, удовлетворяющие соотношениям

$$\sum_{k=1}^N P_i(x_k) P_j(x_k) W_k = 0, \quad i \neq j. \quad (6.3)$$

Коэффициенты b_j выражения (6.2) вычисляются по формуле

$$b_j = \sum_{k=1}^N y_k P_j(x_k) W_k \left/ \sum_{k=1}^N P_j^2(x_k) W_k \right. \quad (6.4)$$

Как видно, b_j не зависят от степени n искомого многочлена, что позволяет при необходимости легко повышать степень последнего по формуле

$$y^{(n+1)} = y^{(n)} + b_{n+1} P_{n+1}(x). \quad (6.5)$$

Ортогональные полиномы Чебышева вычисляются по следующим рекуррентным соотношениям:

$$\left. \begin{aligned} P_0(x) &= 1; \\ P_1(x) &= x - \frac{\sum_{k=1}^N x_k W_k}{\sum_{k=1}^N W_k}; \\ \dots \\ P_{j+1}(x) &= (x + \beta_{j+1}) P_j(x) - (H_j/H_{j-1}) P_{j-1}(x), \end{aligned} \right\} \quad (6.6)$$

где

$$\beta_{j+1} = -\frac{1}{H_j} \sum_{k=1}^N x_k P_j^2(x_k) W_k; \quad (6.7)$$

$$H_j = \sum_{k=1}^N P_j^2(x_k) W_k. \quad (6.8)$$

Задача определения оптимальной степени аппроксимационного многочлена сводится к нахождению такого n , при котором значение S_n еще велико:

$$S_n = B_{n-1} - B_n = b^2_n H_n, \quad (6.9)$$

где B_{n-1} и B_n — суммы квадратов остатков при описании экспериментальных данных многочленами степеней $n-1$ и n .

Величины B_n вычисляются по формуле

$$B_n = \sum_{k=1}^N y_k^2 W_k - \sum_{j=0}^n b_j^2 H_j \quad (n = 0, 1, 2, \dots). \quad (6.10)$$

Очевидно, относительно большое значение S_n указывает на то, что лучшее описание обеспечивается увеличением степени многочлена от $n-1$ до n . В то же время относительно малое значение S_n говорит о том, что эффективность увеличения степени невелика.

Чтобы определить оптимальную степень многочлена, будем предполагать, что каждое y_k подчиняется нормальному распределению с дисперсией σ^2/W_k . В этом случае σ^2 оценивается отношением

$$\bar{\sigma}^2 = B_n / (N - n - 1). \quad (6.11)$$

Далее определим $F^{(n)}$ как

$$F^{(n)} = S_n / \bar{\sigma}^2; \quad (6.12)$$

это отношение подчиняется распределению Фишера $F_{1, N-n-1}$, соответствующему степеням свободы μ , равным 1 и $N-n-1$. Это отношение дает критерий для суждения об эффективности увеличения степени многочлена от $n-1$ до n . Окончательно имеем следующую методiku определения оптимальной степени: для каждого n в порядке возрастания определяем $\bar{\sigma}^2$ и $F^{(n)}$, после чего сравниваем полученные отношения $F^{(n)}$ с табличными значениями $F_{1, N-n-1}$ для данного уровня достоверности. Та степень n , для которой $F^{(n)}$ становится меньше табличного значения, и будет оптимальной. Дальнейшее увеличение степени неоправданно, так как при этом одновременно с улучшением согласия с экспериментальными данными происходит отклонение от истинной кривой, описание которой и является главной задачей.

Дисперсия величины $y_k - y^{(n)}(x)$, являющаяся мерой точности оценки для любого x , определяется выражением

$$z_k^2 = \bar{\sigma}^2 \sum_{j=0}^n \frac{P_j^2(x_k)}{H_j}, \quad (6.13)$$

где $\bar{\sigma}^2$ вычисляется по формуле (6.11).

Значения $y_k \pm 2z_k$ дают статистический интервал, в который $y^{(n)}(x_k)$ попадает с вероятностью 95%. Коэффициент 2 появляется из-за того, что значение $y^{(n)}$, соответствующее вероятности 95% в статистическом распределении Стюдента (t -распределение) с $N-n-1$ степенью свободы, очень близко к 2 для $N-n-1 \geq 12$.

Однако этот интервал в два средних квадратических отклонения верен лишь для отдельных точек кривой и неприменим одновременно для всех точек x_k в интервале $x_1 \leq x_k \leq x_N$. Область достоверности, которая будет содержать всю кривую $y^{(n)}(x)$ с вероятностью 95%, образуется построением гладкой кривой через точки L^+ и L^- , определяемые выражением

$$L^\pm = y^{(n)}(x_k) \pm z_k \sqrt{(n+1) F_{n+1, N-n-1}}, \quad (6.14)$$

где n — степень аппроксимационного многочлена; N — число экспериментальных точек y_k ; $F_{n+1, N-n-1}$ — критическое значение функции распределения Фишера при доверительной вероятности 95%, соответствующее степеням свободы $\nu_1 = n+1$ и $\nu_2 = N-n-1$.

При описании экспериментальных данных особое внимание следует уделять форме, в которой задаются входные значения x_k , что особенно важно при больших изменениях x_k . В этих случаях ортогональные полиномы Чебышева становятся или очень большими, или очень малыми. Поэтому важно выбрать соответствующий масштаб x_k , чтобы по возможности избежать накапливающихся погрешностей округления. Это относится в некоторой мере и к y_k . Выбором масштаба можно уменьшить степень многочлена, т. е. сэкономить машинное время. Например, часто используют логарифмический масштаб.

Таким образом, для аппроксимации экспериментальных данных удобнее всего использовать ортогональные полиномы. Однако окончательное решение лучше сводить к обычному степенному ряду. При оценке ядерных данных для наиболее корректного проведения кривой использовали именно этот подход.

В качестве примера на рис. 6.1 представлена энергетическая зависимость $\bar{\nu}_p$ для ^{235}U , полученная на чисто статистической основе с использованием ортого-

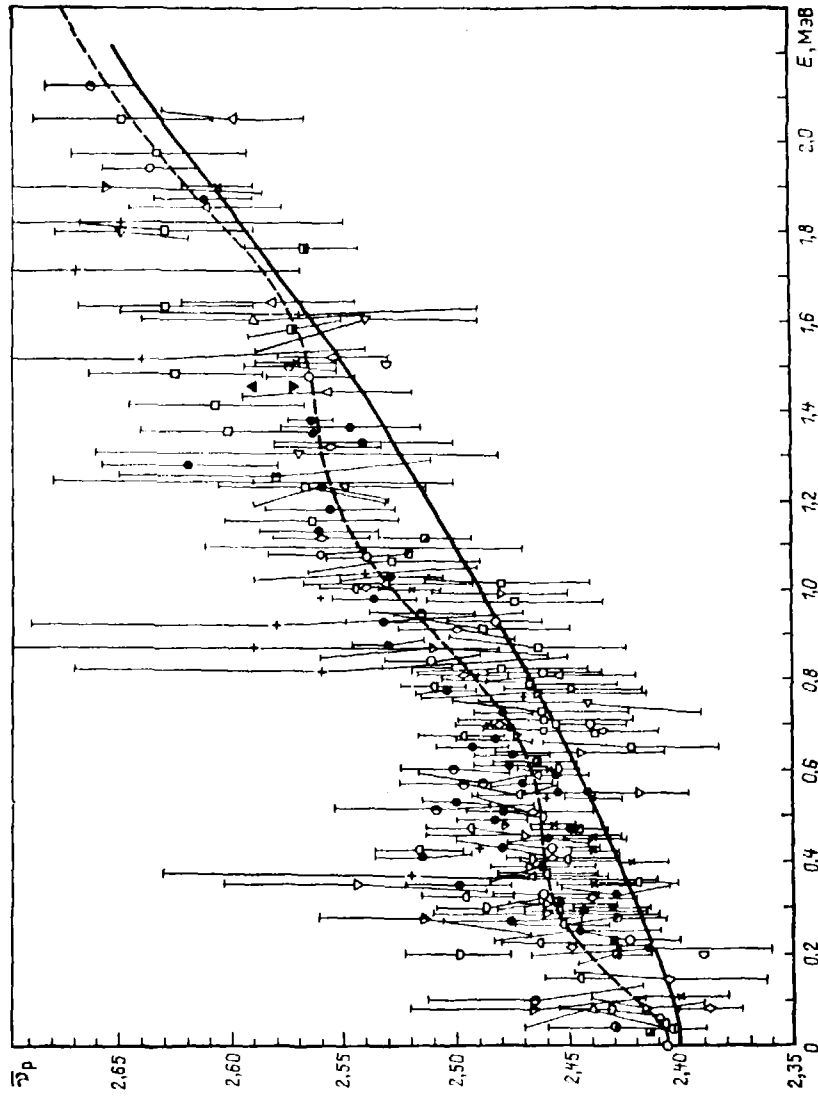


Рис. 6.1. Энергетическая зависимость $\bar{\nu}_p$ для ^{235}U в области энергий ниже 2 МэВ; пунктир — без введения поправок, сплошная кривая — с учетом поправок

нальных полиномов, которые были сведены затем к степенному ряду

$$\bar{\nu}_p(E) = 2,39137 - 0,02895E + 2,60305E^2 - 11,45212E^3 + 21,99404E^4 - 21,87405E^5 + 11,77515E^6 - 3,25994E^7 + 0,36416E^8 \quad (6.15)$$

в области от тепловой энергии до 2,00 МэВ со средним квадратическим отклонением, равным 0,00139, и числом степеней свободы $\mu = 128$.

6.2. ОЦЕНКА $\bar{\nu}_p(E)$ ДЛЯ ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu

В основу оценки зависимости $\bar{\nu}_p(E)$ для тяжелых элементов ($Z > 90$) от тепловой энергии до 15 МэВ была положена работа [11].

Для ^{239}Pu после выполнения работы [11] появились измерения [458] в области энергий до 5 МэВ и [459] при $E < 2$ МэВ. Настоящая оценка учитывает эти результаты. При ее проведении не учитывались данные [460], так как они сильно отличаются от результатов других авторов в области энергий 0,4—1,3 МэВ. Эти данные были заменены более достоверными результатами тех же авторов [461], полученными двумя способами с погрешностью 0,5—1,0 %.

При оценке $\bar{\nu}_p$ для ^{239}Pu использовались экспериментальные данные, приведенные в [11], и результаты [458, 459, 461], которые были нормированы к $\bar{\nu}_p^{239}\text{Pu}(^{252}\text{Cf}) = 3,757$. В данные [462, 463] на основании анализа [464] для $\bar{\nu}_p(^{235}\text{U})$ и соотношения $\bar{\nu}_p(^{235}\text{U})/\bar{\nu}_p(^{239}\text{Pu})$ была введена поправка на запаздывающее γ -излучение.

При перенормировке экспериментальных данных использовались следующие стандарты: $\bar{\nu}_p^{\text{тепл}}(^{235}\text{U}) = 2,400 \pm 0,005$ и $\bar{\nu}_p^{\text{тепл}}(^{239}\text{Pu}) = 2,856 \pm 0,008$ [52]; $\bar{\nu}_p^{sp}(^{252}\text{Cf}) = 3,757 \pm 0,008$ [465].

Зависимость $\bar{\nu}_p(E)$ для ^{239}Pu была описана полиномом пятой степени в области энергий от тепловой до 15 МэВ, вид которого приведен в табл. 6.2. Значение $\bar{\nu}_i = \bar{\nu}_p + \bar{\nu}_d$, где $\bar{\nu}_d$ взято из [11, 52], дано в табл. 6.9.

Наиболее детально энергетическая зависимость $\bar{\nu}_p$ для ^{240}Pu определена в работе [466] в области $E = 1,9 \div 14,8$ МэВ. Измерялась она также в области энергий 1,08—3,94 МэВ в работе [467], сделанной с довольно большими статистическими погрешностями, обусловленными спонтанным делением ^{240}Pu , в [468] при энергиях 3,7 и 15 МэВ, в [469] при энергиях 0,1; 1,0 и 1,6 МэВ. Точность старых измерений [468, 469] довольно низка, и наблюдаются значительные расхождения этих данных с результатами более новых измерений.

Все экспериментальные данные были перенормированы к $\bar{\nu}_p(^{252}\text{Cf}) = 3,757$ и проанализированы методом наименьших квадратов с учетом весов экспериментальных точек. Энергетическая зависимость $\bar{\nu}_p$ для ^{240}Pu была описана формулой

$$\bar{\nu}_p(E) = 2,8408 + 0,14601E$$

(E — в мегаэлектрон-вольтах) со средним квадратическим отклонением 0,0073 при числе степеней свободы 48 (в указанном разбросе не учтена систематическая погрешность в $\bar{\nu}_p$ для ^{252}Cf , которая может достигать 0,5 %). Значение $\bar{\nu}_d$ принято равным 0,009 в области энергий до 5 МэВ, 0,006 в области энергий выше 7 МэВ и линейно спадающим при $E = 7 \div 5$ МэВ.

Как показали авторы [470], анализ баланса энергии деления приводит к значениям $\bar{\nu}_p$ для ^{240}Pu , совпадающим с оцененными в настоящей работе с погрешностью 0,5—1,0 %. Результаты по спонтанному делению $\bar{\nu}_p$ для ^{240}Pu заново не оценивались, так как со времени оценки [11] не появилось каких-либо новых данных. Поэтому данная оценка $\bar{\nu}_p$ для ^{240}Pu была перенормирована нами к современному значению $\bar{\nu}_p$ для ^{252}Cf , и оно оказалось равным $2,140 \pm 0,020$.

При оценке энергетической зависимости $\bar{\nu}_p$ для ^{241}Pu использовались экспериментальные данные [466, 471, 472], перенормированные к $\bar{\nu}_p(^{252}\text{Cf}) = 3,757$ и $\bar{\nu}_p^{\text{тепл}}(^{241}\text{Pu}) = 2,908 \pm 0,010$ [52]. Энергетическая зависимость $\bar{\nu}_p$ с учетом дан-

ных для энергии тепловых нейтронов имеет вид, приведенный в табл. 6.2. С учетом того, что $\bar{v}_d = 0,0157$, получим следующее выражение для полного значения \bar{v}_t :

$$\bar{v}_t = 2,9243 + 0,13543E + 0,0011290E^2.$$

Поскольку экспериментальные значения \bar{v}_p для ^{242}Pu полностью отсутствуют, при оценке этой величины мы исходили из систематики, предложенной Хавертеном [441]. Необходимые для этого значения барьеров деления, средней энергии предделительных нейтронов и отношений $\sigma_{n,1}/\sigma_{n,F}$ и $\sigma_{n,2n}/\sigma_{n,F}$ были рассчитаны в рамках предложенной модели и приведены в гл. 5. Оцененные числовые данные по $\bar{v}_p(E)$ для ^{242}Pu , имеющие погрешность $\pm 3\%$, приведены в табл. 6.1, а вид параметрической зависимости \bar{v}_p — в табл. 6.2. Среднее значение $\bar{v}_d = 0,016$ остается практически постоянным до энергии 4 МэВ, затем падает примерно на 40% при увеличении энергии до 15 МэВ.

Таблица 6.1. Оцененные данные по $\bar{v}_p(E)$ для ^{242}Pu

$E, \text{МэВ}$	\bar{v}_p	$E, \text{МэВ}$	\bar{v}_p	$E, \text{МэВ}$	\bar{v}_p	$E, \text{МэВ}$	\bar{v}_p	$E, \text{МэВ}$	\bar{v}_p
0,1 · 10 ⁻¹⁰	2,740	0,100	2,758	0,70	2,861	3,4	3,325	8,0	4,093
2,53 · 10 ⁻⁸	2,740	0,16	2,768	0,80	2,878	3,8	3,394	8,5	4,171
0,9 · 10 ⁻³	2,741	0,20	2,775	0,90	2,895	4,0	3,428	9,0	4,250
0,010	2,742	0,26	2,785	1,00	2,912	4,5	3,514	9,5	4,330
0,022	2,744	0,30	2,792	1,40	2,981	5,0	3,600	10,0	4,413
0,033	2,746	0,36	2,802	1,8	3,050	5,5	3,689	11,0	4,578
0,045	2,748	0,40	2,809	2,0	3,084	6,0	3,778	12,0	4,739
0,056	2,750	0,46	2,819	2,4	3,153	6,5	3,862	13,0	4,870
0,068	2,752	0,50	2,826	2,8	3,222	7,0	3,940	14,0	4,978
0,080	2,754	0,60	2,844	3,0	3,256	7,5	4,016	15,0	5,092
0,091	2,756								

Все имеющиеся экспериментальные данные по энергетической зависимости \bar{v}_p для ^{235}U и их оценка приведены в работе [11]. При оценке \bar{v}_p для ^{235}U использовались экспериментальные данные, приведенные в [11], дополнительно уточненные результаты [473], а также данные [474, 475] по учету вклада запаздывающего γ -излучения от деления, введению поправок на различие в спектрах нейтронов деления ^{235}U и ^{232}Cf и в толщинах используемых образцов. Энергетическая зависимость \bar{v}_p для ^{235}U определена во многих экспериментах, и, несмотря на кажущуюся высокую точность, реальная погрешность определения этой величины, включая неопределенность в \bar{v}_p для ^{252}Cf , может быть равна $\pm(1,0 \pm 1,2)\%$.

Имеется неопределенность в вопросе о существовании структуры в \bar{v}_p для ^{235}U в области энергий ниже 2 МэВ. Данные большинства экспериментов указывали на возможность существования такой структуры [11], хотя детальное сравнение показывало, что согласие между различными экспериментами довольно плохое. Например, при $E=400$ кэВ отклонение зависимости $\bar{v}_p(E)$ от линейной в различных экспериментах изменялось от 0 до 3%.

Статистическую погрешность. Оказалось, что в экспериментальные данные по \bar{v}_p в работе [474] проведен тщательный анализ наиболее точных экспериментов в области энергий ниже 2 МэВ [462, 463, 476, 477], имеющих наименьшую стандартную погрешность. Анализ показал, что поправка на вклад запаздывающего γ -излучения от деления, которая равна $-0,16\%$ для измерений с постоянным источником моноэнергетических нейтронов [476, 477] и $-0,67\%$ для экспериментов с импульсным источником нейтронов [462, 463]. Дополнительно в данные [462, 463] должна быть внесена поправка $-0,3\%$, а в данные [476, 477] — поправка $+0,05\%$ из-за различия в эффективности регистрации вследствие

различия в спектрах деления ^{252}Cf и ^{235}U . Кроме того, если считать, что спектр нейтронов деления ^{235}U наиболее адекватно может быть описан формулой Уатта $P(E) = C \exp(-E/A) \text{sh} \sqrt{BE}$, где $A=0,9878$ МэВ и $B=2,1893$ МэВ⁻¹, то это приведет к поправке $+0,21\%$ в данных [462, 463, 476, 477].

В работе [475] указано на необходимость введения поправки на толщину фольги из делящегося материала при измерении отношений \bar{v}_p и предположено, что разница в толщине используемой фольги может служить причиной 0,8%-ного расхождения между результатами недавних измерений \bar{v}_p для ^{235}U . Этот эффект был исследован экспериментально [475], и оказалось, что поправка на толщину образца для ^{235}U равна $0,169 \cdot 10^{-3}\%$ на 1 мкг/см². Поскольку точная информация о толщине используемой фольги в опубликованных работах отсутствует, при проведении настоящей оценки погрешность экспериментальных данных была увеличена среднеквадратично на 0,14% [476, 477], 0,2% [462, 463] и 0,2–0,4% для остальных работ.

Таблица 6.2. Энергетическая зависимость \bar{v}_p [при нормировке к $\bar{v}_p(^{252}\text{Cf}) = 3,757$]

Ядро	$\bar{v}_p(E)$	Область энергий
^{239}Pu	$2,852042 + 0,119387E + 8,306 \cdot 10^{-3}E^2 - 8,144583 \times 10^{-4}E^3 + 3,047401 \cdot 10^{-5}E^4 - 0,4177308 \cdot 10^{-6}E^5$	Тепловая: 15 МэВ
^{240}Pu	$2,8408 + 0,14703E$	
^{241}Pu	$2,9086 + 0,13543E + 0,0011290E^2$	
^{242}Pu	$\sum_{n=0}^{\infty} R_n \{n + 2,84 + 0,16 [E - E_B(A, Z) + E_B(A - n, Z) - nE_T(n) - E_f(A - n, Z)]\}$	
^{235}U	$2,398 + 0,05656E + 0,03954E^2 - 0,005733E^3$ $2,334 + 0,1420E + 0,001577E^2 - 0,0001086E^3$	Тепловая: 2,25 МэВ 2,25–15 МэВ

Примечание. Здесь R_n — парциальные вклады в сечение деления; $E_B(A, Z)$ — полная энергия связи ядра с зарядом Z и массовым числом A ; $E_f(A - n, Z)$ — энергия деления ядра с зарядом Z и массой $(A - n)$; $E_T(n)$ — средняя энергия предделительных нейтронов; значения $R_n, E_T(n)$ приведены в табл. 5.17. Энергия приведена в мегаэлектрон-вольтах.

Учет упомянутых выше поправок к экспериментальным данным привел к тому, что энергетическая зависимость \bar{v}_p в области $E < 2$ МэВ становится практически линейной (см. рис. 6.1). Немалый вклад в структуру $\bar{v}_p(E)$ в области энергий ниже 2 МэВ внесло рассмотрение всей совокупности экспериментальных данных, которые имели различные систематические погрешности и в которые не были внесены все необходимые поправки. Так, значительный вклад (0,92%) в систематическое отклонение при $E=350$ кэВ относительно \bar{v}_p при энергиях тепловых нейтронов давали результаты [462]. Анализ же данных, имеющих наибольшую статистическую точность в области энергий ниже 1 МэВ [462, 463, 476, 477], с внесением необходимых поправок показал отсутствие тонкой структуры в зависимости $\bar{v}_p(E)$ в этой области энергий.

Вид энергетической зависимости \bar{v}_p для ^{235}U приведен в табл. 6.2.

6.3. УЧЕТ КОРРЕЛЯЦИИ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ОЦЕНЕННЫХ ДАННЫХ И ИХ ПОГРЕШНОСТЕЙ

При получении оцененных ядерных данных важно не только иметь сами данные, но и представлять реальные значения их погрешностей. Такая информация позволит оценить погрешности рассчитываемых реакторных функционалов и, что не менее важно, уточнить микроскопические данные с помощью интегральных экспериментов.

Уже на ранней стадии работ по оценке ядерных данных был поставлен вопрос о необходимости учета корреляций между результатами различных интегральных экспериментов на критических сборках [2] и оценки погрешности реакторных расчетов, связанной с неточным значением ядерных констант. Для этого нужно в первую очередь знать матрицу погрешностей групповых констант, принципы составления которой даны в [478]. Что касается определения погрешностей микроскопических ядерных данных, которые являются основой для получения групповых констант, то, несмотря на важность и актуальность, эта проблема недостаточно хорошо разработана.

Попытаемся сформулировать способ учета корреляций при оценке ядерных данных и их погрешностей, проиллюстрировав на конкретных примерах возможности этого метода.

Известно, что использование весов, обратных квадратам погрешностей экспериментальных данных, верно лишь в случае отсутствия корреляций между погрешностями. Реально же погрешности экспериментальных данных часто сильно коррелируют друг с другом вследствие использования одинаковых методов измерений. Ясно, что реальную погрешность оцененных данных можно получить лишь в том случае, если имеется детальная информация по корреляционным свойствам погрешностей различных экспериментов, используемых в оценке. Описываемый ниже метод [39] основан на использовании такой информации и общих методов математической статистики.

Пусть имеется N измеряемых значений величины σ_0 (не известное нам истинное значение измеряемой величины), равных σ_i ($i=1, \dots, N$). Результат каждого конкретного измерения σ_i является функционалом от некоторого набора реально измеряемых величин f_{ik} ($k=1, \dots, M$) с погрешностью Δf_{ik} , где M — полное число параметров, необходимых для получения значения σ_i . Тогда, ограничившись линейным приближением, получим

$$\sigma_i = \sigma_0 + \sum_{k=1}^M \frac{\partial \sigma_i}{\partial f_{ik}} \Delta f_{ik}, \quad (6.16)$$

где $(\partial \sigma_i / \partial f_{ik}) \Delta f_{ik}$ — часть погрешности i -го эксперимента, обусловленная неточностью знания k -го измеряемого параметра (ниже обозначается $\Delta \sigma_{ik}$).

Пусть оцененное значение получено усреднением экспериментальных значений, взятых с весами a^2_i , такими, что $\sum_{i=1}^N a^2_i = 1$. Имеем

$$\sigma_{\text{оц}} = \sum_{i=1}^N \sigma_i a^2_i. \quad (6.17)$$

Суммируя по i уравнение (6.16) получаем

$$\sum_{i=1}^N \sigma_i a^2_i = \sum_{i=1}^N \sigma_0 a^2_i + \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^M \Delta \sigma_{ik} a^2_i. \quad (6.18)$$

Тогда

$$\|\sigma_{\text{оц}} - \sigma_0\|^2 = \left\| \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^M \Delta \sigma_{ik} a^2_i \right\|^2 = \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^M \sum_{j=1}^N \sum_{m=1}^M a^2_i a^2_j \overline{\Delta \sigma_{ik} \Delta \sigma_{jm}} =$$

$$= \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^M \sum_{j=1}^N \sum_{m=1}^M a^2_i a^2_j K_{ikjm} \sqrt{|\Delta \sigma_{ik}|^2} \sqrt{|\Delta \sigma_{jm}|^2}, \quad (6.19)$$

где K_{ikjm} — коэффициент корреляции, определяемый соотношением

$$K_{ikjm} = \overline{\Delta \sigma_{ik} \Delta \sigma_{jm}} / \sqrt{|\Delta \sigma_{ik}|^2} \sqrt{|\Delta \sigma_{jm}|^2}. \quad (6.20)$$

Формула (6.19) дает погрешность оцененной величины через среднее квадратическое отклонение парциальных погрешностей измерений $\sqrt{|\Delta \sigma_{ik}|^2}$, коэффициент корреляции между этими парциальными погрешностями K_{ikjm} и принятые при оценке веса a^2_i .

Кажется естественным использовать дисперсию оценки как критерий ее приемлемости, т. е. потребовать, чтобы оцененная величина имела минимальную границу дисперсии. Было установлено [479], что при достаточно общих условиях существует нижняя граница дисперсий оценок. Для этого требуется лишь, чтобы функция была дважды дифференцируема по искомому параметру распределения.

Покажем, что при полном отсутствии корреляций этот метод эквивалентен методу наименьших квадратов с весами, обратно пропорциональными квадрату погрешности. В этом случае $K_{ikjm} = \delta_{ikjm}$, где δ_{ikjm} — четырехмерный символ Кронекера, и выражение (6.19) принимает вид

$$|\sigma_{\text{оц}} - \sigma_0|^2 = \sum_{i=1}^N a^4_i \sum_{k=1}^M |\Delta \sigma_{ik}|^2, \quad (6.21)$$

где $\sum_{k=1}^M |\Delta \sigma_{ik}|^2 = |\Delta \sigma_i|^2$ — средняя квадратическая погрешность i -го измерения. Тогда

$$|\sigma_{\text{оц}} - \sigma_0|^2 = \sum_{i=1}^N a^4_i |\Delta \sigma_i|^2. \quad (6.22)$$

Величины a^2_i , минимизирующие $|\sigma_{\text{оц}} - \sigma_0|^2$, можно найти из условия

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial (|\sigma_{\text{оц}} - \sigma_0|^2)}{\partial a^2_n} &= 0, \quad n \neq l; \\ \sum_{i=1}^N a^2_i &= 1, \quad n = l. \end{aligned} \right\} \quad (6.23)$$

Выделив l -й эксперимент, преобразуем (6.22) к виду

$$|\sigma_{\text{оц}} - \sigma_0|^2 = \sum_{i \neq l} a^4_i |\Delta \sigma_i|^2 + a^4_l |\Delta \sigma_l|^2 \quad (6.24)$$

и подставим $a^2_l = 1 - \sum_{i \neq l} a^2_i$. Тогда

$$\begin{aligned} |\sigma_{\text{оц}} - \sigma_0|^2 &= \sum_{i \neq l} a^4_i |\Delta \sigma_i|^2 + \sum_{i \neq l} \sum_{m \neq l} a^2_i a^2_m |\Delta \sigma_l|^2 - \\ &- 2 \sum_{i \neq l} a^2_i |\Delta \sigma_l|^2 + |\Delta \sigma_l|^2. \end{aligned} \quad (6.25)$$

Дифференцируя (6.25) по a_n^2 , $n=1, \dots, N$ ($n \neq l$), получаем $N-1$ уравнений вида

$$\frac{\partial |\sigma_{\text{от}} - \sigma_0|^2}{\partial a_n^2} \underset{(n \neq l)}{=} 2a_n^2 |\Delta\sigma_n|^2 - 2|\Delta\sigma_l|^2 + 2 \sum_{i \neq l} a_i^2 |\Delta\sigma_i|^2 = 0 \quad (6.26)$$

или

$$a_n^2 |\Delta\sigma_n|^2 = \left(1 - \sum_{i \neq l} a_i^2\right) |\Delta\sigma_l|^2, \quad (6.27)$$

откуда, используя $1 - \sum_{i \neq l} a_i^2 = a_l^2$, находим

$$a_n^2 |\Delta\sigma_n|^2 = a_l^2 |\Delta\sigma_l|^2, \text{ т. е. } a_n^2/a_l^2 = |\Delta\sigma_l|^2/|\Delta\sigma_n|^2. \quad (6.28)$$

Таким образом, в отсутствие корреляций между погрешностями экспериментов веса обратно пропорциональны квадратам погрешностей.

Считаем, что возможно такое мелкое разбиение суммарной погрешности на парциальные, что $K_{ikjm} = 0$ для $k \neq m$. Такое предположение означает, что погрешности двух любых различных параметров, которые необходимы для получения сечения, не коррелируют между собой. Используя обозначение $K_{kij} = K_{ikj}$, можем переписать формулу (6.19) в виде

$$|\sigma_{\text{от}} - \sigma_0|^2 = \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^M \sum_{j=1}^N a_i^2 a_j^2 K_{kij} \sqrt{|\Delta\sigma_{ik}|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_{jk}|^2}. \quad (6.29)$$

При наличии корреляций система (6.23) сводится к системе $N-1$ линейных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial |\sigma_{\text{от}} - \sigma_0|^2}{\partial a_n^2} \underset{(n \neq l)}{=} & 2 \sum_{k=1}^M \sum_{i \neq l}^N a_i^2 \{K_{kln} \sqrt{|\Delta\sigma_{lk}|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_{nl}|^2} - \\ & - K_{kll} \sqrt{|\Delta\sigma_{lk}|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_{ll}|^2} - K_{kln} \sqrt{|\Delta\sigma_{lk}|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_{nl}|^2} - \\ & - K_{kll} \sqrt{|\Delta\sigma_{lk}|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_{lk}|^2}\} + \sum_{k=l}^M \{K_{knl} \sqrt{|\Delta\sigma_{nk}|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_{lk}|^2} - \\ & - K_{kll} \sqrt{|\Delta\sigma_{lk}|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_{lk}|^2}\} = 0. \end{aligned} \quad (6.30)$$

Формула (6.29) дает погрешность оцененного значения для отдельной точки кривой. Определим коэффициент корреляции погрешностей оцененных значений в точках n и m как

$$B_{nm} = \overline{\Delta\sigma_n \Delta\sigma_m} / \sqrt{|\Delta\sigma_n|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_m|^2}, \quad (6.31)$$

где индексы n и m обозначают номера точек, для которых рассчитывается коэффициент корреляции; $\Delta\sigma_n$ и $\Delta\sigma_m$ — погрешности оцененных значений в этих точках. Они определяются как

$$\overline{\Delta\sigma_n} = \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^M \overline{\Delta\sigma_{ikn}} a_i^2, \quad \overline{\Delta\sigma_m} = \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^M \overline{\Delta\sigma_{jkn}} a_j^2, \quad (6.32)$$

где $\overline{\Delta\sigma_{jkn}}$ — k -я парциальная погрешность j -го эксперимента в точке m ; a_j^2 — вес данных j -го эксперимента при использовании его в оценке в точке m .

Если определить коэффициент корреляции как

$$K_{kijnm} = \overline{\Delta\sigma_{jk} \Delta\sigma_{ikn}} / \sqrt{|\Delta\sigma_{jk}|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_{ikn}|^2} \quad (6.33)$$

и, как и прежде, считать, что коррелируют погрешности одной природы и парциальные погрешности одного эксперимента независимы, то коэффициент корреляции между точками кривой энергетической зависимости сечений определится выражением

$$B_{nm} = \sum_{k=1}^M \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N a_i^2 a_j^2 K_{kijnm} \sqrt{|\Delta\sigma_{ikn}|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_{jkm}|^2} / \sqrt{|\Delta\sigma_n|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_m|^2}. \quad (6.34)$$

Таким образом, коэффициент корреляции между погрешностями двух оцененных значений выражается через парциальные погрешности экспериментов, использованных в оценке, веса, с которыми эти эксперименты использовались в оценке, и коэффициенты корреляции парциальных погрешностей в указанных точках.

В расчетах коэффициент корреляции K_{kijnm} принимался не зависящим от n и m , т. е. $K_{kijnm} = K_{kij}$. Действительно, если коэффициент корреляции для парциальных погрешностей зависит от выбора значений в конкретных точках (например, какой-то параметр для определения сечения измеряется по-разному в разных точках), то формально можно считать, что эти различные эксперименты, и зависимость коэффициента корреляции от выбора значений в точках перевести в зависимость от того или иного эксперимента.

Описанный алгоритм реализован в программе для ЭВМ, которая на основе парциальных погрешностей и корреляций между ними определяет методом итераций веса экспериментальных данных, минимизирующие погрешность оцененной величины, погрешности оцененных величин в различных энергетических точках и коэффициенты корреляции между ними.

Данный метод был применен к оценке сечений деления σ_f для ^{235}U (в энергетической области 0,1 кэВ — 20 МэВ) и ^{239}Pu (в области энергий 0,1 кэВ — 10 МэВ), а также величины α для ^{239}Pu и ^{235}U (в области энергий 0,1 — 1000 кэВ). С помощью этого метода были получены также погрешности групповых констант этих величин и корреляционные матрицы погрешностей.

6.4. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ^{235}U В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ 0,1 кэВ—20 МэВ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА УЧЕТА КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ПОГРЕШНОСТЯМИ РАЗЛИЧНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

За последнее время были опубликованы результаты ряда экспериментальных работ по измерению сечения деления σ_f для ^{235}U [54, 178, 179, 480—498], отличающихся от известных ранее [48] более современной постановкой эксперимента и меньшими экспериментальными погрешностями. Для новых данных в целом характерны более низкие значения σ_f , чем считалось до сих пор. В связи с этим возникла необходимость проведения новой оценки σ_f , в которой наряду с известными ранее результатами были бы учтены и новые. При оценке особое внимание должно уделяться значению погрешности оцениваемых величин. Это связано с тем, что погрешности многих экспериментальных работ довольно сильно коррелируют между собой из-за использования одинаковых методик измерения одних и тех же стандартных сечений. Методика оценки, позволяющая провести подробный анализ указанных корреляций, была описана в § 6.3.

Оценка σ_f для ^{235}U была сделана в двух энергетических областях: от 100 эВ до 100 кэВ, где экспериментальные значения сечений имеют структуру, и от 100 кэВ до 20 МэВ, где сечение деления можно представить гладкой кривой.

Экспериментальные данные, полученные в области энергий тепловых нейтронов, должны быть перенормированы единым образом. Погрешности, возникающие из-за смещения энергетической шкалы и разницы в энергетическом разрешении, можно свести к минимуму нормировкой по широкому энергетическому интервалу. В качестве такого интервала была выбрана область 100 эВ — 1 кэВ.

Значение интеграла деления в области E от 7,8 до 11 эВ $[(242,58 \pm 4,80) \times 10^{-28} \text{ м}^2 \cdot \text{эВ}]$, использованное для перенормировки данных, которые простираются в область энергий тепловых нейтронов, было рассчитано как средневзвешенное следующих данных, перенормированных к $\sigma_f = 583,5 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ для энергии нейтронов 0,0253 эВ [52]: $(235,9 \pm 4,0) \cdot 10^{-28}$ [54], $(241,3 \pm 4,8) \cdot 10^{-28}$ [106], $(240,6 \pm$

$\pm 3,0)10^{-28}$ [178], $(243,1 \pm 2,5)10^{-28}$ [180], $(243,9 \pm 4,0)10^{-28}$ [492], $(245,3 \pm 3,0) \times 10^{-28}$ [496], $(245,3 \pm 4,0)10^{-28}$ м²·эВ [497].

Значение интеграла деления в области энергий от 0,1 до 10 кэВ $[(12036,5 \pm 385,0)10^{-28}$ м²·эВ], использованное для перенормировки относительных экспериментальных данных [107, 168, 481, 489, 492, 502—504], было получено усреднением следующих данных, перенормированных к интегралу деления в области $E=7,8 \pm 11$ эВ и поправленных на современное значение сечений реакций $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ и $^6\text{Li}(n, \alpha)$ [499]: $(11864 \pm 380)10^{-28}$ [54], $(11466 \pm 367)10^{-28}$ [178], $(11881 \pm 385) \times 10^{-28}$ [179], $(12272 \pm 398)10^{-28}$ [180], $(12469 \pm 557)10^{-28}$ м²·эВ [489], а также усреднением абсолютных данных, использованных без перенормировки: $(12610 \pm 400)10^{-28}$ [496], $(11782 \pm 940)10^{-28}$ [500], $(12400 \pm 990)10^{-28}$ м²·эВ [501] (в абсолютные данные [500, 501] должна быть внесена поправка на угловое распределение α -частиц из реакции $^6\text{Li}(n, \alpha)$, которая, впрочем, мала при рассматриваемых энергиях).

Средний интеграл деления в области энергий 10—30 кэВ $[(46790 \pm 1780) \times 10^{-28}$ м²·эВ], полученный усреднением результатов [54, 178, 496], был использован для перенормировки относительных данных [179, 480, 505].

В энергетической области 10—100 кэВ времяпролетные данные [54, 178], а также измерения в отдельных точках [506—508] согласуются между собой в целом в пределах $\pm 3\%$, в области энергий 100—200 кэВ разногласие достигает 6% (например, для данных [482, 505]), в области энергий 200 кэВ—1 МэВ большинство данных [506—511] и [482], но не данные [178, 512], согласуются между собой в пределах $\pm 3\%$. В области энергий 0,7—1,2 МэВ результаты [179, 493, 506, 508, 509] и [178] (в области $E > 800$ кэВ) образуют согласующийся в пределах 2% ряд данных. Результаты [178] в области энергий 300—700 кэВ лежат примерно на 5% ниже, а данные [512] на 10% выше данных [179].

В области энергий выше 1 МэВ данные [482, 506—508, 510, 511] согласуются между собой в целом в пределах $\pm 3\%$, хотя в области энергий 1—1,3 МэВ значения [510] на 4% выше результатов [482, 506, 508], а при $E=5,4$ МэВ данные [507] примерно на 5% ниже значений [510] и [511]. Причина последнего разногласия может быть связана с тем, что в [507] не вводилась поправка на угловое распределение протонов из реакции (n, p) , которая может составлять около 2%. В частности, отношение сечений деления при энергиях 14 и 5,4 МэВ, измеренное в [507], противоречит значениям, полученным в других относительных измерениях [486, 511]. В связи с этим при оценке погрешность данных Уайта [507] при $E=5,4$ МэВ была увеличена на 5%.

При анализе данных по полным погрешностям экспериментальных работ, связанных с измерением σ_f , были выделены следующие парциальные погрешности:

- $k=1$ — в числе ядер ^{235}U ;
- $k=2$ — в экстраполяции спектра осколков к нулевому уровню дискриминации;
- $k=3$ — в поглощении осколков в слое;
- $k=4$ — в рассеянии в стенках камеры, подложке слоя и конструкции мишени;
- $k=5$ — в ослаблении нейтронов в воздухе;
- $k=6$ — в нейтронном потоке;
- $k=7$ — в фоне эксперимента;
- $k=8$ — в эффективности регистрации деления;
- $k=9$ — в геометрическом факторе;
- $k=10$ — в сечении рассеяния на водороде (стандартное сечение);
- $k=11$ — статистическая;
- $k=12$ — в нормировке.

