INDC(CCP)-86/G

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

ЦЕНТР ПО ЯДЕРНЫМ ДАННЫМ

759

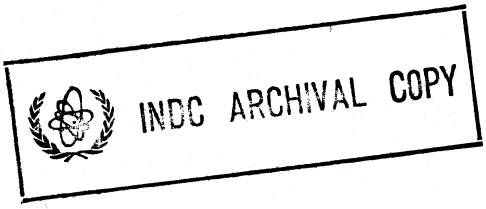
ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия:

ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Выпуск 20

Часть 1



Атомиздат — 1975

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

Центр по ядерным данным

ВОПРОСЫ
АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия:

ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Выпуск 20

Часть I

- 1975 -

Редакционная коллегия:

В.А.Кузнецов (гл.научн.редактор), Л.Н.Усачев (зам.гл.научн.редактора), О.Д.Казачковский, В.Г.Заграфов, Ю.С.Замятнин, В.И.Мостовой, И.Г.Морозов, П.Э.Немировский, К.А.Петржак, С.И.Сухоручкин, А.А.Абагян, Б.Г.Дубовский, В.Н.Манохин, Е.И.Ляшенко, М.Н.Николаев, В.В.Орлов, Д.А.Кардашев (отв.редактор).

Я 20400-187
034(01)-75 без объявл.

© Атомиздат,1975

О ЕДИНОМ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПОГРЕШНОСТИ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ

Л.Н.Усачев

Abstract - Аннотация

UNIQUE DEFINITION OF NUCLEAR DATA ACCURACY. An approach to development of the unique definition of evaluated nuclear data accuracy suitable for reactor and other applications is proposed. In this connection the nature of experimental nuclear data errors is discussed and recommendations for the representation of the error components in publications are given.

A general algorithm is given for the calculation of the "unique" error important in applications - the error in the integral under the curve and in its general slope - on the basis of the representation of errors by a covariance matrix being obtained at the parametrization of experimental data by the least square method.

О ЕДИНОМ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПОГРЕШНОСТИ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ. Предлагается подход к выработке единого определения погрешности оцененных ядерных данных, удобного для реакторных и других приложений. В этой связи обсуждается природа погрешности экспериментальных ядерных данных и даются рекомендации по поводу представления компонент погрешностей в публикациях.

Дается общий алгоритм для вычисления "единой" погрешности важной в приложениях - погрешности в интеграле под кривой и в её общем наклоне, исходя из представления погрешностей ковариационной матрицей, получаемого при параметризации экспериментальных данных методом наименьших квадратов.

Введение

Наиболее важные для реакторов на быстрых нейтронах ядерные данные неоднократно измерены и оценены на протяжении уже более четверти века многими группами авторов, однако измерения и оценки этих величин продолжаются до сих пор и планируются на будущее.

Причина этого - неудовлетворенность величиной погрешности полученных величин. Вместе с тем увеличение точности эксперимента требует увеличения затрат на него, по некоторым оценкам, обратно пропорционально квадрату допускаемой погрешности. Поэтому количественное определение точности, которой можно удовлетвориться, имеет большое значение. Существует и математический аппарат - "планирование экспериментов", который позволяет количественно определять необходимую точность данных. К обсуждаемой проблеме этот аппарат применен в работах [1], [2], [3], [4]. Надо только договориться о едином представлении погрешности, основанном на понимании ее структуры, то есть природы ее компонент разного происхождения, которые по-разному влияют на точность рассчитываемых реакторных параметров.

Подавляющее большинство реакторных параметров определяется широкими спектрами нейтронов. Поэтому преобладающее влияние оказывают компоненты погрешности, скоррелированные по широким энергетическим областям, а также по нескольким изотопам, присутствующим в реакторе. О едином представлении именно этих компонент погрешности и надо позаботиться, так как наиболее жесткие требования на точность, выводимые в работах [1] - [4], ставятся именно на эти компоненты. Ясно, что все приводимые соображения будут справедливы и для бланкета термоядерного устройства и, вообще, для всех случаев, когда играют роль широкие спектры нейтронов.

Рассматриваемый здесь вопрос возник в связи с обсуждением на Международном Комитете по Ядерным Данным [5], [6] Мирового списка потребностей в ядерных данных - WRENDA [7] и, конкретно, проблемы обзоров состояния достигнутого уровня знания определенных величин оценщиками, выполнившими соответствующие оценки. Дело в том, что указываемые ими погрешности, характеризующие достигнутый уровень знаний, должны сопоставляться с допускаемой пользователями величи-

ной погрешности, указываемой в этом же документе. Сравнение достигнутой и требуемой точностей должно приводить к заключению о продолжении или прекращении усилий по уточнению рассматриваемой величины. Конечно, это возможно лишь при едином определении сравниваемых величин. Постановка этого вопроса обсуждалась ранее в документе [8] .

Структура погрешности в эксперименте

Экспериментатор, изучая зависимость функции от аргумента, обычно измеряет ее при последовательно перебираемых значениях аргумента. Зависимость при этом получается как совокупность экспериментальных точек, каждая из которых имеет погрешность. Рассмотрим компоненты этой погрешности.

Первая компонента погрешности – статистическая – проявляется непосредственно в эксперименте в том, что в результатах различных серий измерений наблюдается разброс. Этот разброс обусловлен конечностью числа зарегистрированных событий, а, возможно, и другими случайными факторами. Эти другие случайные факторы экспериментаторы считают нужными устранять и удовлетворены, если разброс отдельных серий полностью объясняется конечностью числа зарегистрированных событий, – N , когда относительная дисперсия равна $\frac{1}{\sqrt{N}}$.

Объясняется разброс результатов измерений конечностью числа событий или нет, обозначим эту первую компоненту погрешности Δ статистическая $\equiv \Delta_1$.

Вторая компонента погрешности переходит на измеряемую величину от погрешности стандарта, используемого в измерениях. Обозначим ее Δ стандарт $\equiv \Delta_2$.

Третья компонента погрешности связана с возможными недостатками самой постановки эксперимента, которая приводит к сдвигу измеряемой величины. Если экспериментатор понимает причины этого сдвига или его части, то он вносит расчетную поправку и оценивает возможную неточность этой поправки, которая и составляет третью компоненту погрешности.

Обозначим ее Δ систематическая $\equiv \Delta_3$.

Эта погрешность не может меняться хаотически от точки к точке, поскольку она вызывается причиной, остающейся постоянной или очень слабо меняющейся. Таким образом, эта компонента погрешности, будучи закоррелированной, характеризует ошибку не каждой точки, а всей кривой в целом. Те же самые соображения, по-видимому, можно отнести

и к Δ_2 , или, во всяком случае, к ее части, а также и к следующей неизвестной компоненте погрешности.

Неизвестная компонента погрешности связана с недостатками самой постановки эксперимента, которые приводят к сдвигу измеряемой величины, о чем догадывается сам экспериментатор. Обозначим эту компоненту Δ неиз.систематич. $\equiv \Delta_x$.

Именно существование Δ_x является причиной нередких расхождений результатов экспериментов, выполненных разными методами, на величины, превышающие объявленные экспериментаторами погрешности. Существование Δ_x и ее порядок величины выявляются лишь при сравнении результатов в процессе оценки. Важной и деликатной задачей оценщика при выявлении таких расхождений является приписывание различных величин Δ_x результатам различных авторов. К счастью, в некоторых экспериментальных работах используется по несколько различных методик, и тогда можно считать, что для этих работ Δ_x определена из самого эксперимента.

Полную погрешность экспериментальной точки авторы измерений обычно вычисляют по формуле:

$$\Delta^2_{\text{полн}} = \Delta_1^2 + \Delta_2^2 + \Delta_3^2$$

так как о последнем слагаемом Δ_x обычно ничего не известно. Такое представление правильно, поскольку три компоненты погрешности некоррелированы между собой и погрешность одной точки характеризуется этой величиной правильно.

Однако, было бы некорректно составить таблицу: аргумент, функция, $\Delta_{\text{полн}}$.

Дело в том, что при таком представлении может возникнуть желание провести через точки с погрешностями кривую методом наименьших квадратов, что предполагает погрешности соседних точек некоррелированными. Однако на самом деле корреляция между соседними точками отсутствует только для компоненты Δ_1 . Для всех остальных компонент погрешности, имея в виду их происхождение, напротив, в первом приближении, можно высказать гипотезу полной скоррелированности между точками. Иными словами, все компоненты, кроме Δ_1 , сдвигают всю кривую целиком вниз или вверх, а Δ_1 влияет на её форму. Если же мы проведем кривую методом наименьших квадратов с использованием $\Delta_{\text{полн}}$, то будет сглажена форма кривой, так как некоторые её особенности будут ошибочно третированы как статистически необусловленные, что бы не получилось при использовании Δ_1 вместо $\Delta_{\text{полн}}$.

С другой стороны, погрешность интервала от кривой при большом числе точек может оказаться сильно заниженной, так как вся ошибка целиком рассматривается как статистическая, уменьшаемая в $\sqrt{N}$ раз с ростом числа " N " - точек на кривой. При правильном же рассмотрении с ростом числа точек будет уменьшаться лишь вклад в интеграл от Δ_1 . На другие компоненты погрешности рост числа экспериментальных точек в данном эксперименте не может оказать никакого влияния.

Рекомендация по представлению погрешностей экспериментальных величин

Поточечно следует представлять некоррелированную в различных точках компоненту погрешности - Δ_1 , следующую непосредственно из измерений. Все же другие компоненты погрешностей, получаемые в результате анализа постановки эксперимента и соответствующего расчета, или по литературным данным представлять по отдельности со спецификацией корреляционных свойств либо с помощью формул, либо описанием алгоритмов, либо в табличной форме. Полную же погрешность экспериментальной точки можно привести в нескольких характерных точках.

Единое определение погрешности и алгоритм оценки, при котором оно реализуется

Единое определение погрешности необходимо для установления общего языка между потребителями, оценщиками и измерителями ядерных данных в процессе планирования работ по уточнению данных.

Когда пользователь говорит о допустимой величине погрешности, оценщик о достигнутом в последних экспериментах уменьшении погрешности, а экспериментатор о своей возможности измерить величину с определенной погрешностью, необходимо, чтобы одно и то же слово "погрешность" имело один и тот же смысл. Поиски этого смысла надо начать с обращения к цели деятельности - обеспечению заданной точности расчета реактора. Из общих соображений о широте нейтронных спектров в быстрых реакторах ясно, что влияние на точность расчета должны оказывать компоненты погрешности, скоррелированные по широкой области энергии, то есть влияющие на интеграл, например, от кривой сечения и, может быть, — на общий перекос этой кривой в ши-

рокой области энергий. И, наоборот, компонента погрешности, определяющая неточность знания детального хода кривой, не может влиять заметно.

В соответствии с этим в качестве единого определения погрешности функции следует ввести погрешности нескольких функционалов от этой функции, которые бы характеризовали ее нормировку и общий крупномасштабный ход, в частности, наклон. Самый простой вариант выбора таких функционалов - это интеграл для характеристики нормировки и первый момент для характеристики наклона.

Какие же требования надо наложить на оценку, чтобы корректно определять погрешность оцененных данных и, в особенности, указанных функционалов?

Прежде всего надо сделать следующее замечание.

Обычно применяемые программы метода наименьших квадратов, например, программа представления кривой с помощью полиномов, предполагают погрешности некоррелированными, статистически независимыми. Поэтому, с помощью таких программ законно проводить кривую по точкам отдельного эксперимента, приписывая этим точкам погрешность Δ_i . Соблазнительную же возможность провести кривую сразу через точки нескольких работ, приписав каждой точке полную погрешность, надо отвергнуть как некорректную. Поясним это. Пусть две группы экспериментальных точек из двух работ, выполненных разными методами, и представляющих одну и ту же функцию, отстоят на некоторое расстояние, которое характеризует величину систематической погрешности Δ_x . Приписав теперь точкам обеих экспериментов полные погрешности по формуле $\Delta^2_{полн} = \Delta_i^2 + \Delta_x^2$ и проводя через них кривую методом наименьших квадратов, мы получим погрешность в интеграле этой кривой, равную по порядку $\frac{\Delta_{полн}}{\sqrt{N}}$, где N - число точек в обеих экспериментах. Но очевидно, что это ошибочное заключение, так как эта погрешность определяется Δ_x и не может уменьшаться с числом точек на кривой.

Итак, если иметь в виду это замечание, процесс оценки должен состоять из следующих стадий:

I. Приведение результатов к единому стандарту, внесение поправок на выясненные ко времени оценки систематические ошибки, отбраковка работ, не удовлетворяющих некоторым критериям, или приписывание им значительной систематической ошибки Δ_x ;

2. Параметризация методом наименьших квадратов экспериментальных кривых отдельных работ, или групп работ выполненных одной методикой.

При этом информация о погрешностях, проистекающих от статистических погрешностей каждой экспериментальной работы содержится в соответствующих ковариационных матрицах. Алгоритм получения из ковариационной матрицы погрешности функционала от параметризованной кривой описан в приложении. Обозначим эти погрешности Δ_{1F} ;

3. Способа получения единой оцененной функции из нескольких параметризованных кривых мы не будем здесь обсуждать. Если бы такой способ, сохраняющий информацию о погрешностях, существовал, то достаточно было бы к соответственно параметризованной функции и ее ковариационной матрице применить алгоритм, описанный в приложении для получения "единой" погрешности. Однако, каким бы способом мы не получили оцененную кривую, информацию о погрешностях ее функционалов мы можем получить, рассматривая статистический ансамбль функционалов кривых отдельных работ, о получении которых сказано в п.2. При рассмотрении этого ансамбля мы можем рассматривать его как ансамбль методов измерений, систематические погрешности каждого метода уже можно рассматривать как случайные. Поэтому для получения среднего функционала и его дисперсии применим формулы метода наименьших квадратов:

$$\bar{F} = \frac{1}{N} \frac{\sum^{N} \frac{F_i}{\Delta^2 F_i}}{\sum^{N} \frac{1}{\Delta^2 F_i}} \quad ; \quad \Delta^2_{\bar{F}} = \frac{1}{\sum^{N} \frac{1}{\Delta^2 F_i}} \qquad (а)$$

При этом условие $\frac{1}{N} \sum^{N} \frac{(F - F_i)^2}{\Delta^2 F_i} = 1$ (б) не будет удовлетворяться, если мы положим $\Delta F_i = \Delta_1 F_i$. Надо в ΔF_i включить известные систематические погрешности $\Delta_3 F_i$ и, может быть, приписать неизвестные $\Delta_x F_i$. Считая, что все кривые приведены к одному стандарту, компоненту $\Delta_2 F_i$, не будем учитывать на этом этапе. Таким образом,

$$\Delta^2_{F_i} = \Delta^2_1 F_i + \Delta^2_3 F_i + \Delta^2_x F_i$$

Собственно говоря, $\Delta x F_i$ должны приписываться в соответствии с качеством методик, но так чтобы условие (б) было удовлетворено.

Критерием правильности проведения оцененной кривой, с точки зрения приложений, можно считать совпадение интересующих нас функционалов с их значениями, полученными по формулам (а), "Единые" же погрешности также определяются по последним формулам.

В заключение надо сказать, что в качестве рассматриваемых функционалов можно взять не интеграл и первый момент, а для какого-то параметра реактора интеграл от произведения сечения на поток и ценность нейтронов. При этом, в некоторых случаях может оказаться, что важной является не погрешность в широкой области, как говорилось до сих пор, а погрешность в параметрах какого-то резонанса, например, 3-х ковного резонанса на натрии. Можно рассмотреть и функционалы, определяющие коэффициенты блокировки, то есть, чувствительные к детальному ходу кривой.

Из этого ясно, что предлагаемый подход к единому определению погрешности является достаточно общим.

Приложение

Погрешность функционала параметризованной кривой

Пусть $f(x, a_0, a \ldots\ldots a_n)$ - функция, параметры которой определены из условия наилучшего в смысле метода наименьших квадратов описания совокупности экспериментальных точек, $F(a, a_1 \ldots a_n)$ функционал от функции f, а $\mathcal{D}_{ij}$ - ковариационная матрица, характеризующая дисперсии - квадраты погрешностей параметров (диагональные члены) и ковариации погрешностей параметров (недиагональные члены).

Чтобы вычислить дисперсию функционала F, прежде всего находятся коэффициенты чувствительности функционала к изменению параметров, то есть частные производные функционала по параметрам $\frac{\partial F}{\partial a_i}$ $i = a_1 \ldots n$ совокупность которых составляет вектор $\left\{\frac{\partial F}{\partial a_i}\right\}$.

Дисперсия функционала F, то есть квадрат его погрешности, выражается формулой:

$$\Delta_{1F}^2 = \left| \frac{\partial F}{\partial a_0} \quad \frac{\partial F}{\partial a_1} \ldots \frac{\partial F}{\partial a_n} \right| \times \begin{vmatrix} \mathcal{D}_{00} & \mathcal{D}_{01} \ldots & \mathcal{D}_{0n} \\ \mathcal{D}_{10} & \mathcal{D}_{11} \ldots & \mathcal{D}_{1n} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \mathcal{D}_{n0} & \mathcal{D}_{n1} & \mathcal{D}_{nn} \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} \frac{\partial F}{\partial a_0} \\ \frac{\partial F}{\partial a_1} \\ \vdots \\ \frac{\partial F}{\partial a_n} \end{vmatrix} \qquad (\text{П.I})$$

где знак " $\times$ " означает матричное умножение. Таким образом, этот алгоритм выделяет из подробной информации о погрешности интересующую нас компоненту.

В качестве простого примера рассмотрим функцию, представленную рядом по полиномам Лежандра в интервале аргументов от -I до +I, то есть в интервале ортогональности этих полиномов. Если бы речь шла о представлении энергетической зависимости функции в интервале от E_I до E_2, то преобразованием аргумента: $x = -\frac{E_2 - E}{E_2 - E_1} + \frac{E_1 - E}{E_1 - E_2}$ мы попадаем в указанный выше интервал агументов.
Итак, пусть

$$f(x, a_0, a_1, \dots a_n) = \sum_{i=0}^{n} a_i P_i(x)$$

тогда

$$F_0 = \int_{-1}^{+1} f(x, a_0, a_1, \dots a_n) = 2a_0, \quad F_1 = \int_{-1}^{+1} x f(x, a_0, a_1, \dots a_n) dx = \frac{2}{3} a_1;$$

$$\frac{\partial F_0}{\partial a_i} = 2\delta_{0i}, \quad i = 0, 1, n; \qquad \frac{\partial F_1}{\partial a_i} = \frac{2}{3}\delta_{1i}; \quad i = 0, 1, \dots n;$$

$$\Delta^2_{IF_0} = 4 D_{00}; \qquad \Delta^2_{IF_1} = \frac{4}{9} D_{11}$$

Если бы полиномы не были ортогональными, или функционалы были бы с весом, или параметризация была бы более сложной, например, представление резонансной кривой многоуровневой формулой, то подобного упрощения алгоритма не произошло бы и вычисления надо делать по общей формуле (II.I).

ЛИТЕРАТУРА

I. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. Планирование оптимальной совокупности экспериментов и оценок, обеспечивающей заданную точность расчета реакторных параметров. Материалы совещания по оценке нейтронных ядерных данных в Вене 30 августа-3 сентября 1971 г. МАГАТЭ, Вена, 1973. Переведено на английский язык INDC(CCP)-19/U, Vienna 1972.

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. Симпозиум "Приложение ядерных данных в науке и технологии". Париж, март 1973.

3. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. Определение необходимых точностей ядерных данных с учетом интегральных экспериментов. "Нейтронная физика". Материалы II Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев 28 мая–1 июня 1973. Обнинск, 1974. Переведено на английский язык; INDC(CCP)-33L, July 1973, IAEA, Vienna.
4. Бобков Ю.Г., Пятницкая, Усачев Л.Н. Планирование экспериментов и оценок по нейтронным данным для реакторов. Препринт ФЭИ, 1974.
5. Протоколы пятого заседания МКЯД, 17–21 июля 1972. Р.Жоли, П.Рибон, И.И.Шмидт. МАГАТЭ, Вена.
6. Протоколы шестого заседания МКЯД, 8–12 октября 1973. Р.Жоли, Ч.Л.Данфорд, И.И.Шмидт. МАГАТЭ, Вена.
7. WRENDA 74 INDC(SEC)-38/U, Vienna, 1974, IAEA.
8. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. Предложение по ВРЕНДА-всемирному списку запросов на нейтронные измерения для реакторов. Рабочий материал на 5-ое заседание МКЯД. Переведено на английский язык; INDC(CCP)-25/U, August 1972, IAEA, Vienna.

РЕЗОНАНСНЫЙ АНАЛИЗ СЕЧЕНИЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРИБЛИЖЕНИЯ ПАДЕ

В.Н.Виноградов, Е.В.Гай, Н.С.Работнов

Abstract - Аннотация

RESONANCE ANALYSIS OF THE NUCLEAR REACTIONS CROSS SECTIONS BY PADE-APPROXIMATION. A method is outlined for the analysis of the nuclear reactions cross sections energy dependence by rational approximations (Pade-approximations). Resonance energies and total widths may be evaluated without any apriori assumptions on the S-matrix structure. The examples considered are a model problem and a few neutron cross sections in resonance region.

РЕЗОНАНСНЫЙ АНАЛИЗ СЕЧЕНИЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРИБЛИЖЕНИЯ ПАДЕ. Излагается метод анализа энергетических зависимостей сечений ядерных реакций в резонансной области с помощью аппроксимации дробно-рациональными выражениями. Значения энергии и полные ширины уровней получаются без каких-либо априорных предположений о структуре матрицы рассеяния. Особенности метода рассматриваются на примере модельной задачи и резонансного анализа нейтронных сечений.

I. Введение

В последнее время в различных физических задачах все чаще используется приближенное представление аналитических функций комплексного переменного дробно-рациональными выражениями - так называемое приближение Паде [1,2]. Общее изложение метода с многочисленными примерами его использования в приложениях можно найти в обзорах [3,4] и в сборнике работ [5] . Приближение Паде представляет собой весьма мощный метод аналитического продолжения функций, заданных либо ограниченным числом членов степенного ряда (приближение первого рода), либо своими значениями в отдельных точках комплексной плоскости; чаще всего на действительной оси (приближение второго рода). В важном частном случае "диагонального" или "почти диагонального" приближения, когда степени полиномов в числителе и знаменателе отличаются не больше, чем на единицу,

приближение Паде сводится к разложению в цепную дробь.

Если элементы S - матрицы являются аналитическими функциями энергии частиц, вызывающих ядерную реакцию, то весьма привлекательным представляется использование приближения Паде для описания энергетической зависимости сечений [6] . Уровни компаунд-системы соответствуют полюсам S - матрицы, а полюсные особенности не являются точками существенной расходимости приближения Паде - они описываются корнями полинома, стоящего в знаменателе дробно-рационального выражения. Кроме того, результаты анализа с помощью приближения Паде сравнительно хорошо устойчивы к шумам [3] .

Осложнением является то обстоятельство, что на опыте измеряется сечение, т.е. квадрат модуля матрицы рассеяния - не аналитическая функция, и при аналитическом продолжении его энергетической зависимости за пределы действительной оси искажаются фазовые соотношения. Однако, положение полюсов при таком продолжении должно воспроизводиться точно, а уже определение их положения несет интересную физическую информацию, позволяя определить энергию квазистационарного состояния и полную его ширину, которые отвечают действительной и мнимой частям комплексного значения энергии, при котором S - матрица имеет полюс.

В настоящей работе исследуются возможности использования приближения Паде второго рода для анализа нейтронных сечений в резонансной области.

2. Приближение Паде второго рода. Основные соотношения

По определению, приближением Паде второго рода $f^{[N,M]}(z)$ для функции $f(z)$ называется отношение двух полиномов от z

$$f^{[N,M]}(z) = P^N(z)/Q^M(z) \qquad (I)$$

которое в точках z_i ($1 \le i \le N+M+1$) принимает значения $f(z_i)$. В частности, $f^{[N,0]}$ соответствует приближению функций полиномами. В общем случае при произвольном соотношении между M и N , построение $f^{[N,M]}$ является сложной задачей, однако, как будет ясно из дальнейшего, для нас особый интерес представляет случай, когда $M=N$, $N\pm1$, сводящийся к цепным дробям.

Для этого случая, следуя [3] , определим последовательность функций $f_n(z)$, удовлетворяющих следующему условию:

$$f_n(z) = C_n / (1 + (z - z_n) f_{n+1}(z)) \qquad (2)$$

Пусть, кроме того $f_1(z_i) \equiv f(z_i)$. Тогда для $f_1(z)$ получим следующую конечную цепную дробь

$$f_1(z) = \frac{C_1}{1} + \frac{(z-z_1)C_2}{1} + \frac{(z-z_2)C_3}{1} + \ldots + \frac{(z-z_n)C_{n+1}}{1+(z-z_{n+1})f_{n+2}} \qquad (3)$$

Введем такие функции $U_n(z)$:

$$f_n(z) = U_{n+1}(z)/U_n(z); \quad U_1(z) \equiv 1 \qquad (4)$$

Тогда вместо определения (2) получим

$$C_n U_n(z) = U_{n+1}(z) - (z - z_n) U_{n+2}(z) \qquad (5)$$

Из последнего соотношения легко получить следующее выражение для рекуррентного вычисления C_n:

$$U_{n+2}(z) = \frac{C_n U_n(z) - U_{n+1}(z)}{z - z_n} \qquad (6)$$

$$C_n = U_{n+1}(z_n)/U_n(z_n) \qquad (7)$$

Поясним подробнее процедуру вычисления коэффициентов C_n . Пусть по значениям функции $f(z_i)$ при $i \le k$ вычислены C_n с $n \le k$. Тогда, используя эти C_n , z_n и $U_1(z_{k+1}) = 1$, $U_2(z_{k+1}) = f(z_{k+1})$, по формуле (7) получим все $U_n(z_{k+1})$ до $U_{k+2}(z_{k+1})$ включительно, что позволит по формуле (8) при $n = k+1$ получить C_{k+1} .

Конечную цепную дробь вида (3) можно преобразовать таким образом, чтобы превратить ее в обыкновенную дробь

$$\frac{a_1}{b_1} + \frac{a_2}{b_2} + \ldots + \frac{a_n}{b_n} = \frac{P_n}{Q_n} \qquad (8)$$

Для числителя и знаменателя этой так называемой присоединенной дроби нетрудно получить следующие рекуррентные соотношения (см. [7])

$$P_n = b_n P_{n-1} + a_n P_{n-2} \; ; \quad Q_n = b_n Q_{n-1} + a_n Q_{n-2} \tag{9}$$

В случае цепной дроби (3) получим соответственно

$$b_n = 1; \quad a_n = c_n (z - z_{n-1}) \tag{10}$$

Построенные таким образом P_n и Q_n являются полиномами по z степеней $[\frac{n-1}{2}]$ и $[\frac{n}{2}]$ соответственно, где $[x]$ – целая часть числа x . Введем следующие обозначения:

$$P_n = \sum_{m=0}^{[(n-1)/2]} p_n^m z^m ; \quad Q_n = \sum_{m=0}^{[n/2]} q_n^m z^m \tag{11}$$

Используя (11), получим для p_n^m и q_n^m следующие рекуррентные соотношения

$$p_n^m = p_{n-1}^m - c_n (z_{n-1} p_{n-2}^m - p_{n-2}^{m-1}),$$

$$q_n^m = q_{n-1}^m - c_n (z_{n-1} q_{n-2}^m - q_{n-2}^{m-1}, \tag{12}$$

с начальными условиями:

$$p_0^0 = 0; \; p_1^0 = c_1 ; \; q_0^0 = q_1^0 = 1 \tag{13}$$

и граничными условиями

$$\begin{aligned} p_n^m &= 0 \qquad \text{при } m > [\tfrac{n-1}{2}], \\ q_n^m &= 0 \qquad \text{при } m > [\tfrac{n}{2}]. \end{aligned} \tag{14}$$

Таким образом, зная значения функции в n точках, с помощью цепных дробей можно построить два полинома степеней $[\frac{n-1}{2}]$ и $[\frac{n}{2}]$, отношение которых будет в исходных точках принимать заданные значения, а это и есть приближение Паде-II $f\left[[\frac{n-1}{2}], [\frac{n}{2}]\right]$.

3. Анализ данных с ошибками. Способ выбора опорных точек

Дробно-рациональная аппроксимация функциональных зависимостей, заданных значениями в отдельных точках с ошибками, является частным методом извлечения аналитической информации в присутствии случайного шума. Эффективность таких методов всегда зависит от информации о "степени гладкости" искомых истинных зависимостей и об их конкретной аналитической природе. Так, в нашем случае можно утверждать, что искомая функция не имеет ни нулей, ни особенностей на положительной части действительной оси, а за ее пределами - лишь пары комплексно-сопряженных простых полюсов вида $E_o^o \pm i\frac{\Gamma}{2}$, где E_0^o - энергия квазистационарного состояния, а Γ - его полная ширина. Поскольку любой полином нечетного порядка имеет по крайней мере один действительный корень, то, исходя из сказанного, в рассматриваемой задаче такими полиномами лучше не пользоваться, то есть ограничиться четно-четными приближениями Паде (M и N в (I) - оба четные). Это означает, что число опорных точек L удобно выбирать равным $L = 4K + I$, где K - целое, то есть $L = 5,9,I3....$ При этом полином в знаменателе может иметь K пар комплексно сопряженных корней и такое описание можно назвать обобщенной K - резонансной формулой - обобщенной, поскольку не делается априорных предположений об интерференционной структуре.

Необходимо остановиться на вопросе о влиянии шума, т.е. случайного разброса экспериментальных точек, на получаемые результаты. Известно, что наложение шумов на анализируемую функцию приводит к появлению у полиномов P^N и Q^M взаимно близких корней, так называемых "шумовых дублетов" [3] . При представлении P^N и Q^M в виде разложения на простейшие множители сооответствующие биномы сокращаются и не отражаются на восстановлении функции. Вторым, кроме совпадения с хорошей точностью, отличием шумовых корней от "физических" является их нерегулярное поведение при изменении числа опорных точек - они бессистемно и, как правило, довольно резко сдвигаются при переходе к более высоким приближениям, в то время как значения физических корней при этом стабилизируются. В рассматриваемой нами задаче, кроме того, шумовые корни чаще всего оказываются действительными, в то время как физические обязательно имеют заметную мнимую часть.

Поскольку аналитические свойства искомых функций в рассматриваемом нами случае сравнительно просты, а анализируемые данные достаточно подробны, число экспериментальных точек на рассматриваемом интервале всегда много больше практически требуемого ранга приближения, т.е. необходимого числа опорных точек. В связи с этим возникает задача так организовать выбор опорных точек, чтобы по возможности полнее использовать информацию, содержащуюся в полной совокупности экспериментальных точек. Для этой цели в настоящей работе был применен следующий итерационный процесс. Обозначим полное число экспериментальных точек N_{ex} . Соответствующий участок оси абсцисс разбивается на L интервалов, каждый из которых, кроме последнего, содержит по $[N_{ex}/L]$ экспериментальных точек, а последний - все не вошедшие в первые $L-1$ интервалов, т.е. $N_{ex}-[\frac{N_{ex}}{L}]\times(L-1)$. В качестве первого шага одна случайно (с помощью программного датчика случайных чисел) выбранная в каждом из первых $L-1$ интервалов точка объявляется опорной, а за L -ю опорную выбирается крайняя правая точка L -го интервала, т.е. самая последняя и производится первое восстановление функции по этому набору опорных точек. Результат восстановления сравнивается во всех N_{ex} точках с исходными данными и при этом вычисляется значение параметра, выбранного для количественной характеристики качества восстановления, который и подлежит минимизации в результате описываемого итерационного процесса. В качестве такого параметра было выбрано средне-квадратичное относительное отклонение восстановленной функции от экспериментальных значений, т.е.

$$\Delta_{эксп.}=\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_{ex}}\left(f_{эксп.}(z_i)-f_{восст.}(z_i)\right)^2/f_{ex}^2(z_i)}{N_{ex}}} \qquad (15)$$

На втором шаге процесса сохраняются в качестве опорных первые $L-1$ точек , а последняя сдвигается на один номер влево, восстановление и сравнение повторяется и т.д., пока не переберутся все точки последнего интервала. Затем та из них, которая соответствует минимальному $\Delta_{эксп.}$, делается первой опорной, фиксируется и весь процесс перебора повторяется для интервала, бывшего последним и т.д. После перебора всех интервалов первая итерация считается

законченной, и результатом ее является некоторый, вообще говоря, не совпадающий с исходным, набор опорных точек и восстановленная кривая, лучшая из всех $N_{ex} - L + 1$ рассмотренных кривых, т.е. соответствующая наименьшему из получавшихся значению $\Delta_{эксп}$. Этот набор служит исходным для второй итерации в том же смысле, в каком случайный набор - для первой, и процесс повторяется до тех пор, пока в результате очередной итерации набор "лучших" точек изменяется. Соответствующая ему кривая и выбирается в качестве окончательного результата восстановления при заданных L и начальном выборе опорных точек.

Принципиальная сходимость такого процесса очевидна, поскольку ни на одном его шаге $\Delta_{эксп.}$ по определению не может ухудшиться, и число возможных вариантов ограничено, хотя и весьма велико. Практическая сходимость оказалась вполне удовлетворительной (см. ниже).

4. Получение резонансных параметров

Если анализируемая функция представляет собой энергетическую зависимость сечения ядерной реакции, то в случае $N = M = 2m$ выражение (I), полученное в результате описанной выше процедуры, после выделения постоянной части и нахождения корней знаменателя можно представить в следующей форме:

$$\sigma(E) = \frac{P^{2m}(E)}{Q^{2m}(E)} = C + \sum_{k=1}^{m} \left(\frac{\alpha_k}{E - E_k^0} + \frac{\alpha_k^*}{E - E_k^{0*}} \right) \qquad (I6)$$

где

$$E_k = E_k^0 - i\frac{\Gamma_k}{2}; \quad \alpha_k = \gamma_k + i\delta_k \qquad (I7)$$

Разложение (I6) однозначно, чего нельзя сказать о физической интерпретации всех входящих в него величин. Действительно, в теории ядерных реакций [8] общее выражение для энергетической зависимости сечения в резонансной области имеет вид

$$\sigma(E) = \sum_{k=1}^{m} \left| \left(C_k e^{i\varphi_k} + \sum_{j=1}^{n_k} \frac{\gamma_{kj} e^{i\varphi_{kj}}}{E - E_{kj}^0 + i\frac{\Gamma_{kj}}{2}} \right) \right|^2 \qquad (I8)$$

В нем учитывается как интерференция резонансов с потенциальным рассеянием, так и между собой. Не нарушая общности, можно поло-

жить $\varphi_к = 0$. Энергии $E^{o}_{кj}$ и ширины $\Gamma_{кj}$ непосредственно и однозначно определяются по положению полюсов приближения Паде. Трудность заключается в интерпретации интерференционных параметров. Сопоставляя (I8) с одной стороны и (I6-I7) с другой, получим:

$$C=\sum_{к=1}^{m} C_к^2 \;;\quad d_{кj}=\rho_{кj}\, e^{i\varphi_{кj}}\left(C_к+\sum_{l}\frac{\rho_{кl}\, e^{-i\varphi_{кl}}}{(E^{o}_{кj}-E^{o}_{кl})+i\frac{\Gamma_{кj}+\Gamma_{кl}}{2}}\right) \qquad (I9)$$

Если в описании участвуют N резонансов, то для определения $2N+m$ величин($\rho_{кj}$ и $\varphi_{кj}$ для каждого уровня и m констант $C_к$) имеются $2N+1$ уравнений (I9), считая сопряженные, и задача не имеет однозначного решения. Поэтому мы ограничимся качественными выводами и рассмотрением частных случаев. Простейший случай - один резонанс, интерферирующий с потенциальным рассеянием, когда

$$\sigma(E)=\left|C+\frac{\rho e^{i\varphi}}{E-E^{o}+i\frac{\Gamma}{2}}\right|^2=C^2+\frac{\gamma+i\delta}{E-E^{o}+i\frac{\Gamma}{2}}+\frac{\gamma-i\delta}{E-E^{o}-i\frac{\Gamma}{2}}\,, \qquad (20)$$

где $\gamma+i\delta=\alpha$. Используя (I9), получим

$$\rho^4-\rho^2\Gamma^2\left(C^2+\frac{2\delta}{\Gamma}\right)+\Gamma^2(\delta^2+\gamma^2)=0;\quad \cos\varphi=\gamma/C\rho \qquad (2I)$$

Однако, на практике не всегда известно, какая доля "ладкого сечения" интерферирует с данным резонансом, поэтому представляет интерес следующее ограничение снизу на соответствующую величину, которое получается из очевидного условия $\rho^2\geq 0$:

$$C^2\geq\frac{2\delta}{\Gamma}\left(\sqrt{1+\frac{\gamma^2}{\delta^2}}-1\right) \qquad (22)$$

В случае, когда $C = C_К = 0$, т.е. нет интерференции с потенциальным рассеянием, уравнения (I9) в принципе разрешимы относительно $\rho_{кj}$ и ($\varphi_{кj}-\varphi_{кl}$). Так, для двух интерферирующих резонансов получим

$$\rho_1^4 + A_1^2\left(-2\delta_1\Gamma_1 - \frac{\Gamma_1^2\Gamma_2(\delta_1+\delta_2)}{\varepsilon^2-\Gamma_1\Gamma_2}\right) + \frac{(\gamma_1^2+\delta_1^2)\Gamma_1^2\varepsilon^2}{\varepsilon^2-\Gamma_1\Gamma_2} = 0$$

$$A_2 = -\Gamma_2\left(\delta_1 - \delta_2 - \frac{A_1^2}{\Gamma_1}\right); \quad tg(\varphi+\beta) = \frac{\delta_1}{\gamma_1} + \frac{A_1^2}{\gamma_1\Gamma_1}$$

$$\varepsilon^2 = (E_1^0 - E_2^0) + \frac{(\Gamma_1+\Gamma_2)^2}{4}; \qquad (23)$$

$$tg\,\beta = -\frac{\Gamma_1+\Gamma_2}{2(E_1^0-E_2^0)}; \quad \varphi = \varphi_2 - \varphi_1$$

Решение этой системы дает два набора резонансных параметров. Если $C = C_K = 0$, то суммируя по j правые части уравнения (I9), можно получить:

$$\sum_j (\alpha_{kj} + \alpha_{kj}^*) = \sum_j \gamma_{kj} = 0 \qquad (24)$$

Выражение (24) дает способ разбиения резонансов, в случае отсутствия интерференции с потенциальным рассеянием, на взаимно не интерферирующие группы, внутри каждой из которых выполняется равенство (24), а величины γ_{kj} определяются с помощью приближения Паде.

Следует отметить также, что результаты анализа с помощью выражений (23) оказываются чувствительными к сравнительно малым изменениям наблюдаемых величин.

5. Рассмотрение модельной задачи

В качестве модельной функции была выбрана сумма двух резонансных слагаемых с интерференцией

$$\sigma(E) = \left| \frac{\rho_1}{E - E_1^0 + i\frac{\Gamma_1}{2}} + \frac{\rho_2 e^{-i\varphi}}{E - E_2^0 + i\frac{\Gamma_2}{2}} \right|^2 \qquad (25)$$

при следующих значениях параметров: $E_1^0 = 5$, $\Gamma_1 = 1$, $E_2^0 = 10$, $\Gamma_2 = 2$, $\rho_1 = \rho_2 = 1$, $\varphi = 0$. Интервал изменения переменной $0 \le E \le 15$ с шагом 0,1 - всего 151 точка. Экспериментальный разброс ординат моделировался следующим образом: в каждой точке задавалась величина дисперсии "сечения", связанная с его абсолютной величиной, эта дисперсия умножалась на случайное число из последовательности, генерируемой датчиком случайных чисел с нормальным распределением при единичной дисперсии в среднем значении, равном нулю. Полученная величина добавлялась к значению, определяемому формулой (25).

Связь относительной дисперсии с величиной сечения в точке была выбрана в следующем виде

$$\Delta(E) = \Delta_{лучш.} \sqrt[4]{\sigma_{max}/\sigma(E)} \qquad (26)$$

который описывает ситуацию, промежуточную между случаем, когда экспериментальная ошибка полностью определяется набранной статистикой (тогда в выражении (26) фигурировал бы квадратный корень) и постоянной относительной ошибкой.

Результаты восстановления для значений $\Delta_{лучш.}$=2%-10%, что соответствует среднему фактическому разбросу точек Δ = 4% - 20%, приведены в таблице I.

Выбор описанного выше итерационного процесса основан фактически на предположении о том, что такая процедура приведет к отбору в качестве опорных "наиболее информативных" экспериментальных точек. Естественно ожидать, что таковыми окажутся точки,"наименее уклонившиеся" от истинной кривой в пределах разброса. На примере модельной кривой справедливость такого предположения может быть непосредственно проверена, кроме того, восстановленную кривую можно сравнить не только с исходными точками, но и с истинной функцией (25). Для такого сравнения вычислялась величина $\bar{\Delta}_{ист.}$, выражение для которой совпадает с (I5) с заменой $\sigma_{эксп.}(z_i)$ на $\sigma(z_i)$. Рассчитывался также "фактический" разброс точек, т.е.

$$\bar{\Delta}_{оп} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{h} (\sigma_{восст.}(z_i^{оп}) - \sigma(z_i^{оп}))^2 / \sigma^2(z_i^{оп})}{h}} \qquad (27)$$

Оказалось, что $\bar{\Delta}_{оп}$ очень близко к $\bar{\Delta}_{ист.}$, т.е. восстановленная кривая отклоняется от истинной в среднем так же, как выбранные опорные точки, а отношение $\bar{\Delta}_{ист.}/\bar{\Delta}_{эксп.}$ значительно - в 3-4 раза меньше единицы (см. таблицу I). Это согласуется качественно с простейшей оценкой $\sqrt{N_{ex}/L}$, получаемой в предположении, что процесс проходит без потери информации и что дисперсию параметров результирующей кривой можно вычислять как дисперсию среднего по $[N_{ex}/L]$ точкам.

Таким образом, с помощью описанного процесса удается получить значительное повышение точности описания истинной кривой по сравнению со средним разбросом "экспериментальных точек". Это, конечно, является следствием аналитичности, гладкости исходной функции.

Из таблицы I следует, что точность вычисления резонансных параметров достаточно высока.

6. Примеры обработки экспериментальных данных

При выборе примеров экспериментальных данных для пробной обработки, чтобы сделать их совокупность при сохранении обозримости достаточно представительной, учитывались следующие обстоятельства:

а) разнообразие по энергиям нейтронов, вызывающих реакцию, что соответствует также и различным условиям с точки зрения энергетического разрешения и роли Допплер-эффекта;

б) разнообразие возможных интерференционных эффектов;

в) наличие подробной числовой информации о результатах эксперимента.

По этим соображениям было выбрано три примера: сечение деления U^{235} в интервале 6 эв $\leq E_n \leq$ 6,7 эв, полное сечение V^{51} при 20 кэв $\leq E_n \leq$ 24 кэв, полное сечение Cr при 575 кэв $\leq E_n \leq$ 587 кэв. Числовая информация об измеренных сечениях во всех случаях была получена с магнитных лент библиотеки EXFOR Центра по ядерным данным ГК ИАЭ СССР [9-II] . Результаты обработки представлены на рис.I-3, полученные данные о резонансных параметрах приводятся в подписях к рисункам. Для получения среднего отклонения, соответствующего примерно экспериментальному разбросу, понадобилось во всех случаях использовать $L = 4_k + I$ при k , на единицу превышающем наблюдаемое "на глаз" число резонансов в рассматриваемом интервале, причем соответствующие "лишние" корни всегда оказывались шумовыми.

В заключение авторы выражают благодарность сотрудникам ЦЯД ГК ИАЭ СССР В.Н.Манохину и В.В.Возякову за большую организационную помощь при получении данных с магнитных лент и проведении расчетов на ЭВМ ЦЯД.

Таблица I

Результаты обработки модельной задачи (см. формулу (25))

$\Delta_{лучш}$ %	0	2	3	4	5	I0
$\bar{\Delta}$ %	0	4,II	6,I7	8,23	I0,3	20,6
L	–	I3	9	I3	9	9
$\bar{\Delta}_{эксп.}$	0	3,92	5,76	7,85	9,52	I9,25
$\bar{\Delta}_{ист.}$	0	I,38	I,45	2,42	2,28	6,58
E_1^*	5	4,944	4,987	4,992	4,983	4,963
$\Gamma_1/2$	0,5	0,496	0,5I4	0,49I	0,508	0,476
E_2^*	I0	9,996	9,99I	I0,009	9,996	9,989
$\Gamma_2/2$	I	0,987	I,0I7	0,995	I,030	I,006
γ_1	-0,I835	-0,I770	-0,I857	- 0,I757	-0,I82	-0,I786
* δ_1	I,055	I,0406	I,05I0	I,05I0	I,0466	I,0227
γ_2	0,I835	0,I825	0,I88I	0,I767	0,I862	0,I795
δ_2	0,555	0,5506	0,5558	0,5363	0,5603	0,5506
C	0	0,00I38	0,00I55	0,00052	0,00476	0,00225
ρ_1	I	0,99	I,0I	0,99	I,0I	0,96
ρ_2	I	0,99	I,00	0,98	I,02	I
φ	0	-0,0I	0	-0,0I	0	-0,0I
ρ_1' *)	I,II	I,I0	I,II	I,I0	I,II	I,07
ρ_2' *)	I,22	I,20	I,24	I,I9	I,25	I,20
φ' *)	I,08	I,07	I,09	I,08	I,I0	I,04

* Второй эквивалентный набор параметров, получаемый вследствие неоднозначности восстановления интерференционных параметров.

