

International Atomic Energy Agency

INDC(CCP)-262

---

**INDC**

**INTERNATIONAL NUCLEAR DATA COMMITTEE**

---

**Радиационный  
захват  
нейтронов  
СПРАВОЧНИК**

*Согласовано с Государственной службой  
стандартных справочных данных*

---

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

**Радиационный  
захват  
нейтронов  
СПРАВОЧНИК**

*Согласовано с Государственной службой  
стандартных справочных данных*



МОСКВА ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ 1986

Рецензент Б. Д. Кузьминов

## Предисловие

**Радиационный захват нейтронов: Справочник / Т. С. Беланова, А. В. Игнатюк, А. Б. Пашенко, В. И. Пляскин. — М.: Энергоатомиздат, 1986. — 248 с.: ил.**

Для всех стабильных и экспериментально изученных радиоактивных нуклидов приведены оцененные данные по сечениям захвата и поглощения тепловых нейтронов, по резонансным интегралам и средним сечениям захвата нейтронов с энергией 30 кэВ. Представлена имеющаяся совокупность экспериментальных данных о сечениях радиационного захвата быстрых нейтронов с энергиями от 1 кэВ до 14 МэВ, а также рекомендуемые для широкого диапазона энергий оцененные сечения радиационного захвата для основных элементов ядерных реакторов и радиационной защиты.

Для научных работников, инженеров, аспирантов и студентов вузов, специализирующихся в ядерной физике и ее прикладных направлениях.

Р 2304000000—083 195—85  
051(01)—86

ББК 31.46

Тамара Семеновна Беланова, Анатолий Владимирович Игнатюк,  
Анатолий Борисович Пашенко, Владислав Иванович Пляскин

### РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ НЕЙТРОНОВ

Редактор *В.А. Острейковский*

Редактор издательства *В.В. Климов*

Художественный редактор *А.Т. Кирьянов*

Технические редакторы *Г.Н. Лядухина, Л.В. Осипова*

Корректор *С.В. Малышева*

Операторы *Н.С. Потемина, М.А. Панфилова*

ИБ № 954

Набор выполнен в Энергоатомиздате на Композере ИБМ-82. Подписано в печать 08.01.86. Т-03307. Формат 60х90 1/16. Бумага офсетная №1 Печать офсетная. Усл. печ. л. 15,5. Усл. кр.-отт. 15,5. Уч.-изд. л. 18,93. Тираж 1475 экз. Заказ 1055 Цена 1 р. 30 к.

Энергоатомиздат, 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10

Московская типография №6 Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли

109088, Москва, Ж-88, Южнопортовая ул., 24

© Энергоатомиздат, 1986

Неослабевающий интерес к исследованиям радиационного захвата нейтронов обусловлен, с одной стороны, важной ролью этого процесса в изучении многих фундаментальных свойств ядерных реакций и, с другой стороны, широким применением данных о сечениях захвата в разнообразных приложениях ядерной физики. Сечениями радиационного захвата нейтронов в значительной мере определяются основные физические характеристики ядерных тепловых и быстрых реакторов. С радиационным захватом тесно связано применение методов активационного анализа в технике, геологии, медицине и других отраслях народного хозяйства.

В данном справочнике мы стремились собрать в компактной форме основную информацию о радиационном захвате нейтронов, необходимую для широкого круга научных и инженерно-технических работников. От предыдущих изданий, содержащих аналогичную информацию, справочник отличается не только современным уровнем компиляции данных, но и критическим отбором из всего разнообразия имеющихся измерений наиболее надежных рекомендуемых данных. Мы надеемся, что такой отбор будет полезен специалистам, использующим в своей работе ядерные данные, но не имеющим возможности углубляться в тонкости современных экспериментальных исследований нейтронных сечений.

В первой главе справочнике рассмотрены современные физические представления о механизмах ядерных реакций и обсуждены основные теоретические модели, используемые для описания наблюдаемых сечений радиационного захвата нейтронов. Привлечение теоретических моделей к анализу ядерных данных позволяет оценить сечения реакций для тех диапазонов энергий, где отсутствует экспериментальная информация, а также повысить надежность отбора из всей совокупности экспериментальных измерений более достоверных результатов. Рекомендуемые оцененные данные по сечениям захвата и поглощения тепловых нейтронов, по резонансным интегралам и средним сечениям захвата нейтронов с энергией 30 кэВ приведены во второй главе. В третьей главе собраны средние параметры нейтронных резонансов, характеризующие усредненные сечения взаимодействия нейтронов в области неразрешенных резонансов. Для важнейших

топливных и конструктивных элементов ядерных реакторов, основных материалов защиты ядерных установок, а также продуктов деления ядер, отравляющих ядерное топливо, в четвертой главе приведены рекомендуемые оцененные сечения радиационного захвата нейтронов. В приложении представлена компиляция имеющихся экспериментальных данных о сечениях радиационного захвата быстрых нейтронов. Приведены также стандартные сечения, рекомендуемые МАГАТЭ для использования при измерениях сечений радиационного захвата нейтронов.

Авторы глубоко признательны С. М. Захаровой, В. Н. Кононову и В. А. Толстикovu за обсуждение экспериментальных данных и результатов их анализа, В. С. Шорину за помощь в рассмотрении астрофизических приложений сечений радиационного захвата, А. И. Блохину, И. В. Кравченко и М. В. Улаевой за помощь в компиляции групповых сечений захвата, О. Т. Грудзевичу, А. В. Зеленецкому, Е. В. Моргаевой, Н. Л. Пустынской и М. В. Скриповой за помощь в подготовке рисунков и оформлении таблиц.

## Глава 1

### ОСНОВНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О РАДИАЦИОННОМ ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНОВ

Радиационный захват нейтронов, наряду с процессами упругого и неупругого рассеяния, является одной из наиболее общих ядерных реакций, которую можно наблюдать практически для всех стабильных ядер. Интенсивное изучение этой реакции ведется на протяжении уже более 50 лет. За это время накоплена обширная экспериментальная информация, представляющая значительный интерес как для развития фундаментальных положений теории атомных ядер, так и для решения широкого круга прикладных задач ядерной физики и энергетики.

В данной главе рассмотрены основные черты современных представлений о взаимодействии нейтронов с ядрами и процессе захвата нейтронов с последующим испусканием гамма-квантов.

#### 1.1. Резонансная структура нейтронных сечений

С тех пор как в 1935 г. группой Ферми были обнаружены специфические черты взаимодействия нейтронов низких энергий с атомными ядрами [1], их исследование составило важный раздел ядерной физики и привело к созданию основополагающих представлений теории ядерных реакций.

Чтобы объяснить наблюдавшиеся быстрые изменения сечений взаимодействия нейтронов в пределах узких интервалов энергий, Н. Бором была предложена модель составного ядра [2]. Согласно этой модели, энергия, внесенная нейтроном в ядро, достаточно быстро распределяется между всеми нуклонами. Так как маловероятно, чтобы при этом на какой-либо из частиц сконцентрировалась значительная энергия, необходимая для вылета из ядра, то образовавшееся возбужденное ядро будет существовать в течение значительного времени, претерпевая большое число столкновений и обменов энергией между нуклонами, прежде чем произойдет ее распад путем испускания частицы или электромагнитного излучения. Большое время жизни промежуточного возбужденного ядра позволяет представить ядерную реакцию в виде двух практически независимых стадий: образования возбужденного составного ядра и распада составного ядра на продукты реакции. Предположение о независимости распада составного ядра от способа его образования использовалось в качестве основного принципа во многих более поздних работах, посвященных построению формального и строгого вывода соотношений для сечений ядерных реакций [3–7].

Согласно общей стационарной теории рассеяния для описания сечений реакций достаточно знать матрицу столкновений или  $S$ -матрицу

[6, 7]. Элементы этой матрицы  $S_{ab}$  характеризуют асимптотическую величину амплитуды расходящейся волны в канале  $b$ , возникающей при воздействии на ядро плоской волной единичной амплитуды в канале  $a$ . Проинтегрированное по углам сечение реакции связано с элементами  $S$ -матрицы соотношением

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda_a^2 g_a |\delta_{ab} - S_{ab}|^2, \quad (1.1)$$

где  $\lambda_a$  — длина волны налетающей частицы;  $g_a = (2J + 1)/(2s_a + 1)(2I_a + 1)$  — спиновый множитель, определяемый полным угловым моментом  $J$  и спинами частицы  $s_a$  и ядра-мишени  $I_a$ . Индексами  $a$  и  $b$  здесь обозначен полный набор квантовых чисел, необходимых для идентификации каналов, т. е. начального и конечного состояния участвующих в реакции частиц и ядер, а также их относительного движения.

Основными свойствами матрицы столкновений является условие симметрии

$$S_{ab} = S_{ba}, \quad (1.2)$$

отражающее инвариантность задачи рассеяния по отношению к обращению времени, а также условия унитарности

$$\sum_b S_{ab} S_{cb}^* = \delta_{ac}, \quad (1.3)$$

которое вытекает из требования сохранения потока частиц в реакции.

Используя условие (1.3), можно выразить суммарные сечения всех реакций, выводящих частицу из канала  $a$ , а также сечение взаимодействия частицы в канале  $a$  с ядром через элементы лишь одного канала упругого рассеяния

$$\sigma_r = \sum_{b \neq a} \sigma_{ab} = \pi \lambda_a^2 g_a (1 - |S_{aa}|^2), \quad (1.4)$$

$$\sigma_t = \sum_b \sigma_{ab} = 2\pi \lambda_a^2 g_a (1 - \text{Re } S_{aa}).$$

Если наблюдаемые в эксперименте сечения формируются за счет наложения многих входных или выходных каналов, то соотношения (1.4) необходимо просуммировать по соответствующим нефиксируемым квантовым характеристикам каналов.

Для нейтронов низких энергий весьма хорошим приближением элементов  $S$ -матрицы является формула Брейта—Вигнера [3]

$$S_{ab} = \exp[-i(\varphi_a + \varphi_b)] \left( \delta_{ab} - \frac{if_r a f_r b}{E - E_r - \Delta_r + i\Gamma_r/2} \right), \quad (1.5)$$

где  $E_r$  — энергия резонансного уровня возбужденного составного ядра,  $\Delta_r$  — сдвиг уровня за счет каналов распада,  $\varphi_a$  — фаза потенциального рассеяния нейтрона и  $f_{ra}$  — амплитуды парциальных ширин, связанные с парциальными  $\Gamma_{ra}$  и полными  $\Gamma_r$  ширинами резонансов соотношениями

$$\Gamma_{ra} = f_{ra}^2, \quad \Gamma_r = \sum_a \Gamma_{ra}. \quad (1.6)$$

Резонансный характер зависимости матрицы столкновений следует из весьма общих физических представлений о распределении энергии в квазистационарном состоянии [6, 7]. Для изолированных резонансов амплитуды  $f_{ra}$  и фазы  $\varphi_a$  являются действительными числами. Полная ширина резонанса в этом случае непосредственно определяет время жизни квазистационарного состояния  $\tau_r = \hbar/\Gamma_r$ . Анализируя резонансную структуру нейтронных сечений, мы, по сути дела, извлекаем прямую экспериментальную информацию о времени жизни составного ядра.

Подставляя (1.5) в (1.1), получим формулу Брейта—Вагнера для сечения реакции  $(a, b)$

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda_a^2 g_a \frac{\Gamma_{ra} \Gamma_{rb}}{(E_r - E)^2 + \Gamma_r^2/4}. \quad (1.7)$$

В такой записи сдвиг уровня  $\Delta_r$  включен в определение энергии резонанса  $E_r$ . Аналогичным образом для сечения упругого рассеяния получим

$$\sigma_s = \pi \lambda_a^2 g_a \left\{ 4 \sin^2 \varphi_a + \frac{\Gamma_{ra} [\Gamma_{ra} - 2(E_r - E) \sin 2\varphi_a - \Gamma_r (1 - \cos 2\varphi_a)]}{(E_r - E)^2 + \Gamma_r^2/4} \right\}. \quad (1.8)$$

В сечении рассеяния резонансный пик накладывается на медленно изменяющийся фон сечения потенциального рассеяния, определяемого первым слагаемым соотношения (1.8), и вследствие интерференции между потенциальным и резонансным рассеянием искажается форма резонанса.

При применениях формулы Брейта—Вагнера следует иметь в виду, что полная ширина  $\Gamma_r$ , парциальные ширины  $\Gamma_{ra}$ , а также смещение уровня  $\Delta_r$  — в общем случае зависят от энергии. В окрестностях резонанса эти зависимости, как правило, не существенны. Однако, при значительном удалении от резонанса их необходимо учитывать.

Обычно нейтронные ширины резонансов представляют в виде произведения

$$\Gamma_{rn} = \Gamma_{rn}^{(l)} \sqrt{E} P_l(E), \quad (1.9)$$

в котором два последних множителя характеризуют проницаемость потенциального барьера, препятствующего вылету нейтрона из ядра. Величину  $\Gamma_{rn}^{(l)}$ , которая определяется внутренней структурой квазистационарного уровня составного ядра, называют приведенной нейтронной шириной. Энергетическую зависимость проницаемости центробежного барьера  $P_l(E)$ , фазы потенциального рассеяния  $\varphi_l(E)$  и сдвига уровня  $\Delta_l(E)$  чаще всего принимают соответствующими рассеянию нейтронов на непроницаемой сфере [6, 7]. Для нижайших значений орбитального момента вид этих функций приведен в табл. 1.1. Как правило при расчетах факторов проницаемости  $P_l$  используется "стандартизированное" определение радиуса канала

$$R = (1,23A^{1/3} + 0,8), \text{ фм.}$$

Таблица 1.1. Проницаемость нейтронного барьера  $P_l$ , фаза потенциального рассеяния  $\varphi_l$  и сдвиг уровней  $\Delta_l$  для непроницаемой сферы радиуса  $R^*$

$l$	$P_l$	$\varphi_l$	$\Delta_l$
0	1	$\rho$	0
1	$\frac{\rho^2}{1+\rho^2}$	$\rho - \arctg \rho$	$\frac{1}{1+\rho^2}$
2	$\frac{\rho^4}{9+3\rho^2+\rho^4}$	$\rho - \arctg\left(\frac{3\rho}{3-\rho^2}\right)$	$\frac{3(6+\rho^2)}{9+3\rho^2+\rho^4}$

\*  $\rho = R/\lambda_n$

Такое соглашение не распространяется, однако, на определение радиуса для фаз потенциального рассеяния  $R'$ , который выбирают либо непосредственно из анализа экспериментальных данных, либо опираясь на расчеты потенциального рассеяния нейтронов в рамках оптической модели (см. ниже). Как следствие этого, эффективное значение радиуса  $R'$  может существенно отличаться от  $R$  и быть разным для различных орбитальных моментов.

При очень низких энергиях сечения нейтронных реакций определяются нейтронами с нулевым орбитальным моментом (так называемые  $s$ -нейтроны). Поскольку нейтронные ширины пропорциональны  $\sqrt{E}$ , а длина волны  $\lambda_n$  обратно пропорциональна  $\sqrt{E}$ , то в области  $E \ll E_r$  соотношение (1.7) можно переписать в виде

$$\sigma_{nx} = \pi \lambda_r^2 \sqrt{\frac{E_r}{E}} \frac{\Gamma_m(E=E_r) \Gamma_{rx}}{E_r^2} \quad (1.10)$$

Из этой формулы видно, что при стремлении энергии к нулю сечение реакций увеличивается по закону  $1/\sqrt{E}$ . Для сечения упругого рассеяния в области низких энергий имеем

$$\sigma_s = 4\pi(R')^2 + 4\pi\lambda_n R' g_n \frac{\Gamma_r}{E_r} + \pi\lambda_n^2 g_n \frac{\Gamma_{rn}^2}{E_r^2} \quad (1.11)$$

Так как  $\Gamma_r \ll E_r$ , то сечение упругого рассеяния при понижении энергии стремится к асимптотическому пределу, определяемому эффективным значением радиуса потенциального рассеяния  $R'$ .

Соотношения (1.5÷1.11) демонстрируют простейший пример одноуровневого описания резонансной структуры нейтронных сечений. В реальной ситуации наблюдаемые сечения определяются вкладом многих резонансов. Если ширины резонансов оказываются много меньшими, чем расстояние между резонансами, то результирующее сечение можно представить как суперпозицию независимых вкладов изолированных резонансов, т. е. как сумму резонансных слагаемых формул (1.7) и (1.8).

Многоуровневое описание нейтронных сечений можно улучшить, если суммирование резонансных слагаемых осуществить непосредственно

в  $S$ -матрице, т. е. использовать многоуровневую формулу Брейта–Вигнера

$$S_{ab} = \exp[-i(\varphi_a + \varphi_b)] \left( \delta_{ab} - i \sum_r \frac{f_{ra} f_{rb}}{E - E_r - \Delta_r + i\Gamma_r/2} \right) \quad (1.12)$$

Соотношения для сечений упругого рассеяния и неупругих реакций в этом случае примут вид:

$$\sigma_s = 4\pi\lambda_a^2 g_a \left\{ \sin^2 \varphi_a + \sum_r \left[ \frac{\Gamma_{ra}^2}{\Gamma_r^2} (\psi_r \operatorname{Re} C_{raa} + \chi_r \operatorname{Im} C_{raa}) - \frac{\Gamma_{ra}}{\Gamma_r} \psi_r \right] + \sum_r \frac{\Gamma_{ra}}{\Gamma_r} (\psi_r \cos 2\varphi_a + \chi_r \sin 2\varphi_a) \right\}, \quad (1.13)$$

$$\sigma_{ab} = 4\pi\lambda_a^2 g_a \sum_r \frac{\Gamma_{ra} \Gamma_{rb}}{\Gamma_r^2} (\psi_r \operatorname{Re} C_{rab} + \chi_r \operatorname{Im} C_{rab}),$$

где использованы функции

$$\psi_r = \frac{\Gamma_r^2/4}{(E - E_r)^2 + \Gamma_r^2/4}; \quad \chi_r = \frac{(E - E_r)\Gamma_r/2}{(E - E_r)^2 + \Gamma_r^2/4}; \quad (1.14)$$

и величина

$$C_{rab} = 1 + \sum_{s \neq r} \left( \frac{\Gamma_{sa} \Gamma_{sb}}{\Gamma_{ra} \Gamma_{rb}} \right)^{1/2} \frac{i\Gamma_r}{E_r - E_s + i(\Gamma_r + \Gamma_s)/2}, \quad (1.15)$$

характеризующая интерференцию резонансов. Учет интерференции резонансов, как правило, существенно улучшает описание сечений упругого рассеяния и полных нейтронных сечений в широком диапазоне энергий, когда межрезонансные изменения сечений определяются "хвостами" многих резонансов.

Как одноуровневая (1.5), так и многоуровневая (1.12) формулы Брейта–Вигнера справедливы только в условиях небольшого перекрытия резонансов. Если ширины резонансов становятся сравнимыми с межрезонансными расстояниями, то амплитуды парциальных ширин распада различных резонансов становятся скоррелированными и такие корреляции начинают играть определяющую роль в описании интерференционных эффектов. В этих условиях необходимо использовать более общие модели многоуровневого описания нейтронных сечений [4, 5, 7]. Достаточно полное обсуждение таких моделей содержится в монографиях [8, 9], а также в обзорах [10], посвященных прикладным аспектам анализа нейтронных сечений.

Следует заметить, что при анализе резонансной структуры нейтронных сечений необходимо учитывать искажения резонансов за счет конечного разрешения нейтронного спектрометра и доплеровского уширения, связанного с тепловым движением ядер в мишени. Обычно предполагается, что распределение скоростей ядер в мишени можно аппроксимировать

распределением Максвелла с эффективной температурой  $T_{эф}$ . Распределение энергий  $E'$  относительного движения ядер в мишени в этом приближении имеет вид:

$$f(E, E') dE' = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta} \exp \left[ -\frac{(E - E')^2}{\Delta^2} \right] dE', \quad (1.16)$$

где величину  $\Delta = 2 \sqrt{T_{эф} E / (A + 1)}$  называют доплеровской шириной. Чтобы учесть отличие распределения скоростей ядер мишени от максвелловского распределения скоростей частиц в идеальном газе, эффективная температура  $T_{эф}$  выбирается, как правило, несколько большей, чем действительная температура мишени. Это превышение оценивается на основе простой дебаевской модели спектров колебаний атомов твердого тела [13]. Наблюдаемое на эксперименте сечение представляет собой результат усреднения сечений в системе центра масс по распределению (1.16)

$$\bar{\sigma}(E) = \int_0^{\infty} \sigma(E') f(E, E') dE'. \quad (1.17)$$

Подставляя сюда формулы Брейта-Вигнера, получим прежний вид соотношений (1.13), но вместо функций (1.14) в них будут входить функции

$$\psi_r(\beta, x) = \frac{1}{\beta \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dy \exp \left[ -\frac{(x - y)^2}{\beta^2} \right] (1 + y^2)^{-1}, \quad (1.18)$$

$$\chi_r(\beta, x) = \frac{1}{\beta \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dy \exp \left[ -\frac{(x - y)^2}{\beta^2} \right] y (1 + y^2)^{-1},$$

где  $x = 2(E - E_r) / \Gamma_r$ ;  $\beta = 2 \Delta / \Gamma_r$ . Функции (1.18) широко используются не только в ядерной физике, но и в теории атомных спектров. Для их вычисления имеются как табулированные выражения через интеграл вероятности от комплексного аргумента [9], так и быстродействующие вычислительные программы [14]. Из вида функций (1.18) не трудно убедиться, что тепловое движение ядер мишени приводит к уширению резонансов по сравнению с брейт-вигнеровским описанием (1.14). Так как интегралы от функций  $\psi(x)$  и  $\chi(x)$  не зависят от температуры, то при таком уширении остается, однако, неизменной площадь под резонансной кривой.

Для легких и средних ядер учет доплеровского уширения играет сравнительно небольшую роль при описании широких  $s$ -резонансов, но становится принципиально важным при анализе узких  $p$ - и  $d$ -резонансов. Для тяжелых ядер учет уширения существенен и при рассмотрении большинства  $s$ -резонансов. Аналогично доплеровскому уширению можно описать уширение резонансов за счет конечного разрешения нейтронных спектрометров. Величина  $\Delta$  в этом случае характеризует разрешающую способность спектрометра.

Усилиями многих лабораторий в настоящее время накоплена обширная экспериментальная информация о параметрах нейтронных резонансов [11, 12]. Одной из наиболее характерных особенностей таких данных являются значительные флуктуации нейтронных ширин индивидуальных резонансов, отражающие сложную структуру возбуждаемых резонансных состояний ядер.

В области изолированных резонансов парциальные ширины являются квадратами вещественных амплитуд (1.6), которые, в свою очередь, представляют собой интегралы перекрытия волновой функции составного ядра и волновой функции, описывающей ядро-мишень и вылетающую частицу. Ввиду сложной природы состояний составного ядра произведение волновых функций оказывается столь быстро осциллирующей величиной, что положительные и отрицательные вклады почти погашают друг друга. Интеграл перекрытия в этих условиях будет близок к нулю, и для различных состояний он может с примерно равной вероятностью отклоняться как в положительную, так и в отрицательную сторону. Но в этом случае естественно предположить, что распределение приведенных амплитуд резонансов должно иметь гауссовский вид

$$P(f_n) df_n = \frac{1}{\sqrt{2\pi \langle f_n^2 \rangle}} \exp \left( -\frac{f_n^2}{2 \langle f_n^2 \rangle} \right) df_n, \quad (1.19)$$

где угловыми скобками обозначено среднее значение дисперсии амплитуд, совпадающее со средней приведенной шириной  $\langle \Gamma_n \rangle = \langle f_n^2 \rangle$ . Приняв распределение (1.19) в качестве гипотезы, Портер и Томас получили распределение приведенных парциальных ширин резонансов [15]

$$P(\Gamma_n) d\Gamma_n = \frac{1}{\sqrt{2\pi \Gamma_n \langle \Gamma_n \rangle}} \exp \left( -\frac{\Gamma_n}{2 \langle \Gamma_n \rangle} \right) d\Gamma_n. \quad (1.20)$$

На рис. 1.1 распределение (1.20) показано в сравнении с экспериментальными данными о приведенных нейтронных ширинах  $s$ -резонансов, наблюдаемых в реакции  $^{238}\text{U} + n$ . Аналогичные результаты в настоящее время получены для сравнительно широкого круга ядер [16].

Распределение Портера-Томаса соответствует предположению, что парциальная ширина обусловлена только одним каналом распада резонанса. Если в ширину вносят вклад несколько каналов, то искомое распределение можно найти, суммируя вклады всех каналов. Если средние парциальные ширины для  $\nu$  независимых каналов одинаковы, то распределение полных ширин распада по этим каналам будет описываться распределением  $\chi^2_\nu$  с  $\nu$  степенями свободы:

$$P_\nu(\Gamma) d\Gamma = \left[ \frac{\nu \Gamma}{2 \langle \Gamma \rangle} \right]^{\nu/2} \frac{\exp(-\nu \Gamma / 2 \langle \Gamma \rangle)}{\left( \frac{\nu}{2} - 1 \right)! \Gamma} d\Gamma. \quad (1.21)$$

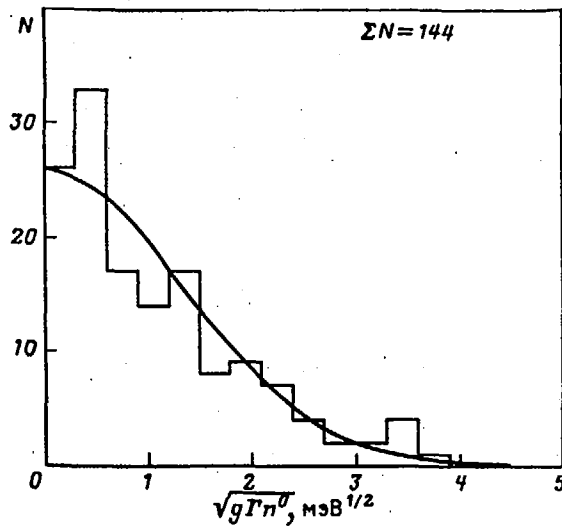


Рис. 1.1. Распределение приведенных нейтронных ширин  $s$ -резонансов в реакции  $^{238}\text{U}+n$  (гистограмма) [16]. Сплошная кривая – распределение Портера–Томаса

Такому распределению соответствуют флуктуации ширин

$$\langle (\Gamma - \langle \Gamma \rangle)^2 \rangle = \frac{2}{\nu} \langle \Gamma \rangle^2. \quad (1.22)$$

Эти флуктуации максимальны для одноканального распределения (1.20) и уменьшаются с ростом числа каналов.

Наряду с распределением ширин резонансов значительный интерес представляют также статистические закономерности распределения расстояний между резонансами. Для построения таких распределений принципиально важным является учет остаточного взаимодействия, которое приводит к хорошо известному в квантовой механике явлению отталкивания уровней. Учтя такое отталкивание в рамках сравнительно простой модели, Вигнер получил распределение расстояний между ближайшими уровнями с одинаковым спином и четностью [17]

$$P(E)dE = \frac{\pi E}{2D^2} \exp\left(-\frac{\pi E^2}{4D^2}\right) dE, \quad (1.23)$$

где  $D$  – среднее расстояние между уровнями.

Чтобы лучше исследовать явление отталкивания уровней, Вигнер предложил рассматривать гамильтониан системы как случайную матрицу [17]. Главной идеей такого подхода является замена матричных элементов остаточного взаимодействия сложных физических систем случайными переменными с простым статистическим распределением. Первоначально исследовался так называемый гауссовый ортогональный ансамбль [18], который состоит из вещественных симметричных матриц со статисти-

чески независимыми элементами и имеет распределение собственных значений, инвариантное относительно вращения в гильбертовом пространстве. Для матриц размерности  $2 \times 2$  в таком ансамбле распределение расстояний между двумя собственными значениями совпадает с распределением Вигнера (1.23). Для матриц более высокой размерности различия хотя и возникают, но оказываются весьма незначительными. Это можно видеть из табл. 1.2, где приведено сравнение распределения (1.23) с распределением расстояний между собственными значениями матрицы очень большой размерности [18].

Вся проблема распределения расстояний между уровнями была поставлена на более строгую формальную основу в работах Дайсона [19]. Им была подвергнута критике гипотеза статистической независимости матричных элементов и введен круговой ортогональный ансамбль, с помощью которого распределение собственных значений случайных матриц может быть исследовано без конкретизации общей энергетической зависимости плотности уровней. Привлекая аналогию с электростатикой, Дайсон продемонстрировал физический смысл понятия отталкивания уровней, уточнил поведение функции распределения расстояний между уровнями для больших расстояний, а также исследовал корреляции дальнего порядка в распределении уровней.

Таблица 1.2. Распределение расстояний между уровнями одинакового спина и четности

$E/D$	Точное распределение	Распределение Вигнера	$E/D$	Точное распределение	Распределение Вигнера
0	0	0	1,400	0,459	0,471
0,255	0,395	0,380	1,910	0,173	0,170
0,509	0,663	0,652	2,419	0,043	0,038
0,891	0,793	0,750	2,928	0,006	0,005

Чтобы привести локальные статистические свойства уровней в соответствие с представлениями оболочечной модели, в работах [20, 21], исследовались так называемые двухчастичные случайные ансамбли. В таком подходе конфигурационное пространство строится на основе реалистического спектра уровней модели оболочек и только матричные элементы остаточного двухчастичного взаимодействия рассматриваются как случайные переменные. Данный подход является существенно более физическим, чем модель ортогональных ансамблей, но распределение расстояний между уровнями в двухчастичном случайном ансамбле оказывается весьма близким к распределению уровней ортогональных ансамблей.

Закономерности распределения нейтронных резонансов за прошедшие годы неоднократно анализировались во многих работах [16–21]. В качестве примера на рис. 1.2 показано распределение расстояний между ближайшими  $s$ -резонансами, наблюдаемыми в реакции  $^{238}\text{U}+n$ . Следует заметить, что при построении таких распределений очень важно отделить слабые  $s$ -резонансы от многочисленных  $p$ -резонансов, и это требует высокой надежности идентификации наблюдаемых резонансов. При достижении такой надежности экспериментальные распределения сравнитель-



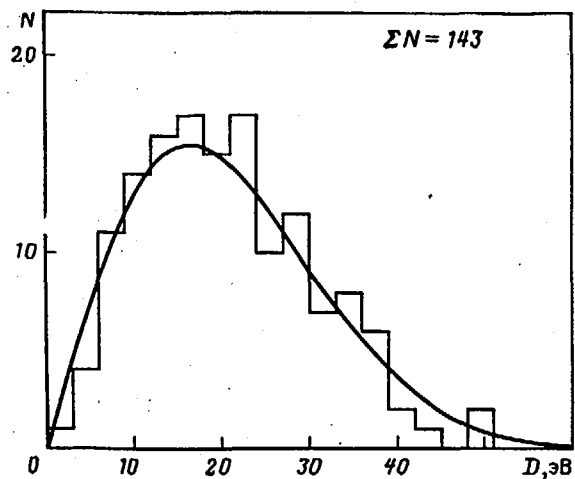


Рис. 1.2. Распределение расстояний между соседними  $s$ -резонансами, наблюдаемыми в реакции  $^{238}\text{U}+n$  (гистограмма) [16]. Сплошная кривая – распределение Вигнера

но хорошо согласуются с предсказаниями теории случайных ансамблей для большого числа ядер [16, 21].

Выше мы ограничились лишь очень кратким обсуждением применения теории статистических ансамблей к анализу нейтронных резонансов. Работы по этому направлению создали, по сути дела, новую широкую область исследований со своими проблемами и методами. Более полно с этими проблемами, так же как с разнообразными приложениями теории можно ознакомиться в монографиях [8, 22].

### 1.2. Статистический, прямой и валентный механизмы радиационного захвата нейтронов

Процессы с участием гамма-квантов обычно описываются по аналогии с процессами, в которых во входных и выходных каналах присутствуют нуклоны или иные тяжелые частицы. В частности, рассмотренные выше формулы для сечений резонансных реакций можно распространить на радиационные процессы путем добавления в полный набор ширин совокупности радиационных ширин, учитывающих напускание гамма-квантов возбужденным ядром [3–7]. Такой подход является естественным обобщением боровской картины составного ядра, согласно которой радиационный захват можно представить в виде независимых процессов образования долгоживущего возбужденного ядра при поглощении нейтрона и последующего статистического распада ядра путем испускания гамма-квантов. При этом первичные гамма-кванты уносят, как правило, лишь часть энергии возбуждения ядра. Оставшаяся энергия возбуждения уносится каскадом последующих гамма-переходов (вторичных, третичных и т. д.).

Так как связь нуклонов с электромагнитным полем является сравнительно слабой, то общие выражения для вероятности радиационных переходов в ядре можно найти с помощью обычной теории возмущений. Разлагая векторный потенциал электромагнитного поля по мультипольным моментам [6], для вероятности переходов, сопровождающихся электрическим  $E_l$  или магнитным  $M_l$  излучением мультипольности  $l$ , получим соотношение

$$P_{i \rightarrow f}^{E(M)} = \frac{8\pi(l+1)}{\hbar l[(2l+1)!!]^2} k_\gamma^{2l+1} \sum_m |\langle f | Q_{lm}^{E(M)} | i \rangle|^2, \quad (1.24)$$

где  $k_\gamma = \epsilon_\gamma / nc$  – волновое число фотона;  $Q_{lm}$  – оператор электрического или магнитного мультипольного момента.

Из закона сохранения момента количества движения на угловые моменты начального  $I_i$  и конечного  $I_f$  состояний накладываются ограничения

$$|I_i - I_f| \leq l \leq I_i + I_f. \quad (1.25)$$

Аналогичным образом из закона сохранения четности следуют правила отбора по четности:

$$\pi_i \pi_f = \begin{cases} (-1)^l & \text{– для электрического излучения} \\ (-1)^{l+1} & \text{– для магнитного излучения.} \end{cases} \quad (1.26)$$

Если исходить из представлений Н. Бора о сильном взаимодействии нейтрона с ядром-мишенью, то для вычисления радиационных ширин начальные состояния в (1.24) следует отождествить с резонансами состояниями составного ядра. Ввиду сложной природы таких состояний амплитуды парциальных радиационных ширин, определяемые матричными элементами (1.24), должны описываться нормальным гауссовым распределением (1.19), как и амплитуды приведенных нейтронных ширин. В этом случае парциальные радиационные ширины подчиняются распределению Портера–Томаса (1.20), которое и является одним из характерных признаков статистического механизма захвата нейтрона.

Экспериментальная проверка такого распределения для парциальных радиационных ширин является значительно более трудоемкой, чем для нейтронных ширин, так как даже небольшой пропуск трудноизмеряемых слабых гамма-переходов вызывает искажение результатов. В целом, совокупность проведенных измерений для тяжелых ядер  $A \geq 150$ , удаленных от магических, демонстрирует согласие экспериментальных результатов с распределением Портера–Томаса [23]. Более простыми являются исследования распределения полных радиационных ширин. Так как для каждого резонанса возможны радиационные переходы на многие уровни составного ядра, то среднее число каналов гамма-распада в тяжелых ядрах оказывается достаточно большим ( $\sim 50 \div 80$ ). Согласно распределению (1.21) при больших  $\nu$  флуктуации полных радиационных ширин должны быть сравнительно невелики, и этот вывод хорошо согласуется с наблюдаемым распределением ширин (см. рис. 1.3). Большое число статистически равноправных радиационных каналов распада

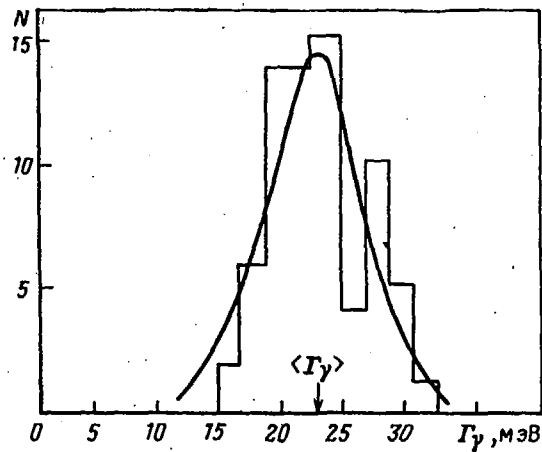


Рис. 1.3. Распределение полных радиационных ширин  $s$ -резонансов в реакции  $^{238}\text{U}+n$  (гистограмма) [16]. Сплошная кривая – распределение  $\chi^2$  с числом степеней свободы  $\nu = 70$

приводит также к характерному максвелловскому виду энергетического спектра гамма-квантов. Более детально это свойство статистических гамма-переходов будет рассмотрено в следующих разделах.

В соответствии с представлениями о независимости различных каналов распада составного ядра важным признаком статистического механизма захвата должно быть отсутствие каких-либо корреляций, не связанных с законами сохранения энергии и углового момента, между амплитудами нейтронных и радиационных ширин, а также между амплитудами парциальных радиационных ширин различных резонансов или различными конечными состояниями ядра. Таким образом изучение корреляций ширин может служить одним из методов разделения статистических и нестатистических механизмов захвата.

Первые указания на существование нестатистических эффектов в захвате тепловых нейтронов, по-видимому, дали исследования спектров гамма-квантов [24]. Для ядер, близких к магическим, в спектрах наблюдались очень интенсивные высокоэнергетические гамма-линии, не объяснимые с позиций статистических представлений распада составного ядра. Эти эксперименты инициировали разработку более строгой теории радиационного захвата, которая наряду со статистическими включала бы в себя также иные механизмы захвата нейтронов.

Основные положения такой теории были сформулированы Лейном и Линном [25]. Они показали, что при применении соотношения (1.24) к процессу радиационного захвата необходимо в качестве волновой функции начального состояния рассматривать полную волновую функцию задачи рассеяния нейтрона на ядре. Такая волновая функция включает в себя всю совокупность резонансных состояний составного ядра в области действия ядерных сил или, как обычно говорят, во внутренней области и весь набор каналových состояний, определяющих относительное дви-

жение ядра и нейтрона во внешней области. Присутствие в волновых функциях входного канала, а также каналов неупругого рассеяния нерезонансных компонент, описывающих потенциальное рассеяние нейтронов, приводит к появлению аналогичной составляющей в соотношениях для вероятности электромагнитных переходов. Поэтому в общем случае элементы  $S$ -матрицы для радиационного захвата нейтрона имеет вид

$$S_{n\gamma} = S_{n\gamma}^{\text{пот}} + S_{n\gamma}^{\text{рез}}, \quad (1.27)$$

где резонансная компонента матричных элементов описывается многоуровневой формулой Брейта–Вигнера

$$S_{n\gamma}^{\text{рез}} = i \exp[-i(\varphi_n + \varphi_\gamma)] \sum_r \Gamma_{rn}^{1/2} \Gamma_{r\gamma}^{1/2} (E - E_r + i\Gamma_r/2)^{-1} \quad (1.28)$$

Важно, однако, учитывать, что амплитуды радиационных ширин должны содержать вклады как от внутренней резонансной, так и от внешней каналовой области, т. е. в общем случае

$$\Gamma_{r\gamma}^{1/2} = (\Gamma_{r\gamma}^{\text{внутр}})^{1/2} + (\Gamma_{r\gamma}^{\text{канал}})^{1/2} \quad (1.29)$$

Выделение внешней и внутренней областей в волновых функциях задачи рассеяния, также как разделение потенциальной и резонансной компоненты элементов  $S$ -матрицы зависит, естественно, от модельных представлений, используемых для анализа нейтронных сечений. Простейшие оценки роли различных компонент можно получить в модели сильного взаимодействия налетающего нейтрона с ядром-мишенью [8, 25]. В такой модели нейтрон поглощается уже на поверхности ядра, и амплитуды распада резонансных состояний в любой из каналов определяются в основном внутренней областью конфигурационного пространства, т. е. первым слагаемым соотношения (1.29). Это слагаемое непосредственно соответствует рассмотренному выше статистическому механизму радиационного захвата нейтрона с образованием промежуточного составного ядра.

Потенциальная компонента  $S$ -матрицы (1.27) в модели сильного поглощения определяется прямым процессом захвата нейтрона из каналových состояний в связанные состояния остаточного ядра. Для сечения захвата  $s$ -нейтронов, сопровождающегося электрическим дипольным переходом в связанное  $p$ -состояние нейтрона в остаточном ядре, в рассматриваемой модели получим соотношение [25, 26]:

$$\sigma_{n\gamma}^{\text{пот}} = \frac{0,062}{R\sqrt{E_n}} \left(\frac{Z}{A}\right)^2 \frac{\mu(2I_f+1)}{6(2I_0+1)} \theta_f^2 \left[\frac{y(y+3)}{y+1}\right]^2 \left[1 + \frac{R-R'}{R} y \frac{y+2}{y+3}\right]^2, \quad (1.30)$$

где  $R$  – эффективный радиус ядра;  $R'$  – эквивалентный радиус потенциального рассеяния;  $\theta_f$  – спектроскопический фактор конечного состояния, совпадающий со спектроскопическим фактором прямых  $(d, p)$ -реакций,  $y^2 = 2m\epsilon_\gamma R^2/\hbar^2$  и коэффициент  $\mu$  учитывает кратность вырождения углового момента входного канала, определяемую спином ядра-мишени  $I_0$ . Для четно-четных ядер-мишеней  $I_0 = 0$  и  $\mu = 1$ . Для  $I_0 \neq 0$ ,

$\mu = 1$  для  $I_f = I_0 \pm 3/2$  и  $\mu = 2$  для  $I_f = I_0 \pm 1/2$ . Числовой коэффициент в формуле (1.30) соответствует энергии нейтронов  $E_n$  в электронвольтах и сечению захвата в барнах.

Аналогичным образом в модели сильного поглощения можно вычислить каналовую составляющую радиационных ширин  $s$ -резонансов [25]

$$\Gamma_{\gamma i \rightarrow f}^{\text{канал}} = \frac{16\pi}{9} k_\gamma^3 \theta_i^2 \theta_f^2 \left(\frac{Ze}{A}\right)^2 \left(\frac{y+2}{y+1}\right)^2 \frac{R^2}{y} S_{JJf}, \quad (1.31)$$

где  $\theta_i^2 = \Gamma_{ni}/2kR\rho_i\Gamma_{sp}$  — отношение приведенной нейтронной ширины резонанса к одночастичной ширине  $\Gamma_{sp} \approx \hbar^2/mR^2$ ;  $S_{JJf}$  — геометрический фактор, определяемый правилами сложения угловых моментов.

Так как сечения прямого захвата (1.30) и каналовая составляющая радиационных ширин (1.31) зависят от спектроскопических факторов  $\theta_f$ , то оба механизма захвата наиболее отчетливо должны проявляться на околоматрических ядрах, низколежащие одночастичные уровни которых имеют максимальные значения  $\theta_f \approx 1$ . Естественно при этом возникает вопрос о разделении двух механизмов захвата. Для этой цели можно опереться на теоретические оценки (1.30) и анализировать наблюдаемые сечения захвата вдали от резонансов. С другой стороны, для разделения двух механизмов можно использовать различия в энергетической зависимости интенсивности гамма-переходов. Для прямого захвата интенсивность пропорциональна  $\epsilon_\gamma$ , тогда как при каналовом захвате  $\sim \epsilon_\gamma^2$ . На основе данных различий в работе [27] было показано, что для тепловых нейтронов прямой механизм захвата играет значительную роль во многих ядрах области  $A \lesssim 50$ .

Одним из ярких подтверждений модели прямого захвата могут служить данные по распределению парциальных сечений захвата тепловых нейтронов ядром  $^{42}\text{Ca}$  [28]. Наблюдаемое распределение показано на рис. 1.4 в сравнении с рассчитанным на основе независимых данных о спектроскопических факторах ( $d, p$ )-реакций. Столь же хорошее согласие наблюдаемых парциальных сечений захвата тепловых нейтронов с предсказаниями теории продемонстрировано на ядрах  $^{130}\text{Te}$ ,  $^{136}\text{Xe}$ ,  $^{138}\text{Ba}$  [28]. Сравнительно полно вся совокупность экспериментальных исследований прямого захвата тепловых и низкоэнергетических нейтронов представлена в обзорах [29, 30], где также обсуждается соответствие экспериментальных данных более строгим, чем модель сильного поглощения, теоретическим анализам сечений захвата.

При анализе каналовой составляющей радиационных ширин резонансов Линн предложил вместо разделения пространства на внутреннюю и внешнюю области представить соответствующие переходы как изменение состояния валентных нейтронов на фоне инертного остова возбужденный ядра более сложной природы [8]. Парциальные ширины электрических дипольных переходов при таком рассмотрении определяются соот-

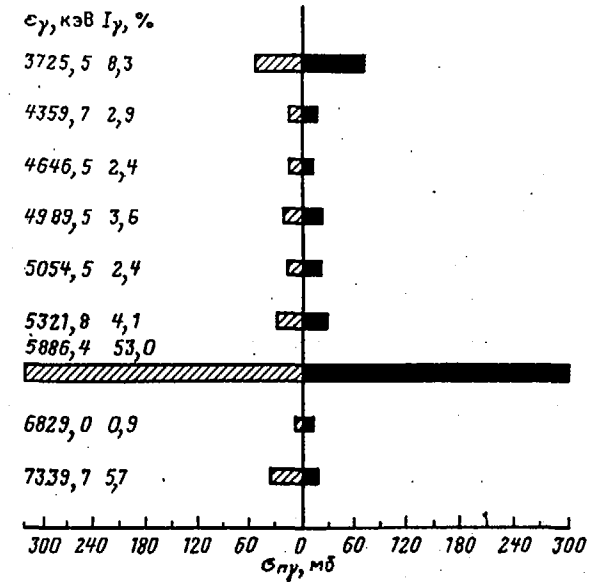


Рис. 1.4. Сравнение наблюдаемых парциальных сечений захвата тепловых нейтронов ядром  $^{42}\text{Ca}$  (левая шкала) с расчетами модели прямого захвата (правая шкала) [29]. Слева указаны соответствующие энергии и относительные интенсивности гамма-переходов

ношением

$$\Gamma_{\gamma i \rightarrow f}^{\text{вал}} = \frac{16\pi k_\gamma^3}{9} \theta_i^2 \theta_f^2 \left(\frac{eZ}{A}\right)^2 \int_0^\infty |u_i r u_f dr|^2 S_{JJf}, \quad (1.32)$$

где  $u$  — одночастичные волновые функции начального и конечного состояний нейтрона. В первоначальных расчетах использовались волновые функции одночастичного потенциала модели оболочек и соответствующая модели сильного поглощения вигнеровская оценка одночастичной ширины  $\Gamma_{sp}$ . Так как для реалистического оболочечного потенциала с диффузной поверхностью одночастичная ширина оказывается в несколько раз большей, то при использовании (1.32) возникают проблемы согласования определения одночастичных ширин с нормировкой одночастичных волновых функций.

Более строгий подход к расчетам валентного захвата нейтронов был сформулирован Лейном и Мугабгом в рамках оптической модели [31]. Для валентной компоненты радиационных ширин ими получено соотношение

$$\Gamma_{\gamma i \rightarrow f}^{\text{вал}} = \frac{16\pi k_\gamma^3}{9} \left(\frac{eZ}{A}\right)^2 \theta_f^2 \Gamma_{ni} \left| \frac{\text{Im} \langle u_f | r | u_i^{\text{опт}} \rangle}{\text{Im} \text{tg} \delta_{\text{опт}}} \right|^2 S_{JJf}, \quad (1.33)$$

в которое, в отличие от (1.32), входят одночастичная волновая функция

$\mu_i^{\text{опт}}$  и фазовый сдвиг  $\delta_{\text{опт}}$  оптической модели ядра. В результате взаимного сокращения факторов, связанных с нормировкой одночастичных волновых функций и увеличением одночастичных ширин, предсказания оптической модели (1.33) существенно не отличаются от первоначальной оценки (1.32) валентных ширин в окрестности  $3r$  гигантского резонанса ( $A \sim 90$ ), но дают в 1,5–2 раза более высокие, чем (1.32), значения ширин в области  $3s$ -резонанса ( $A = 50 \div 70$ ) [27, 32]. Для широкой области масс результаты оптических расчетов валентной составляющей радиационных ширин, включая энергетические изменения ширин, весьма представлены в работе [33].

Валентный механизм радиационного захвата нейтронов анализировался также в рамках полумикроскопических подходов, опирающихся на современную многочастичную модель ядерных оболочек [34, 35]. Основные результаты таких рассмотрений существенно не отличаются от оптических, но они позволяют более полно определить оптимальные критерии выбора параметров оптической модели и достичь согласованности описания структуры ядерных возбуждений и сечений ядерных реакций.

Первые количественные подтверждения модели валентного захвата резонансных нейтронов дали исследования парциальных радиационных ширин  $p$ -резонансов в изотопах  $^{96}\text{Zr}$  и  $^{98}\text{Mo}$  [36]. В дальнейших исследованиях аналогичные результаты были получены для многих ядер, расположенных в окрестностях  $2p$ ,  $3s$  и  $3r$  гигантских резонансов [30, 33, 37]. Убедительной демонстрацией хорошего согласия предсказаний теории с экспериментом может служить распределение парциальных радиационных ширин, полученное для нейтронного  $s$ -резонанса с энергией 7,7 кэВ в изотопе  $^{54}\text{Fe}$  (рис. 1.5).

Так как валентная составляющая радиационных ширин прямо пропорциональна одночастичным спектроскопическим факторам начальных и конечных состояний, то при валентном механизме захвата должны возникать корреляции парциальных радиационных ширин различных резонансов, а также корреляции между нейтронными и радиационными ширинами резонансов. Результаты исследований таких корреляций были использованы в работе [33] для оценки вклада валентной составляющей в полные радиационные ширины резонансов широкого круга ядер. Для легких и средних ядер с замкнутой нейтронной оболочкой эти вклады могут достигать 20–30%, но они быстро убывают при удалении от магических чисел.

Следует подчеркнуть, что валентный механизм захвата объясняет только корреляции ширин, обусловленные одночастичными эффектами. В экспериментальных данных во многих ядрах проявляются также корреляции парциальных радиационных ширин, для объяснения которых необходимо привлекать представления о нестатистическом распределении амплитуд более сложных входных возбуждений ядер [38, 39]. Непротиворечивое описание всей совокупности таких возбуждений, по-видимому, можно достичь лишь в рамках последовательных микроскопических подходов. Весьма перспективной в данной проблеме является квазичастично-фононная модель [40], которая позволяет наряду

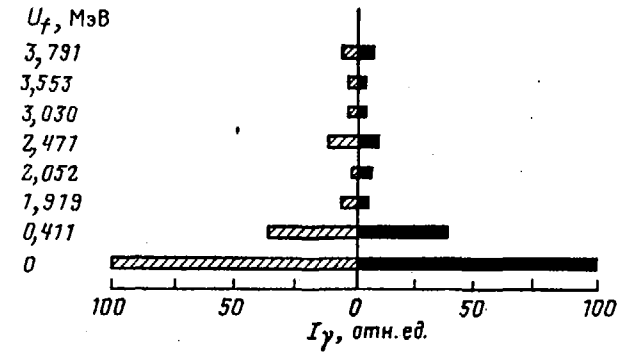


Рис. 1.5. Сравнение относительных интенсивностей наблюдаемых парциальных радиационных ширин распада  $s$ -резонанса с энергией 7,7 кэВ в ядре  $^{54}\text{Fe}$  (левая шкала) с предсказаниями модели валентного захвата (правая шкала) [30]. Слева указаны энергии возбуждения уровней конечного ядра

с одночастичными валентными корреляциями ширин интерпретировать также корреляции, связанные с коллективными возбуждениями ядер. Детальное обсуждение предсказаний этой модели совместно с имеющимися экспериментальными данными содержатся в обзорах [30, 39, 41]

### 1.3. Опτικο-статистическое описание средних нейтронных сечений

С ростом энергии нейтронов ширина резонансов растет, а расстояние между резонансами уменьшается. В результате резонансы начинают перекрываться, и на эксперименте мы наблюдаем сечения, определяемые вкладом многих резонансов. Аналогичная ситуация возникает при недостаточном разрешении нейтронных спектрометров, когда наблюдаемые сечения определяются суммарным влиянием большого числа фактически изолированных резонансов. Методы описания таких сечений обсудим на простейшем примере анализа сечений, соответствующих рассеянию нейтронов с нулевым орбитальным моментом.

Усредним матричные элементы (1.12) по интервалу энергий  $\Delta E$ , включающему достаточно большое число резонансов:

$$\bar{S}_{ab} = \frac{1}{\Delta E} \int_{E-\Delta E/2}^{E+\Delta E/2} S_{ab}(E) dE = \exp[-i(\varphi_a + \varphi_b)] (\delta_{ab} - \frac{\pi}{D} \langle f_a f_b \rangle), \quad (1.34)$$

где чертой сверху мы обозначили усреднение по энергии, а угловыми скобками — усреднение амплитуд по многим резонансам. При такой записи неявно предполагается, что на рассматриваемом интервале усреднения фазы потенциального рассеяния и усредненные резонансные параметры не зависят от энергии. Если амплитуды резонансов флуктуируют случайным образом, то для  $a \neq b$  следует ожидать  $\langle f_a f_b \rangle = 0$  и усреднен-

ная  $S$ -матрица должна быть диагональной:

$$\bar{S}_{ab} = \delta_{ab} \exp(-2i\varphi_a) \left(1 - \frac{\pi}{D} \langle \Gamma_a \rangle\right). \quad (1.35)$$

При аналогичном усреднении квадратов матричных элементов получим:

$$\begin{aligned} \overline{|S_{aa}|^2} &= 1 - \frac{2\pi}{D} \langle \Gamma_a \rangle + \frac{2\pi}{D} \left\langle \frac{\Gamma_a^2}{\Gamma} \right\rangle; \\ \overline{|S_{ab}|^2} &= \frac{2\pi}{D} \left\langle \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma} \right\rangle \quad \text{для } a \neq b. \end{aligned} \quad (1.36)$$

Используя соотношения (1.35) и (1.36), представим усредненные сечения упругого рассеяния, сечения реакций и полного сечения взаимодействия в виде:

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_s &= \pi \lambda_a^2 |1 - \bar{S}_{aa}|^2 = \sigma_s^{\text{опт}} + \sigma_s^{\text{флукт}}; \\ \bar{\sigma}_r &= \sum_{b \neq a} \sigma_{ab} = \sigma_r^{\text{флукт}}; \\ \bar{\sigma}_t &= 2\pi \lambda_a^2 (1 - \text{Re} \bar{S}_{aa}) = \sigma_t^{\text{опт}}. \end{aligned} \quad (1.37)$$

В соответствии с определением, введенным Фешбахом, Портером и Вайскопфом [42], будем называть оптическими сечениями, которые можно выразить через элементы усредненной  $S$ -матрицы, и флуктуационными — сечения, связанные с дисперсией матричных элементов:

$$\begin{aligned} \sigma_s^{\text{опт}} &= \pi \lambda_a^2 |1 - \bar{S}_{aa}|^2; \quad \sigma_{ab}^{\text{флукт}} = \frac{2\pi^2 \lambda_a^2}{D} \left\langle \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma} \right\rangle; \\ \sigma_s^{\text{флукт}} &= \pi \lambda_a^2 (\overline{|S_{aa}|^2} - |\bar{S}_{aa}|^2) = \pi \lambda_a^2 \left( \frac{2\pi}{D} \left\langle \frac{\Gamma_a^2}{\Gamma} \right\rangle - \frac{\pi^2}{D^2} \langle \Gamma_a^2 \rangle \right). \end{aligned} \quad (1.38)$$

В рамках временной формулировки задачи рассеяния можно показать, что величины  $\sigma_s^{\text{опт}}$  характеризуют вероятность рассеяния частиц непосредственно во время прохождения волнового пакета через ядро, тогда как  $\sigma_s^{\text{флукт}}$  — вероятность испускания частиц, задержанных по отношению к волновому пакету на время жизни составного ядра [43]. Таким образом,  $\sigma_s^{\text{опт}}$  определяет сечение прямого упругого рассеяния частиц на ядерном потенциале, тогда как  $\sigma_s^{\text{флукт}}$  — сечение упругого рассеяния через промежуточную стадию составного ядра. С помощью соотношений (1.37) и (1.38) мы можем записать сечение образования составного ядра в виде

$$\sigma_c = \sigma_s^{\text{флукт}} + \sigma_r^{\text{флукт}} = \pi \lambda_a^2 T_a, \quad (1.39)$$

где введен коэффициент прилипания  $T_a$ , определенный как

$$T_a = 1 - |\bar{S}_{aa}|^2 = \frac{2\pi}{D} \langle \Gamma_a \rangle - \frac{\pi^2}{D^2} \langle \Gamma_a^2 \rangle. \quad (1.40)$$

Диагональные элементы усредненной матрицы рассеяния обычно моделируют с помощью оптической модели ядра [42]. Ниже более подробно рассмотрены основные компоненты оптической модели и вопросы ее применения к анализу экспериментальных данных.

Соотношение для усредненного сечения реакции ( $a, b$ ) можно переписать в виде

$$\frac{\sigma_{ab}^{\text{флукт}}}{\sigma_{ab}} = \frac{2\pi^2 \lambda_a^2}{D} \frac{\langle \Gamma_a \rangle \langle \Gamma_b \rangle}{\sum_c \langle \Gamma_c \rangle} F_{ab}. \quad (1.41)$$

Здесь  $F_{ab}$  — так называемая поправка на флуктуацию ширины, характеризующая отличие усредненной величины отношения ширин от отношения средних ширин:

$$F_{ab} = \left\langle \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\sum_c \Gamma_c} \right\rangle \bigg/ \frac{\langle \Gamma_a \rangle \langle \Gamma_b \rangle}{\sum_c \langle \Gamma_c \rangle}. \quad (1.42)$$

Если пренебречь вторым слагаемым в соотношениях для коэффициентов прилипания (1.40), то формулу (1.41) можно переписать в виде

$$\frac{\sigma_{ab}^{\text{флукт}}}{\sigma_{ab}} = \pi \lambda_a^2 \frac{T_a T_b}{\sum_c T_c} F_{ab}. \quad (1.43)$$

Это выражение обычно называют формулой Хаузера—Фешбаха с поправкой на флуктуацию ширин. Без такой поправки эта формула первоначально была получена в работах [44, 45].

Явный вид поправки на флуктуацию ширин нетрудно найти, если известен закон распределения ширин. Предполагая, что нейтронные ширины описываются распределением Портера—Томаса (1.20), а полная радиационная ширина не флуктуирует, получим для упругого и неупругого рассеяния нейтронов соотношение [46]

$$F_{ab} = (1 + 2\delta_{ab}) \sum_c T_c \int_0^\infty \frac{\exp(-tT_\gamma) dt}{(1 + 2tT_a)(1 + 2tT_b) \prod_{c \neq \gamma} (1 + 2tT_c)^{1/2}}. \quad (1.44)$$

Для радиационного захвата нейтронов в этом случае имеем

$$F_{a\gamma} = \sum_c T_c \int_0^\infty \frac{\exp(-tT_\gamma) dt}{(1 + 2tT_a) \prod_{c \neq \gamma} (1 + 2tT_c)^{1/2}}, \quad (1.45)$$

где проницаемости для радиационного канала определены как  $T_\gamma = 2\pi\Gamma_\gamma/D$ , и сумма проницаемостей перед интегралом включает все конкурирующие каналы распада составного ядра, тогда как произведение в знаменателях (1.44) и (1.45) включает все каналы, кроме радиационного.

Поправка на флуктуацию ширины увеличивает сечение упругого рассеяния через составное ядро и соответственно уменьшает сечения неупругого рассеяния. Роль такой поправки оказывается весьма существенной при малом числе открытых каналов. Например, при описании околопороговых участков функций возбуждения низколежащих уровней ядер нейтронами учет флуктуации ширины уменьшает сечение неупругого рассеяния почти на 50% по сравнению с формулой Хаузера-Фешбаха [46]. С ростом числа открытых каналов влияние поправки на сечение неупругого рассеяния становится менее заметным, но увеличение сечения упругого рассеяния через составное ядро достигает почти максимального значения 3.

При повышении энергии нейтронов резонансы начинают перекрываться, и все более важную роль в описании ядерных реакций начинают играть различные интерференциальные эффекты. Как и прежде, нас будет интересовать описание сечений, усредненных по энергетическому интервалу, содержащему много резонансов. В области изолированных резонансов усредненное сечение формулировалось как сумма независимых вкладов каждого из возбуждаемых состояний составного ядра. В отличие от этого, в случае сильного перекрытия резонансов в реакции одновременно участвует много возбужденных состояний, лежащих в границах ширины резонанса, и учет этого обстоятельства вносит новые аспекты в описание усредненных сечений реакций.

Общее выражение для элементов матрицы рассеяния в области перекрывающихся резонансов можно записать в виде

$$S_{ab} = S_{ab}^{\text{опт}} - i \sum_r \frac{g_{ra} g_{rb}}{E - E_r + i\Gamma_r/2}, \quad (1.46)$$

где в отличие от области изолированных резонансов параметры  $g_{ra}$  должны быть комплексными, а величины  $S_{ab}^{\text{опт}}$  определяют слабо зависящие от энергии ("нерезонансные") недиагональные элементы матрицы рассеяния. Усредненные элементы  $S$ -матрицы, а также усредненные сечения реакции можно найти аналогично (1.34–1.38), но при этом мы должны учесть корреляции амплитуд перекрывающихся резонансов. Важная роль таких корреляций при описании усредненных сечений показана в работах [47–50].

Рассмотрим, как связаны резонансные параметры с элементами усредненной  $S$ -матрицы в случае  $S_{ab}^{\text{опт}} = 0$ . На основе условия унитарности для амплитуд резонансов можно записать определенное "правило сумм"

$$\frac{2\pi}{D} \langle g_a^2 \rangle = \bar{S}_{aa}^{*-1} - \bar{S}_{aa}. \quad (1.47)$$

Так как диагональные элементы усредненной  $S$ -матрицы описываются оптической моделью, то, привлекая определение коэффициентов прилипания (1.40), можно переписать (1.47) в виде

$$\frac{2\pi}{D} \langle g_a^2 \rangle = T_a / \sqrt{1 - T_a}. \quad (1.48)$$

С другой стороны, можно найти связь коэффициентов прилипания с парциальными ширинами резонансов

$$T_a = 1 - \exp\left(-\frac{2\pi \langle \Gamma_a \rangle}{D}\right); \quad \langle \Gamma \rangle = \sum_a \langle \Gamma_a \rangle. \quad (1.49)$$

Последнее соотношение для средней ширины резонансов можно записать в виде

$$\frac{2\pi}{D} \langle \Gamma \rangle = \sum_a \ln(1 - T_a)^{-1}. \quad (1.50)$$

Из приведенных формул видно, что при приближении  $T_a$  к единице средние парциальные ширины, также как и полные ширины резонансов, логарифмически стремятся к бесконечности, а абсолютные значения квадратов амплитуд растут экспоненциально по сравнению с парциальными ширинами [47].

Вернемся теперь к анализу усредненных сечений. Для флуктуационного сечения в области перекрывающихся резонансов получим соотношение

$$\sigma_{ab}^{\text{флукт}} = \pi \lambda_a^2 \left\{ \frac{2\pi}{D} \left\langle \frac{|g_a|^2 |g_b|^2}{\Gamma} \right\rangle - M_{ab} \right\}, \quad (1.51)$$

где

$$M_{ab} = 2 |\bar{S}_{ab} - S_{ab}^{\text{опт}}|^2 - \frac{2\pi i}{D} \left\langle \sum_{s \neq r} \frac{g_{ra} g_{rb} g_{sa}^* g_{sb}^*}{E_r - E_s + i(\Gamma_r + \Gamma_s)/2} \right\rangle. \quad (1.52)$$

Первый член формулы (1.51) подобен формуле Хаузера-Фешбаха, но его запись через коэффициенты прилипания существенным образом зависит от корреляционных свойств резонансных амплитуд  $g_{ra}$ . Эти свойства еще плохо изучены. Можно, однако, предположить, что величины  $|g_{ra}|^2$  пропорциональны парциальным ширинам  $\Gamma_{ra}$  и коэффициент пропорциональности не зависит от индекса канала

$$|g_{ra}|^2 / \Gamma_{ra} = N_r \gg 1. \quad (1.53)$$

На основе этого предположения Молдауэр [47] ввел величины

$$\theta_{ra} = \frac{2\pi}{D} N_r |g_{ra}|^2; \quad \theta_r = \sum_a \theta_{ra}, \quad (1.54)$$

которые связаны с оптическими коэффициентами прилипания соотношениями

$$T_a = 1 - \sum_{b \neq a} |S_{ab}^{\text{флукт}}|^2 = \langle \theta_a \rangle - \sum_{b \neq a} M_{ab}, \quad (1.55)$$

и с помощью которых сечение реакции (1.51) можно записать в виде

$$\sigma_{ab}^{\text{флукт}} = \pi \lambda_a^2 \left( \left\langle \frac{\theta_a \theta_b}{\sum \theta_c} \right\rangle - M_{ab} \right). \quad (1.56)$$

Если выразить  $\langle \theta_a \rangle$  через оптические коэффициенты прилипания, то мы в общем случае получим достаточно сложное соотношение для флуктуационного сечения. Но для перекрывающихся резонансов очень существенной оказывается корреляция величин  $\theta_{ra}$  в различных каналах [48–50]. Такая корреляция может приводить к эффективному сокращению слагаемых с различными  $M_{ab}$  и, следовательно, к определенному упрощению описания средних сечений. Предполагая, что такое "погашение  $M$ -составляющей" является общим свойством области перекрывающихся резонансов, мы получим для сечения реакции прежнюю формулу Хаузера–Фешбаха с поправкой на флуктуацию ширин (1.43). Такая поправка, однако, должна быть определена с учетом отличий распределения ширин перекрывающихся резонансов от аналогичного распределения в области изолированных резонансов. Следует ожидать, что с ростом отношения  $\langle \Gamma_a \rangle / D$  эффективное число степеней свободы  $\nu$  для парциальных ширин будет увеличиваться от 1 до предельного значения 2. Распределение ширин в этом случае будет описываться распределением  $\chi^2_\nu$ . Используя (1.21), для поправки на флуктуацию ширин в каналах упругого и неупругого рассеяния получим соотношение

$$F_{ab} = \left( 1 + \frac{2}{\nu_a} \delta_{ab} \right) \sum_c T_c \int_0^\infty \frac{\exp(-tT_\gamma) dt}{\left( 1 + 2 \frac{t}{\nu_a} T_a \right) \left( 1 + 2 \frac{t}{\nu_b} T_b \right) \prod_{c \neq \gamma} \left( 1 + 2 \frac{t}{\nu_c} T_c \right)} \nu_c / 2. \quad (1.57)$$

Аналогичные изменения войдут в поправку на флуктуацию ширин (1.45) для радиационного захвата нейтронов. Рост  $\nu$  приводит к определенному ослаблению влияния поправки  $F_{ab}$ . В частности, максимальное увеличение сечения упругого рассеяния через составное ядро при  $\nu_a = 2$  будет достигать лишь фактора 2, тогда как в области изолированных резонансов такое увеличение достигало бы 3.

Весьма простое приближение к формуле Хаузера–Фешбаха с учетом флуктуации ширин было найдено в работе [50]. Вместо выделения соответствующей поправки авторы этой работы предложили использовать модифицированные коэффициенты прилипания, определяемые соотношением

$$\tilde{T}_a = T_a \left( 1 + \frac{2}{\nu_a} \frac{T_a}{\sum_c T_c} \right). \quad (1.58)$$

Как показали результаты статистического моделирования усредненных сечений, данное приближение оказывается хорошим, когда число открытых каналов реакции не слишком мало [48, 50]. В работе [51] рассмат-

ривались также более точные, но соответственно, и более громоздкие, чем (1.58), определения модифицированных коэффициентов прилипания. На основе статистического моделирования средних сечений в области перекрывающихся резонансов было найдено эмпирическое соотношение для эффективного числа каналов

$$\nu_a = 1 + T_a^{1/2}. \quad (1.59)$$

Не претендуя на высокую точность, эта формула, тем не менее, не плохо отражает общие тенденции изменения флуктуаций ширин для перекрывающихся резонансов.

Проведенное выше рассмотрение опиралось на представление о диагональном виде усредненной  $S$ -матрицы. Такое представление равноценно предположению об отсутствии прямого механизма ядерных реакций. Прямым переходом соответствуют нерезонансные недиагональные элементы  $S$ -матрицы, и включение недиагональных элементов должно приводить к дополнительным корреляциям между парциальными ширинами различных каналов распада составного ядра. Эти корреляции в свою очередь могут привести к увеличению флуктуирующей компоненты сечения реакции, и природа такого увеличения та же самая, что и увеличение сечения упругого рассеяния через составное ядро за счет флуктуации ширин. Общие методы анализа флуктуационных сечений при наличии прямых процессов развивались в работах [48, 49]. Было показано, что и в этом случае сечение реакции через составное ядро может быть представлено в виде формулы Хаузера–Фешбаха с несколько измененной поправкой на флуктуацию ширин и коэффициентами прилипания, определенными с учетом прямых переходов. При включении прямых процессов заметное увеличение интенсивности флуктуирующей компоненты сечений за счет корреляции парциальных ширин в каналах, связанных прямыми переходами, имеет место лишь при небольшом числе открытых каналов. С ростом числа каналов корреляционные эффекты ослабевают и происходит простая суперпозиция сечений прямых реакций и реакций через составное ядро.

При достаточно большом числе каналов сумму коэффициентов прилипания в числителе и знаменателе формулы Хаузера–Фешбаха (1.43) заменяют интегралами

$$\sum_c T_c = \sum_{l,j,I} \int_0^{U_{\max}} T_{lj}(E_c) \rho(U, I) dU, \quad (1.60)$$

которые содержат плотность уровней конечного ядра, и суммирование в (1.60) проводится по всем комбинациям значений угловых моментов и спинов продуктов реакции, возможным при заданных квантовых характеристиках составного ядра. С ростом числа каналов плотность уровней играет все более значительную роль в корректном описании сечений реакций, протекающих через стадию составного ядра.

В первоначальной формулировке Н. Бора модель составного ядра рассматривалась как модель сильного взаимодействия налетающей частицы с нуклонами ядра-мишени. В результате такого взаимодейст-

вия происходит немедленное поглощение попавшей в ядро частицы, и усредненное по резонансам сечение образования составного ядра должно совпадать с геометрическим сечением ядра. Последующие исследования показали, однако, что в большинстве реакций поглощение оказывается не столь сильным, и ядро следует рассматривать скорее как "полупрозрачное" тело.

Указания на значительную прозрачность ядра впервые были получены в работе [52] из анализа данных по рассмотрению нейтронов с энергией 90 МэВ. Чтобы получить одновременное описание полного сечения взаимодействия и сечения поглощения нейтронов в этой работе был использован комплексный одночастичный потенциал, действительная часть которого соответствует среднему полю ядра, а мнимая — характеризует суммарное влияние всех неупругих процессов, выводящих частицу из упругого канала. Связь мнимой части потенциала с коэффициентом поглощения ядерного вещества легко найти из анализа затухания потока частиц.

Дальнейшее развитие оптической модели стимулировали эксперименты Баршалла [53] по изучению полных сечений рассеяния нейтронов небольших энергий. В этих сечениях наблюдались широкие максимумы, положения которых весьма плавно изменялись с массовым числом. Позднее подобные максимумы наблюдались и в дифференциальных сечениях рассеяния. Фешбахом, Портером и Вайскопфом [42] было показано, что общие черты наблюдаемых изменений сечений можно воспроизвести в рамках оптической модели с потенциалом в виде прямоугольной ямы глубиной  $42(1 + 0,03i)$  МэВ и радиусом  $R_0 = 1,45A^{1/3}$  фм. Столь небольшой величине мнимой части потенциала соответствует длина свободного пробега  $15 \div 20$  фм, которая значительно превышает размеры ядра. Таким образом ядро для частиц небольших энергий оказывается весьма прозрачным, и это свойство является очень важным для анализа любых ядерных реакций.

Модель прямоугольной ямы, хотя и объясняет основные черты нерегулярного поведения силовых функций и соответствующих сечений рассеяния, является, конечно, слишком упрощенной, чтобы претендовать на количественное описание экспериментальных данных. Поэтому дальнейшее развитие оптической модели шло по пути уточнения и неизбежного усложнения используемого одночастичного потенциала. В настоящее время такой потенциал обычно выбирается в виде

$$V(r) = -(V_v + iW_v)f_v(r) + 4iW_s a_s \frac{df_s}{dr} + V_{so} \frac{\chi^2 \pi}{r} \frac{df_{so}}{dr} (1-s), \quad (1.61)$$

где  $f_i = \left[ 1 + \exp\left(\frac{r-R_i}{a_i}\right) \right]^{-1}$  и геометрические параметры объемной, поверхностной и спин-орбитальной частей потенциала (1.61) в общем случае могут быть различными. Методы решения оптических задач, так же как многочисленные примеры применения оптической модели для описания экспериментальных данных, достаточно полно представлены в монографиях [54–56].

Многие авторы пытались найти универсальный набор параметров оптического потенциала, оптимально описывающий обширную совокупность экспериментальных данных. Геометрические параметры потенциала при этом стремились сохранить такими же, как и в оболочечной модели, а в амплитудах действительной и мнимой частей учитывалась как изотопическая зависимость, так и зависимость от энергии налетающей частицы [57, 58]. Несмотря на достаточно большое число параметров, включенных в рассмотрение, расчеты с единым набором параметров потенциала хорошо воспроизводят все же только общие тенденции изменения сечений в зависимости от энергии и массы ядра. В то же время для описания наблюдаемых сечений в конкретном ядре, как правило, необходима определенная корректировка параметров потенциала, особенно при анализе сечений в низкоэнергетической области. Примером этого могут служить силовые функции  $s$ - и  $p$ -нейтронов, результаты расчета которых с потенциалом (1.61) представлены на рис. 1.6. Эти расчеты не воспроизводят наблюдаемую изотопическую зависимость силовых функций в области минимума, так же как и отчетливо выраженное расщепление  $s$ -резонанса в редкоземельных ядрах. Для более детального описания экспериментальных данных необходим учет структурных эффектов и выход за рамки одноканальной оптической модели.

В одноканальной оптической модели влияние на канал упругого рассеяния всех остальных открытых или закрытых каналов различных ядерных реакций учтено усредненным интегральным образом с помощью мнимой части оптического потенциала. Если влияние каких-либо каналов реакции, в частности каналов неупругого рассеяния с возбуждением низколежащих коллективных уровней ядра-мишени, оказывается особо выделенным, то для их описания необходимо использовать обобщенную оптическую модель или метод сильно связанных каналов (ССК) [59–61]. В рамках феноменологической формулировки такого метода взаимодействия нейтрона с ядром моделируется деформированным оптическим потенциалом:

$$V(r) = V(r) + V_{св}(r, \theta, \varphi), \quad (1.62)$$

где  $V(r)$  — сферическая часть потенциала, аналогичная (1.61) и  $V_{св}(r, \theta, \varphi)$  — потенциал взаимодействия (связи) рассматриваемых каналов рассеяния зависящий от азимутальных углов  $\theta$  и  $\varphi$ . Потенциал  $V_{св}$  можно представить в виде разложения в ряд по параметрам деформации  $\beta_{\lambda\mu}$ , характеризующим коллективные возбуждения ядер. Как было показано в работах [60], именно связь канала упругого рассеяния с закрытыми каналами неупругого возбуждения низколежащих коллективных состояний ядер ответственна за расщепление  $s$ -резонанса в нейтронных силовых функциях (см. рис. 1.6). Учет связи каналов оказывается существенным также при анализе изотопической зависимости силовых функций [62].

В последние годы метод ССК все шире внедряется в практику анализа нейтронных сечений, и многочисленные примеры достигнутого с его помощью описания экспериментальных данных представлены в ра-



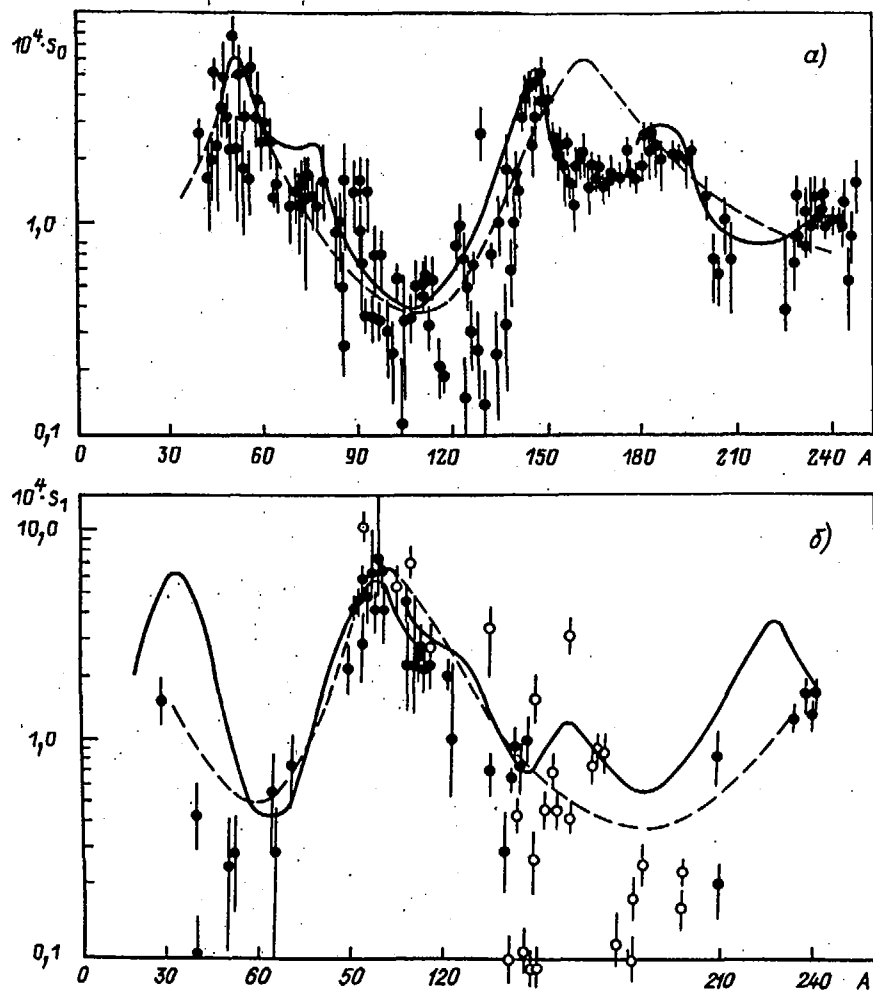


Рис. 1.6. Приведенные силовые функции  $s$ -резонансов (а) и  $p$ -резонансов (б), полученные из анализа параметров изолированных нейтронных резонансов (●) и из статистического описания сечений радиационного захвата быстрых нейтронов (○). Штриховые кривые — результаты расчетов силовых функций в сферической оптической модели, сплошные — то же в модели связанных каналов

ботах [63, 64]. Несмотря на определенный разброс извлекаемых в таком анализе параметров оптического потенциала, в целом можно сделать вывод, что параметры, полученные в рамках метода ССК, флуктуируют от ядра к ядру значительно слабее, чем индивидуальные наборы параметров сферической оптической модели. Кроме того, параметры действительной части потенциалов (1.62) также значительно лучше, чем аналогичные параметры одноканального оптического анализа, согласуются с традиционными параметрами одночастичного потенциала модели

30

оболочек. Эта согласованность результатов является одним из важных достижений обобщенной оптической модели.

При большой длине свободного пробега имеется значительная вероятность, что после одного или нескольких столкновений налетающей частицы с нуклоном ядра-мишени какая-либо из частиц покинет ядро. Такие процессы обычно называют прямыми ядерными реакциями. Характерное время протекания прямых реакций примерно совпадает со временем пролета частицы через ядро  $\sim 10^{-22}$  с, и много меньше, чем время жизни составного ядра  $\tau_c = 10^{-17} - 10^{-19}$  с. Так как малое число внутриядерных столкновений не успевает существенно дезориентировать попавшую в ядро частицу, то вылетающие частицы оказываются, как правило, сосредоточенными в передней полусфере, и эта асимметрия углового распределения частиц является одним из главных признаков прямых механизмов ядерных реакций. С современными теоретическими методами описания таких реакций, а также с многочисленными примерами применения этих методов к анализу экспериментальных данных можно ознакомиться в монографии [65].

Из представленных выше оценок времен нетрудно заметить, что быстрые прямые переходы и сравнительно медленные процессы, проходящие через стадию равновесного составного ядра, соответствуют двум крайним возможностям временного развития ядерных реакций. Поэтому естественно ожидать, что определенную роль в ядерных превращениях играют также процессы, относящиеся к промежуточному переходному этапу между быстрой прямой и медленной компаундной стадиями. Изучение таких процессов в настоящее время является одной из актуальных проблем теории ядерных реакций [66–68].

#### 1.4. Плотность уровней возбужденных ядер

Значительная часть современных представлений о свойствах атомных ядер получена на основе исследований основных и низколежащих состояний ядер. По мере совершенствования теории ядра становится все более успешным описание структуры низколежащих уровней. Однако с увеличением энергии возбуждения число ядерных уровней растет столь быстро, что спектроскопический анализ каждого из них оказывается практически неосуществимой задачей. В этих условиях вполне естественным и закономерным является переход к статистическому описанию числа возбужденных уровней, при котором главной статистической характеристикой ядра становится плотность возбужденных уровней.

Простые аналитические соотношения для плотности состояний  $\rho(U)$  ядра с заданной энергией возбуждения  $U$  и плотности уровней  $\rho(U, J)$  ядра с заданной величиной углового момента  $J$  получены в модели ферми-газа [69]

$$\rho(U) = \frac{\sqrt{\pi}}{12a^{1/4}U^{5/4}} \exp(2\sqrt{aU}),$$

$$\rho(U, J) = \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3} \rho(U) \exp\left[-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (1.63)$$

31

Здесь  $\sigma$  — параметр спиновой зависимости и  $a = \pi^2 g/6$  — параметр плотности уровней, пропорциональный плотности одночастичных состояний  $g$  вблизи энергии Ферми. В модели ферми-газа также простой вид имеют уравнения состояния, определяющие зависимость энергии возбуждения  $U$ , энтропии  $S$  и других термодинамических функций ядра от его температуры  $t$ :

$$U = at^2, \quad S = 2at, \quad \sigma^2 = m_f^2 gt. \quad (1.64)$$

Здесь  $m_f^2$  — средняя величина квадрата проекции углового момента одночастичных состояний близлежащих к энергии Ферми, которую можно также связать с моментом инерции нагретого ядра  $\mathcal{F}_0 = gm_f^2$ . Очевидна взаимосвязь термодинамических функций (1.64) с плотностью состояний возбужденного ядра (1.63). В квазиклассическом приближении легко оценить величину параметров модели ферми-газа

$$a = 2 \left( \frac{\pi}{3} \right)^{4/3} \frac{mr_0^2}{\hbar^2} A, \quad \mathcal{F}_0 = \frac{2}{5} mr_0^2 A^{5/3}. \quad (1.65)$$

Наиболее прямая информация о плотности уровней высоковозбужденных ядер извлекается из экспериментальных данных по плотности нейтронных резонансов. Накоплению такой информации были посвящены усилия многих лабораторий, и компиляция данных о наблюдаемом среднем расстоянии между резонансами  $D_1$  содержится в главе 3. Так как для большинства ядер наблюдаемые резонансы соответствуют нейтронам с нулевым орбитальным моментом, то величина  $D_s$  связана с плотностью возбужденных уровней составного ядра соотношением

$$D_s^{-1} = \begin{cases} \frac{1}{2} \left\{ \rho(B_n + \Delta E/2, I_0 + 1/2) + \rho(B_n + \Delta E/2, I_0 - 1/2) \right\} & \text{для } I_0 \neq 0, \\ \frac{1}{2} \rho(B_n + \Delta E/2, 1/2) & \text{для } I_0 = 0, \end{cases} \quad (1.66)$$

где  $B_n$  — энергия связи нейтрона,  $\Delta E$  — величина энергетического интервала, для которого исследованы резонансы,  $I_0$  — спин ядра-мишени и коэффициент  $1/2$  перед суммой учитывает, что  $s$ -нейтроны образуют резонансы лишь определенной четности. При необходимости аналогичным образом можно включить в рассмотрение также резонансы и для  $p$ -нейтронов.

Обычно экспериментальные значения  $D_s$  используют как исходную информацию, из которой на основе соотношений (1.63) и (1.66) извлекают значение параметра плотности уровней. Такой анализ приводился многими авторами [70–74]. При этом уже в ранних работах по систематизации экспериментальных данных отмечались регулярные различия плотности уровней четно-четных, нечетных и нечетно-нечетных ядер, аналогичные различиям в энергиях связи таких ядер. Чтобы учесть этот эффект в соотношениях модели ферми-газа обычно подставляют так называемую эффек-

32

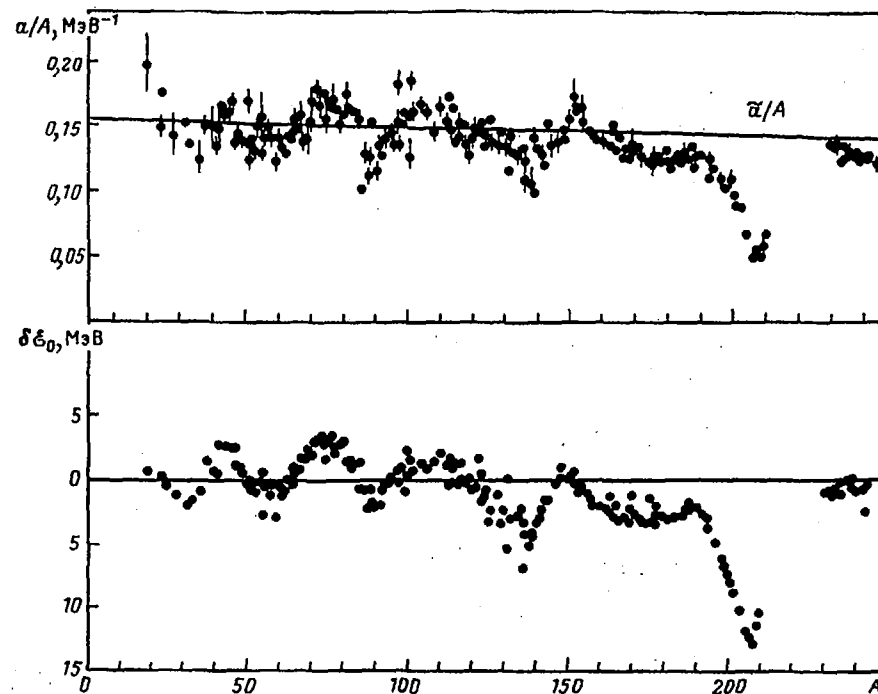


Рис. 1.7. Отношение ферми-газового параметра плотности уровней  $a$  к массовому числу (вверху) и оболочечная поправка к формуле масс (внизу)

тивную энергию возбуждения, определенную как

$$U^* = U - \begin{cases} \delta_Z + \delta_N & \text{для четно-четных ядер,} \\ \delta_Z & \text{для ядер с четным } Z, \\ \delta_N & \text{для ядер с четным } N, \\ 0 & \text{для нечетно-нечетных ядер,} \end{cases} \quad (1.67)$$

где  $\delta_T$  — соответствующая феноменологическая поправка на четно-нечетные различия энергии связи ядер [70]. Полученные в результате такого анализа значения параметра плотности уровней показаны в верхней части рис. 1.7 в виде отношения  $a/A$ . Извлекаемые величины очень сильно отличаются от квазиклассической оценки (1.65). В нижней части рис. 1.7 представлены оболочечные поправки к формуле масс ядер, определяемые соотношением

$$\delta E_0 = M_{\text{экс}}(Z, A) - M_{\text{км}}(Z, A, \beta), \quad (1.68)$$

где  $M_{\text{экс}}$  — экспериментальное значение дефекта масс,  $M_{\text{км}}$  — его жидкокапельная составляющая, вычисленная для равновесной деформации ядер  $\beta$  [75]. Отчетливая корреляция отношения  $a/A$  и оболочечных

поправок непосредственно указывает на важную роль оболочечных эффектов в описании плотности уровней и других статистических характеристик возбужденных ядер.

Следует отметить, что полученные значения параметра  $a$  определенным образом зависят от используемого описания параметра спиновой зависимости  $\sigma^2$ . В ранних работах для его определения принималась величина  $m_f^2 = 0,146A^{2/3}$  [70, 71], которая соответствует среднему значению квадрата проекции, усредненному по всем занятым состояниям нуклона, а не по состояниям в окрестности энергии Ферми. В более поздних работах принималось обычно более высокое значение коэффициента  $m_f^2 = 0,24A^{2/3}$  или непосредственно использовалась твердотельная величина момента энергии [72–74]. Разногласия в выборе параметра спиновой зависимости  $\sigma^2$ , также как неоднозначности в определении поправок на четно-нечетные различия энергий связи ядер [70, 71] оказывают вполне заметное влияние на значения извлекаемых параметров  $a$ , и это обстоятельство необходимо иметь в виду при сопоставлении результатов анализа различных авторов.

По мере накопления результатов измерений спектра низколежащих уровней в целом ряде ядер стало возможным использовать данные о наблюдаемой скорости роста полного числа уровней для анализа низкоэнергетического участка поведения плотности уровней [70, 74]. Экстраполяция в эту область ферми-газовой зависимости с параметрами, найденными из анализа плотности нейтронных резонансов, как правило, не описывает экспериментальные данные. Было замечено, что наблюдаемая энергетическая зависимость кумулятивного числа уровней  $\mathcal{N}(U)$  значительно лучше описывается законом

$$\mathcal{N}(U) = \exp[(U - U_0)/T], \quad (1.69)$$

где величины  $U_0$  и  $T$  являются свободными параметрами, определяемыми из подгонки к соответствующим данным. С плотностью уровней величина  $\mathcal{N}(U)$  связана соотношением

$$\rho_{ур}(U) = \frac{d\mathcal{N}}{dU} = \frac{1}{T} \exp[(U - U_0)/T], \quad (1.70)$$

и легко видеть, что по своему физическому смыслу параметр  $T$  просто соответствует ядерной температуре. Так как значение этого параметра предполагается неизменным в рассматриваемом диапазоне энергий, то соотношение (1.70) получило название модели постоянной температуры.

Чтобы иметь описание плотности уровней во всем диапазоне энергии возбуждения от нуля до энергии связи нейтрона, в работах [70, 74] низкоэнергетическая зависимость (1.70) "сшивалась" с ферми-газовой зависимостью плотности уровней (1.63). Из условия непрерывности самой функции и первых производных в точке сшивки  $U_x$  в этом случае можно найти связь параметров обеих моделей

$$U_0 = U_x - T \ln \rho_{ф.г}(U_x), \quad \frac{1}{T} = \sqrt{\frac{a}{U_x^2}} - \frac{3}{2U_x^2}, \quad (1.71)$$

где  $U_x^*$  — эффективная энергия точки сшивки с учетом поправок (1.67) на четно-нечетные эффекты. Анализ экспериментальных данных в рамках такого феноменологического подхода проводился в работах [70, 74], и на рис. 1.8 показана систематика найденных значений ядерной температуры и энергии  $U_x$ . Величина  $U_x$  по сути дела определяет энергию, ниже которой описание плотности уровней в рамках модели ферми-газа с принятым в области нейтронных резонансов определением эффективной энергии возбуждения оказывается неудовлетворительным, и можно видеть, что для большинства ядер эта энергия достаточно велика.

В работах [73, 76] развивался несколько иной подход к задаче одновременной параметризации плотности нейтронных резонансов и плотности низколежащих уровней ядер. Было показано, что обе совокупности экспериментальных данных можно описать на основе соотношений модели ферми-газа, если для каждого из ядер в качестве свободных параметров использовать не только параметр плотности уровней  $a$ , но и величину смещения  $\delta_{эф}$  в определении эффективной энергии возбуждения (1.67). Так как для нечетно-нечетных ядер найденное таким способом смещение оказывается отрицательным, то данный подход получил название модели ферми-газа, с "обратным" смещением [76]. В рамках этой модели в работе [73] была проанализирована вся совокупность экспериментальных данных по низколежащим уровням ядер и плотности нейтронных резонансов, и были найдены эмпирические значения параметра  $a$  и величина  $\delta_{эф}$  для всей области массовых чисел. Естественно, что в результате перепредопределения эффективной энергии возбуждения полученные значения параметра  $a$  оказываются несколько меньшими, чем представленные на рис. 1.7. Однако общая картина зависимости параметра плотности уровней от массового числа при этом существенно не изменяется.

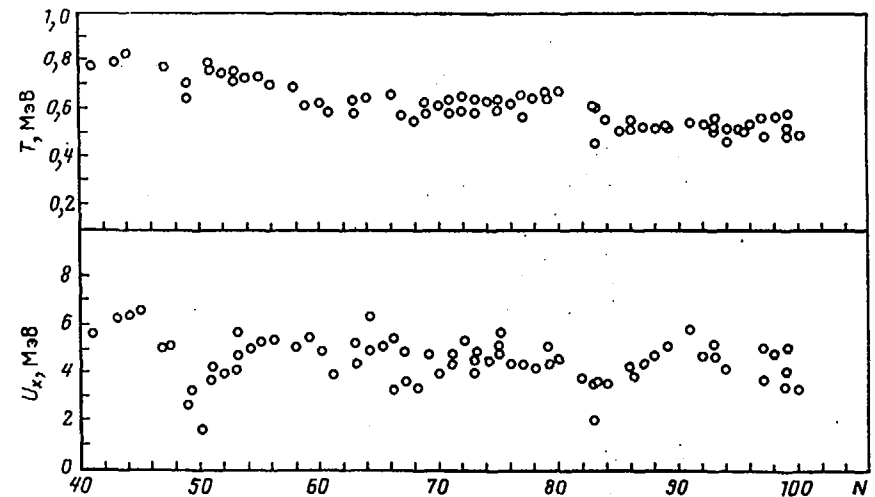


Рис. 1.8. Зависимость ядерной температуры  $T$  и энергии возбуждения  $U_x$ , ниже которой поведение плотности уровней аппроксимируется моделью постоянной температуры, от числа нейтронов [74]

В ряде ядер имеющаяся экспериментальная информация о спинах низколежащих уровней может быть использована для анализа распределения возбужденных уровней по угловому моменту [74]. Полученная в рамках статистического рассмотрения зависимость плотности уровней от углового момента (1.63) в целом неплохо согласуется с экспериментальными данными. Однако число уровней с идентифицированными спинами еще сравнительно невелико, и погрешности найденных значений параметра спиновой зависимости весьма значительны.

В целом на основе проведенного обсуждения можно сделать вывод, что соотношения модели ферми-газа являются сравнительно простым и удобным способом параметризации экспериментальных данных о плотности уровней ядер. Сама модель, однако, не дает какого-либо объяснения сдвигу энергии возбуждения и четно-нечетным различиям плотности уровней, также как и отличиям экспериментальных значений параметра плотности уровней от квазиклассических оценок. Интерпретацию всем этим эффектам можно дать на основе более строгих методов вычисления плотности уровней ядер, которые, с одной стороны, учитывают оболочечные неоднородности в спектре одночастичных уровней ядер и, с другой стороны, включают в рассмотрение сверхтекучие и коллективные эффекты, обусловленные эффективным взаимодействием нуклонов. Детальное обсуждение таких методов содержится в монографии [77].

Оболочечные неоднородности одночастичных спектров приводят к определенной энергетической зависимости параметра плотности уровней  $a(U)$ . При этом оболочечные эффекты в плотности уровней ослабевают с ростом энергии возбуждения, и для достаточно больших энергий зависимость параметра  $a$  от массового числа стремится к квазиклассическому значению (1.65). Эти важные особенности поведения параметра плотности уровней можно обосновать в общем виде, опираясь на представления метода оболочечной поправки [78, 79]. Хорошо выраженную в экспериментальных данных корреляцию оболочечных поправок (1.68) и величин  $a/A$  (см. рис. 1.7) можно использовать для построения феноменологической систематики изменений параметра плотности уровней модели ферми-газа [80]. Основой такой систематики является соотношение

$$a(U, Z, A) = \tilde{a}(A) \left\{ 1 + \delta \mathcal{E}_0(Z, A) \frac{f(U)}{U} \right\}, \quad (1.72)$$

в котором  $\tilde{a}(A)$  соответствует асимптотическому значению параметра плотности уровней при высокой энергии возбуждения, а безразмерная функция  $f(U)$  определяет энергетическое поведение параметра при более низких возбуждениях. Вид функции

$$f(U) = 1 - \exp(-\gamma U) \quad (1.73)$$

найден на основе аппроксимации теоретических расчетов термодинамических функций ядер на спектре уровней оболочечного потенциала [80]. Анализируя совокупность экспериментальных данных, представленных на рис. 1.7, получим оптимальные значения коэффициентов такой параметризации:  $\tilde{a}/A = 0,154 \text{ МэВ}^{-1}$ ,  $\gamma = 0,054 \text{ МэВ}^{-1}$ .

Описание плотности уровней ядер моделью ферми-газа может быть оправдано лишь при энергиях возбуждения, превышающих энергию связи нейтрона. В области более низких энергий в ядрах существенную роль играют парные корреляции нуклонов сверхпроводящего типа и когерентные коллективные эффекты, влияние которых не сводится к какому-либо простому переопределению параметра плотности уровней в соотношениях (1.63). Последовательное и взаимосогласованное описание всех таких эффектов можно получить лишь на основе микроскопических методов моделирования статистических свойств возбужденных ядер [77, 81]. К сожалению, строгие микроскопические методы расчета плотности уровней оказываются весьма трудоемкими, и это сильно ограничивает возможности их практического применения при анализе экспериментальных данных. Поэтому актуальной является разработка описания плотности уровней, которое в необходимой мере учитывало бы основные представления о структуре высоковозбужденных состояний ядер и в то же время было достаточно простым и удобным для практических приложений.

При учете парных корреляций и когерентных эффектов коллективной природы соотношение для плотности уровней можно представить в виде

$$\rho(U, J) = \rho_{\text{к.ч.}}(U, J) K_{\text{вибр}}(U) K_{\text{рот}}(U), \quad (1.74)$$

где  $\rho_{\text{к.ч.}}$  — плотность квазичастичных (неколлективизированных) возбуждений ядра;  $K_{\text{вибр}}$  и  $K_{\text{рот}}$  — коэффициенты увеличения плотности уровней за счет вибрационных и ротационных возбуждений соответственно.

В адиабатическом приближении [79] коэффициент  $K_{\text{рот}}$  определяется формой ядра:

$$K_{\text{рот}} = \begin{cases} 1 & \text{для сферических ядер,} \\ \mathcal{F}_1 t & \text{для деформированных ядер.} \end{cases} \quad (1.75)$$

Данная оценка сделана в предположении зеркально- и аксиально-симметричной формы деформированных ядер. Такой формой обладают известные стабильные ядра в области редкоземельных элементов  $150 < A < 190$  и актинидов  $A \geq 230$ . Для неаксиальных форм, которые могут иметь на вершине барьера делящиеся актинидные ядра, ротационное увеличение плотности уровней становится еще больше [79].

Коэффициент вибрационного увеличения плотности уровней в рамках микроскопического подхода [77] определяется соотношением

$$K_{\text{вибр}} = \prod_i \left[ \frac{1 - \exp(-\omega_i^0/t)}{1 - \exp(-\omega_i/t)} \right]^{g_i}, \quad (1.76)$$

где  $\omega_i$  — энергия вибрационных мод в возбужденном (нагретом) ядре,  $\omega_i^0$  — соответствующее этим модам энергии квазичастичных возбуждений,  $g_i$  — кратность вырождения коллективных мод. Наличие энергий квазичастичных возбуждений в соотношении (1.76) отражает неадиабатический характер рассматриваемого вибрационного увеличения плотности уровней. При малом отличии  $\omega_i$  от  $\omega_i^0$  соответствующий множитель соотно-

шения (1.76) стремится к единице, поэтому основной вклад в  $K_{\text{вibr}}$  вносят только когерентные коллективные возбуждения со значительной разностью  $\omega_i - \omega_j^0$ . Следует отметить, что в рамках микроскопического подхода на вибрационные и ротационные возбуждения накладываются определенные связи условия симметрии ядерного гамильтониана, в результате которых согласованные микроскопические расчеты  $K_{\text{рот}}$  могут отличаться от адиабатической оценки [77].

Оценку  $K_{\text{вibr}}$  легко сделать в случае достаточно нагретых ядер по формуле, полученной в рамках модели жидкой капли

$$\tilde{K}_{\text{вibr}} = \exp \left\{ 1,694 \left( \frac{\rho_0}{\hbar^2 a} \right)^{2/3} R_0^2 t^{4/3} \right\}, \quad (1.77)$$

где  $a$  — коэффициент поверхностного натяжения,  $\rho_0$  — плотность ядерного вещества. Если в (1.77) представить значение  $a \approx 1,2$  МэВ/фм<sup>2</sup>, соответствующее феноменологическим параметрам поверхностной энергии формулы масс [75], то для плотности уровней в области нейтронных резонансов получим  $K_{\text{вibr}} = 2 \div 4$ . Такая оценка может оказаться несколько заниженной, так как капельная модель для немагических ядер дает более высокие, чем наблюдаемые, энергии вибрационных возбуждений.

Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства ядер можно характеризовать величиной корреляционной функции  $\Delta_0$ , которая непосредственно определяет четно-нечетные различия масс-ядер и величину щели  $\sim 2\Delta_0$  в спектре квазичастичных возбуждений четно-четных ядер. С корреляционной функцией также связана критическая температура  $t_{\text{кр}}$  фазового перехода из сверхпроводящего (сверхтекучего) состояния в нормальное

$$t_{\text{кр}} = 0,567 \Delta_0. \quad (1.78)$$

Критической температуре соответствует энергия возбуждения

$$U_{\text{кр}} = 0,472 a_{\text{кр}} \Delta_0^2 - n \Delta_0, \quad (1.79)$$

где  $n = 0, 1$  и  $2$  для четно-четных, нечетных и нечетно-нечетных ядер. Выше критической энергии плотность возбужденных состояний и другие термодинамические функции ядра можно описывать соотношениями модели ферми-газа, в которых необходимо использовать лишь эффективную энергию возбуждения

$$U^* = U - E_{\text{конд}}. \quad (1.80)$$

Здесь  $E_{\text{конд}}$  — энергия конденсации, определяющая понижение основного состояния системы в результате корреляционных эффектов. В приближении непрерывного спектра она описывается соотношением

$$E_{\text{конд}} = 0,152 a_{\text{кр}} \Delta_0^2 - n \Delta_0. \quad (1.81)$$

При учете оболочечных эффектов переопределение энергии (1.80) должно быть включено и в феноменологическое описание энергетической зависи-

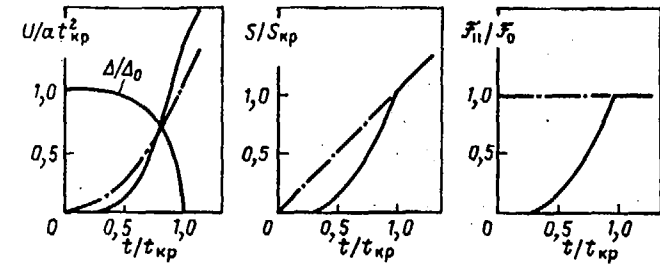


Рис. 1.9. Температурная зависимость термодинамических характеристик сверхтекучей модели ядра (сплошные кривые) и модели ферми-газа (штрихпунктирные)

мости параметра плотности уровней

$$a(U, Z, A) = \begin{cases} \tilde{a}(A) \left\{ 1 + \delta \mathcal{E}_0(Z, A) \frac{f(U^*)}{U^*} \right\} & \text{для } U > U_{\text{кр}}, \\ a_{\text{кр}}(U_{\text{кр}}, Z, A) & \text{для } U < U_{\text{кр}}. \end{cases} \quad (1.82)$$

Ниже точки фазового перехода (1.78) соотношения для термодинамических функций ядра имеют сложный вид, и мы их обсуждать не будем. Соотношения, удобные для практических расчетов, можно найти в работах [77, 82]. Различия характеристик, определяющих энергетическую зависимость плотности уровней сверхтекучей модели ядра и модели ферми-газа, видны из результатов расчетов в приближении непрерывного спектра, представленных на рис. 1.9. На этом рисунке показаны также энергетические зависимости температуры и параллельного момента инерции  $\mathcal{F}_{\parallel}$ . С учетом оболочечных неоднородностей спектра кривые на рис. 1.9 несколько изменяются вследствие энергетической зависимости параметра плотности уровней (1.82).

