

ИНДЕ(сер)-6  
ИНДЕЗТВ

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

**БЮЛЛЕТЕНЬ  
ИНФОРМАЦИОННОГО  
ЦЕНТРА  
ПО ЯДЕРНЫМ  
ДАНЫМ**

ВЫПУСК ПЯТЫЙ /

АТОМИЗДАТ

1968



## **DISCLAIMER**

**Portions of this document may be illegible in electronic image products. Images are produced from the best available original document**

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ  
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

Б Ю Л Л Е Т Е Н Ъ  
ИНФОРМАЦИОННОГО ЦЕНТРА ПО ЯДЕРНЫМ ДАННЫМ  
(Выпуск пятый)

Атомиздат 1968

**РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:**

**А.И.Лейпунский (гл. научный редактор), О.Д.Казачковский,  
М.И.Певзнер, С.М.Фейнберг, П.Э.Немировский, В.Г.Зеграфов,  
Б.Г.Дубовский, Д.А.Кардашев (ответственный редактор),  
М.Н.Николаев, Ш.С.Николайшвили, В.В.Орлов, Ю.Я.Стависский,  
С.И.Сухоручкин, Е.И.Ляшенко, В.Г. Золотухин, Л.Н.Усачев,  
С.Г.Цыпин.**

# СОДЕРЖАНИЕ

## ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

### ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ

В.П.Вертебный, М.Ф.Власов, В.В.Колотый, А.Л.Кирилук, М.В.Пасечник, Т.И.Писанко, Н.Л.Гнидак, А.И.Кальченко, Н.А.Трофимов, Е.А.Павленко, Нейтронные сечения изотопов эрбия в области 0,007-200 эв . . . . .	5
И.К.Аверьянов, Б.М.Дзюба. Сечения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением первого уровня на четно-четных ядрах с массовым числом $A = 70-202$ . . . . .	20
В.М.Случевская. Неупругое рассеяние нейтронов . . . . .	40
В.М.Случевская. Эффективные сечения реакции $(n, 2n)$ . . . . .	81
В.И.Попов, В.И.Трыкова, В.И.Черкасов. Рекомендованные параметры оптического потенциала для описания упругого рассеяния нейтронов на иттрии . . . . .	114
В.И.Попов, В.И.Трыкова, В.М.Случевская. Метод интерполяции, оценки и компактного представления данных по неупругому рассеянию нейтронов . . . . .	116
В.И.Попов, В.М.Случевская, В.И.Трыкова. Алгол-программ для расчета поправок в экспериментальные дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов методом Монте-Карло . . . . .	129
Н.О.Безазяц, В.И.Попов. Упругое рассеяние нейтронов . . . . .	137

## ЧАСТЬ ВТОРАЯ

### РЕАКТОРНЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

П.Э.Немировский. Эффективные резонансные интегралы некоторых изотопов трансуреновых элементов . . . . .	159
О.В.Шведов, В.Ф.Белкин, В.Н.Попков. Эффективные резонансные интегралы втулочных теплоделяющих элементов, содержащих замедлитель во внутренней полости . . . . .	176
В.А.Наумов, А.П.Семашко. Аналитическая модель эффективных сечений ядерных реакций на тепловых нейтронах . . . . .	181

С.М.Захарова. 80-ти и 2I-групповые сечения поглощения нейтронов и изотопами гадолиния . . . . .	$\sqrt{p}^{237}$	189
Л.П.Абагян, В.М.Мурогов. 26-ти групповые сечения захвата $Pa^{231}$ и $Pa^{233}$ . . . . .		253
М.И.Лебедева. Многогрупповые сечения водорода в $P_n$ - приближении . . . . .		257

**ЧАСТЬ ТРЕТЬЯ**  
**ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ ЗАЩИТЫ ОТ ИЗЛУЧЕНИЙ**

Т.А.Гермогенова, М.Г.Кобозев, А.П.Суворов. Дифференциальные альбедо нейтронов для железа при сильно наклонном падении пучка . . . . .		339
Г.М.Бозин, С.Ф.Дегтярев, В.И.Кухтевич, С.Г.Цыпин, В.Б.Староверов, В.К.Тихонов. Прохождение нейтронов реактора через резонансную защиту. . . . .		351

**ИСПРАВЛЕНИЯ И ДОПОЛНЕНИЯ**

Е.И.Бирзгал, П.П.Благоволин. Сечения поглощения, усредненные по спектру Максвелла и фактор отклонения сечений поглощения от закона $1/v$ (таблица). . . . .	$\sqrt{v}^{233}$	355
---	------------------	-----

## Ч А С Т Ь I . Я Д Е Р Н О - Ф И З И Ч Е С К И Е К О Н С Т А Н Т Ы

### НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ИЗОТОПОВ ЭРБИЯ В ОБЛАСТИ 0,007 - 200 ЭВ<sup>\*</sup>)

В.П.Вертебный, М.Ф.Власов, В.В.Колотый, А.Л.Кирилюк,  
М.В.Пасечник, Ж.И.Писанко, Н.Л.Гнидак, А.И.Кальченко,  
Н.А.Трофимова, Е.А.Павленко

У эрбия имеются следующие стабильные изотопы:  $Er^{162}$  (0,136%),  $Er^{164}$  (1,56%),  $Er^{166}$  (33,4%),  $Er^{167}$  (22,9%),  $Er^{168}$  (27,1%) и  $Er^{170}$  (14,0%). Изотопы эрбия принадлежат к наиболее деформированным ядрам, причем  $Er^{167}$  имеет наибольший квадрупольный момент среди стабильных ядер [1].

Данные о параметрах нейтронных резонансов эрбия поэтому представляют определенный интерес для оптической модели ядра. Небезынтересны также и для статистической теории ядра сведения о плотности уровней изотопов эрбия, которые могут быть получены из измерений энергетической зависимости нейтронных сечений. По-видимому, природный эрбий или эрбий-167 найдут практическое применение в регулирующих системах реакторов в связи с особыми физическими свойствами эрбия, как ядерными, так и термодинамическими (см., например, [2]).

Наиболее полные сведения о ранних работах по измерению нейтронных сечений эрбия содержатся в известном сборнике И.В.Гордеева, Д.А.Кардашева и А.В.Малышева "Ядерно-физические константы" [3], которые, по-видимому, включают и все данные, приведенные в известных атласах Брукхэвенской национальной лаборатории BNL - 325 [4]. Для удобства дальнейшего рассмотрение будет разделено на две части. В первой части рассмотрены данные в тепловой области, во второй части - нейтронные сечения в резонансной области.

#### I. НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ В ТЕПЛОВОЙ ОБЛАСТИ

Значения сечений захвата, усредненные по спектру тепловых нейтронов в предположении зависимости  $1/v$ , были получены методом активации, методом котлового осциллятора [5] и методом коэффициента опасности [6]. Несмотря на высокую чувствительность этих методов, они все же не дают полной информации о нейтронных сечениях. При измерениях методом активации могут быть и не замечены активности с весьма малым или весьма большим временем жизни. При измерениях методами котлового осциллятора и коэффициента опасности могут

<sup>\*</sup>) Данная работа переиздается из-за пропуска части таблиц и текста в 3-ем выпуске БИЦЯД.

быть ошибки, связанные с отклонением сечения захвата от закона  $1/v$ . Принципно более обширную информацию дают измерения нейтронных сечений по методу пропускания с помощью монохроматоров [7] и механических прерывателей [8], однако, они в настоящее время имеют меньшую чувствительность, чем методы котлового осциллятора и коэффициента опасности.

На реакторе ВВР-М Института физики АН УССР по методу пропускания с помощью механических прерывателей нейтронов были определены полные нейтронные сечения всех стабильных изотопов эрбия в тепловой области. Подробности эксперимента приведены в [8-14]. Образцы разделенных изотопов были в виде окиси  $Er_2O_3$ . Перед измерениями они прогревались при температуре 600-700°C в течение двух часов с целью их обезвоживания. Чтобы оценить сечение захвата, были также измерены сечения рассеяния этих же изотопов в  $4\pi$ -геометрии в диапазоне энергий 0,3-0,007 эв. В последних экспериментах, как правило, использовались тонкие образцы ( $\mu < 0,1$ ) в количестве 80-100 мг. Пролетное расстояние составляло 5,1 м. Разрешение - 12 мксек/м.

Для определения сечений захвата и расстояния обойтись лишь измерениями энергетической зависимости полных сечений, как это часто делают, нельзя по следующим соображениям: сечение захвата может не подчиняться закону  $1/v$ , а сечение рассеяния может быть непостоянно в исследуемой области. Последнее замечание весьма существенно для окиси эрбия. Окись эрбия - парамагнетик. Рассеяние на магнитном моменте иона  $Er^{+++}$  в определенном диапазоне энергий значительно больше ядерного рассеяния (рис.1).

Получение точных значений сечений захвата из пропускания затруднительно в том случае, когда они малы. Эти затруднения связаны не столько с точностью измерений, сколько с неопределенностью изотопного состава примесей.

В таблицах I и II приводятся нейтронные сечения при  $v = 2200$  м/сек, определенные авторами настоящей работы, а также данные других исследователей.

Следует отметить, что сечение захвата эрбия-162 оказалось значительно больше сечения активации. К сожалению, неопределенности в изотопном составе примесей не позволяют установить узкие пределы величин захвата. Заметим, что вклад положительных резонансов в тепловое сечение эрбия-162 составляет по крайней мере 10 барн. По-видимому, у эрбия-162 при энергии 0,03-0,04 эв имеется уровень с нейтронной шириной  $10^{-5}$  Мэв. Вероятность того, что нейтронная ширина у эрбия-162 окажется меньше 1 Мэв, составляет 1-0,3% (использовано распределение Портера-Томаса). В случае эрбия-166 вклад уровней с положительной энергией составляет 1,6 барна, тогда как сечение захвата при 2200 м/сек нами оценивается равным  $32 \pm 2$  барна. Неопределенность среднего сечения из-за неопределенности изотопного состава примесей составляет минус 4 барна. В работе [6] сечение захвата эрбия-166 определено равным  $45 \pm 9$  барна. Энергетическая зависимость в этом случае может быть объяснена лишь наличием отрицательного уровня. Что касается изото-

пов эрбия-168 и эрбия-170, то имеющиеся данные по сечениям активации согласуются в пределах ошибок эксперимента с данными, полученными нами из пропускания. Энергетическая зависимость сечения захвата для эрбия-167 главным образом определяется резонансами с энергией 0,46 и 0,58 эв, однако, существенный вклад вносят также резонансы 5,98 эв и 26,2 эв. На рис. 2-6 приведены графики, иллюстрирующие энергетическую зависимость нейтронных сечений для отдельных изотопов.

## 2. РЕЗОНАНСНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ИЗОТОПОВ ЭРБИЯ

Измерения в резонансной области по методу пропускания были выполнены на различных изотопах эрбия с разрешением от 0,4 до 0,05 мксек/м, а на природном образце до 0,03 мксек/м. По сравнению с результатами, сообщенными в работах [8, 10, 13], дополнительно приводятся резонансные параметры уровней эрбия-167, определенные из измерений с повышенным разрешением [14]. Приведены также новые данные об уровнях эрбия-162 по результатам измерений с разрешением 0,2 мксек/м. Результаты сведены в таблице III. В ней также приводятся данные других авторов [9]. По этим данным были определены расстояния между уровнями изотопов эрбия-162 и эрбия-167. Они оказались равными соответственно 6,5 и 7,7 эв.

Плотность уровней можно оценить с помощью известной формулы для Ферми-газа [21, 22]. По-видимому, наиболее удачно сейчас подобраны параметры Камероном и Джильбертом [22]. В таблице IV приведены расчетные и экспериментальные значения расстояний между уровнями. Имеется согласие между экспериментом и полуэмпирической формулой. Очень ярко проявляется эффект парного взаимодействия нуклонов - плотности уровней эрбия-162 и 167 оказались сравнимы, хотя энергия связи нейтрона в ядре 168 больше энергии связи нейтрона в ядре 163 на 1,1 Мэв.

Следует заметить, что силовая функция для эрбия-167, определенная из резонансных параметров, значительно больше, чем силовая функция, определенная по средним сечениям [23]. Значения силовых функций, определенные с помощью этих двух методов, соответственно равны  $(3,9 \pm 1,3) \cdot 10^{-4}$  и  $(16 \pm 0,14) \cdot 10^{-4}$ . Возможно, что это различие связано с влиянием отдельных резонансов эрбия-166 и эрбия-170 и применение метода средних сечений в работе 23 поэтому недостаточно обосновано. Кажется сомнительным, что различие может быть связано с энергетической зависимостью силовой функции.

Авторы выражают благодарность за внимание к работе В.И. Мостовому, а также за помощь в работе Падуну Г.С., Медведеву В.А., Нечитайло В.Л. Авторы выражают признательность Л.Д.Груздевой и В.С.Золотареву за проведение анализа примесей изотопов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Б.С. Желепов, Л.К. Пекер. Схемы распада радиоактивных ядер. Стр. 489, изд-во АН СССР (1958).
- [2] J.W. Hinman et al. Nucl. Sci. Eng. 16, 202 (1963).
- [3] И.В. Гордеев, Д.А. Кардашев, А.В. Малышев. Ядерно-физические константы. Стр. 22, 78, 103, Госатомиздат, 1963.
- [4] Neutron Cross Sections BNL-325, 1958, Supplemento 1, 1961.
- [5] H. Pomerance. Phys. Rev. 83, 461 (1951).
- [6] G.R. Hopkins. BAPS Ser, II, 3, 336 (1958).
- [7] S. Berstein et al. Phys. Rev. 87, 487 (1952).
- [8] В.П. Вертебный, М.Ф. Власов, А.Л. Кирилук, М.В. Пасечник. "Атомная энергия", т. 15, 247 (1963).
- [9] М.Ф. Власов, А.Л. Кирилук. Украинский физический журнал, т.8, 947, 1963.
- [10] М.В. Пасечник и др. III конференция по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1964. Доклад Р 615.
- [11] В.П. Вертебный, М.Ф. Власов, А.Л. Кирилук, В.В. Колотый, М.В. Пасечник, Н. Трофимова. Международная конференция по изучению структуры ядра с помощью нейтронов. Антверпен, 1965. Доклад №186
- [12] В.П. Вертебный и др. Украинский физический журнал, т. XI, № 3, 241 (1966).
- [13] В.П. Вертебный, В.В. Колотый, Ж.И. Писанко. Ядерное и магнитное рассеяние на изотопах эрбия. Доклад на 16 ежегодном совещании по ядерной спектроскопии, Москва 1966.
- [14] В.В. Колотый и др. Опыт эксплуатации 500 мм механического прерывателя. Доклад на 16 ежегодном совещании по ядерной спектроскопии, Москва 1966.
- [15] H.V. Möller et al. Nucl. Sci. Eng. 8, 183 (1960).
- [16] F.H. Frohner, E. Haddad, Nucl. Phys. 71, 129 (1965).
- [17] E. Haddad et al. BAPS 7, 455 (1962).

- [18] Chrien et al. BAPS (1966).
- [19] H.P. Brinkman, K.F. Alexander. Ann. Phys. 12, 225 (1965).
- [20] В.А. Кравцов. Массы атомов и энергии связи ядер. Госатомиздат 1965
- [21] А.В. Малышев . Proc. Int. Congress on Nuclear Structure, Paris, 759 (1964).
- [22] Cameron, Gilbert. Can. Journ. Phys. 1965.
- [23] D.I. Hughes et al. Phys. Rev. Lett. 12, 461, (1958).
- [24] R.F. Barnes et al. "Capture Reactions" No 12, IAEA, Vienna, 1964.
- [25] S.K. Mangal, P.S. Gill. Nucl. Phys. 41, 372 - 379 (1963).
- [26] F.H. Fröhner et al. BAPS, 9, 31 (1964).
- [27] G. Brunhart et al. BAPS, Ser.II, v,7, 305 (1962).
- [28] Solid State Physics, Academic Press 1956 - C.C. Shull, E.O. Wollan, 211-214.

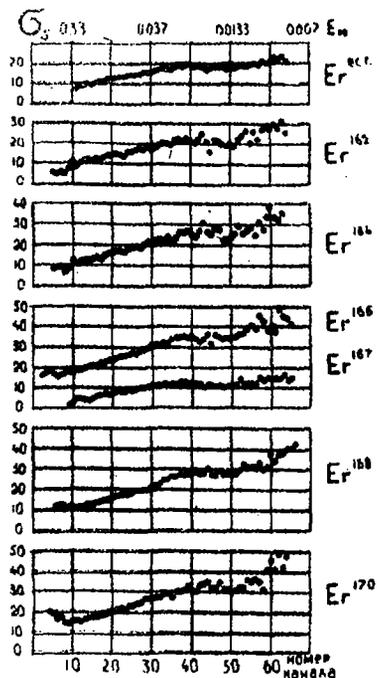


Рис. 1. Зависимость полного сечения рассеяния нейтронов от энергии на окисях изотопов эрбия ( $Er_2O_3$ ). На оси абсцисс отложено время пролета в каналах (нижняя шкала) и энергия нейтронов (верхняя шкала) в электронвольтах. Приведены результаты эксперимента без внесения поправок. Поправки существенны для  $Er^{167,162}$  и природного эрбия. Для определения сечения ядерного рассеяния использовались 10-25 каналы. Магнитное рассеяние на ионе  $Er^{+++}$  определяет энергетическую зависимость нейтронных сечений.

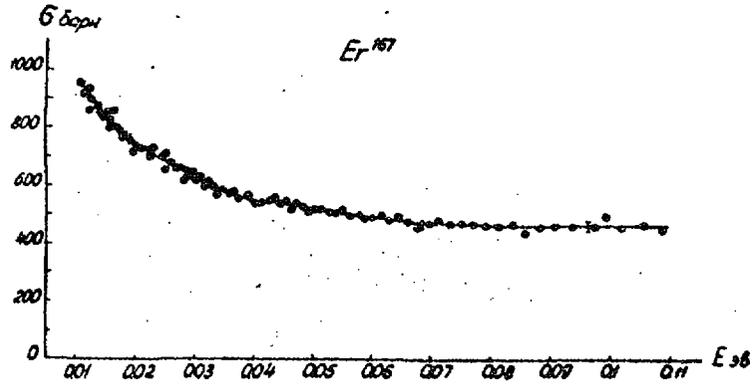


Рис. 2. Энергетическая зависимость полного сечения  $Er-167$ .  
Магнитное рассеяние не вычтено.

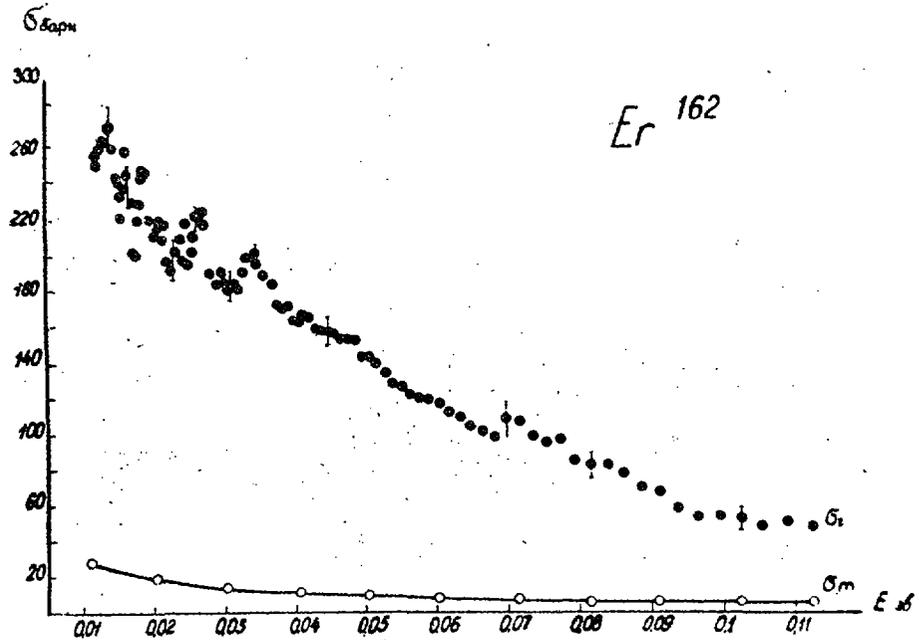


Рис. 3. Энергетическая зависимость полного нейтронного сечения эрбия-162. Магнитное рассеяние вычтено.

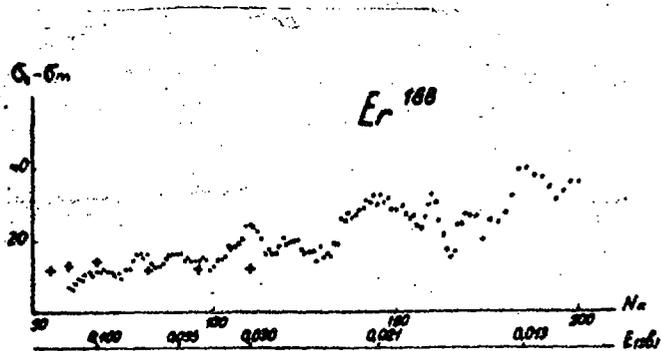


Рис. 4. Энергетическая зависимость нейтронного сечения эрбия-168. Магнитное рассеяние вычтено. Кружками показано сечение рассеяния по данным рис. 1. Сечение активации и сечение захвата отличаются мало.

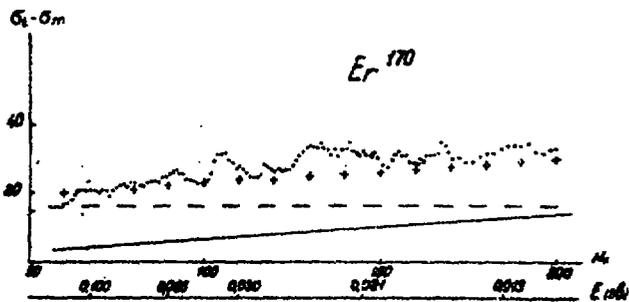


Рис. 5. Сечение Er-170. Магнитное рассеяние вычтено. Имеется неплохое согласие между величиной полного сечения и суммой сечения рассеяния и сечения активации в предположении, что оно следует закону  $\sigma \propto E^{-1}$ . Сечение захвата мало отличается от сечения активации.

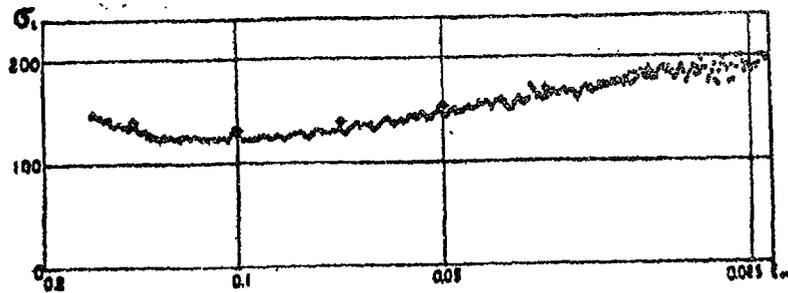


Рис. 6. Энергетическая зависимость полного нейтронного сечения природного урбня. Разрешение - 0,9 мксек/м. Крестиками показаны точки, полученные суммированием нейтронных сечений отдельных изотопов. Магнитное рассеяние не вычтено. После вычитания магнитного рассеяния полученные величины хорошо согласуются с данными BNL-325.

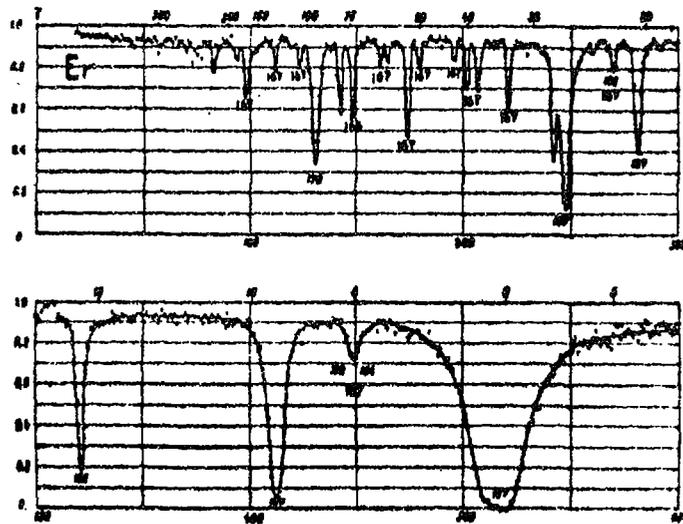


Рис. 7. Пропускание образца окиси эрбия в зависимости от времени пролета. Разрешение 0,05 мксек/м. Цифрами на рисунке обозначена изотопная принадлежность уровней. Энергия уровней в таблице приведена по данным измерений с разрешением 0,028 мксек/м, за исключением эрбия-162 и 164, для которых разрешение составляет 0,2 мксек/м.

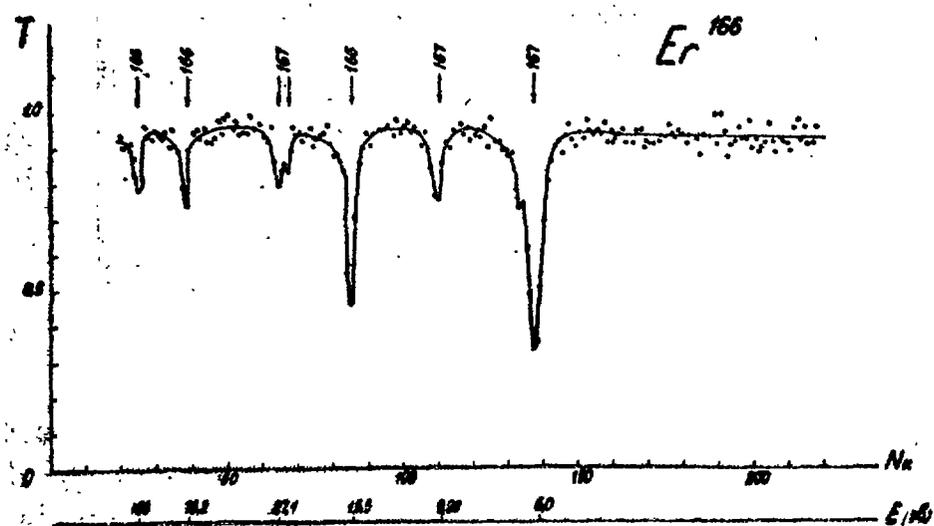


Рис. 8. Резонансы эрбия-166. Разрешение - 0,2 мксек/м.

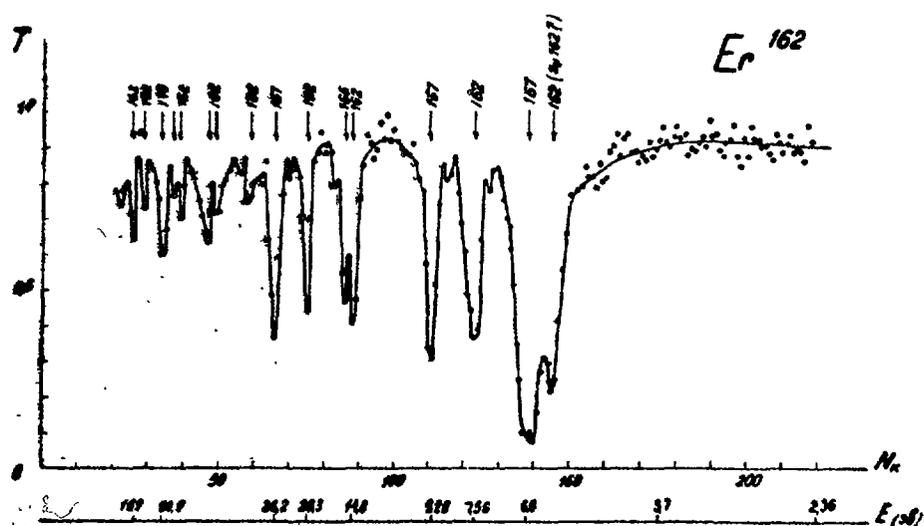


Рис. 9. Резонансы эрбия-162. Разрешение - 0,2 мксек/м.

Таблица I

Сечения захвата изотопов эрбия при  $V = 2200$  м/сек

Изотоп	Сечения захвата в барнах (данные авторов)	Данные из других работ		Примечания
		Сечения активации в барнах	Сечения захвата в барнах	
I62	$200 \leq \sigma_{\gamma} \leq 260$	$2,03 \pm 0,20$ 4 с $T_{1/2} = 75$ мин.		Захват не подчиняется закону $1/v$ . Вклад резонансов в сечение захвата при $V=2200$ м/сек $> 10$ барн.
I64	$0,8 \leq \sigma_{\gamma} \leq 23$	$1,65 \pm 0,17$ с $T_{1/2} = 10$ час.		
I66	$32 \pm 2$	$\sigma_{\text{резон}}/\sigma_{\gamma} = 0,33 \pm 0,8$ /19/ для $T_{1/2} = 2,5$ сек	$45 \pm 9$ 6	Вклад уровней с положительной энергией $\sim 1,6$ барн.
I67	$643 \pm 30$		$620 \pm 120$ 6	Сечение объясняется полностью вкладом уровней с положительной энергией
I68		$2,0 \pm 0,4$ 24 с $T_{1/2} = 9,4$ дня		
I70		$8,7 \pm 1,8$ 24 с $T_{1/2} = 2,5$ сек+ $4,3 \pm 0,6$ с $T_{1/2} = 8$ часов		
			$172 \pm 17$ 7 $166 \pm 16$ 5 $160 \pm 8$ 26	

Природный эрбий -  $I67 \pm 7$

Таблица II

Изотоп	Сечения рассеяния $\bar{\sigma}_s$ и $\sigma_m$						Природный эрбий
	I62	I64	I66	I67	I68	I70	
Сечение ядерного рассеяния в барнах	6,9 ± 1	11,4 ± 1	17,1 ± 1	3,2 ± 0,5	11,5 ± 1	15,7 ± 1	9,8
Сечение*) магнитного рассеяния $\sigma_m$ в барнах при $E_n = 0,0253$ эв	16				Сечение магнитного рассеяния $\sigma_m$ в барнах при $E_n = 0,0066$ эв		
						33	

№

\*)

Определенные нами сечения магнитного рассеяния согласуются с результатами расчета сечения по формфактору, определенному в работе [28]. Связь между сечением  $\bar{\sigma}_s$  и магнитным формфактором такова:  $\sigma_m = 8 \pi \lambda^2 \int_{x_{пред}} x f(x) dx$  где  $f(x)$  - формфактор,  $x = \frac{\sin \theta}{\lambda}$ ,  $x_{пред} = \left( \frac{\sin \theta}{\lambda} \right)_{пред} = \frac{1}{\lambda}$ . Возможна обратная задача.

РЕЗОНАНСНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ИЗОТОПОВ ЭРБИЯ

Данные авторов I)		Литературные данные		Данные авторов		Литературные данные	
Энергия $E_0$ в эв	$\Gamma_n^\circ$ или $2g\Gamma_n^\circ$ в мэв	Энергия $E_0$ в эв	$\Gamma_n^\circ$ или $2g\Gamma_n^\circ$ в мэв	Энергия $E_0$ в эв	$\Gamma_n^\circ$ или $2g\Gamma_n^\circ$ в мэв	Энергия $E_0$ в эв	$\Gamma_n^\circ$ или $2g\Gamma_n^\circ$ в мэв
I	2	3	4	5	6	7	8
<u>Эрбий I62</u>							
5,44±0,09	$0_{\gamma}$ I62	5,48±0,08 <sup>2)</sup>	0,14±0,01	46,2±0,5	1,35±0,26	46,0±0,3	2,88±0,22
7,60±0,03	0,23±0,03	7,60±0,12	0,24±0,02	47,7±0,5	0,40±0,09	-	-
14,74±0,06	0,81±0,07	14,6±0,1	1,07±0,08	51,0±0,5	3,0 ±0,6	51,4±0,3	7,25±0,84
20,5 ±0,14	0,71±0,08	20,3±0,1	1,84±0,18	57,9±0,6	3,7±1,2	57,5±0,4	4,2±0,4
33,6 ±0,3	0,23±0,03	33,0±0,2	0,87±0,09	132±3	4,4±1,4		
42,9 ±0,4	0,17±0,05	43,2±0,3	0,33±0,03				
<u>Эрбий I64</u>							
7,95±0,02	0,20±0,04						
<u>Эрбий I66</u>							
15,6±0,05	0,55±0,06			73,4±0,4			
<u>Эрбий I67</u>							
0,46	-	0,460 <sup>3)</sup> ±0,002	0,460±0,10	33,0±0,2	0,7±0,3	33 <sup>4)</sup>	
0,58	-	0,584 <sup>3)</sup> ±0,002	0,290±0,005	37,6±0,2	0,8±0,15		
5,97±0,01	10,6±1,3	5,97±0,05 <sup>3,4)</sup>	9,7±2,3	39,7±0,2	0,7±0,15		
7,94±0,02	-	7,86 <sup>4)</sup>	0,097±0,007	42,2±0,2	-		
9,45±0,02	2,2±0,2	9,41±0,09 <sup>3,4)</sup>	2,6±0,6	-	-		
20,3±0,06	1,3±0,2	20,3 <sup>4)</sup>		49,8±0,2	1,3±0,1		

Т А Б Л И Ц А III (Продолжение)

I	2	3	4	5	6	7	8
22,06±0,07	-	22,1 <sup>4)</sup>	-	53,3±0,3	4,8±0,4		
26,2±0,1	28±5	26,2 <sup>4)</sup>	-	59,7±0,4	1,3±0,25		
27,5±0,1	1,1±0,4	27,3 <sup>4)</sup>	-	62,2±0,4	1,9±0,4		
<u>Эрбий I70</u>							
94,5±1	74±3						
<u>Уровни, принадлежность изотопов которых не установлена.</u>							
23,7±0,1	-	23,9±0,3 <sup>5)</sup>	0,01±0,07	66,0±0,4	-	-	-
29,2±0,2	-	-	-	69,5±0,4	-	69,5±1,3 <sup>5)</sup>	0,048±0,02
30,6±0,2	-	30,4±0,4 <sup>5)</sup>	0,016±0,008	79±0,5	5,9±0,7	79,4±1,6 <sup>5)</sup>	5,0±0,4
34,9±0,2	-	35,0±0,5 <sup>5)</sup>	0,026±0,009	106±1	-	-	-
43,8±0,2	-	45,1±0,7 <sup>5)</sup>	0,008±0,004	130±1			
56,2±0,3	-	56,3±1 <sup>5)</sup>	0,04±0,02	170±2 240±3 276±4			

1) [8, 10, 14]; 2) /18/ ; 3) /15/ ; 4) /16, 17/; 5) /4/ .

В работе /27/ определены спины уровней эрбия I67 - Для  $E_0=0,460$  эв  $J=4$ , Для  $E_0=0,584$  эв  $J=3$ , для  $E_0=5,98$  -  $J=3$ . Параметры уровней Эрбия I62, определенные авторами этой работы, основаны на измерениях с разрешением 50 нсек/м. Измерения выполнены во втором полугодии 1966 г.

Т а б л и ц а IY

Изотоп	Энергия <sup>*)</sup> связи нейтрона в сос- тавном ядре в Мэв	Энергия <sup>**)</sup> пар- ного взаимодей- ствия в Мэв	Эффективное возбуждение Ц в Мэв	$\alpha$ <sup>*)</sup>	$\beta$ <sup>**)</sup>	D в эв расщ.	D эксп.
I62	6,844	0,92	5,924	22,31	4,7	4,6	6,5 эв
I64	6,651	0,92	5,731	21,41	4,7	10	-
I66	6,438	0,92	5,518	20,67	4,6	20	~ 25 эв
I67	7,769	1,98	5,789	19,59	4,65	6,9	7,7 эв
I68	5,997	0,92	5,077	19,73	5,21	91	-
I70	5,681	0,92	4,761	19,15	5,141	209	-

<sup>\*)</sup> Рассчитана по действительным массам из [20]

<sup>\*\*)</sup> Параметры из работы [22]

СЕЧЕНИЯ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ  
ПЕРВОГО УРОВНЯ НА ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДРАХ С МАССОВЫМ ЧИСЛОМ  
A=70 - 202

Аверьянов И.К., Дзюба Б.М.

В работе [1] выполнены расчеты сечений неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением первого уровня на ряде четно-четных ядер. Полученные результаты удовлетворительно согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Согласие с экспериментом было получено благодаря выбору правильных значений параметра эффективной деформации  $\beta$ .

В настоящей работе проведено предсказание сечений неупругого рассеяния нейтронов с энергией  $E_n = 7, 9, 11$  и  $14$  Мэв на ряде четно-четных ядер. В основу расчетов положена простая вибраторная модель, рассмотренная в работе [2]. Значения параметра  $\beta$  квадрупольной деформации ядер-мишеней взяты из работ [3-6] или рассчитаны на основе имеющихся данных по приведенным вероятностям электромагнитных переходов  $B(E2)$  [7]. Единственный варьируемый параметр  $W_0^x$  (параметр мнимой части оптического потенциала) был подобран для энергий нейтронов 7 и 14 Мэв путем согласования дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов (в пределах нескольких процентов) с соответствующими сечениями, полученными на основе обычной оптической модели ядра [8] и рассматриваемыми в данном случае как "экспериментальные данные". При вычислении последних сечений изотопический эффект в оптическом потенциале не учитывался. Для энергий нейтронов 9 и 11 Мэв значения параметра  $W_0^x$  получены путем линейной интерполяции между их значениями при 7 и 14 Мэв. Изменение параметра  $V_0^{(2)}$  с энергией нейтронов также не учитывалось (для всех энергий используются значения  $V_0^{(2)}$ , вычисленные для энергии нейтронов 7 Мэв).

Характеристики ядер-мишеней (параметр деформации  $\beta$  и энергия первого возбужденного состояния  $\epsilon_1$ ), параметры модели и теоретические интегральные сечения  $\sigma_t$ ,  $\sigma_{ne}$  и  $\sigma_{n'n'}$  приведены в таблице. Угловые распределения неупруго рассеянных нейтронов с возбуждением первого уровня ядер-мишеней показаны в приложении на рис. 1-16, где числа над кривыми энергия налетающих нейтронов в мегаэлектронвольтах.

х) Обозначения здесь и дальше те же, что в работе [2].

ТАБЛИЦА

$$V_S = (46,6 - 0,186E) \text{ МэВ}; V_{SO} = 6 \text{ МэВ}; r_S = r_D = r_F = 1,25 \varphi; a_S = a_D = a_F = 0,65 \varphi.$$

Ядро	$\beta$	М э в			Б а р н и		
		$\epsilon_1$	$E$	$W_D$	$B_t$	$B_{ne}$	$B_{nn'}$
I	2	3	4	5	6	7	8
$^{70}_{32}\text{Ge}$	0,22	1,04	7	3,9	4,07	1,65	0,161
			9	4,1	3,87	1,60	0,142
			II	4,4	3,63	1,59	0,124
			I4	4,7	3,26	1,58	0,109
$^{80}_{34}\text{Se}$	0,25	0,67	7	3,4	4,25	1,76	0,270
			9	3,7	4,19	1,71	0,225
			II	4,0	4,00	1,71	0,200
			I4	4,4	3,58	1,65	0,167
$^{84}_{36}\text{Kr}$	0,16	0,88	7	4,2	4,20	1,77	0,111
			9	4,4	4,33	1,74	0,097
			II	4,7	4,19	1,73	0,085
			I4	5,0	3,78	1,66	0,071
$^{88}_{38}\text{Sr}$	0,12	1,84	7	4,4	4,31	1,79	0,060
			9	4,6	4,43	1,77	0,053
			II	4,9	4,30	1,74	0,047
			I4	5,2	3,93	1,68	0,040
$^{92}_{40}\text{Zr}$	0,10	0,93	7	4,5	4,31	1,83	0,043
			9	4,8	4,48	1,80	0,038
			II	5,0	4,38	1,74	0,034
			I4	5,4	4,08	1,72	0,028
$^{96}_{42}\text{Mo}$	0,18	0,78	7	3,3	4,32	1,86	0,196
			9	3,7	4,48	1,78	0,168
			II	4,1	4,43	1,74	0,140
			I4	4,7	4,22	1,78	0,122
$^{102}_{44}\text{Ru}$	0,26	0,47	7	2,1	4,27	1,96	0,535
			9	2,7	4,48	1,87	0,425
			II	3,2	4,56	1,85	0,345
			I4	4,0	4,36	1,86	0,256

	1	2	3	4	5	6	7	8
$^{108}_{46}\text{Pd}$				7	2,5	4,27	2,03	0,494
	0,24	0,43		9	2,9	4,59	1,93	0,406
				II	3,4	4,68	1,90	0,321
				I4	4,0	4,50	1,88	0,252
$^{114}_{48}\text{Cd}$				7	3,0	4,31	2,02	0,343
	0,20	0,56		9	3,3	4,62	1,91	0,275
				II	3,6	4,77	1,91	0,230
				I4	4,0	4,69	1,86	0,189
$^{130}_{52}\text{Te}$				7	4,5	4,29	2,18	0,114
	0,13	0,85		9	4,8	4,58	2,16	0,094
				II	5,0	4,80	2,09	0,084
				I4	5,4	4,94	2,04	0,069
$^{132}_{54}\text{Xe}$				7	4,5	4,31	2,20	0,126
	0,13 <sup>x)</sup>	0,67		9	4,8	4,58	2,18	0,105
				II	5,0	4,81	2,12	0,093
				I4	5,4	4,94	2,06	0,077
$^{138}_{56}\text{Ba}$				7	4,4	4,30	2,20	0,105
	0,12	1,43		9	4,7	4,57	2,20	0,090
				II	5,0	4,81	2,13	0,080
				I4	5,4	5,05	2,11	0,067
$^{140}_{58}\text{Ce}$				7	4,5	4,32	2,20	0,073
	0,10	1,60		9	4,9	4,58	2,21	0,062
				II	5,4	4,82	2,17	0,052
				I4	6,0	5,07	2,18	0,041
$^{144}_{60}\text{Nd}$				7	4,4	4,39	2,28	0,118
	0,12	0,70		9	4,7	4,59	2,24	0,105
				II	5,0	4,82	2,18	0,091
				I4	5,4	5,15	2,18	0,075
$^{194}_{78}\text{Pt}$				7	4,0	5,61	2,61	0,236
	0,15	0,33		9	4,3	5,12	2,60	0,200
				II	4,7	5,04	2,53	0,170
				I4	5,2	5,33	2,51	0,135
$^{202}_{80}\text{Hg}$				7	5,2	5,96	2,73	0,056
	0,08	0,44		9	5,4	5,38	2,71	0,050
				II	5,6	5,15	2,61	0,045
				I4	5,9	5,36	2,58	0,038

x) Параметр деформации  $\beta$  взят таким же, как и у  $^{130}_{52}\text{Te}$ .

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Аверьянов И.К., Дзюба Б.М., Рыбаченко В.Ф. "Ядерная физика" (в печати)
2. Buck V., Phys. Rev., 130, 712 (1963)
3. Stelson P.H., McGowan F.K., Phys. Rev., 110, 489 (1958)
4. Stelson P.H., McGowan F.K., Nucl. Phys., 32, 652 (1962)
5. Stelson P.H., McGowan F.K., Ann. Rev. Nucl. Sci., 13, 163 (1963)
6. H.R.E. Tjin A Djie, Mulder K., Udo F., Groenveld A., Hodgson P.E., Koerts L.A.C., Hill A.D., Nucl. Phys., A106, 85 (1967).
7. Джелепов Б.С., Пекер Л.К. Схемы распада радиоактивных ядер. М.-Л., 1963-1966 гг.
8. Аверьянов И.К., Пурцеладзе З.З. "Ядерная физика", 6, 293 (1967).

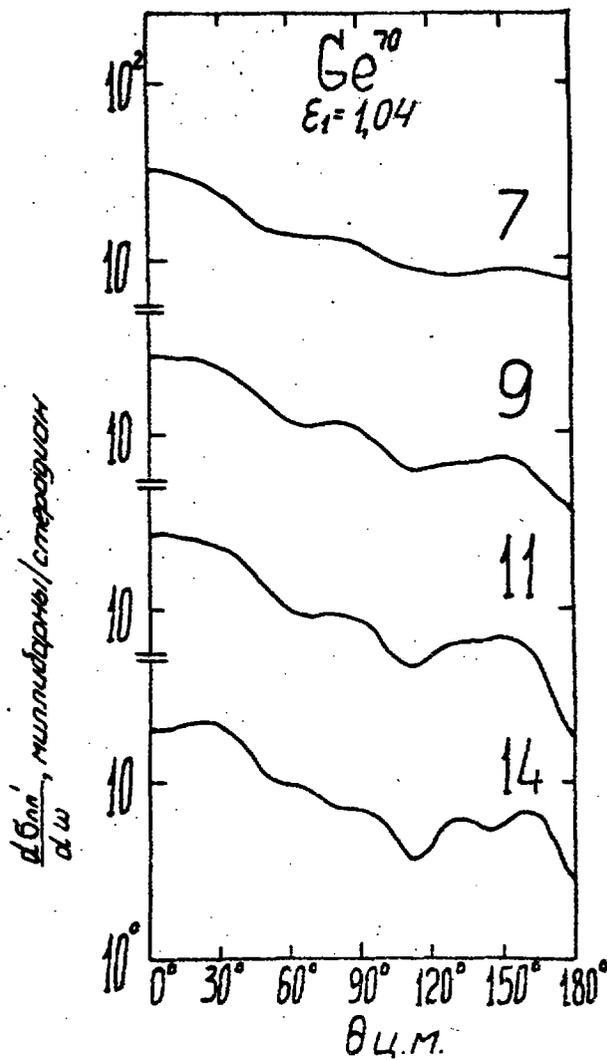


Рис. I

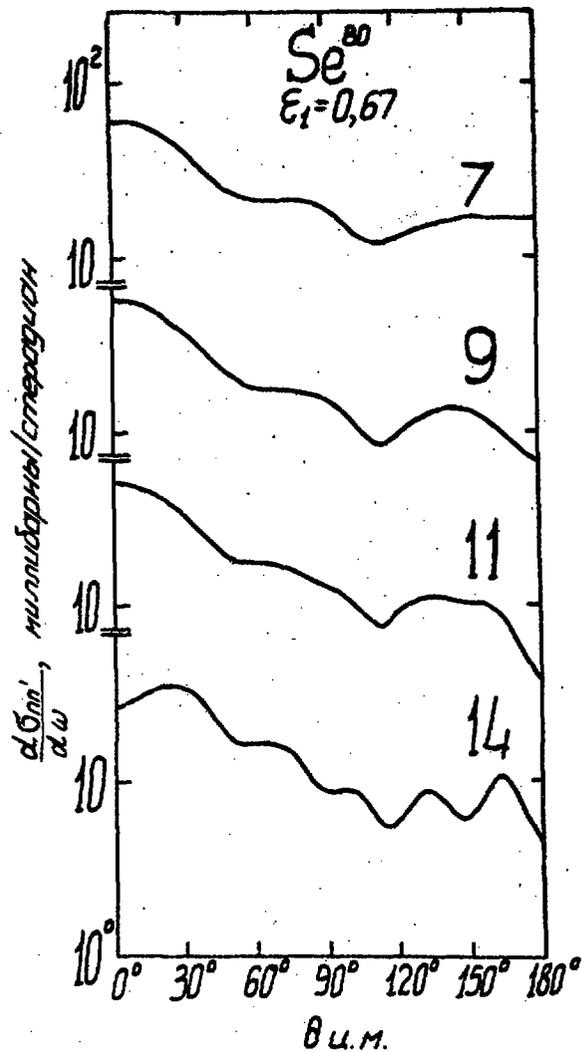
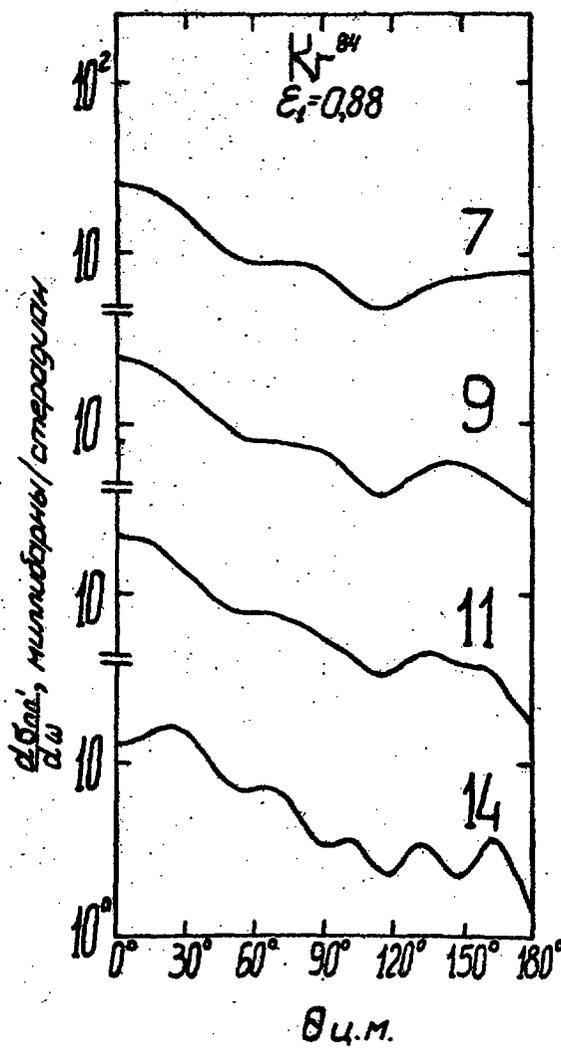


Рис. 2



Рис

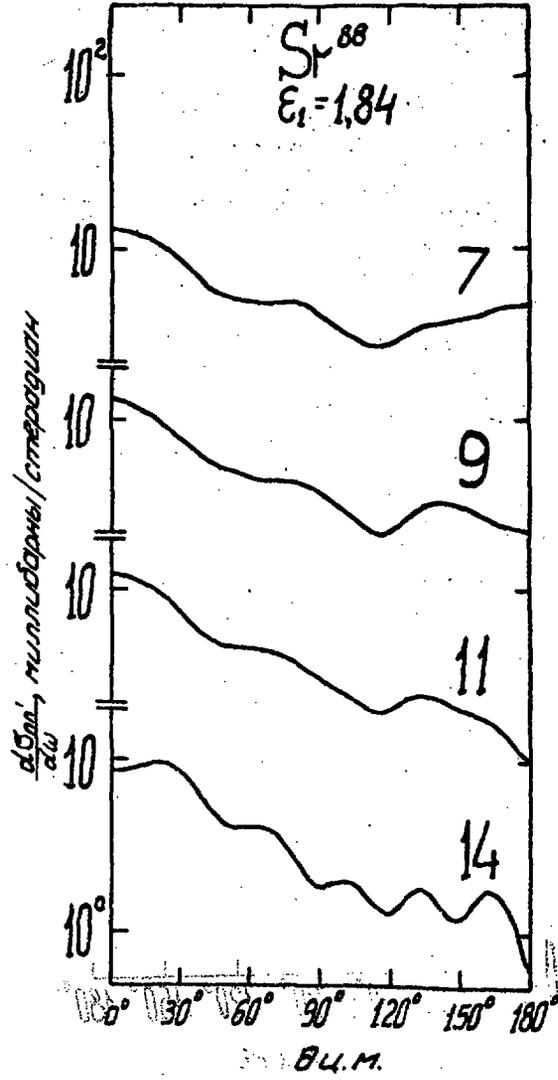


Рис. 4

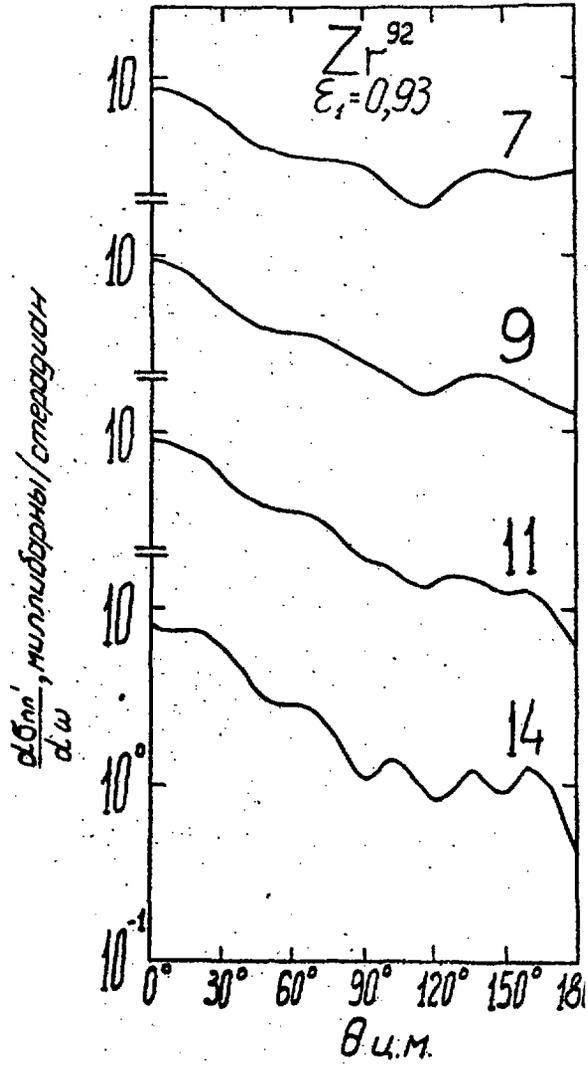


Рис.5

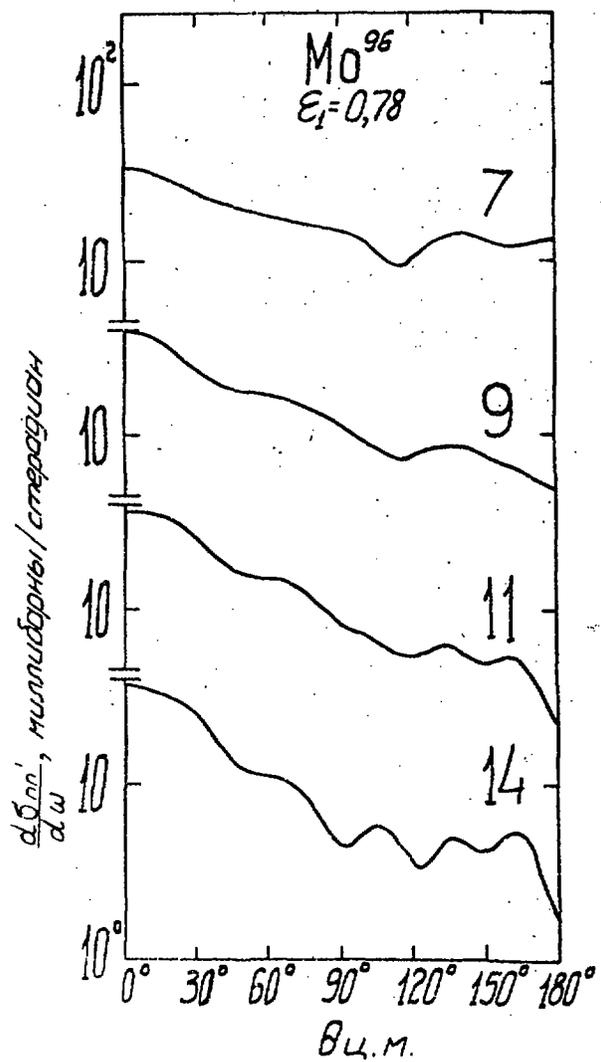


Рис.6

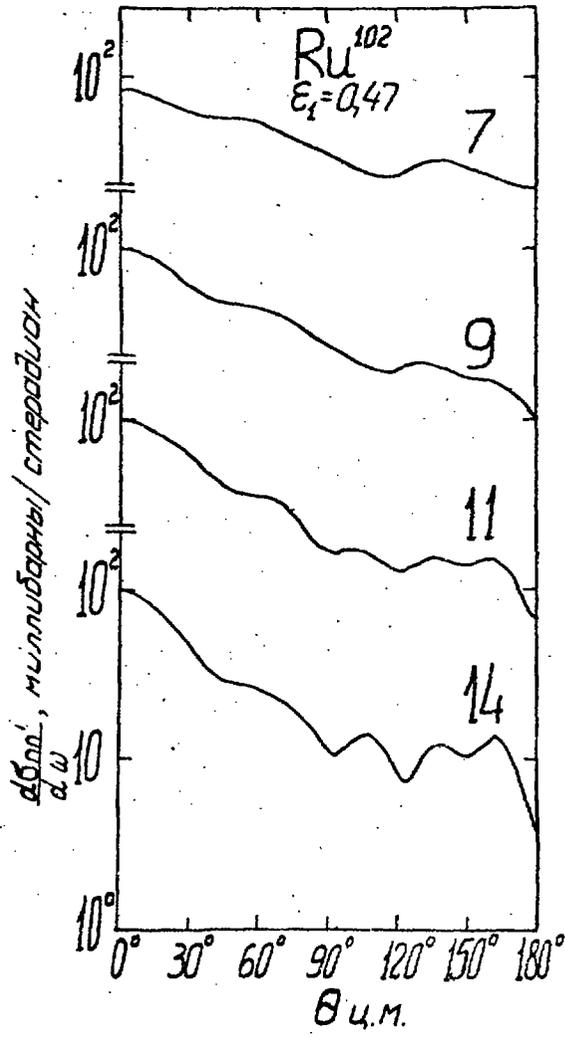


Рис.7

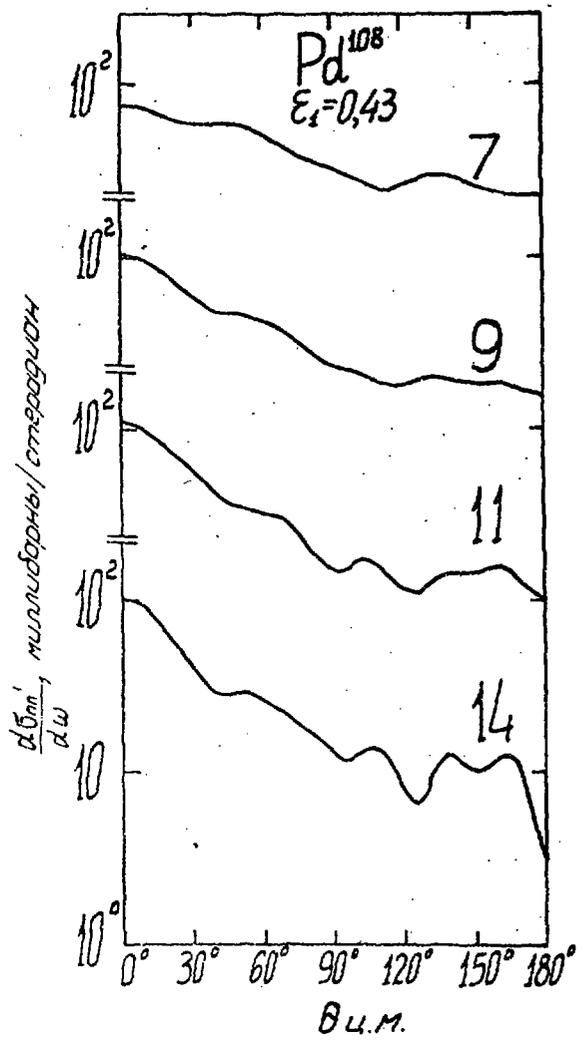


Рис. 8

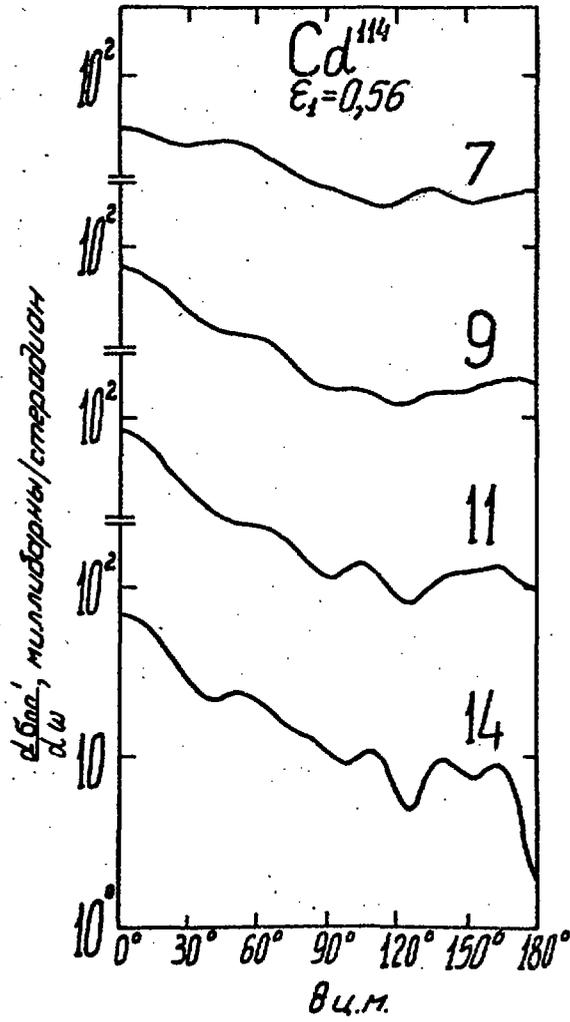


Рис.9

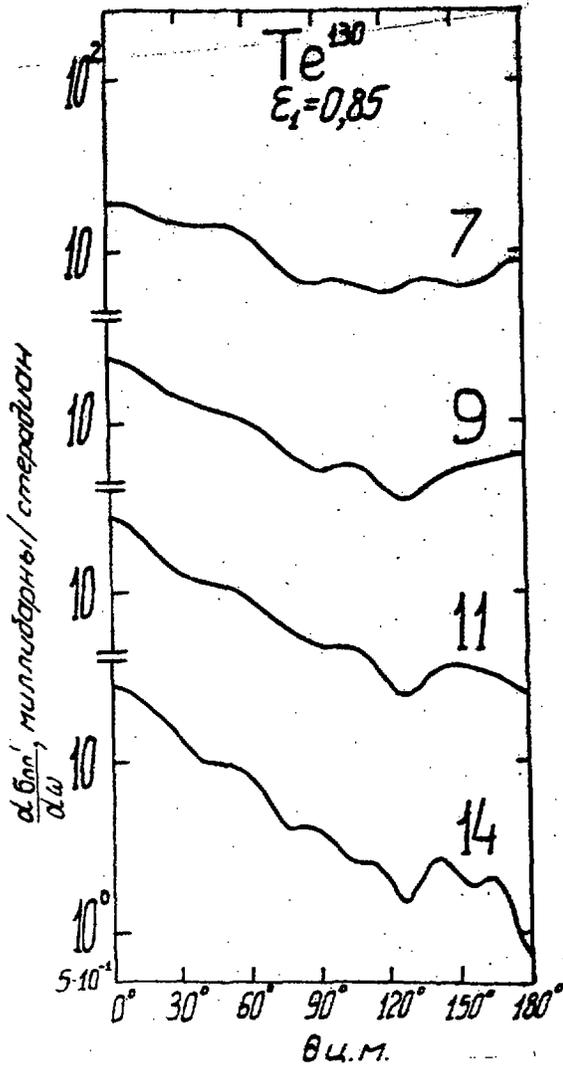


Рис. 10

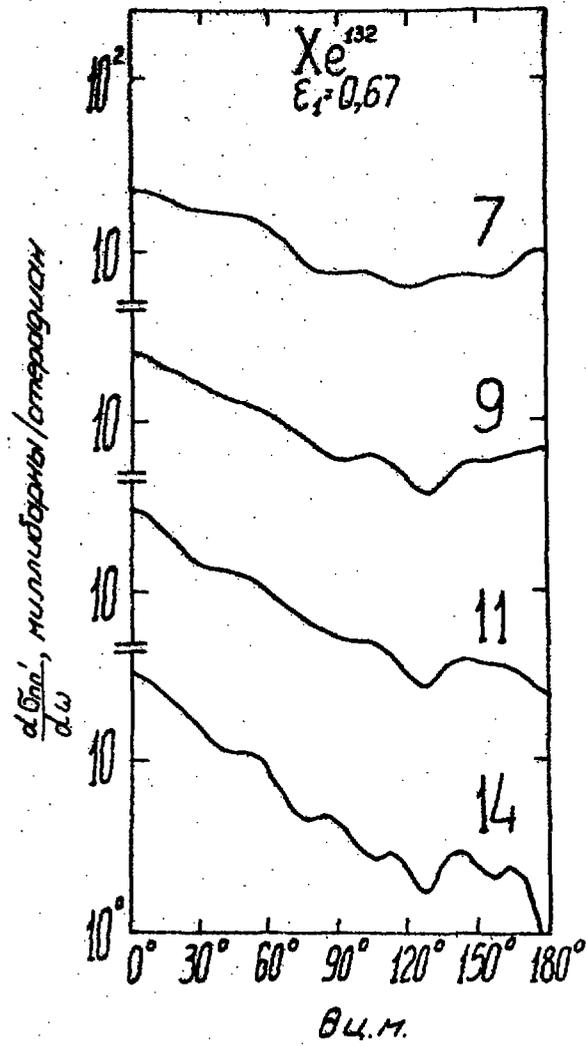


Рис. II

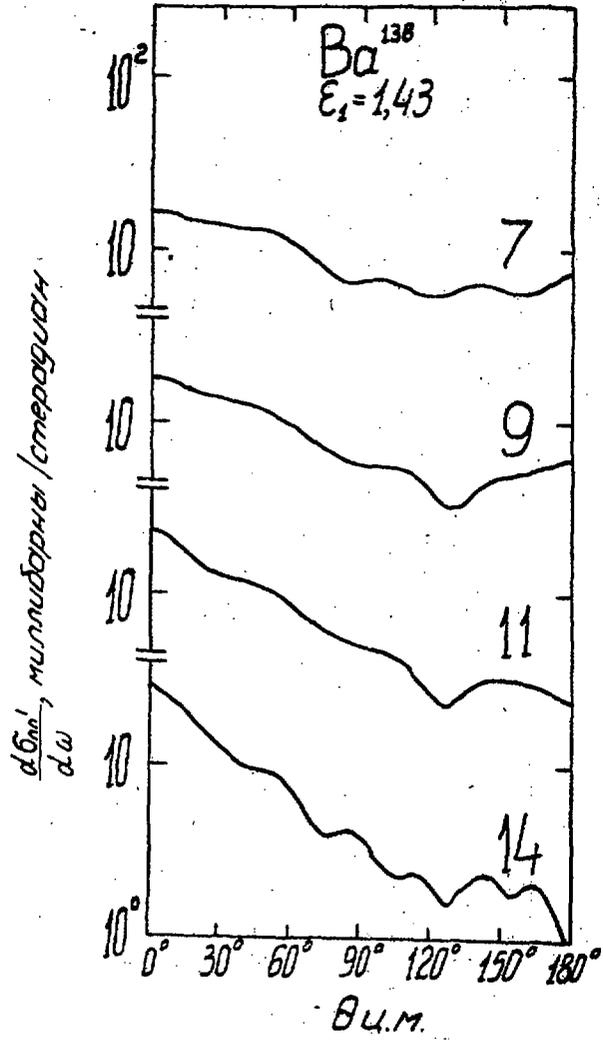


Рис. 12

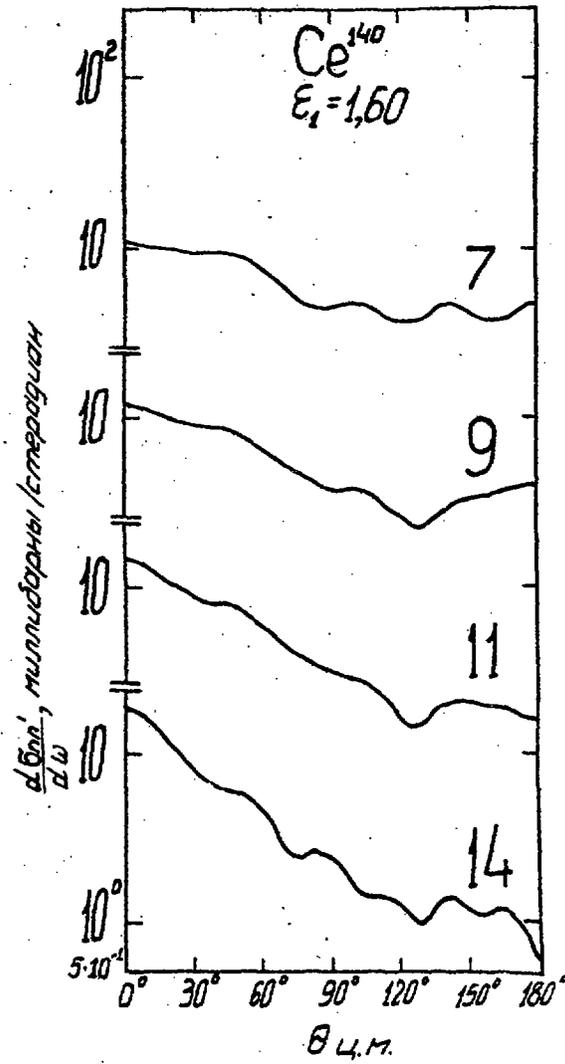


Рис.13

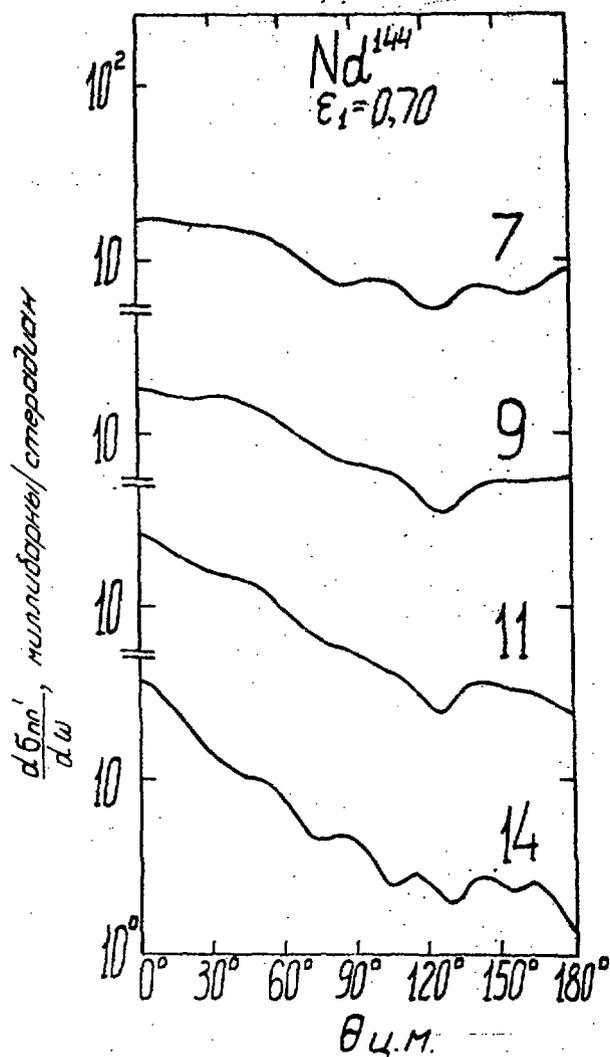


Рис.14

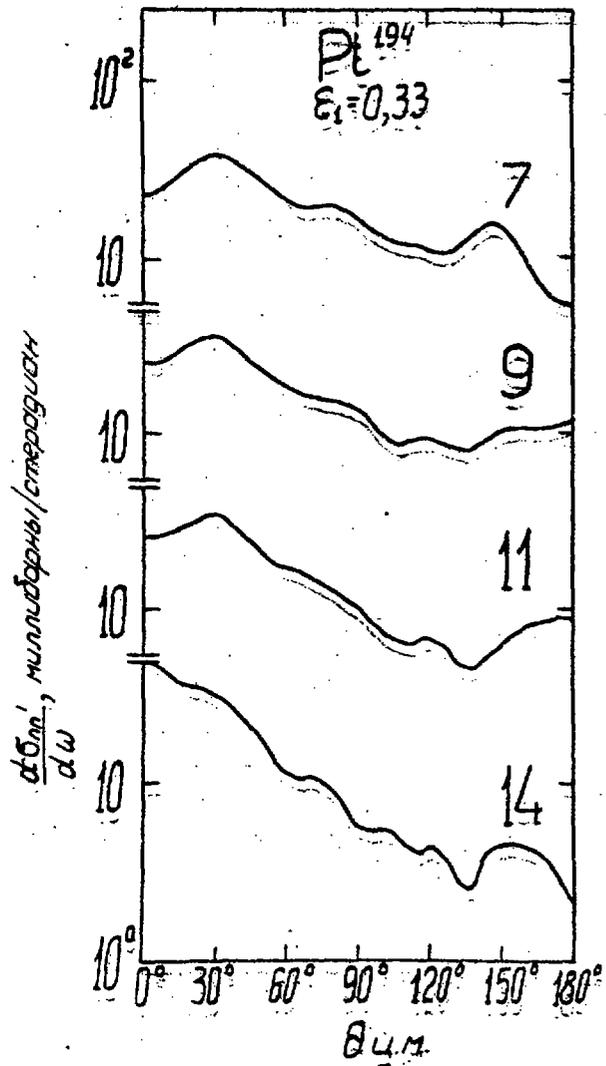


Рис. I5

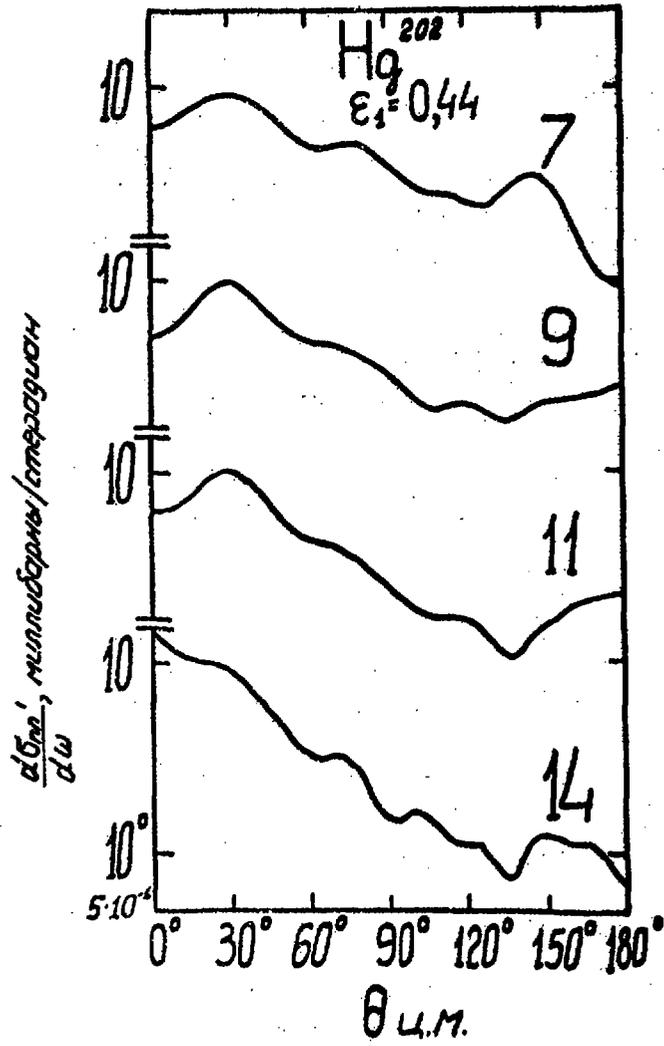


Рис. 16

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ

В.М.Случевская

В настоящий раздел включены экспериментальные результаты по измерению следующих величин: эффективные сечения неупругих взаимодействий  $\sigma_x$ , эффективные сечения неупругого рассеяния и возбуждения уровней при неупругом рассеянии -  $\sigma_{n'}$ , эффективные сечения испускания  $\gamma$ -лучей при неупругом рассеянии -  $\sigma_\gamma$ , угловые распределения неупруго рассеянных нейтронов -  $\sigma_{n'}(\theta)$  и  $\gamma$ -лучей, испускаемых при неупругом рассеянии -  $\sigma_\gamma(\theta)$ , ядерные температуры - T.

Если нет указаний, то эффективные сечения даны в барнах, дифференциальные эффективные сечения в мбарн/стерадиан, температуры в Мэв, энергии нейтронов и  $\gamma$ -лучей в Мэв.

Включены также групповые эффективные сечения неупругого рассеяния для  $Pa^{233}$ ,  $U^{234}$  и  $U^{236}$ .

Г е л и й

[13]  $He^3$ . Рекомендованные эффективные сечения неупругих взаимодействий на основании анализа данных (мбарн)

$E(\text{кэв})$	$\sigma_x$	$E(\text{кэв})$	$\sigma_x$	$E(\text{Мэв})$	$\sigma_x$	$E(\text{Мэв})$	$\sigma_x$
1	2	3	4	5	6	7	8
I	25200	300	990	1,2	850	4,6	420
10	8050	320	970	1,3	860	4,8	410
15	6510	340	960	1,4	860	5,0	400
20	5550	360	950	1,5	860	5,5	390
25	4840	380	930	1,6	870	6,0	380
30	4260	400	920	1,7	860	6,5	370
35	3820	420	910	1,8	860	7,0	360
40	3440	440	910	1,9	860	7,5	340
50	2840	460	900	2,0	850	8,0	350
60	2470	480	890	2,2	820	8,5	340
70	2170	500	890	2,4	790	9,0	340
80	1950	550	880	2,6	750	9,5	330
100	1700	600	860	2,8	700	10,0	330

1	2	3	4	5	6	7	8
120	1500	650	850	3,0	650	10,3	320
150	1310	700	840	3,2	600	10,5	320
170	1220	750	840	3,4	560	11,0	320
190	1180	800	840	3,6	520	11,5	320
200	1180	850	840	3,8	490	12,0	320
220	1130	900	840	4,0	470	12,5	320
240	1080	950	840	4,2	450	13,0	330
260	1050	1000	840	4,36	430	13,5	330
280	1020	1100	840	4,4	430	14,0	330

Л и т и й

1. [7]  $E = 14$   $Li$  ( 92,5%  $Li^7$  + 7,5%  $Li^6$  )  $\sigma_x = 0,83 \pm 0,9$

2. [34] Эффективные сечения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровней и испусканием неупруго рассеянных нейтронов непрерывным спектром.

$\sigma_n'$  (мбарн)

E	$Li^6$		$Li^7$		Область непрерывного спектра
	Еур = 2,18	Область непр. спектра	Еур = 0,48	Еур = 4,63	
3,35				240 ± 20	
4,83	210 ± 13	460 ± 40	180 ± 14		100 ± 22
5,74	170 ± 17	480 ± 48		110 ± 17	220 ± 34
7,5	150 ± 15	570 ± 57		120 ± 12	310 ± 37

3. [18]  $Li^7$   $E = 14,6$   $\theta = 90^\circ$   $\sigma_{ур} = 0,477$   
 $\sigma_n' (90^\circ) = 7,73 \pm 0,54$  мбарн/стерадиан.

Бериллий

I. [9]. Эффективные сечения неупругих взаимодействий

$E$	$\sigma_x$	$E$	$\sigma_x$	$E$	$\sigma_x$
2,48	$0,15 \pm 0,13$	2,77	$0,16 \pm 0,23$	3,22	$0,43 \pm 0,22$
2,63	$0,13 \pm 0,17$	2,97	$0,45 \pm 0,15$	3,46	$0,63 \pm 0,10$
				4,1	$0,67 \pm 0,08$

2.  $Be^g$ [8]. Рекомендованные эффективные сечения неупругих взаимодействий на основе анализа данных (мбарн)

$E$	$\sigma_x$	$E$	$\sigma_x$	$E$	$\sigma_x$	$E$	$\sigma_x$
1,1	I	2,3	65	3,8	602	9,0	585
1,15	2	2,4	75	4,0	608	9,5	575
1,20	3	2,5	86	4,2	632	10,0	566
1,30	7	2,6	105	4,4	647	10,5	559
1,40	11	2,7	130	4,5	650	11,0	552
1,5	15	2,8	272	5,0	634	11,5	545
1,6	22	2,9	382	5,5	624	12,0	542
1,7	27	3,0	453	6,0	616	12,5	539
1,8	33	3,1	488	6,5	605	13,0	536
1,9	40	3,2	533	7,0	596	13,5	533
2,0	48	3,3	542	7,5	594	14,0	530
2,1	54	3,4	572	8,0	593	14,5	527
2,2	58	3,6	587	8,5	589	15,0	524

Бор

I. [46].  $\bar{E} = 13,5 - 14,8$ . Естественная смесь изотопов бора. Эффективные сечения испускания  $\gamma$ -лучей (мбарн)

$E_\gamma$	$\sigma_\gamma$	Предполагаемые ядра-излучатели	$E_\gamma$	$\sigma_\gamma$	Предполагаемые ядра-излучатели
2,10	$110 \pm 40$	$B''$ , $B^{10}$	4,45	$126 \pm 40$	$B''$ , $B^{10}$
2,95	$33 \pm 15$	$B''$ , $B^{10}$	5,05	$28 \pm 10$	$B''$ , $B^{10}$
3,38	$16 \pm 8$	$B^{10}$ , $Be^{10}$	7,0	$25 \pm 15$	$B''$ , $B^{10}$
3,70	$16 \pm 8$	$B^{10}$	8,5	$5 \pm 3$	$B''$
4,0	$13 \pm 8$	$B^{10}$	9,20	$5 \pm 3$	$B''$

У г л е р о д

1. [5,27]  $E = 14,8$   $\sigma_x = 0,55 \pm 0,02$
2. [30]  $E = 14,7$   $\theta = 90^\circ$   $E_\gamma = 4,43$   $\sigma_\gamma = 13,1 \pm 1,3$
3. [46]  $\bar{E} = 13,5 - 14,8$   $E_\gamma = 4,45$   $\sigma_\gamma = 163 \pm 30$  мбарн
4. [32]  $E = 14,1$   $E_{ур} = 7,66$   $\sigma_{n'} = 8,5 \pm 2$  мбарн  
 $E_{ур} = 9,63$   $\sigma_{n'} = 62,5 \pm 5$  мбарн
5. [18]  $E = 14,6$   $\theta = 47^\circ$   $\sigma_{n'}(47^\circ) = 21,8 \pm 1,7$

[35]  $C^{12}$   $E = 14,1$ . Дифференциальные эффективные сечения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровней

$\varphi_i^\circ$	$E_{ур} = 4,43$		$E_{ур} = 7,65$		$E_{ур} = 9,63$	
	$\theta_{ц.н.}^\circ$	$\sigma_{n'}(\theta)$	$\theta_{ц.н.}^\circ$	$\sigma_{n'}(\theta)$	$\theta_{ц.н.}^\circ$	$\sigma_{n'}(\theta)$
10	11	$66,6 \pm 3,3$	11,3	$17,8 \pm 1,8$	11,6	$14,3 \pm 2$
20	22	$45,5 \pm 2$	22,6	$7,3 \pm 1,1$	23,2	$8,3 \pm 1,3$
30	33	$39,3 \pm 1,6$	33,8	$4,6 \pm 0,9$	34,7	$8,8 \pm 1,5$
40	43,8	$26,2 \pm 1$	44,8	$2,8 \pm 0,6$	46,1	$7,2 \pm 1$
45	49,2	$24,2 \pm 1,1$	50,3	$1,9 \pm 0,6$	51,7	$7,5 \pm 1,1$
60	65,1	$13,0 \pm 0,8$	66,5	$0,6 \pm 0,3$	68,2	$7,3 \pm 1,2$
75	80,7	$9,0 \pm 0,5$	82,3	$2,0 \pm 0,7$	84,2	$6 \pm 1$
90	95,9	$6,6 \pm 0,4$	97,5	$1,6 \pm 0,4$	99,5	$4,4 \pm 1$
105	110,7	$11,3 \pm 0,7$	112,3	$1,3 \pm 0,4$	114,2	$3,8 \pm 0,9$
120	125,1	$9,7 \pm 0,6$	126,5	$1,3 \pm 0,4$	128,2	$3,6 \pm 0,9$
135	139,2	$13,9 \pm 0,7$	140,3	$1,5 \pm 0,4$	141,7	$3,1 \pm 0,8$
150	153	$22,2 \pm 1,1$	153,8	$1,6 \pm 0,4$	154,7	$2,0 \pm 0,6$

Интегральные сечения (мбарн)

$$\sigma_{n'} = 216 \pm 25 \quad \sigma_{n'} = 30 \pm 15 \quad \sigma_{n'} = 72 \pm 15$$

[15]  $E = 15,85$ . Асимметрия вылета нейтронов при неупругом рассеянии на углероде с возбуждением уровня с  $E_{ур} = 4,43$

$\theta_i^\circ$	Асимметрия		$\theta_i^\circ$	Асимметрия	
	в %			в %	
30	$+ 3,4 \pm 1,4$		60	$1,6 \pm 1,4$	
40	$2,7 \pm 1,4$		70	$4,1 \pm 1,5$	
50	$2,6 \pm 1,0$		80	$0,5 \pm 1,8$	

6. [14]  $E = 14,1$  Реакция  $C^{12}(n, n')3\alpha$   
 $\sigma_{n'} = 72,7 \pm 6,8$  мбарн

А з о т

[30]  $E = 14,7$   $N^{14}$   $\theta = 90^\circ$  [46]  $\bar{E} = 13,5 - 14,8$

$E_\gamma$	$\sigma_\gamma(90^\circ)$	$E_\gamma$	$\sigma_\gamma(\text{мбарн})$	Предполагаемые ядра-излучатели
7,03	$4,8 \pm 1,6$			
6,7	Слабая ин- сть	2,24	$70 \pm 30$	$N^{14}$ , $B^{11}$
3,95	присутствуют	4,50	$65 \pm 20$	$B^{11}$ , $B^{10}$
2,31	$4,7 \pm 0,9$	5,20	$70 \pm 20$	$N^{14}$
1,63	$2,2 \pm 0,7$	9,10	$8 \pm 4$	$N^{14}$ , $B^{11}$

К и с л о р о д

1. [5,27]  $E = 14,8$   $\sigma_x = 0,85 \pm 0,04$   
 2. [30]  $O^{16}$   $\theta = 90^\circ$  [46]  $\bar{E} = 13,5 - 14,8$

$E_\gamma$	$\sigma_\gamma(90^\circ)$	$E_\gamma$	$\sigma_\gamma(90^\circ)$	$E_\gamma$	$\sigma_\gamma(\text{мбарн})$	Предполагаемые ядра-излучатели
~10,0	$0,3 \pm 0,1$	1,96	слаб. инт- сть			
~8,5	$0,7 \pm 0,2$	1,76	$0,7 \pm 0,2$	3,10	$48 \pm 25$	$C^{13}$
7,2	$5,0 \pm 1,0$	1,48	$0,4 \pm 0,1$	3,85	$85 \pm 30$	$C^{13}$
6,92	$3,8 \pm 0,9$	0,98	$0,5 \pm 0,1$	6,10	$142 \pm 30$	$O^{16}$
2,75	$3,8 \pm 0,4$			7,0	$38 \pm 15$	$O^{16}$
				7,70	$4 \pm 2$	$O^{16}$

Ф т о р

1. [46]  $\bar{E} = 13,5 - 14,8$   $F^{19}$

$E_\gamma$	$\sigma_\gamma$ (мбарн)	Предполагаемые ядра-излучатели	$E_\gamma$	$\sigma_\gamma$ (мбарн)	Предполагаемые ядра-излучатели
2,60	$49 \pm 25$	$F^{19}$	5,26	$22 \pm 10$	$F^{19}$
3,10	$17 \pm 8$	$F^{18}$	6,10	$25 \pm 10$	$N^{16}$ , $F^{19}$
4,20	$35 \pm 25$	$F^{19}$	7,70	$4 \pm 3$	-

Н а т р и й

1. [45]  $E = 7 \quad \theta = 90^\circ \quad E' > 0,44 \quad 4\pi \sigma_{n'}(90^\circ) = 0,786 \pm 0,024$   
2. [30]  $E = 14,7 \quad \theta = 90^\circ \quad E_\gamma = 2,24 \quad \sigma_\gamma(90^\circ) = 3,2 \pm 1,1$

М а г н и й

1.  $Mg^{24}$  [19]  $E = 14,3 \quad \theta = 90^\circ \quad E_\gamma = 1,37 \quad \sigma_\gamma(90^\circ) = 26,2 \pm 6,5$   
[30]  $E = 14,7 \quad \theta = 90^\circ$
- | $E_\gamma$ | $\sigma_\gamma(90^\circ)$ | $E_\gamma$ | $\sigma_\gamma(90^\circ)$ |
|------------|---------------------------|------------|---------------------------|
| 1,37       | $30,9 \pm 3,1$            | 3,85       | $2,2 \pm 0,7$             |
| 2,75       | $4,1 \pm 0,8$             | 4,24       | $2,9 \pm 0,6$             |
| 2,86       | Слабая<br>инт-сть         |            |                           |

А л ю м и н и й

1. [5,27]  $E = 14,8 \quad \sigma_\gamma = 0,94 \pm 0,03$   
2. [45]  $E = 7 \quad \theta = 90^\circ \quad E' > 0,44 \quad 4\pi \sigma_{n'}(90^\circ) = 0,829 \pm 0,024$   
3. [47] Эффективные сечения возбуждения уровней (мбарн)

$E_{ур}$	$\sigma_{n'}$				
$E$	1,78	2,18	2,58	2,96	3,36
0,842	$206 \pm 33$	$181 \pm 28$	$181 \pm 30$	$131 \pm 22$	$191 \pm 28$
1,013					
2,12			$129 \pm 28$	$113 \pm 19$	

4. Эффективные сечения испускания  $\gamma$  квантов и возбуждения уровней (мбарн).