ЛИТЕРАТУРА

1. H.Pade. Ann.Ecole Normale Superiere. Paris, vol.9,(1892).
2. H.Pade. Ibid, vol.16 (1899).
3. J.Zinn-Justin. Phys.Rep., vol.1c, No.3(1971).
4. J.L.Basdevant. Fort der Physik, 20,283(1971).
5. G.A.Baker, J.L.Gammel. "The Pade-Approximant in Theoretical Physics". Acad.Press. N.-Y.(1970).
6. J.L.Gammel, F.A.McDonald. Phys.Rev. 142, 1245(1966).
7. Хованский А.Н. Приложение цепных дробей и их обобщений к вопросам прикладного анализа. ГИТТЛ. Москва, 1956.
8. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях. ИИЛ. Москва, 1960.
9. M.G.Cao, F.Migneco, J.P.Theobald, J.A.Wartena, J.Winter. EXFOR LIBRARY, AN-20129.
10. C.Rohr, E.Friedland. EXFOR LIBRARY, AN-20152.
11. S.Cierjacks, P.Forti, D.Kopsch, L.Kropp, J.Nebe, H.Unseld. EXFOR LIBRARY, AN-20012.

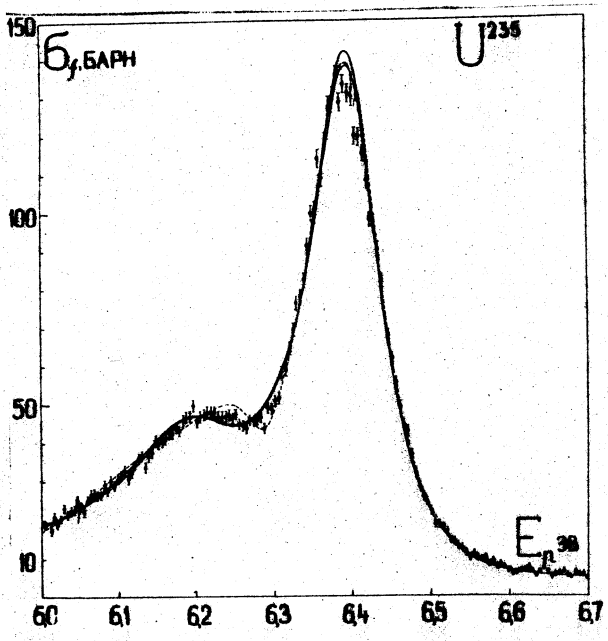


Рис. I. Результаты анализа энергетической зависимости сечения деления ^{235}U при 6 эв $\leq E_n \leq$ 6,7 эв [9] . Близкие сплошные кривые соответствуют L = 9 и I3, пунктир L = I7, соответствующие значения $\Delta_{эксп}$=6,7%, 6,9%, 6,4%. $\Delta_{теор}$= 5,8%. Полученные значения резонансных параметров: E_1^0=6,I99 эв, Γ_1=I80 мэв, E_2^0=6,40 эв, Γ_2=I08 мэв. При L =I7 левый резонанс "расщепился" на два с параметрами E_1^0=6,087 эв, Γ_1'=322 мэв; $E_1^{0\prime\prime}$=6,279 эв, Γ_1'' = 80 мэв..

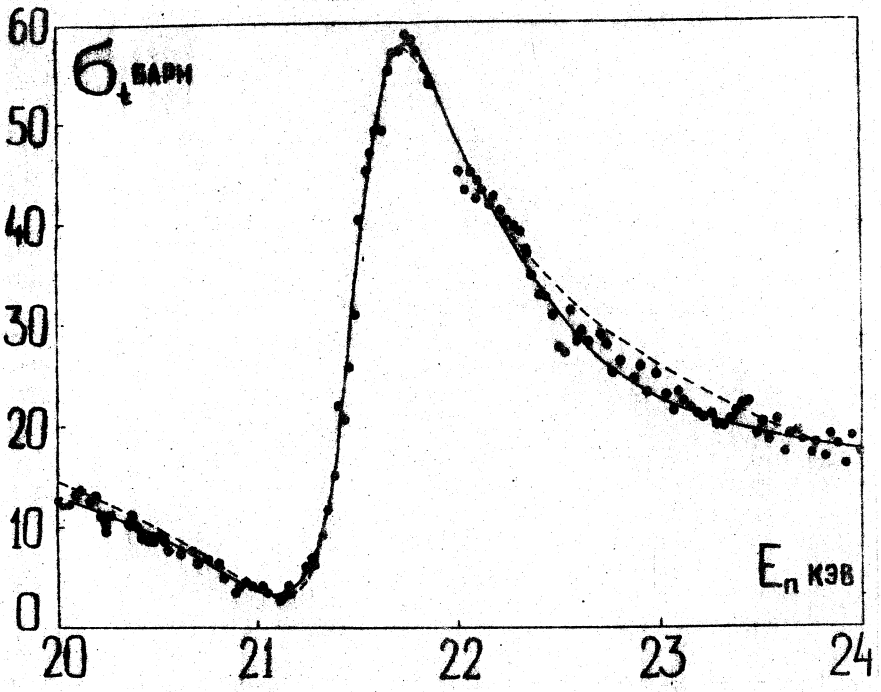


Рис. 2. Результаты анализа полного сечения ^{51}V в интервале 20 кэв $\leq E_n$ 24 кэв $\leq$ 10 .

Налицо заметная интерференция с упругим рассеянием. Анализ проводился лишь для L =9. Пунктир - первая итерация ($\Delta_{экспл}$=11%), сплошная кривая - последняя, седьмая итерация ($\Delta_{экспл.}$ =7,5%). Ошибки авторами не приводятся. Получены резонансные параметры E_I^0 = 21,56 кэв, $\Gamma_I/2$=0,326 кэв.

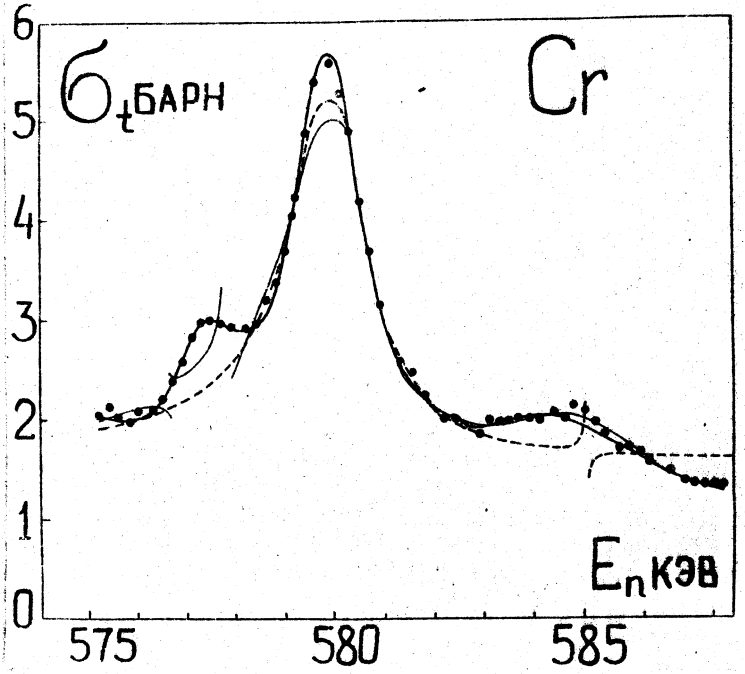


Рис. 3. Результаты анализа полного сечения Cr в интервале 575 кэв $\leq E_n \leq$ 587 кэв [11].

Пунктир соответствует L =9, тонкая линия L =13, жирная L =17. В первых двух случаях наблюдаются ложные действительные полюса. При L =17 (аналог четырехуровневой формулы) получено удовлетворительное описание ($\Delta_{эксп.}$ = = 5,33%) и разрешены три уровня с параметрами E_1^0 = = 577,13 кэв, $\Gamma_{1/2}$=0,900 кэв, E_2^0=579,85 кэв, $\Gamma_{2/2}$ = = 0,817 кэв, E_3^0 = 584,3 кэв, $\Gamma_{3/2}$ =1,83 кэв.

СРЕДНИЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ В СТАТИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

В.М.Бычков, В.С.Шорин

Abstract - Аннотация

AVERAGE NEUTRON CROSS-SECTIONS IN STATISTICAL THEORY OF NUCLEAR REACTIONS. The calculations of neutron elastic and inelastic scattering and radiative capture average cross-sections are carried out within the framework of statistical models of Hauser-Feschbach, Moldauer and Tepel-Weidenmüller. The differences between the models predictions are shown for the cases of weak, intermediate and strong absorption.

СРЕДНИЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ В СТАТИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ. Проведены расчеты средних сечений упругого и неупругого рассеяния и радиационного захвата нейтронов в рамках статистических моделей Хаузера-Фешбаха, Молдауэра и Тепеля-Вейденмюллера. Показаны отличия в предсказаниях моделей для случаев слабого и сильного поглощения.

Различные версии статистической теории ядерных реакций [1-3] широко применяются как при анализе экспериментальных данных с целью извлечения модельных параметров, так и в задачах оценки (или предсказания) ядерных данных, особенно, нейтронных сечений. Величины средних сечений, получаемые в разных моделях, согласуются между собой только в крайних случаях. Целью настоящей работы является исследование возможных отличий в описании нейтронных сечений различными статистическими моделями. Были проведены расчеты сечений радиационного захвата $\sigma_{n\gamma}$, упругого σ_{el} и неупругого σ_{in} рассеяния нейтронов для нескольких ядер. Выражения для средних нейтронных сечений в рассмотренных статистических подходах имеют следующий вид.

I. Формула Хаузера-Фешбаха [I]

$$\sigma_{nx}^{HF} = \pi \lambda_a^2 g^J (T_n \cdot T_x / \sum_y T_y) \qquad (I)$$

здесь n, x, y – открытые каналы реакции, $x \equiv \{cJIE\}$,

g^J – статистический спиновой фактор,

T_n – коэффициенты прохождения, которые вычислялись в рамках сферической оптической модели [4]. В случае радиационного захвата коэффициенты T вычислялись через средние нейтронные или радиационные силовые функции

$$T_n = 2\pi k_n R V_\ell (k_n R) \langle \Gamma_n^{cJ} / \mathcal{D}^J \rangle \qquad (I\,а)$$

$$T_\gamma = 2\pi \langle \Gamma_\gamma / \mathcal{D}^J \rangle \qquad (I\,б)$$

V_ℓ – коэффициенты проницаемости для прямоугольной ямы.

II. Вариант Лейна, Линна [2] получен как частный случай λ-матричной теории и учитывает флуктуацию нейтронных ширин по χ^2_ν распределению с ν степенями свободы. Обычно принимается $\nu = I$ (распределение Портера-Томаса).

$$\sigma_{nx}^{LL} = \sigma_{nx}^{HF} \cdot S_{nx}; \quad T_n = 2\pi \Gamma_n / \mathcal{D}_n \qquad (2)$$

Фактор поправки S_{nx} имеет вид:

а) для упругого рассеяния:

$$S_{nx} = 3(1+\alpha+\sum_k \beta_k) \int_0^\infty \frac{\exp(-t)\,dt}{(1+2\alpha t)^{1/2} \prod_{k\neq 0} (1+2\beta_k t)^{1/2}} \qquad (2\,а)$$

б) для неупругого рассеяния

$$S_{nx} = (1+\alpha+\sum_k \beta_k) \int_0^\infty \frac{\exp(-t)\,dt}{(1+2\alpha t)^{1/2}(1+2\beta_{nx} t)^{1/2} \prod_{k\neq 0,x} (1+2\beta_k t)^{1/2}} \qquad (2\,б)$$

в) для радиационного захвата

$$S_{nx} = (1+\alpha+\sum_k \beta_k) \int_0^\infty \frac{\exp(-t)\,dt}{(1+2\alpha t)^{1/2} \prod_{k\neq 0} (1+2\beta_k t)^{1/2}} \qquad (2\,в)$$

Здесь

$$\alpha = T_n / T_\gamma \; ; \quad \beta_\alpha = T_{n'}^{\alpha} / T_\gamma$$

Ш. В варианте Линна [5] делается попытка учесть корреляцию ширин упругого и неупругого рассеяния нейтронов, которая может возникнуть из-за сильной связи коллективной природы основного и первого возбужденного уровня ядра-мишени. Эта корреляция учитывается при вычислении фактора S в предположении коэффициента корреляции $\rho_{nn'} = 1$.

Если открыт один канал неупругого рассеяния и $T_n \gg T_\gamma$, то

$$S_{n\alpha} = 1 ; \qquad (3\text{ а})$$

то есть приходим к формуле Хаузера-Фешбаха.
Для радиационного захвата

$$S_{n\alpha} = (1+\alpha+\beta)\int_0^\infty exp(-t)\,dt / [1+2(\alpha+\beta)t]^{1/2} \qquad (3\text{ б})$$

IУ. Наиболее общее выражение для средних сечений было получено Молдауэром на основе полюсного разложения S – матрицы рассеяния [3].

$$\sigma_{n\alpha}^{N} = \pi \lambda_n^2 g^2 \left\{ \frac{\theta_n \theta_\alpha}{\Sigma_\gamma \theta_\gamma} S_{n\alpha} - \frac{\delta_{n\alpha}}{4} Q_n \theta_n^2 \right\} \qquad (4)$$

Коэффициенты θ_n связаны с коэффициентами проницаемости оптической модели соотношением

$$\theta_n = (2/Q_n)[1-(1-Q_n T_n)^{1/2}] \qquad (4\text{ а})$$

Фактор Q_n, учитывающий корреляционные свойства положений резонансов, изменяется между $Q_n = 0$ и $Q_n = 1$. Так как Молдауэр не дает способа вычисления фактора Q_n, то здесь рассматривались только два случая $Q_n = 0$ и $Q_n = 1$. При малых $\overline{\Gamma_n}/\overline{D}$ варианты П и IУ совпадают.

У. В появившейся недавно работе Тепеля, Вайденмюллера и Хофмана [6] усредненные сечения реакции получены аппроксимацией результатов моделирования параметров резонансов (полюсов) К – матрицы. В отличие от предыдущих вариантов, этот подход справедлив не только в случае слабого поглощения в каналах реакции, но и для промежуточного и сильного поглощения.

$$\sigma_{nx}^{TW} = \pi \lambda_n^2 g^J \frac{\nu_n \nu_x}{\Sigma_y \nu_y} [1 + \delta_{nx}(W_n - 1)], \qquad (5)$$

$$\nu_x = T_x / [1 + \frac{T_x}{\sum_y T_y}(W_x - 1)]; \qquad (5\ а)$$

для радиационного захвата принималось

$$\nu_x = T_\gamma = 2\pi \langle \Gamma_\gamma / \mathcal{D}^J \rangle$$

Фактор усиления сечения в упругом канале W_x имеет вид

$$W_x \simeq 1 + 2(1 + T_x^{1/2})^{-1} \qquad (5\ б)$$

Выражение (5) существенно проще выражений (2,4), поскольку не требует вычисления флуктуационных несобственных интегралов.

Расчеты нейтронных сечений проводились для ядра ^{56}Fe в области энергии 0,9-3,5 Мэв (случай сильного поглощения) и изотопов иттербия в области энергии $E_n \leq 200$ кэв (слабое, промежуточное поглощение). Результаты ^{56}Fe приведены на рис. I, где показаны сечение неупругого рассеяния нейтронов на первом 2^+ уровне (E_1=0,845 Мэв) $\sigma_{nn'}$ 0,845 и сечение упругого рассеяния через составное ядро $\sigma_{c.el.}$. Различие между предсказаниями моделей существенно и, в частности, имеется заметное расхождение в модели Молдауэра (4) между случаями $Q = 0$ и $Q = 1$. При $Q = 1$ сечение $\sigma_{c.el.}$ стремится к отрицательным значениям. Таким образом в моделе Молдауэра величина Q должна быть переменной. В формуле Тепеля (5) эффект изменения Q учитывается автоматически, и отмеченного парадокса не возникает. На рис. 2 показаны результаты расчета сечений захвата для ядер $^{172,173,174}Yb$. Средние резонансные параметры взяты из работы [7]. Различие между предсказаниями моделей составляет 10-15%. Однако для четно-четных ядер при энергии, когда открывается канал неупругого рассеяния на первом 2^+ уровне и $T_n \gg T_{n'}$, эти различия могут усилиться, что и демонстрируется на рис. 3 для парциального сечения захвата d - нейтронов ($\ell = 2$). Величина сброса сечения захвата зависит не только от используемой модели, но и от резонансных параметров (соотношения между радиационной и нейтронной силовой функцией). В области энергии $E_n < 20$ кэв все модели дают одинаковый результат, то есть реализуется случай слабого поглощения $T_n \ll 1$. Сечения упругого и неупругого

рассеяния нейтронов для ядра ^{174}Yb показаны на рис.4. Хорошо видно, что в случае слабого или промежуточного поглощения расхождения между моделями не столь большое, как в случае сильного поглощения (рис.I). Заметим, что и здесь предсказания модели Тепеля лежат между результатами, даваемыми моделью Хаузера-Фешбаха и моделью Молдауэра.

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что расхождения между различными вариантами статистической теории довольно значительны, и их нужно иметь в виду как при анализе экспериментальных данных, так и при оценке нейтронных данных. Согласие между моделями наблюдается лишь в пределе слабого поглощения или сильного поглощения с большим числом открытых каналов. Эксперимент вряд ли позволит сделать выбор между моделями, поскольку точность экспериментальных данных находится пока на уровне ~ I0%. Формализм Тепеля не имеет такого наглядного толкования в рамках одноуровневой формулы Брейта-Вигнера, как другие модели. Однако формулы Тепеля намного удобнее в применениях, и то, что они дают результаты, лежащие между предсказаниями моделей Хаузера-Фешбаха и Молдауэра, позволяет отдать им предпочтение и делает целесообразным их использование в расчетах нейтронных сечений.

Авторы признательны А.В.Игнатюку за интерес к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hauser W., Feshbach H. Phys.Rev. 87,366,1952.
2. A.M.Lane, J.E.Lynn.Proc.Phys. Soc. A70, 557, 1957.
   А.Лейн, Р.Томас. Теория ядерных реакций при низких и средних энергиях. И.Л., М., 1960.
3. P.A.Moldauer. Phys.Rev. 135, B642, 1964; 136, B947,1964.
4. Бычков В.М., Возяков В.В., Довбенко А.Г. и др. "Нейтронная физика".(Материалы 2-ой всесоюзной конференции. Киев,1973). Обнинск, 1974, т.I, с.316.
5. J.E.Lynn. Nuclear Data for Reactors IAEA,1,93,1970.
6. J.W.Tepel, H.M.Hofmann, H.A.Weidenmüller. Phys.Lett.49B,1, 1974.
7. Шорин В.С., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. ЯФ,1974,20,1092.

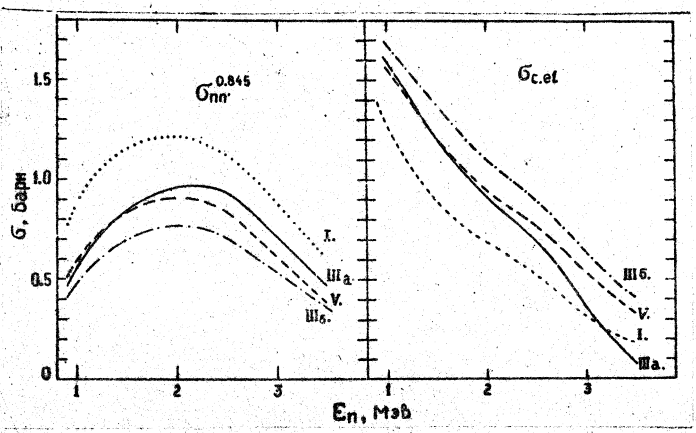


Рис. I. Сечение упругого рассеяния нейтронов ($\sigma_{c.el.}$) и неупругого рассеяния на первом 2^+ уровне для ядра ^{56}Fe. Расчеты по формулам I–У.

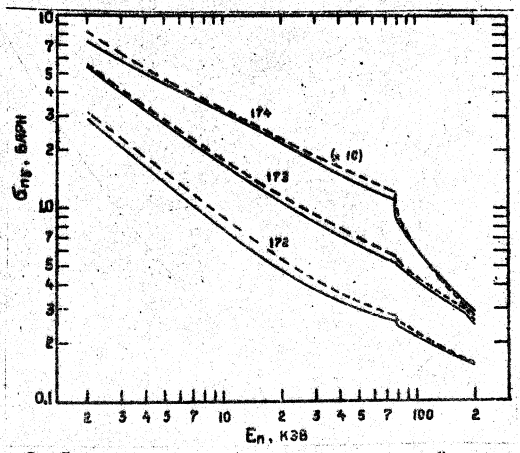


Рис. 2. Сечение радиационного захвата нейтронов для изотопов иттербия ($^{172,173,174}Yb$).

Сплошная линия – расчеты по формулам П,

пунктирная – формула У.

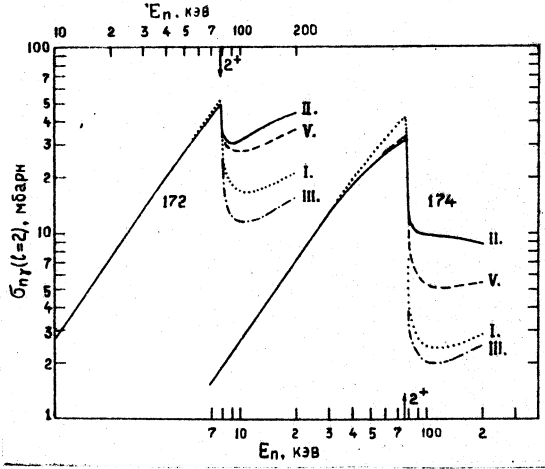


Рис. 3. Сечение захвата d - нейтронов для ядер ^{172}Yb и ^{174}Yb.

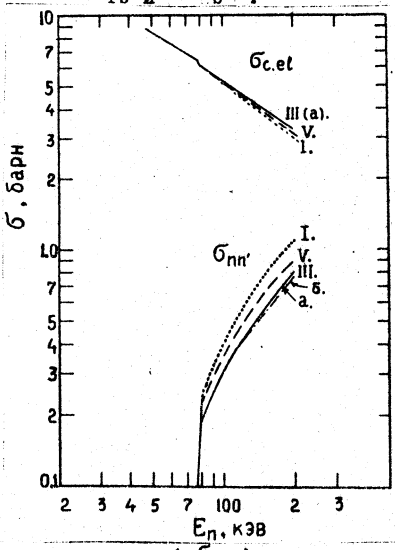


Рис. 4. Сечение упругого ($\sigma_{c.el}$) и неупругого ($\sigma_{nn'}$) рассеяния для ядер ^{174}Yb.

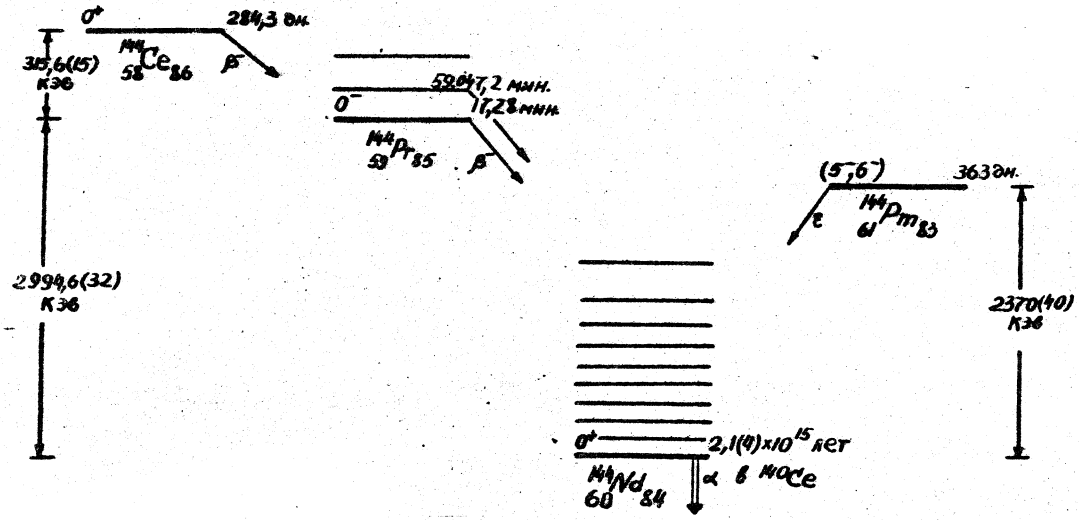

0+
284,3 дн.
$^{144}_{58}Ce_{86}$
β
315,6(15)
кэв
2994,6(32)
кэв
59,047,2 мин.
0−
17,28 мин.
$^{144}_{59}Pr_{85}$
β
(5−,6−)
363 дн.
ε
$^{144}_{61}Pm_{83}$
2370(40)
кэв
0+
2,1(4)×10^15 лет
$^{144}_{60}Nd_{84}$
α в ^{140}Ce

Рис.I.

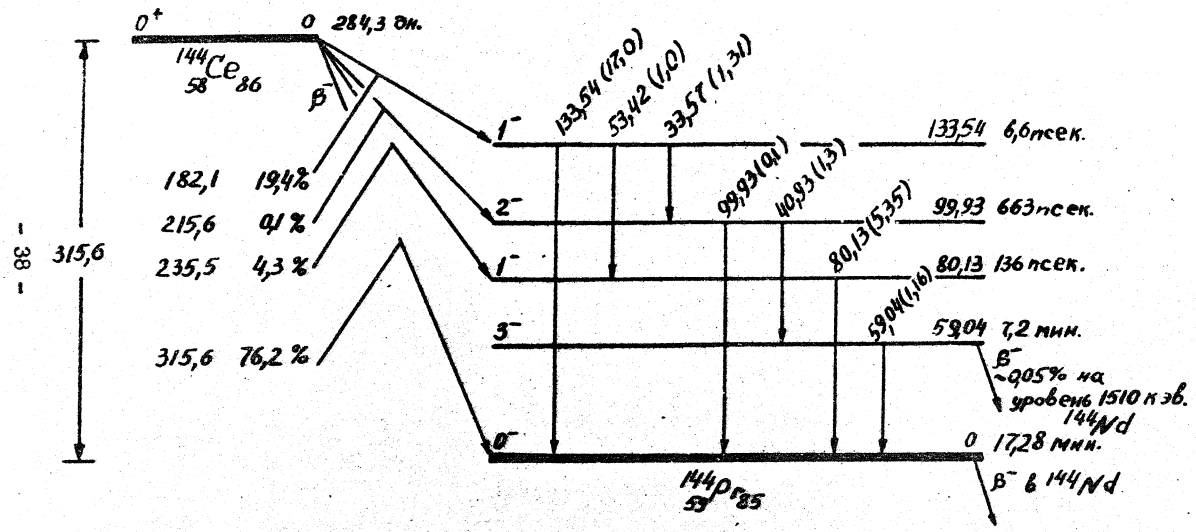

0+
0 284,3 дн.
144 58 Ce 86
β-
182,1 19,4%
215,6 0,1 %
235,5 4,3 %
315,6 76,2 %
315,6
1-
2-
1-
3-
0-
133,54 (17,0)
53,42 (1,0)
33,57 (1,31)
99,93 (0,1)
40,93 (1,3)
80,13 (5,35)
59,04 (1,16)
133,54 6,6 псек.
99,93 663 псек.
80,13 136 псек.
59,04 7,2 мин.
β-
~0,05% на уровень 1510 кэв. 144Nd
0 17,28 мин.
β- в 144Nd
144 59 Pr 85

Рис.2.

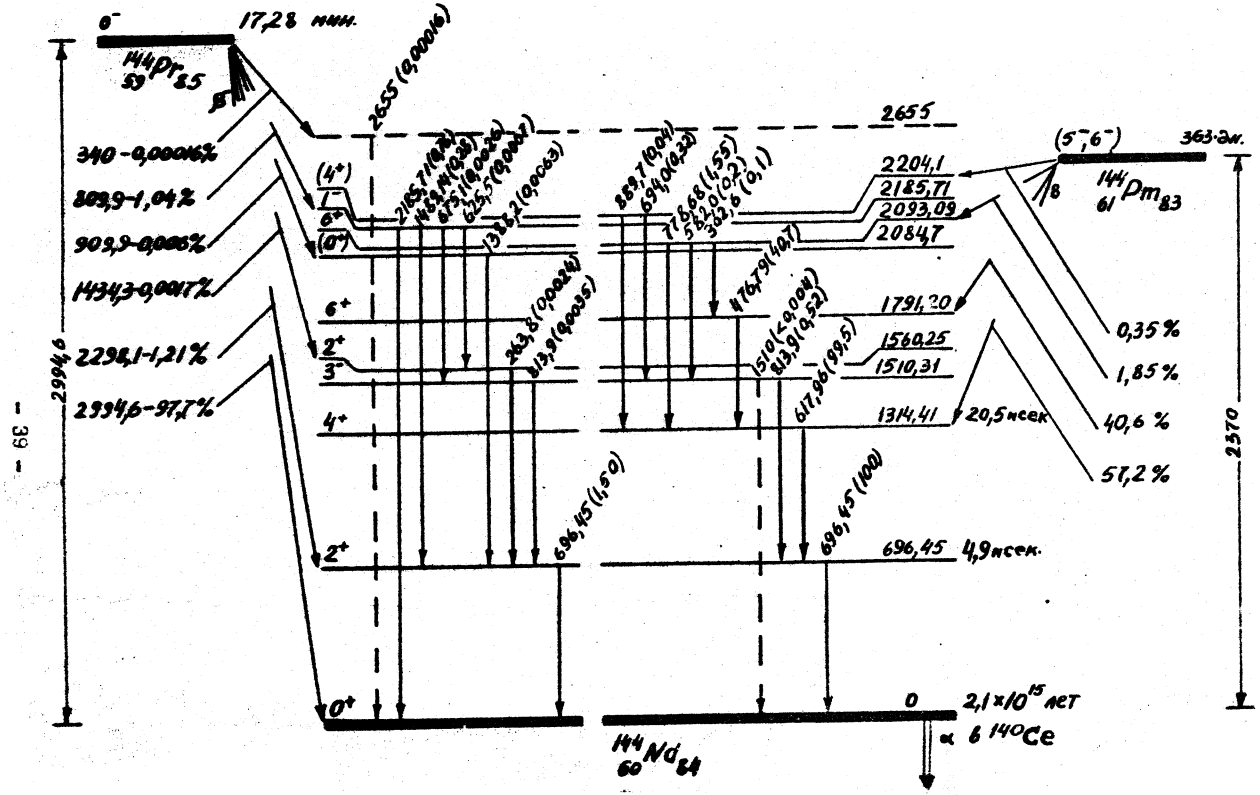

0⁻
17,28 мин.
144 Pr 85
59
β
2655 (0,00016)
340 - 0,00016%
809,9 - 1,04%
909,9 - 0,006%
1434,3 - 0,0017%
2298,1 - 1,21%
2994,6 - 97,7%
2994,6
(4⁺)
1⁻
6⁺
(0⁺)
6⁺
2⁺
3⁻
4⁺
2⁺
0⁺
2655
2204,1
2185,71
2093,09
2084,7
1791,20
1560,25
1510,31
1314,41
20,5 нсек
696,45
4,9 нсек.
0
2,1×10¹⁵ лет
α в 140Ce
144 Nd 84
60
(5⁻,6⁻)
363 эв.
144 Pm 83
61
8
0,35 %
1,85 %
40,6 %
57,2 %
2370
696,45 (1,50)
696,45 (100)
263,8 (0,0024)
813,9 (0,0035)
1388,2 (0,0063)
625,5 (0,0007)
889,7 (0,04)
694,0 (0,32)
778,68 (1,55)
582,0 (0,2)
302,6 (0,1)
476,79 (40,7)
1510 (<0,004)
813,9 (0,52)
617,96 (99,5)

Рис.3.

НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ДЕЙТЕРИЯ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ОТ 0,0001 ЭВ ДО 15 МЭВ

Н.О.Базазянц, А.С.Забродская, А.Ф.Ларина
М.Н.Николаев

Abstract - Аннотация

DEITERIUM NEUTRON CROSS-SECTIONS IN THE ENERGY RANGE FROM 0,0001 EV TO 15 MEV. An evaluation of deuterium neutron cross-section, neutron spectra from the D(n,2n)P reaction is given as well as neutron angular distributions of this reaction and of neutrons elastically scattered on deuterium.

The evaluation results are presented in the format of the SOCRATOR library. The 26-group constants set for deuterium is given also.

НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ДЕЙТЕРИЯ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ОТ 0,0001 ЭВ ДО 15 МЭВ. Описывается оценка нейтронных сечений дейтерия, спектров нейтронов из реакции D(n , 2n)P, а также угловых распределений нейтронов этой реакции и нейтронов, упруго рассеянных на дейтерии.

Результаты оценки представлены в формате библиотеки СОКРАТОР. Приводится также 26-групповая система констант для дейтерия.

---

* Работа депонирована в Центре по ядерным данным и по запросу может быть выслана в форме копии (на фотопленке или офсетной бумаге). Число стр. 66, число табл. 9, рис. 15.

О СТЕПЕНИ ВЫЯВЛЕННОСТИ ДЕТАЛЬНОГО ХОДА ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ ЖЕЛЕЗА ДЛЯ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ И БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

В.В.Возяков, В.В.Филиппов

Abstract - Аннотация

ABOUT EXPOSURE OF THE EXACT DEPENDANCY OF THE IRON TOTAL CROSS SECTION FOR INTERMEDIATE AND FAST NEUTRONS. The group self-shielding factors for total neutron cross section determinated from transmission measurements were compared with calculated on the base evaluation data files KEDAK, UKNDL and USSR.

О СТЕПЕНИ ВЫЯВЛЕННОСТИ ДЕТАЛЬНОГО ХОДА ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ ЖЕЛЕЗА ДЛЯ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ И БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ. Проведено сравнение коэффициентов самоэкранировки полного сечения железа, которые были найдены из прямых измерений функции пропускания для групповых энергетических интервалов (26-групповая система констант) с рассчитанными по детальному ходу $\sigma_t(E)$ из файлов оцененных данных КЕДАК, UKNDL и СССР .

Характерной особенностью полного нейтронного сечения, представляющего собою наиболее общую и простую в измерении характеристику ядерных свойств вещества, является наличие сложной энергетической зависимости, отражающей многообразие механизмов взаимодействия нейтронов с ядром. Уже давно установлено наличие плавных осцилляций полного сечения с изменением энергии нейтронов и атомного веса, предсказываемых оптической моделью. Экспериментальное выявление этих "гросс-структур" было относительно несложным, поскольку их период составлял примерно Мэв, а эксперимент выполнялся с энергетическим разрешением порядка сотни кэв. Иначе обстоит дело с изучением компаунд-резонансов, характеризующихся шириной порядка электронвольт. Трудности столь высокой монохроматизации нейтронов приводят к тому, что к настоящему времени

надежно выявленными являются лишь начальные участки энергетических зависимостей полного нейтронного сечения для различных ядер и приходящееся на них относительно небольшое число резонансов, отвечающих образованию составного ядра. Выше энергий порядка десятков килоэлектронвольт каждое улучшение энергетического разрешения в случае, например, ядер среднего веса приводило к выявлению все новых особенностей изменения полного сечения с энергией нейтронов.

Динамичность информации о нейтронных сечениях и необходимость в ней при практических расчетах ядерных установок, как и при теоретическом изучении свойств ядра, приводит к целесообразности обобщения имеющихся данных в форме оцененных файлов нейтронных сечений. Исторически первым был, по-видимому, известный атлас Юза BNL-325; затем появились другие библиотеки файлов [I-4] . Анализ приводимых в них, а также в других работах, данных выявляет существенное различие амплитуд осцилляций сечения, а иногда и среднего хода [5] .

Поэтому представляется целесообразным при сопоставлении расчетов, выполненных по различным файлам, привлечь результаты измерений функций пропускания [6,7] . Методика измерений функций пропускания нейтронов до значительных ослаблений позволяет восстановить форму плотности распределения полного нейтронного сечения на энергетическом интервале, охватываемом спектром используемого пучка, а вместе с нею – и величины факторов самоэкранировки полного нейтронного сечения,

$$f_{tot} = \frac{1}{\langle \sigma_{tot} \rangle} \frac{\left\langle \frac{1}{\sigma_{tot}} \right\rangle}{\left\langle \frac{1}{\sigma^2_{tot}} \right\rangle}$$

используемые в групповых расчетах [8] для учета резонансной структуры полного нейтронного сечения. Отметим, что поскольку измеряемая неэкспоненциальность функций пропускания отражает истинные осцилляции полного сечения, то извлекаемая из них форма плотности распределения [5] и ее моменты свободны от искажений, вызванных недостаточностью энергетического разрешения при расчетах по детальному ходу.

В данной работе изучался вопрос о степени выявленности резонансных особенностей полного нейтронного сечения естественного железа при энергиях выше 20 кэв.

С помощью программ численного интегрирования на ЭВМ-222 были рассчитаны значения функции пропускания $T(t)=\int exp(-\sigma_{tot}(E)t)\,dE$ и факторов самоэкранировки $f_{t,t}$ для энергетических интервалов, принятых в 26-групповой системе констант, по файлам [2,3,4]. Вычисленные по детальному ходу значения $T(t)$ имеют тенденцию идти ниже экспериментальных величин [5,7], что является отражением сглаживания принятого в файлах хода $\sigma_t(E)$ из-за недостаточности энергетического разрешения. Исключение составляют результаты расчета по поправленному файлу [4] для 5-ой и 6-ой групп (0,4-1,4)Мэв; расчеты, выполненные с учетом результатов работ [II,I2] указывают на бо́льшую роль минимумов, чем это выявляется в прямых измерениях [5,7].

Результаты работ [II,I2] ввиду их отсутствия в ЦЯД воспроизводились с графиков вручную, но оцененные ошибки воспроизведения не превышают I0% в величине фактора $f_{t,t}$ (см. табл.). В то же время отличие фактора f_{tot} по результатам этих работ от других значений достигает сотен процентов. Приходится заключить, что значения полного сечения в минимумах в работах [II,I2], вероятно, занижены. Это приводит к аномально низким значениям фактора $f_{t,t}$ для 5-ой и 6-ой групп, поэтому включение результатов работ [II,I2] в файл оцененных сечений Центра по ядерным данным представляется нецелесообразным. Интересно отметить, что во всех группах кроме 8-ой (0,I-0,2) Мэв система констант [8] - первая строка таблицы - отражает бо́льшую роль резонансных эффектов в полном сечении железа, чем это следует из расчетов по файлам [2,3,4], которые появились гораздо позднее. Из таблицы следует, что файл [4] даже без коррекции характеризуется наибольшей степенью выявленности резонансной структуры в полном сечении: рассчитанная по этому файлу величина $f_{t,t}$ систематически ниже по сравнению с файлами [2,3]. Но сравнение [4] с [5,7] показывает, что в файле [4] еще существенна сглаженность энергетического хода, то есть $f_{t,t}$ по работам [5,7] ниже чем по файлу [4]. По мере появления все более детальных измерений $\sigma_t(E)$ это отличие должно уменьшаться, что и отражено в таблице.

В заключении авторы выражают благодарность В.Н.Манохину за интерес к работе и В.В.Синице за помощь в постановке программы.

Таблица

Сравнение экспериментальных и расчетных значений фактора f_{tot}

№ № п/п	Ссылка	Номер группы									
		I	2	3	4	5	6	7	8	9	I0
		Энергетический интервал, Мэв									
		I0 -6,5	6,5 -4	4 -2,5	2,5 -I,4	I,4 -0,8	0,8 -0,4	0,4 -0,2	0,2 -0,I	I00 -46,5 кэв	46,5 -2I,5 кэв
I.	[8], I964	I,0	0,96	0,94	0,74	0,6I	0,45	0,55	0,39	0,34	0,04
2.	КЕДАК, I970	I	I	0,990	0,973	0,856	0,627	0,68I	0,364	0,540	0,082
3.	UKNDL*, I968	I	I	0,99I	0,976	0,752	0,638	0,685	0,38I	0,544	0,082
4.	ЦНД-75 до коррекции	0,997	I	0,976	0,833	0,655	0,483	0,464	0,353	0,446	0,089
5.	ЦНД-75 после коррекции	0,997	I	0,976	0,833	0,240	0,3II	0,4I5	0,350	0,446	0,062
6.	[7]**	–	–	0,970	0,760	0,620	0,4I0	–	–	–	–
7.	[5]	–	–	0,845	0,762	0,625	0,407	0,343	0,256	0,360	0,034

* – расчет выполнен А.Кривцовым.

** – расчет выполнен Л.Трыковым по результатам работы [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. Evaluated Nuclear Data Library (ENDF/B),USA.
2. United Kingdom Nuclear Data Library(UKNDL), England.
3. Karlsruhe evaluated Nuclear Data File KEDAK, 1970.
4. Бычков Б.М., Возяков В.В. и др. Оценка нейтронных сечений железа, данный сборник.
5. Филиппов В.В. "Ядерные константы", Москва,1972, вып.8,ч.I, с.39.
6. Николаев М.Н., Филиппов В.В., Бондаренко И.И. АЭ,1961,II, 445.
7. Кухтевич В.И., Трыков Л.А., Трыков О.А. Атомиздат, БИЦЯД, 1967, в.4, с.534.
8. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Атомиздат, 1964.
9. Rahn F. et al. NSE, 1973, 51,25.
10. Aflieri. NSE, 1973, 51,25.
11. Cierjaks S. "Нейтронная физика ". (Материалы 2ой всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, май,1973). Обнинск, 1974.
12. Cierjaks S. . Вторая международная школа по нейтронной физике. Алушта, апрель 1974. Препринт ДЗ-7991, Дубна, 1974, 196.

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ЖЕЛЕЗА

В.М.Бычков, В.В.Возяков, В.Н.Манохин, В.П.Платонов
В.И.Попов, В.Г.Проняев

Abstract - Аннотация

THE EVALUATION OF NEUTRON CROSS SECTIONS FOR IRON. The description of the full file of natiral iron neutron cross section is given. The evaluated data are presented in format SOKRATOR and included in the computer evaluated data library of the Nuclear Data Centre (Obninsk).

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ЖЕЛЕЗА. В работе дано описание оценки всех нейтронных сечений для естественной смеси изотопов железа. Оцененные данные представлены в формате СОКРАТОР и включены в машинную библиотеку оцененных ядерных данных Центра по ядерным данным (Обнинск).

Введение

Железо является важнейшим конструкционным материалом для реакторов и защиты, поэтому его нейтронные сечения (особенно сечение захвата) требуется знать с хорошей точностью. Имеющаяся в ЦЯД оценка железа из библиотеки КЕДАК [2] и 26-групповая система констант БНАБ [1] включают данные измерений, выполненных до 1965 года и не учитывают ряда новых работ, появившихся в последующие годы. В связи с этим в Центре по ядерным данным была выполнена работа по оценке всех нейтронных сечений для естественной смеси изотопов железа. При оценке использованы все доступные экспериментальные данные. В ряде областей, где данных мало или они противоречивы, в качестве рекомендованных кривых взяты результаты теоретических расчетов по ядерным моделям. Для сравнения с используемой в настоящее время в расчетах реакторов 26-групповой системой констант БНАБ получены среднегрупповые сечения.

Полное сечение

В области разрешенных резонансов (до энергии 200 кэв) в качестве рекомендованного сечения принят расчет в рамках многоуровневого R - матричного формализма. Элемент матрицы столкновений взят в следующем виде:

$$U_{nn}^{J} = e^{2i\varphi_n^J} \frac{1+iR^J}{1-iR^J};$$

$$R^J = \frac{1}{2} \sum_{\lambda(J)} \frac{\Gamma_{\lambda n}}{E_\lambda - E - i\Gamma_{\lambda\gamma}/2} + R_o^J(E);$$

$$R_o^J = A^J + B^J(E - E_{1/2});$$

здесь: $\Gamma_{\lambda\gamma}$, $\Gamma_{\lambda n}$ - радиационные и нейтронные ширины резонансов составного ядра;

E_λ - резонансные энергии;

$E_{1/2}$ - середина рассматриваемого интервала энергии нейтронов;

A^J и B^J - параметры, введенные для учета вклада в сечение от резонансов, расположенных справа и слева от рассматриваемого энергетического интервала и не включенных в сумму по $\lambda(J)$.

В расчетах резонансных сечений для естественного железа учтен вклад изотопов ^{54}Fe, 56, 57 с весом, пропорциональным их изотопному содержанию. Используемые в расчетах параметры s - резонансов выбраны на основе работ [3-5] , в которых проводился многоуровневый анализ данных по пропусканию. При выборе параметров p-резонансов учитывались результаты R - матричного анализа данных по радиационному захвату из работ [6,7] . В тех случаях, когда для p-резонансов измерены лишь величины $g\Gamma_n\Gamma_\gamma/\Gamma$, значения нейтронных ширин Γ_n были получены в предположении постоянства радиационной ширины ($\Gamma_\gamma = 0{,}6$ эв). Коэффициенты A^J и B^J и параметры отрицательного резонанса ^{56}Fe были найдены при подгонке расчетной кривой к экспериментальному сечению из работ [8,9] Полный набор рекомендованных резонансных параметров приводится в таблицах 4 (а) и 4 (б). Средние резонансные параметры естественного железа приведены в таблице 5.

В энергетической области (0,2-14) Мэв при оценке полного сечения были использованы результаты последних измерений с высоким разрешением (10-12), данные из экспериментов по пропусканию с "плохим" разрешением [13,14] оценки Шмидта [2] и Филиппова [15] , а также компиляция [16] . Сравнение детального хода полных сечений, полученные из экспериментов с высоким разрешением показывает,

что положения минимумов и максимумов в сечении хорошо согласуется, однако их абсолютные значения отличаются. В работе [17] Сирякс сообщает, что при обработке результатов измерений в работе [10] поправка на мертвое время анализатора была учтена некорректно. Это могло стать причиной завышения полного сечения. Результаты более поздних работ Сирякса [18] в интервале энергий (0,5-1,3) Мэв идут ниже данных работы [10] .

В области энергий (3-14) Мэв данные работ [10,12,2,16] , усредненные с интервалом ΔE, достаточным для сглаживания резонансной структуры, а также результаты оценки [15] согласуются с точностью не хуже $\pm 2\%$ в интервале 3-5 Мэв, 1,5% в интервале 5-9 Мэв и 1% в интервале 9-14 Мэв.

