

ИНДЕ(сер)-6

ИНДЕЗТБ

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 | II4 |
| В.И.Попов, В.И.Трыкова, В.М.Случевская. Метод интерполяции, оценки и компактного представления данных по неупругому рассеянию нейтронов | II6 |
| В.И.Попов, В.М.Случевская, В.И.Трыкова. Алгол-программ для расчета поправок в экспериментальные дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов методом Монте-Карло | I29 |
| Н.О.Безазяц, В.И.Попов. Упругое рассеяние нейтронов | I37 |

ЧАСТЬ ВТОРАЯ

РЕАКТОРНЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

| | |
|---|-----|
| П.Э.Немировский. Эффективные резонансные интегралы некоторых изотопов трансуреновых элементов | I59 |
| О.В.Шведов, В.Ф.Белкин, В.Н.Попков. Эффективные резонансные интегралы втулочных теплоделяющих элементов, содержащих замедлитель во внутренней полости | I76 |
| В.А.Наумов, А.П.Семашко. Аналитическая модель эффективных сечений ядерных реакций на тепловых нейтронах | I81 |

| | |
|--|-----|
| С.М.Захарова. 80-ти и 2I-групповые сечения поглощения нейтронов и изотопами гадолиния \sqrt{p}^{237} | 189 |
| Л.П.Абабян, 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 \sqrt{v}^{233} от закона $1/v$ (таблица). | 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^{*})

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

^{*}) 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 4π -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 ± 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 ± 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 P 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.

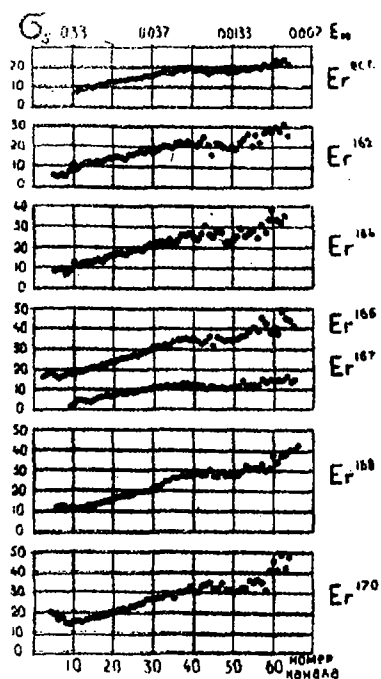


Рис. 1. Зависимость полного сечения рассеяния нейтронов от энергии на окисях изотопов эрбия (Er_2O_3). На оси абсцисс отложено время пролета в каналах (нижняя шкала) и энергия нейтронов (верхняя шкала) в электронвольтах. Приведены результаты эксперимента без внесения поправок. Поправки существенны для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

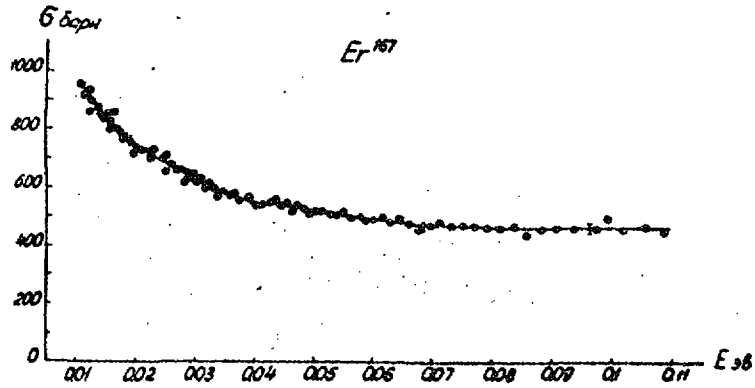


Рис. 2. Энергетическая зависимость полного сечения $Er-167$.
Магнитное рассеяние не вычтено.

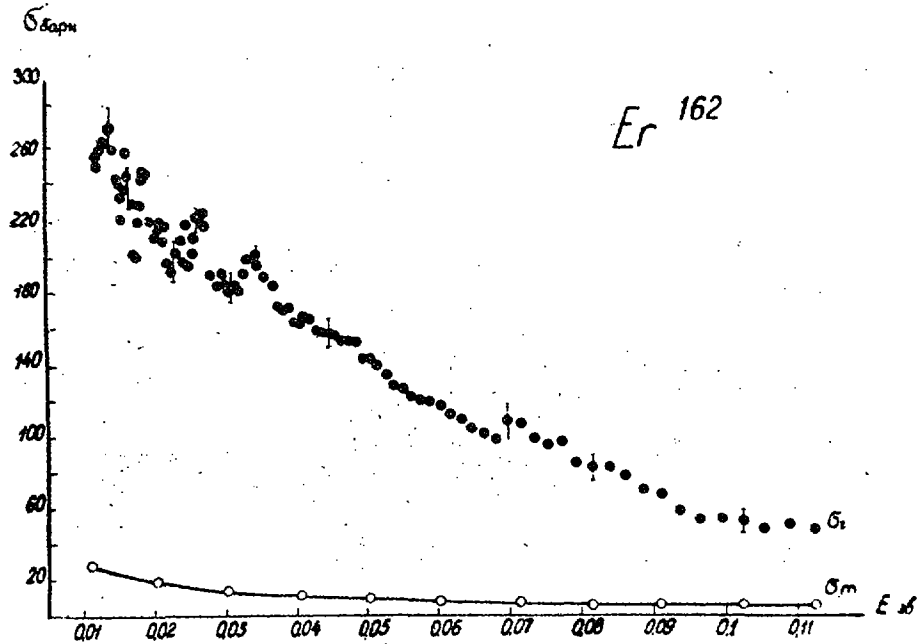


Рис. 3. Энергетическая зависимость полного нейтронного сечения эрбия-162. Магнитное рассеяние вычтено.

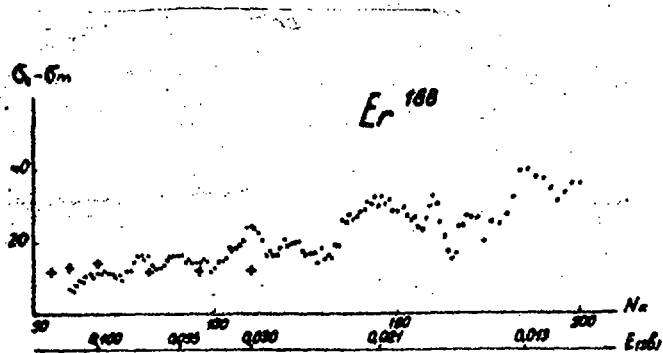


Рис. 4. Энергетическая зависимость нейтронного сечения эрбия-168. Магнитное рассеяние вычтено. Кружками показано сечение рассеяния по данным рис. 1. Сечение активации и сечение захвата отличаются мало.

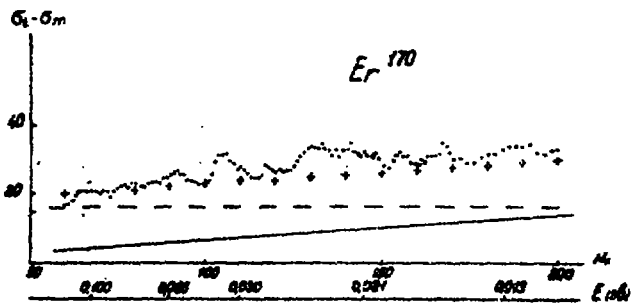


Рис. 5. Сечение $Er-170$. Магнитное рассеяние вычтено. Имеется неплохое согласие между величиной полного сечения и суммой сечения рассеяния и сечения активации в предположении, что оно следует закону $\sigma \sim E^{-1}$. Сечение захвата мало отличается от сечения активации.

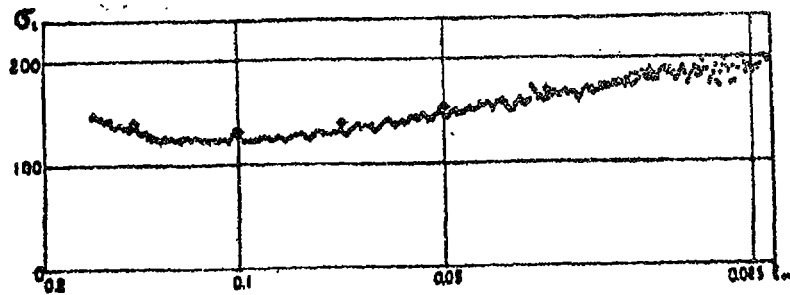


Рис. 6. Энергетическая зависимость полного нейтронного сечения природного урбня. Разрешение - 0,9 мксек/м. Крестиками показаны точки, полученные суммированием нейтронных сечений отдельных изотопов. Магнитное рассеяние не вычтено. После вычитания магнитного рассеяния полученные величины хорошо согласуются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

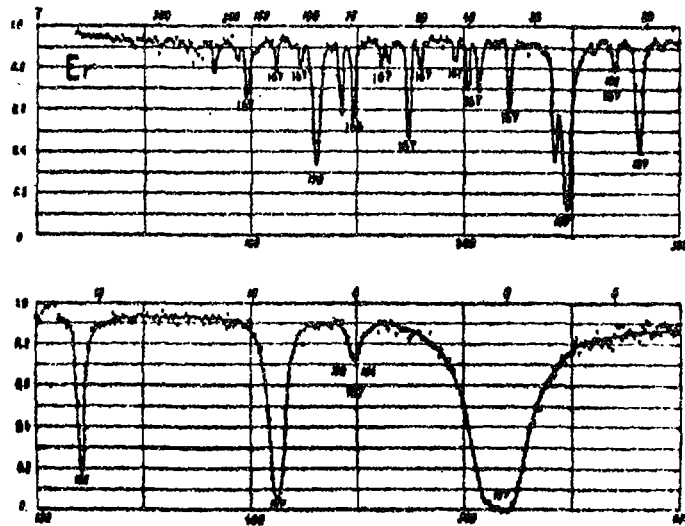


Рис. 7. Пропускание образца окиси эрбия в зависимости от времени пролета. Разрешение 0,05 мксек/м. Цифрами на рисунке обозначена изотопная принадлежность уровней. Энергия уровней в таблице приведена по данным измерений с разрешением 0,028 мксек/м, за исключением эрбия-162 и 164, для которых разрешение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

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 ± 2 | $\sigma_{\text{резон}}/\sigma_{\gamma} = 0,33 \pm 0,8$ /19/ для $T_{1/2} = 2,5$ сек | 45 ± 9 6 | Вклад уровней с положительной энергией $\sim 1,6$ барн. |
| I67 | 643 ± 30 | | 620 ± 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 ± 17 7 166 ± 16 5 160 ± 8 26 | |

Природный эрбий - $I67 \pm 7$

Таблица II

| Изотоп | Сечения рассеяния $\bar{\sigma}_s$ и σ_m | | | | | | Природный эрбий |
|--|---|--------------|--------------|---------------|--|--------------|-----------------|
| | I62 | I64 | I66 | I67 | I68 | I70 | |
| Сечение ядерного рассеяния в барнах | $6,9 \pm 1$ | $11,4 \pm 1$ | $17,1 \pm 1$ | $3,2 \pm 0,5$ | $11,5 \pm 1$ | $15,7 \pm 1$ | 9,8 |
| Сечение*) магнитного рассеяния σ_m в барнах при $E_n = 0,0253$ эв | 16 | | | | Сечение магнитного рассеяния σ_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: $\sigma_m = 8 \pi \lambda^2 \int_{x_{\text{пред}}} x f(x) dx$ где $f(x)$ - формфактор, $x = \frac{\sin \theta}{\lambda}$, $x_{\text{пред}} = \left(\frac{\sin \theta}{\lambda} \right)_{\text{пред}} = \frac{1}{\lambda}$. Возможна обратная задача.

РЕЗОНАНСНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ИЗОТОПОВ ЭРБИЯ

| Данные авторов I) | | Литературные данные | | Данные авторов | | Литературные данные | |
|-----------------------|--|----------------------------|--|-----------------------|--|-----------------------|--|
| Энергия E_0 в эв | Γ_n° или $2g\Gamma_n^\circ$ в мэв | Энергия E_0 в эв | Γ_n° или $2g\Gamma_n^\circ$ в мэв | Энергия E_0 в эв | Γ_n° или $2g\Gamma_n^\circ$ в мэв | Энергия E_0 в эв | Γ_n° или $2g\Gamma_n^\circ$ в мэв |
| I | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
| <u>Эрбий I62</u> | | | | | | | |
| 5,44±0,09 | 0_{γ} I62 | 5,48±0,08 ²⁾ | 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 ³⁾ ±0,002 | 0,460±0,10 | 33,0±0,2 | 0,7±0,3 | 33 ⁴⁾ | |
| 0,58 | - | 0,584 ³⁾ ±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 ^{3,4)} | 9,7±2,3 | 39,7±0,2 | 0,7±0,15 | | |
| 7,94±0,02 | - | 7,86 ⁴⁾ | 0,097±0,007 | 42,2±0,2 | - | | |
| 9,45±0,02 | 2,2±0,2 | 9,41±0,09 ^{3,4)} | 2,6±0,6 | - | - | | |
| 20,3±0,06 | 1,3±0,2 | 20,3 ⁴⁾ | | 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 ⁴⁾ | - | 53,3±0,3 | 4,8±0,4 | | |
| 26,2±0,1 | 28±5 | 26,2 ⁴⁾ | - | 59,7±0,4 | 1,3±0,25 | | |
| 27,5±0,1 | 1,1±0,4 | 27,3 ⁴⁾ | - | 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 ⁵⁾ | 0,01±0,07 | 66,0±0,4 | - | - | - |
| 29,2±0,2 | - | - | - | 69,5±0,4 | - | 69,5±1,3 ⁵⁾ | 0,048±0,02 |
| 30,6±0,2 | - | 30,4±0,4 ⁵⁾ | 0,016±0,008 | 79±0,5 | 5,9±0,7 | 79,4±1,6 ⁵⁾ | 5,0±0,4 |
| 34,9±0,2 | - | 35,0±0,5 ⁵⁾ | 0,026±0,009 | 106±1 | - | - | - |
| 43,8±0,2 | - | 45,1±0,7 ⁵⁾ | 0,008±0,004 | 130±1 | | | |
| 56,2±0,3 | - | 56,3±1 ⁵⁾ | 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 ^{*)} связи нейтрона в сос- тавном ядре в Мэв | Энергия ^{**)} пар- ного взаимодей- ствия в Мэв | Эффективное возбуждение Ц в Мэв | α ^{*)} | β ^{*)} | D в эв рассч. | 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 | - |

^{*)} Рассчитана по действительным массам из [20]

^{**)} Параметры из работы [22]

СЧЕЕНИЯ 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 β .

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 β 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 β и энергия первого возбужденного состояния ϵ_1), параметры модели и теоретические интегральные сечения σ_t , σ_{ne} и σ_{nn} 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 | β | МэВ | | | Барны | | | |
|------------------------|---------|--------------|-----|-------|-------|----------|-----------|--|
| | | ϵ_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 ^{x)} | 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 β 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 B., 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).

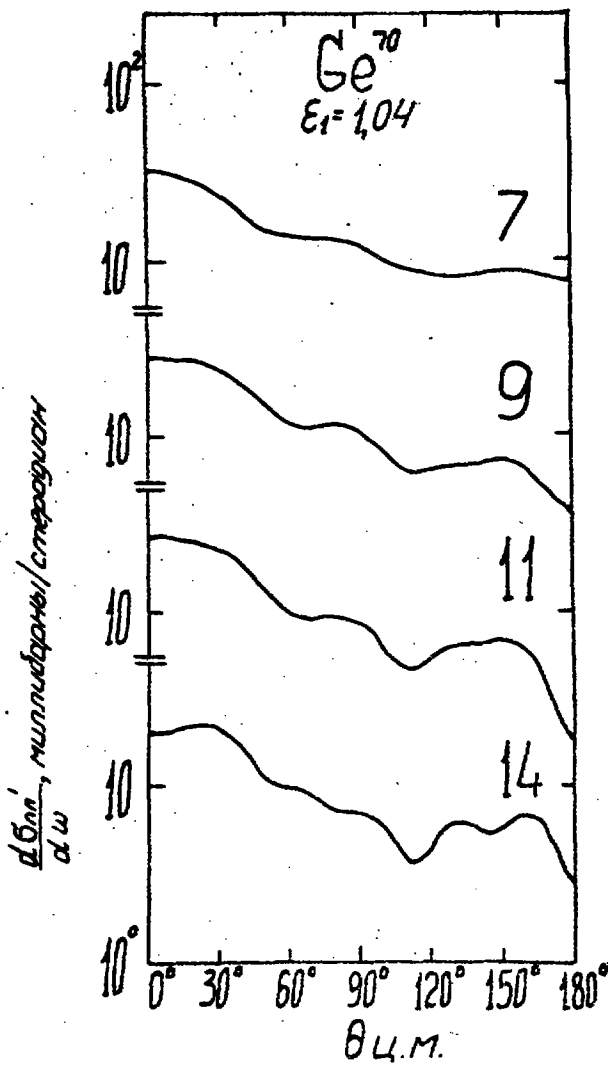


Рис. I

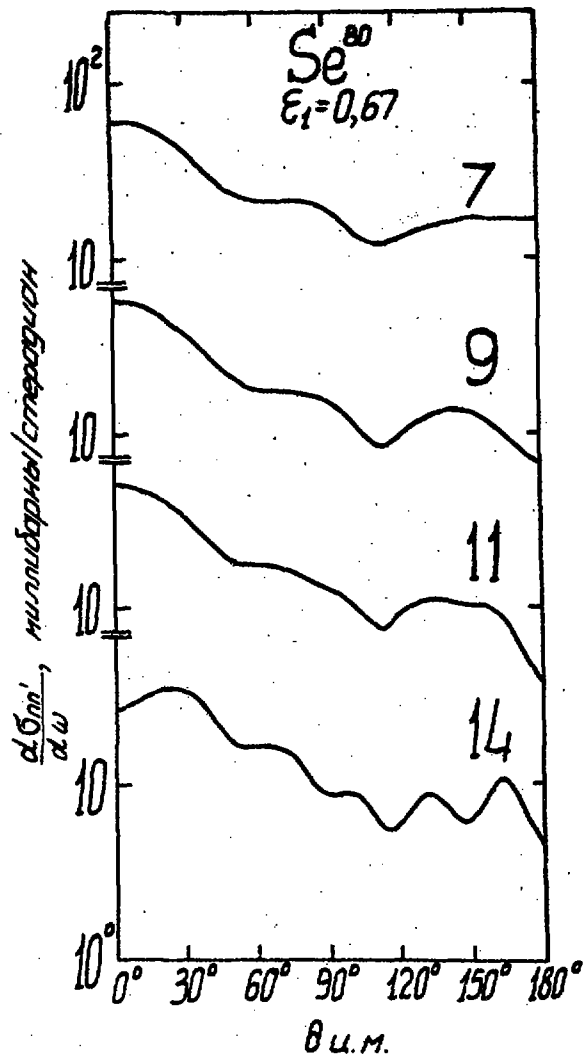
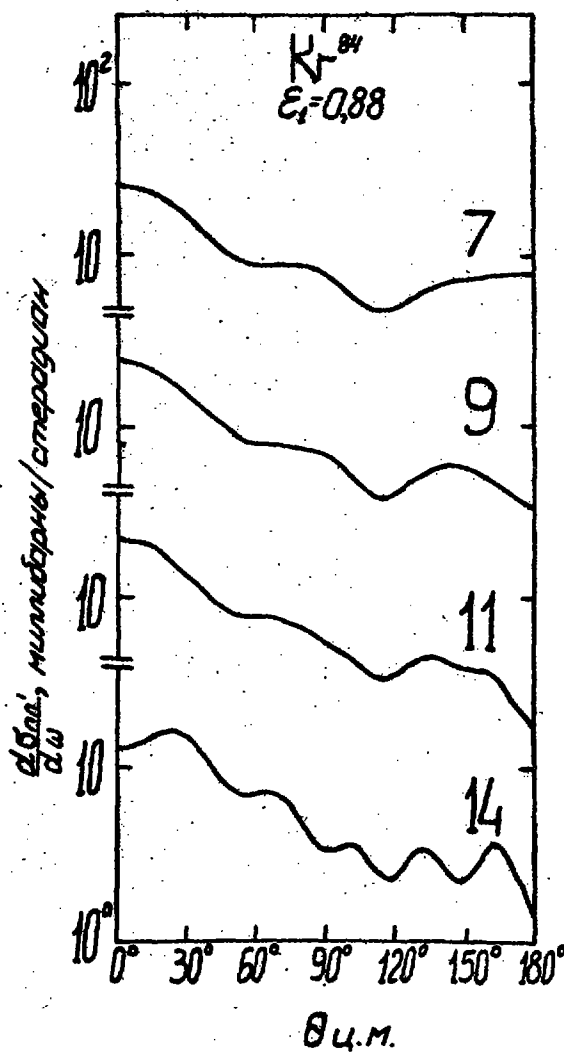