Указанное разбиение полной погрешности на парциальные составляющие было сделано на основании информации о погрешностях, приводимой авторами. Там, где такая информация отсутствовала (в основном старые работы), разбиение было сделано на основе анализа экспериментальной методики с учетом присущих данному методу погрешностей.

Учет корреляций при оценке σ_f для ^{235}U был сделан на основе анализа экспериментальных методик включенных в оценку работ. Были выявлены указанные ниже корреляции между экспериментами.

По $k=1$ (определение числа ядер ^{235}U) можно сказать следующее. В работах Забо (измерения в области энергии 17 кэВ—1 МэВ) [508] и Уайта (область энергий 40 кэВ—14 МэВ) [507] использовался один и тот же слой ^{235}U . Поэтому эти работы коррелируют полностью. Работа Забо [506] отличается от указанных выше тем, что к использованному в них слою был добавлен еще один слой, т. е. [508] и [506] коррелируют частично. Работа Забо [482] ничем не отличается по данной парциальной погрешности от [508]; таким образом, они полностью коррелируют. Считаем также, что полностью коррелируют [178] и [492], а также [493] и [509].

Используем для построения таблицы корреляций следующие правила:

а) если две работы порознь полностью коррелируют с третьей, то они полностью коррелируют между собой (как следствие имеем, что и [507] коррелирует с [482] полностью, а это не противоречит физическому смыслу данной парциальной погрешности);

б) если первая работа коррелирует со второй частично, а с третьей полностью, то и вторая с третьей должны коррелировать частично (частичные корреляции между [506] и [482, 507] сразу следуют из этого правила).

Частичные корреляции между [486] и [484, 485, 507] при $k=0,3$ приписаны данной парциальной погрешности переносом их из $k=12$ (погрешность нормировки). Это вызвано тем, что результаты [486] нормированы нами к средневзвешенному значению [484, 485, 507], но сами эти измерения не имеют парциальной погрешности в нормировке, так как они абсолютные. В данном случае возникает ситуация, когда необходимо учесть корреляцию между парциальными погрешностями. Однако такой подход сильно усложнит задачу, особенно в том случае, когда дополнительная корреляция будет налагаться на уже учтенную по определенной парциальной погрешности. Понятно, что учесть в подобном случае корреляции аддитивно нельзя.

В используемой нами модели учета корреляций, как указывалось выше, предполагается отсутствие корреляций между парциальными погрешностями, что чаще всего соответствует истине. В тех немногих случаях, когда корреляция между парциальными погрешностями вносится искусственно (например, из-за нормировки), ее можно учесть в той парциальной погрешности, которая дает наибольший вклад в полную погрешность эксперимента. Такой подход не противоречит принятой модели и позволяет более полно учесть существующие корреляции.

По $k=2$ (экстраполяция спектра осколков к нулевому уровню дискриминации) можно считать, что в [482, 507, 509], в [178, 492], а также в [493, 509] погрешности в экстраполяции спектра осколков к нулевому уровню дискриминации полностью коррелированы, из-за того что использовался один и тот же слой вещества. В свою очередь [509] коррелирует с [506] частично, поскольку в работе [506] к указанному слою был добавлен еще один слой. Применение правила «б» требует, чтобы [506] частично коррелировала с [482, 507].

По $k=3$ (поглощение осколков в слое), как и по $k=2$, работы [482, 507, 509], [178, 492] и [493, 509] коррелируют полностью, а [509] и [506] частично.

По $k=4$ (рассеяние в стенке камеры, подложке слоя и конструкции мишени) работы [507, 509] полностью коррелированы, так как в них применялась одна и та же камера деления. Исходя из имеющейся информации, предполагаем, что в [482] могла быть использована та же камера, что и в [507]. Поскольку это известно нам не достоверно, приписываем [507] и [482] частичную корреляцию. Тогда и [509] коррелирует с [482] частично аналогично [178] и [492], [493] и [509].

По $k=5$ (ослабление нейтронов в воздухе) корреляций не обнаружено.

По $k=6$ (определение нейтронного потока) работы [54, 107, 168, 181, 480, 481, 496, 504] коррелируют между собой полностью по той причине, что во всех описываемых в них экспериментах для определения нейтронного потока применялась камера с ^{10}B . В [505] для определения нейтронного потока использовались камера и с ^{10}B , и с ^6Li , поэтому упомянутые выше работы должны коррелировать с [505] частично.

В другой группе работ [178, 179, 492, 500, 501, 502] для определения нейтронного потока были использованы камеры с ^6Li , поэтому указанные работы полностью коррелируют друг с другом и частично с [505]. Считаем, что между собой группы работ с использованием ^{10}B и ^6Li не коррелируют.

В третьей группе работ [507, 179, 486, 488, 494, 507] нейтронный поток определялся относительно сечения рассеяния на водороде. Все эти работы полностью коррелируют между собой. Кроме того, в [509] для определения нейтронного потока наряду с методом протонов отдачи применялись еще два — по марганцевой ванне и по сопутствующим частицам, поэтому [509] коррелирует с [179, 486, 488, 507] частично.

Работы [506] и [482] по определению нейтронного потока идентичны и, следовательно, полностью коррелируют. В них два из трех методов определения нейтронного потока (по марганцевой ванне и по сопутствующим частицам) совпадают с методами, использованными в работе [509]. По этой причине можно считать, что [509] и [491] коррелируют с [482, 493, 506] с коэффициентом 0,7.

По $k=7$ (фон эксперимента) корреляций нет.

По $k=8$ (эффективность регистрации деления) считаем, что [493] и [509] коррелируют полностью, как и [494], и [511].

По $k=9$ (геометрический фактор) корреляций не обнаружено.

По $k=10$ (сечение рассеяния на водороде) работы [179, 486, 488, 494, 507, 509—512, 513] полностью коррелируют между собой. В них в качестве стандарта было использовано сечение рассеяния на водороде.

По $k=11$ (статистическая погрешность) корреляции отсутствуют.

По $k=12$ (погрешность нормировки) можно сказать следующее. Данные [54, 106, 178, 179, 492] были нормированы нами к интегралу деления в области энергий 0,1—1 кэВ и значению σ_f при $E=0,0253$ эВ. Погрешности нормировки в этих работах коррелируют полностью. Результаты [489, 500, 501] нормированы к тому же интегралу деления в области энергий от 0,1 до 1 кэВ и потому полностью коррелируют. Данные относительных измерений [107, 168, 481, 502, 504] также нормировались к интегралу деления в той же энергетической области и, следовательно, полностью коррелированы. При энергиях выше 10 кэВ данные [505] перенормированы к данным [106] в области энергий 2—10 кэВ. В свою очередь данные [106] были нормированы к интегралу деления в области $E=0,1\pm 1$ кэВ, поэтому [505] полностью коррелирует со всеми названными выше работами. Результаты [179, 480] нормированы к интегралу деления в области энергий от 10 до 30 кэВ, который был получен из работ [54, 178]. Из этого следует, что данные [179, 480] в конечном счете также нормированы к интегралу деления в области $E=0,1\pm 1$ кэВ и значению σ_f при $E=0,0253$ эВ. Можно сделать окончательный вывод, что в результате нашей нормировки полностью коррелируют между собой работы [54, 106, 107, 168, 178, 181, 480, 481, 489, 492, 500—502, 504, 505]. Кроме того, работа [509] полностью коррелирует с [511] и [494], так как последние нормировались к данным [509].

Как указывалось выше (см. случай $k=1$), корреляции по нормировке между [486] и [484, 485, 507] перенесены в $k=1$. Эта частичная корреляция возникает из-за того, что данные [486] перенормировались нами к среднезвешенному из работ [484, 485, 507].

В результате проведенного анализа парциальных погрешностей эксперимента и их корреляций в области энергий 0,1—1 кэВ повысился вес экспериментальных данных [106, 178, 179] и частично [54] (в области энергий 0,6—1,0 кэВ) и понизился вес значений [107, 168, 181] как относительных данных, сильно коррелирующих с другими результатами. В области $E=1\pm 30$ кэВ повысился вес тех же данных [54, 106, 178, 179] и понизился вес данных [107, 168, 181, 480].

В области энергий выше 30 кэВ уменьшается вес результатов времяпролетных измерений, в частности данных [54, 480], и возрастает вес данных [506, 507, 509], а также абсолютных результатов [483]. Резко уменьшается вес данных работы [508] из-за ее сильной корреляции с [506, 507]; использование этой работы в оценке практически не нужно. Утверждать это и тем более игнорировать ее при оценке до проведения расчетов было бы трудно, так как работа довольно точна, хотя и коррелирует с несколькими другими работами.

В области энергий 350—750 кэВ оцененная кривая определяется данными [179, 493, 506, 507, 509], взятыми с примерно равным весом. В области $E > 750$ кэВ веса экспериментальных данных [483, 493, 506—510] остались практически неизменными.

В табл. 6.3 даны оцененные по описанной выше методике значения σ_f для ^{235}U , в табл. 6.4 — матрица коэффициентов корреляции между энергетическими

интервалами $V_{\text{пл}}$. Имеется довольно сильная зависимость значения погрешности от степени корреляции. Так, погрешности оцененных значений σ_f , полученных с учетом корреляции, в области энергий до 30 кэВ примерно в 2 раза выше, чем без учета корреляций. Погрешности значений σ_f с учетом корреляций в области энергий ниже 30 кэВ равны 3—4 %.

Анализ погрешностей экспериментальных методов в области энергий выше 30 кэВ и степень согласия данных позволяют прийти к заключению, что в области энергий 100 кэВ—10 мэВ погрешность экспериментов может составлять $\pm 3\%$, в области $E=10\pm 15$ МэВ — $\pm 4\%$, при $E=15\pm 20$ МэВ — $\pm 6\%$. Сравнение с данными ENDF/B-V [71] оцененных результатов настоящей работы показывает их согласие в пределах 0,5—1,0 %. В табл. 6.5 приведены оцененные данные по остальным типам сечений для ^{235}U .

Таблица 6.3. Оцененные значения сечений деления ^{235}U , 10^{-28} м², в области энергий выше 100 кэВ

E, МэВ	σ_f		E, МэВ	σ_f		E, МэВ	σ_f	
	Настоящая работа	ENDF/B-V		Настоящая работа	ENDF/B-V		Настоящая работа	ENDF/B-V
0,10	1,565	1,581	0,70	1,125	1,137	5,0	1,060	1,064
0,12	1,510	1,520	0,75	1,127	1,137	5,5	1,046	1,047
0,14	1,469	1,476	0,80	1,130	1,139	6,0	1,111	1,112
0,16	1,430	1,440	0,85	1,139	1,147	6,5	1,363	1,364
0,18	1,397	1,408	0,90	1,158	1,168	7,0	1,550	1,553
0,20	1,365	1,377	0,95	1,175	1,202	7,5	1,700	1,719
0,22	1,334	1,343	1,0	1,210	1,202	8,0	1,775	1,782
0,24	1,305	1,314	1,1	1,215	1,215	8,5	1,790	1,782
0,26	1,282	1,291	1,2	1,220	1,220	9,0	1,780	1,772
0,28	1,266	1,272	1,4	1,235	1,239	9,5	1,770	1,762
0,30	1,252	1,262	1,6	1,260	1,264	10,0	1,752	1,749
0,32	1,241	1,251	1,8	1,280	1,288	10,5	1,742	1,738
0,34	1,230	1,240	2,0	1,292	1,298	11,0	1,738	1,732
0,36	1,224	1,229	2,2	1,287	1,292	11,5	1,739	1,732
0,38	1,215	1,219	2,4	1,270	1,278	12,0	1,755	1,748
0,40	1,210	1,209	2,6	1,252	1,259	12,5	1,825	1,826
0,42	1,195	1,199	2,8	1,233	1,240	13,0	1,914	1,915
0,44	1,185	1,189	3,0	1,212	1,219	13,5	2,000	1,998
0,46	1,175	1,180	3,2	1,197	1,201	14,0	2,060	2,068
0,48	1,170	1,173	3,4	1,179	1,184	14,5	2,080	2,099
0,50	1,166	1,167	3,6	1,160	1,165	15,0	2,084	2,103
0,55	1,155	1,155	3,8	1,143	1,148	16,0	2,060	2,068
0,60	1,140	1,145	4,0	1,130	1,132	17,0	1,990	1,986
0,65	1,133	1,140	4,5	1,095	1,111	18,0	1,950	1,939
						19,0	1,970	1,966
						20,0	2,040	2,045

В настоящее время наибольшего внимания требует область энергий 3—6 МэВ, где данные по σ_f разделяются на две группы: с более высокими значениями σ_f и кривой выпуклой формы и с более низкими значениями σ_f и кривой вогнутой формы. Данные этих групп различаются на 10 %, хотя погрешность экспериментов составляет около 2 %.

В области энергий вблизи 14 МэВ имеется хорошее согласие между результатами современных измерений. Однако следует иметь в виду, что во всех этих измерениях используется один и тот же метод сопутствующих частиц, и поэтому возможно существование неизвестной систематической погрешности. Может оказаться, что оправдано проведение экспериментов, имеющих худшую точность, но заведомо не коррелирующих с другими экспериментами. Расчеты по описанной

E, МэВ	σ_1	σ_{II}	σ_{III}	$\sigma_{III'}$	σ_{IIII}	$\sigma_{IIII'}$
7,0	6,69	3,754	0,003	1,03	0,350	—
7,5	6,48	3,531	0,003	0,75	0,450	—
8,0	6,29	3,405	0,003	0,57	0,530	—
8,5	6,13	3,295	0,003	0,45	0,600	—
9,0	5,99	3,165	0,003	0,38	0,670	—
9,5	5,88	3,030	0,003	0,35	0,735	—
10,0	5,81	2,948	0,003	0,32	0,790	—
10,5	5,76	2,879	0,003	0,31	0,830	—
11,0	5,73	2,840	0,003	0,30	0,855	—
11,5	5,72	2,804	0,004	0,31	0,870	—
12,0	5,73	2,793	0,004	0,33	0,855	—
12,5	5,75	2,720	0,004	0,37	0,805	0,025
13,0	5,78	2,691	0,004	0,40	0,710	0,060
13,5	5,81	2,848	0,004	0,34	0,535	0,085
14,0	5,85	3,053	0,004	0,24	0,375	0,110
14,5	5,89	3,152	0,004	0,23	0,275	0,130
15,0	5,92	3,223	0,004	0,23	0,210	0,150
16,0	5,98	3,363	0,004	0,23	0,140	0,175
17,0	6,04	3,515	0,004	0,23	0,120	0,185
18,0	6,08	3,642	0,004	0,22	0,085	0,190
19,0	6,08	3,625	0,004	0,22	0,075	0,190
20,0	6,08	3,572	0,004	0,22	0,070	0,190

в § 6.3 методике могут помочь при планировании новых экспериментов найти оптимальные методы измерения тех или иных параметров, для того чтобы оцененная погрешность, полученная из всей совокупности уже имеющихся и планируемого экспериментов, была минимальной.

6.5. ОЦЕНКА α ДЛЯ ^{235}U И ^{239}Pu В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ 0,1—1000 КэВ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА УЧЕТА КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ПОГРЕШНОСТЯМИ РАЗЛИЧНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Тем же способом, что и для σ_1 , был проведен анализ экспериментальных данных по α для ^{235}U с целью выяснения корреляций между парциальными погрешностями экспериментальных данных и оценена величина α для ^{235}U с целью выяснения корреляций между парциальными погрешностями экспериментальных данных и оценена величина α для ^{235}U и ее погрешность.

Как и в случае σ_1 для ^{235}U , имеющиеся экспериментальные данные по α для ^{235}U коррелируют по нормировке [54, 106, 181, 504, 515—523], по нейтронному потоку (полностью [54, 106, 181, 516, 519—521] или частично [54, 504, 518, 522, 524]), по эффективности детекторной системы при регистрации деления [106, 181, 515, 516, 518—520], по эффективности регистрации γ -квантов из-за возможных изменений в спектре γ -излучения с ростом энергии [54, 106, 181, 504, 517—521], по погрешности в ν , приводящей к неопределенности в α , [515, 516, 521] и др.

Единственным экспериментом, который выполнен методами, не коррелирующими с другими, является работа [526]. Значение α для ^{235}U измерено на основе множественности испускаемых возбужденными ядрами γ -квантов и нейтронов. Измерения α в области энергий 0,1—30 кэВ сделаны с точностью более высокой (погрешность 3—5%), чем в других экспериментах. Естественно поэтому, что экспериментальные данные [526] оказали определяющее влияние на оцененные значения α для ^{235}U .

Результаты расчетов весов, с которыми должны быть учтены измеренные в каждом эксперименте значения α для ^{235}U в случаях отсутствия корреляций ($K=0$), приспаянных корреляций (K) и полной корреляции ($K=1$) между погрешностями всех работ для каждого энергетического интервала, показывают, что определяющими при оценке α в области $E=0,1+30$ кэВ являются экспериментальные данные [526] как наиболее точные и независимо измеренные в этой области. Надежны также результаты [520], вес которых возрос в области энергий от 40 до 400 кэВ. Уменьшился вес результатов [181] в области $E=0,1+3$ кэВ (поскольку они являются относительными данными, нормированными к [106]), и поэтому сильно коррелируют с ними), [521] в области $E=0,1+3$ кэВ (из-за корреляции с другими работами по нормировке и нейтронному потоку), а также [517] и [504] в области $E=0,1+30$ кэВ (вследствие больших экспериментальных погрешностей и сильной корреляции по ряду парциальных погрешностей с другими измерениями).

Таблица 6.6. Оцененные значения α для ^{235}U , полученные с учетом и без учета корреляций между экспериментальными данными

E, кэВ	С учетом корреляции	Без учета корреляции	E, кэВ	С учетом корреляции	Без учета корреляции
0,1—0,2	0,501 ± 0,019	0,536 ± 0,033	20—30	0,346 ± 0,022	0,357 ± 0,006
0,2—0,3	0,390 ± 0,016	0,418 ± 0,017	30—40	0,372 ± 0,008	0,363 ± 0,005
0,3—0,4	0,440 ± 0,017	0,436 ± 0,010	40—50	0,365 ± 0,017	0,324 ± 0,006
0,4—0,5	0,316 ± 0,013	0,356 ± 0,009	50—60	0,320 ± 0,026	0,329 ± 0,005
0,5—0,6	0,278 ± 0,011	0,270 ± 0,008	60—70	0,300 ± 0,025	0,319 ± 0,005
0,6—0,7	0,344 ± 0,014	0,307 ± 0,008	70—80	0,292 ± 0,025	0,300 ± 0,005
0,7—0,8	0,373 ± 0,015	0,409 ± 0,009	80—90	0,280 ± 0,030	—
0,8—0,9	0,447 ± 0,017	0,491 ± 0,013	90—100	0,299 ± 0,032	0,277 ± 0,007
0,9—1,0	0,557 ± 0,021	0,541 ± 0,016	100—200	0,230 ± 0,016	0,243 ± 0,006
1—2	0,362 ± 0,014	0,479 ± 0,013	200	0,220 ± 0,022	0,220 ± 0,005
2—3	0,356 ± 0,013	0,327 ± 0,008	250	0,208 ± 0,021	0,202 ± 0,005
3—4	0,318 ± 0,013	0,328 ± 0,007	300	0,197 ± 0,010	0,186 ± 0,005
4—5	0,322 ± 0,013	0,322 ± 0,005	400	0,160 ± 0,014	0,163 ± 0,005
5—6	0,313 ± 0,013	0,316 ± 0,007	500	0,156 ± 0,015	0,148 ± 0,004
6—7	0,381 ± 0,016	0,342 ± 0,009	600	0,143 ± 0,013	0,137 ± 0,004
7—8	0,354 ± 0,015	0,375 ± 0,014	750	0,130 ± 0,013	0,124 ± 0,005
8—9	0,408 ± 0,017	0,382 ± 0,012	900	0,101 ± 0,011	0,106 ± 0,004
9—10	0,340 ± 0,014	0,374 ± 0,011	1000	0,088 ± 0,0097	0,0863 ± 0,0057
10—20	0,346 ± 0,024	0,373 ± 0,011			

Оцененные значения α для ^{235}U и погрешности $\Delta\alpha_{\text{од}}$ даны в табл. 6.6. Хотя оцененные значения α практически не зависят от степени корреляции, значения погрешностей изменяются существенно. Особенно заметна эта разница в области энергий выше 30 кэВ, где экспериментальные данные сильно коррелируют и погрешность в α изменяется от 4—8% при отсутствии корреляций до 8—10% в случае приспаянных корреляций.

Приведенные выше результаты по погрешностям в α получены с оптимизированными весами, т. е. весами, которые минимизируют погрешность оцененного значения. Результаты сравнения оптимизированных и неоптимизированных (т. е. обратно пропорциональных квадратам погрешностей) весов показывают, что погрешности $\Delta\alpha_{\text{од}}$ для этих случаев в отсутствие корреляций совпадают, как и следует ожидать; в случае приспаянных нами корреляций погрешности различаются существенно (на 1—7%), а при полной корреляции различие составляет 20—30%. Поэтому в реальной ситуации при проведении оценки, когда эксперименты коррелируют не полностью, а частично, необходимо в первую очередь учесть корреляции между парциальными погрешностями экспери-

ментов и использовать в оценке паса, полученные с учетом корреляций. Сами же веса при ограниченных корреляциях можно не оптимизировать.

Знание α для ^{239}Pu очень важно для реакторостроения, поэтому остановимся несколько подробнее на оценке этой величины. В последние годы проведен ряд экспериментов по измерению α для ^{239}Pu и наше знание α существенно улучшилось [53, 54, 106, 346, 515, 517, 518, 520, 521, 527—529]. Все эти измерения различаются экспериментальной техникой, нормировкой, используемой для получения данных. В качестве опорных использовались значения α для нескольких хорошо разрешенных резонансов [517, 528, 531, 537], значения сечений деления и поглощения в области энергий 0,05—0,4 эВ [53, 54], значения α для тепловых нейтронов [529, 534, 536] и при $E=30$ кэВ [515, 535]. В некоторых работах часть аппаратурных констант измерялась экспериментально [106, 518, 520, 527, 532].

Пока еще не существует универсального метода измерения α , который позволил бы получать надежные данные с высокой точностью и в широкой области энергий нейтронов. Следствие того, что все известные методы не являются прямыми, получаемые результаты имеют значительные систематические погрешности, которые обусловлены определением аппаратурных констант, нормировкой, учетом фона, введением различного рода поправок и др.

При нормировке измерений необходимо учитывать зависимость эффективности детекторной системы от энергии нейтронов. Детекторы γ -излучения, используемые в экспериментах, не должны быть чувствительны к изменениям в спектрах γ -излучения от захвата и деления и к полной энергии γ -излучения от деления. Это утверждение сомнительно по отношению к экспериментам, где применяются кристаллы NaI и стильбен малого объема [515, 529, 535, 537], в случае использования больших жидких сцинтилляторов в режиме совпадений [503, 517]. Опасения относительно зависимости эффективности от полной энергии γ -излучения возникают также при использовании детектора типа Моксона — Рея [521, 528, 531], которые в трех различных экспериментах имеют различное отношение эффективностей для деления и захвата.

Метод регистрации деления несовершенен, так как может быть чувствителен к возможным изменениям характеристик процесса деления в зависимости от энергии налетающих нейтронов. Так, камера деления может быть чувствительна к изменениям в угловом распределении осколков деления в той области энергий, где p -волновые взаимодействия важны. Однако погрешности, возникающие от этого эффекта, в общем незначительны при энергиях ниже 30 кэВ.

В экспериментах, в которых регистрация событий деления производится по нейтронам деления [106, 517, 518, 520, 521, 527—530, 532], возможна чувствительность к изменению v с энергией падающих нейтронов, которая, как замечено в [538], максимальна при использовании детекторов малого объема [521, 528, 529, 535—537] (их эффективность регистрации деления пропорциональна v , а вариации v непосредственно влияют на результат измерения α).

В принципе возможны серьезные погрешности в измерениях сечений из-за самопоглощения и эффектов многократного рассеяния. Во всех экспериментах по измерению α , кроме [517, 531], использован один образец, который имел толщину порядка 10^{25} атом/м². В [531] была введена поправка на эффект самоэкранировки, в [517] в области энергий выше 100 эВ таких поправок не было сделано, и, следовательно, необходимо снизить вес этих измерений.

Наиболее серьезными экспериментальными погрешностями при определении α являются погрешности, связанные с измерением фона. Особенно трудно определить фон, который меняется как функция времени пролета, в экспериментах на спектрометрах резонансных нейтронов. Общепринятый метод черных резонансных фильтров не позволяет измерить переменный фон достаточно надежно. Можно сделать несколько замечаний по определению весов экспериментальных данных в связи с тем или иным способом измерения фона. Вероятно, экстраполяция измеренного фона к энергии, в 2 раза превышающей энергию фильтра, вполне удовлетворительна, но при более высоких энергиях измеряемые значения должны быть взяты с меньшим весом. Поэтому результаты [521, 529] были взяты с меньшим весом при энергиях выше 6 кэВ. В эксперименте [528] в области энергий 0,8—5 кэВ наблюдались большие погрешности в определении

фона, поэтому нами приписан меньший вес результатам [528] в этой области энергий.

Данные [531] в области энергий выше 10 кэВ также должны рассматриваться с меньшим весом в связи с тем, что погрешности, обусловленные вычитанием большого фона от деления, велики и, кроме того, в эксперименте существовал дополнительный фон от алюминиевого контейнера образца при более высоких энергиях.

Переменный фон достаточно хорошо можно определить в экспериментах на импульсных электростатических генераторах, что делает эти эксперименты более надежными.

Дополнительные погрешности в эксперименте могут возникнуть, если запаздывающее γ -излучение от деления регистрируется как случай захвата. Уолтон и Санд [539] показали, что для ^{239}Pu в 3,2% актов делений образуются изомеры с периодами полураспада от 3 до 80 мкс. Полная энергия γ -излучения, рожденного во время распада изомера, меньше 2 МэВ. По-видимому, изомеры могут оказать наиболее серьезное влияние на образование в детекторе γ -излучения при высоких энергиях фона, зависящего от времени. По нашим оценкам, погрешность в α , равная $\pm 0,02$ или меньше, будет вызвана запаздывающим γ -излучением при энергиях нейтронов меньше 30 кэВ. При будущих измерениях α с высокой точностью этот эффект необходимо тщательно исследовать.

Учет разницы в энергетическом разрешении различных экспериментов приводит к снижению веса результатов [517, 529] (разрешение 220 нс/м) в области энергий от 400 эВ до 1 кэВ и выше 2 кэВ и данных [503, 521] в области энергий от 5 до 10 кэВ.

При определении весов экспериментальных данных для оценки α добавлялась квадратично погрешность 5% в связи с каждым замечанием, упомянутым выше, однако это лишь слегка изменяло вес эксперимента. Анализ методов и погрешностей экспериментов привел к выявлению корреляций между экспериментами. Суммарная экспериментальная погрешность в α была разложена на тринадцать независимых парциальных погрешностей.

По $k=1$ (зависящий от энергии фон) эксперименты [54] и [346] могут быть частично скоррелированы, так как были сделаны на одном и том же ускорителе, который может являться источником зависящего от энергии фона. По этой же причине работы [529] и [530, 537], [503] и [517] также коррелируют по фону с коэффициентом 0,5.

По $k=2$ (статистические погрешности) корреляции отсутствуют.

По $k=3$ (погрешности нормировки) работа [53] коррелирует с [54, 346] (нормировка в области энергий тепловых нейтронов), [528] (нормировка к данным [53]), [521] (нормировка с использованием α при $E=0,0253$ эВ), [530] (нормировка к α в резонансах в области энергии ниже 50 эВ, полученным в работах [53, 503, 517, 528, 529, 533]), [517] (нормировка к α в резонансах, полученным в [53, 346, 503]), [503] (нормировка к тем же значениям α , что и в [517]), [533] (нормировка к α в резонансах, полученным в [53, 517, 528—530]). Частичная корреляция имеет место для работ [53] и [529] (нормировка к α в области энергий тепловых нейтронов, полученному из измеренного в [529] значения η и значения v при $E=0,0253$ эВ), а также для [53] и [531] (нормировка к α в восьми широких 0^+ -резонансах без указания, из каких работ они взяты). Относительные данные [515] коррелируют с данными [106, 518, 520], так как они были перенормированы нами к средневзвешенному значению $\alpha=0,318 \pm 0,033$ при $E=(30 \pm 10)$ кэВ, полученному из этих работ. Однако из-за отсутствия парциальной погрешности по $k=3$ в [106, 518, 520] правильно отнести эту корреляцию к парциальной погрешности $k=9$ (определение эффективности детекторной системы). Для работы [535] справедливо все сказанное относительно [515], поэтому полная корреляция между [515] и [535] учитывается и для $k=9$.

По $k=4$ (фон, связанный с запаздывающим γ -излучением от деления) считаем, что погрешность, вызванная таким фоном, полностью коррелирована по всем экспериментам.

По $k=5$ (неопределенность в относительном нейтронном потоке) работы [53, 54, 346] полностью коррелируют по сечению реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)$. Работы [515, 528, 531] полностью коррелируют по сечению реакции $^6\text{Li}(n, \alpha)$.

По $k=6$ (рассеяние нейтронов в образце и стенках детектора) работы [54] и [53] полностью коррелируют, так как в них использовался один и тот же большой жидкий сцинтиллятор. Работы [529, 530, 537] могут быть скоррелированы, поскольку в них использовались одинаковая методика и, видимо, одинаковая аппаратура.

По $k=7$ (неопределенность в эффективности детектора из-за возможных изменений спектра γ -излучения) считаем, что во всех экспериментах эта погрешность полностью коррелирует.

По $k=8$ (погрешность в v , приводящая к неопределенности в α) работы [346, 503, 515, 521, 528—530, 535, 537] полностью коррелируют.

По $k=9$ (неопределенность в эффективности детекторной системы) работы [54] и [53], в которых использовался один и тот же жидкий сцинтиллятор, полностью коррелируют. В [106, 518, 520] присутствует одна и та же составляющая погрешности, вызванная неопределенностью в экстраполяции распределенный импульсов к нулевому порогу, и поэтому эти работы частично коррелируют.

По $k=10$ (изменение эффективности детекторной системы во времени) работы [54] и [53] из-за использования одного и того же сцинтилляционного бака полностью коррелированы.

По $k=11$ (неопределенность поправки на примеси в образце), $k=12$ (вероятность того, что событие деления не сопровождается регистрацией нейтрон деления), $k=13$ (энергетическое разрешение) корреляций не обнаружено.

По описанной в § 6.3 схеме были проведены расчеты оптимальных весов, с которыми должны быть учтены измеренные в каждом эксперименте значения α для ^{239}Pu , для случая отсутствия корреляций ($K=0$), определенных выше корреляций (K) и полной корреляции ($K=1$).

В области энергий 0,1—6 кэВ вес данных [54, 346] возрос почти в 2 раза, что соответствует истинной картине, так как эти эксперименты наиболее совершенны с точки зрения сегодняшней техники эксперимента. Они позволяют определить оцененные значения α в этой области энергий (дают сумму весов, равную 0,9). В довольно узкой области 6—10 кэВ вес данных [54] несколько уменьшается из-за увеличения парциальной погрешности по фону, коррелирующей с коэффициентом 0,5 с результатами [346], и результаты [346, 521] определяют оцененные данные в этой области энергий. В области $E=0,1+5,0$ кэВ уменьшается вес данных [53, 503, 517, 528—530, 533, 537], а в области энергий выше 5 кэВ вес этих данных не изменяется, хотя по абсолютному значению остается малым (примерно на порядок ниже веса наиболее точных данных). Характерно, что в некоторых интервалах энергий возрос примерно в 2 раза вес данных [534] из-за малой корреляции результатов этого эксперимента с другими данными.

В области энергий 10—100 кэВ оцененные значения α определяют с помощью данных [54], вес которых увеличивается до энергии 70 кэВ; [346], вес которых значителен лишь до энергии 20 кэВ и затем начинает уменьшаться; [520], вес которых возрастает, начиная с энергии 30 кэВ, и является определяющим во второй половине этого интервала. В области энергий выше 100 кэВ оцененные значения α определяют с помощью абсолютных данных [106, 518, 520].

Сравнение с оцененными данными [538] показывает, что, несмотря на различные подходы, принятые при оценке α , результаты настоящей оценки согласуются с результатами [538] в пределах 5%.

В табл. 6.7 даны оцененные значения α для ^{239}Pu , полученные при помощи метода, изложенного в § 6.3, и погрешности оценки для случаев отсутствия корреляции, приписанной и полной корреляции. Оцененные значения α практически не изменяются в зависимости от степени корреляции (изменения не более 2%), а погрешности оценки α в области энергий 0,1—10 кэВ составляют примерно 3% для $K=0$, 6% для отмеченных в тексте корреляций, 7—10% для $K=1$; в области энергий 10—500 кэВ эти погрешности составляют 5—9, 8—11 и 12—16% для значений коэффициента корреляции 0, K и 1. Таким образом, можно считать, что погрешность измерения α для ^{239}Pu составляет 6% в области $E=0,1+20$ кэВ, 8—10% для $E=20+100$ кэВ, 13—17% в области энергий 100—800 кэВ и 25% при $E=0,8+1,0$ МэВ. Разница погрешностей $\Delta\alpha_{\text{из}}$ для

Таблица 6.7. Оцененные значения α для ^{239}Pu и погрешности оценки с учетом оптимизированных весов для случаев отсутствия корреляций ($K=0$), приписанной (K) и полной ($K=1$) корреляций

E, кэВ	α			Погрешности оценки, %		
	$K=0$	K	$K=1$	$K=0$	K	$K=1$
0,1—0,2	0,857	0,853	0,871	3,07	5,43	6,36
0,2—0,3	0,929	0,932	0,929	3,03	5,37	6,11
0,3—0,4	1,161	1,127	1,150	3,16	5,51	6,43
0,4—0,5	0,488	0,446	0,426	3,71	5,64	6,33
0,5—0,6	0,728	0,717	0,718	3,30	5,56	6,40
0,6—0,7	1,524	1,553	1,488	3,13	5,54	6,44
0,7—0,8	0,962	0,932	0,890	3,15	5,53	6,40
0,8—0,9	0,804	0,796	0,790	3,45	5,66	6,46
0,9—1,0	0,717	0,693	0,675	3,47	5,56	6,36
1—2	0,886	0,849	0,802	3,38	6,05	7,10
2—3	1,044	1,008	0,972	3,47	6,03	7,15
3—4	0,818	0,794	0,738	3,67	5,90	7,18
4—5	0,852	0,843	0,831	3,56	5,92	7,22
5—6	0,842	0,843	0,807	3,71	6,13	7,19
6—7	0,794	0,773	0,745	3,76	6,07	7,11
7—8	0,642	0,640	0,642	3,82	6,26	11,90
8—9	0,559	0,552	0,537	3,76	6,16	11,57
9—10	0,600	0,603	0,606	3,98	6,12	11,85
10—15	0,515	0,518	0,447	6,53	8,33	14,85
15—20	0,446	0,445	0,419	7,27	8,84	15,75
10—20	0,473	0,476	0,486	4,22	6,08	11,03
20—30	0,356	0,356	0,350	4,68	7,16	13,07
30—40	0,288	0,286	0,282	5,63	8,59	12,38
40—50	0,256	0,257	0,243	5,66	8,42	12,36
50—60	0,225	0,225	0,225	6,55	8,61	13,21
60—70	0,196	0,197	0,193	7,48	8,83	13,00
70—80	0,178	0,177	0,172	8,00	9,31	14,26
80—90	0,213	0,214	0,220	11,98	13,67	16,52
90—100	0,149	0,149	0,145	12,12	13,04	19,56
100—200	0,141	0,141	0,139	8,45	9,82	14,77
250	0,106	0,106	0,106	16,74	16,74	16,74
300	0,116	0,116	0,119	11,77	13,08	16,25
400	0,085	0,086	0,089	9,45	11,17	15,80
500	0,078	0,078	0,069	13,24	14,54	18,39
600	0,056	0,056	0,065	15,09	15,83	20,66
750	0,067	0,067	0,080	16,70	17,44	23,12
900	0,038	0,038	0,037	25,03	25,55	33,34
1000	0,027	0,027	0,027	25,95	25,95	25,95

случаев оптимизированных и неоптимизированных весов не превышает 5—10% указанной выше погрешности, т. е. практически пренебрежима.

Поскольку существующая погрешность измерения α для ^{239}Pu не соответствует допустимой для расчета реакторов (3,6% в области $E<100$ кэВ, 5% — в области энергий до 0,8 МэВ), необходимы дальнейшие измерения α методами, не коррелирующими с существующими.

6.6. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu

Для оценки σ_f (^{239}Pu) были использованы экспериментальные данные из работ [53, 54, 65, 168, 482, 483, 503, 506—508, 531, 540—547]. Результаты [486, 548, 549] рассматривались как предварительные и потому не использовались в настоящей оценке (данные [548] имелись в нашем распоряжении только в ви-

де рисунка, в [486] не проведено окончательное измерение масс делящихся ядер, в [549] приведены лишь средние значения сечений по интервалам энергий).

В процессе оценки данные по σ_f для ^{239}Pu были разделены на пять групп. К первой отнесены результаты, полученные методом времени пролета с хорошим разрешением [53, 54, 65, 168, 503, 528, 531, 540—542]. Данные, полученные с моноэнергетическими источниками в области энергий 10 кэВ—15 МэВ, были разделены на четыре группы: абсолютные (при измерении σ_f не использовались другие данные, кроме хорошо известных стандартных сечений реакций $\text{H}(n, n)$, $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ и сечения при $E=0,0253$ эВ) [482, 506, 508, 550, 551], относительные (при нормировке σ_f авторы использовали значения σ_f для ^{235}U или ^{238}U только при одной энергии, отличной от тепловой) [552, 553], «выделенные» (при одновременном измерении отношения $\sigma_f(^{239}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ и сечения σ_f для ^{235}U при одной и той же энергии возможно получение σ_f для ^{239}Pu) [507, 554, 555], прямые результаты для отношения $\sigma_f(^{239}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ (данные не содержат каких-либо допущений о форме энергетической зависимости сечений) [543, 544, 547, 556].

Оценка проводилась в такой последовательности: а) определение парциальных погрешностей всех измерений; б) выявление корреляций между парциальными погрешностями различных экспериментов; в) определение весов оцененных значений и их погрешностей по изложенной выше методике; г) обработка результатов по программе [16] в области $E > 30$ кэВ, в которой в основном выполнены лишь измерения в отдельных точках, отдельно по абсолютным данным σ_f для ^{239}Pu и по отношениям $\sigma_f(^{239}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$, такая, чтобы из этих величин можно было получить σ_f для ^{235}U , которое сравнивалось с оцененным сечением деления ^{235}U с целью достичь согласия значений $\sigma_f(^{239}\text{Pu})$, $\sigma_f(^{239}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ и $\sigma_f(^{235}\text{U})$.

Анализ экспериментальных данных позволил выделить из полной погрешности 12 парциальных погрешностей и привел к выявлению ряда корреляций между экспериментами.

По $k=1$ (определение числа ядер ^{239}Pu) работы [482, 506, 508] полностью коррелируют, так как являются сериями экспериментов, выполненных в разные годы одними и теми же авторами. В этих работах использовался один и тот же слой ^{239}Pu . В [554] использовалась та же камера деления, что и в [508], однако полностью они не коррелируют. Это вызвано тем, что в отличие от абсолютных измерений σ_f для ^{239}Pu [508] в работе [554] измерялось отношение $\sigma_f(^{239}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$; в [507] же были проведены абсолютные измерения σ_f для ^{235}U с использованием одного и того же слоя. Таким образом, работы [508] и [507, 554] коррелируют частично.