[49]  $E = 3,5$

[38]  $E = 5,95$

$E_\gamma$	$\sigma_\gamma$	$E_{ур}$	$\sigma_{n'}$	$E_{ур}$	$\sigma_{n'}$
1,013	200	1,013	120	0,84	$145 \pm 9,0$
2,213	213	2,213	207	1,01	
1,717	87	2,730	87	2,21	$138 \pm 8,7$
2,980	16	2,980	16	2,73	$63 \pm 4,8$
3,002	62	3,002	62	2,98	$176 \pm 11,1$
				3,00	

5. Эффективные сечения испускания  $\gamma$ -квантов

- [19]  $E = 14,3$   $\theta = 90^\circ$   $E_\gamma = 1,01$   $\sigma_\gamma(90^\circ) = 5,5 \pm 1,7$   
 $E_\gamma = 0,85$   $\sigma_\gamma(90^\circ) = 4,9 \pm 1,8$   
 [30]  $E = 14,7$   $\theta = 90^\circ$  [46]  $E = 13,5 - 14,8$

$E_\gamma$	$\sigma_\gamma(90^\circ)$	$E_\gamma$	$\sigma_\gamma$ (мбарн)
1,72	$4,3 \pm 1,4$	2,20	$110 \pm 40$
2,21	$10,8 \pm 1,1$	2,80	$25 \pm 15$
2,74	$2,0 \pm 0,7$	3,0	$102 \pm 30$
3,0	$7,9 \pm 1,6$	4,0	$18 \pm 10$
3,2	$1,7 \pm 0,6$		

К р е м н и й

1. [23]  $Si^{28}$   $E = 5,95$   $E_{ур} = 1,78$   $\sigma_{n'} = 578 \pm 25$  мбарн  
 2. [30]  $Si^{28}$   $E = 14,7$   $\theta = 90^\circ$

$E_\gamma$	$\sigma_\gamma(90^\circ)$	$E_\gamma$	$\sigma_\gamma(90^\circ)$	$E_\gamma$	$\sigma_\gamma(90^\circ)$
1,28	Слаб. ин-сть	5,10	$3,9 \pm 0,8$	6,89	$3,7 \pm 1,3$
2,84	$5,3 \pm 0,6$	5,57	Слаб. инт-сть	7,40	$2,7 \pm 1,0$
4,50	$1,2 \pm 0,4$	6,5	$2,2 \pm 0,8$	7,93	$0,9 \pm 0,3$

3. [50]  $Si^{28}$ . Интегральные сечения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровня ( $E_{ур} = 1,77$ ) и коэффициенты при полиномах Лежандра в угловом распределении нейтронов (лабораторная система координат)

КОЭФ. ЛЕЖАНДРОВЫХ И ВОЗВЫСН  $\gamma$  ВИБРАЦИОН. КОЭФ. СИСТЕМА КООРДИНАТ

$E$	$\sigma_{n'}$ (мбарн)	$B_0$	$B_1$	Коэффициенты (мбарн/стерадиан)				
				$B_2$	$B_3$	$B_4$	$B_5$	
4,00	$600 \pm 19$	47,8	17,2	-6,4	4,1	6,1	89	
4,25	$625 \pm 19$	51,8	18,2	6,6	16,6	4,9	7,7	
4,50	$547 \pm 22$	43,5	13,6	-6,3	4,9	7,0	11,7	
4,71	$1027 \pm 35$	81,7	10,7	24,5	16,2	-8,2	12,8	
4,99	$794 \pm 44$	63,2	19,9	14,9	19,4	2,1	10,2	
5,25	$712 \pm 30$	56,7	13,1	02,8	-26,2	-1,0	-18,0	
5,50	$630 \pm 20$	50,1	20,4	10,3	8,5	10,4	5,1	
5,75	$563 \pm 24$	44,8	32,5	30,7	0,9	-5,4	10,0	

Ф о с ф о р

I. [38] P<sup>31</sup> E = 5,95 E<sub>ур</sub> = 1,27 G<sub>n'</sub> = 133,5 ± 8,6 мбарн  
 E<sub>ур</sub> = 2,23 G<sub>n'</sub> = 156,8 ± 10,2 мбарн

С е р а

I. [38] S<sup>32</sup> E = 5,95 2. [30] S<sup>32</sup> E = 14,7 θ = 90°

E <sub>ур</sub>	G <sub>n'</sub> (мбарн)	E <sub>γ</sub>	G <sub>γ</sub> (90°)
2,24	256 ± 11,0	2,48	1,1 ± 0,4
3,78	35,2 ± 2,4	2,77	3,7 ± 0,7
4,29	89,3 ± 5,5	2,9	1,9 ± 0,7
4,46	68,5 ± 4,1	3,59	Слабая ин-сть
		4,46	7,5 ± 1,5

Х л о р

I. [30] Cl<sup>35</sup> E = 14,7 θ = 90°

E <sub>γ</sub>	G <sub>γ</sub> (90°)	E <sub>γ</sub>	G <sub>γ</sub> (90°)
1,21	7,6 ± 1,6	2,71	2,5 ± 0,5
1,78	6,5 ± 1,3	3,17	5,8 ± 1,2
2,65	2,9 ± 1,0		

К в л и й

I. [16] K<sup>39</sup> Эффективные сечения возбуждения уровней (мбарн) G<sub>n'</sub>

E	E <sub>ур</sub>	K <sup>41</sup>	E <sub>ур</sub>	K <sup>39</sup>		
	0,978	1,291	2,519	2,817	3,021	3,603
1,82	87	76				
2,63	185		14			
3,42	206		64	60	38	
3,96	178		115	134	76	~30

[45] E = 7 θ = 90° E' > 0,44 4π G<sub>n'</sub> (90°) = 0,592 ± 0,018

2. [16] Эффективные сечения испускания  $\gamma$ -лучей.  
(естественная смесь изотопов калия) (мбарн)

6 $\gamma$

$E$	$E_{\gamma 0.978}$	1.63	1.266	1.291	2.519	2.817	3.021	3.603
1.82	$7 \pm 1$	$13 \pm 1.5$		$5 \pm 0.5$				
2.63	$14 \pm 1$	$33 \pm 3$		$16 \pm 2$	$13 \pm 1$			
3.42	$16 \pm 2$	$35 \pm 3$	$37 \pm 4$		$59 \pm 6$	$56 \pm 6$	$37 \pm 4$	
3.96	$15 \pm 2$	$46 \pm 5$	$72 \pm 7$		$107 \pm 10$	$125 \pm 13$	$70 \pm 7$	$17 \pm 2$

3. [30]  $E = 14.7$   $\theta = 90^\circ$

	$E_{\gamma}$	$\sigma_{\gamma}(90^\circ)$
$K^{39}$	2.52	$3.1 \pm 1.0$
	2.83	$8.1 \pm 1.6$
$K^{41}$	1.30	$3.8 \pm 1.3$
	1.66	$8.9 \pm 0.9$

Кальций

[30]  $E = 14.7$   $\theta = 90^\circ$   $Ca^{40}$

$E_{\gamma}$	$\sigma_{\gamma}(90^\circ)$
1.38	слаб. инт-сть
3.73	$9.0 \pm 1.8$
3.9	$3.8 \pm 1.3$
4.4	слаб. инт-сть.

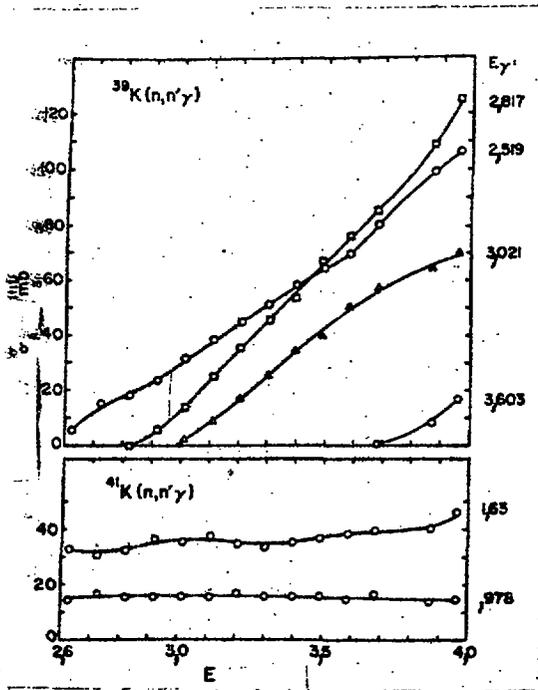


Рис. [16] Функции возбуждения реакции  $(n, n'\gamma)$  в  $K^{39}$  и  $K^{41}$

Титан

I. [19]  $Ti^{48}$   $E = 14.3$   $\theta = 90^\circ$   $E_{\gamma} = 0.99$   $\sigma_{\gamma}(90^\circ) = 22.3 \pm 7.5$

[30]  $E = 14.7$   $\theta = 90^\circ$

$Ti^{46}$		$Ti^{47}$		$Ti^{48}$		$Ti^{50}$	
$E_{\gamma}$	$\sigma_{\gamma}(90^\circ)$	$E_{\gamma}$	$\sigma_{\gamma}(90^\circ)$	$E_{\gamma}$	$\sigma_{\gamma}(90^\circ)$	$E_{\gamma}$	$\sigma_{\gamma}(90^\circ)$
0.89	слаб. ин-сть	0.16	Присут- ствуют	0.99	$2.3 \pm 0.8$	1.56	$4.7 \pm 1.6$
1.12				1.31	$17.2 \pm 1.8$		
2.06				1.42	$51.9 \pm 5.0$		

В а н а д и й

[21]  $\nu^{51}$  Эффективные сечения испускания  $\gamma$  -лучей

$\sigma(n, n'\gamma)$  (мбэрн)

E	$E_\gamma$						
	0,320	0,610	0,930	1,493	1,609	1,813	2,089
1,83	496 ± 52	33 ± 4	143 ± 15		186 ± 20		
2,21	500 ± 60		166 ± 20	57 ± 7	268 ± 28	177 ± 20	
2,43	426 ± 43	28 ± 4	180 ± 20	48 ± 5	249 ± 26	155 ± 17	
2,55			171 ± 18	60 ± 6	248 ± 26	155 ± 16	
3,10			166 ± 17	64 ± 7	320 ± 33	210 ± 22	29 ± 5

[21]  $\nu^{51}$  Эффективные сечения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровней (мбэрн)

E	$\sigma_{n'}$	$E_{ур}, J^\pi$				
		0,320, 5/2 <sup>-</sup>	0,930, 3/2 <sup>-</sup>	1,609, 11/2 <sup>-</sup>	1,813, 9/2 <sup>-</sup>	2,409(3/2 <sup>-</sup> )
1,83	эксп.	463	176	186		
	теор. 5/2 <sup>-</sup>	522	135	215		
2,21	эксп.	484	195	268	233	
	теор.	457	164	238	170	
2,43	экспер.	350	207	249	203	
	теор.	427	172	260	193	
3,10	экспер.		200	320	274	29
	теор.	335	165	165	270	40

Х р о м

1. [45]  $E=7$   $\theta = 90^\circ$   $E' > 0,44$   $4\pi\sigma_n(90^\circ) = 1,200 \pm 0,040$

2. [47] Эффективные сечения возбуждения уровней (мбэрн)

E	$E_{ур}$	$\sigma_{n'}$		
		1,46	2,43	3,13
1,78	209 ± 30			
2,18	578 ± 69			
2,58	596 ± 68			
2,96	788 ± 77		312 ± 62	
3,36	319 ± 37		84 ± 30	180 ± 33
3,76	401 ± 44		173 ± 43	394 ± 65

[4] Эффективные сечения неупругого рассеяния и возбуждения уровней, рассчитанные на основе оптической и статистической моделей (мбарн)

$\sigma_{n'}$  (возбуждение уровней)

E	$\sigma_{n'}$	$E_{ур}$			
		1.46	2.43	2.965	3.112
1,5	230	226			
2,0	690	685			
2,5	810	811			
3,0	860	811	52		
3,5	890	620	104	167	
4,0	860	497	137	226	2

3. [19]  $Cz^{52}$   $\sigma = 14,3$   $\theta = 90^\circ$   $E_\gamma = 1,43$   $\sigma_\gamma(90^\circ) = 23,6 \pm 8$

М а р г а н е ц

[21]  $Mn^{55}$  Эффективные сечения испускания  $\gamma$  -лучей

E	$\sigma(n, n' \gamma)$ (мбарн)						
	$E_\gamma$ 0.126	0.857	0.983	1.163	1.527	1.758	1.884
1,83		$211 \pm 22$	$9 \pm 2$	$38 \pm 5$	$74 \pm 9$		
2,21	$900 \pm 130$	$245 \pm 25$	$1 \pm 0,2$	$69 \pm 7$	$135 \pm 15$	$31 \pm 4$	$60 \pm 7$

[21]  $Mn^{55}$  Эффективные сечения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровней (мбарн)

E	$\sigma_{n'}$	$E_{ур}, \gamma^{\pm}$			
		0.126, $7/2^-$	0.983, $9/2^-$	1.289, $11/2^-$	1.527, $3/2^-$
1,83	эксп.		220	38	80
	теор.	580	173	50	78
2,21	эксп.	550	246	69	92
	теор.	480	205	75	72

Железо

I. [45]  $E = 7$   $\theta = 90^\circ$   $E' > 0,44$   $4\pi\sigma_n'(90^\circ) = 1,270 \pm 0,043$   
 [47]  $^{56}\text{Fe}$  эффективные сечения возбуждения уровней (мбэрн)

$E$	$\sigma_n'$				
	$E_{ур} 0,845$	2,085	2,658	2,940	2,958 + 3,119
1,37	636 $\pm$ 70				
1,78	513 $\pm$ 50				
2,18	789 $\pm$ 75				
2,58	657 $\pm$ 66	134 $\pm$ 32			
2,96	655 $\pm$ 58	307 $\pm$ 39	162 $\pm$ 28		
3,36	453 $\pm$ 45	164 $\pm$ 28	86 $\pm$ 22	130 $\pm$ 27	
3,76	321 $\pm$ 47	93 $\pm$ 23	17 $\pm$ 19	138 $\pm$ 33	

2.  $^{56}\text{Fe}$  Дифференциальные эффективные сечения испускания  $\gamma$ -лучей под углом  $\theta = 90^\circ$

[19]  $E = 14,3$   $E_\gamma = 0,85$   
 $\sigma_\gamma(90^\circ) = 30,2 \pm 9,1$   
 [26]  $E = 14,3$

$E_\gamma$	$\sigma_\gamma(90^\circ)$
0,85	30,2 $\pm$ 9,1
1,24	26,2 $\pm$ 7,9
1,82	3,6 $\pm$ 1,2

[30]  $E = 14,7$

$E_\gamma$	$\sigma_\gamma(90^\circ)$
1,02	6,3 $\pm$ 2,3
1,24	23,0 $\pm$ 2,3
1,82	5,4 $\pm$ 0,6
2,02	1,5 $\pm$ 0,5
2,13	3,5 $\pm$ 0,7
2,52	2,0 $\pm$ 0,7
2,61	3,7 $\pm$ 0,8
3,25	Слабая интенсивность

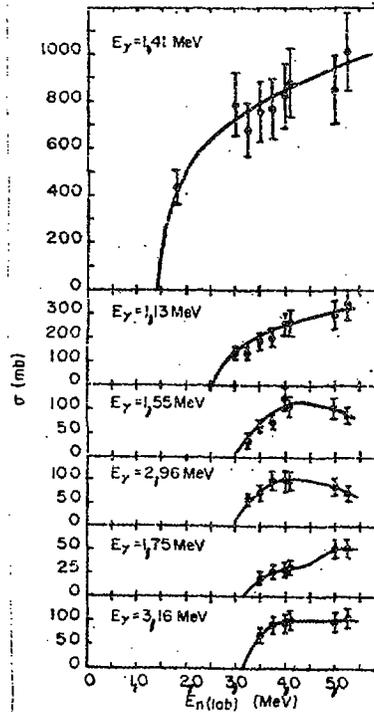


Рис. [22]  $^{54}\text{Fe}$  эффективные сечения испускания  $\gamma$ -лучей.

3 [54]  $E = 14,3$   $E_{n'} = 0,5$  - 4. Т эфф- ядерная температура суммарных спектров, обусловленных процессами  $(n, n')$  и  $(n, 2n)$   $T_1$  - ядерная температура, характеризующая спектр нейтронов, испарившихся первыми.

$\theta_{\text{наб.}}^\circ$	$T_{\text{эф}}$	$T_1$	$\sigma_{n'}(\theta)/\sigma_{n'}(90)$	
			$E_{n'} = 0-4$	$E_{n'} = 4-14$
3I	$0,86 \pm 0,09$	$1,66 \pm 0,17$	$0,89 \pm 0,04$	$1,20 \pm 0,12$
6I	$0,85 \pm 0,09$	$1,48 \pm 0,15$	$0,99 \pm 0,05$	$0,80 \pm 0,08$
9I	$0,80 \pm 0,08$	$1,55 \pm 0,16$	I	I
I2I	$0,77 \pm 0,08$	$1,54 \pm 0,15$	$0,84 \pm 0,04$	$0,86 \pm 0,09$
I5I	$0,72 \pm 0,07$	$1,53 \pm 0,15$	$0,88 \pm 0,04$	$0,69 \pm 0,07$
Среднее	$0,80 \pm 0,07$	$1,55 \pm 0,16$		

[22]  $^{54}\text{Fe}$  Эффективные сечения испускания  $\gamma$  -лучей в реакции  $(n, n'\gamma)$  (мбэр),  $\sigma_{n'} \pm 20\%$

$E_{\text{ур}}$	$E_{\gamma}$	$E$ (наб. сист.)									
		1,8I	3,00	3,25	3,50	3,75	4,00	4,10	5,00	5,25	
1,408	1,4I	436	786	679	753	764	820	866	848	1009	
2,540T	1,13		135	137	187	199	256	265	295	342	
2,96I	1,55			34	63	71	123	103	103	87	
	2,96			57	73	98	98	96	86	70	
3,16I	1,75				20	26	28	31	50	52	
	3,16				70	90	94	103	96	104	
3,29I	1,88+					41	40	57	72	89	
3,340	1,93										
	0,75						<50	<50	<50	131	
	0,80						<25	<25	<25	74	
3,829	2,42								39	51	
4,070T	2,66								78	57	
4,270д	2,87								22	20	
4,78I	3,37									22	
4,070	0,92+								49	62	
4,270	0,94										
4,700	0,6I								77	62	
3,829	0,52									126	
4,579											

T - триплет, д - дублет

[22]  $Fe^{54}$   $\theta = 55^\circ$  Дифференциальные эффективные сечения испускания  $\gamma$ -лучей в реакции  $(n, n'\gamma)$

$\sigma_{n'}$  ( $55^\circ$ )  $\pm 20\%$

$E_{\gamma p}$	$E_{\gamma}$	$E$ лоб. с.								
		1,81	3,00	3,25	3,50	3,75	4,00	4,10	5,00	5,25
1,408	1,41	34,7	62,6	54,0	59,9	60,8	65,3	68,9	67,5	80,3
2,540 <sub>T</sub>	1,13		10,8	10,9	14,9	15,8	20,4	21,0	25,3	27,2
2,961	1,55			2,7	5,0	5,6	9,8	8,2	8,2	6,9
	2,96			4,6	5,8	7,8	7,8	7,7	6,9	5,6
3,161	1,75				1,6	2,1	2,2	2,4	4,0 <sup>x</sup>	4,1 <sup>x</sup>
	3,16				5,5	7,2	7,4	8,2	7,6	8,3
3,291	1,88+					3,3	3,2	4,6	5,8	7,1
3,340	1,93									
	0,75					<4	<4	<4	10,4	13,9
	0,80					<2	<2	<2	5,9	6,7
3,829	2,42								3,1	4,0
4,070 <sub>T</sub>	2,66								6,2	4,6
4,270 <sub>D</sub>	2,87								1,8	1,6
4,781	3,37									1,8
4,070	0,92+								3,9	4,9
4,270	0,94									
4,700	0,61								6,1	4,9
3,829	0,52									10,0

X) Может быть вклад из дублета при  $E_{\gamma p} = 4,270$  и/или от уровня с  $E_{\gamma p} = 4,700$

T - триплет, D - дублет

Н и к е л ь

1. [45]  $E = 7$   $\theta = 90^\circ$   $E' > 0,44$   $Ni^{58} \sigma_{\text{взб.ур.}}(90^\circ) = 0,848 \pm 0,032$   
 $Ni^{60} \sigma_{\text{взб.ур.}}(90^\circ) = 1,290 \pm 0,060$

2. [4] Эффективные сечения неупругого рассеяния и возбуждения уровней, рассчитанные на основе оптической и статистической моделей (мбарн)

E	$Ni^{58}$ $\sigma_{\text{взб.ур.}}$ E ур			$Ni^{60}$ $\sigma_{\text{взб.ур.}}$ E ур						
	$\sigma_{\text{взб.ур.}}$	1,452	2,458	$\sigma_{\text{взб.ур.}}$	1,332	2,158	2,502	2,627	3,130	3,523
1,5	290	293		430	431					
2,0	530	530		620	619					
2,5	670	674		830	631	202				
3,0	770	740	31	970	558	261	19	124		
	840 <sup>x</sup>	628 <sup>x</sup>	218 <sup>x</sup>							
3,5	860	755	101	1040	465	272	60	169	75	
	930 <sup>x</sup>	640 <sup>x</sup>	292 <sup>x</sup>							
4,0	870	718	154	1040	365	254	80	175	102	58
	940 <sup>x</sup>	603 <sup>x</sup>	334 <sup>x</sup>							

x) Расчеты соответствуют предположению, что уровень с E ур = 2,458 имеет спин и четность 2<sup>+</sup>.

М е д ь

1. [27]  $E = 14,8$   $\sigma_{\text{взб.ур.}} = 1,46 \pm 0,03$   
 2. [19]  $E = 14,3$   $\theta = 90^\circ$   $Cu^{63} E_{\gamma} = 0,96$   $\sigma_{\gamma}(90^\circ) = 20,7 \pm 7,8$

$Cu^{65} E_{\gamma} = 1,11$   $\sigma_{\gamma}(90^\circ) = 32,3 \pm 12$

3. [II]Cu Рекомендованные эффективные сечения на основании анализа данных

$E$	$\sigma_x$	$\sigma_{n'}$	$E$	$\sigma_x$	$\sigma_{n'}$
0,02	0,16826		4,0	1,639	1,5785
0,03	0,07416		4,5	1,662	1,5937
0,04	0,0454		5,0	1,693	1,6179
0,05	0,0420		5,5	1,689	1,6082
0,06	0,0398		6,0	1,686	1,6004
0,07	0,0380		6,5	1,669	1,5793
0,08	0,0369		7,0	1,645	1,5538
0,09	0,0360		7,5	1,624	1,5221
0,10	0,0353		8,0	1,617	1,5101
0,20	0,026		8,5	1,603	1,4916
0,30	0,019		9,0	1,589	1,4731
0,40	0,0158		9,5	1,547	1,4281
0,50	0,0148		10,0	1,505	1,3831
0,60	0,014		10,5	1,4945	1,3717
0,70	0,0442	0,0305	11,0	1,500	1,3241
0,80	0,0944	0,081	11,5	1,500	1,2791
0,90	0,144	0,1309	12,0	1,500	1,1787
1,0	0,238	0,2252	12,5	1,500	1,0595
1,5	0,5985	0,5855	13,0	1,500	0,9483
2,0	1,003	0,9824	13,5	1,497	0,8512
2,5	1,303	1,2714	14,0	1,495	0,7666
3,0	1,505	1,4628	14,5	1,495	0,6992
3,5	1,580	1,5271	15,0	1,495	0,6536

4. [II] *Cu* Рекомендованные эффективные сечения неупругого рассеяния  
нейтронов с возбуждением уровней

$E$	$\sigma_{n'}^{\text{полное}}$	$\sigma_{n'}$									
		$E_{ур}$	0,668	0,770	0,961	1,114	1,327	1,412	1,482	1,547	1,623
0,68	0,001		0,001								
0,70	0,0305		0,0305								
0,75	0,0554		0,0554								
0,768	0,060		0,060								
0,78	0,070		0,070								
0,79	0,075		0,074	0,001							
0,80	0,081		0,078	0,003							
0,85	0,1057		0,0922	0,0135							
0,871	0,1168		0,0998	0,017							
0,90	0,1309		0,1079	0,023							
0,95	0,1460		0,1175	0,0285							
0,98	0,1495		0,1180	0,0305	0,001						
0,986	0,1772		0,1185	0,031	0,0277						
1,00	0,2252		0,1190	0,032	0,0742						
1,05	0,2835		0,123	0,0355	0,1250						
1,071	0,3027		0,125	0,037	0,1407						
1,10	0,3228		0,1255	0,038	0,1593						

4. [II]. Си. Рекомендованные эффективные сечения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровней

E	$\sigma_{n' \text{ попл. } \lambda \text{ Бур}}$	$\sigma_{n'}$									Остаток	
		0,668	0,770	0,961	1,114	1,327	1,412	1,482	1,547	1,623		
1,14	0,3571	0,126	0,040	0,1901	0,001							
1,19	0,4084	0,127	0,041	0,2074	0,033							
1,20	0,4165	0,128	0,0407	0,2118	0,036							
1,25	0,4509	0,133	0,039	0,2319	0,047							
1,28	0,4681	0,137	0,038	0,2391	0,054							
1,30	0,4753	0,138	0,040	0,2393	0,058							
1,35	0,4935	0,141	0,0425	0,245	0,064	0,001						
1,382	0,5140	0,142	0,044	0,250	0,068	0,010						
1,40	0,5260	0,1425	0,0455	0,251	0,072	0,015						
1,44	0,5500	0,1430	0,048	0,255	0,078	0,025	0,001					
1,50	0,5855	0,1435	0,051	0,259	0,084	0,035	0,013					
1,51	0,5962	0,1436	0,0511	0,2595	0,086	0,040	0,015	0,001				
1,57	0,6318	0,1442	0,0514	0,2605	0,089	0,050	0,027	0,0097				
1,58	0,640	0,1443	0,0515	0,261	0,090	0,052	0,029	0,0112	0,001			
1,65	0,7014	0,1450	0,0518	0,265	0,097	0,070	0,043	0,0214	0,0072	0,001		
1,73	0,7787	0,1458	0,0519	0,269	0,101	0,092	0,059	0,033	0,014	0,013		
1,75	0,7980	0,1460	0,052	0,270	0,102	0,096	0,063	0,036	0,016	0,016	0,001	
1,76	0,829	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,82

[54]  $\bar{E} \approx 14,3$   $E_{n'} = 0,5-4$ . Тэфф - ядерная температура суммарных спектров, обусловленных процессами  $(n, n')$  и  $(n, 2n)$ .

$T_I$  - ядерная температура, характеризующая спектр нейтронов, испарившихся первыми.

$\theta_{\text{под}}$	$T_{\text{эфф}}$	$T_I$	$\sigma_{n'}(\theta) / \sigma_{n'}(90^\circ)$	
			$E_{n'} = 0-4$	$E_{n'} = 4-14$
31	$0,80 \pm 0,08$	$1,38 \pm 0,14$	$0,87 \pm 0,04$	$1,35 \pm 0,14$
63	$0,62 \pm 0,06$	$1,24 \pm 0,12$	$1,13 \pm 0,05$	$1,26 \pm 0,13$
93	$0,63 \pm 0,08$	$1,24 \pm 0,12$	1	1
123	$0,64 \pm 0,06$	$1,23 \pm 0,13$	$0,99 \pm 0,05$	$0,96 \pm 0,10$
153	$0,65 \pm 0,06$	$1,23 \pm 0,12$	$0,98 \pm 0,05$	$0,70 \pm 0,07$
Среднее	$0,71 \pm 0,07$	$1,26 \pm 0,13$		

Ц и н к

I. [19]  $\bar{E} = 14,3$   $\theta = 90^\circ$   $E_{\gamma} = 1,02$   $\sigma_{\gamma}(90^\circ) = 37,8 \pm 9,8$

С е л е н

I. [36] Спектр нейтронов из реактора. Реакция  $Se^{77}(n, n') Se^{77m}$   
 $\sigma_{n'} = 0,392 \pm 0,018$

С т р о н ц и й

[36] Спектр нейтронов из реактора. Реакция  $Sr^{87}(n, n') Sr^{87m}$   
 $\sigma_{n'} = 55 \pm 3$  мбарн.

[43] Эффективные сечения реакции  $Sr^{87}(n, n') Sr^{87m}$  (мбарн)

$E$	$\sigma_{n'}$	$E$	$\sigma_{n'}$	$E$	$\sigma_{n'}$
$2,20 \pm 0,07$	$288 \pm 34$	$3,11 \pm 0,11$	$265 \pm 35$	$14,07 \pm 0,07$	$78 \pm 10$
$2,31 \pm 0,09$	$288 \pm 34$	$3,34 \pm 0,11$	$251 \pm 30$	$14,32 \pm 0,16$	$80 \pm 10$
$2,57 \pm 0,11$	$333 \pm 39$	$3,48 \pm 0,10$	$232 \pm 27$	$14,42 \pm 0,15$	$65 \pm 8$
$2,71 \pm 0,10$	$345 \pm 42$	$13,72 \pm 0,15$	$82 \pm 10$	$14,61 \pm 0,18$	$70 \pm 8$
$2,98 \pm 0,10$	$338 \pm 41$	$13,95 \pm 0,09$	$88 \pm 11$	$14,78 \pm 0,21$	$77 \pm 9$

И т р и й

I. Реакция  $Y^{89}(n,n')Y^{89m}$  [24]  $E = 14,6 \pm 0,3$   
 $\sigma_n = 0,400 \pm 0,047$ . Спектр нейтронов из реактора  
 [29]  $\sigma_n = 0,128 \pm 25\%$  [36]  $\sigma_n = 0,068 \pm 0,009$

Ц и р к о н и й

I. [41]  $E = 14,1$   $\sigma_n = 0,41 \pm 0,09$   $\sigma_x = 1,0 \pm 0,2$

[10] Zr. Рекомендованные эффективные сечения неупругих взаимодействий на основании анализа данных

E	$\sigma_x$	E	$\sigma_x$	E	$\sigma_x$	E	$\sigma_x$
0,11	0,006	0,460	0,013	1,55	0,801	8,0	1,702
0,115	0,006	0,550	0,013	1,70	0,911	8,5	1,705
0,130	0,007	0,740	0,013	1,90	0,762	9,0	1,706
0,145	0,008	0,750	0,013	2,0	0,902	10,0	1,710
0,157	0,009	0,800	0,013	2,10	0,813	12,0	1,711
0,175	0,010	0,810	0,013	2,30	0,904	13,40	1,716
0,180	0,011	0,860	0,012	2,50	1,160	14,0	1,690
0,190	0,011	0,900	0,012	3,0	1,340	14,01	1,690
0,200	0,012	0,950	0,010	3,25	1,440	14,6	1,695
0,215	0,013	1,00	0,026	3,66	2,100	14,68	1,703
0,235	0,015	1,05	0,305	4,0	1,560	14,93	1,696
0,250	0,017	1,10	0,454	4,10	1,800	15,0	1,695
0,255	0,016	1,35	0,861	4,50	1,590	16,50	1,715
0,285	0,015	1,40	0,901	5,0	1,610	17,0	1,700
0,330	0,014	1,45	0,851	6,0	1,662		
0,400	0,012	1,50	0,825	7,0	1,700		

[30] Zr. Рекомендованные эффективные сечения неупругого рассеяния нейтронов на основании анализе данных (мбарн)

E	$\sigma_{n'}$	E	$\sigma_{n'}$	E	$\sigma_{n'}$	E	$\sigma_{n'}$
0,95	1	1,90	760	4,5	1557	14,0	901
1,0	19	2,0	900	5,0	1570	14,01	897
1,05	300	2,10	810	6,0	1605	14,60	709
1,10	450	2,30	900	7,0	1624	14,68	609
1,35	859	2,50	1154	8,0	1604	14,93	643
1,40	900	3,0	1325	8,5	1594	15,0	630
1,45	850	3,25	1422	9,0	1581	16,50	409
1,50	824	3,66	2078	10,0	1555	17,0	380
1,55	800	4,00	1534	12,0	1517		
1,70	910	4,10	1773	13,4	1142		

Н и о б щ и

1. [33] Спектр нейтронов из реактора. Реакция  $Nb^{93}(n, n') Nb^{93m}$ ,  $\sigma_{n'} = 0,120$

2. [54] E 14,3 E n' = 0,5 - 4 Тэфф - ядерная температура суммарных спектров, обусловленных процессами (n, n') и (n, 2n).

T<sub>I</sub> - ядерная температура, характеризующая спектр нейтронов, испарившихся первыми

$\theta_{\text{лоб}}$	T эфф	T <sub>I</sub>	$\sigma_{n'}(\theta)/\sigma_{n'}(90^\circ)$	
			E n' = 0-4	E n' = 4-14
3I	0,78 ± 0,08	1,35 ± 0,14	0,86 ± 0,05	1,33 ± 0,13
6I	0,79 ± 0,08	1,25 ± 0,12	1,08 ± 0,05	1,13 ± 0,11
9I	0,79 ± 0,08	1,15 ± 0,12	I	I
12I	0,78 ± 0,08	1,12 ± 0,11	0,95 ± 0,05	0,82 ± 0,08
15I	0,78 ± 0,08	1,12 ± 0,11	1,00 ± 0,05	0,76 ± 0,08
Среднее	0,78 ± 0,08	1,20 ± 0,12		

Р о д и и

1. [36] Спектр нейтронов из реактора. Реакция  $Rh^{103}(n, n') Rh^{103m}$   
 $\sigma_{n'} = 0,247 \pm 0,030$

Кадмий

1. [27]  $E = 14,8$   $\sigma_x = 1,85 \pm 0,04$
2. [36] Спектр нейтронов из реактора. Реакция  $Cd^{113}(n, n')Cd^{113m}$   
 $\sigma_{n'} = 0,173 \pm 0,010$
3. [43] Эффективные сечения реакции  $Cd^{113}(n, n')Cd^{113m}$  (мбарн)

$E$	$\sigma_{n'}$	$E$	$\sigma_{n'}$	$E$	$\sigma_{n'}$
$2,20 \pm 0,07$	$311 \pm 37$	$3,11 \pm 0,11$	$337 \pm 41$	$14,07 \pm 0,07$	$163 \pm 19$
$2,31 \pm 0,09$	$342 \pm 41$	$3,23 \pm 0,12$	$336 \pm 40$	$14,19 \pm 0,11$	$162 \pm 19$
$2,51 \pm 0,10$	$417 \pm 50$	$3,34 \pm 0,11$	$298 \pm 36$	$14,32 \pm 0,16$	$159 \pm 19$
$2,71 \pm 0,10$	$397 \pm 47$	$3,48 \pm 0,10$	$249 \pm 29$	$14,42 \pm 0,15$	$145 \pm 17$
$2,86 \pm 0,10$	$409 \pm 49$	$13,84 \pm 0,12$	$177 \pm 21$	$14,60 \pm 0,18$	$153 \pm 18$
$2,98 \pm 0,10$	$410 \pm 49$	$13,96 \pm 0,09$	$166 \pm 20$	$14,78 \pm 0,21$	$154 \pm 18$

[44]

$E$	$\sigma_{n'}$
2,2	$375 \pm 55$
3	$485 \pm 73$
3,5	$300 \pm 45$
14	$\sim 200$

Индий

1. Реакция  $In^{115}(n, n')In^{115m}$

- [25]  $E = 2,3 - 8,7$   
 $E = 14,5$

$\sigma_{n'} = 0,310 \pm 0,016$   
 $\sigma_{n'} = 0,057 \pm 0,002$

[36] Спектр нейтронов из реактора  $\sigma_{n'} = 0,109 \pm 0,009$

[40] Эффективные сечения активации в реакции  $In^{115}(n, n')In^{115m}$  (мбарн)

$E$ лаб.с	Полуширина в разбросе энергии	$\sigma_{n'}$	$E$ лаб. с.	Полуширина в разбросе энергии	$\sigma_{n'}$
1	2	3	4	5	6
0,97	0,10	$69,7 \pm 9,5$	12,70	0,36	$102 \pm 11$
1,56	0,12	$187 \pm 26$	12,94	0,68	$101 \pm 11$
2,15	0,13	$317 \pm 29$	13,28	0,61	$78,9 \pm 81$
3,27	0,52	$342 \pm 31$	13,50	0,47	$80,9 \pm 10,2$
3,57	0,29	$343 \pm 31$	14,96	0,87	$61,6 \pm 6,3$
4,00	0,24	$351 \pm 32$	15,82	0,45	$59,2 \pm 6,4$
4,58	0,23	$355 \pm 33$	16,52	0,35	$59,4 \pm 6,1$

1	2	3	4	5	6
5,39	0,25	354 ± 36	17,35	0,32	57,4 ± 5,9
6,13	0,28	334 ± 34	18,44	0,33	55,4 ± 6,0
8,06	0,14	294 ± 36	19,39	0,35	55,6 ± 5,7

[31] Эффективные сечения активации в реакции  $In(n, n')$  (мбарн)

E	полуширина в разбросе энергии	$\sigma_{n'}$	
		$In^{113}(n, n')$	$In^{115m}(n, n')$
0,361	0,027		0,0678 ± 0,0169
0,448	0,032	1,01 ± 0,11	1,51 ± 0,13
0,519	0,032	2,35 ± 0,22	2,71 ± 0,22
0,599	0,041	4,10 ± 0,37	5,23 ± 0,47
0,662	0,036	7,21 ± 0,70	11,8 ± 1,0
0,715	0,034	12,2 ± 1,1	14,5 ± 1,2
0,772	0,037	23,0 ± 2,1	22,5 ± 1,2
0,834	0,037	31,4 ± 2,8	30,5 ± 2,4
0,895	0,035	37,4 ± 3,4	45,7 ± 3,7
0,958	0,031	43,1 ± 3,9	56,1 ± 4,5
1,017	0,032	47,1 ± 4,2	65,6 ± 5,2

О л о в о

I. [27] E = 14,8  $\sigma_x = 1,91 \pm 0,04$

Б а р и и

I. [36] Спектр нейтронов из реактора. Реакция  $Ba^{137}(n, n')Ba^{137m}$   
 $\sigma_{n'} = 0,113 \pm 0,006$

Ц е р и и

I. [27] E = 14,8  $\sigma_x = 2,03 \pm 0,08$

Т а б л и ц а

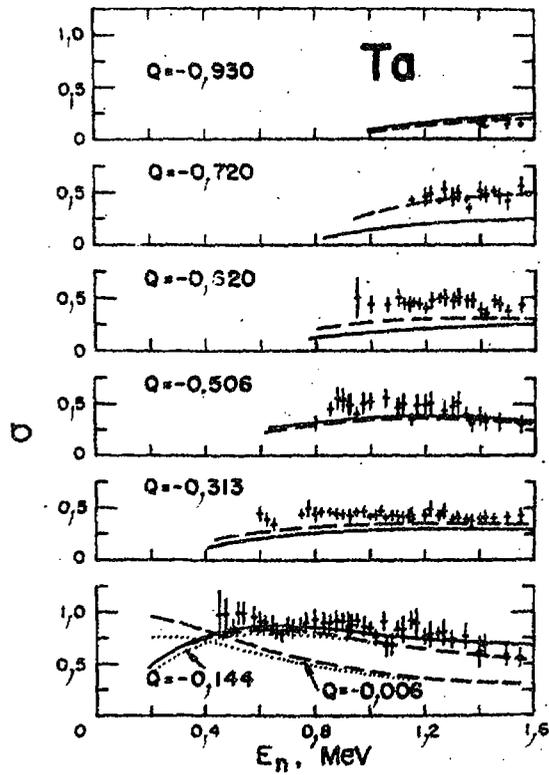


Рис. [42] Эффективные сечения возбуждения уровней

В о л ь ф р а м

I. [27]  $E = 14,8$        $\sigma_x = 2,44 \pm 0,06$

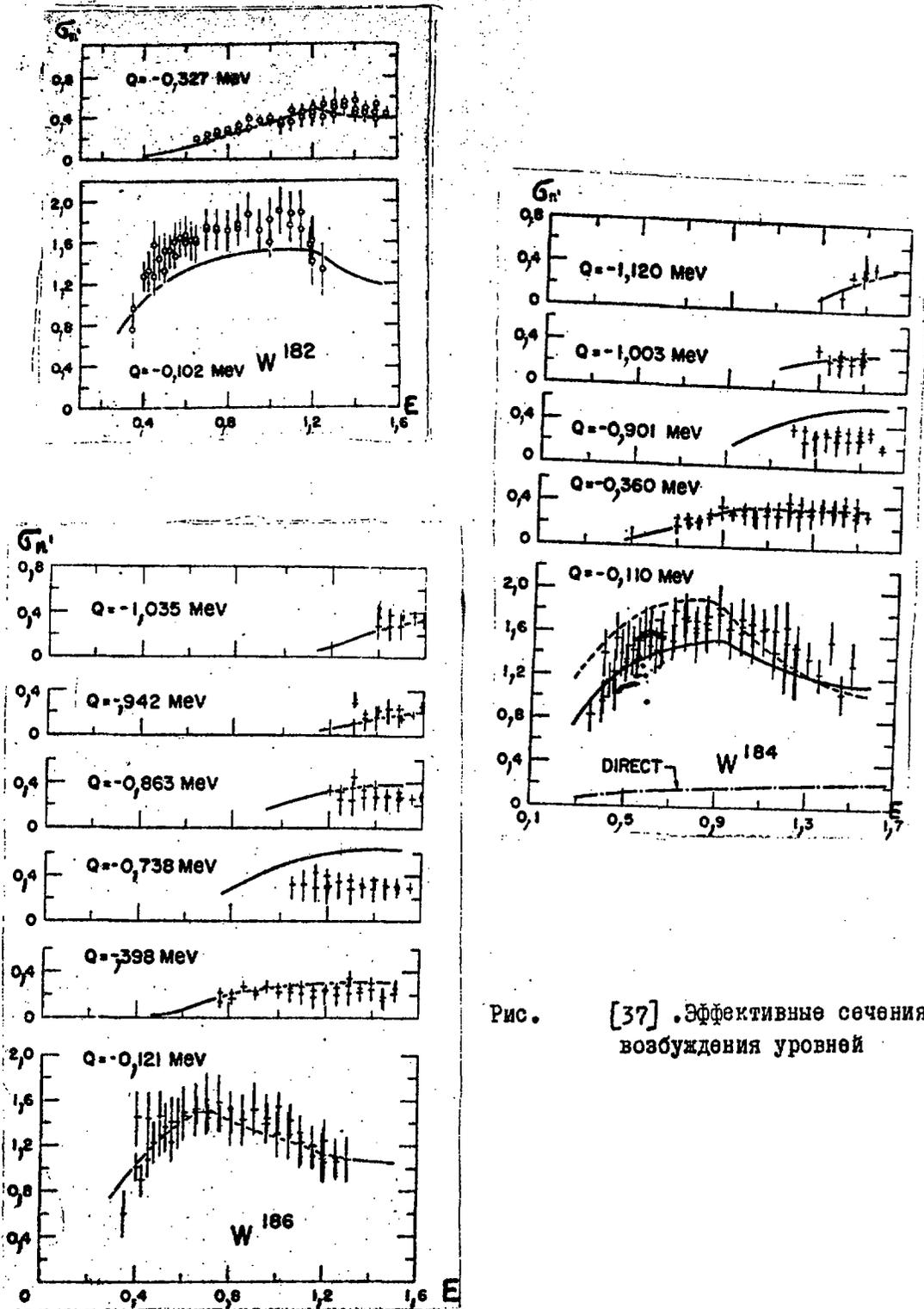


Рис. [37]. Эффективные сечения возбуждения уровней

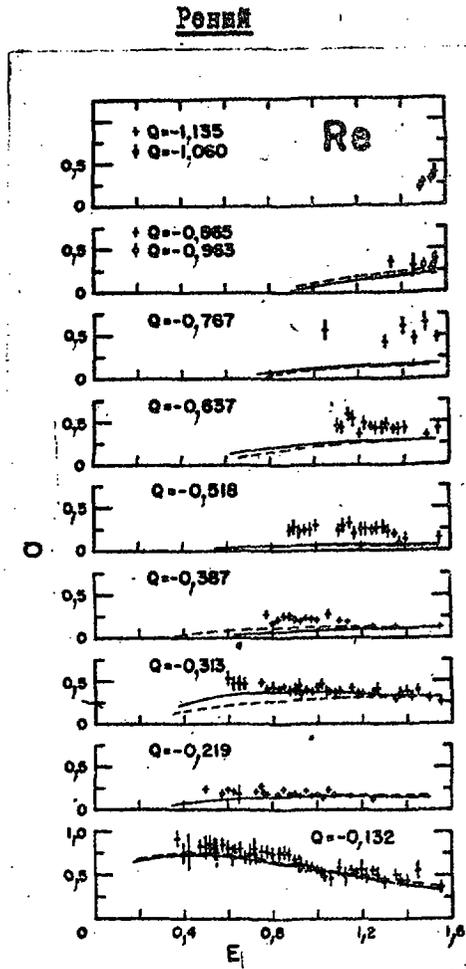


Рис. [42] Эффективные сечения возбуждения уровней

I. [36] Спектр нейтронов из реактора. Реакция  $Os^{190}(n, n')Os^{190m}$   
 $\bar{\sigma}_n = 2,34 \pm 0,12$  мбарн

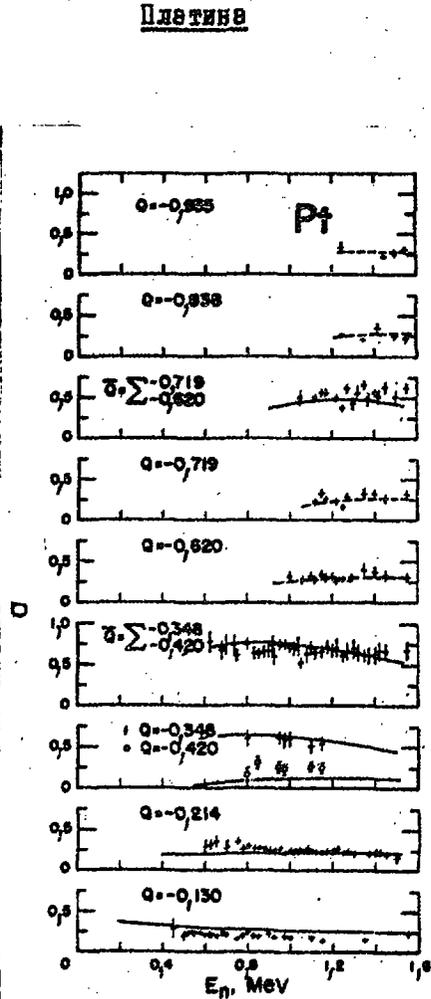


Рис. [42] Эффективные сечения возбуждения уровней

З о л о т о

Реакция  $Au^{197}(n, n') Au^{197m}$  Спектр нейтронов из реактора

[29]  $\sigma_{n'} = 0,379 \pm 25\%$  [36]  $\sigma_{n'} = 0,270 \pm 0,040$

2. [20]  $Au^{197} \theta = 90^\circ$ . Дифференциальные эффективные сечения возбуждения уровней.

$\text{Еур} = 0,077$

$E(\text{кэВ})$	$\sigma_{n'}(90^\circ)$	$E(\text{кэВ})$	$\sigma_{n'}(90^\circ)$	$E(\text{кэВ})$	$\sigma_{n'}(90^\circ)$
127	$10,0 \pm 2,9$	207	$25,9 \pm 1,1$	304	$29,9 \pm 1,6$
136	$11,9 \pm 1,8$	211	$29,3 \pm 2,6$	324	$29,3 \pm 3,5$
145	$23,3 \pm 2,3$	221	$23,3 \pm 1,4$	330	$30,8 \pm 1,9$
156	$22,2 \pm 2,5$	224	$24,0 \pm 1,3$	353	$25,9 \pm 3,1$
161	$22,0 \pm 1,3$	233	$26,5 \pm 1,9$	356	$29,6 \pm 2,0$
170	$19,9 \pm 1,4$	243	$32,6 \pm 1,3$	376	$22,0 \pm 1,7$
182	$23,3 \pm 1,3$	264	$32,2 \pm 1,3$	407	$25,9 \pm 1,2$
193	$20,2 \pm 1,4$	278	$29,5 \pm 2,5$	432	$28,5 \pm 4,6$
197	$22,4 \pm 1,4$	284	$27,8 \pm 1,4$	459	$25,0 \pm 0,9$
202	$30,1 \pm 1,4$	287	$28,5 \pm 2,0$		

$\text{Еур} = 0,268$  и  $\text{Еур} = 0,279$  (не разделены)

344	$33,9 \pm 1,5$	560	$60,3 \pm 1,6$	770	$50,7 \pm 1,6$
355	$33,6 \pm 1,8$	565	$63,1 \pm 1,6$	783	$55,7 \pm 3,2$
365	$29,3 \pm 2,1$	584	$64,8 \pm 1,4$	800	$51,7 \pm 1,6$
370	$27,0 \pm 1,8$	607	$56,2 \pm 0,5$	809	$56,3 \pm 3,3$
385	$44,5 \pm 1,8$	613	$64,8 \pm 2,4$	830	$59,3 \pm 2,9$
407	$42,7 \pm 2,0$	621	$55,6 \pm 2,6$	835	$51,8 \pm 2,4$
429	$54,6 \pm 1,5$	631	$52,3 \pm 2,2$	857	$53,3 \pm 0,9$
442	$67,9 \pm 2,9$	636	$61,2 \pm 2,6$	870	$57,2 \pm 1,5$
449	$63,5 \pm 3,7$	656	$55,1 \pm 1,8$	899	$55,4 \pm 1,5$
459	$61,9 \pm 2,7$	661	$61,9 \pm 3,1$	909	$49,0 \pm 1,8$
471	$63,3 \pm 2,2$	671	$54,1 \pm 1,1$	930	$55,8 \pm 2,3$
485	$62,5 \pm 2,6$	685	$60,1 \pm 1,8$	944	$46,4 \pm 2,0$
511	$64,6 \pm 2,1$	705	$62,4 \pm 1,9$	980	$54,1 \pm 2,3$
515	$59,4 \pm 2,7$	709	$49,7 \pm 2,5$	1015	$48,5 \pm 0,6$
523	$64,1 \pm 1,7$	717	$49,9 \pm 1,9$	1040	$41,8 \pm 1,8$
535	$64,7 \pm 1,7$	735	$55,1 \pm 2,4$	1111	$41,6 \pm 0,7$

$E(\kappa\alpha\delta)$	$\sigma_{n'}(90^\circ)$	$E(\kappa\alpha\delta)$	$\sigma_{n'}(90^\circ)$	$E(\kappa\alpha\delta)$	$\sigma_{n'}(90^\circ)$
$E_{yp} = 0,409$		$E_{yp} = 0,511$		$E_{yp} = 0,511$	
606	$2,3 \pm 0,2$	612	$7,1 \pm 0,7$	800	$32,6 \pm 1,8$
612	$2,3 \pm 0,6$	621	$10,0 \pm 0,5$	830	$32,4 \pm 2,6$
621	$2,6 \pm 0,4$	631	$12,2 \pm 0,9$	870	$36,4 \pm 1,7$
631	$6,7 \pm 0,7$	645	$12,5 \pm 0,8$	900	$32,8 \pm 1,7$
657	$7,1 \pm 1,4$	651	$11,1 \pm 0,6$	909	$30,8 \pm 1,3$
706	$4,0 \pm 1,1$	770	$19,3 \pm 1,2$	930	$46,3 \pm 2,3$
754	$6,0 \pm 0,5$			980	$50,1 \pm 2,4$
770	$6,2 \pm 1,0$	$E_{yp} = 0,588$		1040	$39,9 \pm 1,8$
802	$9,3 \pm 0,5$	631	$8,2 \pm 1,3$	1100	$44,0 \pm 2,5$
830	$9,0 \pm 1,4$	645	$7,7 \pm 0,8$	1330	$45,5 \pm 3,1$
857	$6,7 \pm 0,6$	651	$8,0 \pm 0,6$	1360	$34,3 \pm 1,3$
870	$6,4 \pm 1,3$	770	$16,6 \pm 1,3$	1400	$52,2 \pm 4,6$
904	$9,9 \pm 0,7$				

$E_{yp} = 0,740$

859	$6,5 \pm 0,5$	1059	$11,7 \pm 0,5$	1212	$10,0 \pm 0,8$
877	$3,9 \pm 0,8$	1074	$14,2 \pm 1,0$	1233	$11,7 \pm 1,0$
899	$7,6 \pm 1,0$	1100	$11,5 \pm 0,6$	1258	$12,2 \pm 0,8$
919	$9,3 \pm 0,7$	1111	$7,3 \pm 0,9$	1274	$10,4 \pm 1,3$
939	$7,7 \pm 1,1$	1120	$9,3 \pm 1,2$	1294	$13,2 \pm 1,3$
958	$12,8 \pm 1,1$	1139	$13,1 \pm 0,8$	1330	$14,2 \pm 1,1$
1008	$11,4 \pm 0,8$	1150	$15,1 \pm 0,8$	1340	$11,9 \pm 0,8$
1017	$11,9 \pm 0,7$	1174	$9,1 \pm 0,9$	1360	$13,1 \pm 0,9$
1040	$11,6 \pm 1,9$	1191	$9,8 \pm 0,9$	1440	$8,7 \pm 0,8$

$E(\kappa\alpha\delta)$	$\sigma_{n'}(90^\circ)$	$E(\kappa\alpha\delta)$	$\sigma_{n'}(90^\circ)$	$E(\kappa\alpha\delta)$	$\sigma_{n'}(90^\circ)$
$E_{yp} = 0,855$ и		$E_{yp} = 0,940$ и		$E_{yp} = 1,055$	
$E_{yp} = 0,888$		$E_{yp} = (0,960)$			
1038	$4,5 \pm 0,3$	1059	$3,6 \pm 0,4$	1280	$9,3 \pm 0,7$
1059	$2,8 \pm 0,5$	1079	$5,7 \pm 0,5$	1330	$11,1 \pm 1,0$
1079	$8,5 \pm 0,7$	1099	$6,6 \pm 0,5$	1360	$12,8 \pm 1,0$
1099	$7,5 \pm 0,6$	1120	$5,4 \pm 0,8$	1400	$9,5 \pm 0,8$
1120	$7,5 \pm 0,9$	1140	$9,3 \pm 1,1$	1420	$8,5 \pm 0,5$
1140	$9,3 \pm 1,2$	1150	$9,4 \pm 0,9$	1430	$8,4 \pm 0,6$
				1440	$10,7 \pm 0,7$

$E(\text{кэВ})$	$\sigma_{n'}(90^\circ)$	$E(\text{кэВ})$	$\sigma_{n'}(90^\circ)$	$E(\text{кэВ})$	$\sigma_{n'}(90^\circ)$
II50	$7,6 \pm 0,7$	II7I	$8,1 \pm 0,5$	I450	$9,5 \pm 0,6$
II7I	$9,7 \pm 0,6$	II9I	$8,9 \pm 0,6$	I460	$9,5 \pm 0,7$
II9I	$8,9 \pm 0,6$	I2I2	$12,1 \pm 0,6$	I470	$10,8 \pm 0,5$
I2I2	$11,1 \pm 0,5$	I233	$12,3 \pm 0,6$	I480	$9,0 \pm 0,5$
I233	$9,8 \pm 0,5$	I253	$8,1 \pm 0,6$	I500	$11,3 \pm 0,7$
I253	$8,6 \pm 0,6$	I274	$11,6 \pm 0,7$	Еур = I,120 м	
I263	$10,3 \pm 1,3$	I294	$12,3 \pm 0,6$	Еур = I,150	
I274	$9,3 \pm 0,7$	I300	$14,6 \pm 0,6$	I360	$8,7 \pm 1,2$
I282	$11,0 \pm 0,4$	I330	$16,5 \pm 1,0$	I386	$9,4 \pm 0,5$
I294	$11,3 \pm 0,7$	I340	$12,9 \pm 0,5$	I400	$6,5 \pm 0,5$
I300	$11,2 \pm 0,5$	I360	$16,8 \pm 0,9$	I410	$7,6 \pm 0,9$
I330	$13,6 \pm 1,0$	I400	$14,4 \pm 0,7$	I420	$8,3 \pm 0,6$
I340	$10,1 \pm 0,5$	I440	$15,6 \pm 0,5$	I425	$5,8 \pm 0,8$
I360	$12,0 \pm 0,6$	I450	$12,9 \pm 0,4$	I430	$7,1 \pm 0,6$

Еур = I,220		и	Еур = (I,243)		I439	$9,7 \pm 0,5$
I386	$6,4 \pm 1,2$	I480	$5,8 \pm 0,7$	I450	$7,3 \pm 0,4$	
I410	$4,0 \pm 0,6$	I490	$7,4 \pm 0,5$	I460	$8,4 \pm 0,7$	
I434	$9,2 \pm 0,7$	I500	$7,7 \pm 0,6$	I475	$5,0 \pm 0,6$	
I470	$8,1 \pm 0,6$			I480	$7,2 \pm 0,5$	
				I490	$9,9 \pm 0,5$	
				I500	$8,0 \pm 0,4$	

СВИНЕЦ

1. [27]  $E = 14,8$   $\sigma_{\lambda} = 2,50 \pm 0,05$
2. Реакция  $Pb^{204}(n, n') Pb^{204m}$   
 [36] Спектр нейтронов из реактора  
 $\sigma_{n'} = 9,2 \pm 0,4$  мбарн
3. [48]  $E = 14,7 \pm 0,3$   $\sigma_{n'} = 76,5 \pm 8$  мбарн  
 $Pb^{206}$   $E = 8,0$   $\theta = 90^\circ$   $T = 0,94 - 0,99$
4. [39]  $Pb^{208}$  Реакция  
 $Pb^{208}(n, n') Pb^{208}$   $E_{\gamma} = 2,61$   $\sigma_{n'} = 590,8 \pm 118,2$  мбарн  
 $\theta = 90^\circ$   $\sigma_{n'}(90^\circ) = 39,5 \pm 7,9$

5. [30]  $E = 14,7$   $\theta = 90^\circ$  Дифференциальные эффективные сечения испускания  $\gamma$ -лучей

Исходное ядро	$E_\gamma$	$\sigma_\gamma(90^\circ)$	Исходное ядро	$E_\gamma$	$\sigma_\gamma(90^\circ)$
$Pb^{208}$	2,62	$20,3 \pm 2,1$	$Pb^{207}$	1,58	$4,6 \pm 1,5$
	2,53	$5,6 \pm 1,9$		1,06	$55,7 \pm 15,6$
	2,24	$4,6 \pm 1,6$		0,99	$17,3 \pm 5,8$
$Pb^{207}$	2,02	$3,4 \pm 1,1$	$Pb^{206}$	0,89	$26,3 \pm 9,0$
	1,77	$12,9 \pm 2,6$		$Pb^{206}$	0,81
$Pb^{206}$	1,70	$8,2 \pm 1,8$	$Pb^{208}$		0,57

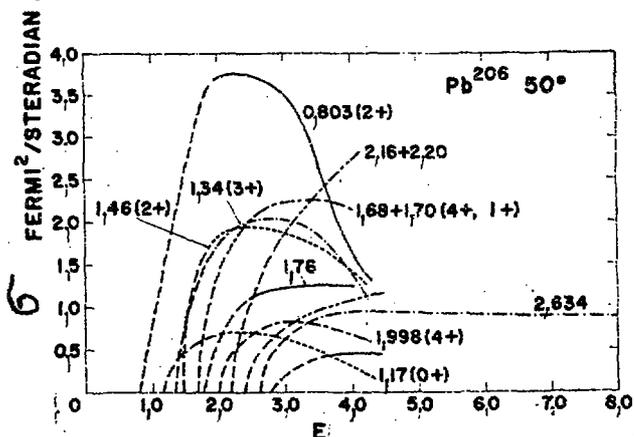


Рис. [28]  $Pb^{206}$   $\theta = 50^\circ$   
Дифференциальные эффективные сечения возбуждения уровней

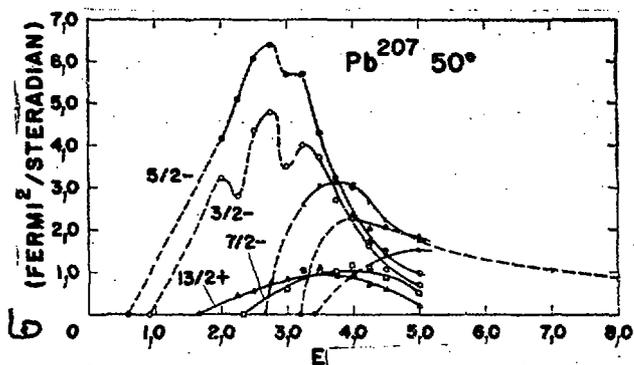


Рис. [28]  $Pb^{207}$   $\theta = 50^\circ$   
Дифференциальные эффективные сечения возбуждения уровней

**В И С М У Т**

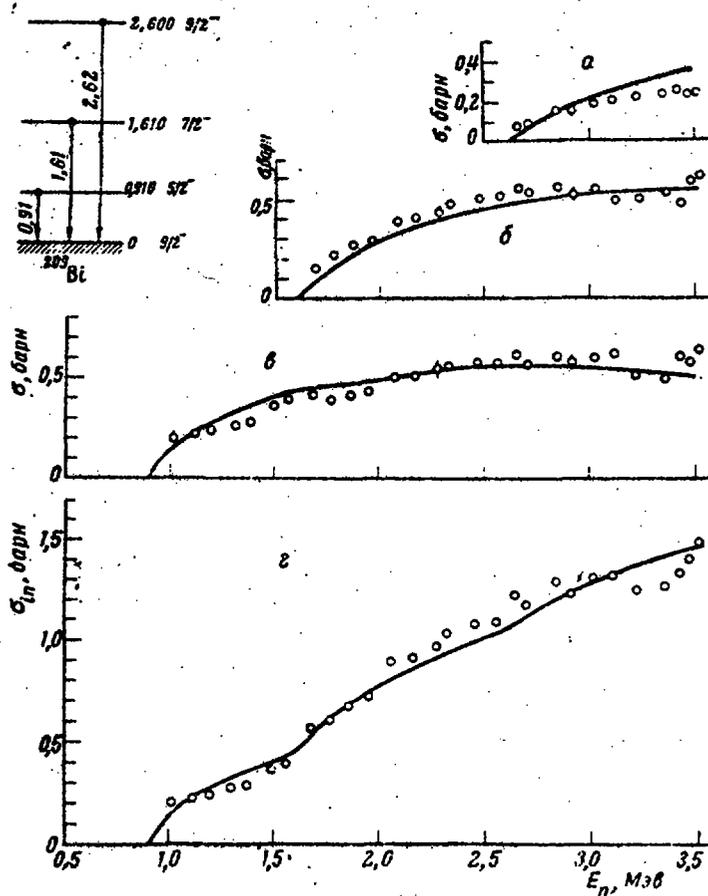


Рис. [53] Сравнение экспериментальных результатов измерений эффективных сечений возбуждения уровней и полного эффективного сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  $Bi^{209}$  с теоретическими расчетами:  $\alpha - E_\gamma = 2,62$ ,  $\delta - E_\gamma = 1,61$ ,  $\epsilon - E_\gamma = 0,91$ ,  $\sigma - \sigma_{n'}$ . На вставке - схема уровней  $Bi^{209}$ .

В и с м у т

1. [47]  $Bi^{209}$  Эффективные сечения возбуждения уровней (мбэрн)

E	$E_{ур}$	$\sigma_{n'}$			
		0,91	1,62	2,62*	3,30*
1,37		60 ± 61			
1,78		389 ± 73	184 ± 53		
2,18		419 ± 89	171 ± 66		
2,58		441 ± 87	304 ± 67		
2,96		482 ± 72	329 ± 64	444 ± 70	
3,36		405 ± 56	237 ± 47	314 ± 53	
3,76		419 ± 90	349 ± 61	642 ± 110	639 ± 115

Т о р и й

1. [4]  $Th^{232}$  Эффективные сечения неупругого рассеяния нейтронов и возбуждения уровней, рассчитанные на основе оптической и статистической моделей

$\sigma_{n'}$  возб. ур. (мбэрн)

E	$\sigma_{n'}$ (бэрн)	$E_{ур}$				
		0,050	0,163	0,330	0,725	0,775
0,56	1,04	957	84			
0,70	1,03	917	116			
1,0	1,10	401	710		179	191
1,5	0,92	205	52	2	98	173
2,0	0,77	142	48	4	64	137
2,5	0,77	126	68	24	47	113

2. [54]  $E = 14,3 \cdot T$  эф - ядерная температура суммарного спектра в области энергии  $E_{n'} = 0 - 14$ .

$T_I$  - ядерная температура, характеризующая спектр нейтронов в интервале  $E_{n'} = 0 - 3,5$ , оставшихся после вычитания спектра нейтронов деления.

$\theta^{\circ}$ лод	$T_{эфф}$	$T_I$	$\frac{\sigma_{n'}(\theta)}{\sigma_{n'}(90^{\circ})}$ $E_{n'} = 0-3,5$
31	$0,46 \pm 0,05$	$0,65 \pm 0,07$	$1,12 \pm 0,17$
61	$0,43 \pm 0,04$	$0,61 \pm 0,06$	$1,10 \pm 0,17$
91	$0,44 \pm 0,04$	$0,60 \pm 0,06$	1
121	$0,41 \pm 0,04$	$0,54 \pm 0,05$	$0,96 \pm 0,14$
151	$0,42 \pm 0,04$	$0,57 \pm 0,06$	$0,98 \pm 0,15$
Среднее	$0,43 \pm 0,04$	$0,59 \pm 0,06$	

У р а в

1. [54]  $E = 14,3$ . Тафф - ядерная температура суммарного спектра в области энергии  $E_{n'} = 0 - 14$ .

$T_I$  - ядерная температура, характеризующая спектр нейтронов в интервале  $E_{n'} = 0 - 3,5$ , оставшихся после вычитания спектра нейтронов деления.

$\theta^{\circ}$ лод	$T_{эфф}$	$T_I$	$\frac{\sigma_{n'}(\theta)}{\sigma_{n'}(90^{\circ})}$ $E_{n'} = 0-3,5$
33	$0,48 \pm 0,05$	$0,66 \pm 0,07$	$1,17 \pm 0,18$
55	$0,48 \pm 0,05$	$0,66 \pm 0,07$	$0,93 \pm 0,14$
93	$0,49 \pm 0,05$	$0,67 \pm 0,07$	1,0
123	$0,44 \pm 0,04$	$0,62 \pm 0,06$	$1,04 \pm 0,16$
153	$0,44 \pm 0,04$	$0,60 \pm 0,06$	$1,23 \pm 0,18$
Среднее	$0,47 \pm 0,05$	$0,64 \pm 0,06$	

2. [6]  $U^{238}$   $\theta = 90^{\circ}$ . Дифференциальные эффективные сечения возбуждения уровней

$\sigma_{n'}(90^{\circ})$		$\sigma_{n'}(90^{\circ})$	
$E$ (кэВ)	$E_{UD} = 0,045$	$E$ (кэВ)	$E_{UD} = 0,145$
107	$40 \pm 10$	450	$122 \pm 10$
120	$58 \pm 18$	550	$125 \pm 5$
140	$68 \pm 8$	650	$125 \pm 15$
155	$78 \pm 8$	720	$30 \pm 5$
200	$79 \pm 6$	750	$110 \pm 10$
250	$85 \pm 8$		$32 \pm 5$
405	$106 \pm 7$		

[6] U -238  $\theta = 90^\circ$ . Дифференциальные эффективные сечения возбуждения уровней (введены поправки на ослабление пучка и энергетическую эффективность)

E	$\sigma_n'(90^\circ)$										
	$E_{ур} = 0,681$	0,732	0,838	0,939	0,968	1,006	1,047	1,076	1,123	1,150	1,190
1,081	24,9 ± 0,8	21,4 ± 0,8	3,3 ± 0,7	16,7 ± 1,8	11,9 ± 2,0	3,7 ± 1,6					
1,129	25,2 ± 1,4	22,5 ± 1,2	4,9 ± 1,4	22,4 ± 1,9	18,6 ± 1,9	13,8 ± 1,7	12,5 ± 2,9				
1,198	21,7 ± 1,1	21,4 ± 1,1	6,6 ± 1,1	19,3 ± 1,1	17,5 ± 1,6	12,0 ± 1,5	10,8 ± 1,6	1,3 ± 1,8			
1,251	19,0 ± 1,0	21,2 ± 1,1	3,9 ± 0,8	17,2 ± 1,1	18,4 ± 1,3	14,5 ± 1,4	15,0 ± 1,4	14,8 ± 1,5	3,7 ± 1,4		
1,292	19,5 ± 1,4	18,4 ± 1,5	6,8 ± 1,5	18,4 ± 1,7	21,1 ± 1,7	14,8 ± 1,6	16,1 ± 1,9	19,1 ± 1,9	9,0 ± 2,1	5,9 ± 2,0	3,3 ± 1,7
1,368	17,8 ± 1,4	18,6 ± 1,3	7,5 ± 1,4	22,6 ± 1,4	22,4 ± 1,6	16,4 ± 1,6	17,2 ± 1,7	25,5 ± 1,5	10,6 ± 2,0	12,2 ± 2,1	7,3 ± 1,9
1,620				16,0 ± 2	20,7 ± 2	17,7 ± 2	18,8 ± 2	24,6 ± 2	16,1 ± 2	14,4 ± 1	11,0 ± 1

U-238 [6]  $\theta = 90^\circ$  Дифференциальные эффективные сечения возбуждения уровней (вблизи порога для возбуждения октупольных вибрационных связей)

E	$\sigma_n'(90^\circ)$		E	$\sigma_n'(90^\circ)$		
	Eур=0,681	0,732		0,681	0,732	0,838
0,814	17,3 ± 2,2		1,005	24,8 ± 1,7	17,0 ± 2,1	
0,847	24,4 ± 1,2	12,7 ± 1,7	1,126	28,2 ± 2,6	19,3 ± 4,0	
0,903	24,9 ± 1,2	14,7 ± 2,0	1,495	16,1 ± 2,0	15,7 ± 2,0	7,0 ± 2,1
98	29,0	1,8				

U-238 [6]  $\theta = 90^\circ$  E = 1,620. Дифференциальные эффективные сечения возбуждения уровней.

Eур	$\sigma_n'(90^\circ)$	Eур	$\sigma_n'(90^\circ)$
1,210	8,4 ± 1	1,361	8,1 ± 1
1,246	8,9 ± 1	1,401	5,4 ± 1
1,272	9,3 ± 1	1,437	7,2 ± 1
1,313	12,8 ± 1	1,470	4,4 ± 3

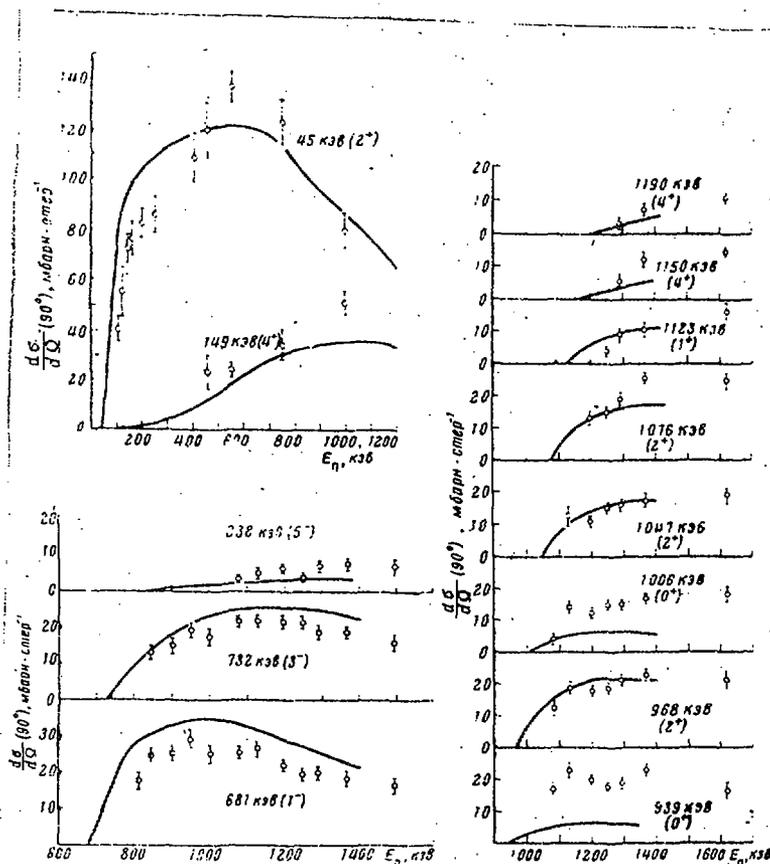


Рис. [52] U-238. Дифференциальные эффективные сечения неупругого рассеяния нейтронов для ротационной полосы ( $2^+$  и  $4^+$ ), октупольной полосы ( $1^-$ ,  $3^-$  и  $5^-$ ) и для высоколежащих уровней. Сплошные кривые соответствуют расчетам Вилмора, использовавшего значения спинов и четностей, указанные в скобках.

Li-238 [4] Эффективные сечения неупругого рассеяния нейтронов и возбуждения уровней, рассчитанные на основе оптической и статистической моделей

E	$\sigma_n'$ (барн)	$\sigma_n'$ возбужд. ур. (мбарн)											экспер. 0,045			
		0,045	0,148	0,308	0,651	0,710	0,728	0,935	0,9	1,03	1,11	1,13		1,17		
0,475	1,51	1415	93													1320 ± 100
0,57	1,58	1448	138													1440 ± 60
0,60	1,59	1444	143													1260 ± 100
0,65	1,59	1428	158													1200 ± 100
0,72	1,58	1345	169	-	63	7										-
0,77	1,56	1306	177		67	10										1140 ± 100
1,10	1,46	661	118		62	27	2	174	221	195						640 ± 160
1,17	1,41	565	100		59	29	3	169	230	209						750 ± 180
1,50	1,22	324	75	2	52	39	8	131	235	221	93	24	21			
2,0	0,98	176	52	4	47	52	16	84	181	180	104	41	40			
2,5	0,92	132	56	13	47	77	88	58	137	137	91	44	44			
3,0	0,93															
3,5	0,93															
4,0	0,93															

П л у т о н и й

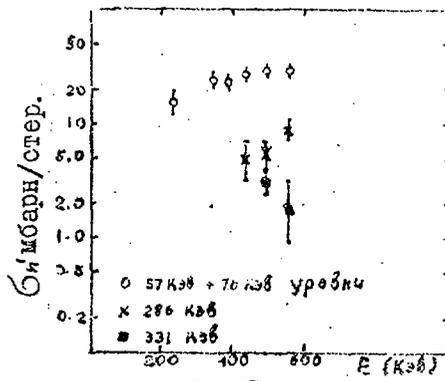


Рис. [12]  $Pu-239$   $\theta = 90^\circ$   
Дифференциальные эффективные сечения  
возбуждения уровней при неупругом рас-  
сеянии нейтронов  $Pu-239$ .

[3] Групповые эффективные сечения неупругого рассеяния ( $\sigma_{n'}$ ) и перехода на энергетической группы  $j$  в энергетическую группу  $j+k$  ( $\sigma_{n'j \rightarrow j+k}$ ) в результате неупругого рассеяния.  
 $E$  - минимальная энергия нейтронов данной группы.

$j$	$E$ (кэВ)	$\sigma_{n'}$ барн	$\sigma_{n'j \rightarrow j+k}$ (мбарн)									
			$k=0$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
<b><math>^{233}\text{Pa}</math></b>												
1	3668	2,5	0	35	245	557	658	510	282	128	60	25
2	2225	2,6	8	105	408	668	637	413	211	94	41	15
3	1350	2,4	462	730	885	220	33	70				
4	825	1,8	940	521	79	8						
5	500	1,5	1050	450								
6	300	1,05	664	386								
7	180	0,8	398	402								
8	110	0,6	220	221	169							
9	67	0,32	0	242	44	34						
10	40,7	0,1	0	0	73	27						
<b><math>^{234}\text{U}</math></b>												
1	3688	1,53	0	21	150	341	403	312	173	78	37	15
2	2225	1,64	5	67	256	428	403	259	129	62	22	9
3	1350	1,62	314	494	602	146	19	45				
4	825	1,38	723	393	195	63	6					
5	500	1,22	858	362								
6	300	1,4	902	498								
7	180	1,3	647	653								
8	110	1,0	364	350	286							
9	67	0,45	0	329	72	49						
<b><math>^{236}\text{U}</math></b>												
1	3668	2,5	0	301	211	479	566	439	242	110	52	21
2	2225	2,22	7	91	346	573	546	351	175	82	35	14
3	1350	2,17	421	662	805	195	26	61				
4	825	1,86	973	530	263	86	8					
5	500	1,74	1223	517								
6	300	1,61	1037	573								
7	180	1,2	598	602								
8	110	0,9	328	315	257							
9	67	0,5										

- 1<sup>✱</sup>. Currie W.M. et al., AERE-PR/NPII, 1967.
- 2<sup>✱</sup>. Tsukada K. et al., EANDS (J)7 "L", 1967.
3. R. Shankar Singh, AEET-257, 1966.
4. Garg S.B. et al., BARC-279, 1967.
5. Chatterjee A and Ghose A.M. AEET-267, 1966.
6. Barnard E. et al. INDSWG-6Z, 1964.
7. Armstrong and Rosen. WASH-1042, p. 23, 1963.
8. Doherty G. AEEW-M5I3, 1965.
9. Levin J.S. and Cranberg L. WASH-1029, p. 44, WASH-1028, p. 26, 1960.
10. Hemmings P.J. AHSB(S) R(62), 1963.
11. Offord S.M. and Parker K. AWRE-0-63/67, 1967.
12. Allan D.L. and Coleman C.F. AERE-PR/NP/10, AERE-PR/NP9, 1965.
13. Batchelor R. and Parker K. AWRE-078/64, 1964.
14. Kopsch D. and Cierjacks S. Nucl. Instrum. and Methods, 54, No 2, 277, 1967.
15. Mack G. and Mertens G. Z. Naturforsch., 22a, No 10, 1640, 1967.
- 16<sup>✱</sup>. Nichols D.B. and McEllistrem M.T., Phys. Rev., 166, No 4, 1074, 1968.
- 17<sup>✱</sup>. Трунов Н.Н. и др. Ядерная физика, 7, № 4, 748, 1968.
18. Western G.T. et al. AD-614451, Nucl. Sci. Abstr., 20, No 1, 157, 1966.
19. Arya A.R. et al. Bull. Am. Phys. Soc., 12, No 1, 124, 1967.
- 20<sup>✱</sup>. Barnard E. et al. Nucl. Phys. A107, No 3, 612, 1968.
- 21<sup>✱</sup>. Barrows A.W. et al. Nucl. Phys., A107, No 1, 153, 1968.
- 22<sup>✱</sup>. Benjamin R.W. and Morgan I.L. Phys. Rev. 163, No 4, 1252, 1967.
- 23<sup>✱</sup>. Braley R.C. et al. Phys. Lettr., 26B, No 5, 248, 1968.
24. Broadhead K.G. et al. Phys. Rev., 139B, No 6B, B1525, 1965.
25. Butler J.P. and Santry D.C. Bull. Am. Phys. Soc. 12, No 4, 547, 1967.
26. Campbell D.L. et al. Bull. Am. Phys. Soc., 12, No 4, 473, 1967.
27. Chatterjee A. and Ghose A.M. Phys. Rev., 161, No 4, 1181, 1967.
- 28<sup>✱</sup>. Cranberg L. et al. Phys. Rev. 159, No 4, 969, 1967.
29. Durrani S. and Köler W. Trans. Amer. Nucl. Soc., 2, No 2, 479, 1966.
30. Engesser F.C. and Thompson W.E. J. Nucl. Energy, 21, No 6, 487, 1967.
31. Grench H.A. and Menlove H.O. Phys. Rev., 165, No 4, 1298, 1968.
- 32<sup>✱</sup>. Grin G.A. et al. Helv. Phys. Acta, 39, No 3, 214, 1966.
33. Hegedüs F. Helv. Phys. Acta, 39, No 3, 179, 1966.
34. Hopkins J.C. et al. Nucl. Phys., A107, No 1, 139, 1967.
35. Joseph C. et al. Helv. Phys. Acta, 40, No 6, 693, 1967.
36. Kochler W. and Knopf K. Nucleonik, 10, No 4, 181, 1967.
- 37<sup>✱</sup>. Lister D. et al. Phys. Rev. 162, No 4, 1077, 1967.
- 38<sup>✱</sup>. Martin J. et al. Nucl. Phys. A113, No 3, 564, 1968.
39. Mathur S.C. et al. Phys. Rev. 160, No 4, 816, 1967.  
Nellis D.O. Ph.D. dissertation, University of Texas, 1964.
40. Menlove H.O. et al. Phys. Rev., 163, No 4, 1308, 1967.
41. Se Hee Ahn and Roberts J.H. Phys. Rev., 108, No 1, 110, 1957.
- 42<sup>✱</sup>. Smith A.B. et al. Phys. Rev., 168, No 4, 1344, 1968.

43. Temperley J.K. Nucl. Sci. Engineer. 32, No 2, 195, 1968.
44. Temperley J.K. and Bearse R.S. Bull. Amer. Phys. Soc. 12, No 1, 125, 1967.
45. Towle J.H. and Owens R.O. Nucl. Phys., A100, No 2, 257, 1967.
46. Маслов Г.Н. и др. Атомная энергия, 24, № 6, 573, 1968.
47. Дегтярев Ю.Г., Протопопов В.Н. Атомная энергия, 23, № 6, 568, 1967.
48. Csikai J. and Petö G. Acta Phys. Acad. Scient. Hung. 23, No 1, 87, 1967.
49. Chung K.C. et al. Nucl. Phys. A115, No 2, 476, 1968.
50. Knitter H.-H. and Coppola M. Z. Physik, 207, No 1, 56, 1967.
51. Torop L. Nucl. Phys. A111, No 3, 513, 1968.
52. А.Т.Дж.Фергюсон. Изв. АН СССР, сер. физическая, 31, № 1, 74, 1967.
53. Бродер Д.Л. и др. Изв. АН СССР, сер. физическая, 31, № 2, 327, 1967.
54. Сальников О.А. и др. Англо-Советский семинар: "Ядерные константы для расчета реакторов", Дубна, 18-22 июня, 1968, АСС-68.

---

ж - означает, что в этой работе даны угловые распределения неупруго рассеянных нейтронов либо  $\gamma$ -лучей, испускаемых при неупругом рассеянии. По техническим причинам в данном выпуске бюллетеня графики угловых распределений не представлены.

### ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ ( $n, 2n$ )

В.М.Случевская

Приведены экспериментальные результаты по измерению эффективных сечений реакции ( $n, 2n$ ), а также эффективные сечения, рассчитанные или рекомендованные на основании анализа экспериментальных данных.

Индексы "m" и "g" в обозначении конечного ядра означают, что ядро в метастабильном или в основном состоянии, соответственно.

Эффективные сечения даны в мбарн.