Рис. 2



Рис

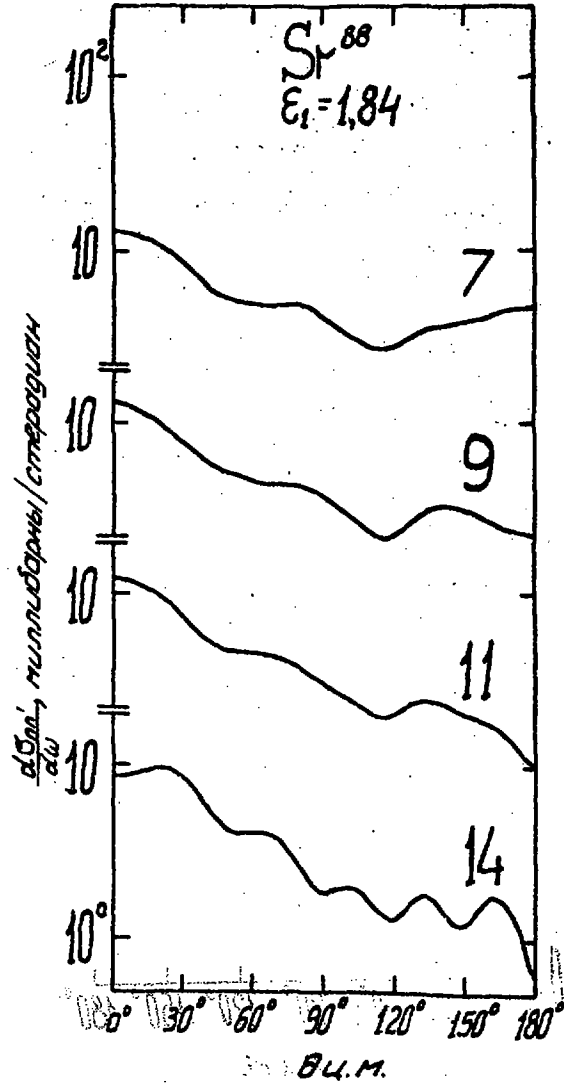


Рис. 4

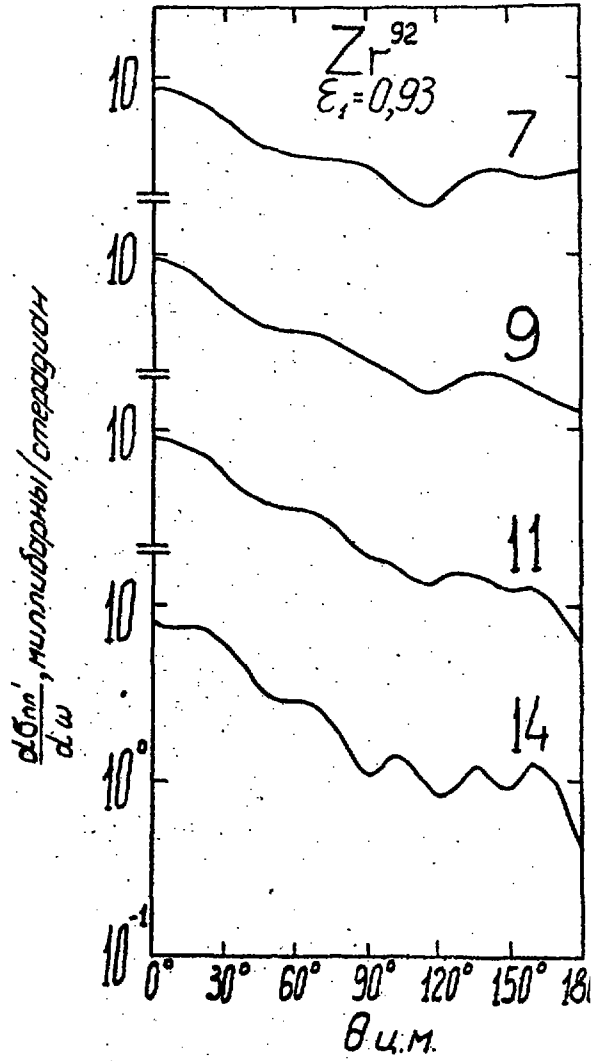


Рис.5

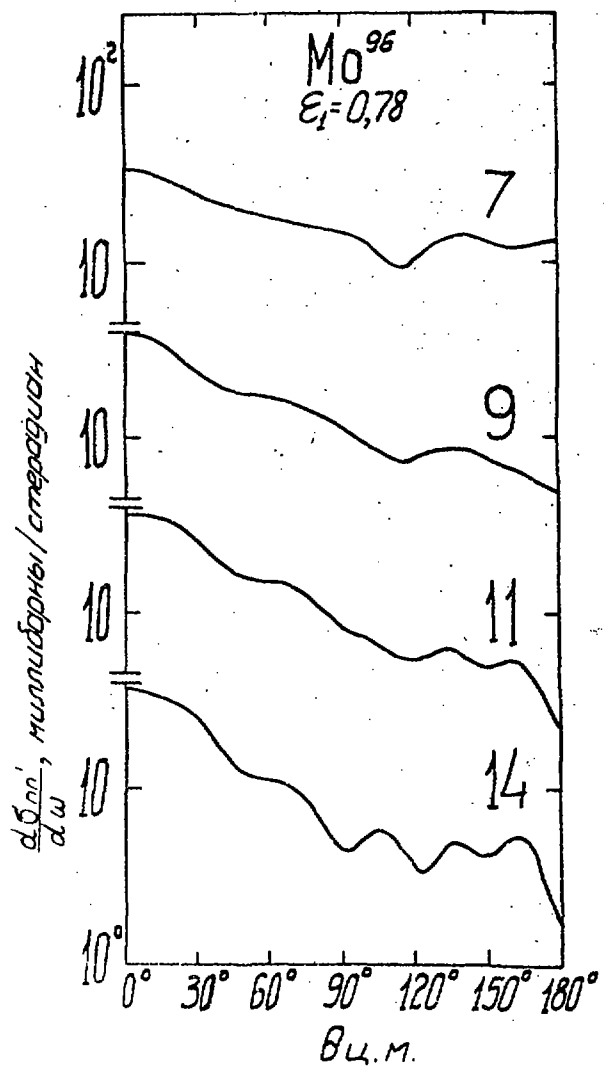


Рис.6

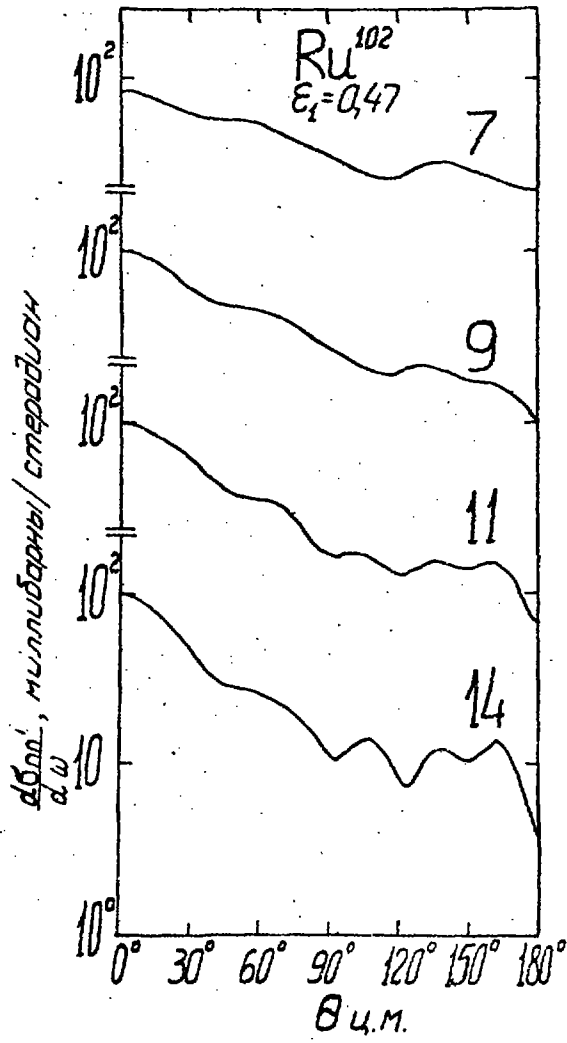


Рис.7

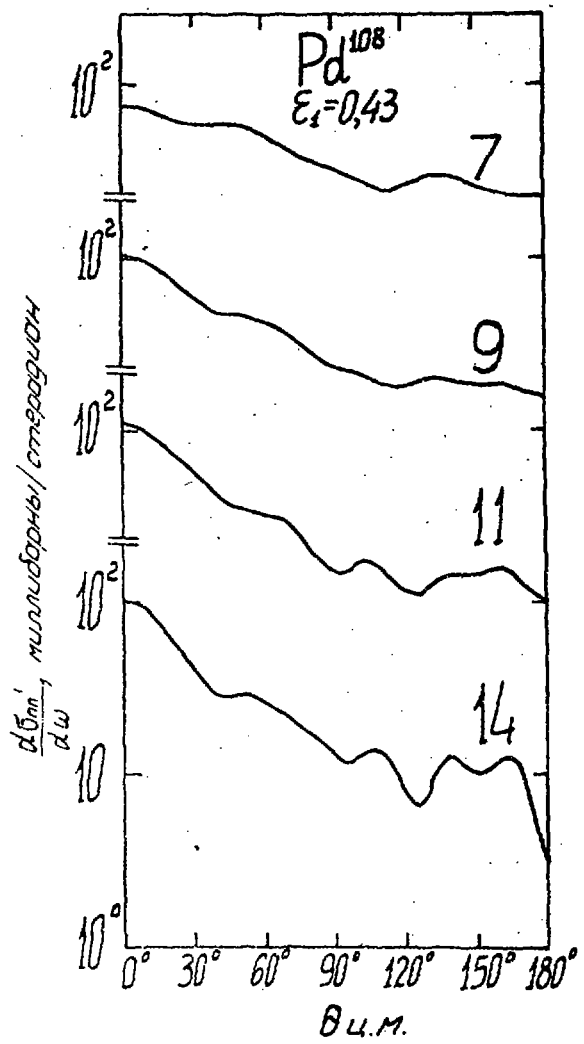


Рис. 8

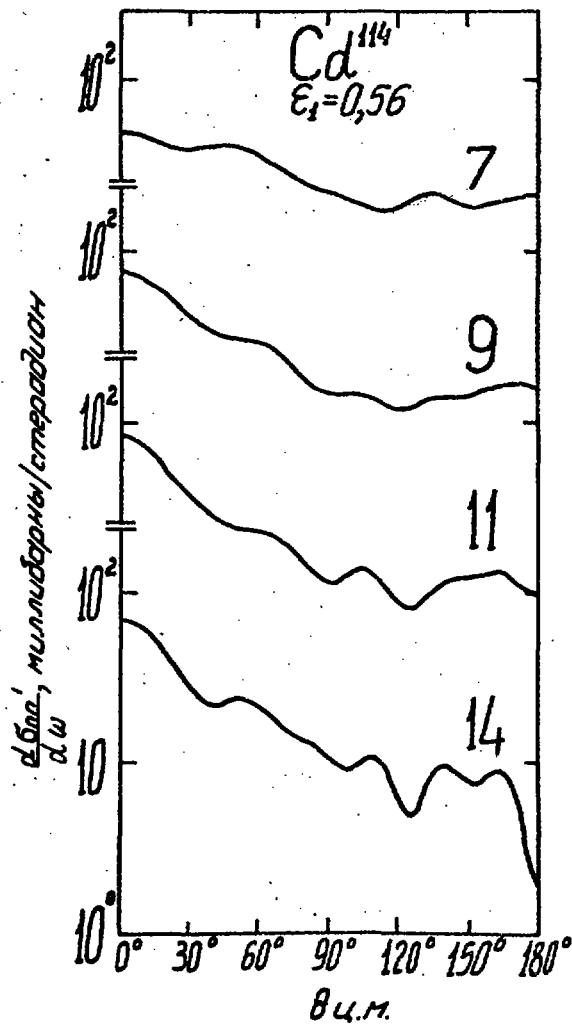


Рис.9

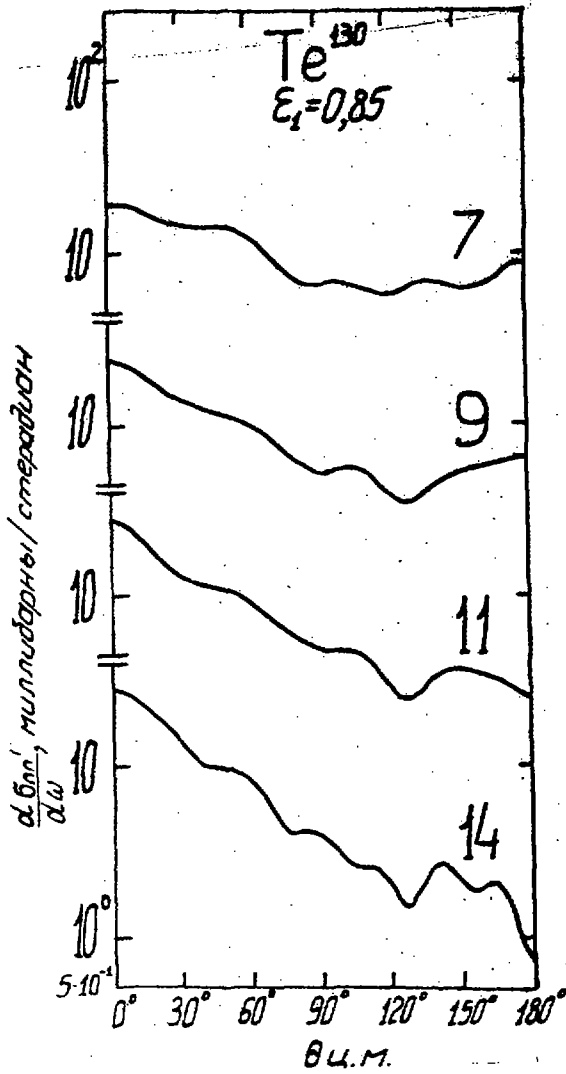


Рис. 10

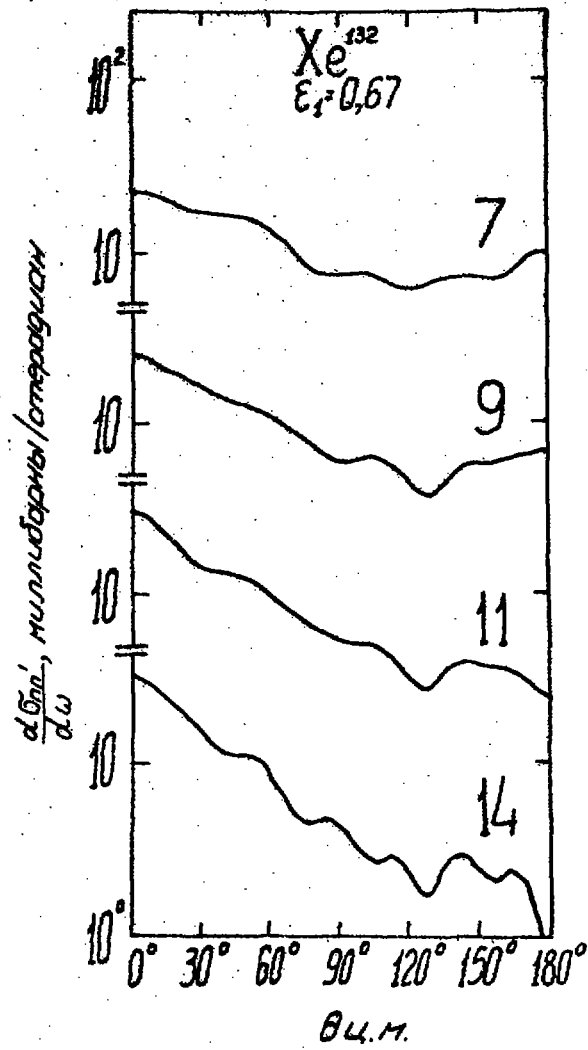


Рис. II

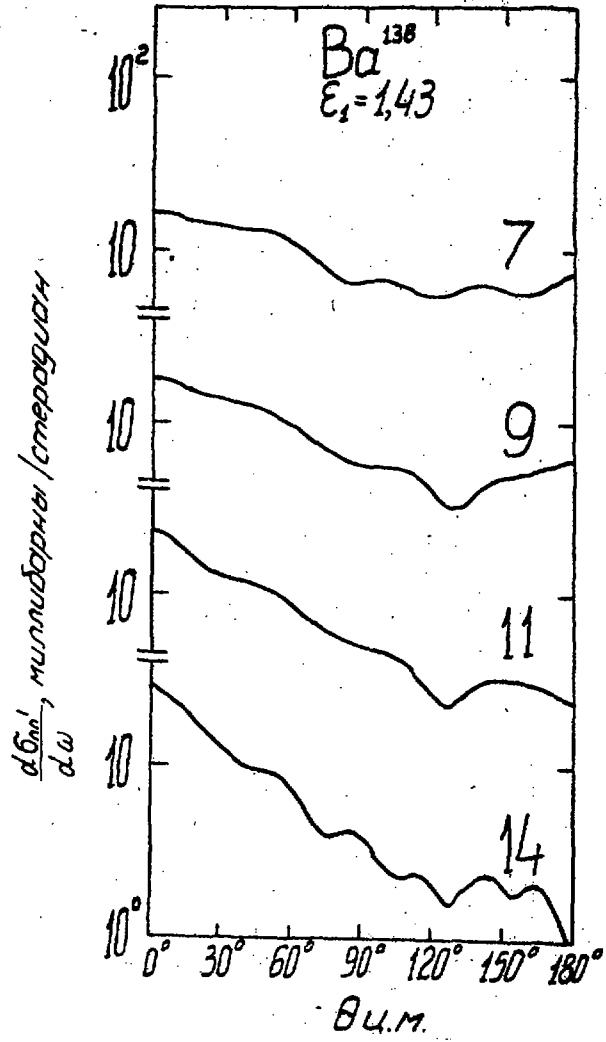


Рис. 12

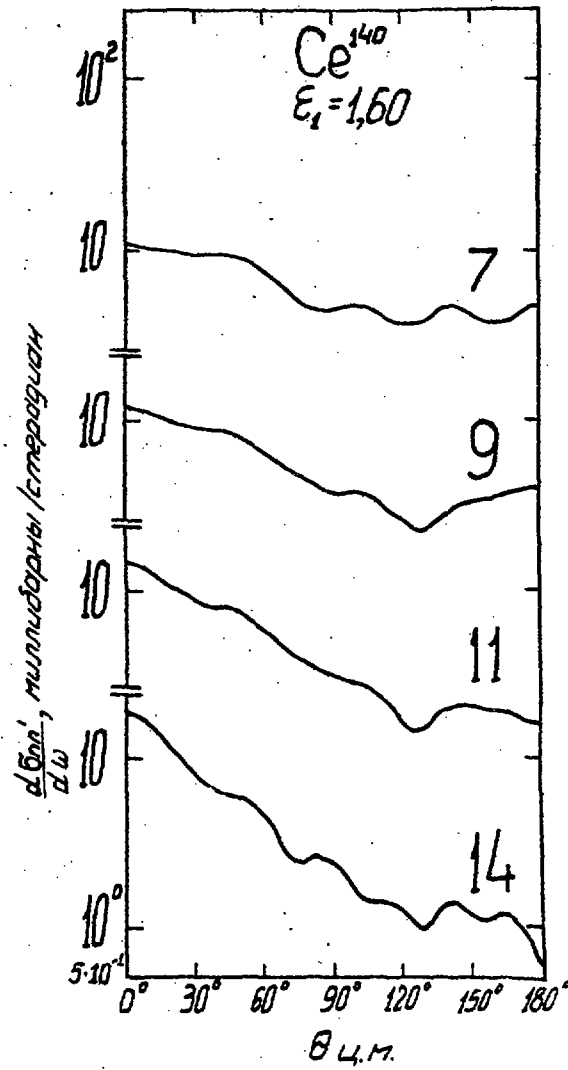


Рис.13

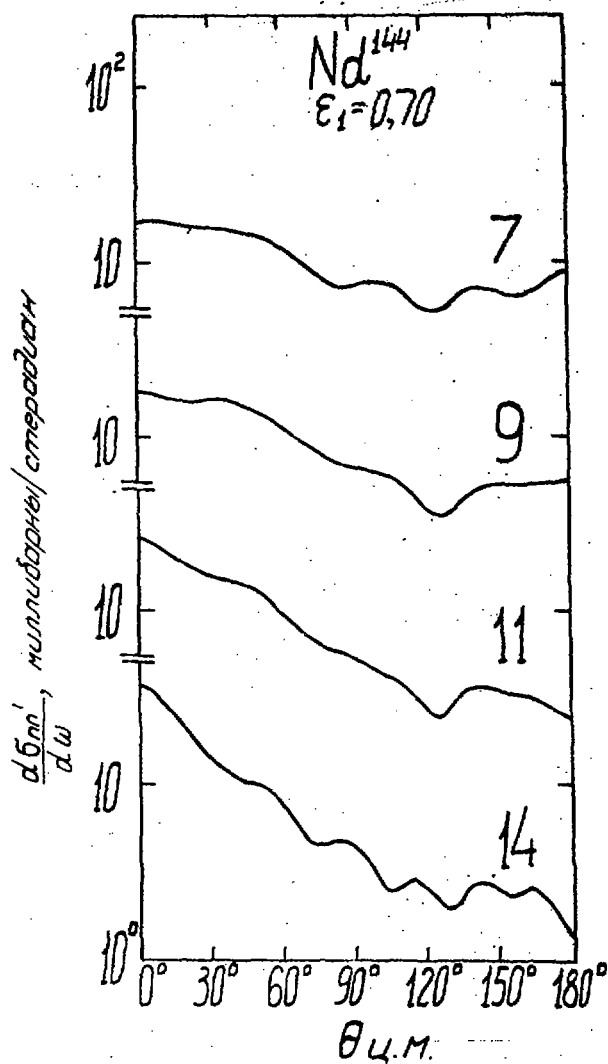


Рис.14

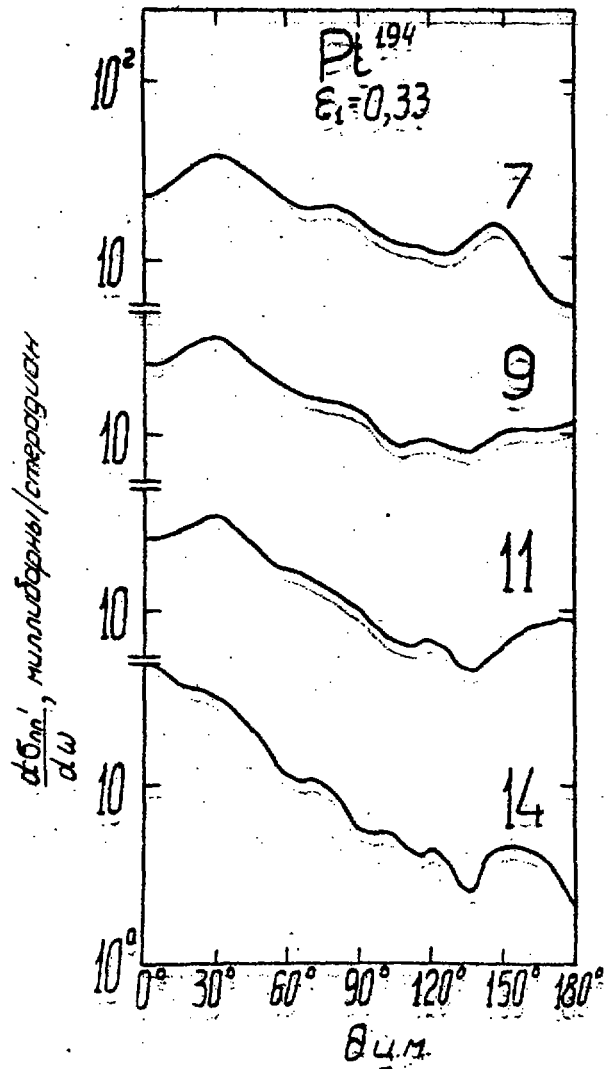


Рис. 15

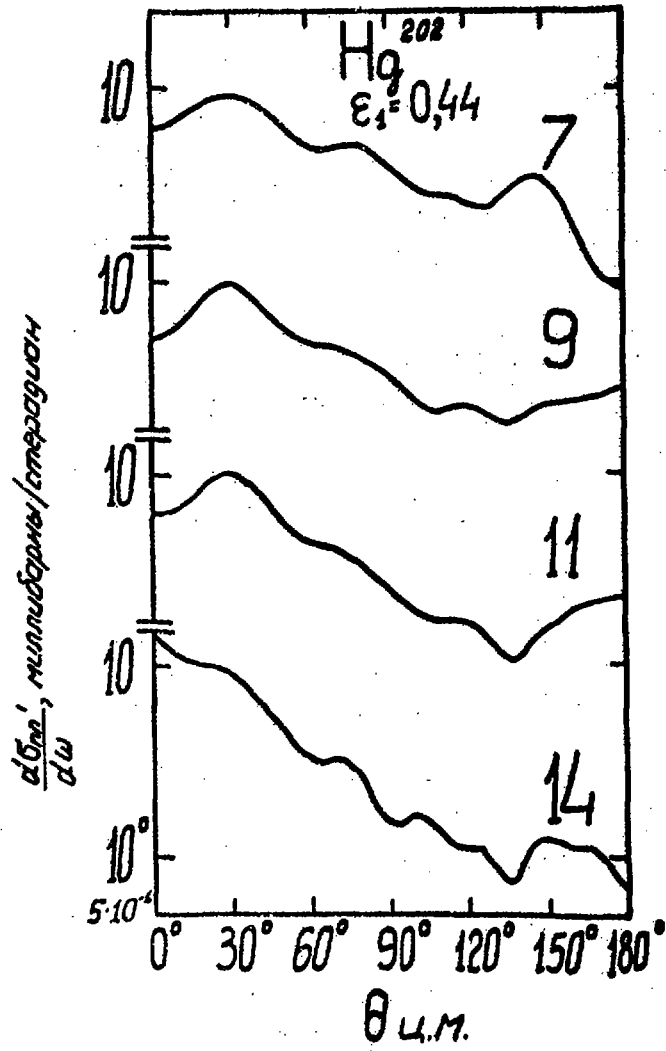


Рис. 16

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ

В.М.Случевская

В настоящий раздел включены экспериментальные результаты по измерению следующих величин: эффективные сечения неупругих взаимодействий σ_x , эффективные сечения неупругого рассеяния и возбуждения уровней при неупругом рассеянии - $\sigma_{n'}$, эффективные сечения испускания γ -лучей при неупругом рассеянии - σ_{γ} , угловые распределения неупруго рассеянных нейтронов - $\sigma_{n'}(\theta)$ и γ -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 γ -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)

| $E(\text{кэв})$ | σ_x | $E(\text{кэв})$ | σ_x | $E(\text{Мэв})$ | σ_x | $E(\text{Мэв})$ | σ_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] $E = 14 \text{ Li} (92,5\% \text{ Li}^7 + 7,5\% \text{ Li}^6)$ $\sigma_x = 0,83 \pm 0,9$

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

σ_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 $E = 14,6$ $\theta = 90^\circ$ $\text{Еур} = 0,477$
 $\sigma_n' (90^\circ) = 7,73 \pm 0,54$ мбарн/стерадиан.

Бериллий

I. [9]. Эффективные сечения неупругих взаимодействий

| E | σ_x | E | σ_x | E | σ_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 | σ_x | E | σ_x | E | σ_x | E | σ_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 γ -лучей (мбарн)

| E_γ | σ_γ | Предполагаемые ядра-излучатели | E_γ | σ_γ | Предполагаемые ядра-излучатели |
|------------|-----------------|--------------------------------|------------|-----------------|--------------------------------|
| 2,10 | 110 ± 40 | B'' , B^{10} | 4,45 | 126 ± 40 | B'' B^{10} |
| 2,95 | 33 ± 15 | B'' , B^{10} | 5,05 | 28 ± 10 | B'' B^{10} |
| 3,38 | 16 ± 8 | B^{10} , Be^{10} | 7,0 | 25 ± 15 | B'' B^{10} |
| 3,70 | 16 ± 8 | B^{10} | 8,5 | 5 ± 3 | B'' |
| 4,0 | 13 ± 8 | B^{10} | 9,20 | 5 ± 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

| φ_i° | $E_{ур} = 4,43$ | | $E_{ур} = 7,65$ | | $E_{ур} = 9,63$ | |
|-------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| | $\theta_{ц.н.}^\circ$ | $\sigma_{n'}(\theta)$ | $\theta_{ц.н.}^\circ$ | $\sigma_{n'}(\theta)$ | $\theta_{ц.н.}^\circ$ | $\sigma_{n'}(\theta)$ |
| 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 ± 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 $E_{ур} = 4,43$

| θ_i° | Асимметрия | | θ_i° | 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_γ | $\sigma_\gamma(90^\circ)$ | E_γ | $\sigma_\gamma(\text{мбарн})$ | Предполагаемые ядра-излучатели |
|------------|---------------------------|------------|-------------------------------|-----------------------------------|
| 7,03 | $4,8 \pm 1,6$ | | | |
| 6,7 | Слабая ин- сть | 2,24 | 70 ± 30 | N^{14} , B^{11} |
| 3,95 | присутствуют | 4,50 | 65 ± 20 | B^{11} , B^{10} |
| 2,31 | $4,7 \pm 0,9$ | 5,20 | 70 ± 20 | N^{14} |
| 1,63 | $2,2 \pm 0,7$ | 9,10 | 8 ± 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_γ | $\sigma_\gamma(90^\circ)$ | E_γ | $\sigma_\gamma(90^\circ)$ | E_γ | $\sigma_\gamma(\text{мбарн})$ | 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 ± 25 | C^{13} |
| 7,2 | $5,0 \pm 1,0$ | 1,48 | $0,4 \pm 0,1$ | 3,85 | 85 ± 30 | C^{13} |
| 6,92 | $3,8 \pm 0,9$ | 0,98 | $0,5 \pm 0,1$ | 6,10 | 142 ± 30 | O^{16} |
| 2,75 | $3,8 \pm 0,4$ | | | 7,0 | 38 ± 15 | O^{16} |
| | | | | 7,70 | 4 ± 2 | O^{16} |

Ф т о р

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

| E_γ | σ_γ (мбарн) | Предполагаемые ядра-излучатели | E_γ | σ_γ (мбарн) | Предполагаемые ядра-излучатели |
|------------|----------------------------|-----------------------------------|------------|----------------------------|-----------------------------------|
| 2,60 | 49 ± 25 | F^{19} | 5,26 | 22 ± 10 | F^{19} |
| 3,10 | 17 ± 8 | F^{18} | 6,10 | 25 ± 10 | N^{16} , F^{19} |
| 4,20 | 35 ± 25 | F^{19} | 7,70 | 4 ± 3 | - |

5. Эффективные сечения испускания γ -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_γ | $\sigma_\gamma(90^\circ)$ | E_γ | σ_γ (мбарн) |
|------------|---------------------------|------------|-------------------------|
| 1,72 | $4,3 \pm 1,4$ | 2,20 | 110 ± 40 |
| 2,21 | $10,8 \pm 1,1$ | 2,80 | 25 ± 15 |
| 2,74 | $2,0 \pm 0,7$ | 3,0 | 102 ± 30 |
| 3,0 | $7,9 \pm 1,6$ | 4,0 | 18 ± 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_γ | $\sigma_\gamma(90^\circ)$ | E_γ | $\sigma_\gamma(90^\circ)$ | E_γ | $\sigma_\gamma(90^\circ)$ |
|------------|---------------------------|------------|---------------------------|------------|---------------------------|
| 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 γ ВИБРАЦИОН. КОЭФ. СИСТЕМЫ КООРДИНАТ

| E | $\sigma_{n'}(мбарн)$ | Коэффициенты (мбарн/стерадиан) | | | | | |
|------|----------------------|--------------------------------|-------|-------|-------|---------------------|-----------|
| | | B_0 | B_1 | B_2 | B_3 | B_4 (и др.) B_5 | |
| 4,00 | 600 ± 19 | 47,8 | 17,2 | -6,4 | 4,1 | 6,1 | 89 |
| 4,25 | 625 ± 19 | 51,8 | 18,2 | 6,6 | 16,6 | 4,9 | 7,7 |
| 4,50 | 547 ± 22 | 43,5 | 13,6 | -6,3 | 4,9 | 7,0 | 11,7 |
| 4,71 | 1027 ± 35 | 81,7 | 10,7 | 24,5 | 16,2 | -8,2 | 12,8 |
| 4,99 | 794 ± 44 | 63,2 | 19,9 | 14,9 | 19,4 | 2,1 | 10,2 |
| 5,25 | 712 ± 30 | 56,7 | 13,1 | 02,8 | -26,2 | -1,0 | 008 -18,0 |
| 5,50 | 630 ± 20 | 50,1 | 20,4 | 10,3 | 8,5 | 10,4 | 018 5,1 |
| 5,75 | 563 ± 24 | 44,8 | 32,5 | 30,7 | 0,9 | -5,4 | 18 10,0 |
| | $8,7 \pm 0,3$ | | 07,2 | 01 | 008,2 | 01 | 008,2 |
| | $1,11 \pm 0,01$ | | 00,2 | 00 | 000,2 | 00 | 000,2 |

Ф о с ф о р

I. [38] P³¹ E = 5,95 E_{ур} = 1,27 G_{n'} = 133,5 ± 8,6 мбарн
 E_{ур} = 2,23 G_{n'} = 156,8 ± 10,2 мбарн

С е р а

I. [38] S³² E = 5,95 2. [30] S³² E = 14,7 θ = 90°

| E _{ур} | G _{n'} (мбарн) | E _γ | G _γ (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] Cl³⁵ E = 14,7 θ = 90°

| E _γ | G _γ (90°) | E _γ | G _γ (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] K³⁹ Эффективные сечения возбуждения уровней (мбарн) G_{n'}

| E | E _{ур} | K ⁴¹ | E _{ур} | K ³⁹ | | |
|------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-------|-------|
| | 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_{n'} (90°) = 0,592 ± 0,018

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

6 γ

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

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

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

Кальций

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

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

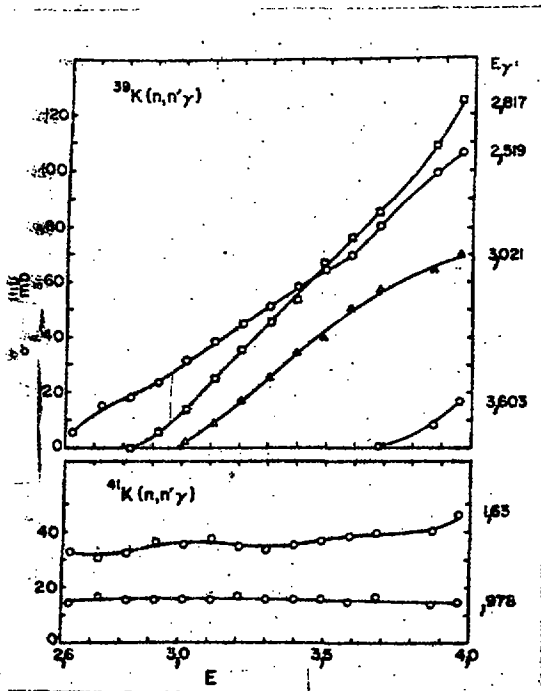


Рис. [16] Функции возбуждения реакции $(n, n'\gamma)$ в K^{39} и K^{41}

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_{γ} | $\sigma_{\gamma}(90^\circ)$ | E_{γ} | $\sigma_{\gamma}(90^\circ)$ | E_{γ} | $\sigma_{\gamma}(90^\circ)$ | E_{γ} | $\sigma_{\gamma}(90^\circ)$ |
| 0.89 | слаб. ин-сть | 0.16 | Присут- ствуют | 0.99 | 2.3 ± 0.8 | 1.56 | 4.7 ± 1.6 |
| 1.12 | | | | 1.31 | 17.2 ± 1.8 | | |
| 2.06 | | | | 1.42 | 51.9 ± 5.0 | | |

В а н а д и й

[21] ν^{51} Эффективные сечения испускания γ -лучей

$\sigma(n, n'\gamma)$ (мбэрн)

| E | E_γ | | | | | | |
|------|------------|--------|----------|--------|----------|----------|--------|
| | 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] ν^{51} Эффективные сечения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровней (мбэрн)

| E | $\sigma_{n'}$ | $E_{ур}, J^\pi$ | | | | |
|------|------------------------|-------------------------|-------------------------|--------------------------|-------------------------|--------------------------|
| | | 0,320, 5/2 ⁻ | 0,930, 3/2 ⁻ | 1,609, 11/2 ⁻ | 1,813, 9/2 ⁻ | 2,409(3/2 ⁻) |
| 1,83 | эксп. | 463 | 176 | 186 | | |
| | теор. 5/2 ⁻ | 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 | $\sigma_{n'}$ | $E_{\text{ур}}$ | | | |
|-----|---------------|-----------------|------|-------|-------|
| | | 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} $V = 14,3$ $\theta = 90^\circ$ $E_\gamma = 1,43$ $\sigma_\gamma(90^\circ) = 23,6 \pm 8$

М а р г а н е ц

[21] Mn^{55} Эффективные сечения испускания γ -лучей

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

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

| E | $\sigma_{n'}$ | $E_{\text{ур}}, \text{J}^2$ | | | |
|------|---------------|-----------------------------|-------------------------|--------------------------|-------------------------|
| | | 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] $E = 7 \theta = 90^\circ E' > 0,44 \quad \sigma_{n'}(90^\circ) = 1,270 \pm 0,043$
 [47] ^{56}Fe эффективные сечения возбуждения уровней (мбарн)

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

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

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

| E_γ | $\sigma_\gamma(90^\circ)$ |
|------------|---------------------------|
| 0,85 | 30,2 ± 9,1 |
| 1,24 | 26,2 ± 7,9 |
| 1,82 | 3,6 ± 1,2 |

[30] $E = 14,7$

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

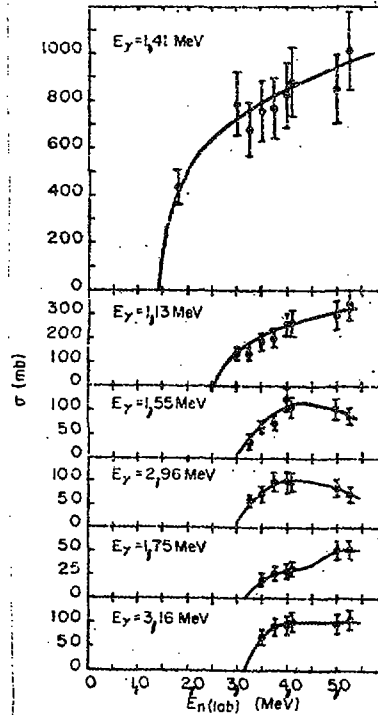


Рис. [22] ^{54}Fe эффективные сечения испускания γ -лучей.

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 |
| 12I | $0,77 \pm 0,08$ | $1,54 \pm 0,15$ | $0,84 \pm 0,04$ | $0,86 \pm 0,09$ |
| 15I | $0,72 \pm 0,07$ | $1,53 \pm 0,15$ | $0,88 \pm 0,04$ | $0,69 \pm 0,07$ |
| Среднее | $0,80 \pm 0,07$ | $1,55 \pm 0,16$ | | |

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

| $E_{\text{ур}}$ | E_{γ} | 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 | 175 | |
| | 0,80 | | | | | < 25 | < 25 | < 25 | 74 | 84 | |
| 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 γ -лучей в реакции $(n, n'\gamma)$

$\sigma_{n'}$ (55°) $\pm 20\%$

| $E_{\gamma p}$ | E_{γ} | 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 _T | 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 ^x | 4,1 ^x |
| | 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 _T | 2,66 | | | | | | | | 6,2 | 4,6 |
| 4,270 _D | 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 ^x | 628 ^x | 218 ^x | | | | | | | |
| 3,5 | 860 | 755 | 101 | 1040 | 465 | 272 | 60 | 169 | 75 | |
| | 930 ^x | 640 ^x | 292 ^x | | | | | | | |
| 4,0 | 870 | 718 | 154 | 1040 | 365 | 254 | 80 | 175 | 102 | 58 |
| | 940 ^x | 603 ^x | 334 ^x | | | | | | | |

x) Расчеты соответствуют предположению, что уровень с E_{ур} = 2,458 имеет спин и четность 2⁺.

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] Σ Рекомендованные эффективные сечения на основании анализа данных

| E | σ_x | $\sigma_{n'}$ | E | σ_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 ± 34 | $3,11 \pm 0,11$ | 265 ± 35 | $14,07 \pm 0,07$ | 78 ± 10 |
| $2,31 \pm 0,09$ | 288 ± 34 | $3,34 \pm 0,11$ | 251 ± 30 | $14,32 \pm 0,16$ | 80 ± 10 |
| $2,57 \pm 0,11$ | 333 ± 39 | $3,48 \pm 0,10$ | 232 ± 27 | $14,42 \pm 0,15$ | 65 ± 8 |
| $2,71 \pm 0,10$ | 345 ± 42 | $13,72 \pm 0,15$ | 82 ± 10 | $14,61 \pm 0,18$ | 70 ± 8 |
| $2,98 \pm 0,10$ | 338 ± 41 | $13,95 \pm 0,09$ | 88 ± 11 | $14,78 \pm 0,21$ | 77 ± 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 | σ_x | E | σ_x | E | σ_x | E | σ_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_I - ядерная температура, характеризующая спектр нейтронов, испарившихся первыми

| $\theta_{\text{лоб}}$ | T эфф | T _I | $\sigma_{n'}(\theta) / \sigma_{n'}(90^\circ)$ | |
|-----------------------|-------------|----------------|---|-------------|
| | | | 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 ± 37 | $3,11 \pm 0,11$ | 337 ± 41 | $14,07 \pm 0,07$ | 163 ± 19 |
| $2,31 \pm 0,09$ | 342 ± 41 | $3,23 \pm 0,12$ | 336 ± 40 | $14,19 \pm 0,11$ | 162 ± 19 |
| $2,51 \pm 0,10$ | 417 ± 50 | $3,34 \pm 0,11$ | 298 ± 36 | $14,32 \pm 0,16$ | 159 ± 19 |
| $2,71 \pm 0,10$ | 397 ± 47 | $3,48 \pm 0,10$ | 249 ± 29 | $14,42 \pm 0,15$ | 145 ± 17 |
| $2,86 \pm 0,10$ | 409 ± 49 | $13,84 \pm 0,12$ | 177 ± 21 | $14,60 \pm 0,18$ | 153 ± 18 |
| $2,98 \pm 0,10$ | 410 ± 49 | $13,96 \pm 0,09$ | 166 ± 20 | $14,78 \pm 0,21$ | 154 ± 18 |

[44]

| E | $\sigma_{n'}$ |
|-----|---------------|
| 2,2 | 375 ± 55 |
| 3 | 485 ± 73 |
| 3,5 | 300 ± 45 |
| 14 | ~ 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 ± 11 |
| 1,56 | 0,12 | 187 ± 26 | 12,94 | 0,68 | 101 ± 11 |
| 2,15 | 0,13 | 317 ± 29 | 13,28 | 0,61 | $78,9 \pm 81$ |
| 3,27 | 0,52 | 342 ± 31 | 13,50 | 0,47 | $80,9 \pm 10,2$ |
| 3,57 | 0,29 | 343 ± 31 | 14,96 | 0,87 | $61,6 \pm 6,3$ |
| 4,00 | 0,24 | 351 ± 32 | 15,82 | 0,45 | $59,2 \pm 6,4$ |
| 4,58 | 0,23 | 355 ± 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

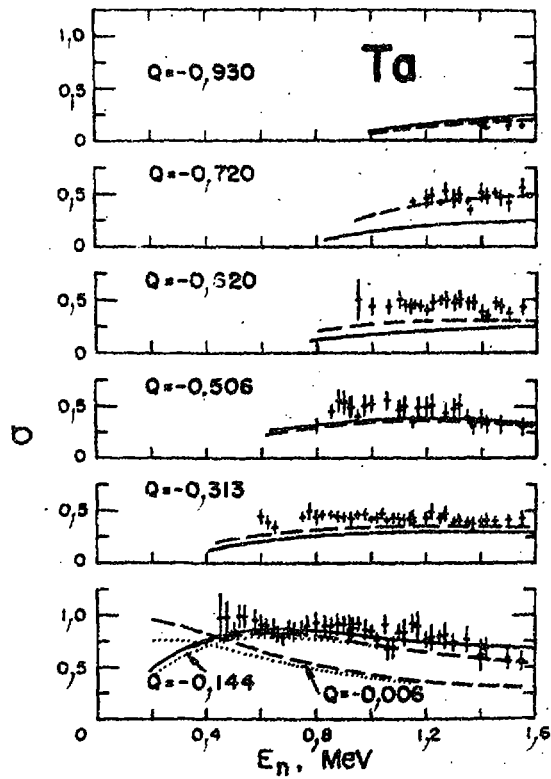


Рис. [42] Эффективные сечения возбуждения уровней

В о л ь ф р а м

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

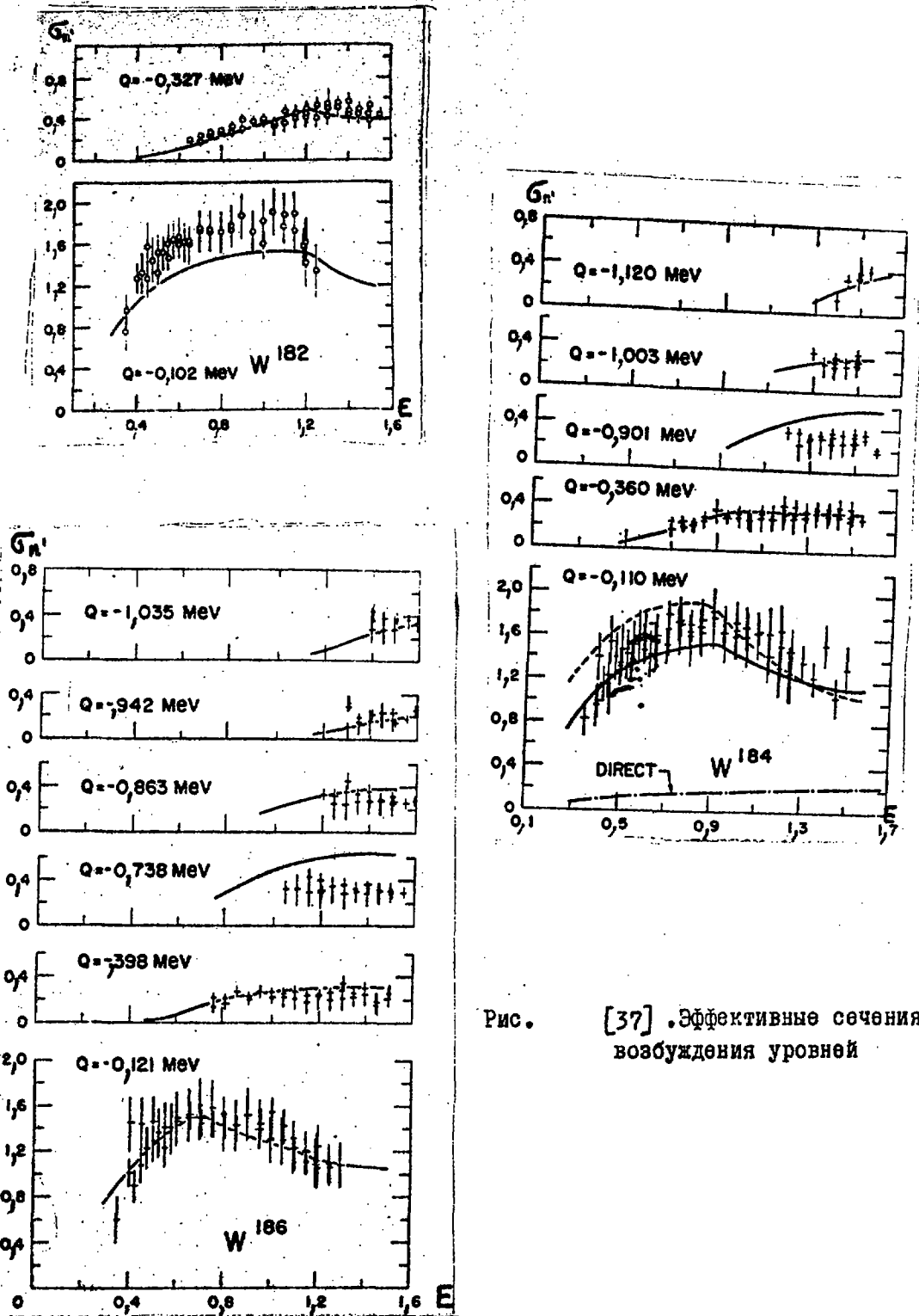


Рис. [37]. Эффективные сечения возбуждения уровней

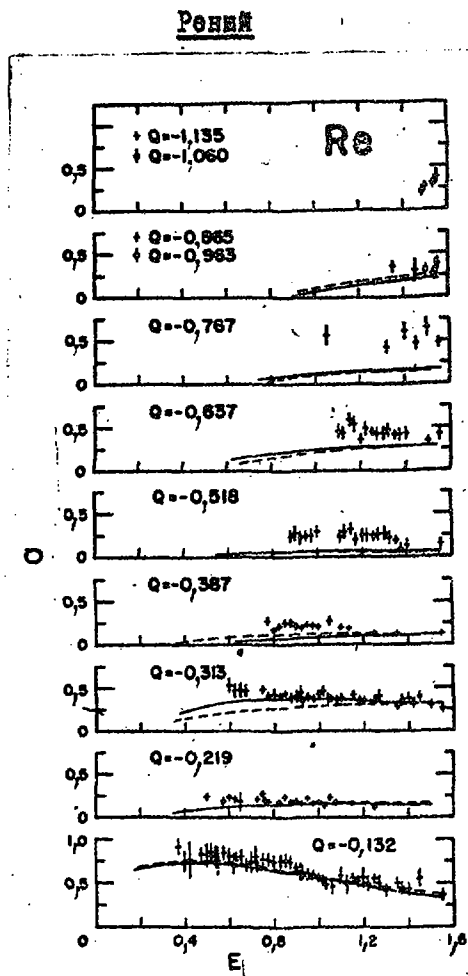


Рис. [42] Эффективные сечения возбуждения уровней

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

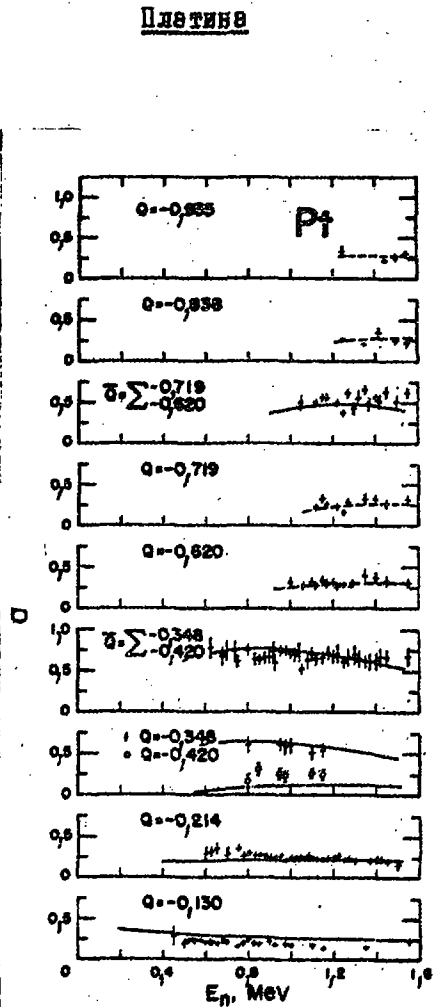
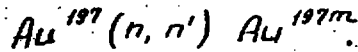