В рамках описанной выше модели число параметров, характеризующих возбужденное ядро, остается практически тем же, что и в модели ферми-газа. В работе [82] данный подход использовался для анализа экспериментальных данных по плотности нейтронных резонансов. В качестве  $\delta \mathcal{E}_0$  были взяты экспериментальные значения оболочечных поправок [75], представленные на рис. 1.7 и корреляционная функция ядер принималась равной  $\Delta_0 = 12/\sqrt{A}$  МэВ. Минимизацией отклонений расчетных значений плотности уровней от экспериментальных было определено оптимальное значение параметра  $\gamma = 0,064$  МэВ<sup>-1</sup>. Полученные при этом параметры плотности уровней  $a(B_n)/A$ , а также соответствующие асимптотические значения параметров  $\tilde{a}/A$  показаны на рис. 1.10.

Для области ядер  $150 \leq A \leq 190$  и  $A \geq 230$ , у которых отчетливо выражены ротационные последовательности низколежащих уровней, а также для сферических ядер с  $A \approx 204-210$ , близких к дважды магическому изотопу свинца, найденные величины параметра  $a$  группируются вблизи значения  $\tilde{a}/A = 0,094$  МэВ<sup>-1</sup>. Однако, в области переходных ядер  $190 < A \leq 200$  проявляются систематические отступления от ожидаемых асимптотических значений  $\tilde{a}$ . Для более выразительной демонстрации

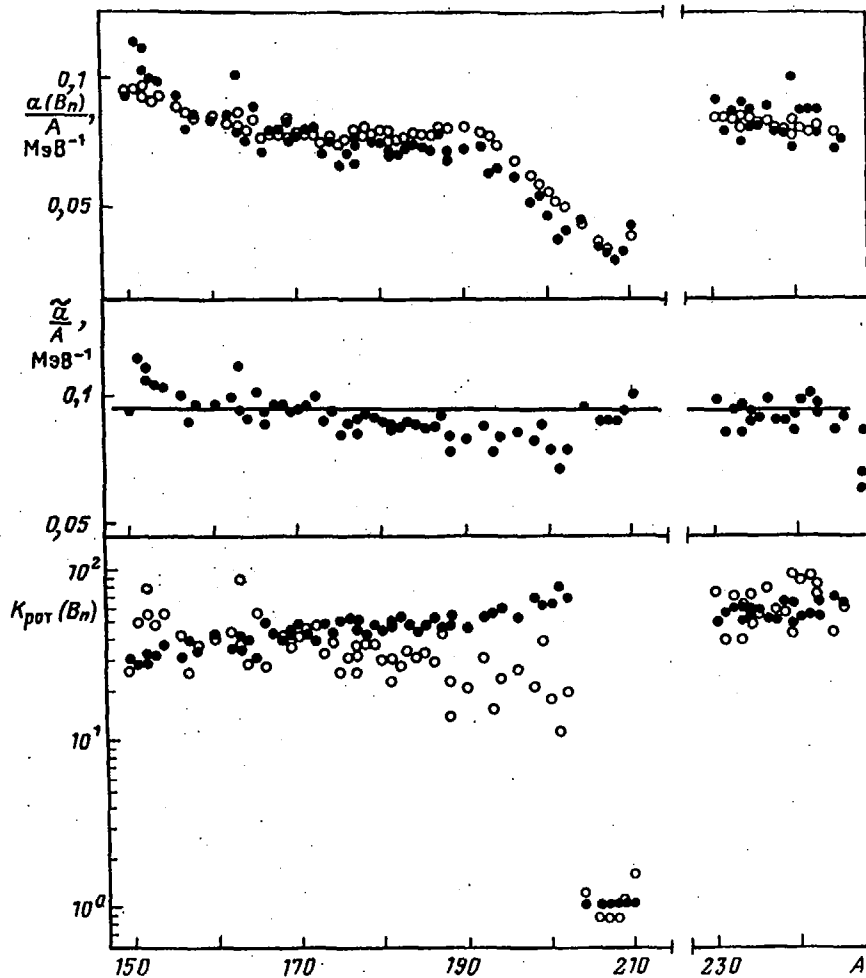


Рис. 1.10. Систематика отношения параметров плотности уровней  $a(B_n)$  к массовому числу (вверху) и асимптотических значений этого отношения (в средней части), полученная из анализа плотности нейтронных резонансов (●) и на основе соотношений (1.82) с единым набором параметров (○) [82]. В нижней части рисунка показаны величины  $K_{\text{рот}}(B_n)$ , соответствующие экспериментальным значениям  $\bar{a}/A$  (●) и значениям  $\bar{a}/A = 0,094 \text{ МэВ}^{-1}$  (○)

таких отступлений в нижней части рис. 1.10 показано сравнение адиабатической оценки  $K_{\text{рот}}(B_n)$  с теми значениями этого параметра, которые потребовались бы для получения наблюдаемой плотности нейтронных резонансов в предположении  $\bar{a}/A = 0,094 \text{ МэВ}^{-1}$ . В области переходных ядер требуемые значения коэффициента  $K_{\text{рот}}$  в 2–3 раза меньше адиабатической оценки, но значительно выше жидко-капельной оценки коэффициентов  $K_{\text{вибр}}$  (1.77). Таким образом, для переходных ядер получен-

ное описание параметров плотности уровней следует применять с определенной осторожностью.

На первый взгляд может показаться, что построенная систематика параметров плотности уровней не сильно отличается от систематики плотности нейтронных резонансов, основанной на соотношениях модели ферми-газа (рис. 1.7). Но это не так: существенным различием данных систематик являются более низкие значения параметров плотности уровней, полученные при учете коллективных эффектов. Эти значения хорошо согласуются как с результатами теоретических расчетов параметров  $a$ , выполненных для схемы уровней потенциала Вудса–Саксона, так и с экспериментальными данными, извлекаемыми из спектров неупругорассеянных нейтронов с энергиями до 7 МэВ [77]. Такое согласие данных представляется очень важным, так как испарительные спектры чувствительны именно к величине параметра плотности уровней, а не к абсолютному значению плотности уровней. В рамках традиционной модели ферми-газа, не учитывающей коллективных эффектов, невозможно объяснить расхождение значений параметра  $a$ , извлекаемых из резонансных данных и испарительных спектров. Корректный учет коллективных эффектов очень важен также для непротиворечивого описания вероятности деления высоковозбужденных ядер [83, 84].

В целом, необходимость использования для анализа и систематике плотности уровней ядер более последовательных, чем модель ферми-газа, но неизбежно и более сложных моделей, кажется почти очевидной. Оправданием усложнений анализа является взаимосоответственность извлекаемых параметров, характеризующих разнообразную экспериментальную информацию о статистических свойствах ядер, а также тесная взаимосвязь используемых теоретических представлений с моделями, привлекающимися для описания структуры низколежащих состояний ядер.

### 1.5. Радиационные силовые функции и полные радиационные ширины резонансов

Во втором параграфе были рассмотрены основные черты теоретического описания парциальных радиационных ширин резонансов. Перейдем к более детальному обсуждению характеристик радиационных переходов, усредненных по большому числу резонансов.

Анализ интенсивности электромагнитного излучения (1.24) сравнительно прост для переходов, связанных с изменением состояния отдельного нуклона [6]. В этом случае матричный элемент от оператора электрического мультипольного момента можно представить в виде

$$\langle f | Q_{lm}^E | i \rangle \simeq \frac{e}{\sqrt{4\pi}} \int_0^\infty u_f r^{l+2} u_i dr \simeq \frac{e}{\sqrt{4\pi}} \frac{3R_0^l}{l+3}, \quad (1.83)$$

где для оценки интеграла однонуклонные волновые функции  $u_f$  и  $u_i$  взяты равными постоянной величине внутри ядра и нулю вне ядра. Таким же образом можно оценить матричные элементы оператора магнитного

мультипольного момента. В результате для вероятности радиационных переходов получим соотношения:

$$P_{\text{одн}}^{E1} = 18 \frac{e^2}{\hbar c} \frac{l+1}{l[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{\epsilon_\gamma}{\hbar c}\right)^{2l+1} \frac{R_0^{2l}}{(l+3)^2};$$

$$P_{\text{одн}}^{M1} = 180 \frac{e^2 \hbar}{\mu_0^2 c^3} \frac{l+1}{l[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{\epsilon_\gamma}{\hbar c}\right)^{2l+1} \frac{R_0^{2l-2}}{(l+3)^2}. \quad (1.84)$$

Хотя эти формулы соответствуют весьма грубому приближению, они все же правильно отражают основные закономерности изменения интенсивности радиационных переходов различной мультипольности и широко используются при анализе экспериментальных данных в качестве относительных единиц измерения вероятности гамма-переходов.

Чтобы оценить средние ширины радиационных переходов между сложными высоковозбужденными состояниями ядер, Вайскопф предположил, что при фрагментации интенсивности одночастичных переходов по многоквантичным возбуждениям приближенно должно сохраняться произведение плотности состояний на приведенную интенсивность переходов [6]. Это предположение можно представить в виде

$$\frac{|(f|Q_{lm}|i)|^2}{D_i(U)} = \frac{(f|Q_{lm}|i)_{\text{одн}}^2}{d_{\text{одн}}}, \quad (1.85)$$

где слева стоит отношение среднеквадратичного значения матричных элементов к среднему расстоянию между уровнями высоковозбужденного ядра и справа — то же отношение для одночастичных переходов. Средние радиационные ширины в этом случае будут определяться соотношением

$$\langle \Gamma_{\gamma i \rightarrow f}^{E(M)l} \rangle = \hbar P_{\text{одн}}^{E(M)l} \frac{d_{\text{одн}}}{D_i(U)}. \quad (1.86)$$

Главная неоднозначность такой оценки связана с выбором среднего расстояния между одночастичными уровнями  $d_{\text{одн}}$ . Первоначально эта величина связывалась с плотностью одночастичных состояний на поверхности Ферми и выбиралась равной  $d_{\text{одн}} \approx g_2^{-1} \approx 0,5$  МэВ [6]. Однако в более поздних оценках величине  $d_{\text{одн}}$  придавался уже совершенно иной смысл — энергии одночастичных переходов в оболочечной модели, и соответственно принимались значения  $d_{\text{одн}} \approx 10 \div 15$  МэВ [85].

Описание радиационных ширин можно сделать более строгим, если в соответствии с общими методами статистической теории ядерных реакций связать ширину радиационного распада с сечением обратной реакции. Усредненное по резонансам сечение поглощения гамма-квантов возбужденным ядром можно представить в виде

$$\bar{\sigma}_\gamma^0(\epsilon_\gamma) = \pi \left(\frac{\hbar c}{\epsilon_\gamma}\right)^2 g_s \frac{1}{\Delta E} \frac{\epsilon_\gamma + \Delta E/2}{\epsilon_\gamma - \Delta E/2} \frac{dE' \Sigma}{r} \frac{\Gamma_{\gamma r}^0 \Gamma_r}{(E' - E_r)^2 + \Gamma_r^2/4} =$$

$$= 2g_s \left(\frac{\pi \hbar c}{\epsilon_\gamma}\right)^2 \frac{\langle \Gamma_\gamma^0 \rangle}{D_i}, \quad (1.87)$$

где  $g_s = (2I_i + 1)/2(2I_0 + 1)$  — статистический фактор, определяемый спинами исходного  $I_0$  и возбужденного  $I_i$  состояний ядра, и  $\langle \Gamma_\gamma^0 \rangle$  — средняя ширина радиационного распада в основное состояние. Соотношение (1.87) будет справедливым и для сечения поглощения гамма-квантов возбужденным ядром, но в этом случае в его правую часть войдут ширины радиационного распада на рассматриваемое возбужденное состояние. Если предположить, что сечение фотопоглощения не зависит от начального состояния ядра и определяется только энергией гамма-квантов, то среднюю ширину радиационного распада ядра в любое из нижележащих состояний можно записать как

$$\langle \Gamma_{\gamma i \rightarrow f}^{E1} \rangle = \frac{\epsilon_\gamma^2 D_i(U)}{2g_s (\pi \hbar c)^2} \bar{\sigma}_\gamma^0(\epsilon_\gamma). \quad (1.88)$$

Такое предположение обычно называют гипотезой Бринка [86].

Наблюдаемые сечения поглощения электрических дипольных гамма-квантов имеют вид гигантского резонанса. Аппроксимируя такие сечения лоренцовой зависимостью, для ширины дипольных гамма-переходов получим соотношение:

$$\langle \Gamma_{\gamma i \rightarrow f}^{E1} \rangle = \frac{D_i(U)}{3(\pi \hbar c)^2} \frac{\epsilon_\gamma^4 \Gamma_g^2 \sigma_g}{(\epsilon_\gamma^2 - E_g^2)^2 + \epsilon_\gamma^2 \Gamma_g^2}, \quad (1.89)$$

где  $E_g$  — энергия гигантского резонанса,  $\Gamma_g$  — его полуширина и  $\sigma_g$  — резонансное значение сечения фотопоглощения. Путем численного анализа Аксель показал [87], что для энергий гамма-квантов, близких к энергии связи нейтронов, соотношение (1.89) можно заменить более простой формулой

$$\langle \Gamma_{\gamma i \rightarrow f}^{E1} \rangle = k_{E1}^A A^{8/3} \epsilon_\gamma^5 D_i(U). \quad (1.90)$$

Средним значениям параметров гигантского резонанса ( $E_g = 80 A^{-1/3}$  МэВ,  $\Gamma_g = 5$  МэВ,  $\sigma_g = 2,3$  мб) соответствует коэффициент  $k_{E1}^A = 6,1 \cdot 10^{-15}$  МэВ<sup>-5</sup>.

Наиболее прямую экспериментальную информацию об электромагнитных переходах в высоковозбужденных ядрах дают измерения парциальных радиационных ширин нейтронных резонансов. Так как парциальные ширины флуктуируют от резонанса к резонансу, то для сопоставления с рассмотренными выше оценками необходимо провести усреднение наблюдаемых ширин по достаточно большому числу резонансов. Такую информацию обычно представляют в виде приведенных силовых функций, определяемых как

$$k_{E(M)l} = \frac{\langle \Gamma_{\gamma i \rightarrow f}^{E(M)l} \rangle}{\epsilon_\gamma^{2l+1} D_i(U)} \quad (1.91)$$

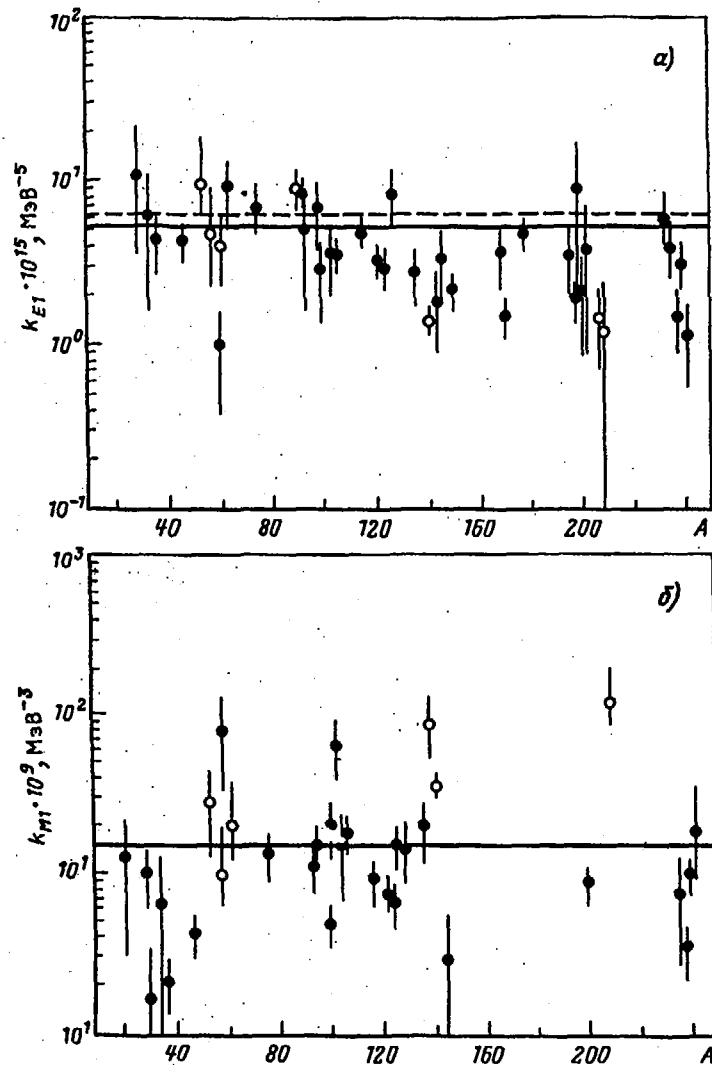


Рис. 1.11. Зависимость от массового числа радиационных силовых функций  $E1$  (а) и  $M1$  (б) переходов, полученных при усреднении по резонансам парциальных радиационных ширины резонансов в  $(n, \gamma)$  — ● и  $(\gamma, n)$  — ○ реакциях [88]

Для электрических дипольных переходов широко используется также определение силовых функций, основанное на формуле (1.90). Имеющиеся экспериментальные данные о радиационных силовых функциях ядер при энергиях гамма-лучей, близких к энергии связи нейтрона, показаны на рис. 1.11 [88]. В среднем эти данные соответствуют значениям

силовых функций:

$$k_{E1}^A = (4,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-15} A^{8/3} \text{ МэВ}^{-5}, \quad (1.92)$$

$$k_{M1} = (3,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-8} \text{ МэВ}^{-3}.$$

Обращает на себя внимание значительный разброс данных на рис. 1.11 по отношению к средним значениям, особенно большой для магнитных переходов. Из-за ограниченного числа резонансов во многих ядрах большими оказываются также погрешности экспериментального определения силовых функций.

Если сопоставить экспериментальные значения силовых функций (1.92) с приведенной выше оценкой радиационных ширины (1.86), то для описания электрических и магнитных переходов нам потребуются сильно отличающиеся значения  $d_{\text{одн}}$ : для электрических переходов 15–17 МэВ и для магнитных  $\sim 1$  МэВ. Эти расхождения свидетельствуют о более сложной природе фрагментации в высоковозбужденных ядрах интенсивности переходов различной мультипольности, чем предложенная Вайскопфом. В то же время оценки силовых функций электрических дипольных переходов, основанные на лоренцевой аппроксимации гигантского резонанса (1.89), достаточно корректно воспроизводят экспериментальные данные (рис. 1.11), но в среднем примерно на 30% завышают абсолютные значения силовых функций.

Для изучения энергетической зависимости радиационных силовых функций весьма перспективными являются методы прямого измерения парциальных ширины, усредненных по многим резонансам [89]. На основе таких измерений было показано, что в области энергий гамма-лучей от 6 до 8,5 МэВ наблюдаемые для редкоземельных ядер силовые функции электрических дипольных переходов заметно отклоняются от предсказаний модели Вайскопфа (1.86), но примерно соответствуют модели Акселя-Бринка (1.89). Типичным примером полученных результатов могут служить данные для изотопов гадолиния, представленные на рис. 1.12. В рамках этого метода были получены также указания на проявление гигантского резонанса с энергией  $8 \div 9$  МэВ в силовых функциях магнитных дипольных переходов [90]. Однако, для магнитных переходов погрешности экспериментальных данных оказываются значительно большими, чем для электрических, и это оставляет открытым однозначное решение вопроса об энергетической зависимости силовых функций магнитных переходов. Аналогичным является состояние экспериментальных данных об электрических квадрупольных переходах, для которых удалось получить лишь очень приближенную оценку силовых функций [90]:

$$k_{E2} = (1 \div 3) \cdot 10^{-14} A^{4/3} \text{ МэВ}^{-5}. \quad (1.93)$$

При обсуждении энергетической зависимости радиационных силовых функций кроме данных о парциальных ширинах радиационных переходов широко привлекаются данные о непрерывных спектрах гамма-квантов захвата тепловых и резонансных нейтронов, а также спектрах гамма-квантов  $(d, p\gamma)$ -реакции [91]. Для изотопов  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{198}\text{Au}$  силовые функ-



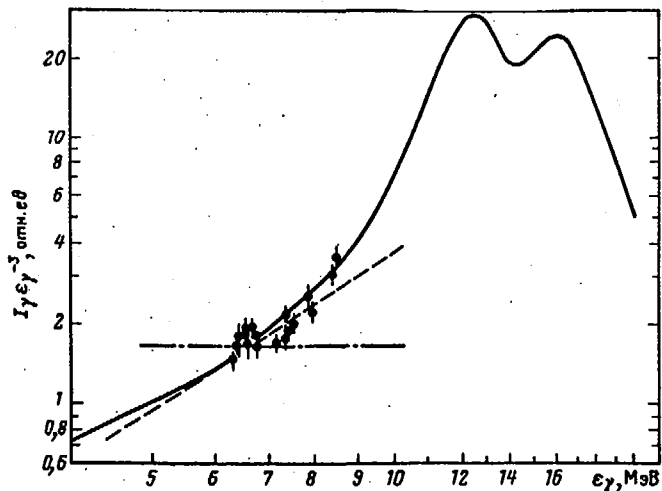


Рис. 1.12. Зависимость от энергии гамма-лучей усредненной по резонансам интенсивности радиационных переходов, наблюдаемых при захвате нейтронов на ядрах гадолиния [89]. Сплошная кривая — лоренцова параметризация гигантского дипольного резонанса, штриховая — аппроксимация Акселя и штрихпунктирная — аппроксимация Вайскопфа

ции, полученные из описания таких спектров, показаны на рис. 1.13 совместно с результатами анализа парциальных ширин. Для деформированного ядра  $^{181}\text{Ta}$  экспериментальные данные сравнительно неплохо согласуются с лоренцовой экстраполяцией сечения фотопоглощения во всем диапазоне энергий гамма-квантов. В то же время, для сферического ядра  $^{198}\text{Au}$  при энергиях гамма-квантов ниже 5 МэВ возникают значительные отклонения от лоренцовой кривой. Аналогичные отклонения проявляются для широкого круга ядер в области  $110 < A < 140$  и  $190 < A < 210$ , и с ними непосредственно связана наблюдаемая в этих ядрах "аномальная" gross-структура жесткой части спектров гамма-квантов ( $n, \gamma$ ) и ( $d, p\gamma$ )-реакций [91]. Увеличение отклонений от лоренцовой параметризации хвоста гигантского резонанса по мере приближения к магическим ядрам наблюдалось также в силовых функциях, извлекаемых из анализа усредненных по резонансам парциальных радиационных ширин [92].

Для изучения силовых функций радиационных переходов с энергией ниже 1,5 МэВ уникальные возможности предоставляют исследования ( $n, \gamma a$ )-реакции [93]. Силовые функции дипольных электрических переходов, полученные из анализа реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \gamma a)$  [93], показаны на рис. 1.14 совместно с результатами анализа усредненных парциальных ширин переходов с энергией 5–7 МэВ [92] и экспериментальными данными о сечениях фотопоглощения в области энергий выше 8 МэВ [94]. Кривая Лоренца, хорошо описывающая сечения фотопоглощения, проходит значительно выше резонансных данных о силовых функциях при энергии 5–7 МэВ и не воспроизводит энергетическую зависимость данных

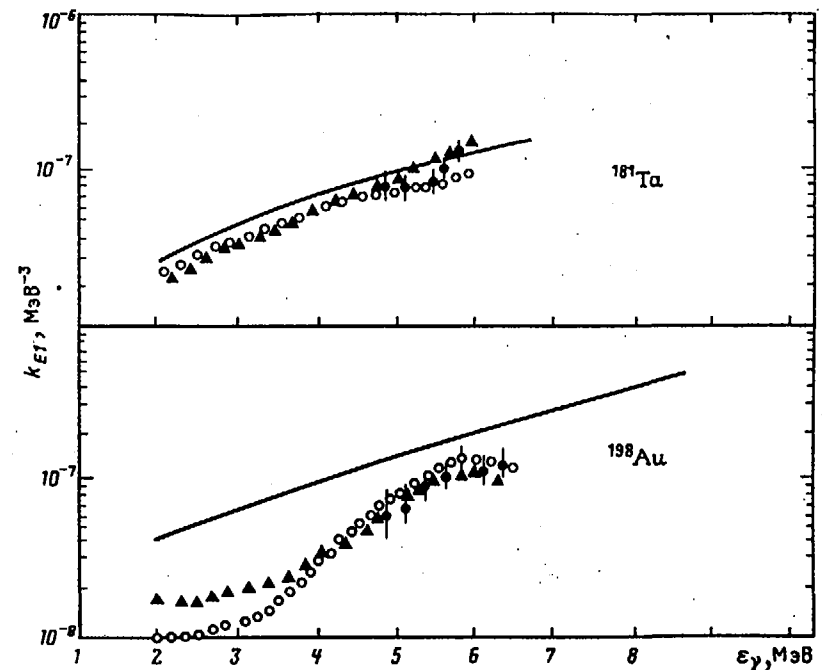


Рис. 1.13. Энергетическая зависимость радиационных силовых функций, полученных из анализа парциальных радиационных ширин резонансов (♦), из спектров гамма-квантов захвата тепловых нейтронов (○) и спектров ( $d, p\gamma$ ) [91]. Сплошные кривые — лоренцова параметризация гигантского резонанса

ниже 1,5 МэВ, хотя и совпадает с ними в среднем по абсолютной величине. К сожалению, столь разнообразная совокупность экспериментальных данных имеется в настоящее время только для ядра  $^{144}\text{Nd}$  и трудно понять, в какой мере наблюдаемые отклонения от лоренцовой аппроксимации силовых функций отражают индивидуальные особенности данного околomagического ядра и как изменятся аналогичные результаты при удалении от заполненной нейтронной оболочки.

Чтобы интерпретировать наблюдаемые понижения радиационных силовых функций на хвосте гигантского резонанса, в работах [95–97] предлагалось ввести в соотношение (1.89) ширину гигантского резонанса, зависящую от энергии гамма-переходов и температуры ядра. Можно предположить, что такая зависимость подобна аналогичной зависимости затухания нулевого звука теории ферми-жидкости [98], и для ее описания использовать соотношение

$$\Gamma_g(\epsilon_\gamma, t) \approx \left( \frac{\Gamma_g}{E_g^2} \right)^{\text{экср}} (\epsilon_\gamma^2 + 4\pi^2 t^2), \quad (1.94)$$

где  $E_g^{\text{экср}}$  и  $\Gamma_g^{\text{экср}}$  — наблюдаемые уровни энергии и полуширины гигантского дипольного резонанса,  $t$  — температура остаточного ядра.

Такая модификация соотношения (1.89) позволяет хорошо воспроизвести представленные на рис. 1.14 резонансные данные о силовых функциях ядра  $^{144}\text{Nd}$  [97]. В частности, учет температурной зависимости затухания резонанса (1.94) оказывается принципиально важным для объяснения поведения силовых функций при энергиях гамма-квантов ниже 1,5 МэВ. В работах [95, 96] анализировались также иные возможности параметризации сечений фотопоглощения на хвосте гигантского резонанса, опирающиеся на связь затухания ядерных возбуждений с мнимой частью оптического потенциала.

Следует отметить, что отклонения от лоренцевой аппроксимации сечений фотопоглощения проявляются практически во всех микроскопических расчетах гигантских дипольных резонансов, которые в различных вариантах теории коллективных возбуждений ядер обсуждались многими авторами [96, 99–102]. Общим недостатком таких расчетов остается, однако, отсутствие достаточно хорошего количественного описания наблюдаемых сечений фотопоглощения в окрестностях максимума, а также на высокоэнергетическом склоне гигантского резонанса. До устранения этих недостатков трудно судить о надежности теоретических предсказаний фотопоглощения на низкоэнергетическом склоне гигантского резонанса.

В то же время, результаты микроскопического термодинамического рассмотрения поглощения гамма-квантов позволяют проследить температурные изменения характеристик гигантского дипольного резонанса и оценить отличие сечений фотопоглощения в холодном и нагретом ядре [101, 102]. Рост температуры приводит к уширению гигантского резонанса и сглаживанию структур в энергетической зависимости сечений на склоне резонанса. Таким образом, мы не должны ожидать строгого выполнения гипотезы Бринка, и ее нарушения могут быть тем сильнее, чем выше энергия уровней, на которых поглощаются гамма-кванты. К этому следует добавить, что температурные изменения сечений поглощения должны быть более значительными для магнитных дипольных и, особенно, электрических квадрупольных гамма-переходов [102]. К сожалению, имеющаяся экспериментальная информация о радиационных силовых функциях таких переходов слишком скудна для проверки этих предсказаний.

Кроме данных о парциальных радиационных ширинах для нейтронных резонансов имеется также значительно более богатая информация о полных радиационных ширинах (см. гл. 3). Эти ширины являются одной из главных характеристик статистического описания сечений радиационного захвата нейтронов, поэтому их систематике и анализу уделялось много внимания. Так как основной вклад в полные ширины вносят наиболее интенсивные электрические дипольные переходы, то связь полных ширины с радиационными силовыми функциями определяется соотношением

$$\Gamma_{\gamma}^{\text{tot}}(B_n, J) = \sum_{I=|J-1|}^{J+1} \frac{B_n}{\int_0^{\infty} \epsilon_{\gamma}^3 k_{E1}(\epsilon_{\gamma}) \frac{\rho(B_n - \epsilon_{\gamma}, I)}{\rho(B_n, J)} d\epsilon_{\gamma}} \quad (1.95)$$

При необходимости с помощью аналогичного соотношения можно учесть вклад в полные радиационные ширины от магнитных дипольных переходов.

Определяющую роль в подынтегральном выражении (1.95) играют гамма-переходы с энергией 2–3 МэВ. Для таких переходов лоренцову аппроксимацию хвоста гигантского дипольного резонанса (1.89) можно представить в виде степенной зависимости парциальных радиационных ширины [87]

$$\frac{\langle \Gamma_{\gamma i \rightarrow f}^{E1} \rangle}{D_i} = 1,6 \cdot 10^{-5} \left( \frac{\epsilon_{\gamma}}{7 \text{ МэВ}} \right)^4 \left( \frac{A}{100} \right)^{7/3} \quad (1.96)$$

Используя данную параметризацию для силовых функций и модель постоянной температуры (1.69) для плотности уровней, получим оценку полных радиационных ширины в виде

$$\Gamma_{\gamma}^{\text{tot}} = 10^{-5} A^{7/3} (t/\text{МэВ})^5, \quad (1.97)$$

где числовой множитель соответствует ширинам в электронвольтах. Если использовать другие функциональные представления радиационных силовых функций и плотности уровней, то соответственно изменится и степенная зависимость полных ширины от температуры и массового числа [11, 95]. Проведенное в работе [103] сопоставление разных вариантов таких оценок с имеющейся совокупностью экспериментальных данных показало, что при подгонке числовых коэффициентов качественное описание наблюдаемых ширины можно получить как при параметризации силовых функций дипольных переходов кривой гигантского резонанса, так и при использовании аппроксимаций Вайскопфа. В то же время ни одна из подобных оценок не дает детального количественного описания имеющихся нерегулярных изменений ширины близлежащих ядер. В качестве простой эмпирической систематики зависимости ширины от массового числа и энергии возбуждения ядра в работе [103] предложено соотношение

$$\Gamma_{\gamma}^{\text{tot}} = 0,0321 A^{-0,823} (B_n/\text{МэВ})^{2,56}. \quad (1.98)$$

Главные погрешности температурных оценок радиационных ширины порождены неоднозначностью связи температуры с энергией возбуждения ядра. При сравнительно небольших энергиях возбуждения соответствующих остаточному ядру, оценки температуры существенно зависят от учета оболочечных, сверхтекучих и коллективных эффектов. В этой связи не меньший интерес, чем простые аналитические оценки представляют результаты строгих расчетов полных ширины, корректно учитывающие индивидуальные изменения плотности уровней ядер. Такие расчеты проводились с лоренцевой аппроксимацией радиационных силовых функций (1.89) и плотностью уровней, нормированной на наблюдаемую плотность нейтронных резонансов и кумулятивное число разрешенных низколежащих уровней [74, 104, 105]. Результаты этих расчетов достаточно хорошо воспроизводят главные черты наблюдаемых изменений полных

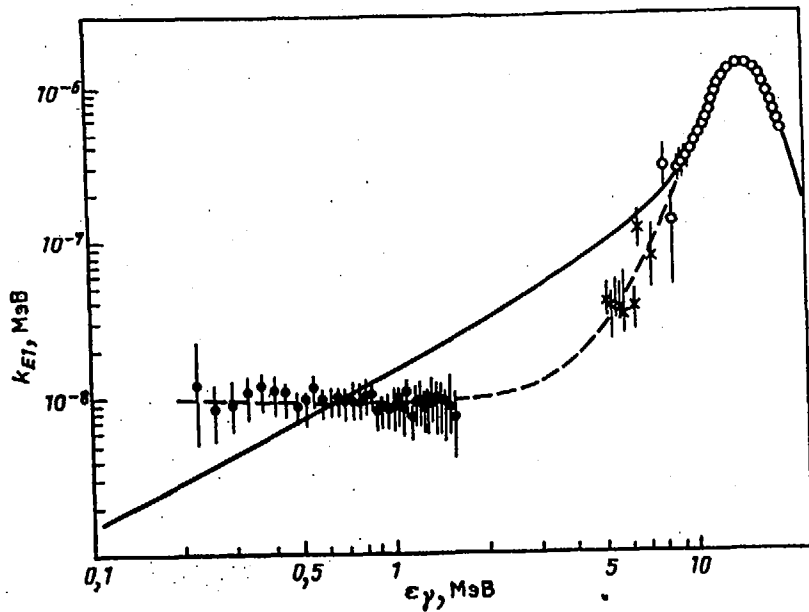


Рис. 1.14. Энергетическая зависимость радиационных силовых функций ядра  $^{144}\text{Nd}$ , полученных из сечений фотопоглощения ( $\circ$ ), из усредненных парциальных ширин нейтронных резонансов ( $*$ ) и из анализа сечений  $(n, \gamma\alpha)$  – реакции ( $\bullet$ ) [93]. Сплошная кривая соответствует традиционной лоренцовой аппроксимации сечений фотопоглощения, штриховая – лоренцовой аппроксимации с шириной, зависящей от энергии гамма-квантов и температуры остаточного ядра

радиационных ширин резонансов. В частности, учет преобладания уровней определенной четности в спектрах низколежащих состояний ядер позволяет объяснить систематические превышения радиационных ширин  $p$ -резонансов над ширинами  $s$ -резонансов в области масс  $90 < A < 110$  [104].

Следует отметить, что большая часть значительных расхождений статистических расчетов полных радиационных ширин с экспериментальными данными относится к околomagическим ядрам. Как показано во втором параграфе, в таких ядрах существенный вклад в радиационные ширины могут вносить различные нестатистические эффекты и, в первую очередь, валентный механизм радиационного захвата нейтронов. Именно этот механизм, по-видимому, объясняет различия радиационных ширин  $s$ - и  $p$ -резонансов в окрестности массовых чисел 50 и 90, не описываемые статистическими расчетами [33, 74]. Для околomagических ядер важную роль в анализе радиационных ширин может играть также учет индивидуальных особенностей энергетических изменений силовых функций, подобных представленным на рис. 1.13 и 1.14. К сожалению, ограниченность экспериментальной информации о силовых функциях не позволяет однозначно идентифицировать всю совокупность возможных погрешностей теоретического описания полных радиационных ширин.

### 1.6. Описание сечений радиационного захвата быстрых нейтронов

С учетом распределения угловых моментов, вносимых нейтроном в составное ядро, формулу Хаузера–Фешбаха–Молдауэра (1.43) запишем в виде

$$\sigma_{n\gamma} = \pi \lambda_n^2 \sum_{IJ} g_J T_{IJ}^{J\pi}(E_n) \frac{T_{\gamma c}^{J\pi}(E_n) F_{IJ\gamma}^{J\pi}(E_n)}{T_{\gamma}^{J\pi}(E_n) + \sum_{n'j'j''} T_{I'j'j''}^{J\pi}(E_n')}, \quad (1.99)$$

где  $T_{\gamma}$  – проникаемость радиационных каналов распада, связанная с радиационными ширинами соотношением

$$T_{\gamma}^{J\pi}(E_n) = 2\pi \Gamma_{\gamma}^{J\pi}(B_n + E_n) / D^{J\pi}(B_n + E_n). \quad (1.100)$$

Так как при испускании мягких гамма-квантов энергия возбуждения составного ядра может еще превышать энергию связи нейтрона и оказываются возможны реакции  $(n, \gamma n')$ ,  $(n, 2\gamma n')$  и т. д., то в числитель соотношения (1.99) входит не полная проникаемость радиационных каналов, а лишь ее часть, соответствующая каналам, из которых не происходит испускание нейтронов.

При вычислениях сечений захвата удобно выделить в явном виде энергетическую и спиновую зависимости радиационных проникаемостей, нормируя их на экспериментальное значение отношения  $\Gamma_{\gamma}/D_s$ , полученное из анализа нейтронных резонансов. Предполагая, что в радиационные ширины ядер доминирующий вклад вносят электрические дипольные переходы, перепишем соотношение (1.100) в виде

$$T_{\gamma}^{J\pi}(E_n) = 2\pi g_J \left( \frac{\Gamma_{\gamma}}{D_s} \right)^{\text{эксп}} f(E_n), \quad (1.101)$$

где множитель, характеризующий энергетические изменения радиационных проникаемостей, определяется соотношением

$$f(E_n) = \frac{\int_0^{B_n + E_n} \epsilon_{\gamma}^3 k_{E1}(\epsilon_{\gamma}) \rho(B_n + E_n - \epsilon_{\gamma}, 0) d\epsilon_{\gamma}}{\int_0^{B_n} \epsilon_{\gamma}^3 k_{E1}(\epsilon_{\gamma}) \rho(B_n - \epsilon_{\gamma}, 0) d\epsilon_{\gamma}}. \quad (1.102)$$

Для ядер, имеющих различающиеся радиационные ширины  $s$ - и  $p$ -резонансов, нормировка (1.101) должна проводиться независимо для различных орбитальных моментов. При необходимости в радиационных проникаемостях можно также выделить составляющую, обусловленную резонансными нестатистическими эффектами, например, валентную компоненту радиационных ширин  $s$ - или  $p$ -резонансов.

Аналогичным образом можно рассмотреть множитель, характеризующий уменьшение радиационной ширины захвата по отношению к полной радиационной ширине

$$\varphi(E_n) = T_{\gamma c}(E_n) / T_{\gamma}(E_n). \quad (1.103)$$

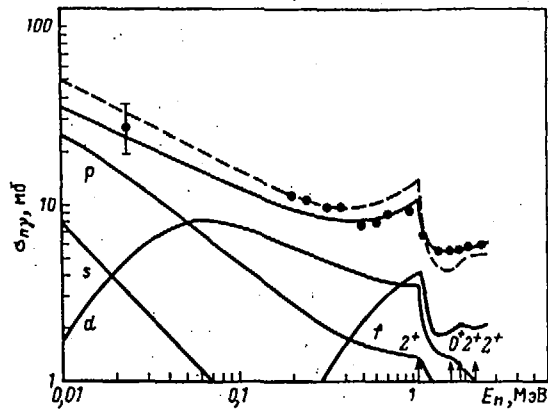


Рис. 1.15. Энергетическая зависимость сечений радиационного захвата нейтронов ядром  $^{68}\text{Zn}$ , полученная в статистических расчетах без учета (штриховая кривая) и с учетом (сплошные кривые) флуктуаций нейтронных ширин. Показаны также парциальные составляющие сечений захвата для различных орбитальных волн; точки — экспериментальные данные

Так как нейтронные ширины открытых каналов обычно значительно превышают радиационные, то в первом приближении этот множитель определяется соотношением

$$\varphi(E_n) = \frac{\int_{E_n}^{B_n + E_n} \epsilon_\gamma^3 k_{E1}(\epsilon_\gamma) \rho(B_n + E_n - \epsilon_\gamma, 0) d\epsilon_\gamma}{\int_0^{B_n + E_n} \epsilon_\gamma^3 k_{E1}(\epsilon_\gamma) \rho(B_n + E_n - \epsilon_\gamma, 0) d\epsilon_\gamma} \quad (1.104)$$

Такая однокаскадная оценка конкуренции нейтронных и радиационных каналов распада справедлива для энергии нелетающего нейтрона до  $1,5 \div 2$  МэВ. Для более высоких энергий при вычислении  $\varphi(E_n)$  необходимо учесть вклад реакций ( $n, 2\gamma n'$ ) и т. д., т. е. рассмотреть конкуренцию каналов распада на более поздних этапах радиационного каскада [71].

Описание сечений радиационного захвата нейтронов соотношениями статистической теории обсуждалось во многих работах [71, 74, 106–109]. Влияние различных факторов на результаты расчета сечений можно проследить на рис. 1.15. При энергиях нелетающего нейтрона ниже первого возбужденного уровня ядра-мишени учет флуктуаций понижает сечение захвата на 10–15%. При более высоких энергиях, когда открыто несколько каналов неупругого рассеяния, учет флуктуационной поправки приводит к определенному перераспределению вкладов различных парциальных волн в полное сечение радиационного захвата, в результате которого сечение может даже возрасти. С увеличением числа открытых каналов неупругого рассеяния роль поправки на флуктуацию ширин быстро ослабевает. В то же время с увеличением энергии нейтронов растет влия-

ние на результаты расчетов сечения захвата энергетической зависимости радиационных ширин, и при энергиях выше 2 МэВ описание сечений захвата нейтронов начинает существенно зависеть от используемых модельных представлений о плотности уровней и радиационных силовых функциях.

При энергиях нейтронов до  $\sim 50$  кэВ доминирующий вклад в сечение захвата вносят  $s$ - и  $p$ -нейтроны. Так как нейтронные ширины, соответствующие каналам упругого рассеяния, в этой области значительно превышают радиационные ширины, а каналы неупругого рассеяния в большинстве ядер еще закрыты, то соотношения статистической модели (1.99) можно преобразовать к очень простой приближенной формуле

$$\sigma_{n\gamma} \approx \frac{C \pi^2 \chi_n^2}{2I_0 + 1} \frac{\Gamma_\gamma}{D_s}, \quad (1.105)$$

где числовой множитель может изменяться в пределах  $1 \leq C \leq 12$  в зависимости от соотношения нейтронных и радиационных проникаемостей для  $s$ - и  $p$ -волны [74, 110]. Из данной формулы видно, что при фиксированной энергии нейтронов сечения захвата определяются отношением радиационных ширин к среднему расстоянию между  $s$ -резонансами, тогда как энергетическая зависимость сечений захвата в первом приближении определяется изменениями длины волны налетающего нейтрона.

На рис. 1.16 представлена зависимость наблюдаемых средних сечений захвата нейтронов с энергией 30 кэВ и резонансных значений отношения  $\Gamma_\gamma / (2I_0 + 1) D_s$  от числа нейтронов в ядре-мишени. Значительное подобие изотопических зависимостей сечений захвата и отношения  $\Gamma_\gamma / (2I_0 + 1) D_s$  подтверждает справедливость простой аппроксимационной формулы (1.105). Это позволяет привлекать данную формулу для построения различных систематик наблюдаемых сечений захвата нейтронов, а также для оценки сечений захвата нейтронов радиоактивными изотопами, для которых невозможно провести экспериментальные измерения сечений захвата [110, 111].

При количественном анализе экспериментальных данных в широком диапазоне энергий использование формулы (1.105) мало оправдано из-за неопределенности числового множителя  $C$ . На энергетическую зависимость сечений захвата в дополнение к изменениям длины волны нейтрона существенно сказывается изменение вкладов парциальных сечений для  $s$ - и  $p$ -нейтронов, и это свойство энергетической зависимости можно использовать для извлечения из наблюдаемых сечений захвата силовых функций  $p$ -нейтронов [106, 107]. Другой характерной особенностью энергетического поведения сечений захвата является резкий спад сечения при открытии первого канала неупругого рассеяния нейтронов (рис. 1.15). Такой спад сечения вызван эффективным "исключением" из реакций захвата  $d$ -нейтронов, и это свойство сечений захвата можно использовать в качестве эффективного метода определения  $d$ -волновых нейтронных силовых функций [109].

Анализ энергетической зависимости сечений захвата с целью извлечения нейтронных силовых функций проводился многими авторами, и

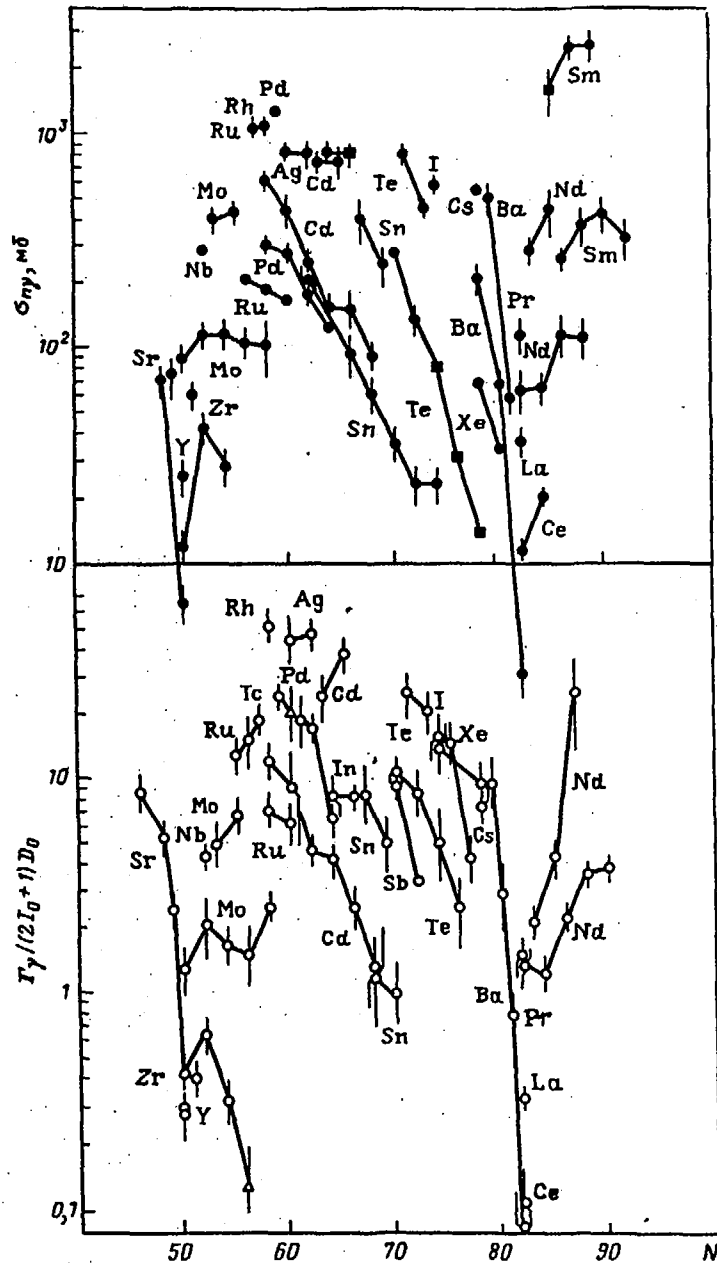


Рис. 1.16. Систематика изотопических зависимостей сечений захвата нейтронов энергией 30 кэВ (●) и резонансных значений  $\Gamma_\gamma / (2I_0 + 1) D_s$  [111]

полученные в этих исследованиях силовые функции  $p$ -нейтронов представлены на рис. 1.6 совместно с результатами других методов определения силовых функций [109]. Значения силовых функций, найденных разными методами, во многих случаях еще сильно различаются, и это указывает на необходимость дальнейшего уточнения экспериментальных данных, так и методов их анализа.

Значения отношения  $\Gamma_\gamma / D_s$ , полученные из описания наблюдаемых сечений захвата можно использовать для определения плотности нейтронных резонансов. Так как радиационные ширины резонансов  $\Gamma_\gamma$  в большинстве случаев известны с достаточно хорошей точностью (см. гл. 3), то погрешности извлекаемых из радиационных силовых функций значений  $D_s$  должны быть примерно такими же как и при прямом определении среднего расстояния между наблюдаемыми изолированными резонансами. В действительности, однако, расхождение между прямыми резонансными данными и значениями  $D_s$ , извлекаемыми из описания сечений захвата, во многих ядрах выходят за пределы погрешности экспериментальных данных. Наиболее отчетливо такие расхождения проявляются для ядер в начале редкоземельной области [109]. В настоящее время трудно сказать, в какой мере разногласия двух способов определения  $D_s$  отражают недостатки методов анализа или самих экспериментальных данных. Так информация о среднем расстоянии между нейтронными резонансами является основой любых систематик плотности уровней возбужденных ядер, то несомненный интерес представляли бы исследования, направленные на выяснение причин существующего расхождения величин  $D_s$ .

В настоящее время имеется сравнительно мало экспериментальных данных об энергетической зависимости сечений радиационного захвата нейтронов с энергией выше 3÷5 МэВ (см. Приложение). Статистические расчеты предсказывают в этой области быстрое монотонное уменьшение сечений захвата, и при энергии нейтронов ~ 14 МэВ результаты таких расчетов практически для всех средних и тяжелых ядер дают в 10÷100 раз более низкие сечения захвата, чем наблюдаемые [112, 113]. С другой стороны, исследования спектров гамма-квантов захвата нейтронов с энергией 14 МэВ в ряде околомагических ядер продемонстрировали существование значительного вклада высокоэнергетических гамма-переходов в области  $\epsilon_\gamma > 8$  МэВ, интенсивность которых во много раз превышает предсказания испарительной модели [114–115]. Жесткий характер спектров гамма-переходов непосредственно указывает на определяющее влияние прямого механизма захвата нейтронов.

В рассмотренной выше модели прямого захвата тепловых и низкоэнергетических нейтронов предполагалось, что при движении в самоогласованном ядерном потенциале налетающий нейтрон прямо переходит в связанное одночастичное состояние, испуская при этом гамма-квант соответствующей энергии [25]. Анализ движения нейтронов высоких энергий показал, что для них при таком переходе важную роль играют поляризационные эффекты, связанные с возбуждением коллективных дипольных колебаний ядра [117–119]. Учет коллективных эффектов приводит к увеличению вероятности прямого радиационного

захвата нейтронов, аналогичному увеличению сечений фотопоглощения в области гигантского дипольного резонанса.

Для перехода в определенное одночастичное состояние  $lj$  соотношения модели прямого – коллективного захвата нейтронов можно представить в виде

$$\sigma_{n\gamma}^{lj} = \frac{8\pi}{9} \frac{mk_\gamma^3}{\hbar^2 k_n} \left(\frac{Ze}{A}\right)^2 \sum_{l'j'} S_{j'j}^{l'l} |\langle u_{l'j'}^{\text{опт}} | r | u_{lj} \rangle|^2 F_{j'j}^{l'l}, \quad (1.106)$$

где  $k_n$  и  $k_\gamma$  – волновые числа налетающего нейтрона и испускаемого ядром гамма-кванта,  $S_{j'j}^{l'l}$  – геометрический фактор, определяемый правилами сложения угловых моментов,  $F_{j'j}^{l'l}$  – коэффициент усиления интенсивности прямых переходов за счет коллективных эффектов. Этот коэффициент определяется соотношением

$$F_{j'j}^{l'l} = \left| 1 + \frac{1}{\epsilon_\gamma - E_g + i\Gamma_g/2} \frac{\langle u_{l'j'}^{\text{опт}} | h(r) | u_{lj} \rangle}{\langle u_{l'j'}^{\text{опт}} | r | u_{lj} \rangle} \right|^2, \quad (1.107)$$

где  $E_g$  и  $\Gamma_g$  – энергия и ширина гигантского дипольного резонанса,  $h(r)$  – эффективное взаимодействие нейтрона с изовекторными коллективными возбуждениями ядра,  $u_{l'j'}^{\text{опт}}$  и  $u_{lj}$  – радиальные волновые функции налетающего нейтрона и связанного одночастичного состояния.

Главные различия в формулировках модели прямого – коллективного захвата связаны с разногласиями выбора эффективного взаимодействия  $h(r)$  [117–123]. Имеющаяся совокупность данных, по-видимому, лучше согласуется с представлениями об объемном характере формфакторов эффективного взаимодействия, но вопросы выбора силовых констант такого взаимодействия, также как их связь с изовекторной компонентой оптического потенциала еще не получили однозначного решения [121–123].

Достаточно полные экспериментальные данные об энергетической зависимости парциальных сечений радиационного захвата нейтронов в области энергий 6–14 МэВ имеются только для ядра  $^{208}\text{Pb}$  [116]. Эти данные представлены на рис. 1.17 вместе с результатами соответствующих расчетов. Для объемного формфактора эффективных сил теоретические кривые достаточно хорошо воспроизводят абсолютную величину и положение максимума наблюдаемых парциальных сечений захвата [123]. Некоторые расхождения теоретических кривых с экспериментальными данными при энергиях  $E_n < 8$  МэВ, скорее всего, связаны с вкладом компаундного механизма радиационного захвата, который не учитывался в рассматриваемых расчетах. Данные об энергетической зависимости полных сечений радиационного захвата нейтронов с энергией выше 6 МэВ получены также для ядер-мишеней  $^{89}\text{Y}$  и  $^{140}\text{Ce}$  [116]. Их анализ приводит к тем же выводам о механизме прямого–коллективного захвата нейтронов, что и описание парциальных сечений захвата нейтронов для ядра  $^{208}\text{Pb}$  [123].

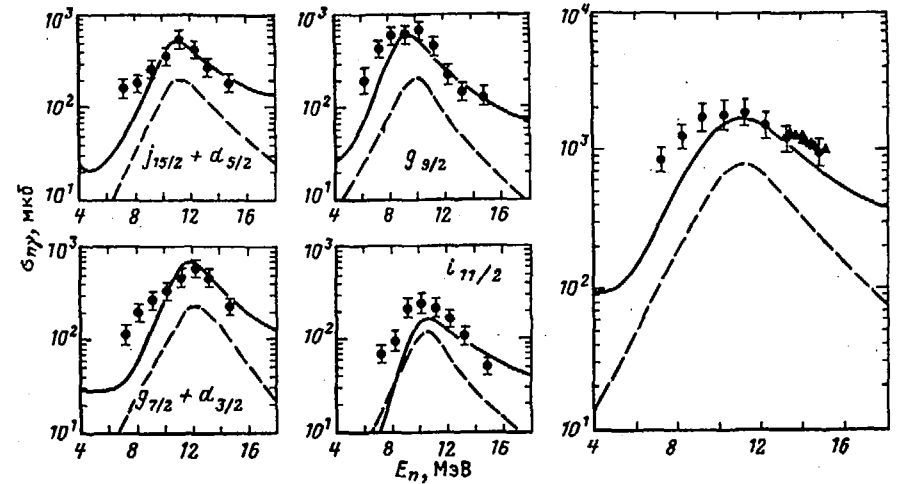


Рис. 1.17. Зависимость от энергии нейтронов парциальных сечений захвата в указанные одночастичные состояния (левая часть рисунка) и полного сечения захвата (правая часть) нейтронов ядром  $^{208}\text{Pb}$  [116]. Штриховые кривые – расчеты в модели прямого–коллективного захвата с поверхностным формфактором эффективного взаимодействия, сплошные – с объемным формфактором [123]

Следует отметить, что до недавнего времени существовали значительные разногласия в результатах измерения полных сечений радиационного захвата нейтронов с энергией  $\sim 14$  МэВ, выполненных с помощью активационной методики [125] и методом интегрирования спектров гамма-квантов [114–116]. Сечения, полученные при интегрировании гамма-спектров, практически не зависели от массового числа и равнялись примерно 1 мб в области  $A \geq 60$ , и несколько уменьшались при переходе к легким ядрам. С другой стороны, измерения активационной методикой давали для немагических ядер существенно большие значения сечений захвата, и в ряде ядер расхождение двух методик достигали фактора 10. В настоящее время доказано, что в ранних активационных измерениях [125] были получены завышенные значения сечений из-за присутствия искажений, вызываемых низкоэнергетическими вторичными нейтронами, образующимися на образце, мишени и окружающих материалах [126, 127]. Современные активационные измерения, выполненные с усовершенствованной методикой [127], дают результаты, хорошо согласующиеся с измерениями по спектрам гамма-квантов (рис. 1.18).

Представленная на рис. 1.18 совокупность экспериментальных данных совместно с результатами теоретического анализа наблюдаемых сечений несомненно свидетельствует о доминирующей роли механизма прямого–коллективного захвата нейтронов в области энергий выше 10–12 МэВ. Наряду с увеличением интенсивности прямых переходов за счет гигантского дипольного резонанса в этой области могут проявляться также эффекты, связанные с гигантским квадрупольным и октупольным резонансами [128]. Для изучения таких эффектов, а также для более полного

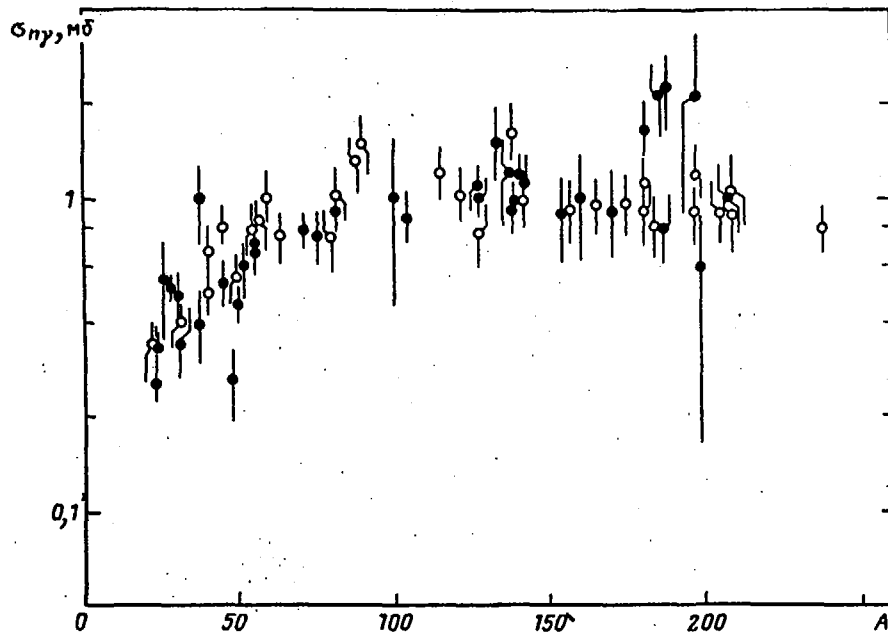


Рис. 1.18. Зависимость от массового числа сечений радиационного захвата нейтронов с энергией 14 МэВ, полученных методом интегрирования спектров гамма-квантов (○) и на основе усовершенствованной методики активационных измерений (●) [127]

исследования возможных структурных эффектов в формфакторах гигантского дипольного резонанса необходимо дальнейшее расширение измерений парциальных сечений захвата быстрых нейтронов как по диапазону энергий, так и по области масс ядер. Так как при прямом механизме захвата энергия нейтронов трансформируется в энергию высокоэнергетических гамма-квантов, то подобные исследования представляют интерес не только для теории ядерных реакций, но и для практических задач, связанных с защитой от излучения и радиационным повреждением материалов.

## Глава 2

### СЕЧЕНИЕ ДЛЯ НЕЙТРОНОВ ТЕПЛОВЫХ ЭНЕРГИЙ, ФАКТОРЫ ВЕСКОТТА, РЕЗОНАНСНЫЕ ИНТЕГРАЛЫ И СРЕДНИЕ СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ЭНЕРГИИ 30 кэВ

Тепловыми сечениями принято называть сечения взаимодействия с ядрами нейтронов с энергией  $E_T = 0,0253$  эВ, соответствующей наиболее вероятной скорости нейтронов ( $v = 2200$  м/с) в термодинамически равновесной среде с температурой 293,6 К (20,4 °С).

Экспериментально измеренные сечения для тепловых нейтронов можно разбить на три группы: а) сечения, измеренные с моноэнергетическими нейтронами с энергией, 0,0253 эВ; б) сечения, измеренные с нейтронами максвелловского спектра; в) сечения, измеренные с нейтронами реакторного спектра. Поскольку в измерениях типа (а) отсутствуют неопределенности относительно спектра нейтронов и вклада нейтронов высоких энергий, то они представляются в общем более достоверными по сравнению с измерениями (б, в). Тщательное исследование согласованности результатов экспериментов с моноэнергетическими нейтронами и с нейтронами максвелловского спектра было выполнено при оценке сечений основных делящихся изотопов ( $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ). В работе [129] для изотопов плутония обе группы экспериментов дают результаты, согласующиеся в пределах экспериментальных ошибок, а для изотопов урана результаты расходятся больше, чем ошибки экспериментов. Дальнейшие исследования [130] показали, что различия в сечениях изотопов урана можно устранить при более внимательном анализе экспериментов. Этот пример показывает, что при тщательном проведении и корректном анализе двух типов экспериментов их результаты эквивалентны.

При хорошо известных параметрах резонансов тепловые сечения могут быть рассчитаны. Например, сечение радиационного захвата  $\sigma_\gamma^0$  тепловых нейтронов можно аппроксимировать суммой вкладов при энергии  $E_T$  от резонансов  $s$ -волн, описываемых с помощью одноуровневой формулы Брейта-Вигнера. В большинстве ядер резонансы узкие и далеко удалены от энергии  $E_T$ . В этом случае тепловое сечение (в барнах) описывается простой формулой:

$$\sigma_\gamma^0 = 4,099 \cdot 10^6 \left( \frac{A+1}{A} \right)^2 \sum_r \frac{g_r \Gamma_{rn}^0 \Gamma_{r\gamma}}{E_r^2}, \quad (2.1)$$

где  $E_r$ ,  $\Gamma_{r\gamma}$ ,  $\Gamma_{rn}^0$  — энергия, радиационная ширина, приведенная нейтронная ширина для  $r$ -го резонанса, соответственно, в эВ;  $A$  — массовое число ядра мишени;  $g_r$  — статистический фактор.

Наиболее полные современные compilации сечений для тепловых нейтронов представлены в [11, 12]. Для делящихся ядер детальный анализ измерений тепловых сечений выполнен также в работах [130–132]. Эта совокупность данных и была взята за основу при составлении таблицы 2.1.

Фактор Вескотта ( $g_W$ ). Если энергетическая зависимость сечения  $\sigma(E)$  ядерной реакции подчиняется закону  $1/v$ , то сечение  $\bar{\sigma}$ , усредненное по спектру Максвелла

$$N(E)dE = \frac{2\sqrt{E}}{\sqrt{\pi} E_T^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{E_T}\right) dE$$

равно сечению  $\sigma^0$  для нейтронов с энергией  $E_T = 0,0253$  эВ. В противном случае

$$\sigma = g_W \sigma^0 \quad (2.2)$$

Фактор Вескотта  $g_W$  характеризует степень отклонения энергетической зависимости сечения от закона  $1/v$  и определяется из соотношения:

$$g_W = \frac{\int_0^{\infty} \frac{\sigma(E)}{\sigma^0} \sqrt{\frac{E}{E_T}} N(E) dE}{\int_0^{\infty} N(E) dE} = \frac{2}{\sqrt{\pi \sigma^0 E_T^2}} \int_0^{\infty} \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{E_T}\right) dE. \quad (2.3)$$

Значения  $g_W$  в большинстве случаев близки к единице. При радиационном захвате нейтронов исключения составляют  $g_W$  для ядер (в скобках значения  $g_W$ ):  $^{113}\text{Cd}$  (1,34);  $^{135}\text{Xe}$  (1,16);  $^{149}\text{Sm}$  (1,71);  $^{155}\text{Gd}$  (0,84);  $^{176}\text{Lu}$  (1,75);  $^{182}\text{Ta}$  (1,64);  $^{239}\text{Pu}$  (1,13). Приводимые в таблице 2.1 факторы Вескотта (вычислены для температуры  $\sim 20^\circ\text{C}$ ) взяты из работ [12, 132–134].

Резонансный интеграл. В приближении, что поле нейтронов формируется из теплового максвелловского спектра и эпитеплового  $1/E$  спектра, все скорости реакций могут быть выражены как функции от тепловых сечений и резонансных интегралов. Эпикадмиевый резонансный интеграл для бесконечного разбавления поглотителя определяется соотношением:

$$I_x = \int_{E_c}^{\infty} \sigma_x(E) dE/E, \quad (2.4)$$

где  $x$  указывает тип реакции ( $x = \gamma$  – радиационный захват,  $f$  – деление и т.п.). Эффективная энергия кадмиевого среза ( $E_c$ ) зависит от формы и толщины кадмиевого фильтра. Для данных, представленных в таблице 2.1 принято, что  $E_c = 0,5$  эВ.

Резонансный интеграл можно разбить на сумму составляющих от отдельных резонансов ( $I_x^{\text{рез}}$ ) и компоненту  $I_x(1/v)$ , учитывающую вклад сечения, подчиняющегося закону  $1/v$ . Если резонансы не расположены вблизи энергии  $E_c$ , то, в случае радиационного захвата,  $I_x^{\text{рез}}$  (в барнах) аппроксимируется простым выражением:

$$I_x^{\text{рез}} = 4,099 \cdot 10^6 \left(\frac{A+1}{A}\right)^2 \sum_r \frac{\Gamma_r \gamma \varepsilon_r \Gamma_{rn}}{E_r^2 \Gamma_r}. \quad (2.5)$$

Вклад в резонансный интеграл от сечения, изменяющегося по закону  $1/v$  равен:

$$I_x(1/v) = \int_{E_c}^{\infty} g_W \sigma_x^0 \sqrt{\frac{E_T}{E}} \frac{dE}{E} \approx 2g_W \sigma_x^0 \sqrt{\frac{E_T}{E_c}}. \quad (2.6)$$

Для  $E_c = 0,5$  эВ и  $E_T = 0,0253$  эВ

$$I_x(1/v) \approx 0,45 \sigma_x^0. \quad (2.7)$$

Компиляция всей совокупности экспериментальных данных по резонансным интегралам содержится в обзорах [135]. Рекомендуемые значения резонансных интегралов наиболее полно представлены в [11, 12].

Средние сечения радиационного захвата нейтронов получены в результате усреднения энергетической зависимости сечений  $\sigma_\gamma(E)$  по максвелловскому спектру с температурой  $T = 30$  кэВ:

$$\sigma_\gamma(30 \text{ кэВ}) = \frac{2}{\sqrt{\pi T^2}} \int_0^{\infty} \sigma_\gamma(E) E \exp\left(-\frac{E}{T}\right) dE. \quad (2.8)$$

Эти сечения представляют первостепенный интерес для решения астрофизических проблем происхождения элементов (см. Приложение 3), а также для построения систематик сечений радиационного захвата быстрых нейтронов нестабильными радиоактивными ядрами [110, 111], для которых отсутствует экспериментальная информация. Отличия усредненных сечений, рассчитываемых с помощью уравнения (2.8), от сечений, измеренных при энергии нейтронов 30 кэВ, могут быть весьма значительными для легких и средних ядер, в которых еще отчетливо проявляются изолированные резонансы, но они незначительны для тяжелых. Поэтому в компиляции, представленной в табл. 2.1, для тяжелых ядер использовались также сечения, измеренные для энергии нейтронов 30 кэВ.

Описание таблицы 2.1.

В первых двух колонках приводятся сведения об ядре-мишени.

Колонка 1: химический символ элемента, его порядковый номер и массовое число.

Колонка 2: в случае стабильного изотопа ядра-мишени указано его содержание в естественной смеси в (%), в случае радиоактивного – указан период полураспада,  $T_{1/2}$ . Если ядро-мишень есть радиоактивный изотоп, имеющий метастабильное и основное состояние, то после периода полураспада в скобках ставится  $m$  (ядро-мишень в метастабильном состоянии),  $g$  (ядро-мишень в основном состоянии).

Колонка 3: значение сечений для тепловых нейтронов в барнах. В скобках указана ошибка сечения. Например, 0,0385(30) соответствует  $0,0385 \pm 0,0030$ . Рядом с активационными сечениями реакций, приводящих к образованию остаточного ядра в изомерном или основном состоянии, поставлены, соответственно, буквы  $m$  и  $g$ . Строкой ниже указаны спин, четность уровня и период полураспада остаточного ядра.

Колонка 4: тип теплового сечения: акт – радиационный захват нейтрона; погл – сечение поглощения нейтронов; дел – сечение деления;  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$  – сечения соответствующих реакций. Буквы в скобках обозначают следующее: Р – рекомендованное сечение; В – вычисленное, Э – экспериментальное сечение. Для сечений, измеренных с моноэнергетическими нейтронами ( $v = 2200$  м/с), над скобкой поставлен знак "о"; для сечений, измеренных с нейтронами реакторного спектра –  $r$ .

Колонка 5: значения факторов Вескотта.

Колонка 6: значения резонансных интегралов в барнах. В скобках указана ошибка.

Колонка 7: тип резонансного интеграла. Все обозначения такие же, как в колонке 4.

Колонка 8: литературные источники, из которых взяты тепловые сечения и резонансные интегралы. Первая ссылка относится к тепловым





Ядро-мишень		Сечение для тепловых нейтронов		Фактор Вексгогга	Резонансный интеграл		Литература	Сечение ( $n, \gamma$ ) для 30 кэВ	
Z-символ-A	% или $T_{1/2}$	$\sigma, б$	тип		$I_x, б$	тип		$\sigma, б$	литература
16-S-ест		0,520 (10)	акт (P)				11		
		0,015 (8) · 10 <sup>-3</sup>	(n, p) (P)				11		
		8 (4) · 10 <sup>-3</sup>	(n, $\alpha$ ) (P)				11		
		0,53 (1)	погл (P)				11		
32	95,02	0,53 (4)	акт (P)		0,080	акт (B)	11	4,2 (2) · 10 <sup>-3</sup>	138
		7 (4) · 10 <sup>-3</sup>	(n, $\alpha$ ) (P)				11		
33	0,75	0,350 (40)	акт (P)		0,097	акт (B)	11	8,3 · 10 <sup>-3</sup>	137
		2 (1) · 10 <sup>-3</sup>	(n, p) (P)				11		
		0,190 (80)	(n, $\alpha$ ) (P)				11		
34	4,21	0,227 (5)	акт (P)		1,5 · 10 <sup>-3</sup>	акт (B)	11	2,9 · 10 <sup>-3</sup>	137
36	0,02	0,15 (3)	акт (P)		0,170 (40)	акт (P)	11		
17-Cl-ест		33,1 (3)	акт (P)		13,7 (1,5)	акт (P)	11		
		0,37 (2)	(n, p) (P)				11		
		33,5 (3)	погл (P)				11		
35	75,77	43,6 (4)	акт (P)		18 (2)	акт (P)	11	11,0 · 10 <sup>-3</sup>	137
		0,489 (14)	(n, p) (P)				11		
		0,08 (4) · 10 <sup>-3</sup>	(n, $\alpha$ ) (P)				11		
36	3,0 · 10 <sup>5</sup> лет	<10	акт (P)				11		
37	24,23	0,433 (6)	акт (P)		0,300 (40)	акт (P)	11	2,8 · 10 <sup>-3</sup>	137
		0,047 (10) m	акт (P)				11		
		(5 <sup>-</sup> ; 0,715 с)					11		
18-Ar-ест		0,675 (9)	акт (P)				11		
36	0,337	5,2 (5)	акт (P)				11	8,0 · 10 <sup>-3</sup>	137
		5,5 (1) · 10 <sup>-3</sup>	(n, $\alpha$ ) (P)				11		
37	34,8 сут	69 (14)	(n, p) (P)				11		
		1970 (330)	(n, $\alpha$ ) (P)				11		
38	0,063	0,8 (2)	акт (P)				11	2,6 · 10 <sup>-3</sup>	137
39	269 лет	600 (300)	акт (P)				11		
40	99,60	0,660 (10)	акт (P)		0,41 (3)	акт (P)	11		
41	1,83 ч	0,5 (1)	акт (P)				11		
19-K-ест		2,1 (1)	акт (P)		1,0 (1)	акт (P)	11		
39	93,258	2,1 (2)	акт (P)		1,1 (1)	акт (P)	11	16 (2) · 10 <sup>-3</sup>	137
		4,3 (5) · 10 <sup>-3</sup>	(n, $\alpha$ ) (P)				11		
40	0,012	30 (8)	акт (P)		13 (4)	акт (P)	11		
		4,4 (3)	(n, p) (P)		2,0 (2)	(n, p) (P)	11		
		0,39 (3)	(n, $\alpha$ ) (P)				11		
41	6,730	1,46 (3)	акт (P)		1,42 (6)	акт (P)	11	15,0 · 10 <sup>-3</sup>	137
20-Ca-ест		0,43 (2)	акт (P) <sup>0</sup>				11	6,7 (7) · 10 <sup>-3</sup>	11
40	96,94	0,41 (2)	акт (P) <sup>0</sup>		0,22 (2)	акт (B)	11		
		2,5 (1,1) · 10 <sup>-3</sup>	(n, $\alpha$ ) (P)				11		
41	1,3 · 10 <sup>5</sup> лет (g)	4	акт (P)				11		
42	0,647	0,68 (7)	акт (P)		0,39 (4)	акт (B)	11	15,6 (2,0) · 10 <sup>-3</sup>	11
43	0,135	6,2 (6)	акт (P)		3,93 (15)	акт (B)	11	62 (7) · 10 <sup>-3</sup>	137
44	2,09	0,88 (5)	акт (P) <sup>0</sup>		0,56 (1)	акт (P)	11	15,3 (3,0) · 10 <sup>-3</sup>	137
45	165 сут (g)	15	акт (P)				11		
46	0,0035	0,74 (7)	акт (P)		0,96 (10)	акт (P)	11		
48	0,187	1,09 (14)	акт (P)		0,89 (18)	акт (P)	11		
21-Sc-45	100	27,2 (2)	акт (P)		12,0 (5)	акт (P)	11	52,0 · 10 <sup>-3</sup>	137
		9,8 (1,1) m	акт (P)		5,4 (6)	акт (P)	11		
		(1 <sup>-</sup> ; 18,7 с)					11		
		17,4 (1,1) g	акт (P)				11		
		(4 <sup>+</sup> ; 83,83 сут)					11		
46	83,83 сут (g)	8,0 (1,0)	акт (P)				11		
22-Ti-ест		6,09 (13)	акт (P) <sup>0</sup>		3,1 (2)	акт (P)	11	31 (5) · 10 <sup>-3</sup>	11
46	8,2	0,59 (18)	акт (P)		0,30 (9)	акт (B)	11	26,9 (3,2) · 10 <sup>-3</sup>	11
47	7,4	1,7 (2)	акт (P)		1,5 (2)	акт (B)	11	65,5 (7,7) · 10 <sup>-3</sup>	11
48	73,8	7,84 (25)	акт (P)		3,9 (2)	акт (B)	11	29,7 (4,9) · 10 <sup>-3</sup>	11

Ядро-мишень		Сечение для тепловых нейтронов		Фактор Вексбота	Резонансный интеграл		Литература	Сечение ( $\sigma$ , $\gamma$ ) для 30 кэВ	
Z-символ-A	% или $T_{1/2}$	$\sigma$ , б	тип		$I_x$ , б	тип		$\sigma$ , б	литература
49	5,4	2,2 (3)	акт (P)		1,2 (2)	акт (P)	11	22,5 (2,1) · 10 <sup>-3</sup>	11
50	5,2	0,179 (3)	акт (P) <sup>0</sup>		0,118 (11)	акт (P)	11	4,0 (5) · 10 <sup>-3</sup>	11
23-V-ест		5,08 (4)	акт (P) <sup>0</sup>		2,8 (1)	акт (P)	11		
50	0,25	60 (40)	акт (P) <sup>r</sup>		43 (15)	акт (B)	11		
51	99,75	4,9 (1)	акт (P) <sup>0</sup>		2,7 (1)	акт (P)	11	23 (8) · 10 <sup>-3</sup>	139
24-Cr-ест		3,07 (8)	акт (P) <sup>0</sup>		1,6 (1)	акт (P)	11		
50	4,35	15,9 (2)	акт (P)		7,8 (4)	акт (P)	11	48,7 (12,2) · 10 <sup>-3</sup>	11
52	83,79	0,76 (6)	акт (P)		0,48	акт (B)	11	12 · 10 <sup>-3</sup>	137
53	9,50	18,2 (1,5)	акт (P)		8,9	акт (B)	11	24 · 10 <sup>-3</sup>	137
54	2,36	0,36 (4)	акт (P)		0,18 (4)	акт (P)	11	7,2 · 10 <sup>-3</sup>	137
25-Mn-53	3,8 · 10 <sup>6</sup> лет (g)	70 (10)	акт (P) <sup>r</sup>		30 (5)	акт (P)	11		
54	312,5 сут (g)	38	акт (P) <sup>r</sup>		~17	акт (P)	11		
55	100	13,3 (2)	акт (P) <sup>0</sup>		14,0 (3)	акт (P)	11	28 · 10 <sup>-3</sup>	137
26-Fe-ест		2,56 (3)	акт (P)				11		
54	5,8	2,25 (18)	акт (P)		1,2 (2)	акт (B)	11	34 (3) · 10 <sup>-3</sup>	11
56	91,72	2,59 (14)	акт (P)		1,4 (2)	акт (B)	11	13,9 (1,1) · 10 <sup>-3</sup>	140
57	2,2	2,48 (30)	акт (P)		1,6 (2)	акт (B)	11		
58	0,28	1,28 (5)	акт (P) <sup>0</sup>		1,7 (1)	акт (P)	11	14,3 (1,4) · 10 <sup>-3</sup>	140
27-Co-58	9,2 ч (m)	14 (1) · 10 <sup>4</sup>	акт (P)				11		
	70,8 сут (g)	1900 (200)	акт (P)		7 (1) · 10 <sup>3</sup>	акт (P)	11		
59	100	37,18 (6)	акт (P) <sup>0</sup>		74 (2)	акт (P)	11	44 (6) · 10 <sup>-3</sup>	141
		20,4 (8) (m)	акт (P)		39 (2)	акт (P)	11		
		(2 <sup>+</sup> ; 10,5 мин)							
60	10,5 мин (m)	58 (8)	акт (P)		230 (50)	акт (P)	11		
	5,27 лет (g)	2,0 (2)	акт (P)		4,3 (9)	акт (P)	11		
45 28-Ni-ест		4,49 (16)	акт (P)				11		
58	68,27	4,6 (3)	акт (P)		2,2 (2)	акт (B)	11	27 (10) · 10 <sup>-3</sup>	137
		<0,030 · 10 <sup>-3</sup> g	(n, $\alpha$ ) (P)				11		
		(3/2 <sup>-</sup> ; 2,7 лет)							
59	7,5 · 10 <sup>4</sup> лет (g)	77,7 (4,1)	акт (P) <sup>0</sup>		138 (8)	погл (P)	11		
		12,3 (6)	(n, $\alpha$ ) (P)				11		
		2,0 (5)	(n, p) (P)				11		
60	26,10	2,9 (2)	акт (P)		1,5 (2)	акт (B)	11		
61	1,13	2,5 (8)	акт (P)		1,5 (4)	акт (B)	11		
		<0,030 · 10 <sup>-3</sup> g	(n, $\alpha$ ) (P)				11		
		(0 <sup>+</sup> ; стаб)							
62	3,59	14,5 (3)	акт (P)		6,6 (2)	акт (B)	11		
63	100 лет (g)	24,4 (3,0)	акт (P)				11		
64	0,91	1,80 (4)	акт (P) <sup>0</sup>				11		
65	2,52 ч (g)	22,4 (2,0)	акт (P)		1,16 (18)	акт (P)	11		
29-Cu-ест		3,78 (2)	акт (P) <sup>0</sup>				11		
63	69,17	4,50 (2)	акт (P) <sup>0</sup>		4,1 (1)	акт (P)	11	41 (7) · 10 <sup>-3</sup>	139
64	12,70 ч (g)	<6 · 10 <sup>3</sup>	акт (P) <sup>r</sup>		4,97 (8)	акт (P)	11		
65	30,83	2,17 (3)	акт (P) <sup>0</sup>				11		
					2,19 (7) g	акт (P)	11		
					(1 <sup>+</sup> ; 5,13 мин)				
30-Zn-ест	5,13 мин (g)	135 (10)	акт (P) <sup>r</sup>				11		
64	48,6	1,11 (2)	акт (P) <sup>0</sup>				11	37 (6) · 10 <sup>-3</sup>	141
65	265 сут (g)	0,76 (2)	акт (P)		1,45 (6)	акт (P)	11		
66	27,9	250 (150)	(n, $\alpha$ ) (P) <sup>r</sup>				11		
		0,85 (20)	акт (P)		1,77	акт (B)	11		
		<0,02 · 10 <sup>-3</sup>	(n, $\alpha$ ) (P)				11		
67	4,1	6,8 (8)	акт (P)		25,2	акт (B)	11		
68	18,8	0,006 (4) · 10 <sup>-3</sup>	(n, $\alpha$ ) (P)				11		
		0,072 (4) m	акт (P)		3,1 (2)	акт (P)	11		
		(9/2 <sup>+</sup> ; 13,8 ч)			0,23 (1)	акт (Э)	11; 142		
		1,0 (1) g	акт (P)				11		
		(1/2 <sup>-</sup> ; 56 мин)							

Ядро-мишень		Сечение для тепловых нейтронов		Фактор Вексбота	Резонансный интеграл		Литература	Сечение ( $\sigma$ , $\gamma$ ) для 30 кэВ	
Z-символ-A	% или $T_{1/2}$	$\sigma$ , б	тип		$I_x$ , б	тип		$\sigma$ , б	литература
70	0,6				0,86 (6)	акт (P)	11		
		$8,7 (5) \cdot 10^{-3} m$ ( $9/2^+$ ; 3,9 ч)	акт (P)				11		
		$83 (5) \cdot 10^{-3} g$ ( $1/2^-$ ; 2,5 мин)	акт (P)				11		
31-Ga-ест		2,9 (1)	акт (P) <sup>0</sup>		22 (2)	акт (P)	11	0,110 (10)	141
69	60,1	1,68 (7)	акт (P) <sup>0</sup>		15,6 (1,5)	акт (P)	11		
71	39,9	4,71 (23)	акт (P) <sup>0</sup>		31,2 (1,9)		11	0,150 (30)	143
		0,15 (5) m ( $0^+$ ; 39,7 мс)	акт (P)				11		
32-Ge-ест		2,3 (2)	акт (P) <sup>r</sup>		6,0 (1,0)	акт (P)	11	$78 (10) \cdot 10^{-3}$	141
70	20,5	3,43 (20)	акт (P)		2,3	акт (B)	11	$75 (22) \cdot 10^{-3}$	144
		0,28 (7) m ( $9/2^+$ ; 20,3 мс)	акт (P)				11		
		3,15 (16) g ( $1/2^-$ ; 11,8 сут)	акт (P)				11		
72	27,4	0,98 (9)	акт (P) <sup>r</sup>		0,76	акт (B)	11		
73	7,8	15 (2)	акт (P) <sup>r</sup>	1,0004	63,7	акт (B)	11		
74	36,5	0,51 (8)	акт (P)	1,0136	1,0 (2)	акт (P)	11		
		0,17 (3) m ( $7/2^+$ ; 48 с)	акт (P)		0,41 (7)	акт (P)	11		
		0,34 (8) g ( $1/2^-$ ; 82,8 мин)	акт (P)				11		
76	7,8	0,15 (2)	акт (P)	1,0151	1,8 (4)	акт (P)	11		
		0,10 (1) m	акт (P)		1,2 (2)	акт (P)	11		
		( $1/2^-$ ; 53 с)							
		0,06 (1) g	акт (P)		0,8 (2)	акт (P)	11		
33-As-75	100	( $7/2^+$ ; 11,3 ч)							
34-Se-ест		4,5 (1)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0003	61 (4)	акт (P)	11	0,37 (10)	141
74	0,9	11,7 (2)	акт (P) <sup>0</sup>		12,5	акт (B)	11	0,100 (20)	141
76	9,0	51,8 (1,2)	акт (P)		520 (90)	акт (P)	11		
		85 (7)	акт (P)	1,0019	40,3	акт (B)	11	0,129 (60)	144
		22 (1) m ( $7/2^+$ ; 17,4 с)	акт (P) <sup>r</sup>		17 (2)	акт (P)	11		
77	7,6	42 (4)	акт (P) <sup>r</sup>	1,001	30,1	акт (B)	11		
78	23,5	0,43 (2)	акт (P)	1,0028			11		
		0,38 (2) m	акт (P)		3,7 (6)	акт (P)	11	$80 \cdot 10^{-3}$	11
		( $1/2^-$ ; 3,9 мин)							
		0,05 (1) g ( $7/2^+$ ; $6,5 \cdot 10^4$ лет)	акт (P)				11		
80	49,6	0,610 (45)	акт (P)	1,0012	2,0 (6)	акт (P)	11	$40 \cdot 10^{-3}$	11
		0,08 (1) m ( $7/2^+$ ; 57,3 мин)	акт (P)		0,34 (9)	акт (P)	11		
		0,53 (4) g ( $1/2^-$ ; 18,5 мин)	акт (P)				11		
82	9,4	0,045 (4)	акт (P)	1,029	$39 (4) \cdot 10^{-3}$	акт (B)	11		
		0,039 (3) m ( $1/2^-$ ; 70 с)	акт (P)				11		
		$5,2 (4) \cdot 10^{-3} g$ ( $9/2^+$ ; 22,5 мин)	акт (P)				11		
35-Br-ест		6,9 (2)	акт (P) <sup>0</sup>		89 (8)	акт (P)	11		
76	16,1 ч (g)	224 (42)	(n, p) (P)				11		
79	50,69	11,0 (7)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0004	127 (14)	акт (P)	11	0,815	11
		2,4 (6) m ( $5^-$ ; 4,42 ч)	акт (P) <sup>0</sup>		32 (9)	акт (P)	11		
		8,6 (4) g ( $1^+$ ; 17,6 мин)	акт (P) <sup>0</sup>		95 (11)	акт (P)	11		

Ядро-мишень		Сечение для тепловых нейтронов		Фактор Вексбота	Резонансный интеграл		Литература	Сечение ( $n, \gamma$ ) для 30 кэВ	
Z-символ-A	% или $T_{1/2}$	$\sigma, б$	тип		$I_x, б$	тип		$\sigma, б$	литература
81	49,31	2,7 (2) 2,43 (40) <i>m</i> (2 <sup>-</sup> ; 6,1 мин) 0,26 <i>g</i> (5 <sup>-</sup> ; 35,34 ч)	акт (P) <sup>0</sup> акт (P) <sup>0</sup> акт (P) <sup>0</sup>	1,0005	50 (5)	акт (P)	11 11 11	0,370	11
36-Kr-ест		25 (1)	акт (P)		39 (6)	акт (B)	11		
78	0,35	6,2 (9) 0,17 (2) <i>m</i> (7/2 <sup>+</sup> ; 50 с)	акт (P) акт (P)		19,5 (2)	акт (B)	11 11	0,490 (150)	11
80	2,25	11,5 (5) 4,55 (65) <i>m</i> (1/2 <sup>-</sup> ; 13 с)	акт (P) акт (P)	0,99993	56,1 (5,6)	акт (P)	11 11	0,238 (40)	11
82	11,6	28 (20) 14,0 (2,5) <i>m</i> (1/2 <sup>-</sup> ; 1,83 ч)	акт (P) акт (P)		130 (13)	акт (P)	11 11	0,105 (15)	11
83	11,5	180 (30)	акт (P)	0,994	183 (25)	акт (B)	11	0,272 (16)	11
84	57,0	0,110 (15) 0,090 (13) <i>m</i> (1/2 <sup>-</sup> ; 4,48 ч) 0,042 (4) <i>g</i> (9/2 <sup>+</sup> ; 10,7 лет)	акт (P) акт (P) акт (P)	0,985	2,43 (20)	акт (P)	11 11 11	38,7 (4,5) · 10 <sup>-3</sup>	11
85	10,7 лет ( <i>g</i> )	1,66 (20)	акт (P)		1,8 (1,0)	акт (P)	11	68 (30) · 10 <sup>-3</sup>	144
86	17,3	3 (2) · 10 <sup>-3</sup>	акт (P)	0,996			11	4,8 (1,4) · 10 <sup>-3</sup>	144
87	2,84 с ( <i>g</i> )	<12600 <i>g</i> (0 <sup>+</sup> ; 2,84 ч)	акт (P)				11		
37-Rb-ест		0,38 (4)	акт (P)				11		
85	72,17	0,48 (1) 0,053 (5) <i>m</i> (6 <sup>-</sup> ; 1,02 мин) 0,427 (11) <i>g</i> (2 <sup>-</sup> ; 18,8 сут)	акт (P) акт (P) акт (P)	1,0036	5,4 (5)	акт (B)	11 11 11	0,215 (20)	144
87	27,83	0,12 (3)	акт (P)	1,009	1,9 (2)	акт (P)	11	24 (4) · 10 <sup>-3</sup>	144
88	17,8 мин ( <i>g</i> )	1,0 (3)	акт (P) <sup>f</sup>				11		
38-Sr-ест		1,28 (6)	акт (P)		11 (2)	акт (P)	11		
84	0,56	0,87 (7) 0,60 (6) <i>m</i> (1/2 <sup>-</sup> ; 68 мин) 0,35 (7) <i>g</i> (9/2 <sup>+</sup> ; 64,8 сут)	акт (P) акт (P) акт (P)		10,6 (1,1) 4,59 (15)	акт (P) акт (P)	11 11		
86	9,86	1,04 (7) 0,84 (6) <i>m</i> (1/2 <sup>-</sup> ; 2,81 ч) 0,20 (3) <i>g</i> (9/2 <sup>+</sup> ; стаб)	акт (P) акт (P)	1,0004	4,79 (24)	акт (P)	11 11	70 (8) · 10 <sup>-3</sup>	145
87	7,0	16 (3)	акт (P)	1,0059	118 (30)	акт (B)	11	91 (15) · 10 <sup>-3</sup>	144
88	82,58	5,8 (4) · 10 <sup>-3</sup> <i>g</i> (5/2 <sup>-</sup> ; 50,5 сут)	акт (P)		0,065	акт (B)	11	6 (1) · 10 <sup>-3</sup>	144
89	50,5 сут ( <i>g</i> )	0,42 (4) <i>g</i> (0 <sup>+</sup> ; 28,8 лет)	акт (P)				11		
90	28,8 лет ( <i>g</i> )	0,9 (5) <i>g</i> (5/2 <sup>+</sup> ; 9,5 ч)	акт (P)				11		
39-Y-89	100	1,28 (2) 1,0 (2) · 10 <sup>-3</sup> <i>m</i> (7 <sup>+</sup> ; 3,19 ч)	акт (P) акт (P)	1,0236	1,0 (1)	акт (P)	11 11	20,5 (3,0) · 10 <sup>-3</sup>	144
90	64,1 ч ( <i>g</i> )	<6,5	акт (P) <sup>f</sup>				11		
91	58,5 сут ( <i>g</i> )	1,4 (3)	акт (P) <sup>f</sup>				11		

Ядро-мишень		Сечение для тепловых нейтронов		Фактор Вексбота	Резонансный интеграл		Литература	Сечение ( $\sigma$ , $\gamma$ ) для 30 кэВ	
Z-символ-A	% или $T_{1/2}$	$\sigma$ , б	тип		$I_x$ , б	тип		$\sigma$ , б	литература
40-Zr-ест		0,185 (3)	акт (P)		0,95 (15)	акт (B)	11		
90	51,45	$11(5) \cdot 10^{-3}$	акт (P)	1,0178	0,14	акт (B)	11	$14,5(3,0) \cdot 10^{-3}$	144
91	11,32	1,24 (25)	акт (P)	1,0029	5,2 (7)	акт (P)	11	$64(8) \cdot 10^{-3}$	144
92	17,19	0,22 (6)	акт (P)	1,0086	0,63	акт (B)	11	$43(10) \cdot 10^{-3}$	144
93	$1,5 \cdot 10^6$ лет (g)	1,3-4,0	акт (P)				11		
94	17,28	$49,9(2,4) \cdot 10^{-3}$	акт (P)	1,0160	0,230 (10)	акт (P)	11	$27(3) \cdot 10^{-3}$	144
96	2,76	$22,9(1,0) \cdot 10^{-3}$	акт (P)		5,3 (3)	акт (P)	11	$41 \cdot 10^{-3}$	141
41-Nb-93	100	1,15 (5)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0108	8,5 (5)	акт (P)	11	0,28 (5)	141
94	$2,0 \cdot 10^4$ лет (g)			1,0013	125 (8)	акт (P)	11		
		0,6 (1) m ( $1/2^-$ ; 87 ч)	акт (P)				11		
		14,9 (1,0) g ( $9/2^+$ ; 35 сут)	акт (P) <sup>0</sup>				11		
95	35 сут (g)	<7	акт (P)				11		
42-Mo-ест		2,55 (5)	акт (P) <sup>0</sup>		24 (2)	акт (P)	11		
92	14,84	0,019	акт (B)		0,81	акт (B)	11	0,088 (10)	144
94	9,25	0,015	акт (B)	1,0167	0,82	акт (B)	11	0,115 (15)	144
95	15,92	14,0 (5)	акт (P)	1,0004	109 (5)	акт (B)	11	0,380 (50)	145
96	16,68	0,5 (2)	акт (P)	1,0012	17 (3)	акт (B)	11	0,108 (13)	144
97	9,55	2,1 (5)	акт (P)	1,0066	14 (3)	акт (B)	11	0,390 (50)	145
98	24,13	0,130 (6)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0184	6,9 (3)	акт (P)	11	0,100 (15)	145
100	9,63	0,199 (3)	акт (P)	1,010	3,75 (15)	акт (P)	11	0,102 (30)	145
43-Tc-98	$4,2 \cdot 10^6$ лет (g)						11		
		0,93 (20) m ( $1/2^-$ ; 6,02 ч)	акт (P) <sup>r</sup>				11		
99	$2,14 \cdot 10^5$ лет (g)	20 (1)	акт (P) <sup>u</sup>	1,0036	340 (20)	акт (P)	11	0,840 (30)	146
44-Ru-ест		2,56 (13)	акт (P)		41 (4)	акт (B)	11		
96	5,52	0,29 (2)	акт (P) <sup>0</sup>		7,34 (8)	акт (P)	11		
98	1,86	<8,0	акт (P) <sup>r</sup>				11		
99	12,7	7,1 (1,0)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0019	160 (20)	акт (B)	11		
100	12,62	5,0 (6)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0266	11,2 (1,1)	акт (P)	11	0,209 (8)	147
101	17,0	3,4 (9)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0015	100 (20)	акт (P)	11	1,011 (40)	147
102	31,6	1,21 (7)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0239	4,2 (1) <sup>r</sup>	акт (P)	11	0,189 (8)	147
104	18,7	0,32 (2)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0194	4,3 (1)	акт (P)	11	0,163 (6)	147
105	4,44 ч	0,39 (6)	акт (P)				11		
106	371,6 сут	0,146 (45)	акт (P) <sup>0</sup>		2,0 (6)	акт (P)	11		
45-Rh-103	100	145 (2)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0225	1100 (50)	акт (P)	11	1,072 (50)	147
		10 (1) m ( $5^+$ ; 4,34 мин)	акт (P)		75 (5)	акт (P)	11		
104	4,34 мин (m)	800 (100)	акт (P) <sup>r</sup>				11		
	42,3 с (g)	40 (30)	акт (P) <sup>r</sup>				11		
105	35,4 ч (g)				$17(3) \cdot 10^3$	акт (P)	11		
		$5(1) \cdot 10^3$ m ( $6^+$ ; 130 мин)	акт (P) <sup>r</sup>				11		
		$11(3) \cdot 10^3$ g ( $1^+$ ; 29,8 с)	акт (P) <sup>r</sup>				11		
46-Pd-ест		6,9 (4)	акт (P)		88 (6)	акт (P)	11		
102	1,02	3,4 (3)	акт (P) <sup>r</sup>		10,0 (2,0)	акт (B)	11		
104	11,14	0,6 (3)	акт (B)	0,999	16 (2)	акт (B)	11	0,30 (2)	228
105	22,33	20,0 (3,0)	акт (B)	1,0011	98	акт (B)	11	1,246 (130)	148
106	27,33			1,008	5,73 (57)	акт (P)	11	0,284 (30)	148
		0,013 (2) m ( $11/2^-$ ; 21,3 с)	акт (P)				11		
		0,292 (29) g ( $5/2^-$ ; $6,5 \cdot 10^6$ лет)	акт (P)				11		
107	$6,5 \cdot 10^6$ лет (g)	1,8 (2)	акт (B)		86,6	акт (B)	11		

Ядро-мишень		Сечение для тепловых нейтронов		Фактор Вексбюгга	Резонансный интеграл		Литература	Сечение ( $n, \gamma$ ) для 30 кэВ	
Z-символ-A	% или $T_{1/2}$	$\sigma, b$	тип		$I_x, b$	тип		$\sigma, b$	литература
108	26,46	0,183 (33) <i>m</i> (11/2 <sup>-</sup> ; 4,7 мин)	акт (P)	1,0004	244 (4)	акт (P)	11	0,180 (20)	228
		8,3 (5) <i>g</i> (5/2 <sup>+</sup> ; 13,5 ч)	акт (P)		2,26 (4)	акт (Э)			
110	11,72	0,037 (6) <i>m</i> (11/2 <sup>-</sup> ; 5,5 ч)	акт (P) <sup>r</sup>	1,0005	0,7 (2)	акт (P)	11	0,127 (10)	228
		0,19 (3) <i>g</i> (5/2 <sup>+</sup> ; 23,4 мин)	акт (P) <sup>r</sup>		2,4 (3)	акт (P)			
47-Ag-ест		63,3 (4)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0007	756 (20)	акт (P)	11	0,832 (80)	149
107	51,83	37,6 (1,2)	акт (P) <sup>0</sup>		100 (5)	акт (P)			
		0,33 (8) <i>m</i> (6 <sup>+</sup> ; 127 лет)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0052	1,2 (2)	акт (P)	11	0,816 (80)	149
109	48,17	91,0 (1,0)	акт (P) <sup>0</sup>		1400 (48)	акт (B)			
		4,7 (2) <i>m</i> (6 <sup>+</sup> ; 249,9 сут)	акт (P) <sup>0</sup>	72,3 (4,0)	акт (P)	11	11	0,600 (70)	145
		86,3 (3,0) <i>g</i> (1 <sup>+</sup> ; 26,4 с)	акт (P) <sup>0</sup>						
110	249,9 сут ( <i>m</i> )	82 (11)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0016	42	акт (B)	11	0,255 (30)	144
111	7,45 сут ( <i>g</i> )	3 (2)	акт (P) <sup>r</sup>						
48-Cd-ест		2450 (20)	погл (P) <sup>0</sup>	1,0026	105 (20)	акт (P)	11	0,880 (125)	145
106	1,25	~1	акт (Э) <sup>r</sup>		70 (10)	акт (P)			
108	0,89	1,1 (3)	акт (P) <sup>r</sup>	1,0105	4	акт (B)	11	0,440 (70)	145
109	464 сут ( <i>g</i> )	700 (100)	акт (P)		11	акт (B)			
		0,05	( <i>n, a</i> ) (P)	0,9988	13 (2)	акт (P)	11	0,147 (25)	145
110	12,51	11 (1)	акт (P) <sup>r</sup>	1,0016	42	акт (B)	11	0,255 (30)	144
		0,14 (5) <i>m</i> (11/2 <sup>-</sup> ; 46,6 мин)	акт (P) <sup>r</sup>						
111	12,81	24,0 (3,0)	акт (P) <sup>r</sup>	1,0026	50	акт (B)	11	0,880 (125)	145
112	24,13	2,2 (5)	акт (P) <sup>r</sup>	1,0105	12	акт (B)	11	0,220 (30)	145
113	12,22	20,6 (4) · 10 <sup>3</sup>	акт (P) <sup>0</sup>	1,339	390	акт (B)	11	0,715 (80)	145
114	28,72	0,036 (7) <i>m</i> (11/2 <sup>-</sup> ; 44,6 сут)	акт (P)	1,0234	1,2	акт (B)	11	0,090 (14)	145
		0,30 (2) <i>g</i> (1/2 <sup>+</sup> ; 53,5 ч)	акт (P)						
116	7,47	0,025 (10) <i>m</i> (11/2 <sup>-</sup> ; 3,4 ч)	акт (P)	1,0052	3170 (100)	акт (P)	11	0,812 (80)	141
		0,050 (8) <i>g</i> (1/2 <sup>+</sup> ; 2,49 ч)	акт (P)						
49-In-ест		193,8 (1,5)	акт (P)	1,0052	310 (30)	акт (P)	11	0,812 (80)	141
113	4,3	12,0 (1,1)	акт (P) <sup>0</sup>						
		3,1 (7) <i>m2</i> (8 <sup>-</sup> ; 43 мс)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0192	3300 (100)	акт (P)	11	0,812 (80)	141
		8,1 (8) <i>m1</i> (5 <sup>+</sup> ; 49,51 сут)	акт (P) <sup>0</sup>						
		3,9 (4) <i>g</i> (1 <sup>+</sup> ; 71,9 с)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0192	3300 (100)	акт (P)	11	0,812 (80)	141
		202 (2)	акт (P) <sup>0</sup>						
115	95,7	81 (8) <i>m2</i> (8 <sup>-</sup> ; 21,6 с)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0192	3300 (100)	акт (P)	11	0,812 (80)	141
		81 (8) <i>m1</i> (5 <sup>+</sup> ; 54,1 мин)	акт (P) <sup>0</sup>						
		162,3 (7) <i>m1+m2</i> (40 (2) <i>g</i> (1 <sup>+</sup> ; 14,1 с)	акт (P) <sup>0</sup> акт (P) <sup>0</sup>	650 (30)	акт (P) акт (P)	11 11			

Ядро-мишень		Сечение для тепловых нейтронов		Фактор Вексбота	Резонансный интеграл		Литература	Сечение ( $n, \gamma$ ) для 30 кэВ	
Z-символ-A	% или $T_{1/2}$	$\sigma, б$	тип		$I_x, б$	тип		$\sigma, б$	литература
50-Sn-ест 112	1,0	0,626 (9)	акт (P)		4,1 (3)	акт (P)	11	0,104 (20)	141
					29 (2)	акт (P)	11	0,202 (24)	11
		0,30 (4) <i>m</i>	акт (P)				11		
		(7/2 <sup>+</sup> ; 21 мин)							
		0,71 (10) <i>g</i>	акт (P)				11		
		(1/2 <sup>+</sup> ; 115 сут)							
114	0,7	0,115 (30)	акт (P)	1,0236	5,1 (1,5)	акт (B)	11		
115	0,4	30 (7)	акт (P) <sup>r</sup>		29 (6)	акт (B)	11		
116	14,7	0,140 (30)	акт (P) <sup>r</sup>		11,3 (2,0)	акт (B)	11	0,097 (19)	144
		6 (2) · 10 <sup>-3</sup> <i>m</i>	акт (P) <sup>r</sup>		0,49 (16)	акт (P)	11		
		(11/2 <sup>-</sup> ; 13,6 сут)							
117	7,7	2,3 (5)	акт (P) <sup>r</sup>	1,0070	16 (5)	акт (B)	11	0,418 (70)	141
118	24,3	0,220 (50)	акт (P)		4,7 (5)	акт (B)	11	0,065 (12)	141
		0,010 (6) <i>m</i>	акт (P)				11		
		(11/2 <sup>-</sup> ; 293 сут)							
119	8,6	2,2 (5)	акт (P) <sup>r</sup>		2,9 (5)	акт (B)	11	0,257 (60)	141
120	32,4				1,2 (3)	акт (B)	11	0,041 (7)	141
		0,14 (3) <i>g</i>	акт (P)						
		(3/2 <sup>+</sup> ; 27,1 ч)							
		1 (1) · 10 <sup>-3</sup> <i>m</i>	акт (P)				11		
		(11/2 <sup>-</sup> ; 55 лет)							
122	4,6			1,0284	0,81 (4)	акт (P)	11	0,023 (5)	150
		0,180 (20) <i>m</i>	акт (P)		0,83 (2)	акт (Э)	11; 151		
		(3/2 <sup>+</sup> ; 40,1 мин)							
		1 (1) · 10 <sup>-3</sup> <i>g</i>	акт (P)				11		
		(11/2 <sup>-</sup> ; 129 сут)							
124	5,8							0,023 (4)	150
		0,130 (5) <i>m</i>	акт (P)		8,0 (2)	акт (P)	11		
		(3/2 <sup>+</sup> ; 9,414 мин)							
		4 (2) · 10 <sup>-3</sup> <i>g</i>	акт (P)				11		
		(11/2 <sup>-</sup> ; 9,62 сут)							
51-Sb-ест 121	57,3	5,1 (1)	акт (P)	1,001	168 (20)	акт (P)	11	0,435 (50)	141
		5,9 (2)	акт (P) <sup>0</sup>		200 (20)	акт (P)	11		
		0,06 (1) <i>m</i>	акт (P) <sup>0</sup>		13 (1)	акт (P)	11		
		(8 <sup>-</sup> ; 4,2 мин)							
123	42,7				125 (20)	акт (P)	11		
		0,019 (10) <i>m</i> <sup>2</sup>	акт (P) <sup>0</sup>				11		
		(?; 20,2 мин)							
		0,037 (10) <i>m</i> <sup>1</sup>	акт (P) <sup>0</sup>				11		
		(5 <sup>+</sup> ; 93 с)							
		4,1 (1) <i>g</i>	акт (P)				11		
		(3 <sup>-</sup> ; 60,2 сут)							
124	60,2 сут ( <i>g</i> )	17,4 (2,8)	акт (P) <sup>r</sup>				11		
52-Te-ест 120	0,091	4,7 (1)	акт (P)		56 (3)	акт (P)	11	0,097 (10)	139
		0,340 (60) <i>m</i>	акт (P) <sup>r</sup>				11		
		(11/2 <sup>-</sup> ; 154 сут)							
		2,0 (3) <i>g</i>	акт (P) <sup>r</sup>				11		
		(1/2 <sup>+</sup> ; 16,8 сут)							
122	2,6	3,4 (5)	акт (P)	1,0004	80 (10)	акт (B)	11	0,305 (60)	144
		1,1 (5) <i>m</i>	акт (P)				11		
		(11/2 <sup>-</sup> ; 119,7 сут)							
123	0,908	418 (30)	акт (P)		5630 (325)	акт (B)	11	0,913 (91)	144
		0,046 (6) · 10 <sup>-3</sup>	( $n, \alpha$ ) (P)				11		
124	4,816	6,8 (1,3)	акт (P)	1,0115	5,2 (7)	акт (B)	11	0,169 (20)	144
		0,040 (25) <i>m</i>	акт (P)				11		
		(11/2 <sup>-</sup> ; 58 сут)							
125	7,14	1,55 (16)	акт (P)	1,0045	21 (4)	акт (B)	11	0,45	152