По $k=2$ (экстраполяция спектра осколков к нулевому уровню дискриминации) работы [482, 506, 508] коррелируют между собой полностью, а [508] частично коррелирует с [507, 554] по указанным выше причинам.

По $k=3$ (поглощение осколков в слое) корреляция та же, что и при $k=2$.

По $k=4$ (рассеяние в стенках камеры, подложке слоя, конструкции мишени) работы [508] и [554] полностью коррелируют, так как в них использовалась одна и та же камера деления. Существует также корреляция между [506] и [482], однако, поскольку в них отсутствуют измерения в общей энергетической области, они должны считаться некоррелирующими.

По $k=5$ (ослабление нейтронов в воздухе) работы [506] и [508] коррелируют полностью (эксперименты проведены на одной и той же установке), так же как [508] и [482], в общей области энергий 800—972 кэВ.

По $k=6$ (определение потока нейтронов) работы [53, 54, 65, 168, 503, 528, 541, 542] полностью коррелируют по сечению реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)$, [506] и [508] — лишь в области энергий 800—972 кэВ (измерения при двух значениях энергии, общих для этих работ).

По $k=7$ (фон эксперимента) работы [531] и [540] можно считать частично коррелирующими по фону, так как для измерений сечений в них использовался подземный ядерный взрыв; работы [506, 508] и [508, 482] коррелируют полностью в общей для них области энергий.

По $k=8$ (эффективность регистрации деления) полная корреляция имеет место между работами [531] и [540], где использовался одинаковый метод регистрации осколков.

Таблица 6.8. Оцененные из эксперимента данные по сечению σ_f для ^{239}Pu , 10^{-28} м², и отношению сечений $\sigma_f(^{239}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ в области энергий 0,1 кэВ—15 МэВ

E	σ_f	$\Delta\sigma_f$	$\frac{\sigma_f(^{239}\text{Pu})}{\sigma_f(^{235}\text{U})}$	E	σ_f	$\Delta\sigma_f$	$\frac{\sigma_f(^{239}\text{Pu})}{\sigma_f(^{235}\text{U})}$
кэВ				0,48	1,578	0,045	1,3154
0,1—0,2	18,220	0,400	—	0,50	1,589	0,045	1,3119
0,2—0,3	17,500	0,990	—	0,55	1,608	0,046	1,3918
0,3—0,4	8,560	0,190	—	0,60	1,624	0,046	1,4184
0,4—0,5	9,460	0,210	—	0,65	1,648	0,046	1,4456
0,5—0,6	15,700	0,350	—	0,70	1,668	0,047	1,4670
0,6—0,7	4,580	0,100	—	0,75	1,685	0,047	1,4819
0,7—0,8	5,450	0,120	—	0,80	1,693	0,048	1,4861
0,8—0,9	5,100	0,110	—	0,85	1,687	0,049	1,4712
0,9—1,0	7,990	0,170	—	0,90	1,689	0,050	1,4458
1—2	4,450	0,100	—	0,95	1,715	0,050	1,4269
2—3	3,310	0,070	—	1,0	1,736	0,050	1,4230
3—4	3,050	0,080	—	1,1	1,770	0,052	1,4566
4—5	2,370	0,050	—	1,2	1,823	0,054	1,4943
5—6	2,350	0,050	—	1,4	1,916	0,057	1,5464
6—7	2,050	0,050	—	1,6	1,956	0,058	1,5476
7—8	2,110	0,050	—	1,8	1,980	0,059	1,5378
8—9	2,200	0,050	—	2,0	1,985	0,060	1,5296
9—10	1,920	0,050	—	2,2	1,972	0,060	1,5265
10—20	1,685	0,040	0,680	2,4	1,950	0,059	1,5262
20—30	1,572	0,040	0,738	2,6	1,925	0,059	1,5293
30—40	1,531	0,044	0,785	2,8	1,901	0,059	1,5331
40—50	1,503	0,044	0,8260	3,0	1,873	0,059	1,5386
50—60	1,557	0,044	0,8600	3,2	1,852	0,059	1,5423
60—70	1,554	0,044	0,8880	3,4	1,830	0,059	1,5456
70—80	1,567	0,043	0,9110	3,6	1,805	0,059	1,5490
80—90	1,473	0,042	0,9320	3,8	1,782	0,059	1,5521
90—100	1,506	0,042	0,9530	4,0	1,761	0,058	1,5554
МэВ				4,5	1,743	0,058	1,5685
0,10	1,533	0,042	0,9697	5,0	1,684	0,058	1,5823
0,12	1,507	0,042	0,9915	5,5	1,690	0,059	1,6141
0,14	1,506	0,042	1,0203	6,0	1,728	0,062	1,5540
0,16	1,508	0,042	1,0473	6,5	1,998	0,072	1,465
0,18	1,514	0,042	1,0751	7,0	2,128	0,079	1,370
0,20	1,515	0,042	1,1000	7,5	2,226	0,082	1,295
0,22	1,510	0,042	1,1243	8,0	2,219	0,084	1,245
0,24	1,505	0,042	1,1457	8,5	2,138	0,087	1,200
0,26	1,505	0,042	1,1660	9,0	2,135	0,089	1,205
0,28	1,508	0,043	1,1858	9,5	2,141	0,091	1,215
0,30	1,525	0,043	1,2080	10,0	2,151	0,092	1,230
0,32	1,540	0,043	1,2311	10,5	2,164	0,093	1,245
0,34	1,550	0,043	1,2498	11,0	2,182	0,094	1,260
0,36	1,553	0,044	1,2634	11,5	2,191	0,094	1,265
0,38	1,550	0,044	1,2718	12,0	2,203	0,094	1,260
0,40	1,550	0,044	1,2822	12,5	2,201	0,095	1,205
0,42	1,554	0,044	1,2960	13,0	2,202	0,099	1,150
0,44	1,560	0,045	1,3124	13,5	2,235	0,103	1,119
0,46	1,568	0,045	1,3288	14,0	2,275	0,104	1,100
				14,5	2,285	0,106	1,089
				15,0	2,292	0,108	1,070

Таблица 6.9. Оцененные данные по сечениям, 10^{-28} м², $\bar{\nu}$ и температуре T нейтронов спектра деления ²³⁹Pu в области энергий 0,1—15 МэВ

E , МэВ	σ_f	σ_n	σ_{nT}	σ_{nT}'	σ_{n2T}	σ_{n2T}'	$\bar{\nu}$	T , МэВ
0,10	12,200	9,987	0,253	0,427	0	0	2,8703	1,356
0,12	11,970	9,705	0,246	0,512	0	0	2,8727	1,357
0,14	11,745	9,421	0,238	0,580	0	0	2,8751	1,357
0,16	11,525	9,152	0,229	0,636	0	0	2,8776	1,357
0,18	11,297	8,922	0,212	0,649	0	0	2,8799	1,358
0,20	11,090	8,671	0,207	0,697	0	0	2,8824	1,358
0,22	10,862	8,409	0,204	0,739	0	0	2,8848	1,358
0,24	10,650	8,178	0,200	0,767	0	0	2,8873	1,359
0,26	10,440	7,954	0,193	0,788	0	0	2,8897	1,359
0,28	10,225	7,723	0,187	0,807	0	0	2,8922	1,359
0,30	10,016	7,474	0,183	0,834	0	0	2,8946	1,359
0,32	9,817	7,192	0,182	0,903	0	0	2,8971	1,360
0,34	9,622	6,997	0,181	0,924	0	0	2,8995	1,360
0,36	9,436	6,761	0,177	0,945	0	0	2,9021	1,360
0,38	9,263	6,578	0,172	0,963	0	0	2,9045	1,361
0,40	9,084	6,388	0,168	0,978	0	0	2,9070	1,361
0,42	8,930	6,222	0,163	0,991	0	0	0,9095	1,361
0,44	8,777	6,053	0,159	1,005	0	0	2,9120	1,362
0,46	8,638	5,893	0,156	1,021	0	0	2,9145	1,362
0,48	8,506	5,736	0,153	1,039	0	0	2,9171	1,362
0,50	8,384	5,584	0,147	1,064	0	0	2,9196	1,363
0,55	8,112	5,223	0,133	1,149	0	0	2,9259	1,364
0,60	7,893	4,914	0,120	1,235	0	0	2,9323	1,364
0,65	7,758	4,675	0,105	1,330	0	0	2,9387	1,365
0,70	7,558	4,380	0,098	1,412	0	0	2,9451	1,366
0,75	7,422	4,186	0,092	1,459	0	0	2,9516	1,367
0,80	7,301	4,016	0,087	1,505	0	0	2,9581	1,368
0,85	7,190	3,895	0,080	1,528	0	0	2,9646	1,368
0,90	7,088	3,779	0,075	1,545	0	0	2,9712	1,369
0,95	6,950	3,599	0,070	1,566	0	0	2,9778	1,370
1,0	6,900	3,513	0,055	1,586	0	0	2,9844	1,371
1,1	6,815	3,368	0,056	1,621	0	0	2,9977	1,373
1,2	6,788	3,278	0,048	1,639	0	0	3,0112	1,374
1,4	6,798	3,171	0,035	1,676	0	0	3,0384	1,378
1,6	6,619	3,240	0,026	1,697	0	0	3,0660	1,381
1,8	7,064	3,293	0,019	1,772	0	0	3,0941	1,385
2,0	7,209	3,418	0,014	1,792	0	0	3,1225	1,389
2,2	7,353	3,573	0,010	1,798	0	0	3,1512	1,392
2,4	7,494	3,744	0,007	1,793	0	0	3,1802	1,396
2,6	7,632	3,912	0,005	1,790	0	0	3,2095	1,399
2,8	7,743	4,060	0,004	1,788	0	0	3,2390	1,403
3,0	7,828	4,164	0,003	1,785	0	0	3,2688	1,407
3,2	7,874	4,254	0,003	1,765	0	0	3,2987	1,410
3,4	7,893	4,319	0,003	1,741	0	0	3,3289	1,414
3,6	7,898	4,348	0,002	1,725	0	0	3,3592	1,418
3,8	7,890	4,358	0,002	1,714	0	0	3,3893	1,422
4,0	7,877	4,411	0,002	1,703	0	0	3,4201	1,425
4,5	7,800	4,353	0,002	1,702	0	0	3,4958	1,434
5,0	7,614	4,228	0,002	1,700	0	0	3,5739	1,444
5,5	7,378	3,994	0,002	1,692	0	0	3,6510	1,453
6,0	7,090	3,780	0,003	1,579	0	0	3,7278	1,456
6,5	6,840	3,534	0,003	1,240	0,065	0	3,8041	1,456

Продолжение табл. 6.9

E , МэВ	σ_f	σ_n	σ_{nT}	σ_{nT}'	σ_{n2T}	σ_{n2T}'	$\bar{\nu}$	T , МэВ
7,0	6,626	3,347	0,003	0,976	0,172	0	3,8797	1,457
7,5	6,450	3,341	0,003	0,791	0,289	0	3,9549	1,458
8,0	6,293	3,017	0,003	0,651	0,403	0	4,0293	1,465
8,5	6,162	3,015	0,003	0,586	0,420	0	4,1031	1,472
9,0	6,044	2,924	0,003	0,557	0,425	0	4,1761	1,479
9,5	5,950	2,849	0,003	0,542	0,415	0	4,2480	1,487
10,0	5,858	2,778	0,003	0,529	0,407	0	4,3191	1,492
10,5	5,813	2,723	0,003	0,525	0,397	0	4,3891	1,502
11,0	5,768	2,669	0,003	0,525	0,388	0	4,4582	1,510
11,5	5,743	2,627	0,004	0,522	0,399	0	4,5263	1,518
12,0	5,733	2,607	0,004	0,518	0,401	0	4,5935	1,526
12,5	5,738	2,656	0,004	0,514	0,363	0	4,6596	1,532
13,0	5,752	2,728	0,004	0,511	0,302	0,005	4,7249	1,535
13,5	5,782	2,781	0,004	0,507	0,225	0,030	4,7893	1,539
14,0	5,823	2,834	0,004	0,475	0,130	0,105	4,8529	1,542
14,5	5,884	2,919	0,004	0,462	0,075	0,139	4,9158	1,547
15,0	5,955	2,903	0,004	0,456	0,050	0,150	4,9779	1,553

По $k=9$ (неопределенность в геометрическом факторе) корреляций не обнаружено.

По $k=10$ (стандартное сечение рассеяния на водороде) работы [506] и [508] полностью коррелируют, так как в них используется одна и та же камера деления; наблюдается корреляция между работами [508, 554] и [557], так как [557] коррелирует по стандартному сечению — сечению рассеяния на водороде — с [508], а в области $E=0,5 \pm 1$ МэВ — по стандартному сечению σ_f для ²³⁵U — с [554].

По $k=11$ (статистические погрешности) корреляции отсутствуют.

По $k=12$ (погрешности нормировки) полностью коррелируют работы [53, 54, 65, 503, 528, 541, 542]. Это обусловлено тем, что результаты [53, 54] нормированы к данным при $E=0,0253$ эВ, данные [528] нормированы к данным [53, 65], результаты [54] нормированы к данным [65], т. е. также при $E=0,0253$ эВ, результаты [503] — также к данным при энергии 0,0253 эВ. Данные [542] нормированы к оценке [558] в интервале энергий 10—30 кэВ, т. е. к данным [53, 65, 531, 540], определяющим абсолютное значение сечения в интервале энергий 0,1—1 кэВ, и данным [168, 528, 541], использованным в [558] дополнительно к результатам четырех первых работ для определения формы кривой $\sigma_f(E)$ в области $E < 30$ кэВ. Полностью коррелируют работы [547, 553, 557], так как для них в качестве стандартного сечения использованы одни и те же значения σ_f для ²³⁵U.

Результаты расчета весов, с которыми должны учитываться измеренные значения при получении оцененных значений при наличии корреляций между парциальными погрешностями различных экспериментов, показывают, что в области $E=0,1 \pm 1,0$ кэВ вес экспериментальных данных практически не изменяется, в области энергий 1—10 кэВ в 1,5—2 раза возрос вес данных [54, 168] и почти в 2 раза уменьшился вес данных [503, 541, 542], в области $E=10 \pm 30$ кэВ на 10—15% увеличился вес данных [54, 506, 528, 543, 544], которые определяют оцененные значения в этой области энергий, и уменьшился примерно на 20% вес данных [168, 531, 541]. В области $E > 30$ кэВ веса данных изменились мало, а наибольший вес имеют результаты абсолютных измерений [54, 482, 506, 508] и измерения отношения $\sigma_f(^{239}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$, в первую очередь в работе [547], затем в [543, 544, 546, 555].

Таблица 6.10. Оцененные значения сечения деления ^{240}Pu , 10^{-28} м^2

Продолжение табл. 6.11

$E, \text{ МэВ}$	$\sigma_f (^{240}\text{Pu})$	$\sigma_f (^{235}\text{U})$	$\frac{\sigma_f (^{240}\text{Pu})}{\sigma_f (^{235}\text{U})}$	$\frac{\sigma_f (^{240}\text{Pu})}{\sigma_f (^{235}\text{U})}, \%$	$E, \text{ МэВ}$	$\sigma_f (^{240}\text{Pu})$	$\sigma_f (^{235}\text{U})$	$\frac{\sigma_f (^{240}\text{Pu})}{\sigma_f (^{235}\text{U})}$	$\frac{\sigma_f (^{240}\text{Pu})}{\sigma_f (^{235}\text{U})}, \%$
0,15	0,074	1,457	0,0508	5,2	2,0	1,708	1,298	1,3162	2,2
0,16	0,075	1,440	0,0529	4,8	2,2	1,711	1,292	1,3241	2,1
0,18	0,081	1,408	0,0572	4,0	2,4	1,706	1,278	1,3347	2,1
0,20	0,087	1,377	0,0329	3,8	2,6	1,698	1,259	1,3486	2,1
0,22	0,089	1,343	0,0666	3,8	2,8	1,686	1,240	1,3596	2,1
0,24	0,095	1,314	0,0725	3,8	3,0	1,671	1,219	1,3710	2,1
0,26	0,103	1,291	0,0799	3,8	3,2	1,653	1,201	1,3764	2,1
0,28	0,111	1,272	0,0874	3,8	3,4	1,635	1,184	1,3806	2,1
0,30	0,121	1,262	0,0960	3,8	3,6	1,612	1,165	1,3833	2,1
0,32	0,133	1,251	0,1064	3,8	3,8	1,592	1,148	1,3864	2,1
0,34	0,147	1,240	0,1188	3,8	4,0	1,573	1,132	1,3897	2,1
0,36	0,163	1,229	0,1325	3,8	4,5	1,550	1,111	1,3948	2,3
0,38	0,177	1,219	0,1450	3,8	5,0	1,484	1,064	1,3947	2,4
0,40	0,200	1,209	0,1658	3,8	5,5	1,500	1,047	1,4325	2,5
0,42	0,233	1,199	0,1966	3,8	6,0	1,634	1,112	1,4697	2,5
0,44	0,260	1,189	0,2183	3,9	6,5	1,863	1,364	1,3658	2,6
0,45	0,295	1,180	0,2504	3,9	7,0	2,038	1,553	1,3125	2,6
0,48	0,337	1,173	0,2874	3,9	7,5	2,227	1,719	1,2957	2,6
0,50	0,391	1,167	0,3353	4,0	8,0	2,300	1,782	1,2907	2,8
0,55	0,534	1,155	0,4625	4,1	8,5	2,283	1,782	1,2812	2,9
0,60	0,670	1,145	0,5851	4,2	9,0	2,268	1,772	1,2798	2,9
0,65	0,805	1,140	0,7062	4,0	9,5	2,255	1,762	1,2800	3,0
0,70	0,916	1,137	0,8054	4,0	10,0	2,238	1,749	1,2794	3,0
0,75	1,015	1,137	0,8931	3,9	10,5	2,222	1,738	1,2786	3,1
0,80	1,122	1,139	0,9848	3,8	11,0	2,217	1,732	1,2802	3,2
0,85	1,251	1,147	1,0909	3,7	11,5	2,208	1,732	1,2750	3,2
0,90	1,346	1,168	1,1525	3,6	12,0	2,204	1,748	1,2607	3,3
0,95	1,439	1,202	1,1938	3,5	12,5	2,203	1,826	1,2037	3,6
1,0	1,503	1,220	1,2321	3,2	13,0	2,200	1,915	1,1488	4,0
1,1	1,543	1,215	1,2697	3,0	13,5	2,212	1,998	1,1071	4,3
1,2	1,548	1,220	1,2692	2,7	14,0	2,237	2,068	1,0819	4,8
1,4	1,568	1,239	1,2655	2,4	14,5	2,295	2,099	1,0935	4,9
1,6	1,624	1,264	1,2846	2,4	15,0	2,412	2,103	1,1471	5,0
1,8	1,682	1,288	1,3053	2,3					

Таблица 6.11. Оцененные данные по сечениям, 10^{-28} м^2 , и температуре T нейтронов деления ^{240}Pu в области энергий 0,15—15 МэВ

$E, \text{ МэВ}$	σ_f	σ_n	$\sigma_{п1}$	$\sigma_{п1'}$	$\sigma_{п2л}$	$\sigma_{п2п}$	$T, \text{ МэВ}$
0,15	11,712	10,470	0,248	0,920	0,0	0,0	1,391
0,16	11,481	10,215	0,240	0,950	0,0	0,0	1,392
0,18	10,935	9,629	0,227	0,998	0,0	0,0	1,392
0,20	10,547	9,195	0,216	1,049	0,0	0,0	1,392
0,22	10,341	8,932	0,212	1,078	0,0	0,0	1,392
0,24	10,164	8,741	0,211	1,117	0,0	0,0	1,392
0,26	9,979	8,537	0,208	1,131	0,0	0,0	1,393

$E, \text{ МэВ}$	σ_f	σ_n	$\sigma_{п1}$	$\sigma_{п1'}$	$\sigma_{п2л}$	$\sigma_{п2п}$	$T, \text{ МэВ}$
0,28	9,978	8,363	0,214	0,290	0,0	0,0	1,393
0,30	9,816	8,173	0,213	1,309	0,0	0,0	1,393
0,32	9,659	7,990	0,211	1,325	0,0	0,0	1,393
0,34	9,508	7,814	0,210	1,337	0,0	0,0	1,393
0,35	9,361	7,642	0,209	1,247	0,0	0,0	1,393
0,38	9,220	7,477	0,208	1,353	0,0	0,0	1,394
0,40	9,084	7,314	0,207	1,363	0,0	0,0	1,394
0,42	8,953	7,148	0,205	1,364	0,0	0,0	1,394
0,44	8,926	7,058	0,214	1,394	0,0	0,0	1,394
0,46	8,808	6,907	0,212	1,394	0,0	0,0	1,394
0,48	8,694	6,755	0,210	1,392	0,0	0,0	1,395
0,50	8,584	6,600	0,207	1,386	0,0	0,0	1,395
0,55	8,334	6,225	0,201	1,374	0,0	0,0	1,395
0,60	8,107	5,879	0,194	1,364	0,0	0,0	1,396
0,65	7,850	5,424	0,171	1,450	0,0	0,0	1,396
0,70	7,600	4,974	0,152	1,558	0,0	0,0	1,396
0,75	7,400	4,630	0,140	1,615	0,0	0,0	1,397
0,80	7,220	4,346	0,131	1,621	0,0	0,0	1,397
0,85	7,135	4,149	0,124	1,611	0,0	0,0	1,398
0,90	7,080	4,009	0,120	1,605	0,0	0,0	1,398
0,95	7,040	3,857	0,114	1,630	0,0	0,0	1,399
1,00	7,000	3,698	0,107	1,692	0,0	0,0	1,399
1,1	6,950	3,485	0,094	1,828	0,0	0,0	1,400
1,2	6,930	3,340	0,088	1,954	0,0	0,0	1,401
1,4	6,920	3,062	0,076	2,214	0,0	0,0	1,403
1,6	7,010	3,051	0,064	2,271	0,0	0,0	1,404
1,8	7,145	3,173	0,050	2,237	0,0	0,0	1,406
2,0	7,275	3,356	0,037	2,174	0,0	0,0	1,408
2,2	7,380	3,527	0,0260	2,116	0,0	0,0	1,410
2,4	7,500	3,738	0,0252	2,0303	0,0	0,0	1,411
2,6	7,604	3,923	0,0237	1,5593	0,0	0,0	1,413
2,8	7,710	4,109	0,0218	1,8932	0,0	0,0	1,415
3,0	7,800	4,302	0,0200	1,8070	0,0	0,0	1,417
3,2	7,870	4,426	0,0187	1,7723	0,0	0,0	1,418
3,4	7,935	4,513	0,0174	1,7666	0,0	0,0	1,420
3,6	7,95	4,589	0,0163	1,7477	0,0	0,0	1,422
3,8	7,990	4,645	0,0154	1,7376	0,0	0,0	1,423
4,0	8,000	4,689	0,0148	1,7232	0,0	0,0	1,425
4,5	7,95	4,685	0,0133	1,7167	0,0	0,0	1,429
5,0	7,840	4,612	0,0118	1,7322	0,0	0,0	1,433
5,5	7,570	4,325	0,0111	1,7339	0,0	0,0	1,437
6,0	7,280	4,070	0,0098	1,5662	0,0	0,0	1,442
6,5	7,030	3,810	0,0088	1,3482	0,0	0,0	1,446
7,0	6,828	3,641	0,0080	1,1220	0,019	0,0	1,450
7,5	6,622	3,427	0,0072	0,9128	0,048	0,0	1,454
8,0	6,452	3,254	0,0065	0,7695	0,121	0,0	1,458
8,5	6,285	3,099	0,0060	0,6870	0,210	0,0	1,461
9,0	6,143	2,933	0,0055	0,5955	0,311	0,0	1,465
9,5	6,027	2,850	0,0051	0,5669	0,350	0,0	1,469
10,0	5,939	2,764	0,0047	0,5583	0,374	0,0	1,473
10,5	5,866	2,705	0,0043	0,5447	0,390	0,0	1,477
11,0	5,826	2,667	0,0040	0,5400	0,398	0,0	1,481
11,5	5,827	2,630	0,0038	0,5302	0,401	0,0	1,485
12,0	5,841	2,624	0,0036	0,5204	0,489	0,0	1,488

E	$\sigma_f(^{235}\text{U})$	$\sigma_f(^{235}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$	$\sigma_f(^{241}\text{Pu})$
1,00	1,220 ± 0,036	1,286 ± 0,033	1,57 ± 0,06
1,10	1,215 ± 0,037	1,294 ± 0,032	1,57 ± 0,06
1,20	1,220 ± 0,037	1,332 ± 0,033	1,63 ± 0,06
1,40	1,239 ± 0,037	1,390 ± 0,034	1,72 ± 0,07
1,60	1,264 ± 0,038	1,382 ± 0,034	1,75 ± 0,07
1,80	1,288 ± 0,038	1,344 ± 0,039	1,73 ± 0,06
2,00	1,298 ± 0,038	1,322 ± 0,039	1,72 ± 0,06
2,20	1,292 ± 0,038	1,304 ± 0,038	1,69 ± 0,06
2,40	1,278 ± 0,038	1,290 ± 0,037	1,65 ± 0,06
2,60	1,259 ± 0,037	1,280 ± 0,037	1,61 ± 0,06
2,80	1,240 ± 0,037	1,273 ± 0,037	1,58 ± 0,06
3,00	1,219 ± 0,036	1,270 ± 0,037	1,55 ± 0,06
3,20	1,201 ± 0,036	1,267 ± 0,037	1,52 ± 0,06
3,40	1,184 ± 0,035	1,268 ± 0,038	1,50 ± 0,06
3,60	1,165 ± 0,035	1,270 ± 0,038	1,48 ± 0,06
3,80	1,148 ± 0,035	1,272 ± 0,038	1,46 ± 0,06
4,00	1,132 ± 0,034	1,275 ± 0,038	1,44 ± 0,06
4,50	1,111 ± 0,034	1,285 ± 0,038	1,43 ± 0,06
5,00	1,064 ± 0,033	1,295 ± 0,037	1,38 ± 0,06
5,50	1,047 ± 0,032	1,307 ± 0,040	1,37 ± 0,06
6,00	1,112 ± 0,034	1,310 ± 0,040	1,46 ± 0,06
6,50	1,364 ± 0,042	1,230 ± 0,045	1,68 ± 0,08
7,00	1,553 ± 0,048	1,164 ± 0,045	1,81 ± 0,09
7,50	1,719 ± 0,053	1,130 ± 0,045	1,94 ± 0,10
8,00	1,782 ± 0,055	1,105 ± 0,045	1,97 ± 0,10
8,50	1,782 ± 0,055	1,094 ± 0,045	1,95 ± 0,10
9,00	1,772 ± 0,054	1,098 ± 0,045	1,95 ± 0,10
9,50	1,762 ± 0,054	1,120 ± 0,045	1,97 ± 0,10
10,00	1,749 ± 0,054	1,150 ± 0,045	2,01 ± 0,10
10,50	1,738 ± 0,053	1,193 ± 0,050	2,07 ± 0,11
11,00	1,732 ± 0,053	1,197 ± 0,050	2,07 ± 0,11
11,50	1,732 ± 0,053	1,187 ± 0,050	2,06 ± 0,11
12,00	1,748 ± 0,053	1,167 ± 0,050	2,04 ± 0,11
13,00	1,915 ± 0,058	1,121 ± 0,050	2,15 ± 0,11
14,00	2,068 ± 0,062	1,075 ± 0,050	2,22 ± 0,13
15,00	2,103 ± 0,063	1,037 ± 0,050	2,18 ± 0,13
16,00	2,068 ± 0,063	1,005 ± 0,050	2,08 ± 0,12
17,00	1,986 ± 0,061	0,990 ± 0,050	1,97 ± 0,12
18,00	1,939 ± 0,059	0,985 ± 0,050	1,91 ± 0,12
19,00	1,966 ± 0,059	0,985 ± 0,050	1,94 ± 0,12
20,00	2,024 ± 0,060	0,989 ± 0,050	2,00 ± 0,12

E, МэВ	σ_f	σ_n	σ_{nT}	σ_{nT}'	σ_{n2n}	σ_{n3n}
0,18	11,591	9,1280	0,1760	0,3470	—	—
0,20	11,303	8,8550	0,1580	0,3980	—	—
0,22	11,042	8,5970	0,1430	0,4520	—	—
0,24	10,804	8,3520	0,1300	0,5020	—	—
0,26	10,564	8,1140	0,1180	0,5520	—	—
0,28	10,330	7,8980	0,1090	0,6030	—	—
0,30	10,162	7,6680	0,1040	0,6600	—	—
0,32	9,985	7,4770	0,1010	0,7170	—	—
0,34	9,821	7,2910	0,0990	0,7710	—	—
0,36	9,668	7,1180	0,0980	0,8220	—	—
0,38	9,545	6,9660	0,0970	0,8720	—	—
0,40	9,412	6,8100	0,0960	0,9160	—	—
0,42	9,280	6,6650	0,0950	0,9500	—	—
0,44	9,155	6,5150	0,0945	0,9855	—	—
0,46	9,035	6,3840	0,0940	1,0170	—	—
0,48	8,921	6,2440	0,0940	1,0530	—	—
0,50	8,819	6,1230	0,0940	1,0820	—	—
0,55	8,545	5,7890	0,0942	1,1518	—	—
0,60	8,269	5,4790	0,0950	1,1950	—	—
0,65	8,024	5,1880	0,0960	1,2400	—	—
0,70	7,846	4,9460	0,0980	1,2920	—	—
0,75	7,678	4,7180	0,0990	1,3410	—	—
0,80	7,554	4,5320	0,1000	1,3820	—	—
0,85	7,468	4,3970	0,1005	1,4205	—	—
0,90	7,370	4,2708	0,1010	1,4582	—	—
0,95	7,300	4,1410	0,1010	1,5080	—	—
1,00	7,205	4,0260	0,1010	1,5080	—	—
1,1	7,092	3,8810	0,0991	1,5419	—	—
1,2	7,064	3,7740	0,0960	1,5640	—	—
1,4	7,143	3,6710	0,0890	1,6630	—	—
1,6	7,250	3,6630	0,0790	1,7580	—	—
1,8	7,456	3,8110	0,0660	1,8490	—	—
2,0	7,456	3,7650	0,0500	1,9250	—	—
2,2	7,587	3,9200	0,0350	1,9470	—	—
2,4	7,686	4,0560	0,0260	1,9550	—	—
2,6	7,788	4,1970	0,0190	1,9600	—	—
2,8	7,884	4,3300	0,0130	1,9620	—	—
3,0	7,965	4,4590	0,0100	1,9480	—	—
3,2	8,051	4,5740	0,0088	1,9462	—	—
3,4	8,119	4,6647	0,0080	1,9463	—	—
3,6	8,166	4,7320	0,0076	1,9464	—	—
3,8	8,186	4,7680	0,0072	1,9508	—	—
4,0	8,103	4,6990	0,0070	1,9540	—	—
4,5	8,029	4,6590	0,0066	1,9354	—	—
5,0	7,837	4,5470	0,0064	1,9056	—	—
5,5	7,560	4,3160	0,0063	1,8397	0,0300	—
6,0	7,180	4,1148	0,0062	1,5000	0,1000	—
6,5	6,990	3,7808	0,0062	1,3500	0,1800	—
7,0	6,800	3,6100	0,0061	1,1200	0,2500	—
7,5	6,600	3,4300	0,0060	0,9000	0,3200	—
8,0	6,380	3,3300	0,0058	0,6800	0,3900	—
8,5	6,200	3,2400	0,0056	0,5700	0,4300	—
9,0	6,060	3,1500	0,0054	0,4800	0,4800	—
9,5	5,970	3,0600	0,0052	0,4000	0,5300	—

Таблица 6.13. Опеченные данные по сечениям для ^{241}Pu , 10^{-28} м², в области энергий 0,1—15 МэВ

E, МэВ	σ_f	σ_n	σ_{nT}	σ_{nT}'	σ_{n2n}	σ_{n3n}
0,10	13,097	10,4750	0,3010	0,1910	—	—
0,12	12,682	10,1240	0,2570	0,2310	—	—
0,14	12,290	9,7830	0,2220	0,2650	—	—
0,16	11,919	9,4360	0,1970	0,3060	—	—

Продолжение табл. 6.11

$E, \text{ МэВ}$	σ_f	σ_n	σ_{nT}	$\sigma_{nT'}$	σ_{n2n}	σ_{n3n}	$T, \text{ МэВ}$
12,5	5,851	2,626	0,0033	0,5107	0,508	0,0	1,492
13,0	5,864	2,645	0,0031	0,5029	0,501	0,012	1,496
13,5	5,885	2,670	0,0029	0,4921	0,445	0,063	1,500
14,0	5,914	2,702	0,0028	0,4812	0,367	0,124	1,503
14,5	5,943	2,748	0,0026	0,4721	0,277	0,148	1,507
15,0	5,976	2,807	0,0025	0,4445	0,159	0,151	1,510

Погрешность в σ_f для ^{239}Pu составляет 2,2—2,8% в области энергий 0,1—30 кэВ при учете корреляций (1,5—2,4% без учета корреляций) и 3,5—4% в области $E < 10$ МэВ. Оцененные значения σ_f для ^{239}Pu , отношения $\sigma_f(^{239}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ и σ_f для ^{235}U образуют ряд данных, согласующихся между собой в пределах 1—3%. Оцененные данные по σ_f для ^{239}Pu и $\sigma_f(^{239}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ приведены в табл. 6.8.

Оцененные данные по сечениям остальных типов, $\bar{\nu}$ и температуре T нейтронов спектра деления ^{239}Pu (при описании его распределением Максвелла) в области энергий 0,1—15 МэВ приведены в табл. 6.9.

Измерения сечения деления ^{240}Pu могут быть разделены на две основные группы: в первую входят измерения, в которых σ_f измерено относительно ^{235}U или ^{239}Pu , вторую группу составляют прямые измерения σ_f для ^{240}Pu . Отношения сечений деления были измерены в следующих работах: $\sigma_f(^{240}\text{Pu})/\sigma_f(^{239}\text{Pu})$ — в [278] в области $E=0,04\pm 4,0$ МэВ; $\sigma_f(^{240}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ — в [281] при $E=0,127\pm 7,40$ МэВ и в [282] в области $E=0,1\pm 30,0$ МэВ; в [559] в области энергий 0,3—8,0 МэВ; в [279] в области $E=0,06\pm 0,50$ МэВ; в [555] при энергиях 1,0; 2,25; 5,4 и 14,1 МэВ; в [280] в области $E=0,014\pm 0,20$ МэВ; в [560] в области $E=0,5\pm 4,0$ МэВ; в [473] в области $E=2\pm 15$ МэВ; в [197] в области энергий 20 эВ—2 МэВ; $\sigma_f(^{240}\text{Pu})/\sigma_f(^{241}\text{Pu})$ — в [283] в области $E=1\pm 200$ кэВ.

Работы [550, 551, 561, 562], в которых измерено непосредственное сечение деления ^{240}Pu , менее точны, чем измерения отношений, так как они выполнены на источниках с плохим энергетическим разрешением и с образцами невысокой изотопной чистоты.

При оценке σ_f для ^{240}Pu погрешности, приведенные в [560], были увеличены в 2 раза, так как полученная в этой работе структура не подтверждается другими авторами. Погрешности данных [559] увеличены в 1,5 раза, поскольку точно не известно, каким стандартом пользовались авторы.

Оцененные значения сечения деления ^{240}Pu и отношения $\sigma_f(^{240}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ в области энергий 0,15—15,0 МэВ приведены в табл. 6.10, оцененные данные по сечениям остальных типов ^{240}Pu — в табл. 6.11.

Единственными экспериментальными результатами для ^{241}Pu в области энергий быстрых нейтронов являются данные по σ_f , большинство из которых относительные, и лишь измерения Забо и др. [482, 508], перекрывающие область энергий 35 кэВ—2,6 МэВ, являются абсолютными.

Оцененная кривая для отношения $\sigma_f(^{241}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ была получена на основе экспериментальных данных [204, 281, 482, 508, 554, 555, 563—566]. Результаты [281, 566] для отношения сечений деления в области энергий 0,1—10,0 МэВ обнаруживают отчетливую структуру, и при $E < 1$ МэВ эти данные согласуются в пределах 1%. Результаты [508] в этой области энергий систематически на 5% ниже данных [281, 566]. В области энергий выше 1 МэВ наблюдается систематическое расхождение данных [281] и [566], особенно заметное в области $E=3\pm 5$ МэВ (около 5%). Данные [566] при энергиях 1; 2,25 и 14,1 МэВ на 5% ниже результатов [555].

Таблица 6.12. Оцененные значения σ_f для ^{235}U и ^{241}Pu , 10^{-28} м², а также $\sigma_f(^{241}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ в области энергий 1 кэВ—20 МэВ

E	$\sigma_f(^{235}\text{U})$	$\sigma_f(^{241}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$	$\sigma_f(^{241}\text{Pu})$
кэВ			
1—2	7,18 ± 0,22	1,233 ± 0,030*	8,85 ± 0,2
2—3	5,33 ± 0,20	1,274 ± 0,075*	6,79 ± 0,2
3—4	4,80 ± 0,16	1,319 ± 0,070*	6,33 ± 0,2
4—5	4,19 ± 0,14	1,329 ± 0,074*	5,57 ± 0,25
5—6	3,75 ± 0,15	1,245 ± 0,077*	4,67 ± 0,20
6—7	3,36 ± 0,12	1,393 ± 0,080*	4,68 ± 0,19
7—8	3,30 ± 0,11	1,233 ± 0,071*	4,07 ± 0,18
8—9	2,94 ± 0,10	1,439 ± 0,081*	4,23 ± 0,18
9—10	3,03 ± 0,11	1,239 ± 0,071*	3,79 ± 0,17
10—20	2,48 ± 0,09	1,258 ± 0,062*	3,12 ± 0,15
20—30	2,13 ± 0,08	1,324 ± 0,033*	2,82 ± 0,11
30—40	1,95 ± 0,06	1,305 ± 0,033	2,54 ± 0,11
40—50	1,82 ± 0,057	1,310 ± 0,032	2,38 ± 0,10
50—60	1,81 ± 0,055	1,285 ± 0,031	2,33 ± 0,09
60—70	1,75 ± 0,052	1,295 ± 0,035	2,27 ± 0,10
70—80	1,72 ± 0,050	1,325 ± 0,030	2,28 ± 0,08
80—90	1,58 ± 0,049	1,336 ± 0,032	2,11 ± 0,08
90—100	1,58 ± 0,047	1,348 ± 0,033	2,13 ± 0,08
МэВ			
0,100	1,581 ± 0,047	1,348 ± 0,040	2,13 ± 0,09
0,120	1,520 ± 0,046	1,360 ± 0,040	2,07 ± 0,09
0,140	1,476 ± 0,044	1,368 ± 0,040	2,02 ± 0,09
0,160	1,440 ± 0,043	1,374 ± 0,040	1,98 ± 0,08
0,180	1,408 ± 0,042	1,378 ± 0,040	1,94 ± 0,08
0,200	1,377 ± 0,041	1,380 ± 0,040	1,90 ± 0,08
0,220	1,343 ± 0,040	1,381 ± 0,040	1,85 ± 0,08
0,240	1,314 ± 0,040	1,382 ± 0,035	1,82 ± 0,08
0,260	1,291 ± 0,039	1,381 ± 0,030	1,78 ± 0,07
0,280	1,272 ± 0,038	1,377 ± 0,030	1,75 ± 0,07
0,300	1,262 ± 0,038	1,358 ± 0,030	1,73 ± 0,07
0,320	1,251 ± 0,037	1,353 ± 0,032	1,69 ± 0,07
0,340	1,240 ± 0,037	1,342 ± 0,035	1,66 ± 0,07
0,360	1,229 ± 0,036	1,330 ± 0,038	1,63 ± 0,07
0,380	1,219 ± 0,036	1,322 ± 0,035	1,61 ± 0,07
0,400	1,209 ± 0,036	1,315 ± 0,035	1,59 ± 0,07
0,420	1,199 ± 0,036	1,312 ± 0,035	1,57 ± 0,06
0,440	1,189 ± 0,036	1,310 ± 0,035	1,56 ± 0,06
0,460	1,180 ± 0,036	1,309 ± 0,035	1,54 ± 0,06
0,480	1,173 ± 0,035	1,308 ± 0,035	1,53 ± 0,06
0,500	1,167 ± 0,035	1,308 ± 0,035	1,52 ± 0,06
0,550	1,155 ± 0,034	1,310 ± 0,033	1,51 ± 0,06
0,600	1,145 ± 0,034	1,314 ± 0,033	1,50 ± 0,06
0,650	1,140 ± 0,034	1,320 ± 0,033	1,50 ± 0,06
0,700	1,137 ± 0,033	1,330 ± 0,032	1,51 ± 0,06
0,750	1,137 ± 0,033	1,340 ± 0,032	1,52 ± 0,06
0,800	1,139 ± 0,034	1,350 ± 0,032	1,54 ± 0,06
0,850	1,147 ± 0,034	1,352 ± 0,033	1,55 ± 0,06
0,900	1,168 ± 0,035	1,320 ± 0,033	1,54 ± 0,06
0,950	1,202 ± 0,036	1,295 ± 0,033	1,55 ± 0,06

* Данные не были получены прямым измерением.