Рис. [42] Эффективные сечения возбуждения уровней

З о л о т о

Реакция
реактора



Спектр нейтронов из

[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 γ -лучей

| Исходное ядро | E_γ | $\sigma_\gamma(90^\circ)$ | Исходное ядро | E_γ | $\sigma_\gamma(90^\circ)$ |
|---------------|------------|---------------------------|---------------|------------|---------------------------|
| 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 |

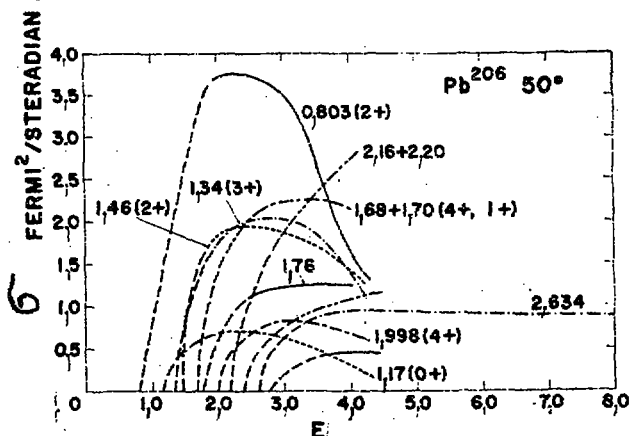


Рис. [28] Pb^{206} $\theta = 50^\circ$
Дифференциальные эффективные сечения возбуждения уровней

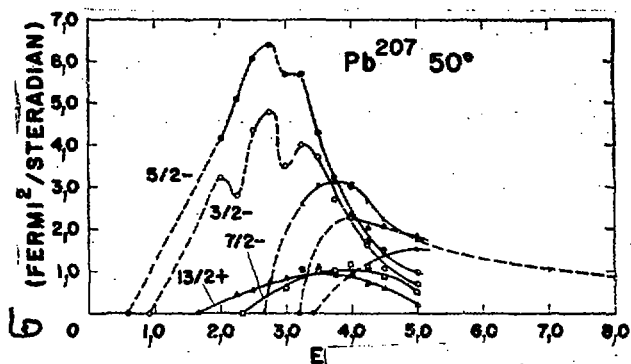


Рис. [28] Pb^{207} $\theta = 50^\circ$
Дифференциальные эффективные сечения возбуждения уровней

В И С М У Т

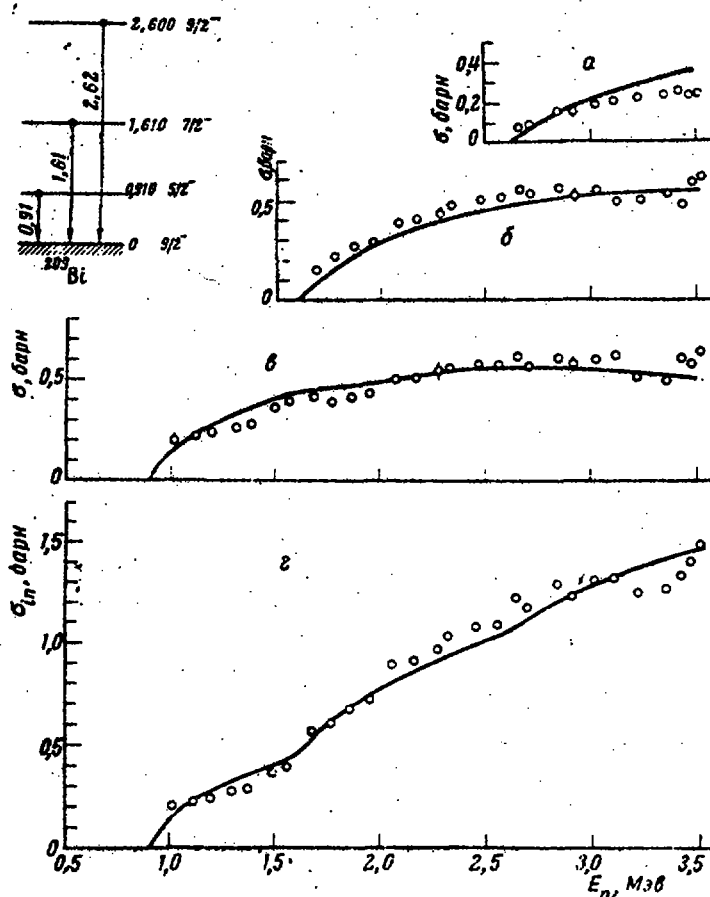


Рис. [53] Сравнение экспериментальных результатов измерений эффективных сечений возбуждения уровней и полного эффективного сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах Bi^{209} с теоретическими расчетами: $\alpha - E_\gamma = 2,62$, $\delta - E_\gamma = 1,61$, $\epsilon - E_\gamma = 0,91$, σ_n' .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

| θ° 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.

| θ° 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 ± 10 | 450 | 122 ± 10 |
| 120 | 58 ± 18 | 550 | 125 ± 5 |
| 140 | 68 ± 8 | 650 | 125 ± 15 |
| 155 | 78 ± 8 | 720 | 30 ± 5 |
| 200 | 79 ± 6 | 750 | 110 ± 10 |
| 250 | 85 ± 8 | | 24 ± 6 |
| 405 | 106 ± 7 | | 23 ± 3 |

[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=0,68I | 0,732 | | 0,68I | 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 |

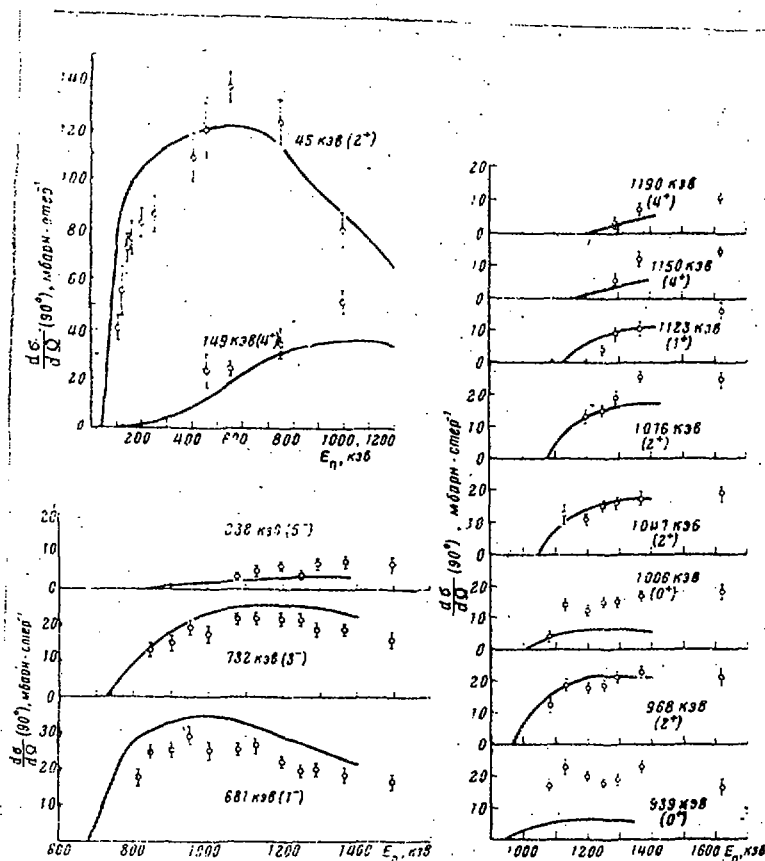


Рис. [52] U-238. Дифференциальные эффективные сечения неупругого рассеяния нейтронов для ротационной полосы (2^+ и 4^+), октупольной полосы (1^- , 3^- и 5^-) и для высоколежащих уровней. Сплошные кривые соответствуют расчетам Вилмора, использовавшего значения спинов и четностей, указанные в скобках.

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

| E | σ_n' (барн) | σ_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

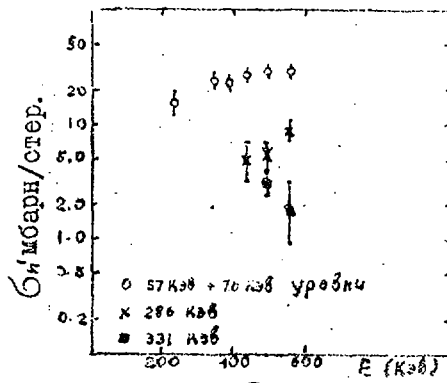


Рис. [12] $Pu-239$ $\theta = 90^\circ$
Дифференциальные эффективные сечения
возбуждения уровней при неупругом рас-
сеянии нейтронов $Pu-239$.

[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 |
| ^{233}Pa | | | | | | | | | | | | |
| 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 | | | | | | |
| ^{234}U | | | | | | | | | | | | |
| 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 | | | | | | |
| ^{236}U | | | | | | | | | | | | |
| 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[✱]. Currie W.M. et al., AERE-PR/NPII, 1967.
- 2[✱]. 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[✱]. Nichols D.B. and McEllistrem M.T., Phys. Rev., 166, No 4, 1074, 1968.
- 17[✱]. 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[✱]. Barnard E. et al. Nucl. Phys. A107, No 3, 612, 1968.
- 21[✱]. Barrows A.W. et al. Nucl. Phys., A107, No 1, 153, 1968.
- 22[✱]. Benjamin R.W. and Morgan I.L. Phys. Rev. 163, No 4, 1252, 1967.
- 23[✱]. 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[✱]. 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[✱]. 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[✱]. Lister D. et al. Phys. Rev. 162, No 4, 1077, 1967.
- 38[✱]. 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[✱]. 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 γ -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 Γ 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 ± 19 | 1 d |

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 | ϵ | $\sigma (n, 2n)$ | 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 | σ^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 | σ (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 | σ | 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 | σ | 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 | σ (n,2nd) | Литература |
|--------|------|------------------|------------|
| | 10,0 | 1 | 14 |

| Исходное ядро | Конечное ядро | E | σ (n,2n γ) | Литература |
|-----------------------|---------------|------|---------------------------|------------|
| <i>Li⁷</i> | | 11,0 | 5 | |
| | | 12,0 | 13 | |
| | | 13,0 | 22 | |
| | | 14,0 | 33 | |
| | | 15,0 | 43 | |

σ (n,2n γ)

Рекомендованные эффективные сечения на основании анализа данных

| | | | | |
|-----------------------|-----------------------|----------------------------|--------------|--------|
| <i>Li⁶</i> | <i>Li⁵</i> | 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>Be⁹</i> | <i>Be⁸</i> | 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 | σ (n, 2n) | Литература |
|---------------|---------------|--------------------------|------------------|------------|
| Be^9 | Be^8 | Спектр нейтронов 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 ± 15 | 18 |
| | | 14,8 | $49,4 \pm 5,0$ | 3 |

| Исходное ядро | Конечное ядро | E лаб.с. | Полуширина в разбросе энергии | $\sigma (n, 2n)$ | Литература |
|---------------|---------------|----------------|-------------------------------|------------------|------------|
| | | 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 | σ (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 ± 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 | σ ($n, 2n$) | Литература | |
|-------------------------|-------------------------|----------|-------------------------------|----------------------|------------|----|
| <i>Mn</i> ⁵⁵ | <i>Mn</i> ⁵⁴ | 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 | σ ($n, 2n$) | Литература | |
|-------------------------|-------------------------|--------------|----------------------|------------|----|
| <i>Co</i> ⁵⁹ | <i>Co</i> ⁵⁸ | 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> ⁵⁸ | <i>Ni</i> ⁵⁷ | 13,72 ± 0,20 | 19,0 ± 1,9 | 41 | |
| | | 13,95 ± 0,20 | 24,4 ± 2,4 | | |

| Исходное ядро | Конечное ядро | E | σ ($n, 2n$) | Литература |
|-------------------------|-------------------------|----------------|----------------------|------------|
| <i>Ni</i> ⁵⁸ | <i>Ni</i> ⁵⁷ | 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> ⁶³ | <i>Cu</i> ⁶² | 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> ⁶³ | <i>Cu</i> ⁶² | 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> ⁶⁵ | <i>Cu</i> ⁶⁴ | 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> ⁶⁵ | <i>Cu</i> ⁶⁴ | 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> ⁶⁴ | <i>Zn</i> ⁶³ | 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> ⁶⁶ | <i>Zn</i> ⁶⁵ | 14,21 | 550 ± 15% | 54 |
| <i>Zn</i> ⁷⁰ | <i>Zn</i> ⁶⁹ | 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 ± 8 | |
| | Rb^{86} | $19,56 \pm 0,14$ | 659 ± 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 ± 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 ± 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 | σ (n, 2n) | Литература |
|------------------|------------------|----------------------|------------------|------------|
| Mo^{92} | Mo^{91g} | I 4, I | 158 ± 5 | 27 |
| Mo^{92} | Mo^{91} | I 6, 27 | $280 \pm 15\%$ | 54 |
| Mo^{100} | Mo^{99} | I 4, I | 1510 ± 180 | 27 |
| | | I 4, 7 $\pm 0,3$ | 1762 ± 200 | 54 |
| Pd^{110} | Pd^{109m} | I 4, 7 | 510 ± 30 | 31 |
| Pd^{110} | Pd^{109} | I 4, 7 | 1590 ± 80 | 31 |
| Ag^{107} | Ag^{106} | I 3, 700 $\pm 0,040$ | 968 ± 89 | 49 |
| | | I 3, 745 -"- | 980 ± 90 | |
| | | I 3, 770 -"- | 1019 ± 94 | |
| | | I 3, 795 -"- | 967 ± 89 | |
| | | I 3, 820 -"- | 923 ± 85 | |
| | | I 3, 840 -"- | 950 ± 88 | |
| | | I 3, 870 -"- | 955 ± 88 | |
| | | I 3, 895 -"- | 1027 ± 95 | |
| | | I 3, 920 -"- | 1010 ± 93 | |
| | | I 3, 950 -"- | 930 ± 86 | |
| | | I 3, 975 -"- | 1126 ± 103 | |
| | | I 4, 000 -"- | 1000 ± 92 | |
| | | I 4, 025 -"- | 935 ± 86 | |
| | | I 4, 055 -"- | 1005 ± 92 | |
| | | I 4, 075 -"- | 1111 ± 102 | |
| | | I 4, 110 -"- | 965 ± 89 | |
| | | I 4, 135 -"- | 1025 ± 94 | |
| | | I 4, 160 -"- | 1048 ± 96 | |
| | | I 4, 210 -"- | 994 ± 91 | |
| | | I 4, 260 -"- | 1028 ± 95 | |
| | | I 4, 300 -"- | 1025 ± 94 | |
| | | I 4, 360 $\pm 0,045$ | 984 ± 90 | |
| | | I 4, 405 $\pm 0,050$ | 912 ± 84 | |
| | | I 4, 445 $\pm 0,055$ | 994 ± 81 | |
| | | I 4, 525 $\pm 0,060$ | 942 ± 87 | |
| | | I 4, 585 $\pm 0,065$ | 1027 ± 95 | |
| | | I 4, 670 $\pm 0,090$ | 1096 ± 101 | |
| I 4, 8 | $562,4 \pm 53,3$ | 3 | | |
| I 4, 8 $\pm 0,1$ | 601 ± 90 | 67 | | |
| Ag^{109} | Ag^{108} | I 3, 700 $\pm 0,040$ | 675 ± 95 | 49 |
| | | I 3, 745+ -"- | 816 ± 114 | |
| | | I 3, 770 -"- | 760 ± 106 | |
| | | I 3, 795 -"- | 770 ± 89 | |
| | | I 3, 820 -"- | 783 ± 90 | |
| | | I 3, 845 -"- | 802 ± 92 | |

| Исходное ядро | Конечное ядро | E | G (л, 2л) | Литература |
|--------------------------|---------------------------|----------------|------------|------------|
| <i>Ag</i> ¹⁰⁹ | <i>Ag</i> ¹⁰⁸ | 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> ¹⁰⁶ | <i>Cd</i> ¹⁰⁵ | 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> ¹⁰⁸ | <i>Cd</i> ¹⁰⁷ | 14,1 | 504 ± 75 | 42 |
| <i>Cd</i> ¹¹² | <i>Cd</i> ^{111m} | 13,72 ± 0,13 | 666 ± 80 | 41 |
| | | 14,07 ± 0,13 | 624 ± 75 | |
| | | 14,78 ± 0,21 | 576 ± 69 | |
| <i>Cd</i> ¹¹⁶ | <i>Cd</i> ^{115m} | 14,1 | 730 ± 60 | 42 |
| <i>Cd</i> ¹¹⁶ | <i>Cd</i> ^{115g} | 14,1 | 857 ± 70 | 42 |
| <i>In</i> ¹¹³ | <i>In</i> ^{112m} | 14,7 | 1490 ± 150 | 35 |
| <i>In</i> ¹¹³ | <i>In</i> ^{112g} | 14,7 | 300 ± 30 | 35 |

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

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

| Исходное ядро | Конечное ядро | Е | б (n, 2n) Литература |
|---------------|---------------|------------------|--------------------------------|
| Te^{130} | Te^{129m} | $14,8 \pm 0,2$ | 241 ± 30 55 |
| | Te^{129g} | $14,8 \pm 0,2$ | 435 ± 50 55 |
| | Te^{129} | $14,8 \pm 0,2$ | 676 ± 58 55 |
| Ba^{138} | Ba^{137m} | $14,0 \pm 0,2$ | 1020 ± 70 33 |
| Ba^{138} | Ba^{137} | 14,0 | 1780 теор. 33 |
| | Ce^{139m} | 14,5 | 870 ± 134 30 |
| | | $14,0 \pm 0,2$ | 940 ± 250 33 |
| Ce^{140} | Ce^{139g} | $14,0 \pm 0,2$ | 2280 ± 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 | $1082 + I30_{\text{эксп.}}$ 30 |
| | | | 1740 теор. |
| | | $14,0 \pm 0,2$ | 2002 ± 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 | σ ($n, 2n$) | Литература |
|------------------|----------------|------------------|------------------------------------|------------|
| Nd^{142} | Nd^{141m} | 14,5 | 673 ± 66 | 30 |
| | | $14,6 \pm 0,3$ | 545 ± 60 | 22 |
| | | $14,0 \pm 0,2$ | 709 ± 64 | 33 |
| Nd^{142} | Nd^{141g} | $14,0 \pm 0,2$ | 1530 ± 190 | 33 |
| Nd^{142} | Nd^{141} | 14,5 | 1648 | 30 |
| | | 14,0 | 1640 теор. 1579 теор. | 33 |
| Nd^{150} | Nd^{149} | 14,5 | 1728 ± 276 эксп. 1980 теор. | 30 |
| Sm^{144} | Sm^{143m} | 14,5 | 687 ± 71 | 30 |
| | | $14,6 \pm 0,3$ | 400 ± 44 | 22 |
| | | $14,0 \pm 0,2$ | 285 ± 155 | 33 |
| | | $14,1 \pm 0,15$ | 547 ± 49 | 56 |
| Sm^{144} | Sm^{143g} | 14,5 | 765 ± 150 | 30 |
| | | $14,0 \pm 0,2$ | 1055 ± 130 | 33 |
| | | $14,1 \pm 0,15$ | 750 ± 68 | 56 |
| Sm^{144} | Sm^{143} | 14,5 | 1452 ± 166 | 30 |
| | | 14,0 | 1370 теор. | |
| | | 13,75 | 1417 теор. | 33 |
| | | $13,75$ | $1600 \pm 15\%$ | 54 |
| | | $14,1 \pm 15$ | 1297 ± 84 | 56 |
| | | $12,78 \pm 0,11$ | 890 ± 88 | 56 |
| | | $13,44 \pm 0,13$ | 1081 ± 106 | |
| | | $14,11 \pm 0,15$ | 1371 ± 137 | |
| | | $14,87 \pm 0,17$ | 1629 ± 160 | |
| | | $15,52 \pm 0,17$ | 1637 ± 160 | |
| | | $16,18 \pm 0,18$ | 1703 ± 168 | |
| | | $16,85 \pm 0,18$ | 1703 ± 168 | |
| | | $17,78 \pm 0,17$ | 1856 ± 181 | |
| $18,56 \pm 0,15$ | 1706 ± 166 | | | |
| $19,42 \pm 0,12$ | 1637 ± 160 | | | |
| Tb^{159} | Tb^{158m} | $14,6 \pm 0,3$ | 160 ± 19 | 22 |

| Исходное ядро | Конечное ядро | E лэб.с. | Полуширина в разбросе энергии | σ ($n, 2n$) | Литература |
|-------------------------|--------------------------|--------------|-------------------------------|----------------------|------------|
| <i>No¹⁶⁵</i> | <i>No^{164m}</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^{164g}</i> | 14 | 730 ± 100 | 58 | |
| | <i>No¹⁶⁴</i> | 14 | 1780 ± 140 | 58 | |

| Исходное ядро | Конечное ядро | E | σ ($n, 2n$) | Литература |
|--|--|--------------|----------------------|------------|
| <i>Ez¹⁶⁸</i> Ta ¹⁸¹ | <i>Ez^{167m}</i> Ta ^{180m} | 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 | E | $\frac{\sigma_m(n, 2n)}{\sigma_m(n, 2n) + \sigma_g(n, 2n)}$ | 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 ± 60 | 52 |
| Te^{203} | Te^{202g} | 14 | 880 ± 120 | 52 |
| Pb^{204} | Pb^{203} | $14,7 \pm 0,3$ | 1575 ± 160 | 54 |
| Bi | | $13,4 \pm 14,8$ | 2250 ± 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 ²³³ | U ²³¹ | 13,5 | 10 | 6 |
| | | 14,0 | 40 | |
| | | 14,5 | 70 | |
| | | 15,0 | 100 | |

С (n, 2n)

Рекомендованные эффективные сечения на основании
анализа данных

| | | | | |
|------------------|------------------|------|-----------|----|
| U ²³⁴ | U ²³³ | 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 ²³⁴ | U ²³³ | 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 ²³⁵ | U ²³⁴ | 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 ²³⁵ | U ²³³ | | 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 | б (n, 2n) | Литература |
|---|------------------|------|-----------|------------|
| Рекомендованные эффективные сечения на основании анализа данных | | | | |
| U ²³⁶ | U ²³⁵ | 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 | | | |
| б (n, 3n) | | | | |
| U ²³⁶ | U ²³⁴ | 12 | 45 | II |
| | | 12,5 | 140 | |
| | | 13 | 250 | |
| | | 13,5 | 410 | |
| | | 14 | 550 | |
| | | 14,5 | 670 | |
| | | 15 | 790 | |

| Исходное ядро | Конечное ядро | E | σ (n, 2n) | Литература |
|---|------------------|------------------|------------------|------------|
| Рекомендованные эффективные сечения на основании анализа данных | | | | |
| U ²³⁸ | U ²³⁷ | 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 ²³⁸ | U ²³⁶ | σ (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 | σ (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 | | | |
| σ (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 | |

| | | σ (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 | σ (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 | |
| σ (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 | |
| σ (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

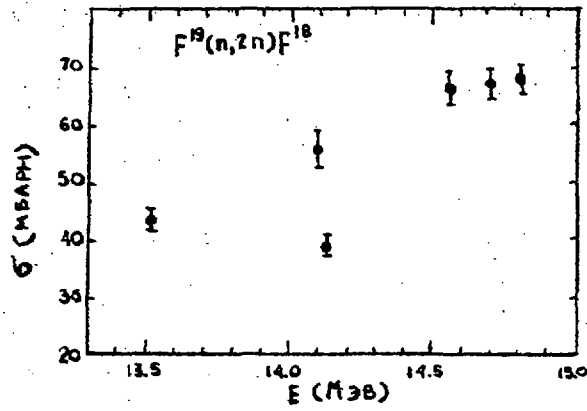


Рис. 1 [57]

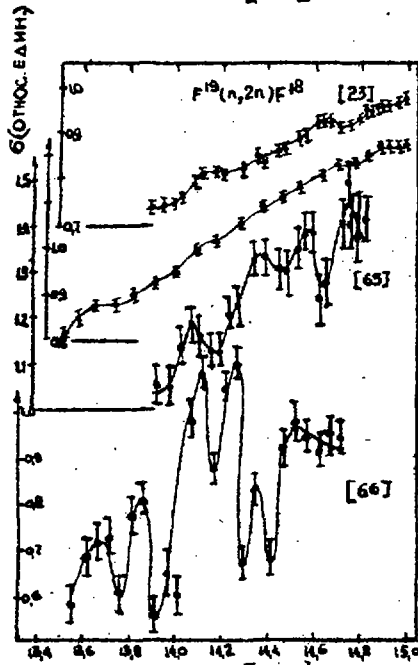


Рис. 2 [23]

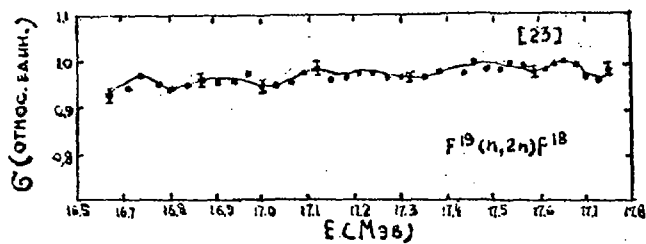


Рис. 3 [23]

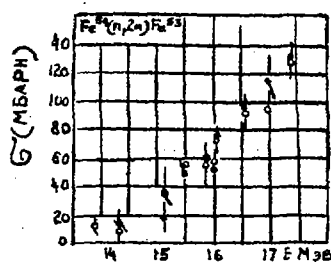


Рис. 4 [51]

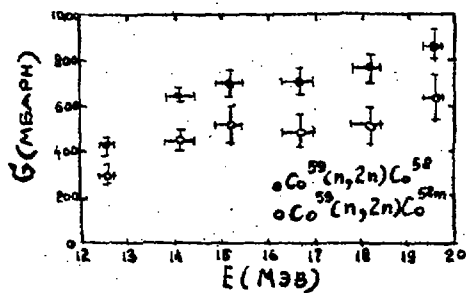


Рис. 5 [24]

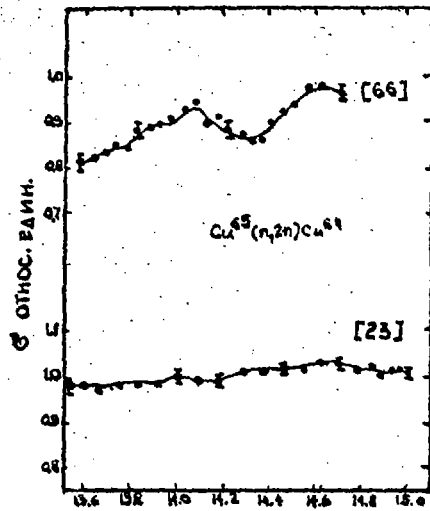


Рис. 6 [23]

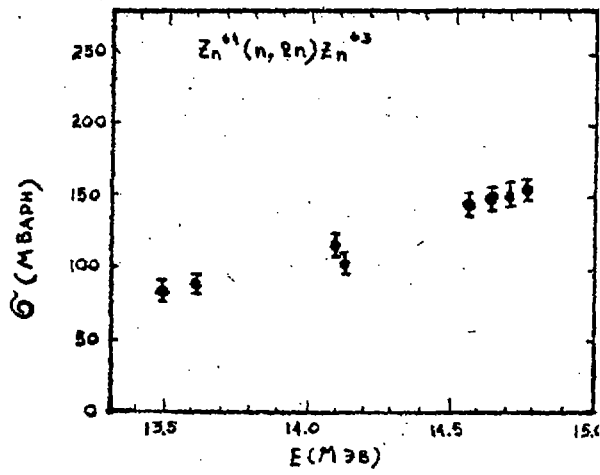


Рис. 7 [57]

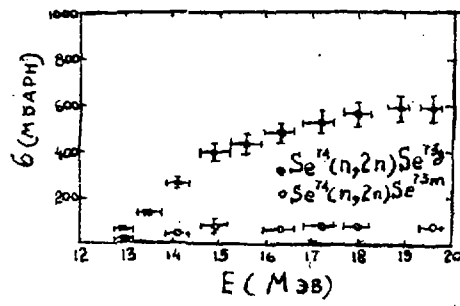


Рис. 8 [24]

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. AEET-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.

Л И Т Е Р А Т У Р А

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

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

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;  
L2:  
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: 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; if EN>E1[j-1]+h2/2 then goto L5;
if EN<2 then Cd:=1.042/EN else Cd:=exp(-0.72*EN);
if abs(EN-E1[j-1])>(h2/2+10-4) then m:=1
else begin Cd:=Cd*(E1[j-1]-(EN-h2/2))/h2; m:=0 end;
S:=S+Cd; if m=1 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; if j>jj then goto L8;

if k>jj then goto L7;

if k<j then goto L3;

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

al:=E1[k-1]+E/g; if E1[j-1]<al then al:=E1[j-1];

bl:=E1[k]+E/g; if E1[j]>bl then bl:=E1[j];

if al>bl then begin EN:=bl-h2/2;

L1: EN:=EN+h2; if EN>al+h2/2 then goto L6;

if EN<2 then Cd:=1.042/EN 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° до 160° с интервалом 20° . 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 (σ_{tot})
- $f[1 : 8]$ - дифференциальные сечения для углов от 20° до 160° через 20° , 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 | ΔE 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° | 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 | ~ 200 | | | |
| I5 | Пропорциональ- ный счетчик | 50 | 5° | 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 | σ_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].

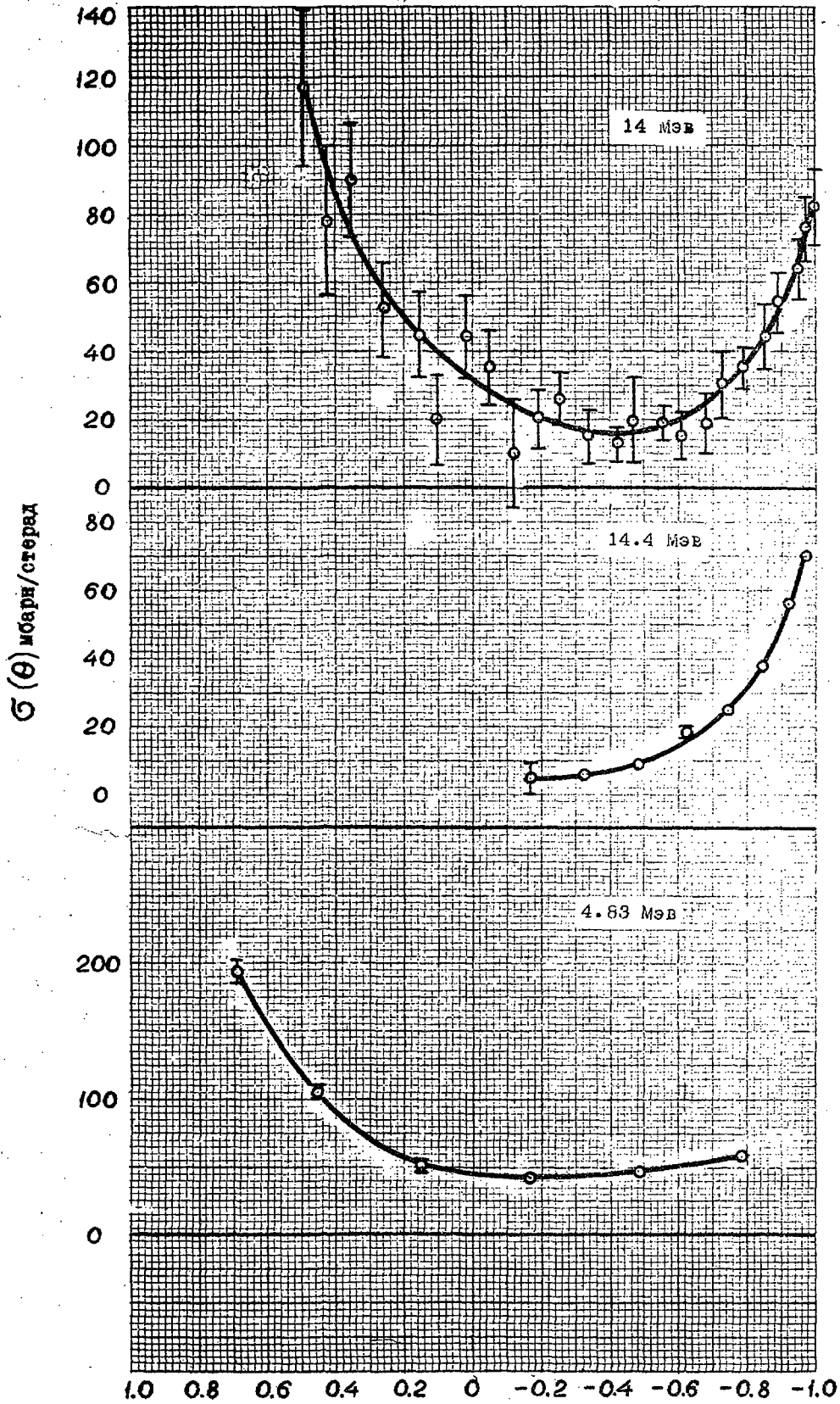
Экспериментальные дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов на собальте. Сечения даны в мб/стер в системе центра масс. Ошибки составляют $\pm 5\%$.

| $E_n, \text{МэВ}$ | 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 $\pm 5\%$.