Исходя из вышесказанного в качестве рекомендованных значений полного сечения взяты данные следующих работ:

в интервале 0,2-0,332 Мэв - оценка Шмидта [2] ,

в интервале 0,332-0,460 Мэв - данные работы [11] ,

в интервале 0,46/-1,3 Мэв - данные работы [12] ,

с коррекцией величины сечения в минимумах и максимумах до энергий 0,4 Мэв на основе измерений работ [9,19] . Работа [18] для коррекции не использовалась, потому что, как показано в работе [37] , это приводит к чрезмерно низким значениям коэффициента блокировки. В области энергий выше 3 Мэв в качестве рекомендованных сечений взяты расчеты по оптической модели, подогнанные к среднему ходу сечений по работам [12] (в области 1,3-9,7 Мэв) и [10] (в области 9,7 - 14 Мэв).

Сечение радиационного захвата

Так как p и d - нейтроны дают существенный вклад в сечение радиационного захвата в резонансной области, расчет по резонансным параметрам из таблицы 4 взят в качестве рекомендованного сечения только в интервале 0,025 эв - 30 кэв, где пропуск p - резонансов маловероятен, а вкладом d - волны можно пренебречь.

В области энергий (30-100) кэв имеется значительное расхождение между двумя группами экспериментальных данных по сечению захвата. Результаты измерений [20-22] удовлетворительно согласуются между

собой и лежат значительно ниже (в 2-3 раза) данных работ [23,24] При энергии выше 100 кэв данные различных авторов удовлетворительно согласуются между собой. Так как причина расхождения результатов различных измерений в интервале (30-100) кэв не установлена, в данной оценке для этой области рекомендован расчет по статистической теории со средними резонансными параметрами из таблицы 5. Поскольку силовая функция α - волны не может быть найдена из экспериментальных данных, она взята равной s - силовой функции.

Функции возбуждения уровней и спектры неупругого рассеяния нейтронов

Оценка функций возбуждения уровней при неупругом рассеянии нейтронов проведена для 13 уровней $Fe\text{-}56$ и первого уровня ($E_{пор.}$ = 1,409 Мэв) $Fe\text{-}54$. Параметры схемы уровней приводятся в таблице 3. В оценке использованы теоретические расчеты по обобщенной оптической модели и статистической теории Хаузера-Фешбаха, выполненные в работе [25].

Оценка функции возбуждения первого уровня $Fe\text{-}56$ в интервале (0,845-3) Мэв основана на изменениях Гилбая и Тоули [26], которые подтверждаются целым рядом других экспериментальных данных [27]. При энергиях выше 3 Мэв взят теоретический расчет из работы [25], в котором вклад прямого процесса в сечение возбуждения первого уровня рассчитан по методу связанных каналов. Функции возбуждения остальных 12 уровней ядра $Fe\text{-}56$ также взяты из работы [25]. Функция возбуждения первого уровня ядра $Fe\text{-}54$ оценена на основе экспериментальных данных [26,28] в предположении ее подобия функции возбуждения уровня с $E_{пор.}$ = 0,845 Мэв ядра $Fe\text{-}56$.

Оценка спектров неупругого рассеяния при начальных энергиях нейтрона 7,9 и 14 Мэв выполнена на основе экспериментальных данных работ [29-33] и теоретических расчетов из работы [25]. При расчете спектров рассматривался как статистический механизм, так и механизм прямого возбуждения в рамках метода искаженных волн (ИВБП).

Сечения реакций (n,p), (n,α), $(n,2n)$, (non), (inl), (el)

Оценка сечений (n,p) и (n,α) выполнена для изотопов $Fe\text{-}54$ и $Fe\text{-}56$ на основе экспериментальных данных, собранных в работе [2] и теоретических расчетов [25].

Сечение реакции $(n,2n)$ рекомендовано на основе данных, полученных путем выделения из измеренных спектров неупругого рассеяния спектра первого нейтрона [34] и полуэмпирических методов систематики данных [35]. Сечение σ_{non} получено как сумма сечений всех неупругих процессов $\sigma_{non} = \sigma_{inl} + \sigma_{np} + \sigma_{n\alpha} + \sigma_{n\gamma} + \sigma_{n2n}$. Сечение σ_{el} находилось как разность между полным сечением и сечением всех неупругих процессов: $\sigma_{el} = \sigma_{tot} - \sigma_{non}$.

Сравнение данной оценки с системой констант БНАБ

Из точечного представления результатов оценки были получены среднегрупповые сечения $\overline{\sigma_{tot}}$, $\overline{\sigma_c}$, $\overline{\sigma_{in}}$, $\overline{\sigma_{el}}$ и коэффициенты резонансной блокировки. Следует отметить, что в отличие от констант БНАБ в среднегрупповое сечение $\overline{\sigma_c}$ не включены сечения пороговых реакций (n,p), (n,α). Это определяет разницу в сечениях $\overline{\sigma_c}$ в первых двух группах. Сравнение групповых констант, полученных из нашей оценки с константами БНАБ [I] приводится в таблице 5(а). Кроме того, в таблице приводятся величины $\overline{\sigma_e}$ для железа, полученные в 26-групповой системе констант в работе [36] из оценки третьей версии американской библиотеки оцененных данных ENDF/B-III. Наибольшие различия проявляются в резонансной области (группы 9-I4) для сечения $\overline{\sigma_c}$. При энергиях ниже I кэв групповые сечения из системы БНАБ и нашей оценки практически совпадают.

В таблице 6 б приводятся коэффициенты резонансной блокировки f_t и f_c, рассчитанные из детального хода сечения. Коэффициенты f_c получены только в области (I-30) кэв, так как при энергиях E > 30 кэв резонансная структура сечения $\sigma_{n\gamma}$ в нашей оценке не учитывалась. Сравнение с коэффициентами блокировки системы БНАБ также обнаруживает некоторое расхождение в величинах f_c и f_t. В области энергий нейтронов где существенна резо-

нансная структура (E <I Мэв) значения $\bar{\nu}$, полученные из нашей оценки, систематически ниже данных БНАБ (за исключением 9 и IO групп).

ЛИТЕРАТУРА

I. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Атомиздат, I964.

2. Schmidt J.J. KFK-120, 1966 and Karlsruhe evaluated Nuclear Data File KEDAK, 1970.

3. Garg J.B., Rainwater I. Havens W.W. Phys.Rev. C3,1971, 2447.

4. Beer H., Spencer R.R., Frohner F.H., Cho M. KFK-1516, Karlsruhe, 1972.

5. Rohr G. and Frienland E. Nucl.Phys. A104,1,1967.

6. Hockenbury R.W., Bartolome Z.M., Tatarcruk I.R. et al. Phys.Rev., 1969, 178, 1746.

7. Moxon M.C. Conference on Nuclear Data for Reactors, p. CN-26/32, Helsinki, 1970.

8. Rainwater I. et al. Am. Phys.Soc.8, 1963, 334.

9. Rahn F. et al. Nucl. Sci. Eng., 1972, 47, 372.

10. Cierjacks S. et al. KFK-1000, 1968.

11. Barnard E. et al. ANL-AFREL, 1968. Nuc.Phys.A118,1968,321.

12. Carlson A.D., Cerbonne R.I. Wash, 1969,45, 1127.

13. Филиппов В.В. и др. Доклад N АСС-68/I7 на англо-советском семинаре I8-22 июня I968 г. Дубна.

I4. Кухтевич В.И., Тыков Л.А., Трыков О.А. БИЦНД, Атомиздат, I967, вып.4, с.534.

I5. Филиппов В.В. "Ядерные константы". Москва, I972, вып.8, ч.I, с.39.

I6. Goldberg M.D. et al. Neutron cross sections. BNL-325. Secind Edition, sup. 2, 1966.

17. Cerjacks S. KFK-1201, 1970.

I8. Cerjacks S. "Нейтронная физика". (Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, май I973) Обнинск, I974, ч.2, с.307.
Cerjacks S. Вторая международная школа по нейтронной физике. Алушта, апрель I974. ДЗ-799I. Дубна, I974, с.I96.
I9. Aflieri. NSE, 1973, 51,25.
20. Стависский Ю.Я., Шапарь А.В. "Атомная энергия",I96I,I0, с.264. "Атомная энергия", I964, I7, с.508.
2I. Исаков А.И.,Попов Ю.П., Шапиро Ф.Л. ЖЭТФ, 38,989.
22. Gibbons G.H., Macklin R.L., Miller P.D. et al. Phys.Rev.1961,122, 182.
23. Moxon M.C. Conf. on Study of Nuclear Structure with Neutrons. Antwerpen, 1965, p.188.
24. C.Le Rigoleur, Arnaud A., Taste I. CEA-N-1661,1973.
25. Бычков В.М. и др. Киевская конференция, I973.
26. Gilboy, Towle. NP,1965,64, 130.
27. Дегтярев, Протопопов. "Атомная энергия",I967,23, с.568.
28. Almen 70 Helsinki 2, 1970, 349.
Montague NP, 1962, 30,93.
28. Boschung P., Lindow I.T. et al. Nucl.Phys. A161, 1971,593.
Benjamin et al. Phys.Rev. 1967, 163, 1252.
29. Towle I.H., Owens R.O. Nucl.Phys.A100, 1967, 257.
30. Бирюков Н.С., Журавлев Б.В., Корнилов Н.В. и др. ФЭИ-457, Обнинск, I973.
31. Сальников О.А., Ловчикова Г.Н., Котельникова Г.В. и др. "Ядерные константы". Атомиздат, вып.7, с.I34.
32. Hermsdorf D., Sassonoff S., Seeliger D., Seidel K. Kernenergie, 1972,15,384.
33. Hansen L.F., Anderson I.D., Brown P.S. et al. Nucl. Sci. Eng. 1973, 51, 278.
34. Сальников О.А. и др. "Ядерная физика", I970, I2, с.II32.

Hermsdorf et al. ZFK-262. Dresden, P28, 1973.
35. Bödy Z.T., Pearlstein S. Nucl.Energy, 1973, 27, 81.
36. Martinelli T. et al. KFK-2046,1973,99.
37. Бозяков В.В., Филиппов В.В. "Ядерные константы" - данный сборник, стр. 41 .

ПРИЛОЖЕНИЯ:

I. Изотопный состав естественного железа.
2. Рассматриваемые пороговые реакции и их энергии Q .
3 (а,б). Схемы уровней остаточных ядер и параметры плотности уровней.
4 (а,б). Резонансные параметры изотопов железа.
5. Средние резонансные параметры естественного железа.
5 (а,б). Сравнение среднегрупповых сечений с системой констант БНАБ.

Таблица I

Изотопный состав естественного железа

Изотоп	Fe-54	Fe-56	Fe-57	Fe-58
Содержание (%)	5,82	9I,66	2,I9	0,33

Таблица 2

Рассматриваемые пороговые реакции и их энергии

Изотоп	Реакция	Остаточное ядро	Q, Мэв
Fe-54	(n,n')	Fe-54	- I,409
	(n,p)	Mn-54	+ 0,I
	(n,α)	Cr-51	+ 0,6
Fe-56	(n,n')	^{56}Fe	- 0,845
	(n,p)	^{56}Mn	- 2,9
	(n,α)	^{53}Cr	+ 0,3
	(n,2n)	^{55}Fe	- II,2

Таблица 3 а

Схема уровней остаточных ядер

Fe - 56

E, Мэв	I^{π}
0	0^+
0,845	2^+
2,08	4^+
2,655	2^+
2,936	0^+
2,956	2^+
3,118	1^+
3,122	4^+
3,367	2^+
3,386	6^+
3,443	3^+
3,450	1^+
3,598	0^+
3,599	2^+

Mn - 56

E, Мэв	I^{π}
0	(3^+)
0,026	(2^+)
0,108	(1^+)
0,207	(2^+)

Cr -53

E , Мэв	I^{π}
0	$3/2^-$
0,564	$1/2^-$
1,006	$5/2^-$
1,287	$7/2^-$
1,539	$7/2^-$
1,973	(3/2)

Fe - 54

E, Мэв	I^{π}
0	0^+
1,408	2^+
2,534	
2,540	4^+
2,563	
2,960	2^+
3,162	2^+

Таблица 3 б

Параметры плотности уровней остаточных ядер в модели Ферми-газа

Ядро	a , Мэв$^{-1}$	δ , Мэв
Fe-56	6,2	1,0
Mn-56	6,1	-2,0
Cr-53	6,05	- 0,5

Таблица 4 а

Рекомендованные резонансные параметры изотопов железа

Изотоп	L	A^{ν}	B^{ν} , эв$^{-1}$	R (ферми)
^{54}Fe	0	0,10	$0,1 \cdot 10^{-4}$	6
	1	0	0	
^{56}Fe	0	0,11	$0,15 \cdot 10^{-5}$	6
	1	0	0	
^{57}Fe	0	0,1	$0,1 \cdot 10^{-5}$	6
	1	0	0	

Таблица 4.6

№ п/п	E_0, кэв	Γ_n, эв	$\Gamma\Gamma_\gamma$, эв	l	J^π	Изотоп
I	- 2,0I	I77	0,6	0	$I/2^+$	56
2	I,I67±0,0I0	0,056±0,006	0,6±0,I	I	I/2-	56
3	I,62 ±0,0I		0,050±0,0I*	I	0^+	57
4	2,35		0,0004*	I	$I/2^-$	56
5	3,96 ±0,05	I77 ±36	I,I4 ±0,06	0	I-	57
6	4,75 ±0,06		0,05I±0,0I*	I	0^+	57
7	6,2I ±0,07	396 ±50	I,32 ±0,I5	0	I^-	57
8	7,22 ±0,08		0,36 ±0,09*	I	I^+	57
9	7,76 ±0,0I	I020 ±20	3,0 ±0,5	0	$I/2^+$	54
I0	7,90 ±0,08		0,I8 ±0,09*	I	I^+	57
II	9,48 ±0,02	2,3	0,60*	I	$I/2^-$	54
I2	II,I9 ±0,I	7,0	0,60	I	$I/2^-$	54
I3	I2,8 ±0,I		0,46 ±0,I5*	I	I^+	57
I4	I3,9 ± 0,I		0,7 ±0,2*	I	I^+	57
I5	I4,4 ±0,I		0,53 ±0,I4*	I	$I/2^-$	54
I6	I7,5 ±0,3		0,7I ±0,35*	I	I^+	57
I7	2I,3 ±0,4		I,09 ±0,28*	I	I^+	57
I8	22,7 ±0,I		0,I9I±0,022*	I	$I/2^-$	56
I9	27,66±0,2	I420±I00	I,44 ±0,I4	0	$I/2^+$	56
20	29,0 ±0,4	3000±500	4 ± I	0	I^-	57
2I	30,7 +0,I	I0	0,6	I	$I/2^-$	54
22	39,I8±0,I2	I5	0,6	I	$I/2^-$	54
23	52,78±0,2	2540±200	I,0	0	$I/2^+$	54
24	7I,86±0,3	I770±200	I,0	0	$I/2^+$	54
25	73,9 ±0,4	540±40	I,0	0	$I/2^+$	56
26	83,6 ±0,4	I030±80	I,0	0	$I/2^+$	56
27	98,5 ±0,4	5I0±I00	I,0	0	$I/2^+$	54
28	I22,5±0,6	I4±5	I,0	0	$I/2^+$	56
29	I29,6±0,6	660±I00	I,0	0	$I/2^+$	56
30	I29,7±0,6	3000±I000	I,0	0	$I/2^+$	54
3I	I39,9±0,7	2270±200	I,0	0	$I/2^+$	56
32	I47,I±0,8	2750±500	I,0	0	$I/2^+$	54
33	I59,0±I,0	I80±90	I,0	0	$I/2^+$	54
34	I68,7±I,0	760±I60	I,0	0	$I/2^+$	56

* Приведена величина $\Gamma_n\Gamma_\gamma/\Gamma$.

Продолжение таблицы 4 б

№ п/п	E_0, кэв	Γ_n, эв	Γ_γ, эв	ℓ	I^π	Изотоп
35	173,9±1,0	2800 ± 1200	1,0	0	$1/2^+$	54
36	187,0±1,0	3200 ± 230	1,0	0	$1/2^+$	56
37	191,2±1,0	42400 ± 500	1,0	0	$1/2^+$	56
38	219,5±1,0	1400 ± 100	1,0	0	$1/2^+$	56
39	222,8±1,2	1570 ± 140	1,0	0	$1/2^+$	54

Таблица 5

Средние резонансные параметры естественного железа

ℓ	S	Γ_γ, эв	D, кэв
0	$1,6.10^{-4}$	1,4	30
1	$0,1.10^{-4}$	0,6	-
2	$1,6.10^{-4}$	0,6	-

Таблица 5

Сравнение среднегрупповых сечений с системой констант БНАБ

Интервал энергии	№ группы	$\sigma_t^{БНАБ}$ барн	$\sigma_t^{ЦЯД}$ барн	$\sigma_e^{БНАБ}$ барн	$\sigma_e^{ЦЯД}$ барн	$\sigma_{in}^{БНАБ}$ барн	$\sigma_{in}^{ЦЯД}$ барн	$\sigma_\gamma^{БНАБ}$ барн	$\sigma_\gamma^{ЦЯД}$ барн	$\sigma_\gamma^{ENDF/B}$ барн
6,5 – I0,5 Мэв	I	3,40	3,50	0,036	0,00I	I,37	I,39	I,99	2,06	I,97
4,0 – 6,5 Мэв	2	3,80	3,70	0,005	0,00I	I,35	I,4I	2,45	2,24	2,26
2,5 – 4,0 Мэв	3	3,50	3,40	0,002	0,002	I,I3	I,I3	2,37	2,30	2,36
I,4 – 2,5 Мэв	4	3,30	3,I0	0,003	0,002	0,90	0,68	2,40	2,42	2,37
0,8 – I,4 Мэв	5	2,90	2,70	0,004	0,002	0,37	0,3I	2,53	2,39	2,2
0,4 – 0,8 Мэв	6	3,80	3,I	0,005	0,005	0,0I	0,004	3,78	3,09	3,08
0,2 – 0,4 Мэв	7	3,00	2,9	0,006	0,005	–	–	2,99	2,9	2,9
0,I – 0,2 Мэв	8	3,70	4,2	0,006	0,007	–	–	3,69	4,I9	3,7
46,5– I00 кэв	9	5,30	5,I	0,007	0,0II	–	–	5,29	5,I	5,3
2I,5–46,5 кэв	I0	I4,5	I2,8	0,0I7	0,0I9	–	–	I4,5	I2,8	I3,5
I0,0–2I,5 кэв	II	4,0	3,6	0,005	0,005	–	–	3,99	3,6	2,8
4,65–I0,0 кэв	I2	8,40	9,9	0,004	0,022	–	–	8,40	9,9	I0,0
2,I5–4,65 кэв	I3	5,90	6,6	0,0II	0,009	–	–	5,89	6,6	6,8
I,0 –2,I5 кэв	I4	7,50	7,2	0,I06	0,202	–	–	7,39	7,0	8,6
465 –I000 эв	I5	I0,0	9,9	0,0I5	0,0I0	–	–	I0,0	9,9	9,9
2I5 – 465 эв	I6	II,0	II,0	0,028	0,0I8	–	–	II,0	II,0	II,0
I00 – 2I5 эв	I7	II,4	II,3	0,037	0,030	–	–	II,4	II,3	II,3
46,5– I00 эв	I8	II,5	II,5	0,053	0,047	–	–	II,4	II,4	II,4
2I,5– 46,5 эв	I9	II,5	II,5	0,072	0,07I	–	–	II,4	II,4	II,4
I0,0– 2I,5 эв	20	II,5	II,5	0,I05	0,I05	–	–	II,4	II,4	II,4
4,65– I0,0 эв	2I	II,6	II,6	0,I54	0,I55	–	–	II,4	II,4	II,4

Продолжение таблицы 5 а

Интервал энергии	№ № группы	σ_t БНАБ барн	σ_t 4SD барн	σ_c БНАБ барн	σ_c 4SD барн	σ_{in} БНАБ барн	σ_{in} 4SD барн	σ_e БНАБ барн	σ_e 4SD барн	σ_0 ENDF/B барн
2,I5 – 4,65 эв	22	II,6	II,6	0,220	0,229	–	–	II,4	II,4	II,4
I,0 – 2,I5 эв	23	II,7	II,7	0,330	0,337	–	–	II,4	II,4	II,4
0,465– I,0 эв	24	II,9	II,9	0,490	0,494	–	–	II,4	II,4	II,4
0,2I5– 0,465 эв	25	I2,I	I2,I	0,720	0,726	–	–	II,4	II,4	II,4
0,0252 эв	26	I3,9	I3,9	2,53	2,55	–	–	II,4	II,4	II,4

Таблица 5 б

Сравнение коэффициентов резонансной блокировки при $\sigma_0 = 0$

Интервал энергии	№ группы	f_t БНАБ	f_t 4SD	f_c БНАБ	f_c 4SD
6,5 – I0,5 Мэв	I	–	–	–	–
4,0 – 6,5 Мэв	2	0,96	I,0	0,97	–
2,5 – 4,0 Мэв	3	0,94	0,98	0,95	–
I,4 – 2,5 Мэв	4	0,74	0,83	0,90	–
0,8 – I,4 Мэв	5	0,6I	0,65	0,79	–
0,4 – 0,8 Мэв	6	0,45	0,46	0,63	–
0,2 – 0,4 Мэв	7	0,55	0,42	0,62	–
0,I – 0,2 Мэв	8	0,39	0,35	0,50	–
46,5– I00 кэв	9	0,34	0,45	0,53	–
2I,5– 46,5 кэв	I0	0,03	0,06	0,39	0,40
I0,0– 2I,5 кэв	II	I,0	0,77	0,75	0,65
4,65– I0,0 кэв	I2	0,86	0,63	0,60	0,68
2,I5– 4,65 кэв	I3	I,0	0,90	0,77	0,79
I,0 – 2,I5 кэв	I4	I,0	0,96	0,37	0,2I

NEUTRON CROSS SECTION EVALUATION FOR ^{93}Nb IN THE ENRGY RANGE FROM 30 KEV TO 20 MEV

D.Hermsdorf, G.Kiesig, D.Seeliger

Section of Physics, Technical University Dresden, GDR

Abstract - Аннотация

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ^{93}Nb В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ ОТ 30 КЭВ ДО 20 МЭВ. На основе критического анализа экспериментальных данных и расчетов, сделанных в рамках моделей ядерных реакций, проведена оценка эффективных сечений для реакции ^{93}Nb+n при начальной энергии нейтронов между 30 кэв и 20 Мэв. Статистические модели с учетом эмиссии частиц из предравновесных состояний оказались важным фактом при оценке ядерных данных.

В настоящей работе представляются рекомендованные ядерные данные, а также сравнение результатов с более ранними оценками.

NEUTRON CROSS SECTION EVALUATION FOR ^{93}Nb IN THE ENERGY RANGE FROM 30 KEV TO 20 MEV. Basing on a critical analysis of experimental data as well as calculations in the frame of nuclear reaction models, the reaction cross sections for ^{93}Nb + n at neutron incident energies from 30 keV up to 20 MeV were evaluated. Especially statistical models including particle emission from pre-equilibrium states have proved as valuable tools for evaluation purposes.

In the present work recommended data were given and compared with results of older evaluations.

1. Introduction

Niobium represents a material of further growing interest to fusion reactors because it is preferred for the design of the neutron blanket surrounding the fusion plasma. An accurate knowledge of the cross sections of such materials composing the blanket is essential for estimating breeding, heat generation, radiation damage, and radioactivity. During the last years some blanket models have been analysed neutronically [1, 2, 3, 4], and requirements for cross sections and accuracies have been obtained by various sensitivity calculations [2,4,5,6,7,8,9]. The situation is summarized in table 1 for the nucleus ^{93}Nb including only the most important reaction channels having inadequate data for neutronics, heating, damage, and activity calculations. We have to state that these data requirements can be fulfilled only partially, and some of the wanted data have not been evaluated up to now. This situation exists although since the initial evaluations by Howerton [11] and Allen and Drake [12] the cross sections have undergone several revisions and re-evaluations [13, 14, 15]. Also further independent evaluations [16, 17] and compilations [18] were carried out (see table 2).

This work presents a re-evaluation of niobium cross sections founded on recent measurements published in the period from 1969 to April 1975 as well as calculations in the frame of some nuclear reaction models. In all cases recommended data obtained here will be compared with older evaluations, and their accuracy will be estimated.

2. Methods and models used for evaluation

The main features of this evaluation are

I. the use of an unique set of parameters for different model calculations (i.e. nuclear level density parameters a [19], Q-values [20], pairing energies [21], optical potential parameters [14, 22, 23] transmission coefficients (inverse cross sections), nuclear level scheme [24] and other)

II. the use of nuclear reaction models which enable us to calculate different reaction channels in an unique and consistent manner (i.e. optical model, Hauser-Feshbach-Model and models including pre-equilibrium particle emission)

III. the comparison with data obtained from systematics and calculations basing on empirical formulae to get further informations on the reliability of such methods

IV. recommended data were obtained from the evaluation of separate reaction channels putted together to yield an overall consistency and to meet the need for avoiding arbitrary correlations between uncertainties in some cross sections [5]

V. evaluated data were obtained by fitting experimental results in different manner from a simple averaging procedure up to least-squares-fits with weighting functions according to experimental errors, estimated validity of experimental technique and the use of standard cross sections.

In this sense the following reaction models and computer programs have been applied:

I. the Hauser-Feshbach program ELISA [25] for calculation of σ_{nT}, $\sigma^{ce}_{n,n'}$, $\sigma_{n,n'}$, as well as $\sigma_{n,\alpha}$ and $\sigma_{n,p}$ in the energy range 0.03 MeV to 5 MeV. Whole spectroscopic informations up to an excitation energy of about 1.5 MeV (16 and 10 isolated levels in the neutron and proton channel respectively) were treated exactly, whereas the continuum region was taken into account by a nuclear level density dependent part. The calculations based on a spherical optical potential with energy dependent parameters which have proved very successful for niobium [14].

II. Optical model calculations (also by means of the program ELISA) in the energy region 10 to 20 MeV to clarify some ambiguities in σ_{nT} and $\sigma^{se}_{n,n'}$. Here Holmqvist's parameter set [22] has proved convenient to get cross sections in fair agreement with experimental one. Further optical model cal-

culations have been carried out basing on the potential parameters extracted by Hagrange [23], which are valid in the very broad energy range from 1 MeV up to 20 MeV. The code ELIESE-3, developed by Igarasi [26] was used and excellent results have been obtained in this way.

III. Calculations by means of statistical models including pre-equilibrium and equilibrium particle emission in the energy range above 9 MeV. The programs GLUNE [27] and WPREC [28] have been applied. Especially GLUNE, basing on Blann's hybrid model [29], proved very successful for consistent calculations of the excitation functions for $\sigma_{n,n'}$, $\sigma_{n,2n'}$ $\sigma_{n,3n'}$ $\sigma_{n,p}$, $\sigma_{n,np}$ and $\sigma_{n,pn}$ as well as neutron and proton emission spectra [30]. By pre-equilibrium emission the particle spectra are changed in the high energy part resulting in harder spectra. In order to get an adequate representation of such emission spectra this part has to be taken into account necessarily [7, 9] also from reactor physics point of view. The proof for treating neutron and proton emission from pre-equilibrium states in the same way has been substantiated by some authors for (n,n') and (n,p) [31, 32] as well as for (p,n) and (p,p') reactions. This formalism has been extended also for description of the (n,α) reaction channel [33]. These models are estimated as very valuable tools for data evaluation.

IV. Basing on the complete statistical model (Weisskopf-Ewing-formalism) there are some known computer programs for data evaluation purposes [34, 35] and a variety of different empirical formulae. We used some of them for comparison. Especially Pearlstein's program THRESH [35] has been tested extensively.

No attention was given to a theoretical description of gamma-ray production cross sections and gamma-ray spectra as well as calculations of angular distributions of inelastic neutron scattering. All data presented here are founded on available experimental results.

3. Results

Only the most important results can be discussed here. A detailed description of all results will be prepared in form of separate preprints.
To illustrate the extracted numerical data, some examplary figures have been choosen for this report. They can be understood without further explanations because all of them are denoted in detail by head-lines (quantities, reaction channels) and footnotes (references) using the common abbreviations given in the EXFOR-dictionary.
All recommended data will be prepared for storage in the format of the library SOKRATOR.

3.1 Neutron total cross section

The total cross section is the most extensive investigated quantity for niobium in the energy range 0.03 to 14.5 MeV. Therefore it represents a standard and upper limit for adjustment of other uncertain cross sections.
Taking into account some new measurements for σ_{nT} [36, 37, 38, 39] Smith's evaluation can be confirmed. Small corrections were done in the energy regions from 0.03 to 0.5 and 1.5 to 6 MeV yielding about 3 % lower values. Above 6 MeV optical model calculations result in cross sections, which are in excellent agreement with Smith's evaluation. On the other hand, this overall agreement within $\pm$ 5 % leads to decisions for excluding some strong discrepant measurements or corrections in other reaction channels (for example Coles' total elastic cross sections [39]).
It should be noted, that the total cross section from Angeli's systematics at 14 MeV [40] amounts to 4003 $\pm$ 44 mbarn and fits very well the evaluation. Also an empirical formula derived by Angeli and Csikai [41] for σ_{nT} yields excellent data in the energy range from 6 to 12 MeV. For higher energies this formula leads to lower cross sections (about 15 % at 20 MeV).

3.2 Elastic scattering cross section

Total elastic cross section:

Experimental cross sections are sparse and spread in wide limits above 5 MeV. To get consistency between evaluated total and non-elastic cross sections the elastic scattering cross section has to be adjusted. Such an adjustment was carried out within the following limits:

- uncertainties of measured total elastic scattering data,
- uncertainties of angle-integrated differential cross section (including some masurements which have not been interpreted up to now [42,43,44,45,46,47]) and
- optical model calculations using several potential parameters.

At 14 MeV also a value from mass systematics 2120 mbarn deduced by Angeli et al. [48] was used.
The present evaluation has derived elastic scattering cross sections which differ from those recommended by Smith as well as by Bazazyants [17] by up to 25 %. Above 11 MeV Smith's evaluation could be confirmed by use of Holmqvist's optical parameters, whereas Bazazyants' data tend to lie systematically too low. This is illustrated in fig. 1. The accuracy of $\sigma_{n,n}$ is estimated to be in the order of 10 %.

Elastic scattering angular distributions:

Usually these cross sections are expressed numerically as coefficients of a Legendre' polynomial expansion of measured or calculated angular distributions. In this work an evaluation of such coefficients was also undertaken, because the one recommended by Bazazyants et al. tend to yield negative cross sections in the sharpest minima of the angular distribution above 7 MeV neutron incidence energy (see figs. 2 and 3). The present evaluation is founded on coefficients obtained by Legendre polynomial expansions of very recently measured elastic scattering angular distributions [14,42,43,44,45] and calculated one. In agreement between experiment and theory, higher order angular momenta than 7 have to be taken into account above 8 MeV incidence energy in order to describe the experimental data well.

3.3 Inelastic scattering cross section

Total inelastic scattering cross section:

To evaluate inelastic scattering cross sections two methods have been applied:

I. in the low energy region from about 0.8 to 3 MeV a critical inspection of the excitation functions of isolated levels was combined with calculations in the frame of the Hauser-Feshbach formalism.

II. The evaluation of neutron emission spectra basing on the experimental material and calculations using pre-equilibrium emission models. Some recent experimental results could be included in the present evaluation [47, 49, 50, 51].

Both results were joined together yielding an evaluated data set for inelastic neutron scattering.
Especially the investigation of neutron emission spectra has proved a valuable tool for favouring or exclusion of integral inelastic cross section measurements. Above 9 MeV the recommended data are founded on theoretical calculations only, but these were adjusted to fit several reaction channels (as σ_{nM}, σ_{nX}, $\sigma_{n,2n}$, $\sigma_{n,p}$ and $\sigma_{n,np}$) all at once with the same parameters.
The result is shown in fig. 4. Remarkable deviations from Smith's evaluation can be observed at about 2 to 3 MeV and above 13 MeV. The present data are lower by 30 % and more at energies above 15 MeV. The accuracy of recommended data is estimated to amount 20 %.

Excitation functions of isolated levels:

Figs 5 and 6 show typical examples for evaluated excitation functions including experimental and theoretical data[+]. In this way the first 16 levels of niobium were evaluated from their thresholds up to 5 MeV. Groups of levels, which can not be resolved energetically by neutron experiments, were treated as one level by summing up the contributions of the single members of the groups.

+, which are denoted here by 'present work'.

Differential cross sections for inelastic neutron scattering:

The investigation of neutron emission spectra results in the following conclusions:

I. deviations from the simple "Weisskopf" evaporation spectrum (temperatur distribution) are important in the energy range above 5 MeV; these spectra can be well described taking into account neutron emission from pre-equilibrium states (see figs. 7, 8, 9)

II. a-parameters in the order of 21.5/MeV [14] and 26/MeV used in older evaluations [13, 39] are too high and do not fit the amount of experimentally determined nuclear temperatures as is shown in fig. 10.

III. The present evaluation is in fair agreement with Popov's et al. parametrization [16] up to 9 MeV neutron incident energy. Above this energy deviations appear because of the presence of secondary neutron emission from the (n,2n) reaction especially.

IV. Proceeding from experiments at 14 MeV [45, 50, 51] calculations of secondary neutron emission spectra could be studied, and fair agreement with experiments was observed.

All these experiences were summarized in order to evaluate the neutron emission cross sections σ_{nM} as shown in fig. 11. For the first time all available informations on angular distributions of neutron inelastic scattering [45, 47, 49, 50, 51] were compiled in the present work. For an illustration two examples are shown in figs. 12 and 13.

3.4 Further neutron emitting reactions

(n,2n) and (n,3n) cross sections:

Calculations carried out by means of the program GLUNE yielding an excitation function for $\sigma_{n,2n}$ which is in surprisingly good conformation with measurements and mass-systematics at 14 MeV (see fig. 14). In comparison with Smith's evaluation these values are enlarged by 10% to 30%. Their accuracy is assumed to be ~10 %.

The excitation function for the (n,3n) reaction has not been measured up to now, but cross sections of roughly the same magnitude have been calculated in frame of different reaction models.

(n,np) and (n,nα) cross sections:

The (n,np) cross section at 14 MeV is expected by several authors to be in the order of ~ 300 mbarn [52, 53]. Calculations have not confirmed this value, but yield a cross section lower by about one order of magnitude in consistency with other reaction channels and cross section limits as the non-elastic cross section σ_{nX} (see fig.15).
Like the (n,np) reaction, the (n,nα) reaction will have only a little effect for evaluation because of the small cross sections appearing in both channels.

3.5. Charged particle emitting reactions

Although the excitation function for the (n,α) process is experimentally well determined, Smith's evaluation should be improved in the energy region from 15 to 20 MeV (see fig.16). The present evaluation bases on theoretical considerations in the frame of pre-equilibrium emission of pre-formed α-particles developed by Colli et al. [33]. The required accuracy is believed to be achieved now.
On the other hand, the (n,p) reaction is unknown totally. All evaluations result from mass-number systematics at 14 MeV and various reaction model calculations. Measurements are requested to prove the calculations which yield excitation functions in relative good agreement as can be seen in fig. 17.
Further reaction channels with charged particle emission are of minor interest for the consistency of niobium cross section evaluation because of their small cross sections.

Neverthdess , all experimental informations available on such reaction cross sections as (n,t), (n,^{3}He), (n,d), and (n,2p) and other have been collected and completed by calculations in the frame of the statistical model of nuclear reactions [35] to obtain recommended data.

3.6 Gamma-Ray emitting reactions

Neutron capture cross section:

Since 1972 only one new measurement was published [54]. However, especially in the questionable energy region from 1 to 15 MeV the amount of experimental data are so sparse, that a re-evaluation has to rely upon theoretical support.
Calculations by means of the computer code FISPRO by Benzi et al. [55] show smaller values by a factor up to 4 than Smith's evaluation above 5 MeV. (See fig.21).

Gamma-ray production cross section:

Due to the small capture cross section in the MeV-region the gamma-ray production cross section is mainly determined by gamma-ray emission from neutron inelastic scattering [56]. In the present work is also included a compilation of excitation functions for the gamma-ray production of some separable gamma-ray energies as well as the excitation function for the whole gamma-ray production cross section basing on recent measurements of gamma-ray emission spectra by Drake et al. [56] (see figs. 18, 19, 20). Up to now no consolidated theoretical description can support the evaluation of such cross sections needed in shielding calculations for thermonuclear reactors.
A first step has been done by using the computer code LINGAP [57]. Starting from inelasting scattering cross sections for the excitation of isolated levels, γ-production cross sections were derived by this program taking into account all known branching ratios [24] for the de-excitation of excited levels in the nucleus ^{93}Nb by γ-ray emission.

4. Summary and conclusions

The present work was carried out to meet the nuclear data requirements for some niobium cross sections to a better extent than some older evaluations. This was tried to achieve by use of very recent measurements and new nuclear reaction models. Thereby these models have been examined for their suitableness and certainty.

Especially it has been paid attention to apply different models and computer codes for a consistent description of several reaction channels at once by use of the same parameters for the structure of the nucleus under investigation. Models including pre-equilibrium particle emission have proved their importance for nuclear data evaluation.

Reliable theoretical models are needed urgent because the amount of experimental material is in common not sufficient to clear all discrepancies and uncertainties. In this sense, some of the required cross sections given in this paper represent not more than a first compilation or are founded on theoretical calculations alone. Therefore further measurements are demanded.

References:

[1] S. Blow, V.J. Crocker, B.O. Wade
BNES Nuclear Fusion Reactor Conf., Culham ,1969.

[2] V.J. Crocker, S. Blow, C.J.H. Watson
Nucl. Data for Reactors, Helsinki, VOL. I, 67 , 1972.

[3] Yu. F. Chernilin, G.B. Yankov
Nucl. Data for Reactors, Helsinki, Vol. I, 49 , 1972.

[4] O.V. Bochkarev, E.A. Kuzmin, L.V. Chulkov, G.B. Yankov
Nejtronnaya fizika, Kiev, Vol. 1, 30, 1974

[5] M. Tobias, D. Steiner, ORNL - TM - 4200, June 1973

[6] J.T. Kriese, ORNL - TM - 4277, Aug. 1973

[7] D. Bogart, D.F. Shook, D. Fieno
Nucl. Science & Engng 53 (1974) 285

[8] D.E. Bartine, R.G. Alsmiller, Jr., E.M. Oblow, F.R. Mynatt
Nucl. Science & Engng 53 (1974) 304

[9] L.F. Hansen, J.D. Anderson, R.J. Howerton, J.L. Kammerdiener, C.M. Logan, E.F. Plechaty, C. Wong
UCRL-74316, 1972 and Nucl. Science & Engng 51 (1973) 278

[10] E.D. Cashwell, E.F. Plechaty, UCRL - 73977, 1972

[11] R.J. Howerton, UCRL - 5351, 1958

[12] M.S. Allen, M.K. Drake, GA - 8133, 1967

[13] S. Blow, B.A. Lipscombe, AERE - M 2230, 1969

[14] A.B. Smith, J.F. Whalen, P.T. Guenther,
ANL - AP/CTR/TM - 4, 1973

[15] R.J. Howerton, A.B. Smith, P.T. Guenther, J.F. Whalen
ANL/NDM - 6, 1974

[16] V.I. Popov, V.I. Trykova, V.M. Sluchevskaya
Byull. Centra Yad. Dann, 4 (1967) 169

[17] N.O. Bazazyants, A.S. Zabrodskaya, A.F. Larina, M.N. Nikolaev
Yad. Konst. 8 (1972) 61

[18] W. E. Alley, R.M. Lessler, UCRL - 50484 (Rev. 1), 1972

[19] Yu. N. Shubin, Byull. Centra Yad. Dann. 4 (1967) 304

[20] J.E. Mattauch, W. Thiele, A.H. Wapstra
Nucl. Phys. 67 (1965) 32

[21] A. Gilbert, A.G.W. Cameron. Canad. J. of Phys. 43 (1965)144

[22] B. Holmqvist, T. Wiedling, J. Nucl. Energy 27 (1973) 543

[23] Ch. Lagrange, Neutron physics conference, Kiev, 1975, to be published
[24] I.J. van Heerden, W.R. McMurray, R. Saaymann
Z. Phys. 260 (1973) 9
[25] G. Kiessig, Thesis, TU Dresden, 1975
[26] S. Igarasi, JAERI 1224, 1972
[27] U. Herrmann, D. Seeliger, K. Seidel, ZfK-271, p. 80, 1974
[28] K.K. Gudima, G.A. Ososkov, V.D. Toneev, P4-7821, Dubna, 1974
D. Seeliger, K. Seidel, V.D. Toneev, ZfK-271, p. 63, 1974
D. Seeliger, K. Seidel, D. Hermsdorf, S. Sassonov, V.D. Toneev
Nejtronnaya fizika, Kiev, Vol. 1, 269, 1974
[29] M. Blann, A. Mignerey, Nucl. Phys. A 186 (1972) 245
[30] D. Meister, D. Seeliger, K. Seidel, Neutron physics Conference Kiev, 1975, to bepublished.
[31] G.M. Braga-Marcazzan, E. Gadioli-Erba, L. Milazzo-Colli, P.G. Sona, Phys. Rev. C6 (1972) 1398
G.M. Braga-Marcazzan, L. Milazzo-Colli, ZfK-271, p. 39, 1974
[32] D. Seeliger, K. Seidel, A. Meister, ZfK-271, p. 97, 1974
[33] L. Milazzo-Colli, M.G. Braga-Marcazzan
Nucl. Phys. A210 (1973) 297
[34] N. Azziz, J.W. Connelley, WCAP - 7280, 1970
[35] S. Pearlstein, J. Nucl. Energy 27 (1973) 81
[36] L. Green, J.A. Mitchell, WAPD - TM - 1073, 1973
[37] F. Manero, Nucl. Phys. 65 (1965) 419
[38] V.V. Filipov, M.N. Nikolaev, 68 DUBNA, ACC - 68/17
[39] R.E. Coles, AWRE - O - 66/71, 1971
[40] I. Angeli, J. Csikai, J.L. Nagy, T. Scharbert, T. Sztarioska
Phys. Acad. Sc. Hung. 30 (1971) 115
[41] I. Angeli, J. Csikai, Nucl. Phys. A170 (1971) 577
[42] S. Buccino, C. Hollandsworth, P. Bevington
Z. Phys. 196 (1966) 103
[43] M. Salama, AE - 452, 1972
[44] M.A. Etemad, AE - 482, 1973
[45] J.L. Kammerdiener, UCRL - 51232, 1972
[46] G.V. Gorlov, N.S. Lebedeva, V.M. Morozov,
Yad. Fiz. 6 (1967) 910
[47] D.B. Thomson, Phys. Rev. 129 (1965) 1649

[48] I. Angeli, priv. communication, 1973
[49] N.S. Biryukov, B.V. Zhuravlev, N.V. Kornilov, V.I. Plyaskin, O.A. Salnikov, V.I. Trykova, Yad. Fiz. 19 (1974) 1201
[50] O.A. Salnikov, G.M. Lovchikova, G.V. Kotelnikova, A.M. Trufanov, N.I. Fetisov, Yad. Konst. 7 (1971) 134
[51] D. Hermsdorf, S. Sassonov, D. Seeliger, K. Seidel J. Nucl. Energy 27 (1973) 747 and ZfK-277, 1974
[52] H.G. Carter, Proc. of Conf. on Neutron Cross Section Technology, Washington, Vol. 2, 682, 1966
[53] Wen-deh-lu, R.W. Fink, Phys. Rev. C4 (1971) 1173
[54] W.P. Poenitz, ANL/NDM - 8 , 1974
[55] V. Benzi, R.D'Orazi, G. Reffo, M. Vaccari, CNEN, RT/TI (72) 6
[56] D.M. Drake, J.C. Hopkins, C.S. Young, H. Condé Nucl. Science & Engng 40 (1970) 294
[57] M.C. George, NGR 01 - 001 - 007, 1972

Table 1

Status of niobium neutron cross sections for fusion reactor calculations

Quantity	Required by	Required for	Accuracy in % achieved (1970)	Accuracy in % required (1973)	Energy range in MeV
$\sigma_{n,n}(E_0)$	[2,4]	Shielding		10 [4]	3 -15
$\sigma_{n,n'}(E_0)$	[2,4]	neutron-downscattering	uncertain 2	15 [4]	0.03 -15
$\sigma_{n,n1}(E_0)$	[2]	radioactivity	not measured		
$\sigma_{n,n'}(E_0;E)$	[2]	neutron-downscattering, shielding	not measured		7 -15
$\sigma_{n,n'}(E_0;E,\theta)$	[8,9,10]		incomplete measurements		7 -15
$\sigma_{n\alpha}(E_0;E)$	[2]		unknown		9 -15
$\sigma_{n,f}(E_0)$	[2,4]	parasitic absorption, collection of heavy isotopes	few 25 not measured	 15 [4]	0.03 -0.1 0.1 -1.0 1.0 -15 1.0 -15
$\sigma_{n\gamma}(E_0;E_\gamma)$	[2]	gamma-ray heating, shielding	no complete measurement		5 -14
$\sigma_{n,2n}(E_0)$	[2,4,5]	recoil heating, damage, n.multiplication	very uncertain	10 [4]	9 -15
$\sigma_{2nd}(E_0;E)$	[2,10]	shielding	unknown		9 -15
$\sigma_{n,p}(E_0)$	[2,4]	damage, heating	20	15 [4]	3 -15
$\sigma_{n,\alpha}(E_0)$	[2,4]	damage, heating	20	15 [4]	7 -15

Table 2

Evaluation and compilations of niobium neutron cross sections

Author	Reference	Year	Representation/ Accessibility
R.J. Howerton	UCRL-5351	1958	Graphs
M.S. Allen, M.K. Drake	GA-8133 Addendum	1967 1969	ENDF/B - III, MAT 1164
V.I. Popov et al.	BCYD 4, 169	1967	Tables of parameters
S. Blow, B.A. Lipscombe	AERE-M 2230	1969	UKNDL DFN 79, Tape 807 ENDF/B-III, MAT 8132
N.O. Bazazyants et al.	YK 8, 61	1972	Tables of Legendre' coefficients
W.E. Alley R.M. Lessler	UCRL-50484 (Rev. 1)	1972	Graphs
A.B. Smith et al.	ANL-AP/CTR/ TM-4	1973	Graphs and tables (prepared for ENDF/B)
R.J. Howerton et al.	ANL/NDM-6	1974	

ELASTIC SCATTERING CROSS SECTION 93-NB(N,N)

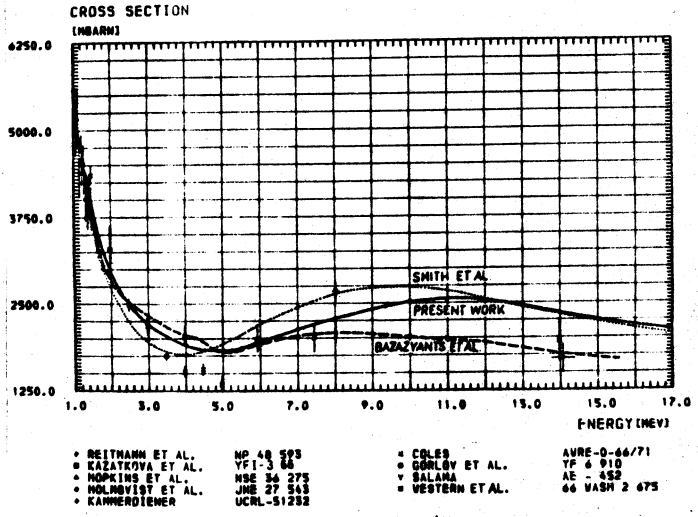


Fig.1.