Ядро-мишень		Сечение для тепловых нейтронов		Фактор Вексбота	Резонансный интеграл		Литература	Сечение ( $n, \gamma$ ) для 30 кэВ	
Z-символ-A	% или $T_{1/2}$	$\sigma, b$	тип		$I_x, b$	тип		$\sigma, b$	литература
126	18,95	1,04 (15) 0,135 (23) <i>m</i> (11/2 <sup>-</sup> ; 109 сут) 0,90 (15) <i>g</i> (3/2 <sup>-</sup> ; 9,4 ч)	акт (P) акт (P) акт (P)	1,0052	8,0 (6)	акт (P)	11 11 11	0,080	152
127	109 сут ( <i>m</i> )	3380 (510)	акт (P)	1,0237	1140 (170)	акт (P)	11	0,038	152
128	31,69	0,215 (8) 0,015 (1) <i>m</i> (11/2 <sup>-</sup> ; 33,5 сут) 0,1997 (80) <i>g</i> (3/2 <sup>-</sup> ; 69 мин)	акт (P) акт (P) акт (P)		0,077 (5)	акт (P)	11 11 11		
130	33,80	0,02 (1) <i>m</i> (11/2 <sup>-</sup> ; 30 ч) 0,27 (6) <i>g</i> (3/2 <sup>+</sup> ; 25 мин)	акт (P) акт (P)		1,0236	0,46 (5)	акт (P)		
53-I-125	60,2 сут	894 (90) <i>g</i> (2 <sup>-</sup> ; 13 сут)	акт (P)	1,0009	13,73 (2,0) · 10 <sup>3</sup>	акт (P)	11 11	0,737 (60)	141
126	13,0 сут ( <i>g</i> )	5960	акт (P) <sup>r</sup>		40600	акт (P)	11		
127	100	6,2 (2)	акт (P) <sup>0</sup>		147 (6)	акт (P)	11		
129	1,6 · 10 <sup>7</sup> лет ( <i>g</i> )	27 (3) 18 (2) <i>m</i> (2 <sup>+</sup> ; 9,2 мин) 9 (1) <i>g</i> (5 <sup>+</sup> ; 12,36 ч)	акт (P) <sup>0</sup> акт (P) <sup>0</sup> акт (P) <sup>0</sup>		36 (4)	акт (P)	11 11 11		
130	12,36 ч ( <i>g</i> )	18 (3) <i>g</i> (7/2 <sup>+</sup> ; 8,04 сут)	акт (P) <sup>r</sup>				11		
131	8,04 сут ( <i>g</i> )	80 (50) <i>m</i> (4 <sup>+</sup> ; 2,28 ч)	акт (P)			11			
54-Xe-ест		23,9 (1,2)	акт (P) <sup>r</sup>		265 (50)	акт (P)	11		
124	0,10	165 (20) 28 (5) <i>m</i> (9/2 <sup>-</sup> ; 57 с)	акт (P) <sup>0</sup> акт (P) <sup>0</sup>		3,6 (7) · 10 <sup>3</sup> 600 (100)	акт (P) акт (P)	11 11		
125	17 ч	<0,03	( <i>n, a</i> ) (P)				11		
126	0,09	3,5 (8) 0,45 (13) <i>m</i> (9/2 <sup>-</sup> ; 69 с)	акт (P) акт (P)		60 (10) 8 (2)	акт (P) акт (P)	11 11		
128	1,91	<8 0,48 (10) <i>m</i> (11/2 <sup>-</sup> ; 8,89 сут)	акт (P) <sup>r</sup> акт (P) <sup>r</sup>	1,0035	38 (10)	акт (P)	11 11	0,30 (15)	144
129	26,4	21 (5)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0016	250 (50)	акт (B)	11		
130	4,08	<26 0,45 (10) <i>m</i> (11/2 <sup>-</sup> ; 11,77 сут)	акт (P) <sup>r</sup> акт (P) <sup>0</sup>	1,0261	16 (4)	акт (P)	11 11	0,18 (5)	144
131	21,2	85 (10)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0014	900 (100)	акт (P)	11		
132	26,89	0,450 (60) 50 (10) · 10 <sup>-3</sup> <i>m</i> (11/2 <sup>-</sup> ; 2,19 сут)	акт (P) <sup>0</sup> акт (P)	1,0169	4,6 (6) 0,9 (2)	акт (P) акт (P)	11 11		
133	5,25 сут ( <i>g</i> )	190 (90)	акт (P)	0,9999			11		
134	10,4	0,265 (20) 3 (1) · 10 <sup>-3</sup> <i>m</i> (11/2 <sup>-</sup> ; 15,6 мин)	акт (P) <sup>0</sup> акт (P) <sup>0</sup>				11 11		
135	9,10 ч ( <i>g</i> )	2,65 (11) · 10 <sup>6</sup>	акт (P) <sup>0</sup>	1,1616	7,6 (5) · 10 <sup>3</sup>	акт (B)	11		
136	8,9	0,26 (2)	акт (P) <sup>0</sup>		0,74 (21)	акт (P)	11		
55-Cs-133	100	29,0 (1,5) 2,5 (2) <i>m</i> (8 <sup>-</sup> ; 2,9 ч)	акт (P) <sup>0</sup> акт (P) <sup>0</sup>	1,0022	437 (26) 27 (6)	акт (P) акт (Э)	11 11; 153	0,52 (6)	111

Ядро-мишень		Сечение для тепловых нейтронов		Фактор Вексботта	Резонансный интеграл		Литература	Сечение ( $\sigma$ , $\gamma$ ) для 30 кэВ	
Z-символ-A	% или $T_{1/2}$	$\sigma$ , б	тип		$I_x$ , б	тип		$\sigma$ , б	литература
134	2,062 лет (g)	140 (12)	акт (P) <sup>r</sup>	0,9999	54,2	акт (B)	11		
135	3·10 <sup>6</sup> лет (g)	8,7 (5) g (5 <sup>+</sup> ; 13,1 сут)	акт (P)		62 (2)	акт (P)	11		
137	30,17 лет (g)	0,110 (33) g (3/2 <sup>-</sup> ; 32,2 мин)	акт (P) <sup>r</sup>				11		
56-Ba-ест		1,2 (1)	акт (P)		10 (2)	акт (P)	11		
130	0,106	11,3 (1,0) 2,5 (3) m (9/2 <sup>-</sup> ; 14,6 мин)	акт (P) акт (P)		200 (20)	акт (P)	11	0,715 (58)	11
		8,8 (9) g (1/2 <sup>+</sup> ; 12,0 сут)	акт (P)				11		
132	0,101	0,5 m (11/2 <sup>-</sup> ; 38,9 ч)	акт (P) <sup>r</sup>		2,8	акт (P)	11		
		6,5 (8) g (1/2 <sup>+</sup> ; 10,7 лет)	акт (P) <sup>r</sup>		36,4		11		
134	2,417	2,0 (1,6) 0,158 (24) m (11/2 <sup>-</sup> ; 28,7 ч)	акт (P) <sup>r</sup> акт (P)	1,0033	23 (5) 23,9 (3,8)	акт (B) акт (P)	11 11	0,225 (35)	145
135	6,592	5,8 (9) 13,9 (7) · 10 <sup>-3</sup> m (7 <sup>-</sup> ; 0,31 с)	акт (P) акт (P)	1,0007	131 (10) 0,465 (70)	акт (B) акт (P)	11 11	0,465 (80)	145
136	7,854	0,4 (0,4) 10 (1) · 10 <sup>-3</sup> m (11/2 <sup>-</sup> ; 2,551 мин)	акт (P) акт (P)	1,0266	1,6 (3)	акт (B)	11 11	0,070 (10)	145
137	11,23	5,1 (4)	акт (P)	1,0186	4,3 (1,0)	акт (B)	11	0,058 (10)	145
138	71,70	0,360 (36)	акт (P)	1,0252	0,32 (4)	акт (P)	11	4,22 (25) · 10 <sup>-3</sup>	154
139	82,9 мин (g)	6,2 (1,6)	акт (P) <sup>r</sup>	0,9991			11		
140	12,79 сут (g)	1,6 (3)	акт (P) <sup>0</sup>			13,6 (1,4)	акт (P)	11	
57-La-ест		8,97 (5)	акт (P)		12,1 (8)	акт (P)	11		
138	0,09	57,2 (5,7)	акт (P) <sup>0</sup>	0,9996	360 (30)	акт (B)	11		
139	99,91	8,93 (4)	акт (P) <sup>0</sup>		11,8 (8)	акт (P)	11	0,040 (6)	144
140	40,3 ч	2,7 (3)	акт (P)		69 (4)	акт (P)	11		
58-Ce-ест		0,63 (4)	акт (P)		0,66 (5)	акт (B)	11		
136	0,19	0,95 (25) m (11/2 <sup>-</sup> ; 34,4 ч)	акт (P)		58 (12)	акт (B)	11		
		6,3 (1,5) g (3/2 <sup>+</sup> ; 9 ч)	акт (P)				11		
138	0,254	15 (5) · 10 <sup>-3</sup> m (11/2 <sup>-</sup> ; 56 с)	акт (P)				11		
		1,1 (3) (3/2 <sup>+</sup> ; 137,2 сут)	акт (P)				11		
139	137,2 сут (g)	500	акт (P)				11		
140	88,48	0,57 (4)	акт (P)		0,47 (5)	акт (P)	11	11,5 (6) · 10 <sup>-3</sup>	154
141	32,5 сут (g)	29 (3)	акт (P)				11		
142	11,08	0,95 (5)	акт (P) <sup>r</sup>		1,15 (5)	акт (P)	11	19,6 (1,1) · 10 <sup>-3</sup>	154
143	33 ч (g)	6,0 (7)	акт (P)				11		
144	284,9 сут (g)	1,0 (1)	акт (P) <sup>0</sup>		2,6 (3)	акт (P)	11		
59-Pr-141	100	11,5 (3) 3,9 (3) m (5 <sup>-</sup> ; 14,6 мин)	акт (P) <sup>0</sup> акт (P)	1,0015	17,4 (2,0)	акт (P)	11 11	0,111 (15)	145
142	19,2 ч (g)	20 (3)	акт (P)				11		
143	13,58 сут (g)	90 (10)	акт (P) <sup>0</sup>		190 (25)	акт (P)	11		
60-Nd-ест		50,5 (2,0)	акт (P)		45 (5)	акт (P)	11		
142	27,13	18,7 (7)	акт (P)	1,0284	9 (1)	акт (B)	11	0,052 (10)	144
143	12,18	325 (10) 22,3 (2,0) · 10 <sup>-3</sup>	акт (P) <sup>0</sup> (n, a) (P)	0,996	128 (30)	акт (B)	11	0,265 (50)	145
144	23,80	3,6 (3)	акт (P)	1,0004	3,9 (5)	акт (B)	11	0,065 (10)	145

Ядро-мишень		Сечение для тепловых нейтронов		Фактор Вексбота	Резонансный интеграл		Литература	Сечение ( $n, \gamma$ ) для 30 кэВ	
Z-символ-A	% или $T_{1/2}$	$\sigma, б$	тип		$I_x, б$	тип		$\sigma, б$	литература
145	8,29	42 (2) $< 0,1 \cdot 10^{-3}$	акт (P) <sup>0</sup> ( $n, \alpha$ ) (P)	1,0009	240 (35)	акт (P)	11	0,400 (90)	145
146	17,19	1,4 (1)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0047	3,2 (5)	акт (P)	11	0,115 (25)	145
147	11,0 сут (g)	440 (150)	акт (P)		405	акт (B)	11		
148	5,72	2,5 (2)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0002	14 (1)	акт (P)	11	0,140 (20)	152
150	5,60	1,2 (2)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0032	14 (2)	акт (P)	11	0,152 (20)	155
61-Pm-146	5,5 лет	8400 (1680)	акт (P) <sup>r</sup>				12		
147	2,6234 лет (g)	168,4 (3,5) 72,4 (3,0) m (6 <sup>-</sup> ; 41,3 сут)	акт (P) <sup>0</sup> акт (P) <sup>0</sup>	0,995	2064 (100) 790 (100)	акт (B) акт (B)	12 12	0,94 (10)	156
		96,0 (1,8) (1 <sup>-</sup> ; 5,37 сут)	акт (P) <sup>0</sup>		1274 (66)	акт (P)	12		
148	41,3 сут (m)	10,6 · 10 <sup>3</sup>	акт (P) <sup>u</sup>	1,476	3600 (2400)	акт (P)	12	1,45	156
	5,37 сут (g)	2,06 (1,00) · 10 <sup>3</sup>	акт (P) <sup>0</sup>		4500	акт (P)	156	0,95	156
149	53,1 ч	1400 (300)	акт (P) <sup>0</sup>		1240	акт (B)	156	2,4	156
151	28,4 ч	173	акт (B)		1830	акт (P)	156	3,4	156
62-Sm-ест		5670 (100)	акт (P) <sup>0</sup>	1,699	1,4 (2) · 10 <sup>3</sup>	акт (P)	12	0,96 (10)	141
144	3,1	0,7 (3)	акт (P)				12		
145	340 сут (g)	~ 220	акт (P)				12		
147	15,1	57 (3) 0,58 (6) · 10 <sup>-3</sup>	акт (P) <sup>0</sup> ( $n, \alpha$ ) (P) <sup>0</sup>	0,9942	737 (180)	акт (B)	12; 157 12	1,20 (10)	157
148	11,3	2,4 (6)	акт (P)		27 (14)	акт (P)	12	0,277 (21)	144
149	13,9	40,140 (600) · 10 <sup>3</sup> 30,7 (2,1) · 10 <sup>-3</sup>	акт (P) <sup>0</sup> ( $n, \alpha$ ) (P) <sup>0</sup>	1,7102	3390	акт (B)	12	2,6 (3)	158
150	7,4	104 (4)	акт (P)	0,9936	358 (50)	акт (P)	12	0,576 (190)	144
151	90 лет (g)	15,2 (3) · 10 <sup>3</sup>	акт (P) <sup>0</sup>	0,921	3520 (160)	акт (B)	12	2,4	158
152	26,6	206 (6)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0032	2970 (100)	акт (P)	12	0,50 (15)	158
153	46,8 ч	420 (180)	акт (P)	1,0001	1137	акт (B)	12; 158		
154	22,6	8,4 (5)	акт (P) <sup>0</sup>	0,9991	32 (6)	акт (B)	12	0,27 (6)	158
63-Eu-ест		4565 (100)	акт (P) <sup>0</sup>	0,9018	2320 (150)	акт (P)	12		
151	47,86	9,2 (1) · 10 <sup>3</sup> 4,0 (2,0) m2 (8 <sup>-</sup> ; 96 мин)	акт (P) <sup>0</sup> акт (P) <sup>r</sup>	0,899	3300 (300)	акт (P)	12 12	4,5 (7)	159
		3,3 (2) · 10 <sup>3</sup> m1 (0 <sup>-</sup> ; 9,3 ч)	акт (P) <sup>0</sup>		1790 (140)	акт (P)	12		
		5,9 (2) · 10 <sup>3</sup> g (3 <sup>-</sup> ; 13,33 лет)	акт (P) <sup>0</sup>		1510 (330)	акт (P)	12		
152	13 лет (g)	12,8 (6) · 10 <sup>3</sup>	акт (P) <sup>0</sup>	0,967 (58)	1580	акт (B)	12		
153	52,14	312 (7)	акт (P) <sup>0</sup>	0,966	1420 (100)	акт (P)	12	3,3 (3)	139
154	8,5 лет (g)	1340 (130)	акт (P) <sup>0</sup>	0,8979	802	акт (B)	12		
155	4,9 лет (g)	3950 (125)	акт (P)	1,0001	23,2 (3) · 10 <sup>3</sup>	акт (B)	12		
64-Gd-ест		48890 (104)	акт (P)	0,8467	390 (10)	акт (B)	12	1,23 (15)	141
152	0,20	735 (20)	акт (P)		2020 (160)	акт (P)	12		
153	241,6 сут (g)	36 (4) · 10 <sup>3</sup>	акт (P) <sup>r</sup>				12		
154	2,1	85 (12) 0,049 (15) m (11/2 <sup>-</sup> ; 31 мс)	акт (P) <sup>0</sup> акт (P)	0,9967	230 (25)	акт (B)	12 12	1,28 (10)	144
155	14,8	60,9 (5) · 10 <sup>3</sup>	акт (P) <sup>0</sup>	0,843	1447 (100)	акт (B)	12	2,62 (26)	160
156	20,6	1,5 (1,2)	акт (P)	1,0006	104 (15)	акт (P)	12	0,590 (56)	160
157	15,7	254000 (815)	акт (P) <sup>0</sup>	0,851	700 (20)	акт (B)	12	1,51 (14)	160
158	24,8	2,2 (2)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0009	73 (7)	акт (P)	12	0,409 (34)	160

Ядро-мишень		Сечение для тепловых нейтронов		Фактор Вексютта	Резонансный интеграл		Литература	Сечение ( $n, \gamma$ ) для 30 кэВ	
Z-символ-A	% или $T_{1/2}$	$\sigma, \text{б}$	тип		$I_x, \text{б}$	тип		$\sigma, \text{б}$	литература
160	21,8	0,77 (2)	акт (P)	0,9997	7,2 (1,0)	акт (B)	12	0,200 (18)	160
161	3,7 мин (g)	31 (12) · 10 <sup>3</sup>	акт (P) <sup>r</sup>				12		
65-Tb-159	100	23,4 (4)	акт (P)	1,0019	418 (20)	акт (P)	12	1,94 (15)	141
160	72,1 сут (g)	525 (100)	акт (P) <sup>r</sup>				12		
66-Dy-ест		940 (15)	акт (P) <sup>0</sup>		1480 (100)	акт (P)	12	0,85 (10)	141
156	0,057	33 (3)	акт (P) <sup>0</sup>		884 (80)	акт (P)	12		
158	0,100	43 (6)	акт (P) <sup>0</sup>		120 (10)	акт (P)	12		
160	2,34	56 (5)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0087	1160 (130)	акт (P)	12	0,740 (40)	161
161	19,0	600 (25)	акт (P) <sup>0</sup>		1200 (100)	акт (P)	12	2,01 (9)	161
162	25,5	194 (10)	акт (P) <sup>0</sup>	1,005	2755 (270)	акт (P)	12	0,49 (5)	162
163	24,9	124 (7)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0027	1470 (100)	акт (P)	12	1,45 (15)	162
164	28,1	2650 (100)	акт (P) <sup>0</sup>	0,988	340 (20)	акт (P)	12		
		1610 (240) m	акт (P) <sup>0</sup>				12		
		(1/2 <sup>-</sup> ; 1,26 мин)							
		1040 (140) g	акт (P) <sup>0</sup>				12		
		(7/2 <sup>+</sup> ; 2,33 ч)							
165	1,26 мин (m)	2000 (600)	акт (P) <sup>r</sup>				12		
	2,33 ч (g)	3900 (300)	акт (P)	1,0019	22 (3) · 10 <sup>3</sup>	акт (P)	12		
67-No-165	100	64,7 (1,2)	акт (P) <sup>0</sup>		670 (20)	акт (P)	12	1,52 (10)	148
		3,5 (4) m	акт (P)		20 (9)	акт (B)	12		
		(7 <sup>-</sup> ; 1200 лет)							
		61,2 (1,1) g	акт (P) <sup>0</sup>		650 (22)	акт (P)	12		
		(0 <sup>-</sup> ; 26,83 ч)							
68-Er-ест		159,2 (3,6)	акт (P)	1,064	730 (10)	акт (P)	12	0,73 (11)	163
162	0,14	19 (2)	акт (P)	0,882	480 (50)	акт (P)	12		
		<11 · 10 <sup>-3</sup>	(n, $\alpha$ ) (P)				12		
164	1,56	13 (2)	акт (P)	1,002	134 (10)	акт (B)	12		
		<1,2 · 10 <sup>-3</sup>	(n, $\alpha$ ) (P)						
166	33,4	19,6 (1,5)	акт (P)	0,988	96 (12)	акт (B)	12	0,558 (54)	160
		15 (2) m	акт (P)				12		
		(1/2 <sup>-</sup> ; 2,28 с)							
		4,6 (2,5) g	акт (P)				12		
		(7/2 <sup>+</sup> ; стаб)							
		0,07 · 10 <sup>-3</sup>	(n, $\alpha$ ) (P)						
167	22,9	659 (16)	акт (P) <sup>0</sup>	1,071	2970 (70)	акт (P)	12	1,50 (14)	160
		0,07 · 10 <sup>-3</sup>	(n, $\alpha$ ) (P)				12		
168	27,1	2,74 (8)	акт (P) <sup>0</sup>	0,999	37 (5)	акт (B)	12	0,258 (28)	160
		<0,09 · 10 <sup>-3</sup>	(n, $\alpha$ ) (P)				12		
170	14,9	5,8 (3)	акт (P)		45 (3)	акт (B)	12	0,208 (25)	155
171	7,52 ч	280 (30)	акт (P)				12		
69-Tm-169	100	105 (2)	акт (P) <sup>0</sup>		1720 (30)		12	1,08 (10)	164
		8,2 (1,7) m	акт (P)				12		
		(3 <sup>+</sup> ; 0,0041 мс)							
170	128,6 сут (g)	92 (4)	акт (P)		460 (50)	акт (B)	12		
171	1,92 лет (g)	160 (30)	акт (P)		118 (6)	акт (P)	12		
70-Yb-ест		35,5 (1,4)	акт (P) <sup>0</sup>		154 (9)	акт (P)	12	0,58 (6)	163
168	0,127	2300 (170)	акт (P) <sup>0</sup>		21,3 (1,0) · 10 <sup>3</sup>	акт (B)	12		
169	32,0 сут (g)	3600 (300)	акт (P)		5200 (500)	акт (B)	12		
170	3,04	11,4 (1,0)	акт (P) <sup>0</sup>		320 (30)	акт (P)	12	0,738 (29)	161
		<0,01 · 10 <sup>-3</sup>	(n, $\alpha$ ) (P)				12		
171	14,28	48,6 (2,5)	акт (P) <sup>0</sup>		315 (30)	акт (P)	12	1,411 (51)	161
		<0,0015 · 10 <sup>-3</sup>	(n, $\alpha$ ) (P)				12		
172	21,83	0,8 (4)	акт (P) <sup>0</sup>		25 (3)	акт (P)	12	0,402 (33)	12
		<0,001 · 10 <sup>-3</sup>	(n, $\alpha$ ) (P)				12		
173	16,13	17,1 (1,3)	акт (P)		380 (30)	акт (P)	12	0,885 (75)	12
		<0,001 · 10 <sup>-3</sup>	(n, $\alpha$ ) (P)				12		
174	31,83	69,4 (5,0)	акт (P) <sup>0</sup>		27 (3)	акт (P)	12	0,183 (16)	12
176	12,76	2,85 (5)	акт (P) <sup>0</sup>		6,3 (6)	акт (P)	12	0,110 (11)	12
		<0,001 · 10 <sup>-3</sup>	(n, $\alpha$ ) (P)				12		

Ядро-мишень		Сечение для тепловых нейтронов		Фактор Вексбота	Резонансный интеграл		Литература	Сечение ( $n, \gamma$ ) для 30 кэВ		
Z-символ-A	% или $T_{1/2}$	$\sigma, \text{б}$	тип		$I_x, \text{б}$	тип		$\sigma, \text{б}$	литература	
71-Lu-ест	175	76,4 (2,1)	акт (P) <sup>0</sup>	1,465	622 (50)	акт (P)	12	1,179 (44)	161	
		23,1 (1,1)	акт (P) <sup>0</sup>	0,972(33)	610 (50)	акт (P)	12			
		16,2 (5) m	акт (P) <sup>0</sup>		550 (30)	акт (P)	12			
			(1 <sup>-</sup> ; 3,68 ч)							
			6,9 (1,3) g	акт (P) <sup>0</sup>				12		
			(7 <sup>-</sup> ; 3,59·10 <sup>10</sup> лет)							
	176	2,59	2090 (70)	акт (P) <sup>0</sup>	1,7475			12	1,526 (69)	161
			317 (58) m1	акт (P) <sup>0</sup>				12		
			(9/2 <sup>-</sup> ; 0,160 мс)							
			2,8 (7) m2	акт (P) <sup>0</sup>		4,7 (1,4)	акт (P)	12		
		(23/2 <sup>-</sup> ; 160,5 сут)								
					1087 (40) (g)	акт (P)	12			
					(7/2 <sup>+</sup> ; 6,71 сут)					
72-Hf-ест	174	104,1 (5)	акт (P) <sup>0</sup>	1,013	1992 (50)	акт (P)	12	0,62 (8)	141	
		561 (35)	акт (P) <sup>0</sup>		436 (35)	акт (P)	12			
	176	5,21	акт (P) <sup>0</sup>	1,0003	880 (40)	акт (P)	12	0,458 (20)	161	
	177	18,56	акт (P) <sup>0</sup>	1,0199	7173 (200)	акт (P)	12	1,366 (61)	161	
			акт (P)				12			
		0,96 (5) m1								
		(8 <sup>-</sup> ; 4,0 с)								
		0,0002 (1)·10 <sup>-3</sup> m2	акт (P)				12			
		(16 <sup>+</sup> ; 31 лет)								
178	27,1	84 (4)	акт (P) <sup>0</sup>	1,003	1950 (120)		12	0,30 (5)	161	
		53 (6) m	акт (P)				12			
		(1/2 <sup>-</sup> ; 18,7 с)								
179	13,75	41 (3)	акт (P) <sup>0</sup>		630 (30)	акт (P)	12	0,94 (8)	161	
		0,445 (3) m	акт (P) <sup>0</sup>		6,9 (6)	акт (P)	12			
		(8 <sup>-</sup> ; 5,5 ч)								
180	35,22	13,04 (7)	акт (P) <sup>0</sup>		35,0 (1,0)	акт (P)	12	0,17 (3)	161	
		<0,001·10 <sup>-3</sup>	(n, $\alpha$ ) (P)				12			
181	42,4 сут	40 (30)	акт (P) <sup>r</sup>				12			
73-Ta-180	0,012	563 (60)	акт (P) <sup>0</sup>		1349 (100)	акт (B)	12			
	181	99,988	20,5 (5)	акт (P) <sup>0</sup>	1,004	660 (23)	акт (P)	12	0,96 (5)	154
		20,5 (5) g	акт (P) <sup>0</sup>				12			
		(3 <sup>-</sup> ; 115 сут)								
		0,011 (2) m	акт (P)		0,415 (110)	акт (P)	12			
		(10 <sup>-</sup> ; 15,8 мин)								
182	115 сут	8700 (500)	акт (P) <sup>0</sup>	1,639	862 (90)	акт (B)	12			
74-W-ест	180	0,126	акт (P) <sup>0</sup>	1,002	352 (25)	акт (P)	12	0,260 (26)	165	
	182	26,31	акт (P)	1,002	214 (30)	акт (B)	12			
		30 ( <sup>+120</sup> / <sub>-26</sub> )								
		20,7 (5)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0031	604 (90)	акт (B)	12	0,273 (14)	165	
183	14,28	10,1 (3)	акт (P) <sup>0</sup>	0,9989	337 (50)	акт (B)	12	0,531 (26)	165	
184	30,64	1,7 (1)	акт (P) <sup>0</sup>	0,9989	14,7 (1,5)	акт (P)	12	0,206 (10)	165	
186	28,64	37,9 (6)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0014	485 (15)	акт (P)	12	0,170 (9)	165	
187	23,9 ч (g)	64 (10)	акт (P) <sup>r</sup>		2760 (550)	акт (P)	12			
75-Re-ест	184	38 сут (g)	акт (P) <sup>0</sup>		831 (20)	акт (P)	12	1,21 (12)	141	
	185	37,40	акт (P) <sup>r</sup>				12			
		112 (2)	акт (P) <sup>0</sup>	1,005	1717 (50)	акт (P)	12			
187	62,60	76,4 (1,0)	акт (P) <sup>0</sup>	0,982	300 (20)	акт (P)	12			
		2,8 (1) m	акт (P) <sup>0</sup>				12			
		(6 <sup>-</sup> ; 18,7 мин)								
188	16,9 ч (g)	<2	акт (P) <sup>r</sup>				12			
76-Os-ест	184	0,02	акт (P) <sup>0</sup>		180 (20)	акт (P)	12	0,388	141	
			3000 (150)	акт (P)	601 (51)	акт (P)	12			
		<10 <sup>-2</sup>	(n, $\alpha$ ) (P)				12			
186	1,58	80 (13)	акт (P) <sup>0</sup>		280 (30)	акт (B)	12	0,418 (16)	12	
187	1,6	320 (10)	акт (P) <sup>0</sup>		500 (70)	акт (B)	12	0,874 (28)	12	

Ядро-мишень		Сечение для тепловых нейтронов		Фактор Вексбота	Резонансный интеграл		Литература	Сечение ( $\sigma$ , $\gamma$ ) для 30 кэВ	
Z-символ-A	% или $T_{1/2}$	$\sigma$ , б	тип		$I_x$ , б	тип		$\sigma$ , б	литература
188	13,3	4,7 (5)	акт (P) <sup>0</sup>		152 (20)	акт (B)	12	0,401 (14)	12
189	16,1	25 (4)	акт (P) <sup>0</sup>		674 (70)	акт (B)	12		
		0,26 (3) · 10 <sup>-3</sup> m	акт (P)		13 (1) · 10 <sup>-3</sup>	акт (P)	12		
		(10 <sup>-</sup> ; 9,9 мин)							
190	26,4	13,1 (3)	акт (P) <sup>0</sup>		30 (1)	акт (P)	12		
		9,2 (7) m	акт (P) <sup>0</sup>		22,1 (1,7)	акт (P)	12		
		(3/2 <sup>-</sup> ; 13,1 ч)							
		3,9 (6) g	акт (P) <sup>0</sup>				12		
191	15,4 сут	(9/2 <sup>-</sup> ; 15,4 сут)					12		
		383 (54)							
192	41,0	2,0 (1)	акт (P)		4,6 (2)	акт (P)	12		
193	30,6 ч	38 (10)	акт (P)				12		
77-Ir-ест		425 (2,4)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0320	2150 (100)	акт (P)	12		
191	37,3	954 (10)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0326	3500 (100)	акт (P)	12	1,18 (10)	167
		0,16 (7) m <sup>2</sup>	акт (P) <sup>0</sup>				12		
		(9 <sup>+</sup> ; 241 лет)							
		645 (32) m <sup>1</sup>	акт (P) <sup>0</sup>				12		
		(1 <sup>+</sup> ; 1,45 мин)							
		309 (30) g	акт (P) <sup>0</sup>				12		
		(4 <sup>-</sup> ; 74,2 сут)							
192	74,2 сут (g)	1420 (200)	акт (P) <sup>0</sup>		3242	акт (B)	12		
193	62,7	111 (5)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0218	1350 (100)	акт (P)	12	0,76 (6)	167
		5,8 (2,0) m	акт (P)				12		
		(4,5 <sup>+</sup> ; 32 мс)							
78-Pt-ест		10,3 (3)	акт (P) <sup>0</sup>		140 (6)	акт (P)	12	0,41 (4)	141
190	0,0127	152 (4)	акт (P) <sup>0</sup>		72 (10)	акт (P)	12	0,46 (24)	144
		<8 · 10 <sup>-3</sup>	(n, $\alpha$ ) (P)				12		
192	0,79	10,0 (2,5)	акт (P) <sup>0</sup>		115 (20)	акт (B)	12		
		2,2 (8) m	акт (P)				12		
		(13/2 <sup>+</sup> ; 4,3 сут)							
		<0,2 · 10 <sup>-3</sup>	(n, $\alpha$ ) (P)				12		
194	32,90	1,44 (19)	акт (P) <sup>0</sup>		4 (1)	акт (B)	12		
		0,098 (11) m	акт (P)		3,1 (1)	акт (P)	12		
		(13/2 <sup>+</sup> ; 4,02 сут)							
		<0,005 · 10 <sup>-3</sup>	(n, $\alpha$ ) (P)				12		
195	33,80	27,5 (1,2)	акт (P) <sup>0</sup>		365 (50)	акт (B)	12		
196	25,30	0,72 (4)	акт (P) <sup>0</sup>		5,1 (3)	акт (P)	12		
		0,044 (4) m	акт (P) <sup>0</sup>		0,35 (7)	акт (P)	12		
		(13/2 <sup>+</sup> ; 1,6 ч)							
198	7,20	3,66 (19)	акт (P) <sup>0</sup>		54 (4)	акт (P)	12		
		0,35 (4) m	акт (P)		6,0 (7)	акт (P)	12		
		(13/2 <sup>+</sup> ; 14 с)							
199	30,8 мин	15 (10)	акт (P)				12		
79-Au-197	100	98,65 (9)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0051	1550 (28)	акт (P)	12	0,65 (5)	215
198	2,696 сут	25100 (370)	акт (P)	0,98			12		
199	3,14 сут	30 (15)	акт (P) <sup>r</sup>				12		
80-Hg-ест		372,3 (4,0)	акт (P)	0,998	73 (5)	акт (P)	12	0,25 (5)	141
196	0,15	3080 (180)	акт (P)				12		
		109 (6) m	акт (P)		58,9 (2,4)	акт (P)	12		
		(13/2 <sup>+</sup> ; 23,8 ч)							
					413 (15) g	акт (P)	12		
					(1/2 <sup>-</sup> ; 64,1 ч)				
198	10,12	2,0 (3)	акт (B)		71 (2)	акт (B)	12	0,46 (23)	144
		0,018 (4) m	акт (P)		1,8 (3)	акт (P)	12		
		(13/2 <sup>+</sup> ; 42,6 мин)							
199	16,98	2150 (48)	акт (P) <sup>0</sup>		435 (20)	акт (B)	12		

Ядро-мишень		Сечение для тепловых нейтронов		Фактор Вексбота	Резонансный интеграл		Литература	Сечение ( $n, \gamma$ ) для 30 кэВ	
Z-символ-A	% или $T_{1/2}$	$\sigma, б$	тип		$I_x, б$	тип		$\sigma, б$	литература
200	23,07	1,4	акт (В)	2,1	2,1	акт (В)	12		
201	13,26	7,8 (2,0)	акт (P) <sup>0</sup>		30 (3)	акт (В)	12		
202	29,7	4,89 (5)	акт (P) <sup>0</sup>		4,2 (2)	акт (P)	12		
204	6,78	0,43 (10)	акт (P)		0,85 (20)	акт (P)	12		
81-Tl-ест		3,43 (6)	акт (P) <sup>0</sup>		12,9 (8)	акт (P)	12	0,076	168
203	29,46	11,4 (2)	акт (P) <sup>0</sup>		43,0 (2,0)	акт (P)	12	0,130 (8)	12
204	3,77 лет	21,6 (2,0)	акт (P)		94 (19)	акт (В)	12		
205	70,54	0,104 (17)	акт (P)		0,62 (15)	акт (P)	12	0,054 (4)	12
82-Pb-ест		0,171 (2)	акт (P) <sup>0</sup>				12		
204	1,43	0,661 (70)	акт (P) <sup>0</sup>		2,0 (2)	акт (В)	12	$59 (20) \cdot 10^{-3}$	144
206	24,15	$30,6 (8,0) \cdot 10^{-3}$	акт (P) <sup>0</sup>		0,097 (14)	акт (В)	12	$14,5 (1,0) \cdot 10^{-3}$	144
207	22,08	0,712 (12)	акт (P) <sup>0</sup>		0,39 (1)	акт (В)	12	$10,7 (1,0) \cdot 10^{-3}$	144
208	52,348	$0,49 (3) \cdot 10^{-3}$	акт (P) <sup>0</sup>		$2,0 (2) \cdot 10^{-3}$	акт (В)	12	$0,61 (15) \cdot 10^{-3}$	144
210	22,3 лет	0,5 (5)	акт (P)				12		
83-Bi-209	100	$33,8 (7) \cdot 10^{-3}$	акт (P) <sup>0</sup>		0,190 (20)	акт (В)	12	$11 (2) \cdot 10^{-3}$	144
		$9,6 (8) \cdot 10^{-3} m$	акт (P) <sup>0</sup>				12		
		(9 <sup>-</sup> ; $3,0 \cdot 10^6$ лет)							
		$24,2 (4) \cdot 10^{-3} g$	акт (P) <sup>0</sup>				12		
		(1 <sup>-</sup> ; 5,01 сут)							
210	$3,01 \cdot 10^6$ лет (m)	0,054 (5)	акт (P)		0,20 (3)	акт (P)	12		
84-Po-210	138,4 сут	$<0,0005 m$	акт (P)				12		
		(25/2 <sup>+</sup> ; 25 с)							
		$<0,030 g$	акт (P)				12		
		(9/2 <sup>+</sup> ; 516 с)							
86-Rn-220	55,6 с	$<0,2$	акт (P)				12		
222	3,824 сут	0,72 (7)	акт (P)				12		
88-Ra-223	11,44 сут	130 (20)	акт (P)				12		
		0,7 (3)	дел (P)				12		
224	3,66 сут	12,0 (5)	акт (P)				12		
226	1620 лет	12,8 (1,5)	акт (P)		280	акт (В)	12		
		$<0,05 \cdot 10^{-3}$	дел (P)				12		
228	5,76 лет	36 (5)	акт (P)				12		
		$<2$	дел (P)				12		
89-Ac-227	21,77 лет	890 (30)	акт (P)		1660 (30)	акт (P)	12		
		$<0,29 \cdot 10^{-3}$	дел (P)				12		
90-Th-227	18,72 сут	202 (13)	дел (P)				12		
228	1,913 лет	123 (15)	акт (P)		1014	акт (В)	12		
		$<0,3$	дел (P)				12		
229	$7,3 \cdot 10^3$ лет	61 (6)	акт (В)	1,043	1000 (175)	акт (В)	12		
		30,8 (1,5)	дел (P)	1,025	466 (75)	дел (В)	12		
230	$7,538 \cdot 10^4$ лет	23,0 (3)	акт (P)	1,013	1007 (35)	акт (P)	12		
		$<0,0012$	дел (P)				12		
232	100	7,37 (6)	акт (P)	0,998	85 (3)	акт (P)	12	0,485 (20)	217
		$<2,5 \cdot 10^{-6}$	дел (P)				12		
233	22,3 мин	1500 (100)	акт (P)		400 (100)	акт (P)	12		
		15 (2)	дел (P)				12		
234	24,10 сут	1,8 (5)	акт (P)				12		
		$<0,01$	дел (P)				12		
91-Pa-230	17,4 сут	1500 (250)	дел (P)				12		
231	32800 лет	200,6 (2,3)	акт (P) <sup>0</sup>	1,020	525 (60)	акт (P)	12		
		0,020 (1)	дел (P)				12		
232	1,32 сут	464 (95)	акт (P)		300 (70)	акт (P)	12		
		700 (100)	дел (P) <sup>r</sup>				12		
233	27,0 сут	39,5 (1,2)	акт (P) <sup>0</sup>	0,980	860 (35)	акт (P)	12		
		20,1 (3,2) m	акт (P) <sup>0</sup>		438 (70)	акт (P)	12		
		(0 <sup>-</sup> ; 1,18 мин)							
		19,4 (3,0) g	акт (P) <sup>0</sup>		432 (70)	акт (P)	12		
		(4 <sup>+</sup> ; 6,75 ч)							
		$<0,1$	дел (P)		3,0	дел (В)	12		

Ядро-мишень		Сечение для тепловых нейтронов		Фактор Вексбота	Резонансный интеграл		Литература	Сечение ( $n, \gamma$ ) для 30 кэВ	
Z-символ-A	% или $T_{1/2}$	$\sigma, б$	тип		$I_x, б$	тип		$\sigma, б$	литература
234	1,18 мин ( <i>m</i> )	<500	дел (P)				12		
	6,75 ч ( <i>g</i> )	<5000	дел (P)				12		
92-U-230	20,8 сут	25 (10)	дел (P)				12		
231	4,2 сут	400 (300)	дел (P)				12		
232	69,8 лет	74,9 (1,6)	акт (P) <sup>0</sup>	0,967	280 (15)	акт (P)	12		
		76,8 (4,8)	дел (P) <sup>0</sup>		350 (30)	дел (P)	12		
		151,7 (4,6)	погл (P) <sup>0</sup>				12		
233	1,592·10 <sup>5</sup> лет	45,5 (7)	акт (P) <sup>0</sup>	1,022	137 (6)	акт (P)	130; 12		
		529,1 (1,2)	дел (P) <sup>0</sup>	0,9955	760 (17)	дел (P)	130; 12		
		574,7 (1,0)	погл (P) <sup>0</sup>	0,9996	897 (20)		130; 12		
234	0,0054 (2,454·10 <sup>5</sup> лет)	99,8 (1,3)	акт (P) <sup>0</sup>	0,9903	660 (70)	акт (B)	12		
		<0,65	дел (Э)		6,5	дел (B)	12		
235	0,7200 (7,038·10 <sup>8</sup> лет)	98,3 (8)	акт (P) <sup>0</sup>	0,981	144 (6)	дел (P)	130; 12	0,75 (8)	215
		582,6 (1,1)	дел (P) <sup>0</sup>	0,9761	275 (5)	дел (P)	130; 12		
		680,9 (1,1)	погл (P)	0,9788	419 (8)	погл (P)	12		
236	2,342·10 <sup>7</sup> лет	5,11 (21)	акт (P) <sup>0</sup>	1,002	360 (15)	акт (P)	12		
		0,07	дел (B)		7,8 (1,6)	дел (B)	12		
237	6,75 сут	443 (167)	акт (P)		1200 (200)	акт (P)	12		
		<0,35	дел (P)				12		
238	99,2746 (4,468·10 <sup>9</sup> лет)	2,680 (19)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0009	277 (3)	акт (P)	12	0,45 (3)	224
		4·10 <sup>-6</sup>	дел (B)		1,54 (15)·10 <sup>-3</sup>	дел (B)	12		
		1,3 (6)·10 <sup>-6</sup>	( <i>n, \alpha</i> ) (P)				12		
239	23,5 мин	22 (5)	акт (P)				12		
		14 (3)	дел (P)				12		
93-Np-234	4,4 сут	900 (300)	дел (P)				12		
235	396 сут	150 (2) <i>m</i>	акт (P)				12		
		(1 <sup>-</sup> ; 22,5 ч)							
236	1,55·10 <sup>5</sup> лет	2500 (150)	дел (P)				12		
237	2,14·10 <sup>6</sup> лет	175,9 (2,9)	акт (P) <sup>0</sup>	0,982	640 (50)	акт (P)	12	2,1 (2)	203
		0,0215 (24)	дел (P) <sup>0</sup>	0,965	6,9 (1,0)	дел (P)	12		
238	2,117 сут	2088 (30)	дел (P)		883 (70)	дел (P)	12		
					1500 (500)	погл (P)	12		
239	2,355 сут	68 (10)	акт (P) <sup>r</sup>				12		
		32 (6) <i>m</i>	акт (P) <sup>r</sup>				12		
		(1 <sup>-</sup> ; 7,22 мин)							
		36 (8) <i>g</i>	акт (P) <sup>r</sup>				12		
		(5 <sup>+</sup> ; 65 мин)							
94-Pu-236	2,851 лет	170 (35)	дел (P)				12		
237	45,1 сут	2455 (295)	дел (P)				12		
238	87,71	540 (7)	акт (P) <sup>0</sup>	0,9563	162 (15)	акт (P)	12		
		17,9 (4)	дел (P) <sup>0</sup>	0,9562	33 (5)	дел (P)	12		
					195 (16)	погл (P)	12		
239	2,4131·10 <sup>4</sup> лет	269,3 (2,2)	акт (P) <sup>0</sup>	1,131	220 (20)	акт (P)	130; 12	0,50 (3)	225
		748,1 (2,0)	дел (P) <sup>0</sup>	1,054	301 (10)	дел (P)	130; 12		
		1017,3 (2,9)	погл (P)	1,078			130		
240	6569 лет	289,5 (1,4)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0264	8100 (200)	акт (P)	12	0,77 (8)	225
		0,056 (30)	дел (P)	1,025	8,8	дел (B)	12		
241	14,355 лет	358,2 (5,1)	акт (P) <sup>0</sup>	1,036	162 (8)	акт (P)	130; 12	0,55 (6)	225
		1011,1 (6,2)	дел (P)	1,046	570 (15)	дел (P)	130; 12		
		1369,4 (7,7)	погл (P) <sup>0</sup>	1,044	732 (17)	погл (P)	12		
242	3,763·10 <sup>5</sup> лет	18,5 (5)	акт (P)	1,0096	1115 (40)	акт (P)	12		
		<0,2	дел (B)		5 (2)	дел (P)	12		



Ядро-мишень		Сечение для тепловых нейтронов		Фактор Вескотта	Резонансный интеграл		Литература	Сечение ( $\sigma$ , $\gamma$ ) для 30 кэВ	
Z-символ-A	% или $T_{1/2}$	$\sigma$ , б	тип		$I_{x, \beta}$	тип		$\sigma$ , б	литература
243	4,956 ч	87 (10)	акт (P)		270 (35)	акт (P)	12		
		196 (16)	дел (P)		550 (80)	дел (P)	12		
244	$8,1 \cdot 10^7$ лет	1,7 (1)	акт (P) <sup>0</sup>		40,6 (2,9)	акт (P)	12		
245	10,5 ч	150 (30)	акт (P)		220 (40)	акт (P)	12		
95-Am-241	432,6 лет	587 (12)	акт (P) <sup>0</sup>	1,051	1425 (100)	акт (P)	12		
		54 (5) <i>m</i>	акт (P) <sup>0</sup>		195 (20)	акт (P)	12		
		(5 <sup>-</sup> ; 152 года)							
		533 (13) <i>g</i>	акт (P) <sup>0</sup>		1230 (100)	акт (P)	12		
		(1 <sup>-</sup> ; 16,1 ч)							
		3,20 (9)	дел (P) <sup>0</sup>	0,996	14,4 (1,0)	дел (P)	12		
242	152 лет ( <i>m</i> )	1344	акт (P)		230 (100)	акт (P)	211; 132		
		6950 (280)	дел (P) <sup>0</sup>	1,104	1800 (65)	дел (P)	12		
	16,1 ч ( <i>g</i> )	2100 (1200)	дел (P)		<300	дел (P)	12; 131		
243	7370 лет	75,1 (1,8)	акт (P) <sup>0</sup>	1,014	1820 (70)	акт (P)	12		
		3,8 (4) <i>g</i>	акт (P) <sup>0</sup>		94 (9)	акт (P)	12		
		(6 <sup>-</sup> ; 10,1 ч)							
		0,20 (5)	дел (P)		10 (6)	дел (P)	132		
244	26 мин ( <i>m</i> )	1600 (300)	дел (P)				12		
	10,1 ч ( <i>g</i> )	2300 (300)	дел (P)				12		
96-Cm-242	162,8 сут	16 (5)	акт (P)	0,927	110 (20)	акт (P)	12		
		<5	дел (P)				12		
243	28,5 лет	130 (10)	акт (P) <sup>0</sup>	1,0054	215 (20)	акт (P)	12		
		617 (10)	дел (P) <sup>0</sup>	1,0054	1570 (100)	дел (P)	12		
244	18,11 лет	15,2 (1,2)	акт (P) <sup>0</sup>	0,999	650 (30)	акт (P)	12		
		1,04 (20)	дел (P) <sup>0</sup>	0,989	18 (2)	дел (P)	12; 132		
245	$8,5 \cdot 10^3$ лет	369 (17)	акт (P) <sup>0</sup>	0,9476	101 (8)	акт (P)	12		
		2145 (58)	дел (P) <sup>0</sup>	0,9539	840 (40)	дел (P)	12		
		2514 (60)	погл (P)				12		
246	$4,7 \cdot 10^3$ лет	1,22 (16)	акт (P) <sup>0</sup>	1,005	121 (7)	акт (P)	12		
		0,14 (5)	дел (P) <sup>0</sup>	1,006	10,2 (4)	дел (P)	12		
247	$1,6 \cdot 10^7$ лет	57 (10)	акт (P) <sup>0</sup>	1,002	530 (30)	акт (P)	12		
		81,9 (4,4)	дел (P)	0,995	760 (50)	дел (P)	12		
248	$3,5 \cdot 10^5$ лет	2,63 (26)	акт (P) <sup>0</sup>	1,002	270 (15)	акт (P)	12		
		0,37 (5)	дел (P)		15	дел (B)	12		
249	64,15 мин	1,6 (8)	акт (P)				12		
97-Bk-249	311 сут	746 (40)	акт (P) <sup>0</sup>	1,47	1100 (100)	акт (P)	12		
250	3,22 ч	~350	акт (P)				12		
		960 (150)	дел (P)				12		
98-Cf-249	350,6 лет	497 (21)	акт (P)		765 (35)	акт (P)	12		
		1642 (33)	дел (P) <sup>0</sup>		2380 (85)	дел (P)	12		
		2139 (39)	погл (P)				12		
250	13,1 лет	2034 (200)	акт (P)		11600 (500)	акт (P)	12		
251	900 лет	2850 (150)	акт (P)		1600 (30)	акт (P)	12		
		4895 (250)	дел (P)		5900 (100)	дел (P)	12		
		7745 (290)	погл (P)				12		
252	2,64 лет,	20,4 (1,5)	акт (P)		43,5 (3,0)	акт (P)	12		
		32 (4)	дел (P)		110 (30)	дел (P)	12		
253	17,8 сут	17,6 (1,8)	акт (P)		13 (3)	акт (P)	12		
		1300 (240)	дел (P)		2000 (400)	дел (P)	12		
254	60,5 сут	4,5 (1,5)	акт (P)				12		
99-Es-253	20,47 сут	184 (15)	акт (P)		3864 (200)	акт (P)	12		
		178 (15) <i>m</i>	акт (P)		3750 (200)	акт (P)	12		
		(2 <sup>+</sup> ; 39,3 ч)							
		5,8 (7) <i>g</i>	акт (P)		114 (7)	акт (P)	12		
		(7 <sup>+</sup> ; 276 сут)							

Z-символ-A	Ядро-мишень		Сечение для тепловых нейтронов		Фактор Вексбота		Резонансный интеграл		Литература	Сечение ( $\sigma, \gamma$ ) для 30 кэВ	Литература			
	% или $T_{1/2}$	$\sigma, \delta$	тип	$I_{\Sigma, \delta}$	тип	$\sigma, \delta$								
254	39,3 ч (m)	276 сут (g)	1826 (80)	дел (F)	~1000	акт (F)	12		12					
			28,3 (2,5) g	акт (F)								12		
255	38,3 сут	100-Fm-254 3,24 ч	(7/2)*; 38,3 сут)		18,2 (1,5)	акт (F)	12		12					
			1966 (160)	дел (F)								1200 (250)	дел (F)	12
			1994 (160)	полн (F)										12
			55 (10)	акт (F)										12
			~76	акт (F)										12
255	20,1 ч		1400	полн (F)	5000	полн (F)	12		12					
			26 (3)	акт (F)								12		
			3386 (170)	дел (F)								12		
256	2,63 ч		3386 (170)	полн (F)			12		12					
			~45	акт (F)								12		
257	100,5 сут		2950 (160)	дел (F)			12		12					

сечениям, вторая – к резонансным интегралам. Если тепловое сечение и резонансный интеграл взяты из одной работы, то указывается только одна ссылка.

Колонка 9: средние сечения радиационного захвата нейтронов для энергии 30 кэВ в барнах. В скобках указана ошибка.

Колонка 10: литературные источники, из которых взяты средние сечения.

### Глава 3

#### СРЕДНИЕ ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Статистическое описание средних нейтронных сечений, рассмотренное в первой главе, требует надежных знаний нейтронных и радиационных силовых функций, а также среднего расстояния между возбужденными уровнями составного ядра. Наиболее прямую экспериментальную информацию об этих величинах получают из анализа индивидуальных параметров изолированных нейтронных резонансов [11, 12]. Нейтронные силовые функции для различных парциальных волн определяются соотношением

$$S_l = \frac{\langle g \Gamma_n^l \rangle}{(2l+1)D_l} = \frac{1}{(2l+1)\Delta E} \sum_r g_r \Gamma_{nr}^l, \quad (3.1)$$

где суммирование проводится по  $N$  резонансам в интервале энергий  $\Delta E$ ;  $g_r$  – статистический множитель и  $\Gamma_{nr}^l$  – приведенная нейтронная ширина резонансов. Аналогично определяется среднее расстояние между резонансами:

$$D_l = \Delta E / (N-1). \quad (3.2)$$

Для надежного анализа средних параметров нейтронных резонансов первостепенное значение имеет разделение  $s$ - и  $p$ -резонансов. Если такое разделение произведено, то нейтронные силовые функции можно найти сравнительно просто с помощью графического представления кумулятивной суммы приведенных нейтронных ширин (рис. 3.1). Линейная аппроксимация наклона гистограмм экспериментальных данных непосредственно дает значение  $(2l+1)S_l$ , а отклонение кумулятивных сумм от линейного хода при повышении энергии будет свидетельствовать о появлении пропуска резонансов. Так как в сумму основной вклад вносят резонансы с большими ширинами, то пропуск слабых резонансов или присутствие ошибочно идентифицированных  $p$ -резонансов не приводит к существенному искажению силовой функции  $s$ -нейтронов. Ситуация менее благоприятна для  $p$ -волны, силовые функции которой могут искажаться весьма значительно ошибками идентификации слабых  $s$ -резонансов. Поэтому для большинства ядер относительная погрешность определения  $S_l$  существенно выше, чем  $S_0$ . Если нет пропуска или ложной идентификации резонансов; то погрешность определения силовых

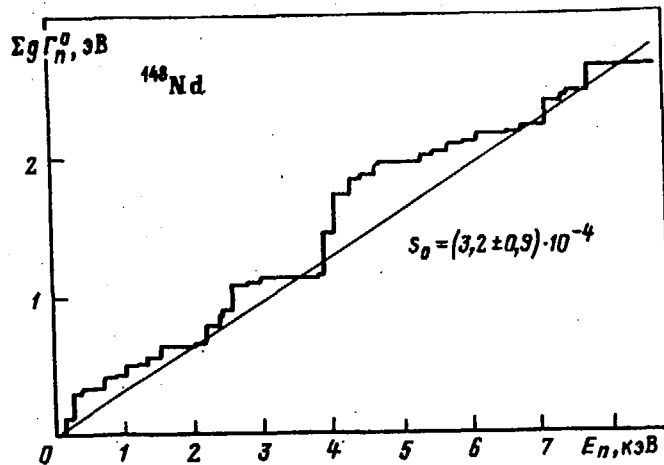


Рис. 3.1. Зависимость от энергии кумулятивной суммы приведенных нейтронных ширин  $s$ -резонансов

функций можно найти с помощью соотношения

$$\frac{\delta S_1}{S_1} = \sqrt{\frac{N}{2}}, \quad (3.3)$$

которое основано на асимптотической оценке дисперсии суммы нейтронных ширин, распределенных по закону Портера–Томаса.

Проблема пропуска или присутствия лишних резонансов становится более острой при анализе среднего расстояния между резонансами. Характерным примером могут служить экспериментальные данные для ядра-мишени  $^{148}\text{Nd}$ , представленные на рис. 3.2. Если рассматривать только идентифицированные  $s$ -резонансы [11], то для кумулятивного числа резонансов мы получим гистограмму 1. Ее линейная аппроксимация соответствует среднему расстоянию  $D_0 = 235$  эВ. С другой стороны, если на том же интервале энергий все неидентифицированные резонансы приписать  $s$ -волне, то мы получим существенно меньшее значение  $D_0 \approx 140$  эВ [11]. В [169] на основе вероятностного анализа ширин резонансов с помощью критериев Байеса было показано, что к  $s$ -резонансам, по-видимому, следует отнести также 10 неидентифицированных по четности резонансов с энергией ниже 2,2 кэВ. В этом случае для нарастающей суммы числа резонансов мы получим гистограмму 2 (рис. 3.2) и наши оценки  $D_0$  будут сильно зависеть от выбора граничной энергии возникновения пропуска резонансов.

Если пропуска нет, то статистическая погрешность анализа среднего расстояния между резонансами будет определяться соотношением

$$\frac{\delta D_1}{D_1} \sqrt{\frac{0,45 \ln N + 2,18}{N}} \approx \frac{1}{N}, \quad (3.4)$$

которое получено Дайсоном для гауссового ортогонального ансамбля

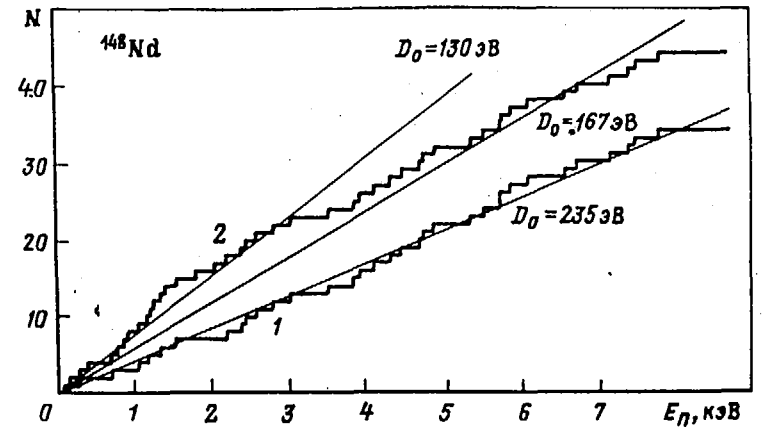


Рис. 3.2. Зависимость от энергии кумулятивного числа резонансов. Гистограммы соответствуют двум различным идентификациям  $s$ -резонансов

уровней. Нетрудно заметить, что пропуск или присутствие нескольких лишних резонансов в наборе данных приводит к ошибке, существенно превышающей статистическую.

Чтобы судить о полноте идентификации анализируемой последовательности резонансов, весьма часто привлекают введенную Дайсоном и Мехтой  $\Delta_3$ -статистику [22]. В ее рамках мерой оптимального описания кумулятивного числа резонансов  $N(E)$  является параметр

$$\Delta = \min_{A, B} \left\{ \frac{1}{\Delta E} \int_0^{\Delta E} [N(E) - AE - B]^2 dE \right\}. \quad (3.5)$$

Для полной статистической последовательности резонансов среднее значение и дисперсия этого параметра определяются соотношениями

$$\Delta_3 = \langle \Delta \rangle = \frac{1}{\pi^2} (\ln N - 0,0687);$$

$$\sigma = \frac{1}{\pi^2} \sqrt{\frac{4\pi^2}{45} + \frac{7}{24}} = 0,11. \quad (3.6)$$

Если экспериментальные значения параметра из уравнения (3.6) удовлетворяют условию  $\Delta_3 - \sigma \leq \Delta \leq \Delta_3 + \sigma$ , то анализируемую совокупность резонансов можно считать хорошо определенной. К сожалению, критерии  $\Delta_3$ -статистики не дают каких-либо рецептов для исправления неполных или ошибочно идентифицированных наборов резонансов.

В последние годы к определению  $D_1$  все шире привлекаются методы, основанные на анализе распределения нейтронных ширин [169–171]. Все эти методы исходят из предположения, что экспериментальное распределение приведенных ширин определено в области больших ширин

Таблица 3.1. Средние параметры нейтронных резонансов нуклида  $^{148}\text{Nd}$ , полученные в работах различных авторов

Характеристика	Анализ резонансных параметров методом максимального правдоподобия			
	[111]	[145]	[169]	[170]
$D_0$ , эВ	$140 \pm 15$	$170 \pm 35$	$191 \pm 19$	$167 \pm 21$
$S_0 \cdot 10^{-4}$	$3,0 \pm 1,0$	$2,7 \pm 0,8$	$3,1 \pm 0,6$	$3,2 \pm 0,9$
$S_1 \cdot 10^{-4}$	$0,3 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,2$	—	—

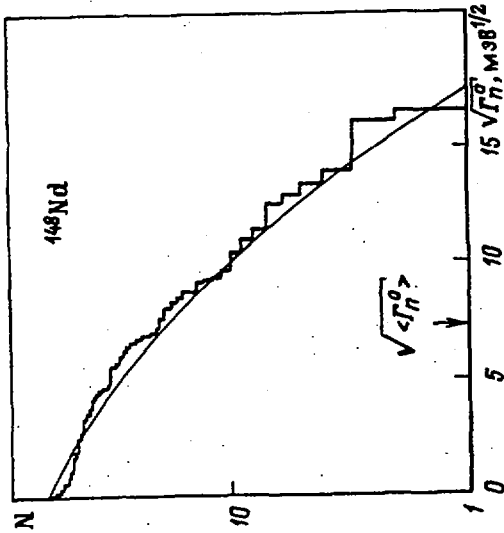


Рис. 3.3. Распределение числа резонансов, имеющих приведенные нейтронные ширины выше заданного порога. Гистограмма — экспериментальное распределение наблюдаемых ширин, сплошная кривая — его описание методом максимального правдоподобия, экстраполяция которого к нулю дает полное число ожидаемых резонансов [169]

значительно лучше, чем в области малых. Поэтому, подгоняя распределение Портера-Томаса под наблюдаемое на участке надежно идентифицированных сильных резонансов, мы получаем возможность оценить число пропущенных или ложно идентифицированных резонансов с малыми нейтронными ширинами. Пример такого анализа представлен на рис. 3.3, где показано распределение числа резонансов, имеющих приведенные нейтронные ширины выше заданного порога,

$$N(\Gamma) = N_0 \int \frac{e^{-x/2} dx}{\Gamma \sqrt{2\pi x}} = N_0 \left\{ 1 - \text{erf}(\sqrt{2\Gamma/\Gamma}) \right\} \quad (3.7)$$

Из описания экспериментальной гистограммы методом максимального правдоподобия находят среднюю ширину  $\bar{\Gamma}_n^0$  и полное число ожидаемых резонансов  $N_0$ . Более детальное обсуждение практических реализаций этого метода содержится в [169–172]. В табл. 3.1 приведены значения среднего расстояния  $D_0$  и нейтронных силовых функций  $s$ - и  $p$ -резонансов, полученных для ядра-мишени  $^{148}\text{Nd}$  при использовании различных подходов. Видно, что в результатах определения  $D_0$  имеются разногласия, выходящие за рамки указываемых авторами погрешностей анализа. Подобные расхождения оценок среднего расстояния между резонансами возникают для многих ядер. Предпочтение при выборе  $D_0$ , по-видимому, следует отдавать подходам, опирающимся на метод максимального правдоподобия. Важным достоинством таких подходов являются согласованность определения всего набора средних параметров нейтронных резонансов и корректная оценка ошибок параметров.

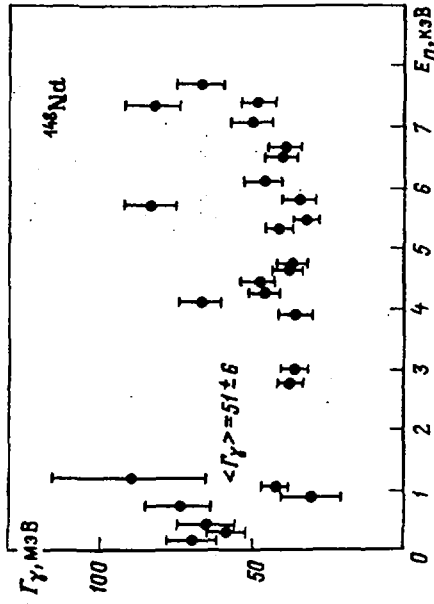


Рис. 3.4. Распределение по резонансам наблюдаемых полных радиационных ширин

На рис. 3.4. показаны имеющиеся экспериментальные данные о радиационных ширинах  $s$ -резонансов нуклида  $^{148}\text{Nd}$ . Так как радиационные ширины флуктуируют значительно слабее нейтронных, то определение средних значений  $\langle \Gamma_\gamma \rangle$  в большинстве случаев не вызывает затруднений. Однако флуктуации радиационных ширин сильно возрастают для ядер, в которых существенную роль играет механизм прямого или валентного радиационного захвата нейтронов. Для таких ядер усреднение по малому набору экспериментально измеренных ширин резонансов может сильно исказить среднюю радиационную ширину. В этих условиях только расширение набора экспериментальных данных может обеспечить требуемые точности определения средних значений.

В табл. 3.2 представлены средние параметры нейтронных резонансов для всех экспериментально исследованных ядер. При выборе средних параметров предпочтении, как правило, отдавалось работам, в которых приводился одновременный анализ расстояний между резонансами, силовых функций и распределений нейтронных ширин.

Описание табл. 3.2.

Колонка 1: символы и массовые числа ядер-мишеней.

Колонка 2: спины и четности ядер-мишеней.

Колонка 3: энергия связи нейтрона в составном ядре.

Колонка 4: орбитальный угловой момент нейтронной волны.

Колонка 5: средние расстояния между уровнями составного ядра:  $\langle D_0 \rangle$  — для  $s$ -нейтронов,  $\langle D_1 \rangle$  — для  $p$ -нейтронов,  $\langle D_2 \rangle$  — для  $d$ -нейтронов. В скобках указана ошибка. Например, 120(28) соответствует  $120 \pm 28$ . Буква К означает, что данная величина приведена в кэВ.

Колонка 6: средние радиационные ширины для соответствующих волн. В скобках указаны ошибки.

Колонка 7: силовые функции (отношение средней приведенной нейтронной ширины к среднему расстоянию между уровнями:  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle / \langle D_0 \rangle$  — силовая функция для  $s$ -нейтронов;  $\langle g\Gamma_n^1 \rangle / 3\langle D_1 \rangle$  — силовая функция для  $p$ -нейтронов). В скобках указаны ошибки.

Колонка 8: литературные источники, из которых взяты средние параметры нейтронных резонансов.

Таблица 3.2. Средние параметры нейтронных резонансов

Ядро-мишень	$I_0^\pi$	$V_n$ , МэВ	$l$	$D_l$ , эВ	$\Gamma_\gamma$ , мэВ	$S_l, 10^{-4}$	Литература
<sup>23</sup> Na	3/2 <sup>+</sup>	6,959	1	34 (10)К	—	—	173
<sup>24</sup> Mg	0 <sup>+</sup>	7,331	1	120 (28)К	—	4,2 (2,0)	11
<sup>27</sup> Al	5/2 <sup>+</sup>	7,725	1	32 (11)К	—	2,6 (1,0)	11
<sup>32</sup> S	0 <sup>+</sup>	8,642	0	17 (2)К	1900	0,73 (23)	11
			1	—	1900	0,57 (14)	
<sup>35</sup> Cl	3/2 <sup>+</sup>	8,579	0	28 (12)К	—	0,38 (16)	11
<sup>37</sup> Cl	3/2 <sup>+</sup>	6,108	0	40 (16)К	—	0,70 (27)	11
<sup>40</sup> Ar	0 <sup>+</sup>	6,099	0	87 (13)К	—	0,9 (5)	174
			1	—	—	0,35 (11)	
<sup>39</sup> K	3/2 <sup>+</sup>	7,800	0	22 (4)К	—	1,1 (3)	11
			1	—	—	1,0 (3)	
<sup>41</sup> K	3/2 <sup>+</sup>	7,534	1	8 (3)К	—	3,0 (1,0)	11
<sup>40</sup> Ca	0 <sup>+</sup>	8,363	0	45 (6)К	1500 (900)	3,2 (8)	175
			1	—	360 (90)	0,17 (2)	
			2	—	740 (400)	2,0 (7)	
<sup>42</sup> Ca	0 <sup>+</sup>	7,933	0	8,6 (1,0)К	1100 (200)	2,7 (3)	175
			1	—	450 (150)	—	
<sup>43</sup> Ca	7/2 <sup>-</sup>	11,132	0	1,5 (2)К	700 (40)	3,3 (3)	175
			1	—	—	0,37 (10)	
<sup>44</sup> Ca	0 <sup>+</sup>	7,415	0	16 (2)К	1300 (400)	2,4 (5)	175
			1	—	300 (100)	—	
<sup>45</sup> Sc	7/2 <sup>-</sup>	8,760	0	1,3 (1)К	840 (460)	4,7 (8)	11
			1	—	500 (300)	—	
<sup>46</sup> Ti	0 <sup>+</sup>	8,880	0	20 (8,0)К	1400 (400)	2,4 (1,2)	11
			1	—	440 (130)	—	
<sup>47</sup> Ti	5/2 <sup>-</sup>	11,628	0	2,2 К	1200 (400)	3,4 (7)	11
<sup>48</sup> Ti	0 <sup>+</sup>	8,142	0	13 (3)К	1400 (400)	4,0 (1,3)	11
			1	—	400 (100)	—	
<sup>49</sup> Ti	7/2 <sup>-</sup>	10,945	0	5,0 (5)К	810 (240)	3,1 (7)	11
			1	1,5 (2)К	400 (120)	—	
<sup>50</sup> Ti	0 <sup>+</sup>	6,372	0	125 (70)К	1100 (300)	—	11
			1	10 (3)К	280 (80)	0,40 (17)	

Ядро-мишень	$I_0^\pi$	$V_n$ , МэВ	$l$	$D_l$ , эВ	$\Gamma_\gamma$ , мэВ	$S_l, 10^{-4}$	Литература
<sup>50</sup> V	-6 <sup>+</sup>	11,051	0	2,7 (7)К	600 (80)	4,4 (1,6)	11
<sup>51</sup> V	7/2 <sup>-</sup>	7,311	0	4,4 (6)К	1500 (300)	7,7 (1,2)	176
<sup>50</sup> Cr	0 <sup>+</sup>	9,261	0	15 (2)К	1500 (500)	3,6 (8)	11
			1	4,1 (7)К	370 (110)	0,33 (12)	
<sup>52</sup> Cr	0 <sup>+</sup>	7,940	0	45 (6)К	1850 (550)	3,0 (1,0)	210
			1	8,5 (6)К	310 (90)	0,70 (12)	
<sup>53</sup> Cr	3/2 <sup>-</sup>	9,719	0	7,1 (1,0)К	2100 (800)	4,7 (1,2)	209
<sup>54</sup> Cr	0 <sup>+</sup>	6,246	0	60 (9)К	2500 (700)	2,6 (9)	210
			1	9,2 (5)К	—	0,67 (11)	
<sup>55</sup> Mn	5/2 <sup>-</sup>	7,270	0	2,7 (4)К	750 (150)	3,9 (7)	11
			1	1,3 (1)К	400 (100)	0,35 (5)	
<sup>54</sup> Fe	0 <sup>+</sup>	9,299	0	20,4 (2,7)К	1800 (500)	8,7 (2,4)	177
			1	9 (3)К	400 (100)	0,58 (11)	
<sup>56</sup> Fe	0 <sup>+</sup>	7,646	0	25 (5)К	850 (400)	2,6 (6)	208
			1	6 (2)К	500 (180)	0,50 (10)	
<sup>57</sup> Fe	1/2 <sup>-</sup>	10,044	0	6,5 (1,0)К	1900 (600)	4,2 (1,2)	177
			1	2,2 (3)К	750 (250)	0,2 (1)	11
<sup>58</sup> Fe	0 <sup>+</sup>	6,581	0	35 (15)К	3000 (900)	3,6 (1,2)	11
			1	8,3 (1,3)К	400 (100)	0,6 (2)	
<sup>59</sup> Co	7/2 <sup>-</sup>	7,492	0	1,1 (1)К	560 (100)	3,9 (5)	11
<sup>58</sup> Ni	0 <sup>+</sup>	9,000	0	16,7 (2,1)К	2600 (800)	3,2 (1,0)	177
			1	4,1 (5)К	—	0,5 (1)	
<sup>60</sup> Ni	0 <sup>+</sup>	7,820	0	16,0 (2,5)К	1700 (500)	2,7 (6)	11
			1	4,3 (7)К	900 (300)	0,3 (1)	
<sup>61</sup> Ni	3/2 <sup>-</sup>	10,598	0	1,8 (3)К	2200 (700)	3,2 (8)	11
<sup>62</sup> Ni	0 <sup>+</sup>	6,839	0	19,1 (3,6)К	910 (270)	4,8 (7)	11
			1	8,0 (1,6)К	—	0,3 (1)	
<sup>64</sup> Ni	0 <sup>+</sup>	6,098	0	19,9 (3,6)К	2400 (700)	2,9 (8)	11
			1	—	—	0,6 (2)	
<sup>63</sup> Cu	3/2 <sup>-</sup>	7,916	0	1040 (110)	490 (30)	2,5 (4)	178
			1	495 (26)	260 (80)	0,47 (8)	
<sup>65</sup> Cu	3/2 <sup>-</sup>	7,067	0	1470 (190)	385 (20)	2,9 (6)	178
			1	685 (60)	370 (110)	0,47 (8)	
<sup>64</sup> Zn	0 <sup>+</sup>	7,980	0	2,08 (20)К	726 (60)	1,70 (16)	172
			1	0,68 (3)К	272 (30)	0,60 (4)	
<sup>66</sup> Zn	0 <sup>+</sup>	7,053	0	4,7 (4)К	400 (20)	1,9 (2)	11
			1	0,84 (5)К	190 (60)	0,70 (7)	
<sup>67</sup> Zn	5/2 <sup>-</sup>	10,198	0	0,51 (2)К	460 (140)	3,1 (2)	11
<sup>68</sup> Zn	0 <sup>+</sup>	6,482	0	5,77 (73)К	320 (40)	2,2 (3)	11
			1	1,29 (9)К	170 (20)	0,39 (3)	
<sup>70</sup> Zn	0 <sup>+</sup>	5,835	0	6,9 (1,0)К	—	1,8 (3)	11
			1	2,8 (3)К	—	1,45 (4)	
<sup>69</sup> Ga	3/2 <sup>-</sup>	7,655	0	181 (35)	262 (20)	1,29 (36)	11
<sup>71</sup> Ga	3/2 <sup>-</sup>	6,521	0	225 (48)	237 (15)	1,41 (43)	11
<sup>70</sup> Ge	0 <sup>+</sup>	7,416	0	930 (360)	165 (50)	2,1 (9)	11
<sup>72</sup> Ge	0 <sup>+</sup>	6,782	0	960 (400)	162 (50)	1,66 (5)	11
<sup>73</sup> Ge	9/2 <sup>+</sup>	10,200	0	82 (20)	145 (45)	1,5 (4)	11

Ядро-мишень	$I_0^\pi$	$V_n$ , МэВ	$l$	$D_l$ , эВ	$\Gamma_\gamma$ , мэВ	$S_l \cdot 10^{-4}$	Литература
<sup>74</sup> Ge	0 <sup>+</sup>	6,506	0	3,0 (1,5) К	195 (60)	1,5 (7)	11
<sup>76</sup> Ge	0 <sup>+</sup>	6,072	0	3,75 (2,0) К	115 (35)	1,78 (2)	11
<sup>75</sup> As	3/2 <sup>-</sup>	7,328	0	75 (5)	300 (90)	1,7 (3)	11
<sup>74</sup> Se	0 <sup>+</sup>	8,028	0	420 (240)	280 (85)	1,29 (8)	11
<sup>76</sup> Se	0 <sup>+</sup>	7,418	0	667 (270)	230 (70)	1,64 (6)	11
			1	350 (220)	—	0,94 (6)	
<sup>77</sup> Se	1/2 <sup>-</sup>	10,497	0	146 (30)	390 (120)	1,28 (35)	11
			1	100 (40)	—	0,76 (50)	
<sup>78</sup> Se	0 <sup>+</sup>	6,961	0	1,39 (5) К	230 (70)	1,23 (6)	11
			1	0,515 (35) К	—	1,73 (1,0)	
<sup>80</sup> Se	0 <sup>+</sup>	6,701	0	3,5 (1,5) К	230 (70)	1,61 (1,0)	11
			1	2,2 (1,6) К	—	0,5 (5)	
<sup>82</sup> Se	0 <sup>+</sup>	5,896	0	6,7 (4,7) К	—	1,21 (1,0)	11
<sup>79</sup> Br	3/2 <sup>-</sup>	7,892	0	47 (5)	293 (90)	1,35 (15)	11
<sup>81</sup> Br	3/2 <sup>-</sup>	7,593	0	94 (15)	300 (100)	0,8 (1)	11
<sup>78</sup> Kr	0 <sup>+</sup>	8,360	0	230 (60)	230 (70)	—	11
<sup>80</sup> Kr	0 <sup>+</sup>	7,882	0	200 (60)	230 (70)	—	11
<sup>82</sup> Kr	0 <sup>+</sup>	7,465	0	382 (240)	230 (70)	—	11
<sup>83</sup> Kr	9/2 <sup>+</sup>	10,519	0	326 (200)	200 (60)	—	11
<sup>84</sup> Kr	0 <sup>+</sup>	7,111	0	242 (130)	200 (60)	—	11
<sup>85</sup> Rb	5/2 <sup>-</sup>	8,650	0	200 (45)	205 (35)	1,0 (2)	11
			1	100 (40)	—	3,3 (1,3)	
<sup>87</sup> Rb	3/2 <sup>-</sup>	6,078	0	2640 (880)	—	1,4 (5)	11
<sup>84</sup> Sr	0 <sup>+</sup>	8,524	0	383 (130)	290 (90)	0,87 (39)	11
<sup>86</sup> Sr	0 <sup>+</sup>	8,428	0	3,0 (1,0) К	260 (80)	0,74 (34)	145
			1	—	—	3,5 (1,0)	
<sup>87</sup> Sr	9/2 <sup>+</sup>	11,113	0	121 (13)	290 (90)	0,30 (8)	11
			1	—	—	4,0 (1,3)	
<sup>88</sup> Sr	0 <sup>+</sup>	6,364	0	40 (10) К	220 (70)	0,32 (18)	145
			1	8,7 (1,1) К	390 (90)	3,1 (1,5)	
<sup>89</sup> Y	1/2 <sup>-</sup>	6,857	0	4,0 (4) К	130 (40)	0,27 (5)	11
			1	1,8 (2) К	300 (90)	2,64 (3)	
<sup>90</sup> Zr	0 <sup>+</sup>	7,193	0	8,6 (1,6) К	130 (20)	0,54 (14)	145
			1	3,5 (4) К	250 (50)	4,2 (9)	
<sup>91</sup> Zr	5/2 <sup>+</sup>	8,635	0	640 (120)	140 (40)	0,42 (12)	145
			1	340 (45)	220 (12)	5,7 (1,0)	
<sup>92</sup> Zr	0 <sup>+</sup>	6,732	0	3,1 (1,0) К	135 (25)	0,76 (28)	145
			1	1,9 (2) К	220 (50)	8,3 (1,4)	
<sup>94</sup> Zr	0 <sup>+</sup>	6,470	0	3,8 (1,0) К	85 (20)	0,55 (16)	145
			1	1,8 (3) К	148 (28)	9,6 (2,2)	
<sup>96</sup> Zr	0 <sup>+</sup>	5,572	0	13 (4) К	130	0,34 (14)	11
			1	4,5 (1,0) К	175	6,0 (1,8)	
<sup>93</sup> Nb	9/2 <sup>+</sup>	7,229	0	90 (20)	145 (10)	0,40 (6)	179
			1	—	168 (14)	5,1 (1,0)	
<sup>92</sup> Mo	0 <sup>+</sup>	8,067	0	3,6 (7) К	160 (20)	0,65 (25)	145
<sup>94</sup> Mo	0 <sup>+</sup>	7,371	0	1150 (350)	135 (20)	0,53 (2)	145
			1	—	175 (30)	4,6 (2,0)	

Ядро-мишень	$I_0^\pi$	$V_n$ , МэВ	$l$	$D_l$ , эВ	$\Gamma_\gamma$ , мэВ	$S_l \cdot 10^{-4}$	Литература
<sup>95</sup> Mo	5/2 <sup>+</sup>	9,154	0	91 (11)	150 (20)	0,35 (7)	145
			1	—	—	7 (2)	
<sup>96</sup> Mo	0 <sup>+</sup>	6,821	0	950 (280)	110 (15)	0,43 (14)	145
			1	—	140 (20)	8,7 (2,8)	
<sup>97</sup> Mo	5/2 <sup>+</sup>	8,642	0	42 (15)	130 (20)	0,37 (6)	145
			1	—	—	6,0 (2,0)	
<sup>98</sup> Mo	0 <sup>+</sup>	5,926	0	970 (200)	85 (10)	0,54 (12)	145
			1	—	145 (20)	3,6 (6)	
<sup>100</sup> Mo	0 <sup>+</sup>	5,398	0	700 (50)	90 (10)	0,73 (17)	180
			1	—	100 (10)	4,4 (9)	
<sup>99</sup> Tc	9/2 <sup>+</sup>	6,764	0	17,6 (1,0)	160 (50)	0,45 (5)	169
<sup>99</sup> Ru	5/2 <sup>+</sup>	9,673	0	25 (2)	195 (20)	0,71 (17)	11
<sup>100</sup> Ru	0 <sup>+</sup>	6,802	0	—	120 (15)	—	11
			1	—	150 (30)	6,5 (9)	
<sup>101</sup> Ru	5/2 <sup>+</sup>	9,220	0	18 (2)	180 (15)	0,54 (4)	11
			1	—	—	6,1 (4)	
<sup>102</sup> Ru	0 <sup>+</sup>	6,232	0	550 (150)	90 (10)	—	169
			1	—	—	5,0 (7)	
<sup>103</sup> Ru	5/2 <sup>+</sup>	8,905	0	7,5 (3,8)	—	0,13 (5)	169
<sup>104</sup> Ru	0 <sup>+</sup>	5,910	0	300 (75)	85 (15)	—	169
			1	—	—	5,0 (4)	
<sup>103</sup> Rh	1/2 <sup>-</sup>	7,000	0	31 (3)	160 (15)	0,53 (5)	170
			1	—	—	5,5 (9)	
<sup>104</sup> Pd	0 <sup>+</sup>	7,094	0	53 (4)	—	—	11
			1	—	—	5,3 (5)	
<sup>105</sup> Pd	5/2 <sup>+</sup>	9,562	0	10,3 (4)	150 (8)	0,63 (10)	181
			1	—	—	5,8 (3)	
<sup>106</sup> Pd	0 <sup>+</sup>	6,530	0	270 (90)	—	0,34 (4)	169
			1	—	—	5,2 (5)	
<sup>107</sup> Pd	5/2 <sup>+</sup>	9,223	0	11,4 (5)	125 (15)	0,68 (22)	181
<sup>108</sup> Pd	0 <sup>+</sup>	6,154	0	200 (80)	77 (5)	0,78 (17)	169
			1	—	—	4,4 (5)	
<sup>110</sup> Pd	0 <sup>+</sup>	5,760	0	150 (50)	60 (10)	0,40 (6)	169
			1	—	—	6,0 (7)	
<sup>107</sup> Ag	1/2 <sup>-</sup>	7,267	0	22 (2)	140 (20)	0,42 (5)	182
			1	—	—	3,8 (5)	
<sup>109</sup> Ag	1/2 <sup>-</sup>	6,806	0	18,7 (1,3)	130 (20)	0,68 (22)	170
			1	—	—	3,2 (6)	
<sup>106</sup> Cd	0 <sup>+</sup>	7,927	0	135 (35)	155 (15)	1,0 (35)	145
			1	—	175 (25)	5,0 (1,5)	
<sup>108</sup> Cd	0 <sup>+</sup>	7,360	0	120 (30)	105 (10)	1,16 (4)	145
			1	—	125 (20)	4,75 (1,25)	
<sup>110</sup> Cd	0 <sup>+</sup>	6,977	0	155 (20)	71 (6)	0,28 (7)	145
			1	—	80 (15)	4,0 (9)	
<sup>111</sup> Cd	1/2 <sup>+</sup>	9,395	0	20 (4)	96 (20)	0,8 (2)	145
			1	—	—	3,1 (1,0)	

Продолжение табл. 3.2

Ядро-мишень	$I_0^\pi$	$V_n$ , МэВ	$l$	$D_l$ , эВ	$\Gamma_\gamma$ , мэВ	$S_l$ , $10^{-4}$	Литература
$^{112}\text{Cd}$	$0^+$	6,544	0	190 (25)	77 (5)	0,50 (10)	11
			1	—	90 (20)	4,4 (1,0)	
$^{113}\text{Cd}$	$1/2^+$	9,041	0	21 (4)	160 (20)	0,31 (7)	145
			1	—	—	2,2 (8)	
$^{114}\text{Cd}$	$0^+$	6,145	0	235 (35)	53 (4)	0,64 (16)	145
			1	—	70 (10)	3,5 (1,0)	
$^{116}\text{Cd}$	$0^+$	5,770	0	390 (90)	47 (4)	0,16 (5)	145
			1	—	70 (10)	2,8 (8)	
$^{113}\text{In}$	$9/2^+$	7,275	0	9 (2)	75 (5)	0,21 (8)	11
$^{115}\text{In}$	$9/2^+$	6,784	0	9,4 (9)	77 (4)	0,26 (3)	11
			1	—	—	3,2 (6)	
$^{112}\text{Sn}$	$0^+$	7,746	0	157 (52)	110 (24)	0,30 (1)	183
$^{114}\text{Sn}$	$0^+$	7,546	0	283 (106)	90 (30)	0,2 (1)	183
$^{116}\text{Sn}$	$0^+$	6,944	0	629 (98)	52 (8)	0,26 (5)	183
$^{117}\text{Sn}$	$1/2^+$	9,326	0	55 (5)	80 (20)	0,21 (4)	183
			1	—	—	3,0 (1,6)	
$^{118}\text{Sn}$	$0^+$	6,484	0	478 (148)	—	0,46 (21)	183
$^{119}\text{Sn}$	$1/2^+$	9,106	0	90 (20)	—	0,10 (3)	11
			1	—	—	3,8 (1,5)	
$^{120}\text{Sn}$	$0^+$	6,172	0	1640 (200)	—	0,10 (3)	184
			1	370 (40)	—	2,4 (3)	
$^{121}\text{Sb}$	$5/2^+$	6,806	0	18 (2)	100 (20)	0,3 (5)	11
$^{123}\text{Sb}$	$7/2^+$	6,467	0	38 (4)	100 (20)	0,25 (7)	11
$^{122}\text{Te}$	$0^+$	6,933	0	132 (15)	140 (40)	0,83 (20)	11
$^{123}\text{Te}$	$1/2^+$	9,424	0	25 (4)	124 (20)	0,79 (17)	11
$^{124}\text{Te}$	$0^+$	6,572	0	147 (12)	120 (30)	0,63 (20)	183
$^{125}\text{Te}$	$1/2^+$	9,120	0	48 (6)	142 (50)	0,48 (10)	183
$^{126}\text{Te}$	$0^+$	6,290	0	470 (114)	149 (45)	0,28 (10)	183
$^{128}\text{Te}$	$0^+$	6,086	0	992 (350)	87 (40)	0,25 (15)	183
$^{130}\text{Te}$	$0^+$	5,925	0	870 (140)	—	0,16 (5)	11
$^{127}\text{I}$	$5/2^+$	6,826	0	14,5 (6)	90 (10)	0,8 (1)	170
$^{129}\text{Xe}$	$1/2^+$	9,255	0	32 (3)	121 (63)	2,0 (5)	183
$^{130}\text{Xe}$	$0^+$	6,612	0	190 (60)	—	1,1 (3)	11
$^{131}\text{Xe}$	$3/2^+$	8,936	0	74 (19)	114 (37)	1,2 (4)	183
$^{133}\text{Cs}$	$7/2^+$	6,891	0	22,7 (2,9)	120 (10)	0,70 (7)	170
$^{134}\text{Cs}$	$4^+$	8,828	0	27,0 (7,5)	160 (50)	0,09 (6)	184
$^{130}\text{Ba}$	$0^+$	7,494	0	66 (7)	100 (30)	1,3 (3)	11
$^{134}\text{Ba}$	$0^+$	6,794	0	230 (60)	120 (20)	0,60 (15)	145
			1	—	—	0,90 (25)	
$^{135}\text{Ba}$	$3/2^+$	9,107	0	40 (6)	135 (25)	0,9 (3)	145
			1	—	—	0,8 (2)	
$^{136}\text{Ba}$	$0^+$	6,898	0	920 (20)	100 (20)	1,08 (3)	145
			1	—	—	0,07 (6)	
$^{137}\text{Ba}$	$3/2^+$	8,611	0	380 (70)	80 (15)	0,43 (10)	145
			1	—	—	0,30 (15)	
$^{138}\text{Ba}$	$0^+$	4,723	0	6,3 (1,7) К	55 (20)	1,0 (4)	145
			1	—	45 (7)	0,03 (2)	

Продолжение табл. 3.2

Ядро-мишень	$I_0^\pi$	$V_n$ , МэВ	$l$	$D_l$ , эВ	$\Gamma_\gamma$ , мэВ	$S_l$ , $10^{-4}$	Литература
$^{139}\text{La}$	$7/2^+$	5,161	0	283 (50)	55 (6)	0,76 (13)	170
			1	—	40 (7)	0,3 (1)	
$^{136}\text{Ce}$	$0^+$	7,490	0	50 (20)	—	—	11
$^{140}\text{Ce}$	$0^+$	5,428	0	3200 (800)	35 (9)	1,54 (53)	145
			1	1640 (400)	30 (6)	0,34 (5)	
$^{141}\text{Pr}$	$5/2^+$	5,844	0	102 (20)	88 (9)	1,72 (3)	145
			1	—	—	0,7 (3)	
$^{142}\text{Nd}$	$0^+$	6,123	0	663 (70)	50 (8)	1,4 (35)	170, 145
			1	—	46 (5)	0,7 (5)	
$^{143}\text{Nd}$	$7/2^-$	7,817	0	36,5 (4,0)	86 (9)	3,1 (5)	170, 145
			1	—	—	1,0 (4)	
$^{144}\text{Nd}$	$0^+$	5,756	0	432 (70)	47 (5)	3,9 (1,0)	170, 145
			1	—	—	0,8 (3)	
$^{145}\text{Nd}$	$7/2^-$	7,565	0	17,0 (1,6)	87 (9)	5,2 (9)	170, 145
			1	—	—	0,8 (4)	
$^{146}\text{Nd}$	$0^+$	5,292	0	290 (80)	55 (8)	2,6 (4)	183
			1	—	—	0,5 (4)	
$^{148}\text{Nd}$	$0^+$	5,039	0	167 (21)	46 (5)	2,7 (8)	170, 145
			1	—	—	0,60 (20)	
$^{150}\text{Nd}$	$0^+$	5,334	0	164 (17)	67 (25)	3,0 (4)	170, 11
			1	—	—	0,8 (2)	
$^{147}\text{Pm}$	$7/2^+$	5,900	0	3,70 (14)	69 (5)	3,0 (4)	187
$^{147}\text{Sm}$	$7/2^-$	8,140	0	4,7 (1,2)	69 (2)	4,8 (5)	170
$^{149}\text{Sm}$	$7/2^-$	7,986	0	1,9 (3)	62 (2)	5,1 (9)	170
$^{150}\text{Sm}$	$0^+$	5,592	0	49 (10)	87 (16)	3,9 (1,9)	158
$^{151}\text{Sm}$	$7/2^-$	8,269	0	1,0 (1)	95 (4)	3,4 (6)	185
$^{152}\text{Sm}$	$0^+$	5,867	0	46 (7)	67 (5)	2,7 (1,1)	158
$^{154}\text{Sm}$	$0^+$	5,814	0	111 (12)	79 (13)	2,2 (6)	158
$^{151}\text{Eu}$	$5/2^+$	6,336	0	0,70 (9)	92 (12)	4,0 (5)	188
$^{152}\text{Eu}$	$3^-$	8,526	0	0,25 (4)	160 (15)	3,6 (1,2)	188
$^{153}\text{Eu}$	$5/2^+$	6,444	0	1,1 (2)	95 (12)	2,0 (2)	188
$^{154}\text{Eu}$	$3^-$	8,174	0	0,92 (17)	135 (15)	—	188
$^{155}\text{Eu}$	$5/2^+$	6,325	0	4,8 (4)	96 (12)	—	188
$^{152}\text{Gd}$	$0^+$	6,464	0	15 (2)	54 (12)	4,6 (1,8)	12
$^{154}\text{Gd}$	$0^+$	6,442	0	14,5 (1,5)	88 (10)	2,0 (4)	189
$^{155}\text{Gd}$	$3/2^-$	8,535	0	1,8 (3)	108 (8)	2,3 (2)	189
$^{156}\text{Gd}$	$0^+$	6,360	0	38 (5)	88 (12)	1,7 (3)	12
$^{157}\text{Gd}$	$3/2^-$	7,937	0	4,9 (4)	97 (22)	1,9 (2)	12
$^{158}\text{Gd}$	$0^+$	5,944	0	85 (10)	105 (10)	1,5 (2)	12
$^{160}\text{Gd}$	$0^+$	5,633	0	202 (20)	111 (15)	1,6 (3)	12
$^{159}\text{Tb}$	$3/2^+$	6,382	0	4,4 (4)	97 (7)	1,25 (20)	190
$^{160}\text{Dy}$	$0^+$	6,451	0	27,3 (1,7)	108 (10)	2,0 (4)	191
$^{161}\text{Dy}$	$5/2^+$	8,195	0	2,67 (13)	110 (10)	1,8 (2)	191
$^{162}\text{Dy}$	$0^+$	6,272	0	64,6 (1,9)	112 (20)	1,8 (3)	191
$^{163}\text{Dy}$	$5/2^-$	7,655	0	6,8 (6)	113 (13)	1,9 (3)	191
$^{164}\text{Dy}$	$0^+$	5,715	0	147 (9)	114 (12)	1,7 (3)	191
$^{165}\text{Ho}$	$7/2^-$	6,243	0	4,6 (5)	77 (5)	1,8 (2)	12

Продолжение табл. 3.2

Ядро-мишень	$I_0^\pi$	$V_n$ , МэВ	$l$	$D_l$ , эВ	$\Gamma_\gamma$ , мэВ	$S_l \cdot 10^{-4}$	Литература
$^{162}\text{Er}$	$0^+$	6,907	0	7,0 (1,1)	—	2,7 (1,2)	192
$^{164}\text{Er}$	$0^+$	6,650	0	23 (3)	—	1,4 (6)	192
$^{166}\text{Er}$	$0^+$	6,436	0	38 (2)	92 (8)	1,77 (24)	192
$^{167}\text{Er}$	$7/2^+$	7,771	0	4,65 (22)	92 (12)	2,14 (29)	192
$^{168}\text{Er}$	$0^+$	6,003	0	100 (7)	85 (15)	1,35 (27)	192
$^{170}\text{Er}$	$0^+$	5,681	0	125 (25)	—	1,5 (2)	12
			1	—	—	0,94 (20)	.
$^{169}\text{Tm}$	$1/2^+$	6,594	0	7,3 (5)	97 (15)	1,63 (28)	188
$^{170}\text{Tm}$	$1^-$	6,614	0	3,7 (1,0)	122 (20)	1,5 (2)	188
$^{168}\text{Yb}$	$0^+$	6,867	0	22,8 (1,3)	—	2,4 (8)	193
$^{169}\text{Yb}$	$7/2^+$	8,469	0	2,2 (5)	—	2,1 (7)	193
$^{170}\text{Yb}$	$0^+$	6,617	0	37 (6)	63 (5)	2,4 (3)	12
$^{171}\text{Yb}$	$1/2^-$	8,020	0	5,8 (5)	75 (5)	1,7 (2)	12
$^{172}\text{Yb}$	$0^+$	6,367	0	70 (5)	80 (20)	1,7 (2)	12
$^{173}\text{Yb}$	$5/2^-$	7,465	0	7,8 (9)	74 (5)	1,7 (2)	12
$^{174}\text{Yb}$	$0^+$	5,822	0	162 (18)	80 (20)	1,6 (2)	194
$^{176}\text{Yb}$	$0^+$	5,566	0	185 (19)	82 (25)	2,3 (3)	194
$^{175}\text{Lu}$	$7/2^+$	6,293	0	3,6 (3)	77 (23)	2,1 (4)	188
$^{176}\text{Lu}$	$7^-$	7,072	0	1,7 (2)	90 (20)	1,7 (4)	188
$^{174}\text{Hf}$	$0^+$	6,708	0	21 (5)	—	2,8 (1,8)	12
$^{176}\text{Hf}$	$0^+$	6,380	0	32 (7)	60 (10)	1,4 (6)	12
$^{177}\text{Hf}$	$7/2^-$	7,265	0	2,4 (3)	66 (10)	2,5 (2)	12
$^{178}\text{Hf}$	$0^+$	6,099	0	62 (11)	54 (5)	2,2 (7)	12
$^{179}\text{Hf}$	$9/2^+$	7,387	0	4,4 (2)	66 (5)	1,7 (2)	12
$^{180}\text{Hf}$	$0^+$	5,694	0	94 (11)	50 (5)	1,9 (6)	12
$^{181}\text{Ta}$	$7/2^+$	6,063	0	4,4 (3)	58 (5)	1,8 (2)	188
$^{182}\text{Ta}$	$3^-$	6,928	0	4,7 (1,2)	67 (3)	—	188
$^{180}\text{W}$	$0^+$	6,686	0	23 (7)	70 (10)	—	12
$^{182}\text{W}$	$0^+$	6,191	0	66 (4)	62 (15)	2,4 (3)	195
$^{183}\text{W}$	$1/2^-$	7,411	0	13 (1)	77 (19)	1,7 (3)	195
			1	—	—	0,72 (3)	
$^{184}\text{W}$	$0^+$	5,749	0	81 (5)	69 (15)	2,4 (3)	195
			1	—	—	0,58 (7)	
$^{186}\text{W}$	$0^+$	5,466	0	90 (7)	61 (8)	2,1 (5)	195
			1	—	—	0,37 (5)	
$^{185}\text{Re}$	$5/2^+$	6,179	0	3,1 (3)	57 (7)	2,7 (4)	196
$^{187}\text{Re}$	$5/2^+$	5,873	0	4,0 (4)	61 (9)	2,5 (3)	196
$^{186}\text{Os}$	$0^+$	6,293	0	26 (4)	77 (5)	2,2 (3)	12
$^{187}\text{Os}$	$1/2^-$	7,989	0	4,4 (4)	88 (5)	2,9 (3)	197
$^{188}\text{Os}$	$0^+$	5,923	0	38 (6)	100 (10)	2,8 (5)	197
$^{189}\text{Os}$	$3/2^-$	7,793	0	3,4 (2)	101 (3)	2,6 (8)	197
$^{190}\text{Os}$	$0^+$	5,760	0	70 (5)	—	—	198
$^{192}\text{Os}$	$0^+$	5,583	0	115 (10)	—	—	198
$^{191}\text{Ir}$	$3/2^+$	6,197	0	3,0 (5)	81 (11)	2,2 (2)	188
$^{192}\text{Ir}$	$4^-$	7,765	0	0,63 (10)	100 (5)	0,94 (24)	188
$^{193}\text{Ir}$	$3/2^+$	6,066	0	7 (1)	93 (10)	2,0 (2)	188
$^{192}\text{Pt}$	$0^+$	6,247	0	12 (4)	130 (25)	—	199

Продолжение табл. 3.2

Ядро-мишень	$I_0^\pi$	$V_n$ , МэВ	$l$	$D_l$ , эВ	$\Gamma_\gamma$ , мэВ	$S_l \cdot 10^{-4}$	Литература
$^{194}\text{Pt}$	$0^+$	6,109	0	240 (75)	70 (25)	—	199
$^{195}\text{Pt}$	$1/2^-$	7,921	0	18 (3)	120 (15)	1,3 (3)	12
$^{196}\text{Pt}$	$0^+$	5,850	0	380 (100)	130 (50)	0,8 (4)	199
$^{198}\text{Pt}$	$0^+$	5,571	0	340 (70)	125 (25)	1,3 (5)	199
$^{197}\text{Au}$	$3/2^+$	6,512	0	16,5 (9)	128 (6)	2,0 (1)	12
			1	—	—	—	
$^{198}\text{Hg}$	$0^+$	6,665	0	105 (33)	150 (20)	—	12
$^{199}\text{Hg}$	$1/2^-$	8,028	0	100 (30)	295 (20)	—	12
$^{203}\text{Tl}$	$1/2^+$	6,656	0	360 (50)	690 (70)	1,6 (2)	12
			1	—	—	0,3 (1)	
$^{205}\text{Tl}$	$1/2^+$	6,503	0	5,5 (1,1) К	1500 300	0,8 (2)	12
			1	—	—	0,17 (5)	
$^{204}\text{Pb}$	$0^+$	6,734	0	1,52 (13) К	770	0,65 (12)	12
			1	—	330	0,23 (4)	
$^{206}\text{Pb}$	$0^+$	6,740	0	37,1 (5,5) К	—	1,06 (26)	12
			1	5,0 (6) К	—	0,32 (4)	
$^{207}\text{Pb}$	$1/2^-$	7,368	0	36 (7) К	—	0,8 (3)	12
			1	9,3 (2,0) К	—	0,45 (7)	
$^{208}\text{Pb}$	$0^+$	3,936	1	—	—	0,33 (11)	12
$^{209}\text{Bi}$	$9/2^-$	4,605	0	4,5 (6) К	70 (20)	0,65 (15)	12
			1	1,1 (3) К	34 (3)	0,25 (7)	
$^{226}\text{Ra}$	$0^+$	4,561	0	30,3 (5,4)	26 (2)	1,1 (3)	12
$^{229}\text{Th}$	$5/2^+$	6,791	0	0,53 (15)	43 (4)	0,62 (16)	12
$^{230}\text{Th}$	$0^+$	5,129	0	9,6 (1,3)	26 (2)	1,5 (4)	12
$^{232}\text{Th}$	$0^+$	4,786	0	16,8 (1,0)	24 (2)	0,84 (7)	12
			1	—	—	1,48 (7)	
$^{231}\text{Pa}$	$3/2^-$	5,562	0	0,45 (5)	40 (2)	0,81 (10)	12
$^{233}\text{Pa}$	$3/2^-$	5,197	0	0,59 (9)	47 (5)	0,75 (6)	12
$^{232}\text{U}$	$0^+$	5,743	0	4,6 (7)	40 (5)	0,9 (2)	12
$^{233}\text{U}$	$5/2^+$	6,840	0	0,55 (5)	40 (5)	1,04 (7)	12
$^{234}\text{U}$	$0^+$	5,297	0	10,6 (5)	26 (4)	0,86 (11)	12
$^{235}\text{U}$	$7/2^-$	6,546	0	0,43 (1)	35 (3)	0,96 (12)	200
			1	—	—	1,8 (3)	12
$^{236}\text{U}$	$0^+$	5,126	0	15 (1)	23 (1,5)	1,3 (2)	201
$^{237}\text{U}$	$1/2^+$	6,153	0	3,5 (8)	—	—	12
$^{238}\text{U}$	$0^+$	4,807	0	21,7 (9)	23,6 (8)	1,15 (12)	202
			1	7,3 (5)	—	1,7 (5)	
$^{237}\text{Np}$	$5/2^+$	5,487	0	0,56 (5)	40,0 (1,2)	0,99 (12)	203
$^{238}\text{Pu}$	$0^+$	5,647	0	9,0 (7)	34 (3)	1,3 (3)	12
$^{239}\text{Pu}$	$1/2^+$	6,534	0	2,20 (5)	43,3 (4,5)	1,27 (12)	200
			1	—	—	2,3 (3)	
$^{240}\text{Pu}$	$0^+$	5,241	0	12,4 (7)	30,7 (2,5)	1,02 (10)	200
$^{241}\text{Pu}$	$5/2^+$	6,309	0	0,73 (8)	40,8 (4,6)	1,23 (13)	200
$^{242}\text{Pu}$	$0^+$	5,034	0	13,3 (4)	25,4 (3,7)	0,83 (27)	200
$^{241}\text{Am}$	$5/2^-$	5,541	0	0,58 (4)	46 (2)	0,93 (10)	204
$^{242}\text{Am}$	$5^-$	6,344	0	0,45 (10)	50 (15)	1,6 (5)	205



Ядро-мишень	$I_0^{\pi}$	$V_n$ , МэВ	$l$	$D_l$ , эВ	$\Gamma_{\gamma}$ , МэВ	$S_l \cdot 10^{-4}$	Литература
$^{243}\text{Am}$	$5/2^-$	5,363	0	0,64 (6)	39 (5)	0,97 (10)	205
$^{242}\text{Cm}$	$0^+$	5,701	0	12,8 (2,7)	38 (6)	0,65 (26)	206
$^{243}\text{Cm}$	$5/2^+$	6,799	0	0,81 (10)	33 (5)	1,3 (4)	206
$^{244}\text{Cm}$	$0^+$	5,519	0	11,8 (1,2)	36 (8)	1,2 (2)	206
$^{245}\text{Cm}$	$7/2^+$	6,451	0	1,38 (10)	60 (10)	1,1 (2)	206
$^{246}\text{Cm}$	$0^+$	5,175	0	30 (5)	32 (6)	0,6 (2)	206
$^{247}\text{Cm}$	$9/2^-$	6,210	0	1,4 (2)	85 (15)	0,9 (2)	206
$^{248}\text{Cm}$	$0^+$	4,713	0	25 (5)	28 (3)	1,3 (3)	206
$^{249}\text{Bk}$	$7/2^+$	4,969	0	1,0 (1)	36 (2)	0,9 (2)	207
$^{249}\text{Cf}$	$9/2^-$	6,623	0	0,7 (1)	—	1,0 (2)	12
$^{252}\text{Cf}$	$0^+$	4,803	0	27 (4)	—	—	12

## Глава 4

### ОЦЕНЕННЫЕ СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ОСНОВНЫХ МАТЕРИАЛОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ И РАДИАЦИОННОЙ ЗАЩИТЫ

Ядерные данные используются во многих областях науки и техники и в первую очередь в ядерной энергетике. Наиболее распространенным типом ядерных энергетических реакторов в настоящее время являются реакторы на тепловых нейтронах. Спектр нейтронов в этих реакторах имеет вид максвелловского распределения в диапазоне энергий до 1 эВ, и выше этой энергии число нейтронов убывает по закону  $1/E_n$ . В соответствии с таким спектром для проектирования и контроля работы подобных реакторов необходимо знание нейтронных сечений в сравнительно небольшой области энергий до нескольких электроновольт, и для большинства практических задач достаточно знания тепловых сечений и резонансных интегралов. Именно эти данные приведены во второй главе настоящего справочника. Высокая точность измерения тепловых сечений для основных делящихся элементов и конструкционных материалов ядерных реакторов позволяет считать потребность реакторов на тепловых нейтронах в ядерных данных достаточно хорошо удовлетворенными.