Продолжение табл. 6.13

E, МэВ	σ_f	σ_n	σ_{n1}	σ_{n1}'	σ_{n2}	σ_{n2}'
10,0	5,930	2,9600	0,0050	0,3800	0,5700	—
10,5	5,890	2,8700	0,0048	0,3500	0,6000	—
11,0	5,830	2,8200	0,0045	0,3200	0,6200	—
11,5	5,780	2,7700	0,0043	0,3000	0,6500	—
12,0	5,750	2,7600	0,0041	0,2800	0,6600	0,010
12,5	5,760	2,7300	0,0039	0,2700	0,6400	0,050
13,0	5,840	2,7100	0,0037	0,2500	0,6000	0,120
13,5	5,890	2,7300	0,0036	0,2500	0,5600	0,160
14,0	5,930	2,8000	0,0034	0,2300	0,5000	0,178
14,5	5,950	2,9000	0,0033	0,2200	0,4300	0,190
15,0	5,960	3,0000	0,0032	0,2100	0,3700	0,195

В основу оцененной кривой для отношения сечений легли наиболее точные данные [281, 555, 563, 566], которые в целом согласуются между собой в пределах 3—5%. В области энергий выше 5 МэВ погрешности данных [281] могут резко возрасти, поэтому предпочтительнее использовать результаты [566].

Полная погрешность в кривой отношения сечений деления составляет 2,5—5,0%. В качестве оцененных значений σ_f для ^{235}U использовались данные [48], имеющие погрешность $\pm 3\%$. Значение σ_f для ^{241}Pu в области $E=0,1-2,0$ МэВ получено с учетом абсолютных измерений [508].

Оцененные значения σ_f для ^{241}Pu и отношения $\sigma_f(^{241}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ приведены в табл. 6.12. Оцененные значения сечений остальных типов для ^{241}Pu даны в табл. 6.13. Поскольку экспериментальные данные по σ_n , σ_{n1} , σ_{n2} , σ_{n1}' , σ_{n2}' для ^{241}Pu в области энергий 0,1—15,0 МэВ полностью отсутствуют, оценка основывалась на расчетах по теоретическим моделям, описанным выше.

Оценка сечения деления σ_f для ^{242}Pu проведена на основе экспериментальных данных. Из имеющихся измерений σ_f для ^{242}Pu [208, 210, 282, 485, 567—571] только данные [485] являются абсолютными; остальные получены относительно сечения σ_f для ^{235}U . Отношения сечений $\sigma_f(^{242}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ были переведены в абсолютные значения σ_f для ^{242}Pu с использованием оцененных данных по σ_f для ^{235}U . Перенормировку не удалось провести лишь для данных [210], поскольку авторы не указали точный источник использованных ими значений σ_f для ^{235}U .

Рассмотрение всех экспериментов привело нас к мнению, что в основу оценки σ_f для ^{242}Pu в области энергий до 7 МэВ должны быть положены данные [567], которые хорошо согласуются с предварительными результатами [568]. Данные [210] имеют большой статистический разброс относительно оцененной кривой по сравнению с результатами [567]. Данные [570] характеризуются значительным статистическим расхождением со всеми имеющимися данными.

В области энергий выше 6 МэВ данные [282] лежат в среднем на 3% ниже данных [567] и на 6,5% ниже результатов [485] при $E=14,8$ МэВ, в то время как в области низких энергий они несколько выше данных [567]. Перенормировка результатов [282] к абсолютно измеренному значению σ_f [485] не приводит к ухудшению согласия их с данными [567], поэтому в области $E > 7$ МэВ оценка σ_f для ^{242}Pu основана на данных [282], перенормированных к значению [485] при $E=14,8$ МэВ.

Дополнительное обоснование для выбора данных [567] в качестве опорных для проведения оценок в области $E < 7$ МэВ дает также сравнение со средним значением σ_f для ^{242}Pu по спектру деления ^{252}Cf , измеренному в [485]. Расчет для температуры спектра ^{252}Cf $T=(1,42 \pm 0,05)$ МэВ дает при использовании оцененных данных σ_f для ^{242}Pu усредненное по спектру ^{252}Cf значение $\bar{\sigma}_f =$

$= (1,13 \pm 0,01) 10^{-28}$ м² (приведенная погрешность обусловлена только погрешностью в T). Это несколько выше экспериментального значения [485] $\bar{\sigma}_f = (1,095 \pm 0,02) 10^{-28}$ м². Значения же σ_f , рассчитанные по данным других авторов, оказываются больше, чем рассчитанные по результатам [567].

Оцененные данные по σ_f для ^{242}Pu , отношению $\sigma_f(^{242}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ и использованным сечениям σ_f для ^{235}U приведены в табл. 6.14.

Таблица 6.14. Оцененные значения σ_f для ^{242}Pu , ^{235}U , 10^{-28} м², и $\sigma_f(^{242}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ в области энергий 0,1—15 МэВ

E, МэВ	^{241}Pu		^{242}Pu		E, МэВ	^{242}Pu		E, МэВ	^{242}Pu		^{235}U	
	σ_f	$\sigma_f/\sigma_f(^{235}\text{U})$	σ_f	$\sigma_f/\sigma_f(^{235}\text{U})$		σ_f	$\sigma_f/\sigma_f(^{235}\text{U})$		σ_f	$\sigma_f/\sigma_f(^{235}\text{U})$	σ_f	$\sigma_f/\sigma_f(^{235}\text{U})$
0,10	0,010	1,581	0,003	0,60	0,364	1,145	0,318	3,60	1,336	1,165	1,147	
0,12	0,012	1,520	0,008	0,65	0,462	1,140	0,405	3,80	1,317	1,148	1,147	
0,14	0,013	1,476	0,009	0,70	0,571	1,137	0,502	4,00	1,297	1,132	1,146	
0,16	0,017	1,440	0,012	0,75	0,687	1,137	0,604	4,50	1,268	1,111	1,141	
0,18	0,020	1,408	0,014	0,80	0,816	1,139	0,716	5,00	1,212	1,064	1,139	
0,20	0,023	1,377	0,017	0,85	0,975	1,147	0,850	5,50	1,245	1,047	1,189	
0,22	0,027	1,343	0,020	0,90	1,111	1,168	0,951	6,00	1,412	1,112	1,270	
0,24	0,033	1,314	0,025	0,95	1,237	1,202	1,029	6,50	1,673	1,364	1,2265	
0,26	0,038	1,291	0,029	1,00	1,341	1,220	1,099	7,00	1,844	1,553	1,1875	
0,28	0,045	1,272	0,035	1,10	1,446	1,215	1,190	7,50	2,106	1,719	1,1225	
0,30	0,053	1,262	0,042	1,20	1,440	1,220	1,180	8,00	1,958	1,782	1,0999	
0,32	0,061	1,251	0,049	1,40	1,383	1,239	1,116	8,50	1,939	1,782	1,0883	
0,34	0,073	1,240	0,059	1,60	1,394	1,264	1,103	9,00	1,931	1,772	1,090	
0,36	0,081	1,229	0,066	1,80	1,437	1,288	1,116	9,50	1,918	1,762	1,086	
0,38	0,091	1,219	0,075	2,00	1,464	1,298	1,128	10,00	1,900	1,749	1,084	
0,40	0,102	1,209	0,084	2,20	1,434	1,292	1,110	10,50	1,884	1,738	1,082	
0,42	0,115	1,199	0,093	2,40	1,402	1,278	1,097	11,00	1,874	1,732	1,086	
0,44	0,130	1,189	0,109	2,60	1,403	1,259	1,114	11,50	1,881	1,732	1,080	
0,46	0,152	1,180	0,129	2,80	1,405	1,240	1,133	12,00	1,888	1,748	1,028	
0,48	0,178	1,173	0,152	3,00	1,395	1,219	1,144	13,00	1,968	1,915	1,004	
0,50	0,207	1,167	0,177	3,20	1,378	1,201	1,147	14,00	2,077	2,068	1,020	
0,55	0,280	1,155	0,242	3,40	1,358	1,184	1,147	15,00	2,145	2,103	—	

Данные [567] имеют погрешность в отношениях сечений 2,2—2,5% в области энергий выше 1 МэВ, которая увеличивается до 5,7% с уменьшением энергии до 0,127 МэВ. Другой наиболее полный ряд данных [282] по отношению сечений имеет погрешность 1,8—3,0% в области $E=1-15$ МэВ, которая увеличивается до 18% при $E=0,1$ МэВ. Оба ряда согласуются в пределах приводимых авторами погрешностей. Поэтому вполне обоснованна оценка погрешности отношения $\sigma_f(^{242}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ 3% в области энергий 1—7 МэВ с увеличением ее до 6% при $E=0,1$ МэВ. Погрешность в σ_f для ^{242}Pu равна 6,7% при $E=0,1$ МэВ, 5,6% при $E=0,5$ МэВ и 4,3% в области $E=1-7$ МэВ. При энергии 4,8 МэВ значение σ_f для ^{242}Pu , выведенное из отношения $\sigma_f(^{242}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ [282] и σ_f для ^{235}U и абсолютное значение [485] различаются на 6% и согласуются только при граничных значениях погрешностей. Поэтому погрешность отношения сечений при этой энергии может быть оценена в 5%. Погрешность в σ_f для ^{242}Pu равна 4,6% при $E=9$ МэВ, 5% при $E=11$ МэВ, 5,8% при $E=15$ МэВ.

Оцененные данные по нейтронным сечениям остальных типов для ^{242}Pu приведены в табл. 6.15.

Таблица 6.15. Оцененные данные по сечениям для ^{242}Pu , 10^{-24} м², в области энергии 0,2—15 МэВ

Продолжение табл. 6.15

E, МэВ	σ_t	σ_n	σ_{nT}	σ_{nT}'	σ_{n2n}	σ_{n2n}
0,20	11,751	10,561	0,186	0,981	—	—
0,22	11,508	10,286	0,179	1,016	—	—
0,24	11,271	10,018	0,172	1,048	—	—
0,26	11,019	9,736	0,166	1,079	—	—
0,28	10,772	9,468	0,160	1,099	—	—
0,30	10,523	9,196	0,156	1,118	—	—
0,32	10,330	8,978	0,153	1,138	—	—
0,34	10,125	8,744	0,151	1,157	—	—
0,36	9,950	8,546	0,150	1,174	—	—
0,38	9,800	8,368	0,149	1,192	—	—
0,40	9,650	8,187	0,149	1,212	—	—
0,42	9,495	8,002	0,149	1,229	—	—
0,44	9,350	7,826	0,149	1,245	—	—
0,46	9,200	7,642	0,149	1,257	—	—
0,48	9,075	7,481	0,149	1,267	—	—
0,50	8,950	7,315	0,149	1,279	—	—
0,55	8,659	6,928	0,149	1,302	—	—
0,60	8,448	6,619	0,149	1,316	—	—
0,65	8,230	6,300	0,148	1,322	—	—
0,70	8,040	6,001	0,147	1,321	—	—
0,75	7,875	5,684	0,140	1,361	—	—
0,80	7,720	5,394	0,132	1,378	—	—
0,85	7,560	5,093	0,123	1,369	—	—
0,90	7,465	4,875	0,112	1,367	—	—
0,95	7,370	4,650	0,105	1,369	—	—
1,00	7,290	4,469	0,100	1,380	—	—
1,10	7,190	4,212	0,092	1,440	—	—
1,20	7,130	4,082	0,086	1,522	—	—
1,40	7,100	3,921	0,080	1,716	—	—
1,60	7,170	3,800	0,076	1,900	—	—
1,80	7,300	3,762	0,070	2,031	—	—
2,00	7,420	3,764	0,061	2,131	—	—
2,20	7,545	3,859	0,051	2,201	—	—
2,40	7,670	3,976	0,040	2,252	—	—
2,60	7,795	4,114	0,030	2,248	—	—
2,80	7,900	4,261	0,021	2,213	—	—
3,00	7,980	4,391	0,016	2,178	—	—
3,20	8,030	4,494	0,013	2,145	—	—
3,40	8,070	4,572	0,011	2,104	—	—
3,60	8,080	4,603	0,009	2,092	—	—
3,80	8,080	4,639	0,008	2,081	—	—
4,00	8,060	4,686	0,007	2,070	—	—
4,50	7,940	4,616	0,006	2,049	—	—
5,00	7,740	4,495	0,005	2,028	—	—
5,50	7,520	4,276	0,005	1,994	—	—
6,00	7,310	4,116	0,005	1,777	0,000	—
6,50	7,065	3,930	0,005	1,455	0,002	—
7,00	6,825	3,715	0,005	1,226	0,035	—
7,50	6,610	3,366	0,005	0,988	0,145	—
8,00	6,430	3,405	0,004	0,668	0,395	—
8,50	6,280	3,307	0,004	0,443	0,587	—
9,00	6,150	3,191	0,004	0,368	0,656	—
9,50	6,065	3,110	0,004	0,348	0,685	—
10,00	5,995	3,043	0,004	0,328	0,720	—

E, МэВ	σ_t	σ_n	σ_{nT}	σ_{nT}'	σ_{n2n}	σ_{n2n}
10,50	5,955	3,007	0,004	0,317	0,743	—
11,00	5,930	2,981	0,004	0,313	0,758	—
11,50	5,910	2,951	0,004	0,309	0,765	0,000
12,00	5,900	2,940	0,004	0,302	0,765	0,001
13,00	5,935	2,990	0,004	0,289	0,514	0,170
14,00	5,970	3,065	0,004	0,288	0,256	0,280
15,00	6,000	3,068	0,004	0,288	0,172	0,323

6.7. МАТРИЦЫ КОЭФФИЦИЕНТОВ КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ПОГРЕШНОСТЯМИ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ σ_i И α ДЛЯ ^{235}U , ^{239}Pu

Известно несколько подходов к определению ковариационной матрицы групповых констант [478, 572, 573, 576]. Драфт и др. [572] провели расчет неопределенностей в групповых сечениях захвата осколков деления исходя из средних резонансных параметров и их погрешностей и принимая во внимание корреляции между данными по различным нуклидам. В работах [573, 576] даны ковариационные матрицы погрешностей групповых констант БНАБ—МИКРО.

В [574] развит метод уточнения оцененных ядерных констант, основанный на данных интегральных экспериментов на критических сборках. Для расчетов этим методом необходимо иметь информацию по оцененным константам, их погрешностям и коэффициентам корреляции между ними. Так как метод [574] реализован в математической программе [575] для расчета реактора в групповом приближении, возникает необходимость иметь оцененные константы, их погрешности и коэффициенты B_{nm} в стандартном групповом представлении. Описанный в разд. § 6.3 метод позволяет провести последовательный расчет этих величин.

Процедура получения групповых констант из оцененных данных хорошо разработана [576]. Поэтому опишем только способ оценки [46] погрешностей групповых констант и коэффициентов корреляции между ними. Погрешность оцененной групповой константы определяется следующим образом:

$$\Delta\sigma_n = \int_{\Delta E_n} \Delta\sigma(E) f(E) dE, \quad (6.35)$$

где $f(E)$ — «весовая» функция, по которой ведется усреднение. Считается, что функция $f(E)$ нормирована таким образом, что интеграл по группе ΔE_n равен

$$\int_{\Delta E_n} f(E) dE = 1. \quad (6.36)$$

Средняя квадратическая погрешность в группе определяется следующим образом:

$$\begin{aligned} \overline{(\Delta\sigma_n)^2} &= \int_{\Delta E_n} \int_{\Delta E_n} \overline{\Delta\sigma(E) \Delta\sigma(E')} f(E) f(E') dE dE' = \\ &= \int_{\Delta E_n} \int_{\Delta E_n} \sqrt{\overline{(\Delta\sigma(E))^2}} \sqrt{\overline{(\Delta\sigma(E'))^2}} K_{EE'} f(E) f(E') dE dE', \quad (6.37) \end{aligned}$$

где $\sqrt{\overline{(\Delta\sigma(E))^2}}$ — средняя квадратическая погрешность в точке E ; $K_{EE'}$ — коэффициент корреляции между погрешностями оцененных величин в точках E и E' .

Таблица 6.16. Корреляционная матрица погрешностей величины α для ^{235}U

E, кэВ	Номер группы	Номер группы												
		17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5
0,100—0,215	17	1,00	0,73	0,56	0,79	0,82	0,77	0,72	0,66	0,16	0,13	0,12	0,12	0,10
0,215—0,465	16	0,73	1,00	0,62	0,78	0,78	0,73	0,74	0,67	0,21	0,15	0,14	0,15	0,12
0,465—1,000	15	0,56	0,62	1,00	0,63	0,63	0,59	0,60	0,56	0,32	0,25	0,23	0,24	0,19
1,00—2,15	14	0,79	0,78	0,63	1,00	0,85	0,79	0,78	0,72	0,20	0,16	0,15	0,16	0,13
2,15—4,65	13	0,82	0,78	0,63	0,85	1,00	0,83	0,78	0,72	0,20	0,21	0,14	0,15	0,13
4,65—10,00	12	0,77	0,73	0,59	0,79	0,83	1,00	0,78	0,72	0,22	0,18	0,17	0,17	0,14
10,0—21,5	11	0,72	0,74	0,60	0,78	0,78	0,79	1,00	0,77	0,22	0,26	0,25	0,26	0,21
21,5—46,5	10	0,66	0,67	0,56	0,72	0,72	0,72	0,77	1,00	0,35	0,31	0,30	0,31	0,28
46,5—100,0	9	0,16	0,21	0,32	0,20	0,20	0,22	0,32	0,35	1,00	0,77	0,70	0,72	0,67
100—200	8	0,13	0,15	0,25	0,16	0,21	0,18	0,21	0,20	0,77	1,00	0,92	0,75	0,66
200—400	7	0,12	0,14	0,23	0,15	0,14	0,17	0,25	0,20	0,70	0,92	1,00	0,79	0,63
400—800	6	0,12	0,15	0,24	0,16	0,15	0,18	0,26	0,31	0,72	0,75	0,79	1,00	0,67
800—1400	5	0,10	0,12	0,19	0,13	0,13	0,14	0,21	0,28	0,67	0,66	0,76	0,67	1,00

Таблица 6.17. Корреляционная матрица погрешностей групповых величин α для ^{235}Pu

Погрешность оценки, %	Номер группы	Номер группы														
		5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17		
20,63	5	1,00														
12,72	6	0,84	1,00													
11,23	7	0,83	0,86	1,00												
9,81	8	0,67	0,67	0,68	1,00											
9,25	9	0,25	0,46	0,45	0,81	1,00										
7,33	10	0,32	0,59	0,59	0,70	0,94	1,00									
6,35	11	0,25	0,44	0,46	0,73	0,87	0,92	1,00								
5,92	12	0,15	0,26	0,29	0,60	0,71	0,71	0,88	1,00							
5,40	13	0,12	0,21	0,24	0,60	0,70	0,66	0,83	0,93	1,00						
6,00	14	0,11	0,20	0,22	0,57	0,65	0,62	0,82	0,97	0,98	1,00					
5,57	15	0,10	0,19	0,21	0,59	0,68	0,63	0,81	0,95	0,99	0,98	1,00				
5,67	16	0,12	0,19	0,21	0,60	0,68	0,63	0,81	0,91	0,98	0,99	1,00	1,00			
5,65	17	0,10	0,19	0,21	0,59	0,68	0,61	0,81	0,92	0,96	0,94	0,99	1,00	1,00		

Таблица 6.18. Корреляционная матрица погрешностей σ_j для ^{238}U

E, кэВ	Номер группы	Номер группы																
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
6500—10500	1	1,00																
4000—6500	2	0,99	1,00															
2500—4000	3	0,83	0,83	1,00														
1400—2500	4	0,82	0,82	0,82	1,00													
800—1400	5	0,64	0,64	0,62	0,71	1,00												
400—800	6	0,18	0,18	0,17	0,42	0,65	1,00											
200—400	7	0,18	0,18	0,16	0,41	0,66	0,79	1,00										
100—200	8	0,18	0,18	0,15	0,39	0,67	0,71	0,86	1,00									
46,5—100,0	9	0,17	0,17	0,18	0,42	0,53	0,68	0,82	0,80	1,00								
21,5—46,5	10	0,08	0,08	0,09	0,21	0,32	0,53	0,53	0,54	0,72	1,00							
10,0—21,5	11	0,00	0,00	0,00	0,00	0,10	0,21	0,24	0,28	0,45	0,72	1,00						
4,65—10,00	12	0,00	0,00	0,00	0,00	0,06	0,09	0,12	0,14	0,22	0,48	0,69	1,00					
2,15—4,65	13	0,00	0,00	0,00	0,00	0,03	0,05	0,08	0,15	0,19	0,46	0,65	0,91	1,00				
1,00—2,15	14	0,00	0,00	0,00	0,00	0,03	0,06	0,09	0,12	0,22	0,46	0,66	0,85	0,88	1,00			
0,465—1,000	15	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,03	0,06	0,09	0,15	0,39	0,57	0,81	0,83	0,82	1,00		
0,215—0,465	16	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,04	0,08	0,11	0,21	0,49	0,70	0,77	0,80	0,82	0,87	1,00	
0,100—0,215	17	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,04	0,06	0,09	0,18	0,34	0,50	0,76	0,78	0,84	0,81	0,90	1,00

Таблица 6.19. Корреляционная матрица погрешностей групповых сечений σ_n для ^{235}U

Погрешность оценки, %	Номер группы																
	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	
1,88	1,00																
1,61	0,79	1,00															
1,34	0,76	0,80	1,00														
1,28	0,71	0,72	0,88	1,00													
1,45	0,73	0,58	0,74	0,93	1,00												
1,45	0,70	0,54	0,72	0,90	0,94	1,00											
1,48	0,67	0,49	0,69	0,87	0,94	0,97	1,00										
1,56	0,70	0,52	0,64	0,84	0,90	0,94	0,96	1,00									
1,68	0,70	0,52	0,64	0,84	0,90	0,94	0,96	0,99	1,00								
1,80	0,49	0,51	0,48	0,68	0,68	0,70	0,72	0,73	0,73	1,00							
1,97	0,11	0,13	0,10	0,36	0,37	0,40	0,44	0,44	0,44	0,80	1,00						
2,27	0,00	0,00	0,00	0,18	0,21	0,25	0,28	0,26	0,26	0,68	0,86	1,00					
2,27	0,00	0,00	0,00	0,18	0,21	0,25	0,28	0,26	0,26	0,68	0,86	0,99	1,00				
2,65	0,00	0,00	0,00	0,12	0,15	0,20	0,26	0,24	0,24	0,59	0,80	0,91	0,91	1,00			
2,55	0,00	0,00	0,00	0,12	0,15	0,20	0,26	0,24	0,24	0,50	0,80	0,90	0,90	0,99	1,00		
2,16	0,00	0,00	0,00	0,16	0,20	0,23	0,26	0,24	0,24	0,66	0,85	0,95	0,95	0,87	0,87	1,00	

Указанные величины с учетом корреляций между погрешностями экспериментальных данных, использованных в оценке, могут быть получены методом, описанным в § 6.3.

Коэффициент корреляции погрешностей оцененных значений в двух энергетических точках n и m может быть рассчитан по формуле (6.31). Так как знаменатель этой формулы определен выражением (6.37), необходимо найти только числитель.

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_n \Delta\sigma_m &= \int_{\Delta E_n} \int_{\Delta E_m} \overline{\Delta\sigma(E) \Delta\sigma(E')} f(E) f(E') dE dE' = \\ &= \int_{\Delta E_n} \int_{\Delta E_m} \sqrt{[\Delta\sigma(E)]^2} \sqrt{[\Delta\sigma(E')]^2} K_{EE'} f(E) f(E') dE dE'. \end{aligned} \quad (6.38)$$

Формулы (6.37) и (6.38) были использованы для расчета погрешностей и коэффициентов корреляции оцененных величин в групповом представлении.

Расчеты σ_n и α для ^{235}U и ^{239}Pu были выполнены с использованием ЭВМ. Относительная погрешность интегрирования при расчете составляла 10%, т. е. точность интегрирования выше точности определения погрешностей и коэффициентов корреляции. Оцененные погрешности групповых констант и коэффициенты корреляции различаются менее чем на 10% при усреднении по спектрам $1/E$ и $E = \text{const}$, что меньше погрешности, вносимой исходными данными.

В табл. 6.16—6.19 приведены корреляционные матрицы погрешностей σ_n и α для ^{235}U и ^{239}Pu .

Следует отметить, что значения коэффициентов корреляции зависят от погрешностей, приписанных среднегрупповым сечениям. Ковариации для погрешностей сечений любых двух групп слабо зависят от погрешностей среднегрупповых сечений.

Таким образом, предложенный метод учета корреляций, основанный на информации по экспериментальным погрешностям и общим принципах математической статистики, достаточно прост и вполне пригоден для оценки ядерных данных. Роль его особенно велика в тех случаях, когда имеется большое число экспериментальных данных, которые могут коррелировать друг с другом.

ГЛАВА 7 СОЗДАНИЕ ПОЛНЫХ СИСТЕМ ОЦЕНЕННЫХ ЯДЕРНЫХ КОНСТАНТ И ПОЛУЧЕНИЕ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ ИЗ ОЦЕНЕННЫХ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ

7.1. СОЗДАНИЕ ПОЛНЫХ СИСТЕМ ОЦЕНЕННЫХ ЯДЕРНЫХ КОНСТАНТ ДЛЯ ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu

Методы оценки ядерных констант для делящихся ядер, развитые в настоящей работе и описанные в предыдущих главах, были использованы для создания полных систем ядерно-физических констант ядер, для которых имеется большое количество экспериментальной информации (^{235}U , ^{239}Pu), и экспериментально слабо исследованных ядер (^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu). Основные результаты, полученные с помощью этих методов в области энергий нейтронов от тепловой до 15 МэВ, изложены в предыдущих главах.

Под полной системой ядерных данных здесь понимается полный самосогласованный набор следующих ядерных констант в области энергий 10^{-5} эВ — 15 МэВ: σ_t , σ_s , σ_n , σ_{nt} , σ_{nn} , σ_{np} , σ_{pp} , σ_{pn} , σ_{pn} , ν , спектр нейтронов деления, энергетическое и угловое распределения вторичных нейтронов и γ -излучения. Созданные нами полные системы ядерных констант представляют собой оценку микроскопических данных и включают всю экспериментальную информацию по состоянию на июнь 1983 г.

Оценка ядерных данных означает сравнение и анализ всей совокупности экспериментальных данных, использование теории ядра и ядерной систематики

для заполнения пробелов и уменьшения разногласий в экспериментальных результатах, а также представление этих данных в определенном формате и использование математических программ для работы с системами ядерных констант.

Зачем нужна оценка ядерных данных? Дело в том, что для реакторостроения не существует достаточного количества надежных экспериментальных данных и их точность, как об этом было сказано во введении, иногда лишь по порядку соответствует требуемой точности. Если бы точность экспериментальных данных была увеличена раз в десять, значительная часть проблем оценки исчезла бы; остались бы лишь проблемы, связанные с заполнением пробелов в данных по сечениям и с созданием машинной библиотеки нейтроновых сечений.

Из-за того что экспериментальная информация для тяжелых ядер весьма скудна и разрозненна, при оценке ядерных данных необходимо использовать теоретические модели, с помощью которых можно рассчитать нейтроновые сечения для данного ядра, опираясь на информацию для соседних ядер, а также экстраполировать имеющиеся данные в интересующую нас область энергий. Привлечение теоретических моделей для оценки ядерных данных повышает надежность рекомендованных значений и может дать дополнительные критерии отбора из противоречивых экспериментальных результатов. При повышении требований к точности оцененных значений неизбежен переход ко все более строгим методам теоретического анализа ядерных данных, а стремление к взаимосогласованной оценке всех имеющихся экспериментальных данных повышает надежность рекомендованных значений.

Оценка ядерных констант требует создания своих методов, и это одна из важных задач, но она должна быть подчинена главной цели — созданию машинной библиотеки оцененных данных. Однако библиотека оцененных данных сама по себе не есть конечный продукт. Необходимы программы для ЭВМ, созданные для обработки оцененных данных; это прежде всего программы для расчета многогрупповых констант и других характеристик, которые должны быть получены из полной системы микроскопических данных.

Далее, одна система оцененных значений для одного материала не представляет большого интереса, как бы полна и совершенна она ни была. Необходимо иметь библиотеку данных, которая содержала бы константы для делящихся, расщепляющихся ядер и ядер конструкционных материалов.

После создания полной системы ядерных данных встает проблема их перенесения на перфокарты в выбранном формате. При этом почти невозможно избежать ошибок, и потому необходимы различные типы контрольных программ, проверяющих выполнение требований, чтобы число строк в массиве соответствовало числу строк, цитируемому в заголовке, чтобы энергия нейтронов монотонно возрастала, чтобы сумма парциальных сечений равнялась полному сечению. Поэтому в настоящей работе помимо создания методов оценки ядерных данных, о которых говорилось в предыдущих главах, большое внимание уделялось созданию библиотеки оцененных данных и комплексу обслуживающих эту библиотеку математических программ.

В качестве обменного формата для оцененных ядерных данных решением координационного совета по измерениям ядерно-физических констант рекомендован американский формат ENDF/B. В рамках этого формата, который был использован и нами, оцененные данные группируются в виде нескольких блоков, содержащих следующую информацию: заголовок системы, резонансные параметры, нейтроновые сечения, угловые распределения вторичных нейтронов, энергетические и энергоугловые распределения вторичных нейтронов и др. Полная система оцененных ядерных данных для делящихся ядер обычно содержит много перфокарт. Так, созданная нами полная система для ^{241}Pu состоит из 2600 перфокарт (использованы резонансные параметры для представления сечений в области энергий разрешенных резонансов), полная система для ^{239}Pu содержит 5700 перфокарт (представление данных в резонансной области по точкам). Для дальнейшей работы с системами оцененных данных разработан ряд программ [577], позволяющих проводить поиск данных по сечениям для данного ядра, формирование библиотеки на магнитной ленте, запись библиотеки на диск, вывод на перфокарты для кодовых программ.

Создание полных систем ядерных констант — это итерационный процесс, так как данные непрерывно обновляются по мере того, как появляются новые экспе-

риментальные результаты и растет опыт в оценке данных. Методы и математические программы по оценке, программы работы с оцененными данными также развиваются по итерационной схеме. Скорость сходимости итераций зависит от того, насколько погрешности последней итерации будут поправлены в следующей итерации, а трудность заключается в том, чтобы определить эти погрешности. Определение погрешностей и их исправление зависят во многом от совместных усилий всех групп, занятых оценкой, измерением и использованием ядерных данных.

В настоящее время, когда существует развитая ядерная технология и разработаны скоординированные в мировом масштабе программы измерения ядерных данных, полные системы оцененных ядерных констант должны обновляться каждые 3—4 года. При сравнении двух различных оценок необходимо прежде всего оценить корректность теоретических методов, используемых для расчета ядерных данных в четырех энергетических областях — тепловых энергий, разрешенных и неразрешенных резонансов и быстрых нейтронов, а также сравнить параметры ядерных моделей, используемых в расчетах.

7.2. ГРУППОВЫЕ КОНСТАНТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ ИЗ ОЦЕНЕННЫХ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ

Полные системы оцененных ядерных данных были переработаны в групповые константы. Для этой цели была создана программа [42], позволяющая получать константы произвольного группового разбиения по энергиям и спектра любого вида, по которому производится усреднение. Алгоритм получения групповых констант, принятый за основу в настоящих расчетах, изложен в [2]. Поэтому основные отличия полученных групповых констант от имеющихся данных [576] в первую очередь связаны с исходными результатами по сечениям, энергетическим и угловым распределениям вторичных нейтронов, средним параметрам резонансов.

При получении среднегрупповых констант важно правильно выбрать весовые функции, по которым производится усреднение сечений. Естественно, что наиболее корректным является усреднение по реальному спектру конкретного реактора. Однако при создании библиотеки групповых констант целесообразно ориентироваться на «стандартную» форму нейтронового спектра внутри отдельных групп. Между тем отличие «стандартного» спектра от реального может быть существенным, что в конечном счете сказывается на точности рассчитываемых физических характеристик. Как указано в [578], реальный спектр можно представить с необходимой для реакторных расчетов точностью как линейную комбинацию набора стандартных функций, например, вида E^n ($n = -1, 0, 1$). Последующее уточнение спектра может быть проведено с помощью итерационной процедуры. Такой подход позволит облегчить расчеты и значительно сократить затраты машинного времени.

Среднее сечение для реакции x в группе i рассчитывалось по формуле

$$\sigma_x^i = \frac{\int_{E_i}^{E_{i+1}} \sigma_x(E) \Phi(E) dE}{\int_{E_i}^{E_{i+1}} \Phi(E) dE}, \quad (7.1)$$

где $\Phi(E) = \sum_{n=-1}^1 \alpha_n E^n$. Коэффициенты α_n можно уточнить при помощи итерационной процедуры.

В области энергий выше 2,5 МэВ предпочтительно использовать в качестве весовой функции спектра нейтронов деления.

При получении групповых констант в области энергий разрешенных резонансов эффективное сечение при конкретном значении энергии определяется вкладом от большого числа интерферирующих резонансов, и включение этих резонансов в расчет приводит к нежелательно большому времени счета. Поэтому, как указано в [579], область интегрирования была разделена на парциальные области резонансных энергий. Каждая такая область включает в себя один резонанс.

Таблица 7.1. Групповые константы для ²³⁹Pu

<i>l</i>	$E_i - E_{i+1}$	$\frac{\sigma_{\text{гг}}}{10^{-28} \text{ м}^2}$	$\frac{\sigma_{\text{нл}}}{10^{-28} \text{ м}^2}$	$\bar{\nu}_l$	$\frac{\sigma_{\text{гм}}}{10^{-28} \text{ м}^2}$	$\frac{\sigma_{\text{нл}}}{10^{-28} \text{ м}^2}$	μ_l	ξ
МэВ								
0	10,5—15	0,004	2,236	4,552	2,635	0,519	0,884	0,0010
1	6,5—10,5	0,003	2,139	3,978	3,201	0,851	0,875	0,0010
2	4,0—6,5	0,002	1,734	3,564	4,190	1,668	0,862	0,0011
3	2,5—4,0	0,003	1,861	3,293	4,175	1,762	0,801	0,0017
4	1,4—2,5	0,018	1,962	3,110	3,401	1,755	0,676	0,0027
5	0,8—1,4	0,060	1,770	2,995	3,495	1,599	0,538	0,0039
6	0,4—0,8	0,128	1,617	2,930	5,156	1,203	0,399	0,0050
7	0,2—0,4	0,189	1,524	2,893	7,611	0,834	0,272	0,0061
8	0,1—0,2	0,234	1,512	2,876	9,382	0,573	0,164	0,0070
кэВ								
9	46,5—100	0,322	1,534	2,869	10,027	0,254	0,0809	0,0077
10	21,5—46,5	0,511	1,547	2,864	10,633	0,278	0,0347	0,0081
11	10,0—21,5	0,806	1,729	2,862	11,081	0,241	0,0163	0,0082
12	4,65—10,0	1,588	2,166	2,862	12,091	0,055	0,0095	0,0083
13	2,15—4,65	2,731	3,066	2,862	12,989		0,0028	0,0083
14	1,0—2,15	3,825	5,197	2,862	12,614		0,0028	0,0083
эВ								
15	465—1000	6,660	8,383	2,862	14,500		0,0028	0,0083
16	215—465	11,170	12,582	2,862	15,194		0,0028	0,0083
17	100—215	15,058	17,979	2,862	15,700		0,0028	0,0083
18	46,5—100	36,697	61,257	2,862	18,645		0,0028	0,0083
19	21,5—46,5	33,364	21,382	2,862	13,161		0,0028	0,0083
20	10,0—21,5	63,514	98,381	2,862	12,484		0,0028	0,0083
21	4,65—10,0	23,467	36,205	2,862	10,129		0,0028	0,0083
22	2,15—4,65	1,575	11,028	2,862	8,941		0,0028	0,0083
23	1,0—2,15	5,069	24,737	2,862	9,548		0,0028	0,0083
24	0,465—1,0	42,816	101,337	2,862	10,916		0,0028	0,0083
25	0,215—0,465	1091,168	1679,399	2,862	11,931		0,0028	0,0083
7	0,0253	267,2	744,0	2,862	7,410		0,0028	0,0083

Примечание. Сечения $\sigma_{\text{нл}}$ для групп 0 и 1 равны соответственно 0,367; 0,261; $\nu_{\text{нл}}$ для групп 0 равно 0,007.

При выполнении интегрирования по *k*-й области точно вычисляются вклады только (*k*-1)-го и (*k*+1)-го резонансов, в то время как общий вклад всех других резонансов аппроксимируется параболой, для определения которой точный вклад остальных резонансов вычисляется в трех точках. При восстановлении резонансной структуры в сечениях для ²⁴²Pu и ²⁴⁰Pu в области разрешенных резонансов использовалась формула Брейта—Вигнера, а для ²³⁹Pu, ²⁴¹Pu и ²³⁵U — многоуровневые формализмы Адлера—Адлера и Рейха—Мура.

Был проведен расчет среднего косинуса угла при упругом рассеянии μ_L , среднего числа нейтронов на акт деления ν и среднего приращения логарифма при упругом рассеянии ξ , причем при усреднении μ_L и ξ использовались их энергетические зависимости

$$\mu_L(E) = \frac{2\pi}{\sigma_l(E)} \int_{-1}^{+1} \frac{1 + A\mu_c}{\sqrt{2A\mu_c + A^2 + 1}} \frac{d\sigma_l(E, \mu_c)}{d\Omega} d\mu_c; \quad (7.2)$$

$$\xi(E) = \frac{2\pi}{\sigma_l(E)} \int_{-1}^{+1} \ln \left[\frac{2}{(1+\alpha) + (1-\alpha)\mu_c} \right] \frac{d\sigma_l(E, \mu_c)}{d\Omega} d\mu_c, \quad (7.3)$$

где μ_c — косинус угла при упругом рассеянии в системе центра масс; $d\sigma_l(E, \mu_c)/d\Omega$ — дифференциальное сечение упругого рассеяния, равное

$$\frac{d\sigma_l(E, \mu_c)}{d\Omega} = \frac{\sigma_l(E)}{4\pi} \left[1 + \sum_{l=1}^N P_l(\mu_c) a_l(E) \right]; \quad (7.4)$$

$$\alpha = [(A-1)/(A+1)]^2.$$

При получении матриц неупругих переходов учитывалась возможность предравновесного испускания нейтронов, приводящая к сдвигу спектра в область высоких энергий и вследствие этого к увеличению элементов матрицы перехода в соседнюю группу.