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
$D^2$	$H^1$	14,1	$190 \pm 19$	1d

#### Рассчитанные эффективные сечения

3,4	1,2
3,5	2,9
3,75	8
4,0	13,5
4,25	19
4,5	25
5,0	37
5,5	48,7
5,6	51,1
6,0	60,2
6,5	71,3
7,0	82
7,25	88
7,5	92,5
7,85	99,5

Исходное ядро	Конечное ядро	$\epsilon$	$\sigma (n, 2n)$	Литература
		8,0	102,7	
		8,5	111,7	
		9,0	121	
		9,5	129,2	
		9,7	132,3	
		10,0	137	
		10,5	144	
		11,0	150,5	
		11,5	156,5	
		11,75	159,5	
		12,0	162	
		12,7	164	
		12,25	164,8	
		12,5	167	
		13,0	172	
		13,5	176	
		14,0	180	
		14,1	181	
		14,5	183,6	
		15,0	187	
		16,0	192,3	
		17,0	197	
		18,0	200,6	
		19,0	203,3	
		20,0	205,3	
		20,57	206	

Рассчитанные эффективные сечения

$T^3$	$\sigma^2$		I	IS
		8,38		
		8,4	2,5	
		8,5	6,5	
		8,6	11,5	
		8,75	16,5	
		9,0	24,5	
		9,5	35,5	
		10,0	44,5	
		10,5	49,3	
		11,0	51,6	
		11,3	52,4	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma$ (n,2n)	Литература
		11,5	52,5	
		12,0	52,5	
		12,5	52,2	
		13,0	51,6	
		13,5	50,9	
		14,0	50	
		14,1	49,4	
		14,5	48,8	
		15,0	47,6	
		15,5	46,4	
		16,0	45	
		17,5	40,8	
		19,4	35,6	
		20,0	33,8	

Рекомендованные эффективные сечения

$He^3$	$He^2$	E	$\sigma$	Литература
		10,3	1	12
		10,5	5	
		11,0	10	
		11,5	10	
		12,0	20	
		12,5	30	
		13,0	40	
		13,5	40	
		14,0	50	

Рекомендованные эффективные сечения на основании анализа данных

$Li^7$	$Li^6$	E	$\sigma$	Литература
		9,0	2	14
		10,0	10	
		11,0	16	
		12,0	19	
		13,0	21	
		14,0	22	
		15,0	23	

$Li^7$	E	$\sigma$ (n,2nd)	Литература
	10,0	1	14

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma$ (n,2n $\gamma$ )	Литература
<i>Li</i> <sup>7</sup>		11,0	5	
		12,0	13	
		13,0	22	
		14,0	33	
		15,0	43	

$\sigma$  (n,2n $\gamma$ )

Рекомендованные эффективные сечения на основании анализа данных

<i>Li</i> <sup>6</sup>	<i>Li</i> <sup>5</sup>	7,0	1	14
		8,0	9	
		9,0	21	
		10,0	34	
		11,0	46	
		12,0	56	
		13,0	64	
		14,0	69	
	15,0	74		
<i>Li</i>		14	218	2
<i>Be</i>		6,55	550 $\pm$ 80	25
		7,32	560 $\pm$ 70	
		8,26	630 $\pm$ 90	
		14,1	520 $\pm$ 40	
		14	550 $\pm$ 60	43
		14,1	540 $\pm$ 70	44
<i>Be</i> <sup>9</sup>	<i>Be</i> <sup>8</sup>	4,07	570 $\pm$ 30	63
		14,1	520 $\pm$ 40	1d
		14,0	540 $\pm$ 90	36
		Спектр нейтронов деления	139 $\pm$ 7	45
			150	45, 46
		Без низко-энергичной части	143	45, 46
		Спектр нейтронов деления	144 $\pm$ 6	60
		- " - E > 2,7	400 $\pm$ 50	61

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma$ (n,2n)	Литература
$Be^9$	$Be^8$	Спектр нейтронного деления	70 - 140	62

Рекомендованные эффективные сечения на основе анализа экспериментальных данных

2,5	I
2,6	I5
2,7	32
2,8	I70
2,9	280
3,0	350
3,1	385
3,2	430
3,3	440
3,4	470
3,6	490
3,8	510
4,0	520
4,2	550
4,4	570
4,5	575
5,0	570
5,5	570
6,0	570
6,5	565
7,0	560
7,5	560
8,0	540
8,5	557
9,0	555
9,5	547
10,0	540
10,5	535
11,0	530
11,5	525
12,0	520
12,5	515
13,0	510

Исходное ядро	Конечное ядро	$E$	$\sigma (n, 2n)$	Литература
		13,5	505	
		14,0	500	
		14,5	495	
		15,0	490	
$N^{14}$	$N^{13}$	14,1	$4 \pm 1,2$	18
		14,31	$8,2 \pm 15\%$	54
$F^{19}$	$F^{18}$	14,1	$50 \pm 15$	18
		14,8	$49,4 \pm 5,0$	3

Исходное ядро	Конечное ядро	$E$ лаб.с.	Полушири- на в раз- бросе энергии	$\sigma (n, 2n)$	Литерату- ра
		12,70	0,36	$16,3 \pm 1,6$	29
		12,94	0,68	$22,8 \pm 2,3$	
		13,28	0,61	$26,4 \pm 2,6$	
		13,50	0,47	$30,5 \pm 3,7$	
		14,96	0,87	$60,8 \pm 6,0$	
		15,82	0,45	$71,4 \pm 7,0$	
		16,52	0,35	$78,9 \pm 7,7$	
		17,35	0,32	$90,5 \pm 9,5$	
		18,44	0,33	$90,2 \pm 9,0$	
		19,39	0,35	$85,4 \pm 8,4$	
		13,99		$63 \pm 15\%$	54
		13,53		$43,6 \pm 2,1$	57
		14,10		$55,8 \pm 2,7$	
		14,56		$65,9 \pm 3,2$	
		14,70		$67,1 \pm 3,3$	
		14,81		$68,4 \pm 3,3$	
$Na^{23}$	$Na^{22}$	13,50	0,47	$12,0 \pm 10,0$	29
		14,96	0,87	$43,1 \pm 6,4$	
		15,82	0,45	$50,6 \pm 13,2$	
		16,52	0,35	$79,7 \pm 11,6$	
		17,35	0,32	$87,0 \pm 18,6$	
		18,44	0,33	$90,9 \pm 10,9$	
		19,39	0,35	$99,1 \pm 11,8$	
$P^{31}$	$P^{30}$	$14,8 \pm 0,1$		$16,0 \pm 1,6$	67

I	Исходное ядро	Конечное ядро	Б	$\sigma$ (н, эл)	Литература
	$K^{39}$	$K^{38g}$	$14,2 \pm 0,2$	$2,6 \pm 0,4$	50
		$K^{38m}$	$14,1 - 17,5$	$2,7 \pm 1,4$	64
		$K^{38}$	$13,1 - 15,4$	$1,8 \pm 0,9$	64
	$Ca^{48}$	$Ca^{47}$	$14,2 \pm 0,2$	$900 \pm 108$	50
			13,28	$860 \pm 15\%$	54
	$Sc^{45}$	$Sc^{44}$	14,57	$320 \pm 15\%$	54

Рекомендованные эффективные сечения на основании анализа данных

$Ti$		12,0	4	9
		12,5	15	
		13,0	40	
		13,5	76	
		14,0	107	
		14,5	129	
		15,0	147	
		15,5	162	
		16,0	177	
		16,5	190	
		17,0	202	
		17,5	222	
		18	239	
$Cz^{52}$	$Cz^{51}$	14	280	39
		14	675 теор.	
		14,8	$280 \pm 17,8\%$	40
		14,8	900 теор.	
$Fe^{54}$	$Fe^{53}$	14	15	39
		14	90 теор.	
		16,9	$120 \pm 30\%$	59
		17,9	$170 \pm 30\%$	

Исходное ядро	Конечное ядро	Е лаб.о.	Полуширина в разбросе энергии	$\sigma$ ( $n, 2n$ )	Литература	
<i>Mn</i> <sup>55</sup>	<i>Mn</i> <sup>54</sup>	12,70	0,36	546 ± 51	29	
		12,94	0,68	583 ± 54		
		13,28	0,61	658 ± 61		
		13,50	0,47	613 ± 72		
		14,96	0,87	854 ± 79		
		15,82	0,45	890 ± 82		
		16,52	0,35	906 ± 84		
		17,35	0,32	910 ± 85		
		18,44	0,33	887 ± 82		
		19,39	0,35	822 ± 76		
		13,41		750 ± 15%		54

Исходное ядро	Конечное ядро	Е	$\sigma$ ( $n, 2n$ )	Литература	
<i>Co</i> <sup>59</sup>	<i>Co</i> <sup>58</sup>	14,25 ± 0,05	870 ± 130	I c	
		14,5 ± 0,1	930 ± 100		
		14,75 ± 0,1	1020 ± 120		
		15 ± 0,15	970 ± 100		
		12,57 ± 0,15	366,9 ± 9,6		28
		13,33 ± 0,12	518,1 ± 26,0		
		13,57 ± 0,12	600,5 ± 28,0		
		14,12 ± 0,14	640,1 ± 31,3		
		14,50 ± 0,15	683,3 ± 63,7		
		14,80 ± 0,16	669,6 ± 34,2		
		15,04 ± 0,17	643,5 ± 41,0		
		15,25 ± 0,22	626,6 ± 36,0		
		15,40 ± 0,20	590,1 ± 47,7		
		16,22 ± 0,17	706,6 ± 23,3		
		16,57 ± 0,13	688,0 ± 20,1		
		17,05 ± 0,14	724,1 ± 12,9		
		17,63 ± 0,21	703,5 ± 24,1		
		18,20 ± 0,13	709,9 ± 24,4		
		13,0	495		47
		14,5	675		
16,0	750				
17,5	780				
<i>Ni</i> <sup>58</sup>	<i>Ni</i> <sup>57</sup>	13,72 ± 0,20	19,0 ± 1,9	41	
		13,95 ± 0,20	24,4 ± 2,4		

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma$ ( $n, 2n$ )	Литература
<i>Ni</i> <sup>58</sup>	<i>Ni</i> <sup>57</sup>	14,20 ± 0,25	27,5 ± 2,6	
		14,31 ± 0,31	28,1 ± 2,8	
		14,53 ± 0,32	27,3 ± 2,7	
		14,79 ± 0,30	29,1 ± 2,9	
		15,40	45 ± 15%	54
<i>Cu</i> <sup>63</sup>	<i>Cu</i> <sup>62</sup>	14,8	544 ± 54	3
		14,7 ± 0,2	594 ± 26	26
		14,7	582 теор.	
		14	500	39
		14	955 теор.	
		13,0	315	47
		14,5	610	
		16,0	810	
		18,0	865	
		13,700 ± 0,040	389 ± 12	49
		13,745 ± 0,040	389 ± 12	
		13,770 -"-	420 ± 13	
		13,795 -"-	419 ± 13	
		13,820 -"-	423 ± 13	
		13,845 -"-	443 ± 13	
		13,870 -"-	431 ± 13	
		13,895 -"-	418 ± 13	
		13,920 -"-	436 ± 13	
		13,950 -"-	441 ± 13	
		13,975 -"-	455 ± 14	
		14,000 -"-	459 ± 14	
		14,025 -"-	463 ± 14	
		14,055 -"-	451 ± 13	
		14,075 -"-	467 ± 14	
		14,110 -"-	469 ± 14	
		14,135 -"-	462 ± 14	
		14,160 -"-	473 ± 14	
		14,210 -"-	497 ± 15	
		14,260 -"-	479 ± 14	
		14,300 -"-	506 ± 15	
		14,360 ± 0,045	503 ± 15	
		14,405 ± 0,050	517 ± 16	
		14,445 ± 0,055	522 ± 16	
		14,525 ± 0,060	526 ± 16	
		14,585 ± 0,065	517 ± 16	
14,670 ± 0,090	568 ± 17			
14,01	495 ± 15%	54		

Исходное ядро	Конечное ядро	$E$	$\sigma(n, 2n)$	Литература
Рекомендованные эффективные сечения на основании анализа данных				
<i>Cu</i>		11,0	52	10
		11,5	97	
		12,0	197	
		12,5	317	
		13,0	429	
		13,5	525	
		14,0	609	
		14,5	679	
		15,0	727	
<i>Cu</i> <sup>63</sup>	<i>Cu</i> <sup>62</sup>	12,0	79	10
		12,5	185	
		13,0	290	
		13,5	382	
		14,0	470	
		14,5	549	
		15,0	609	

<i>Cu</i> <sup>65</sup>	<i>Cu</i> <sup>64</sup>	14,7 ± 0,2	968 ± 68(экс). 890 теор.	26
		13,0	700	47
		14,5	940	
		16,0	1010	
		18,0	920	
		13,700 ± 0,040	841 ± 55	49
		13,745 -"-	827 ± 54	
		13,770 -"-	866 ± 56	
		13,795 -"-	924 ± 60	
		13,820 -"-	854 ± 56	
		13,845 -"-	891 ± 58	
		13,870 -"-	847 ± 55	
		13,895 -"-	863 ± 56	
		13,920 -"-	882 ± 57	
		13,950 -"-	906 ± 59	
		13,975 -"-	917 ± 60	
		14,000 -"-	895 ± 58	
		14,025 -"-	908 ± 59	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma (n, 2n)$	Литература	
<i>Cu</i> <sup>65</sup>	<i>Cu</i> <sup>64</sup>	14,055	"-	882 ± 57	
		14,075	"-	854 ± 55	
		14,110	"-	919 ± 59	
		14,135	"-	914 ± 59	
		14,160	"-	916 ± 59	
		14,210	"-	912 ± 59	
		14,260	"-	959 ± 62	
		14,300	"-	976 ± 63	
		14,360±0,045		907 ± 59	
		14,405±0,050		957 ± 62	
		14,445±0,055		997 ± 64	
		14,525±0,060		1055 ± 69	
		14,585±0,065		959 ± 62	
		14,670±0,090		991 ± 64	
		13,06		810 ± 15%	54

Рекомендованные эффективные сечения на основании анализа данных

10,5	40	10
11,0	170	
12,0	462	
12,5	617	
13,0	740	
13,5	840	
14,0	920	
14,5	973	
15,0	1090	

<i>Zn</i> <sup>64</sup>	<i>Zn</i> <sup>63</sup>	14,8	174,4 ± 17,5	3
		14	180	39
		14	590 теор.	
		13,5	75	21
		18,5	375	
		14,7 ± 0,3	225 ± 25	54
		15,04+	288 ± 15%	
14,8 ± 0,1	102 ± 10	67		
<i>Zn</i> <sup>66</sup>	<i>Zn</i> <sup>65</sup>	14,21	550 ± 15%	54
<i>Zn</i> <sup>70</sup>	<i>Zn</i> <sup>69</sup>	14,7 ± 0,3	1307 ± 130	54

Исходное ядро	Конечное ядро	E	G (n,2n)	Литература
$Ga^{69}$	$Ga^{68}$	14,8	1013 ± 101	3
		14,7 ± 0,3	1088 ± 100	54
		14,8 ± 0,1	983 ± 150	67
$Ga^{71}$	$Ga^{70}$	14,7 ± 0,3	961 ± 100	54
$As^{75}$	$As^{74}$	14,05 ± 0,10	965 ± 7%	19
		14,75 ± 0,10	1038 ± 7%	
		14,7 ± 0,3	1092 ± 120	54
		12,94 ± 0,20	749 ± 48	56
		13,51 ± 0,22	825 ± 35	
		14,10 ± 0,27	1018 ± 65	
		14,88 ± 0,31	1109 ± 71	
		15,62 ± 0,33	1123 ± 72	
		16,31 ± 0,34	1181 ± 76	
		17,23 ± 0,34	1160 ± 74	
		18,02 ± 0,30	1163 ± 74	
		18,89 ± 0,19	1131 ± 72	
		19,56 ± 0,14	1160 ± 74	
$Se^{74}$	$Se^{73}$	14,7	580 ± 60	32
$Se^{74}$	$Se^{73}$	14,7	294 ± 20	32
$Se^{74}$	$Se^{73}$		878 ± 80	32
			818 теор.	
$Se^{76}$	$Se^{75}$	14,7	1250 ± 80	32
			1280 теор.	
		14,05 ± 0,10	845 ± 7%	19
		14,75 ± 0,10	944 ± 7%	
$Se^{78}$	$Se^{77m}$	14,7	738 ± 40	32
$Se^{80}$	$Se^{79m}$	14,7	255 ± 20	32
$Se^{82}$	$Se^{81m}$	14,7	1077 ± 30	32
$Se^{82}$	$Se^{81g}$	14,7	385 ± 20	32
$Se^{82}$	$Se^{81}$	14,7	1462 ± 50	32
			1560 теор.	
		12,29	1490	54
$Rb^{85}$	$Rb^{84}$	13,65	830 ± 15%	54
	$Rb^{84g}$	12,94 ± 0,20	507 ± 56	56
		13,51 ± 0,22	610 ± 68	
		14,10 ± 0,27	623 ± 54	
		14,88 ± 0,31	800 ± 90	
		15,62 ± 0,33	777 ± 89	
		16,31 ± 0,34	742 ± 88	
		17,23 ± 0,34	773 ± 90	
	18,02 ± 0,30	728 ± 87		

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma(n, 2n)$	Литература
	$Rb^{84g}$	$18,89 \pm 0,19$	$648 \pm 8$	
	$Rb^{86}$	$19,56 \pm 0,14$	$659 \pm 83$	
$Rb^{87}$	$Rb^{86}$	13,03	$1290 \pm 15\%$	54
$Sr^{86}$	$Sr^{85g}$	$14,05 \pm 0,05$	$863 \pm 5\%$	20
$Sr^{86}$	$Sr^{85g} + Sr^{85m}(86)$	$14,07 \pm 0,1$	$950 \pm 5\%$	20
$Sr^{86}$	$Sr^{85m}$	$14,07 \pm 0,1$	$246 \pm 5\%$	20
$Sr^{86}$	$Sr^{85}$	14,59	$570 \pm 15\%$	54
$Y^{89}$	$Y^{88}$	14,99	$1010 \pm 15\%$	54

Рекомендованные эффективные сечения на основании анализа данных

$Zr$		8,5	I	7
		9,0	2	
		10,0	5	
		12,0	28	
		13,4	398	
		14,0	607	
		14,01	611	
		14,60	800	
		14,68	827	
		14,93	865	
		15,0	876	
		16,50	1110	
		17,0	1120	
$Zr$		14,1	$610 \pm 100$	38
$Zr^{90}$	$Zr^{89}$	15,07	$800 \pm 15\%$	54
$Zr^{90}$	$Zr^{89g}$	$14,05 \pm 0,05$	$595 \pm 5\%$	20
$Zr^{90}$	$Zr^{89g} + Zr^{89m}(93\%)$	$14,70 \pm 0,1$	$737 \pm 5\%$	20
$Zr^{90}$	$Zr^{89m}$	$14,70 \pm 0,1$	$142 \pm 15\%$	20
$Nb^{93}$	$Nb^{92g}$	$14,5 \pm 0,9$	$499 \pm 91$	1a
$Nb^{93}$	$Nb^{92m}$	$14,5 \pm 0,9$	$< 1,2$	1a
$Nb^{93}$	$Nb^{92}$	Спектр нейтронов деления	$\sim 0,4$	48

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma$ (n, 2n)	Литература
$Mo^{92}$	$Mo^{91g}$	I 4, I	$158 \pm 5$	27
$Mo^{92}$	$Mo^{91}$	I 6, 27	$280 \pm 15\%$	54
$Mo^{100}$	$Mo^{99}$	I 4, I	$1510 \pm 180$	27
		I 4, 7 $\pm 0,3$	$1762 \pm 200$	54
$Pd^{110}$	$Pd^{109m}$	I 4, 7	$510 \pm 30$	31
$Pd^{110}$	$Pd^{109}$	I 4, 7	$1590 \pm 80$	31
$Ag^{107}$	$Ag^{106}$	I 3, 700 $\pm 0,040$	$968 \pm 89$	49
		I 3, 745 -"-	$980 \pm 90$	
		I 3, 770 -"-	$1019 \pm 94$	
		I 3, 795 -"-	$967 \pm 89$	
		I 3, 820 -"-	$923 \pm 85$	
		I 3, 840 -"-	$950 \pm 88$	
		I 3, 870 -"-	$955 \pm 88$	
		I 3, 895 -"-	$1027 \pm 95$	
		I 3, 920 -"-	$1010 \pm 93$	
		I 3, 950 -"-	$930 \pm 86$	
		I 3, 975 -"-	$1126 \pm 103$	
		I 4, 000 -"-	$1000 \pm 92$	
		I 4, 025 -"-	$935 \pm 86$	
		I 4, 055 -"-	$1005 \pm 92$	
		I 4, 075 -"-	$1111 \pm 102$	
		I 4, 110 -"-	$965 \pm 89$	
		I 4, 135 -"-	$1025 \pm 94$	
		I 4, 160 -"-	$1048 \pm 96$	
		I 4, 210 -"-	$994 \pm 91$	
		I 4, 260 -"-	$1028 \pm 95$	
		I 4, 300 -"-	$1025 \pm 94$	
		I 4, 360 $\pm 0,045$	$984 \pm 90$	
		I 4, 405 $\pm 0,050$	$912 \pm 84$	
		I 4, 445 $\pm 0,055$	$994 \pm 81$	
		I 4, 525 $\pm 0,060$	$942 \pm 87$	
		I 4, 585 $\pm 0,065$	$1027 \pm 95$	
		I 4, 670 $\pm 0,090$	$1096 \pm 101$	
I 4, 8	$562,4 \pm 53,3$	3		
I 4, 8 $\pm 0,1$	$601 \pm 90$	67		
$Ag^{109}$	$Ag^{108}$	I 3, 700 $\pm 0,040$	$675 \pm 95$	49
		I 3, 745+ -"-	$816 \pm 114$	
		I 3, 770 -"-	$760 \pm 106$	
		I 3, 795 -"-	$770 \pm 89$	
		I 3, 820 -"-	$783 \pm 90$	
		I 3, 845 -"-	$802 \pm 92$	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	G (л, 2л)	Литература
<i>Ag</i> <sup>109</sup>	<i>Ag</i> <sup>108</sup>	13,870	735 ± 85	
		13,895 ± 0,040	777 ± 89	
		13,920 -"-	722 ± 83	
		13,950 -"-	812 ± 94	
		13,975 -"-	817 ± 94	
		14,000 -"-	750 ± 86	
		14,025 -"-	745 ± 86	
		14,055 -"-	815 ± 94	
		14,075 -"-	749 ± 86	
		14,110 -"-	768 ± 88	
		14,135 -"-	708 ± 81	
		14,160 -"-	729 ± 84	
		14,210 -"-	689 ± 79	
		14,260 -"-	625 ± 72	
		14,300 -"-	672 ± 77	
		14,360 ± 0,045	665 ± 86	
		14,405 ± 0,050	767 ± 100	
		14,445 ± 0,055	741 ± 96	
		14,525 ± 0,060	752 ± 100	
		14,585 ± 0,065	776 ± 100	
14,670 ± 0,090	770 ± 100			
<i>Cd</i> <sup>106</sup>	<i>Cd</i> <sup>105</sup>	12,78 ± 0,11	834 ± 84	56
		13,44 ± 0,13	1072 ± 108	
		14,11 ± 0,15	1358 ± 136	
		14,87 ± 0,17	1589 ± 159	
		15,52 ± 0,17	1614 ± 162	
		16,18 ± 0,18	1600 ± 160	
		16,85 ± 0,18	1535 ± 153	
		17,78 ± 0,17	1521 ± 152	
		18,56 ± 0,15	1426 ± 142	
		19,42 ± 0,12	1429 ± 142	
<i>Cd</i> <sup>108</sup>	<i>Cd</i> <sup>107</sup>	14,1	504 ± 75	42
<i>Cd</i> <sup>112</sup>	<i>Cd</i> <sup>111m</sup>	13,72 ± 0,13	666 ± 80	41
		14,07 ± 0,13	624 ± 75	
		14,78 ± 0,21	576 ± 69	
<i>Cd</i> <sup>116</sup>	<i>Cd</i> <sup>115m</sup>	14,1	730 ± 60	42
<i>Cd</i> <sup>116</sup>	<i>Cd</i> <sup>115g</sup>	14,1	857 ± 70	42
<i>In</i> <sup>113</sup>	<i>In</i> <sup>112m</sup>	14,7	1490 ± 150	35
<i>In</i> <sup>113</sup>	<i>In</i> <sup>112g</sup>	14,7	300 ± 30	35

Исходное ядро	Конечное ядро	E лаб.с.	Полуширина в разбросе энергии	$\sigma$ ( $n, 2n$ )	Литература
$In^{115}$	$In^{114m}$	12,70	0,36	$1054 \pm 119$	29
		12,94	0,68	$1162 \pm 130$	
		13,28	0,61	$1021 \pm 115$	
		13,50	0,47	$1007 \pm 138$	
		14,96	0,87	$1264 \pm 137$	
		15,82	0,45	$1325 \pm 144$	
		16,52	0,35	$1278 \pm 140$	
		17,35	0,32	$1252 \pm 137$	
		18,44	0,33	$1139 \pm 124$	
		19,39	0,35	$1040 \pm 113$	
		14,7		$1470 \pm 120$	35
$In^{115}$	$In^{114g}$	14,7		$340 \pm 70$	35
Исходное ядро	Конечное ядро	E		$\sigma$ ( $n, 2n$ )	Литература
$Sn^{112}$	$Sn^{111}$	14,19		$1530 \pm 15\%$	54
		$12,78 \pm 0,11$		$724 \pm 82$	56
		$13,44 \pm 0,13$		$998 \pm 110$	
		$14,11 \pm 0,15$		$1110 \pm 127$	
		$14,87 \pm 0,17$		$1217 \pm 138$	
		$15,52 \pm 0,17$		$1253 \pm 141$	
		$16,18 \pm 0,18$		$1256 \pm 141$	
		$16,85 \pm 0,18$		$1255 \pm 139$	
		$17,78 \pm 0,17$		$1205 \pm 135$	
		$18,56 \pm 0,15$		$1164 \pm 131$	
		$19,42 \pm 0,12$		$1138 \pm 128$	
$Sb^{121}$	$Sb^{120m}$	$12,78 \pm 0,11$		$552 \pm 51$	56
		$13,44 \pm 0,13$		$601 \pm 55$	
		$14,11 \pm 0,15$		$611 \pm 58$	
		$14,87 \pm 0,17$		$695 \pm 64$	
		$15,52 \pm 0,17$		$679 \pm 64$	
		$16,18 \pm 0,18$		$731 \pm 68$	
		$16,85 \pm 0,18$		$713 \pm 66$	
		$17,78 \pm 0,17$		$735 \pm 68$	
		$18,56 \pm 0,15$		$672 \pm 62$	
		$19,42 \pm 0,12$		$680 \pm 63$	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma$ ( $n, 2n$ )	Литература
	$Sb^{120g}$	$12,78 \pm 0,11$	$817 \pm 77$	5
		$13,44 \pm 0,13$	$919 \pm 86$	
		$14,11 \pm 0,15$	$935 \pm 90$	
		$14,87 \pm 0,17$	$1014 \pm 96$	
		$15,52 \pm 0,17$	$1080 \pm 101$	
		$16,18 \pm 0,18$	$1046 \pm 98$	
		$16,85 \pm 0,18$	$1029 \pm 97$	
		$17,78 \pm 0,17$	$950 \pm 90$	
		$18,56 \pm 0,15$	$875 \pm 82$	
		$19,42 \pm 0,12$	$786 \pm 74$	
$Sb^{121}$	$Sb^{120}$	$12,78 \pm 0,11$	$1369 \pm 93$	56
		$13,44 \pm 0,13$	$1520 \pm 102$	
		$14,11 \pm 0,15$	$1546 \pm 107$	
		$14,87 \pm 0,17$	$1709 \pm 115$	
		$15,52 \pm 0,17$	$1759 \pm 119$	
		$16,18 \pm 0,18$	$1777 \pm 119$	
		$16,85 \pm 0,18$	$1742 \pm 117$	
		$17,78 \pm 0,17$	$1694 \pm 113$	
		$18,56 \pm 0,15$	$1547 \pm 103$	
		$19,42 \pm 0,12$	$1466 \pm 97$	
$Sb^{123}$	$Sb^{122}$	$12,78 \pm 0,11$	$1113 \pm 122$	56
		$13,44 \pm 0,13$	$1247 \pm 132$	
		$14,11 \pm 0,15$	$1263 \pm 135$	
		$14,87 \pm 0,17$	$1277 \pm 137$	
		$15,52 \pm 0,17$	$1358 \pm 149$	
		$16,18 \pm 0,18$	$1335 \pm 147$	
		$16,85 \pm 0,18$	$1340 \pm 147$	
		$17,78 \pm 0,17$	$1214 \pm 133$	
		$18,56 \pm 0,15$	$1209 \pm 132$	
		$19,42 \pm 0,12$	$1131 \pm 124$	
	$Sb^{122m}$	$14,1 \pm 0,15$	$547 \pm 79$	56
	$Sb^{122g}$	$14,1 \pm 0,15$	$917 \pm 102$	56
$Te^{120}$	$Te^{119m}$	$14,8 \pm 0,2$	$535 \pm 85$	55
	$Te^{119g}$	$14,8 \pm 0,2$	$685 \pm 100$	55
	$Te^{119}$	$14,8 \pm 0,2$	$1220 \pm 131$	55
$Te^{122}$	$Te^{121m}$	$14,8 \pm 0,2$	$530 \pm 80$	55
	$Te^{121g}$	$14,8 \pm 0,2$	$750 \pm 100$	55
	$Te^{121}$	$14,8 \pm 0,2$	$1280 \pm 128$	55
$Te^{128}$	$Te^{127m}$	$14,8 \pm 0,2$	630	
	$Te^{127g}$	$14,8 \pm 0,2$	$760 \pm 100$	55
	$Te^{127}$	$14,8 \pm 0,2$	1390	55

Исходное ядро	Конечное ядро	Е	С (n, 2n) Литература
$Te^{130}$	$Te^{129m}$	$14,8 \pm 0,2$	$241 \pm 30$ 55
	$Te^{129g}$	$14,8 \pm 0,2$	$435 \pm 50$ 55
	$Te^{129}$	$14,8 \pm 0,2$	$676 \pm 58$ 55
$Ba^{138}$	$Ba^{137m}$	$14,0 \pm 0,2$	$1020 \pm 70$ 33
$Ba^{138}$	$Ba^{137}$	14,0	1780 теор. 33
		14,5	$870 \pm 134$ 30
$Ce^{140}$	$Ce^{139m}$	$14,0 \pm 0,2$	$940 \pm 250$ 33
$Ce^{140}$	$Ce^{139g}$	$14,0 \pm 0,2$	$2280 \pm 200$ 33
$Ce^{140}$	$Ce^{139}$	14,5	2170 30
		14,5	1890 теор. 30
		14,5	1880 30a
		14,0	1720 теор. 33
		$12,94 \pm 0,20$	$1587 \pm III$ 56
		$13,51 \pm 0,22$	$1743 \pm I22$
		$14,10 \pm 0,27$	$1804 \pm I05$
		$14,88 \pm 0,31$	$1823 + I28$
		$15,62 \pm 0,33$	$1982 \pm I39$
		$16,31 \pm 0,34$	$1904 \pm I33$
		$17,23 \pm 0,34$	$1835 \pm I28$
		$18,02 \pm 0,30$	$1838 \pm I29$
		$18,89 \pm 0,19$	$1667 \pm II7$
		$19,56 \pm 0,14$	$1531 \pm I07$
$Ce^{142}$	$Ce^{141}$	$12,94 \pm 0,20$	$1792 \pm I68$ 56
		$13,51 \pm 0,22$	$1778 \pm I64$
$Pz^{141}$	$Pz^{140}$	14,5	$1082 + I30$ эксп. 30
			1740 теор.
		$14,0 \pm 0,2$	$2002 \pm 225$ 33
		14,0	1663 теор. 33
		$12,78 \pm 0,11$	$1496 \pm I44$ 56
		$13,44 \pm 0,13$	$1485 \pm I43$
		$14,11 \pm 0,15$	$1614 \pm I59$
		$14,87 \pm 0,17$	$1700 \pm I64$
		$15,52 \pm 0,17$	$1787 \pm I72$
		$16,18 \pm 0,18$	$1801 \pm I74$
		$16,85 \pm 0,18$	$1872 \pm I80$
		$17,78 \pm 0,17$	$1905 \pm I83$
		$18,56 \pm 0,15$	$1853 \pm I78$
		$19,42 \pm 0,12$	$1804 \pm I74$

Исходное ядро	Конечное ядро	$E$	$\sigma$ ( $n, 2n$ )	Литература
$Nd^{142}$	$Nd^{141m}$	14,5	$673 \pm 66$	30
		$14,6 \pm 0,3$	$545 \pm 60$	22
		$14,0 \pm 0,2$	$709 \pm 64$	33
$Nd^{142}$	$Nd^{141g}$	$14,0 \pm 0,2$	$1530 \pm 190$	33
$Nd^{142}$	$Nd^{141}$	14,5	1648	30
		14,0	1640 теор. 1579 теор.	33
$Nd^{150}$	$Nd^{149}$	14,5	$1728 \pm 276$ эксп. 1980 теор.	30
$Sm^{144}$	$Sm^{143m}$	14,5	$687 \pm 71$	30
		$14,6 \pm 0,3$	$400 \pm 44$	22
		$14,0 \pm 0,2$	$285 \pm 155$	33
		$14,1 \pm 0,15$	$547 \pm 49$	56
$Sm^{144}$	$Sm^{143g}$	14,5	$765 \pm 150$	30
		$14,0 \pm 0,2$	$1055 \pm 130$	33
		$14,1 \pm 0,15$	$750 \pm 68$	56
$Sm^{144}$	$Sm^{143}$	14,5	$1452 \pm 166$	30
		14,0	1370 теор.	
		14,0	1417 теор.	33
		13,75	$1600 \pm 15\%$	54
		$14,1 \pm 15$	$1297 \pm 84$	56
		$12,78 \pm 0,11$	$890 \pm 88$	56
		$13,44 \pm 0,13$	$1081 \pm 106$	
		$14,11 \pm 0,15$	$1371 \pm 137$	
		$14,87 \pm 0,17$	$1629 \pm 160$	
		$15,52 \pm 0,17$	$1637 \pm 160$	
		$16,18 \pm 0,18$	$1703 \pm 168$	
		$16,85 \pm 0,18$	$1703 \pm 168$	
		$17,78 \pm 0,17$	$1856 \pm 181$	
$18,56 \pm 0,15$	$1706 \pm 166$			
$19,42 \pm 0,12$	$1637 \pm 160$			
$Tb^{159}$	$Tb^{158m}$	$14,6 \pm 0,3$	$160 \pm 19$	22

Исходное ядро	Конечное ядро	E лэб.с.	Полуширина в разбросе энергии	$\sigma$ ( $n, 2n$ )	Литература
<i>No<sup>165</sup></i>	<i>No<sup>164m</sup></i>	12,70	0,36	1041 ± 117	29
		12,94	0,68	1017 ± 114	
		13,28	0,61	940 + 105	
		13,50	0,47	1005 ± 142	
		14,96	0,87	1050 ± 117	
		15,82	0,45	1047 ± 117	
		16,52	0,35	1042 ± 116	
		17,35	0,32	877 ± 98	
		18,44	0,33	670 ± 75	
		19,39	0,35	476 ± 53	
		12,75 ± 0,12		1604 ± 182	56
		13,42 ± 0,16		1701 ± 192	
		14,10 ± 0,18		1782 ± 204	
		15,52 ± 0,21		1599 ± 180	
		16,87 ± 0,27		1392 ± 158	
		17,82 ± 0,15		1287 ± 145	
		18,62 ± 0,16		944 ± 107	
		19,33 ± 0,10		897 ± 101	
		19,47 ± 0,08		811 ± 91	
		14		1050 ± 100	
	<i>No<sup>164g</sup></i>	14	730 ± 100	58	
	<i>No<sup>164</sup></i>	14	1780 ± 140	58	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma$ ( $n, 2n$ )	Литература
<i>Ez<sup>168</sup></i> Ta <sup>181</sup>	<i>Ez<sup>167m</sup></i> Ta <sup>180m</sup>	14,6 ± 0,3	190 ± 24	22
		12,96 ± 0,11	1139 ± 92	56
		13,57 ± 0,14	1125 ± 90	
		14,10 ± 0,15	1146 ± 93	
		14,60 ± 0,16	1157 ± 94	
		15,09 ± 0,17	1065 ± 85	
		15,64 ± 0,17	916 ± 74	
		16,18 ± 0,17	735 ± 59	
		16,75 ± 0,16	639 ± 51	
		17,22 ± 0,15	510 ± 41	
		17,78 ± 0,13	474 ± 37	
18,25 ± 0,10	438 ± 35			

Исходное ядро	Конечное ядро	Е	$\frac{\sigma_m(n, 2n)}{\sigma_m(n, 2n) + \sigma_g(n, 2n)}$	Литература
$Te^{203}$	$Te^{202}$	$14,1 \pm 0,15$	$0,34 \pm 0,044$	37,52
$Te^{203}$	$Te^{202m}$	14	$\sigma(n, 2n)$ $450 \pm 60$	52
$Te^{203}$	$Te^{202g}$	14	$880 \pm 120$	52
$Pb^{204}$	$Pb^{203}$	$14,7 \pm 0,3$	$1575 \pm 160$	54
$Bi$		$13,4 \pm 14,8$	$2250 \pm 250$	34

$\sigma(n, 2n)$

Рекомендованные эффективные сечения  
на основании анализа данных

$U^{233}$	$U^{232}$			
		6,25	25	6
		6,50	175	
		6,75	301	
		7,00	380	
		7,25	450	
		7,50	493	
		7,75	526	
		8,00	539	
		8,25	555	
		8,50	560	
		9,00	570	
		9,5	580	
		10,0	570	
		10,5	560	
		11,0	560	
		11,5	560	
		12,0	550	
		12,5	540	
		13,0	530	
		13,5	510	
		14,0	480	

Исходное ядро	Конечное ядро	В	С (n, 2n)	Литература
		14,5	450	
		15,0	380	
			С (n, 3n)	
U <sup>233</sup>	U <sup>231</sup>	13,5	10	6
		14,0	40	
		14,5	70	
		15,0	100	

С (n, 2n)

Рекомендованные эффективные сечения на основании  
анализа данных

U <sup>234</sup>	U <sup>233</sup>	7	10	13
		7,5	40	
		8	80	
		8,5	140	
		9	220	
		9,5	260	
		10	306	
		10,5	310	
		11	313	
		11,5	324	
		12	384	
		12,5	483	
		13	503	
		13,5	472	
		14	382	
		14,5	282	
		15	202	
			С (n, 3n)	
U <sup>234</sup>	U <sup>233</sup>	13	20	13
		13,5	60	
		14	150	
		14,5	230	
		15	270	

Исходное ядро	Конечное ядро	Е	б (n, 2n)	Литература
Рекомендованные эффективные сечения на основании анализа данных				
U <sup>235</sup>	U <sup>234</sup>	5,5	50	I8
		6	120	
		6,5	200	
		7	280	
		7,5	410	
		8	520	
		8,5	580	
		9	600	
		9,5	610	
		10	660	
		10,5	690	
		11	700	
		11,5	650	
		12	600	
		12,5	530	
13	410			
13,5	270			
14	130			
14,5	90			
15	50			
U <sup>235</sup>	U <sup>233</sup>		б (n, 3n)	I8
		I2	I	
		I2,5	10	
		I3	20	
		I3,5	40	
		I4	60	
I4,5	70			
I5	80			

Исходное ядро	Конечное ядро	Е	Г (n, 2n)	Литература
Рекомендованные эффективные сечения на основании анализа данных				
U <sup>236</sup>	U <sup>235</sup>	6,5	20	II
		7	150	
		7,5	520	
		8	680	
		8,5	840	
		9	900	
		9,5	930	
		10	950	
		10,5	940	
		11	940	
		11,5	940	
		12	935	
		12,5	930	
		13	840	
		13,5	700	
14	550			
14,5	400			
15	250			
Г (n, 3n)				
U <sup>236</sup>	U <sup>234</sup>	12	45	II
		12,5	140	
		13	250	
		13,5	410	
		14	550	
		14,5	670	
		15	790	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma$ (n, 2n)	Литература
Рекомендованные эффективные сечения на основании анализа данных				
U <sup>238</sup>	U <sup>237</sup>	6,5	80	I7
		7	500	
		7,5	940	
		8	1120	
		8,5	1280	
		9	1390	
		9,5	1460	
		10	1490	
		10,5	1500	
		11	1510	
		11,5	1490	
		12	1420	
		12,5	1350	
		13	1220	
		13,5	1000	
		14	850	
14,5	700			
15	580			
U <sup>238</sup>	U <sup>236</sup>	$\sigma$ (n, 3n)		I7
		12	140	
		12,5	320	
		13	470	
		13,5	670	
		14	770	
		14,5	820	
15	880			

Исходное ядро	Конечное ядро	E	б (n, 2n)	Литература
Рекомендованные эффективные сечения на основании анализа данных				
$Pu^{240}$	$Pu^{239}$	6,5	10	16
		7,0	154	
		7,5	551	
		8,0	767	
		8,5	841	
		9,0	836	
		9,5	777	
		10,0	728	
		10,5	679	
		11,0	629	
		11,5	590	
		12,0	531	
		12,5	441	
		13,0	354	
		13,5	258	
		14,0	176	
14,5	94			
15,0	20			
б (n, 3n)				
$Pu^{240}$	$Pu^{238}$	12,5	29	16
		13,0	61	
		13,5	92	
		14,0	124	
		14,5	156	
		15,0	188	

б (n, 2n)				
$Pu^{241}$	$Pu^{240}$	Рекомендованные эффективные сечения на основании анализа данных		
		6,0	312	5
		6,5	643	
		7,0	769	
		7,5	813	
		8,0	795	
		8,5	732	
		9,0	698	
		9,5	668	

Исходное ядро	Конечное ядро	E	$\sigma$ (н, 2н)	Литература
$Pu^{241}$	$Pu^{240}$	10,0	639	
		10,5	609	
		11,0	579	
		11,5	559	
		12,0	538	
		12,5	479	
		13,0	409	
		13,5	267	
		14,0	133	
		14,5	63	
		15	50	
$\sigma$ (н, 3н)				
$Pu^{241}$	$Pu^{239}$	12,0	1	
		12,5	50	
		13,0	100	
		13,5	150	
		14,0	160	
		14,5	90	
		15	72	
$\sigma$ (н, 2н)				
$Am^{243}$	$Am^{242}$	8,0	0,003	53
		9,4	0,002	
		9,4	0,0024	
		10,2	0,020	
		10,5	0,052	
		11,2	0,094	
		11,5	0,130	
		12,8	0,130	
		13,0	0,130	
14,2	0,140			
14,4	0,076			

Графическая зависимость эффективных сечений  
реакции  $(n, 2n)$  от энергии нейтронов

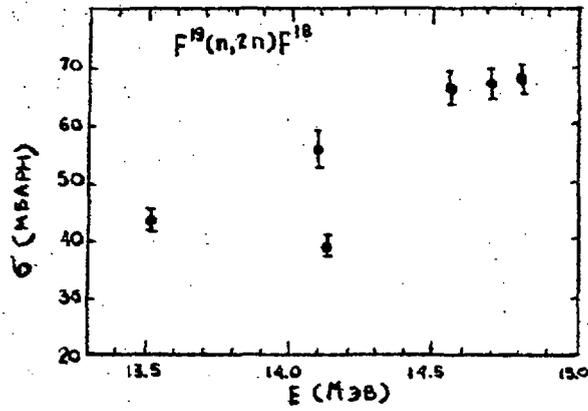


Рис. 1 [57]

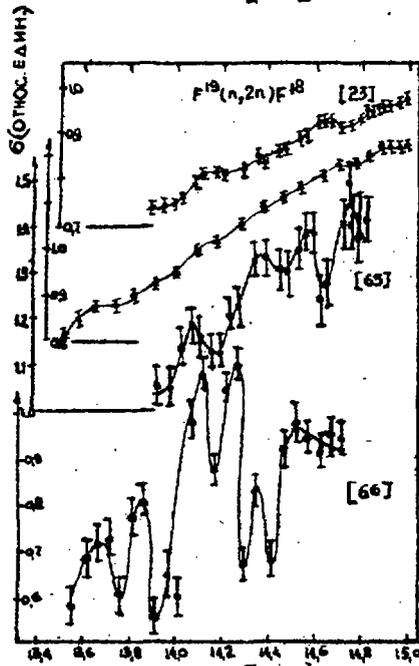


Рис. 2 [23]

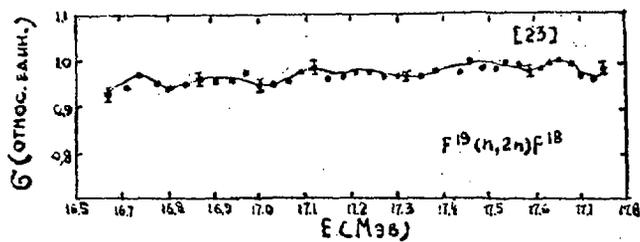


Рис. 3 [23]

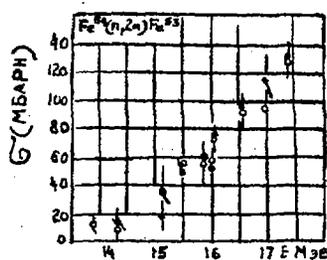


Рис. 4 [51]

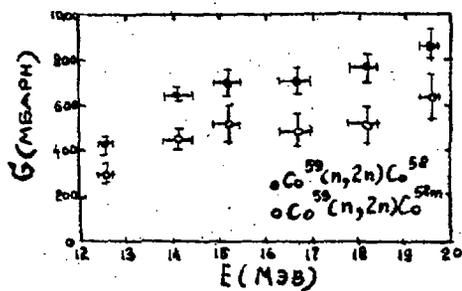


Рис. 5 [24]

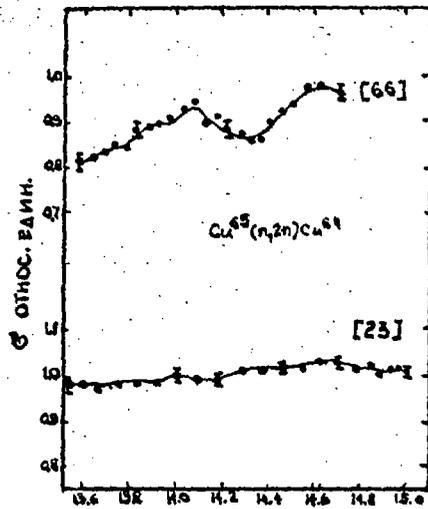


Рис. 6 [23]

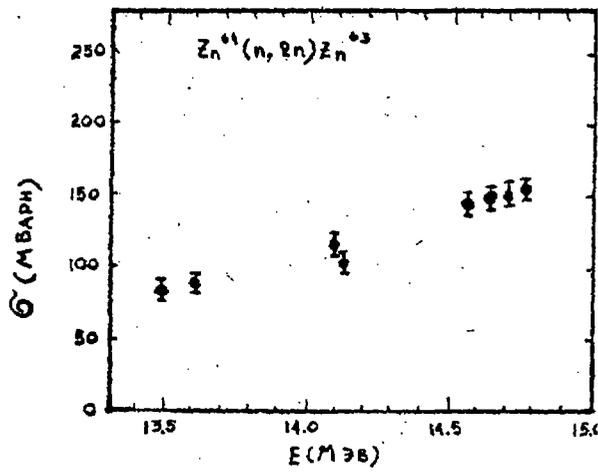


Рис. 7 [57]

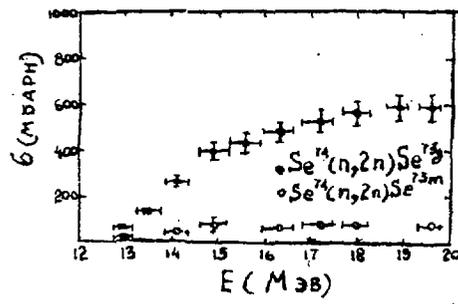


Рис. 8 [24]

И Н Т Е П А Т Ы П А

- I. Neuert H. and Pollen H. EUR I22e, 1963.
  - a) Bramlitt E.T., Fink R.W. Annual Report, Univ. of Arkansas, 1962.
  - b) Brill O.D. et al. Soviet Phys. Doklady 6, p. 24, 1961.
  - c) Gabbard F. Priv. Communication, 1961. Univ. of Kentucky.
  - d) Hill. UCS4-WASH-1028, 1960.
2. Armstrong and Rosen. WASH-1042, 1963.
3. Chatterjee A. et al. AEEF-267, p. 59, 1966.  
"Proc. Nucl. and Solid State Phys. Simpos., Bombay, 1966, Nucl. Phys. p; 66, 1966".
4. Doherty G. AEEW-M5I3, 1965.
5. Douglas A.C. AWRE-O-101/64, 1965.
6. Douglas A.C. AWRE-O-100/64, 1965.
7. Hemmings P.J. AHSB(S)R(62), 1963.
8. Horsley A. and Stewart L. LA-327I, 1967.
9. Miller S.M. and Parker K. AWRE-O-77/64, 1964.
10. Offord S.M. and Parker K. AWRE-O-63/67, 1967.
11. Parker K. AWRE-O-36/64, 1964.
12. Batchelor R. and Parker K. AWRE-O-78/64, 1964.
13. Parker K. AWRE-O-37/64, 1964.
14. Pendlebury E.D. AWRE-O-60/64, 1964, AWRE-O-61/64, 1964.
15. Stewart L. LA-3270, 1967, W-7405-ENG36.
16. Douglas A.S. AWRE-O-91/64, 1965.
17. Parker K. AWRE -O-79/63, 1964.
18. Parker K. AWRE-O-82/64, 1963.
19. Hille P. und Münzer H. Acta Phys. Austr. 23, No I-4, 44, 1966.
20. Rieder R. und Münzer H. Acta Phys. Austr. 23, No I-4, 42, 1966.  
Reider R. Sb. Osterr. Acad. Wiss. Mat.-Nat. Kl. Abt.II, (Austria) 175, No I-4, 53, 1966.
21. Rayburn L.A. Bull. Amer. Phys. Soc. 6, No 5, 462, 1961.
22. Broadhead K.A. et al. Phys. Rev. 139B, No 6, 1525B, 1965.
23. Borman M. und Riehele I. Z. Physik, 207, No I, 64, 1967.
24. Borman M. et al. Z. Naturforsch., 21a, No 7, 988, 1966.
25. Catron et al. Phys. Rev. 123, No I, 218, 1961.
26. Cox A.J. and Cruapton D. Nature, 216, No 5119, 996, 1967.
27. Cuzzocrea P. et al. Nucl. Phys., A103, No 3, 616, 1967.
28. Decowski et al. Nucl.Phys; A112, No 3, 513, 1967.
29. Menlove H.O. et al. Phys. Rev., 162, No 4, 1304, 1967.
30. Menon M.P. and Cuypers M.Y. Phys. Rev. 156, No 4, 1340, 1967.
- 30a. ARGMA-TN-2, HIN-30, 1962
31. Minetti B. and Pasquarelli A. Z. Phys., 207, No 2, 132, 1967.
32. Minetti B. and Pasquarelli A. Nucl. Phys. A100, No I, 186, 1967.
33. Cuzzocrea P. et al. Nuovo Cim. 52B, No 2, 476, 1967.
34. Feicht E. und Vonach H., Nucleonik, 10, No 2, 58, 1967;

35. Rötzer H. Nucl. Phys. A109, No 3, 694, 1968.
36. Sakisaka M.J. J. Phys. Soc. Japan, 14, 554, 1959.
37. Scheimbauer P. und Hille P. Nucl. Phys., A102, No 3, 534, 1967.
38. Se Hee Ahn and Roberts J.H., Phys. Rev., 108, No 1, 110, 1957.
39. Tagesen S. und Hille P. Acta Phys. Austr., 23, No 1-4, 31, 1966.
40. Tagesen S. und Hille P. Sitzungsber. Österr. Akad. Wiss. Mat.-Naturwiss. Kl. 174, No 1-4, 85, 1965. PЖ Физика , 1967, 6B203.
41. Temperley J.K. Nucl. Sci. Engineer. 32, No 2, 195, 1968.
42. Yu-Yu-wen, Gardner D.G. Nucl. Phys. A98, No , 451, 1967.
43. Флеров Н.Н. и Талызин В.М. Атомная энергия, 5, № 6, 657, 1958.
44. Мячкова С.А., Перелигин В.П. ЖЭТФ, 40, № 5, 1244, 1961.
45. Green L. Trans. Amer. Nucl. Soc. 10, No 1, 226, 1967.
46. Perkins S.T. AN-1443, 1965.
47. Goodwin D.A., Carter H.G. Trans. Amer. Nucl. Soc., 10, No 1, 227, 1967.
48. Hegedüs F. Helv. Phys. Acta. 39, No 3, 179, 1966.
49. Cussocrea P. et al. Nuovo Cim., 54B, No 1, 53, 1968.
50. Tiwari P.N. and Kondaiah E. Phys. Rev., 167, No 4, 1091, 1968.
51. Андреев М.Ф. и Серов В.М. Ядерная физика, 7, № 4, 745, 1968.
52. Scheimbauer P. and Hille P. Sitzungsber. Österr. Acad. Wiss. Math.-Naturwiss. Kl., Abt 2, 175, No 5-7, 163, 1966. PЖ Физика, 1968, 6B349.
53. Flerov G.N. et al. Nucl. Phys. A97, No 2, 444, 1967.
54. Csikai J. and Petö G. Acta Phys. Acad. Sci. Hung. 23, No 1, 87, 1967.
55. Husain L. and Kuroda P.K. Nucl. Phys. A114, No 3, 663, 1968.
56. Bormann M. et al. Nucl. Phys., A115, No 2, 309, 1968.
57. Shiokawa T. et al. J. Inorg. Nucl. Chem. 30, No 1-4, 1, 1968.
58. Sethi B. and Mukhejee S.K. Nucl. Phys., 85, No 1, 227, 1966.
59. Terrel J. and Holm D.M; Phys. Rev. 109, No 6, 2031, 1958.
60. Green L. Nucl. Sci. Engin., 32, No 1, 30, 1968.
61. Robrock K.H. und Hecker R. Nucleonik, 10, No 5, 257, 1967.
62. Жежерун И.Ф. и др. Атомная энергия, 15, № 6, 485, 1963.
63. Sachs M. Phys. Rev. , 103, No 3, 671, 1956.
64. Bass R. et al. EANDC (E)-57 "U".
65. Strohal P. et al. Phys. Lett., 10, No 1, 104, 1964.
66. Csikai J. Int. Conf. on the Study of Nuclear Structure with Neutrons. Antwerpen, 1965, Beitrag 102.
67. Mitra B. Indian J. Phys. 41, No 10, 752, 1968.

РЕКОМЕНДОВАННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА  
ДЛЯ ОПИСАНИЯ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ НА ИТРИИ

Попов В.И., Трикова В.И., Черкасов В.И.

В таблице I приводятся параметры оптического потенциала, рекомендуемые для описания угловых распределений упруго рассеянных нейтронов на ядрах иттрия в интервале начальных энергий от 2 до 15 Мэв. Параметры получены с помощью машинной программы автоматического поиска [1] на основе экспериментальных результатов различных авторов, приведенных в работе [2] после соответствующего их сглаживания.

Потенциал был выбран типа Бьорклунда-Фермбаха [3] со спинорбитальным членом:

$$V(z) = V_c f(z) + iW_c g(z) + V_s (\hbar/\mu_{nc})^2 (1/2) |df(z)/dz| (\vec{\sigma} \vec{L})$$

$$f(z) = (1 + \exp((z - R_v)/a))^{-1}$$

$$g(z) = 4(1 + \exp((z - R_w)/b))^{-2} \exp((z - R_w)/b)$$

$$R_v = z_v A^{1/3}; \quad R_w = z_w A^{1/3}$$

В процессе автоматического поиска варьировались семь параметров потенциала. При этом учитывалось упругое рассеяние через составное ядро.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бюллетень инф. ц. по яд. данным (выпуск 4) Атомиздат, 1968, стр. 327
2. Николаев М.Н., Беззаянц Н.О. Анизотропия упругого рассеяния, Атомиздат, 1968, в печати.
3. Bjorklund F.J. and Fernbach S. *Phys. Rev.* 109 (1958) 1295.

Таблица I

Оптимальные параметры оптического потенциала для описания  
угловых распределений упруго рассеянных нейтронов на нит-  
риде в интервале начальных энергий от 2 до 15 Мэв.

$E_n$ [Мэв]	2	3	4	5	6	8	10	12	15
$V_c$ [Мэв]	49,4	49,6	48,6	47,4	46,6	46,6	46,6	46,5	46,5
$W_c$ [Мэв]	3,4	4,8	6,4	7,7	8,8	10,0	10,7	10,9	11,0
$V_e$ [Мэв]	7,0	9,0	10,0	8,4	6,5	5,1	5,0	7,2	7,2
$Q_v$ [Ф]	0,70	0,69	0,68	0,67	0,66	0,66	0,65	0,65	0,64
$Q_w$ [Ф]	0,35	0,39	0,41	0,42	0,41	0,40	0,40	0,39	0,38
$z_v$ [Ф]	1,25	1,25	1,25	1,25	1,25	1,25	1,25	1,25	1,25
$z_w$ [Ф]	1,44	1,39	1,34	1,30	1,28	1,24	1,20	1,17	1,15

МЕТОД ИНТЕРПОЛЯЦИИ, ОЦЕНКИ И КОМПАКТНОГО  
ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ДАННЫХ ПО НЕУПРУГОМУ РАС-  
СЯНИЮ НЕЙТРОНОВ

В.И. Попов, В.И. Трыкова, В.М. Случевская

Предлагается метод интерполяции, оценки и компактного представления данных по спектрам неупруго рассеянных нейтронов [1] для последующего использования, в частности, при расчете реакторных констант.

Все данные по неупругому рассеянию нейтронов представляются в виде набора функций возбуждения групп ядерных уровней с шириной 0,2 Мэв, так что средние энергии в каждой группе составляют 0,1; 0,3; 0,5; . . . Мэв. Функция возбуждения каждой группы уровней аппроксимируется аналитической формой вида:

$$S(x) = \sum_{i=1}^3 C_i x^{d_i} \exp(-b_i x),$$

где "x" - означает превышение начальной энергии нейтронов над порогом возбуждения уровня. В свою очередь  $C_i$  и  $d_i$  выражаются через параметры  $A, T, f, F$  следующим образом:

$$C_1 = AT^{-d_1}(1-f-F)\exp(d_1); \quad C_2 = AT^{-d_2}f\exp(d_2);$$

$$C_3 = AT^{-d_3}F\exp(d_3); \quad d_i = b_i T;$$

Для каждой группы уровней находятся семь параметров аппроксимирующей функции ( $A, T, b_1, b_2, b_3, f, F$ ) путем сравнения с данными эксперимента.

В итоге вся информация о неупругом рассеянии нейтронов для одного ядра в интервале начальных энергий от 0 до 15 Мэв сводится к значениям 120 констант, приведенных в таблице I для ниобия - 93.

Первые восемь чисел таблицы I означают номера первых восьми условных групп уровней, в которые попадает хотя бы один реальный уровень возбуждения ядра. Следующие 56 чисел - это значения семи параметров для

каждого из первых восьми уровней. Остальные 56 констант являются коэффициентами разложения зависимости от энергии каждого из семи параметров в степенной ряд:

$$A(E) = \sum_{l=0}^7 a_l E_l$$

На основе приведенных в таблице I констант с помощью машинных программ можно получить требуемую информацию о неупругом рассеянии нейтронов. В частности, легко рассчитываются спектры неупруго рассеянных нейтронов, функции возбуждения уровней, сечения неупругого рассеяния, групповые сечения неупругих переходов и т.д. Ниже приводятся соответствующие программы на языке Алгол-60 для расчета этих величин.

Программа для расчета спектров (№ 1) требует ввода атомного веса ядра (AT), шага по энергии ( $h$ ), массива чисел "M", составленного из коэффициентов таблицы I, исключая первый столбец, который образует следующий массив "L", и, наконец, вводятся начальные энергии нейтронов ( $EM$ ) в виде одиночных чисел. Спектры выводятся на печать с заданным шагом " $h$ ", причем первая точка соответствует нулевой энергии. При шаге 0,2 Мэв спектры нормированы к полным неупругим сечениям (в барнах), плюс удвоенное сечение ( $n,2n$ ) - реакции.

Программа расчета групповых сечений неупругих переходов (№ 2) составлена на основе формулы (33) из работы [2]:

В ней принят исходный спектр нейтронов, близкий к спектру реактора, т.е. в форме  $1/E$  при  $E \leq 2$  Мэв и  $\exp(-0,72 E)$  при  $E > 2$  Мэв. Исходными данными этой программы являются: шаг интегрирования ( $h_2$  - не более 0,05), число групп ( $J$  - не более 25), атомный вес (AT), массивы чисел "M" и "L" (такие же, как в предыдущей программе), массив граничных энергий групп в порядке уменьшения энергий ( $E_I$  [1:26] - не выше 15 Мэв). При числе групп менее 25 массив "EI" дополняется до 26 любыми, различающимися между собой числами.

В программе № 3 выводится на печать полное сечение неупругого рассеяния нейтронов в барнах с добавлением удвоенного сечения ( $n,2n$ ) - реакции в зависимости от начальной энергии нейтронов. Шаг по энергии составляет 0,1 Мэв, причем первая точка относится к нулевой энергии.

Программа № 4 рассчитывает функцию возбуждения (в барнах) группы ядерных уровней шириной 0,2 Мэв с заданной средней энергией " $E$ ".

Авторы благодарят А.П.Суворова за помощь в составлении программы групповых сечений.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В.И.Попов, В.М. Случевская, В.И.Трыкова. Доклад на Англо-Советском семинаре, Дубна 1968 г. АСС-68/II.
2. Вопросы физики защиты реакторов. Атомиздат, 1966 г.

Н и о б и й

№уп	A	T	b <sub>1</sub>	b <sub>2</sub>	b <sub>3</sub>	f	F
4	0,350	0,430	3,10	0,700	0,350	0,300	0,019
5	0,760	0,410	2,31	0,900	0,340	0,300	0,020
6	0,510	0,430	6,40	0,450	0,340	0,250	0,021
7	0,425	0,420	6,20	0,900	0,330	0,500	0,022
8	0,400	0,410	8,00	0,800	0,320	0,500	0,023
9	0,387	0,405	9,51	0,820	0,310	0,340	0,024
10	0,378	0,392	8,92	0,790	0,300	0,370	0,027
11	0,370	0,384	8,47	0,790	0,290	0,400	0,030

	A*	T*	b <sub>1</sub> *	b <sub>2</sub> *
a <sub>0</sub>	0,502325	0,935691	0,294764·10 <sup>2</sup>	0,472300·10 <sup>1</sup>
a <sub>1</sub>	-0,995131·10 <sup>-1</sup>	-0,683107	-0,260377·10 <sup>2</sup>	-0,561051·10 <sup>1</sup>
a <sub>2</sub>	0,264910·10 <sup>-1</sup>	0,322234	0,129910·10 <sup>2</sup>	0,292853·10 <sup>1</sup>
a <sub>3</sub>	-0,542351·10 <sup>-2</sup>	-0,772896·10 <sup>-1</sup>	-0,343117·10 <sup>1</sup>	-0,714041
a <sub>4</sub>	0,540908·10 <sup>-3</sup>	0,108208·10 <sup>-1</sup>	0,495361	0,921294·10 <sup>-1</sup>
a <sub>5</sub>	-0,185269·10 <sup>-4</sup>	-0,878239·10 <sup>-3</sup>	-0,394760·10 <sup>-1</sup>	-0,653324·10 <sup>-2</sup>
a <sub>6</sub>	-0,326674·10 <sup>-6</sup>	0,379446·10 <sup>-4</sup>	0,163303·10 <sup>-2</sup>	0,241504·10 <sup>-3</sup>
a <sub>7</sub>	0,233698·10 <sup>-7</sup>	-0,671972·10 <sup>-6</sup>	-0,274016·10 <sup>-4</sup>	-0,364573·10 <sup>-5</sup>

	b <sub>3</sub> *	f*	F*
a <sub>0</sub>	0,753595	0,804476	-0,174117
a <sub>1</sub>	-0,632499	-0,898151	0,291110
a <sub>2</sub>	0,366272	0,560134	-0,166098
a <sub>3</sub>	-0,114493	-0,137140	0,485730·10 <sup>-1</sup>
a <sub>4</sub>	0,194023·10 <sup>-1</sup>	0,162376·10 <sup>-1</sup>	-0,769760·10 <sup>-2</sup>
a <sub>5</sub>	-0,176335·10 <sup>-2</sup>	-0,990621·10 <sup>-3</sup>	0,667053·10 <sup>-3</sup>
a <sub>6</sub>	0,809324·10 <sup>-4</sup>	0,294624·10 <sup>-4</sup>	-0,297098·10 <sup>-4</sup>
a <sub>7</sub>	-0,147439·10 <sup>-5</sup>	-0,325788·10 <sup>-6</sup>	0,531773·10 <sup>-6</sup>

АЛГОЛ-ПРОГРАММА №1 ДЛЯ РАСЧЕТА РЕКОМЕНДОВАННЫХ СПЕКТРОВ  
НЕУПРУГО РАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ

```
begin real a, b, h, g, x, t, E, E1, EN, A, T, b1, b2, b3,  
f, F, d1, d2, d3, c1, c2, c3, En, AT, SN, W;  
integer i, j, k, m, n;  
array M[1:112], Aa, Ta, ba1, ba2, ba3, fa, Fa[1:50],  
Ab, Tb, bb1, bb2, bb3, fb, Fb[1:8], S, SP[0:150];  
integer array L[1:8];  
input ('2 10-2', AT, h, M, L);  
L3: input ('2 10-2', EN); n := L[8];  
for i:=1 step 1 until n do begin  
Aa[i] := T[i]; ba1[i] := ba2[i] := ba3[i] := fa[i] := Fa[i] := 0  
end;  
for i:=1 step 1 until 8 do begin j := L[i];  
Aa[j] := M[i]; Ta[j] := M[i+8]; ba1[j] := M[i+16];  
ba2[j] := M[i+24]; ba3[j] := M[i+32]; fa[j] := M[i+40];  
Fa[j] := M[i+48]; Ab[i] := M[i+56]; Tb[i] := M[i+64];  
bb1[i] := M[i+72]; bb2[i] := M[i+80]; bb3[i] := M[i+88];  
fb[i] := M[i+96]; Fb[i] := M[i+104]  
end;  
SN := 0; g := AT/(AT+1);  
for j:=0 step 1 until 150 do begin  
E1 := j*h; E := EN*g - E1/g;  
if E < 0 then begin SP[j] := 0; goto L1 end;  
for i:=1 step 1 until n do begin  
if E > 0.2*(i-1) then begin if E < 0.2*i then begin  
A := Aa[i]; T := Ta[i]; b1 := ba1[i]; b2 := ba2[i];  
b3 := ba3[i]; f := fa[i]; F := Fa[i]; goto L2 end  
end end;
```

```
A:=A6[8]; T:=T6[8]; b1:=b61[8]; b2:=b62[8];
b3:=b63[8]; f:=f6[8]; F:=F6[8];
for k:=7 step -1 until 1 do begin
  A:=A*E + A6[k]; T:=T*E + T6[k]; b1:=b1*E + b61[k];
  b2:=b2*E + b62[k]; b3:=b3*E + b63[k]; f:=f*E + f6[k];
  F:=F*E + F6[k] end;
L2: d1:=b1*T; d2:=b2*T; d3:=b3*T;
  if T>0 then b:=ln(T) else b:=0;
  C1:=A*exp(d1*(1-b))*(1-f-F);
  C2:=A*exp(d2*(1-b))*f; C3:=A*exp(d3*(1-b))*F;
  En:=E/g; x:=EN-En; if x>0 then begin a:=ln(x);
  W:=C1*exp(d1*a-b1*x)+C2*exp(d2*a-b2*x)+
  C3*exp(d3*a-b3*x) end else W:=0;
  SP[j]:=W/g; SN:=SN+SP[j];
L1: end; SN:=SN*h/0.2;
inout ('p2-10', EN, SN, SP); goto L3 end;
```

АЛГОР-ПРОГРАММА № 2 ДЛЯ РАСЧЕТА ГРУППОВЫХ СЕЧЕНИЙ  
НЕУПРУГИХ ПЕРЕХОДОВ

```
begin real a, b, h1, h2, h3, A, T, b1, b2, b3, f, F, d1, d2, d3,  
E, EN, En, AT, g, t, C1, C2, C3, S, Cd, al, l, x, W;  
integer i, j, k, m, n, jj, l, ii;  
array M[1:112], Aa, Ta, ba1, ba2, ba3, fa, Fa[1:50],  
Ab, Tb, bb1, bb2, bb3, fb, Fb[0:8], MA, MT, Mb1, Mb2, Mb3,  
Mf, MF[1:150], E1[0:25], C2[0:30], Sm[1:25],  
SG[1:25], G[1:10];  
integer array L[1:8];  
inout ('2 10-2', h2, jj, AT, M, L, E1);  
h1:=0.1; h3:=0.5; g:=AT/(AT+1); n:=L[8];  
for i:=1 step 1 until n do begin  
Aa[i]:=Ta[i]:=ba1[i]:=ba2[i]:=ba3[i]:=fa[i]:=Fa[i]:=0  
end;  
for i:=1 step 1 until 8 do begin j:=L[i];  
Aa[j]:=M[i]; Ta[j]:=M[i+8]; ba1[j]:=M[i+16];  
ba2[j]:=M[i+24]; ba3[j]:=M[i+32]; fa[j]:=M[i+40];  
Fa[j]:=M[i+48]; Ab[i]:=M[i+56]; Tb[i]:=M[i+64];  
bb1[i]:=M[i+72]; bb2[i]:=M[i+80]; bb3[i]:=M[i+88];  
fb[i]:=M[i+96]; Fb[i]:=M[i+104]  
end;  
for j:=1 step 1 until 150 do begin  
E:=(2*j-1)*h1/2;  
for i:=1 step 1 until n do begin  
if E ≥ 0.2*(i-1) then begin if E < 0.2*i then begin  
A:=Aa[i]; T:=Ta[i]; b1:=ba1[i]; b2:=ba2[i];  
b3:=ba3[i]; f:=fa[i]; F:=Fa[i]; goto L2 end  
end end;  
A:=Ab[8]; T:=Tb[8]; b1:=bb1[8]; b2:=bb2[8];  
b3:=bb3[8]; f:=fb[8]; F:=Fb[8];
```

for  $k:=7$  step  $-1$  until  $1$  do begin

$A:=A * E + A6[k]; T:=T * E + T6[k]; b1:=b1 * E + b61[k];$   
 $b2:=b2 * E + b62[k]; b3:=b3 * E + b63[k]; f:=f * E + f6[k];$   
 $F:=F * E + F6[k]$  end;

L2:  $MA[j]:=A; MT[j]:=T; Mb1[j]:=b1; Mb2[j]:=b2;$   
 $Mb3[j]:=b3; Mf[j]:=f; MF[j]:=F$   
end;

for  $j:=1$  step  $1$  until  $25$  do begin  $S:=0;$

$EN:=E1[j]-h2/2;$

L4:  $EN:=EN+h2; \text{if } EN > E1[j-1]+h2/2 \text{ then goto L5;}$   
 $\text{if } EN < 2 \text{ then } Cd:=1.042/EN \text{ else } Cd:=\exp(-0.72 * EN);$   
 $\text{if } \text{abs}(EN - E1[j-1]) > (h2/2 + 10^{-4}) \text{ then } m:=1$   
 $\text{else begin } Cd:=Cd * (E1[j-1] - (EN - h2/2)) / h2; m:=0 \text{ end;}$   
 $S:=S + Cd; \text{if } m=1 \text{ then goto L4;}$

L5:  $Sm[j]:=S * h2 / (E1[j-1] - E1[j])$   
end;

for  $i:=1$  step  $1$  until  $25$  do  $SG[i]:=0;$

for  $j:=1$  step  $1$  until  $25$  do begin

for  $k:=1$  step  $1$  until  $25$  do begin

$S:=0; \text{if } j > jj \text{ then goto L8;}$

$\text{if } k > jj \text{ then goto L7;}$

$\text{if } k < j \text{ then goto L3;}$

for  $l:=1$  step  $1$  until  $150$  do begin  $E:=h1 * (l - 0.5);$

$al:=E1[k-1] + E/g; \text{if } E1[j-1] < al \text{ then } al:=E1[j-1];$

$bl:=E1[k] + E/g; \text{if } E1[j] > bl \text{ then } bl:=E1[j];$

$\text{if } al > bl \text{ then begin } EN:=bl - h2/2;$

L1:  $EN:=EN+h2; \text{if } EN > al + h2/2 \text{ then goto L6;}$

$\text{if } EN < 2 \text{ then } Cd:=1.042/EN \text{ else } Cd:=\exp(-0.72 * EN);$

$A:=MA[l]; T:=MT[l]; b1:=Mb1[l]; b2:=Mb2[l];$

$b3:=Mb3[l]; f:=Mf[l]; F:=MF[l]; d1:=b1 * T;$

$d2:=b2 * T; d3:=b3 * T;$

```
if T > 0 then b := ln(T) else b := 0;
C1 := A * exp(d1 * (1 - b)) * (1 - f - F);
C2 := A * exp(d2 * (1 - b)) * f; C3 := A * exp(d3 * (1 - b)) * F;
En := E / g; x := EN - En;
if x > 0 then begin a := ln(x);
W := C1 * exp(d1 * a - b1 * x) + C2 * exp(d2 * a - b2 * x) +
C3 * exp(d3 * a - b3 * x) end else W := 0;
if abs(EN - a1) > (h2 / 2 + 10 - 4) then m := 1
else begin W := W * (a1 - (EN - h2 / 2)) / h2; m := 0 end;
S := S + W * Cd; if m = 1 then goto L1 end; L6: end;
S := S * h2 * h1 / 0.2 / Sm[j] / (E1[j - 1] - E1[j]);
L3: SG[k] := S end; L7: inout('p2-10', j, SG) end;
L8: end;
```

АЛГОЛ-ПРОГРАММА № 3 ДЛЯ РАСЧЕТА РЕКОМЕНДОВАННЫХ НЕУПРУ-  
ГИХ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ

```
begin real a, b, h, g, t, x, W, E, E1, EN, En, B1, B2, B3,  
F1, f1, D1, D2, D3, AT;  
integer i, j, k, m, n;  
array M[1:112], A, T, b1, b2, b3, f, F, c1, c2, c3, d1,  
d2, d3[1:76], SN[0:150], Ab, Tb, bb1, bb2, bb3, fb,  
Fb[1:8];  
integer array L[1:8];  
inout('2 10-2', AT, M, L);  
g := AT/(AT+1); h := 0.1; SN[0] := 0; n := L[8];  
for i := 1 step 1 until n do begin  
A[i] := T[i] := b1[i] := b2[i] := b3[i] := f[i] := F[i] := 0  
end;  
for i := 1 step 1 until 8 do begin j := L[i];  
A[j] := M[i]; T[j] := M[i+8]; b1[j] := M[i+16];  
b2[j] := M[i+24]; b3[j] := M[i+32]; f[j] := M[i+40];  
F[j] := M[i+48]; Ab[i] := M[i+56]; Tb[i] := M[i+64];  
bb1[i] := M[i+72]; bb2[i] := M[i+80]; bb3[i] := M[i+88];  
fb[i] := M[i+96]; Fb[i] := M[i+104]  
end;  
m := n+1;  
for i := m step 1 until 76 do begin  
E := (2*i-1)*0.1;  
a := Ab[8]; t := Tb[8]; B1 := bb1[8]; B2 := bb2[8];  
B3 := bb3[8]; F1 := fb[8]; f1 := Fb[8];  
for k := 7 step -1 until 1 do begin  
a := a*E + Ab[k]; t := t*E + Tb[k]; B1 := B1*E + bb1[k];  
B2 := B2*E + bb2[k]; B3 := B3*E + bb3[k];  
F1 := F1*E + fb[k]; f1 := f1*E + Fb[k]  
end;
```

```
A[i]:=a; T[i]:=t; b1[i]:=B1; b2[i]:=B2; b3[i]:=B3;
f[i]:=F1; F[i]:=f1    end;
for i:=1 step 1 until 76 do begin
  d1[i]:=b1[i]*T[i]; d2[i]:=b2[i]*T[i]; d3[i]:=b3[i]*T[i];
  if T[i]>0 then b:=ln(T[i]) else b:=0;
  C1[i]:=A[i]*exp(d1[i]*(1-b))*(1-f[i]-F[i]);
  C2[i]:=A[i]*exp(d2[i]*(1-b))*f[i];
  C3[i]:=A[i]*exp(d3[i]*(1-b))*F[i]
  end;
for j:=1 step 1 until 150 do begin
  SN[j]:=0; EN:=h*j;
  for i:=1 step 1 until 76 do begin
    E:=(2*i-1)*0.1; En:=E/g; x:=EN-En;
    if x>0 then begin a:=ln(x);
      W:=C1[i]*exp(d1[i]*a-b1[i]*x)+
        C2[i]*exp(d2[i]*a-b2[i]*x)+
        C3[i]*exp(d3[i]*a-b3[i]*x)
      end else W:=0;
    SN[j]:=SN[j]+W    end
  end;
inout ('p2-10', SN)  end;
```

АЛГОЛ-ПРОГРАММА № 4 ДЛЯ РАСЧЕТА РЕКОМЕНДОВАННЫХ ФУНКЦИЙ  
ВОЗБУЖДЕНИЯ ГРУПП ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ

```
begin real a, b, h, g, x, t, E, E1, EN, En, A, T, b1, b2, b3,  
    f, F, d1, d2, d3, c1, c2, c3, AT, SN, W;  
integer i, j, k, m, n;  
array M[1:112], Aa, Ta, ba1, ba2, ba3, fa, Fa[1:50],  
    Ab, Tb, bb1, bb2, bb3, fb, Fb[1:8], S, SP[0:150];  
integer array L[1:8];  
inout ('z 10-2', AT, h, M, L);  
L3: inout ('z 10-2', E);  
    n := L[8];  
    for i:=1 step 1 until n do begin  
        Aa[i]:=Ta[i]:=ba1[i]:=ba2[i]:=ba3[i]:=fa[i]:=Fa[i]:= ?  
        end;  
    for i:=1 step 1 until 8 do begin j:=L[i];  
        Aa[j]:=M[i]; Ta[j]:=M[i+8]; ba1[j]:=M[i+16];  
        ba2[j]:=M[i+24]; ba3[j]:=M[i+32]; fa[j]:=M[i+40];  
        Fa[j]:=M[i+48]; Ab[i]:=M[i+56]; Tb[i]:=M[i+64];  
        bb1[i]:=M[i+72]; bb2[i]:=M[i+80]; bb3[i]:=M[i+88];  
        fb[i]:=M[i+96]; Fb[i]:=M[i+104]  
        end;  
    g:=AT/(AT+1);  
    for i:=1 step 1 until n do begin  
        if E ≥ 0.2*(i-1) then begin if E < 0.2*i then begin  
            A:=Aa[i]; T:=Ta[i]; b1:=ba1[i]; b2:=ba2[i];  
            b3:=ba3[i]; f:=fa[i]; F:=Fa[i]; goto L2 end  
            end end;  
    A:=Ab[8]; T:=Tb[8]; b1:=bb1[8]; b2:=bb2[8]; b3:=bb3[8];  
    f:=fb[8]; F:=Fb[8];  
    for k:=7 step -1 until 1 do begin  
        A:=A*E+Ab[k]; T:=T*E+Tb[k]; b1:=b1*E+bb1[k];  
        b2:=b2*E+bb2[k]; b3:=b3*E+bb3[k]; f:=f*E+fb[k];  
        F:=F*E+Fb[k] end;
```

```
L2: d1:=b1*T; d2:=b2*T; d3:=b3*T;
  if T>0 then b:=ln(T) else b:=0;
  C1:=A*exp(d1*(1-b))*(1-f-F);
  C2:=A*exp(d2*(1-b))*f; C3:=A*exp(d3*(1-b))*F;
  En:=E/g;
  for i:=0 step 1 until 150 do begin
    EN:=i*h; x:=EN-En;
    if x>0 then begin a:=ln(x);
      W:=C1*exp(d1*a-b1*x)+C2*exp(d2*a-b2*x)+
      C3*exp(d3*a-b3*x)
      end else W:=0; S[i]:=W
    end;
  inout('p2-10', E, S); goto L3
end;
```

АЛГОЛ-ПРОГРАММА ДЛЯ РАСЧЕТА ПОПРАВОК В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ  
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ МЕ-  
ТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Попов В.И., Случевская В.М., Трыжова В.И.

Экспериментальное исследование угловых распределений упруго рассеянных нейтронов является весьма распространенным средством изучения свойств атомных ядер, а также позволяет получать константы, необходимые в реакторных расчетах. Однако, дифференциальные сечения, полученные непосредственно из опыта, как правило, значительно отличаются от истинных сечений элементарного процесса, являющихся конечной целью эксперимента. Это различие в основном обусловлено конечными размерами используемых мишеней, рассеивателей и детекторов, а также расстояний между ними в ходе опыта. В настоящее время наилучшую точность при введении поправок, связанных с конечной геометрией, обеспечивает моделирование эксперимента на электронно-вычислительной машине методом Монте-Карло [1, 2, 3]. Предлагаемая программа составлена для введения поправок в измеренные дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов на эффекты углового разрешения, ослабления потока и многократного рассеяния нейтронов в образце в условиях цилиндрической геометрии, весьма распространенной в практике [4, 5, 6]. Предполагается, что на боковую поверхность полого цилиндрического рассеивателя падает параллельный пучок нейтронов от весьма удаленного источника. Упруго рассеянные нейтроны регистрируются протяженным детектором, расположенным в плоскости, перпендикулярной оси рассеивателя и отстоящей от плоскости основания цилиндра на половину его высоты. Детектор условно представлен в виде шести точечных элементов, регистрирующих нейтроны с соответствующей эффективностью. Детектор может занимать восемь положений, соответствующих углам рассеяния от  $20^\circ$  до  $160^\circ$  с интервалом  $20^\circ$ . Программа позволяет по известным результатам эксперимента находить истинный закон элементарного процесса рассеяния способом итераций. Для этого в программу вводится экспериментальное сечение в качестве первого приближения для искомой величины.

$$G_1(\theta) = G_2(\theta) \quad (1)$$

На основе полученного после работы программы углового распределения  $G'(\theta)$  находится второе приближение по формуле:

$$G_2(\theta) = G_1(\theta) + G_2(\theta) - G'(\theta) \quad (2)$$

Вводя в программу  $\sigma_2(\theta)$  получаем  $\sigma^*(\theta)$ , а из него - третье приближение:

$$\sigma_3(\theta) = \sigma_2(\theta) + \sigma_3(\theta) - \sigma^*(\theta) \text{ и т.д.} \quad (3)$$

Для получения окончательного результата обычно требуется три-четыре итерации. С целью сокращения машинного времени целесообразно первое приближение рассчитывать с числом историй, равным ста, и затем при последующих итерациях доводить его до тысячи. Это дает ошибку расчета около 2% при 1,5 часах машинного времени на М-20.

В алгол-программе приняты следующие обозначения:

- $a, b$  - случайные числа,
- $nn$  - число историй,
- $mm$  - максимальная кратность соударений,
- $R, r$  - наружный и внутренний радиусы цилиндрического рассеивателя,
- $2H$  - высота рассеивателя,
- $R1$  - расстояние от центра рассеивателя до центра детектора,
- $N 10^{24}$  - число ядер в рассеивателе,
- $St$  - полное нейтронное сечение ( $\sigma_{tot}$ )
- $f[1 : 8]$  - дифференциальные сечения для углов от  $20^\circ$  до  $160^\circ$  через  $20^\circ$ , вводимые в программу ( $\sigma_n(\theta)$ ). (См. формулы).
- $dD. 6$  - диаметр стильбенового детектора, ось которого параллельна оси рассеивателя,
- $Ef[0]$  - средняя эффективность детектора в относительных единицах
- $Ef[1 : 6]$  - эффективность угловых точек детектора, учитывающих его протяженность (в *отн.* ед.),
- $Su$  - интегральное сечение упругого рассеяния,
- $D[1 : 8]$  - дифференциальные сечения, получаемые после работы программы  $\sigma^{(n)}(\theta)$ . (см. формулы),
- $D[m, i]$  - вклад в дифференциальное сечение от рассеяния различной кратности ( $m$  - кратность,  $i$  - угол).

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *Parker J.B., Towle J.H. e. a., Nucl. Instz. Meth. 14 (1961) 1, 30 (1964) 77.*
2. Бусленко Н.П. и др. Метод статистических испытаний. Физматгиз. 1962.
3. Золотухин В.Г. и др. В сб. "Метод Монте-Карло в проблеме переноса излучений", Атомиздат 1967, стр. 149.
4. Попов В.И. др. Упругое рассеяние нейтронов на иттрии. Доклад на 17-м ежегодном совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Харьков 1967.
5. *Walt M, Barsehall H. Phys. Rev. 93, 1954, 1062*
6. Горлов Г.В. и др. ДАН СССР, 158, 1964, 574.