Более обширные требования к ядерным данным выдвигает развитие реакторов-размножителей ядерного топлива на быстрых нейтронах. Нейтронный спектр в таких реакторах сконцентрирован при энергиях от 1 кэВ до примерно 1 МэВ, и для анализа их работы необходимо знание нейтронных сечений в очень широком диапазоне энергий от электроновольт до 20 МэВ. Несмотря на значительное число экспериментов по измерению сечений, накопленный к настоящему времени материал еще далеко не удовлетворителен как по полноте охвата энергетическо-

го диапазона, так и по точности соответствующих данных. Кроме того, во многих случаях результаты измерений, выполненных в различных лабораториях, не согласуются между собой в пределах указанных погрешностей, и это порождает необходимость оценки нейтронных сечений.

Обычно под оценкой подразумевается критический анализ результатов различных измерений с последующей выдачей рекомендуемых сечений для изученного диапазона энергий и экстраполяцией сечений в область энергий, для которой отсутствуют прямые экспериментальные данные. Решение проблем оценки существенно облегчает привлечение теоретических моделей, с помощью которых можно найти дополнительные критерии для отбора противоречивых экспериментальных данных и обосновать интерполяцию или экстраполяцию имеющихся данных в неисследованную область энергий. При окончательной выработке сечений, рекомендуемых для практических расчетов реакторов, широко используется также корректировка оцененных сечений по результатам интегральных экспериментов, выполненных на установках, оптимально моделирующих совокупность анализируемых сечений в условиях, близких к реализуемым в реакторах. Полученная таким образом система групповых констант БНАБ-78, широко используемая в СССР при расчетах физических характеристик быстрых реакторов и их защиты, подробно представлена в справочнике [212].

Для различных типов ядерных реакторов на тепловых и быстрых нейтронах первостепенный интерес представляет знание нейтронных сечений для следующих нуклидов: основные делящиеся изотопы ( $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$ ); основные топливные изотопы ( $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ); конструкционные материалы (естественные смеси изотопов Fe, Cr, Ni и легирующие добавки нержавеющей стали); материалы теплоносителей ( $\text{H}_2\text{O}$ , He,  $\text{CO}_2$ , Na); материалы замедлителей (H, D, Be, C, O); материалы радиационной защиты (H, Li, O, Si, Fe, Pb); элементы управляющих и контролирующих стержней (B, Eu, Ta и ряд других). Для транспортировки и переработки ядерного топлива, накапливающегося в процессе работы реактора необходимо также знание нейтронных сечений захвата и неупругого рассеяния для образующихся в реакторе трансактинидов и продуктов деления ядер.

Для перечисленных выше нуклидов к настоящему времени выполнено достаточно много оценок нейтронных сечений. Наиболее полными по числу рассмотренных реакций и изотопов являются американские библиотеки оцененных данных *ENDL* [213] и *ENDF/B* [214–216], а также интенсивно пополняемая японская библиотека *JENDL* [217–218]. Оценки различных стран, включая Советский Союз, накапливаются также в виде международной библиотеки оцененных нейтронных сечений *INDL* [219], создаваемой под эгидой Международного Агентства по атомной энергии (МАГАТЭ). В последние годы независимо формируется также объединенная западноевропейская библиотека оцененных нейтронных данных [220].

Между различными оценками нейтронных сечений, включающими сечения радиационного захвата нейтронов, для многих изотопов имеются существенные расхождения, проявляющиеся особенно отчетливо

Таблица 4.1. Усредненные сечения захвата для важнейших легких ядер, б

Энергия, эВ	<sup>1</sup> H	<sup>6</sup> Li	<sup>7</sup> Li	<sup>10</sup> B	<sup>11</sup> B	<sup>23</sup> Na	<sup>27</sup> Al	Si
1,0-5 - 1,0-2	1,02+0	1,19-1	1,40-1	1,54+0	1,54-2	1,63+0	7,19-1	5,27-1
1,0-2 - 1,5-2	4,77-1	5,52-2	6,49-2	7,17-1	7,18-3	7,59-1	3,33-1	2,44-1
1,5-2 - 2,0-2	4,01-1	4,66-2	5,47-2	6,06-1	6,05-3	6,39-1	2,80-1	2,06-1
2,0-2 - 3,0-2	3,37-1	3,91-2	4,59-2	5,08-1	5,08-3	5,35-1	2,35-1	1,73-1
3,0-2 - 4,0-2	2,84-1	3,29-2	3,87-2	4,27-1	4,28-3	4,51-1	1,99-1	1,46-1
4,0-2 - 5,0-2	2,50-1	2,90-2	3,41-2	3,76-1	3,77-3	3,98-1	1,75-1	1,28-1
5,0-2 - 6,0-2	2,26-1	2,63-2	3,08-2	3,40-1	3,41-3	3,60-1	1,58-1	1,16-1
6,0-2 - 8,0-2	2,01-1	2,33-2	2,74-2	3,02-1	3,02-3	3,19-1	1,40-1	1,03-1
8,0-2 - 1,0-1	1,77-1	2,05-2	2,41-2	2,66-1	2,66-3	2,81-1	1,23-1	9,08-2
1,0-1 - 1,5-1	1,51-1	1,74-2	2,05-2	2,26-1	2,27-3	2,39-1	1,05-1	7,74-2
1,5-1 - 2,0-1	1,27-1	1,47-2	1,73-2	1,90-1	1,91-3	2,02-1	8,88-2	6,52-2
2,0-1 - 3,0-1	1,06-1	1,23-2	1,45-2	1,60-1	1,60-3	1,69-1	7,47-2	5,46-2
3,0-1 - 4,0-1	8,98-2	1,04-2	1,22-2	1,35-1	1,35-3	1,42-1	6,29-2	4,60-2
4,0-1 - 5,0-1	7,91-2	9,21-3	1,08-2	1,18-1	1,19-3	1,25-1	5,53-2	4,06-2
5,0-1 - 6,0-1	7,14-2	8,30-3	9,75-3	1,07-1	1,07-3	1,14-1	5,01-2	3,67-2
6,0-1 - 8,0-1	6,35-2	7,37-3	8,65-3	9,54-2	9,56-4	1,01-1	4,43-2	3,26-2
8,0-1 - 1,0+0	5,60-2	6,49-3	7,62-3	8,39-2	8,42-4	8,90-2	3,91-2	2,87-2
1,0+0 - 1,5+0	4,77-2	5,53-3	6,49-3	7,15-2	7,17-4	7,59-2	3,33-2	2,44-2
1,5+0 - 2,0+0	4,01-2	4,66-3	5,47-3	6,02-2	6,05-4	6,39-2	2,81-2	2,06-2
2,0+0 - 3,0+0	3,36-2	3,90-3	4,59-3	5,04-2	5,08-4	5,38-2	2,36-2	1,73-2
3,0+0 - 4,0+0	2,84-2	3,29-3	3,87-3	4,25-2	4,28-4	4,54-2	1,99-2	1,46-2
4,0+0 - 5,0+0	2,50-2	2,90-3	3,41-3	3,74-2	3,77-4	3,99-2	1,75-2	1,28-2
5,0+0 - 6,0+0	2,26-2	2,62-3	3,08-3	3,38-2	3,41-4	3,62-2	1,58-2	1,16-2
6,0+0 - 8,0+0	2,00-2	2,32-3	2,74-3	3,00-2	3,02-4	3,21-2	1,41-2	1,03-2
8,0+0 - 1,0+1	1,77-2	2,06-3	2,41-3	2,64-2	2,66-4	2,83-2	1,24-2	9,08-3
1,0+1 - 1,5+1	1,50-2	1,75-3	2,05-3	2,25-2	2,27-4	2,42-2	1,05-2	7,74-3
1,5+1 - 2,0+1	1,26-2	1,47-3	1,73-3	1,90-2	1,91-4	2,05-2	8,90-3	6,52-3
2,0+1 - 3,0+1	1,06-2	1,23-3	1,45-3	1,59-2	1,60-4	1,73-2	7,46-3	5,46-3
3,0+1 - 4,0+1	8,98-3	1,04-3	1,22-3	1,34-2	1,35-4	1,47-2	6,29-3	4,60-3
4,0+1 - 5,0+1	7,91-3	9,17-4	1,08-3	1,18-2	1,19-4	1,30-2	5,54-3	4,06-3
5,0+1 - 6,0+1	7,15-3	8,29-4	9,75-4	1,06-2	1,07-4	1,18-2	5,00-3	3,67-3
6,0+1 - 8,0+1	6,35-3	7,39-4	8,65-4	9,47-3	9,56-5	1,06-2	4,45-3	3,26-3
8,0+1 - 1,0+2	5,60-3	6,50-4	7,62-4	8,34-3	8,42-5	9,54-3	3,91-3	2,87-3
1,0+2 - 1,5+2	4,76-3	5,52-4	6,49-4	7,09-3	7,17-5	8,30-3	3,47-3	2,44-3
1,5+2 - 2,0+2	4,01-3	4,66-4	5,47-4	5,98-3	6,05-5	7,25-3	3,11-3	2,06-3
2,0+2 - 3,0+2	3,36-3	3,91-4	4,59-4	5,01-3	5,08-5	6,47-3	2,79-3	1,73-3
3,0+2 - 4,0+2	2,83-3	3,30-4	3,87-4	4,22-3	4,28-5	5,88-3	2,51-3	1,46-3
4,0+2 - 5,0+2	2,49-3	2,90-4	3,41-4	3,73-3	3,77-5	5,65-3	2,32-3	1,28-3
5,0+2 - 6,0+2	2,25-3	2,63-4	3,08-4	3,36-3	3,41-5	5,57-3	2,18-3	1,16-3
6,0+2 - 8,0+2	1,99-3	2,32-4	2,74-4	2,99-3	3,02-5	5,71-3	2,02-3	1,03-3
8,0+2 - 1,0+3	1,76-3	2,05-4	2,41-4	2,63-3	2,66-5	6,13-3	1,87-3	9,08-4
1,0+3 - 1,5+3	1,50-3	1,74-4	2,05-4	2,23-3	2,27-5	7,89-3	2,03-3	7,74-4
1,5+3 - 2,0+3	1,28-3	1,47-4	1,73-4	1,88-3	1,92-5	1,46-2	2,51-3	6,52-4
2,0+3 - 3,0+3	1,07-3	1,23-4	1,45-4	1,58-3	1,61-5	1,46-1	3,23-3	5,46-4
3,0+3 - 4,0+3	9,01-4	1,04-4	1,22-4	1,33-3	1,36-5	3,79-2	4,18-3	4,60-4
4,0+3 - 5,0+3	7,88-4	9,18-5	1,08-4	1,17-3	1,20-5	3,79-3	5,14-3	1,37-2
5,0+3 - 6,0+3	7,02-4	8,30-5	9,75-5	1,06-3	1,09-5	1,29-3	5,13-2	7,85-4
6,0+3 - 8,0+3	6,14-4	7,37-5	8,65-5	9,41-4	9,76-6	1,55-3	5,87-3	4,26-4
8,0+3 - 1,0+4	5,30-4	6,49-5	7,62-5	8,29-4	8,61-6	2,00-4	3,80-3	3,70-4
1,0+4 - 1,5+4	4,37-4	5,53-5	6,49-5	7,07-4	2,14-5	8,00-5	3,15-3	3,62-4
1,5+4 - 2,0+4	3,55-4	4,66-5	5,47-5	5,95-4	5,42-4	3,48-5	2,90-3	1,22-3
2,0+4 - 3,0+4	2,84-4	3,91-5	4,59-5	4,99-4	2,67-4	2,22-5	3,27-3	2,21-4
3,0+4 - 4,0+4	2,25-4	3,29-5	3,87-5	4,19-4	4,55-6	4,13-3	1,55-2	2,33-3
4,0+4 - 5,0+4	1,91-4	2,90-5	3,41-5	3,70-4	3,93-6	1,54-4	2,97-3	5,65-4
5,0+4 - 6,0+4	1,66-4	2,62-5	3,08-5	3,34-4	3,49-6	3,63-3	1,17-3	2,27-2
6,0+4 - 8,0+4	1,40-4	2,33-5	2,74-5	2,96-4	3,12-6	4,73-5	1,10-3	7,97-4
8,0+4 - 1,0+5	1,17-4	2,05-5	2,41-5	2,61-4	2,77-6	1,48-5	3,26-3	9,10-4
1,0+5 - 1,5+5	9,21-5	1,75-5	2,32-5	2,22-4	2,39-6	1,44-3	2,50-3	3,62-4
1,5+5 - 2,0+5	7,08-5	1,47-5	2,24-5	1,87-4	2,10-6	5,58-4	1,48-3	1,22-3
2,0+5 - 3,0+5	5,49-5	1,26-5	2,82-5	1,57-4	2,04-6	8,89-4	7,90-4	4,89-4

Энергия, эВ	<sup>1</sup> H	<sup>6</sup> Li	<sup>7</sup> Li	<sup>10</sup> B	<sup>11</sup> B	<sup>23</sup> Na	<sup>27</sup> Al	Si
3,0+5 - 4,0+5	4,47-5	1,22-5	1,96-5	1,32-4	4,54-6	4,60-4	8,44-4	4,25-4
4,0+5 - 5,0+5	3,98-5	1,21-5	1,20-5	1,16-4	1,61-5	4,07-4	6,84-4	2,13-4
5,0+5 - 6,0+5	3,75-5	1,19-5	8,01-6	9,89-5	2,22-6	3,14-4	3,71-4	9,54-4
6,0+5 - 8,0+5	3,58-5	1,17-5	5,60-6	6,59-5	1,23-6	3,29-4	3,16-4	4,61-4
8,0+5 - 1,0+6	3,48-5	1,16-5	5,23-6	2,20-5	1,14-6	2,43-4	2,05-4	1,06-3
1,0+6 - 1,5+6	3,45-5	1,14-5	5,00-6	0,00+0	2,78-6	2,18-4	1,35-4	5,09-4
1,5+6 - 2,0+6	3,44-5	1,12-5	5,00-6	0,00+0	2,45-6	1,99-4	1,45-4	3,51-4
2,0+6 - 3,0+6	3,48-5	1,11-5	5,00-6	0,00+0	1,93-6	1,82-4	1,25-4	3,18-4
3,0+6 - 4,0+6	3,58-5	1,09-5	5,00-6	0,00+0	7,85-7	1,66-4	8,39-5	2,71-4
4,0+6 - 5,0+6	3,61-5	1,08-5	5,00-6	0,00+0	1,43-6	1,61-4	5,70-5	2,42-4
5,0+6 - 6,0+6	3,59-5	1,06-5	5,00-6	0,00+0	1,04-6	1,64-4	7,12-5	2,23-4
6,0+6 - 8,0+6	3,48-5	1,05-5	5,00-6	0,00+0	6,12-7	1,68-4	1,46-4	2,10-4
8,0+6 - 1,0+7	3,33-5	1,04-5	5,00-6	0,00+0	3,80-7	1,73-4	2,47-4	2,13-4
1,0+7 - 1,5+7	3,08-5	1,03-5	5,00-6	0,00+0	2,31-7	1,94-4	4,24-4	6,67-4

Таблица 4.2. Усредненные сечения захвата для основных конструкционных материалов, б

Энергия, эВ	Cr	<sup>55</sup> Mn	Fe	<sup>59</sup> Co	Ni	<sup>93</sup> Nb	Mo	<sup>181</sup> Ta
1,0-5 - 1,0-2	9,52+0	4,11+1	9,42+0	1,15+2	1,37+1	3,56+0	7,90+0	6,52+1
1,0-2 - 1,5-2	4,42+0	1,91+1	3,77+0	5,33+1	6,36+0	1,66+0	3,67+0	3,03+1
1,5-2 - 2,0-2	3,72+0	1,61+1	3,09+0	4,51+1	5,35+0	1,39+0	3,08+0	2,56+1
2,0-2 - 3,0-2	3,12+0	1,35+1	2,56+0	3,77+1	4,50+0	1,17+0	2,59+0	2,15+1
3,0-2 - 4,0-2	2,63+0	1,14+1	2,18+0	3,19+1	3,78+0	9,86-1	2,18+0	1,81+1
4,0-2 - 5,0-2	2,32+0	1,00+1	1,92+0	2,80+1	3,35+0	8,67-1	1,92+0	1,60+1
5,0-2 - 6,0-3	2,10+0	9,06+0	1,73+0	2,53+1	3,01+0	7,83-1	1,74+0	1,45+1
6,0-2 - 8,0-2	1,86+0	8,03+0	1,55+0	2,25+1	2,68+0	6,96-1	1,64+0	1,30+1
8,0-2 - 1,0-1	1,64+0	7,10+0	1,36+0	1,98+1	2,37+0	6,12-1	1,36+0	1,15+1
1,0-1 - 1,5-1	1,39+0	6,03+0	1,17+0	1,69+1	2,01+0	5,23-1	1,15+0	9,90+0
1,5-1 - 2,0-1	1,18+0	5,10+0	9,76-1	1,42+1	1,69+0	4,39-1	9,70-1	8,45+0
2,0-1 - 3,0-1	9,86-1	4,27+0	8,07-1	1,19+1	1,42+0	3,68-1	8,10-1	7,26+0
3,0-1 - 4,0-1	8,33-1	3,61+0	6,91-1	1,00+1	1,20+0	3,10-1	6,81-1	6,30+0
4,0-1 - 5,0-1	7,32-1	3,17+0	6,06-1	8,89+0	1,05+0	2,72-1	5,97-1	5,75+0
5,0-1 - 6,0-1	6,62-1	2,87+0	5,50-1	8,08+0	9,56-1	2,46-1	5,37-1	5,37+0
6,0-1 - 8,0-1	5,88-1	2,55+0	4,88-1	7,16+0	8,47-1	2,18-1	4,75-1	5,03+0
8,0-1 - 1,0+1	5,18-1	2,25+0	4,29-1	6,32+0	7,45-1	1,91-1	4,15-1	4,82+0
1,0+0 - 1,5+0	4,42-1	1,92+0	3,77-1	5,41+0	6,36-1	1,62-1	3,50-1	4,81+0
1,5+0 - 2,0+0	3,72-1	1,62+0	3,09-1	4,57+0	5,35-1	1,36-1	2,90-1	5,42+0
2,0+0 - 3,0+0	3,12-1	1,36+0	2,56-1	3,87+0	4,50-1	1,12-1	2,39-1	8,80+0
3,0+0 - 4,0+0	2,63-1	1,15+0	2,18-1	3,29+0	3,78-1	9,33-2	1,97-1	5,42+1
4,0+0 - 5,0+0	2,32-1	1,02+0	1,92-1	2,94+0	3,34-1	8,09-2	1,71-1	1,89+3
5,0+0 - 6,0+0	2,10-1	9,31-1	1,73-1	2,68+0	3,01-1	7,19-2	1,53-1	1,37+1
6,0+0 - 8,0+0	1,86-1	8,31-1	1,55-1	2,42+0	2,68-1	6,26-2	1,38-1	3,44+0
8,0+0 - 1,0+1	1,64-1	7,38-1	1,36-1	2,19+0	2,37-1	5,35-2	1,30-1	1,02+1
1,0+1 - 1,5+1	1,39-1	6,40-1	1,17-1	1,94+0	2,01-1	4,34-2	1,05+0	1,79+2
1,5+1 - 2,0+1	1,18-1	5,52-1	9,76-2	1,74+0	1,69-1	3,45-2	1,23-1	1,48+0
2,0+1 - 3,0+1	9,83-2	4,81-1	8,07-2	1,62+0	1,42-1	2,79-2	1,64-1	6,47+1
3,0+1 - 4,0+1	8,25-2	4,27-1	6,91-2	1,61+0	1,20-1	6,45-1	6,29-1	2,65+2
4,0+1 - 5,0+1	7,30-2	3,98-1	6,06-2	1,71+0	1,05-1	4,31-1	7,17+1	6,90+0
5,0+1 - 6,0+1	6,58-2	3,80-1	5,50-2	1,93+0	9,56-2	1,50-2	5,12-1	1,69+0
6,0+1 - 8,0+1	5,77-2	3,69-1	4,88-2	2,60+0	8,47-2	1,21-2	2,03+0	3,37+1
8,0+1 - 1,0+2	5,13-2	3,73-1	4,29-2	4,98+0	7,45-2	3,74-1	1,13-1	5,99+1
1,0+2 - 1,5+2	4,34-2	4,16-1	3,77-2	1,41+2	6,36-2	1,51+0	7,07+0	3,62+1
1,5+2 - 2,0+2	3,66+2	5,78-1	3,09-2	4,96+0	5,35-2	7,05+0	6,37-1	2,98+1
2,0+2 - 3,0+2	3,08-2	2,21+0	2,56-2	4,85-1	4,51-2	2,04-1	5,46-1	2,58+1
3,0+2 - 4,0+2	2,61-2	2,24+1	2,18-2	1,20-1	3,80-2	4,80+0	2,32+0	1,62+1
4,0+2 - 5,0+2	2,32-2	8,28-1	1,92-2	5,74-2	3,37-2	3,59-1	3,13+0	1,72+1
5,0+2 - 6,0+2	2,13-2	2,16-1	1,77-2	3,52-2	3,07-2	2,27-1	1,15+0	1,17+1

Энергия, эВ	Cr	<sup>55</sup> Mn	Fe	<sup>59</sup> Co	Ni	<sup>93</sup> Nb	Mo	<sup>181</sup> Ta
6,0+2 - 8,0+2	1,90-2	1,06-1	1,62-2	2,20-2	2,74-2	1,56+0	1,32+0	9,45+0
8,0+2 - 1,0+3	1,81-2	1,50-1	1,53-2	1,44-2	2,44-2	1,45+0	8,20-1	1,03+1
1,0+3 - 1,5+3	1,72-2	2,22+0	3,84-1	2,50-2	3,03-2	2,45+0	7,57-1	1,09+1
1,5+3 - 2,0+3	2,66-1	1,27-1	1,15-2	8,70-3	1,86-2	1,41+0	7,09-1	8,30+0
2,0+3 - 3,0+3	2,14-2	4,01-1	7,39-3	8,23-2	5,12-2	1,64+0	6,39-1	6,00+0
3,0+3 - 4,0+3	4,66-2	2,87-2	6,21-3	7,56-2	2,03-2	1,13+0	6,10-1	4,58+0
4,0+3 - 5,0+3	6,48-2	8,94-3	5,60-3	3,36-1	3,38-2	7,12-1	5,48-1	3,73+0
5,0+3 - 6,0+3	1,23-1	8,15-3	6,18-3	1,43-1	3,25-2	1,03+0	4,87-1	3,10+0
6,0+3 - 8,0+3	7,11-2	6,15-2	2,45-2	7,48-2	1,97-2	8,22-1	4,02-1	2,54+0
8,0+3 - 1,0+4	3,29-2	1,03-1	1,66-2	1,82-1	2,41-2	6,52-1	3,79-1	2,08+0
1,0+4 - 1,5+4	6,55-3	7,92-2	8,69-3	6,77-2	1,28-1	5,40-1	2,83-1	1,67+0
1,5+4 - 2,0+4	5,79-3	8,48-2	1,97-3	6,35-2	8,12-2	4,30-1	2,39-1	1,29+0
2,0+4 - 3,0+4	1,80-2	6,21-2	1,76-2	4,58-2	3,76-2	3,38-1	1,99-1	9,59-1
3,0+4 - 4,0+4	1,67-2	4,59-2	1,72-2	3,31-2	2,13-2	2,64-1	1,60-1	7,69-1
4,0+4 - 5,0+4	1,24-2	3,17-2	5,34-3	3,18-2	2,27-2	2,18-1	1,30-1	6,58-1
5,0+4 - 6,0+4	1,43-2	3,10-2	1,78-2	3,04-2	1,86-2	1,81-1	1,13-1	5,63-1
6,0+4 - 8,0+4	5,16-3	2,45-2	7,37-3	1,85-2	2,24-2	1,51-1	9,60-2	4,98-1
8,0+4 - 1,0+5	9,64-3	2,06-2	1,69-2	1,90-2	2,08-2	1,26-1	8,17-2	4,45-1
1,0+5 - 1,5+5	1,06-2	1,61-2	8,20-3	1,43-2	1,86-2	1,02-1	6,89-2	3,90-1
1,5+5 - 2,0+5	5,01-3	1,22-2	7,16-3	1,26-2	1,43-2	8,34-2	6,03-2	3,04-1
2,0+5 - 3,0+5	4,16-3	8,23-3	6,67-3	1,03-2	1,13-2	7,18-2	5,60-2	2,54-1
3,0+5 - 4,0+5	4,00-3	5,70-3	5,61-3	8,73-3	1,04-2	6,44-2	4,47-2	2,09-1
4,0+5 - 5,0+5	3,84-3	4,60-3	5,94-3	9,36-3	9,78-3	6,11-2	4,31-2	1,87-1
5,0+5 - 6,0+5	3,72-3	4,02-3	6,13-3	7,64-3	9,53-3	5,95-2	4,12-2	1,63-1
6,0+5 - 8,0+5	3,84-3	3,43-3	6,01-3	6,80-3	9,36-3	5,79-2	3,60-2	1,48-1
8,0+5 - 1,0+6	3,91-3	3,01-3	4,08-3	7,33-3	9,32-3	5,03-2	2,78-2	1,32-1
1,0+6 - 1,5+6	4,09-3	2,52-3	2,42-3	7,74-3	9,14-3	2,91-2	2,23-2	9,15-2
1,5+6 - 2,0+6	3,55-3	2,09-3	2,30-3	5,13-3	5,87-3	1,88-2	1,89-2	5,17-2
2,0+6 - 3,0+6	2,75-3	1,74-3	2,09-3	3,87-3	4,62-3	7,04-3	1,35-2	2,76-2
3,0+6 - 4,0+6	1,90-3	1,40-3	1,83-3	3,20-3	2,98-3	3,85-3	8,75-3	1,19-2
4,0+6 - 5,0+6	1,31-3	1,13-3	1,48-3	2,75-3	1,90-3	2,32-3	4,12-3	4,80-3
5,0+6 - 6,0+6	7,66-4	9,54-4	1,06-3	2,45-3	1,26-3	1,44-3	1,81-3	1,78-3
6,0+6 - 8,0+6	4,28-4	7,76-4	6,49-4	1,86-3	8,21-4	1,01-3	1,43-3	1,30-3
8,0+6 - 1,0+7	3,62-4	6,26-4	4,90-4	6,90-4	5,22-4	1,54-3	1,54-3	1,54-3
1,0+7 - 1,5+7	6,51-4	7,08-4	6,51-4	8,10-4	6,51-4	1,49-3	1,49-3	1,49-3

Таблица 4.3. Усредненные сечения захвата для основных сырьевых и топливных элементов, б

Энергия, эВ	<sup>232</sup> Th	<sup>235</sup> U	<sup>238</sup> U	<sup>239</sup> Pu	<sup>240</sup> Pu	<sup>241</sup> Pu	<sup>237</sup> Np	<sup>241</sup> Am
1,0-5 - 1,0-2	2,26+1	3,25+2	8,52+0	7,48+2	8,84+2	1,51+3	5,74+2	2,86+3
1,0-2 - 1,5-2	1,05+1	1,46+2	3,89+0	3,61+2	4,13+2	6,20+2	2,64+2	9,15+2
1,5-2 - 2,0-2	8,79+0	1,21+2	3,28+0	3,13+2	3,51+2	4,89+2	2,20+2	7,36+2
2,0-2 - 3,0-2	7,38+0	1,00+2	2,75+0	2,69+2	2,91+2	3,65+2	1,84+2	5,91+2
3,0-2 - 4,0-2	6,19+0	8,22+1	2,33+0	2,43+2	2,51+2	2,87+2	1,53+2	4,86+2
4,0-2 - 5,0-2	5,42+0	7,07+1	2,05+0	2,27+2	2,26+2	2,41+2	1,34+2	4,24+2
5,0-2 - 6,0-2	4,88+0	6,26+1	1,86+0	2,21+2	2,08+2	2,12+2	1,20+2	3,81+2
6,0-2 - 8,0-2	4,32+0	5,41+1	1,66+0	2,20+2	1,90+2	1,85+2	1,05+2	3,36+2
8,0-2 - 1,0-1	3,78+0	4,65+1	1,46+0	2,28+2	1,74+2	1,67+2	9,18+1	3,02+2
1,0-1 - 1,5-1	3,19+0	3,95+1	1,25+0	2,71+2	1,60+2	1,82+2	7,75+1	2,84+2
1,5-1 - 2,0-1	2,63+0	3,65+1	1,06+0	4,20+2	1,50+2	2,88+2	6,60+1	3,25+2
2,0-1 - 3,0-1	2,15+0	4,44+1	9,05-1	1,35+3	1,51+2	6,68+2	6,29+1	1,27+3
3,0-1 - 4,0-1	1,75+0	3,11+1	7,74-1	1,12+3	1,65+2	2,39+2	9,62+1	2,01+3
4,0-1 - 5,0-1	1,50+0	1,43+1	6,95-1	2,06+2	1,98+2	5,71+1	9,71+2	3,52+2
5,0-1 - 6,0-1	1,31+0	9,28+0	6,41-1	7,04+1	2,58+2	2,44+1	4,81+2	2,07+3
6,0-1 - 8,0-1	1,11+0	6,80+0	5,84-1	2,90+1	4,94+2	1,61+1	4,21+1	4,94+2
8,0-1 - 1,0+0	9,21-1	7,16+0	5,35-1	1,34+1	3,55+3	1,19+1	2,18+1	8,88+1
1,0+0 - 1,5+0	7,15-1	1,34+1	4,91-1	6,58+0	1,55+4	7,64+0	4,03+2	9,69+2

Энергия, эВ	<sup>232</sup> Th	<sup>235</sup> U	<sup>238</sup> U	<sup>239</sup> Pu	<sup>240</sup> Pu	<sup>241</sup> Pu	<sup>237</sup> Np	<sup>241</sup> Am
1,5+0 - 2,0+0	5,30-1	4,94+0	4,68-1	3,46+0	9,41+1	4,44+0	1,39+2	2,57+2
2,0+0 - 3,0+0	3,79-1	7,55+0	4,91-1	2,04+0	1,82+1	3,23+0	7,77+0	2,05+2
3,0+0 - 4,0+0	2,66-1	1,40+1	6,26-1	1,34+0	4,70+0	1,05+1	1,25+2	8,65+1
4,0+0 - 5,0+0	2,02-1	2,35+1	1,16+0	1,14+0	2,07+0	1,62+2	3,33+1	9,23+1
5,0+0 - 6,0+0	1,63-1	4,16+0	3,45+0	1,28+0	1,15+0	3,85+1	2,13+2	3,02+2
6,0+0 - 8,0+0	1,29-1	4,63+1	4,32+2	6,23+1	6,27-1	5,14+1	4,18+1	4,19+1
8,0+0 - 1,0+1	1,59-1	4,00+1	8,21-1	6,58+0	3,54-1	5,63+1	8,49+1	2,10+2
1,0+1 - 1,5+1	1,09-1	4,74+1	4,53-1	1,02+2	2,33-1	7,95+1	1,13+2	1,03+2
1,5+1 - 2,0+1	2,28-1	3,79+1	1,41+0	3,42+1	1,24+0	5,66+1	4,16+1	7,22+1
2,0+1 - 3,0+1	8,35+1	2,30+1	1,35+2	2,21+1	4,79+1	4,36+1	1,07+2	5,70+1
3,0+1 - 4,0+1	6,68-2	3,45+1	1,51+2	3,21+0	1,11+2	1,55+1	6,63+1	6,44+1
4,0+1 - 5,0+1	6,74-2	2,02+1	3,42-1	7,11+1	9,82+1	1,13+1	6,27+1	3,50+1
5,0+1 - 6,0+1	2,35+1	2,56+1	1,22-1	7,19+1	2,47-1	7,00+0	5,76+1	5,44+1
6,0+1 - 8,0+1	4,76+1	9,50+0	3,78+1	2,67+1	9,11+1	2,55+0	5,44+1	4,79+1
8,0+1 - 1,0+2	7,34-2	1,54+1	5,13+0	2,94+1	2,72+1	1,24+1	4,96+1	4,21+1
1,0+2 - 1,5+2	1,56+1	1,25+1	2,42+1	1,84+1	2,92+1	6,71+0	2,95+1	3,54+1
1,5+2 - 2,0+2	1,60+1	1,07+1	1,04+1	1,16+1	1,92+1	6,75+0	2,82+1	2,96+1
2,0+2 - 3,0+2	8,09+0	9,04+0	8,69+0	1,46+1	7,24+0	6,91+0	2,32+1	2,44+1
3,0+2 - 4,0+2	8,20+0	6,55+0	3,02+0	9,18+0	8,05+0	6,67+0	1,93+1	2,03+1
4,0+2 - 5,0+2	3,50+0	4,78+0	2,56+0	5,78+0	6,08+0	6,20+0	1,67+1	1,76+1
5,0+2 - 6,0+2	2,43+0	4,95+0	4,93+0	9,88+0	5,86+0	5,11+0	1,50+1	1,58+1
6,0+2 - 8,0+2	3,02+0	4,71+0	2,60+0	6,28+0	3,43+0	3,50+0	1,31+1	1,38+1
8,0+2 - 1,0+3	2,48+0	4,55+0	3,64+0	4,81+0	5,39+0	2,81+0	1,13+1	1,20+1
1,0+3 - 1,5+3	1,73+0	3,25+0	2,13+0	3,82+0	3,56+0	2,73+0	9,48+0	1,01+1
1,5+3 - 2,0+3	1,98+0	2,66+0	1,59+0	3,83+0	2,84+0	2,38+0	7,83+0	8,39+0
2,0+3 - 3,0+3	1,20+0	1,94+0	1,42+0	3,28+0	2,25+0	1,82+0	6,45+0	6,90+0
3,0+3 - 4,0+3	1,03+0	1,60+0	1,32+0	2,38+0	1,86+0	1,53+0	5,34+0	5,77+0
4,0+3 - 5,0+3	1,09+0	1,52+0	9,45-1	2,03+0	1,65+0	1,26+0	4,66+0	5,03+0
5,0+3 - 6,0+3	9,85-1	1,49+0	9,74-1	1,89+0	1,50+0	1,18+0	4,20+0	4,55+0
6,0+3 - 8,0+3	8,90-1	1,42+0	8,74-1	1,45+0	1,35+0	1,09+0	3,74+0	4,06+0
8,0+3 - 1,0+4	7,93-1	1,33+0	7,78-1	1,19+0	1,22+0	8,58-1	3,31+0	3,62+0
1,0+4 - 1,5+4	7,13-1	1,07+0	6,71-1	9,54-1	1,08+0	7,60-1	2,89+0	3,11+0
1,5+4 - 2,0+4	6,18-1	9,03-1	5,72-1	6,96-1	9,55-1	7,23-1	2,54+0	2,60+0
2,0+4 - 3,0+4	5,25-1	8,24-1	4,83-1	5,76-1	8,26-1	6,09-1	2,25+0	2,29+0
3,0+4 - 4,0+4	4,50-1	6,84-1	4,16-1	4,30-1	7,12-1	4,81-1	2,00+0	2,08+0
4,0+4 - 5,0+4	3,90-1	6,06-1	3,58-1	3,06-1	6,14-1	5,77-1	1,80+0	1,87+0
5,0+4 - 6,0+4	3,32-1	5,77-1	2,82-1	3,31-1	5,22-1	4,90-1	1,66+0	1,70+0
6,0+4 - 8,0+4	2,72-1	5,22-1	2,26-1	2,91-1	4,23-1	4,16-1	1,47+0	1,57+0
8,0+4 - 1,0+5	2,31-1	4,45-1	1,86-1	2,57-1	3,44-1	3,24-1	1,28+0	1,49+0
1,0+5 - 1,5+5	1,89-1	3,94-1	1,56-1	2,43-1	2,78-1	2,50-1	1,07+0	1,35+0
1,5+5 - 2,0+5	1,59-1	3,31-1	1,36-1	2,18-1	2,31-1	1,82-1	8,79-1	1,16+0
2,0+5 - 3,0+5	1,38-1	2,73-1	1,31-1	1,96-1	2,12-1	1,26-1	7,45-1	9,60-1
3,0+5 - 4,0+5	1,28-1	2,16-1	1,17-1	1,77-1	2,09-1	9,94-2	6,18-1	7,50-1
4,0+5 - 5,0+5	1,31-1	1,88-1	1,13-1	1,57-1	2,09-1	9,47-2	4,81-1	6,50-1
5,0+5 - 6,0+5	1,36-1	1,65-1	1,15-1	1,33-1	2,00-1	9,45-2	3,63-1	5,72-1
6,0+5 - 8,0+5	1,49-1	1,42-1	1,23-1	9,96-2	1,56-1	9,71-2	2,60-1	4,42-1
8,0+5 - 1,0+6	1,42-1	1,23-1	1,27-1	7,54-2	1,19-1	1,00-1	1,93-1	3,02-1
1,0+6 - 1,5+6	1,14-1	9,29-2	9,57-2	4,57-2	8,57-2	9,36-2	1,24-1	1,81-1
1,5+6 - 2,0+6	7,91-2	6,33-2	5,38-2	2,12-2	5,37-2	6,85-2	7,44-2	1,13-1
2,0+6 - 3,0+6	4,09-2	4,33-2	2,93-2	6,89-3	2,49-2	2,46-2	4,39-2	6,46-2
3,0+6 - 4,0+6	1,98-2	2,94-2	1,71-2	2,49-3	1,71-2	8,02-3	2,73-2	3,62-2
4,0+6 - 5,0+6	1,16-2	2,20-2	1,19-3	2,00-3	1,33-2	6,66-3	2,08-2	2,63-2
5,0+6 - 6,0+6	7,83-3	1,67-2	8,85-3	2,25-3	1,09-2	6,31-3	1,93-2	2,32-2
6,0+6 - 8,0+6	4,85-3	1,26-2	6,25-3	3,00-3	8,06-3	6,05-3	3,73-2	2,21-2
8,0+6 - 1,0+7	2,86-3	6,75-3	4,35-3	3,00-3	5,54-3	5,39-3	4,25-2	2,13-2
1,0+7 - 1,5+7	1,15-3	2,96-3	3,05-3	3,75-3	3,39-3	3,96-3	3,80-2	2,40-2

Таблица 4.4. Усредненные сечения захвата для важнейших продуктов деления, б

Энергия, эВ	<sup>95</sup> Mo	<sup>97</sup> Mo	<sup>99</sup> Tc	<sup>101</sup> Ru	<sup>102</sup> Ru	<sup>104</sup> Ru	<sup>106</sup> Ru	<sup>103</sup> Rh
1,0-5 - 1,0-2	4,33+1	6,51+0	5,87+1	1,05+1	3,64+0	1,01+0	4,50-1	4,36+2
1,0-2 - 1,5-2	2,01+1	3,02+0	2,73+1	4,88+0	1,69+0	4,70-1	2,08-1	2,05+2
1,5-2 - 2,0-2	1,69+1	2,54+0	2,30+1	4,11+0	1,42+0	3,96-1	1,76-1	1,74+2
2,0-2 - 3,0-2	1,42+1	2,13+0	1,94+1	3,45+0	1,20+0	3,31-1	1,47-1	1,48+2
3,0-2 - 4,0-2	1,19+1	1,79+0	1,64+1	2,91+0	1,00+0	2,79-1	1,24-1	1,27+2
4,0-2 - 5,0-2	1,06+1	1,58+0	1,45+1	2,56+0	8,85-1	2,47-1	1,09-1	1,13+2
5,0-2 - 6,0-2	9,51+0	1,43+0	1,32+1	2,33+0	8,03-1	2,23-1	9,91-2	1,04+2
6,0-2 - 8,0-2	8,45+0	1,27+0	1,17+1	2,06+0	7,10-1	1,98-1	8,80-2	9,52+1
8,0-2 - 1,0-1	7,44+0	1,11+0	1,04+1	1,82+0	6,26-1	1,75-1	7,75-2	8,66+1
1,0-1 - 1,5-1	6,31+0	9,47-1	8,98+0	1,56+0	5,33-1	1,48-1	6,60-2	7,83+1
1,5-1 - 2,0-1	5,32+0	7,92-1	7,68+0	1,31+0	4,49-1	1,25-1	5,56-2	7,22+1
2,0-1 - 3,0-1	4,44+0	6,60-1	6,62+0	1,11+0	3,77-1	1,05-1	4,66-2	6,99+1
3,0-1 - 4,0-1	3,74+0	5,51-1	5,77+0	9,48-1	3,16-1	8,85-2	3,93-2	7,26+1
4,0-1 - 5,0-1	3,27+0	4,83-1	5,29+0	8,46-1	2,80-1	7,79-2	3,46-2	8,07+1
5,0-1 - 6,0-1	2,95+0	4,32-1	4,95+0	7,71-1	2,52-1	7,04-2	3,13-2	9,51+1
6,0-1 - 8,0-1	2,61+0	3,78-1	4,64+0	6,93-1	2,23-1	6,26-2	2,78-2	1,37+2
8,0-1 - 1,0+0	2,28+0	3,29-1	4,44+0	6,23-1	1,97-1	5,51-2	2,45-2	2,98+2
1,0+0 - 1,5+0	1,92+0	2,71-1	4,36+0	5,48-1	1,66-1	4,69-2	2,08-2	2,06+3
1,5+0 - 2,0+0	1,59+0	2,20-1	4,65+0	4,87-1	1,40-1	3,95-2	1,76-2	1,45+2
2,0+0 - 3,0+0	1,31+0	1,74-1	5,99+0	4,43-1	1,16-1	3,31-2	1,47-2	1,78+1
3,0+0 - 4,0+0	1,08+0	1,36-1	1,11+1	4,22-1	9,71-2	2,79-2	1,24-2	4,04+0
4,0+0 - 5,0+0	9,39-1	1,12-1	4,04+1	4,25-1	8,46-2	2,45-2	1,09-2	1,66+0
5,0+0 - 6,0+0	8,42-1	9,48-2	1,13+3	4,47-1	7,57-2	2,27-2	9,91-3	8,97-1
6,0+0 - 8,0+0	7,47-1	7,69-2	3,72+1	5,19-1	6,65-2	1,97-2	8,80-3	4,46-1
8,0+0 - 1,0+1	6,70-1	6,08-2	3,05+0	7,24-1	5,76-2	1,73-2	7,75-3	2,22-1
1,0+1 - 1,5+1	6,23-1	4,53-2	1,04+0	5,63+0	4,79-2	1,47-2	6,60-3	1,03-1
1,5+1 - 2,0+1	6,53-1	9,71-2	1,00+1	1,32+2	4,00-2	1,23-2	5,56-3	5,01-2
2,0+1 - 3,0+1	9,81-1	2,37-2	6,56+1	4,42-1	3,65-2	1,04-2	4,66-3	3,13-2
3,0+1 - 4,0+1	3,95+0	2,10-2	6,69+0	9,73-1	1,00-1	8,81-3	3,93-3	1,71-1
4,0+1 - 5,0+1	4,56+2	2,65-2	1,01+0	7,99+1	1,26+1	8,15-3	3,46-3	3,41+0
5,0+1 - 6,0+1	3,10+0	1,85-1	1,62+1	7,96+0	2,68-2	1,02-2	3,13-3	4,40-2
6,0+1 - 8,0+1	4,11-1	2,07+1	3,10-1	5,54+1	1,25-2	1,21+0	2,78-3	4,76-1
8,0+1 - 1,0+2	1,04-1	4,64-2	4,16-1	1,44+0	8,11-3	6,06-3	2,45-3	3,78+0
1,0+2 - 1,5+2	2,01-1	5,03-1	6,63+0	6,98+0	5,30-3	5,05-3	2,08-3	3,64+0
1,5+2 - 2,0+2	3,94+0	5,80-2	3,19+1	1,46+1	3,04-3	7,77-3	1,76-3	2,86+1
2,0+2 - 3,0+2	3,65-1	5,13+0	4,99+0	3,01+0	3,28-2	4,13+0	1,47-3	1,04+1
3,0+2 - 4,0+2	6,73+0	4,38+0	1,11+1	1,81+1	1,15-3	1,46+0	1,24-3	6,19+0
4,0+2 - 5,0+2	5,51-1	1,26-1	8,60+0	1,24+1	2,11-1	4,45-3	1,09-3	8,03+0
5,0+2 - 6,0+2	2,44+0	7,36+0	3,97+0	3,90+0	5,16-4	1,78-2	9,82-1	3,51+0
6,0+2 - 8,0+2	3,40+0	4,32+0	4,20+0	3,02+0	5,99-4	2,47+0	8,71-1	5,82+0
8,0+2 - 1,0+3	1,52+0	7,89-1	3,63+0	3,89+0	9,38-1	4,70-1	7,75-1	3,11+0
1,0+3 - 1,5+3	2,35+0	2,29+0	3,75+0	4,25+0	1,06+0	1,40+0	6,75-1	3,00+0
1,5+3 - 2,0+3	1,61+0	1,82+0	2,95+0	3,51+0	8,91-1	8,33-1	5,86-1	3,10+0
2,0+3 - 3,0+3	1,47+0	1,51+0	2,51+0	2,96+0	7,70-1	7,30-1	5,04-1	2,37+0
3,0+3 - 4,0+3	1,27+0	1,29+0	2,16+0	2,53+0	6,65-1	6,35-1	4,28-1	2,03+0
4,0+3 - 5,0+3	1,13+0	1,16+0	1,96+0	2,27+0	5,95-1	5,68-1	3,76-1	1,83+0
5,0+3 - 6,0+3	1,04+0	1,06+0	1,81+0	2,10+0	5,42-1	5,16-1	3,37-1	1,70+0
6,0+3 - 8,0+3	9,38-1	9,59-1	1,66+0	1,93+0	4,84-1	4,58-1	2,92-1	1,59+0
8,0+3 - 1,0+4	8,31-1	8,49-1	1,51+0	1,75+0	4,23-1	3,97-1	2,48-1	1,50+0
1,0+4 - 1,5+4	7,07-1	7,24-1	1,33+0	1,55+0	3,54-1	3,29-1	2,00-1	1,33+0
1,5+4 - 2,0+4	5,78-1	5,93-1	1,13+0	1,34+0	2,84-1	2,61-1	1,56-1	1,18+0
2,0+4 - 3,0+4	4,65-1	4,78-1	9,47-1	1,14+0	2,26-1	2,06-1	1,20-1	1,02+0
3,0+4 - 4,0+4	3,66-1	3,77-1	7,74-1	9,40-1	1,77-1	1,59-1	9,29-2	8,63-1
4,0+4 - 5,0+4	3,04-1	3,14-1	6,58-1	8,08-1	1,47-1	1,32-1	7,72-2	7,64-1
5,0+4 - 6,0+4	2,65-1	2,73-1	5,76-1	7,12-1	1,28-1	1,14-1	6,73-2	6,82-1
6,0+4 - 8,0+4	2,23-1	2,31-1	4,93-1	6,14-1	1,10-1	9,70-2	5,83-2	5,98-1
8,0+4 - 1,0+5	1,88-1	1,95-1	4,14-1	5,19-1	9,40-2	8,23-2	5,13-2	5,03-1
1,0+5 - 1,5+5	1,48-1	1,54-1	3,35-1	4,48-1	8,10-2	7,02-2	4,76-2	4,12-1

Энергия, эВ	<sup>95</sup> Mo	<sup>97</sup> Mo	<sup>99</sup> Tc	<sup>101</sup> Ru	<sup>102</sup> Ru	<sup>104</sup> Ru	<sup>106</sup> Ru	<sup>103</sup> Rh
1,5+5 - 2,0+5	1,22-1	1,27-1	2,60-1	3,72-1	7,07-2	6,07-2	4,53-2	3,39-1
2,0+5 - 3,0+5	9,92-2	1,11-1	2,02-1	2,98-1	6,52-2	5,58-2	3,50-2	2,82-1
3,0+5 - 4,0+5	8,42-2	1,02-1	1,64-1	2,17-1	6,22-2	5,20-2	2,40-2	2,11-1
4,0+5 - 5,0+5	8,06-2	1,00-1	1,48-1	1,52-1	6,38-2	4,34-2	2,02-2	1,46-1
5,0+5 - 6,0+5	8,00-2	9,57-2	1,40-1	1,13-1	5,94-2	3,75-2	1,98-2	1,19-1
6,0+5 - 8,0+5	8,07-2	8,34-2	1,26-1	8,03-2	5,35-2	3,71-2	1,96-2	1,02-1
8,0+5 - 1,0+6	6,77-2	6,44-2	8,86-2	5,94-2	5,52-2	4,06-2	1,54-2	8,51-2
1,0+6 - 1,5+6	4,59-2	4,84-2	6,62-2	4,63-2	6,32-2	3,64-2	1,19-2	6,58-2
1,5+6 - 2,0+6	3,63-2	2,64-2	5,08-2	3,70-2	6,85-2	2,98-2	9,65-3	4,74-2
2,0+6 - 3,0+6	2,96-2	2,35-2	3,31-2	3,01-2	6,66-2	2,45-2	7,59-3	2,90-2
3,0+6 - 4,0+6	2,21-2	1,79-2	1,60-2	2,15-2	4,62-2	1,55-2	5,96-3	1,59-2
4,0+6 - 5,0+6	1,26-2	9,58-3	8,54-3	1,47-2	2,57-2	8,83-3	4,15-3	1,00-2
5,0+6 - 6,0+6	5,90-3	4,16-3	5,27-3	1,05-2	1,50-2	5,37-3	2,82-3	6,16-3
6,0+6 - 8,0+6	2,80-3	2,12-3	3,14-3	6,69-3	7,08-3	2,80-3	2,11-3	3,84-3
8,0+6 - 1,0+7	1,90-3	1,79-3	1,69-3	2,06-3	2,79-3	1,96-3	1,54-3	2,38-3
1,0+7 - 1,5+7	1,49-3	1,49-3	1,49-3	1,57-3	1,67-3	1,62-3	1,49-3	1,47-3

Продолжение табл. 4.4

Энергия, эВ	<sup>105</sup> Pd	<sup>107</sup> Pd	<sup>109</sup> Ag	<sup>129</sup> I	<sup>131</sup> Xe	<sup>133</sup> Cs	<sup>139</sup> La	<sup>141</sup> Pr
1,0-5 - 1,0-2	6,20+1	5,59+0	2,77+2	8,39+1	2,71+2	8,94+1	2,79+1	3,57+1
1,0-2 - 1,5-2	2,86+1	2,59+0	1,29+2	3,89+1	1,26+2	4,15+1	1,29+1	1,65+1
1,5-2 - 2,0-2	2,39+1	2,19+0	1,09+2	3,28+1	1,06+2	3,50+1	1,09+1	1,40+1
2,0-2 - 3,0-2	2,02+1	1,83+0	9,17+1	2,75+1	8,93+1	2,94+1	9,12+0	1,17+1
3,0-2 - 4,0-2	1,67+1	1,55+0	7,78+1	2,32+1	7,53+1	2,48+1	7,70+0	9,88+0
4,0-2 - 5,0-2	1,48+1	1,36+0	6,86+1	2,04+1	6,65+1	2,19+1	6,78+0	8,69+0
5,0-2 - 6,0-2	1,35+1	1,23+0	6,22+1	1,84+1	6,01+1	1,98+1	6,12+0	7,85+0

6,0-2 - 8,0-2	1,20+1	1,10+0	5,57+1	1,64+1	5,34+1	1,76+1	5,44+0	6,97+0
8,0-2 - 1,0-1	1,06+1	9,69-1	4,94+1	1,44+1	4,72+1	1,56+1	4,78+0	6,15+0
1,0-1 - 1,5-1	9,01+0	8,27-1	4,26+1	1,23+1	4,03+1	1,33+1	4,06+0	5,23+0
1,5-1 - 2,0-1	7,59+0	7,01-1	3,66+1	1,03+1	3,42+1	1,14+1	3,42+0	4,41+0
2,0-1 - 3,0-1	6,28+0	5,90-1	3,16+1	8,71+0	2,89+1	9,70+0	2,86+0	3,70+0
3,0-1 - 4,0-1	5,31+0	5,02-1	2,77+1	7,33+0	2,46+1	8,36+0	2,40+0	3,11+0
4,0-1 - 5,0-1	4,51+0	4,46-1	2,54+1	6,47+0	2,19+1	7,51+0	2,11+0	2,74+0
5,0-1 - 6,0-1	3,99+0	4,07-1	2,41+1	5,84+0	2,00+1	6,93+0	1,93+0	2,48+0
6,0-1 - 8,0-1	3,42+0	3,66-1	2,27+1	5,18+0	1,81+1	6,37+0	2,53+0	2,21+0
8,0-1 - 1,0+0	2,86+0	3,28-1	2,19+1	4,57+0	1,63+1	5,88+0	1,54+0	1,94+0
1,0+0 - 1,5+0	2,27+0	2,91-1	2,21+1	3,89+0	1,44+1	5,49+0	1,23+0	1,66+0
1,5+0 - 2,0+0	1,74+0	2,61-1	2,44+1	3,28+0	1,30+1	5,40+0	1,00+0	1,40+0
2,0+0 - 3,0+0	1,30+0	2,55-1	3,41+1	2,75+0	1,20+1	6,13+0	8,13-1	1,17+0
3,0+0 - 4,0+0	9,80-1	1,09+0	7,68+1	2,32+0	1,17+1	9,37+0	6,55-1	9,86-1
4,0+0 - 5,0+0	8,14-1	1,19+0	7,24+2	2,04+0	1,21+1	2,42+1	5,50-1	8,70-1
5,0+0 - 6,0+0	7,34-1	8,56+0	5,93+3	1,84+0	1,32+1	1,46+3	4,74-1	7,86-1
6,0+0 - 8,0+0	8,25-1	7,40+0	6,47+1	1,64+0	1,66+1	1,46+2	3,95-1	7,00-1
8,0+0 - 1,0+1	1,69+0	2,06-1	9,57+0	1,44+0	2,69+1	4,13+0	3,21-1	6,17-1
1,0+1 - 1,5+1	11,73+2	1,37-1	2,48+0	1,28+0	2,14+3	1,42+0	2,40-1	5,27-1
1,5+1 - 2,0+1	1,52+0	1,49-1	8,34-1	1,04+0	1,60+2	1,32+0	1,71-1	4,45-1
2,0+1 - 3,0+1	3,20+1	4,48+0	4,13+0	8,73-1	5,96+0	5,66+1	1,17-1	3,75-1
3,0+1 - 4,0+1	4,05+0	1,32+0	7,45+1	7,38-1	1,68+0	5,92-1	7,98-2	3,20-1
4,0+1 - 5,0+1	4,88-1	1,67+2	3,06+1	6,55-1	5,54+1	7,07+1	6,49-2	2,84-1
5,0+1 - 6,0+1	2,42+1	2,37+1	5,44+1	6,08-1	9,07-1	9,60-1	7,34-2	2,61-1
6,0+1 - 8,0+1	1,95+1	2,76+1	4,80+1	1,69+1	1,70+1	3,79-1	2,83+1	2,51-1
8,0+1 - 1,0+2	1,76+1	3,97+1	1,07+1	1,64+0	8,82-1	2,81+1	5,41-2	7,83+0
1,0+2 - 1,5+2	6,54+0	1,75+1	2,31+1	1,26+1	4,17+1	2,85+1	1,41-2	3,44-1
1,5+2 - 2,0+2	1,58+1	2,52+1	1,30+1	9,19+0	5,58+0	9,67-1	7,40-3	3,04-1
2,0+2 - 3,0+2	8,00+0	5,19+0	5,75+0	5,62+1	1,10+1	1,88+1	2,25-2	1,60+1
3,0+2 - 4,0+2	1,33+1	8,53+0	1,19+1	4,79+0	1,19+0	2,19+0	2,28-2	5,85+0
4,0+2 - 5,0+2	7,26+0	8,01+0	5,70+0	4,41+0	9,28+0	1,06+1	2,71-3	3,33-1

Энергия, эВ	<sup>105</sup> Pd	<sup>107</sup> Pd	<sup>109</sup> Ag	<sup>129</sup> I	<sup>131</sup> Xe	<sup>133</sup> Cs	<sup>139</sup> La	<sup>141</sup> Pr
5,0+2 - 6,0+2	8,07+0	7,34+0	1,03+1	4,13+0	2,60+0	9,58+0	2,78-3	2,56+0
6,0+2 - 8,0+2	8,00+0	6,43+0	4,89+0	3,89+0	4,38+0	3,34+0	4,21-1	2,88+0
8,0+2 - 1,0+3	5,80+0	5,68+0	3,28+0	3,66+0	3,95+0	2,91+0	3,94-1	2,30+0
1,0+3 - 1,5+3	4,50+0	4,73+0	3,68+0	3,08+0	3,08+0	3,81+0	2,87-1	7,92-1
1,5+3 - 2,0+3	3,52+0	4,02+0	3,22+0	2,44+0	2,38+0	3,11+0	1,38-1	7,77-1
2,0+3 - 3,0+3	3,15+0	3,49+0	2,52+0	1,92+0	1,84+0	2,39+0	2,94-1	6,44-1
3,0+3 - 4,0+3	2,70+0	3,07+0	1,97+0	1,55+0	1,45+0	1,87+0	1,60-1	4,89-1
4,0+3 - 5,0+3	2,44+0	2,82+0	1,81+0	1,33+0	1,23+0	1,56+0	1,23-1	4,10-1
5,0+3 - 6,0+3	2,26+0	2,67+0	1,65+0	1,12+0	1,08+0	1,37+0	1,43-1	3,57-1
6,0+3 - 8,0+3	2,09+0	2,48+0	1,43+0	8,71-1	9,45-1	1,18+0	9,95-2	3,03-1
8,0+3 - 1,0+4	1,92+0	2,32+0	1,29+0	7,39-1	8,19-1	1,01+0	1,12-1	2,51-1
1,0+4 - 1,5+4	1,73+0	1,97+0	1,15+0	6,21-1	6,87-1	8,43-1	8,92-2	2,02-1
1,5+4 - 2,0+4	1,53+0	1,83+0	1,00+0	5,18-1	5,71-1	6,98-1	6,61-2	1,63-1
2,0+4 - 3,0+4	1,33+0	1,53+0	8,65-1	4,21-1	4,71-1	5,76-1	5,03-2	1,26-1
3,0+4 - 4,0+4	1,13+0	1,27+0	7,34-1	3,35-1	3,89-1	4,77-1	3,93-2	9,77-2
4,0+4 - 5,0+4	9,86-1	1,14+0	6,45-1	2,78-1	3,37-1	4,14-1	3,27-2	8,19-2
5,0+4 - 6,0+4	8,81-1	1,02+0	5,78-1	2,38-1	3,01-1	3,70-1	2,83-2	7,32-2
6,0+4 - 8,0+4	7,70-1	9,18-1	5,10-1	2,01-1	2,65-1	3,25-1	2,37-2	6,71-2
8,0+4 - 1,0+5	6,61-1	7,98-1	4,44-1	1,69-1	2,26-1	2,73-1	1,94-2	6,14-2
1,0+5 - 1,5+5	5,52-1	6,39-1	3,71-1	1,40-1	1,90-1	2,21-1	1,57-2	5,05-2
1,5+5 - 2,0+5	4,55-1	5,32-1	3,09-1	1,16-1	1,63-1	1,81-1	1,23-2	3,69-2
2,0+5 - 3,0+5	3,76-1	4,60-1	2,66-1	1,02-1	1,41-1	1,52-1	9,02-3	2,72-2
3,0+5 - 4,0+5	2,60-1	2,98-1	2,07-1	9,33-2	1,11-1	1,34-1	7,33-3	2,18-2
4,0+5 - 5,0+5	2,18-1	1,55-1	1,58-1	8,84-2	8,69-2	1,25-1	7,06-3	1,95-2
5,0+5 - 6,0+5	1,77-1	1,14-1	1,33-1	8,50-2	7,25-2	1,22-1	6,80-3	1,88-2
6,0+5 - 8,0+5	1,42-1	8,30-2	1,13-1	7,74-2	5,89-2	9,39-2	6,93-3	2,02-2
8,0+5 - 1,0+6	1,21-1	7,03-2	8,97-2	6,59-2	4,67-2	6,69-2	7,48-3	2,29-2
1,0+6 - 1,5+6	1,07-1	6,63-2	6,84-2	5,19-2	3,88-2	4,94-2	8,22-3	1,85-2
1,5+6 - 2,0+6	9,12-2	6,25-2	5,48-2	4,02-2	3,18-2	3,51-2	7,04-3	1,17-2
2,0+6 - 3,0+6	7,39-2	5,63-2	3,87-2	2,83-2	2,27-2	2,23-2	4,83-3	4,91-3
3,0+6 - 4,0+6	5,27-2	4,47-2	2,20-2	1,55-2	1,25-2	1,16-2	3,41-3	2,10-3
4,0+6 - 5,0+6	3,59-2	3,46-2	1,14-2	7,86-3	6,81-3	6,39-3	2,54-3	1,49-3
5,0+6 - 6,0+6	2,45-2	2,37-2	5,53-3	4,71-3	3,48-3	3,26-3	1,99-3	1,04-3
6,0+6 - 8,0+6	1,41-2	1,18-2	2,01-3	2,77-3	1,21-3	1,11-3	1,47-3	4,60-4
8,0+6 - 1,0+7	7,26-3	5,58-3	1,07-3	1,71-3	1,29-3	1,29-3	1,13-3	8,50-4
1,0+7 - 1,5+7	4,74-3	2,11-3	1,49-3	1,61-3	1,49-3	1,49-3	1,49-3	1,49-3

Продолжение табл. 4.4

Энергия, эВ	<sup>143</sup> Nd	<sup>145</sup> Nd	<sup>147</sup> Pm	<sup>147</sup> Sm	<sup>149</sup> Sm	<sup>151</sup> Sm	<sup>151</sup> Eu	<sup>153</sup> Eu
1,0-5 - 1,0-2	1,01+3	1,29+2	5,69+2	1,78+2	7,75+4	6,22+4	3,96+4	1,03+3
1,0-2 - 1,5-2	4,68+2	6,00+1	2,62+2	8,23+1	4,27+4	2,56+4	1,58+4	4,62+2
1,5-2 - 2,0-2	3,93+2	5,05+1	2,21+2	6,88+1	4,00+4	2,02+4	1,23+4	3,83+2
2,0-2 - 3,0-2	3,30+2	4,24+1	1,84+2	5,78+1	3,97+4	1,55+4	9,28+3	3,14+2
3,0-2 - 4,0-2	2,77+2	3,57+1	1,55+2	4,83+1	4,24+4	1,16+4	6,61+3	2,58+2
4,0-2 - 5,0-2	2,44+2	3,15+1	1,36+2	4,24+1	4,89+4	9,12+3	5,02+3	2,21+2
5,0-2 - 6,0-2	2,19+2	2,86+1	1,22+2	3,85+1	5,91+4	7,43+3	4,01+3	1,97+2
6,0-2 - 8,0-2	1,93+2	2,53+1	1,08+2	3,36+1	8,47+4	5,72+3	3,10+3	1,71+2
8,0-2 - 1,0-1	1,70+2	2,23+1	9,47+1	2,93+1	1,21+5	4,19+3	2,34+3	1,45+2
1,0-1 - 1,5-1	1,43+2	1,90+1	7,97+1	2,47+1	7,02+4	2,74+3	1,85+3	1,18+1
1,5-1 - 2,0-1	1,19+2	1,61+1	6,62+1	2,03+1	1,49+4	1,66+3	1,79+3	9,22+1
2,0-1 - 3,0-1	9,74+1	1,35+1	5,44+1	1,64+1	3,80+3	9,91+2	3,29+3	7,15+1
3,0-1 - 4,0-1	7,99+1	1,15+1	4,50+1	1,35+1	1,20+3	7,13+2	7,51+3	5,43+1
4,0-1 - 5,0-1	6,83+1	9,92+0	3,90+1	1,17+1	6,41+2	9,57+2	1,89+4	4,44+1
5,0-1 - 6,0-1	6,00+1	8,99+0	3,51+1	1,02+1	5,02+2	4,90+2	5,80+3	3,83+1
6,0-1 - 8,0-1	5,10+1	7,96+0	3,11+1	8,91+0	1,11+3	3,70+2	9,63+2	3,34+1
8,0-1 - 1,0+0	4,27+1	7,03+0	2,77+1	7,83+0	7,75+3	1,03+3	6,04+2	3,03+1
1,0+0 - 1,5+0	3,33+1	6,67+0	2,52+1	6,86+0	2,34+2	2,55+3	7,16+2	3,68+1



Энергия, эВ	<sup>143</sup> Nd	<sup>145</sup> Nd	<sup>147</sup> Pm	<sup>147</sup> Sm	<sup>149</sup> Sm	<sup>151</sup> Sm	<sup>151</sup> Eu	<sup>153</sup> Eu
1,5+0 - 2,0+0	2,49+1	5,32+0	2,50+1	7,07+0	3,50+1	1,15+3	1,04+2	1,77+2
2,0+0 - 3,0+0	1,78+1	5,32+0	3,11+1	1,76+1	1,47+1	4,36+2	2,27+2	1,06+3
3,0+0 - 4,0+0	1,18+1	1,34+2	6,04+1	6,67+2	1,29+1	7,55+1	1,46+3	9,91+2
4,0+0 - 5,0+0	8,59+0	5,40+2	3,26+2	8,56+0	8,20+2	5,74+2	1,02+2	1,56+2
5,0+0 - 6,0+0	6,53+0	5,95+0	8,28+3	3,08+0	1,54+2	2,26+2	1,52+2	3,37+1
6,0+0 - 8,0+0	4,63+0	2,29+0	8,69+2	2,13+0	1,36+2	8,09+2	5,77+2	1,09+2
8,0+0 - 1,0+1	3,11+0	1,53+0	1,42+1	2,12+0	1,11+3	6,65+1	1,30+2	4,08+2
1,0+1 - 1,5+1	1,85+0	1,13+0	5,47+0	4,44+0	2,03+2	5,88+2	2,75+2	1,52+2
1,5+1 - 2,0+1	1,01+0	8,96-1	1,12+2	8,38+2	8,32+1	8,20+2	2,06+2	3,06+2
2,0+1 - 3,0+1	5,62-1	9,76-1	1,60+1	1,12+2	1,71+2	1,43+2	2,47+2	1,23+2
3,0+1 - 4,0+1	3,56-1	4,88+0	1,59+2	3,54+2	1,15+2	1,82+2	1,70+2	1,16+2
4,0+1 - 5,0+1	4,55-1	2,03+2	1,51+2	8,59+1	4,41+2	1,52+2	2,68+2	9,69+1
5,0+1 - 6,0+1	1,65+1	1,05+0	1,58+1	6,67+1	3,20+2	1,98+2	2,35+2	1,52+2
6,0+1 - 8,0+1	3,00-1	2,92-1	4,06+1	3,96+1	3,08+2	1,26+2	1,86+2	1,16+2
8,0+1 - 1,0+2	2,09-1	1,83+1	9,61+1	8,49+1	2,56+2	1,15+2	1,61+2	1,11+2
1,0+2 - 1,5+2	2,60+1	2,68+1	4,65+1	5,25+1	1,03+2	1,01+2	1,32+2	8,21+1
1,5+2 - 2,0+2	5,13+1	7,79+0	4,43+1	5,08+1	8,84+1	9,05+1	1,07+2	6,78+1
2,0+2 - 3,0+2	3,31-1	9,24+0	3,15+1	3,15+1	6,76+1	6,93+1	8,69+1	5,60+1
3,0+2 - 4,0+2	1,62+1	9,09+0	2,82+1	2,22+1	5,08+1	5,54+1	7,16+1	4,47+1
4,0+2 - 5,0+2	9,63+0	1,33+1	2,32+1	2,16+1	4,19+1	4,95+1	6,15+1	3,93+1
5,0+2 - 6,0+2	4,74+0	7,00+0	1,98+1	2,21+1	3,62+1	4,23+1	5,44+1	3,52+1
6,0+2 - 8,0+2	2,71+0	5,24+0	1,64+1	1,76+1	3,07+1	3,58+1	4,72+1	3,06+1
8,0+2 - 1,0+3	2,35+0	6,67+0	1,34+1	1,33+1	2,54+1	3,12+1	4,04+1	2,52+1
1,0+3 - 1,5+3	2,06+0	3,85+0	1,04+1	1,18+1	2,25+1	2,58+1	3,33+1	2,18+1
1,5+3 - 2,0+3	1,73+0	3,65+0	7,93+0	8,37+0	1,79+1	2,05+1	2,72+1	1,79+1
2,0+3 - 3,0+3	1,36+0	2,86+0	5,96+0	6,54+0	1,40+1	1,61+1	2,21+1	1,45+1
3,0+3 - 4,0+3	1,27+0	2,15+0	4,52+0	5,08+0	1,08+1	1,27+1	1,75+1	1,16+1
4,0+3 - 5,0+3	1,04+0	1,68+0	3,68+0	4,12+0	8,74+0	1,03+1	1,54+1	9,94+0
5,0+3 - 6,0+3	9,19-1	1,47+0	3,13+0	3,50+0	7,68+0	8,71+0	1,35+1	8,96+0
6,0+3 - 8,0+3	7,52-1	1,13+0	2,59+0	2,92+0	6,59+0	7,15+0	1,16+1	7,72+0
8,0+3 - 1,0+4	6,32-1	9,77-1	2,13+0	2,40+0	5,63+0	5,87+0	9,83+0	6,64+0
1,0+4 - 1,5+4	5,16-1	7,85-1	1,68+0	1,93+0	4,62+0	4,58+0	7,98+0	5,46+0
1,5+4 - 2,0+4	4,17-1	6,26-1	1,32+0	1,52+0	3,66+0	3,57+0	6,59+0	4,47+0
2,0+4 - 3,0+4	3,42-1	5,12-1	1,05+0	1,23+0	2,79+0	2,80+0	5,01+0	3,62+0
3,0+4 - 4,0+4	2,58-1	4,07-1	8,62-1	1,01+0	2,15+0	2,22+0	3,92+0	2,96+0
4,0+4 - 5,0+4	1,98-1	3,40-1	7,52-1	8,79-1	1,90+0	1,55+0	3,20+0	2,54+0
5,0+4 - 6,0+4	1,66-1	3,00-1	6,81-1	7,95-1	1,70+0	1,39+0	2,81+0	2,24+0
6,0+4 - 8,0+4	1,42-1	2,39-1	6,13-1	7,25-1	1,48-0	1,36+0	2,40+0	1,96+0
8,0+4 - 1,0+5	1,20-1	1,97-1	5,47-1	6,52-1	1,26-0	1,07-0	2,03+0	1,65+0
1,0+5 - 1,5+5	9,84-2	1,51-1	4,68-1	5,54-1	1,08-0	8,85-1	1,64+0	1,29+0
1,5+5 - 2,0+5	8,14-2	1,24-1	4,16-1	4,65-1	9,29-1	6,95-1	1,32+0	1,00+0
2,0+5 - 3,0+5	6,73-2	9,98-2	3,80-1	4,19-1	7,80-1	5,08-1	1,04+0	7,75-1
3,0+5 - 4,0+5	5,73-2	8,70-2	3,60-1	3,70-1	6,69-1	3,54-1	9,01-1	6,15-1
4,0+5 - 5,0+5	5,24-2	8,33-2	3,46-1	3,62-1	6,28-1	2,90-1	7,63-1	5,24-1
5,0+5 - 6,0+5	4,90-2	8,16-2	3,29-1	3,56-1	5,69-1	2,80-1	6,65-1	4,62-1
6,0+5 - 8,0+5	4,60-2	7,95-2	3,09-1	3,52-1	4,80-1	2,83-1	5,72-1	4,02-1
8,0+5 - 1,0+6	4,32-2	7,50-2	2,53-1	3,40-1	3,64-1	2,88-1	4,84-1	3,36-1
1,0+6 - 1,5+6	4,15-2	6,44-2	1,57-1	2,68-1	2,49-1	2,79-1	4,01-1	2,46-1
1,5+6 - 2,0+6	3,98-2	5,10-2	9,03-2	1,81-1	1,66-1	2,60-1	2,98-1	1,59-1
2,0+6 - 3,0+6	3,37-2	3,23-2	5,02-2	1,02-1	1,03-1	1,88-1	1,67-1	8,65-2
3,0+6 - 4,0+6	2,04-2	1,55-2	2,32-2	4,46-2	4,35-2	1,03-2	8,09-2	4,47-2
4,0+6 - 5,0+6	1,11-2	8,54-3	1,11-2	1,74-2	1,73-2	4,83-2	3,27-2	2,23-2
5,0+6 - 6,0+6	6,22-3	4,98-4	6,56-3	6,08-3	6,99-3	2,33-2	1,66-2	1,15-2
6,0+6 - 8,0+6	3,42-3	2,81-4	3,83-3	2,18-3	2,14-3	7,95-3	6,13-3	4,52-3
8,0+6 - 1,0+7	2,20-3	2,26-3	2,39-3	1,79-3	1,92-3	2,82-3	3,02-3	2,63-3
1,0+7 - 1,5+7	1,45-3	1,47-3	1,49-3	1,49-3	1,49-3	1,62-3	1,74-3	1,69-3

в свете последних экспериментальных результатов, полученных после выработки оценок. Совокупность экспериментальных данных по сечениям радиационного захвата быстрых нейтронов приведена в Приложении 1. На основе сравнительного анализа этих данных с оценками различных библиотек мы отобрали оценки сечений захвата, которые можно рекомендовать в качестве оптимальных для всего диапазона энергий нейтронов от долей электронвольта до 20 МэВ. Для основных элементов ядерных реакторов соответствующие сечения приведены в 74-групповом представлении в таблицах 4.1—4.4. Внутри указанных энергетических интервалов сечения усреднены с единичной весовой функцией, и такое представление данных чаще всего используется при сопоставлении измерений сечений захвата, выполненных на современных многоканальных нейтронных спектрометрах.

Для легких элементов, где экспериментальная информация по сечениям захвата нейтронов очень ограничена, групповые сечения в табл. 4.1 получены для  $H$ ,  ${}^6Li$  и  ${}^{10}B$  на основе оценок [215], вошедших в файлы стандартов, оценки [221] для  ${}^7Li$ , оценок [214] для  ${}^{11}B$ ,  ${}^{23}Na$  и  ${}^{27}Al$ , оценки [222] для естественной смеси изотопов  $Si$ . Для основных конструкционных материалов рекомендуемые сечения захвата в табл. 4.2 получены для естественной смеси изотопов  $Cr$ ,  $Fe$  и  $Ni$  из новых оценок Центра по ядерным данным (г. Обнинск) [223], оценок [214] для  ${}^{55}Mn$  и  ${}^{59}Co$  и оценок [217] для  ${}^{93}Nb$ ,  ${}^{181}Ta$  и естественной смеси изотопов  $Mo$ . Для основных делящихся и топливных нуклидов в табл. 4.3 использованы оценки: [217] — для  ${}^{232}Th$ , [215] — для  ${}^{235}U$  и  ${}^{241}Am$ , [224] — для  ${}^{238}U$ , [225] — для изотопов  $Pu$  и [203] — для  ${}^{237}Np$ . Для важнейших продуктов деления ядер рекомендуемые сечения захвата взяты на основе анализа, проведенного в работах [111, 157, 185, 226]. Наряду с новыми оценками Центра по ядерным данным, выполненными для изотопов  ${}^{99}Tc$ ,  ${}^{101,102}Ru$ ,  ${}^{103}Rh$ ,  ${}^{105,107}Pd$ ,  ${}^{109}Ag$ ,  ${}^{143,145}Nd$  и  ${}^{147,147,151}Sm$ , при составлении табл. 4.4 использованы оценки [216, 218] для остальных нуклидов, в которых имеющиеся экспериментальные данные не указывают на необходимость уточнения проведенных ранее оценок.

Весьма трудно корректно определить погрешности отобранных оценок сечений захвата. Они достаточно сильно отличаются для различных нуклидов и различных энергетических областей. При энергиях нейтронов до первого резонанса погрешности оценок определяются в основном погрешностями тепловых нейтронных сечений (см. главу 2). Для энергий выше 1 кэВ реалистическую оценку погрешности сечений захвата может дать анализ разброса экспериментальных данных, приведенных в приложении 1. При сопоставлении такого разброса с требованиями к точности ядерных данных, необходимых для надежного расчета ядерно-физических характеристик быстрых реакторов [212, 227], можно сделать вывод, что для многих нуклидов требуемые точности оценок еще в  $1,5 \div 2$  раза превышают достигнутые. Поэтому повышение точности экспериментальных данных, используемых для выработки оцененных нейтрон-

ных сечений, продолжает оставаться актуальной задачей нейтронной физики и ядерной энергетики.

В приведенных выше таблицах сечения захвата даны в барнах. Для каждого из приведенных чисел цифры справа после знака + или — определяют показатель степени десятичного основания, т.е.  $1,50-2$  следует воспринимать как  $1,50 \cdot 10^{-2}$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Amaldi E., D'Agostino O., Fermi E. e.a. — Proc. Roy. Soc., 1935, v. A149, p. 522.
2. Bohr N. — Nature, 1936, v. 137, p. 344.
3. Breit G., Wigner E.P. — Phys. Rev., 1936, v. 9, p. 519.
4. Kapur P.L., Peierls P.E. — Proc. Roy. Soc., 1938, v. A166, p. 277.
5. Wigner E.P., Eisenbud L. — Phys. Rev., 1947, v. 72, p. 29.
6. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. Пер. с англ., М., Изд. иностр. лит., 1954.
7. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях. Пер. с англ. М., Изд. иностр. лит., 1960.
8. Lynn J. Theory of Neutron Resonance Reactions. Oxford: Clarendon Press, 1968.
9. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. М., Атомиздат, 1978.
10. Moore M.S. In: Nuclear Theory for Applications. Trieste, IAEA-SMR-43, 1980, p. 31; Fröhner F. — Ibid., p. 59.
11. Mughabghab S.F., Divadeenam M., Holden N.E. Neutron Cross Sections. V. 1, part. A. N.Y.—London: Academic Press, 1981.
12. Mughabghab S.F. — Neutron Cross Sections. V. 1, part B. N.Y.—London: Academic Press, 1984.
13. Lamb W.E. — Phys. Rev., 1939, v. 55, p. 190.
14. Cullen D.E., Weisbin C.R. — Nucl. Sci. Eng., 1976, v. 60, p. 199.
15. Porter C.E., Thomas R.G. — Phys. Rev., 1956, v. 104, p. 483.
16. Camarda H.S. e.a. — In: Statistical Properties of Nuclei. Ed. J.B. Gard. N.Y.: Plenum Press, 1972, p. 285; Liou H.I. e.a. — Phys. Rev., 1972, v. C5, p. 974.
17. Wigner E. — Ann. Math., 1951, v. 51, p. 36; 1955, v. 62, p. 548; 1957, v. 65, p. 203; 1958, v. 67, p. 325.
18. Porter C.E. (Ed.) — Statistical Theories of Spectra. N.Y.: Academic Press, 1965 (Содержит все важнейшие статьи до 1964 г. по статистике уровней сложных систем).
19. Дайсон Ф. Статистическая теория энергетических уровней сложных систем. Пер. с англ. М., Изд. иностр. лит., 1963.
20. Bohigas O., Giannoni M.J. — Ann. Phys., 1975, v. 86, p. 921.
21. Brody T.A. e. a. — Rev. Mod. Phys., 1981, v. 53, p. 385.
22. Mehta M.L. Random Matrices. N.Y.: Academic Press, 1967.
23. Chrien R.E. — In: Proc. Intern. Symp. on Neutron Capture  $\gamma$ -ray Spectroscopy. Studsvik, 1969, p. 627.
24. Groshev L.V. e.a. — In: Second Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva, 1958, v. 15, p. 138.
25. Lane A.M., Lynn J.R. — Nucl. Phys., 1960, v. 17, p. 553.
26. Mughabghab S.F. — Phys. Lett., 1979, v. B81, p. 93.
27. Mughabghab S.F. — In: III School on Neutron Physics (Aluchta, 1978, Dubna, JINR, 1978, p. 328.
28. Mughabghab S.F. — In: Proc. Specialists Meeting on Neutron Cross Section of Fission Product Nuclei. Bologna, 1979, Ed. C. Cocceva, G.G. Panini. NEAND C(E) 209L, p. 179.
29. Mughabghab S.F., Chrien R.E. — In: Neutron Capture  $\gamma$ -ray Spectroscopy. Brookhaven: Plenum Press, 1979, p. 266.
30. Allen B.J. — In: Nuclear Data for Science and Technology. Ed. K.H. Böckhoff. Brussels — Luxembourg, ECSC, 1983, p. 707.
31. Lane A.M., Mughabghab S.F. — Phys. Rev., 1974, v. C10, p. 412.
32. Barrett R.F., Teresawa T. — Nucl. Phys., 1975, v. A240, p. 445.

33. Allen B.J., Musgrove A.R. *Advances in Nuclear Physics*, 1978, v. 10, p. 129.
34. Cugnon J., Mahaux C. — *Ann. Phys.*, 1975, v. 94, p. 128.
35. Урин М.Г. — *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, 1977, т. 8, с. 817.
36. Mughabghab S.F. е.а. — *Phys. Rev. Lett.*, 1971, v. 26, p. 1118.
37. Raman S. е.а. — *Phys. Rev.*, 1980, v. C22, p. 328.
38. Lane A.M. — *Ann. Phys.*, 1971, v. 63, p. 340.
39. Бечварж Ф. — В кн.: *Структура ядра*. Дубна, ОИЯИ, 1980, с. 31.
40. Соловьев В.Г. — *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, 1978, т. 9, с. 580; В кн.: *Структура ядра*. Дубна, ОИЯИ, 1980, с. 57.
41. Soloviev V.G., Stoyanov Ch. — In: *Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy*. N.Y. — London: Plenum Press, 1979, p. 145.
42. Feshbach H., Porter C.E., Weisskopf V. — *Phys. Rev.*, 1954, v. 96, p. 448.
43. Friedman F.L., Weisskopf V. — In: *Niels Bohr and the Development of Physics*. Ed. W. Pauli. London: Pergamon Press, 1955, p. 134.
44. Wolfenstein L. — *Phys. Rev.*, 1951, v. 82, p. 690.
45. Hauser W., Feshbach H. — *Phys. Rev.*, 1952, v. 87, p. 366.
46. Moldauer P.A. — *Rev. Mod. Phys.*, 1964, v. 36, p. 1079.
47. Moldauer P.A. — *Phys. Rev.*, 1964, v. 135B, p. 642; 1967, v. 157, p. 907.
48. Moldauer P.A. — *Phys. Rev.*, 1975, v. C11, p. 426; 1975, v. C12, p. 744.
49. Weidenmüller H. — *Phys. Rev.*, 1974, v. 9, p. 1202.
50. Tepel J.W., Hoffman H.M., Weidenmüller H. — *Phys. Lett.*, 1974, v. 49B, p. 1.
51. Hoffman H.M., Richter J., Tepel J.W., Weidenmüller H. — *Ann. Phys.*, 1975, v. 9, p. 403.
52. Fernbach S., Serber R., Taylor T. — *Phys. Rev.*, 1949, v. 75, p. 1352.
53. Varschall H. — *Phys. Rev.*, 1952, v. 86, p. 431.
54. Немировский П.Е. *Современные модели атомного ядра*. М.: Атомиздат, 1960.
55. Холдсон П.Е. *Оптическая модель упругого рассеяния*. Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1966.
56. Марчук Г.И., Колесов В.Е. *Применение численных методов для расчета нейтронных сечений*. М.: Атомиздат, 1970.
57. Пасечник М.В., Корж Н.А., Кашуба И.Е. — В кн.: *Нейтронная физика*. Киев: Наукова думка, 1972, ч. I, с. 253.
58. Holmqvist B., Wiedling T. — *J. Nucl. Energy*, 1973, v. 27, p. 543.
59. Feshbach H. — *Ann. Phys.*, 1958, v. 5, p. 357.
60. Margolis B., Trubezkoj E.S. — *Phys. Rev.*, 1957, v. 106, p. 105; Vladimírsky V.V., П'уна I.L. — *Nucl. Phys.*, 1958, v. 6, p. 235; Chase D., Wilets L., Edmonds A.R. — *Phys. Rev.*, 1958, v. 110, p. 1080.
61. Tamura T. — *Rev. Mod. Phys.*, 1965, v. 37, p. 579.
62. Newsted C.M., Deloroche J., Canvin B. — In: *Statistical Properties of Nuclei*. N.Y.: Plenum Press, 1972, p. 367.
63. Tanaka S. — In: *Proc. EANDC Topical Discussion*. JAERI-5984, 1975, p. 212.
64. Бычков В.М. и др. — *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, 1983, т. 14, с. 373.
65. Austern N. *Direct Nuclear Reaction Theories*. N.Y.: Wiley Interscience, 1970.
66. Feshbach H. — *Rev. Mod. Phys.*, 1974, v. 46, p. 1; *Ann. Phys.*, 1980, v. 125, p. 429.
67. Agassi G., Weidenmüller H., Mantzouranis G. — *Phys. Reports C*, 1975, v. 22, p. 147.
68. Бунаков В.Е. — *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, 1980, т. 11, с. 1285.
69. Бете Г. *Физика ядра*, т. 3. Пер. с англ. М.: Гостехиздат, 1948.
70. Gilbert A., Cameron A. — *Can. J. Phys.*, 1965, v. 43, p. 1446.
71. Мальшев А.В. *Плотность уровней и структура атомных ядер*. М.: Атомиздат, 1969.
72. Baba H. — *Nucl. Phys.*, 1970, v. A159, p. 625.
73. Dilg W., Schantl W., Vonach H., Uhl M. — *Nucl. Phys.*, 1973, v. A217, p. 269.
74. Reffo G. *Nuclear Theory for Applications*. IAEA-SMR-43, Trieste, 1980, p. 205.
75. Myers W.D., Swiatecki W.J. — *Ark. Fysik*, 1967, v. 36, p. 593.
76. Vonach H.K., Huizenga J.R. — *Phys. Rev.*, 1965, v. B138, p. 1372.
77. Игнатюк А.В. *Статистические свойства возбужденных атомных ядер*. М.: Энергоатомиздат, 1983.
78. Струтинский В.М., Коломиец В.М. — В кн.: *Материалы 8-й зимней школы ЛИЯФ по физике ядра*. Л.: АН СССР, 1973, т. 2, с. 483.
79. Бор О., Мотгельсон Б. *Структура атомного ядра*. Т. 2. Пер. с англ. М.: Мир, 1977.
80. Игнатюк А.В., Смиренкин Г.Н., Тишин А.С. — *Ядерная физика*, 1975, т. 21, с. 485.
81. Вдовин А.И., Воронов В.В., Малов Л.А. и др. — *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, 1976, т. 7, с. 952.
82. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. — *Ядерная физика*, 1979, т. 29, с. 875.
83. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. — *Ядерная физика*, 1979, т. 30, с. 1205; Игнатюк А.В., Истеков К.К., Околович В.Н., Смиренкин Г.Н. — In: *Physics and Chemistry of Fission*. Vienna; IAEA, 1980, v. 1, p. 421.
84. Britt H.C. — *Nukleonika*, 1980, v. 25, p. 71.
85. Wilkinson D. — In: *Nuclear Spectroscopy*. N.Y. — London: Academic Press, 1960, p. 852.
86. Brink D.M. — *Doctoral Thesis*. Oxford University, 1955.
87. Axel P. — *Phys. Rev.*, 1962, v. 126, p. 671.
88. McCulligh C., Steits M.L., Chrien R.E. — *Phys. Rev.*, 1981, с. C23, p. 1394.
89. Bollinger L.M., Thomas G.R. — *Phys. Rev.*, 1970, v. C2, p. 1271.
90. Болинджер Л.М. — *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, 1972, т. 2, с. 885.
91. Bartholomew G.A., Earle E.D., Ferguson A.J. е.а. — *Advances Nucl. Phys.*, 1974, v. 7, p. 229.
92. Raman S. — In: *Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics*. Bristol — London, Inst. Phys. Conf. Ser., 1982, p. 357.
93. Popov Yu.P. — In: *Neutron Induced Reactions*. Ed. P. Oblozinsky. Bratislava, SAS, 1982, p. 121.
94. Carlos P., Beil H., Bergere R. е.а. — *Nucl. Phys.*, 1971, v. A172, p. 437.
95. Бондаренко В.И., Урин М.Г. — *Ядерная физика*, 1982, т. 2, с. 671.
96. Урин М.Г. — *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, 1984, т. 15, с. 245.
97. Кадменский С.Г., Маркушев В.Н., Фурман В.И. — *Ядерная физика*, 1983, т. 37, с. 277.
98. Ландау Л.Д. — *Журн. эксперим. и теорет. физ.*, 1957, т. 32, с. 59.
99. Speth J., Werner E., Wild W. — *Phys. Reports*, 1977, v. C33, p. 3.
100. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V. — *Nucl. Phys.*, 1978, v. A304, p. 503.
101. Базнат М.И., Игнатюк А.В., Пятков Н.И. — *Ядерная физика*, 1979, т. 30, с. 949.
102. Ignatyuk A.V. — In: *Neutron Induced Reactions*. Ed. P. Oblozinsky. Bratislava, SAS, 1982, p. 211.
103. Малэцки Х., Попов А.Б., Тщещяк К. — *Ядерная физика*, 1983, т. 37, с. 284.
104. Johnson C.H. — *Phys. Rev.*, 1977, v. C16, p. 2238.
105. Hardy J.C. — *Phys. Lett.*, 1982, v. B109, p. 242.
106. Bilpuch E.G., Weston L.W., Newson H.W. — *Ann. Phys.*, 1960, v. 10, p. 455.
107. Попов Ю.П., Фенин Ю.И. — *Журн. эксперим. и теорет. физ.*, 1962, т. 43, с. 2000.
108. Стависский Ю.Я. и др. *Радиационный захват быстрых нейтронов*. М.: Атомиздат, 1970.
109. Кононов В.Н. — В кн.: *III школа по нейтронной физике*. Дубна, ОИЯИ, ДЗ-11787, 1978, с. 415.
110. Недведюк К., Попов Ю.П. — *Acta Phys. Polonica*, 1982, т. B13, с. 51.
111. Белакова Т.С., Горбачева Л.В., Грудзевич О.Т. и др. — *Атомная энергия*, 1984, т. 57, с. 243.
112. Zakharova S.M., Malyshev A.V. — In: *Nuclear Structure Study with Neutrons*. Amsterdam, North-Holland, 1966, p. 576.
113. Довбенко А.Г., Игнатюк А.В., Толстикова В.А. — В кн.: *Нейтронная физика*. Обнинск, ФЭИ, 1974, ч. 2, с. 3.
114. Bergqvist I., Lundberg B., Nilsson L. — *Nucl. Phys.*, 1970, v. A153, p. 553.
115. Rigaud F., Roturier J., Irigaray J.L. е.а. — *Nucl. Phys.*, 1970, v. A154, p. 243; 1971, v. A176, p. 545.

116. Bergqvist I., Drake D.M., McDaniels D.K. – Nucl. Phys., 1972, v. A191, p. 641.  
 117. Brown G.E. – Nucl. Phys., 1964, v. 57, p. 339.  
 118. Lushnikov A.A., Zaretsky D.F. – Nucl. Phys., 1965, v. 66, p. 33.  
 119. Clement C.F., Lane A.M., Rook J.R. – Nucl., Phys., 1965, v. 66, p. 273.  
 120. Longo G., Saporetti F. – Nuovo Cimento, 1968, v. 56B, p. 264.  
 121. Zimanyi J., Halpern I., Madsen V.A. – Phys. Lett., 1974, v. B33, p. 205.  
 122. Potokar M. – Phys. Lett., 1973, v. B46, p. 346.  
 123. Lango G., Saporetti F. – Nucl. Sci. Eng., 1976, v. 61, p. 40.  
 124. Csikai J., Petó G., Buczka M. e.a. – Nucl. Phys., 1967, v. A95, p. 229.  
 125. Perkin J.L., O'Connor L.P., Coleman R.F. – Proc. Phys. Soc., 1972, v. A72, p. 505;  
 Menlove H.O., Coop K.L., Grench H.A., Sheer R. – Phys. Rev., 1967, v. 163, p. 1299.  
 126. Kantale J., Valkonen M. – Phys. Lett., 1972, v. B39, p. 625; Rigaud F., Desthulliers M.G., Petit G.Y. e.a. – Nucl. Sci., Eng., 1974, v. 55, p. 17; Ponnert K., Magnusson G., Bergqvist I. – Physica Scripta, 1974, v. 10, p. 35.  
 127. Bergqvist I. – In: Proc. Specialists Meeting on Fast-Neutron Capture Cross Sections. Ed. A.B. Smith, W.P. Poenitz. ANL-83-4 (1983), p. 162.  
 128. Lango G., Fabbri F., Mazzotti C. – В кн.: Нейтронная физика, М.: ЦНИИ-Атоминформ, 1984, ч. 1, с. 277.  
 129. Lemmel H.D. – In: NBS International Specialists Symposium on Neutron Standards and Applications, NBS-493 (1977), p. 170.  
 130. Stehn J.R., Divadeenam M., Holden N.E. – In: Nuclear Data for Science and Technology. Boston-London: Reidel Publ. Comp., 1982, p. 196.  
 131. Benjamin R.W. – In: Transactinium Isotope Nuclear Data. Vienna, IAEA – 186, 1976, v. 2, p. 1.  
 132. Абагян Л.П., Юдкевич М.С. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1981, вып. 4 (43), с. 24.  
 133. Rose P.F., Burrows T.W. ENDF/B Fission Product Decay Data. BNL-NCS-50545, 1976.  
 134. Grintakis E.M., Kim J.I. – Radiochemica Acta, 1974, v. 22, p. 128.  
 135. Grintakis E.M., Kim J.I. – J. Radioanalytical Chemistry, 1976, v. 29, p. 175; 1978, v. 42, p. 181; NEA Data Bank, ND-1540, 1980.  
 136. Allen B.J. e.a. – Phys. Rev., 1971, v. C3, p. 1737.  
 137. Almeida J., Käppeler F. – Astrophysical J., 1983, v. 265, p. 417.  
 138. Halperin J. e.a. – Phys. Rev., 1980, v. C21, p. 545.  
 139. Macklin R.L., Gibbons J.H., Inada T. – Phys. Rev., 1963, v. 129, p. 2695.  
 140. Käppeler F., Wisshak K., Hong L.D. – Nucl. Sci. and Engng., 1983, v. 84, p. 234.  
 141. Macklin R.L., Gibbons J.H. – Rev. Mod. Phys., 1965, v. 37, p. 166.  
 142. Gleason G. – Radiochemical and Radioanalytical Letters, 1975, v. 23, p. 317.  
 143. Довбенко А.Г. и др. – Атомная энергия, 1969, т. 26, с. 67.  
 144. Käppeler F. e.a. – Astrophysical J., 1982, v. 257, p. 821.  
 145. Musgrove A.R., Allen B.J., Boldeman J.W. – In: Proc. Conf. on Neutron Physics. Harwell, 1978, p. 449.  
 146. Macklin R.L. – Nucl. Sci. and Engng., 1982, v. 81, p. 522.  
 147. Macklin R.L., Winters R.R., Halperin J. – In: Proc. Special Meeting on Neutron Cross Section of Fission Products. Bologna, Italy, 1979, p. 103.  
 148. Macklin R.L., Winters R.R. – Nucl. Sci. and Engng., 1981, v. 78, p. 110.  
 149. Macklin R.L. – Ibid., 1982, v. 82, p. 400.  
 150. Macklin R.L., Inada T., Gibbons J.H. – Nature, 1962, v. 194, p. 1272.  
 151. Van Der Linden R. e.a. – J. Radioanalytical Chemistry, 1972, v. 11, p. 133.  
 152. Бергман А.А., Романов С.А. – Ядерная физика, 1974, т. 20, с. 252.  
 153. Van Der Linden R., De Corte F., Hoste J. – J. Radioanalytical Chemistry, 1974, v. 20, p. 695.  
 154. Beer H., Käppeler F. – Phys. Rev., 1980, v. C21, p. 534.  
 155. Кононов В.Н., Юрлов Б.Д., Полетаев Е.Д. – Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 10.  
 156. Захарова С.М., Абагян Л.П., Юдкевич М.С., Капустина В.Ф. Изотопы прометия: Обзорная информация ОБ-142. Обнинск: ФЭИ, 1981.  
 157. Захарова С.М., Абагян Л.П., Капустина В.Ф. Изотопы самария 147 и 149: Обзорная информация ОБ-189. Обнинск: ФЭИ, 1984.  
 158. Захарова С.М., Абагян Л.П., Юдкевич М.С., Капустина В.Ф. Четные изотопы самария: Обзорная информация ОБ-161. Обнинск: ФЭИ, 1982.  
 159. Мохон М.С., Endacott D.A.J., Jolly J.E. – Annals of Nucl. Energy, 1976, v. 3, p. 399.  
 160. Шорин В.С., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. – Ядерная физика, 1974, т. 19, с. 5.  
 161. Beer H. e.a. – Phys. Rev., 1984, v. C30, p. 464.  
 162. Кононов В.Н. и др. – Ядерная физика, 1966, т. 4, с. 282.  
 163. Lepine J.R., Douglas R.A., Maia H.A. – Nucl. Phys., 1972, v. A196, p. 83.  
 164. Macklin R.L. e.a. – Nucl. Sci. and Engng., 1982, v. 82, p. 143.  
 165. Macklin R.L., Drake D.M., Arthur E.D. – Ibid., 1983, v. 84, p. 98.  
 166. Толстикова В.А. и др. – Атомная энергия, 1967, т. 23, с. 566.  
 167. Macklin R.L., Drake D.M., Malanify J.J. – Report LA-7479-MS, 1978.  
 168. Gibbons J.H. e.a. – Phys. Rev., 1961, v. 122, p. 182.  
 169. Fort E., Drrien H., Lafond O. – In: Proc. Meeting on Neutron Cross Sections of Fission Product Nuclei. (Bologna, 1979) Ed. Coceva C., Panini G.C. NEANDC(E) 209, p. 121.  
 170. Delfini G., Gruppelaar H. – Ibid., p. 169.  
 171. Fröhner F.H. – In: IAEA Advisory Group Meeting on Basic and Applied Problems of Nuclear Level Densities. Ed. Bhat M.R., N.Y., BNL-NCS-51694, 1983, p. 219.  
 172. Ribon P. – Ibid., p. 245.  
 173. Rahn F., Camarda H.S., Hacken G. e.a. – Phys. Rev. 1973, v. C8, p. 1827.  
 174. Liou H.I., Camarda H.S., Hacken G. e.a. – Phys. Rev., 1975, v. C11, p. 457.  
 175. Musgrove A.R., Allen B.J., Boldeman J.W. e.a. – Nucl. Phys., 1976, v. A259, p. 365; 1978, v. 279, p. 317.  
 176. Winters R.R., Macklin R.L., Halperin J. – Phys. Rev., 1978, v. C18, p. 2092.  
 177. Fröhner F.H. – In: Proc. Meeting on Neutron Data of Structural Materials for Fast Reactors (Geel, 1977). Oxford, Pergamon Press, 1979, p. 138.  
 178. Pandey M.S., Gard J.B., Harrey J.A. – Phys. Rev., 1977, v. C15, p. 600.  
 179. Winter J., Cornelis E., Mewissen L. e.a. – In: Neutron Physics and Nuclear Data. Amsterdam. OECD, 1978, p. 696.  
 180. Weigmann H., Raman S. – Phys. Rev. 1979, v. C20, p. 115.  
 181. Bonifazi C., Menapace E., Vaccari M. – ENEA-RT/FIMA (82)4, Bologna, 1982.  
 182. Mizumoto M., Sigimoto M., Nakajima Y. e.a. – In: Nuclear Data for Science and Technology (Antwerpen, 1982). Ed. Böckhoff K.H., Reidel Publ. Comp., 1982, p. 226.  
 183. Benzi V., Maino G., Menapace E., Ventura G. – In: Proc. Meeting on Neutron Cross Sections of Fission Product Nuclei (Bologna, 1979) Ed. Coceva C., Panini G.C. NEANDC(E)209, p. 215.  
 184. Priesmeyer H.G. – Ibid., p. 77.  
 185. Захарова С.М., Абагян Л.П., Юдкевич М.С., Мантуров Г.Н. Изотопы самария 151 и 153: Обзорная информация ОБ-174. Обнинск: ФЭИ, 1983.  
 186. Carlton R.F., Raman S., Harvey J.A., Slaughter G.G. – Phys. Rev., 1976, v. C14, p. 1439.  
 187. Захарова С.М., Абагян Л.П., Капустина В.Ф. Изотопы прометия: Обзорная информация ОБ-120. Обнинск: ФЭИ 1981.  
 188. Вертебный В.П., Ворона П.Н., Кальченко А.И. и др. – В кн.: Нейтронная физика, ч. 2, М. ЦНИИатоминформ, 1980, с. 114.  
 189. Rahn F., Camarda H.S., Hacken G. e.a. – Phys. Rev. 1974, v. C10, p. 709.  
 190. Попов А.Б., Файков Х., Хван Чер Гу. – Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 14.  
 191. Liou H.I., Hacken G., Reinwater J., Singh U.N. – Phys. Rev., 1975, v. C11, p. 462, p. 1231, p. 2022.  
 192. Захарова С.М. и др. Изотопы эрбия: Обзорная информация ОБ-34. Обнинск, ФЭИ, 1977.  
 193. Ануфриев В.А., Бабич С.И., Колесов А.Г. и др. – Атомная энергия, 1980, т. 49, с. 116.  
 194. Liou H.I., Camarda H.S., Hacken G. e.a. – Phys. Rev., 1973, v. C7, p. 823.  
 195. Camarda H.S., Liou H.I., Hacken G. e.a. – Phys. Rev. 1973, v. C8, p. 1813.