93-NB(N,N) ANGULAR DISTRIBUTION , EO = 3.5 MEV

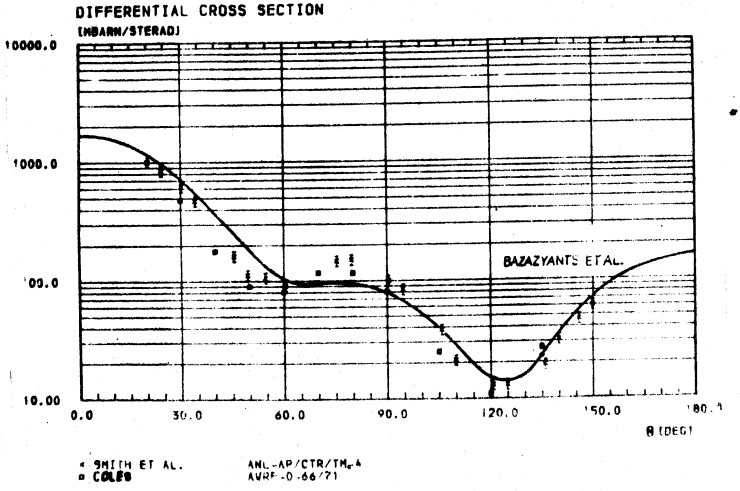


Fig.2.

93-NB(N,N) ANGULAR DISTRIBUTION , EO = 14.0 MEV

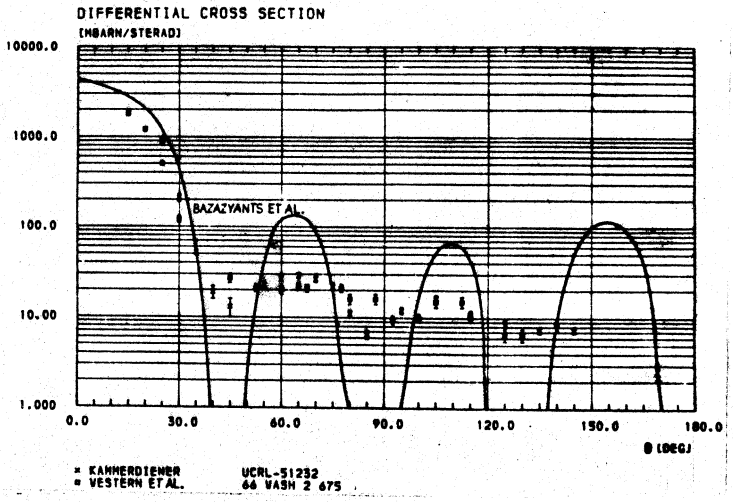


Fig.3.

INELASTIC SCATTERING CROSS SECTION 93-NB(N,N')

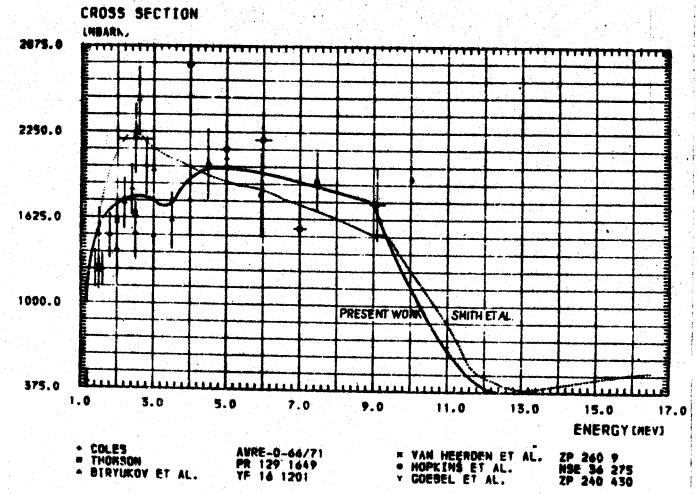
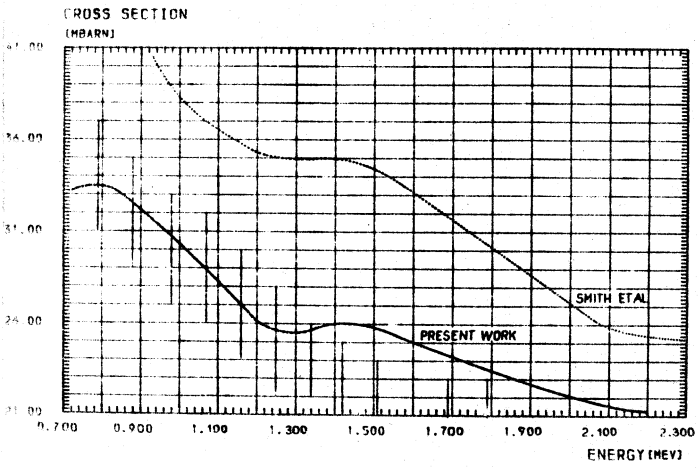


Fig.4.

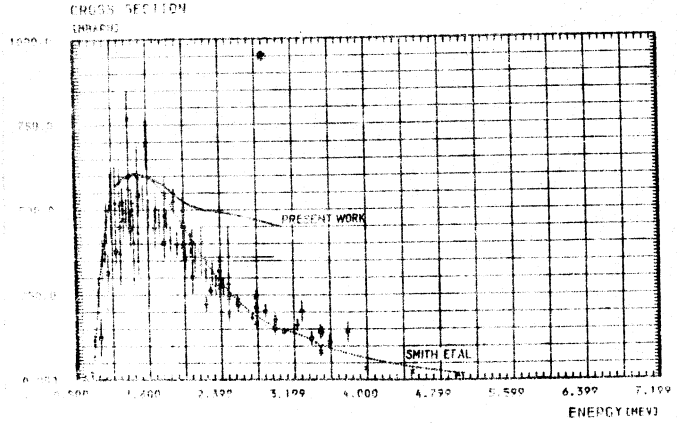
93-NB(N,N1) E1=0.028MEV



ROGERS ET AL. NSE 45 297

Fig.5.

93-NB(N,N6+N7) E6=0.9496MEV , E7=0.9786MEV



* VAN HEERDEN ET AL.	ZP 260 9	* COLES ET AL.	AWRE-O-66/71
* ROGERS ET AL.	NP A142 100	* SMITH ET AL.	ANL-AP/CTR/TM-4
* REITMANN ET AL.	NP 48 593	* BARRY ET AL.	
* ALMEN ET AL.	ZP (BELG 2 349	* MORGAN ET AL.	ORO-3791-26 55
* COPPLE ET AL.	ZP 240 450		

Fig.6.

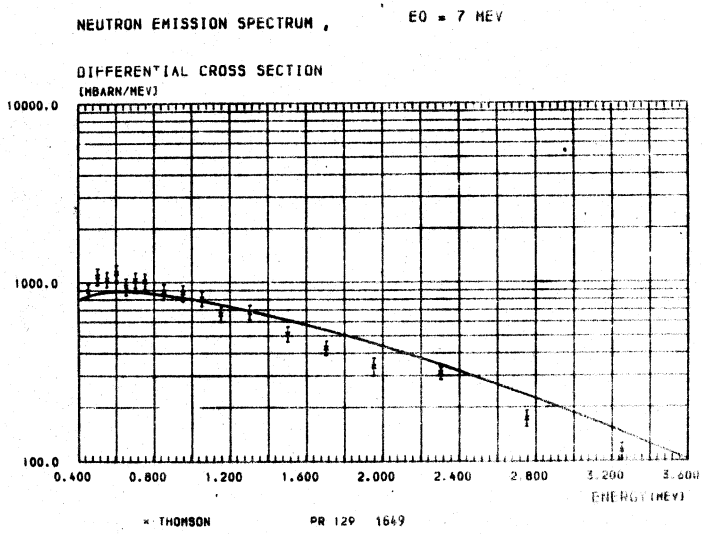

NEUTRON EMISSION SPECTRUM ,
EO = 7 MEV
DIFFERENTIAL CROSS SECTION
(MBARN/MEV)
10000.0
1000.0
100.0
0.400
0.800
1.200
1.600
2.000
2.400
2.800
3.200
ENERGY (MEV)
× THOMSON
PR 129 1649

Fig.7.

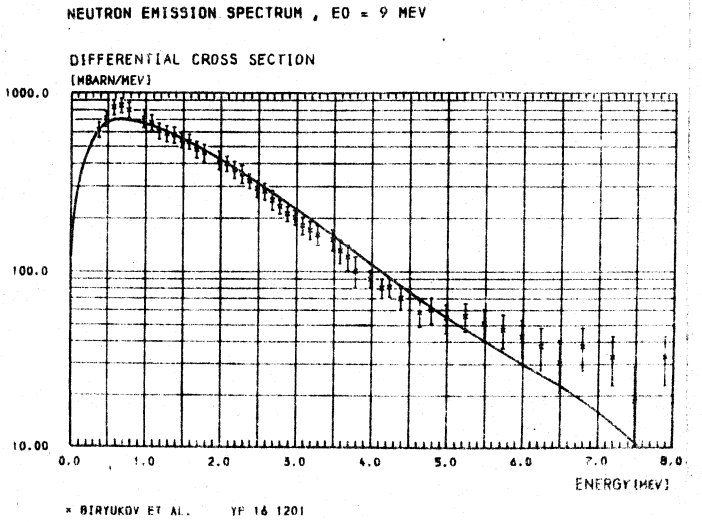

NEUTRON EMISSION SPECTRUM , EO = 9 MEV
DIFFERENTIAL CROSS SECTION
(MBARN/MEV)
1000.0
100.0
10.00
0.0
1.0
2.0
3.0
4.0
5.0
6.0
7.0
8.0
ENERGY (MEV)
× BIRYUKOV ET AL. YF 16 1201

Fig.8.

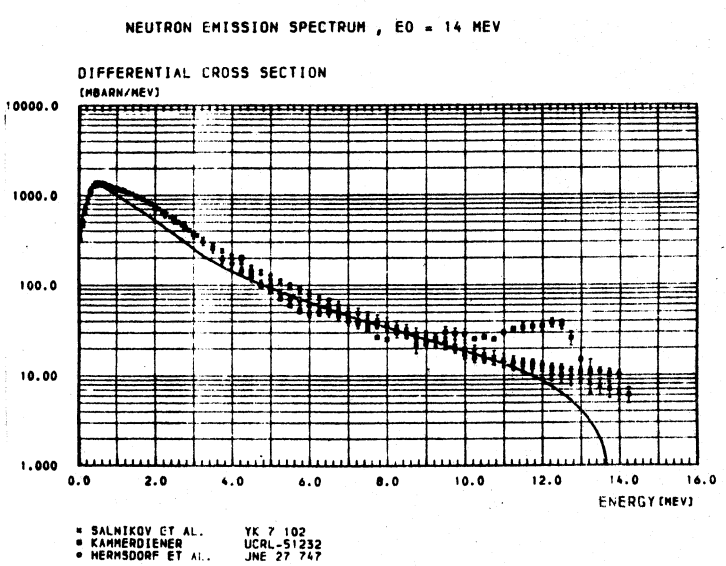

NEUTRON EMISSION SPECTRUM , E0 = 14 MEV
DIFFERENTIAL CROSS SECTION
(MBARN/MEV)
10000.0
1000.0
100.0
10.00
1.000
0.0
2.0
4.0
6.0
8.0
10.0
12.0
14.0
16.0
ENERGY (MEV)
SALNIKOV ET AL. YK 7 102
KAMMERDIENER UCRL-51232
HERMSDORF ET AL. JNE 27 747

Fig.9.

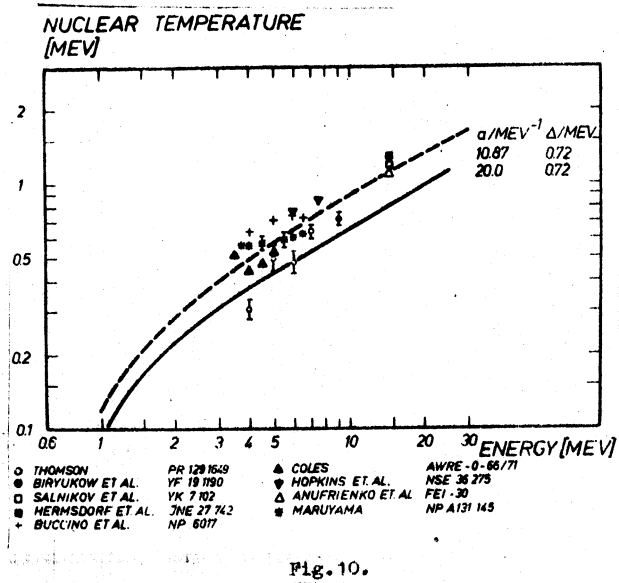

NUCLEAR TEMPERATURE
[MEV]
2
1
0.5
0.2
0.1
0.6
1
2
3
4
5
10
20
30
ENERGY [MEV]
a/MEV^{-1} Δ/MEV
10.87 0.72
20.0 0.72
THOMSON PR 129 1649
BIRYUKOW ET AL. YF 19 1190
SALNIKOV ET AL. YK 7 102
HERMSDORF ET AL. JNE 27 742
BUCCINO ET AL. NP 6017
COLES AWRE-O-66/71
HOPKINS ET AL. NSE 36 275
ANUFRIENKO ET AL FEI-30
MARUYAMA NP A131 145

Fig.10.

NEUTRON EMISSION CROSS SECTION 93-NB + N

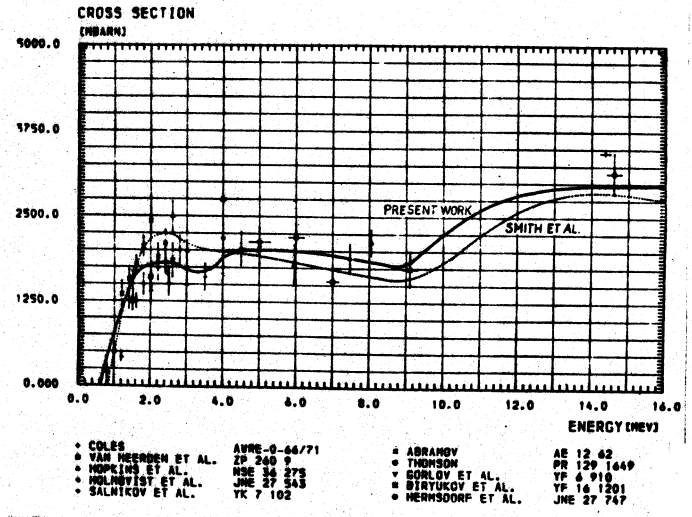


Fig.11.

93-NB(N,N') ANGULAR DISTRIBUTION , 3MEV< E < 4MEV

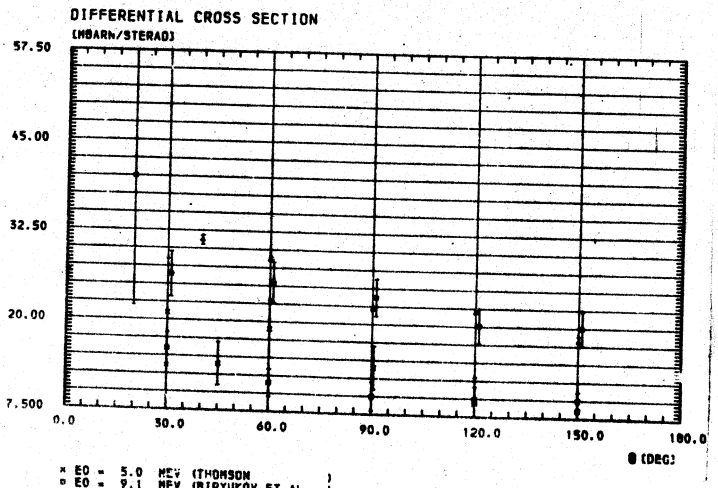


Fig.12.

93-NB(N,N') ANGULAR DISTRIBUTION , 8MEV< E < 9MEV

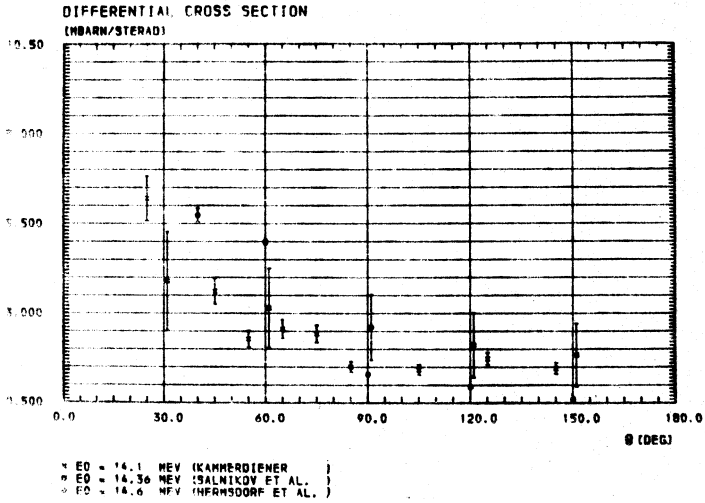


Fig. 13.

93-NB(N,2N) EXCITATION FUNCTION

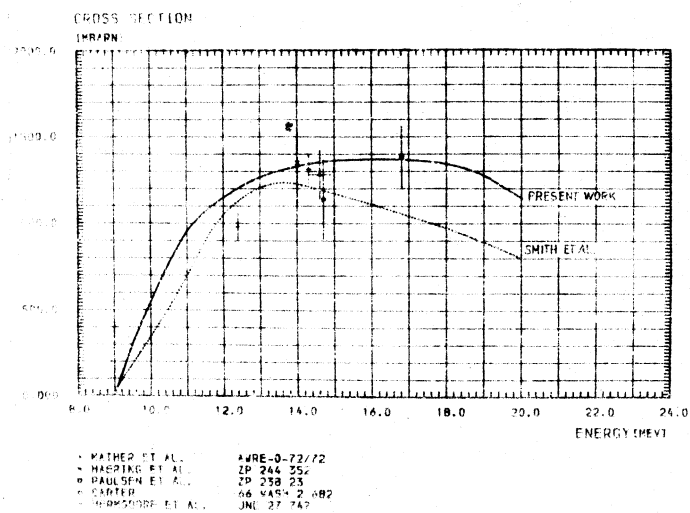


Fig. 14.

NONELASTIC CROSS SECTION 93-NB + N

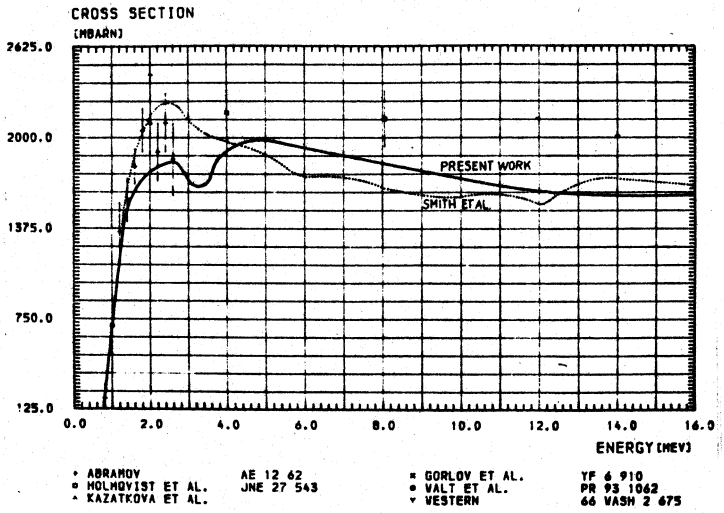


Fig.15.

93-NB(N,ALPHA) EXCITATION FUNCTION

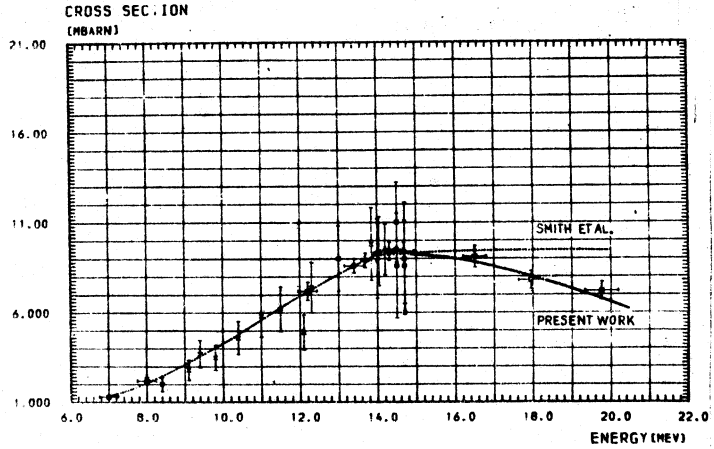


Fig.16.

93-NB(N,P) EXCITATION FUNCTION

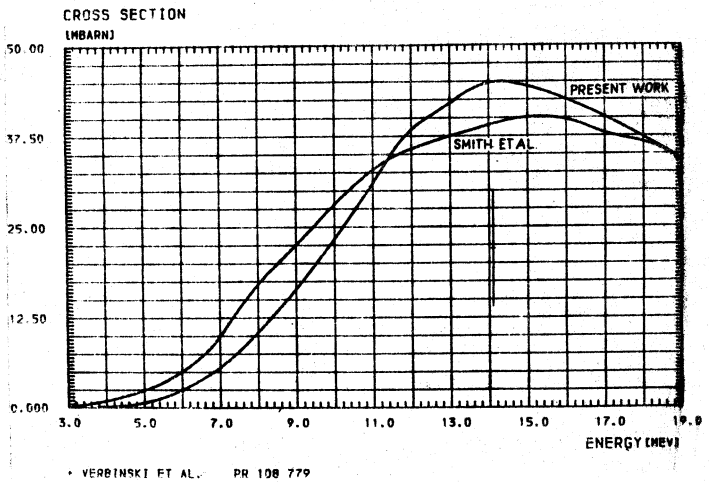


Fig.17.

GAMMA-RAY EMISSION SPECTRUM , E0 = 7.2 MEV

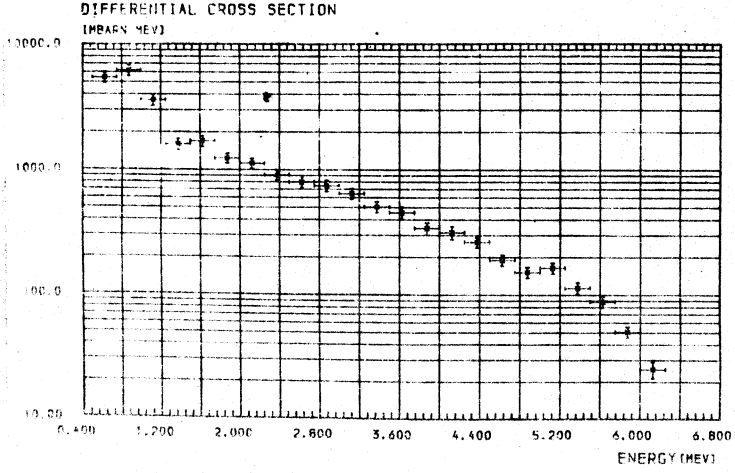
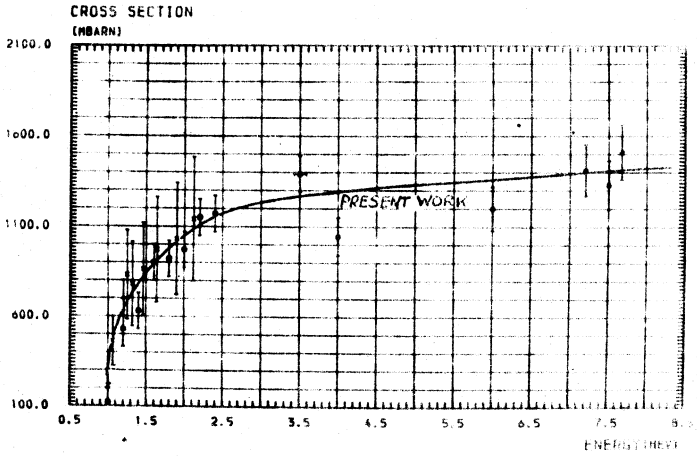


Fig.18.

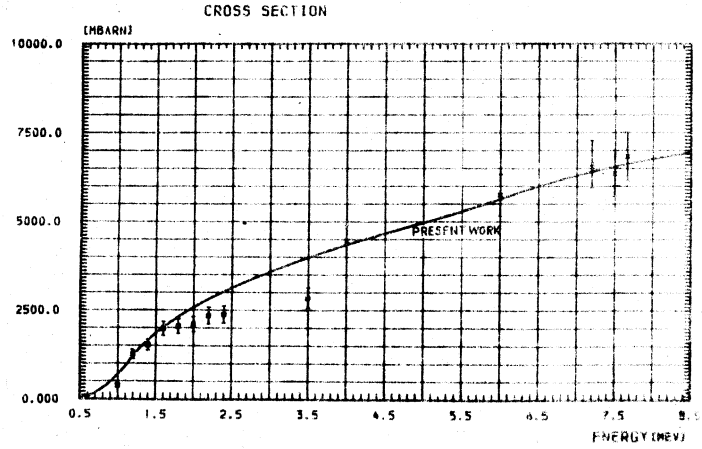
93-NB(N,N'GAMMA) , EGAMMA = 0.960 MEV



× NATH ET AL. NP 14 78
□ BRODER ET AL. AE 16 103
● DRAKE ET AL. NSE 40 294
▲ GLATZKOV AT AL. AE 15 416

Fig.19.

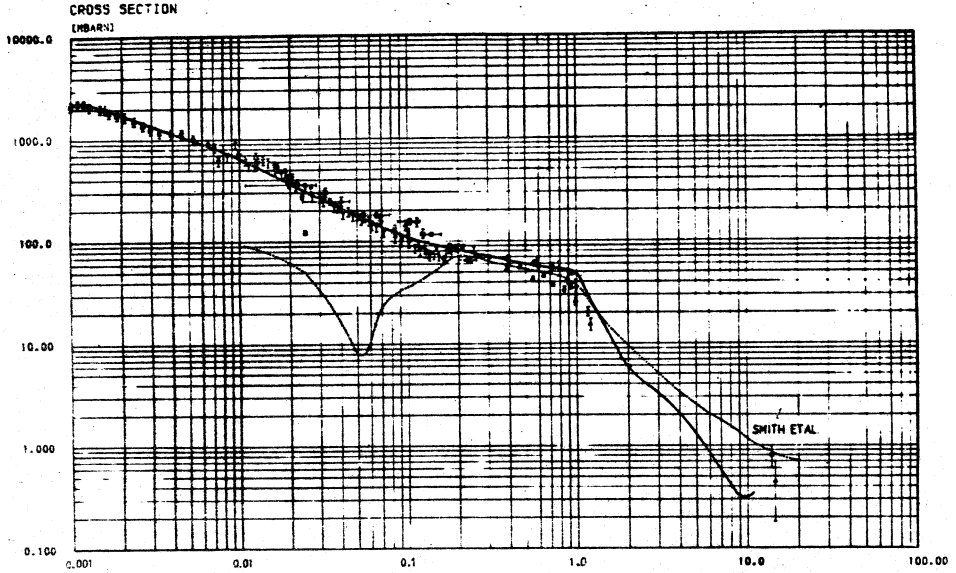
GAMMA-RAY PRODUCTION CROSS SECTION 93 NB(N



× DRAKE ET AL. NSE 40 294
□ BRODER ET AL. AE 16 103

Fig.20.

NEUTRON CAPTURE CROSS SECTION 93-NB (N,GAMMA)



×	MACKLIN ET AL.	PR 159 1007	□	POPOV ET AL.	SHETF 42 998
○	STAVISSKIJ ET AL.	AE 10 264	◇	STAVISSKIJ ET AL.	AE 9 401
△	DIVEN ET AL.	PR 120 556	▽	GIBBONS ET AL.	PR 122 182
+	BELANOVA ET AL.	AE 19 3	⊠	KONONOV ET AL.	AE 5 564
•	BRAMLITT ET AL.	PR 131 2649	●	RICAUD ET AL.	NP A173 551

Fig.21.

РАСПАД ^{144}Ce, ^{144}Pr, ^{144}Pm

Ю.И.Григорьян, Ф.Е.Чукреев

Abstract - Аннотация

DECAY OF ^{144}Ce, ^{144}Pr, ^{144}Pm. The evaluation has been carried out of the published data on decay charakteristics of radioactive nuclei ^{144}Ce, ^{144}Pr, ^{144}Pm of half-lives isotopes energies and intensities of β^- and γ - radiation and conversion electrones, inner conversion coefficients. The improved decay schemes are given.

РАСПАД ^{144}Ce, ^{144}Pr, ^{144}Pm. Проведена оценка опубликованных данных по характеристикам распада радиоактивных ядер ^{144}Ce, ^{144}Pr, ^{144}Pm : периодов полураспада изотопов энергии и интенсивности β^- и γ - излучения, конверсионных электронов, коэффициенты внутренней конверсии, приводятся уточненные схемы распада.

По результатам отечественных и зарубежных экспериментальных и теоретических работ произведена оценка распадных характеристик радиоактивных ядер ^{144}Ce, ^{144}Pr и ^{144}Pm. Оценены периоды полураспада изотопов, энергии и интенсивности β и γ - излучения, конверсионных электронов, коэффициенты внутренней конверсии.

Взвешенное среднее значение определяется выражением:

$$\bar{X} = \frac{\sum_{i=1}^{n} x_i p_i}{\sum_{i=1}^{n} p_i}$$

где $x_i \pm \sigma_i$ - результат измерения в i - ом независимом эксперименте, а $p_i \frac{1}{\sigma_i^2}$ - статистический вес этого результата[71] .

Ошибка среднего полагалась равной большей из следующих величин

$$\left(\frac{1}{\sum_{i=1}^{n} p_i}\right)^{1/2}$$

и

$$\left[\frac{1}{\sum_{i=1}^{n} p_i} \cdot \frac{\sum_{i=1}^{n} p_i (x_i - \bar{x})^2}{n-1}\right]^{1/2}$$

В остальном оценка производилась также, как описано в [70] . Анализ оцененных данных позволил уточнить характеристики уровней дочерних ядер. Это дало возможность принять наиболее достоверные, в рамках произведенной оценки, значения для величин, измеренных с недостаточно хорошей точностью, и заново построить схемы распада. На рис. I приведена общая схема распада.

I. Распад $^{144}Ce - ^{144}Pr$

I.1. Период полураспада основного состояния ^{144}Ce равен 284,3(3) дн* [I-9] В).

I.2. Оцененные значения параметров β и γ - переходов приведены в таблицах I и 2.

I.3. Комментарии к схеме уровней ^{144}Pr (рис.2).

---

* В круглых скобках указана ошибка, например: 284(3)=284,3±0,3.
В) - взвешенное среднее значение.

Основное состояние ^{144}Pr

Спин, четность – 0^- [13,22,35,36] . Время жизни – 17,29(3) мин.

Уровень 59,04 кэв

Спин, четность – 3^-. Изомерное состояние с временем жизни 7,2(2) мин. [14] . Имеется М3-переход в основное состояние ^{144}Pr, сопровождающийся сильной внутренней конверсией. Возможен также слабый β^- – переход на уровень 1510 кэв ^{144}Nd с вероятностью 0,05(3)% [14] .

Уровень 80,13 кэв

Спин, четность – 1^-. Наблюдается переход в основное состояние. Время жизни уровня 136(16) псек. В) 37,38 .

Уровень 99,93 кэв

Спин, четность – 2^-. С данного уровня наблюдаются два перехода: в основное состояние и на уровень 59,04 кэв. Время жизни состояния 663(55) псек. В) [37,38] .

Уровень 133,54 кэв

Спин, четность – 1^-. Наблюдаются переходы в основное состояние и на уровни 80,13 и 99,93 кэв. Время жизни – 6,6(36) псек. [37]

II. Распад $^{144}Pr - ^{144}Nd$

II.1. Период полураспада основного состояния ^{144}Pr равен 17,29(3) мин. В) [14,39-41] .

II.2. Оцененные значения параметров β^- и γ – переходов приведены в таблицах 3 и 4.

II.3. Комментарии к схеме уровней ^{144}Nd, возбуждающихся в распаде ^{144}Pr (рис.3).

Основное состояние ^{144}Nd

Спин, четность - 0^+. Наблюдается α - распад в ^{140}Ce с временем жизни $2,1(4).10^{15}$ лет [36] . Q_α = 1901(7) кэв.

Уровень 696,45 кэв

Спин, четность - 2^+. Наблюдается переход в основное состояние. Время жизни состояния - 4,9 псек.

Уровень 1510, 31 кэв

Спин, четность - 3^-. Интенсивность γ - перехода на уровень 696,45 кэв больше интенсивности γ - линии 675,1 кэв, заселяющей рассматриваемый уровень. Других γ -, а также β - переходов, могущих возбудить это состояние, не наблюдалось. Поэтому в работе [14] сделано предположение о наличии слабого β^- - перехода из метастабильного состояния 59,04 кэв ^{144}Pr . Коэффициент ветвления для этого β - перехода равен 0,05(3)%. В единицах - число переходов/100 распадов ^{144}Pr - интенсивность этого перехода будет равна 0,0007(4), что как видно из схемы распада (рис.2,3), хорошо согласуется с разностью в интенсивностях заселения и разрядки уровня 1510,31 кэв.

Уровень 1560,25 кэв

Спин, четность - 2^+. Наблюдается переход в состояние 596,45 кэв.

Уровень 2084,7 кэв

Спин и четность установлены плохо. В работе [14] предлагается 0^+, что на наш взгляд недостаточно обосновано. Имеется переход на уровень 696,45 кэв.

Уровень 2185,71 кэв

Спин, четность - 1^-. Наблюдаются переходы в основное состояние и на уровни с энергиями 696,45 кэв, 1510,31 кэв и 1560,25 кэв.

Уровень 2655 кэв

Установлен плохо. Замечен слабый переход в основное состояние.

Ш. Распад ^{144}Pm - ^{144}Nd

Ш.1. Период полураспада основного состояния ^{144}Pm (электронный захват) равен 363(18) дн. В) [58,59] .

Ш.2. Оцененные значения параметров γ - переходов приведены в таблице 5.

Ш.3. Комментарии к схеме уровней ^{144}Nd, возбуждаемых в распаде ^{144}Pm (рис.3).

Основное состояние ^{144}Nd

См. П.3.

Уровень 696,45 кэв

См. П.3.

Уровень I3I4,4I кэв

Спин, четность - 4^+. Наблюдается переход на уровень 696,45 кэв. Время жизни - 20,5(37) псек. [67] .

Уровень I5I0,3I кэв

См. П.3.

Имеется работа [68] по изучению γ - γ - корреляций, в которой данному уровню приписывается спин, равный 2 и положительная четность. Это противоречит переходу 8I3,9 кэв, имеющему смесь мультиполей E1 + M2, на хорошо установленный уровень 696,45 кэв с характеристиками 2^+.

Кроме перехода на уровень 696,45 кэв наблюдался слабый переход в основное состояние [60-62,65] , для интенсивности которого авторы могли указать только верхний предел.

Уровень I79I,20 кэв

Спин, четность - 6^+. Имеется переход на уровень I3I4,4I кэв.

Уровень 2093,09 кэв

Спин, четность - 6^+. Наблюдаются переходы на уровни 1791,20 кэв, 1510,31 кэв и 1314,41 кэв.

Уровень 2204,1 кэв

Спин и четность - 4^+ - установлены ненадежно. Имеются переходы на уровни 1510,31 кэв и 1314,41 кэв.

Таблица I

Энергии и интенсивности β^--переходов при распаде ^{144}Ce

№	E_β, кэв		I_β, %		Литература
I	I8I,5(20)	В)			[II,I2,I5,I9,20,24
	I82,I	П)	I9,4	П)	32,33]
			I9,7(5)		[34]
2	2I5,6	П)	0,I	П)	
3	238,2(35)	В)			[I2,I9,20,23,24,32
	235,5	П)	4,3	П)	33]
			4,6(3)		[34]
4	3I5,6	П)	76,2	П)	[II,I2,I9,23,24, 32-34]
			75,7(8)		[34]
Q_β = 3I5,6(I5)					[30,3I]

ПРИМЕЧАНИЕ: здесь и далее – В) – взвешенное среднее;
Н) – невзвешенное среднее;
П) – принятое значение;
Т) – теоретическое значение.

Энергии и интенсивности γ-квантов и конверсионных электронов из β^--распада ^{144}Ce

Таблица 2

E_γ, кэв	I_γ, квант/100расп.	I_{ce}, n/100 расп.	Коэфф. конв. α	Мульт.	Литература
33,58(3) B)	0,228(14) B)	L 0,9(1) H) M+N 0,18(5)	α_L=4,5(12) α_L=3,8 T) $M^N/_L$=0,20(3)	M1	[10,20,57,69]
40,93(3) B)	0,40(3) B)	L 0,90(15) H) L 0,72(13) П) M+N 0,17(5)	α_L=1,8(6) α_L=2,13 T) $M^N/_L$=0,24(3)	M1	[11-14,16-20, 57,69]
53,42(4) B)	0,124(8) B)	K 0,75(15) L 0,13(2) M 0,03(1)	α_K=6,0(6) B) α_L=0,98(10) α_L=0,95 T) $M/_L$=0,22	M1	[11-14,16-18, 20-23,57,69]
59,04(9) B)	0,001 П)	K 0,40(8) L 0,60(1) H) M+N 0,16(4)	α_K=415 T) $K/_L$=0,66 T) $M^N/_L$=0,26(2)	M3	[10,13,14,17-20, 57,69]
80,13(4) B)	1,70(12) B)	K 3,1(2) H) L 0,43(5) M+N 0,12(3)	α_K=1,50(23) α_K=2,1 T) $K/_L$=7,3(4) B) $K/_L$=7,1 T)	M1	[10-14,16-20, 24,25,57,69]
99,93(5) B)	0,040(2) B)	K 0,06(1)	α_K=1,4(5) α_K=1,22 T)	E2	[10,11,13-17,25, 26,57,69]
133,54(4) B)	10,8(4) B)	K 5,3(2) B) L 0,74(4) M+N 0,18(3)	α_K=0,57(6) B) α_K=0,48 T)	M1	[11-13,16,17,19, 24,27-29,57,69]

Таблица 3

Энергии и интенсивности β^--переходов при распаде ^{144}Pr

№	E_β, кэв		I_β, %		Литература
I	340	П)	~0,0001б	П)	[I4]
2	809,9(40)	ВП)	I,05	П)	[I1, I8, 27, 43, 44, 54]
3	909,3(3)	Н)	0,0066(4)	Н)	[I4, 36, 42]
	909,9	П)	0,006	П)	
4	I433,9(I5)	Н)			[I4, 42]
	I434,3	П)	0,0017	П)	
5	2297,5(20)	В)	I,24(6)	Н)	[I4, 27, 43, 48, 54]
	2298,I	П)	I,2I	П)	
6	2994,6(32)	ВП)	97,I(6)	Н)	[I0, I4, I8, 24, 27, 34, 43, 44, 48, 54]
			97,7	П)	

Q_β = 2994,6(32) В)

Таблица 4

Энергии и интенсивности γ-квантов из распада ^{144}Pr

E_γ, кэв	I_γ квант / 100 расп.	Коэффициент конверсии	Мультип.	Литература
625,5(7) В)	0,0007(3) В)			[I4, 4I, 42]
675,I0(24) В)	0,0026(3) В)			[I4, 4I, 42]
696,45(4) В)	I,42(4) Н) I,50 П)	α_K= 0,0043 α_L= 0,00064(I0)	E2	[I4, 4I-50]
8I3,7(2) В) 8I3,9 П)	0,0035(3) В)	α_K= 0,00I5(2) α_L=0,000I7(7)	EI+M2	[I4, 4I, 42, 46, 49-5I, 60-62, 64]
863,8(3) В)	0,0024(3) В	α_K= 0,0038(6) α_L= 0,00042(I5)	MI+E2	[I4, 4I, 42, 49-5I]
I388,2(3) В)	0,0063(6) В)			[I4, 4I, 42]
I489,I4(7) В)	0,280(7) В) 0,282(I0) Н)			[I4, 25, 27, 4I-45, 48, 52-55]
2I85,7I(5) В)	0,76(4) ВП) 0,75(2)			[I4, 25, 27, 4I-45, 48, 52-56]
2655(I)	~0,000I6(4)			[I4]

Таблица 5

Энергии и интенсивности γ-квантов из распада ^{144}Pm

E_γ, кэв		I_γ квант/100 расп.		Коэфф.конвер. Мультиполь.	Литература
302,6(6)	В)	0,102(10)	В)		[60,61,62,65]
476,79(9)	В)	40,7(5)	В)		[60-65]
582,0(5)	В)	0,20(2)	В)		[60-62,65]
617,96(9)	В)	100,0(9)	В)	E2	[47,61-63, 65,66]
		99,5	П)	α_K= 0,0052 α_K= 0,0072 Т)	
694,0(7)	В)	0,45(15)			[60,61,65]
		0,32	П)		
696,45(4)	В)	100	П)	E2 α_K=0,0043	[14,41-50, 60-65]
778,68(15)	В)	1,55(6)	В)		[50,60-62, 64,65]
813,9(2)	В)	0,52(3)	В)	E1+M2	[14,41,42, 46,49-51, 60-62,64, 65]
889,7(5)		0,043(7)			[60-62,65]
1510		<0,004			[60-62,65]

ЛИТЕРАТУРА

1. D.A.Walker, H.T.Easterday. N cl.Instr.Meth. 1967,48,277.
2. R.P.Schuman, M.E.Jones, A.C.Mewherter, J.Inorg.Nucl.Chem. 1956,3,160.
3. B.H.Kettelle, A.R.Brosi. Priv.Comm.(October,1957).
4. K.F.Flynn, L.E.Gledenin, E.P.Steinberg. Nucl.Sci.Eng. 1965,22, 416.
5. F.Lagoutine, Y.Le Gallic, J.Legrand, J.Appl. Radiation Isotopes 1968, 19,475.
6. S.A.Reynolds, J.F.Emery, E.I.Wyatt. Nucl. Sci.Eng. 1968, 32, 46.
7. W.F.Merritt, P.J.Campion, R.C.Hawking. Can.J.Phys.1957, 35,16.
8. Easterday H.T., R.L.Smith. Nucl.Phys. 1960, 20, 155.
9. R.P.Schuman, A.Camilli. Phys.Rev. 1951, 84, 158.
10. F.T.Porter, C.S.Cook. Phys.Rev. 1952, 87, 464.
11. J.Pulman, P.Axel. Phys.Rev. 1956, 102, 1366.
12. A.K.Sen Gupta, R. Bhattacharyya, J.Lahiri, P.N.Mukherjee. Indian J.Phys. 1959, 33, 388.
13. J.S.Geiger, R.L.Graham, G.T.Ewan. Nucl.Phys.1960,16,1.
14. J.L.Fasching, W.B.Walters, C.D.Coryell. Phys.Rev.1970,C1, 1126.
15. H.J.Sathoff, T.Azuma, TID-6080, App.1960,8.
16. V.R.Potnis, G.P.Agin, C.E.Mandeville. Bull.Amer.Phys.Soc. 1970,15,756.
17. A.Aattila, M.Piiparinen. Z.Phys.1970,237, 126.
18. W.S.Emmerich, W.J.Auth, J.D.Kurbatov. Phys.Rev.1954,94, 110.
19. N.J.Freeman. Proc.Phys.Soc.(London), 1959,74,449.
20. N.V.Forafontov, V.S.Shpinel, Ts.Vasilev. Nucl.Phys.1962, 35,260.
21. T.Iwashita, T.Inamura, Y.Ikemoto, S.Kageyama, J.Phys.Soc. Japan 1963, 18,1358.
22. J.S.Geiger, R.L.Graham, G.T.Ewan. Nucl.Phys.1961,28,387.
23. Парфенова В.П., Форафонтов Н.В., Шпинель В.С. Изв. АН СССР, сер.физ. 1957, 21, 1061.