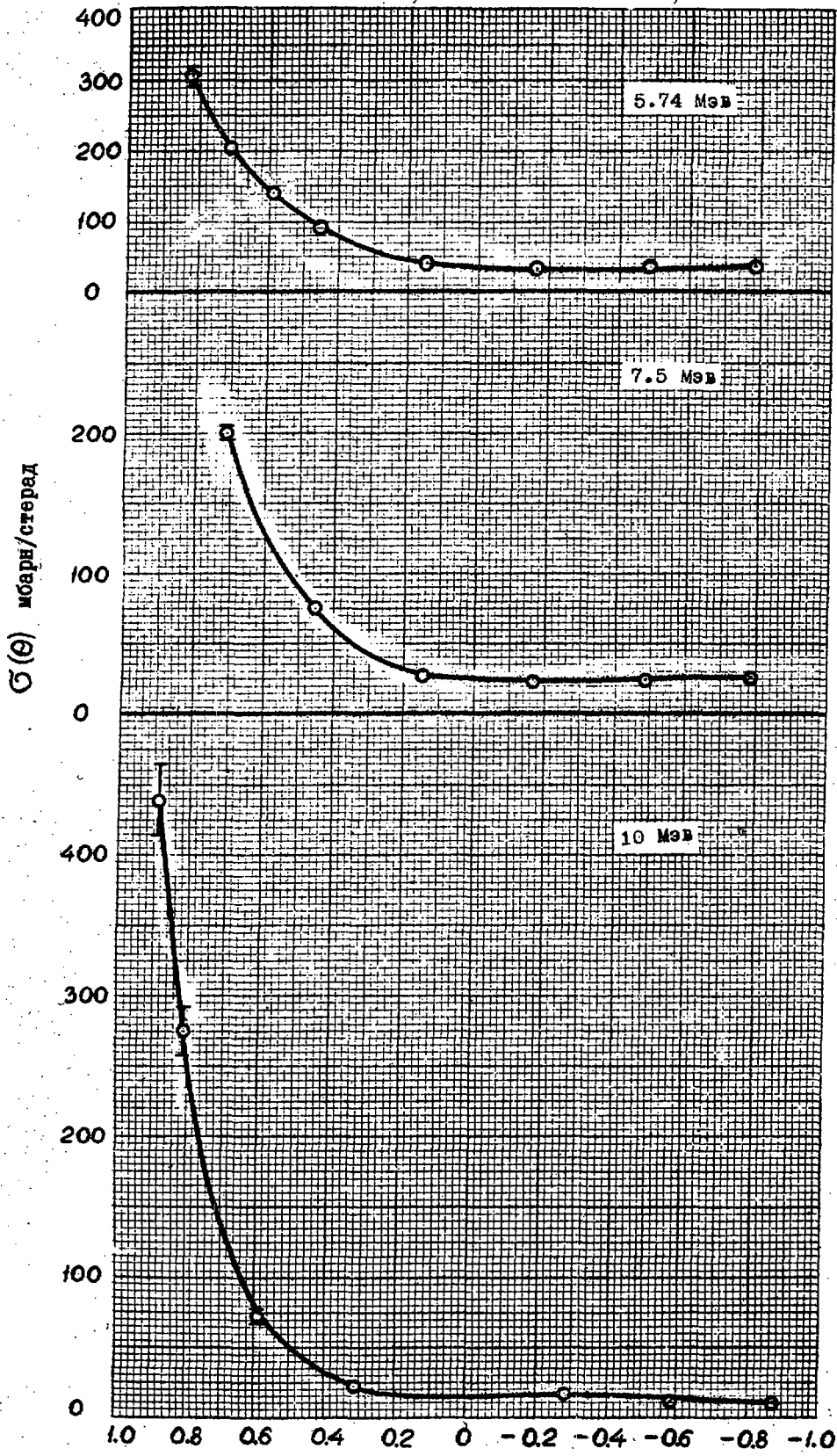
| E_n , МэВ | 1.46 | 2.00 | 2.47 | 3.00 | 3.49 | 4.00 | 4.56 |
|-----------------|-------------------|------|------|---------|------|------|------|
| $\cos \theta_c$ | $d\sigma/d\Omega$ | | | мб/стер | | | |
| 0.965 | | | | | | | 1439 |
| 0.938 | 574 | 740 | 763 | 890 | 1048 | 1155 | 1205 |
| 0.862 | 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]
 θ_c

$^3\text{He}_2$
[14]
 θ_c

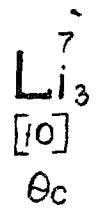
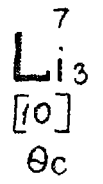
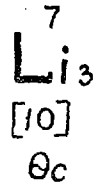
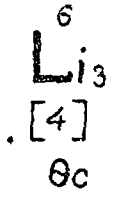
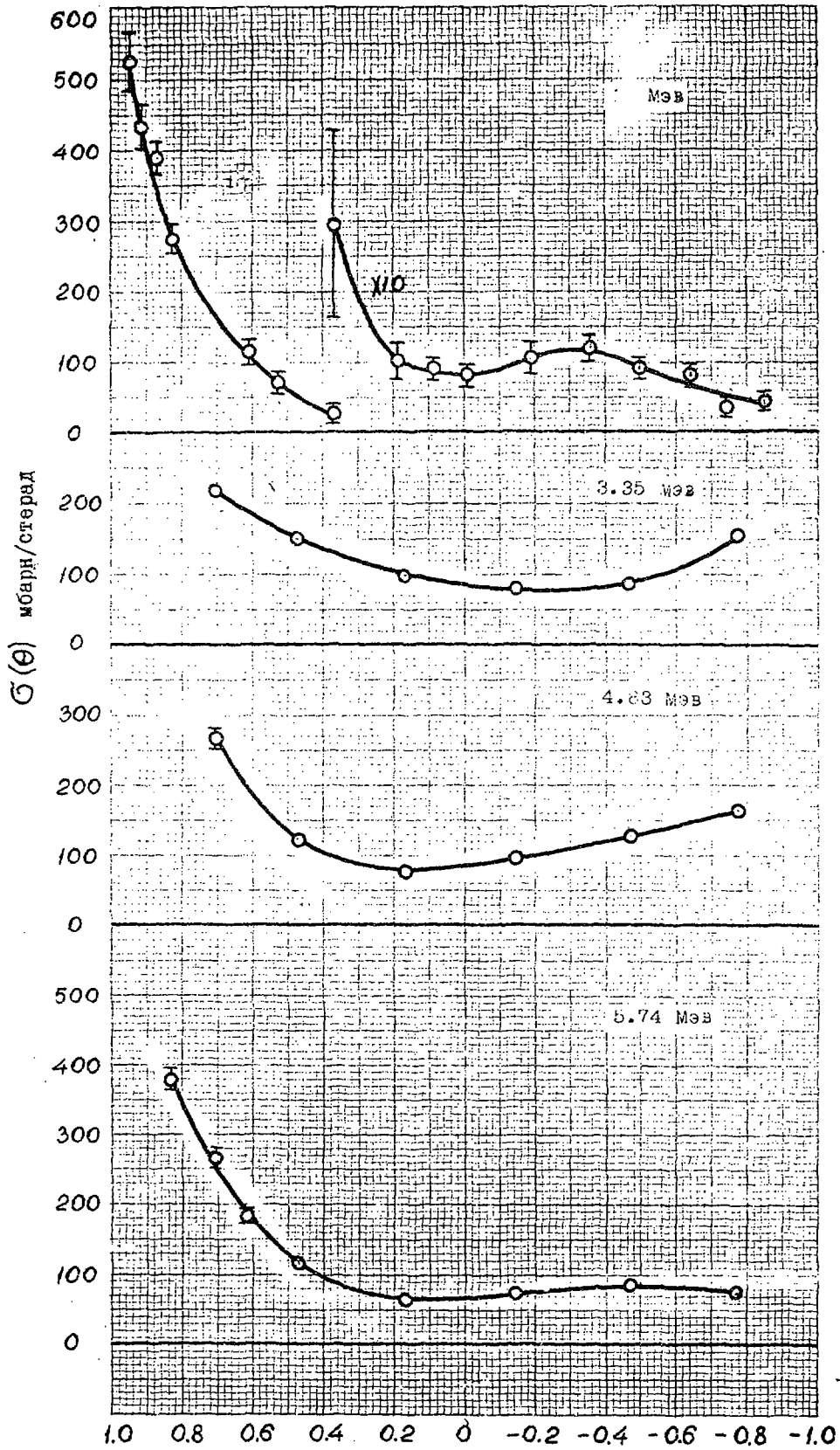
$^6\text{Li}_3$
[10]
 θ_c

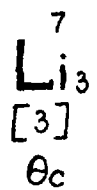
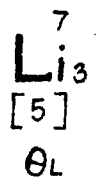
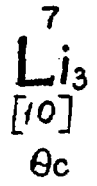
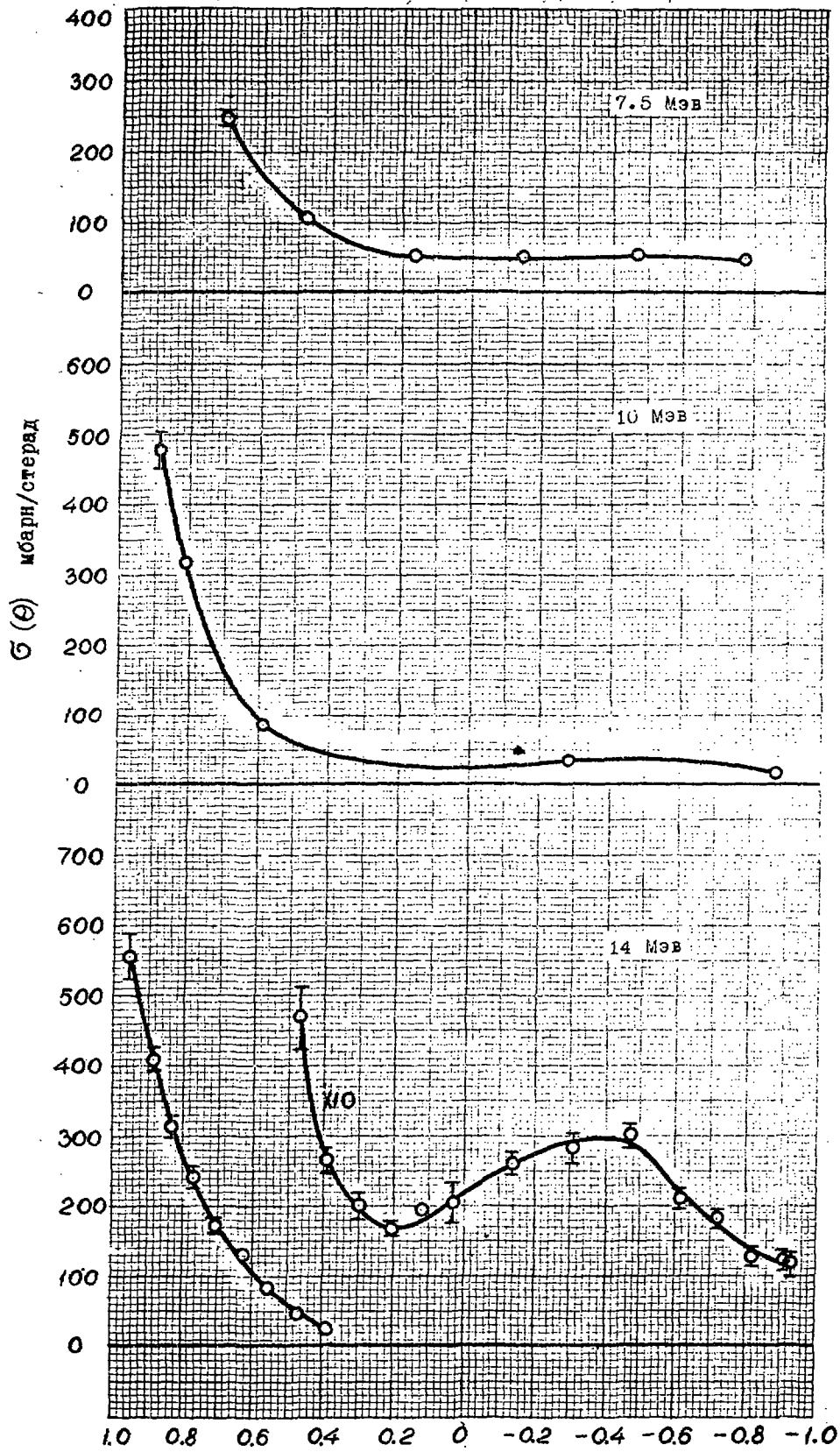