Матрицы неупругого рассеяния рассчитывались по следующим формулам:

а) для дискретных изотропных уровней

$$\sigma_l^{in}(j \rightarrow i) = \int_{E_{j-1, i-1}^*}^{E_{j, i}^*} dE' \varphi(E') \left[\frac{d\sigma_0(E', E_i)}{d\Omega} / 2\pi \right] [\eta_2(E', E_i, E_i) - \tau_1(E', E_{i-1}, E_i)]; \quad (7.5)$$

б) для дискретных анизотропных уровней

$$\sigma_l^{in}(j \rightarrow i) = \int_{E_{j-1, i-1}^*}^{E_{j, i}^*} dE' \varphi(E') \frac{d\sigma_0(E', E_i)}{d\Omega} \int_{\eta_1(E', E_{i-1}, E_i)}^{\eta_2(E', E_i, E_i)} S(E', \eta) d\eta. \quad (7.6)$$

Здесь $\varphi(E')$ — стандартный спектр, по которому идет усреднение сечений (для групп 1—3 из стандартного 26-группового разбиения это спектр нейтронов деления; для групп, лежащих ниже, — спектр Ферми); $S(E', \eta)$ — угловое распределение рассеянных нейтронов с возбуждением анизотропного уровня E_i . Соответствующие пары эффективных энергетических ($E_{j, i}^*$, $E_{j-1, i-1}^*$) и угловых $[\eta_1(E', E_{i-1}, E_i)$, $\eta_2(E', E_i, E_i)]$ пределов интегрирования легко можно получить из известных соотношений между энергиями налетающего и вылетающего нейтронов и косинусом угла рассеяния. При этом не принималась в расчет (весьма малая для $A > 200$) энергетическая область $-[(A+1)/A]Q_i \leq E' \leq -[A/(A-1)]Q_i$, где нарушается однозначность между E' и E (здесь Q_i — энергия дискретного уровня; A — атомная масса ядра; E' — энергия налетающего нейтрона).

Таблица 7.2. Матрица неупругих переходов в результате процессов (n , n'), (n , $2n$) и (n , $3n$) для ²³⁹Pu

<i>l</i>	$\sigma_{ln}(i, l+k)$ при <i>k</i> , равном										
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	0,265	0,042	0,028	0,062	0,226	0,296	0,236	0,088	0,024	0,006	0,001
1	0,345	0,046	0,062	0,206	0,330	0,242	0,097	0,034	0,009	0,002	
2	0,445	0,042	0,076	0,236	0,385	0,277	0,138	0,052	0,013	0,003	0,001
3	0,518	0,069	0,162	0,385	0,332	0,184	0,083	0,023	0,005	0,001	
4	0,598	0,205	0,279	0,323	0,204	0,102	0,034	0,009	0,001		
5	0,686	0,446	0,228	0,130	0,072	0,027	0,008	0,002			
6	0,753	0,304	0,104	0,032	0,009	0,001					
7	0,694	0,123	0,012	0,004	0,001						
8	0,441	0,128	0,004								
9	0,179	0,065	0,007	0,002	0,001						
10	0,163	0,115									
11	0,058	0,117	0,061	0,005							
12			0,036	0,019							

Таблица 7.3. Групповые константы для ²⁴⁰Pu

<i>i</i>	$E_i - E_{i+1}$	$\sigma_{пт}^i$ 10 ⁻²⁸ м ²	$\sigma_{пг}^i$ 10 ⁻²⁸ м ²	ν_i	$\sigma_{пг}^i$ 10 ⁻²⁸ м ²	$\sigma_{плг}^i$ 10 ⁻²⁸ м ²	μ_i	ϵ
МэВ								
0	10,5—15	0,004	2,215	4,553	2,658	0,527	0,8829	0,0010
1	6,5—10,5	0,007	2,129	3,966	3,427	0,962	0,8691	0,0011
2	4,0—6,5	0,012	1,554	3,570	4,513	1,695	0,8483	0,0013
3	2,5—4,0	0,020	1,655	3,311	4,312	1,826	0,7794	0,0018
4	1,4—2,5	0,046	1,668	3,129	3,307	2,185	0,6227	0,0029
5	0,8—1,4	0,102	1,459	3,007	3,631	1,816	0,5015	0,0042
6	0,4—0,8	0,186	0,602	2,935	5,994	1,438	0,3669	0,0053
7	0,2—0,4	0,211	0,122	2,892	8,301	1,228	0,2540	0,0062
8	0,1—0,2	0,260	0,076	2,871	10,465	0,867	0,1259	0,0073
кэВ								
9	46,5—100	0,449	0,082	2,860	11,778	0,356	0,0522	0,0079
10	21,5—46,5	0,765	0,097	2,854	12,437	0,003	0,0238	0,0081
11	10,0—21,5	1,061	0,105	2,852	13,010	0,000	0,0118	0,0082
12	4,65—10,0	1,428	0,117	2,851	14,069		0,0066	0,0083
13	2,15—4,65	2,028	0,150	2,850	15,760		0,0042	0,0083
14	1,0—2,15	3,294	0,216	2,850	18,211		0,0031	0,0083
эВ								
15	465—1000	4,814	0,269	2,850	18,528		0,0028	0,0083
16	215—465	7,852	0,0059	2,850	22,048		0,0028	0,0083
17	100—215	24,044	0,130	2,850	29,189		0,0028	0,0083
18	46,5—100	42,398	0,154	2,850	59,561		0,0028	0,0083
19	21,5—46,5	68,247	0,235	2,850	43,721		0,0028	0,0083
20	10,0—21,5	30,898	0,669	2,850	8,934		0,0028	0,0083
21	4,65—10,0	0,776	0,001	2,850	8,459		0,0028	0,0083
22	2,15—4,65	8,768	0,002	2,850	13,298		0,0028	0,0083
23	1,0—2,15	9363,358	1,657	2,850	724,759		0,0028	0,0083
24	0,465—1,0	1189,321	0,210	2,850	45,343		0,0028	0,0083
25	0,215—0,465	163,154	0,029	2,850	0,303		0,0028	0,0083
Г	0,0253	287,798	0,059	2,850	1,540		0,0028	0,0083

Примечание. Сечения $\sigma_{плг}$ для $i=0$ и i равно $0,132 \cdot 10^{-28}$ и $0,011 \cdot 10^{-28}$ м² соответственно, $\sigma_{пт}$ для $i=0$ равно $0,009 \cdot 10^{-28}$ м².

Таблица 7.4. Матрица неупругих переходов в результате процессов (n, n'), ($n, 2n$) и ($n, 3n$) для ²⁴⁰Pu

<i>i</i>	$\sigma_{in}(i, i+k)$ при k разном										
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	0,204	0,035	0,021	0,067	0,258	0,377	0,318	0,104	0,026	0,007	0,001
1	0,278	0,048	0,039	0,137	0,204	0,251	0,134	0,044	0,012	0,003	
2	0,268	0,051	0,097	0,299	0,468	0,326	0,132	0,041	0,011	0,002	
3	0,393	0,120	0,189	0,441	0,384	0,203	0,073	0,018	0,004	0,001	
4	0,573	0,318	0,525	0,413	0,224	0,099	0,026	0,003	0,001		
5	0,829	0,412	0,382	0,137	0,044	0,012					
6	1,132	0,205	0,062	0,030	0,008	0,001					
7	0,892	0,333	0,003								
8	0,456	0,411									
9	0,087	0,193	0,060	0,014	0,002						
10	0,000	0,000	0,000	0,002	0,001						

Таблица 7.5. Групповые константы для ²⁴¹Pu

<i>i</i>	$E_i - E_{i+1}$	$\sigma_{пт}^i$ 10 ⁻²⁸ м ²	$\sigma_{пг}^i$ 10 ⁻²⁸ м ²	ν_i	$\sigma_{пг}^i$ 10 ⁻²⁸ м ²	$\sigma_{плг}^i$ 10 ⁻²⁸ м ²	μ_i	ϵ
МэВ								
0	10,5—15,0	0,004	2,081	4,652	2,693	0,307	0,8180	0,00151
1	6,5—10,5	0,006	1,868	4,023	3,462	0,900	0,8396	0,00133
2	4,0—6,5	0,007	1,403	3,611	4,528	2,050	0,8097	0,00133
3	2,5—4,0	0,011	1,517	3,361	4,516	1,952	0,7340	0,00158
4	1,4—2,5	0,058	1,703	3,186	3,798	1,863	0,5496	0,00221
5	0,8—1,4	0,098	1,595	3,071	3,997	1,525	0,4273	0,00475
6	0,4—0,8	0,096	1,524	3,002	5,678	1,156	0,3667	0,00526
7	0,2—0,4	0,116	1,744	2,963	7,849	0,531	0,2331	0,00636
8	0,1—0,2	0,227	2,018	2,944	9,720	0,277	0,1273	0,00724
кэВ								
9	46,5—100,0	0,412	2,252	2,934	10,951	0,135	0,0552	0,00784
10	21,5—46,5	0,539	2,638	2,929	11,740	0,002	0,0214	0,00812
11	10,0—21,5	0,697	3,249	2,926	12,186		0,1000	0,00822
12	4,65—10,0	1,079	4,460	2,924	12,738		0,0056	0,00825
13	2,15—4,65	1,606	6,421	2,924	13,118		0,0038	0,00827
14	1,0—2,15	2,614	8,460	2,924	13,378		0,0030	0,00827
эВ								
15	465—1000	3,920	12,718	2,924	13,596		0,0028	0,00827
16	215—465	6,773	22,714	2,924	13,767		0,0028	0,00827
17	100—215	6,872	26,006	2,924	13,869		0,0028	0,00827
18	46,5—100	10,020	39,340	2,924	14,890		0,0028	0,00827
19	21,5—46,5	10,090	61,990	2,924	18,460		0,0028	0,00827
20	10,0—21,5	43,110	138,550	2,924	16,480		0,0028	0,00827
21	4,65—10,0	26,480	239,380	2,924	17,210		0,0028	0,00827
22	2,15—4,65	49,042	94,850	2,824	9,188		0,0028	0,00827
23	1,0—2,15	6,132	25,554	2,924	10,009		0,0028	0,00827
24	0,465—1,0	19,407	45,027	2,924	10,851		0,0028	0,00827
25	0,215—0,465	394,549	786,356	2,924	11,722		0,0028	0,00827
Г	0,0253	362,840	1015,000	2,924	11,200		0,0028	0,00827

Примечание. Сечения $\sigma_{плг}$ для $i=0; 1; 2$ равны $0,750 \cdot 10^{-28}, 0,431 \cdot 10^{-28}, 0,022 \cdot 10^{-28}$ м² соответственно; $\sigma_{пт}$ для $i=0$ равно $0,026 \cdot 10^{-28}$ м².

Таблица 7.6. Матрица неупругих переходов для ²⁴¹Pu

<i>i</i>	$\sigma_{in}(i, i+k)$ при k разном										
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	0,001	0,009	0,029	0,187	0,560	0,873	0,467	0,135	0,033	0,007	0,001
2	0,002	0,034	0,108	0,358	0,633	0,515	0,241	0,078	0,018	0,004	0,001
3	0,023	0,071	0,262	0,616	0,533	0,294	0,116	0,030	0,007	0,004	
4	0,331	0,366	0,378	0,380	0,239	0,115	0,034	0,008	0,002		
5	0,727	0,608	0,093	0,055	0,027	0,009	0,002	0,001			
6	0,585	0,498	0,066	0,006	0,001						
7	0,219	0,286	0,097	0,025	0,003	0,001					
8	0,122	0,133	0,014	0,007	0,001						
9	0,044	0,068	0,018	0,005							
10	0	0	0	0,001							

Таблица 7.7. Групповые константы для ²⁴²Pu

<i>i</i>	$E_i - E_{i+1}$	$\sigma_{n\gamma}^g$ 10 ⁻²⁸ м ²	σ_{nf}^g 10 ⁻²⁸ м ²	$\bar{\nu}_i$	σ_{n2n}^g 10 ⁻²⁸ м ²	σ_{n2n}^g 10 ⁻²⁸ м ²	μ_i	ϵ
МэВ								
0	10,5—15	0,004	1,993	4,673	2,623	0,307	0,871	0,0011
1	6,5—10,5	0,005	1,934	4,043	3,375	0,956	0,867	0,0011
2	4,0—6,5	0,007	1,292	3,598	4,435	1,990	0,856	0,0012
3	2,5—4,0	0,017	1,374	3,296	4,386	2,162	0,800	0,0017
4	1,4—2,5	0,064	1,420	3,083	3,838	2,044	0,650	0,0029
5	0,8—1,4	0,099	1,286	2,941	4,462	1,461	0,474	0,0043
6	0,4—0,8	0,147	0,355	2,856	6,838	1,298	0,335	0,0055
7	0,2—0,4	0,163	0,052	2,806	9,412	1,099	0,245	0,0062
8	0,1—0,2	0,212	0,015	2,781	11,363	0,801	0,133	0,0072
кэВ								
9	46,5—100	0,355	0,009	2,768	12,562	0,323	0,063	0,0077
10	21,5—46,5	0,616	0,007	2,762	13,243	0,004	0,031	0,0080
11	10—21,5	0,865	0,008	2,759	13,755		0,015	0,0081
12	4,65—10	1,163	0,009	2,758	14,660		0,008	0,0082
13	2,15—4,65	1,625	0,011	2,757	16,126		0,0049	0,0082
14	1,0—2,15	2,525	0,015	2,757	18,223		0,0036	0,0082
эВ								
15	465—1000	4,007	0,055	2,757	22,971		0,0031	0,0082
16	215—465	6,144	0,018	2,757	25,117		0,0029	0,0082
17	100—215	10,301	0,024	2,757	19,710		0,0028	0,0082
18	46,5—100	33,013	0,067	2,756	80,379		0,0028	0,0082
19	21,5—46,5	4,738		2,756	7,630		0,0028	0,0082
20	10—21,5	1,617		2,755	8,893		0,0028	0,0082
21	4,65—10	0,701		2,756	10,330		0,0028	0,0082
22	2,15—4,65	1367,613		2,756	116,880		0,0028	0,0082
23	1,0—2,15	16,097		2,755	5,431		0,0028	0,0082
24	0,465—1,0	6,487		2,756	7,509		0,0028	0,0082
25	0,215—0,465	6,711		2,756	7,948		0,0028	0,0082
7	0,0252	18,636		2,756	8,245		0,0028	0,0082

Примечание. Сечения $\sigma_{n\gamma}^g$ для $i=0$ и $i=1$ равны $0,699 \cdot 10^{-28}$ и $0,232 \cdot 10^{-28}$ м² соответственно для $i=0$ равно $0,037 \cdot 10^{-28}$ м².

Таблица 7.8. Матрица неупругих переходов в результате реакций (*n, n'*), (*n, 2n*) и (*n, 3n*) для ²⁴²Pu

<i>i</i>	$\sigma_{ik} (i, i+k)$ при k , равном											
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
0	0,259	0,030	0,017	0,070	0,317	0,481	0,416	0,155	0,050	0,016	0,004	0,001
1	0,319	0,049	0,034	0,115	0,179	0,277	0,270	0,126	0,039	0,010	0,002	
2	0,413	0,051	0,108	0,331	0,520	0,362	0,147	0,045	0,011	0,002		
3	0,488	0,124	0,220	0,524	0,455	0,240	0,085	0,021	0,004	0,001		
4	0,655	0,311	0,447	0,322	0,194	0,086	0,023	0,005	0,001			
5	0,811	0,292	0,193	0,113	0,040	0,009	0,003					
6	1,035	0,251	0,000	0,007	0,004	0,001						
7	0,764	0,331	0,004									
8	0,401	0,399	0,001									
9	0,058	0,187	0,059	0,015	0,003	0,001						
10	0	0	0,000	0,000	0,000	0,000	0,002	0,001	0,001			

При расчете матрицы в области непрерывного спектра

$$\sigma_{неуп}^{in}(j \rightarrow i) = \int_{\max(E_{обр}, E_{j-1})}^{E_j} \psi(E') \sigma_{in}(E') dE' \int_{E_{i-1}}^{E_i} I_{nn'}^{(1)}(E, E') dE, \quad (7.7)$$

где $E_{обр}$ — энергия обрезания (нижняя граница непрерывного спектра); $I_{nn'}^{(1)}$ — спектр неупругого рассеяния

Вклад в матрицу неупругого рассеяния от реакции (*n, 2n*) рассчитывается по формуле

$$\sigma_{n2n}(i \rightarrow i) = \int_{\max(E_{обр}, E_{j-1})}^{E_j} \psi(E') \sigma_{n2n}(E') dE' \times \pi \ln(E_j, E' - B_n) \int_{E_{i-1}}^{E_i} [I_{n2n}^{(1)}(E, E') + I_{n2n}^{(2)}(E, E')] dE, \quad (7.8)$$

где $I_{n2n}^{(1)}$ и $I_{n2n}^{(2)}$ — спектры первого и второго нейтронов в реакции (*n, 2n*).

Оценка сечений реакций (*n, 2n*), (*n, 3n*), (*n, n'f*), (*n, 2nf*) и спектров нейтронов, сопутствующих этим реакциям, из-за почти полного отсутствия экспериментальных данных для этих реакций на ядрах ²³⁵U, ²³⁸Pu, ²⁴⁰Pu, ²⁴²Pu основывалась на расчетах, которые были проведены по описанной выше модели. Энергетические распределения нейтронов реакции (*n, n'f*), первого и второго нейтронов реакции (*n, 2n*) рассчитывались по формулам, приведенным в § 5.3.

Групповые константы в стандартном 26-групповом представлении и матрицы неупругих переходов для ²³⁸Pu, ²⁴⁰Pu, ²⁴¹Pu, ²⁴²Pu даны в табл. 7.1—7.8. Эти константы получены на основании микроскопических оцененных данных, и их можно откорректировать [580] по результатам интегральных экспериментов в пределах погрешностей последних так, чтобы наилучшим образом предсказать характеристики реакторных сборок и тем самым повысить точность расчетов при проектировании реакторов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В книге описан ряд методов оценки и предсказания нейтронных сечений действующих ядер, на конкретных примерах продемонстрированы возможности развитых методов.

Естественно поставить вопрос о точности предсказания сечений из расчетов по ядерным моделям. Расчетные значения сечения образующего составного ядра для тяжелых ядер, полученные различными авторами по оптической сферической модели, имеют большой разброс (30—50%) в зависимости от параметров используемой оптической модели. Расчеты по модели связанных каналов, особенно для четных ядер, в принципе могут дать более физическое описание процессов образования составного ядра, однако неопределенности в параметрах этой модели весьма велики. Исследования по определению параметров сферического и несферического потенциалов, позволяющих описать всю совокупность экспериментальных данных, привели к получению оптимального вида потенциала для тяжелых ядер, что дает возможность рассчитывать сечение образования составного ядра с неопределенностью около 10%.

Сечение радиационного захвата в теоретических моделях зависит не только от сечения образования составного ядра, но и от способа учета конкуренции деления и неупругого рассеяния, плотности уровней составного ядра и вида спектрального фактора. Проведенные нами расчеты $\sigma_{n\gamma}$ по статистической модели с использованием спектрального фактора из модели гигантского дипольного резонанса и с учетом процесса (*n, f*) дают удовлетворительные результаты для ²³⁵U, ²³⁵U, ²³⁸Pu и позволяют применять этот подход к другим действующим ядрам (²⁴⁰Pu, ²⁴¹Pu, ²⁴²Pu) без дальнейшей подгонки параметров. Согласно с экспери-

ментальными данными по σ_{nT} не хуже 10–20%. Второй метод расчета σ_{nT} , применяемый в области энергий неразрешенных резонансов, позволяет при использовании средних резонансных параметров, полученных из оцененных данных, рассчитывать σ_{nT} с погрешностью 5–10% в области энергий до 200 кэВ. Применение этого подхода к ядрам, для которых отсутствуют экспериментальные данные по σ_{nT} или их очень мало, но имеется информация, позволяющая провести оценку средних параметров резонансов, даст возможность рассчитать σ_{nT} с погрешностью 10%.

Расчетные значения сечений неупругого рассеяния зависят от точности, с которой известны нейтронные силовые функции во входном и выходном каналах, неопределенность в которых соответствует неопределенности в сечении образования составного ядра (около 15%). Существование прямого механизма возбуждения вращательных состояний четных ядер вносит дополнительную неопределенность в теоретические расчеты сечений. Кроме того, существование корреляций между нейтронными ширинами входного и выходного каналов [234] может привести к занижению σ_{nT} до 50% в зависимости от минимой части оптического потенциала. Видимо, общая погрешность расчетов сечений неупругого рассеяния для дискретных уровней делящихся ядер, для которых отсутствуют экспериментальные данные, может составлять 20–30%.

Главная неопределенность при расчете сечений деления при низких энергиях связана с неточностью знания переходных состояний для различных каналов деления и с определением параметра плотности уровней в седловой точке при делении. Теория деления пока не достигла той стадии развития, когда можно говорить о количественной точности рассчитываемых значений σ_f , поэтому с ее помощью нельзя получить сечения с требуемой точностью, весьма проблематично предсказание последовательности и точных энергий переходных состояний. Погрешность теоретических значений барьера деления V_f составляет 0,5–1,0 МэВ, что приводит к погрешностям расчета σ_f от 3 до 10 раз, тогда как для оценки погрешности определения V_f должна быть примерно 100 кэВ.

Использование феноменологической полуэмпирической модели для расчета сечения деления, которая позволяет систематизировать и параметризовать экспериментальные данные, дает возможность оценивать σ_f и учитывать процесс деления при расчете сечений других процессов с погрешностью около 20%. В целом теорию ядерных реакций нужно рассматривать как средство получения различных параметров, позволяющих свести воедино экспериментальные данные различных видов. Разработанные ядерные модели дают возможность рассчитывать нейтронные сечения интегрального характера (типа σ_{Σ} , σ_{nT} , суммарного σ_{nT} и др.) для трансплутониевых элементов с погрешностью около 20%.

Если подходить к оценке ядерных данных с позиций развития теории ядра, то необходимо проводить в будущем работу в следующих направлениях: исследовать внутренние состояния ядра на основе микроскопического подхода для последующего использования результатов в модели связанных каналов (обычно внутренние состояния связывают с вращением ядра и характеризуют функциями волчка); развивать метод сильной связи каналов для неаксиальных ядер с учетом «мягкости» ротатора по системе энергетических уровней; разрабатывать подход к предсказанию сечений деления ядер, для которых отсутствуют экспериментальные данные.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зарицкий С. М., Николаев М. Н., Троянов М. Ф. Потребности в ядерных данных для расчета быстрых реакторов. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 1. (Материалы Всесоюз. совещ., Киев, 1971). Киев: Наукова думка, 1972, с. 5–13.
2. Усачев Л. Н., Манохин В. Н., Бобков Ю. Г. Точность ядерных данных и ее влияние на разработку быстрых реакторов. Подход к выработке требований на точность ядерных данных. — Proc. of the Symp. on Applications of Nuclear Data in Science and Technology, Vol. 1 (Paris, 1973). Vienna: IAEA, 1973, p. 129–140.
3. Бобков Ю. Г., Пятницкая Л. Т., Усачев Л. Н. Планирование экспериментов и оценок по нейтронным данным для реакторов. Препринт ФЭИ-527. Обнинск, 1974, 10 с.
4. Усачев Л. Н. Потребности в ядерных данных. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 1 (Материалы 2-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1973). Обнинск: ФЭИ, 1974, с. 8–29.
5. Николаев М. Н. Потребности в ядерных данных для реакторной технологии. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 1 (Материалы 3-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1975). М.: ЦНИИАтоминформ, 1976, с. 5–28.
6. Greebler P., Hutchins B. A., Cowan C. L. Implications of nuclear data uncertainties to reactor design. — In: Proc. of the 2nd Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors Vol. 1 (Helsinki, June, 1970). Vienna: IAEA, 1970, p. 17–32.
7. Казачковский О. Д. Ядерная энергетика и нейтронная физика. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 1 (Материалы 4-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1977). М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, с. 14–19.
8. Влияние изменений в оценках констант высших изотопов плутония на физические характеристики большого быстрого реактора/ А. И. Вороняев, А. А. Ваньков, В. В. Возяков, В. Н. Кононов, М. Ф. Троянов. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. ядерные константы. М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, с. 69–72.
9. CINDA-76/77. An index to the literature of microscopic neutron data. Vol. 1. Vienna: IAEA, 1977, 1010 p.
10. Sowerby M. G., Kon'shin V. A. Review of the measurements of alpha for ^{239}Pu in the energy range 100 eV to 1 MeV. — Atomic Energy Rev., 1972, vol. 10, p. 453–527.
11. Manero F., Kon'shin V. A. Status of the energy-dependent $\bar{\nu}$ -values for the heavy isotopes ($Z > 90$) from thermal to 15 MeV and of $\bar{\nu}$ -values for spontaneous fission. — Atomic Energy Rev., 1972, vol. 10, p. 637–756.
12. Коньшин В. А. Ядерно-физические константы для трансплутониевых элементов. — Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг., 1972, № 2, с. 17–23.
13. Коньшин В. А. Методы оценки ядерных констант для тяжелых делящихся ядер. Ч. 1. — Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг., 1978, № 4, с. 50–62.
14. Коньшин В. А. Методы оценки ядерных констант для тяжелых делящихся ядер. Ч. 2. — Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг., 1979, № 1, с. 16–23.
15. Kon'shin V. A. Comparison of various theoretical models based on neutron ^{242}Pu cross section calculations. — In: Proc. of the 2nd Advisory Group Meeting on Transactinium Isotope Nuclear Data (Cadarache, France, 1979). Vienna: IAEA, 1979, p. 43–72.

16. Анципов Г. В., Коньшин В. А., Мороговский Г. Б. Фортран-программы для аппроксимации экспериментальных данных ортогональными полиномами со статистическим анализом. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. ядерные константы. Вып. 10. М.: Атомиздат, 1972, с. 262—271.
17. Оценка ядерных констант для ^{239}Pu в области энергий нейтронов 10^{-3} эВ — 15 МэВ/ Г. В. Анципов, Л. А. Баханович, Г. Б. Мороговский и др. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 1 (Материалы 2-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1973). Обнинск: ФЭИ, 1974, с. 209—226.
18. Суховицкий Е. Ш., Коньшин В. А. Оценка сечений реакций ($n, 2n$) и ($n, 3n$) для ^{239}Pu — Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг., 1974, № 3, с. 23—27.
19. Ядерные данные для ^{239}Pu в неразрешенной резонансной области энергий нейтронов/ Г. В. Анципов, А. Р. Бендерский, В. А. Коньшин и др. — Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг., 1974, № 3, с. 17—22.
20. Коньшин В. А., Мороговский Г. Б., Суховицкий Е. Ш. Оценка сечений ядерных реакций для ^{239}Pu в резонансной области энергий при выработке полного файла констант. — Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг., 1974, № 2, с. 21—28.
21. Суховицкий Е. Ш., Бендерский А. Р., Коньшин В. А. Анализ угловых распределений упруго рассеянных нейтронов на ^{235}U . — Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг., 1975, № 2, с. 23—31.
22. Коньшин В. А., Давыдовская Н. У., Суховицкий Е. Ш. Оценка ядерных данных для ^{235}U в области энергий нейтронов от 10^{-4} эВ до 1 эВ. — Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг., 1975, № 1, с. 13—21.
23. Оценка ядерных данных для ^{239}Pu области энергий нейтронов 10^{-3} эВ — 15 МэВ/ Г. В. Анципов, Л. А. Баханович, В. А. Коньшин и др. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. ядерные константы. Вып. 16. М.: Атомиздат, 1974, с. 329—357.
24. Анципов Г. В., Коньшин В. А., Коренной В. П. Оценка сечения неупругого рассеяния нейтронов для ^{235}U . — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 2 (Материалы 3-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1975). М.: ЦНИИАтоминформ, 1976, с. 28—33.
25. Анципов Г. В., Коньшин В. А., Суховицкий Е. Ш. Оценка ядерных данных для ^{235}U в области неразрешенных резонансов. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 2 (Материалы 3-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1975). М.: ЦНИИАтоминформ, 1976, с. 15—20.
26. Анципов Г. В., Коньшин В. А., Суховицкий Е. Ш. Оценка нейтронных сечений ^{240}Pu в области неразрешенных резонансов. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 2 (Материалы 3-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1975). М.: ЦНИИАтоминформ, 1976, с. 21—27.
27. Коньшин В. А., Мороговский Г. В., Суховицкий Е. Ш. Резонансные параметры ^{235}U в области до 140 эВ. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 2 (Материалы 3-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1975). М.: ЦНИИАтоминформ, 1976, с. 10—14.
28. Анципов Г. В., Коньшин В. А. Оценка величины $\alpha(^{235}\text{U})$ в области энергий 0,1 кэВ — 15 МэВ. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 2 (Материалы 3-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1975). М.: ЦНИИАтоминформ, 1976, с. 3—9.
29. Суховицкий Е. Ш., Бендерский А. Р., Коньшин В. А. Анализ угловых распределений упруго рассеянных нейтронов на ^{235}U . — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 2 (Материалы 3-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1975). М.: ЦНИИАтоминформ, 1976, с. 38—42.
30. Оценка ядерных констант для ^{235}U в области энергий нейтронов 10^{-4} эВ — 15 МэВ/ Г. В. Анципов, А. Р. Бендерский, В. А. Коньшин и др. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 2 (Материалы 3-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1975). М.: ЦНИИАтоминформ, 1976, с. 43—47.
31. Оценка ядерных констант ^{240}Pu для создания полного файла/ Г. В. Анципов, В. А. Коньшин, А. Р. Бендерский и др. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 2 (Материалы 3-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1975). М.: ЦНИИАтоминформ, 1976, с. 34—37.
32. Анципов Г. В., Коньшин В. А., Суховицкий Е. Ш. Ядерные данные для ^{235}U в области неразрешенных резонансов — Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг., 1976, № 1, с. 20—28.
33. Анципов Г. В., Коньшин В. А., Суховицкий Е. Ш. Оценка средних параметров ^{235}U в области неразрешенных резонансов — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. ядерные константы. Вып. 20. Ч. 1. М.: ЦНИИАтоминформ, 1975, с. 126—163.
34. Оценка сечения неупругого рассеяния нейтронов ^{235}U / Г. В. Анципов, В. А. Коньшин, В. П. Коренной и др. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. ядерные константы. Вып. 20. Ч. 1. М.: ЦНИИАтоминформ, 1975, с. 164—194.
35. Оценка ядерных данных ^{235}U в области энергий нейтронов 10^{-4} эВ — 15 МэВ для создания полного файла констант/ Г. В. Анципов, А. Р. Бендерский, В. П. Коренной и др. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. ядерные константы. Вып. 20. Ч. 2. М.: ЦНИИАтоминформ, 1975, с. 3—60.
36. Анализ сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядре ^{235}U / В. П. Мартынюк, Г. В. Анципов, В. П. Коренной и др. — Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг., 1975, № 4, с. 24—31.
37. Оценка ядерных данных ^{241}Pu для создания полного файла констант/ Г. В. Анципов, Л. А. Баханович, В. А. Коньшин и др. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 4 (Материалы 4-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1977). М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, с. 36—41.
38. Коньшин В. А., Мороговский Г. Б. Некоторые вопросы параметризации сечений делящихся ядер в разрешенной резонансной области энергий на примере ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu . — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 4 (Материалы 4-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1977). М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, с. 47—51.
39. Суховицкий Е. Ш., Коньшин В. А. Учет корреляций при определении ошибок оцененных данных. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 4 (Материалы 4-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1977). М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, с. 52—58.
40. Учет процесса ($n, \gamma f$) при расчете ширины радиационного захвата и средних сечений делящихся ядер/ Е. Ш. Суховицкий, В. А. Коньшин, А. Б. Клепачкий и др. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 4 (Материалы 4-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1977). М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, с. 68—74.
41. Красн А. К., Чигринов С. Е., Коньшин В. А. Расчет сечений реакций (n, n'), ($n, 2n$), ($n, 3n$), ($n, n'f$), ($n, 2nf$), ($n, 3nf$) на основе экситонной модели предравновесного распада. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 4 (Материалы 4-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1977). М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, с. 59—67.
42. Групповые константы для ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu и ^{241}Pu и сравнение их с данными других библиотек/ Ю. В. Порозинский, В. А. Коньшин, Г. В. Анципов, Е. Ш. Суховицкий. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 4 (Материалы 4-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1977). М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, с. 42—46.
43. Суховицкий Е. Ш., Коньшин В. А. Учет корреляций при определении ошибок оцененных данных. — Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг., 1976, № 3, с. 19—23.
44. Средние резонансные параметры ^{241}Pu в области неразрешенных резонансов/ Г. В. Анципов, В. А. Коньшин, Г. Б. Мороговский и др. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. ядерные константы. Вып. 25. М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, с. 32—41.
45. Коньшин В. А., Жарков В. Ф., Суховицкий Е. Ш. Оценка $\alpha(^{235}\text{U})$ в энергетической области 0,1—1000 кэВ. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. ядерные константы. Вып. 2 (29). М.: ЦНИИАтоминформ, 1978, с. 17—36.
46. Матрицы коэффициентов корреляции между ошибками групповых констант $\sigma_f(^{235}\text{U})$, $\sigma_f(^{239}\text{Pu})$, $\alpha(^{235}\text{U})$, $\alpha(^{239}\text{Pu})$ / В. Ф. Жарков, В. А. Коньшин, Е. Ш. Суховицкий и др. — Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг., 1978, № 3, с. 27—30.
47. Klepatsky A. B., Kon'shin V. A., Sukhovitsky E. Sh. Models for fissile nuclei neutron interactions as applied to nuclear data evaluation. — In: Proc. of the Intern. Conf. on Neutron Physics and Nuclear Data for Reactors and Other Applied Purposes. Harwell: OECD, 1978, p. 1156—1166.
48. Коньшин В. А., Суховицкий Е. Ш., Жарков В. Ф. Определение ошибок оцененных данных с учетом корреляций и проведение оценки $\sigma_f(^{235}\text{U})$, $\alpha(^{235}\text{U})$, $\alpha(^{239}\text{Pu})$ и $\sigma_f(^{239}\text{Pu})$ для БОЯД-3. Препринт ИТМО АН БССР. Минск, 1978. 48 с.

49. Оценка ядерных данных для ^{241}Pu в области энергий нейтронов 10^{-3} эВ — 15 МэВ/ В. А. Конышин, Г. В. Андипов, Е. Ш. Суховицкий и др. Препринты ИТМО АН БССР. Минск, 1979, № 2 — 52 с.; № 3 — 30 с.; № 4 — 62 с.; № 5 — 60 с.; № 6 — 38 с.; № 7 — 56 с.

50. Андипов Г. В., Конышин В. А., Маслов В. М. Влияние различных представлений о статистических свойствах делительных ширин на расчет средних сечений. — Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг., 1979, № 3, с. 25—30.

51. Оценка ядерных данных для ^{242}Pu в области разрешенных и неразрешенных резонансов (10^{-5} эВ — 200 кэВ)/ Г. В. Андипов, В. А. Конышин, Л. А. Бахалювня и др. — В кн.: Тематич. сб. тр. ИТМО АН БССР; под ред. А. К. Красина. Минск: ИТМО АН БССР, 1979, с. 3—52.

52. Lemmel H. D. The 3d IAEA evaluation of the 2200 m/s and 20°C Maxwellian neutron data for ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu . — In: Proc. Conf. on Nuclear Cross Sections and Technology. Vol. 1. Washington: NBS Special Public., 1975, p. 286—292.

53. Simultaneous Measurement of the neutron fission and absorption cross sections of plutonium-239 over the energy region 0,02 eV to 30 keV/ R. Gwin, L. W. Weston, G. De Saussure e. a. — Nucl. Sci. Engng., 1971, vol. 45, p. 25—36.

54. Measurement of neutron capture and fission cross-sections of the ^{239}Pu and ^{235}U , 0,02 eV to 200 keV, the neutron capture cross sections of ^{197}Au , 10 to 50 keV, and neutron fission cross sections of ^{235}U , 5 to 200 keV/ R. Gwin, E. G. Silver, R. W. Ingle e. a. — Nucl. Sci. Engng., 1976, vol. 59, p. 79—105.

55. Revision of values for the 2200 m/s neutron constants for four fissile nuclides/ G. C. Hanna, C. H. Westcott, H. D. Lemmel e. a. — Atomic Energy Rev., 1969, vol. 7, p. 3—92.

56. Havens W. W., Jr., Melkonian E., Rainwater L. J. Measurement of the total cross section of ^{239}Pu . Report CUD-92. Columbia Univ., USA, 1951.

57. Leonard B. R., Jr. The total and fission cross section of plutonium-239. — In: Proc. of the Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Vol. 4 (Geneva, 1955). N. Y.: UN, 1956, p. 193—198.

58. Slow neutron cross sections of fissile nuclei/ J. M. Auclair, M. Galuba, P. Hubers e. a. — In: Proc. of the Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Vol. 4 (Geneva, 1955). N. Y.: UN, 1956, p. 235—244.

59. Time-of-flight measurement of the total neutron cross-section of uranium-233, uranium-235 and plutonium-239/ S. T. Nikitin, N. D. Galanina, K. G. Ignatiew e. a. — In: Proc. of the Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Vol. 4 (Geneva, 1955). N. Y.: UN, 1956, p. 224—229.

60. Pattenden N. J. The slow neutron total cross section of plutonium. — J. Nucl. Energy, 1956, vol. 2, p. 187—192.

61. Leonard B. R., Seppi E. J., Friesen W. J. Low-energy total cross-section measurement for ^{239}Pu . Report HW-44525. Hanford, USA, 1956.

62. Egelstaff P. A. UK nuclear data progress report. AERE-NRDC-81. Harwell, 1956.

63. Pattenden N. J. UK nuclear data progress report. AERE-NP/M-81. Harwell, 1957.

64. Palevsky H. Private communication. Results quoted in: Hughes D. J., Schwartz R. B. Neutron cross sections. Suppl. 1. Report BNL-325. Brookhaven, 1957.

65. Bollinger L. M., Cote R. E., Thomas G. E. Low-energy total and fission cross-section measurements of ^{239}Pu . — In: Proc. of the Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Vol. 15 (Geneva, 1958). N. Y.: UN, 1959, p. 127—135.

66. Safford G. J., Havens W. W., Jr. A precision measurement of the total cross section of ^{239}Pu between 0,00291 and 0,1 eV. — Nucl. Sci. Engng., 1961, vol. 11, p. 65—68.

67. Tunnicliffe P. R. Fission cross section measurement at thermal energy for ^{239}Pu . Report CRGP-458. Chalk-River, Canada, 1951.

68. Leonard B. R., Jr., Seppi E. J., Friesen W. J. Fission cross-section measurement for ^{239}Pu with a crystal spectrometer. Report HW-33384. Hanford, USA, 1954.

69. Fission and total cross sections of some heavy nuclides for monochromatic neutrons as measured by a mechanical neutron velocity selector/ Y. V. Adanchuk, V. F. Gerasimov, B. V. Yefimov e. a. — In: Proc. of the Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Vol. 4 (Geneva, 1955). N. Y.: UN, 1956, p. 216—223.

70. Richmond R., Price B. T. Fission cross-sections as a function of neutron energy. II. Plutonium-239 and Plutonium-241. — J. Nucl. Energy, 1956, vol. 2, p. 177—186.

71. Cocking S. J. Measurement of the ratio of absorption cross-section to fission cross-section for ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu with 0,0011 eV neutrons. — J. Nucl. Energy, 1958, vol. 6, p. 285—290.

72. Raffle J. F., Price B. T. The cross-sections of the plutonium isotopes. — Proc. of the Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Vol. 4 (Geneva, 1955). N. Y.: UN, 1956, p. 187—192.

73. Bigham C. B. The temperature dependence of the fission cross-sections of ^{239}Pu , ^{235}U and ^{233}U . — Nucl. Sci. Engng., 1959, vol. 6, p. 379—385.

74. Fraysse G., Prosdocimi A. Fission cross-section measurement of ^{235}U and ^{239}Pu for low-energy neutrons. — In: Proc. of a Symp. on Physics and Chemistry of Fission. Vol. 1 (Salzburg, 1965). Vienna: IAEA, 1965, p. 255—279.

75. Keith R. L. G., McNair A., Rodgers A. L. A measurement of the fission cross-sections of ^{233}U , ^{235}U and ^{239}Pu . — J. Nucl. Energy, 1968, vol. 22, p. 477—486.

76. Deruytter A. J., Wagemans C. Measurement and normalization of the relative ^{239}Pu fission cross-section in the low resonance region. — J. Nucl. Energy, 1972, vol. 26, p. 293—301.