Текст алгол-программы для расчета поправок  
в экспериментальные угловые распределения упруго рас-  
сеянных нейтронов на ослабление потока, многократное  
рассеяние в образце и угловое разрешение

```
begin real a, b, d, l, t, u, v, w, ul, vl, wl, x, y, z, xl, yl, zl, t1, t2, t3,  
st, sf, cf, da, db, z, g, SE, NA, N, St, Su, K, G, H, H1, H2, M, P, Q, R, R1,  
dD, W, RA, RB, FM, EA;  
integer i, j, k, m, n, mm, nn;  
array aa, bb[1:4, 1:4], BB, DD, XX, YY[1:4], X, Z[1:8, 1:6],  
T, F, ST, DA, CT, f[1:8], E[0:8], Ef[0:6], D[1:5, 1:8], A[1:21];  
inout ('z', a, 'z 10-2', nn, mm, R1, z, N, St, f);  
b:=a; H:=R:=2.25; dD:=0.5; Ef[0]:=0.135; Ef[1]:=Ef[6]:=0.092;  
Ef[2]:=Ef[5]:=0.147; Ef[3]:=Ef[4]:=0.164;  
comment ( вычисление координат условных точек детектора )  
for i:=1 step 1 until 8 do begin T[i]:=20*i;  
CT[i]:=cos(T[i]/57.296); ST[i]:=sqrt(1-CT[i]*CT[i])  
end;  
for i:=1 step 1 until 8 do  
for j:=1 step 1 until 6 do begin  
Z[i, j]:=R1*CT[i]+dD*(3.5-j)*ST[i];  
X[i, j]:=R1*ST[i]+dD*(j-3.5)*CT[i]  
end;  
comment ( представление дифференциальных сечений в виде разложения  
в ряд по полиномам Лежандра )  
aa[1, 1]:=0.07; aa[1, 2]:=0.1031; aa[1, 3]:=0.1571; aa[1, 4]:=0.1698;  
aa[2, 1]:=0.2982; aa[2, 2]:=0.1668; aa[2, 3]:=-0.0633; aa[2, 4]:=-0.4017;  
aa[3, 1]:=0.355; aa[3, 2]:=-0.4125; aa[3, 3]:=-0.3325; aa[3, 4]:=0.39;  
aa[4, 1]:=0.2166; aa[4, 2]:=-0.6236; aa[4, 3]:=0.7389; aa[4, 4]:=-0.3318;
```

$bb[1,1]:=0.2012$ ;  $bb[1,2]:=0.2219$ ;  $bb[1,3]:=0.2636$ ;  $bb[1,4]:=0.0527$ ;  
 $bb[2,1]:=0.3583$ ;  $bb[2,2]:=-0.1086$ ;  $bb[2,3]:=-0.3719$ ;  $bb[2,4]:=-0.3298$ ;  
 $bb[3,1]:=0.3165$ ;  $bb[3,2]:=-0.675$ ;  $bb[3,3]:=0.316$ ;  $bb[3,4]:=0.3563$ ;  
 $bb[4,1]:=0.1242$ ;  $bb[4,2]:=-0.4384$ ;  $bb[4,3]:=0.796$ ;  $bb[4,4]:=-1.0294$ ;

for  $i:=1$  step 1 until 4 do begin  $XX[i]:=f[i]+f[9-i]$ ;

$YY[i]:=f[i]-f[9-i]$  end;

for  $i:=1$  step 1 until 4 do begin  $BB[i]:=0$ ;

for  $j:=1$  step 1 until 4 do  $BB[i]:=BB[i]+aa[i,j]*XX[j]$

end;

for  $i:=1$  step 1 until 4 do begin  $DD[i]:=0$ ;

for  $j:=1$  step 1 until 4 do  $DD[i]:=DD[i]+bb[i,j]*YY[j]$

end;

comment ( представление дифференциальных сечений в виде разложения в ряд по степеням косинуса угла рассеяния )

$F[1]:=BB[1]-BB[2]*0.5+BB[3]*3/8-BB[4]*5/16$ ;

$F[2]:=DD[1]-DD[2]*3/2+DD[3]*15/8-DD[4]*35/16$ ;

$F[3]:=BB[2]*3/2-BB[3]*30/8+BB[4]*105/16$ ;

$F[4]:=DD[2]*5/2-DD[3]*70/8+DD[4]*315/16$ ;

$F[5]:=BB[3]*35/8-BB[4]*315/16$ ;

$F[6]:=DD[3]*63/8-DD[4]*693/16$ ;

$F[7]:=BB[4]*231/16$ ;

$F[8]:=DD[4]*429/16$ ;

for  $i:=1$  step 1 until 8 do  $E[i]:=F[i]/i$ ;

$SE:=(E[1]+E[3]+E[5]+E[7])*2$ ;

for  $i:=1$  step 1 until 8 do begin  $F[i]:=F[i]/SE$ ;  $E[i]:=E[i]/SE$  end;

$EA:=E[1]-E[2]+E[3]-E[4]+E[5]-E[6]+E[7]-E[8]$ ;

$Su:=SE*6.2832$ ;  $g:=Su/St$ ;  $NA:=N*St/(6.2832*N*(R*R-2*2))$ ;

comment ( разыгрывание точки вхождения нейтрона в образец и точки очередного соударения )

```
for m:=1 step 1 until 5 do  
for i:=1 step 1 until 8 do D[m,i]:=0;  
for n:=1 step 1 until nn do begin  
LA: x:=(a random b * 2 - 1) * R;  
LB: y:=(a random b * 2 - 1) * H; z:=-sqrt(R * R - x * x);  
u:=v:=0; w:=P:=1;  
for m:=1 step 1 until mm do begin da:=u * x + w * z; db:=u * u + w * w;  
d:=da * da - db * (x * x + z * z - R * R); if d ≤ 0 then goto L3;  
t3:=(-da + sqrt(d)) / db; if abs(y + v * t3) > H then  
begin t3:=(-H - y) / v; if t3 < 0 then t3:=(H - y) / v end;  
d:=da * da - db * (x * x + z * z - z * z); if d ≤ 0 then goto L4;  
d:=sqrt(d); t1:=(-da - d) / db; t2:=(-da + d) / db;  
H1:=y + v * t1; H2:=y + v * t2;  
if t2 > 0 then begin if abs(H1) ≤ H then goto L7 end;  
L4: begin t:=t3; goto L5 end;  
L7: if abs(H1) < H then begin if abs(H2) > H then begin t:=t1;  
L5: Q:=exp(-NA * t); G:=1 - Q;  
LC: l:=-ln(1 - a random b * G) / NA; goto L6 end  
end;  
if abs(H2) < H then begin t:=t3 - t2 + t1; Q:=exp(-NA * t);  
G:=1 - Q; LD: l:=-ln(1 - a random b * G) / NA;  
if l > t1 then l:=l + t2 - t1  
end;  
L6: P:=P * G * g; x1:=x; y1:=y; z1:=z;  
x:=x1 + u * l; y:=y1 + v * l; z:=z1 + w * l;  
comment ( расчет локального потока нейтронов в детекторе )  
for i:=1 step 1 until 8 do begin  
for j:=1 step 1 until 6 do begin  
RA:=sqrt((X[i,j] - x1) * 2 + y1 * y1 + (Z[i,j] - z1) * 2);
```

```
RB:=sqrt((X[i,j]-x)2+y*y+(Z[i,j]-z)2);  
u1:=(X[i,j]-x)/RB; v1:=-y/RB; w1:=(Z[i,j]-z)/RB;  
da:=u1*x+w1*z; db:=u1*u1+w1*w1;  
t:=(-da+sqrt(da*da-db*(x*x+z*z-R*R)))/db;  
if z < 10-5 then goto L1; d:=da*da-db*(x1*x1+z1*z1-z*z);  
if d ≤ 0 then goto L1; d:=sqrt(d); t2:=(-da+d)/db;  
if t2 ≤ 0 then goto L1; t1:=(-da-d)/db; t:=t-t2+t1;  
L1: Q:=exp(-NA*t); M:=(RA*RA-RB*RB-l*l)/(RB*l*2);  
FM:=F[8]; for k:=7 step -1 until 1 do FM:=FM*M+F[k];  
W:=(FM*Q*P*E[j])/(RB*RB*6.2832);  
D[m,i]:=D[m,i]+W end end;  
comment ( разыгрывание направления очередного рассеяния нейтрона )
```

```
if m < mm then begin LE: E[0]:=EA-a random b;  
t:=(if E[0] < 0 then 1 else -1); k:=2; M:=t/k;  
for i:=1 step 1 until 12 do begin d:=E[8];  
for j:=7 step -1 until 0 do d:=d*M+E[j];  
t:=t*2-sign(d); k:=k*2; M:=t/k  
end;  
L2: l:=0.5-a random b; LB: t:=0.5-a random b; d:=l*l+t*t;  
if d > 0.25 then goto L2; G:=sqrt(d); cf:=l/G; sf:=t/G;  
st:=sqrt(1-M*M); d:=1-w*w; t:=sqrt(d);  
if abs(d) < 10-5 then begin u:=st*cf; v:=st*sf; w:=w*M end  
else begin l:=u; u:=(st*cf*w*u-st*sf*v)/t+M*u;  
v:=(st*cf*w*v+st*sf*l)/t+M*v; w:=-st*cf*t+M*w  
end end end L3: end;
```

comment ( расчет дифференциальных сечений, ожидаемых из эксперимента )

$K := (4 * H * R * R1 * R1) / (N * nn * 6 * Ef \{0\});$

for  $i := 1$  step 1 until 8 do

for  $m := 1$  step 1 until  $mm$  do  $D[m, i] := D[m, i] * K;$

for  $i := 1$  step 1 until 8 do begin  $DA[i] := 0;$

for  $m := 1$  step 1 until  $mm$  do  $DA[i] := DA[i] + D[m, i]$

end;

for  $i := 1$  step 1 until 21 do begin

$x := 1.1 - 0.1 * i; FM := F[8];$

for  $k := 7$  step -1 until 1 do  $FM := FM * x + F[k];$

$A[i] := FM * SE$  end;

inout ('p2-10', DA, D, Su)

end;

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ

Н.О.Базазянц, В.И.Попов

В настоящем разделе приведены результаты экспериментальных работ по угловому распределению упруго рассеянных нейтронов, представленные в публикациях, появившихся в основном в 1967-1968 годах. Эти данные дополняют информацию, содержащуюся в предшествующих выпусках Бюллетеня/17/.

Краткие сведения о методиках экспериментальных работ, результаты которых здесь помещаются, даны в таблице I.

Ниже приводится полный список цитируемой литературы.

Л И Т Е Р А Т У Р А :

1. G.C. Bonazzola, E. Chiavassa, T. Bressani. *IL Nuovo Cimento* **VXLVB**, No 1, 61 (1966).
2. D. Blanc, F. Cambou, M. Niel, G. Vedrenne. *J. Physique*, **27**, No 3-4, Suppl., 98 (1966).
3. V. Regis, Nguyen Van Sen, A. Fiore, Pham Dinh Lien, R. Bouchez. *J. Physique*, **27**, No 3-4, Suppl., 84 (1966).
4. F. Merchez, Nguyen Van Sen, V. Regis, R. Bouchez. *J. Physique*, **27**, No 3-4, Suppl., 61 (1966).
5. J.A. Cockson, D. Dandy, J.C. Hopkins. *Nucl. Phys.*, **A91**, 273, No 2, (1967).
6. R.W. Bauer, J.D. Anderson, H.F. Lutz, C. Wong, J.W. McClure, B.A. Pohl. *Nucl. Phys.* **A93**, No 3, 673 (1967).
7. R.L. Clarke, W.G. Cross. *Nucl. Phys.* **A95**, 320 (1967).
8. P.W. Martin, D.T. Stewart, J. Martin. *Nucl. Phys.* **61**, No 3, 524 (1965).
9. P.L. Beach, R.W. Finlay, R.L. Cassola, R.D. Koshel. *Phys. Rev.*, **156**, No 4, 1201 (1967).
10. J.C. Hopkins, D.M. Drake, H. Condé. *Nucl. Phys.*, **A107**, No 1, 139 (1968).
11. J. Martin, D.T. Stewart, W.M. Curro. *Nucl. Phys.*, **A113**, No 3, 564 (1968).
12. B. Holmqvist, T. Wiedling. EANDC(OR)44 "L". Progress Report to E.A.N.D.C. from Sweden, March 1966.
13. V. Benzi, U. Fasoli, D. Toniolo, G. Zago. Doc. CEC.(68)7. Bologna, Via Mazzini, 2.
14. B. Antolkovic, G. Paic, P. Tomas, D. Rendic. *Phys. Rev.*, **159**, No 4, 777 (1967).
15. И.А. Корж, В.А. Мищенко, М.В. Пасечник, Н.М. Правдивый, И.Е. Сажур, И.А. Тоцкий. *Упр. Физ. Журнал*, XII, №9, 1571 (1967).
16. B. Holmqvist, T. Wiedling. Conference on Nuclear Data-Microscopic Cross-sections and other Data Basic for Reactors. Paris, 17-21 October 1966. CN-23/85.
17. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. Выпуски I, II, III, IV. 1964, 1965, 1966, 1967.

Таблица I.

ДАННЫЕ О МЕТОДИКАХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАБОТ

Работа	Метод	$\Delta E$ кэВ	$\Delta \theta$	Поправка на многократное рассеяние	Поправка на угловое разрешение
I	Время пролета			учтена в ошибке	учтена в ошибке
2	Регистрация сцинт.счетчик. ядер отдачи из твердого ради- атора				
3	Время пролета				
4	Время пролета				
5	Время пролета	40		введена	введена
6	Время пролета	200		введена	введена
7	Сцинт.детектор		$5^\circ$	введена	введена
8	Время пролета			введена	введена
9.	Время пролета		$< 1^\circ$	оценена как малая	оценена как малая
I0	Время пролета	47-230		введена	
II	Время пролета	100		введена	введена
I2	Время пролета	50		введена	введена
I3	Время пролета	30-80		введена	введена
I4	По ядрам отда- чи, регистриру- емым телескопом счетчиков	$\sim 200$			
I5	Пропорциональ- ный счетчик	50	$5^\circ$	введена	не введена
I6	Время пролета	50		введена	введена

СЕЧЕНИЯ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ И  
КОЭФФИЦИЕНТЫ ПРИ ПОЛИНОМАХ ЛЕЖАНДРА

$$\frac{d\sigma_n(\theta)}{d\Omega} = \sum_{i=0}^N A_i P_i(\cos \theta)$$

Таблица 2 [12]

Ж е л е з о

мбарн/стерад.

$E_n$ МэВ	$A_0$	$A_1$	$A_2$	$A_3$	$A_4$	$A_5$	$A_6$	$A_7$
4,56±0,05	167±2	331±5	416±7	410±8	275±8	114±8	52±8	17±6

К о б а л ь т

мбарн/стерад.

$E_n$ МэВ	$A_0$	$A_1$	$A_2$	$A_3$	$A_4$	$A_5$	$A_6$
1,46±0,05	229±2	171±5	250±6	148±8	59±8		
2,00±0,05	195±3	222±7	269±11	256±13	78±17	27±14	
2,47±0,05	175±4	227±9	286±12	265±15	114±13	22±14	
3,00±0,05	168±5	262±12	312±15	302±17	138±14	22±15	
3,49±0,05	161±2	285±4	341±4	336±6	192±6	45±5	19±4
4,00±0,05	149±2	274±5	329±7	330±7	211±7	64±6	24±4
4,56±0,05	161	330±8	406±11	409±14	292±14	115±14	45±11

Таблица 3 [15]

Ядро	$\sigma_n$ барн	$\overline{\cos \theta}$	$E_n = 1,5$ МэВ				
			$A_0$	$A_1$	$A_2$	$A_3$	$A_4$
Ti	2,765±0,134	0,292±0,028	0,220	0,193	0,293	0,114	0,064
Cr	2,803±0,149	0,333±0,039	0,223	0,223	0,337	0,131	0,061
Fe	1,885±0,089	0,309±0,029	0,150	0,139	0,216	0,106	0,014
Co	2,438±0,166	0,287±0,040	0,194	0,167	0,208	0,135	0,042
Ni	2,765±0,105	0,306±0,023	0,220	0,202	0,270	0,158	0,048
Cu	1,973±0,082	0,246±0,020	0,157	0,116	0,194	0,119	0,100

ТАБЛИЦА 4 [16]

Экспериментальные дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов на железе и никеле. Сечения даны в мб/стер в системе центра масс. Ошибки составляют  $\pm 5\%$ .

Элемент	Fe		Ni			
	$E_n, \text{МэВ.}$	4.56	3.00	3.49	4.00	4.56
$\cos \theta_c$			$d\sigma/d\Omega$		мб/стер.	
0.969	1532					1367
0.938	1200	953	964	1110		1257
0.862	750	663	711	726		752
0.813	602					
0.759	401	368	396	373		352
0.698	254					
0.633	147	174	184	148		138
0.562	94					
0.487	55	83	62	50		45
0.408	23					25
0.327	20	45	35	20		21
0.243						23
0.157	30	45	36	31		27
-0.018	51	65	65	54		46
-0.190	60	85	73	67		49
-0.359	64	89	82	73		45
-0.513	57	90	74	59		42
-0.653	33	78	62	41		27
-0.773	28	75	48	31		21
-0.825						21
-0.870	28	81	48	32		25
-0.909						32
-0.942	32	104	62	44		38

ТАБЛИЦА 5 [16].

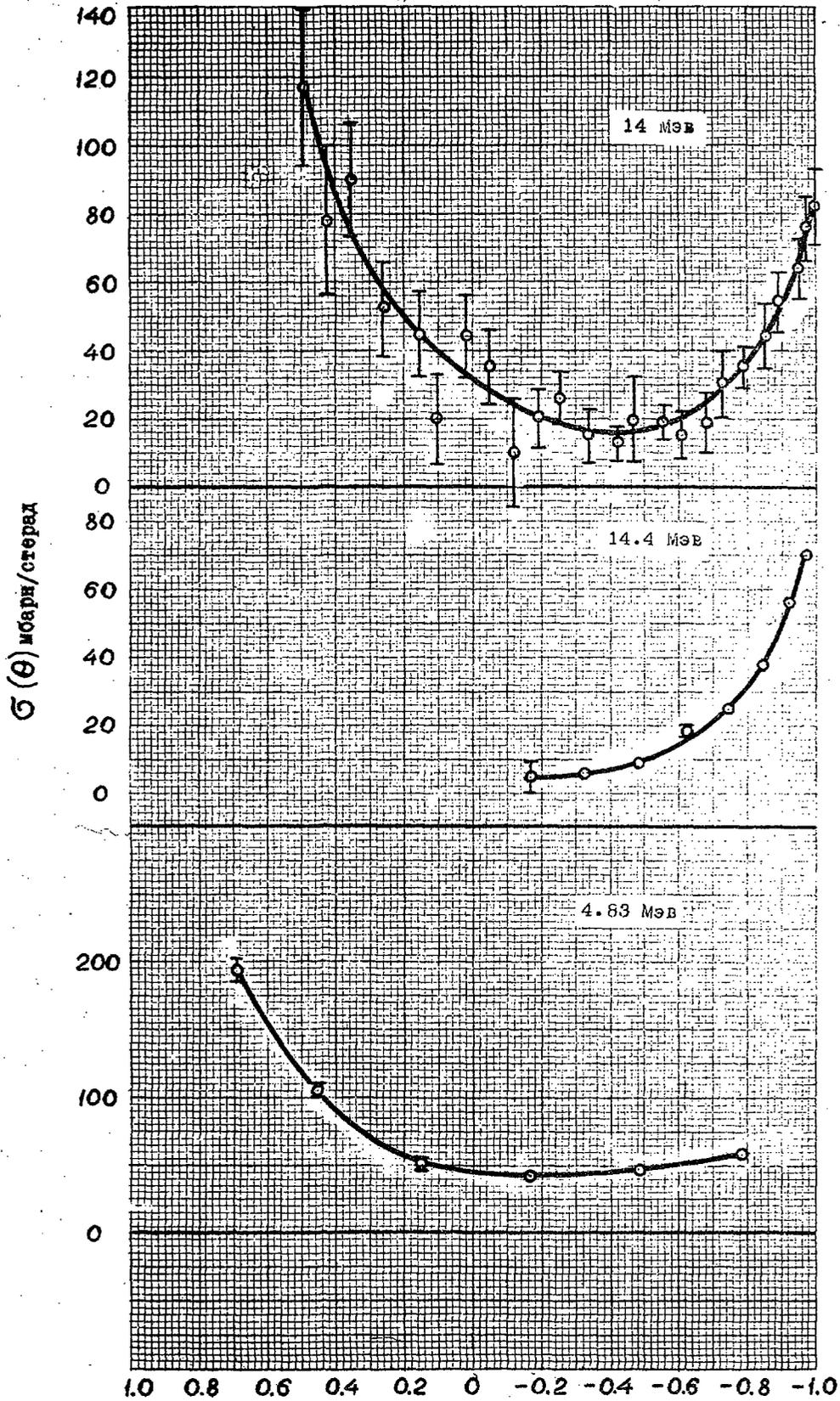
Экспериментальные дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов на собальте. Сечения даны в мб/стер в системе центра масс. Ошибки составляют  $\pm 5\%$ .

$E_n, \text{ МэВ}$	1.46	2.00	2.47	3.00	3.49	4.00	4.56
$\cos \theta_c$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ мб/стер						
0.938	746	867	867	946	1019	1115	1283
0.903							1050
0.862	559	619	623	707	706	647	720
0.759	419	385	393	345	408	416	382
0.633	296	266	183	233	177	157	138
0.487	203	137	107	77	62	55	36
0.327	146	75	52	37	28	27	18
0.157	122	81	55	44	35	42	38
-0.018	132	97	75	62	61	62	55
-0.190		112	93	88	78	76	69
-0.359	151	129	115	94	75	75	51
-0.513		134	107	91	71	59	40
-0.653	172	133	96	72	48	41	28
-0.773		124	79	55	33	25	13
-0.870	196	97	78	46	25	23	15
-0.909							18
-0.942					33	31	27

ТАБЛИЦА 6 [16]

Экспериментальные дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов на меди. Сечения даны в мб/стер в системе центра масс. Ошибки составляют  $\pm 5\%$ .

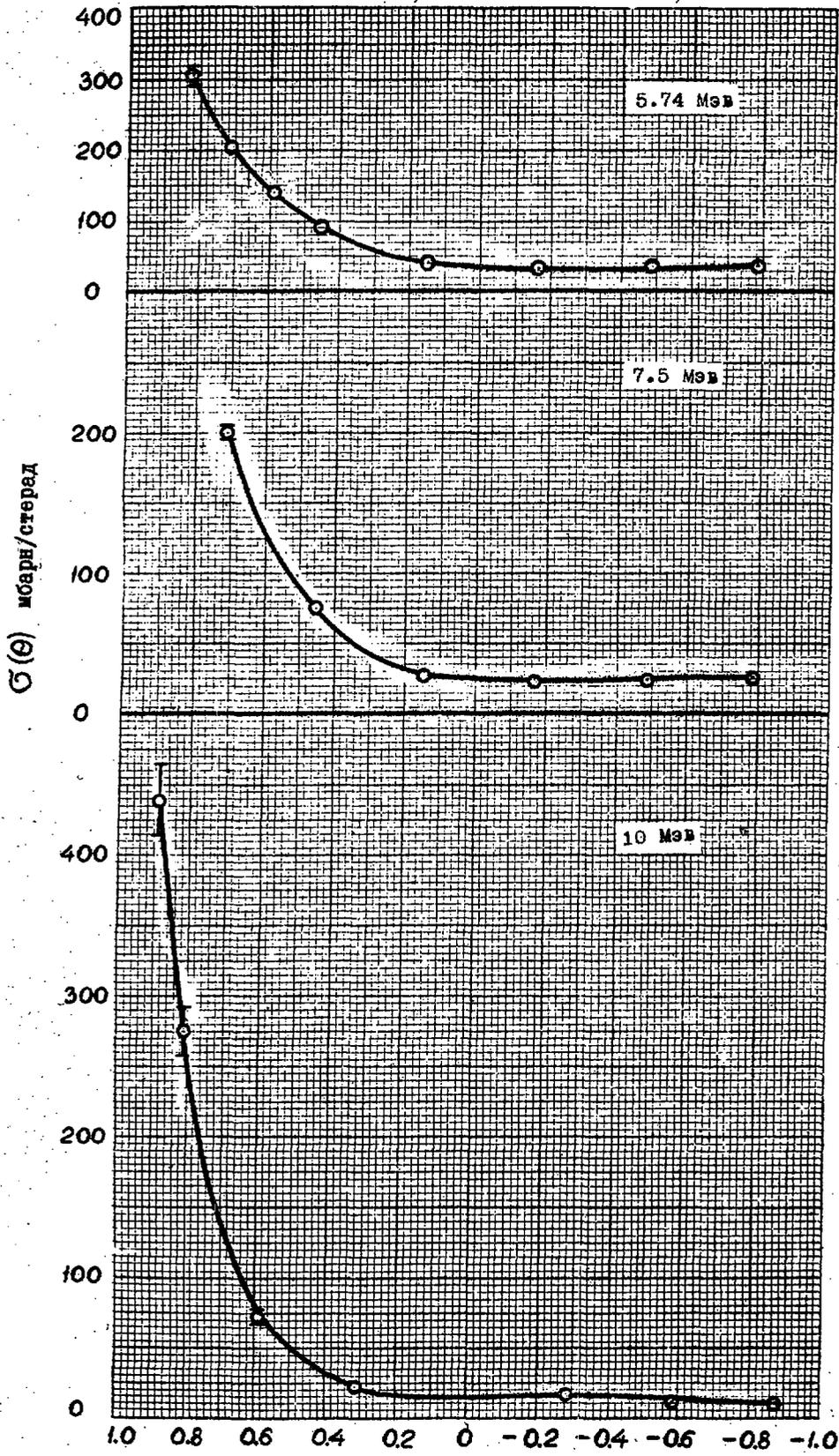
$E_n$ , МэВ	1.46	2.00	2.47	3.00	3.49	4.00	4.56
$\cos \theta_c$	$d\sigma/d\Omega$			мб/стер			
0.965							1439
0.938	574	740	763	890	1048	1155	1205
0.862	460	562	552	575	589	595	684
0.814							450
0.760	354	352	351	282	290	237	286
0.633	256	207		141	114	114	90
0.488	147	123	74	52	31	25	22
0.410							24
0.328	118	80	47	26	23	22	26
0.158	114	85	59	49	43	40	47
-0.016	109	105	92	84	81	60	
-0.033							60
-0.189		116	114	101	90	69	
-0.237							
-0.356	133	129	114	104	89	58	53
-0.512		131	105	84	54	48	55
-0.652	132	121	83	57	40	29	34
-0.663							18
-0.774		115	72	43	25	18	15
-0.824							16
-0.876	134	87	67	36	27	21	
-0.906							25
-0.909							25
-0.942					44	33	39



$T_1$   
[2]  
 $\theta_c$

$^3\text{He}_2$   
[14]  
 $\theta_c$

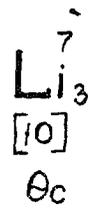
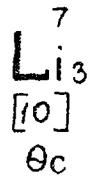
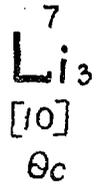
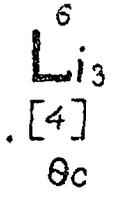
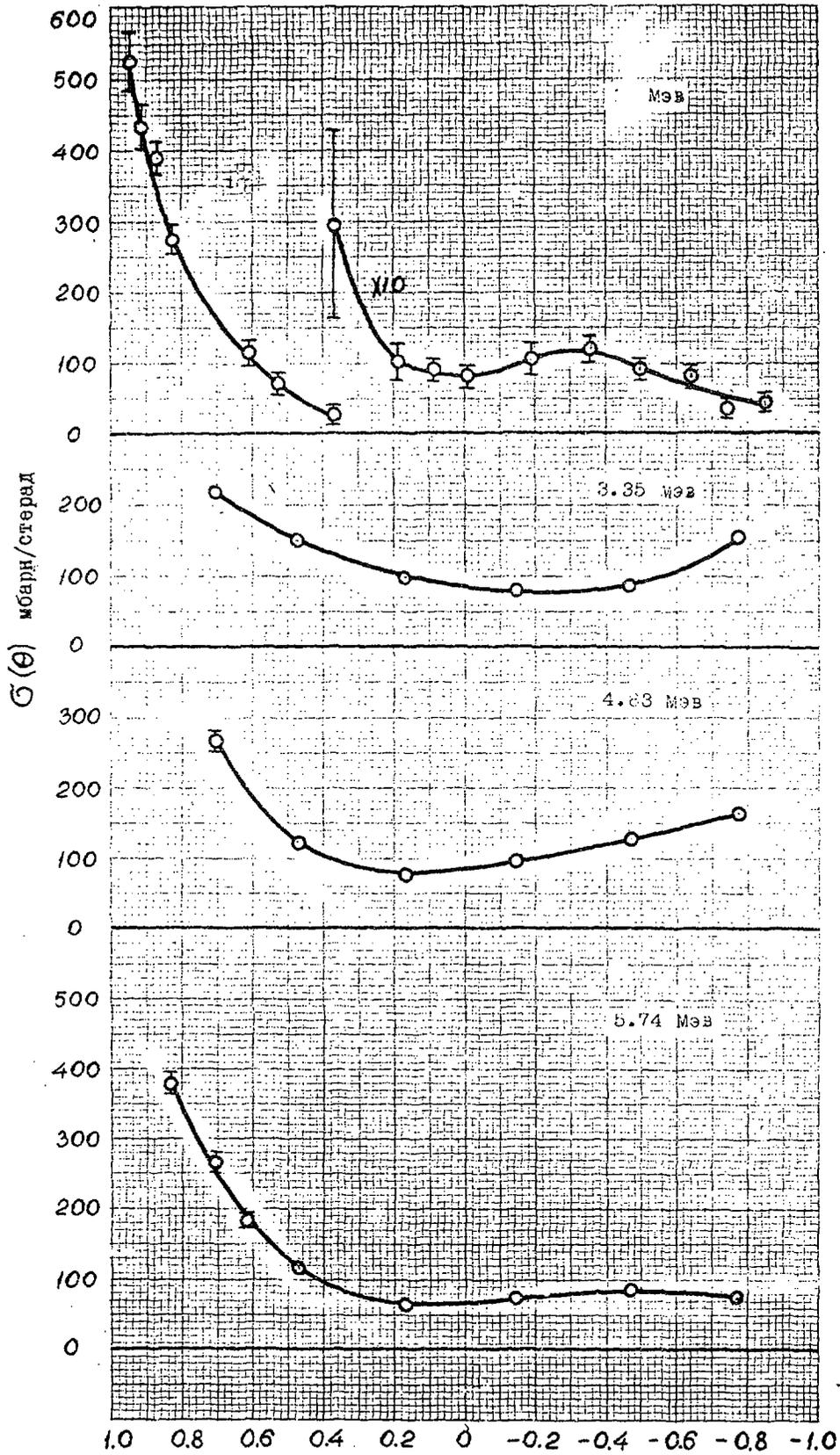
$^6\text{Li}_3$   
[10]  
 $\theta_c$

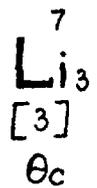
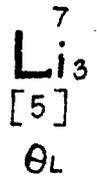
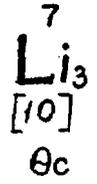
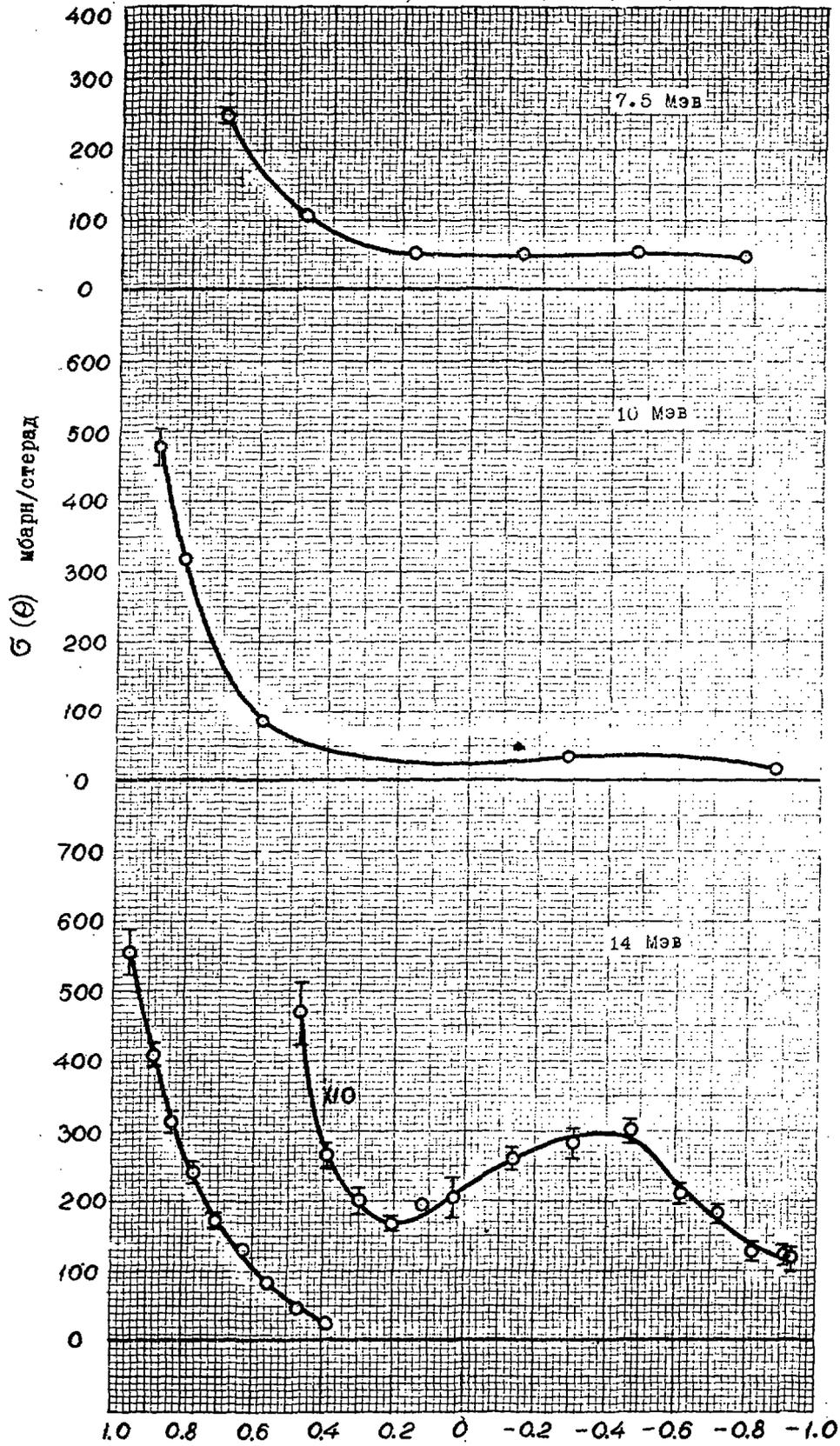


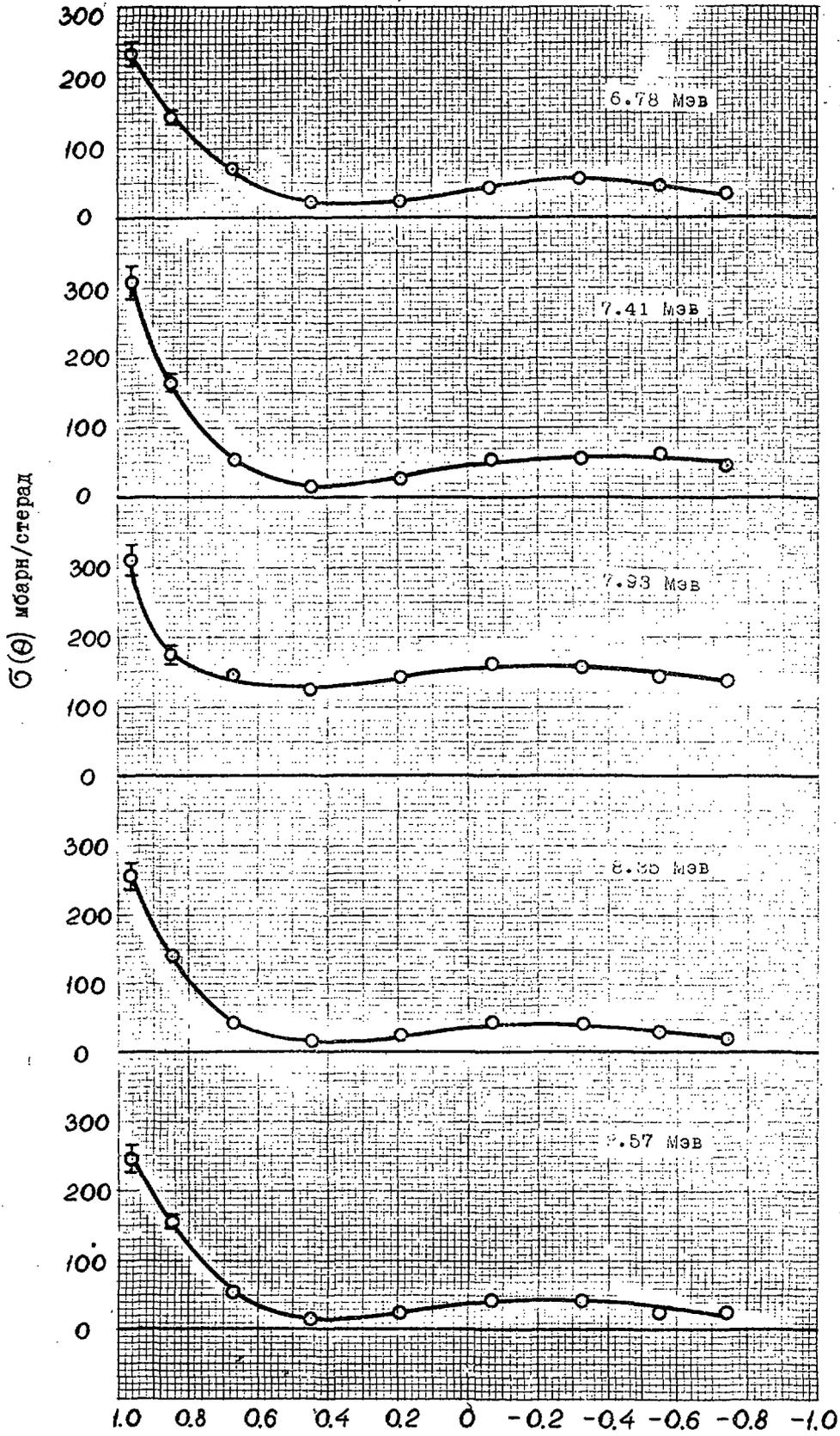
${}^6\text{Li}_3$   
[10]  
 $\theta_c$

${}^6\text{Li}_3$   
[10]  
 $\theta_c$

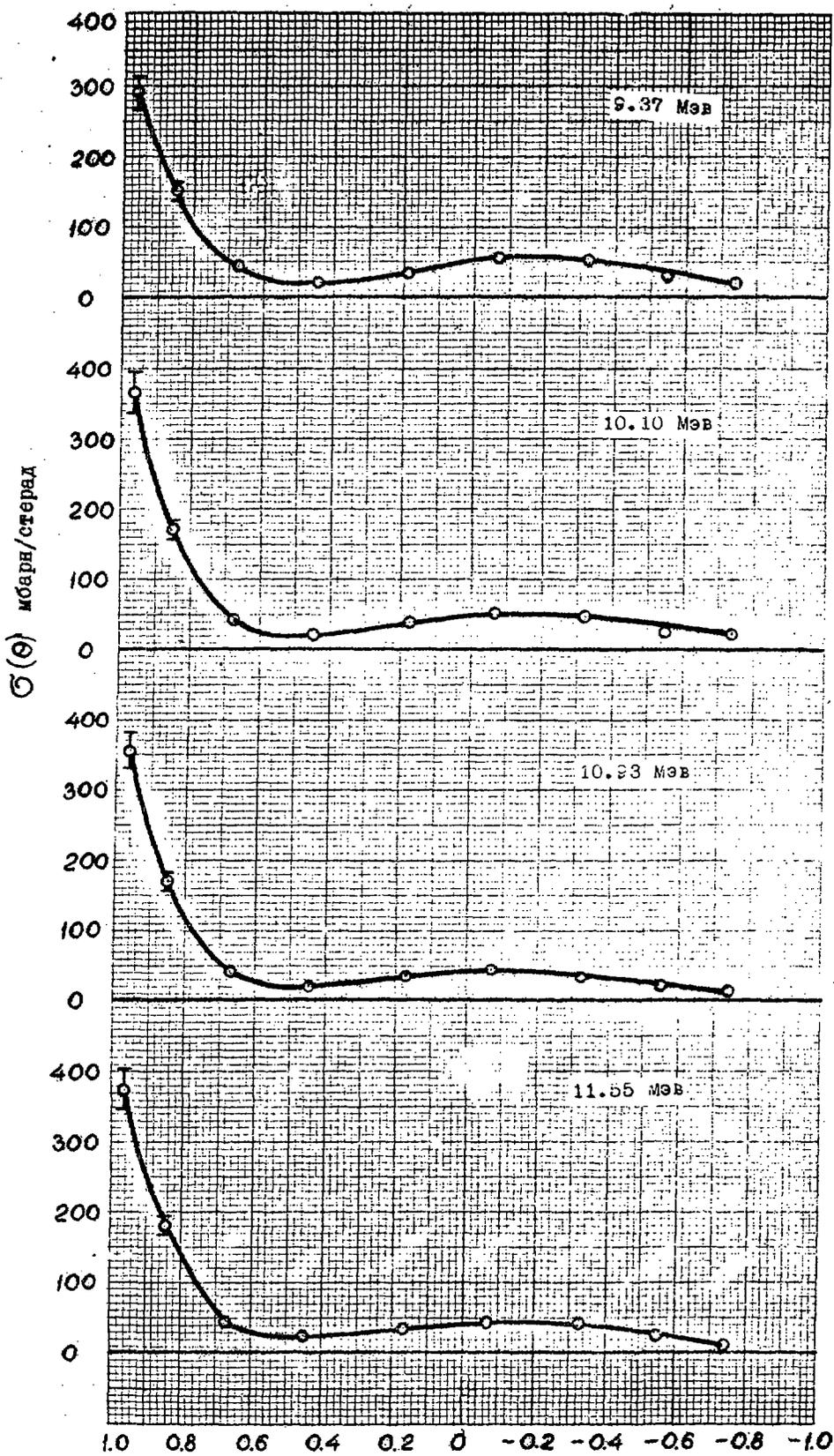
${}^6\text{Li}_3$   
[5]  
 $\theta_L$







$N^7$   
[6]  
 $\theta_c$

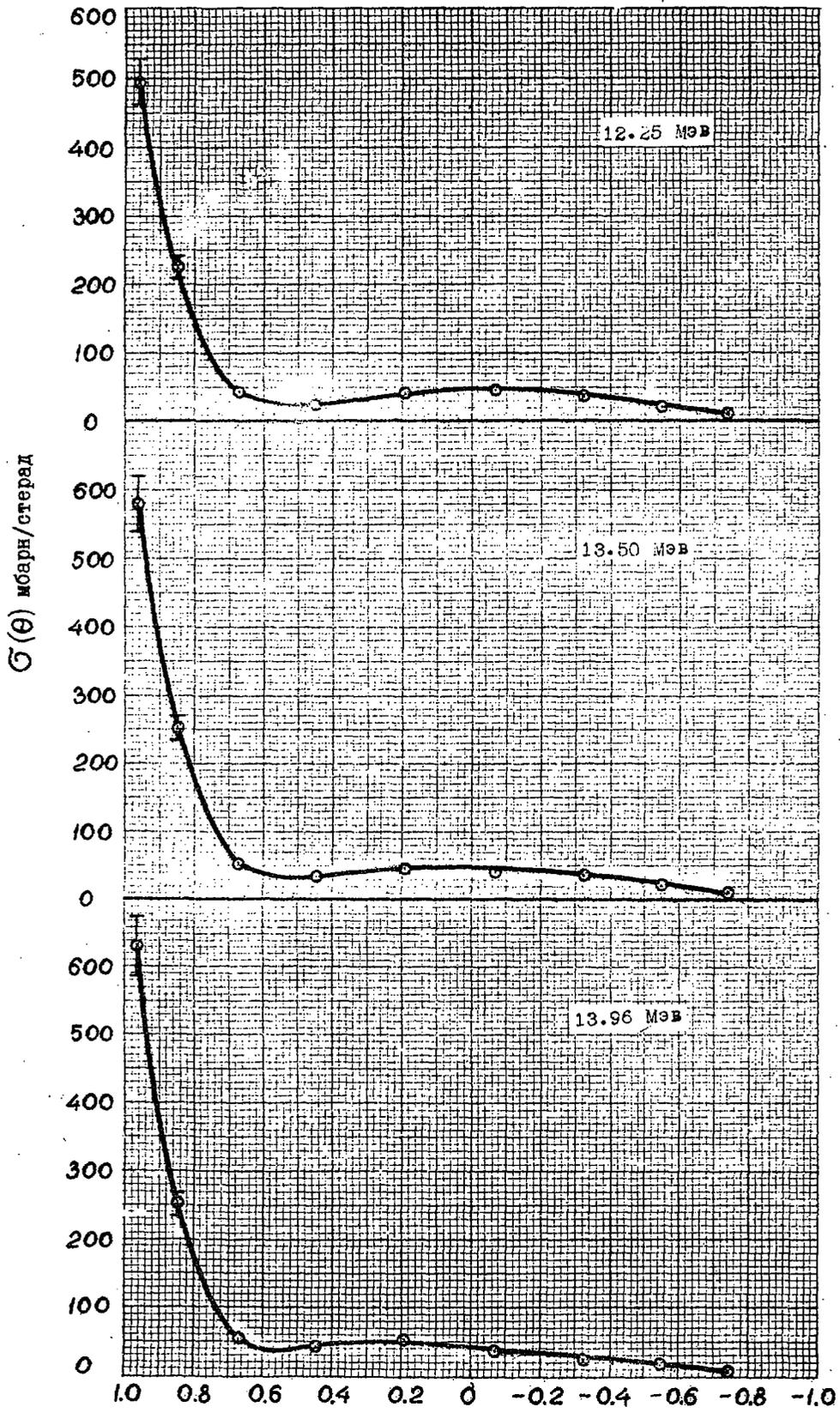


$N^7$   
[6]  
 $\theta_c$

$N^7$   
[6]  
 $\theta_c$

$N^7$   
[6]  
 $\theta_c$

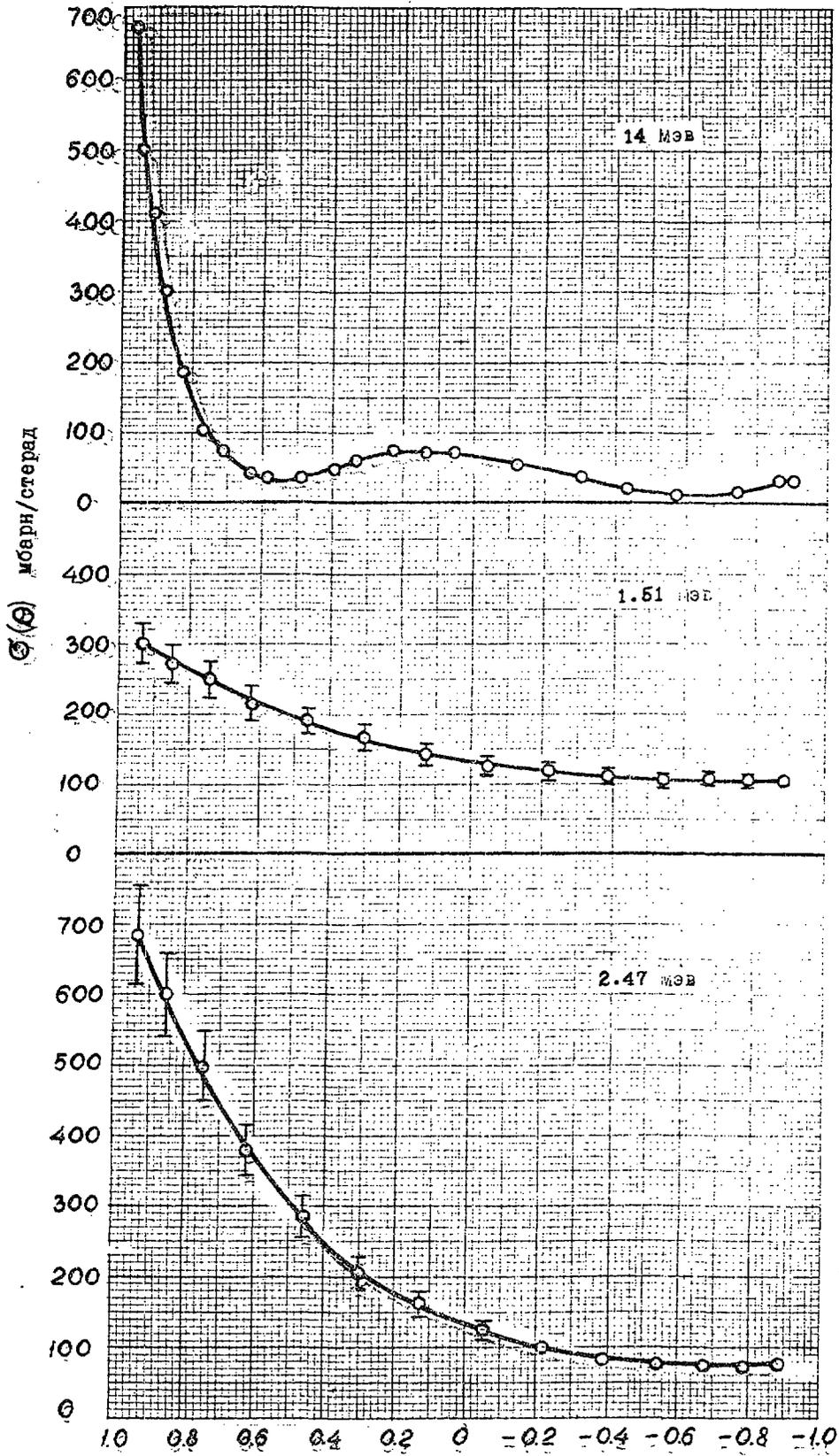
$N^7$   
[6]  
 $\theta_c$



N<sup>7</sup>  
[6]  
θ<sub>c</sub>

N<sup>7</sup>  
[6]  
θ<sub>c</sub>

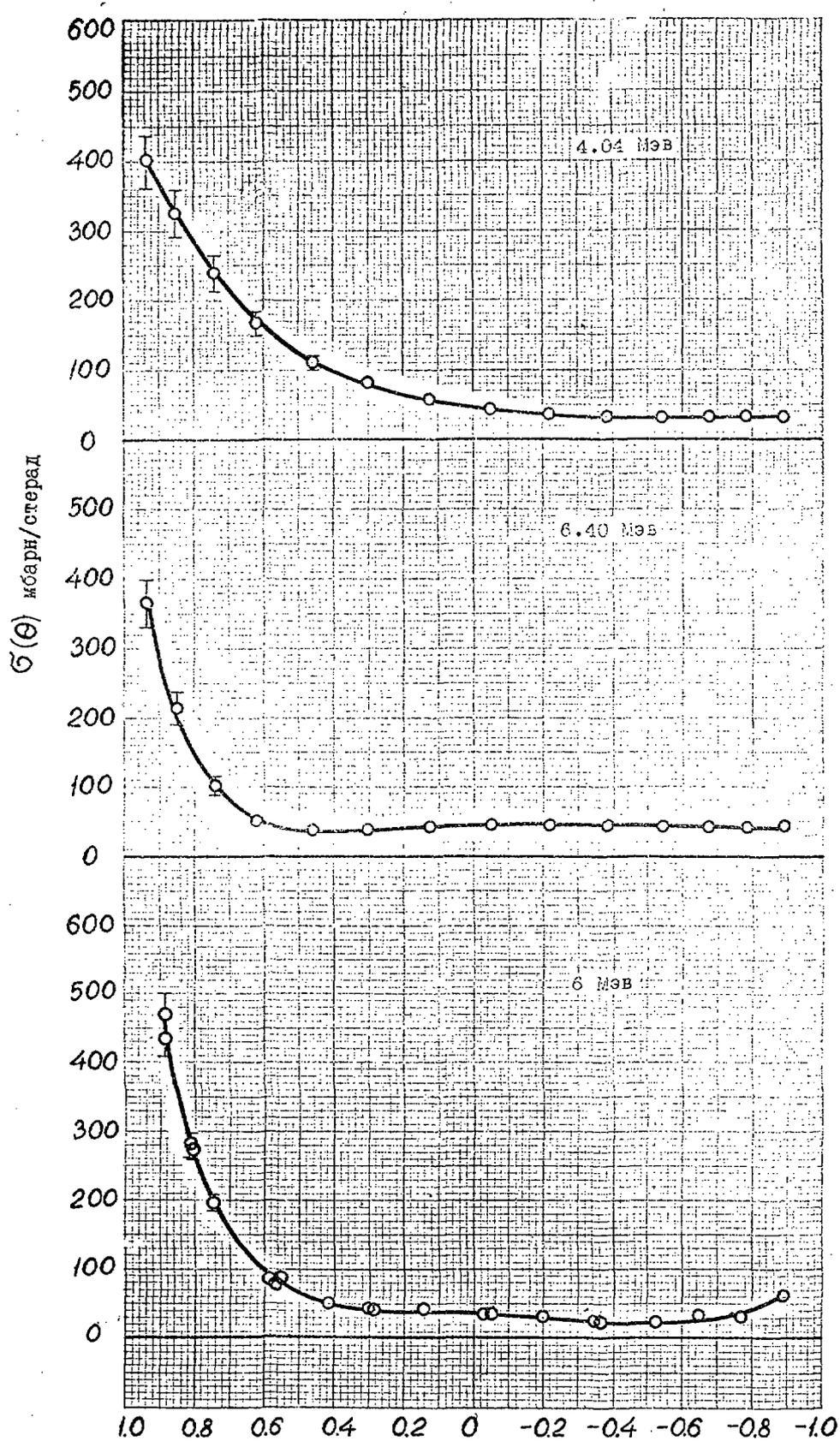
N<sup>7</sup>  
[6]  
θ<sub>c</sub>



$O^{16}$   
[9]  
 $\theta_c$

$Na^{23}$   
[13]  
 $\theta_c$

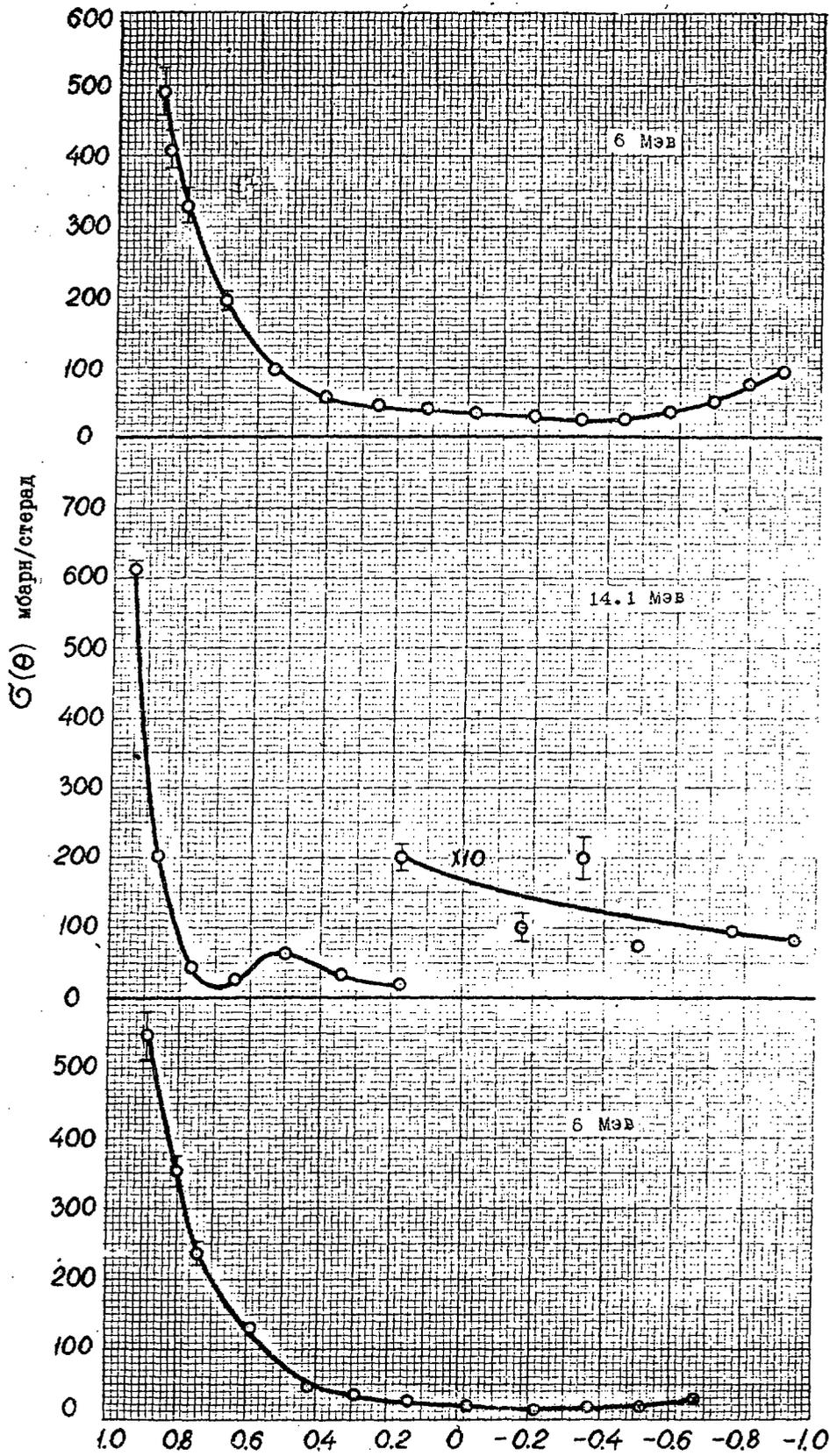
$Na^{23}$   
[13]  
 $\theta_c$



$Na^{23}$   
[13]  
 $\theta_c$

$Na^{23}$   
[13]  
 $\theta_c$

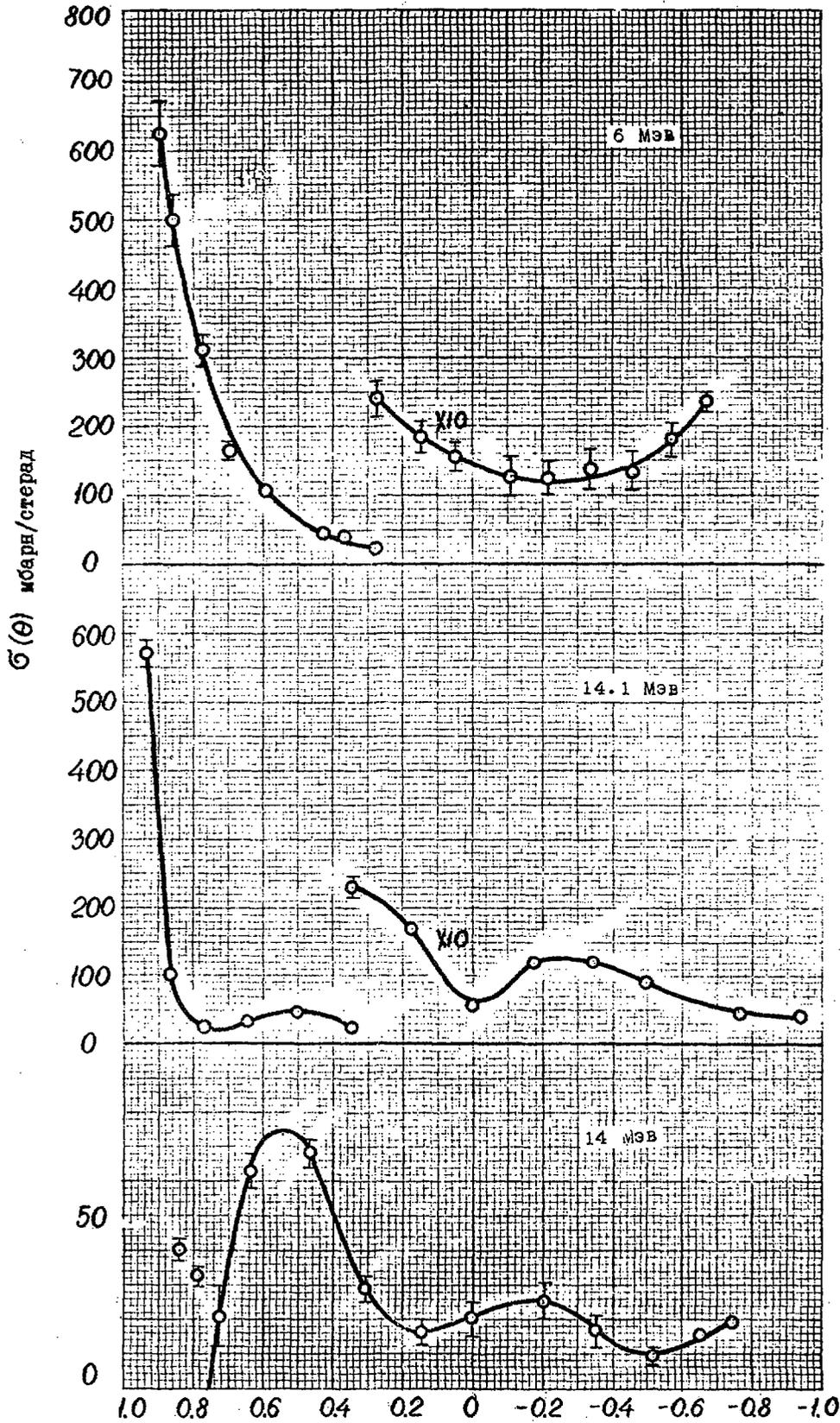
$Al^{27}$   
[11]  
 $\theta_c$



$Si^{28}$   
[11]  
 $\theta_c$

$Si^{28}$   
[8]  
 $\theta$

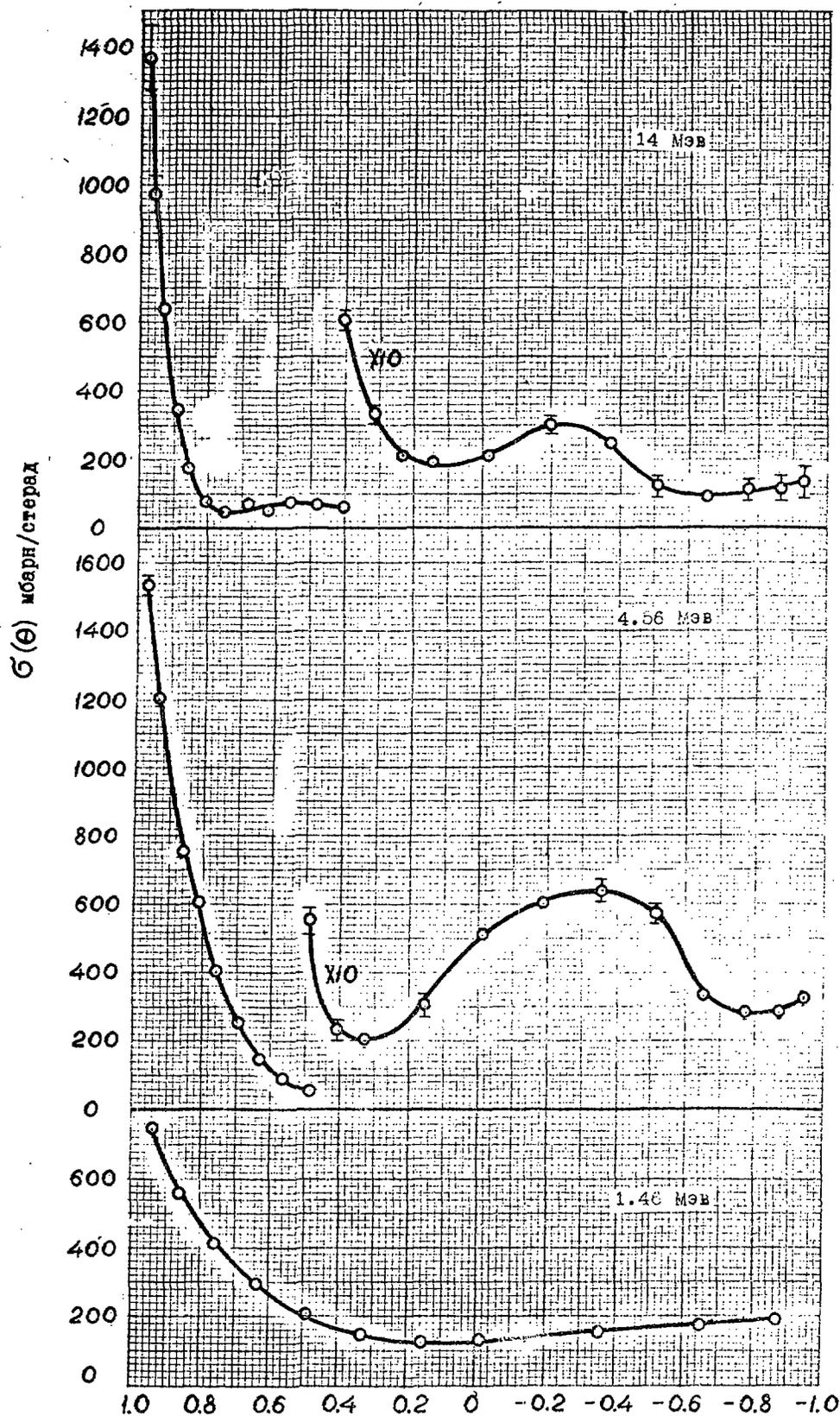
$P^{31}$   
[11]  
 $\theta_c$



$S^{32}$   
[11]  
 $\theta_c$

$S^{32}$   
[8]  
 $\theta$

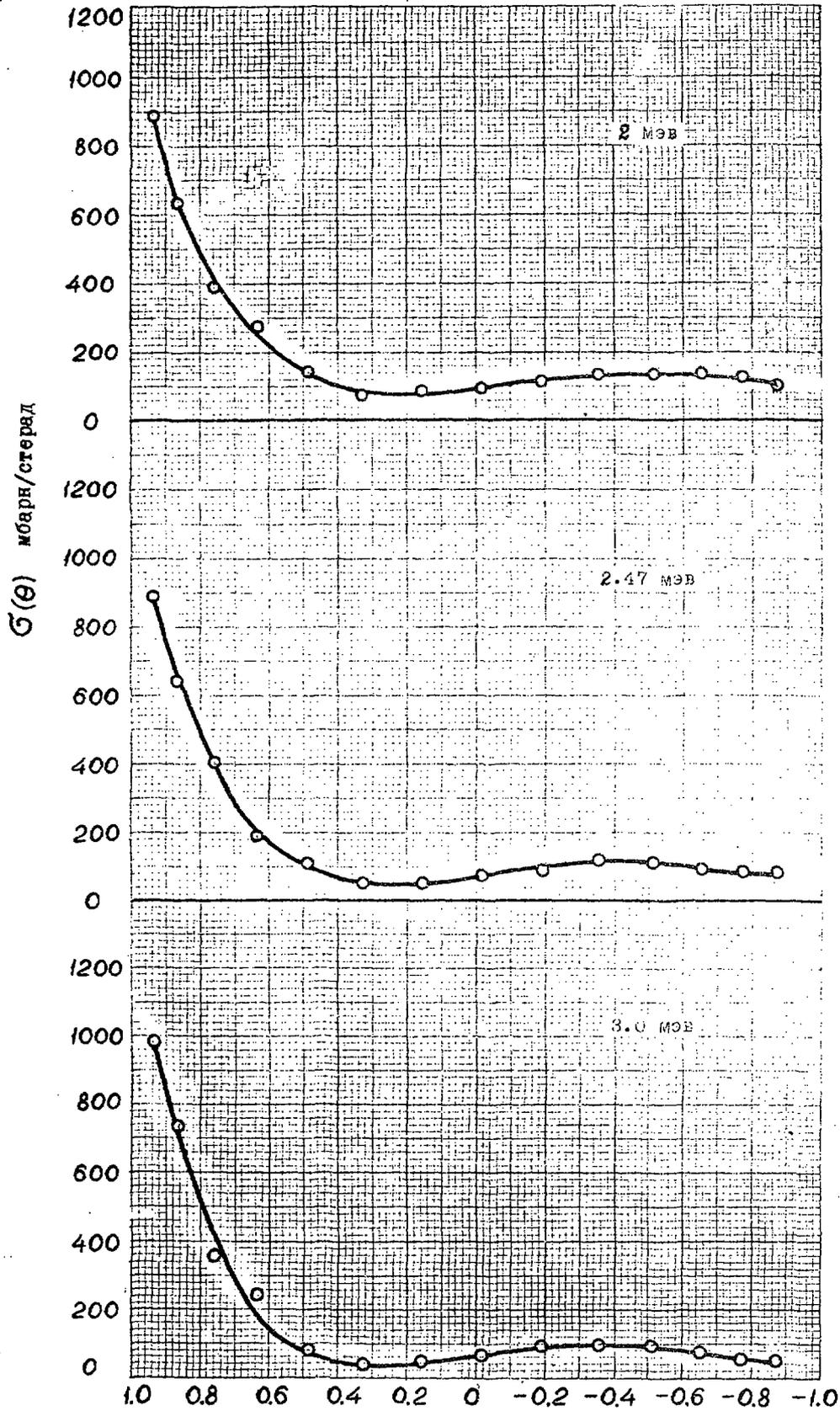
$Cl^{37}$   
[1]  
 $\theta_c$



<sup>40</sup>Ar  
[9]  
 $\theta_c$

<sup>56</sup>Fe  
[12]  
 $\theta$

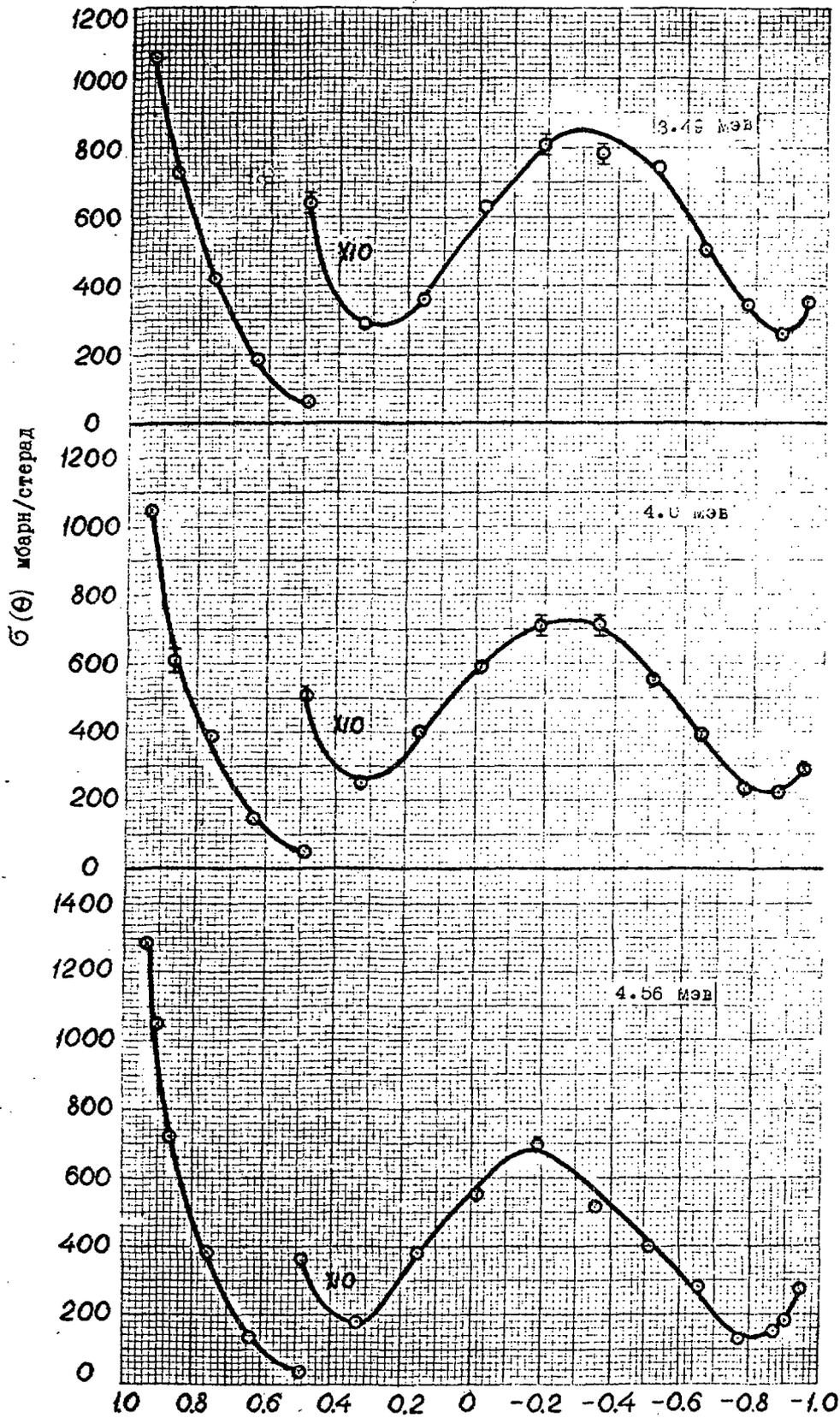
<sup>59</sup>Co  
[12]  
 $\theta$



$^{59}\text{Co}$   
[12]  
 $\theta_c$

$^{59}\text{Co}$   
[12]  
 $\theta_c$

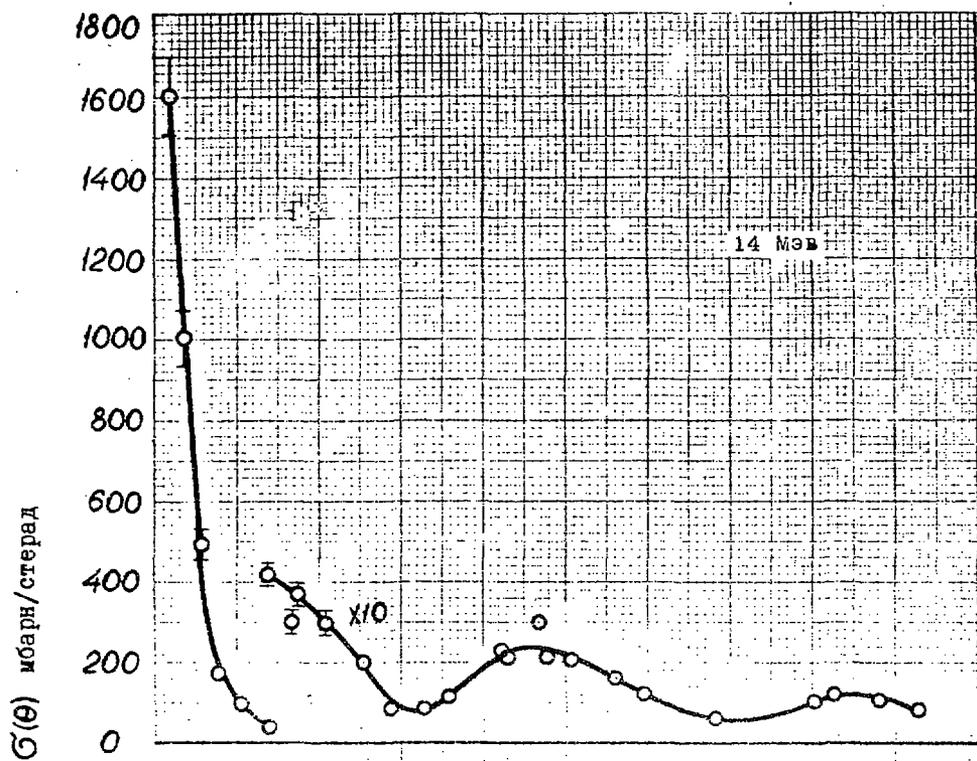
$^{59}\text{Co}$   
[12]  
 $\theta_c$



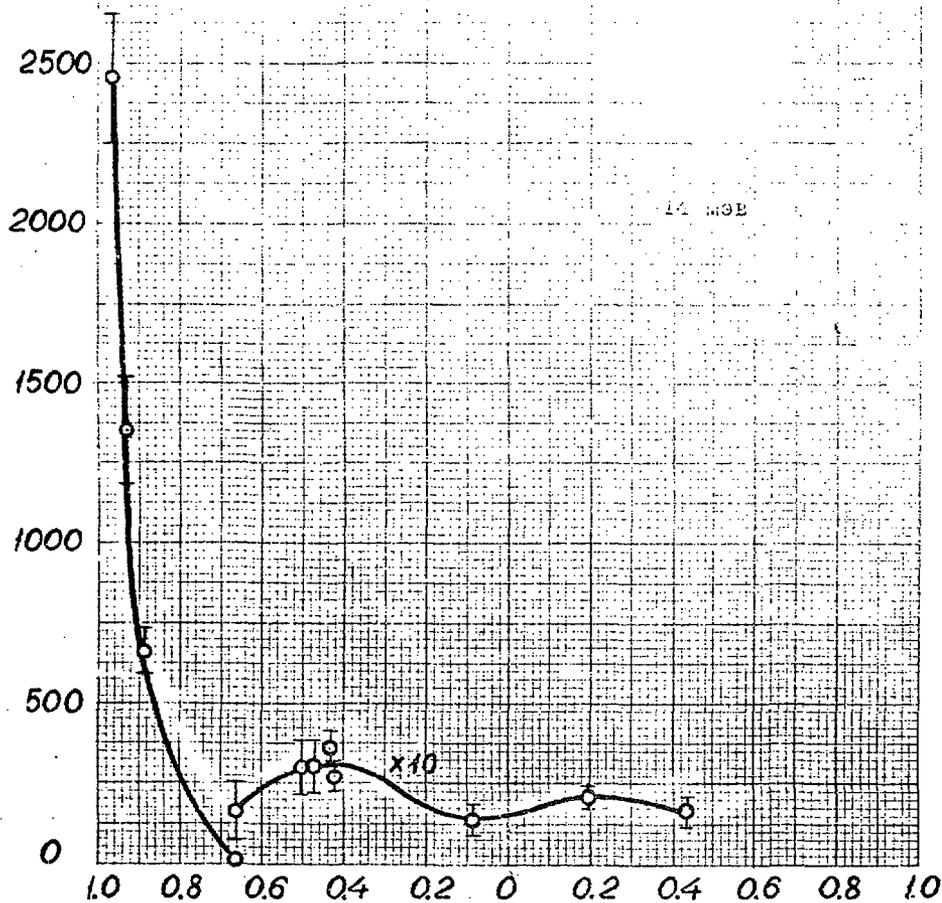
$^{59}\text{Co}$   
[12]  
 $\theta_c$

$^{59}\text{Co}$   
[12]  
 $\theta_c$

$^{59}\text{Co}$   
[12]  
 $\theta_c$



<sup>59</sup>Ni  
[7]  
 $\theta$



<sup>90</sup>Zr  
[7]  
 $\theta$



## Ч А С Т Ь П . РЕАКТОРНЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

### ЭФФЕКТИВНЫЕ РЕЗОНАНСНЫЕ ИНТЕГРАЛЫ НЕКОТОРЫХ ИЗОТОПОВ ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

П.Э.Немировский

#### В В Е Д Е Н И Е

В настоящее время резонансные интегралы изотопов некоторых трансуранических элементов хорошо известны. Имеются как экспериментальные значения резонансных интегралов, так и вычисленные из данных об уровнях соответствующих ядер с удовлетворительной точностью.

Однако, полученные данные относятся к гомогенной среде с нулевой концентрацией соответствующих ядер. Поэтому представляет интерес вычислить эффективные резонансные интегралы для мишенной конечной толщины, т.е. произвести расчет блокировки резонансного поглощения. В данном отчете мы и займемся рассмотрением эффективных резонансных интегралов.

#### § I.

Наиболее просто эта задача решается для четно-четных ядер мишенной, для которых расстояние между уровнями превосходит их ширину на 1,5 - 2 порядка, что исключает возможность интерференции между уровнями. Поэтому рассмотрение сводится к исследованию отдельных уровней.

При расчете блокировки в этом случае необходимо учесть следующее:

а). При малых энергиях нейтронов уровни имеют Брейт-Вигнеровскую форму.

б). С увеличением энергии Допплеровская ширина  $\Delta$  становится больше Брейт-Вигнеровской  $\Gamma$ , что должно быть учтено в расчетах.

в). При энергиях в несколько десятков электронвольт резонансное рассеяние начинает играть существенную роль, уменьшая резонансный интеграл. Следует отметить, что потенциальное рассеяние на ядрах данного изотопа очень слабо влияет на величину резонансного интеграла. Даже при энергии в 100 эв изменение резонансного интеграла вследствие потенциального рассеяния не превосходит 1-2%. Рассеяние и замедление на кислороде, алюминии и других возможных примесях также слабо сказывается на величине резонансного интеграла. Для уровня с энергией, равной 1, рассеяние на замедлителе увеличивает резонансный интеграл на 1-2% для энергии в 100 эв на 5-10%. В дальнейшем влияние примесей рассматриваться не будет.

Рассмотрим сперва чисто Брейт-Вигнеровский уровень и предположим, что  $\Gamma_n \ll \Gamma$ . Тогда резонансным рассеянием можно пренебречь. Как известно, при нулевой концентрации ядер поглотителя резонансный интеграл

$$J = 2\pi^2 \lambda^2 \frac{\Gamma_n}{E_0} \frac{\Gamma_r}{\Gamma} \quad (1)$$

где  $E_0$  - энергия уровня и  $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_r$   
 $\Gamma_n$  - нейтронная ширина  
 $\Gamma_r$  - радиационная ширина

Если плотность ядер поглотителя в блоке  $\rho$  и путь в блоке равен  $\ell$ , то при  $\sigma_0 \rho \ell \ll 1$  можно пользоваться формулой (1).

В другом предельном случае, когда  $\sigma_0 \rho \ell \gg 1$  справедлив закон:

$$J_{\text{эфф.}} = \frac{2\sqrt{\pi} (\pi \lambda^2 \Gamma_n \Gamma_r)^{\frac{1}{2}}}{(\rho \ell)^{\frac{1}{2}} E_0} = \frac{\alpha}{(\rho \ell)^{\frac{1}{2}}} \quad (2)$$

Однако, для промежуточного случая асимптотические формулы несправедливы и потому необходимо исследовать численно этот случай. При этом поскольк у уровни рассматриваются независимо, то

$$J_{\text{эфф.}} = \sum_e J_{\text{эфф.}}^{(e)} \quad (3)$$

где  $J^{(e)}$  - резонансные интегралы для отдельных уровней.

Однако расчет по формуле Брейт-Вигнера справедлив, как мы уже говорили лишь для малых энергий. Для энергий, для которых доплеровская ширина  $\Delta$  становится порядка или больше естественной ширины  $\Gamma$  эффективный резонансный интеграл растет, хотя при  $\rho = 0$  формула (1) остается справедливой и в этом случае.

Для расчета  $J_{\text{эфф.}}$  с учетом эффекта Допплера можно применить формулу:

$$J = \frac{1}{\rho \ell E} \int_{-\infty}^{\infty} (1 - e^{-\sigma_0 \rho \ell}) d\varepsilon \quad (4)$$

где  $\varepsilon = E - E_0$

где 
$$\sigma_{\text{р}} = \frac{\pi \Lambda^2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma_n \Gamma_r}{(E' - E_0) + \frac{\gamma^2}{4}} e^{-\frac{(E-E')^2}{\Delta^2}} \frac{dE'}{\Delta} \quad (5)$$

При этом  $\Delta$  вычисляется по известной формуле:

$$\Delta = 2 \left( \frac{m}{M} E_0 K T \right)^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

Такой расчет может быть проведен для ряда значений  $(\Gamma/\Delta)$  и результат для  $\sigma_{\text{р}}$  можно представить в виде таблицы. Эти расчеты проводились неоднократно.

Переходя к влиянию резонансного рассеяния, нужно сказать, что задача эта значительно сложнее, чем две предыдущие. В самом деле, баланс нейтронной энергии  $E$  в блочке состоит из трех членов: член  $\sum_{\text{г}} \Phi(E)$  и  $\sum_{\text{г}} \Phi(E)$  соответствуют уходу нейтронов данной группы,  $\int_E^{E+\gamma} \Phi(E')$ .  $\sum_{\text{г}}^S(E') \cdot \frac{dE'}{E'} \cdot f(E'-E)$  соответствует притоку частиц в данную группу.

Вблизи максимума поглощения число нейтронов, ушедших в более низко-энергетические группы, всегда больше числа пришедших сверху, так как  $\sum_{\text{г}}(E)$  имеет максимум при  $E_0$  и рассеяние верхних групп меньше рассеяния данной группы. Поэтому резонансное рассеяние уменьшает эффективный резонансный интеграл. Однако, хотя уравнение баланса можно записать строго, решить его трудно и приходится ограничиться оценкой эффекта резонансного рассеяния. Полное поглощение можно записать как сумму поглощения не рассеянных нейтронов и рассеянных однократно, двухкратно и т.д.

$$J = \sum_{e=0}^{\infty} J^{(e)} \quad (7)$$

где  $J^{(e)}$  вносил отдельные порядки рассеяния. Если  $\gamma \leq \Gamma$ , то влияние резонансного рассеяния не велико. В этом случае можно принять, что потеря энергии нейтрона всегда равна  $\gamma/2$ , т.е. заменить  $\int_{E+\gamma}^E \Phi(E') \cdot \sum_{\text{г}}(E') \cdot f(E'-E) \frac{dE'}{E'}$  на  $\sum_{\text{г}}(E + \frac{\gamma}{2}) \cdot \Phi(E + \frac{\gamma}{2})$ . Это дает возможность получить хорошую оценку влияния резонансного рассеяния. Если  $\gamma > \Gamma$ , то все зависит от соотношения  $\Gamma_n$  и  $\Gamma_r$ , а также от величины Допплеровской ширины. Для уровней, для которых  $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_r} \ll 1$  и внос которых в резонансный интеграл не велик, эффектом резонансного рассеяния можно пренебречь. Если  $\Gamma_n \geq \Gamma_r$ , то необходим более аккуратный

расчет, как в том случае, когда  $\Gamma_n \leq \Delta$  так и в случае  $\Gamma > \Delta$ . Можно, например, разделить рассеянные нейтроны на много групп и заменить интеграл столкновений на сумму. Однако в данном отчете такой метод не доведен до стадии точного расчета, а произведена оценка в некоторых интересных случаях.

Все предыдущие рассуждения относились к случаю, когда применима формула (3). Для делящихся ядер типа  $U-233$ ,  $U-235$ ,  $Pu-241$  эта формула заведомо неприменима, так как концепция поглощения и рассеяния на один резонансный уровень в этом случае не применима. Здесь необходимо использование анализа с помощью резонансной формулы многих уровней. Расчет сильно затрудняется и не может быть проведен в настоящее время аккуратно даже для  $Pu-241$ .

Ядра с нечетным  $Z$  представляют собой промежуточный случай. Ширина  $\Gamma$ , вследствие малой величины сечения деления здесь существенно меньше, чем для ядер с четным  $Z$  и нечетным  $N$ . Однако расстояние между уровнями  $D = 5 + 10\Gamma$  и потому интерференция уровней возможна, хотя и не велика. Мы рассмотрим также ядра по формуле (3). Расчет для них носит предварительный характер. Следует отметить, что при очень больших толщинах образцов  $\rho l b_0 \gg 1$  для уровней с энергией  $< 2$  эв начинает сказываться положение границы обрезания спектра. Обычно эта граница принимается равной 0,4 эв. Однако поскольку пропускание меняется не скачком, то такое предположение является условным. Все же мы сохранили предположение об образовании при 0,4 эв. В формуле (1) мы также пренебрегли зависимостью от энергии медленно меняющихся множителей  $\lambda^2$ ,  $\Gamma_n$  и  $\frac{1}{E} J$ . Для малых толщин пренебрежение этой зависимостью несколько преуменьшает, а пренебрежение границей обрезания завышает резонансный интеграл. Для уровня, расположенного при 1 эв оба эффекта практически компенсируются для толщин  $\rho l b_0 < 10$ . Для больших толщин эффект границы становится более существенным, чем зависимость  $\frac{\lambda^2 \Gamma_n}{E}$  от энергии и сильно уменьшает резонансный интеграл. Поэтому для больших толщин расчет резонансного интеграла ведется не по приближенной, а по точной формуле:

$$J = \frac{1}{\rho l} \int_{0,4}^{\infty} (1 - e^{-b\rho l}) \frac{dE}{E}$$

Из рассматриваемых далее изотопов эффект границы наиболее сильно сказывается для  $Pu-240$  и в известной степени для  $Np-237$ . Для  $Am-241$  снижение вноса второго уровня компенсируется вносом первого уровня при  $E > 0,4$  эв.

§ 2. Расчет для конкретных ядер

Из четно-четных ядер в настоящее время есть достаточное количество данных для  $Pu$  -240,  $Pu$  -242 и  $Cm$  -244. Кроме того, интересно рассмотреть  $U$  -236. Из ядер с нечетным  $Z$  данные имеются для  $Np$  -237,  $Am$  -241 и  $Am$  -243. Мы ограничимся поэтому указанными семью изотопами.

1.  $Pu$  -240.

Для  $Pu$  -240 вплоть до больших значений  $\rho^0$ , основная часть резонансного интеграла дается первым уровнем. Однако, уровни (1) в интервале от 10  $ev$  до 100  $ev$  дают некоторый взнос в резонансный интеграл и их основные характеристики даны в таблице I.