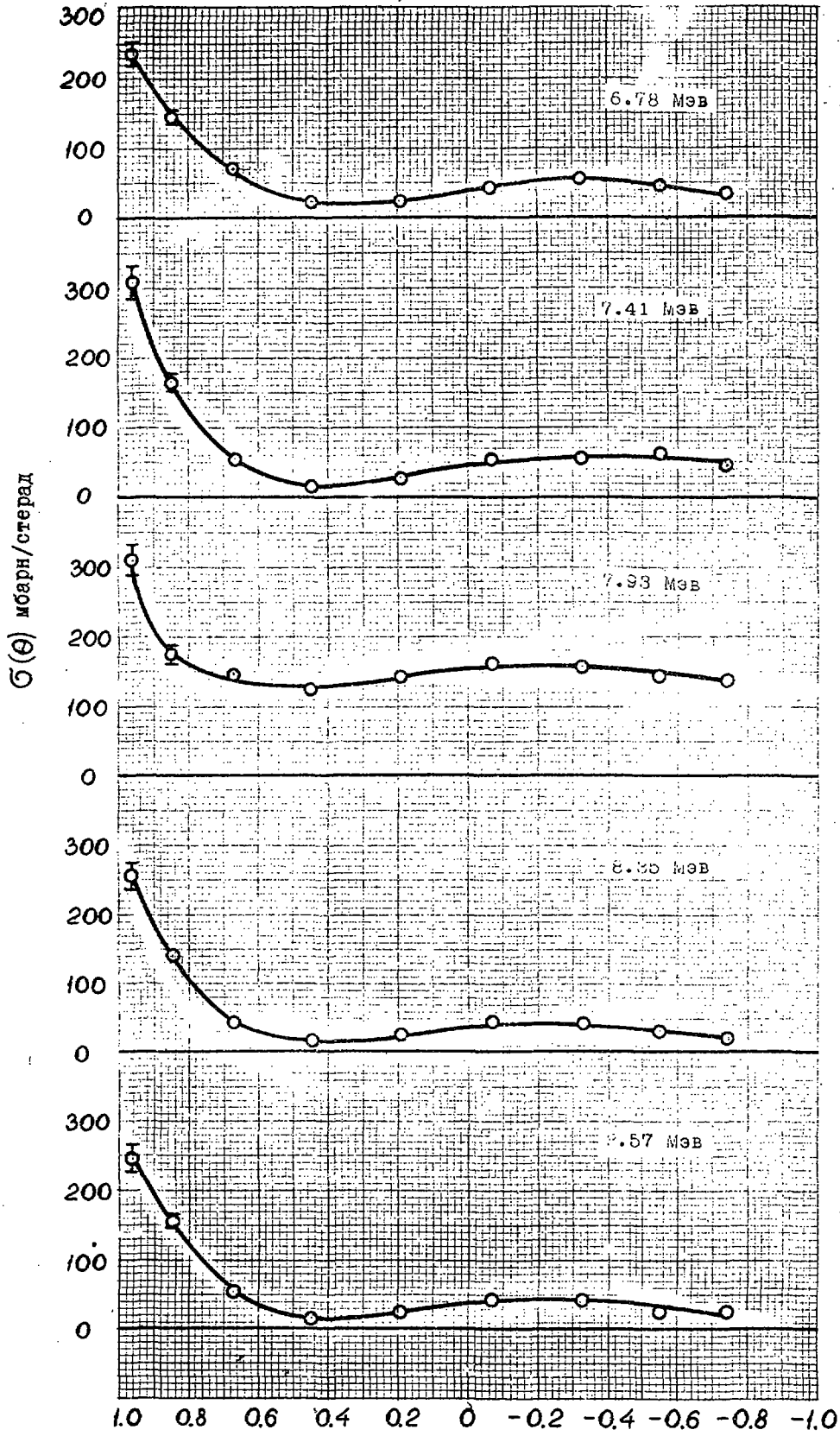
${}^6\text{Li}_3$
[10]
 θ_c

${}^6\text{Li}_3$
[10]
 θ_c

${}^6\text{Li}_3$
[5]
 θ_L







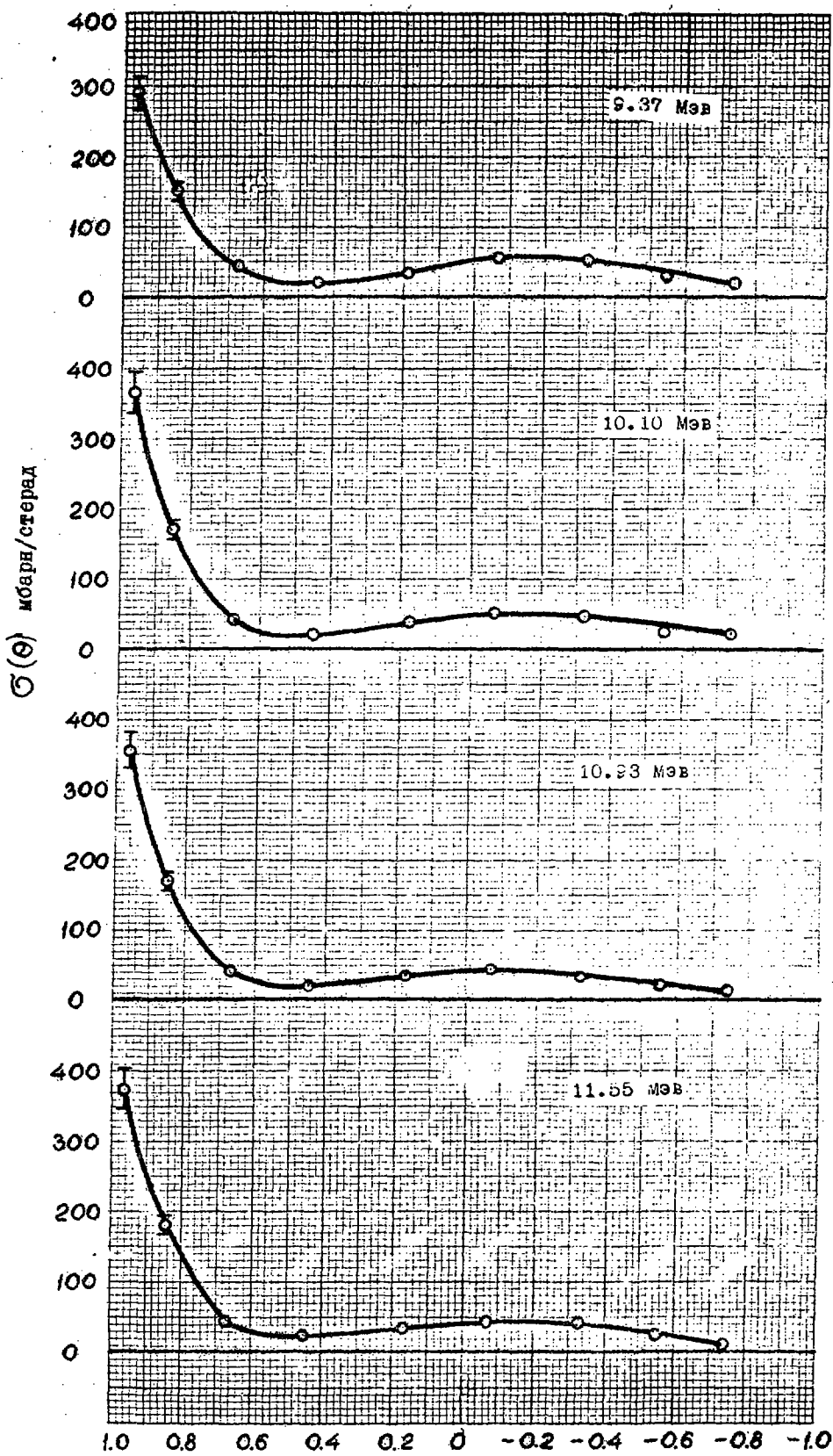
N^7
[6]
 θ_c

N^7
[6]
 θ_c

N^7
[6]
 θ_c

N^7
[6]
 θ_c

N^7
[6]
 θ_c

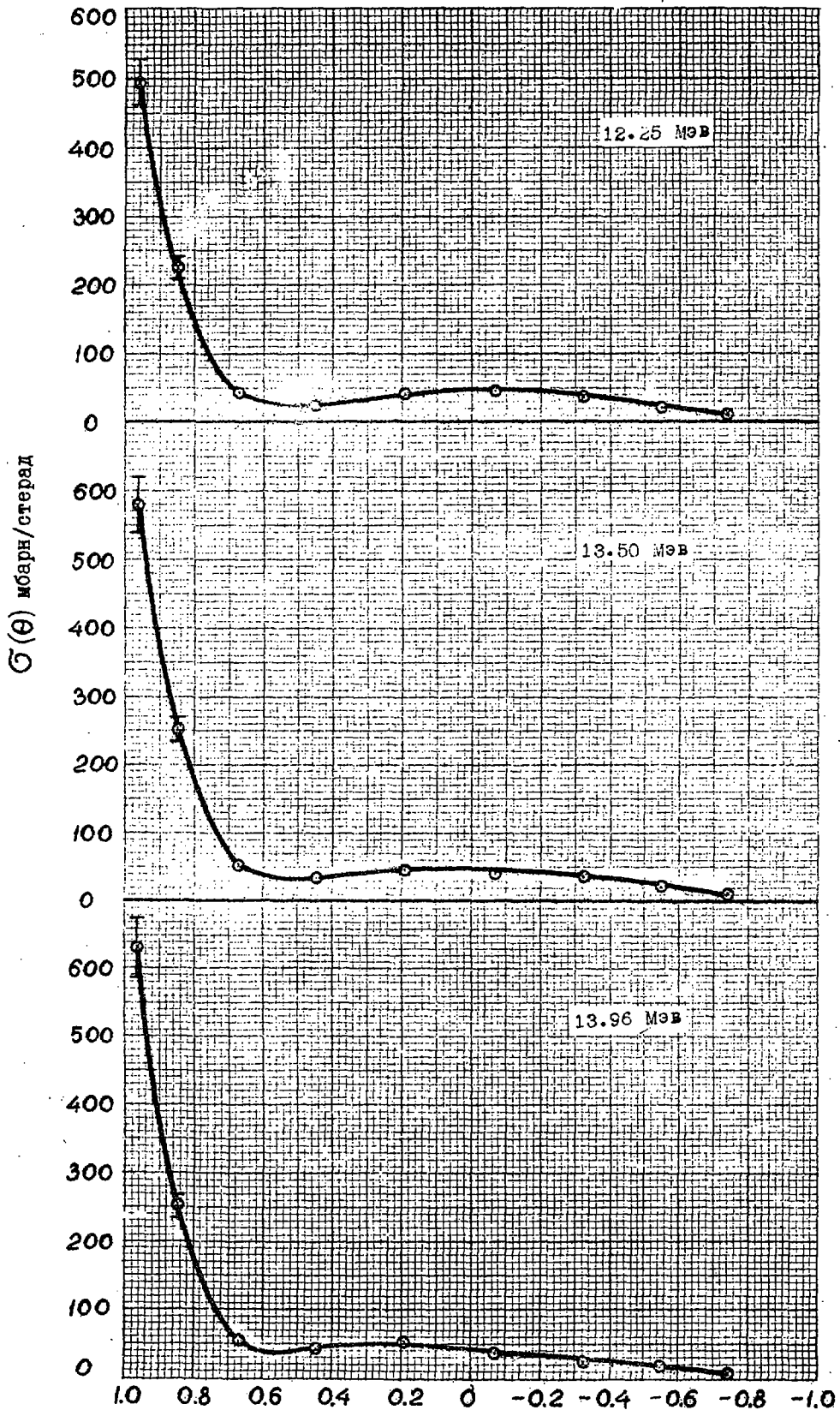


N^7
[6]
 θ_c

N^7
[6]
 θ_c

N^7
[6]
 θ_c

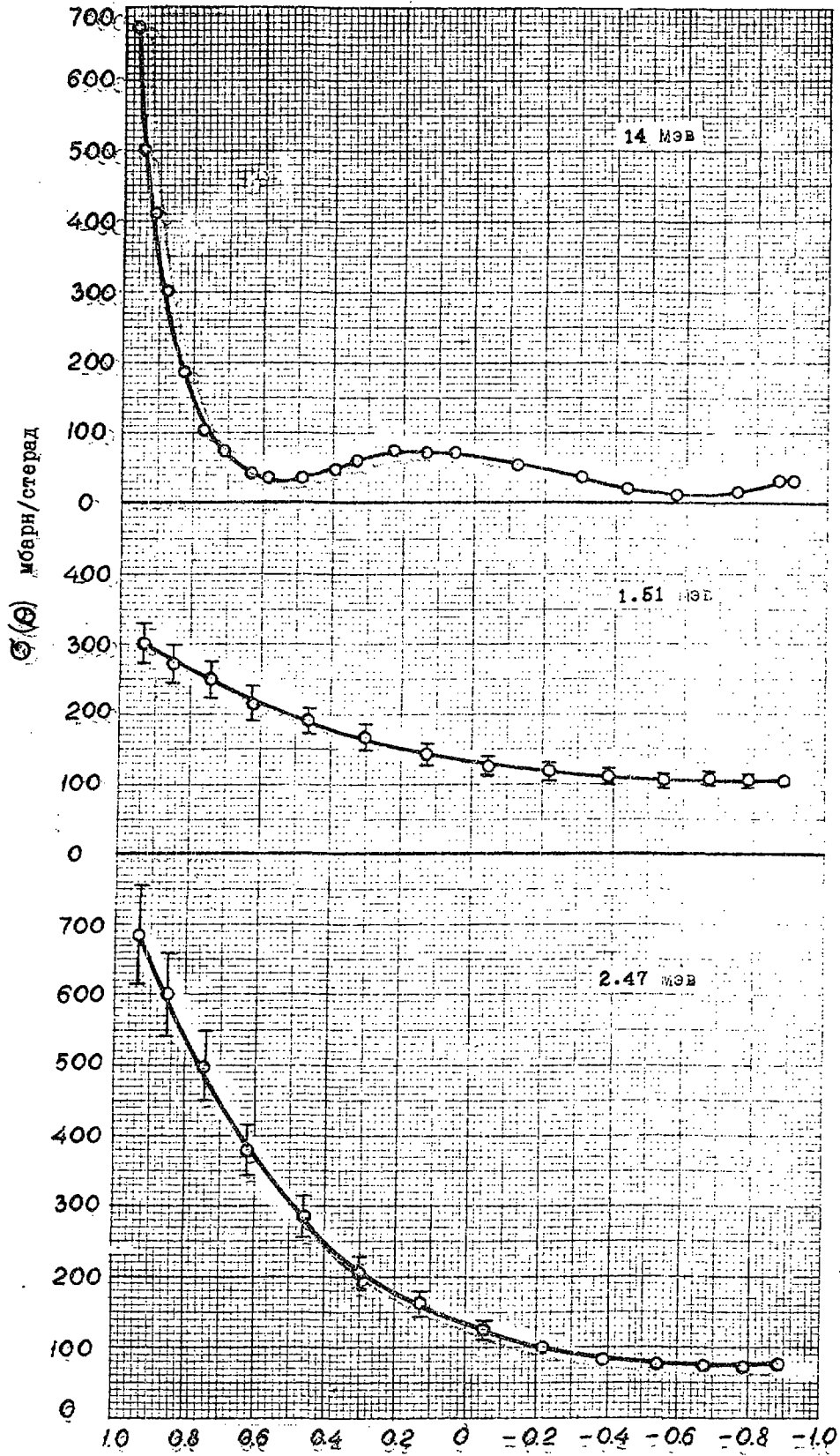
N^7
[6]
 θ_c



N⁷
[6]
θс

N⁷
[6]
θс

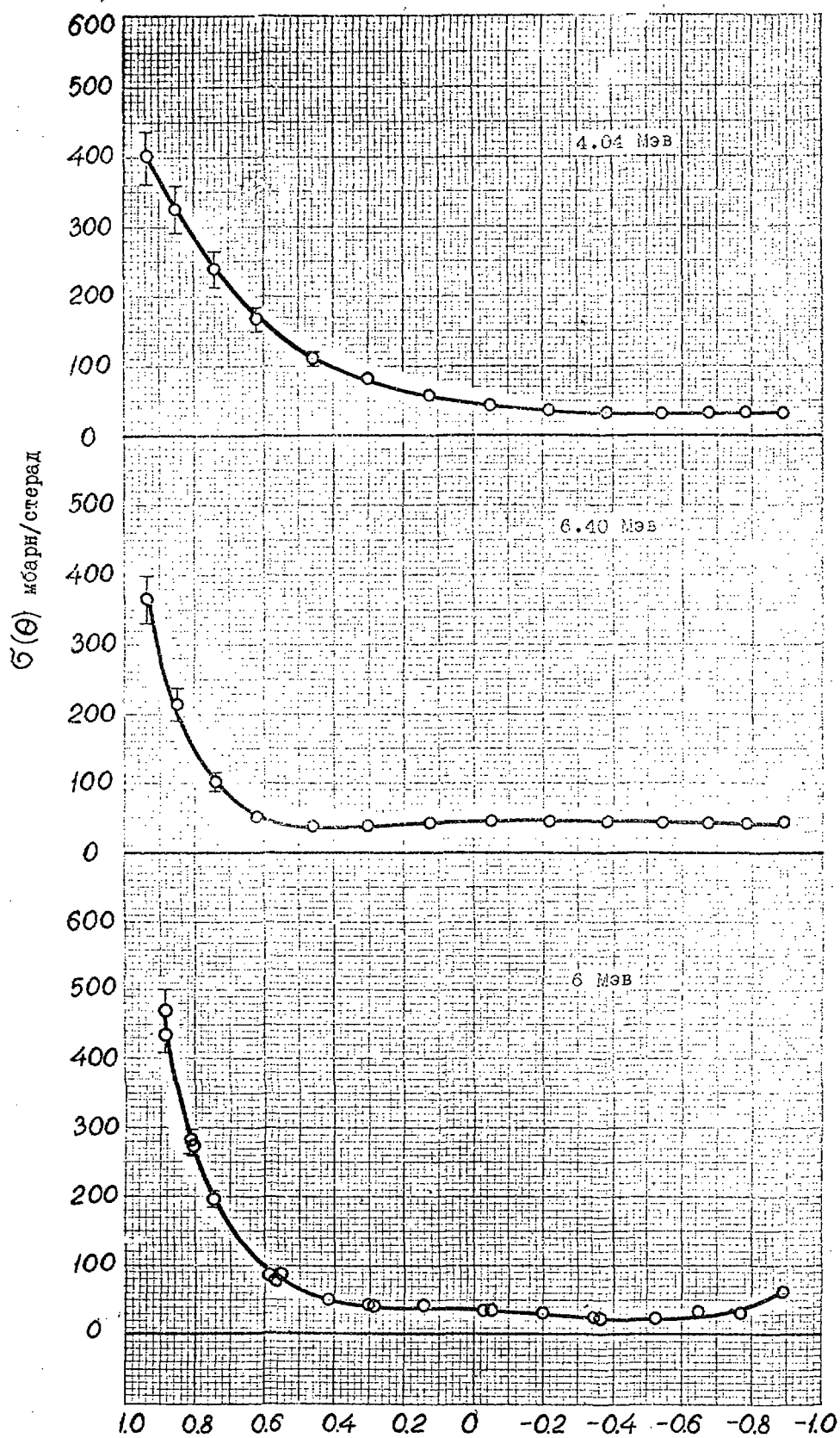
N⁷
[6]
θс



O^{16}
[9]
 θ_c

Na^{23}
[13]
 θ_c

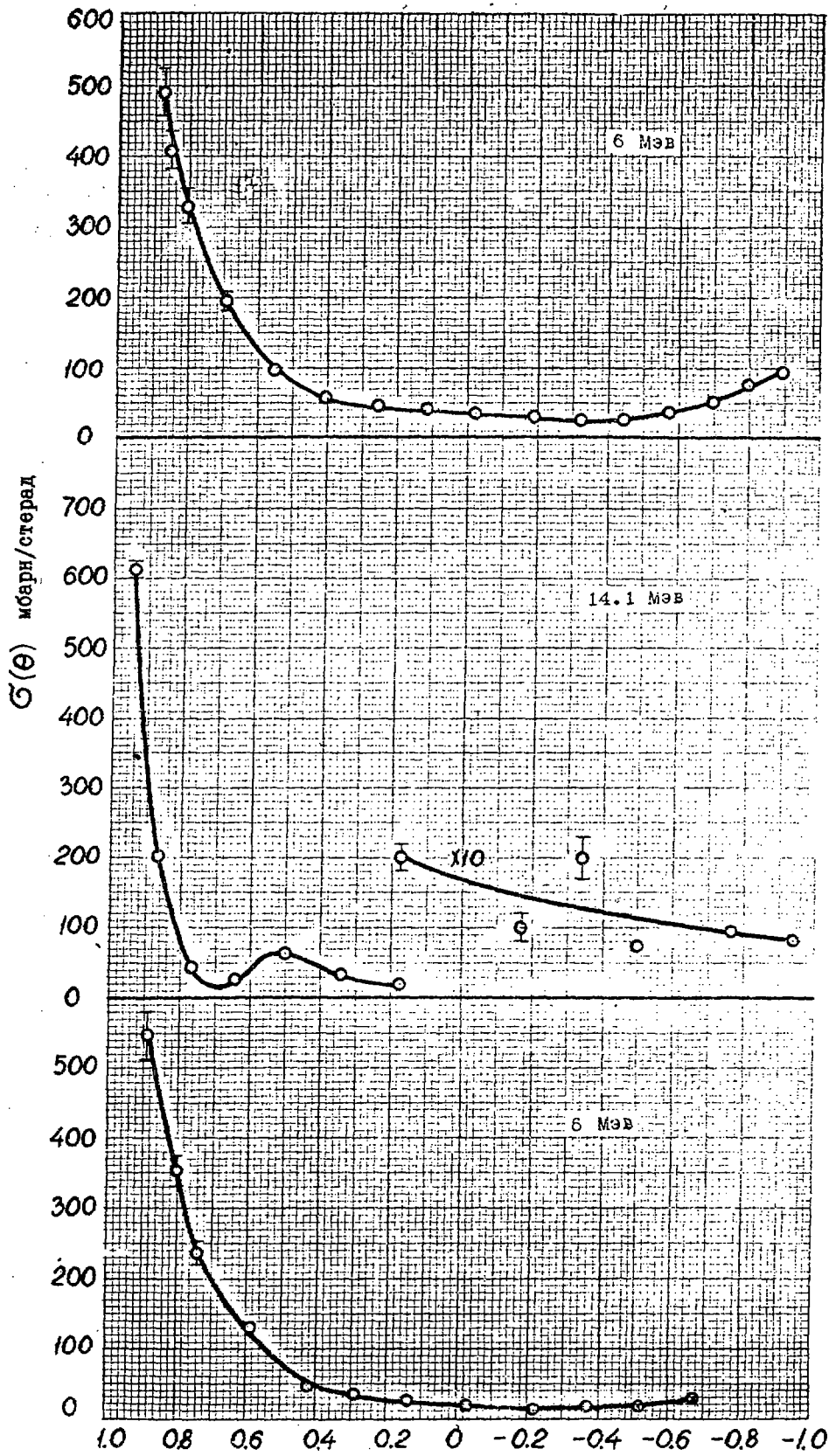
Na^{23}
[13]
 θ_c



Na^{23}
[13]
 θ_c

Na^{23}
[13]
 θ_c

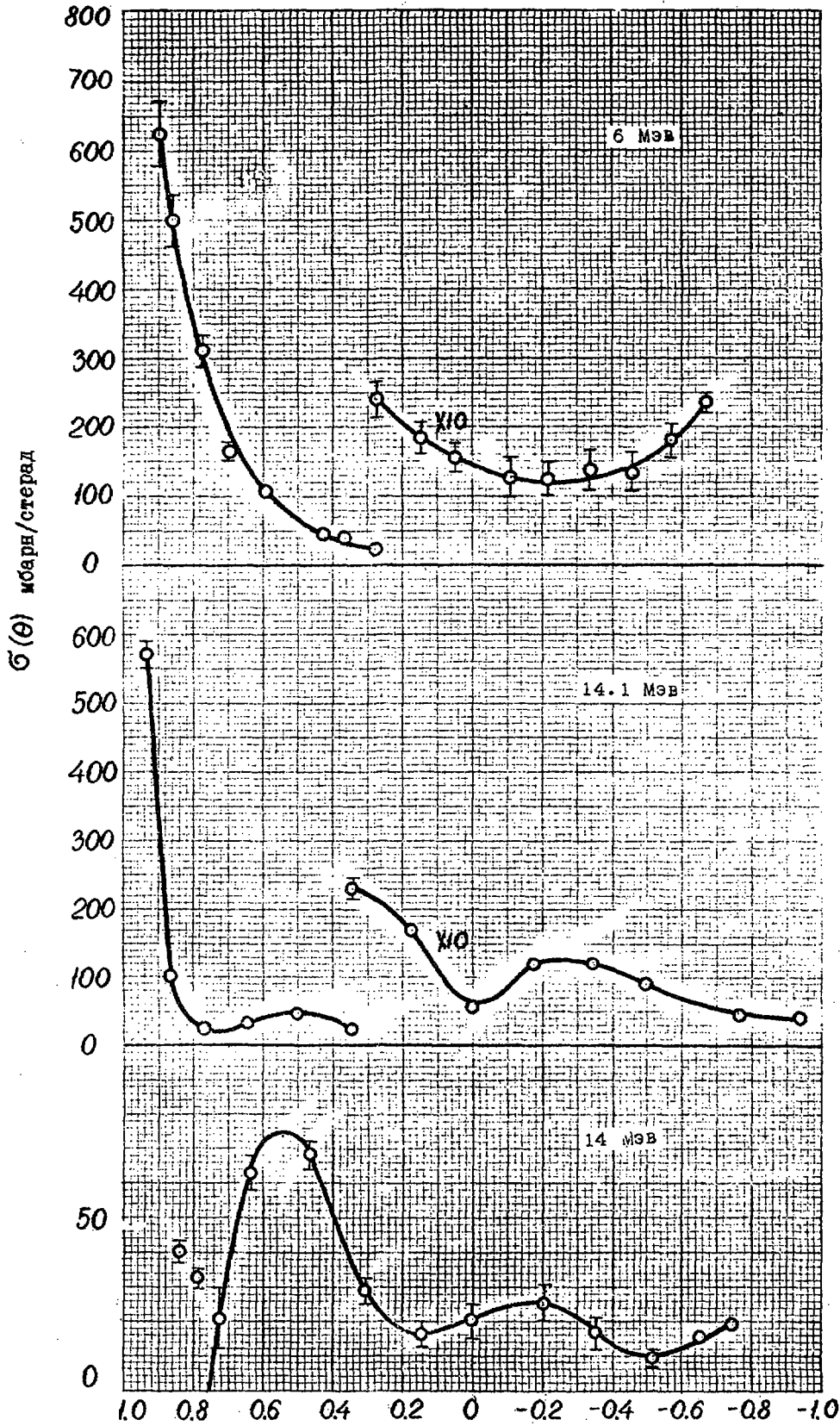
Al^{27}
[11]
 θ_c



Si^{28}
[11]
 θ_c

Si^{28}
[8]
 θ

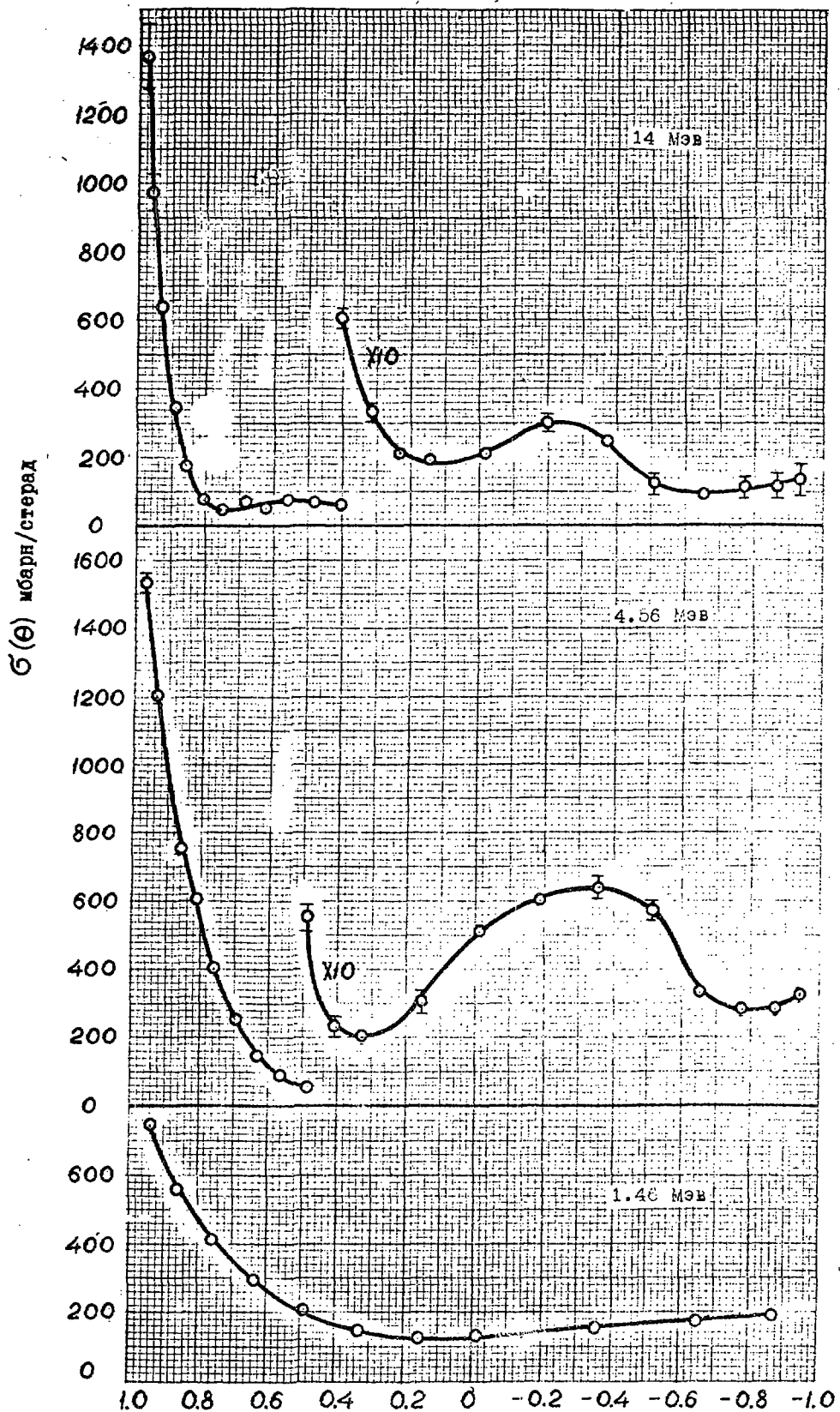
P^{31}
[11]
 θ_c



S^{32}
[11]
 θ_c

S^{32}
[8]
 θ

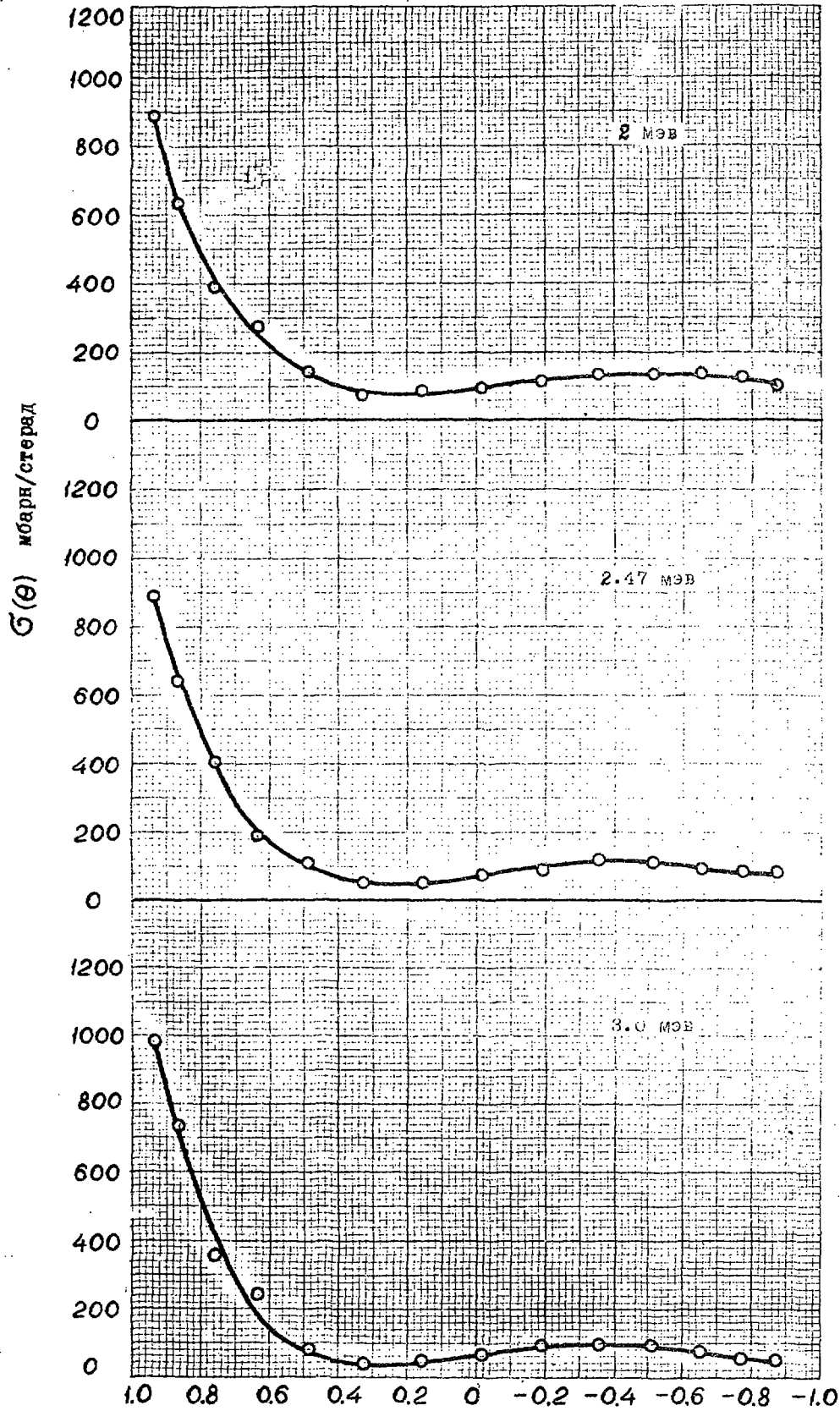
Cl^{37}
[1]
 θ_c



^{40}Ar
[9]
 θ_c

^{56}Fe
[12]
 θ

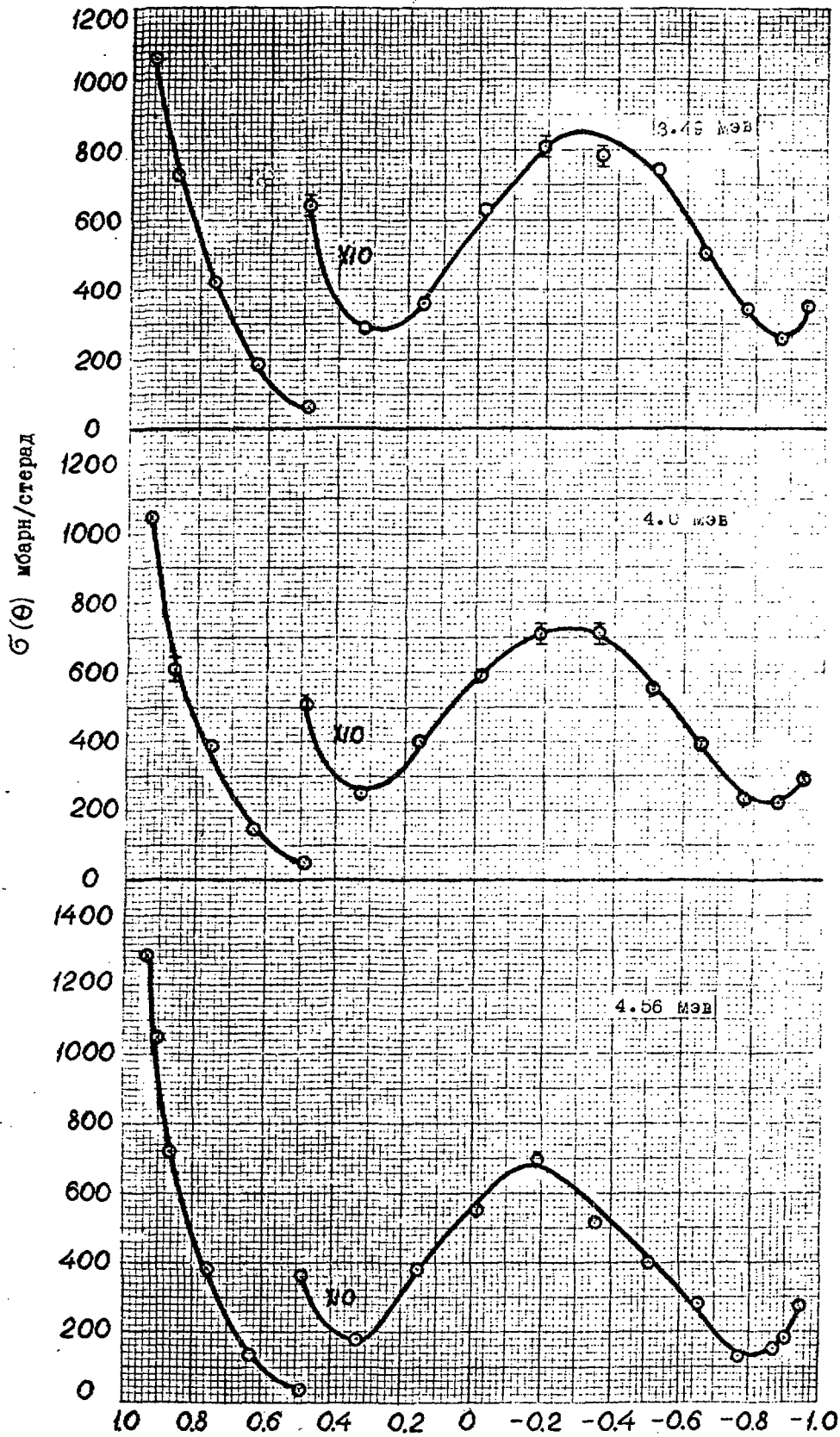
^{59}Co
[12]
 θ



^{59}Co
[12]
 θ_c

^{59}Co
[12]
 θ_c

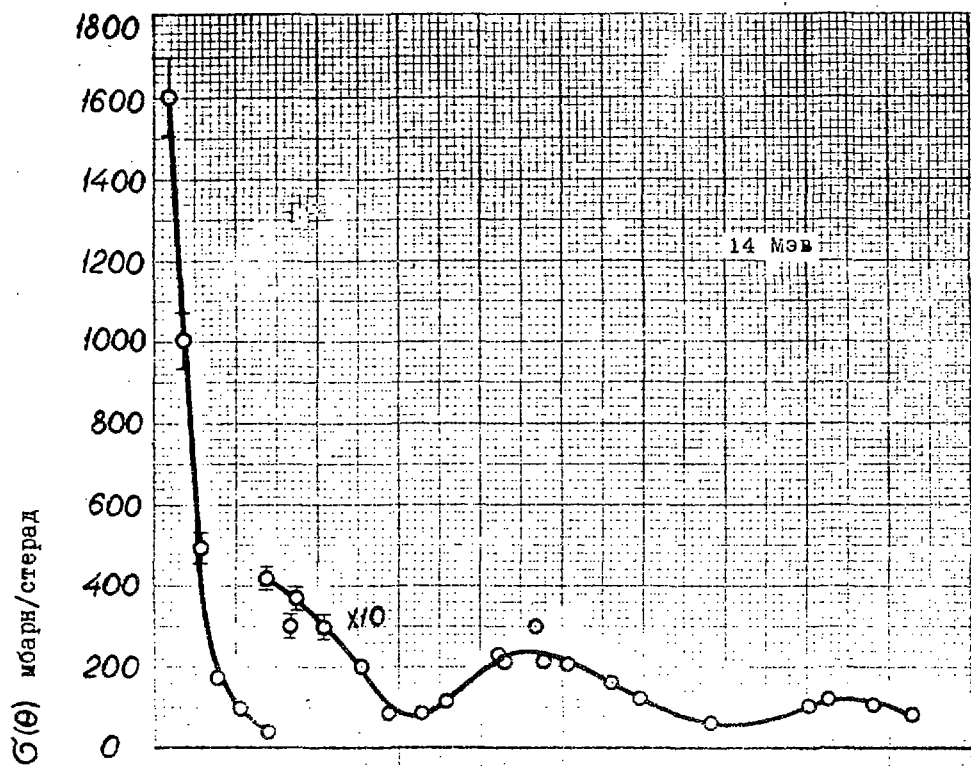
^{59}Co
[12]
 θ_c



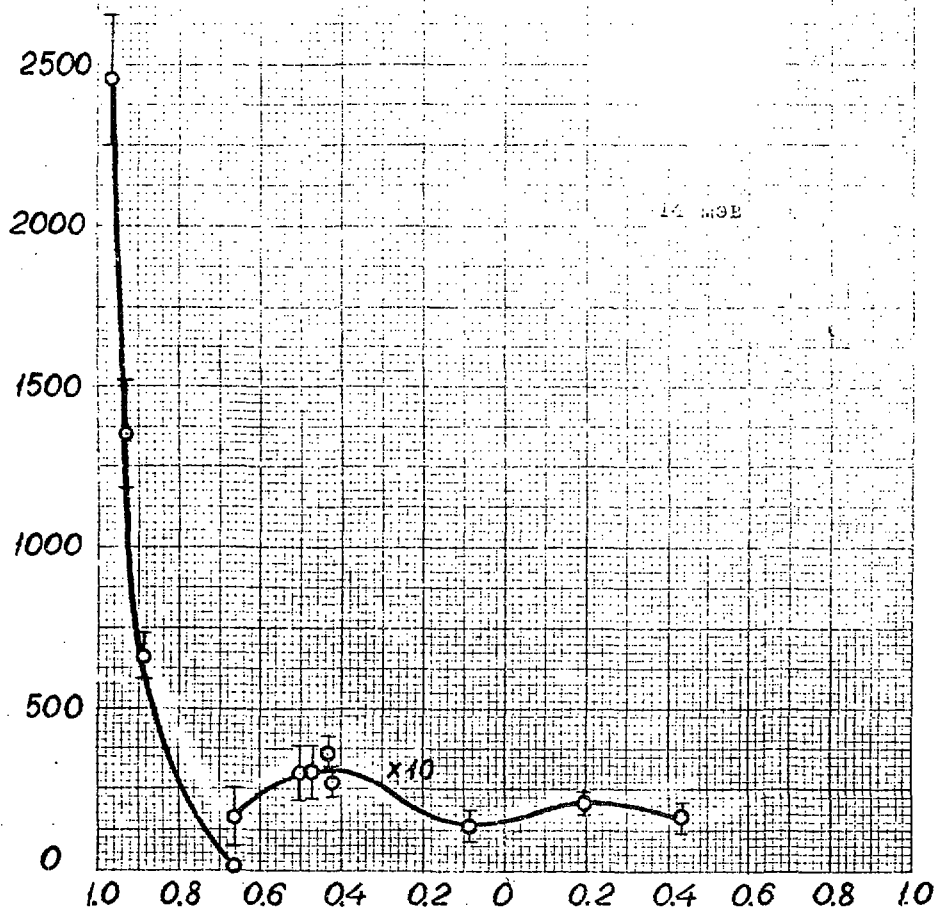
^{59}Co
[12]
 θ_c

^{59}Co
[12]
 θ_c

^{59}Co
[12]
 θ_c



^{59}Ni
[7]
 θ



^{90}Zr
[7]
 θ

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 трансураниевых 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 Δ становится больше Брейт-Вигнеровской Γ , 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 $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_r$
 Γ_n - нейтронная ширина
 Γ_r - радиационная ширина

Если плотность ядер поглотителя в блоке ρ и путь в блоке равен ℓ , 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 Δ становится порядка или больше естественной ширины Γ 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 Δ 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 (Γ/Δ) 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 Γ_n и Γ_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 Γ , 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 λ^2 , Γ_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 ρ^0 , основная часть резонансного интеграла дается первым уровнем. Однако, уровни (I) 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 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 | Γ_n 10^{-3} ев | Γ_2 10^{-3} ев | Γ 10^{-3} ев | q 10^{-3} ев | Δ_0 10^{-3} ед | 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

| ρl | 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°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 | Γ_n | Γ_2 | Γ | q | Δ_0 | J | α |
|-------|------------|------------|----------|-----|------------|------|-----------------------|
| 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 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} 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

| ρl | 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. Γ_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} ev .

Таблица У

| E_0 <i>ев</i> | Γ_n | Γ_2 | Γ | φ | Δ_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 УI даны значения эффективного резонансного интеграла в зависимости от ρl . 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 УI

| ρl | 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 | Γ_n | Γ_2 | Γ | q | Δ_0 | $J^{(e)}$ | α 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

| ρl | J_1 | $J_{1 \text{ Доп}}$ | $\sum_{l=2} J^{(e)}$ | $\sum_{l=2} J^{(e)}_{\text{Доп}}$ | $J_{\text{пачк.}}$ |
|----------|-------|---------------------|----------------------|-----------------------------------|--------------------|
| 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 ev даны в таблице IX. Уровни от 20 до 100 ev также известны, однако, мы не приводим их свойств, а учтем их в целом.

До 20 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 ev дает взнос 60 барнов в величину J .

Таблица IX

| E_0 | $2g \Gamma_n$ | Γ_n | Γ | q | Δ_0 | J_1 | α |
|-------|---------------|------------|----------|-----|------------|-------|-----------------------|
| 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 eV мы пренебрежем Допплер-эффектом и объединим уровни в I-ую группу. Вторая группа охватит уровни от 2 до 50 eV и третья - выше 50 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

| ρl | 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 | $2g\Gamma_n$ | Γ_2 | Γ_f | Δ_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 Am -241 аналогичном $N\rho$ -237 мы пренебрежем эффектом Доплера. Тогда получим следующую таблицу.

Таблицу XII

| ρv | J_1 барны | J_2 барны | J_3 барны | $\sum_{\nu=4}^{\infty} J^{(\nu)}$ барны | $\sum_{\nu=2}^{\infty} J^{(\nu)}$ эфф. 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 eV , по аналогии с $Np-237$ 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 eV .

Таблица XIII

| E_0 | $2g\Gamma_n$ | Γ_2 | Γ | Δ_0 | $J^{(e)}$ | d_e |
|-------|--------------|-------------|-------------|------------|--------------|-----------------------|
| 0,976 | 0,017 | 78 ± 30 | 78 ± 30 | 20 | 36 | $1,8 \cdot 10^{-12}$ |
| 1,353 | 0,82 | 43,0 | 43,8 | 24 | 905 ± 90 | $7,5 \cdot 10^{-12}$ |
| 1,74 | 0,18 | 30,2 | 30,4 | 26 | 120 ± 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 eV оцениваем в 150 барнов. Тогда полный резонансный интеграл равен 1335 барнов и хорошо укладывается в результат экспериментальных измерений (1970 ± 135).

В таблице XIV выделен резонансный интеграл от второго уровня, а эффект остальных уровней ниже 10 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

| ρe | J_{α} <i>эффе</i> | $\sum_e J^{(e)}$ ($< 10ev$) - J_{α} | J <i>эффе</i> <i>полн.</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 ρe измеряется в граммах и α в барнах, то получаем таблицу 15.

Таблица XV

| | Pu^{240} | Pu^{242} | Cm^{244} |
|----------|------------|------------|------------|
| α | 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-ХІУ.

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^{X)}, 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):

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

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

A_{Γ} и $A_{с\alpha}$ - 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 γ - 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 $I^8_{Rэф}$. В величины $I^8_{Rэф}$ для разного типа твэлов была введена соответствующая поправка, пропорциональная $[(I^8_{Rэф})_i - (I^8_{Rэф})_0]$, где $(I^8_{Rэф})_i$ - эффективный резонансный интеграл одного из типов твэлов. $(I^8_{Rэф})_0$ - 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

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

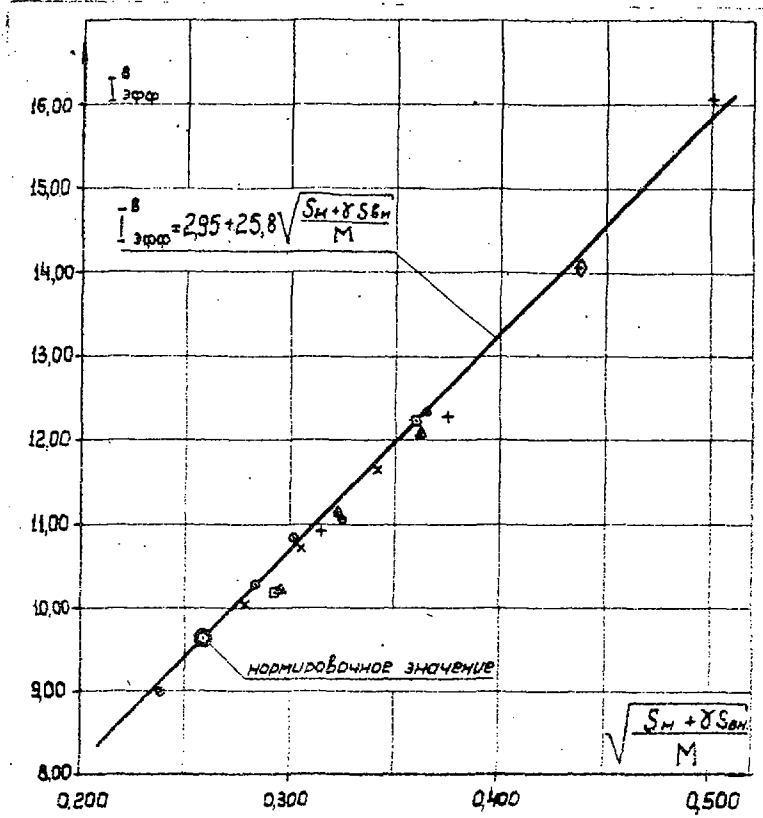
Л и т е р а т у р а

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±0,24 | 11,34 | 11,05±0,17 | - | - |
| В о д а | 12,28 | 12,06±0,19 | 11,32 | 11,13±0,16 | 10,58 | 10,21±0,16 |
| Моноизопропилдифенил | 12,25 | 12,23±0,17 | - | - | 10,52 | 10,19±0,16 |
| Графит $A_0=30$ | 11,50 | 11,64±0,15 | 10,62 | 10,71±0,14 | 9,97 | 10,03±0,14 |
| $A_0 \rightarrow \infty$ | 11,74 | | 10,83 | | 10,15 | |
| Магний $A_0=30$ | 10,81 | 11,17±0,15 | 10,04 | 10,07±0,08 | - | - |
| $A_0 \rightarrow \infty$ | 11,06 | | 10,25 | | - | |
| Алюминий $A_0=30$ | 10,60 | 10,67±0,12 | 9,86 | 9,94±0,07 | 9,32 | 9,27±0,09 |
| $A_0 \rightarrow \infty$ | 10,79 | | 10,02 | | 9,49 | |
| Висмут $A_0=30$ | 10,51 | 10,62±0,14 | 9,79 | 9,91±0,08 | 9,26 | 9,33±0,10 |
| $A_0=40$ | 10,54 | | 9,83 | | 9,29 | |
| Воздух | 10,28 | 10,30±0,13 | 9,63 | 9,63 ^{жж)} | 9,12 | 8,98±0,12 |

жж) нормировочное значение.



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

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

Экспериментальные результаты, полученные в данной работе

Экспериментальные результаты, полученные Хеллстрандом [1,2]

Коэффициент γ 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:

α - 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 λ - 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 " $\frac{1}{v}$ ") 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

| | Т°К | Эффективное сечение $\langle \frac{1}{v} \rangle_T$ | | | | | | Параметры модели (I) | | | |
|--------------------|------|---|---------|---------|---------|---------|----------|----------------------|---------------------------------|---------------------------------|-------|
| | | 0,0I | 0,1 | I | 2 | 3 | 10 | C(T) | $\langle \frac{1}{v} \rangle_M$ | $\langle \frac{1}{v} \rangle_S$ | |
| A | 300 | - | - | - | - | - | - | С | 1,5 | 0,8762 | 0,320 |
| B | | 0,87293 | 0,86958 | 0,83833 | 0,80783 | 0,78099 | 0,656214 | | | | |
| $\frac{B-A}{A} \%$ | | +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

| | σ_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 | | | |
| B | | 0,87602 | 0,87490 | 0,78000 | 0,71160 | 0,66117 | - | 4,4 | 0,8762 | 0,320 |
| $\frac{B-A}{A} \%$ | | +0,92 | +1,19 | +0,91 | -0,96 | -3,0 | - | | | |
| A | 400 | 0,75402 | 0,74904 | 0,708262 | 0,67554 | 0,65052 | 0,556509 | | | |
| B | | - | - | 0,710523 | 0,67169 | 0,640082 | 0,515869 | 3,0 | 0,7590 | 0,320 |
| $\frac{B-A}{A} \%$ | | - | - | +0,30 | -0,59 | -1,50 | -7,20 | | | |
| A | 500 | 0,67561 | 0,67307 | 0,65049 | 0,63055 | 0,61303 | 0,539540 | | | |
| B | | 0,67856 | 0,67642 | 0,65639 | 0,63726 | 0,61905 | 0,535362 | 1,8 | 0,6788 | 0,320 |
| $\frac{B-A}{A} \%$ | | +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 | | | |
| B | | 0,62005 | 0,61868 | 0,60571 | 0,59256 | 0,58056 | 0,519188 | 1,5 | 0,6202 | 0,320 |
| $\frac{B-A}{A} \%$ | | +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 | | |
|-------------------|---------|--|---------|---------|---------|---------|---------|--------------------|------------------------------|------------------------------|
| σ_a^0 | | 0,01 | 0,1 | 1 | 2 | 3 | 10 | $c(\tau)$ | $\langle \sigma_a \rangle_M$ | $\langle \sigma_a \rangle_S$ |
| A | T°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 |
| $\frac{B-A}{A}\%$ | | 0,78 | 0,79 | 0,80 | 0,80 | 0,76 | 0,21 | | | |
| A | 600 | 394,690 | 393,991 | 387,288 | 380,401 | 374,038 | 340,160 | 1,5 | 398,0 | 200 |
| B | 397,900 | 397,900 | 397,025 | 388,659 | 380,158 | 372,393 | 332,429 | | | |
| $\frac{B-A}{A}\%$ | | 0,82 | 0,77 | 0,35 | -0,064 | -0,44 | -2,27 | | | |
| A | 1200 | 283,240 | 283,079 | 281,502 | 279,825 | 278,222 | 268,710 | 1,4 | 284,1 | 2000 |
| B | 284,070 | 284,070 | 283,799 | 281,182 | 278,462 | 275,915 | 261,872 | | | |
| $\frac{B-A}{A}\%$ | | +0,29 | +0,025 | -0,011 | -0,49 | -0,83 | -2,54 | | | |

| | | Эффективное сечение $\langle \sigma_a^{Pu-239} \rangle_T$ | | | | | | Параметры модели I | | |
|-------------------|-----|---|---------|---------|---------|---------|---------|--------------------|------------------------------|------------------------------|
| σ_a^0 | | 0,01 | 0,1 | 1 | 2 | 3 | 10 | $c(\tau)$ | $\langle \sigma_a \rangle_M$ | $\langle \sigma_a \rangle_S$ |
| A | T°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 |
| $\frac{B-A}{A}\%$ | | +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 2Г-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
 Γ_n - нейтронная ширина
 Γ - полная ширина
 \mathcal{C}_0 - полное сечение в резонансе
 U - летаргия
 ξ_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. σ_{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 σ_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 σ_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 Δu_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 Δu_j ; σ_{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; σ_{nr} рассчитывается по обычно применяемой для расчета средних сечений радиационного захвата формуле статистической теории [44]:

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

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.