77. Deruytter A. J., Becker W. The accurate fission cross-section of ^{239}Pu from 0,005 eV to 0,1 eV and its reference value at 2200 m/s. — Ann. of Nucl. Sci. and Engng., 1974, vol. 1, p. 311—322.

78. Brooks F. D. Measurement of the ^{239}Pu α -value. Report AERE/M-1709. Harwell: UN, 1966.

79. Рябов Ю. В. Измерение $\alpha(E) = \sigma_f(E)/\sigma_t(E)$ для ^{239}Pu в области энергий нейтронов от 0,007 эВ до 12 кэВ. — Атомная энергия, 1976, т. 41, с. 45—48.

80. Direct measurement of the energy variation of η for ^{233}U , ^{235}U and ^{239}Pu / H. Palevsky, D. J. Hughes, R. L. Zimmerman e. a. — J. Nucl. Energy, 1956, vol. 4, p. 177—187.

81. Egelstaff P. A., Sanders J. E. Neutron yields from fissile nuclei. — In: Proc. of the Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Vol. 4 (Geneva, 1955). N. Y.: UN, 1956, p. 307—310.

82. Seppi E. J., Leonard B. R., Jr., Frisen W. J. Measurement of the energy variation of η for ^{239}Pu . — Bull. Amer. Phys. Soc., 1956, vol. 11, pt 1, p. 249—250.

83. Farley F. J. M. The yield of fission neutrons per neutron absorbed for ^{239}Pu up to 60 eV incident energy. — J. Nucl. Energy, 1956, vol. 3, p. 33—44.

84. Определение среднего числа нейтронов $\nu_{\text{эф}}$, выпускаемых на один акт захвата для изотопов ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu в надтепловой области энергий нейтронов/ П. Е. Спивак, Б. Г. Ерозолимский, Г. А. Дорофеев и др. — Атомная энергия, 1956, т. 3, с. 13—20.

85. Skarsgard H. M., Kenward C. J. Measurements of the energy dependence of the fission neutron yield per neutron absorbed in ^{239}Pu and ^{235}U in the range 0,006—0,36 eV. — J. Nucl. Energy, 1958, vol. 6, p. 212—221.

86. Zimmerman R. L., Palevsky H., Hughes D. G. Energy variation of $\bar{\nu}$ (^{239}Pu) in the thermal energy region. — Bull. Amer. Phys. Soc., 1956, vol. 2, p. 8—9.

87. Comparison des sections efficaces de fission pour les neutrons thermiques de ^{233}U et ^{239}Pu / J. M. Auclair, C. Breton, P. Hubers e. a. — Compt. Rend., 1955, vol. 240, p. 2306—2308.

88. Leonard B. R., Jr. A review of the neutron cross-sections of ^{239}Pu Below 1 eV. Report TNCC(VS)-58. Hanford, USA, 1959.

89. Energy Behaviour of $\bar{\nu}$ (^{239}Pu) in the thermal energy region/ L. M. Bollinger, R. E. Cote, P. Hubert e. a. — Bull. Amer. Phys. Soc., 1956, vol. 2, pt 1, p. 165—166.

90. Sanders J. E., Kenward C. J. The energy dependence of the number of neutrons per ^{239}Pu fission in the thermal region. — J. Nucl. Energy, 1956, vol. 3, p. 70—71.

91. **Leonard B. R.** Thermal cross-sections of the fissile and fertile nuclei for ENDE/B-II. Report BNWL-1586 (ENDE-153). BNL, USA, 1971.
92. **Wagemans C., Deruytter A. J.** The Westcott g -factor for ^{239}Pu and its temperature dependence. — *Ann. Nucl. Energy*, 1975, vol. 2, p. 25—28.
93. **Westcott C. H.** A study of the accuracy of g -factors for room-temperature Maxwellian spectra for U and Pu isotopes. Report AECL-3255. Chalk River, Ontario, 1969. — 72 p.
94. **Westcott C. H.** Effective cross-section values for well-moderated thermal reactor spectra/3rd edition corrected). Report CRRP-960. Chalk River, Ontario, 1980. — 38 p.
95. **Safford G. J., Havens W. W., Jr., Rustad B. M.** A precise determination of the total cross-section of uranium-235 from 0,000818 eV to 0,0818 eV. — *Nucl. Sci. Engng*, 1959, vol. 6, p. 433—440.
96. **Brooks F. D.** The neutron total cross-section measurement for ^{235}U . Report AERE-M1670. Harwell: UK, 1966. — 17 p.
97. **Block R. C., Slaughter G. G., Harvey J. A.** Thermal neutron cross-section measurements of ^{233}U , ^{235}U , ^{240}Pu , ^{238}U and ^{129}I with the ORNL fast chopper time-of-flight neutron spectrometer. — *Nucl. Sci. Engng*, 1960, vol. 8, p. 112—121.
98. **Simpson O. D., Moore M. S., Simpson F. B.** Total neutron cross-sections of ^{233}U and ^{235}U from 0,02 to 0,08 eV. — *Nucl. Sci. Engng*, 1960, vol. 7, p. 187—192.
99. **Neutron absorption cross-section of ^{235}U at 2200 m/s/** H. Palevsky, R. S. Garler, R. M. Eisberg, D. J. Hughes. — *Phys. Rev.*, 1954, vol. 94, p. 1088—1089.
100. **Shore F. J., Sailor V. L.** Slow neutron Resonances in ^{235}U . — *Phys. Rev.*, 1958, vol. 112, p. 191—202.
101. **Total cross-section measurement for ^{235}U /** E. Melkonian, V. Perez-Mendez, M. L. Melkonian et al. — *Nucl. Sci. Engng*, 1958, vol. 3, p. 435—442.
102. **Герасимов В. Ф., Зенкевич В. С.** Сечение поглощения ^{235}U на монохроматических нейтронах в области энергий 0,02—2 эВ. — *Атомная энергия*, 1962, т. 13, с. 368—370.
103. **Lynn J. E., Pattenden N. J.** The slow neutron cross-sections of the uranium isotopes. — In: *Proc. of the Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Vol. 4* (Geneva, 1955). N. Y.: UN, 1956, p. 210—215.
104. **Deruytter A. J., Wagemans C.** Measurement and normalization of the relative ^{235}U fission cross-section in the low resonance region. — *J. Nucl. Energy*, 1971, vol. 25, p. 263—272.
105. **Sailor V. L.** The low energy cross-sections of ^{235}U . — In: *Proc. of the Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Vol. 4* (Geneva, 1955). N. Y.: UN, 1956, p. 199—209.
106. **Measurement of the neutron capture and fission cross-sections and of their ratio alpha for ^{233}U , ^{235}U and ^{239}Pu /** G. De Saussure, L. W. Weston, R. Gwin et al. — In: *Proc. of the Conf. on Nuclear Data for Reactors. Vol. 2* (Paris, 1966). Vienna: IAEA, 1967, p. 233—249.
107. **Proprietés statistiques des niveaux de ^{236}U induits dans ^{235}U par les neutrons lents/** A. Michaudon, H. Derrien, P. Pibon, M. Sanche. — *Nucl. Phys.*, 1965, vol. 69, p. 545—572.
108. **Игнатъев К. Г., Кирпичников И. В., Сухоручкин С. И.** Измерение η и парциальных сечений изотопов ^{235}U и ^{239}Pu для нейтронов резонансных энергий. — *Атомная энергия*, 1964, т. 16, с. 110—119.
109. **Cornish F. W., Lounsbury M.** Cross sections of ^{239}Pu and ^{240}Pu in the thermal and epi-Cd regions. Report CRC-633. AECL, Canada, 1956.
110. **Krupchitsky P. A.** The thermal neutron absorption cross-section and resonance absorption integral of ^{240}Pu . — *J. Nucl. Energy*, 1957, vol. 6, p. 155—162.
111. **Rose H.** Low-energy neutron cross-section measurement for ^{240}Pu . — In: *Proc. of the Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Vol. 16* (Geneva, 1958). N. Y.: UN, 1958, p. 34—39.
112. **Halperin H., Oliver J. O., Pomerance H. S.** The thermal neutron absorption cross-section of ^{240}Pu . — *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 1959, vol. 9, p. 1—2.
113. **Walker W. H., Westcott C. H., Alexander T. K.** Measurement of radiative capture resonance integrals in a thermal reactor spectrum and the thermal cross-section of ^{240}Pu . — *Canad. J. Phys.*, 1960, vol. 38, p. 57—77.
114. **Tattersall R. B.** Neutron capture cross-section measurement for ^{240}Pu at thermal energy. Report AEEW-R-115, EANDC(UK)-14«U». Harwell, 1962, p. 115—119.
115. **Cabell M. J., Wilkins B. D.** Mass spectrometric measurement of the ratio of neutron capture to fission for ^{239}Pu and ^{240}Pu , and of the absorption and capture cross sections of ^{239}Pu , ^{240}Pu and ^{241}Pu , for Maxwellian neutrons. — *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 1966, vol. 28, p. 2467—2475.
116. **Lounsbury M., Durham R. W., Hanna G. C.** Measurements of alpha and of fission cross-section ratios for ^{233}U , ^{235}U and ^{239}Pu at thermal energies. — In: *Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors. Vol. 1* (Helsinki, 1970). Vienna: IAEA, 1970, p. 287—294.
117. **Lander D. H., Mudler M. H.** Coherent scattering amplitude of ^{239}Pu and ^{240}Pu . — *Acta Crystallogr.*, 1971, vol. B27, p. 2284—2294.
118. **Liou H. J., Chrien R. E.** Neutron cross-sections and Doppler effect of the 1,056 eV resonance in ^{240}Pu . — In: *Proc. of the IAEA Consultants Meeting on Uranium and Pu Resonance Parameters* (Vienna, 1981). Vienna: IAEA, 1982, p. 438—445.
119. **Ramakrishna D. V. S., Navalar M. P.** Determination of resonance parameters of ^{240}Pu using a crystal spectrometer. — In: *Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors. Vol. 1* (Helsinki, 1970). Vienna: IAEA, 1970, p. 553—556.
120. **Egelstaff P. A., Gayther D. B., Nicholson K. P.** The slow neutron resonance behaviour of plutonium isotopes. — *J. Nucl. Engng*, 1958, vol. 6, p. 303—321.
121. **Leonard B. R., Jr., Seppi E. J., Friesen W. J.** The width of the 1 eV resonance in plutonium-240. — *Nucl. Sci. Engng*, 1959, vol. 5, p. 32—35.
122. **Slow neutron cross-sections of ^{240}Pu , ^{242}Pu and ^{243}Am /** R. E. Cote, L. M. Bollinger, R. F. Barnes, H. Diamond. — *Phys. Rev.*, 1959, vol. 114, p. 505—509.
123. **Zimmerman R. L., Palevsky H.** Private communication. Results quoted in: Mughabghab S. R. *Neutron Cross-sections*. Report BNL-325/2nd Ed. Brookhaven: USAEC, 1965.
124. **Simpson O. D., Fluharty R. G.** The low-energy neutron total cross section of ^{240}Pu . Report PTR-203. Harwell, 1957.
125. **Pattenden N. J., Rainey V. S.** The slow neutron total cross-section of ^{240}Pu . — *J. Nucl. Energy*, 1959, vol. A11, p. 14—18.
126. **Leonard B. R.** Nuclear physics research quarterly report for July-August-September 1960. Report HW-67219. Hanford, USA, 1960.
127. **Eastwood T. A.** Neutron cross-section measurement for ^{240}Pu . — In: *Proc. of the Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Vol. 16* (Geneva, 1958). N. Y.: UN, 1958, p. 54—59.
128. **Yiftah S., Caner M.** Nuclear evaluation for plutonium-240. Report JA-1152. IAEA, 1967. — 108 p.
129. **Pitterle T. A., Yamamoto M.** Evaluated neutron cross-sections of ^{240}Pu for the ENDF/B File. Report APDA-218 (ENDE-122). USAEC, 1969. — 58 p.
130. **L'Heriteau J. P., Ribon P.** Examen critique des sections efficaces neutroniques du ^{240}Pu . Report CEA-N-1273. Saclay, France, 1970. — 49 p.
131. **Mughabghab S. R., Garber D. I.** Neutron cross-sections. Report BNL-325 3d Ed. Brookhaven, USAEC, 1973. — 722 p.
132. **Watanabe T.** Fission cross-section of ^{240}Pu from 0,01 eV to 0,5 eV. Report IN-1012. Idaho, USA, 1966.
133. **Watanabe T., Simpson O. D.** Neutron-induced fission cross-section of ^{240}Pu below 11 eV. — *Phys. Rev.*, 1964, vol. B133, p. 390—391.
134. **Seppi E. J.** Low-energy fission cross-section measurements for ^{240}Pu . Private communication. Results quoted in: Hughes D. J., Schwartz R. B. *Neutron cross-sections*. Report BNL-325. Brookhaven, 1957.
135. **James G. D.** The fission cross-section of ^{240}Pu from 0,01 eV to 3 keV. — *Nucl. Phys.*, 1965, vol. 65, p. 353—368.
136. **Измерения сечений деления и полных нейтронных сечений изотопов тяжелых элементов на монохроматических нейтронах, выполненные на механиче-**

ском селекторе/ Ю. В. Адамчук, В. Ф. Герасимов, Б. В. Ефимов и др. В кн.: Тр. Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии. Т. 1 (Женева, 1955). М.: Изд-во АН СССР, 1958, с. 259—268.

137. **Seppi E. J., Friezen W. J., Leonard B. R.** ^{231}Pu low-energy fission cross-section measurements. Report HW-55879. USAEC, 1958.

138. **Raffle J. F., Price B. T.** The cross-sections of the plutonium isotopes. — In: Proc. of the Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Vol. 4 (Geneva, 1955). U. Y.: UN, 1956, p. 187—192.

139. **White P. H., Reichelt J. M. A., Warner G. P.** Measurement of the fission cross-section of ^{239}Pu and ^{241}Pu relative to that of ^{235}U in the neutron energy range 0.016 to 0.55 eV. — In: Proc. of the Conf. on Nuclear Data for Reactors. Vol. 2 (Paris, 1966). Vienna: IAEA, 1967, p. 29—43.

140. **Smith J. R.** Low-energy capability of the MTR crystal spectrometer. The AEC Nuclear Cross-Sections Advisory Committee. Report Wash.-1093. Washington, 1968, p. 60.

141. **Smith J. R., Young T. E.** Low-energy total cross-section of ^{241}Pu . Report IN-1317. Idaho, USA, 1970, p. 11—13.

142. **Simpson F. B., Fluharty R. G.** ^{241}Pu low-energy total cross-sections. — Bull. Amer. Phys. Soc., 1958, vol. 3, p. 176.

143. **Simpson O. D., Schuman R. P.** Low-energy total neutron cross-section of ^{241}Pu . — Nucl. Sci. Engng, 1961, vol. 11, p. 111—115.

144. **Craig D. S., Westcott C. H.** The total neutron cross-section of ^{241}Pu below 1000 eV. Report AECL-1948. Chalk River, Ontario, 1964; Canad. J. Phys., 1968, vol. 42, p. 2384—2394.

145. **Kolar W., Carraro G.** Single level analysis of ^{241}Pu neutron resonances. — In: Proc. of the Conf. on Neutron Cross-Sections and Technology. Vol. 2 (Knoxville, 1971). USA National Technical Information Service, 1971, p. 707—713.

146. **Studier M. H., Maeder D., Wapstra A. M.** A new isomer in lead. — Phys. Rev., 1954, vol. 93, p. 1433—1440.

147. **Butler J. P., Lounsbury M., Meritt J. S.** The neutron capture cross-sections of ^{239}Pu , ^{242}Pu and ^{243}Am in the thermal and epithermal regions. — Canad. J. Phys., 1957, vol. 35, p. 147—154.

148. **Durgam R. W., Molson F.** Capture cross-section of ^{242}Pu . — Canad. J. Phys., 1970, vol. 48, p. 716—724.

149. **Halperin J., Oliver J. H.** The neutron capture cross-section for ^{242}Pu . Report ORNL-3679. Oak Ridge, USA, 1964, p. 13.

150. Foil measurements of integral cross-sections of higher mass actinides/ R. L. Folger, J. A. Smith, L. C. Brown e. a. — In: Proc. of the Conf. on Neutron Cross-Sections and Technology. Vol. 2 (Washington, 1968). USA, NBS Special Publication, 1968, p. 1279—1290.

151. Neutron total cross-section of ^{242}Pu / G. F. Auchampaugh, C. D. Bowman, M. S. Coops, S. C. Fultz. — Phys. Rev., 1966, vol. 146, p. 840—843.

152. **Young T. E., Reeder S. D.** Total neutron cross-section measurements for ^{242}Pu . Report IN-1132. Idaho, USA, 1968.

153. **Young T. E., Reeder S. D.** Total neutron cross-section of ^{242}Pu . — Nucl. Sci. Engng, 1970, vol. 40, p. 389—395.

154. **Dunford C. L., Alter H.** Neutron cross-sections for ^{239}Pu , ^{242}Pu and ^{244}Cm . Suppl. 1. Report NAA-SR-12271. USAEC, 1967. — 142 p.

155. **Young T. E., Simpson F. B., Tate R. E.** The low-energy total neutron cross-section of ^{242}Pu . — Nucl. Sci. Engng, 1971, vol. 43, p. 341—352.

156. **Egelstaff P. A., Gayther D. B., Nicholson K. P.** Slow-neutron cross-sections of ^{242}Pu . — J. Nucl. Energy, 1958, vol. 6, p. 303—307.

157. **Leonard B. R., Odecaarden R. H.** Low-energy total cross-sections for ^{242}Pu . — Bull. Amer. Phys. Soc., 1961, vol. 6, p. 6.

158. **Vogt E.** Resonance theory of neutron cross-sections of fissionable nuclei. — Phys. Rev., 1958, vol. 112, p. 203—214.

159. **Reich C. W., Moore M. S.** Multilevel formula for the fission process. — Phys. Rev., 1958, vol. 111, p. 929—933.

160. **Adler D. B., Adler F. T.** Neutron cross-sections in fissile elements. — In: Proc. of the Conf. on Breeding, Economics and Safety in Large Fast Power Reactors. Report ANL-6792 (Argonne, 1963). Argonne: USAEC, 1963, p. 695—708.

161. **Feshbach H., Porter C. E., Weisskopf V. F.** Model for nuclear reactions with neutrons. — Phys. Rev., 1954, vol. 96, p. 448—464.

162. **Ribon F., Le Coq G.** Evaluation des donnees neutroniques de ^{239}Pu . Report CEA-N-1484. Saclay, 1971. — 57 p.

163. **Schmidt J. J.** Neutron cross-sections for reactor materials. — Report KFK-120. Karlsruhe, 1966. — 1309 p.

164. **Mesure et analyse des sections efficaces de fission de l'uranium-235 et du plutonium-241/ J. Blons, G. Debril, J. Fermanjian, A. Michaudon.** — In: Proc. of the Intern. Conference on Nuclear Data for Reactors. Vol. 1 (Helsinki, 1970). Vienna: IAEA, 1970, p. 469—480.

165. **Smith J. R., Young R. C.** ^{235}U resolved resonance parameters for ENDF/B. Version III. Report ANCR-1044. USAEC, 1971. — 53 p.

166. **Sections efficaces totale et de fission du ^{239}Pu / H. Derrien, J. Blons, C. Eggermann e. a.** — In: Proc. IAEA Conf. on Nuclear Data for Reactors. Vol. 2 (Paris, 1966). Vienna: IAEA, 1967, p. 195—210.

167. **Bollinger L. M., Cote R. E., Thomas G. E.** Low-energy total and fission cross-section measurements of ^{239}Pu . — In: Proc. of the Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Vol. 15 (Geneva, 1958). N. Y.: UN, 1959, p. 127—135.

168. **Blons J.** High Resolution measurements of neutron-induced fission cross-sections for ^{235}U , ^{238}U and ^{241}Pu below 30 keV. — Nucl. Sci. Engng, 1975, vol. 51, p. 130—147.

169. **Determination du spin des resonances induites par des neutrons lents dans le plutonium-239/ J. Trochon, H. Derrien, B. Lucas, A. Michaudon.** — In: Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors. Vol. 1 (Helsinki, 1970). Vienna: IAEA, 1970, p. 495—511.

170. **Uitley C. A., Newstead C. M., Diment K. M.** Neutron strength function measurements in the medium and heavy nuclei. — In: Proc. of the Conf. on Nuclear Data for Reactors. Vol. 1 (Paris, 1966). Vienna: IAEA, 1967, p. 165—174.

171. **Жарков В. Ф.** О применении формализма Рейфа — Мура для поиска резонансных параметров из экспериментальных данных. — In: Proc. of the Consultants Meeting on Uranium and Plutonium Resonance Parameters. Vienna: IAEA, 1982, p. 110—154.

172. **Moore M. S., De Saussure G., Smith J. R.** Problems and progress regarding resonance parametrization of ^{235}U and ^{239}Pu for ENDF/B. — In: Proc. of the IAEA Consultants Meeting on Uranium and Plutonium Resonance Parameters. Vienna: IAEA, 1982, p. 74—82.

173. **Simpson O. D., Fluharty R. G., Simpson F. B.** Neutron resonance parameters and transmission measurements in ^{235}U . — Phys. Rev., 1956, vol. 103, p. 971—974.

174. **Rainwater J., Garg G. B.** Total cross-section measurement for ^{235}U in the resonance energy region. — In: Proc. of the EANDC Conf. on Nuclear Structure (Antwerpen, 1965). OECD, 1966, p. 65—72.

175. **Spin determination of resonance structure in $(^{235}\text{U}+n)$ Below 25 keV/ M. S. Moore, J. D. Moses, G. A. Keyworth e. a.** — Phys. Rev., 1978, vol. 18, p. 1328—1348.

176. **Fission cross-section measurement on ^{235}U / M. G. Cao, E. Migneco, J. P. Theobald e. a.** — J. Nucl. Energy, 1968, vol. 22, p. 211—230.

177. **Leonard B. R.** Common normalization of several ^{235}U fission data sets in the thermal and resonance region. — In: Proc. of the NEANDC/NEACRP Specialists Meeting on Fast Fission Cross-Sections of ^{235}U , ^{238}U , ^{239}U and ^{239}Pu (Argonne, 1976). Argonne: ANL, 1976, p. 281—305.

178. **Czurr J. B., Sidhu G. S.** A measurement of the fission cross-section of uranium-235 from 100 eV to 680 keV. — Nucl. Sci. Engng, 1976, vol. 60, p. 383—389.

179. **Wasson O. A.** The ^{235}U neutron fission cross-section measurement at the NBS LINAC. — In: Proc. of the NEANDC/NEACRP Specialists Meeting on Fast Fission Cross-Sections of ^{235}U , ^{238}U , ^{239}U and ^{239}Pu (Argonne, 1976). Argonne: ANL, 1976, p. 183—205.

180. **Wagemans C., Deruytter A. J.** Neutron induced fission cross-section of ^{235}U in the energy region from 0,008 eV to 30 keV. — Ann Nucl. Energy, 1976, vol. 3, p. 437—445.

181. **Simultaneous** measurements of the neutron fission and capture cross-sections for uranium-235 for neutron energies from 8 eV to 10 keV/ R. B. Perez, G. De Saussure, E. G. Silver, R. W. Ingle, H. Weaver. — Nucl. Sci. Engng, 1973, vol. 52, p. 46—72.
182. **Sauter G. D., Bowman C. D.** Neutron scattering cross-sections of ^{235}U , ^{235}U and ^{241}Pu from 1 to 30 eV. — In: Proc. of the Conf. on Neutron Cross-Sections and Technology. Vol. 1 (Washington, 1968). NBS Special Publ. 299, 1968, p. 541—552.
183. **Ceulemans H., Poortmans F.** The scattering cross-section of ^{235}U between 0,025 eV and 1 eV. — In: Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors. Vol. 1 (Helsinki, 1970). Vienna: IAEA, 1970, p. 461—465.
184. **Fröhner F. H.** Applied neutron resonance theory. — In: Proc. of the Course on Nuclear Theory for Applications (Trieste, 1978). Vienna: IAEA, 1980, p. 59—96.
185. **Shunk E. R., Brown W. K., Labauve R.** Neutron induced fission cross-sections for ^{235}U . — Report LA-DC-7620. Los Alamos, 1966; Seeger P. A. Fission cross-sections from Pommard. Report LA-4420. Los Alamos, 1970. — 159 p.
186. **Resonance** parameters of ^{235}U up to 50 eV/ J. Krebs, G. Le Coq, J. P. L'Heriteau, P. Ribon. — In: Proc. of the 3rd Conf. on Neutron Cross-Sections and Technology. Vol. 1 (Knoxville, Tennessee, 1971). Oak Ridge: USAEC Division of Technical Information, 1971, p. 410—417.
187. **Drawbaugh D. W., Gibson G.** A single-level analysis of ^{235}U based on recent σ_a , σ_f and σ_c measurement. — In: Proc. of the Conf. on Nuclear Data for Reactors. Vol. 2 (Paris, 1966). Vienna: IAEA, 1967, p. 251—264.
188. **Kolar V., Böckhoff K. H.** Final results in the neutron total cross-section of ^{240}Pu . — In: Proc. of the Conf. on Neutron Cross-Sections and Technology. Vol. 1 (Washington, 1968). NBS Special Publ. 299, 1968, p. 519—526.
189. **Weigmann H., Schmid H.** Resonance parameters of ^{240}Pu . — J. Nucl. Energy, 1968, vol. 22, p. 317—320.
190. **Weigmann H., Theobald J. P.** Resonance parameters of ^{240}Pu . — J. Nucl. Energy, 1972, vol. 26, p. 643—645.
191. **Moxon M. C., Jolly J. E., Endacott D. A. J.** ^{240}Pu resonance parameters. Report UKNDC(72). Harwell, 1972, p. 9—12.
192. **Scattering** cross-section of ^{240}Pu / M. G. Cao, E. Migneco, J. P. Theobald, J. A. Wartena. — In Proc. of the Conf. on Neutron Cross-Sections and Technology. Vol. 1 (Washington, 1968). NBS Special Publ. 299, 1968, p. 513—518.
193. **Asgahr M., Moxon M. C., Pattenden N. J.** Neutron resonance parameters of ^{240}Pu . — In: Proc. of the Conf. on Nuclear Data for Reactors. Suppl. to the Proc. INDC-156 (Paris, 1966). — Vienna: IAEA, 1967, p. 1—12.
194. **Hockenbury R. W., Moyer W. R., Block R. C.** Neutron capture, fission, and total cross-sections of plutonium from 20 eV to 30 keV. — Nucl. Sci. Engng, 1972, vol. 49, p. 153—161.
195. **Measurement** of the neutron total cross-section of ^{240}Pu / K. H. Böckhoff, A. De Keyser, H. Horstmann e. a. — In: Proc. of the Conf. on Nuclear Data for Reactors. Vol. 2 (Paris, 1966). Vienna: IAEA, 1967, p. 135—145.
196. **Migneco E., Theobald J. P.** Resonance grouping structure in neutron induced subthreshold fission of ^{240}Pu . — In: Proc. of Conf. on Neutron Cross-Sections and Technology. Vol. 1 (Washington, 1968). NBS Special Publ. 299, 1968, p. 527—532.
197. **Byers D. H., Diven B. C., Silbert M. G.** Capture and fission cross-sections of ^{240}Pu . — In: Proc. of the Conf. on Neutron Cross-Sections and Technology. Vol. 2 (Washington, 1966). NBS Special Publ., 1966, p. 903—910.
198. **Brooks F. D., Jolly J. E.** Fission cross-section measurement for ^{240}Pu in the energy region 20 eV to 120 eV. Report INDSWG-63. Harwell, 1964, p. 13—17.
199. **Pattenden N. J., Bardsley S.** Neutron total cross-section measurement for ^{241}Pu in the energy region 2,4 eV to 847 eV. Report AERE-PR/NP-7. Harwell, 1964, p. 6. Bull. Amer. Phys. Soc., 1964, vol. 11, p. 178.
200. **Fission** cross-section of ^{241}Pu / M. S. Moore, O. D. Simpson, T. Watanabe e. a. — Phys. Rev., 1964, vol. B135, p. 945—952.
201. **Fission** cross-section measurement of ^{241}Pu / O. D. Simpson, R. G. Fluharty, M. S. Moore e. a. — In: Proc. of the Conf. on Neutron Cross-Sections and Technology. Vol. 2 (Washington, 1966). NBS Special Publ., 1966, p. 910—915.
202. **Wagemans C., Deruytter A. J.** Measurement and normalization of the relative ^{241}Pu fission cross-section in the thermal and low-resonance energy region. — Nucl. Sci. Engng, 1976, vol. 60, p. 44—52.
203. **Migneco E., Theobald J. P., Wartena J. A.** Neutron-induced fission cross-section of ^{241}Pu . — In: Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors. Vol. 1 (Helsinki, 1970). Vienna: IAEA, 1970, p. 437—446.
204. **Carlson G. W., Behrens J. W., Czirr J. B.** A measurement of the fission cross-section of ^{241}Pu from 8 eV to 70 keV. — Nucl. Sci. Engng, 1977, vol. 63, p. 149—152.
205. **Weston L. W., Todd J. H.** Neutron capture and fission cross-sections of plutonium-241. — Nucl. Sci. Engng, 1978, vol. 65, p. 454—463.
206. **Kolar W., Theobald J. P., Wartena J. A.** Single level analysis of ^{241}Pu neutron resonances. Part II: Fission widths. — In: Proc. of the Conf. on Neutron Cross-Sections and Technology. Vol. 2 (Knoxville, USA, 1971). USAEC, 1971, p. 823—828.
207. **Blons J., Derrien H.** Analyse multiniveaux des sections efficaces totale et de fission de ^{241}Pu de la 104 eV. — J. Phys., 1976, vol. 37, p. 659—669.
208. **Auchampaugh G. F., Farrell J. A., Bergen D. W.** Neutron-induced fission cross-sections of ^{242}Pu and ^{244}Pu . — Nucl. Phys., 1971, vol. A171, p. 31—43.
209. **Poortmans F., Vampraet G. J.** Neutron resonance parameters of ^{242}Pu . — Nucl. Phys., 1973, vol. A207, p. 342—352.
210. **Bergen D. W., Fullwood R. R.** Neutron-induced fission cross-section of ^{242}Pu . — Nucl. Phys., 1971, vol. A163, p. 577—582.
211. **Caner M., Yiftah S.** Nuclear data evaluation for plutonium-242. Report IA-1275. IAEA, 1973. — 56 p.
212. **Young T. F., Grimsey R. A.** Neutron data evaluation for ^{242}Pu . Report ANCR-1016. USAEC, 1971, p. 11.
213. **Pattenden N. J.** Transmission measurements of ^{242}Pu for energies below 850 eV. Report EANDC-50S. Harwell, 1965.
214. **James G. D.** Fission components in ^{242}Pu resonances. — Nucl. Phys., 1969, vol. A123, p. 24—26.
215. **Auchampaugh G. F., Bowman C. D.** Neutron total cross-section measurements of ^{242}Pu . Report NCSAC-42. Argonne, 1971, p. 121.
216. **Neutron** resonance parameters of ^{242}Pu Below 500 eV/ F. B. Simpson, O. D. Simpson, H. G. Miller, J. A. Harvey, N. W. Hill. Report USNDC-3. Argonne, 1972, p. 2.
217. **Hockenbury R. W., Sanliso A. J., Kaushal N. N.** KeV-capture cross-section of ^{242}Pu . — In: Proc. of the Conf. on Nuclear Cross-Sections and Technology. Vol. 2 (Washington, 1975). NBS, Special publ., 1975, p. 584—586.
218. **Оуэн Д. В.** Сборник статистических таблиц: Пер. с англ. М.: ВЦ АН СССР, 1966. — 424 с.
219. **Bollinger L. M., Thomas G. E.** p -Wave resonance of ^{238}U . — Phys. Rev., 1968, vol. 171, p. 1293—1297.
220. **Fuketa T., Harvey J. A.** A method of correcting for «missed» resonances in neutron spectroscopy. — Nucl. Instrum. and Methods, 1965, vol. 33, p. 107—113.
221. **Fröhner F.** Report. Statistical inference of level densities from resolved resonance parameters. Report KfK 3553. Karlsruhe, 1983. — 28 p.
222. **Анципов Г. В., Коньшин В. А., Суховицкий Е. Ш.** Ядерные константы для изотопов плутония. — Минск: Наука и техника, 1982. — 168 с.
223. **Николаев М. Н., Мантуров Г. Н.** Совместная оценка нейтронных сечений и угловых распределений упруго рассеянных нейтронов на ^{238}U , в области неразрешенных резонансов. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 4 (Материалы 4-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1977). М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, с. 108—112.
224. **Hauser W., Feshbach H.** The inelastic scattering of neutrons. — Phys. Rev., 1952, vol. 87, p. 366—373.
225. **Lane A. M., Lynn J. E.** Fast neutron capture below 1 Mev: the cross sections for ^{238}U and ^{232}Th . — Proc. Phys. Soc., 1957, vol. A70, p. 557—570.
226. **Dresner L.** Analysis of resonance nuclear data, PhD Thesis, ORNL-2659. Oak Ridge, 1959.

227. Лукьянов А. А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. — М.: Атомиздат, 1974. — 360 с.
228. Greebler P., Hutchins B. A. The Doppler effect in a large fast oxide reactor — its calculation and significance for reactor safety. — In: Proc. of the Seminar on the Physics of Fast and Intermediate Reactors. Vol. 3 (Vienna, 1961). Vienna: IAEA, 1962, p. 121—138.
229. Кошечев В. Н., Смирницкая В. В. Учет флуктуаций ширины резонансов при расчете сложных функционалов сечений. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 1 (Материалы 4-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1977). М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, с. 70—74.
230. Hwang R. N., Henryson H. Critical examination of low-order quadratures for statistical integrations. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1975, vol. 22, p. 712—713.
231. Shaker M. O., Lukanov A. A. The generalized Porter—Thomas distribution. — Phys. Lett., 1966, vol. 19, p. 197—203.
232. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. — М.: Наука, 1971. — 1108 с.
233. Evidence on the influence of fission channels on fission phenomena/ T. Kaiser, H. R. Von Gunten, J. Hadermann, K. Junker. — Nucl. Phys., 1978, vol. A295, p. 141—149.
234. Lynn J. E. Systematics for neutron reactions of the actinide nuclei. Report AERE-R7468. Harwell, 1974, 97 p.
235. Lynn J. E. The theory of neutron resonance reactions. — Oxford: Clarendon Press, 1968. 227 p.
236. Derrien H., Blons J., Michaudon A. Analyse simultanee de 5,7 a 160 eV des sections efficaces totale et de fission du plutonium-239 par un formalisme multiveaux. — In: Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors. Vol. 1 (Helsinki, 1970). Vienna: IAEA, 1970, p. 481—493.
237. Moldauer P. A. Evaluation of the fluctuation enhancement factor. — Phys. Rev., 1976, vol. C14, p. 764—774.
238. Strutinsky V. M. Shell effects in nuclear masses and deformation energies. — Nucl. Phys., 1967, vol. A95, p. 420—442.
239. Двугорбый барьер в квазиклассическом приближении/ Е. В. Гай, А. В. Игнатюк, Н. С. Работнов, Г. Н. Смирнин. — In: Proc. of a Symp. on Physics and Chemistry of Fission (Vienna, 1969). Vienna: IAEA, 1969, p. 337—346.
240. Strutinsky V. M., Pauli H. C. Shell-structure effects in the fissioning nucleus. — In: Proc. of a Symp. on Physics and Chemistry of Fission (Vienna, 1969). Vienna: IAEA, 1969, p. 155—177.
241. Hill D. L., Wheeler J. A. Nuclear constitution and the interpretation of fission phenomena. — Phys. Rev., 1953, vol. 89, p. 1102—1145.
242. Тяпин А. С., Маршалкин В. Е. Проницаемость двугорбого потенциального барьера. — Ядерная физика, 1973, т. 18, с. 277—282.
243. Тяпин А. С., Маршалкин В. Е. Распределение делительных ширины в модели двугорбого барьера деления. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. ядерные константы. Вып. 23. М.: Атомиздат, 1976, с. 105—113.
244. Масгеров В. С., Серегин А. А. Проницаемость двугорбого барьера в квазиклассическом приближении. — Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 1464—1471.
245. Bondorf J. P. Damping effects in the transmission through the double-humped fission barrier. — Phys. Lett., 1970, vol. B31, p. 1—4.
246. Baudinet-Robinet Y., Mahaux C. Statistical analysis of intermediate structure. — Phys. Rev., 1974, vol. 9, p. 723—740.
247. Hibdon C. T., Langsdorf A. Total neutron cross-sections in the keV region. — In: Physics Division Supplement to Quarterly Report, September, October and November 1953. Report ANL-5175. Argonne, 1954.
248. Havens W. W., Jr., Melkonian E., Rainwater L. J. Measurement of the total cross-section of ^{238}Pu . Report CUD-92. Columbia Univ., 1951.
249. Крацов В. А. Массы атомов и энергии связи ядер. М.: Атомиздат, 1974. — 344 с.
250. Исследование вероятности околопорогового деления изотопов Th, U, Np, Pu, Am тормозными γ -квантами/ В. Е. Жучко, Ю. Б. Остапенко, Г. Н. Смирнин, А. С. Солдатов, Ю. М. Циценюк. — Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 1170—1184.
251. Игнатюк А. В., Шубин Ю. Н. Простая модель для описания парных корреляций в возбужденных ядрах. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1973, т. 37, с. 1917—1952.
252. Влияние коллективных эффектов в плотности уровней на энергетическую зависимость сечений радиационного захвата быстрых нейтронов/ А. И. Блохин, А. В. Игнатюк, В. П. Платонов, В. А. Толстикова. Препринт ФЭИ-657. Обнинск, 1976.
253. Игнатюк А. В., Истеков К. К., Смирнин Г. Н. Роль коллективных эффектов при систематике плотности уровней ядер. — Ядерная физика, 1979, т. 29, с. 875—883.
254. Garrison J. D. The interference effects on the average cross-sections of fissile nuclei. Report GA-10028. USAEC, 1970.
255. Рябов Ю. В., Фенин Ю. И. Силовые функции ^{235}U и ^{239}Pu для s - и p -нейтронов. — Ядерная физика, 1971, т. 13, с. 1039—1041.
256. Lynn J. E. Interpretation of neutron-induced fission cross-sections and related data. — In: Proc. of the Conf. on Nuclear Reactors (Paris, 1966). Vienna: IAEA, 1967, p. 89—114.
257. Зен Чан Бом, Пантелеев Ц., Тянь Сан Хак. Попытка экспериментального обнаружения (n, γ) -процесса при делении ^{239}Pu резонансными нейтронами. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1973, т. 37, с. 82—85.
258. γ -Ray multiplicity in ^{239}Pu fission induced by resonance neutrons: experimental evidence for the (n, γ) -reaction/ Yu. Ryabov, J. Trochon, D. Shackleton, J. Frehaut. — Nucl. Phys., 1973, vol. A216, p. 395—406.
259. James G. D. Application of distribution-free statistics to the structural analysis of slow neutron cross-section and resonance parameter data. — Nucl. Phys., 1971, vol. A170, p. 309—320.
260. Muradyan H. V., Adamchuk Yu. V. Most probable values of the strength functions of nuclei. — Nucl. Phys., 1965, vol. 68, p. 549—560.
261. Малышев А. В. Плотность уровней и структура атомных ядер. М.: Атомиздат, 1969. — 144 с.
262. Nemirovsky P. E., Adamchuk Yu. V. Neutron and proton pair interaction energy. — Nucl. Phys., 1962, vol. 39, p. 551—562.
263. Игнатюк А. В., Истеков К. К., Смирнин Г. Н. Систематика параметров плотности уровней. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 1 (Материалы 4-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1977). М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, с. 60—65.
264. Блохин А. И., Игнатюк А. В. Зависимость плотности возбужденных состояний от четности. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 3 (Материалы 3-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1975). М.: ЦНИИАтоминформ, 1976, с. 3—7.
265. Игнатюк А. В., Смирнин Г. Н., Тишин А. С. Феноменологическое описание энергетической зависимости параметра плотности уровней. — Ядерная физика, 1975, т. 21, с. 485—490.
266. Влияние коллективных эффектов в плотности уровней на энергетическую зависимость сечений радиационного захвата быстрых нейтронов/ А. И. Блохин, А. В. Игнатюк, В. П. Платонов, В. А. Толстикова. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. ядерные константы. Вып. 21. М.: Атомиздат, 1976, с. 3—14.
267. Goldsmith M. On the p -wave strength functions of thorium-232 and uranium-238. — Nucl. Sci. Engng, 1973, vol. 52, p. 461—465.
268. Neutron total cross-section fluctuations of ^{235}U in the keV range/ K. H. Böckhoff, A. Dufresne, G. Rohr, H. Weigmann. — J. of Nucl. Energy, 1972, vol. 26, p. 91—97.
269. Northrop J. A., Stokes R. H., Boyer K. Measurement of the fission thresholds of ^{238}Pu , ^{233}U , ^{235}U and ^{238}U using the (d, p) -reaction. — Phys. Rev., 1959, vol. 115, p. 1277—1286.
270. Измерение сечений деления, захвата и альфа-урана-235/ Г. В. Мурадян, Г. И. Устроев, Ю. Г. Щепкин и др. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 3 (Мат. 5-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1980). М.: ЦНИИАтоминформ, 1981, с. 119—125.
271. Kolar W., Böckhoff K. H. Resonance parameters of ^{240}Pu . Part I: Neutron widths. — J. Nucl. Energy, 1968, vol. 22, p. 299—315.