В первой колонке дана энергия уровня, во второй ÷ четвертой - ширины, в пятой - ширина интервала замедления в  $Pu$  -240, в шестой - доплеровская ширина для температуры 293°K, в седьмой - взнос в резонансный интеграл данного уровня, в восьмой - величина  $\mathcal{L}$  - из формулы (2). Как видно при бесконечном разбавлении, взнос первого уровня составляет 98,7% от вноса всех 9 уровней. Для энергий выше 120  $ev$  мы оценили резонансный интеграл, исходя из данных о среднем расстоянии между уровнями и их средней нейтронной ширине. Такая оценка дает

$$J' = \int_{120ev}^{\infty} \sigma \frac{dE}{E} = 35 \text{ барнов}$$

Таким образом,  $J_{пак.} = 8040$  барнов. На основании данных о параметрах уровней можно вычислить  $J_{эфф.}$  для промежуточных концентраций.

Таблица I

$E_0$ ев	$\Gamma_n$ $10^{-3}$ ев	$\Gamma_2$ $10^{-3}$ ев	$\Gamma$ $10^{-3}$ ев	$q$ $10^{-3}$ ев	$\Delta_0$ $10^{-3}$ еВ	$J$ барны	$L$ см
1,056	2,3	31	33,3	16,5	21	7900	$22,4 \cdot 10^{-12}$
20,9	2,3	32	34,3	320	95	21,1	$2,5 \cdot 10^{-13}$
38,1	15	32	47	598	126	29	$2,5 \cdot 10^{-13}$
41,6	1,9	32	33,9	653	132	4,2	$0,78 \cdot 10^{-13}$
66,3	45	32	77	1040	166	17,6	$2 \cdot 10^{-13}$
72,4	29	32	61	1136	178	11,1	$1,1 \cdot 10^{-13}$
90,0	17	32	49	1410	193	5,4	$0,8 \cdot 10^{-13}$
104,3	60	32	92	1630	210	7,5	$1,15 \cdot 10^{-13}$
120	50	32	82	1880	225	5,3	$0,87 \cdot 10^{-13}$

Таблица II

$\rho l$	$J_1$	$J_{1, \text{Доп}}$	$\sum_{l=2} J^{(l)}$	$\sum_{l=2} J^{(l)}_{\text{Доп}}$	$J$ барны
0	7900	7900	135	135	8035
$10^{18}$	7610	7680	135	135	7815
$2 \cdot 10^{18}$	7350	7435	135	135	7570
$4 \cdot 10^{18}$	6850	7015	135	135	7150
$8 \cdot 10^{18}$	6100	6317	133	133	6450
$1,6 \cdot 10^{19}$	5060	5319	131	131	5450
$4 \cdot 10^{19}$	3390	3594	126	126	3720
$10^{20}$	2160	2250	110	115	2365
$10^{21}$	700	710	60	65	775
$10^{22}$	224	225	30	30	255

В таблице 2 даны значения  $J_{\text{эфф}}$  для различных концентраций. В первой колонке дано произведение концентрации на путь в блоке; во второй - взнос первого уровня, не поправленный на эффект Доплера, в третьей - взнос первого уровня, исправленный на эффект Доплера, в четвертой - взнос прочих уровней без поправок на эффект Доплера и рассеяние, в пятой - тот же интеграл с учетом поправок и в шестой - полный резонансный интеграл с учетом поправок (при этом температура блока считалась равной  $330^{\circ}\text{K}$ ). Оценке роли рассеяния для первого уровня показывает, что эффект от него не превосходит 0,5%. Влияние эффекта Доплера максимально для  $\rho_{\text{вб}} = 6$  и составляет при этом +6%. Для больших  $\rho_{\text{вб}} \sim 100$  эффект Доплера снова влияет на  $J_{\text{эфф}}$  очень слабо. Для других уровней в результате влияния эффекта Доплера резонансный интеграл сильно растет. Однако, этот эффект в значительной степени компенсируется влиянием резонансного рассеяния. Лишь для второго и четвертого уровня основную роль играет эффект Доплера.

Для третьего уровня влияние эффекта Доплера примерно в 1,5-2 раза больше влияния резонансного рассеяния. Для остальных уровней мы приняли, что оба эффекта компенсируют друг друга.

2. Для  $Pu-242$  известны всего два уровня. Их свойства даны в таблице III.

Таблица III

$E_0$	$\Gamma_n$	$\Gamma_2$	$\Gamma$	$q$	$\Delta_0$	$J$	$\alpha$
2,66	1,9	25	26,9	41	33,0	1013	$4,52 \cdot 10^{-12}$
53,6	44,9	25	70	825	149,0	23	$3,0 \cdot 10^{-13}$

Для первого уровня влиянием рассеяния можно пренебречь, так как оно не превосходит 1%. Напротив, влияние Доплер-эффекта довольно велико. При  $T = 293^{\circ}$  максимальное изменение  $J_{\text{эфф}}$  достигает 20%. Для второго уровня велико влияние резонансного рассеяния. Мы будем считать, что оно компенсирует влияние Доплер-эффекта. Учет более высоколежащих уровней можно провести в предположении, что расстояние между ними  $50 \text{ eV}$ , а приведенная нейтронная ширина  $14 \cdot 10^{-3} \text{ ev}$ , что дает силовую такую же, как и для  $Pu-240$ .

Тогда внос этих уровней равен 25 барнам при нулевой концентрации. Все ширины в таблице III даны в  $10^{-3} \text{ ev}$ .

В таблице IV во второй колонке дан резонансный интеграл первого уровня без учета Допплер-эффекта, в третьей колонке - с учетом Допплер-эффекта и в четвертой - полный эффективный резонансный интеграл

Таблица IV

$\rho l$	$T_1$	$T_1 \text{ Дм}$	$T_{\text{полн}}$
$5 \cdot 10^{18}$	940	966	1015
$10^{19}$	880	924	972
$2 \cdot 10^{19}$	775	857	905
$4 \cdot 10^{19}$	648	740	785
$10^{20}$	433	521	565
$4 \cdot 10^{20}$	220	240	275
$10^{21}$	142	148	175
$10^{22}$	44	44	56
0	1013	1013	1061

### 3. $Cm^{244}$

В этом ядре первый уровень также дает основной вклад в резонансный интеграл (свыше 80%). Однако, его свойства несколько отличаются от рассмотренных ранее низколежащих уровней.  $\Gamma_n$  велика и рассеяние составляет 25% поглощения. Однако, при энергии 7,7 ev ширина интервала замедления

$g$  еще не велика и максимальное ослабление поглощения составляет 4%. Расчет влияния рассеяния был сделан как для естественной формы уровня, так и с учетом эффекта Допплера. Результат оказался тождественным в пределах точности расчета.

В таблице V приведены характеристики уровней  $Cm^{244}$  до 100 ev. Как и ранее ширины даны в  $10^{-3} \text{ ev}$ .

Таблица V

$E_0$ <i>ев</i>	$\Gamma_n$	$\Gamma_2$	$\Gamma$	$\varphi$	$\Delta_0$	$J$ барнам	$d$ см
7,73	10,3	37,2	47,5	121	57	550	$2,7 \cdot 10^{-12}$
16,9	2	37,0	39	265	84	26,5	$3,8 \cdot 10^{-13}$
22,9	0,97	37	38	360	98	7,3	$1,6 \cdot 10^{-13}$
35	4,03	43,5	47,5	550	120	12,3	$1,8 \cdot 10^{-13}$
52,8	0,7	37,0	37,7	830	148	1,0	$0,35 \cdot 10^{-13}$
69,9	0,48	37,0	37,5	1100	170	0,35	$0,15 \cdot 10^{-13}$
86	20	37	57	1350	190	7,0	$0,6 \cdot 10^{-13}$
96	6,2	37	43,2	1510	200	2,0	$0,25 \cdot 10^{-13}$

Для неучтенных уровней выше 100 *ев* мы принимаем, что  $J = 15$  барнам (исходя из данных о ширине и положении уровней от 100 до 300 *ев*).

В таблице VI даны значения эффективного резонансного интеграла в зависимости от  $\rho l$ . Как и в таблице II во второй колонке дан взнос в резонансный интеграл от первого уровня без учета поправок, в третьей колонке - с учетом поправок на Допплер-эффект и рассеяние, в четвертой колонке - взнос остальных уровней без учета поправок, в пятой - тоже с учетом поправок и в шестой - полный эффективный резонансный интеграл. Для второго, третьего, четвертого, пятого и шестого уровней эффект рассеяния мал и учтена лишь доплеровская поправка. Для остальных уровней принято, что резонансное рассеяние и доплеровское уширение компенсируют друг друга.

Таблица VI

$\rho l$	$y_1$	$y_{1 \text{ доп.}}$	$\sum_{l=2} y^{(l)}$	$\sum_{l=2} y^{(l)}_{\text{доп.}}$	$y_{\text{полн.}}$
0	550	550	75	75	625
$10^{19}$	490	510	74,4	74,5	585
$4 \cdot 10^{19}$	385	425	72	73	498
$10^{20}$	265	310	64	68	378
$4 \cdot 10^{20}$	137	150	48	55	205
$10^{21}$	86	90	36	44	134
$4 \cdot 10^{21}$	43	44	21	24	68
$10^{22}$	27,0	27,0	14	15	42

4.  $U^{236}$

Для этого изотопа имеются значительные расхождения значений резонансного интеграла из прямых измерений с резонансным интегралом, вычисленным по уровням. Первый резонанс равен 400 барнам, для второго трудно натянуть больше 330 барнов. Мы будем исходить из величины 300 барнов, получающейся в предположении средних параметров резонансных уровней. Внос первого уровня составляет 75%. Для этого уровня эффект резонансного рассеяния ничтожно мал (порядка 1%) и учитывается только эффект Доплера. Для следующих двух уровней также можно пренебречь резонансным рассеянием. Напротив, для всех последующих резонансов вклад рассеяния велик. Так, для уровня при 44,5 эв уменьшение поглощения вследствие резонансного рассеяния достигает 20% при  $\rho \epsilon b_0 = 12$ . В таблице УП даны характеристики уровней до 100 эв. Обозначения те же, что и в предыдущих таблицах.

Таблица УП

$E_0$	$\Gamma_n$	$\Gamma_2$	$\Gamma$	$q$	$\Delta_0$	$J^{(e)}$	$\alpha$ см
5,49	1,8	29	31	86	47	226	$1,58 \cdot 10^{-12}$
30,2	0,61	29	29,6	475	110	2,6	$0,71 \cdot 10^{-13}$
34,6	2,6	29	31,6	545	117	8	$1,22 \cdot 10^{-13}$
44,5	19	29	48	695	133	22,5	$2,2 \cdot 10^{-13}$
72,3	40	29	69	1230	170	13	$1,64 \cdot 10^{-13}$
87,4	44	29	73	1370	186	9	$1,3 \cdot 10^{-13}$

Резонансный интеграл уровней выше 100 эв принят равным 18 барнам. Таблица УП аналогична таблице У1 для  $Sm$  -244.

Таблица УИ

$\rho l$	$J_1$	$J_{1 \text{ Доп}}$	$\sum_{l=2} J^{(e)}$	$\sum_{l=2} J^{(e)}_{\text{Доп}}$	$J_{\text{пачн.}}$
0	226	226	74	74	300
1019	213	218	73,5	73,5	291
4.1019	180	200	71,0	72,0	272
1020	144	168	66,0	69,0	237
4.1020	77	100	50,0	56,0	156
1021	49	60	38,0	43,0	103
4.1021	25,0	26,0	26,0	27,0	53
1022	15,8	16,0	19,0	19,0	35

5.  $N_p$  237

Расчет резонансного интеграла по известным уровням дает 720 барнов, что существенно ниже результатов прямых измерений. Тепловое сечение также в 10 раз больше вклада уровней при положительных энергиях. Поэтому необходимо постулировать наличие уровня при  $-0,3 \pm -0,5 \text{ ev}$ . Такой уровень не дает большого вклада в резонансный интеграл и мы пренебрежем им.

Параметры уровней  $N_p$  237 от  $0,4 \text{ ev}$  до  $20 \text{ ev}$  даны в таблице IX. Уровни от 20 до  $100 \text{ ev}$  также известны, однако, мы не приводим их свойств, а учтем их в целом.

До  $20 \text{ ev}$  имеется еще 5 уровней, но их совокупный взнос составляет 4,6 б. и мы не приводим их параметров. Рассеяние не играет роли для всех уровней с  $E < 50 \text{ ev}$ . Для более высоких энергий, взнос которых в резонансный интеграл 50 барнов, мы предположим, что рассеяние и эффект Доплера компенсируют друг друга. Область от 20 до  $50 \text{ ev}$  дает взнос 60 барнов в величину  $J$ .

Таблица IX

$E_0$	$2g\Gamma_n$	$\Gamma_n$	$\Gamma$	$q$	$\Delta_0$	$J_1$	$\alpha$
0,489	0,0325	34	34	7,7	14	276	$5,9 \cdot 10^{-12}$
1,33	0,031	34	34	21	24	36	$1,3 \cdot 10^{-12}$
1,48	0,125	34	34	23	25	117	$2,32 \cdot 10^{-12}$
1,97	0,015	34	34	31	28	7,5	$0,18 \cdot 10^{-12}$
3,89	0,24	34	34,2	61	40	33	$0,75 \cdot 10^{-12}$
4,29	0,025	34	34	67	42	2,5	$0,2 \cdot 10^{-12}$
4,89	0,028	34	34	77	45	2,4	$0,19 \cdot 10^{-12}$
5,81	0,65	34	34,6	90	49	39,3	$0,65 \cdot 10^{-12}$
6,41	0,09	34	34	100	52	4,4	$0,21 \cdot 10^{-12}$
6,73	0,013	34	34	105	53	0,5	$0,07 \cdot 10^{-12}$
7,46	0,131	34	34	118	56	4,8	$0,16 \cdot 10^{-12}$
8,37	0,08	34	34	131	59	2,2	$0,12 \cdot 10^{-12}$
9,02	0,11	34	34	141	61	2,8	$0,13 \cdot 10^{-12}$
9,33	0,40	34	34,4	146	62	9,1	$0,26 \cdot 10^{-12}$
10,84	1,3	34	35,0	170	67	23	$0,38 \cdot 10^{-12}$
11,1	1,3	34	35,0	174	68	21	$0,37 \cdot 10^{-12}$
12,63	0,85	34	35,0	198	73	10,5	$0,25 \cdot 10^{-12}$
16,10	1,04	34	35	253	82	8,0	$0,19 \cdot 10^{-12}$

Мы разделим все уровни на группы. До  $2 \text{ eV}$  мы пренебрежем Допплер-эффектом и объединим уровни в I-ую группу. Вторая группа охватит уровни от 2 до  $50 \text{ eV}$  и третья - выше  $50 \text{ eV}$ .

В таблице X в колонке второй дан резонансный интеграл для первой группы, в третьей - для второй группы без учета Допплер-эффекта, в четвертой - с учетом Допплер-эффекта и в пятой - полный резонансный интеграл.

Таблица 2

$\rho l$	$T_1$	$T_2$	$T_2 \text{ доп.}$	$T_{\text{паш.}}$
0	436,5	229	229	715,5
$10^{20}$	412,5	212	221	683,5
$4 \cdot 10^{20}$	356,0	182	202	606,0
$10^{21}$	282,0	148	177	504,0
$4 \cdot 10^{21}$	152,7	97	109	304,0
$10^{22}$	97,5	63	72	210,0

6.  $Am^{241}$

В этом ядре расчетный резонансный интеграл существенно больше измеренного на опыте по активации 16-часового  $Am-242$ . Возможно, что резонансный интеграл активации  $Am-242$  довольно велик (хотя тепловое сечение мало). Кроме того, один уровень лежит при  $0,308 \text{ эв}$ , т.е. ниже кадмиевой границы, а один - при  $0,576 \text{ эв}$ , т.е. непосредственно у границы, а поэтому внос в экспериментальные измерения первого уровня ничтожен, а второго - зависит от толщины кадмия. Тепловое сечение, напротив, нельзя объяснить резонансами с положительной энергией. Они дают  $\bar{\sigma}_{th} \approx 165$  барнов, тогда как на опыте для  $0,025 \text{ эв}$  585 барнов. По-видимому, большая часть сечения объясняется уровнями с отрицательной энергией и не дает внос в резонансный интеграл. Для большинства расчетов уровень  $0,308 \text{ эв}$  лишь частично должен быть отнесен к резонансной области. Поэтому мы проведем для него расчет отдельно. Остальные уровни, включая уровень при  $0,576 \text{ эв}$  входят в резонансный интеграл при любых расчетах. В таблице даны делительная ширина и делительный резонансный интеграл.

Таблица XI

$E_0$	$2g\Gamma_n$	$\Gamma_2$	$\Gamma_f$	$\Delta_0$	$J_2$	$J_f$	$\mathcal{L}$
0,308	0,06	41	0,29	12	1300	9	$18,8 \cdot 10^{-12}$
0,576	0,075	40	0,17	26	460	1,8	$8,3 \cdot 10^{-12}$
1,27	0,39	45	0,30	23	492	3,3	$5,8 \cdot 10^{-12}$
1,93	0,125	40	0,07	28	69	0,13	$1,7 \cdot 10^{-12}$
2,36	0,080	40	0,15	31	29	0,17	$1,0 \cdot 10^{-12}$
2,59	0,20	40	0,10	32,5	60	0,15	$1,35 \cdot 10^{-12}$
3,99	0,26	40	0,011	40	32,8	0	$0,80 \cdot 10^{-12}$
4,40	0,027	40		42	2,8	0	$0,22 \cdot 10^{-12}$
5,03	0,21	40	0,03	45	17	0	$0,5 \cdot 10^{-12}$
5,42	1,08	40	0,38	46,5	75	0,7	$1,05 \cdot 10^{-12}$
6,10	0,13	40		49,5	7,2		$0,30 \cdot 10^{-12}$
6,78	0,21	40		52,0	9,4		$0,32 \cdot 10^{-12}$
8,11	0,9	40		57,0	27		$0,52 \cdot 10^{-13}$
9,13	0,42	40	0,05	60,0	10		$0,30 \cdot 10^{-13}$
9,90	0,35	40	1,0	63,0	7,1	0,17	$0,24 \cdot 10^{-13}$

Поскольку эффект Доплера для  $N\rho$  -237 дает поправку не превосходящую 6%, то в случае  $\Delta m$  -241 аналогичном  $N\rho$  -237 мы пренебрежем эффектом Доплера. Тогда получим следующую таблицу.

Таблицу XII

$\rho v$	$J_1$ барны	$J_2$ барны	$J_3$ барны	$\sum_{\nu=4}^{\infty} J^{(\nu)}$ барны	$\sum_{\nu=2}^{\infty} J^{(\nu)}$ барны
$10^{19}$	1280	496	481	520	1457
$4 \cdot 10^{19}$	1225	442	453	513	1408
$10^{20}$	1140	420	400	495	1315
$4 \cdot 10^{20}$	830	330	266	440	1036
$10^{21}$	550	235	175	373	783
$4 \cdot 10^{21}$	280	124	89	240	454
$10^{22}$	180	80	56,5	174	310
0	1300	460	492	520	1472

В полный эффективный резонансный интеграл не включен первый уровень. Для энергий более  $10 \text{ eV}$ , по аналогии с  $Np-237 \text{ J}$  принят равный  $175$  барнам. Первый уровень должен при расчетах включаться в тепловое сечение и усредняться по реальному спектру нейтронов в области  $0,3 \text{ eV}$ .

7.  $Am^{243}$

Поведение сечения в этом ядре напоминает два предыдущих случая. Тепловое сечение, равное  $180$  барнов обусловлено в основном уровнем при  $0,0107 \text{ eV}$ . Мы приведем уровни до  $10 \text{ eV}$ .

Таблица XIII

$E_0$	$\lg \Gamma_n$	$\Gamma_2$	$\Gamma$	$\Delta_0$	$J^{(e)}$	$d_e$
0,976	0,017	$78 \pm 30$	$78 \pm 30$	20	36	$1,8 \cdot 10^{-12}$
1,353	0,82	43,0	43,8	24	$905 \pm 90$	$7,5 \cdot 10^{-12}$
1,74	0,18	30,2	30,4	26	$120 \pm 6$	$2,4 \cdot 10^{-12}$
3,42	0,21	43	43,2	37	37	$0,9 \cdot 10^{-12}$
5,12	0,22	43	43,2	45	16,5	$0,5 \cdot 10^{-12}$
6,54	0,83	43	43,8	50	40,0	$0,75 \cdot 10^{-12}$
7,84	0,93	43	43,9	55	31,0	$0,6 \cdot 10^{-12}$

Так же как и в двух предыдущих случаях влияние эффекта Доплера не учитывается. Резонансный интеграл для энергий выше  $10 \text{ eV}$  оцениваем в  $150$  барнов. Тогда полный резонансный интеграл равен  $1335$  барнов и хорошо укладывается в результат экспериментальных измерений ( $1970 \pm 135$ ).

В таблице XIV выделен резонансный интеграл от второго уровня, а эффект остальных уровней ниже  $10 \text{ eV}$  дан суммарно. Следует отметить, что наличие резонанса при  $0,0107 \text{ eV}$  приводит к резкому падению сечения в высокоэнергетической части теплового спектра. Так, при повышении энергии с  $0,0253$  до  $0,0506 \text{ eV}$  сечение падает в  $3,2$  раза. При усреднении по Максвелловскому спектру это падение менее значительно, однако, если для  $T = 293^\circ \text{K}$   $\bar{\sigma} = 184$  барнов, то для  $T = 586 \text{ K}^\circ$  оно равно не  $130$  а  $113$  барнов.

Таблица XIV

$\rho e$	$J_{\alpha}$ <i>ээфр</i>	$\sum_e J^{(e)}$ ( $< 10ev$ ) - $J_{\alpha}$	$J_{\text{полн.}}$ <i>ээфр</i>
$10^{19}$	870	278,8	1300
$4 \cdot 10^{19}$	780	272,2	1200
$10^{20}$	625	261	1030
$4 \cdot 10^{20}$	365	213	718
$10^{21}$	232	171	530
$4 \cdot 10^{21}$	117	101,8	310
$10^{22}$	74	69,0	218
0	905	280,5	1335

§ 3. Выводы

Для чётно-чётных ядер закон  $\frac{\alpha}{\sqrt{\rho e}}$  оправдывается с хорошей точностью для  $\rho e > 10^{20}$  в случае  $Pu^{240}$ ,  $Pu^{242}$ ,  $Cm^{244}$ , причем, если  $\rho e$  измеряется в граммах и  $\alpha$  в барнах, то получаем таблицу 15.

Таблица XV

	$Pu^{240}$	$Pu^{242}$	$Cm^{244}$
$\alpha$	500	112	84

Для ядер с нечётным  $Z$  и  $U^{234}$  область до  $\rho e \leq 10^{22}$  является промежуточной и при расчетах необходимо использовать таблицы УШ-ХIV.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Вейнберг и Е.Вигнер. Физическая теория ядерных реакторов  
Москва 1961.
2. Neutron cross sections supplement, No 2, vol.III, Z = 88-98.  
Sigma Center Brookhaven National Laboratory, 1965.

ЭФФЕКТИВНЫЕ РЕЗОНАНСНЫЕ ИНТЕГРАЛЫ ВТУЛОЧНЫХ  
ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ, СОДЕРЖАЩИХ ЗАМЕДЛИТЕЛЬ  
ВО ВНУТРЕННЕЙ ПОЛОСТИ

(Контрольные эксперименты)

О.В.Шведов, В.Ф.Белкин, В.Н.Попков

Измеренные в 1965 г. эффективные резонансные интегралы втулочных тепловыделяющих элементов<sup>X)</sup>, в случае заполнения внутренней полости хорошим замедлителем - водой, моноизопронилдифенилом и плексигласом, на 3 + 6% были ниже, чем величины, приведенные Хеллстрандом. Кроме того, не было заметного различия в том случае, когда внутренняя полость заполнялась графитом и более хорошим замедлителем - водой, плексигласом, моноизопронилдифенилом.

В работе Хеллстранда монитором служила тонкая золотая фольга, нанесенная на толстую золотую фольгу, обращенную к урановому блоку. Таким образом, тонкая золотая фольга регистрировала поток нейтронов, подающий на блок, и не была чувствительна к потоку нейтронов, приходящему из блока. Следовательно, появление внутреннего потока нейтронов в случае заполнения внутренней полости хорошим замедлителем не увеличивало активности тонкой золотой фольги.

В наших экспериментах монитором служила боковая поверхность самой урановой втулки, так что существовала возможность некоторого увеличения активности монитора в случае хорошего замедлителя.

Предварительные измерения этого эффекта, в которых использовался независимый монитор, расположенный так, чтобы не чувствовалось влияние внутреннего замедлителя, показали, что эффект не превосходит 1,5 - 2%. В дальнейшем были проведены более тщательные измерения, которые дали такой результат:

$$A_{\text{ц}}^{\text{пл}} / A_{\text{ц}} = 1.020 \pm 0.009; \quad A_{\text{ц}}^{\text{г}} / A_{\text{ц}} = 1.006 \pm 0.004$$

$A_{\text{ц}}^{\text{пл}}$  и  $A_{\text{ц}}^{\text{г}}$  - активность цилиндрической поверхности урановой втулки в том случае, когда ее внутренняя полость заполнена плексигласом и графитом, соответственно,  $A_{\text{ц}}$  - активность цилиндрической поверхности пустой урановой втулки.

Эти поправки были внесены в эффективные резонансные интегралы, причем считалось, что эффект близок для воды, моноизопронила и плексигласа.

В измерениях, проведенных в 1965 г., предлагалось, что эффект, связанный с наличием кадмиевого чехла на внутренней поверхности урановой втулки, не превышает 1 + 1,5% в случае, когда замедлителем служил графит.

В дальнейшем величина этого эффекта оказалась равной (для втулки  $\emptyset$  46x30):

$$A_{\text{ц}}^{\text{г}} / A_{\text{ц}}^{\text{г}} = 1.008 \pm 0.006$$

X) См. "Бюллетень информационного центра по ядерным данным" (выпуск второй). Атомиздат. 1965, стр. 238.

$A^{\Gamma}$  и  $A_{с\alpha}^{\Gamma}$  - активность торцевой поверхности урановой втулки в случае, когда замедлителем служит графит, в отсутствие и при наличии кадмиевого чехла на внутренней поверхности урановой втулки, соответственно.

Ввиду того, что размеры блоков близки, можно считать, что различие в вышеприведенных эффектах для каждого типа блока лежит в пределах ошибки эксперимента.

Геометрия уранового образца, активность которого измерялась, ведет к некоторому увеличению вклада активности осколков деления в активность  $Np^{239}$  и  $Pu^{239}$  из-за Комpton-эффекта, по сравнению с тем случаем, когда в качестве индикатора используется тонкая урановая фольга. Для оценки вклада активности осколков деления в одном и том же потоке облучались урановые образцы в кадмии и без кадмия и затем измерялась их активность в области 105 кэв и 600+800 кэв.

Измерения были выполнены для втулки размером 30x50 мм; вклад активности осколков деления в активности  $\gamma$  - квантов с энергией 105 кэв составил  $0,09 \pm 0,03$ . В предположении, что спектр нейтронов, падающих на твэл и коэффициент экранирования для надкадмиевых нейтронов  $f$  слабо зависят от типа твэла, можно считать, что вклад активности осколков деления в активность  $Np^{239}$  и  $Pu^{239}$  обратно пропорционален  $I^8 R_{эф}$ . В величины  $I^8 R_{эф}$  для разного типа твэлов была введена соответствующая поправка, пропорциональная  $[(I_{R_{эф}}^8)_i - (I_{R_{эф}}^8)_0]$ , где  $(I_{R_{эф}}^8)_i$  - эффективный резонансный интеграл одного из типов твэлов.  $(I_{R_{эф}}^8)_0$  - эффективный резонансный интеграл твэла 30x50 мм, который был выбран в качестве нормировочного. Величина эффективного резонансного интеграла для втулки 30x50 в случае, когда внутренним замедлителем служил плéксиглас, была измерена дополнительно и оказалась равной, в пределах экспериментальной ошибки, измеренной ранее величине. В дальнейшем использовалось среднее двух величин. Были проведены также эксперименты, в которых замедлитель из плéксигласа представлял собою втулку 16x30 мм. Как и следует из расчета, величина эффективного резонансного интеграла в этом случае оказалась очень близкой значению, которое было получено в случае отсутствия пустоты во внутреннем замедлителе. После введения поправок экспериментальные результаты были сведены в таблицу, где также приведены величины эффективных резонансных интегралов, рассчитанные по формулам Карлвика-Першагена. При расчете коэффициентов для элементов с большим атомным весом ( $A \geq 12$ ) использовалась интерполяционная формула Орлова В.В.

$$l_s^{эф} = l_s \left(1 - \frac{A}{A_0}\right), \quad A_0 = 30.$$

Приведены также результаты расчета, когда  $A_0 \rightarrow \infty$  и  $l_s^{эф} = l_s$ . Для графита, магния и алюминия результаты расчета с  $A_0 = 30$  лежат как правило ниже экспериментальных (в особенности для магния); при  $A_0 \rightarrow \infty$  расчетные результаты несколько превышают экспериментальные. Более хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных наблюдается для блока 30x46 мм; для блока 30x54 мм расхождение в некоторых случаях лежит за пределами

экспериментальных ошибок. Одной из причин этого может являться большее искажение спектра надтепловых нейтронов кадмиевым чехлом, и, следовательно, уменьшение вклада  $1/\sqrt{v}$  сечения в эффективный резонансный интеграл для блока 30x54 мм, в котором количество кадмия было на 17% больше, чем в блоке 30x46 мм.

В заключение полученные экспериментальные данные сравнивались с данными Хеллстранда. Результаты нанесены на график, где по горизонтальной оси отложены величины

$$\sqrt{\frac{S_n + \gamma S_{вн}}{M}}$$

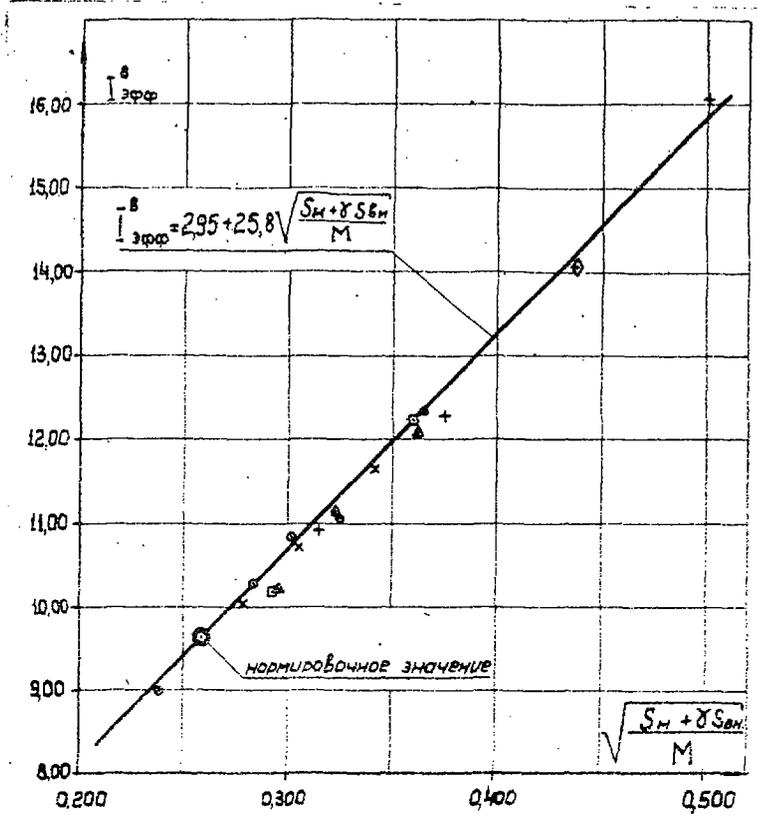
#### Л и т е р а т у р а

1. Хеллстранд, *J. Appl. Phys.* 28, 1493 (1957).
2. Хеллстранд, Лундгрэн, *NSE*. 12, 3 (1962).

Эффективные резонансные интегралы втулок из естественного урана, содержащих во внутренней полости замедлитель

Замедлитель	Втулка 30x46 мм		Втулка 30x50 мм		Втулка 30x54 мм	
	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент
Плексиглас	12,36	12,34 $\pm$ 0,24	11,34	11,05 $\pm$ 0,17	-	-
В о д а	12,28	12,06 $\pm$ 0,19	11,32	11,13 $\pm$ 0,16	10,58	10,21 $\pm$ 0,16
Моноизопропилдифенил	12,25	12,23 $\pm$ 0,17	-	-	10,52	10,19 $\pm$ 0,16
Графит $A_0=30$	11,50	11,64 $\pm$ 0,15	10,62	10,71 $\pm$ 0,14	9,97	10,03 $\pm$ 0,14
$A_0 \rightarrow \infty$	11,74		10,83		10,15	
Магний $A_0=30$	10,81	11,17 $\pm$ 0,15	10,04	10,07 $\pm$ 0,08	-	-
$A_0 \rightarrow \infty$	11,06		10,25		-	
Алюминий $A_0=30$	10,60	10,67 $\pm$ 0,12	9,86	9,94 $\pm$ 0,07	9,32	9,27 $\pm$ 0,09
$A_0 \rightarrow \infty$	10,79		10,02		9,49	
Висмут $A_0=30$	10,51	10,62 $\pm$ 0,14	9,79	9,91 $\pm$ 0,08	9,26	9,33 $\pm$ 0,10
$A_0=40$	10,54		9,83		9,29	
Воздух	10,28	10,30 $\pm$ 0,13	9,63	9,63 <sup>жж)</sup>	9,12	8,98 $\pm$ 0,12

жж) нормировочное значение.



Эффективные резонансные интегралы блоков урана, содержащих хороший замедлитель во внутренней полости.

- - плексиглас
- △ - вода
- - моноизопротилдифенил
- x - графит ( $A_0 \rightarrow \infty$ )
- - воздух
- + - вода
- ◇ - тяжелая вода

Экспериментальные результаты, полученные в данной работе

Экспериментальные результаты, полученные Хеллстрандом [1,2]

Коэффициент  $\gamma$  рассчитывался по формуле Карлвика-Першагена.

АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ  
ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНАХ

В.А.Наумов, А.П.Семашко.

Для описания зависимости эффективных сечений ядерных реакций на тепловых нейтронах для ядер изотопного состава гомогенной (гомогенизированной) реакторной среды,

$$\langle \sigma_z^\alpha \rangle_T = \frac{\int_0^{E_T} \sigma_z^\alpha(E) \Phi(E, T) dE}{\int_0^{E_T} \Phi(E, T) dE}, \quad (1)$$

от отравления, температуры и химической связи ядер предлагается следующая аналитическая модель:

$$\langle \sigma_z^\alpha \rangle_T = \langle \sigma_z^\alpha \rangle_M \frac{1 + c(T) \frac{\langle \Sigma_a \rangle_M \langle \sigma_z^\alpha \rangle}{\xi \Sigma_s} / \langle \sigma_z^\alpha \rangle_M}{1 + c(T) \langle \Sigma_a \rangle_M / \xi \Sigma_s} \quad (2)$$

Здесь используются следующие обозначения:

$\alpha$  - индекс изотопа,

$z$  - индекс ядерной реакции (поглощения, деления и т.д.),

$\xi \Sigma_s$  - асимптотическая замедляющая способность реакторной среды,

$$\langle \sigma_z^\alpha \rangle_M = \frac{\int_0^{E_T} \sigma_z^\alpha(E) M(E, T) dE}{\int_0^{E_T} M(E, T) dE} \quad (3)$$

асимптотическое эффективное сечение ядерной реакции в реакторной среде без поглощения,

$$\langle \sigma_z^\alpha \rangle_S = \frac{\int_0^{E_T} \sigma_z^\alpha(E) \frac{S(E)}{\Sigma_a(E)} dE}{\int_0^{E_T} \frac{S(E)}{\Sigma_a(E)} dE} \quad (4)$$

асимптотическое эффективное сечение ядерной реакции в реакторной среде без рассеяния,

$$\langle \Sigma_a \rangle_M = \int_0^{E_T} \Sigma_a(E) M(E, T) dE / \int_0^{E_T} M(E, T) dE \quad (5)$$

эффективное макросечение поглощения реакторной среды,

$E_T$  - граница группы тепловых нейтронов,

$$M(E, T) = \frac{E}{(kT)^2} \exp \left\{ - \frac{E}{kT} \right\} \quad (6)$$

энергетическое распределение атомов реакторной среды в равновесном состоянии при температуре  $T^0K$ ,

$$S(E) = \int_{E_T}^{\infty} \Sigma_s(E' \rightarrow E) \Phi(E') dE' \quad (7)$$

спектр источника замедления нейтронов в тепловую область энергии, для описания которого используется следующее приближение,

$$S(E) = c_T \sqrt{\lambda \frac{E}{\langle E \rangle_T}} \quad (8)$$

где  $\lambda$  - обратная масса рассеивающего атома,  $\langle E \rangle_T$  - средняя кинетическая энергия рассеивающего атома,

$$c(T) = c_0 \exp \left\{ \frac{\langle E \rangle_T}{kT} \right\} \quad (9)$$

параметр, учитывающий интегральным образом влияние на эффективные сечения специфичной химической связи ядер реакторной среды.

Эффективность предлагаемой модели проверялась для реакторной среды с  $1/v$  законом поглощения:

$$\langle \Sigma_a \rangle_M = \sigma_a^0 N_n \langle \frac{1}{v} \rangle_M,$$

$$\text{где } \sigma_a^0 = \sum_L N_L \sigma_a^L(0,0253 \text{ эВ}) / N_n.$$

В качестве примера в таблицах I, II и III проводится сравнение эффективных сечений поглощения для элемента с потенциальным характером ядерного взаимодействия (закон " $1/v$ ") и для элементов с заметным вкладом в тепловую область энергии резонансного характера ядерного взаимодействия (изотопы U-235 и Pu-239), рассчитанных по формуле (1) и из строгого решения кинетического уравнения Больцмана по программе "ПРЭС" [1]. Примеры приведены для случая воды и гидрида циркония. Расчеты по программе "ПРЭС" проводились для воды по модели идеального газа с массой 1,884 (в единицах атомных масс) и сечением рассеяния на жестко связанном водороде 84,8 барн и для гидрида циркония по модели Нелкина-Розенблута ( $\lambda = 0,0136828$ ,  $\hbar\omega_0 = 0,137$  эв,  $\sigma_0 = 82,8$  барн). Соответствующее выражение для средней кинетической энергии водорода в воде и гидриде циркония имеет вид:

$$\langle E \rangle_T = \begin{cases} kT, & \text{для } H_2O \\ \lambda kT + (1-\lambda) \frac{\hbar\omega_0}{2} \operatorname{cth} \frac{\hbar\omega_0}{2kT}, & \text{для } ZrH_x \end{cases} \quad (10)$$

Данные таблицы I, II и III показывают, что формализм (2) описывает средние сечения в практически интересной области температур и отравлений реакторной среды с точностью до 1%.

Аналитическая модель (2) дает возможность использовать в инженерно-физических расчетах реактора новый формализм учета термализации в полной аналогии с применением известного формализма температуры нейтронного газа. Новый формализм имеет перед старым ряд существенных преимуществ:

1) В точности. Так он работает в более широком диапазоне отравлений и химической связи реакторных сред и учитывает более точно переходную область нейтронного спектра в области эпитепловых энергий.

2) В простоте. Так он не связан с определением переменной граничной энергии между тепловой и эпитепловой группами, что дает возможность стандартизировать расчет сечений в смежной резонансной группе и требует табулирования эффективных сечений по Максвеллу и источнику только по температуре.

3) В совместимости с экспериментом. Так в качестве границы группы тепловых нейтронов может быть выбрана кадмиевая граница в зависимости от толщины наиболее используемых фольг. Определение активации фольг в тепловой колонке реактора и в исследуемой среде при одной и той же температуре сразу дает информацию по отношению:

$$\left(1 + C(T) \frac{\langle \Sigma_a \rangle_M}{\sum \Sigma_s} \frac{\langle \sigma_z^a \rangle_s}{\langle \sigma_z^a \rangle_M} \right) / \left(1 + C(T) \frac{\langle \Sigma_a \rangle_M}{\sum \Sigma_s} \right) \quad (II)$$

В настоящее время мы подготавливаем таблицу эффективных ядерных сечений по Максвеллу и источнику для широкого диапазона изотопного состава реакторных сред, таблицу  $C(T)$  для наиболее распространенных реакторных замедлителей (вода, гидрид циркония, бериллий, графит, окись бериллия) и оцениваем возможность использования данного формализма для оценки эффективного коэффициента диффузии:

$$\langle \lambda \rangle_T = \int_0^{E_T} \lambda(E) \varphi(E, T) dE / \int_0^{E_T} \varphi(E, T) dE. \quad (I2)$$

Таблица I

Сравнение эффективных сечений поглощения (закона " $\frac{1}{v}$ ") тепловых нейтронов в воде, рассчитанных по программе "ПРЭС" (А) и формуле (I) (В) для разных температур и отравлений

	$\sigma_a$	Эффективное сечение $\langle \frac{1}{v} \rangle_T$						Параметры модели (I)		
		0,01	0,1	1	2	3	10	C(T)	$\langle \frac{1}{v} \rangle_M$	$\langle \frac{1}{v} \rangle_S$
	T°K	-	-	-	-	-	-	C		
A	300	0,87293	0,86958	0,83833	0,80783	0,78099	0,656214	1,5	0,8762	0,320
B		0,87581	0,87276	0,83948	0,80690	0,77819	0,644266			
$\frac{B-A}{A} \%$		+0,33	+0,32	+0,18	+0,0013	-0,16	-1,36			
A	600	0,61898	0,61794	0,60794	0,59765	0,58813	0,537272	1,5	0,6202	0,320
B		-	0,61872	0,60603	0,59315	0,58138	0,520780			
$\frac{B-A}{A} \%$		-	+0,12	-0,31	-0,75	-1,15	-3,08			
A	900	0,50909	0,50862	0,50411	0,49937	0,49488	0,469310	1,5	0,5101	0,320
B		0,51002	0,50933	0,50266	0,59578	-	0,455086			
$\frac{B-A}{A} \%$		+0,18	+0,14	-0,29	-0,72	-	-3,03			
A	1200	0,44944	0,44919	0,44679	0,44424	0,44179	0,427319	1,5	0,4500	0,320
B		0,44995	0,44954	0,44551	0,44129	0,43735	0,415730			
$\frac{B-A}{A} \%$		+0,11	+0,08	-0,29	-0,66	-1,00	-2,71			

Таблица II  
Сравнение эффективных сечений поглощения (закона " $\frac{1}{v}$ ") тепловых нейтронов в  
гидриде циркония, рассчитанных по программе "ПРЭС" (А) и формуле (I) (В) для  
разных температур и отравлений

	$\sigma_a^0$	Эффективное сечение $\langle \frac{1}{v} \rangle_T$						! Параметры модели (I)			
		0,01	0,1	1	2	3	10	$c(T)$	$\langle \frac{1}{v} \rangle_M$	$\langle \frac{1}{v} \rangle_S$	
	$T^{\circ}K$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
A	300	0,86801	0,85616	0,77271	0,71853	0,68219	0,567320	4,4	0,8762	0,320	
B		0,87602	0,87490	0,78000	0,71160	0,66117	-				
$\frac{B-A}{A} \%$		+0,92	+1,19	+0,91	-0,96	-3,0	-				
A	400	0,75402	0,74904	0,708262	0,67554	0,65052	0,556509	3,0	0,7590	0,320	
B		-	-	0,710523	0,67169	0,640082	0,515869				
$\frac{B-A}{A} \%$		-	-	+0,30	-0,59	-1,50	-7,20				
A	500	0,67561	0,67307	0,65049	0,63055	0,61303	0,539540	1,8	0,6788	0,320	
B		0,67856	0,67642	0,65639	0,63726	0,61905	0,535362				
$\frac{B-A}{A} \%$		+0,40	+0,49	+0,91	+0,79	+1,08	-0,76				
A	600	0,61767	0,61615	0,60211	0,58855	0,57665	0,519840	1,5	0,6202	0,320	
B		0,62005	0,61868	0,60571	0,59256	0,58056	0,519188				
$\frac{B-A}{A} \%$		+0,31	+0,42	+0,67	+0,68	+0,69	-0,15				

Таблица III

Сравнение эффективных сечений поглощения тепловых нейтронов изотопами U-235 и Pu-239 в воде, рассчитанных по программе "ПРЭС" (А) и формуле (I) для разных температур и отравлений

		Эффективное сечение $\langle \sigma_a^{U-235} \rangle_T$						Параметры модели I		
$\sigma_a^0$		0,01	0,1	1	2	3	10	$c(\tau)$	$\langle \sigma_a \rangle_M$	$\langle \sigma_a \rangle_S$
A	T <sup>0</sup> K	581,779	579,360	556,832	534,888	515,614	426,580			
B	300	586,330	583,913	561,323	539,144	519,540	427,473	1,5	586,6	200
B-A%		0,78	0,79	0,80	0,80	0,76	0,21			
A		394,690	393,991	387,288	380,401	374,038	340,160			
B	600	397,900	397,025	388,659	380,158	372,393	332,429	1,5	398,0	200
B-A%		0,82	0,77	0,35	-0,064	-0,44	-2,27			
A		283,240	283,079	281,502	279,825	278,222	268,710			
B	1200	284,070	283,799	281,182	278,462	275,915	261,872	1,4	284,1	2000
B-A%		+0,29	+0,025	-0,011	-0,49	-0,83	-2,54			

		Эффективное сечение $\langle \sigma_a^{Pu-239} \rangle_T$						Параметры модели I		
$\sigma_a^0$		0,01	0,1	1	2	3	10	$c(\tau)$	$\langle \sigma_a \rangle_M$	$\langle \sigma_a \rangle_S$
A	T <sup>0</sup> K	970,297	973,172	1001,14	1029,79	1056,23	1199,31			
B	300	970,480	973,880	1014,91	1054,29	1089,21	1052,65	1,5	970,0	1656
B-A%		+0,024	+0,073	+1,38	+2,38	+3,12	+4,45			

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.М. Дунец, В.А. Наумов, А.П. Семашко.  
Материалы совещания по физике реакторов, т.2, Мелекес, 1966 г.

80-ТИ И 2I-ГРУППОВЫЕ СЕЧЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ  
НЕЙТРОНОВ  $\mathcal{N}_p^{237}$  И ИЗОТОПАМИ ГАДОЛИНИЯ

Захарова С.М.

ПРИНЯТЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ:

- $E$  - энергия нейтрона  
 $\mathcal{C}_{\text{р}}$  - сечение радиационного захвата  
 $\mathcal{J}_{\text{р}}$  - резонансный интеграл захвата  
 $E_0$  - положение резонанса  
 $g$  - стат. фактор,  $g = \frac{2J+1}{2(2I+1)}$   
 $J$  - момент составного ядра  
 $I$  - момент ядра мишени  
 $\Gamma_{\text{р}}$  - радиационная ширина  
 $\Gamma_{\text{n}}$  - нейтронная ширина  
 $\Gamma$  - полная ширина  
 $\mathcal{C}_0$  - полное сечение в резонансе  
 $u$  - логаргия  
 $\xi_0$  - отношение полной ширины резонанса к доплеровской ширине при температуре  $T_0$  ( $T_0 = 293^{\circ} \text{K}$ )  
 $A$  - массовое число  
 $\mathcal{C}_{\text{т}}$  - полное сечение

Данная работа является дополнением к работе [1] и содержит 80-ти и 21 - групповые сечения поглощения нейтронов  $Gd^{155}$ ,  $Gd^{156}$ ,  $Gd^{157}$ ,  $Gd^{158}$ ,  $Np^{237}$ , а также естественной смеси изотопов гадолиния. Сечения составлены на основании экспериментальных данных, опубликованных до мая 1968 г. Методики построения и усреднения групповых констант те же, что и в работе [1] и в данной работе подробно не обсуждаются.

В рассматриваемой области энергий сечения поглощения нейтронов перечисленными изотопами (за исключением  $Np^{237}$ ) практически совпадают с сечениями радиационного захвата. Сечение поглощения  $Np^{237}$  есть сумма сечений радиационного захвата и деления. В работе приводится только сечение радиационного захвата, сечение деления приведено в работе [1].

## II. Сечения поглощения четно-нечетных

### изотопов гадолиния

Сечения поглощения нейтронов  $Gd^{155}$  и  $Gd^{157}$  в зависимости от энергии приведены соответственно на рис. 1, 2 и 3, 4. В резонансной области энергий сечения рассчитаны по одноуровневой формуле Брайта-Вигнера. Параметры резонансов взяты из работы [2] (см. табл. 1, 6 и 9). В области энергий ниже 1 эв.  $\sigma_{nr}$   $Gd^{155}$  и  $Gd^{157}$  в основном определяются первыми резонансами (соответственно  $E_0 = 0,0268$  эв и  $E_0 = 0,0314$  эв), параметры которых приведены в табл. 1. Сечения поглощения, рассчитанные по этим параметрам, хорошо согласуются с экспериментальными кривыми  $\sigma_t$  до энергий  $\sim 0,3$  эв (сечением рассеяния по сравнению с сечением поглощения в этой области энергий можно пренебречь, т.к.  $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$ ). Экспериментальные кривые  $\sigma_t$  взяты из работы [2] (см. рис. 1 и 3). Значение сечений поглощения при энергии 0,0253 эв. равны соответственно для  $Gd^{155}$  и  $Gd^{157}$  60000 бн и 255000 бн. Вклад в сечения при энергии 0,0253 эв. от всех известных резо-

нансов, за исключением первых, составляет соответственно 72 бн. и 10 бн.

В резонансной области энергий среднее сечение поглощения в интервале  $\Delta u_j$  есть:

$$\sigma_{nr} = \frac{1}{\Delta u_j} \sum_k \int_{u_{j-1}}^{u_j} \sigma_{nr}^k(u) du \quad (1)$$

Суммирование здесь ведется по всем к резонансам, попавшим в интервал  $\Delta u_j$ ;  $\sigma_{nr}^k$  - вклад в сечение от k-ого резонанса I).

В области энергий выше 70 эв. для  $Gd^{155}$  и 150 эв для  $Gd^{157}$  экспериментальные данные как по параметрам отдельных резонансов, так и по сечениям поглощения отсутствуют. В этой области энергий (до  $E \sim 600$  кэв) сечения рассчитаны на основании статистической теории с проницаемостями ядерной поверхности из оптической модели и плотностями ядерных уровней из модели Ферми-газа. Расчет проведен на ЭВМ А.Г.Довбенко по программе расчета средних нейтронных сечений [3]. В основу программы положен метод решения радиального уравнения Шредингера с потенциалом произвольной формы;  $\sigma_{nr}$  рассчитывается по обычно применяемой для расчета средних сечений радиационного захвата формуле статистической теории [44]:

$$\sigma_{nr} = \frac{\pi k^2}{2(2l+1)} \sum_l T_l(E) \sum_J \frac{E_{Jl}^2 (2J+1) S}{1 + \frac{2\pi}{\Gamma_l(u, \beta)} f(E) \sum_{l'} \sum_k E_{Jkl'}^2 \Gamma_l(E-E_k)} \quad (2)$$

Здесь  $E$  - кинетическая энергия падающего нейтрона.

$l, l'$  - орбитальные моменты падающего и рассеянного нейтронов.

$J$  - полный момент составного ядра.

$j = l \pm \frac{1}{2}$  и  $j_k = l_k \pm \frac{1}{2}$  - спины входного и выходного каналов.

I) Определяется по одноуровневой формуле Брейта-Вигнера

$I, I_k$  - спины основного и  $k$ -ого возбужденного состояний ядра-мишени.

$\epsilon_{j,l}^j, \epsilon_{j_k,l'}^{j_k}$  - множители, учитывающие число открытых каналов и равные соответственно числу значений  $j$  и  $j_k$ , удовлетворяющих условиям:

$$\begin{aligned} |j-l| \leq j \leq j+l \\ |j-l'| \leq j_k \leq j+l' \end{aligned} \quad (3)$$

$E_k$  - энергия  $k$ -ого возбужденного состояния ядра-мишени, на котором происходит рассеяние.

$S$  - множитель, учитывающий распределение приведенных нейтронных ширин.

$T_2(E), T_2'(E-E_k)$  - проницаемости ядерной поверхности для нейтронов с энергией  $E$  и  $E - E_k$ .

$$\rho(u,j) = \frac{1}{D(u,j)} = \frac{2j+1}{24\sqrt{2} a^{1/4} u^{5/4} g^3(u)} \exp\left[2(au)^{1/2} - \frac{(j+1/2)^2}{2g^2(u)}\right] \quad (4)$$

плотность ядерных уровней при энергии возбуждения  $u$  с полным моментом  $j$  и данной (любой) четностью (см., например, [33]).

$A$  - массовое число

$\Gamma_r(u)$  - средняя радиационная ширина уровней с полным моментом

$j$  при энергии возбуждения  $u$ , определяемая по формуле

Вайскопфа [45].

$$u = B_n - \begin{cases} \delta_p + \delta_n & \text{для чет. чет. ядер} \\ \delta_p & \text{для чет. неч. ядер} \\ \delta_n & \text{для неч. чет. ядер} \\ 0 & \text{для неч. неч. ядер} \end{cases} \quad (5)$$

$B_n$  - энергия связи нейтрона в ядре  
 $\delta_p, \delta_n$  - энергия спаривания 2-х протонов и 2-х нейтронов соответственно.

$$\frac{D(u, J)}{\Gamma_r(u+E, J)} = f(E) \cdot \frac{D(u, J)}{\Gamma_r(u, J)} \quad (6)$$

Расчет  $\Gamma_r(u, J)$  и множителя  $f(E)$  делается при упрощающем предположении, что

$$\rho(u+E, J) = \text{const} (2J+1) \exp[2(a(u+E))^{1/2}] \quad (7)$$

При этом  $\Gamma_r$  оказывается не зависящей от  $J$ .

$a$  - параметр плотности ядерных уровней из модели Ферми-газа. Для  $s$  - нейтронов ( $l=0$ )  $D(u, J) = \bar{D}/2g$ , где

$$\bar{D} = 2D_{\text{набл}} \text{ при } I \neq 0 \text{ и } \bar{D} = D_{\text{набл}} \text{ при } I = 0.$$

В сумму по  $l'$  входят только члены удовлетворяющие закону сохранения четности. Все расчеты проведены с проницаемостями ядерной поверхности, вычисленными для сферического комплексного потенциала вида:

$$V(r) = -V_0 \frac{1+l\beta}{1+\exp[(r-R)/d]}$$

при глубине потенциальной ямы  $V_0 = 45$  Мэв, толщине диффузного слоя  $d = 0,5f$ ;  $\beta = 0,1$  и радиусе ядра  $R = r_0 A^{1/3}$ , где  $r_0 = 1,25f$ .

Остальные параметры, использованные в расчете, приведены в таблице 2. Значения  $a$ ,  $u$ ,  $\bar{D}$  взяты из работы [4],

$\Gamma_r(u)$  из систематики средних радиационных шири [5], характеристики уровней неупругого рассеяния - из работ [6] и [10]. В области энергий больших 700 кэв расчет становится несправедливым из-за неучета конкуренции неупругого рассеяния (характеристики уровней ядер-мишеней известны только до энергий 650 кэв). В этой области энергий расчетные сечения

экстраполировались к величине 18,5 мбн при 14,5 мэв - значению  $\sigma_{nr}$  полученному в работе [II] для  $Gd^{160}$  (эта величина также не противоречит данным по сечениям поглощения нейтронов четно-нечетными изотопами соседних элементов). Значения экспериментальных и рассчитанных по полученным сечениям ( $\int_{r}^{расч} = \int_{0,177} \sigma_{nr}(E) \frac{dE}{E}$ ) резонансных интегралов захвата приводятся в таблице 3.

### III. Сечения поглощения четно-четных изотопов

гадолиния

a)  $Gd^{156}$  и  $Gd^{158}$   
 $\sigma_{nr} Gd^{156, 158}$  приводятся на рис. 5, 6 и

7, 8. Поскольку у этих изотопов резонансов вблизи тепловой энергии нет (первые резонансы расположены соответственно при 33,2 эв и 22,2 эв), сечения до энергий  $\sim 10$  эв. принимались следующими закону  $1/v$ . При этом кривые  $\sigma_{nr}$  нормировались на значения сечений при энергии 0,0253 эв. Имеющиеся в настоящее время данные по тепловым сечениям  $Gd^{156}$  и  $Gd^{158}$  содержатся в табл. 8. Эти данные в основном получены на реакторных спектрах. Оценка сечений при  $E = 0,0253$  эв на основании параметров известных резонансов (см. табл. 13 и 15) дает соответственно значения 2 бн и 1,32 бн. Для  $Gd^{156}$  сечение, оцененное по параметрам и усредненное по спектру реактора [13] [47] дает хорошее согласие с опытом. У  $Gd^{158}$  известен только один резонанс, поэтому  $\sigma_{nr}$  при 0,0253 эв, оцененное по параметрам, видимо занижено. Однако для  $Gd^{158}$  есть экспериментальное значение  $\sigma_{nr}$  при 0,0253 эв, полученное активационным методом в работе [19] - 2,78 бн. Поскольку изомеров у  $Gd^{158}$  нет, можно считать, что сечение активации совпадает с сечением поглощения.

В резонансной области энергий сечения рассчитывались по резонансным параметрам. Параметры резонансов приведены в табл. 13 и 15.

В области энергий 350 эв  $\pm$  1,4 мэв сечения рассчитаны по формуле (2). Используемые в расчете параметры приведены в табл. 11. Значения  $a$  и  $u$  взяты из работы [4], значения  $\Gamma_r(u)$  и  $\bar{D}$  из [5] и [20] соответственно. В работе [20] для  $Gd^{158}$  приводится значение  $\bar{D}$  равное 170 эв. Оценка  $\bar{D}$  по формуле (4) при  $a = 19,66$  л/мэв дает значение  $\bar{D} \sim 80$  эв. Рассчитанное  $\Sigma_{nr}$  лучше согласуется с экспериментальным (см. рис. 8), если принять  $\bar{D}$  равным 80 эв<sup>1)</sup>. Характеристики уровней неупругого рассеяния взяты из работ [6], [26] и [29]. В области энергий, где характеристики уровней неупругого рассеяния отсутствуют (выше 1,4 мэв), сечения экстраполировались к величине 3,4 мбн при 14,8 мэв, полученной Бреммиттом для  $Gd^{158}$  [2]. Кроме того, для  $Gd^{158}$  имеется еще одно экспериментальное значение  $\Sigma_{nr}$  при 3 мэв. [25].

В области энергий 40  $\pm$  350 эв  $\Sigma_{nr}$   $Gd^{158}$  было принято равным 10 бн - среднему значению сечения поглощения  $Gd^{156}$  в этой области энергий.

Значения экспериментальных и вычисленных по полученным сечениям ( $\int_r^{расч} = \int_{0,477} \Sigma_{nr}(E) \frac{dE}{E}$ ) резонансных интегралов захвата приводятся в табл. 9.

б)  $Gd^{152}$ ,  $Gd^{154}$  и  $Gd^{160}$ .

Для этих изотопов гадолиния экспериментальных данных в резонансной области энергий нет, поэтому групповые сечения для них не построены. Из них наибольший интерес представляет  $Gd^{154}$ , так как при захвате им нейтрона образуется имеющий очень большое сечение поглощения  $Gd^{155}$ . В частности, если естественный гадолиний используется в качестве выгорающего

1) Рассчитанное  $\Sigma_{nr}$  хорошо согласуется и с результатами работы [48], опубликованной уже после окончания данной работы (см. рис. 8).

поглотителя, неучет  $Gd^{154}$  (в естественной смеси 2,15%) может внести некоторую ошибку в результаты расчета. Однако имеющихся в настоящее время данных недостаточно для того, чтобы построить сечения поглощения  $Gd^{154}$  во всей области энергий.

Опубликованные к настоящему времени экспериментальные данные по сечениям поглощения и резонансным интегралам захвата  $Gd^{152}$ ,  $Gd^{154}$  и  $Gd^{160}$  приводятся в табл. 16, 17 и 18.

#### IV. Сечение поглощения естественной смеси изотопов гадолиния

Сечение поглощения нейтронов естественной смеси изотопов гадолиния (рис. 9 и 10) было получено путем суммирования сечений отдельных изотопов. Несмотря на то, что при этом не учитывался вклад от  $Gd^{152}$  (в естественной смеси 0,2%),  $Gd^{154}$  (в естественной смеси 2,15%),  $Gd^{160}$  (в естественной смеси 21,9%), полученное таким образом сечение хорошо согласуется с имеющимися экспериментальными данными (см. рис. 10). Это видимо, объясняется тем, что сечение поглощения естественной смеси в основном определяется сечениями четно-нечетных изотопов.

Значения резонансного интеграла поглощения и сечения поглощения при 0,0253 эв приводятся в табл. 19.

#### V. Сечение радиационного захвата $Np-237$

$\sigma_{nr} Np^{237}$  приводится на рис. 11 и 12. Сечение при  $E = 0,0253$  эв, оцененное по параметрам известных резонансов, равно 25 бн, что значительно ниже измеренного  $\sim 170$  бн. (см. табл. 29). Поэтому в области энергий до первого резонанса  $\sigma_{nr}$  оценивалось как разность между полным сечением и

сечением рассеяния. Полное сечение взято из работы [34], сечение рассеяния принималось постоянным и равным 12 бн [35]. В резонансной области энергий сечение рассчитывалось по одноуровневой формуле Брайта-Вигнера. Параметры резонансов взяты из работы [36] (см. табл. 23 и 28).

В области энергий 100 эв + 450 кэв. сечение рассчитывалось по формуле (2) с параметрами, приведенными в табл. 31. Значения  $a$ ,  $u$ ,  $\bar{D}$  взяты из работы [4],  $\Gamma_{\gamma}$  - из [36], характеристики уровней неупругого рассеяния - из [6], [37] и [38].

В области энергий 160 эв + 1,6 мэв  $\sigma_{nr}$  принято в соответствии с экспериментальными данными [40].

В области выше 1,6 мэв экспериментальных данных нет и сечение принималось следующим законом  $1/E$ .

Значения резонансного интеграла захвата приводятся в табл. 25.

#### VI. Некоторые замечания относительно групповых сечений <sup>1)</sup>

На основании полученной энергетической зависимости сечений (рис. 1 + 12) для рассматриваемых изотопов были построены групповые сечения, предназначенные для расчета реакторов по программе "ЭМ" и программам, составленным на ее основе. Эффективные сечения поглощения в этой программе записываются в виде суммы двух компонент: резонансной (зависящей от  $\frac{\Sigma_p}{\rho_{ном}}$  - отношения суммы полных сечений всех элементов и изотопов, входящих в состав среды, за исключением рассматриваемого к

<sup>1)</sup> Подробно см. работу I, § 1.3(г)

концентрации ядер рассматриваемого поглотителя <sup>1)</sup> и гладкой (в программе предполагается, что эта часть сечения от отношения  $\Sigma_p/\rho_{\text{пл.}}$  не зависит). В соответствии с требованиями программы резонансная компонента представлена в виде таблиц параметров выделенных резонансов. Гладкая компонента, равная разности между полным сечением поглощения и выделенной резонансной частью, приводится в зависимости от логарифма от тепловой области до верхней границы спектра деления. Количество выделенных резонансов ограничено не только отсутствием экспериментальных данных по параметрам выделенных резонансов, но и оперативной памятью машины. Поэтому наряду с групповыми сечениями, в которых выделены все резонансы с известными в настоящее время параметрами, приводятся сечения, в которых выделены только самые сильные резонансы ( $\Gamma_r \geq 15 \text{ бк}$ ). Следует помнить, что эффективные сечения в группах, содержащих невыделенные или неразрешенные резонансы, могут при достаточно больших концентрациях поглотителя, оказаться завышенными из-за неучета эффекта самоэкранирования (см. [1]).

Кроме сечений с выделенной резонансной частью в работе приводятся также групповые сечения полного поглощения (резонансная часть не выделена).

В качестве стандартного спектра при усреднении 2I - групповых сечений в области энергий больших 2,5 мэв использовался спектр нейтронов деления, в области энергий меньших 2,5 мэв - спектр Ферми. В 2I-ой группе в таблицах приводятся значения сечений при энергии 0,0253 эв. Сечения, усредненные по спектру Максвелла в зависимости от температуры

---

<sup>1)</sup> Для тепловых и промежуточных реакторов, в которых концентрация ядер замедлителя велика,  $\Sigma_p$  практически полностью обуславливается сечением рассеяния на ядрах замедлителя. В случае гетерогенного расположения поглотителя под  $\Sigma_p$  следует понимать ее эффективную величину, т.е.

$\Sigma_p + \frac{1}{\epsilon_{\text{блока}}}$  (см., например, [46]).

нейтронного газа и границы сшивания теплового спектра со спектром замедления, можно взять из работы [1]. Детальный ход сечений в тепловой области для  $Gd^{155}$  и  $Gd^{157}$  можно оценить по формуле Брайта-Вигнера с параметрами низкоэнергетических резонансов (табл. I и 28).

$$\sigma_{nr}(E) = \frac{5,87 \cdot 10^4}{1 + \left[ \frac{(E - 0,0268)}{0,054} \right]^2} \sqrt{\frac{0,0268}{E}} \quad [\delta n] \quad (Gd^{155})$$

$$\sigma_{nr}(E) = \frac{2,29 \cdot 10^5}{1 + \left[ \frac{(E - 0,0314)}{0,053} \right]^2} \sqrt{\frac{0,0314}{E}} \quad [\delta n] \quad (Gd^{157})$$

здесь энергия берется в эв.

80-ти групповые сечения во всей области энергий усреднены с весом спектра Ферми. Среднее сечение в интервале  $[u_i, u_i + 0,25]$  приписано границе  $u_i + 0,25$ , т.е. большей летаргии.

Следует отметить, что между резонансными интегралами захвата  $Gd^{156}$  и  $Gd^{157}$  вычисленными по полученным в данной работе сечениям и измеренными на опыте, наблюдается расхождение (см. табл. 9 и 19). Экспериментальные величины ( $\sim 236$  для  $Gd^{156}$  и 67 бн для  $Gd^{157}$ ) значительно ниже вычисленных (соответственно 115 бн и 426 бн.). Однако, вычисленные  $\int \sigma$  в основном обусловлены резонансам (92,3 бн из 115 бн и 358 бн из 426 бн), т.е. получены на основании экспериментальных данных по измерению  $\sigma_E$  и на наш взгляд являются более достоверными. Величина 23 бн, полученная в ORNL, приводится без описания методики измерения и видимо является предварительной. При получении величины 67 бн (Климентов и Грязев, Атомная энергия, 3, 507, 1957) возможно был недостаточно точно учтен эффект самоэкранирования.

Групповые сечения содержатся в таблицах I, 4 + 7, 12+15, 20 + 23, 27 + 34.

В заключение автор выражает глубокую благодарность А.В.Малышеву за ценные советы и А.Г.Довбенко, любезно согласившемуся провести расчеты сечений по программе.

ЛИТЕРАТУРА:

- I. Захарова С.М., Сивак Б.Н., Тошинский Г.И. - "Бюллетень информационного центра по ядерным данным". Приложение к вып.3, Атомиздат, 1967 г.
2. Goldberg M.D. et. al. BNL-325, Second Edition, Suppl. 2, v. IIc, 1966.
3. А.Г.Довбенко, частное сообщение; Ермаков С.М. и др. сб. "Нейтронная физика" Госатомиздат, 1961, с. 314.
4. Шубин Ю.Н., Мальшев А.В., Ставинский В.С. Конференция по ядерным данным, Париж 1966 г. СМ -23/106; частное сообщение.
5. Захарова С.М. "Систематика средних радиационных ширин". (препринт ФЭИ, в печати).
6. Джелепов Б.С., Пекер Л.К., Сергеев В.О. "Схемы распада радиоактивных ядер", изд. Академии Наук СССР, 1963 г.
7. Melling W., Stary F. Nucl. Phys. v. 80, No 1, p. 74, 1966.
8. Funke et. al., Nucl. Phys. v. 84, No 2, p. 461, 1966.
9. Alexander et. al., Nucl. Phys., v. A108, No 1, p. 145, 1968.
10. Врзал и др. Материалы 9-го совещания по ядерной спектроскопии нейтронно-деформированных ядер и теории деформированных ядер, Дубна 28 июня - 2 июля, 1966 г., стр. 83.
11. Perkin J.L. et. al., Proc. Phys. Soc., 72, 505, 1958.
12. Hansen E.C., Naval React. Phys. Handbook United States Atom. Energy Commission, p. 728, 1964.
13. Гришанин Е.И., Лепендин В.И. и др. Атомная энергия, т.22 № 2 стр. 133, 1967 г.
14. Lugmair et. al. Nucl. Sci. Abs. v. 21, No 2, p. 318, ab.2725, 1967.
15. Dobrozemsky R. et. al., Nucl.Data for Reactors, v. I, p. 495, Vienna, 1967, ( CN-23/82, Paris, 1966).

16. Nucl. Sci. Abs., v. 19, No 24, p. 5972, ab. 47584, 1965.
17. Garrison J.D., et. al. Nucl.Sci.Eng., v.12, No 1, p.115, 1962.
18. Cook J.L., Wall A.L. Nucl.Sci.Eng. v. 31, No 2, p.234, 1968.
19. Mangal S.K., Gill R.S. Nucl. Phys. v.41, No 3, p. 372, 1963.
20. Chrien R. et. al. Phys. Let., v. 24B, No 11, p. 573, 1967
21. Chaubey A.K., Sehgal M.L. Phys. Rev., v. 152, No 3, p.1055, 1966.
22. Маклин Р. сб. "Нейтронная физика", Москва, 1959г., стр.216.
23. Macklin R. et.al., Phys. Rev., 107, No 2, p. 504, 1957.
24. Lyon W.S., Macklin R. Phys. Rev., v. 114; No 6, p.1619, 1959.
25. Petö G. et. al., J.Nucl. Energy, v. 21, No 10, p. 797, 1967.
26. Ewan G.T. et. al., Nucl. Phys. 29, No 1, p. 153, 1962.
27. Schima F. et. al., Phys. Rev., v. 140, No 6B, p. B1496, 1965.
28. Thosor B.V. et. al., Nucl. Phys. v. 41, No 3, p. 380, 1963.
29. Джелепов Б.С. и др. Изв. АН СССР, серия физическая, № 3 стр. 394, 1966 г.
30. Шорин В.С. и др. Ядерная физика т.7 № 4 стр. 769, 1967 г.
31. Wille R.G., Fink R.W. Phys. Rev., v. 118, No 1, p. 242, 1960.
32. Drake M.K. Nucleonics, v. 24, No 8, p. 108, 1966.
33. Гордеев И.В. и др. "Ядерно-физические константы" Госатом-издат, 1963 г.
34. Hughes D.J., Schwartz R.B. Neutron Cross Sections, BN2-325, 1958.
35. Goldman D.T. Trans.Am. Nucl. Soc., v. 7, No 1, p. 84, 1964.
36. Paya D. et. al. Conference on Nuclear Data, Paris, October, 1966, CN-23/69.
37. Кондратьев и др. "Известия АН СССР, серия физическая, ТХХХ, № 3, стр. 386, 1966 г.

38. Michales W., Zeitschr. Phys., B. 194, No 4, S. 395, 1966.
39. Pearlstein S. Trans. Am. Nucl. Soc., v. 9, No 1, p. 249, 1966.
40. Stupegia D. et. al. Nucl. Sci. Eng., v. 29, No 2, p.218, 1967.
41. Rogers J., Scoville. Trans. Am. Nucl. Soc., v. 10, No 1, p.259, 1967.
42. Gibbons J.H. et. al. Phys. Rev. v. 122, No 1, p. 182, 1961.  
Macklin R.L. et. al. Phys. Rev., V. 129, No 6, p. 2695, 1963.
43. Neiler J.H. SM-18/73, Vienna, 1961.
44. Margolis B. Phys. Rev. v. 88, p. 327, 1952.
45. Блатт Дж., Вайскопф В. "Теоретическая ядерная физика",  
И.Л., Москва, 1954 г., гл. XII.
46. Дреснер Л "Резонансное поглощение в ядерных реакторах"  
Госатомиздат, 1962 г.
47. Гришанин Е.И., Куквадзе Г.М. и др., "5-е ежегодное совеща-  
ние по физике и технике исследовательских реакторов",  
Польша, 1968 г.
48. Stupegia D.C. et. al. J. Nucl. Energy, v. 22, No 5, p.267, 1968.



П Р И Л О Ж Е Н И Е    I

Таблицы 80-ти и 2I - групповых сечений радиационного захвата нейтронов  $Gd^{155}$ ,  $Gd^{156}$ ,  $Gd^{157}$ ,  $Gd^{158}$ ,  $Gd^{есм.}$  и  $Np^{237}$ .



Подписи к таблицам

Табл. 1. Параметры низкоэнергетических резонансов  $Gd^{155}$ ,  $Gd^{157}$ .  
Вклад в сечения от этих резонансов оценивается по формуле Брайта - Вигнера:

$$\sigma_{nr}(E) = \frac{5,87 \cdot 10^4}{1 + [(E - 0,0268)/0,054]^2} \sqrt{\frac{0,0268}{E}} \quad [\delta n] \quad (Gd^{155})$$

$$\sigma_{nr}(E) = \frac{2,29 \cdot 10^5}{1 + [(E - 0,0314)/0,033]^2} \sqrt{\frac{0,0314}{E}} \quad [\delta n] \quad (Gd^{157})$$

Табл. 2. Параметры, использованные в расчете  $\sigma_{nr}$   $Gd^{155}$  и  $Gd^{157}$  на основании статистической теории.

Табл. 3. Тепловые сечения и резонансные интегралы поглощения  $Gd^{155}$  и  $Gd^{157}$

Табл. 4. 80-ти групповые сечения поглощения  $Gd^{155}$

$\sigma_{nr}^{без\ рез.}$  - гладкая компонента сечения. Выделены все резонансы, параметры которых приведены в табл. 6, а также резонанс  $E_0 = 0,0268$  эв, параметры которого приведены в табл. 1.

$\sigma_{nr}^{без\ 13\ рез.}$  - гладкая компонента сечения. Выделены резонансы:  $E_0 = 0,0268$  эв, 2,008, 2,568, 6,302, 7,74, 14,64; 19,83; 20,81; 23,49; 29,58; 30,11, 44,3; 52,1;

$\sigma_{nr}^{с\ рез.}$  - полное сечение поглощения (резонансная часть не выделена).

$\sigma_{nr}^{от\ 1\ рез.}$  - вклад в групповое сечение от резонанса с  $E_0 = 0,0268$  эв.

Табл. 5. Параметры выделенных резонансов  $Gd^{155}$

Табл. 6 80-ти групповые сечения поглощения  $Gd^{157}$

$\sigma_{nr}^{без\ рез.}$  - гладкая компонента сечения. Выделены все резонансы, параметры которых приведены в табл. 9, а также резонанс  $E_0 = 0,0314$  эв, параметры которого приведены в табл. 1.

$\sigma_{nr}^{без\ 7\ рез.}$  - гладкая компонента сечения. Выделены резонансы:  $E_0 = 0,0314$ ; 2,825; 17,1; 20,4; 48,7; 58,2; 80,7.

$\sigma_{nr}^{с\ рез.}$  - полное сечение поглощения (резонансная часть не выделена)

$\sigma_{nr}^{от\ 1\ рез.}$  - вклад в групповое сечение от резонанса с  $E_0 = 0,0314$  эв.

- Табл. 7. Параметры выделенных резонансов  $Gd^{157}$ .
- Табл. 8. Тепловые сечения поглощения  $Gd^{156}$  и  $Gd^{158}$ .
- Табл. 9. Резонансные интегралы поглощения  $Gd^{156}$  и  $Gd^{158}$ .
- Табл. 10. Экспериментальные данные по  $\Sigma_{nr} Gd^{158}$ .
- Табл. 11. Параметры, использованные в расчете  $\Sigma_{nr} Gd^{156}$  и  $Gd^{158}$  на основании статистической теории.
- Табл. 12. 80-ти групповые сечения поглощения  $Gd^{156}$   
 $\Sigma_{nr}^{s.p.}$  - гладкая компонента сечения. Выделены все резонансы, параметры которых приведены в табл. 16.  
 $\Sigma_{nr}^{s.p.}$  - гладкая компонента сечения. Выделены резонансы:  $E_0 = 33,2$  эв;  $80,7$  эв.  
 $\Sigma_{nr}^{c.p.}$  - полное сечение поглощения (резонансная часть не выделена).
- Табл. 13. Параметры выделенных резонансов  $Gd^{156}$ .
- Табл. 14. 80-ти групповые сечения поглощения  $Gd^{158}$   
 $\Sigma_{nr}^{s.p.}$  - гладкая компонента сечения. Выделен резонанс  $E_0 = 22,2$  эв. Его параметры приводятся в табл. 19.  
 $\Sigma_{nr}^{c.p.}$  - полное сечение поглощения (резонансная часть не выделена).
- Табл. 15. Параметры выделенных резонансов  $Gd^{158}$ .
- Табл. 16. Тепловые сечения поглощения  $Gd^{154}$  и  $Gd^{160}$ .
- Табл. 17. Резонансные интегралы поглощения  $Gd^{154}$ .
- Табл. 18. Экспериментальные данные по  $\Sigma_{nr} Gd^{154}$  и  $Gd^{160}$ .
- Табл. 19. Тепловое сечение и резонансный интеграл поглощения естественной смеси изотопов гадолиния.
- Табл. 20. Параметры низкоэнергетических резонансов гадолиния.
- Табл. 21. 80-ти групповые сечения поглощения естественной смеси изотопов гадолиния.  
 $\Sigma_{nr}^{s.p.}$  - гладкая компонента сечения. Выделены все резонансы, параметры которых приведены в табл. 24 и 27.  
 $\Sigma_{nr}^{s.p.}$  - гладкая компонента сечения. Выделены резонансы:  $E_0 = 0,0268$  эв;  $0,0314$  эв;  $2,008$  эв;  $2,568$  эв;  $2,825$  эв;  $6,302$  эв;  $7,74$  эв;  $14,64$  эв;  $17,1$  эв;  $19,83$  эв;

20,4 эв; 20,8I эв; 22,2 эв; 23,49; 29,58 эв; 30,II эв;  
33,2 эв; 44,3 эв; 48,7 эв; 52, I эв; 58,2 эв; 80,7 эв; 80,7 эв.

$\zeta_{gr}^{рез.}$  - полное сечение поглощения (резонансная часть не выделена).

$\zeta_{gr}$  - вклад в групповое сечение от низкоэнергетических резонансов ( $E_0 = 0,0268$  эв и  $E_0 = 0,0314$  эв).

Табл. 22. Параметры выделенных резонансов естественной смеси изотопов гадолиния.

Табл. 23. Параметры низкоэнергетического резонанса  $\mathcal{N}_p^{237}$ .

Вклад в сечение от этого резонанса оценивается по формуле Брайта-Вигнера:

$$\zeta_{gr}(E) = \frac{2,56 \cdot 10^3}{1 + \left[ \frac{(E - 0,489)}{0,017} \right]^2} \sqrt{\frac{0,489}{E}} \quad [\text{бн.}]$$

Табл. 24. Тепловое сечение поглощения  $\mathcal{N}_p^{237}$

Табл. 25. Резонансный интеграл захвата  $\mathcal{N}_p^{237}$

Табл. 26. Параметры, использованные в расчете  $\zeta_{gr} \mathcal{N}_p^{237}$  на основании статистической теории.

Табл. 27. 80-ти групповые сечения захвата  $\mathcal{N}_p^{237}$

$\zeta_{gr}^{без рез.}$  - гладкая компонента сечения. Выделены все резонансы, параметры которых приводятся в табл. 3I и 34.

$\zeta_{gr}^{без Sp рез.}$  - гладкая компонента сечения. Выделены резонансы:  $E_0 = 0,489$  эв; 1,32 эв; 1,48 эв; 3,86 эв; 5,77 эв.

$\zeta_{gr}^{рез.}$  - полное сечение захвата (резонансная часть не выделена).

$\zeta_{gr}^{от 1-пу.}$  - вклад в групповое сечение от резонанса с  $E_0 = 0,489$  эв.

Табл. 28. Параметры выделенных резонансов  $\mathcal{N}_p^{237}$

Табл. 29. 2I - групповые сечения поглощения  $G_d^{155}$ . Обозначения те же, что и в табл. 4

- Табл. 30. 2I -групповые сечения поглощения  $Gd^{157}$ . Обозначения те же, что и в табл. 6.
- Табл. 31. 2I -групповые сечения поглощения  $Gd^{156}$ . Обозначения те же, что и в табл. 12.
- Табл. 32. 2I -групповые сечения поглощения  $Gd^{158}$ . Обозначения те же, что и в табл. 14.
- Табл. 33. 2I -групповые сечения поглощения естественной смеси изотопов гадолиния. Обозначения те же, что и в табл. 21.
- Табл. 34. 2I -групповые сечения захвата  $Np^{237}$ . Обозначения те же, что и в табл. 27.
- Табл. 35. а) Перевод  $\zeta$  в  $E$ .  
б) Границы групп 2I - групповой системы в шкале летаргий и энергий.

Таблица 1

Параметры низкоэнергетических уровней  $Gd^{155}$  и  $Gd^{157}$

ИЗОТОП	$E_0$ эВ	$g$	$\Gamma_{\gamma}$ мб	$\Gamma_n$ мб	$\Gamma_{\alpha}$ мб	$\lambda_0$ см.
$Gd^{155}$	0,0268	0,625	108	0,104	108,1	$5,88 \cdot 10^4$
$Gd^{157}$	0,0314	0,625	106	0,47	106,5	$2,30 \cdot 10^5$

Таблица 2

ИЗОТОП	$\alpha$ [МэВ] <sup>-1</sup>	$\mu$ МэВ	$\Gamma_{\gamma}$ мб	$\bar{D}$ эВ	$E_{\kappa}$ МэВ	$I_{\kappa}^{\pi}$
$Gd^{155}$	20,77	6,28	108	4	0	$3/2^-$
					0,06	$5/2^-$
					0,0865	$3/2^+$
					0,105	$5/2^+$
					0,118	$5/2^+$
					0,146	$7/2^-$
					0,147	$7/2^+$
					0,267	$3/2^+$
					0,326	$5/2^+$
					0,368	$1/2^+$
$Gd^{157}$	19,73	6,38	101	11	0	$3/2^-$
					0,0545	$5/2^-$
					0,064	$5/2^+$
					0,116	$7/2^+$
					0,131	$7/2^-$
					0,181	$9/2^+$
					0,437	$5/2^-$
					0,477	$3/2^+$
					0,517	$7/2^-$
					0,527	$5/2^+$

Таблица 3

ИЗОТОП	$\lambda_0 \delta_H$ ( $E = 0,0253$ эВ)	$\gamma_{\text{рас.}}^{\text{рас.}} \frac{dE}{E}$	$\gamma_{\text{эксн.}}$	РАБОТА
$Gd^{155}$	60000	1690		
$Gd^{157}$	255000	741	740	из [12]

Таблица 4

80-ти групповые сечения поглощения  $Gd$  155

$\lambda$	без рез. $\Sigma_{гр} \delta_{гн.}$	без рез. $\Sigma_{гр} \delta_{гн.}$	с рез. $\Sigma_{гр} \delta_{гн.}$	$\Delta \Sigma_{гр} \delta_{гн.}$	$\Sigma_{гр} \delta_{гн.}$	от рез. $\Sigma_{гр} \delta_{гн.}$
18,25	69,0	69,0	57600	14400	59320	57500
18,00	62,0	62,0	50100	12520	44920	50000
17,75	55,0	55,0	40600	10150	32390	40500
17,50	48,0	48,0	31600	8000	22240	31500
17,25	42,5	42,5	21500	5500	14240	21500
17,00	37,5	37,5	12800	3200	8740	12800
16,75	33,0	33,0	7430	1850	5490	7400
16,50	29,0	29,0	3930	982	3640	3900
16,25	25,5	25,5	2030	510	2657	2000
16,00	22,5	22,5	1020	255	2157	1000
15,75	20,0	20,0	550	137	1902	530
15,50	18,0	18,0	298	74,5	1765	280
15,25	16,0	16,0	166	41,5	1690	150
15,00	14,0	14,0	92,0	23,0	1650	78,0
14,75	12,0	12,0	54,0	13,5	1626	42,0
14,50	11,0	11,0	57,50	14,4	1612	21,5
14,25	9,40	9,40	92,1	23,0	1598	11,7
14,00	8,30	8,30	615	154	1575	6,30
13,75	7,30	7,30	2351	588	1421	3,30
13,50	6,40	6,40	198	49,5	833	1,90
13,25	5,70	5,70	21,7	5,43	784	1,00
13,00	5,10	5,10	29,6	7,40	778	0,50
12,75	4,60	4,60	539	135	771	0,30
12,50	3,80	3,80	151	37,8	636	0,17
12,25	3,40	79,5	79,6	19,9	599	0,10
12,00	3,10	19,5	102	25,5	579	0,00
11,75	2,80	2,80	240	60,0	553	
11,50	2,40	2,40	304	76,0	493	
11,25	2,10	26,0	246	61,5	417	
11,00	1,90	112	136	34,0	356	
10,75	1,70	118	260	65,0	322	
10,50	1,50	80,2	80,2	20,1	257	
10,25	90,0	90,0	90,0	22,5	237	
10,00	90,0	90,0	90,0	22,5	215	
9,75	90,0	90,0	90,0	22,5	192	
9,50	90,0	90,0	90,0	22,5	170	
9,25	86,0	86,0	86,0	21,5	147	
9,00	75,0	75,0	75,0	18,8	126	
8,75	65,0	65,0	65,0	16,3	107	
8,50	55,5	55,5	55,5	13,8	90,7	

Таблица 4 ( продолжение )

u	$\delta_{nr}$ с рез. бн	$\Delta J_r$ бн	$J_r$ бн
8,25	47,5	11,9	76,8
8,00	41,0	10,3	64,9
7,75	35,0	8,75	54,7
7,50	30,0	7,50	45,9
7,25	25,0	6,25	38,4
7,00	21,3	5,33	32,2
6,75	17,5	4,38	26,9
6,50	15,0	3,75	22,5
6,25	12,3	3,08	18,7
6,00	10,3	2,58	15,7
5,75	8,60	2,15	13,1
5,50	7,15	1,79	10,9
5,25	5,90	1,48	9,14
5,00	5,00	1,25	7,67
4,75	4,30	1,08	6,42
4,50	3,60	0,90	5,34
4,25	3,10	0,78	4,44
4,00	2,70	0,68	3,67
3,75	2,28	0,57	2,99
3,50	1,84	0,46	2,42
3,25	1,47	0,37	1,96
3,00	1,16	0,29	1,59
2,75	0,90	0,23	1,30
2,50	0,71	0,18	1,08
2,25	0,58	0,15	0,90
2,00	0,49	0,12	0,76
1,75	0,43	0,11	0,64
1,50	0,39	0,098	0,53
1,25	0,35	0,088	0,43
1,00	0,30	0,075	0,34
0,75	0,26	0,065	0,27
0,50	0,20	0,050	0,20
0,25	0,16	0,040	0,15
0,00	0,12	0,030	0,11
-0,25	0,097	0,024	0,08
-0,50	0,075	0,019	0,06
-0,75	0,057	0,014	0,04
-1,00	0,043	0,011	0,03
-1,25	0,034	0,009	0,02
-1,50	0,026	0,007	0,007

$$\delta_{nr}(0,0253 \text{ сБ}) = 60000 \text{ бн.}$$

$$\Delta J_r = \int_{u_{j-1}}^{u_j} \delta_{nr}(u) du$$

$$J_r = \int_{-\infty}^{u_j} \delta_{nr}(u) du$$

Таблица 5

Параметры выделенных резонансов  $Gd^{155}$

$N_{\alpha/\beta}$	$E_{\alpha, \beta}$	$g$	$\Gamma_{\alpha\beta}$	$\Gamma_{\alpha}$	$\Gamma_{\beta}$	$G_{\alpha}$ бн.	$J_{\beta}$ бн.	$U$	$\beta_0$
1	2,008	0,375	II0	0,373	II0,4	1653	142,2	13,81	3,07
2	2,568	0,625	III	1,74	II2,7	984I	667,9	13,56	2,77
3	6,302	0,625	I06	2,08	I08,1	500I	I32	12,67	1,70
4	7,74	0,5	I42	1,3	I43,3	I535	44,2	12,46	2,03
5	10,12	0,5	I08	0,18	I08,2	215,3	3,6I	12,19	1,34
6	11,67	0,375	I08	0,64	I08,6	496	7,2I	12,05	1,25
7	12,06	0,5	I08	0,88	I08,9	878	12,34	12,02	1,23
8	14,64	0,5	97	2,2	99,2	I985	20,64	II,82	1,02
9	19,83	0,5	9I	6,7	97,7	4530	32,64	II,52	0,863
10	20,8I	0,5	62	25,6	87,6	I8400	86,05	II,47	0,756
11	23,49	0,5	I08	4,5	II2,5	223I	16,10	II,35	0,9I3
12	27,49	0,5	I08	0,97	I09	424	2,62	II,19	0,8I8
13	29,58	0,5	I08	II,0	II9	4094	23,47	II,12	0,86I
14	30,II	0,5	I08	I6,0	I24	56I4	3I,6I	II,10	0,889
15	32,0	0,5	I08	1,7	I09,7	634	3,36	II,04	0,763
16	34,83	0,5	I08	7,0	II5	2289	II,14	10,96	0,767
17	35,6I	0,5	I08	2,0	II0	669	3,18	10,94	0,725
18	37,1	0,5	I08	6,76	II4,8	2080	9,5I	10,90	0,742
19	39,1	0,5	I08	1,3	I09,3	398	1,73	10,84	0,688
20	40,4	0,5	I08	1,58	I09,6	468	1,96	10,81	0,678
21	44,3	0,375	I08	30	I38	482I	18,45	10,72	0,8I6
22	46,1	0,5	I08	2,8	II0,8	7I8	2,64	10,68	0,642
23	47,0	0,5	I08	9,0	II7	2I44	7,73	10,66	0,67I
24	49,0	0,5	I08	3,0	III	723	2,50	10,62	0,624
25	51,3	0,5	I08	15,8	I23,8	3259	10,77	10,57	0,680
26	52,1	0,5	I08	42,9	I50,9	7I48	23,26	10,56	0,823
27	53,7	0,5	I08	7,8	II5,8	I643	5,19	10,52	0,622
28	56,4	0,5	I08	3,8	III,8	789	2,37	10,48	0,586
29	59,5	0,5	I08	16,8	I24,8	2964	8,45	10,42	0,636
30	63,0	0,5	I08	II,6	II9,6	20I7	5,43	10,37	0,593
31	69,6	0,5	I08	8,7	II6,7	I403	3,42	10,27	0,550

$$\sum_{i=1}^{31} J_{\alpha_i} = 1343,8 \text{ бн.}$$

$$\sum_i J_{\beta_i} = 1238,67 \text{ бн.}$$

( $i=1,2,3,4,8,9,10,11,13,14,21,26$ )

Таблица 6.