$\epsilon_{j,l}^j, \epsilon_{j_k,l_k}^{j_k}$ - 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 $E - E_k$.

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

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
 δ_p, δ_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 Γ_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 σ_{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 ~ 10 эв. принимались следующими закону $1/v$. При этом кривые σ_{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 σ_{nr} при 0,0253 эв, оцененное по параметрам, видимо занижено. Однако для Gd^{158} есть экспериментальное значение σ_{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 + 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 Σ_{nr} лучше согласуется с экспериментальным (см. рис. 8), если принять \bar{D} равным 80 эв¹⁾. Характеристики уровней неупругого рассеяния взяты из работ [6], [26] + [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 Σ_{nr} при 3 мэв. [25].

В области энергий 40 + 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 Σ_{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 сечение 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 ~ 170 бн. (см. табл. 29). Поэтому в области энергий до первого резонанса σ_{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], Γ_{γ} - из [36], характеристики уровней неупругого рассеяния - из [6], [37] и [38].

В области энергий 160 эв + 1,6 мэв Σ_{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 ¹⁾

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 $\frac{\Sigma_p}{\Sigma_{ном}}$ - отношения суммы полных сечений всех элементов и изотопов, входящих в состав среды, за исключением рассматриваемого к

¹⁾ Подробно см. работу I, § 1.3(г)

концентрации ядер рассматриваемого поглотителя ¹⁾ 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

¹⁾ Для тепловых и промежуточных реакторов, в которых концентрация ядер замедлителя велика, Σ_p практически полностью обуславливается сечением рассеяния на ядрах замедлителя. В случае гетерогенного расположения поглотителя под Σ_p следует понимать ее эффективную величину, т.е. $\Sigma_p^{\text{эфф.}} + 1/\tau_{\text{слова}}$ (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).

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

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

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 (~ 23 бн 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 σ_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" Госатомиздат, 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. Pava 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 σ_{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; 20,81 эв; 22,2 эв; 23,49; 29,58 эв; 30,11 эв;
33,2 эв; 44,3 эв; 48,7 эв; 52,1 эв; 58,2 эв; 80,7 эв; 80,7 эв.

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

ζ_{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. 31 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.

$\zeta_{gr}^{с рез.}$ - 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. 21 - 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 ζ 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 | Γ_{γ} мб | Γ_n мб | Γ_{α} мб | λ_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 | α [Мэв] ⁻¹ | μ Мэв | Γ_{γ} мб | \bar{D} эв | E_{κ} Мэв | I_{κ}^{π} |
|------------|------------------------------|-----------|----------------------|--------------|------------------|--------------------|
| 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) | $\gamma_{\text{рас.}}^{\text{рас.}} \frac{dE}{E}$ | $\gamma_{\text{экс.}}$ | РАБОТА |
|------------|---|---|------------------------|---------|
| Gd^{155} | 60000 | 1690 | | |
| Gd^{157} | 255000 | 741 | 740 | на [12] |

Таблица 4

80-ти групповые сечения поглощения Gd 155

| λ | без рез. $\Sigma_{гр} \delta_{гн}$ | с 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 | с рез. $\delta_{nr} \delta_n$ | $\Delta J_r \delta_n$ | $J_r \delta_n$ |
|-------|----------------------------------|-----------------------|----------------|
| 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 |

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

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

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

Таблица 5

Параметры выделенных резонансов Gd^{155}

| $N_{\alpha/\beta}$ | $E_{\alpha\beta}$ | g | $\Gamma_{\alpha\beta}$ | Γ_{β} | Γ_{α} | G_{α} дн. | J_{β} дн. | U | β_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 |

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

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

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

Таблица 6.

80-ти групповые сечения поглощения Gd ¹⁵⁷

| U | Без рез. Энр. Бн. | Без рез. Энр. Бн. | С рез. Энр. | Δ Эн. Бн. | Эн. Бн. | С рез. Энр. Бн. |
|-------|----------------------|----------------------|-------------------|--------------------|-------------------|--------------------|
| 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 | $\sum_{i=1}^n \delta_{i-1}$ | ΔJ_{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 ¹⁵⁷

| N_n/n | E_0 эВ | g | Γ_r мВ | Γ_n мВ | Γ мВ | ω_0 см | $J_{r\delta n}$ | u | ξ_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 |
| 10 | 66,6 | 0,5 | 101 | 8,8 | 109,8 | 1580 | 3,75 | 10,31 | 0,531 |
| 11 | 80,7 | 0,5 | 101 | 90 | 191 | 7650 | 15,0 | 10,12 | 0,839 |
| 12 | 87,4 | 0,5 | 101 | 5,2 | 106,2 | 734 | 1,33 | 10,04 | 0,448 |
| 13 | 97 | 0,5 | 101 | 21 | 122 | 2320 | 3,80 | 9,93 | 0,489 |
| 14 | 100,7 | 0,5 | 101 | 36 | 137 | 3420 | 5,38 | 9,90 | 0,539 |
| 15 | 105,3 | 0,5 | 101 | 64 | 165 | 4820 | 7,27 | 9,85 | 0,635 |
| 16 | 110,8 | 0,5 | 101 | 54 | 155 | 4120 | 5,89 | 9,80 | 0,581 |
| 17 | 115,8 | 0,5 | 101 | 23 | 124 | 2100 | 2,87 | 9,76 | 0,455 |
| 18 | 121,2 | 0,5 | 101 | 120 | 221 | 5870 | 7,68 | 9,71 | 0,792 |
| 19 | 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) M_n |
| | 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 | $\int \sigma_{\gamma} dE$ бн. |
|------------|----------------------------------|----------|------|--------|------------|----------------------------------|
| Gd^{156} | ~ 23 | O.R.N.L. | 1965 | [13] | оценка | 115 бн. |
| | 44 | Garrison | 1962 | [17] | | |
| Gd^{158} | - | - | - | - | - | 84 бн. |

Таблица 10.¹⁾

| Изотоп | энергия мэв | Δ_{γ} 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 | Ω [мэв] ¹⁾ | Ω мэв | Γ_{γ} мб. | \bar{D}_{γ} | E_{κ} мэв | I_{κ}^{π} |
|------------|------------------------------|--------------|-----------------------|--------------------|------------------|--------------------|
| Gd^{156} | 19,77 | 5,69 | 100 | 70 | 0 | 0 ⁺ |
| | | | | | 0,089 | 2 ⁺ |
| | | | | | 0,288 | 4 ⁺ |
| | | | | | 0,585 | 6 ⁺ |
| | | | | | 1,153 | 2 ⁺ |
| | | | | | 1,168 | 2 ⁺ |
| | | | | | 1,242 | 1 ⁻ |
| | | | | | 1,251 | 3 ⁺ |
| | | | | | 1,320 | 2 ⁻ |
| | | | | | 1,359 | 4 ⁺ |
| | | | | | 1,366 | 1 ⁻ |
| 1,514 | 4 ⁺ | | | | | |
| Gd^{158} | 19,66 | 5,49 | 100 | 80 | 0 | 0 ⁺ |
| | | | | | 0,0796 | 2 ⁺ |
| | | | | | 0,262 | 4 ⁺ |
| | | | | | 0,539 | 6 ⁺ |
| | | | | | 0,978 | 1 ⁻ |
| | | | | | 1,025 | 2 ⁻ |
| | | | | | 1,043 | 3 ⁻ |
| | | | | | 1,185 | 2 ⁺ |

1) Уже после окончания данной работы были опубликованы экспериментальные значения Δ_{γ} в области энергий 5кэв. ± 3мэв, полученные Ступеция 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. Σ_{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 | 0,14 | 0,045 | IO7 | 3,00 | 0,22 | 0,055 | 0,396 |
| 12,75 | 0,12 | 0,12 | 0,12 | 0,043 | IO7 | 2,75 | 0,18 | 0,045 | 0,341 |
| 12,50 | 0,11 | 0,11 | 0,11 | 0,043 | IO7 | 2,50 | 0,14 | 0,035 | 0,296 |
| 12,25 | 0,10 | 0,10 | 0,10 | 0,045 | IO7 | 2,25 | 0,11 | 0,028 | 0,261 |
| 12,00 | 0,10 | 0,10 | 0,10 | 0,052 | IO7 | 2,00 | 0,10 | 0,025 | 0,234 |
| 11,75 | 0,10 | 0,10 | 0,10 | 0,078 | IO7 | 1,75 | 0,095 | 0,024 | 0,209 |
| 11,50 | 0,10 | 0,10 | 0,10 | 0,072 | 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 | IO,0 | IO,0 | IO,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 | ξ_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 | ξ_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. $\Sigma_{nr} \delta_n$ | с рез. $\Sigma_{nr} \delta_n$ | $\Delta \Sigma_{nr} \delta_n$ | $\Sigma_{nr} \delta_n$ | u | с рез. $\Sigma_{nr} \delta_n$ | $\Delta \Sigma_{nr} \delta_n$ | $\Sigma_{nr} \delta_n$ |
|-------|------------------------------------|----------------------------------|-------------------------------|------------------------|-------|----------------------------------|-------------------------------|------------------------|
| 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 |

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

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

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

Таблица 16.

Тепловые сечения Gd^{154} и Gd^{160}

| Изотоп | $\sigma_{nr}^{эксн}$ бн. | энергия | автор | год | работа |
|------------|--------------------------|-----------------|----------------|------|--------|
| Gd^{154} | 100 ± 20 | спектр реактора | Гришанин и др. | 1967 | [13] |
| | 105 ± 11 | " " | Dobrozemsky | 1967 | [15] |
| | ~ 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} | ~ 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 ± 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 ± 8 ≥ 240 426 | данная работа из [33] [33] данная работа | оценка по рез. параметрам |

Таблица 20.

Параметры низкоэнергетических уровней Gd

| E_0 эв | g | $\Gamma_{\gamma} мв$ | $\Gamma_n мв$ | $\Gamma мв$ | ω_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 ¹⁾
 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 | |

¹⁾ 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 | $\sum_{\text{срез}} \text{Урбн}$ | $\Delta \text{Урбн}$ | 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 |

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

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

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

Таблица 22

Параметры выделенных резонансов Gd

| Nn/n | E _{0эв} | g | Г _{мв} | Г _{н мв.} | Г _{мв} | ω _{0вн} | γ _{рвн} | u | β ₀ |
|------|------------------|-------|-----------------|--------------------|-----------------|------------------|------------------|-------|----------------|
| 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 ₀ зб | q | Γ _{гмб} | Γ _{н мб} | Γ мб | Б _{о бн} | У _{г бн} | u | ρ _о |
|------|-------------------|------|------------------|-------------------|-------|-------------------|-------------------|-------|----------------|
| 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 | $\Gamma_{гмв}$ | $\Gamma_{пмв}$ | $\Gamma_{мв}$ | ζ_0 бн |
|-----------|-----|----------------|----------------|---------------|-------------------|
| 0,489 | 0,5 | 34 | 0,0325 | 34 | $2,56 \cdot 10^3$ |

Таблица 24.

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

| $\zeta_{эксп.}$ ζ_0 бн | энергия | автор | год | работа | примечание |
|---------------------------------|----------------------------|------------|------|--------|--|
| 170 ± 5 | 0,0253эв. } 0,0253эв. } | Pearlstein | 1966 | [33] | поглощение $T_{1/2} = 2,1$ дн. |
| 169 ± 6 | | | | | |
| 151 | спектр Максвелла | | | [39] | |
| 161 | спектр р-ра 0,0253эв. | Pearlstein | 1966 | [39] | оценивалось как $\zeta_{tot} - \zeta_s$, ζ_s принималось равным 12 бн. |
| 170 | | | | | |

Таблица 25.

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

| J_a эксп. бн | автор | год | работа | примечание |
|-------------------|------------------|------|--------------|--|
| 905 | Rogers | 1967 | [41] | (выше 0,5 эв.) |
| 870 ± 130 | Rose | 1958 | μ_3 [32] | В работе [32] эта величина исправлена на 946 ± 141 бн. |
| 500 | Pearlstein | 1966 | [39] | |
| 48 | Goldman (оценка) | | [35] | вклад выше 102 эв. |

Таблица 26

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

| α [мэв] | u мэв. | $\Gamma_{r,mb}$ | \bar{D} эв | E_k | Γ_k^π |
|----------------|----------|-----------------|--------------|--------|----------------|
| 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 №²³⁷

| u | без мез Σ _{гр} БН | без Σ _{мез} Σ _{гр} БН | с мез Σ _{гр} БН | ΔΣ _{гр} БН | Σ _{гр} БН | от 1 мез Σ _{гр} | u | с мез Σ _{гр} | ΔΣ _{гр} БН | Σ _{гр} 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 | I8,3 | 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 |

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

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

$\Sigma_r = \int_{-\infty}^{u_i} \sigma_{gr}(u) du$

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 | ξ_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.с.зб | q | Г _r мб. | Г _n 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 _г мв | Г _н мв | Г мв. | Зобн | У _г | 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)

| $N_{п/и}$ | $E_{0\text{э}}$ | g | $\Gamma_{гмв}$ | $\Gamma_{нмв}$ | $\Gamma_{мв}$ | $\zeta_{05и}$ | $\gamma_{гдн}$ | u | ξ_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 |

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

$$\sum_{i=1,2,4,7} \gamma_{гдн} = 251,2 \text{ бн.}$$

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 Σd

| N | без рез | | Σ 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 Σd

| N | без рез | | Σ 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)

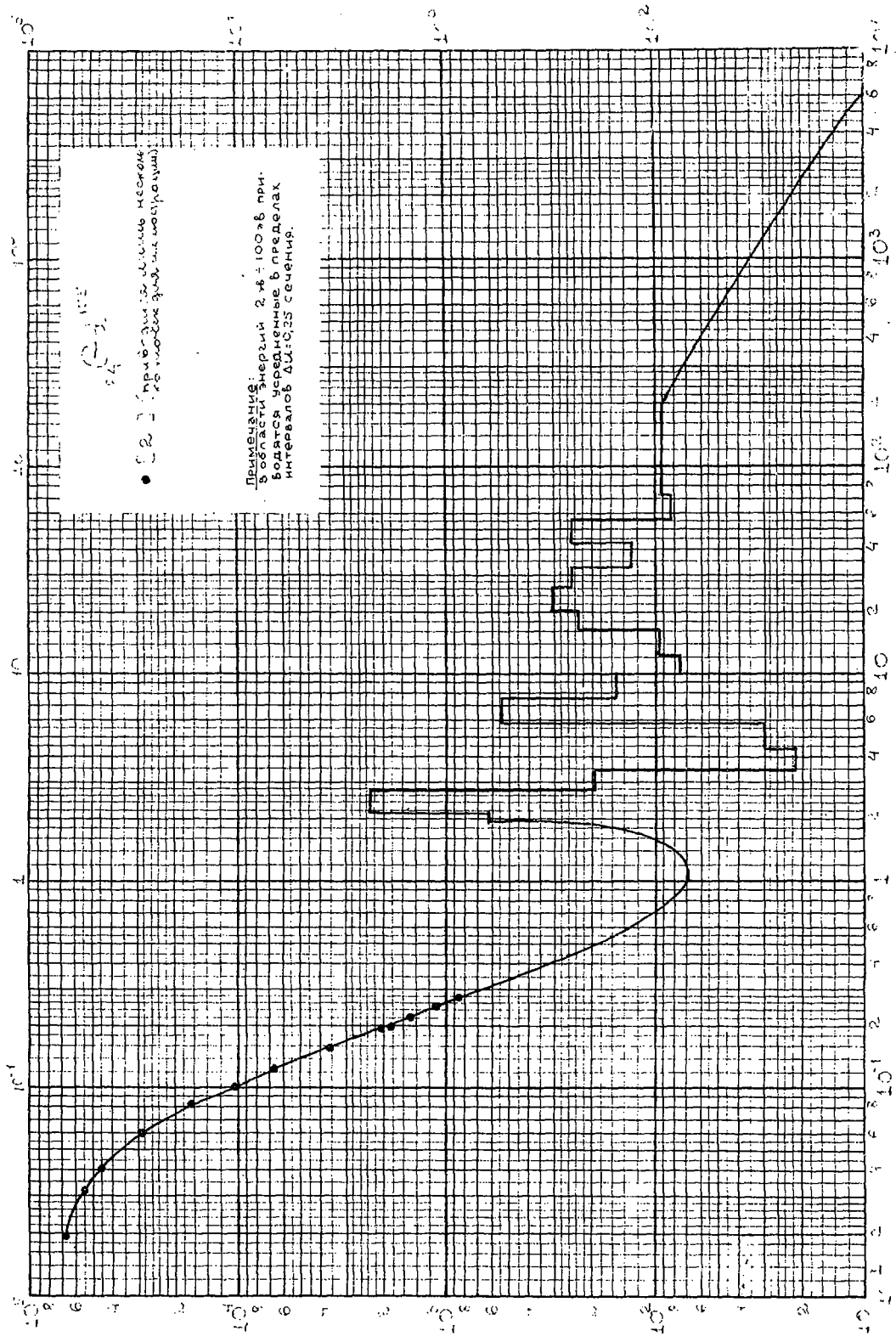
| U | E | U | E | U | E | U | E |
|-------|--------|-------|-------------------|------|-------------------|-------|-------------------|
| 18,20 | 0,0252 | 13,25 | 3,52 | 8,25 | $5,23 \cdot 10^2$ | 3,25 | $7,76 \cdot 10^4$ |
| 18,00 | 0,0305 | 13,00 | 4,55 | 8,00 | 6,71 | 3,00 | $9,96 \cdot 10^4$ |
| 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)

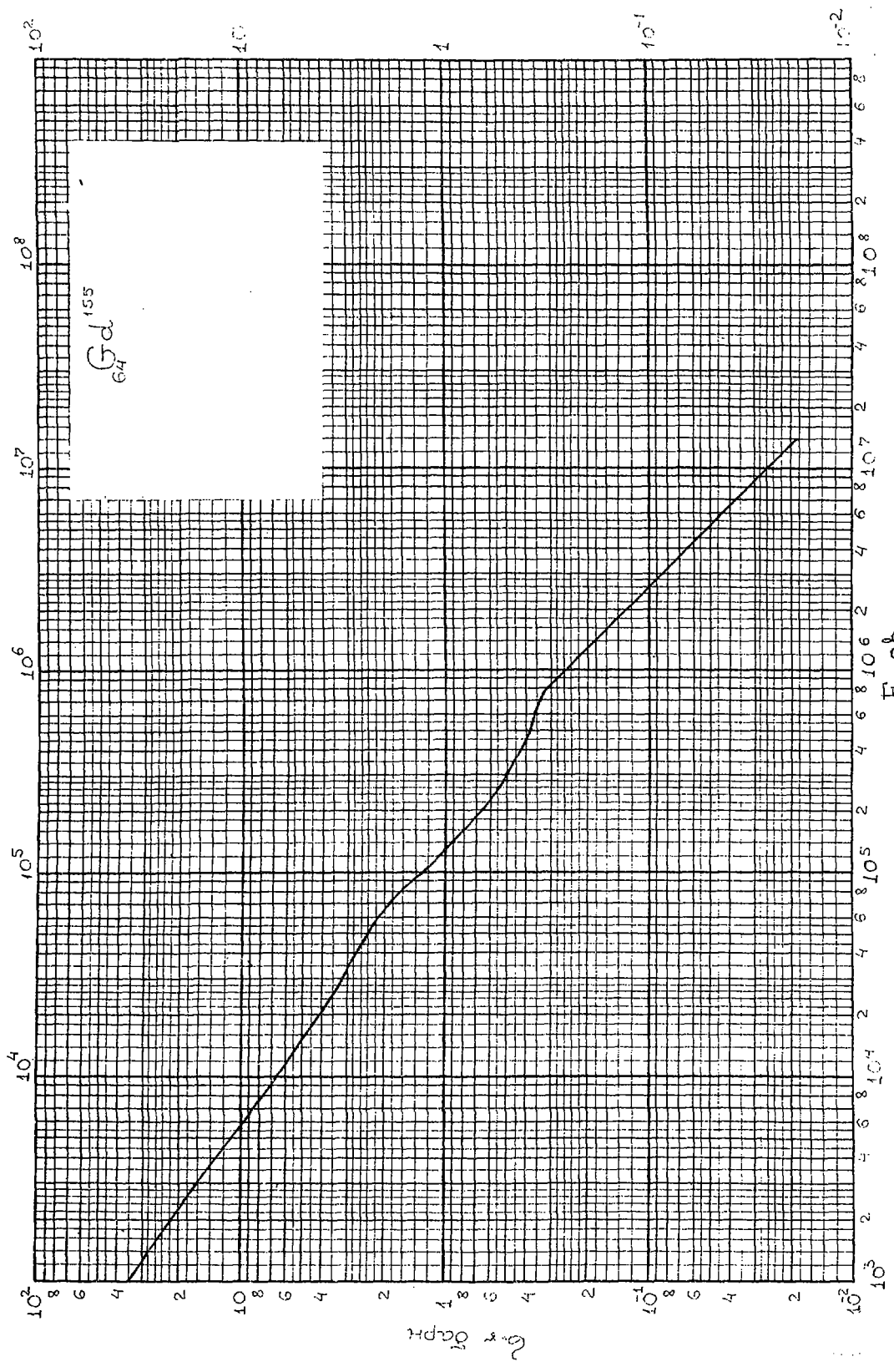
| N _{н/н} | E | U | ΔU |
|------------------|----------------|---------------|------|
| 1 | 6,5 ÷ 10,5 МэВ | -1,66 ÷ -1,18 | 0,48 |
| 2 | 4,0 ÷ 6,5 МэВ | -1,18 ÷ -0,70 | 0,48 |
| 3 | 2,5 ÷ 4,0 МэВ | -0,70 ÷ -0,22 | 0,48 |
| 4 | 1,4 ÷ 2,5 МэВ | -0,22 ÷ 0,35 | 0,57 |
| 5 | 0,8 ÷ 1,4 МэВ | 0,35 ÷ 0,92 | 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

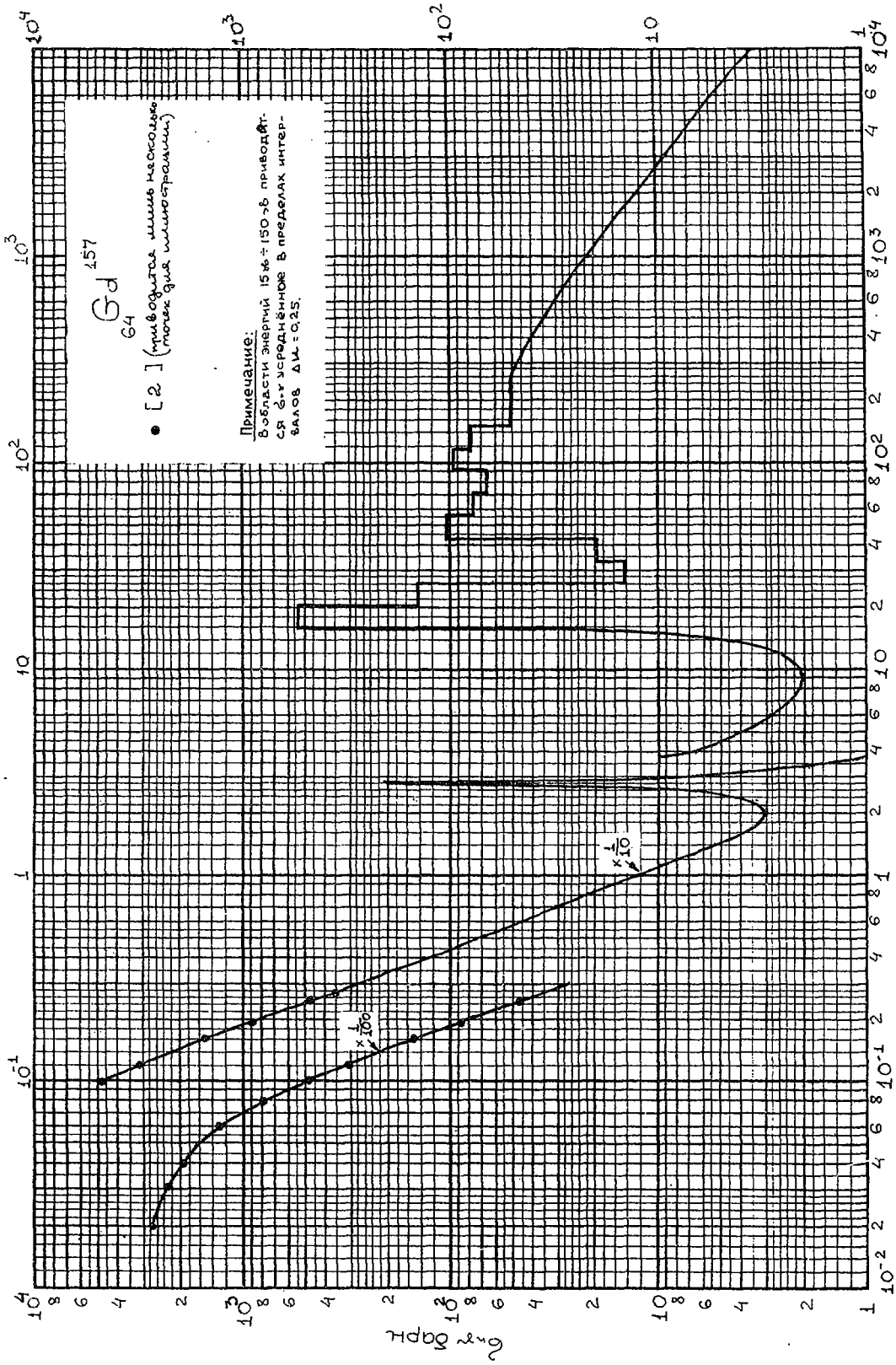
Графики энергетической зависимости сече-
ний радиационного захвата нейтронов
изотопами Gd^{156} , Gd^{157} , Gd^{158} , Gd^{159} ,
 Np^{237} и Gd^{eem} .