272. **Smith A. B., Lambropoulos P., Whalen J. F.** Fast neutron total and scattering cross-sections of plutonium-240. — Nucl. Sci. Engng, 1972, vol. 47, p. 19–28.
273. **Poenitz W., Whalen J., Smith A.** Systematics of neutron total cross-sections of heavy and actinide nuclei. Reports to the DOE Nuclear Data Committee, BNL-NCS-26133, Brookhaven, 1979, p. 1.
274. **Käppeler F., Hong L. D., Beer H.** Neutron total cross-sections for ^{240}Pu and ^{242}Pu in the energy range from 10 to 375 keV. — Progress Report on Nuclear Data Research in the Federal Republic of Germany, Vol. 5. Report NEANDC(E)-202U, Karlsruhe, 1979, p. 21–23.
275. **Weston L. W., Todd J. H.** Neutron capture cross-section of plutonium-240. — Nucl. Sci. Engng, 1977, vol. 63, p. 143–148.
276. **Wisshak K., Käppeler F.** Neutron capture cross-section ratios of ^{240}Pu , ^{242}Pu , ^{238}U and ^{197}Au in the energy range from 10 to 90 keV. — Nucl. Sci. Engng, 1978, vol. 66, p. 363–377.
277. **Wisshak K., Käppeler F.** Neutron capture cross-section measurements on ^{240}Pu and ^{242}Pu in the energy range from 50 to 250 keV. — Progress Report on Nuclear Data Research in the Federal Republic of Germany, Vol. 5. Report NEANDC(E)-192U, Karlsruhe, 1978, p. 23–25.
278. **Нестеров В. Г., Сиренкин Г. Н.** Сечение деления ^{240}Pu нейтронами с энергией 0.04–4.0 МэВ. — Атомная энергия, 1960, т. 9, с. 16–20.
279. **Ruddick P., White P. H.** The measurement of the neutron fission cross-section of ^{240}Pu in the energy range 60–500 keV. — J. Nucl. Energy, 1964, vol. 18, p. 561–567.
280. **Gilboy W. B., Knoll G. F.** Fission cross-sections of some plutonium isotopes in the neutron energy range 5–150 keV. — In: Proc. of the Conf. on Nuclear Data for Reactors. Suppl. to the Proc., INDC-156 (Paris, 1966). Vienna: IAEA, 1967, p. 1–10.
281. **Фурсов Б. И., Куприянов В. М., Смиренин Г. Н.** Измерения сечений деления быстрыми нейтронами ^{233}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu относительно сечения деления ^{235}U . — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 3 (Материалы 4-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1977). М.: ЦНИИатоминформ, 1977, с. 144–154.
282. **Behrens W., Newbury R. S., Magan J. W.** Measurements of the neutron induced fission cross-sections of ^{240}Pu , ^{242}Pu and ^{244}Pu relative to ^{235}U from 0.1 to 30 MeV. — Nucl. Sci. Engng, 1978, vol. 66, p. 433–440.
283. **Измерение сечения деления ^{240}Pu на нейтронах ядерного взрыва:** Э. Ф. Фомушкин, Е. К. Гулишкова, Г. Ф. Новоселов, В. П. Паши. Атомная энергия, 1975, т. 39, с. 295–297.
284. **The Fission cross-sections of ^{233}U , ^{234}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{240}Pu , ^{241}Pu and ^{242}Pu for 24 keV neutrons:** J. L. Perkin, P. H. White, P. Fieldhouse et al. — J. Nucl. Energy, 1965, vol. 19, p. 423–437.
285. **Dresner L.** Inelastic scattering of neutrons by ^{238}U below 1 MeV. — Nucl. Sci. Engng, 1961, vol. 10, p. 142–150.
286. **Fission of doubly even actinide nuclei induced by direct reactions:** B. V. Back, O. Hansen, H. C. Britt, J. D. Garrett. — Phys. Rev., 1974, vol. 9, p. 1924–1947.
287. **Fission barriers deduced from the analysis of fission isomer results:** H. C. Britt, M. Boldsterli, J. R. Nix, J. L. Norton. — Phys. Rev., 1973, vol. 7, p. 801–823.
288. **Caner M., Yiftah S.** Nuclear data evaluation for ^{241}Pu . Report IA-1276, IAEA, 1973. — 74 p.
289. **Gilbert A., Cameron A. G. W.** A composite nuclear-level density formula with shell corrections. — Canad. J. Phys., 1965, vol. 43, p. 1446–1496.
290. **Lagrange Ch., Jary J.** Coherent optical and statistical model calculations of neutron cross sections for ^{240}Pu and ^{242}Pu between 10 keV and 20 MeV. Report [NDC(FR)-30L, NEANDC(E), 198 L, Centre d'Etudes de Bruyeres-le-Chateau, 1978. — 70 p.
291. **Auchampaugh G. F., Bowman C. D.** Parameters on the subthreshold fission structure in ^{242}Pu . — Phys. Rev., 1973, vol. C7, p. 2085–2091.
292. **Käppeler F., Hong L. D., Beer H.** Total cross-section measurements for ^{240}Pu and ^{242}Pu . — In: Proc. Specialists Meeting on Nuclear Data of Plutonium and Americium Isotopes for Reactor Applications (Brookhaven, 1978). Report BNL-50991, Brookhaven, 1979, p. 49–52.
293. **Feshbach H., Porter C. E., Weisskopf V.** Model for nuclear reactions with neutrons. — Phys. Rev., 1954, vol. 96, p. 448–456.
294. **Немировский П. Э.** Современные модели атомного ядра. — М.: Атомиздат, 1960. — 302 с.
295. **Moldauer P. A.** Statistical theory of neutron nuclear reactions. — In: Proc. of a Consultants Meeting on the Use of Nuclear Theory in Neutron Nuclear Data Evaluation (Trieste, 1975). Vienna: IAEA, 1976, vol. 1, p. 167–190.
296. **Lynn J. E.** Fission barrier theory and its application to the calculation of actinide neutron cross-sections. — In: Proc. of the Course on Nuclear Theory for Applications (Trieste, 1978). Vienna: IAEA, 1980, p. 353–415.
297. **Holmqvist B.** A systematic study of fast neutron elastic scattering in the energy region 1.5 to 8.1 MeV. — Arkiv Fys., 1968, vol. 38, p. 403–465.
298. **Perey C. M., Perey F. G.** Compilation of phenomenological optical model parameters. — Atom. Data and Nucl. Data Tabl., 1974, vol. 13, p. 293–337.
299. **Пасечник М. В., Корж И. А., Кашуба И. Е.** Энергетическая и изотоп-спинная зависимость оптического потенциала из данных по рассеянию нейтронов. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 1 (Материалы Всесоюз. совещ., Киев, 1971). — Киев: Наукова думка, 1972, с. 253–261.
300. **Lynn J. E.** Fission theory and its application to the compilation of nuclear data. — In: Proc. of a Consultants Meeting on the Use of Nuclear Theory in Neutron Nuclear Data Evaluation, Vol. 1 (Trieste, 1975). — Vienna: IAEA, 1976, p. 325–390.
301. **Rae E. R., Margolis B., Troubetzkoy E. S.** Compound-nucleus processes for the reaction $^{235}\text{U}+n$. — Phys. Rev., 1958, vol. 112, p. 492–497.
302. **Moldauer P. A.** Calculation of fast-neutron reaction cross-sections. — In: Proc. of the Seminar on the Physics of Fast and Intermediate Reactors, Vol. 1 (Vienna, 1961). Vienna: IAEA, 1962, p. 171–177.
303. **Базаянц Н. О., Гордеев И. В.** Функции возбуждения отдельных уровней ядер ^{235}U и ^{239}Pu с учетом конкуренции между неупругим рассеянием нейтронов и делением ядер. — Атомная энергия, 1962, т. 13, с. 321–326.
304. **Schmidt J. J.** IAEA consultants meeting on the use of nuclear theory in neutron nuclear data evaluation. Report INDC(NDS)-73/L (Trieste, 1975). — Vienna: IAEA, 1976 — 22 p.
305. **Изучение реакции $^{68}\text{Zn}(n, \gamma)^{69}\text{Zn}/A$.** Г. Довбенко, Г. Г. Занкин, А. В. Игнатюк и др. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. ядерные константы. Вып. 13. М.: ЦНИИатоминформ, 1974, с. 44–58.
306. **Teppel J. W., Hoffman H. M., Weidenmüller H. A.** Hauser — Reshbach formulas for medium and strong absorption. — Phys. Lett., 1974, vol. B49, p. 1–4.
307. **Lynn J. E.** Interpretation of neutron-induced fission cross-sections and related data. — In: Proc. of the Conf. on Nuclear Data for Reactors (Paris, 1966). — Vienna: IAEA, 1967, p. 89–114.
308. **Hill D. L., Wheeler J. A.** Nuclear constitution and the interpretation of fission phenomena. — Phys. Rev., 1953, vol. 89, p. 1102–1145.
309. **Блатт Дж., Вайскопф В.** Теоретическая ядерная физика: Пер. с англ. — М.: Изд-во иностр. лит., 1954. — 858 с.
310. **A Study of the photofission and photoneutron processes in the giant dipole resonance of ^{232}Th , ^{238}U and $^{237}\text{Np}/A$.** Veyssiere, H. Beil, R. Bergere et al. — Nucl. Phys., 1973, vol. A199, p. 45–64.
311. **Soloviev V. G., Stoyanov Ch., Vdovin A. I.** Semi-microscopic calculation of the level density in spherical nuclei. — Nucl. Phys., 1974, vol. A224, p. 411–428.
312. **Kikuchi Y.** Comparison of spherical optical model codes and proposition of standard values for testing a code. Report CEA-N-1532(E), Saclay, 1972 — 63 p.
313. **Moldauer P. A.** Statistical theory of nuclear collision cross-sections. — Phys. Rev., 1964, vol. B135, p. 642–659.
314. **Moldauer P. A.** Average compound-nuclear cross-sections. — Rev. Mod. Phys., 1964, vol. 36, p. 1079–1084.

315. **Moldauer P. A.** Evaluation of the fluctuation enhancement factor. — *Phys. Rev.*, 1976, vol. C14, p. 764—774.
316. **Direct reactions and Hauser—Feshbach theory/** H. M. Horman, J. Richert, J. W. Tepel, H. A. Weidenmüller. — *Ann. Phys.*, 1976, vol. 90, p. 403—437.
317. **Soloviev V. G., Malov L. A.** A model for describing the structure of highly excited states in deformed nuclei. — *Nucl. Phys.*, 1972, vol. A196, p. 433—451.
318. **Плотность уровней ядер в области $230 \leq A \leq 254$ /** В. В. Воронов, А. Л. Комов, Л. А. Малов, В. Г. Соловьев. — *Ядерная физика*, 1976, т. 24, с. 504—507.
319. **Ignatyuk A. V.** Statistical characteristics of excited nuclei. — In: *Proc. of the Meeting on the Use of Nuclear Theory in Neutron Data Evaluation*. Vol. 1 (Trieste, 1975). Vienna: IAEA, 1976, p. 211—249.
320. **Dossing T., Jensen A. S.** Nuclear level densities with collective rotations included. — *Nucl. Phys.*, 1974, vol. A222, p. 493—511.
321. **Malov L. A., Soloviev V. G., Voronov V. V.** Semi-microscopic description of the density of excited states in deformed nuclei. — *Nucl. Phys.*, 1974, vol. A224, p. 396—410.
322. **Calculations of cross-sections for the radiative capture of fast neutrons/** M. P. Fricke, W. M. Lopez, S. J. Friesenhahn e. a. — In: *Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors*. Vol. 2 (Helsinki, 1970). Vienna: IAEA, 1970, p. 281—292.
323. **Bartholomew G. A.** Radiation strength functions. — *Advances Nucl. Phys.*, 1974, vol. 7, p. 232—264.
324. **Lambropoulos P.** Fast neutron total and scattering cross-sections of ^{238}U . — *Nucl. Sci. Engng.*, 1971, vol. 46, p. 356—365.
325. **Оценка средних резонансных параметров ^{238}U /** Л. П. Абаган, Ж. А. Корчагина, М. Н. Николаев, К. И. Нестерова. Ч. 1. — В кн.: *Ядерные константы*. Вып. 8. М.: ЦНИИатоминформ, 1972, с. 121—153.
326. **Rahn F., Havens W. W., Jr.** A review of the total radiation width of the neutron resonances of ^{238}U . Report EANDC(US)-179/U. Columbia Univ., 1977—15 p.
327. **Cross sections and neutron resonance parameters for ^{238}U below 4 keV/** F. Poortmans, E. Cornelis, L. Mewissen e. a. — In: *Proc. of the Intern. Conf. on the Interaction of Neutrons and Nuclei* (Lowell, 1976). USERDA Publ., 1976, p. 1246—1252.
328. **Evaluation of the ^{238}U neutron cross-sections for incident neutron energies up to 4 keV/** G. De Saussure, D. K. Olsen, R. B. Perez, F. C. Difilippo. — *Progr. Nucl. Energy*, 1979, vol. 3, p. 87—124.
329. **Neutron resonance spectroscopy. ^{232}Th and ^{238}U /** F. Rahn, H. S. Camarda, G. Hacken e. a. — *Phys. Rev.*, 1972, vol. 6, p. 1854—1869.
330. **Corvi F., Rohr G., Weigmann H.** *p*-Wave assignment of ^{238}U neutron resonances. — In: *Proc. of the Conf. on Nuclear Cross-Sections and Technology*. Vol. 2 (Washington, 1975). NBS Special Publ., 1975, p. 733—737.
331. **Воронов В. В., Соловьев В. Г.** Полумикроскопическое описание нейтронных и радиационных силовых функций. — В кн.: *Нейтронная физика. Ч. 1* (Материалы 4-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1977). М.: ЦНИИатоминформ, 1977, с. 41—54.
332. **Weigmann H., Rohr G.** Systematics of total radiative width of neutron resonances. — In: *Proc. of the Tripartite Symp. on Nuclear Physics with Thermal and Resonance Energy Neutrons*. Report RCN-203. Petten, 1973, p. 194—198.
333. **Musgrove A. R. de L.** Systematics of radiative widths. Report AAE/C/E-211. Australian Atomic Energy Commission, 1970.
334. **Benzi V.** Neutron radiative capture cross-section calculations. — In: *Proc. of the Intern. Conf. on Neutron Physics and Nuclear Data* (Harwell, 1978). OECD, 1978, p. 288—305.
335. **Reffo G.** Parameter systematics for statistical theory calculations of neutron reaction cross-sections. — In: *Proc. of the Course on Nuclear Theory for Application* (Trieste, 1978). Vienna: IAEA, 1980, p. 205—230.
336. **Stavinsky V. S., Shaker M. O.** The (n, γ) -process. — *Nucl. Phys.*, 1965, vol. 62, p. 667—672.
337. **Lynn J. E.** On the slow neutron gamma-fission reaction. — *Phys. Lett.*, 1965, vol. 18, p. 31—34.
338. **Зен Чан Бом, Пантелеев Ц., Тянь Сан Хак.** Попытка экспериментально-го обнаружения (n, γ) -процесса при делении ^{239}Pu резонансными нейтронами. — *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1973, т. 37, с. 82—85.
339. **Gamma-ray multiplicity in ^{239}Pu fission induced by resonance neutrons/** Experimental evidence for the (n, γ) -reaction/ Yu. Raybov, J. Trochon, J. Shackleton, J. Frehaut. — *Nucl. Phys.*, 1973, vol. A216, p. 395—406.
340. **Измерение множественности гамма-лучей при делении ^{239}Pu резонансными нейтронами/** Г. З. Борухович, Т. К. Звездикина, К. Н. Иванов и др. *Препринт ИИЯФ № 452. Л.*, 1978, 14 с.
341. **Bollinger L. M., Thomas G. E.** $^{238}\text{U} (n, \gamma)^{239}\text{U}$ and states of ^{239}U . — *Phys. Rev.*, 1972, vol. C6, p. 1322—1338.
342. **Втюринов В. А., Попов Ю. П.** Оценка вероятности реакции (n, γ) на основе экспериментальных данных о радиационной силовой функции мягких γ -переходов. — В кн.: *Нейтронная физика. Ч. 3* (Материалы 4-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1977). — М.: ЦНИИатоминформ, 1977, с. 268—272.
343. **Simon G., Frehaut J.** Etude de la reaction (n, γ) pour la fission de ^{239}Pu induite par des neutrons de resonance. — В кн.: *Нейтронная физика. Ч. 5* (Материалы 3-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1975). — М.: ЦНИИатоминформ, 1976, с. 337—348.
344. **Prince A.** Analysis of high-energy neutron cross-sections for fissile and fertile isotopes. — In: *Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors*. Vol. 2 (Helsinki, 1970). Vienna: IAEA, 1970, p. 825—861.
345. **Baxman C. I., Young P. G.** Nuclear data evaluation for ^{242}Pu . Report LA-7482-PR. Los Alamos, 1978.
346. **A direct comparison of different experimental techniques for measuring neutron capture and fission cross-sections for ^{239}Pu /** R. Gwin, R. W. Ingic, H. Weaver e. a. — In: *Proc. of the Conf. on Nuclear Cross-Sections and Technology*. Vol. 2 (Washington, 1975). NBS Special Publ., 1975, p. 627—630.
347. **Guenther P. T., Havel D. G., Smith A. B.** Note on neutron scattering and the optical model near $A=208$ and implications on the inelastic scattering cross-section of ^{238}U . — *Nucl. Sci. Engng.*, 1978, vol. 65, p. 178—187.
348. **Allen W. D., Henkel R. L.** Neutron total cross-section measurement of ^{239}Pu . — *Progr. Nucl. Energy*, 1961, vol. 2, p. 1—3.
349. **Measure des sections efficaces totales neutroniques du carbone, du nickel, de l'uranium-235, de l'uranium-238 et du plutonium-239 entre 0,1 MeV et 6 MeV/** J. Cabe, M. Cance, A. Adam e. a. — In: *Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors*. Vol. 2 (Helsinki, 1970). Vienna: IAEA, 1970, p. 31—37.
350. **Meads R. E.** Neutron total cross-section measurement of ^{239}Pu . Report AERE-NP/R-1643. Harwell, 1955.
351. **Foster D. G., Jr., Glasgow D. W.** Neutron total cross-sections, 2.5—15.0 MeV. 1. Experimental. — *Phys. Rev.*, 1971, vol. C3, p. 576—603.
352. **Schwartz R. B., Schrack R. A., Heaton H. T.** Total neutron cross-sections of ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu from 0.5 to 15 MeV. — *Nucl. Sci. Engng.*, 1974, vol. 54, p. 322—326.
353. **Interaction of 0.5- and 1.0-MeV neutrons with some heavy elements/** R. C. Allen, R. B. Walton, R. B. Perkins e. a. — *Phys. Rev.*, 1956, vol. 104, p. 731—735.
354. **Allen R. C.** Sphere measurements of neutron inelastic collision cross-sections. — *Phys. Rev.*, 1954, vol. 95, p. 637—642.
355. **Bethe H. A.** Nonelastic neutron interaction reaction cross-section measurement for ^{239}Pu in the energy region 1 to 5 MeV. Report LA-1939. Los Alamos, 1955.
356. **Cranberg L. A.** Neutron scattering by ^{235}U , ^{239}Pu and ^{238}U . Report LA-2177. Los Alamos, 1959.
357. **Маршалкин В. Е., Пovyшев В. М.** Плотность переходных состояний ядра ^{240}Pu . — В кн.: *Нейтронная физика. Ч. 3* (Материалы 4-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1977). М.: ЦНИИатоминформ, 1977, с. 278—283.
358. **Elastic and inelastic scattering of neutrons by ^{239}Pu** Report AERE-R5972/ P. E. Cavanagh, C. F. Coleman, D. A. Boyce e. a. Harwell, 1969. — 30 p.

359. **Allen R. C.** Inelastic neutron scattering by ^{239}Pu . — Nucl. Sci. Engng, 1957, vol. 2, p. 787—792.
360. **Batchelor R., Wyld K.** Neutron scattering by ^{235}U and ^{239}Pu for incident neutrons of 2.3 and 4 MeV. Report AWRE-055/69. Aldermaston, 1969.—16 p.
361. **UK-evaluated nuclear data library.** DFN-65A, 1971.
362. **Karlsruhe evaluated nuclear data file.** KEDAK, 1971.
363. **Smith A. B., Lambropoulos P., Whalen J. F.** Fast total and scattering cross-sections of plutonium-240. — Nucl. Sci. Engng, 1972, vol. 47, p. 19—28.
364. **Inelastic scattering of fast neutrons by ^{235}U .** B. N. Armitage, A. T. G. Ferguson, J. H. Montagu, N. Starfelt. — In: Proc. of the Conf. on Nuclear Data for Reactors. Vol. 1 (Paris, 1966). Vienna: IAEA, 1967, p. 383—392.
365. **Knitter H. H., Islam M. M., Coppola M.** Investigation of fast neutron interaction with ^{235}U . — Z. Phys., 1972, Bd 257, S. 108—123.
366. **Drake D. M.** Inelastic neutron scattering and gamma production from fast-neutron bombardment of ^{235}U . — Nucl. Phys., 1969, vol. A133, p. 108—112.
367. **Bjornholm S., Bohr A., Mottelson B. R.** Role of symmetry of the nuclear shape in rotational contributions to nuclear level densities. — In: Proc. of the Symp. on Physics and Chemistry of Fission. Vol. 1 (Rochester, 1973). Vienna: IAEA, 1974, p. 367—373.
368. **Bohr A., Mottelson B. R.** Collective and individual-particle aspect of nuclear structure. — Kgl. Danske Vid. Selskab. Mat. fys. medd., 1953, vol. 27, No 16.
369. **Tamura T.** Analysis of the scattering of nuclear particles by collective nuclei in terms of the coupled-channel calculation. — Rev. Mod. Phys., 1965, vol. 37, p. 679—708.
370. **Chase D. M., Willets L., Edmonds A. R.** Rotational-optical model for scattering of neutrons. — Phys. Rev., 1958, vol. 110, p. 1080—1092.
371. **Lagrange Ch.** Evaluation of neutron-nucleus cross-sections in heavy nuclei with a coupled-channel model in the range of energy from 10 keV to 20 MeV. — In: Proc. of the EANDC Topical Discussion on Critique of Nuclear Models and Their Validity in the Evaluation of Nuclear Data (Tokyo, 1974). Tokyo: JAERI, 1975, p. 58—67.
372. **Kikuchi Y.** Research of the best running conditions of nuclear codes for coupled-channel calculation of neutron interaction with heavy deformed nuclei. — In: Proc. of a Panel on Neutron Nuclear Data Evaluation. IAEA-153 (Vienna, 1971). Vienna: IAEA, 1973, p. 305—366.
373. **Игнатьев А. В., Лунев В. П., Шорин В. С.** Расчеты сечений рассеяния нейтронов коллективными состояниями ядер методом связанных каналов. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. ядерные константы. Вып. 13. М.: ЦНИИатоминформ, 1974, с. 59—114.
374. **Допустимые** расчетные упрощения в методе связанных каналов/ Б. М. Дзюба, В. Е. Маршалкин, В. М. Повышев, А. С. Тяпин. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. Вып. 23. М.: Атомиздат, 1976, с. 147—157.
375. **Delaroche J. P., Lagrange Ch., Salvy J.** The optical model with particular consideration of the coupled-channel optical model. — In: Proc. of the IAEA Consultants Meeting on the Use of Nuclear Theory in Neutron Nuclear Data Evaluation. Vol. 1 (Trieste, 1975). Vienna: IAEA, 1976, p. 251—312.
376. **Differential cross-section measurements for 3.4 MeV neutron scattering from ^{238}Pb , ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu .** Report NEANDC(E)-196L/G. Haouat, J. Lachkar, Ch. Lagrange e. a. — Commissariat a l'Energie Atomique, France, 1978.—43 p.
377. **Woods R. D., Saxon D. S.** Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering. — Phys. Rev., 1954, vol. 95, p. 577—578.
378. **Raynal J.** Optical model and coupled-channel calculations in nuclear physics. Lectures given at the Seminar on Computing as a Language of Physics (Trieste, 1971). Vienna: IAEA, 1972, p. 281—322.
379. **Differential cross-section measurements of fast neutron scattering for ^{238}Pb , ^{232}Th and ^{238}U at 2.5 MeV.** Report NEANDC(E) 180(L)/G. Haouat, J. Sigaud, J. Lachkar, e. a. — Commissariat a l'Energie Atomique, France, 1977.—30 p.
380. **E2 and E4 transition moments and equilibrium deformations in the actinide nuclei.** C. E. Bennis, F. K. McGowan, J. L. C. Ford e. a. — Phys. Rev., 1973, vol. C8, p. 1466—1480.
381. **Möller P., Nilsson S. G., Nix J. R.** Calculated ground-state properties of heavy nuclei. — Nucl. Phys., 1974, vol. A229, p. 292—319.
382. **Multipole deformation of ^{238}U .** D. L. Hendrie, B. G. Harvey, J. R. Meriwether e. a. — Phys. Rev. Lett., 1973, vol. 30, p. 571—574.
383. **Determination of the Y_{40} components in the equilibrium nuclear shapes of ^{232}Th and ^{238}U .** J. M. Moss, Y. D. Terrien, R. M. Lombard e. a. — Phys. Rev. Lett., 1971, vol. 26, p. 1488—1491.
384. **Nilsson S. G., Tsang C. F.** On the nuclear structure and stability of the heavy and superheavy elements. — Nucl. Phys., 1969, vol. A131, p. 1—10.
385. **Гареев Ф. А., Иванова С. П., Пашкевич В. В.** Изучение равновесных деформаций β_{20} и β_{40} ядер редкоземельной и трансурановой областей. Зависимости одночастичных характеристик от параметров деформации. — Журнал физика, 1970, т. 11, вып. 6, с. 1200—1212.
386. **Goetz U., Pauli H. C.** Ground state deformations in the rare earth nuclei. — Nucl. Phys., 1972, vol. A192, p. 1—38.
387. **(d, p) and (d, t) studies of the actinide elements. II. ^{243}Cm , ^{245}Cm , ^{247}Cm and ^{249}Cm .** T. H. Braid, R. R. Chasman, J. R. Erskine, A. M. Friedman — Phys. Rev., 1971, vol. 4, p. 247—262.
388. **(d, p) and (d, t) reaction studies of the actinide elements. I. ^{235}U .** T. H. Braid, R. R. Chasman, J. R. Erskine, A. M. Friedman — Phys. Rev., 1970, vol. C1, p. 275—289.
389. **Lambropoulos P.** Fast neutron total and scattering cross-sections of ^{238}U . — Nucl. Sci. Engng, 1971, vol. 46, p. 356—365.
390. **Hudson C. I., Jr., Walker W. S., Berko S.** Differential elastic scattering of 15.2-MeV neutrons by Ta, Bi, Th, and U. — Phys. Rev., 1962, vol. 128, p. 1271—1276.
391. **Гужовский Б. Я.** Упругое рассеяние нейтронов с энергией 15 МэВ ядрами меди, свинца и ^{238}U . — Атомная энергия, 1961, т. 11, вып. 4, с. 395—396.
392. **Guenther P., Smith A.** Inelastic neutron excitation of the ground state rotational band of ^{238}U . — In: Proc. of the Conf. on Nuclear Cross-Sections and Technology. Vol. 2. Washington, 1975). NBS Special Publ., 1975, p. 862—865.
393. **Coppola M., Knitter H. H.** Interactions of neutrons with ^{239}Pu in the energy range between 1.5 and 5.5 MeV. — Z. Phys., 1970, vol. 232, p. 286—302.
394. **Harp G. D., Miller J. M., Berne V. J.** Attainment of statistical equilibrium in excited nuclei. — Phys. Rev., 1968, vol. 165, p. 1166—1169.
395. **Seeliger D.** Application of pre-equilibrium decay models to the calculation of neutron reaction data. — In: Proc. of the Course on Nuclear Theory for Applications (Trieste, 1978). Vienna: IAEA, 1980, p. 283—292.
396. **Лукьянов А. А., Сальников О. А., Сапрыкин Е. М.** Анализ спектров неупругорассеянных нейтронов с учетом прямых процессов. — Ядерная физика, 1975, т. 21, вып. 1, с. 67—81.
397. **Fu C. Y.** Development of a two-step Hauser—Feshbach code with precompound decays and gamma-ray cascades. — A theoretical tool for cross-section evaluations. — In: Proc. of the Conf. on Nuclear Cross-Sections and Technology. Vol. 1 (Washington, 1975). NBS Special Publ., 1975, p. 328—331.
398. **Blann M., Mignerey A., Scobel W.** Equilibration processes in nuclear reactions: nucleons to heavy ions. — Nukleonika, 1976, vol. 21, p. 335—384.
399. **Betak E., Dobes J.** Steps towards more complete description of pre-equilibrium decay. — In: Proc. of the 7th Intern. Symp. on the Interactions of Fast Neutrons with Nuclei. Report ZfK-376 (Gaussig, 1977). Dresden: Techn. Univ., 1978, p. 5—7.
400. **Гудима К. К., Ососков Г. А., Тонеев В. Д.** Модель предравновесного распада возбужденных ядер. — Ядерная физика, 1975, т. 21, с. 260—272.
401. **Blann M.** Hybrid model for pre-equilibrium decay in nuclear reactions. — Phys. Rev. Lett., 1971, vol. 27, p. 337—340.
402. **Ericson T.** The statistical model and nuclear level densities. — Advances in Phys., 1960, vol. 9 p. 425—511.

403. **Böhning M.** Density of particle-hole states in the equidistant-spacing model. — Nucl. Phys., 1970, vol. A152, p. 529—546.
404. **Williams F. C., Jr.** Intermediate state transition rates in the Griffin model. — Phys. Lett., 1970, vol. 31B, p. 184—186.
405. **Мэдлер П., Райф Р.** Зависящие от импульса плотности состояний в экситонной модели. — In: Proc. of the 7th Intern. Symp. on the Interactions of Fast Neutrons with Nuclei. Report ZIK-376 (Gaussig, 1977). Dresden: Techn. Univ., 1978, p. 11—14.
406. **Dostrovsky I., Fraenkel Z., Friedlander G.** Monte-Carlo calculations of nuclear evaporation processes. III. Applications to low-energy reactions. — Phys. Rev., 1959, vol. 116, p. 683—702.
407. **Карамян С. А.** Поправки в формулы для ширины испарения нейтронов Γ_n и деления Γ_f . — Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 1472—1477.
408. **The Energy dependence of the fissionability of neptunium isotopes and the level density of highly deformed nuclei/** C. J. Bishop, I. Halpern, R. W. Shaw, Jr., R. Vandenbosch. — Nucl. Phys., 1972, vol. A198, p. 161—187.
409. **Huizenga J. R., Chaudry R., Vandenbosch R.** Helium-ion-induced fission of Bi, Ph, Tl, and Au. — Phys. Rev., 1962, vol. 126, p. 210—219.
410. **Ralsbeck G. M., Cobble J. W.** Excitation functions for the helium-ion-induced fission of Rhenium, Lutetium, and Thulium. — Phys. Rev., 1967, vol. 153, p. 1270—1282.
411. **Взаимодействие частиц и ядер высоких и сверхвысоких энергий с ядрами/** В. С. Барашенков, А. С. Ильинов, Н. М. Соболевский, В. Д. Тонсев. — Успехи физ. наук, 1973, т. 109, вып. 1, с. 91—136.
412. **Ванденбош Р., Хьюзенга Дж.** Систематика вероятности деления. — В кн.: Нейтронная физика. Т. 2: Пер. с англ. М.: ЦНИИатоминформ, 1959, с. 366—372.
413. **Sikkeland T., Giorso A., Nurmia M. J.** Analysis of excitation functions in $\text{Sm}(C, xn)$ reactions. — Phys. Rev., 1968, vol. 172, p. 1232—1238.
414. **О применимости традиционных систематик вероятности деления/** К. К. Пестеков, В. М. Куприянов, Б. Н. Фурсов, Г. Н. Смиренкин. — Ядерная физика, 1979, т. 29, вып. 5, с. 1156—1170.
415. **Myers W. D., Swiatecki W. J.** Anomalies in nuclear masses. — Arkiv Fys., 1967, vol. 36, p. 343—352.
416. **Pauli H. C., Ledergerber T.** Fission threshold energies in the actinide region. — Nucl. Phys., 1971, vol. A175, p. 545—555.
417. **Блохин А. И., Игнатюк А. В., Соколов Ю. В.** Теоретическое описание плотности нейтронных резонансов. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 3. (Материалы 3-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1975). М.: ЦНИИатоминформ, 1976, с. 8—12.
418. **Струтинский В. М., Коломиец В. М.** Оболочечная структура ядер и деление. — В кн.: Материалы 8-й зимней школы ЛНЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Ч. 2. Л.: ЛНЯФ, 1973, с. 483—594.
419. **Деление холодных и нагретых ядер калифорния/** К. К. Пестеков, В. М. Куприянов, В. И. Фурсов, Г. Н. Смиренкин. — Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 27, вып. 2, с. 135—138.
420. **Илjinov A. S., Cherepanov E. A., Chigrinov S. E.** An analysis of nuclear fissility for intermediate-energy proton induced reactions. — Z. Phys., 1978, Bd A287, S. 37—43.
421. **Sauer G., Chandra H., Mosel U.** Thermal properties of nuclei — Nucl. Phys., 1976, vol. A264, p. 221—243.
422. **Hasse R. W., Stocker W.** Temperature effects in the liquid drop description of nuclear fission. — Phys. Lett., 1973, vol. 44B, p. 26—28.
423. **Илjinov A. S., Nazaruk V. I., Chigrinov S. E.** Spallation and fission of nuclei as a result of the capture of stopped negative pions. — Nucl. Phys., 1976, vol. A268, p. 513—532.
424. **Neutron emission spectra analysis with pre-equilibrium and equilibrium statistical theory/** D. Hermsdorf, A. Meister, S. Sassonov, D. Seeliger. — In: Proc. of a Consultants Meeting on the Use of Nuclear Theory in Neutron Nuclear Data Evaluation. Vol. 2 (Trieste, 1975). Vienna: IAEA, 1976, p. 263—284.
425. **Analysis of the total (n, p) cross-sections around 14 MeV with the pre-equilibrium exciton model/** G. M. Braga-Marcuzzan, E. Gadioli-Erbas, L. Milazzo-Colli, P. G. Sona. — Phys. Rev., 1972, vol. 6, p. 1398—1407.
426. **Pearlstein S.** Analysis of ($n, 2n$) cross-sections for medium and heavy mass nuclei. — Nucl. Sci. Engng, 1965, vol. 23, p. 238—250.
427. **($n, 2n$) and ($n, 3n$) cross-sections on the basis of statistical model for fissionable nuclei/** M. L. Jhingan, R. P. Anand, S. K. Gupta, M. K. Mehta. — In: Proc. of the Intern. Conf. on Neutron Physics and Nuclear Data (Harwell, 1978). OECD, 1978, p. 1049—1053.
428. **Jary J.** Sections efficaces des reactions (n, xn) et (n, xnf) des noyaux ^{232}Th , ^{233}Th , ^{238}Th dans le domaine d'energie 1 MeV—20 MeV. Report CEA-N-1971. Saclay, 1977.
429. **Gupta S. K., Chatterjee A.** Pre-equilibrium effects in ($n, 2n$) cross-sections at 14.5 MeV. — In: Proc. of the Intern. Conf. on Neutron Physics and Nuclear Data (Harwell, 1978). OECD, 1978, p. 1044—1048.
430. **Uhl M., Strohmaier B.** «STAPRE» — a computer code for particle induced activation cross sections and related quantities. Report IRK 76/01. Vienna, 1976.
431. **Анализ спектров неупругорассеянных нейтронов с начальной энергией 9,1 МэВ в рамках экситонной модели/** П. С. Бирюков, Б. В. Журавлев, Н. В. Корнилов и др. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 4. (Материалы 3-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1975). М.: ЦНИИатоминформ, 1976, с. 113—117.
432. **Жмайло В. А.** Применение оптического потенциала к оценке сечения поглощения нейтронов возбужденным ядром. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1962, т. 43, вып. 2(8), с. 471—475.
433. **Спектры вторичных нейтронов, образующихся при прохождении нейтронов через слои различных веществ/** Ю. С. Замятин, Е. К. Гутникова, Н. И. Иванова, И. Н. Сафина. — Атомная энергия, 1957, т. 3, с. 540—541.
434. **Hunter R. E., Steward L., Hiron T. J.** Evaluated neutron-induced cross-sections for ^{239}Pu and ^{240}Pu . Report LA-5172. Los Alamos, 1973.—27 p.
435. **Measurement of ($n, 2n$) cross-sections for incident energies between 6 and 14 MeV/** D. S. Mather, P. F. Bampton, R. E. Codes c. a. Report AWRE-072/72 (EANDC(UK)-142«AL»). Aldermaston, 1972.—32 p.
436. **Frehaut J., Mosinski G.** Mesure des sections efficaces ($n, 2n$) et ($n, 3n$) entre le seuil et 15 MeV par la technique du gros scintillateur liquide. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 4 (Мат. 3-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1975). М.: ЦНИИатоминформ, 1976, с. 303—317.
437. **Howerton R. J.** Predictions of the energy dependence of the average yield of neutrons per fission of isotopes of thorium, uranium and plutonium. — Nucl. Sci. Engng, 1971, vol. 46, p. 42—52.
438. **Davey W. G.** An evaluation of the number of neutrons per fission for the principal plutonium, uranium, and thorium isotopes. — Nucl. Sci. Engng, 1971, vol. 44, p. 345—371.
439. **Benzi V.** Note on the neutron-fission competition in heavy nuclei. — In: Proc. of a Consultants Meeting on the Use of Nuclear Theory in Neutron Nuclear Data Evaluation. Vol. 2 (Trieste, 1975). Vienna: IAEA, 1976, p. 453—464.
440. **Schuster S. H., Howerton R. J.** Structure in the energy dependence of $\bar{\nu}$. — J. Nucl. Energy, 1964, vol. A/B18, p. 125—130.
441. **Howerton R. J.** $\bar{\nu}$ Revisited. — Nucl. Sci. Engng, 1977, vol. 62, p. 438—454.
442. **Jary J.** Methode de calcul par modele statistique des sections efficaces des reactions (n, xn) et (n, xnf) pour les isotopes de l'uranium ^{238}U dans le domaine d'energie 2 MeV—15 MeV. Report CEA-R-4647. Saclay, 1975.
443. **Николаев М. Н., Баззянц Н. О.** Анизотропия упругого рассеяния нейтронов. — М.: Атомиздат, 1972.—236 с.
444. **Pearlstein S.** Neutron angular distribution analysis using cylindrical Bessel functions. — Nucl. Sci. Engng, 1972, vol. 49, p. 162—171.
445. **Smith A. B., Guenther P. T.** Some elastic angular distributions: a status report. Report EANDC(US)-62. Argonne, 1962.—97 p.