24. R.L.Hickok, W.A.McKinley, S.C.Pultz. Phys.Rev.1958, 109, 113.
25. P.C.Mangal, P.N.Trehan. J.Phys.Soc.Japan 1969, 27,1.
26. Гнедых А.В., Крижова Л.Н., Муравьева В.В. ЖЭТФ, 1959,36,329.
27. F.T.Porter, P.P.Day. Phys.Rev. 1959, 114, 1286.
28. W.S.Lyon. Nucl.Sci.Eng. 1958, 4,709.
29. Силантьев А.Н., Кузнецов Б.С.Изв. АН СССР,1961,25,1186.
30. A.Tobias, RD/B/M2669, CNDC(73)P4(1973), RSIC DLC-19, Oak Ridge, Tennessee.
31. A.H.Wapstra, N.B.Gove. Nucl.Data Tables 9A, No.4-5, part 1 1971.
32. J.M.Cork, M.K.Brice, L.C.Schmid. Phys.Rev. 1954,96, 1295.
33. M.Fujishiro, T.Azuma. Ann.Rept.Radiation, Center Osaka Prefect, 1963, 4, 86.
34. H.Daniel, G.T.Kaschl. Nucl.Phys. 1966, 76, 97.
35. S.L.Gupta, N.K.Saha, Indian J.Phys. 1967, 41, 48.
36. S.Raman. NDS B2, 1967, 47.
37. J.Burde, M.Rakavy, G.Engler. Phys.Rev.1962, 128, 325.
38. R.E.McAdams, E.N.Hatch. IS-1071, 1964.
39. D.F.Peppard, G.W.Mason, S.W.Moline, J.Inorg.Nucl.Chem. 1957, 5, 141.
40. D.C.Hoffman, J.Inorg. Nucl.Chem. 1963, 25, 1195.
41. S.Raman. Nucl.Phys. 1968,A107, 402.
42. S.Raman. Bull.Amer.Phys.Soc.1967,12, 565.
43. D.E.Alburger, J.J.Kraushaar. Phys.Rev.1952. 87, 448.
44. Фирсов Е.И., Башилов А.А. Изв. АН СССР, сер.физ.1957, 21,1633.
45. J.E.Monahan, S.Raboy, C.C.Trail. Phys.Rev.1961, 123, 1373.
46. P.J.Campion, J.W.Knowles, G.A.Bartholomew, Bull.Amer. Phys. Soc. 1959 J12, 4, 247.
47. D.J.Bues, E.G.Funk, J.W.Mihelich. Phys.Rev.1966,141,1193.
48. A.R.Sayres, C.C.Trail. Nucl.Phys.1968, A113, 521.
49. Грошев Л.В., Нелехов В.И. Изв. АН СССР, сер.физ. 1971, 35,786.
50. Берзинь Я.Я., Круминя А.Е., Прокофьев П.Т. Изв. АН СССР, сер.физ.,1970, 34,449.

51. O.Hansen, O.Nathan. Nucl.Phys. 1963, 42, 197.
52. Бурмистров В.Р. Изв. АН СССР, сер.физ.1959,23,902.
53. W.E.Kreger, C.S.Cook. Phys.Rev. 1954, 96, 1276.
54. R.L.Graham, J.S.Geiger, T.A.Eastwood, Can.J.Phys.1958, 36, 1084.
55. K.Sugiyama, A.Furusawa, S.Hayashibe, M.Kimura, J.Phys. Soc. Japan 1961, 16, 1538.
56. L.D.McIsaac, IDO-17042, 1964, 43.
57. W.Gelletly, J.S.Geiger. Nucl.Phys. 1969, A123, 369.
58. J.M.H.Pagden, R.Jakeways, F.C.Flack. Nucl.Phys. 1963, 48, 555.
59. L.R.Bunney, E.M.Scadden, J.Inorg.Nucl.Chem. 1964, 26, 1795.
60. Авотина М.П., Григорьев Е.П., Золотавин А.В., Сергеев В.О. Совцов М.И., Вейс М., Урбанец Я., Врзал Я. "Ядерная физика" I970,II,II33.
61. S.Raman. Nucl.Phys. 1968, A117, 407.
62. S.Santhanam. Can.J.Phys. 1968, 46, 2181.
63. K.S.Toth, O.B.Neilsen. Phys.Rev. 1959, 115, 1004.
64. M.A.Eissa, D.Berenyi, G.Mathe, D.Varga, J.Rezanka, L.Maly. Nucl.Phys. 1967, A100, 438.
65. S.Raman, N.R.Johnson, J.J.Pinajian. Bull.Amer.Phys.Soc. 1968, 13, 626.
66. S.Ofer. Phys.Rev. 1959, 113, 895.
67. Angela Li-Schoolz, H.Bakhru. Phys.Rev.1972, C6, 353.
68. A.P.Arya. M.Turk, P.A.Arya. Phys.Rev. 1971, C3, 1615.
69. V.R.Potnis, G.P.Agin, C.E.Mandeville, J.Phys.Soc.Japan 1970, 29, 539.
70. Григорьян Ю.И., Соколовский Л.Л., Чукреев Ф.Е. Препринт ИАЭ им. И.В.Курчатова ИАЭ-24I4.
71. Худсон Д. Статистика для физиков. "Мир", Москва, I967.

НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ЕСТЕСТВЕННОГО ЭРБИЯ И ЕГО СТАБИЛЬНЫХ ИЗОТОПОВ

Часть I. Оценка энергетической зависимости сечений

С.М.Захарова, Л.П.Абагян, Н.О.Базазянц, А.Г.Довбенко
Ж.А.Корчагина, Л.В.Петрова, Э.Ф.Синица, С.И.Тихонова

Abstract - Аннотация

THE NEUTRON CROSS-SECTIONS OF ERBIUM AND ITS STABLE ISOTOPES.

Part 1. The evaluation of neutron cross-sections energy dependence.

The evaluation of energy dependence of total, capture and elastic and inelastic scattering neutron cross-sections and anisotropy of elastic scattering neutrons was made for natural erbium and its stable isotopes with mass number of 162, 164, 166, 167, 168 and 170 from thermal energies to about 15 MeV.

НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ЕСТЕСТВЕННОГО ЭРБИЯ И ЕГО СТАБИЛЬНЫХ ИЗОТОПОВ.

Часть I. Оценка энергетической зависимости сечений.

В данной работе проведена оценка энергетической зависимости полных сечений, сечений захвата, упругого и неупругого рассеяния и анизотропии упругого рассеяния для естественного эрбия и его стабильных изотопов в области энергий от 0,0253 эв до 15 Мэв.

---

* Работа депонирована в Центре по Ядерным Данным и по запросу может быть выслана в форме копии (на фотопленке или офсетной бумаге). Число стр.150, число табл.30, рис. 14.

ОЦЕНКА ДАННЫХ $\bar{\nu}(E_n)$ ДЛЯ ^{233}U, ^{235}U, ^{238}U И ^{239}Pu

Л.И.Прохорова, В.П.Платонов, Г.Н.Смиренкин

Abstract - Аннотация

EVALUATION OF DATA (E_n) FOR U-233, U-235, U-238 and Pu-239. The evaluation of the dependence of number of prompt neutrons on energy of incident neutrons E_n for U-233, U-235, U-238 and Pu-239 has been made in this article. The recommended values of $\bar{\nu}(E_n)$ for those isotopes at E_n from 0 up to 5 MeV are presented. The analysis of uncertainties of the recommended values $\bar{\nu}(E_n)$ has been performed.

ОЦЕНКА ДАННЫХ $\bar{\nu}(E_n)$ ДЛЯ ^{233}U, ^{235}U, ^{238}U И ^{239}Pu. В работе приводилась оценка данных по зависимости числа мгновенных нейтронов ν от энергии падающих нейтронов E_n для ^{233}U, ^{235}U, ^{238}U и ^{239}Pu. Приводятся рекомендованные значения $\bar{\nu}(E_n)$ для всех четырех изотопов при E_n от 0 до 5 Мэв. Проведен анализ погрешности рекомендованных значений $\bar{\nu}(E_n)$.

Введение

Вопрос об измерении среднего выхода мгновенных нейтронов на акт деления, используемых в реакторах изотопов был поставлен еще на заре развития ядерной энергетики и до сих пор не утратил своей актуальности. Это положение объясняется трудностями удовлетворения высоких требований, которые предъявляет реакторная техника к точности измерений $\bar{\nu}$ (~0,5-1%).

К настоящему времени о величине $\bar{\nu}$ и ее зависимости от энергии бомбардирующих нейтронов для важнейших реакторных материалов ^{233}U, ^{235}U, ^{238}U, ^{239}Pu накопилась обширная информация, позволяющая исследовать взаимосогласованность данных разных авторов, выработать единую кривую этой зависимости, оценить ее погрешность. Пред-

ставленная в таком, как принято говорить оцененном виде, информация о $\bar{\nu}(E_n)$ наиболее благоприятна для дальнейшего использования физиками-реакторщиками.

Оценки хода $\bar{\nu}(E_n)$ делались неоднократно на протяжении многих лет, чаще всего экспериментаторами, занимавшимися измерениями этой величины [1-15]. Ранее мы выполнили оценку данных $\bar{\nu}(E_n)$ для U-235 [12] и Pu-239 [15]. В настоящей работе рассмотрен более широкий круг данных, включающий работы, появившиеся позднее. Мы использовали таблицы экспериментальных данных $\bar{\nu}(E_n)$, составленные Коньшиным и Манеро [14], которые были дополнены или уточнены с учетом новой информации [16-18]. Полная совокупность данных о $\bar{\nu}(E_n)$ для U-233, U-235, U-238, Pu-239 в области до 6 Мэв изображена на рис.1-4. В ней сосредоточены интересы реакторостроения, и именно она пополнилась новыми данными.

Метод оценки

В этой работе была предпринята попытка единого подхода к оценке $\bar{\nu}(E_n)$ для всех четырех изотопов. Было произведено усреднение данных по узким интервалам энергии E_n: в диапазоне энергий нейтронов от 0,05 до 1,45 Мэв с шагом $\Delta E_n = 0{,}1$ Мэв и выше 1,45 до 3-4 Мэв с шагом $\Delta E_n = 0{,}2$ Мэв. Усреднение проводилось с весами обратно пропорциональными квадратам ошибок σ, приведенных авторами. В таблице 1 приводятся среднее для данного интервала ΔE_n значение $\langle \bar{\nu} \rangle$ и две погрешности:

$$\sigma_I = \sqrt{\frac{\sum (\bar{\nu}_i - \langle \bar{\nu} \rangle)^2 / \sigma_i^2}{(n-1) \sum 1/\sigma_i^2}} \quad \text{и} \quad \sigma_{II} = \frac{1}{\sqrt{\sum 1/\sigma_i^2}}$$

первая из которых отражает разброс значений $\bar{\nu}_i$ внутри данного интервала ΔE_n, вторая -точность генерального среднего $\langle \bar{\nu} \rangle$. Согласие этих погрешностей $\sigma_I \approx \sigma_{II}$ означает, что разброс данных имеет в основном случайную статистическую природу и существенных систематических расхождений внутри совокупности нет. При наличии последних $\sigma_I > \sigma_{II}$ и неравенство тем сильнее, чем больше масштаб систематических погрешностей.

Гистограммы $\langle \bar{\nu} \rangle$ для U^{233} и U^{238} показаны под исходными экспериментальными данными на рис. 1 и 3, а для U^{235} и Pu^{239}

у которых информация о $\bar{\nu}$ очень насыщена на отдельных рис.5 и 6. С гистограммой $\langle\bar{\nu}\rangle$ сравниваются константы английской библиотеки данных [10,11] и БНАБ [8]. Групповые константы БНАБ приведены при средних значениях энергии

$$E_i = \frac{\int_{\Delta E_i} E\,N(E)\,dE}{\int_{\Delta E_i} N(E)\,dE}$$

где ΔE_i - энергетический интервал группы, $N(E)$ - спектр нейтронов деления.

Кроме того, для описания совокупности данных $\bar{\nu}(E_n)$ каждого из четырех изотопов плавной кривой был использован метод наименьших квадратов. Расчеты производились по программе ПРЕДА [20], реализующей представление зависимости $\bar{\nu}(E_n)$ в виде разложения в ряд по полиномам Чебышева. В программе предусмотрены:

а) выбор оптимального (статистически значимого) числа членов ряда,

б) вычисления доверительного интервала зависимости $\bar{\nu}(E_n)$ для тех значений энергии нейтронов E_n, где заданы экспериментальные точки,

в) вывод $\bar{\nu}(E_n)$ с любым шагом ΔE_n.

Значения $\bar{\nu}(E_n)$, полученные методом полиномиального описания с шагом 0,1 Мэв сравниваются с гистограммой $\langle\bar{\nu}\rangle$ на рис.1,3,5,6 и приводятся в таблице 2. Их можно использовать в качестве рекомендованных кривых.

Сделаем краткие комментарии к результатам проведенного количественного анализа, расположив изотопы в порядке убывания объема массивов экспериментальных точек.

U^{235}. Совокупность данных $\bar{\nu}(E_n)$ для этого изотопа настолько велика, что вливающаяся в нее новая информация [9,16,17] в рассматриваемой области E_n слабо повлияла на величины усредненных значений $\langle\bar{\nu}\rangle$ и на соотношение погрешностей σ_T и $\sigma_Д$, полученных в [12]. Данные Савина и др. [17] подтвердили существование отмечавшихся ранее особенностей хода $\bar{\nu}(E_n)$: и широкой ступенчатой структуры [12,21] и тонкой структуры (E_n =0,2-0,5 Мэв) [22,23]. Данные Болдемана [9] недостаточно подробны, чтобы привлекать их к обсуждению тонкой структуры. В обоих описаниях зависимости $\bar{\nu}(E_n)$ последний эффект затушевывается, но отчетливо проявляется ступенчатая структура, особенно в гистограмме.

Pu^{239} . Рассмотренная нами в работе [15] совокупность данных по $\bar{\nu}$ для Pu^{239} пополнилась двумя работами [18,19] . Хотя общая точность ее возросла, заметное неравенство $\sigma_I > \sigma_{II}$ для $E_n \sim$ 1,2-1,5 Мэв не только сохранилось, но и усилилось. Его можно объяснить двумя эффектами: возможным существованием тонкой структуры в $\bar{\nu}$ (E_n) на этом участке [15] и систематическим расхождением работ. Результаты нашего анализа - гистограмма и рекомендованная кривая - указывают на наличие ступенчатой структуры, но более слабо выраженной, чем у U^{235} .

U^{238} . Данные разных авторов по $\bar{\nu}$ (E_n) для U^{238} , судя по погрешностям σ_I и σ_{II} , удовлетворительно согласуются между собой. Выпадающие на участке 2,3-2,5 Мэв значения [24] имеют небольшой вес и не сказываются на соотношении σ_I и σ_{II} . Результаты анализа не обнаруживают ступенчатой структуры как у четно-четных делящихся ядер (см. об U^{233} ниже), но разница в наклонах $\bar{\nu}$ (E_n) на участках ниже и выше $\approx$ 3 Мэв отчетливо видна.

U^{233} . Данные для этого изотопа самые малочисленные: ход $\bar{\nu}$ (E_n) определяется по-существу тремя удовлетворительно согласующимися работами [18,19,24] . Удивителен разброс данных в районе I Мэв. Плавная кривая, соответствующая полиномиальному описанию, сглаживает колебания $\bar{\nu}$ (E_n), сохраняя характерную для четно-четных ядер структуру ступенчатого типа.

Мы не ставили перед собой задачи произвести сопоставление своих данных с многочисленными рекомендациями других авторов. Это сделано в наиболее поздних известных нам оценках зависимости $\bar{\nu}$ (E_n) [10,11,14] . Поэтому мы ограничимся сравнением с последними. Расхождения с оценкой Коньшина и Манеро [14] малы и на участках, где появились новые данные, не превосходят 0,5%. Поэтому в области энергий выше 5 Мэв, неисследовавшейся в настоящей работе, принимаем рекомендации [14] . С английской библиотекой данных [10,11] имеется систематическое расхождение в области высоких энергий ~3 Мэв (рис. I,3,5,6), где велик вклад данных Солейяка [7] . Оно объясняется тем, что в [10,11] использовались оригинальные данные [7] , а у нас также как и в [14] пересмотренные авторами значения (см. [14]).

Наибольший интерес для нас представило сравнение с данными (реакторными константами) БНАБ [8] , поскольку они широко используются для расчетов и давно не пересматривались. Кроме качественного сопоставления на рис. I,3,5,6 ниже в таблице 3 приводятся значения групповых постоянных БНАБ и рассчитанных по рекомендованным кривым, а также соответствующие отклонения в процентах.

Оценка погрешности рекомендованной кривой

В заключении остановимся на оценке достигнутых в настоящее время погрешностей рекомендованной кривой и групповых констант. Определенная методом наименьших квадратов погрешность кривой составляет в рассматриваемой области энергий 0,I-0,2%. Она рассчитана в предположении, что погрешности измерений $\bar{\nu}$ некоррелированы, то есть разброс данных внутри имеет чисто случайную природу. В этом случае погрешность кривой падает с ростом числа точек в описываемой совокупности как $I/\sqrt{N}$. Это верно для статической ошибки, но не полной погрешности кривой, которая нас интересует. Погрешность измерения включает систематическую ошибку, которая в значительной мере коррелирована и не подчиняется закону $I/\sqrt{N}$. Оцененная тем или иным способом, она должна суммироваться со статистической ошибкой кривой [26] .

Погрешности σ_I и σ_{II} для $\langle\bar{\nu}\rangle$ позволяют выявить наличие систематических расхождений усредняемых данных, но оценить величину систематической погрешности $\langle\bar{\nu}\rangle$ путем их сравнения трудно, поскольку вклад статистической погрешности в σ_I и σ_{II} на узком интервале (при малом числе) велик. Более точно это можно сделать, рассматривая более широкий интервал, в котором число точек было бы достаточно велико, например, энергетическую группу.

В таблице 4 приведены результаты анализа средних групповых значений $\langle\bar{\nu}\rangle_r$, рассчитанных по данным авторов, которые вносят определяющий вклад. Предположим, что при усреднении данных статистическая погрешность из-за фактора $I/\sqrt{N}$ уменьшилась достаточно, чтобы расхождения данных $\langle\bar{\nu}\rangle_r$ разных авторов отождествить с систематическими. Тогда полученная из разброса $\langle\bar{\nu}\rangle_r$ погрешность есть верхняя оценка систематической ошибки $\delta\bar{\nu}_{сист}$. Цифры в соответствующих колонках показывают, что эта величина не превосходит в рассматриваемых группах 0,4%. Поскольку она примерно одинакова во

всех энергетических интервалах, ее можно распространить и на другие группы, где преобладают данные I-2 авторов. Складывая ее со статистической ошибкой кривой, мы приходим к заключению, что полная погрешность рекомендованной кривой $\bar{\nu}$ (E_n) для U^{235} и Pu^{239} не превосходит 0,5-0,7%.

Совокупность данных для U^{238} менее богата и не исследовалась нами таким способом, но, судя по значениям σ_T и σ_{II}, она едва ли больше указанной погрешности для U^{235} и Pu^{239}, чем в I,5 раза.

Авторы благодарят Л.Н.Усачева за советы и замечания по ходу работы, В.Н.Манохина за содействие расчетам, Н.Е.Федоровой за большую помощь в процессе работы, Ю.М.Турчину и Э.И.Шестоперовой за помощь в ее оформлении.

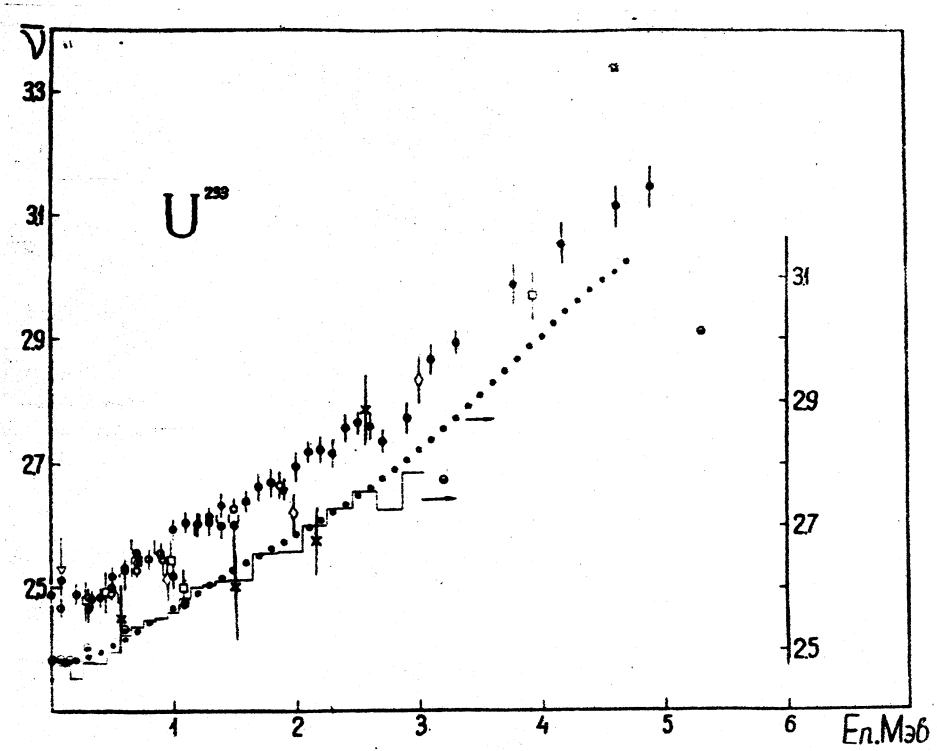


Рис. I. Зависимость $\bar{\nu}$ для ^{233}U от энергии нейтронов E_n.
▽ - [27], □ - [3], ◊ - [3I], ○ - [I9], ◑ - [25], x - [39], ● - [I8].

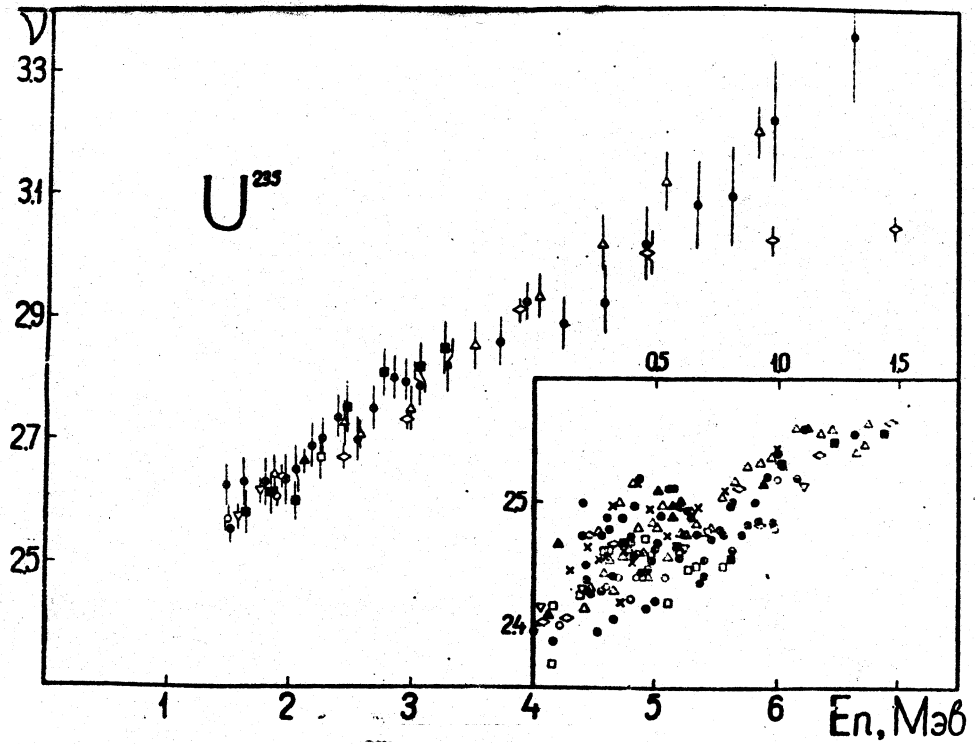


Рис. 2. Зависимость $\bar{\nu}$ для ^{235}U от энергии нейтронов E_n.
△ - [32], ▲ -[33], × -[22], □ -[34], ◇ -[4], ◊ - [3],
◐ - [28], ▽ -[35], ○ -[9], △ - [16,23], ◐ -[17,29],
■ -[30], ● -[12].

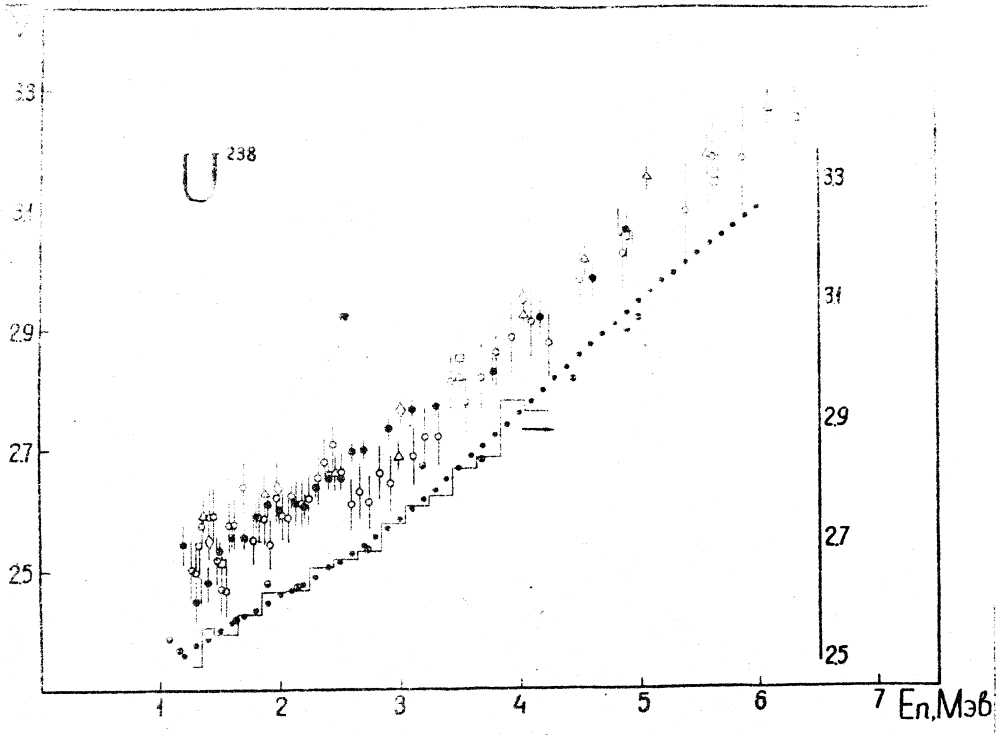


Рис. 3. Зависимость $\bar{\nu}$ для ^{238}U от энергии нейтронов E_n.
○ - [24], △ - [7], ◊ - [31], □ - [14], ● - [18],
Внизу гистограмма $\langle \bar{\nu} \rangle$, ⊖ - [8], ⊗ - [10,11].

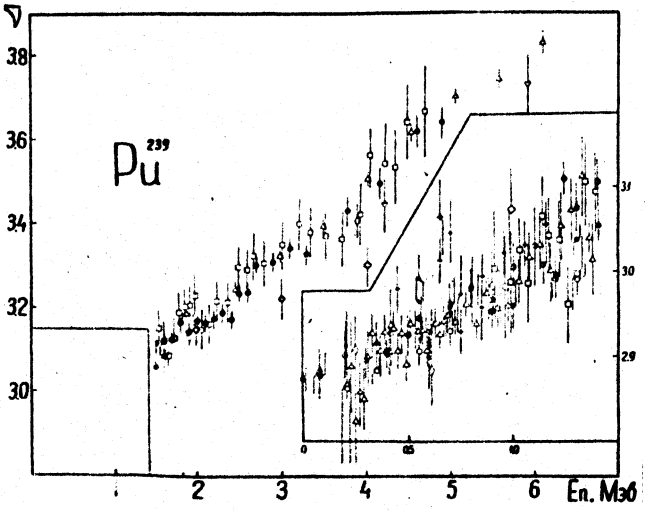


Рис. 4. Зависимость $\bar{\nu}$ для ^{239}Pu от энергии нейтронов E_n.

△ - [7,23], ◊ -[3], O -[19], □ -[29], + -[38], ◇ - [31], ▽ - [37], ◑ -[15], ● -[18].

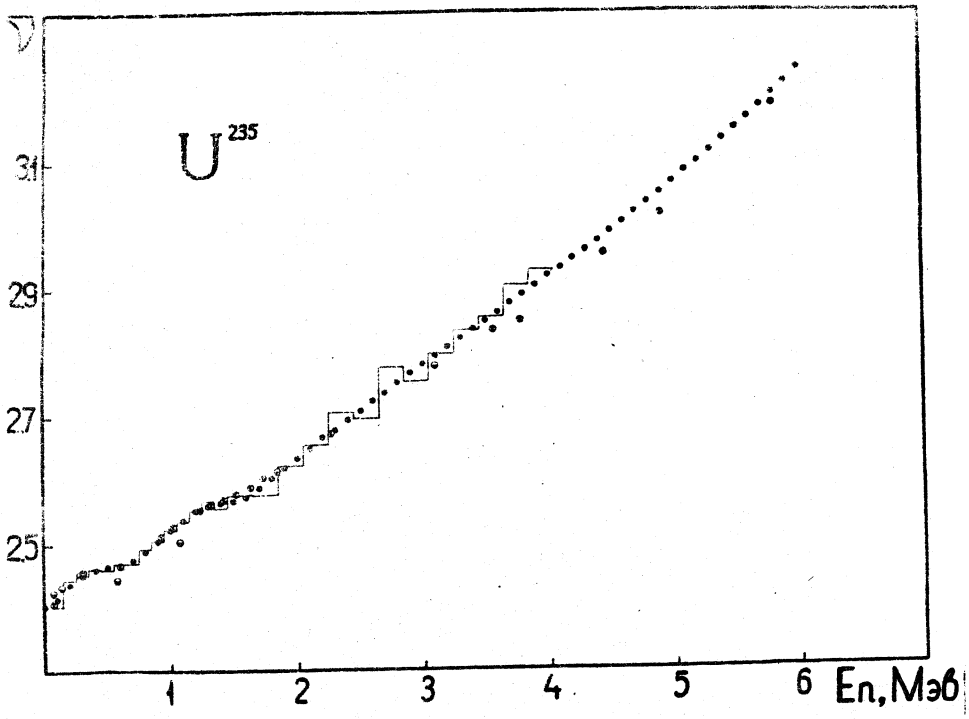


Рис. 5. Гистограмма $\langle\bar{\nu}\rangle$ и рекомендованные значения $\bar{\nu}$ (E_n) для ^{235}U .
● - рекомендованные значения $\bar{\nu}$ (E_n), ⊖ - [8], ⊕ -[II] .

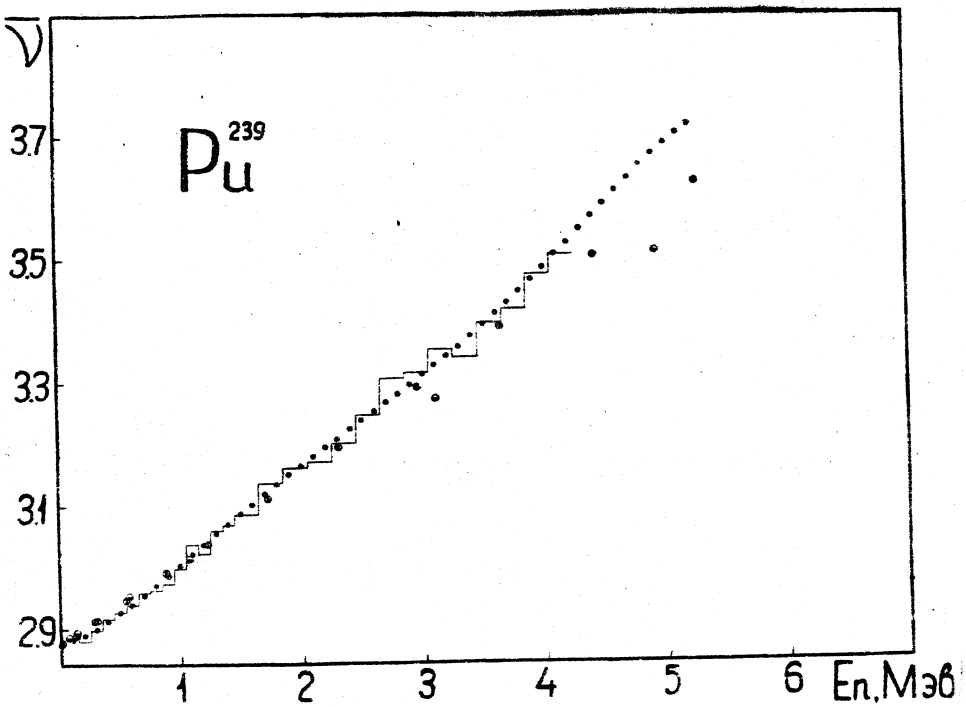


Рис. 6. Гистограмма $\langle \bar{\nu} \rangle$ и рекомендованные значения $\bar{\nu}(E_n)$ для ^{239}Pu.
● - рекомендованные значения $\bar{\nu}(E_n)$, ◒ - [8], ◐ - [10].

Таблица I

Усредненные значения $\langle\bar{\nu}\rangle$

№ п/п	$\bar{E}_{ср}$	ΔE_n	$^{233}U_0$			$^{235}U_0$			$^{238}U_0$			^{239}Pu		
			$\langle\bar{\nu}\rangle$	σ_I	σ_{II}	$\langle\bar{\nu}\rangle$	σ_I	σ_{II}	$\langle\bar{\nu}\rangle$	σ_I	σ_{II}	$\langle\bar{\nu}\rangle$	σ_I	σ_{II}
I	0,I	0,050-0,I50	2,484	0,0I5	0,0I3	2,404	0,008	0,008				2,887	0,0I7	0,0I8
2	0,2	0,I5 - 0,25	2,428	-	0,0I5	2,445	0,007	0,007				2,880	0,009	0,0I2
3	0,3	0,25 - 0,35	2,479	0,004	0,009	2,453	0,006	0,006				2,896	0,0I6	0,0I5
4	0,4	0,35 - 0,45	2,485	0,002	0,0II	2,462	0,004	0,004				2,9I7	0,006	0,00[illegible]
5	0,5	0,45 - 0,55	2,497	0,006	0,008	2,46I	0,006	0,004				2,927	0,0II	0,0I6
6	0,6	0,55 - 0,65	2,524	0,008	0,008	2,470	0,005	0,005				2,938	0,007	0,0I[illegible]
7	0,7	0,65 - 0,75	2,538	0,007	0,008	2,470	0,006	0,006				2,969	0,0I0	0,007
8	0,8	0,75 - 0,85	2,546	-	0,0I7	2,486	0,006	0,006				2,963	0,009	0,009
9	0,9	0,85 - 0,95	2,550	0,003	0,009	2,505	0,008	0,007				2,973	0,004	0,008
I0	I,0	0,95 - I,05	2,56I	0,02I	0,0I2	2,522	0,007	0,007				2,998	0,0I0	0,0II
II	I,I	I,05 - I,I5	2,582	0,044	0,0I4	2,536	0,0II	0,0II				3,037	0,006	0,0II
I2	I,2	I,I5 - I,25	2,603	0,00I	0,0I3	2,552	0,004	0,0I2				3,022	0,009	0,0I0
I3	I,3	I,25 - I,35	2,609	0,004	0,0I3	2,566	0,0I5	0,0I6	2,489	0,02I	0,023	3,060	0,0I7	0,009
I4	I,4	I,35 - I,45	2,6I5	0,0I7	0,0I4	2,555	0,008	0,009	2,552	0,023	0,0I6	3,068	0,0I3	0,007
I5	I,55	I,45 - I,65	2,62I	0,0II	0,0I0	2,574	0,007	0,008	2,540	0,0I0	0,009	3,085	0,0II	0,0I0
I6	I,75	I,65 - I,85	2,665	0,003	0,0I6	2,576	0,0I9	0,0I8	2,574	0,0I2	0,0II	3,I36	0,0I4	0,0I3
I7	I,95	I,85 - 2,05	2,664	0,0I2	0,0II	2,620	0,006	0,0I0	2,6II	0,009	0,0I0	3,I6I	0,0II	0,0I0
I8	2,I5	2,05 - 2,25	2,709	0,029	0,0I3	2,653	0,0I7	0,0I4	2,6I3	0,006	0,0I2	3,I70	0,008	0,0I4
I9	2,35	2,25 - 2,45	2,738	0,020	0,0I3	2,704	0,0I9	0,02I	2,653	0,007	0,0II	3,204	0,0I8	0,0I3
20	2,55	2,45 - 2,65	2,765	0,004	0,0I3	2,695	0,0I3	0,0I4	2,666	0,0I3	0,0I2	3,245	0,0I3	0,0I4
2I	2,75	2,65 - 2,85	2,736	-	0,0I9	2,775	0,008	0,025	2,678	0,0I9	0,0I5	3,305	0,005	0,0I8
22	2,95	2,85 - 3,05	2,783	0,029	0,02I	2,752	0,0I2	0,0I2	2,725	0,02I	0,0I2	3,3I4	0,0I5	0,0I3
23	3,I5	3,05 - 3,25				2,796	0,0I3	0,029	2,754	0,0I8	0,0I5	3,35I	0,02I	0,024
24	3,35	3,25 - 3,45				2,832	0,0I2	0,03I	2,77I	0,0I7	0,0I9	3,338	0,0I8	0,0I4
25	3,55	3,45 - 3,65				2,863	-	0,040	2,8I8	0,0I5	0,022	3,394	0,007	0,020
26	3,75	3,65 - 3,85				2,908	0,022	0,020	2,834	0,022	0,028	3,4I5	0,029	0,033
27	3,95	3,85 - 4,05				2,928	0,030	0,0I5	2,929	0,0I5	0,0I5	3,473	0,037	0,0I5
28	4,I5	4,05 - 4,25				2,88I	-	0,044	2,9I0	0,0I2	0,026	3,505	0,0I8	0,029

Таблица 2

Рекомендованные значения $\bar{\nu}$

№ п/п	E_n	^{233}U	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu
1	2	3	4	5	6
I	0,0	2,4800	2,407I		2,8738
2	0,I	2,4782	2,4I83		2,88I6
3	0,2	2,48I3	2,4383		2,8904
4	0,3	2,4872	2,4526		2,90I3
5	0,4	2,4955	2,4603		2,9I37
6	0,5	2,5053	2,4643		2,9274
7	0,6	2,5I64	2,4687		2,9420
8	0,7	2,5283	2,4765		2,9572
9	0,8	2,5407	2,4888		2,9728
I0	0,9	2,5535	2,5050		2,9887
II	I,0	2,5663	2,5228		3,0048
I2	1,10	2,5790	2,5394		3,0208
I3	I,20	2,59I6	2,5523	2,5080	3,0367
I4	I,30	2,6040	2,5602	2,5236	3,0526
I5	I,40	2,6I6I	2,5638	2,5374	3,0684
I6	I,50	2,628I	2,5660	2,5499	3,0840
I7	I,60	2,6398	2,5708	2,56I4	3,0995
I8	I,70	2,65I4	2,5854	2,5723	3,II49
I9	I,80	2,6629	2,60I7	2,5829	3,I302
20	I,90	2,6743	2,6I76	2,5933	3,I455
2I	2,0	2,6858	2,6333	2,6038	3,I607
22	2,I0	2,6975	2,6487	2,6I45	3,I759
23	2,20	2,7094	2,6638	2,6255	3,I9II
24	2,30	2,72I7	2,6788	2,6370	3,2063
25	2,40	2,7343	2,6935	2,6489	3,22I7

Продолжение таблицы 2

I	2	3	4	5	6
26	2,50	2,7473	2,708I	2,66I5	3,2372
27	2,60	2,7609	2,7224	2,6746	3,2528
28	2,70	2,775I	2,7367	2,6883	3,2685
29	2,80	2,7899	2,7508	2,7026	3,2845
30	2,90	2,8053	2,7648	2,7I76	3,3006
3I	3,00	2,82I4	2,7787	2,7330	3,3I69
32	3,I0	2,838I	2,7925	2,7490	3,3333
33	3,20	2,8554	2,8063	2,7655	3,350I
34	3,30	2,8734	2,8200	2,7825	3,3669
35	3,40	2,89I9	2,8337	2,7998	3,3840
36	3,50	2,9I08	2,8475	2,8I75	3,40I2
37	3,60	2,9300	2,86I2	2,8355	3,4I86
38	3,70	2,9495	2,8750	2,8537	3,436I
39	3,80	2,9692	2,8888	2,872I	3,4538
40	3,90	2,9888	2,9027	2,8906	3,47I5
4I	4,00	3,0082	2,9I68	2,9092	3,4892
42	4,20	3,0456	2,9452	2,9465	3,5248
43	4,40	3,0799	2,9742	2,9835	3,5604
44	4,60	3,I092	3,0040	3,0200	3,5957
45	4,80	3,I3I4	3,0347	3,0557	3,6305
46	5,00	3,I546	3,0664	3,0904	3,6646
47	5,20	3,I782	3,0994	3,I240	3,6979
48	5,40	3,20I6	3,I337	3,I566	3,7303
49	5,60	3,2250	3,I695	3,I880	3,76I6
50	5,80	3,2484	3,2070	3,2I83	3,79I9

Продолжение таблицы 2

I	2	3	4	5	6
5I	6,0	3,27I8	3,2463	3,2476	3,82I2
52	6,2	3,2952	3,2875	3,276I	3,8496
53	6,4	3,3I86	3,3309	3,3039	3,8770
54	6,6	3,3420	3,3765	3,33I3	3,9038
55	6,8	3,3654	3,4285	3,3583	3,9300
56	7,0	3,3888	3,4552	3,3852	3,9559
57	7,2	3,4I22	3,48I9	3,4I2I	3,9815
58	7,4	3,4356	3,5086	3,4392	4,0073
59	7,6	3,4589	3,5353	3,4666	4,0332
60	7,8	3,4824	3,5620	3,4945	4,0596
6I	8,0	3,5057	3,5885	3,5228	4,0865
62	8,2	3,5292	3,6I54	3,55I7	4,II40
63	8,4	3,5526	3,642I	3,58II	4,I423
64	8,6	3,5759	3,6689	3,6II0	4,I7I4
65	8,8	3,5993	3,6955	3,64I4	4,20I3
66	9,0	3,6227	3,7222	3,6722	4,23I9
67	9,2	3,646I	3,7490	3,7032	4,263I
68	9,4	3,6695	3,7757	3,7343	4,2948
69	9,6	3,6929	3,8024	3,7656	4,3267
70	9,8	3,7I63	3,829I	3,7966	4,3588
7I	I0,0	3,7397	3,8588	3,8275	4,3907
72	I0,2	3,763I	3,8825	3,858I	4,4222
73	I0,4	3,7865	3,9092	3,8882	4,453I
74	I0,6	3,8099	3,9359	3,9I79	4,4832
75	I0,8	3,8333	3,9626	3,947I	4,5I24

Продолжение таблицы 2

I	2	3	4	5	6
76	II,0	3,8567	3,9893	3,9759	3,5405
77	II,2	3,880I	4,0I60	4,0044	4,5675
78	II,4	3,9035	4,0427	4,0326	4,5934
79	II,6	3,9269	4,0694	4,0607	4,6I84
80	II,8	3,9503	4,096I	4,0890	4,6428
8I	I2,0	3,9737	4,I228	4,II77	4,6668
82	I2,2	3,997I	4,I495	4,I469	4,6908
83	I2,4	4,0205	4,I762	4,I770	4,7I53
84	I2,6	4,0439	4,2029	4,208I	4,7407
85	I2,8	4,0673	4,2296	4,2404	4,7677
86	I3,0	4,0907	4,2563	4,2738	4,7964
87	I3,2	4,II4I	4,2830	4,308I	4,827I
88	I3,4	4,I375	4,3097	4,3432	4,8599
89	I3,6	4,I609	4,3364	4,3782	4,8942
90	I3,8	4,I843	4,363I	4,4I20	4,9290
9I	I4,0	4,2077	4,3898	4,4432	4,9626
92	I4,2	4,23II	4,4I65	4,4696	4,9922
93	I4,4	4,2545	4,4432	4,4886	5,0I37
94	I4,6	4,2778	4,4699	4,4964	5,02I8

Таблица 3

Групповые постоянные $\bar{\nu}$ (E_n) из [8] и рассчитанные по рекомендованным в настоящей работе кривым

E_n, Мэв	^{233}U			^{235}U			^{238}U			^{239}Pu		
	[8]	наст. работа	отклонение в %	[8]	наст. работа	отклонение в %	[8]	наст. работа	отклонение в %	[8]	наст. работа	отклонение в %
0,I-0,2	2,493	2,480	+0,6	2,434	2,427	+0,3				2,884	2,886	-0,I
0,2-0,4	2,503	2,487	+0,6	2,454	2,449	+0,2				2,904	2,900	+0,I
0,4-0,8	2,533	2,5I4	+0,8	2,444	2,469	-I,0				2,944	2,940	+0,I
0,8-I,4	2,573	2,575	-0,I	2,504	2,53I	-I,I	2,536	2,507	+I,2	3,006	3,0I7	-0,4
I,4-2,5	2,623	2,674	-I,9	2,6I4	2,620	-0,2	2,626	2,602	+0,9	3,II4	3,I45	-I,0
2,5-4,0	2,773	2,846	-2,6	2,774	2,796	-0,8	2,826	2,758	+2,5	3,264	3,340	-2,3
4,0-6,5	3,0I3	3,I39	- 4,2	3,024	3,06I	-I,2	3,046	3,077	-I,0	3,476	3,645	-4,9
6,5-I0,5	3,363	3,469	-3,2	3,384	3,539	-4,6	3,436	3,480	-I,3	3,864	4,4I9	-I4,36

Таблица 4

Результаты анализа средних групповых значений $\langle \bar{\nu} \rangle_r$ по данным отдельных авторов

E_n / ссылки	0,1–0,2 Мэв	0,2–0,4 Мэв	0,4–0,8 Мэв	0,8–1,4 Мэв	1,4–2,5 Мэв	2,5–4,0 Мэв
			^{235}U			
35	2,424	2,436	2,460	2,511		
4	2,421	2,443	2,486	2,519	2,613	2,827
22	2,431	2,450	2,490			
28	2,463	2,480	2,457			
30			2,463	2,519	2,629	
23		2,461	2,475	2,543		
9	2,413	2,427	2,461	2,526		
29				2,523	2,659	2,822
12	2,420	2,436	2,469	2,527		
16						2,793
17		2,450	2,474			
	2,429± ± 0,007	2,448± ±0,006	2,470± ±0,004	2,524± ± 0,004	2,634 ± ± 0,013	2,814± ± 0,011
			^{239}Pu			
7					3,183	3,347
29				3,029	3,175	3,355
23		2,903	2,937	3,008		
38	2,897	2,919	2,963	3,039		
19		2,891	2,918	2,980		
15	2,892	2,910	2,945			
15		2,912	2,957	3,034		
18				3,015	3,135	3,334
	±2,894± 0,003	2,907± ±0,005	2,944± ±0,008	3,017± ± 0,009	3,164± ±0,015	3,345± ±0,006

ЛИТЕРАТУРА

1. R.B.Leachman. Proc.Intern.Conf. Peaceful Uses Atomic Energy, Geneva, 1955. N.H.Y., 1956, v.2, p.193.
2. I.I.Bondarenko, B.D.Kuzminov, L.S.Kutsaeva, L.I.Prokhorova, G.N.Smirenkin. Proc. of the Second United National International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, U.N. Geneva, 1958, v.15, p.353.
3. I.C.Hopkins, B.C.Diven. Nucl.Phys.1963, 48, 433.
4. D.C.Mather, P.Fieldhause, A.Moat. Phys.Rev. 1964, B1403, 133.
5. F.L.Filmore. Journ.Nucl.Energy 1968, 22, 73.
6. W.G.Davey. Nucl.Sci.Eng. 1971, 44, 345.
7. M.Soleilhac, I.Frehaut, I.I.Gaurian. Journ.Nucl.Energy, 1969, 23, 257.
8. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета реакторов. Атомиздат,1964.
9. I.W.Boldeman, R.L.Walsh. Journ.Nucl.Energy, 1970, 24, 191.
10. D.S.Mather and P.F.Bampton AWRE 086/70, 1970.
11. D.S.Mather and P.F.Bampton. AWRE 055/71, 1971.
12. Прохорова Л.И., Богдасаров Р.Е., Котухов И.И., Нестеров В.Г., Нурпеисов Б., Смиренкин Г.Н., Турчин Ю.М. "Атомная энергия", 1971, т.30, с.251.
13. R.I.Howerton. Nucl.Sci.Eng. 1971, 46, 42.
14. F.Manero, V.A.Konshin "Atomic Energy Reviev", 1972, v.10, No.4, p.637.
15. Володин К.Е., Кузнецов В.Ф., Нестеров В.Г., Нурпеисов Б., Прохорова Л.И., Турчин Ю.М., Смиренкин Г.Н. "Атомная энергия", 1972, т.33, с.901.
16. I.Frehaut, M.Soleilhac, G.Losinski. "Нейтронная физика". Материалы 2-ой Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 28 мая - 1 июня 1973 г., 1974, т.3, с.153.