196. Попов А.Б., Файков Х., Хван Чер Гу. – В кн.: Нейтронная физика. ч. 2, М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, с. 272.
197. Беланова Т.С., Бабич С.И., Колесов А.Г., Поручиков В.А. – Атомная энергия, 1980, т. 48, с. 28.
198. Browne J.C., Verman B.L. – Phys. Rev. 1981, v. C23, p. 1434.
199. Вертебный В.П. и др. – В кн.: Нейтронная физика. Обнинск, ФЭИ, 1974, ч. 2, с. 95.
200. Fröhner F.H. – In: Proc. IAEA Consultants Meeting on Uranium Isotope Resonance Parameters. Vienna: IAEA, INDC-129, p. 103.
201. Moore M.S., Moses J.D., Keyworth G. A. e. a. – In: Neutron Physics and Nuclear Data. Harwell: OECD, 1978, p. 313.
202. Poortmans F., Mewissen L., Rohr G. e.a. – Ibid., p. 112.
203. Derrien H., Doat J.P., Fort E., Lafond D. – Report INDC(FR)-42/L, Cadarache, 1980.
204. Fröhner F.H., Goel B., Jahn H., Fischer U. – Report-INR-905, Karlsruhe, 1979.
205. Browne J.C., Howe R.E., Dougan R.J. e.a. – In: Neutron Physics and Nuclear Data. Harwell: OECD, 1978, p. 887.
206. Беланова Т.С. – Атомная энергия, 1982, т. 53, с. 386.
207. Benjamin R.W., Harvey J.A., Hill N.W., Raman S. – Nucl. Sci. Enjng., 1983, v. 85, p. 261.
208. Corvi F. e.a. – In: Consultants Meeting on Nuclear Data for Structural Materials. Vienna: IAEA, INDC(NDS)-152/L, 1984, p. 31.
209. Brusegan A. e.a. – In: Nuclear Data for Basic and Applied Science. Santa Fe 1985.
210. Agrawal H.W., Gard J.B., Harvey J.A. – Phys. Rev., 1984, v. C30, p. 1880.
211. Küsters H. – In: Transactinium Isotope Nuclear Data – 1984. Vienna, IAEA-336, 1985, p. 9.
212. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты – справочник. М.: Энергоиздат, 1981.
213. Hawerton R.J. e.a. The LLL Evaluated-Nuclear-Data Library (ENDL). Livermore Report UCRL-50400, 1978.
214. Garber D. (Comp.) ENDF/B-4 Summary Documentation. BNL-17541, 2-nd Ed., 1975.
215. Kinsey R. (Comp.) ENDF/B-5 Summary Documentation. BNL-17541, 3-rd Ed., 1979.
216. Schwerer O. ENDF/B-5 Fission Product Files Summary Documentation. IAEA-NBS-25, 1981.
217. Nakagawa T. (Ed.) Summary of JENDL-2 General Purpose File. JAERI-M-84-103, 1984.
218. Kikuchi Y. e.a. – Neutron Cross-Sections of 28-Fission Product Nuclides. JAERI-1268, 1981.
219. Lemmel H.D. (Ed.) IAEA Nuclear Data Library for Evaluated Data. Vienna, IAEA-NDS-12 and NDC-31, 1982.
220. Rowlands J.L., Tubbs N. – In: Nuclear Data for Basic and Applied Science. Santa Fe, 1985.
221. Бондаренко И.М. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1981, вып. 4 (43), с. 18.
222. Hermsdorf D. Report INDC(GDR)-20/L, 1982.
223. Belanova T.S., Blokhin A.I., Buleeva N.N. e.a. – In: Nuclear Data for Structural Materials. Vienna: IAEA, INDC(NDS)-152/L, 1984, p. 101.
224. Николаев М.Н. и др. Нейтронные данные для урана-238. Обнинск: ФЭИ, ОБ-45, 1978.
225. Анципов Г.В., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. Ядерные константы для изотопов плутония. Минск: Наука и техника, 1982.
226. Юрлов Б.Д., Беланова Т.С., Игнатюк А.В. и др. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1983, вып. 1 (50), с. 25.
227. Манохин В.Н., Усачев Л.Н. – Атомная энергия, 1984, т. 57, с. 234.
228. Cornelis E., Vanpraet G.J. – Nuclear Data for Science and Technology. Antwerpen, 1982, p. 222.

## ПРИЛОЖЕНИЯ

### Приложение 1. Сечения радиационного захвата быстрых нейтронов

В данном приложении приведены результаты экспериментальных исследований сечений радиационного захвата нейтронов в диапазоне энергий от 1 кэВ до 14 МэВ. Включены работы, опубликованные до конца 1984 г. Предыдущая компиляция экспериментальных данных в монографии Ю.Я. Стависского и др. [30] содержала результаты измерений, выполненных до 1967 г. За прошедшие годы появилось значительное количество новых данных, характеризующихся возросшим уровнем экспериментальной техники, более корректными методами учета фонов и надежной абсолютизацией измеряемых сечений. Большинство новых измерений выполнено методом времени пролета на линейных или электростатических ускорителях с использованием высокоэффективных гамма-детекторов. Многие из прежних измерений сечений захвата были относительными. Разногласия этих измерений между собой, а также их отличия от новых данных обусловлены чаще всего выбором несогласованных стандартных и нормировочных сечений и реже погрешностями самих экспериментов, в которых прежние опорные сечения отличались от принятых в настоящее время более чем на 5%, мы провели перенормировку результатов относительных измерений на современные стандарты.

Наибольшее число перенормировок пришлось на работы, выполненные методом двойной активации. Для абсолютизации измеряемых сечений в них используются три опорных сечения: энергетическая зависимость выбранного эталонного сечения и значения эталонного и измеряемого сечений при определенной энергии (чаще всего в тепловой точке). В качестве эталонных в таких работах использовались или сечения деления  $^{235}\text{U}$ , или сечения захвата нейтронов ядрами  $^{115}\text{In}$ ,  $^{127}\text{I}$  и  $^{197}\text{Au}$ . При перенормировке для  $^{235}\text{U}$  и  $^{197}\text{Au}$  брались стандартные сечения, приведенные в приложении П2, для  $^{115}\text{In}$  и  $^{127}\text{I}$  – оцененные сечения захвата ENDF/B-5 [363] и для тепловых сечений – значения, приведенные во второй главе. Изменения в перенормированных сечениях захвата колеблются от 5 до 20% для большей части результатов работ [12, 17, 23, 32, 40, 47–49, 87, 107, 163, 260], но для некоторых нуклидов они достигают 20–50% [10, 111, 16, 43, 49, 87, 107, 163, 266], а в отдельных случаях оказываются и выше 100% [87, 107, 163, 266].

Другим типом относительных измерений являются эксперименты, в которых калибровка детекторов или мониторов потока нейтронов проводится с помощью опорных сечений независимо для каждой энергетической точки. Результаты таких измерений перенормировались согласно происшедшим изменениям стандартных сечений.

Часто используемое в качестве стандартного сечение реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  в области энергий нейтронов ниже 250 кэВ до 1964 г. принималось выше на 11% и до 1978 г. – выше на 6,6%, чем рекомендуемое в настоящее время (приложение 2). В соответствии с этими изменениями сечения захвата, измеренные в работах [78, 266], в результате перенормировки понизились на 11% и данные работ [55, 56, 76, 121, 127, 165, 218] – на 6,6%.

Сечение реакции  $^{235}\text{U}(n, f)$  с конца пятидесятых годов сравнительно мало изменялось в тепловой точке, но до 1965 г. оно принималось на 30% выше современного стандарта при энергии нейтронов 5 кэВ, превышение уменьшалось до 2,5% к энергиям 1,5–4 МэВ и в диапазоне энергий от 4 до 6 МэВ сечение было на 6% ниже современного. Для середины семидесятых годов аналогичные отличия составляли 20% при энергии 5 кэВ, 3,3% – выше 3 МэВ, и практически совпадало с современным сечением в диапазоне энергий от 0,3 до 1,5 МэВ. В соответствии с такими изменениями данные работ [38, 43, 47, 163, 172, 200, 275], выполненных до 1964 г., уменьшились от 2,5 до 30% и работ [10–12, 14, 16, 17, 48–50, 107, 199, 247], выполненных до 1978 г., понизились на величину от 3 до 20%.

Для широко применяемой стандартной реакции  $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$  за прошедшие годы заметно изменились как опорные сечения для энергии 30 кэВ, так и энергетическая зависимость сечений. Для энергии нейтронов 30 кэВ разброс опорных сечений в работах [24, 25, 55, 56, 121, 141, 165, 217] достигает 10%. При перенорми-

ровке результатов этих работ мы использовали опорное сечение захвата 650 мб, рекомендуемое последней оценкой ENDF/B-5 [363]. Для области энергий выше 0,2 МэВ принимались значения сечений, приведенные в приложении 2, и в результате перенормировки данные работ [116, 215] понизились на 20–25%.

Пересмотру подверглись также данные работ [133, 170, 190] и [174, 260], в которых в качестве опорного привлекалось сечение реакций  $\text{In}(n, \gamma)$  и  $^{115}\text{In}(n, \gamma)$ , соответственно. В результате перенормировки измеренные сечения захвата увеличились на  $5 \div 30\%$  для первой группы работ и на  $4 \div 35\%$  для второй группы. Следует заметить, что в ряде случаев из-за отождествления сечений захвата нейтронов естественной смесью изотопов индия с сечением захвата доминирующим изотопом  $^{115}\text{In}$  перенормировка некоторых измерений оказывается невозможной.

Другим распространенным ранее эталоном является сечение реакции  $^{127}\text{I}(n, \gamma)$ . Это сечение осталось практически неизменным для энергии нейтронов 24 кэВ, но по сравнению с шестидесятью годами изменился наклон энергетической зависимости сечения: тепловая точка увеличилась на 13%, а сечение при энергии нейтронов 4 МэВ уменьшилось на 50% [363]. Эти изменения учтены при перенормировке результатов работ [9, 23, 32, 33, 40, 45, 87].

Необходимо отметить, что во многих работах абсолютизация измеряемых сечений захвата проводилась с помощью двух или трех из перечисленных выше реакций. Результаты перенормировки таких данных отражают суммарные изменения совокупности опорных сечений, и возможны случаи, когда первоначально полученные сечения захвата не изменялись, например, для  $^{100}\text{Mo}$  [45] и  $^{109}\text{Ag}$  [172].

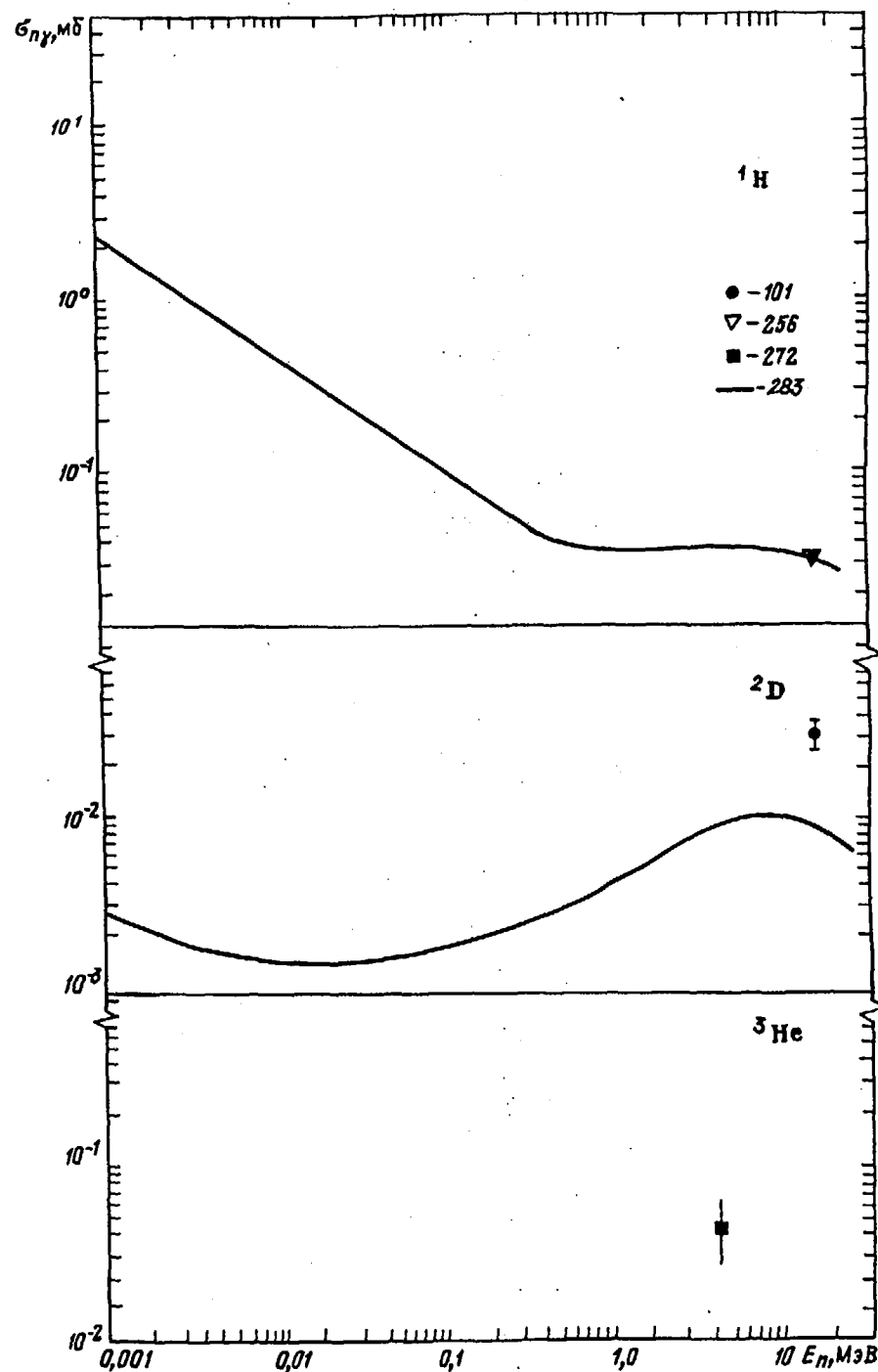
В результатах обширной группы измерений сечений захвата нейтронов, выполненных на линейном ускорителе Ок-Риджа [58, 60, 62, 130, 178, 187, 193, 207, 268], учтены корректировки, указанные авторами этих работ [59, 182].

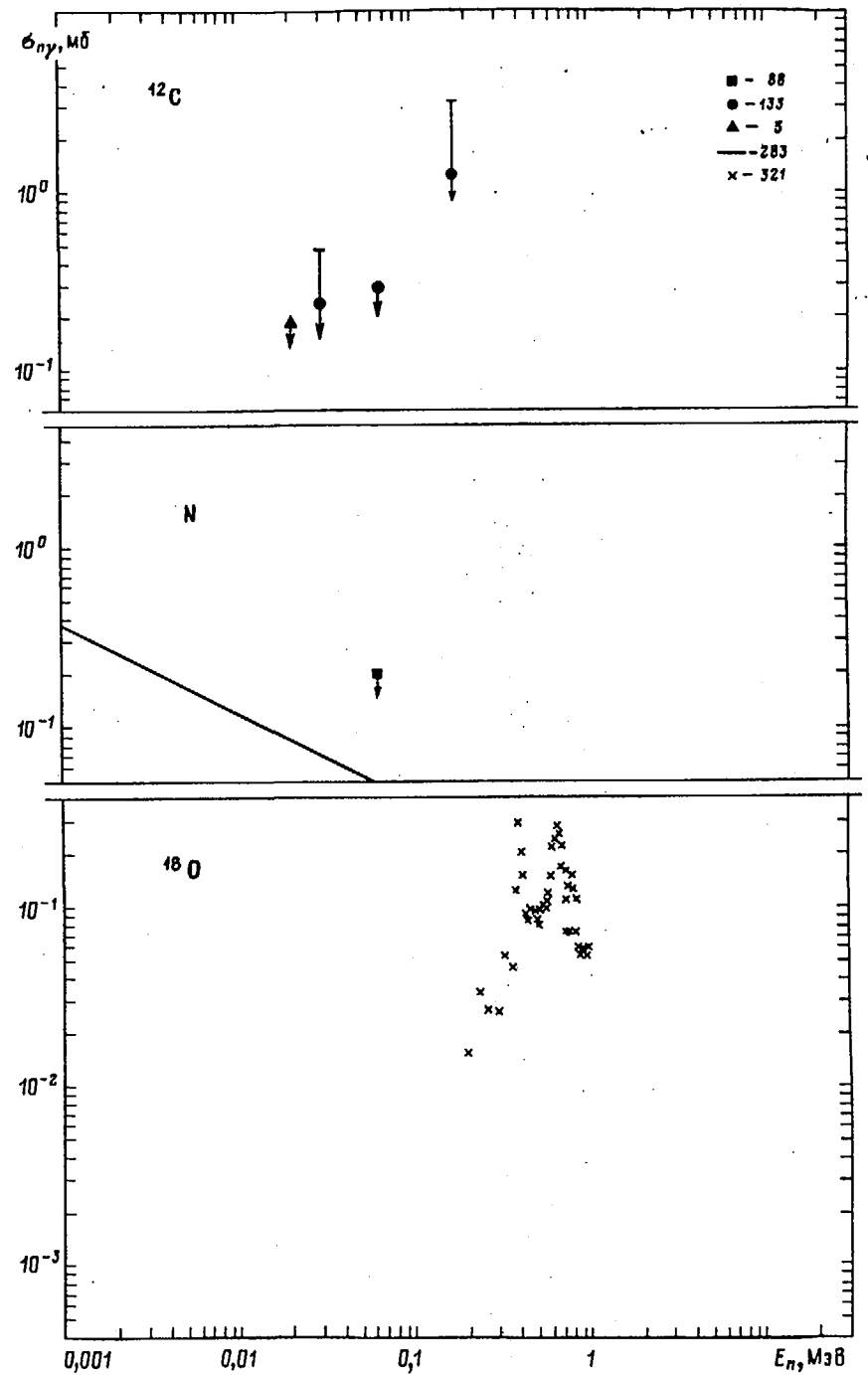
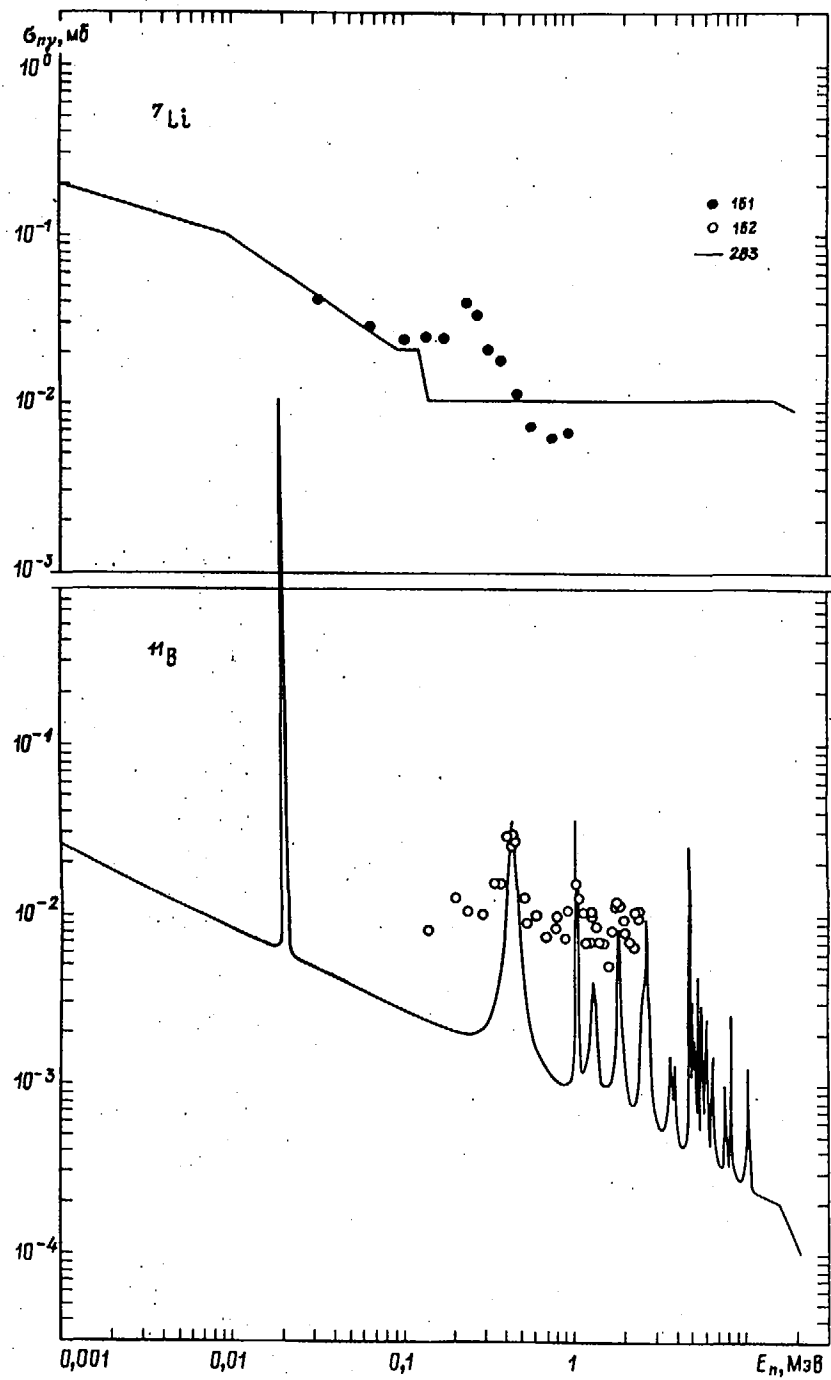
В конце первой главы уже обсуждались разногласия активационных измерений сечений захвата нейтронов с энергией  $\sim 14$  МэВ, выполненных до 1972 г. [109, 199, 213], с результатами более поздних измерений, полученных с усовершенствованной активационной методикой [196, 223, 258, 261, 262]. Чтобы избежать ложного восприятия изменяющейся совокупности экспериментальных данных, мы привели на представленных ниже рисунках для немагических ядер лишь результаты уточненных активационных измерений, которые хорошо подтверждаются данными, полученными методом интегрирования спектров гамма-квантов (см. рис. 1.18).

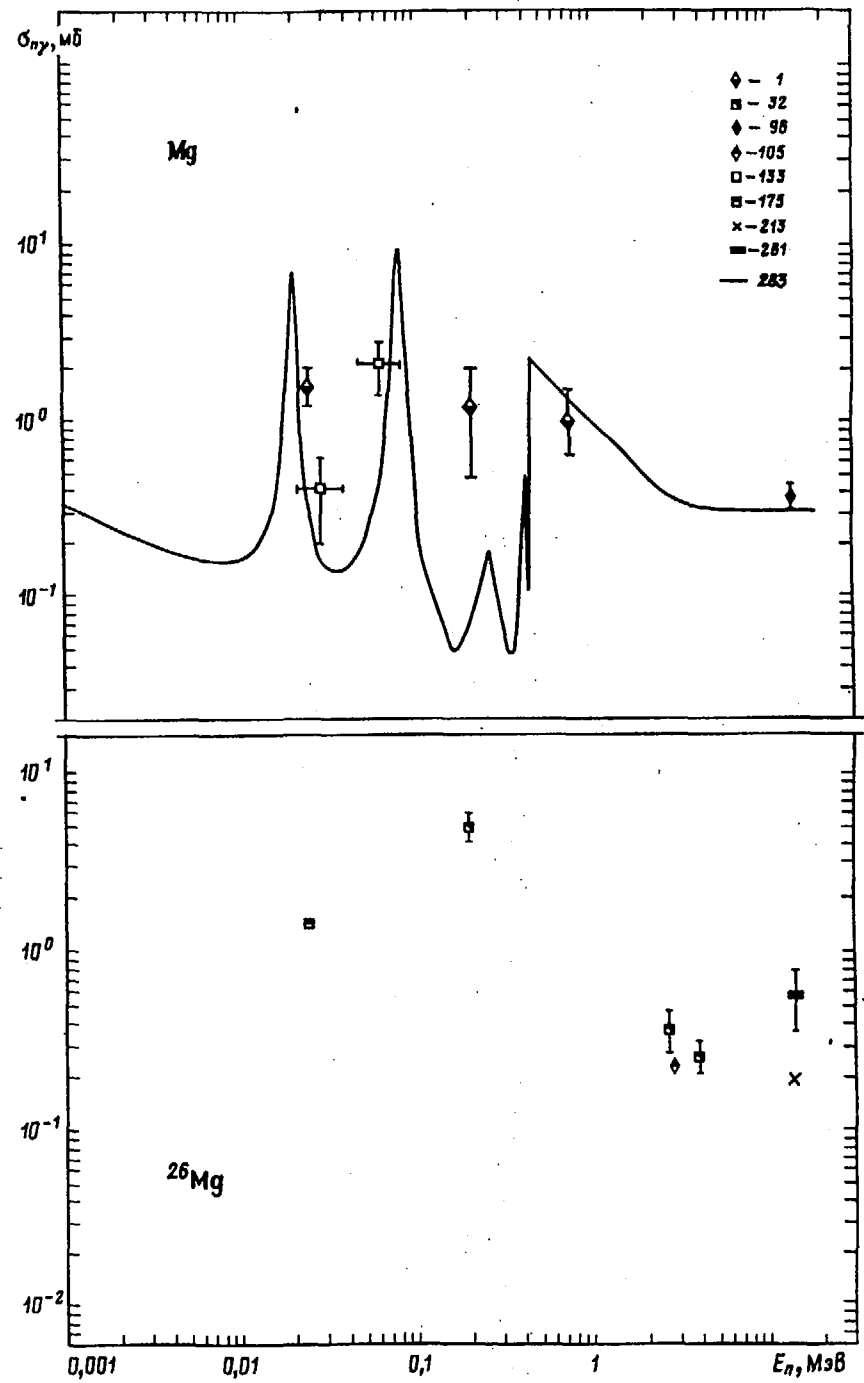
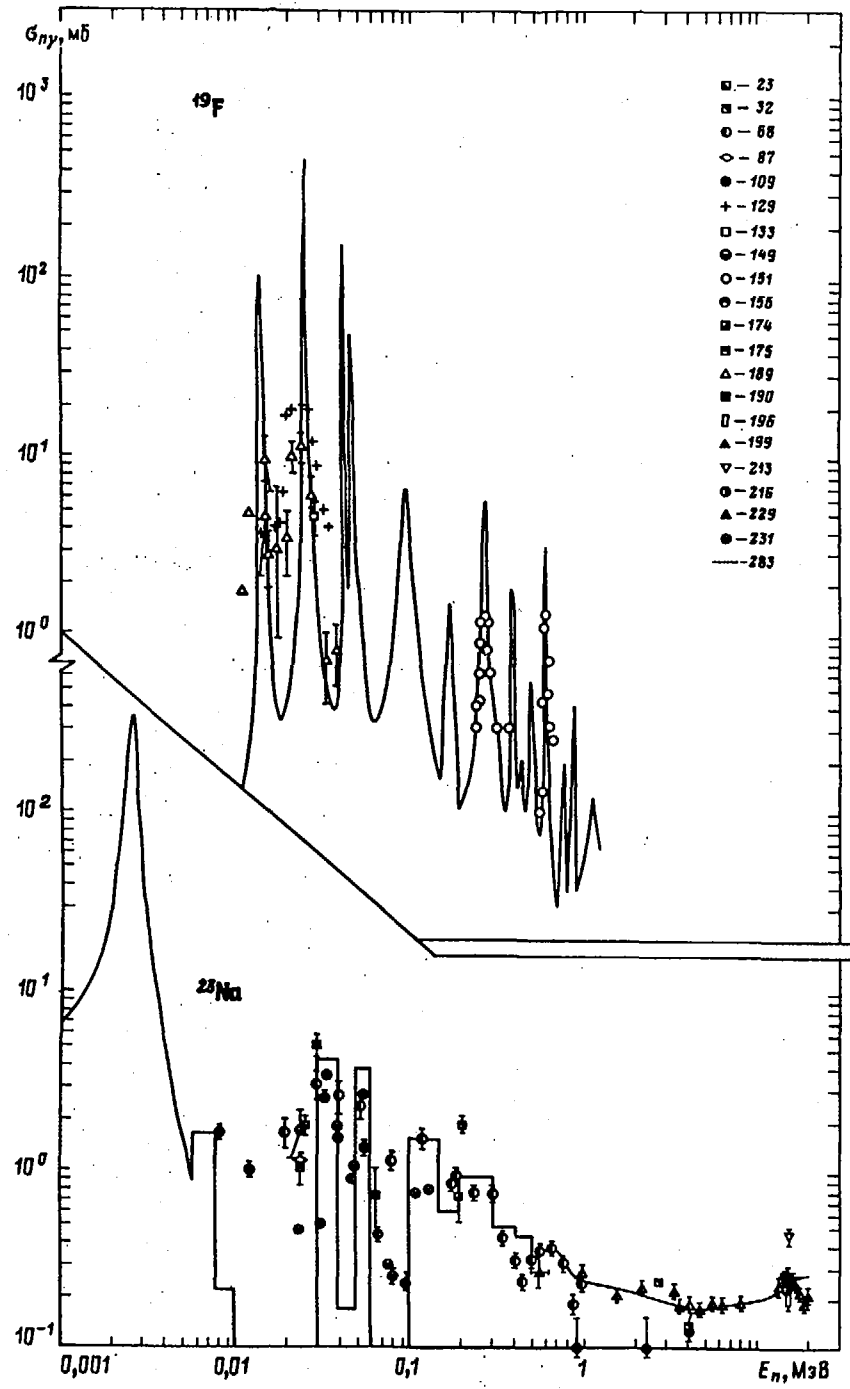
Во всех случаях, когда это специально не оговорено, на рисунках приведены полные сечения радиационного захвата нейтронов. Однако, для ряда ядер существуют независимые активационные измерения сечений захвата для изомерного или основного состояния остаточного ядра. Такие данные отмечены буквами *m* (захват в изомерное состояние) и *g* (в основное состояние), поставленными рядом со ссылками на соответствующие работы. Для легких ядер с  $A \leq 27$ , имеющих весьма ограниченную экспериментальную информацию, на рисунках представлены также кривые оцененных сечений [283], которые демонстрируют ожидаемую резонансную структуру сечений захвата.

Для делящихся ядер  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , как правило, измеряют не сечения захвата, а величину  $\alpha$  — отношение сечения захвата к сечению деления. Соответствующие экспериментальные данные приведены на рисунках совместно с оценкой этих величин [343, 355].

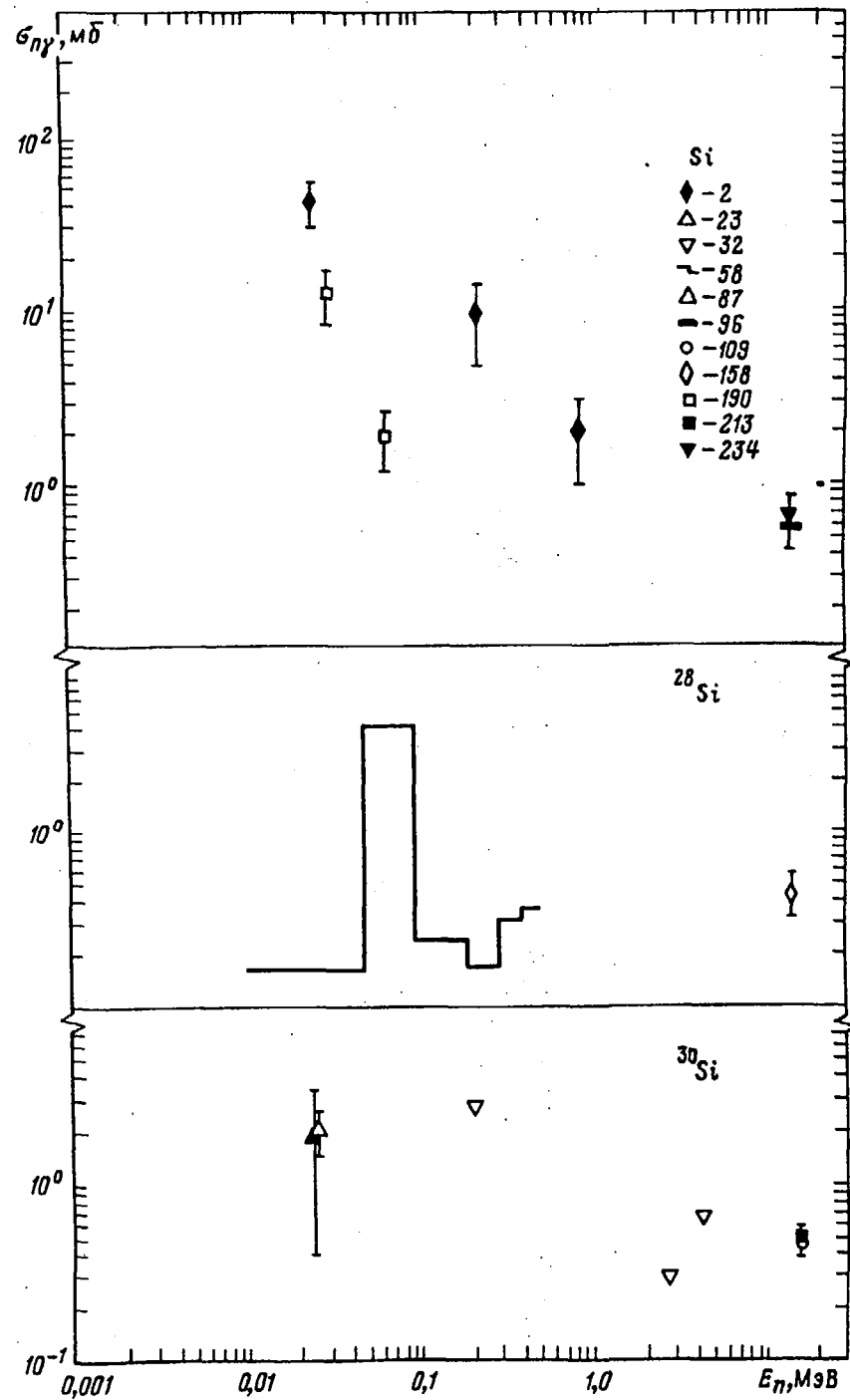
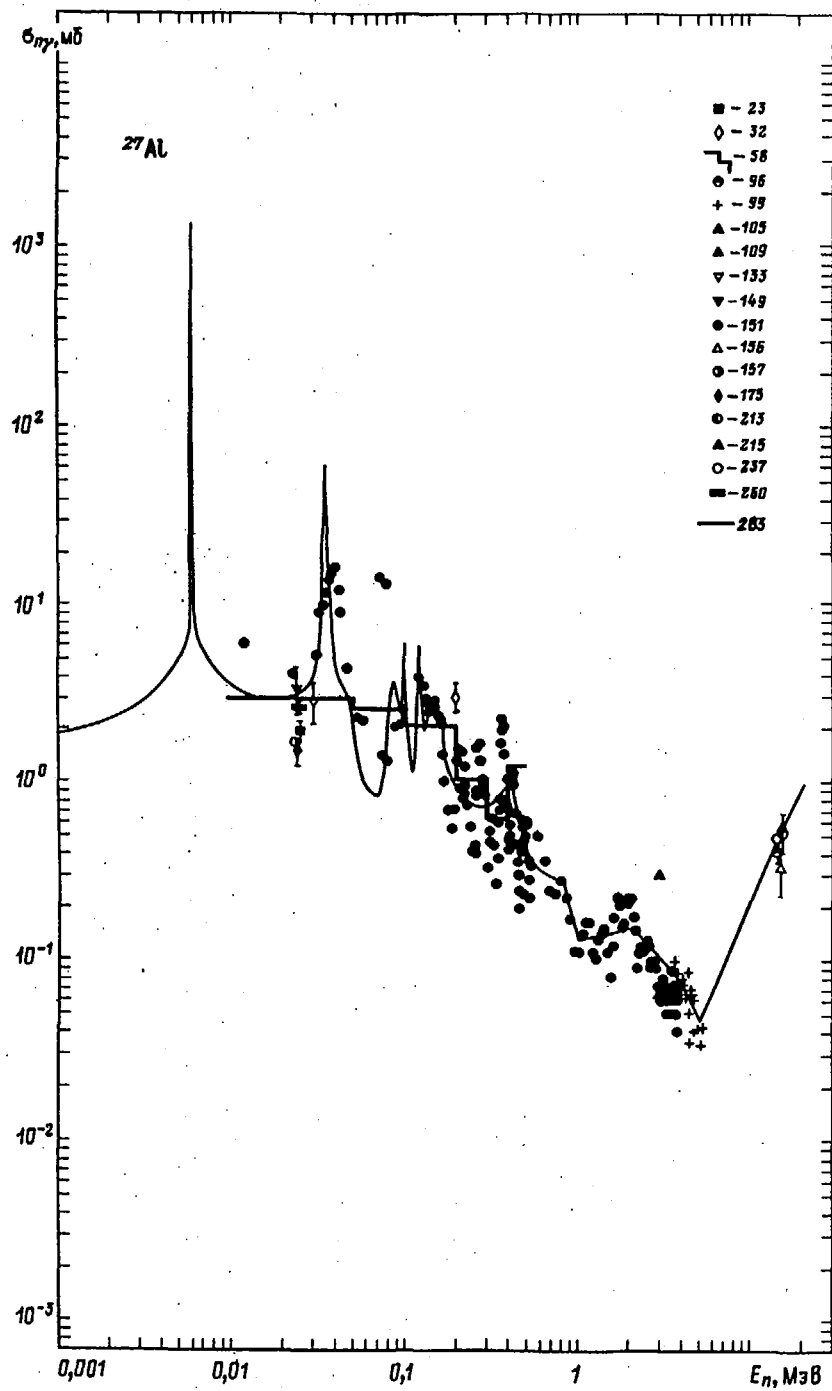
В списке литературы приложения для многих работ кроме обычных ссылок на журналы, отчеты или труды конференций указаны также номера обменного формата EXFOR, под которыми хранится числовая информация о сечениях захвата в международных центрах по ядерным данным.

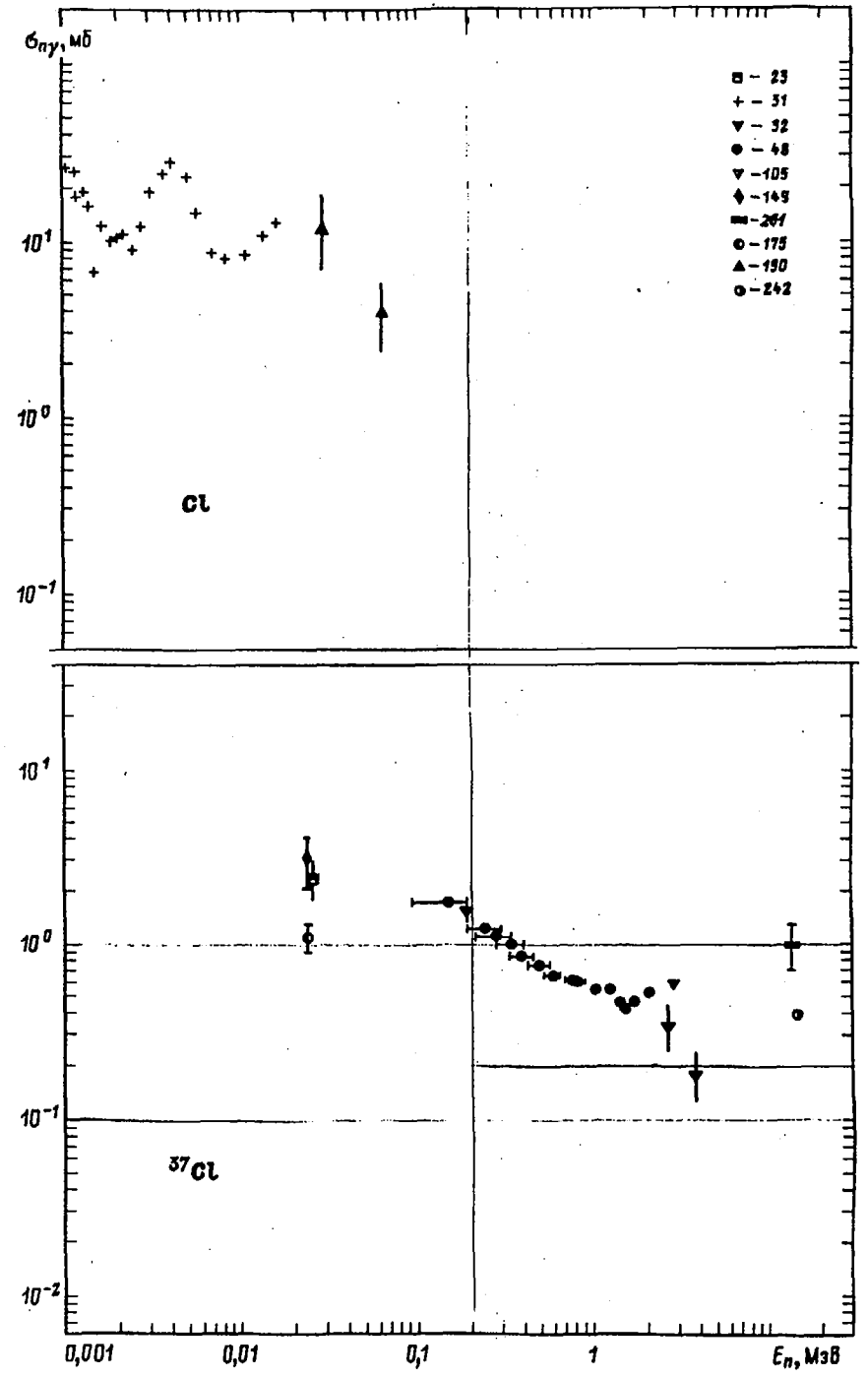
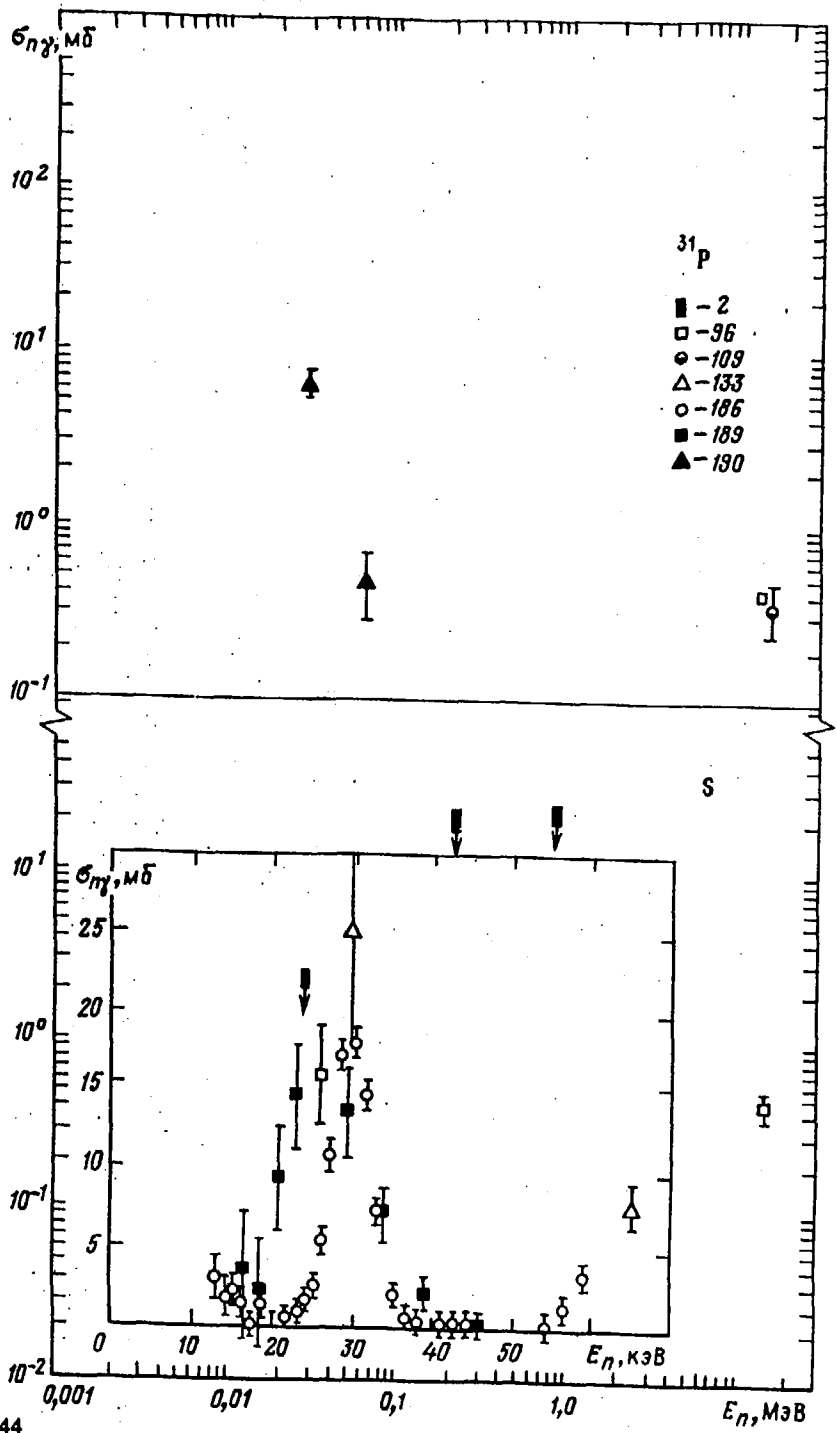


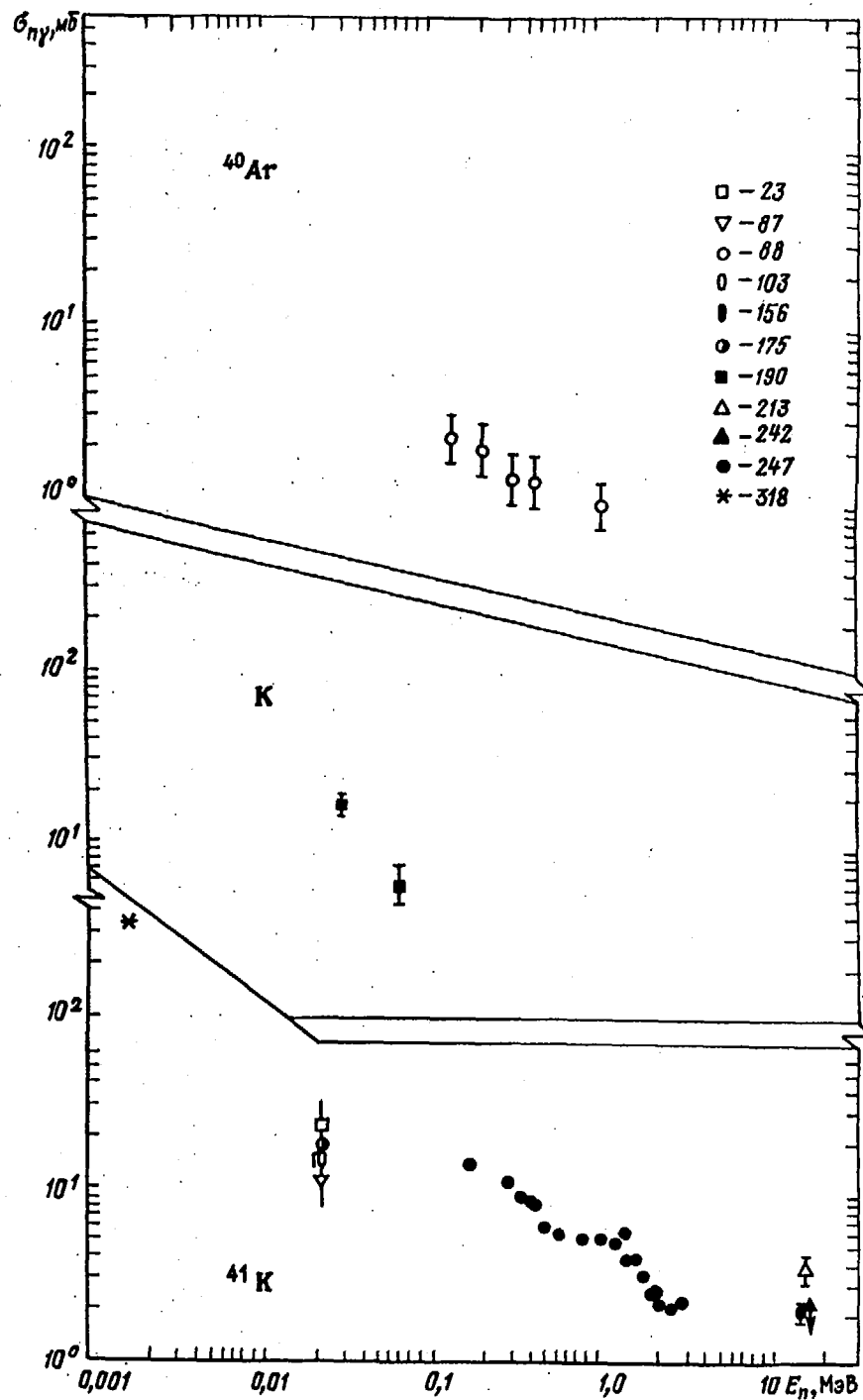




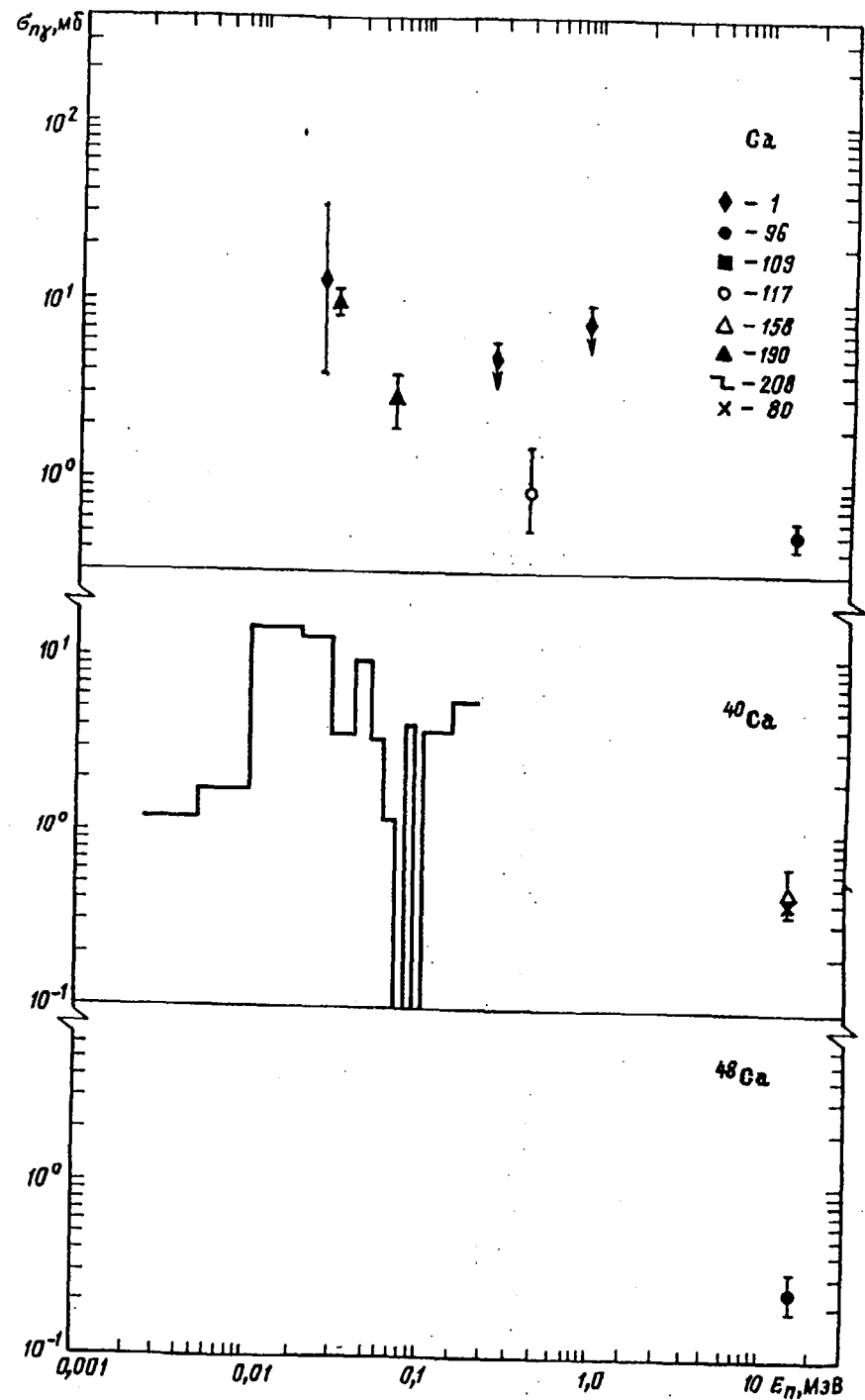






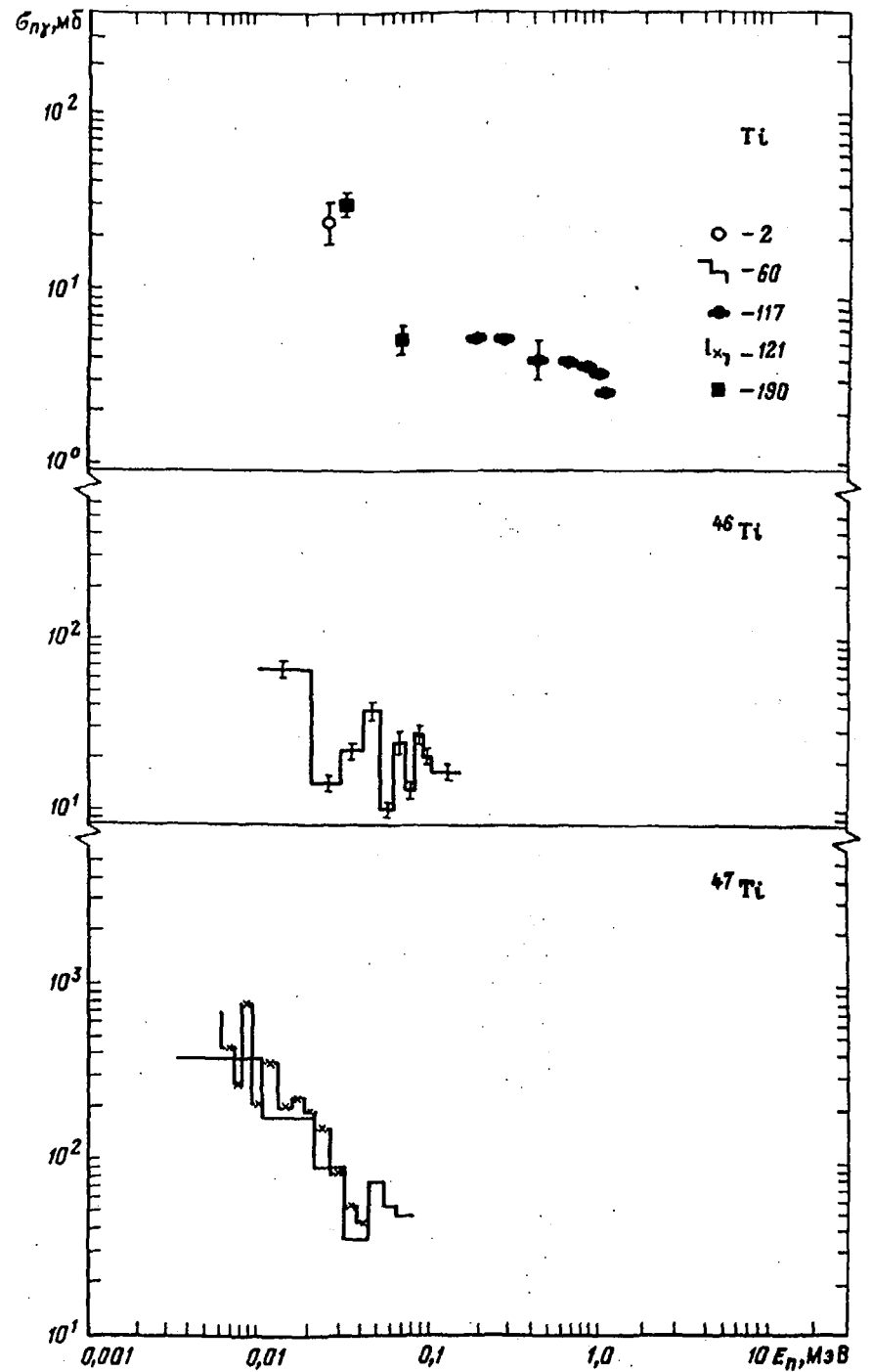
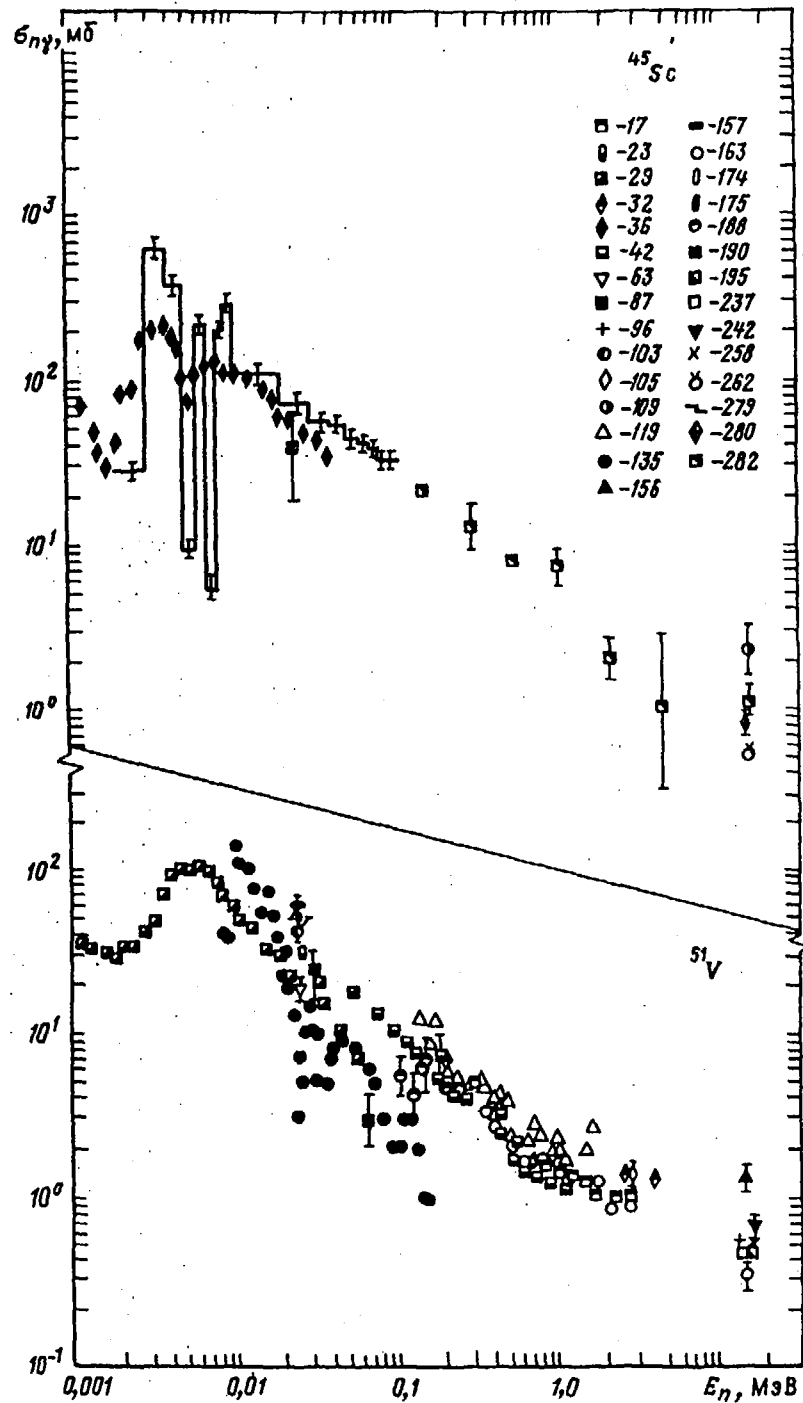


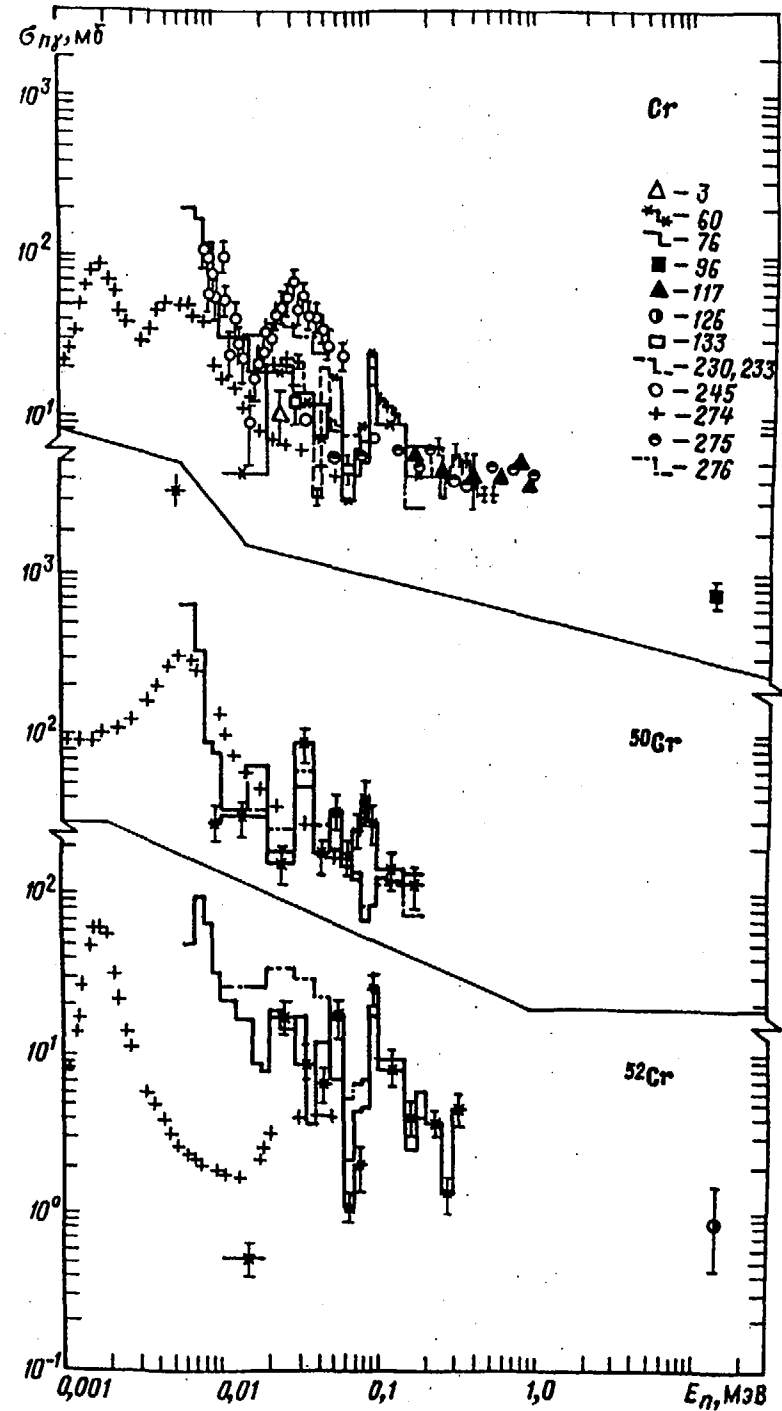
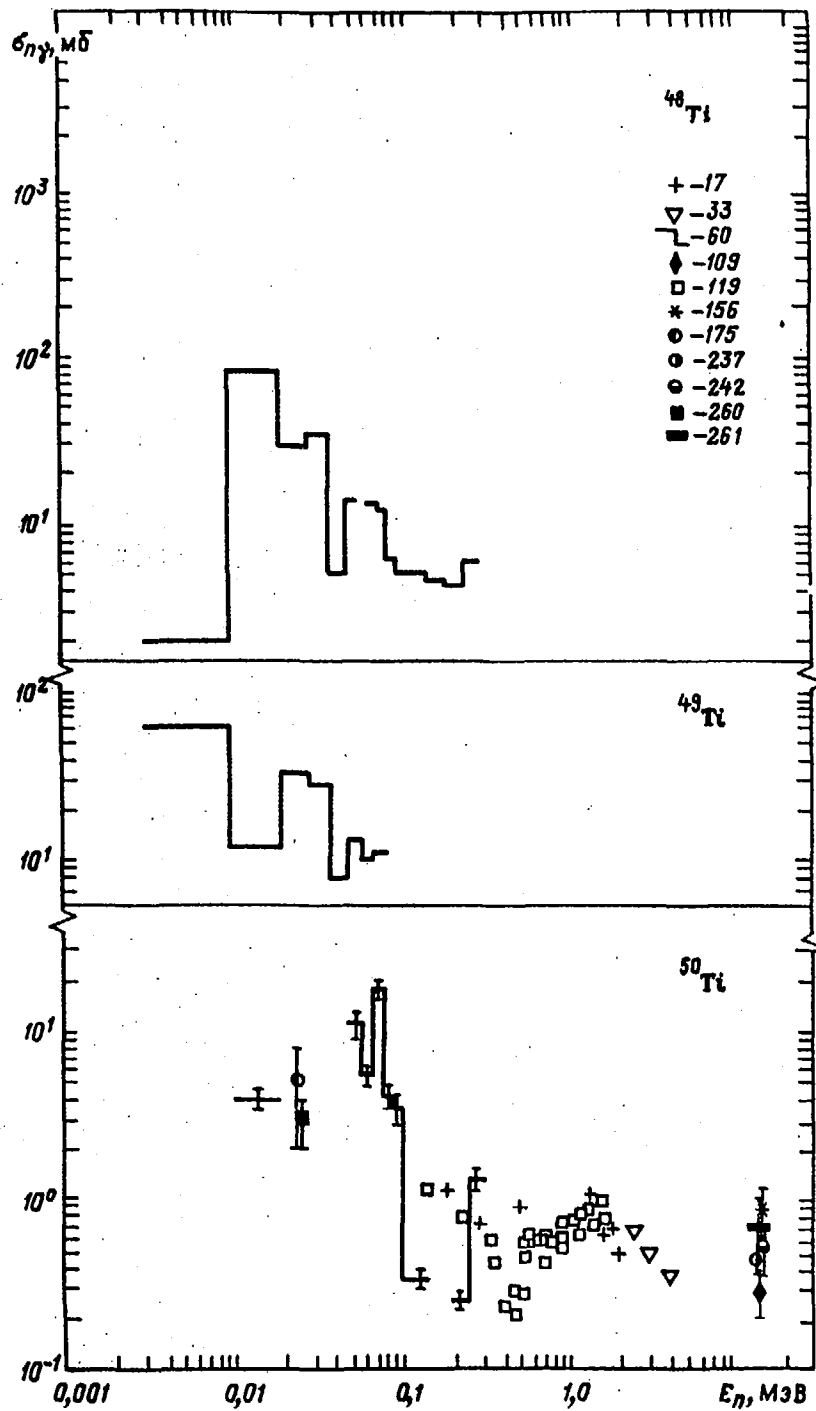
146

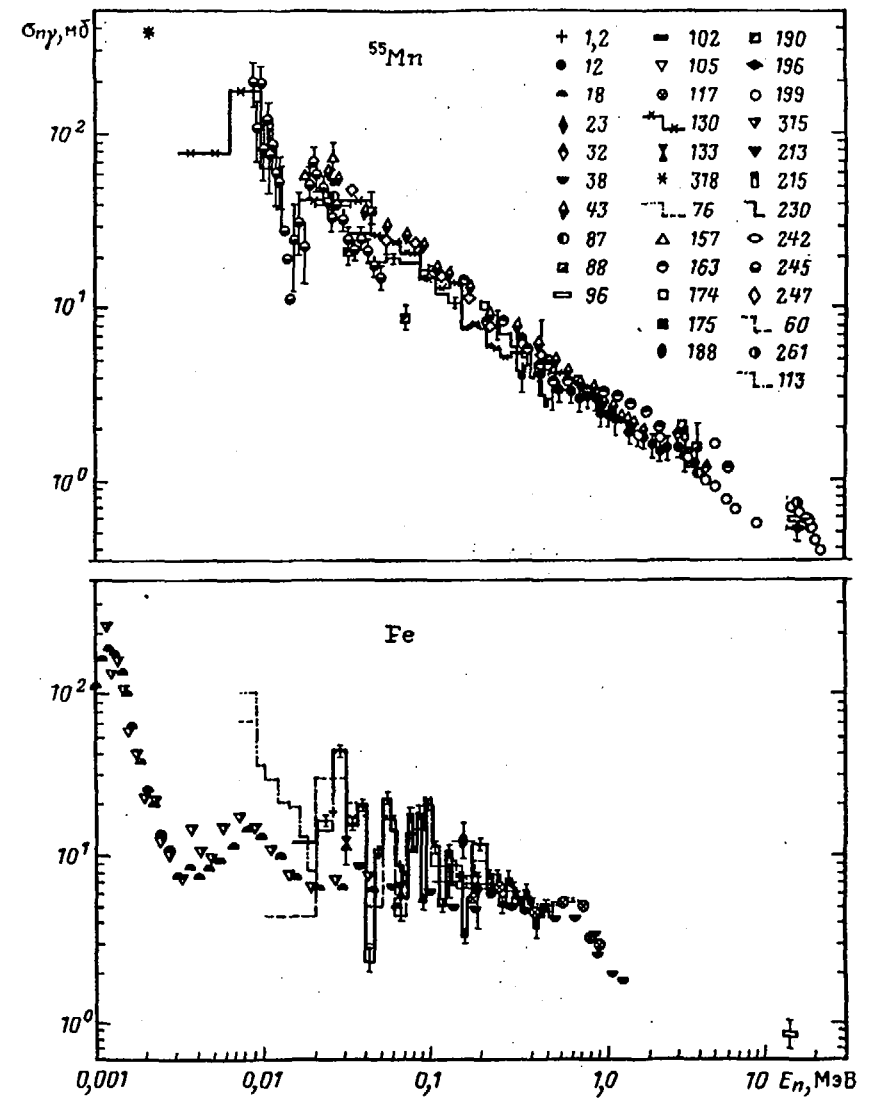
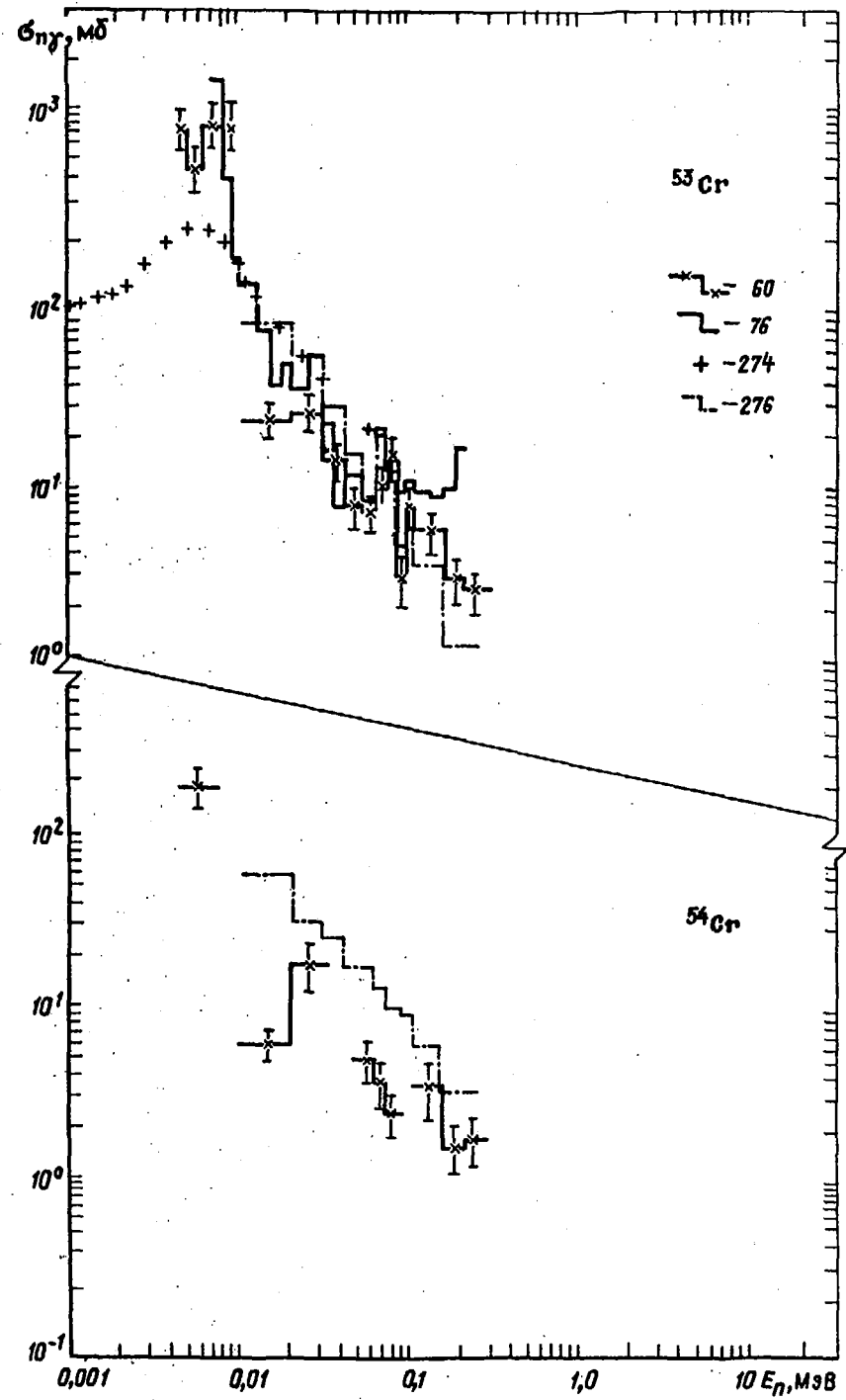


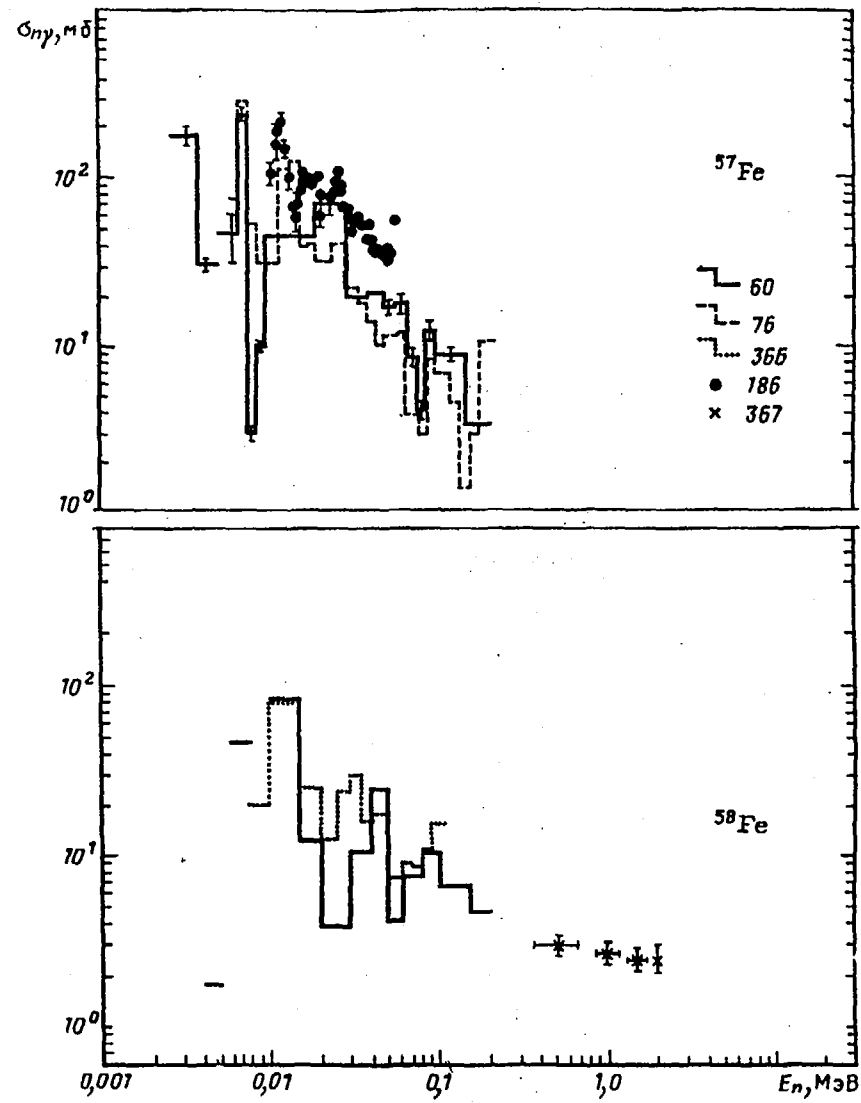
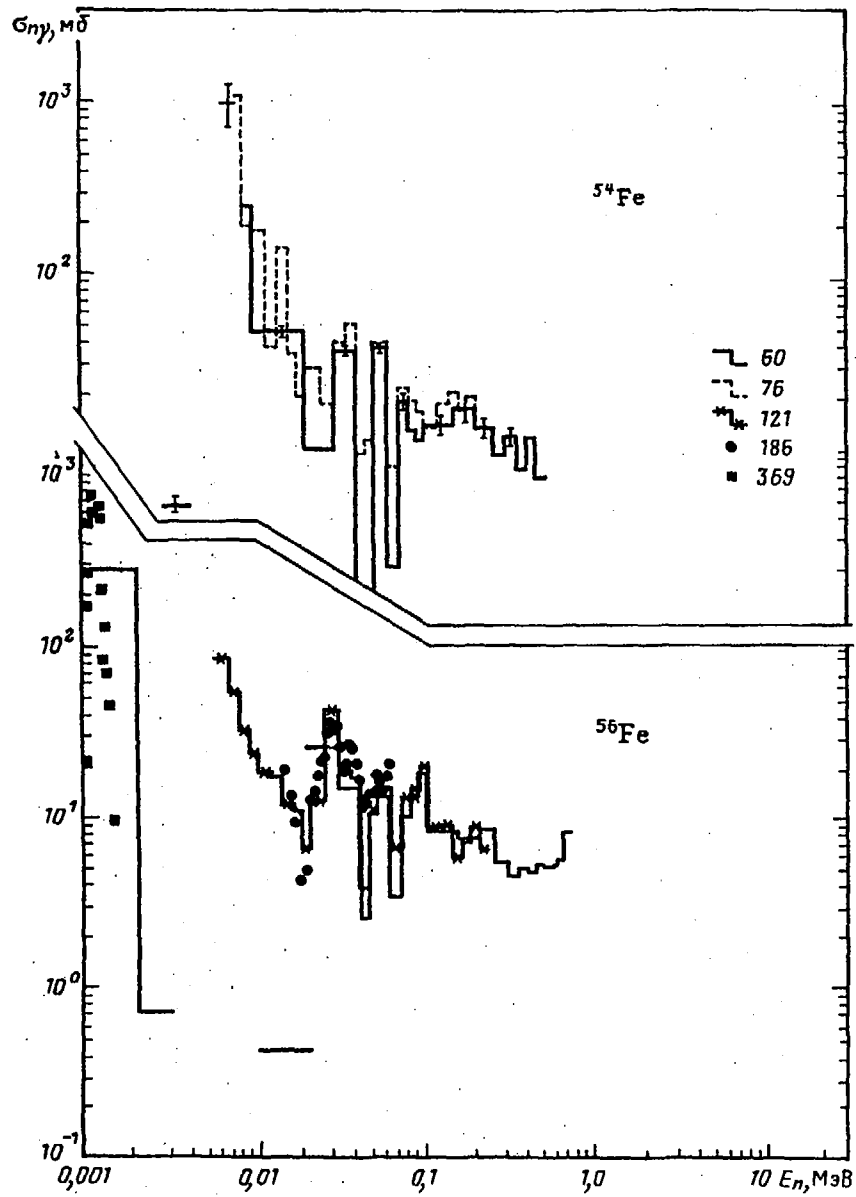
10°

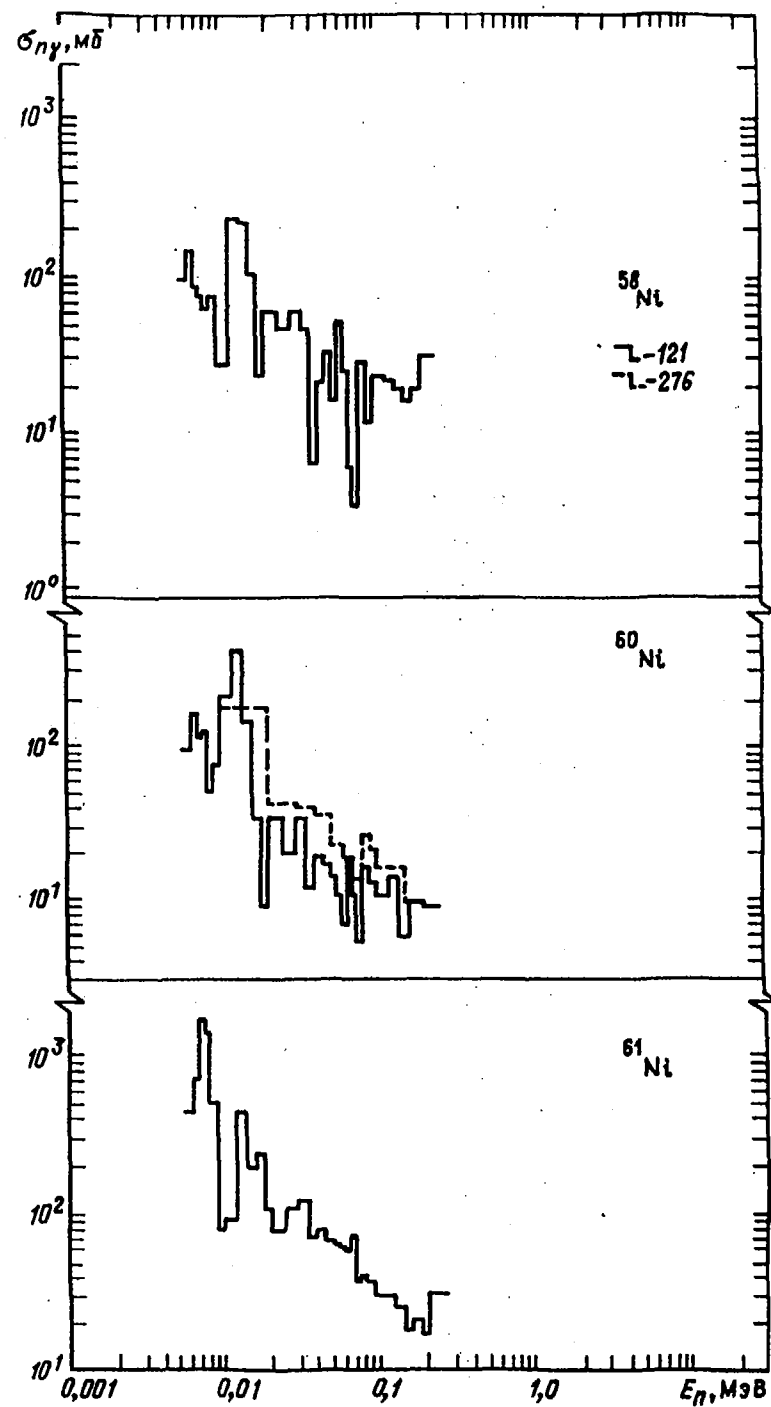
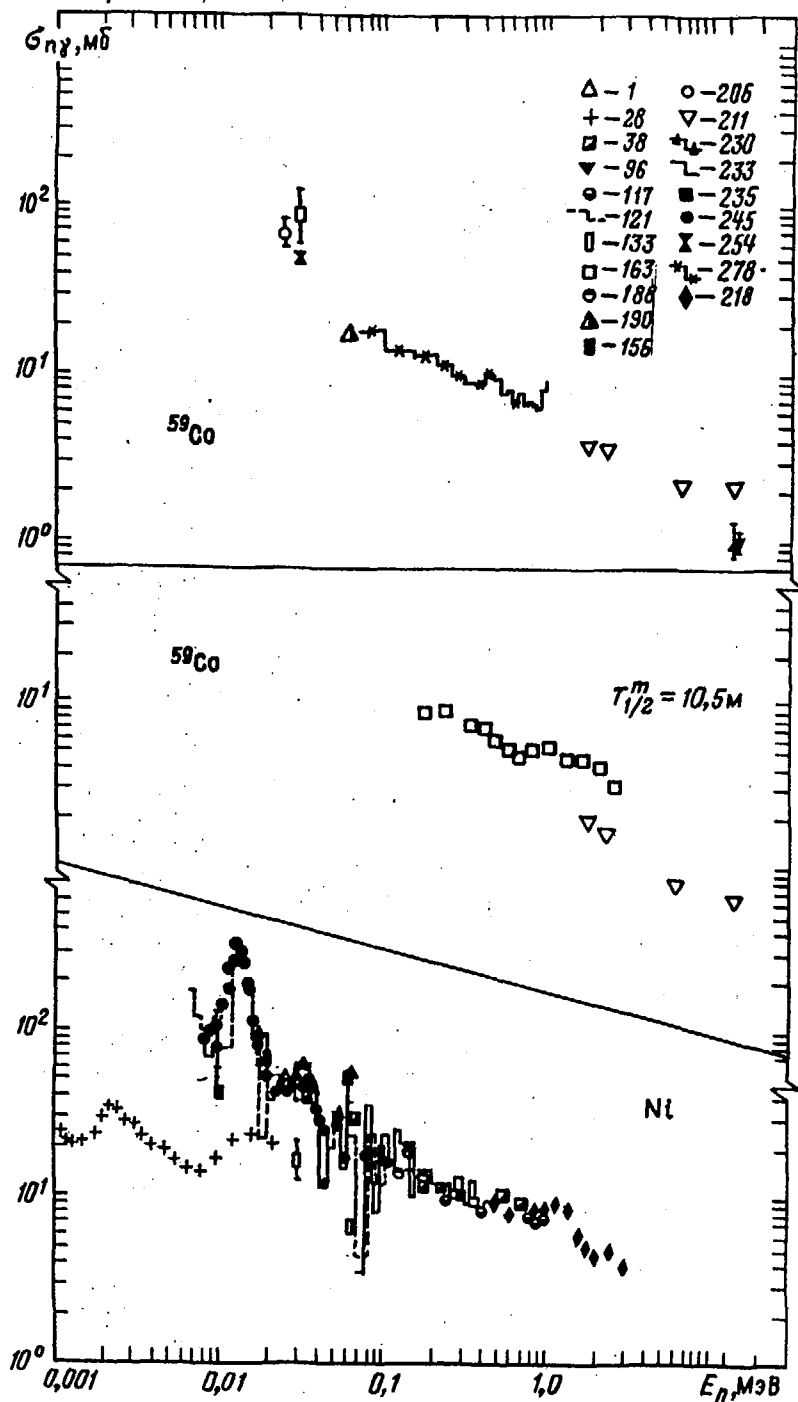
147



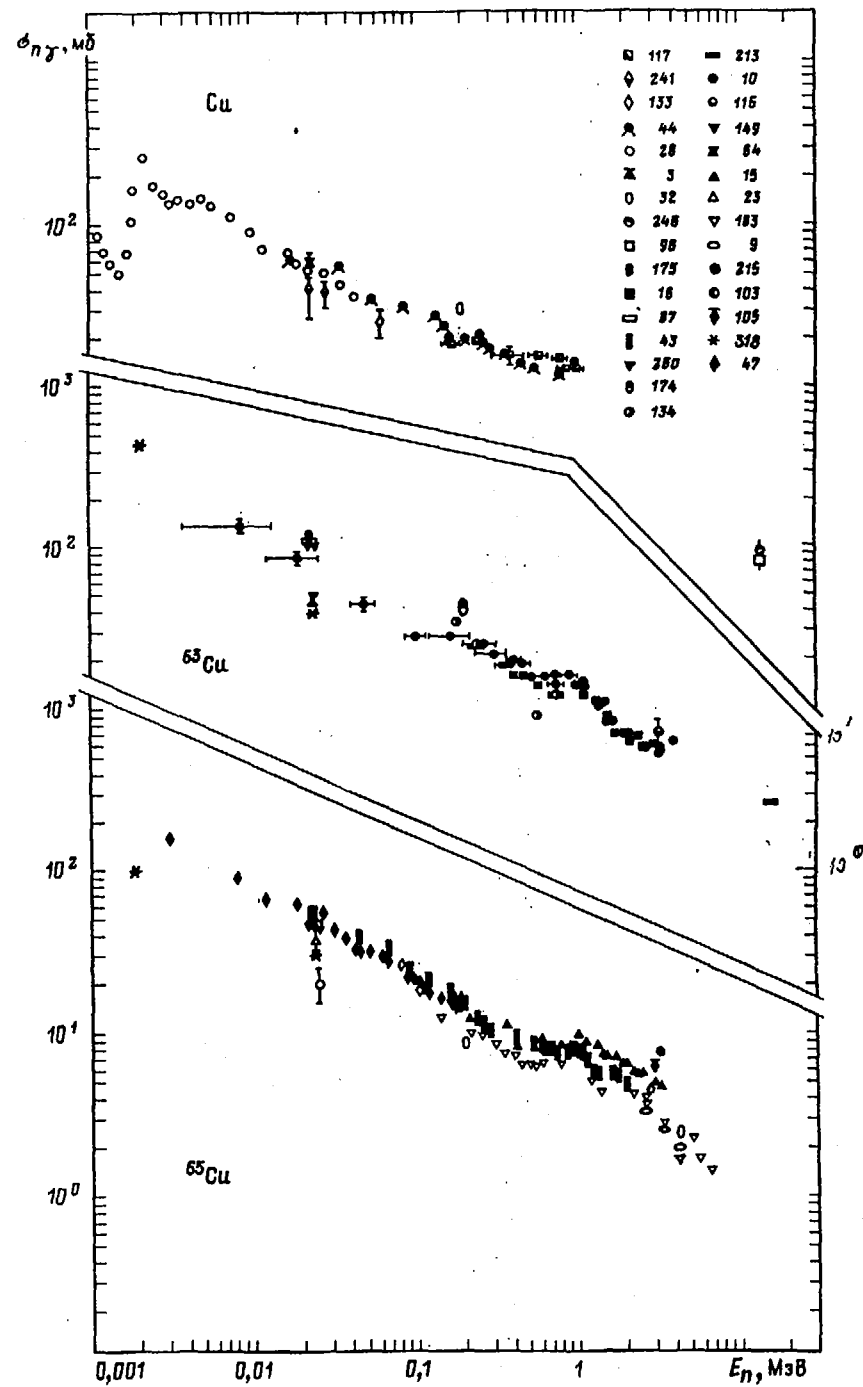
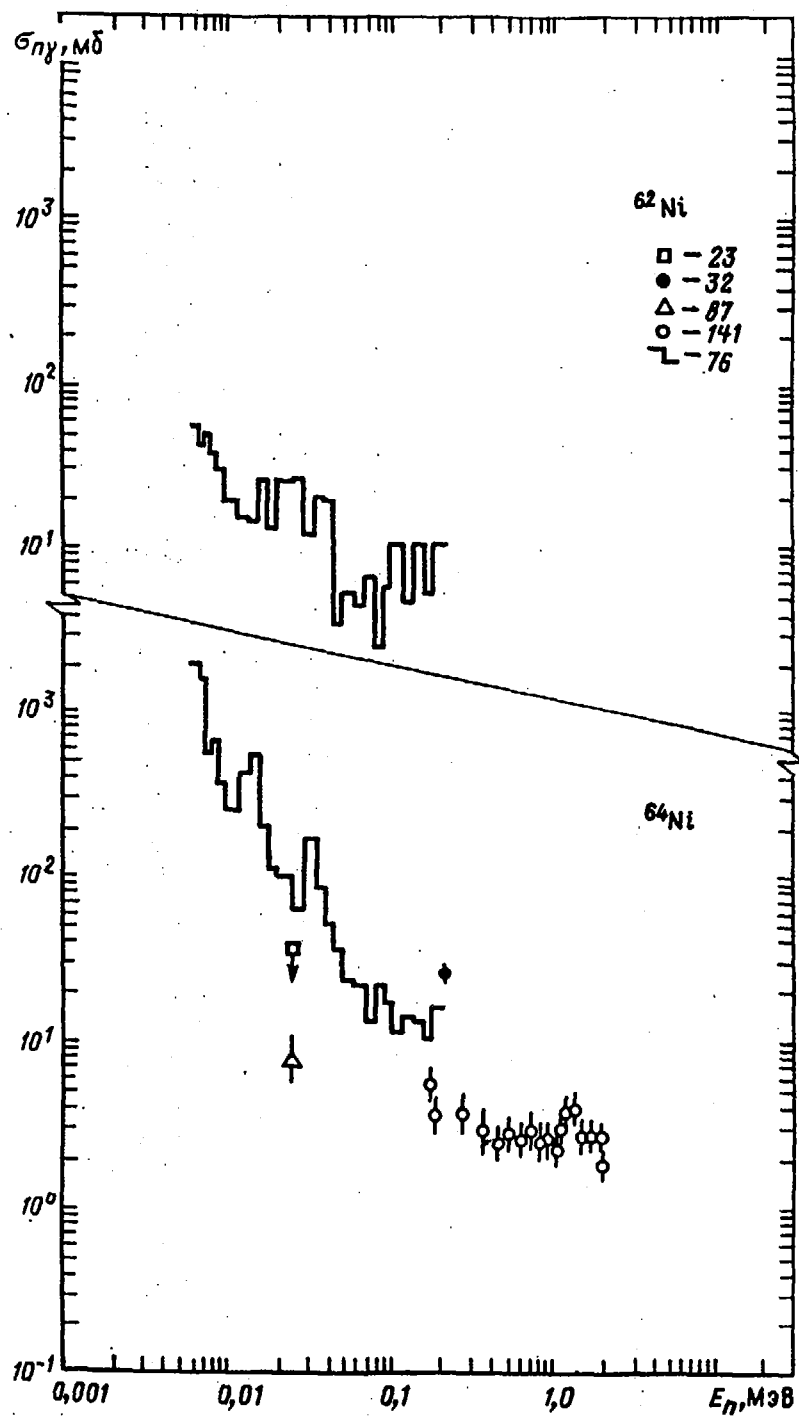


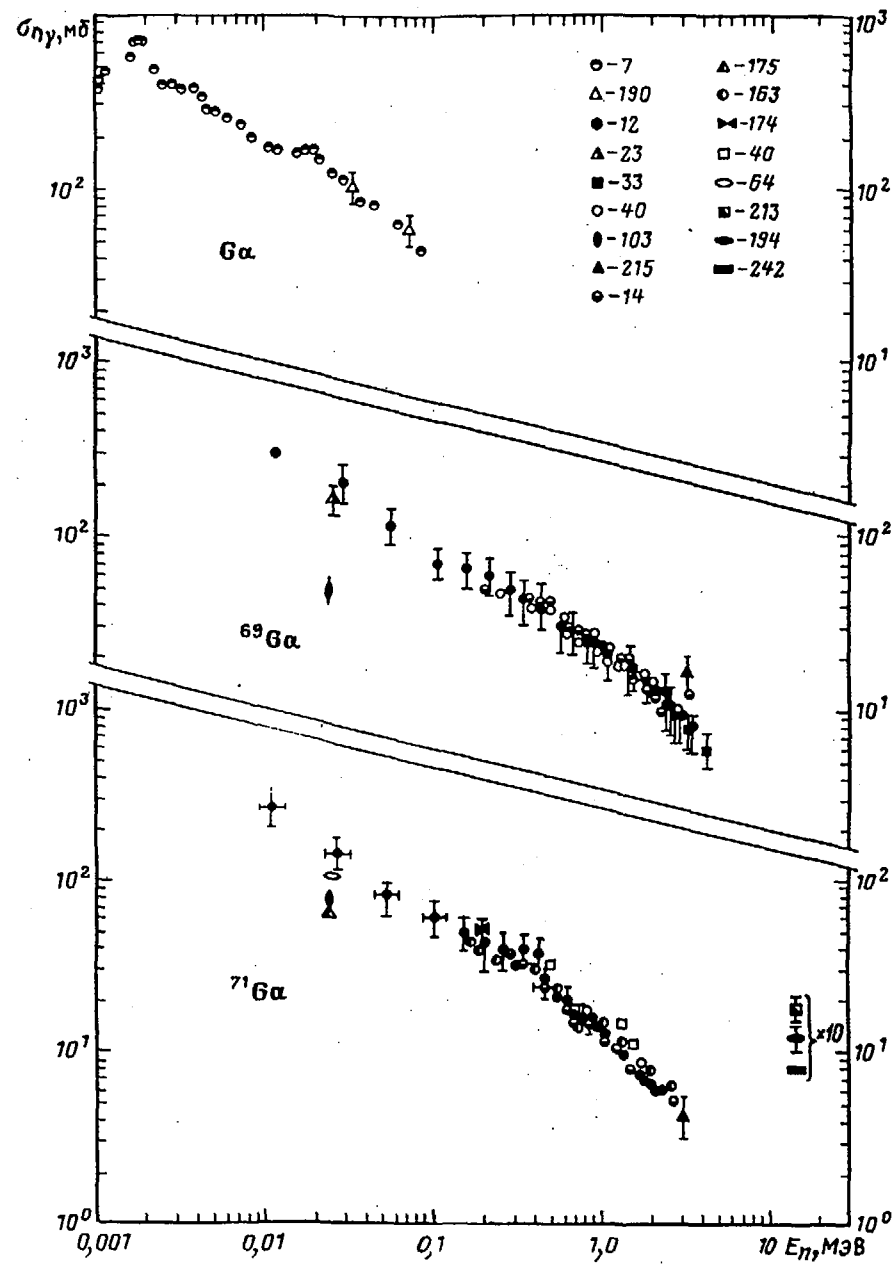
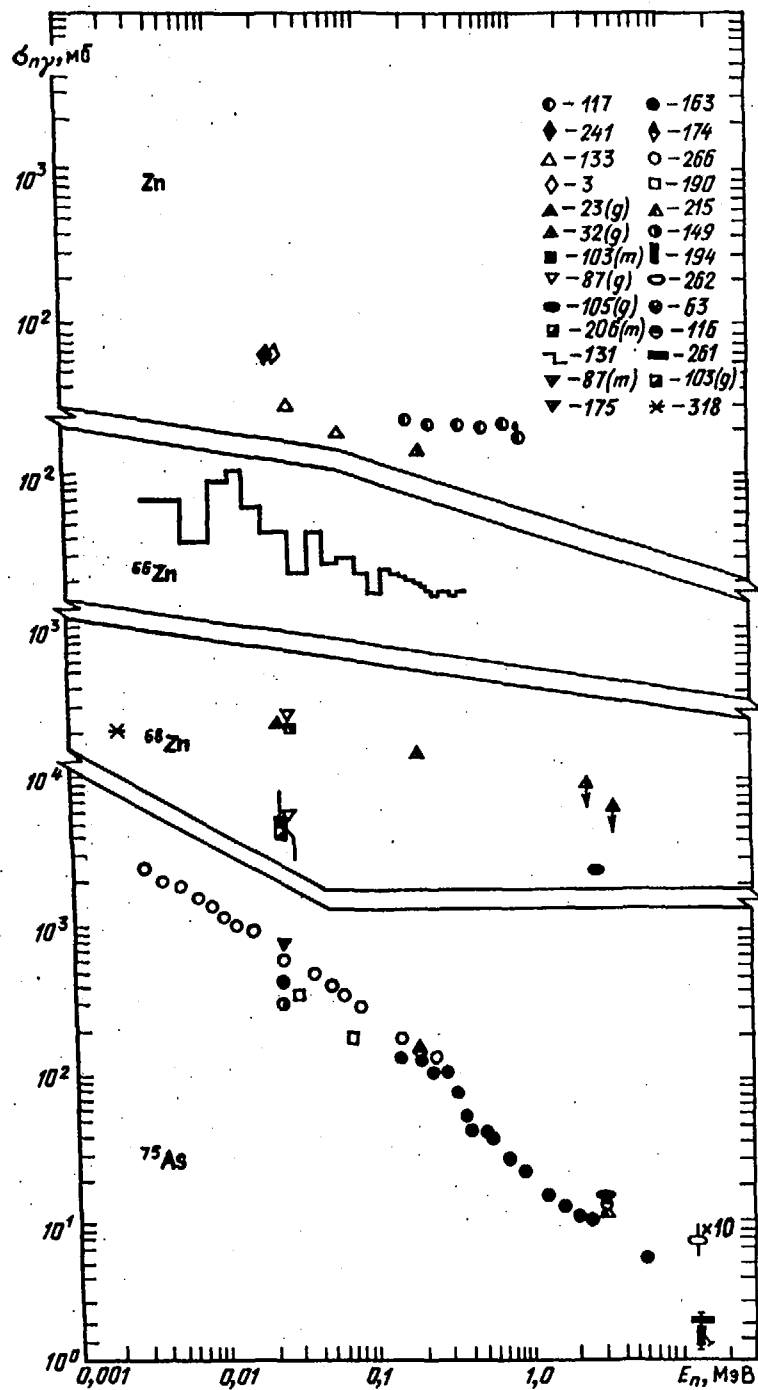