80-ти групповые сечения поглощения  $Gd$  <sup>157</sup>

$U$	Без рез. $\Sigma_{гр} \delta_{гр}$	Без $\gamma_{гр}$ $\Sigma_{гр} \delta_{гр}$	С рез. $\Sigma_{гр}$	$\Delta \Sigma_{гр} \delta_{гр}$	$\Sigma_{гр} \delta_{гр}$	с $\gamma_{гр}$ $\Sigma_{гр} \delta_{гр}$
18,25	9,50	9,50	$2,47 \cdot 10^5$	$6,20 \cdot 10^4$	$2,54 \cdot 10^5$	$2,47 \cdot 10^5$
18,00	8,50	8,50	$2,15 \cdot 10^5$	$5,375 \cdot 10^4$	$1,91 \cdot 10^5$	$2,15 \cdot 10^5$
17,75	7,50	7,50	$1,81 \cdot 10^5$	$4,525 \cdot 10^4$	$1,38 \cdot 10^5$	$1,81 \cdot 10^5$
17,50	6,50	6,50	$1,41 \cdot 10^5$	$3,525 \cdot 10^4$	$9,23 \cdot 10^4$	$1,41 \cdot 10^5$
17,25	5,70	5,70	$9,70 \cdot 10^4$	$2,425 \cdot 10^4$	$5,70 \cdot 10^4$	$9,70 \cdot 10^4$
17,00	5,10	5,10	$5,80 \cdot 10^4$	$1,45 \cdot 10^4$	$3,28 \cdot 10^4$	$5,80 \cdot 10^4$
16,75	4,50	4,50	$3,30 \cdot 10^4$	8250	$1,83 \cdot 10^4$	$3,30 \cdot 10^4$
16,50	4,00	4,00	$1,90 \cdot 10^4$	4750	$1,00 \cdot 10^4$	$1,90 \cdot 10^4$
16,25	3,50	3,50	$1,00 \cdot 10^4$	2500	$5,27 \cdot 10^3$	$1,00 \cdot 10^4$
16,00	3,00	3,00	4550	1138	2770	4550
15,75	2,80	2,80	2350	587	1630	2350
15,50	2,40	2,40	1220	305	1050	1220
15,25	2,10	2,10	642	160	741	640
15,00	1,90	1,90	342	85,5	581	340
14,75	1,70	1,70	182	45,5	495	180
14,50	1,50	1,50	95,3	23,8	450	91,0
14,25	1,30	1,30	53,4	13,4	426	48,0
14,00	1,10	1,10	36,1	9,02	413	26,0
13,75	1,00	1,00	224	5,60	404	13,8
13,50	0,88	0,88	217	5,43	398	7,30
13,25	0,78	0,78	11,3	2,82	393	3,80
13,00	0,69	0,69	3,39	0,848	390	2,00
12,75	0,61	0,61	2,15	0,538	389	1,10
12,50	0,54	0,54	1,72	0,430	388	0,58
12,25	0,48	0,48	2,35	0,587	388	0,31
12,00	0,43	0,43	12,4	3,10	387	0,17
11,75	0,37	0,37	537	134	384	0,10
11,50	0,33	22,0	140	35,0	250	0,00
11,25	0,30	13,4	14,0	3,50	215	
11,00	0,26	19,9	19,9	4,98	212	
10,75	0,23	28,6	101	25,3	207	
10,50	0,21	15,2	76,4	19,1	181	
10,25	0,18	5,52	65,5	16,4	162	
10,00	0,16	95,3	95,3	23,8	146	
9,75	0,14	78,9	78,9	19,7	122	
9,50	38,8	50,0	50,0	12,5	102	
9,25	50,0	50,0	50,0	12,5	89,9	
9,00	50,0	50,0	50,0	12,5	77,4	
8,75	43,0	43,0	43,0	10,8	64,9	
8,50	37,0	37,0	37,0	9,25	54,1	

Таблица 6. ( продолжение )

u	$\sum_{i=1}^n \delta_{i-1}$	$\Delta J_{i-1}$	$J_{i-1}$
8,25	31,0	7,75	44,9
8,00	25,0	6,25	37,1
7,75	22,0	5,50	30,9
7,50	18,0	4,50	25,4
7,25	15,0	3,75	20,9
7,00	12,0	3,00	17,1
6,75	9,80	2,45	14,1
6,50	8,10	2,03	11,7
6,25	6,60	1,65	9,64
6,00	5,40	1,35	7,99
5,75	4,40	1,10	6,64
5,50	3,70	0,92	5,54
5,25	3,00	0,75	4,62
5,00	2,60	0,65	3,87
4,75	2,20	0,55	3,22
4,50	1,80	0,45	2,67
4,25	1,60	0,40	2,22
4,00	1,38	0,34	1,82
3,75	1,13	0,28	1,47
3,50	0,81	0,20	1,19
3,25	0,61	0,15	0,99
3,00	0,51	0,13	0,84
2,75	0,42	0,10	0,71
2,50	0,35	0,087	0,60
2,25	0,30	0,075	0,52
2,00	0,26	0,065	0,44
1,75	0,23	0,057	0,38
1,50	0,21	0,053	0,32
1,25	0,18	0,045	0,27
1,00	0,17	0,043	0,22
0,75	0,15	0,037	0,18
0,50	0,13	0,033	0,14
0,25	0,10	0,025	0,11
0,00	0,088	0,022	0,084
-0,25	0,067	0,017	0,062
-0,50	0,053	0,013	0,045
-0,75	0,042	0,010	0,032
-1,00	0,034	0,008	0,022
-1,25	0,028	0,007	0,013
-1,50	0,024	0,006	0,006

$$\sum_{i=1}^n \delta_{i-1} (0,0253 \text{ вв}) = 255000 \text{ бн.}$$

$$\Delta J_i = \int_{u_{i-1}}^{u_i} \delta_{i-1}(u) du$$

$$J_i = \int_{-\infty}^{u_i} \delta_{i-1}(u) du$$

Таблица 7

Параметры выделенных резонансов  $Gd$  <sup>157</sup>

$N_n/n$	$E_0$ эВ	$g$	$\Gamma_r$ мВ	$\Gamma_n$ мВ	$\Gamma$ мВ	$\omega_0$ см	$J_{r\delta n}$	$u$	$\xi_0$
I	2,825	0,625	97	0,344	97,3	2050	110,4	13,47	2,29
2	17,1	0,625	85	14,4	99,4	13900	108,3	11,67	0,949
3	20,4	0,5	101	13,6	114,6	7620	59,2	11,49	1,00
4	21,6	0,5	101	0,49	101,5	293	2,15	11,44	0,862
5	25,3	0,5	101	2,08	103,1	1040	6,55	11,28	0,809
6	40,0	0,5	101	1,02	102	327	1,30	10,82	0,636
7	44,1	0,5	65	12	77	4630	10,7	10,72	0,457
8	48,7	0,5	100	26,4	126,4	5620	18,1	10,62	0,715
9	58,2	0,5	101	33,6	134,6	5620	15,3	10,44	0,696
I0	66,6	0,5	101	8,8	109,8	1580	3,75	10,31	0,531
II	80,7	0,5	101	90	191	7650	15,0	10,12	0,839
I2	87,4	0,5	101	5,2	106,2	734	1,33	10,04	0,448
I3	97	0,5	101	21	122	2320	3,80	9,93	0,489
I4	100,7	0,5	101	36	137	3420	5,38	9,90	0,539
I5	105,3	0,5	101	64	165	4820	7,27	9,85	0,635
I6	110,8	0,5	101	54	155	4120	5,89	9,80	0,581
I7	115,8	0,5	101	23	124	2100	2,87	9,76	0,455
I8	121,2	0,5	101	120	221	5870	7,68	9,71	0,792
I9	139,1	0,5	101	141	242	5490	6,25	9,57	0,810
20	144,6	0,5	101	46	147	2830	3,11	9,53	0,482
21	150,5	0,5	101	37	138	2330	2,46	9,49	0,444
22	158	0,5	101	23	124	1540	1,54	9,45	0,389

$$\sum_{i=1}^{22} J_{r_i} = 398,4 \text{ бн.}$$

$$\sum_i J_{r_i} = 326,35 \text{ н.}$$

( $i=1,2,3,8,9,11$ ).

Таблица 8  
Тепловые сечения поглощения  $Gd^{156}$  и  $Gd^{158}$

ИЗОТОП		ЭНЕРГИЯ	АВТОР	ГОД	РАБОТА	ПРИМЕЧАНИЕ
$Gd^{156}$	11,5 ± 2,0	спектр реактора	Гришанин и др.	1967	[13]	Оценено по параметрам известных резонансов.
	8,67 ± 0,43	" "	Liptaiz et al.	1966	[14]	
	6,3 ± 1,0	" "	Dobrozemsky	1966	[15]	
	~9	" "	O.R.N.L.	1965	[16]	
	4	0,0253 эв.	Garrison et al.	1962	[17]	
	2	0,0253 эв.	выбрано в данном отчете			
$Gd^{158}$	3,9 ± 0,4	спектр реактора	Cook et al.	1968	[18]	КОМПИЛЯЦИЯ. по отношению к $\Sigma_{\text{теп.}}^{158}$ = 13,3 бн. (сечение активации) Мн.
	2,78 ± 0,55	0,0253 эв.	Mangal et al.	1963	[19]	
	4 ± 5	спектр реактора	Butement	1949	из [2]	
	3,6 ± 1,5	спектр реактора	Seren	1947	из [2]	
	2,78	0,0253 эв.	выбрано в данном отчете			
					оценка по параметрам известных резонансов (известен только один), дает $\Sigma_{\text{теп.}}^{158} = 1,32$ бн.	

Таблица 9.  
Резонансные интегралы захвата  $Gd^{156}$  и  $Gd^{158}$

Изотоп	$\Delta_{\gamma}^{экср.}$ мэВ	автор	год	работа	примечание	число бн.
$Gd^{156}$	~ 23	O.R.N.L.	1965	[13]	оценка	115 бн.
	44	Garrison	1962	[17]		
$Gd^{158}$	-	-	-	-	-	84 бн.

Таблица 10.<sup>1)</sup>

Изотоп	энергия мэВ	$\Delta_{\gamma}$ мбн.	автор	год	работа
$Gd^{158}$	0,024	510	Coldwel	1965	чз [21]
	0,024	545 ± 120	Chaubey	1966	[21]
	0,025	710 ± 71	Macklin	1959	[22],[23]
	0,195	111 ± 15	Lyon	1959	[24]
	3	10,4 ± 2	Petö	1967	[25]
	14,8	3,41	Bramlitt	1961	чз [2]

Таблица 11.

Изотоп	$\Omega$ [мэВ] <sup>1)</sup>	$\Omega$ мэВ	$\Gamma_{\gamma}$ мб.	$\bar{D}_{\gamma}$	$E_{\kappa}$ мэВ	$I_{\kappa}^{\pi}$
$Gd^{156}$	19,77	5,69	100	70	0	0 <sup>+</sup>
					0,089	2 <sup>+</sup>
					0,288	4 <sup>+</sup>
					0,585	6 <sup>+</sup>
					1,153	2 <sup>+</sup>
					1,168	2 <sup>+</sup>
					1,242	1 <sup>-</sup>
					1,251	3 <sup>+</sup>
					1,320	2 <sup>-</sup>
					1,359	4 <sup>+</sup>
					1,366	1 <sup>-</sup>
1,514	4 <sup>+</sup>					
$Gd^{158}$	19,66	5,49	100	80	0	0 <sup>+</sup>
					0,0796	2 <sup>+</sup>
					0,262	4 <sup>+</sup>
					0,539	6 <sup>+</sup>
					0,978	1 <sup>-</sup>
					1,025	2 <sup>-</sup>
					1,043	3 <sup>-</sup>
					1,185	2 <sup>+</sup>

1) Уже после окончания данной работы были опубликованы экспериментальные значения  $\Delta_{\gamma}$  в области энергий 5кэВ ± 3мэВ, полученные Ступегия и др. [48] (см. рис. 8).

Таблица 12

80-ТИ групповне сечения поглощения  $Gd^{156}$

u	без рез. $\Sigma_{nr} \text{ БН}$	без 2 рез. $\Sigma_{nr} \text{ БН}$	с рез. $\Sigma_{nr} \text{ БН}$	$\Delta J_{r \text{ БН}}$	$J_{r \text{ БН}}$	u	с рез. $\Sigma_{nr}$	$\Delta J_{r \text{ БН}}$	$J_{r \text{ БН}}$
18,25	1,90	1,90	1,90	0,475	III	8,25	9,00	2,25	II,9
18,00	1,70	1,70	1,70	0,425	II0	8,00	7,00	1,75	9,68
17,75	1,50	1,50	1,50	0,375	II0	7,75	5,50	1,38	7,93
17,50	1,30	1,30	1,30	0,325	II0	7,50	4,50	1,13	6,56
17,25	1,17	1,17	1,17	0,293	IO9	7,25	3,60	0,900	5,43
17,00	1,00	1,00	1,00	0,250	IO9	7,00	2,80	0,700	4,53
16,75	0,91	0,91	0,91	0,228	IO9	6,75	2,40	0,600	3,83
16,50	0,81	0,81	0,81	0,203	IO9	6,50	2,00	0,500	3,23
16,25	0,71	0,71	0,71	0,178	IO8	6,25	1,60	0,400	2,73
16,00	0,63	0,63	0,63	0,158	IO8	6,00	1,30	0,325	2,33
15,75	0,57	0,57	0,57	0,143	IO8	5,75	1,10	0,275	2,01
15,50	0,49	0,49	0,49	0,122	IO8	5,50	0,94	0,235	1,73
15,25	0,43	0,43	0,43	0,107	IO8	5,25	0,82	0,205	1,50
15,00	0,38	0,38	0,38	0,095	IO8	5,00	0,70	0,175	1,29
14,75	0,34	0,34	0,34	0,085	IO8	4,75	0,62	0,155	1,12
14,50	0,30	0,30	0,30	0,075	IO7	4,50	0,55	0,138	0,962
14,25	0,26	0,26	0,26	0,065	IO7	4,25	0,50	0,125	0,824
14,00	0,23	0,23	0,23	0,058	IO7	4,00	0,46	0,115	0,699
13,75	0,21	0,21	0,21	0,053	IO7	3,75	0,42	0,105	0,584
13,50	0,19	0,19	0,19	0,048	IO7	3,50	0,39	0,098	0,574
13,25	0,16	0,16	0,16	0,045	IO7	3,25	0,32	0,080	0,476
13,00	0,14	0,14	0,18	0,045	IO7	3,00	0,22	0,055	0,396
12,75	0,12	0,12	0,17	0,043	IO7	2,75	0,18	0,045	0,341
12,50	0,11	0,11	0,17	0,043	IO7	2,50	0,14	0,035	0,296
12,25	0,10	0,10	0,18	0,045	IO7	2,25	0,11	0,028	0,261
12,00	0,10	0,10	0,21	0,052	IO7	2,00	0,10	0,025	0,234
11,75	0,10	0,10	0,31	0,078	IO7	1,75	0,095	0,024	0,209
11,50	0,10	0,10	0,72	0,180	IO7	1,50	0,095	0,024	0,185
11,25	0,10	0,10	97,1	24,3	IO7	1,25	0,098	0,024	0,161
11,00	0,10	0,10	97,1	24,3	82,3	1,00	0,11	0,028	0,137
10,75	0,10	0,10	0,68	0,170	58,0	0,75	0,11	0,028	0,109
10,50	0,10	0,10	1,13	0,282	57,8	0,50	0,098	0,025	0,082
10,25	0,10	0,10	IO9	27,3	57,6	0,25	0,078	0,019	0,057
10,00	0,10	0,10	0,40	0,100	30,3	0,00	0,050	0,013	0,0378
9,75	0,10	II,1	II,1	2,78	30,2	-0,25	0,034	0,0085	0,0253
9,50	0,10	II,2	II,2	2,80	27,4	-0,50	0,024	0,0060	0,0167
9,25	0,10	29,4	29,4	7,35	24,6	-0,75	0,017	0,0043	0,0108
9,00	0,10	0,10	0,10	0,025	17,3	-1,00	0,012	0,0030	0,0065
8,75	0,10	II,3	II,3	2,83	17,3	-1,25	0,008	0,0020	0,0035
8,50	10,0	10,0	10,0	2,50	14,4	-1,50	0,006	0,0015	0,0015

$\Sigma_{nr}(0,0253 \text{ БН.}) = 2 \text{ БН.}$

$\Delta J_r = \int_{u_{i-1}}^{u_i} \Sigma_{nr}(u) du$

$J_r = \int_{-\infty}^{u_i} \Sigma_{nr}(u) du$

Таблица 13.

Параметры выделенных резонансов  $Gd^{156}$

$N_n/n$	$E_{0эв}$	$q$	$\Gamma_{гмв}$	$\Gamma_{нмв}$	$\Gamma_{мв}$	$\zeta_{0дн}$	$J_{гдн}$	$u$	$\xi_0$
1	33,2	I	110	14,9	124,9	9410	48,97	11,01	0,856
2	80,7	I	100	78	178	14200	27,68	10,12	0,783
3	151,9	I	100	45	145	5350	5,53	9,49	0,465
4	202,1	I	100	266	366	9420	7,32	9,20	1,02
5	348,3	I	100	468	568	6200	2,79	8,66	1,20

$$\sum_{i=1}^5 J_{гi} = 92,29 \text{ бн.}$$

$$\sum_{i=1,2} J_{гi} = 76,7 \text{ бн.}$$

Таблица 15

Параметры выделенных резонансов  $Gd^{158}$

$N_n/n$	$E_{0эв}$	$q$	$\Gamma_{гмв}$	$\Gamma_{нмв}$	$\Gamma_{мв}$	$\zeta_{0дн}$	$J_{гдн}$	$u$	$\xi_0$
1	22,2	I	105	7,1	112,1	7475	55,5	11,41	0,939

$$\sum_{i=1} J_{гi} = 55,5 \text{ бн.}$$

Таблица I 4

80-ти групповые сечения  $Gd^{158}$

u	без рез. $\Sigma_{gr} \delta_H$	с рез. $\Sigma_{gr} \delta_H$	$\Delta \Sigma_{gr} \delta_H$	$\Sigma_{gr} \delta_H$	u	с рез. $\Sigma_{gr} \delta_H$	$\Delta \Sigma_{gr} \delta_H$	$\Sigma_{gr} \delta_H$
18,25	2,70	2,70	0,67	98,7	8,25	7,50	1,88	10,2
18,00	2,40	2,40	0,60	98,0	8,00	5,90	1,47	8,33
17,75	2,10	2,10	0,53	97,4	7,75	4,70	1,18	6,85
17,50	1,90	1,90	0,47	96,9	7,50	3,70	0,925	5,68
17,25	1,70	1,70	0,42	96,4	7,25	2,90	0,725	4,75
17,00	1,40	1,40	0,35	96,0	7,00	2,40	0,600	4,03
16,75	1,20	1,20	0,30	95,6	6,75	2,00	0,500	3,43
16,50	1,10	1,10	0,28	95,3	6,50	1,60	0,400	2,93
16,25	1,00	1,00	0,25	95,1	6,25	1,40	0,350	2,53
16,00	0,89	0,89	0,22	94,8	6,00	1,20	0,300	2,18
15,75	0,78	0,78	0,20	94,6	5,75	1,00	0,250	1,88
15,50	0,68	0,68	0,17	94,4	5,50	0,87	0,218	1,63
15,25	0,60	0,60	0,15	94,2	5,25	0,75	0,187	1,41
15,00	0,53	0,53	0,13	94,1	5,00	0,67	0,168	1,22
14,75	0,47	0,47	0,12	93,9	4,75	0,60	0,150	1,06
14,50	0,41	0,41	0,10	93,8	4,50	0,53	0,132	0,907
14,25	0,36	0,36	0,09	93,7	4,25	0,47	0,118	0,775
14,00	0,32	0,32	0,080	93,6	4,00	0,42	0,105	0,657
13,75	0,28	0,28	0,070	93,5	3,75	0,37	0,092	0,552
13,50	0,26	0,26	0,065	93,5	3,50	0,34	0,085	0,460
13,25	0,23	0,28	0,070	93,4	3,25	0,26	0,065	0,375
13,00	0,21	0,28	0,070	93,3	3,00	0,17	0,042	0,309
12,75	0,18	0,28	0,070	93,3	2,75	0,13	0,032	0,267
12,50	0,16	0,28	0,070	93,2	2,50	0,11	0,027	0,235
12,25	0,13	0,30	0,075	93,1	2,25	0,095	0,024	0,207
12,00	0,12	0,52	0,130	93,1	2,00	0,088	0,022	0,183
11,75	0,10	4,10	1,02	92,9	1,75	0,085	0,021	0,161
11,50	0,10	216	54,0	91,9	1,50	0,085	0,021	0,140
11,25	0,10	1,10	0,28	37,9	1,25	0,087	0,022	0,119
11,00	9,90	10,0	2,50	37,6	1,00	0,095	0,024	0,097
10,75	10,0	10,0	2,50	35,1	0,75	0,095	0,024	0,073
10,50	10,0	10,0	2,50	32,6	0,50	0,073	0,018	0,049
10,25	10,0	10,0	2,50	30,1	0,25	0,044	0,011	0,031
10,00	10,0	10,0	2,50	27,6	0,00	0,026	0,007	0,020
9,75	10,0	10,0	2,50	25,1	-0,25	0,017	0,004	0,014
9,50	10,0	10,0	2,50	22,6	-0,50	0,011	0,003	0,009
9,25	10,0	10,0	2,50	20,1	-0,75	0,010	0,002	0,007
9,00	10,0	10,0	2,50	17,6	-1,00	0,008	0,002	0,004
8,75	10,0	10,0	2,50	15,1	-1,25	0,005	0,001	0,002
8,50	9,70	9,70	2,42	12,6	-1,50	0,004	0,001	0,001

$\Sigma_{gr} (0,0253 \text{ эВ}) = 2,78 \text{ бн.}$

$\Delta \Sigma_{gr} = \int_{u_i}^{u_{i+1}} \delta_{gr}(u) du$

$\Sigma_{gr} = \int_{-\infty}^{u_i} \delta_{gr}(u) du$

Таблица 16.

Тепловые сечения  $Gd^{154}$  и  $Gd^{160}$

Изотоп	$\sigma_{nr}^{эксн.}$ бн.	энергия	автор	год	работа
$Gd^{154}$	$100 \pm 20$	спектр реактора	Гришанин и др.	1967	[13]
	$105 \pm 11$	" "	Dobrozhitsky	1967	[15]
	$\sim 23$	" "	O.R.N.W.	1965	[16]
$Gd^{160}$	$0,768 \pm 0,012$	0,0253 эв.	Mangal	1963	[19]

Таблица 17.

Резонансные интегралы захвата  $Gd^{154}$  и  $Gd^{160}$

Изотоп	$J_{\gamma}^{эксн.}$ бн.	автор	год	работа
$Gd^{154}$	$\sim 530$	O.R.N.W.	1965	[16]
$Gd^{160}$	-	-	-	-

Таблица 18.

Изотоп	энергия	$\sigma_{nr}^{эксн.}$ бн.	автор	год	работа
$Gd^{154}$	24 кэВ		Шорин	1967	[30]
$Gd^{160}$	24 кэВ	$110 \pm 20$	Chaubey	1966	[21]
	14,5 мэВ	$18,5 \pm 5,5$	Perkin	1958	[11]
	14,8 мэВ	$3,0 \pm 1,0$	Wille	1960	[31]

Таблица 19.

Тепловое сечение и резонансный интеграл захвата естественной смеси изотопов  $Gd$

Элемент	$\sigma_{nr}(E=0,025)$	$J_{\gamma}^{эксн.}$ бн.	работа	примечание
$Gd$	49000	$67 \pm 8$ $\geq 240$ 426	данная работа из [33] [33] данная работа	оценка по рез. параметрам

Таблица 20.

Параметры низкоэнергетических уровней  $Gd$

$E_0$ эв	$g$	$\Gamma_{\gamma мв}$	$\Gamma_n мв$	$\Gamma мв$	$\omega_0$ бн.
0,0268	0,625	108	0,104	108,1	8658
0,0314	0,625	106	0,47	106,5	36080

Таблица 2 I

80-ти групповые сечения поглощения естественной смеси <sup>1)</sup>  
 изотопов Gd.

U.	$\Sigma \sigma_{гг}$ бнг бн	$\Sigma \sigma_{гг}$ бнг бн	$\Sigma \sigma_{гг}$ бнг бн	$\Delta \Sigma \sigma_{гг}$	$\Sigma \sigma_{гг}$	отн.ком.гг бнг бн
18,25	12,7	12,7	47200	11800	48400	47200
18,00	11,4	11,4	41100	10300	36600	41100
17,75	10,1	10,1	34400	8590	26400	34400
17,50	8,83	8,83	26800	6690	17800	26800
17,25	7,82	7,82	18400	4590	11100	18400
17,00	6,88	6,88	10980	2750	6480	10980
16,75	6,05	6,05	6270	1567	3740	6260
16,50	5,34	5,34	3560	890	2170	3550
16,25	4,70	4,70	1870	467	1280	1863
16,00	4,13	4,13	864	216	813	860
15,75	3,70	3,70	450	112	598	446
15,50	3,30	3,30	235	58,9	485	232
15,25	2,92	2,92	125	31,3	426	122
15,00	2,57	2,57	67,4	16,8	395	64,8
14,75	2,22	2,22	36,7	9,17	378	34,5
14,50	2,02	2,02	23,6	5,89	369	17,4
14,25	1,73	1,73	22,1	5,52	363	9,25
14,00	1,52	1,52	96,4	24,1	358	5,00
13,75	1,34	1,34	382	95,4	333	2,65
13,50	1,18	1,18	63,3	15,8	238	1,42
13,25	1,05	1,06	5,07	1,27	222	0,74
13,00	0,94	0,96	5,00	1,25	221	0,39
12,75	0,84	0,87	79,8	20,0	220	0,22
12,50	0,71	0,74	22,6	5,65	200	0,12
12,25	0,63	11,9	12,2	3,05	194	0,06
12,00	0,57	3,09	17,1	4,28	191	0,03
11,75	0,52	1,51	121	30,2	187	0,02
11,50	0,45	57,5	121	30,1	157	0,00
11,25	0,40	6,22	58,6	14,6	126	
11,00	2,80	22,1	45,5	11,4	112	
10,75	2,79	24,4	56,8	14,2	100	
10,50	2,76	16,7	26,5	6,63	86,3	
10,25	15,8	16,6	48,3	12,1	79,7	
10,00	15,8	30,7	30,8	7,69	67,6	
9,75	15,8	30,4	30,4	7,60	59,9	
9,50	21,8	25,9	25,9	6,47	52,3	
9,25	23,0	29,0	29,0	7,25	45,8	
9,00	21,4	21,4	21,4	5,35	38,6	
8,75	18,8	21,1	21,1	5,28	33,2	
8,50	18,4	18,4	18,4	4,61	28,0	

<sup>1)</sup> Изотопный состав естественной смеси:  
 $Gd^{152} - 0,2\%$ ;  $Gd^{154} - 2,15\%$ ;  $Gd^{155} - 14,73\%$ ;  $Gd^{156} - 20,47\%$ ;  $Gd^{157} - 15,68\%$ ;  $Gd^{158} - 24,87\%$   
 $Gd^{160} - 21,9\%$

Таблица 21. ( продолжение )

u	$\sum_{\text{срез}} \text{Урбн}$	$\Delta \text{Урбн}$	$\text{Урбн}$
8,25	15,6	3,89	23,3
8,00	12,9	3,21	19,5
7,75	10,9	2,72	16,2
7,50	9,08	2,27	13,5
7,25	7,49	1,87	11,2
7,00	6,19	1,54	9,37
6,75	5,10	1,28	7,83
6,50	4,29	1,07	6,55
6,25	3,52	0,880	5,48
6,00	2,93	0,73	4,60
5,75	2,43	0,61	3,87
5,50	2,04	0,51	3,26
5,25	1,69	0,42	2,75
5,00	1,45	0,36	2,32
4,75	1,25	0,31	1,96
4,50	1,06	0,26	1,65
4,25	0,927	0,23	1,38
4,00	0,813	0,20	1,15
3,75	0,691	0,17	0,95
3,50	0,562	0,14	0,78
3,25	0,442	0,11	0,63
3,00	0,338	0,08	0,52
2,75	0,268	0,067	0,44
2,50	0,215	0,054	0,37
2,25	0,179	0,045	0,32
2,00	0,155	0,039	0,27
1,75	0,140	0,035	0,23
1,50	0,131	0,033	0,20
1,25	0,121	0,030	0,17
1,00	0,117	0,029	0,14
0,75	0,108	0,027	0,11
0,50	0,088	0,022	0,081
0,25	0,066	0,016	0,059
0,00	0,048	0,012	0,042
-0,25	0,036	0,009	0,031
-0,50	0,027	0,007	0,022
-0,75	0,021	0,005	0,015
-1,00	0,016	0,004	0,010
-1,25	0,012	0,003	0,006
-1,50	0,010	0,003	0,003

$$\sum_{\text{срез}} (0,0253 \text{ кв.}) = 49000 \text{ кв.}$$

$$\Delta \text{Ур} = \int_{u_{i-1}}^{u_i} \text{Ур}(u) du$$

$$\text{Ур} = \int_{-\infty}^{u_i} \text{Ур}(u) du$$

Таблица 22

Параметры выделенных резонансов Gd

Nn/n	E <sub>0эв</sub>	g	Г <sub>мв</sub>	Г <sub>н мв.</sub>	Г <sub>мв</sub>	ω <sub>0н</sub>	γ <sub>н</sub>	u	β <sub>0</sub>
1	2,008	0,375	II0	0,373	II0,4	243	20,95	I3,8I	3,07
2	2,568	0,625	III	1,74	II2,7	I450	98,38	I3,56	2,77
3	2,825	0,625	97	0,344	97,3	32I	I7,3I	I3,47	2,29
4	6,302	0,625	I06	2,08	I08,1	737	I9,45	I2,67	I,70
5	7,74	0,5	I42	1,3	I43,3	226	6,5I	I2,46	2,03
6	10,12	0,5	I08	0,18	I08,2	3I,7	0,53I	I2,19	I,34
7	II,67	0,375	I08	0,64	I08,6	73,1	I,06	I2,05	I,25
8	I2,06	0,5	I08	0,88	I08,9	I29	I,82	I2,02	I,23
9	I4,64	0,5	97	2,2	99,2	292	3,04	II,82	I,02
10	I7,1	0,625	85	I4,4	99,4	2I75	I6,98	II,67	0,949
II	I9,83	0,5	9I	6,7	97,7	667	4,8I	II,52	0,863
I2	20,4	0,5	IOI	I3,6	II4,6	II95	9,29	II,49	I,00
I3	20,8I	0,5	62	25,6	87,6	27IO	I2,68	II,47	0,756
I4	2I,6	0,5	IOI	0,49	IOI,5	45,9	0,337	II,44	0,862
I5	22,2	I,0	IO5	7,1	II2,1	I860	I3,80	II,4I	0,939
I6	23,49	0,5	I08	4,5	II2,5	329	2,37	II,35	0,9I3
I7	25,3	0,5	IOI	2,08	IO3,1	I64	I,03	II,28	0,809
I8	27,49	0,5	I08	0,97	IO9	62,5	0,385	II,19	0,8I8
I9	29,58	0,5	I08	II	II9	603	3,46	II,12	0,86I
20	30,II	0,5	I08	I6	I24	827	4,66	II,10	0,889
2I	32,00	0,5	I08	I,7	IO9,7	93,4	0,495	II,04	0,763
22	33,2	I,0	II0	I4,9	I24,9	I927	IO,02	II,0I	0,856
23	34,83	0,5	I08	7,0	II5	337	I,64	IO,96	0,767
24	35,6I	0,5	I08	2,0	II0	98,5	0,469	IO,94	0,725
25	37,1	0,5	I08	6,76	II4,8	306	I,40	IO,90	0,742
26	39,1	0,5	I08	I,3	IO9,3	58,7	0,254	IO,84	0,688
27	40,0	0,5	IOI	I,02	IO2	5I,3	0,204	IO,82	0,636
28	40,4	0,5	I08	I,58	IO9,6	68,9	0,289	IO,8I	0,678
29	44,1	0,5	65	I2,0	77	726	I,68	IO,72	0,457
30	44,3	0,375	I08	30	I38	7IO	2,72	IO,72	0,8I6
3I	46,1	0,5	I08	2,8	II0,8	IO6	0,389	IO,68	0,642
32	47,00	0,5	I08	9,0	II7	3I6	I,14	IO,66	0,67I
33	48,7	0,5	IO0	26,4	I26,4	88I	2,84	IO,62	0,7I5
34	49,0	0,5	I08	3,0	III	IO6	0,368	IO,62	0,624
35	5I,3	0,5	I08	I5,8	I23,8	480	I,59	IO,57	0,680
36	52,1	0,5	I08	42,9	I50,9	IO53	3,43	IO,56	0,823
37	53,7	0,5	I08	7,8	II5,8	242	0,764	IO,52	0,622
38	56,4	0,5	I08	3,8	III,8	II6	0,350	IO,48	0,586
39	58,2	0,5	IOI	33,6	I34,6	88I	2,40	IO,44	0,696
40	59,5	0,5	I08	I6,8	I24,8	436	I,24	IO,42	0,636

Таблица 22. ( продолжение )

Nn/n	E <sub>0</sub> зб	q	Γ <sub>гмб</sub>	Γ <sub>н мб</sub>	Γ мб	Б <sub>о бн</sub>	У <sub>г бн</sub>	u	q <sub>o</sub>
41	63,0	0,5	108	11,6	119,6	297	0,800	10,37	0,593
42	66,6	0,5	101	8,8	109,8	247	0,588	10,31	0,531
43	69,6	0,5	108	8,7	116,7	207	0,503	10,27	0,550
44	80,7	1,00	100	78	178	2912	5,66	10,19	0,783
45	80,7	0,5	101	90	191	1199	2,36	10,12	0,839
46	87,4	0,5	101	5,2	106,2	115	0,209	10,04	0,448
47	97,0	0,5	101	21,0	122	365	0,596	9,93	0,489
48	100,7	0,5	101	36	137	536	0,844	9,90	0,539
49	105,3	0,5	101	64	165	757	1,14	9,85	0,635
50	110,8	0,5	101	54	155	646	0,924	9,80	0,581
51	115,8	0,5	101	23	124	329	0,451	9,76	0,455
52	121,2	0,5	101	120	221	920	1,20	9,71	0,792
53	139,1	0,5	101	141	242	860	0,981	9,57	0,810
54	144,6	0,5	101	46	147	444	0,487	9,53	0,482
55	150,5	0,5	101	37	138	366	0,386	9,49	0,444
56	151,9	1,0	100	45	145	1096	1,13	9,49	0,465
57	158	0,5	101	23	124	241	0,242	9,45	0,389
58	202,1	1,0	100	266	366	1929	1,50	9,20	1,02
59	348,3	1,0	100	468	568	1269	0,572	8,66	1,20

$$\sum_{i=1}^{59} J_{r_i} = 293,1 \text{ бн.}$$

$$\sum_{i=1:5,9:13,15,16,19,20,22,29,32,35,38,43,44} J_{r_i} = 263,1 \text{ бн.}$$

Таблица 23.

Параметры низкоэнергетического резонанса  $\mathcal{N}_p^{237}$

$E_0$ эв.	$q$	$\Gamma_{\text{мв}}$	$\Gamma_{\text{н мв}}$	$\Gamma_{\text{мв}}$	$\zeta_0$ бн
0,489	0,5	34	0,0325	34	$2,56 \cdot 10^3$

Таблица 24.

Тепловое сечение поглощения  $\mathcal{N}_p^{237}$

$\zeta_{\text{эксн.}}$ $\zeta_0$ бн	энергия	автор	год	работа	примечание
$170 \pm 5$	0,0253 эв. } 0,0253 эв. }	Pearlstein	1966	[33]	поглощение $T_{1/2} = 2,1$ дн.
$169 \pm 6$					
151	спектр Максвелла			[39]	
161	спектр р-ра 0,0253 эв.	Pearlstein	1966	[39]	оценивалось как $\zeta_{\text{tot}} - \zeta_s$ , $\zeta_s$ принималось равным 12 бн.
170					

Таблица 25.

Резонансный интеграл захвата  $\mathcal{N}_p^{237}$

$J_{\alpha}$ эксн. $\zeta_0$ бн	автор	год	работа	примечание
905	Rogers	1967	[41]	(выше 0,5 эв.)
$870 \pm 130$	Rose	1958	из [32]	В работе [32] эта величина исправлена на $946 \pm 141$ бн.
500	Pearlstein	1966	[39]	
48	Goldman (оценка)		[35]	вклад выше 102 эв.

Таблица 26

Параметры, использованные при расчете  $\delta_{nr} \mathcal{M}_p^{237}$

$\alpha$ [мэв]	$u$ мэв.	$\Gamma_{r,mb}$	$\bar{D}$ эв	$E_k$	$\Gamma_k^\pi$
26,17	5,38	44	1,3	0	$5/2^+$
				0,0332	$7/2^+$
				0,0596	$5/2^-$
				0,0761	$9/2^+$
				0,103	$7/2^-$
				0,129	$11/2^+$
				0,1585	$9/2^-$
				0,190	$13/2^+$
				0,226	$11/2^-$
				0,2675	$3/2^-$
				0,305	$13/2^-$
				0,333	$1/2^+$
				0,358	$3/2^+$

Таблица 27.

80-ти групповне сечения поглощения №<sup>237</sup>

u	без мез Σ <sub>гр</sub> БН	без Σ <sub>мез</sub> Σ <sub>гр</sub> БН	с мез Σ <sub>гр</sub> БН	ΔΣ <sub>гр</sub> БН	Σ <sub>гр</sub> БН	от 1 мез Σ <sub>гр</sub>	u	с мез Σ <sub>гр</sub>	ΔΣ <sub>гр</sub> БН	Σ <sub>гр</sub> БН
18,25	I48	I48	I62	40,5	III7	I4,5	8,25	27,0	6,75	50,5
18,00	I33	I33	I46	36,5	I076	I3,5	8,00	23,0	5,75	43,7
17,75	II6	II6	I28	32,0	I040	I2,5	7,75	20,0	5,00	38,0
17,50	I00	I00	III	27,8	I008	II,7	7,50	18,0	4,50	33,0
17,25	84,8	84,8	96,I	24,0	980	II,3	7,25	15,0	3,75	28,5
17,00	72,2	72,2	83,2	20,8	956	II,0	7,00	13,0	3,25	24,7
16,75	60,6	60,6	72,3	18,I	935	II,3	6,75	II,0	2,75	21,5
16,50	52,0	52,0	64,6	16,2	917	I2,0	6,50	9,50	2,38	18,7
16,25	43,6	43,6	58,4	14,6	90I	I4,0	6,25	8,50	2,I2	16,4
16,00	36,2	36,2	57,3	I4,3	887	20,0	6,00	7,50	I,88	I4,2
15,75	28,9	28,9	73,2	18,3	872	43,0	5,75	6,50	I,62	I2,4
15,50	22,2	22,2	484	I2I	854	460	5,50	5,60	I,40	10,7
15,25	I7,I	I7,I	480	I20	733	460	5,25	4,80	I,20	9,34
15,00	I3,9	I4,0	36,2	9,05	6I3	I8,0	5,00	4,30	I,08	8,I4
14,75	II,7	II,9	24,8	6,2	604	3,90	4,75	3,80	0,95	7,07
14,50	6,50	6,75	I46	36,5	598	I,20	4,50	3,40	0,85	6,II
14,25	2,30	3,05	532	I33	56I	0,50	4,25	3,00	0,75	5,27
14,00	I,I0	32,9	6I,7	I5,4	428	0,22	4,00	2,60	0,65	4,5I
13,75	I,00	3,00	5,82	I,46	4I3	0,I2	3,75	2,20	0,55	3,86
13,50	0,87	0,97	5,67	I,42	4II	0,I0	3,50	2,00	0,50	3,32
13,25	0,80	I2,8	I42	35,5	4I0	0,00	3,25	I,80	0,45	2,82
13,00	0,70	I2,7	88,7	22,2	374		3,00	I,50	0,38	2,36
12,75	0,6I	33,8	I09	27,3	352		2,75	I,30	0,32	I,99
12,50	0,54	6I,0	6I,3	I5,3	325		2,50	I,I0	0,28	I,67
12,25	0,47	I83	I83	45,8	309		2,25	0,92	0,23	I,39
12,00	0,42	45,I	45,I	II,3	264		2,00	0,72	0,20	I,I6
II,75	0,37	59,0	59,0	I4,8	252		I,75	0,68	0,I7	0,96
II,50	0,33	I30	I30	32,5	238		I,50	0,58	0,I5	0,79
II,25	0,28	75,5	75,5	I8,9	205		I,25	0,49	0,I2	0,65
II,00	0,25	46,3	46,3	II,6	I86		I,00	0,4I	0,I0	0,53
IO,75	0,22	76,7	76,7	I9,2	I75		0,75	0,35	0,09	0,43
IO,50	0,20	56,6	56,6	I4,2	I55		0,50	0,3I	0,08	0,34
IO,25	0,I8	48,0	48,0	I2,0	I4I		0,25	0,28	0,07	0,26
IO,00	30,8	59,0	59,0	I4,8	I29		0,00	0,20	0,05	0,I9
9,75	55,0	55,0	55,0	I3,8	II4		-0,25	0,I6	0,04	0,I4
9,50	49,0	49,0	49,0	I2,3	IOI		-0,50	0,I2	0,03	0,I0
9,25	45,0	45,0	45,0	II,3	88,5		-0,75	0,09	0,02	0,07
9,00	4I,0	4I,0	4I,0	IO,2	77,2		-I,00	0,07	0,02	0,05
8,75	35,0	35,0	35,0	8,75	67,0		-I,25	0,06	0,02	0,03
8,50	3I,0	3I,0	3I,0	7,75	58,2		-I,50	0,05	0,0I	0,0I

$\Sigma_{гр}(0,0253 \text{ эв.}) = 170 \text{ БН.}$

$\Delta \Sigma_{гр} = \int_{u_i}^{u_{i+1}} \sigma_{гр}(u) du$

$\Sigma_{гр} = \int_{-\infty}^{u_i} \sigma_{гр}(u) du$

Таблица 28

Параметры выделенных резонансов

(параметры взяты из [36])

$N_n/n$	$E_{0z6}$	$q$	$\Gamma_{x мв}$	$\Gamma_n мв$	$\Gamma мв$	$\omega_0 \text{ см}$	$\gamma_{\text{эф}}$	$u$	$\xi_0$
1	1,32	0,5	39,8	0,0374	39,8	932	44,1	14,23	1,69
2	1,48	0,5	48,2	0,145	48,3	2650	135,7	14,12	1,93
3	1,97	0,5	41,2	0,0166	41,2	268	8,79	13,83	1,43
4	3,86	0,5	41,4	0,244	41,6	1990	33,48	13,16	1,03
5	4,26	0,5	37,5	0,0264	37,5	216	2,99	13,06	0,884
6	4,85	0,5	38,7	0,0345	38,7	241	3,01	12,93	0,855
7	5,77	0,5	44,2	0,622	44,8	3150	37,89	12,76	0,907
8	6,37	0,5	38,1	0,093	38,2	501	4,70	12,66	0,736
9	6,67	0,5	47,9	0,012	47,9	49,2	0,555	12,61	0,902
10	7,18	0,5	35,4	0,0078	35,4	40,2	0,311	12,54	0,643
11	7,42	0,5	39,8	0,146	39,9	645	5,43	12,50	0,713
12	8,30	0,5	37,7	0,107	37,8	447	3,19	12,39	0,638
13	8,97	0,5	38,4	0,121	38,5	459	3,08	12,31	0,625
14	9,30	0,5	42,2	0,522	42,7	1720	12,26	12,28	0,681
15	10,23	0,5	38,1	0,025	38,1	84	0,491	12,18	0,579
16	10,68	0,5	35,6	0,506	36,1	1720	9,00	12,14	0,537
17	10,84	0,5	44,5	0,88	45,4	2340	15,1	12,13	0,671
18	11,09	0,5	43,0	0,885	43,9	2380	14,5	12,10	0,641
19	12,20	0,5	49,6	0,0624	49,7	135	0,861	12,01	0,692
20	12,61	0,5	41,5	0,795	42,3	1950	10,09	11,97	0,579
21	13,15	0,5	44,0	0,0197	44,0	44,6	0,234	11,93	0,590
22	15,83	0,5	44,0	0,102	44,1	191	0,835	11,75	0,539
23	16,11	0,5	48,8	0,924	49,7	1510	7,19	11,73	0,602
24	16,88	0,5	34,4	0,243	34,6	544	1,74	11,68	0,409
25	17,02	0,5	44	0,006	44	10,5	0,043	11,67	0,519
26	17,59	0,5	39,4	0,184	39,6	346	1,22	11,64	0,459
27	17,88	0,5	44	0,018	44	30	0,116	11,62	0,506
28	18,89	0,5	44	0,0366	44	57,6	0,211	11,57	0,492
29	19,11	0,5	44	0,106	44,1	165	0,596	11,56	0,491
30	19,92	0,5	35,8	0,075	35,9	137	0,388	11,52	0,391
31	20,39	0,5	40,6	1,13	41,7	1740	5,44	11,49	0,449
32	21,09	0,5	34,9	0,516	35,4	905	2,35	11,46	0,375
33	21,35	0,5	44	0,0229	44	31,9	0,103	11,45	0,463
34	22,01	0,5	40,3	1,26	41,6	1800	5,19	11,42	0,431
35	22,86	0,5	39,6	0,447	40,1	640	1,74	11,38	0,408
36	23,67	0,5	40,0	1,69	41,7	2240	5,95	11,34	0,417
37	23,97	0,5	60,8	0,171	61	153	0,610	11,33	0,606
38	24,97	0,5	44,1	4,61	48,7	4970	13,77	11,29	0,474
39	26,17	0,5	39,9	0,239	40,1	298	0,713	11,25	0,382
40	26,54	0,5	41,9	2,84	44,7	3130	7,77	11,23	0,422

Таблица 28 ( продолжение )

Nn/n	Е.о.зб	q	Г <sub>г</sub> мб.	Г <sub>п</sub> мб.	Г мб.	Зосн	Гр сн	u	ξo
41	27,05	0,5	44	0,0247	44	27,2	0,069	II,2I	0,4II
42	28,48	0,5	44	0,146	44,1	I52	0,369	II,16	0,402
43	28,92	0,5	44	0,11	44,1	II3	0,270	II,14	0,399
44	29,46	0,5	44	0,086	44,1	86,7	0,203	II,13	0,395
45	30,40	0,5	38,3	3,76	42,1	3850	7,62	II,09	0,371
46	30,72	0,5	53,2	0,327	53,5	261	0,708	II,08	0,469
47	31,29	0,5	36	0,278	36,3	321	0,580	II,07	0,315
48	31,65	0,5	44	0,0478	44	44,9	0,098	II,05	0,380
49	33,41	0,5	27,6	0,438	28	613	0,794	II,00	0,235
50	33,90	0,5	65,5	0,458	66	268	0,814	IO,99	0,551
51	34,67	0,5	44	0,184	44,2	I57	0,314	IO,96	0,365
52	35,19	0,5	36,9	0,327	37,2	327	0,538	IO,95	0,305
53	36,36	0,5	68,5	0,159	68,7	83,4	0,247	IO,92	0,554
54	36,81	0,5	44	0,072	44,1	58,1	0,109	IO,90	0,353
55	37,14	0,5	45,1	1,36	46,5	1030	1,97	IO,89	0,371
56	37,86	0,5	44	0,064	44,1	50,2	0,092	IO,87	0,348
57	38,16	0,5	60,3	1,61	61,9	893	2,21	IO,87	0,487
58	38,92	0,5	56,3	1,24	57,5	725	1,65	IO,85	0,448
59	39,22	0,5	46,7	0,65	47,3	459	0,859	IO,84	0,367
60	39,90	0,5	79,5	0,66	80,2	270	0,846	IO,82	0,618
61	41,34	0,5	37,7	2,26	40	1790	2,57	IO,79	0,302
62	42,38	0,5	44	0,0907	44,1	63,6	0,104	IO,76	0,329
63	42,81	0,5	44	0,117	44,1	81,2	0,131	IO,75	0,328
64	43,63	0,5	44	0,290	44,3	197	0,311	IO,73	0,326
65	45,70	0,5	62,3	0,483	62,8	221	0,472	IO,69	0,452
66	46,01	0,5	44	0,659	44,7	420	0,631	IO,68	0,320
67	46,34	0,5	43,7	3,07	46,8	1860	2,75	IO,67	0,334
68	47,31	0,5	43,3	2,40	45,7	1450	2,09	IO,65	0,323
69	48,47	0,5	44	0,11	44,1	67,4	0,096	IO,63	0,308
70	48,78	0,5	44	0,53	44,5	320	0,453	IO,62	0,310
71	49,80	0,5	41,3	5,09	46,4	2890	3,76	IO,60	0,320
72	50,38	0,5	39,4	8,93	48,3	4800	5,90	IO,59	0,331
73	51,69	0,5	44	0,091	44,1	52,3	0,070	IO,56	0,298
74	52,19	0,5	44	0,373	44,4	211	0,279	IO,55	0,299
75	52,62	0,5	44	0,703	44,7	391	0,514	IO,55	0,299
76	53,03	0,5	44	0,062	44,1	34,8	0,045	IO,54	0,294
77	53,86	0,5	44	0,387	44,4	212	0,272	IO,52	0,294
78	54,20	0,5	44	0,131	44,1	71,7	0,091	IO,52	0,291
79	55,01	0,5	44	0,117	44,1	63,2	0,079	IO,50	0,289
80	56,03	0,5	107	1,92	109	412	1,24	IO,48	0,708

Таблица 28 ( продолжение )

№/п	Е.о. %	g	Г <sub>г</sub> мв	Г <sub>н</sub> мв	Г мв.	Зобн	У <sub>г</sub>	u	qо
81	56,35	0,5	44,0	0,463	44,5	242	0,287	10,48	0,288
82	57,60	0,5	44	2,01	46	994	1,15	10,46	0,295
83	59,48	0,5	42,3	2,70	45	1320	1,47	10,42	0,284
84	60,01	0,5	44,1	1,83	45,9	870	1,00	10,41	0,288
85	60,92	0,5	40,1	0,523	40,6	277	0,286	10,40	0,253
86	61,61	0,5	44	2,10	46,1	969	1,09	10,39	0,285
87	62,44	0,5	80,5	1,72	82,2	439	0,888	10,37	0,506
88	62,69	0,5	46,9	0,276	47,2	122	0,143	10,37	0,290
89	63,92	0,5	44	0,276	44,3	128	0,138	10,35	0,269
90	64,94	0,5	43,7	1,01	44,7	456	0,481	10,34	0,270
91	65,68	0,5	46,1	4,55	50,6	1790	1,97	10,32	0,303
92	67,45	0,5	40,2	3,78	44	1670	1,56	10,30	0,260
93	67,93	0,5	43,1	2,93	46	1230	1,22	10,29	0,271
94	68,74	0,5	44	0,359	44,4	155	0,155	10,28	0,260
95	70,22	0,5	65,9	2,14	68	587	0,864	10,26	0,395
96	70,68	0,5	44	0,50	44,5	208	0,204	10,25	0,257
97	71,18	0,5	44	2,30	46,3	914	0,887	10,24	0,267
98	71,44	0,5	44	2,68	46,7	1050	1,02	10,24	0,268
99	73,88	0,5	44	0,31	44,3	124	0,116	10,21	0,250
100	74,00	0,5	44	1,47	45,5	572	0,534	10,20	0,257
101	74,54	0,5	44	0,51	44,5	201	0,187	10,20	0,250
102	75,09	0,5	44	0,11	44,1	43,5	0,04	10,19	0,247
103	76,53	0,5	44	0,186	44,2	72,1	0,065	10,17	0,245
104	76,97	0,5	44	0,378	44,4	145	0,130	10,17	0,246
105	78,33	0,5	76,4	2,45	78,8	520	0,796	10,15	0,433
106	79,24	0,5	51,6	2,52	54,1	770	0,787	10,14	0,295
107	80,35	0,5	44	0,157	44,2	58	0,050	10,12	0,240
108	80,60	0,5	44	0,542	44,5	198	0,170	10,12	0,241
109	81,59	0,5	44	0,420	44,4	152	0,129	10,11	0,239
110	82,09	0,5	44	0,818	44,8	291	0,245	10,10	0,240
111	83,39	0,5	44	1,11	45,1	387	0,320	10,09	0,240
112	83,70	0,5	44	4,55	48,6	1470	1,21	10,08	0,258
113	85,19	0,5	62,9	1,19	64,1	285	0,331	10,06	0,338
114	86,07	0,5	44	0,835	44,8	283	0,228	10,05	0,235
115	86,50	0,5	43,30	5,72	49	1770	1,39	10,05	0,256
116	87,65	0,5	44	3,70	47,7	1160	0,914	10,04	0,248
117	88,13	0,5	44	1,03	45	340	0,267	10,03	0,233
118	88,90	0,5	44	1,85	45,9	595	0,462	10,02	0,236
119	89,43	0,5	44	4,29	48,3	1300	1,00	10,02	0,248
120	90,84	0,5	44	4,98	49	1470	1,12	10,00	0,250

Таблица 28 (продолжение)

$N_{п/н}$	$E_{0\text{э}}$	$g$	$\Gamma_{гмв}$	$\Gamma_{нмв}$	$\Gamma_{мв}$	$\zeta_{05н}$	$\gamma_{гдн}$	$u$	$\xi_0$
I21	91,32	0,5	44	0,158	44,2	51,3	0,039	9,99	0,225
I22	91,95	0,5	44	0,51	44,5	163	0,123	9,99	0,225
I23	92,75	0,5	44	0,189	44,2	60,4	0,045	9,98	0,223
I24	93,36	0,5	47	1,80	48,8	518	0,409	9,97	0,245
I25	94,22	0,5	44	0,368	44,4	115	0,085	9,96	0,222
I26	95,37	0,5	44	0,358	44,4	111	0,080	9,95	0,221
I27	96,14	0,5	44	0,055	44	17	0,012	9,94	0,218
I28	96,61	0,5	44	0,35	44,4	107	0,076	9,94	0,219
I29	97,72	0,5	61,8	3,48	65,3	715	0,710	9,93	0,321
I30	98,46	0,5	75	2,38	77,4	409	0,489	9,92	0,379
I31	98,99	0,5	44	0,10	44,1	30	0,021	9,91	0,215
I32	99,49	0,5	49,8	1,94	51,7	494	0,388	9,91	0,252
I33	100,19	0,5	53,1	5,30	58,4	1190	0,987	9,90	0,284
I34	101,03	0,5	57,1	5,41	62,5	1120	0,996	9,89	0,302
I35	101,62	0,5	44	1,23	45,2	351	0,238	9,89	0,218
I36	101,92	0,5	44	1,67	45,7	470	0,319	9,88	0,220
I37	102,15	0,5	44	0,30	44,3	86,8	0,059	9,88	0,213
I38	103,94	0,5	44	1,60	45,6	442	0,294	9,86	0,217
I39	104,68	0,5	44	0,34	44,3	96	0,063	9,86	0,210
I40	105,37	0,5	77,5	2,18	79,7	340	0,393	9,85	0,377
I41	105,89	0,5	41,1	3,29	44,4	917	0,559	9,85	0,210
I42	107,21	0,5	44	0,51	44,5	140	0,090	9,83	0,209

$$\sum_{i=1}^{142} \gamma_{гдi} = 475,8 \text{ бн.}$$

$$\sum_i \gamma_{гдi} = 251,2 \text{ бн.}$$

(i=1,2,4,7)

Таблица 29.

2I-о групповые сечения поглощения  $Gd^{155}$ 

№/п	без рез.		с рез.	
	бур	бн	бур	бн
I	0,039	0,039	0,039	
2	0,059	0,059	0,059	
3	0,091	0,091	0,091	
4	0,152	0,152	0,152	
5	0,256	0,256	0,256	
6	0,372	0,372	0,372	
7	0,527	0,527	0,527	
8	0,939	0,939	0,939	
9	1,83	1,83	1,83	
10	2,98	2,98	2,98	
11	4,99	4,99	4,99	
12	13,3	13,3	13,3	
13	39,0	39,0	39,0	
14	79,0	79,0	79,0	
15	67,9	87,6	87,6	
16	2,03	64,6	237	0,00
17	3,27	26,4	143	0,07
18	5,45	5,45	197	0,93
19	9,00	9,00	779	10,7
20	12,8	12,8	68,3	55,5
21	72,0	72,0	60000	60000

Таблица 30.

2I-о групповые сечения поглощения  $Gd^{157}$ 

№/п	без рез.		с рез.	
	бур	бн	бур	бн
I	0,032	0,032	0,032	
2	0,044	0,044	0,044	
3	0,064	0,064	0,064	
4	0,101	0,101	0,101	
5	0,151	0,151	0,151	
6	0,198	0,198	0,198	
7	0,275	0,275	0,275	
8	0,432	0,432	0,432	
9	0,826	0,826	0,826	
10	1,52	1,52	1,52	
11	2,56	2,56	2,56	
12	7,24	7,24	7,24	
13	24,7	24,7	24,7	
14	45,5	48,3	48,3	
15	0,175	48,7	79,0	
16	0,280	21,0	68,7	0,00
17	0,455	0,455	138	0,29
18	0,740	0,740	58,5	3,55
19	1,22	1,22	102	44,7
20	1,77	1,77	242	240
21	10,0	10,0	255000	255000

Таблица 31.

156

2I-о групповые сечения поглощения  $\Sigma d$ 

N	без рез		$\Sigma$ с рез
	бур	бн	
I	0,010	0,010	0,010
2	0,018	0,018	0,018
3	0,032	0,032	0,032
4	0,071	0,071	0,071
5	0,107	0,107	0,107
6	0,098	0,098	0,098
7	0,106	0,106	0,106
8	0,183	0,183	0,183
9	0,373	0,373	0,373
10	0,488	0,488	0,488
11	0,704	0,704	0,704
12	1,76	1,76	1,76
13	6,60	6,60	6,60
14	0,10	13,0	13,0
15	0,10	2,85	30,4
16	0,10	0,10	48,9
17	0,102	0,102	0,218
18	0,152	0,152	0,180
19	0,250	0,250	0,250
20	0,355	0,355	0,355
21	2,00	2,00	2,00

Таблица 32.

158

2I-о групповые сечения поглощения  $\Sigma d$ 

N	без рез		$\Sigma$ с рез
	бур	бн.	
I	0,007	0,007	0,007
2	0,010	0,010	0,010
3	0,016	0,016	0,016
4	0,042	0,042	0,042
5	0,089	0,089	0,089
6	0,087	0,087	0,087
7	0,092	0,092	0,092
8	0,138	0,138	0,138
9	0,319	0,319	0,319
10	0,455	0,455	0,455
11	0,666	0,666	0,666
12	1,51	1,51	1,51
13	5,74	5,74	5,74
14	10,0	10,0	10,0
15	10,0	10,0	10,0
16	5,03	59,3	59,3
17	0,127	1,30	1,30
18	0,220	0,275	0,275
19	0,342	0,342	0,342
20	0,492	0,492	0,492
21	2,78	2,78	2,78

Таблица 33.

2I-о групповые сечения поглощения  
в естественной смеси изотопов Gd

N	без рез		без 23рез		с рез		от низкотер.
	бур	бн.	бур	бн	бур	бн	
I	0,014		0,014		0,014		
2	0,022		0,022		0,022		
3	0,034		0,034		0,034		
4	0,063		0,063		0,063		
5	0,105		0,105		0,105		
6	0,127		0,127		0,127		
7	0,165		0,165		0,165		
8	0,278		0,278		0,278		
9	0,554		0,554		0,554		
10	0,891		0,891		0,891		
11	1,44		1,44		1,44		
12	3,84		3,84		3,84		
13	12,4		12,4		12,4		
14	21,3		24,4		24,4		
15	12,5		23,6		34,0		
16	1,61		27,6		70,5	0,00	
17	0,607		4,31		43,2	0,06	
18	1,00		1,02		38,3	0,69	
19	1,65		1,65		131	8,58	
20	2,35		2,35		48,2	46,0	
21	13,3		13,3		49000	49000	

Таблица 34.

2I-о групповые сечения поглощения  $Np^{237}$

N	без рез		без 5рез		с рез	
	бур	бн.	бур	бн	бур	бн.
I	0,066		0,066		0,066	
2	0,095		0,095		0,095	
3	0,149		0,149		0,149	
4	0,254		0,254		0,254	
5	0,357		0,357		0,357	
6	0,545		0,545		0,545	
7	0,813		0,813		0,813	
8	1,31		1,31		1,31	
9	1,98		1,98		1,98	
10	2,86		2,86		2,86	
11	4,25		4,25		4,25	
12	8,89		8,89		8,89	
13	22,4		22,4		22,4	
14	42,5		42,5		42,5	
15	21,5		54,6		54,6	
16	0,270		82,1		82,1	
17	0,450		87,0		87,1	
18	0,745		15,1		86,3	
19	2,72		11,4		186	
20	12,5		12,7		29,1	
21	155		155		170	

Таблица 35 а)

U	E	U	E	U	E	U	E
18,20	0,0252	13,25	3,52	8,25	$5,23 \cdot 10^2$	3,25	$7,76 \cdot 10^4$
18,00	0,0305	13,00	4,55	8,00	6,71	3,00	$9,96 \cdot 10^4$
17,75	0,0391	12,75	5,80	7,75	$8,61 \cdot 10^2$	2,75	$1,28 \cdot 10^5$
17,50	0,0502	12,50	7,45	7,50	$1,11 \cdot 10^3$	2,50	1,64
17,25	0,0645	12,25	9,57	7,25	1,42	2,25	2,11
17,00	0,0828	12,00	12,3	7,00	1,82	2,00	2,71
16,75	0,106	11,75	15,8	6,75	2,34	1,75	3,48
16,50	0,137	11,50	20,3	6,50	3,01	1,50	4,46
16,25	0,175	11,25	26,0	6,25	3,86	1,25	5,73
16,00	0,225	11,00	33,4	6,00	4,96	1,00	7,36
15,75	0,289	10,75	42,9	5,75	6,38	0,75	$9,45 \cdot 10^5$
15,50	0,371	10,50	55,1	5,50	$8,17 \cdot 10^3$	0,50	$1,21 \cdot 10^6$
15,25	0,477	10,25	70,7	5,25	$1,05 \cdot 10^4$	0,25	1,56
15,00	0,611	10,00	90,8	5,00	1,35	0,00	2,00
14,75	0,786	9,75	$1,17 \cdot 10^2$	4,75	1,73	-0,25	2,57
14,50	1,01	9,50	1,50	4,50	2,22	-0,50	3,30
14,25	1,30	9,25	1,92	4,25	2,86	-0,75	4,23
14,00	1,66	9,00	2,47	4,00	3,66	-1,00	5,44
13,75	2,15	8,75	3,17	3,75	4,70	-1,25	6,98
13,50	2,74	8,50	$4,07 \cdot 10^2$	3,50	$6,04 \cdot 10^4$	-1,50	$8,97 \cdot 10^6$

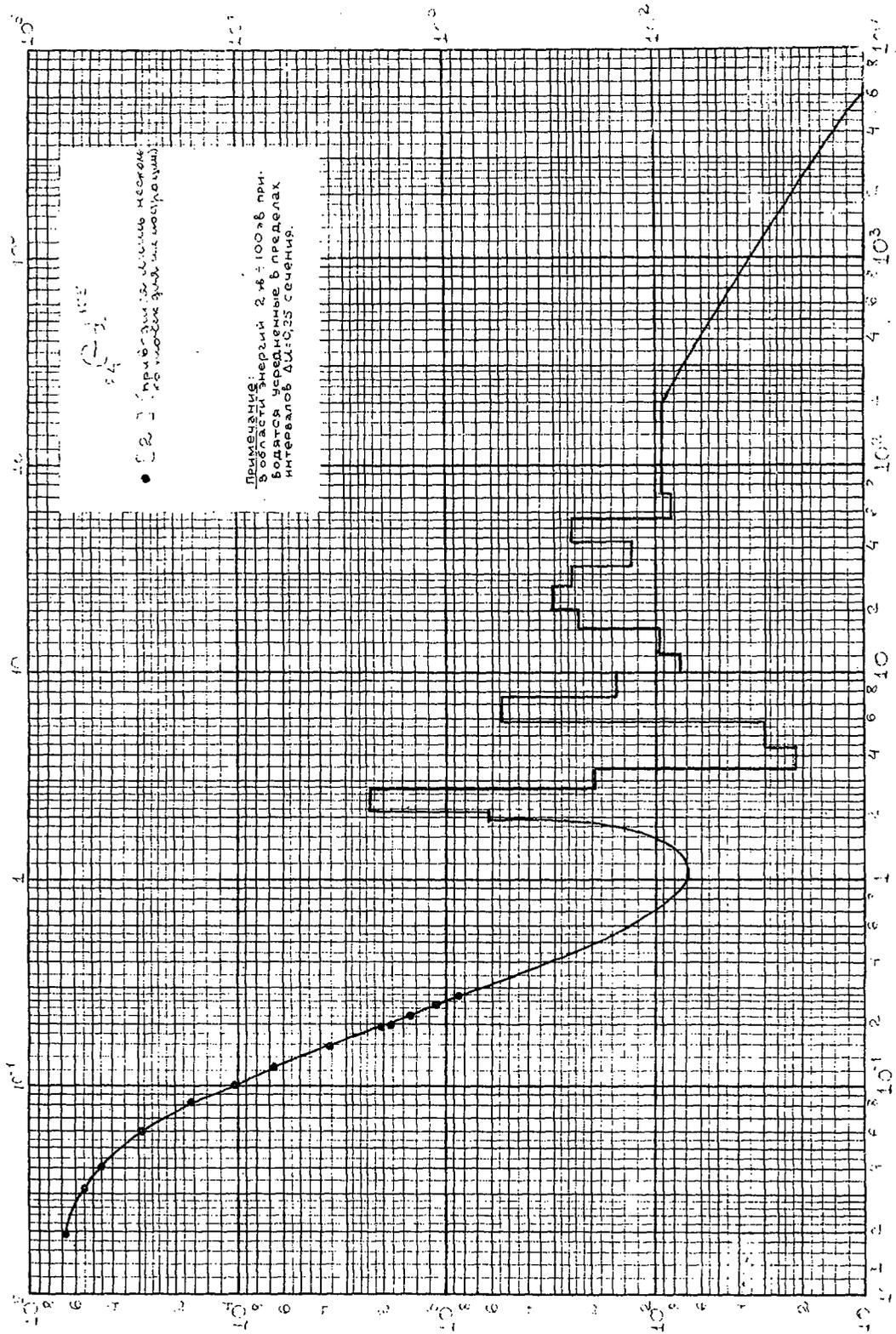
Таблица 35 б)

N <sub>n/m</sub>	E	U	ΔU
1	6,5 ÷ 10,5 МэВ	-1,66 ÷ -1,18	0,48
2	4,0 ÷ 6,5 МэВ	-1,18 ÷ -0,70	0,48
3	2,5 ÷ 4,0 МэВ	-0,70 ÷ -0,22	0,48
4	1,4 ÷ 2,5 МэВ	-0,22 ÷ 0,35	0,57
5	0,8 ÷ 1,4 МэВ	0,35 ÷ 0,92	0,57
6	0,4 ÷ 0,8 МэВ	0,92 ÷ 1,61	0,69
7	0,2 ÷ 0,4 МэВ	1,61 ÷ 2,30	0,69
8	0,1 ÷ 0,2 МэВ	2,30 ÷ 2,99	0,69
9	50 ÷ 100 кэВ	2,99 ÷ 3,69	0,70
10	25 ÷ 50 кэВ	3,69 ÷ 4,38	0,69
11	10 ÷ 25 кэВ	4,38 ÷ 5,30	0,92
12	1,82 ÷ 10 кэВ	5,30 ÷ 7,00	1,70
13	407 ÷ 1820 эВ	7,00 ÷ 8,50	1,50
14	150 ÷ 407 эВ	8,50 ÷ 9,50	1,00
15	55,1 ÷ 150 эВ	9,50 ÷ 10,50	1,00
16	20,3 ÷ 55,1 эВ	10,50 ÷ 11,50	1,00
17	7,45 ÷ 20,3 эВ	11,50 ÷ 12,50	1,00
18	2,74 ÷ 7,45 эВ	12,50 ÷ 13,50	1,00
19	1,01 ÷ 2,74 эВ	13,50 ÷ 14,50	1,00
20	0,67 ÷ 1,01 эВ	14,50 ÷ 14,90	0,40
21	0,0253 эВ	-	-

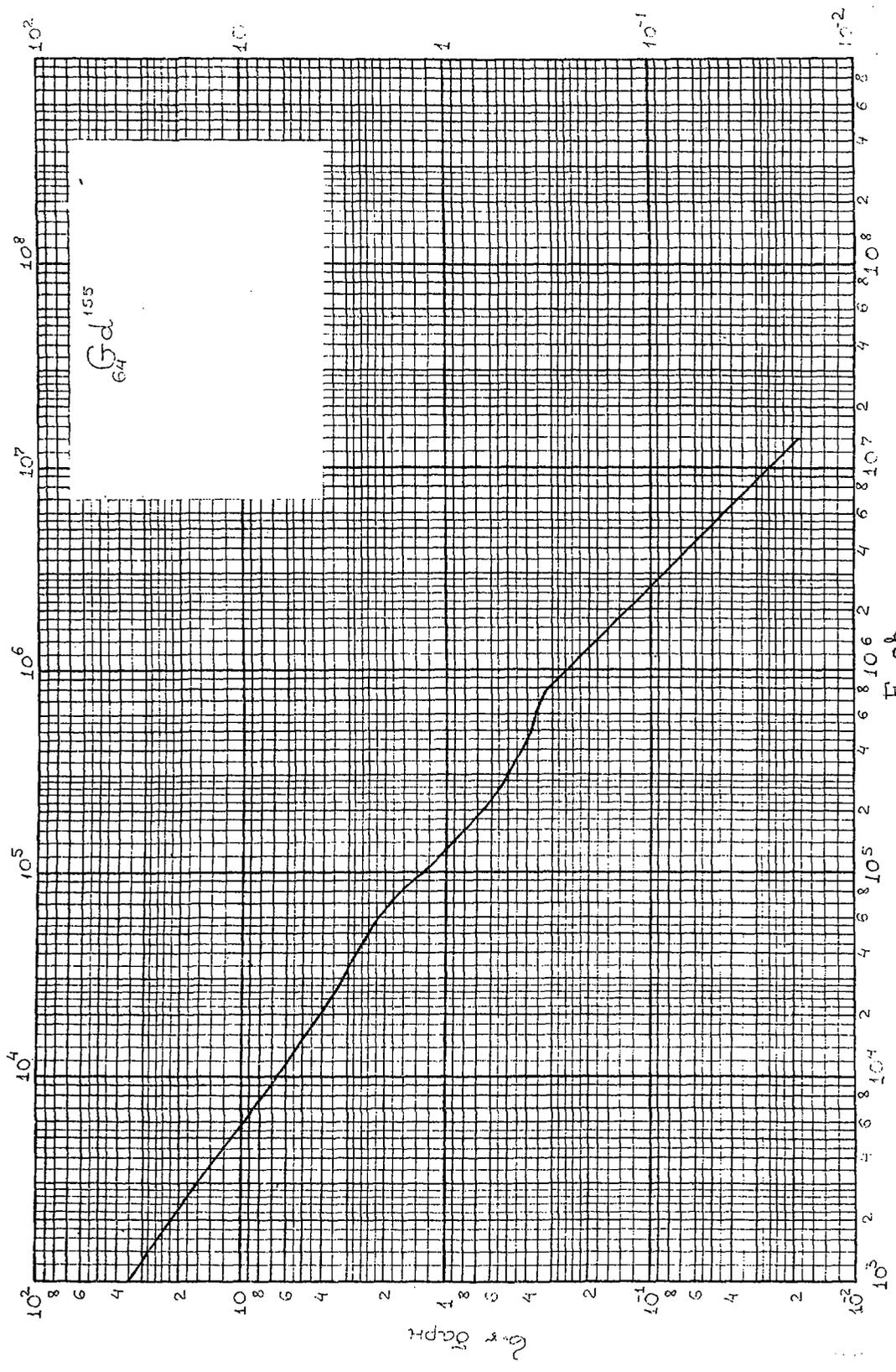
П Р И Л О Ж Е Н И Е   П

Графики энергетической зависимости сече-  
ний радиационного захвата нейтронов  
изотопами  $Gd^{156}$ ,  $Gd^{157}$ ,  $Gd^{158}$ ,  $Gd^{159}$ ,  
 $Np^{237}$  и  $Gd^{eem}$ .

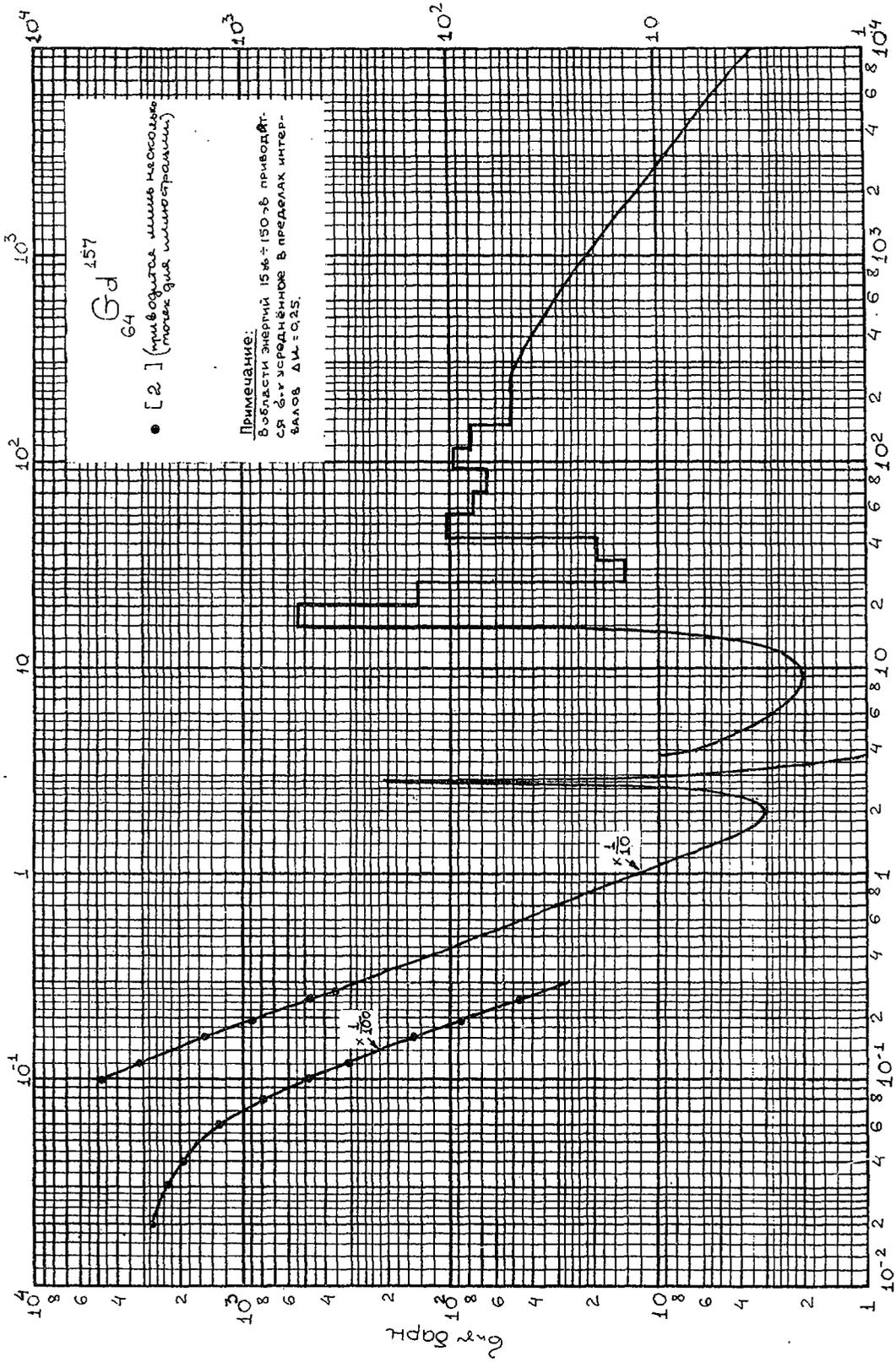




Енэб  
 Рuc. 1



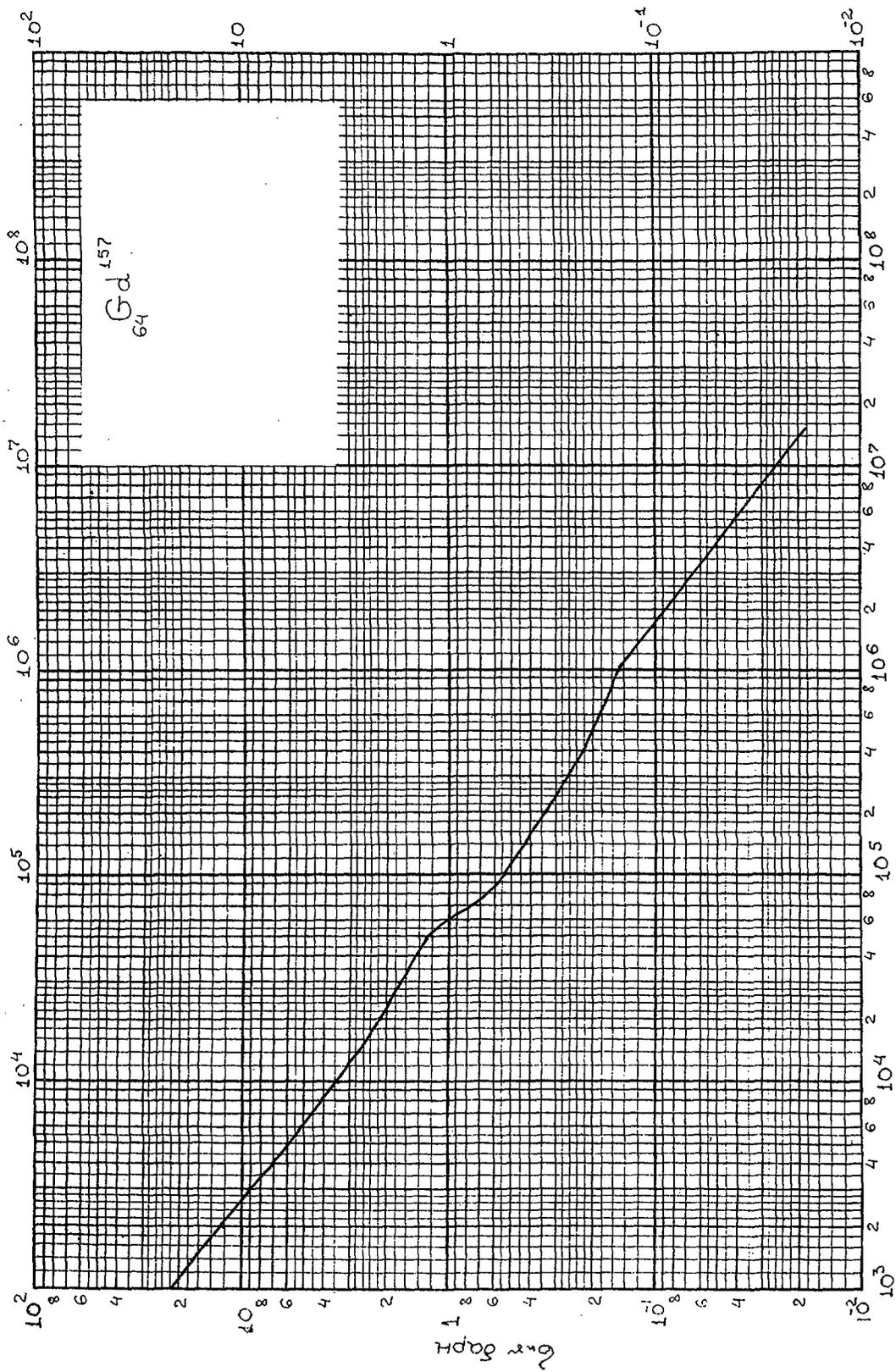
Er. ab  
Puc. 2



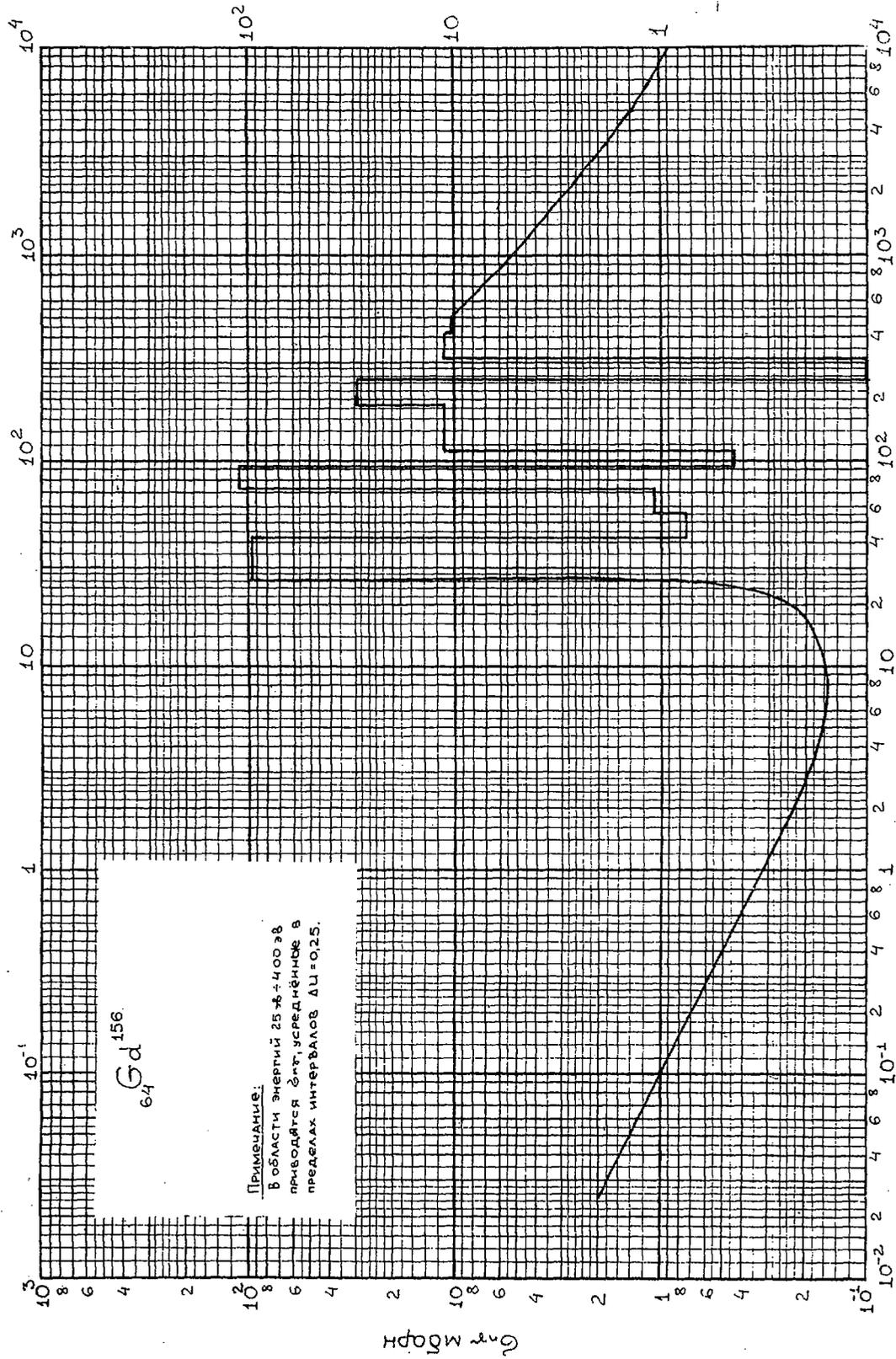
● [ 2 ] (приводятся лишь несколько точек для иллюстрации)

Примечание:  
 В области энергий  $15 \text{ ke} \div 150 \text{ eB}$  приводятся 6-я усредненные в пределах интервалов  $\Delta E = 0.25$ .