17. Савин М.В., Хохлов Ю.А., Лудин В.Н. "Нейтронная физика". Материалы 2-ой Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 28 мая - I июня 1973 г., 1974, т.4, с.63.
18. Нурпеисов Б., Володин К.Е., Нестеров В.Г., Прохорова Л.И., Смиренкин Г.Н., Турчин Ю.М. Препринт ФЭИ-543.
19. R.L.Walsh, I.W.Boldeman. Nucl.Energy, 1971, 25, 321.
20. I.Cadwell, D.Hudson CERN 7090 programme library D.Hudson. "Статистика для физиков", "Мир", 1967.
21. Прохорова Л.И., Смиренкин Г.Н. "Ядерная физика", 1971, 13, с.1170.
22. I.W.Medows, I.F.Whalen. Nucl.Eng. 1967, 21, 157.
23. M.Soleilhac, I.Frehaut, I.Gaurian, G.Mosinki. Nucl.Data for Reactors (Proc.Conf.Helsinki 1970). IAEA, Vienna, 1970, 2, 145.
24. Савин М.В., Хохлов Ю.А., Парамонова И.Н., Смиренкин Г.Н. "Атомная энергия", 1972, т.32, с.403.
25. Нурпеисов Б., Нестеров В.Г., Прохорова Л.И., Смиренкин Г.Н. "Атомная энергия", 1973, т.34, с.491.
26. Усачев Л.Н. О едином определении погрешности ядерных данных. Препринт ФЭИ-537, 1974.
27. B.C.Diven, H.C.Martin, R.F.Tashek, I.Terrell. Phys. Rev., 1956, 101, 1012.
28. Кузнецов В.Ф., Смиренкин Г.Н. Nucl. Data for Reactors (Proc.Conf.Paris, 1966) IAEA, Vienna, 1967, 2, 75.
29. Савин М.В., Хохлов Ю.А., Замятнин Ю.С., Парамонова И.Н. Nuclear Data for Reactors (Proc.Conf.Helsinki 1970). IAEA, Vienna, 1970, 2, 157.
30. Прохорова Л.И., Смиренкин Г.Н. "Ядерная физика", 1968, т.7, с.961.
31. D.S.Mather, P.Fieldhause, A.Moat. Nucl.Phys., 1965, 66, 149.
32. H.Conde. Ark.Fys., 1965, 29, 293.
33. D.W.Colvin, H.G.Sowerby. Phys. and Chem. of Fission (Proc.Symp.Salzburg, 1965), IAEA, Vienna,1965, 2,25.
34. Y.A.Blymkina, I.I.Bondarenko, V.F.Kuznetsov, V.G.Nesterov, V.N.Okolovitch, G.N.Smirenkin, L.N.Usachev. Nucl. Phys. 1964, 52, 648.

35. I.W.Meadows, I.P.Whalen. Phys.Rev. 1962, 126, 197.
36. I.Asplund-Nilson, H.Conde, H.Starfelt. Nucl.Sci.Eng. 1964, 20, 527.
37. H.Conde, I.Hausen, M.Holmberg. Nucl.Energy, 1968,22, 53.

ОЦЕНКА СРЕДНИХ ПАРАМЕТРОВ ^{235}U В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Г.В.Анципов, В.А.Конышин, Е.Ш.Суховицкий

Abstract - Аннотация

THE EVALUATION OF THE AVERAGED PARAMETERS FOR U-235 IN THE ENERGY REGION OF UNRESOLVED RESONACIES. The averaged parameters for U-235 in the energy region 0,1-100 kev have been obtained by means of analysis of the parameters in the energy region of unresolved resonacies and also by means of adjustment to the evaluated data on total cross section σ_t and fission cross section σ_f. The averaged parameters obtained allow to calculate all cross sections. The comparison of the calculated and experimental data for the ratio of capture to fission cross sections $\alpha = \frac{\sigma_r}{\sigma_f}$ are given for checking of quality of the averaged parameters.

ОЦЕНКА СРЕДНИХ ПАРАМЕТРОВ ^{235}U В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ. Средние резонансные параметры ^{235}U в области 0,1-100 кэв получены путем анализа параметров в области разрешенных резонансов, а также путем подгонки к оцененным данным по полному сечению взаимодействия σ_t и сечению деления σ_f. Полученные средние параметры позволяют рассчитывать все типы сечений. Для проверки качества средних параметров приводится сравнение рассчитанных и экспериментальных данных по отношению сечения захвата к сечению деления $\alpha = \frac{\sigma_r}{\sigma_f}$.

I. Введение

Область неразрешенных резонансов U^{235} простирается от 0,10 до 100 кэв. Нижняя граница этой области обусловлена резко возрастающим числом пропущенных на эксперименте уровней в области разрешенных резонансов, а верхняя - соотношением $\Gamma \gg D$. 100 кэв для данного ядра было выбрано в связи с тем, что ниже этой энергии еще проявляется структура в сечении деления. В этой области, как будет показано ниже, можно ограничиться лишь вкладом s и p - волн. При этом необходимо учитывать наличие реакции неупругого рассеяния нейтронов, поскольку в области до 100 кэв ядро U^{235} имеет 5 уровней возбуждения.

К средним параметрам неразрешенных резонансов, которые необходимы для расчета среднегрупповых сечений и факторов резонансной самоэкранировки, относятся:

$\langle D \rangle_J$ - среднее расстояние между резонансами с данным спином J,

S_0, S_1 - силовые функции s и p - волн,

$\langle \Gamma_\gamma \rangle$ - средняя радиационная ширина,

$\langle \Gamma_n \rangle_s$ - средняя нейтронная ширина s -состояния, характеризуемого орбитальным моментом ℓ и спином J,

$\langle \Gamma_{n'} \rangle_s$ - средняя неупругая ширина s - состояния,

$\langle \Gamma_f \rangle_s$ - средняя делительная ширина s - состояния,

$\langle \Gamma \rangle_s$ - средняя полная ширина s - состояния,

$\vartheta_n, \vartheta_\gamma, \vartheta_f$ – числа степеней свободы χ^2-распределений парциальных нейтронных, неупругих и делительных ширин, соответственно.

Критерием разумности полученных средних параметров, а также используемой в настоящей работе методики их получения является сравнение расчетных и экспериментальных данных по величине α.

2. Метод получения средних резонансных параметров и расчета средних сечений

Существует 2 способа получения средних резонансных параметров: путем усреднения известных параметров в области разрешенных резонансов и из данных по средним сечениям. Каждый из них обладает рядом преимуществ и недостатков, которые подробно рассмотрены в работе / I /.

В случае U^{235} невозможно использовать только лишь первый путь, как это было сделано в работе / I / для ядра U^{238}, это обусловлено рядом причин:

а. Область разрешенных резонансов U^{235} включает только состояния s-волны, т.е. нет информации для получения параметров p-состояний.

б. Низкие значения спинов s-состояний (3^-, 4^-) значительно затрудняют их идентификацию.

в. Наличие промежуточной структуры в сечениях / 2 / не позволяет воспользоваться имеющимися параметрами разрешенных резонансов, которые обычно не несут информации об этой структуре.

В связи с этим в настоящей работе использовались оба подхода. Так, величины $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ и $\langle D \rangle_J$ были получены из данных по разрешенным резонансам, а остальные параметры получены путем подгонки к оцененным данным по сечениям. Для того чтобы учесть структуру в сечениях σ_t и σ_f, параметры $\langle \Gamma_n \rangle^0_{3-}$ и $\langle \Gamma_n \rangle^0_{4-}$ подгонялись к средним по выбранным энергетическим интервалам сечениям $\langle \sigma_t \rangle$, а $\langle \Gamma_f \rangle^0_{4-}$ к аналогичным сечениям $\langle \sigma_f \rangle$.

Для расчета сечений реакций, протекающих через стадию образования составного ядра использовалось выражение:

$$\langle \sigma_x \rangle = \frac{a}{E} \sum_s \frac{g_s}{\langle D \rangle_J} \frac{\langle \Gamma_n \rangle_s \langle \Gamma_x \rangle_s}{\langle \Gamma \rangle_s} \langle \beta_x \rangle_s , \qquad (1)$$

получаемое путем усреднения формулы Брейта-Вигнера. Здесь индекс "X" относится к типу реакции, g_s - статистический вес состояния s, определяемый как:

$$g_s = \frac{2J + 1}{2(2I + 1)} \qquad (2)$$

где I - спин основного состояния ядра-мишени.

a - постоянная, равная для U^{235} $4{,}125 \cdot 10^6$ (барн.эв),

E - энергия нейтронов (эв),

$\langle \Gamma \rangle_s$ - средняя полная ширина s-состояния, определяемая как сумма средних парциальных ширин:

$$\langle \Gamma \rangle_s = \langle \Gamma_n \rangle_s + \langle \Gamma_{n'} \rangle_s + \langle \Gamma_\gamma \rangle_s + \langle \Gamma_f \rangle_s . \qquad (3)$$

Величины $\langle \beta_x \rangle_s$ выражения (I) - средние значения β - фактора для состояния s, учитывающего эффект флуктуации парциальных ширин. Расчет их проводился по методике / 3 /,

за исключением того, что здесь учитывалось наличие реакции неупругого рассеяния нейтронов.

Кроме того, предполагалось, что радиационная ширина одинакова для всех каналов и постоянна, т.е. подчиняется χ^2-распределению с бесконечным числом степеней свободы.

3. Среднее расстояние между уровнями $\langle D \rangle_J$

Для определения зависимости среднего расстояния между уровнями составного ядра от спина J воспользуемся моделью независимых частиц / 4 / которая дает следующее выражение:

$$D(U,J) = \frac{24\sqrt{2}\,a^{1/4}U^{5/4}\sigma^3 10^6}{(2J+1)} \exp\left[-2(aU)^{1/2} + \frac{(J+\frac{1}{2})^2}{2\sigma^2}\right], \quad (4)$$

где σ – параметр обрезания спина,

a – так называемый основной параметр теории плотности уровней,

U – эффективная энергия возбуждения составного ядра, учитывающая остаточные взаимодействия.

Для параметра σ была принята следующая приближенная зависимость от атомного веса A / 4 /:

$$\sigma^2 = 0{,}0889\,(aU)^{1/2} \cdot A^{2/3}. \quad (5)$$

Эффективная энергия возбуждения U была определена как:

$$U = B_n - \Delta, \quad (6)$$

где B_n – энергия связи нейтрона и Δ – энергия спаривания нуклонов. Пренебрежение энергией налетающих нейтронов E в определении U приводит к максимальной ошибке в

$\langle D \rangle_\gamma$ при 100 кэв $\sim$ 15%, что много выше точности выражения (4).

Параметр a был определен из величины среднего наблюдаемого расстояния между уровнями $\langle D \rangle_{эксп.}$ в области разрешенных резонансов, где можно считать, что все состояния образованы s -волной. И a можно определить из выражения:

$$\frac{1}{\langle D \rangle_{эксп}} = \frac{1}{2D(I-\frac{1}{I})} + \frac{1}{2D(I+\frac{1}{I})} \qquad (7)$$

В настоящей работе было использовано значение $\langle D \rangle_{эксп.} =$ 0,610 эв, полученное из анализа сечений в области разрешенных резонансов, и значения B_n, Δ из работ / 6, 4 /. Полученные значения $\langle D \rangle_\gamma$ приведены в табл.4.

4. Силовые функции S_ℓ

Все данные по силовым функциям S_0 и S_1 по 1965 г собраны в работе Шмидта / 7 /. Для все авторы дают значения, изменяющиеся в пределах (0,9-1,1) 10^{-4}эв$^{-1/2}$. Однако, как отмечает Шмидт, наиболее достоверными кажутся данные Рябова и Фенина / 8 /, Атли и др. / 9 /, Ванг-Ши-Ди и др. / 10 /, Мишедона и др. / 11 /.

Атли и др. / 9 / получили значение S_0 путем подгонки статистической теории к экспериментальным данным по σ_t . области 0,1-70 кэв. Рябов и Фенин / 8 / получили из подгонки статистической теории к сумме независимо измеренных сечений σ_γ и σ_f в области 0,3-30 кэв. В этих двух

рассотах получены и значения силовой функции для p -волны. Мишадон и др. / II / и Ванг-Чи-Ди и др. / I0 / определили S_0 из данных по разрешенным резонансам ниже 50 эв. Позднее Атли и др. /I2 / заново определили силовые функции путем подгонки к экспериментальным данным по σ_t . При этом значение S_0 было взято из ранней работы / 9 / и в процессе подгонки оставалось постоянным. Здесь же получено значение силовой функции d -волны. Гарисон / 13 / получил S_0 и S_1 из подгонки к данным по σ_γ и σ_f в области 0,3-I00 кэв. Ниже I кэв он использовал данные американской библиотеки ENDF/в, выше оцененные данные Шмидта / 9 /. Рябов и Фенин / I4 / получили значения S_0 и S_1 методом наименьших квадратов из анализа среднего суммарного сечения σ_γ и σ_f в области 0,I-30 кэв. Те же авторы / I5 / провели измерения σ_t, σ_γ, и σ_f в резонансной области, получили параметры для 78 резонансов, из которых рассчитали величину S_0 . Все данные, описанные выше, приведены в табл.I. Как видно, полученные разными авторами значения S_0 в общем не согласуются в пределах указанных ошибок. То же относится и к S_1. Поэтому в настоящей работе была проведена самостоятельная оценка силовых функций из данных по полному сечению взаимодействия σ_t в области 0,I-I00 кэв, оцененных в настоящей работе и приведенных в табл.5. Метод состоял в следующем :

Полное сечение σ_t в области неразрешенных резонансов можно аппроксимировать выражением:

$$\sigma_t = \sum_\ell \left(\sigma_{p\ell} + \sigma_{r\ell} + \sigma_{int\,\ell} \right), \qquad (8)$$

Таблица I

Значение силовых функций по данным разных авторов

Работа	Год	S_0	S_1	S_2
		10^{-4}эв$^{-1/2}$	10^{-4}эв$^{-1/2}$	10^{-4}эв$^{-1/2}$
Атли и др. /9/	1963	1,02±0,03	2,0±0,3	
Мишадон и др. /11/	1965	0,915±0,05		
Ванг-Ши-Дин и др. /10/	1965	0,92±0,17		
Рябов, Фенин /8/	1965	0,91±0,03	2,6±0,4	
Атли и др. /12/	1966	1,03±0,03	$1{,}76^{+0{,}24}_{-0{,}26}$	$0{,}6^{+0{,}62}_{-0{,}10}$
Гаррисон /13/	1970	1,1	1,5	
Рябов, Фенин /14/	1971	$1{,}29^{+0{,}54}_{-0{,}29}$		
Рябов, Фенин /15/	1971	0,936 ±0,018	2,08±0,22	
Шмидт / 7 /	1966	0,915±0,05	2,0±0,3	
Настоящая работа	1974	1,08±0,03	1,58±0,20	1,0±0,5

Здесь первое слагаемое – сечение потенциального рассеяния для ℓ -волны, второе – сечение образования составного ядра, третье слагаемое учитывает интерференцию потенциального и резонансного рассеяния. Парциальные сечения рассчитываются следующим образом:

а. Потенциального рассеяния:

$$\sigma_{p\ell} = 4\pi(2\ell+1)\frac{\sin^2\varphi_\ell}{K^2}, \qquad (9)$$

где φ_ℓ -фазовый сдвиг для ℓ -волны, определяемый из выражений

$$\begin{aligned}\varphi_0 &= KR,\\ \varphi_1 &= KR - \operatorname{arctg}(KR),\\ \varphi_2 &= KR - \operatorname{arctg}\left(\frac{3KR}{3-K^2R^2}\right).\end{aligned} \qquad (10)$$

Здесь K -волновое число, определяемое как:

$$K = 2{,}19771\cdot 10^{-3}\left(\frac{AW}{AW+1}\right)E^{1/2}, \qquad (11)$$

AW - изотопическая масса ядра-мишени, равная для U^{235} 235,025.

R - радиус рассеяния, который будет определен несколько позже.

б. Образования составного ядра:

$$\sigma_{c\ell} = (2\ell+1)\frac{2\pi^2}{K^2}E^{1/2}g_\ell P_\ell, \qquad (12)$$

где P_ℓ - коэффициенты проницаемости, определяемые как:

$$\begin{aligned}P_0 &= 1,\\ P_1 &= \frac{(Ka)^2}{1+(Ka)^2},\\ P_2 &= \frac{(Ka)^4}{3+3(Ka)^2+(Ka)^4}.\end{aligned} \qquad (13)$$

Здесь a - радиус канала, принятый равным $0{,}83909\cdot 10^{-12}$ см в соответствии с выражением:

$$a = 0{,}123(AW\cdot 1{,}008665)^{1/3} + 0{,}08 \qquad (14)$$

в. Интерференционный член:

$$\sigma_{int\,\ell} = -2(2\ell+1)\frac{2\pi^2}{k^2}E^{1/2}\,g_\ell P_\ell \sin^2\varphi_\ell . \qquad (15)$$

Радиус рассеяния R может быть получен из сечения потенциального рассеяния σ_p в области низких энергий (см.(9)) как:

$$R = \sqrt{\frac{\sigma_p}{4\pi}} . \qquad (16)$$

В настоящей работе было использовано значение $\sigma_p = 11{,}5$ барн, рекомендуемое Ханной и др. / 16 /. Полученное отсюда значение $R = 0{,}95663 \cdot 10^{-12}$ см.

Силовые функции g_0 и g_1 первоначально определялись методом наименьших квадратов с учетом ошибок данных по σ_t. Величина g_2 была принята равной $1{,}0 \cdot 10^{-4}$ эв$^{-1/2}$ и оставалась постоянной в процессе подгонки. Следует отметить, что значения g_0 и g_1 оказались некритичны к величине g_2. Полученные значения приведены в табл.I. Как видно, полученные значения для g_0 и g_1 ближе всего к данным Атли и др. / 12 /. Некоторое различие в g_0 можно объяснить другим значением σ_p (11,7 барн).

Расчет показывает, что в области до 100 кэв вклад d - волны незначителен, менее 4% в сечение реакции или менее 0,6% в полное сечение, что значительно меньше точности исходных данных по σ_t. Поэтому в дальнейших расчетах вкладом d -волны пренебрегли. Кроме того, величина g_1 осталась постоянной, а g_0 варьировалась с тем чтобы описать точно сечение $\langle\sigma_t\rangle$, усредненное по выбранным энергетическим интервалам. Полученные значения g_0 приведены в табл.3 и на рис.4.

5. Средние нейтронные $\langle \Gamma_n \rangle_\lambda$ и неупругие $\langle \Gamma_{n'} \rangle_\lambda$ ширины

Средние нейтронные ширины $\langle \Gamma_n \rangle_\lambda$ можно получить из приведенных нейтронных ширин $\langle \Gamma_n^0 \rangle_\lambda$:

$$\langle \Gamma_n \rangle_\lambda = \langle \Gamma_n^0 \rangle_\lambda E^{1/2} P_\ell \nu_\lambda , \qquad (17)$$

где ν_λ – число степеней свободы для данного состояния λ , которое совпадает с числом каналов, через которые осуществляется данное состояние λ .

Приведенная ширина в свою очередь связана с силовой функцией $S\ell$ и средним расстоянием между уровнями $\langle \mathcal{D} \rangle_J$ соотношением

$$\langle \Gamma_n^0 \rangle_\lambda = S_\ell \langle \mathcal{D} \rangle_J \qquad (18)$$

Для расчета средних неупругих ширин будем предполагать, что коэффициенты проницаемости P_ℓ ядра в возбужденном состоянии определяются аналогично как в (13), а отличие будет заключаться только в значении энергии. В этом случае $\langle \Gamma_{n'} \rangle_\lambda$ можно определить аналогично $\langle \Gamma_n \rangle_\lambda$ из выражения

$$\langle \Gamma_{n'} \rangle_\lambda = \langle \mathcal{D} \rangle_J \sum_{q,\ell'} S_{\ell'} \varepsilon_q^{1/2} P_{\ell'}(\varepsilon_q) \nu_{J,\varepsilon;q} , \qquad (19)$$

где ε_q – энергия нейтрона в неупругом канале, характеризуемом орбитальным моментом ℓ' и возбуждением уровня с энергией E_q :

$$\varepsilon_q = E - E_q \qquad (20)$$

Суммирование в (19) ведется с учетом законов сохранения энергии, полного момента и четности. Схема уровней U^{235} приведена на рис.1.

Важным является вопрос о выборе числа степеней свободы – распределений неупругих ширин. Он осложняется тем, что эти числа будут зависеть от энергии, поскольку с ее увеличением открывается возможность возбуждения все боль-

шего числа уровней. В настоящей работе вся область была разбита на 5 интервалов, границы которых совпадают с энергиями возбуждения уровней. Внутри них число степеней свободы $\nu_{n'}$ было принято постоянным и определялось по величине относительного вклада в неупругую ширину данного состояния каждого выходного канала $\{q, \ell, J\}$. Выбранные таким образом значения $\nu_{n'}$ приведены в таблице 2.

Следует отметить, что и для выходных каналов реакции неупругого рассеяния нейтронов мы ограничились лишь вкладом S и P – волн.

6. Средняя радиационная ширина $\langle \Gamma_\gamma \rangle$

В настоящей работе для величины $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ было принято значение, равное 0,04069 эв, полученное из данных в области разрешенных резонансов. Это значение оставалось постоянным во всей области энергий. Сравнение рассчитанных и экспериментальных данных по вельчине α показывает обоснованность такого подхода.

7. Средние делительные ширины $\langle \Gamma_f \rangle_J$

Средние делительные ширины первоначально были получены по каналовой теории деления, которая дает следующие выражения для $\langle \Gamma_f \rangle_J$:

$$\langle \Gamma_f \rangle_J = \sum_\kappa \frac{\langle \mathcal{D} \rangle_J}{2\pi} P(E_{f\kappa}, \hbar\omega_\kappa), \qquad (21)$$

где $P(E_{f\kappa}, \hbar\omega_\kappa)$ – проницаемость κ – того барьера деления, характеризуемого высотой $E_{f\kappa}$ и параметром кривизны $\hbar\omega_\kappa$. Суммирование в (21) проводится по тем барьерам которые дают вклад в данный канал.

Таблица 2

Числа степеней свободы распределения неупругих ширин $\langle \Gamma_{n'} \rangle_J$ U^{235} в области энергий 0,1–100 кэв

ΔE, кэв		0,1–13	13–46	46–52	52–83	83–100
ℓ	$J\pi$					
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

Проницаемости $P(E_{fk}, \hbar\omega_k)$ рассчитывались по модели Хилла и Уиллера [5] :

$$P(E_{fk}, \hbar\omega_k) = \frac{1}{1+\exp\left[\frac{2\pi}{\hbar\omega_k}(E-E_{fk})\right]} \qquad (22)$$

В настоящей работе, следуя ИЗ величина $\hbar\omega_k$ была принята равной 0,5 Мэв для всех барьеров. Значения высот барьеров E_{fk} подбирались из подгонки расчетных данных по σ_f к оцененным. Полученные значения E приведены в таблице 3.

В дальнейшем величина $\langle \Gamma_f \rangle_4$ определялась из детальной подгонки в каждом интервале к оцененным данным по $\langle \sigma_f \rangle$. Это сделано с целью учесть структуру в сечении σ_f.

Выбор числа степеней свободы χ^2 - распределений делительных ширин определялся числом открытых (полностью или частично) барьеров деления. Значения ν_f приведены в таблице 4.

8. Средние резонансные параметры U^{235} и анализ полученных результатов

Как отмечалось, исходной информацией для получения средних резонансных параметров являлись оцененные в настоящей работе данные по полному сечению взаимодействия σ_t и сечению деления σ_f, усредненные по выбранным энергетическим интервалам. Эти данные приведены в таблице 5.

Все средние параметры можно разделить на 2 группы независящие и зависящие от энергии. В первую группу входят силовая функция S_1, средние расстояния между уровнями $\langle D \rangle_J$, приведенные нейтронные ширины P-волны, числа степеней свободы χ^2 - распределений нейтронных и делительных ширин.

Таблица 3

Барьеры деления U^{235} для S и P – состояний

ℓ	J^{Π}	Энергия барьера, Мэв			
0	3-	-0,4	0,0	0,3	0,3
0	4-	0,0	0,3	0,3	
I	2^+	-0,7	-0,I		
I	3^+	-0,I			
I	4^+	-0,7	-0,I		
I	5^+	-0,I			

Средние резонансные параметры U^{235}, независящие от энергии, приведены в табл.4.

Средние резонансные параметры, зависящие от энергии, в свою очередь можно разделить на 2 группы, что обусловлено принятой в настоящей работе методикой их получения. Это, во-первых, параметры, монотонно изменяющиеся с энергией и, во-вторых, параметры, в которых отражается структура сечений. К первой группе следует отнести нейтронные ширины P-волны, делительные ширины, кроме $\langle\Gamma_f\rangle^0_{4-}$, неупругие ширины P-волны. Ко второй группе относятся силовая функция S_0, приведенные нейтронные ширины S-волны, нейтронные и неупругие ширины S-волны, делительная ширина $\langle\Gamma_f\rangle^0_{4-}$.

Средние параметры $\langle\Gamma_f\rangle^0_{4-}$ и $\langle\Gamma_{n'}\rangle_S$ приведены в табл.5,6.

Продемонстрируем теперь качество средних резонансных параметров. Как отмечалось выше, силовые функции S_0 и S_1 были получены из данных по $\langle G_t\rangle$. Сравнение результатов расчета с оцененными данными по $\langle G_t\rangle$ приведено на рис.2. Как видно, согласие хорошее во всей области энергий. Вклады различных составляющих G_t приведены на рис.3. Как видно, вклад S-волны является преобладающим во всей области энергий, однако при энергиях > 80 кэв вклад P-волны становится сравнимым с вкладом S-волны. Кроме того, можно было бы пренебречь интерференционным членом P-волны. Такой выбор силовых функций, естественно, определяет и разумные значения приведенных нейтронных, нейтронных и неупругих ширин (к последним это относится с точностью до выражения (I9)). В дальнейшем значения S_0 подгонялись к средним по интерва-

нам значениям $\langle \Gamma_f \rangle$. Полученные значения S_0 приведены в табл.3 и на рис.4, где они сравниваются с данными Шмидта / 7 /. Следует отметить, что в области 0,4-2 кэв они практически совпадают

Рассмотрим теперь средние делительные ширины $\langle \Gamma_f \rangle_3$. Качество их определения демонстрируется на рис.5., где проводится сравнение оцененных данных по $\langle \Gamma_f \rangle$ с расчитанными значениями, полученными с использованием параметров, приведенных в табл.3. Как видно, согласие хорошее во всей области энергий. На том же рисунке приведены вклады каждого канала S и P -волн. Следует отметить, что если вклад S -волны падает с ростом энергии, то вклад P-волны, наоборот, растет. В дальнейшем, чтобы отразить флуктуации в Γ_f, связанные, возможно, с промежуточной структурой / /, парциальная ширина $\langle \Gamma_f \rangle^0_{4-}$ подгонялась к средним по интервалам значениям $\langle \Gamma_f \rangle$. Полученные таким образом значения $\langle \Gamma_f \rangle^0_{4-}$ приведены в табл.5. Кроме того, значения $\langle \Gamma_f \rangle^0_{4-}$ приведены на рис.6, где они сравниваются со средним значением, полученным без подгонки к $\langle \Gamma_f \rangle$. Сравнивать эти величины, естественно, трудно, поскольку в флуктуирующей величине $\langle \Gamma_f \rangle^0_{4-}$ заключена вся систематика отклонения от $\langle \Gamma_f \rangle$. Однако довольно хорошее согласие в среднем говорит о хорошем выборе параметров барьеров деления. Следует обратить внимание на большие флуктуации $\langle \Gamma_f \rangle^0_{4-}$. Возможно, это связано с наличием промежуточной структуры в сечении Γ_f.

Главным критерием проверки правильного выбора всех средних резонансных параметров, а значит и использованной в настоящей работе методики их получения, является сравнение

расчета с экспериментом по величине α, которая измеряется независимо. Это сравнение приведено на рис.9а,б (сплошная линия). Кроме того, такое сравнение проведенс с оцененными данными по α на рис.10. Как видно, согласие вполне удовлетворительно. Кроме того, полученная структура в величине α достаточно хорошо следует эксперименту.

Следует отметить, что лучшего согласия с оцененной величиной α не удалось получить и с другими значениями $\langle \Gamma_\gamma \rangle$. Для этого необходимо варьировать и $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ в каждом энергетическом интервале.

Интересным является обсуждение вопроса о структуре в сечениях U^{235}. В работах /17,18/ указывается на наличие в полном сечении σ_t промежуточной структуры. В работе / 2 / был проведен статистический анализ сечений σ_γ и σ_f в области 10-40 кэв. Авторы делают вывод о том, что наличие значительных отклонений от случайного статистического поведения подтверждают наличие промежуточной структуры как в σ_γ так и в σ_f.

В настоящей работе изучался вопрос о влиянии флуктуаций в полном сечении σ_t на результаты расчета величины α. Был проведен расчет α с постоянным значением g_0 и результаты приведены на рис.9а,б (пунктирная линия). Как видно, в области ниже 10 кэв неучет флуктуаций в g_0 не обеспечивает удовлетворительного описания α. В области выше 10 кэв результаты обоих расчетов становятся близкими. Это и естественно, поскольку с ростом энергии флуктуации σ_t, сглаживаются.

Сильное различие в результатах расчетов в области до 10 кэв обусловлено использованием формул для средних сечений (1) в достаточно узких энергетических интервалах.

В заключение необходимо отметить, что в области 10-30 кэв результаты расчета несколько выше оцененных данных (см.рис.10). К сожалению, низкая точность измерений α не позволяет оценить надежность рассчитанных значений α.

Таблица 4

Средние резонансные параметры U^{235}, не зависящие от энергии

№ № п/п	J			$\langle D \rangle_J$	S_0	S_1	$\langle \Gamma_\gamma \rangle$	$\langle \Gamma_n^0 \rangle_s$	Число степеней свободы	
	ℓ	J	Π	эв	10^{-4}эв$^{-1/2}$	10^{-4}эв$^{-1/2}$	эв	10^{-4}эв$^{1/2}$	деление	упругое рассеяние
I	0	3	-	I,3I98	I,08	I,58	0,04069	зависит от энергии	3	I
2		4		I,I342				-	2	I
3	I	2	+	I,7I45				2,7089	2	I
4		3		I,3I98				2,0853	I	2
5		4		I,I342				I,7920	2	2
6		5		I,05I3				I,66II	I	I

Таблица 5

Оцененные данные по $\langle\sigma_t\rangle$ и $\langle\sigma_f\rangle$ U^{235}, использованные для средних резонансных параметров и полученные значения S_0 и $\langle\Gamma_\gamma\rangle^0$.

№ № п/п	ΔE	$\langle\sigma_t\rangle$	$\langle\sigma_f\rangle$	g_0	$\langle\Gamma_\gamma\rangle^0$
	кэв	барн	барн	10^{-4}эв$^{-1/2}$	эв
I	0,10-0,12	45,47	I9,05	0,80272	0,03503
2	0,12-0,14	53,28	26,24	I,I5390	0,06767
3	0,14-0,16	43,20	I9,I0	0,93999	0,05286
4	0,16-0,18	46,47	23,20	I,I0422	0,09497
5	0,18-0,20	47,22	2I,I3	I,I9252	0,05029
6	0,20-0,25	46,63	2I,67	I,2[illegible]364	0,06641
7	0,25-0,30	40,43	I9,85	I,I6I48	0,I2305
8	0,3-0,4	3I,95	I3,37	0,92488	0,08887
9	0,4-0,5	29,73	I3,805	0,93427	0,25761
I0	0,5-0,6	3I,24	I5,3I5	I,II929	0,34I80
II	0,6-0,7	27,I5	II,639	0,96294	0,22949
I2	0,7-0,8	28,57	II,I75	I,I2944	0,IC0I0
I3	0,8-0,9	23,69	8,329	0,85529	0,I2305
I4	0,9-I,0	24,64	7,69	0,97587	0,09176
I5	I,0-I,I	25,93	8,45	I,I2849	0,05518
I6	I,I-I,2	23,39	9,7I	I,I3647	0,23436
I7	I,2-I,3	22,86	7,52	0,96601	0,09713
I8	I,3-I,4	24,08	8,50	I,II408	0,55469
I9	I,4-I,5	2I,78	7,03	0,93996	0,06445
20	I,5-I,6	2I,20	6,55	0,9I593	0,I2891
2I	I,6-I,7	2I,87	7,30	I,0I2I4	0,49219

Продолжение таблицы 5

№ № п/п	ΔE	$\langle\sigma_\varepsilon\rangle$	$\langle\sigma_f\rangle$	g_0	$\langle\Gamma_\gamma\rangle^0_{4-}$
	кэв	барн	барн	10^{-4}эв$^{-1/2}$	эв
22	I,7-I,8	2I,27	6,54	0,98086	0,II9I4
23	I,8-I,9	20,37	6,28	0,9I338	0,I3086
24	I,9-2,0	23,09	6,79	I,234I3	0,54688
25	2,0-2,5	20,2I	5,65	0,98953	0,04883
26	2,5-3,0	I9,4I	5,26	0,99I53	0,242I9
27	3-4	I8,83	4,863	I,03578	0,40625
28	4-5	I8,09	4,378	I,05407	0,35I56
29	5-6	I7,I6	3,869	0,99496	0,I9922
30	6-7	I6,96	3,5I7	I,04506	0,22266
3I	7-8	I6,69	3,320	I,06754	0,I60I6
32	8-9	I7,08	3,089	I,23659	0,I2I09
33	9-I0	I6,47	3,I35	I,I5826	0,08594
34	I0-II	I6,I4	2,763	I,I3498	0,06836
35	II-I2	I6,09	2,693	I,I8079	0,078I3
36	I2-I3	I5,88	2,468	I,I7540	0,04688
37	I3-I4	I6,02	2,664	I,27439	0,08984
38	I4-I5	I5,90	2,50I	I,29026	0,05I76
39	I5-I6	I5,59	2,348	I,23604	0,03809
40	I6-I7	I5,57	2,333	I,27762	0,05078
4I	I7-I8	I5,09	2,288	I,I4506	0,04395
42	I8-I9	I5,23	2,466	I,24I24	0,I2500
43	I9-20	I5,0I	2,3I0	I,I9538	0,0664I
44	20-2I	I4,9I	2,I37	I,I9370	0,05I76
45	2I-22	I4,77	2,I89	0,97763	0,0664I

Продолжение таблицы 5

№ п/п	ΔE	$\langle \sigma_t \rangle$	$\langle \sigma_f \rangle$	β_0	$\langle \Gamma_f \rangle^0_4$
	кэв	барн	барн	10^{-4}эв$^{-1/2}$	эв
46	22-23	I4,98	2,984	I,30345	0,07422
47	23-24	I4,58	2,095	I,I5846	0,05469
48	24-25	I4,58	2,2II	I,I9949	0,078I3
49	25-26	I4,46	2,II0	I,I6953	0,0664I
50	26-27	I4,42	2,I30	I,I8305	0,07422
5I	27-28	I4,47	2,I49	I,2428I	0,07093I
52	28-29	I4,44	2,248	I,26I49	0,09766
53	29-30	I4,37	2,I47	I,24744	0,078I3
54	30-3I	I4,I8	2,065	I,I8953	0,08008
55	3I-32	I4,I9	2,I66	I,22I00	0,II328
56	32-33	I4,08	2,029	I,I8729	0,08008
57	33-34	I4,I0	2,054	I,2306I	0,08209
58	34-35	I4,00	I,953	I,I9928	0,0664I
59	35-36	I4,03	2,003	I,24945	0,07227
60	36-37	I3,79	I,925	I,I2I75	0,08594
6I	37-38	I3,85	2,036	I,I9093	0,I0938
62	38-39	I3,78	I,922	I,I7I92	0,078I3
63	39-40	I3,67	I,964	I,I2246	0,II7I9
64	40-42	I3,65	2,003	I,I4964	0,I928I
65	42-44	I3,7I	I,885	I,25959	0,0664I
66	44-46	I3,37	I,8I5	I,03858	0,I0998
67	46-48	I3,29	I,826	I,02I92	0,I4063
68	48-50	I3,3I	I,848	I,09063	0,I928I
69	50-52	I3,23	I,893	I,07002	0,I6406

Продолжение таблицы 5

№ № п/п	ΔE	$\langle \sigma_c \rangle$	$\langle G_f \rangle$	β_0	$\langle \Gamma_\gamma \rangle_{4\pi}^0$
	кэв	барн	барн	10^{-4} эв$^{-1/2}$	эв
70	52-55	13,18	1,847	1,08779	0,17188
71	55-60	13,02	1,817	1,02698	0,29488
72	60-65	12,84	1,776	0,94706	0,34375
73	65-70	12,75	1,741	0,95840	0,34375
74	70-75	12,70	1,725	1,02339	0,28125
75	75-80	12,65	1,665	1,09502	0,18750
76	80-85	12,61	1,655	1,15892	0,16406
77	85-90	12,52	1,614	1,16143	0,17188
78	90-95	12,40	1,589	1,12058	0,20313
79	95-100	12,31	1,579	1,09067	0,26563

Таблица 6

Средние неупругие ширины $\langle \Gamma_{n'} \rangle_J$ U^{235}

в области энергий 0,I–I00 кэв

№ № п/п	$\langle \Gamma_{n'} \rangle^{0}_{3-}$	$\langle \Gamma_{n'} \rangle^{0}_{4-}$	$\langle \Gamma_{n'} \rangle^{1}_{2+}$	$\langle \Gamma_{n'} \rangle^{1}_{3+}$	$\langle \Gamma_{n'} \rangle^{1}_{4+}$	$\langle \Gamma_{n'} \rangle^{1}_{5+}$
	мэв	мэв	мэв	мэв	мэв	мэв
37	0,008	–	4,806	–	–	–
38	0,04I	–	8,568	–	–	–
39	0,087	–	I0,596	–	–	–
40	0,I44	–	I2,959	–	–	–
4I	0,209	–	I3,I70	–	–	–
42	0,28I	–	I5,762	–	–	–
43	0,360	–	I6,523	–	–	–
44	0,445	–	I7,724	–	–	–
45	0,535	–	I5,552	–	–	–
46	0,630	–	2I,782	–	–	–
47	0,730	–	20,352	–	–	–
48	0,834	–	2I,942	–	–	–
49	0,942	–	22,4I8	–	–	–
50	I,054	–	23,567	–	–	–
5I	I,I69	–	25,658	–	–	–
52	I,288	–	26,926	–	–	–
53	I,4I0	–	27,693	–	–	–
54	I,535	–	26,849	–	–	–
55	I,663	–	28,473	–	–	–
56	I,794	–	28,426	–	–	–
57	I,928	–	30,209	–	–	–
58	2,064	–	30,I49	–	–	–
59	2,203	–	32,I33	–	–	–

Продолжение таблицы 6

№ № п/п	$\langle\Gamma_n\rangle^0_{3-}$	$\langle\Gamma_n\rangle^0_{4-}$	$\langle\Gamma_n\rangle^1_{2+}$	$\langle\Gamma_n\rangle^1_{3+}$	$\langle\Gamma_n\rangle^1_{4+}$	$\langle\Gamma_n\rangle^1_{5+}$
	мэв	мэв	мэв	мэв	мэв	мэв
60	2,344	-	29,483	-	-	-
61	2,488	-	31,960	-	-	-
62	2,639	-	32,085	-	-	-
63	2,781	-	31,328	-	-	-
64	3,007	-	32,962	-	-	-
65	3,314	-	37,227	-	-	-
66	3,629	-	31,853	-	-	-
67	3,950	3,665	32,307	0,022	0,038	0,035
68	4,278	6,775	35,479	0,114	0,196	0,182
69	4,612	8,582	35,762	0,244	0,420	0,389
70	5,118	10,720	44,756	6,005	0,765	0,709
71	6,295	12,733	50,201	10,886	1,433	1,328
72	8,088	14,425	52,764	14,218	2,423	2,246
73	10,125	17,046	58,818	17,812	3,548	3,289
74	12,347	20,552	67,922	22,120	4,780	4,431
75	14,717	24,306	77,660	26,628	6,101	5,655
76	16,703	27,535	86,087	30,453	7,211	6,684
77	19,567	30,222	90,971	42,576	16,450	8,024
78	23,750	32,818	92,835	50,266	22,852	9,699
79	27,586	35,161	94,245	55,033	26,917	11,143

ЛИТЕРАТУРА

I. Абагян Л.П., Ядерные константы, в.8, ч.I, I2I (I972).

2. James G.D. et al, Trans. Amer. Nucl.Soc.,17,495(1973)

3. Анцилов Г.В., Коньшин В.А. и др., Известия АН БССР, сер.физ.-энерг., №3, I7 (I974).

4. Малышев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер , Атомиздат, I969.

5. Hill D.L., Wheeler J.A.,Phys. Rev.,1102 (1953)

6. Mattauch J. H. E. et al, Nucl.Phys.,67,1(1965)

7. Schmidt J.J., Report KFK-120 (1965)

8. Kyabov Y.V.,Fenin Y.I.,EANDC Conf.on the Study of Nuclear Structure with Neutrons, Antverp.,1965,p.184

9. Uttley C.A.,Report AERE-M-1272 (1963)

I0. Wang-Sshi-Di et al, IAEA Sympos. on the Physics and Chemistry of Fission, Salzburg, V.1, p.287 (1965)

II. Michaudon A. et al, Nucl. Phys., 69, 545 (1965)

I2. Uttley C.A. et al, Int. Conf. Nuclear Data for Reactors (Proc.Conf.Paris,1966) v.1,IAEA,Vienna,1967,p.165.

I3. Garrison J.D., Report GA-10028,1970

I4. Рябов Ю.В., Фенин Ю.И., Ядерная физика, I3,I039 (I97I)

I5. Рябов Ю.В., Фенин Ю.И., Ядерная физика, I3, 457 (I97I).

I6. Hanna G.C. et al, Atomic Energy Review, 7, N4,3 (1969)

I7. Kitazoe Y. et al, Atomkernenergie,20, 13 (1972)

I8. Kitazoe Y. et al, Atomkernenergie,22, 214 (1973)

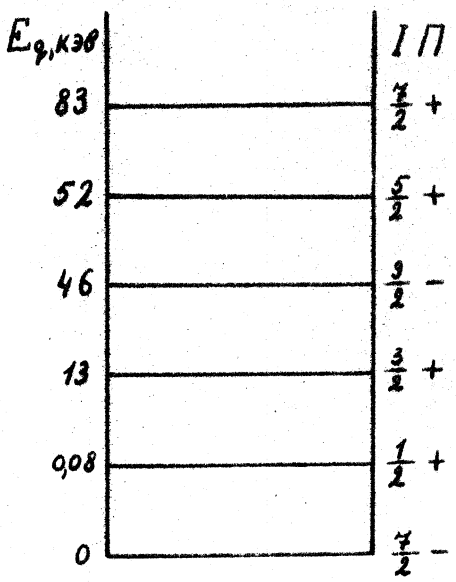


Рис.1. Схема уровней U^{235} в области до 100 кэв.