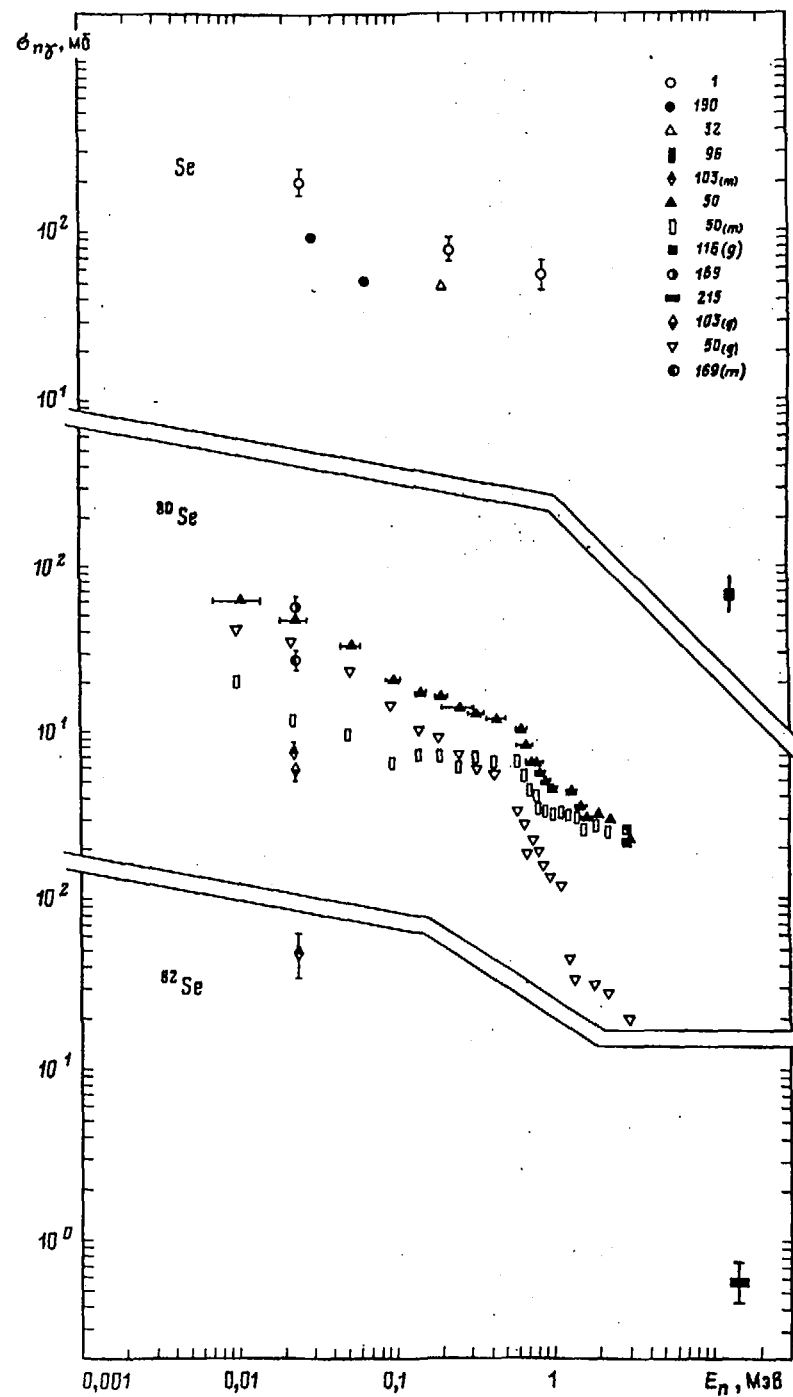
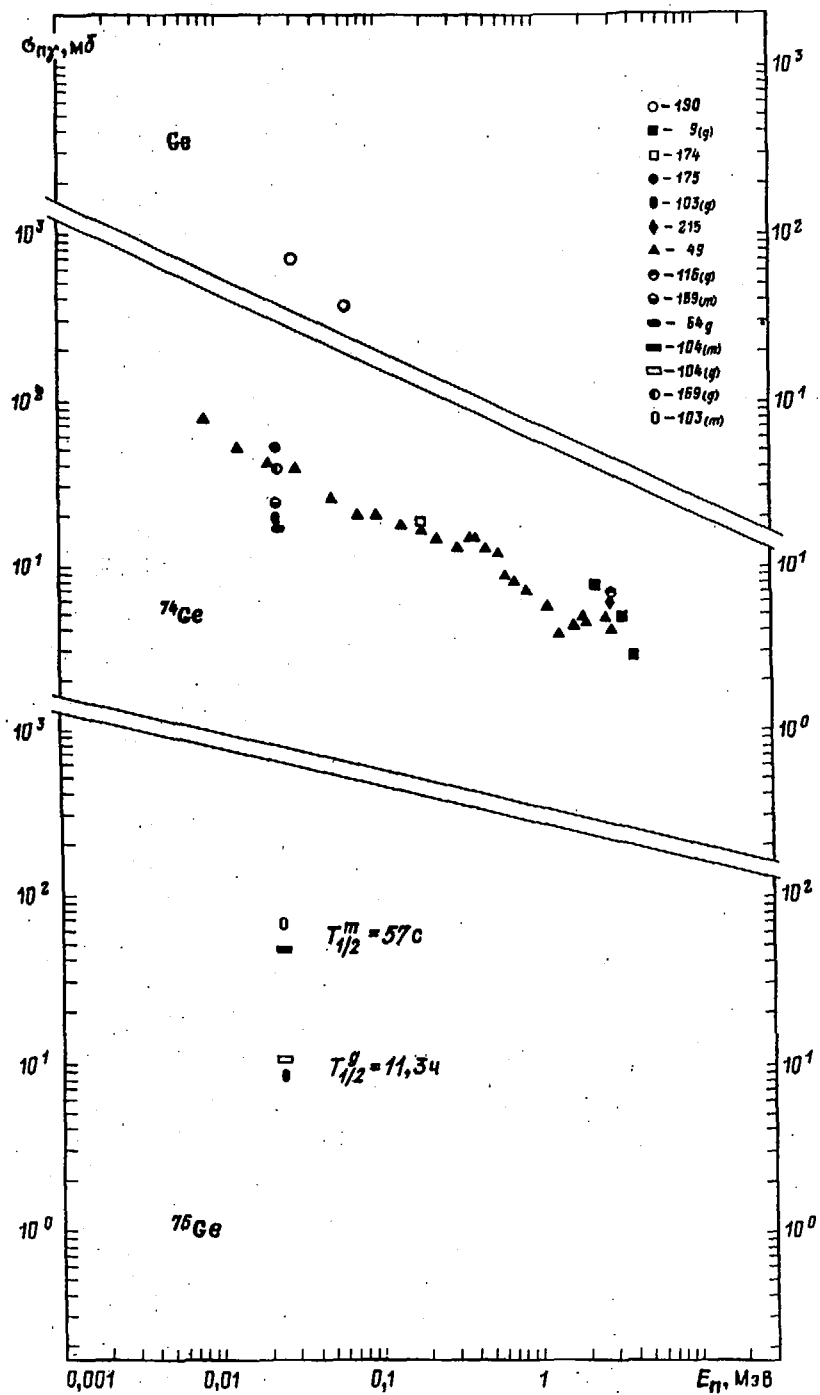


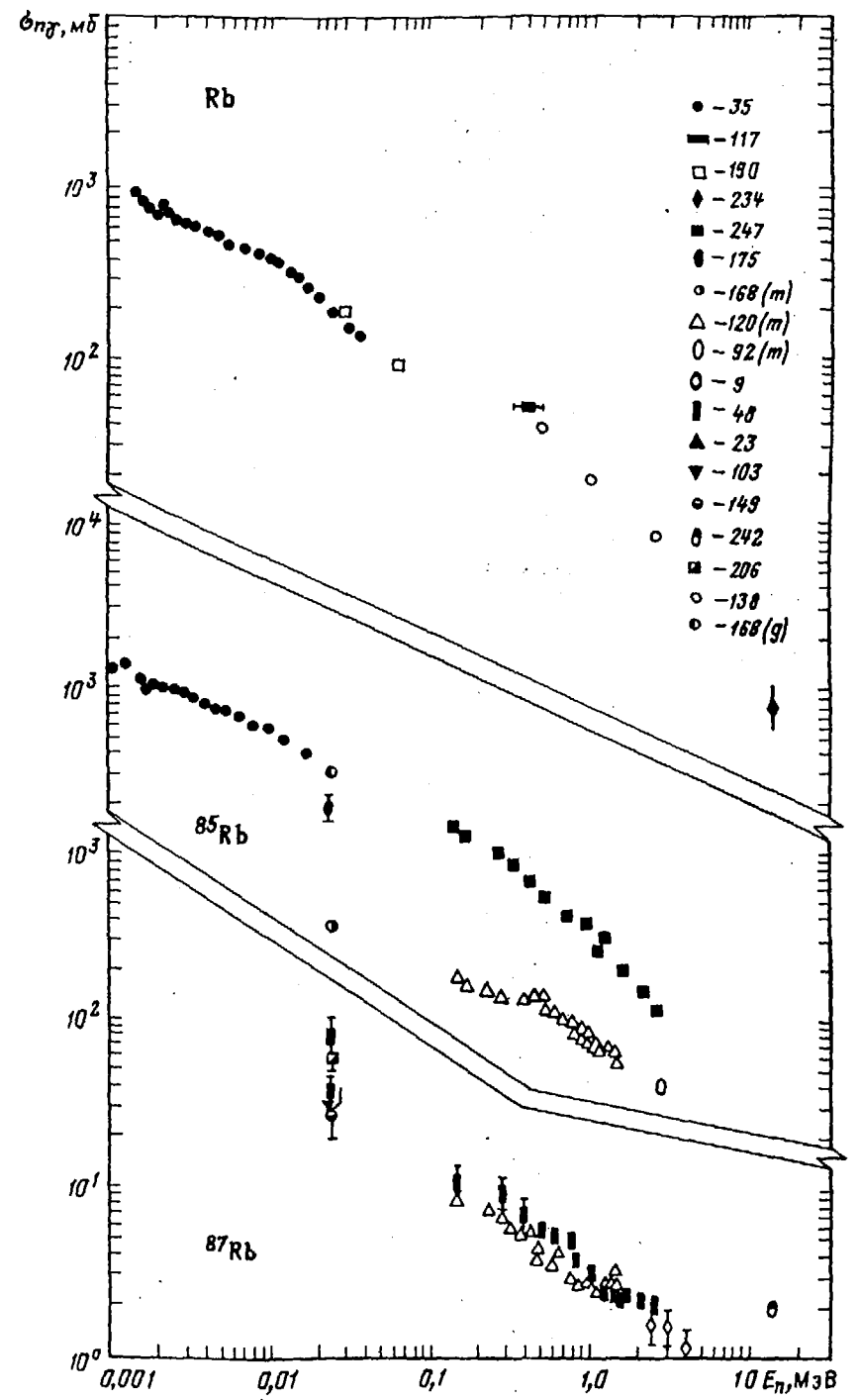
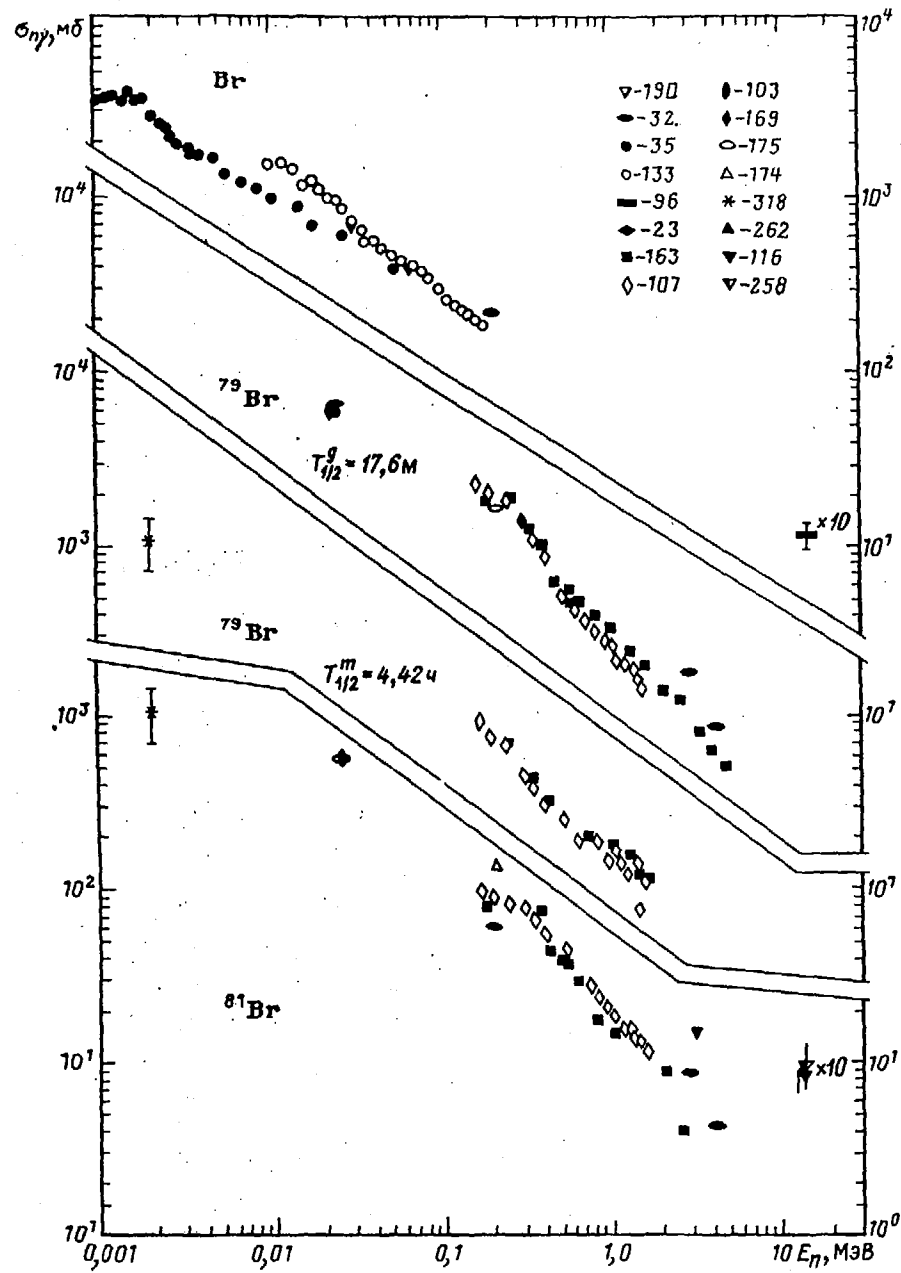


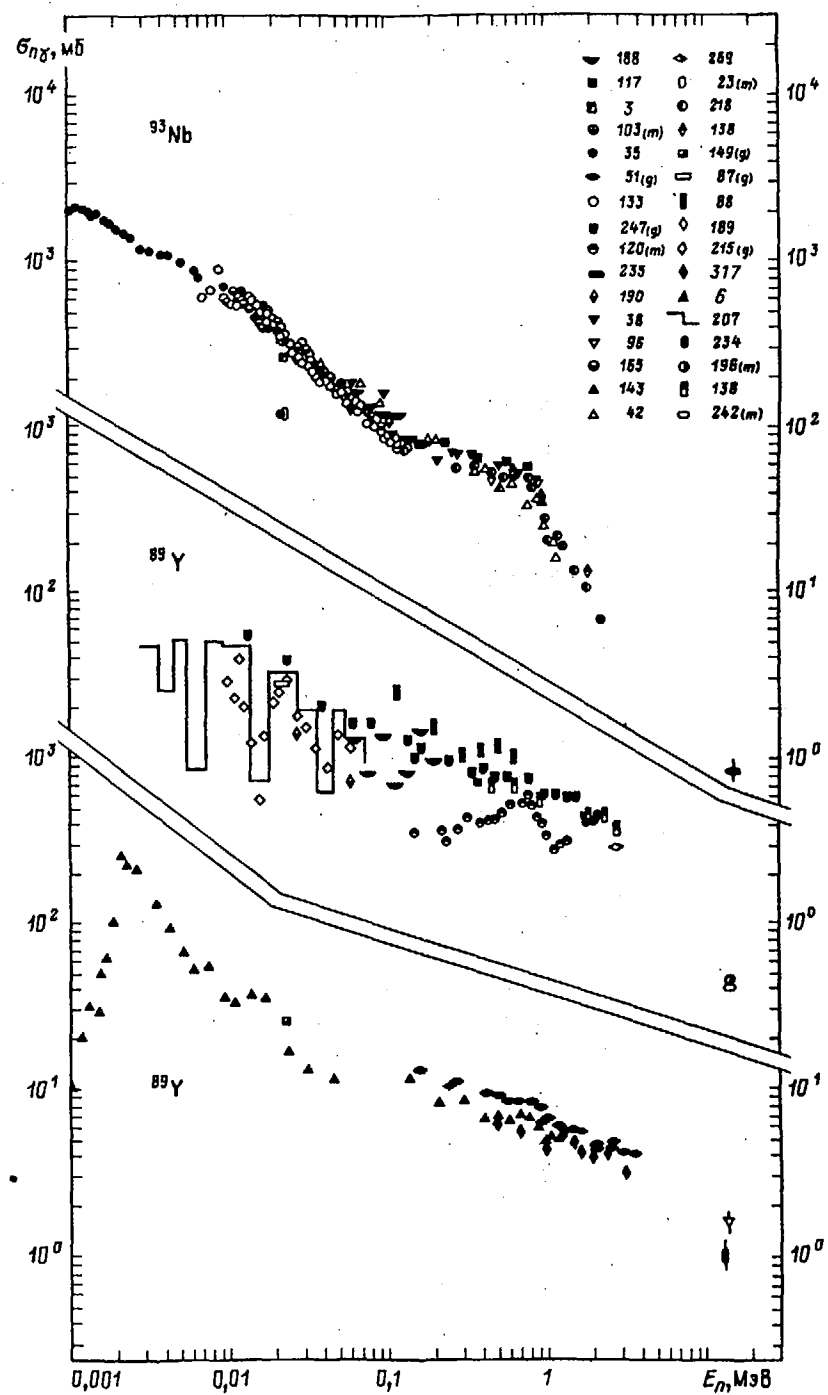
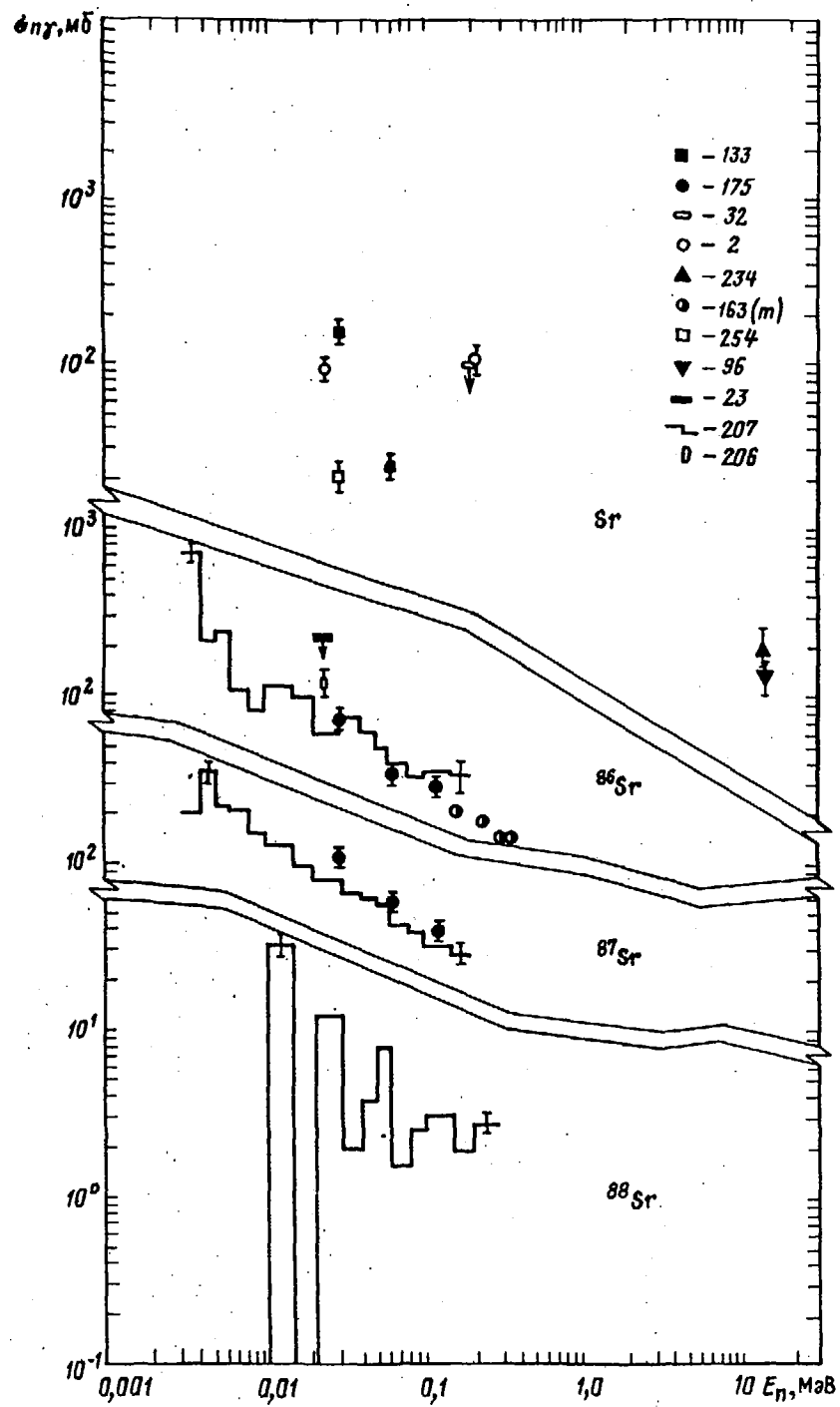


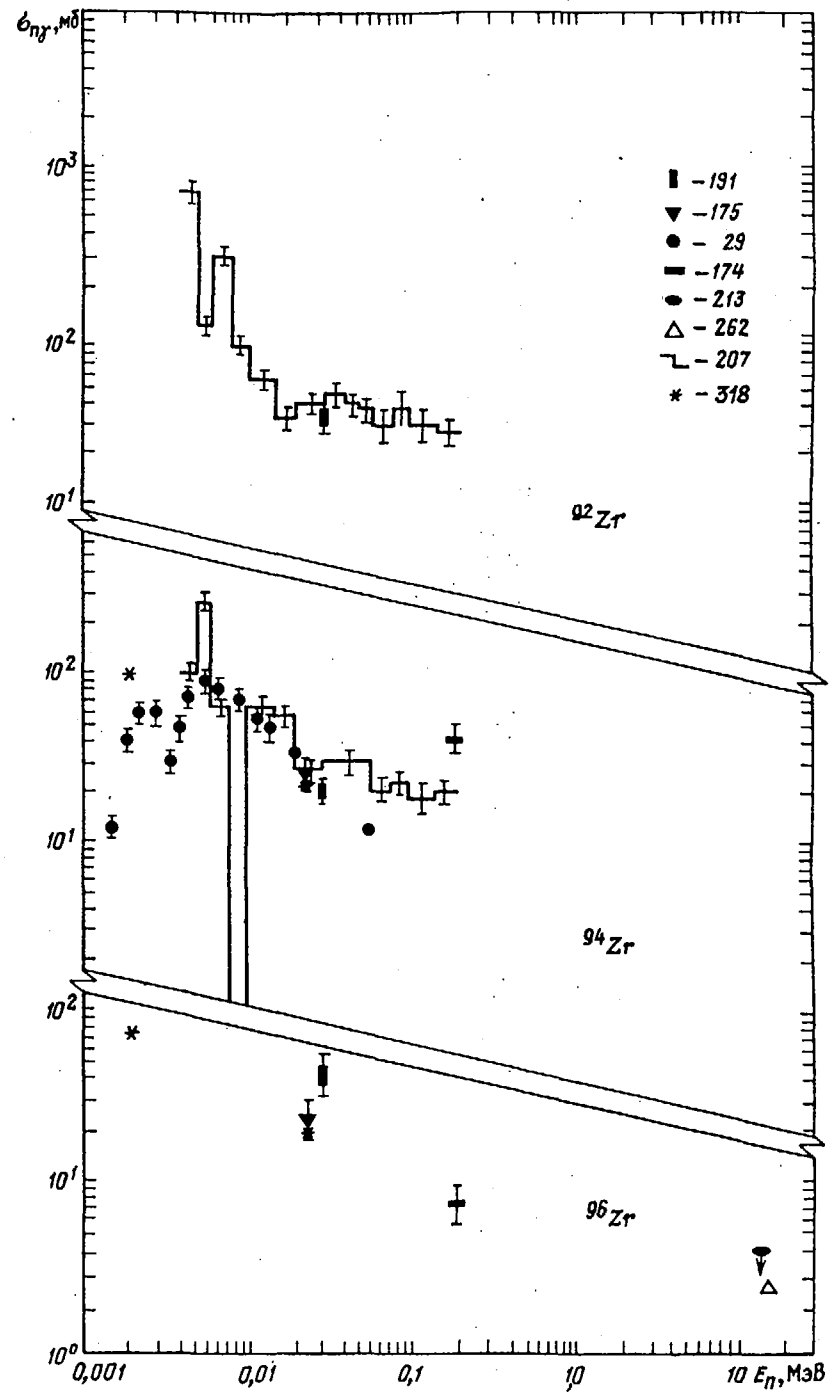
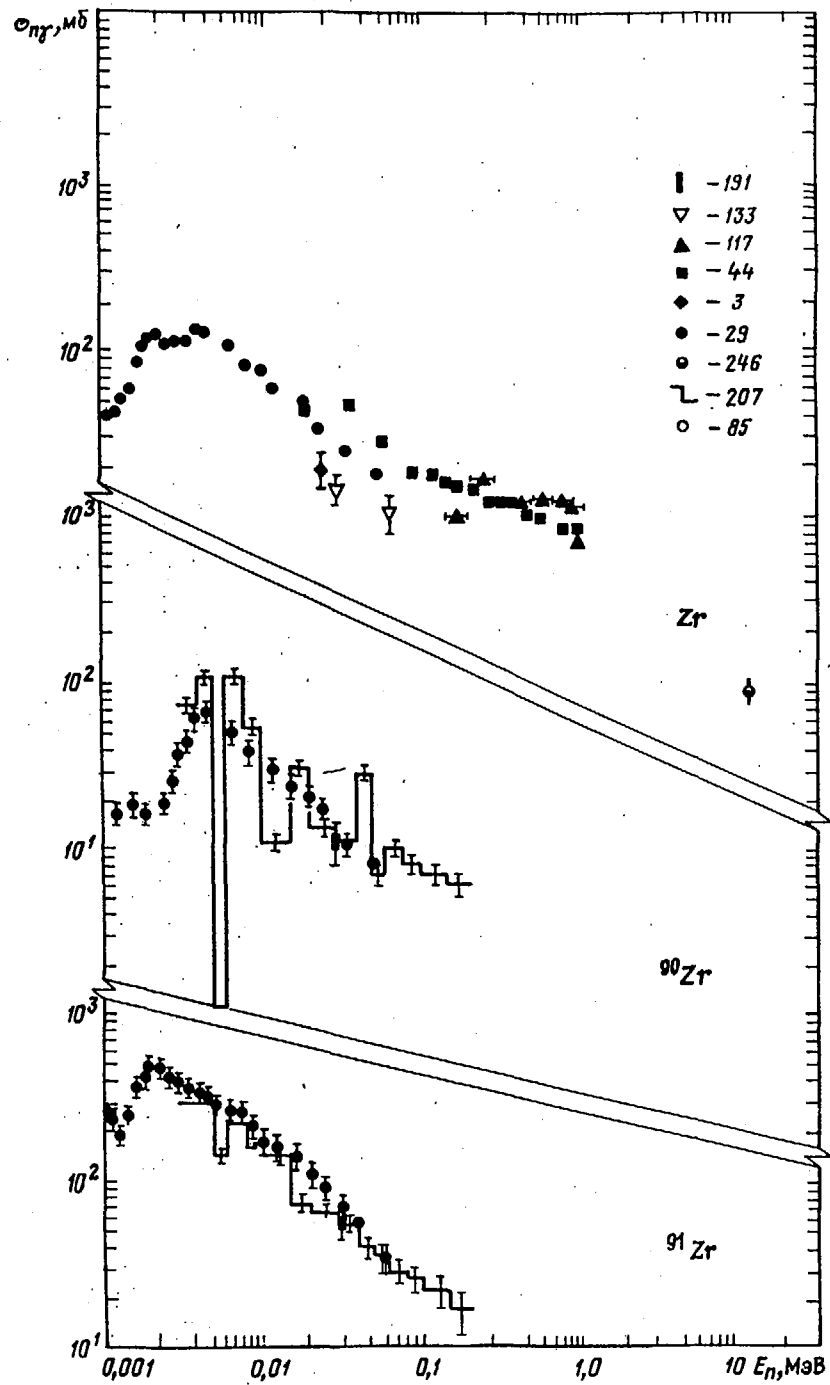


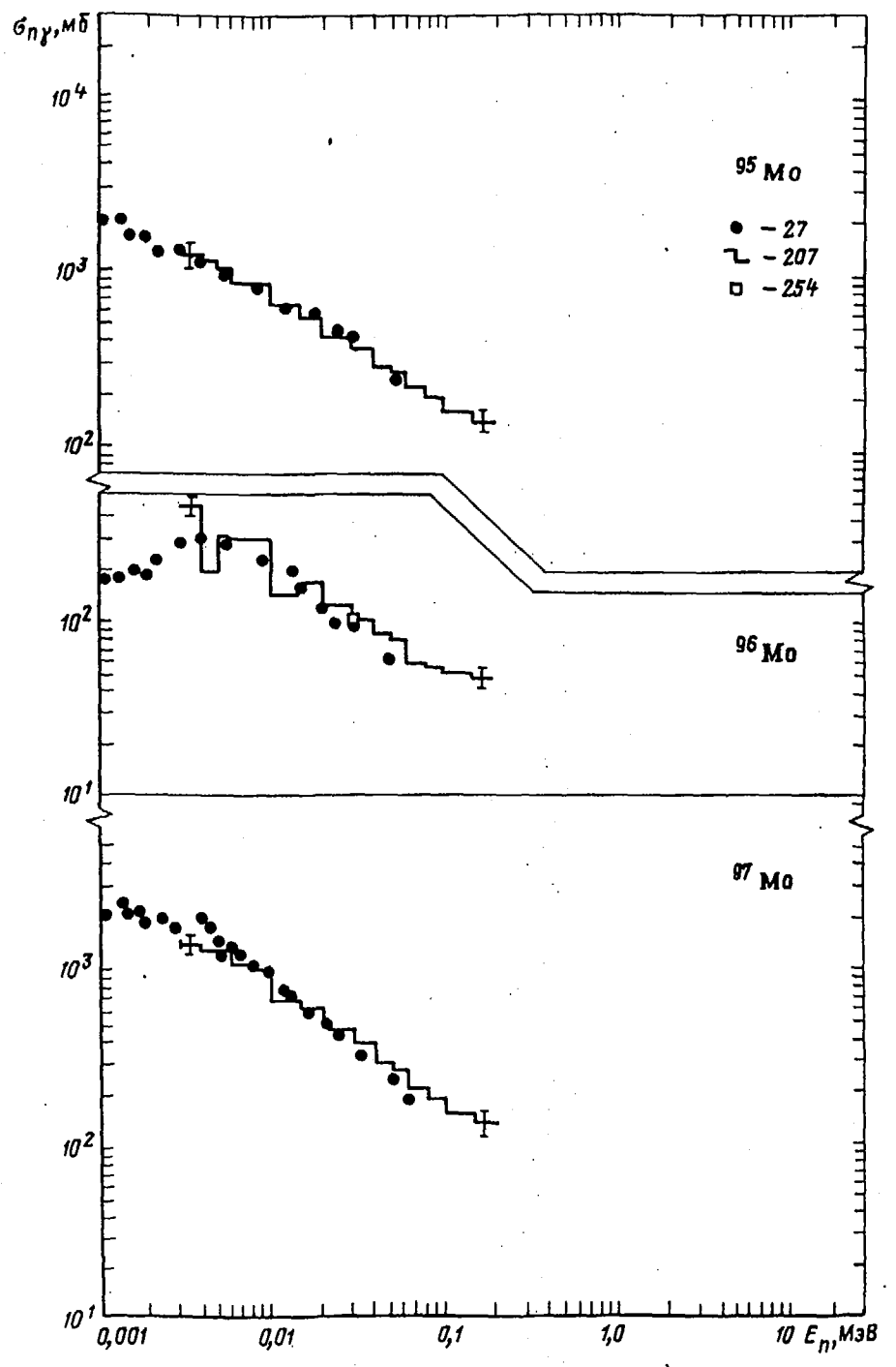
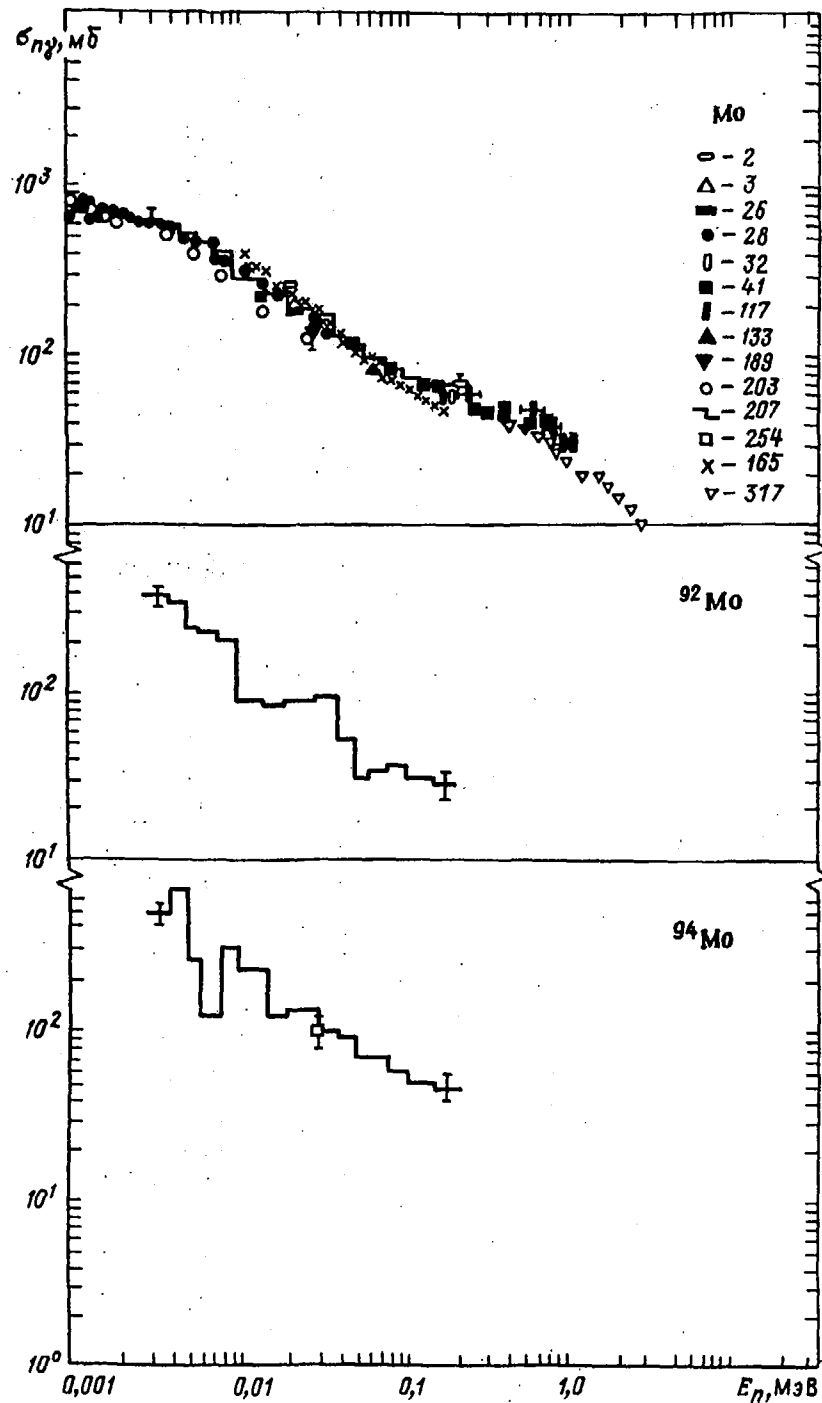


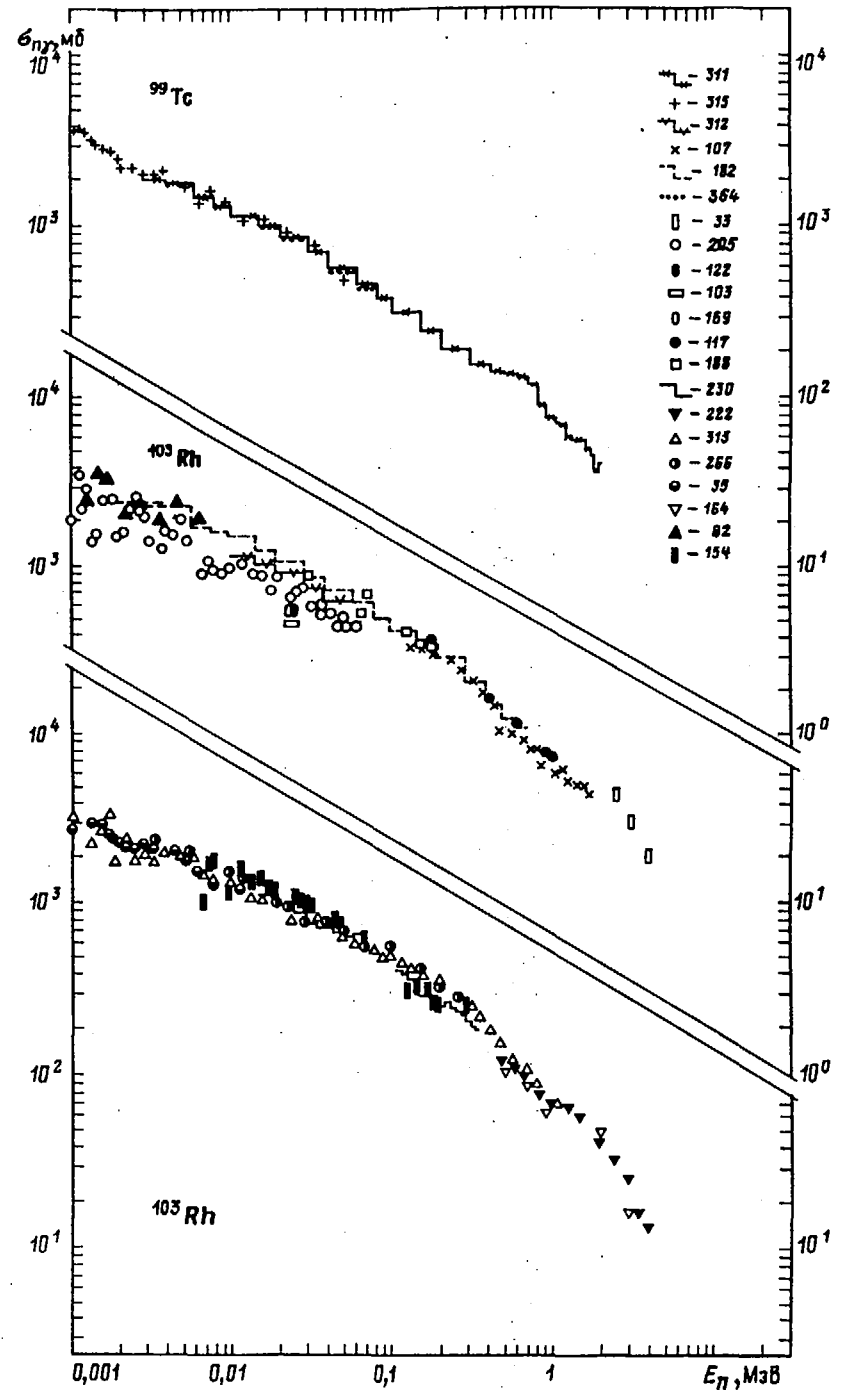
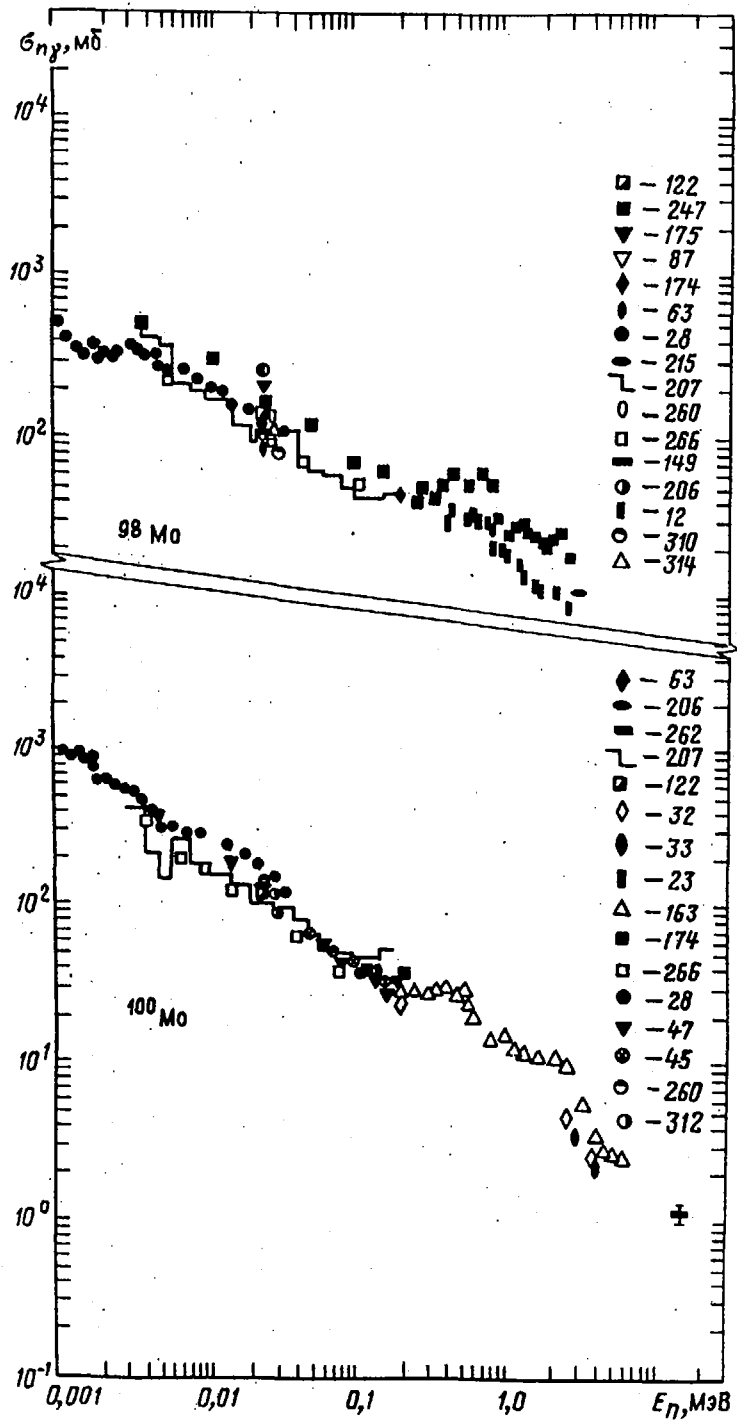




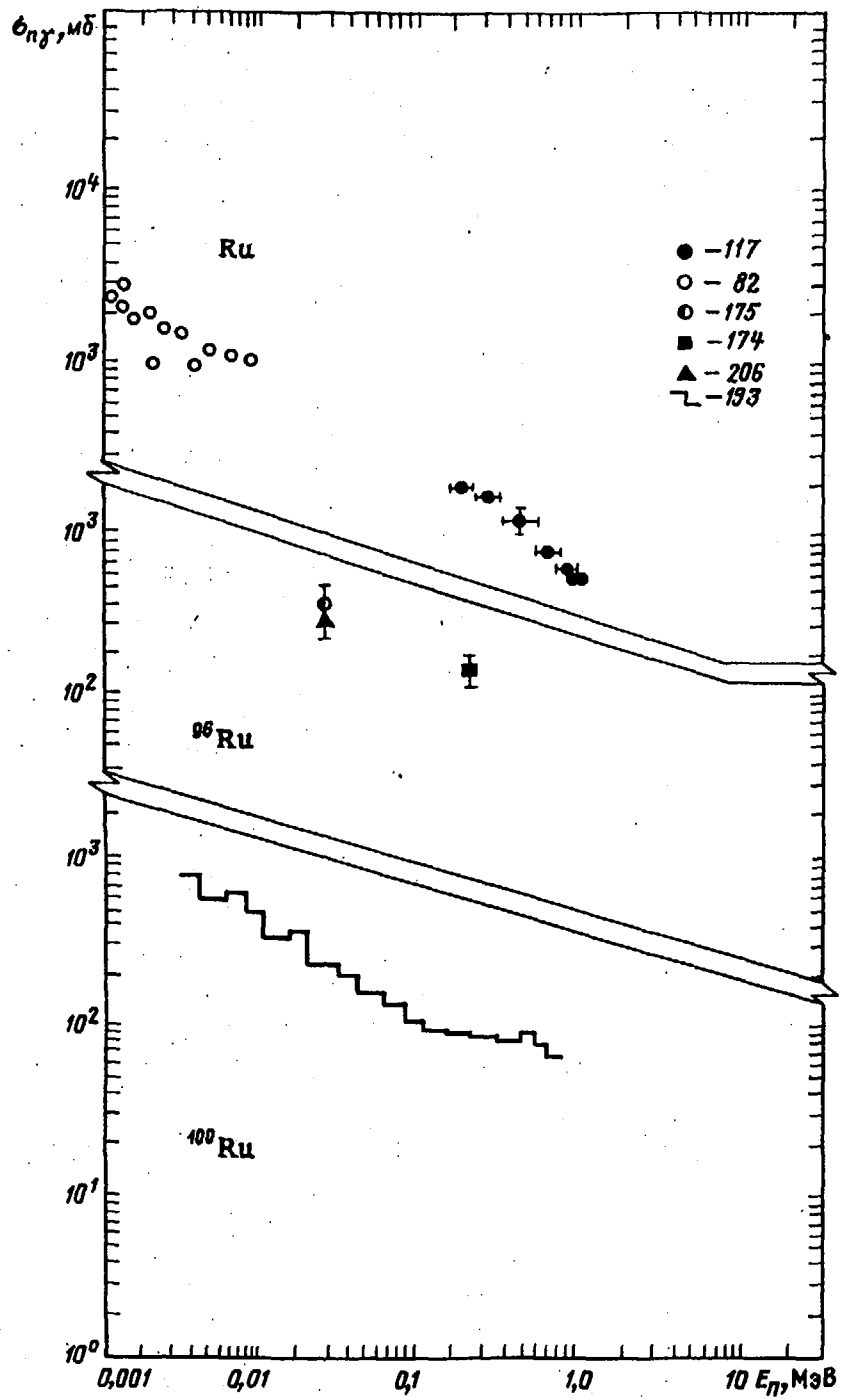




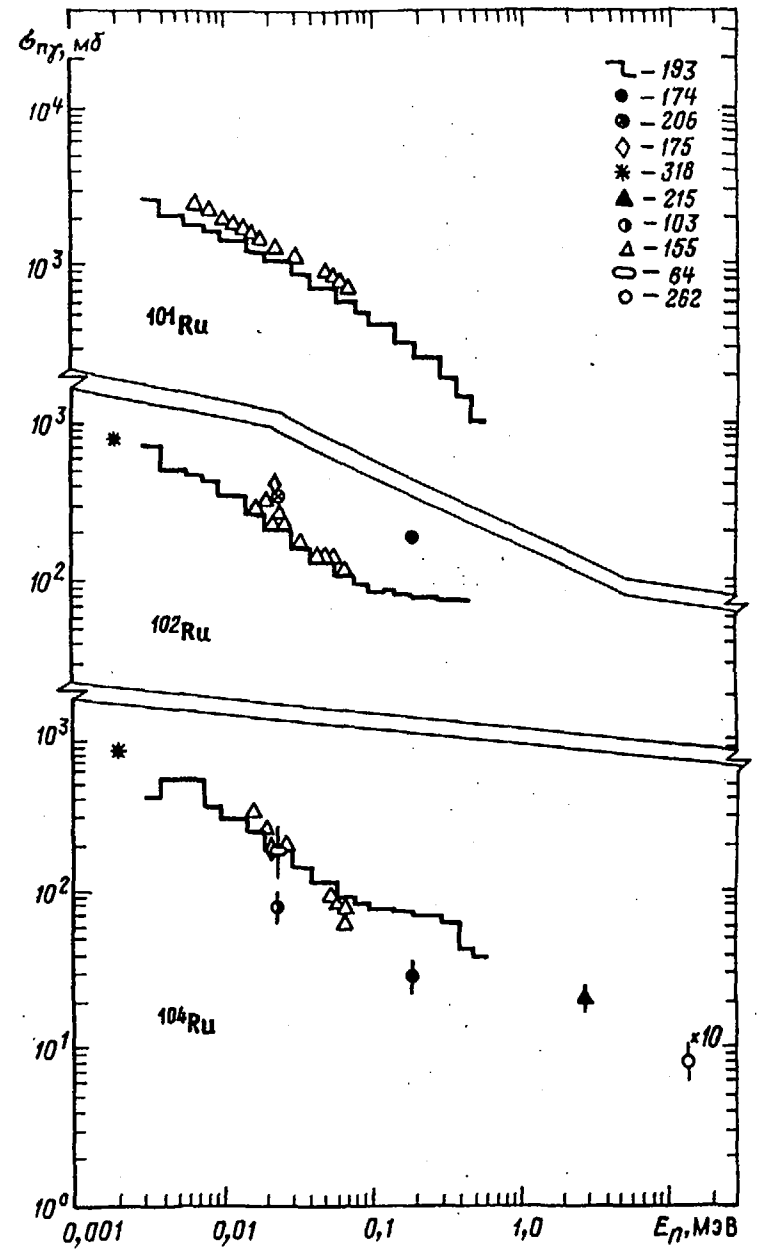




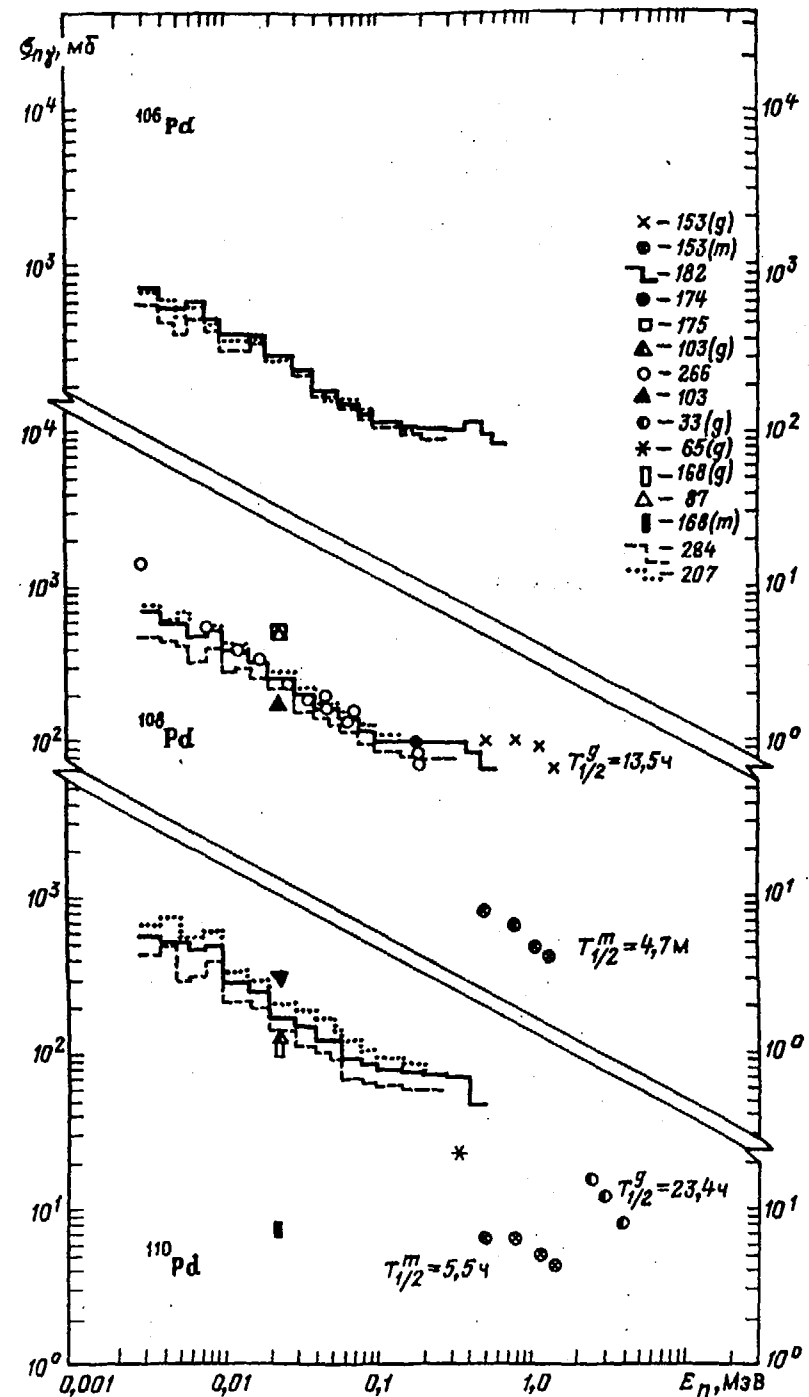
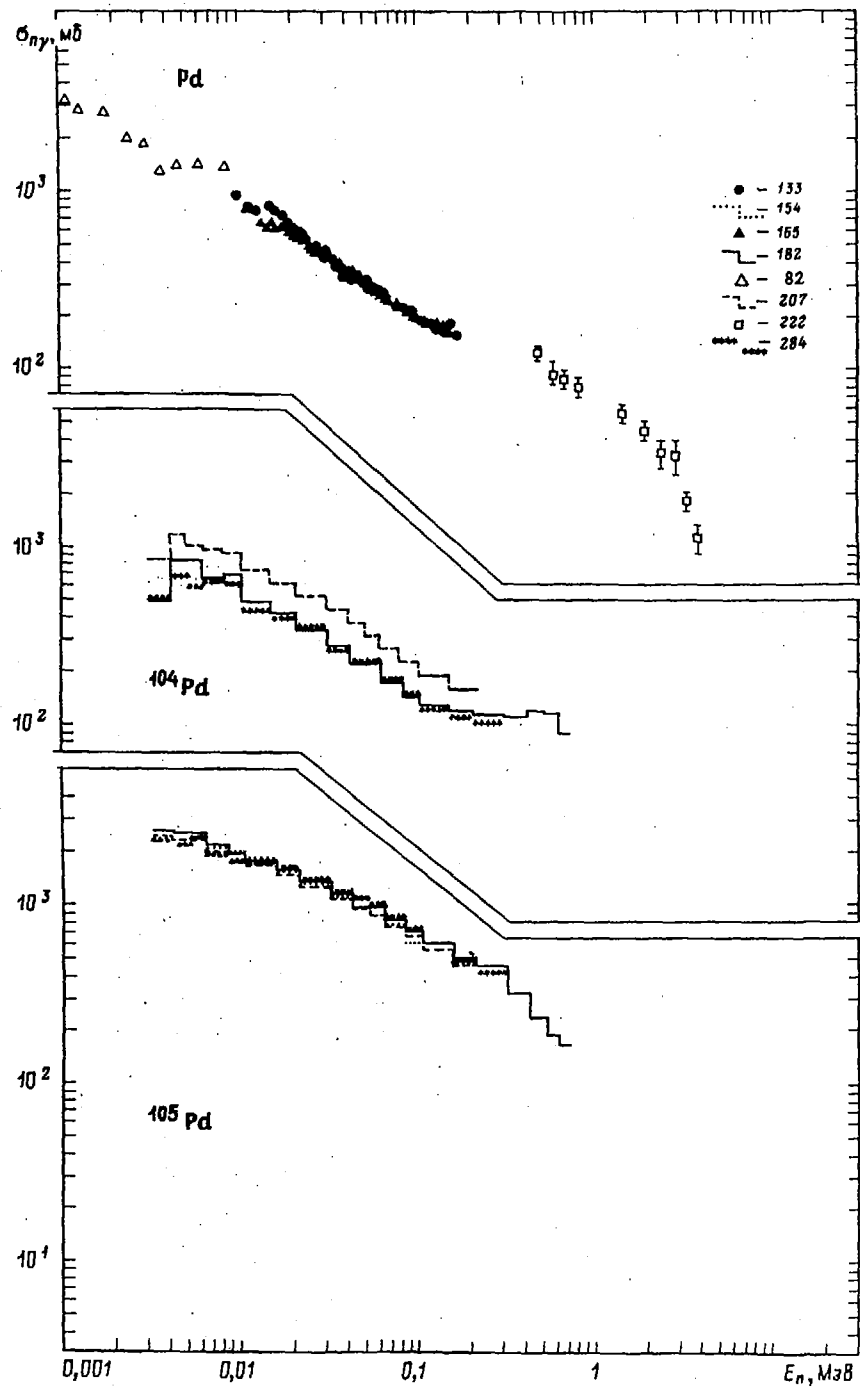


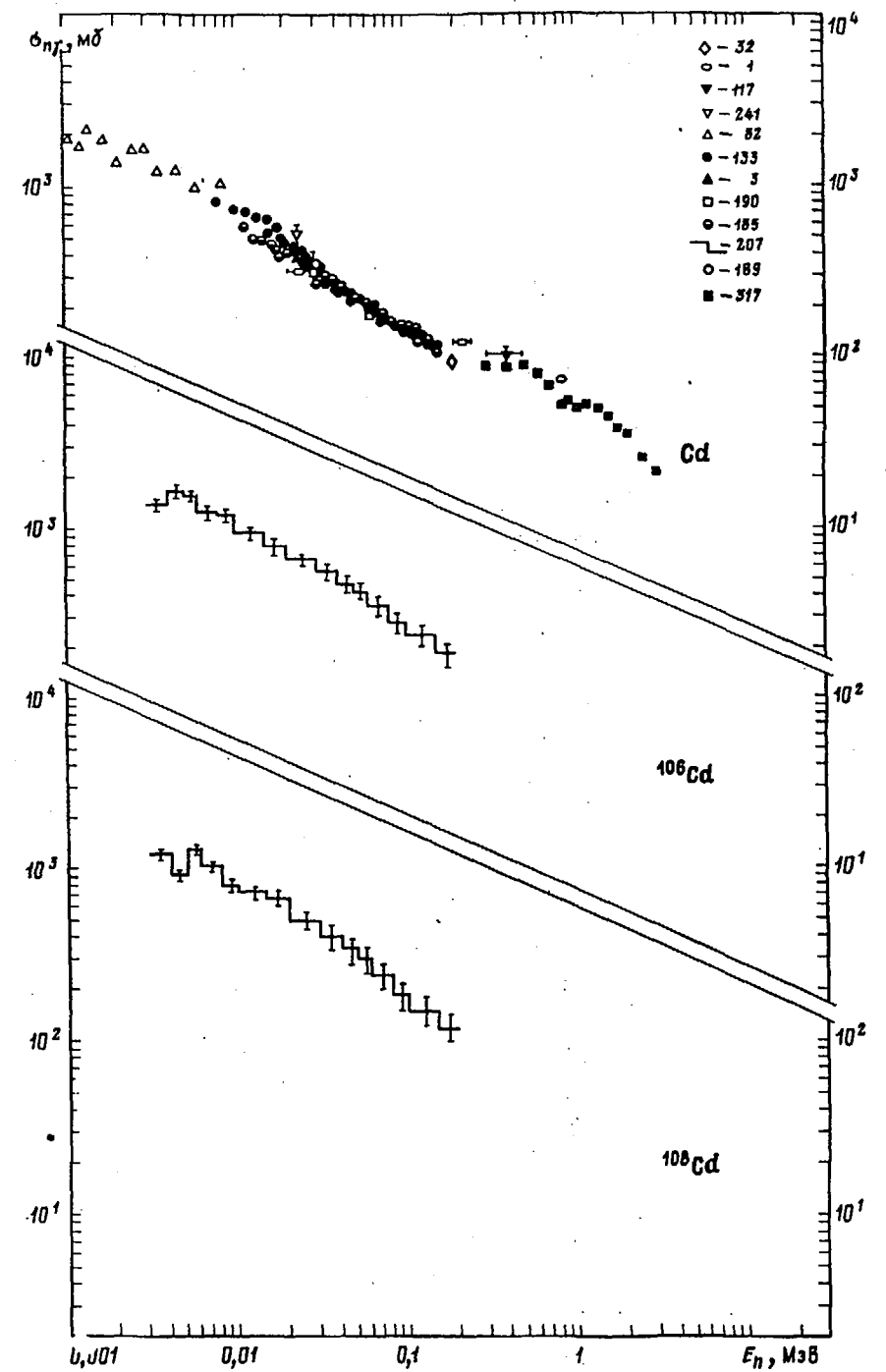
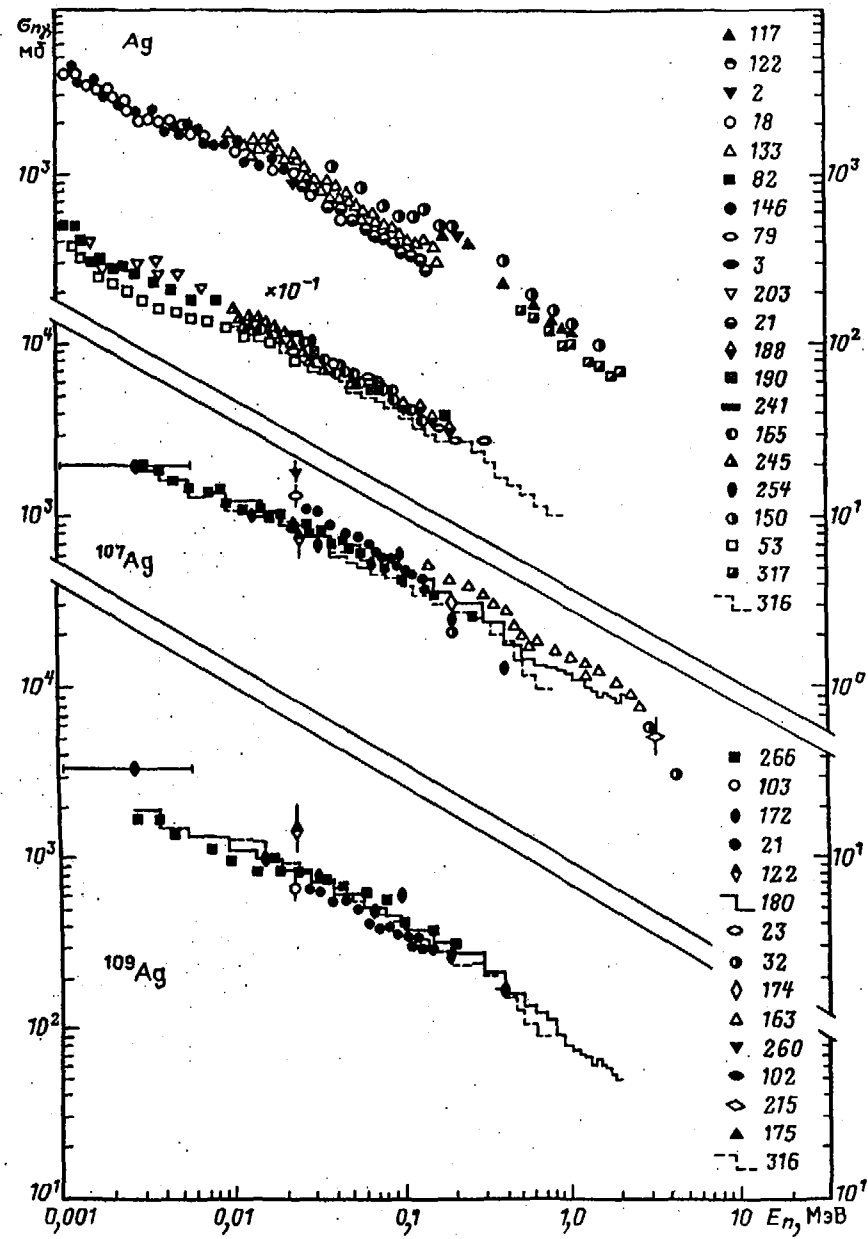


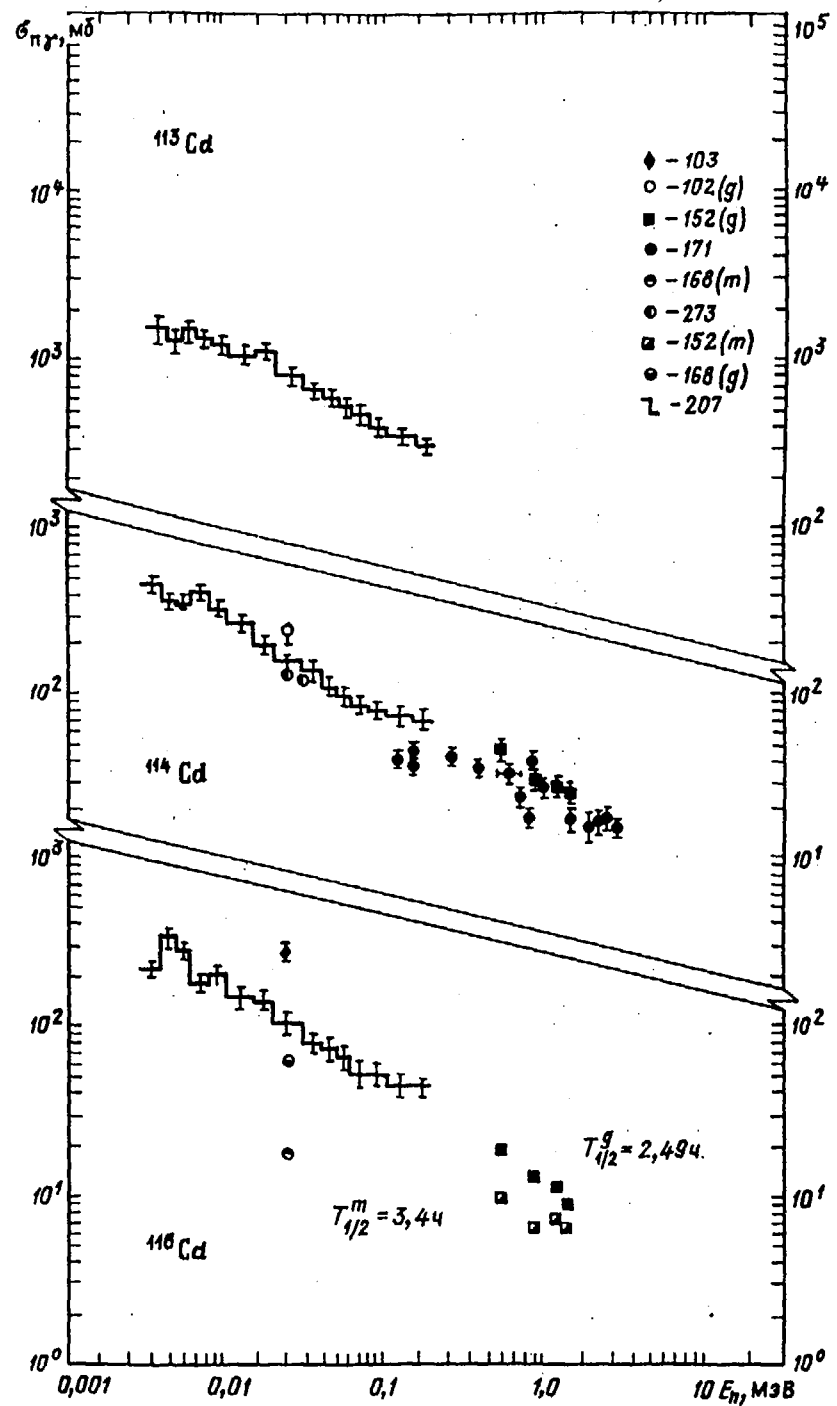
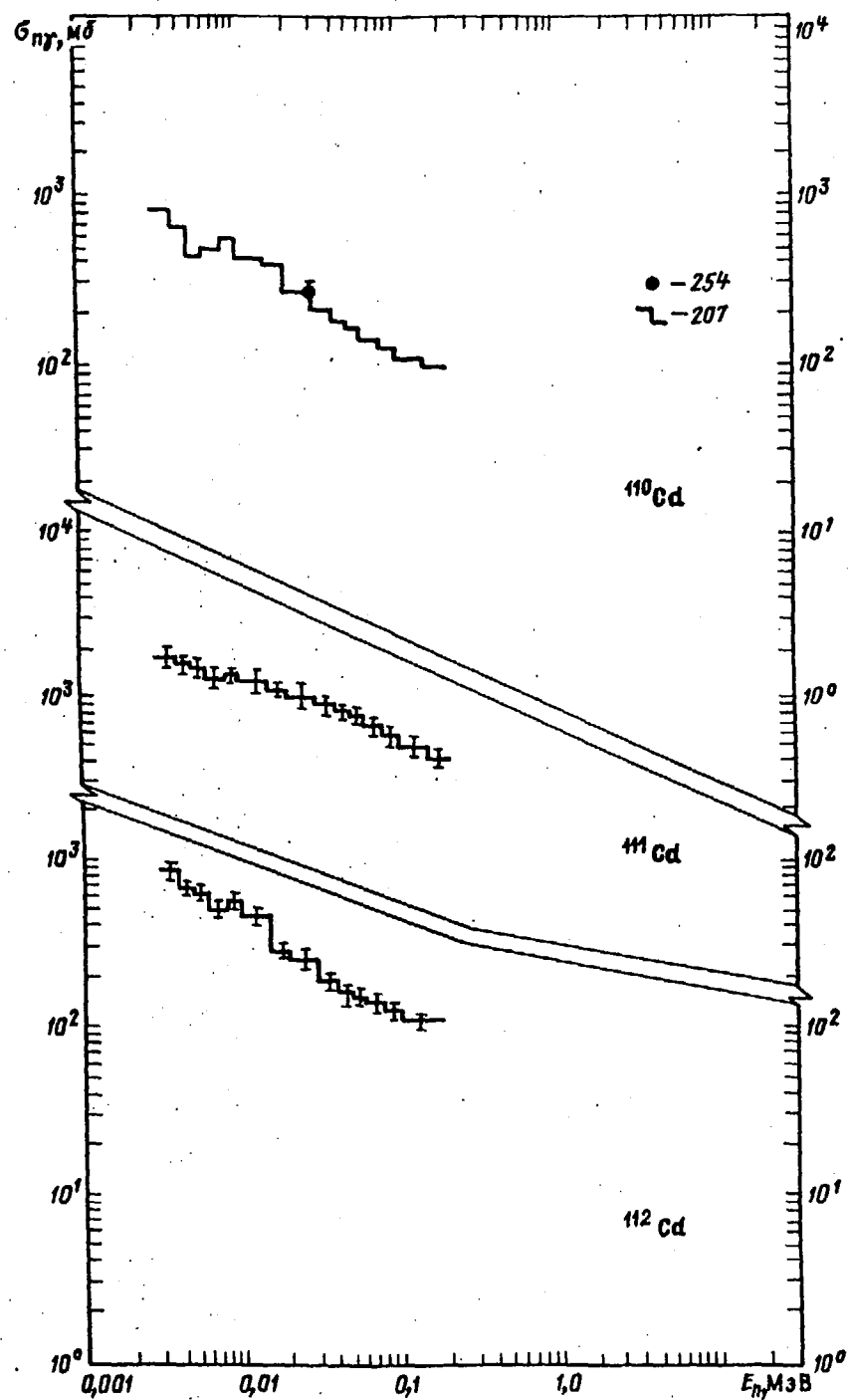
174

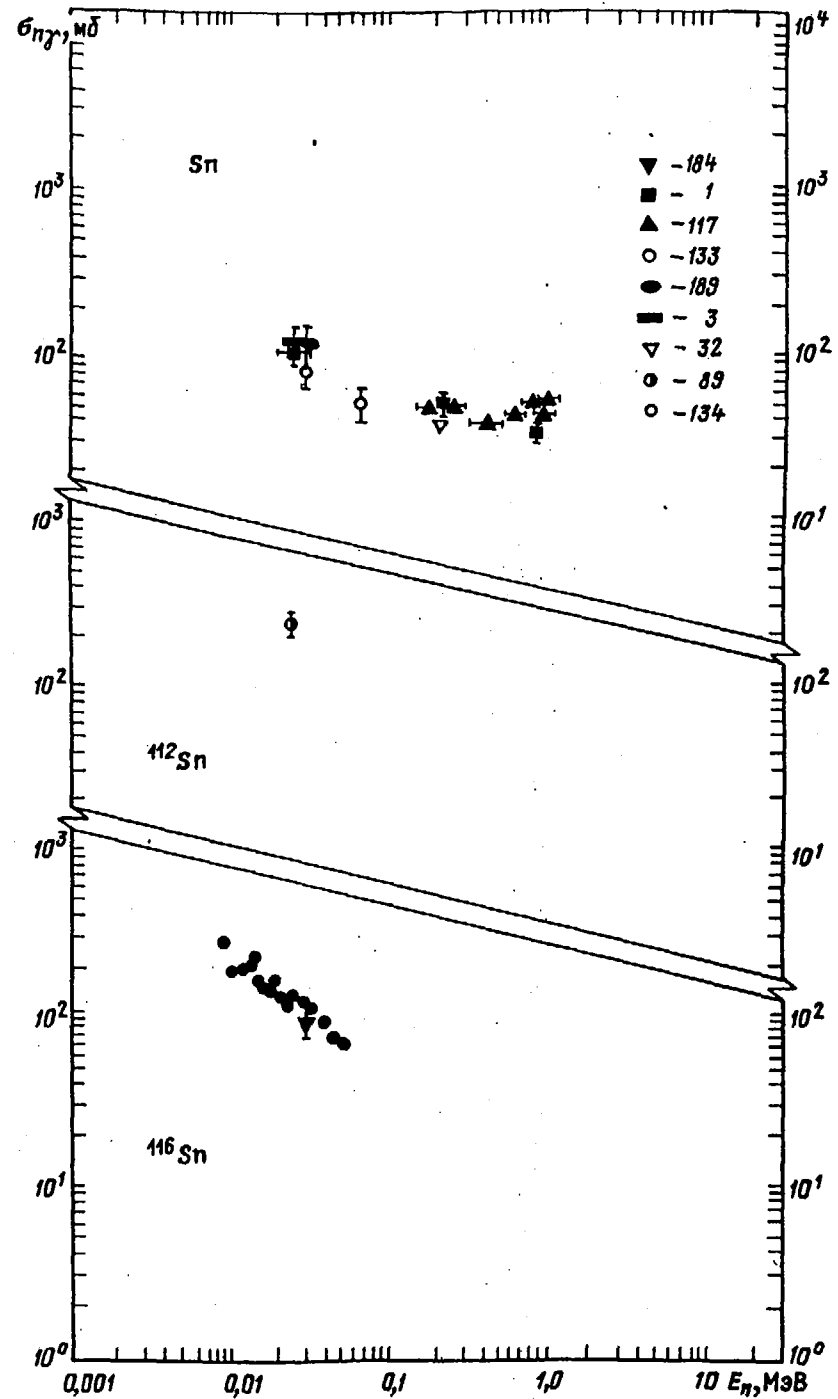
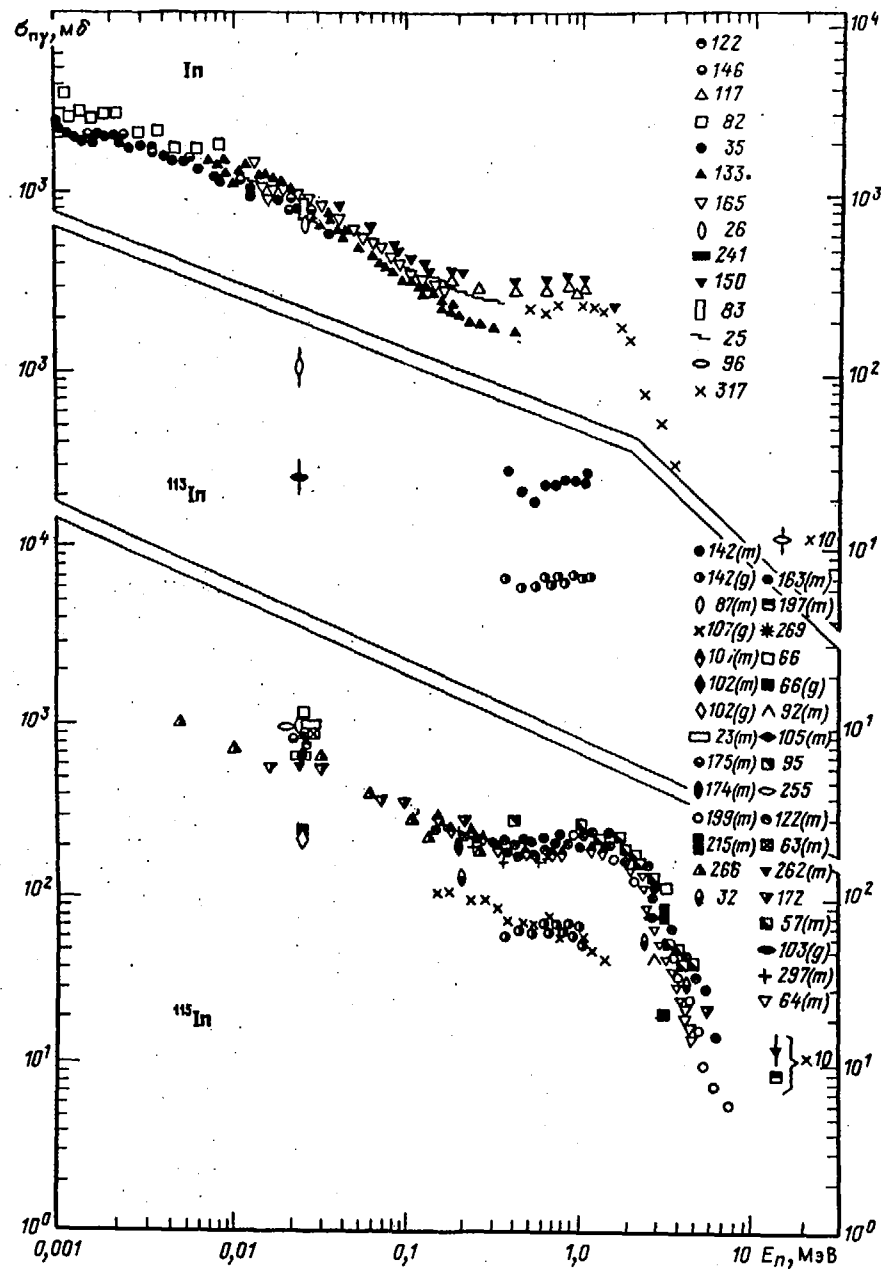


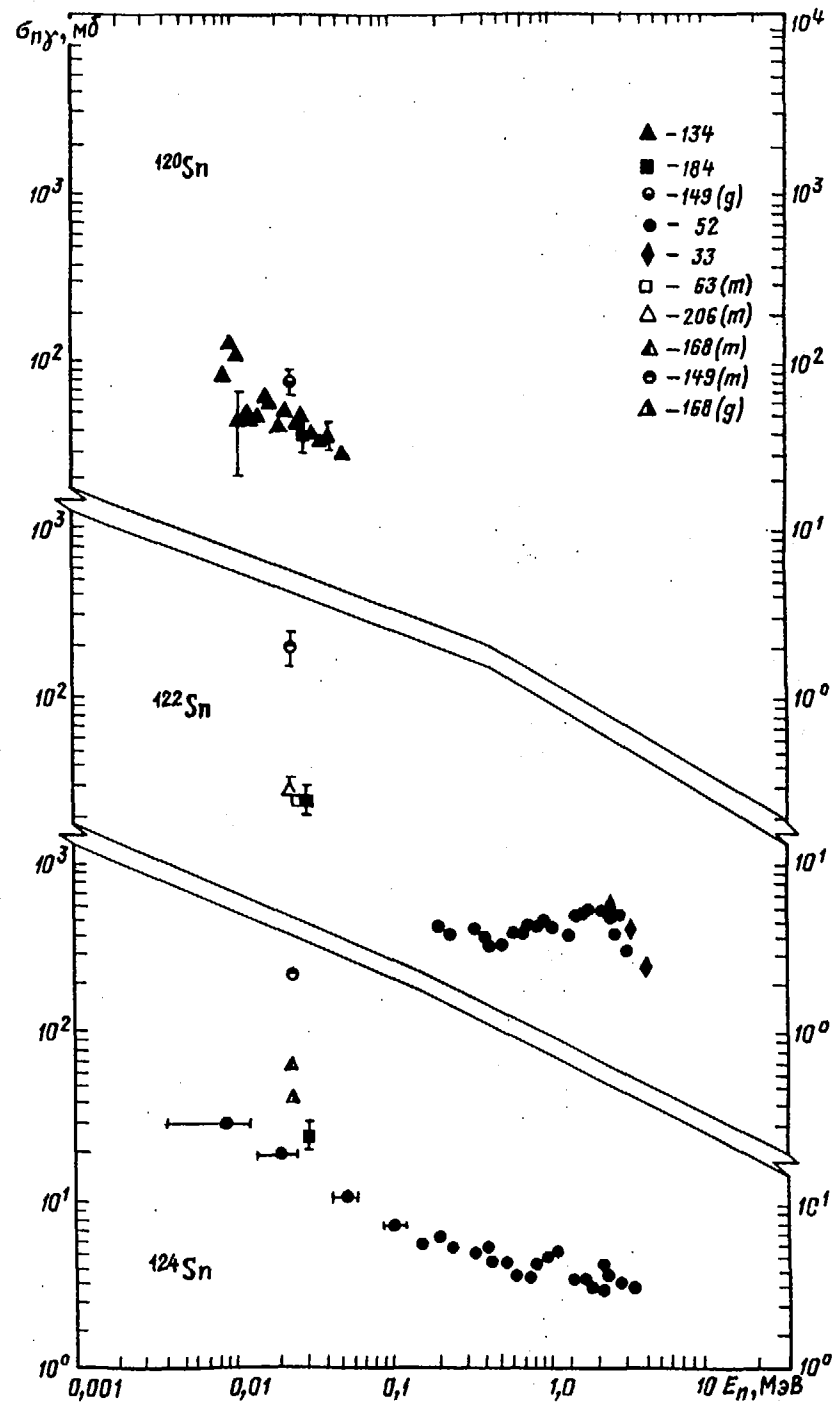
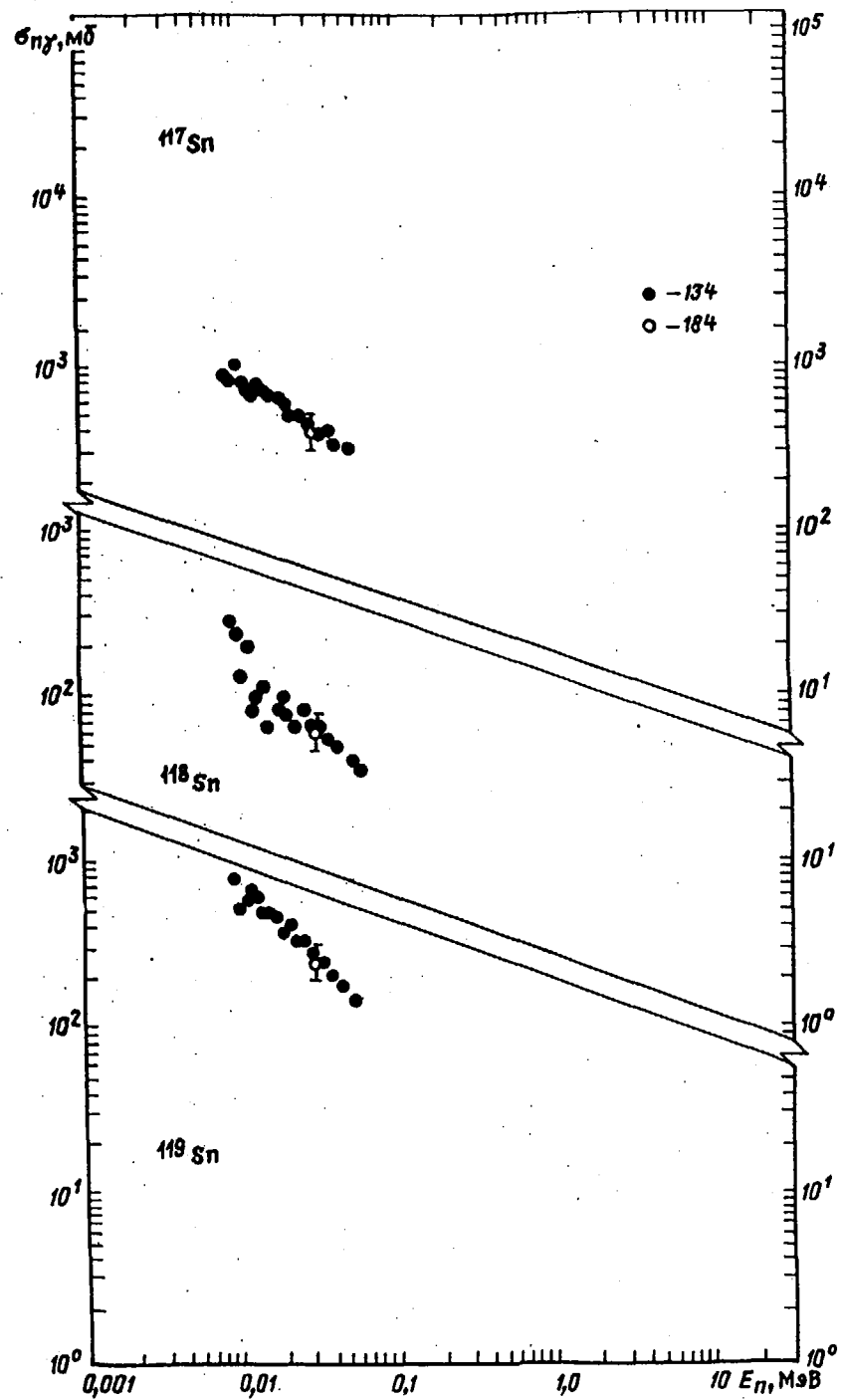
175

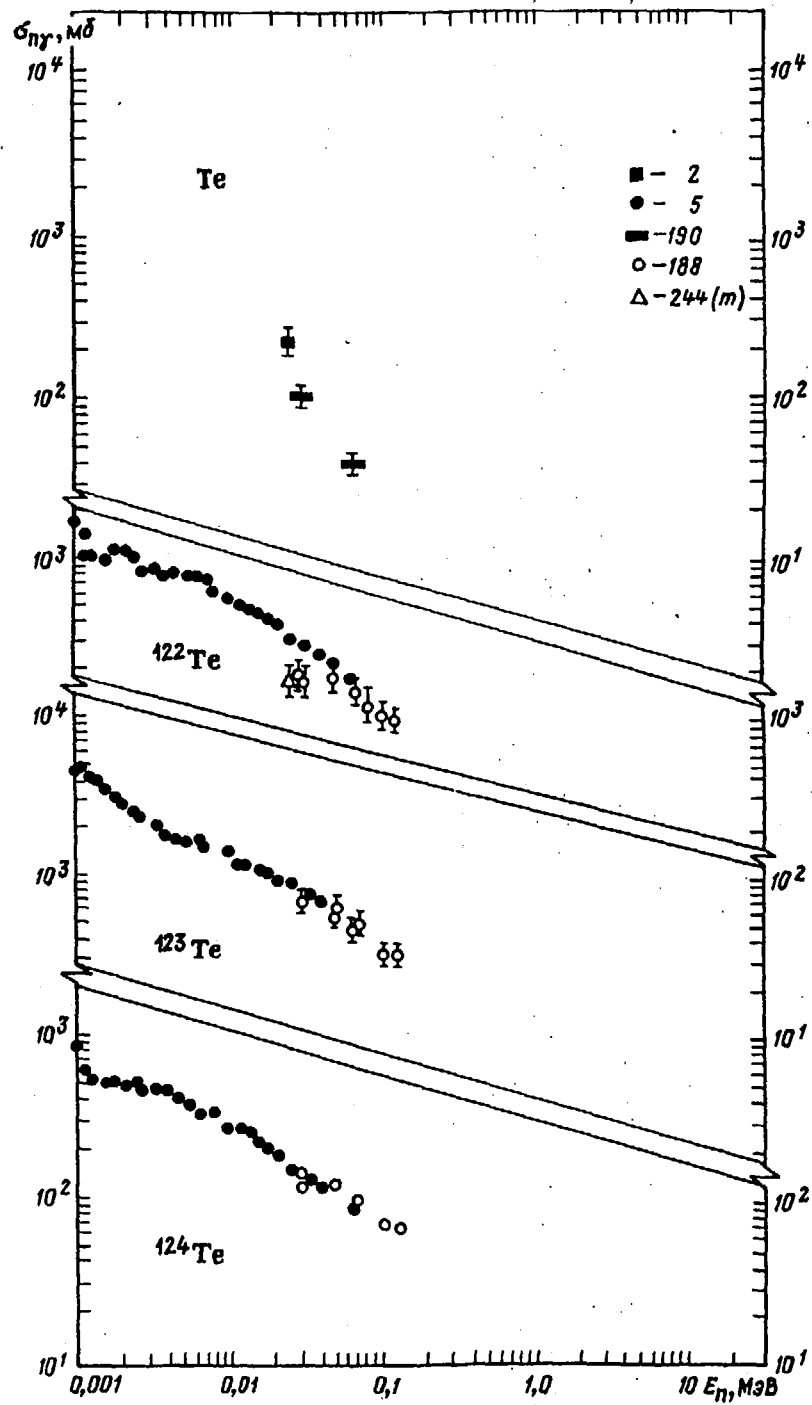
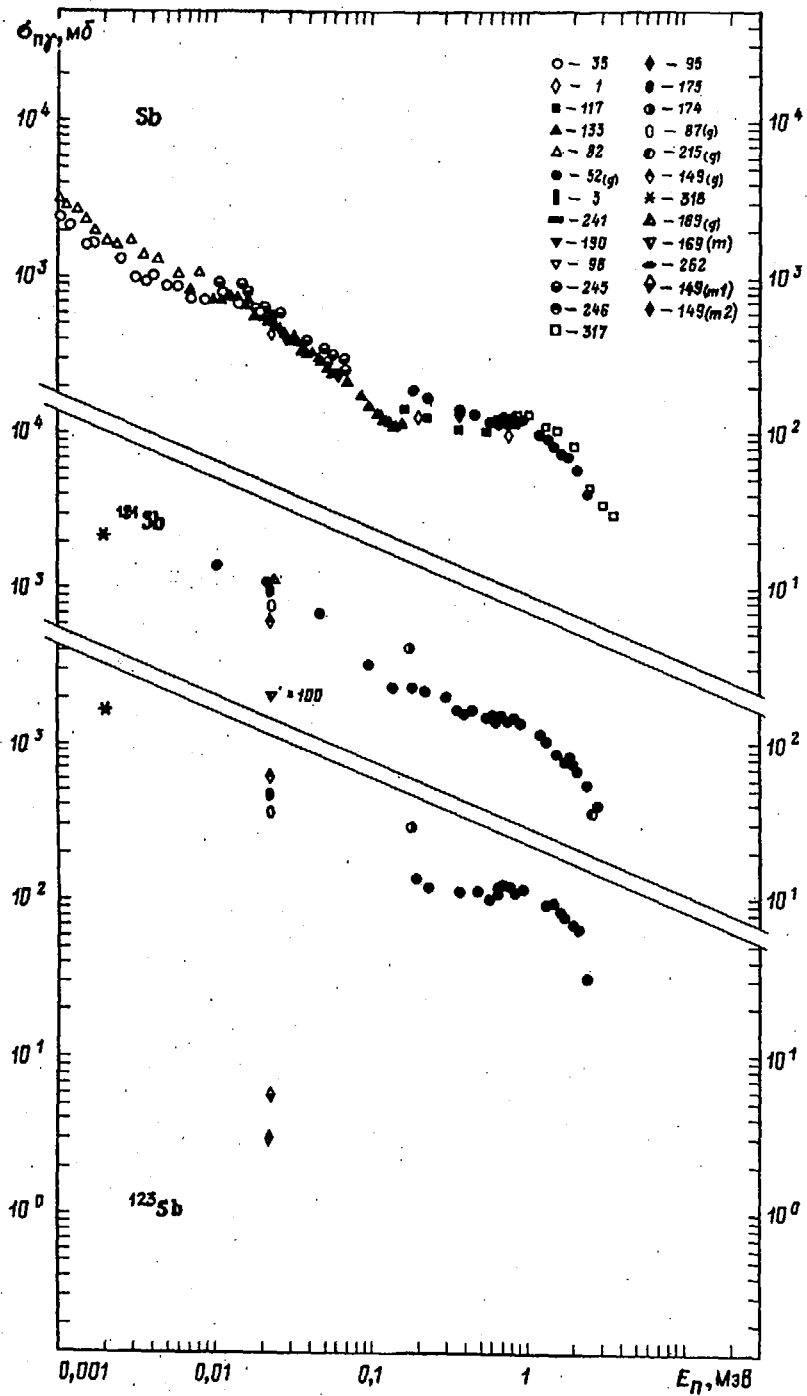


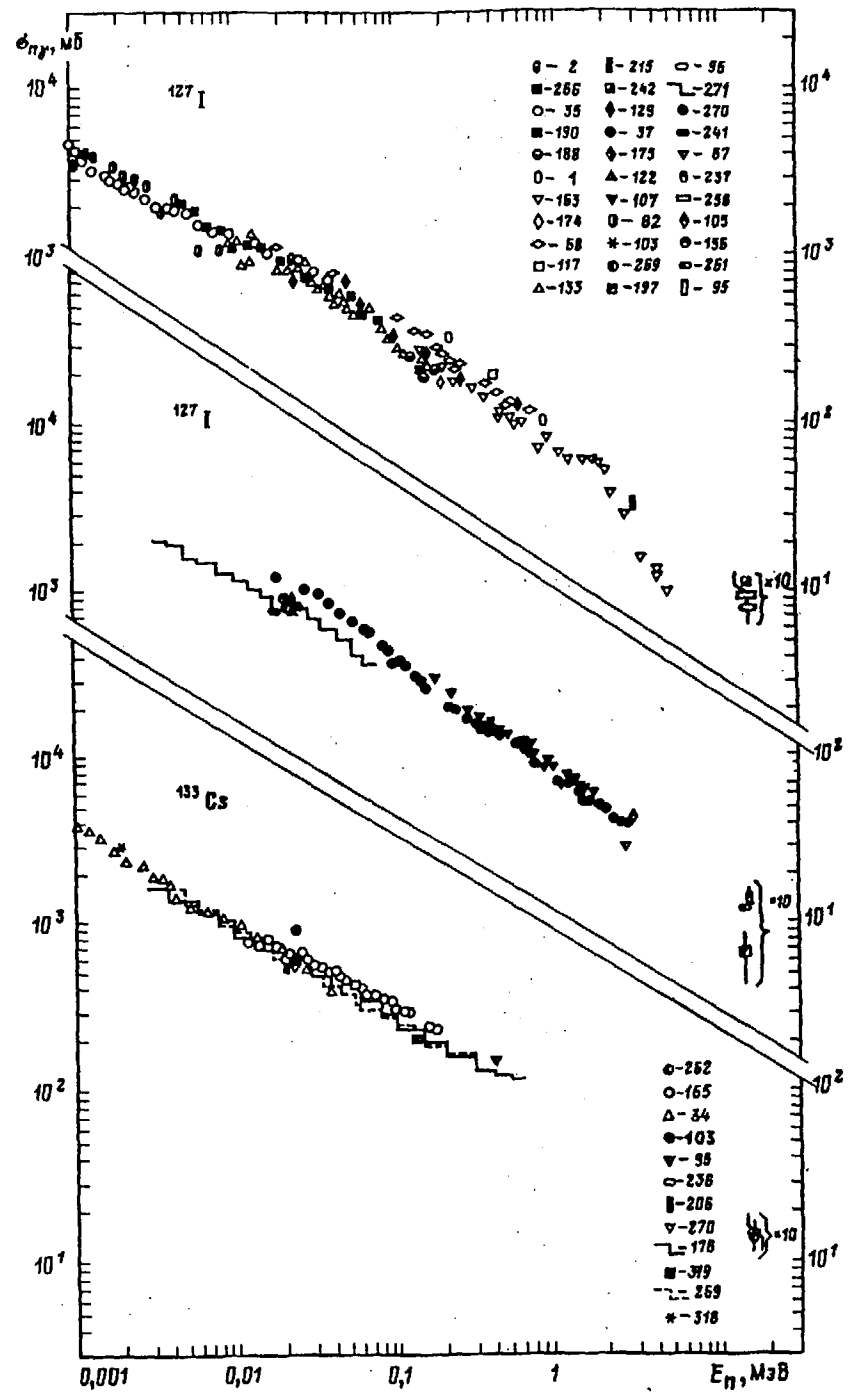
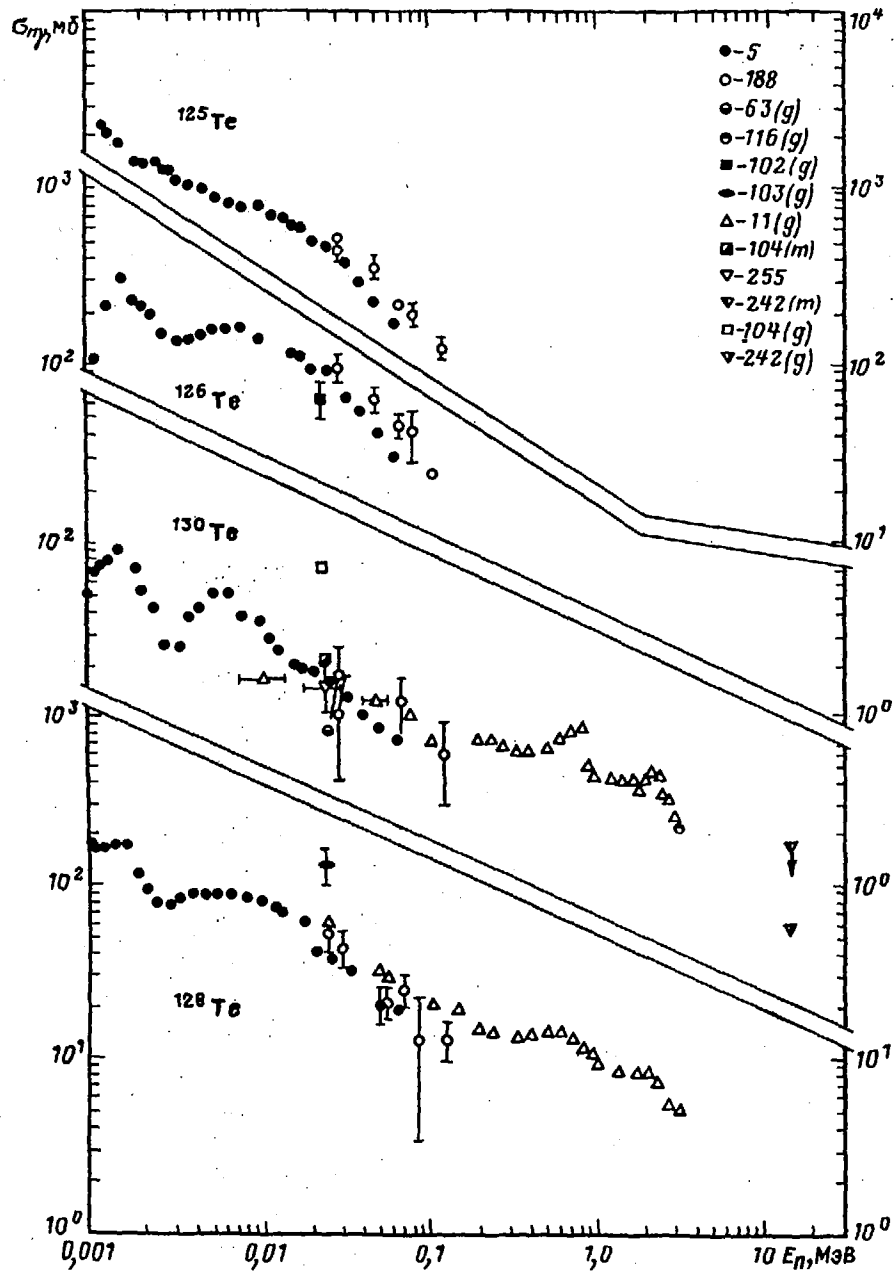






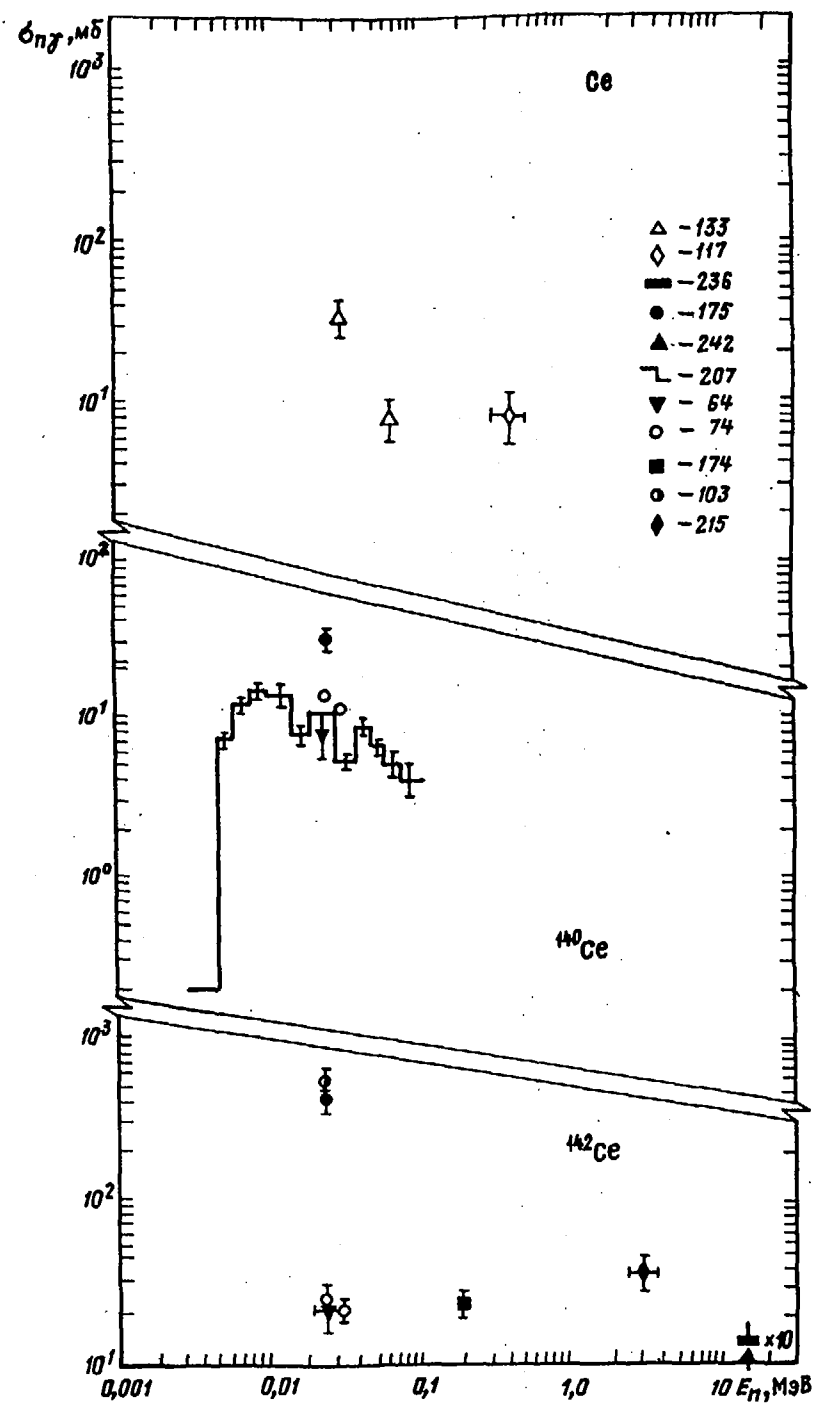
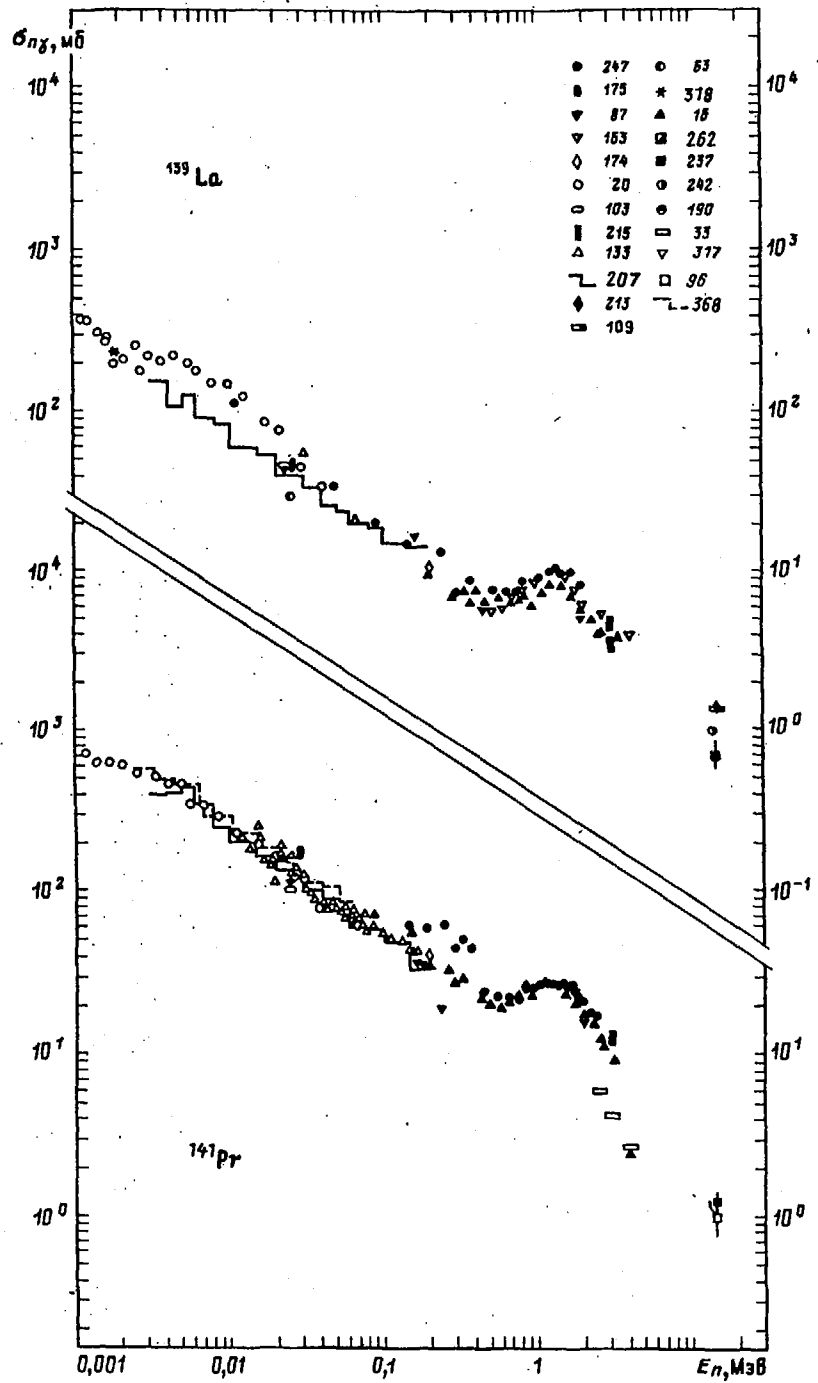