Е.н. об  
 Рис. 3

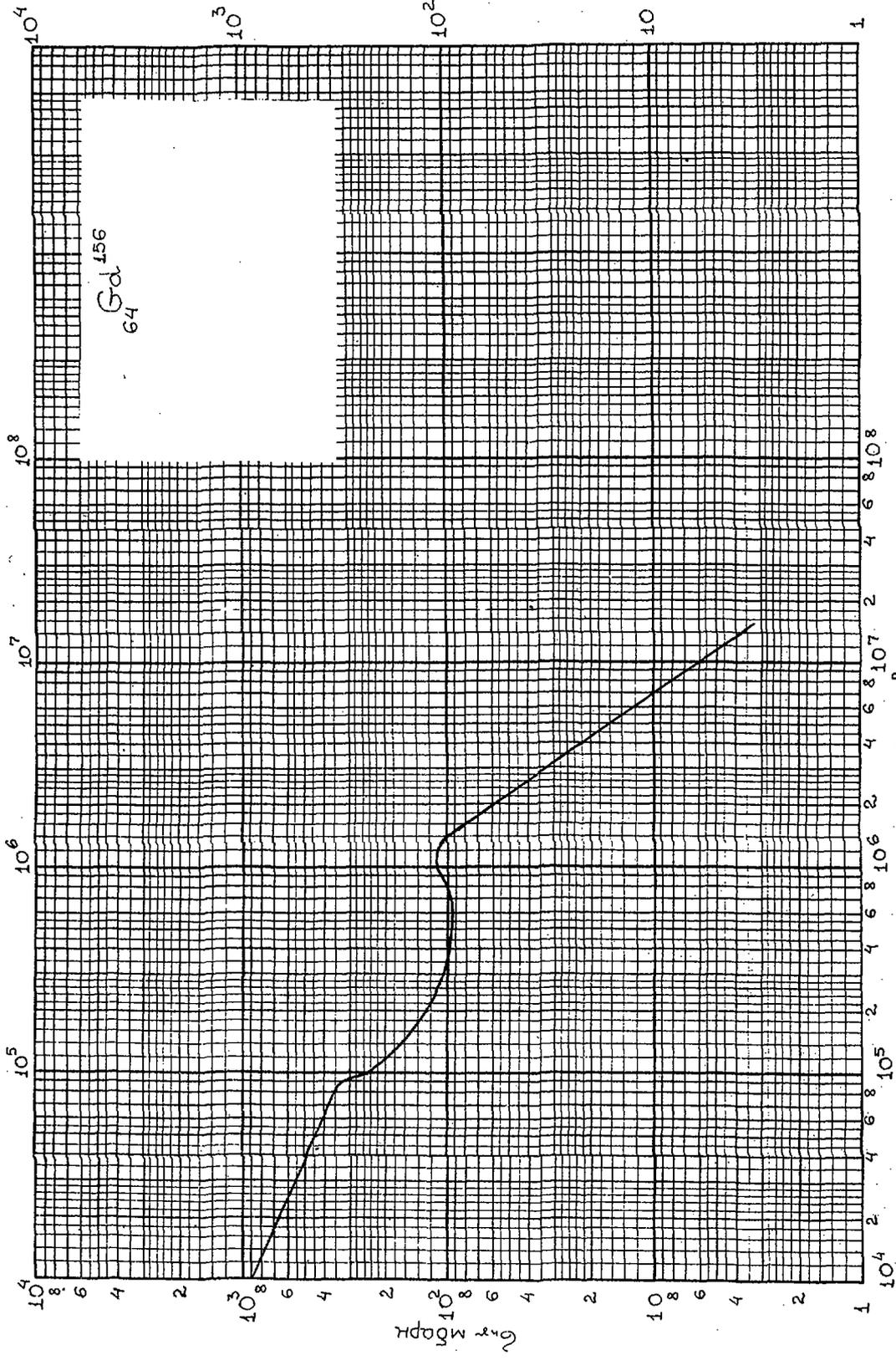


$E_n$  эб  
Puc.4



Ен эВ

Рис.5



En 36

Puc. 6

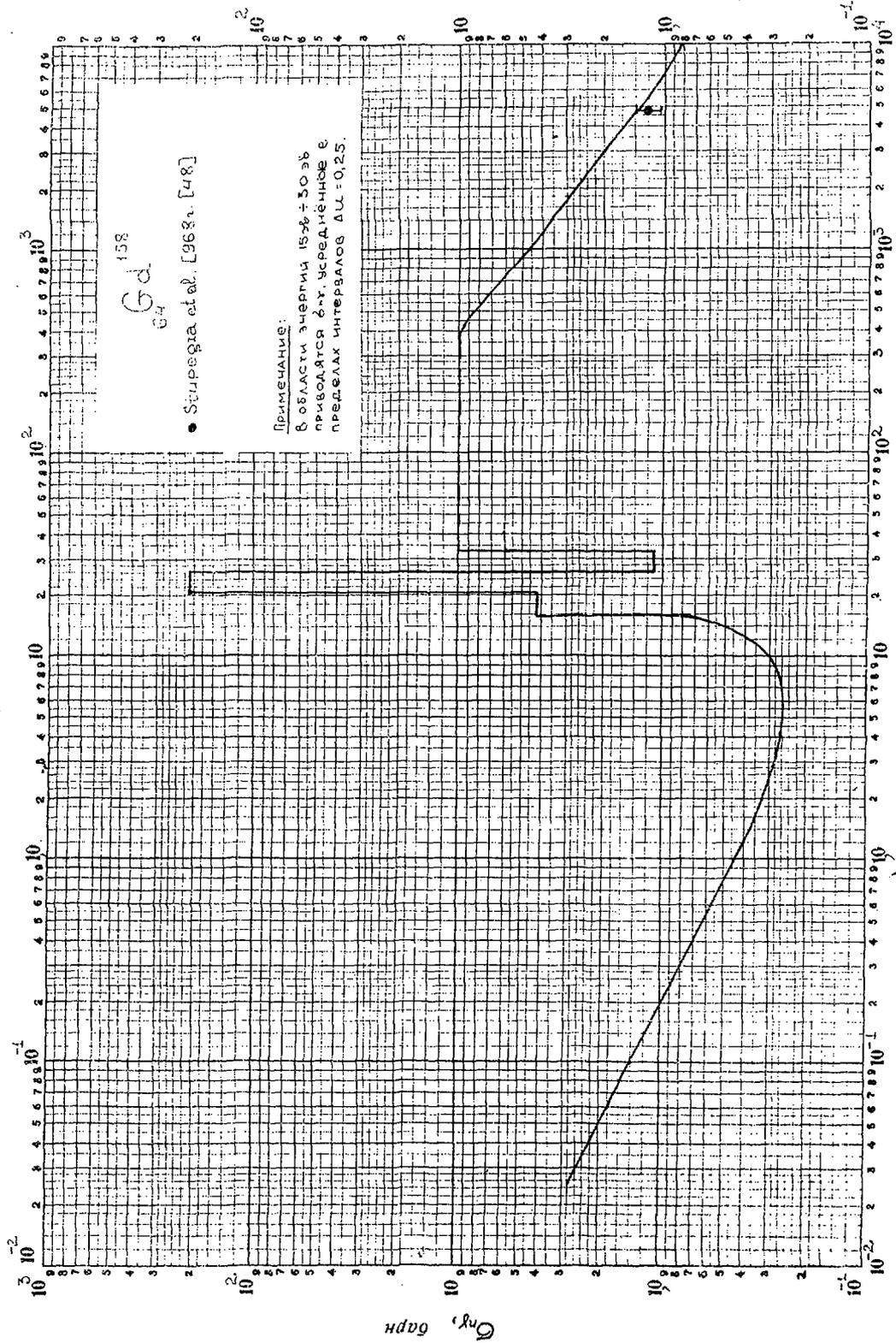
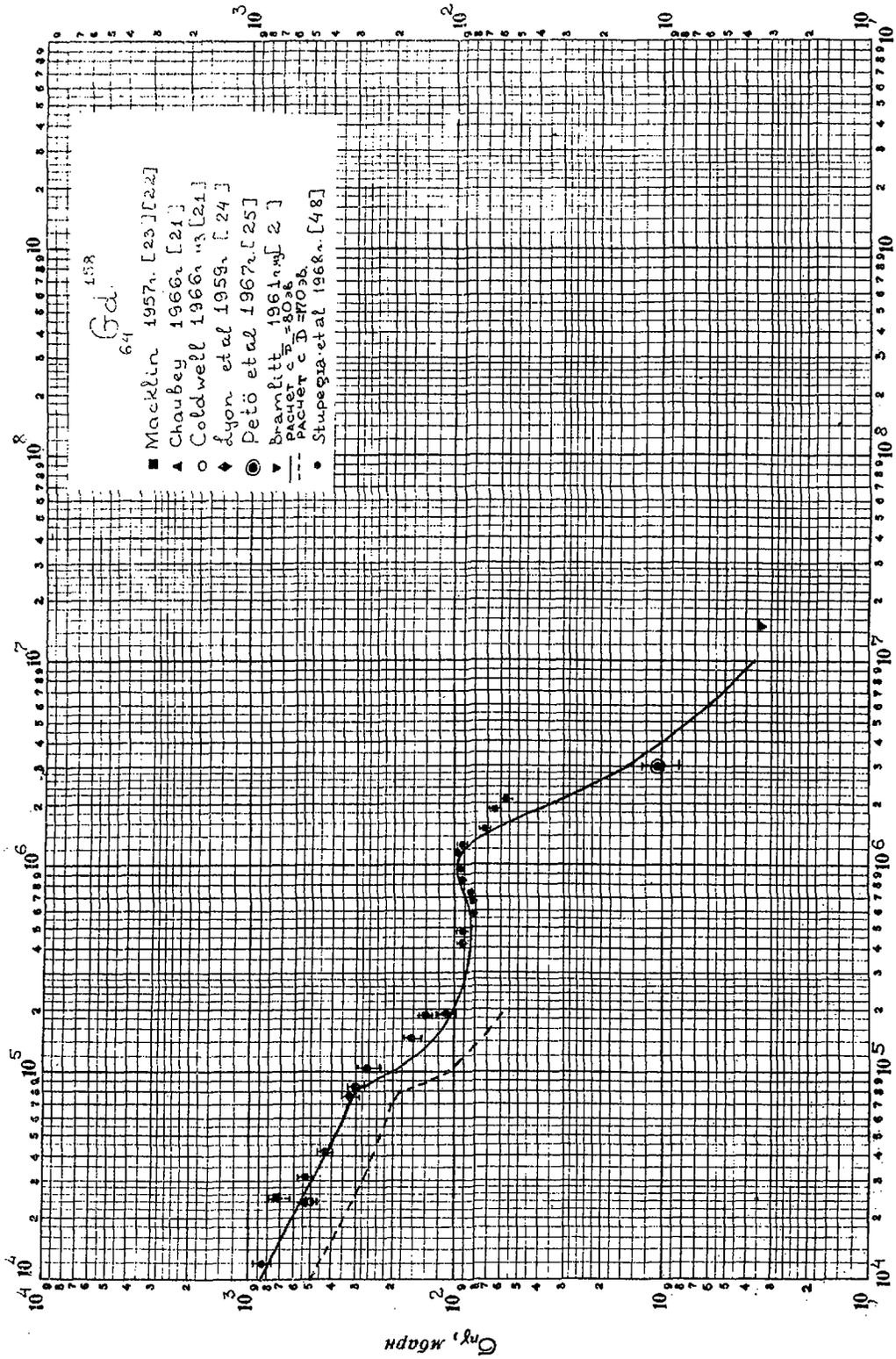
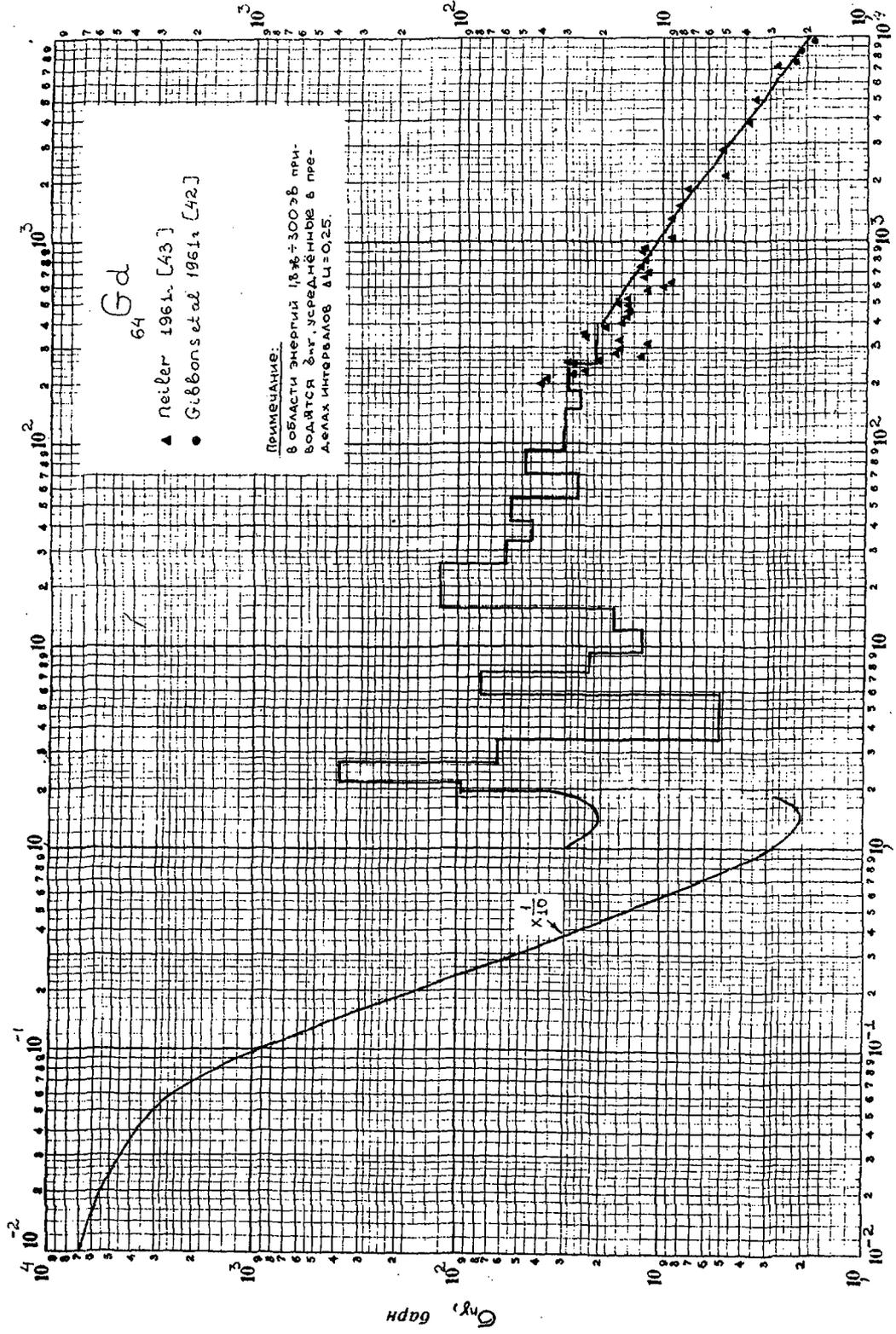


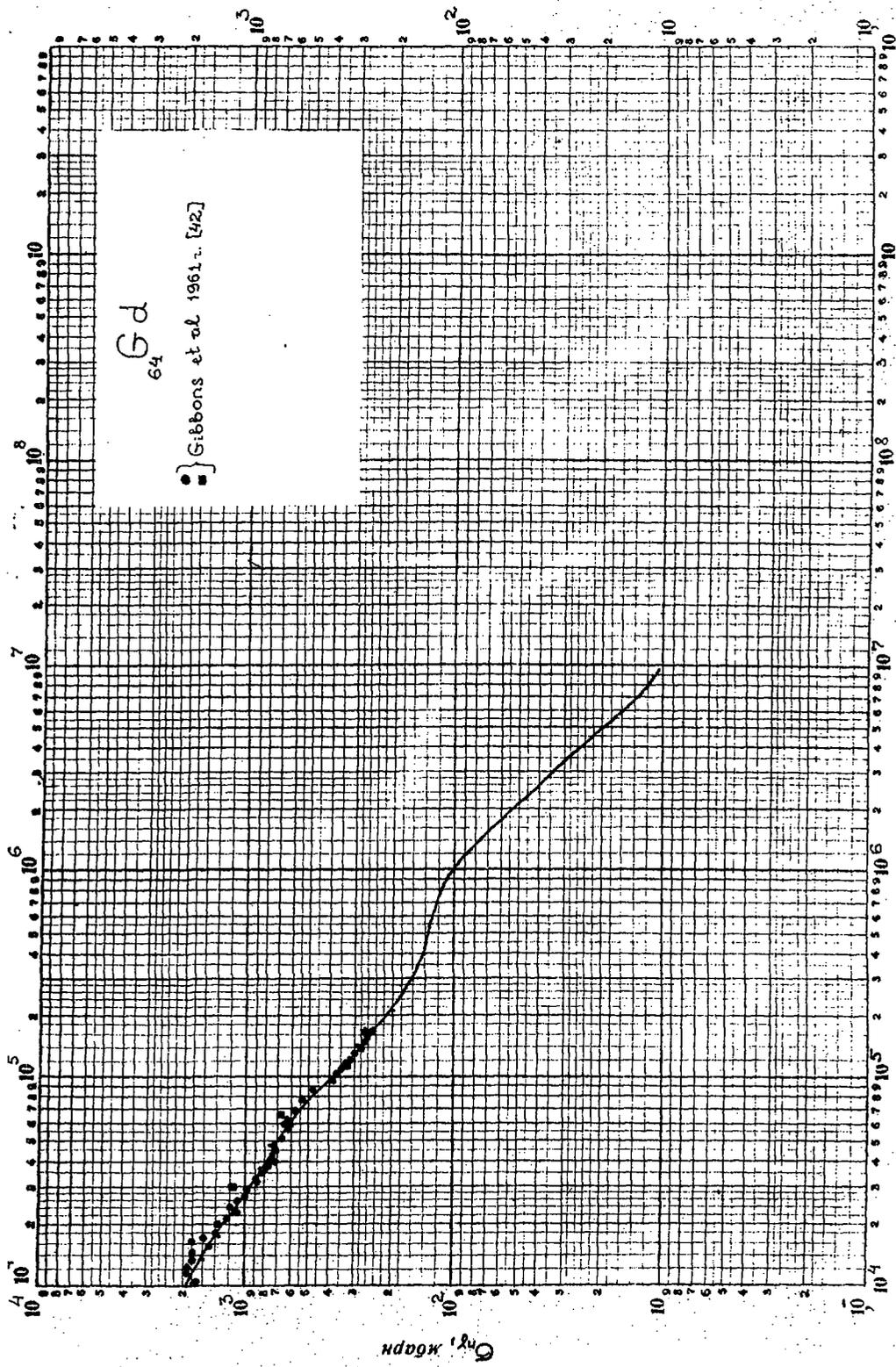
Рис. 7.



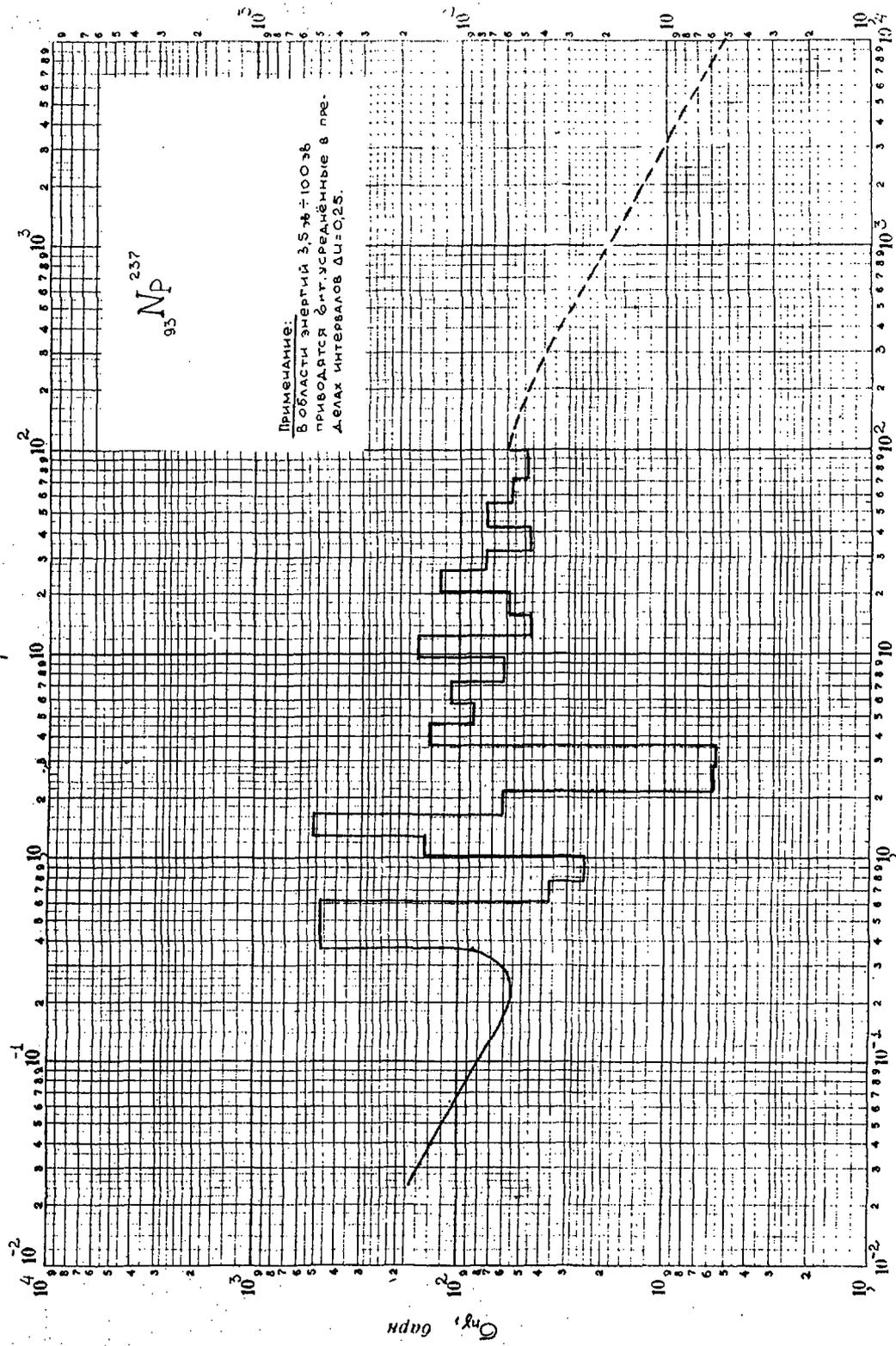
$E, \text{MeV}$   
D. 8.



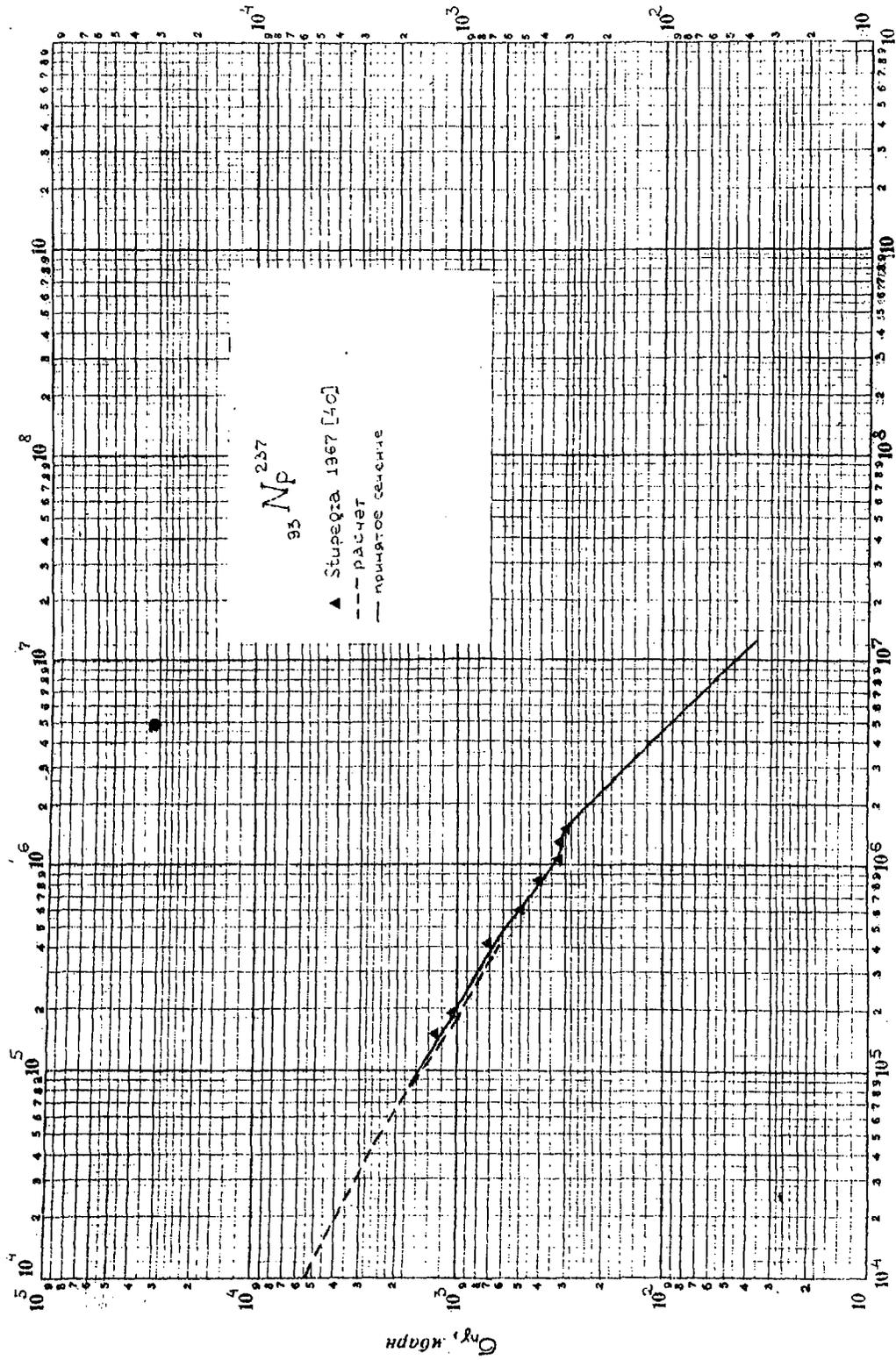
E, эв  
Рис. 9



E. 26  
Puc. 10



$E, \text{эв}$   
 Рис. 11



$E, \text{эВ}$   
 Puc. 12

26-ТИ ГРУППОВЫЕ СЕЧЕНИЯ ЗАХВАТА

$Pa^{231}$  и  $Pa^{233}$

Л.П.Абагян, В.М.Мурогов

Особенности ториевого топливного цикла в известной мере определяются наличием так называемых "промежуточных" изотопов: протактиния - 233 и протактиния - 231. Если  $Pa^{233}$  определяет физику ториевых реакторов, являясь промежуточным звеном в образовании урана - 233, то  $Pa^{231}$  - предшественник урана - 232 в значительной степени определяет технологию внешнего топливного цикла с использованием урана-233 и тория-232 [1].

Поскольку прямые измерения сечения захвата этих изотопов отсутствуют, при составлении групповых сечений были использованы следующие данные. Опорными являлись оценки сечений захвата в области нескольких кэв, сделанные авторами работ [3, 4, 5], а также 10-ти и 16-ти групповые константы  $Pa^{233}$ , которые приводятся в работах [6] и [7, II], соответственно.

Измерения по полному сечению  $Pa^{231}$  и  $Pa^{233}$  также принимались во внимание. В области разрешенных резонансов имеющиеся резонансные параметры [2, 8, 9] позволили рассчитать сечения захвата и оценить возможные их изменения, связанные с резонансной блокировкой.

Факторы блокировки [13] в резонансной области энергии (таблица 2) приводятся для двух реально возможных значений параметра  $\sigma_0$ , характеризующего концентрацию данного изотопа в смеси. В группах, где эти коэффициенты отсутствуют, резонансной блокировкой можно пренебречь.

Таблица 2

Факторы блокировок, характеризующие влияние резонансной самоэкранировки на среднегрупповые значения сечения захвата протактиния - 231 и протактиния - 233

$f_c Pa^{231}$			$f_c Pa^{233}$		
$i \backslash \sigma_0$	$10^4$	$10^3$	$i \backslash \sigma_0$	$10^4$	$10^3$
18	0,99	0,88	20	1,00	0,9
19	0,98	0,86	21	0,98	0,8
20	0,98	0,83	22	0,95	0,70
21	0,97	0,79	23	0,88	0,53
22	0,99	0,91	24	1,00	0,99
23	0,98	0,86			
24	0,97	0,79			
25	0,87	0,56			

Интегральной проверкой полученного сечения захвата нижней области энергий являлись измерения и оценки резонансного интеграла захвата [8, 9, 10, 12] :

$Pa^{233}$	$E > 0,4$ эв	$RJ \sim 850$ б
$Pa^{231}$	$E > 0,1$ эв	$RJ \sim 1500$ б

Таблица I

26 - групповые сечения захвата  $\sigma_c$  протактиния - 231  
и протактиния - 233

№ группы $L$	$E_n$	$\sigma_c \rho_a^{231}$	$\sigma_c \rho_a^{233}$
1	6,5 - 10,5 МэВ	0,01	0,01
2	4,0 - 6,5 МэВ	0,03	0,02
3	2,5 - 4,0 МэВ	0,07	0,03
4	1,4 - 2,5 МэВ	0,17	0,06
5	0,8 - 1,4 МэВ	0,35	0,15
6	0,4 - 0,8 МэВ	0,45	0,20
7	0,2 - 0,4 МэВ	0,65	0,25
8	0,1 - 0,2 МэВ	1,1	0,5
9	46,5 - 100 КэВ	1,9	1,0
10	21,5 - 46,5 КэВ	2,5	1,3
11	10,0 - 21,5 КэВ	3,0	1,7
12	4,65 - 100 КэВ	4	3
13	2,15 - 4,65 КэВ	6	5
14	1,0 - 2,15 КэВ	9	7
15	465 - 1000 эВ	13	11
16	215 - 465 эВ	20	15
17	100 - 215 эВ	30	20
18	46,5 - 100 эВ	35	25
19	21,5 - 46,5 эВ	40	35
20	10,0 - 21,5 эВ	115	130
21	4,65 - 10 эВ	130	140
22	2,15 - 4,65 эВ	40	150
23	1,0 - 2,15 эВ	60	510
24	0,465 - 1,0 эВ	230	20
25	0,215 - 0,465 эВ	1230	15
26	тепловая	200	40

Приведенные сечения используются в расчетной практике ФЭИ как при определении физических характеристик реакторов с использованием тория, так и при изучении изменения изотопного состава тория под облучением.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А.И.Лейпунский, О.Д. Казачковский, С.Б.Шихов, В.М.Мурогов, "Атомная энергия", 18, 4, 342, (1965).
2. Stehn J.R., Goldberg M.D. et. al. BNL-325 (2<sup>nd</sup> Ed), Suppl 2, v. 3, 1965.
3. Truran I.W., Hansen C.J., Cameron G.W., Gilbert A., Canad J. of Phys., 44, I, 151, 1966.
4. Гордеев И.В. Частное сообщение, 1963?
5. Bell G. International Conference on the Study of Nucleare Structure with Neutrons. Antverpen, Belgium, 1965.
6. Goldman A., Kalos M.H., Troubetzkoy E.S. NDA, 2134-2, 1960.
7. Goellner A.D. Submitted in Partial Filfillment of the requirements for the Degree of Nuclear Engineer. Departament of Nuclear Engineering, September, 1964.
8. Simpson F.B., Coddling J.W. et.al. Nucl. Sci. and Engng., 20, 2, 235, 1964.  
Nucl. Sci. and Engng., 28, I, 133, 1967.
9. Goldman D.T., Moore W.F. ; KAPL-M-DTG-2, 1963.
10. Connor I.C., Bayard R.T., Macdonald D., Gunst S.B. Trans. Amer. Nucl. Soc. 9, I, 246, 1966.
11. Singh R.SH. Atomic Energy Establishment Trombay, Bombay, India, AEEF-257, 1966.
12. Drake M.K. Nucleonics, 24, 8, 108, 1966.
13. Абагян Л.И., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов, Атомиадат, 1964.

МНОГОГРУППОВЫЕ СЕЧЕНИЯ ВОДОРОДА  
В  $P_{12}$  - ПРИБЛИЖЕНИИ

Лебедева М.И.

В работе представлены системы многогрупповых сечений водорода в  $P_{12}$  - приближении, которые могут быть использованы как в программах расчета спектров нейтронов в реакторе [1], [2], так и в программах решения альбедных задач [3].

Приводятся программы, написанные на языке ALGOL - 60, по которым проводился расчет представленных систем констант водорода.

В данной работе даются некоторые предложения по вопросу расчета водородсодержащих сред.

В В Е Д Е Н И Е

В работе [4] были изложены требования к усреднению физических величин и сечений для решения многогруппового ур-ния в водородсодержащих средах, а также алгоритмы расчета индикатриссы рассеяния и ее моментов. Этот материал повторяется в разделе I данной работы с приложением следующих систем многогрупповых сечений водорода в  $P_{12}$  - приближении:

Значение энергетических границ групп и номера таблиц, в которых приводятся значения сечений водорода в  $P_{I2}$  - приближении соответствующей многогрупповой системы.

Таблица № 1

№	Е мэВ	Число групп	№ таблиц	Примечание						
I	6,5			I	6,5	I	6,5			Энергетическое разбиение, принятое в работе [5].
2	4			2	4	2	4		12 - 17	
3	2,5			3	2,5	3	2,5	26		
4	1,4	I	1,4	4	1,4	4	1,4			
5	0,8	2	0,8	5	0,8	5	0,8			Объединены верхние четыре группы в 26-групповой системе.
6	0,4	3	0,4	6	0,4	6	0,4			
7	0,2	4	0,2	7	0,2	7	0,2			
8	0,1	5	0,1	8	0,1	8	0,1		18	
9	0,046	6	0,046	9	0,046	9	0,046			
10	0,0215	7	0,0215	10	0,0215	10	0,0215	23		
11	0,01	8	0,01	11	0,01	11	0,01			
12	0,0 <sup>2</sup> <sub>46</sub>	9	0,0 <sup>2</sup> <sub>46</sub>	12	0,0 <sup>2</sup> <sub>46</sub>	12	0,0182			
13	0,0 <sup>2</sup> <sub>215</sub>	10	0,0 <sup>2</sup> <sub>215</sub>	13	0,0 <sup>2</sup> <sub>215</sub>	13	0,0 <sup>3</sup> <sub>407</sub>			Энергетическое разбиение, принятое в работе [6].
14	0,0 <sup>2</sup> <sub>10</sub>	11	0,0 <sup>2</sup> <sub>1</sub>			14	0,0 <sup>3</sup> <sub>150</sub>			
15	0,0 <sup>3</sup> <sub>46</sub>	12	0,0 <sup>3</sup> <sub>46</sub>	13	0,0 <sup>3</sup> <sub>46</sub>	15	0,0 <sup>4</sup> <sub>551</sub>		35 - 50	
16	0,0 <sup>3</sup> <sub>215</sub>	13	0,0 <sup>3</sup> <sub>215</sub>			16	0,0 <sup>4</sup> <sub>203</sub>	21		
17	0,0 <sup>3</sup> <sub>1</sub>	14	0,0 <sup>3</sup> <sub>1</sub>	14	0,0 <sup>3</sup> <sub>1</sub>	17	0,0 <sup>5</sup> <sub>745</sub>			Объединены следующие группы в 26-групповой системе: 12-13, 14-15, 16-17, 18-19, 20-22, 23-25 [7].
18	0,0 <sup>4</sup> <sub>46</sub>	15	0,0 <sup>4</sup> <sub>46</sub>			18	0,0 <sup>5</sup> <sub>274</sub>			
19	0,0 <sup>4</sup> <sub>215</sub>	16	0,0 <sup>4</sup> <sub>215</sub>	15	0,0 <sup>4</sup> <sub>215</sub>	19	0,0 <sup>5</sup> <sub>101</sub>			
20	0,0 <sup>4</sup> <sub>1</sub>	17	0,0 <sup>4</sup> <sub>1</sub>			20	0,0 <sup>6</sup> <sub>67</sub>			
21	0,0 <sup>5</sup> <sub>46</sub>	18	0,0 <sup>5</sup> <sub>46</sub>			21	T			
22	0,0 <sup>5</sup> <sub>215</sub>	19	0,0 <sup>5</sup> <sub>215</sub>	16	0,0 <sup>5</sup> <sub>215</sub>					
23	0,0 <sup>5</sup> <sub>1</sub>	20	0,0 <sup>5</sup> <sub>1</sub>					18	19 - 34	
24	0,0 <sup>6</sup> <sub>46</sub>	21	0,0 <sup>6</sup> <sub>46</sub>							
25	0,0 <sup>6</sup> <sub>215</sub>	22	0,0 <sup>6</sup> <sub>215</sub>	17	0,0 <sup>6</sup> <sub>215</sub>					
26	T	23	T	T	T					

В разделе II предлагается программа расчета многогрупповых сечений водорода на языке ALGOL -60 в двух модификациях: расчет сечений водорода в приближении

до  $n = 12$  (программа № 1) и  
до  $n = 5$  (программа № 2).

Программа № 1 позволяет составить многогрупповую систему констант водорода в любом приближении до  $n = 12$  включительно. Но ограничение по  $n$  ( $n \leq 5$ ) дает возможность упростить программу № 1, что сокращает объем исходной информации и расчетное время программы. Сечения рассеяния водорода и усреднение индикатриссы рассеяния и ее моментов в области выше 2,5 мэв усреднялись по спектру деления. Программа расчета спектре деления и усреднения по нему сечений рассеяния представлены в разделе III.

В последней У разделе предлагается форма решения системы многогруппового уравнения водородсодержащих сред в  $P_n$  - приближении в виде двух уравнений.

Многогрупповые сечения водорода  
в  $P_n$  - приближении

Решение многогруппового уравнения водородсодержащих сред<sup>х)</sup> в  $P_n$  - приближении

$$\frac{n}{2n+1} \nabla \varphi_{n-1}^{(k)} + \frac{n+1}{2n+1} \nabla \varphi_{n+1}^{(k)} + \Sigma_{n,k} \cdot \varphi_n^{(k)} = \sum_{i=1}^{k-1} \Sigma_{p,i} \cdot W_n(i,k) \cdot \varphi_n^{(i)}; \quad (I)$$

$$\Sigma_{n,k} = \Sigma_{c,k} + \Sigma_{p,k} [1 - W_n(k,k)]. \quad (2)$$

требует следующего усреднения физических величин и сечений:

$$\Sigma_k = \frac{\int_{u_{k-1}}^{u_k} \Sigma \cdot \varphi_n \cdot du}{\int_{u_{k-1}}^{u_k} \varphi_n \cdot du}; \quad (3)$$

$$W_n(i,k) = \frac{\int_{u_{k-1}}^{u_i} du' \Sigma_p \cdot \varphi_n \int_{u_{k-1}}^{u_k} du W_n(\mu_0, u, u')}{\int_{u_{k-1}}^{u_k} du' \Sigma_p \cdot \varphi_n}; \quad (4)$$

х)

Уравнение записано для ядер водорода

$$W_{n, (k, k)} = \frac{\int_{u_{k-1}}^{u_k} du' \Sigma_p \varphi_n \int_{u'}^{u_k} du W_n(\mu_0, u, u')}{\int_{u_{k-1}}^{u_k} du' \Sigma_p \varphi_n} \quad (5)$$

$$W_n(\mu_0, u, u') = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{2} W_n(u, u') \cdot P_n(\mu_0); \quad (6)$$

$$W_n(u, u') = \int_{-1}^1 W(\mu_0, u, u') \cdot P_n(\mu_0) \cdot d\mu_0; \quad (7)$$

$$\varphi_n(r, u, \mu_0) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{2} \varphi_n(r, u) \cdot P_n(\mu_0); \quad (8)$$

$$\varphi_n(r, u) = \int_{-1}^1 \varphi(r, u, \mu_0) \cdot P_n(\mu_0) \cdot d\mu_0 \quad (9)$$

$n = 0, 1 \dots$  - порядок приближения;

$\mu_0(u)$  - косинус угла рассеяния нейтрона на ядре водорода;

$\varphi(r, u, \mu_0)$  - нейтронный поток;

$W_0(i, k)$  - (при  $n = 0$ ) - индикатрисса рассеяния, физический смысл которой означает вероятность нейтрону упруго замедлиться на ядре водорода до энергии группы "к", если до столкновения нейтрон имел энергию группы "i";

$W_n(i, k)$  - (при  $n \neq 0$ ) - "n" - ый угловой момент индикатриссы рассеяния, приводящий к переходу нейтронов из группы "i" в группу "к" (в частности  $i = k$ );

$\Sigma_{s, k}$  ;  $\Sigma_{p, k}$  - сечения захвата и рассеяния нейтронов группы "к" соответственно.

Для водорода индикатрисса рассеяния и ее моменты могут быть представлены в виде

$$W_n(i, k) = \sum_{N=0}^n A_{n, N} \cdot d_{N, k} \cdot \beta_{N, i}; \quad (10)$$

$$W_n(k, k) = B_n - \sum_{N=0}^n A_{n, N} \cdot \beta_{N, k} \cdot E_k^{1+N/2}, \quad (11)$$

где

$$d_{N, k} = E_{k-1}^{1+N/2} - E_k^{1+N/2} \quad (12)$$

Групповое усреднение сечений проводится по "стандартной" форме спектра нейтронов [5]. Поэтому выражение для  $\beta_{N, i}$  в группах, лежащих ниже 2,5 мэв

$$\beta_{N,i} = \frac{dN_i}{\Delta U_i \cdot E_{i-1}^{1+N/2} \cdot E_i^{1+N/2}} \quad (I3)$$

отличается от выражения для групп, лежащих выше 2,5 мэв

$$\beta_{N,i} = \frac{|\sum_m \sum_{p,m} \varphi_{N,m} \cdot \Delta U_m \cdot \beta_{N,m}|_{i-1}^i}{|\sum_m \sum_{p,m} \varphi_{N,m} \cdot \Delta U_m|_{i-1}^i}, \quad (I4)$$

где  $\beta_{N,m}$  - (I3),

$$\Delta U_m = \ln \frac{E_{m-1}}{E_m}, \quad (I5)$$

$E_m$  - граница энергетического разбиения для численного интегрирования в пределах рассматриваемой группы "i" ( $E_{m-1} > E_m$ );

$\sum_{p,m}$  - значение сечения рассеяния при  $E_m$ ;

$\varphi_{N,m}$  - "N" - я гармоника потока в интервале "m".

Усреднение  $\beta_{N,i}$  в данной работе проводилось в предположении, что

$\varphi_{N,m} \approx \chi_m$  (I6), где  $\chi_m$  - значение спектра деления при  $E_m$ .

Рабочая форма выражения (I4) в этом предположении имеет вид

$$\beta_{N,i} = \frac{|\sum_m \sum_{p,m} \chi_m \cdot \frac{dN_m}{E_{m-1}^{1+N/2} \cdot E_m^{1+N/2}}|_{i-1}^i}{|\sum_m \sum_{p,m} \chi_m \cdot \Delta U_m|_{i-1}^i} \quad (I4^X)$$

Коэффициент  $B_n$  по своей величине равен коэффициенту нормировки  $W_n(i,k)$ , т.е.

$$B_n = \sum_{i \in K} W_n(i,k) \quad (I7)$$

Суммирование проводится по всем значениям "k".

$$A_{n,N} = L_{n,N}(\overline{\mu_0^N})^2 \quad (I8)$$

где  $L_{n,N}$  - коэффициенты при  $\mu_0^N$  в представлении полинома Лежандра в виде суммы по степеням косинуса угла рассеяния;

$$\overline{\mu_0^N} = \frac{1}{2} \int_0^1 \left( \frac{1+\mu'}{\sqrt{2(1+\mu')}} \right)^N d\mu' \quad (I9)$$

Представление индикатриссы рассеяния и ее моментов в форме коэффициентов удобно при составлении программы расчета сечений водорода, а также при программировании нейтронных расчетов систем.

Ниже предлагаются программы для расчета многогрупповых сечений водорода в  $P_n$ -приближении ( $n \leq 5$ ,  $n \leq 12$ ).

Следует обратить внимание на следующий момент.

Индикатрисса рассеяния и ее моменты выражаются через коэффициенты  $A_{n,l}$  (18), которые в свою очередь связаны с косинусом угла рассеяния нейтрона на ядре водорода (19). Разбиение интервала интегрирования в формуле (19) от  $-1$  до  $+1$  на " $n$ " участков может дать полезную возможность использования приведенных алгоритмов (программ) в  $S_n$ -методе.

### III. Программа расчета многогрупповых сечений водорода в $P_{12}$ -приближении, написанная на языке ALGOL-60

Как уже говорилось выше, программа расчета многогрупповых сечений водорода в  $P_n$ -приближении имеет более сложный вид при  $n \leq 12$  (программа № 1) и более простой при  $n \leq 5$  (программа № 2). Программа № 2 была опубликована в работе [6] и здесь приводиться не будет.

#### Программа № 1

##### Список идентификаторов

- $K$  - число групп выбранной многогрупповой системы;  
 $P$  - число групп, в которых требуется усреднение по спектру;  
 $N$  - номер приближения;  
 $E[K]$  - значение энергетической границы группы " $K$ " ( $E[K-1] > E[K]$ );  
 $Sic[K] := \sigma_{s,K}$  - микроскопическое сечение захвата водорода в группе " $K$ ";  
 $Sip[K] := \sigma_{r,K}$  - микросечение рассеяния в группе " $K$ ";  
 $alf[K,n] := \alpha_{K,n}$ ;  
 $bet[K,n] := \beta_{K,n}$ ;  
 $q$  - число шагов при численном интегрировании в группе " $K$ ";  
 $E_n[i] := E_m$  - граница энергетического разбиения для численного интегрирования в пределах рассматриваемой группы;  
 $H_n[i] := X_m$ ;

$$Si[i] := \beta_{p,m};$$

$$B[n] := \beta_n;$$

$$A[f] := A_{n,N};$$

$$W2 := \sum_{k \neq j} W_n(j,k) \quad - \text{ проверка расчета } W_n(j,k)$$

$$Six[j] := \beta_{n,k};$$

$$Sig[z] := \beta_n(j,k);$$

$$z := k \cdot (k-1)/2 + j.$$

При вычислении  $\alpha_{k,n}$  и  $\beta_{k,n}$  требуется возведение в степень  $(1 + N/2)$  значения энергетической границы  $E_k$ . Энергия  $E_k$  меняется в широких пределах ( $0 + 10,5$  мэв). При  $N > 5 E_k^{1 + N/2}$  дает число знаков в некоторых группах больше, чем допускает машина. Поэтому приходится весь интервал разбивать на три области и вести счет с введением дополнительных коэффициентов  $AI[n]$ . С этой целью в программу вводятся параметры  $h$  и  $h1$ , определяющие номера групп, где счет проводится с  $AI[n]$ . В 26-ти групповой системе  $h = 11$  и  $h1 = 20$ .

Порядок ввода исходных данных  
и вывода расчетных величин

Исходные данные к расчету по программе № I вводятся в следующем порядке.

1.  $p$ ;
2.  $K$  - максимальное значение 26;
3.  $N$  - максимальное значение 12;
4.  $a$ ;
5.  $\beta$ ;
6.  $h$ ;
7.  $h1$ ;
8.  $E[k]$ ;
9.  $Sic[k]$ ;
10.  $Sip[k]$ ;
11.  $q$  - максимальное значение 99;
12.  $Si[i]$ ;
13.  $En[i]$ .

Если  $\rho > 1$ , то для каждого  $k \leq \rho$  вводится свой комплекс ( $q, S_i, E_n$ ). Эти " $\rho$ " комплексов вводятся последовательно друг за другом.

- 15.  $A[f]$ ;
- 16.  $B[n]$ .

Расположение расчетных величин  
при выводе на печать

- 1.  $alf [n, k]$
- 2.  $bet [n, k]$  } если  $a = 1, b = 1$ ;
- 3.  $Sig [f]$ ;
- 4.  $Sik [k]$ ;
- 5.  $W_2$ .

III. Программа расчета спектра деления и усреднения  
сечений по нему

В работе [5] сделан выбор рационального способа усреднения сечений при составлении систем констант для расчета реакторов различного типа.

В качестве "стандартной" формы спектра нейтронов для всех групп с  $E_n < 2.5$  Мэв выбрана форма спектра Ферми

$$\varphi_0(u) = const. \quad (21)$$

где  $\varphi_0(u)$  - стандартный спектр;  
для групп с  $E_n > 2.5$  Мэв - форма спектра нейтронов деления  $U-235$ , которая достаточно хорошо описывается аналитическим выражением [7]

$$\chi[E] = C \exp\left(-\frac{E}{0.965}\right) \operatorname{sh} \sqrt{2.29E}, \quad (22)$$

где  $E$  - энергия нейтронов, Мэв.

Усреднение сечения по стандартному спектру в пределах отдельной группы имеет вид [5]

$$\bar{\sigma} = \frac{\int_{u_1}^{u_2} \sigma(u) \cdot \varphi_0(u) \cdot du}{\int_{u_1}^{u_2} \varphi_0(u) \cdot du} = \quad (23)$$

$$= \frac{\int_{E_1}^{E_2} \sigma(E) \cdot \varphi_0(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} \varphi_0(E) \cdot dE}$$

где  $E_1$  и  $E_2$  - энергетические границы группы ( $E_1 < E_2$ ).

В частности, алгоритм расчета среднегруппового сечения рассеяния имеет вид:

$$\bar{\sigma}_p = \frac{\int_{E_1}^{E_2} [\sigma_p(E_m) \cdot X(E_m) + \sigma_p(E_{m-1}) \cdot X(E_{m-1})] \cdot \Delta E_m}{\int_{E_1}^{E_2} [X(E_m) + X(E_{m-1})] \cdot \Delta E_m} \quad (24)$$

где  $E_m$  - границ энергетического разбиения для численного интегрирования в пределах рассматриваемой группы;

$\sigma_p(E_m)$  и  $X(E_m)$  - значение сечения рассеяния и спектра деления при  $E_m$ ;

$$\Delta E_m = E_{m-1} - E_m. \quad (25)$$

Программа  
Список идентификаторов

$P$  - число групп, в которых требуется усреднение по спектру;

$q$  - число шагов при численном интегрировании.  $q_{max} = 99$ .

$E_n[i]$  :=  $E_m$  - границе энергетического разбиения для численного интегрирования в пределах групп "к"

$h_i$  :=  $X(E_m)$ ;

$S_i[i]$  :=  $\sigma_p(E_m)$ ;

$\bar{S}_p$  :=  $\bar{\sigma}_{p,k}$ .

Порядок ввода исходных данных и вывода  
расчетных величин на печать

Исходные данные к расчету по программе вводятся в следующем порядке:

1.  $\rho$ ;
2.  $q_i$ ;
3.  $S_i [i]$ ;
4.  $E_n [i]$ .

Если  $\rho > 1$ , то для каждого  $k \in \rho$  вводится свой комплекс ( $q_i, S_i, E_n$ ). Эти "  $\rho$  " комплексов вводятся последовательно друг за другом.

На печать выводятся расчетные и контрольные величины. Их расположение на ленте:

1.  $E_n [i]$  - контрольный массив;
2.  $X [E_n]$ ;
3.  $\overline{b_{p,k}}$ .

У. Решение системы многогруппового уравнения водородсодержащих сред в  $P_n$  - приближении в виде двух уравнений

В принципе можно использовать  $P_n$  - приближение (I) в виде системы 2-х уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \nabla \varphi_1^{(k)} + \Sigma_0^{(k)} \cdot \varphi_0^{(k)} &= \sum_{j=1}^{k-1} \Sigma_{0,(j,k)} \varphi_{0,j} \\ \frac{1}{3} \nabla \varphi_0^{(k)} + \Sigma_{1,зр}^{(k)} (\varphi_1^{(k)}) &= \sum_{j=1}^{k-1} \Sigma_{зр(j,k)} \varphi_{1,j} \end{aligned} \right\} \quad (I)$$

Эта система требует присоединения выражений для потоков  $\varphi_n^{(k)}$  ( $n \geq 2$ ) и  $\Sigma_{tr}^{(k)}$ .

$$\Sigma_{tr}^{(k)} = \Sigma_{1,зр}^{(k)} (\varphi_1^{(k)}) - \frac{1}{\varphi_1^{(k)}} \cdot \sum_{j=1}^{k-1} \Sigma_{зр(j,k)} \cdot \varphi_{1,j} \quad (24)$$

Рост номера нечетной гармоники приводит к повышению степени  $\varphi_1^{(k)}$  в многочлене  $\varphi_1^{(k)}, \sum_{j=0}^{(k)} (\varphi_1^{(j)})$  на единицу.

Четная гармоника оставляет вид уравнения (2) предыдущей нечетной гармоники.

Такая форма использования метода сферических гармоник требует новой программы расчета нейтронных потоков в реакторе.

Для наглядности рассмотрим  $P_1$ ,  $P_2$  и  $P_3$  приближение в предлагаемой форме.

$P_1$  - приближение

$$\left. \begin{aligned} \nabla \varphi_1^{(k)} + \varphi_0^{(k)} \cdot \Sigma_0^{(k)} &= \sum_{j=1}^{k-1} \Sigma_0(j, k) \cdot \varphi_0^{(j)}; \\ \frac{1}{3} \nabla \varphi_0^{(k)} + \varphi_1^{(k)} \cdot \Sigma_1^{(k)} &= \sum_{j=1}^{k-1} \Sigma_1(j, k) \cdot \varphi_1^{(j)}; \end{aligned} \right\} \quad (I^X)$$

$$\left. \begin{aligned} \nabla \varphi_1^{(k)} + \varphi_0^{(k)} \cdot \Sigma_0^{(k)} &= \sum_{j=1}^{k-1} \Sigma_0(j, k) \cdot \varphi_0^{(j)}; \\ \frac{1}{3} \nabla \varphi_0^{(k)} + \Sigma_{t2}^{(k)} \cdot \varphi_1^{(k)} &= 0; \end{aligned} \right\} \quad (I^{XX})$$

$$\Sigma_{t2}^{(k)} = \Sigma_1^{(k)} - \sum_{j=1}^{k-1} \Sigma_1(j, k) \cdot \frac{\varphi_1^{(j)}}{\varphi_1^{(k)}}$$

$P_2$  - приближение

$$\left. \begin{aligned} \nabla \varphi_1^{(k)} + \Sigma_0^{(k)} \cdot \varphi_0^{(k)} &= \sum_{j=1}^{k-1} \Sigma_0(j, k) \cdot \varphi_0^{(j)}; \\ \frac{1}{3} \nabla \varphi_0^{(k)} + \frac{2}{3} \nabla \varphi_2^{(k)} + \Sigma_1^{(k)} \cdot \varphi_1^{(k)} &= \sum_{j=1}^{k-1} \Sigma_1(j, k) \cdot \varphi_1^{(j)}; \\ \frac{2}{5} \nabla \varphi_1^{(k)} + \Sigma_2^{(k)} \cdot \varphi_2^{(k)} &= \sum_{j=1}^{k-1} \Sigma_2(j, k) \cdot \varphi_2^{(j)}; \end{aligned} \right\} \quad (I^X)$$

$$\begin{aligned} \varphi_2^{(k)} &= \frac{1}{\Sigma_2^{(k)}} \cdot \left( \sum_{j=1}^{k-1} \Sigma_2(j, k) \cdot \varphi_2^{(j)} - \frac{2}{5} \nabla \varphi_1^{(k)} \right) = \\ &= \frac{1}{\Sigma_2^{(k)}} \cdot \left[ \sum_{j=1}^{k-1} \Sigma_2(j, k) \cdot \varphi_2^{(j)} - \frac{2}{5} \left( \sum_{j=1}^{k-1} \Sigma_0(j, k) \cdot \varphi_0^{(j)} - \Sigma_0^{(k)} \cdot \varphi_0^{(k)} \right) \right]; \quad (25) \end{aligned}$$

Перейдем от  $P_2$  - приближения к  $P_I$  - приближению.

$$\left. \begin{aligned} \nabla \varphi_1^{(k)} + \Sigma_0^{(k)} \cdot \varphi_0^{(k)} &= \sum_{j=1}^{k-1} \Sigma_0(j, k) \cdot \varphi_0^{(j)}; \\ \frac{1}{3} \nabla \varphi_0^{(k)} + \Sigma_1^{(k)} \cdot \varphi_1^{(k)} &= \beta_k \cdot \sum_{j=1}^{k-1} B_2(j, k); \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

$$\text{где } \beta_k = \frac{1}{1 + \frac{4}{5} \cdot \frac{\Sigma_0^{(k)}}{\Sigma_2^{(k)}}} \quad (27)$$

$$B_2(j, k) = \Sigma_1(j, k) \cdot \varphi_1^{(j)} + \frac{4}{15} \frac{\Sigma_0(j, k)}{\Sigma_2^{(k)}} \nabla \varphi_0^{(j)} - \frac{2}{3} \frac{\Sigma_2(j, k)}{\Sigma_2^{(k)}} \nabla \varphi_2^{(j, k)} \quad (28)$$

$$\Sigma_{t2}^{(k)} = \beta_k \left( \Sigma_1^{(k)} - \frac{1}{\varphi_1^{(k)}} \sum_{j=1}^{k-1} B_2(j, k) \right). \quad (29)$$

$P_3$  - приближение

$$\left. \begin{aligned} \nabla \varphi_1^{(k)} + \Sigma_0^{(k)} \cdot \varphi_0^{(k)} &= \sum_{j=1}^{k-1} \Sigma_0(j, k) \cdot \varphi_0^{(j)}; \\ \frac{1}{3} \nabla \varphi_0^{(k)} + \frac{2}{3} \nabla \varphi_2^{(k)} + \Sigma_1^{(k)} \cdot \varphi_1^{(k)} &= \sum_{j=1}^{k-1} \Sigma_1(j, k) \cdot \varphi_1^{(j)}; \\ \frac{2}{5} \nabla \varphi_1^{(k)} + \frac{3}{5} \nabla \varphi_3^{(k)} + \Sigma_2^{(k)} \cdot \varphi_2^{(k)} &= \sum_{j=1}^{k-1} \Sigma_2(j, k) \cdot \varphi_2^{(j)}; \\ \frac{3}{7} \nabla \varphi_2^{(k)} + \Sigma_3^{(k)} \cdot \varphi_3^{(k)} &= \sum_{j=1}^{k-1} \Sigma_3(j, k) \cdot \varphi_3^{(j)}; \end{aligned} \right\} \quad (I^X)$$

Переход от  $P_2$  - приближения к  $P_I$  - приближению известен. Поэтому чтобы свести  $P_3$  к  $P_I$  приближению достаточно свести  $P_3$  к  $P_2$ .

Для этого определяется  $\varphi_3^{(k)}$  из 4-го уравнения системы  $(I^X)$  (с использованием уравнений 1 и 2 этой системы) и подставляется в уравнение 3, которое принимает вид:

$$\frac{2}{5} \nabla \varphi_1^{(k)} \left( 1 + \frac{27}{28} \frac{\Sigma_1^{(k)}}{\Sigma_3^{(k)}} \right) + \frac{9}{70} \frac{\Delta \varphi_0^{(k)}}{\Sigma_3^{(k)}} + \Sigma_2^{(k)} \cdot \varphi_2^{(k)} = \sum_{j=1}^{k-1} C_3(j, k).$$

Предположим, что мы уже свели систему 4-х уравнений к одному:

$$-\mathcal{D}_K \Delta \varphi_0^{(K)} + \Sigma_0^{(K)} \varphi_0^{(K)} = \sum_{j=1}^{K-1} \Sigma_0(j, K) \cdot \varphi_0^{(j)};$$

$$\Delta \varphi_0^{(K)} = -\frac{1}{\mathcal{D}_K} \nabla \varphi_1^{(K)} = -3 \Sigma_{t2}^{(K)} \nabla \varphi_1^{(K)};$$

Выражение для  $\Sigma_{t2}^{(K)}$  пока неизвестно.

$$\begin{aligned} \frac{2}{5} \nabla \varphi_1^{(K)} \left( 1 + \frac{27}{28} \frac{\Sigma_1^{(K)}}{\Sigma_3^{(K)}} \right) - \frac{9}{70} \cdot \frac{3 \Sigma_{t2}^{(K)}}{\Sigma_3^{(K)}} \nabla \varphi_1^{(K)} + \Sigma_2^{(K)} \varphi_2^{(K)} = \\ = \sum_{j=1}^{K-1} C_3(j, K); \end{aligned}$$

$$C_3(j, K) = \Sigma_2(j, K) \varphi_2^{(j)} - \frac{3}{5 \Sigma_3^{(K)}} (\Sigma_3(j, K) \nabla \varphi_3^{(j)} - \frac{9}{14} \Sigma_1(j, K) \nabla \varphi_1^{(j)}); \quad (30)$$

Г.е.  $P_3$  свелось к  $P_2$  при неизвестном  $\Sigma_{t2}^{(K)}$ .

$$\frac{2}{5} \nabla \varphi_1^{(K)} \left[ 1 + \frac{27}{28} \frac{1}{\Sigma_3^{(K)}} (\Sigma_1^{(K)} - \Sigma_{t2}^{(K)}) \right] + \Sigma_2^{(K)} \varphi_2^{(K)} =$$

$$= \sum_{j=1}^{K-1} C_3(j, K);$$

$$\frac{2}{5} \nabla \varphi_1^{(K)} + \Sigma_{2 \Rightarrow \varphi}^{(K)} \varphi_2^{(K)} = \frac{1}{1 + \frac{27}{28} \frac{1}{\Sigma_3^{(K)}} (\Sigma_1^{(K)} - \Sigma_{t2}^{(K)})} \sum_{j=1}^{K-1} C_3(j, K); \quad (31)$$

$$a_k = 1 - c_k \cdot \Sigma_1^{(k)}; \quad (32)$$

$$c_k = \frac{27}{28 \Sigma_3^{(k)}; \quad (33)$$

$$a_1^{(k)} = 1 - c_k \cdot \Sigma_1^{(k)}; \quad (34)$$

$$\Sigma_{2 \text{ эф}}^{(k)} = a_k \cdot \Sigma_2^{(k)}; \quad (35)$$

По формулам сведения  $P_2$  к  $P_I$  перейдем к  $P_I$ .

$$\left. \begin{aligned} \nabla \varphi_1^{(k)} + \Sigma_0^{(k)} \cdot \varphi_0^{(k)} &= \sum_{j=1}^{k-1} \Sigma_0(j, k) \varphi_0^{(j)}; \\ \frac{1}{3} \nabla \varphi_0^{(k)} + \Sigma_{1 \text{ эф}}^{(k)} \cdot \varphi_1^{(k)} &= b_k \cdot \sum_{j=1}^{k-1} B_2^r(j, k); \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

$$b_k = \frac{1}{b_1^{(k)} - c_1^{(k)} \cdot \Sigma_{2 \text{ эф}}^{(k)}}; \quad (37)$$

$$\Sigma_{1 \text{ эф}}^{(k)} = \Sigma_1^{(k)} \cdot b_k;$$

$$B_2(j, k) = B_3(j, k) - d(j, k) \cdot \Sigma_{2 \text{ эф}}^{(k)}; \quad (38)$$

$$B_3(j, k) = \Sigma_1(j, k) \cdot \varphi_1^{(j)} + \frac{2}{3 \Sigma_2^{(k)}} \left( \frac{2}{5} a_1 \cdot \Sigma_0(j, k) \cdot \nabla \varphi_0^{(j)} - \Sigma_3(j, k) \cdot \nabla \varphi_2^{(j)} \right); \quad (39)$$

$$d(j, k) = \frac{4}{15} \frac{c_k \cdot \Sigma_0(j, k)}{\Sigma_0^{(k)}} \cdot \nabla \varphi_0(j, k); \quad (40)$$

$$b_1^{(k)} = 1 + \frac{4}{5} a_1^{(k)} \cdot \frac{\Sigma_0^{(k)}}{\Sigma_2^{(k)}}; \quad (41)$$

$$c_1^{(k)} = \frac{4}{5} \frac{\Sigma_0^{(k)}}{\Sigma_2^{(k)}} \cdot c_k; \quad (42)$$

Из системы уравнений (36) определяем  $\Sigma_{2 \text{ эф}}^{(k)}$

$$\Sigma_{2 \text{ эф}}^{(k)} = \Sigma_2^{(k)} - \frac{1}{\varphi_1^{(k)}} \cdot b_k \cdot \sum_{j=1}^{k-1} B_2(j, k); \quad (43)$$

Подставляя в (43) выражения (37) - (42), получим квадратное уравнение относительно  $\Sigma_{\pm\pm}^{(k)}$ .

$$(\Sigma_{\pm\pm}^{(k)})^2 \cdot c_1^{(k)} + \Sigma_{\pm\pm}^{(k)} \left[ \frac{1}{\varphi_1^{(k)}} \cdot \sum_{j=1}^{k-1} d_{(j,k)} - b_1^{(k)} \right] + \left[ \Sigma_{\pm\pm}^{(k)} - \frac{1}{\varphi_1^{(k)}} \cdot \sum_{j=1}^{k-1} B_{\pm\pm}(j,k) \right] = 0; \quad (44)$$

$$\Sigma_{\pm\pm}^{(k)} = \frac{1}{2c_1^{(k)}} \left[ b_1^{(k)} - \frac{1}{\varphi_1^{(k)}} \left( \sum_{j=1}^{k-1} d_{(j,k)} \pm \sqrt{A_k \cdot (\varphi_1^{(k)})^2 - 2\varphi_1^{(k)} B_k + \mathcal{D}_k} \right) \right]; \quad (45)$$

где

$$A_k = (b_1^{(k)})^2 + 4\Sigma_{\pm\pm}^{(k)}; \quad (46)$$

$$B_k = b_1^{(k)} \sum_{j=1}^{k-1} d_{(j,k)} + 2(c_1^{(k)}) \cdot \sum_{j=1}^{k-1} B_{\pm\pm}(j,k); \quad (47)$$

$$\mathcal{D}_k = \left( \sum_{j=1}^{k-1} d_{(j,k)} \right)^2; \quad (48)$$

Окончательный вид  $P_3$  - приближения с присоединенными выражениями для  $\varphi_2^{(k)}$ ,  $\varphi_3^{(k)}$  и  $\Sigma_{\pm\pm}^{(k)}$  имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \nabla \varphi_1^{(k)} + \Sigma_0^{(k)} \cdot \varphi_0^{(k)} &= \sum_{j=1}^{k-1} \Sigma_0(j,k) \cdot \varphi_0^{(j)}; \\ \frac{1}{3} \nabla \varphi_0^{(k)} + \varphi_1^{(k)} \cdot \frac{b_1^{(k)}}{2c_1^{(k)}} - \frac{1}{2c_1^{(k)}} \sqrt{A_k \cdot \varphi_1^{(k)2} - 2\varphi_1^{(k)} \cdot B_k + \mathcal{D}_k} &= \\ &= \frac{b_1^{(k)}}{2c_1^{(k)}} \cdot \sum_{j=1}^{k-1} d_{(j,k)}; \end{aligned} \right\}$$

$$\varphi_2^{(k)} = \frac{1}{a_k \cdot \Sigma_2^{(k)}} \left[ \sum_{j=1}^{k-1} a_k \cdot c_3(j,k) \cdot \varphi_2^{(j)} - \frac{2}{5} \left( \sum_{j=1}^{k-1} \Sigma_0(j,k) \cdot \varphi_0^{(j)} - \Sigma_0^{(k)} \cdot \varphi_0^{(k)} \right) \right]; \quad (49)$$

$$\varphi_3^{(k)} = \frac{1}{Z_3^{(k)}} \cdot \left[ \frac{3}{14} (3Z_1^{(k)} \cdot \varphi_1^{(k)} + 9\varphi_0^{(k)}) + \sum_{j=1}^{k-1} (Z_3(j,k) \cdot \varphi_3^{(j)} - \frac{3}{2} Z_1(j,k) \cdot \varphi_1^{(j)}) \right]; \quad (50)$$

$$\Sigma_{22}^{(k)} = \frac{1}{2C_1^{(k)}} \left[ b_1^{(k)} - \frac{1}{\varphi_1^{(k)}} \left( \sum_{j=1}^{k-1} d(j,k) \pm \sqrt{A_k \varphi_{2k}^2 - 2\varphi_{1,k} \cdot B_k + D_k} \right) \right].$$

Можно ожидать, что такая форма решения системы  $P_n$  - уравнений существенно сократит объем исходной информации и счетное время машины.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.И.Марчук и др. Программа расчета критических параметров ядерного реактора на М-20 .  
Отчет ФЭИ - 2960, 1961 год.
2. Г.И.Марчук, В.П.Кочергин, А.О.Невиница. Программа расчета критических параметров ядерного реактора в  $P_1$  и  $P_2$  приближении на М-20 .  
Отчет ФЭИ ТР-558, 1963 год.
3. Т.А.Гермогенов и др. Аналитические методы теории переноса.  
Сборник физики радиационной защиты, I том, 1967 г. (в печати).
4. Бюллетень информационного центра по ядерным данным (выпуск второй)  
Атомиздат 1965 г.
5. Л.П.Абагян, Н.О.Базазянц, И.И.Бондаренко, М.Н.Николаев. Групповые константы для расчета ядерных реакторов . Атомиздат 1964 г.
6. Бюллетень информационного центра по ядерным данным (выпуск третий)  
Атомиздат 1966 г.
7. Granberg L. et al. Phys. Rev., 103,662 (1956).
8. И.П.Маркелов, М.А. Барыба. Программа расчета макроскопических сечений на 26 групп .  
Отчет ФЭИ ТР-804, 1966 г.

Программа N1begininteger p, K, N, a, b, h, h1;inout (' $\times 10^{-2}$ ', p, K, N, a, b, h, h1);beginreal sq, sq1, e, e1, e4;integer j, k, n, z;array E, Sic, Sip[1:K], alf[2:K, 0:N], bet[1:K, 0:N];comment do 'E' 'Sic' 'Sip' 26 'alf' 325 'bet' 338;inout (' $\times 10^{-2}$ ', E, Sic, Sip);beginfor k:=2 step 1 until K dobegin

sq := sqrt(E[k]);

sq1 := sqrt(E[k-1]);

e := E[k];

e1 := E[k-1];

for n:=0 step 1 until N dobeginif k = h+1  $\vee$  k = h1+1 thenbegin

alf[k, n] := e1 \* 1000 - e;

e := e \* sq;

e1 := e1 \* sq1 \* 31.6228

endelsebegin

alf[k, n] := e1 - e;

e := e \* sq;

e1 := e1 \* sq1

endendend;if a = 1 theninout ('p2-10', alf);

```
for k:=1 step 1 until (K-1) do
begin
  if k=p then
  begin
    real ti, sum;
    integer q;
    inout ('r10-2', q);
    begin
      real e2, e3;
      integer q;
      array Hi, Si, En [1:q];
      comment do 'Hi' 'Si' 'En' '99';
      inout ('r10-2', Si, En);
      begin
        sum:=0;
        for i:=2 step 1 until q do
        begin
          Hi[i]:=exp(-En[i]/0.965 + sqrt(2.29
            * En[i])) - exp(En[i]/0.965 -
            sqrt(2.29 * En[i]));
          sum:=sum + (Hi[i]*Si[i] + Hi[i-1]*
            Si[i-1])*ln(En[i-1]/En[i])
        end;
        for n:=0 step 1 until N do
        begin
          ti:=0;
          for i:=2 step 1 until q do
          begin
            e2:=(En[i])(1+n/2);
            e3:=(En[i-1])(1+n/2);
            ti:=ti + (Hi[i]*Si[i] + Hi[i-1]*
              Si[i-1])*(1/e2 - 1/e3)
          end;
          bet[k, n]:=Sip[k]*ti/sum
        end
      end
    end
  end
end
```

end

end

else

begin

$sq := \text{sqrt}(E[K]);$

$sq1 := \text{sqrt}(E[K-1]);$

$e := E[K];$

$e1 := E[K-1];$

if  $K = (h+1) \vee K = (h+1)$  then

begin

$e4 := \ln(E[K-1] * 1000 / E[K] * 1000);$

for  $n := 0$  step 1 until N do

begin

$bet[K, n] := \text{Sip}[K] * \text{alf}[K, n]$   
 $1e4 / e / e1;$

$e := e * sq;$

$e1 := e1 * sq1 * 31.6228$

end

end

else

begin

$e4 := \ln(E[K-1] / E[K]);$

for  $n := 0$  step 1 until N do

begin

$bet[K, n] := \text{Sip}[K] * \text{alf}[K, n]$   
 $1e4 / e / e1;$

$e := e * sq; e1 := e1 * sq1$

end

end

end

end;

for  $n := 0$  step 1 until N do

$bet[K, n] := 0;$

$\text{inout}('p2-10', bet);$

begin

integer F, R

begin

$F := (N+3) * N / 2;$

$R := K * (1+K) / 2;$

begin

real  $s, s1, w, sum2, w2, sq, e5;$

integer  $o, f;$

array  $A[0:F], A1, B[0:N], Sic[1:K],$   
 $Sig[1:R];$

comment do 'A' 91 'A1' 'B' 13  
'Sic' 26 'Sig' 351;

inout (' $\approx 10-2$ ', A, B);

begin

$r := K * (K-1) / 2 + j;$

if  $(k \leq h \vee ((j > h \wedge j \leq h+1) \wedge k \leq h+1$   
 $\vee j > h+1))$  then

begin

if  $k=j$  then

begin

$e5 := E[j];$

$sq := \text{sqrt}(E[j]);$

$s1 := 0;$

for  $c := 0$  step 1 until  $n$  do

begin

$f := n * (n+1) / 2 + c;$

$s1 := s1 + A[f] * bet[j, c] * e5;$

$e5 := e5 * sq;$

end

$Sic[j] := Sic[j] + s1 + Sip[j] * (1 - B[n]);$

$Sig[r] := Sip[j] * B[n] - s1$

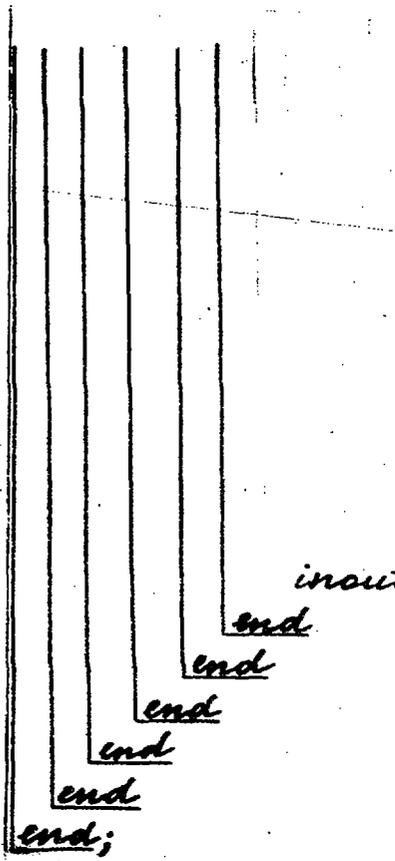
end

else

begin

$s1 := 0;$

```
for c:=0 step 1 until n do
begin
  f:=n*(n+1)/2+c;
  st:=st+A[f]*bet[j,c]*
    alf[k,c]
end;
Sig[z]:=st
end
else begin
  if (j<=h and k>h+1) then
  begin
    st:=0;
    for c step 1 until n do
    begin
      f:=n*(n+1)/2+c;
      st:=st+A[f]*bet[j,c]*
        A[c]*alf[k,c]*A[c]
    end;
    Sig[z]:=st
  end
  else
  begin
    st:=0;
    for c step 1 until n do
    begin
      f:=n*(n+1)/2+c;
      st:=st+A[f]*bet[j,c]*
        A[c]*alf[k,c]
    end;
    Sig[z]:=st
  end end
end;
inout ('p2-10', S1k, Sig);
for j:=1 step 1 until K do
```



```
begin  
  sum2 := 0;  
  for k:=j step 1 until K do  
    begin  
      r := k * (k-1) / 2 + j;  
      sum2 := sum2 + Sig[r]  
    end;  
    W2 := sum2 / Sig[j];  
    inout ('p2-10', W2)  
  end
```

```
  inout ('p2-10', A, B, A1)  
end
```

end

end

end

end

end;

Программа, начинающаяся генерацией и усред-  
нением средних по каналу.

```
begin  
  integer  n, p;  
  inout ('p2-10', p);  
  for n:=1 step 1 until p do  
    begin  
      real  sum 1, sum 2, sip;  
      array hi, Si, En [1:q];  
      comment do 'Si' 'En' 100;  
      inout ('p2-10', Si, En);  
      begin hi[1]:=exp(sqrt(2.29*En[1]-En[1]/0.965-  
        exp(-sqrt(2.29*En[1]-En[1]/0.965));  
        sum 1:= sum 2:= 0;  
        for i:= 2 step 1 until q do  
          begin  
            hi [i]:= exp(sqrt(2.29*En[i]-En[i]/0.965-  
              exp(-sqrt(2.29*En[i]-En[i]/0.965));  
            sum 1:= sum 1 + (hi[i-1]*Si[i-1] + hi[i]*Si[i])  
              * (En[i-1]-En[i]);  
            sum 2:= sum 2 + (hi[i-1] + hi[i])*(En[i-1]-En[i]);  
            hi[i-1]:= hi[i]; inout ('p2-10', hi, En)  
          end;  
          sip:= sum 1 / sum 2;  
          inout ('p2-10', sip)  
        end  
      end  
    end  
  end
```

26 - ГРУППОВАЯ  
СИСТЕМА КОНСТАНТ ВОДОРОДА  
В  $P_{12}$  - ПРИБЛИЖЕНИИ



Значения коэффициентов  $\alpha_n^{(k)}$  для 26- групповой системы констант в P<sub>12</sub> - приближении

$k \setminus n$	0	I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
2	2,474	8,500	2,398.10 <sup>I</sup>	7,536.10 <sup>I</sup>	2,100.10 <sup>2</sup>	5,713.10 <sup>2</sup>	1,529.10 <sup>3</sup>	4,044.10 <sup>3</sup>	1,061.10 <sup>4</sup>	2,764.10 <sup>4</sup>	7,167.10 <sup>4</sup>	1,852.10 <sup>5</sup>	4,771.10 <sup>5</sup>
3	1,534	4,149	1,002.10 <sup>I</sup>	2,280.10 <sup>I</sup>	5,002.10 <sup>I</sup>	1,071.10 <sup>2</sup>	2,258.10 <sup>2</sup>	4,701.10 <sup>2</sup>	9,706.10 <sup>2</sup>	1,991.10 <sup>3</sup>	4,065.10 <sup>3</sup>	8,269.10 <sup>3</sup>	1,677.10 <sup>4</sup>
4	1,066	2,271	4,251	7,505	1,283.10 <sup>I</sup>	2,134.10 <sup>I</sup>	3,506.10 <sup>I</sup>	5,701.10 <sup>I</sup>	9,200.10 <sup>I</sup>	1,477.10 <sup>2</sup>	2,361.10 <sup>2</sup>	3,765.10 <sup>2</sup>	5,390.10 <sup>2</sup>
5	6,140.10 <sup>-I</sup>	9,659.10 <sup>-I</sup>	1,359	1,805	2,315	2,904	3,588	4,387	5,325	6,426	7,731	9,270	1,109.10 <sup>I</sup>
6	4,003.10 <sup>-I</sup>	4,626.10 <sup>-I</sup>	4,800.10 <sup>-I</sup>	4,712.10 <sup>-I</sup>	4,480.10 <sup>-I</sup>	4,175.10 <sup>-I</sup>	3,840.10 <sup>-I</sup>	3,502.10 <sup>-I</sup>	3,174.10 <sup>-I</sup>	2,866.10 <sup>-I</sup>	2,580.10 <sup>-I</sup>	2,319.10 <sup>-I</sup>	2,081.10 <sup>-I</sup>
7	2,000.10 <sup>-1</sup>	1,635.10 <sup>-1</sup>	1,200.10 <sup>-1</sup>	8,333.10 <sup>-2</sup>	5,600.10 <sup>-2</sup>	3,690.10 <sup>-2</sup>	2,400.10 <sup>-2</sup>	1,548.10 <sup>-2</sup>	9,920.10 <sup>-3</sup>	6,333.10 <sup>-3</sup>	4,032.10 <sup>-3</sup>	2,562.10 <sup>-3</sup>	1,626.10 <sup>-3</sup>
8	1,000.10 <sup>-1</sup>	5,782.10 <sup>-2</sup>	3,000.10 <sup>-2</sup>	1,473.10 <sup>-2</sup>	7,000.10 <sup>-3</sup>	3,261.10 <sup>-3</sup>	1,500.10 <sup>-3</sup>	6,839.10 <sup>-4</sup>	3,100.10 <sup>-4</sup>	1,399.10 <sup>-4</sup>	6,300.10 <sup>-5</sup>	2,831.10 <sup>-5</sup>	1,270.10 <sup>-5</sup>
9	5,355.10 <sup>-2</sup>	2,161.10 <sup>-2</sup>	7,842.10 <sup>-3</sup>	2,697.10 <sup>-3</sup>	8,998.10 <sup>-4</sup>	2,946.10 <sup>-4</sup>	9,534.10 <sup>-5</sup>	3,062.10 <sup>-5</sup>	9,784.10 <sup>-6</sup>	3,116.10 <sup>-6</sup>	9,900.10 <sup>-7</sup>	3,141.10 <sup>-7</sup>	9,953.10 <sup>-8</sup>
10	2,492.10 <sup>-2</sup>	6,852.10 <sup>-3</sup>	1,694.10 <sup>-3</sup>	3,970.10 <sup>-4</sup>	9,024.10 <sup>-5</sup>	2,014.10 <sup>-5</sup>	4,440.10 <sup>-6</sup>	9,718.10 <sup>-7</sup>	2,116.10 <sup>-7</sup>	4,593.10 <sup>-8</sup>	9,945.10 <sup>-9</sup>	2,150.10 <sup>-9</sup>	4,644.10 <sup>-10</sup>
11	1,153.10 <sup>-2</sup>	2,159.10 <sup>-3</sup>	3,635.10 <sup>-4</sup>	5,802.10 <sup>-5</sup>	8,980.10 <sup>-6</sup>	1,364.10 <sup>-6</sup>	2,049.10 <sup>-7</sup>	3,053.10 <sup>-8</sup>	4,526.10 <sup>-9</sup>	6,688.10 <sup>-10</sup>	9,860.10 <sup>-11</sup>	1,451.10 <sup>-11</sup>	2,134.10 <sup>-11</sup>
12	5,355	2,161.10	7,842.10	2,697.10 <sup>2</sup>	8,998.10 <sup>2</sup>	2,946.10 <sup>3</sup>	9,535.10 <sup>3</sup>	3,062.10 <sup>4</sup>	9,784.10 <sup>4</sup>	3,116.10 <sup>5</sup>	9,900.10 <sup>5</sup>	3,141.10 <sup>6</sup>	9,953.10 <sup>6</sup>
13	2,492	6,852	1,694.10	3,970.10	9,024.10	2,014.10 <sup>2</sup>	4,440.10 <sup>2</sup>	9,718.10 <sup>2</sup>	2,116.10 <sup>3</sup>	4,593.10 <sup>3</sup>	9,945.10 <sup>3</sup>	2,150.10 <sup>4</sup>	4,644.10 <sup>4</sup>
14	1,153	2,159	3,635	5,802	8,980	1,364.10	2,049.10	3,053.10	4,526.10	6,688	9,860.10	1,451.10 <sup>2</sup>	2,134.10 <sup>2</sup>
15	5,355.10 <sup>-I</sup>	6,834.10 <sup>-I</sup>	7,842.10 <sup>-I</sup>	8,530.10 <sup>-I</sup>	8,998.10 <sup>-I</sup>	9,317.10 <sup>-I</sup>	9,534.10 <sup>-I</sup>	9,683.10 <sup>-I</sup>	9,784.10 <sup>-I</sup>	9,853.10 <sup>-I</sup>	9,900.10 <sup>-I</sup>	9,932.10 <sup>-I</sup>	9,953.10 <sup>-I</sup>
16	2,492.10 <sup>-I</sup>	2,167.10 <sup>-I</sup>	1,694.10 <sup>-I</sup>	1,255.10 <sup>-I</sup>	9,024.10 <sup>-2</sup>	6,367.10 <sup>-2</sup>	4,440.10 <sup>-2</sup>	3,073.10 <sup>-2</sup>	2,116.10 <sup>-2</sup>	1,452.10 <sup>-2</sup>	9,945.10 <sup>-3</sup>	6,799.10 <sup>-3</sup>	4,644.10 <sup>-3</sup>
18	1,153.10 <sup>-I</sup>	6,828.10 <sup>-2</sup>	3,635.10 <sup>-2</sup>	1,835.10 <sup>-2</sup>	8,980.10 <sup>-3</sup>	4,315.10 <sup>-3</sup>	2,049.10 <sup>-3</sup>	9,654.10 <sup>-4</sup>	4,526.10 <sup>-4</sup>	2,115.10 <sup>-4</sup>	9,860.10 <sup>-5</sup>	4,590.10 <sup>-5</sup>	2,134.10 <sup>-5</sup>
17	5,355.10 <sup>-2</sup>	2,161.10 <sup>-2</sup>	7,842.10 <sup>-3</sup>	2,697.10 <sup>-3</sup>	8,998.10 <sup>-4</sup>	2,946.10 <sup>-4</sup>	9,534.10 <sup>-5</sup>	3,062.10 <sup>-5</sup>	9,784.10 <sup>-6</sup>	3,116.10 <sup>-6</sup>	9,900.10 <sup>-7</sup>	3,141.10 <sup>-7</sup>	9,953.10 <sup>-8</sup>
19	2,492.10 <sup>-2</sup>	6,852.10 <sup>-3</sup>	1,694.10 <sup>-3</sup>	3,970.10 <sup>-4</sup>	9,024.10 <sup>-5</sup>	2,014.10 <sup>-5</sup>	4,440.10 <sup>-6</sup>	9,718.10 <sup>-7</sup>	2,116.10 <sup>-7</sup>	4,593.10 <sup>-8</sup>	9,945.10 <sup>-9</sup>	2,150.10 <sup>-9</sup>	4,644.10 <sup>-10</sup>
20	1,153.10 <sup>-2</sup>	2,159.10 <sup>-3</sup>	3,635.10 <sup>-4</sup>	5,802.10 <sup>-5</sup>	8,980.10 <sup>-6</sup>	1,364.10 <sup>-6</sup>	2,049.10 <sup>-7</sup>	3,053.10 <sup>-8</sup>	4,526.10 <sup>-9</sup>	6,688.10 <sup>-10</sup>	9,860.10 <sup>-11</sup>	1,451.10 <sup>-11</sup>	2,134.10 <sup>-12</sup>
21	5,355	2,161.10	7,842.10	2,697.10 <sup>2</sup>	8,998.10 <sup>2</sup>	2,946.10 <sup>3</sup>	9,535.10 <sup>3</sup>	3,062.10 <sup>4</sup>	9,784.10 <sup>4</sup>	3,116.10 <sup>5</sup>	9,900.10 <sup>5</sup>	3,141.10 <sup>6</sup>	9,953.10 <sup>6</sup>
22	2,492	6,852	1,694.10	3,970.10	9,024.10	2,014.10 <sup>2</sup>	4,440.10 <sup>2</sup>	9,718.10 <sup>2</sup>	2,116.10 <sup>3</sup>	4,593.10 <sup>3</sup>	9,945.10 <sup>3</sup>	2,150.10 <sup>4</sup>	4,644.10 <sup>4</sup>
23	1,153	2,159	3,635	5,802	8,980	1,364.10	2,049.10	3,053.10	4,526.10	6,688.10	9,860.10	1,451.10 <sup>2</sup>	2,134.10 <sup>2</sup>
24	5,355.10 <sup>-I</sup>	6,834.10 <sup>-I</sup>	7,842.10 <sup>-I</sup>	8,530.10 <sup>-I</sup>	8,998.10 <sup>-I</sup>	9,317.10 <sup>-I</sup>	9,534.10 <sup>-I</sup>	9,683.10 <sup>-I</sup>	9,784.10 <sup>-I</sup>	9,853.10 <sup>-I</sup>	9,900.10 <sup>-I</sup>	9,932.10 <sup>-I</sup>	9,953.10 <sup>-I</sup>
25	2,492.10 <sup>-I</sup>	2,167.10 <sup>-I</sup>	1,694.10 <sup>-I</sup>	1,255.10 <sup>-I</sup>	9,024.10 <sup>-2</sup>	6,367.10 <sup>-2</sup>	4,440.10 <sup>-2</sup>	3,073.10 <sup>-2</sup>	2,116.10 <sup>-2</sup>	1,452.10 <sup>-2</sup>	9,945.10 <sup>-3</sup>	6,799.10 <sup>-3</sup>	4,644.10 <sup>-3</sup>
26	2,153.10 <sup>-I</sup>	9,990.10 <sup>-2</sup>	4,635.10 <sup>-2</sup>	2,151.10 <sup>-2</sup>	9,980.10 <sup>-3</sup>	4,631.10 <sup>-3</sup>	2,149.10 <sup>-3</sup>	9,370.10 <sup>-4</sup>	4,626.10 <sup>-4</sup>	2,147.10 <sup>-4</sup>	9,960.10 <sup>-5</sup>	4,622.10 <sup>-5</sup>	2,144.10 <sup>-5</sup>