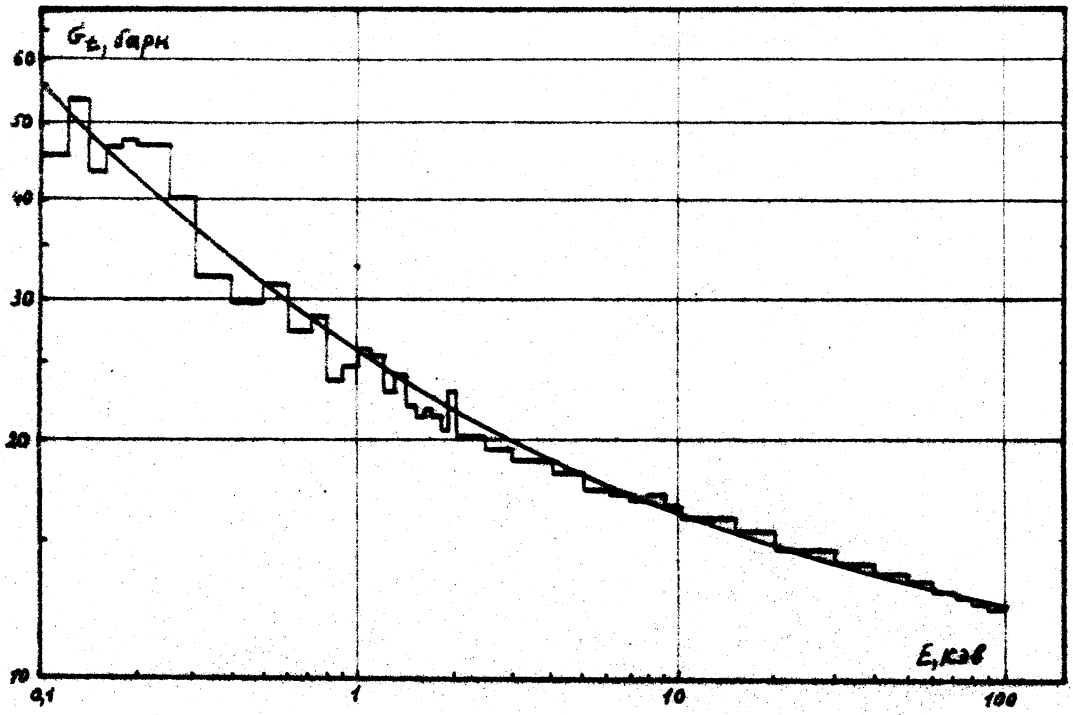


Рис.2. Сравнение рассчитанных по средним параметрам и оцененных данных по $\langle \sigma_t \rangle$.

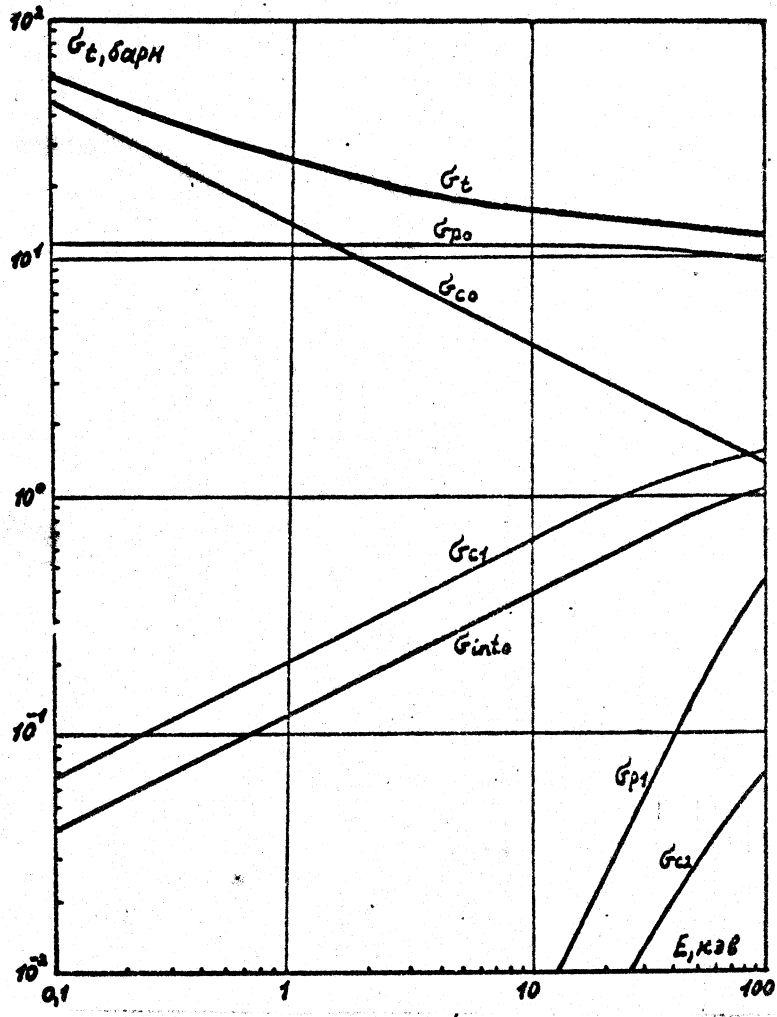


Рис. 3. Рассчитанное сечение σ_t и различные парциальные вклады.

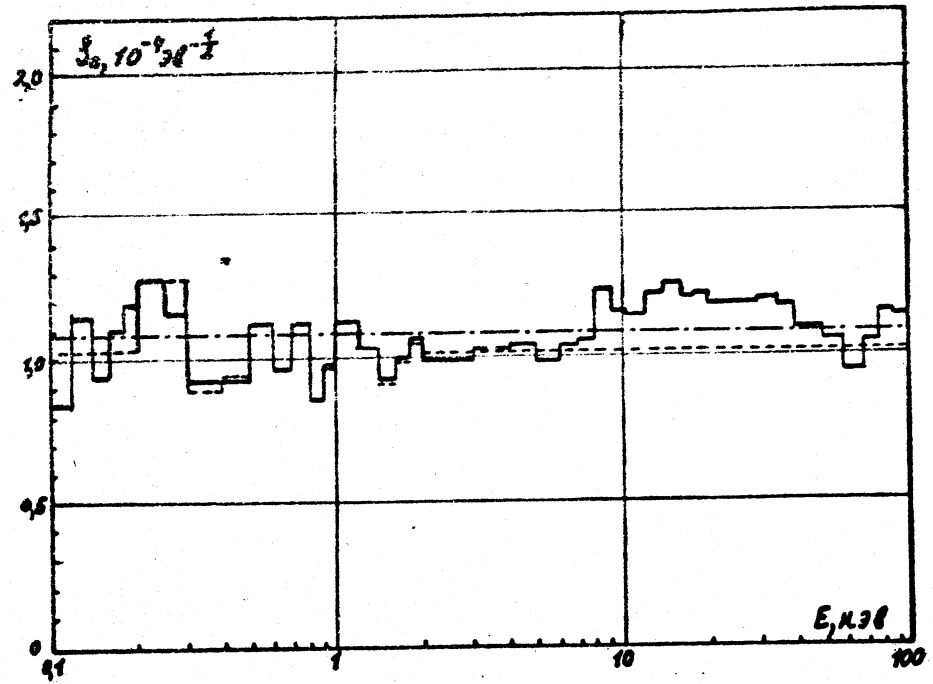


Рис.4. Силовая функция S_0 в области 0,1–100 кэв.
—·— – среднее значение $1{,}08 \cdot 10^{-4}$эв,
– – – – оценка Шмидта,
——— – настоящая оценка.

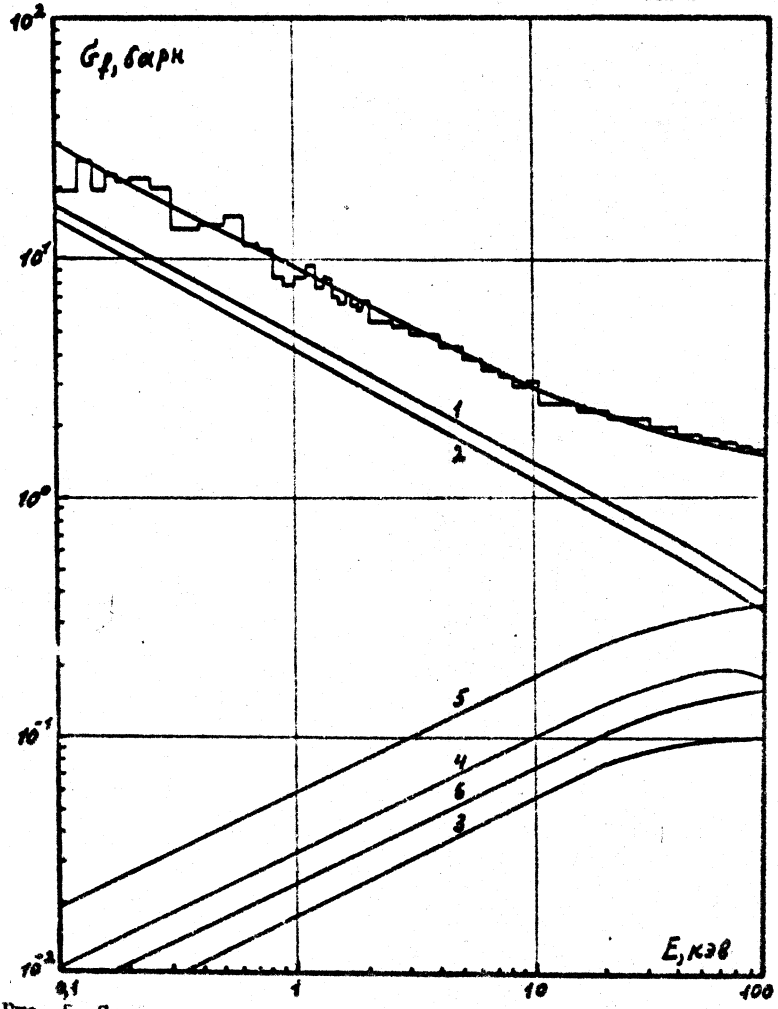


Рис. 5. Сравнение рассчитанных по средним параметрам и оцененных данных σ_f.

1 – вклад канала $(\frac{0}{3}-)$; 2 – вклад канала $(\frac{0}{4}-)$; 3– вклад канала $(\frac{I}{2}+)$; 4 – вклад канала $(\frac{I}{3}+)$; 5 – вклад канала $(\frac{I}{4}+)$; 6– вклад канала $(\frac{I}{5}+)$.

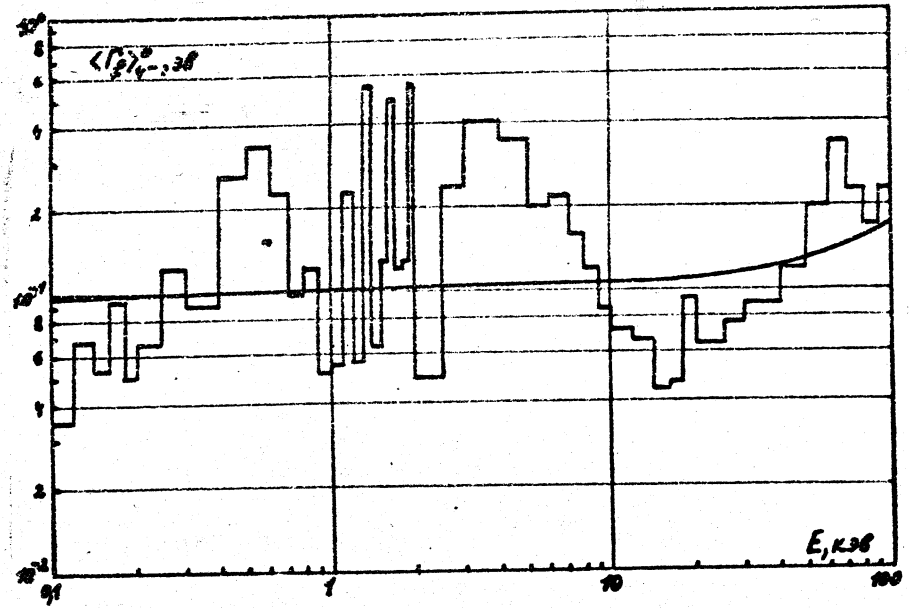


Рис.6. Средняя делительная ширина $\langle \Gamma_f \rangle_4^0$, гладкая кривая – расчет без подготовки и гистограмма – расчет с подгонкой к сечениям $\langle \sigma_\gamma \rangle$ и $\langle \sigma_f \rangle$.

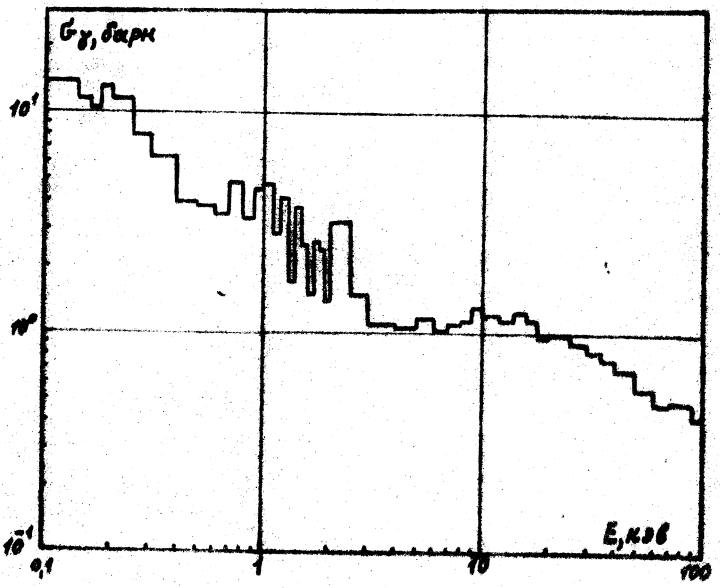


Рис.7. Рассчитанное сечение $\langle \sigma_\gamma \rangle$.

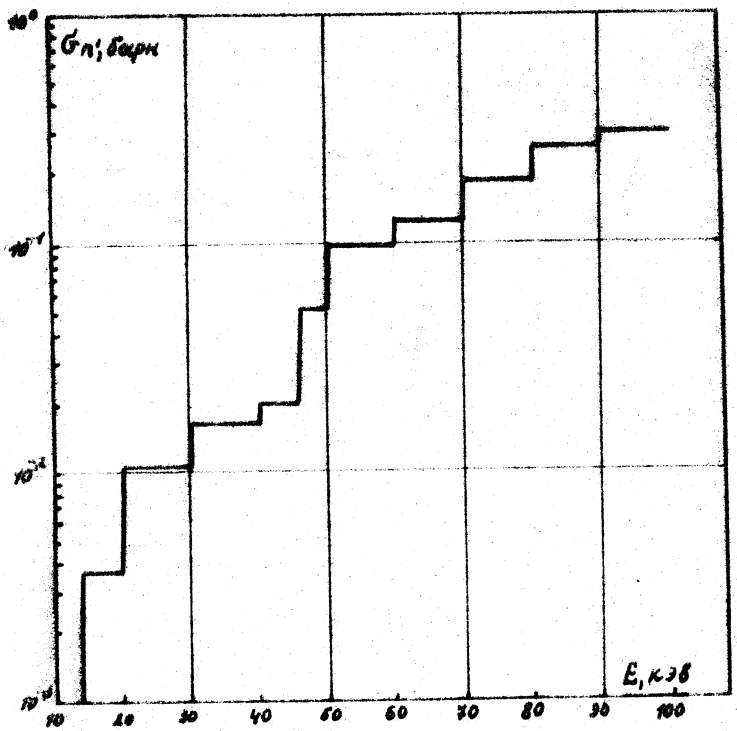


Рис.8. Рассчитанное сечение $\langle \sigma_f \rangle$.

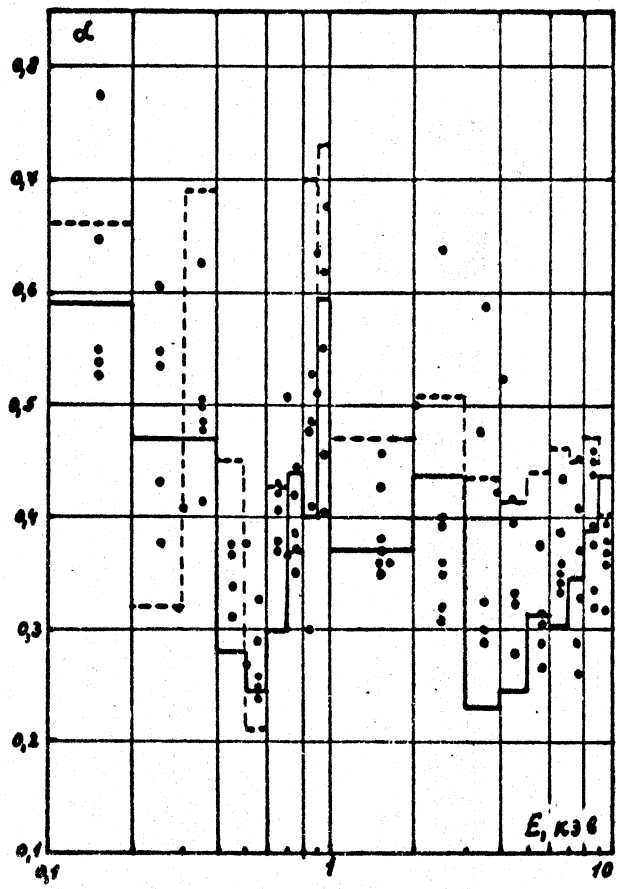


Рис. 9 а. Сравнение рассчитанных и экспериментальных данных по α в области 0,1–10 кэв, • – эксперимент, – – – – расчет без учета флуктуаций, δ_0 —— расчет с учетом флуктуаций δ_0.

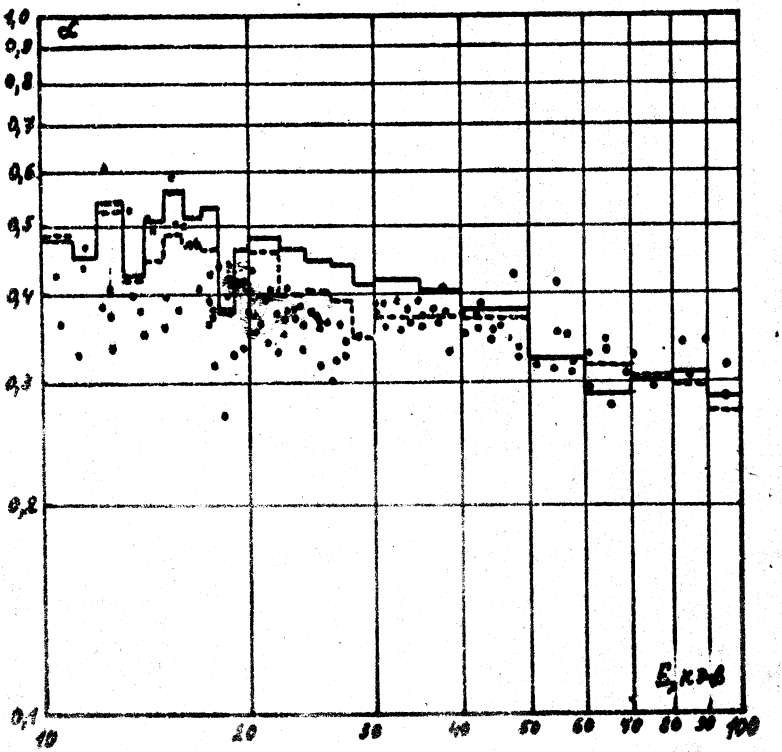


Рис. 9 6.

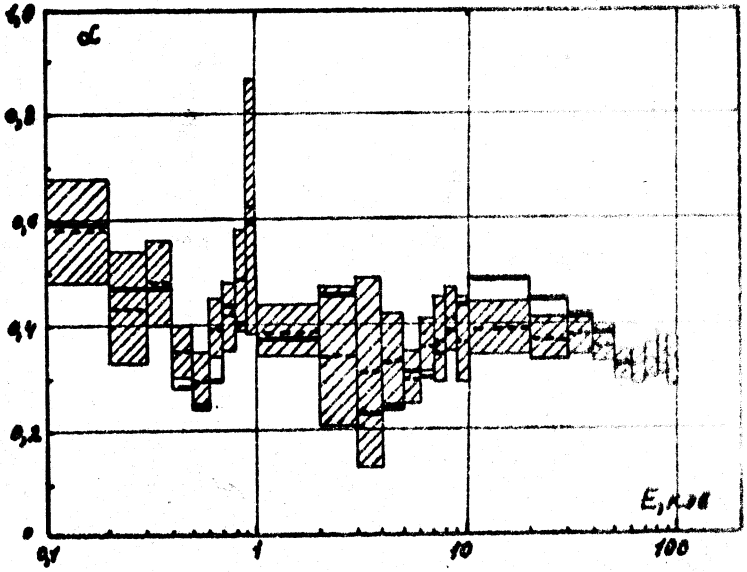


Рис. 10. Сравнение рассчитанных и оцененных данных по α в области 0,1-100 кэв.

——— расчет, – – – – оценка, ▨ - интервал оцененных ошибок.

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ U^{235}

Г.В.Анципов, В.А.Комышин, В.П.Коренной,
Е.Ш.Суховицкий

Abstract - Аннотация

THE EVALUATION OF THE NEUTRON INELASTIC CROSS SECTION OF U-235. The evaluation of the neutron inelastic cross section has been performed using the latest calculations experimental and indirect data in the energy range from a threshold up to 15 MeV. The results of this evaluation are compared both with data of other libraries and with the experiment.

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ U^{235}. На основе последних результатов, экспериментальных и косвенных данных проведена оценка сечения U^{235} в области от порога до 15 Мэв. Результаты настоящей оценки сравниваются как с данными других библиотек, так и с экспериментом.

I. Введение

Несмотря на то, что U^{235} как наиболее распространенное в настоящее время ядерное горючее, является лучше изученным ядром по сравнению с другими делящимися изотопами, экспериментальная информация по сечению неупругого рассеяния нейтронов $\sigma_{n'}$ незначительна [1-8]. Трудность измерения $\sigma_{n'}U^{235}$ вызвана рядом причин. Высокая плотность уровней ядра-мишени служит препятствием для получения экспериментальных данных по отдельным уровням. Большую трудность представляет разделение упругорассеянных нейтронов и нейтронов неупруго рассеянных на нижних уровнях. В первую очередь это относится к аномально низкому первому уровню при ~80 эв. И, наконец, главная трудность заключается в наличии реакции деления, являющейся источником сильного фона.

В последние годы появился ряд новых экспериментальных данных по $\sigma_{n'}U^{235}$ [4-7]. Кроме того, сечение $\sigma_{n'}$ было рассчитано авторами настоящей работы в области до 3,5 Мэв. Это позволило провести новую оценку $\sigma_{n'}$.

ОБЗОР ДАННЫХ ПО СЕЧЕНИЮ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ U^{235}

Как отмечалось, экспериментальных данных по $\sigma_{n'} U^{235}$ немного. И, к сожалению, не все они пригодны для целей оценки ввиду того, что схема уровней U^{235} известна лишь при довольно низких энергиях. Кроме того, при оценке не рассматривались данные по сечениям возбуждения групп уровней [8] ввиду того, что они не были опубликованы и носят приближенный характер. Не рассматривались также экспериментальные данные по сферическому пропусканию [1 - 2] ввиду большой систематической ошибки, обусловленной вычитанием из сечения σ_{nx} сечений σ_f и σ_γ.

а), Измерения Эрмитажа и др. [4]

Для изучения спектра вторичных нейтронов в данной работе использовался метод времени пролета. Измерения проведены для энергий 130, 400, 550, 710, 1000 и 1500 кэв при одном угле рассеяния 90^0. В дальнейшем предполагалось, что рассеяние изотропно. В полученные сечения были введены поправки на ослабление потока в мишени и многократное рассеяние. Главными трудностями в эксперименте были вычитание спектра деления из общего спектра и вычитание неупругих вкладов низколежащих уровней из упругого пика. Лучшее разрешение (25 кэв) было при энергии 550 кэв. В этом случае спектр вторичных нейтронов имел пики, соответствующие известным уровням или группам уровней (150, 220, 290, 360 кэв). В других случаях разрешение было хуже и структура спектра вырисо-

вывалась слабо. Поэтому данные представлены в виде чистограммы по группам уровней. Результаты приведены в табл.I. Поскольку определение $\sigma_{n'}$ для группы нижних уровней путем вычитания упругого пика дает большие неопределенности, первый интервал табл.I имеет нижнюю границу примерно $0{,}05\,E_n$ для каждой энергии E_n налетающих нейтронов. Для последнего интервала приведена его верхняя граница $E_{гр}$ – надежно наблюдаемая минимальная энергия нейтронов. Там, где она отличается от границы, приведенной в табл.I, соответствующее сечение отмечено значком (*). Полное сечение $\sigma_{n'}$ было получено из данных по группам как $\sigma_{n'}$ для рассеяния с потерей энергии от $0{,}05\,E_n$ до $E_n - E_{гр}$. Общая оцененная авторами ошибка для данных по группам составляет ~ 20%, а по полному ~ 10%. Однако авторы отмечают, что эта оценка предварительна и результаты ее могут быть пересмотрены.

б). Измерения Книттера, Ислама и Конноли [7]

В данной работе для измерения спектра вторичных нейтронов использовался метод времени пролета. Сечения неупругого рассеяния нейтронов U^{235}, проинтегрированные по углу и энергии, были измерены в 3-х точках (I,5; I,9 и 2,3 Мэв) для нескольких групп нейтронов, рассеянных в энергетические интервалы 200 кэв. Вследствие высокой плотности уровней ядра U^{235} и недостаточной разрешающей способности аппаратуры спектр вторичных нейтронов не обнаруживал четкой структуры, обусловленной неупругим рассеянием. Это обусловило некоторую произвольность выбора пре-

Таблица I

Сечения неупруго рассеянных нейтронов U^{235} по данным Эрмитажа и др. [4]

E_n	Сечения возбуждения уровней U^{235} в интервале энергии (мбарн)																	$\sigma_{n'}$	$E_{n'}$
кэв	0-25	25-50	50-100	100-150	150-200	200-300	300-400	400-500	500-600	600-700	700-800	800-900	900-1000	1000-1100	1100-1200	1200-1300	1300-1400	барн	кэв
130	344	238																582	70
400	37	306	616	327	184	350[x]												1820	170
550		92	314	224	236	203	229	66[x]										1364	110
710		45	211	221	191	245	285	359	206[x]									1763	130
1000			182	178	130	166	187	177	126	172	157	89[x]						1564	130
1500			90	159	102	94	68	47	48	69	94	121	159	195	166	110	54[x]	1576	140

дены в спектре времени пролета для оценки $\sigma_{n'}$. Из анализа спектра для 2,3 Мэв видно, что экспериментальные точки для $Q \approx -0,5$ Мэв в среднем ложатся на кривую спектра деления. Поэтому все импульсы в упругом пике с $Q \geq -0,5$ Мэв считались упругими, а сечения $\sigma_{n'}$ были оценены в интервале от $Q = 0,5$ Мэв. до $E_n - 0,4$ Мэв. Полное сечение неупругого рассеяния было рассчитано из выражения

$$\sigma_{n'} = \int_0^{4\pi} \int_0^{E_{max}} \frac{d^2\sigma_{n'}}{d\Omega dE} d\Omega dE . \qquad (I)$$

При этом предполагалось, что спектр неупруго рассеянных нейтронов подчиняется закону

$$N(E) = E \exp\left(-\frac{E}{T}\right), \qquad (2)$$

где $N(E)$ - число неупруго рассеянных нейтронов на единичный интервал энергии, E - энергия испускаемых нейтронов, T - температура испарения неупругих нейтронов. Этот закон был распространен на все энергии, хотя в области ниже 400 кэв, вследствии резкого падения эффективности детекторов, нельзя было установить, следует ли спектр этому закону.

При получении сечений $\sigma_{n'}$ были введены поправки, обусловленные водородосодержащей (полиэтиленовой) мишенью, используемой для калибровки детекторов. Кроме того, были введены поправки на рассеяние внутрь упругих нейтронов, на потери неупруго рассеянных нейтронов вследствие поглощения на захват и деление, на ослабление пучка в мишени из U^{235}. Основным источником ошибок была неопределенность в вычитании фона от деления.

Данные этой работы приведены в табл.2.

Таблица 2

Сечения неупругого рассеяния нейтронов U^{235} по данным Киттера и др. [7]

$E_{n'}$	$\sigma_{n'}(\delta Q)$ (μ барн)							$\sigma_{n'}$
Мэв	$-0,7<Q\leq-0,5$	$-0,9<Q\leq-0,7$	$-1,1<Q\leq-0,9$	$-1,3<Q\leq-1,1$	$-1,5<Q\leq-1,3$	$-1,7<Q\leq-1,5$	$-1,9<Q\leq-1,7$	барн
1,5	117 ± 22	196 ± 22	334 ± 22					1,80 ± 0,26
1,9	46 ± 22	113 ± 22	213 ± 22	294 ± 22	267 ± 22			1,51 ± 0,35
2,3	8 ± 21	24 ± 21	52 ± 21	86 ± 21	155 ± 21	277 ± 21	322 ± 21	1,70 ± 0,20

в). Измерения Бачелора и Вилда [6]

Как и в предыдущих работах, здесь также использовался метод времени пролета. Сечения были измерены для 3-х энергий: 2,3 и 4 Мэв. Спектр времени пролета наблюдался для нескольких углов между 30^0 и 135^0. Вследствие высокой плотности уровней ядра U^{235} даже для минимальной энергии 2 Мэв в спектре вторичных нейтронов не наблюдалась структура, обусловленная неупругим рассеянием хотя бы на группах уровней. При получении сечений были введены поправки на ослабление потока в мишени и оболочке, на многократное рассеяние и на различие геометрии для мишени из U^{235} и мишени из полиэтилена, используемой в качестве стандарта. Сечения рассчитывались в предположении, что мишень (92,6% U^{235}) состоит только из одного изотопа. Полные сечения неупругого рассеяния нейтронов получены в предположении, что спектр неупруго рассеянных нейтронов подчиняется закону

$$N(E) \sim \exp\left(-\frac{E}{T}\right) \qquad (3)$$

Данные этой работы приведены в табл.3

Таблица 3

Сечения неупругого рассеяния нейтронов U^{235} по данным Бачелора и Вилда [6]

E_n	$\sigma_{n'}$
Мэв	барн
2	2,00 ± 0,38
3	2,39 ± 0,36
4	2,10 ± 0,35

г). Измерения Дрейка [5_7]

Данные измерения не являются прямыми измерениями сечения неупругого рассеяния нейтронов. В работе Дрейка измерены сначала сечения образования γ -лучей при захвате ядром U^{235} нейтронов с энергией 4,0; 6,0 и 7,5 Мэв. А сечения $\sigma_{n'}$ были затем рассчитаны из полученных данных. Главные источники неопределенности сечений $\sigma_{n,x\gamma}$ заключались в определении нейтронного потока, учете ослабления, эффективности γ - детектора. При расчете $\sigma_{n'}$ были сделаны следующие предположения:

а. $\sigma_{nx} = \sigma_{nf} + \sigma_{n'} + \sigma_{n,n'f} + \sigma_{n,2n}$

т.к. сечения других реакций в данной области энергий незначительны.

б. Средняя энергия, испускаемая в виде γ - лучей парой осколков деления была принята равной 7,5 Мэв.

в. Средняя энергия неупруго рассеянных нейтронов равна $2T$, где T - ядерная температура. T вычислялась из уравнения:

$$E_n - 2T = aT^2 \qquad (4)$$

где E_n - энергия нейтрона, a - параметр плотности уровней, принятый равным 23 $Мэв^{-1}$. Следует отметить, что результаты расчетов $\sigma_{n'}$ очень слабо зависят от величины a ;

$E_n - 2T$ - энергия возбуждения остаточного ядра.

В случае энергии 7,5 Мэв использовалось дополнительное предположение, что после испускания второго нейтрона в реакции $(n,2n)$ не происходит испускания γ - лучей. Это означает,

что полученная величина $\sigma_{n'}$ для 7,5 Мэв является верхним пределом сечения.

Следует отметить, что точность полученных в данной работе данных по $\sigma_{n'}$ довольно низка.

Данные Дрейка приведены в табл.4.

Таблица 4

Сечения $\sigma_{n'}$ U^{235} по данным Дрейка [5], полученные из данных по сечениям образования γ - лучей

E_n	$\sigma_{n'}$
Мэв	барн
4,0	2,13 ± 0,50
6,0	2,02 ± 0,36
7,5	0,77 ± 0,32

Если учесть более поздние данные по средней энергии γ - лучей осколков деления (см.гл.12), то значения сечения при 4 и 6 Мэв повысятся примерно на 7%.

д). Измерения Кранберна [3]

В данной работе использовался метод времени пролета. Измерения проводились относительно сечения рассеяния на водороде для одного угла при трех значениях энергии. При расчете $\sigma_{n'}$ предполагалось, что неупругое рассеяние изотропно. Кроме того в работе сделана поправка на нейтроны деления. Данные [3]

приведены в табл.5. К сожалению, для целей оценки в данном случае могут служить лишь данные для E_n = 0,55 Мэв, поскольку последний уровень, для которого проведен расчет $\sigma_{n'}$, находится при ~ 415 кэв.

Таблица 5

Сечения неупругого рассеяния нейтронов U^{235} для групп уровней по данным Кранберга [3]

E_n	Q	$\sigma_{n'}$
Мэв	Мэв	барн
0,55	0,09–0,2	0,25±0,05
0,55	0,2–0,3	0,20±0,05
0,98	0,15–0,50	0,35±0,06
0,98	0,50–0,75	0,31±0,06
2,00	0,50–1,00	0,27±0,05
2,00	1,00–1,50	0,67±0,15
2,00	1,50–1,75	0,42±0,1

Определенную информацию по сечению неупругого рассеяния нейтронов, особенно в области высоких энергий, можно получить из данных по σ_{nx} из соотношения:

$$\sigma_{n'} = \sigma_{nx} - \sigma_f - \sigma_\gamma - \sigma_{n,2n} - \sigma_{n,3n} \qquad (5)$$

Так как сечения σ_γ и $\sigma_{n,3n}$ в интересующей нас области энергий малы, то ошибки σ_n будут определяться главным образом ошибками σ_{nx} и σ_f в области до порога реакции

$(n, 2n)$ (~ 5,3 Мэв) и $\sigma_{n\alpha}$, σ_f и $\sigma_{n,2n}$ выше него. Следует отметить, что в области энергий (5 – 15 Мэв) сечение деления σ_f известно с неплохой точностью (7%). К сожалению, этого нельзя сказать о точности оцененных значений $\sigma_{n,2n}$ (~30%).

Экспериментальные данные по сечениям неупругого взаимодействия $\sigma_{n\alpha}$ нейтронов с ядром U^{235} приведены в табл.6. Там же приведены оцененные в настоящей работе данные по σ_f, σ_γ, $\sigma_{n,2n}$ и $\sigma_{n,3n}$, а также рассчитанные по формуле (5) сечения неупругого рассеяния $\sigma_{n'}$. При этом следует помнить, что данные Аллена не включают в себя вклады от нижних уровней возбуждения с $E_q < 40$ кэв.

Таблица 6

Сечение неупругого взаимодействия $\sigma_{n\alpha}$ для U^{235} и полученные из него данные по сечению неупругого рассеяния

Работа	E_n	$\sigma_{n\alpha}$	σ_f оценка	σ_γ оценка	σ_{n2n} оценка	σ_{n3n} оценка	$\sigma_{n'}$	$\sigma_{n'}$ оценка
	Мэв	барн	барн	барн	барн	барн	барн	барн
	0,25	2,86	I,30	0,27	-	-	I,29	I,I485
Аллен [I]	0,5	2,68	I,I6	0,I6	-	-	I,36	I,550
	I,0	2,65±0,35	I,2I	0,II	-	-	I,33±0,35	I,658
Андреев [9]	0,9-I,0	2,6 ±0,2	I,22	0,II	-	-	I,27±0,2	I,655
Бистер и др. [2]	I,0	2,70±0,30	I,23	0,II	-	-	I,36±0,30	I,658
	2,5	3,25±0,30	I,25	0,04	-	-	I,96±0,30	I,870
Волт [I0]	3,0	2,5 ±0,5	I,2I	0,03	-	-	I,26±0,5	2,II0
Бете [II]	4,0	3,34±0,40	I,I4	0,02	-	-	2,I8±0,40	2,I75
	4,5	3,34±0,40	I,I2	0,02	-	-	2,20±0,40	2,246
Дегтярев [I2]	8,I	3,II±0,20	I,68	0,0I	0,69	-	0,73±0,20	0,544
	8,I	2,90±0,I5	I,63	0,0I	0,69	-	0,52±0,I5	0,544
Мак Грегор и др. [I3]	II,9	2,66±0,I0	I,75	-	0,63	-	0,28±0,I0	0,32I
	I4,I	2,84±0,I0	2,05	-	0,2I	0,I2	0,46±0,I0	0,235
	I3,4	2,64±0,06	I,97	-	0,32	0,07	0,28±0,06	0,350
Дегтярев и	I5,4	2,58±0,04	2,25	-	-	0,22	0,II±0,04	
Надточий [I4]	I6,8	2,7I±0,04	2,22	-				
	I8,7	2,74±0,07	2,II	-				

Теоретические расчеты $\sigma_{n'}$, U^{235}

Сечение неупругого рассеяния $\sigma_{n'}$, U^{235} было рассчитано рядом авторов [I5-I7]. Расчеты эти имеют более чем I0-летнюю давность. В свете современных знаний структуры уровней ядра U^{235} эти данные устарели. Они подробно рассмотрены в работе Шмидта [I8] и мы не будем останавливаться на них. Отметим только, что расчетные значения Молдауэрх [I6] нормировал к экспериментальным данным Кранберга [3] при энергии 0,55 Мэв. Его данные используются в настоящее время в немецкой и английской библиотеках ядерных данных.

Авторами настоящей работы недавно был проведен расчет сечения $\sigma_{n'}$, U^{235} в области от порога до 3,5 Мэв. В работе использовались последние данные о структуре уровней. Расчеты проводились по методу **Хаузера-Фешбаха** [I9] с учетом эффектов конкуренции реакций деления и радиационного захвата. При этом использовался два подхода для области дискретного и непрерывного спектра уровней.

В области дискретного спектра сечение возбуждения уровня с энергией E_q может быть записано в виде:

$$\sigma_{n'}(E,E_q) = \frac{\pi}{k^2}\frac{1}{2(2i+1)}\sum_{l,j} T_{lj}(E)\sum_{J}(2J+1)\frac{\sum_{l'j'} T_{l'j'}(E-E_q)\,S_{nn'}}{\sum_{r} T_r(J,E)+T_\gamma(J,\Pi,E)+\sum_{l'j'P'(6)} T_{l'j'}(E-E_{q'})}$$

где k - волновое число,

i - спин основного состояния ядра-мишени,

l - орбитальный момент налетающего нейтрона,

J - спин составного ядра,

l' - орбитальный момент вылетающего нейтрона,

j' - полный момент вылетающего нейтрона.

Индексы с двумя штрихами относятся ко всем возможным нейтронным каналам, удовлетворяющим законам сохранения энергии, чётности и полного момента.

$T_{ej}(E)$ - нейтронная проницаемость ядра-мишени, рассчитываемая по оптической модели.

$S_{\alpha\alpha'}$ - фактор, учитывающий эффект флуктуации нейтронных и делительных ширин;

индекс α относится ко входному каналу, α' - к выходному.

Первое слагаемое в знаменателе выражения (6) учитывает конкуренцию реакции радиационного захвата, второе - деления.

$T_r(J,E)$ - "эффективная проницаемость, соответствующая радиационному захвату. Суммирование по r учитывает радиационные переходы, удовлетворяющие законам сохранения чётности и полного момента. Проницаемость $T_r(J,E)$ аналогично нейтронной проницаемости можно записать в виде [15]

$$T_r(J,E) = 2\pi \frac{\Gamma_r(J,E)}{D(J,E)} \qquad (7)$$

Здесь $D(J,E)$ - среднее расстояние между уровнями составного ядра со спином J при энергии налетающего нейтрона E.

$\Gamma_r(J,E)$ - соответствующая радиационная ширина. Число возможных переходов r чрезвычайно велико вследствие больших энергий возбуждения. Поэтому на практике часто предполагается, что радиационная ширина является постоянной величиной, не зависящей от энер-

гии и спина. Это позволяет записать:

$$\sum_{r} T_r(J,E) = 2\pi \frac{\Gamma_r}{D(J,E)} \qquad (8)$$

Среднее расстояние $D(J,E)$ рассчитывалось по модели независимых частиц / 20 /.

"Эффективная" проницаемость для деления $T_f(J,\Pi,E)$ выражения (6) рассчитывалась по теории Бора и Уиллера [21], которая дает следующее выражение для средней делительной ширины канала

$$\langle \Gamma_f \rangle_s = \frac{\langle D \rangle_s}{2\pi} \cdot N_s \qquad (9)$$

где N_s - число переходных состояний в седловой точке, которое можно выразить через проницаемости барьеров деления $P(E_{fk}, \hbar\omega_k)$ характеризуемые высотой E_{fk} и параметром кривизны $\hbar\omega_k$:

$$N_s = \sum_{k} P(E_{fk}, \hbar\omega_k). \qquad (10)$$

Проницаемости рассчитывались по модели Хилла и Уиллера [22]:

$$P(E_{fk}, \hbar\omega_k) = \frac{1}{1+\exp\left[\frac{2\pi}{\hbar\omega_k}(E_{fk}-E)\right]} \qquad (11)$$

Тогда по аналогии с нейтронной проницаемостью можно записать:

$$T_f(J,\Pi,E) = \sum_{k} P(E_{fk}, \hbar\omega_k). \qquad (12)$$

Параметры барьеров деления выбирались путем подгонки расчетных данных по σ_f к эксперименту в области неразрешенных резонансов.

Расчет был проведен для первых 19 уровней, спин которых был $< \frac{15}{2}$. Вклад остальных уровней в полное сечение $\sigma_{n'}$ незначителен.

В области непрерывного спектра уровней также использовался формализм Хаузера-Фешбаха с учетом непрерывного спектра. Очевидно, что полное сечение неупругого рассеяния нейтронов может быть

получено суммированием выражения (6) по всем разрешенным уровням и интегрированием по сплошному спектру уровней. Аналогично будут рассчитываться сечения возбуждения отдельных уровней в данной области. Отличие будет заключаться в дополнительном слагаемом в знаменателе выражения (6), учитывающем возбуждение сплошного спектра. Кроме того, в данной области энергий вследствие большого числа открытых каналов нет необходимости учитывать эффект флуктуации ширин, т.е. $S_{\alpha\alpha'} = I$. Отличным является и метод учета конкуренции деления, поскольку в области высоких энергий нет данных по структуре переходных состояний делящегося ядра. Поэтому в данном случае использовался метод [I5], т.е. по тому же формализму Хаузера-Фешбаха подбором значений T_f восстанавливалось сечение деления σ_f, а эти значения T_f использовались затем при расчете сечений неупругого рассеяния нейтронов $\sigma_{n'}$.

Для расчета нейтронных проницаемостей использовался оптический потенциал Бёрклунда-Фернбаха с параметрами работы [23], полученными путем одновременной подгонки по σ_t и $\frac{d\sigma_n}{d\Omega}$ для энергии нейтронов I,5 Мэв.

4. Оцененные данные по $\sigma_{n'}$ U^{235}

Исходной информацией для оценки сечения $\sigma_{n'}$ в области разрешенных уровней служили результаты расчетов . В области более высоких энергий, где сечения возбуждения отдельных уровней еще достаточно велики (до~ 4 Мэв) наряду с результатами теоретического расчета использовались данные по $\sigma_{n'}$, полученные из разности оцененных сечений:

$$\sigma_{n'} = \sigma_{nx} - \sigma_f - \sigma_\gamma \qquad (I3)$$

Так, сечения возбуждения уровней были взяты из расчетов, а компонента сечения неупругого рассеяния, ответственная за возбуждение непрерывного спектра $\sigma_{n'}^{cont}$ рассчитывалось в виде разности:

$$\sigma_{n'}^{cont} = \sigma_{n'} - \sum_{q} \sigma_{n'}(E_q). \qquad (14)$$

В области $E > 0{,}35$ Мэв, как видно из рис.I, потребовалась небольшая нормировка расчетных сечений.

В области, где сечения возбуждения разрешенных уровней равны нулю ($E > 4$ Мэв), сечение $\sigma_{n'}$ было получено из выражения (5).

Оцененные значения $\sigma_{n'}^{E_q}$ и $\sigma_{n'}$ приведены в табл. 7-8. На рис.I приведены оцененные значения $\sigma_{n'}$ для неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением как дискретного, так и непрерывного спектра уровней ядра-мишени.

Там же приведены результаты теоретического расчета и данные английской библиотеки [24], которые в этой области практически совпадают с данными немецкой библиотеки [25]. Все эти данные сравниваются с экспериментальными значениями Бачелора и Вилда [6] Книттера и др. [7] и Эрмитажа и др. [4]. Видно, что расчет хорошо согласуется с экспериментом. Это говорит о том, что избранная в работе методика расчета $\sigma_{n'}$ предоставляется достаточно надежной. Настоящая оценка также хорошо согласуется с экспериментом, однако лежит выше данных английской библиотеки, которые в области до I,5 Мэв лежат систематически ниже эксперимента. Особенно значения оценок отличаются вблизи порога.

На рис.2 приведено сравнение данных настоящей оценки в области до I5 Мэв с данными немецкой и английской библиотек, а также с экспериментом. О согласии с экспериментом говорить не приходится ввиду больших ошибок последнего. Следует отметить, что оцененные данные по $\sigma_{n'}$ не отражают больших значений Бачелора и

Вилда [6] при 2 и 3 Мэв, хотя и лежат в пределах ошибок. Различие в области энергий до I,5 Мэв разных оцененных данных отмечалось ниже. Кроме того, наблюдается значительное расхождение с данными английской библиотеки в области 3-6 Мэв. Это вызвано соответствующим различием в оценках сечения неупругого взаимодействия σ_{nx}

Следует отметить хорошее согласие в этой области с данными немецкой библиотеки [25].

Теперь сравним с экспериментом сечения возбуждения групп уровней. Для принятой в настоящей работе схемы уровней это можно сделать лишь с данными Кранберга / 3 / и Эрмитажа и др./ 4 /.

Оцененные данные по группе уровней $0{,}09 < Q < 0{,}2$ Мэв примерно в 2 раза выше данных Кранберга при 0,55 Мэв. Следствием этого является расхождение данных настоящей оценки и английской библиотеки. Зато для группы уровней $0{,}2 < Q < 0{,}3$ согласие удовлетворительное. Сравнение с данными Эрмитажа и др. / 4 / приведено на рис. 3-9. Видно, что согласие, как правило, вполне удовлетворительно, особенно если принимать во внимание в ряде случаев существование уровней вблизи границ групп.