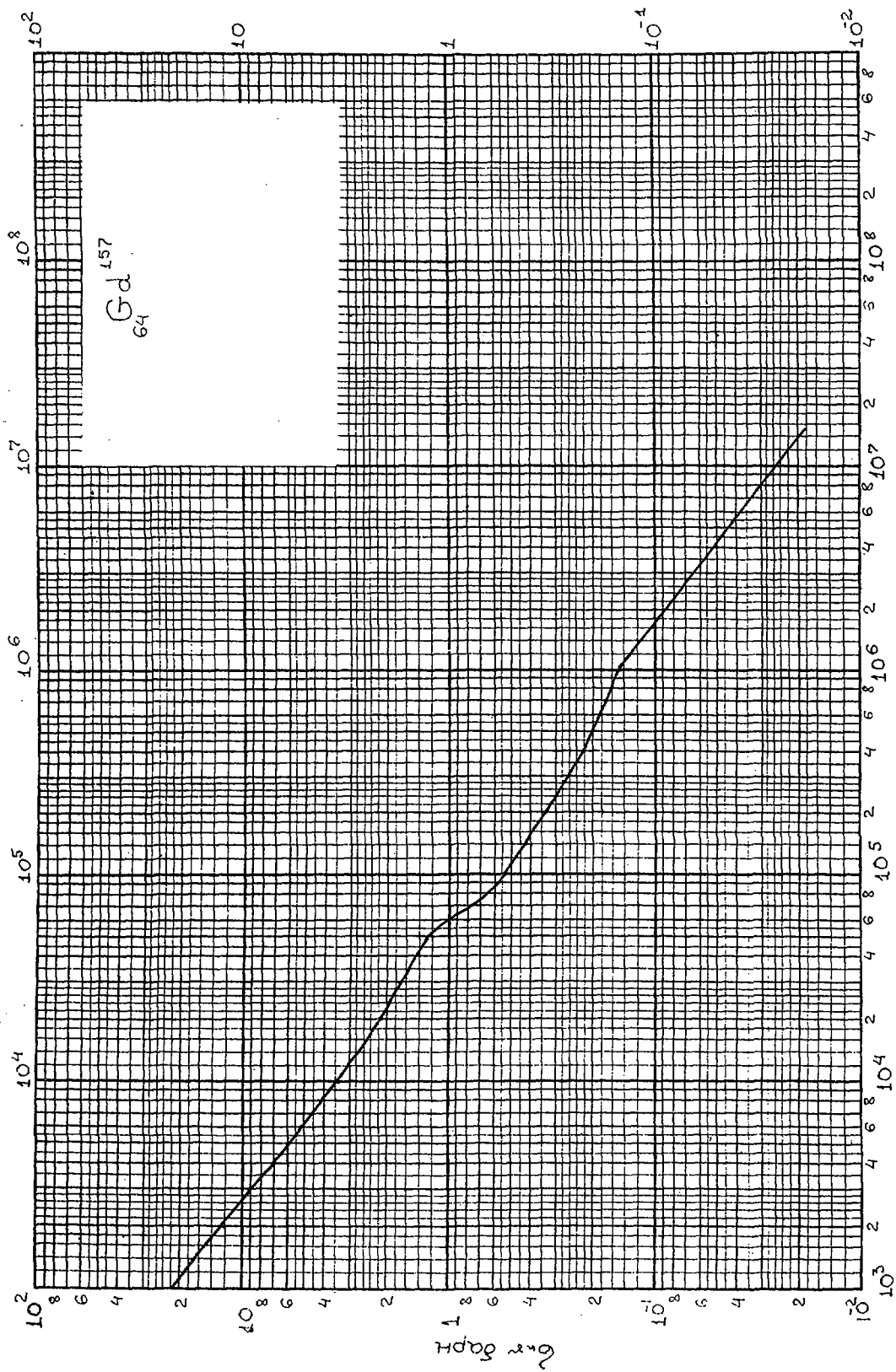
Енэб
 Рuc. 1



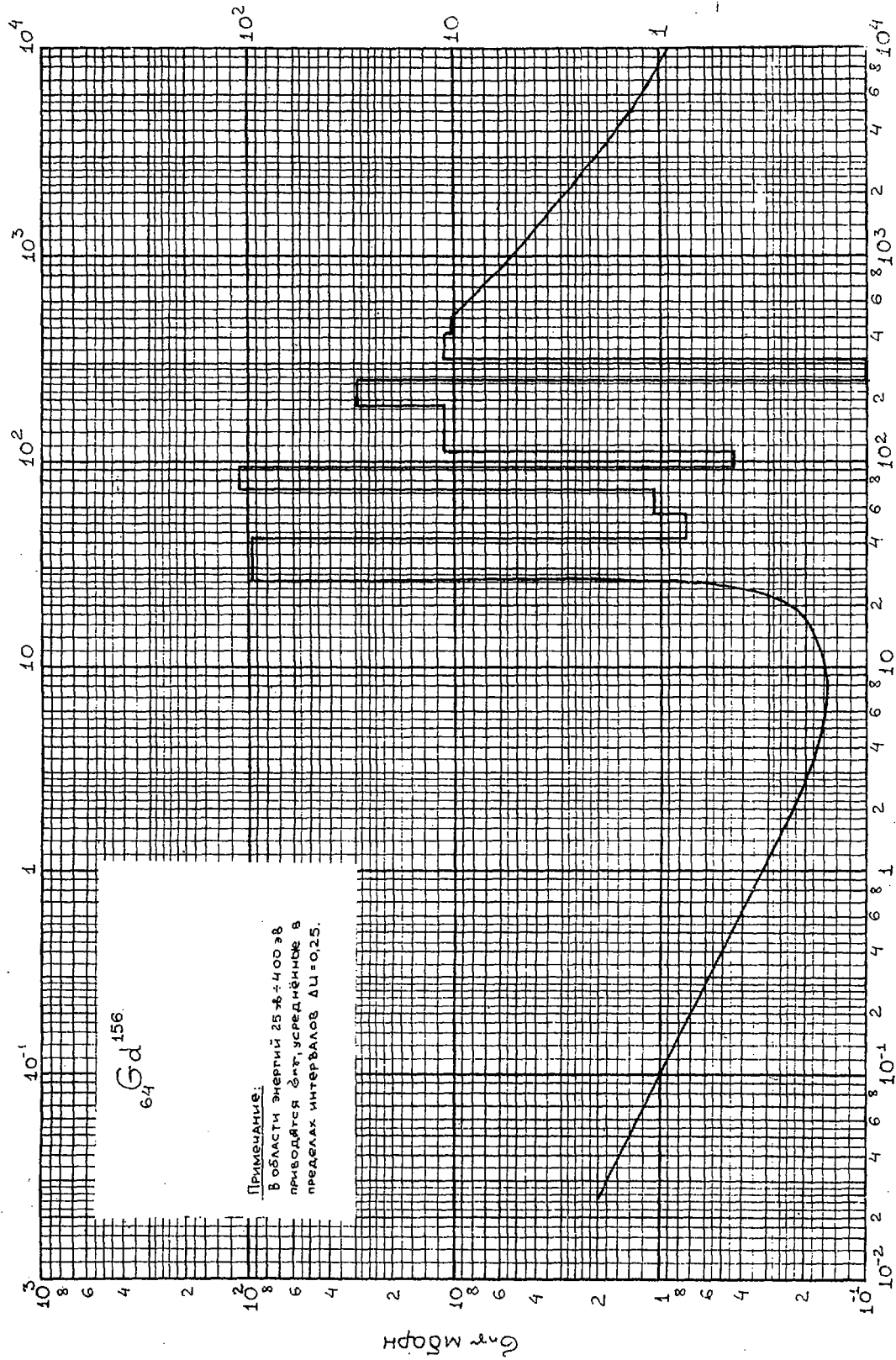
Er. ab
Puc. 2



Е.н. об
Рис. 3

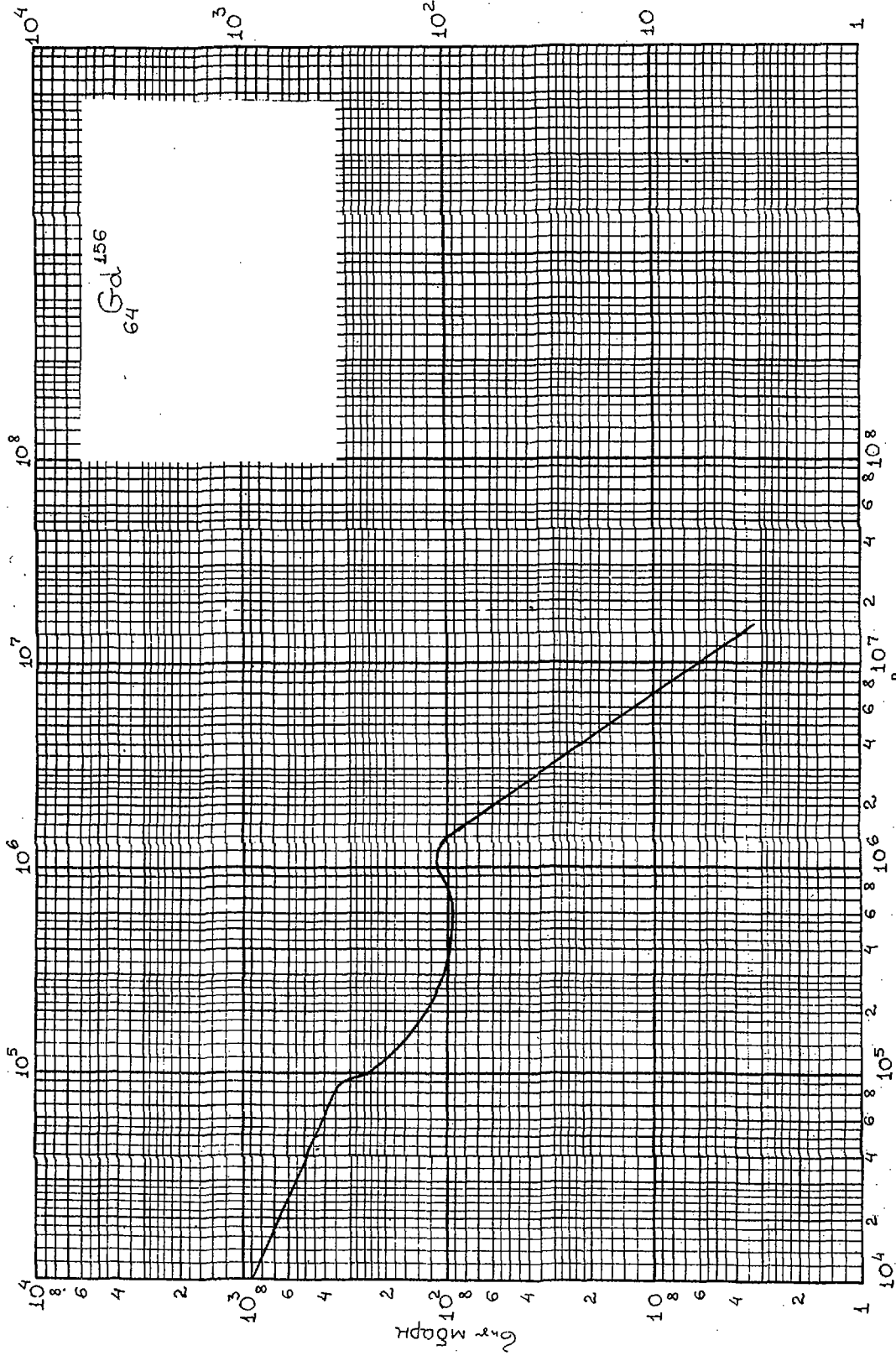


E_n эб
Puc.4



Енэб

Рис.5



En 36

Puc. 6

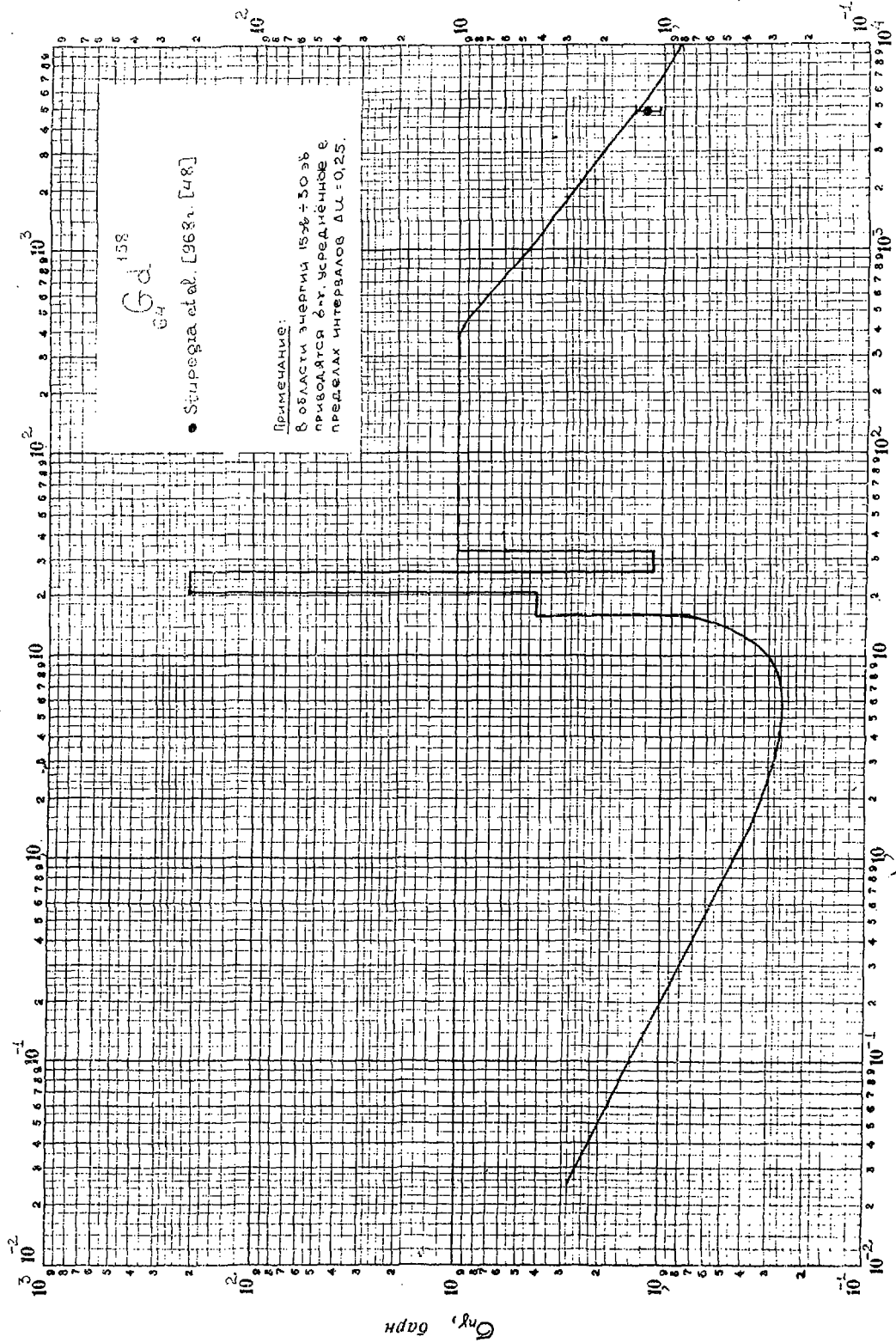
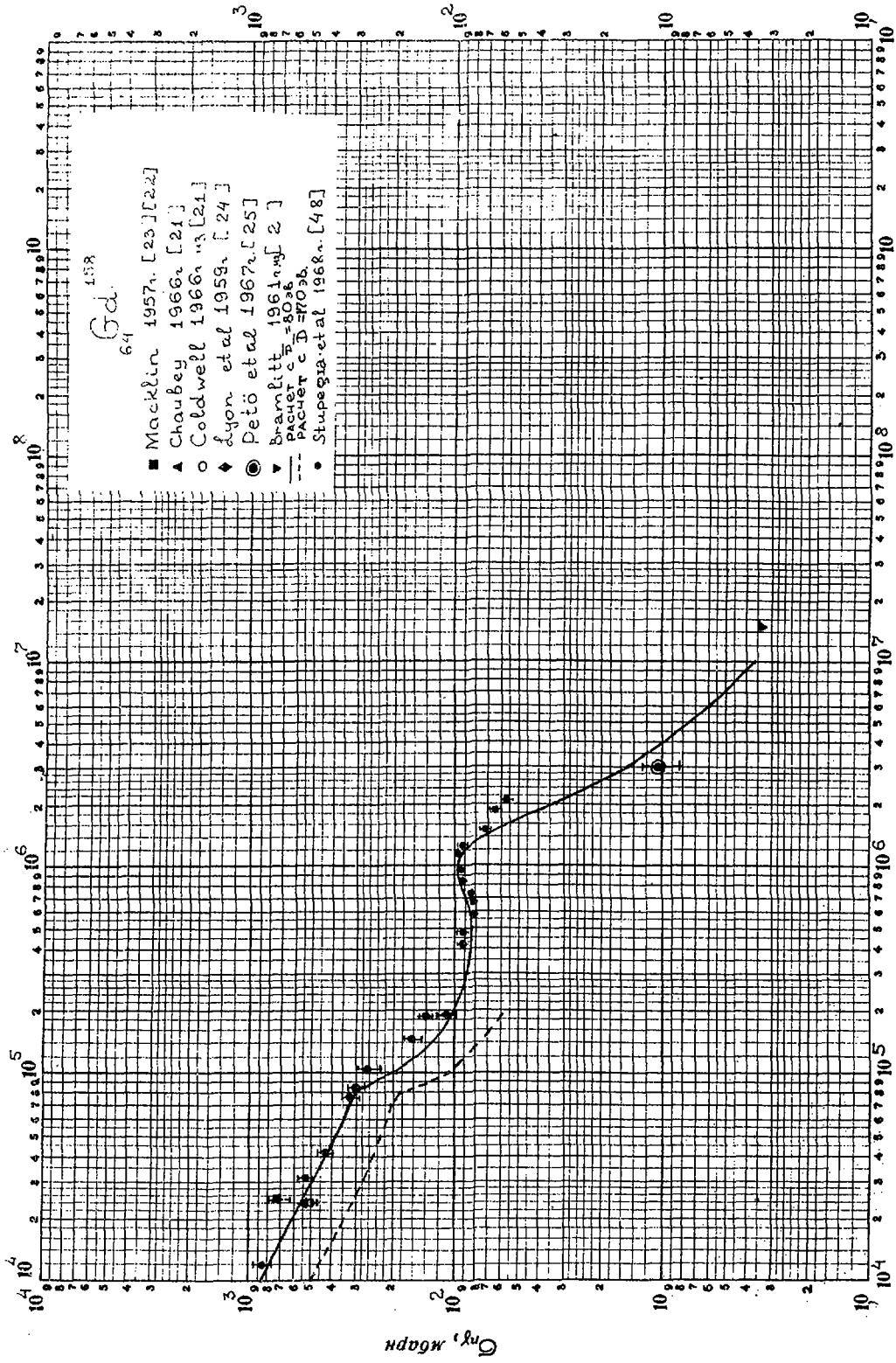
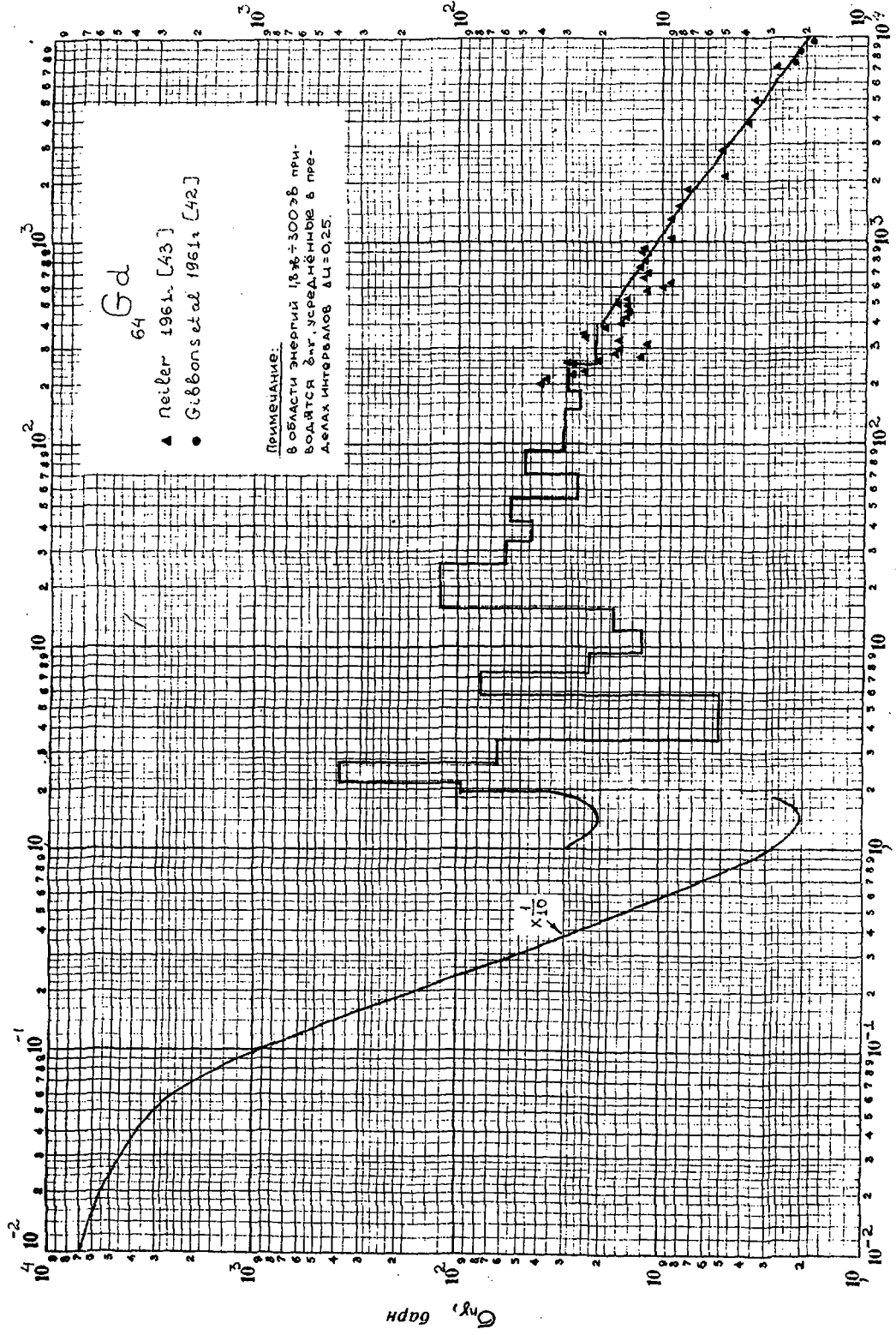


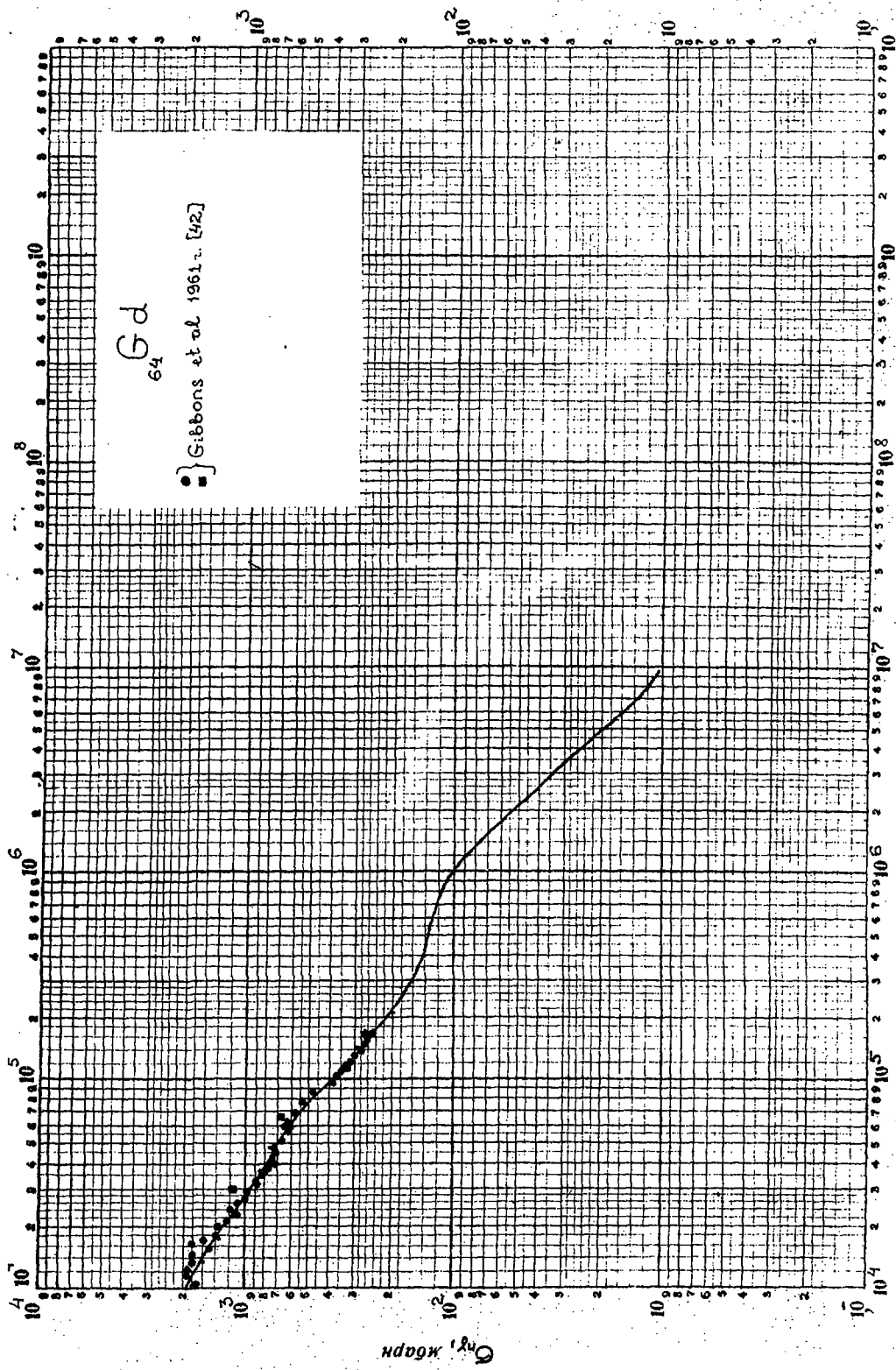
Рис. 7.



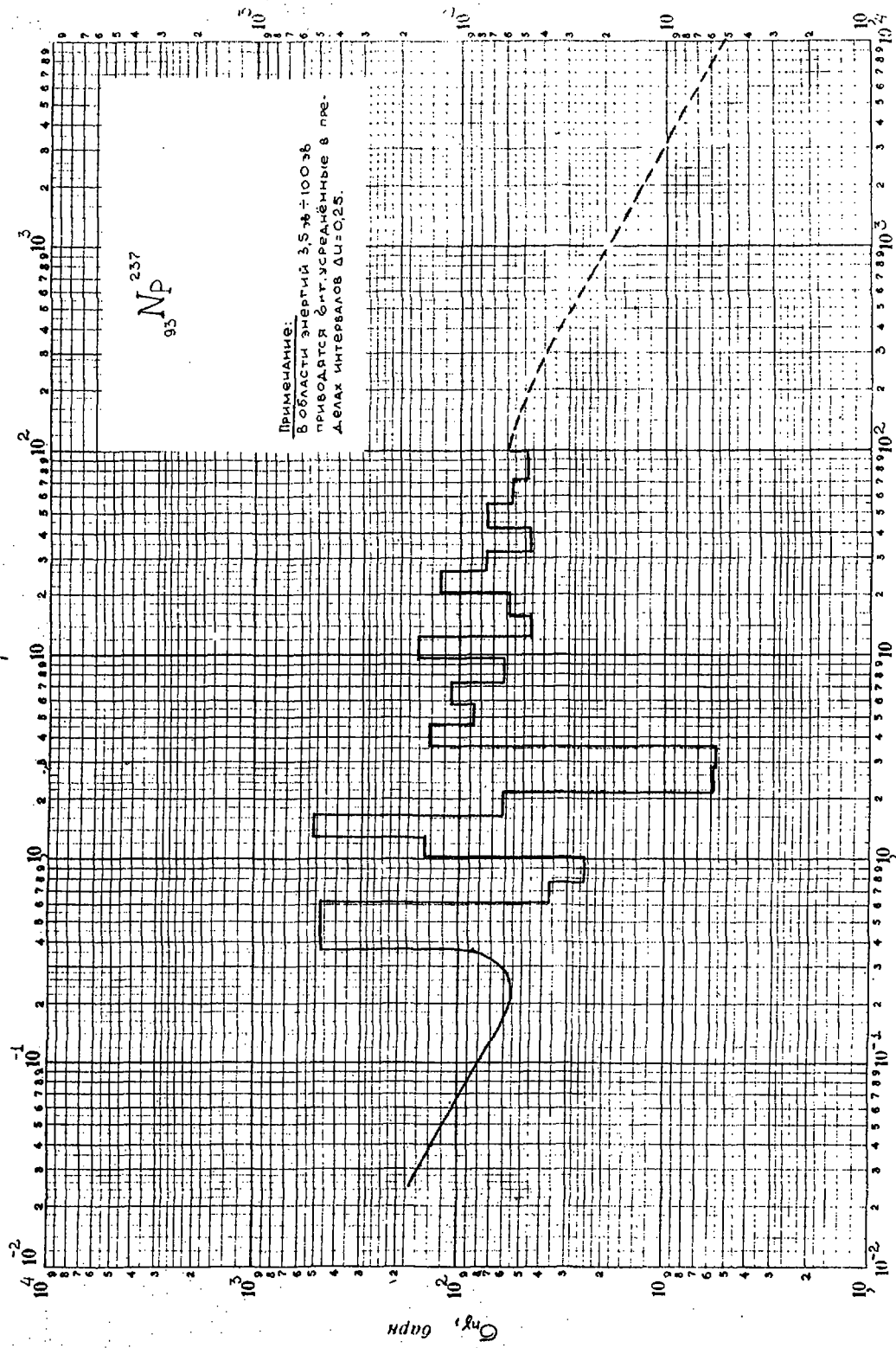
E, 86
D. 8.



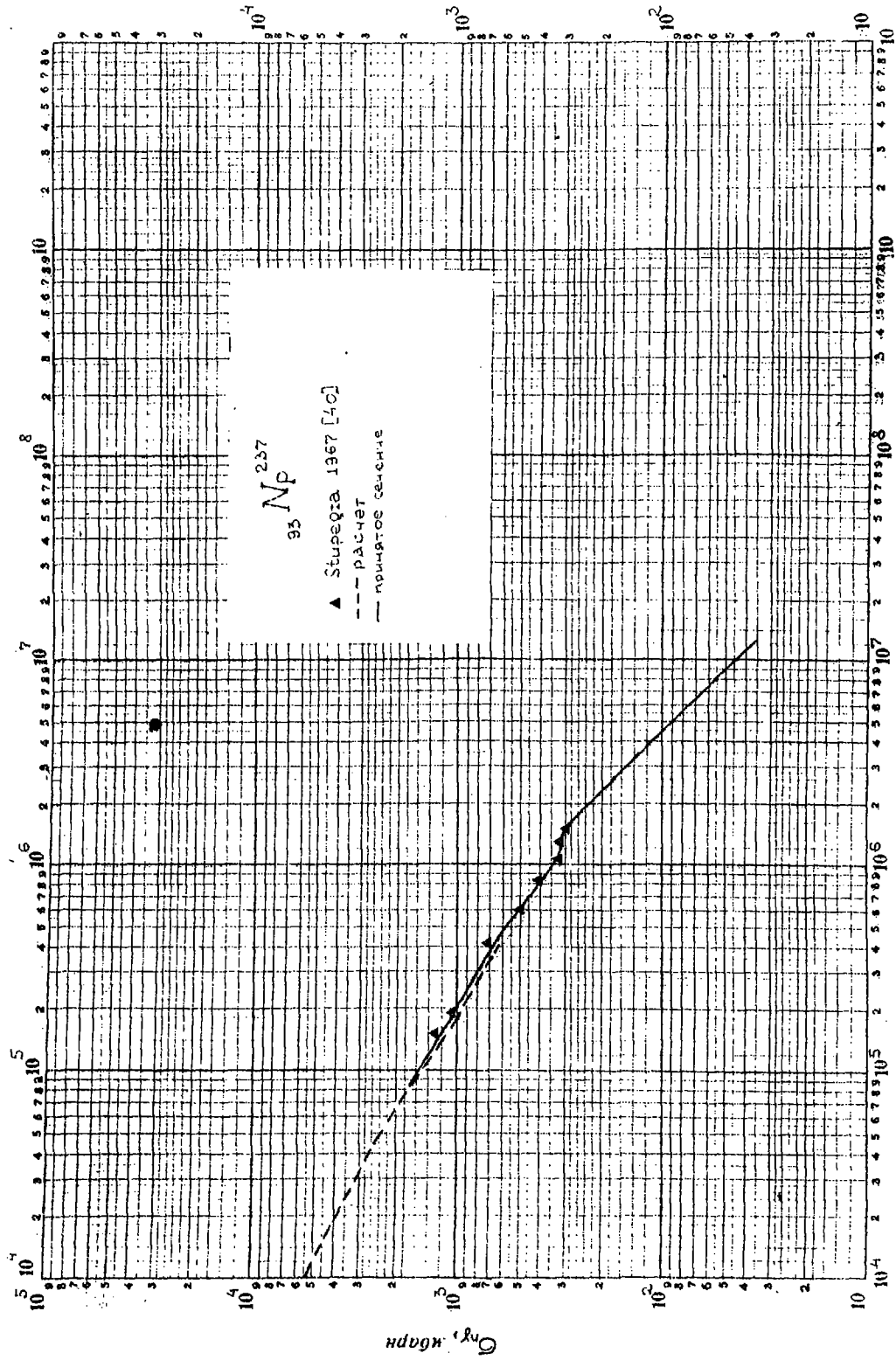
E, эв
Рис. 9



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 σ_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 σ_c протактиния - 231
и протактиния - 233

| № группы L | E_n | $\sigma_c Pa^{231}$ | $\sigma_c Pa^{233}$ |
|-----------------|------------------|---------------------|---------------------|
| 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 (2nd 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, AEET-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 | № | Е мэв | № | Е мэв | № | 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 | | | |
| 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 | | | Объединены верхние четыре группы в 26-групповой системе. |
| 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 ² 46 | 9 | 0,0 ² 46 | 12 | 0,0 ² 46 | 12 | 0,0182 | | | |
| 13 | 0,0 ² 215 | 10 | 0,0 ² 215 | 13 | 0,0 ² 215 | 13 | 0,0 ³ 407 | | | |
| 14 | 0,0 ² 10 | 11 | 0,0 ² 1 | | | 14 | 0,0 ³ 150 | | | |
| 15 | 0,0 ³ 46 | 12 | 0,0 ³ 46 | 13 | 0,0 ³ 46 | 15 | 0,0 ⁴ 551 | | 35 - 50 | |
| 16 | 0,0 ³ 215 | 13 | 0,0 ³ 215 | | | 16 | 0,0 ⁴ 203 | 21 | | |
| 17 | 0,0 ³ 1 | 14 | 0,0 ³ 1 | 14 | 0,0 ³ 1 | 17 | 0,0 ⁵ 745 | | | Энергетическое разбиение, принятое в работе [6]. |
| 18 | 0,0 ⁴ 46 | 15 | 0,0 ⁴ 46 | | | 18 | 0,0 ⁵ 274 | | | |
| 19 | 0,0 ⁴ 215 | 16 | 0,0 ⁴ 215 | 15 | 0,0 ⁴ 215 | 19 | 0,0 ⁵ 101 | | | |
| 20 | 0,0 ⁴ 1 | 17 | 0,0 ⁴ 1 | | | 20 | 0,0 ⁶ 67 | | | |
| 21 | 0,0 ⁵ 46 | 18 | 0,0 ⁵ 46 | | | 21 | T | | | |
| 22 | 0,0 ⁵ 215 | 19 | 0,0 ⁵ 215 | 16 | 0,0 ⁵ 215 | | | | | |
| 23 | 0,0 ⁵ 1 | 20 | 0,0 ⁵ 1 | | | | | 18 | 19 - 34 | |
| 24 | 0,0 ⁶ 46 | 21 | 0,0 ⁶ 46 | | | | | | | |
| 25 | 0,0 ⁶ 215 | 22 | 0,0 ⁶ 215 | 17 | 0,0 ⁶ 215 | | | | | Объединены следующие группы в 26-групповой системе: 12-13, 14-15, 16-17, 18-19, 20-22, 23-25 [7]. |
| 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^{х)} 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

$$W_n(i, k) = \sum_{N=0}^n A_{n, N} \cdot d_{N, k} \cdot \beta_{N, i}; \quad (10)$$

$$W_n(k, k) = \beta_n - \sum_{N=0}^n A_{n, N} \cdot \beta_{N, k} \cdot E_k^{1+N/2}, \quad (11)$$

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" ($E_{m-1} > E_m$);

$\Sigma_{p,m}$ - 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

$$\varphi_{N,m} \cong X_m \quad (I6), \text{ где } X_m - \text{значение спектра деления}$$

при E_m .

Рабочая форма выражения (I4) в этом предположении имеет вид

$$\beta_{N,i} = \frac{|\sum_m \sum_{p,m} X_m \cdot \frac{dN_m}{E_{m-1}^{1+N/2} \cdot E_m^{1+N/2}}|_{i-1}^i}{|\sum_m \sum_{p,m} X_m \cdot \Delta U_m|_{i-1}^i} \quad (I4^X)$$

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 μ_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 ";
 $E_m[i] := E_m$ - граница энергетического разбиения для численного интегрирования в пределах рассматриваемой группы;
 $H_m[i] := X_m$;

$$Si[i] := \beta_{p,m};$$

$$B[n] := \beta_n;$$

$$A[f] := A_{n,N};$$

$$W2 := \sum_{k \neq j} W_n(j,k) \quad - \text{ проверка расчета } W_n(j,k)$$

$$Six[j] := \beta_{n,k};$$

$$Sig[z] := \beta_n(j,k);$$

$$z := k \cdot (k-1)/2 + j.$$

При вычислении $\alpha_{k,n}$ и $\beta_{k,n}$ требуется возведение в степень $(I + N/2)$ 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. β ;
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 " ρ " 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. ρ ;
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 " ρ " 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.

$$\left. \begin{aligned} \nabla \varphi_1^{(k)} + \Sigma_0^{(k)} \cdot \varphi_0^{(k)} &= \sum_{j=1}^{k-1} \Sigma_0(j, k) \cdot \varphi_0^{(j)}; \\ \frac{1}{3} \nabla \varphi_0^{(k)} + \Sigma_1^{(k)} \cdot \varphi_1^{(k)} &= \nu_k \cdot \sum_{j=1}^{k-1} B_2(j, k); \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

$$\text{где } \nu_k = \frac{1}{1 + \frac{4}{5} \cdot \frac{\Sigma_0^{(k)}}{\Sigma_2^{(k)}}} \quad (27)$$

$$B_2(j, k) = \Sigma_1(j, k) \cdot \varphi_1^{(j)} + \frac{4}{15} \frac{\Sigma_0(j, k)}{\Sigma_2^{(k)}} \nabla \varphi_0^{(j)} - \frac{2}{3} \frac{\Sigma_2(j, k)}{\Sigma_2^{(k)}} \nabla \varphi_2^{(j, k)} \quad (28)$$

$$\Sigma_{t2}^{(k)} = \nu_k \left(\Sigma_1^{(k)} - \frac{1}{\varphi_1^{(k)}} \sum_{j=1}^{k-1} B_2(j, k) \right). \quad (29)$$

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 (' $\times 10^{-2}$ ', 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