Таблица 3

Значение коэффициентов  $\beta_n^{(k)}$  для 26-групповой системы констант водорода в  $P_{12}$ -приближении

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	$1.648 \cdot 10^{-1}$	$9.157 \cdot 10^{-2}$	$4.534 \cdot 10^{-2}$	$2.109 \cdot 10^{-2}$	$9.440 \cdot 10^{-3}$	$4.116 \cdot 10^{-3}$	$1.761 \cdot 10^{-3}$	$7.431 \cdot 10^{-4}$	$3.102 \cdot 10^{-4}$	$1.284 \cdot 10^{-4}$	$5.278 \cdot 10^{-5}$	$2.157 \cdot 10^{-5}$	$8.779 \cdot 10^{-6}$
2	$3.626 \cdot 10^{-1}$	$2.526 \cdot 10^{-1}$	$1.569 \cdot 10^{-1}$	$9.170 \cdot 10^{-2}$	$5.160 \cdot 10^{-2}$	$2.831 \cdot 10^{-2}$	$1.525 \cdot 10^{-2}$	$8.111 \cdot 10^{-3}$	$4.271 \cdot 10^{-3}$	$2.231 \cdot 10^{-3}$	$1.158 \cdot 10^{-3}$	$5.984 \cdot 10^{-4}$	$3.078 \cdot 10^{-4}$
3	$7.638 \cdot 10^{-1}$	$6.657 \cdot 10^{-1}$	$5.176 \cdot 10^{-1}$	$3.788 \cdot 10^{-1}$	$2.670 \cdot 10^{-1}$	$1.836 \cdot 10^{-1}$	$1.240 \cdot 10^{-1}$	$8.275 \cdot 10^{-2}$	$5.468 \cdot 10^{-2}$	$3.587 \cdot 10^{-2}$	$2.339 \cdot 10^{-2}$	$1.519 \cdot 10^{-2}$	$9.822 \cdot 10^{-3}$
4	1.617	1.799	1.791	1.682	1.525	1.353	1.182	1.022	$8.774 \cdot 10^{-1}$	$7.491 \cdot 10^{-1}$	$6.371 \cdot 10^{-1}$	$5.403 \cdot 10^{-1}$	$4.572 \cdot 10^{-1}$
5	3.907	5.779	7.647	9.547	1.151.10	1.358.10	1.577.10	1.813.10	2.069.10	2.349.10	2.656.10	2.994.10	$3.369 \cdot 10^{-1}$
6	1.028.10	2.101.10	3.855.10	6.690.10	1.124.10 <sup>2</sup>	1.852.10 <sup>2</sup>	3.011.10 <sup>2</sup>	4.855.10 <sup>2</sup>	7.780.10 <sup>2</sup>	1.242.10 <sup>3</sup>	1.976.10 <sup>3</sup>	3.139.10 <sup>3</sup>	4.980.10 <sup>3</sup>
7	2.921.10	8.446.10	2.191.10 <sup>2</sup>	5.378.10 <sup>2</sup>	1.278.10 <sup>3</sup>	2.978.10 <sup>3</sup>	6.847.10 <sup>3</sup>	1.561.10 <sup>4</sup>	3.538.10 <sup>4</sup>	7.985.10 <sup>4</sup>	1.797.10 <sup>5</sup>	4.038.10 <sup>5</sup>	9.058.10 <sup>5</sup>
8	7.935.10	3.244.10 <sup>2</sup>	1.190.10 <sup>3</sup>	4.131.10 <sup>3</sup>	1.389.10 <sup>4</sup>	4.575.10 <sup>4</sup>	1.488.10 <sup>5</sup>	4.797.10 <sup>5</sup>	1.537.10 <sup>6</sup>	4.908.10 <sup>6</sup>	1.562.10 <sup>7</sup>	4.963.10 <sup>7</sup>	1.575.10 <sup>8</sup>
9	2.105.10 <sup>2</sup>	1.246.10 <sup>3</sup>	6.636.10 <sup>3</sup>	3.349.10 <sup>4</sup>	1.639.10 <sup>5</sup>	7.875.10 <sup>5</sup>	3.739.10 <sup>6</sup>	1.762.10 <sup>7</sup>	8.261.10 <sup>7</sup>	3.860.10 <sup>8</sup>	1.799.10 <sup>9</sup>	8.376.10 <sup>9</sup>	3.895.10 <sup>10</sup>
10	5.379.10 <sup>2</sup>	4.677.10 <sup>3</sup>	3.657.10 <sup>4</sup>	2.770.10 <sup>5</sup>	1.948.10 <sup>6</sup>	1.374.10 <sup>7</sup>	9.583.10 <sup>7</sup>	6.632.10 <sup>8</sup>	4.567.10 <sup>9</sup>	3.134.10 <sup>10</sup>	2.146.10 <sup>11</sup>	1.467.10 <sup>12</sup>	1.002.10 <sup>13</sup>
11	1.292.10 <sup>3</sup>	1.649.10 <sup>4</sup>	1.892.10 <sup>5</sup>	2.058.10 <sup>6</sup>	2.171.10 <sup>7</sup>	2.248.10 <sup>8</sup>	2.300.10 <sup>9</sup>	2.336.10 <sup>10</sup>	2.360.10 <sup>11</sup>	2.377.10 <sup>12</sup>	2.388.10 <sup>13</sup>	2.396.10 <sup>14</sup>	2.401.10 <sup>15</sup>
12	2.902.10 <sup>0</sup>	1.718	9.149.10 <sup>-1</sup>	4.617.10 <sup>-1</sup>	2.260.10 <sup>-1</sup>	1.086.10 <sup>-1</sup>	5.155.10 <sup>-2</sup>	2.429.10 <sup>-2</sup>	1.139.10 <sup>-2</sup>	5.322.10 <sup>-3</sup>	2.481.10 <sup>-3</sup>	1.155.10 <sup>-3</sup>	5.370.10 <sup>-4</sup>
13	6.384	5.551	4.340	3.216	2.311	1.631	1.137	7.871.10 <sup>-1</sup>	5.420.10 <sup>-1</sup>	3.719.10 <sup>-1</sup>	2.547.10 <sup>-1</sup>	1.741.10 <sup>-1</sup>	1.189.10 <sup>-1</sup>
14	1.397.10	1.782.10	2.045.10	2.225.10	2.347.10	2.430.10	2.487.10	2.525.10	2.552.10	2.570.10	2.582.10	2.590.10	2.596.10
15	3.022.10	5.659.10	9.528.10	1.520.10 <sup>2</sup>	2.353.10 <sup>2</sup>	3.576.10 <sup>2</sup>	5.363.10 <sup>2</sup>	8.000.10 <sup>2</sup>	1.186.10 <sup>3</sup>	1.752.10 <sup>3</sup>	2.584.10 <sup>3</sup>	3.803.10 <sup>3</sup>	5.592.10 <sup>3</sup>
16	6.546.10	1.800.10 <sup>2</sup>	4.450.10 <sup>2</sup>	1.043.10 <sup>3</sup>	2.370.10 <sup>3</sup>	5.288.10 <sup>3</sup>	1.166.10 <sup>4</sup>	2.552.10 <sup>4</sup>	5.557.10 <sup>4</sup>	1.206.10 <sup>5</sup>	2.611.10 <sup>5</sup>	5.646.10 <sup>5</sup>	1.219.10 <sup>6</sup>
17	1.411.10 <sup>2</sup>	5.693.10 <sup>2</sup>	2.066.10 <sup>3</sup>	7.105.10 <sup>3</sup>	2.370.10 <sup>4</sup>	7.761.10 <sup>4</sup>	2.512.10 <sup>5</sup>	8.066.10 <sup>5</sup>	2.577.10 <sup>6</sup>	8.207.10 <sup>6</sup>	2.608.10 <sup>7</sup>	8.273.10 <sup>7</sup>	2.622.10 <sup>8</sup>
18	3.052.10 <sup>2</sup>	1.807.10 <sup>3</sup>	9.623.10 <sup>3</sup>	4.856.10 <sup>4</sup>	2.377.10 <sup>5</sup>	1.142.10 <sup>6</sup>	5.422.10 <sup>6</sup>	2.555.10 <sup>7</sup>	1.198.10 <sup>8</sup>	5.597.10 <sup>8</sup>	2.609.10 <sup>9</sup>	1.215.10 <sup>10</sup>	5.648.10 <sup>10</sup>
19	6.579.10 <sup>2</sup>	5.720.10 <sup>3</sup>	4.472.10 <sup>4</sup>	3.314.10 <sup>5</sup>	2.382.10 <sup>6</sup>	1.681.10 <sup>7</sup>	1.172.10 <sup>8</sup>	8.110.10 <sup>8</sup>	5.585.10 <sup>9</sup>	3.833.10 <sup>10</sup>	2.624.10 <sup>11</sup>	1.794.10 <sup>12</sup>	1.225.10 <sup>13</sup>
20	1.418.10 <sup>3</sup>	1.809.10 <sup>4</sup>	2.076.10 <sup>5</sup>	2.258.10 <sup>6</sup>	2.382.10 <sup>7</sup>	2.466.10 <sup>8</sup>	2.524.10 <sup>9</sup>	2.563.10 <sup>10</sup>	2.590.10 <sup>11</sup>	2.608.10 <sup>12</sup>	2.621.10 <sup>13</sup>	2.629.10 <sup>14</sup>	2.635.10 <sup>15</sup>
21	3.052	1.807	9.623.10 <sup>-1</sup>	4.856.10 <sup>-1</sup>	2.377.10 <sup>-1</sup>	1.142.10 <sup>-1</sup>	5.422.10 <sup>-2</sup>	2.555.10 <sup>-2</sup>	1.198.10 <sup>-2</sup>	5.597.10 <sup>-3</sup>	2.609.10 <sup>-3</sup>	1.215.10 <sup>-3</sup>	5.648.10 <sup>-4</sup>
22	6.579	5.720	4.472	3.314	2.382	1.681	1.172	8.110.10 <sup>-1</sup>	5.585.10 <sup>-1</sup>	3.833.10 <sup>-1</sup>	2.624.10 <sup>-1</sup>	1.794.10 <sup>-1</sup>	1.225.10 <sup>-1</sup>
23	1.418.10	1.809.10	2.076.10	2.258.10	2.382.10	2.466.10	2.524.10	2.563.10	2.590.10	2.608.10	2.621.10 <sup>-1</sup>	2.629.10 <sup>-1</sup>	2.635.10 <sup>-1</sup>
24	3.052.10	5.776.10	9.623.10	1.536.10 <sup>2</sup>	2.377.10 <sup>2</sup>	3.611.10 <sup>2</sup>	5.422.10 <sup>2</sup>	8.079.10 <sup>2</sup>	1.198.10 <sup>3</sup>	1.770.10 <sup>3</sup>	2.609.10 <sup>3</sup>	3.841.10 <sup>3</sup>	5.648.10 <sup>3</sup>
25	6.579.10	1.809.10 <sup>2</sup>	4.472.10 <sup>2</sup>	1.048.10 <sup>3</sup>	2.382.10 <sup>3</sup>	5.315.10 <sup>3</sup>	1.172.10 <sup>4</sup>	2.565.10 <sup>4</sup>	5.585.10 <sup>4</sup>	1.212.10 <sup>5</sup>	2.624.10 <sup>5</sup>	5.674.10 <sup>5</sup>	1.225.10 <sup>6</sup>

Таблица 4

	$\sum n^{(\kappa)}$													$\sum p^{(\kappa)}$	$\sum c^{(\kappa)}$
№ п/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	
1	1.0724	1.0790	1.0914	1.1081	1.1272	1.1468	1.1651	1.1807	1.1954	1.1924	1.2096	1.2101	1.2117	1,21	-
2	1.4629	1.4763	1.5012	1.5345	1.5717	1.6087	1.6418	1.6682	1.6903	1.6872	1.7073	1.7054	1.7047	1.70	-
3	1.7096	1.9328	1.9760	2.0330	2.0963	2.1582	2.2123	2.2541	2.2862	2.2842	2.3063	2.3012	2.2969	2.29	-
4	2.2868	2.3445	2.4492	2.5824	2.7221	2.8477	2.9444	3.0057	3.0372	3.0228	3.0262	3.0068	2.9942	3.00	-
5	3.1258	3.2045	3.3475	3.5294	3.7202	3.8917	4.0239	4.1076	4.1508	4.1312	4.1359	4.1094	4.0921	4.10	-
6	4.1117	4.2627	4.5320	4.8639	5.1951	5.4716	5.6612	5.7579	5.7855	5.7342	5.7210	5.6861	5.6748	5.70	-
7	5.8429	6.0575	6.4402	6.9118	7.3825	7.7755	8.0449	8.1823	8.2214	8.1486	8.1298	8.0803	8.0642	8.10	-
8	7.9348	8.2262	8.7459	9.3865	1.0026.10	1.0559.10	1.0925.10	1.1112.10	1.1165.10	1.1066.10	1.1041.10	1.0973.10	1.0951.10	11	-
9	9.7771	1.0212.10	1.0981.10	1.1911.10	1.2812.10	1.3531.10	1.3989.10	1.4187.10	1.4207.10	1.4055.10	1.4011.10	1.3942.10	1.3938.10	14	-
10	1.1582.10	1.2100.10	1.3015.10	1.4122.10	1.5193.10	1.6048.10	1.6590.10	1.6823.10	1.6845.10	1.6664.10	1.6611.10	1.6530.10	1.6527.10	16,6	-
11	1.2919.10	1.3495.10	1.4510.10	1.5739.10	1.6930.10	1.7881.10	1.8486.10	1.8747.10	1.8773.10	1.8572.10	1.8514.10	1.8423.10	1.8418.10	18,5	-
12	1.3478.10	1.4078.10	1.5138.10	1.6420.10	1.7662.10	1.8654.10	1.9285.10	1.9558.10	1.9585.10	1.9376.10	1.9315.10	1.9219.10	1.9214.10	19,3	0.000
13	1.3746.10	1.4361.10	1.5447.10	1.6760.10	1.8032.10	1.9045.10	1.9689.10	1.9965.10	1.9991.10	1.9777.10	1.9714.10	1.9618.10	1.9614.10	19,7	0.001
14	1.3968.10	1.4590.10	1.5688.10	1.7016.10	1.8304.10	1.9332.10	1.9985.10	2.0268.10	2.0296.10	2.0079.10	2.0016.10	1.9917.10	1.9912.10	20,0	0.001
15	1.4039.10	1.4664.10	1.5767.10	1.7102.10	1.8396.10	1.9429.10	2.0086.10	2.0370.10	2.0399.10	2.0181.10	2.0117.10	2.0018.10	2.0013.10	20,1	0.002
16	1.4097.10	1.4728.10	1.5841.10	1.7187.10	1.8491.10	1.9531.10	2.0190.10	2.0474.10	2.0501.10	2.0281.10	2.0217.10	2.0118.10	2.0114.10	20,2	0.003
17	1.4111.10	1.4739.10	1.5848.10	1.7189.10	1.8490.10	1.9528.10	2.0188.10	2.0474.10	2.0502.10	2.0283.10	2.0219.10	2.0120.10	2.0114.10	20,2	0.004
18	1.4133.10	1.4814.10	1.5928.10	1.7276.10	1.8583.10	1.9627.10	2.0290.10	2.0577.10	2.0606.10	2.0385.10	2.0321.10	2.0221.10	2.0216.10	20,3	0.006
19	1.4173.10	1.4806.10	1.5925.10	1.7278.10	1.8589.10	1.9633.10	2.0296.10	2.0581.10	2.0608.10	2.0387.10	2.0323.10	2.0223.10	2.0219.10	20,3	0.009
20	1.4190.10	1.4822.10	1.5936.10	1.7284.10	1.8591.10	1.9635.10	2.0298.10	2.0585.10	2.0614.10	2.0393.10	2.0329.10	2.0229.10	2.0224.10	20,3	0.014
21	1.4197.10	1.4828.10	1.5942.10	1.7290.10	1.8597.10	1.9641.10	2.0304.10	2.0591.10	2.0620.10	2.0399.10	2.0335.10	2.0235.10	2.0230.10	20,3	0.020
22	1.4194.10	1.4827.10	1.5946.10	1.7299.10	1.8610.10	1.9654.10	2.0317.10	2.0602.10	2.0629.10	2.0408.10	2.0344.10	2.0244.10	2.0240.10	20,3	0.030
23	1.4220.10	1.4852.10	1.5966.10	1.7314.10	1.8621.10	1.9665.10	2.0328.10	2.0615.10	2.0644.10	2.0423.10	2.0359.10	2.0259.10	2.0254.10	20,3	0.044
24	1.4241.10	1.4872.10	1.5986.10	1.7334.10	1.8641.10	1.9685.10	2.0348.10	2.0635.10	2.0664.10	2.0443.10	2.0379.10	2.0279.10	2.0274.10	20,3	0.064
25	1.4257.10	1.4890.10	1.6009.10	1.7362.10	1.8673.10	1.9717.10	2.0380.10	2.0665.10	2.0692.10	2.0471.10	2.0407.10	2.0307.10	2.0303.10	20,3	0.093
26	0.3320	7.0967	1.5557.10	2.0632	2.1478.10	2.0632.10	2.0315.10	2.0632.10	2.0791.10	2.0632.10	2.0539.10	2.0632.10	2.0691.10	20,3	0.332



























23 - ГРУППОВАЯ  
СИСТЕМА КОНСТАНТ ВОДОРОДА  
В  $P_{12}$ -ПРИБЛИЖЕНИИ



Значения  $\beta_n^{(1)}$ ,  $\Sigma_{p,n}^{(1)}$  и  $\Sigma_{p,n}^{1 \rightarrow k}$  для I-ой группы 23-групповой системы констант

Таблица 18<sup>2)</sup>

n	$\beta_n^{(1)}$	$\Sigma_{p,n}^{(1)}$	$\Sigma_{p,n}^{1 \rightarrow k}$														
			k: I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0	1,204	1,702	0.6707	0,7392	0.4815	0.2408	0.1204	0.0645	0.0300	0.0139	0.0064	0.0030	0.0014	0.0006	0.0003	0.0001	0.0001
I	1,317	1,775	0.5976	0.5655	0.2708	0.0957	0.0339	0.0127	0.0040	0.0013	0.0004	0.0001	-	-	-	-	-
2	1.298	1.902	0.4714	0.2920	0.0718	0.0620	0.0456	0.0284	0.0142	0.0068	0.0032	0.0015	0.0007	0.0003	0.0001	0.0001	-
3	1.212	2.049	0.3239	0.2692	-0.0178	-0.1032	-0.0436	-0.0177	-0.0058	-0.0019	-0.0006	-0.0002	-0.0001	-	-	-	-
4	1.097	2.186	0.1873	-0.1418	-0.1644	-0.0258	0.0124	0.0151	0.0092	0.0048	0.0023	0.0011	0.0005	0.0002	0.0001	0.0001	-
5	0.9741	2.290	0.0833	-0.1842	-0.0304	0.0613	0.0405	0.0193	0.0069	0.0023	0.0007	0.0002	0.0001	-	-	-	-
6	0.8536	2.354	0.0191	-0.1301	0.0919	0.0643	0.0106	-0.0055	-0.0060	-0.0036	-0.0018	-0.0009	-0.0004	-0.0002	-0.0001	-	-
7	0.7413	2.383	-0.0105	-0.0410	0.1126	-0.0033	-0.0284	-0.0184	-0.0073	-0.0025	-0.0008	-0.0003	-0.0001	-	-	-	-
8	0.6396	2.393	-0.0201	0.0312	0.0422	-0.0551	-0.0238	-0.0019	0.0034	0.0027	0.0015	0.0008	0.0004	0.0002	0.0001	-	-
9	0.5494	2.377	-0.0040	0.0454	-0.0426	-0.0374	0.0119	0.0153	0.0073	0.0027	0.0009	0.0003	0.0001	-	-	-	-
10	0.4703	2.381	-0.0089	0.0432	-0.0706	0.0185	0.0269	0.0074	-0.0012	-0.0019	-0.0013	-0.0007	-0.0003	-0.0002	-0.0001	-	-
11	0.4015	2,374	-0.0013	0.0122	-0.0372	0.0445	0.0038	-0.0109	-0.0069	-0.0028	-0.0010	-0.0003	-0.0001	-	-	-	-
12	0.3422	2.371	0.0016	-0.0108	0.0145	0.0172	-0.0216	-0.0107	-0.007	0.0013	0.0010	0.0006	0.0003	0.0001	0.0001	-	-

x) Значения всех величин для остальных групп в точности совпадают с данными 26-групповой системы, начиная с 5-ой группы.



18 - ГРУППОВАЯ  
СИСТЕМА КОНСТАНТ ВОДОРОДА  
В  $P_{12}$  - ПРИБЛИЖЕНИИ .



Таблица 19

Значение коэффициентов  $\alpha_n^{(k)}$  для 18-групповой системы констант в  $P_{12}$  - приближении

	0	I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
2	2.474	8.500	2.608.10	7.536.10	2.100.10 <sup>2</sup>	5.713.10 <sup>2</sup>	1.529.10 <sup>3</sup>	4.044.10 <sup>3</sup>	1.061.10 <sup>4</sup>	2.764.10 <sup>4</sup>	7.167.10 <sup>4</sup>	1.852.10 <sup>5</sup>	4.771.10 <sup>5</sup>
3	1.534	4.149	1.002.10	2.280.10	5.002.10	1.071.10 <sup>2</sup>	2.258.10 <sup>2</sup>	4.701.10 <sup>2</sup>	9.706.10 <sup>2</sup>	1.991.10 <sup>3</sup>	4.065.10 <sup>3</sup>	8.269.10 <sup>3</sup>	1.677.10 <sup>4</sup>
4	1.086	2.271	4.251	7.505	1.280.10	2.134.10	3.506.10	5.701.10	9.200.10	1.477.10 <sup>2</sup>	2.361.10 <sup>2</sup>	3.765.10 <sup>2</sup>	5.990.10 <sup>2</sup>
5	6.140.10 <sup>-1</sup>	9.659.10 <sup>-1</sup>	1.359	1.805	2.315	2.904	3.588	4.387	5.325	6.428	7.731	9.270	1.109.10
6	4.000.10 <sup>-1</sup>	4.626.10 <sup>-1</sup>	4.800.10 <sup>-1</sup>	4.712.10 <sup>-1</sup>	4.480.10 <sup>-1</sup>	4.175.10 <sup>-1</sup>	3.840.10 <sup>-1</sup>	3.502.10 <sup>-1</sup>	3.174.10 <sup>-1</sup>	2.866.10 <sup>-1</sup>	2.580.10 <sup>-1</sup>	2.319.10 <sup>-1</sup>	2.081.10 <sup>-1</sup>
7	2.000.10 <sup>-1</sup>	1.635.10 <sup>-1</sup>	1.200.10 <sup>-1</sup>	8.330.10 <sup>-2</sup>	5.600.10 <sup>-2</sup>	3.690.10 <sup>-2</sup>	2.400.10 <sup>-2</sup>	1.548.10 <sup>-2</sup>	9.920.10 <sup>-3</sup>	6.333.10 <sup>-3</sup>	4.032.10 <sup>-3</sup>	2.562.10 <sup>-3</sup>	1.626.10 <sup>-3</sup>
8	1.000.10 <sup>-1</sup>	5.782.10 <sup>-2</sup>	3.000.10 <sup>-2</sup>	1.473.10 <sup>-2</sup>	7.000.10 <sup>-3</sup>	3.261.10 <sup>-3</sup>	1.500.10 <sup>-3</sup>	6.839.10 <sup>-4</sup>	3.100.10 <sup>-4</sup>	1.399.10 <sup>-4</sup>	6.300.10 <sup>-5</sup>	2.831.10 <sup>-5</sup>	1.270.10 <sup>-5</sup>
9	5.355.10 <sup>-2</sup>	2.161.10 <sup>-2</sup>	7.842.10 <sup>-3</sup>	2.697.10 <sup>-3</sup>	8.998.10 <sup>-4</sup>	2.946.10 <sup>-4</sup>	9.534.10 <sup>-5</sup>	3.062.10 <sup>-5</sup>	9.784.10 <sup>-6</sup>	3.116.10 <sup>-6</sup>	9.900.10 <sup>-7</sup>	3.141.10 <sup>-7</sup>	9.953.10 <sup>-8</sup>
10	2.492.10 <sup>-2</sup>	6.852.10 <sup>-3</sup>	1.694.10 <sup>-3</sup>	3.970.10 <sup>-4</sup>	9.024.10 <sup>-5</sup>	2.014.10 <sup>-5</sup>	4.440.10 <sup>-6</sup>	9.718.10 <sup>-7</sup>	2.116.10 <sup>-7</sup>	4.593.10 <sup>-8</sup>	9.945.10 <sup>-9</sup>	2.150.10 <sup>-9</sup>	4.644.10 <sup>-10</sup>
11	1.153.10 <sup>-2</sup>	2.158.10 <sup>-3</sup>	3.635.10 <sup>-4</sup>	5.802.10 <sup>-5</sup>	8.980.10 <sup>-6</sup>	1.364.10 <sup>-6</sup>	2.049.10 <sup>-7</sup>	3.053.10 <sup>-8</sup>	4.526.10 <sup>-9</sup>	6.688.10 <sup>-10</sup>	9.860.10 <sup>-11</sup>	1.451.10 <sup>-11</sup>	2.134.10 <sup>-12</sup>
12	7.847	2.846.10	9.536.10	3.094.10 <sup>2</sup>	9.900.10 <sup>2</sup>	3.148.10 <sup>3</sup>	9.979.10 <sup>3</sup>	3.159.10 <sup>4</sup>	9.995.10 <sup>4</sup>	3.162.10 <sup>5</sup>	1.000.10 <sup>6</sup>	3.162.10 <sup>6</sup>	1.000.10 <sup>7</sup>
13	1.689	2.843	4.420	6.655	9.880	1.458.10	2.144.10	3.150.10	4.624.10	6.787.10	9.959.10	1.461.10 <sup>2</sup>	4.665.10 <sup>2</sup>
14	3.645.10 <sup>-1</sup>	2.850.10	2.058.10	1.439.10	9.922.10 <sup>-2</sup>	6.799.10 <sup>-2</sup>	4.645.10 <sup>-2</sup>	3.170.10 <sup>-2</sup>	2.161.10 <sup>-2</sup>	1.473.10 <sup>-2</sup>	1.004.10 <sup>-2</sup>	6.845.10 <sup>-3</sup>	1.00.10 <sup>-3</sup>
15	7.847.10 <sup>-2</sup>	2.846.10 <sup>-2</sup>	9.536.10 <sup>-3</sup>	3.094.10 <sup>-3</sup>	9.900.10 <sup>-4</sup>	3.148.10 <sup>-4</sup>	9.979.10 <sup>-5</sup>	3.159.10 <sup>-5</sup>	9.995.10 <sup>-6</sup>	3.162.10 <sup>-6</sup>	9.999.10 <sup>-7</sup>	3.162.10 <sup>-7</sup>	2.144.10 <sup>-7</sup>
16	1.938.10	9.674.10	4.589.10 <sup>2</sup>	2.144.10 <sup>3</sup>	9.970.10 <sup>3</sup>	4.629.10 <sup>4</sup>	2.148.10 <sup>5</sup>	9.970.10 <sup>5</sup>	4.626.10 <sup>6</sup>	2.147.10 <sup>7</sup>	9.960.10 <sup>7</sup>	4.622.10 <sup>8</sup>	2.144.10 <sup>9</sup>
17	1.938	3.059	4.589	6.780	9.970	1.464.10	2.148.10	3.153.10	4.626.10	6.788.10	9.960.10	1.461.10 <sup>2</sup>	2.144.10 <sup>2</sup>
18	2.153.10 <sup>-1</sup>	9.990.10 <sup>-2</sup>	4.635.10 <sup>-2</sup>	2.151.10 <sup>-2</sup>	9.980.10 <sup>-3</sup>	4.631.10 <sup>-3</sup>	2.149.10 <sup>-3</sup>	9.970.10 <sup>-4</sup>	4.626.10 <sup>-4</sup>	2.147.10 <sup>-4</sup>	9.960.10 <sup>-5</sup>	4.622.10 <sup>-5</sup>	2.144.10 <sup>-5</sup>



Таблица 21

K	$\Sigma n^{(K)}$												$\Sigma p^{(K)}$	$\Sigma c^{(K)}$	
	0	I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11			12
I	1.072	1.079	1.091	1.108	1.127	1.147	1.165	1.181	1.195	1.192	1.210	1.210	1.212	1.21	-
2	1.463	1.476	1.501	1.534	1.572	1.609	1.642	1.668	1.690	1.687	1.707	1.705	1.705	1.70	-
3	1.910	1.933	1.976	2.033	2.096	2.158	2.212	2.254	2.286	2.284	2.306	2.301	2.297	2.29	-
4	2.287	2.344	2.449	2.582	2.722	2.847	2.944	3.006	3.037	3.023	3.026	3.007	2.994	3.00	-
5	3.126	3.204	3.347	3.529	3.720	3.892	4.024	4.108	4.151	4.131	4.136	4.109	4.092	4.10	-
6	4.112	4.263	4.532	4.864	5.195	5.472	5.661	5.758	5.785	5.734	5.720	5.686	5.675	5.70	-
7	5.843	6.057	6.440	6.912	7.383	7.775	8.045	8.182	8.221	8.149	8.130	8.080	8.064	8.10	-
8	7.935	8.226	8.746	9.386	1.003.10	1.056.10	1.093.10	1.111.10	1.116.10	1.107.10	1.104.10	1.097.10	1.095.10	11	-
9	9.777	1.021.10	1.098.10	1.191.10	1.281.10	1.353.10	1.399.10	1.419.10	1.421.10	1.405.10	1.401.10	1.394.10	1.394.10	14	-
10	1.158.10	1.210.10	1.302.10	1.412.10	1.519.10	1.605.10	1.659.10	1.682.10	1.684.10	1.666.10	1.661.10	1.653.10	1.653.10	16.6	-
11	1.292.10	1.349.10	1.451.10	1.574.10	1.693.10	1.788.10	1.849.10	1.875.10	1.877.10	1.857.10	1.851.10	1.842.10	1.842.10	18.5	-
12	9.964	1.158.10	1.418.10	1.658.10	1.881.10	1.976.10	1.988.10	1.964.10	1.942.10	1.934.10	1.947.10	1.956.10	1.957.10	19.5	0,0005
13	1.023.10	1.188.10	1.455.10	1.728.10	1.929.10	2.026.10	2.039.10	2.014.10	1.992.10	1.983.10	1.997.10	2.006.10	2.007.10	20.0	0.0015
14	1.032.10	1.200.10	1.470.10	1.746.10	1.949.10	2.047.10	2.060.10	2.034.10	2.012.10	2.003.10	2.017.10	2.026.10	2.027.10	20.2	0.0035
15	1.037.10	1.206.10	1.477.10	1.754.10	1.958.10	2.056.10	2.070.10	2.044.10	2.021.10	2.013.10	2.027.10	2.036.10	2.037.10	20.3	0.0075
16	7.948	1.057.10	1.454.10	1.813.10	2.022.10	2.078.10	2.051.10	2.020.10	2.017.10	2.027.10	2.039.10	2.035.10	2.028.10	20.3	0.00213
17	8.007	1.064.10	1.462.10	1.822.10	2.032.10	2.087.10	2.061.10	2.029.10	2.026.10	2.037.10	2.048.10	2.044.10	2.037.10	20.3	0.057
18	0.3320	7.089	1.553.10	2.060.10	2.145.10	2.060.10	2.029.10	2.060.10	2.076.10	2.060.10	2.051.10	2.060.10	2.066.10	20.3	0.332



























2I - ГРУППОВАЯ  
СИСТЕМА КОНСТАНТ ВОДОРОДА  
В  $P_{I2}$  - ПРИБЛИЖЕНИИ



Значения коэффициентов  $\alpha_{ij}$  для 2I-групповой системы констант

$i \setminus j$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
2	2.474	8.500	2.608.10	7.536.10	2.100.10 <sup>2</sup>	5.713.10 <sup>2</sup>	1.529.10 <sup>3</sup>	4.044.10 <sup>3</sup>	1.061.10 <sup>4</sup>	2.764.10 <sup>4</sup>	7.167.10 <sup>4</sup>	1.852.10 <sup>5</sup>	4.771.10 <sup>5</sup>
3	1.534	4.149	1.002.10	2.280.10	5.002.10	1.071.10 <sup>2</sup>	2.258.10 <sup>2</sup>	4.701.10 <sup>2</sup>	9.706.10 <sup>2</sup>	1.991.10 <sup>3</sup>	4.065.10 <sup>3</sup>	8.269.10 <sup>3</sup>	1.677.10 <sup>4</sup>
4	1.086	2.271	4.251	7.505	1.280.10	2.134.10	3.506.10	5.701.10	9.200.10	1.477.10 <sup>2</sup>	2.361.10 <sup>2</sup>	3.765.10 <sup>2</sup>	5.990.10 <sup>2</sup>
5	0.6140	0.966	1.359	1.805	2.315	2.904	3.588	4.387	5.325	6.428	7.731	9.270	1.109.10
6	4.000.10 <sup>-1</sup>	4.626.10 <sup>-1</sup>	4.800.10 <sup>-1</sup>	4.712.10 <sup>-1</sup>	4.480.10 <sup>-1</sup>	4.175.10 <sup>-1</sup>	3.840.10 <sup>-1</sup>	3.502.10 <sup>-1</sup>	3.174.10 <sup>-1</sup>	2.866.10 <sup>-1</sup>	2.580.10 <sup>-1</sup>	2.319.10 <sup>-1</sup>	2.081.10 <sup>-1</sup>
7	2.000.10 <sup>-1</sup>	1.635.10 <sup>-1</sup>	1.200.10 <sup>-1</sup>	8.330.10 <sup>-2</sup>	5.600.10 <sup>-2</sup>	3.690.10 <sup>-2</sup>	2.400.10 <sup>-2</sup>	1.548.10 <sup>-2</sup>	9.920.10 <sup>-3</sup>	6.333.10 <sup>-3</sup>	4.032.10 <sup>-3</sup>	2.562.10 <sup>-3</sup>	1.626.10 <sup>-3</sup>
8	1.000.10 <sup>-1</sup>	5.782.10 <sup>-2</sup>	3.000.10 <sup>-2</sup>	1.473.10 <sup>-2</sup>	7.000.10 <sup>-3</sup>	3.261.10 <sup>-3</sup>	1.500.10 <sup>-3</sup>	6.839.10 <sup>-4</sup>	3.100.10 <sup>-4</sup>	1.399.10 <sup>-4</sup>	6.300.10 <sup>-5</sup>	2.831.10 <sup>-5</sup>	1.270.10 <sup>-5</sup>
9	5.000.10 <sup>-2</sup>	2.044.10 <sup>-2</sup>	7.500.10 <sup>-3</sup>	2.603.10 <sup>-3</sup>	8.750.10 <sup>-4</sup>	2.883.10 <sup>-4</sup>	9.375.10 <sup>-5</sup>	3.023.10 <sup>-5</sup>	9.687.10 <sup>-6</sup>	3.092.10 <sup>-6</sup>	9.844.10 <sup>-7</sup>	3.127.10 <sup>-7</sup>	9.922.10 <sup>-8</sup>
10	2.500.10 <sup>-2</sup>	7.227.10 <sup>-3</sup>	1.875.10 <sup>-3</sup>	4.602.10 <sup>-4</sup>	1.094.10 <sup>-4</sup>	2.548.10 <sup>-5</sup>	5.859.10 <sup>-6</sup>	1.336.10 <sup>-6</sup>	3.027.10 <sup>-7</sup>	6.833.10 <sup>-8</sup>	1.538.10 <sup>-8</sup>	3.455.10 <sup>-9</sup>	7.751.10 <sup>-10</sup>
11	1.500.10 <sup>-2</sup>	2.953.10 <sup>-3</sup>	5.250.10 <sup>-4</sup>	8.882.10 <sup>-5</sup>	1.462.10 <sup>-5</sup>	2.371.10 <sup>-6</sup>	3.806.10 <sup>-7</sup>	6.076.10 <sup>-8</sup>	9.666.10 <sup>-9</sup>	1.534.10 <sup>-9</sup>	2.431.10 <sup>-10</sup>	3.850.10 <sup>-11</sup>	6.094.10 <sup>-12</sup>
12	8.180.10 <sup>0</sup>	2.917.10	9.669.10	3.118.10 <sup>2</sup>	9.940.10 <sup>2</sup>	3.154.10 <sup>3</sup>	9.989.10 <sup>3</sup>	3.161.10 <sup>4</sup>	9.998.10 <sup>4</sup>	3.162.10 <sup>5</sup>	1.000.10 <sup>6</sup>	3.162.10 <sup>6</sup>	1.000.10 <sup>7</sup>
13	1.413	2.196	3.147	4.363	5.961	8.090	1.094.10	1.478.10	1.996.10	2.693.10	3.634.10	4.903.10	6.614.10
14	2.570.10 <sup>-1</sup>	2.016.10 <sup>-1</sup>	1.431.10 <sup>-1</sup>	9.696.10 <sup>-2</sup>	6.404.10 <sup>-2</sup>	4.170.10 <sup>-2</sup>	2.693.10 <sup>-2</sup>	1.731.10 <sup>-2</sup>	1.109.10 <sup>-2</sup>	7.095.10 <sup>-3</sup>	4.534.10 <sup>-3</sup>	2.895.10 <sup>-3</sup>	1.848.10 <sup>-3</sup>
15	9.490.10 <sup>-2</sup>	4.516.10 <sup>-2</sup>	1.946.10 <sup>-2</sup>	8.002.10 <sup>-3</sup>	3.208.10 <sup>-3</sup>	1.268.10 <sup>-3</sup>	4.970.10 <sup>-4</sup>	1.939.10 <sup>-4</sup>	7.543.10 <sup>-5</sup>	2.929.10 <sup>-5</sup>	1.136.10 <sup>-5</sup>	4.405.10 <sup>-6</sup>	1.707.10 <sup>-6</sup>
16	3.480.10 <sup>-2</sup>	1.004.10 <sup>-2</sup>	2.624.10 <sup>-3</sup>	6.539.10 <sup>-4</sup>	1.589.10 <sup>-4</sup>	3.808.10 <sup>-5</sup>	9.048.10 <sup>-6</sup>	2.139.10 <sup>-6</sup>	5.044.10 <sup>-7</sup>	1.187.10 <sup>-7</sup>	2.791.10 <sup>-8</sup>	6.559.10 <sup>-9</sup>	1.540.10 <sup>-9</sup>
17	1.285.10	7.113.10	3.566.10 <sup>2</sup>	1.705.10 <sup>3</sup>	7.952.10 <sup>3</sup>	3.656.10 <sup>4</sup>	1.667.10 <sup>5</sup>	7.567.10 <sup>5</sup>	3.424.10 <sup>6</sup>	1.547.10 <sup>7</sup>	6.981.10 <sup>7</sup>	3.148.10 <sup>8</sup>	1.419.10 <sup>9</sup>
18	4.710	1.580.10	4.800.10	1.391.10 <sup>2</sup>	3.929.10 <sup>2</sup>	1.095.10 <sup>3</sup>	3.024.10 <sup>3</sup>	8.315.10 <sup>3</sup>	2.280.10 <sup>4</sup>	6.239.10 <sup>4</sup>	1.706.10 <sup>5</sup>	4.660.10 <sup>5</sup>	1.273.10 <sup>6</sup>
19	1.730	3.520	6.488	1.140.10	1.954.10	3.302.10	5.532.10	9.225.10	1.534.10 <sup>2</sup>	2.546.10 <sup>2</sup>	4.221.10 <sup>2</sup>	6.994.10 <sup>2</sup>	1.158.10 <sup>3</sup>
20	3.400.10 <sup>-1</sup>	4.666.10 <sup>-1</sup>	5.712.10 <sup>-1</sup>	6.577.10 <sup>-1</sup>	7.295.10 <sup>-1</sup>	7.893.10 <sup>-1</sup>	8.391.10 <sup>-1</sup>	8.809.10 <sup>-1</sup>	9.160.10 <sup>-1</sup>	9.457.10 <sup>-1</sup>	9.712.10 <sup>-1</sup>	9.928.10 <sup>-1</sup>	1.012
21	6.700.10 <sup>-1</sup>	5.484.10 <sup>-1</sup>	4.489.10 <sup>-1</sup>	3.674.10 <sup>-1</sup>	3.008.10 <sup>-1</sup>	2.462.10 <sup>-1</sup>	2.015.10 <sup>-1</sup>	1.649.10 <sup>-1</sup>	1.350.10 <sup>-1</sup>	1.105.10 <sup>-1</sup>	9.046.10 <sup>-2</sup>	7.404.10 <sup>-2</sup>	6.061.10 <sup>-2</sup>



Таблица 37

№	$\sum_{n}^{(j)}$														$\sum p_i^{(j)}$	$\sum c_i^{(j)}$
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12			
I	1.072	1.079	1.091	1.108	1.127	1.147	1.165	1.181	1.195	1.192	1.210	1.210	1.212	1.21	-	
2	1.463	1.476	1.501	1.534	1.572	1.609	1.642	1.668	1.690	1.687	1.707	1.705	1.705	1.70	-	
3	1.910	1.933	1.976	2.033	2.096	2.158	2.212	2.254	2.286	2.284	2.306	2.301	2.297	2.29	-	
4	2.287	2.344	2.449	2.582	2.722	2.848	2.944	3.006	3.037	3.023	3.026	3.007	2.994	3.00	-	
5	3.126	3.204	3.347	3.529	3.720	3.892	4.024	4.108	4.151	4.131	4.136	4.109	4.092	4.10	-	
6	4.112	4.263	4.532	4.864	5.195	5.472	5.661	5.758	5.785	5.734	5.721	5.686	5.675	5.70	-	
7	5.843	6.057	6.440	6.912	7.383	7.775	8.045	8.182	8.221	8.149	8.130	8.080	8.064	8.10	-	
8	7.935	8.226	8.746	9.386	1.003.10	1.056.10	1.093.10	1.111.10	1.116.10	1.107.10	1.104.10	1.097.10	1.095.10	11	-	
9	1.010.10	1.047.10	1.113.10	1.195.10	1.276.10	1.344.10	1.390.10	1.414.10	1.421.10	1.408.10	1.405.10	1.397.10	1.394.10	14	-	
10	1.190.10	1.234.10	1.312.10	1.408.10	1.504.10	1.584.10	1.639.10	1.667.10	1.675.10	1.660.10	1.656.10	1.646.10	1.643.10	16.6	-	
11	1.198.10	1.273.10	1.402.10	1.553.10	1.692.10	1.792.10	1.846.10	1.860.10	1.852.10	1.828.10	1.823.10	1.821.10	1.826.10	18.5	-	
12	9.411	1.125.10	1.417.10	1.706.10	1.908.10	1.994.10	1.996.10	1.967.10	1.948.10	1.946.10	1.961.10	1.968.10	1.965.10	19.6	0.0015	
13	1.037.10	1.198.10	1.458.10	1.726.10	1.925.10	2.024.10	2.040.10	2.016.10	1.993.10	1.983.10	1.996.10	2.005.10	2.007.10	20.0	0.002	
14	1.278.10	1.372.10	1.532.10	1.716.10	1.879.10	1.991.10	2.046.10	2.054.10	2.039.10	2.013.10	2.010.10	2.011.10	2.019.10	20.2	0.003	
15	1.283.10	1.378.10	1.539.10	1.725.10	1.889.10	2.002.10	2.056.10	2.064.10	2.050.10	2.024.10	2.021.10	2.021.10	2.029.10	20.3	0.006	
16	1.285.10	1.379.10	1.540.10	1.725.10	1.889.10	2.002.10	2.056.10	2.065.10	2.050.10	2.024.10	2.021.10	2.022.10	2.029.10	2.03	0.009	
17	1.283.10	1.378.10	1.540.10	1.726.10	1.890.10	2.003.10	2.057.10	2.065.10	2.050.10	2.024.10	2.022.10	2.022.10	2.030.10	20.3	0.015	
18	1.286.10	1.380.10	1.542.10	1.726.10	1.890.10	2.004.10	2.058.10	2.066.10	2.052.10	2.026.10	2.023.10	2.023.10	2.031.10	20.3	0.025	
19	1.288.10	1.382.10	1.544.10	1.728.10	1.892.10	2.005.10	2.060.10	2.068.10	2.053.10	2.027.10	2.024.10	2.025.10	2.032.10	20.3	0.041	
20	1.671.10	1.693.10	1.734.10	1.789.10	1.851.10	1.912.10	1.965.10	2.007.10	2.039.10	2.041.10	2.059.10	2.053.10	2.046.10	20.3	0.059	
21	0.3320	7.099	1.556.10	2.063.10	2.148.10	2.063.10	2.031.10	2.063.10	2.079.10	2.063.10	2.054.10	2.063.10	2.069.10	20.3	0.331	



























ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ АЛЬБЕДО НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ЖЕЛЕЗА  
ПРИ СИЛЬНО НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ ПУЧКА

Т.А.Гермогенова, М.Г.Кобозев, А.П.Суворов

При расчете прохождения нейтронов по щелям и каналам в защите реакторов чрезвычайно важен учет отраженной компоненты потока. Для ее расчета весьма перспективен метод, использующий концепцию дифференциального альбеда. Расчеты, основанные на этом методе, дают хорошее согласие с экспериментальными данными [1,2]. Для правильного и точного учета отраженной компоненты необходимы подробные данные по альбедо защитных материалов. В частности, для расчета составляющей нейтронного потока, соответствующей нейтронам, однократно отразившимся от стенок щели или канала, необходимо знать альбедо пучков, падающих и отражающихся под малыми углами к поверхности этих щелей или каналов (альбедо "скользящего" пучка). Так, при больших  $\frac{L}{\Delta}$  ( $L$  - длина щели,  $\Delta$  - ширина), основной вклад в альбедную компоненту вносится нейтронами, падающими на боковую поверхность щели под большим углом к нормали  $\theta_0$  и отраженными под большими углами  $\theta$  при азимутальном угле  $\varphi \sim 0^\circ$ . (Азимутальный угол  $\varphi$  отсчитывается от проекции направления пучка на поверхность среды).

В настоящей работе приведены результаты расчета дифференциального (по углам и энергии) альbedo для широких мононаправленных пучков нейтронов, падающих на слой железа толщиной 20 см, что представляет собой практически полубесконечную среду для быстрых и тепловых нейтронов. Что же касается нейтронов промежуточных энергий, то для полубесконечной среды альbedo будут несколько выше по абсолютной величине, чем результаты настоящей работы. Расчеты проводились в плоской одномерной геометрии специальным альбедным методом [3], использующем принцип инвариантности, в  $2 D_N$  - приближении дискретных ординат, реализованном в вычислительной программе РОЗ-Ш [4]. При этом для нейтронов с энергией  $E > 100$  кэв использовались те же константы, с помощью которых тем же самым расчетным методом, что и в настоящей работе, проводился подсчет экспериментальных данных по альbedo быстрых нейтронов для железных барьеров толщиной 15 см, описанный в работе [5]. В этой работе получено хорошее согласие для дифференциальных энергетических угловых альbedo нейтронов с  $E > 200$  кэв (реакторного спектра) при углах падения пучка  $\theta_0$  от  $0^\circ$  до  $70^\circ$ .

При энергии нейтронов  $E < 100$  кэв для железа использованы константы из работы [6]. Расчеты проведены для 27 энергетических групп, а именно для 26 групп согласно работе [6], и для группы нейтронов  $E > 10,5$  мэв.

Для нейтронов с энергией  $E > 1,4$  мэв использовалось  $2 D_{12}$  - приближение для потока и  $P_{12}$  - приближение для

индикатриссы рассеяния, при  $10 \text{ кэВ} < E < 1,4 \text{ МэВ} - 2 D_7$  и  $P_7$ , соответственно,  $1 \text{ кэВ} < E < 10 \text{ кэВ} - 2 D_5$ , и при  $E < 1 \text{ кэВ} - 2 D_4$  - приближение.

Результаты расчетов усреднены по спектру

$$\chi^*(E) = \chi(E) + \frac{1}{E} \int_E^{\infty} \chi(E) dE$$

(где  $\chi(E)$  - спектр деления) для 8 энергетических интервалов:  $E > 2,5 \text{ мэВ}$ ;  $1,4 - 2,5 \text{ мэВ}$ ;  $0,4 - 1,4 \text{ мэВ}$ ,  $10 - 100 \text{ кэВ}$ ;  $1 - 10 \text{ кэВ}$ ;  $0,2 \text{ эВ} - 1 \text{ кэВ}$ ;  $E < 0,2 \text{ эВ}$ .

Окончательные результаты расчета матрицы дифференциальных (поточковых) угловых энергетических альбедо

$S(\Delta E_0 \rightarrow \Delta E, \theta_0 \rightarrow \theta, \varphi = 0^\circ)$   $\frac{1}{\text{стерад}}$  приведены в табл. 1-8. В этих же таблицах представлены величины интегралов

$$S = S(\Delta E_0 \rightarrow \Delta E, \theta_0) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} d\theta \sin \theta S(\Delta E_0 \rightarrow \Delta E, \theta_0 \rightarrow \theta, \varphi).$$

Особое внимание уделено большим углам  $\theta_0$  и  $\theta$ .

Из таблиц видно, что для  $\varphi = 0^\circ$  при больших  $\theta_0$  для нейтронов с энергией  $E_0 > 0,4 \text{ мэВ}$  в альбедо заметно выражен эффект "скользящего" пучка, проявляющийся в возрастании интенсивности отраженных нейтронов при больших  $\theta$ . Так например, для  $\Delta E_0 = 0,4 - 1,4 \text{ мэВ}$  при  $\theta_0 = 85^\circ$  при небольшом изменении энергии нейтронов ( $\Delta E = \Delta E_0$ ) альбе-

до возрастает при изменении угла отражения  $\theta$  от  $0^\circ$  до  $90^\circ$  почти в 60 раз. Однако при понижении энергии отраженных нейтронов при больших  $\theta$  альbedo, наоборот, меньше, чем при  $\theta = 0^\circ$ . Таким образом для "скользящего" пучка имеет место резкое ужестчение энергетического спектра отраженных нейтронов. С понижением энергии нейтронов эффект скользящего пучка заметно ослабляется и альbedo при  $\theta_0 \sim \theta \sim 90^\circ$  уменьшается. При этом для других углов  $\theta_0 \sim \theta$  альbedo возрастает.

Интересно сравнить расчетные и экспериментальные данные по альbedo тепловых нейтронов. Согласно экспериментальным данным работы [7], дифференциальное токовое альbedo тепловых нейтронов для слоя железа толщиной 20 см при  $\theta_0 = 0^\circ$ ,  $\theta = 45^\circ$  равно  $0,061 \pm 0,002 \frac{I}{\text{стерад}}$ . Таким образом, потоковое дифференциальное альbedo равно  $0,087 \pm 0,003 \frac{I}{\text{стерад}}$ , что хорошо согласуется с данными настоящей работы ( $0,092 \frac{I}{\text{стерад}}$ ).

$\Delta E_0 > 2,5 \text{ МэВ}$

Таблица I

$\theta_0$	$\Delta E$	$\theta = 90^\circ$	$85^\circ$	$75^\circ$	$60^\circ$	$45^\circ$	$0^\circ$	$S$
$85^\circ$	$E > 2,5 \text{ МэВ}$	0,463	0,279	0,113	0,036	0,0113	0,0027	0,129
	$I,4-2,5 \text{ МэВ}$	0,038	0,025	0,0135	0,0075	0,0050	0,0035	0,050
	$0,4-I,4 \text{ МэВ}$	0,028	0,029	0,028	0,027	0,026	0,025	0,050
	$0,I-0,4 \text{ МэВ}$	0,0172	0,0175	0,0172	0,0169	0,0163	0,0160	0,027
	$IO-IOO \text{ КэВ}$	0,0005	0,0005	0,0004	0,0004	0,0004	0,0003	0,0025
	$E > I \text{ КэВ}$	0,547	0,351	0,172	0,088	0,059	0,048	0,259
$75^\circ$	$E > 2,5 \text{ МэВ}$	0,410	0,306	0,069	0,052	0,0175	0,0079	0,188
	$I,4-2,5 \text{ МэВ}$	0,042	0,037	0,027	0,018	0,0134	0,0104	0,107
	$0,4-I,4 \text{ МэВ}$	0,034	0,041	0,041	0,041	0,040	0,039	0,135
	$0,I-0,4 \text{ МэВ}$	0,022	0,026	0,026	0,026	0,026	0,025	0,080
	$IO-IOO \text{ КэВ}$	0,0014	0,0014	0,0014	0,0014	0,0013	0,0012	0,0086
	$E > I \text{ КэВ}$	0,509	0,411	0,246	0,138	0,098	0,084	0,519
$60^\circ$	$E > 2,5 \text{ МэВ}$	0,233	0,186	0,100	0,038	0,020	0,015	0,189
	$I,4-2,5 \text{ МэВ}$	0,040	0,039	0,034	0,027	0,023	0,020	0,164
	$0,4-I,4 \text{ МэВ}$	0,039	0,050	0,052	0,052	0,051	0,051	0,247
	$0,I-0,4 \text{ МэВ}$	0,026	0,034	0,034	0,035	0,034	0,034	0,156
	$IO-IOO \text{ КэВ}$	0,0027	0,0027	0,0028	0,0028	0,0028	0,0026	0,0175
	$E > I \text{ КэВ}$	0,341	0,312	0,223	0,155	0,131	0,123	0,774
$45^\circ$	$E > 2,5 \text{ МэВ}$	0,101	0,082	0,047	0,028	0,023	0,019	0,173
	$I,4-2,5 \text{ МэВ}$	0,035	0,036	0,035	0,032	0,030	0,026	0,195
	$0,4-I,4 \text{ МэВ}$	0,030	0,063	0,066	0,067	0,068	0,068	0,332
	$0,I-0,4 \text{ МэВ}$	0,021	0,045	0,047	0,047	0,047	0,047	0,222
	$IO-IOO \text{ КэВ}$	0,0036	0,0038	0,0046	0,0045	0,0043	0,0041	0,043
	$E > I \text{ КэВ}$	0,191	0,230	0,200	0,179	0,172	0,164	0,965
$0^\circ$	$E > 2,5 \text{ МэВ}$	0,026	0,028	0,030	0,030	0,027	0,025	0,173
	$I,4-2,5 \text{ МэВ}$	0,032	0,035	0,038	0,042	0,036	0,034	0,222
	$0,4-I,4 \text{ МэВ}$	0,050	0,071	0,075	0,077	0,078	0,079	0,420
	$0,I-0,4 \text{ МэВ}$	0,037	0,052	0,054	0,056	0,056	0,056	0,301
	$IO-IOO \text{ КэВ}$	0,0051	0,0055	0,0069	0,0067	0,0066	0,0062	0,039
	$E > I \text{ КэВ}$	0,150	0,191	0,204	0,212	0,204	0,200	1,156

Таблица 2

$\Delta E_0 = 1,4 - 2,5$  МэВ

$\theta_0$	$\Delta E$	$\theta=90^\circ$	$85^\circ$	$75^\circ$	$60^\circ$	$45^\circ$	$0^\circ$	$S$
$85^\circ$	1,4-2,5 МэВ	0,282	0,169	0,071	0,029	0,0137	0,0045	0,134
	0,4-1,4 МэВ	0,055	0,045	0,041	0,038	0,034	0,032	0,082
	0,1-0,4 МэВ	0,0098	0,0127	0,0130	0,0131	0,0130	0,0129	0,0173
	10 - 100 кэВ	0,0003	0,0003	0,0003	0,0003	0,0003	0,0002	0,0018
	$E > I$ кэВ	0,345	0,227	0,125	0,080	0,061	0,021	0,235
$75^\circ$	1,4-2,5 МэВ	0,259	0,197	0,108	0,052	0,025	0,013	0,232
	0,4-1,4 МэВ	0,060	0,060	0,057	0,054	0,030	0,049	0,194
	0,1-0,4 МэВ	0,014	0,020	0,020	0,021	0,021	0,021	0,058
	10 -100 кэВ	0,0009	0,0009	0,0009	0,0009	0,0009	0,0008	0,0055
	$E > I$ кэВ	0,334	0,278	0,186	0,128	0,077	0,084	0,490
$60^\circ$	1,4-2,5 МэВ	0,180	0,153	0,100	0,050	0,031	0,028	0,293
	0,4-1,4 МэВ	0,063	0,070	0,069	0,067	0,064	0,063	0,344
	0,1-0,4 МэВ	0,018	0,026	0,027	0,028	0,028	0,028	0,118
	10-100 кэВ	0,0014	0,0016	0,0017	0,0019	0,0019	0,0017	0,0053
	$E > I$ кэВ	0,262	0,251	0,198	0,147	0,125	0,121	0,760
$45^\circ$	1,4-2,5 МэВ	0,117	0,102	0,067	0,044	0,037	0,035	0,314
	0,4-1,4 МэВ	0,068	0,085	0,086	0,086	0,085	0,084	0,448
	0,1-0,4 МэВ	0,024	0,035	0,037	0,039	0,039	0,039	0,173
	10-100 кэВ	0,0022	0,0024	0,0029	0,0029	0,0028	0,027	0,017
	$E > I$ кэВ	0,211	0,224	0,193	0,172	0,164	0,161	0,952
$0^\circ$	1,4-2,5 МэВ	0,045	0,048	0,052	0,056	0,056	0,056	0,339
	0,4-1,4 МэВ	0,071	0,093	0,096	0,097	0,096	0,095	0,572
	0,1-0,4 МэВ	0,027	0,041	0,043	0,045	0,047	0,046	0,250
	10 -100 кэВ	0,0032	0,0035	0,0045	0,0044	0,0044	0,0043	0,025
	$E > I$ кэВ	0,146	0,186	0,196	0,202	0,203	0,201	1,186

Таблица 3

$\Delta E_0 = 0,4 - 1,4$  МэВ

$\theta_0$	$\Delta E$	$\theta = 90^\circ$	$85^\circ$	$75^\circ$	$60^\circ$	$45^\circ$	$0^\circ$	$S$
$85^\circ$	0,4-1,4 МэВ	0,214	0,117	0,089	0,076	0,055	0,044	0,484
	0,1-0,4 МэВ	0,020	0,020	0,020	0,020	0,019	0,019	0,124
	10 -100 кэВ	0,0011	0,0013	0,0013	0,0014	0,0013	0,0012	0,0078
	$E > I$ кэВ	0,235	0,138	0,110	0,097	0,075	0,064	0,616
$75^\circ$	0,4-1,4 МэВ	0,181	0,129	0,112	0,095	0,077	0,074	0,609
	0,1-0,4 МэВ	0,017	0,020	0,020	0,020	0,019	0,019	0,084
	10 -100 кэВ	0,0022	0,0026	0,0027	0,0026	0,0025	0,0025	0,0124
	$E > I$ кэВ	0,200	0,152	0,135	0,118	0,098	0,096	0,706
$60^\circ$	0,4-1,4 МэВ	0,165	0,143	0,121	0,107	0,097	0,095	0,704
	0,1-0,4 МэВ	0,030	0,038	0,039	0,039	0,039	0,039	0,234
	10 -100 кэВ	0,0026	0,0028	0,0029	0,0028	0,0028	0,0027	0,194
	$E > I$ кэВ	0,198	0,184	0,163	0,149	0,139	0,137	1,132
$45^\circ$	0,4-1,4 МэВ	0,150	0,136	0,132	0,130	0,130	0,129	0,824
	0,1-0,4 МэВ	0,037	0,051	0,052	0,053	0,053	0,053	0,310
	10 -100 кэВ	0,0038	0,0040	0,0041	0,0040	0,0040	0,0039	0,024
	$E > I$ кэВ	0,191	0,191	0,188	0,187	0,187	0,186	1,158
$0^\circ$	0,4-1,4 МэВ	0,121	0,144	0,145	0,146	0,147	0,148	0,888
	0,1-0,4 МэВ	0,042	0,057	0,060	0,061	0,062	0,063	0,358
	10 -100 кэВ	0,0026	0,0033	0,0033	0,0033	0,0032	0,0032	0,0028
	$E > I$ кэВ	0,166	0,204	0,208	0,210	0,212	0,214	1,249

Таблица 4

$\Delta E_0 = 0,1 - 0,4 \text{ МэВ}$

$\theta_0$	$\Delta E$	$\theta = 90^\circ$	$85^\circ$	$75^\circ$	$60^\circ$	$45^\circ$	0	S
$85^\circ$	0,1-0,4 МэВ	0,138	0,096	0,084	0,076	0,065	0,059	0,521
	10-100 кэВ	0,010	0,010	0,010	0,010	0,0091	0,0085	0,061
	$E > I$ кэВ	0,148	0,106	0,094	0,086	0,074	0,068	0,585
$75^\circ$	0,1-0,4 МэВ	0,148	0,124	0,113	0,104	0,091	0,084	0,675
	10-100 кэВ	0,013	0,015	0,015	0,014	0,013	0,013	0,088
	$E > I$ кэВ	0,161	0,139	0,128	0,118	0,104	0,097	0,763
$60^\circ$	0,1-0,4 МэВ	0,156	0,144	0,134	0,125	0,111	0,106	0,798
	10-100 кэВ	0,015	0,020	0,018	0,018	0,017	0,016	0,111
	$E > I$ кэВ	0,171	0,164	0,152	0,143	0,128	0,122	0,909
$45^\circ$	0,1-0,4 МэВ	0,165	0,167	0,160	0,154	0,143	0,137	0,836
	10-100 кэВ	0,019	0,025	0,024	0,023	0,022	0,022	0,141
	$E > I$ кэВ	0,184	0,192	0,184	0,177	0,165	0,159	0,977
$0^\circ$	0,1-0,4 МэВ	0,162	0,176	0,172	0,162	0,158	0,152	1,048
	10-100 кэВ	0,021	0,027	0,027	0,026	0,025	0,024	0,157
	$E > I$ кэВ	0,183	0,203	0,199	0,188	0,183	0,176	1,205

Таблица 5

$\Delta E_0 = 10 - 100$  кэВ

$\theta_0$	$\Delta E$	$\theta = 90^\circ$	$85^\circ$	$75^\circ$	$60^\circ$	$45^\circ$	$0^\circ$	$S$
$85^\circ$	10-100 кэВ	0,131	0,086	0,075	0,070	0,058	0,053	0,483
	I-10 кэВ	$0,0^{227}$	$0,0^{242}$	$0,0^{244}$	$0,0^{247}$	$0,0^{250}$	$0,0^{251}$	0,028
	0,2эВ-1кэВ	$0,0^{47}$	$0,0^{810}$	$0,0^{313}$	$0,0^{316}$	$0,0^{319}$	$0,0^{322}$	0,001
	$E < 0,2$ эВ	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-5}$
	$E < 100$ кэВ	0,133	0,090	0,080	0,075	0,063	0,058	0,512
$75^\circ$	10-100 кэВ	0,137	0,114	0,099	0,090	0,079	0,072	0,612
	I-10 кэВ	$0,0^{251}$	$0,0^{268}$	$0,0^{273}$	$0,0^{278}$	$0,0^{285}$	$0,0^{289}$	0,046
	0,2эВ-1кэВ	$0,0^{318}$	$0,0^{325}$	$0,0^{335}$	$0,0^{348}$	$0,0^{369}$	$0,0^{382}$	$0,0^{236}$
	$E < 0,2$ эВ	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-5}$
	$E < 100$ кэВ	0,142	0,121	0,106	0,098	0,088	0,081	0,662
$60^\circ$	10-100 кэВ	0,145	0,127	0,116	0,107	0,095	0,088	0,710
	I-10 кэВ	$0,0^{270}$	$0,0^{293}$	$0,0^{300}$	$0,0^{317}$	$0,0^{330}$	$0,0^{335}$	0,068
	0,2эВ-10кэВ	$0,0^{356}$	$0,0^{375}$	$0,0^{396}$	$0,0^{2124}$	$0,0^{2140}$	$0,0^{2174}$	$0,0^{272}$
	$E < 0,2$ эВ	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-5}$
	$E < 100$ кэВ	0,153	0,137	0,127	0,120	0,110	0,103	0,785
$45^\circ$	10-100 кэВ	0,154	0,148	0,138	0,129	0,117	0,110	0,835
	I-10 кэВ	$0,0^{10}$	$0,0^{124}$	$0,0^{142}$	$0,0^{148}$	$0,0^{177}$	$0,0^{190}$	0,095
	0,2эВ-10кэВ	$0,0^{395}$	$0,0^{2115}$	$0,0^{2158}$	$0,0^{218}$	$0,0^{221}$	$0,0^{237}$	$0,0^{126}$
	$E < 0,2$ эВ	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-5}$
	$E < 100$ кэВ	0,165	0,162	0,154	0,146	0,137	0,133	0,943
$0^\circ$	10-100 кэВ	0,155	0,155	0,146	0,138	0,127	0,121	0,902
	I-10 кэВ	$0,0^{126}$	$0,0^{152}$	$0,0^{18}$	$0,0^{20}$	$0,0^{22}$	$0,0^{24}$	0,120
	0,2эВ-10кэВ	$0,0^{215}$	$0,0^{218}$	$0,0^{224}$	$0,0^{229}$	$0,0^{236}$	$0,0^{244}$	0,018
	$E < 0,2$ эВ	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-5}$
	$E < 100$ кэВ	0,169	0,172	0,167	0,161	0,153	0,146	1,04

Таблица 6

$\Delta E_{\theta} = I - IO \text{ кЭВ}$

$\theta_0$	$\Delta E$	$\theta=90^\circ$	$85^\circ$	$75^\circ$	$60^\circ$	$45^\circ$	$0^\circ$	$S$
$85^\circ$	I-IO кЭВ	0,095	0,078	0,065	0,047	0,041	0,037	0,350
	0,2ЭВ-IkЭВ	$0,0^{218}$	$0,0^{225}$	$0,0^{226}$	$0,0^{228}$	$0,0^{229}$	$0,0^{231}$	0,015
	$E < 0,2 \text{ ЭВ}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-5}$
	$E < IO \text{ кЭВ}$	0,097	0,081	0,068	0,048	0,044	0,040	0,365
$75^\circ$	I-IO кЭВ	0,128	0,110	0,095	0,085	0,075	0,068	0,545
	0,2ЭВ-IkЭВ	$0,0^{244}$	$0,0^{258}$	$0,0^{261}$	$0,0^{270}$	$0,0^{279}$	$0,0^{286}$	0,045
	$E < 0,2 \text{ ЭВ}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-5}$
	$E < IO \text{ кЭВ}$	0,132	0,116	0,101	0,092	0,083	0,075	0,590
$60^\circ$	I-IO кЭВ	0,165	0,143	0,136	0,129	0,121	0,112	0,810
	0,2ЭВ-IkЭВ	$0,0^{28}$	$0,0^{10}$	$0,0^{12}$	$0,0^{15}$	$0,0^{17}$	$0,0^{19}$	0,093
	$E < 0,2 \text{ ЭВ}$	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$	$< 10^{-4}$
	$E < IO \text{ кЭВ}$	0,173	0,153	0,148	0,144	0,138	0,131	0,903
$45^\circ$	I-IO кЭВ	0,131	0,169	0,172	0,167	0,160	0,154	1,055
	0,2-IkЭВ	0,013	0,016	0,020	0,023	0,027	0,030	0,146
	$E < 0,2 \text{ ЭВ}$	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-4}$
	$E < IO \text{ кЭВ}$	0,144	0,185	0,192	0,190	0,190	0,184	1,20
$0^\circ$	I-IO кЭВ	0,138	0,194	0,207	0,207	0,206	0,198	1,19
	0,2ЭВ-IkЭВ	0,019	0,023	0,027	0,035	0,041	0,043	0,22
	$E < 0,2 \text{ ЭВ}$	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-4}$
	$E < IO \text{ кЭВ}$	0,157	0,217	0,234	0,242	0,247	0,241	1,41

Таблица 7

$\Delta E_0 = 0,2 \text{ эВ} - \text{I кэВ}$

$\theta_0$	$\Delta E$	$\theta=85^\circ$	$75^\circ$	$60^\circ$	$45^\circ$	$0^\circ$	$S$
$85^\circ$	0,2 эВ - I кэВ	0,093	0,075	0,048	0,043	0,034	0,428
	$E < 0,2 \text{ эВ}$	0,0005	0,0004	0,0003	0,0003	0,0003	0,0026
	$E < \text{I кэВ}$	0,093	0,075	0,048	0,043	0,034	0,431
$75^\circ$	0,2эВ - I кэВ	0,107	0,088	0,079	0,067	0,058	0,591
	$E < 0,2 \text{ эВ}$	0,0006	0,0006	0,0006	0,0006	0,0006	0,0044
	$E < \text{I кэВ}$	0,108	0,089	0,080	0,068	0,059	0,595
$60^\circ$	0,2 эВ - I кэВ	0,139	0,132	0,123	0,116	0,107	0,789
	$E < 0,2 \text{ эВ}$	0,0009	0,0010	0,0010	0,0010	0,0010	0,0064
	$E < \text{I кэВ}$	0,140	0,133	0,124	0,117	0,108	0,795
$45^\circ$	0,2 эВ - I кэВ	0,184	0,180	0,177	0,173	0,164	1,01
	$E < 0,2 \text{ эВ}$	0,0014	0,0015	0,0016	0,0017	0,0018	0,0092
	$E < \text{I кэВ}$	0,185	0,182	0,179	0,175	0,166	1,02
$0^\circ$	0,2 эВ - I кэВ	0,202	0,218	0,222	0,225	0,220	1,26
	$E < 0,2 \text{ эВ}$	0,0015	0,0017	0,0019	0,0020	0,0021	0,012
	$E < \text{I кэВ}$	0,204	0,220	0,224	0,227	0,222	1,27

Таблица 8

Тепловые нейтроны

$\theta_0 \backslash \theta$	$85^\circ$	$75^\circ$	$60^\circ$	$45^\circ$	$0^\circ$	$S$
$85^\circ$	0,068	0,056	0,033	0,028	0,021	0,25
$75^\circ$	0,079	0,060	0,050	0,039	0,032	0,31
$60^\circ$	0,090	0,082	0,067	0,062	0,051	0,43
$45^\circ$	0,098	0,092	0,084	0,075	0,066	0,52
$0^\circ$	0,105	0,104	0,098	0,092	0,084	0,61

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] R. E. Maerker, F. J. Muckenthaler  
Nucl. sci. eng. 27, 423, (1967)
- [2] R. E. Maerker, F. J. Muckenthaler  
Nucl. sci. eng. 29, 444, (1967)
- [3] Т.А.Гермогенова, А.П.Суворов, В.А.Уткин. В сб. "Вопросы физики защиты реакторов" Атомиздат, вып. 2, 1966, стр.22.
- [4] Т.А.Гермогенова, В.И.Журавлев, М.Г.Кобозев, А.П.Суворов, В.А.Уткин. В сб. "Вопросы физики защиты реакторов" Атомиздат, вып. 4, 1969, стр. 5
- [5] И.В.Горячев, В.И.Кухтевич, В.П.Поливанский, А.П.Суворов, Л.А.Трыков. В сб. "Вопросы физики защиты реакторов" Атомиздат, вып. 3, 1968, стр. 97.
- [6] Л.П.Абагян, Н.О.Базазянц, И.И.Бондаренко, М.Н.Николаев "Групповые константы для расчета ядерных реакторов", Атомиздат, 1964.
- [7] D. R. Dory. Nucl. sci. eng. 27, 478, (1967).

ПРОХОЖДЕНИЕ НЕЙТРОНОВ РЕАКТОРА ЧЕРЕЗ РАЗНЕСЕННУЮ  
ЗАЩИТУ

Бозин Г.М., Дегтярев С.Ф., Кухтевич В.И., Цыпин С.Г.,  
Староверов В.Б., Тихонов В.К.

Характерной особенностью неполных защит от ядерных излучений является то, что они ослабляют только ту часть излучения, которая лежит в некотором определенном телесном угле. В связи с этим представляется возможным применение таких защит, которые ослабляли бы излучение источника не только за счет поглощения, но и за счет выведения рассеянной части излучения в незащищаемое пространство. Такая защита впервые была рассмотрена в работе [1]. Увеличение вероятности вылета рассеянного излучения за пределы защищаемой части пространства может быть достигнуто путем деления защиты на части и разнесения этих частей на некоторое расстояние друг от друга, путем профилирования этих частей, а также за счет применения хороших рассеивателей.

Поток (мощность дозы) от моноэнергетического источника нейтронов за защитой толщиной  $L$  на расстоянии  $R$  от защиты можно выразить следующим образом: [2]

$$\Phi(R, L, E_0) = \Phi_0 G(R, L) B(E_0, t, R, L) e^{-\Sigma_t(E_0)t}, \quad (1)$$

где

- $L$  - расстояние между источником и защитой;
- $G(R, L)$  - геометрический фактор ослабления;
- $\Phi_0$  - поток нейтронов, падающих на защиту;
- $B(E_0, t, R, L)$  - фактор накопления (потока, мощности дозы) рассеянного излучения на расстоянии  $R$  от защиты;
- $\Sigma_t(E_0)$  - полное макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов энергии  $E_0$  с материалом защиты.

Величина фактора накопления в выражении (1) для больших толщин защиты ( $\Sigma_t t > 10$ ) равна нескольким десяткам единиц. Отсюда видно, что полный поток за защитой может быть существенно уменьшен за счет вывода рассеянной части излучения за пределы защищаемого пространства. Однако, возможен и обратный эффект: увеличение потока излучения за защитой при её раздвижении из-за большего вклада рассеянного излучения из части защиты, приближенной к защищаемому пространству. Поэтому представляет интерес исследовать это явление.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального и расчетного исследования потока быстрых нейтронов с энергией  $E > 1,0$  Мэв за

защитой при разнесении защиты. Защита состояла из трех одинаковых цилиндров радиусом 70 см и толщиной 15 см каждый. Материалом защиты служил гидрид лития плотностью  $0,50 \text{ г/см}^3$ . Все геометрические параметры, характеризующие взаимное расположение источника, защиты и детектора, приведены на рис. 1.

Поток нейтронов регистрировался сцинтилляционным счетчиком быстрых нейтронов с таблеткой из плексигласа с  $ZnS(Ag)$  (диаметр 8 см, толщина 0,7 см). Зависимость чувствительности детектора от энергии приведена в работе [3]. Эффективный энергетический порог детектора определялся способом, описанным в работе [4]. При этом использовались спектры нейтронов, которые формируются водородосодержащими средами при падающих спектрах, близких к спектру нейтронов деления. Проведенные оценки показали, что эффективный энергетический порог регистрации счетчика  $ZnS(Ag)$  для гидроксида лития близок к 1 Мэв.

Непосредственно в эксперименте измерялся поток быстрых нейтронов за защитой на различных расстояниях от неё при двух положениях защиты (рис. 1): первое положение - все три цилиндра стоят вплотную друг к другу; второе положение - последний цилиндр отодвинут от первых двух на 70 см. Энергетический спектр нейтронов источника приведен в работе [3]. Результаты эксперимента и расчета приведены на рис. 2. По оси абсцисс отложено расстояние от поверхности защиты (при первом положении защиты), по оси ординат - отношение потока быстрых нейтронов при первом положении защиты к потоку в той же точке пространства при втором положении защиты. Экспериментальные результаты нанесены точками; расчетные данные приведены в виде сплошной кривой.

Расчет потока нейтронов за разнесенной защитой производился так же, как в случае сплошной [3]. Основная трудность заключается в определении величины фактора накопления разнесенной защиты  $B_{раз}$  на её поверхности. Расчет  $B_{раз}$  проводился по аналогии с расчетом фактора накопления для сплошной защиты. Пусть имеется сплошная защита толщиной  $t = t_1 + t_2$ . Представим зависимость фактора накопления от толщины в следующем виде:

$$B(t_1 + t_2) = f(B(t_1), B(t_2)) \quad (2)$$

Теперь сделаем предположение, что в случае разнесенной защиты на части  $t_1$  и  $t_2$  (см. рис. 1) вид функции  $f$  не меняется, если вместо  $B(t_1)$  туда подставить  $B^*(t_1, R)$  - фактор накопления передней части защиты с толщиной  $t_1$ , на расстоянии  $R$  от неё в месте расположения отодвинутой части [2]. Так как  $B^*(t_1, R) < B(t_1)$ , то сделанное выше предположение эквивалентно с точки зрения величины фактора накопления замене разнесенной защиты на сплошную, но с меньшей толщиной  $t^*$  части  $t_1$  ( $t^* < t_1$ ).

Толщину  $t^*$  можно найти из уравнения

$$B^*(t_1, R) = B(t^*) \quad (3)$$

Тогда фактор накопления разнесенной защиты можно определить следующим образом:

$$B_{\text{раз.}} = B(t^* + t_2) \quad (4)$$

или

$$B_{\text{раз.}} = f(B(t^*), B(t_2)) \quad (4a)$$

При практических расчетах выбор выражений (4) или (4a) определяется соображениями удобства.

В ряде случаев  $f(B(t_1), B(t_2))$  имеет довольно простой вид [5]. Так, например, для гидрида лития в некоторой области толщины  $B(t) = Ae^{-\alpha t}$ , где  $A$  и  $\alpha$  не зависящие от толщины коэффициенты. В этом случае:

$$B(t_1 + t_2) = f(B(t_1), B(t_2)) = \frac{B(t_1)B(t_2)}{A} \quad (5)$$

И, следовательно,

$$B_{\text{раз.}} = \frac{B^*(t_1, R) B(t_2)}{A} \quad (6)$$

Если с помощью выражения (5) выразить  $A$  в выражении (6) через  $B(t_1 + t_2)$ ,  $B(t_1)$  и  $B(t_2)$ , то окончательно для фактора накопления разнесенной защиты получим следующее выражение:

$$B_{\text{раз.}} = B(t_1 + t_2) \frac{B^*(t_1, R)}{B(t_1)} \quad (7)$$

Выражение (7) имеет довольно простой физический смысл. Действительно, из (5) следует, что величина  $B(t_1 + t_2)$  прямо пропорциональна величине фактора накопления  $B(t_1)$  перед слоем  $t_2$ . Раздвижение защиты приводит к уменьшению этой величины за счет выведения части рассеянного излучения в незащищаемое пространство до величины  $B^*(t_1, R)$ . Относительное же изменение фактора накопления разнесенной защиты по сравнению с неразнесенной будет равно относительному изменению фактора накопления перед слоем  $t_2$ :

$$\frac{B_{\text{раз.}}}{B(t_1 + t_2)} = \frac{B^*(t_1, R)}{B(t_1)} \quad (7a)$$

В нашем случае для расчета фактора накопления разнесенной защиты использовалось выражение (4). Величина отношения фактора накопления разнесенной защиты к фактору накопления неразнесенной защиты была получена равной 0,51, в то время как соответствующая экспериментальная величина составляла 0,53. Такое хорошее согласие с экспериментом объясняется, по-видимому, не очень сильной зависимостью фактора накопления в гидриде лития в некоторой области толщин от углового распределения и спектра нейтронов источника. (Напомним, что речь идет о быстрых нейтронах с энергией  $E \geq 1$  Мэв). Точность расчета будет тем выше, чем меньше расстояние между раздвинутыми частями защиты. Однако, принимая во внимание тот факт, что на больших расстояниях от защиты  $(\frac{R_0}{R})^2 \ll 1$ , где  $R_0$  - радиус защиты) поток (доза) нейтронов целиком определяется нерассеянной частью излучения, которая не меняется при раздвижении защиты, и учитывая, что в нашем случае для  $(\frac{R_0}{R})^2 = 0,16$  расхождение экспериментальных и расчетных результатов лежит в пределах 4%, можно утверждать, что точность предложенной расчетной модели будет достаточно высока для любых  $\frac{R_0}{R}$ .

Раздвижение теневой защиты в нашем случае хотя и уменьшило фактор накопления, привело к увеличению потока за раздвинутой защитой по сравнению с потоком в тех же точках пространства при сплошной защите (рис. 2). (Расстояние  $R$  отсчитывается от внешней поверхности сплошной защиты, причем  $70 \leq R \leq \infty$ ).

Увеличение потока нейтронов при раздвижении защиты, обусловленное тем, что вывод части рассеянного излучения в пространство не компенсирует увеличение потока при приближении защиты к детектору, объясняется большим расстоянием между источником и защитой, когда пучок, падающий на защиту, почти плоский мононаправленный. Расчетные исследования, приведенные в этом направлении, позволяют надеяться, что в случаях, когда источник расположен не очень далеко от защиты, раздвижение защиты может дать положительный эффект.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. C. Klehr and K. Held. "Nuclear Shielding For Space Environment - The Scattering Shield". TRG, Incorporated Syosset, New York.
2. Ю.А. Казанский, В.И. Кухтевич, С.Г. Цыпин. Зависимость фактора накопления излучения от взаимного расположения источник-защита-детектор. Бюллетень информационного центра по ядерным данным (выпуск второй). Атомиздат 1965.
3. С.Ф. Дегтярев, В.И. Кухтевич, В.К. Тихонов, С.Г. Цыпин. Зависимость фактора накопления быстрых нейтронов от взаимного расположения защиты и детектора. Атомная энергия, т. 21, в.5, стр. 395, 1966.
4. Б.И. Синицын, С.Г. Цыпин. Вопросы физики защиты реакторов. Под редакцией Д.Л. Бродера и др. Атомиздат, 1963, стр. 75.
5. Г.М. Бозин и др. А.Э., 21, 395, (1966).

ИСПРАВЛЕНИЯ И ДОПОЛНЕНИЯ

Взамен помещенной на стр.386 4-ого выпуска "Бюллетеня ИЦАД" таблицы "Сечения поглощения, усредненные по спектру Максвелла и фактор отклонения сечений поглощения  $U^{233}$  от закона  $1/\nu$ " авторы Е.И.Бирзгал и П.П.Благоволин рекомендуют пользоваться исправленной ниже публикуемой таблицей.

$\frac{E_c}{KT} \backslash T_{OK}$		$U^{233} \bar{\sigma}_a$							
		300	400	500	600	700	800	1000	1200
4	$\bar{\sigma}_a$	529	457	408	373	346	324	292	268
	$f_a$	1,047	1,047	1,044	1,044	1,041	1,047	1,057	1,064
5	$\bar{\sigma}_a$	515	445	398	364	337	317	285	263
	$f_a$	1,020	1,019	1,019	1,019	1,014	1,024	1,032	1,044
6	$\bar{\sigma}_a$	508	440	393	359	334	313	282	
	$f_a$	1,006	1,008	1,006	1,005	1,005	1,011	1,021	
7	$\bar{\sigma}_a$	505	437	391	357	332	311		
	$f_a$	1,000	1,001	1,001	1,000	0,999	1,005		
8	$\bar{\sigma}_a$	504	436	390	357	331			
	$f_a$	0,998	0,998	0,998	1,000	0,996			
9	$\bar{\sigma}_a$	504	436	390	356				
	$f_a$	0,998	0,998	0,998	0,997				

Б Ю Л Л Е Т Е Н Ъ  
ИНФОРМАЦИОННОГО ЦЕНТРА ПО ЯДЕРНЫМ ДАННЫМ

( Выпуск пятый )

Ответственный за выпуск редактор Д.А.Кардашев  
Переплет художника В.И.Шадинова  
Технический редактор Л.И.Милькова  
Корректор Н.П.Герасимова

---

Заказ 312. Тираж 350 экземпляров. Объем 22 усл.п.л.  
Цена 8 руб. 25 коп. Декабрь 1968 г.  
Отпечатано на роталпринте ФЭИ.

---