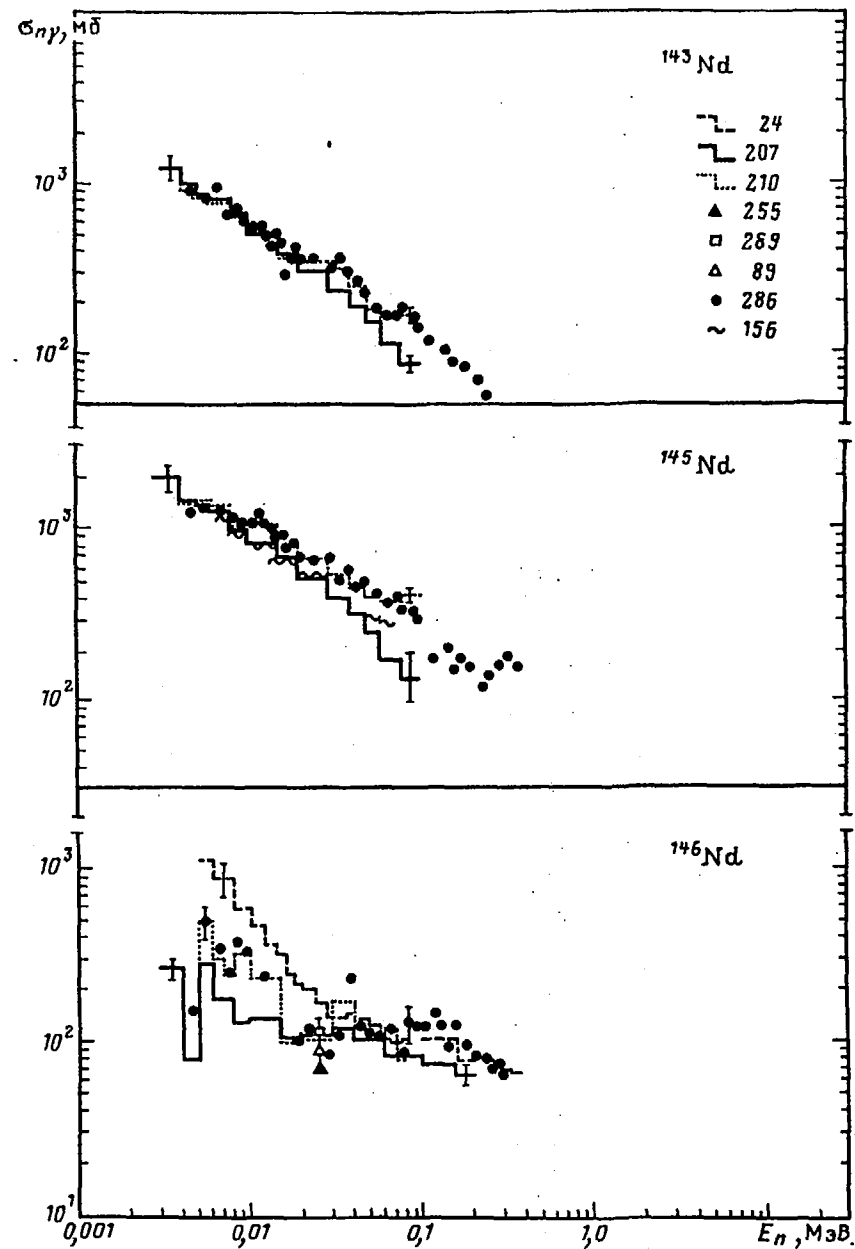
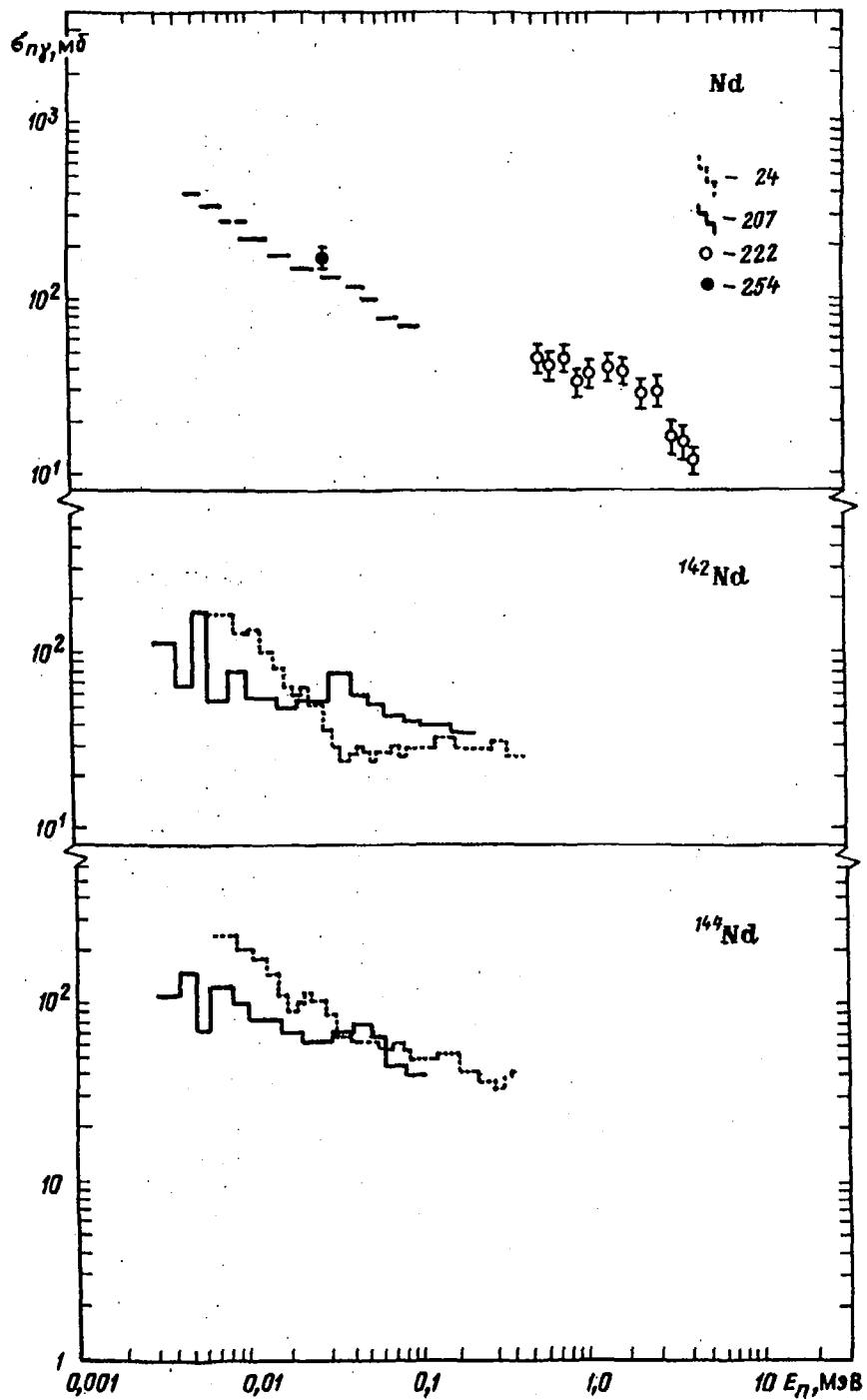


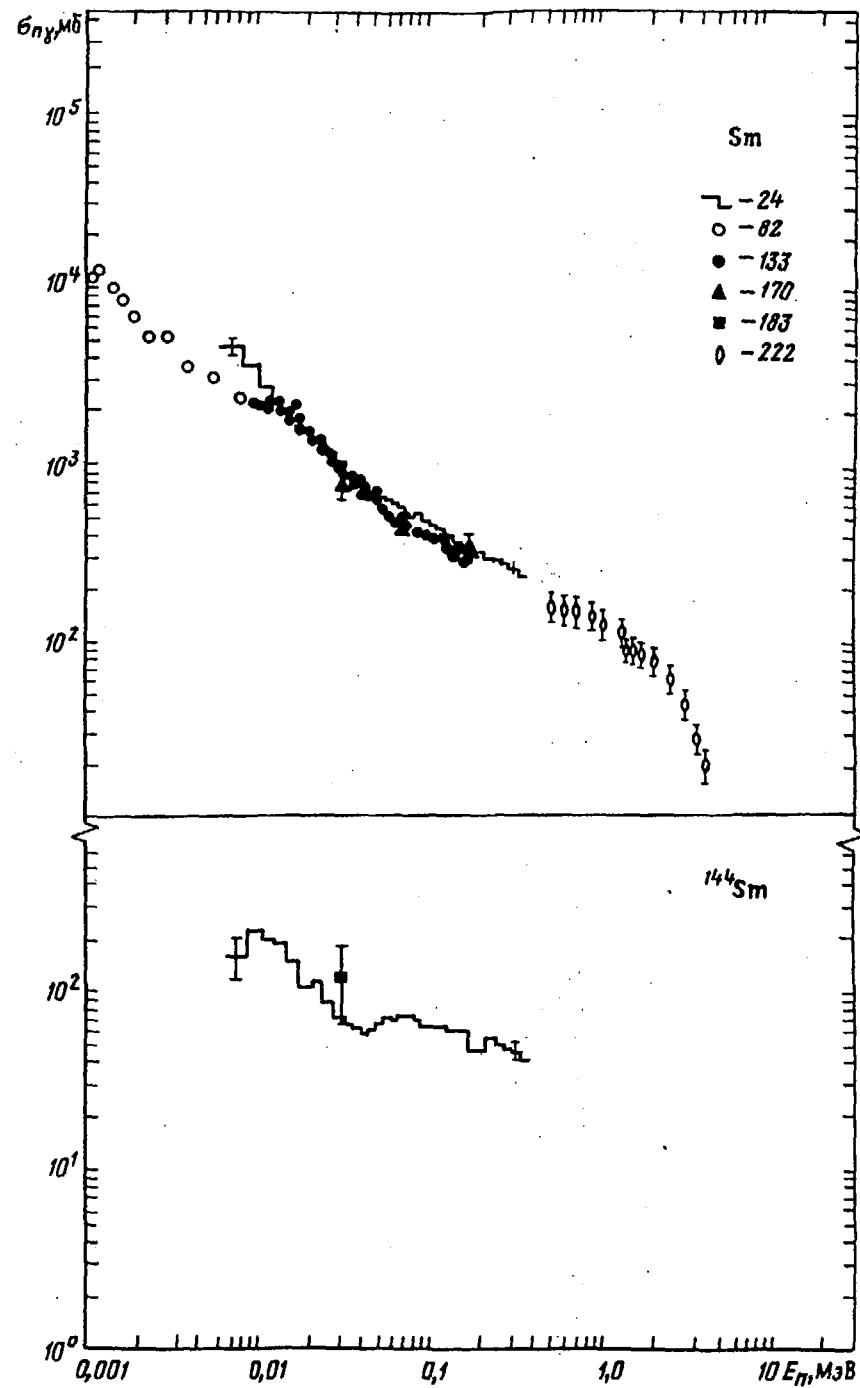
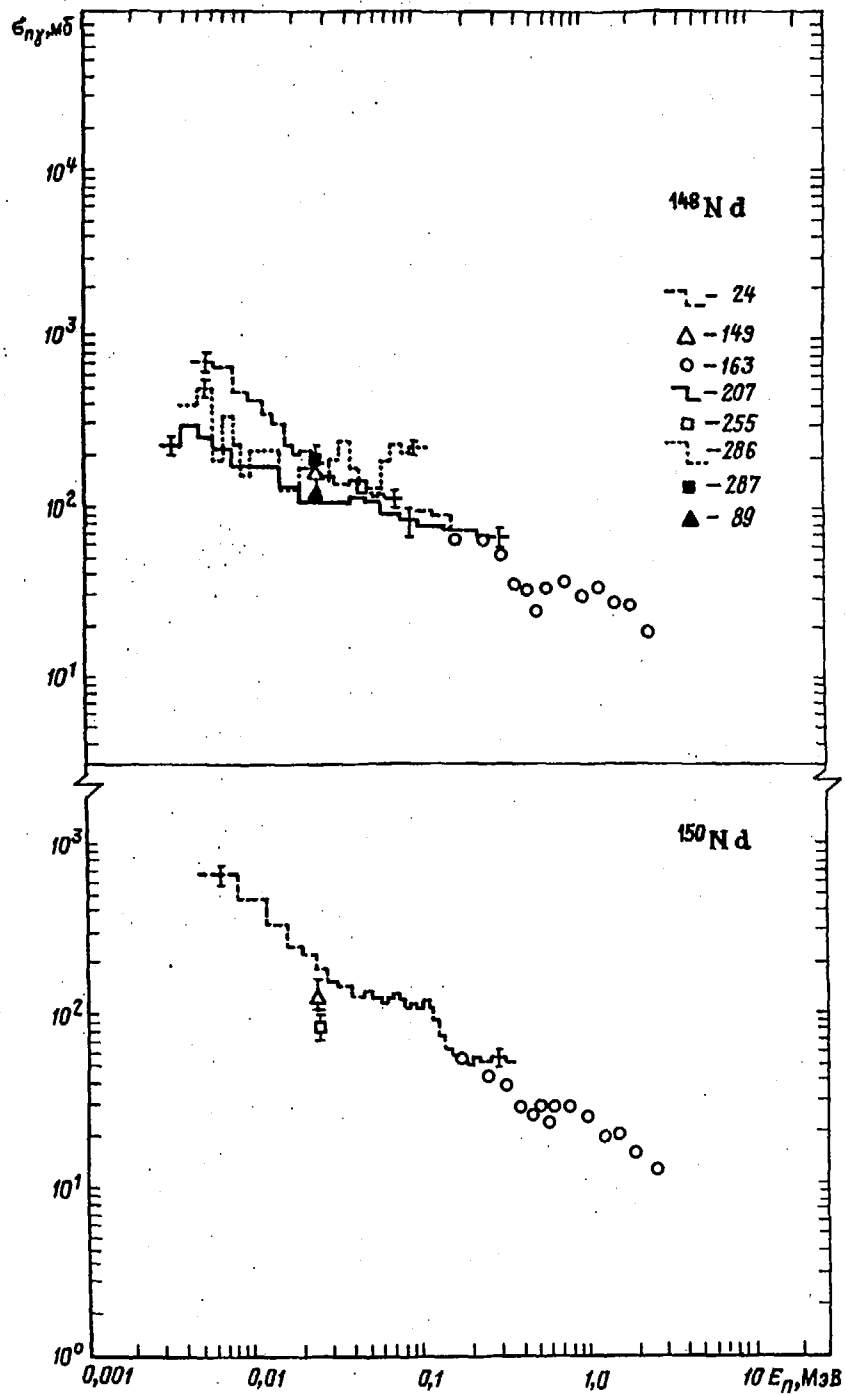


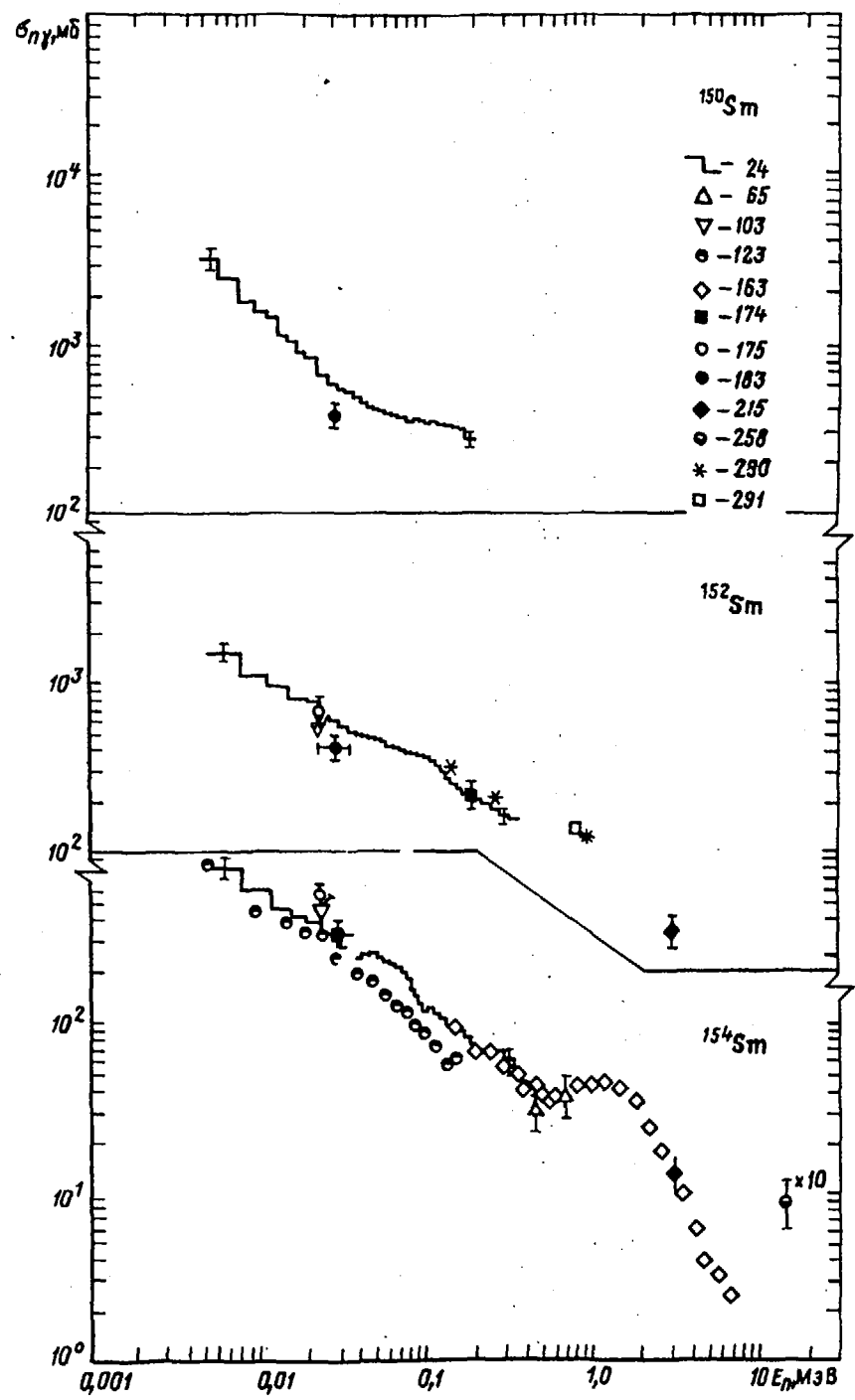
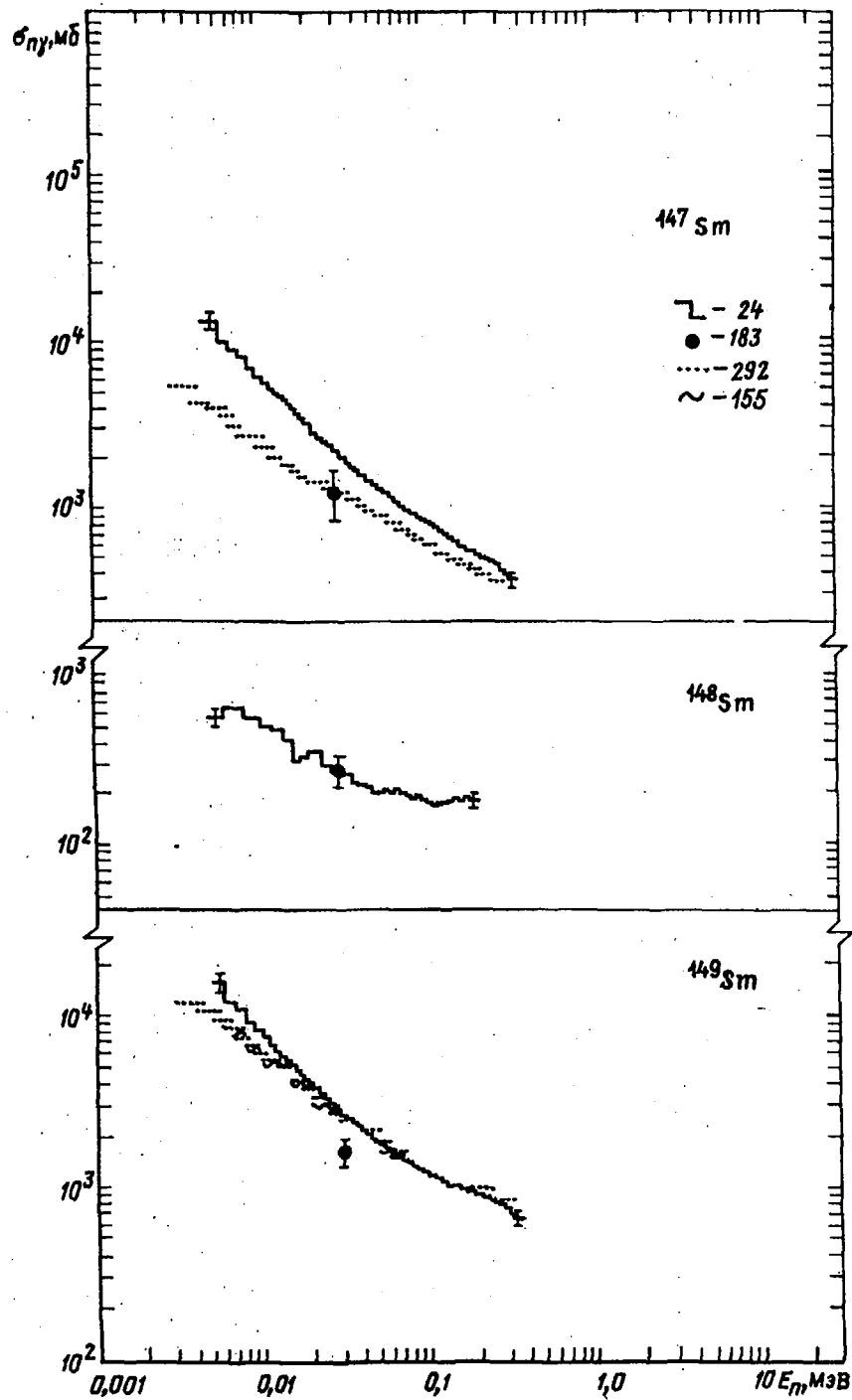


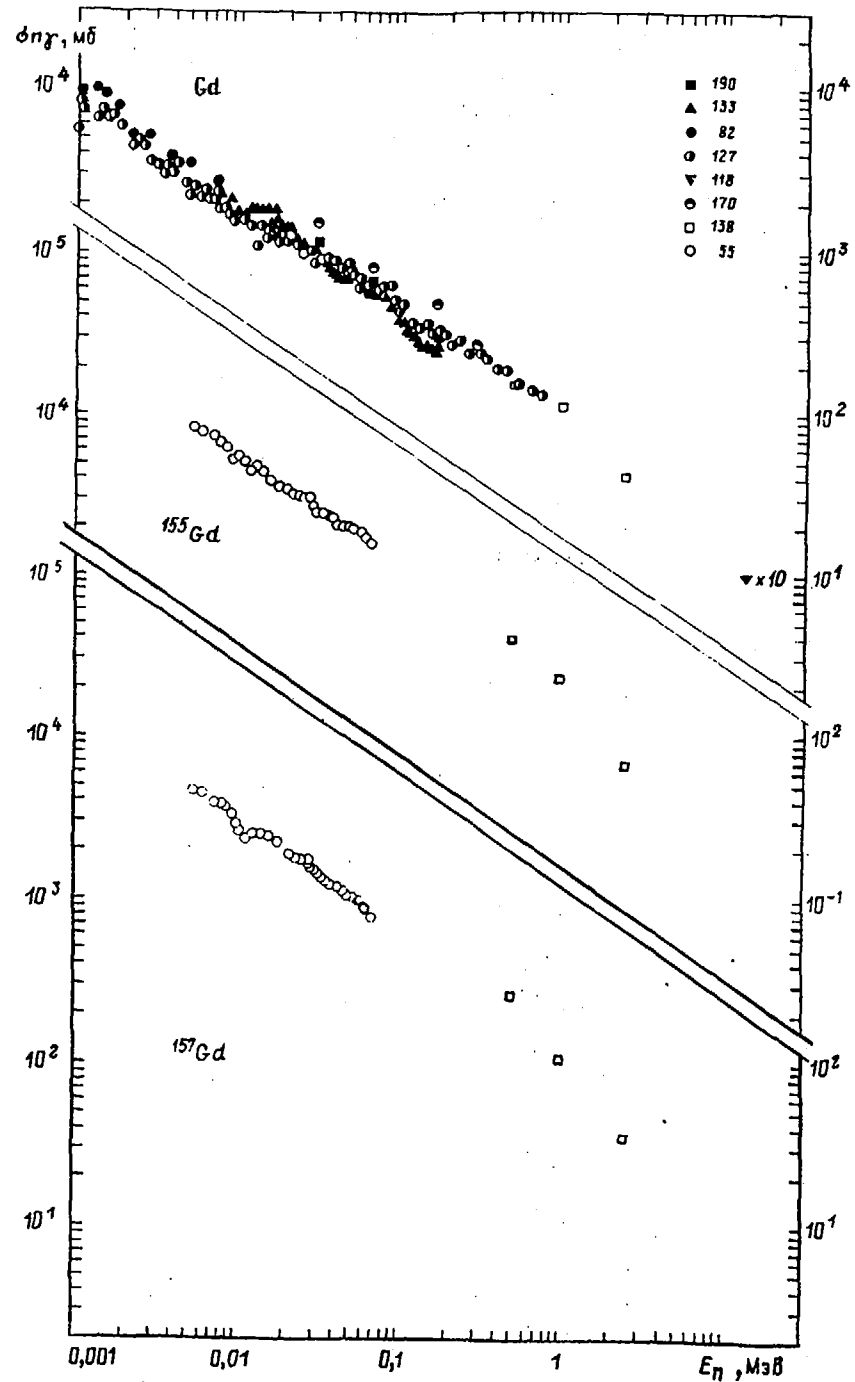
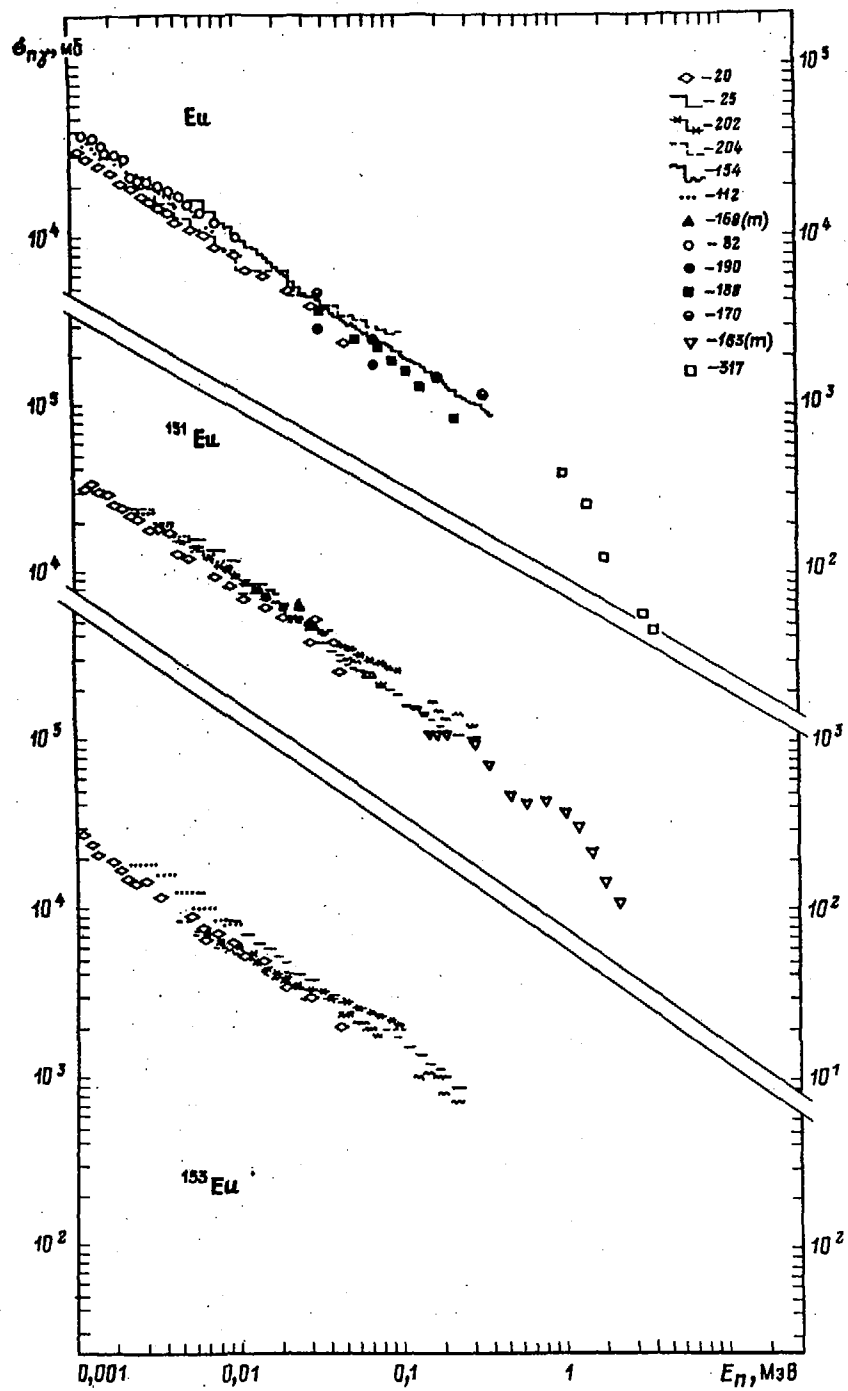


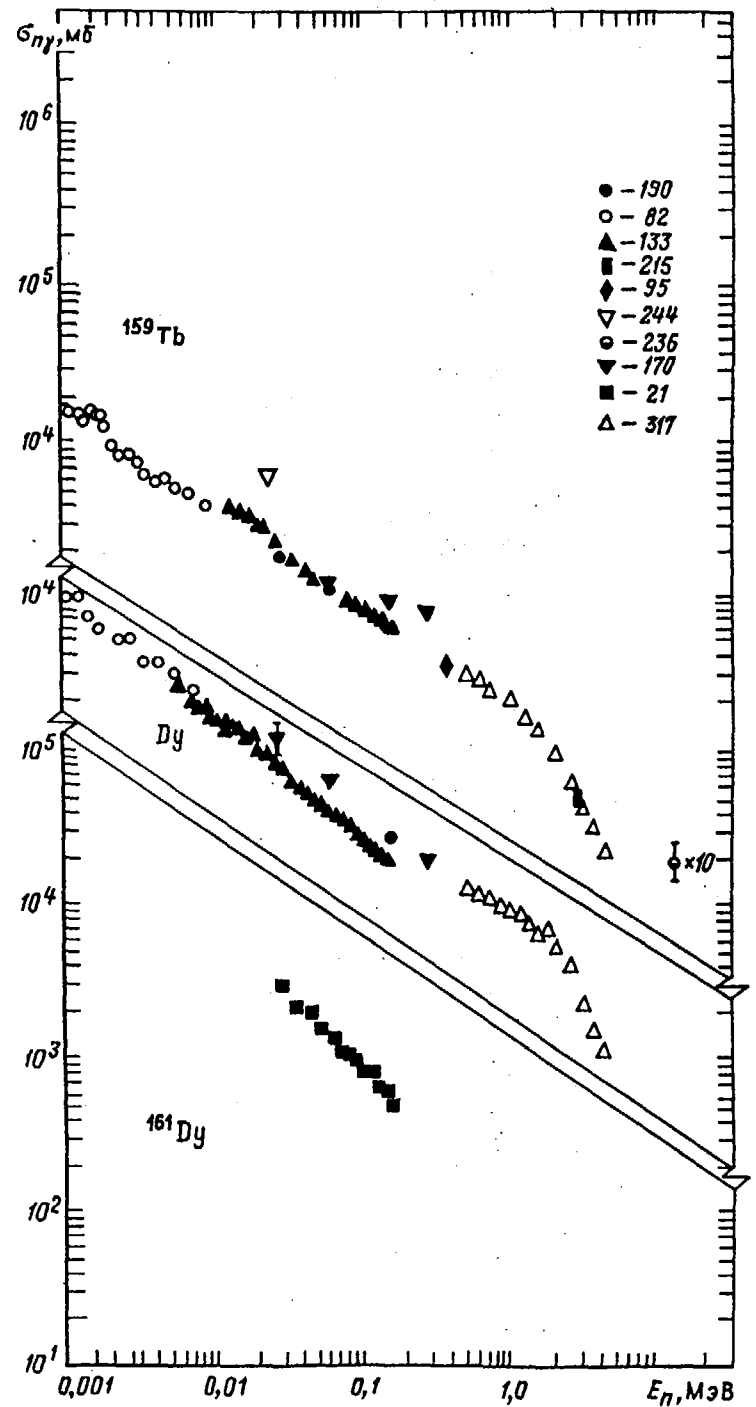
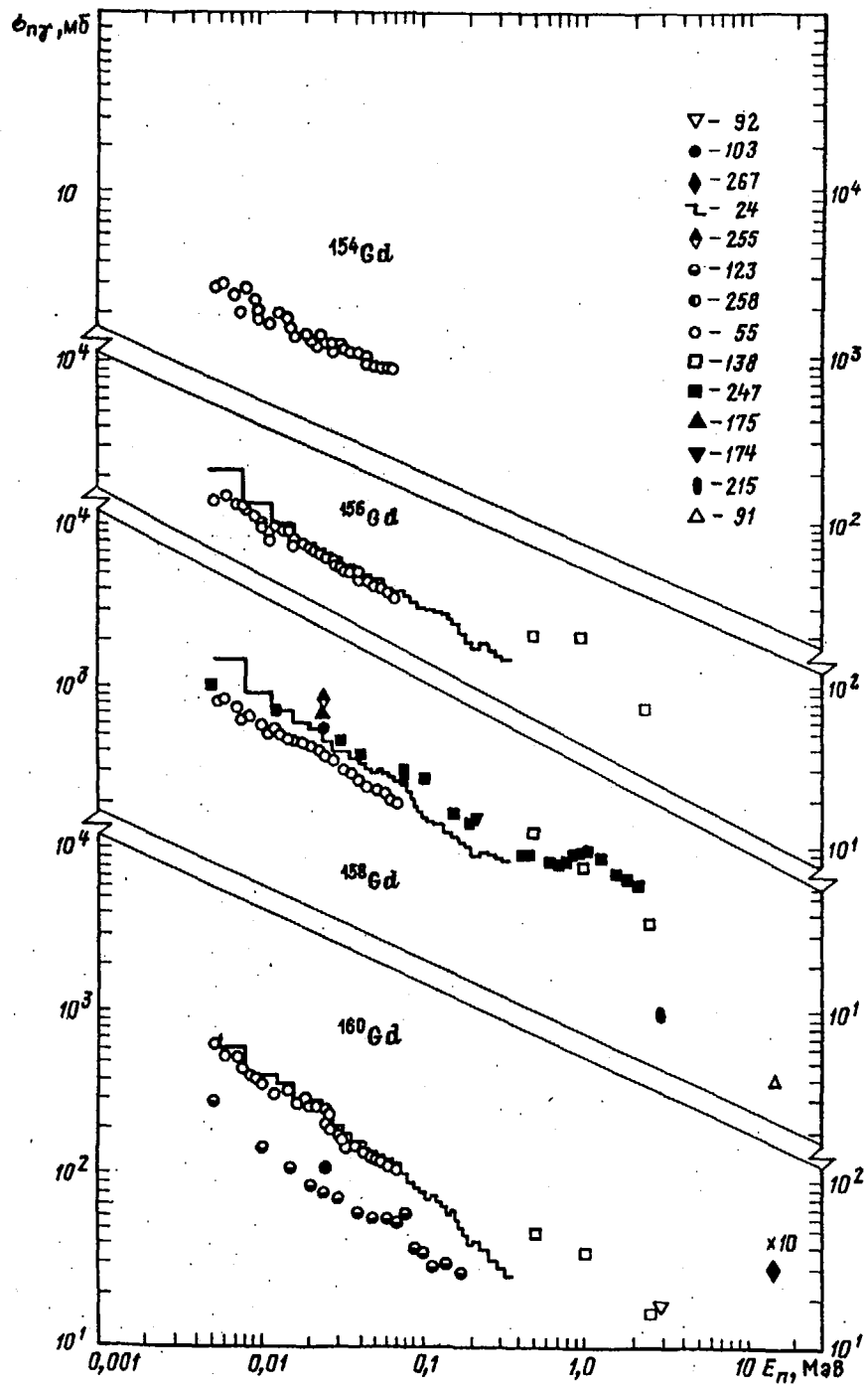


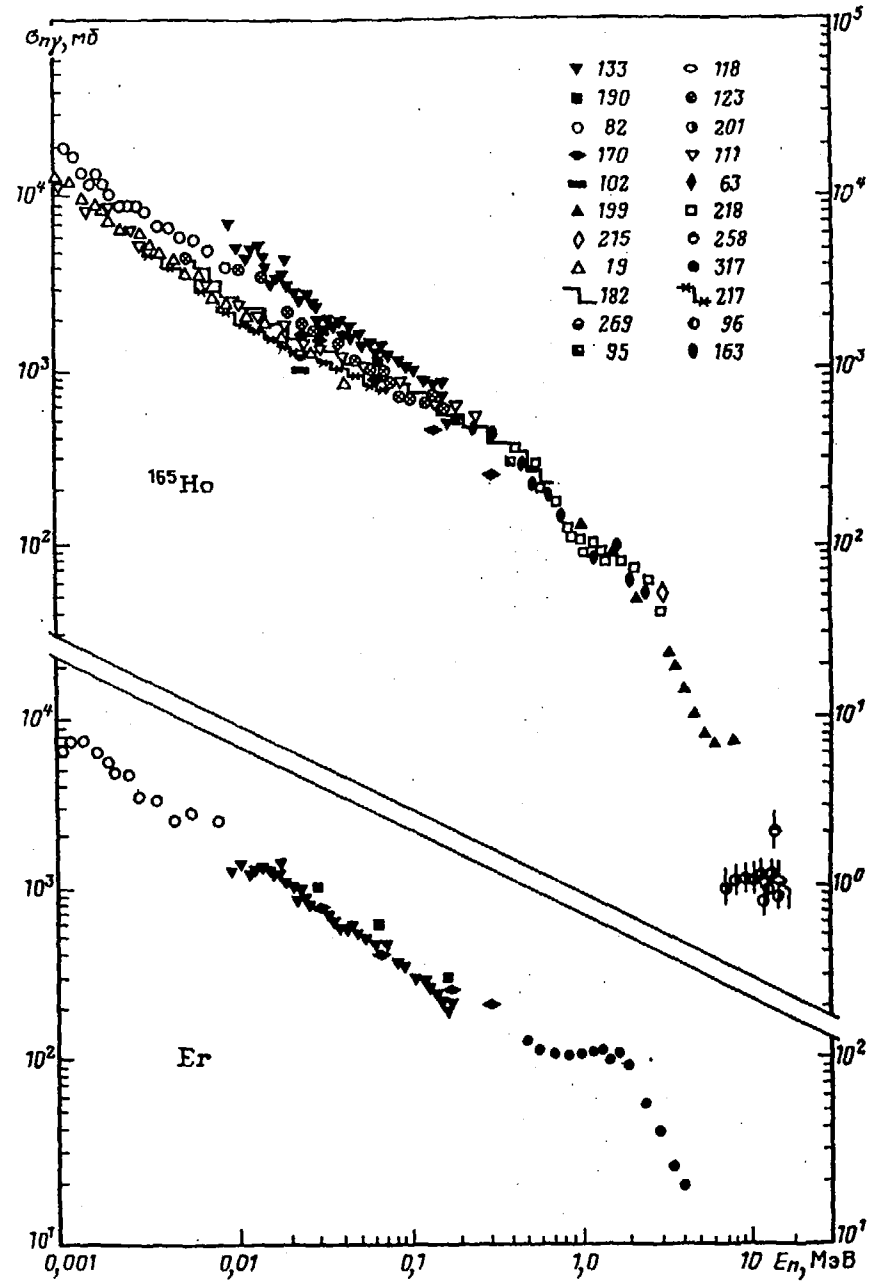
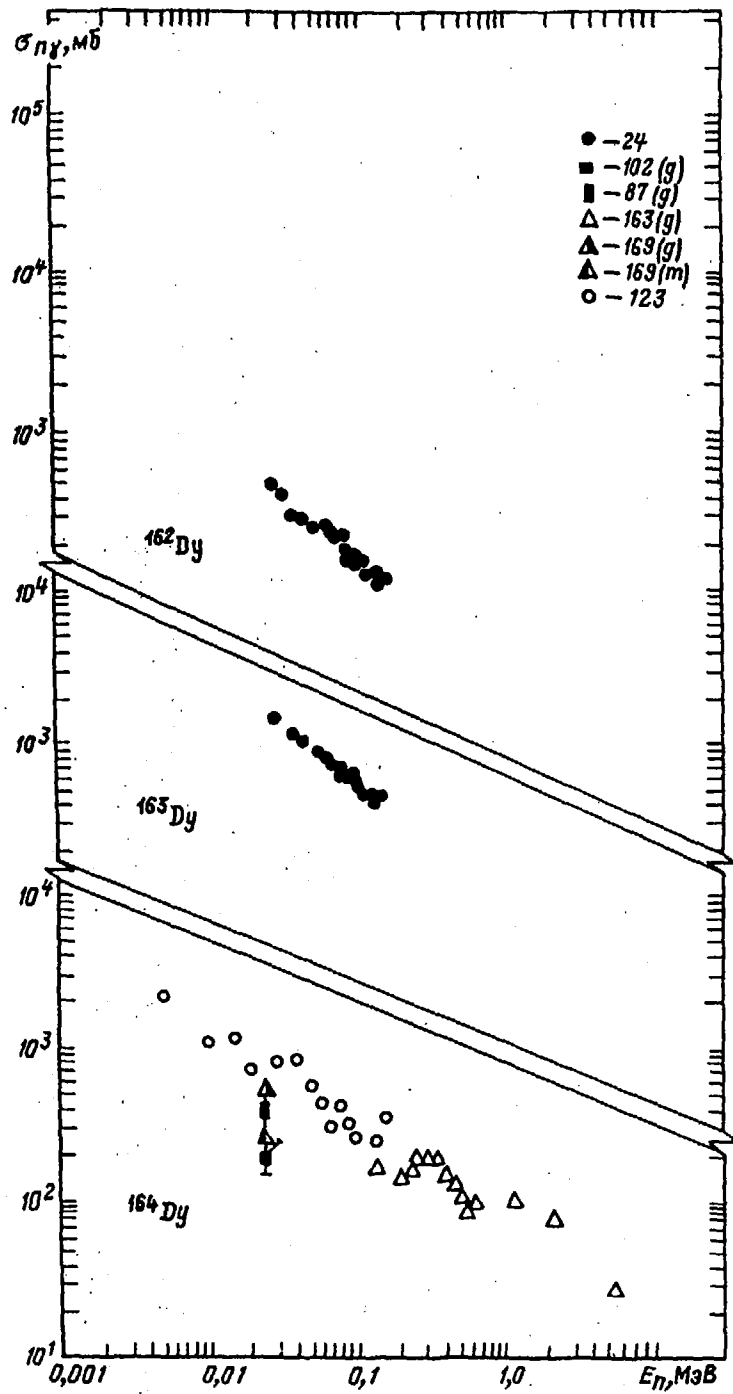




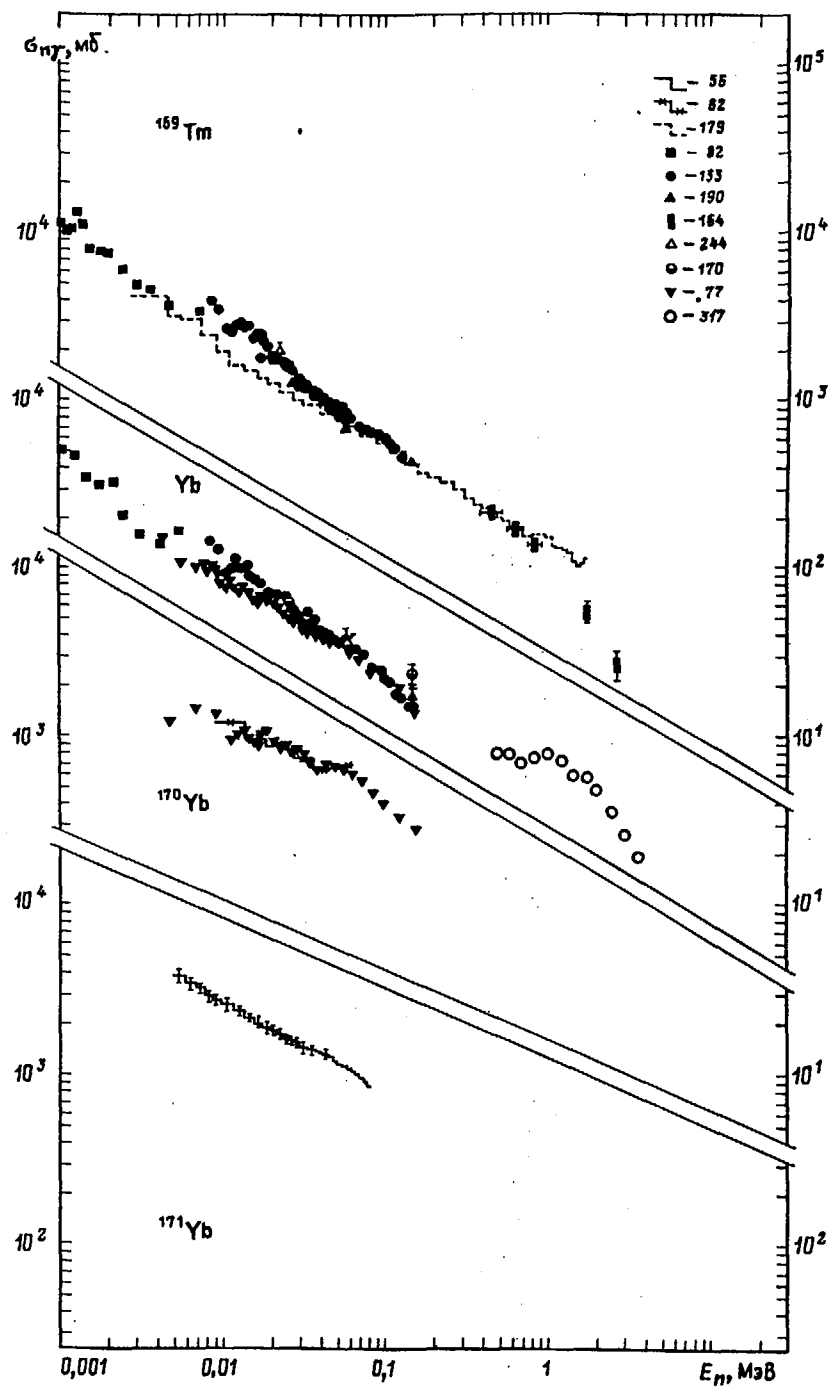
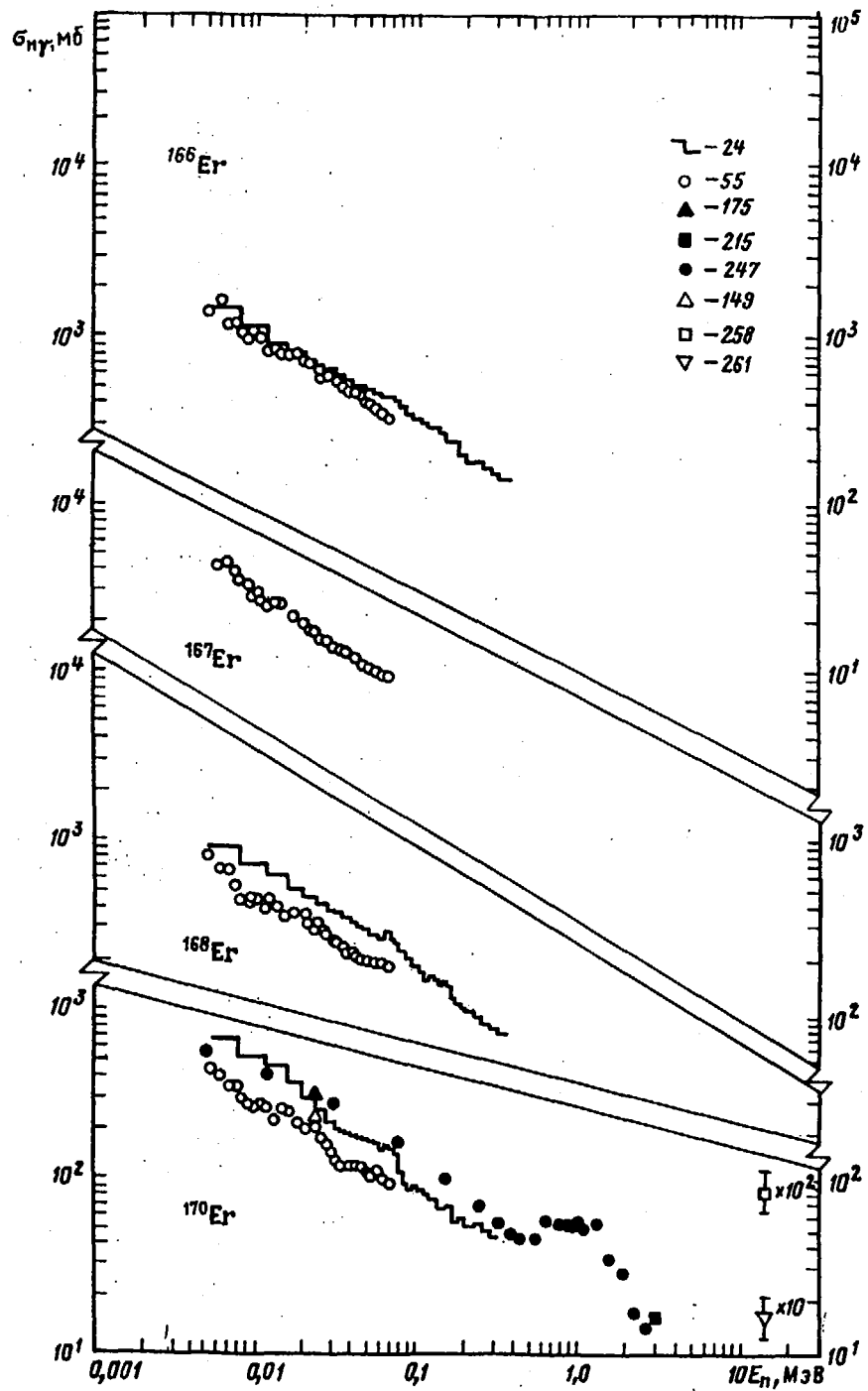


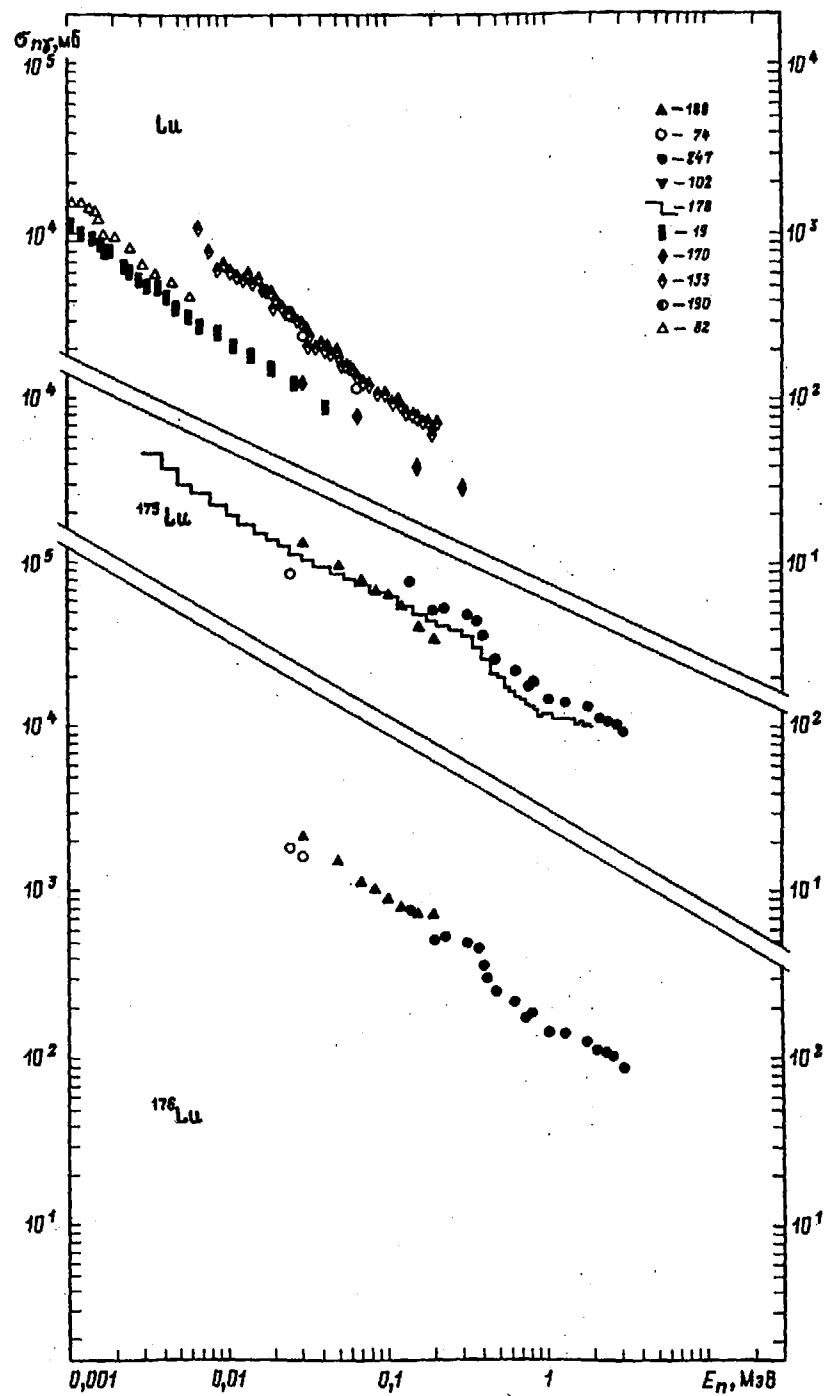
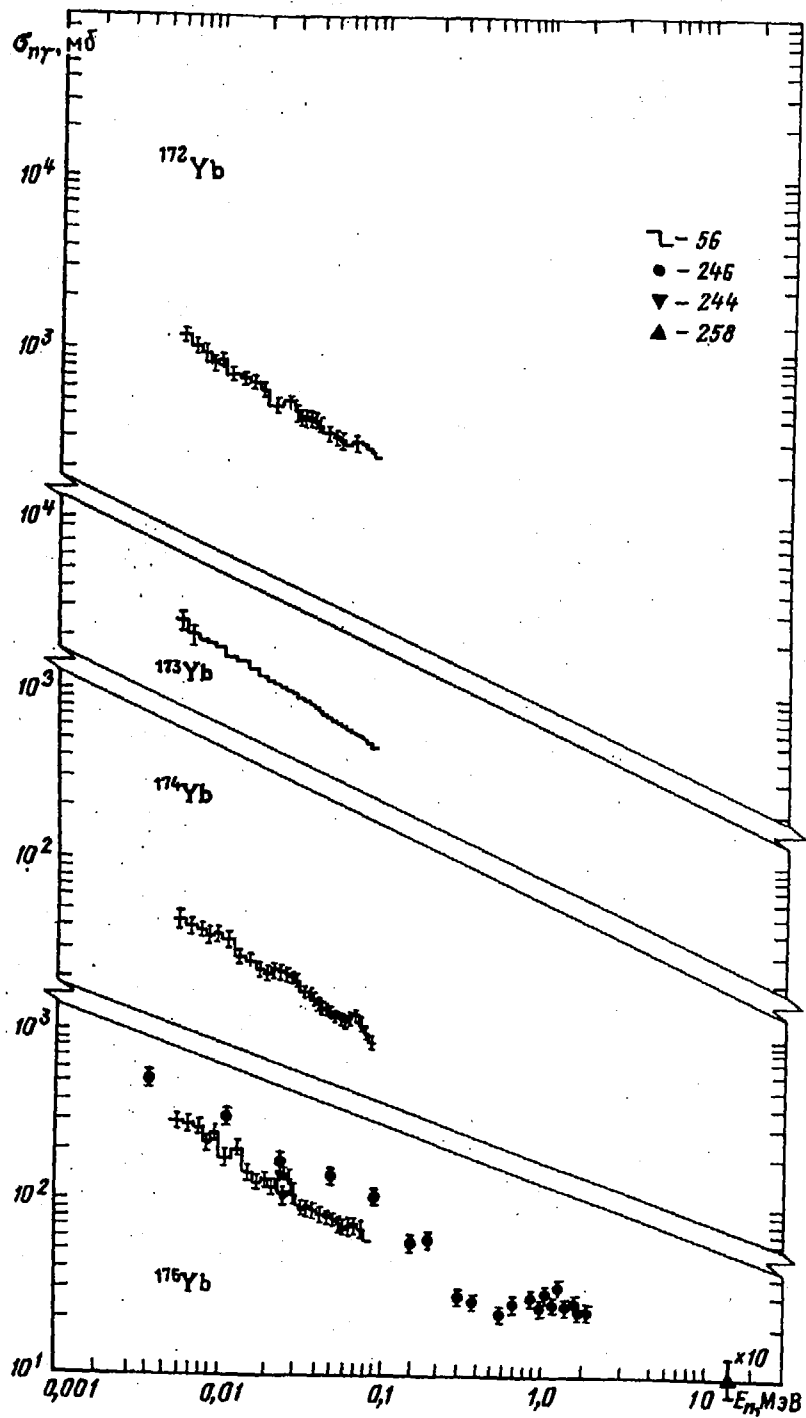


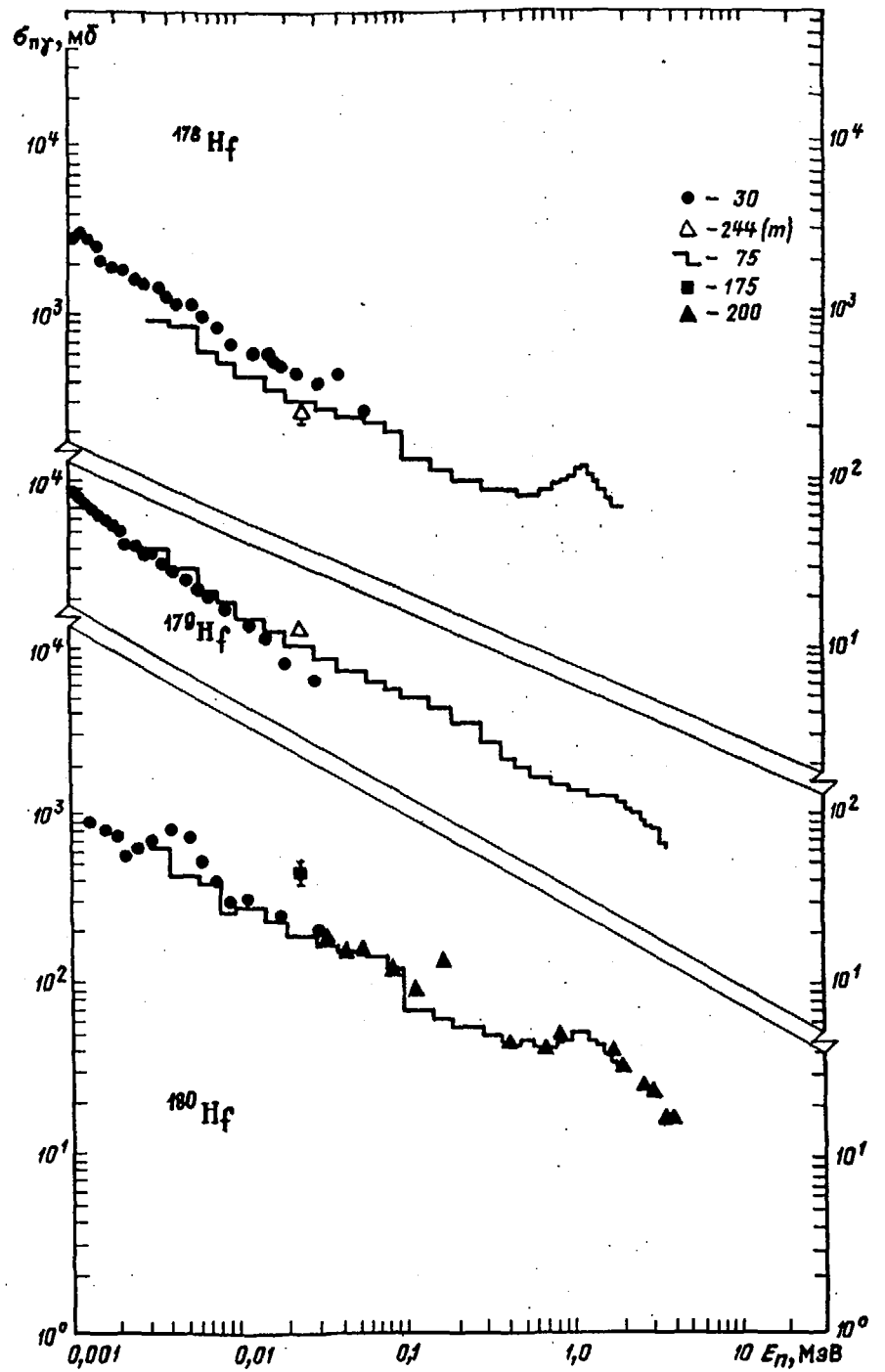
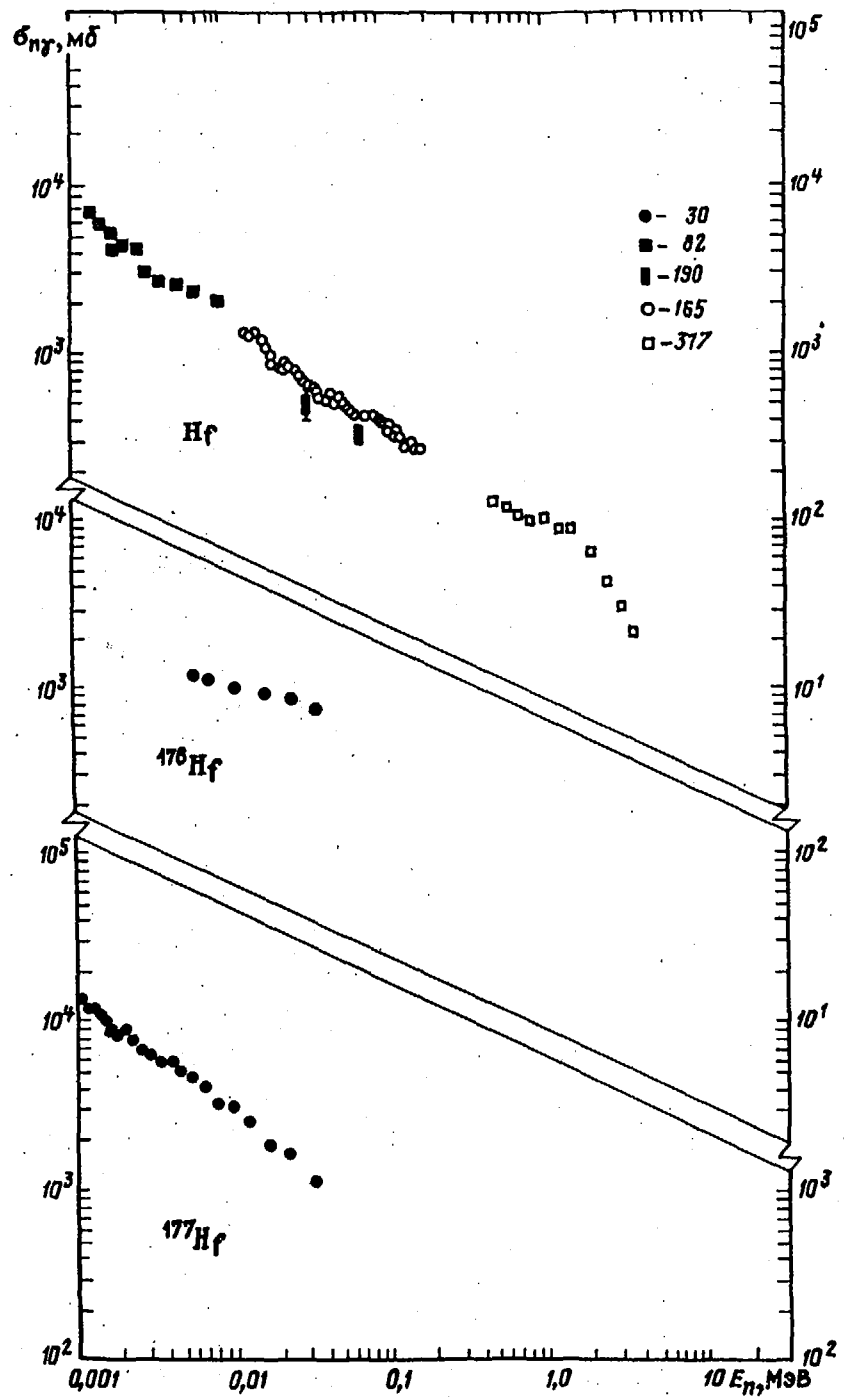


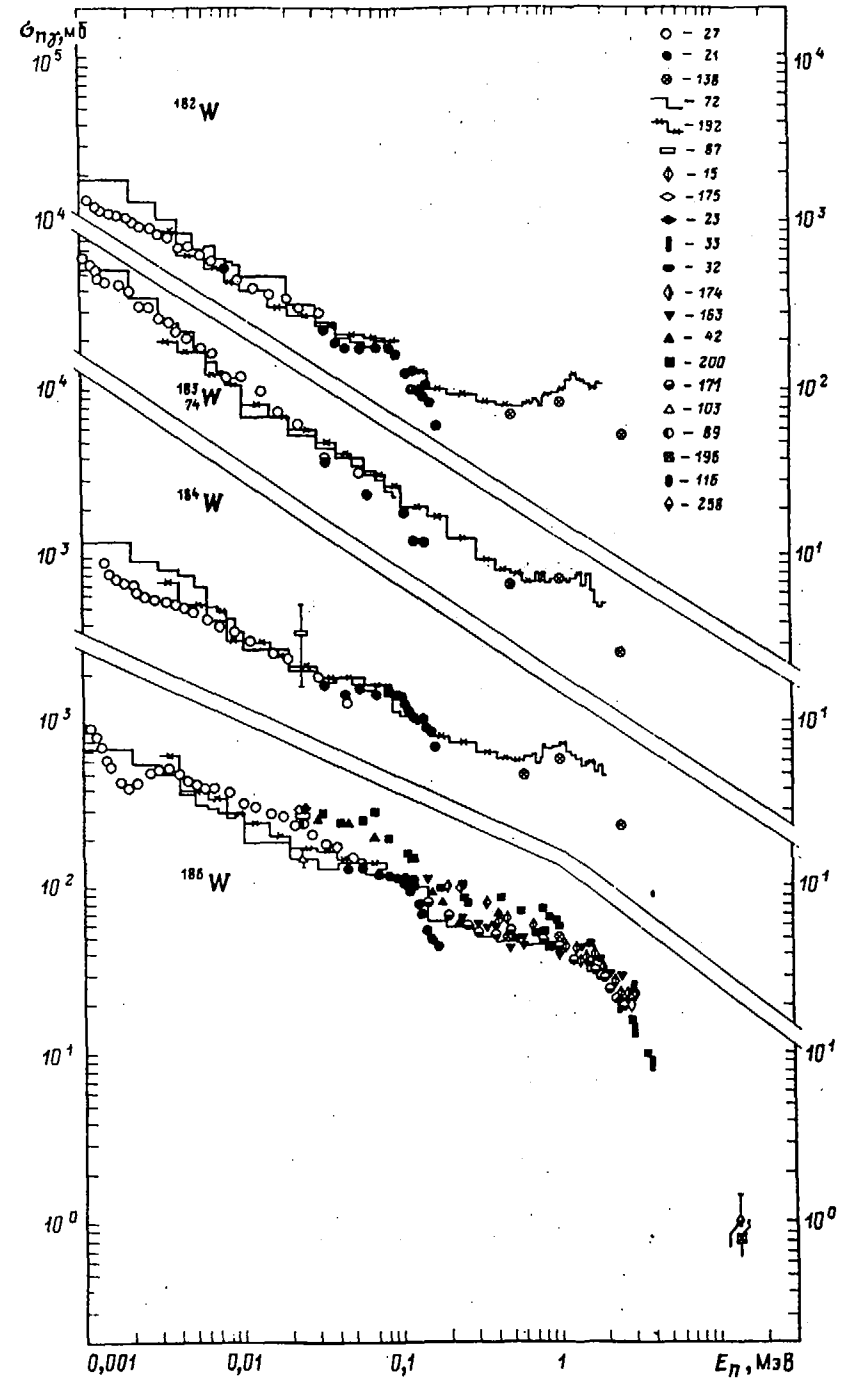
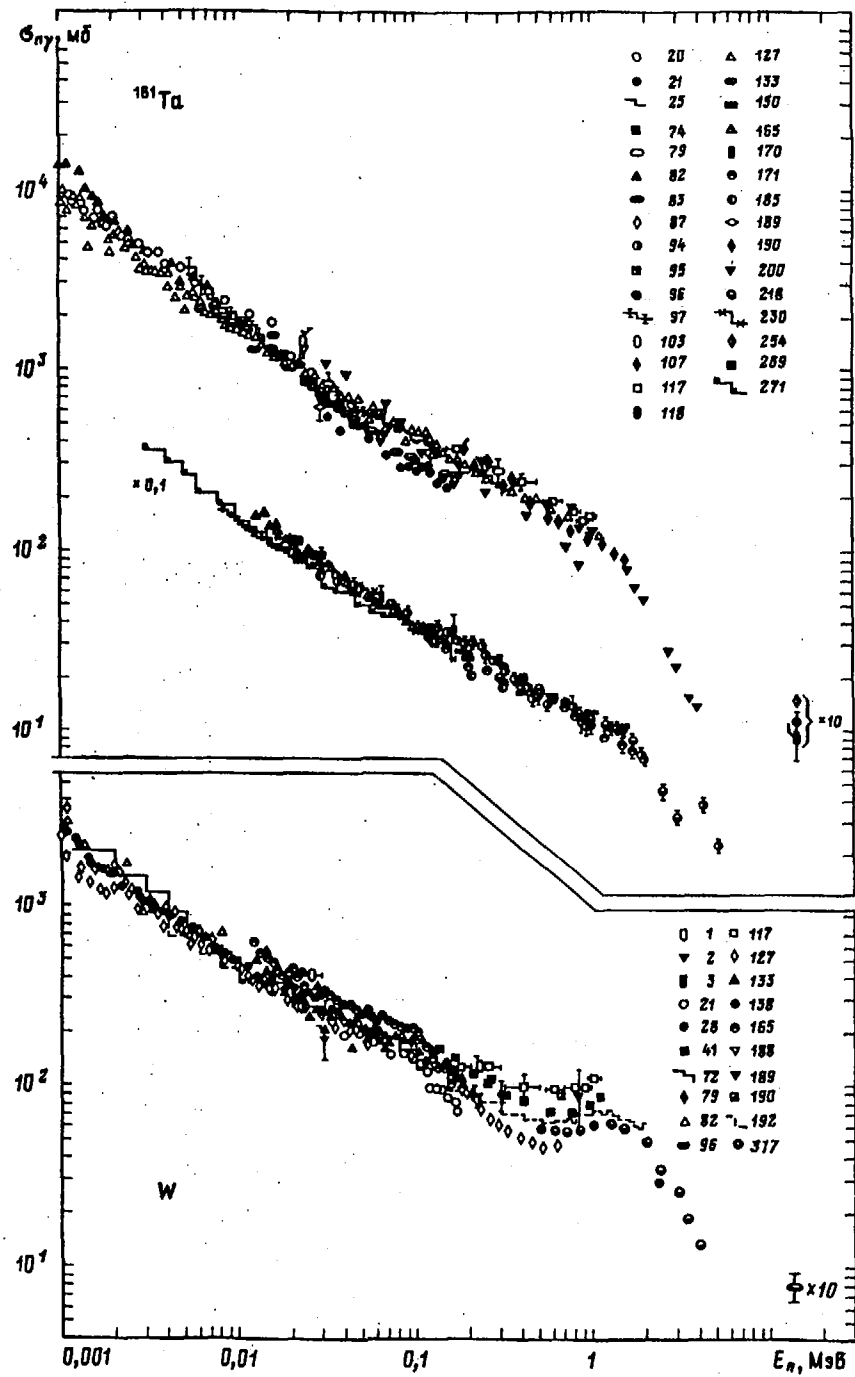


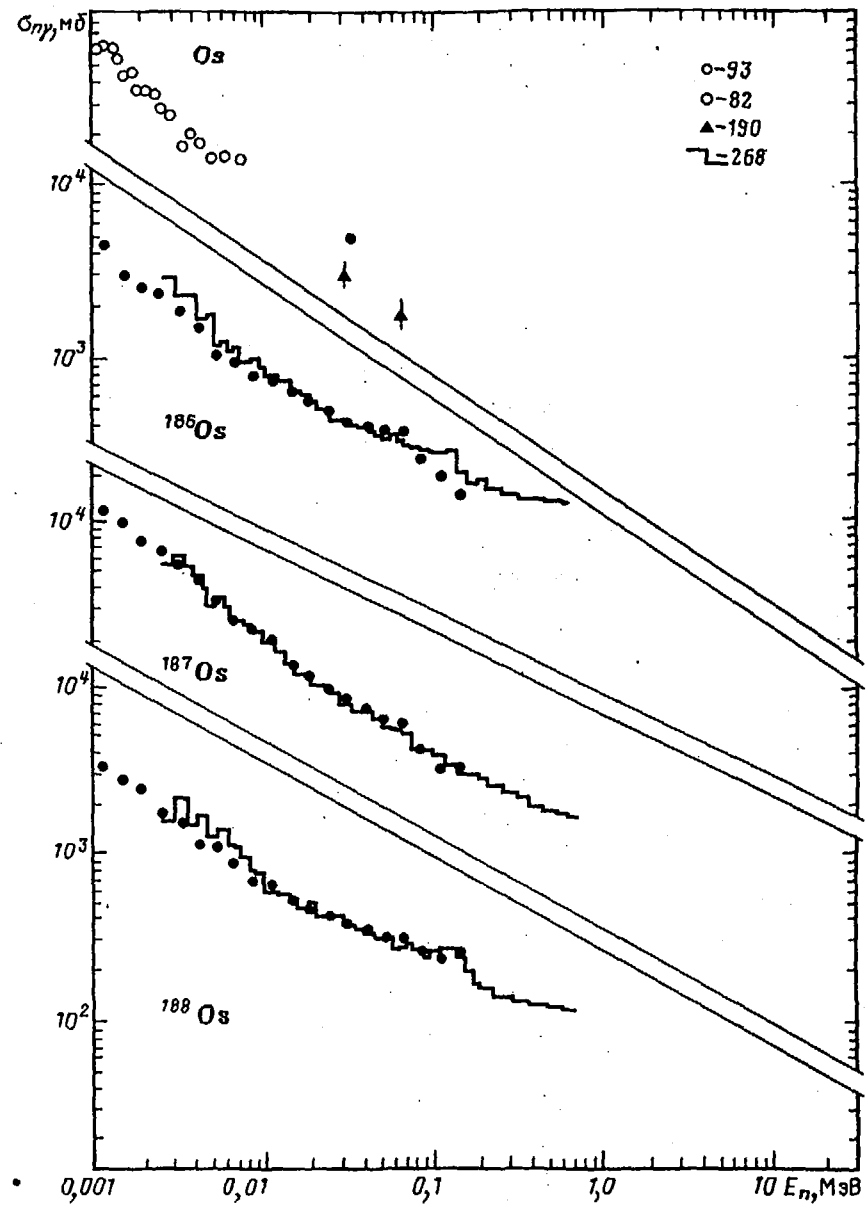
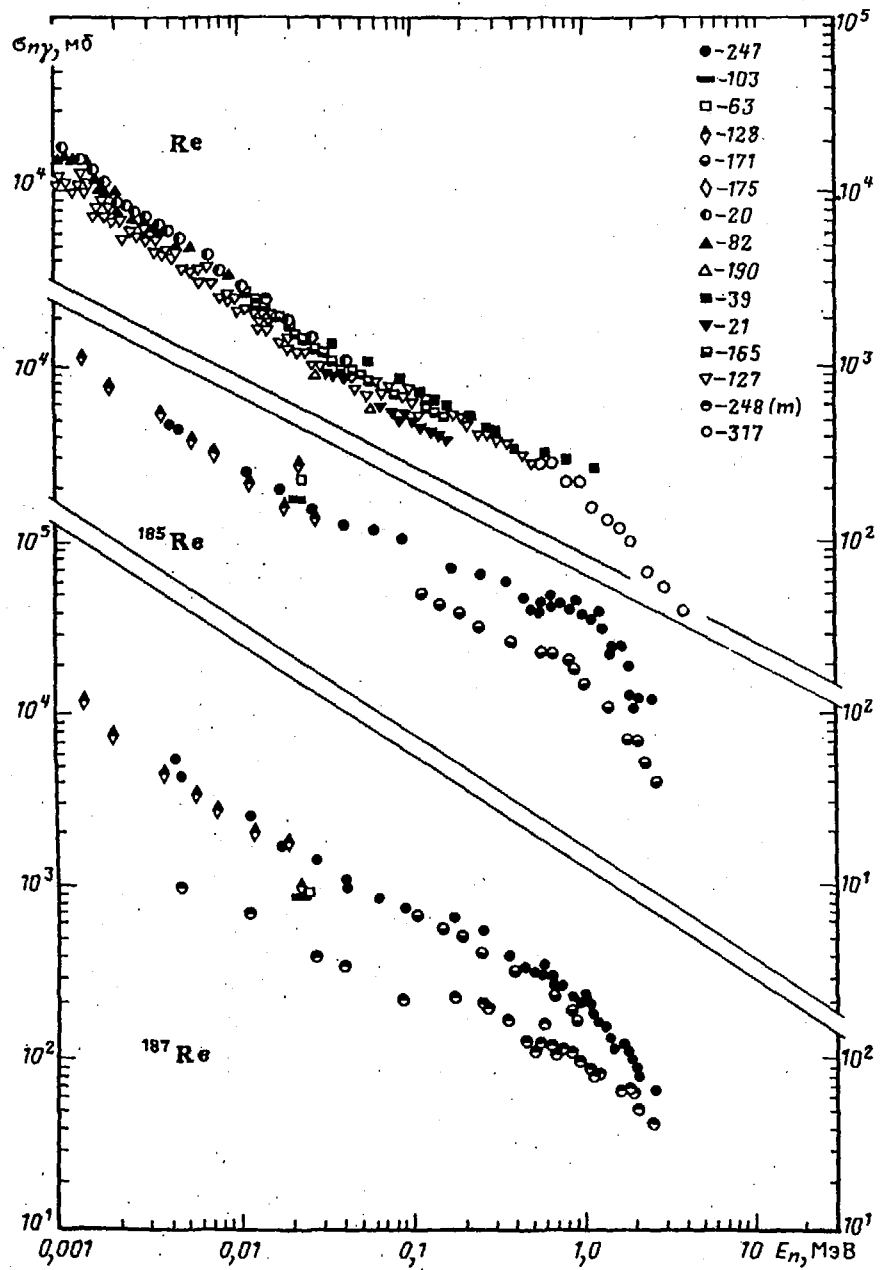


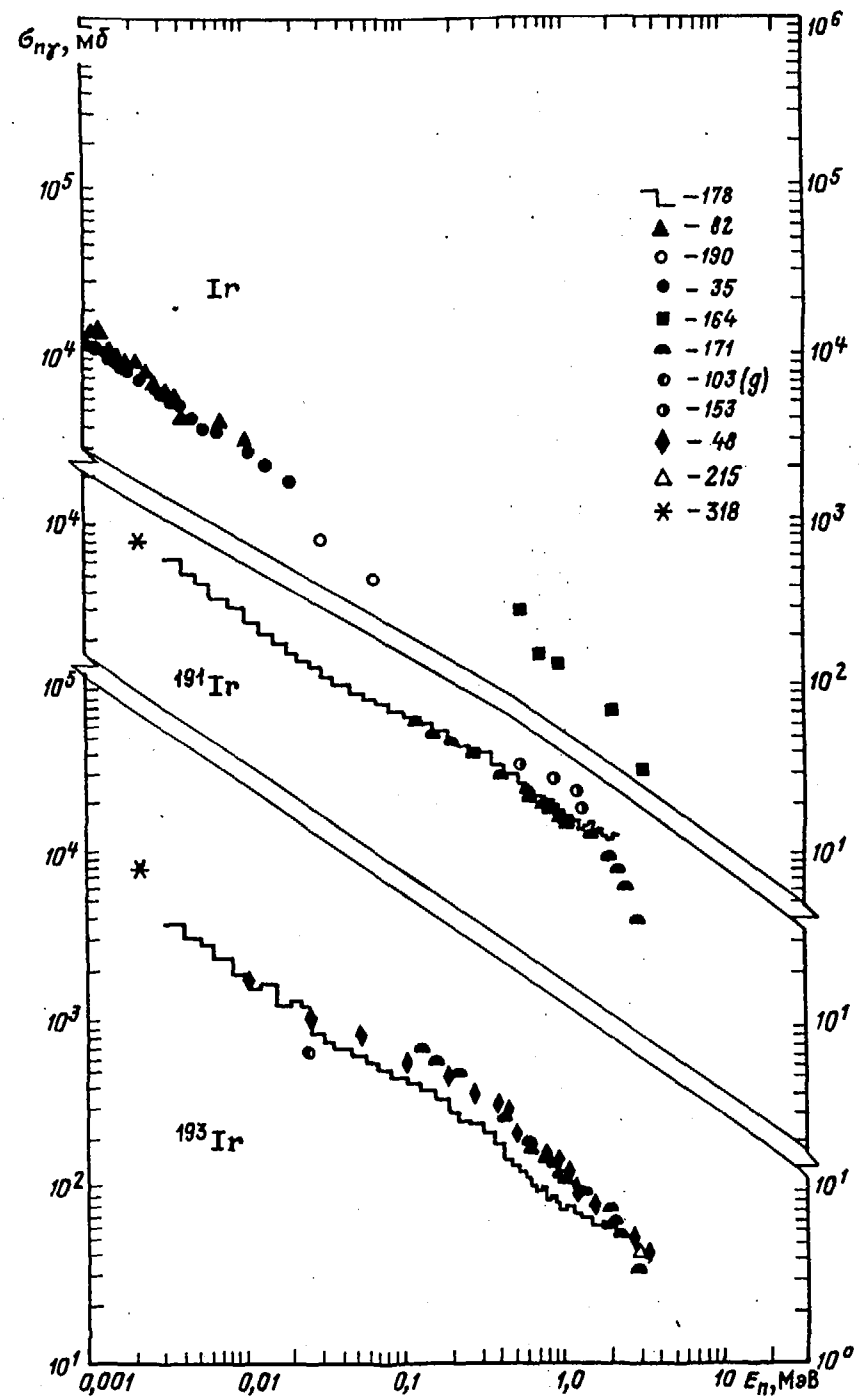
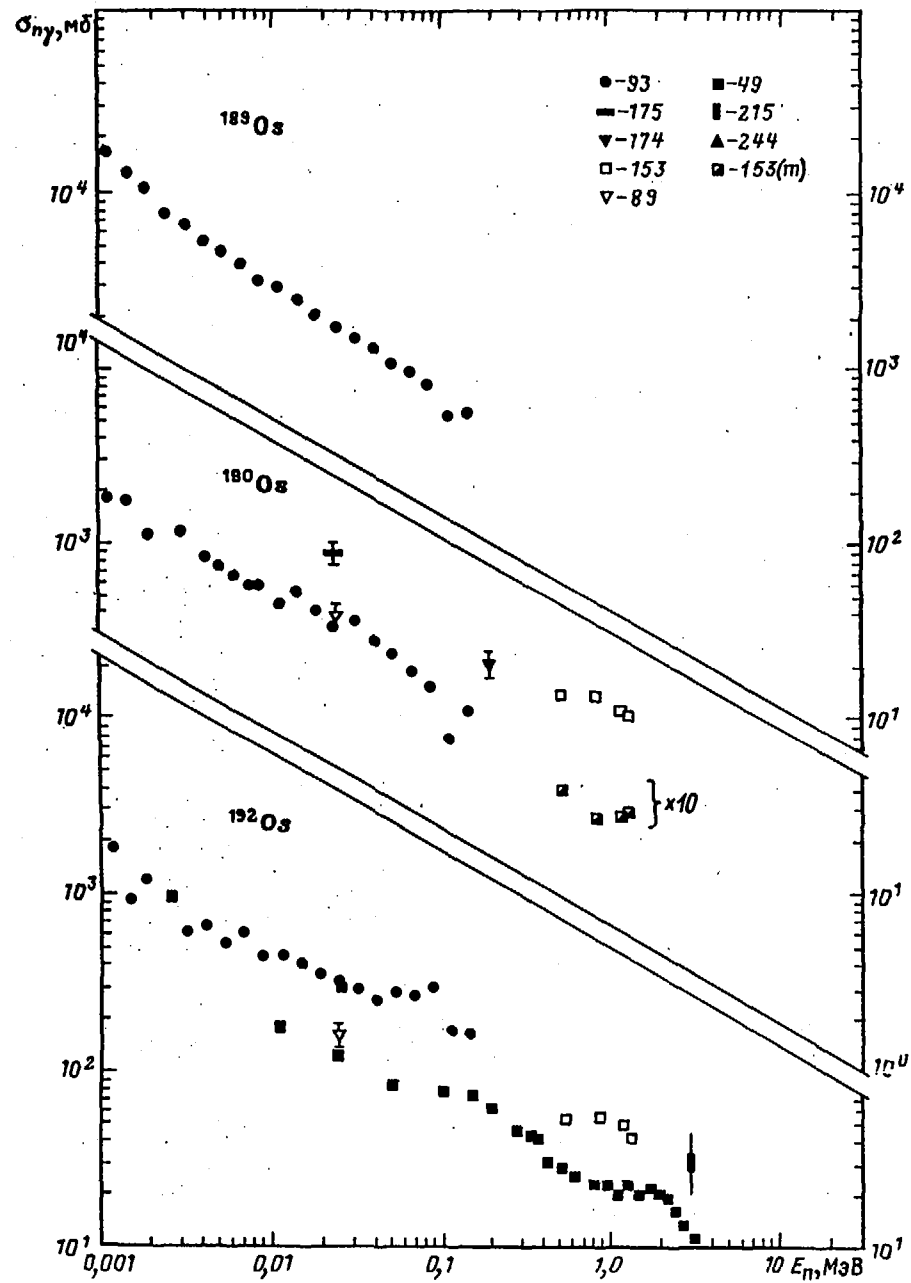


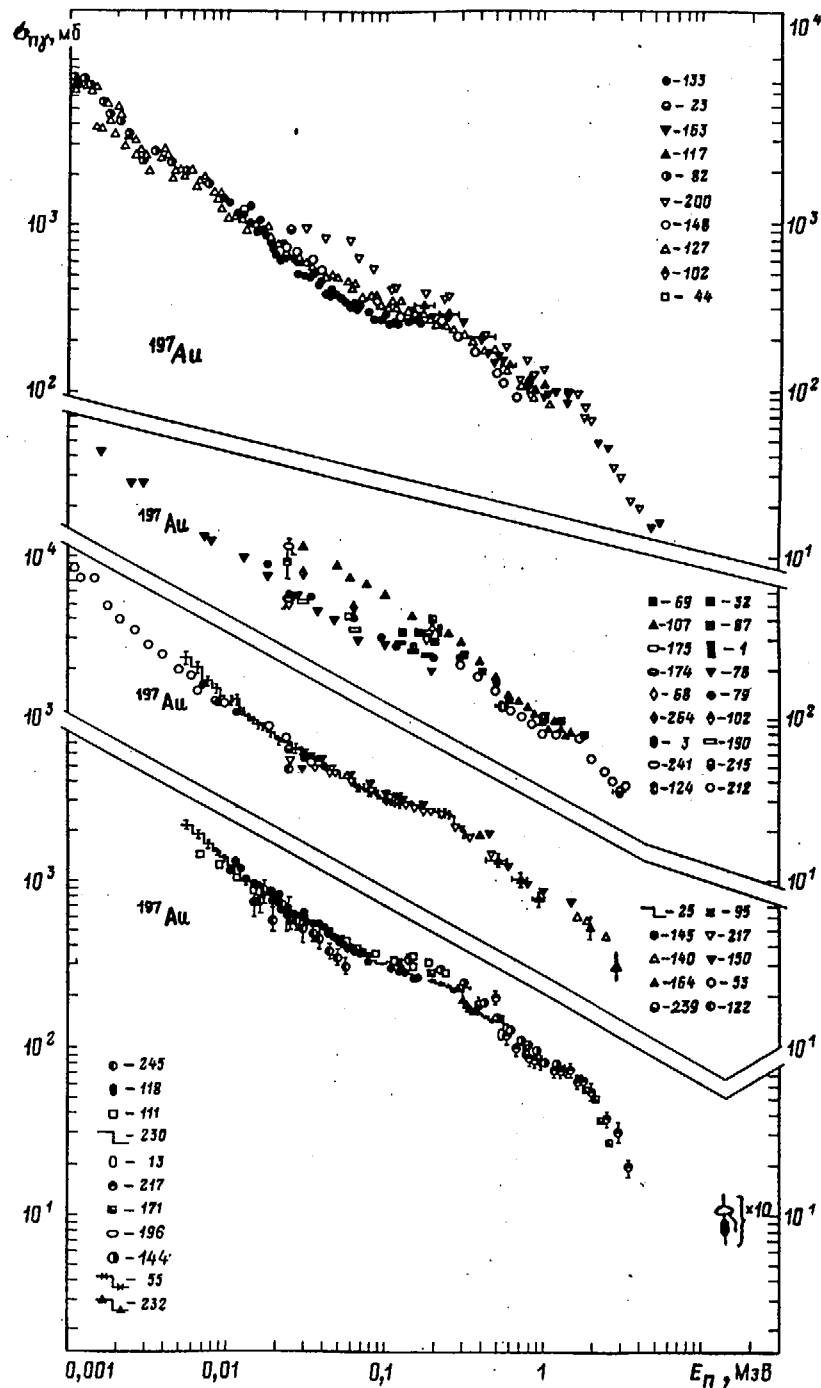
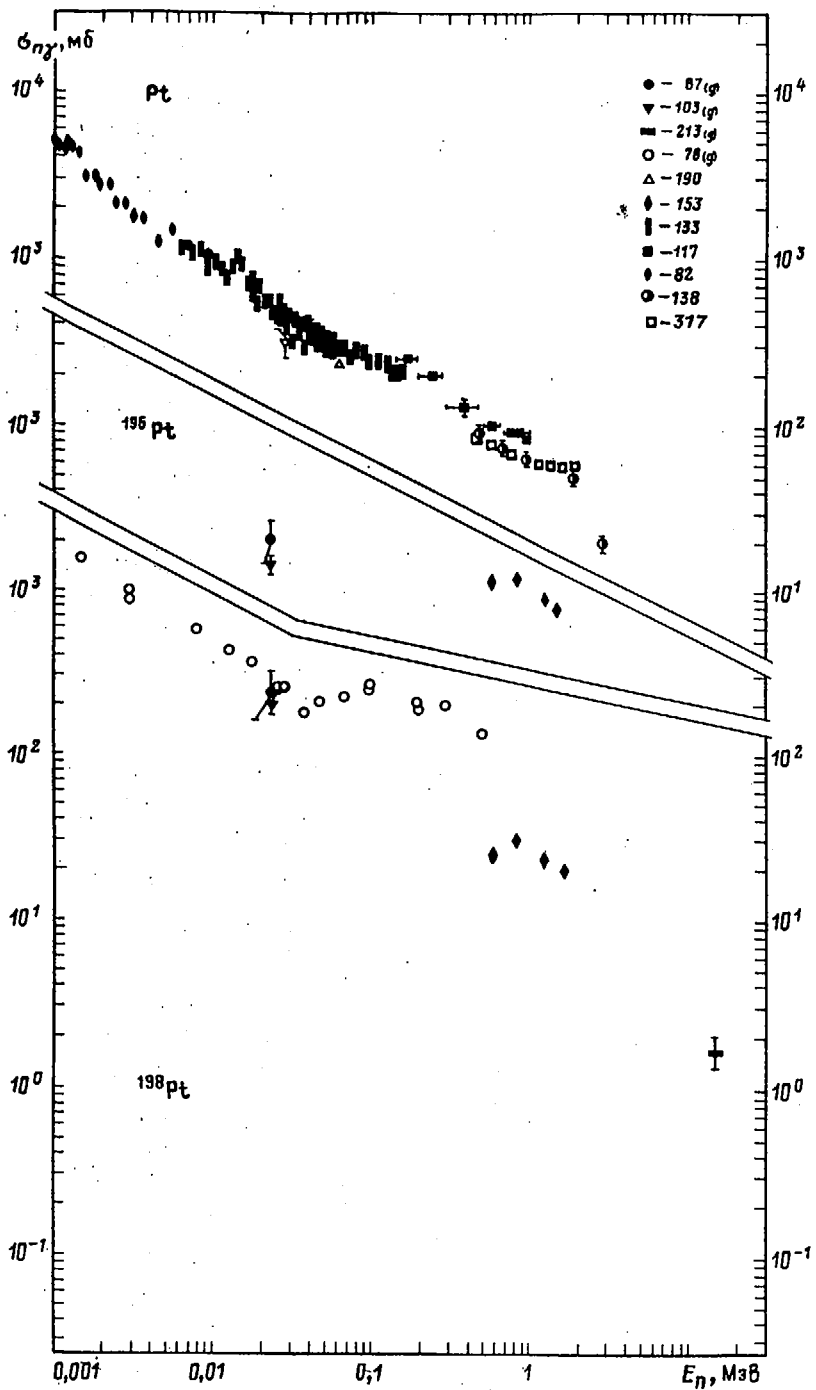


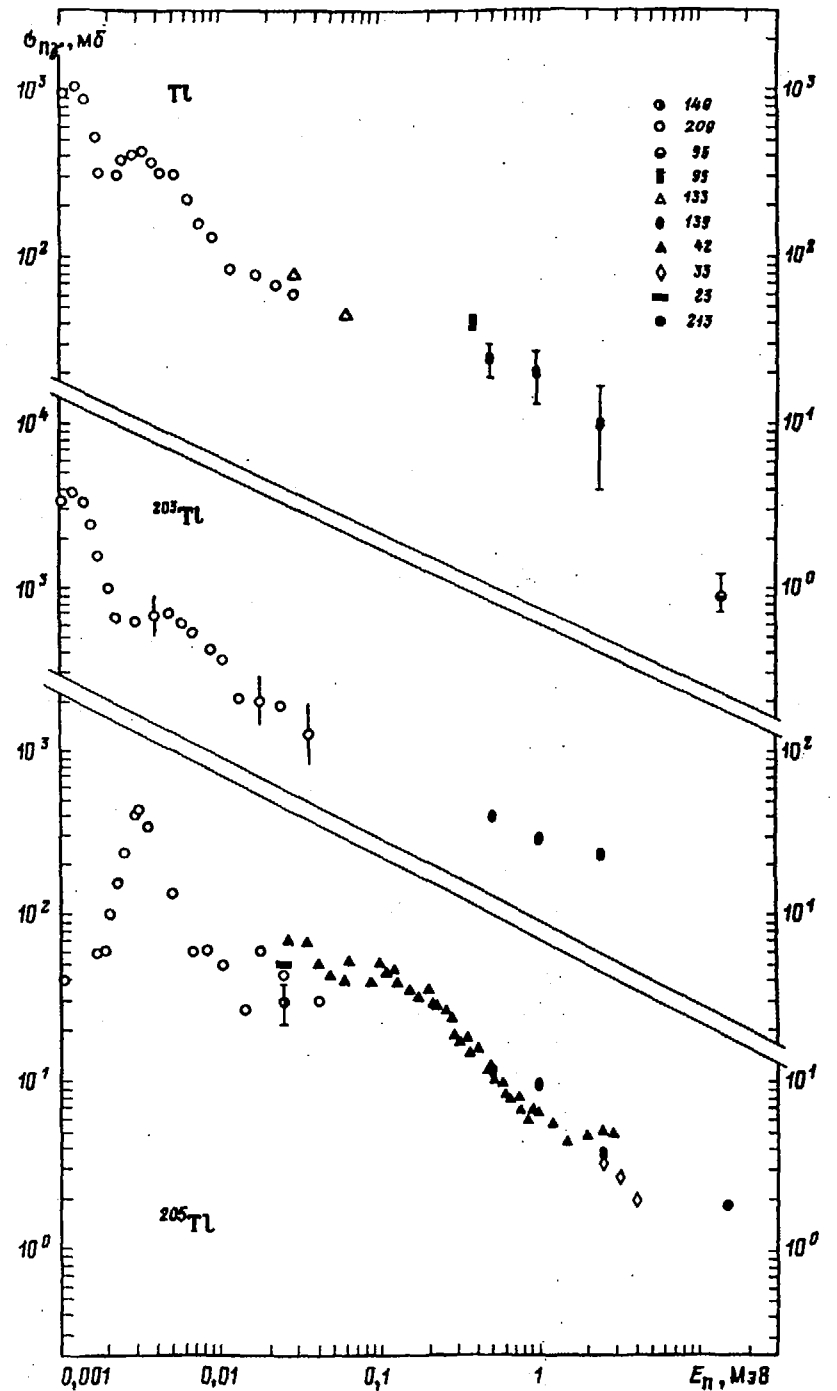
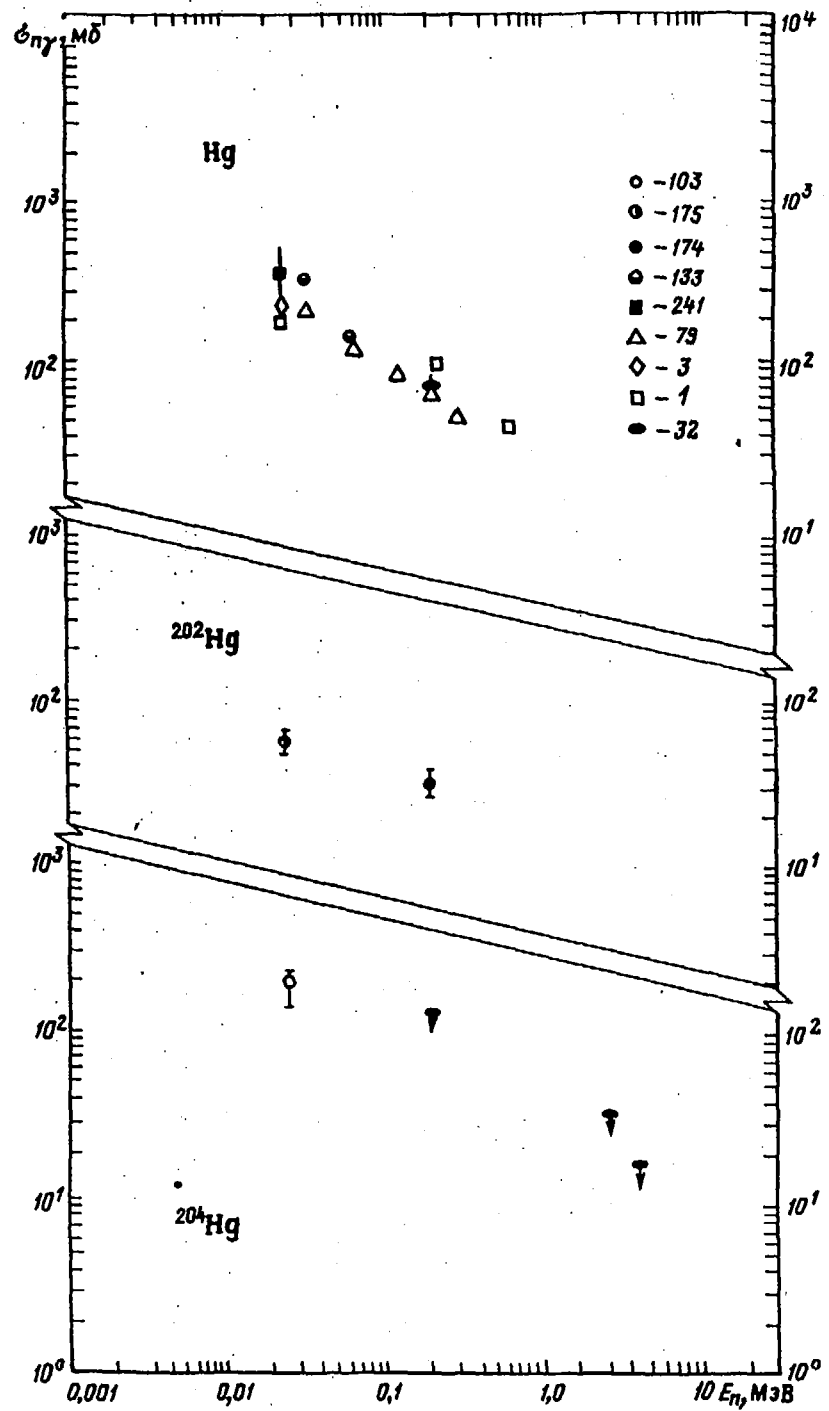