$\text{bet}[K, n] := \text{Sip}[K] * \text{alf}[K, n]$
 $1e4 / e / e1;$

$e := e * sq;$

$e1 := e1 * sq1 * 31.6228$

end

end

else

begin

$e4 := \ln(E[K-1] / E[K]);$

for $n := 0$ step 1 until N do

begin

$\text{bet}[K, n] := \text{Sip}[K] * \text{alf}[K, n]$
 $1e4 / e / e1;$

$e := e * sq; e1 := e1 * sq1$

end

end

end

end;

for $n := 0$ step 1 until N do

$\text{bet}[K, n] := 0;$

$\text{inout}('p2-10', \text{bet});$

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

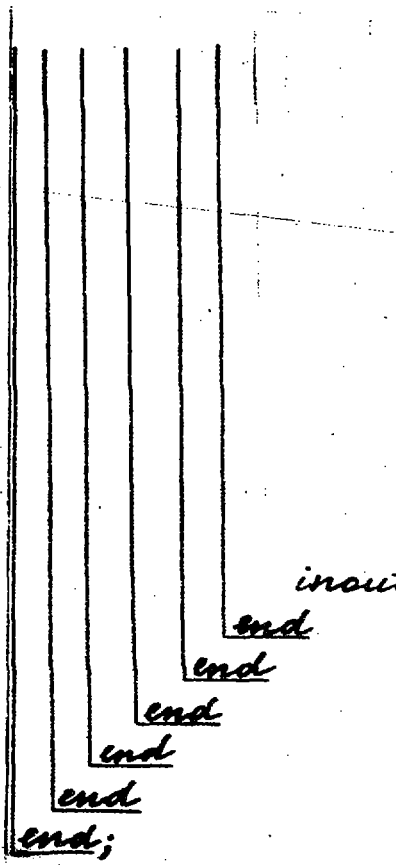
begin

$s1 := 0;$


```
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 ∧ 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

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 P₁₂ - 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 ^I | 7,536.10 ^I | 2,100.10 ² | 5,713.10 ² | 1,529.10 ³ | 4,044.10 ³ | 1,061.10 ⁴ | 2,764.10 ⁴ | 7,167.10 ⁴ | 1,852.10 ⁵ | 4,771.10 ⁵ |
| 3 | 1,534 | 4,149 | 1,002.10 ^I | 2,280.10 ^I | 5,002.10 ^I | 1,071.10 ² | 2,258.10 ² | 4,701.10 ² | 9,706.10 ² | 1,991.10 ³ | 4,065.10 ³ | 8,269.10 ³ | 1,677.10 ⁴ |
| 4 | 1,066 | 2,271 | 4,251 | 7,505 | 1,283.10 ^I | 2,134.10 ^I | 3,506.10 ^I | 5,701.10 ^I | 9,200.10 ^I | 1,477.10 ² | 2,361.10 ² | 3,765.10 ² | 5,390.10 ² |
| 5 | 6,140.10 ^{-I} | 9,659.10 ^{-I} | 1,359 | 1,805 | 2,315 | 2,904 | 3,588 | 4,387 | 5,325 | 6,426 | 7,731 | 9,270 | 1,109.10 ^I |
| 6 | 4,003.10 ^{-I} | 4,626.10 ^{-I} | 4,800.10 ^{-I} | 4,712.10 ^{-I} | 4,480.10 ^{-I} | 4,175.10 ^{-I} | 3,840.10 ^{-I} | 3,502.10 ^{-I} | 3,174.10 ^{-I} | 2,866.10 ^{-I} | 2,580.10 ^{-I} | 2,319.10 ^{-I} | 2,081.10 ^{-I} |
| 7 | 2,000.10 ⁻¹ | 1,635.10 ⁻¹ | 1,200.10 ⁻¹ | 8,333.10 ⁻² | 5,600.10 ⁻² | 3,690.10 ⁻² | 2,400.10 ⁻² | 1,548.10 ⁻² | 9,920.10 ⁻³ | 6,333.10 ⁻³ | 4,032.10 ⁻³ | 2,562.10 ⁻³ | 1,626.10 ⁻³ |
| 8 | 1,000.10 ⁻¹ | 5,782.10 ⁻² | 3,000.10 ⁻² | 1,473.10 ⁻² | 7,000.10 ⁻³ | 3,261.10 ⁻³ | 1,500.10 ⁻³ | 6,839.10 ⁻⁴ | 3,100.10 ⁻⁴ | 1,399.10 ⁻⁴ | 6,300.10 ⁻⁵ | 2,831.10 ⁻⁵ | 1,270.10 ⁻⁵ |
| 9 | 5,355.10 ⁻² | 2,161.10 ⁻² | 7,842.10 ⁻³ | 2,697.10 ⁻³ | 8,998.10 ⁻⁴ | 2,946.10 ⁻⁴ | 9,534.10 ⁻⁵ | 3,062.10 ⁻⁵ | 9,784.10 ⁻⁶ | 3,116.10 ⁻⁶ | 9,900.10 ⁻⁷ | 3,141.10 ⁻⁷ | 9,953.10 ⁻⁸ |
| 10 | 2,492.10 ⁻² | 6,852.10 ⁻³ | 1,694.10 ⁻³ | 3,970.10 ⁻⁴ | 9,024.10 ⁻⁵ | 2,014.10 ⁻⁵ | 4,440.10 ⁻⁶ | 9,718.10 ⁻⁷ | 2,116.10 ⁻⁷ | 4,593.10 ⁻⁸ | 9,945.10 ⁻⁹ | 2,150.10 ⁻⁹ | 4,644.10 ⁻¹⁰ |
| 11 | 1,153.10 ⁻² | 2,159.10 ⁻³ | 3,635.10 ⁻⁴ | 5,802.10 ⁻⁵ | 8,980.10 ⁻⁶ | 1,364.10 ⁻⁶ | 2,049.10 ⁻⁷ | 3,053.10 ⁻⁸ | 4,526.10 ⁻⁹ | 6,688.10 ⁻¹⁰ | 9,860.10 ⁻¹¹ | 1,451.10 ⁻¹¹ | 2,134.10 ⁻¹¹ |
| 12 | 5,355 | 2,161.10 | 7,842.10 | 2,697.10 ² | 8,998.10 ² | 2,946.10 ³ | 9,535.10 ³ | 3,062.10 ⁴ | 9,784.10 ⁴ | 3,116.10 ⁵ | 9,900.10 ⁵ | 3,141.10 ⁶ | 9,953.10 ⁶ |
| 13 | 2,492 | 6,852 | 1,694.10 | 3,970.10 | 9,024.10 | 2,014.10 ² | 4,440.10 ² | 9,718.10 ² | 2,116.10 ³ | 4,593.10 ³ | 9,945.10 ³ | 2,150.10 ⁴ | 4,644.10 ⁴ |
| 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 ² | 2,134.10 ² |
| 15 | 5,355.10 ^{-I} | 6,834.10 ^{-I} | 7,842.10 ^{-I} | 8,530.10 ^{-I} | 8,998.10 ^{-I} | 9,317.10 ^{-I} | 9,534.10 ^{-I} | 9,683.10 ^{-I} | 9,784.10 ^{-I} | 9,853.10 ^{-I} | 9,900.10 ^{-I} | 9,932.10 ^{-I} | 9,953.10 ^{-I} |
| 16 | 2,492.10 ^{-I} | 2,167.10 ^{-I} | 1,694.10 ^{-I} | 1,255.10 ^{-I} | 9,024.10 ⁻² | 6,367.10 ⁻² | 4,440.10 ⁻² | 3,073.10 ⁻² | 2,116.10 ⁻² | 1,452.10 ⁻² | 9,945.10 ⁻³ | 6,799.10 ⁻³ | 4,644.10 ⁻³ |
| 18 | 1,153.10 ^{-I} | 6,828.10 ⁻² | 3,635.10 ⁻² | 1,835.10 ⁻² | 8,980.10 ⁻³ | 4,315.10 ⁻³ | 2,049.10 ⁻³ | 9,654.10 ⁻⁴ | 4,526.10 ⁻⁴ | 2,115.10 ⁻⁴ | 9,860.10 ⁻⁵ | 4,590.10 ⁻⁵ | 2,134.10 ⁻⁵ |
| 17 | 5,355.10 ⁻² | 2,161.10 ⁻² | 7,842.10 ⁻³ | 2,697.10 ⁻³ | 8,998.10 ⁻⁴ | 2,946.10 ⁻⁴ | 9,534.10 ⁻⁵ | 3,062.10 ⁻⁵ | 9,784.10 ⁻⁶ | 3,116.10 ⁻⁶ | 9,900.10 ⁻⁷ | 3,141.10 ⁻⁷ | 9,953.10 ⁻⁸ |
| 19 | 2,492.10 ⁻² | 6,852.10 ⁻³ | 1,694.10 ⁻³ | 3,970.10 ⁻⁴ | 9,024.10 ⁻⁵ | 2,014.10 ⁻⁵ | 4,440.10 ⁻⁶ | 9,718.10 ⁻⁷ | 2,116.10 ⁻⁷ | 4,593.10 ⁻⁸ | 9,945.10 ⁻⁹ | 2,150.10 ⁻⁹ | 4,644.10 ⁻¹⁰ |
| 20 | 1,153.10 ⁻² | 2,159.10 ⁻³ | 3,635.10 ⁻⁴ | 5,802.10 ⁻⁵ | 8,980.10 ⁻⁶ | 1,364.10 ⁻⁶ | 2,049.10 ⁻⁷ | 3,053.10 ⁻⁸ | 4,526.10 ⁻⁹ | 6,688.10 ⁻¹⁰ | 9,860.10 ⁻¹¹ | 1,451.10 ⁻¹¹ | 2,134.10 ⁻¹² |
| 21 | 5,355 | 2,161.10 | 7,842.10 | 2,697.10 ² | 8,998.10 ² | 2,946.10 ³ | 9,535.10 ³ | 3,062.10 ⁴ | 9,784.10 ⁴ | 3,116.10 ⁵ | 9,900.10 ⁵ | 3,141.10 ⁶ | 9,953.10 ⁶ |
| 22 | 2,492 | 6,852 | 1,694.10 | 3,970.10 | 9,024.10 | 2,014.10 ² | 4,440.10 ² | 9,718.10 ² | 2,116.10 ³ | 4,593.10 ³ | 9,945.10 ³ | 2,150.10 ⁴ | 4,644.10 ⁴ |
| 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 ² | 2,134.10 ² |
| 24 | 5,355.10 ^{-I} | 6,834.10 ^{-I} | 7,842.10 ^{-I} | 8,530.10 ^{-I} | 8,998.10 ^{-I} | 9,317.10 ^{-I} | 9,534.10 ^{-I} | 9,683.10 ^{-I} | 9,784.10 ^{-I} | 9,853.10 ^{-I} | 9,900.10 ^{-I} | 9,932.10 ^{-I} | 9,953.10 ^{-I} |
| 25 | 2,492.10 ^{-I} | 2,167.10 ^{-I} | 1,694.10 ^{-I} | 1,255.10 ^{-I} | 9,024.10 ⁻² | 6,367.10 ⁻² | 4,440.10 ⁻² | 3,073.10 ⁻² | 2,116.10 ⁻² | 1,452.10 ⁻² | 9,945.10 ⁻³ | 6,799.10 ⁻³ | 4,644.10 ⁻³ |
| 26 | 2,153.10 ^{-I} | 9,990.10 ⁻² | 4,635.10 ⁻² | 2,151.10 ⁻² | 9,980.10 ⁻³ | 4,631.10 ⁻³ | 2,149.10 ⁻³ | 9,370.10 ⁻⁴ | 4,626.10 ⁻⁴ | 2,147.10 ⁻⁴ | 9,960.10 ⁻⁵ | 4,622.10 ⁻⁵ | 2,144.10 ⁻⁵ |

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 ² | 1.852.10 ² | 3.011.10 ² | 4.855.10 ² | 7.780.10 ² | 1.242.10 ³ | 1.976.10 ³ | 3.139.10 ³ | 4.980.10 ³ |
| 7 | 2.921.10 | 8.446.10 | 2.191.10 ² | 5.378.10 ² | 1.278.10 ³ | 2.978.10 ³ | 6.847.10 ³ | 1.561.10 ⁴ | 3.538.10 ⁴ | 7.985.10 ⁴ | 1.797.10 ⁵ | 4.038.10 ⁵ | 9.058.10 ⁵ |
| 8 | 7.935.10 | 3.244.10 ² | 1.190.10 ³ | 4.131.10 ³ | 1.389.10 ⁴ | 4.575.10 ⁴ | 1.488.10 ⁵ | 4.797.10 ⁵ | 1.537.10 ⁶ | 4.908.10 ⁶ | 1.562.10 ⁷ | 4.963.10 ⁷ | 1.575.10 ⁸ |
| 9 | 2.105.10 ² | 1.246.10 ³ | 6.636.10 ³ | 3.349.10 ⁴ | 1.639.10 ⁵ | 7.875.10 ⁵ | 3.739.10 ⁶ | 1.762.10 ⁷ | 8.261.10 ⁷ | 3.860.10 ⁸ | 1.799.10 ⁹ | 8.376.10 ⁹ | 3.895.10 ¹⁰ |
| 10 | 5.379.10 ² | 4.677.10 ³ | 3.657.10 ⁴ | 2.770.10 ⁵ | 1.948.10 ⁶ | 1.374.10 ⁷ | 9.583.10 ⁷ | 6.632.10 ⁸ | 4.567.10 ⁹ | 3.134.10 ¹⁰ | 2.146.10 ¹¹ | 1.467.10 ¹² | 1.002.10 ¹³ |
| 11 | 1.292.10 ³ | 1.649.10 ⁴ | 1.892.10 ⁵ | 2.058.10 ⁶ | 2.171.10 ⁷ | 2.248.10 ⁸ | 2.300.10 ⁹ | 2.336.10 ¹⁰ | 2.360.10 ¹¹ | 2.377.10 ¹² | 2.388.10 ¹³ | 2.396.10 ¹⁴ | 2.401.10 ¹⁵ |
| 12 | 2.902.10 ⁰ | 1.718 | 9.149.10 ⁻¹ | 4.617.10 ⁻¹ | 2.260.10 ⁻¹ | 1.086.10 ⁻¹ | 5.155.10 ⁻² | 2.429.10 ⁻² | 1.139.10 ⁻² | 5.322.10 ⁻³ | 2.481.10 ⁻³ | 1.155.10 ⁻³ | 5.370.10 ⁻⁴ |
| 13 | 6.384 | 5.551 | 4.340 | 3.216 | 2.311 | 1.631 | 1.137 | 7.871.10 ⁻¹ | 5.420.10 ⁻¹ | 3.719.10 ⁻¹ | 2.547.10 ⁻¹ | 1.741.10 ⁻¹ | 1.189.10 ⁻¹ |
| 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 ² | 2.353.10 ² | 3.576.10 ² | 5.363.10 ² | 8.000.10 ² | 1.186.10 ³ | 1.752.10 ³ | 2.584.10 ³ | 3.803.10 ³ | 5.592.10 ³ |
| 16 | 6.546.10 | 1.800.10 ² | 4.450.10 ² | 1.043.10 ³ | 2.370.10 ³ | 5.288.10 ³ | 1.166.10 ⁴ | 2.552.10 ⁴ | 5.557.10 ⁴ | 1.206.10 ⁵ | 2.611.10 ⁵ | 5.646.10 ⁵ | 1.219.10 ⁶ |
| 17 | 1.411.10 ² | 5.693.10 ² | 2.066.10 ³ | 7.105.10 ³ | 2.370.10 ⁴ | 7.761.10 ⁴ | 2.512.10 ⁵ | 8.066.10 ⁵ | 2.577.10 ⁶ | 8.207.10 ⁶ | 2.608.10 ⁷ | 8.273.10 ⁷ | 2.622.10 ⁸ |
| 18 | 3.052.10 ² | 1.807.10 ³ | 9.623.10 ³ | 4.856.10 ⁴ | 2.377.10 ⁵ | 1.142.10 ⁶ | 5.422.10 ⁶ | 2.555.10 ⁷ | 1.198.10 ⁸ | 5.597.10 ⁸ | 2.609.10 ⁹ | 1.215.10 ¹⁰ | 5.648.10 ¹⁰ |
| 19 | 6.579.10 ² | 5.720.10 ³ | 4.472.10 ⁴ | 3.314.10 ⁵ | 2.382.10 ⁶ | 1.681.10 ⁷ | 1.172.10 ⁸ | 8.110.10 ⁸ | 5.585.10 ⁹ | 3.833.10 ¹⁰ | 2.624.10 ¹¹ | 1.794.10 ¹² | 1.225.10 ¹³ |
| 20 | 1.418.10 ³ | 1.809.10 ⁴ | 2.076.10 ⁵ | 2.258.10 ⁶ | 2.382.10 ⁷ | 2.466.10 ⁸ | 2.524.10 ⁹ | 2.563.10 ¹⁰ | 2.590.10 ¹¹ | 2.608.10 ¹² | 2.621.10 ¹³ | 2.629.10 ¹⁴ | 2.635.10 ¹⁵ |
| 21 | 3.052 | 1.807 | 9.623.10 ⁻¹ | 4.856.10 ⁻¹ | 2.377.10 ⁻¹ | 1.142.10 ⁻¹ | 5.422.10 ⁻² | 2.555.10 ⁻² | 1.198.10 ⁻² | 5.597.10 ⁻³ | 2.609.10 ⁻³ | 1.215.10 ⁻³ | 5.648.10 ⁻⁴ |
| 22 | 6.579 | 5.720 | 4.472 | 3.314 | 2.382 | 1.681 | 1.172 | 8.110.10 ⁻¹ | 5.585.10 ⁻¹ | 3.833.10 ⁻¹ | 2.624.10 ⁻¹ | 1.794.10 ⁻¹ | 1.225.10 ⁻¹ |
| 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 ⁻¹ | 2.629.10 ⁻¹ | 2.635.10 ⁻¹ |
| 24 | 3.052.10 | 5.776.10 | 9.623.10 | 1.536.10 ² | 2.377.10 ² | 3.611.10 ² | 5.422.10 ² | 8.079.10 ² | 1.198.10 ³ | 1.770.10 ³ | 2.609.10 ³ | 3.841.10 ³ | 5.648.10 ³ |
| 25 | 6.579.10 | 1.809.10 ² | 4.472.10 ² | 1.048.10 ³ | 2.382.10 ³ | 5.315.10 ³ | 1.172.10 ⁴ | 2.565.10 ⁴ | 5.585.10 ⁴ | 1.212.10 ⁵ | 2.624.10 ⁵ | 5.674.10 ⁵ | 1.225.10 ⁶ |

Таблица 4

| | $\sum n^{(\kappa)}$ | | | | | | | | | | | | | $\sum p^{(\kappa)}$ | $\sum c^{(\kappa)}$ |
|----------|---------------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|---------------------|---------------------|
| κ | 0 | 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 18²⁾

| 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 | - | - |

х) 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 ² | 5.713.10 ² | 1.529.10 ³ | 4.044.10 ³ | 1.061.10 ⁴ | 2.764.10 ⁴ | 7.167.10 ⁴ | 1.852.10 ⁵ | 4.771.10 ⁵ |
| 3 | 1.534 | 4.149 | 1.002.10 | 2.280.10 | 5.002.10 | 1.071.10 ² | 2.258.10 ² | 4.701.10 ² | 9.706.10 ² | 1.991.10 ³ | 4.065.10 ³ | 8.269.10 ³ | 1.677.10 ⁴ |
| 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 ² | 2.361.10 ² | 3.765.10 ² | 5.990.10 ² |
| 5 | 6.140.10 ⁻¹ | 9.659.10 ⁻¹ | 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 ⁻¹ | 4.626.10 ⁻¹ | 4.800.10 ⁻¹ | 4.712.10 ⁻¹ | 4.480.10 ⁻¹ | 4.175.10 ⁻¹ | 3.840.10 ⁻¹ | 3.502.10 ⁻¹ | 3.174.10 ⁻¹ | 2.866.10 ⁻¹ | 2.580.10 ⁻¹ | 2.319.10 ⁻¹ | 2.081.10 ⁻¹ |
| 7 | 2.000.10 ⁻¹ | 1.635.10 ⁻¹ | 1.200.10 ⁻¹ | 8.330.10 ⁻² | 5.600.10 ⁻² | 3.690.10 ⁻² | 2.400.10 ⁻² | 1.548.10 ⁻² | 9.920.10 ⁻³ | 6.333.10 ⁻³ | 4.032.10 ⁻³ | 2.562.10 ⁻³ | 1.626.10 ⁻³ |
| 8 | 1.000.10 ⁻¹ | 5.782.10 ⁻² | 3.000.10 ⁻² | 1.473.10 ⁻² | 7.000.10 ⁻³ | 3.261.10 ⁻³ | 1.500.10 ⁻³ | 6.839.10 ⁻³ | 3.100.10 ⁻⁴ | 1.399.10 ⁻⁴ | 6.300.10 ⁻⁵ | 2.831.10 ⁻⁵ | 1.270.10 ⁻⁵ |
| 9 | 5.355.10 ⁻² | 2.161.10 ⁻² | 7.842.10 ⁻³ | 2.697.10 ⁻³ | 8.998.10 ⁻⁴ | 2.946.10 ⁻⁴ | 9.534.10 ⁻⁵ | 3.062.10 ⁻⁵ | 9.784.10 ⁻⁶ | 3.116.10 ⁻⁶ | 9.900.10 ⁻⁷ | 3.141.10 ⁻⁷ | 9.953.10 ⁻⁸ |
| 10 | 2.492.10 ⁻² | 6.852.10 ⁻³ | 1.694.10 ⁻³ | 3.970.10 ⁻⁴ | 9.024.10 ⁻⁵ | 2.014.10 ⁻⁵ | 4.440.10 ⁻⁶ | 9.718.10 ⁻⁷ | 2.116.10 ⁻⁷ | 4.593.10 ⁻⁸ | 9.945.10 ⁻⁹ | 2.150.10 ⁻⁹ | 4.644.10 ⁻¹⁰ |
| 11 | 1.153.10 ⁻² | 2.158.10 ⁻³ | 3.635.10 ⁻⁴ | 5.802.10 ⁻⁵ | 8.980.10 ⁻⁶ | 1.364.10 ⁻⁶ | 2.049.10 ⁻⁷ | 3.053.10 ⁻⁸ | 4.526.10 ⁻⁹ | 6.688.10 ⁻¹⁰ | 9.860.10 ⁻¹¹ | 1.451.10 ⁻¹¹ | 2.134.10 ⁻¹² |
| 12 | 7.847 | 2.846.10 | 9.536.10 | 3.094.10 ² | 9.900.10 ² | 3.148.10 ³ | 9.979.10 ³ | 3.159.10 ⁴ | 9.995.10 ⁴ | 3.162.10 ⁵ | 1.000.10 ⁶ | 3.162.10 ⁶ | 1.000.10 ⁷ |
| 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 ² | 4.665.10 ² |
| 14 | 3.645.10 ⁻¹ | 2.850.10 | 2.058.10 | 1.439.10 | 9.922.10 ⁻² | 6.799.10 ⁻² | 4.645.10 ⁻² | 3.170.10 ⁻² | 2.161.10 ⁻² | 1.473.10 ⁻² | 1.004.10 ⁻² | 6.845.10 ⁻³ | 1.00.10 ⁻³ |
| 15 | 7.847.10 ⁻² | 2.846.10 ⁻² | 9.536.10 ⁻³ | 3.094.10 ⁻³ | 9.900.10 ⁻⁴ | 3.148.10 ⁻⁴ | 9.979.10 ⁻⁵ | 3.159.10 ⁻⁵ | 9.995.10 ⁻⁶ | 3.162.10 ⁻⁶ | 9.999.10 ⁻⁷ | 3.162.10 ⁻⁷ | 2.144.10 ⁻⁷ |
| 16 | 1.938.10 | 9.674.10 | 4.589.10 ² | 2.144.10 ³ | 9.970.10 ³ | 4.629.10 ⁴ | 2.148.10 ⁵ | 9.970.10 ⁵ | 4.626.10 ⁶ | 2.147.10 ⁷ | 9.960.10 ⁷ | 4.622.10 ⁸ | 2.144.10 ⁹ |
| 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 ² | 2.144.10 ² |
| 18 | 2.153.10 ⁻¹ | 9.990.10 ⁻² | 4.635.10 ⁻² | 2.151.10 ⁻² | 9.980.10 ⁻³ | 4.631.10 ⁻³ | 2.149.10 ⁻³ | 9.970.10 ⁻⁴ | 4.626.10 ⁻⁴ | 2.147.10 ⁻⁴ | 9.960.10 ⁻⁵ | 4.622.10 ⁻⁵ | 2.144.10 ⁻⁵ |

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 α_{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 ² | 5.713.10 ² | 1.529.10 ³ | 4.044.10 ³ | 1.061.10 ⁴ | 2.764.10 ⁴ | 7.167.10 ⁴ | 1.852.10 ⁵ | 4.771.10 ⁵ |
| 3 | 1.534 | 4.149 | 1.002.10 | 2.280.10 | 5.002.10 | 1.071.10 ² | 2.258.10 ² | 4.701.10 ² | 9.706.10 ² | 1.991.10 ³ | 4.065.10 ³ | 8.269.10 ³ | 1.677.10 ⁴ |
| 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 ² | 2.361.10 ² | 3.765.10 ² | 5.990.10 ² |
| 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 ⁻¹ | 4.626.10 ⁻¹ | 4.800.10 ⁻¹ | 4.712.10 ⁻¹ | 4.480.10 ⁻¹ | 4.175.10 ⁻¹ | 3.840.10 ⁻¹ | 3.502.10 ⁻¹ | 3.174.10 ⁻¹ | 2.866.10 ⁻¹ | 2.580.10 ⁻¹ | 2.319.10 ⁻¹ | 2.081.10 ⁻¹ |
| 7 | 2.000.10 ⁻¹ | 1.635.10 ⁻¹ | 1.200.10 ⁻¹ | 8.330.10 ⁻² | 5.600.10 ⁻² | 3.690.10 ⁻² | 2.400.10 ⁻² | 1.548.10 ⁻² | 9.920.10 ⁻³ | 6.333.10 ⁻³ | 4.032.10 ⁻³ | 2.562.10 ⁻³ | 1.626.10 ⁻³ |
| 8 | 1.000.10 ⁻¹ | 5.782.10 ⁻² | 3.000.10 ⁻² | 1.473.10 ⁻² | 7.000.10 ⁻³ | 3.261.10 ⁻³ | 1.500.10 ⁻³ | 6.839.10 ⁻⁴ | 3.100.10 ⁻⁴ | 1.399.10 ⁻⁴ | 6.300.10 ⁻⁵ | 2.831.10 ⁻⁵ | 1.270.10 ⁻⁵ |
| 9 | 5.000.10 ⁻² | 2.044.10 ⁻² | 7.500.10 ⁻³ | 2.603.10 ⁻³ | 8.750.10 ⁻⁴ | 2.883.10 ⁻⁴ | 9.375.10 ⁻⁵ | 3.023.10 ⁻⁵ | 9.687.10 ⁻⁶ | 3.092.10 ⁻⁶ | 9.844.10 ⁻⁷ | 3.127.10 ⁻⁷ | 9.922.10 ⁻⁸ |
| 10 | 2.500.10 ⁻² | 7.227.10 ⁻³ | 1.875.10 ⁻³ | 4.602.10 ⁻⁴ | 1.094.10 ⁻⁴ | 2.548.10 ⁻⁵ | 5.859.10 ⁻⁶ | 1.336.10 ⁻⁶ | 3.027.10 ⁻⁷ | 6.833.10 ⁻⁸ | 1.538.10 ⁻⁸ | 3.455.10 ⁻⁹ | 7.751.10 ⁻¹⁰ |
| 11 | 1.500.10 ⁻² | 2.953.10 ⁻³ | 5.250.10 ⁻⁴ | 8.882.10 ⁻⁵ | 1.462.10 ⁻⁵ | 2.371.10 ⁻⁶ | 3.806.10 ⁻⁷ | 6.076.10 ⁻⁸ | 9.666.10 ⁻⁹ | 1.534.10 ⁻⁹ | 2.431.10 ⁻¹⁰ | 3.850.10 ⁻¹¹ | 6.094.10 ⁻¹² |
| 12 | 8.180.10 ⁰ | 2.917.10 | 9.669.10 | 3.118.10 ² | 9.940.10 ² | 3.154.10 ³ | 9.989.10 ³ | 3.161.10 ⁴ | 9.998.10 ⁴ | 3.162.10 ⁵ | 1.000.10 ⁶ | 3.162.10 ⁶ | 1.000.10 ⁷ |
| 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 ⁻¹ | 2.016.10 ⁻¹ | 1.431.10 ⁻¹ | 9.696.10 ⁻² | 6.404.10 ⁻² | 4.170.10 ⁻² | 2.693.10 ⁻² | 1.731.10 ⁻² | 1.109.10 ⁻² | 7.095.10 ⁻³ | 4.534.10 ⁻³ | 2.895.10 ⁻³ | 1.848.10 ⁻³ |
| 15 | 9.490.10 ⁻² | 4.516.10 ⁻² | 1.946.10 ⁻² | 8.002.10 ⁻³ | 3.208.10 ⁻³ | 1.268.10 ⁻³ | 4.970.10 ⁻⁴ | 1.939.10 ⁻⁴ | 7.543.10 ⁻⁵ | 2.929.10 ⁻⁵ | 1.136.10 ⁻⁵ | 4.405.10 ⁻⁶ | 1.707.10 ⁻⁶ |
| 16 | 3.480.10 ⁻² | 1.004.10 ⁻² | 2.624.10 ⁻³ | 6.539.10 ⁻⁴ | 1.589.10 ⁻⁴ | 3.808.10 ⁻⁵ | 9.048.10 ⁻⁶ | 2.139.10 ⁻⁶ | 5.044.10 ⁻⁷ | 1.187.10 ⁻⁷ | 2.791.10 ⁻⁸ | 6.559.10 ⁻⁹ | 1.540.10 ⁻⁹ |
| 17 | 1.285.10 | 7.113.10 | 3.566.10 ² | 1.705.10 ³ | 7.952.10 ³ | 3.656.10 ⁴ | 1.667.10 ⁵ | 7.567.10 ⁵ | 3.424.10 ⁶ | 1.547.10 ⁷ | 6.981.10 ⁷ | 3.148.10 ⁸ | 1.419.10 ⁹ |
| 18 | 4.710 | 1.580.10 | 4.800.10 | 1.391.10 ² | 3.929.10 ² | 1.095.10 ³ | 3.024.10 ³ | 8.315.10 ³ | 2.280.10 ⁴ | 6.239.10 ⁴ | 1.706.10 ⁵ | 4.660.10 ⁵ | 1.273.10 ⁶ |
| 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 ² | 2.546.10 ² | 4.221.10 ² | 6.994.10 ² | 1.158.10 ³ |
| 20 | 3.400.10 ⁻¹ | 4.666.10 ⁻¹ | 5.712.10 ⁻¹ | 6.577.10 ⁻¹ | 7.295.10 ⁻¹ | 7.893.10 ⁻¹ | 8.391.10 ⁻¹ | 8.809.10 ⁻¹ | 9.160.10 ⁻¹ | 9.457.10 ⁻¹ | 9.712.10 ⁻¹ | 9.928.10 ⁻¹ | 1.012 |
| 21 | 6.700.10 ⁻¹ | 5.484.10 ⁻¹ | 4.489.10 ⁻¹ | 3.674.10 ⁻¹ | 3.008.10 ⁻¹ | 2.462.10 ⁻¹ | 2.015.10 ⁻¹ | 1.649.10 ⁻¹ | 1.350.10 ⁻¹ | 1.105.10 ⁻¹ | 9.046.10 ⁻² | 7.404.10 ⁻² | 6.061.10 ⁻² |

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.Кобзев, 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, Δ - ширина), основной вклад в альбедную компоненту вносится нейтронами, падающими на боковую поверхность щели под большим углом к нормали θ_0 и отраженными под большими углами θ при азимутальном угле $\varphi \sim 0^\circ$. (Азимутальный угол φ 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 $2D_N$ - приближении дискретных ординат, реализованном в вычислительной программе РОЗ-III [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 θ_0 от 0° до 70° .

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 $2D_{12}$ - приближение для потока и P_{12} - приближение для

индикатриссы рассеяния, при $10 \text{ кэВ} < E < 1,4 \text{ МэВ} - 2 \mathcal{D}_7$ и \mathcal{P}_7 , соответственно, $1 \text{ кэВ} < E < 10 \text{ кэВ} - 2 \mathcal{D}_5$, и при $E < 1 \text{ кэВ} - 2 \mathcal{D}_4$ - 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 θ_0 и θ .

Из таблиц видно, что для $\varphi = 0^\circ$ при больших θ_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 θ . 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 θ от 0° до 90° почти в 60 раз. Однако при понижении энергии отраженных нейтронов при больших θ 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

| θ_0 | ΔE | $\theta = 90^\circ$ | 85° | 75° | 60° | 45° | 0° | S |
|------------|-----------------------|---------------------|------------|------------|------------|------------|-----------|--------|
| 85° | $E > 2,5 \text{ МэВ}$ | 0,463 | 0,279 | 0,113 | 0,036 | 0,0113 | 0,0027 | 0,129 |
| | $1,4-2,5 \text{ МэВ}$ | 0,038 | 0,025 | 0,0135 | 0,0075 | 0,0050 | 0,0035 | 0,050 |
| | $0,4-1,4 \text{ МэВ}$ | 0,028 | 0,029 | 0,028 | 0,027 | 0,026 | 0,025 | 0,050 |
| | $0,1-0,4 \text{ МэВ}$ | 0,0172 | 0,0175 | 0,0172 | 0,0169 | 0,0163 | 0,0160 | 0,027 |
| | $10-100 \text{ КэВ}$ | 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° | $E > 2,5 \text{ МэВ}$ | 0,410 | 0,306 | 0,069 | 0,052 | 0,0175 | 0,0079 | 0,188 |
| | $1,4-2,5 \text{ МэВ}$ | 0,042 | 0,037 | 0,027 | 0,018 | 0,0134 | 0,0104 | 0,107 |
| | $0,4-1,4 \text{ МэВ}$ | 0,034 | 0,041 | 0,041 | 0,041 | 0,040 | 0,039 | 0,135 |
| | $0,1-0,4 \text{ МэВ}$ | 0,022 | 0,026 | 0,026 | 0,026 | 0,026 | 0,025 | 0,080 |
| | $10-100 \text{ КэВ}$ | 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° | $E > 2,5 \text{ МэВ}$ | 0,233 | 0,186 | 0,100 | 0,038 | 0,020 | 0,015 | 0,189 |
| | $1,4-2,5 \text{ МэВ}$ | 0,040 | 0,039 | 0,034 | 0,027 | 0,023 | 0,020 | 0,164 |
| | $0,4-1,4 \text{ МэВ}$ | 0,039 | 0,050 | 0,052 | 0,052 | 0,051 | 0,051 | 0,247 |
| | $0,1-0,4 \text{ МэВ}$ | 0,026 | 0,034 | 0,034 | 0,035 | 0,034 | 0,034 | 0,156 |
| | $10-100 \text{ КэВ}$ | 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° | $E > 2,5 \text{ МэВ}$ | 0,101 | 0,082 | 0,047 | 0,028 | 0,023 | 0,019 | 0,173 |
| | $1,4-2,5 \text{ МэВ}$ | 0,035 | 0,036 | 0,035 | 0,032 | 0,030 | 0,026 | 0,195 |
| | $0,4-1,4 \text{ МэВ}$ | 0,030 | 0,063 | 0,066 | 0,067 | 0,068 | 0,068 | 0,332 |
| | $0,1-0,4 \text{ МэВ}$ | 0,021 | 0,045 | 0,047 | 0,047 | 0,047 | 0,047 | 0,222 |
| | $10-100 \text{ КэВ}$ | 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° | $E > 2,5 \text{ МэВ}$ | 0,026 | 0,028 | 0,030 | 0,030 | 0,027 | 0,025 | 0,173 |
| | $1,4-2,5 \text{ МэВ}$ | 0,032 | 0,035 | 0,038 | 0,042 | 0,036 | 0,034 | 0,222 |
| | $0,4-1,4 \text{ МэВ}$ | 0,050 | 0,071 | 0,075 | 0,077 | 0,078 | 0,079 | 0,420 |
| | $0,1-0,4 \text{ МэВ}$ | 0,037 | 0,052 | 0,054 | 0,056 | 0,056 | 0,056 | 0,301 |
| | $10-100 \text{ КэВ}$ | 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

| θ_0 | ΔE | $\theta=90^\circ$ | 85° | 75° | 60° | 45° | 0° | S |
|------------|--------------|-------------------|------------|------------|------------|------------|-----------|--------|
| 85° | 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° | 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° | 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° | 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° | 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

| θ_0 | ΔE | $\theta = 90^\circ$ | 85° | 75° | 60° | 45° | 0° | S |
|------------|-------------|---------------------|------------|------------|------------|------------|-----------|--------|
| 85° | 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° | 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° | 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° | 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° | 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

$\Delta E_0 = 0,1 - 0,4 \text{ МэВ}$

| θ_0 | ΔE | $\theta = 90^\circ$ | 85° | 75° | 60° | 45° | 0 | S |
|------------|-------------|---------------------|------------|------------|------------|------------|--------|-------|
| 85° | 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° | 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° | 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° | 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° | 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

| θ_0 | ΔE | $\theta = 90^\circ$ | 85° | 75° | 60° | 45° | 0° | S |
|------------|---------------|---------------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
| 85° | 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° | 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° | 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° | 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° | 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

$\Delta E_{\theta} = I - IO \text{ кЭВ}$

| θ_0 | ΔE | $\theta=90^\circ$ | 85° | 75° | 60° | 45° | 0° | S |
|------------|----------------------|-------------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
| 85° | 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° | 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° | 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° | 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° | 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

$\Delta E_0 = 0,2 \text{ эВ} - \text{I кэВ}$

| θ_0 | ΔE | $\theta=85^\circ$ | 75° | 60° | 45° | 0° | S |
|------------|----------------------|-------------------|------------|------------|------------|-----------|--------|
| 85° | 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° | 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° | 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° | 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° | 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° | 75° | 60° | 45° | 0° | S |
|------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|------|
| 85° | 0,068 | 0,056 | 0,033 | 0,028 | 0,021 | 0,25 |
| 75° | 0,079 | 0,060 | 0,050 | 0,039 | 0,032 | 0,31 |
| 60° | 0,090 | 0,082 | 0,067 | 0,062 | 0,051 | 0,43 |
| 45° | 0,098 | 0,092 | 0,084 | 0,075 | 0,066 | 0,52 |
| 0° | 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;
- Φ_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 α 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.