Вопрос о точности оцененных данных $\sigma_{n'}$ U^{235} довольно сложен, поскольку точность экспериментальных данных как правило низка. Кроме того, существует значительный разброс данных разных авторов. С другой стороны, значения $\sigma_{n'}$, полученные косвенным путем в пределах разумных ошибок оцененных данных по других сечений не проявляют тенденции к столь сильным отклонениям. В связи с этим было принято, что ошибка в $\sigma_{n'}$ составляет 15% в области до 2 Мэв и ~ 20% выше 2 Мэв. Однако надо отметить, что эта оценка ошибки $\sigma_{n'}$ является достаточно волевой.

Таблица

Оцененные данные по σ_n' y^{235} в области до 4 Мэв

E_n / E_n Мэв	0,08	13,01	46,16	51,73	81,63	103,00	129,26	150,64	170,66	171,41	197,13	225,47	291,13	294,67	332,73	367,10	368,80	393,02	414,76	σ_n'	σ_n'
0,035	0,0001	0,0151																			0,0152
0,045	0,0006	0,0199																			0,0205
0,075	0,0017	0,0314	0,1263	0,0769																	0,2363
0,102	0,0025	0,0394	0,1581	0,1083	0,0963																0,4050
0,125	0,0042	0,0453	0,1798	0,1279	0,1400	0,0100															0,5072
0,150	0,0080	0,0495	0,1983	0,1386	0,1689	0,0334	0,0478														0,6445
0,170	0,0097	0,0530	0,2046	0,1459	0,1835	0,0449	0,0665	0,0606													0,7687
0,195	0,0116	0,0563	0,2103	0,1493	0,1923	0,0575	0,0812	0,0871	0,0000	0,0666											0,9122
0,220	0,0136	0,0597	0,2139	0,1527	0,1999	0,0671	0,0929	0,1041	0,0041	0,0939	0,0208										1,0227
0,250	0,0160	0,0633	0,2144	0,1552	0,2035	0,0754	0,1032	0,1166	0,0066	0,1146	0,0332	0,0465									1,1485
0,290	0,0191	0,0679	0,2177	0,1574	0,2063	0,0867	0,1130	0,1297	0,0097	0,1334	0,0446	0,0737									1,2592
0,330	0,0223	0,0721	0,2180	0,1586	0,2071	0,0931	0,1198	0,1376	0,0223	0,1455	0,0527	0,0903	0,0166	0,0003							1,3560
0,365	0,0241	0,0740	0,2176	0,1567	0,2050	0,0984	0,1222	0,1430	0,0250	0,1512	0,0598	0,1012	0,0290	0,0010	0,0290						1,4372
0,390	0,0247	0,0737	0,2110	0,1515	0,1978	0,0990	0,1206	0,1421	0,0262	0,1498	0,0627	0,1046	0,0338	0,0016	0,0374	0,0331					1,4699
0,414	0,0253	0,0733	0,207[illegible]	0,1485	0,1933	0,1000	0,1198	0,1421	0,0273	0,1496	0,0654	0,1078	0,0360	0,0023	0,0435	0,0460	0,0004	0,0045			1,4941
0,425	0,0254	0,0729	0,2028	0,1463	0,1899	0,0991	0,1189	0,1404	0,0275	0,1483	0,0658	0,1077	0,0392	0,0026	0,0458	0,0502	0,0005	0,0055	0,0152		1,5041
0,460	0,0253	0,0681	0,1995	0,1405	0,1803	0,0989	0,1153	0,1372	0,0293	0,1438	0,0665	0,1085	0,0450	0,0118	0,0522	0,0647	0,0034	0,0100	0,0260	0,0022	1,529
0,480	0,0250	0,0655	0,1931	0,1346	0,1753	0,0981	0,1132	0,1350	0,0301	0,1415	0,0667	0,1082	0,0469	0,0160	0,0542	0,0700	0,0052	0,0120	0,0365	0,0079	1,535
0,500	0,0246	0,0628	0,1869	0,1312	0,1701	0,0974	0,1110	0,1323	0,0305	0,1393	0,0668	0,1077	0,0484	0,0188	0,0556	0,0716	0,0076	0,0133	0,0444	0,0297	1,550
0,550	0,0232	0,0572	0,1712	0,1200	0,1552	0,0937	0,1049	0,1255	0,0314	0,1312	0,0672	0,1048	0,0508	0,0209	0,0568	0,0736	0,0118	0,0163	0,0569	0,1014	1,574
0,600	0,0220	0,0521	0,1558	0,1071	0,1421	0,0880	0,0975	0,1175	0,0318	0,1206	0,0659	0,1010	0,0515	0,0218	0,0568	0,0736	0,0163	0,0190	0,0579	0,1887	1,588
0,650	0,0209	0,0492	0,1405	0,0956	0,1312	0,0821	0,0897	0,1096	0,0319	0,1120	0,0660	0,0955	0,0512	0,0226	0,0559	0,0722	0,0184	0,0201	0,0577	0,2807	1,603
0,700	0,0198	0,0467	0,1243	0,0889	0,1215	0,0772	0,0833	0,1028	0,0319	0,1037	0,0644	0,0902	0,0506	0,0231	0,0547	0,0703	0,0195	0,0204	0,0569	0,3598	1,610
0,750	0,0190	0,0446	0,1141	0,0814	0,1131	0,0736	0,0769	0,0957	0,0318	0,0964	0,0624	0,0851	0,0496	0,0236	0,0528	0,0674	0,0202	0,0206	0,0558	0,4982	1,612

Продолжение таблицы 7

$\frac{S_{max}}{S_{min}}$	0,08	13,01	46,15	51,73	81,63	103,00	129,26	150,64	170,66	171,41	197,13	225,47	291,13	294,67	332,73	367,10	368,80	393,02	414,76	σ_{Π}^{max}	σ_{Π}
0,800	0,0182	0,0425	0,1056	0,0750	0,1046	0,0697	0,0711	0,0889	0,0317	0,0894	0,0597	0,0806	0,0484	0,0239	0,0507	0,0643	0,0208	0,0206	0,0544	0,5079	1,628
0,85	0,0174	0,0406	0,0993	0,0698	0,0968	0,0665	0,0659	0,0828	0,0316	0,0841	0,0572	0,0764	0,0473	0,0241	0,0486	0,0616	0,0212	0,0208	0,0533	0,5657	1,631
0,90	0,0169	0,0387	0,0935	0,0652	0,0892	0,0634	0,0608	0,0774	0,0313	0,0768	0,0548	0,0713	0,0459	0,0242	0,0461	0,0588	0,0214	0,0208	0,0519	0,6306	1,645
0,95	0,0160	0,0366	0,0886	0,0614	0,0816	0,0612	0,0569	0,0718	0,0311	0,0713	0,0522	0,0670	0,0444	0,0242	0,0440	0,0558	0,0215	0,0208	0,0505	0,6977	1,655
1,00	0,0152	0,0348	0,0841	0,0580	0,0744	0,0590	0,0531	0,0679	0,0308	0,0662	0,0492	0,0630	0,0429	0,0242	0,0420	0,0530	0,0215	0,0207	0,0490	0,7490	1,658
1,20	0,0130	0,0292	0,0700	0,0471	0,0580	0,0517	0,0425	0,0542	0,0295	0,0523	0,0420	0,0519	0,0374	0,0233	0,0352	0,0450	0,0211	0,0199	0,0437	0,9010	1,668
1,40	0,0110	0,0244	0,0592	0,0392	0,0468	0,0460	0,0339	0,0444	0,0279	0,0422	0,0361	0,0434	0,0324	0,0216	0,0297	0,0376	0,0200	0,0183	0,0384	1,0405	1,693
1,60	0,0094	0,0204	0,0496	0,0321	0,0382	0,0404	0,0272	0,0372	0,0261	0,0353	0,0307	0,0362	0,0260	0,0197	0,0252	0,0312	0,0186	0,0160	0,0332	1,1493	1,704
1,80	0,0079	0,0168	0,0416	0,0254	0,0309	0,0353	0,0230	0,0306	0,0241	0,0291	0,0262	0,0300	0,0242	0,0173	0,0212	0,0251	0,0166	0,0136	0,0278	1,3113	1,779
2,00	0,0067	0,0136	0,0342	0,0202	0,0247	0,0300	0,0193	0,0250	0,0218	0,0240	0,0220	0,0245	0,0208	0,0150	0,0178	0,0218	0,0146	0,0114	0,0225	1,3861	1,776
2,20	0,0054	0,0108	0,0275	0,0153	0,0185	0,0248	0,0159	0,0197	0,0183	0,0190	0,0178	0,0194	0,0171	0,0125	0,0144	0,0179	0,0123	0,0094	0,0180	1,463	1,777
2,40	0,0043	0,0085	0,0216	0,0119	0,0141	0,0198	0,0123	0,0157	0,0148	0,0151	0,0141	0,0151	0,0134	0,0101	0,0117	0,0142	0,0100	0,0075	0,0143	1,5325	1,781
2,60	0,0034	0,0066	0,0162	0,0102	0,0110	0,0153	0,0098	0,0124	0,0113	0,0123	0,0111	0,0116	0,0105	0,0079	0,0088	0,0107	0,0077	0,0058	0,0111	1,6753	1,959
2,80	0,0026	0,0048	0,0157	0,0079	0,0081	0,0116	0,0078	0,0100	0,6087	0,0098	0,0088	0,0082	0,0078	0,0060	0,0066	0,0076	0,0056	0,0043	0,0084	1,9467	2,043
3,00	0,0019	0,0034	0,0082	0,0058	0,0053	0,0079	0,0057	0,0075	0,0065	0,0074	0,0065	0,0051	0,0056	0,0042	0,0045	0,0052	0,0040	0,0030	0,0059	2,0064	2,110
3,20	0,0013	0,0021	0,0054	0,0038	0,0028	0,0046	0,0035	0,0050	0,0045	0,0047	0,0044	0,0030	0,0036	0,0028	0,0028	0,0032	0,0026	0,0019	0,0036	2,0934	2,159
3,40	0,0006	0,0011	0,0028	0,0020	0,0011	0,0018	0,0013	0,0024	0,0028	0,0023	0,0023	0,0014	0,0019	0,0011	0,0015	0,0016	0,0014	0,0009	0,0018	2,1185	2,151
3,60	0,0001	0,0001	0,0006	0,0002					0,0015		0,0001		0,0001	0,0004	0,0002	0,0003	0,0002	0,0001	0,0001	2,1570	2,161
3,80									0,0003											2,1897	2,190
3,99																				2,175	2,175

Таблица 8

Оцененные данные по $\sigma_{n'}$, U^{235} в области 4 – I5 Мэв

E_n	$\sigma_{n'}$	E_n	$\sigma_{n'}$	E_n	$\sigma_{n'}$	E_n	$\sigma_{n'}$
Мэв	барн	Мэв	барн	Мэв	барн	Мэв	барн
4,0	2,I75	7,0	I,034	I0,0	0,32I	I3,0	0,398
4,5	2,246	7,5	0,746	I0,5	0,306	I3,5	0,338
5,0	2,294	8,0	0,568	II,0	0,298	I4,0	0,238
5,5	2,267	8,5	0,449	II,5	0,307	I4,5	0,225
6,0	I,973	9,0	0,379	I2,0	0,325	I5,0	0,288
6,5	I,528	9,5	0,350	I2,5	0,366		

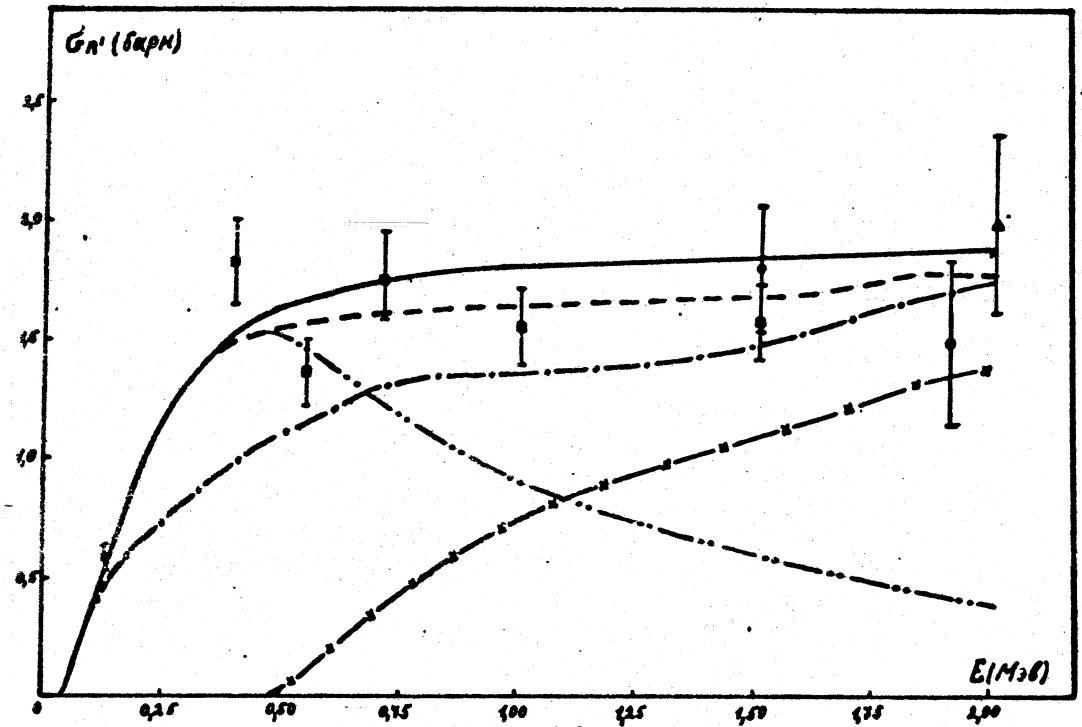


Рис.I. Сравнение различных данных по $\sigma_{n'}$ U^{235} в области до 2 Мэв (экспериментальные данные: ■ – Эрмитажа и др., ● – Книттера и др., ▲ – Бачелора и Билла. ——·—— данные английской библиотеки [25], —— результаты расчета [9], – – – оцененное сечение $\sigma_{n'}$, ——··—— сечение возбуждения разрешенных уровней, ——×—— сечение $\sigma_{n'}^{const}$ возбуждения непрерывного спектра уровней).

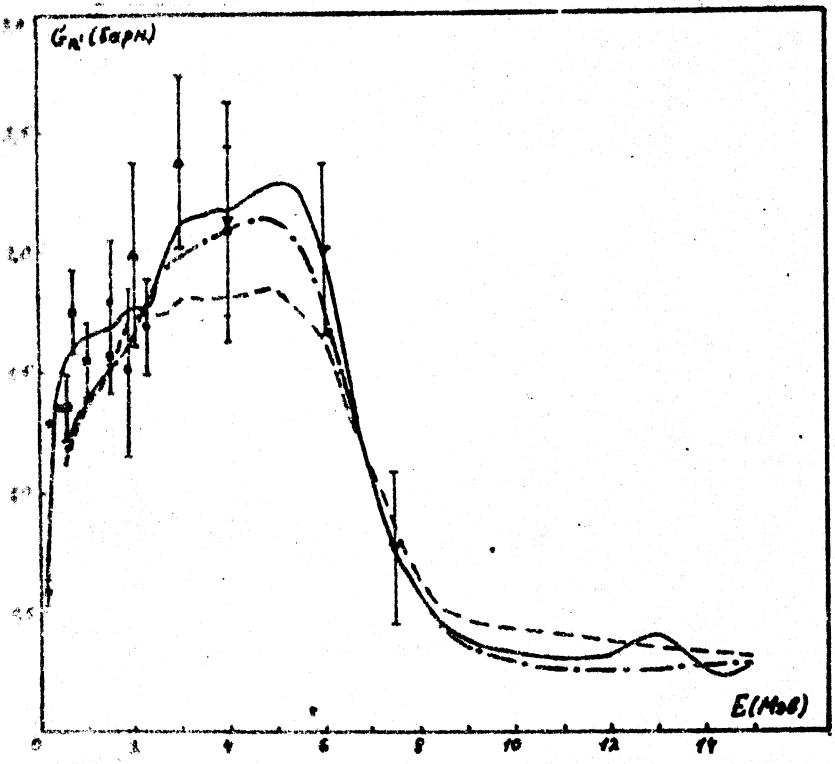


Рис. 2. Сравнение различных данных по $\sigma_{n,f}$ U^{235} в области до 15 Мэв (экспериментальные данные: ■ – Эрмитажа и др., ● – Аллена, ▲ – Гвелора и Вилда, ▼ – Дрейка. – – – данные английской библиотеки, ——— данные немецкой библиотеки, ——— настоящая оценка).

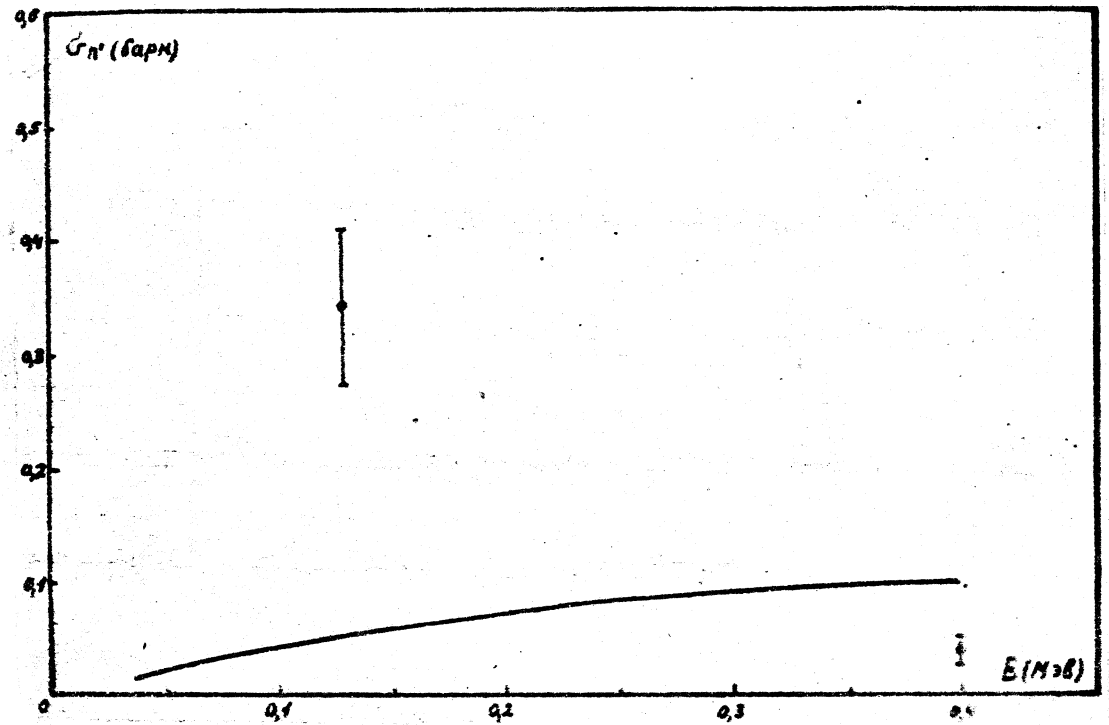


Рис. 3. Сечение возбуждения группы уровней $0 < Q < 25$ кэв (● - эксперимент Брюстера и др., ——— - оценка уровней 0,06 и 13,01 кэв)

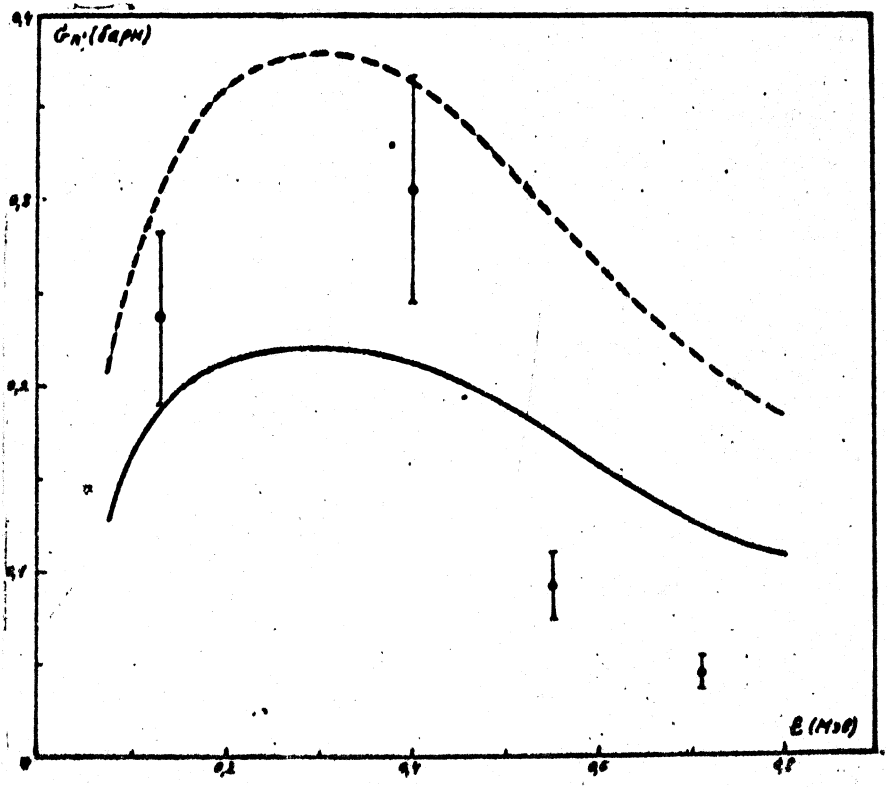


Рис.4. Сечение возбуждения группы уровней 25 0 50 кэв
(● – эксперимент Эрмитажа и др., ——— – оценка уровня 46,I6 кэв, – – – – оценка для уровней 46,I6 и 5I,73 кэв).

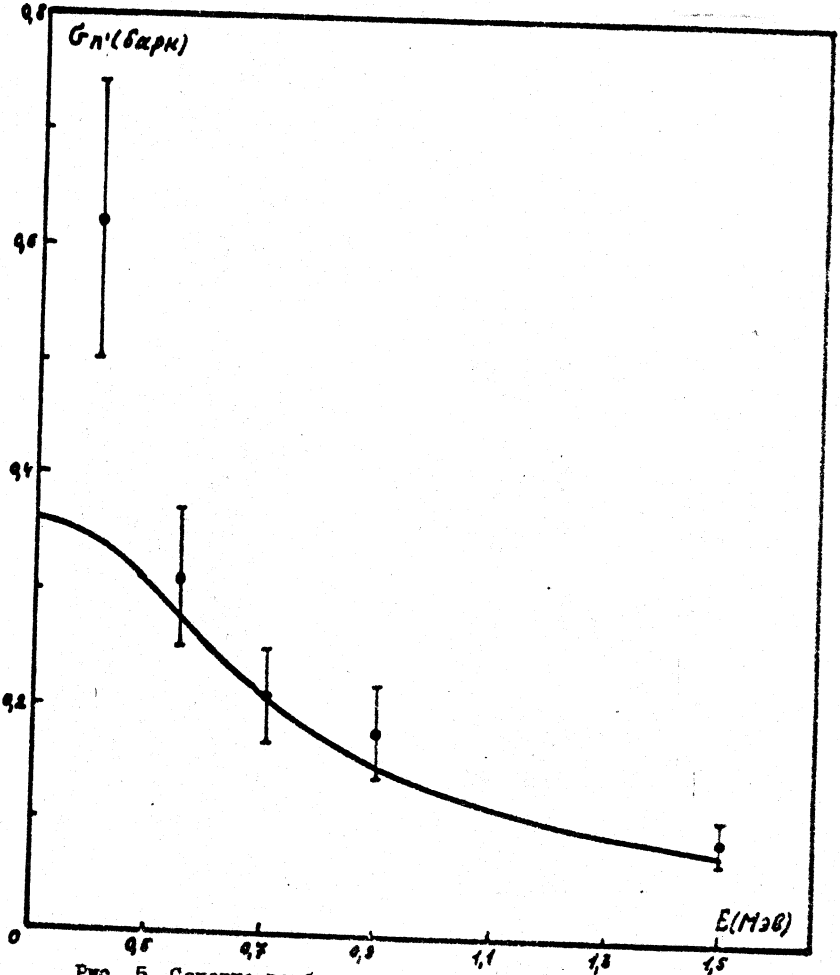


Рис. 5. Сечение возбуждения группы уровней $50 < Q < 100$ кэв (● – эксперимент Эрмитажа и др., ——— – оценка для уровней 51,73 и 81,63 кэв).

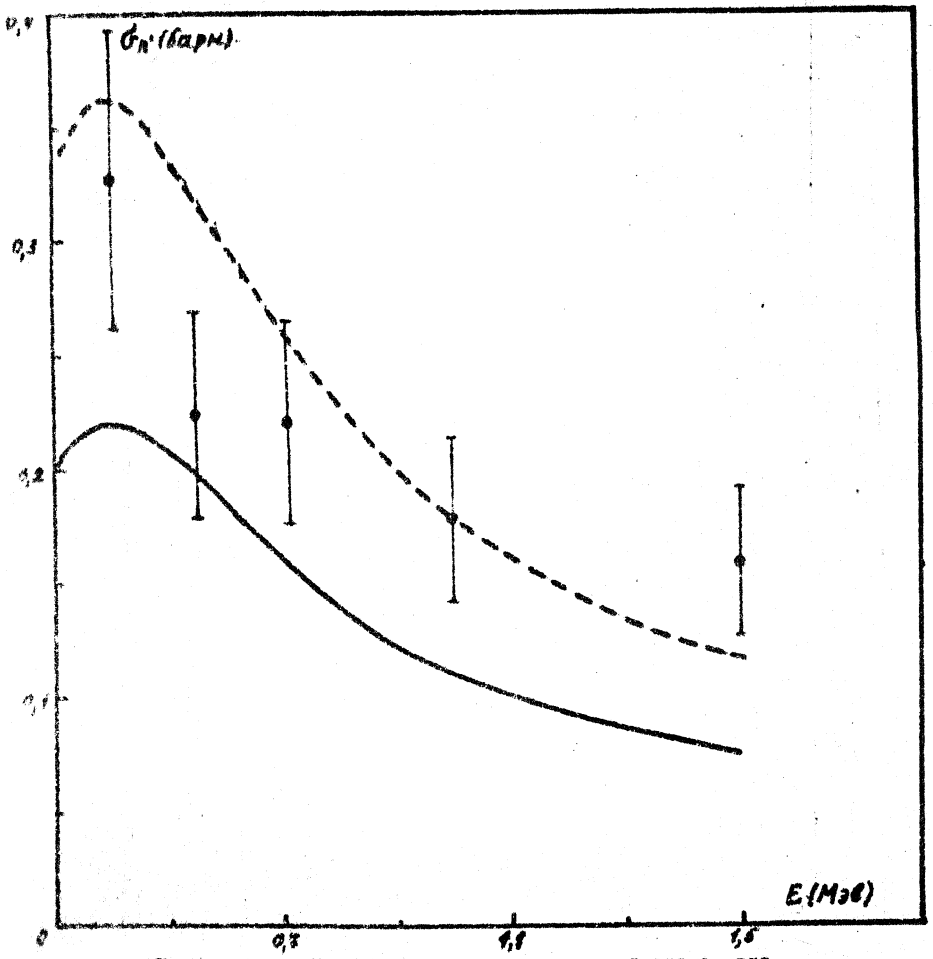


Рис.6. Сечение возбуждения группы уровней 100<Q <150 кэв (● - эксперимент Эрмитажа и др., ——— - оценка для уровней 103,00 и 129,26 кэв, — — — - оценка для уровней 103,00; 129,36 и 150,64 кэв).

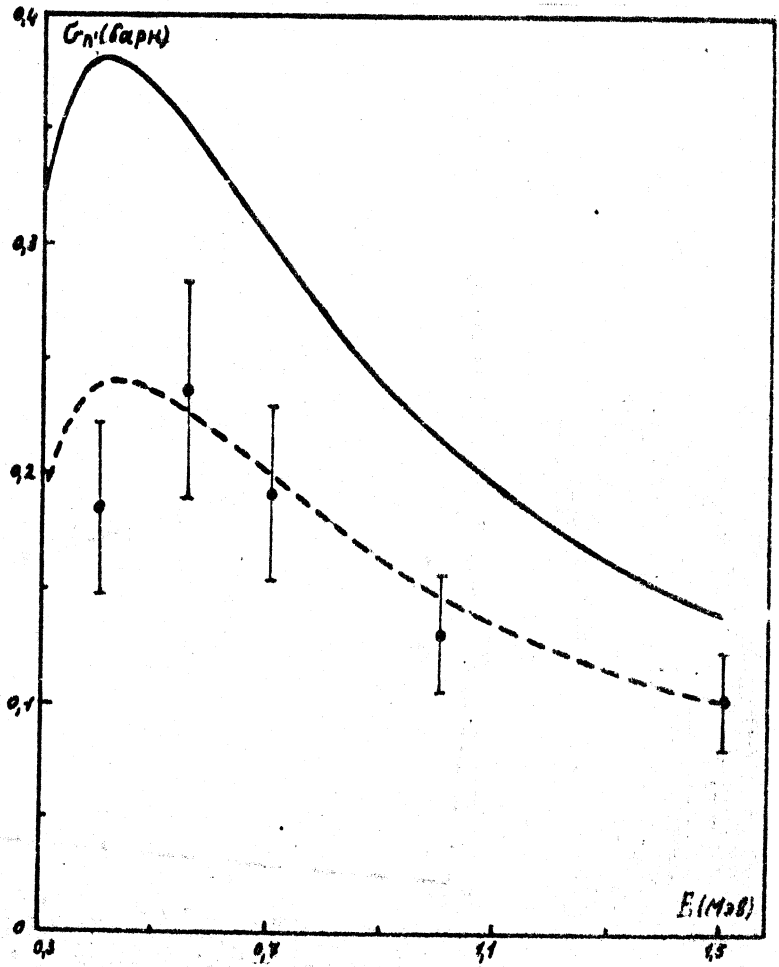


Рис.7. Сечение возбуждения группы уровней 150<Q<200 кэв (● – эксперимент Эрмитажа и др., —— оценка для уровней 150,64; 170,66; 171,41 и 197,13 кэв, – – – оценка для уровней 170,66; 171,41 и 197,13 кэв).

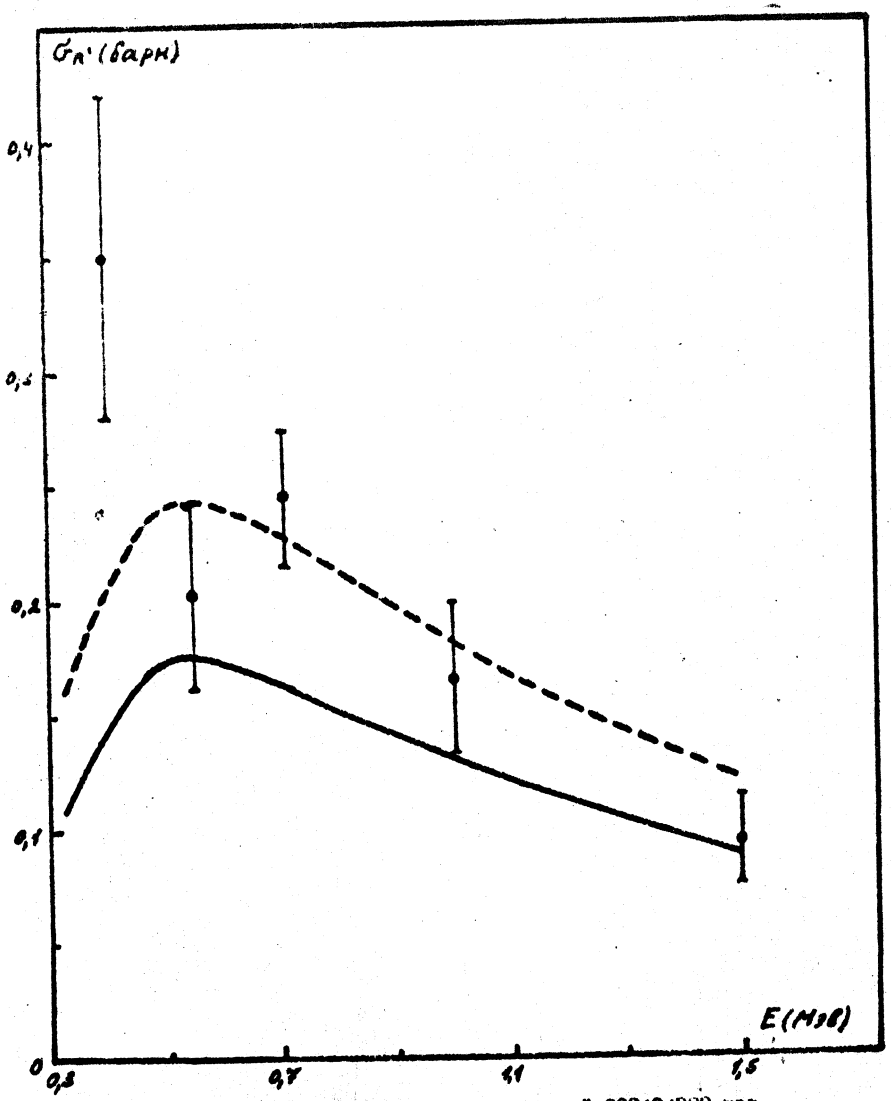


Рис.8. Сечение возбуждения группы уровней 200<Q<300 кэв (● – эксперимент Эрмитажа и др., ——— – оценка для уровней 225,47; 291,13 и 294,67 кэв, – – – – оценка для уровней 197,13; 225,47; 291,13 и 294,67 кэв).

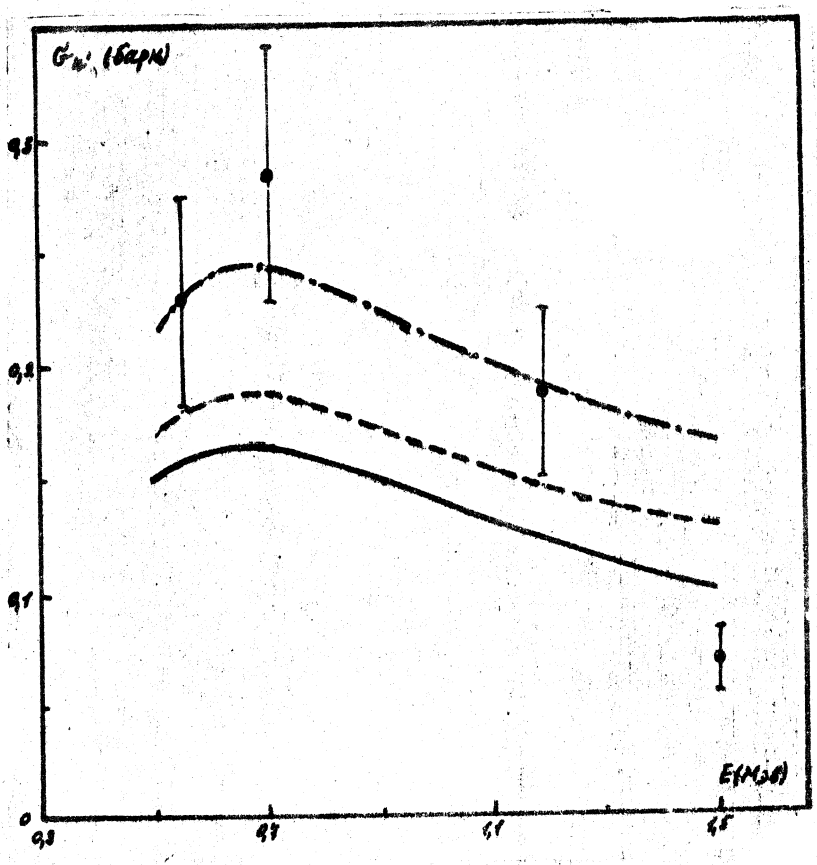


Рис.9. Сечение возбуждения группы уровней 300<Q<400 кэв (● - эксперимент Эрмитажа и др., ——— оценка для уровней 332,73; 367,10; 368,80 и 393,02 кэв, — — — оценка для уровней 294,67; 332,73; 367,10; 368,80 и 393,02 кэв, —·—·— оценка для уровней 294,67; 332,73; 367,10; 368,80, 393,02 и 414,76 кэв).

ЛИТЕРАТУРА

1. Allen R.C. Nucl.Sci.Eng., 2, 787, 1957.
2. Beyster J.R. et al. Phys.Rev., 104, 1319, 1956.
3. Cranberg L.A. Los Alamos Report LA-2177, 1959.
4. Armitage B.H. et al. Int.Conf.Nuclear Data for Reactors, Paris, 1966, v.1, IAEA, p.383, 1967.
5. Drake D.M. Nucl. Phys. A133, 108, 1969.
6. Batchelor B., Wyld K. Report AWRE 055/69, 1969.
7. Knitter H.H. et al. Z.Physik, 257, 108, 1972.
8. Smith A.B., private communication to K.Parker, 1961, quoted in reference: Parker K., AWRE O-82/63, 1963.
9. Андреев В.Н. Сб.: "Нейтронная физика". М., Госатомиздат, 287, 1961.
10. Walt M. Geneva Conf., 1955, P/588; Procced. v.2, p.18,1955.
11. Bethe H.A. et al. Report LA-1939, 1955.
12. Дегтярев Ю.Г. "Атомная энергия", 1965, т.19, с.456.
13. MacGregor M.H. et al. Phys.Rev., 130, 1471, 1963.
14. Дегтярев Ю.Г., Надточий В.Г. "Атомная энергия", 1961, т.11, с.387.
15. Rae E.R. et al. Phys.Rev., 112, 492, 1958.
16. Moldauer P., IAEA Seminar on the Physics of Fast and Intermediate Reactors, Vienna, 1961, v.1, p.171.
17. Базазянц Н.О., Гордеев И.В. "Атомная энергия", 1962, т.13, с.321.
18. Schmidt J.J. KFK Report KFK-120, 1966.
19. Hauser W., Feshbach H., Phys.Rev., 87, 366, 1952.
20. Малышев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер. Атомиздат, 1969.
21. Bohr N., Wheller J., Phys.Rev., 54, 426, 1939.
22. Hill R., Wheller J. Phys.Rev., 89, 1102, 1953.
23. Корж И.А. и др. "Ядерно-физические исследования в СССР", 1967, в.5, с.42.
24. UK - Library, 1971.
25. KEDAK - Немецкая библиотека ядерных данных. 1971.

Библиографический индекс работ сборника в международной системе СИНДА

ISOTOPE	QUANTITY	INSTITUTE	MIN ENERGY	MAX (EV)	REFERENCE	DATE	FIRST AUTHOR, COMMENTS
26-Fe-056	DEL	FEI	9.0^{5}	3.5^{6}	YK 20 29	75	BYCHKØV+.H-F,CALCULATIØN
70-Yb-172	NG	FEI			YK 20 29	75	BYCHKØV+.H-F,SIG(NEUT-E),GRAPH
70-Yb-173	NG	FEI			YK 20 29	75	BYCHKØV+.H-F,SIG(NEUT-E),GRAPH
70-Yb-174	NG	FEI			YK 20 29	75	BYCHKØV+.SIG(NEUT-E),GRAPH
70-Yb-174	DEL	FEI			YK 20 29	75	BYCHKØV+.SIG(NEUT-E),GRAPH
70-Yb-174	DNG	FEI			YK 20 29	75	BYCHKØV+.SIG(NEUT-E),GRAPH
1-D	N2N	FEI	1.0^{-4}	1.5^{6}	YK 20 40	75	BAZAZJANC+.26GRØUP CONST
26-Fe	TØT	FEI	6		YK 20 41	75	VØZJAKØV+.SIG(NEUT-E),TBL
26-Fe	TØT	FEI	2.0^{5}	1.4^{6}	YK 20 46	75	BYCHKØV+.CALCULATIØN
26-Fe	NG	FEI	2.5^{-2}	3.0^{4}	YK 20 46	75	BYCHKØV+.CALCULATIØN
26-Fe-056	DIN	FEI	8.4^{5}	3.0^{6}	YK 20 46	75	BYCHKØV+.EXCIT FN,H-F,ØPTMØD
26-Fe-054	NP	FEI	6		YK 20 46	75	BYCHKØV+.CALCULATIØN
26-Fe-056	NA	FEI	6		YK 20 46	75	BYCHKØV+.CALCULATIØN
26-Fe-054	NP	FEI	6		YK 20 46	75	BYCHKØV+.CALCULATIØN
26-Fe-056	NA	FEI	6		YK 20 46	75	BYCHKØV+.CALCULATIØN
41-Nb-093	EVL	GDR	3.0^{4}	2.0^{7}	YK 20 62	75	HERMSDØRF+.TØT,EL,GAM,INL,EXCIT FNS
68-Er-162	EVL	FEI	2.5^{-2}	1.5^{7}	YK 20 103	75	ZAKHARØVA+.TØT,ELAST,DIFF INELAST
68-Er-164	EVL	FEI	2.5^{-2}	1.5^{7}	YK 20 103	75	ZAKHARØVA+.TØT,ELAST,DIFF INELAST
68-Er-166	EVL	FEI	2.5^{-2}	1.5^{7}	YK 20 103	75	ZAKHARØVA+.TØT,ELAST,DIFF INELAST

Библиографический индекс работ сборника в международной системе СИНДА

Продолжение

ISOTOPE	QUANTITY	INSTITUTE	MIN ENERGY	MAX (EV)	REFERENCE	DATE	FIRST AUTHOR, COMMENTS
68-Er-167	EVL	FEI	2.5^{-2}	1.5^{7}	YK 20 103	75	ZAKHARØVA+.TØT,NG,ELAST,DIFF INELAST
68-Er-168	EVL	FEI	2.5^{-2}	1.5^{7}	YK 20 103	75	ZAKHARØVA+.TØT,NG,ELAST,DIFF INELAST
68-Er-170	EVL	FEI	2.5^{-2}	1.5^{7}	YK 20 103	75	ZAKHARØVA+.TØT,NG,ELAST,DIFF INELAST
92-U-233	EVL	FEI	0.0^{0}	5.0^{6}	YK 20 104	75	PRØKHØRØVA+.NUBAR(NEUT-E),GRAPH,TBL
92-U-235	EVL	FEI	0.0^{0}	5.0^{6}	YK 20 104	75	PRØKHØRØVA+.NUBAR(NEUT-E),GRAPH,TBL
92-U-238	EVL	FEI	0.0^{0}	5.0^{6}	YK 20 104	75	PRØKHØRØVA+.NUBAR(NEUT-E),GRAPH,TBL
94-Pu-239	EVL	FEI	0.0^{0}	5.0^{6}	YK 20 104	75	PROKHØRØVA+.NUBAR(NEUT-E),GRAPH,TBL
92-U-235	EVL	CCP	1.0^{2}	1.0^{5}	YK 20 126	75	ANCIPØV+.TØT,NF,D,STF,TBL, ,RESPARMS
92-U-235	EVL	CCP	UP	1.5^{7}	YK 20 164	75	ANCIPØV+.DIN,LDL DEN LAW,TBL,GRAPHS
92-U-235	EVL	CCP	1.0^{-4}	1.5^{7}	YK 20 195	75	ANCIPØV+.G-SPEC,NF,DIN,ALPHA,NUBAR
92-U-235	EVL	CCP	1.0^{2}	1.5^{7}	YK 20 195	75	ANCIPØV+.TØT,DIN,SEL
92-U-235	EVL	CCP	6		YK 20 195	75	ANCIPØV+.ANGDISTR,N2N,N3N
92-U-235	EVL	CCP	6		YK 20 195	75	ANCIPØV+.DIN,G-SPEC,NG,DIN

DEL - DIFF ELACTIC; NG - N, GAMMA; DNG - INELST GAMMA; DIN - DIFF INELAST; NA - N,ALPHA,
EVL - EVALUATION; N2N - N2N Reaction; TØT - Total XSect; NP - N, Proton

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

I. Л.Н.Усачев. О едином определении погрешности ядерных данных..... 3
2. В.Н.Виноградов, Е.В.Гай, Н.С.Работнов. Резонансный анализ сечений ядерных реакций с использованием приближения Паде..... I3
3. В.М.Бычков, В.С.Шорин. Средние нейтронные сечения в статистической теории ядерных реакций 29
4. Н.О.Базазянц, А.С.Забродская, А.Ф.Ларина и др. Нейтронные сечения дейтерия в области энергий от 0,0001 эв до I5 Мэв..... 40
5. В.В.Возяков, В.В.Филиппов. О степени выявленности детального хода полного сечения железа для промежуточных и быстрых нейтронов..... 4I
6. В.М.Бычков, В.В.Возяков, В.Н.Манохин и др. Оценка нейтронных сечений железа..... 46
7. D.Hermsdorf, G.Kiesig, D.Seeliger. Neutron cross section evaluation for ^{93}Nb in the energy range from 30 KeV to 20 MeV..... 62
8. Ю.И.Григорьян, Ф.Е.Чукреев. Распад ^{144}Ce, ^{144}Pr, ^{144}Pm 89
9. С.М.Захарова, Л.П.Абагян, Н.О.Базазянц и др. Нейтронные сечения естественного эрбия и его стабильных изотопов..... I03
I0. Л.И.Прохорова, В.П.Платонов, Г.Н.Смиренкин. Оценка данных $\bar{\nu}(E)$ для ^{233}U, ^{235}U, ^{238}U и ^{239}Pu I04
II. Г.В.Анципов, В.А.Коньшин, Е.Ш.Суховицкий. Оценка средних параметров ^{235}U в области неразрешенных резонансов..... I26
I2. Г.В.Анципов, В.А.Коньшин, В.П.Коренной и др. Оценка сечения неупругого рассеяния нейтронов ^{235}U I64

ВОПРОСЫ
АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ
Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ
Выпуск 20
Часть I

Корректор Г.И.Семенова
ТБ-02529 от 22.10.75. Объем 8,1 авт.л. Тираж 350 экз.
Цена 61 коп. Заказ № 646
Отпечатано на ротапринте ФЭИ, декабрь 1975 г.

Замеченные опечатки

Рисунки I,2,3 на стр. 37–39 относятся к работе Ю.И.Григорьяна, Ф.Е.Чукреева "Распад ^{144}Ce, ^{144}Pr, ^{144}Pm". (Ч.I. стр.89–I02).