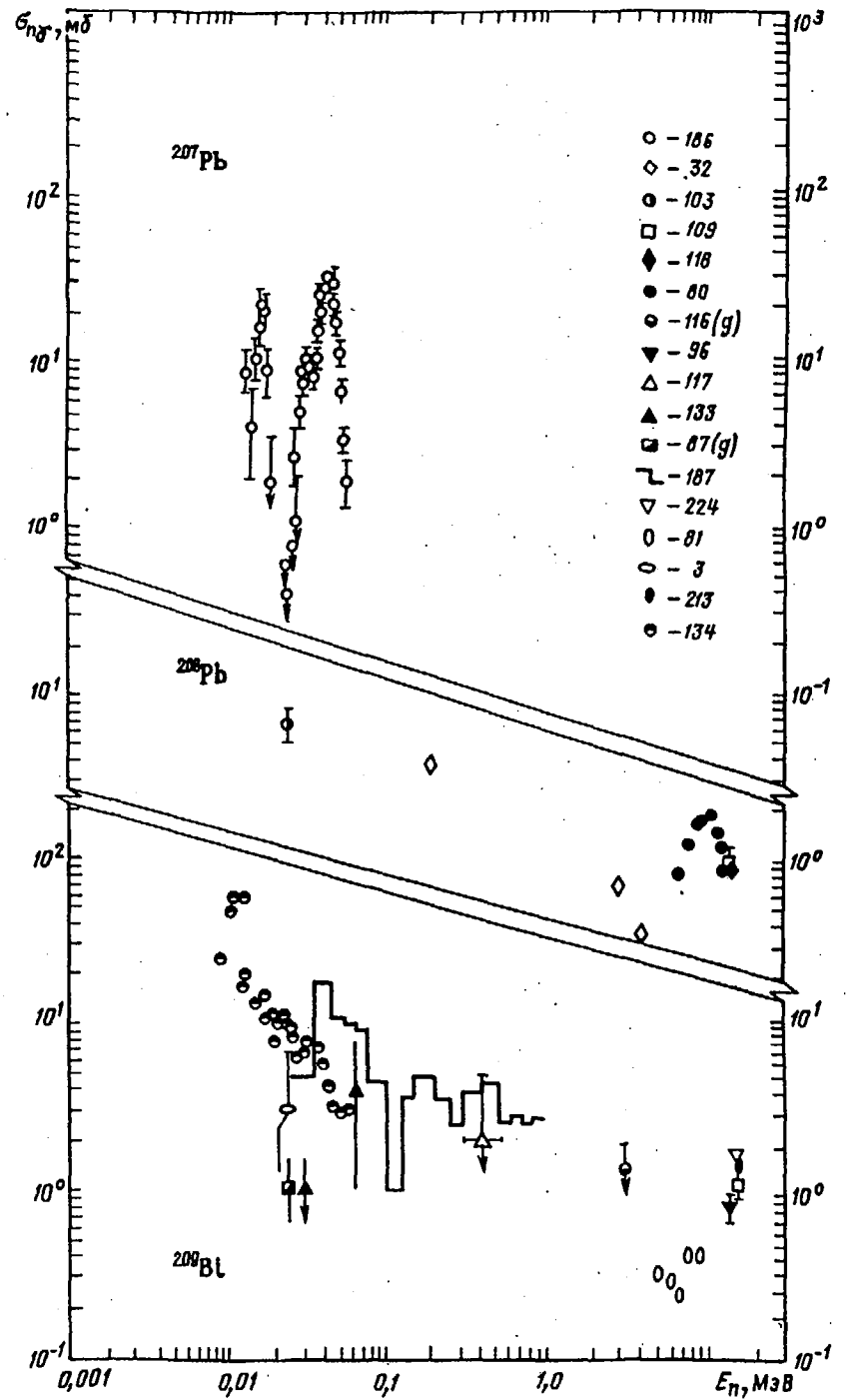
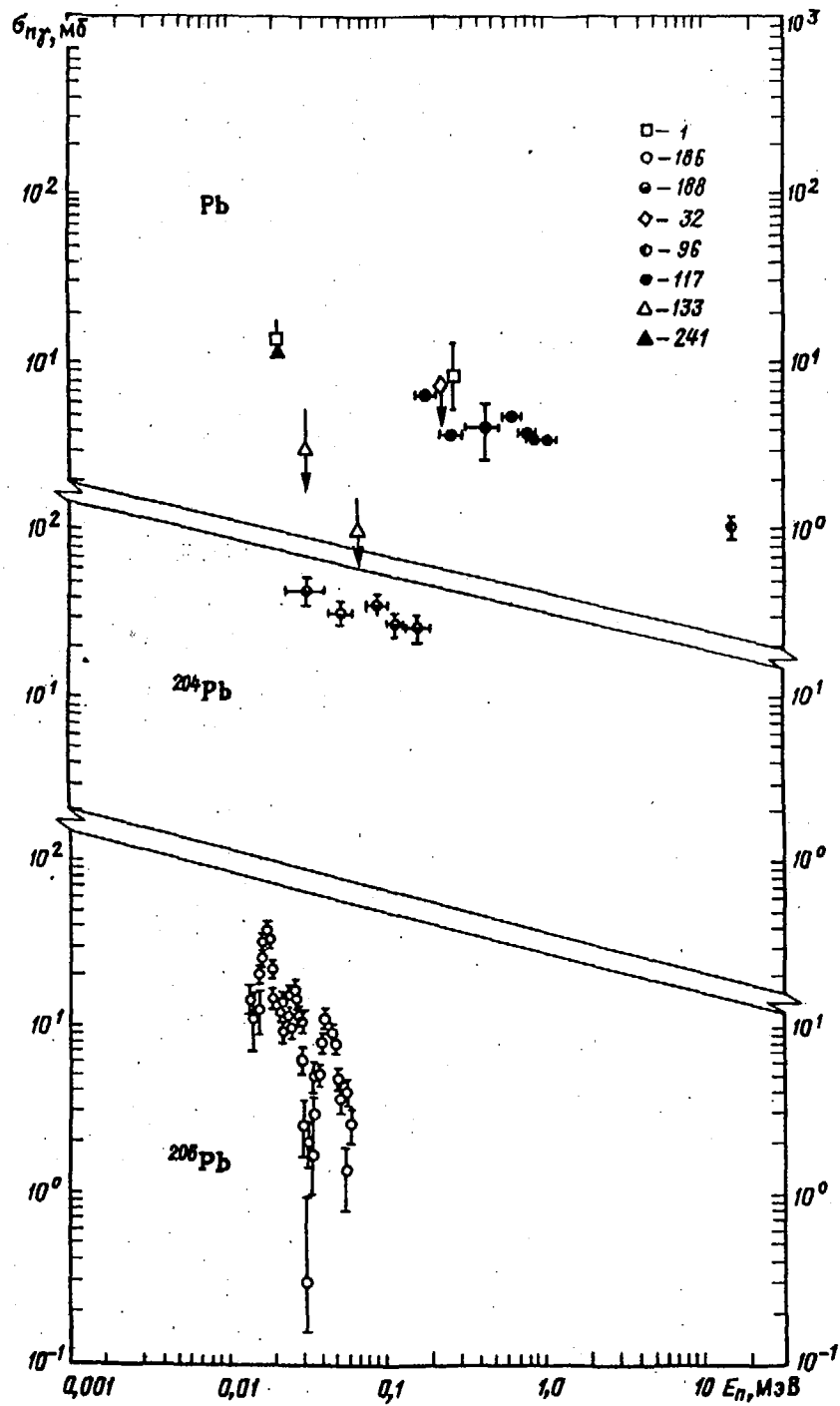


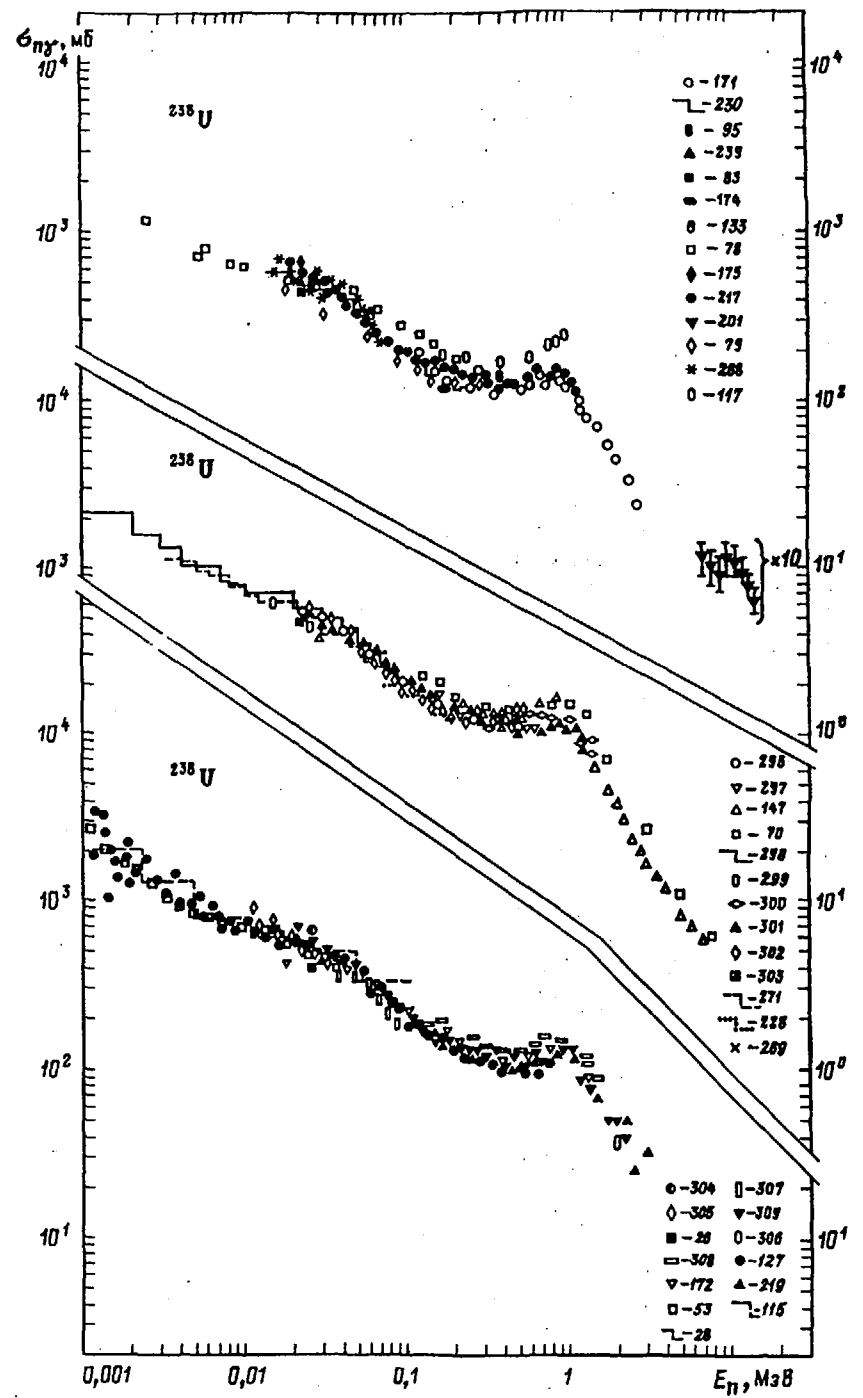
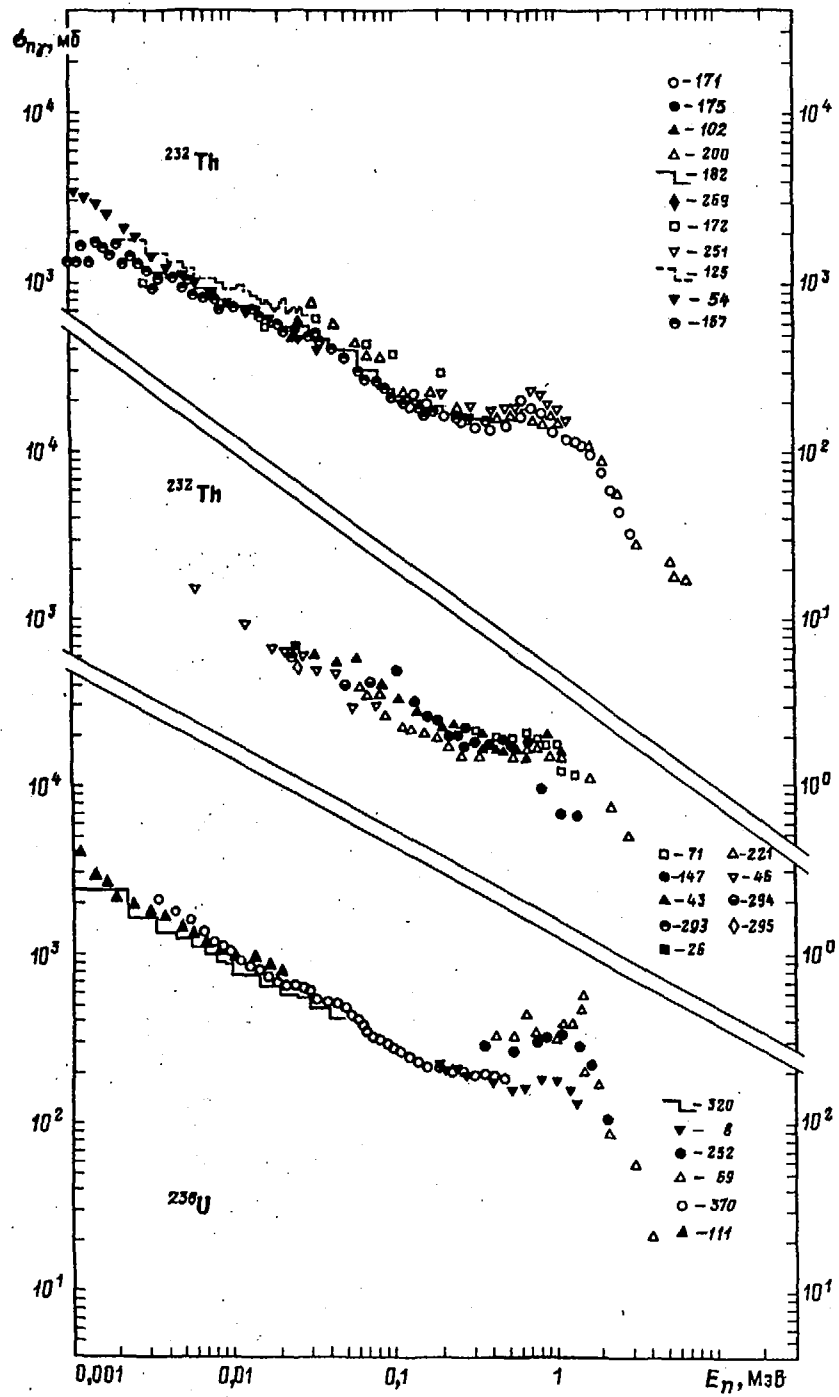


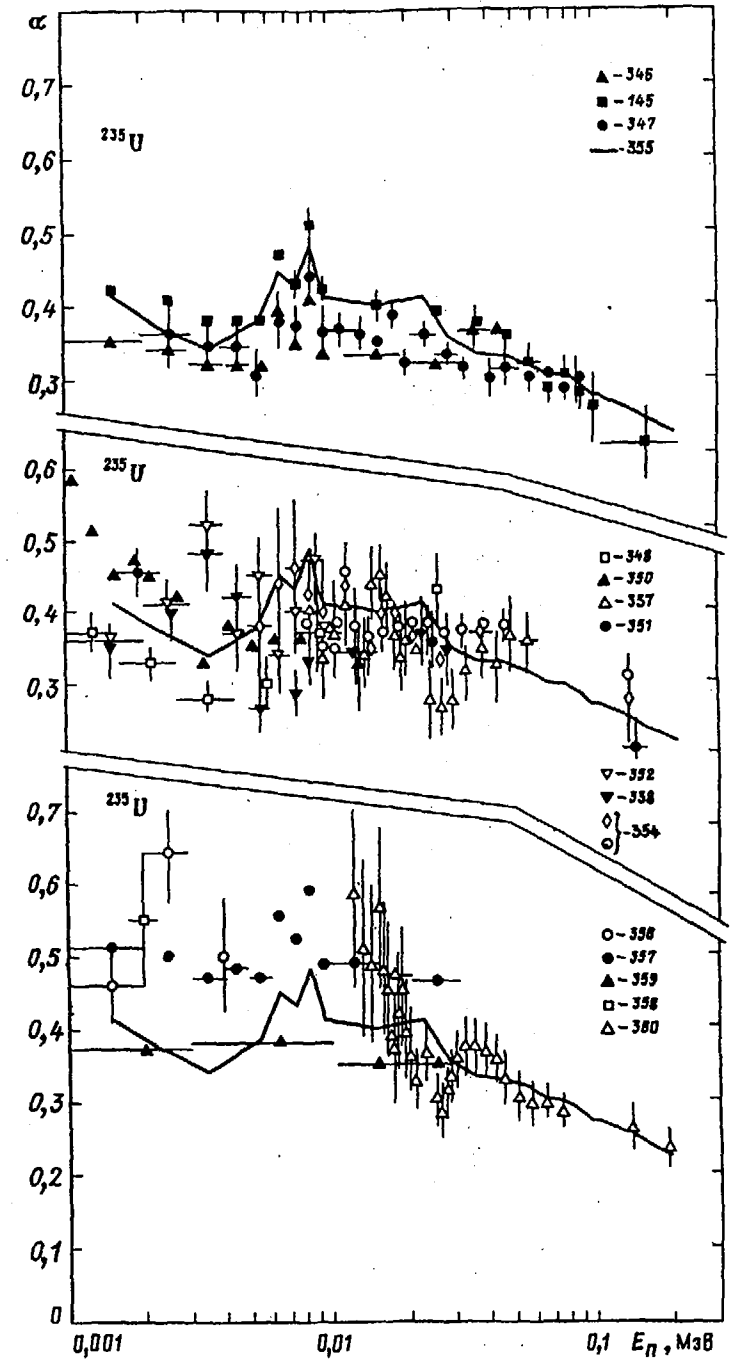
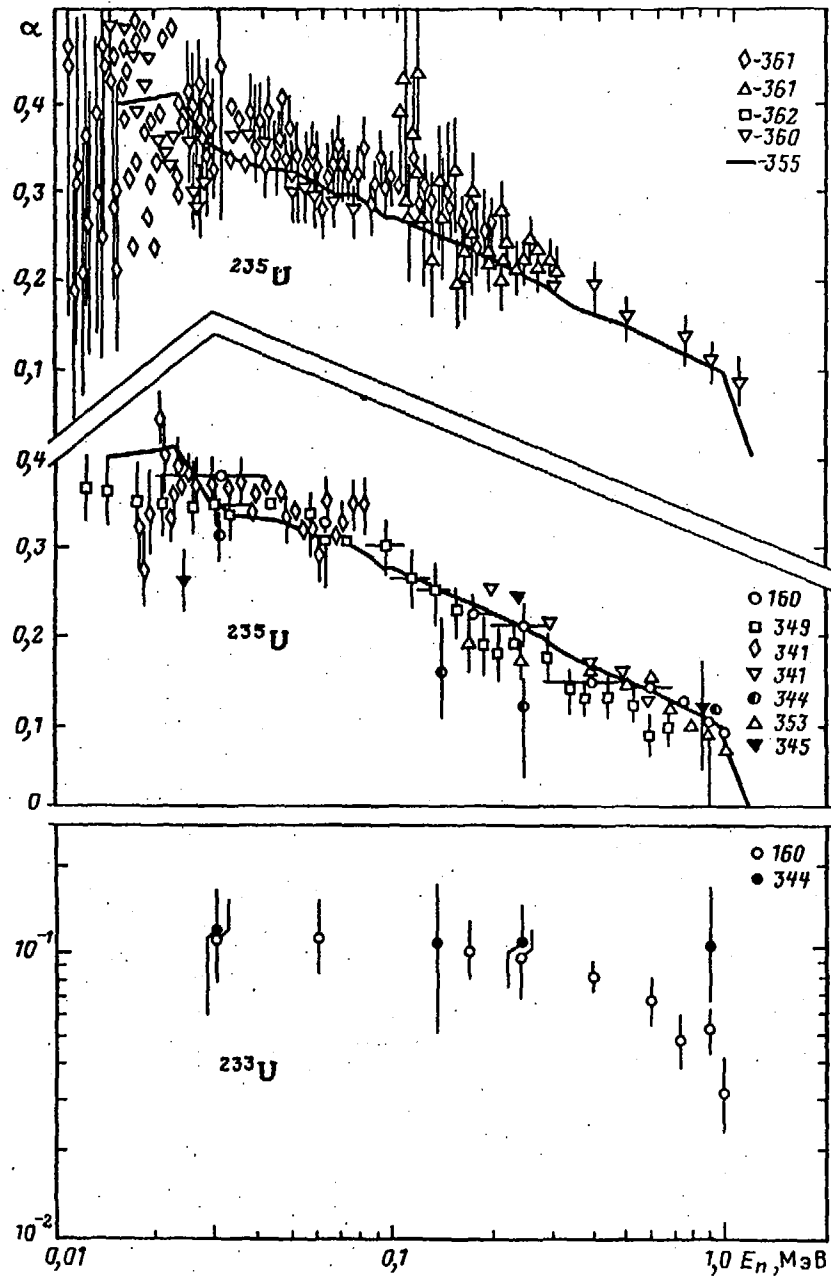


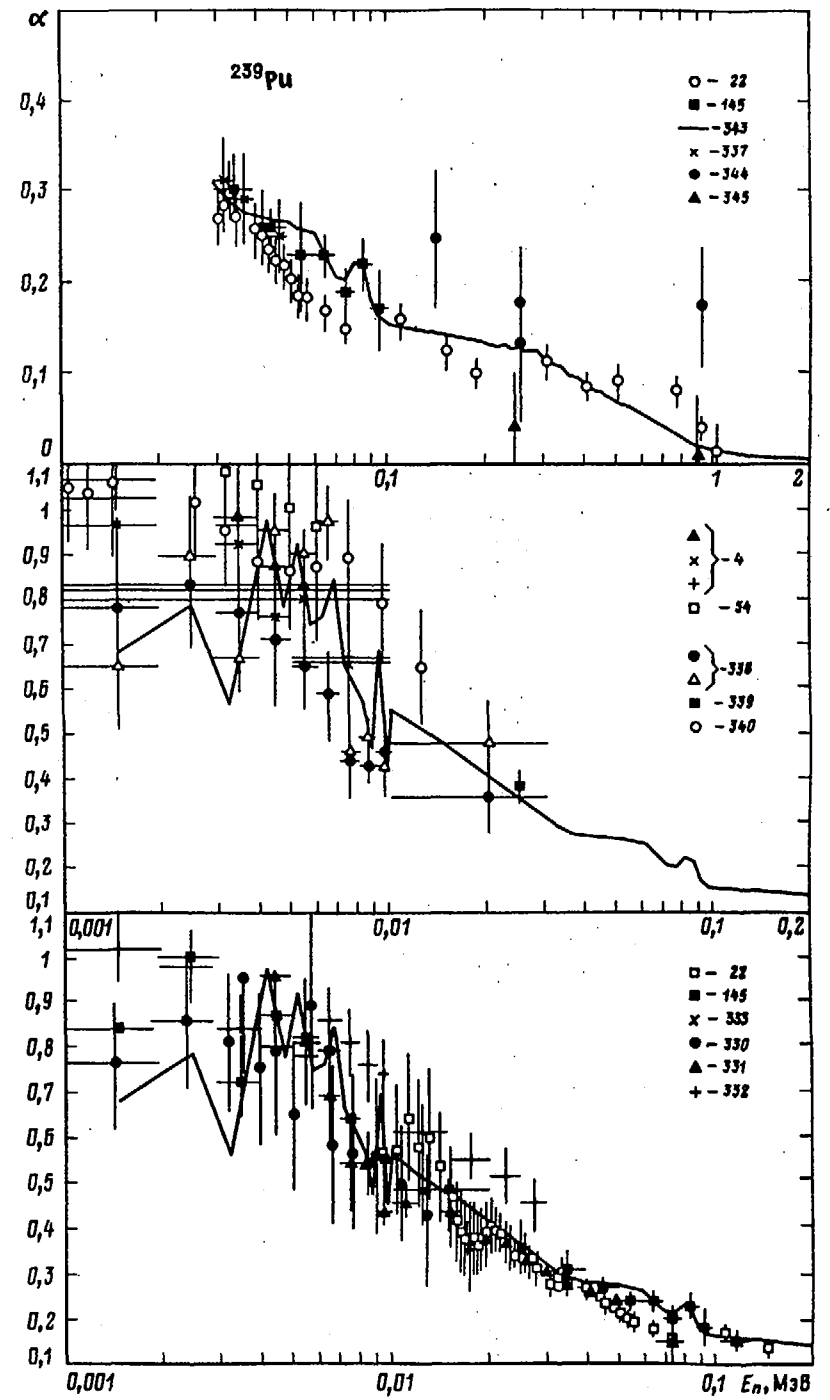
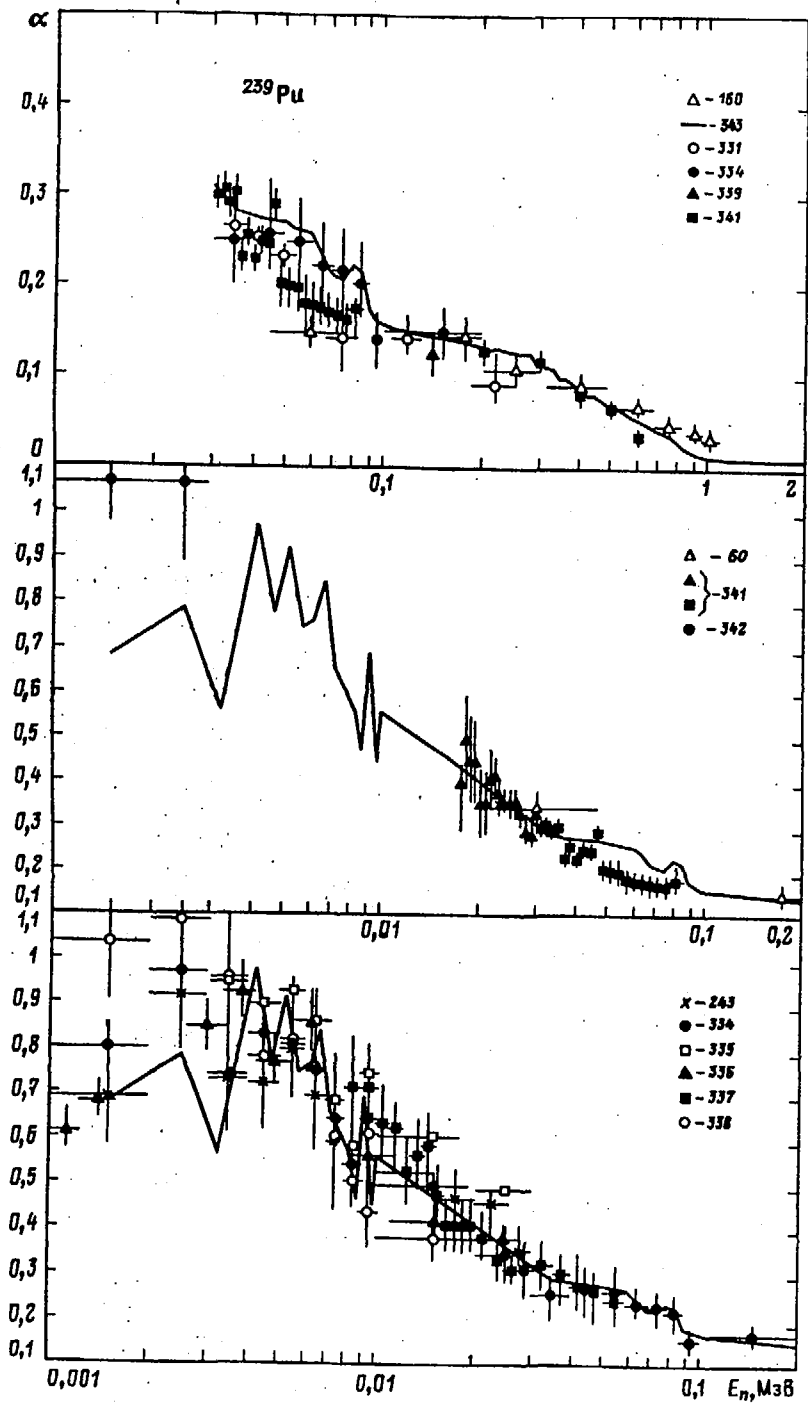


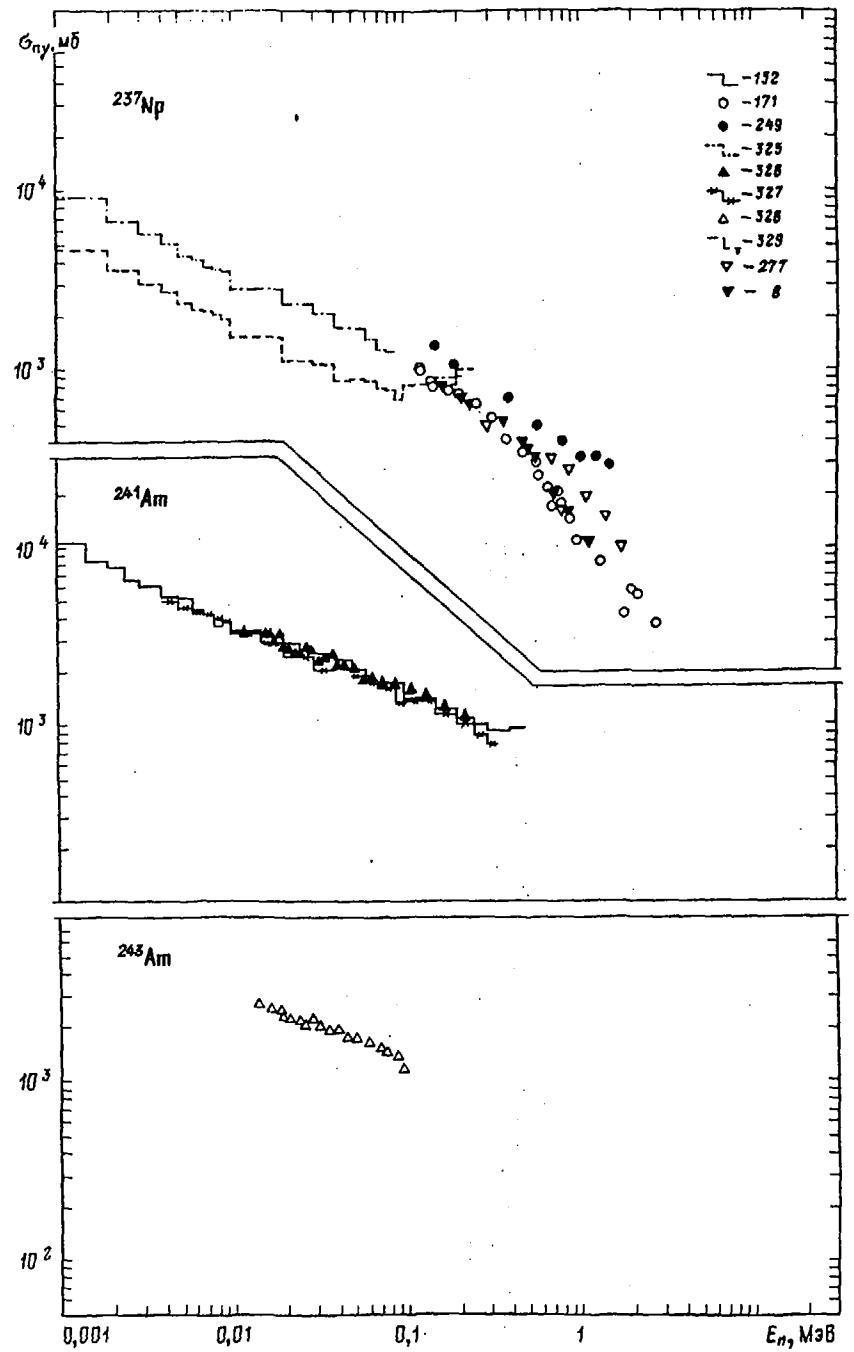
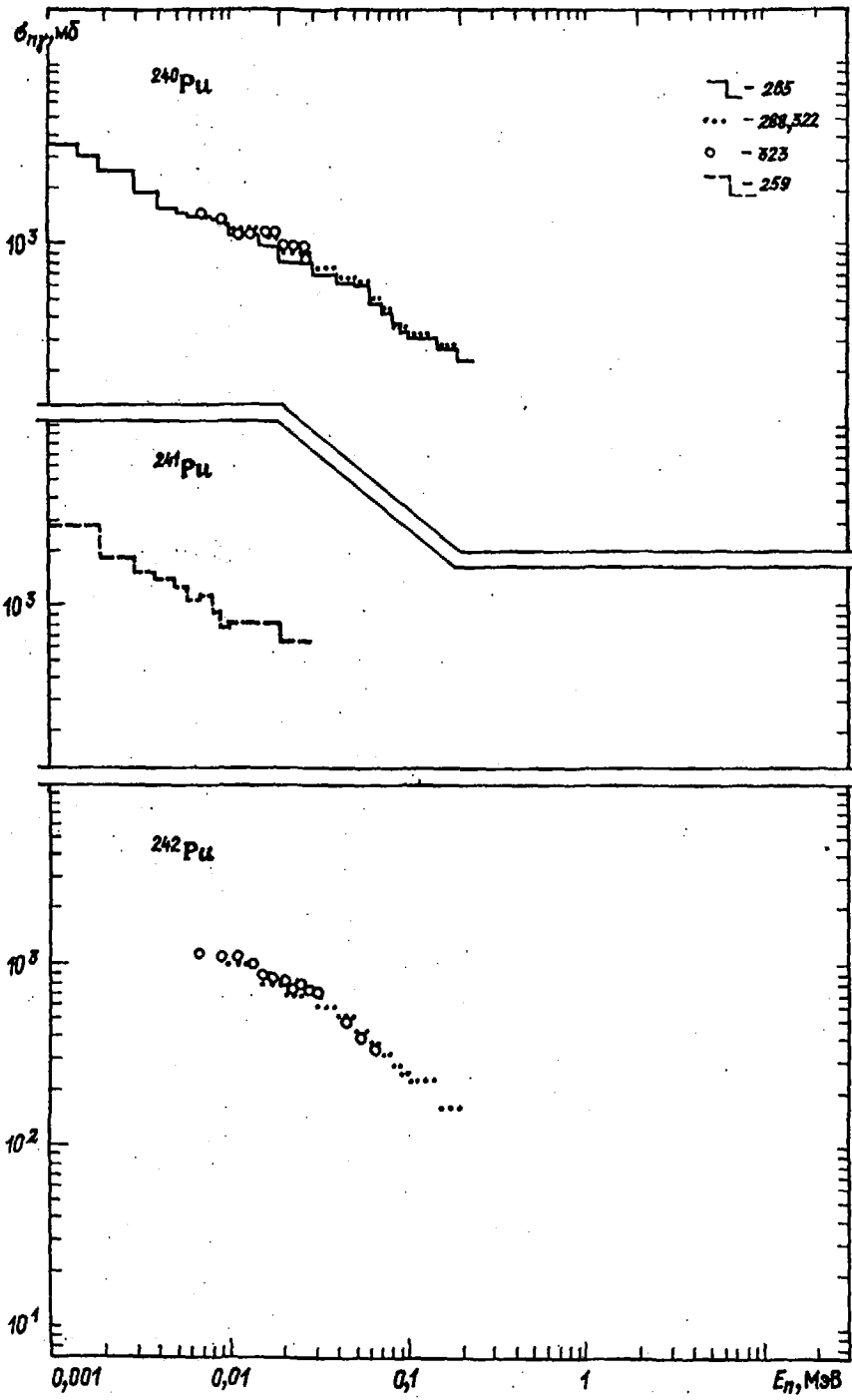












**Приложение 2. Стандарты, рекомендованные для измерений сечений радиационного захвата нейтронов**

Многие измерения нейтронных сечений осуществляются относительными методами с использованием эталонных стандартов. Очень важно, чтобы эти стандарты были хорошо определены и легко доступны. Выработке таких стандартов для измерений нейтронных сечений значительное внимание уделяет Международный комитет по ядерным данным, работающий под эгидой МАГАТЭ. В настоящее время этим комитетом принят набор стандартных ядерных данных [371], рекомендуемых для использования при измерениях нейтронных сечений. Эти рекомендации направлены на повышение точности и согласованности измерений сечений, а также на унификацию работ по анализу и оценке сечений, которые в будущем могут быть легко ренормализованы при последующих уточнениях стандартных данных.

При измерениях сечений радиационного захвата в качестве эталонных наиболее широко используются сечения реакций  $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ ,  $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ ,  $^{235}\text{U}(n, f)$ . В приведенных ниже таблицах представлены рекомендуемые стандартные сечения этих реакций. Для каждой реакции в названии таблицы указаны диапазон энергий нейтронов, для которого оправдано применение данного стандарта, а также закон интерполяции, который следует использовать при определении сечений для промежуточных энергий. Под таблицами указаны погрешности стандартных сечений, а также матрица коррелированности погрешностей в различных энергетических интервалах. Более полное обсуждение рекомендуемых стандартов, а также экспериментальных данных, использованных при их выработке, читатель может найти в отчете Международного комитета по ядерным данным [371].

В приведенных ниже таблицах сечения захвата даны в барнах. Для каждого из приведенных чисел справа после знака + или - определяют показатель степени десятичного основания, т.е.  $4,77-1$  следует воспринимать как  $4,77 \cdot 10^{-1}$ .

**Таблица П2.1. Сечение реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha_0) ^7\text{Li}$  (в диапазоне от энергии тепловых нейтронов до 100 кэВ интерполяция lg-lg)**

<i>E</i> , кэВ	$\sigma$ , б	<i>E</i> , кэВ	$\sigma$ , б	<i>E</i> , кэВ	$\sigma$ , б
1,00-8	1,2287+4	1,00-5	3,8853+2	2,53-5	2,4425+2
1,00-4	1,2285+2	1,00-3	3,8830+1	1,00-2	1,2263+1
1,00-1	3,8622+0	1,00+0	1,2092+0	1,00+1	3,8004-1
2,00+1	2,7184-1	3,00+1	2,2520-1	4,00+1	1,9802-1
5,00+1	1,7988-1	6,00+1	1,6680-1	7,00+1	1,5690-1
8,00+1	1,4919-1	9,00+1	1,4307-1	1,00+2	1,3819-1
1,20+2	1,3121-1	1,40+2	1,2707-1	1,00+2	1,2506-1
1,80+2	1,2458-1	2,00+2	1,2495-1		

Неопределенности	
Энергетический диапазон	Неопределенность, %
1,0-8 - 4,0+1 кэВ	2,2
4,0+1 - 1,0+2 кэВ	2,0
1,0+2 - 1,8+2 кэВ	1,2
1,8+2 - 2,0+2 кэВ	1,6

Корреляционная матрица			
+1,000			
+0,924	+1,000		
+0,055	+0,323	+1,000	
+0,316	+0,302	+0,627	+1,000

**Таблица П2.2. Сечение реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha_1 \gamma) ^7\text{Li}$  (в диапазоне от энергии тепловых нейтронов до 100 кэВ интерполяция lg-lg)**

<i>E</i> , кэВ	$\sigma$ , б	<i>E</i> , кэВ	$\sigma$ , б	<i>E</i> , кэВ	$\sigma$ , б
1,00-8	1,8071+5	1,00-5	5,7142+3	2,53-5	3,5923+3
1,00-4	1,8067+3	1,00-3	5,7109+2	1,00-2	1,8035+2
1,00-1	5,6795+1	1,00+0	1,7754+1	1,00+1	5,4939+0
2,00+1	3,8717+0	3,00+1	3,1664+0	4,00+1	2,7524+0
5,00+1	2,4736+0	6,00+1	2,2697+0	7,00+1	2,1124+0
8,00+1	1,9859+0	9,00+1	1,8812+0	1,00+2	1,7922+0
1,20+2	1,6471+0	1,40+2	1,5307+0	1,60+2	1,4320+0
1,80+2	1,3442+0	2,00+2	1,2626+0		

Неопределенности	
Энергетический диапазон	Неопределенность, %
1,0-8 - 4,0+1 кэВ	0,3
4,0+1 - 1,0+2 кэВ	0,7
1,0+2 - 1,8+2 кэВ	0,8
1,8+2 - 2,0+2 кэВ	1,2

Корреляционная матрица			
+1,000			
+0,981	+1,000		
+0,861	+0,928	+1,000	
+0,729	+0,810	+0,921	+1,000

**Таблица П2.3. Сечение реакции  $^{197}\text{Au}(n, \gamma) ^{198}\text{Au}$  в энергетическом диапазоне от 0,2 до 3,5 МэВ (интерполяция линейно-линейная)**

<i>E</i> , кэВ	$\sigma$ , б	<i>E</i> , кэВ	$\sigma$ , б	<i>E</i> , кэВ	$\sigma$ , б
0,1950+3	0,2493+0	0,1960+3	0,2497+0	0,1970+3	0,2422+0
0,1980+3	0,2482+0	0,1990+3	0,2442+0	0,2000+3	0,2575+0
0,2100+3	0,2510+0	0,2200+3	0,2450+0	0,2300+3	0,2400+0
0,2400+3	0,2340+0	0,2500+3	0,2290+0	0,2600+3	0,2240+0
0,2700+3	0,2190+0	0,2800+3	0,2148+0	0,2900+3	0,2100+0
0,3000+3	0,2065+0	0,3100+3	0,2010+0	0,3200+3	0,1950+0
0,3300+3	0,1910+0	0,3400+3	0,1860+0	0,3500+3	0,1805+0
0,3600+3	0,1750+0	0,3700+3	0,1710+0	0,3800+3	0,1670+0
0,3900+3	0,1630+0	0,4000+3	0,1595+0	0,4100+3	0,1560+0
0,4200+3	0,1528+0	0,4300+3	0,1500+0	0,4400+3	0,1470+0
0,4500+3	0,1448+0	0,4600+3	0,1425+0	0,4700+3	0,1402+0
0,4800+3	0,1380+0	0,4900+3	0,1360+0	0,5000+3	0,1346+0
0,5200+3	0,1300+0	0,5400+3	0,1260+0	0,5600+3	0,1228+0
0,5800+3	0,1195+0	0,6000+3	0,1162+0	0,6500+3	0,1080+0
0,7000+3	0,1010+0	0,7500+3	0,9520-1	0,8000+3	0,9080-1
0,8500+3	0,8720-1	0,9000+3	0,8550-1	0,9500+3	0,8420-1
0,1000+4	0,8300-1	0,1100+4	0,7920-1	0,1200+4	0,7600-1
0,1300+4	0,7350-1	0,1400+4	0,7200-1	0,1500+4	0,7150-1
0,1550+4	0,7100-1	0,1600+4	0,6900-1	0,1700+4	0,6500-1
0,1800+4	0,6150-1	0,1900+4	0,5780-1	0,2000+4	0,5400-1
0,2100+4	0,5000-1	0,2200+4	0,4600-1	0,2300+4	0,4300-1

<i>E</i> , кэВ	$\sigma$ , б	<i>E</i> , кэВ	$\sigma$ , б	<i>E</i> , кэВ	$\sigma$ , б
0,2400+4	0,4000-1	0,2500+4	0,3750-1	0,2600+4	0,3420-1
0,2700+4	0,3200-1	0,2800+4	0,2950-1	0,2900+4	0,2750-1
0,3000+4	0,2600-1	0,3500+4	0,2050-1	0,4000+4	0,1700-1
Сечение для тепловых нейтронов (0,0253 эВ) = 98,65 ± 0,09 б					
<b>Неопределенности</b>					
Энергетический диапазон			Неопределенность, %		
2,0+2 - 5,0+2 кэВ			6,1		
5,0+2 - 6,0+2 кэВ			4,1		
6,0+2 - 1,0+3 кэВ			4,1		
1,0+3 - 2,5+3 кэВ			20,0		
2,5+3 - 3,5+3 кэВ			20,0		
<b>Корреляционная матрица</b>					
+1,000					
+0,040	+1,000				
+0,040	+0,060	+1,000			
+0,000	+0,000	+0,190	+1,000		
+0,000	+0,000	+0,000	+0,960	+1,000	

Таблица П.2.4. Сечение реакции  $^{235}\text{U}(n, f)$  в энергетическом диапазоне от 0,1 до 20,0 МэВ (интерполяция линейно-линейная)

<i>E</i> , кэВ	$\sigma$ , б	<i>E</i> , кэВ	$\sigma$ , б	<i>E</i> , кэВ	$\sigma$ , б
0,9990+2	0,1599+1	0,1000+3	0,1581+1	0,1030+3	0,1572+1
0,1200+3	0,1520+1	0,1400+3	0,1476+1	0,1500+3	0,1457+1
0,1600+3	0,1440+1	0,1800+3	0,1408+1	0,2000+3	0,1377+1
0,2200+3	0,1343+1	0,2400+3	0,1314+1	0,2500+3	0,1302+1
0,2600+3	0,1291+1	0,2800+3	0,1272+1	0,3000+3	0,1262+1
0,3250+3	0,1249+1	0,3500+3	0,1235+1	0,3750+3	0,1221+1
0,4000+3	0,1209+1	0,4250+3	0,1196+1	0,4500+3	0,1184+1
0,4750+3	0,1174+1	0,5000+3	0,1167+1	0,5400+3	0,1157+1
0,5700+3	0,1151+1	0,6000+3	0,1145+1	0,6500+3	0,1140+1
0,7000+3	0,1137+1	0,7500+3	0,1137+1	0,7800+3	0,1137+1
0,8000+3	0,1139+1	0,8300+3	0,1142+1	0,8500+3	0,1147+1
0,9000+3	0,1168+1	0,9400+3	0,1195+1	0,9600+3	0,1207+1
0,9800+3	0,1217+1	0,1000+4	0,1220+1	0,1050+4	0,1215+1
0,1100+4	0,1215+1	0,1150+4	0,1216+1	0,1200+4	0,1220+1
0,1250+4	0,1223+1	0,1400+4	0,1239+1	0,1600+4	0,1264+1
0,1700+4	0,1278+1	0,1800+4	0,1288+1	0,1900+4	0,1294+1
0,2000+4	0,1298+1	0,2100+4	0,1297+1	0,2300+4	0,1286+1
0,2400+4	0,1278+1	0,2600+4	0,1259+1	0,2800+4	0,1240+1
0,3000+4	0,1219+1	0,3200+4	0,1201+1	0,3400+4	0,1184+1
0,3600+4	0,1165+1	0,3800+4	0,1148+1	0,4000+4	0,1132+1
0,4200+4	0,1125+1	0,4400+4	0,1120+1	0,4500+4	0,1111+1
0,4700+4	0,1092+1	0,5000+4	0,1064+1	0,5200+4	0,1052+1
0,5300+4	0,1048+1	0,5400+4	0,1047+1	0,5500+4	0,1047+1
0,5600+4	0,1049+1	0,5640+4	0,1051+1	0,5700+4	0,1055+1
0,5800+4	0,1066+1	0,5900+4	0,1083+1	0,6000+4	0,1112+1
0,6200+4	0,1207+1	0,6400+4	0,1306+1	0,6500+4	0,1364+1

<i>E</i> , кэВ	$\sigma$ , б	<i>E</i> , кэВ	$\sigma$ , б	<i>E</i> , кэВ	$\sigma$ , б			
0,6700+4	0,1456+1	0,7000+4	0,1553+1	0,7250+4	0,1650+1			
0,7500+4	0,1719+1	0,7750+4	0,1763+1	0,8000+4	0,1782+1			
0,8150+4	0,1784+1	0,8250+4	0,1784+1	0,8500+4	0,1782+1			
0,9000+4	0,1772+1	0,9500+4	0,1762+1	0,1000+5	0,1749+1			
0,1050+5	0,1738+1	0,1100+5	0,1732+1	0,1150+5	0,1732+1			
0,1200+5	0,1748+1	0,1220+5	0,1771+1	0,1220+5	0,1771+1			
0,1250+5	0,1826+1	0,1300+5	0,1915+1	0,1350+5	0,1998+1			
0,1400+5	0,2068+1	0,1450+5	0,2099+1	0,1500+5	0,2103+1			
0,1550+5	0,2093+1	0,1600+5	0,2068+1	0,1650+5	0,2036+1			
0,1700+5	0,1986+1	0,1750+5	0,1960+1	0,1800+5	0,1939+1			
0,1850+5	0,1945+1	0,1900+5	0,1966+1	0,1950+5	0,1990+1			
0,2000+5	0,2024+1							
<b>Неопределенности</b>								
Энергетический диапазон			Неопределенность, %					
100 - 150 кэВ			4,0					
150 - 200 кэВ			3,0					
200 - 400 кэВ			3,0					
0,4 - 1 МэВ			3,5					
1 - 2 МэВ			2,5					
2 - 4 МэВ			3,0					
4 - 10 МэВ			3,5					
10 - 15 МэВ			4,0					
15 - 20 МэВ			6,0					
<b>Корреляционная матрица</b>								
+1,00								
+0,60	+1,00							
+0,25	+0,60	+1,00						
+0,35	+0,50	+0,60	+1,00					
+0,07	+0,10	+0,15	+0,30	+1,00				
+0,05	+0,10	+0,15	+0,25	+0,40	+1,00			
+0,00	+0,00	+0,00	+0,05	+0,30	+0,40	+1,00		
+0,00	+0,00	+0,00	+0,00	+0,05	+0,25	+0,45	+1,00	
+0,00	+0,00	+0,00	+0,00	+0,03	+0,20	+0,40	+0,80	+1,00

Приложение 3. Использование сечений радиационного захвата нейтронов в астрофизике

Наряду с ядерной энергетикой данные о сечениях радиационного захвата нейтронов интенсивно используются в ядерной астрофизике. Потребности в таких данных связаны со стремлениями разгадать астрофизические процессы, приведшие к образованию элементов и их распространенности в нашей части Вселенной. Относительная распространенность различных ядер в солнечной системе, установленная в результате исследований состава земных пород, метеоритов, а также спектроскопии солнца и планет, схематически показана на рис. П3.1 [372].

Синтез наиболее легких элементов был возможен уже на раннем этапе развития Вселенной - стадии Большого взрыва. Однако на этой стадии не могли образоваться ядра тяжелее  $^7\text{Li}$ . Поэтому для продолжения синтеза первичная материя должна была сконцентрироваться в звезды. В звездах происходит сгорание водорода и образование  $^4\text{He}$ . По мере истощения запасов водорода в центральных областях звезда сжимается, температура ее растет и в результате оказывается возмож-

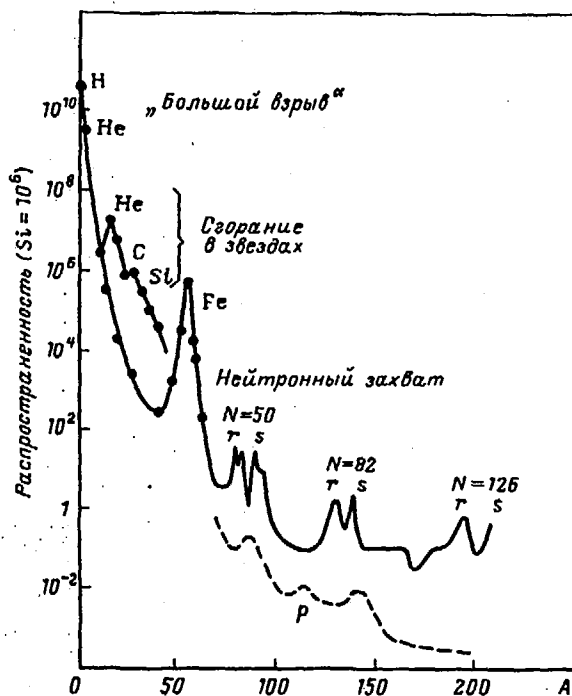


Рис. ПЗ.1. Схематическая кривая относительной распространенности элементов в солнечной системе

ным слияние  $\alpha$ -частиц в ядра  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ . По мере дальнейшего сжатия и увеличения температуры эти ядра в свою очередь вступают в реакции, образуя в конечном итоге наиболее стабильные ядра области железа [373]. Структура максимумов на кривой распространенности легких элементов сильно зависит от температуры и плотности среды, а также продолжительности условий, в которых проходил синтез таких элементов. Детальный анализ всей совокупности ядерных процессов позволяет сделать вывод, что необходимые условия реализуются, по-видимому, на стадии, предшествующей взрыву звезды в качестве сверхновой. Прекрасный обзор развития моделей синтеза ядер совместно с новейшими экспериментальными подтверждениями этих моделей содержится в нобелевской лекции В. Фаулера [374].

Быстрый рост кулоновского барьера сильно ограничивает возможности образования ядер тяжелее железа в реакциях с заряженными частицами. Поэтому определяющую роль в синтезе таких ядер должен играть радиационный захват нейтронов. Этот вывод подтверждается наличием заметных максимумов на кривой распространенности при магических числах нейтронов  $N = 50, 82$  и  $126$ , соответствующих заполненным оболочкам (рис. ПЗ.2). Повышенная стабильность по отношению к  $\beta$ -распаду и аномально низкие сечения захвата препятствуют "выжиганию" магических ядер в нейтронных потоках, что и определяет их повышенную распространенность. Существование двух максимумов для каждого из магических чисел свидетельствует о двух механизмах синтеза ядер: медленном  $s$ -процессе, в котором  $\beta$ -стабильность ядер восстанавливается перед каждым последующим захватом нейтрона, и быстрым  $r$ -процессе, при котором многократный захват нейтронов предшествует  $\beta$ -распаду возникающих ядер. В  $r$ -процессе образуются стабильные ядра с большим нейтронным избытком, чем в  $s$ -процессе, и это

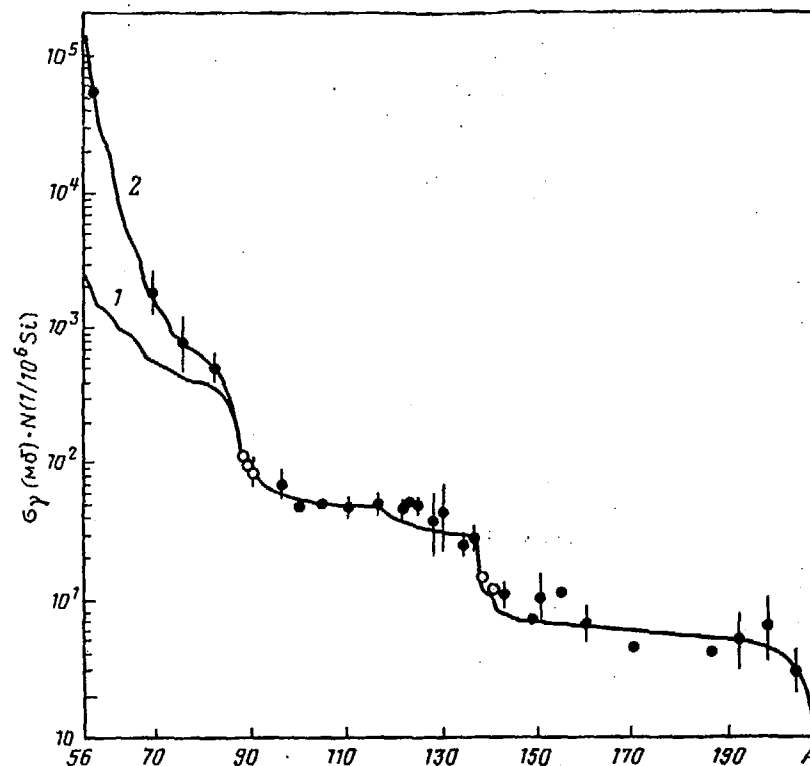


Рис. ПЗ.2. Зависимость от атомного веса произведения сечений захвата нейтронов на относительную распространенность ядер, образованных в  $s$ -процессе. Теоретические кривые получены в предположении одной (1) и двух (2) стадий облучения исходных ядер железа [378]

отражается в сдвиге магических максимумов на кривой распространенности в сторону меньшего атомного веса.

Рассмотренные механизмы нейтронного захвата конечно не исчерпывают всех путей синтеза ядер в области  $A > 60$ . Для получения нейтронодефицитных нуклидов необходимо, например, учитывать процессы, в которых определяющими являются реакции  $(\gamma, n)$ ,  $(p, \gamma)$  и  $(p, n)$  [373]. Однако, такие реакции играют скорее вспомогательную роль, и доминирующими для большинства нуклидов оказываются  $s$  и  $r$ -процессы.

Среди стабильных ядер с  $A > 60$  теория позволяет выделить нуклиды, которые могли образоваться только в результате  $s$ -процесса. Модель  $s$ -процесса предполагает, что распространенность таких ядер  $N_s$  скоррелирована с их сечениями захвата таким образом, что произведение  $f_s = N_s \sigma_{\gamma n}$  должно быть плавной функцией атомного веса. Накопление экспериментальных данных по сечениям радиационного захвата нейтронов позволяет не только определить вид этой функции, но и существенно уточнить многие характеристики  $s$ -процесса [375–378]. На рис. ПЗ.2 показано сравнение экспериментальных значений произведения  $N_s \sigma_{\gamma n}$  для  $s$ -нуклидов с результатами теоретических расчетов функции  $f_s$  для всего  $s$ -процесса. В этих расчетах использовались сечения захвата, усредненные по максвелловскому распределению энергий нейтронов при температуре  $T = 30$  кэВ ( $\sim 3 \cdot 10^8$  К), которая соответствует температуре оболочек звезд типа красных



гигантов. Постоянство функции в областях  $A = 90 \div 140$  и  $140 \div 206$  является важным качественным подтверждением основных представлений модели  $s$ -процесса, и изменения функции между двумя "плато" позволяют оценить интегральный поток нейтронов в данном процессе  $\tau \approx 0,22 \cdot 10^{27}$  н/см<sup>2</sup>. Проведенные расчеты показали, что наблюдаемый рост  $f_s$  при  $A < 80$  удастся объяснить, лишь предположив существование двух стадий облучения исходных ядер железа. Это локализует место  $s$ -процесса в красных гигантах с пульсирующей оболочкой [378].

Теория  $r$ -процесса разработана в настоящее время значительно хуже. Требования больших нейтронных потоков, во-видимому, указывают на связь таких процессов со взрывами сверхновых звезд. В условиях мощного взрыва важную роль должны играть неравновесные эффекты. Однако большая часть нестационарных условий взрыва сверхновых остается еще неясной, и это сильно затрудняет построение непротиворечивого астрофизического сценария динамики синтеза элементов в  $r$ -процессе [379].

Феноменологические систематики выходов ядер в  $r$ -процессе совместно с известными периодами полураспада нуклидов широко используются для задач космохронологии. Из анализа отношения распространенностей изотопов  $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  после уточнения всей совокупности привлекаемых данных получена оценка времени начала  $r$ -процесса в нашей галактике  $(17,9^{+2}_{-4})10^9$  лет [374]. Если к этой оценке добавить интервал времени  $\approx 2 \cdot 10^9$  лет между Большим взрывом и образованием галактики, то мы получим определение возраста Вселенной, которое согласуется с независимыми астрофизическими оценками, основанными на анализе красного смещения удаленных галактик.

Анализ временных изменений распространенностей нуклидов успешно привлекается также для определения длительности различных этапов  $s$ -процесса [380]. Главные трудности такого анализа связаны с необходимостью знать сечения радиационного захвата нейтронов не только для основных, но и для возбужденных состояний ядер. Эти сечения можно получить на основе теоретических расчетов, но для устранения неопределенностей расчетов предстоит еще значительная работа по уточнению параметров привлекаемых теоретических моделей. История развития ядерной астрофизики показывает, что почти все усовершенствования ядерных моделей находили свое успешное применение в расчетах скоростей ядерных реакций при звездных температурах [374]. Огромное число оставшихся нерешенными проблем сохраняет актуальность данного раздела астрофизики и для будущих исследований.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ПРИЛОЖЕНИЯМ

1. Беланова Т.С. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1958, т. 34, с. 574.
2. Беланова Т.С. — Атомная энергия, 1960, т. 8, с. 549.
3. Беланова Т.С. и др. — Атомная энергия, 1965, т. 19, с. 3.
4. Беляев Ф.Н. и др. — In: Nuclear Data for Reactors. Helsinki, 1970, v. 1, p. 339; E 40087.
5. Бергман А.А., Романов С.А. — Ядерная физика, 1974, т. 20, с. 252; E 40292.
6. Бергман А.А., Капчигашев С.П., Шапарь А.В. — Ядерно-физич. исследования, 1966, т. 3, с. 9; E 40056.
7. Бергман А.А., Романов С.А., Самсонов А.Е. — В кн.: Нейтронная физика. Киев: Наукова думка, 1971, ч. I, с. 149; E 40397.
8. Давлетшин А.Н. и др. — Атомная энергия, 1985, т. 58, с. 183.
9. Гофман Ю.В. — Украин. физич. журн. (Приложение), 1958, т. III, вып. 1, с. 14.
10. Довбенко А.Г. и др. — Атомная энергия, 1969, т. 27, с. 406; E 40331.
11. Довбенко А.Г. и др. — Атомная энергия, 1968, т. 25, с. 529; E 40006.
12. Довбенко А.Г. и др. — Атомная энергия, 1969, т. 26, с. 67; E 40001.
13. Давлетшин А.Н. и др. — В кн.: Нейтронная физика. М.: ЦНИИатоминформ, 1975, т. 4, с. 9; E 40402.
14. Заикин Г.Г. и др. — Ядерно-физич. исследования, 1970, т. 10, с. 47; E 40255.
15. Заикин Г.Г. и др. — Ядерно-физич. исследования, 1968, т. 6, с. 103; E 40248.

16. Заикин Г.Г. и др. — Украин. физич. журн., 1971, т. 16, с. 1205; E 40255.
17. Заикин Г.Г. и др. — Атомная энергия, 1967, т. 23, с. 67.
18. Исаков А.И., Попов Ю.П., Шапиро Ф.А. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1960, т. 38, с. 989.
19. Коикс В.А., Фенни Ю.И. — Препринт ОИЯИ-1845, 1964, с. 100.
20. Коикс В.А., Попов Ю.П., Шапиро Ф.Л. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1964, т. 46, с. 80; т. 47, с. 795.
21. Кононов В.Н. и др. — Ядерная физика, 1966, т. 4, с. 282; E 40076.
22. Кононов В.Н. и др. — Атомная энергия, 1975, т. 38, с. 81; E 40412.
23. Кононов В.Н., Ставиский Ю.Я., Толстикова В.А. — Атомная энергия, 1958, т. 5, с. 564.
24. Кононов В.Н., Юрлов Б.Д., Полетаев Е.Д. — Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 10; E 40520.
25. Кононов В.Н., Юрлов Б.Д., Полетаев Е.Д. — Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 947; E 40520.
26. Королева В.П., Ставиский Ю.Я. — Атомная энергия, 1966, т. 20, с. 431.
27. Капчигашев С.П. — Препринт ОИЯИ-1845, 1964, с. 104.
28. Капчигашев С.П., Попов Ю.П. — Атомная энергия, 1963, т. 15, с. 120.
29. Капчигашев С.П. — Атомная энергия, 1965, т. 19, с. 294; E 40034.
30. Ставиский Ю.Я. и др. — Радиационный захват быстрых нейтронов. М.: Атомиздат, 1970.
31. Кашукеев Н.Т., Попов Ю.П., Шапиро Ф.Л. — Атомная энергия, 1961, т. 14, с. 76.
32. Лейпунский А.И. и др. — В кн.: Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958, т. 15, с. 50.
33. Пасечник М.В. и др. — В кн.: Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958, т. 15, с. 18.
34. Попов Ю.П. — Тр. физ. ин-та АН СССР, XXI, 1964, с. 111.
35. Попов Ю.П., Шапиро Ф.Л. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1962, т. 42, с. 998.
36. Романов С.А., Шапиро Ф.Л. — Ядерная физика, 1965, т. 1, с. 229.
37. Ставиский Ю.Я., Толстикова В.А., Кононов В.Н. — Атомная энергия, 1961, т. 10, с. 158.
38. Ставиский Ю.Я., Шапарь А.В. — Атомная энергия, 1961, т. 10, с. 264; 1964, т. 17, с. 508.
39. Ставиский Ю.Я., Шапарь А.В., Краснокутский Р.Н. — Атомная энергия, 1965, т. 19, с. 42.
40. Ставиский Ю.Я., Толстикова В.А. — Атомная энергия, 1959, т. 7, с. 259.
41. Ставиский Ю.Я., Шапарь А.В. — В кн.: Нейтронная физика. М.: Госатомиздат, 1961, с. 310.
42. Ставиский Ю.Я., Толстикова В.А. — Атомная энергия, 1960, т. 9, с. 401.
43. Ставиский Ю.Я., Толстикова В.А. — Атомная энергия, 1961, т. 10, с. 508.
44. Ставиский Ю.Я., Шапарь А.В. — Атомная энергия, 1963, т. 15, с. 323.
45. Толстикова В.А., Ставиский Ю.Я. — В кн.: Нейтронная физика. М.: Госатомиздат, 1961, с. 312.
46. Толстикова В.А., Шерман Л.Е., Ставиский Ю.Я. — Атомная энергия, 1963, т. 15, с. 414.
47. Толстикова В.А. и др. — Атомная энергия, 1964, т. 17, с. 505.
48. Толстикова В.А. и др. — Атомная энергия, 1967, т. 23, с. 151; E 40004.
49. Толстикова В.А. и др. — Атомная энергия, 1967, т. 23, с. 566; E 40007.
50. Толстикова В.А., Королева В.П., Колесов В.Е. — Атомная энергия, 1968, т. 24, с. 187; E 40007.
51. Толстикова В.А., и др. — Атомная энергия, 1966, т. 21, с. 506. E 40003.
52. Толстикова В.А. и др. — Атомная энергия, 1968, т. 24, с. 576. E 40005.
53. Челноков В.Б. и др. — Препринт ФЭИ-292, 1971.
54. Челноков В.Б. и др. — Ядерно-физич. исследования, 1972, т. 13, с. 6; E 40105.
55. Шорин В.С., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. — Ядерная физика, 1974, т. 19, с. 5; E 40222.

56. Шорин В.С., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. — Ядерная физика, 1974, т. 20, с. 1092.
57. Ai C.-F., Chou J.C.—Nucl. Sci. Engng., 1979, v. 16, p. 157; E 30628.
58. Allen B.J. e.a. — In: Nuclear Cross-Sections and Technology. Washington, 1975, p. 360; E 30288.
59. Allen B.J. e.a. — Nucl. Sci. and Engng., 1982, v. 82, p. 230.
60. Allen B.J. e.a. — In: Neutron Data of Structural Materials for Fast Reactors. Geel, 1977, p. 447, E 30359, p. 476, E 30424; Allen B.J., Macklin R.L. — J. Phys., 1980, v. 66, p. 381; E 30486.
61. Allen B.J., Macklin R.L. — Phys. Rev., 1971, v. C3, p. 1737; E 10141.
62. Allen B.J., Cohen D.D. — Australian J. Phys., 1979, v. 32, p. 447; E 30543.
63. Anand R.P. e.a. — Nuovo Cimento, 1979, v. A50, p. 274; E 30390.
64. Anderson P., Zerro R., Bergqvist I. — In: Nuclear Data for Science and Technology. Antwerpen, 1982, p. 866.
65. Ansari Afzal M., Wasim M., Agrawal H.M. — In: Proc. Simp. Nucl. Phys. and Solid State Phys. Bombay, 1978, v. 2, p. 95; E 30573.
66. Basco J., Csikai J., Daroczy A. — Atomki Kozlemenyek, supplement, 1963, v. 5, p. 4; E 30064.
67. Borbely I. e.a. — Report KFKI-146, 1963; E 30175.
68. Bame S.J., Cubitt R.L. — Phys. Rev., 1959, v. 113, p. 256; E 11405.
69. Barry J.F., Bunci J.L., Perkin J.L. — Proc. Phys. Soc., 1961, v. 78, p. 801.
70. Barry J.F. — J. Nucl. Energy, 1964, v. 18, p. 491.
71. Barry J.F., O'Connor L.P., Perkin J.L. — Proc. Phys. Soc., 1959, v. 74, p. 685.
72. Bartolome Z.M. e.a. — Nucl. Sci. and Engng., 1969, v. 37, p. 137.
73. Beer H. e.a. — In: Nuclear Cross Sections for Technology. Knoxville, 1980, p. 340.
74. Beer H., Kaeppler F. — Phys. Rev., 1980, v. C21, p. 534; E 21647.
75. Beer H., Macklin R.L. — Phys. Rev., 1982, v. C26, p. 26; E 12755.
76. Beer H., Spencer R.R. — Nucl. Phys., 1975, v. A240, p. 29; Report KFK-2046, 197; E 20374.
77. Beer H. e.a. — Astrophys. J., supplement, 1981, v. 46, p. 295; E 21737.
78. Bilpuch E.G., Weston L.W., Newson H.E. — Ann. Phys., 1960, v. 10, p. 455; E 11187.
79. Bergqvist I. — Arkiv for Fysik, 1963, v. 23, p. 425; E 20024.
80. Bergqvist I., Drake D.M., Mc Daniels D.K. — Nucl. Phys., 1972, v. A191, p. 641; E 10226.
81. Bergqvist I. e.a. — Nucl. Phys., 1968, v. A120, p. 161; E 20065.
82. Block R.C. e.a. — In: Proc. Conf. on Time of Flight Methods. Brussel, 1961, p. 203; E 11935.
83. Block R.C., Kaushal N.N., Hockenbury R.W. — In: Proc. Conf on New Developments in Reactor Physics and Shielding. Kiamesha, 1972, v. 2, p. 1107; E 10594.
84. Boldeman J.W. e.a. — Nucl. Phys., 1975, v. A246, p. 1.
85. Boldeman J.W. e.a. — Report AAEC/E-367, 1976; E 30352.
86. Boldeman J.W. e.a. — Nucl. Phys., 1976, v. A269, p. 397; E 30369.
87. Booth R., Ball W.P., McGregor M.H. — Phys. Rev., 1958, v. 112, p. 226; E 11429.
88. Bostrom N.A. e.a. — Report WADC-TN-59-107, 1959; E 11130.
89. Bradley T., Parsa Z. — In: Nuclear Cross Sections for Technology. Knoxville, 1980, p. 344; E 10938.
90. Bramlitt E.T., Fink R.W. — Phys. Rev., 1963, v. 131, p. 2649; E 15990.
91. Bramlitt E.T., Gardner D.G. — Report A-ARK-61, 1961, p. 2; E 11880.
92. Broadhead K.G., Shanks D.E. — J. of Applied Radiation and Isotopes, 1967, v. 18, p. 279; E 11850.
93. Browne J.C., Berman B. L. — Phys. Rev., 1981, v. C23, p. 1434; E 12712.
94. Brzosko J.S. e.a. — Acta Physica Polonica, 1969, v. 35, p. 417; E 30024.
95. Brzosko J.S. e.a. — Acta Physica Polonica, 1971, v. B2, p. 489; E 30159.
96. Budnar M. e.a. — Report INDC(YUG)-6, 1979. E 30532.
97. Byoun T.Y. — In: Neutron Cross-Sections and Technology. Knoxville, 1971, p. 895; E 10577.
98. Byoun T.Y. — In: Proc. Conf. on New Developments in Reactor Physics and Shielding. Kiamesha, 1972, p. 7; E 10577.
99. Calvi G. e.a. — Nucl. Phys., 1962, v. 39, p. 621.
100. Carlson A., Fricke M. — Report GULF-RT-A-10739, 1971; E 10211.
101. Cerineo M. e.a. — Phys. Rev., 1961, v. 124, p. 1947; E 30005.
102. Chaubey A.K., Sehgal M.L. — Nucl. Phys., 1965, v. 66, p. 267; E 30063.
103. Chaubey A.K., Sehgal M.L. — Phys. Rev., 1966, v. 152, p. 1055; E 30079.
104. Chaubey A.K., Sehgal M.L. — Nucl. Phys., 1968, v. A117, p. 545; E 30086.
105. Colditz J., Hille P. — Oesterr. Acad. Wiss., 1968, v. 105, p. 236; E 20092.
106. Corvi F. e.a. — Report NEANDC(E)-232, 1982, v. 3, p. 5.
107. Cox S.A. — Phys. Rev., 1964, v. B133, p. 378; E 11835.
108. Cox S.A. — Report WASH-1068, 1966, p. 5; E 12213.
109. Csikai J. e.a. — Nucl. Phys., 1967, v. A95, p. 229; E 30067.
110. Csikai J. e.a. — Magyar Fizikai Folyoirat, 1963, v. 16, p. 123; E 30074.
111. Czurr J.B., Stelts M.L. — Nucl. Sci. and Engng., 1973, v. 52, p. 299; E 10305.
112. Czurr J.B. — Report UCRL-50804, 1970; E 10169.
113. Gayther D.B. e.a. — In: Neutron Data of Structural Materials for Fast Reactors. Geel, 1977, p. 547; E 20861.
114. Carlson A.D. e.a. — Nucl. Phys., 1970, v. A141, p. 577.
115. Dietze K. — Report ZFK-341, 1977; E 30460.
116. Dikaik M. e.a. — Acta Phys. Acad. Sci. Hung., 1970, v. 28, p. 257; E 30023.
117. Diven B.C., Terrell J., Hemmendinger A. — Phys. Rev., 1960, v. 120, p. 556; E 11616.
118. Drake D., Bergqvist I., McDaniels D.K. — Physics Letters, 1971, v. B36, p. 557; E 10193.
119. Dudey N.D., Heinrich R.R., Madson A.A. — J. Nucl. Energy, 1969, v. 23, p. 444; E 10026.
120. Dudey N.D., Heinrich R.R., Madson A.A. — J. Nucl. Energy, 1970, v. 24, p. 181; E 10030.
121. Ernst A., Froehner F.H., Kompe D. — In: Nuclear Data for Reactors. Helsinki, 1970, v. 1, p. 633; E 20370.
122. Furr A.K. — Report TID-16059, 1962.
123. Fawcett L.R., Furr A.K., Lindsay J.G. — Nucl. Sci. Engng., 1972, v. 49, p. 317; E 10298.
124. Ferguson B.T.G., Paul E.B. — J. Nucl. Energy, 1959, v. 10, p. 19.
125. Forman L. e.a. — Phys. Rev. Letters, 1971, v. 27, p. 117; E 10250.
126. Frenes N. e.a. — Acta Physica Austriaca, 1974, v. 40, p. 365; E 20659.
127. Fricke N.P. e.a. — In: Neutron Cross-Sections and Technology. Knoxville, 1971, v. 1, p. 252; E 10049.
128. Friesenhahn S.J. e.a. — J. Nucl. Energy, 1968, v. 22, p. 191; E 12163.
129. Gabbard F., Davis R.H., Bonner T.W. — Phys. Rev., 1959, v. 114, p. 201; E 11098.
130. Garg J.B., Macklin R.L., Halperin J. — Phys. Rev., 1978, v. C18, p. 2079.
131. Garg J.B. e.a. — Phys. Rev., 1981, v. C24, p. 1922. E 12719.
132. Gayther D.B., Thoman B.W. — В кн.: Нейтронная физика. М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, ч. 3, с. 3; E 20785.
133. Gibbons J.H. e.a. — Phys. Rev., 1961, v. 122, p. 182; E 11329.
134. Gibbons J.H., Macklin R.L. — BNL-325, Second Edition, 1966, Supp. 2; E 11981.
135. Gibbons J.H. e.a. Review of Modern Physics, 1965, v. 37, p. 166; E 11656.
136. Gray P.R., Zander A.R., Ebrey T.G. — Nucl. Phys., 1966, v. 75, p. 215; E 11923.
137. Greenwood R.C., Reich C.W. — Phys. Rev., 1971, v. C4, p. 2249; E 19743.
138. Grenier G. e.a. — In: Nuclear Cross Sections for Technology. Knoxville, 1980, p. 323; E 21619.
139. Voignier J. e.a. — In: Neutron Physics and Nuclear Data. Harwell, 1978, p. 444; E 20787.
140. Gupta S.K., Frehaut J., Boys R.—Nucl. Instrum and Methods, 1978, v. 148, p. 77; E 21216.
141. Grench H.A. — Phys. Rev., 1965, v. B140, p. 1277. E 11765.
142. Grench H.A., Menlove H.O. — Phys. Rev., 1968, v. 165, p. 1298; E 11975.

143. Grench H.A. e.a. - Nucl. Phys., 1967, v. A94, p. 157; E 11882.  
 144. Grench H.A. - Report EANDC(US)-79, 1972; E 12192.  
 145. Gwin R. e.a. - Nucl. Sci. Engng., 1976, v. 59, p. 79; E 10267.  
 146. Haddad E., Friesenhahn S., Lopez W.M. - Report GA-3874, 1963; E 11944.  
 147. Hanna R.C., Rose B. - J. Nucl. Energy, 1959, v. 8, p. 197.  
 148. Harris K.K. e.a. - Nucl. Phys., 1965, v. 69, p. 37; E 12197.  
 149. Hasan S.S., Chaubey A.K., Sehgal M.L. - Nuovo Cimento, 1968, v. B58, p. 402; E 30077.  
 150. Hellstroem J. - J. Nucl. Energy, 1973, v. 27, p. 71; E 20194.  
 151. Henkel R.L., Barschall H.H. - Phys. Rev., 1950, c. 80, p. 145; E 11384.  
 152. Herman M., Marcinkowski A. - Report INR-1773/1/PL/A, 1978, p. 17, E 30482;  
 INDC(POL)-10, 1979, p. 1; E 30512.  
 153. Herman M., Marcinkowski A. - Nucl. Phys., 1981, v. A357, p. 1; E 30567.  
 154. Hockenbury R.W. e.a. - In: Nuclear Cross-Sections and Technology, Washington, 1975, v. 2, p. 905. E 10435.  
 155. Hockenbury R.W., Shaw R.A., Koste W.R. - Bull. Amer. Phys. Soc., 1979, v. 20, p. 560. E 10552.  
 156. Holub E. e.a. - Report LNS-4-72, 1972; E 30145.  
 157. Hockenbury R.W. e.a. - Phys. Rev., 1969, v. 178, p. 1746; E 10001.  
 158. Hudoklin-Bozic A. - Report NIJS-P-213, 1968. E 30404.  
 159. Huang Zheng-De - Report LBL-11118, 1980, p. 243. E 30583.  
 160. Hopkins J.C., Diven B.C. - Nucl. Sci. Engng., 1962, v. 12, p. 169. E 12331.  
 161. Imhof W.L. e.a. - Phys. Rev., 1959, v. 114, p. 1037. E 11101.  
 162. Imhof W.L. e.a. - Phys. Rev., 1962, v. 125, p. 1334, E 11235.  
 163. Johnsrud A.E., Silbert M.G., Barschall H.H. - Phys. Rev., 1959, v. 116, p. 927, E 11675.  
 164. Joly S. e.a. - Nucl. Sci. Engng., 1979, v. 70, p. 53, E 20787.  
 165. Kompe D. - Nucl. Phys., 1969, v. A133, p. 513; E 20358.  
 166. Kovacs P., Uray I. - Report INDC(SEC)-50, 1976. E 30290.  
 167. Kobayashi K., Fujita Y., Yamamuro N. - Nucl. Sci. Technology, 1981, v. 18, p. 823; E 21748.  
 168. Lakshmana Rao A., Parthasaradhi K., Rama Rao J. - In: Proc. Symp. Nucl. Phys. and Solid State Phys, Madurai, 1970, v. 2, p. 19; E 30246.  
 169. Lakshmana Rao A., Rama Rao J. - Phys. Rev., 1972, v. C6, p. 572; E 30234.  
 170. Lepine J.R.D., Douglas R.A., Maia H.A. - Nucl. Phys., 1972, v. A196, p. 83; E 30233.  
 171. Lindner M., Nagle R.J., Landrum J.H. - Nucl. Sci. Engng., 1976, v. 59, p. 381.  
 172. Linenberger G.A., Miskel J.A. - Report LA-467, 1946. E 11945.  
 173. Lindholm A. e.a. - Nucl. Phys., 1977, v. A279, p. 445.  
 174. Lyon W.S., Macklin R.L. - Phys. Rev., 1959, v. 114, p. 1619; E 11407.  
 175. Macklin R.L., Lazar N.H., Lyon W.S. - Phys. Rev., 1957, v. 107, p. 504; E 11399.  
 176. Macklin R.L. - Nucl. Sci. Engng., 1982, v. 81, p. 418; E 12743.  
 177. Macklin R.L. - Nucl. Sci. Engng., 1976, v. 59, p. 231.  
 178. Macklin R.L., Drake D.M., Malanify J.J. - Report LA-7479-MS, 1978; E 10720.  
 179. Macklin R.L. e.a. - Nucl. Sci. Engng., 1982, v. 82, p. 143.  
 180. Macklin R.L. - Nucl. Sci. Engng., 1982, v. 82, p. 400; E 12794.  
 181. Macklin R.L., Winters R.R. - Astrophysical Jour., 1976, v. 208, p. 812.  
 182. Macklin R.L., Halperin J., Winters R.R. - Nucl. Sci. Engng., 1981, v. 78, p. 110; E 10882.  
 183. Macklin R.L., Gibbons J.H., Inada T. - Nature, 1963, v. 197, p. 369.  
 184. Macklin R.L., Inada T., Gibbons J.H. - Nature, 1962, v. 194, p. 1272.  
 185. Macklin R.L., Gibbons J.H. - Bull. Amer. Phys. Soc., 1966, v. 11, p. 167.  
 186. Macklin R.L., Pasma P.J., Gibbons J.H. - Phys. Rev., 1964, v. B136, p. 695; E 11575.  
 187. Macklin R.L., Halperin J. - Phys. Rev., 1976, v. C14, p. 1938.  
 188. Macklin R.L., Gibbons J.H. - Phys. Rev., 1967, v. 159, p. 1007; E 11679.  
 189. Macklin R.L., Gibbons J.H., Inada T. - Nucl. Phys., 1963, v. 43, p. 353; E 11380.  
 190. Macklin R.L., Gibbons J.H., Inada T. - Phys. Rev., 1963, v. 129, p. 2695; E 11331.  
 191. Macklin R.L., Inada T., Gibbons J.H. - Byll. Amer. Phys. Soc., 1963, v. 8, p. 81.  
 192. Macklin R.L., Drake D.M., Arthur E.D. - Nucl. Sci. Engng., 1983, v. 84, p. 98; E 10999.  
 193. Macklin R.L. - In: Proc. Meeting on Neutron Cross Sections of Fission Product Nuclei, Bologna, 1979, p. 103; E 10875.  
 194. Majumder M., Mirta B. - Indian. J. Phys., 1970, v. 44, p. 294; E 30296.  
 195. Majumder M., Mitra B. - In: Proc. Symp. on Radiation Physics, Calcutta, 1974, p. 57; E 30296.  
 196. Magnusson G., Andersson P., Bergqvist I. - Physica Scripta, 1980, v. 21, p. 21; E 21004.  
 197. Magnusson G., Bergqvist I. - Nucl. Technology, 1977, v. 34, p. 114; E 20780.  
 198. Mannhart W., Alberts W.G. - Nucl. Sci. Engng., 1979, v. 69, p. 333; E 21003.  
 199. Menlove H.O. e.a. - Phys. Rev., 1967, v. 163, p. 1299; E 11420.  
 200. Miskel J.A. e.a. - Phys. Rev., 1962, v. 128, p. 2717; E 12115.  
 201. Ne Daciels D.K. e.a. - Nucl. Phys., 1982, v. A384, p. 88; E 12767.  
 202. Mizumoto M. e.a. - J. Nucl. Sci. Technology, 1979, v. 16, p. 711. E 21293.  
 203. Mitzel F., Plendl H.S. - Nucleonic, 1964, v. 6, p. 371.  
 204. Moxon M.C., Endacott D.A.J., Jolly J.E. - Annals of Nucl. Energy, 1976, v. 3, p. 399; E 20489.  
 205. Moxon M.C., Rae E.B. - J. Nucl. Instrum. and Methods, 1963, v. 24, p. 448.  
 206. Murty S.M. - J. Phys. Soc., 1973, v. 35, p. 8.  
 207. Musgrove A.K. e.a. - In: Neutron Physics and Nuclear Data Harwell, 1978, p. 449; Nucl. Sci. Engng., 1982, v. 82, p. 230. E 30328, E 30329, E 30357, E 30358, E 30360, E 30361, E 30384. E 30391, E 30423, E 30453, E 30487, E 30489.  
 208. Musgrove A.K. e.a. - Nucl. Phys., 1976, v. A259, p. 365.  
 209. Musgrove A.K. e.a. - Nucl. Phys., 1977, v. A279, p. 317; E 30356.  
 210. Nakajima Y. e.a. - In: Neutron Physics and Nuclear Data Harwell, 1978, p. 438; E 21631.  
 211. Paulsen A. - Z. Physik, 1967, v. 205, p. 226; E 20390.  
 212. Paulsen A., Liskien H. - J. Atomkernenergie, 1975, v. 26, p. 80; E 20419.  
 213. Perkin J.L., O'Connor L.P., Coleman R.F. - Proc. Phys. Soc., 1958, v. 72, p. 505.  
 214. Peto G. e.a. - Acta Phys. Slovaca, 1975, v. 25, p. 185; E 30310.  
 215. Peto G., Miligy Z., Hunyadi I. - J. Nucl. Energy, 1967, v. 21, p. 797; E 30031.  
 216. Plostinaru D. e.a. - J. Studii si Cercetari de Fizica, 1973, v. 25, p. 387; E 30187.  
 217. Poenitz W.P. - Nucl. Sci. Engng., 1975, v. 57, p. 300; E 10421.  
 218. Poenitz W.P. - ANL-NDM-8, 1974; E 10438.  
 219. Poenitz W.P., Fawcett L.R., Smith D.L. - Nucl. Sci. Engng., 1981, v. 78, p. 239; E 11000.  
 220. Poenitz W.P. - Report ANL-NDM-15, 1975; E 10401.  
 221. Poenitz W.P., Smith D.L. - Report ANL-NDM-42, 1978; E 10735.  
 222. Poenitz W.P. - In: Proc. Meeting on Neutron Cross Sections of Fission Product Nuclei, Bologna, 1979, p. 85; E 10934.  
 223. Ponnert K., Magnusson G., Bergqvist I. - J. Physica Scripta, 1974, v. 10, p. 35; E 10781.  
 224. Poularikas A., Fink R.W. - Phys. Rev., 1959, v. 115, p. 989; E 11484.  
 225. Qaim S.M. - J. Inorg. Nucl. Chem., 1970, v. 32, p. 1799; E 20519.  
 226. Qaim S.M., Ejaz M. - J. Inorg. Nucl. Chem., 1968, v. 30, p. 2577.  
 227. Qaim S.M. - J. Inorg. Nucl. Chem., 1973, v. 35, p. 3669.  
 228. Quan B.L., Block R.S. - Report COO-2479-14, 1978; E 10815.  
 229. Reese J.R.F., Abernathy F.M. - Report ORNL-CF-53-8-22, 1953; E 11448.  
 230. Le Rigaleur C., Arnaud A., Taste J. - Report CEA-R-4788, 1976; E 20572.  
 231. Le Rigaleur C. e.a. - J. Nucl. Energy, 1967, v. 20, p. 67.  
 232. Le Rigaleur C., Arnaud A., Taste J. - Report CEA-N-1662, 1973; E 20558.  
 233. Le Rigaleur C., Arnaud A., Taste J. - Report CEA-N-1661, 1973; E 20557.  
 234. Rigaud F. e.a. - Nucl. Phys., 1970, v. A154, p. 243; E 20530.  
 235. Rigaud F. e.a. - Nucl. Phys., 1971, v. A173, p. 551; E 20532.  
 236. Rigaud F. e.a. - Nucl. Phys., 1971, v. A176, p. 545; E 20533.  
 237. Rigaud F. e.a. - Nucl. Sci. Engng. 1974, v. 55, p. 17; E 20543.

238. Rimawi K., Chrien R.E. - Phys. Rev., 1971, v. C15, p. 1271; E 10660.

239. Rimawi K., Chrien R.E. - In: Nuclear Cross-Sections and Technology. Washington, 1975, v. 2, p. 920; E 10434.

240. Robertson J.C. - Nucl. Phys., 1965, v. 71, p. 417.

241. Schmitt H.W., Cook C.W. - Nucl. Phys., 1960, v. 20, p. 202; E 11778.

242. Schwerer O. e.a. - Nucl. Phys., 1976, v. A264, p. 105; E 20670;

243. Schomberg M.G. e.a. - In: Nuclear Data for Reactors. Helsinki, 1970, v. 1. p. 315; E 20476.

244. Murty M., Siddappa K., Rao Rama J. - In: Proc. Symp. on Nuclear and solid state Physics. Madurai, 1970, v. 2, p. 29; E 30248.

245. Spitz L.M., Barnard E., Brooks F.D. - Nucl. Phys., 1968, v. A121, p. 655; E 30114.

246. Stamatelatos M.G., Bo Lawergren, Leon J. Lidovsky - Nucl. Sci. and Engng., 1973, v. 51, p. 113.

247. Stuepegia D.C. e.a. - J. Nucl. Energy, 1968, v. 22, p. 267; E 11624.

248. Stuepegia D.C., Schmidt M., Madson A.A. - J. Nucl. Energy, 1965, v. 19, p. 767; E 12162.

249. Stuepegia D.C., Schmidt M., Keedy C.R. - Nucl. Sci. Engng., 1967, c. 29, p. 218; E 12483.

250. Stuepegia D.C. e.a. - BNL-325, 1968, Second Edition, Suppl. 2.

251. Stuepegia D.C., Smith B., Hamm K. - J. Inorg. Nucl. Chem., 1963, v. 25, p. 627; E 12260.

252. Stuepegia D.C., Henrich R.R., Mc Cloud G.H. - J. Nucl. Energy, 1961, v. A/B15, p. 200.

253. Strain C.E., Ross W.J. - Report ORNL-3672, 1965.

254. Stroud D.B., Chan D.M.H. - Report INDC/SEC-28, 1972, p. 285; E 30506.

255. Thirumala Rao E.V., Rao Rama J., Kondaiiah E. - J. of Physics, 1972, v. A5, p. 468; E 30247.

256. Tudoric-Ghemo J. - Nucl. Phys., 1967, v. A92, p. 233; E 30026.

257. Uray I., Szalay A. - J. Atomki Kozlemanyek, 1973, v. 15, p. 161; E 30282.

258. Valkonen M., Kantele J. - Physics Letters, 1972, v. B39, p. 625; E 20673.

259. Weston L.M., Todd J.H. - Nucl. Sci. Engng., 1978, v. 65, p. 454; E 10768.

260. Vervier J.F. - Nucl. Phys., 1959, v. 9, p. 569; E 20505.

261. Vuletin J., Kulisc P., Cindro N. - Lettere al Nuovo Cimento, 1974, v. 10, p. 1; E 30314.

262. Wagner M., Warhanek H. - Nucl. Phys., 1976, v. A264, p. 105; E 20718.

263. Weigmann H., Rohr G., Winter J. - Nucl. Phys., 1967, v. A104, p. 513; E 20382.

264. Weston L.W., Lyon W.S. - Phys. Rev., 1961, v. 123, p. 948.

265. Weston L.W., Todd J.H. - Nucl. Sci. Engng., 1977, v. 63, p. 143.

266. Weston L.W. e.a. - Ann. Phys., 1960, v. 10, p. 477; E 11818.

267. Wille R.G., Fink R.W. - Phys. Rev., 1960, v. 118, p. 242; E 12033.

268. Winter R.R., Macklin R.L., Halperin J. - Phys. Rev., 1980, c. C21, p. 563; E 10882, E 20774.

269. Yamamuro N. e.a. - J. Nucl. Sci. Technology, 1978, v. 15, p. 637; E 20697.

270. Yamamuro N. e.a. - In: Nuclear Cross-Sections and Technology. Washington, 1975, p. 802; E 20697.

271. Yamamuro N. e.a. - In: Neutron Physics and Nuclear Data Harwell, 1978, p. 432; E 21466.

272. Zurmühle R.W., Stephens W.S., Staub H.H. - Phys. Rev., 1963, v. 132, p. 751.

273. Ward R.A., Beer H. - Astronomy and Astrophysics, 1981, v. 103, p. 189; E 21761.

274. Капчигашев С.П., Попов Ю.П. - Атомная энергия, 1964, т. 16, с. 256.

275. Стависский Ю.Я., Шапарь А.В. - Атомная энергия, 1962, т. 12, с. 514.

276. Steiglitz R.G., Hockenbury R.W., Block R.C. - Nucl. Phys., 1971, v. A163, p. 592; E 10074.

277. Трофимов Ю.Н., Немилев Ю.А. - В кн.: Нейтронная физика. М.: ЦНИИатоминформ, 1984, т. 2, с. 142

278. Spencer R.R. e.a. - Nucl. Sci. and Engng., 1976, v. 61, p. 346.

279. Kenny M.I. e.a. - Australian J. Phys., 1977, v. 30, p. 605; E 30381.

280. Budnar M. e.a. - Report INDC(YUG)-5, 1978.

281. Ruves T.B. e.a. - J. Nucl. Energy, 1970, v. 24, p. 419.

282. Perkin J.L. e.a. - J. Nucl. Energy, 1963, v. 17, p. 349.

283. Kinsey R. (Comp.) ENDF/B-5 Summary Documentation BNL-NCE-17541, 3rd. Ed., 1979.

284. Cornelis E. e.a. - In: Nuclear Data for Science and Technology. Antwerpen, 1982, p. 222.

285. Kikuchi Y. e.a. - Report JAERI-1268, 1981.

286. Yamamuro N. e.a. - In: Proc. Meeting on Neutron Cross Sections of Fission Product Nuclei, Bologna, 1979, p. 19.

287. Thirumala Rao E.V. e.a. - In: Proc. Symp. Nucl. Phys. and Solid State Phys. Madurai, 1970, v. 2, p. 25.

288. Wisshak K., Käppeler F. - Nucl. Sci. Engng., 1978, v. 66, p. 363; E 20765.

289. Siddappa K. e.a. - Nouvo Cimento, 1973, v. A18, p. 48.

290. Benach F. e.a. - Report EANDC(DR)-105L, 1971.

291. Лакоши Л. - В кн.: Нейтронная физика. Обнинск, 1974, ч. 4, с. 312.

292. Mizumoto M. e.a. - Nucl. Phys., 1981, v. A352, p. 90.

293. Baldwin G.T. e.a. - Report ANL-83-4, 1982.

294. Jain H.M. - In: Proc. Conf. on Neutron Physics and Nuclear Data for Reactors. Harwell, 1978, v. 1113.

295. Chrien R.E. - Bull. Amer. Phys. Soc., 1978, v. 23, p. 637.

296. Menlove H.O., Poenitz W.P. - Nucl. Sci. Engng., 1968, v. 33, p. 24.

297. Ryves T.B. e.a. - J. Nucl. Energy, 1973, v. 27, p. 519.

298. De Saussure G. e.a. - Nucl. Sci. Engng., 1973, v. 51, p. 385; E 10101.

299. Адамчук Ю.В. и др. - В кн.: Нейтронная физика. М.: ЦНИИатоминформ, 1977, ч. 2, с. 192.

300. Давлетшин А.Н. и др. - Атомная энергия, 1980, т. 48, с. 87.

301. Паниткин Ю.Г. и др. - Атомная энергия, 1975, т. 39, с. 17; E 40331.

302. Spencer R.R., Käppeler F. - In: Nuclear Cross-Sections and Technology. Washington, 1975, v. 2, p. 620.

303. Беланова Т.С. и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1972, т. 9, с. 44.

304. Вертебный В.П. и др. - В кн.: Нейтронная физика. М.: ЦНИИатоминформ, 1980, ч. 2, с. 249.

305. Бергман А.А. и др. - Бюлл. ИЦЯЦ, 1970, вып. 6, с. 32.

306. Broda E. - J. Nucl. Energy, 1958, v. 8, p. 197.

307. Moxon M.C. - Report AERE-R-6074, 1969; E 20465.

308. Poenitz W.P. - Nucl. Sci. Engng., 1970, v. 40, p. 383; E 10086.

309. Poenitz W.P. - BNL-51363, 1981, v. 1, p. 249.

310. Wyrick J.M. e.a. - Report ANL-83-4, 1982.

311. Macklin R.L. - Nucl. Sci. Engng., 1982, v. 81, p. 520.

312. Reffo G. e.a. - Nucl. Sci. Engng., 1982, v. 80, p. 630.

313. Fricke M. - Trans. Amer. Nucl. Soc., 1971, v. 14, p. 352.

314. Chaturvedi S.M. - In: Proc. Symp. Nucl. Phys. and Solid State Phys. Madurai, 1970, v. 2, p. 615.

315. Chou J.C. - J. Nucl. Energy, 1973, v. 27, p. 811.

316. Mizumoto M. e.a. - In: Nuclear Data for Science and Technology. Antwerpen, 1982, p. 226.

317. Poenitz W.P. - In: Proc. Specialist Meeting on Fast Neutron Capture Cross Sections. ANL-83-4, 1983, p. 239.

318. Schuman R.P. - Report WASH-1127, 1969, p. 72.

319. Fujita Y. e.a. - Report NEANDC(J)51U43, 1971.

320. Бергман А.А. и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1982, вып. 1 (45), с. 3.

321. Vaughn F.J. e.a. - Bull. Amer. Phys. Soc., 1964, v. 9, p. 20.

322. Wisshak K. e.a. - Nucl. Sci. Engng., 1979, v. 69, p. 39; E 20767.002.

323. Hockenbury R.W. e.a. - Nucl. Sci. Engng., 1972, v. 49, p. 153.

324. Hockenbury R.W. e.a. - In: Nuclear Cross-Sections and Technology. Washington, 1975, v. 2, p. 584; E 10436.002.

325. Weston L.W., Todd J.H. — Nucl. Sci. Engng., 1981, v. 79, p. 184; E 10887.002.
326. Wisshak K. е.а. — Nucl. Sci. Engng., 1980, v. 76, p. 148; E 20774.
327. Weston L.W., Todd J.H. — Nucl. Sci. Engng., 1976, v. 61, p. 356.
328. Wisshak K., Kappeler F. — In: Nuclear Data for Science and Technology. Antwerpen, 1982, p. 215.
329. Hoffman W. е.а. — Bull. Amer. Phys. Soc., 1971, v. 16, p. 1181.
330. Рябов Ю.В. — Атомная энергия, 1976, т. 41, с. 45.
331. Воронников П.Е. и др. — В кн.: Нейтронная физика. Обнинск, 1974, ч. 40 с. 42.
332. Бергман А.А. — Атомная энергия, 1975, т. 39, с. 291.
333. Болоцкий В.П. и др. — Атомная энергия, 1977, т. 42, с. 218.
334. Weston L.W. е.а. — Report USNDC-7, 1973, p. 179.
335. Farrell J.A. е.а. — In: Nuclear Data for Reactors. Helsinki, 1970, v. 1, p. 543.
336. Cziri J.B. е.а. — In: Nuclear Data for Reactors. Helsinki, 1970, v. 1, p. 331.
337. Bandl R.E. е.а. — Nucl. Sci. and Engng., 1972, v. 48, p. 324.
338. Куров М.А. и др. — Препринт ОИЯИ-5113, 1970.
339. Двухшерстнов В.Г. и др. — В кн.: Нейтронная физика. Киев: Наукова думка, 1972, ч. 2, с. 318.
340. Бергман А.А. и др. — Ядерная физика, 1971, т. 14, с. 1123.
341. De Saussure G.е.а. — In: Proc. Conf. on Nuclear Data for Reactors. Paris, 1966, v. 2, p. 233.
342. Мурадян Г.В. и др. — В кн.: Нейтронная физика. Киев: Наукова думка, 1972, ч. 1, с. 309.
343. Kujawski E., Steart L. — Report ENDE-201, 1979, (3rd. Ed.), mat. 1399.
344. Спивак П.Е. и др. Атомная энергия, 1956, т. 1, ч. 3, с. 21.
345. Андреев В.М. и др. — Атомная энергия, 1958, т. 4, с. 274.
346. Muradyan G.V. е.а. — In: Nuclear Cross Sections for Technology. Knoxville, 1980, p. 488.
347. Corvi F. е.а. — Report ANL-83-4, 1982.
348. Cziri J.B. е.а. — Nucl. Sci. Engng., 1970, v. 41, p. 56.
349. Weston L.W. е.а. — Nucl. Sci. Engng., 1964, v. 20, p. 80.
350. Yen C.S. е.а. — Nucl. Sci. Engng., 1976, v. 61, p. 471.
351. Двухшерстнов В.Г. — Атомная энергия, 1975, т. 39, с. 86.
352. Рябов Ю.В. — Атомная энергия, 1976, т. 40, с. 339.
353. Diven B.C. — Phys. Rev., 1958, v. 109, p. 144.
354. Воронников П.Е. — Ядерно-физич. исследования, 1971, т. 12, с. 17.
355. Bhat M. — Report ENDF-201, 1979, (3rd. Ed.), mat. 1395.
356. Muradyan G.V. е.а. — In: Nuclear Data for Reactors. Helsinki, 1970, CN-26/121.
357. Мурадян Г.В. и др. — В кн.: Нейтронная физика. М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, ч. 3, с. 119.
358. Гнидак Н.Л. и др. — В кн.: Нейтронная физика. М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, ч. 2, с. 223.
359. Рябов Ю.В. — Атомная энергия, 1968, т. 24, с. 435.
360. Кононов В.Н. и др. — В кн.: Нейтронная физика. Киев: Наукова думка, 1972, ч. 1, с. 293.
361. Beer H. е.а. — Phys. Rev., 1979, v. C20, p. 201.
362. De Saussure G. е.а. — Report ORNL-3360, p. 51.
363. Lemmel H.D. (Ed.) — ENDF/D-5 Dosimetry Files 1979/1981. Vienna, IAEA-NDS-24, 1981.
364. Little R. е.а. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1977, v. 26, p. 574.
365. Трофимов Ю.Н. — Атомная энергия, 1985, т. 58, с. 278.
366. Kappeler F., Wisshak K., Hong L. — Nucl. Sci. Engng., 1983, v. 84, p. 234.
367. Beer H. е.а. — Report ENDC (E)-22, 1981, p. 5.
368. Feigenhabb P.S., Singh U.N., Block R.C. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1978, v. 28, p. 743.
369. Щербаков О.А., Ступак А.И., Глуховец А.Н. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1977, вып. 24, с. 3; вып. 25, с. 51.
370. Казаков Л.Е. и др. — Там же, 1985, вып. 2, с. 44.
371. Nuclear Data Standards for Nuclear Measurements. Reports Series N 227. Vienna: IAEA, 1983.
372. Suess H.E., Urey H.C. — Rev. Mod. Phys., 1956, v. 28, p. 53.
373. Burbidge E.M., Burbidge G.R., Fowler W.A., Hoyle F. — Rev. Mod. Phys., 1957, v. 29, p. 547.
374. Fowler W.A. — Rev. Mod. Phys., 1984, v. 56, p. 149.
375. Шорин В.С., Грибунин В.М., Кононов В.Н., Сидорова И.И. — Астрофизика, 1971, т. 7, с. 489.
376. Ulrich R.K. — In: Explosive Nucleosynthesis. Ed. D.N. Schramm, W.D. Arnett. Austin: Univ. Texas, 1973, p. 139.
377. Clayton D.D., Ward R.A. — Astrophys. J., 1974, v. 193, p. 397.
378. Kappeler F. е.а. — Ibid., 1982, v. 257, p. 821.
379. Cameron A.G., Cowen J.J., Truran J.W. — In: Challenges and New Developments in Nucleosynthesis. Ed. W. P. Arnett. Chicago: Univ. Chicago, 1984.
380. Beer H. е.а. — Phys. Rev., 1984, v. C30, p. 464.

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие .....	3
<i>Глава 1. Основные представления о радиационном захвате нейтронов</i> .....	5
1.1. Резонансная структура нейтронных сечений .....	5
1.2. Статистический, прямой и валентный механизмы радиационного захвата нейтронов .....	14
1.3. Оптико-статистическое описание средних нейтронных сечений .....	21
1.4. Плотность уровней возбужденных ядер .....	31
1.5. Радиационные силовые функции и полные радиационные ширины резонансов .....	41
1.6. Описание сечений радиационного захвата быстрых нейтронов .....	51
<i>Глава 2. Сечения для нейтронов тепловых энергий, факторы Вескотта, резонансные интегралы и средние сечения радиационного захвата нейтронов для энергии 30 кэВ</i> .....	58
<i>Глава 3. Средние параметры нейтронных резонансов</i> .....	97
<i>Глава 4. Оцененные сечения радиационного захвата нейтронов для основных материалов ядерных реакторов и радиационной защиты</i> .....	110
Список литературы .....	129
<i>Приложения.</i>	
Приложение 1. Сечения радиационного захвата быстрых нейтронов .....	135
Приложение 2. Стандарты, рекомендованные для измерений сечений радиационного захвата нейтронов .....	232
Приложение 3. Использование сечений радиационного захвата нейтронов в астрофизике .....	235
Список литературы к приложениям .....	238