446. **Kammerdiener J. L.** Neutron spectra emitted by ^{239}Pu , ^{238}U , Pb, Nb, Ni, Fe, Al and C irradiated by 14 MeV neutrons. Report UCRL-51232. Livermore, 1972.—221 p.
447. **Knitter H. H., Coppola M.** Elastic neutron scattering measurements on ^{239}Pu in the energy range between 0,19 and 0,38 MeV. — *Z. Phys.*, 1969, Bd 228, S. 286—294.
448. **Troubetzkoy E. S.** Statistical theory of gamma-ray spectra following nuclear reactions. — *Phys. Rev.*, 1961, vol. 122, p. 212—217.
449. **Струтинский В. М., Грошев Л. В., Акимова М. К.** Спектры γ -лучей, возникающих при захвате тепловых нейтронов тяжелыми ядрами. II. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1960, т. 38, вып. 2, с. 598—611.
450. **Довбенко А. Г., Игнатюк А. В., Толстикова В. А.** Изомерные отношения и спектры γ -лучей при радиационном захвате. — В кн.: Ядерные константы. Вып. 7. М.: Атомиздат, 1971, с. 196—217.
451. **Verbinsky V. V., Weber H., Sund R. E.** Prompt gamma-rays from ^{235}U (n, f), ^{239}Pu (n, f), and spontaneous fission of ^{252}Cf . — *Phys. Rev.*, 1973, vol. 7, p. 1173—1185.
452. **Peele R. W., Matenschein F. C.** Spectrum of photons emitted in coincidence with fission on ^{235}U by thermal neutrons. — *Phys. Rev.*, 1971, vol. C3, p. 373—390.
453. **Rau F. E. W.** Gamma-rays emitted in the thermal neutron-induced fission of ^{235}U . — *Ann. Phys.*, 1963, vol. 23, p. 252—257.
454. **Pleasanton F., Ferguson R. L., Schmitt H. W.** Prompt gamma-rays emitted in the thermal-neutron-induced fission of ^{235}U . — *Phys. Rev.*, 1972, vol. 6, p. 1023—1039.
455. **Drake D. M.** Inelastic neutron scattering and gamma production from fast-neutron bombardment of ^{235}U . — *Nucl. Phys.*, 1969, vol. A133, p. 108—112.
456. **Frehaut J., Bertin A., Bois R.** Measurement of the ^{235}U ($n, 2n$) cross-section between threshold and 13 MeV. — *Nucl. Sci. Engng.*, 1980, vol. 74, p. 29—33.
457. **Cadwell J., Hudson D.** Least squares fit of polynomial with statistical analysis. Report CERN-7090, Programme Library-E202. Geneva, 1963.
458. **Зависимость $\bar{\nu}$ для ^{233}U , ^{238}U и ^{239}Pu от энергии нейтронов до 5 МэВ/ Б. Нурписов, К. Е. Володин, В. Г. Пестеров и др.** — *Атомная энергия*, 1975, т. 39, с. 199—205.
459. **Walsch R. L., Boldeman J. W.** $\bar{\nu}_p$ measurements for ^{240}Pu below 2 MeV. — *Ann. Nucl. Sci. Engng.*, 1974, vol. 1, p. 353—355.
460. **Среднее число мгновенных нейтронов при делении ^{235}U и ^{239}Pu нейтронами/ В. Г. Пестеров, Б. Нурписов, Л. И. Прохорова и др.** — In: Proc. of the 2nd Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors. Vol. 2 (Helsinki, 1970). Vienna: IAEA, 1970, p. 167—175.
461. **Среднее число мгновенных нейтронов $\bar{\nu}$ при делении ^{239}Pu нейтронами с энергией до 1,6 МэВ/ К. Е. Володин, В. Ф. Кузнецов, В. Г. Пестеров и др.** — *Атомная энергия*, 1972, т. 33, с. 901—906.
462. **Soleilhac M., Frehaut J., Gauriau J.** Energy dependence of $\bar{\nu}_p$ for neutron-induced fission of ^{233}U , ^{238}U and ^{239}Pu from 1,3 to 15 MeV. — *J. Nucl. Engng.*, 1969, vol. 23, p. 257—282.
463. **Nombre moyen de neutrons prompts et sections efficaces relatives pour la fission de l'uranium-235 et du plutonium-239 entre 0,3 et 1,4 MeV/ M. Soleilhac, J. Frehaut, J. Gauriau, G. Mosinski.** — In: Proc. of the 2nd Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors. Vol. 2. (Helsinki, 1970). Vienna: IAEA, 1970, p. 145—156.
464. **Frehaut J., Boldeman J. W.** Measure de $\bar{\nu}_p$ pour la fission de ^{235}U induite par des neutrons d'energie inferieure a 2 MeV. — In: Proc. of the Intern. Conf. on Neutron Physics and Nuclear Data (Harwell, 1978). OECD, 1978, p. 421—425.
465. **Evaluated nuclear data file (ENDF/B-V).** Brookhaven, 1982.
466. **Mesure du nombre moyen $\bar{\nu}_p$ de neutrons prompts emis au cours de la fission induite dans ^{240}Pu et ^{241}Pu / J. Frehaut, G. Mosinski, R. Bois, M. Soleilhac.** Report CEA-R-4626. Centre d'Etudes de Bruyeres-le-Chatel, 1974. 28 p.
467. **Среднее число мгновенных нейтронов при делении ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu быстрыми нейтронами/ М. В. Савви, Ю. А. Хохлов, Ю. С. Замятин, И. И. Парамонова.** — In: Proc. of the 2nd Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors. Vol. 2 (Helsinki, 1970). Vienna: IAEA, 1970, p. 157—165.
468. **Kuzminov B. D.** Average number of prompt neutrons in ^{240}Pu fission by 3,6 and 15 MeV neutrons. — In: Soviet Progress in Neutron Physics. — N. Y.: Consultants Bureau, 1961, p. 181—182.
469. **De Vroey M., Ferguson A. T. G., Starfelt N.** A measurement of $\bar{\nu}$ for neutron-induced fission of ^{240}Pu . — *J. Nucl. Energy*, vol. A/B20, p. 191—200.
470. **Определение энергетической зависимости $\bar{\nu}$ для ^{238}U , ^{240}Pu и ^{241}Pu на основе анализа баланса энергии деления/ В. Г. Воробьева, П. П. Дьяченко, Б. Д. Кузьминов, А. И. Сергачев.** — В кн.: Ядерные константы. Вып. 15. М.: Атомиздат, 1974, с. 3—11.
471. **Conde H., Hansen J., Holmberg M. J.** Prompt $\bar{\nu}$ in neutron-induced fission of ^{239}Pu and ^{241}Pu . — *Nucl. Energy*, 1968, vol. 22, p. 53—60.
472. **Энергетическая зависимость среднего числа мгновенных нейтронов при делении ^{241}Pu / П. П. Дьяченко, Н. П. Колосов, Б. Д. Кузьминов и др.** — *Атомная энергия*, 1974, т. 36, вып. 4, с. 321—322.
473. **Frehaut J., Soleilhac M., Mosinski G.** Measure du nombre moyen $\bar{\nu}_p$ de neutrons prompts emis au cours de la fission induite dans ^{240}Pu et ^{235}U par des neutrons d'energie comprise entre 1,5 et 15 MeV. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 3 (Материалы 2-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1973). Обнинск: ФЭИ, 1974, с. 153—164.
474. **Boldeman J. W., Frehaut J., Walsh R. L.** A reconciliation of measurements of $\bar{\nu}_p$ for neutron-induced fission of uranium-235 — *Nucl. Sci. Engng.*, 1977, vol. 63, p. 430—436.
475. **Boldeman J. W., Frehaut J.** The foil thickness correction in $\bar{\nu}$ measurements and the $(\bar{\nu}-\eta)$ discrepancy. — *Nucl. Sci. Engng.*, 1980, vol. 76, p. 49—52.
476. **Boldeman J. W., Dalton A. W.** Prompt nubar for thermal neutron fission. Report AAEC E/172. Australian Atomic Energy Commission, 1967.
477. **Boldeman J. W., Walsh R. L.** The energy dependence of $\bar{\nu}_p$ for neutron-induced fission of ^{235}U below 2,0 MeV. — *J. Nucl. Energy*, 1970, vol. 24, p. 191—205.
478. **Ваньков А. А., Воропаев А. И.** Оценка константной погрешности реакторных функционалов. Препринт ФЭИ-443. Обнинск, 1973.—40 с.
479. **Кендалл М. Дж., Стьюарт А.** Статистические выводы и связи: Пер. с англ. — М.: Наука, 1973.—899 с.
480. **Gayther D. B., Boyce D. A., Brisland J. B.** Measurement of the ^{235}U fission cross-section in the energy range 1 keV to 1 MeV. — In: Proc. of a Panel on Neutron Standard Reference Data (Vienna, 1972). Vienna: IAEA, 1974, p. 201—209.
481. **Измерение сечений деления ^{233}U и ^{235}U в области энергий 0,1—100 кэВ и отношение сечений деления $^{233}\text{U}/^{235}\text{U}$ до 2 МэВ/ Т. А. Мостовая, В. И. Мостовой, С. А. Бирюков и др.** — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 3 (Материалы 5-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1980). М.: ЦНИИАтоминформ, 1980, с. 30—34.
482. **Szabo I., Marquette J. P.** Measurement of the neutron-induced fission cross-sections of ^{233}U and ^{239}Pu in the MeV energy region. — In: Proc. of the NEANDC/NEACRP Specialists Meeting on Fast Fission Cross-Sections of ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu (Argonne, 1976). Argonne: ANL, 1976, p. 208—224.
483. **Davis M. G., Knoll G. F., Robertson J. C.** Absolute measurements of ^{235}U and ^{239}Pu fission cross-sections with Photoneutron Sources — In: Proc. of the NEANDC/NEACRP Specialists Meeting on Fast Fission Cross-Sections of ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu (Argonne, 1976). Argonne: ANL, 1976, p. 225—236.
484. **Cance M., Grenier G.** Absolute measurement of 14,6 MeV neutron fission cross-sections of ^{235}U and ^{238}U . — Proc. of the NEANDC/NEACRP Specialists Meeting on Fast Fission Cross-Sections of ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu (Argonne, 1976). Argonne: ANL, 1976, p. 237—244.

485. Измерение сечений деления ^{235}U и ^{238}U нейтронами с энергией 14,7 МэВ/ И. Д. Алхазов, Р. Арльт, В. Вагнер и др. Препринт Техн. ун. Дрезден, 1978. — 12 с.
486. The ^{235}U and ^{238}U neutron-induced fission cross-sections relative to the $\Pi(n, p)$ cross-sections/ V. Leugers, S. Cierjacks, P. Broitz et al. — In: Proc. of the NEANDC/NEACRP Specialists Meeting on Fast Fission Cross-Sections of ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu and ^{240}Pu (Argonne, 1976). Argonne: ANL, 1976, p. 246—251.
487. Журавлев К. Д., Крошкин Н. И., Карин Л. В. Сечение деления ^{235}U и ^{239}Pu нейтронами с энергией 2, 24, 55 и 144 кэВ. — Атомная энергия, 1977, т. 42, с. 56—57.
488. Cance M., Grenier G. Mesures absolutes des sections efficaces de fission de ^{235}U a 2,5 MeV et 4,5 MeV et de ^{241}Am a 14,6 MeV. Report CEA-N-2194. Centre d'Etudes de Bruyeres-le-Chatel, 1981.
489. Измерения сечений деления и отношения сечений деления для ^{239}Pu и ^{235}U в области энергий нейтронов 100 эВ. — 50 кэВ/ А. А. Бергман, А. Г. Колосовский, С. П. Кузнецов и др. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. Вып. 1 (36). М.: ЦИИИатоминформ, 1980, с. 3—11.
490. Абсолютные измерения сечений деления ^{239}Pu нейтронами с энергией 2,6 и 8,2 МэВ/ Р. Арльт, В. Вагнер, В. Гримм и др. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 3 (Материалы 5-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1980). М.: ЦИИИатоминформ, 1980, с. 192—196.
491. Сечения деления ^{233}U , ^{235}U нейтронами промежуточных энергий/ Е. А. Жагров, Ю. А. Немиллов, А. В. Платонов и др. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 3 (Материалы 5-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1980). М.: ЦИИИатоминформ, 1980, с. 45—48.
492. Czirr J. B., Carlson G. W. Precise ^{235}U fission cross-section measurements below 1 keV. — Nucl. Sci. Engng, 1977, vol. 64, p. 892—894.
493. Poenitz W. P. Additional measurements of the ^{235}U (n, f) cross-section in the 0,2 to 8,2 MeV range. — Nucl. Sci. Engng, 1977, vol. 64, p. 894—897.
494. Carlson A. D., Patrick B. H. Measurements of the ^{235}U fission cross-section in the MeV-energy region. — In: Proc. of the Intern. Conf. on Neutron Physics and Nuclear Data (Harwell, 1978). OECD, 1978, p. 880—886.
495. Wasson O. A., Carlson A. D., Duvall K. C. Measurement of ^{235}U (n, f) cross-section at 14,1 MeV. Reports to the DOE Nuclear Data Committee BNL-NCS-29426. Brookhaven Nat. Lab., 1981, p. 104.
496. Wagcmans C., Coddens G., Deruytter A. J. ^{235}U (n, f) cross-section measurements and normalization problems. — In: Proc. of the Intern. Conf. on Neutron Cross-Section and Technology (Knoxville, 1979). NBS Special Publ., 1979, p. 961—965.
497. Gwin R. Private communication by Poenitz W. P. See Ref. [496].
498. Meier M. M., Wasson O. A., Duvall K. C. Absolute measurement of the ^{235}U fission cross-section from 0,2 to 1,2 MeV. — In: Proc. of the Intern. Conf. on Neutron Cross-Section and Technology (Knoxville, 1979). NBS Special Publ., 1979, p. 966—970.
499. Hale G. M., Stewart L., Young P. G. Light element standard cross-sections for ENDF/B version IV. Report LA-6518-MS. Los Alamos, 1976—36 p.
500. Lemley J. R., Keyworth G. A., Diven B. C. High resolution fission cross-section of ^{235}U from 20 eV to 100 keV. — Nucl. Sci. Engng, 1971, vol. 43, p. 281—285.
501. Cramer J. D., Bergen D. W. Neutron-induced fission cross-sections for ^{235}U from the persimmon event. Report LA-4285. Los Alamos, 1969.—30 p.
502. Patrick B. H., Sowerby M. G., Schomberg M. G. Structure in the fission cross-section of ^{235}U . — J. Nucl. Energy, 1970, vol. 24, p. 269—273.
503. Измерения отношения сечений радиационного захвата и деления (α) для ^{235}U и ^{239}Pu в области энергий нейтронов ниже 30 кэВ/ М. А. Куров, Ю. В. Рябов, Со Дон Сик и др. — In: Proc. of the Intern. Conf. on nuclear Data for Reactors. Vol. 1 (Helsinki, 1970). Vienna: IAEA, 1970, p. 345—355.
504. Взаимодействие нейтронов с ядрами ^{235}U в области энергий 0,002—30 кэВ/ Ван Шин Ди, Ван Юн Чан, Е. Держмевджиев, Ю. В. Рябов. — In: Proc.

- of the Symp. on Physics and Chemistry of Fission Vol. 1 (Salzburg, 1965). Vienna: IAEA, 1965, p. 287—304.
505. Measurement of the fission cross-section of ^{235}U for incident neutrons with energies between 2 and 100 keV/ R. B. Perez, G. De Saussure, E. G. Silver et al. — Nucl. Sci. Engng, 1974, vol. 55, p. 203—218.
506. ^{235}U fission cross-section from 10 keV to 200 keV/ I. Szabo, G. Filippi, J. L. Huet et al. — In: Proc. of the 3d Conf. on Neutron Cross-Sections and Technology. Vol. 2 (Knoxville, 1971). USAEC, 1971, p. 573—583.
507. White P. H. Measurements of the ^{235}U neutron fission cross-section in the energy range 0,04—14 MeV. — J. Nucl. Engng, 1965, vol. A/B19, p. 325—342.
508. New absolute measurement of the neutron-induced fission cross sections of ^{235}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu from 17 keV to 1 MeV/ I. Szabo, G. Filippi, J. L. Huet et al. — In: Proc. of the EANDC Symp. on Neutron Standard and Flux Normalization (Argonne, 1970). Argonne: ANL, 1970, p. 257—273.
509. Poenitz W. P. Relative and absolute measurements of the fast-neutron fission cross-section of ^{235}U . — Nucl. Sci. Engng, 1974, vol. 53, p. 370—392.
510. Measurement of the ^{235}U fission cross-section over the neutron energy range 1 to 6 MeV/ D. M. Barton, B. C. Diven, G. E. Hansen et al. — Nucl. Sci. Engng, 1976, vol. 60, p. 369—382.
511. Czirr J. B., Sidhu G. S. Fission cross-section of ^{235}U from 3 to 20 MeV. — Nucl. Sci. Engng., 1975, vol. 57, p. 18—27.
512. Kappeler F. Measurement of the neutron fission cross-section of ^{235}U between 0,5 and 1,2 MeV. — In: Proc. of a Panel on Neutron Standard Reference Data (Vienna, 1972). Vienna: IAEA, 1974, p. 213—224.
513. Diven B. C. Fission cross-section of ^{235}U for fast neutrons. — Phys. Rev., 1957, vol. 105, p. 1350—1353.
514. Poenitz W. P., Meadows J. W., Armani R. J. The evaluation of ^{235}U (n, f) above 100 keV for ENDF/B—V. — In: Proc. of the Intern. Conf. on Neutron Cross-Section and Technology (Knoxville, 1979). NBS Spec. Publ., 1979, p. 483—487.
515. Bandl R. E., Miessner H., Fröhner F. H. A measurement of the capture-to-fission cross-section ratios of ^{235}U and ^{239}Pu with a new technique. — Nucl. Sci. Engng, 1972, vol. 48, p. 324—330.
516. Измерение отношения сечения захвата к сечению деления для ^{235}U / П. Е. Воронников, В. А. Вуколов, Е. А. Колтышин и др. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 1 (Материалы Всесоюз. совещ., Киев, 1971). Киев: Наукова думка, 1972, с. 314—317.
517. Измерение отношения сечений радиационного захвата и деления (α) для ^{235}U и ^{239}Pu в области энергий нейтронов ниже 30 кэВ/ М. А. Куров, Ю. В. Рябов, Со Дон Сик, Н. Чиков. — Атомная энергия, 1971, т. 30, вып. 3, с. 258—261.
518. Hopkins J. C., Diven B. C. Neutron capture to fission ratios in ^{235}U , ^{235}U , ^{239}Pu — Nucl. Sci. Engng, 1962, vol. 12, p. 169—177.
519. Weston L. W., De Saussure G., Gwin R. Ratio of capture to fission in ^{235}U at keV neutron energies. — Nucl. Sci. Engng, 1964, vol. 20, p. 80—87.
520. Полегаев Е. Д. Абсолютные измерения отношения сечений радиационного захвата и деления для ^{235}U и ^{239}Pu . Автореферат дис. на соиск. уч. степ. канд. физ.-мат. наук. Димитровград, 1976.—22 с.
521. Czirr J. B., Lindsey J. S. ^{235}U and ^{239}Pu capture-to-fission ratio. — In: Proc. of the Conf. on Nuclear Data for Reactors. Vol. 2 (Helsinki, 1970). Vienna: IAEA, 1970, p. 331—338.
522. Corvi F., Giacobbe P. Capture-to-fission ratio of ^{235}U from the measurement of low-energy γ -rays. — In: Proc. of the Conf. on Nuclear Cross-Sections and Technology. Vol. 2 (Washington, 1975). NBS Special Publ., 1975, p. 599—602.
523. Bluhm H., Yen C. S. Measurement of the ratio of fission to capture neutron cross-sections of ^{235}U in the 200 eV to 15 keV energy range. — Nucl. Sci. Engng, 1976, vol. 61, p. 471—476.
524. Методика прямого измерения отношения сечения захвата к сечению деления/ Г. В. Мурадян, Т. А. Мостовая, В. И. Мостовой, Ю. Г. Щенкин. — In: Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors. Vol. 1 (Helsinki, 1970). Vienna: IAEA, 1970, p. 357—372.

525. Измерение величины α для ^{235}U на фильтрованных пучках нейтронов реактора Обнинской АЭС/ В. Г. Двухшерстнов, Ю. А. Казанский, В. М. Фурманов, В. Л. Петров. — Атомная энергия, 1975, т. 39, с. 86—89.
526. Измерение абсолютной величины альфа урана-235 в области энергий нейтронов 0,1—30 кэВ/ Г. В. Мурадян, Ю. Г. Шенкин, Ю. В. Адамчук и др. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 2 (Материалы 5-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1980). М.: ЦНИИатоминформ, 1980, с. 119—125.
527. Кононов В. Н., Полетаев Е. Д., Юрлов Б. Д. Измерение величины альфа, сечения деления и сечения захвата для ^{235}U и ^{239}Pu в области энергий нейтронов 10—80 кэВ. — Атомная энергия, 1975, т. 38, вып. 2, с. 82—86.
528. Ratio of the capture and fission cross-sections of ^{239}Pu in the energy range 100 eV to 30 keV/ M. G. Schomberg, M. G. Sowerby, D. A. Boyce et al. — In: Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors. Vol. 1 (Helsinki, 1970). Vienna: IAEA, 1970, p. 315—330.
529. Измерение величины альфа для ^{235}U и ^{239}Pu / Ф. Н. Беляев, К. Г. Игнатьев, С. И. Сухоручкин и др. — In: Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors. Vol. 1 (Helsinki, 1970). Vienna: IAEA, 1970, p. 339—344.
530. Измерение отношения сечения захвата к сечению деления для ^{239}Pu в области энергий 0,1—30 кэВ/ В. П. Болотеккий, В. И. Петрушин, А. Н. Солдатов, С. И. Сухоручкин. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 4 (Материалы 2-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1973). Обнинск: ФЭИ, 1974, с. 49—56.
531. A simultaneous measurement of the fission, capture, scattering and total cross-sections of ^{239}Pu / J. A. Farrell, G. F. Auchampaugh, M. S. Moore, Seeger P. A. — In: Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors. Vol. 1 (Helsinki, 1970). Vienna: IAEA, 1970, p. 543—550.
532. Абсолютные измерения величины α для ^{235}U и ^{239}Pu в области энергий нейтронов 10 кэВ — 1 МэВ/ В. Н. Кононов, Е. Д. Полетаев, Ю. С. Прокопец и др. — Атомная энергия, 1972, т. 32, с. 85—87.
533. Рябов Ю. В. Измерение $\alpha(E) = \sigma_c(E)/\sigma_f(E)$ для ^{239}Pu в области энергий нейтронов от 0,007 эВ до 12 кэВ. — Атомная энергия, 1976, т. 41, с. 45—48.
534. Отношение сечений радиационного захвата и деления для ^{239}Pu в области энергий нейтронов 0,2—30 кэВ/ А. А. Бергман, А. Н. Медведев, А. Е. Самсонов, В. А. Толстикова. — Атомная энергия, 1975, т. 39, с. 291—293.
535. Измерение значительного коэффициента альфа для ^{239}Pu в области энергий 3—200 кэВ/ П. Е. Воронников, В. А. Вуколов, Е. А. Колтыпин и др. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 4 (Материалы 2-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1973). Обнинск: ФЭИ, 1974, с. 42—48.
536. Измерение величины α для ^{239}Pu на фильтрованных пучках нейтронов/ В. Г. Двухшерстнов, Ю. А. Казанский, В. М. Фурманов, В. Л. Петров. — Атомная энергия, 1974, т. 37, с. 131—134.
537. Измерение отношения сечений захвата и деления для ^{239}Pu / В. П. Болотеккий, М. В. Полозов, А. Н. Солдатов, С. И. Сухоручкин. — Атомная энергия, 1977, т. 42, с. 218—221.
538. Кононов В. Н., Полетаев Е. Д. Анализ и оценка экспериментальных данных по величине α ^{239}Pu . — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. Вып. 25. М.: ЦНИИатоминформ, 1977, с. 23—32.
539. Walton R. B., Sund R. E. Delayed gamma-rays between 2 and 80 μsec after ^{235}U (n, f) and ^{239}Pu (n, f). — Phys. Rev., 1969, vol. 178, p. 1894—1903.
540. Shunk E. R., Brown W. K., La Bauve R. Fission cross-sections from petrel. Report LA-3856. Los Alamos, 1966.
541. James G. D., Patrick V. H. Fission cross-section measurement for ^{239}Pu . Report AERE-M-2065. Harwell, 1968.
542. Gayther D. B. Measurement of the ^{239}Pu fission cross-section and its ratio to the ^{235}U fission cross-section in the energy range from 1 keV to 1 MeV — In: Proc. of the Conf. on Nuclear Cross-Sections and Technology. Vol. 2 (Washington, 1975). NBS Special Publ., 1975, p. 564—567.
543. Pflötschinger E., Käppeler F. A measurement of the fission cross-sections of ^{239}Pu and ^{235}U relative to ^{235}U . — Nucl. Sci. Engng, 1970, vol. 40, p. 375—382.
544. Poenitz W. P. Additional measurements of the ratio of the fission cross-sections of ^{239}Pu and ^{235}U . — Nucl. Sci. Engng, 1972, vol. 47, p. 228—230.
545. Lehto W. K. Fission cross-section ratio measurements of ^{239}Pu and ^{235}U to ^{235}U from 0,24 to 24 keV. — Nucl. Sci. Engng, 1970, vol. 39, p. 361—367.
546. Behrens J. W., Carlson G. W., Bauer R. W. Neutron-induced fission cross-sections of ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U and ^{238}U with respect to ^{235}U . — In: Proc. of the Conf. on Nuclear Cross-Sections and Technology. Vol. 2 (Washington, 1975). NBS Special Publ., 1975, p. 591—596.
547. Измерение отношения сечений деления ^{239}Pu и ^{235}U в диапазоне энергий нейтронов 0,024—7,4 МэВ/ Б. И. Фурсов, В. М. Куприянов, В. И. Иванов, Г. Н. Смиренкин. — Атомная энергия, 1977, т. 43, с. 261—265.
548. Meadows J. W. Fission cross-section measurement for ^{239}Pu . Report ANL/NDM-39. Argonne, 1978.
549. Измерение отношения $\sigma_f(^{239}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ в интервале энергий нейтронов 0,27—9,85 МэВ/ Э. Ф. Фомушкин, Г. Ф. Новоселов, Ю. И. Виноградов, В. В. Гаврилов. — Атомная энергия, 1976, т. 41, с. 425—426.
550. Perkin J. L., White P. H., Fieldhouse P. The fission cross-sections of ^{233}U , ^{234}U , ^{235}U , ^{236}U , ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{240}Pu and ^{241}Pu for 24 keV-neutrons — J. Nucl. Energy, 1965, vol. 19, p. 423—437.
551. Dorofeev G. A., Dobrynina Yu. P. Effective fission cross-sections of ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu and ^{240}Pu in the neutron energy range 30 keV—5 MeV. — J. Nucl. Energy, 1957, vol. 5, p. 217—225.
552. Смиренкин Г. Н., Нестеров В. Г., Бондаренко И. И. Сечения деления ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu в интервале энергий нейтронов 0,3—2,5 МэВ. — Атомная энергия, 1962, т. 13, с. 366—368.
553. Netter F. Measurement of the fission cross-section for ^{239}Pu . Report CEA-1913. Centre d'Etudes de Bruyeres-le-Chatel, 1961.
554. White P. H., Hodgkinson J. G., Wall G. J. Measurement of fission cross-sections for neutrons of energies in the range 40—500 keV. — In: Proc. of the Symp. on Physics and Chemistry of Fission. Vol. 1 (Salzburg, 1965). Vienna: IAEA, 1965, p. 219—233.
555. White P. H., Warner G. P. The fission cross-sections of ^{233}U , ^{234}U , ^{236}U , ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{240}Pu and ^{241}Pu relative to that of ^{235}U for neutrons in the energy range 1—14 MeV. — J. Nucl. Energy, 1967, vol. 21, p. 671—679.
556. Отношение сечений деления ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu быстрыми нейтронами/ М. В. Савин, Ю. А. Хохлов, Ю. С. Замятин, И. П. Парамонова. — Атомная энергия, 1970, т. 29, с. 218—220.
557. Smith R. K., Henkel R. L., Nobles R. A. Fission cross-section measurement for ^{239}Pu in the energy range 2,5—10 MeV. Reports to the AEC Nuclear Cross-Sections Advisory Committee WASH-1074. Los Alamos, 1967, p. 75.
558. Sowerby M. G., Patrick V. H., Mather D. S. A simultaneous evaluation of the fission cross-sections of ^{235}U , ^{239}Pu and ^{238}U and the capture cross-section of ^{238}U in the energy range 100 eV to 20 MeV. — Ann. Nucl. Sci. Engng, 1974, vol. 1, p. 409—435.
559. Henkel R. L. The measurement of the ^{240}Pu fission cross-section relative to ^{235}U in the energy range from 270 keV to 8,1 MeV. Report AEC-D-4256. Los Alamos, 1957.
560. Измерение отношения сечений деления ^{240}Pu и ^{235}U в области энергий 0,5—3,7 МэВ/ М. В. Савин, Ю. С. Замятин, Ю. А. Хохлов, И. П. Парамонова. — В кн.: Ядерно-физические исследования. Т. 8. М.: Атомиздат, 1969, с. 12—13.
561. Казаринова М. И., Замятин Ю. С., Горбачев В. М. Сечения деления ^{230}Th , ^{240}Pu , ^{241}Pu и ^{241}Am нейтронами с энергиями 2,5 и 14,6 МэВ. — Атомная энергия, 1960, т. 8, с. 139—141.
562. Нестеров В. Г., Смиренкин Г. Н. Сечение деления ^{240}Pu быстрыми нейтронами. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1958, т. 35, вып. 2(8), с. 532—533.
563. Käppeler F., Pflötschinger E. A measurement of the fission cross section of ^{241}Pu relative to ^{235}U . — Nucl. Sci. Engng, 1973, vol. 51, p. 124—129.
564. Smith H. L., Smith R. K., Henkel R. L. Neutron-induced fission of ^{241}Pu . — Phys. Rev., 1962, vol. 125, p. 1329—1333.
565. Butler D. K., Sjöblom R. K. Fast-neutron-induced fission cross-sections of ^{241}Pu and ^{243}Am . — Phys. Rev., 1961, vol. 124, p. 1129—1131.

ОГЛАВЛЕНИЕ

566. Behrens J. W., Carlson G. W. Measurement of the neutron-induced fission cross-section of ^{241}Pu relative to ^{235}U from 0,001 to 30 MeV. — In: Proc. of the NEANDC/NEACRP Specialists Meeting on Fast Fission Cross-Sections of ^{235}U , ^{239}U , ^{238}U and ^{239}Pu (Argonne, 1976). Argonne: ANL, 1976, p. 47—75.

567. Измерение сечений деления ^{240}Pu и ^{242}Pu относительно сечения деления ^{235}U в диапазоне энергий нейтронов 0,127—7,4 МэВ/ В. М. Курьянов, Б. И. Фурсов, Б. К. Масленников и др. — Атомная энергия, 1979, т. 46, вып. 1, с. 35—40.

568. Meadows J. W. Fission cross-section measurement for ^{242}Pu in the MeV energy range. — In: Proc of the NEANDC/NEACRP Specialists Meeting on Fast Fission Cross-Sections (Argonne, 1976). Argonne: ANL, 1976, p. 208.

569. Фомушкин Э. Ф., Гутникова Е. К. Сечения и угловые распределения осколков при делении ^{238}Pu , ^{242}Pu и ^{241}Am нейтронами с энергией 0,45—3,6 МэВ. — Ядерная физика, 1969, т. 10, с. 917—922.

570. Сечения и угловая анизотропия осколков при делении некоторых изотопов плутония, америция и кюрия быстрыми нейтронами/ Э. Ф. Фомушкин, Е. К. Гутникова, Ю. С. Замятин и др. — Ядерная физика, 1967, м. 5, вып. 5, с. 966—970.

571. Butler D. K. Fission cross-section of ^{242}Pu . — Phys. Rev., 1960, vol. 117, p. 1305—1306.

572. Methods of adjustment and error evaluation of neutron capture cross-sections; application to fission product nuclides/ J. B. Dragl, J. W. M. Dekker, H. Gruppelaar, A. J. Janssen. — Nucl. Sci. Engng, 1977, vol. 62, p. 117—129.

573. Оценка погрешностей оцененных данных и их корреляционных свойств/ Н. О. Базазянц, Л. В. Горбачева, М. Н. Николаев, М. Ю. Орлов. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 1 (Материалы 2-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1973). Обнинск: ФЭИ, 1974, с. 232—238.

574. Усачев Л. Н., Бобков Ю. Г. Планирование оптимальной совокупности микроскопических экспериментов и оценок, обеспечивающей заданную точность расчета реакторных параметров. — В кн.: Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Т. 2 (Тр. 1-го Всесоюз. совещ. по метрологии нейтронного излучения.) М.: Изд-во стандартов, 1972, с. 226—239.

575. Подгонка групповых констант по оцененным интегральным экспериментам и последним версиям оцененных микроскопических ядерных данных/ Ю. Г. Бобков, В. А. Дулин, Ю. П. Казанский, Л. Н. Усачев. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 1 (Материалы 3-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1975). М.: ЦИИИатоминформ, 1976, с. 64—68.

576. Групповые константы для расчета ядерных реакторов/ Л. П. Абаган, Н. О. Базазянц, И. И. Бондаренко, М. Н. Николаев. — М.: Атомиздат, 1964, 232 с.

577. Чистякова В. А., Юдкевич М. С. Библиотека оцененных нейтронных данных в формате ENDF/B на ЭВМ БЭСМ-6. Препринт ИАЭ-3038. М., 1978. — 18 с.

578. Gur Y., Yiftan S. Practical preprocesses nuclear data files for fast reactor calculations. — Nucl. Sci. Engng, 1975, vol. 56, p. 202—210.

579. Gur Y., Segev M. A practical numerical method for the evaluation of effective cross sections for many interfering resonances. — Trans. of the Amer. Nucl. Soc., 1974, vol. 19, p. 173—174.

580. Усачев Л. Н., Бобков Ю. Г. Математическая теория эксперимента и обобщенная теория возмущений — эффективный подход к исследованию физики реакторов. — В кн.: Ядерные константы. Вып. 10. М.: Атомиздат, 1972, с. 3—12.

Предисловие	3
Введение	4
Глава 1. Оценка нейтронных сечений для основных делящихся ядер в области энергий тепловых нейтронов (10^{-5}—5 эВ)	7
1.1. Нейтронные сечения для ^{239}Pu	7
1.2. Нейтронные сечения для ^{235}U	13
1.3. Нейтронные сечения для ^{240}Pu	17
1.4. Нейтронные сечения для ^{241}Pu	20
1.5. Нейтронные сечения для ^{242}Pu	22
Глава 2. Оценка нейтронных сечений для основных делящихся ядер в области энергий разрешенных резонансов	25
2.1. Вводные замечания	25
2.2. Использование многоуровневого формализма для параметризации нейтронных сечений (модифицированный формализм Адлер—Адлера и метод Рейха—Мура)	27
2.3. Параметры резонансов	32
2.4. Учет экспериментального разрешения при определении расстояний между уровнями	61
Глава 3. Оценка и самосогласованный расчет нейтронных сечений для тяжелых делящихся ядер в области энергий неразрешенных резонансов (0,5—150 кэВ)	64
3.1. Вводные замечания	64
3.2. Расчет средних сечений	65
3.3. Ядерные данные для ^{239}Pu в области энергий 0,3—100 кэВ	77
3.4. Оценка средних статистических параметров и расчет средних сечений для ^{235}U в области энергий 0,5—100 кэВ	87
3.5. Оцененные ядерные данные для ^{240}Pu в области энергий 1—142 кэВ	99
3.6. Ядерные данные для ^{241}Pu в области энергий 0,1—100 кэВ	103
3.7. Нейтронные сечения для ^{242}Pu в области энергий 1—200 кэВ	106
3.8. Анализ погрешностей оцененных средних сечений в области энергий 1—200 кэВ на примере ^{242}Pu	109
3.9. Выводы	111
Глава 4. Статистическая теория ядерных реакций и расчет нейтронных сечений делящихся ядер в области энергий 1 кэВ—5 МэВ	112
4.1. Вводные замечания	112
4.2. Расчет нейтронных сечений для делящихся ядер	113
4.3. Анализ различных подходов в статистической теории	118
4.4. Влияние различных представлений о плотности уровней ядер на расчет нейтронных сечений актиноидов	123
4.5. Учет процесса ($n, \gamma f$) при расчете ширины радиационного захвата и средних сечений для делящихся ядер	133
4.6. Самосогласованная оценка ядерных данных для делящихся ядер в рамках статистического подхода	141
Глава 5. Методы оценки ядерных констант в области энергий быстрых нейтронов	155
5.1. Использование метода связанных каналов для оценки ядерных констант делящихся ядер	155
5.2. Расчет нейтронных сечений делящихся ядер на основе экситонной модели предравновесного распада	179
5.3. Расчет сечений реакции ($n, 2n$), ($n, 3n$), ($n, n'f$) и ($n, 2nf$) и спектров неупругих нейтронов, сопровождающих эти реакции	187
	287

tion the 233U	5.4. Оценка углового распределения упругорассеянных нейтронов де- лящихся ядер	200
	5.5. Сечение рождения и энергетическое распределение γ -излучения, испускаемого при неупругом взаимодействии нейтронов с ядрами	205
ния Б. I с. 35	Глава 6. Получение оцененных данных и их погрешностей с учетом кор- реляций и оценка нейтронных сечений для ^{235}U, ^{239}Pu, ^{240}Pu, ^{241}Pu, ^{242}Pu	209
eper Fiss	6.1. Использование метода наименьших квадратов для полиномиально- го описания экспериментальных данных	209
оск 3,6	6.2. Оценка $\bar{\nu}_p(E)$ для ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu	213
изот E. I с. 9	6.3. Учет корреляций при определении оцененных данных и их погреш- ностей	216
р. I	6.4. Оценка сечения деления для ^{235}U в энергетической области 0,1 кэВ — 20 МэВ с помощью метода учета корреляции между погрешностями различных экспериментов	219
sect II.	6.5. Оценка α для ^{235}U и ^{239}Pu в энергетической области 0,1— 1000 кэВ с помощью метода учета корреляции между погрешно- стями различных экспериментов	226
II тро Кис	6.6. Оценка сечения деления для ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu	231
мик рас на гр	6.7. Матрицы коэффициентов корреляции между погрешностями груп- повых констант σ_f и α для ^{235}U , ^{239}Pu	245
там Ю. лая 197	Глава 7. Создание полных систем оцененных ядерных констант и полу- чение групповых констант из оцененных ядерных данных	249
II. 232	7.1. Создание полных систем оцененных ядерных констант для ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu	249
да 18	7.2. Групповые константы, полученные из оцененных ядерных дан- ных	251
act	Заключение	257
eff- Nu	Список литературы	259
об зн с.		

Валентин Аркадьевич Коньшин

**ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ
ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР**

Редактор Е. В. Сатарова
Художественный редактор А. Т. Кирьянов
Технический редактор Л. Ф. Шкилевич
Корректор Э. Б. Драиовская
ИБ № 164

Сдано в набор 12.04.81 Подписано в печать 26.10.81 Т-21314
Формат 60 × 90^{1/16}. Бумага типографская № 1 Гарнитура литературная
Печать высокая. Усл. печ. л. 18,0. Усл. кр.-л. 18,0. Уч. изд. л. 28,13
Тираж 1070 экз. Заказ 3500 Цена 1 р. 80 к.

Энергоатомиздат, 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10

Ордена Октябрьской Революции и ордена Трудового Красного Зна-
мени Первая Образцовая типография имени А. А. Жданова Союз
полиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам изда-
тельств, полиграфии и книжной торговли, 11054, Москва, М-51, Ва-
лодая, 28